

Grzegorz Marek Florczyk

Wpływ własności optycznych aerozolu atmosferycznego na strukturę termiczną i dynamikę wzrostu granicznej warstwy atmosfery

Promotor: prof. dr hab. Krzysztof Markowicz

Promotor pomocniczy: dr Marcin Witek



SZKOŁA DOKTORSKA NAUK ŚCISŁYCH
I PRZYRODNICZYCH

Warszawa, 11 maja 2026

Chciałbym serdecznie podziękować moim promotorom prof. dr hab. Krzysztofowi Markowiczowi i dr Marcinowi Witkowi za opiekę i nieocenioną pomoc przy tworzeniu niniejszej pracy doktorskiej, bez której nigdy by ona nie powstała.

Dziękuję prof. dr hab. Szymonowi Malinowskiemu za możliwość uczestnictwa w kampanii pomiarowej CIRPAS/Twin-Otter na Barbadosie oraz za zaufanie przy pozostałych inspirujących projektach naukowych.

Dziękuję dr hab. inż. Marcie Wacławczyk za owocną współpracę naukową, za porady dotyczące doktoratu oraz bezcenną pomoc z wyjazdem do USA.

Dziękuję dr inż. Stanisławowi Królowi za stymulujące do myślenia dyskusje i porady życiowe oraz za wspólne, udane i nieudane, przedsięwzięcia naukowe.

Dziękuję dr Marcinowi Kurowskiemu, dr Annie Jarudze, dr hab. inż. Jarosławowi Nęckiemu, dr inż. Jakubowi Bartyzelowi oraz dr Elizabeth Thompson za cenne porady dotyczące świata nauki.

Dziękuję mojej rodzinie, przyjaciołom i bliskim za nieocenione wsparcie podczas tego przedsięwzięcia. Bez Was by się nie udało.

Spis treści

Cel i organizacja pracy	ii
Streszczenie	iv
Przedmowa	ix
1 Wprowadzenie	1
1.1 Graniczna Warstwa Atmosfery	3
1.2 Dynamika GWA w cyklu dobowym	4
1.3 Aeroszol atmosferyczny	8
1.4 Oddziaływanie Aeroszol-GWA	12
1.4.1 Efekty kopuły, pieca i parasola	13
1.4.2 Metody studiowania Oddziaływania Aeroszol-GWA	15
2 Aparatura i Dane	17
2.1 Opisy instrumentów pomiarowych	18
2.2 Część walidacyjna	24
2.2.1 Profile walidacyjne	25
2.2.2 Metodyka wyznaczenia parametrów radiacyjnych	26
2.3 Część studium przypadku ekstremalnego	27
2.3.1 Metodyka wyznaczenia parametrów radiacyjnych	27
2.4 Parametryzacja powierzchniowych strumieni ciepła	29
2.4.1 Parametryzacja letnia	31
2.4.2 Parametryzacja jesienna	34
2.4.3 Parametryzacja zimowa	35
2.5 Pozostałe symulacje	36
3 Metody	39

3.1	Opis konstrukcji modelu EDMF–AERO	40
3.1.1	Moduł inicjalizacyjny	40
3.1.2	Moduł optyczny	42
3.1.3	Moduł sprzęgający	44
3.1.4	Moduł transferu promieniowania	45
3.1.5	Moduł strumieni powierzchniowych (gruntu)	46
3.1.6	Moduł ewolucji GWA i zakończenie iteracji	46
4	Wyniki i dyskusja	47
4.1	Walidacja modelu	48
4.2	Studium czułości na wybrane parametry symulacji	56
4.3	Efekty kopuły i pieca	61
4.4	Studium dynamiki wzrostu GWA	71
4.5	Niesprężone efekty Oddziaływania Aerosol-GWA	76
4.6	Studium przypadku ekstremalnego	82
4.7	Wpływ na budżet energetyczny GWA	87
5	Podsumowanie	91
5.1	Ograniczenia pracy	95
5.2	Kierunki dalszych badań	96
A	Teoria transferu promieniowania	115
A.1	Transfer promieniowania w atmosferze ziemskiej	117
A.2	Przybliżenie płasko-równoległe	119
A.3	Przybliżenie 2-strumieniowe	120
A.4	Rozwiązania Sagana-Pollacka	124
A.5	Wydzielenie części bezpośredniej i rozproszonej	126
A.6	Definicja szybkości grzania radiacyjnego	129
B	Teoria ewolucji GWA w ujęciu EDMF	131
B.1	Model Dyfuzji Wirowej-Strumienia Masy	132
B.2	Domknięcie równaniami na transport prądami wznoszącymi i TKE	134
B.3	Dyskretyzacja równań	137
C	Dodatkowe koncepty i zagadnienia	139

C.1	Kwadratura Gaussa-Legendre’a	140
C.2	Parametr asymetrii	141
C.3	Efekt wzmocnienia rozpraszania	141
C.4	Numeryczna metoda wyznaczania WGWA	144
C.5	Algorytm Thomasa	146
C.6	Wykładnik Ångströma	146
D	Warunki meteorologiczne	147
D.1	21.05.2023 r.	147
D.2	22.05.2023 r.	154
D.3	28.05.2023 r.	162
D.4	31.05.2023 r.	169
D.5	01.06.2023 r.	176
D.6	29.10.2014 r.	183
E	Spis oznaczeń	191

Cel i organizacja pracy

Celem pracy jest jakościowe i ilościowe określenie wpływu właściwości optycznych aerozolu atmosferycznego na strukturę termiczną i dynamikę wzrostu Granicznej Warstwy Atmosfery (GWA). Skupiono się na badaniu tzw. Oddziaływania Aerozol-GWA na podstawie rzeczywistych danych pomiarowych z wykorzystaniem modelu numerycznego. W szczególności na dwóch nowo zdefiniowanych konceptach w tym obszarze badawczym, czyli na efekcie pieca i efekcie kopuły. W tym celu opracowano narzędzie pozwalające na przeprowadzanie wielu prostych i szybkich symulacji, nazwane EDMF-AERO (Florczyk i in., 2022, 2024, 2025).

Zweryfikowano zdolność modelu EDMF-AERO do reprodukcji efektów „kopuły” i „pieca” opisywanych w literaturze. Przeanalizowano wpływ wybranych parametrów optycznych aerozolu na strukturę termiczną atmosfery oraz dynamikę wzrostu GWA. Ponadto określono, który z mechanizmów składowych oddziaływań aerozol-GWA odgrywa dominującą rolę w procesach ogrzewania oraz rozwoju warstwy granicznej. Dodatkowo oceniono użyteczność modelu EDMF-AERO na podstawie danych pomiarowych, analizując zarówno dynamikę porannego rozwoju GWA, jak i związany z nim budżet energetyczny.

Prace rozpoczyna rozdział „Wprowadzenie”, w którym opisano ziemską atmosferę, w tym jej najniższą część, czyli GWA. Przybliżono kluczowe mechanizmy i procesy fizyczne zachodzące w jej obszarze oraz zdefiniowano parametry używane do jej opisu. Wprowadzono pojęcie aerozolu atmosferycznego i jego rolę w systemie klimatycznym. Rozdział zakończono opisem oddziaływania Aerozol-GWA oraz efektów pieca i kopuły. W rozdziale „Aparatura i Dane” opisano sprzęt pomiarowy za pomocą którego zebrano dane użyte do inicjalizacji, dostrajania i weryfikacji modelu EDMF-AERO. Rozdział 3 „Metody” zawiera szczegółowy opis działania i konfiguracji opracowanego narzędzia. Rozdział „Wyniki i dyskusja” zawiera opisy przeprowadzonych badań. W rozdziale zawarto bardzo istotne sekcje pt. „Walidacja modelu” i „Studium czułości”, w których to (1) porównano przewidywania modelu EDMF-AERO z pomiarami in-situ oraz (2) zbadano odpowiedź narzędzia na zmiany w parametry symulacji. Rozdział ten obejmuje również (3) replikacje efektów kopuły i pieca, (4) badanie dynamiki wzrostu i zmian struktury termicznej GWA w zależności od parametrów optycznych aerozolu, (5) studium wyizolowa-

ných efektów składowych oddziaływania Aerosol-GWA, (6) badanie przypadku z wyjątkowo wysoką koncentracją aerozolu absorbującego oraz (7) wpływ oddziaływania Aerosol-GWA na budżet energetyczny w GWA. Zwieńczeniem rozprawy doktorskiej jest rozdział „Podsumowanie”.

Do pracy dołączono cztery dodatki, w których szczegółowo przedstawiono koncepty i teorie użyte do skonstruowania modelu EDMF-AERO, czyli: „A” elementy teorii transferu promieniowania, „B” matematyczny opis dynamiki wzrostu i zmian struktury termicznej GWA, „C”, w którym opisano poboczne koncepty matematyczne i fizyczne i „D”, w którym zawarto rozszerzone opisy sytuacji meteorologicznej dla analizowanych dni.

Streszczenie

Zrozumienie interakcji pomiędzy aerozolem atmosferycznym a dynamiką wzrostu i zmianą struktury termicznej Granicznej Warstwy Atmosfery (GWA) ma kluczowe znaczenie dla badań dotyczących zdrowia ludzkiego, klimatu i modelowania systemów pogodowych. W niniejszej pracy doktorskiej skupiono się na Oddziaływaniu Aerozol-GWA (ang. Aerosol-PBL Interactions, API), w szczególności na tzw. efektach pieca i kopuły (ang. stove and dome effects). W celu zbadania tych zagadnień opracowano nowy model numeryczny EDMF-AERO. Narzędzie to łączy moduł ewolucji GWA korzystający z teorii Dyfuzji Wirowej/Strumienia Masy (ang. Eddy-Diffusivity/Mass Flux, EDMF) i moduł transferu promieniowania używający przybliżenia δ -4-strumieniowego.

Model został zweryfikowany w oparciu o pomiary wykonane za pomocą radiosondy Meteomodem M20 i radiometru mikrofalowego HATPRO-G5, wykazując satysfakcjonującą zgodność. Wykonano również analizę czułości na wybrane parametry symulacji w ramach kompleksowego studium stworzonego narzędzia.

Po etapie weryfikacji modelu użyto EDMF-AERO do potwierdzenia opisywanych w literaturze efektów kopuły i pieca dla letnich, wiosenno-jesiennych i zimowych warunków solarnych. Zreplikowano również anomalne oscylacje w prognozach WGWA raportowane w innych pracach naukowych.

Następnie zbadano dynamikę wzrostu i zmian struktury termicznej GWA w zależności od grubości optycznej ekstynkcji aerozolu dla długości fali 500 nm τ_{500} i albedo pojedynczego rozpraszania ω_{520} . W oparciu o te analizy zasugerowano parametryzację szybkości ogrzewania i wzrostu GWA. Dla efektu pieca przy ekstremalnych wartościach grubości optycznej $\tau_{500} = 1,5$ i albedo pojedynczego rozpraszania $\omega = 0,8$, wzrost GWA przyspiesza nawet o $\sim 46\%$, a szybkość ogrzewania wzrasta o $\sim 108\%$. Dla efektu kopuły przy $\tau_{500} = 1,5$ i $\omega = 0,8$, wzrost GWA spowalnia o $\sim 27\%$, a GWA ogrzewa się $\sim 37\%$ wolniej.

Wykonano również studium izolowanych składowych Oddziaływania Aerozol-GWA, czyli tzw. Przykrywania oraz Aerozoluowego Grzania Radiacyjnego (AGR). Na podstawie tych analiz oszacowano, która ze składowych jest silniejsza.

Zbadano również dodatkowy przypadek z grubością optyczną aerozolu absorbu-

jącego $\tau_{500} = 0,18$ oraz wysoką absorpcyjnością $\omega = 0,82$ na podstawie danych zebranych w 2014 r. w miejscowości Świder obok Warszawy.

Na końcu przeanalizowano wpływ Oddziaływania Aerosol-GWA na budżet energetyczny w GWA.

Praca doktorska miała na celu zbadanie wpływu własności optycznych aerozolu absorbującego na strukturę termiczną i dynamikę wzrostu GWA. Cel ten udało się zrealizować, przeprowadzając szereg opisanych wyżej analiz. Jednym z efektów ubocznych pracy jest szybki i prosty w obsłudze jednokolumnowy model numeryczny nazwany EDMF-AERO. Chociaż zawiera on wiele uproszczeń, realistycznie przewiduje rozwój konwekcyjnej warstwy granicznej. Planowany jest jego dalszy rozwój w celu poprawy parametryzacji strumieni ciepła przy powierzchni ziemi i pionowego rozkładu aerozolu.

Abstract

Understanding the interactions between atmospheric aerosols and the evolution of the Planetary Boundary Layer (PBL) is paramount for human health, climate, and weather forecasting models. In this study, an Eddy-Diffusivity/Mass-Flux (EDMF) model is coupled with a radiative transfer model (RTM) to investigate the effects of aerosol optical properties on the growth and thermodynamics of the PBL, or the so-called Aerosol-PBL Interactions (API).

The developed model, called EDMF-AERO, is first validated against in-situ radiosonde (Meteomodem M20) and microwave radiometer (HATPRO G5) observations, showing satisfactory agreement. A sensitivity analysis was also performed on selected simulation parameters as part of a comprehensive study of the developed tool.

After the model verification stage, EDMF-AERO was used to confirm the dome and stove effects described in the literature for summer, spring/autumn, and winter solar conditions. Anomalous oscillations in PBLH forecasts reported in other scientific papers were also replicated.

Next, the dynamics of PBL growth and thermal structure changes were investigated as a function of aerosol extinction optical thickness at a wavelength of 500 nm τ_{500} and single scattering albedo ω_{520} . Based on these analyses, parameterization of PBL heating and growth rates was suggested. For the stove effect at extreme values of optical thickness $\tau_{500} = 1.5$ and single scattering albedo $\omega = 0.8$, PBL growth accelerates by up to $\sim 46\%$, and the PBL heating rate increases by $\sim 108\%$. For the dome effect at $\tau_{500} = 1.5$ and $\omega = 0.8$, the PBL growth slows down by $\sim 27\%$, and the GWA heats up $\sim 37\%$ slower.

A study of the isolated API components, known as "surface cooling" and "aerosol heating", was also performed. Based on these analyses, an estimate was made as to which component is stronger.

An additional case with an absorbing aerosol optical thickness $\tau_{500} = 0.18$ and high absorptivity ($\omega = 0.82$) was also investigated, based on data collected in 2014 near Świdler, Warsaw.

Finally, the impact of API on the energy budget in PBL was analyzed.

The doctoral thesis aimed to investigate the impact of the optical properties of absorbing aerosols on the thermal structure and growth dynamics of PBL. This goal was achieved by conducting a series of analyses described above. One of the side effects of the work is the development of a fast and easy-to-use single-column numerical model called EDMF-AERO. Although it contains many simplifications, it realistically predicts the development of the convective boundary layer. Further development is planned to improve the parameterization of heat fluxes at the ground surface and the vertical distribution of aerosol.

Oświadczenie o autorstwie

Oświadczam, iż niniejszą pracę napisałem sam. Nie korzystałem z modeli językowych. Grafiki w części wstępnej doktoratu wykonała Kaja Mucha. Jestem autorem wszystkich pozostałych rysunków, chyba że wskazano inaczej. Osobiście wykonałem wszystkie analizy, a ich kierunek oraz wyniki były przedmiotem dyskusji wraz z moim promotorem prof. dr hab. Krzysztofem Markowiczem oraz promotorem pomocniczym dr Marcinem Witkiem. Źródła, z których korzystałem, wymienione są w bibliografii.

Część danych użytych w pracy została zebrana z użyciem fotometru polaryzacyjnego CIMEL CE318-2 Sun Sky, który jest częścią sieci AERONET (Holben i in., 1998). Profile temperatury potencjalnej zostały wyznaczone za pomocą radiometru mikrofalowego RPG-HATPRO G5, będącego własnością Uniwersytetu Przyrodniczego we Wrocławiu. Profile walidacyjne temperatury potencjalnej pozyskano ze zbiorów danych Instytutu Meteorologii i Gospodarki Wodnej. W rozprawie użyto także bazy Boundary Layer Ceilometer Retrieval <https://eprccaunam.github.io/ceilo/secondary.html> autorstwa UNAM Grupo de Espectroscopia y Percepcion Remota oraz UNAM Red Universitaria de Observatorios Atmosfericos.

Przedmowa

Kosmos od zawsze mnie fascynował, a obserwowanie nieba nieraz skłaniało mnie do przemyśleń o charakterze egzystencjalnym. Często rozpatrywałem konsekwencje tego, że prędkość światła jest w istocie skończona. Myśl: „Światło gwiazdy, którą właśnie widzę, opuściło ją wtedy, kiedy po Ziemi chodziły jeszcze dinozaury” utkwiała mi w pamięci, pomimo że tematyka dinozaurów nigdy nie była mi szczególnie bliska. Z czasem uzupełniłem tę refleksję o dodatkowe spostrzeżenie. Foton, przemierzając kosmos, relatywnie rzadko napotyka przeszkody, gdyż przestrzeń międzygwiazdowa jest niemal całkowicie pusta – w jednym centymetrze sześciennym znajdziemy jedynie ok. 5 atomów (Cutnell i in., 2021). Chociaż przemierzenie odległości mierzonej w latach świetlnych jest zadaniem *zapewne* piekielnie trudnym, to prawdziwe wyzwanie dla fotonu pojawia się dopiero na końcu tej podróży, gdyż dotarcie do mojego oka wymaga wpierw pokonania ziemskiej atmosfery. W porównaniu z przestrzenią kosmiczną jest ona wielokrotnie bardziej gęsta, z nieporównywalnie wyższą koncentracją cząsteczek – wynoszącą średnio $2,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (0 m n.p.m.), czyli 5 trylionów razy więcej. Część fotonów zostaje rozproszona lub zaabsorbowana przez naszą atmosferę, a tylko niewielki ułamek podąża idealną trajektorią wycelowaną w moją siatkówkę. Ta realizacja połączyła w moim umyśle świat makroskopowy z mikroskopowym. Z czasem, fascynacja przerodziła się w profesjonalne studiowanie zagadnień związanych z fizyką atmosfery i transferem promieniowania. Owocem tych studiów jest niniejsza praca doktorska, do której lektury serdecznie zapraszam.

W tekście staram się używać polskich terminów wszędzie tam, gdzie jest to możliwe i zrozumiałe. Zaznaczam, że nie zamierzam na siłę iść pod prąd, dlatego też Planetary Boundary Layer (PBL) określam jako Graniczną Warstwę Atmosfery (GWA), ale już Large Eddy Simulation pozostało jako LES.

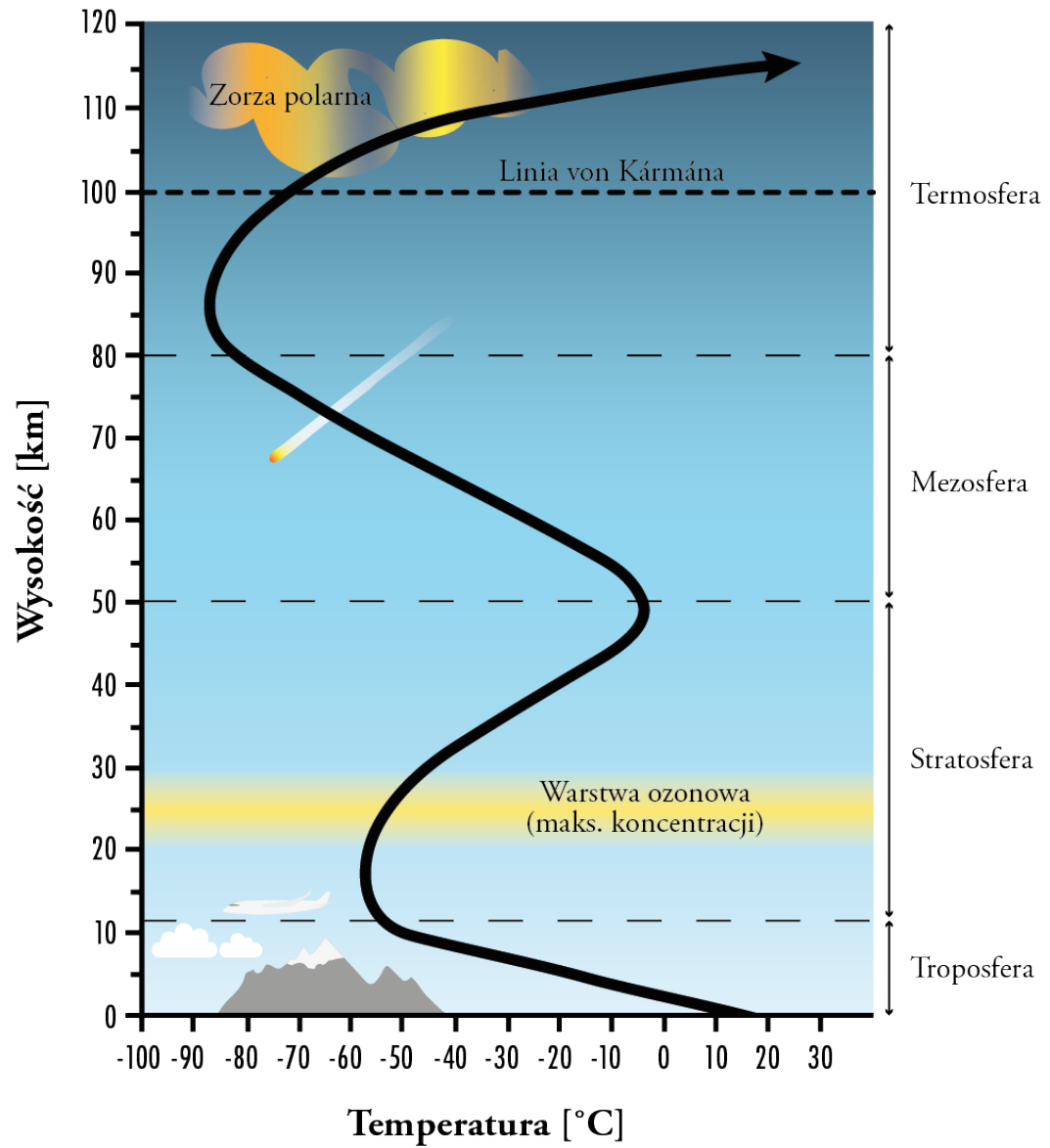
Rozdział 1

Wprowadzenie

Atmosfera Ziemi to mieszanina cząsteczek, molekuł i atomów w stanach gazowym, ciekłym lub stałym, otaczająca naszą planetę. To dzięki ich obecności oraz zjawisku rozpraszania Rayleigha nasze niebo przybiera niebieską barwę za dnia i przeróżne odcienie czerwieni przy wschodzie i zachodzie. Atmosfera sięga od powierzchni Ziemi do wysokości około 100 km, gdzie znajduje się jej umowny szczyt znany jako Linia von Kármána lub górna granica atmosfery (**ang. Top of the Atmosphere, TOA**). To do tej wysokości skład atmosfery pozostaje w przybliżeniu niezmieniony. Mowa tutaj o głównych gazach, czyli np. o tlenie i azocie, gdyż stężenia innych gazów takich jak ozon lub para wodna zmieniają się istotnie¹.

W atmosferze występują ważne dla naszego życia cykle obiegu kluczowych substancji: wody, węgla, azotu, siarki i tlenu. Pomimo tego, że wiele procesów ważnych dla naszego życia zachodzi w jej wyższych partiach, doświadczamy tylko tych obecnych najniżej. Ze względu na znaczne zróżnicowanie charakteru atmosfery pod względem wysokości n.p.m., a w szczególności jej struktury termicznej, została ona podzielona na warstwy (rys. 1.1): Egzosferę, Termosferę, Mezosferę, Stratosferę oraz najniższą warstwę – Troposferę (Łobocki, 2018).

¹Zmiany występują na skutek odpowiednio powstawania i rozkładu ozonu w atmosferze oraz kondensacji pary wodnej.



Rysunek 1.1: Pionowa struktura ziemskiej atmosfery.

1.1. Graniczna Warstwa Atmosfery

Najniższą warstwą atmosfery jest troposfera, a jej dolna część to tzw. **Graniczna Warstwa Atmosfery (GWA)**. W literaturze anglojęzycznej warstwa ta znana jest jako **Planetary Boundary Layer (PBL)**. Kluczową cechą GWA jest obecność bezpośrednich interakcji mas powietrza z powierzchnią Ziemi. Skalę czasową tych interakcji szacuje się na około godzinę od zaistnienia wymuszenia. Wiele parametrów meteorologicznych opisujących GWA, takich jak temperatura czy gęstość pary wodnej, wykazuje dużą zmienność, ze względu na bezpośredni wpływ podłoża i znajdujących się na nim obiektów. Najważniejszą interakcją w GWA jest jednak wymiana energii pomiędzy powierzchnią Ziemi i warstwami powietrza bezpośrednio nad nią. Powoduje ona bowiem powstanie efektów wypornościowych, a w rezultacie – pionowych ruchów powietrza nazywanych także **ruchami konwekcyjnymi** lub **konwekcją** (Sorbjan, 1983, 1989; Stull, 1988; Łobocki, 2018).

Warstwę znajdującą się bezpośrednio nad GWA nazywamy swobodną atmosferą (ang. free atmosphere). Jest ona jednocześnie górną granicą GWA, a wysokość, na której się ona znajduje, określa się mianem **Wysokości GWA (WGWA)** (ang. **Planetary Boundary Layer Height, PBLH**). Jest to istotny parametr, szeroko stosowany w meteorologii i badaniach atmosferycznych. Dokładna wartość WGWA jest silnie związana z intensywnością ruchów konwekcyjnych i jest często wyznaczana na podstawie wysokości, na której ruchy konwekcyjne ustają lub znacznie słabną. Okazuje się, że dużo prostszą alternatywą jest zdefiniowanie jej na podstawie wysokości, na której obserwujemy gwałtowny wzrost stabilności termodynamicznej. Ze względu na intensywne mieszanie powietrza, zmienność temperatury potencjalnej w GWA jest relatywnie niska (Stull, 1988) i przyspiesza dopiero na szczycie. Jako że pionowa zmienność temperatury potencjalnej jest ściśle związana z klasą stabilności termodynamicznej, czyni to ją wygodnym kryterium do wyznaczania WGWA. Powodem jest głównie powszechność i dokładność aparatury pomiarowej, skoncentrowanej na badaniu pionowego profilu temperatury. Numeryczne wyznaczenie gradientu temperatury jest też prostsze, niż pomiar fluktuacji pionowej prędkości wiatru, na podstawie której wyznacza się wysokość zaniku konwekcji. Opisywana metoda nosi nazwę tzw. **metody gradientowej** i jest jedną z wielu sposobów na wyznaczenie WGWA (szczegóły w sekcji C.4).

1.2. Dynamika GWA w cyklu dobowym

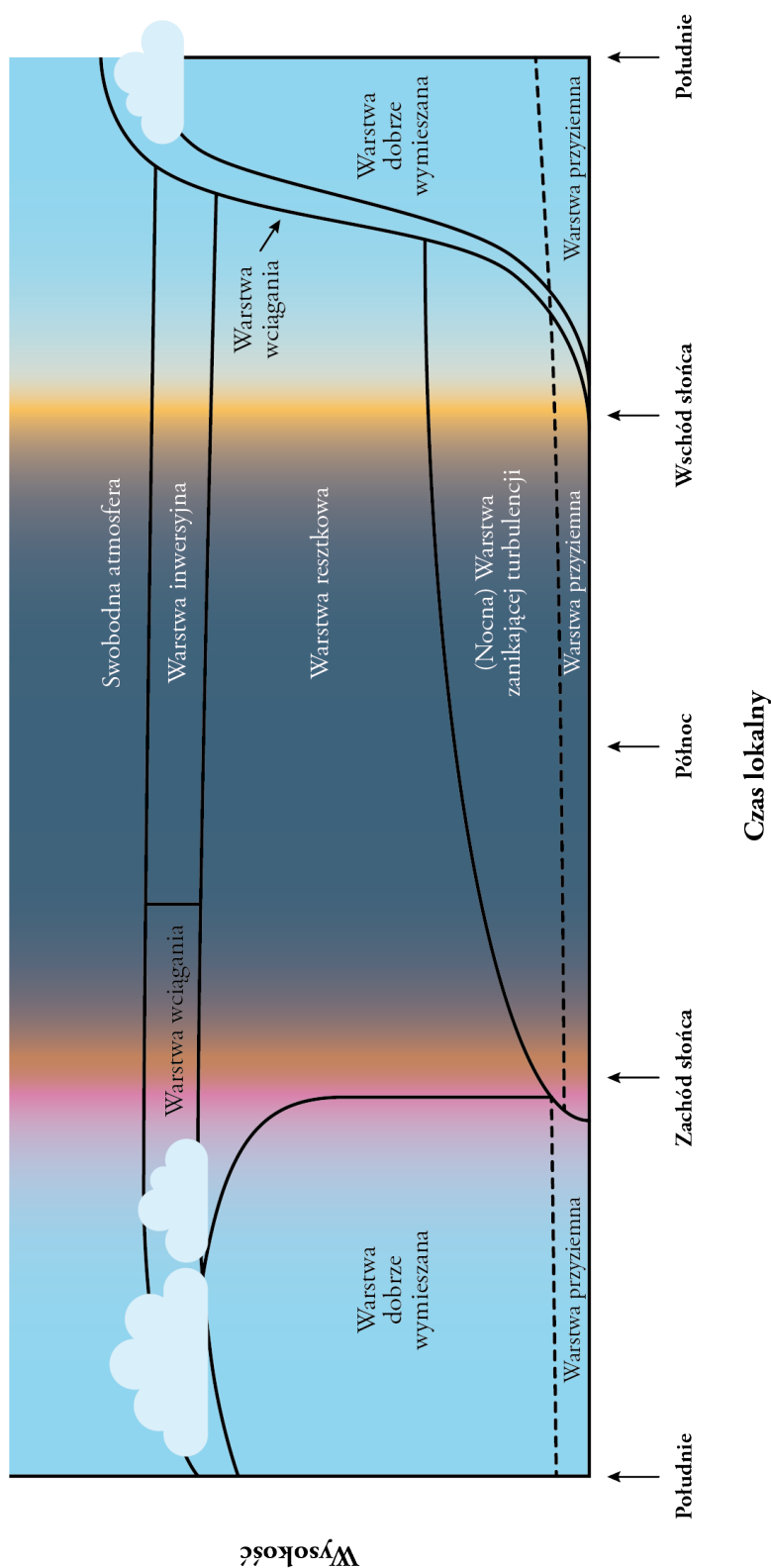
Dynamika GWA nad lądem zmienia się w ciągu dnia, wykazując wyraźny cykl dobowy (rys. 1.2). Głównym procesem fizycznym odpowiedzialnym za tę zmienność jest emisja i absorpcja promieniowania elektromagnetycznego przez powierzchnię Ziemi, co skutkuje zmianami jej temperatury. Zmienność temperatury podłoża jest większa niż zmienność temperatury powietrza przy powierzchni, co powoduje powstanie różnicy temperatur (Stull, 1988).

Poranek i rozwój warstwy dobrze wymieszanej

Po wschodzie Słońca ocieplająca się powierzchnia Ziemi zaczyna ogrzewać powietrze bezpośrednio nad nią. Powietrze o wyższej temperaturze znajduje się poniżej chłodniejszego, którego to podłoże nie zdążyło jeszcze ogrzać. W tym niestabilnym układzie cieplejsze (i rzadsze) powietrze ma tendencję do unoszenia się i ochładzania się, podczas gdy chłodniejsze (i gęstsze) powietrze opada i się ogrzewa. W konsekwencji obserwujemy powstawanie cyklicznych struktur zwanych **komórkami konwekcyjnymi** (Stull, 1988; Łobocki, 2018).

Warstwa obejmująca te struktury nazywana jest **warstwą dobrze wymieszaną** lub **warstwą wymieszaną** i obejmuje większość dziennej GWA². Im większa różnica temperatur, tym silniejsze efekty wypornościowe towarzyszące powstawaniu kominów termicznych. W konsekwencji komórki mają tendencję do „przebijania się” coraz wyżej, zwiększając tym samym wysokość warstwy wymieszanej i WGWA w ciągu dnia. Ze względu na efekty związane z tarciem, które spowalniają mieszanie pionowe, tuż nad podłożem tworzy się tzw. **warstwa przyziemna**, w której obserwujemy bardzo silne gradienty parametrów meteorologicznych, np. temperatury potencjalnej (Sorbian, 1983, 1989; Stull, 1988; Łobocki, 2018).

²Z GWA wydziela się również **warstwę wciągania** (ang. **entrainment zone**) jednak jest ona znacznie płytsza od warstwy dobrze wymieszanej.



Rysunek 1.2: Grafika wizualizująca dobowy cykl GWA. Rozpoczynając od wschodu słońca, transfer promieniowania powoduje ogrzewanie się warstw powietrza bliżej powierzchni Ziemi, co rozpoczyna pionowe ruchy konwekcyjne. Zakres ten nazywamy warstwą dobrze wymieszaną, której szczyt wieńczy warstwa wyciągania. Po zachodzie czynnik wymuszający konwekcje ustają i od Ziemi zaczyna powstawać warstwa zanikającej turbulencji. Pozostałości po warstwie dobrze wymieszanej nazywamy warstwą resztkową, której szczyt przekrywa warstwa inwersji. Warstwę bezpośrednio ponad GWA nazywamy swobodną atmosferą. Grafika przygotowana na podstawie Stull (1988) rys. 1.7 z uwzględnieniem badań Karasewicz i in. (2024).

Wieczór i powstawanie warstwy nocnej

Po zachodzie słońca sytuacja zmienia się. Powierzchnia Ziemi wciąż wypromieniuje ciepło w zakresie długofalowym, ale nie otrzymuje dodatkowej energii i w rezultacie jej temperatura zaczyna spadać. Podłoże ochładza się znacznie szybciej niż powietrze nad nim, co prowadzi do powstania różnicy temperatur. Istotne jest to, że w tym przypadku nie dochodzi do powstania niestabilności termodynamicznej. Niższe warstwy powietrza ochładzają się szybciej, a więc chłodniejsze (i gęstsze) powietrze jest poniżej, a cieplejsze (i rzadsze) powietrze powyżej, co tworzy układ stabilny (Sorbjan, 1989; Stull, 1988; Łobocki, 2018).

Ponieważ „siłą napędową” konwekcji była niestabilność termodynamiczna w GWA, w miarę wzrostu stabilności ruchy konwekcyjne zaczynają zanikać. Na początku rozpadają się największe komórki, a następnie coraz mniejsze. Zanik konwekcji rozpoczyna się od dołu, co prowadzi do separacji GWA na podwarstwy. Tuż przy Ziemi powstaje **warstwa zanikającej turbulencji** zwana także **warstwą nocną**. Jej zasięg wzrasta przez całą noc, lecz nie zawsze obejmuje całą GWA, zwłaszcza w miesiącach letnich w dużych szerokościach geograficznych (Łobocki, 2018).

Część warstwy dobrze wymieszanej, w której nad ranem wciąż nie ustały ruchy konwekcyjne, nazywamy **warstwą resztkową**. Nocna GWA bywa często bardziej złożona niż dzienna ze względu na swoją dynamiczną i zmienną strukturę (Wacławczyk i in., 2024). W sytuacji, gdy główny mechanizm napędzający konwekcję zanika, istotną rolę zaczynają odgrywać inne procesy, takie jak wymuszanie turbulencji przez wiatr czy efekty związane z klasyczną mechaniką płynów, np. łamanie się wewnętrznych fal grawitacyjnych (Łobocki, 2018).

Warstwa inwersyjna

Jak już wspomniano, w warstwie dobrze wymieszanej dominują ruchy konwekcyjne, które efektywnie mieszają powietrze w jej obrębie. Skutkuje to powstaniem struktury o stabilności neutralnej, w której to **temperatura potencjalna θ** powietrza jest stała z wysokością. Na szczycie warstwy dobrze wymieszanej znajduje się tzw. **warstwa inwersyjna**, w której to obserwujemy warunki stabilne. Struktura ta jest bardzo istotna z punktu widzenia dynamiki wzrostu GWA. Ogranicza ona bowiem pionową skalę przestrzenną konwekcji. Komórki konwekcyjne tworzą

się w większości maksymalnie do wysokości, na której znajduje się warstwa inwersyjna (Sorbján, 1989; Stull, 1988)³.

Cykl dobowy GWA, pomimo swojej regularności, rzadko podąża *dokładnie* opisaną drogą. W grę wchodzi inne istotne efekty meteorologiczne, takie jak adwekcja termiczna, efekty baroklinowości, formacja struktur chmurowych, wielkoskalowe ruchy opadające oraz opady. W konsekwencji jej wysokość – WGWA – zmienia się dynamicznie, odzwierciedlając zmienność warunków atmosferycznych, co czyni ten parametr kluczowym przy opisie ewolucji GWA.

Dynamika GWA, a w szczególności parametry warstwy inwersyjnej, grają istotną rolę w pionowym rozprzestrzenianiu się aerozolu atmosferycznego. W warunkach silnej konwekcji zanieczyszczenia wyemitowane blisko powierzchni Ziemi są szybko mieszane z czystszy powietrzem znajdującym się wyżej, co powoduje swoistą **wentylację** GWA. Kiedy mamy do czynienia z niską inwersją przyziemną, komórki konwekcyjne sięgają relatywnie nisko i efektywność wentylacji jest ograniczona (Łobocki, 2018). Niekiedy taki stan utrzymuje się przez parę dni, np. w warunkach zimowych, kiedy to intensywność promieniowania słonecznego jest niska. Wtedy następuje sukcesywna akumulacja aerozolu atmosferycznego o pochodzeniu antropogenicznym wyemitowanego przy powierzchni Ziemi np. z ogrzewania budynków mieszkalnych, transportu, unoszenia pyłów z ulic czy remontów budynków oraz o pochodzeniu naturalnym np. na skutek bioemisji lub wzniesienia pyłów ziem. Warto więc przyjrzeć się zagadnieniom związanym z tematem aerozolu atmosferycznego oraz jego wpływem na dynamikę ewolucji GWA.

³W zależności od grubości i wielkości inwersji, silniejsze komórki konwekcyjne mogą przebijać tę warstwę.

1.3. Aerosol atmosferyczny

Atmosfera otaczająca naszą planetę zawiera różnorodne ciekłe i stałe cząstki znajdujące się na różnych wysokościach. Z definicji – mieszaninę tych zawieszonych cząstek nazywamy aerozolem atmosferycznym. Z tej szerokiej grupy mieszanin wyłączamy tzw. hydrometeory, czyli kropelki chmur, kryształki lodu, krople deszczu, płatki śniegu i grad (Boucher, 2015). Badanie dynamiki aerozolu w najniższej części atmosfery ziemskiej – GWA – ma ogromne znaczenie ze względu na bezpośredni wpływ tych cząsteczek na klimat. Zrozumienie mechanizmów powstawania, transportu i usuwania aerozolu, a także jego właściwości mikrofizycznych i optycznych, pozwala dokładniej opisać ich wpływ na budżet energetyczny i system klimatyczny Ziemi (Hinds, 2012; Boucher i in., 2013; Forster i in., 2021).

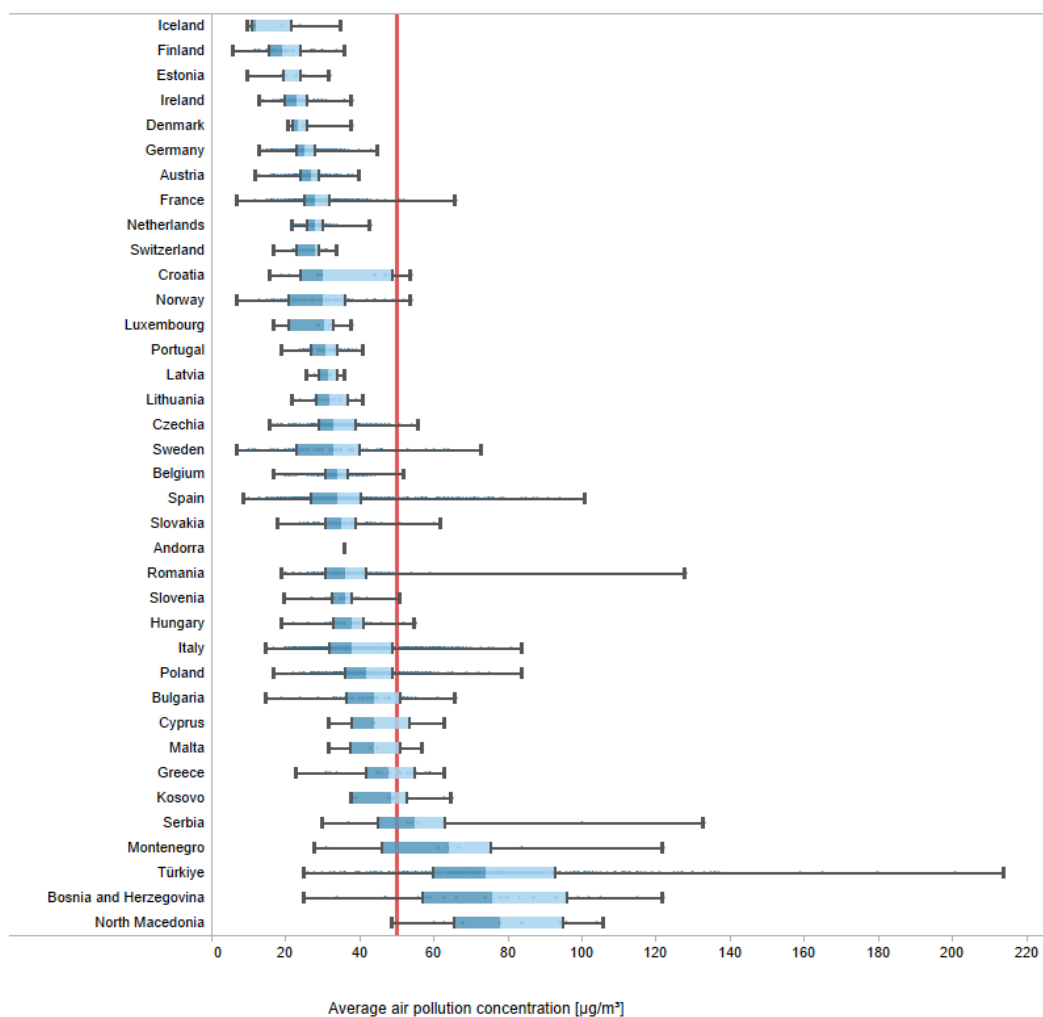
Pogłębianie naszej wiedzy dotyczącej aerozolu atmosferycznego ma kluczowe znaczenie nie tylko z punktu widzenia nauk fizycznych, ale także ze względu na jego niekorzystny wpływ na zdrowie. Badania dotyczące niekorzystnych skutków zdrowotnych związanych z zanieczyszczeniem powietrza dostarczają wartościowej wiedzy niezbędnej do rozpoznawania i przewidywania potencjalnych schorzeń z nim związanych. Wśród tego typu przypadłości wymienić można choroby układu oddechowego i sercowo-naczyniowego, a także udar mózgu, cukrzycę, pogorszenie funkcji poznawczych i niekorzystne wyniki zdrowotne u noworodków (Lelieveld i in., 2015; West i in., 2016; Diner i in., 2018).

Poziomy zanieczyszczenia w wielu miastach często przekraczają wytyczne Światowej Organizacji Zdrowia (ang. World Health Organization, WHO) (EEA, 2024). W dużych metropoliach Azji Wschodniej, takich jak New Delhi i Pekin, zjawisko smogu jest wyjątkowo nasilone, a liczne zdjęcia przedstawiają powagę tego problemu. Wielu chińskich i innych azjatyckich naukowców aktywnie bada mechanizmy stojące za intensywnymi epizodami smogu, często poprzez budowę modeli numerycznych i porównywanie ich przewidywań z rzeczywistymi pomiarami atmosferycznymi (Wei i in., 2019; Deng i in., 2020; Shi i in., 2021).

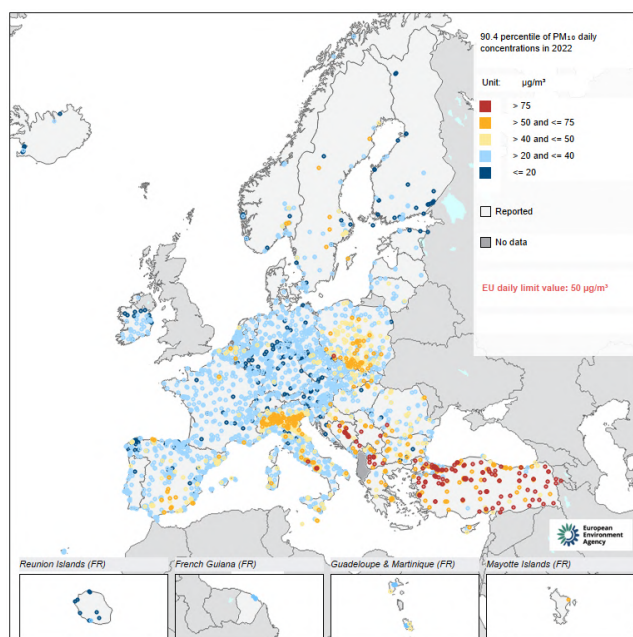
Jednak ekstremalne stężenia aerozolu atmosferycznego nie ograniczają się tylko do Azji Wschodniej. Polska – państwo członkowskie Unii Europejskiej – od dawna zmagą się z problemami związanymi z jakością powietrza. Pomimo licznych przepisów i regulacji wprowadzonych przez rząd, Polska nadal pozostaje w tyle za innymi

krajami UE pod względem jakości powietrza (EEA, 2024). Głównymi przyczynami tej sytuacji są przestarzałe systemy grzewcze w domach jednorodzinnych oraz powolne wdrażanie przepisów dotyczących jakości paliw grzewczych. Dla przykładu, Kraków w 2019 r. wprowadził zakaz spalania węgla i drewna w aglomeracji miejskiej (krakow.pl, 2019), ale ze względu na niefortunne położenie w niecce, zanieczyszczenia emitowane z gmin sąsiednich wokół miasta przenoszą się do Krakowa. Problem utrzymuje się i określany jest jako "Obwarzanek Krakowski" (Smoglab.pl, 2024). Aktualizacja przepisów i ich rozszerzenie na całe województwo wprowadzono dopiero w połowie 2024 roku.

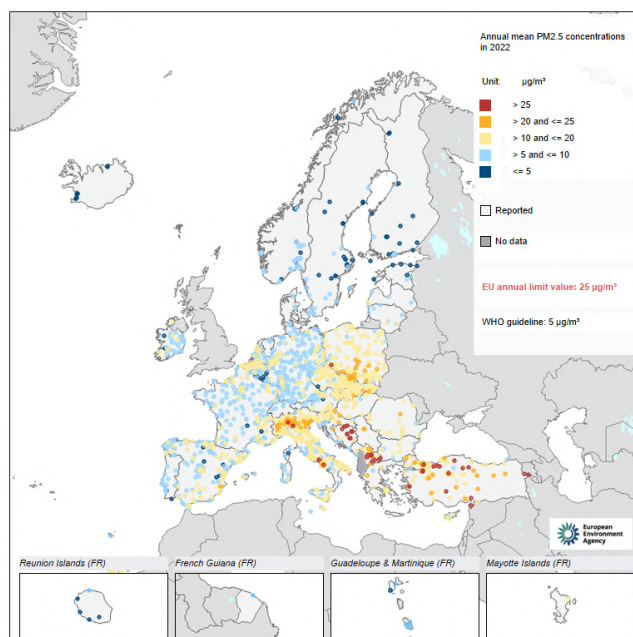
Oprócz warunków meteorologicznych, zanieczyszczenie powietrza zależy od gęstości zaludnienia, sąsiedztwa zakładów przemysłowych, ich stanu technicznego oraz regulacji państwowych dotyczących dopuszczalnych wielkości emisji substancji stałych do atmosfery. Na rysunkach 1.3, 1.4 i 1.5 przytoczono wykres i mapy z raportu Europejskiej Agencji Środowiska (ang. European Environment Agency, EEA), zestawiające zmierzone stężenia masowe pyłu frakcji PM_{10} w państwach europejskich (EEA, 2024). Jak można zauważyć na rysunku 1.3, Polska znajduje się na 11. miejscu w rankingu państw europejskich pod względem zanieczyszczenia powietrza. Na rysunkach 1.4 i 1.5 przedstawiono szczegółowe przestrzennne wyniki pomiarów.



Rysunek 1.3: Zestawienie zmierzonych średnich rocznych stężeń masowych pyłu zawieszonego PM₁₀ w państwach europejskich. Czerwoną linią zaznaczono dopuszczalną wartość roczną według standardu UE (EEA, 2024).



Rysunek 1.4: Średnia roczna koncentracja pyłu zawieszonego PM_{10} państw europejskich (EEA, 2024).



Rysunek 1.5: Średnia roczna koncentracja pyłu zawieszonego $PM_{2.5}$ państw europejskich (EEA, 2024).

Chociaż zdrowie ludzkie jest często postrzegane przez opinię publiczną jako najistotniejsza motywacja stojąca za badaniami dotyczącymi aerozolu atmosferycznego, jego obecność wpływa również na dynamikę GWA (Yu i in., 2002). Obszerne studia, których przykładami są prace przeprowadzone przez Li i in. (2017); Huang i in. (2018); Lisok i in. (2018); Luo i in. (2022); Su i in. (2022), wykazały różnorodność sposobów, w jaki aerosol może wpływać na tę warstwę. Ponieważ liczba efektów rozpoznanych w literaturze znacznie wzrosła na przestrzeni ostatnich lat, Międzynarodowy Panel ds. Zmian Klimatu (ang. Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC) w swoim poprzednim raporcie AR5 wprowadził nową nomenklaturę opartą na rodzaju interakcji (Boucher i in., 2013). Najnowszy raport AR6 rozszerzył i ustrukturyzował to nazewnictwo (Forster i in., 2021). Wykorzystuje ono pojęcie Efektywnego Wymuszania Radiacyjnego (ang. Effective Radiative Forcing, ERF), które jest równe sumarycznej zmianie strumienia promieniowania netto na górnej granicy atmosfery określonej skrótem IRF (ang. Instantaneous Radiative Forcing) i korekt wynikających z wpływu innych czynników. Dla przykładu, efekty bezpośrednie i półbezpośrednie, opisujące to, w jaki sposób aerosol wpływa na transfer energii w atmosferze, zostały uwzględnione w grupie korekt zwanych Oddziaływaniem Aerozol-Radiacja (ang. Aerosol-Radiation Interaction, ARI) (Hansen i in., 1997; Ackerman i in., 2000). Wszystkie efekty pośrednie, dotyczące ingerencji aerozolu w procesy tworzenia chmur np. efekty Twomeya i Albrechta (Twomey, 1959; Albrecht, 1989), powinny być obecnie rozumiane jako Oddziaływanie Aerozol-Chmura (ang. Aerosol-Cloud Interaction, ACI).

1.4. Oddziaływanie Aerozol-GWA

Pomimo znacznych postępów w badaniach wprowadzonych wcześniej oddziaływań nasze rozumienie tych zagadnień jest w dalszym ciągu obarczone wieloma niewiadomymi. W szczególności dotyczy to korekt ERF_{aci} i ERF_{ari} tj. efektywnego wymuszania radiacyjnego wywołanego kolejno przez ACI i ARI (Forster i in., 2021). Aby temu zaradzić, próbujemy coraz to rzetelniej modelować dynamikę ziemskiej atmosfery poprzez ciągły rozwój numerycznych modeli pogodowych⁴ uwzględniając coraz to bardziej złożone procesy fizyczne i używając lepszych parametryzacji.

⁴Takich jak np. Weather Research and Forecasting (WRF) lub ECMWF.

Pojawiają się również nowe rozwiązania, które często obejmują sprzężenie między modelem ewolucji GWA, a modelem transferu promieniowania (ang. Radiation Transfer Model, RTM) (Wendisch i in., 2008; Wang i in., 2018; Yang i in., 2020). Jako jedną z najbardziej problematycznych grup oddziaływań atmosferycznych można wymienić **Oddziaływania Aerosol-GWA (ang. Aerosol-PBL Interactions, API)**. Problematyka tych oddziaływań została omówiona w kilku wcześniejszych pracach (Yu i in., 2002; Jacobson i Kaufman, 2006; Li i in., 2016, 2017).

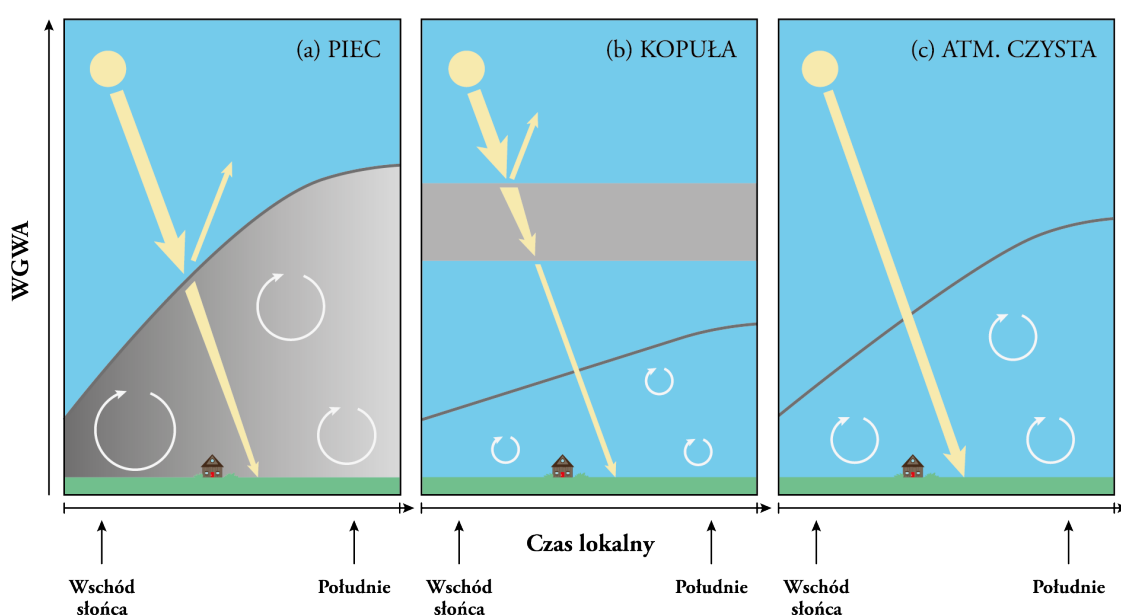
Szczególne znaczenie ma efekt związany ze sprzężeniem zwrotnym, pomiędzy koncentracją aerozolu absorbującego, a WGWA (Miao i in., 2019; Ma i in., 2020). Opisać go można, wyobrażając sobie wprowadzenie do atmosfery znacznej koncentracji aerozolu absorbującego. Zmniejsza on różnice temperatur między powierzchnią, a powietrzem powyżej, co skutkuje osłabieniem lub całkowitym zatrzymaniem mieszania konwekcyjnego. To z kolei prowadzi do spowolnienia wzrostu GWA w ciągu dnia, czasami całkowicie go uniemożliwiając. W konsekwencji zanieczyszczenia nie są rozrzedzane, a biorąc pod uwagę, że wysoce zurbanizowane obszary stale emitują nowy aerosol, to jego stężenie stopniowo wzrasta. Innymi słowy, podwyższona koncentracja aerozolu absorbującego ma tendencję do stabilizowania atmosfery, co skutkuje zmniejszeniem WGWA. Efekt ten został obszernie wyjaśniony wraz z towarzyszącymi mu schematami przez Su i in. (2020).

1.4.1. Efekty kopuły, pieca i parasola

Wspomniane wcześniej sprzężenie zwrotne pomiędzy aerozolem a GWA, nie jest jedynym występującym w związku z obecnością aerozolu absorbującego w dolnej troposferze (Ma i in., 2020). Dla przykładu, Yu i in. (2002) podaje, że spadek WGWA występuje również wtedy, gdy mamy do czynienia z aerozolem rozpraszającym⁵. Podobnie Barbaro i in. (2014) stwierdził, że wysokość GWA obserwowana popołudniu w obecności aerozolu absorbującego jest znacznie niższa, niż w przypadku aerozolu rozpraszającego. Temat Oddziaływania Aerosol-GWA jest relatywnie nowy, a nasza wiedza dotycząca omawianych zagadnień jest ograniczona.

⁵W literaturze naukowej rozróżnia się aerosol pod względem tzw. **albedo pojedynczego rozpraszania** ω (równ. A.1) na rozpraszający ($\omega \approx 1$), słabo absorbujący ($\omega \approx 0,9$) i silnie absorbujący ($\omega \approx 0,8$) (Yu i in., 2002; Barbaro i in., 2014). W niniejszej pracy doktorskiej skorzystano z tego podziału.

Dlatego wpływ własności optycznych aerozolu atmosferycznego na strukturę termiczną i dynamikę wzrostu GWA pozostaje kwestią otwartą i wartą studiowania. Różnorodność wyników i konkluzje doprowadziły do powstania nowego systemu nazewnictwa pewnych wyszczególnionych składowych Oddziaływań Aerozol-GWA w zależności od pionowego rozłożenia przestrzennego aerozolu oraz jego parametrów optycznych. Dwa z nich, na których skupia się niniejsza praca, to tzw. **efekty pieca i kopuły (ang. dome and stove effects)** pierwszy raz opisane w pracach Ding i in. (2016) i Ma i in. (2020). Na rys. 1.6 przedstawiono grafikę poglądową wizualizującą te efekty.



Rysunek 1.6: Schematyczne przedstawienie struktury GWA w przypadku (a) efektu pieca i (b) efektu kopuły. Kolorem szarym oznaczono gdzie znajdują się aerozole. Średnica okrągłych strzałek symbolizuje tylko i wyłącznie intensywność mieszania konwekcyjnego, a nie drogę pokonywaną przez strumień powietrza.

Na rysunku 1.6 widzimy, że efekt opisany jako przykład parę akapitów wcześniej powinien być nazwany efektem pieca. Jest to efekt, w którym o poranku aerozol absorbujący znajduje się blisko powierzchni, w przeciwieństwie do efektu kopuły, gdzie znajduje się on na wyższej wysokości. Typ efektu zdeterminowany jest tym, czy warstwa aerozolu jest zlokalizowana poniżej czy powyżej pewnej wysokości progowej związanej z warstwą resztkową (Ma i in., 2020). Przy efekcie pieca aerozol

ogrzewa dolne części troposfery, zwiększając konwekcję i przyspieszając poranny wzrost GWA. Przy efekcie kopuły, aerozol działa podobnie jak przyciemniane szyby w samochodzie, jednocześnie osłabiając intensywność promieniowania słonecznego docierającego do powierzchni i zwiększając temperaturę w warstwie inwersyjnej. Trzecim możliwym typem, pominiętym na rysunku 1.6, jest efekt parasola. Jest on analogiczny do efektów kopuły i pieca, z tą różnicą, że aerozol jest w jego przypadku rozpraszający, a nie absorbujący.

1.4.2. Metody studiowania Oddziaływania Aerozol-GWA

Do badań Oddziaływania Aerozol-GWA używa się uproszczonych modeli, które mogą reprezentować kluczowe procesy fizyczne w atmosferze. Modele jednokolumnowe wraz z parametryzacjami ewolucji GWA okazują się być dobrymi narzędziami do tego celu. Niestety, modele te zazwyczaj nie uwzględniają procesów transferu promieniowania z wystarczającą szczegółowością, co ogranicza ich przydatność w badaniu Oddziaływań Aerozol-GWA, w których to efekty radiacyjne odgrywają główną rolę (Barbaro i in., 2014; Li i in., 2017; Tian i in., 2017, 2018; Ma i in., 2020, 2022). Z tego względu, naukowcy zajmujący się tym tematem łączą wybrany moduł ewolucji GWA z modułem promieniowania radiacyjnego lub używają już gotowych narzędzi. Do modelowania ewolucji GWA najczęściej wybierany jest WRF-Chem (Mohan i Gupta, 2018; Wang i in., 2021; Luo i in., 2022; Sun i in., 2022; Oh i in., 2024; Wu i in., 2025) z nielicznymi wyjątkami, które pojawiły się niedawno (Slater i in., 2022; Florczyk i in., 2024; Yue i in., 2024; Ma i in., 2024). Warto wspomnieć, że zdecydowana większość dostępnych badań skupiających się na Oddziaływaniu Aerozol-GWA obejmuje wyłącznie chińskie metropolie, a jedynymi różnicami pomiędzy nimi są połączenie modelu WRF-Chem z innymi modułami i parametryzacjami oraz studiowanie innego chińskiego miasta. Wyjątkami są (1) najnowsza praca Ma i in. (2024), w której skupiono się na płaskowyżu mongolskim, używając modelu DALES (Nieuwstadt i Brost, 1986), (2) praca Macatangay i in. (2025), w której analizowano dane pomiarowe z Tajlandii za pomocą modelu WRF-Chem oraz (3) praca Slater i in. (2022), w której użyto zupełnie nowej kombinacji UCLALES-SALSA aby symulować warunki nad Pekinem. Jak zauważa Slater i in. (2022), na przestrzeni ostatnich lat jednoznacznie wykazano, że opisywane efekty zachodzą, ale tylko nad metropoliami chińskimi.

Brakuje jednak generalizacji tych rozważań oraz replikacji wyników, stosując inne narzędzia modelowania numerycznego.

W przypadku warstwy dobrze wymieszanej, podejście oparte na teorii Dyfuzji Wirowej/Strumienia Masy (ang. Eddy-Diffusivity/Mass Flux, EDMF) działa wyjątkowo dobrze w przewidywaniu jej wzrostu (Siebesma i Teixeira, 2000; Soares i in., 2004; Siebesma i in., 2007; Angevine, 2005; Rio i Hourdin, 2008; Pergaud i in., 2009; Neggers, 2009; Witek i in., 2011; Sušelj i in., 2014; Tan i in., 2018; Sušelj i in., 2019). Z tego powodu modele GWA wykorzystujące teorię EDMF są coraz częściej stosowane w modelach prognozowania pogody. Przykładowo, teoria EDMF jest wykorzystywana do opisu warstwy dobrze wymieszanej w modelach ECMWF, LMDZ, NAVGEM i WRF-ARW (Köhler i in., 2011; Hourdin, 2013; Sušelj i in., 2014; Han i in., 2016; Olson i in., 2019).

W niniejszej pracy doktorskiej skupiono się na badaniu Oddziaływania Aerozol-GWA na podstawie rzeczywistych danych pomiarowych z wykorzystaniem modelu numerycznego. W tym celu opracowano narzędzie pozwalające na przeprowadzanie wielu prostych i szybkich symulacji, nazwane EDMF-AERO (Florczyk i in., 2022, 2024, 2025). Jako moduł ewolucji GWA wykorzystano jednokolumnowy model ewolucji GWA oparty na teorii EDMF (Witek i in., 2011), do którego dodano moduł transferu promieniowania Ed4-LaRC-Fu-Liou RTM v2004 (Rose, 2015). Szczegóły dotyczące implementacji i działania modelu EDMF-AERO zostały zawarte w rozdz. 3 oraz w pracy Florczyk i in. (2025). Dodatkowo, w rozdz. „A” – Teoria transferu promieniowania oraz „B” – Teoria ewolucji GWA w ujęciu EDMF przybliżono teoretyczne podstawy najważniejszych modułów EDMF-AERO.

Rozdział 2

Aparatura i Dane

Ta część zawiera zestawienie aparatury wraz ze zdjęciami poglądowymi, krótkimi opisami, specyfikacją i mierzonymi wielkościami. Najistotniejszym przyrządem pomiarowym używanym w badaniach był radiometr mikrofalowy HATPRO-G5¹, więc opisano go z większą szczegółowością.

Dane używane w niniejszej pracy doktorskiej pochodzą z wielu źródeł. Są to zbiory danych m.in. Stacji Transferu Radiacyjnego w Strzyżowie, Instytutu Geofizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Instytutu Meteorologii i Gospodarki Wodnej oraz reanalizy ERA5. Posłużyły one do skonstruowania lub obliczenia wymaganych parametryzacji, parametrów, profili początkowych i weryfikacyjnych. W celu uporządkowania informacji połączono je w dwie grupy pod względem lokalizacji, w której wykonywana jest symulacja. Są to (a) część walidacyjna symulowana w Strzyżowie oraz (b) studium przypadku ekstremalnego symulowanego w Świdrze. W tym rozdziale opisano także metodykę wyznaczenia parametryzacji powierzchniowych strumieni ciepła odczuwalnego i utajonego.

Do opisu zebranych danych w tym rozdziale niezbędne jest użycie wielu konceptów i zmiennych powszechnie używanych w modelowaniu atmosfery z uwzględnieniem procesów transferu promieniowania oraz teorii dyfuzyjności wirowej/strumienia masy. Szczegółowe omówienie tych zagadnień przeniesiono do dodatków A, B i C, a w tekście umieszczono stosowne odwołania.

¹Przyrząd ten jest własnością Uniwersytetu Przyrodniczego we Wrocławiu.

2.1. Opisy instrumentów pomiarowych



Rysunek 2.1: Zestawienie zdjęć aparatury użytej przy zbieraniu danych analizowanych w niniejszej pracy doktorskiej. a) Young 81000, b) Vaisala CL-31, c) PAX, d) CMP21 Kipp & Zonen, e) HATPRO-G5, f) Vaisala RS92-SGP, g) Campbell KH20, h) Versa X6sci, i) Meteomodem M20, j) Aethlabs AE-51, k) Aurora 4000, l) Magee AE-31, m) CIMEL CE318-2 Sun Sky. Wszystkie zdjęcia zostały pobrane ze stron producentów.

- Rys. 2.1a **Young 81000** – Anemometr ultradźwiękowy, mierzący prędkość i kierunek wiatru w trzech wymiarach oraz temperaturę akustyczną za pomocą zestawu trzech par przetworników ultradźwiękowych, umieszczonych na statywie ze stali nierdzewnej. Rozdzielczość pomiaru prędkości wiatru to $0,01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, z maksimum $40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Niepewność pomiarową oszacowano na $\pm 0,05 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Producent zapewnia, że czujnik jest kalibrowany w tunelu aerodynamicznym. Maksymalna częstotliwość próbkowania to 32 Hz. Aparat został zamontowany na wysokości 10 m n.p.g.
- Rys. 2.1b **Vaisala CL31 Ceilo** – Ceilometr wykorzystujący technologię opartą na laserze diodowym impulsowym tzw. LIDAR (ang. Light Detection And Ranging). Z wykorzystaniem odpowiednich algorytmów można wyznaczyć wysokość podstawy chmur, grubość warstwy wymieszanej oraz widzialność pionową. Zastosowanie dodatkowych korekt w obszarze kompresji geometrycznej, umożliwiającą CL31 zbieranie danych dotyczących niskich chmur, warstw inwersji, opadów oraz mgły (Sokół i in., 2014; Madonna i in., 2015).
- Rys. 2.1c **Photoacoustic Extinctionmeter (PAX)** – PAX jest przyrządem do pomiaru właściwości optycznych aerozolu. Urządzenie wykonuje ciągły pomiar współczynników absorpcji i rozpraszania światła przez cząsteczki aerozolu, z których oblicza współczynnik ekstynkcji, albedo pojedynczego rozproszenia i stężenie masowe sadzy. PAX wykorzystuje do pomiarów światło laserowe o długości fali 522 lub 820 nm (moc: 2 W). Miernik pobiera $1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ powietrza atmosferycznego, a następnie rozdziela próbkę do obszaru pomiaru współczynnika rozpraszania (tradycyjny nefelometr) i do rezonatora fotoakustycznego, gdzie następuje pomiar współczynnika absorpcji. W skrócie: laser podgrzewa próbkę, która rozrzedzając się powodują powstanie fali mechanicznej, której częstotliwość mierzy bardzo czuły mikrofon znajdujące się w objętości czynnej PAXa. Zakres pomiaru obu współczynników to $1\text{-}10^5 \text{ Mm}^{-1}$. Nakayama i in. (2015) oszacowali, że niepewność pomiarowa współczynnika rozpraszania dla $\lambda = 375 \text{ nm}$ (długość fali inna niż operacyjna) to $\sim 17\%$ w przypadku aerozolu słabo absorbującego oraz $\sim 10\%$ dla silnie absorbującego. Niepewność wyznaczenia współczynnika absorpcji dla sadzy wyniosła 6% dla $\lambda = 375 \text{ nm}$.

- Rys. 2.1d **CMP21 Kipp & Zonen** – Pyranometr CMP21 został zaprojektowany do pomiaru strumienia promieniowania krótkofalowego (związanej z bezpośrednim i rozproszonym promieniowaniem słonecznym). Do pomiaru strumienia promieniowania CMP21 wykorzystuje detektory termoparowe, mierzące całkowitą energię pochłanianą przez czarną powłokę czujnika. Pomiar pochłoniętej energii może zaburzyć wiatr, deszcz i emisja energii cieplnej do otoczenia, dlatego czujnik jest osłonięty dodatkowymi przezroczystymi kopułami, które posiadają wkład osuszający na bazie granulatu krzemionkowego. Dodatkowo czujnik jest zaopatrzony w algorytmy kompensacji temperatury oparte na danych z termistora monitorującego temperaturę obudowy. Piranometr CMP21 nie wymaga dedykowanego źródła zasilania, gdyż sam generuje potrzebne napięcie. Producent podaje, że aparat wykonuje pomiar spektralny w zakresie 285-2800 nm z czułością $7\text{-}14 \mu\text{V} \cdot (\text{W} \cdot \text{m}^{-2})^{-1}$. Użyty egzemplarz jest kalibrowany co dwa lata w ramach sieci Poland-AOD (Markowicz i in., 2021b). Aparat został zamontowany na wysokości 6 m n.p.g.
- Rys. 2.1e **RPG HATPRO-G5 (Humidity And Temperature Profiler)** – W ogólności, mikrofalowe radiometry są wykorzystywane do wyznaczania pionowych profili temperatury i wilgotności powietrza. Powstały w odpowiedzi na ograniczenia związane z alternatywnymi metodami takiego profilowania, czyli pomiarami radiosondami in-situ oraz pomiarami satelitarnymi. Pierwsza opcja zapewnia najdokładniejsze dane, ale jej największym minusem jest słaba rozdzielczość czasowa, najczęściej pomiar radiosondą wykonywany jest dwa razy na dzień oraz profil nie jest zebrany natychmiastowo. Pomiary satelitarne charakteryzują się dobrą rozdzielczością w górnych partiach atmosfery, która spada tym bardziej, im bliżej Ziemi jesteśmy. Wynika to z geometrii pomiarowej. Użycie radiometru mikrofalowego pozwala na pozyskanie profili temperatury i wilgotności w GWA o dobrej rozdzielczości przestrzennej i czasowej.

Algorytmy RPG HATPRO-G5 odpowiadające za wyznaczenie profili stosują sztuczne sieci neuronowe. Producent podaje, że używa standardowej sieci neuronowej ze strukturą jednokierunkową zbudowaną analogicznie jak w pracy Jung i in. (1998), do której uczenia użyto zbioru o wielkości 15000. Producent nie podaje liczebności podzbiorów użytych do uczenia i weryfikacji, ani szcze-

głów dotyczących architektury sieci. Są to istotne informacje, gdyż nawet cytowany przez producentów Jung i in. (1998) zaznacza, że liczba neuronów w warstwie ukrytej jest kluczowym parametrem decydującym o dokładności wyników modelowania. Trzcina i in. (2021) porównali ten model radiometru z modelem WRF oraz pomiarami radiosondami. Raportują oni, że radiometry charakteryzują się błędem w przedziale od 0,5 do 1,7 K, jeśli chodzi o temperaturę do wysokości 4 km, oraz $0,15 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$, jeśli chodzi o gęstość pary wodnej. Inni badacze raportują podobne wyniki (Walbröl i in., 2022). Producent podaje za to dokładność $\pm 0,6 \text{ K}$ do wysokości 2 km oraz $\pm 1 \text{ K}$ powyżej oraz $\pm 0,4 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ dla profili wilgotności. Raportowana rozdzielczość profilu temperatury wynosi 30 m poniżej 1,2 km i 200 m powyżej. Dla profilu wilgotności jest to 200 m poniżej 2 km i 400 m powyżej. W przypadku estymacji WGWA, HATPRO-G5 wypada zdecydowanie lepiej charakteryzując się błędem $\sim 0,6\%$ (Moreira i in., 2018).

HATPRO-G5 oferuje dwa tryby pracy: (1) profilowanie całej troposfery poprzez skanowanie w zakresie linii absorpcji tlenu pod jednym kątem, ale w różnych częstotliwościach oraz (2) profilowanie GWA poprzez skanowanie w częstotliwościach 54,9 i 58 GHz począwszy od kąta 5° nad horyzontem, aż do zenitu. Profilowanie GWA jest wykonywane rutynowo co około 20 min, a pełne profilowanie w zenicie wykonywane jest częściej (RPG, 2023).

- Rys. 2.1f **Vaisala RS92-SGP** – Ten model radiosondy jest powszechnie używany do pomiarów atmosferycznych (Nash i in., 2010). Jest to przyrząd telemetryczny przenoszony do atmosfery, zwykle przez balon meteorologiczny, który mierzy ciśnienie, temperaturę, wilgotność względną oraz prędkość i kierunek wiatru. Następnie przesyła te dane drogą radiową do odbiornika na ziemi.
- Rys. 2.1g **Campbell KH20** – higrometr kryptonowy KH20 jest przyrządem używanym do pomiaru gęstości pary wodnej w atmosferze. Działa na zasadzie pomiaru absorpcji promieniowania ($\lambda = 123,6 \text{ nm}$), korzystając z prawa Laberta-Beera. Jako źródła promieniowania UV używa się lampy kryptonowej. Zwykle, w parze z anemometrem ultradźwiękowym, używany jest w pomiarach strumienia pary wodnej metodą kowariancji wirów. Częstotliwość próbkowania ustawiono na 32 Hz w celu synchronizacji z anemometrem

Young. Aparat został zamontowany na wysokości 10 m n.p.g.

- Rys. 2.1h **Versa X6** – Dron typu „hexacopter” wykonany w całości z włókna węglowego. Więcej szczegółów znaleźć można w pracy Chiliński i in. (2016).
- Rys. 2.1i **Meteomodem M20** – Ten model radiosondy działa analogicznie jak Vaisala RS92-SGP. Pomiar temperatury charakteryzuje się niepewnością 0,3 °C, a pomiar ciśnienia 0,3 hPa w zakresie od 1100 do 700 hPa. Niepewność pomiaru prędkości wiatru to 0,05 m · s⁻¹.
- Rys. 2.1j,l **Aethlabs AE-51, Magee AE-31** – microAeth® AE-51 to miniaturowy, przenośny przyrząd przeznaczony do pomiaru koncentracji aerozolu absorbującego o charakterystyce optycznej sadzy. Ze względu na niewielkie rozmiary jest dobrym wyborem przy profilowaniu atmosfery (Ferrero i in., 2014; Chiliński i in., 2016). Urządzenie korzysta z pomiaru osłabienia światła diody LED ($\lambda = 880$ nm) przy przenikaniu przez filtr z celulozy pokrytej warstwą hydrofobową. Współczynnik osłabienia promieniowania jest mierzony względem sąsiedniej „referencyjnej” części filtra. Przez filtr przepuszczana jest próbka powietrza i z czasem osiada na nim coraz to więcej cząsteczek aerozolu absorbującego. Masowy współczynnik absorpcji (MAC) odpowiada sadzy, a więc przyrząd podaje koncentracje aerozolu w jednostkach eBC (ang. equivalent black carbon), czyli równoważnik sadzy w ng · m⁻³.

Magee AE-31 to przyrząd tego samego typu, stosujący ten sam typ pomiaru, ale nie jest on przenośny. Najczęściej jest stosowany w stacjonarnych laboratoriach. W przeciwieństwie do AE-51 używa filtra w postaci długiej taśmy, która jest przeciągana pod laserem. Model AE-31 wykonuje pomiar dla siedmiu długości fali od 370 nm do 950 nm (Magee, 2005).

- Rys. 2.1k **Acoem Aurora 4000** – Aurora 4000 (wcześniej znana jako Eco-tech Aurora 4000) jest nefalometrem polarnym. Instrument zapewnia ciągłe pomiary współczynnika rozpraszania promieniowania. Aurora mierzy natężenie rozproszonego promieniowania w zakresie od $\sim 10^\circ$ do $\sim 170^\circ$, co pozwala na pozyskanie pełniejszej informacji dotyczącej funkcji fazowej i pośrednio charakterystyki aerozolu atmosferycznego. Aurora 4000 wykorzystuje diody LED o trzech długościach fali: 450 nm, 525 nm i 635 nm.

- Rys. 2.1m **CIMEL CE318-2 Sun Sky** – CE318 jest fotometrem polaryzacyjnym wykonującym pomiary intensywności i polaryzacji światła słonecznego (bezpośredniego i rozproszonego) w celu uzyskania podstawowych parametrów fizyczno-optycznych, takich jak grubość optyczna τ_λ (wyznaczana na podstawie prawa Lamberta-Beera), zespolony współczynnik załamania światła i parametr asymetrii g . Operuje w dziewięciu długościach fali: 340, 380, 440, 500, 675, 870, 936, 1020 i 1640 nm. Niepewność wyznaczenia τ_λ szacuje się od 0,01 do 0,02 (Eck i in., 1999). Modelem tego używają stacje będące częścią światowej sieci Aerosol Robotic Network (AERONET) (Holben i in., 1998).
- **Campbell A100LK** (brak zdjęcia) – A100LK jest anemometrem czasowym, w którym prędkość wiatru wyznaczana jest na podstawie prędkości obrotowej wirnika napędzanego przepływem powietrza.

2.2. Część walidacyjna

W części walidacyjnej modelu EDMF-AERO, jako profili inicjalnych użyto obserwacji z radiometru mikrofalowego HATPRO-G5 (rys. 2.1e) znajdującego się w Stacji Transferu Radiacyjnego (SolarAOT) w Strzyżowie, w województwie podkarpackim (49.878° N, 21.861° E, 443 m n.p.m.). Stacja znajduje na niewielkim wzgórzu w części pozamiejskiej z dala od przemysłu oraz zabudowy (ok. 200 m nad kotliną Wisłoka). Obszar oddalony jest o 5 km w kierunku wschodnim od centrum Strzyżowa, 25 km w kierunku południo-zachodnim od Rzeszowa i 30 km w kierunku północnym od Krosna. Obszar charakteryzuje się specyficznym dla tego rejonu Polski rusztowym ukształtowaniem terenu związanym z pasmami wzniesień ciągnącymi się z północnego zachodu na południowy wschód. Pokrycie terenu – niska trawa (rys. 2.2).



Rysunek 2.2: Zdjęcie wykonane za pomocą drona ukazujące stację SolarAOT oraz jej okolice.

2.2.1. Profile walidacyjne

Do walidacji EDMF-AERO użyto profili $\theta(z)$ in-situ wyznaczonych za pomocą radiosondy M20 (rys. 2.1i) na stacji meteorologicznej Instytutu Meteorologii i Gospodarki Wodnej o numerze WIGOS 0-20000-0-12575, znajdującej się w Tarnowie (50.02556° N, 20.94194° E, 193 m n.p.m.). Obserwacje in-situ są z reguły dokładniejsze od pomiarów teledetekcyjnych i mają lepszą rozdzielczość przestrzenną, co sprawia, że są kluczowe przy weryfikacji prognoz EDMF-AERO. Nie można jednak pominąć faktu, iż sondy nie wykonują pełnego pomiaru natychmiastowo. W trakcie wznoszenia się balonu meteorologicznego, wiatr może przemieścić go nawet o kilkadziesiąt km horyzontalnie, co stanowi istotne ograniczenie względem pomiarów teledetekcyjnych.

Miejsce startu pomiaru M20 w Tarnowie znajduje się około 65 km na zachód od stacji SolarAOT, a różnica wysokości pomiędzy nimi to ok. 250 m. Jest to wystarczająco blisko, aby oddać podobne warunki meteorologiczne, ale nie jest oczywiste, w jaki sposób należy porównywać WGWA wyznaczone na podstawie tych profili. W celu ustalenia tych kwestii, wykonano analizę statystyczną, w której porównano wartości WGWA o 12.00 UTC z Tarnowa i ze Strzyżowa.

Do wyznaczenia WGWA w Tarnowie skorzystano z metody gradientowej - tradycyjnego i relatywnie niezawodnego sposobu korzystającego z pomiarów in-situ (Holzworth, 1964; Grossman i Gamage, 1995).

Do wyznaczenia WGWA w Strzyżowie użyto danych z ceilometru Vaisala CL31 działającego na stacji SolarAOT w tym czasie. CL31 jest urządzeniem lidarowym mierzącym m.in. współczynnik rozpraszania wstecznego (β , ang. backscatter coefficient). WGWA wyznaczono, stosując metodę transformacji falkowej z funkcją okienkową Haara, która została szczegółowo opisana i zaimplementowana w Pythonie przez Garcia-Franco i Stremme (2018); García-Franco i in. (2018); Grabon i in. (2010). Metoda ta, pomimo dobrej zgodności z pomiarami (Caicedo i in., 2017), charakteryzuje się niepewnością ok. 100 m. Do analizy użyto danych z okresu letniego 2023 roku (maj-sierpień) oraz dodatkowo z sierpnia 2024 roku. Spośród tych dni wybrano tylko te, w których jednocześnie były dostępne radiosondaże z Tarnowa i dane CL31. Takich dni było 35. Dodatkowo odrzucono dni, w których wyznaczona WGWA charakteryzowała się wysokim zaszumieniem (tj. kiedy

odchylenie standardowe WGWA w godz. 11.00-13.00 UTC przekraczało 100 m). Takich dni zostało 12.

Obliczono średnią różnicę pomiędzy WGWA w Tarnowie i Strzyżowie względem poziomu morza, która wyniosła $+10 \pm 60$ m. Oznacza to, że GWA pomiędzy Tarnowem a Strzyżowem w lecie nie podąża za orografią i w Tarnowie jest ok. 260 m wyższa niż w Strzyżowie. Zdecydowano się nie dodawać tej wielkości do wyznaczonej WGWA ze względu na jej niewielkie znaczenie w kontekście jej niepewności. Różnica wysokości została uwzględniona w wizualizacji danych poprzez przesunięcie profili $\theta(z)$ w Strzyżowie o 250 m w górę względem profili z Tarnowa.

2.2.2. Metodyka wyznaczenia parametrów radiacyjnych

- Grubość optyczną aerozolu $\tau_{\lambda=500\text{ nm}}$ ² zmierzono za pomocą fotometru CIMEL CE318-2 Sun Sky (rys. 2.1l)³.
- Albedo pojedynczego rozpraszania ω_{520} przy powierzchni oszacowano za pomocą kombinacji aethalometru AE-31 (rys. 2.1j) i nefalometru Aurora 4000 (rys. 2.1k) stosując metodologię Markowicz i in. (2021b).

²W tej sekcji oraz w następnych używany jest indeks λ zamiast ν oraz powrócono do zależności parametrów optycznych od wysokości z zamiast grubości optycznej τ . W celu skrócenia zapisu, zamiast np. $\sigma_{e,\lambda=500\text{ nm}}$ zapisuje się $\sigma_{e,500}$, co należy rozumieć jako wielkość wyznaczoną dla długości fali $\lambda = 500\text{ nm}$.

³Od sierpnia 2013 roku SolarAOT jest częścią sieci AERONET (Holben i in., 1998), prowadząc rutynowe pomiary właściwości optycznych aerozolu atmosferycznego.

2.3. Część studium przypadku ekstremalnego

Do studium przypadku z wysoką koncentracją aerozolu absorbującego wykorzystano dane archiwalne z sieci PolandAOD (Markowicz i in., 2021b). W 2014 roku, w nocy z 28 na 29 października, równoległe z rutynowo prowadzonymi pomiarami w Obserwatorium Geofizycznym w Świdrze niedaleko Warszawy (52.11° N, 21.23° E, 100 m n.p.m.) wykonano pomiary z użyciem drona UAV (Chiliński i in., 2018).

W swojej pracy Chiliński i in. (2016) skupili się na potencjale uzupełniania profili lidarowych za pomocą danych z niższych partii atmosfery zebranych za pomocą platform UAV, dlatego profilowanie in-situ dnia 28.10.2014 r. wykonano do wysokości ~ 140 m. Moduł ewolucji GWA w modelu EDMF-AERO wymaga początkowych profili meteorologicznych do wysokości 4 km, a więc profile zmierzone in-situ okazały się niewystarczające.

Co więcej, podczas opisywanej kampanii pomiarowej niestety nie wykonywano pomiarów przy wschodzie słońca (ok. 5.30 UTC). Symulacje EDMF-AERO powinny rozpoczynać się wraz ze wschodem słońca lub później, ze względu na niestabilne zachowanie modelu podczas symulowania warunków nocnych. Brak tych danych stał się zatem największym ograniczeniem niniejszej analizy i z tego względu jako profile początkowych zdecydowano się użyć danych z reanalizy ERA5.

2.3.1. Metodyka wyznaczenia parametrów radiacyjnych

- Profile wsp. rozpraszania wstecznego β zmierzono za pomocą ceilometru Valisala CL31 (rys. 2.1b). Posłużyły one do wyznaczenia WGWA tego dnia.
- Do pomiaru właściwości optycznych aerozolu przy powierzchni ziemi, tj. objętościowego współczynnika rozpraszania $\sigma_{s,\lambda}(z = 0)$, objętościowego współczynnika absorpcji $\sigma_{a,\lambda}(z = 0)$ i albedo pojedynczego rozpraszania ω_{520} użyto PAXa (rys. 2.1c).
- Profil pionowy objętościowego współczynnika absorpcji $\sigma_{a,\lambda}$ został wyznaczony przy użyciu platformy pomiarowej składającej się z radiosondy RS92-SGP (rys. 2.1f) i AE-51 (rys. 2.1j) zamontowanych na bezzałogowym syste-

mie powietrznym Versa X6 (rys. 2.1h).

- Korzystając z pomiaru AE-51, otrzymano profil pionowy $\sigma_{a,880}(z)$. Używając wyznaczonej wartości albedo pojedynczego rozpraszania 0,82 wyznaczono profil $\sigma_{e,880}(z)$.
- Wyznaczenie wartości parametru H przeprowadzono, dopasowując teoretyczny profil ekstynkcji (równ. 3.1) do profilu rzeczywistego za pomocą metody najmniejszych kwadratów. W ten sposób wyznaczono grubość charakterystyczną H na 35 m.
- Całkując wyznaczony profil $\sigma_{e,880}(z)$ zgodnie z równaniem A.17 otrzymujemy wartość $\tau_{880} = 0,043$. Chiliński i in. (2016) wyznaczyli wartość α równą 1,88. Stosując tę wartość i równ. C.14 możemy obliczyć $\tau_{500} = 0,12$. Wykonanie analogicznych obliczeń na profilu $\sigma_{e,880}(z)$ z godz. 9.40 UTC⁴ dają w wyniku $\tau_{500} = 0,18$. Zdecydowano się użyć wartości późniejszej. Należy tutaj zaznaczyć, że sposób wyznaczenia wartości τ_{500} polegający na całkowaniu zmierzonego profilu $\sigma_{e,500}(z)$ charakteryzuje się dużą niepewnością sięgającą nawet 50%.

⁴Dane nieobecne w pracy Chiliński i in. (2018).

2.4. Parametryzacja powierzchniowych strumieni ciepła

Parametryzacja powierzchniowych strumieni ciepła jest istotną częścią numerycznych modeli atmosferycznych ze względu na ich wpływ na ewolucję GWA (Beljaars i Holtslag, 1991; Mahrt i Vickers, 2004; Liebethal i Foken, 2007). Jedną z metod obliczania powierzchniowych strumieni ciepła jest wyjście od równań ogólnych:

$$Q_S = -c_p \rho C_S U(z_1) \{\theta(z_1) - \theta(z_0)\}, \quad Q_L = -L_\nu \rho C_L U(z_1) \{q(z_1) - q(z_0)\} \quad (2.1)$$

gdzie:

Q_S, Q_L	-	Strumienie powierzchniowe ciepła jawnego i utajonego
C_S, C_L	-	Integralne wsp. transportu ciepła i wilgoci
U	-	Prędkość wiatru
z_i	-	i -ty poziom modelu, gdzie $i = 0$ to powierzchnia
L_ν	-	Ciepło parowania ($2,501 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$)
c_p	-	Ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu ($1005,7 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

Niestety, nawet posiadając dane dotyczące temperatury gleby, problemem pozostaje parametryzacja współczynników C_S, C_L . Zależy ona bowiem od wielu czynników zmieniających się w czasie, m.in. wilgotności gleby na różnych jej głębokościach i wpływu roślinności (Mahrt i Vickers, 2004). W przypadku powierzchni trawiastej rolę gra nawet wysokość źdźbeł trawy i pod jakim kątem są zwrócone. Dla przykładu, predykcję powierzchniowych strumieni ciepła Q_S i Q_L oferuje rzetelny i relatywnie często używany model NOAH-MP (Niu i in., 2011). Charakteryzuje się on znaczną wrażliwością na wybór niektórych parametryzacji wymaganych do obliczeń (Gan i in., 2019; Wang i in., 2023). W analizowanych przypadkach wybór odpowiednich parametryzacji pozostaje niejednoznaczny, a brak danych uniemożliwia wiarygodne oszacowanie niezbędnych parametrów. Próby ich estymacji mogłyby zostać podjęte, jednak nie prowadzi to do rozwiązania problemu wrażliwości wyników na przyjęte założenia.

Alternatywną metodą, na którą zdecydowano się w niniejszej pracy doktorskiej, jest powiązanie strumieni powierzchniowych ze strumieniami promieniowania krótkofalowego (Lu i in., 2014; Vignon i in., 2017; Yang i in., 2019). W niniejszej pracy

wyznaczono trzy parametryzacje dla letnich, jesiennych i zimowych warunków solarnych.

Parametryzację wyznaczono na podstawie danych z ERA5 (Hersbach i in., 2023b) konstruując wykres regresyjny na podstawie godzinnych średnich strumienia $F_{SW}^{\downarrow}(0)$ i strumieni ciepła powierzchniowego Q_S i Q_L . Następnie dopasowano f. liniową do danych i, używając, obliczano, czy godzinne średnie strumieni Q_S i Q_L obliczone za jej pomocą zgadzają się z rzeczywistymi godzinnymi średnimi strumieni Q_S i Q_L z ERA5.

Zauważono, że lepszą zgodność dla strumienia Q_S uzyskuje się, rozdzielając parametryzację na część przedpołudniową i popołudniową. Dlatego dla danych warunków solarnych wyznaczano osobną parametryzację Q_S dla poranka (godz. 0-12 UTC) oraz dla popołudnia (godz. 12-23 UTC). Dla Q_L powyższego rozdziału nie stosowano.

Zastosowanie wyznaczonych parametryzacji umożliwia wiarygodne odwzorowanie dobowego przebiegu średnich godzinowych wartości dla sezonu letniego i jesiennego, z odchyleniem procentowym poniżej 20% w godzinach 6—18 UTC. Dla parametryzacji zimowej odchylenie to sięga ok. 30% co może mieć wpływ na wyniki symulacji EDMF-AERO przeprowadzane w tych warunkach solarnych. W celu zweryfikowania czułości modelu na wartości powierzchniowych strumieni ciepła przeprowadzono badanie wrażliwości na parametry wejściowe (patrz sekcja 4.2). Dla przykładu, obliczone wartości Q_S i Q_L pomnożono przez 0,9 lub 1,1 i sprawdzono, w jaki sposób zmieniają się prognozy $\overline{\theta_{GWA}}$ oraz WGWA dla 31 maja (patrz sekcja 4.1). Dla $1,1 \cdot Q_S$: $\Delta \overline{\theta_{GWA}} = +0,15$ K, a $\Delta WGWA = +30$ m. Dla $0,9 \cdot Q_S$: $\Delta \overline{\theta_{GWA}} = -0,15$ K, a $\Delta WGWA = -35$ m. Za to strumień Q_L nie ma istotnego wpływu na profil $\theta(z)$ oraz WGWA.

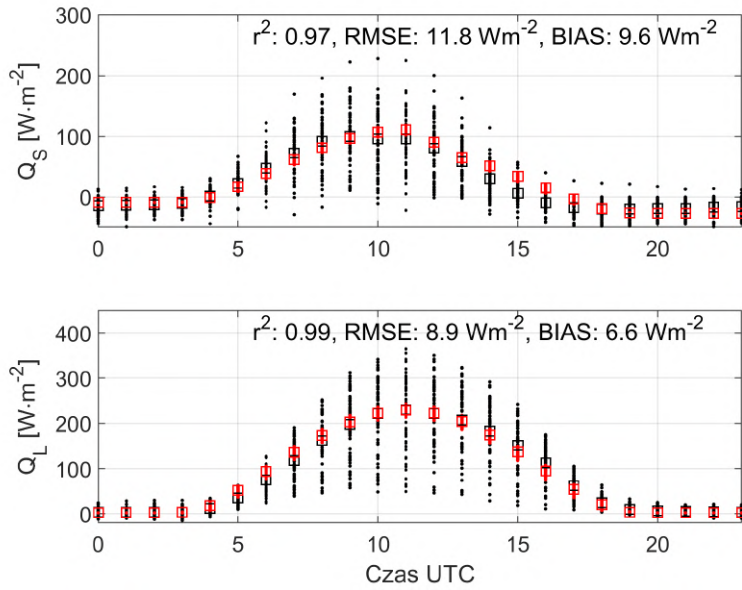
2.4.1. Parametryzacja letnia

Parametryzację letnią wyznaczono na podstawie danych z ERA5 z maja i czerwca 2023 r. interpolowanych do współrzędnych SolarAOT. Otrzymano poniższe relacje:

$$Q_S = \begin{cases} 0,141 \cdot F_{SW}^{\downarrow}(0) - 9,31 \text{ Wm}^{-2}, & 0 - 12 \text{ UTC} \\ 0,121 \cdot F_{SW}^{\downarrow}(0) - 27,1 \text{ Wm}^{-2}, & 12 - 0 \text{ UTC}. \end{cases} \quad (2.2)$$

$$Q_L = 0,267 \cdot F_{SW}^{\downarrow}(0) + 2,34 \text{ Wm}^{-2} \quad (2.3)$$

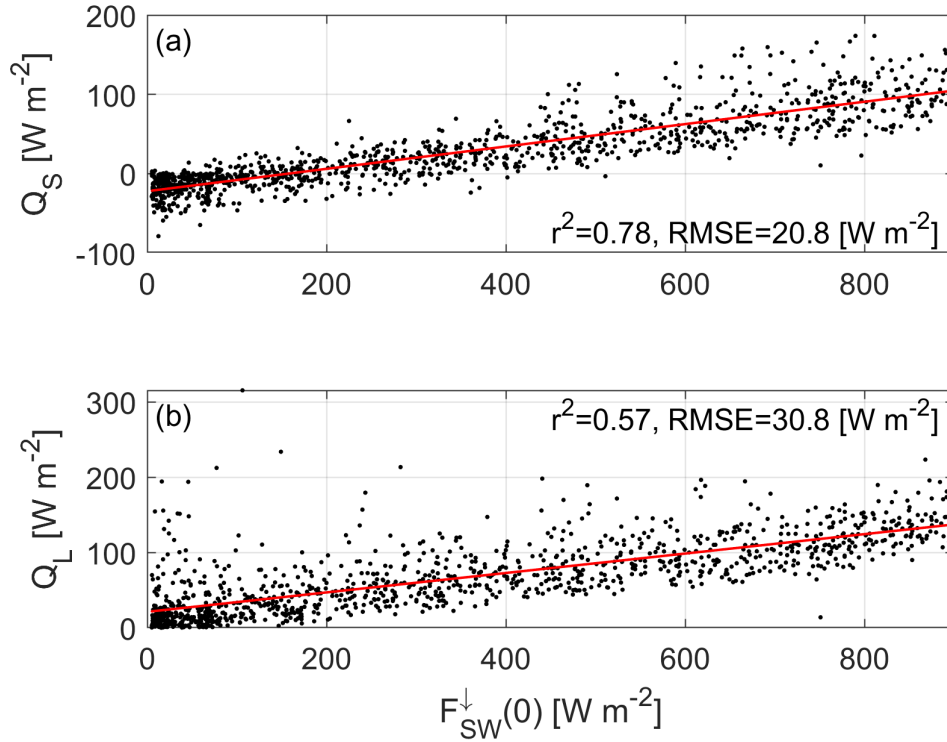
Q_S dla godziny 12.00 UTC obliczano jako średnią z dwóch parametryzacji. Otrzymano wysoki współczynnik korelacji $r^2 = 0,97$ dla Q_S i $0,99$ dla Q_L (rys. 2.3). RMSE wyznaczenia dla Q_S wyniósł $11,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ i $8,9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ dla Q_L . Średni błąd procentowy dla Q_S wyniósł ok. 3% i 11% w godzinach 6–18 UTC, w których obserwowane są najwyższe odstępstwa od pomiarów.



Rysunek 2.3: Wykres porównujący powierzchniowe strumienie (a) ciepła odczuwalnego Q_S i (b) ciepła utajonego Q_L z reanalizy ERA5 (czarne znaczniki) z wartościami wyznaczonymi używając równ. 2.2 i 2.3 (czerwone znaczniki). Znaczniki kwadratowe to średnie godzinne.

Zasadność przyjętej postaci parametryzacji potwierdzają dane pomiarowe in-situ. Wyznaczono analogiczną parametryzację na podstawie pomiarów przeprowadzo-

nych w SolarAOT w okresie od 6 czerwca do 18 sierpnia 2015 r. (Markowicz i in., 2021a). Strumień promieniowania $F_{SW}^\downarrow(0)$ zmierzono za pomocą piranometru CMP21 Kipp & Zonen (rys. 2.1d). Do pomiarów Q_S i Q_L wykorzystano anemometr Young 81000 (rys. 2.1a) i higrometr kryptonowy Campbell KH20 (rys. 2.1g). Skonstruowany wykres regresyjny (rys. 2.4) na podstawie $F_{SW}^\downarrow(0)$, Q_S i Q_L wyraźnie wskazuje na liniową zależność wyznaczanych wielkości.



Rysunek 2.4: Strumień promieniowania SW w dół $F_{SW}^\downarrow(0)$ i (a) powierzchniowego strumienia ciepła jawnego Q_S oraz (b) powierzchniowego strumienia ciepła utajonego Q_L . Parametryzacja dla letnich warunków solarnych (dane z sierpnia).

Do danych dopasowano f. liniowe w postaci:

$$Q_S = 0,141 \cdot F_{SW}^\downarrow(0) - 22,1 \text{ Wm}^{-2}, \quad Q_L = 0,129 \cdot F_{SW}^\downarrow(0) + 21,1 \text{ Wm}^{-2} \quad (2.4)$$

Współczynnik kierunkowy dla Q_S jest zgodny z wartością uzyskaną na podstawie danych ERA5 w przedziale, co stanowi dodatkowe potwierdzenie przyjętej

parametryzacji. W przypadku Q_L zaobserwowano istotną rozbieżność współczynników, która wynika prawdopodobnie z różnic w warunkach wilgotnościowych między analizowanymi okresami (8 lat różnicy). Innym powodem może być potrzeba interpolacji danych z reanalizy ERA5 do współrzędnych SolarAOT w związku z rozdzielczością $0.25^\circ \times 0.25^\circ$. Ten zbiór danych zawiera uśrednione dane, które gorzej oddają lokalne warunki w okolicach stacji. Ze względu na niską czułość modelu na ten parametr rozbieżność ta nie wpływa istotnie na prognozy EDMF-AERO, a do dalszych symulacji przyjęto parametryzację na podstawie reanalizy ERA5.

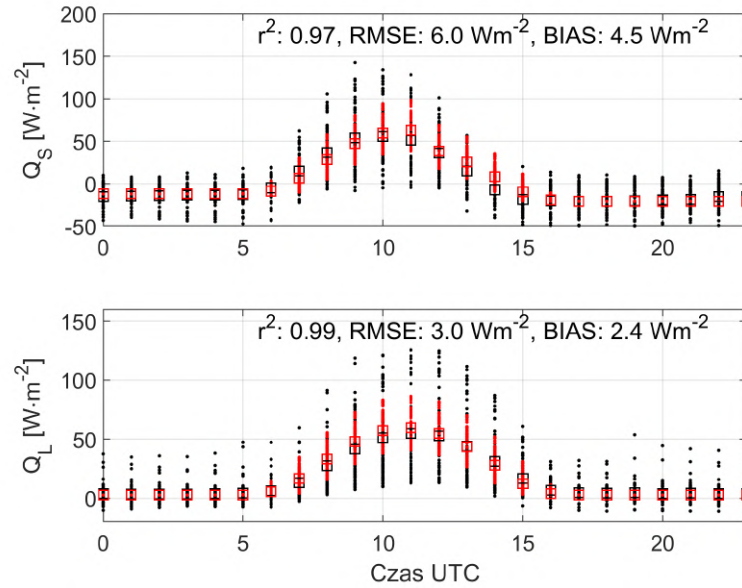
2.4.2. Parametryzacja jesienna

Parametryzację jesienną wyznaczono na podstawie danych z ERA5 z października i listopada 2014 r. interpolowanych do współrzędnych Świdra. Otrzymano poniższe relacje:

$$Q_S = \begin{cases} 0,208 \cdot F_{SW}^{\downarrow}(0) - 12,0 \text{ Wm}^{-2}, & 0 - 12 \text{ UTC} \\ 0,179 \cdot F_{SW}^{\downarrow}(0) - 20,6 \text{ Wm}^{-2}, & 12 - 0 \text{ UTC}. \end{cases} \quad (2.5)$$

$$Q_L = 0,158 \cdot F_{SW}^{\downarrow}(0) + 2,70 \text{ Wm}^{-2} \quad (2.6)$$

Otrzymano wysoki współczynnik korelacji $r^2 = 0,97$ dla Q_S i $0,99$ dla Q_L (rys. 2.5). RMSE wyznaczenia dla Q_S wyniósł $6,0 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ i $3,0 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ dla Q_L . Średni błąd procentowy dla Q_S wyniósł ok. 6% i 13% w godzinach 6-18 UTC, w których obserwowane są najwyższe odstępstwa od pomiarów.



Rysunek 2.5: Wykres porównujący powierzchniowe strumienie (a) ciepła odczuwalnego Q_S i (b) ciepła utajonego Q_L z reanalizy ERA5 (czarne znaczniki) z wartościami wyznaczonymi używając równ. 2.5 i 2.6 (czerwone znaczniki). Znaczniki kwadratowe to średnie godzinne.

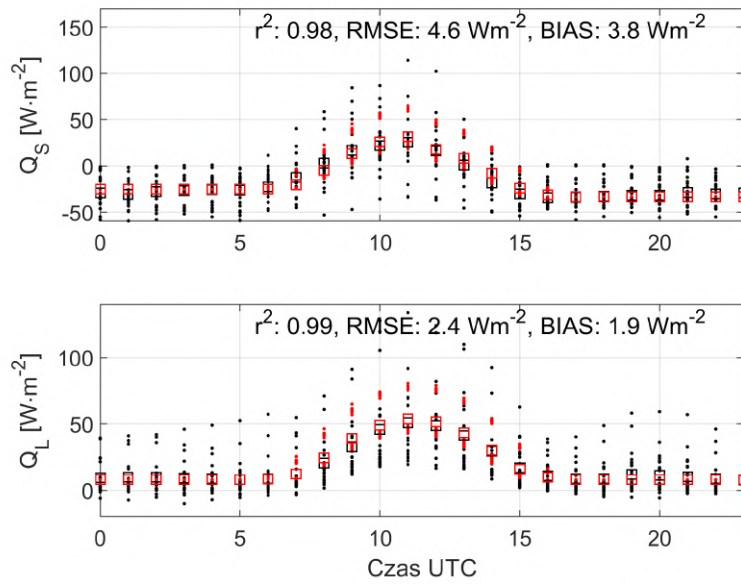
2.4.3. Parametryzacja zimowa

Parametryzację zimową wyznaczono na podstawie danych z ERA5 z stycznia i lutego 2023 r. interpolowanych do współrzędnych SolarAOT z wyłączeniem dni, w których według danych ERA5 była obecna pokrywa śnieżna. Otrzymano poniższe relacje:

$$Q_S = \begin{cases} 0,183 \cdot F_{SW}^{\downarrow}(0) - 25,5 \text{ Wm}^{-2}, & 0 - 12 \text{ UTC} \\ 0,172 \cdot F_{SW}^{\downarrow}(0) - 33,5 \text{ Wm}^{-2}, & 12 - 0 \text{ UTC}. \end{cases} \quad (2.7)$$

$$Q_L = 0,147 \cdot F_{SW}^{\downarrow}(0) + 7,98 \text{ Wm}^{-2} \quad (2.8)$$

Otrzymano wysoki współczynnik korelacji $r^2 = 0,98$ dla Q_S i $0,99$ dla Q_L (rys. 2.6). RMSE wyznaczenia dla Q_S wyniósł $4,6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ i $2,4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ dla Q_L . Średni błąd procentowy dla Q_S wyniósł ok. 17% i 30% w godzinach 6–18 UTC, w których obserwowane są najwyższe odstępstwa od pomiarów.



Rysunek 2.6: Wykres porównujący powierzchniowe strumienie (a) ciepła odczuwalnego Q_S i (b) ciepła utajonego Q_L z reanalizy ERA5 (czarne znaczniki) z wartościami wyznaczonymi używając równ. 2.7 i 2.8 (czerwone znaczniki). Znaczniki kwadratowe to średnie godzinne.

2.5. Pozostałe symulacje

Badania wpływu efektów aerozolowych na rozwój GWA i ilościowe szacunki tych efektów wyznaczono na podstawie symulacji inicjowanych uproszczonymi profilami początkowymi θ i q_v wzorowanymi na publikacji (Nieuwstadt i in., 1992), używanymi w publikacji (Witek i in., 2011), które można podsumować jako:

$$\begin{aligned} \theta &= 297 \text{ K}, \quad q_v = 5 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}; \quad z < 100 \text{ m} \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} &= 2 \text{ K} \cdot \text{km}^{-1}, \quad \frac{\partial q_v}{\partial z} = -0,9 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}; \quad z > 100 \text{ m} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Profile te były używane w sekcjach 4.3, 4.4 i 4.5, a wzmianki o ich użyciu zostały dodane do opisów wykresów lub rozdziałów. Dla dwóch symulacji z 4.3 z jesiennymi i zimowymi warunkami solarnymi użyto zmodyfikowanych profili z równ. 2.10 i 2.11.

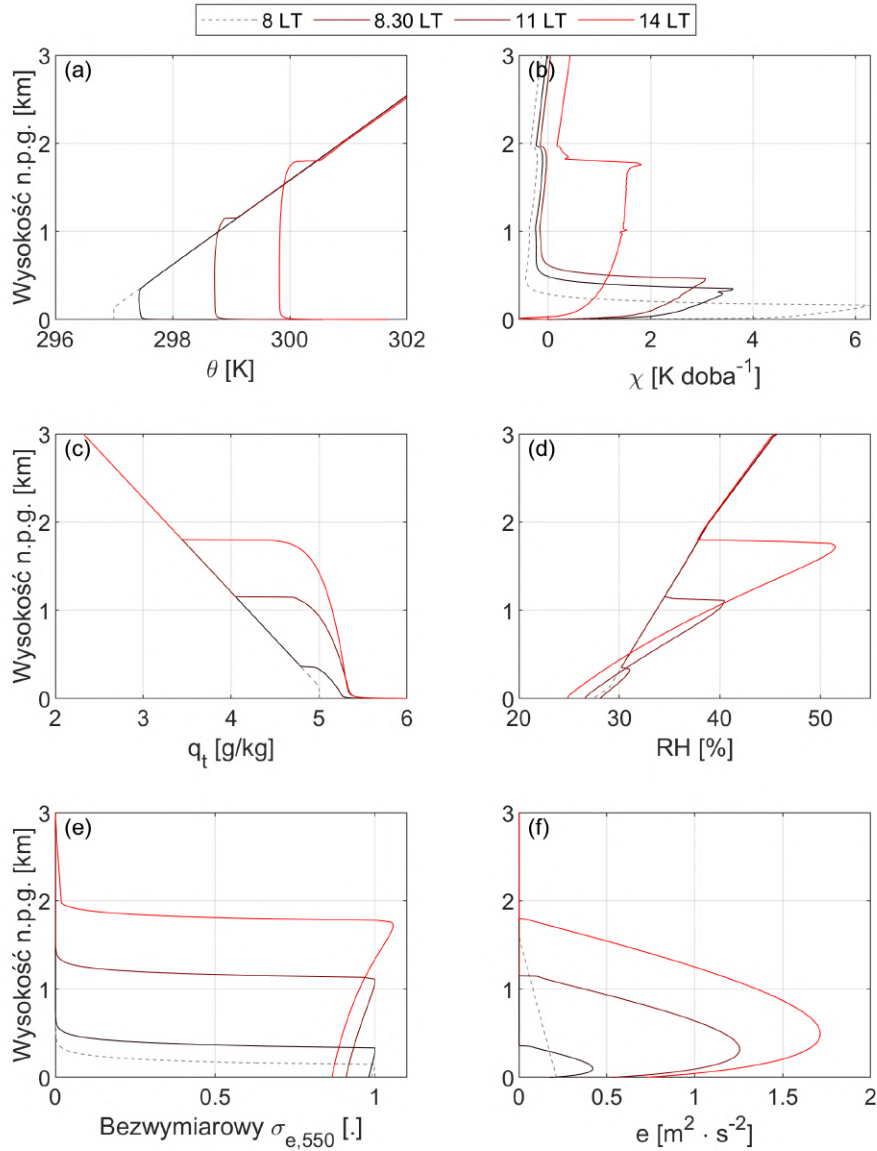
- Dla jesiennych warunków solarnych:

$$\begin{aligned} \theta &= 290 \text{ K}, \quad q_v = 5 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}; \quad z < 100 \text{ m} \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} &= 5 \text{ K} \cdot \text{km}^{-1}, \quad \frac{\partial q_v}{\partial z} = -1,25 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}; \quad z > 100 \text{ m} \end{aligned} \quad (2.10)$$

- Dla zimowych warunków solarnych:

$$\begin{aligned} \theta &= 275 \text{ K}, \quad q_v = 2 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}; \quad z < 100 \text{ m} \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} &= 6 \text{ K} \cdot \text{km}^{-1}, \quad \frac{\partial q_v}{\partial z} = -0,5 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}; \quad z > 100 \text{ m} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Pozostałe profile inicjalne pozostawiono takie same jak w publikacji (Witek i in., 2011). Na rys. 2.7 zaprezentowano przykładową symulację wykonaną z użyciem profili dla warunków letnich, która obrazuje użyte profile.



Rysunek 2.7: Przykładowa prognoza EDMF-AERO z użyciem uproszczonych profili początkowych. Poszczególne panele obrazują profile (a) temperatury potencjalnej $\theta(z)$, (b) szybkości ogrzewania $\chi(z)$, (c) wilgotności właściwej $q_t(z)$, (d) wilgotności względnej $RH(z)$, (e) bezwymiarowego współczynnika ekstynkcji $\sigma_{e,500}(z)/\max\{\sigma_{e,500}(z)\}$ i (f) kinetycznej energii turbulencji $e(z)$. Profile początkowe (8 LT) zaznaczono szarymi liniami przerywanymi, a profile z godzin 8.30 LT, 11 LT i 14 LT zaznaczono liniami w odcieniach czerwieni (jaśniejsze dla późniejszych godzin). Parametry aerozolowe: $\tau_{500} = 0,2$, $\omega_{520} = 0,9$, $\alpha = 1,5$, $H = 50$ m.

Rozdział 3

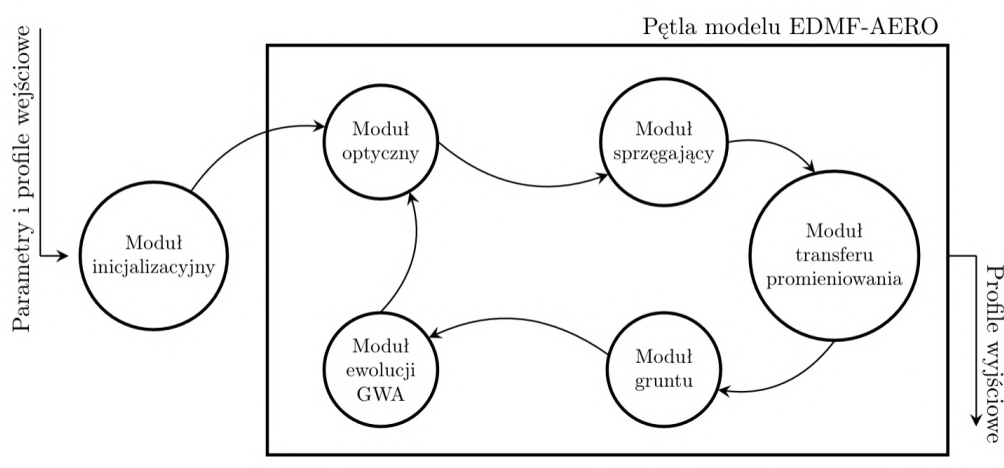
Metody

W trakcie prac związanych z niniejszą pracą doktorską przygotowano nowy model kolumnowy nazwany EDMF-AERO. Łączy on moduł ewolucji GWA opracowany w NASA Jet Propulsion Laboratory oraz moduł transferu promieniowania opracowany w NASA Langley Center. W tej sekcji przedstawiono działanie EDMF-AERO oraz parametry niezbędne do uruchomienia symulacji.

Do opisu zebranych danych w tym rozdziale niezbędne jest użycie wielu konceptów i zmiennych powszechnie używanych w modelowaniu atmosfery z uwzględnieniem procesów transferu promieniowania oraz teorii dyfuzyjności wirowej/strumienia masy. Szczegółowe omówienie tych zagadnień przeniesiono do dodatków A, B i C, a w tekście umieszczono stosowne odwołania.

3.1. Opis konstrukcji modelu EDMF–AERO

Model EDMF–AERO składa się z sześciu modułów: (1) moduł inicjalizacyjny (2) moduł optyczny – część generująca pionowe profile parametrów optycznych aerozolu; (3) moduł sprzęgający – część łącząca interfejsy modułu ewolucji GWA i optycznego z modelem transferu promieniowania; (4) moduł transferu promieniowania – model transferu promieniowania z przybliżeniem 4-strumieniowym z elementami przybliżenia δ -Eddingtona wykorzystującego parametryzację Fu i Liou (1992) (szczegóły w sekcji A); (5) moduł strumieni powierzchniowych (gruntu) – część obliczająca powierzchniowe strumienie ciepła. (6) moduł ewolucji GWA – jednokolumnowy model GWA z domknięciem EDMF i parametryzacją dobraną przez Witek i in. (2011) (szczegóły w sekcji B). Na rys. 3.1 zobrazowano kolejność uruchamiania modułów i architekturę całego modelu.



Rysunek 3.1: Uproszczony schemat blokowy przedstawiający działanie EDMF-AERO składającego się z sześciu modułów.

3.1.1. Moduł inicjalizacyjny

W module inicjalizacyjnym importowane są profile i parametry wejściowe dla całego modelu (szczegóły dotyczące pomiarów zawarto w rozdz. 2).

Wśród danych wejściowych znajdują się zmierzone lub wyznaczone profile początkowe temperatury potencjalnej θ , wilgotności i wodności właściwych q_v , q_l ,

składowych prędkości wiatru U , V i energii kinetycznej turbulencji e .

Wśród parametrów aerozolu znajdują się m.in. grubość optyczna τ_{500} , albedo pojedynczego rozpraszania ω_{520} , wykładnik Ångströma α_{500} , parametr asymetrii g_{500} , grubość charakterystyczna H (równ. 3.1), wsp. wzmocnienia rozpraszania γ wraz z referencyjną wartością wilgotności względnej RH_{REF} . Wartości tych parametrów nie są zmieniane w trakcie symulacji.

W poniższej liście wypisano ustawienia i założenia przyjęte dla wszystkich symulacji. Odstępstwa od tego standardu odpowiednio oznaczono w tekście lub w opisach wykresów.

- Profile początkowe używane w symulacjach opisano w rozdziale 2. Do inicjalizacji symulacji z sekcji 4.3, 4.4, 4.5 używano profili analogicznych jak w pracy (Witek i in., 2011).
- Przyjęto warunki bezchmurne, tj. wodność $q_l = 0$.
- Ze względu na brak danych dot. energii kinetycznej turbulencji e , jako profilu inicjalnego tej zmiennej używano wyników symulacji LES analogicznych jak w pracy (Witek i in., 2011).
- Rozdzielczość czasową symulacji Δt ustawiono na 60 s, a rozdzielczość przestrzenną Δz w zakresie 0-4 km na 1 m.
- Do obliczeń γ założono aerozol składający się z drobnych pyłów pochodzenia antropogenicznego i naturalnego o składzie 40% siarczanów i 60% aerozolu organicznego. Przekłada się to na współczynnik wzmocnienia rozpraszania $\gamma = 0,5$ (Lynch i in., 2016), który wyprowadzono przy $RH_{REF} = 30\%$.
- Grubość charakterystyczna H została ustawiona na 50 m. Odpowiada to najczęstszej obserwowanej wartości tego parametru, co wynika to z badania przeprowadzonego przez Sekuła i in. (2021) i He i in. (2008).
- Dopasowano wartość wykładnika Ångströma α do danego dnia pomiarowego. W przypadku inicjalizacji profilami LES przyjęto wartość $\alpha = 1,5$.
- Współczynnik asymetrii g został ustawiony na 0,65.
- Do obliczeń albedo założono płaską powierzchnię trawiastą.

- Grubość optyczną τ_{500} i albedo pojedynczego rozpraszania ω_{520} zdefiniowano w oparciu o dane pomiarowe.
- Pozostałe parametry modelu transferu radiacyjnego skonfigurowano analogicznie jak w pracy Markowicz i in. (2021a).

3.1.2. Moduł optyczny

Moduł optyczny wykorzystuje parametry optyczne τ_{500} , ω_{520} , α , γ , RH_{REF} , H i $WGWA$ obliczone przez moduł GWA do wygenerowania profili $\sigma_{e,\lambda}(z)$ oraz $\omega_\lambda(z)$ w danym kroku czasowym. Wspomniane parametry są traktowane jako średnie dobowe i nie ulegają modyfikacji w trakcie symulacji. Ponadto zakładamy, że koncentracja aerozolu jest stała z wysokością w GWA ze względu na ruchy konwekcyjne, natomiast ponad jej szczytem $\sigma_{e,\lambda}$ maleje wykładniczo zgodnie z równaniami:

$$\sigma_{e,\lambda}(z) = \begin{cases} \sigma_{e,\lambda}(0) & , z \leq WGWA_5 \\ \sigma_{e,\lambda}(0) \int_{WGWA_5}^{TOA} e^{-\frac{z-WGWA_5}{H}} & , z > WGWA_5. \end{cases} \quad (3.1)$$

wraz z warunkiem normalizacji:

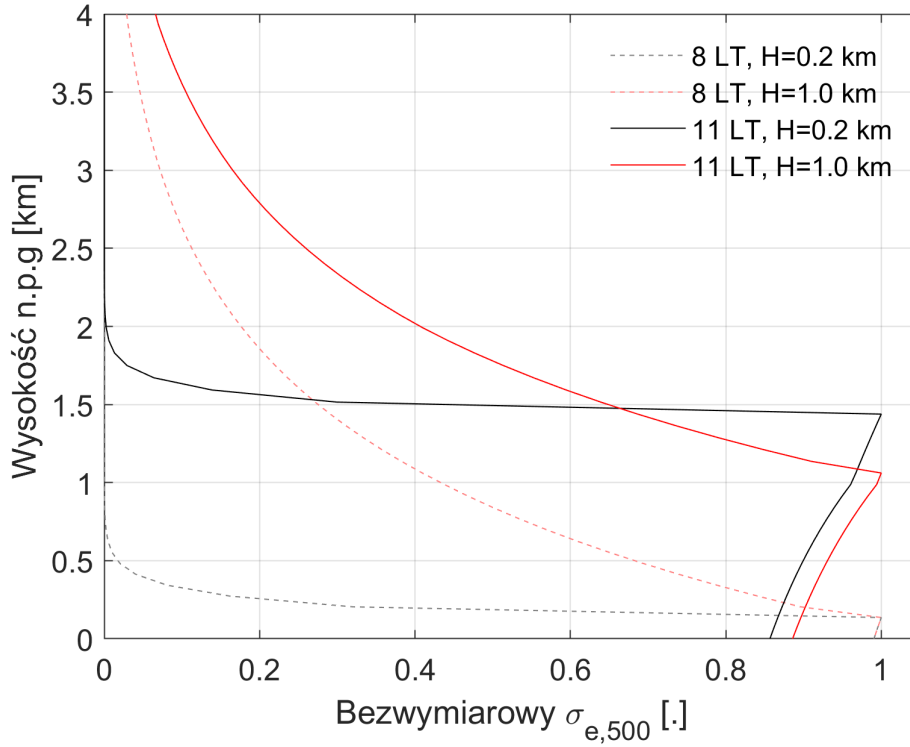
$$\tau_\lambda = \int_0^{TOA} \sigma_{e,\lambda}(z) dz = \sigma_{e,\lambda}(0)(WGWA_5 + H) \quad (3.2)$$

gdzie:

$WGWA_5$	-	WGWA uśredniona z poprzednich 5 kroków czasowych
TOA	-	górną granicą atmosfery
H	-	grubość charakterystyczna

Nowo wprowadzona charakterystyczna grubość H określa tempo wykładniczego spadku współczynnika ekstynkcji aerozolu ponad szczytem GWA. Używanie w tym równaniu uśrednionego $WGWA_5$ służy wprowadzeniu niewielkiego opóźnienia pomiędzy zmianami $WGWA$, a rozrzedzaniem się aerozolu w atmosferze. Rysunek 3.2 przedstawia wpływ H na profil $\sigma_{e,\lambda}(z)$. Aby opisać efekt kopuły, czyli stacjonarną warstwę aerozolu powyżej GWA, do profilu $\sigma_{e,\lambda}(z)$ dodawany jest dodatkowy składnik o rozkładzie normalnym mnożony przez współczynnik intensywności. Zmieniając wartość tego współczynnika oraz wartość $\sigma_{e,\lambda}(0)$, możemy

kontrolować, czy symulujemy efekty pieca, kopuły, a nawet efekt mieszany. Dodatkowo zauważono, że w przypadku $\omega_\lambda(z)$ w zakresie 440-1020 nm (zakres pomiaru CIMELa, rozdz. 2, rys. 2.11) zmienność tego parametru wynosi mniej niż $\pm 0,01$, więc przyjęto założenie o pomijalności zależności spektralnej: $\omega_\lambda(z) = \omega(z)$.



Rysunek 3.2: Profile bezwymiarowego objętościowego współczynnika ekstynkcji obliczone jako $\sigma_{e,500}(z)/\max\{\sigma_{e,500}(z)\}$. Linie przerywane przedstawiają profile początkowe o 8 LT, a linie ciągłe o 11 LT. Kolorem czerwonym oznaczono symulacje z $H = 1$ km, a czarnym symulacje z $H = 0,2$ km. Charakterystyczny wzrost $\sigma_{e,500}(z)$ do wysokości $\sim 1,5$ km jest konsekwencją wzrostu higroskopijnego cząstek ($\gamma = 0,5$, $RH_{REF} = 0,3$, szczegóły w sekcji C.3).

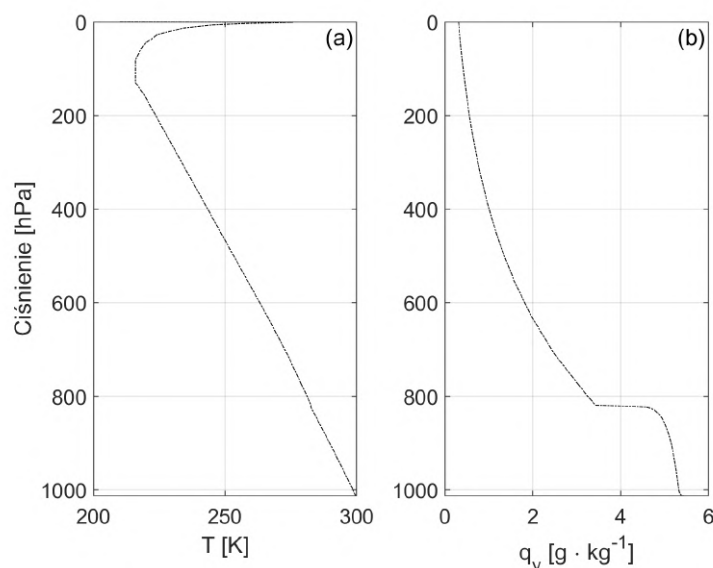
Następnie na profile $\sigma_{e,\lambda}(z)$ i $\omega(z)$ nakładany jest tzw. **efekt wzmocnienia rozpraszania** związany z efektem higroskopijnym (sekcja C.3). Zakładając, że wpływ efektu higroskopijnego na parametry absorpcyjne aerozolu jest pomijalny, $\sigma_{e,\lambda}(z)$ jest mnożona przez współczynnik wzmocnienia rozpraszania $f(RH)$ zgodnie ze wzorem C.7, a $\omega(z)$ zgodnie ze wzorem C.9. Na końcu następuje obliczenie τ_λ na pod-

stawie τ_{500} i α zgodnie z równ. C.14 oraz znormalizowanie profilu $\sigma_{e,\lambda}(z)$, tak aby odpowiadał zadanej grubości optycznej τ_λ zgodnie z równ. A.17.

3.1.3. Moduł sprzęgający

Najważniejsza część modelu EDMF-AERO łącząca moduł ewolucji GWA i moduł optyczny z modelem transferu promieniowania. Moduł jest odpowiedzialny za następujące zadania:

1. Interpolacja profili parametrów termodynamicznych z siatki modelu ewolucji GWA do siatki modułu transferu promieniowania.
2. Uzupełnienie pionowych profili w górę, korzystając z plików atmosfery standardowej, tak aby sięgały one do 100 km n.p.g., ale nie zawierały punktów nieciągłości. Użyto pliku „jlms.lay” dołączonego do modułu radiacyjnego Ed4-LaRC-Fu-Liou (rys. 3.3).



Rysunek 3.3: Profile (a) temperatury $T(z)$ oraz (b) wilgotności właściwej $q_v(t)$ atmosfery standardowej „jlms.lay”

3. Wygenerowanie plików wejściowych używanych przez moduł transferu promieniowania i uruchomienie go.

4. Weryfikacja poprawności i odczytanie binarnych plików wyjściowych generowanych przez moduł transferu promieniowania i zapisanie ich w postaci zmiennych wysokopoziomowych (np. struktura).

3.1.4. Moduł transferu promieniowania

Model Ed4-LaRC-Fu-Liou, opracowany w NASA Langley Research Center, to oparty na języku Fortran model transferu promieniowania dla atmosfery w przybliżeniu płasko-równoległym, 4-strumieniowym i δ -Eddingtona. Używa parametryzacji zaproponowanej przez Fu i Liou (1992), znanej z wysokiej dokładności bez znacznego wzrostu złożoności obliczeniowej (Myhre i in., 2009). Za pomocą modelu można obliczyć strumienie promieniowania krótkofalowego (ang. shortwave, SW) i długofalowego (ang. longwave, LW) w dół i w górę oraz wydzielić ich część bezpośrednią i rozproszoną (szczegóły w rozdziale A). Na podstawie profili strumieni promieniowania można obliczyć także szybkości ogrzewania zgodnie z równ. A.57. W modelu uwzględniono wpływ absorpcji i rozpraszania promieniowania przez gazy atmosferyczne, hydrometeory¹ i aerozol atmosferyczny. Użytkownik może wybrać jedną z kilku opcji modelowania:

1. Dla zakresu LW: 4 lub 2-strumieniowy. Granice pasm widmowych $\lambda \in \{4,545; 5,263; 5,882; 7,142; 8; 9,090; 10,20; 12,5; 14,92; 18,51; 25; 35,71\} \mu\text{m}$
2. Dla zakresu SW: 4-strumieniowy, 2-strumieniowy lub 2-strumieniowy ważony f. Gamma. Granice pasm widmowych $\lambda \in \{0,1754; 0,2247; 0,2439; 0,2857; 0,2985; 0,3225; 0,3575; 0,4375; 0,4975; 0,5950; 0,7; 1,3; 1,8; 2,5; 3,5; 4,0\} \mu\text{m}$

W tym badaniu użyto przybliżenia 2-strumieniowego dla SW i 4-strumieniowego dla LW. Strumień promieniowania SW w dół przy powierzchni $F_{SW}^\downarrow(0)$ jest wykorzystywany do parametryzacji strumieni ciepła w module gruntu. W opisywanym module rozwiązywane jest równanie transferu promieniowania w przybliżeniu 4-strumieniowym z δ -Eddingtona korzystając z metody przybliżenia kwadraturą Gaussa-Legendre’a w czterech punktach (patrz dodatek A i równ. A.50). Przekształcenia algebraiczne w tym przypadku są długie i skomplikowane, ale ich szkic został zaprezentowany przez Fu i Liou (1992). Warto wspomnieć o ogranicze-

¹W tym studium skupiono się wyłącznie na warunkach „czystej” atmosfery, dlatego absorpcja i rozpraszanie przez hydrometeory zostały pominięte.

niach przybliżenia δ -Eddingtona. Metoda ta sprawdza się dla ośrodków optycznie grubych ale może prowadzić do znacznych błędów dla cienkich warstw powietrza oraz, gdy absorpcja promieniowania jest duża. Jest to konsekwencja założeń przybliżenia Eddingtona, na podstawie których energia promieniowania rozproszonego w przód (w wąskim kącie bryłowym) jest sztucznie oddzielana od całkowitego promieniowania rozproszonego, nie dając wkładu do części rozproszonej wielokrotnie (Markowicz, 2022). Pomimo tych ograniczeń, model wykazuje bardzo dobrą dokładność wyznaczanych strumieni promieniowania w szerokim zakresie grubości optycznych atmosfery (Myhre i in., 2009).

3.1.5. Moduł strumieni powierzchniowych (gruntu)

Do funkcjonowania modelu EDMF-AERO niezbędne jest zadanie parametryzacji powierzchniowych strumieni ciepła odczuwalnego Q_S i utajonego Q_L . W niniejszej pracy założono uproszczoną parametryzację przedpołudniową i popołudniową, która opiera się na liniowych zależnościach strumieni Q_S i Q_L od strumienia promieniowania krótkofalowego przy powierzchni ziemi $F_{SW}^\downarrow(0)$. Przyjętą postać liniową relacji godzinnych wartości uśrednionych potwierdzają porównania z reanalizą ERA5 oraz z pomiarami in-situ.

3.1.6. Moduł ewolucji GWA i zakończenie iteracji

Wszystkie profile i parametry wraz z danymi wyjściowymi modułu transferu promieniowania są przekazywane do modułu ewolucji GWA. Profile szybkości ogrzewania χ służą jako dodatkowy składnik źródłowy F_θ w równaniu na θ . Wykorzystując wszystkie te informacje, w module GWA rozwiązywany jest układ B.21–B.25. Szczegóły dotyczące opisu poszczególnych symboli i wyprowadzenia całego układu znajdują się w dodatku B. Obliczone profile są zapisywane jako aktualne i cały proces powtarza się aż do zakończenia symulacji.

Rozdział 4

Wyniki i dyskusja

W rozdziale czwartym zaprezentowano wyniki wszystkich analiz dynamiki GWA z użyciem EDMF-AERO. W ramach pierwszych z nich porównano uzyskane wyniki z pomiarami in-situ, co posłużyło jako weryfikacja poprawności działania narzędzia. Wykonano również badanie wpływu wybranych parametrów modelu na prognozy ewolucji czasowej GWA. Sprawdzono także przewidywania modelu pod kątem ich zgodności z literaturą naukową. Następnie skupiono się na badaniach czułości prognoz modelu na parametry optyczne aerozoli. Zbadano wpływ wartości τ_{500} i ω na dynamikę wzrostu i ocieplania się GWA w godzinach porannych. W kolejnej części zbadano, które efekty składowe oddziaływania Aerosol-GWA istotniej wpływają na tempo wzrostu i ogrzewania się tej partii troposfery. W kolejnej części skupiono się na studium przypadku ekstremalnego przeprowadzonego na podstawie danych zebranych w miejscowości Świder podczas kampanii pomiarowej z 2014 r. szczególnie opisanej w rozdziale 2. Korzystając z EDMF-AERO przygotowano symulację analogicznych warunków meteorologicznych jak w Świdrze, ale z niższą i wyższą grubością optyczną aerozolu absorbującego. W finalnej części przedstawiono wyniki analizy wpływu aerozolu atmosferycznego na budżet energetyczny GWA.

4.1. Walidacja modelu

Aby zweryfikować działanie modelu oraz dobrać odpowiednie parametry symulacji, porównano 6-godzinne prognozy EDMF-AERO z rzeczywistymi pomiarami. Używana aparatura zbierała dane na stacji w maju i czerwcu 2023 r. Ze względu na to, że na ten moment EDMF-AERO symuluje wyłącznie przypadki bezchmurne, wybrano 5 dni, w których wszystkie sprzęty zebrały dane o dobrej jakości oraz kiedy nie wykryto istotnego wpływu zachmurzenia na poranną ewolucję GWA. Są to dni 21, 22, 28, 31 maja oraz 1 czerwca. Do zainicjowania EDMF-AERO wykorzystano dane pozyskane o 8 LT (około 3,5 godz. po wschodzie słońca) za pomocą radiometru mikrofalowego HATPRO G5. Prognozy porównano z profilem radiosondy M20 z godz. 14 LT.

Późniejsza godzina rozpoczęcia symulacji zapewnia wyższą dokładność wyznaczenia profili $\theta(z)$ przez HATPRO. Są one znacznie bardziej wiarygodne, ponieważ turbulentne mieszanie w GWA jest stabilniejsze kilka godzin po wschodzie słońca. Pomimo niskiej rozdzielczości, nieoptymalnego kształtu i niepewności profili HATPRO, dostarczają one kluczowe dane niezbędne do walidacji EDMF-AERO. Sprzęt ten był bowiem jedynym urządzeniem pomiarowym, które dostarczyło profile początkowe temperatury potencjalnej $\theta(z)$ oraz wilgotności właściwej $q_t(z)$. Ponadto HATPRO wykonuje pomiary co ok. 20 min, dlatego został wykorzystany do śledzenia ogólnego trendu w ewolucji GWA i porównania go jakościowo z przewidywaniami EDMF-AERO. Wykresy porównawcze, opisy oraz tabele zostały zaprezentowane dla każdego dnia osobno.

We wszystkich przypadkach analizowany obszar znajdował się w zasięgu mas powietrza polarno-morskiego, przy czym dominowały warunki słabego gradientu barycznego sprzyjające powolnej adwekcji. W dniach 21–22 maja nad Europą Środkową panowały układy o obniżonym ciśnieniu, podczas gdy od 28 maja region znalazł się pod wpływem rozległego wyżu kontynentalnego (do 1036 hPa), co skutkowało niemal bezchmurnym niebem i wzrostem temperatury przyziemnej do około 25°C w dniu 1 czerwca. We wszystkich analizowanych przypadkach przebiegi prędkości wiatru oraz pionowej składowej prędkości na poziomie 700 hPa wykluczyły nagle wymuszenia synoptyczne i mezoskalowe osiadanie. Średnie ścinanie wiatru w warstwie 0–6 km było konsekwentnie niskie (1–7,3 m · s⁻¹), co wskazuje na

dominującą rolę efektów wypornościowych w kształtowaniu konwekcyjnej warstwy granicznej.

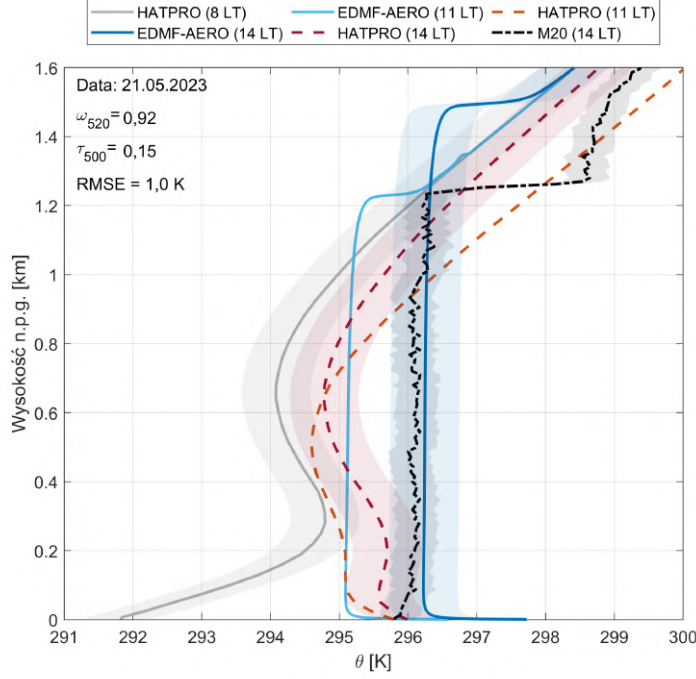
Porównanie profili pionowych z reanalizy ERA5 i radiometru mikrofalowego HATPRO-G5 ujawniło systematyczne rozbieżności w dolnej troposferze (poniżej 1 km n.p.m.), gdzie HATPRO rejestrował wyższe temperatury i odmienną stratyfikację. Różnice te interpretowane są jako efekt wyższej rozdzielczości przestrzennej pomiaru lokalnego względem wygładzonej reprezentacji modelowej.

Pod względem właściwości optycznych aerozolu zanotowano umiarkowaną grubość optyczną ($\tau_{500} = 0,05\text{--}0,15$), słabo absorbujący aerozol z albedo pojedynczego rozpraszania ($\omega_{520} = 0,89\text{--}0,92$) oraz rosnący wykładnik Ångströma (α od 0,90 do 1,42), co świadczy o postępującej zmianie składu aerozolu. Podczas późniejszej analizy danych wykryto, że w tym samym okresie nastąpił napływ dodatkowego aerozolu na skutek pożarów w Kanadzie. Aerozol ten znajduje się jednak na znacznych wysokościach, a więc przyjęto założenie, że jego wpływ na dynamikę GWA jest pomijalny (jest to ekwiwalent niewielkiego efektu kopuły).

Szczegółowy opis warunków meteorologicznych i profili początkowych zawarto w dodatku D.

Na podstawie danych zaprezentowanych na wykresach 4.1–4.5 oraz tabel 4.1–4.5 wyznaczono średnie błędy procentowe oraz RMSE dla predykcji $\theta(z)$ i WGWA. Wyniosły one:

- Średni błąd wyznaczenia WGWA: 7,3 %
- Średnia RMSE dla WGWA: 0,12 km (0,05 km bez dnia 21.05)
- Średni błąd wyznaczenia $\overline{\theta_{GWA}}$: 2,4 %
- Średnia RMSE dla θ : 0,7 K (0,5 K bez dnia 01.06)

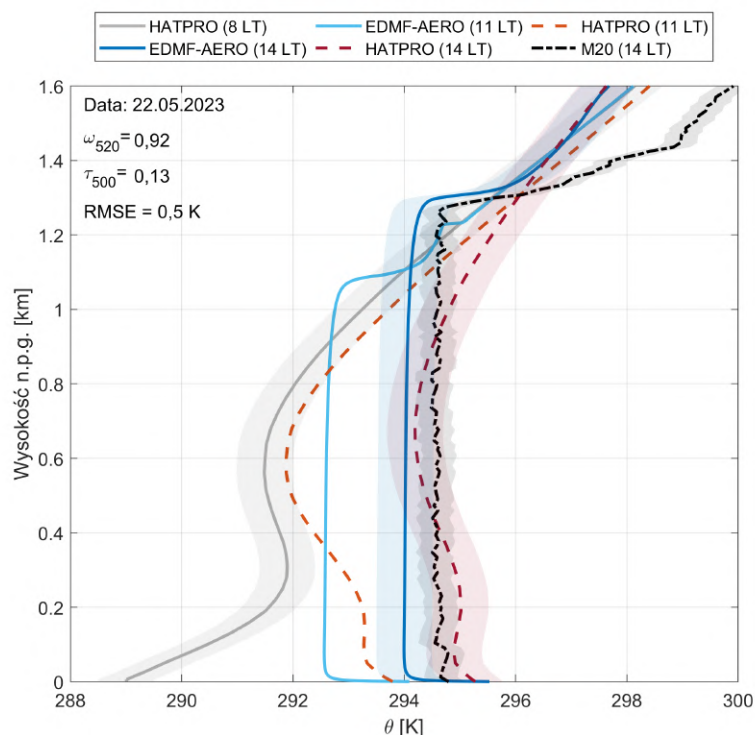


Rysunek 4.1: Wykres porównujący predykcję EDMF-AERO z pomiarami. Szara linia ciągła oznacza profil początkowy $\theta(z)$ (o 8 LT), ciągłe linie niebieskie to profile modelowane. Przerywane linie czerwone to profile HATPRO. Profil M20 zaznaczono przerywaną linią czarną. Tymi samymi kolorami zaznaczono przedziały niepewności. Pominęto niepewności dla profili z godz. 11 LT.

21 maja o 14 LT EDMF-AERO prognozuje $WGWA = 1,48$ km i $\overline{\theta_{GWA}} = 296,2$ K. Jest to 20% wyżej niż $WGWA$ z M20 i 0,8% (0,2 K) więcej dla $\overline{\theta_{GWA}}$. Obserwujemy dobrą zgodność między pomiarami $\theta(z)$ a przewidywaniami EDMF-AERO ($RMSE = 1,0$ K). Wykres z rys. 4.1 podsumowano w tab. 4.1.

Parametr	Metoda	8 LT	11 LT	14 LT
Powierzchniowa Temp. Pot. θ [K]	HATPRO	291,7	295,7	296,0
	M20	N/A	N/A	296,1
	EDMF-AERO	291,7	296,5	297,7
Średnia Temp.Pot. $\overline{\theta_{GWA}}$ [K]	HATPRO	294,4	295,0	295,2
	M20	N/A	N/A	296,0
	EDMF-AERO	294,4	295,1	296,2
$WGWA$ [km]	HATPRO	N/A	1,14	1,13
	M20	N/A	N/A	1,23
	EDMF-AERO	N/A	1,22	1,48

Tabela 4.1: Zestawienie porównawcze wartości z rys. 4.1.

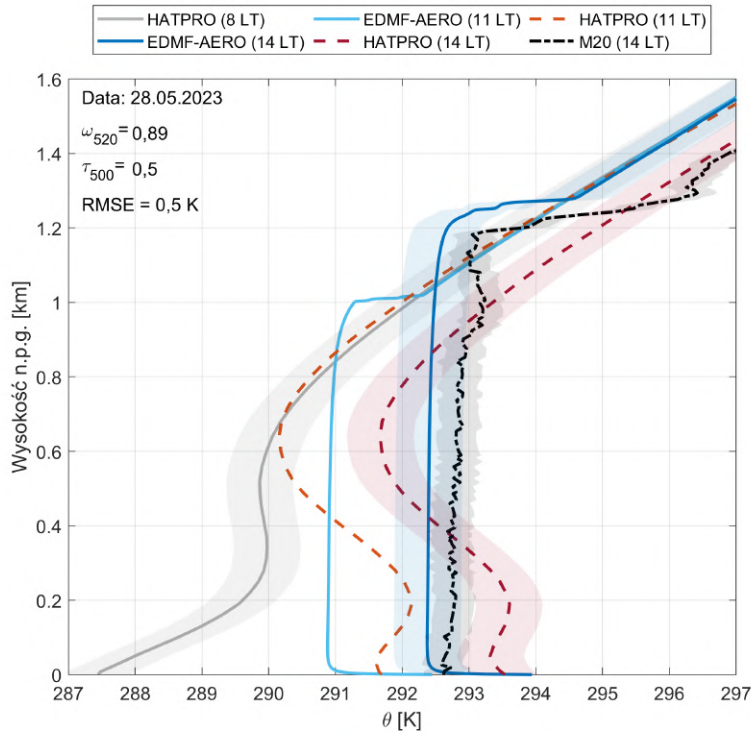


Rysunek 4.2: Wykres porównujący predykcję EDMF-AERO z pomiarami. Oznaczenia analogiczne jak na rys. 4.1.

22 maja o 14 LT EDMF-AERO prognozuje $WGWA = 1,29$ km i $\overline{\theta_{GWA}} = 294,0$ K. Jest to 1% wyżej niż $WGWA$ z M20 i 2,6% (0,6 K) mniej dla $\overline{\theta_{GWA}}$. Obserwujemy dobrą zgodność modelu z pomiarami (RMSE = 0,5 K). Wykres z rys. 4.2 podsumowano w tab. 4.2.

Parametr	Metoda	8 LT	11 LT	14 LT
Powierzchniowa Temp. Pot. θ [K]	HATPRO	288,9	293,8	295,3
	M20	N/A	N/A	294,9
	EDMF-AERO	288,9	294,0	295,5
Średnia Temp.Pot. $\overline{\theta_{GWA}}$ [K]	HATPRO	291,9	292,6	294,5
	M20	N/A	N/A	294,6
	EDMF-AERO	291,9	292,6	294,0
WGWA [km]	HATPRO	N/A	1,17	1,15
	M20	N/A	N/A	1,28
	EDMF-AERO	N/A	1,08	1,29

Tabela 4.2: Zestawienie porównawcze wartości z rys. 4.2.

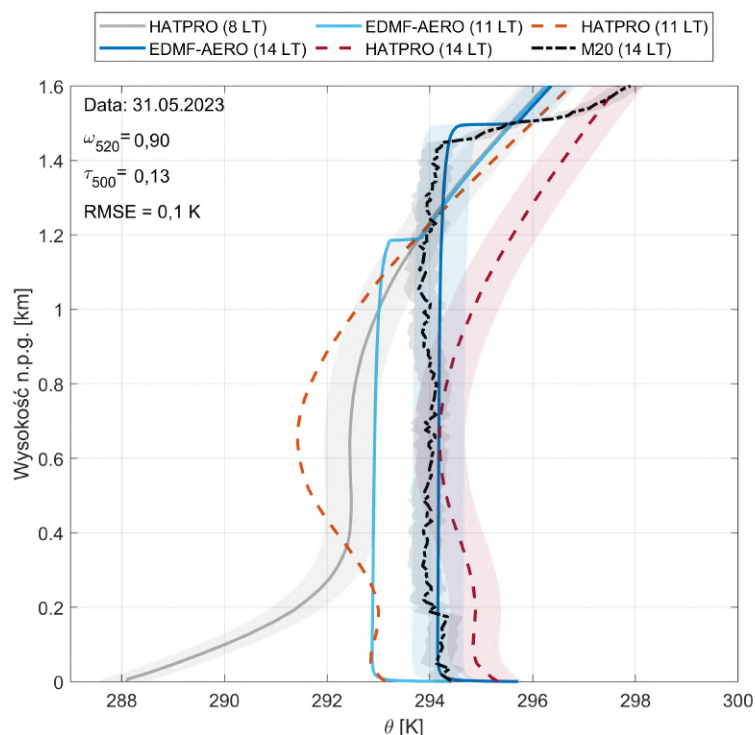


Rysunek 4.3: Wykres porównujący predykcję EDMF-AERO z pomiarami. Oznaczenia analogiczne jak na rys. 4.1.

28 maja o 14 LT EDMF-AERO prognozuje $WGWA = 1,26$ km i $\overline{\theta_{GWA}} = 292,4$ K. Jest to 7,4% wyżej niż $WGWA$ z M20 i 1,7% (0,3 K) mniej dla $\overline{\theta_{GWA}}$. Pomimo niesprzyjających warunków, obserwujemy dobrą zgodność modelu z pomiarami (RMSE = 0,5 K). Wykres z rys. 4.3 podsumowano w tab. 4.3.

Parametr	Metoda	8 LT	11 LT	14 LT
Powierzchniowa Temp. Pot. θ [K]	HATPRO	287,4	291,7	293,5
	M20	N/A	N/A	293,1
	EDMF-AERO	287,4	292,4	293,9
Średnia Temp.Pot. $\overline{\theta_{GWA}}$ [K]	HATPRO	290,3	291,0	292,5
	M20	N/A	N/A	292,7
	EDMF-AERO	290,3	290,9	292,4
WGWA [km]	HATPRO	N/A	1,19	1,19
	M20	N/A	N/A	1,18
	EDMF-AERO	N/A	1,01	1,26

Tabela 4.3: Zestawienie porównawcze wartości z rys. 4.3.

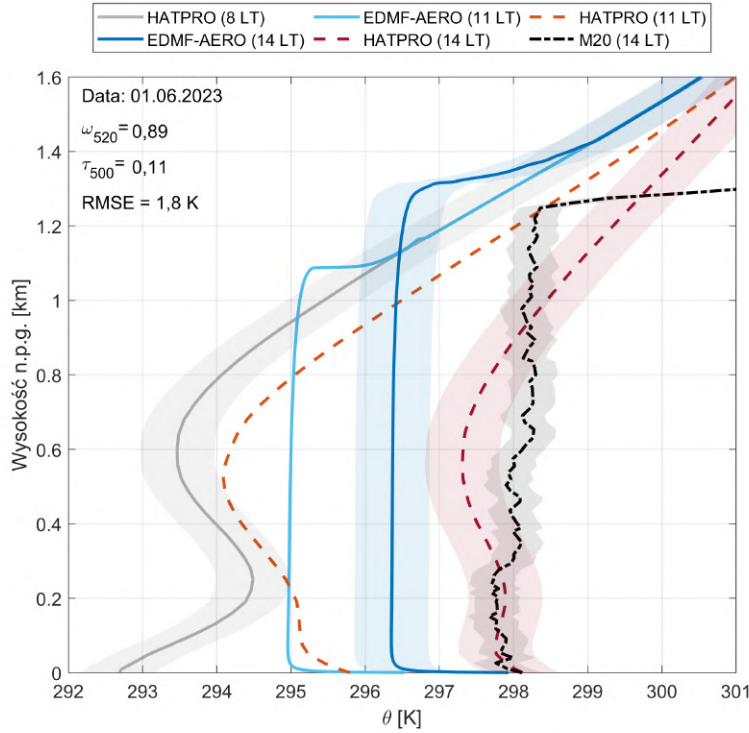


Rysunek 4.4: Wykres porównujący predykcję EDMF-AERO z pomiarami. Oznaczenia analogiczne jak na rys. 4.1.

31 maja o 14 LT EDMF-AERO prognozuje $WGWA = 1,49$ km i $\overline{\theta_{GWA}} = 294,1$ K. Jest to 3% niżej niż $WGWA$ z M20 i 0,7% (0,1 K) więcej dla $\overline{\theta_{GWA}}$. Obserwujemy bardzo dobrą zgodność modelu z pomiarami (RMSE = 0,1 K). Wykres z rys. 4.4 podsumowano w tab. 4.4.

Parametr	Metoda	8 LT	11 LT	14 LT
Powierzchniowa Temp. Pot. θ [K]	HATPRO	288,0	293,1	295,3
	M20	N/A	N/A	295,7
	EDMF-AERO	288,0	294,4	295,7
Średnia Temp.Pot. $\overline{\theta_{GWA}}$ [K]	HATPRO	292,0	292,1	294,5
	M20	N/A	N/A	294,0
	EDMF-AERO	292,4	292,9	294,1
WGWA [km]	HATPRO	N/A	1,16	1,16
	M20	N/A	N/A	1,44
	EDMF-AERO	N/A	1,18	1,49

Tabela 4.4: Zestawienie porównawcze wartości z rys. 4.4.



Rysunek 4.5: Wykres porównujący predykcję EDMF-AERO z pomiarami. Oznaczenia analogiczne jak na rys. 4.1.

1 czerwca: O 14 LT EDMF-AERO prognozuje $WGWA = 1,31\text{ km}$ i $\overline{\theta_{GWA}} = 296,3\text{ K}$. Jest to 4,5% wyżej niż $WGWA$ z M20 i 6,5% (1,6 K) mniej dla $\overline{\theta_{GWA}}$. Pomimo odstępstwa $\theta(z)$ od pomiarów ($RMSE = 1,8\text{ K}$) obserwujemy dobrą zgodność oszacowania $WGWA$. Wykres z rys. 4.5 podsumowano w tab. 4.5.

Parametr	Metoda	8 LT	11 LT	14 LT
Powierzchniowa Temp. Pot. θ [K]	HATPRO	291,9	295,8	298,1
	M20	N/A	N/A	299,4
	EDMF-AERO	291,9	296,5	297,9
Średnia Temp.Pot. $\overline{\theta_{GWA}}$ [K]	HATPRO	294,4	294,8	297,6
	M20	N/A	N/A	297,9
	EDMF-AERO	294,4	295,0	296,3
$WGWA$ [km]	HATPRO	N/A	1,39	1,15
	M20	N/A	N/A	1,25
	EDMF-AERO	N/A	1,08	1,31

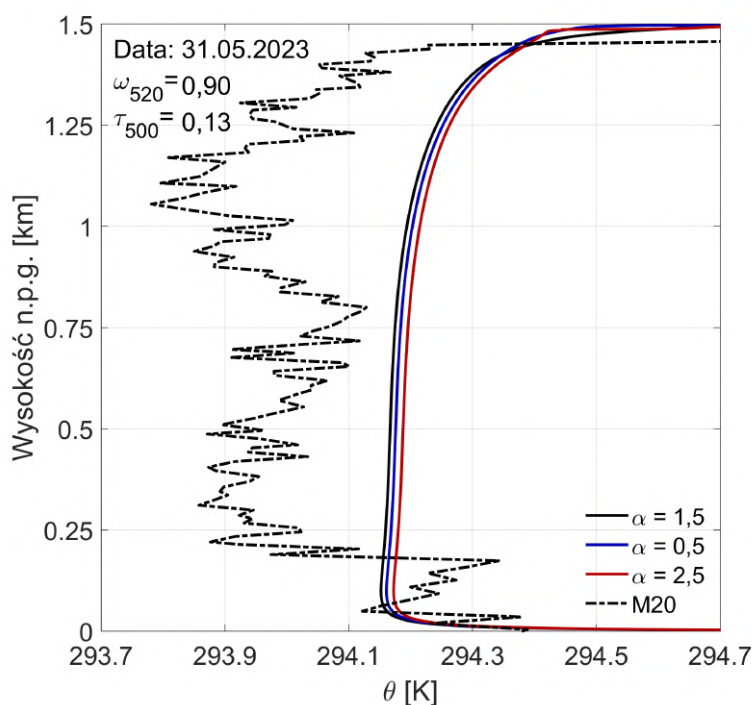
Tabela 4.5: Zestawienie porównawcze wartości z rys. 4.5.

Zidentyfikowano czynniki wpływające na odstępstwa prognoz EDMF-AERO od pomiarów. Najważniejszym wśród nich jest fakt, że profilowanie radiosondą M20 wykonano w Tarnowie, czyli ~ 65 km od stacji SolarAOT. Jest to wystarczająco blisko, aby użyć tych danych w celach weryfikacyjnych, ale odległość 65 km wystarcza do zaobserwowania niewielkich różnic w wielkoskalowych wzorcach adwekcji, grubości optycznej aerozolu i jego właściwościach. Ponadto różnice w rodzaju powierzchni wpływają na wielkość powierzchniowych strumieni ciepła i mogą, w odpowiednich warunkach, znacząco zmienić szybkość ogrzewania. Warto również przypomnieć, że EDMF-AERO nie uwzględnia osiadania i cyrkulacji wielkoskalowych.

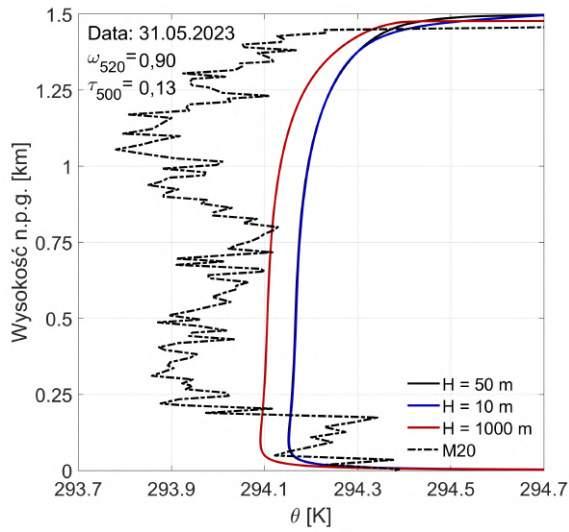
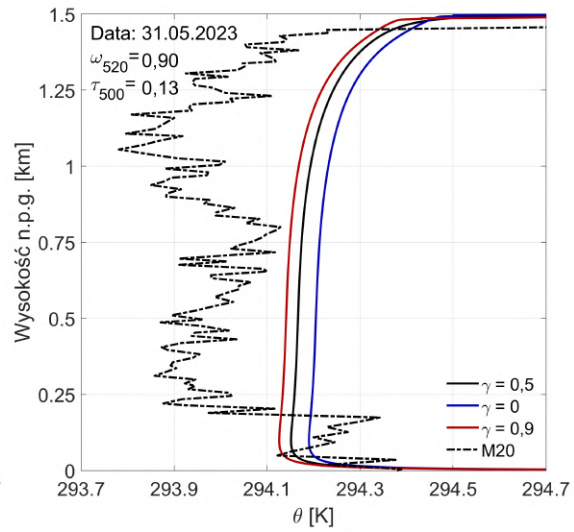
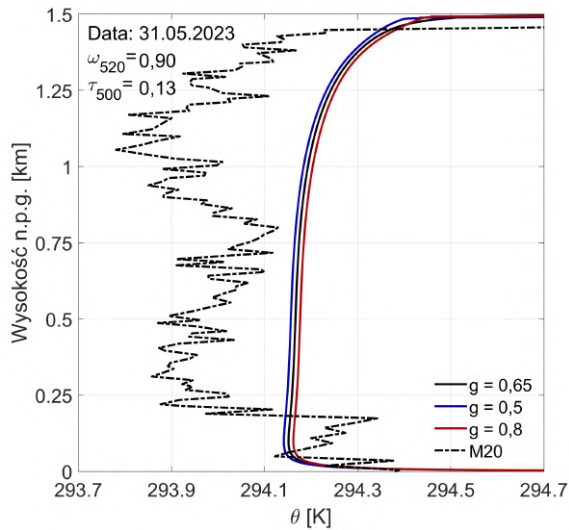
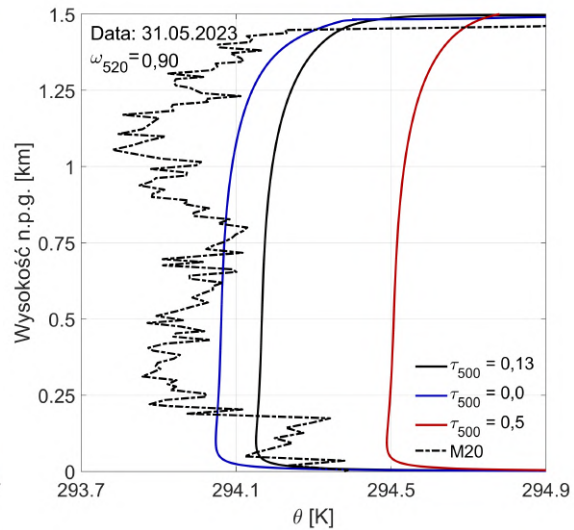
Oprócz różnic wynikających z odległości stacji SolarAOT od miejsca profilowania radiosondą M20 należy pamiętać również, że analizowane dni wybrano ze względu na bliskość idealnemu przypadkowi bezchmurnego nieba. Nie są to jednak przypadki idealne, np. 28 maja ostatnia godzina symulacji pokrywa się z adwekcją chmur cirrus nad stację SolarAOT. Pomimo wielu czynników zakłócających, EDMF-AERO wykazuje satysfakcjonującą zgodność z pomiarami rzeczywistymi w kwestii prognozowania WGWA jak i θ . Wniosek ten jest ważny, ponieważ model jest prosty w obsłudze i działa stosunkowo szybko, co czyni go pomocnym i rzetelnym narzędziem do badania wpływu aerozolu atmosferycznego na dynamikę GWA.

4.2. Studium czułości na wybrane parametry symulacji

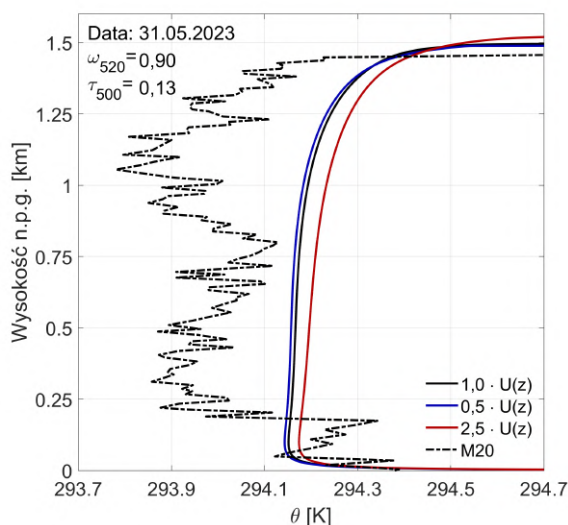
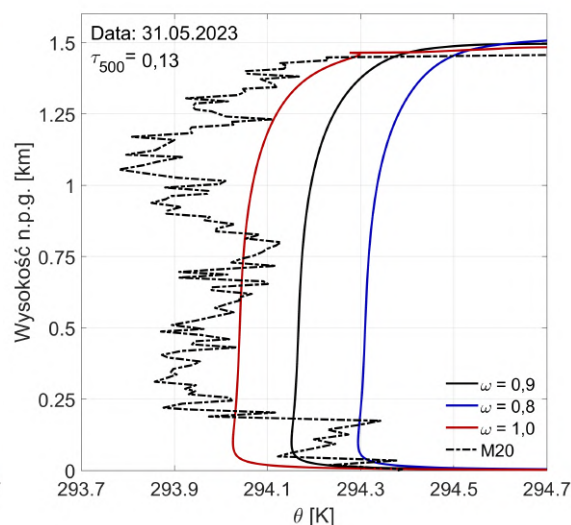
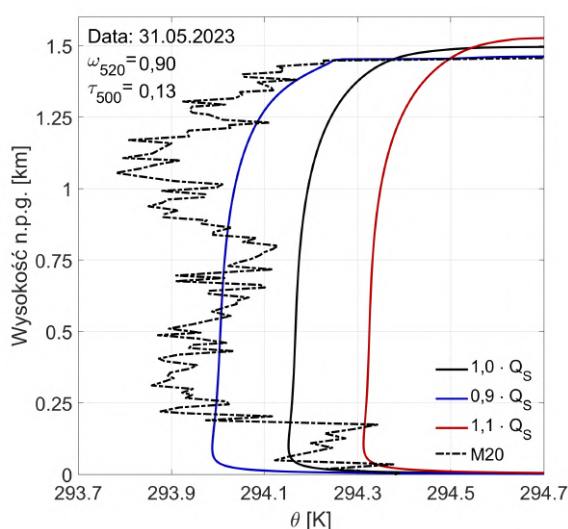
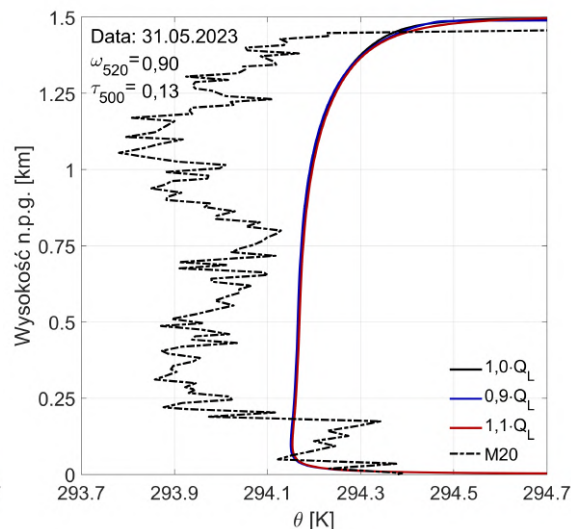
Po zweryfikowaniu prognoz modelu zdecydowano się przetestować czułość wyników na parametry symulacji. Do analizy wybrano dzień weryfikacyjny 31.05.2023 r. ze względu na jego wyjątkowo wysoką zgodność z pomiarami. Dla studiowanego parametru wykonywano trzy symulacje: (1) dla standardowej wartości (linie czarne na wykresach), (2) przy zwiększonej wartości (linie czerwone na wykresach), (3) przy zmniejszonej wartości (linie niebieskie na wykresach). Zmieniano tylko jeden parametr na raz, a wszystkie inne przyjmowały w tym czasie swoje wartości standardowe.



Rysunek 4.6: Wykres porównujący predykcję EDMF-AERO dla trzech wartości wykładnika Ångströma α . Czarna linia przerywana oznacza profil radiosondy M20 z godz. 14 LT. Ciągłe linie o kolorach czarnym, niebieskim i czerwonym to prognozy EDMF-AERO z godz. 14 LT dla poszczególnych wartości studiowanego parametru. Pozostałe ustawienia inicjalizacji pozostały niezmienione.

(a) Grubość charakterystyczna H .(b) Wsp. wzmocnienia rozpraszania γ .(c) Parametr asymetrii g .(d) Grubość optyczna aerozolu τ_{500} .

Rysunek 4.7: Wykresy porównujące predykcje EDMF-AERO dla trzech wartości wybranych parametrów. Oznaczenia są analogiczne do rys. 4.6. Pozostałe ustawienia inicjalizacji pozostały niezmienione.

(a) Profil prędkości wiatru $U(z)$.(b) Albedo pojedynczego rozpraszania ω_{520} .(c) Strumień powierzchniowy ciepła odczuwalnego Q_S .(d) Strumień powierzchniowy ciepła utajonego Q_L .

Rysunek 4.8: Wykresy porównujące predykcje EDMF-AERO dla trzech wartości wybranych parametrów. Oznaczenia są analogiczne do rys. 4.6. Pozostałe ustawienia inicjalizacji pozostały niezmienione.

Wszystkie wyniki przeprowadzonych testów zebrano w tabeli 4.6:

	Testowane wartości			ΔWGWA [m]		$\Delta \theta_{\text{GWA}}$ [K]	
	(-)	(REF)	(+)	(-)	(+)	(-)	(+)
α [.]	0,5	1,5	2,5	0	0	+0,01	+0,02
H [m]	10	50	1000	0	-20	0	-0,05
γ [.]	0	0,5	0,9	0	0	+0,03	-0,02
g [.]	0,5	0,65	0,8	0	0	-0,01	0,01
τ_{500} [.]	0,0	0,13	0,5	-10	+35	-0,11	+0,34
ω_{520} [.]	0,8	0,9	1,0	+15	-15	+0,15	-0,15
$U(z)$	-50%	+0%	+150%	0	+35	0	+0,05
Q_L	-10%	+0%	+10%	0	0	0	0
Q_S	-10%	+0%	+10%	-35	+30	-0,15	+0,15

Tabela 4.6: Zestawienie wykonanych testów czułości prognozy EDMF-AERO na parametry początkowe. Pogrubiono wyniki testów, w których wykryto istotny wpływ analizowanego parametru na ewolucję GWA.

Parametry istotnie wpływające na prognozy EDMF-AERO dnia 31.05.2023 r. to:

- Grubość optyczna τ_{500} przy $\omega < 1$.
Zwiększenie grubości optycznej z 0,0 do 0,5 spowodowało dodatkowe ogrzanie GWA o $\sim 0,5$ K i wzrost WGWA o 45 m. Parametr τ_{500} wpływa na absorpcję energii słonecznej przez warstwę aerozolu w atmosferze. Im grubsza optyczna warstwa, tym więcej energii pochłonie. Następnie energia ta zostaje wypromieniowana przez aerozol na różnych wysokościach w GWA, co stanowi dodatkowy składnik w bilansie energetycznym GWA.
- Albedo pojedynczego rozpraszania ω_{520} .
Ten parametr optyczny, podobnie jak τ_{500} , wpływa na absorpcję promieniowania słonecznego przez warstwę aerozolu atmosferycznego. W zależności od jego wartości większa lub mniejsza część promieniowania zostaje pochłonięta przez aerozol.
- Profil prędkości wiatru $U(z)$, który wpływa na WGWA i na temperaturę w GWA poprzez swój wkład w produkcję energii kinetycznej turbulencji e .
- Powierzchniowy strumień ciepła odczuwalnego Q_S , który jest jednym z głównych składników bilansu energetycznego GWA (patrz rys. 4.28).
- Grubość charakterystyczna H . Ten parametr kontroluje kształt profilu współczynnika ekstynkcji $\sigma_{e,\lambda}(z)$ (patrz rys. 3.2). Profil ten jest bezpośrednio zwią-

zany z grubością optyczną aerozolu. Zmiana H z 10 m na 50 m nie wpływa istotnie na prognozę, ale zwiększenie H do 1 km znacząco wypłaszcza profil ponad GWA, co osłabia wpływ efektu pieca.

Pozostałe zbadane parametry, to:

- Współczynnik wzmocnienia higroskopijnego γ .

Zmiana o $\sim 20\%$ nie wywołała istotnych zmian w prognozie temperatury potencjalnej GWA, ani WGWA. W atmosferze rzeczywistej dane τ_λ w warunkach suchych jest dodatkowo wzmacniane przez efekt higroskopijny. A więc γ wpływa pośrednio na τ_λ . W przypadku warunków symulowanych profil współczynnika ekstynkcji jest normalizowany do z góry zadanej wartości τ_λ , tak więc γ efektywnie wpływa tylko i wyłącznie na kształt $\sigma_{e,\lambda}(z)$ i $\omega(z)$ (szczegóły w sekcji C.3).

Dodatkowo, na początku sekcji 3.1.2 wprowadzone jest przybliżenie o stałej koncentracji cząstek aerozolu z wysokością w GWA co powoduje że profil współczynnika ekstynkcji $\sigma_{e,500}(z)$ również jest stały w GWA o ile nie ma efektu higroskopijnego (równ. 3.1). W rzeczywistości gęstość powietrza spada z wysokością, a wraz z nią koncentracja aerozolu. Jeśli WGWA wynosi 2,0 km, to spadek koncentracji stanowi nawet 20%. Jest to istotny wpływ i w rzeczywistej atmosferze może być kompensowany przez efekt higroskopijny.

- Wykładnik Ångströma α i parametr asymetrii g .

Zmiana tych parametrów nie wywołały istotnych zmian w prognozach $\theta(z)$ GWA, ani WGWA, ze względu na ich niewielki wpływ na strumienie radiacyjne. Dla przykładu wzrost g powoduje zwiększenie strumieni energii ze względu na redukcję promieniowania rozpraszanego wstecznie w przestrzeń kosmiczną.

- Powierzchniowy strumień ciepła utajonego Q_L .

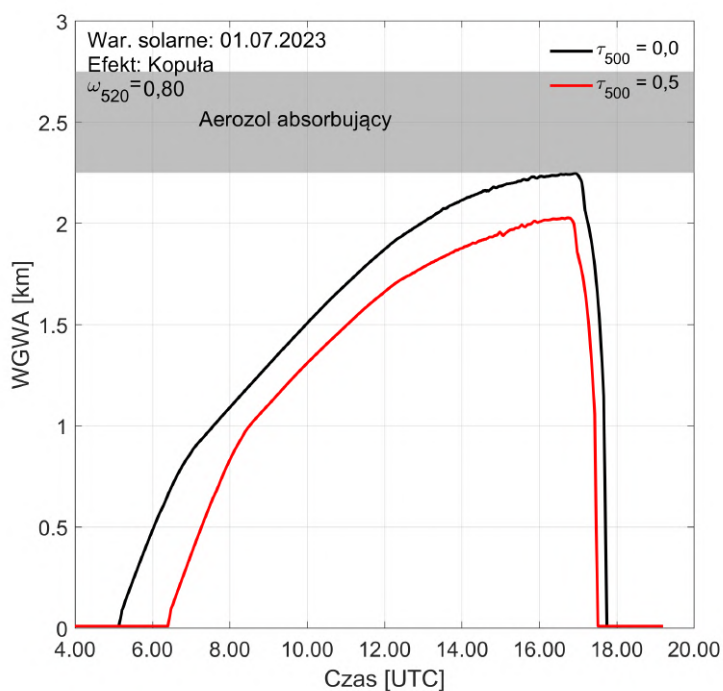
Wpływ powierzchniowego strumienia ciepła utajonego nie jest znaczący dla prognoz EDMF-AERO, gdyż model działa w warunkach bezchmurnych.

4.3. Efekty kopuły i pieca

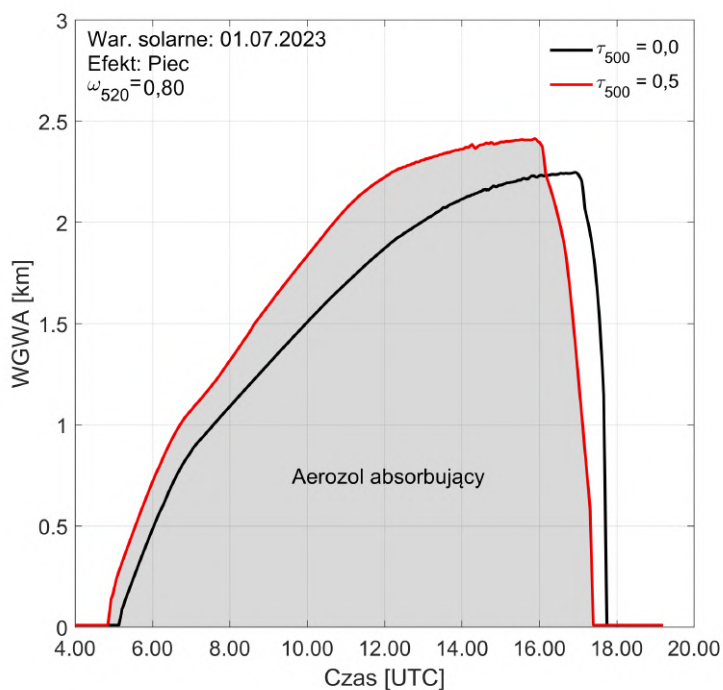
Po walidacji prognoz EDMF-AERO pomiarami HATPRO i M20, przeprowadzono próbę replikacji efektów kopuły i pieca opisanych w literaturze naukowej (patrz sekcja 1.4.1).

Do symulacji efektu pieca wykorzystano definicję profilu $\sigma_{e,\lambda}$ wprowadzonego w rozdziale 3. Natomiast do symulacji efektu kopuły profil $\sigma_{e,\lambda}$ został ustawiony jako stacjonarny rozkład Gaussa, reprezentujący warstwę zanieczyszczeń na wysokości 2,0 km n.p.g. (i wyjątkowo 2,5 km n.p.g. dla warunków letnich, aby warstwa ta nie wnikała w rosnące GWA). Zmieniając stosunek maksymalnych wartości rozkładu i profilu $\sigma_{e,\lambda}$, można przeprowadzić symulacje dla dowolnej kombinacji obu efektów. Pomimo takiej możliwości, w pracy skupiono się na analizie przypadków rozłącznych ze względu na ich niższy poziom złożoności. Najczęściej przyjmowane definicje efektów kopuły i pieca odnoszą się do dynamiki rozwoju GWA w godzinach porannych, dlatego model EDMF-AERO został zaprogramowany właśnie na takie warunki.

Zbadano dynamikę wzrostu GWA dla warunków reprezentatywnych dla wiosny, lata i jesieni; dla zimy założono podłoże zielone bez śniegu. (Rys. 4.9, 4.11, 4.10).



(a) Efekt kopuły



(b) Efekt pieca

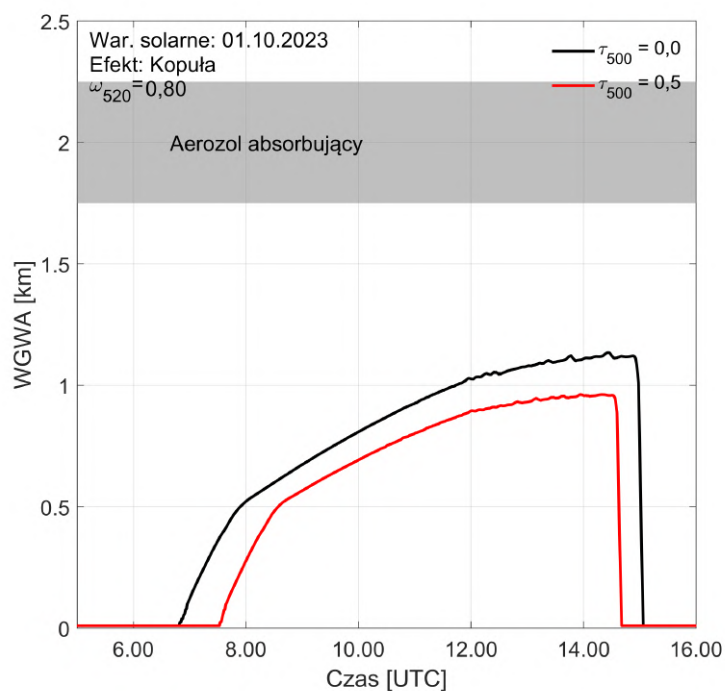
Rysunek 4.9: Zmiana WGWA w czasie przedstawiona dla (a) efektu kopuły oraz (b) pieca. Szary obszar oznacza niezerowe wartości profilu $\sigma_{e,\lambda}$ podczas danej symulacji. Symulacje zostały wykonane dla **letnich** warunków solarnych (droga słońca dla 1 lipca). Parametry: $\omega = 0,8$; $H = 50$ m, $U(z) = 0$ m $\cdot$ s $^{-1}$. Czarną linią zaznaczono przypadek referencyjny z $\tau_{500} = 0,0$, a czerwoną przypadek analizowany z $\tau_{500} = 0,5$.

Rysunki 4.9a i 4.9b ilustrują dynamikę GWA w warunkach letnich (droga słońca dla 1 lipca 2023 r., wschód słońca o 2.18 UTC). Wartość $\omega = 0,8$ odpowiada aerozolowi silnie absorbującemu.

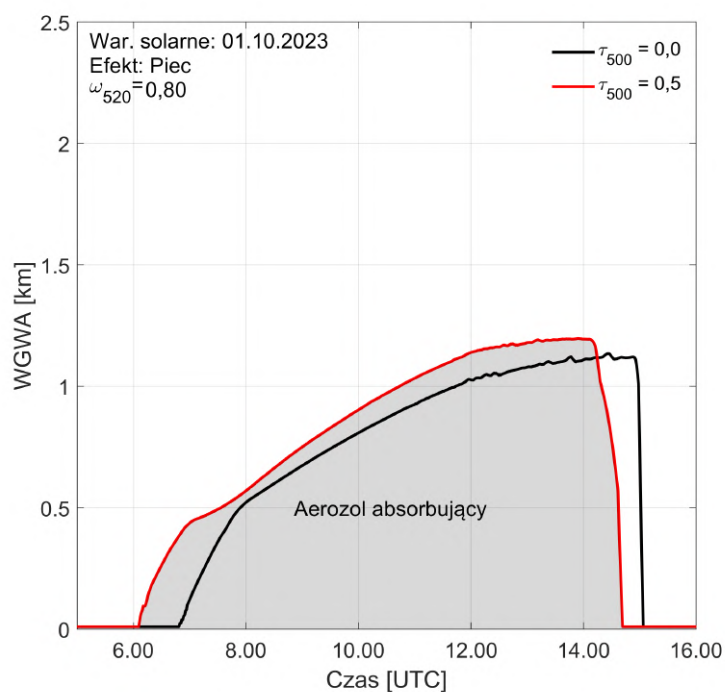
Efekt kopuły: Na rys. 4.9a widoczna jest istotna redukcja WGWA w całym symulowanym okresie. Do godz. 8.00 UTC szybkość wzrostu WGWA pokrywa się z referencją, a różnice występują wyłącznie na skutek 29-minutowego opóźnienia w rozpoczęciu konwekcji. Następnie wzrost GWA stopniowo zwalnia, co powoduje redukcję maksymalnej WGWA o $\sim 8\%$ (~ 180 m).

Efekt pieca: Na rys. 4.9b można zauważyć niewielkie ~ 17 min szybsze rozpoczęcie wzrostu GWA. Szybkość wzrostu WGWA do godz. 8.00 UTC jest podobna, a następnie przyspiesza, co na koniec symulacji powoduje wzrost maksymalnej WGWA o $\sim 8\%$ (~ 170 m).

Porównując efekty pomiędzy sobą, ok. 16.00 UTC maksymalna WGWA z efektem kopuły była o $\sim 16\%$ (~ 350 m) niższa od maksymalnej WGWA z efektem pieca. GWA z efektem pieca rozpoczęła wzrost o 46 min wcześniej. Rys. 4.9 podsumowano w tab. 4.7.



(a) Efekt kopuły



(b) Efekt pieca

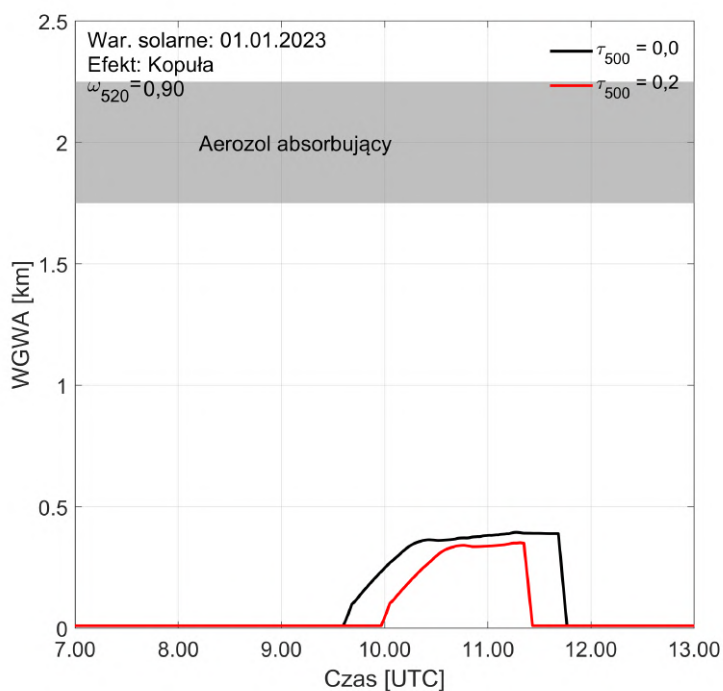
Rysunek 4.10: Zmiana WGWA w czasie przedstawiona dla (a) efektu kopuły oraz (b) pieca. Szary obszar oznacza niezerowe wartości profilu $\sigma_{e,\lambda}$ podczas danej symulacji. Symulacje zostały wykonane dla **wiosennych/jesiennych** warunków solarnych (droga słońca dla 1 października nie różni się znacząco od drogi dla 1 kwietnia). Parametry: $\omega = 0,8$; $H = 50$ m, $U(z) = 0$ m $\cdot$ s $^{-1}$. Czarną linią zaznaczono przypadek referencyjny z $\tau_{500} = 0,0$, a czerwoną przypadek analizowany z $\tau_{500} = 0,5$.

Rysunki 4.10a i 4.10b ilustrują dynamikę GWA w warunkach wiosennych/jesiennych (droga słońca dla 1 października 2023 r., wschód o 4.36 UTC).

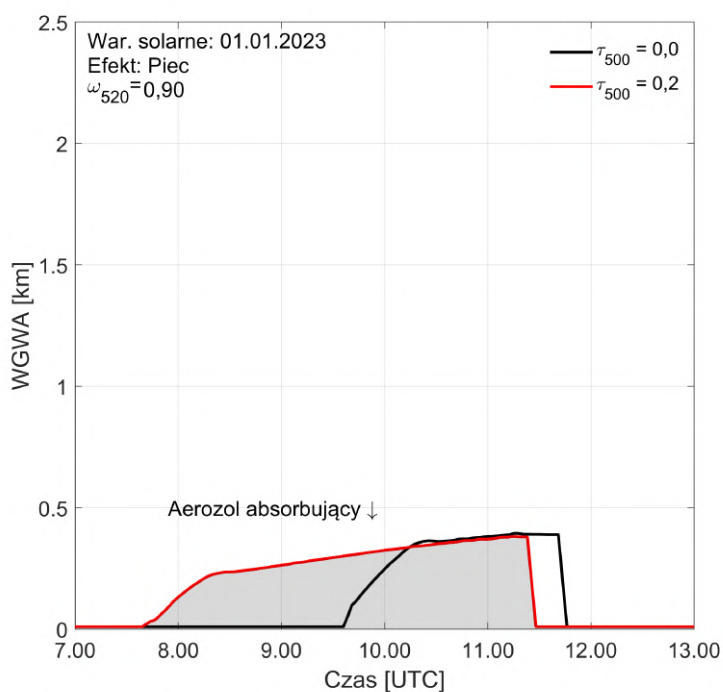
Efekt kopuły: Na rys. 4.10a widoczne jest istotne opóźnienie w rozpoczęciu wzrostu GWA o 30 minut. Następnie WGWA wzrasta jednostajnie i w tym samym tempie co dla atmosfery „czystej”. Efekt kopuły spowodował redukcję maksymalnej WGWA o $\sim 14\%$ (~ 155 m) oraz rozpad konwekcji o ~ 23 min wcześniej.

Efekt pieca: Na rys. 4.10b można zauważyć znacznie wcześniejsze rozpoczęcie wzrostu GWA w porównaniu z referencją. Ruchy konwekcyjne rozpoczynają się 30 min wcześniej. Ciekawą obserwacją jest malejący wpływ efektu pieca na maksymalną WGWA, która wzrosła o zaledwie $\sim 5,8\%$ (66 m) względem atmosfery „czystej”. Rozpad konwekcji nastąpił ~ 22 min szybciej.

Porównując efekty pomiędzy sobą, maksymalna WGWA z efektem kopuły była o $\sim 20\%$ (~ 220 m) niższa od WGWA z efektem pieca. GWA z efektem pieca rozpoczęła wzrost o ~ 60 minut wcześniej. Rys. 4.9 podsumowano w tab. 4.7.



(a) Efekt kopuły



(b) Efekt pieca

Rysunek 4.11: Zmiana WGWA w czasie przedstawiona dla (a) efektu kopuły oraz (b) pieca. Szary obszar oznacza niezerowe wartości profilu $\sigma_{e,\lambda}$ podczas danej symulacji. Symulacje zostały wykonane dla **zimowych** warunków solarnych (droga słońca dla 1 stycznia). Parametry: $\omega = 0,9$; $H = 50$ m, $U(z) = 0$ m · s⁻¹. Czarną linią zaznaczono przypadek referencyjny z $\tau_{500} = 0,0$, a czerwoną przypadek analizowany z $\tau_{500} = 0,2$.

Rysunki 4.11a i 4.11b ilustrują dynamikę GWA w warunkach zimowych z podłożem bezśnieżnym (droga słońca dla 1 stycznia 2023 r., wschód o godz. 6.45 UTC).

Efekt kopuły: Na rys. 4.11a widoczne są istotne zmiany w dynamice wzrostu GWA. Po wschodzie słońca prognozowane przebiegi WGWA sugerują niewielkie natężenie ruchów konwekcyjnych. Jest to spójne z wybranymi warunkami solarnymi i parametryzacją powierzchniowych strumieni ciepła. W warunkach zimowych strumienie te są często niewystarczające, aby powodować silne ruchy konwekcyjne w Polsce (Carneiro i in., 2024). Wzrost WGWA atmosfery „czystej” rozpoczyna się dopiero około godziny 9.30 UTC, a WGWA z efektem kopuły rośnie ~ 20 minut później i rozpada się ~ 20 min wcześniej. Efekt kopuły spowodował znaczne skrócenie i tak już krótkiego okresu konwekcji, co pod koniec symulacji skutkuje WGWA niższą o $\sim 10\%$ (~ 40 m).

Efekt pieca: Na rys. 4.11b można zauważyć, że ruchy konwekcyjne rozpoczynają się ~ 55 minut wcześniej. WGWA z efektem pieca rośnie zdecydowanie wcześniej, ale ok. godz. 8.20 UTC spowalnia i dynamika wzrostu jest niemal identyczna jak w przypadku atmosfery „czystej”. Można też zauważyć, że czas trwania ruchów konwekcyjnych uległ wydłużeniu niemalże dwukrotnie. Rys. 4.9 podsumowano w tab. 4.7.

Efekt	Zmienna	Lato		Jesień		Zima	
Kopuła	$\Delta \text{WGWA}_{\max}$ [m]	-184	-8,3%	-156	-14%	-37	-9,4%
	Δt_{START} [min]	+29	–	+30	–	+19	–
	Δt_{STOP} [min]	-14	–	-23	–	-20	–
Piec	$\Delta \text{WGWA}_{\max}$ [m]	+173	+7,6%	+66	+5,8%	-12	-3,0%
	Δt_{START} [min]	-17	–	-30	–	-54	–
	Δt_{STOP} [min]	-21	–	-22	–	-18	–

Tabela 4.7: Zestawienie porównawcze odczytów z rys. 4.9, 4.11 i 4.10.

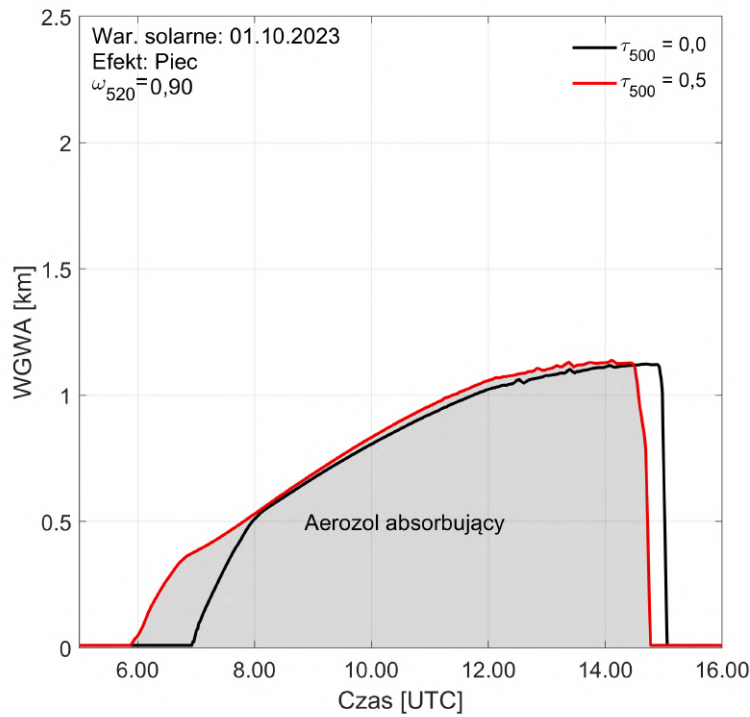
Wyniki eksperymentów wykazały, że zwiększenie grubości optycznej aerozolu prowadzi do osłabienia wzrostu WGWA, z wyjątkiem przypadku aerozolu absorbującego znajdującego się blisko powierzchni, czyli dla efektu pieca. W tych scenariuszach obserwuje się szybszy wzrost WGWA, widoczny zwłaszcza w późniejszych godzinach symulacji, co można przypisać efektowi ogrzewania dolnych warstw at-

mosfery przez absorpcję promieniowania słonecznego. Aerosol tam zawarty destabilizuje dolną troposferę, intensyfikując ruchy turbulentne i wspomagając transport ciepła ku górze. W jego wyniku maksymalna dzienna wysokość GWA wzrasta o $\sim 8\%$ w lecie i $\sim 6\%$ jesienią i wiosną, co zgadza się z wynikiem Ma i in. (2020), którzy wykazali wzrost rzędu $\sim 10\%$. Ta destabilizacja promuje również wcześniejszy start ruchów konwekcyjnych, które w warunkach letnich rozpoczynają się 17 min wcześniej, a w zimie niemal godzinę wcześniej.

Odwrotny efekt obserwuje się w przypadku aerozolu absorbującego w wyższych warstwach atmosfery, czyli dla efektu kopuły. Aerosol ten tworzy warstwę silnie ogrzewającą górną część troposfery i blokującą promieniowanie słoneczne, co prowadzi do zahamowania konwekcji i pogorszenia warunków rozpraszania w pionie. Skutkuje obniżeniem dziennego maksimum WGWA o 6% dla lata i nawet 14% dla warunków jesienno-wiosennych. Jest to wynik niższy niż w badaniu Ma i in. (2020), którzy podają nawet 32% .

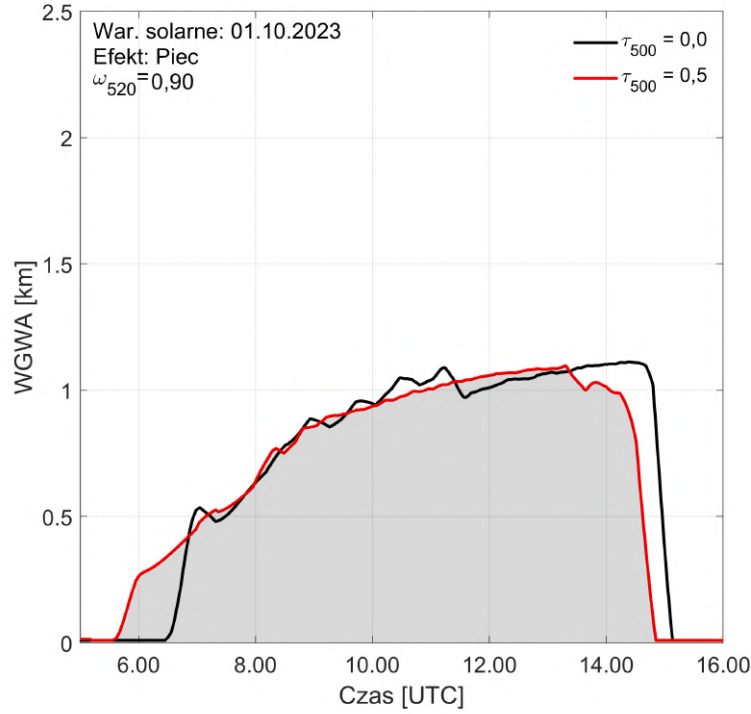
Podsumowując analizę przedstawionych symulacji, można zauważyć, że skoncentrowany aerosol absorbujący intensyfikuje poranną konwekcję, co skutkuje szybszym rozpoczęciem wzrostu GWA. Zwiększenie grubości optycznej aerozoli absorbujących powyżej szczytu GWA hamuje poranny rozwój GWA i zmniejsza tempo jej wzrostu. Z kolei zwiększenie grubości optycznej aerozolu przyspiesza poranny rozwój GWA i zwiększa tempo jej wzrostu, co jest zgodne z literaturą naukową (Ma i in., 2020, 2022, 2024). Nowatorskim ustaleniem pracy jest zbadanie wspomnianych efektów w innych warunkach solarnych. Wyniki sugerują, że jesienią i zimą wpływ efektu pieca na maksymalną WGWA z ciągu dnia maleje.

Przeprowadzono również dodatkowe badanie skupione na przypadku jesiennych warunków solarnych. Na rys. 4.12 zaprezentowano przebieg dobowy WGWA w warunkach jesiennych. Jak można zauważyć, przy odpowiednich warunkach obserwujemy znaczne osłabienie wpływu efektu pieca na dynamikę wzrostu GWA w ciągu dnia. W analizowanym przypadku, pomimo znacznej różnicy w grubości optycznej aerozolu, maksymalna wysokość WGWA nie różni się istotnie pomiędzy symulowanymi przypadkami. Efekt pieca w jesiennych warunkach solarnych zdaje się znacznie słabnąć, a jego wpływ pozostaje istotny tylko w przypadku opóźnienia rozpoczęcia ruchów konwekcyjnych.



Rysunek 4.12: Zmiana WGWA w czasie przedstawiona dla efektu pieca. Szary obszar oznacza niezerowe wartości profilu $\sigma_{e,\lambda}$ podczas danej symulacji. Symulacje zostały wykonane dla **jesiennych** warunków solarnych (droga słońca dla 1 października). Parametry: $\omega = 0,9$; $H = 50$ m, $U(z) = 0$ m $\cdot$ s $^{-1}$. Czarną linią zaznaczono przypadek referencyjny z $\tau_{500} = 0,0$, a czerwoną przypadek analizowany z $\tau_{500} = 0,5$.

Ostatnią symulację w tej części rozprawy przeprowadzono dla przypadku jesien-
nych warunków solarnych i relatywnie silnego wiatru (rys. 4.13). Użyto profilu $U(z)$
z reanalizy ERA5 z dnia 28.05.2023 r. kiedy to poranny profil prędkości wiatru do
wysokości 4 km n.p.g. wyniósł $U(z) = \sim 3\text{--}10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Jak można zauważyć, ewolu-
cja GWA jest bardzo podobna do przypadku 4.12 lecz obecne są wyraźne fluktuacje
WGWA. Obserwowany jest też ciekawy efekt dalszego osłabienia wpływu efektu
pieca – obie krzywe są do siebie bardzo podobne za wyjątkiem nieznacznego przy-
śpieszenia startu i zakończenia ruchów konwekcyjnych. Efekt pieca zdaje się mieć
istotny wpływ na rozwój GWA tylko w przypadku tzw. swobodnej konwekcji, a
słabnie kiedy na wzrost GWA zaczynają mieć wpływ efekty związane z siłą tarcia.



Rysunek 4.13: Zmiana WGWA w czasie przedstawiona dla efektu pieca. Szary ob-
szar oznacza niezerowe wartości profilu $\sigma_{e,\lambda}$ podczas danej symulacji. Symulacje
zostały wykonane dla **jesiennych** warunków solarnych (droga słońca dla 1 paź-
dziernika). Parametry: $\omega = 0,9$; $H = 50 \text{ m}$, $U(z) = \sim 3\text{--}10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (profil ERA5
z 28.05.2023 r.). Czarną linią zaznaczono przypadek referencyjny z $\tau_{500} = 0,0$, a
czerwoną przypadek analizowany z $\tau_{500} = 0,5$.

4.4. Studium dynamiki wzrostu GWA

Po zreplicowaniu efektów opisanych w literaturze, przeprowadzono studium dynamiki wzrostu GWA w oparciu o czułość modelu na dwa parametry optyczne aerozolu: τ_{500} i ω . EDMF-AERO został zainicjowany i uruchomiony zgodnie z opisem przedstawionym w rozdziale 3, ale do badania brano pod uwagę tylko dwie pierwsze godziny symulacji, gdyż to wtedy efekt pieca wykazuje największy wpływ na dynamikę GWA. Rozpoczęto od czystej atmosfery ($\tau_{500} = 0,0$; $\omega = 1,0$) i w każdej kolejnej symulacji wprowadzano niewielką zmianę jednej z wartości, aż do osiągnięcia przypadku ekstremalnego ($\tau_{500} = 1,5$; $\omega = 0,8$). Aby zobrazować, jak τ_{500} i ω wpływają na dynamikę porannego rozwoju GWA, wprowadzono dwie nowe miary:

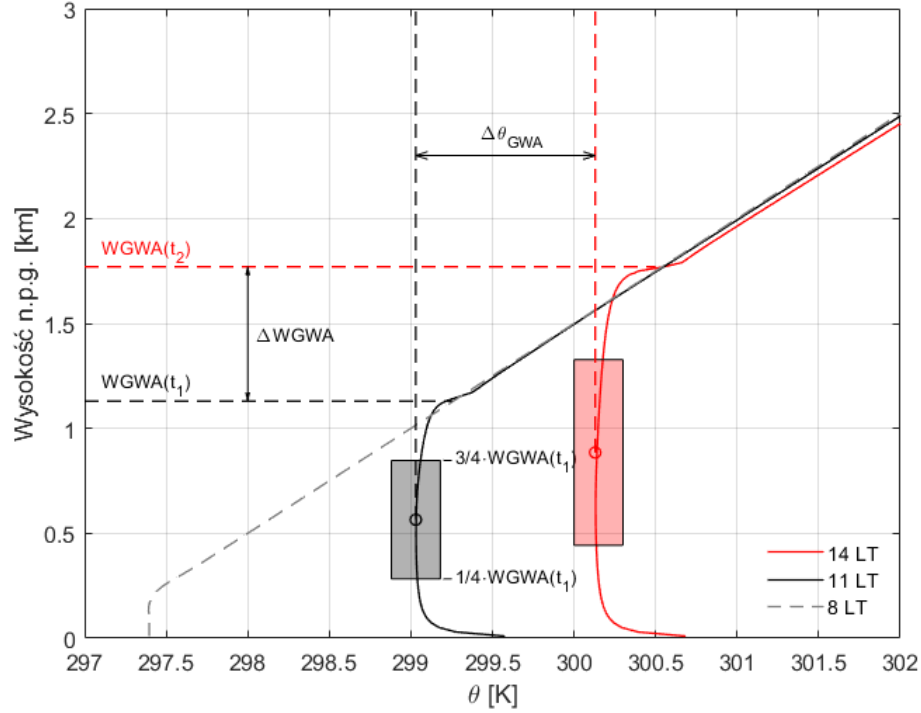
1. **Szybkość wzrostu GWA** (V_{GWA}) opisuje tempo, w jakim WGWA rośnie w okresie ograniczonym chwilami t_1 i t_2 zgodnie z równaniem 4.1. Definicję miary zobrazowano na rysunku 4.14.

$$V_{GWA} = \frac{WGWA(t_2) - WGWA(t_1)}{t_2 - t_1} \quad (4.1)$$

2. **Szybkość ogrzewania GWA** (Q_{GWA}) opisuje zmianę temperatury potencjalnej GWA ($\overline{\theta_{GWA}}$) w okresie ograniczonym chwilami t_1 i t_2 zgodnie z równaniem 4.2. $\overline{\theta_{GWA}}$ zdefiniowano jako średnią z temperatury potencjalnej w jej centralnej części, czyli pomiędzy $\frac{1}{4}$, a $\frac{3}{4}$ WGWA. Definicję miary zobrazowano na rysunku 4.14.

$$Q_{GWA} = \frac{\overline{\theta_{GWA}}(t_2) - \overline{\theta_{GWA}}(t_1)}{t_2 - t_1} \quad (4.2)$$

Wyniki studium czułości na zmiany parametrów τ_{500} i ω zaprezentowano na rysunku 4.15. Wykresy te pokazują tendencję przewidywaną przez oddziaływanie aerozol-GWA w literaturze. W efekcie pieca (Rysunek 4.15a, 4.15b) wyższe τ_{500} i niższe ω powodują szybszy wzrost i ogrzewanie GWA. Dla wartości odpowiadających wysokiemu zanieczyszczeniu ($\tau_{500} = 0,3$, $\omega = 0,9$) w miesiącach letnich w Polsce wzrost GWA przyspieszył o $\sim 7,7\%$, a ogrzewanie o $\sim 17\%$ w porównaniu do symulacji kontrolnej. W skrajnych przypadkach ($\tau_{500} = 1,5$, $\omega = 0,8$) wzrost



Rysunek 4.14: Stopklatka jednej z symulacji ilustrująca obliczenia dodatkowych miar opisujących dynamikę GWA.

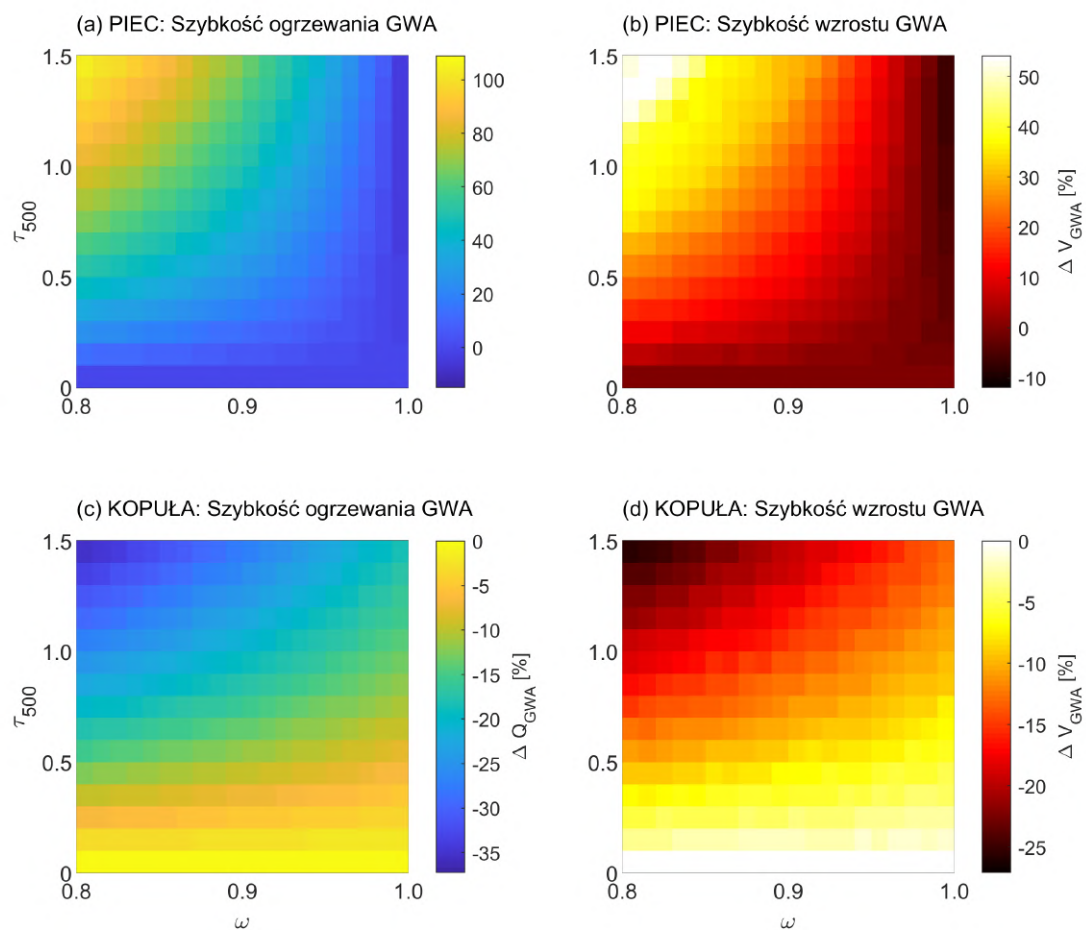
GWA przyspiesza o $\sim 46\%$, a ogrzewanie o $\sim 108\%$. Przy efekcie kopuły (rysunek 4.15c, 4.15d) wyższe τ_{500} i niższe ω powodują wolniejszy wzrost i ogrzewanie GWA. Dla wartości odpowiadających wysokiemu zanieczyszczeniu w miesiącach letnich w Polsce ($\tau_{500} = 0,3$, $\omega = 0,9$) wzrost GWA spowolnił o $\sim 5,8\%$, a ogrzewanie o $\sim 7,3\%$ w porównaniu do symulacji kontrolnej. W skrajnych przypadkach ($\tau_{500} = 1,5$, $\omega = 0,8$) wzrost GWA spowalnia o $\sim 27\%$, a ogrzewanie o $\sim 37\%$.

Korzystając z pakietu MATLAB Fitting Toolbox dopasowano funkcję wielomianową do symulowanych danych za pomocą metody najmniejszych kwadratów (funkcja `poly12`) i uzyskano parametryzację Q_{GWA} i V_{GWA} dla efektu pieca:

$$V_{GWA}(\tau_{500}, \omega) = a_{00} + a_{10}\tau_{500} + a_{01}\omega + a_{11}\omega\tau_{500} + a_{02}\omega^2 \quad (4.3)$$

$$Q_{GWA}(\tau_{500}, \omega) = b_{00} + b_{10}\tau_{500} + b_{01}\omega + b_{11}\omega\tau_{500} + b_{02}\omega^2 \quad (4.4)$$

z wartościami współczynników wymienionymi w Tab. 4.8.



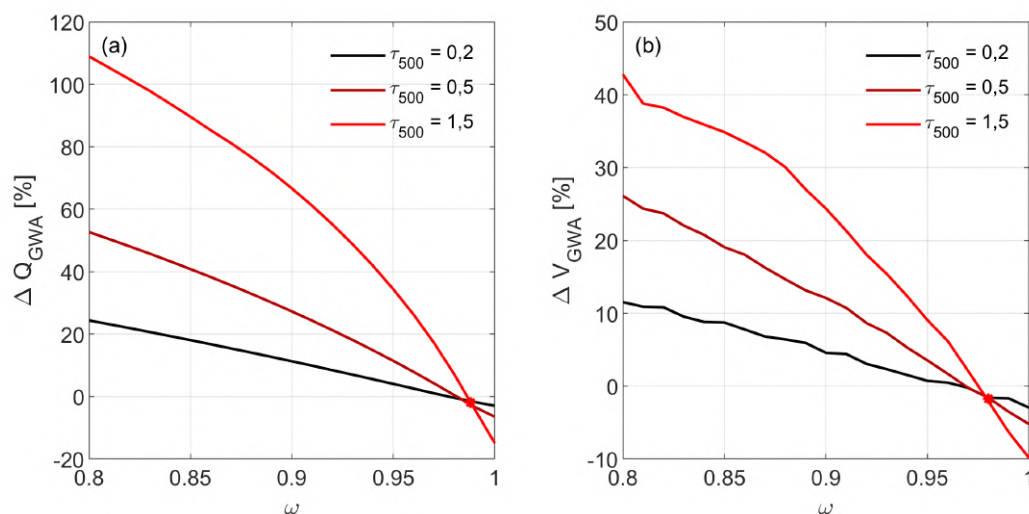
Rysunek 4.15: Odchylenie procentowe V_{GWA} i Q_{GWA} od symulacji referencyjnej ($\tau_{500} = 0,0$, $\omega = 1,0$) dla różnych wartości τ_{500} i ω dla efektu pieca (a, b) i kopuły (c, d).

	Wartość	dolna granica	górna granica
a_{00}	33,59	26,45	40,73
a_{10}	-37,4	-45,29	-29,5
a_{01}	210,6	202,3	218,9
a_{11}	-206,4	-215,3	-197,4
a_{02}	-4,708	-6,033	-3,383
b_{00}	67,06	54,11	80,01
b_{10}	-74,25	-88,57	-59,92
b_{01}	396,3	381,2	411,4
b_{11}	-378,5	-394,8	-362,2
b_{02}	-10,94	-13,34	-8,533

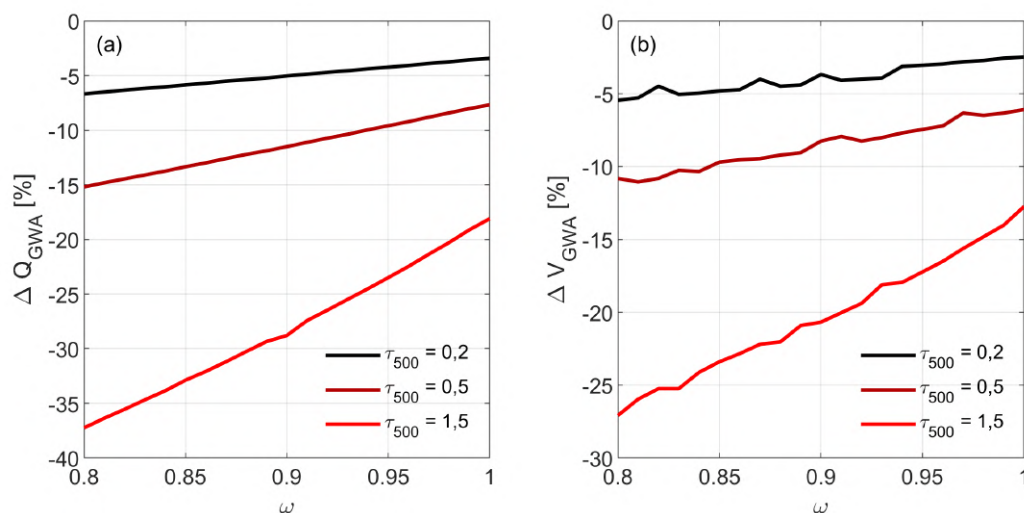
Tabela 4.8: Współczynniki parametryzacji dla efektu pieca wraz z granicami przedziałów ufności dopasowania ($\alpha = 95\%$). Wartości a_{nm} odnoszą się do równania 4.3, a b_{nm} do 4.4.

Wykres 4.16 powstał poprzez przecięcie 4.15a,b dla $\tau_{500} = 0,2$, $\tau_{500} = 0,5$, $\tau_{500} = 1,5$. Dla aerozolu słabo absorbującego z $\omega = 0,9$ zauważamy, że wzrost grubości optycznej 3-krotnie z 0,5 do 1,5 powoduje 2,5-krotnie szybsze ogrzewanie (27% do 66%) oraz 2,5-krotnie szybszy wzrost WGWA (12% do 30%). Warto zauważyć, że aerozol z $\omega \approx 0,99$ jest swego rodzaju punktem neutralnym opisywanej zależności. Dla tej wartości ω , grubość optyczna aerozolu nie wpływa na szybkość wzrostu i ogrzewania GWA.

Wykres 4.17 powstał poprzez przecięcie 4.15c,d dla $\tau_{500} = 0,2$, $\tau_{500} = 0,5$, $\tau_{500} = 1,5$. Dla aerozolu słabo absorbującego z $\omega = 0,9$ zauważamy, że wzrost grubości optycznej 3-krotnie z 0,5 do 1,5 powoduje 2,5-krotnie wolniejsze ogrzewanie (-11% do -28%) oraz 2,5-krotnie wolniejszy wzrost WGWA (-8% do -20%).



Rysunek 4.16: Odchylenia szybkości wzrostu GWA V_{GWA} i szybkości ogrzewania GWA Q_{GWA} od symulacji referencyjnej ($\tau_{500} = 0,0$, $\omega = 1,0$) dla różnych wartości τ_{500} i ω dla efektu pieca. Wykresy powstały poprzez przecięcie rys. 4.15a,b



Rysunek 4.17: Odchylenia szybkości wzrostu GWA V_{GWA} i szybkości ogrzewania GWA Q_{GWA} od symulacji referencyjnej ($\tau_{500} = 0,0$, $\omega = 1,0$) dla różnych wartości τ_{500} i ω dla efektu kopuły. Wykresy powstały poprzez przecięcie rys. 4.15c,d

4.5. Niesprężone efekty Oddziaływania Aerozol-GWA

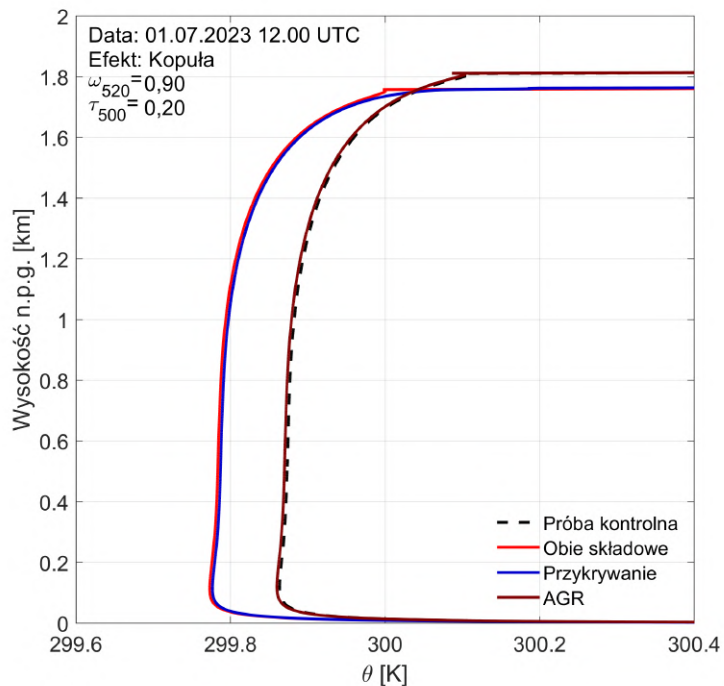
Wzmocnienie lub osłabienie stratyfikacji atmosferycznej jest jednym z najmniej zbadanych mechanizmów wpływu aerozolu absorbującego na dynamikę GWA.

Ten skomplikowany proces można podzielić na dwie składowe¹:

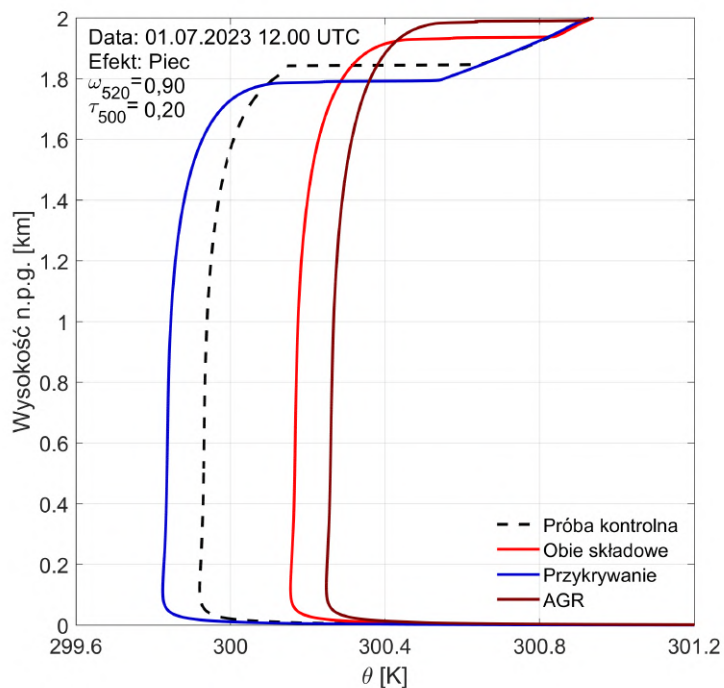
1. **Przykrywanie** - Zmniejszenie intensywności powierzchniowych strumieni ciepła na skutek blokowania energii słonecznej przez warstwy aerozolu absorbującego.
2. **Aerozolowe grzanie radiacyjne (AGR)** - Dodatkowe ogrzewanie GWA powstałe na skutek oddawania ciepła przez aerozol atmosferyczny.

Te składowe nie są separowalne, a więc nie można badać ich w izolacji podczas kampanii pomiarowych. Modele numeryczne, ze względu na swoją modułowość, nie posiadają takich ograniczeń i umożliwiają wyłączenie jednego z mechanizmów przy jednoczesnym zachowaniu drugiego. Na rysunkach 4.18, 4.10, 4.11 i 4.12 porównano przewidywania EDMF-AERO przy wyłączeniu obu lub jednej ze wspomnianych składowych. Symulacje rozpoczynano tuż po wschodzie słońca ok. 2.18 UTC, a jako profili inicjalnych użyto wyników LES (patrz rys. 2.7). W niniejszym rozdziale zaprezentowano cztery przypadki, które przeprowadzono dla tych samych parametrów, a zmieniano jedynie grubość optyczną aerozolu τ_{500} .

¹W literaturze zagranicznej spotkać się można z określeniami „Surface cooling” oraz „Atmospheric heating”.

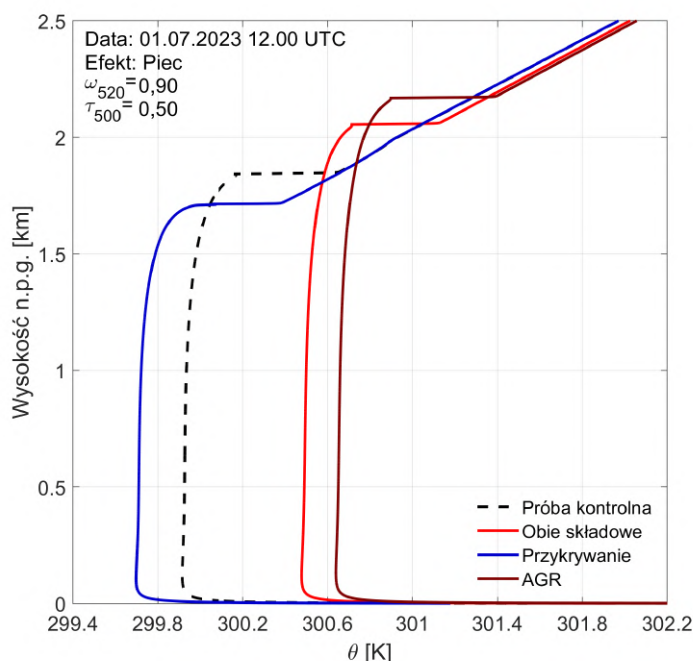


(a) Efekt kopuły

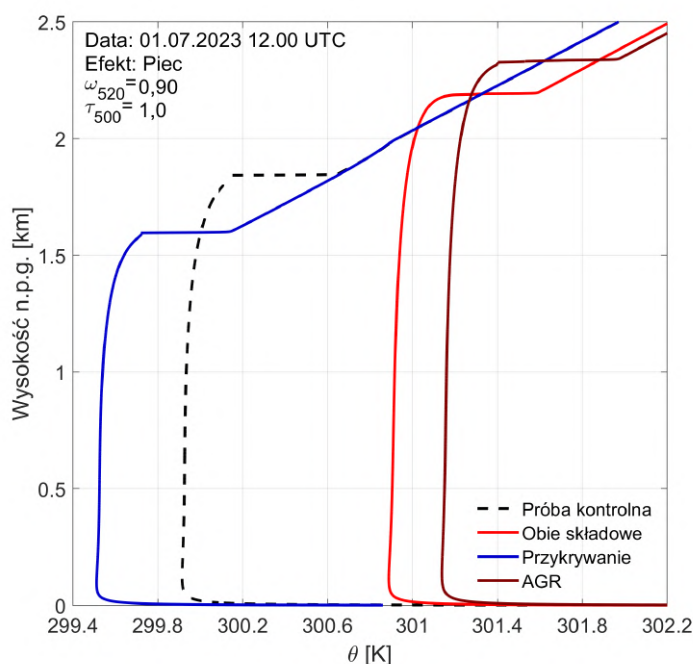


(b) Efekt pieca

Rysunek 4.18: Porównanie prognozowanych profili θ z włączonymi lub wyłączonymi poszczególnymi składowymi. Czarna linia przerywana: przypadek kontrolny, w którym obie składowe są wyłączone. Czerwona linia ciągła: obie składowe włączone. Linia niebieska: Przykrywanie. Linia ciemnoczerwona: AGR. Parametry: $H = 50$ m; $U(z) = 0$ m $\cdot$ s $^{-1}$.



Rysunek 4.19: Porównanie prognozowanych profili θ z włączonymi lub wyłączonymi poszczególnymi składowymi efektu pieca. Symulacja dla atmosfery o wysokiej grubości optycznej aerozolu ($\tau_{500} = 0,5$). Oznaczenia analogiczne jak na rys. 4.18. Parametry: $H = 50$ m; $U(z) = 0$ m $\cdot$ s $^{-1}$.



Rysunek 4.20: Porównanie prognozowanych profili θ z włączonymi lub wyłączonymi poszczególnymi składowymi efektu pieca. Symulacja dla atmosfery o bardzo wysokiej grubości optycznej aerozolu ($\tau_{500} = 1,0$). Oznaczenia analogiczne jak na rys. 4.18. Parametry: $H = 50$ m; $U(z) = 0$ m $\cdot$ s $^{-1}$.

Zgodnie z opisami procesów fizycznych stojących za efektem kopuły, AGR nie powinno mieć istotnego wpływu na dynamikę rozwoju GWA. Czynnikiem dominującym w tym przypadku jest Przykrywanie, a wynika to z umiejscowienia aerolu absorbującego na znacznej wysokości. Ogrzewanie wyższych partii atmosfery nie oddziałuje bezpośrednio na rozwój GWA, ponieważ jej wysokość początkowa jest stosunkowo niewielka. Aerol absorbujący, znajdujący się na wysokościach przyjętych w symulacji (2 km n.p.g.), mógłby wpływać na rozwój GWA dopiero w momencie, gdy jej wysokość osiągnie zbliżoną wartość. W trakcie przeprowadzonych symulacji taka sytuacja jednak nie wystąpiła.

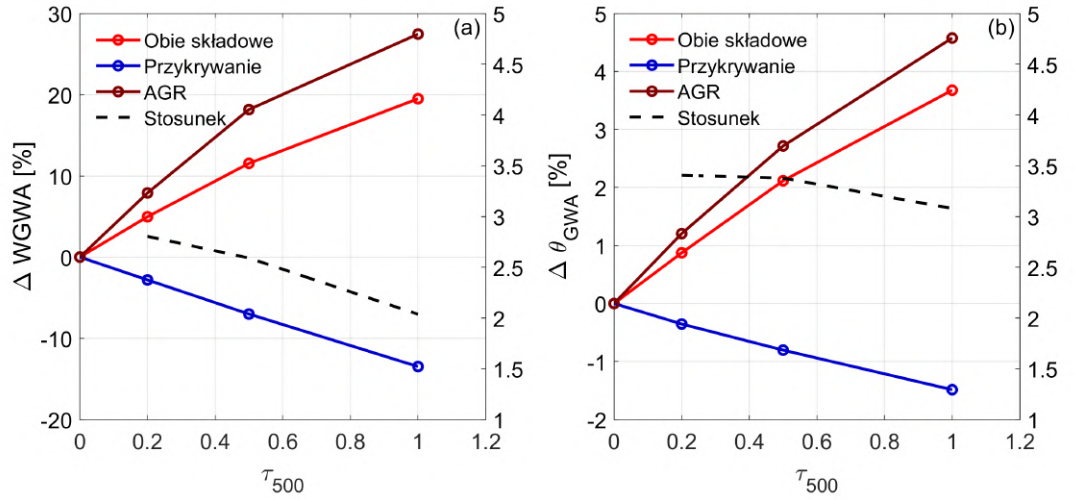
Analizując rysunek 4.18a, obserwujemy zgodność wyników modelu z przewidywaniami teoretycznymi, co stanowi dodatkową weryfikację poprawności modelu EDMF-AERO. Włączenie składowej AGR nie powoduje zmian w dynamice rozwoju GWA, a redukcję WGWA i $\overline{\theta_{GWA}}$ obserwujemy dopiero dla składowej Przykrywania. Brak wpływu składowej AGR w przypadku efektu kopuły efektywnie sprowadza badanie tego przypadku do wtórnej analizy czułości na grubość optyczną aerolu (analogicznie jak w sekcji 4.3). Z tego względu w niniejszym rozdziale skupiono się tylko na efekcie pieca.

Wpływ składowej AGR jest widoczny dopiero na rys. 4.18b, 4.10 i 4.11. Dla tych samych parametrów wyraźnie obserwujemy przeciwstawne kierunki oddziaływania AGR i Przykrywania. Zgodnie z oczekiwaniami, wpływ obu składowych uległ intensyfikacji razem ze zwiększaniem τ_{500} . Zauważamy znaczące różnice w parametrach GWA pod koniec symulacji. Odczyty z rysunków zaprezentowano w tab. 4.9.

Zmienna	Składowa	$\tau_{500} = 0,2$		$\tau_{500} = 0,5$		$\tau_{500} = 1,0$	
$\Delta WGWA$ [m]	Obie składowe	+90	+5,0%	+209	+11,5%	+353	+19,5%
	Przykrywanie	-51	-2,8%	-127	-7,0%	-244	-13,4%
	AGR	+143	+7,8%	+329	+18,1%	+497	+27,4%
$\Delta \overline{\theta_{GWA}}$ [K]	Obie składowe	+0,2	+0,8%	+0,5	+2,1%	+0,9	+3,6%
	Przykrywanie	-0,1	-0,3%	-0,2	-0,8%	-0,4	-1,4%
	AGR	+0,3	+1,2%	+0,7	+2,7%	+1,2	+4,5%

Tabela 4.9: Zestawienie porównawcze odczytów z rys. 4.18, 4.10 i 4.11.

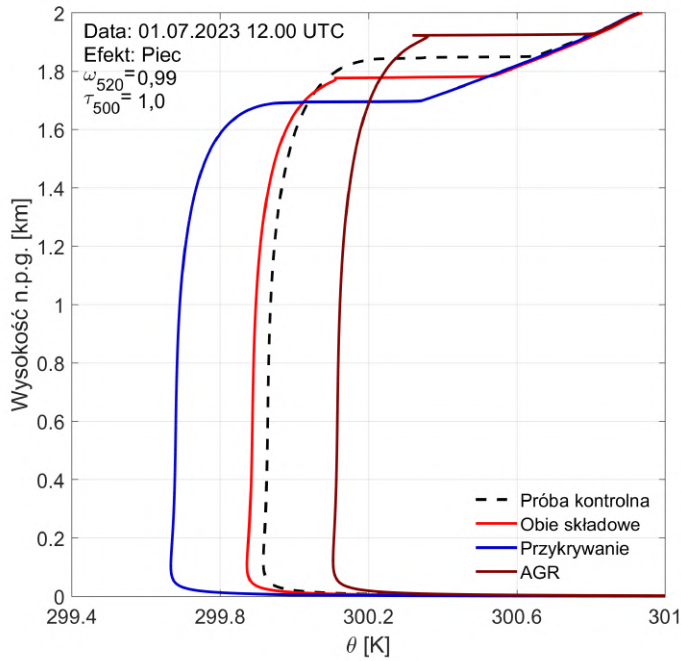
Porównanie procentowych zmian WGWA i $\overline{\theta_{GWA}}$ pozwala określić, która ze składowych jest silniejsza. Dla przykładu, dla umiarkowanego zanieczyszczenia ($\tau_{500} = 0,2$) AGR spowodowało zmianę $\overline{\theta_{GWA}}$ o $+1,2\%$, a Przykrywanie o $-0,3\%$ co w rezultacie daje nam 4 razy silniejszy wpływ AGR na $\overline{\theta_{GWA}}$. AGR ma również 2,78 razy silniejszy wpływ na WGWA. Zmiany procentowe oraz porównanie wpływu składowych AGR i Przykrywania dla innych wartości τ_{500} zaprezentowano na rys. 4.21 i w tab. 4.9.



Rysunek 4.21: Procentowe zmiany WGWA i $\overline{\theta_{GWA}}$ w odniesieniu do symulacji kontrolnej. Linia przerywaną (z liczbami na prawych osiach) wyrysowano stosunek zmiany spowodowanej składową AGR do zmiany spowodowanej przez Przykrywanie.

Analizując rys. 4.21 widzimy, że zmiany WGWA i $\overline{\theta_{GWA}}$ powstałe na skutek poszczególnych składowych wzrastają w przybliżeniu liniowo wraz z grubością optyczną aerozolu. Wpływ składowej AGR nieznacznie obiega od liniowej zależności wraz ze wzrostem τ_{500} , co prowadzi do nieznacznego spadku siły AGR w stosunku do Przykrywania. Średnio wpływ AGR na WGWA jest 2,5 razy silniejszy od wpływu Przykrywania. AGR ma też 3,25 razy silniejszy wpływ na $\overline{\theta_{GWA}}$.

Dodatkowo wykonano symulację wspomnianego we wstępie efektu parasola (patrz 1.4). Występuje on w warunkach analogicznych do efektu pieca, lecz dla aerozolu rozpraszającego, czyli charakteryzującego się wysoką wartością ω . W celu przeprowadzenia symulacji tego efektu ustawiono parametry optyczne aerozolu na: $\omega = 0,99$; $\tau_{500} = 1,0$. Zgodnie z literaturą efekt ten powinien prowadzić do niewielkiego ochłodzenia GWA, ponieważ dominuje tutaj składowa Przykrywanie. AGR jest osłabione, gdyż aerozol silniej rozprasza promieniowanie niż je absorbuje. Na rys. 4.13 rzeczywiście obserwujemy tę tendencję. W efekcie, dla symulacji z obiema składowymi, GWA lekko ochładza się o $\sim 0,2\%$ ($\sim 0,05$ K) oraz WGWA redukuje się o $\sim 5\%$ (~ 70 m).



Rysunek 4.22: Porównanie prognozowanych profili θ z włączonymi lub wyłączonymi poszczególnymi składowymi efektu parasola*. Oznaczenia analogiczne jak na rys. 4.18. Parametry: $H = 50$ m; $U(z) = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

4.6. Studium przypadku ekstremalnego

Głównym celem niniejszej pracy doktorskiej jest analiza wpływu parametrów optycznych aerozolu na dynamikę porannego rozwoju GWA. Zgodnie ze studium czułości (sekcja 4.2), potencjalne efekty tego wpływu będą tym wyraźniejsze, im wyższa będzie poranna grubość optyczna aerozolu τ_λ lub im niższe będzie albedo pojedynczego rozpraszania ω_λ . W tej sekcji, do inicjalizacji EDMF-AERO wykorzystano dane pozyskane podczas kampanii pomiarowej w Świdrze z nocy 28.10.2014 r. o godz. 23.04 UTC wraz z danymi z reanalizy ERA5 (patrz rodz. 2).

Analizowany przypadek obejmuje jeden dzień pomiarowy w rejonie województwa mazowieckiego, reprezentujący warunki jesienne – w wyraźnym kontraście z omówionymi wcześniej przypadkami majowo-czerwcowymi.

W dniu 29 października 2014 r. nad Atlantykiem, na zachód od Wysp Brytyjskich, zalegał rozległy układ niżowy (ok. 985 hPa), podczas gdy Europa Środkowa i Wschodnia pozostawała pod wpływem wyżu o ciśnieniu przekraczającym 1030 hPa. Polska znajdowała się w strefie przejściowej między tymi układami. Pole ciśnienia atmosferycznego charakteryzowało się wyjątkowo niskim gradientem barycznym, a temperatura przyziemia o 6.00 UTC kształtowała się na poziomie od -1°C do -2°C . Brak zachmurzenia w godzinach porannych sprzyjał nagrzewaniu powierzchni i rozwojowi konwekcyjnej warstwy granicznej. Profil prędkości wiatru z radiosondażu o godz. 12.00 UTC wskazuje na wyraźną ageostroficzność przepływu w dolnej troposferze – prędkość wiatru rzeczywistego była mniejsza od prędkości geostroficznej o $\sim 4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ w całej analizowanej warstwie, co świadczy o znaczącej roli sił tarcia w warstwie granicznej.

Przebieg temperatury na poziomie 700 hPa wskazywał na stopniowy napływ chłodniejszego powietrza w ciągu doby, co może skutkować przeszacowywaniem profilu $\theta(z)$ przez model EDMF-AERO.

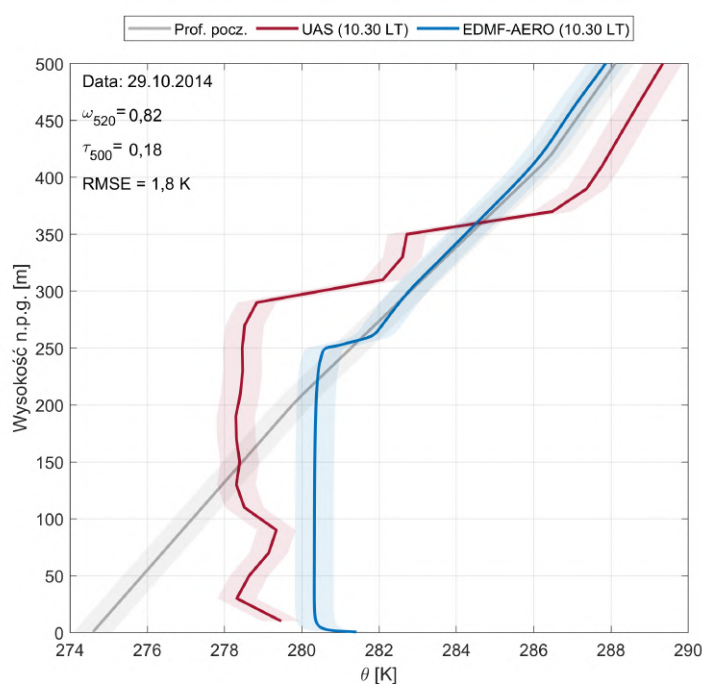
Szczególnie istotne są warunki nocne poprzedzające analizowany dzień. W nocy z 28 na 29 października odnotowano silną przygruntową inwersję temperatury z gradientem $\sim 7,2^\circ\text{C}/100 \text{ m}$ oraz wilgotność względną przy gruncie sięgającą $\sim 80\%$. W tych warunkach doszło do akumulacji wysokich stężeń sadzy w bardzo cienkiej warstwie przyziemnej (do ok. 70 m n.p.g.) — zmierzone wartości wyniosły

$54 \mu\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$, co stanowiło około 25-krotność miesięcznej średniej dla Polski (Chiliński i in., 2018). Pomimo tego, profil wilgotności właściwej o 6.00 UTC wykazał niskie wartości przy powierzchni ($\sim 3 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$) co sugeruje adwekcję masy powietrza.

Przyjęto parametry optyczne aerozolu z bliższego pomiaru tj. z dnia 29.10.2014 r. z godz. 9.30 UTC $\tau_{500} = 0,18$, a $\omega_{520} = 0,82$. Do analizy użyto jesiennej parametryzacji gruntu (patrz rozdz. 3.1.5).

Podsumowując, analizowany przypadek jest dużo bardziej kompleksowy w porównaniu do pięciu dni wybranych do walidacji, ze względu na obecną w jego trakcie adwekcję oraz istotny wpływ sił tarcia w GWA, co może znacznie wpływać na zgodność wyników symulacji z profilami rzeczywistymi. Szczegółowy opis warunków meteorologicznych i profili początkowych zawarto w dodatku D.

Wynik symulacji porównano do pomiarów zebranych o godz. 10.30 LT (rys. 4.23).

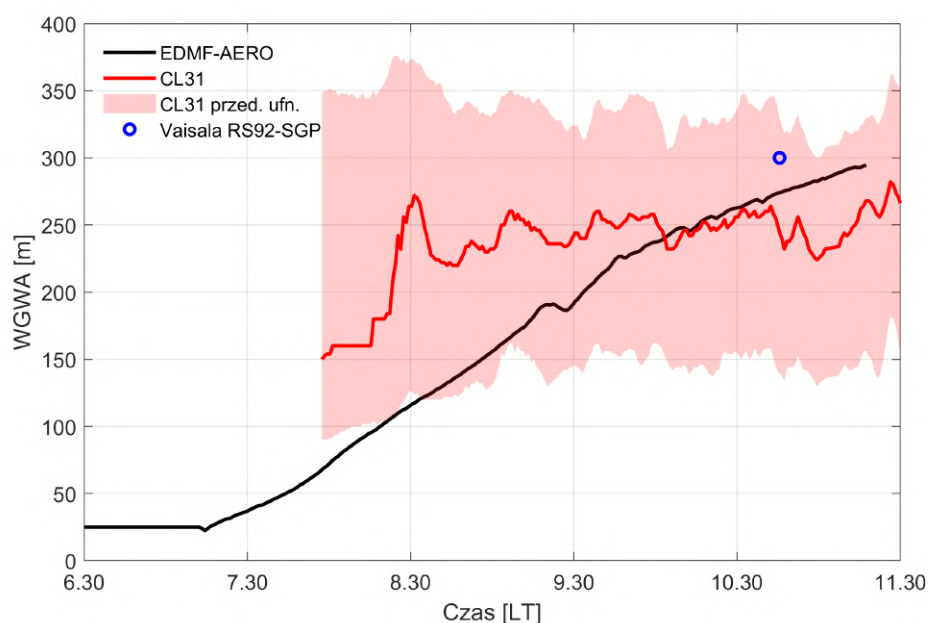


Rysunek 4.23: Porównanie profili θ prognozowanych przez EDMF-AERO (linia niebieska) z danymi zebranymi za pomocą platformy pomiarowej UAS (linia czerwona). Linia szarą oznaczono profil początkowy. Obszarami o analogicznych kolorach oznaczono przedziały niepewności. Parametry: $H = 35 \text{ m}$.

Jak można zauważyć, EDMF-AERO wykazuje tendencję do przeszacowywania temperatury potencjalnej ($\text{RMSE} = 1,8 \text{ K}$) i niedoszacowywania WGWA, która

wyniosła ~ 255 m, czyli ~ 45 m niżej od zmierzonej WGWA.

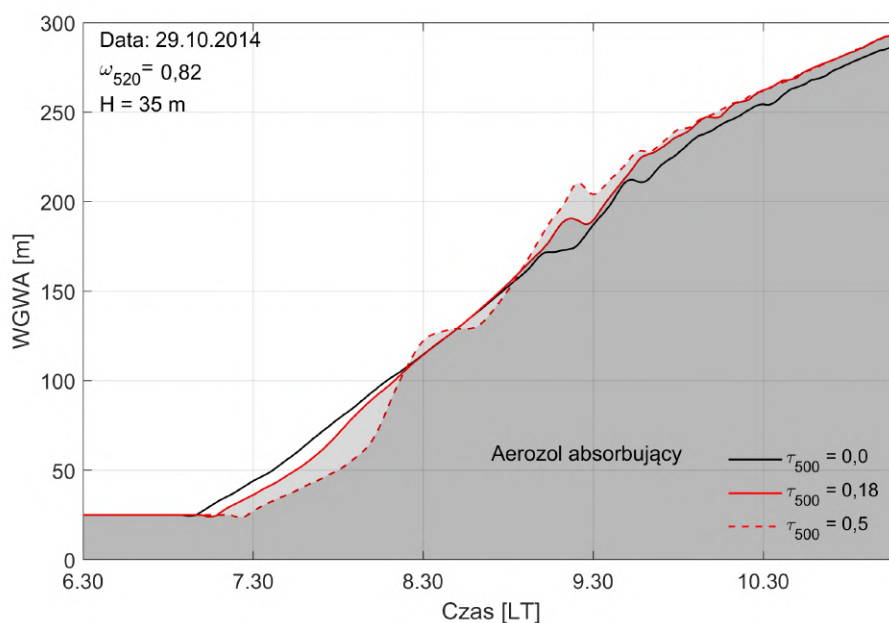
W kolejnym kroku zbadano dynamikę wzrostu WGWA (rys. 4.24). Prognozy EDMF-AERO porównano z pomiarami przeprowadzonymi z użyciem radiosondy Vaisala RS92-SGP zamontowanej na platformie pomiarowej UAS (patrz rozdział 2). Do wyznaczenia WGWA z tych pomiarów skorzystano z metody gradientowej – tradycyjnego i relatywnie niezawodnego sposobu korzystającego z pomiarów in-situ (Holzworth, 1964; Grossman i Gamage, 1995). Do analizy użyto tylko jednego pomiaru z użyciem UAS, więc zbiór danych uzupełniono, wykorzystując dane z ceilometru CL31. Model EDMF-AERO wskazuje na niższe WGWA niż radiosonda, ale prognoza EDMF-AERO zawiera się w obszarze wyznaczonym przez CL31.



Rysunek 4.24: Wykres porównawczy zmienności WGWA wyznaczonej za pomocą Radiosondy Vaisala RS92-SGP (niebieski znacznik), EDMF-AERO (linia czarna) oraz CL31 (linia czerwona). Jasnoczerwonym obszarem oznaczono przedział niepewności WGWA wyznaczonego z danych CL31.

Następnie porównano prognozy EDMF-AERO dla Świdra przy zmianie grubości optycznej aerozolu. Na rys. 4.25 zaprezentowano prognozy zmian WGWA dla atmosfery „czystej” z $\tau_{500} = 0$ oraz bardzo zanieczyszczonej z $\tau_{500} = 1,0$. Zauwa-

żono, że zwiększanie grubości optycznej aerozolu absorbującego powoduje stopniowe opóźnienie rozpoczęcia wzrostu WGWA charakterystyczne dla efektu kopuły. Pomimo opóźnienia, zanieczyszczenie atmosfery sprawiło, że prognozowana WGWA o godz. 10.30 LT dla $\tau_{500} = 1,0$ była wyższa o 15 m od wartości referencyjnej. Dla atmosfery „czystej” nie zauważono znaczących zmian w prognozowanej WGWA. Pomimo obecności aerozolu silnie absorbującego i jego relatywnie wysokiej grubości optycznej, nie obserwujemy znaczącego wpływu efektów aerozolowych na dynamikę wzrostu GWA.

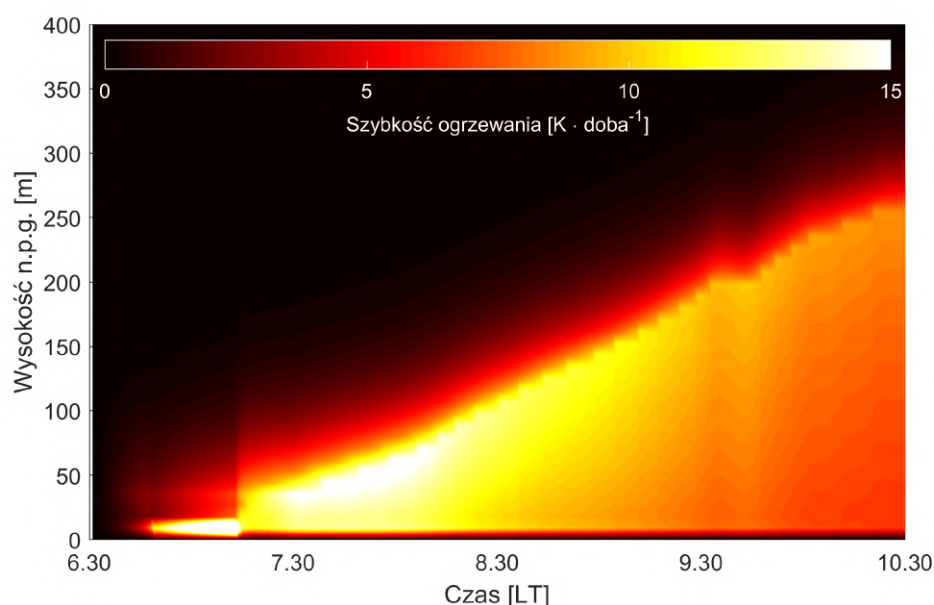


Rysunek 4.25: Zmiana WGWA w czasie przedstawiona 29.10.2014 r. Symulowaną zmienność WGWA zaznaczono linią czerwoną. Szary obszar oznacza niezerowe wartości profilu $\sigma_{e,\lambda}$ podczas danej symulacji. Przebieg porównano do przypadku atmosfery „czystej” z $\tau_{500} = 0,0$ (linia czarna) oraz wyjątkowo zanieczyszczonej z $\tau_{500} = 1,0$ (czerwona linia przerywana).

Porównanie symulacji z rys. 4.25 pokazuje, że efekty aerozolowe mają niższą siłę wpływu na dynamikę wzrostu GWA niż oczekiwano. Warunki początkowe analizowanego przypadku sugerują, że powinniśmy mieć do czynienia z silnym efektem pieca. Tymczasem obserwujemy swego rodzaju efekt mieszany, który łączy opóźnienie startu konwekcji, charakterystyczne dla efektu kopuły, oraz szybszy wzrost

WGWA kojarzony z efektem pieca. Jest to częściowo spójne z wnioskami z sekcji 4.3.

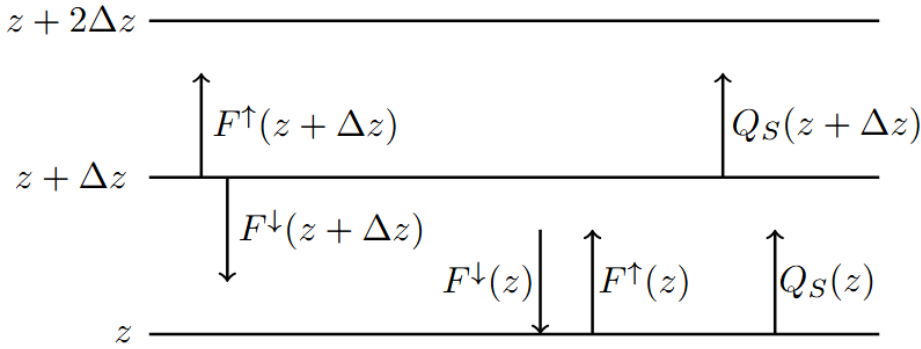
Na końcu zbadano profil szybkości ogrzewania radiacyjnego (Rys. 4.26). WGWA tego dnia gwałtownie rozpoczyna wzrost chwilę po godzinie 7.00 LT i kontynuuje go w przybliżeniu jednostajnie aż do końca symulacji ok. godz. 10.30 LT. Zgodnie z przewidywaniami, tak wysoka koncentracja aerozolu absorbującego przy powierzchni skutkuje wartościami sięgającymi nawet $15 \text{ K} \cdot \text{doba}^{-1}$.



Rysunek 4.26: Wykres obrazujący zmienność profilu szybkości ogrzewania w czasie. Skokowy charakter profilu jest konsekwencją bezpośredniego sprzężenia profilu szybkości ogrzewania radiacyjnego z profilem $\theta(z)$. $\tau_{500} = 0,18, \omega = 0,82$.

4.7. Wpływ na budżet energetyczny GWA

W tej sekcji uzupełniono analizy niesprzężonych efektów Oddziaływania Aerosol-GWA (patrz sekcja 4.5) dodatkowym studium wpływu aerozolu absorbującego na budżet energetyczny w GWA. Jak wspomniano wcześniej, model EDMF-AERO umożliwia selektywne włączanie i wyłączanie poszczególnych składowych tego oddziaływania. Wpływ odizolowanych efektów na dynamikę GWA okazał się istotny, co powinno znaleźć odzwierciedlenie w energii zgromadzonej w GWA. W cienkiej warstwie atmosfery na wysokości z n.p.g. o grubości Δz , wydzielono poszczególne składowe wypadkowego strumienia promieniowania $F_{net}(z)$ (rys. 4.27). Przypomnijmy, że przez $F^\uparrow(z)$, $F^\downarrow(z)$ należy rozumieć strumienie promieniowania na wysokości z skierowane w górę lub w dół. Q_S jest za to strumieniem ciepła odczuwalnego.



Rysunek 4.27: Szkic obrazujący przyczynki energetyczne dla cienkiej warstwy GWA.

Zakładając, że zmiany temperatury powietrza związane są tylko z transferem promieniowania i ciepła odczuwalnego, możemy zapisać, że wypadkowy strumień promieniowania wykorzystany na zmianę temperatury tej warstwy powinien odpowiadać sumie przyczynków energetycznych zgodnie z równ. 4.5.

$$F_{net}(z) = F^\downarrow(z + \Delta z) - F^\downarrow(z) + F^\uparrow(z) - F^\uparrow(z + \Delta z) + Q_S(z) - Q_S(z + \Delta z). \quad (4.5)$$

Wyrazy związane ze strumieniem promieniowania, możemy pogrupować analogicznie jak w sekcji A.6, wprowadzić $dQ_S(z) = Q_S(z) - Q_S(z + \Delta z)$ oraz skorzystać z równ. A.57 otrzymując:

$$F_{net}(z) = -c_p \rho \chi(z) \Delta z + dQ_S(z). \quad (4.6)$$

Strumień energii w GWA możemy obliczyć korzystając ze zmiany jej temperatury $F_{net}(z) = -c_p \rho \frac{\partial T_{GWA}}{\partial t} \Delta z$ otrzymując:

$$-c_p \rho \frac{\partial T(z)}{\partial t} \Delta z = -c_p \rho \chi(z) \Delta z + dQ_S(z). \quad (4.7)$$

Powyższe równanie całkujemy w przedziale $z \in [0; WGW A]$. W celu uproszczenia zapisu wprowadzimy indeksowanie warstw symbolem i , gdzie z_0 to wysokość najniższej warstwy, a z_N to WGW A. Ze względu na to, że całkowanie będziemy wykonywać numerycznie, znaki całki zamienimy na sumy otrzymując:

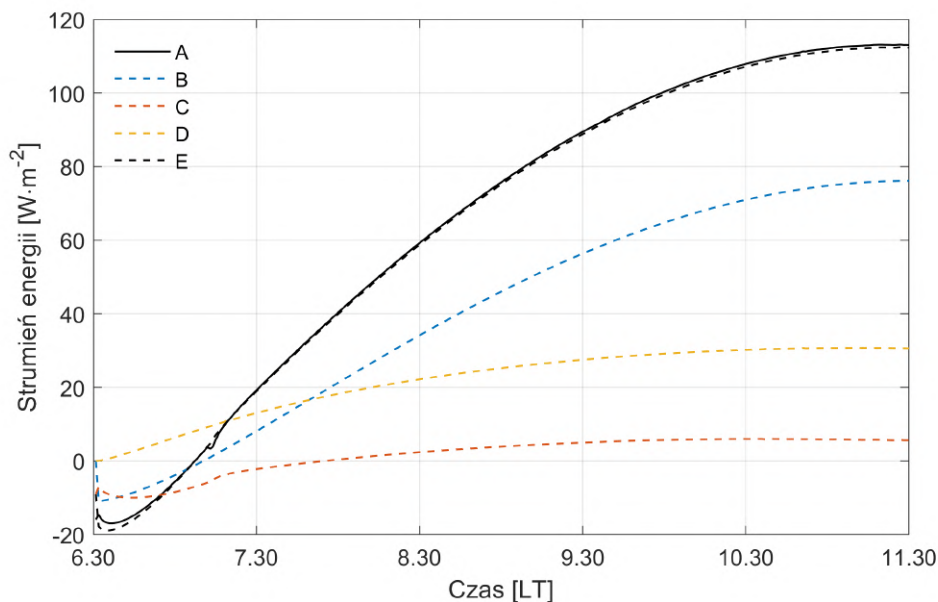
$$-c_p \rho \sum_{i=0}^N \frac{\Delta T(z_i)}{\Delta t} \Delta z = -c_p \rho \sum_{i=0}^N \chi(z_i) \Delta z + Q_S(z_N) - Q_S(z_0). \quad (4.8)$$

Zakładamy, że $Q_S(z_N) = 0$, a $Q_S(z_0) = Q_S$. Dodatkowo rozdzielamy $\chi(z_i)$ na część związaną z aerozolem $\chi_{AERO}(z_i)$ oraz z „czystą” atmosferą $\chi_{ATMO}(z_i)$ otrzymując:

$$\underbrace{c_p \rho \Delta z \sum_{i=0}^N \frac{\Delta T(z_i)}{\Delta t}}_A = \underbrace{Q_S}_B + \underbrace{c_p \rho \Delta z \sum_{i=0}^N \chi_{ATMO}(z_i)}_C + \underbrace{c_p \rho \Delta z \sum_{i=0}^N \chi_{AERO}(z_i)}_D. \quad (4.9)$$

Wyszczególnione składniki to kolejno: (A) wypadkowy strumień energii w GWA, (B) powierzchniowy strumień ciepła jawnego Q_S , (C) składnik z χ_{ATMO} , (D) składnik z χ_{AERO} . Poszczególne składniki równ. 4.9 obliczono w każdej chwili czasowej t i przedstawiono na rys. 4.28.

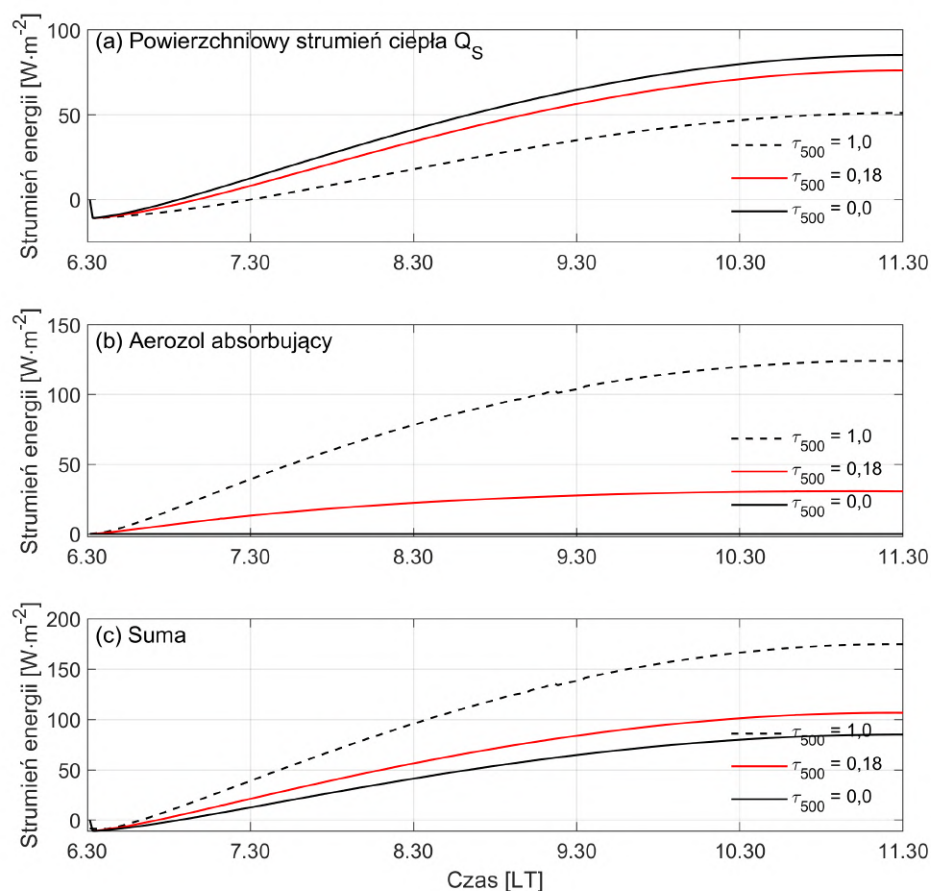
Suma tych trzech składowych została oznaczona jako czarna linia przerywana. Widzimy, że czarne linie — ciągła i przerywana — pokrywają się, co wskazuje na zachowanie bilansu energetycznego w modelu. Warto wspomnieć, że pewne procesy energetyczne uwzględnione w modelu EDMF-AERO nie zostały pokazane na wykresie, takie jak transfer energii w postaci ciepła utajonego. Te dodatkowe mechanizmy mogą powodować niewielkie różnice między przedstawionymi wartościami.



Rysunek 4.28: Wykres obrazujący zmianę strumienia energii obliczonej dla różnych składowych modelu dla przypadku Świdra 29.10.2014 r. (A) energia wypadkowa w GWA, (B) powierzchniowy strumień ciepła jawnego Q_S , (C) składnik z χ_{ATMO} , (D) składnik z χ_{AERO} , (E) suma składowych B, C i D.

Po skonstruowaniu i zweryfikowaniu poprawności budżetu energetycznego porównano przypadek z grubością optyczną aerozolu odpowiadającą warunkom zmierzonym w Świdrze (29.10.2014) oraz analogiczny przypadek, ale z atmosferą „czystą” ($\tau_{500} = 0,0$). Porównanie przedstawiono na rysunku 4.29.

Na rys. 4.29b, w przypadku atmosfery „czystej” brak przyczynku energetycznego pochodzącego od aerozolu jest odzwierciedlony stałą wartością równą zero. Zgodnie z ustaleniami z sekcji poświęconej niesprzężonym efektom Oddziaływania Aerozol-GWA, składowa Przykrywania redukuje energię dostarczoną do powierzchni, a w rezultacie istotnie obniża dynamikę wzrostu GWA. Dla przykładu, na rys. 4.29a o 11.30 LT widzimy redukcję strumienia energii o $\sim 9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ($\sim 10\%$) dla atmosfery zanieczyszczonej ($\tau_{500} = 0,18$) i $\sim 35 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ($\sim 41\%$) w przypadku atmosfery znacznie zanieczyszczonej ($\tau_{500} = 1,00$). Składowa Przykrywania jest jednak słabsza niż AGR, który odpowiada za $\sim 30 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ dodatkowego strumienia energii w GWA o 11.30 LT dla $\tau_{500} = 0,18$ i $\sim 125 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ dla $\tau_{500} = 1,0$.



Rysunek 4.29: Wartości strumieni energii odpowiadające poszczególnym składnikom z równania 4.9. (a) Powierzchniowy strumień ciepła jawnego Q_s (składnik B), (b) strumień energii związany z absorpcją promieniowania przez aeroszol (składnik D), (c) oba składniki dodane do siebie (suma składników B i D). Porównano składowe odpowiadające atmosferze zanieczyszczonej z $\tau_{500} = 0,23$ (linia czerwona), „czystej” atmosfery z $\tau_{500} = 0,0$ (linia czarna) oraz atmosfery silnie zanieczyszczonej z $\tau_{500} = 1,0$ (czarna linia przerywana).

Porównanie krzywych sumarycznych na rys. 4.29c wskazuje, że obecność aerozolu absorbującego w atmosferze w dniu 29.10.2014 r. w Świdrze spowodowała zwiększenie strumienia energii dostarczonego do GWA o $\sim 20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ($\sim 25\%$) o 11.30 LT. Gdyby τ_{500} wyniosło 1,0, wartość ta wzrosłaby o aż $\sim 90 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ($\sim 104\%$).

Rozdział 5

Podsumowanie

Niniejsza praca doktorska miała na celu zbadanie wpływu własności optycznych aerozolu absorbującego na strukturę termiczną i dynamikę wzrostu GWA. **Jednym z efektów pracy jest nowy, szybki i prosty w obsłudze jednokolumnowy model numeryczny nazwany EDMF-AERO.** Narzędzie to umożliwia prognozowanie parametrów GWA w warunkach bezchmurnych i wykazuje satysfakcjonującą zgodność z pomiarami (Florczyk i in., 2025).

EDMF-AERO składa się z sześciu modułów, z czego dwa są najważniejsze. Pierwszy z nich to moduł ewolucji GWA zaimplementowany w środowisku obliczeniowym MATLAB na podstawie Witek i in. (2011), korzystający z teorii EDMF. Drugi to moduł transferu promieniowania o nazwie Ed4-LaRC-Fu-Liou wykorzystujący parametryzację zaproponowaną przez Fu i Liou (1992), opracowaną w NASA Langley Research Center przez Rose (2015). Narzędzie zostało przetestowane i zweryfikowane poprzez porównanie pięciu 6-godzinnych prognoz EDMF-AERO z profilami in-situ zebranymi w Tarnowie za pomocą radiosondy Meteomodem M20 w dniach 21, 22, 28 i 31 maja oraz 1 czerwca 2023 r. Porównanie z pomiarami wykazało, że średni błąd wyznaczenia WGWA to $\sim 7,3\%$ (mediana RMSE = 50 m), a średni błąd wyznaczenia profilu $\theta(z)$ to $\sim 2,4\%$ (mediana RMSE = 0,5 K). Zidentyfikowano, że obserwowane różnice są spowodowane nie tylko błędami modelu ale również m.in. niedokładnością pomiarową HATPRO, którego profile temperatury użyto do zainicjowania symulacji oraz wykonaniem profilu weryfikacyjnego 65 km od miejsca symulacji. Za odstawanie prognoz od rzeczywi-

stości odpowiadają również ograniczenia EDMF-AERO, m.in. brak uwzględniania wielkoskalowych wzorców adwekcji oraz modelu gruntu. Używając tego nowego narzędzia przeprowadzono następujące analizy:

1. Zbadano grupę mechanizmów sprzężenia zwrotnego opisanych w literaturze jako efekty kopuły i pieca. Przeprowadzono i opisano symulacje dla różnych warunków solarnych (lato, jesień/wiosna, zima bezśnieżna). Prognozy EDMF-AERO są zgodne z literaturą naukową (Li i in., 2017; Jacobson i Kaufman, 2006; Li i in., 2016; Yu i in., 2002; Miao i in., 2019) i wspierają uogólnienie zaproponowane przez Ma i in. (2020). **W szczególności potwierdzają, że zwiększenie grubości optycznej aerozoli absorbujących powyżej szczytu GWA hamuje poranny rozwój GWA i zmniejsza tempo jej wzrostu. Z kolei zwiększenie grubości optycznej aerozolu w obrębie GWA przyspiesza jej poranny rozwój i zwiększa tempo jej wzrostu (Ma i in., 2020, 2022, 2024).**
2. Wykazano, że w warunkach jesienno-zimowych, przy ograniczonym dopływie promieniowania słonecznego, wpływ efektu „pieca” na tempo wzrostu GWA ulega istotnemu osłabieniu. **Przy odpowiednio niskim poziomie promieniowania efekt ten ogranicza się jedynie do przyspieszenia inicjacji porannych ruchów konwekcyjnych, nie wpływając znacząco na dzienną wartość maksymalną WGWA.**
3. Zbadano dynamikę wzrostu GWA w warunkach letnich poprzez studium wpływu dwóch parametrów optycznych aerozolu: grubości optycznej τ_{500} i albedo pojedynczego rozpraszania ω_{520} na szybkość wzrostu i ogrzewania GWA.
 - **Efekt pieca: Wyższa τ_{500} i niższe ω powodują szybszy wzrost i ogrzewanie GWA po wschodzie słońca.** W skrajnych przypadkach ($\tau_{500} = 1,5$, $\omega = 0,8$) wzrost GWA przyspiesza o $\sim 46\%$, a ogrzewanie o $\sim 108\%$ w porównaniu do atmosfery z $\tau_{500} = 0,0$. Dla $\tau_{500} = 0,3$ i $\omega = 0,9$, GWA wzrasta $\sim 7,7\%$ szybciej i ogrzewa się $\sim 17\%$ szybciej. Zwiększenie τ_{500} 3-krotnie z 0,5 do 1,5 powoduje 2,5-krotnie szybsze ogrzewanie. Dla $\omega \approx 0,99$ obserwujemy punkt neutralny opisywanej zależności tj. niezależnie od τ_{500} szybkość ogrzewania i wzrostu nie zmienia

się (patrz rys. 4.16).

- **Efekt kopuły: Wyższe τ_{500} i niższe ω powoduje spowolnienie szybkości wzrostu i ogrzewania GWA.** W skrajnych przypadkach ($\tau_{500} = 1,5$, $\omega = 0,8$) wzrost GWA spowalnia o $\sim 27\%$, a ogrzewanie o $\sim 37\%$ w porównaniu do atmosfery z $\tau_{500} = 0,0$. Dla $\tau_{500} = 0,3$ i $\omega = 0,9$, GWA wzrasta $\sim 5,8\%$ wolniej i ogrzewa się $\sim 7,3\%$ wolniej.

Dla aerozolu słabo absorbującego z $\omega = 0,9$ wzrost τ_{500} 3-krotnie z 0,5 do 1,5 powoduje 2,5-krotnie wolniejsze ogrzewanie i wzrost. Nie zaobserwowano punktów węzłowych tej zależności (patrz rys. 4.17).

4. Korzystając z wyników powyższej analizy, **zaproponowano parametryzację porannej dynamiki wzrostu i ogrzewania GWA (równ. 4.3 i 4.4).** Może to okazać się przydatne w prostszych modelach klimatycznych lub jako substytut modułu aerozolowego w modelach ewolucji GWA. Możliwość takiego zastosowania modelu zależy od dostępności lokalnych pomiarów strumieni powierzchniowych lub odpowiednio skalibrowanego modelu gruntu. Warto jednak zaznaczyć, że używaną w modelu parametryzację powierzchniowych strumieni ciepła można łatwo wymieniać i dopasować do analizowanej lokalizacji, korzystając np. z reanalizy ERA5.
5. Wyłączano jeden z efektów składowych: Przykrywanie i Aerozolowe Grzanie Radiacyjne (AGR) przy jednoczesnym zachowaniu drugiego. Porównano dynamikę GWA analizując te składowe osobno. Analizy wykonano dla efektu pieca, gdyż dla efektu kopuły składowa AGR nie wpływa istotnie na dynamikę GWA.
Wykazano, że w warunkach letnich wpływ AGR na WGWA jest $\sim 2,5$ razy silniejszy od wpływu składowej Przykrywania. W przypadku wpływu na ogrzewanie GWA AGR jest około $\sim 3,25$ razy silniejszy od wpływu Przykrywania. W ramach tej samej analizy utworzono efekt parasola ($\tau_{500} = 1,0$, $\omega = 0,99$). Zaobserwowano nieznaczne ochłodzenie GWA, które jest zgodne z literaturą naukową opisującą ten efekt (Ma i in., 2020).
6. Używając danych zebranych podczas kampanii pomiarowej w Świdrze z 2014 r. przeanalizowano przypadek ewolucji GWA w warunkach wysokiej grubości

optycznej aerozolu silnie absorbującego z $\tau_{500} = 0,18$ i $\omega = 0,82$. Korzystając z EDMF-AERO, zrekonstruowano poranny przebieg ewolucji GWA i porównano go z pomiarami radiosondy oraz CL31, uzyskując niedoszacowanie WGWA w porównaniu z pomiarami in-situ (różnica ~ 45 m). Prognoza temperatury potencjalnej θ wykazała umiarkowaną zgodność z pomiarami in-situ (RMSE = 1,8 K). To odstępstwo jest najprawdopodobniej rezultatem braku profilu początkowego z 5.25 UTC, zamiast którego użyto danych z reanalizy ERA5. Dokładność prognozy zapewne wzrosłaby po użyciu profili zmierzonych bezpośrednio, ale niestety takie dane nie zostały zebrane. Następnie wykonano symulacje dla atmosfery z niższą i wyższą grubością optyczną aerozolu, uzyskując wartościowe informacje dotyczące porannej dynamiki GWA w takim systemie atmosferycznym. Wyniki tej części analizy nie są jednoznaczne, ale pokrywają się z symulacjami wzrostu GWA dla efektu pieca dla jesiennych warunków solarnych. **Ze względu na szybkość modelowania i prostotę EDMF-AERO, podobne analizy można wykonywać np. na stacjach meteorologicznych lub też badać duże zbiory danych dla poszczególnych dni z wielu lat wstecz. Możliwość takiego zastosowania modelu zależy od dostępności lokalnych pomiarów strumieni powierzchniowych lub odpowiednio skalibrowanego modelu gruntu. Analiza tego przypadku dodatkowo potwierdza, że EDMF-AERO jest przydatnym narzędziem przy studiowaniu wpływu aerozolu atmosferycznego na ewolucję GWA.**

7. Zbadano wpływ aerozolu atmosferycznego na budżet energetyczny w GWA. Na podstawie tej analizy zdeteterminowano, że 29.10.2014 r. podczas kampanii pomiarowej w Świdrze, efekt przykrywania spowodował redukcję strumienia energii o $\sim 9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ($\sim 10\%$) o 11.30 LT, efekt AGR dodał $\sim 30 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ o 11.30 LT, a **obie składowe sumarycznie odpowiadały za zwiększenie strumienia energii o $\sim 20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ($\sim 25\%$) o 11.30 LT.** Gdyby tego dnia w Świdrze grubość optyczna τ_{500} wyniosła 1,0, to spowodowałoby to dostarczenie dodatkowych $\sim 90 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ do GWA.

5.1. Ograniczenia pracy

1. **Uproszczona parametryzacja strumieni powierzchniowych** – pomimo dobrej zgodności wyznaczonych parametryzacji z danymi z reanalizy ERA5, dalej jest to uproszczona metoda obliczeń turbulencyjnych strumieni ciepła jawnego i utajonego. Ten aspekt może istotnie wpływać na zgodność prognoz EDMF-AERO z rzeczywistymi pomiarami.
2. **Brak uwzględnienia równania transportu substancji pasywnej** – przyjęto profil wsp. ekstynkcji aerozolu w GWA, odpowiadający stałej koncentracji cząstek z wysokością przy intensywnym mieszaniu konwekcyjnym. Gradient wsp. ekstynkcji aerozolu w GWA jest wprowadzany tylko poprzez implementację efektu higroskopijnego. W rzeczywistości grawitacyjne opadanie cząstek i powierzchniowe źródła aerozolu modyfikują gradient pionowy, zwłaszcza dla cząstek o większych rozmiarach.
3. **Stałe w czasie parametry optyczne aerozolu** – aktualna implementacja nie uwzględnia zmienności czasowej parametrów optycznych aerozolu w trakcie symulacji. Model przyjmuje średnie dobowe wartości parametrów optycznych, nie śledząc ich ewolucji wraz z rozwojem GWA. Może to wpływać na niedoszacowanie lub przeszacowanie temperatury GWA w późniejszych godzinach symulacji.
4. **Niepewność pomiarowa RPG HATPRO-G5** – Radiometr mikrofalowy HATPRO-G5 jest wysokiej klasy przyrządem teledetekcyjnym. Porównania profili $\theta(z)$, mierzonych przez HATPRO z profilami radiosond wskazują, że wykazuje on błędy rzędu 0,5–1,7 K (Löhnert i Maier, 2012; Moreira i in., 2018; Trzcina i in., 2021; Walbröl i in., 2022). Są to zarówno przeszacowania, jak i niedoszacowania. Pomimo odstępstw od pomiarów in-situ z użyciem radiosond, nie można pominąć znacznych przewag tego aparatu w innych aspektach pomiaru. Pomiary HATPRO są wykonywane z większą częstotliwością, kilkanaście razy dziennie. Dodatkowo profil jest mierzony natychmiastowo, podczas gdy w przypadku radiosond każdy punkt pomiarowy jest wyznaczany w innym czasie i często w innej lokalizacji. Nie zmienia to jednak faktu, że użycie profili HATPRO jako profili początkowych może prowadzić do dodatkowych odstępstw w prognozach zgodnie z oszacowaniami z cyto-

wanej literatury naukowej.

5. **Lokalny charakter walidacji** – weryfikacja modelu opiera się na porównaniu z radiosondażem M20 z Tarnowa, odległym o 65 km od stacji SolarAOT w Strzyżowie i położonym 250 m niżej. Mimo że przeprowadzona analiza statystyczna uzasadnia stosowaną korektę wysokości, przestrzenne zróżnicowanie warunków meteorologicznych wprowadza nieoznaczoność do procesu walidacji.
6. **Ograniczona liczba i różnorodność przypadków** – praca opiera się na kilku studiach przypadku. Przed szerszym zastosowaniem modelu wskazana byłaby walidacja na większej próbie obejmującej różne pory roku, typy pogody i lokalizacje.
7. **Brak profilu początkowego i uwzględnienia warunków wysokiej stabilności dla przypadku w Świdrze** – konieczność rekonstrukcji profili początkowych z reanalizy ERA5 wprowadza dodatkową niepewność do wyników symulacji. Dodatkowo, przyjęte parametryzacje modelu są odpowiednie dla rozwoju GWA w warunkach konwekcyjnych, natomiast w warunkach silnej stabilności lepszą zgodność można uzyskać, korzystając z metod takich jak np. model EFB (Zilitinkevich i in., 2007).

Chociaż opracowany model zawiera wiele uproszczeń, realistycznie przewiduje rozwój konwekcyjnej warstwy granicznej. Planowany jest dalszy rozwój modelu w celu poprawy parametryzacji strumieni ciepła przy powierzchni ziemi i pionowego rozkładu aerozolu.

5.2. Kierunki dalszych badań

1. Implementacja równania transportu substancji pasywnej, uwzględniającego rozkład wielkości cząstek aerozolu oraz efekt higroskopijny.
2. Rozszerzenie parametryzacji strumieni powierzchniowych – zastąpienie lub uzupełnienie aktualnej parametryzacji modelem uwzględniającym typ i wilgotność podłoża oraz zróżnicowanie przestrzenne.
3. Analiza ewolucji profili dynamicznych – rozszerzenie analiz o ewolucję TKE,

prędkości wiatru oraz strumieni pędu i ciepła w trakcie rozwoju GWA.

4. Testy wrażliwości dla różnych pór roku i typów pokrycia powierzchni – warunek konieczny przed ewentualnym zastosowaniem parametryzacji wyznaczonej w sekcji “Studium dynamiki wzrostu GWA” w kontekście klimatycznym lub operacyjnym.
5. Zastosowanie dedykowanych schematów turbulencji dla warunków silnej stabilności (np. modelu EFB) w celu poprawy jakości symulacji dla jesienno-zimowych przypadków.
6. Uporządkowanie kodu i stworzenie przejrzystego interfejsu dla użytkownika – po wprowadzonych poprawkach planuje się udostępnienie modelu w formie np. repozytorium.

Bibliografia

- Ackerman, A. S., O. B. Toon, D. E. Stevens, A. J. Heymsfield, V. Ramanathan, i E. J. Welton, 2000: Reduction of tropical cloudiness by soot. *Science*, **288** (5468), 1042–1047, <https://doi.org/10.1126/science.288.5468.1042>.
- Albrecht, B. A., 1989: Aerosols, cloud microphysics, and fractional cloudiness. *Science*, **245** (4923), 1227–1230, <https://doi.org/10.1126/science.245.4923.1227>.
- Angevine, W. M., 2005: An integrated turbulence scheme for boundary layers with shallow cumulus applied to pollutant transport. *Journal of Applied Meteorology*, **44** (9), 1436–1452, <https://doi.org/10.1175/JAM2284.1>.
- Barbaro, E., J. V.-G. de Arellano, H. G. Ouwersloot, J. S. Schröter, D. P. Donovan, i M. C. Krol, 2014: Aerosols in the convective boundary layer: Shortwave radiation effects on the coupled land-atmosphere system. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **119** (10), 5845–5863, <https://doi.org/10.1002/2013JD021237>.
- Beljaars, A. C. M., i A. A. M. Holtslag, 1991: Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **30** (3), 327–341, [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(1991\)030<0327:FPOLSF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1991)030<0327:FPOLSF>2.0.CO;2).
- Boucher, O., 2015: *Atmospheric Aerosols*, 9–24. Springer Netherlands, Dordrecht, https://doi.org/10.1007/978-94-017-9649-1_2, URL [10.1007/978-94-017-9649-1_2](https://doi.org/10.1007/978-94-017-9649-1_2).
- Boucher, O., i inni, 2013: Clouds and aerosols. *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report*

- of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, T. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, and P. Midgley, Red., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, book section 7, 571–658, <https://doi.org/10.1017/CBO9781107415324.016>.
- Buglia, J. J., 1986: *Introduction to the Theory of Atmospheric Radiative Transfer*. URL <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:117047558>.
- Caicedo, V., B. Rappenglück, B. Lefer, G. Morris, D. Toledo, i R. Delgado, 2017: Comparison of aerosol lidar retrieval methods for boundary layer height detection using ceilometer aerosol backscatter data. *Atmospheric Measurement Techniques*, **10** (4), 1609–1622, <https://doi.org/10.5194/amt-10-1609-2017>.
- Carneiro, R. G., M. Karasewicz, C. K. Borges, L. Janicka, D. Wang, G. Fisch, i I. S. Stachlewska, 2024: Seasonal analysis of planetary boundary layer and turbulence in warsaw, poland through lidar and les simulations. *Remote Sensing*, **16** (24), <https://doi.org/10.3390/rs16244728>.
- Chiliński, M., K. Markowicz, i J. Markowicz, 2016: Observation of vertical variability of black carbon concentration in lower troposphere on campaigns in poland. *Atmospheric Environment*, **137**, 155–170.
- Chiliński, M. T., K. M. Markowicz, i M. Kubicki, 2018: Uas as a support for atmospheric aerosols research: Case study. *Pure and Applied Geophysics*, **175** (9), 3325–3342, <https://doi.org/10.1007/s00024-018-1767-3>.
- Cooper, D. I., i W. E. Eichinger, 1994: Structure of the atmosphere in an urban planetary boundary layer from lidar and radiosonde observations. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **99** (D11), 22 937–22 948, <https://doi.org/10.1029/94JD01944>.
- Cutnell, J., K. Johnson, D. Young, i S. Stadler, 2021: *Physics*. Wiley, URL <https://books.google.pl/books?id=fX5zEAAAQBAJ>.
- Deardorff, J. W., 1966: The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory. *Journal of Atmospheric Sciences*, **23** (5), 503–506, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1966\)023<0503:TCGHFI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1966)023<0503:TCGHFI>2.0.CO;2).

- Deng, L., M. Yu, i Z. Zhang, 2020: Statistical learning of the worst regional smog extremes with dynamic conditional modeling. *Atmosphere*, **11** (6), <https://doi.org/10.3390/atmos11060665>.
- Diner, D. J., i inni, 2018: Advances in multiangle satellite remote sensing of speciated airborne particulate matter and association with adverse health effects: from MISR to MAIA. *Journal of Applied Remote Sensing*, **12** (4), 042603, <https://doi.org/10.1117/1.JRS.12.042603>.
- Ding, A. J., i inni, 2016: Enhanced haze pollution by black carbon in megacities in china. *Geophysical Research Letters*, **43** (6), 2873–2879, <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/2016GL067745>.
- Eck, T. F., B. Holben, J. Reid, O. Dubovik, A. Smirnov, N. O’neill, I. Slutsker, i S. Kinne, 1999: Wavelength dependence of the optical depth of biomass burning, urban, and desert dust aerosols. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **104** (D24), 31333–31349.
- EEA, 2024: *Europe’s air quality status 2024*. Publications Office of the European Union, URL <https://op.europa.eu/en/publication-detail/-/publication/7ebc2d59-2ebe-11ef-a61b-01aa75ed71a1>.
- Ferrero, L., i inni, 2014: Impact of black carbon aerosol over italian basin valleys: high-resolution measurements along vertical profiles, radiative forcing and heating rate. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **14** (18), 9641–9664, <https://doi.org/10.5194/acp-14-9641-2014>.
- Florczyk, G., K. Markowicz, i M. Witek, 2022: Modelling of the diurnal cycle of the aerosol-filled pbl with the eddy diffusivity/mass flux model coupled with the radiative transfer model. *International radiation Symposium 2022*, URL https://mycloud.auth.gr/index.php/s/t7fYkzsiFWYFdqy?path=%2FS2-Radiative_Transfer_Theory_and_Modeling.
- Florczyk, G., K. Markowicz, i M. Witek, 2024: How does the novel edmf-aero model help to study aerosol-pbl interactions? initial testing and results. *EMS Annual Meeting 2024*, <https://doi.org/10.5194/ems2024-241>.
- Florczyk, G., K. Markowicz, i M. Witek, 2025: Substantial impacts of absorbing

- aerosols on pbl evolution in edmf-aero modeling framework. *Atmospheric Environment*, **352**, 121 192, <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2025.121192>.
- Forster, P., i inni, 2021: The earth's energy budget, climate feedbacks, and climate sensitivity. *Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, V. Masson-Delmotte, P. Zhai, A. Pirani, S. L. Connors, C. Péan, S. Berger, N. Caud, Y. Chen, L. Goldfarb, M. I. Gomis, M. Huang, K. Leitzell, E. Lonnoy, J. B. R. Matthews, T. K. Maycock, T. Waterfield, O. Yelekçi, R. Yu, and B. Zhou, Red., Cambridge University Press, Cambridge, UK and New York, NY, USA, book section 7, <https://doi.org/10.1017/9781009157896.009>.
- Fu, Q., i K. Liou, 1992: On the correlated k-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres. *Journal of Atmospheric Sciences*, **49** (22), 2139–2156.
- Gal-Chen, T., M. Xu, i W. L. Eberhard, 1992: Estimations of atmospheric boundary layer fluxes and other turbulence parameters from doppler lidar data. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **97** (D17), 18 409–18 423.
- Gan, Y., X.-Z. Liang, Q. Duan, F. Chen, J. Li, i Y. Zhang, 2019: Assessment and reduction of the physical parameterization uncertainty for noah-mp land surface model. *Water Resources Research*, **55** (7), 5518–5538, <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2019WR024814>.
- Garcia-Franco, J., i W. Stremme, 2018: Ceilo code documentation of epr group, cca unam. URL <https://eprccaunam.github.io/ceilo/master.html>, access: 01 Aug 2024.
- García-Franco, J. L., W. Stremme, A. Bezanilla, A. Ruiz-Angulo, i M. Grutter, 2018: Variability of the mixed-layer height over mexico city. *Boundary-Layer Meteorology*, **167** (3), 493–507, <https://doi.org/10.1007/s10546-018-0334-x>.
- Grabon, J. S., K. J. Davis, C. Kiemle, i G. Ehret, 2010: Airborne lidar observations of the transition zone between the convective boundary layer and free atmosphere during the international h2o project (ihop) in 2002. *Boundary-Layer Meteorology*, **134** (1), 61–83, <https://doi.org/10.1007/s10546-009-9431-1>.

- Grossman, R. L., i N. Gamage, 1995: Moisture flux and mixing processes in the daytime continental convective boundary layer. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **100** (D12), 25 665–25 674, <https://doi.org/10.1029/95JD00853>.
- Han, J., M. L. Witek, J. Teixeira, R. Sun, H.-L. Pan, J. K. Fletcher, i C. S. Bretherton, 2016: Implementation in the ncep gfs of a hybrid eddy-diffusivity mass-flux (edmf) boundary layer parameterization with dissipative heating and modified stable boundary layer mixing. *Weather and Forecasting*, **31** (1), 341–352, <https://doi.org/10.1175/WAF-D-15-0053.1>.
- Hansen, J., M. Sato, i R. Ruedy, 1997: Radiative forcing and climate response. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **102** (D6), 6831–6864, <https://doi.org/10.1029/96JD03436>.
- He, Q., C. Li, J. Mao, A. K.-H. Lau, i D. A. Chu, 2008: Analysis of aerosol vertical distribution and variability in hong kong. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **113** (D14), <https://doi.org/10.1029/2008JD009778>, <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2008JD009778>.
- Hersbach, H., i inni, 2023a: Era5 hourly data on pressure levels from 1940 to present. Copernicus Climate Change Service (C3S) Climate Data Store (CDS), URL <https://cds.climate.copernicus.eu>, dostep: 05.03.2026, <https://doi.org/10.24381/cds.bd0915c6>.
- Hersbach, H., i inni, 2023b: Era5 hourly data on single levels from 1940 to present. Copernicus Climate Change Service (C3S) Climate Data Store (CDS), URL <https://cds.climate.copernicus.eu>, dostep: 05.03.2026, <https://doi.org/10.24381/cds.adbb2d47>.
- Hinds, W., 2012: *Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles*. Wiley, URL <https://books.google.pl/books?id=qIkYjPXfWK4C>.
- Holben, B., i inni, 1998: Aeronet—a federated instrument network and data archive for aerosol characterization. *Remote Sensing of Environment*, **66** (1), 1–16, [https://doi.org/10.1016/S0034-4257\(98\)00031-5](https://doi.org/10.1016/S0034-4257(98)00031-5).
- Holtslag, A. A. M., i C.-H. Moeng, 1991: Eddy diffusivity and countergradient

- transport in the convective atmospheric boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, **48** (14), 1690–1698, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1991\)048<1690:EDACTI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1991)048<1690:EDACTI>2.0.CO;2).
- Holzworth, G. C., 1964: Estimates of mean maximum mixing depths in the contiguous united states. *Monthly Weather Review*, **92** (5), 235–242, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1964\)092<0235:EOMMMD>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1964)092<0235:EOMMMD>2.3.CO;2).
- Hourdin, F., 2013: Lmdz5b: The atmospheric component of the ipsl climate model with revisited parameterizations for clouds and convection. *Climate Dyn.*, **40**, 2193–2222.
- Huang, X., Z. Wang, i A. Ding, 2018: Impact of aerosol-pbl interaction on haze pollution: Multiyear observational evidences in north china. *Geophysical Research Letters*, **45** (16), 8596–8603, <https://doi.org/10.1029/2018GL079239>.
- IMGW, 2026: Wykresy online imgw. Dostęp: 05.03.2026, <https://meteo.imgw.pl/>.
- Jackson, J. D., 1998: *Classical Electrodynamics, 3rd Edition*. (John Wiley & Sons, URL <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:119985144>).
- Jacobson, M. Z., i Y. J. Kaufman, 2006: Wind reduction by aerosol particles. *Geophysical Research Letters*, **33** (24), <https://doi.org/10.1029/2006GL027838>.
- Jung, T., E. Ruprecht, i F. Wagner, 1998: Determination of cloud liquid water path over the oceans from special sensor microwave/imager (ssm/i) data using neural networks. *Journal of Applied Meteorology*, **37** (8), 832–844, [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(1998\)037<0832:DOCLWP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1998)037<0832:DOCLWP>2.0.CO;2).
- Karasewicz, M., M. Wacławczyk, P. Ortiz-Amezcu, Ł. Janicka, P. Poczta, C. Kas-sar Borges, i I. S. Stachlewska, 2024: Investigation of non-equilibrium turbulence decay in the atmospheric boundary layer using doppler lidar measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **24** (23), 13 231–13 251, <https://doi.org/10.5194/acp-24-13231-2024>.
- Kasten, F., 1969: Visibility forecast in the phase of pre-condensation. *Tellus*, **21** (5), 631–635.
- Kotchenruther, R. A., i P. V. Hobbs, 1998: Humidification factors of aerosols

- from biomass burning in brazil. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **103** (D24), 32 081–32 089.
- krakow.pl, 2019: W krakowie obowiązuje zakaz palenia węglem i drewnem. Dostęp: 01.04.2025, https://www.krakow.pl/aktualnosci/231983,29,komunikat,w_krakowie_obowiazuje_zakaz_palenia_weglem_i_drewnem.html.
- Köhler, M., M. Ahlgrim, i A. Beljaars, 2011: Unified treatment of dry convective and stratocumulus-topped boundary layers in the ecmwf model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 43–57.
- Lelieveld, J., J. S. Evans, M. Fnais, D. Giannadaki, i A. Pozzer, 2015: The contribution of outdoor air pollution sources to premature mortality on a global scale. *Nature*, **525** (7569), 367–371, <https://doi.org/10.1038/nature15371>.
- Li, Z., i inni, 2016: Aerosol and monsoon climate interactions over asia. *Reviews of Geophysics*, **54** (4), 866–929, <https://doi.org/10.1002/2015RG000500>.
- Li, Z., i inni, 2017: Aerosol and boundary-layer interactions and impact on air quality. *National Science Review*, **4** (6), 810–833, <https://doi.org/10.1093/nsr/nwx117>.
- Liebenthal, C., i T. Foken, 2007: Evaluation of six parameterization approaches for the ground heat flux. *Theoretical and Applied Climatology*, **88** (1), 43–56, <https://doi.org/10.1007/s00704-005-0234-0>.
- Liou, K., 1980: *An Introduction to Atmospheric Radiation*. International geophysics series, Academic Press, URL <https://books.google.pl/books?id=rDVRAAAAMAAJ>.
- Lisok, J., i inni, 2018: Radiative impact of an extreme arctic biomass-burning event. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **18** (12), 8829–8848, <https://doi.org/10.5194/acp-18-8829-2018>.
- Löhnert, U., i O. Maier, 2012: Operational profiling of temperature using ground-based microwave radiometry at payerne: prospects and challenges. *Atmospheric Measurement Techniques*, **5** (5), 1121–1134, <https://doi.org/10.5194/amt-5-1121-2012>.
- Lu, J., R. Tang, H. Tang, i Z.-L. Li, 2014: A new parameterization scheme for

- estimating surface energy fluxes with continuous surface temperature, air temperature, and surface net radiation measurements. *Water Resources Research*, **50** (2), 1245–1259, <https://doi.org/10.1002/2013WR014468>, <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2013WR014468>.
- Luo, H., i inni, 2022: Interaction between aerosol and thermodynamic stability within the planetary boundary layer during wintertime over the north china plain: aircraft observation and wrf-chem simulation. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **22** (4), 2507–2524, <https://doi.org/10.5194/acp-22-2507-2022>.
- Lynch, P., i inni, 2016: An 11-year global gridded aerosol optical thickness reanalysis (v1.0) for atmospheric and climate sciences. *Geoscientific Model Development*, **9** (4), 1489–1522, <https://doi.org/10.5194/gmd-9-1489-2016>.
- Lyzenga, D. R., 1973: Note on the modified two-stream approximation of sagan and pollack. *Icarus*, **19**, 240–243.
- Łobocki, L., 2018: *Podstawy dynamiki atmosfery*. Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, URL <https://ksiegarnia.pwn.pl/Podstawy-dynamiki-atmosfery,775819404,p.html>.
- Ma, Y., i inni, 2020: The stove, dome, and umbrella effects of atmospheric aerosol on the development of the planetary boundary layer in hazy regions. *Geophysical Research Letters*, **47** (13), e2020GL087373, <https://doi.org/10.1029/2020GL087373>.
- Ma, Y., i inni, 2022: How do aerosols above the residual layer affect the planetary boundary layer height? *Science of The Total Environment*, **814**, 151953, <https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2021.151953>.
- Ma, Y., i inni, 2024: The interactions of aerosol and planetary boundary layer over a large city in the mongolian plateau. *Science of The Total Environment*, **907**, 167985, <https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2023.167985>.
- Macatangay, R., i inni, 2025: Decoupling the pbl height, the mixing layer height, and the aerosol layer top in lidar measurements over chiang mai, northern thailand. *EGUsphere*, **2025**, 1–14, <https://doi.org/10.5194/egusphere-2025-630>.
- Madonna, F., F. Amato, J. Vande Hey, i G. Pappalardo, 2015: Ceilometer aerosol

- profiling versus raman lidar in the frame of the interact campaign of actris. *Atmospheric Measurement Techniques*, **8** (5), 2207–2223, <https://doi.org/10.5194/amt-8-2207-2015>.
- Magee, 2005: The aethalometer™. Dostęp: 08.07.2025, https://www.psi.ch/sites/default/files/import/lac/ProjectAddonCatcosOperationsEN/Aethalometer_book_2005.07.02.pdf.
- Mahrt, L., i D. Vickers, 2004: Bulk formulation of the surface heat flux. *Boundary-Layer Meteorology*, **110** (3), 357–379, <https://doi.org/10.1023/B:BOUN.0000007244.42320.1e>.
- Markowicz, K., 2022: *Procesy radiacyjne w atmosferze - Materiały do wykładu*. Instytut Geofizyki, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, URL <https://www.igf.fuw.edu.pl/~kmark/stacja/wyklady/ProcesyRadiacyjne/2022/WykladRadiacja.pdf>.
- Markowicz, K., O. Zawadzka-Manko, J. Lisok, M. Chilinski, i P. Xian, 2021a: The impact of moderately absorbing aerosol on surface sensible, latent, and net radiative fluxes during the summer of 2015 in central europe. *Journal of Aerosol Science*, **151**, 105 627, <https://doi.org/10.1016/j.jaerosci.2020.105627>.
- Markowicz, K. M., i inni, 2021b: A decade of poland-aod aerosol research network observations. *Atmosphere*, **12** (12), <https://doi.org/10.3390/atmos12121583>.
- Miao, Y., J. Li, S. Miao, H. Che, Y. Wang, X. Zhang, R. Zhu, i S. Liu, 2019: Interaction between planetary boundary layer and pm2.5 pollution in megacities in china: a review. *Current Pollution Reports*, **5** (4), 261–271, <https://doi.org/10.1007/s40726-019-00124-5>.
- Mohan, M., i M. Gupta, 2018: Sensitivity of pbl parameterizations on pm10 and ozone simulation using chemical transport model wrf-chem over a sub-tropical urban airshed in india. *Atmospheric Environment*, **185**, 53–63, <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2018.04.054>.
- Moreira, G., i inni, 2018: Study of the planetary boundary layer by microwave radiometer, elastic lidar and doppler lidar estimations in southern iberian penin-

- sula. *Atmospheric Research*, **213**, 185–195, <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2018.06.007>.
- Myhre, G., i inni, 2009: Intercomparison of radiative forcing calculations of stratospheric water vapour and contrails. *Meteorologische Zeitschrift*, **18**, 585–596, <https://doi.org/10.1127/0941-2948/2009/0411>.
- Nakayama, T., H. Suzuki, S. Kagamitani, Y. Ikeda, A. Uchiyama, i Y. Matsumi, 2015: Characterization of a three wavelength photoacoustic soot spectrometer (pass-3) and a photoacoustic extinctionmeter (pax). *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, **93 (2)**, 285–308.
- Nash, J., T. Oakley, H. Voemel, i L. Wei, 2010: World meteorological organization instruments and observing methods report no. 107. Tech. rep., WMO. URL https://www.gruan.org/gruan/editor/documents/wmo/IOM-107_Yangjiang.pdf.
- Neggers, R. A. J., 2009: A dual mass flux framework for boundary layer convection. part ii: Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **66 (6)**, 1489–1506, <https://doi.org/10.1175/2008JAS2636.1>.
- Nieuwstadt, F., i R. Brost, 1986: The decay of convective turbulence. *Journal of Atmospheric Sciences*, **43 (6)**, 532–546.
- Nieuwstadt, F. T. M., P. J. Mason, C.-H. Moeng, i U. Schumann, 1992: Large-eddy simulation of the convective boundary layer: A comparison of four codes.
- Niu, G.-Y., i inni, 2011: The community noah land surface model with multiparameterization options (noah-mp): 1. model description and evaluation with local-scale measurements. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **116 (D12)**, <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2010JD015139>.
- Oh, S.-S., H.-J. Lee, M.-S. Kim, M.-S. Park, i C.-H. Kim, 2024: Aerosol-heat flux interactions in the boundary layer during the sijaq campaign. *Atmospheric Environment*, **319**, 120 306, <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2023.120306>.
- Olson, J. B., J. S. Kenyon, W. A. Angevine, J. M. Brown, M. Pagowski, i K. Sušelj, 2019: A description of the mynn-edmf scheme and the coupling to other com-

- ponents in wrf-arw. URL <https://repository.library.noaa.gov/view/noaa/19837>, technical Memorandum.
- Pergaud, J., V. Masson, S. Malardel, i F. Couvreux, 2009: A parameterization of dry thermals and shallow cumuli for mesoscale numerical weather prediction. *Boundary-Layer Meteorology*, **132** (1), 83–106, <https://doi.org/10.1007/s10546-009-9388-0>.
- PolandAOD, 2023: Wykresy online sieci polandaod. Dostęp: 06.03.2026, <https://www.igf.fuw.edu.pl/~kmark/stacja/PolandAODdata.php?type=7&date=2023-05-21&next=0&lev=1&stat=3#>.
- Rio, C., i F. Hourdin, 2008: A thermal plume model for the convective boundary layer: Representation of cumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **65** (2), 407–425, <https://doi.org/10.1175/2007JAS2256.1>.
- Rose, F., 2015: Ed4-larc-fuliou. Dostęp: 01.04.2025, https://github.com/fredgrose/Ed4_LaRC_FuLiou.
- RPG, 2023: Instrument operation and software guide. Dostęp: 08.07.2025, https://www.radiometer-physics.de/download/PDF/Radiometers/HATPRO/RPG_MWR_STD_Software_Manual%20G5_2023.pdf.
- Sagan, C., i J. B. Pollack, 1967: Anisotropic nonconservative scattering and the clouds of venus. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, **72** (2), 469–477, <https://doi.org/10.1029/JZ072i002p00469>.
- Schmid, P., i D. Niyogi, 2012: A method for estimating planetary boundary layer heights and its application over the arm southern great plains site. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **29** (3), 316–322, <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-11-00118.1>.
- Sekuła, P., A. Bokwa, J. Bartyzel, B. Bochenek, Ł. Chmura, M. Gałkowski, i M. Zimnoch, 2021: Measurement report: Effect of wind shear on pm₁₀ concentration vertical structure in the urban boundary layer in a complex terrain. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **21** (15), 12 113–12 139, <https://doi.org/10.5194/acp-21-12113-2021>.
- Sheridan, P., A. Jefferson, i J. Ogren, 2002: Spatial variability of submicrometer

- aerosol radiative properties over the indian ocean during indoex. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **107** (D19), INX2–10.
- Shi, J., P. Xiong, Y. Yang, i B. Quan, 2021: Forecasting smog in beijing using a novel time-lag gm(1,n) model based on interval grey number sequences. *Grey Systems: Theory and Application*, **11** (4), 754–778, <https://doi.org/10.1108/GS-02-2020-0025>.
- Siebesma, A., i J. Teixeira, 2000: An advection-diffusion scheme for the convective boundary layer: Description and 1d results. *14th Symp. on Boundary Layer and Turbulence*, aspen, CO, Amer. Meteor. Soc., 4.16.
- Siebesma, A. P., P. M. M. Soares, i J. Teixeira, 2007: A combined eddy-diffusivity mass-flux approach for the convective boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **64** (4), 1230–1248, <https://doi.org/10.1175/JAS3888.1>.
- Slater, J., H. Coe, G. McFiggans, J. Tonttila, i S. Romakkaniemi, 2022: The effect of bc on aerosol–boundary layer feedback: potential implications for urban pollution episodes. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **22** (4), 2937–2953, <https://doi.org/10.5194/acp-22-2937-2022>.
- Smoglab.pl, 2024: Tym truje krakowski obwarzanek. dwa miesiące na likwidację 12 tys. kopciuchów. Dostęp: 01.04.2025, <https://smoglab.pl/tym-truje-krakowski-obwarzanek-dwa-miesiace-na-likwidacje-12-tys-kopciuchow/>.
- Soares, P. M. M., P. M. A. Miranda, A. P. Siebesma, i J. Teixeira, 2004: An eddy-diffusivity/mass-flux parameterization for dry and shallow cumulus convection. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 3365–3384.
- Sokół, P., I. S. Stachlewska, I. Ungureanu, i S. Stefan, 2014: Evaluation of the boundary layer morning transition using the cl-31 ceilometer signals. *Acta Geophysica*, **62**, 367–380.
- Sorbjan, Z., 1983: *Turbulencja i dyfuzja w dolnej atmosferze*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe.
- Sorbjan, Z., 1989: *Structure of the Atmospheric Boundary Layer*. Prentice Hall advanced reference series, Prentice Hall, URL <https://books.google.pl/books?id=UCFRAAAAMAAJ>.

- Stull, R. B., 1988: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Springer Netherlands, Dordrecht, https://doi.org/10.1007/978-94-009-3027-8_1.
- Su, T., Z. Li, Y. Zheng, T. Wu, H. Wu, i J. Guo, 2022: Aerosol-boundary layer interaction modulated entrainment process. *npj Climate and Atmospheric Science*, **5** (1), 64, <https://doi.org/10.1038/s41612-022-00283-1>.
- Su, T., i inni, 2020: The significant impact of aerosol vertical structure on lower atmosphere stability and its critical role in aerosol–planetary boundary layer (pbl) interactions. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **20** (6), 3713–3724, <https://doi.org/10.5194/acp-20-3713-2020>.
- Sun, Z., L. Han, A. Ding, H. Liu, i X. Zhao, 2022: The health impacts of aerosol–planetary boundary layer interactions on respiratory and circulatory mortality. *Atmospheric Environment*, **276**, 119 050, <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2022.119050>.
- Sušelj, K., T. F. Hogan, i J. Teixeira, 2014: Implementation of a stochastic eddy-diffusivity/mass-flux parameterization into the navy global environmental model. *Wea. Forecasting*, **29**, 1374–1390.
- Sušelj, K., M. J. Kurowski, i J. Teixeira, 2019: A unified eddy-diffusivity/mass-flux approach for modeling atmospheric convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **76** (8), 2505–2537, <https://doi.org/10.1175/JAS-D-18-0239.1>.
- Tan, Z., C. M. Kaul, K. G. Pressel, Y. Cohen, T. Schneider, i J. Teixeira, 2018: An extended eddy-diffusivity mass-flux scheme for unified representation of subgrid-scale turbulence and convection. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, **10** (3), 770–800, <https://doi.org/10.1002/2017MS001162>.
- Tian, P., i inni, 2017: Aerosol vertical distribution and optical properties over china from long-term satellite and ground-based remote sensing. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **17** (4), 2509–2523.
- Tian, P., i inni, 2018: Radiative absorption enhancement of dust mixed with anthropogenic pollution over east asia. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **18** (11), 7815–7825.
- Trzcina, E., D. Tondaś, i W. Rohm, 2021: Cross-comparison of meteorological pa-

- rameters and ztd observations supplied by microwave radiometers, radiosondes, and gnss services. *Geodesy and Cartography*, **vol. 70 (No 2)**, article no. e08, <https://doi.org/10.24425/gac.2021.136683>.
- Twomey, S., 1959: The nuclei of natural cloud formation part ii: The supersaturation in natural clouds and the variation of cloud droplet concentration. *Geofisica pura e applicata*, **43 (1)**, 243–249, <https://doi.org/10.1007/BF01993560>.
- Vignon, E., C. Genthon, H. Barral, C. Amory, G. Picard, H. Gallée, G. Casasanta, i S. Argentini, 2017: Momentum- and heat-flux parametrization at dome c, antarctica: A sensitivity study. *Boundary-Layer Meteorology*, **162 (2)**, 341–367, <https://doi.org/10.1007/s10546-016-0192-3>.
- Wacławczyk, M., J.-I. Yano, i G. M. Flórczyk, 2024: Local similarity theory as the invariant solution of the governing equations. *Boundary-Layer Meteorology*, **190 (5)**, 23, <https://doi.org/10.1007/s10546-024-00867-9>.
- Walbröl, A., i inni, 2022: Atmospheric temperature, water vapour and liquid water path from two microwave radiometers during mosaic. *Scientific Data*, **9 (1)**, 534, <https://doi.org/10.1038/s41597-022-01504-1>.
- Wang, H., X. Huo, Q. Duan, R. Liu, i S. Luo, 2023: Uncertainty quantification for the noah-mp land surface model: A case study in a grassland and sandy soil region. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **128 (20)**, e2023JD038 556, <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2023JD038556>.
- Wang, X., X. He, S. Miao, i Y. Dou, 2018: Numerical simulation of the influence of aerosol radiation effect on urban boundary layer. *Science China Earth Sciences*, **61 (12)**, 1844–1858, <https://doi.org/10.1007/s11430-018-9260-0>.
- Wang, Z., X. Huang, K. Ding, C. Ren, L. Cao, D. Zhou, J. Gao, i A. Ding, 2021: Weakened aerosol-pbl interaction during covid-19 lockdown in northern china. *Geophysical Research Letters*, **48 (3)**, e2020GL090 542, <https://doi.org/10.1029/2020GL090542>, <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2020GL090542>.
- Wei, W., Y. Li, Y. Ren, S. Cheng, i L. Han, 2019: Sensitivity of summer ozone to precursor emission change over beijing during 2010–2015: A wrf-

- chem modeling study. *Atmospheric Environment*, **218**, 116 984, <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2019.116984>.
- Wendisch, M., i inni, 2008: Radiative and dynamic effects of absorbing aerosol particles over the pearl river delta, china. *Atmospheric Environment*, **42 (25)**, 6405–6416, <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2008.02.033>.
- West, J. J., i inni, 2016: “what we breathe impacts our health: Improving understanding of the link between air pollution and health”. *Environmental Science & Technology*, **50 (10)**, 4895–4904, <https://doi.org/10.1021/acs.est.5b03827>.
- Witek, M. L., J. Teixeira, i G. Matheou, 2011: An integrated tke-based eddy diffusivity/mass flux boundary layer closure for the dry convective boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **68 (7)**, 1526–1540, <https://doi.org/10.1175/2011JAS3548.1>.
- Wu, J., i inni, 2025: Aerosol light absorption alleviates particulate pollution during wintertime haze events. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **122 (1)**, e2402281 121, <https://doi.org/10.1073/pnas.2402281121>, <https://www.pnas.org/doi/pdf/10.1073/pnas.2402281121>.
- Yang, J., M. Menenti, E. S. Krayenhoff, Z. Wu, Q. Shi, i X. Ouyang, 2019: Parameterization of urban sensible heat flux from remotely sensed surface temperature: Effects of surface structure. *Remote Sensing*, **11 (11)**, <https://doi.org/10.3390/rs11111347>.
- Yang, Y., M. Chen, X. Zhao, D. Chen, S. Fan, J. Guo, i S. Ali, 2020: Impacts of aerosol–radiation interaction on meteorological forecasts over northern china by offline coupling of the wrf-chem-simulated aerosol optical depth into wrf: a case study during a heavy pollution event. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **20 (21)**, 12 527–12 547, <https://doi.org/10.5194/acp-20-12527-2020>.
- Yu, H., S. C. Liu, i R. E. Dickinson, 2002: Radiative effects of aerosols on the evolution of the atmospheric boundary layer. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **107 (D12)**, AAC 3–1–AAC 3–14, <https://doi.org/10.1029/2001JD000754>.
- Yue, M., Y. Liu, M. Wang, X. Dong, L. K. Emmons, i Y. Liang, 2024:

- Weakened aerosol-pbl interactions enhance future air quality benefits under carbon neutrality in china: Insights from the advanced variable-resolution global model. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **129** (22), e2024JD041106, <https://doi.org/10.1029/2024JD041106>, <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2024JD041106>.
- Zhong, T., N. Wang, X. Shen, D. Xiao, Z. Xiang, i D. Liu, 2020: Determination of planetary boundary layer height with lidar signals using maximum limited height initialization and range restriction (mlhi-rr). *Remote Sensing*, **12** (14), <https://doi.org/10.3390/rs12142272>.
- Zilitinkevich, S. S., T. Elperin, N. Kleeorin, i I. Rogachevskii, 2007: *Energy- and flux-budget (EFB) turbulence closure model for stably stratified flows. Part I: steady-state, homogeneous regimes*, 11–35. Springer New York, New York, NY, https://doi.org/10.1007/978-0-387-74321-9_3.

Dodatek A

Teoria transferu promieniowania

Rozpocznijmy od wyprowadzenia ogólnego równania używanego do opisu zjawisk grupowo nazwanych transferem promieniowania. Podążając ściśle za rozważaniami Buglia (1986) zaczynamy od wyprowadzenia równania na zmianę (najczęściej osłabienie) intensywności promieniowania przechodzącego przez nieskończenie cienką warstwę ośrodka. Ośrodek ten absorbuje, rozprasza i emituje fale elektromagnetyczne o częstotliwości z przedziału $d\nu$. Ponadto jest on scharakteryzowany **objętościowym współczynnikiem absorpcji** $\sigma_{a,\nu}(x)$ i **rozpraszania** $\sigma_{s,\nu}(x)$, gdzie x to droga optyczna. Rozpatrywane promieniowanie jest monochromatyczne, a jego **intensywność (ang. radiance)** oznaczmy jako $I(x, \Omega, t)$. Jako Ω należy rozumieć kierunek (θ, ϕ) w geometrii sferycznej, a t to czas.

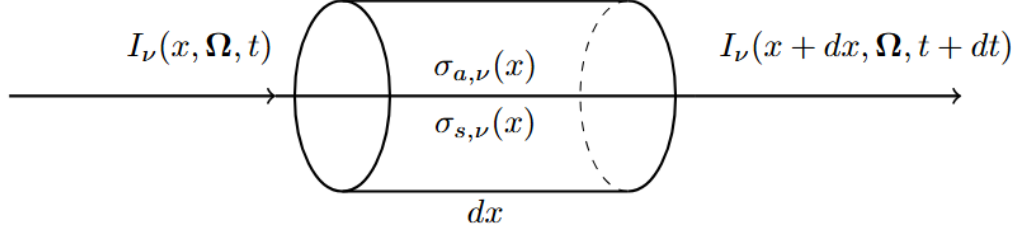
Niech W_ν oznacza całkowitą zmianę intensywności promieniowania po przejściu przez medium na jednostkę objętości, czasu, częstotliwości i kąta bryłowego. Wtedy

$$\frac{DI_\nu(x, \Omega, t)}{Dx} = W_\nu, \quad (\text{A.1})$$

gdzie $\frac{D}{Dx}$ to pochodna po ścieżce promieniowania, którą możemy rozwinąć analogicznie do pochodnej substancjalnej jako:

$$\frac{D}{Dx} = \frac{1}{c} \frac{D}{Dt} = \frac{1}{c} \left[\frac{\partial}{\partial t} + c\Omega \cdot \nabla \right], \quad (\text{A.2})$$

gdzie c to prędkość światła. Korzystając z tego rozwinięcia, równ. A.1 przyjmuje postać



Rysunek A.1: Zmiana intensywności promieniowania monochromatycznego przy przejściu przez infinytezymalnie małą objętość ośrodka o długości dx .

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu(x, \Omega, t)}{\partial t} + \Omega \cdot \nabla I_\nu(x, \Omega, t) = W_\nu. \quad (\text{A.3})$$

W naszym przypadku, wyrażenie z ∇ możemy zastąpić pochodną w przestrzeni jednowymiarowej x otrzymując:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu(x, \Omega, t)}{\partial t} + \frac{\partial I_\nu(x, \Omega, t)}{\partial x} = W_\nu. \quad (\text{A.4})$$

Niech całkowita zmiana energii W_ν zostanie rozdzielona na cztery składowe:

1. Energia wyemitowana przez jednostkę objętości medium w kierunku Ω :

$$W_{\nu_1} = j_\nu^e(x, \Omega, t)$$

2. Energia zaabsorbowana przez jednostkę objętości medium w kierunku Ω :

$$W_{\nu_2} = -\sigma_{a,\nu}(x) I_\nu(x, \Omega, t)$$

3. Energia rozproszona przez medium na zewnątrz:

$$W_{\nu_3} = -\sigma_{s,\nu}(x) I_\nu(x, \Omega, t)$$

4. Energia rozproszona ze wszystkich kierunków do snopa radiacji (tzw. funkcja drogowa):

$$W_{\nu_4} = \frac{1}{4\pi} \sigma_{s,\nu}(x) \int P(\cos \Theta) I_\nu(x, \mathbf{\Omega}', t) d\mathbf{\Omega}'$$

gdzie $P(\cos \Theta)$ to **funkcja fazowa** opisująca intensywność promieniowania rozproszonego pod kątem Θ od promienia padającego.

Używając powyższych równań w równ. A.4 otrzymujemy równanie transferu promieniowania w ogólnej formie

$$\underbrace{\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu(x, \mathbf{\Omega}, t)}{\partial t}}_A + \frac{\partial I_\nu(x, \mathbf{\Omega}, t)}{\partial x} = j_\nu^e(x, t) - \sigma_{a,\nu}(x) I_\nu(x, \mathbf{\Omega}, t) + \\ - \sigma_{s,\nu}(x) I_\nu(x, \mathbf{\Omega}, t) + \frac{1}{4\pi} \sigma_{s,\nu}(x) \int P(\cos \Theta) I_\nu(x, \mathbf{\Omega}', t) d\mathbf{\Omega}'. \quad (\text{A.5})$$

Równanie to opisuje całkowitą zmianę intensywności promieniowania po przejściu przez emitujące, absorbujące i rozpraszające medium. W następnym etapie wyводу skupimy się na uproszczeniach możliwych do zastosowania w przypadku medium będącym ziemską atmosferą.

A.1. Transfer promieniowania w atmosferze ziemskiej

Analizując równ. A.5 opisujące transfer promieniowania w ziemskiej atmosferze¹ zauważamy ważną zależność dotyczącą składnika A . Prędkość światła c jest dużo większa od prędkości jakichkolwiek procesów chemicznych, adwekcyjnych i innych spotykanych w atmosferze, tak więc możemy przyjąć, że wszystkie efekty związane z transferem promieniowania zdarzają się natychmiastowo tj. że prędkość fotonów jest nieskończona. Tym samym, składnik A jest pomijalny, a intensywność $I_\nu(x, \mathbf{\Omega}, t)$, tak jak i inne funkcje, możemy uniezależnić od czasu t i zapisać jako $I_\nu(x, \mathbf{\Omega})$. Dodatkowo, zdefiniujemy składnik źródłowy j_ν jako sumaryczną zmianę

¹Czyli w medium, które na potrzeby niniejszego wyvodu możemy przybliżyć jako gaz.

energii na skutek emisji medium i rozproszenia do snopa radiacji

$$j_\nu = j_\nu^e(x) + \frac{1}{4\pi} \sigma_{s,\nu}(x) \int_{\Omega'} P(\cos \Theta) I_\nu(x, \Omega') d\Omega'. \quad (\text{A.6})$$

Równ. A.5 przyjmuje więc postać²:

$$\frac{dI_\nu(x, \Omega)}{dx} = j_\nu - \sigma_{a,\nu}(x) I_\nu(x, \Omega) - \sigma_{s,\nu}(x) I_\nu(x, \Omega). \quad (\text{A.7})$$

Dzieląc powyższe równanie przez $\sigma_{a,\nu}(x) + \sigma_{s,\nu}(x)$ otrzymujemy:

$$\frac{1}{\sigma_{a,\nu}(x) + \sigma_{s,\nu}(x)} \frac{dI_\nu(x, \Omega)}{dx} + I_\nu(x, \Omega, t) = J_\nu \quad (\text{A.8})$$

gdzie składnik

$$J_\nu = \frac{j_\nu}{\sigma_{a,\nu}(x) + \sigma_{s,\nu}(x)}$$

nazywamy **funkcją źródłową**.

Założmy, że każdy rozpatrywany element objętości atmosfery jest w równowadze termodynamicznej. Wtedy, zgodnie z **prawem Kirchhoffa** dla ciała doskonale czarnego, możemy wyrazić składnik źródłowy j_ν^e za pomocą funkcji Plancka:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}, \quad (\text{A.9})$$

gdzie T to temperatura, h to stała Plancka, a k_B to stała Boltzmanna. Otrzymujemy:

$$j_\nu = \sigma_{a,\nu}(x) B_\nu(T) + \frac{1}{4\pi} \sigma_{s,\nu}(x) \int_{\Omega'} P(\cos \Theta) I_\nu(x, \Omega') d\Omega'. \quad (\text{A.10})$$

Zdefiniujmy **objętościowy współczynnik ekstynkcji** $\sigma_{e,\nu}(x)$ oraz stosunek ω_ν jako:

$$\sigma_{e,\nu}(x) = \sigma_{a,\nu}(x) + \sigma_{s,\nu}(x), \quad \omega_\nu = \frac{\sigma_{s,\nu}(x)}{\sigma_{e,\nu}(x)}$$

wielkość ω_ν to **albedo pojedynczego rozpraszania**. Opisuje stopień w jakim początkowa intensywność promieniowania uległa zmianie na skutek rozpraszania

²Pochodną cząstkową zmieniono na zwyczajną zgodnie z argumentacją Buglia (1986).

w stosunku do zmiany całkowanej. Używając definicji $\sigma_{e,\nu}(x)$ i ω_ν możemy przepisać równ. A.8 jako:

$$\frac{1}{\sigma_{e,\nu}(x)} \frac{dI_\nu(x, \mathbf{\Omega})}{dx} + I_\nu(x, \mathbf{\Omega}) = J_\nu(x, \mathbf{\Omega}) \quad (\text{A.11})$$

wraz z f. źródłową:

$$J_\nu = (1 - \omega_\nu) B_\nu(T) + \frac{\omega_\nu}{4\pi} \int P(\cos \Theta) I_\nu(x, \mathbf{\Omega}') d\mathbf{\Omega}'. \quad (\text{A.12})$$

A.2. Przybliżenie płasko-równoległe

Kolejnym założeniem niezbędnym do przyjęcia celem uproszczenia równań jest **przybliżenie atmosfery płasko-równoległej** dla warunków bezchmurnych.

W tym kroku zakładamy, że atmosfera składa się z poziomych, jednorodnych warstw nałożonych na siebie w kierunku z rozumianym jako wysokość n.p.m. (lub n.p.g.). Tym samym zakładamy, że wszystkie parametry i funkcje opisujące atmosferę są zależne tylko od z i ν . Rozważania rozpoczniemy od zamiany współrzędnych tak, aby przebyta droga x w medium odpowiadała wysokości z . Jeśli θ to kąt pomiędzy kierunkiem wyznaczającym drogę x a kierunkiem z , a $\mu = \cos \theta$ to

$$\frac{d}{dx} = \cos \theta \frac{d}{dz} = \mu \frac{d}{dz} \quad (\text{A.13}) \quad d\mathbf{\Omega} = \sin \theta d\theta d\phi = -d\mu d\phi \quad (\text{A.14})$$

korzystając z powyższych, możemy przepisać równ. A.11 w nowych współrzędnych otrzymując

$$\frac{\mu}{\sigma_{e,\nu}(z)} \frac{dI_\nu(z, \mu, \phi)}{dz} + I_\nu(z, \mu, \phi) = J_\nu(z, \mu, \phi) \quad (\text{A.15})$$

wraz z f. źródłową w postaci

$$J_\nu(z, \mu, \phi) = (1 - \omega_\nu) B_\nu\{T(z)\} + \frac{\omega_\nu}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_1^{-1} P(\cos \Theta) I_\nu(z, \mu', \phi') d\mu' d\phi'. \quad (\text{A.16})$$

Zdefiniujmy grubość optyczną medium τ_ν dla częstotliwości ν jako

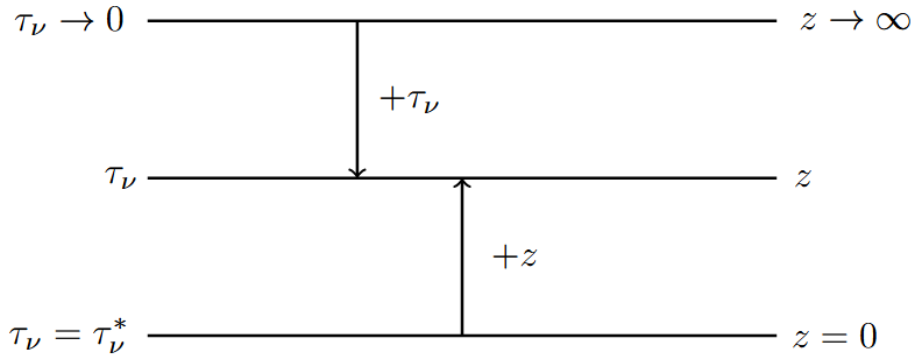
$$\tau_\nu = \int_z^\infty \sigma_{e,\nu}(z') dz', \quad d\tau_\nu = -\sigma_{e,\nu}(z) dz. \quad (\text{A.17})$$

Relację pomiędzy τ_ν , a z zobrazowano na rys. A.2. Zmieniając współrzędną przestrzenną z na współrzędną optyczną τ_ν otrzymujemy:

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) - J_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) \quad (\text{A.18})$$

wraz z f. źródłową w postaci

$$J_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) = (1 - \omega_\nu) B_\nu \{T(\tau_\nu)\} + \frac{\omega_\nu}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\cos \Theta) I_\nu(\tau_\nu, \mu', \phi') d\mu' d\phi'. \quad (\text{A.19})$$



Rysunek A.2: Szkic obrazujący zależność pomiędzy pionową współrzędną z , a grubością optyczną τ_ν . Zwykle zakładamy, że $\tau_\nu = 0$ na górnej granicy atmosfery (TOA) oraz τ_ν^* na powierzchni ziemi. Rysunek został wykonany na podstawie pracy Buglia (1986).

A.3. Przybliżenie 2-strumieniowe

Rozwiązanie równania transferu promieniowania w przybliżeniu 2-strumieniowym zaczynamy od ogólnego równania transferu promieniowania w atmosferze płasko-równoległej

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) - J_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) \quad (\text{A.20})$$

wraz z f. źródłową w postaci

$$J_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) = (1 - \omega_\nu) B_\nu \{T(\tau_\nu)\} + \frac{\omega_\nu}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\cos \Theta) I_\nu(\tau_\nu, \mu', \phi') d\mu' d\phi'. \quad (\text{A.21})$$

Następnie wprowadzimy uproszczenie polegające na pominięciu składnika związanego z emisją $B_\nu\{T(\tau_\nu)\}$. Ten krok wykonujemy zwykle, kiedy pomijamy źródła promieniowania nie pochodzące od słońca, a więc operujemy w zakresie krótkofalowym (ang. shortwave, SW) $\nu \rightarrow SW$. Atmosfera będąca dużo zimniejsza od Słońca, emituje promieniowanie o częstotliwości SW z intensywnością pomijalną w stosunku do słonecznego. Dlatego składnik związany z emisją możemy pominąć i otrzymać równ. A.20 w przybliżeniu krótkofalowym

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) - \frac{\omega_\nu}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\cos \Theta) I_\nu(\tau_\nu, \mu', \phi') d\mu' d\phi'. \quad (\text{A.22})$$

W celu wyprowadzeni rozwiązania ogólnego należy skorzystać z rozwinięcia f. fazowej $P(\cos \Theta)$ względem $\cos \Theta$. Skorzystamy z rozwinięcia w bazie ortogonalnych wielomianów Legendre'a

$$P(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l(\cos \Theta) \quad (\text{A.23})$$

gdzie:

- P_l – wielomiany Legendre'a
- $\tilde{\omega}_l$ – współczynniki rozwinięcia
- l – rząd funkcji Legendre'a

Korzystając z **twierdzenia o dodawaniu harmonik sferycznych**³, operując w geometrii sferycznej gdzie $\cos \Theta = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\phi - \phi')$ możemy przedstawić wielomian Legendre'a jako

$$P_l(\cos \Theta) = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}^*(\theta', \phi') Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (\text{A.24})$$

Często przedstawia się go w formie zależnej od **stowarzyszonych wielomianów Legendre'a** $P_l^m(\cos \theta)$ zamiast harmonik Y_{lm} otrzymując

$$P_l(\cos \Theta) = \sum_{m=-l}^l (2 - \delta_{0m}) \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\cos \theta) P_l^m(\cos \theta') \cos[m(\phi' - \phi)] \quad (\text{A.25})$$

gdzie δ_{0m} to **delta Kroneckera**.

³Dowód twierdzenia znajduje się w pracy Jackson (1998) na stronach 110-111.

W połączeniu z równ. A.23 oraz przyjęciem $\mu = \cos \theta$ daje nowe wyrażenie na f. fazową

$$P(\cos \Theta) = P(\mu, \mu', \phi, \phi') = \sum_{m=0}^N \sum_{l=m}^N \tilde{\omega}_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \cos [m(\phi' - \phi)] \quad (\text{A.26})$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_l^m &= \tilde{\omega}_l (2 - \delta_{0m}) \frac{(l-m)!}{(l+m)!}, \quad l = \{m, m+1, \dots, N; 0 \leq m \leq N\} \\ \delta_{0m} &- \text{delta Kroneckera} \\ P_l^m &- \text{stowarzyszone wielomiany Legendre'a} \end{aligned}$$

Podstawiając równ. A.26 do równania A.22 dostajemy

$$\begin{aligned} \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi)}{d\tau_\nu} &= I_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) - \frac{\omega_\nu}{4\pi} \sum_{m=0}^N \sum_{l=m}^N \tilde{\omega}_l^m P_l^m(\mu) \\ &\times \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P_l^m(\mu') I_\nu(\tau_\nu, \mu', \phi') \cos [m(\phi' - \phi)] d\mu' d\phi'. \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Tym samym z sukcesem wykonaliśmy separację zmiennych dla f. fazowej. Za-uważmy, że części zależne od kątów są osobnymi czynnikami odseparowanymi pod względem μ lub funkcji $\phi' - \phi$. To oznacza, że rozwijając funkcję $I_\nu(\tau_\nu)$ w szereg cosinusów, będziemy w stanie odseparować część kątową dla całego równania. Rozwinięcie w szereg cosinusów wykonamy dla kąta padania promieni słonecznych (Θ, ϕ_0) otrzymując

$$I(\tau_\nu, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N I_\nu^m(\tau_\nu, \mu) \cos m(\phi_0 - \phi) \quad (\text{A.28})$$

Postać tę wstawiamy do równ. A.27, pamiętając, aby nie powtórzyć indeksu m

$$\begin{aligned} &\sum_{m=0}^N \mu \frac{dI_\nu^m(\tau_\nu, \mu)}{d\tau_\nu} \cos [m(\phi_0 - \phi)] \\ &= \sum_{m=0}^N I_\nu^m(\tau_\nu, \mu) \cos [m(\phi_0 - \phi)] - \frac{\omega_\nu}{4\pi} \sum_{m=0}^N \sum_{l=m}^N \tilde{\omega}_l^m P_l^m(\mu) \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P_l^m(\mu') \\ &\quad \times \sum_{p=0}^N I_\nu^p(\tau_\nu, \mu') \cos [p(\phi_0 - \phi')] \cos [m(\phi' - \phi)] d\mu' d\phi' \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

skupmy się na chwili na składniku zawierającym całkę po $d\phi'$. Zauważamy, że

$$\int_0^{2\pi} \cos[p(\phi_0 - \phi')] \cos[m(\phi' - \phi)] d\phi' = \begin{cases} 2\pi; & p = m = 0 \\ \pi \cos[m(\phi_0 - \phi)]; & p = m \neq 0 \\ 0; & p \neq m \end{cases} \quad (\text{A.30})$$

co możemy zapisać z użyciem delty Kroneckera jako

$$(1 + \delta_{0m}) \pi \cos[m(\phi_0 - \phi)]. \quad (\text{A.31})$$

Wstawiając powyższą relację do równania otrzymujemy

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^N \mu \frac{dI_\nu^m(\tau_\nu, \mu)}{d\tau_\nu} \cos[m(\phi_0 - \phi)] &= \sum_{m=0}^N I_\nu^m(\tau_\nu, \mu) \cos[m(\phi_0 - \phi)] + \\ -\frac{\omega_\nu}{4} \sum_{m=0}^N (1 + \delta_{0m}) \sum_{l=m}^N \tilde{\omega}_l^m P_l^m(\mu) \int_{-1}^1 P_l^m(\mu') I_\nu^m(\tau_\nu, \mu') \cos[m(\phi_0 - \phi)] d\mu'. \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

Jeżeli lewa i prawa strona powyższego równania są sobie równe, to współczynniki przy kolejnych cosinusach również. Dzięki temu możemy rozpatrzeć nieco prostsze równanie, uwzględniające tylko te współczynniki

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_\nu^m(\tau_\nu, \mu)}{d\tau_\nu} &= I_\nu^m(\tau_\nu, \mu) + \\ -\frac{\omega_\nu}{4} (1 + \delta_{0m}) \sum_{l=m}^N \tilde{\omega}_l^m P_l^m(\mu) \int_{-1}^1 P_l^m(\mu') I_\nu^m(\tau_\nu, \mu') d\mu'. \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

Aby wykonać następny krok, rozpatrzmy definicję strumienia promieniowania $F_\nu(\tau_\nu)$

$$F_\nu(\tau_\nu) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\nu(\tau_\nu, \theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi. \quad (\text{A.34})$$

Zmieniając współrzędne kątowe na $\mu = \cos \theta$ otrzymujemy

$$F_\nu(\tau_\nu) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \mu I_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) d\mu d\phi. \quad (\text{A.35})$$

Rozwijając $I_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi)$ w szereg cosinusów i zmieniając kolejność poszczególnych czynników otrzymujemy

$$F_\nu(\tau_\nu) = \sum_{m=0}^N \int_{-1}^1 \mu I_\nu^m(\tau_\nu, \mu) d\mu \int_0^{2\pi} \cos[m(\phi_0 - \phi)] d\phi. \quad (\text{A.36})$$

Wyrazy tego szeregu dla $m \neq 0$ są równe zero, a wyrazy dla $m = 0$ to

$$F_\nu(\tau_\nu) = 2\pi \int_{-1}^1 \mu I_\nu^0(\tau_\nu, \mu) d\mu. \quad (\text{A.37})$$

Strumień promieniowania $F_\nu(\tau_\nu)$ zależy więc tylko od wyrazów dla $m = 0$. Możemy więc pominąć wyrazy dla $m \neq 0$ i ponownie zapisać równ. A.33 przy $m = 0$ i opuszczając ten indeks w celu zwiększenia przejrzystości, otrzymując

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \mu) - \frac{\omega_\nu}{2} \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l(\mu) \int_{-1}^1 P_l(\mu') I_\nu(\tau_\nu, \mu') d\mu', \quad (\text{A.38})$$

co jest równaniem transferu promieniowania w przybliżeniu 2-strumieniowym.

A.4. Rozwiązania Sagana-Pollacka

Istnieje kilka sposobów rozwiązania równ. A.38. W niniejszym wywodzie użyjemy sposobu przedstawionego przez Sagan i Pollacka (Sagan i Pollack, 1967; Lyzenga, 1973). Rozpoczynamy od pominięcia indeksu ν i wyrażenia f. fazowej w oryginalnej postaci $P(\mu, \mu')$ otrzymując

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu'. \quad (\text{A.39})$$

Tradycyjnie rozdzielilibyśmy intensywność promieniowania na składową skierowaną do góry $I^\uparrow(\tau, \mu)$ i w dół $I^\downarrow(\tau, \mu)$ uniezależniając je od kąta μ . Sagan i Pollack (1967); Lyzenga (1973) argumentują, że lepszą strategią jest skorzystanie z przybliżenia metodą kwadratury Gaussa-Legendre'a (sekcja C.1). Korzystają oni z przybliżenia dwupunktowego, dla którego węzły interpolacji to $\mu = \pm 1/\sqrt{3}$. W pierwszym kroku rozdzielmy równ. A.39 na dwa równania pod względem kierunku μ

$$\begin{cases} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI^\uparrow(\tau)}{d\tau} &= I^\uparrow(\tau) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(\frac{1}{\sqrt{3}}, \mu') d\mu' \\ -\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI^\downarrow(\tau)}{d\tau} &= I^\downarrow(\tau) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(-\frac{1}{\sqrt{3}}, \mu') d\mu'. \end{cases} \quad (\text{A.40})$$

Teraz zastosujmy przybliżenie całek po $d\mu'$ dwupunktową kwadraturą Gaussa

$$\begin{aligned}\int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(+\frac{1}{\sqrt{3}}, \mu') d\mu' &\approx I^\uparrow(\tau) P(+\frac{1}{\sqrt{3}}, +\frac{1}{\sqrt{3}}) + I^\downarrow(\tau) P(+\frac{1}{\sqrt{3}}, -\frac{1}{\sqrt{3}}), \\ \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(-\frac{1}{\sqrt{3}}, \mu') d\mu' &\approx I^\uparrow(\tau) P(-\frac{1}{\sqrt{3}}, +\frac{1}{\sqrt{3}}) + I^\downarrow(\tau) P(-\frac{1}{\sqrt{3}}, -\frac{1}{\sqrt{3}}).\end{aligned}$$

Następnie ograniczmy rozwinięcie f. fazowej w ortogonalnej bazie wielomianów Lagandre'a do dwóch pierwszych wyrazów tj. przyjmijmy

$$P(\mu, \mu') = \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l(\mu) P_l(\mu') \approx 1 + \omega_1 P_1(\mu) P_1(\mu'),$$

otrzymując

$$\begin{aligned}\int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(+\frac{1}{\sqrt{3}}, \mu') d\mu' &\approx I^\uparrow(\tau) \left(1 + \frac{\tilde{\omega}_1}{3}\right) + I^\downarrow(\tau) \left(1 - \frac{\tilde{\omega}_1}{3}\right), \\ \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') P(-\frac{1}{\sqrt{3}}, \mu') d\mu' &\approx I^\uparrow(\tau) \left(1 - \frac{\tilde{\omega}_1}{3}\right) + I^\downarrow(\tau) \left(1 + \frac{\tilde{\omega}_1}{3}\right).\end{aligned}$$

Powracając z powyższym do układu równ. A.40 otrzymujemy

$$\begin{cases} +\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI^\uparrow(\tau)}{d\tau} = I^\uparrow(\tau) - \omega(1-b)I^\uparrow(\tau) - \omega b I^\downarrow(\tau), \\ -\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI^\downarrow(\tau)}{d\tau} = I^\downarrow(\tau) - \omega(1-b)I^\downarrow(\tau) - \omega b I^\uparrow(\tau) \end{cases} \quad (\text{A.41})$$

gdzie $b = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tilde{\omega}_1}{3}\right)$. Parametr b możemy również wyrazić za pomocą tzw. parametru asymetrii g jako $b = \frac{1}{2}(1 - g)$ (patrz sekcja C.2).

Aby rozwiązać otrzymany układ równań różniczkowych, najpierw przedstawmy go w formie w której funkcje intensywności promieni skierowanych w górę i w dół są po przeciwnych stronach znaku równości. Użyjemy też oznaczenia μ_1 zamiast czynnika $\frac{1}{\sqrt{3}}$ otrzymując

$$\begin{cases} [\mu_1 \frac{d}{d\tau} - 1 + \omega - \omega b] I^\uparrow(\tau) &= -\omega b I^\downarrow(\tau), \\ [\mu_1 \frac{d}{d\tau} + 1 - \omega + \omega b] I^\downarrow(\tau) &= \omega b I^\uparrow(\tau). \end{cases} \quad (\text{A.42})$$

Wykonując podstawienie i rozwiązując jedno z równań dochodzimy do postaci równania Helmholtza. Pomijając rozwiązanie krok po kroku i stosując warunki brzegowe dane jako

$$I^\downarrow(0) = I_0, \quad I^\uparrow(\tau^*) = 0$$

otrzymujemy rozwiązania w postaci

$$\begin{cases} I^\uparrow(\tau) &= I_0 \left[\frac{e^{-\zeta(\tau^*-\tau)} - e^{\zeta(\tau^*-\tau)}}{we^{-\zeta\tau^*} - ve^{\zeta\tau^*}} \right] \\ I^\downarrow(\tau) &= I_0 \left[\frac{we^{-\zeta(\tau^*-\tau)} - ve^{\zeta(\tau^*-\tau)}}{we^{-\zeta\tau^*} - ve^{\zeta\tau^*}} \right] \end{cases} \quad (\text{A.43})$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \zeta^2 &= \alpha^2 - \beta^2, \quad w = \frac{\alpha - \zeta}{\beta}, \quad v = \frac{\alpha + \zeta}{\beta}, \\ \alpha &= \frac{1 - \omega(1 - b)}{\mu_1}, \quad \beta = \frac{\omega b}{\mu_1}. \end{aligned}$$

A.5. Wydzielenie części bezpośredniej i rozproszonej

Powszechną praktyką w teorii transferu promieniowania jest wydzielenie części pierwotnego strumienia fotonów, który nie zmienił swojej trajektorii oraz tej, w której znajdują się tylko fotony rozproszone. Zwykle określa się je mianem części „rozproszonej” I_ν^D (ang. diffuse) i bezpośredniej I_ν^S (ang. direct lub solar). Spełniają one równanie

$$I_\nu = I_\nu^S + I_\nu^D. \quad (\text{A.44})$$

Rozważania rozpoczniemy od zapisania równ. A.22 dla części bezpośredniej

$$\mu \frac{dI_\nu^S(\tau_\nu, \mu, \phi)}{d\tau_\nu} = I_\nu^S(\tau_\nu, \mu, \phi), \quad (\text{A.45})$$

wraz z warunkiem brzegowym na punktowe słońce

$$I_\nu^S(0, \mu, \phi) = F_0 \delta(\mu - \mu_0) \delta(\phi - \phi_0), \quad (\text{A.46})$$

otrzymując rozwiązanie

$$I_\nu^S(\tau_\nu, \mu, \phi) = F_0 e^{-\tau_\nu/\mu_0} \delta(\mu - \mu_0) \delta(\phi - \phi_0), \quad (\text{A.47})$$

gdzie wyrażenie $\delta(\cdot)$ to delta Diraca. Wstawiając równ. A.44 do równ. A.22 dostajemy

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_\nu^D(\tau_\nu, \mu, \phi)}{d\tau_\nu} + \mu \frac{dI_\nu^S(\tau_\nu, \mu, \phi)}{d\tau_\nu} &= I_\nu^D(\tau_\nu, \mu, \phi) + I_\nu^S(\tau_\nu, \mu, \phi) \\ &- \frac{\omega_\nu}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\cos\Theta) [I_\nu^D(\tau_\nu, \mu', \phi') + I_\nu^S(\tau_\nu, \mu', \phi')] d\mu' d\phi'. \end{aligned} \quad (\text{A.48})$$

Rozpatrzmy składnik podcałkowy z częścią bezpośrednią wyrażaną zgodnie z równ. A.47, czyli

$$\begin{aligned} \frac{\omega_\nu}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\cos\Theta) F_0 e^{-\tau_\nu/\mu_0} \delta(\mu - \mu_0) \delta(\phi - \phi_0) d\mu' d\phi' \\ = \frac{\omega_\nu}{4\pi} F_0 e^{-\tau_\nu/\mu_0} P(\mu, \phi, -\mu_0, \phi_0) \end{aligned} \quad (\text{A.49})$$

i użyjmy tego wyrażenia w równ. A.48. Dodatkowo zauważamy, że z definicji składniki części „bezpośredniej”, które pozostały w równaniu są sobie równe zgodnie z równ. A.45. Na koniec pomijamy indeks górny D i otrzymujemy równanie transferu promieniowania dla części rozproszonej

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) + \\ - \frac{\omega_\nu}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\cos\Theta) I_\nu^D(\tau_\nu, \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \\ - \frac{\omega_\nu}{4\pi} F_0 e^{-\tau_\nu/\mu_0} P(\mu, \phi, -\mu_0, \phi_0). \end{aligned} \quad (\text{A.50})$$

Obecność składnika z czynnikiem osłabiającym wiązkę $F_0 e^{-\tau_\nu/\mu_0}$ zawsze wskazuje na równanie, które opisuje tylko składową rozproszoną.

Powyższy sposób rozdziału stosujemy do wyprowadzonego wcześniej przybliżenia 2-strumieniowego zgodnie z metodą zaprezentowaną przez Liou (1980) i Buglia (1986). Najpierw przybliżamy całki metodą kwadratury Gaussa-Legendre'a (patrz sekcja C.1), ale jako węzły interpolacji weźmiemy pierwiastki wyłącznie parzystych wielomianów Legendre'a. Otrzymujemy

$$\begin{aligned} \mu_i \frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau_\nu} = I(\tau, \mu_i) + \\ - \frac{\omega}{2} \sum_{l=0}^N \tilde{\omega}_l P_l(\mu) \sum_{j=-n}^n w_j P_l(\mu_j) I(\tau, \mu_j) + \\ - \frac{\omega_\nu}{4\pi} F_0 \sum_{l=0}^N (-1)^l \tilde{\omega}_l P_l(\mu_i) P_l(-\mu_0) e^{-\tau_\nu/\mu_0}, \end{aligned} \quad (\text{A.51})$$

wraz z wagami i zależnościami

$$w_j = \frac{1}{P'_{2n}(\mu_j)} \int_{-1}^1 \frac{P_{2n}(\mu)}{\mu - \mu_j} d\mu,$$

$$w_{-j} = w_j, \quad \mu_{-j} = -\mu_j, \quad \sum_{j=-n}^n w_j = 2, \quad P_n(-\mu) = (-1)^n P_n(\mu).$$

W przypadku przybliżenia 2-strumieniowego $n = 1$, a więc $j = \pm 1$. Po przekształceniach analogicznych do rozwiązania Sagana-Pollacka otrzymujemy układ równań podobny do A.41 lecz z obecnym składnikiem osłabiającym wiązkę bezpośrednią

$$\begin{cases} \mu_0 \frac{dI^\uparrow(\tau)}{d\tau} &= I^\uparrow(\tau) - \omega(1-b)I^\uparrow(\tau) - \omega b I^\downarrow(\tau) - \frac{\omega}{4\pi} F_0(1-3g\mu_0\mu_1)e^{-\tau/\mu_0} \\ -\mu_0 \frac{dI^\downarrow(\tau)}{d\tau} &= I^\downarrow(\tau) - \omega(1-b)I^\downarrow(\tau) - \omega b I^\uparrow(\tau) - \frac{\omega}{4\pi} F_0(1+3g\mu_0\mu_1)e^{-\tau/\mu_0}, \end{cases} \quad (\text{A.52})$$

co daje rozwiązanie w postaci

$$\begin{cases} I^\uparrow(\tau) &= A v e^{k\tau} + B u e^{-k\tau} + \epsilon e^{-\tau/\mu_0} \\ I^\downarrow(\tau) &= A u e^{k\tau} + B v e^{-k\tau} + \lambda e^{-\tau/\mu_0}, \end{cases} \quad (\text{A.53})$$

gdzie:

$$A = \frac{\epsilon v e^{\tau^*/\mu_0} - \lambda u e^{-k\tau^*}}{u^2 e^{-k\tau^*} - v^2 e^{k\tau^*}}, \quad B = \frac{\lambda v e^{k\tau^*} - \epsilon u e^{-\tau^*/\mu_0}}{u^2 e^{-k\tau^*} - v^2 e^{k\tau^*}},$$

$$u = \frac{1-a}{2}, \quad v = \frac{1+a}{2}, \quad \lambda = \frac{\alpha-\beta}{2}, \quad \epsilon = \frac{\alpha+\beta}{2}, \quad a^2 = \frac{1-\omega}{1-\omega g},$$

$$\alpha = \frac{z_1 \mu_0^2}{1-k^2 \mu_0^2}, \quad \beta = \frac{z_2 \mu_0^2}{1-k^2 \mu_0^2}, \quad k^2 = \frac{(1-\omega g)(1-\omega)}{\mu_1^2},$$

$$z_1 = \frac{-(1-\omega g)(s^- + s^+)}{\mu_1^2} + \frac{s^- - s^+}{\mu_0 \mu_1},$$

$$z_2 = \frac{-(1-\omega)(s^- - s^+)}{\mu_1^2} + \frac{s^- + s^+}{\mu_0 \mu_1},$$

$$s^\pm = \frac{\omega}{4\pi} F_0(1 \pm 3g\mu_0\mu_1).$$

Powyższe rozumowanie można rozszerzyć na przybliżenie 4-strumieniowe użyte w module Ed4-LaRC-Fu-Liou korzystając z metody przybliżenia kwadraturą Gaussa-Legendre'a w czterech punktach. Przekształcenia algebraiczne w tym przypadku są wymagające ale szkic takich wyprowadzeń został zaprezentowany przez Fu i Liou (1992).

A.6. Definicja szybkości grzania radiacyjnego

Absorpcja i emisja promieniowania w atmosferze jest istotna ze względu na to, że procesy te skutkują jej ogrzewaniem. W celu zwiększenia wygody i intuicyjności obliczeń wprowadza się pojęcie znane jako **szybkość ogrzewania** $\chi(\mathbf{z})$ (ang. heating rate) wyrażaną często w jednostkach $\text{K} \cdot \text{doba}^{-1}$. Atmosferę w przybliżeniu płasko-równoległym możemy opisać poprzez strumień promieniowania skierowany w górę $F_\nu^\uparrow(z)$ i w dół $F_\nu^\downarrow(z)$. Zdefiniujmy wypadkowy strumień promieniowania pomijając przy tym indeks ν jako

$$F(z) = F^\downarrow(z) - F^\uparrow(z) \quad (\text{A.54})$$

oraz zmianę wypadkowego strumienia promieniowania pomiędzy warstwami na wysokości z i $z + \Delta z$ jako

$$\Delta F(z) = F(z) - F(z + \Delta z). \quad (\text{A.55})$$

Korzystając z zasady zachowania energii, nadwyżka zaabsorbowanej energii w medium musi podnieść jego temperaturę. Tę zależność można wyrazić używając zmiany temperatury związanej z procesami radiacyjnymi w czasie zgodnie z równaniem

$$\Delta F(z) = -c_p \rho \Delta z \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (\text{A.56})$$

gdzie:

- c_p – ciepło właściwe powietrza przy stałym ciśnieniu
- ρ – gęstość powietrza w warstwie na wysokość z .

Zdefiniujmy szybkość ogrzewania χ jako

$$\chi(z) = \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{\rho c_p} \frac{\Delta F(z)}{\Delta z}. \quad (\text{A.57})$$

Podobnie jak w przypadku intensywności promieniowania I_ν możemy wydzielić część bezpośrednią i rozproszoną. Pomocnym okazuje się ponowne rozdzielanie obu składowych na części związane tylko z obecnością aerozolu atmosferycznego $\chi_{AERO}(z)$ i tylko od tzw. czystej atmosfery $\chi_{ATMO}(z)$. Całkowita szybkość ogrzewania $\chi(z)$ jest wielkością używaną w modelu ewolucji GWA i stanowi swoisty pomost pomiędzy dwoma modułami modelu numerycznego przygotowanego na potrzeby niniejszej pracy doktorskiej (równ. B.22).

Dodatek B

Teoria ewolucji GWA w ujęciu EDMF

Aby wyprowadzić równania używane przez moduł ewolucji GWA, zaczynamy od równań Naviera-Stokesa dla atmosfery w przybliżeniu płasko-równoległym (Stull, 1988) i wprowadzamy uproszczenia m.in. pomijamy człon adwekcyjny oraz dyfuzyjny, używamy przybliżenia hydrostatycznego oraz przybliżenia Boussinesq'a otrzymując

$$\frac{\partial U}{\partial t} = f(V - v_g) - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z}, \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -f(U - u_g) - \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z}, \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial \overline{w'\phi'}}{\partial z} + F_\phi, \quad (\text{B.3})$$

gdzie:

ϕ	–	Zachowawcza zmienna skalarna
U, V	–	Uśrednione prędkości powietrza
$\overline{u'w'}, \overline{v'w'}$	–	Pionowy strumień turbulentny
f	=	$2\Omega \sin \theta$
v_g	=	$-\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$
u_g	=	$\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$
F_ϕ	–	składnik związany z adwekcją i procesami nieadiabatycznymi.

W pierwszych dwóch równaniach opisujących transport pędu skorzystamy z hipotezy Boussinesqa, która zakłada proporcjonalność pomiędzy strumieniami turbulentnymi, a gradientami wielkości uśrednionych

$$\overline{u'w'} \approx -K_M \frac{\partial U}{\partial z}, \quad \overline{v'w'} \approx -K_M \frac{\partial V}{\partial z}$$

otrzymując:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = f(V - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} K_M \frac{\partial U}{\partial z}, \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = f(U - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} K_M \frac{\partial V}{\partial z}, \quad (\text{B.5})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial \overline{w'\phi'}}{\partial z} + F_\phi. \quad (\text{B.6})$$

Powyższy układ równań możemy domknąć odpowiednimi parametryzacjami. Użyjemy założeń **teorii dyfuzji wirowej/strumienia masy** (ang. Eddy-Diffusivity/Mass flux, EDMF).

B.1. Model Dyfuzji Wirowej-Strumienia Masy

Wywód rozpoczniemy od równ. B.6, czyli jednowymiarowego równania prognozy dla skalarnej zmiennej zachowanej ϕ (np. temperatury potencjalnej θ lub wilgotności właściwej q_t)

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial \overline{w'\phi'}}{\partial z} + F_\phi. \quad (\text{B.7})$$

Strumień turbulentny $w'\phi'$ tradycyjnie parametryzuje się korzystając z hipotezy Boussinesqa, analogicznie jak równ. B.4 i B.5

$$\overline{w'\phi'} \approx -K_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (\text{B.8})$$

gdzie K_ϕ jest współczynnikiem dyfuzyjności wirowej. Ta parametryzacja jest zwykle nazywana metodą **dyfuzyjności wirowej** (ang. **Eddy Diffusivity, ED**). Parametryzacja ED nie opisuje dobrze silnych komórek konwekcyjnych sięgających aż do szczytu GWA tj. transportu nielokalnego. Jednym ze sposobów radzenia sobie z matematycznym opisem transportu nielokalnego jest wprowadzenie tzw. antygradientu (ang. countergradient) (Deardorff, 1966; Holtslag i Moeng, 1991). Alternatywnym rozwiązaniem jest bezpośrednie symulowanie silnych komórek konwekcyjnych przy użyciu metody **strumienia masy** (ang. **mass flux, MF**). Jest to dobrze ugruntowana metoda stosowana w parametryzacji słabej i silnej konwekcji (Köhler i in., 2011; Hourdin, 2013; Sušelj i in., 2014). Model EDMF, zaproponowany przez Siebesma i Teixeira (2000) i szczegółowo omówiony przez Soares i in. (2004) i Siebesma i in. (2007), łączy zalety obu parametryzacji. Część MF opisuje transport związany z wielkoskalowymi prądami wznoszącymi (ang. updraft). Część ED – transport turbulentny zachodzący w tzw. otoczeniu tych prądów (ang. environment) i w małych skalach. Wyprowadzenie parametryzacji EDMF wykonamy na przykładzie temperatury potencjalnej tj. $\phi = \theta$. Rozpoczynamy od rozdzielienia powierzchni kontrolnej na część zajmowaną przez prądy wnoszące (indeks dolny u od "updraft") i pozostałą część otoczenia (indeks dolny e od "environment"), otrzymując:

$$\overline{w'\theta'} = a_u \overline{w'\theta'_u} + (1 - a_u) \overline{w'\theta'_e} + a_u(w_u - \bar{w})(\theta_u - \theta_e), \quad (\text{B.9})$$

gdzie a_u opisuje jak duża powierzchnia modelowanej objętości jest zajmowana przez prądy wnoszące, sięgające od podłoża, aż do szczytu GWA. Możemy dalej uprościć równanie B.9 poprzez (1) uwzględnienie, że $a_u \ll 1$, (2) przybliżenie θ_e przez jej średnią wartość θ i (3) zdefiniowanie strumienia masy $M = a_u(w_u - \bar{w})$, otrzymując

$$\overline{w'\theta'} \approx \overline{w'\theta'_e} + M(\theta_u - \theta). \quad (\text{B.10})$$

Do części lokalnej równ. B.10 możemy zastosować hipotezę Boussinesqa i dostać

$$\overline{w'\theta'_e} \approx -K_\theta \frac{\partial \theta_e}{\partial z} = -K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (\text{B.11})$$

Łącząc równ. B.11 z równ. B.8 i powracając do postaci ogólnej z dowolnym polem skalarnym ϕ otrzymujemy

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial \overline{w'\phi'}}{\partial z} + F_\phi = \frac{\partial}{\partial z} \left[-K_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} + M(\phi_u - \phi) \right] + F_\phi. \quad (\text{B.12})$$

Z powyższym równaniem wracamy do naszego układu równań otrzymując

$$\frac{\partial U}{\partial t} = f(V - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} K_M \frac{\partial U}{\partial z} \quad (\text{B.13})$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = f(U - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} K_M \frac{\partial V}{\partial z} \quad (\text{B.14})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[-K_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} + M(\phi_u - \phi) \right] + F_\phi. \quad (\text{B.15})$$

Powyższy układ dalej nie jest domknięty, gdyż nie posiadamy równań opisujących transport prądami wznoszącymi ϕ_u , w_u oraz czynników K_ϕ .

B.2. Domknięcie równaniami na transport prądami wznoszącymi i TKE

Domknięcie układu B.15 kontynuujemy poprzez dodanie równań na transport prądami wznoszącymi ϕ_u , w_u w postaci:

$$\frac{\partial \phi_u}{\partial z} = -\varepsilon(\phi_u - \bar{\phi}), \quad (\text{B.16}) \quad w_u \frac{\partial w_u}{\partial z} = -\varepsilon w_u^2 + 2\hat{g}\left(\frac{\theta_{v,u}}{\theta_v} - 1\right), \quad (\text{B.17})$$

gdzie ε jest współczynnikiem wciągania powietrza przez komórki konwekcyjne. Współczynniki K_ϕ wyrazimy parametryzacją opartą o **energię kinetyczną turbulentności** e (ang. Turbulent Kinetic Energy, TKE) zgodnie z równaniem

$$K_\phi = C_\phi l \sqrt{e}, \quad (\text{B.18})$$

gdzie $C_\phi = 0.25$, a l to skala mieszania. Ze względu na wprowadzenie nowej wielkości e potrzebujemy kolejnego równania opisującego jej zmienność. Skorzystamy

z równ. prognostycznego na e podanego przez Stull (1988), które po pominięciu niektórych składników przybiera postać

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(-K_e \frac{\partial e}{\partial z} \right) + \frac{\hat{g}}{\bar{\theta}_v} \overline{w'\theta'_v} - D, \quad (\text{B.19})$$

gdzie:

K_e	–	współczynnik mieszania turbulentnego równy $C_e l \sqrt{e}$
$\hat{g}$	–	przyspieszenie grawitacyjne
θ_v	–	wirtualna temperatura potencjalna równa $\theta(1 + 0.61q)$
$\overline{w'\theta'_v}$	–	strumień wyporu
D	–	składnik dyssypacyjny
C_e	=	0,425.

Po dodaniu powyższych równań do układu B.15 otrzymujemy domknięty model ewolucji EDMF

$$\frac{\partial U}{\partial t} = f(V - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} K_M \frac{\partial U}{\partial z} \quad (\text{B.20})$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = f(U - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} K_M \frac{\partial V}{\partial z} \quad (\text{B.21})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[-K_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} + M(\phi_u - \phi) \right] + F_\phi \quad (\text{B.22})$$

$$\frac{\partial \phi_u}{\partial z} = -\varepsilon(\phi_u - \bar{\phi}) \quad (\text{B.23})$$

$$w_u \frac{\partial w_u}{\partial z} = -\varepsilon w_u^2 + 2g(\theta_{v,u}/\bar{\theta}_v - 1) \quad (\text{B.24})$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(-K_e \frac{\partial e}{\partial z} \right) + \frac{\hat{g}}{\bar{\theta}_v} \overline{w'\theta'_v} - D \quad (\text{B.25})$$

wraz z dodatkowymi parametryzacjami wyznaczonymi w pracy Witek i in. (2011)

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 0,7 \frac{1}{l}, \quad M = 0,1 w_u, \quad K_{\phi,e} = C_{\phi,e} l \sqrt{e}, \quad D = 0,304 e^{3/2} / l, \quad \frac{1}{l} = \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}, \\ l_1 &= \frac{\sqrt{e}}{2w_*} \text{WGWA}, \quad l_2 = kz(1 - 100\zeta)^{0.2}, \quad \zeta = z/L, \quad L = -\frac{u_*^3 \theta_v}{kg \overline{w'\theta'_{vs}}}, \\ w_* &= \left(\frac{\text{WGWA} \cdot \hat{g}}{T} \overline{w'\theta'_{vs}} \right)^{1/3}, \quad C_\phi = 0,25, \quad C_e = 0,425, \quad u_* = (u'w'^2 + v'w'^2)^{1/4}, \\ K_M &= C_M l_M \sqrt{e}, \quad C_M = 0,15, \quad \frac{1}{l_M} = \frac{1}{kz} + \frac{1}{150} \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

Dodatkowo dla $\phi = \theta$ przyjęto $F_\theta = \chi$ gdzie χ to profil szybkości ogrzewania zgodny z definicją A.57. Dla $\phi = q_v$ przyjęto $F_{q_v} = 0$. Do rozwiązania układu wymagane są warunki brzegowe zebrane w B.27. Indeks s oznacza wartość przy powierzchni ziemi, a t wartość na szczycie siatki obliczeniowej.

$$\begin{aligned}
e_s &= 3,75u_*^2 + 0,2w_*^2, & e_t &= 0, & w_{u,s} &= 0, \\
\theta_{u,s} &= \theta_s + 0,3 \frac{\overline{w'\theta'_s}}{\sqrt{e}} + \chi_s, & q_{v,u,s} &= q_{v,s} + 0,3 \frac{\overline{w'q'_{v,s}}}{\sqrt{e}}, \\
\theta_{v,u,s} &= \theta_{v,s} + 0,3 \frac{\overline{w'\theta'_s}}{\sqrt{e}}, & \overline{w'\theta'_s} &= \frac{Q_s}{\rho C_p}, \overline{w'q'_{v,s}} = \frac{Q_L}{\rho L_v}, \\
\overline{w'\theta'_{v,s}} &= (1 + 0,608q_{v,s})\overline{w'q'_{v,s}} + 0,608\theta_s\overline{w'\theta'_s}, \\
U_s &= 0, & V_s &= 0, & U_t &= u_{g,t}, & V_t &= v_{g,t}, \\
\left(-K_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} + M(\phi_u - \phi) \right) \Big|_s &= \overline{w'\phi'_s}, & \left(-K_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} + M(\phi_u - \phi) \right) \Big|_t &= 0
\end{aligned} \tag{B.27}$$

B.3. Dyskretyzacja równań

Aby rozwiązać numerycznie układ równań B.20-B.25, zastosowano metodę różnic skończonych na siatce z przeplotem (Łobocki, 2018), a następnie metodę Cranka-Nicholson. Dyskretyzację zaprezentowano na przykładzie równ. B.22 dla temperatury potencjalnej θ , czyli

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[-K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} + M(\theta_u - \theta) \right] + F_\theta, \quad (\text{B.28})$$

które po dyskretyzacji w czasie przyjmuje postać

$$\frac{\theta^{t+\Delta t} - \theta^t}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_\theta^t \frac{\partial \theta^{t+\Delta t}}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \{ M^t(\theta_u^t - \theta^{t+\Delta t}) \} + F_\theta^t. \quad (\text{B.29})$$

Dyskretyzacja w przestrzeni powoduje powstanie składników z $(\cdot)^{z-\Delta z}$, $(\cdot)^z$, $(\cdot)^{z+\Delta z}$. Po odpowiednim pogrupowaniu otrzymujemy równanie

$$a^{t,z-\Delta z} \theta^{t+\Delta t}(z - \Delta z) + b^{t,z} \theta^{t+\Delta t}(z) + c^{t,z+\Delta z} \theta^{t+\Delta t}(z + \Delta z) = \theta^t(z), \quad (\text{B.30})$$

które przedstawione w postaci macierzowej przyjmuje postać

$$\begin{bmatrix} b^{t,z_1} & c^{t,z_1} & & & & 0 \\ a^{t,z_2} & b^{t,z_2} & c^{t,z_2} & & & \\ & a^{t,z_3} & b^{t,z_3} & c^{t,z_3} & & \\ & & a^{t,z_4} & b^{t,z_4} & \ddots & \\ & & & \ddots & \ddots & c^{t,z_{n-1}} \\ 0 & & & & a^{t,z_n} & b^{t,z_n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta^{t+\Delta t}(z_1) \\ \theta^{t+\Delta t}(z_2) \\ \theta^{t+\Delta t}(z_3) \\ \theta^{t+\Delta t}(z_4) \\ \vdots \\ \theta^{t+\Delta t}(z_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \theta^t(z_1) \\ \theta^t(z_2) \\ \theta^t(z_3) \\ \theta^t(z_4) \\ \vdots \\ \theta^t(z_n) \end{bmatrix}. \quad (\text{B.31})$$

Powyższy układ równań to przykład układu trójdziagonalnego, który można rozwiązać korzystając z iteracyjnego algorytmu Thomasa (szczegóły w sekcji C.5). Pozostałe równania są rozwiązywane w analogiczny sposób.

Dodatek C

Dodatkowe koncepty i zagadnienia

C.1. Kwadratura Gaussa-Legendre'a

Kwadratura Gaussa-Legendre'a to jeden z podtypów metody aproksymacji całek oznaczonych nazwanych **kwadraturą Gaussa**. Jest ona ograniczona do całek zawartych w przedziale $[-1, 1]$. Za jej pomocą jesteśmy w stanie przybliżyć całkę $\int_{-1}^1 f(x)dx$ poprzez sumę wraz z odpowiednimi wagami $w_{1,2,\dots,n}$ oraz węzłami interpolacji $t_{1,2,\dots,n} \in [-1, 1]$ zgodnie z równaniem

$$\int_{-1}^1 f(x)dx = \sum_{i=-n}^n w_i f(x_i) \quad (\text{C.1})$$

gdzie:

$$w_i = \frac{2}{(1-x_i^2)[P'_n(x_i)]^2}$$

x_i – i-ty pierwiastek n-tego wielomianu Legendre'a $P_n(x)$.

Przykładowe wartości wag i węzłów interpolacji przedstawiono w tab. C.1.

Li. punktów n	Węzły x_i	Wagi w_i
1	0	2
2	$\pm 1/\sqrt{3}$	1
3	0	8/9
	$\pm \sqrt{3/5}$	5/9
4	$\pm \sqrt{\frac{3}{7} - \frac{2}{7}\sqrt{\frac{6}{5}}}$	$\frac{18+\sqrt{30}}{36}$
	$\pm \sqrt{\frac{3}{7} + \frac{2}{7}\sqrt{\frac{6}{5}}}$	$\frac{18-\sqrt{30}}{36}$

Tabela C.1: Wartości wag i węzłów interpolacji dla metody kwadratury Gaussa-Legendre'a aż do wersji czteropunktowej.

C.2. Parametr asymetrii

Wygodnym parametrem opisującym f. fazową $P(\mu)$ jest tzw. parametr asymetrii g definiowany jako jej pierwszy moment zgodnie z równaniem

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu P(\mu) d\mu. \quad (C.2)$$

Rozwijając f. fazową w bazie wielomianów Legendre'a zgodnie z równ. A.23 otrzymujemy

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu \sum_{j=0}^N \tilde{\omega}_j P_j(\mu) d\mu = \frac{1}{2} \sum_{j=0}^N \tilde{\omega}_j \int_{-1}^1 \mu P_j(\mu) d\mu.$$

Zauważmy, że powyższe wyrażenie jest równe 0 przy $l \neq 1$. Warto pochylić się zatem nad wartością g przy $l = 1$. Wielomian Legendre'a pierwszego rzędu $P_1(\mu) = \mu$, a więc otrzymujemy wyrażenie

$$g = \frac{1}{2} \tilde{\omega}_1 \int_{-1}^1 \mu^2 d\mu = \frac{\tilde{\omega}_1}{3}. \quad (C.3)$$

Parametr asymetrii g określa stopień asymetryczności f. fazowej. Przyjmuje wartość 1, jeżeli rozpraszanie zachodzi tylko w przód, -1 jeżeli zachodzi tylko wstecznie i 0, gdy rozpraszanie jest izotropowe. Dla przykładu, rozpraszanie Rayleigha charakteryzuje się symetryczną f. fazową $P(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta)$ kształtem przypominającą nefroidę, a odpowiadający jej parametr $g = 0$. Przy asymetrycznym rozpraszaniu Mie, zachodzącym gdy długość fali jest porównywalna z wielkością obiektu rozpraszającego, współczynnik ten przyjmuje wartości dodatnie¹.

C.3. Efekt wzmocnienia rozpraszania

Gdy suchy hydrofilowy aerozol jest wprowadzany do środowiska o wilgotności względnej RH większej od pewnej wartości krytycznej, podlega tzw. wzrostowi higroskopijnemu, w którym to cząsteczka absorbuje parę wodną z otoczenia. Zjawisko to jest ważne podczas analizy danych eksperymentalnych uzyskanych za pomocą technik laserowych, ponieważ dodatkowa zawartość wody zmienia współczynnik załamania światła cząstki, a tym samym jej charakterystykę rozpraszania

¹dla aerozolu atmosferycznego są to wartości z przedziału 0,6 – 0,7, a dla kropel chmurowych 0,8 – 0,9.

i absorpcji. Ponieważ efekty Oddziaływania Aerozol-GWA są w dużym stopniu zależne od tych parametrów, należało uwzględnić je w modelu EDMF-AERO i podczas analizy danych. Aby wziąć to zjawisko pod uwagę, wprowadza się tzw. korektę na efekt wzmocnienia rozpraszania (ang. scattering enhancement correction) zgodnie z definicją zaproponowaną przez Kasten (1969); Kotchenruther i Hobbs (1998); Sheridan i in. (2002)

$$f(\text{RH}) = \left(\frac{1 - \text{RH}}{1 - \text{RH}_{\text{REF}}} \right)^{-\gamma}, \quad (\text{C.4})$$

gdzie:

$$\begin{aligned} f(\text{RH}) & - && \text{korekta na efekt wzmocnienia rozpraszania} \\ \text{RH}_{\text{REF}} & - && \text{wilgotność względna, dla której wyznaczono } \gamma \\ \gamma & - && \text{współczynnik wzmocnienia rozpraszania.} \end{aligned}$$

Efekt wzmocnienia rozpraszania jest stosowany do profilu $\sigma_{e,\lambda}(z)$ przy użyciu równania

$$\tilde{\sigma}_{e,\lambda}(z) = \sigma_{a,\lambda}(z) + \sigma_{s,\lambda}(z)f(\text{RH}), \quad (\text{C.5})$$

gdzie $\tilde{\sigma}_{e,\lambda}(z)$ jest profilem po korekcie. Pomiary in-situ dostarczają nam tylko profilu $\sigma_{e,\lambda}(z)$, tak więc musimy wyrazić powyższe równanie za jego pomocą. Użyjmy definicji ω , otrzymując

$$\tilde{\sigma}_{e,\lambda}(z) = [1 - \omega(z)]\sigma_{e,\lambda}(z) + \omega(z)\sigma_{e,\lambda}(z)f(\text{RH}). \quad (\text{C.6})$$

Zakładamy również, że przed dodaniem korekty zmienność pionowa $\omega(z)$ jest pomijalna tj. parametry optyczne aerozolu są stałe w GWA. Tym samym możemy wyrazić powyższe równanie za pomocą ω_0 , czyli wartości ω oszacowanej w suchych warunkach przy powierzchni. Otrzymujemy

$$\tilde{\sigma}_{e,\lambda}(z) = (1 - \omega_0)\sigma_{e,\lambda}(z) + \omega_0\sigma_{e,\lambda}(z)f(\text{RH}). \quad (\text{C.7})$$

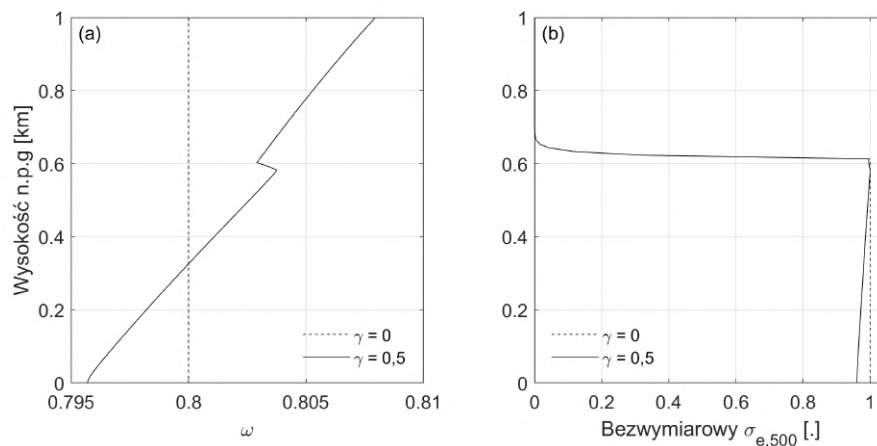
Podobnie, skorygowany profil $\tilde{\omega}(z)$ jest obliczany z definicji jako

$$\tilde{\omega}(z) = \frac{\sigma_{s,\lambda}(z)f(\text{RH})}{\sigma_{a,\lambda}(z) + \sigma_{s,\lambda}(z)f(\text{RH})} = \frac{\omega_0\sigma_{e,\lambda}(z)f(\text{RH})}{(1 - \omega_0)\sigma_{e,\lambda}(z) + \omega_0\sigma_{e,\lambda}(z)f(\text{RH})}, \quad (\text{C.8})$$

otrzymując

$$\tilde{\omega}(z) = \frac{f(\text{RH})}{\left(\frac{1}{\omega_0} - 1\right) + f(\text{RH})}. \quad (\text{C.9})$$

W tekście pomija się oznaczenie $\tilde{}$. Na rys. C.1 porównano profile $\sigma_{e,\lambda}(z)$, $\omega(z)$ przed korektą ($\gamma = 0$) i po korekcie ($\gamma = 0,5$).



Rysunek C.1: Profile (a) albedo pojedynczego rozpraszania $\omega(z)$ oraz (b) bezwymiarowego objętościowego współczynnika ekstynkcji obliczonych jako $\sigma_{e,500}(z)/\max\{\sigma_{e,500}(z)\}$. Linia przerywaną oznaczono profile przed korektą dla $\gamma = 0$, a linią ciągłą profile po korekcie dla $\gamma = 0,5$. W obu przypadkach $\text{RH}_{\text{REF}} = 0,3$.

Na koniec, zakłada się, że efekt wzmocnienia rozpraszania ma pomijalny wpływ na parametr asymetrii tj. $\tilde{g} = g$.

C.4. Numeryczna metoda wyznaczania WGWA

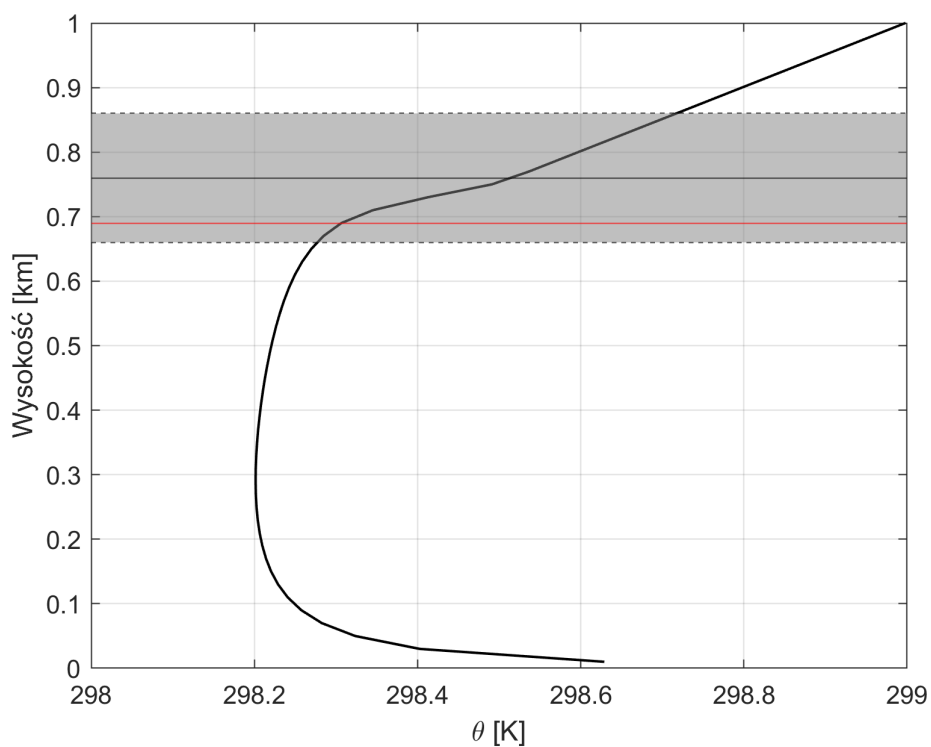
Numeryczne wyznaczanie WGWA konwencjonalnie opiera się na identyfikacji inwersji termicznych² (Holzworth, 1964; Grossman i Gamage, 1995). WGWA można również wyznaczyć na podstawie profilu rozpraszania wstecznego β (ang. backscatter) pozyskanych za pomocą lidar. Innymi znanymi metodami jest metoda progu δ , transformaty falkowej z oknem Haara, czy też metody oparte na algorytmach klasteryzacji lub przetwarzaniu obrazu (Schmid i Niyogi, 2012; Zhong i in., 2020). WGWA jest parametrem niezbędnym do opisu dynamiki GWA, a w modelu EDMF-AERO jest on używany w definicji profilu $\sigma_{e,\lambda}(z)$, dlatego też dobór metody wyznaczania WGWA był niezwykle ważny. Po licznych testach opracowano hybrydową metodę, która znacznie poprawia wydajność modelu. Algorytm przebiega w następujący sposób:

1. Znajdź wysokość z_{top} , na której prędkość prądu wznoszącego w równaniu transportu nielokalnego w_u staje się zerowa (pozioma czarna linia na rys.C.2).
2. Zdefiniuj obszar poszukiwań jako $z_{top} \pm 100$ m (zaczieniony obszar na rys.C.2).
3. W obszarze poszukiwań znajdź $\max\{\nabla^2\theta\}$ (pozioma czerwona linia na rys.C.2).

Metoda ta, mimo że jest bardziej skomplikowana niż tradycyjna metoda gradientowa, znacząco zwiększa poprawność wyznaczenia WGWA przez model EDMF-AERO i ignoruje sporadyczne fałszywe maksima gradientu θ wykrywane na wyższych wysokościach³.

²Alternatywnie mogą to być inwersje wilgotnościowe lub gwałtowne zmiany w szybkości i kierunku wiatru lub koncentracji zanieczyszczeń. Zmiany te odpowiadają przejściu z GWA, często bogatej w aerozol, do czystszej warstwy wolnej atmosfery (Cooper i Eichinger, 1994; Gal-Chen i in., 1992).

³Testy wykazały, że model Ed4-LaRC-Fu-Liou czasami operuje na granicy stabilności, generując losowe fluktuacje w profilu χ , które skutkują skokowym wzrostem $\theta(z)$. Powoduje to powstanie fałszywej WGWA, która nierzadko zakłócała przebieg symulacji.



Rysunek C.2: Przykładowy profil temperatury potencjalnej θ po 90 minutach symulacji. Użyte parametry: $\tau = 0,2$, $\omega = 0,9$, $H = 10$ m. Pozioma czerwona linia ciągła to $\max\{\nabla^2\theta(z)\}$. Pozioma czarna linia ciągła to wysokość, na której prędkość prądu wznoszącego staje się zerowa, a poziome przerywane czarne linie oznaczają obszar sięgający 100 m powyżej i poniżej tej wysokości.

C.5. Algorytm Thomasa

Układ trójdzielny w ogólnej postaci

$$a_i x_{i-1} + b_i x_i + c_i x_{i+1} = d_i \quad (\text{C.10})$$

z $a_1 = 0$ i $c_n = 0$ rozwiązujemy poprzez algorytm iteracyjny. Definiujemy nowe współczynniki

$$c'_i = \begin{cases} \frac{c_i}{b_i}, & i = 1 \\ \frac{c_i}{b_i - a_i c'_{i-1}}, & i = 2, 3, \dots, n-1 \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

oraz

$$d'_i = \begin{cases} \frac{d_i}{b_i}, & i = 1 \\ \frac{d_i - a_i d'_{i-1}}{b_i - a_i c'_{i-1}}, & i = 2, 3, \dots, n-1. \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

Rozwiązanie otrzymujemy poprzez podstawienia

$$x_i = \begin{cases} d'_n, & i = n \\ d'_i - c'_i x_{i+1}, & i = n-1, n-2, \dots, 1. \end{cases} \quad (\text{C.13})$$

C.6. Wykładnik Ångströma

Relacją, często używaną przy pomiarach eksperymentalnych związanych z transferem promieniowania w atmosferze, jest równanie łączące grubość optyczną τ_λ dla fali o długości λ , w postaci

$$\frac{\tau_\lambda}{\tau_{\lambda_0}} = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\alpha}, \quad (\text{C.14})$$

gdzie α to **tzw. wykładnik Ångströma**, a λ_0 i τ_{λ_0} to zmierzone wartości tych zmiennych. Zależność ta jest bardzo przydatna, gdyż przyrządy pomiarowe zwykle operują w ograniczonym zakresie spektralnym. Równ. C.14 zapewnia wygodny sposób na rozszerzenie zbioru danych na inne długości fali λ .

Dodatek D

Warunki meteorologiczne

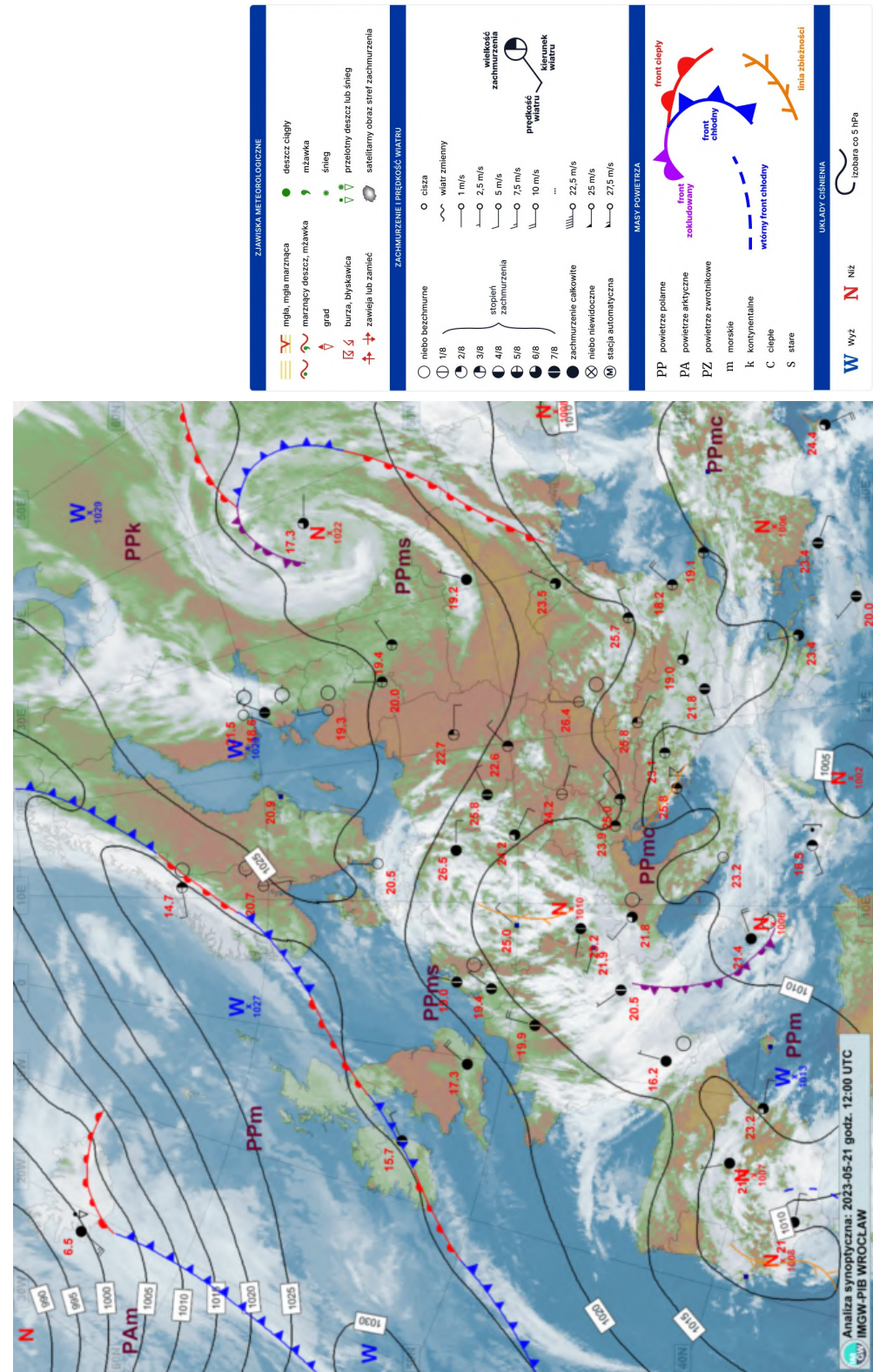
D.1. 21.05.2023 r.

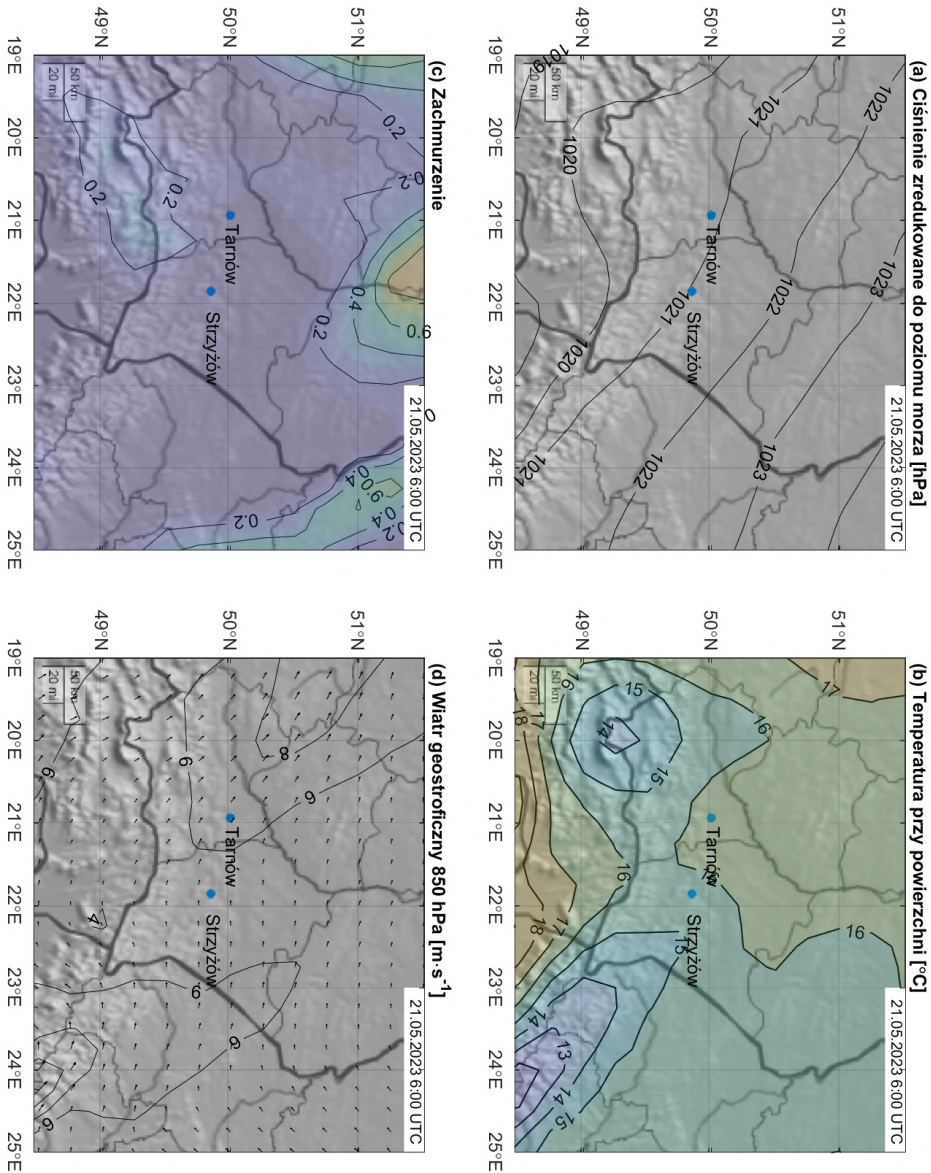
Mapa synoptyczna z godz. 12.00 UTC (rys. D.1) wskazuje, że sytuacja baryczna nad Europą charakteryzowała się względnie niskimi gradientami ciśnienia. Nad północno-zachodnią częścią kontynentu dominował rozległy układ wyżowy związany z ośrodkiem wyżowym (ok. 1027 hPa) zlokalizowanym pomiędzy północną częścią Wysp Brytyjskich a Norwegią. Nad morzem Bałtyckim, w regionie Łotwy, zauważyć można drugi ośrodek wyżowy o ciśnieniu 1029 hPa. Pomiedzy nimi obserwujemy system słabych frontów atmosferycznych przebiegających przez północną Irlandię, Wyspy Brytyjskie, Morze Północne oraz Skandynawię. Front chłodny rozciągał się dalej na południowy zachód w kierunku Atlantyku.

Nad wschodnią Europą (obszar zachodniej Rosji) znajdował się natomiast płytki niż baryczny (ok. 1022 hPa). Cyrkulacja wokół tego układu barycznego sprowadzała nad Europę Środkowo-Wschodnią chłodne powietrze polarno-morskie. Drugi płytki ośrodek niżowy (ok. 1010 hPa) znajdował się nad Europą Centralną w okolicach granicy Szwajcarsko-Niemieckiej, na północ od Alp. Powietrze w tym rejonie było zdecydowanie cieplejsze, osiągając nawet 26°C.

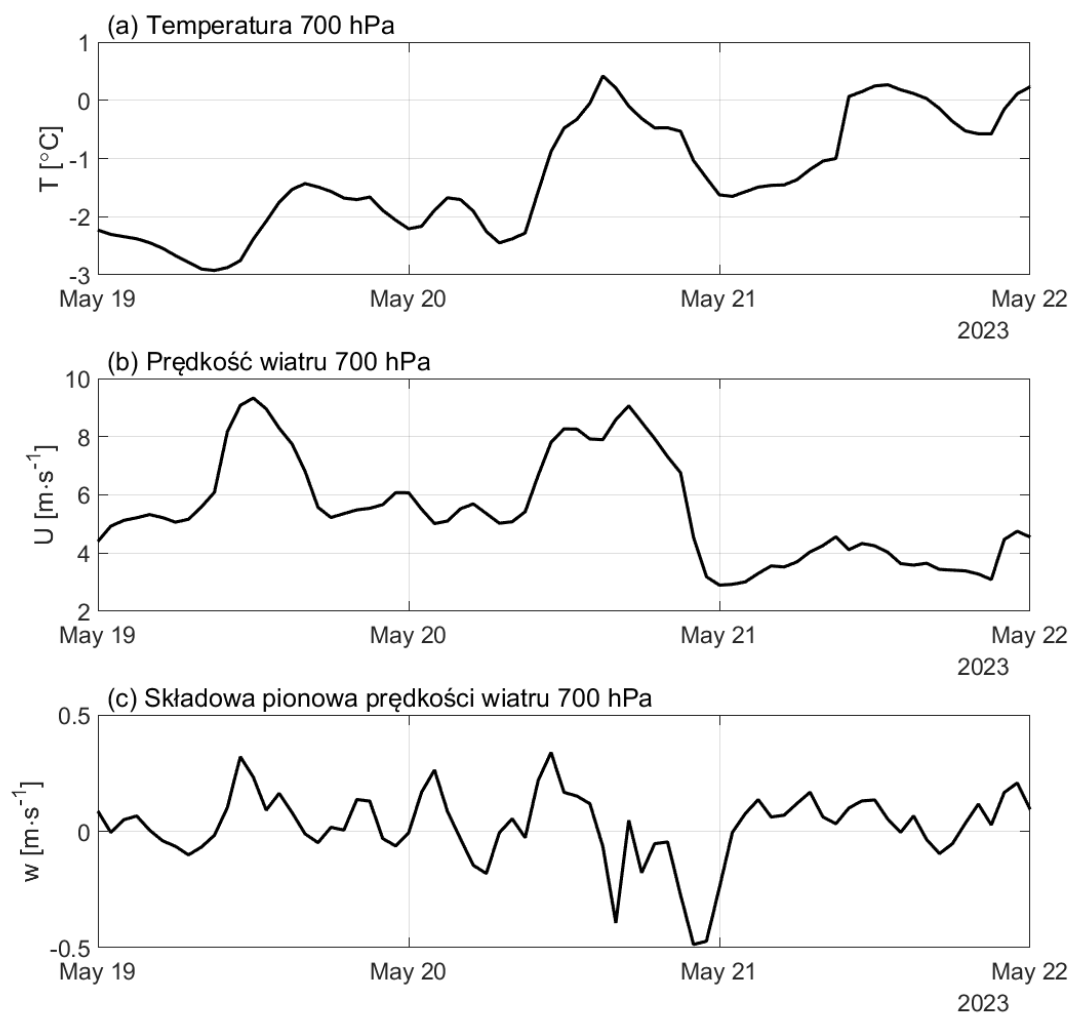
Województwo Podkarpackie znajdowało się w zasięgu słabego klina wyżowego w obrębie masy powietrza polarno-morskiego, w którym dominowała umiarkowana temperatura ok. 22°C i brak zachmurzenia. Pole ciśnienia atmosferycznego

o 6.00 UTC (rys. D.2a) charakteryzowało się niewielkim gradientem barycznym. W tym czasie temperatura powietrza przy powierzchni (rys. D.2b) wynosiła około 15–16°C. Dane ERA5 wskazują na brak zachmurzenia (rys. D.2c), co umożliwiało efektywne nagrzewanie powierzchni w godzinach porannych. Warunki te sprzyjały rozwojowi konwekcyjnej warstwy granicznej w ciągu dnia. Prędkość wiatru geostroficznego (rys. D.2d) wynosiła około $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, a jego kierunek był wschodni. Przebieg temperatury na 48 godz. przed analizowanym dniem na poziomie 700 hPa (rys. D.3a) wskazuje na stopniowy napływ cieplejszego powietrza nad analizowany region. Przebiegi prędkości wiatru i jej pionowej składowej na poziomie 700 hPa (rys. D.3b,c) nie wskazują na nagłe wymuszenia synoptyczne ani na osiadanie mezoskalowe.



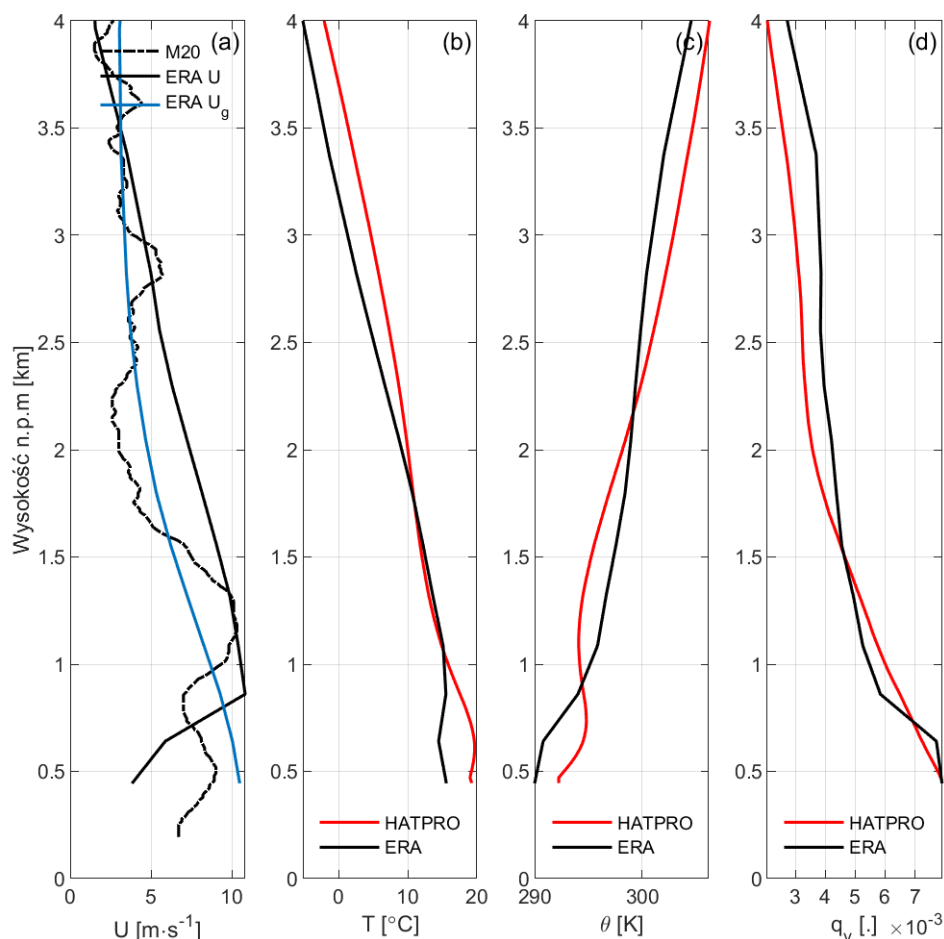


Rysunek D.2: Mapy wybranych parametrów meteorologicznych nad województwem Podkarpackim 21.05.2023 r. o godz. 6.00 UTC. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.3: Przebiegi czasowe wybranych parametrów meteorologicznych na poziomie 700 hPa na 48 godz. przed analizowanym dniem. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).

Dla uzupełnienia informacji meteorologicznej tego dnia przygotowano dodatkowe rysunki prezentujące pomiary wykonywane na stacji w Strzyżowie zaprezentowane na rys. D.4a-d.



Rysunek D.4: Profile pionowe (a) prędkości wiatru $U(z)$, (b) temperatury $T(z)$, (c) temperatury potencjalnej $\theta(z)$ i (d) wilgotności właściwej $q_v(z)$ zarejestrowane przez radiosondę stacji WMO w Tarnowie z 21.05.2023 r. o 12.00 UTC (przerwana linia), z reanalizy ERA5 o 6.00 UTC (czarne linie ciągłe) i pozyskane za pomocą HATPRO-G5 o 6.00 UTC (czerwone linie ciągłe). Linia niebieską zaznaczono profil prędkości wiatru geostroficznego U_g . Profile ERA5 zinterpolowano do współrzędnych geograficznych stacji SolarAOT (Hersbach i in., 2023b,a).

Profil prędkości wiatru $U(z)$ z ERA5 z 6:00 UTC (rys. D.4a) ukazuje jej wzrost z wysokością od ok. $4 - 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ przy powierzchni do ok. $11 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na wysokości $0,75 - 1 \text{ km}$ n.p.m. Powyżej wiatr słabnie. Jego średnia prędkość w warstwie do 2 km wyniosła ok. $5,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ze względu na brak pomiaru profilu wiatru na stacji SolarAOT do porównania użyto radiosondażu z 12.00 UTC z Tarnowa (czarna linia przerywana). Pokazuje on złożoną strukturę wiatru z wyraźnymi fluktuacjami i z podobnym maksimum prędkości na wysokości ok. 1 km n.p.m. Powyżej prędkość jednostajnie maleje z wysokością w całej kolumnie, od ok. $4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ przy powierzchni do ok. $1 - 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na wysokości 4 km n.p.m. Ścinanie wiatru w warstwie $0-6 \text{ km}$ było tego dnia bardzo niskie i wyniosło $7,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Konwekcja oraz rozwój GWA będą zatem kontrolowane głównie przez efekty wypornościowe.

Profil temperatury $T(z)$ z ERA5 (rys. D.4b) wskazuje na typowy poranny gradient z ok. 15°C przy ziemi malejący do ok. -5°C na 4 km n.p.m. Profil z HATPRO-G5 (linia czerwona) różni się wyraźnie od ERA5 poniżej 1 km n.p.m. — wykazuje wyższe temperatury przy powierzchni i nieco inny gradient w dolnej warstwie granicznej.

Na wykresie $\theta(z)$ (rys. D.4c) widać wyraźną inwersję przyziemną poniżej 1 km n.p.m. i stabilną stratyfikację powyżej. HATPRO wskazuje na nieco wyższą wartość w warstwie $0,5-1 \text{ km}$ n.p.m. względem ERA5 (θ przy powierzchni ok. $18,5^\circ\text{C}$). Sugeruje to cieplejszą i mniej stabilną warstwę według radiometru. Powyżej 1 km n.p.m. obie linie zbiegają się.

Profil wilgotności właściwej wykazuje duże wartości przy powierzchni (ok. $8 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$) z jednostajnym spadkiem aż do wysokości ok. 2 km n.p.m. Profile ERA5 i HAPRO wykazują największe różnice powyżej $1,5 \text{ km}$ n.p.m. gdzie HATPRO raportuje ok. $1 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$ niższą wilgotność właściwą od ERA5.

Różnice pomiędzy profilami z ERA5 i HATPRO są spodziewane i wynikają z dwóch faktów:

1. HATPRO mierzy rzeczywisty, lokalny, punktowy stan dolnej troposfery z wysoką rozdzielczością pionową, podczas gdy ERA5 dostarcza wygładzoną przestrzennie i czasowo analizę modelu. Poranne warunki inwersyjne i niejednorodność terenu wokół stacji SolarAOT dodatkowo wzmacniają te różnice.

2. Radiometr HATPRO mierzy promieniowanie mikrofalowe w dwóch zestawach kanałów (patrz opis rys. 2.1e). Funkcje wagowe tych kanałów są skupione w warstwie 0–2 km, co oznacza, że HATPRO jest najbardziej czuły w tej warstwie. Pokazane rozbieżności θ poniżej 1 km n.p.m. nie są błędem, a sygnałem fizycznym, który ERA5 wygładza lub reprezentuje błędnie.

Tego dnia wyznaczono również średnie dobowe wartości parametrów optycznych atmosfery, niezbędnych do uruchomienia modelu EDMF-AERO (tab. D.1). Umiarkowana grubość optyczna ($\tau_{500} = 0,15$) wskazuje na przeciętne zanieczyszczenie atmosfery. Umiarkowane $\omega_{520} = 0,92$ sugeruje aerozol słabo absorbujący z dominacją cząstek rozpraszających (np. siarczany, aerozole morskie lub grube pyły). Niski wykładnik Ångströma $\alpha = 0,96$ wskazuje na obecność grubszych cząstek – prawdopodobnie domieszka pyłu mineralnego lub aerozolu grubej frakcji.

Parametr	τ_{500}	ω_{520}	α
Wartość	0,15	0,92	0,96

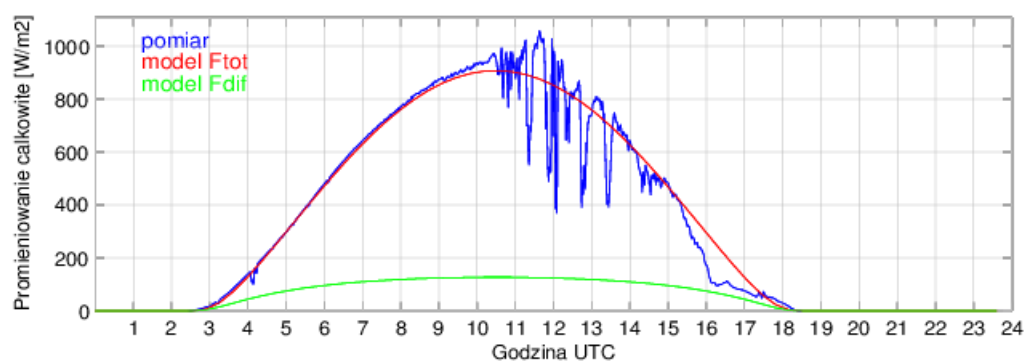
Tabela D.1: Zestawienie parametrów optycznych atmosfery w analizowanym dniu.

D.2. 22.05.2023 r.

Tego dnia o 12.00 UTC nad Europą panowała sytuacja synoptyczna przedstawiona na rys. D.6. Front chłodny z północnego zachodu przemieścił się w kierunku Skandynawii, transportując ze sobą arktyczne powietrze. Nad południową częścią Norwegii wykształcił się niewielki ośrodek niżowy o ciśnieniu 1019 hPa. System frontów nad obszarem zachodniej Rosji przemieścił się na północny zachód w kierunku Morza Bałtyckiego. Nad Europą Środkową dalej panowały warunki obniżonego ciśnienia wraz z masami polarnego powietrza morskiego. "Alpejski" ośrodek niżowy z poprzedniego dnia przesunął się w głąb kontynentu kierując warstwy chmurowe w kierunku Danii i m.in. wschodniej Polski.

Województwo Podkarpackie dalej znajdowało się w w obrębie masy powietrza polarno-morskiego. Pole ciśnienia atmosferycznego (rys. D.7a) charakteryzowało się niewielkim gradientem barycznym, co wskazuje powolną adwekcję mas powietrza. O godz. 6.00 UTC temperatura powietrza przy powierzchni (rys. D.7b) nieco

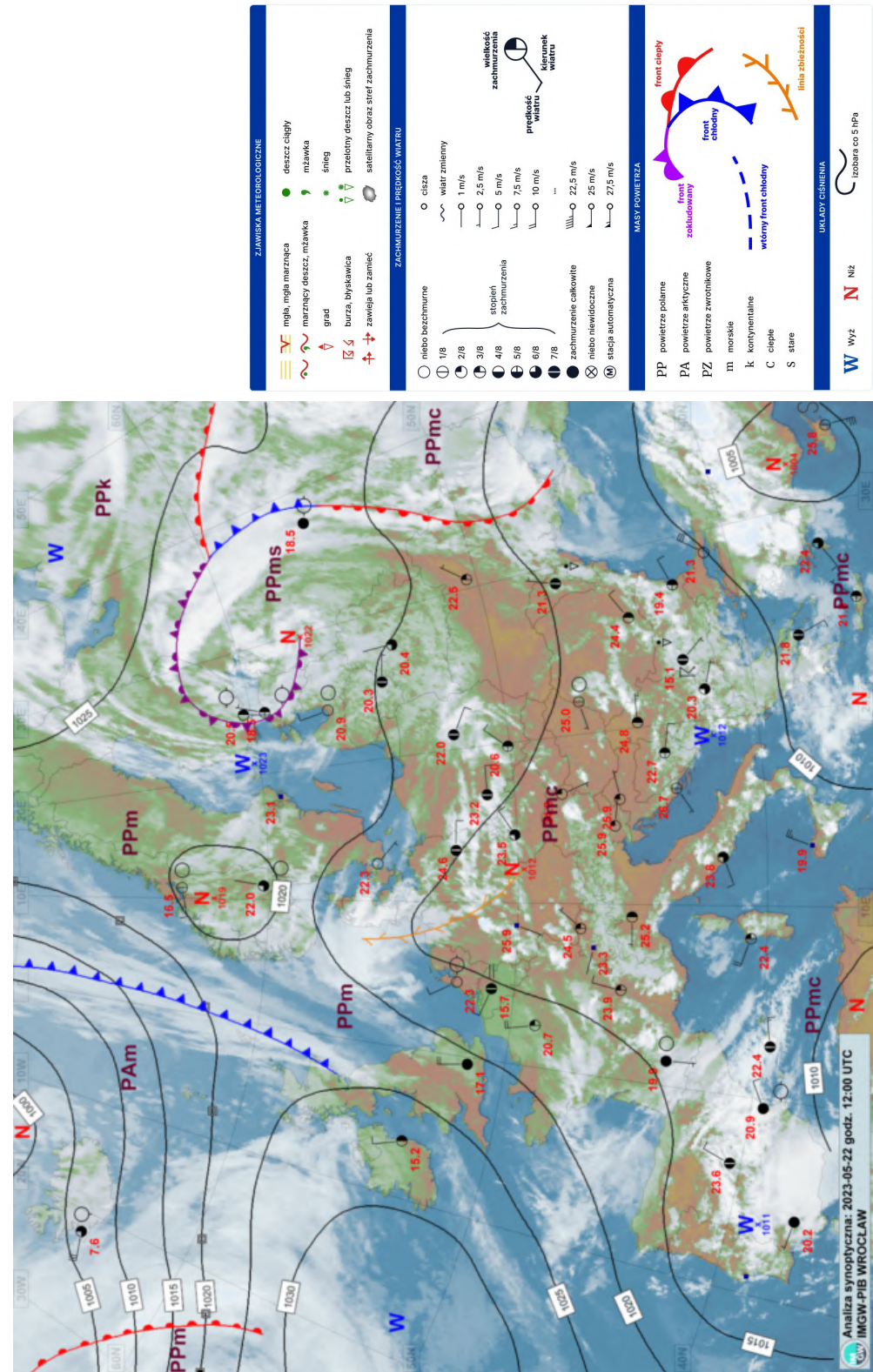
spadła względem dnia poprzedniego i wynosiła ok. 13–15°C. Według danych z re-analazy ERA5 o 6.00 UTC nie zarejestrowano zachmurzenia (rys. D.7c), jednak na rys. D.6 o 12.00 UTC chmury nad województwem podkarpackim są wyraźnie widoczne. Dodatkowa weryfikacja strumienia promieniowania oraz danych lidarowych ze stacji SolarAOT wskazuje jednak na to, że chmury piętra średniego oraz wysokiego pojawiły się nad stacją dopiero ok. godz. 11.00 UTC (rys. D.5). To osłabienie promieniowania całkowitego może mieć umiarkowany wpływ na zgodność prognoz EDMF-AERO z pomiarami. Wpływa ono na ostatnią godzinę symulacji, w której to dynamika wzrostu GWA jest zdecydowanie niższa niż o poranku. Warunki meteorologiczne w opisywanym dniu sprzyjały rozwojowi konwekcyjnej warstwy granicznej.



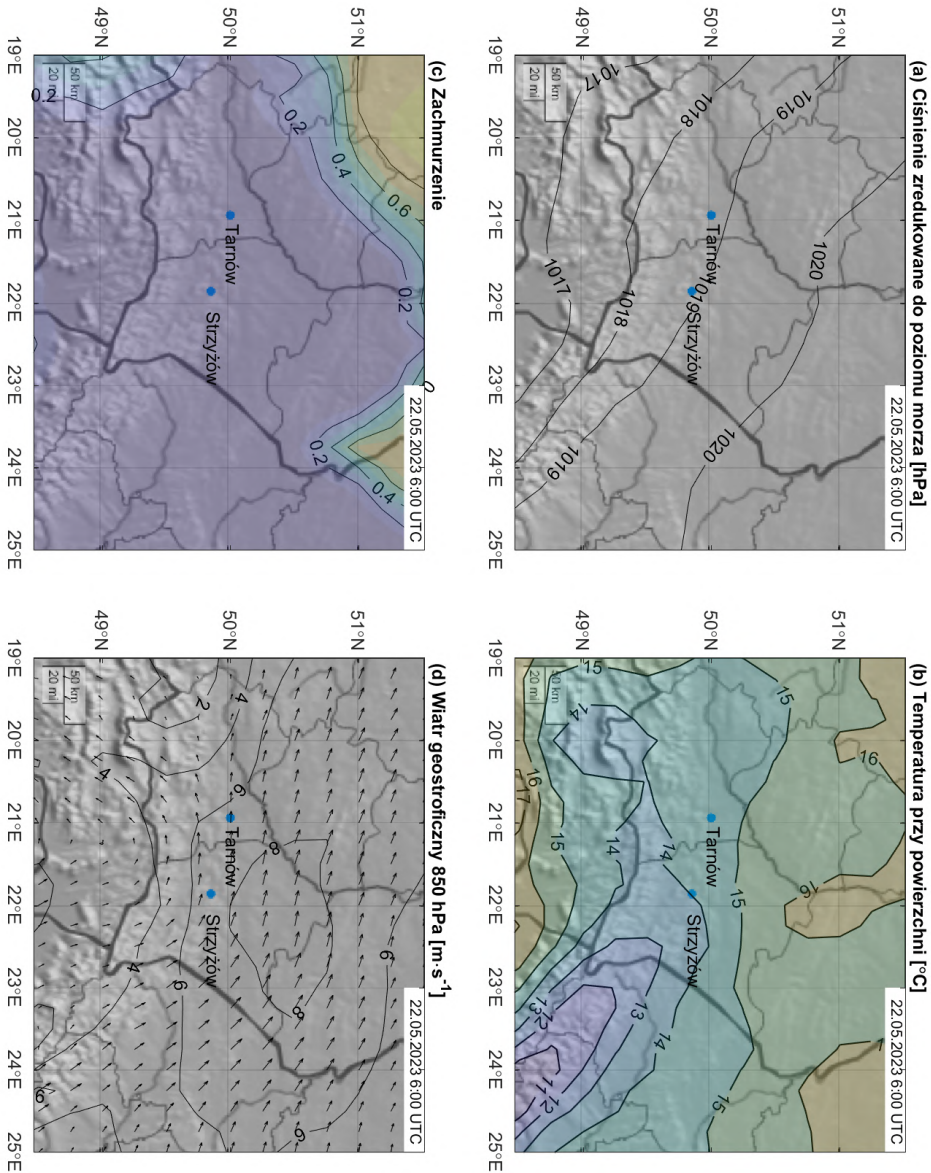
Rysunek D.5: Przebiegi dobowe z 22.05.2023 r. całkowitego promieniowania słonecznego z pyranometru (linia niebieska) oraz wartości teoretyczne uzyskane przy użyciu modelu transferu radiacyjnego dla warunków bezchmurnych (linie zielona i czerwona) (PolandAOD, 2023).

Prędkość wiatru geostroficznego nad stacjami wynosiła ok. $7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, a jego kierunek był wschodni (rys. D.7d). Na północ od stacji, nad granicą województw podkarpackiego i lubelskiego utworzył się region z silniejszym wiatrem dochodzącym nawet do $9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Przebieg temperatury na 48 godz. przed analizowanym dniem na poziomie 700 hPa (rys. D.8a) wskazuje napływ cieplejszego powietrza pomiędzy 20 a 21 maja, który ustaje w analizowanym dniu, a temperatura stabilizuje się. Przebiegi prędkości wiatru i jego pionowej składowej na poziomie 700 hPa (rys. D.8b,c) nie wskazują na nagłe wymuszenia synoptyczne ani na osiadanie mezoskalowe. Prędkość wiatru wyraźnie słabnie do ok. $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Takie warunki

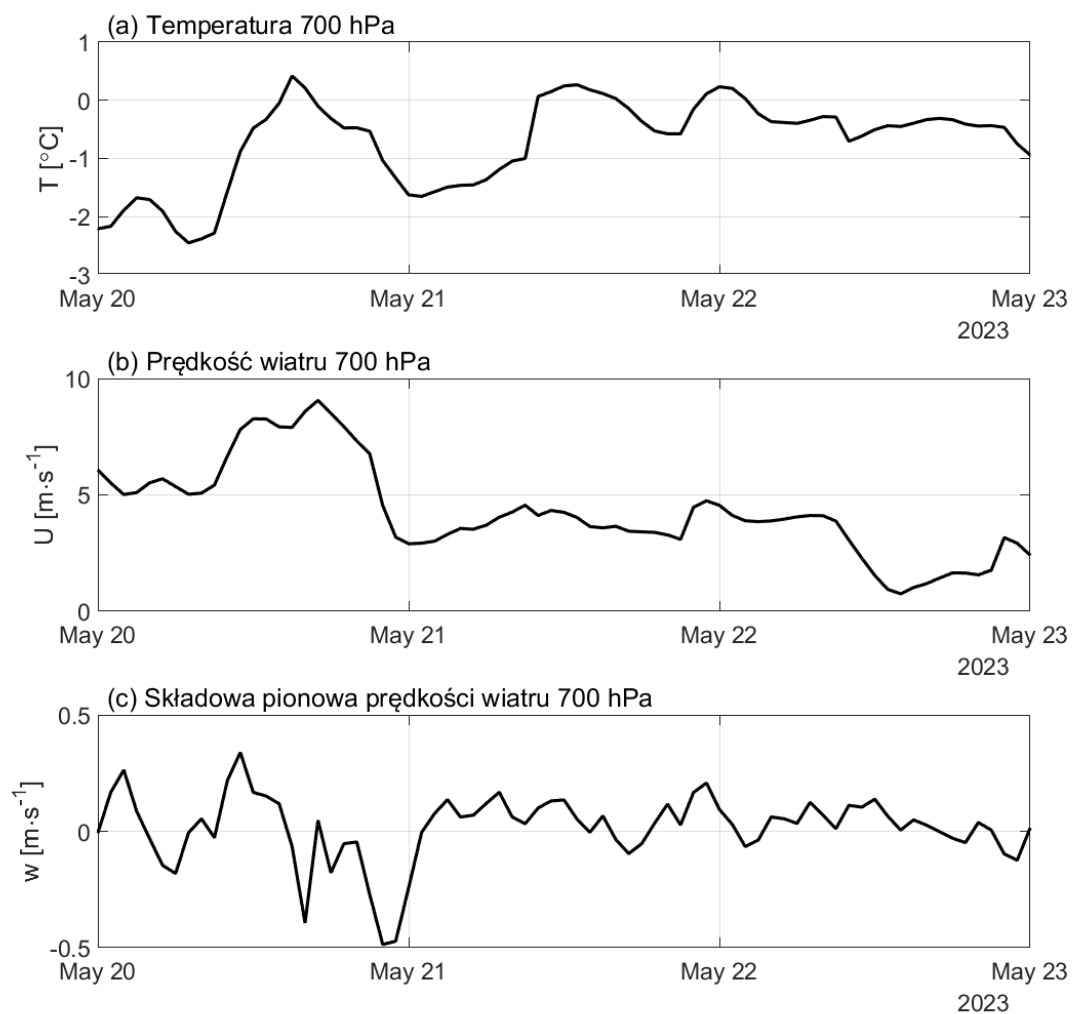
wskazują na umiarkowaną adwekcję powietrza nad obszarem Podkarpacia.



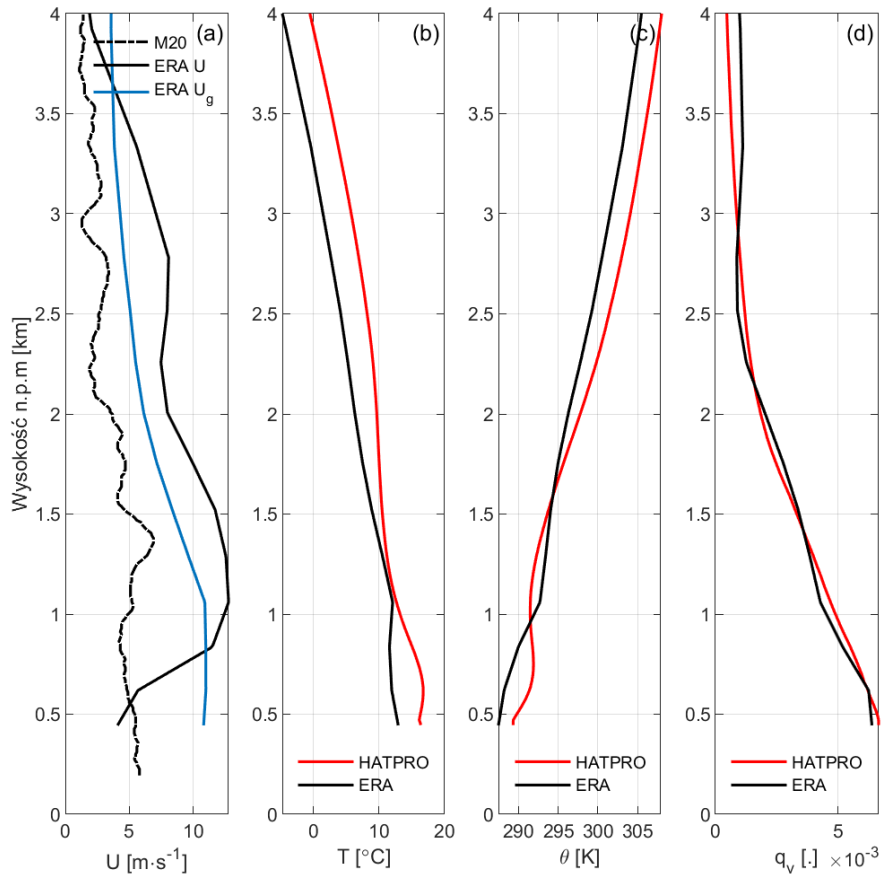
Rysunek D.6: Mapa synoptyczna Europy z 22.05.2023 r. 12.00 UTC (IMGW, 2026)



Rysunek D.7: Mapy wybranych parametrów meteorologicznych nad województwem Podkarpackim z 22.05.2023 r. o godz. 6.00 UTC. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.8: Przebiegi czasowe wybranych parametrów meteorologicznych na poziomie 700 hPa na 48 godz. przed analizowanym dniem. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.9: Profile pionowe (a) prędkości wiatru $U(z)$, (b) temperatury $T(z)$, (c) temperatury potencjalnej $\theta(z)$ i (d) wilgotności właściwej $q_v(z)$ zarejestrowane przez radiosondaż stacji WMO w Tarnowie z 22.05.2023 r. o 12.00 UTC (przerwana linia), z reanalizy ERA5 o 6.00 UTC (czarne linie ciągłe) i pozyskane za pomocą HATPRO-G5 o 6.00 UTC (czerwone linie ciągłe). Linia niebieską zaznaczono profil prędkości wiatru geostroficznego U_g . Profile ERA5 zinterpolowano do współrzędnych geograficznych stacji SolarAOT (Hersbach i in., 2023b,a).

Profil prędkości wiatru $U(z)$ z ERA5 z 6:00 UTC (rys. D.9a) ukazuje jej wzrost z wysokością od ok. $4-5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ przy powierzchni do ok. $10-12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na wysokości $1-1,5 \text{ km}$ n.p.m. Powyżej wiatr słabnie. Średnia prędkość wiatru w warstwie do 2 km n.p.m. wyniosła ok. $6,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ścinanie wiatru w warstwie $0-6 \text{ km}$ jest bardzo

niskie i wyniosło $5,7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ i tylko $1,7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ w warstwie do 3 km.

Radiosondaż z 12.00 UTC z Tarnowa (czarna linia przerywana) pokazuje, że prędkość wiatru jednostajnie maleje z wysokością w całej kolumnie, od ok. $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ przy powierzchni do ok. $1 - 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na wysokości 4 km n.p.m.

Profil temperatury $T(z)$ z ERA5 (rys. D.9b) wskazuje na typowy poranny gradient z ok. 13°C przy ziemi malejący do ok. -5°C na 4 km n.p.m. Profil z HATPRO-G5 (linia czerwona) różni się wyraźnie od ERA5 w warstwie 0,45 – 1 km n.p.m. — wykazuje wyższe temperatury przy powierzchni i nieco inny gradient w dolnej warstwie granicznej. Powyżej 1,2 km profile zbiegają się i przebiegają niemal równolegle.

Profile temperatury potencjalnej $\theta(z)$ (rys. D.9c) niosą najwięcej informacji dot. stabilności dolnej troposfery. Widzimy wyraźną inwersję przyziemną poniżej 1 km n.p.m. i stabilną stratyfikację powyżej. HATPRO wskazuje na nieco wyższą temperaturę w warstwie 0,5–1 km n.p.m. względem ERA5 (θ przy powierzchni ok. $15,7^\circ\text{C}$). Sugeruje to cieplejszą i mniej stabilną warstwę według radiometru. Powyżej 1 km profile są zbliżone, choć HATPRO konsekwentnie pokazuje nieco wyższe wartości θ (ok. 34°C na 4 km n.p.m.), co może sugerować nieznaczne różnice w charakterystyce górnej warstwy.

Profile wilgotności właściwej z ERA5 i HATPRO wykazują dobrą zgodność (rys. D.9d). Obserwujemy duże wartości przy powierzchni (ok. $7 \cdot 10^{-3}$) i profil malejący z wysokością ze stałym gradientem aż do ok. 2,5 km n.p.m.

Średnie dobowe wartości parametrów optycznych atmosfery zaprezentowano w tab. D.2. Warunki bardzo zbliżone do poprzedniego dnia – grubość optyczna nieznacznie niższa ($\tau_{500} = 0,13$), albedo pojedynczego rozpraszania identyczne ($\omega_{520} = 0,92$), wykładnik Ångströma nieco niższy ($\alpha = 0,92$). Atmosfera nadal zdominowana przez grube cząstki rozpraszające, skład aerozolu praktycznie niezmieniony.

Parametr	τ_{500}	ω_{520}	α
Wartość	0,13	0,92	0,90

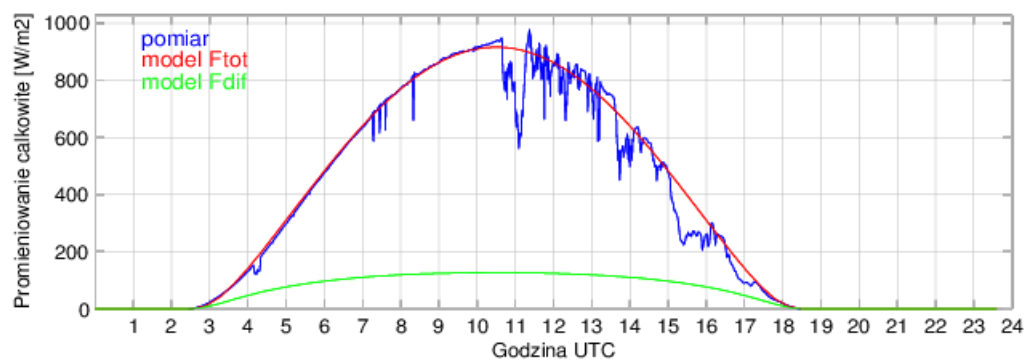
Tabela D.2: Zestawienie parametrów optycznych atmosfery w analizowanym dniu.

D.3. 28.05.2023 r.

Mapa synoptyczna z godz. 12.00 UTC wskazuje, że sytuacja baryczna nad Europą zmieniła się w porównaniu z 21 i 22 maja (rys. D.11). Nad północnym zachodem od Wysp Brytyjskich znajdował się ośrodek wyżowy o ciśnieniu 1032 hPa. Ten układ wyżowy był dosyć rozległy i sięgał aż nad Białoruś. Pomiedzy ośrodkami wyżowymi przemieszczał się front chłodny transportujący wilgotne powietrze polarne nad morze Bałtyckie. System frontów znad zachodniej Rosji przemieścił się w kierunku wschodnim. Wszystkie istotne ośrodki niżowe uformowały się nad południowymi krańcami kontynentu – nad Hiszpanią i Turcją. Prawie cała Europa centralna i wschodnia – w tym Polska – znajdowała się tego dnia w zasięgu wspomnianego wcześniej wyżu, co skutkowało niemal bezchmurnym niebem i temperaturą od 19°C we wschodniej Polsce do 24°C w północnej Francji. Wyjątkiem jest obecność szczątkowych formacji chmurowych nad wschodnią Polską.

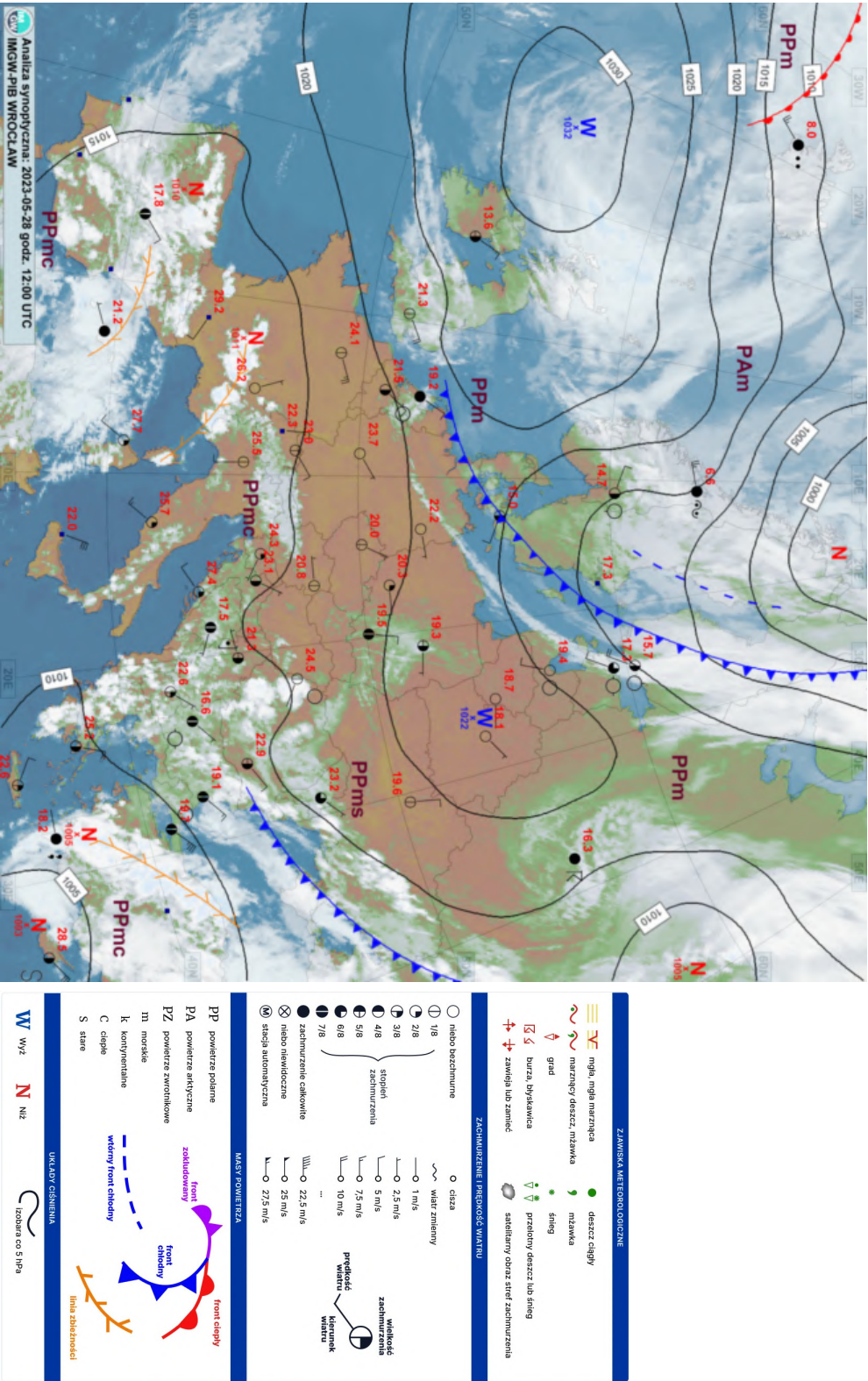
Województwo Podkarpackie znajdowało się w obrębie chłodniejszej masy powietrza polarno-morskiego. Pole ciśnienia atmosferycznego (rys. D.12a) charakteryzowało się niewielkim gradientem barycznym, co wskazuje powolną adwekcję mas powietrza. Temperatura powietrza przy powierzchni (rys. D.12b) wynosiła około 12–13°C. Według danych ERA5 wystąpiło częściowe zachmurzenie, którego granica przebiegała nad stacjami w Tarnowie i Strzyżowie (rys. D.12c). Dodatkowa weryfikacja strumienia promieniowania ze stacji SolarAOT wskazuje jednak na to, że chmury te nie wpłynęły na całkowity strumień promieniowania docierający do stacji SolarAOT. Chmury pojawiły się nad stacją dopiero ok. godz. 11.00 UTC (rys. D.10). Warunki te sprzyjały rozwojowi konwekcyjnej warstwy granicznej w ciągu dnia.

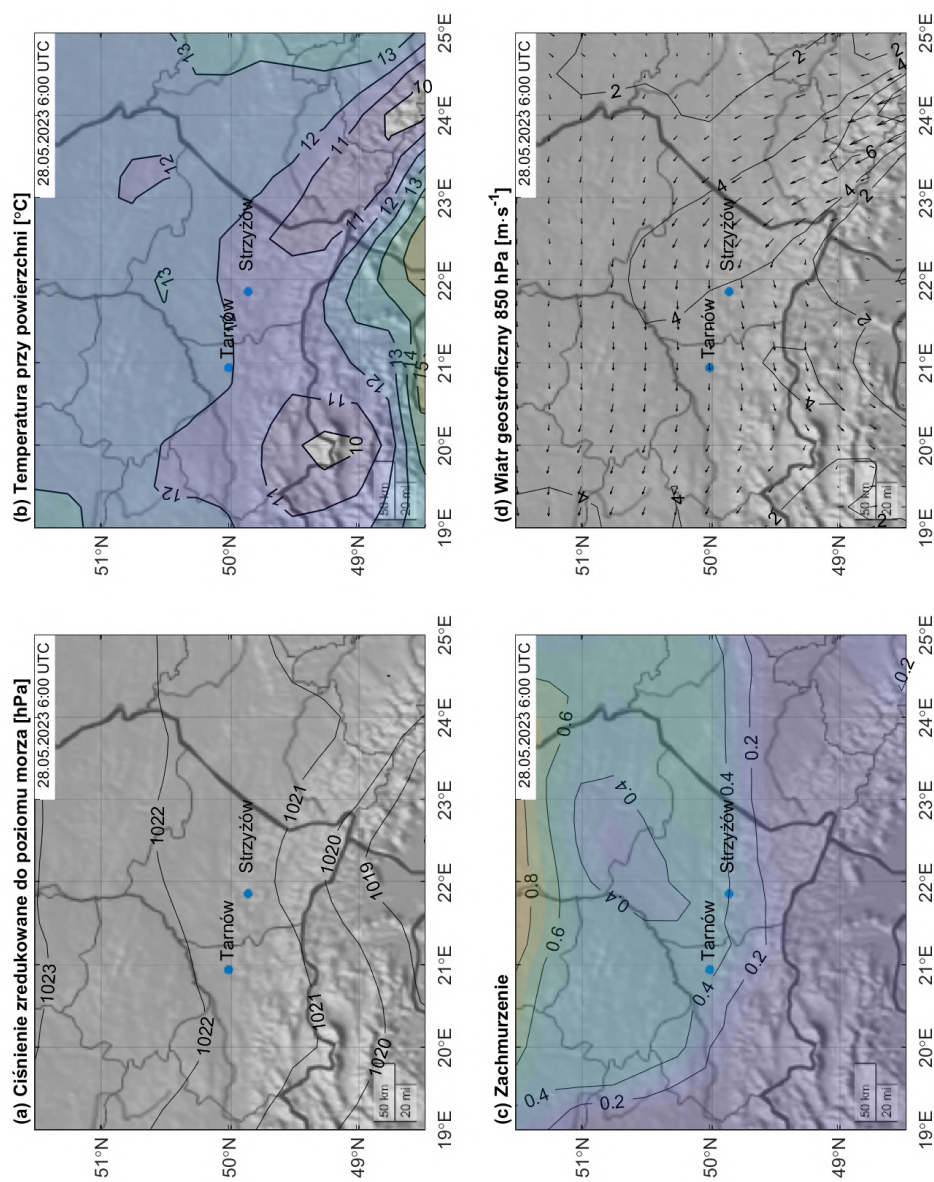
Prędkość wiatru geostroficznego wynosiła ok. $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, a jego kierunek był głównie wschodni (rys. D.12d). Nad Ukrainą widoczny jest nieco silniejszy wiatr ok. $6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ z kierunku południowo-wschodniego. Przebieg temperatury na 48 godz. przed analizowanym dniem na poziomie 700 hPa (rys. D.13a) wskazuje na fluktuacje obecne 26 maja, które ustają pod koniec 27 maja, a temperatura stabilizuje się na poziomie ok. $-0,5^\circ\text{C}$. Przebiegi prędkości wiatru i jego pionowej składowej na poziomie 700 hPa (rys. D.13b,c) nie wskazują na nagłe wymuszenia synoptyczne, ani na osiadanie mezoskalowe.



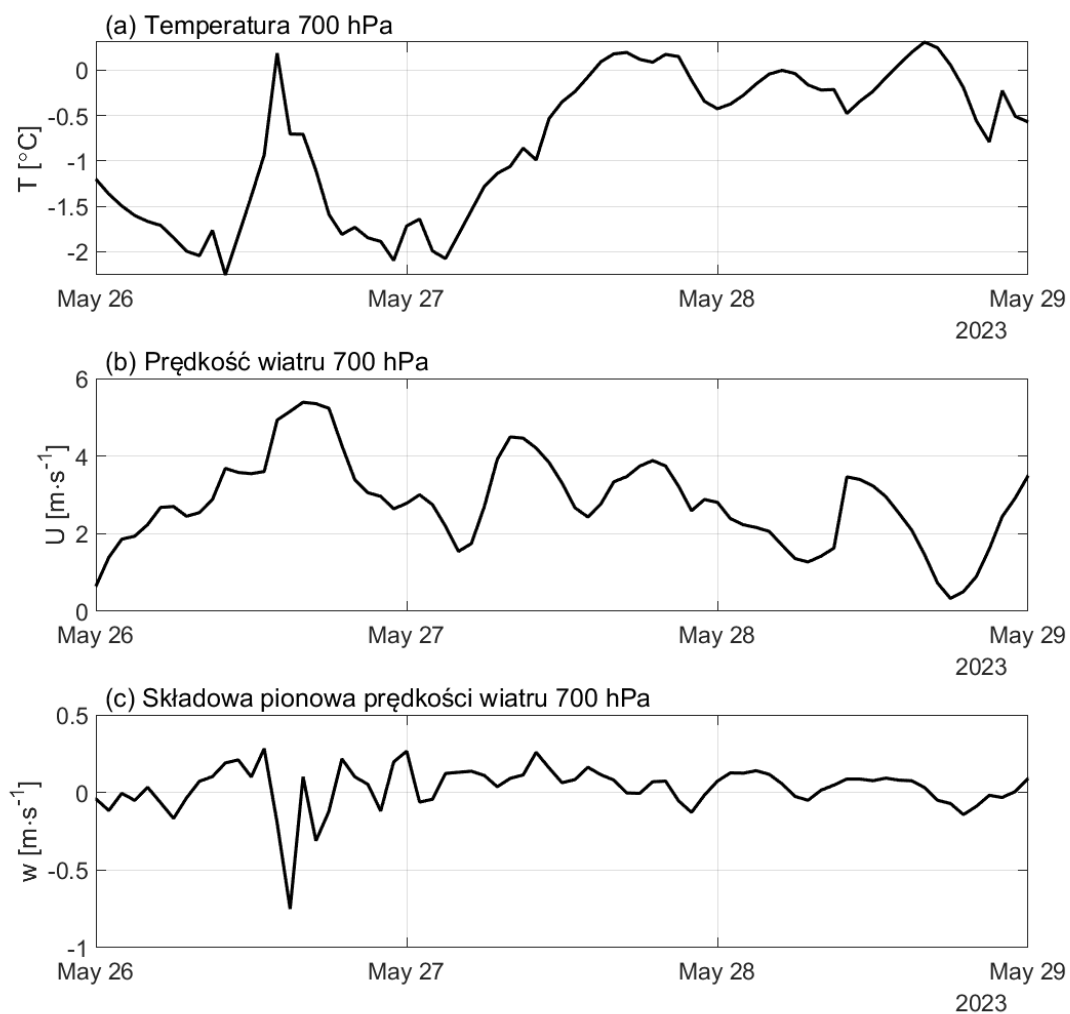
Rysunek D.10: Przebiegi dobowe z 28.05.2023 r. całkowitego promieniowania słonecznego z pyranometru (linia niebieska) oraz wartości teoretyczne uzyskane przy użyciu modelu transferu radiacyjnego dla warunków bezchmurnych (linie zielona i czerwona) (PolandAOD, 2023).

Rysunek D.11: Mapa synoptyczna Europy z 28.05.2023 r. 12:00 UTC (IMGW, 2026)

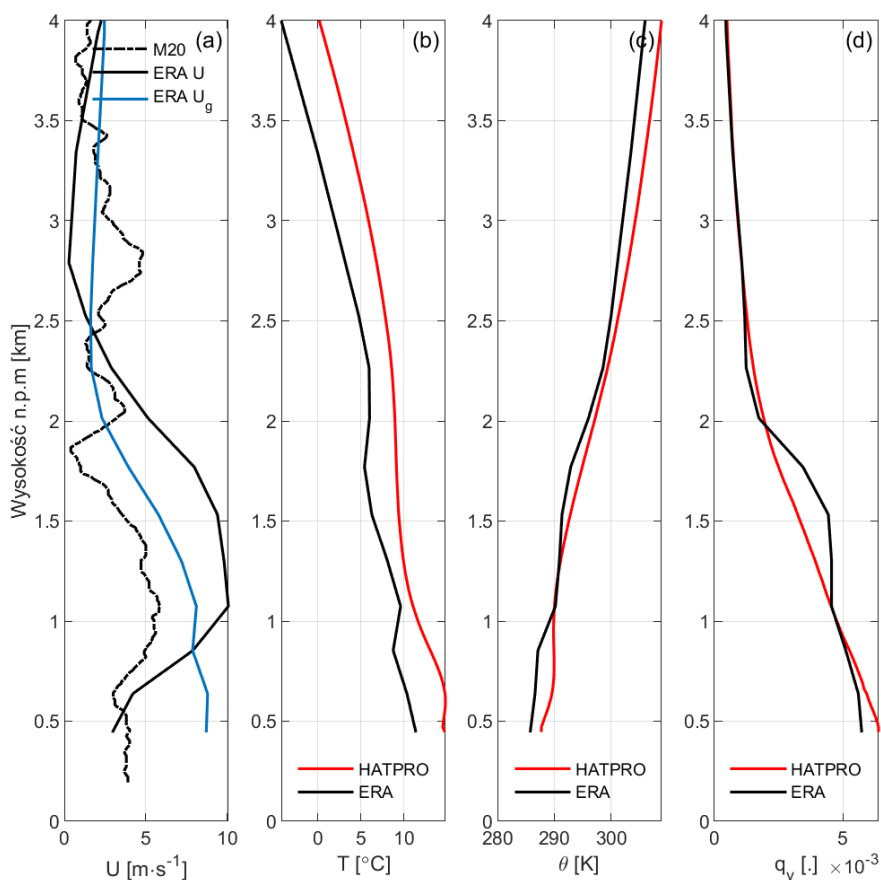




Rysunek D.12: Mapy wybranych parametrów meteorologicznych nad województwem Podkarpackim 28.05.2023 r. o godz. 6.00 UTC. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.13: Przebiegi czasowe wybranych parametrów meteorologicznych na poziomie 700 hPa na 48 godz. przed analizowanym dniem. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.14: Profile pionowe (a) prędkości wiatru $U(z)$, (b) temperatury $T(z)$, (c) temperatury potencjalnej $\theta(z)$ i (d) wilgotności właściwej $q_v(z)$ zarejestrowane przez radiosondaż stacji WMO w Tarnowie z 28.05.2023 r. o 12.00 UTC (przerwana linia), z reanalizy ERA5 o 6.00 UTC (czarne linie ciągłe) i pozyskane za pomocą HATPRO-G5 o 6.00 UTC (czerwone linie ciągłe). Linia niebieską zaznaczono profil prędkości wiatru geostroficznego U_g . Profile ERA5 zinterpolowano do współrzędnych geograficznych stacji SolarAOT (Hersbach i in., 2023b,a).

Profil prędkości wiatru $U(z)$ z ERA5 z 6:00 UTC (rys. D.14a) wskazuje, że przy powierzchni prędkość wiatru wynosi ok. $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ale rośnie zdecydowanie z wysokością osiągając $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na wysokości 1 km. Średnia prędkość wiatru w warstwie do 2 km n.p.m. wyniosła ok. $4.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ścinanie wiatru w warstwie 0-6 km n.p.m. było bardzo niskie i wyniosło $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Konwekcja oraz rozwój GWA będą zatem kontrolowane głównie przez efekty wypornościowe.

Radiosondaż z 12.00 UTC ponownie wykazuje znaczną zmienność z wysokością, z wartościami oscylującymi w przedziale $1\text{--}5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ w całej warstwie. Poranne maksimum z 1 km n.p.m. zniknęło. Konwekcja oraz rozwój GWA będą zatem kontrolowane głównie przez efekty wypornościowe.

Profile temperatury $T(z)$ (rys. D.14b) wykazują standardowy spadek temperatury z wysokością. Jednak w tym dniu różnica między ERA5 a HATPRO jest bardziej wyraźna i utrzymuje się przez całą badaną warstwę – HATPRO (czerwony) wskazuje temperatury wyższe o kilka stopni w stosunku do ERA5 przez zdecydowaną większość profilu. Zbliżenie obu krzywych następuje dopiero przy 1 km n.p.m.

Profile temperatury potencjalnej $\theta(z)$ (rys. D.14c) wykazują dobrą zgodność powyżej 1 km n.p.m., gdzie obie krzywe przebiegają niemal równolegle. Natomiast poniżej ponownie widoczna jest wyraźna rozbieżność (θ przy powierzchni ziemi to ok. $14,3^\circ\text{C}$). Świadczyć to może o odmiennej reprezentacji stabilności warstwy przyziemnej w obu źródłach danych i wiarygodniejszej reprezentacji warunków lokalnych przez HATPRO.

Profil wilgotności właściwej (rys. D.14d) ujawnia ciekawe różnice tego dnia. ERA5 (czarny) wykazuje wyraźną warstwę zwiększonej wilgotności w przedziale 1–2 km n.p.m. – widoczny jest charakterystyczny „garb” z wartościami sięgającymi $5\text{--}6 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$. HATPRO (czerwony) tej struktury praktycznie nie rejestruje – profil jest znacznie bardziej monotoniczny i gładki. Poniżej 1 km n.p.m. oba profile są zbliżone.

Średnie dobowe wartości parametrów optycznych atmosfery zaprezentowano w tab. D.3. Wartość τ_{500} pierwotnie oszacowano na 0,32, czyli powyżej średniej dla Polski (Markowicz i in., 2021b). Tego dnia obserwowano wysoką koncentrację aerozolu powyżej 4 km n.p.g., powstałego na skutek pożarów w Kanadzie. Używając danych z Lidaru oszacowano τ_{500} poniżej 4 km n.p.g. na ok. 0,05, co stanowi wy-

rażną poprawę przezroczystości atmosfery. Albedo pojedynczego rozpraszania jest nieznacznie niższe ($\omega_{520} = 0,89$), ale wykładnik Ångströma wzrasta do 1,33, co wskazuje na zmianę składu aerozolu – dominację drobniejszych cząstek.

Parametr	τ_{500}	ω_{520}	α
Wartość	0,05	0,89	1,33

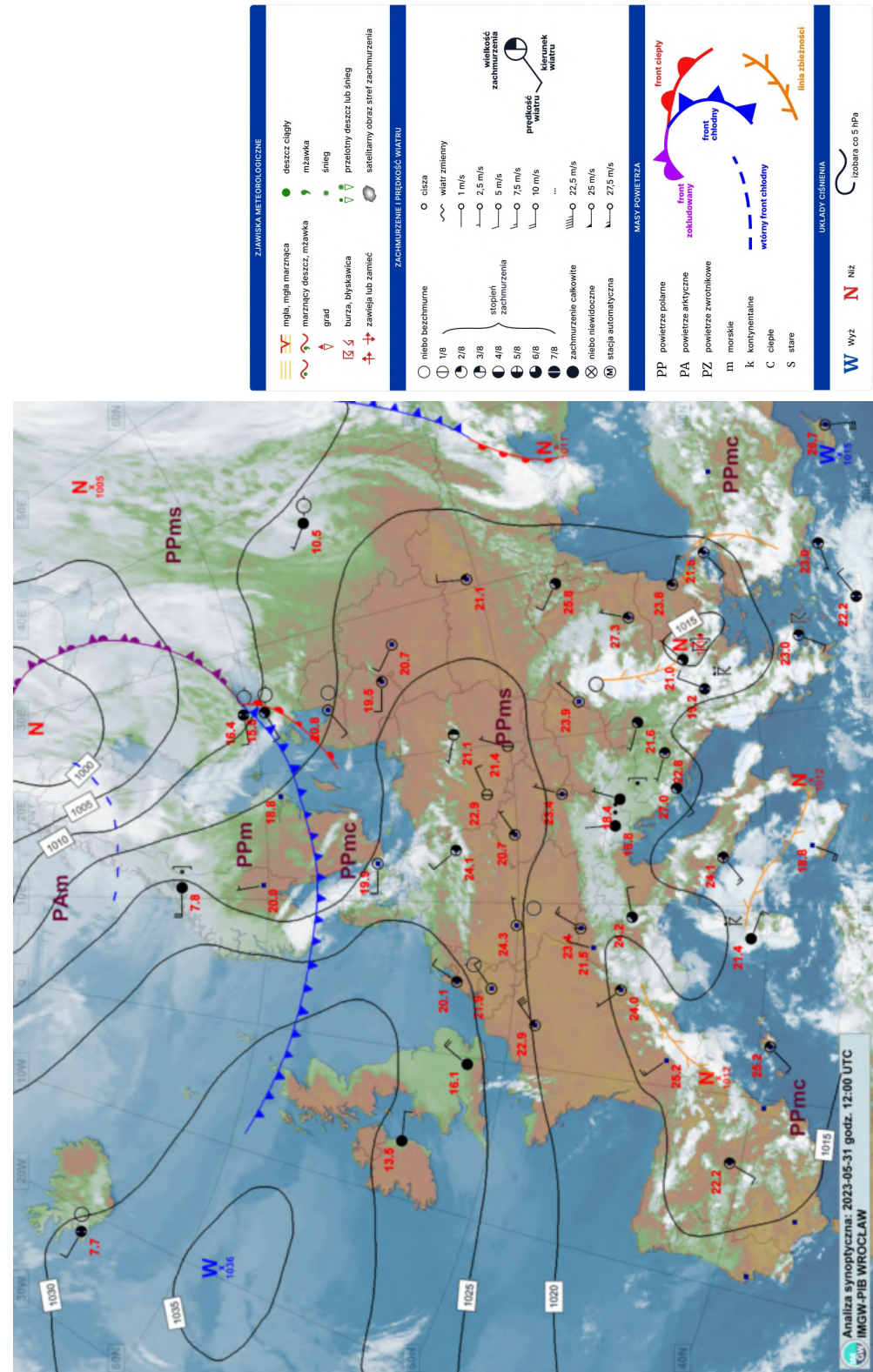
Tabela D.3: Zestawienie parametrów optycznych atmosfery w analizowanym dniu.

D.4. 31.05.2023 r.

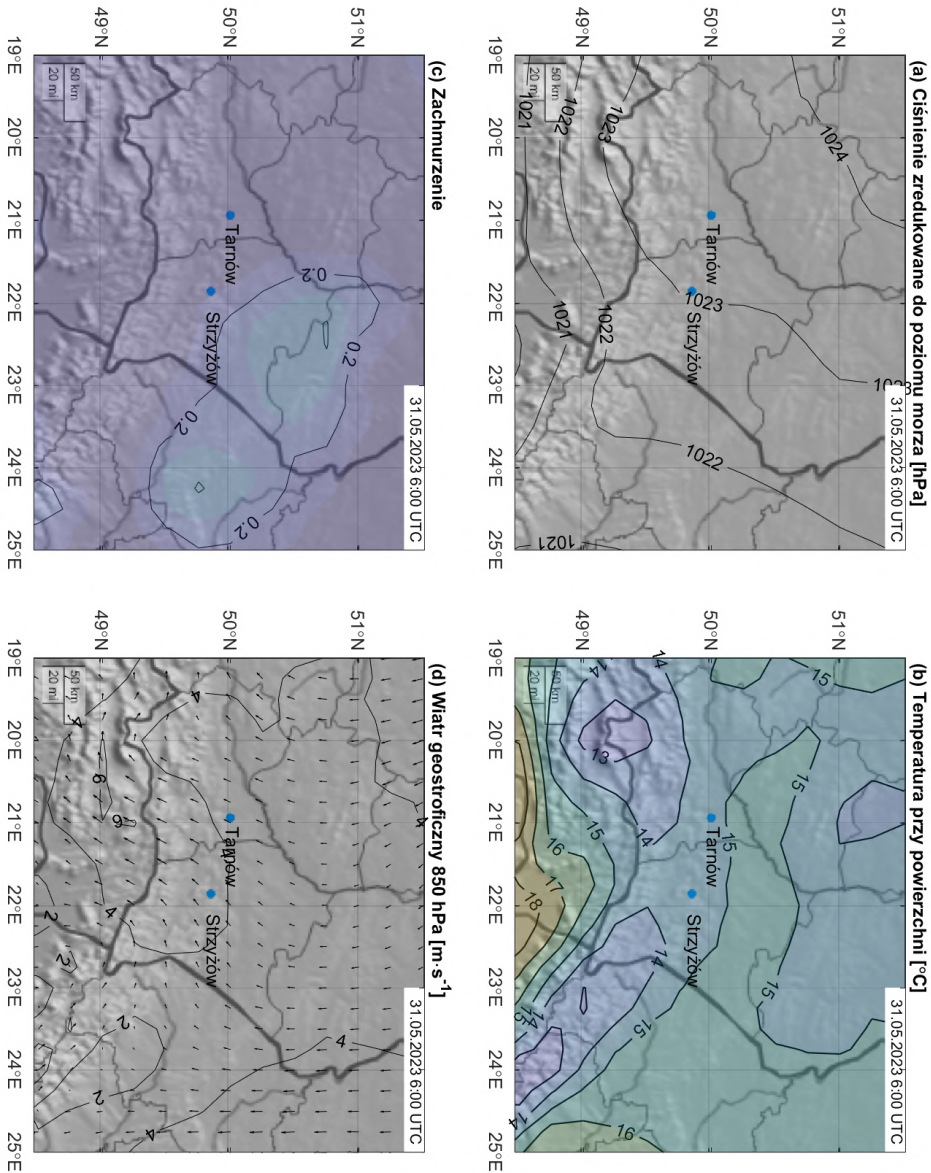
Mapa na rys. D.15 wskazuje, że sytuacja baryczna nad Europą była podobna do 28 maja. Nad północny zachód od wysp brytyjskich dalej znajdował się ośrodek wyżowy, który umocnił się, osiągając ciśnienie 1036 hPa. Klin wyżowy sięgał tego dnia aż po zachodnią Rosję. Ośrodki niżowe znajdowały się zarówno nad północą, jak i południową częścią kontynentu z niżem o ciśnieniu 1005 hPa nad północno-zachodnią Rosją i system niżowym złożonym z trzech ośrodków o ciśnieniu ok. 1012 hPa zalegającymi nad Hiszpanią, Włochami i Grecją. Prawie cała Europa centralna i wschodnia – w tym Polska – znajdowała się tego dnia w zasięgu wspomnianego wcześniej wyżu, co skutkowało niemal bezchmurnym niebem nad całym obszarem i temperaturą od 21°C we wschodniej Polsce do 23°C w północnej Francji.

Województwo Podkarpackie znajdowało się w obrębie masy przetransformowanego powietrza polarno-morskiego, w którym dominowała umiarkowana temperatura ok. 21°C i brak zachmurzenia. Pole ciśnienia atmosferycznego o 6.00 UTC (rys. D.16a) charakteryzowało się niewielkim gradientem barycznym. Temperatura powietrza przy powierzchni (rys. D.16b) wynosiła około 14–15°C. Według danych z reanalizy ERA5 o 6.00 UTC nie zarejestrowano zachmurzenia (rys. D.16c), za wyjątkiem niewielkich (pokrycie chmurowe 0,2 – 0,3) struktur chmurowych na północny zachód od Strzyżowa. Warunki te umożliwiały efektywne nagrzewanie powierzchni w godzinach porannych, co sprzyjało rozwojowi konwekcyjnej warstwy granicznej w ciągu dnia. Prędkość wiatru geostroficznego na poziomie 850 hPa wynosiła około $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, a jego kierunek był zachodni (rys. D.16d). Przebieg temperatury na 48 godz. przed analizowanym dniem na poziomie 700 hPa (rys. D.17a) wskazuje na stopniowy wzrost temperatury w analizowanym dniu od –2°C

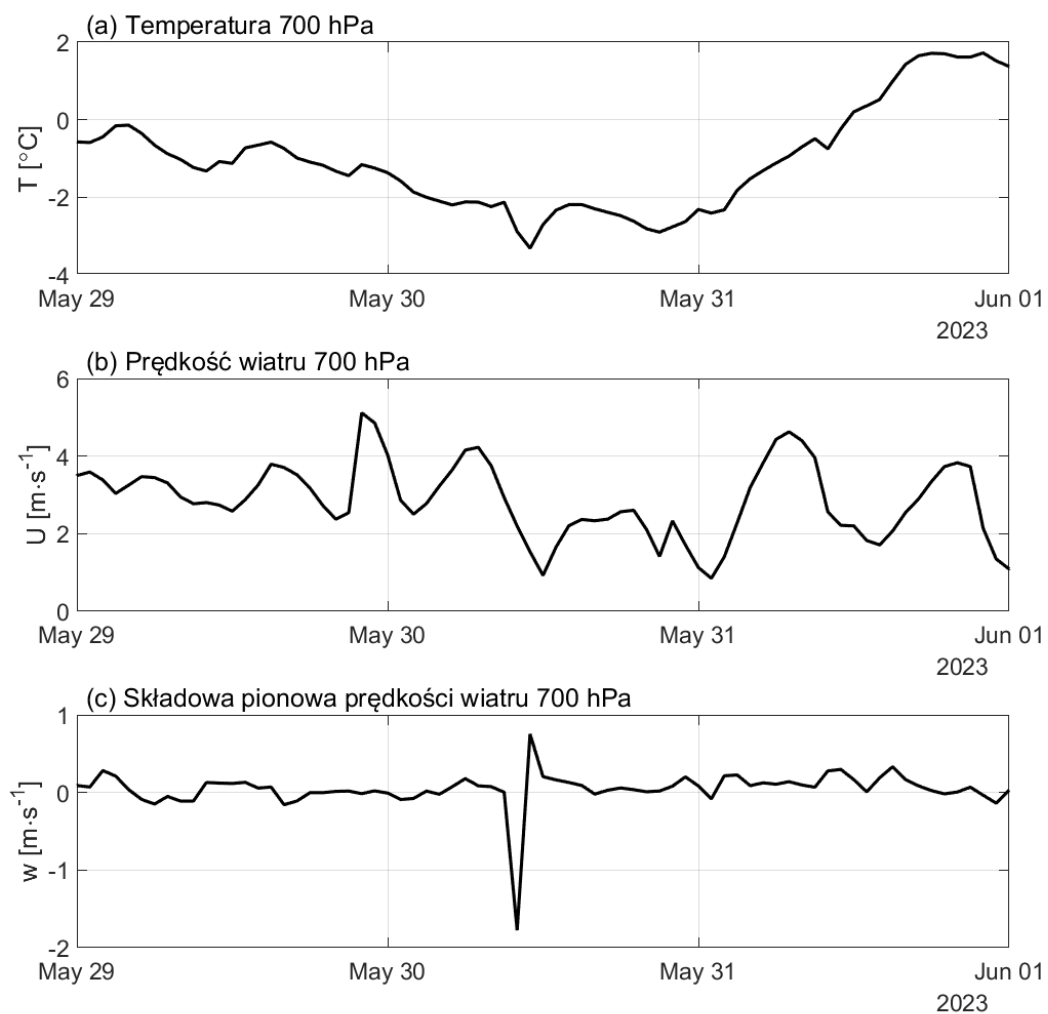
do 2°C. Przebiegi prędkości wiatru i jego pionowej składowej na poziomie 700 hPa (rys. D.17b,c) nie wskazują na nagłe wymuszenia synoptyczne ani na osiadanie mezoskalowe. Takie warunki wskazują na umiarkowaną adwekcję powietrza nad obszarem Podkarpacia.



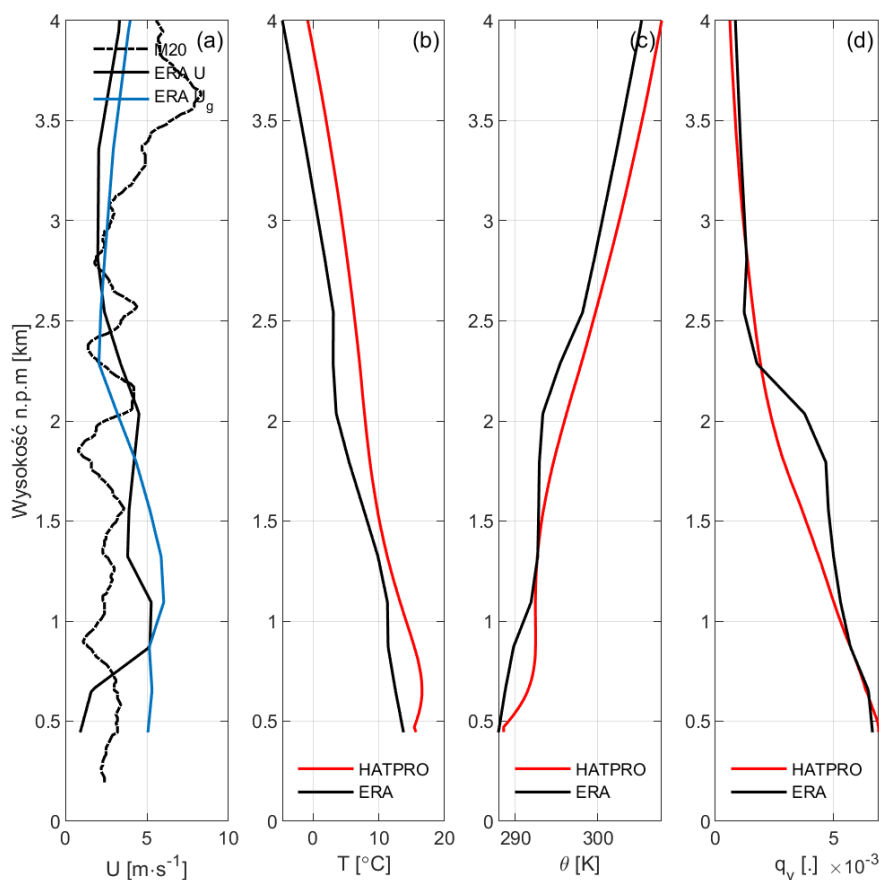
Rysunek D.15: Mapa synoptyczna Europy z 31.05.2023 r. 12.00 UTC (IMGW, 2026)



Rysunek D.16: Mapy wybranych parametrów meteorologicznych nad województwem Podkarpackim 31.05.2023 r. o godz. 6.00 UTC. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.17: Przebiegi czasowe wybranych parametrów meteorologicznych na poziomie 700 hPa na 48 godz. przed analizowanym dniem. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.18: Profile pionowe (a) prędkości wiatru $U(z)$, (b) temperatury $T(z)$, (c) temperatury potencjalnej $\theta(z)$ i (d) wilgotności właściwej $q_v(z)$ zarejestrowane przez radiosondaż stacji WMO w Tarnowie z 31.05.2023 r. o 12.00 UTC (przerwana linia), z reanalizy ERA5 o 6.00 UTC (czarne linie ciągłe) i pozyskane za pomocą HATPRO-G5 o 6.00 UTC (czerwone linie ciągłe). Linia niebieską zaznaczono profil prędkości wiatru geostroficznego U_g . Profile ERA5 zinterpolowano do współrzędnych geograficznych stacji SolarAOT (Hersbach i in., 2023b,a).

Profil prędkości wiatru $U(z)$ z ERA5 z 6:00 UTC (rys. D.18a) wskazuje, że przy powierzchni prędkość wiatru była niższa niż w dniach poprzednich i wynosi ok. $1 - 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ale rośnie z wysokością osiągając $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na wysokości 1 km. Średnia prędkość wiatru w warstwie do 2 km n.p.m. wyniosła ok. $5,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ścinanie wiatru w

warstwie 0-6 km n.p.m. było bardzo niskie i wyniosło $6.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Konwekcja oraz rozwój GWA będą zatem kontrolowane głównie przez efekty wypornościowe.

Radiosondaż z 12.00 UTC ponownie wykazuje znaczną zmienność z wysokością, ale całkiem dobrze pokrywa się z profilem ERA5. Poranne maksimum z 1 km n.p.m. zniknęło. Uwagę zwraca wyraźny wzrost prędkości powyżej 3,5 km n.p.m. — radiosondaż rejestruje tam wartości sięgające $8\text{--}9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, co nie było obserwowane w poprzednich dniach i może świadczyć o obecności silniejszego przepływu w górnej części analizowanej warstwy.

Profile temperatury $T(z)$ (rys. D.18b) wykazują standardowy spadek temperatury z wysokością. Jednak w tym dniu różnica między ERA5 a HATPRO jest bardziej wyraźna i utrzymuje się przez całą badaną warstwę — HATPRO (czerwony) wskazuje temperatury wyższe o kilka stopni w stosunku do ERA5 przez zdecydowaną większość profilu. Zbliżenie obu krzywych następuje dopiero przy 1 km n.p.m.

Profile temperatury potencjalnej $\theta(z)$ (rys. D.18c) wykazują dobrą zgodność powyżej 1 km n.p.m., gdzie obie krzywe przebiegają niemal równolegle, lecz HATPRO ponownie raportuje wyższą temperaturę. Poniżej 1 km n.p.m. ponownie widoczna jest wyraźna rozbieżność. HATPRO podaje wartość θ przy powierzchni równą $15,5^\circ\text{C}$.

Profil wilgotności właściwej (rys. D.18d) ponownie ujawnia interesujące różnice pomiędzy danymi ERA5 a HATPRO. ERA5 (czarny) wykazuje wyraźną warstwę zwiększonej wilgotności w przedziale 1–2 km n.p.m. z wartościami sięgającymi $5 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$. HATPRO (czerwony) tej struktury nie rejestruje.

Średnie dobowe wartości parametrów optycznych atmosfery zaprezentowano w tab. D.4. Powrót do wyższej wartości grubości optycznej ($\tau_{500} = 0,13$) przy jednoczesnym utrzymaniu wysokiego wykładnika Ångströma ($\alpha = 1,35$). Wskazuje to na wzrost stężenia drobnych cząstek – prawdopodobnie na skutek osiadania dymu kanadyjskiego. $\omega_{520} = 0,90$ sugeruje obecność cząstek słabiej pochłaniających niż w dniu 28.05.2023 r.

Parametr	τ_{500}	ω_{520}	α
Wartość	0,13	0,90	1,35

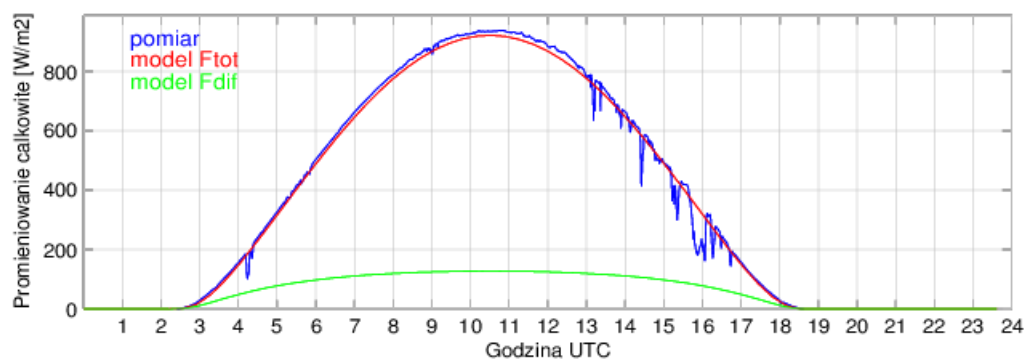
Tabela D.4: Zestawienie parametrów optycznych atmosfery w analizowanym dniu.

D.5. 01.06.2023 r.

Mapa synoptyczna z godz. 12.00 UTC (rys. D.20) wskazuje, że nad Europą dominował rozległy płytki wyż kontynentalny z ośrodkami w rejonach Alp i Szwecji (kolejno 1016 i 1017 hPa). Niewielkie ośrodki niżowe wykształciły się nad Litwą i Hiszpanią. Na zachodzie atlantyckie wyż w obrębie wilgotnego i ciepłego powietrza morskiego (ok. 1034 hPa) tworzą rozległy grzbiet wysokiego ciśnienia, który blokuje napływ mas powietrza z zachodu.

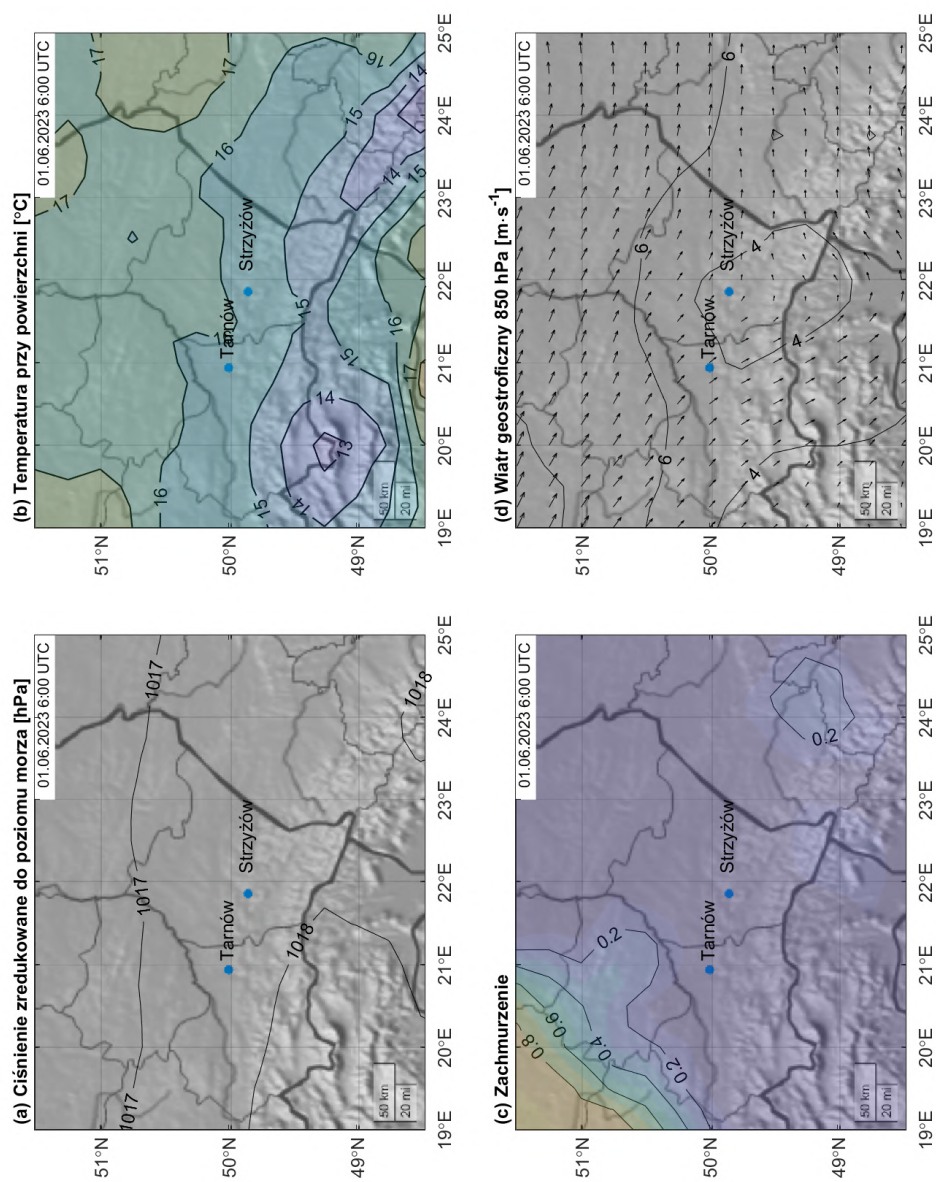
Województwo Podkarpackie znajdowało się w obrębie ciepłej masy powietrza polarnomorskiego, w którym dominowała wyjątkowo ciepła temperatura ok. 25°C. Pole ciśnienia atmosferycznego (rys. D.21a) charakteryzowało się wyjątkowo niskim gradientem barycznym. Temperatura powietrza przy powierzchni o 6.00 UTC (rys. D.21b) wynosiła około 15–16°C. Według danych z reanalizy ERA5 o 6.00 UTC nie zarejestrowano zachmurzenia (rys. D.21c), jednak na rys. D.20 o 12.00 UTC widać, że rzadkie chmury są obecne w okolicach województwa podkarpackiego. Dodatkowa weryfikacja strumienia promieniowania oraz danych lidarowych ze stacji SolarAOT wskazuje jednak na to, nie obserwowano chmur bezpośrednio nad stacją SolarAOT, aż do godz. 13.00 UTC (rys. D.19). Warunki te umożliwiły efektywne nagrzewanie powierzchni w godzinach porannych, co sprzyjało rozwojowi konwekcyjnej warstwy granicznej w ciągu dnia.

Prędkość wiatru geostroficznego na poziomie 850 hPa wynosiła około 5 m · s⁻¹, a jego kierunek był zachodni (rys. D.21d). Przebieg temperatury na 48 godz. przed analizowanym dniem na poziomie 700 hPa (rys. D.22a) wskazuje na stopniowy wzrost temperatury od -2°C do 2°C co sugeruje napływ cieplejszego powietrza. Przebiegi prędkości wiatru i jego pionowej składowej na poziomie 700 hPa (rys. D.22b,c) nie wskazują na nagłe wymuszenia synoptyczne ani na osiadanie mezoskalowe. Takie warunki wskazują na umiarkowaną adwekcję ciepłego powietrza nad obszar Podkarpacia.

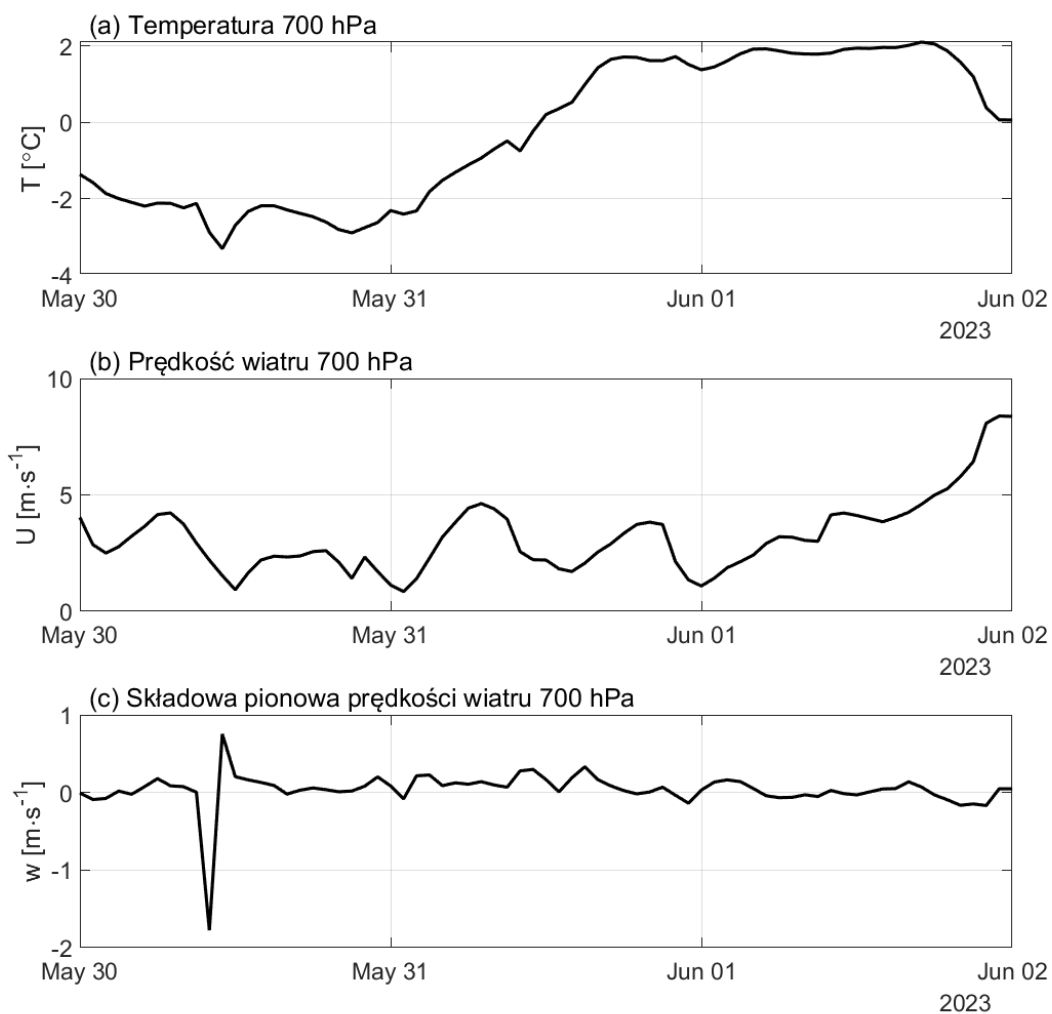


Rysunek D.19: Przebiegi dobowe z 01.06.2023 r. całkowitego promieniowania słonecznego z pyranometru (linia niebieska) oraz wartości teoretyczne uzyskane przy użyciu modelu transferu radiacyjnego dla warunków bezchmurnych (linie zielona i czerwona) (PolandAOD, 2023).

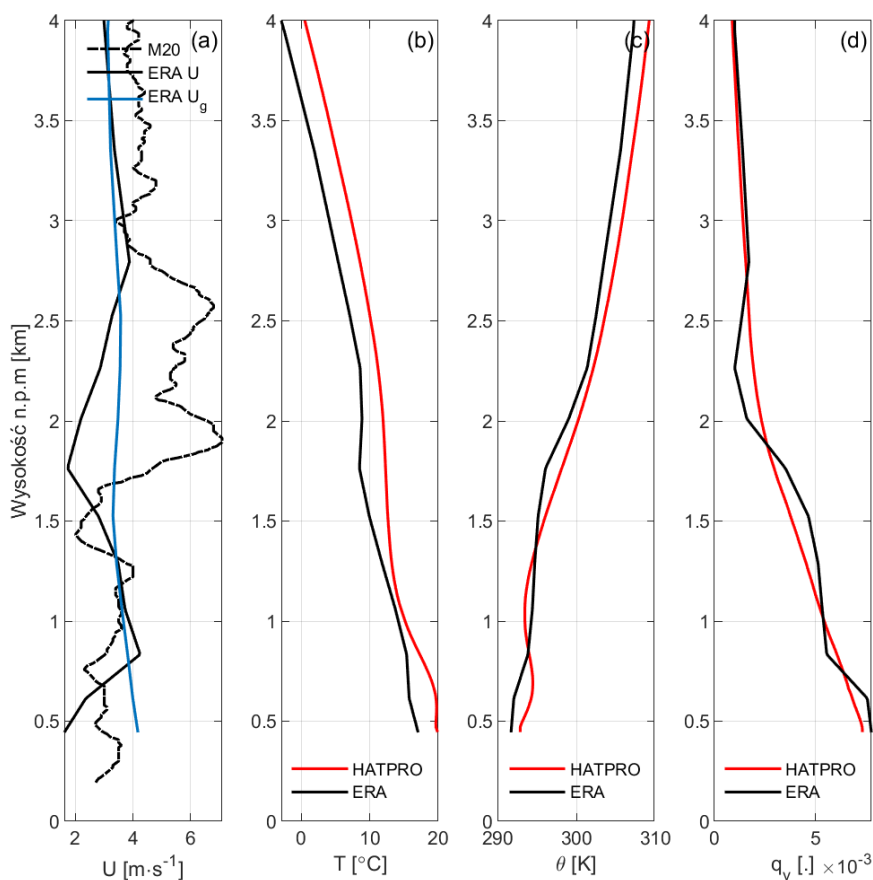




Rysunek D.21: Mapy wybranych parametrów meteorologicznych nad województwem Podkarpackim 01.06.2023 r. o godz. 6.00 UTC. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.22: Przebiegi czasowe wybranych parametrów meteorologicznych na poziomie 700 hPa na 48 godz. przed analizowanym dniem. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.23: Profile pionowe (a) prędkości wiatru $U(z)$, (b) temperatury $T(z)$, (c) temperatury potencjalnej $\theta(z)$ i (d) wilgotności właściwej $q_v(z)$ zarejestrowane przez radiosondaż stacji WMO w Tarnowie z 01.06.2023 r. o 12.00 UTC (przerwana linia), z reanalizy ERA5 o 6.00 UTC (czarne linie ciągłe) i pozyskane za pomocą HATPRO-G5 o 6.00 UTC (czerwone linie ciągłe). Linia niebieską zaznaczono profil prędkości wiatru geostroficznego U_g . Profile ERA5 zinterpolowano do współrzędnych geograficznych stacji SolarAOT (Hersbach i in., 2023b,a).

Dzień 01.06.2023 r. wyróżnia się na tle poprzednich przypadków wyraźnie cieplejszą i bardziej wilgotną atmosferą, co zgadza się z obserwowaną adwekcją cieplejszej masy powietrza w stosunku do poprzednich dni.

Profil prędkości wiatru $U(z)$ z ERA5 z 6:00 UTC (rys. D.23a) wskazuje, że przy po-

wierzchni prędkość wiatru była niższa niż w dniach poprzednich i wynosi ok. $1 - 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ale rośnie z wysokością osiągając $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na wysokości 1 km. Średnia prędkość wiatru w warstwie do 2 km n.p.m. wyniosła ok. $1,6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ścinanie wiatru w warstwie 0-6 km n.p.m. było bardzo niskie i wyniosło $4,7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Konwekcja oraz rozwój GWA będą zatem kontrolowane głównie przez efekty wypornościowe.

Radiosondaż z 12.00 UTC wykazuje wyjątkową zmienność z wysokością, wykazując silne maksima na wysokości 2 i 2,5 km n.p.m.

Profile temperatury $T(z)$ (rys. D.23b) wykazują standardowy spadek temperatury z wysokością. Jednak w tym dniu obserwujemy znaczne ocieplenie przy podstawie (0,5 km), gdzie temperatury sięgają $18-20^\circ$, a HATPRO wskazuje, że nawet przy 4 km są nieujemne (0°). Podobnie jak dla dni poprzednich, HATPRO (czerwony) wskazuje temperatury wyższe o kilka stopni w stosunku do ERA5 przez zdecydowaną większość profilu.

Profile temperatury potencjalnej $\theta(z)$ (rys. D.23c) wykazują dobrą zgodność powyżej 1 km n.p.m., gdzie obie krzywe przebiegają niemal równolegle (HATPRO ponownie cieplej). Poniżej 1 km n.p.m. ponownie widoczna jest wyraźna rozbieżność. HATPRO podaje wartość θ przy powierzchni równą $19,5^\circ\text{C}$.

Profil wilgotności właściwej (rys. D.23d) wykazuje duże wartości przy powierzchni (ok. $7 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$) malejące z wysokością ze stałym gradientem aż ok. 2,5 km n.p.m. Profile ERA5 i HAPRO pokrywają się, ale profil HATPRO jest bardziej wygładzony.

Średnie dobowe wartości parametrów optycznych atmosfery zaprezentowano w tab. D.5. Warunki podobne do tych z dnia wcześniej. Grubość optyczna z $\tau_{500} = 0,11$, $\omega_{520} = 0,89$, wykładnik Ångströma najwyższy w całym okresie ($\alpha = 1,42$). Potwierdza to dalszą obecność drobnego aerozolu absorbującego, co w połączeniu z najcieplejszą i najbardziej wilgotną atmosferą (rys. D.23) może sugerować powstawanie lokalnego aerozolu wtórnego.

Parametr	τ_{500}	ω_{520}	α
Wartość	0,11	0,89	1,42

Tabela D.5: Zestawienie parametrów optycznych atmosfery w analizowanym dniu.

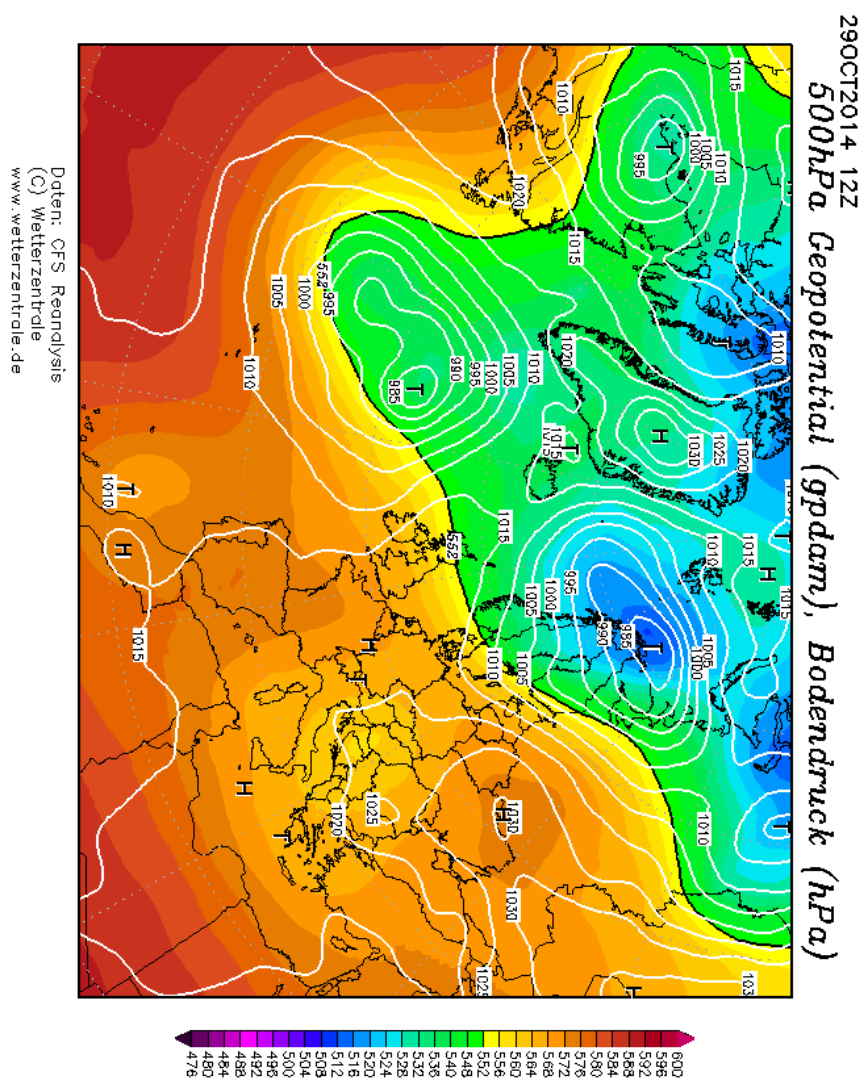
D.6. 29.10.2014 r.

Mapa synoptyczna z dnia 29.10.2014 r. z godz. 12.00 UTC (rys. D.24) wskazuje, że nad Atlantykiem, na zachód od Wysp Brytyjskich, zalegał rozległy układ niżowy z głównym ośrodkiem o ciśnieniu ok. 985 hPa. Towarzyszył mu drugi ośrodek niski, na północ od Skandynawii (ok. 985 hPa). Rozległy układ wyżowy dominował natomiast nad Europą Środkową i Wschodnią, z centrum o ciśnieniu przekraczającym 1030 hPa nad granicą Ukrainy z Rosją. Polska znajdowała się na wschodnim skraju strefy przejściowej między tymi układami, w obszarze stopniowo rosnącego ciśnienia w kierunku wschodnim.

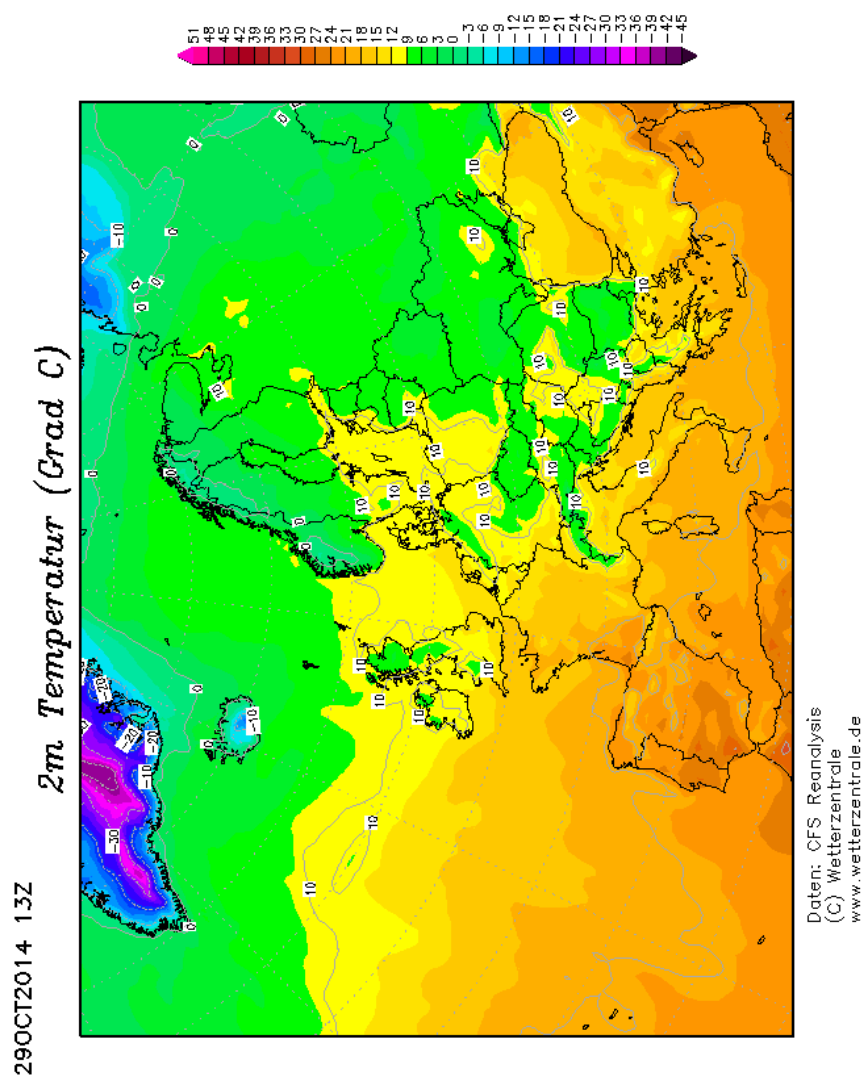
Województwo Mazowieckie znajdowało się w obrębie przejściowym pomiędzy chłodniejszą masą powietrza o temperaturze ok. 0°C , a cieplejszą o temperaturze ok. 10°C . Pole ciśnienia atmosferycznego o 6.00 UTC (rys. D.26a) charakteryzowało się wyjątkowo niskim gradientem barycznym. Temperatura powietrza przy powierzchni o 6.00 UTC (rys. D.26b) wynosiła około -1 — -2°C . Według danych z reanalizy ERA5 O 6.00 UTC nie zarejestrowano zachmurzenia (rys. D.26c). Warunki te umożliwiły efektywne nagrzewanie powierzchni w godzinach porannych, co sprzyjało rozwojowi konwekcyjnej warstwy granicznej w ciągu dnia.

Prędkość wiatru geostroficznego na poziomie 850 hPa wynosiła około 6 – $8\text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, a jego kierunek był południowy (rys. D.26d).

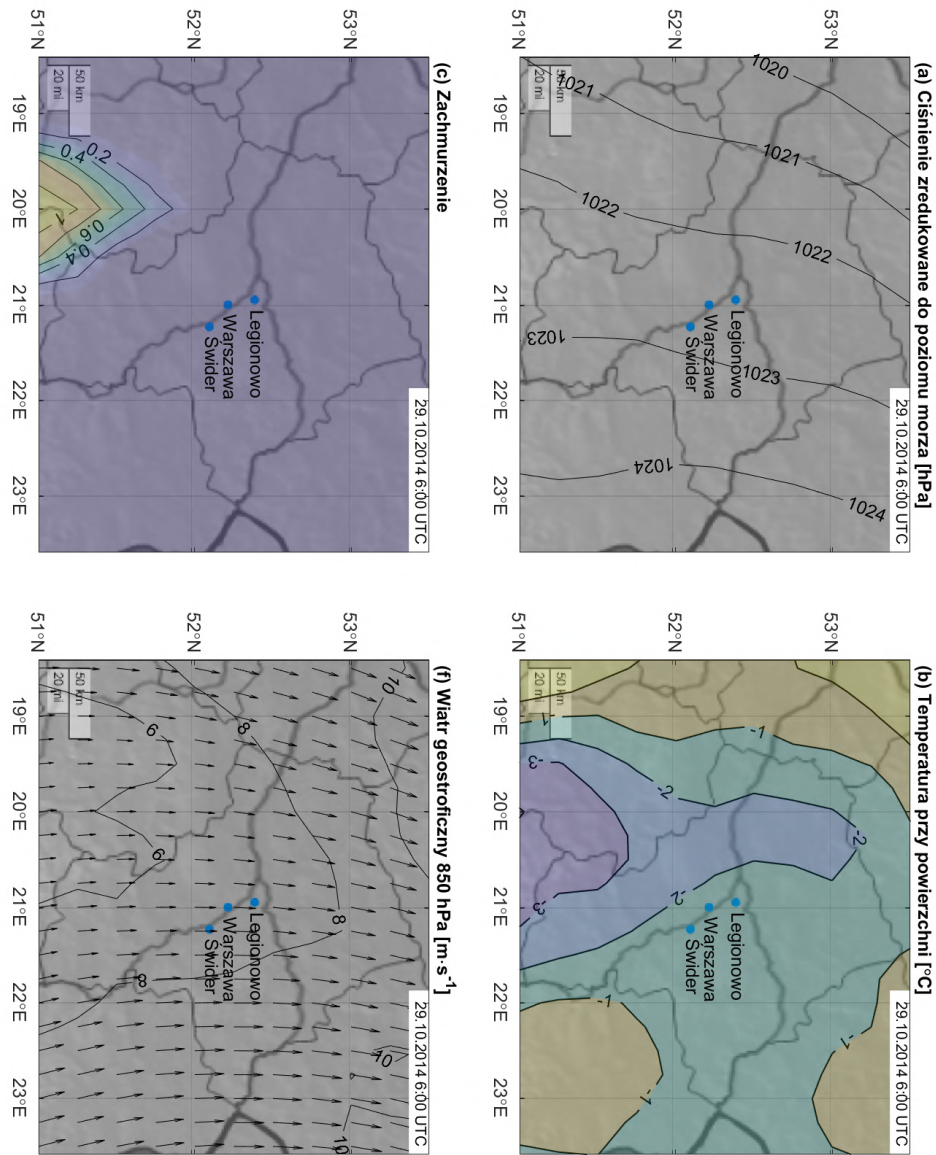
Przebieg temperatury na 48 godz. przed analizowanym dniem na poziomie 700 hPa (rys. D.27a) wskazuje na stopniowy spadek temperatury od -1°C do $-2,5^{\circ}\text{C}$ w analizowanym dniu, co w połączeniu ze zwiększoną prędkością poziomą wiatru sugeruje napływ chłodnego powietrza. Prognozy EDMF-AERO mogą zatem przeszacowywać temperaturę.



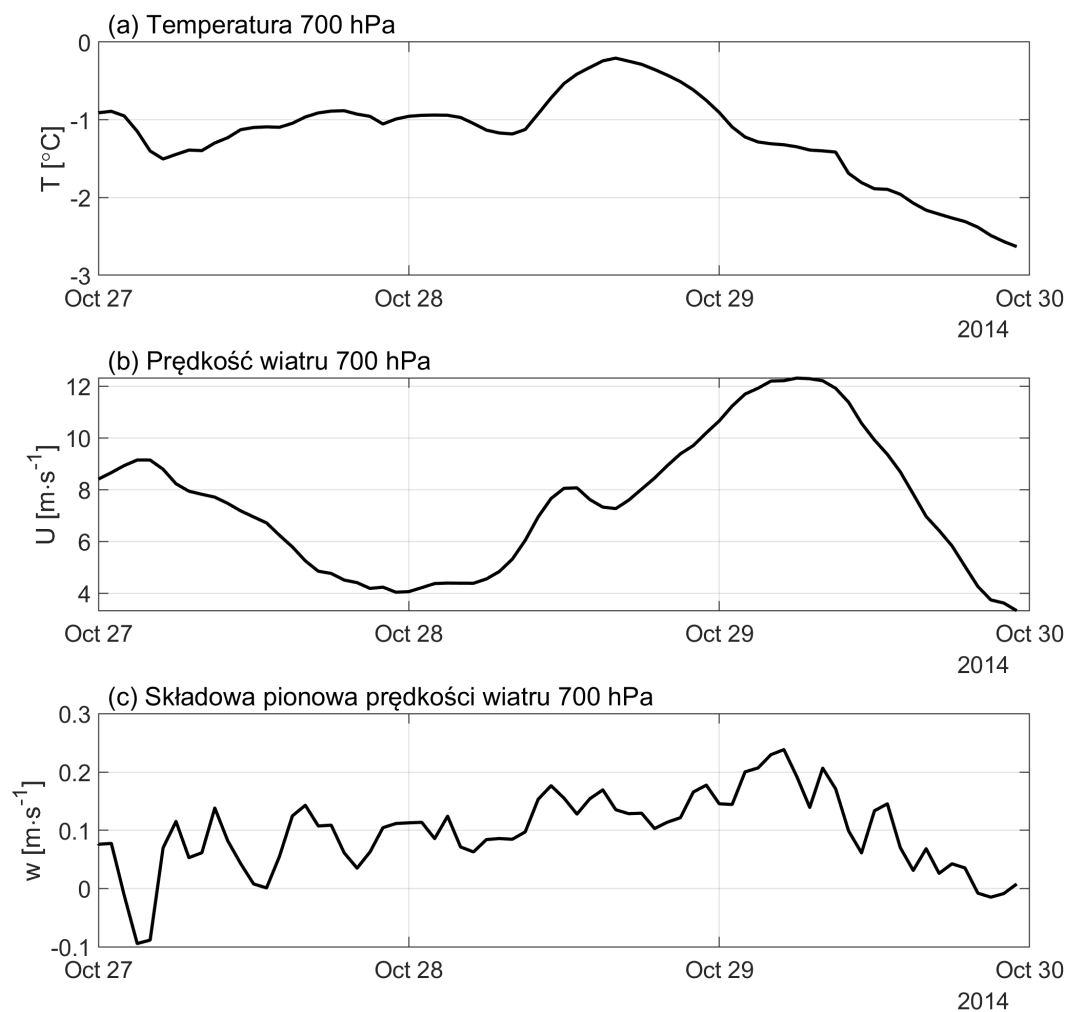
Rysunek D.24: Mapa geopotencjału na poziomie 850 hPa w Europie z 29.10.2014 r. 12.00 UTC



Rysunek D.25: Mapa temperatury 2 m n.p.g. w Europie z 29.10.2014 r. 12.00 UTC

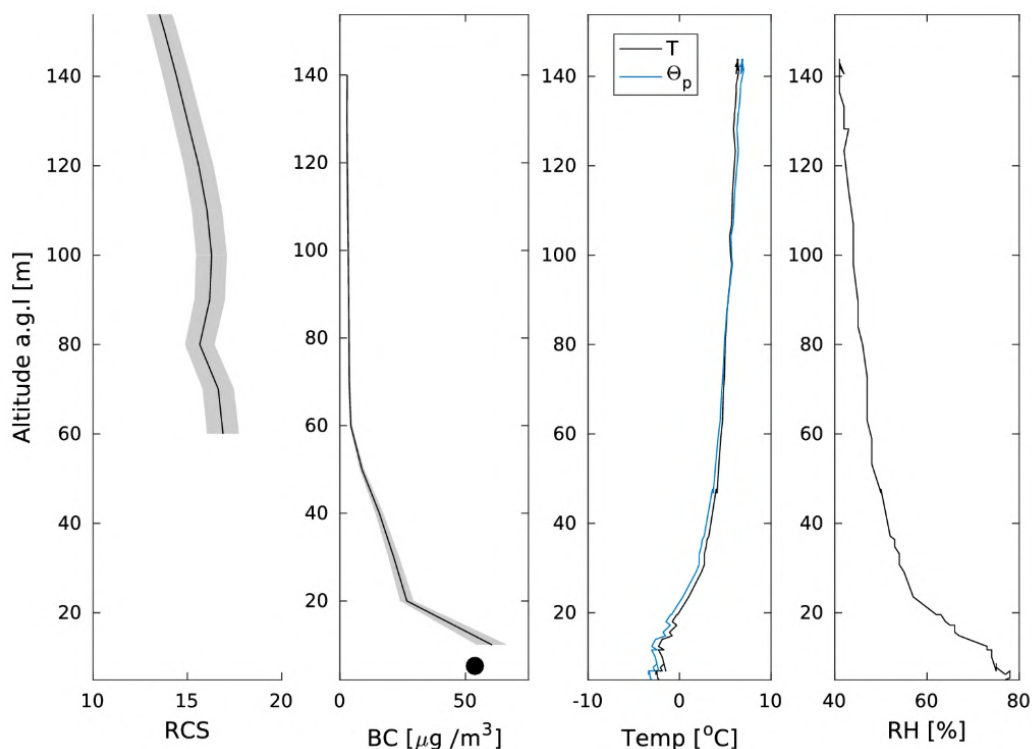


Rysunek D.26: Mapy wybranych parametrów meteorologicznych nad województwem mazowieckim 29.10.2014 r. o godz. 6.00 UTC. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).



Rysunek D.27: Przebiegi czasowe wybranych parametrów meteorologicznych na poziomie 700 hPa na 48 godz. przed analizowanym dniem. Dane ERA5 (Hersbach i in., 2023b,a).

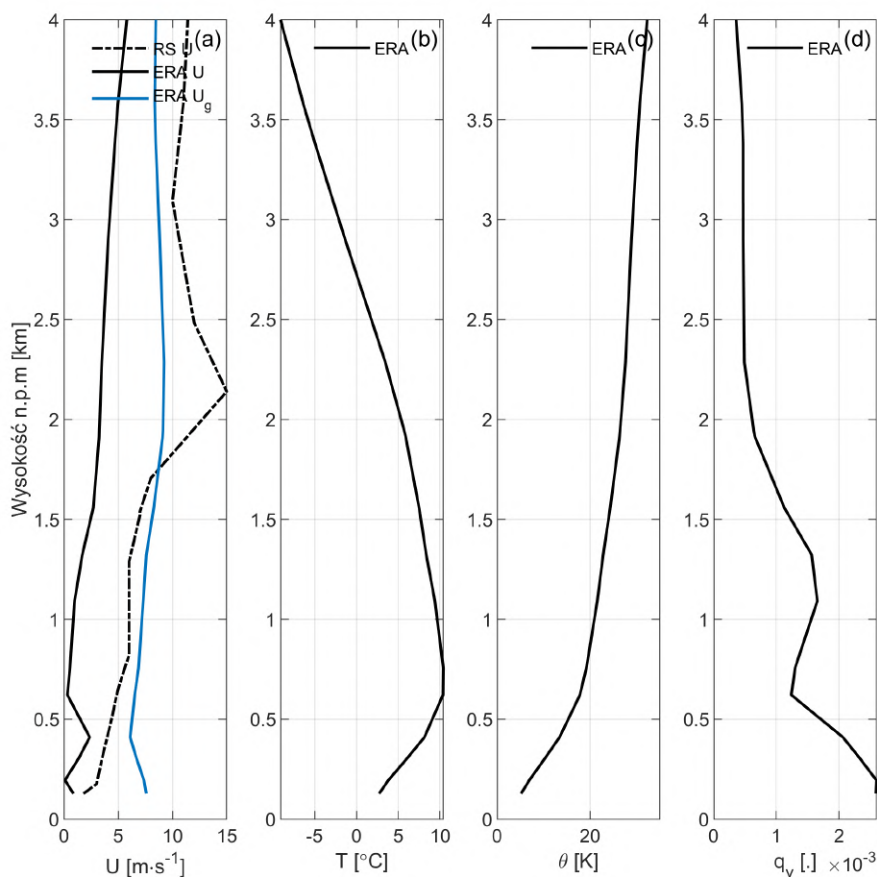
Na rysunku D.28 przedstawiono pionowe profile parametrów meteorologicznych zmierzonych o 23.04 UTC 28.10.2014 r., czyli w noc poprzedzającą analizowany przypadek. Obserwowano warunki inwersyjne ze gradientem temperatury $\sim 7,2^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ (rys. D.28c). Wilgotność względna przy ziemi wyniosła tego dnia $\sim 80\%$.



Rysunek D.28: Pionowe profile zmierzone 28.10.2014 r. o 23.04 UTC. (a) Range Corrected Signal (RCS) dla 905 nm zmierzony przez CL31, (b) koncentracja sadzy (ang. Black Carbon, BC) zmierzona przez AE-51, (c) temperatura i temperatura potencjalna, (d) wilgotność względna. Czarny znacznik na panelu (b) oznacza pomiar koncentracji BC przy powierzchni wykonany przez PAX. Grafika pochodzi z pracy Chiliński i in. (2018) rys. 8. i została użyta za zezwoleniem autorów.

Tej nocy wysokie stężenia sadzy przemieszczały się nad Obserwatorium Geofizyczne w Świdrze, pozostając blisko ziemi (do wysokości około 70 m n.p.g.). Wskazania PAX ukazywały $54 \mu\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ przy powierzchni, czyli ~ 25 razy więcej niż miesięczna średnia dla Polski (Chiliński i in., 2018). Istotnym pomiarem jest gwałtowny wzrost koncentracji aerozolu absorbującego poniżej 50 m n.p.g., widoczny na rys.D.28b. Wyznaczona przez PAX wartość ω_{520} wyniosła 0,80 odpo-

wiadająca aerozolowi silnie absorbującemu.



Rysunek D.29: Profile pionowe (a) prędkości wiatru $U(z)$, (b) temperatury $T(z)$, (c) temperatury potencjalnej $\theta(z)$ i (d) wilgotności właściwej $q_v(z)$ zarejestrowane przez radiosondaż stacji WMO w Tarnowie z 01.06.2023 r. o 12.00 UTC (przerwana linia) i z reanalizy ERA5 o 6.00 UTC. Linia niebieską zaznaczono profil prędkości wiatru geostroficznego U_g . Profile ERA5 zinterpolowano do współrzędnych geograficznych stacji SolarAOT (Hersbach i in., 2023b,a).

O poranku następnego dnia (29.10.2014 r. o 6.00 UTC) warunki zmieniły się. Atmosfera tego dnia jest wyraźnie chłodniejsza i suchsza niż w analizowanych przypadkach majowo-czerwcowych. Atmosfera jest też nieco cieplejsza i suchsza niż o 23.08 UTC w nocy.

Radiosondaż z 12.00 UTC (czarna linia przerywana na rys. D.29a) wykazuje charakterystyczny profil prędkości wiatru $U(z)$ z wyraźnym maksimum prędkości ($\sim 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) w okolicach $\sim 2,1 \text{ km}$, z niższymi wartościami zarówno poniżej ($\sim 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ przy gruncie), jak i powyżej. Profil ERA z 6:00 UTC (czarna linia ciągła) jest wygładzony, ze stopniowym wzrostem od $\sim 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ przy podstawie do $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ na 4 km – prędkość wiatru wyraźnie wzrosła w trakcie dnia. Porównanie profilu wiatru rzeczywistego z geostroficznym (linia niebieska) ujawnia istotną agostroficzność przepływu w dolnej troposferze – wiatr rzeczywisty jest wyraźnie słabszy od geostroficznego w całej analizowanej warstwie, co świadczy o znaczącej roli sił tarcia w GWA. Różnica ta wynosi $\sim 4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ i stopniowo maleje wraz z wysokością.

Profile temperatury $T(z)$ temperatury potencjalnej $\theta(z)$ (rys. D.29b,c) wykazują na obecność warunków inwersyjnych w warstwie do ok. $0,75 \text{ km}$ n.p.m. Przy powierzchni ziemi temperatura $\sim 2^\circ\text{C}$. Powyżej warstwy inwersyjnej profil ERA wykazuje standardowy spadek temperatury z wysokością — od $\sim 10^\circ\text{C}$, a na 4 km spada do około $\sim -10^\circ\text{C}$ (θ na tej wysokości wynosi niemal 40°C).

Profil wilgotności właściwej (rys. D.29d) wykazuje niskie wartości przy powierzchni (ok. $3 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$). Profil wykazuje lokalne minimum wilgotności ($\sim 0,6 \text{ km}$ n.p.m., $\sim 1,2 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$), a następnie nieznaczny wzrost do $\sim 1,25 \text{ km}$ n.p.m. ($\sim 1,5 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1}$), po czym ponowny spadek. Taka struktura może wskazywać na adwekcję suchszej masy powietrza w środkowej warstwie granicznej lub na pozostałość po wcześniejszej warstwie mieszania.

Wyznaczone dla tego dnia wartości parametrów optycznych atmosfery zaprezentowano w tab. D.6. Sposób wyznaczenia tych wartości opisano w sekcji 2.3. Grubość optyczna z $\tau_{500} = 0,18$, $\omega_{520} = 0,82$, wykładnik Ångströma jeszcze wyższy niż latem ($\alpha = 1,88$). Wartości te wskazują na dominację drobnych cząstek silnie absorbujących, co jest charakterystyczne dla aerozolu węglowego pochodzącego ze spalania paliw stałych w sezonie grzewczym.

Parametr	τ_{500}	ω_{520}	α
Wartość	0,18	0,82	1,88

Tabela D.6: Zestawienie parametrów optycznych atmosfery w analizowanym dniu.

Dodatek E

Spis oznaczeń

Skrót (ang.)	Rozwinięcie (ang.)	Skrót (pl.)	Tłumaczenie (pl.)
ACI	Aerosol-Cloud Interactions	–	Oddziaływanie Aeroszol-Chmura
API	Aerosol-PBL Interactions	–	Oddziaływanie Aeroszol-GWA
ARI	Aerosol-Radiation Interactions	–	Oddziaływanie Aeroszol-Promieniowanie
–	–	AGR	Aerozolowe Grzanie Radiacyjne
AR5/6	Assessment Report no. 5/6	–	–
eBC	Equivalent Black Carbon	–	Równoważnik sadzy
EDMF	Eddy-Diffusivity/Mass Flux	DWSM	Dyfuzyjność Wirowa/Strumień Masy
ED	Eddy Diffusivity	DW	Dyfuzyjność wirowa
EEA	European Environment Agency	–	Europejska Agencja Środowiska
ERF	Effective radiative forcing	–	Efektywne wymuszanie radiacyjne
ERFari/aci	ERF induced by ARI/ACI	–	ERF indukowany ARI/ACI
IPCC	International Panel for Climate Change	–	Międzynarodowy Panel ds. Zmian Klimatu
IRF	Instantaneous TOA radiation change	–	–
LES	Large Eddy Simulation	–	Symulacja Dużych Wirów
LT	Local Time	–	Czas Lokalny
MF	Mass Flux	SM	Strumień Masy
PAX	Photoacoustic Extinctionmeter	–	Ekstynkcjometr Fotoakustyczny
PBL	Planetary Boundary Layer	GWA	Graniczna Warstwa Atmosfery
PBLH	Planetary Boundary Layer Height	WGWA	Wysokość Granicznej Warstwy Atmosfery
PM	Particulate Matter	PZ	Pył zawieszony
RH	Relative Humidity	WW	Wilgotność Względna
RMSE	Relative Mean Square Error	–	–
RTM	Radiation transfer model	–	Model transferu promieniowania
SW/LW	Short/Longwave	–	Krótko/Długofalowe
TKE	Turbulent Kinetic Energy	–	Energia kinetyczna turbulencji
TOA	Top of the atmosphere	–	Górna granica atmosfery
UTC	Universal Time Coordinated?	–	–
WHO	World Health Organization	–	Światowa organizacja zdrowia
WMO	World Meteorological Organization	–	Światowa organizacja meteorologii
WRF	Weather Research and Forecasting	–	–

Symbol	Opis	Jednostka
α	Wykładnik Ångströma	[.]
β	Współczynnik rozpraszania wstecznego	[.]
c	Prędkość światła w próżni	[m · s ⁻¹]
c_p	Ciepło właściwe powietrza przy stałym ciśnieniu	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]
Δt	Rozdzielczość czasowa	[s]
Δz	Rozdzielczość przestrzenna	[m]
e , TKE	Energia kinetyczna turbulencji	[m ² s ⁻²]
$f(\text{RH})$	Korekcja na efekt wzmocnienia rozpraszania	[.]
$F^\uparrow$, $F^\downarrow$	Strumień promieniowania w górę lub w dół	[Wm ⁻²]
F_{net}	Strumień promieniowania netto	[Wm ⁻²]
g	Parametr asymetrii	[.]
$\hat{g}$	Przyspieszenie Ziemskie	[m · s ⁻²]
γ	Współczynnik wzmocnienia rozpraszania	[.]
H	Grubość charakterystyczna	[m]
χ	Szybkość ogrzewania	[K day ⁻¹]
I_λ , I_ν	Intensywność promieniowania dla λ , ν	[Wm ⁻² sr ⁻¹]
$I^\uparrow$, $I^\downarrow$	Intensywność promieniowania w górę lub w dół	[Wm ⁻² sr ⁻¹]
I^D , I^S	Intensywność promieniowania rozproszonego lub bezpośredniego	[Wm ⁻² sr ⁻¹]
J_ν	Funkcja źródłowa	[Wm ⁻² sr ⁻¹]
L_ν	Ciepło parowania	[J kg ⁻¹]
λ	Długość fali	[nm]
ν	Częstotliwość	[Hz]
ω_λ , ω_ν	Albedo pojedynczego rozpraszania dla λ , ν	[.]
ω_{520}	Albedo pojedynczego rozpraszania dla $\lambda = 520$ nm	[.]
ω	Albedo pojedynczego rozpraszania	[.]
ω_0	ω wyznaczona w warunkach suchych przy powierzchni	[.]
Ω	Wektor współrzędnych sferycznych	[.]
p	Ciśnienie atmosferyczne	[hPa]
$P(\cos \Theta)$	Funkcja fazowa	[sr ⁻¹]
q	Całkowita wilgotność bezwzględna	[g kg ⁻¹]
q_l	Wodność właściwa	[g kg ⁻¹]
q_v	Wilgotność	[g kg ⁻¹]
Q_L	Strumień ciepła utajonego	[Wm ⁻²]
Q_S	Strumień ciepła odczuwalnego	[Wm ⁻²]
Q_{GWA}	Szybkość ogrzewania GWA	[K · h ⁻¹]
RH	Wilgotność względna	[%]
$\mathbf{r}$	Wektor współrzędnych kartezjańskich	[.]
r, θ, ϕ	Współrzędne sferyczne	[m, rad]
RH _{REF}	Referencyjna wartość RH dla γ	[%]
$\sigma_{e,\lambda}$, $\sigma_{e,\nu}$	Objętościowy współczynnik ekstynkcji dla λ , ν	[Mm ⁻¹]
$\sigma_{a,\lambda}$, $\sigma_{a,\nu}$	Objętościowy współczynnik absorpcji dla λ , ν	[Mm ⁻¹]
$\sigma_{s,\lambda}$, $\sigma_{s,\nu}$	Objętościowy współczynnik rozpraszania dla λ , ν	[Mm ⁻¹]
τ_λ , τ_ν	Grubość optyczna dla λ , ν	[.]
τ_{500}	Grubość optyczna ekstynkcji dla $\lambda = 500$ nm	[.]
τ	Grubość optyczna ekstynkcji	[.]
t	Czas	[s]
T	Temperatura	[K]
θ	Temperatura potencjalna	[K]
$\overline{\theta}_{GWA}$	Średnia temperatura potencjalna w GWA	[K]
U, V, W	Składowe wektora prędkości wiatru	[m s ⁻¹]
V_{GWA}	Szybkość wzrostu GWA	[mh ⁻¹]
W_ν	Całkowita zmiana intensywności promieniowania po przejściu przez medium	[Wm ⁻³]
x, y, z	Współrzędne kartezjańskie	[m]
z_0	Współczynnik szorstkości terenu	[m]