

# Wyznaczanie rozkładów temperaturowych dla nieboskłonu w oparciu o wyniki pomiaru kamerą termowizyjną

Tadeusz Kruczek

Politechnika Śląska, Katedra Techniki Ciepłej, ul. Konarskiego 22, 44-100 Gliwice

**Streszczenie:** Otoczenie obiektów znajdujących się w otwartej przestrzeni atmosferycznej składa się zwykle z hipotetycznej powierzchni nieboskłonu i powierzchni gruntu. Celem badań termowizyjnych takich obiektów, zwłaszcza budynków, jest określenie wielkości strat ciepła lub ocena parametrów jakościowych izolacji ścian, dachów i innych przegród. Badane powierzchnie, w tym elementy zewnętrznej powłoki budynków, są często usytuowane pod różnymi kątami w stosunku do powierzchni terenu i nieboskłonu. Na potrzeby badań termowizyjnych rozpatrywanych obiektów oraz obliczeń dotyczących radiacyjnej wymiany ciepła niezbędna jest znajomość parametrów radiacyjnych nieboskłonu. Parametry te obejmują równoważną radiacyjną temperaturę otoczenia potrzebną do pomiarów termowizyjnych (w tym temperaturę nieboskłonu i gruntu) oraz ogólną radiacyjną temperaturę otoczenia, która decyduje o stracie ciepła przez promieniowanie z badanej powierzchni. Artykuł zawiera opis metody wyznaczania wartości wymienionych rodzajów temperatury na podstawie pomiaru temperatury nieboskłonu za pomocą długofalowej kamery termowizyjnej oraz obliczeń. W celu weryfikacji opracowanej metody porównano wyniki uzyskane za pomocą tej metody z wynikami pomiarów otrzymanymi za pomocą pyrgeometru. Weryfikacja obejmowała porównanie strumienia cieplnego promieniowania nieboskłonu obliczonego na podstawie pomiarów termowizyjnych ze strumieniem energii emitowanym przez nieboskłon i mierzonym za pomocą pyrgeometru. Wynik weryfikacji jest satysfakcjonujący.

**Słowa kluczowe:** pomiar termowizyjny, radiacyjna temperatura otoczenia, temperatura nieboskłonu, pomiar temperatury nieboskłonu, profil temperaturowy nieboskłonu

## Oznaczenia i indeksy

$\dot{\epsilon}_\lambda(\lambda, T)$  – gęstość spektralna emisji własnej ciała czarnego dla temperatury  $T$  wynikająca z prawa Plancka,  $W \cdot (\mu m \cdot m^2)^{-1}$   
 $\dot{\epsilon}$  – gęstość emisji własnej w zadanym zakresie spektralnym,  $W \cdot m^{-2}$   
 $F$  – pole powierzchni,  $m^2$   
 $\dot{h}$  – jasność powierzchni,  $W \cdot m^{-2}$   
 $m_a$  – liczba uwzględnianych pasm radiacyjnych dla powietrza atmosferycznego  
 $m_w$  – liczba uwzględnianych okien radiacyjnych w atmosferze

$N$  – liczba pasów sferycznych dla półsfery nieboskłonu  
 $r$  – refleksyjność powierzchni  
 $T$  – temperatura, K  
 $T_{at}$  – temperatura powietrza atmosferycznego, K  
 $T_{cm}$  – temperatura nieboskłonu zmierzona kamerą termowizyjną, K  
 $a, w$  – dotyczy pasma aktywnego radiacyjnie lub okna w powietrzu atmosferycznym  
 $at$  – dotyczy atmosfery  
 $b$  – dotyczy ciała czarnego  
 $cm$  – dotyczy pomiaru kamerą termowizyjną  
 $p$  – dotyczy pyrgeometru  
 $Sk$  – dotyczy nieboskłonu  
 $tot$  – dotyczy całkowitej emisji cieplnej nieboskłonu

### Autor korespondujący:

Tadeusz Kruczek, tadeusz.kruczek@polsl.pl

### Artykuł recenzowany

nadesłany 14.07.2021 r., przyjęty do druku 20.08.2021 r.



Zezwala się na korzystanie z artykułu na warunkach licencji Creative Commons Uznanie autorstwa 3.0

### Symbole greckie

$\epsilon$  – emisyjność powierzchni  
 $\varphi$  – stosunek konfiguracji  
 $\lambda$  – długość fali,  $\mu m$   
 $\sigma$  – stała promieniowania Stefana-Boltzmannna ( $5,67 \cdot 10^{-8} W/(m^2 \cdot K^4)$ )

## 1. Wprowadzenie

Jednym z głównych sposobów poprawy efektywności energetycznej eksploatacji obiektów jest ograniczenie strat ciepła z tych obiektów do otoczenia. Ocena technicznych możliwości poprawy efektywności energetycznej, w tym ograniczenia strat ciepła, przeprowadza się w ramach audytów energetycznych badanych obiektów (budynków, ciepłociągów i innych instalacji energetycznych) [1]. Jednym z podstawowych badań wykonywanych w ramach takich audytów jest pomiar temperatury na zewnętrznych powierzchniach badanych obiektów. Do takich pomiarów wykorzystywana jest technika termowizyjna. Znajomość strat ciepła z badanych obiektów jest elementem o fundamentalnym znaczeniu w opracowywaniu metod poprawy stanu technicznego i sposobów eksploatacji urządzeń pod kątem efektywności energetycznej [2].

Na wynik termowizyjnego pomiaru temperatury wpływa kilka parametrów, m.in. emisyjność badanej powierzchni, temperatura otaczających elementów, parametry termodynamiczne powietrza atmosferycznego. Metody bezdotykowego pomiaru temperatury opierają się na pomiarze strumienia energii promieniowania emitowanego z badanej powierzchni. W rzeczywistych sytuacjach emisyjność badanego obiektu jest mniejsza niż 1,0 i w tym przypadku całkowity strumień energii promieniowania wychodzącego z badanej powierzchni składa się z dwóch części. Pierwsza część przedstawia strumień emisji własnej, natomiast druga część to strumień promieniowania, który pochodzi z otoczenia i jest odbijany przez badaną powierzchnię. Suma tych dwóch strumieni nazywana jest w teorii wymiany ciepła jasnością powierzchni. Do wyznaczenia temperatury badanej powierzchni potrzebna jest znajomość emisji własnej badanej powierzchni. Detektor kamery termowizyjnej rejestruje natomiast całkowity strumień promieniowania, czyli jasność tej powierzchni. Aby wyznaczyć strumień emisji własnej należy strumień całkowity pomniejszyć o strumień promieniowania pochodzący z otoczenia i odbijany od rozpatrywanej powierzchni. Aby określić strumień promieniowania z otoczenia, należy znać temperaturę otoczenia odpowiedzialną za ten strumień.

Problem pojawia się przy określaniu temperatury otoczenia dla obiektów znajdujących się w otwartej przestrzeni atmosferycznej. Zasadniczo otoczenie takich obiektów składa się z dwóch elementów: hipotetycznej powierzchni nieboskłonu i powierzchni gruntu. Zwykle wartości temperatur tych elementów są zróżnicowane i dlatego nie jest znana wartość temperatury otoczenia, którą należy wprowadzić do systemu pomiarowego kamery termowizyjnej. Aby rozwiązać ten problem, zaproponowano nową metodę wyznaczania równoważnej temperatury otoczenia dla otoczenia nieizotermicznego. Główną zasadą tej technologii jest przekształcenie wieloelementowego i nieizotermicznego otoczenia w jednoelementowe otoczenie izotermiczne [3]. Istotnym problemem jest określenie radiacyjnej temperatury nieboskłonu odpowiedzialnej za promieniowanie cieplne. Do wyznaczenia tej temperatury zaproponowano pomiar temperatury nieboskłonu za pomocą długofalowej kamery termowizyjnej pracującej w tzw. oknie atmosferycznym, wykorzystując specjalną konfigurację jej parametrów pomiarowych [4].

Generalnie w tych badaniach występują dwie jakościowo różne temperatury. Pierwszą temperaturą otoczenia, istotną dla pomiarów w podczerwieni, jest temperatura związana ze strumieniem promieniowania cieplnego emitowanego w zakresie spektralnym stosowanej kamery termowizyjnej. Temperaturę tę należy mierzyć za pomocą kamery termowizyjnej użytej w prowadzonych badaniach. Drugą temperaturą to temperatura reprezentująca całkowite promieniowanie cieplne otocze-

nia w całym zakresie widmowym promieniowania cieplnego. Temperaturę tę należy stosować podczas obliczeń radiacyjnych strat ciepła z rozpatrywanego obiektu. W niniejszej pracy rozkłady wymienionych wyżej temperatur dla nieboskłonu wyznaczano na podstawie pomiarów i obliczeń. Celem tych badań było dostarczenie użytkownikom kamer termowizyjnych wykonujących inspekcje termowizyjne w otwartej przestrzeni atmosferycznej wiedzy przydatnej podczas pomiarów termowizyjnych oraz obliczeń strat ciepła przez promieniowanie oraz konwekcję.

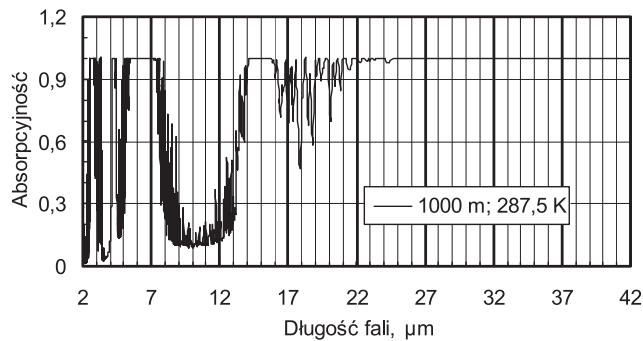
W pochmurne noce z równomiernym zachmurzeniem temperatura nieboskłonu jest stosunkowo wysoka i dość jednolita. W przypadku bezchmurnej pogody temperatura nieba jest niższa i bardziej zróżnicowana [5, 6]. W tej sytuacji półkulistą powłokę nieboskłonu można podzielić na poziome pasy sferyczne. Wymienione pasy tworzy się przez „pokrojenie” wymienionej powłoki poziomymi równoległymi płaszczyznami. Następnie do obliczeń intensywności emisji promieniowania cieplnego każdy z tych pasów traktowano jako obszar izotermiczny. Opracowana metoda wyznaczania cieplnego promieniowania nieboskłonu z użyciem kamery termowizyjnej została pomyślnie zweryfikowana. W celu jej weryfikacji porównano wyniki uzyskane za pomocą kamery termowizyjnej z wynikami uzyskanymi za pomocą pyrgeometru. Uzyskano zadowalające wyniki tego porównania.

## 2. Otwarta przestrzeń atmosferyczna jako obiekt nieizotermiczny

Stosując kamerę termowizyjną do pomiaru temperatury nieboskłonu, należy podkreślić, że badany obiekt jako stała powierzchnia nie istnieje. Obserwowane ciało to powietrze atmosferyczne zawierające pewną ilość gazów aktywnych radiacyjnie, głównie pary wodnej i dwutlenku węgla. Temperatura nieboskłonu mierzona kamerą termowizyjną wynika z promieniowania aktywnych gazów zawartych w atmosferze. Długofalowe kamery na podczerwień pracują w tzw. oknie atmosferycznym o zakresie 7,5–13  $\mu\text{m}$ , w którym absorpcja (i emisja) promieniowania cieplnego jest stosunkowo niska. Z tego powodu temperatura nieboskłonu wskazywana przez kamerę termowizyjną jest stosunkowo niska. W przypadku zastosowania kamery termowizyjnej do pomiaru temperatury nieboskłonu uzyskana wartość temperatury nie jest reprezentatywna dla obliczeń dotyczących radiacyjnej wymiany ciepła w otwartej przestrzeni atmosferycznej. Wymiana ciepła odbywa się bowiem w całym zakresie spektralnym, tj. od 0  $\mu\text{m}$  do  $+\infty$ , natomiast kamera wskazuje temperaturę nieboskłonu reprezentatywną dla promieniowania cieplnego w zakresie spektralnym swojej pracy. Dlatego przy obliczaniu strat ciepła przez promieniowanie konieczna jest znajomość temperatury otoczenia reprezentującej promieniowanie cieplne w całym zakresie spektralnym [2].

Rysunek 1 przedstawia przykład rozkładu absorpcyjności (emisyjności) w funkcji długości fali warstwy atmosfery o grubości 1000 m, temperaturze 287,5 K, zawierającej 385 ppm dwutlenku węgla i 1,1 % pary wodnej. Prezentowane przebiegi uzyskano na podstawie własnych obliczeń numerycznych wykonanych z wykorzystaniem prążkowego modelu promieniowania gazu [8, 9] do opisu radiacyjnych właściwości gazu. Baza ta, wraz z wieloma różnymi aplikacjami, jest wykorzystywana m.in. w astrofizycznych badaniach atmosfery [9]. Liczba prążków spektralnych w przeprowadzonych obliczeniach wynosiła ponad  $10^6$ .

Porównanie wyników obliczeń dla innych przypadków pokazuje, że od pewnej wartości założona grubość warstwy powie-



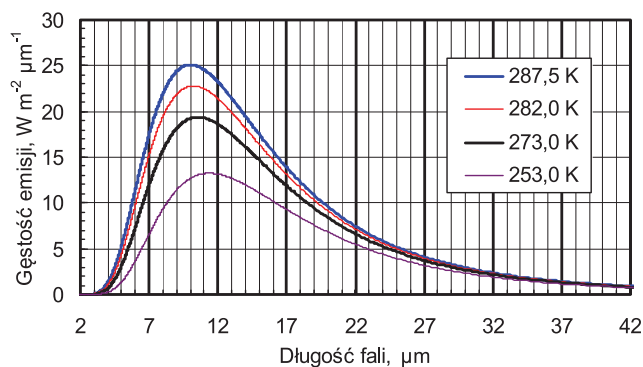
Rys. 1. Zależność absorpcyjności (emisyjności) warstwy powietrza od długości fali promieniowania cieplnego

Fig. 1. Absorptivity (emissivity) of atmospheric air layer dependence on the thermal radiation wavelength

trza atmosferycznego ma niewielki wpływ na kształt wykresu. Większe różnice występują tylko przy małych grubościach warstwy powietrza, czego nie pokazano na rysunku. Również temperatura powietrza, w zakresie potencjalnych zmian temperatury atmosfery ma znikomy wpływ na formę prezentowanych wykresów. Średni spadek temperatury powietrza atmosferycznego wraz z wysokością wynosi około 0,5–0,6 K/100 m. Biorąc to pod uwagę można stwierdzić, że promieniowanie ciepłe atmosfery z położonych najniższych warstw powietrza ma dominujący wpływ na wymianę ciepła z obiektami znajdującymi się na poziomie gruntu. Dlatego dla powietrza atmosferycznego wewnątrz tej warstwy, uzasadnione jest uproszczenie i przyjęcie jako temperatury powietrza jej wartości mierzonej na poziomie gruntu.

Na rysunku 2 przedstawiono rozkład spektralnej gęstości emisji ciepłej wyznaczony na podstawie prawa Plancka dla ciała doskonale czarnego w funkcji długości fali dla kilku wartości temperatury. Porównanie tego wykresu z wykresem na rys. 1 wyjaśnia, dlaczego temperatura powierzchni obiektu o wysokiej emisyjności i znajdującego się w otwartej przestrzeni atmosferycznej może obniżyć się do wartości poniżej temperatury powietrza atmosferycznego. Wynika to z faktu, że dla wartości temperatury obiektu w zakresie 270–290 K do nieboskłonu jest emitowany stosunkowo duży strumień energii przez promieniowanie, ponieważ maksimum radiacyjnego strumienia energii występuje praktycznie w środku wspomnianego okna 7,5–13  $\mu\text{m}$  [7] (rys. 2).

W proponowanej metodzie opromieniowanie badanego obiektu przez atmosferę zostaje zastąpione promieniowaniem półsferycznej powierzchni otaczającej obiekt i emitującej radiacyjne strumienie energii o takiej samej intensywności i charakterystyce spektralnej jak promieniowanie atmosfery. Jak



Rys. 2. Gęstość spektralna ciepłego promieniowania ciała doskonale czarnego w funkcji długości fali przy różnych wartościach jego temperatury

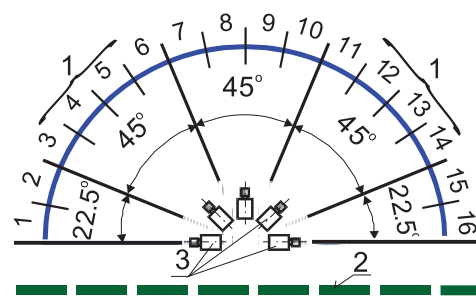
Fig. 2. Spectral density of thermal radiation of black body as a function of its wavelength at different temperature values

wiadomo, promieniowanie ciepłe gazów (a jednocześnie jego pochłanianie) zależy od długości fali. Ponadto intensywność promieniowania ciepłego emitowanego przez gaz zależy od grubości warstwy gazu. Z tych powodów, przy bezchmurnym nieboskłonie, natężenie promieniowania atmosferycznego w zakresie spektralnym okna atmosferycznego jest najmniejsze (rys. 1). Wymieniony wykres opracowano w oparciu o wyniki własnych obliczeń z wykorzystaniem prążkowego modelu promieniowania gazów i bazy danych HITEMP [9]. Dodatkowo natężenie promieniowania zależy również od kierunku obserwacji. Najmniejsze natężenie występuje dla kierunku pionowego i wzrasta wraz z powiększaniem kąta zenitalnego obserwacji nieboskłonu, aż do osiągnięcia maksimum dla kierunku poziomego. Wynika to stąd, że przy obserwacji atmosfery w kierunku pionowym grubość warstwy powietrza jest najmniejsza, podczas gdy przy obserwacji w poziomie grubość ta wzrasta praktycznie do nieskończoności. Kąt zenitalny określony jest jako kąt między kierunkiem pionowym i kierunkiem obserwacji nieboskłonu.

### 3. Opis pomiarów

Równoległe z pomiarami temperatury nieboskłonu za pomocą kamery termowizyjnej do bezpośrednich pomiarów promieniowania atmosfery zastosowano pyrgeometr CGR4 o zakresie spektralnym 4,5–42  $\mu\text{m}$ . Do pomiarów termowizyjnych wykorzystano kamerę Flir SC2000 o spektralnym zakresie pracy 7,5–13  $\mu\text{m}$  i kącie obserwacji w poziomie (FOV) równym 45°. W czasie pomiarów używano zakresu pomiarowego kamery –40–120 °C. W przypadkach wystąpienia wartości temperatury leżących poza zakresem pomiar wykonywano stosując metodę przedstawioną w [4]. Dokładność kamery podana przez producenta wynosi  $\pm 2$  K.

W analizie przyjęto, że rozpatrywana pozioma powierzchnia jest otoczona przez półkulistą powierzchnię opromienianą przez atmosferę. Z wnętrza tej przestrzeni mierzono temperaturę „półkulistej czaszy” długofalową kamerą termowizyjną. Schemat położenia pomiarowych kamery oraz kątowny podział nieboskłonu przedstawiono na rys. 3. Wszystkie pomiary wykonano w porze nocnej.



Rys. 3. Podział półsfery nieboskłonu na sektory pomiarowe.

1 – sektory, 2 – powierzchnia gruntu, 3 – kamera termowizyjna

Fig. 3. Division sky hemisphere into measurement sectors, 1 – sectors, 2 – ground surface, 3 – infrared camera

### 4. Opis obliczeń

Z wykresu przedstawionego na rys. 1 wynika, że całkowity radiacyjny strumień energii emitowany przez powietrze atmosferyczne będzie sumą strumieni emitowanych w zakresach wyróżnionych pasm. W dalszych rozważaniach promieniującą atmosferę zastępuje się półsferyczną powierzchnią otaczającą badany obiekt. Następnie dla tej powierzchni określamy jed-

nostkowy całkowity radiacyjny strumień energii, który jest sumą strumieni emitowanych w ramach każdego z wyróżnionych pasm, tj. okien i pasm aktywnych radiacyjnie. Można to wyrazić zależnością (1):

$$\begin{aligned} \dot{e} &= \dot{e}_{b,w}(T_{cm}) + \dot{e}_{b,a}(T_{at}) = \\ &= \sum_{j=1}^{m_w} \int_{\lambda_{w1,j}}^{\lambda_{w2,j}} \dot{e}_{\lambda}(\lambda, T_{cm}) d\lambda + \sum_{j=1}^{m_a} \int_{\lambda_{a1,j}}^{\lambda_{a2,j}} \dot{e}_{\lambda}(\lambda, T_{at}) d\lambda \end{aligned} \quad (1)$$

gdzie:  $\lambda_{w1,j}, \lambda_{w2,j}$  – początkowa i końcowa długość fali dla  $j$ -tego okna;  $\lambda_{a1,j}, \lambda_{a2,j}$  – początkowa i końcowa długość fali dla  $j$ -tego aktywnego pasma promieniowania w atmosferze;  $T_{at}$  – rzeczywista temperatura powietrza atmosferycznego, K;  $T_{cm}$  – temperatura nieboskłonu mierzona długofalową kamerą termowizyjną w zakresie spektralnym okna atmosferycznego 7,5–13  $\mu\text{m}$ , K.

Początkowe „1” i końcowe „2” długości fali dla okien  $w$  oraz dla pasm aktywnych radiacyjnie  $a$  przyjmowano takie same jak podano poniżej w obliczeniach weryfikacyjnych dla pyrgeometru. Z rysunku 2 wynika, że dla typowych wartości temperatury powietrza atmosferycznego emisja promieniowania ciepłego poza zakresem spektralnym 4,5–42  $\mu\text{m}$  jest pomijalnie niska. Wartości całek występujących w równaniu (1) wyrażają radiacyjne strumienie energii emitowane przez powietrze atmosferyczne w podanych zakresach długości fali.

Podczas obliczeń według (1) okna traktowano jako ciało czarne i przyjmowano dla nich temperaturę nieboskłonu zmierzoną kamerą termowizyjną. Pasma aktywne radiacyjnie również potraktowano jako czarne pasma i przyjęto dla nich temperaturę powietrza otoczenia.

W obliczeniach weryfikacyjnych przyjęto skrajne granice zakresu spektralnego odpowiadające zakresowi pracy pyrgeometru tj. 4,5–42  $\mu\text{m}$ . W tym zakresie wyróżniono okna 4,5–4,8  $\mu\text{m}$ , 7,5–13  $\mu\text{m}$  oraz pasma aktywne 4,8–7,5  $\mu\text{m}$  i 13–42  $\mu\text{m}$  (rys. 1). Traktowanie pasm aktywnych jako ciało czarne w podanych zakresach widmowych jest uzasadnione. Należy pamiętać, że prezentowane wykresy odnoszą się do mieszaniny powietrza, CO<sub>2</sub> i H<sub>2</sub>O jako fazy gazowej. W rzeczywistym środowisku występuje warstwa powietrza o grubości większej niż 1000 m, dla której prezentowane są tutaj wyniki obliczeń. W rzeczywistości w atmosferze, zwłaszcza gdy temperatura obniża się w nocy, zachodzi kondensacja pary wodnej i powstają mikroskopijne cząsteczki ciekłej wody, które emitują ciągle widmo promieniowania. Ciała stałe i powierzchnie cieczy emitują ciągle widmo promieniowania w odróżnieniu od gazów emitujących tylko w charakterystycznych dla siebie zakresach spektralnych. W rezultacie z powodu promieniowania mikroskopijnych kropelek wody następuje zwiększenie emisji w spektralnych zakresach okien i pasm aktywnych.

W celu weryfikacji zaproponowanej metody obliczania ciepłej emisji nieboskłonu na podstawie wyników pomiarów temperatury nieboskłonu kamerą termowizyjną, wyniki te porównano z wynikami pomiaru emisji nieboskłonu uzyskanymi przy użyciu pyrgeometru.

W tym celu półsferę nieboskłonu podzielono poziomymi płaszczyznami na  $N$  sferycznych pasmów. Najczęściej półsfera nieboskłonu ma zróżnicowaną temperaturę w zależności od kąta obserwacji. Jeżeli rozkład temperatury nieboskłonu jest osiowo symetryczny to utworzone w ten sposób pasy sferyczne, przy odpowiednio dużej ich liczbie można traktować jako powierzchnie izotermiczne, każda o temperaturze  $T_i$ .

W celu obliczenia jednostkowego radiacyjnego strumienia energii emitowanego przez nieboskłon i padającego na poziomą powierzchnię detektora pyrgeometru zastosowano metodę bilansu jasności [3, 8]. Opromieniowanie  $\dot{h}_p$  poziomej

powierzchni detektora pyrgeometru przez nieboskłon wyraża równanie:

$$F_p \dot{h}_p = \sum_{i=1}^N F_i \dot{h}_i \varphi_{i,p} \quad (2)$$

Układ równań dla pasmów sferycznych wyraża równanie:

$$F_i \dot{h}_i = F_i \dot{e}_i \varepsilon_i + \sum_{j=1}^N F_j \dot{h}_j \varphi_{j,i} \quad (3)$$

gdzie:  $i = 1, \dots, N$ .

Wyrażenie (3) przedstawia układ  $N$  równań, gdzie każde równanie składowe dotyczy kolejnego pasa sferycznego. Równania (2) i (3) wynikające z bilansu jasności mają postać uproszczoną po wprowadzeniu warunków wynikających z przyjętego modelu opisu rozpatrywanego zjawiska. Przyjęto, że współczynnik refleksyjności dla nieboskłonu  $r_i = 0$  i w konsekwencji jego emisyjność  $\varepsilon_i = 1,0$  dla każdego pasa sferycznego  $i = 1, \dots, N$ .

Po zastosowaniu powyższych warunków otrzymamy nową postać układu równań (2, 3). Stosując dodatkowo prawo wzajemności dla każdej pary powierzchni  $p - i$ :

$$F_p \varphi_{p,i} = F_i \varphi_{i,p} \quad (4)$$

otrzymujemy równanie, które może być zastosowane do obliczania jednostkowego strumienia promieniowania ciepłego  $\dot{e}_{sk,p}$  padającego na poziomy detektor pyrgeometru:

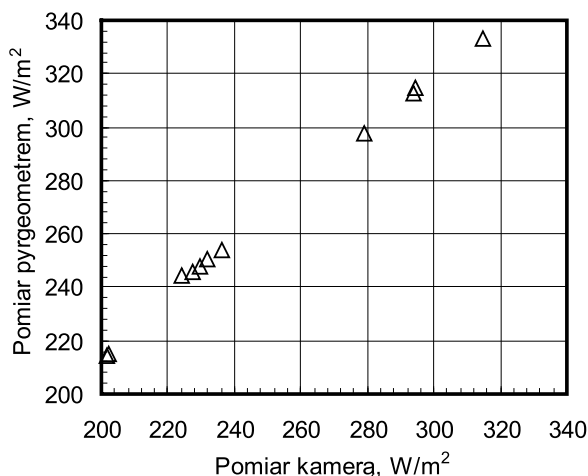
$$\dot{h}_p = \dot{e}_{sk,p} = \sum_{i=1}^N \dot{e}_i \varphi_{p,i} \quad (5)$$

Wartości stosunków konfiguracji  $\varphi_{i,p}$  i  $\varphi_{p,i}$  wyrażających wzajemne oddziaływanie między detektorem pyrgeometru i poszczególnymi pasmami sferycznymi, należy obliczać zgodnie z algorytmem przedstawionym w [11], korzystając dodatkowo z prawa wzajemności wyrażonego wzorem (4). Wartości emisji nieboskłonu dla poszczególnych pasm sferycznych półsfer nieboskłonu należy obliczyć według równania (1) wykorzystując wyniki pomiarów radiacyjnej temperatury nieboskłonu przy zastosowaniu długofalowej kamery termowizyjnej (rys. 3) oraz wyniki pomiarów temperatury powietrza atmosferycznego. Obliczone w ten sposób wartości dla poszczególnych pasm sferycznych wyrażają całkowitą emisję promieniowania ciepłego gazów atmosferycznych w zakresach spektralnych pasm wysokiej aktywności radiacyjnej wraz z emisją atmosfery w zakresach niskiej aktywności radiacyjnej (w oknach).

## 5. Przykładowe wyniki pomiarów i obliczeń

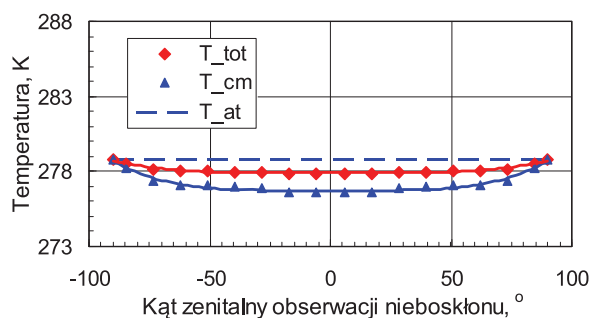
Stosując przedstawioną powyżej metodę i wykorzystując wyniki pomiarów temperatury nieboskłonu przeprowadzono obliczenia strumienia promieniowania nieboskłonu docierającego do poziomej powierzchni. Obliczenia te przeprowadzono dla tego samego zakresu spektralnego jak zakres spektralny działania pyrgeometru. Zastosowanie tych samych zakresów widmowych uprawnia do bezpośredniego porównania otrzymanych wyników. Współrzędne geograficzne punktu pomiarowego były równe N50°17'39", E18°40'47", natomiast wysokość w stosunku do poziomu morza wynosiła 250 m n.p.m.

Otrzymane wyniki pomiarów pyrgeometrem i obliczeń natężenia promieniowania nieboskłonu na podstawie pomiarów

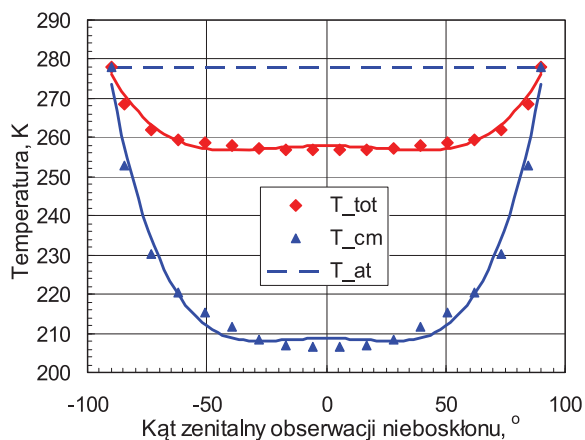


Rys. 4. Ciepłe promieniowanie nieboskłonu zmierzone pyrgeometrem i obliczone w oparciu o wyniki pomiaru temperatury nieboskłonu kamerą termowizyjną

Fig. 4. Thermal radiation of the sky measured by means of pyrgeometer and calculated basing on the results of temperature measurement of the sky by means of infrared camera



Rys. 5. Zenitalny rozkład temperatury  $T_{cm}$  otrzymany przez pomiar kamerą i temperatury  $T_{tot}$  reprezentującej całkowitą emisję ciepłą nieboskłonu dla przypadku „wysokiej” temperatury nieboskłonu  
Fig. 5. Zenithal distributions of temperature  $T_{cm}$  obtained by infrared camera measurement and temperature  $T_{tot}$  representing the total thermal radiation of the sky for the case of relatively “high” sky temperature



Rys. 6. Zenitalny rozkład temperatury  $T_{cm}$  otrzymany przez pomiar kamerą i temperatury  $T_{tot}$  reprezentującej całkowitą emisję ciepłą nieboskłonu dla przypadku „niskiej” temperatury nieboskłonu  
Fig. 6. Zenithal distributions of temperature  $T_{cm}$  obtained by infrared camera measurement and temperature  $T_{tot}$  representing the total thermal radiation of the sky for the case of “low” sky temperature

kamerą w odniesieniu do jednostkowej poziomej powierzchni przedstawiono na rys. 4. Na podstawie pomiarów kamerą i przeprowadzonych obliczeń stwierdzono, że obliczone strumienie emisji nieboskłonu były nieco mniejsze niż te zmierzone za pomocą pyrgeometru.

Stwierdzone różnice nie są duże i nie przekraczają wartości  $20 \text{ W/m}^2$ . Oznacza to, że względne różnice są rzędu 5 %. Przyczyn tych rozbieżności może być kilka. Jedną z nich może być efekt kondensacji pary wodnej w powietrzu w nocy oraz wyzwianie entalpii kondensacji pary wodnej, co nie jest uwzględnione w stosowanej metodzie obliczeniowej. Drugim powodem może być sposób uśredniania i przetwarzania wyników pomiarów temperatury z kamery termowizyjnej. Ocenia się, że istnieją pewne możliwości poprawy zgodności tych wyników po zastosowaniu bardziej zaawansowanych metod analizy. Niemniej jednak uzyskane wyniki tego porównania należy uznać za całkiem satysfakcjonujące.

Na rysunkach 5 i 6 przedstawiono przykładowe wyniki pomiarów temperatury nieboskłonu  $T_{cm}$  wykonane kamerą termowizyjną oraz wyniki obliczeń zastępczej temperatury nieboskłonu  $T_{tot}$  odpowiedzialnej za całkowity radiacyjny strumień emisji nieboskłonu.

Wykresy przedstawione na powyższych rysunkach opracowano w oparciu o uśrednione dla każdego pasa sferycznego wartości temperatury  $T_{cm}$ . Znajomość rozkładu tej temperatury wzdłuż kąta zenitalnego jest przydatna do obliczania zastępczej radiacyjnej temperatury otoczenia potrzebnej podczas inspekcji termowizyjnych obiektów w otwartej przestrzeni atmosferycznej [3].

Temperatura  $T_{tot}$  reprezentuje całkowity radiacyjny strumień ciepłej emisji nieboskłonu w pełnym zakresie długości fali. Jest ona przydatna do obliczeń radiacyjnych strat ciepła. Obliczenia  $T_{tot}$  wykonano w podobny sposób jak obliczenia porównawcze dla pyrgeometru. Główne różnice wystąpiły przy obliczeniach za pomocą wzoru (1), gdzie przyjęto tym razem obecność dwóch okien spektralnych  $4,5\text{--}4,8 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $7,5\text{--}13 \text{ }\mu\text{m}$ , stąd  $m_w = 2$  i trzech pasm promieniujących  $4\text{--}4,5 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $4,8\text{--}7,5 \text{ }\mu\text{m}$  i  $(13 - \lambda_{tot}) \text{ }\mu\text{m}$ , stąd  $m_a = 3$  (rys. 1). W obliczeniach przyjęto także, że  $\lambda_{tot} = 100 \text{ }\mu\text{m}$ . Wartość ta wynika z przyczyn praktycznych, gdyż dla długości fali  $\lambda > 100 \text{ }\mu\text{m}$  promieniowanie ciepłe nieboskłonu jest pomijalnie niskie. Teraz całkowita jednostkowa emisja energii promieniowania przez  $i$ -ty pas sferyczny może być wyrażona przez (6):

$$\dot{\epsilon}_{tot,i} = \sum_{j=1}^{m_w} \int_{\lambda_{w1,j}}^{\lambda_{w2,j}} \dot{\epsilon}_{\lambda}(\lambda, T_{cm,i}) d\lambda + \sum_{j=1}^{m_a} \int_{\lambda_{a1,j}}^{\lambda_{a2,j}} \dot{\epsilon}_{\lambda}(\lambda, T_{at}) d\lambda \quad (6)$$

Na podstawie wartości emisji  $\dot{\epsilon}_{tot,i}$  i potraktowaniu nieboskłonu jako ciała czarnego, wartości temperatury  $T_{tot,i}$  dla poszczególnych pasów sferycznych obliczono za pomocą wyrażenia (7) wynikającego z prawa Stefana-Boltzmann'a [8]:

$$T_{tot,i} = \sqrt[4]{\dot{\epsilon}_{tot,i} / \sigma} \quad (7)$$

Rozkłady temperatury  $T_{tot}$  w zależności od kąta zenitalnego obserwacji przedstawiono na rysunkach 5 i 6 dla dwóch przykładów nieboskłonu. Jak widać, dla każdej z wymienionych temperatur, ich wartości w zakresie kąta zenitalnego  $\pm 45^\circ$  są stosunkowo stabilne. Powyżej tych kątów, wartości temperatury zbliżają się do temperatury atmosferycznej [10]. Zjawisko to ma dwie przyczyny. Jedną z nich jest wpływ współczynnika absorpcji promieniowania (a zarazem emisji), który w tym przypadku jest zależny w dużym stopniu od ciśnienia cząstkowego pary wodnej w powietrzu. Ciśnienie cząstkowe pary wodnej jest najwyższe w dolnych warstwach atmosfery,

wskutek czego współczynnik ten przyjmuje dla tych obszarów największe wartości. Opisuje to prawo Beera [8]. Drugim czynnikiem decydującym o pochłanianiu (i jednocześnie emisji) promieniowania jest długość drogi, jaką przebywa pochłaniany (lub emitowany) promień energii. Zjawisko to opisuje prawo Bouguera [8]. W konsekwencji im większy jest kąt zenitalny prowadzonej obserwacji nieboskłonu tym pozornie większe są grubości kolejnych warstw atmosfery. Wpływ wymienionych zjawisk sumuje się i w rezultacie podczas obserwacji przy dużym kącie zenitalnym występuje większy strumień emisji promieniowania. Stosując przedstawiony wywód do skrajnego przypadku, kiedy obserwacja nieboskłonu prowadzona jest w pionie, obserwujemy najmniejszy strumień emisji, a dla kierunku poziomego największy. Wszystkie rozważania i przedstawione wyniki dotyczą wyłącznie promieniowania nieboskłonu i w żadnym przypadku nie uwzględniano promieniowania powierzchni gruntu. Podczas pomiarów kamerą stosowano szerokokątny obiektyw, wskutek czego kąt widzenia wynosił 45°.

Przeprowadzona analiza wykazała, że aproksymacje za pomocą wielomianu czwartego stopnia z parzystymi wykładnikami dobrze odwzorowują charakter zmian analizowanych rozkładów temperatury.

## 6. Uwagi końcowe

Podczas inspekcji termowizyjnych i analiz radiacyjnego przepływu ciepła dla obiektów znajdujących się na otwartej przestrzeni powietrznej należy wyróżnić dwie radiacyjne temperatury nieboskłonu. Jako temperaturę nieboskłonu, która jest użyteczna do wyznaczenia ekwiwalentnej temperatury otoczenia, która ma zastosowanie w pomiarach termowizyjnych [3], należy przyjąć temperaturę  $T_{cm}$  nieboskłonu uzyskaną bezpośrednio z pomiaru kamerą termowizyjną. Przykładowe wyniki pomiarów tej temperatury przedstawiono na rys. 5 i 6. W przypadku obliczeń z zakresu radiacyjnej wymiany ciepła, która zachodzi zawsze w pełnym zakresie spektralnym promieniowania cieplnego, należy stosować temperaturę  $T_{tot}$  obliczoną według (7). Przykłady takich wyników obliczeń przedstawiono również na rys. 5 i 6. Głównym celem niniejszej pracy było opracowanie metod charakteryzujących się praktycznymi cechami, które mogą być przydatne w typowej diagnostyce cieplnej. Możliwe jest również wykonywanie obliczeń w zakresie radiacyjnej wymiany ciepła między obiektami w otwartej przestrzeni a powietrzem atmosferycznym przy użyciu bardziej zaawansowanych metod numerycznych [5]. Jednak ze względu na czasochłonność i koszt takich obliczeń metody te nie nadają się do szerszego stosowania w warunkach typowej diagnostyki cieplnej obiektów z wykorzystaniem techniki termowizyjnej.

## Podziękowania

Praca wspierana w ramach Rektorskiego grantu projakościowego 08/060/RGJ20/0256 w obszarze badań rozwojowych oraz badań statutowych na Wydziale Inżynierii Środowiska i Energetyki Politechniki Śląskiej.

## Bibliografia

1. Evangelisti L., Guattari C., Asdrubali F., *On the sky temperature models and their influence on buildings energy performance: A critical review*, "Energy and Buildings", Vol. 183, Jan., 2019, 607–625, DOI: 10.1016/j.enbuild.2018.11.037.
2. Kruczek T., *Determination of annual heat losses from heat and steam pipeline networks and economic analysis of their thermomodernisation*, "Energy", Vol. 63, 2013, 120–131, DOI: 10.1016/j.energy.2013.08.019.
3. Kruczek T., *Wyznaczanie radiacyjnej temperatury otoczenia przy pomiarach termowizyjnych w otwartej przestrzeni*, "Pomiary Automatyka Kontrola", Vol. 55, Nr 11, 2009, 882–885.
4. Kruczek T., *Sposób bezdotykowego pomiaru temperatury będącej poza zakresem pomiarowym przyrządu, zwłaszcza kamery termowizyjnej*, Patent PL 232921 B1, 2019, UPRP, Warszawa.
5. Jin Z., Zhang Y., Del Genio A., Schmidt G., Kelley M., *Cloud scattering impact on thermal radiative transfer and global longwave radiation*, "Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer", Vol. 239, Art. No UNSP 106669, Dec. 2019, DOI: 10.1016/j.jqsrt.2019.106669.
6. Li M., Jiang Y., Coimbra C.F.M., *On the determination of atmospheric longwave irradiance under all-sky conditions*, "Solar Energy", Vol. 144, Mar. 2017, 40–48, DOI: 10.1016/j.solener.2017.01.006.
7. Kruczek T., Fic A.: *Calculation and infrared measurement identification of shell temperature distribution on overhead heat pipeline placed in open air space*, Proceedings of the 10-th International Conf. QIRT, 2010, Quebec, 645–652.
8. Howell J.R., Siegel R., Mengüç M.P., *Thermal radiation heat transfer*, CRC Press Taylor&Francis Group, New York, 2011.
9. Rothman L. S., Gordon I. E., Barber R., J. i in.: *HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database*, "Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer", Nr 15, 2010, 2139–2150, DOI: 10.1016/j.jqsrt.2010.05.001.
10. Awanou C.N., *Clear sky emissivity as a function of the zenith direction*, "Renewable Energy", Vol 13, 1998, 227–248, DOI: 10.1016/S0960-1481(97)00070-0.
11. Howell J.R., *A catalog of radiation heat transfer configuration factors*, 3-rd Edition, [www.thermalradiation.net/indexCat.html].

# Determination of Temperature Distributions for the Sky Based on the Results of Measurement with an Infrared Camera

**Abstract:** The surroundings of objects in an open atmospheric space usually consist of a hypothetical surface of the sky and the surface of the ground. The aim of thermovision examination of objects located in open atmospheric space, especially buildings, is to determine the amount of heat loss or to assess the insulation quality parameters of walls, roofs and other building partitions. The tested surfaces, including elements of the outer shell of buildings, are often located at different angles to the ground surface and the sky. For the needs of thermovision testing of the considered objects and calculations concerning the radiation heat transfer, it is necessary to know the radiation parameters of the sky. These parameters include the equivalent radiative ambient temperature needed for thermovision measurements (including the temperature of the sky and the ground) and the overall radiative ambient temperature, which determines the heat loss by radiation from the tested surface. The article describes the method of determining the values of these temperatures on the basis of measuring the temperature of the sky with the use of a long-wave infrared camera and calculations. In order to verify the developed method, the results obtained with the use of the above-mentioned method were compared with the results obtained with the use of a pyrgeometer. The verification comprised the comparison of the heat flux of radiation from the sky, calculated on the basis of infrared camera measurements, with the energy flux emitted by the sky and measured with a pyrgeometer. The result of the verification is satisfactory.

**Keywords:** thermovision measurement, radiation ambient temperature, sky temperature, sky temperature measurement, temperature profile of the sky

dr hab. inż. Tadeusz Kruczek, prof. Pol. Śl.

tadeusz.kruczek@polsl.pl

ORCID: 0000-0003-0978-8255



Ciągle, praca w Instytucie Techniki Ciepłej, a po reorganizacji w Katedrze Techniki Ciepłej Politechniki Śląskiej. Działalność naukowa w obszarze doskonalenia gospodarki energetycznej w przemyśle, techniki pomiarów cieplnych i termowizyjnych, diagnostyki cieplnej obiektów. Autor lub współautor ponad 200 publikacji. Staże w kilkunastu zagranicznych ośrodkach naukowych. Członek Komisji Energetyki PAN O/Katowice, kierownik Laboratorium Techniki Ciepłej w Katedrze Techniki Ciepłej.