

Eksperymentalne badania w locie nad pęcherzami separacji laminarnej w warunkach napływu turbulencji atmosferycznej

dr inż. Michael Greiner

University of Stuttgart, Institute of Aerodynamics and Gas Dynamics, Niemcy

Jarosław Pytka

Streszczenie i tłumaczenie

Streszczenie

Artykuł dotyczy badań turbulencji atmosferycznych metodą prób w locie. Wykorzystano w nich aparaturę pomiarowo-badawczą zainstalowaną w szybowcu dwumiejscowym. Przeprowadzono serię lotów testowych, podczas których rejestrowano sygnały pomiarowe z anemometru z gorącym drutem. Wyniki poddano analizie, a jej rezultaty posłużyły do wysnucia wniosków podsumowujących. Szybkość dyssypacji energii turbulენტnej ϵ wykazuje niewielki rozrzut w obrębie i pomiędzy poszczególnymi lotami oraz rozkład logarytmiczno-normalny. Stwierdzono ponadto, że istnieje możliwość przeniesienia zmierzonych warunków atmosferycznych do eksperymentu w tunelu aerodynamicznym, co zapewnia wiarygodność i podobieństwo wyników.

Słowa kluczowe: turbulencje atmosferyczne, anemometr, badania w locie, szybowiec

Wprowadzenie

Ewolucja profili lotniczych o naturalnym przepływie laminarnym (*Natural Laminar Airflow*, NLF) została znacznie przyspieszona dzięki badaniom w tunelach aerodynamicznych, zapewniających wyjątkowo niskie poziomy turbulencji. Przykładem jest laminarny tunel aerodynamiczny (*Laminar Wind Tunnel*, LWT) Instytutu Aerodynamiki i Dynamiki Gazów w Stuttgarcie. Jednakże „niezakłócony” przepływ w atmosferze swobodnej nie oznacza braku turbulencji. Wręcz przeciwnie, turbulencja ma ogromne znaczenie dla lotnictwa, zwłaszcza pod kątem poziomu zmęczenia i komfortu pasażerów podczas lotów rejsowych (Sharman and Lane, 2016). Mając na uwadze tzw. kaskadę energii (Richardson, 1922), widma turbulencji sięgają również



Szybowiec Arcus (źródło: Schempp-Hirth)

najmniejszej skali, gdzie ruch wirowy ulega rozproszeniu. Oznacza to, że występują skale turbulencji, które są istotne dla warstwy granicznej profilu lotniczego poprzez podatność lub wahania kąta napływu. Jednak turbulencja w atmosferze silnie zależy od zmiennych warunków meteorologicznych i wysokości lotu (Wyngaard, 2010).

Dlatego przejście z przepływu laminarnego do turbulentnego najlepiej badać bezpośrednio w locie (Wagner i in., 1988; Körner i Redeker, 1994). Do tego rodzaju zastosowań opracowano różne techniki pomiarowe (Ewald i in., 1993; Fisher i in., 2003). W celu testowania profili o niskiej prędkości wyposażono szybowiec w platformę do przenoszenia modelu skrzydła, dzięki czemu mógł pełnić funkcję latającego tunelu aerodynamicznego (Körner, 1990).

Z drugiej strony, sama turbulencja atmosferyczna jest charakteryzowana w specjalnie do tego przeznaczonych eksperymentach lotniczych. Wczesne pomiary widm turbulencji atmosferycznej do podwyższonych częstotliwości 20 Hz zostały wykonane przez MacCready'ego i in. (1956, opublikowane w MacCready, 1962) przy użyciu anemometru z gorącym drutem w szybowcu. Przegląd Riedela i Sitzmanna (1998) przedstawia zakres wysokości i prędkości lotu, na których prowadzone są tego rodzaju badania.

Szybowce i turbiny wiatrowe stały się siłą napędową rozwoju naturalnych profili laminarnych, ponieważ te ostatnie znalazły zastosowanie komercyjne. Jeśli chodzi o szybowce, potrzeba dalszych badań nad wpływem turbulencji atmosferycznych stała się oczywista w latach 90. XX wieku, kiedy to niektóre z nich wykazywały zauważalny deficyt osiągnięć w warunkach turbulencji (Bertolotti, 2001).

Od tego czasu przeprowadzono szereg badań nad profilami laminarnymi o niskiej prędkości lotu. Bernardy (2002) określił miejsce przejścia przepływu laminarnego w turbulentny na skrzydle szybowca za pomocą zestawu mikrofonów w warunkach od spokojnego powietrza do termiki. Natomiast podczas lotu z małą prędkością zaobserwował bardziej wyraźne przejście w górę strumienia w termice niż w powietrzu spokojnym. Peltzer (2004) i Seitz (2007) badali fale 2D- i 3D-Tollmin-Schlichtinga (T-S wave) we wczesnych stadiach ich wzmocnienia. Potwierdzili dominację fal 2D-T-S nad falami skośnymi, chociaż te ostatnie są obecne i wzmocniane. Przejście z przepływu laminarnego do turbulentnego poprzedza pojawienie się nieregularnych punktów turbulencji, a czasami jest ono przesuwane w górę strumienia przez krótkie okresy turbulencji na większą skalę. Weismuller (2012) i Reeh (2014) badali zarówno turbulencje o małej skali, na przykład rozwój skośnych fal T-S w rozstrojony rezonans subharmoniczny (de Paula i in., 2013), jak również turbulencje o skalach dużych.

Objawiają się one fluktuacjami kąta napływu i prowadzą do niestacjonarnego rozwoju warstwy granicznej, w której ewolucja zaburzeń znacznie odbiega od ustalonej teorii liniowej stabilności (*Linear Stability Theory*, LST). Guissart i in. (2021) porównali wpływ różnych poziomów turbulencji atmosferycznej na miejsce przejścia z wpływem turbulencji siatkowej w tunelu aerodynamicznym. Deck i Würz (2023) bezpośrednio skorelowali poziom turbulencji swobodnego strumienia (*Free Stream Turbulence*, FST) ze zmianami miejsca

przejścia i lokalnego oporu profilu i stwierdzili, że podwyższone poziomy turbulencji strumienia swobodnego zmniejszają objętość siodła laminarnego o niskim oporze profilu NLF do mniejszego zakresu kąta natarcia α .

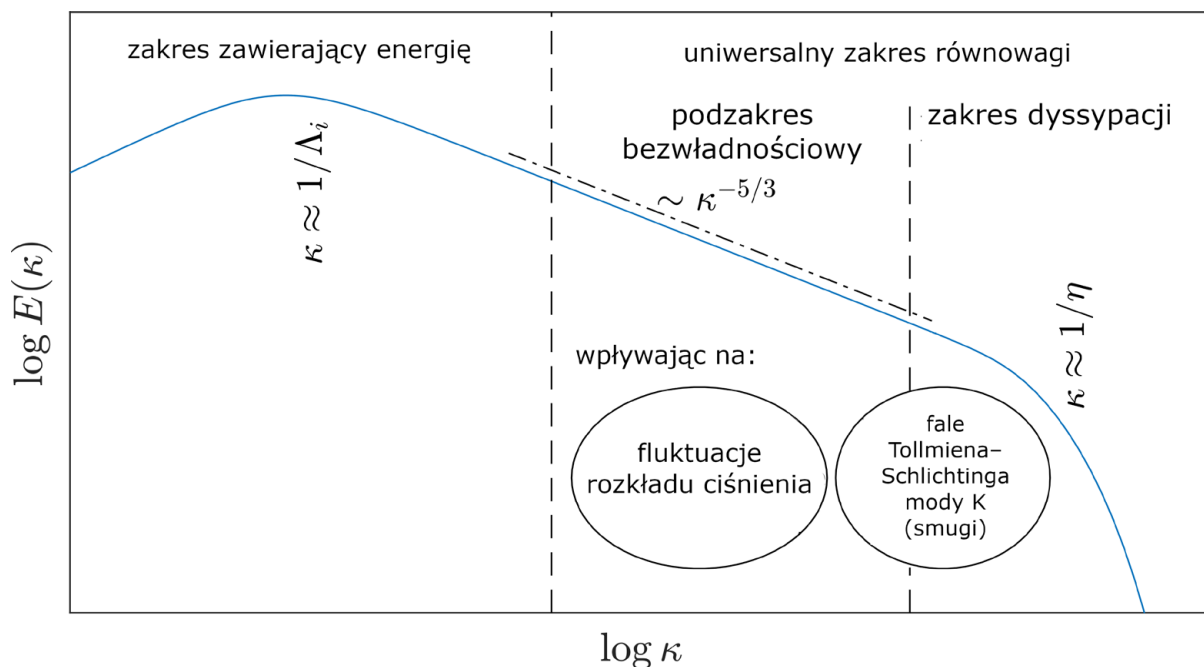
Opisane badania dotyczą przyległych warstw granicznych. Natomiast niewiele wiadomo o wpływie turbulencji atmosferycznych na pęcherzyki separacji laminarnej (*Laminar Separation Bubbles*, LSB) w zakresie liczby Reynoldsa, istotnym dla lotnictwa ogólnego i turbin wiatrowych. Jednakże pęcherzyki separacji laminarnej są ważne w projektowaniu profili, które charakteryzują się długimi przebiegami laminarnymi, po których następują niekorzystne (dodatknie) gradienty ciśnienia dp/dx zaprojektowane dla przepływu turbulentnego. Wymaga to takich środków jak turbulatory, aby zapewnić właściwy moment przejścia z przepływu laminarnego w turbulentny i uniknąć separacji laminarnej.

W odniesieniu do pęcherzyków separacji laminarnej i skrzydeł samolotów, strona ssąca profilu ma decydujące znaczenie, ponieważ wraz ze wzrostem α , re-numeracja maleje, a w danym położeniu w warstwie granicznej, zarówno utrata pędu, jak i niekorzystny gradient ciśnienia wzrastają. Aby uniknąć separacji laminarnej, zazwyczaj stosuje się zakres niestabilności, tj. zakres niewielkiego, niekorzystnego gradientu ciśnienia przed głównym wzrostem ciśnienia. Jest on wystarczająco silny, aby zdestabilizować warstwę graniczną i ułatwić przejście (Althaus, 1984). Do tej pory dostępne są jedynie empiryczne doświadczenia dotyczące zakresu wymaganego dla niestabilności w przypadku turbulencji atmosferycznych. Typowe rozwiązania mają negatywny wpływ na stosunek siły nośnej do oporu L/D przy wyższych prędkościach lotu.

Podsumowując dotychczasowe analizy, warto zwrócić uwagę na dwie kwestie. Po pierwsze, specyficzne warunki atmosferyczne często występują w zastosowaniach naturalnych profili laminarnych i zazwyczaj nadal wymagają odpowiedniej charakterystyki. Po drugie, wpływ turbulencji atmosferycznych na pęcherzyki separacji laminarnej można jak dotąd oszacować jedynie na podstawie doświadczenia. Dzięki lepszemu zrozumieniu tego tematu osiągi profilu mogą zwiększyć się w całym obszarze projektowym poprzez uwzględnienie specyficznych turbulencji strumienia swobodnego. Dlatego też oba problemy są poruszane w niniejszej pracy na przykładzie profilu skrzydła szybowca.

1. Wybrane aspekty skali i statystyk turbulencji

Przepływ turbulentny, trójwymiarowy łączy w sobie niestabilne, nieregularne i pozornie losowe ruchy o różnej skali (Pope, 2000, s. 3), zwykle określane jako wiry. Nie są to dosłownie wiry, lecz nieokreślone wzorce ruchu, definiowane jedynie przez swój rozmiar lub długość fali (Batchelor, 1950). Zatem turbulencję można przedstawić za pomocą widm, zwykle określonych za pomocą transformaty Fouriera lub prędkości falkowej. Richardson (1922) wprowadził ideę, że energia kinetyczna turbulentu jest wprowadzana do płynu w największych skalach, a następnie przekazywana do mniejszych skal poprzez rozbitcie wirów,



Ryc. 1. Zakresy widma turbulentnego, przedstawione na widmie modelowym (niebieski) z równania (2), według Pope’a (2000), Kaimala i Finnigana (1994). κ , na osi pionowej $\log E(\kappa)$. Krzywa drugiego stopnia, rosnąco-malejąca, linie przerywane pionowe, elipsy

aż do najmniejszych skal, gdzie energia ta zostanie rozproszona w ciepło przez lepkość (Pope, 2000, rozdz. 6). Przy odpowiednio wysokiej liczbie Reynoldsa Re_t skale oparte na charakterystycznych prędkościach i wymiarach wirów zawierających energię, skale wirów zawierających energię i skale dyssypacji nie nakładają się na siebie i są rozdzielone pod zakresem inercyjnym (ryc. 1). W tym przypadku, w warunkach równowagi, szybkość dyssypacji ϵ , z jaką energia turbulentna jest rozpraszana w najmniejszych skalach, jest równa szybkości, z jaką energia turbulentna jest wytwarzana w zakresie zawierającym energię. To sprawia, że ϵ jest parametrem opisującym poziom energii turbulentnej w układzie. Na rycinie 1 zobrazowano za pomocą elips wpływ skal turbulentnych na warstwę graniczną profilu lotniczego (według Reeha, 2014). Położenia elips względem przerywanych linii demarkacyjnych nie są stałe i zależą co najmniej od cięciwy skrzydła c , U_∞ , ν , ϵ oraz całki skali długości Λ_i .

Kołmogorow (1941) uzupełnił ten model trzema hipotezami. Po pierwsze – w małych skalach tracona jest cała informacja kierunkowa, a turbulencja jest statystycznie izotropowa. Po drugie – w tym izotropowym, uniwersalnym zakresie równowagi, statystyka ruchu turbulentnego podlega uniwersalnemu prawu, które zależy wyłącznie od ϵ i ν . Po trzecie – w podzakresie inercyjnym zanika nawet zależność od ν (Pope, 2000). Z rozważań wymiarowych wynika, że ostatnie założenie prowadzi do wzoru widma Kołmogorowa w podzakresie inercyjnym, gdzie energię turbulentną E można wyrazić jako funkcję liczby falowej κ :

$$E(\kappa) = C\epsilon^{\frac{2}{3}}\kappa^{-\frac{5}{3}} \quad (1)$$

gdzie: C – stała Kołmogorowa.

Jednowymiarowe widmo podłużne $E_{11} = 18/55 E(\kappa)$ i widmo poprzeczne $E_{22} = 24/55 E(\kappa)$ w zakresie inercyjnym można bezpośrednio wyprowadzić z równania (1) (Pope, 2000). Aby wyprowadzić widmo modelu, które pasuje do danych eksperymentalnych, Pope (2020) rozszerzył równanie (1) o dwie bezwymiarowe funkcje skalowania f_L, f_η , które kształtują odpowiednio zakres zawierający energię i zakres dyssypacji:

$$E(\kappa) = C\epsilon^{\frac{2}{3}}\kappa^{-\frac{5}{3}}f_L(\kappa L)f_\eta(\kappa\eta) \quad (2)$$

gdzie: L kontroluje zakres zawierający energię, a η jest skalą długości Kołmogorowa, która charakteryzuje rozmiar wirów rozpraszających:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (3)$$

Przy założeniu dostatecznie wysokiego Re_t w warunkach równowagi oraz przy danych właściwościach płynu i środowiska (definiujących ν) zakres równowagowy widma pozostaje jedynie funkcją ϵ . Natomiast zakres widma zawierający energię zależy od skali, w której działają mechanizmy wytwarzające energię turbulentną. Miarą dla skal zakresu zawierającego energię jest całkowita skala długości Λ_i (Romano i in., 2007). Ponieważ zakres ten jest na ogół anizotropowy, indeks i reprezentuje współrzędną kartezjańską. Miarą dla skal pośrednich podzakresu inercyjnego jest mikroskala Taylora λ_i (Romano i in., 2007). Ponieważ zasięg

podzakresu inercyjnego zależy od sąsiednich zakresów, λ , nie jest niezależne od Λ , ani η .

Skale stają się również istotne w odniesieniu do wpływu turbulencji strumienia swobodnego na warstwy graniczne skrzydła. Skale, które pojawiają się przed przelatującym skrzydłem z częstotliwościami rzędu fal T-S, stają się istotne pod względem bezpośredniego wpływu na proces przejścia. W niniejszej pracy określa się je jako małe. Skale o wielkości zbliżonej do wielkości cięciwy skrzydła c zmieniają kąt napływu na tyle wolno, że wpływają na rozkład ciśnienia, a tym samym na charakterystykę niestabilności warstwy granicznej (Reeh, 2014). Określa się je tu jako duże skale lub, bardziej potocznie, podmuchy, chociaż z meteorologicznego punktu widzenia zdecydowanie nie są to największe skale.

Cechą turbulencji, która nie jest widoczna w widmach, są funkcje gęstości prawdopodobieństwa (*Probability Density Function*, PDF) pochodnych prędkości $\partial u'/\partial x$ i $\partial v'/\partial x$:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} \approx (u'(x + \Delta x, t) - u'(x, t))/\Delta x \quad (4)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial x} \approx (v'(x + \Delta x, t) - v'(x, t))/\Delta x \quad (5)$$

Wraz ze wzrostem Re_t funkcje gęstości prawdopodobieństwa odbiegają od rozkładu normalnego Gaussa z ujemną skośnością i rosnącą kurtozą, co wskazuje na leżącą u ich podstaw strukturę w zakresie inercji i dyssypacji. Zwiększona kurtoza ogonów wykładniczych funkcji gęstości prawdopodobieństwa jest przypisywana zależnej od skali intermitencji (Kraichnan, 1974) i jest traktowana jako dowód, że wiry dyssypacyjne nie są równomiernie rozłożone w przestrzeni (Tennekes, 1968). Skośność tych samych funkcji gęstości prawdopodobieństwa jest związana z szybkością, z jaką wirowość jest generowana przez rozciągające linie wirowe (Taylor, 1938; Batchelor i in., 1947).

Prowadzi to do udoskonalonych hipotez podobieństwa (Kolmogorov, 1962), w których średnia zespołowa ϵ jest zastępowana lokalną szybkością rozpraszania ϵ_r , uśrednioną w obrębie sfery o promieniu r . Oboukhov (1962) stwierdził, że prędkości związane z wirami o zasięgu przestrzennym r są równe $(\epsilon_r r)^{1/3}$ (Wyngaard, 2010).

2. Program i zakres badań w locie

Pomiary w trakcie lotu wymagały opracowania systemu pomiarowego, który umożliwił autonomiczną rejestrację wahań prędkości wzdłużnej i poprzecznej przez kilka godzin, łącznie z danymi uzupełniającymi, niezbędnymi do postprocessingu i analizy. Zaprojektowano i skompletowano odpowiedni system, a następnie zainstalowano go w szybowcu badawczym. Głównym sensorem systemu był anemometr o stałej temperaturze (*Constant Temperature Anemometer*, CTA). Urządzenie mierzy prędkość ruchu płynu, utrzymując stałą temperaturę czujnika, którym jest najczęściej gorący drut lub film. Zmiany prędkości przepływu wpływają na współczynnik konwekcyjnego przenoszenia ciepła, co z kolei wpływa na ilość ciepła traconego przez czujnik.

Aby utrzymać stałą temperaturę, stosuje się przepływ prądu elektrycznego przez drut, przy czym dynamika natężenia prądu skorelowana jest z prędkością przepływu. Metoda ta pozwala na precyzyjny pomiar turbulencji, zarówno w kierunku pionowym, jak i poziomym.

Celem pracy było również opracowanie procedury użytkowania skalibrowanych wartości z sygnałów z sensora bez częstej recalibracji oraz analiza różnych czynników wpływających na jakość pomiarów w locie. Opracowano szczegółowy program badań w locie, uwzględniający różne fazy: krążenie w termicie, lot po prostej.

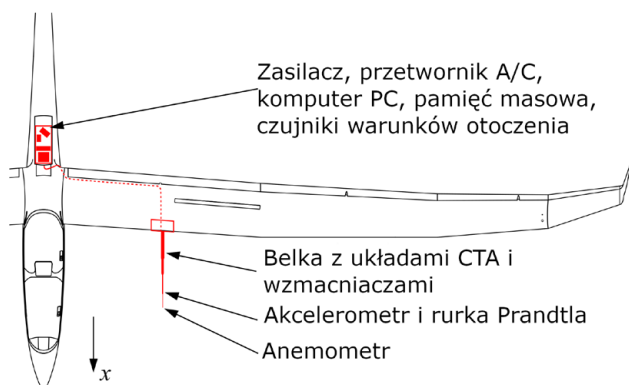
Następnie scharakteryzowano turbulencje atmosferyczne ze szczególnym uwzględnieniem faz lotu w termicie. Uzyskane wyniki eksperymentów z założenia miały wspierać symulację turbulencji atmosferycznej w tunelu aerodynamicznym, w obliczeniowej mechanice płynów (*Computational Fluid Dynamics*, CFD) lub w innych modelach do projektowania profili lotniczych. Szczegółowe rozważania dotyczące przeniesienia wyników prób w locie do eksperymentu w tunelu aerodynamicznym stanowią przedmiot osobnej analizy, szczegółowo przedstawionej w mojej dysertacji (Greiner, 2024).

2.1. Aparatura badawczo-pomiarowa

Szybowce idealnie nadają się do badania turbulencji atmosferycznych. Emisja akustyczna i drgania strukturalne są minimalne. Niska prędkość lotu przekłada dane widmo długości fali na niskie częstotliwości, zapewniając użyteczną rozdzielczość w zakresie rozpraszania dzięki zastosowaniu techniki pomiarowej CTA. Wreszcie, koszty operacyjne i nakład pracy są niewielkie w porównaniu do samolotów czy balonów załogowych.

W badaniach użyto szybowca Schempp-Hirth Arcus. Jest to dwumiejscowy szybowiec o rozpiętości skrzydeł 20 m, którego kabina zapewnia odpowiednią przestrzeń montażową dla aparatury badawczo-pomiarowej, zaś osiągi są wystarczająco dobre do wykonywania zaplanowanych lotów badawczych, pomimo zewnątrz zamontowanego oprzyrządowania. Na krawędzi natarcia lewego skrzydła, w odległości wzdłuż rozpiętości skrzydła $y = 2$ m względem płaszczyzny symetrii, zamontowany został wysięgnik o długości 1,3 m jako wspornik sondy Dantec 55P61 x-wire. Anemometr posiada element pomiarowy o długości 1,25 mm, wykonany z drutu wolframowego o średnicy 2,5 μ m. Ponadto, na wysięgniku umieszczono obwody elektroniki i wzmacniaczy anemometru (ryc. 2). Miejsce montażu wysięgnika, pokazanego na rycinie 3, zostało starannie dobrane w oparciu o analizę drgań własnych szybowca tak, by amplitudy tych drgań były niewielkie lub by wysięgnik był umieszczony w pobliżu węzła drgań (Lutz, 2010).

Systemy pomiarowe CTA są realizowane na specjalne zamówienie zgodnie ze szczegółową specyfikacją. W prezentowanym rozwiązaniu istotnymi kryteriami były przede wszystkim niski poziom szumów i niewielkie rozmiary (Baumann, 2013). W oparciu o standardowy test fali prostokątnej, górna granica częstotliwości układu CTA wyniosła około 10 kHz. Sygnały pomiarowe zapisywano w stanie



Ryc. 2. Widok z góry szybowca badawczego z zainstalowanym oprzyrządowaniem. Rysunek szybowca Arcus wykorzystany za zgodą Schempp-Hirth Flugzeugbau, Kirchheim/Teck



Ryc. 3. Wysięgnik z aparaturą badawczo-pomiarową na skrzydle szybowca Arcus

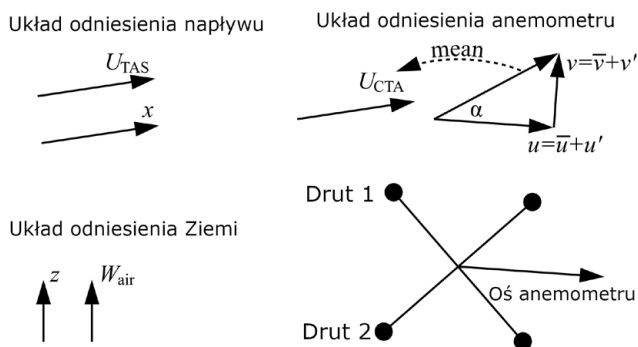
sprężenia bezpośredniego (DC) oraz przemiennego z częstotliwością odcięcia $f_c = 0,5$ Hz i poddawano wzmocnieniu 49,5 dB (wzmacniacze AMI 351A-3-50-NI). Ze względu na wewnętrzny szum elektroniczny układów CTA przy wysokich częstotliwościach zastosowano 24-bitowe przetworniki analogowo-cyfrowe typu delta-sigma DT9837B i wysoką częstotliwość próbkowania $f_{sr} = 105$ kHz (Freythut i Fingerson, 1997). Aliasing był tłumiony przez filtr $\Delta\Sigma$ o częstotliwości $f_c = 0,49f_{sr}$ oraz dodatkowy, wewnętrzny analogowy filtr dolnoprzepustowy o $f_c = 0,4$ MHz. Spadek sygnału filtra był o kilka rzędów większy niż wzrost szumu elektronicznego w przetwornikach anemometru. Stosunek sygnału do szumu przetwornika i wykorzystanie zakresu pomiarowego opartego na sygnałach rzeczywistych pozwoliły uzyskać efektywną liczbę bitów równą 14.

W celu korekcji odczytów anemometru oraz obliczenia ciśnienia, wysokości i gęstości powietrza dane środowiskowe zbierano przy użyciu przetwornika analogowo-cyfrowego NI-USB 6211 z częstotliwością próbkowania 189 Hz. Czujniki ciśnienia dynamicznego (HCLA0025EU) i statycznego ciśnienia atmosferycznego (HDI0611AR) podłączono do sondy Prandtla nad stożkiem ogonowym kadłuba. Począwszy od trzeciego lotu badawczego, dodatkowa sonda Prandtla została przymocowana do wysięgnika, aby zapewnić pomiar ciśnienia dynamicznego i uzyskać korektę wpływu kadłuba na odczyty. Temperaturę mierzono za pomocą miniaturowego rezystora NTC (czujniki B + B

TS-NTC-833), a wilgotność względną za pomocą czujnika pojemnościowego (Honeywell HIH-4000-004).

Trójosiowy akcelerometr (NXP FXLN8372Q) został zamontowany w odległości 9 cm od sensora (gorącego drutu), aby wykrywać drgania końcówki wysięgnika. Procedury pomiarowe były przeprowadzane na komputerze klasy Pico-ITX. Pojemności baterii i dysku SSD pozwoliły na rejestrację do dziewięciu godzin. Tor lotu był monitorowany za pomocą niezależnego rejestratora GPS z częstotliwością próbkowania 1 Hz. Prędkości podłużne i poprzeczne u i v oraz ich fluktuacje (oznaczone liczbami pierwszymi) były przetwarzane względem osi sondy (ryc. 4). Odniesieniem dla kierunku podłużnego (X) był kierunek napływu. Ze względu na zmiany kąta natarcia szybowca, sonda obracała się wokół filtrowanego kierunku napływu o kąt rzędu $\Delta\alpha = \pm 4^\circ$. Ten stopień odchylenia między rzeczywistym kierunkiem podłużnym ruchu statku powietrznego a założonym kierunkiem podłużnym, zdefiniowanym przez oś sondy, jest tolerowany ze względu na izotropię w małych skalach turbulencji atmosferycznych (Reeh, 2014).

Niestacjonarna średnia prędkość napływu jest wyrażona za pomocą U_{TAS} , rzeczywistej prędkości lotu względem otaczającego powietrza, obliczonej na podstawie ciśnienia dynamicznego oraz prędkości U_{CTA} , liczonej na podstawie sygnałów z sensora anemometru. Układ osi Ziemi jest używany do określania wysokości w warstwie granicznej atmosfery, a także do określania prędkości pionowej powietrza W_{air} i szybkości opadania szybowca.



Ryc. 4. Układy odniesienia

2.2. Kalibracja systemu pomiarowego

Aby uniknąć konieczności kalibracji anemometru bezpośrednio przed lotem i umożliwić nieprzerwaną pracę systemu pomiarowego przez kilka godzin w zmiennych warunkach otoczenia, stosowano specjalną procedurę. Pozwoliła ona na ocenę sygnałów CTA na podstawie jednorazowej kalibracji wstępnej systemu w laminarnym tunelu aerodynamicznym oraz poprzez porównanie z rzeczywistymi danymi pomiarowymi z lotu. Czujniki ciśnienia statycznego i dynamicznego kalibrowano względem przetworników referencyjnych MKS 120AD Baratron. Czujnik temperatury NTC i czujnik wilgotności nie zostały ponownie skalibrowane, zweryfikowano

ich parametry podane w kartach katalogowych poprzez porównanie wskazań dla znanych temperatur i wilgotności.

2.3. Program i warunki prób w locie

Loty prowadzono w południowych Niemczech wzdłuż Jury Szwabskiej od maja do września 2018 r. Dane z pięciu lotów uznano za nadające się do analizy, obejmują łącznie 22 godziny zarejestrowanych sygnałów pomiarowych. Dane meteorologiczne oparto na kompilacji Waltera Martina (2021, informacja prywatna). Wysokość nad poziomem gruntu określono na podstawie danych terenowych DGM200 (BKG, 2021).

Niektóre zapisy z lotów badawczych stanowią połączenie wyników pomiarów z więcej niż jednego lotu w danym dniu (patrz ryc. 6), niemniej jednak zostały określone jako lot. Ogólne warunki meteorologiczne odnosiły się do warunków od niżu do wysokiego ciśnienia. Uwzględniono dni z normalnymi łagodnymi kominami termicznymi, a także dzień, w którym zostały one odebrane i określone przez pilota jako wyjątkowo burzliwe. Loty odbywały się na wysokościach ciśnieniowych od 1000 do 2500 m. Dane atmosferyczne oparto na naziemnych i wysokościowych mapach meteorologicznych oraz sondowaniach radiowych (Oolman, 2021) ze Stuttgart Schnarrenberg, stacja WMO 10 739, która znajduje się około 60 km na zachód i około 330 m niżej od lotniska. Klasyfikację chmur oparto na notatkach, danych meteorologicznych i fotografiach.

3. Postprocessing

3.1. Kalibracja w trakcie lotu

Mostki i przewody systemu pomiarowego CTA zostały wstępnie skalibrowane w tunelu aerodynamicznym. Podczas znacznej części zarejestrowanych lotów badawczych temperatura otoczenia wahała się między 5 a 20°C, a gęstość powietrza ρ między 0,9 a 1,1 kg/m³. Wstępna kalibracja nie pozwoliła na zmianę temperatury i gęstości w tym zakresie. Ze względu na wpływ dużych zmian temperatury na wyniki pomiarów anemometrycznych zastosowano metodę Miley i Horstmann (1991), która uwzględnia wpływ temperatury i gęstości:

$$A + \frac{BE^2}{K_f(T_w - T)} = \left(\frac{V_e d_w}{\nu_f} \right)^{n_1} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n_2} \quad (1)$$

Indeks f oznacza warunki panujące w warstwie powierzchniowej, zdefiniowane przez średnią temperaturę drutu anemometru T_w i T . Parametry A , B , n_1 , n_2 są stałymi kalibracji. Przewodność cieplną K powietrza można obliczyć zgodnie z Kannuliukiem i Carmanem (1951), zaś ν ze wzoru Sutherlanda, uwzględniając ρ , Hultmark i Smits (2010), wykazali, że wyrażenia fizyczne w równaniu (1) są odpowiednie do odzwierciedlenia wpływu nawet dużych zmian temperatury. Obliczanie u i v odbywa się zgodnie z metodą kąta efektywnego, (Bruun, 1995), z zastosowaniem funkcji odchylenia kosinusowego. Po kilku godzinach pomiarów wstępnej kalibracji zaobserwowano konieczność dalszej korekty na dryfcie zmierzonego kąta napływu $\alpha = \arctan(v/u)$ oraz na dryfcie

stosunku zmierzonych, jednowymiarowych widm energii kinetycznej $E_{1,1}/E_{2,2}$, gdzie indeks 1 odnosi się do kierunku podłużnego, a indeks 2 do kierunku poprzecznego.

Proste podejście do kalibracji A , B , n_1 , n_2 , T_w dla każdego drutu z U_{TAS} wymaga niezależnego pomiaru α w celu uzyskania prędkości normalnej każdego drutu. Jednak niezależny pomiar α nie został wdrożony. Zakładając, że równanie (1) jest w stanie poprawnie przewidzieć wpływ temperatury i gęstości powietrza, pozostały stopień swobody to efektywny T_w , który może dryfować z powodu starzenia się drutów lub innych wpływów na zamkniętą pętlę sterowania układu pomiarowego anemometru. Ponieważ do równania wchodzi tylko różnica temperatur $\Delta T = (T_w - T)$, a nie bezwzględna temperatura drutu, parametry A , B , n_1 , n_2 dla danego ΔT nie powinny być zmieniane przez zmieniając się T_w , o ile właściwości fizyczne K_f i ν_f są poprawnie określone dla $T_f = T_w - 0,5\Delta T$. Dlatego A , B , n_1 dla każdego przewodu są utrzymywane na stałym poziomie wartości wstępnej kalibracji.

Niezależne określenie wykładnika gęstości n_2 w trakcie lotu nie jest możliwe ze względu na silne sprzężenie ρ i T w atmosferze, co prowadzi do nieprawidłowej transformacji równania (1). Dlatego zastosowano wartość $n_2 = 0,25$, jak opisano w pracy Miley i Horstmann (1991). Początkowe temperatury przewodów podczas wstępnej kalibracji oszacowano na $T_{w,1} = 181^\circ\text{C}$ i $T_{w,2} = 151^\circ\text{C}$, w oparciu o trwale skorygowaną w obwodach anemometru rezystancję przewodów w stanie zimnym i rezystancję w stanie gorącym 20 Ω dla przewodów i połączeń lutowanych. Aby określić najlepszą do przyjęcia wartość T_w dla części lotu i dla każdego przewodu, dane lotu przetwarzano z różnymi odchyleniami od początkowej wartości T_w . Wartości dobierano według następujących kryteriów:

- prędkość napływu:

$$U_{CTA} = \sqrt{u^2 + V^2} \quad (2)$$

powinna wynosić U_{TAS} :

- izotropia: ze względu na założenie izotropii w małych skalach, $\partial u'/\partial x$ i $\partial v'/\partial x$ nie powinny korelować.

Pochodne przestrzenne $\partial/\partial x$ oblicza się, stosując hipotezę Taylora: $\partial/\partial x = -\partial/\partial t/U_{TAS}$. Kryterium prędkości napływu: minimum średniej kwadratowej (RMS) z wyrażenia $(U_{CTA} - U_{TAS})/U_{TAS}$ oraz kryterium izotropii: $(\partial u/\partial x)(\partial v/\partial x) = 0$, dają dwie krzywe, które w płaszczyźnie $T_{w,1}/T_{w,2}$ przecinają się niemal prostopadle. Pozwala to na jednoznaczny wybór wartości $T_{w,1}$ i $T_{w,2}$.

Proces kalibracji powtarzany był dla każdej tercji każdego lotu. Zakładając, że temperatury przewodów są funkcją czasu, dopasowywano je za pomocą wielomianu 2. stopnia. Trend w obrębie poszczególnych lotów dobrze pasował do trendu odpowiedniego dla wszystkich lotów (ryc. 5). Jeśli efekt wynikał ze zmniejszenia efektywnego pola przekroju przewodów, wymaganą zmianę rezystancji zimnego przewodu R_c obliczano ze wzoru (Bruun, 1995, równanie (2.27)):

$$R_w = R_c(1 + \alpha_c(T_w - T_c)) \quad (3),$$

gdzie indeksy c i w odnoszą się, odpowiednio, do stanu zimnego i gorącego, a α_c to temperaturowy współczynnik rezystywności (dla wolframu: $0,0036^\circ\text{C}^{-1}$). Zmiana R_c , wymagana do wyjaśnienia wzrostu T_w , jak pokazano na ryc. 5, wyniosłaby zatem tylko -3% i -5% , odpowiednio dla przewodu 1 i 2. Ponieważ niektóre loty nie zostały uwzględnione w tym badaniu, całkowity czas pracy jest dłuższy niż 22 godziny. Różnice w starzeniu mogą wynikać z różnego wieku przewodów, które wymagają okresowej wymiany. Wynikający z tego błąd względny prędkości napływu anemometru:

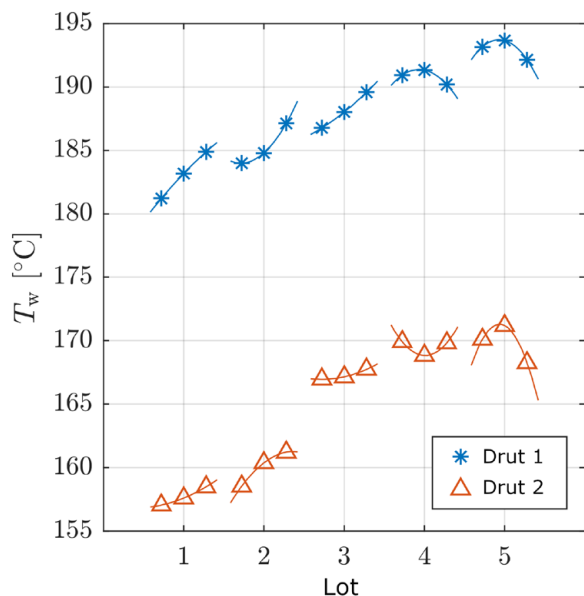
$$\delta U = (U_{CTA} - U_{TAS})/U_{TAS} \quad (4)$$

dla pięciu lotów przedstawiono na ryc. 6 wraz z liniami przerywanymi dla $\pm 8\%$. Wartość RMS (δU) utrzymuje się między $2,0\%$ a $3,9\%$ dla różnych lotów. Z równania widma Kołmogorowa w podzakresie inercyjnym wynika, że względny błąd $\delta\epsilon$ szybkości rozpraszania ϵ ma postać $(1 + \delta\epsilon) = (1 + \delta U)^3$, a zatem osiąga wartości szczytowe nawet 33% , ale w oparciu o $\text{RMS}(\delta U) = 3,9\%$, wartość błęd $\epsilon = 12\%$.

Oczywiście, przetworzonych danych nie można już wykorzystać do oceny korelacji $\partial u'/\partial x$ i $\partial v'/\partial x$, ponieważ brak korelacji został użyty jako warunek wstępny. Ta metoda kalibracji została zweryfikowana poprzez wykazanie zgodności z niektórymi przewidywaniami teorii zakresu inercyjnego Kołmogorowa (Greiner i Würz, 2022).

3.2. Redukcja danych

Podczas lotów badawczych nie utrzymywano ustalonych warunków, w przeciwieństwie do wcześniejszych badań, w których loty wykonywano wyłącznie w celu pomiaru

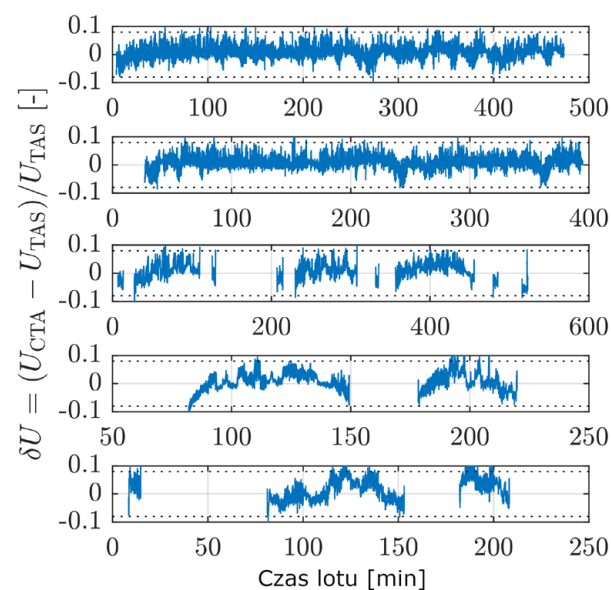


Ryc. 5. Efektywne temperatury drutu anemometru $T_{w,1}$ i $T_{w,2}$ dla lotów 1–5 w kolejności chronologicznej; wartości określono dla pierwszej, środkowej i ostatniej tercji każdego lotu, dopasowując wielomian 2. stopnia; według Greinera i Würza (2022)

(Weismüller, 2012; Reeh, 2014; Guissart i in., 2021). Aby osiągnąć niezbędny stopień stacjonarności, loty podzielono na podsegmenty trwające 4 s. Ten krok czasowy był wystarczająco długi do oceny widm i wystarczająco krótki, aby zmiany w warunkach lotu i środowiskowych były pomijalnie małe. Obliczenia prędkości u i v opierały się na równaniu (1), gdzie sygnał elektryczny anemometru składał się z sygnału sprzężonego prądem przemiennym i liniowego dopasowania sygnału sprzężonego bezpośrednio.

W celu wzmocnienia i przesunięcia fazowego wzmacniaczy sygnał sprzężony prądem przemiennym był korygowany do częstotliwości $0,8$ Hz dzięki zastosowaniu procedury transformaty Fouriera i odwrotnej transformaty Fouriera. Widmowe gęstości mocy obliczano dla każdego podsegmentu za pomocą algorytmu Welcha (Bendat i Piersol, 2000) na 50 blokach po 2^{14} próbek sygnału prądu przemiennego z oknem Hann'a z 50% poszerzeniem. Dla częstotliwości poniżej 6 Hz sygnały prądu stałego przetwarzano podobnie, z 5 blokami po 2^{17} próbek. Rozdzielczość przestrzenna drutów pomiarowych anemometru miała wpływ na odpowiedź częstotliwościową systemu pomiarowego tego urządzenia. Zastosowano korektę zgodnie ze wskazaniem Zhu i Antonii (1996), ale największy wpływ jaki odnotowano wyniósł zaledwie $3-5\%$ przy liczbie falowej 700 rad/m.

Stosując metodę Djenidiego i Antonii (2012), szybkość rozpraszania ϵ określano metodą najmniejszych kwadratów poprzez dopasowanie równania modelu Pope'a do zakresu inercyjnego i zakresu rozpraszania mierzonego widma. W miarę możliwości podsegmenty przypisywano do faz lotu na podstawie dziennika lotu GPS (Maughmer i in., 2017). W szczególności było to krążenie w noszeniu i odcinki przelotów po prostej. Podstawowym kryterium



Ryc. 6. Błąd względny skalibrowanej prędkości U_{CTA} w porównaniu z prędkością rzeczywistą U_{TAS} z sondy Prandtla w funkcji czasu lotu; linie przerywane przy $\pm 8\%$ dla porównania; od góry do dołu: lot 1 do 5; według Greinera i Würza (2022)

dla faz krążenia w termice była minimalna średnia prędkość odchylenia od kierunku 0,05 rad/s. Uwzględniano tylko fazy termiczne z więcej niż trzema zakrętami, a stany przejściowe podczas wejścia i wyjścia z kominów eliminowano. Odcinki przelotowe definiowano jako te, podczas których tor lotu nie odchyłał się od ogólnego kierunku o więcej niż 45° i które trwały co najmniej 60 s.

Prędkość pionową powietrza W_{air} obliczano na podstawie tempa zmian całkowitej energii jednostkowej e_{total} i prędkości opadania biegunowego w_{pol} szybowca:

$$W_{air} = \frac{\frac{de_{total}}{dt}}{g} + w_{pol} \quad (5)$$

gdzie $e_{total} = H_g + \frac{1}{2} U_{TAS}^2$ i uwzględnia przyrost wysokości podczas wznoszenia i odwrotnie, jej ubytek podczas opadania. W fazach termicznych, średni promień krążenia R i prędkość lotu są brane pod uwagę przy określaniu prędkości opadania biegunowego w zakrętach:

$$c_L = \frac{m}{\frac{1}{2} U_{TAS}^2 \rho S} \sqrt{\left(\frac{U_{TAS}^2}{R}\right)^2 + g^2} \quad (6)$$

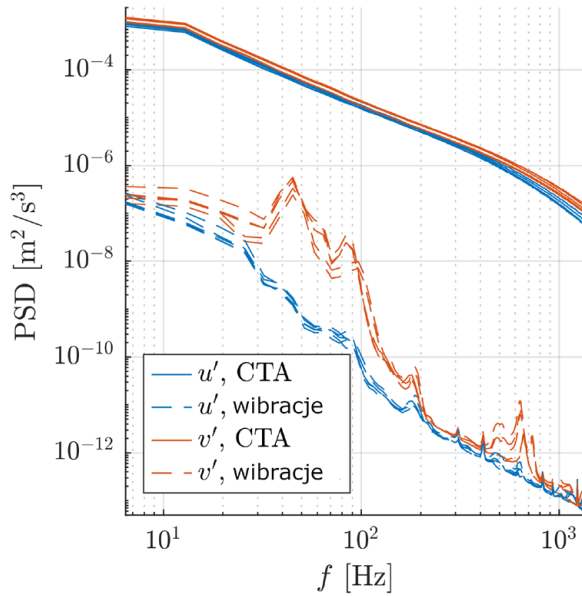
$$w_{pol} = \frac{U_{TAS}}{mg} c_D \left(c_L\right) \left(\frac{1}{2} U_{TAS}^2 \rho S\right) \quad (7)$$

Oczywiście, określenie wartości współczynników c_D i c_L wiązało się z niepewnością. Ponieważ nie zarejestrowano ustawień klap skrzydłowych, można było użyć jedynie odczytów z krzywej biegunowej, a opór wysięgnika i instalacji pomiarowej oszacowano na podstawie wymiarów poprzecznych. Prędkość pionowa powietrza W_{air} wykazała pewien rozrzut, szczególnie w powietrzu turbulentnym. Zastosowane podejście nie gwarantowało rozwiązań dla sytuacji dynamicznych, ponieważ zakładano, że szybowiec natychmiast dostosowuje swoją prędkość wznoszenia do zmieniającej się W_{air} .

3.3. Czynniki o potencjalnym wpływie na jakość wyników pomiarów w locie

3.3.1. Drgania masztu

Drgania wysięgnika mogły potencjalnie zniekształcać pomiar fluktuacji prędkości. Widmo prędkości oscylacji wysięgnika uzyskano poprzez całkowanie po widmie amplitudy zmierzonych przyspieszeń końcówki wysięgnika. Rycina 7 przedstawia porównanie widma prędkości anemometrycznych (linie niebieskie – prędkość podłużna, linie czerwone – prędkość poprzeczna) z widmami wyprowadzonymi z przyspieszeń wysięgnika (linie przerywane). Każda linia jest średnią ze wszystkich faz krążenia w termice. Widmo drgań poprzecznych wykazuje maksima przy 45 Hz, 84 Hz, 186 Hz i 631 Hz, z których przynajmniej pik o niższej częstotliwości sugerują zginające się mody własne wysięgnika. Przy najniższych częstotliwościach widma prawdopodobnie odgrywa rolę ruch ciała sztywnego wysięgnika spowodowany ruchami statku powietrznego. W podsegmencie lotu o najgorszym stosunku amplitudy prędkości drgań są nadal o -19 dB



Ryc. 7. Widmowe gęstości mocy ruchu własnego wysięgników (linie przerywane) w porównaniu z widmami prędkości anemometrycznej (linie ciągłe); każda linia reprezentuje średnią ze wszystkich faz lotu w termice

mniejsze niż amplitudy z anemometru. Zatem zmierzone wartości u' i v' nie są zakłócone przez drgania wysięgnika.

3.3.2. Pyłki kwiatowe

W pewnych okresach sygnały z anemometru wykazywały do 20 losowych pików na metr wzdłuż toru lotu, każdy pik tylko na jednym kanale przetwornika anemometru i o szerokości jednej lub dwóch próbek. Piki te mogą wynikać z pojawienia się na drucie anemometru pojedynczych pyłków kwiatowych lub kropeł. Ponieważ nie ma korelacji między tymi zdarzeniami a wysokim poziomem wilgotności, przyczyną prawdopodobnie są pyłki. Dotknięte podsegmenty były wyłączone z szacowania, ponieważ pojedynczy pik może zwiększyć kurtozę, czyli intensywność występowania wartości skrajnych o rząd wielkości. Tolerowano występowanie do trzech pików na sekundę.

3.3.3. Ograniczenia statystyczne

Statystyki uzyskane z pomiarów w trakcie lotu charakteryzowały się ograniczeniami. Pomiarzy nie zostały przeprowadzone w ramach zaplanowanych strategii przelotu, a aktywna reakcja pilotów na ruchy w powietrzu została wpisana w dane. Dotyczyło to tym bardziej odcinków prostych, w których, w zależności od decyzji pilotów, przecinane są zupełnie inne masy powietrza. Ponadto, należy zauważyć, że dane z tego badania odzwierciedlały środkowoeuropejską warstwę konwekcyjną z perspektywy szybowca dostosowanego do lotów termicznych. Niemniej jednak wyniki te stanowią najlepsze dostępne dane do zaprojektowania kolejnych testów w tunelu aerodynamicznym.

4. Fazy lotów badawczych

4.1. Krążenie w noszeniu termicznym

Fazy krążenia w noszeniach termicznych stanowiły 27% czasu lotu, dwie trzecie z nich rozciągają się na ponad trzy zakręty, 58% czasu lotu uznaje się za proste odcinki, a pozostałe 15% nie jest klasyfikowane lub jest liczone jako przejściowe.

Podczas lotu w termice średnia prędkość wynosiła 31,5 m/s z odchyleniem standardowym 2 m/s. Średni promień krążenia we wszystkich fazach lotu w termice wynosił 139 m z odchyleniem standardowym 24,5 m. Faza lotu w termice z największym przewyższeniem wynoszącym 1500 m, została wykorzystana do przedstawienia niektórych charakterystyk. Rycina 8 przedstawia trasę lotu, gdzie rozmiar symboli reprezentuje wartość $\epsilon^{\log} = \log_{10}(\epsilon/(m^2/s^3))$ szybkości rozpraszania, a ich kolor oznacza pionową prędkość powietrza W_{air} . Najbardziej zauważalną cechą jest przesunięcie przez wiatr i nieregularności spowodowane podejmowanymi przez pilota próbami manewrowania w kierunku najsilniejszego wznoszenia. W ten sposób pilot w pewnym stopniu zaburza statystyczną niezależność kolejnych punktów danych. Jednak ze względu na wiatr wymagana jest aktywna kontrola. Chodzi o to, aby nie pozostawić komina termicznego po stronie zawietrznej, ponieważ powietrze wznosi się bardziej stromo niż szybowiec.

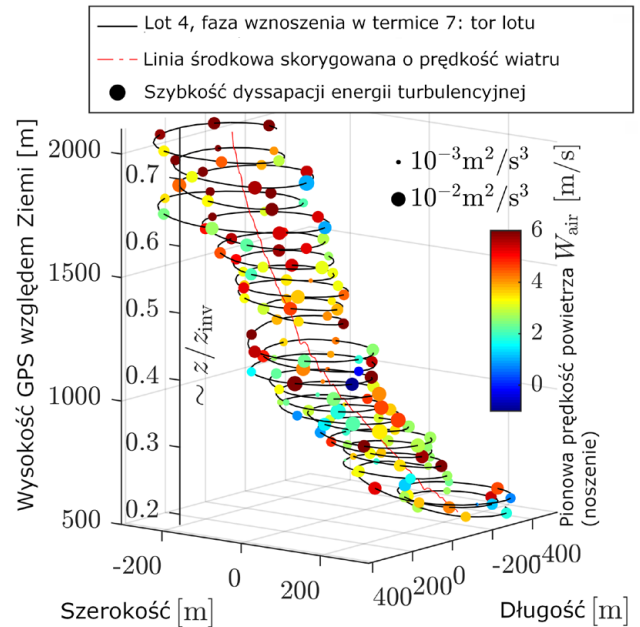
Szybkość rozpraszania ϵ i prędkość pionowa W_{air} nie zmieniały się znacząco wraz z wysokością, ale bardziej w trakcie pojedynczych zakrętów, gdy szybowiec krążył między obszarami o różnym natężeniu turbulencji. Rycina 4.2/9 przedstawia widma podłużne E_{11} i funkcję gęstości prawdopodobieństwa dla ϵ^{\log} . Widma pochodzą z trzech podsegmentów, które reprezentują 5., 50. i 95. percentyl zakresu ϵ w tej fazie termicznej. Wszystkie widma są przycinane na początku szumu CTA f^2 . Są one ściśle dopasowane do widm modelu Pope'a. Aby uzyskać więcej informacji na temat rozkładu statystycznego szybkości rozpraszania, połączono wszystkie fazy termiczne każdego lotu. Szybkości rozpraszania podsegmentów w i -tym kominie termicznym są znormalizowane, aby były porównywalne:

$$\epsilon_{norm}^{\log} = (\epsilon^{\log} - \mu_i) / \sigma_i \quad (8)$$

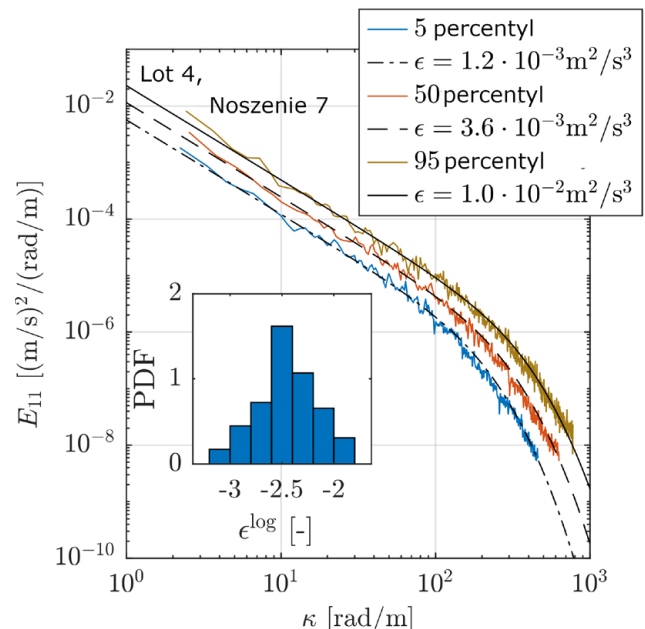
gdzie μ_i i σ_i to średnia i odchylenie standardowe ϵ^{\log} w i -tym kominie termicznym.

Rycina 10 przedstawia funkcje gęstości prawdopodobieństwa dla ϵ^{\log} wszystkich pięciu lotów. Są one zgodne ze standardowym rozkładem normalnym, który sugeruje logarytmiczno-normalny rozkład ϵ . Rozkład logarytmiczno-normalny ϵ jest zgodny z założeniem przyjętym przez Oboukhova (1962) i Kołmogorova (1962) w kontekście udoskonalonych hipotez podobieństwa (Pope, 2000, rozdz. 6.7). Zakładają oni, że lokalna szybkość dyssypacji ϵ , dla małej objętości o promieniu r , ma rozkład logarytmiczno-normalny. Oczywiście, odległość przebyta w obrębie podsegmentów (≈ 120 m) jest wystarczająco mała. Chociaż fluktuacje ϵ

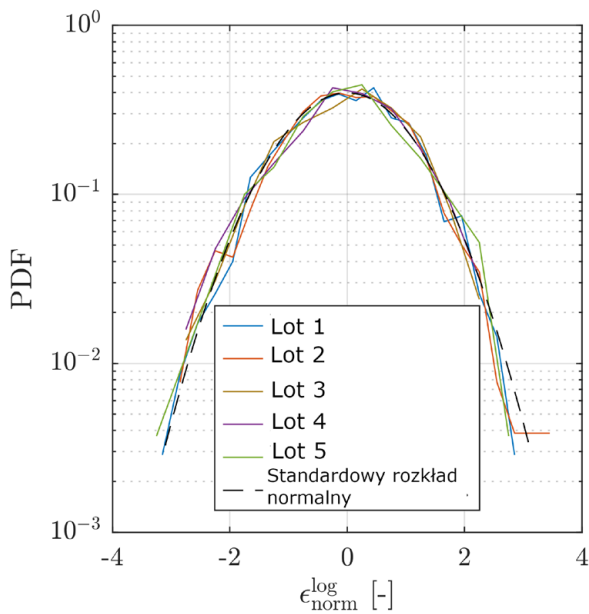
częściowo korelują z położeniem kątowym w okręgach, turbulencja jest wystarczająco jednorodna wzdłuż helisy trasy lotu wokół jądra termicznego.



Ryc. 8. Noszenie termiczne z największym zyskiem wysokości. Trasa lotu z ϵ reprezentowanym rozmiarem symbolu i W_{air} kolorem linii (według Greinera i Würza (2022))



Ryc. 9. Noszenie termiczne z ryciny 8. Widma podłużne dla 4 podsegmentów, których szybkości dyssypacji reprezentują 5., 50. i 95. percentyl w tym noszeniu; porównanie z widmami modelu Pope'a (kolor czarny); wstawka: funkcja gęstości prawdopodobieństwa ϵ^{\log} zarejestrowanego w tym noszeniu; według Greinera i Würza (2022)



Ryc. 10. Funkcje gęstości prawdopodobieństwa dla $\epsilon^{\log}_{\text{norm}}$, które jest ϵ^{\log} znormalizowanym średnią i odchyleniem standardowym ϵ^{\log} w obszarze termicznym, w którym został zarejestrowany; według Greinera i Würza (2022)

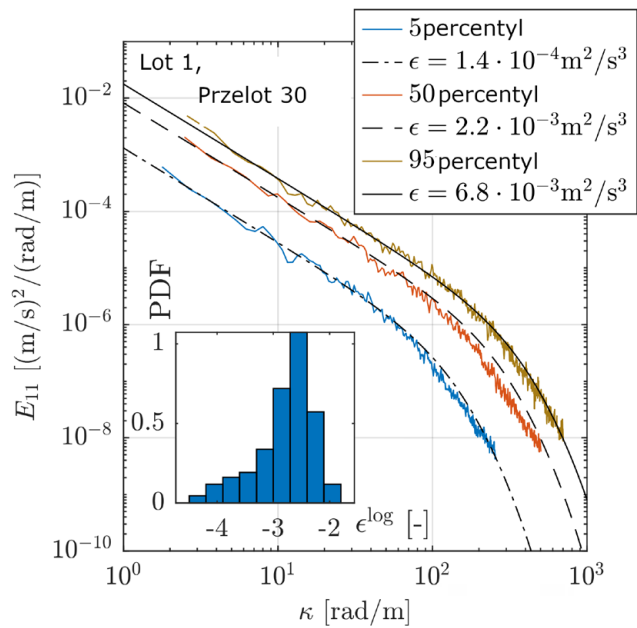
4.2. Lot po prostej

W ramach lotów zidentyfikowano 217 odcinków przelotowych. Prędkość lotu wynosiła średnio 38 m/s z odchyleniem standardowym 5,8 m/s. Chociaż wznoszenie szybowca było efektem wyłącznie prądów wstępujących, trudniej było powiązać pewne warunki atmosferyczne z lotem prostym między prądami termicznymi. Chociaż pilot szybowca starał się pozostawać w powietrzu unoszącym się, szybowiec mógł również przecinać obszary nieruchomego powietrza lub prądy zstępujące. Rycina 11 przedstawia przykład fazy lotu na prostych odcinkach, pokazując widma 5., 50. i 95. percentyla, które dobrze zgadzają się z widmem modelu Pope'a. Jednakże rozkład ϵ^{\log} wyraźnie odbiega tu od rozkładu normalnego, ponieważ jest on złożeniem co najmniej dwóch rozkładów normalnych dla różnych wartości średnich. Bardziej szczegółowe omówienie tej przykładowej fazy lotu na prostych odcinkach znajduje się w pracy Greinera i Würza (2022).

Fazy lotu między prądami termicznymi nie odzwierciedlają jednolitych warunków atmosferycznych i nie można oczekiwać, że szybkość rozpraszania ϵ będzie podlegać określonemu rozkładowi prawdopodobieństwa.

5. Wyniki badań

Charakterystyczne skale długości Λ_p , λ_i i η zostały omówione we wprowadzeniu. Spośród nich jedynie skala Kołmogorowa η może zostać określona na podstawie danych pomiarowych. Pozostałe dwie wymagają uwzględnienia w sygnale



Ryc. 11. Przelot po prostej o najdłuższym czasie trwania. Widma podłużne 4 podsegmentów, których szybkości rozpraszania reprezentują 5., 50. i 95. percentyl w tym przelocie; porównanie z widmami modelu Pope'a (linia koloru czarnego). Wstawka: funkcja gęstości prawdopodobieństwa dla ϵ^{\log} zarejestrowanego w tym przelocie; Według Greinera i Würza (2022)

największych struktur. Szybowiec dostosowuje swoją prędkość poziomą i pionową do otaczającego powietrza, ale zainstalowane urządzenia nie są zaprojektowane do określania i separowania ruchu własnego szybowca. W związku z tym duże struktury są tłumione, porównywalnie do filtra górnoprzepustowego z częstotliwością odcięcia rzędu częstotliwości fugoidowej szybowca. Ponadto sonda nie jest przenoszona po linii prostej przez atmosferę, co obala hipotezę Taylora o zamrożonej turbulencji w dużej skali.

Można dokonać oszacowania, z uwagi na fakt, że w konwekcyjnej warstwie mieszanej rozmiar wirów o największej energii jest rzędu z_{inv} (Kaimal i Finnigan, 1994, s. 44–47). Ponieważ przeloty szybowcowe odbywają się przy z_{inv} wynoszącym kilkaset metrów, można oczekiwać, że podłużna całkowita skala długości Λ_1 będzie miała wielkość kilkuset metrów. Uzasadnia to również założenie lokalnej izotropii w skalach istotnych dla przejścia w warstwie granicznej profilu – w przypadku szybowca odpowiada to $\kappa \geq 50$ rad/m lub długościom fal $\leq 0,1$ m. Dla porównania, Pope (2000, s. 184) przyjmuje około $1/6 \Lambda_1$ jako granicę między anizotropowymi dużymi wirami a izotropowymi małymi wirami.

Rycina 12 przedstawia rozkłady funkcji gęstości prawdopodobieństwa η dla faz termicznych i prostych odcinków dla każdego lotu. Rozkłady dla faz termicznych są zbliżone do logarytmiczno-normalnego, podczas gdy rozkłady dla prostych odcinków wykazują znaczny rozrzut, odbiegając zarówno od rozkładu logarytmiczno-normalnego, jak i od każdego innego lotu. Lepkość kinematyczna ν ma większy wykładnik w równaniu (1.3), ale ν zmienia się tylko o czynnik 1,2 w czasie lotów, podczas gdy ϵ zmienia się o czynnik 2×10^6 . Przy uzasadnionym

założeniu, że v i ϵ są niezależne, zmienność v nie odgrywa znaczącej roli, a zatem rozkład η odzwierciedla rozkład ϵ w omawianych danych.

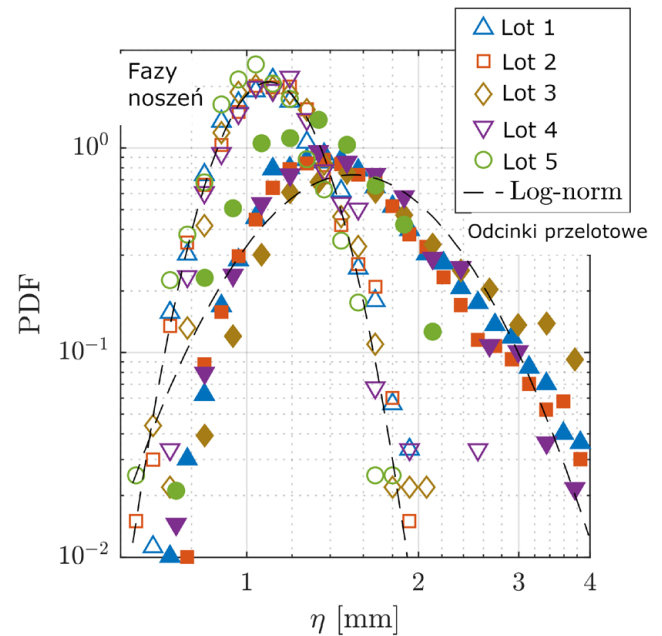
Rycina 13 przedstawia uśrednione $E_{1,1}$ i $E_{2,2}$ dla wszystkich faz termicznych każdego lotu. Widma lotu dla $\kappa > 0,44$ rad/m są uśredniane z widm podsegmentów, natomiast widma dla $\kappa < 0,44$ rad/m są obliczane z danych o zmniejszonej częstotliwości próbkowania 94,5 Hz, z długością bloku DFT równą 2^{14} tylko dla faz termicznych trwających co najmniej 174 s. Dlatego też widma o niskiej liczbie falowej wykorzystują jako bazę danych tylko ułamek lotów. Dla $\kappa < 0,1$ rad/m widma lotu silnie odbiegają od nachylenia $-5/3$. Przy tych liczbach falowych widma $E_{1,1}$ rosną ze względu na zmiany prędkości lotu, podczas gdy widma $E_{2,2}$ są tłumione, ponieważ szybko dostosowuje się do prędkości wznoszenia lub opadania długich pionowych podmuchów.

Chociaż loty odbywały się w zmiennych warunkach szybowania, widma z faz termicznych, szczególnie te podłużne, uległy wyraźnemu załamaniu. Widmom średnim towarzyszyły modelowe, przybliżające średnią szybkość rozpraszania ($3,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^3$) oraz 5. i 95. percentyl ($1,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^3$ i $1,1 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}^3$).

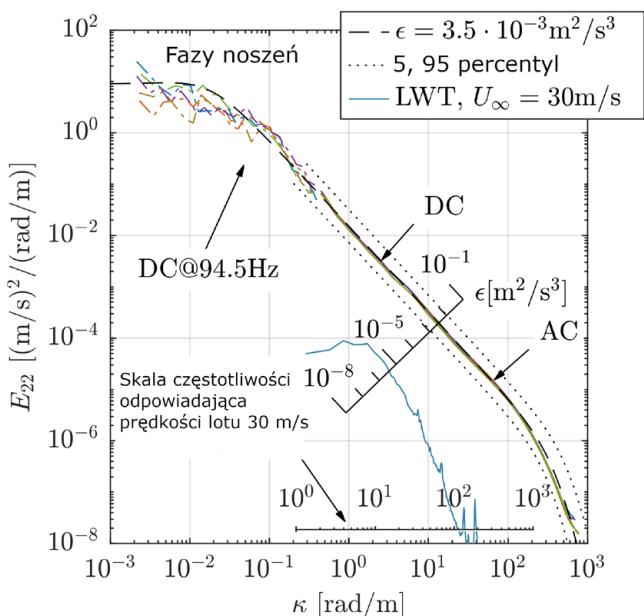
Rycinę 13 uzupełniono widmami z pomiarów anemometrycznych w laminarnym tunelu aerodynamicznym (Romblad i in., 2022, bez siatek) dla zakresu prędkości napływu w noszeniach (30 m/s). Są one wyraźnie niższe od widm w locie. Przy częstotliwościach 0,2 kHz, czyli bardzo niskim zakresie typowych częstotliwości TS dla obecnych konfiguracji lotu, widma różnią się o współczynnik $E_{1,1}^{\text{flight}}/E_{1,1}^{\text{LWT}} \approx 5000$, co odpowiada stosunkowi amplitudy prędkości 70 (37 dB).

Zgodnie z przewidywaniami omówionymi w poprzednim paragrafie można oczekiwać lokalnej izotropii w małych skalach. W turbulencji izotropowej i w zakresie

bezwładnościowym stosunek $E_{1,1}(\kappa)$ do $E_{2,2}(\kappa)$ teoretycznie przyjmuje wartość 0,75 (Pope, 2000, równania (6.242), (6.243)). Rycina 14 przedstawia stosunek $E_{1,1}(\kappa)/E_{2,2}(\kappa)$ uśredniony dla faz termicznych każdego lotu. Dla $\kappa = 0,5$ do 50 rad/m stosunek ten pozostaje bliski wartości teoretycznej,



Ryc. 12. Wykresy funkcji gęstości prawdopodobieństwa skali długości η Kołmogorowa dla krążenia w noszeniu termicznym (symbole otwarte) i odcinków przelotowych (symbole pełne); rozkład logarytmiczno-normalny (linie przerywane) na podstawie średniej i odchylenia standardowego wszystkich lotów; według Greinera i Würza (2022)



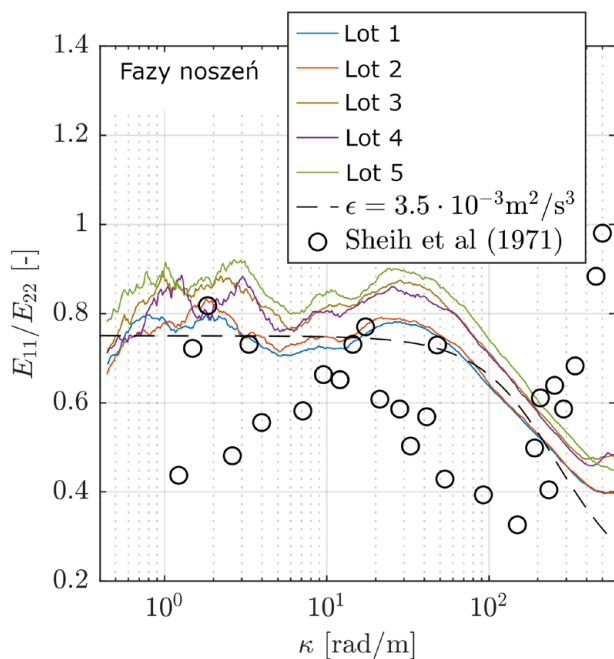
Ryc. 13. Widma podłużne (po lewej) i poprzeczne (po prawej) uśrednione dla wszystkich faz 5 lotów w noszeniach termicznych (linie ciągłe, kod kolorystyczny - patrz ryc. 12); widma o niskiej liczbie falowej (linie przerywane) obejmują ruch statku powietrznego; widma modelu Pope reprezentujące 5., 50. i 95. percentyl ϵ dla wszystkich lotów; widmo LWT przy 30 m/s (Romblad i in., 2022) odpowiadające średniej prędkości napływu w fazach wznoszenia

ale odchyła się w późniejszych lotach, co może wskazywać na degradację stosowalności wartości uzyskanych w procesie wstępnej kalibracji. Powyżej 30 rad/m, stosunek $E_{11}(\kappa)/E_{22}(\kappa)$ spada, podobnie jak w widmie modelu. Dla porównania, dane przedstawione przez Sheiha i in. (1971) zostały poprawione. Autorzy przypisują duży rozrzut w danych błędem eksperymentalnym.

Do prognozowania szybkości dyssypacji energii turbulentnej ϵ w konwekcyjnej warstwie mieszanej atmosfery, dwie wielkości meteorologiczne – strumień wyporu i parametr wyporu – okazały się odpowiednie (Kaimal i Finnigan, 1994). Jednakże dla celów testowania profili skrzydeł szybowca przydatne jest omówienie związku ϵ z metrykami, które są niezbędne do modelowania osiągow w przelotach. Są to: wysokość lotu, pora dnia czy pionowa prędkość powietrza. Oczywiście wyniki tego badania opierają się na ograniczonym zbiorze danych i mają zastosowanie jedynie do porównywalnych sytuacji pogodowych w podobnych regionach klimatycznych.

Szybkość dyssypacji energii turbulentnej ϵ nie wykazuje rozpoznawalnego trendu w odniesieniu do wysokości względnej, mierzonej od poziomu gruntu do wysokości użytecznego górnego krańca noszeń termicznych. Tę ostatnią szacuje się na podstawie obwiedni maksymalnych osiągniętych wysokości. Ten wynik jest zgodny z rezultatami osiągniętymi przez Caugheya i Palmera (1979), którzy wykazują stałą szybkość rozpraszania na większości pionowego zasięgu konwekcyjnej warstwy mieszanej.

Najniższe szybkości rozpraszania, np. $< 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, występują w danych zarówno dla wczesnej, jak i późniejszej pory dnia, w związku z czym nie widać w nich żadnego wykorzystania termiki (tj. lotu krążącego). Jest to zgodne



Ryc. 14. Stosunek widm podłużnych i poprzecznych, uśredniony z pięciu lotów dla faz wznoszenia w termice, w porównaniu z wartością teoretyczną z widma modelu Pope; symbole według Sheih i in. (1971)

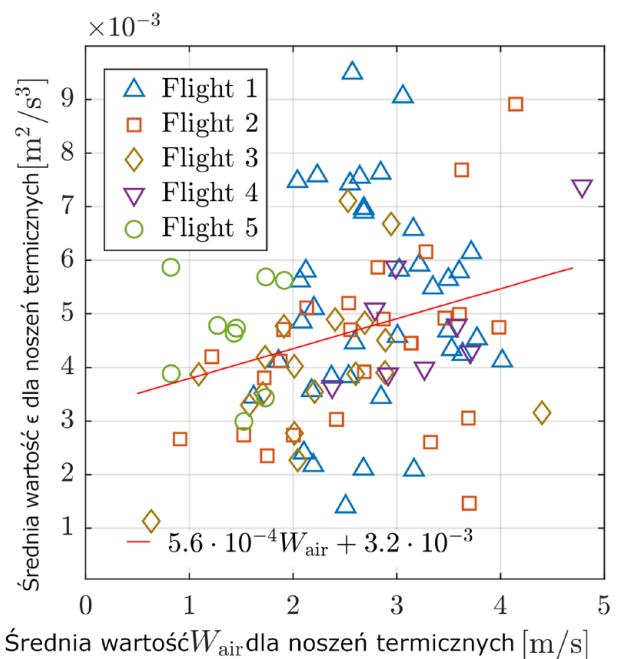
z obserwacją, że turbulentna energia kinetyczna maleje po południu, gdy zanika powierzchniowy strumień wyporu (Darbieu i in., 2015).

Jeśli chodzi o wpływ wytrzymałości termicznej, rycina 15 przedstawia wartości całkowite metryk W_{air} i ϵ , gdzie każdy symbol reprezentuje średnią dla jednego kominia termicznego. Występuje znaczny rozrzut, ale liniowe dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów daje nachylenie $d\epsilon/dW_{air} \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$. Podobny gradient zaobserwowano w pracy Greinera i Würza (2022) dla średniej wartości dla poszczególnych 4 podsegmentów podczas faz przelotu po prostej.

Podsumowanie

Naturalne profile laminarne stanowią najnowocześniejsze rozwiązanie dla lotnictwa ogólnego i turbin wiatrowych. Aby uwzględnić warunki dopływu podczas procesu projektowania, konieczne jest scharakteryzowanie turbulencji strumienia swobodnego w warunkach zamierzonej eksploatacji.

Niniejsza praca koncentruje się na lotach szybowca, wykonywanych w konwekcyjnej warstwie mieszanej atmosfery. Uwzględniono zarówno krążenia w kominach termicznych, jak i przeloty po prostej, pomiędzy obszarami najsilniejszych noszeń. W tym celu podłużne (u) i poprzeczne (v) prędkości powietrza w warunkach turbulencji atmosferycznej były rejestrowane podczas lotów badawczych w sposób ciągły za pomocą sondy anemometru o stałej temperaturze CTA. Dodatkowo, zarejestrowano dane środowiskowe (temperatura, wilgotność względna, ciśnienie statyczne i dynamiczne) oraz dane uzupełniające (trasa lotu GPS, przyspieszenia sondy)



Ryc. 15. Metryki W_{air} i ϵ , każdy symbol reprezentuje średnią z jednej fazy termicznej; według Greinera i Würza (2022)

w celu uzyskania dokładnego obrazu profilu lotu i wsparcia postprocessingu. Analizy objęły 22 godziny lotu w typowych warunkach pogodowych dla Europy Środkowej, ze średnią prędkością pionową powietrza od 1,5 do ponad 3,5 m/s w kominach termicznych.

Ocena tak długich pomiarów z zastosowaniem anemometru CTA wymaga kompensacji zmiennej temperatury i gęstości powietrza, a także porównania z prędkością napływu wynikającą z ciśnienia dynamicznego. W świetle powyższego nie można założyć, że efektywna temperatura drutów pomiarowych anemometru będzie stała przez kilka godzin. Jednak bez dokładnego uzupełniającego pomiaru kąta napływu nie jest możliwe bezpośrednio określenie konkretnej korekty dla każdego z drutów pomiarowych.

Opracowano metodę, która wykorzystuje założenie izotropii w małych skalach, aby określić odpowiednie wartości efektywnych temperatur drutów pomiarowych anemometru. Ponieważ szybkość dostosowuje swój tor lotu do największych skal turbulencji, nie było możliwe określenie ani całkowitej skali długości, ani mikroskali Taylora. Stwierdzono, że skala Kołmogorowa η ma rozkład zbliżony do logarytmiczno-normalnego w fazach termicznych, ze średnią wartością około 1,1 mm.

W fazach termicznych można dobrze scharakteryzować turbulencje strumienia swobodnego. Szybkość dyssypacji energii turbulentnej ϵ wykazuje niewielki rozrzut w obrębie i pomiędzy poszczególnymi lotami oraz rozkład logarytmiczno-normalny. We wszystkich fazach termicznych, szybkość rozpraszania wynosi średnio $3,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^3$, z wąskim rozrzutem od $1,2 \cdot 10^{-3}$ do $1,1 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}^3$ (5. i 95. percentyl). Jest to wartość znacznie wyższa niż w laminarnym tunelu aerodynamicznym. Na przykład widmo podłużne w noszeniu termicznym przy częstotliwości $f = 200 \text{ Hz}$ jest o 37 dB wyższe niż w tunelu przy porównywalnej prędkości (30 m/s). Zaobserwowano niskie wartości ϵ , np. poniżej $5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, ale nie w termicznie aktywnym okresie dnia. Zgodnie z obserwacjami meteorologicznymi wysokość nad poziomem gruntu nie ma wyraźnego wpływu na wartość ϵ w konwekcyjnej warstwie mieszanej. W fazach termicznych obserwuje się tendencję do wyższego ϵ wraz ze wzrostem pionowej prędkości powietrza, aczkolwiek jest ona ukryta w znacznym rozproszeniu.

Interesującym zagadnieniem jest możliwość przeniesienia zmierzonych warunków atmosferycznych do eksperymentu w tunelu aerodynamicznym, co zapewnia podobieństwo środowiskowe. W przypadku małych skal można to osiągnąć za pomocą bezwymiarowego rozkładu wielkości cząstek (PSD) jako kroku pośredniego. Przy zmianach kąta napływu przedstawiono metodę identyfikacji tych zmian ze zmierzonych szeregów czasowych prędkości, które są najprawdopodobniej istotne dla niestacjonarnej aerodynamiki skrzydła. Metoda ta jest dostosowana do bezpośredniego dostarczania parametrów wejściowych dla generatora podmuchów. W przypadku porównywalności wynik jest zgodny z niedawnymi badaniami turbulencji atmosferycznej (Guissart i in., 2021).

Należy zauważyć, że prezentowane wyniki są wyłącznie funkcją strategii lotu pilotów i dlatego reprezentują jedynie obciążone/stronnicze statystyki konwekcyjnej warstwy granicznej.

Bibliografia:

- [1] Althaus, D. (1984). *Der Einfluss laminarer Ablöseblasen auf die Profilpolaren*. Institute report, Institute of Aerodynamics and Gasdynamics, University of Stuttgart, presented at the Symposium of Sailplane Development, Braunschweig.
- [2] Batchelor, G. K. (1950). The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 76(328), 133–146. doi:10.1002/qj.49707632804.
- [3] Batchelor, G. K., Townsend, A. A. and Taylor, G. I. (1947). Decay of vorticity in isotropic turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 190(1023), 534–550. doi:10.1098/rspa.1947.0095.
- [4] Baumann, M. (2013). *Manual of the System Low-noise Miniature CTA System*. Ingenieurbüro Dr. Baumann.
- [5] Bendat, J. S., Piersol, A. G. (2000). *Random Data*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 3rd ed.
- [6] Bernardy, S. (2002). *Investigation into the Effects of Turbulence in Thermals on Sailplane Airfoil Performance*. Diploma Thesis, Delft University of Technology and Fachhochschule Aachen.
- [7] Bertolotti, F. P. (1997). Response of the Blasius boundary layer to free-stream vorticity. *Physics of Fluids*, 9(8), 2286–2299. doi:10.1063/1.869350.
- [8] Bertolotti, F. P. (2001). Effect of atmospheric turbulence on a laminar boundary-layer. *Technical Soaring*, 25, 154–159. journals.sfu.ca/ts/index.php/ts/article/view/309.
- [9] Bruun, H. H. (1995). *Hot-Wire Anemometry*. Oxford: Oxford University Press.
- [10] Caughey, S. J. and Palmer, S. G. (1979). Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 105(446), 811–827. doi:10.1002/qj.49710544606.
- [11] Darbieu, C., Lohou, F., Lothon, M., Arellano, J. Vil`a-Guerau de, Couvreur, F., Durand, P., Pino, D., Patton, E. G., Nilsson, E., Blay-Carreras, E. and Gioli, B. (2015). Turbulence vertical structure of the boundary layer during the afternoon transition. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 15(17), 10071–10086. doi:10.5194/acp-15-10071-2015.
- [12] Deck, U. and Würz, W. (2023). In-flight measurements on the influence of freestream turbulence on a NLF airfoil. *AIAA Aviation 2023 Forum*, 2023–3675. doi:10.2514/6.2023-3675.
- [13] Djenidi, L. and Antonia, R. A. (2012). A spectral chart method for estimating the mean turbulent kinetic energy dissipation rate. *Experiments in Fluids*, 53, 1005–1013. doi:10.1007/s00348-012-1337-x.
- [14] Ewald, B., Durst, F., Krause, E. and Nitsche, W. (1993). In-flight measuring techniques for laminar flow wing development. *Zeitschrift für Flugwissenschaft und Weltraumforschung*, 17, 294–310.
- [15] Fisher, D., Horstmann, K. H. and Riedel, H. (2003). *Flight Test Measurement Techniques for Laminar Flow*. RTO AGARDograph. *Flight Test Techniques Series*, 300, 23 / SCI-040, RTO/NATO, Neuilly-sur-Seine Cedex, www.sto.nato.int/publications/STOTechnicalReports/RTO-AG-300-V23/AG-300-V23-\$\$ALL.pdf.
- [16] Freymuth, P. and Fingerson, L. M. (1997). Hot-wire anemometry at very high frequencies: effect of electronic noise. *Measurement Science and Technology*, 8(2), 115. doi:10.1088/0957-0233/8/2/001.
- [17] Greiner, M. and Würz, W. (2022). In-flight measurement of free-stream turbulence in the convective boundary layer. *Experiments in Fluids*, 63(162), 1–20. doi:10.1007/s00348-022-03506-6.

- [18] Greiner, M. (2024). *Experiments on laminar separation bubbles under inflow conditions of atmospheric turbulence*. PhD Thesis. Institute of Aerodynamics and Gas Dynamics, University of Stuttgart.
- [19] Guissart, A., Romblad, J., Nemitz, T. and Tropea, C. (2021). Small-scale atmospheric turbulence and its impact on laminar-to-turbulent transition. *AIAA Journal*, 59(9), 3611–3621. doi:10.2514/1.J060068.
- [20] Hultmark, M. and Smits, A. J. (2010). Temperature corrections for constant temperature and constant current hot-wire anemometers. *Measurement Science and Technology*, 21(10). doi:10.1088/0957-0233/21/10/105404.
- [21] Kaimal, J. C. and Finnigan, J. J. (1994). *Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement*. New York: Oxford University Press. doi:10.1093/oso/9780195062397.001.0001.
- [22] Kannuliik, W. G. and Carman, E. H. (1951). The temperature dependence of the thermal conductivity of air. *Australian Journal of Scientific Research. Series A: Physical Sciences*, 4, 305–314. doi:10.1071/CH9510305.
- [23] Kolmogorov, A. N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Cr. Acad. Sci. URSS* 30: 301–305, translated in (1991) *Proceedings of the Royal Society London A* 434: 9–13. doi:10.1098/rspa.1991.0075.
- [24] Kolmogorov, A. N. (1962). A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 13(1), 82–85. doi:10.1017/S0022112062000518.
- [25] Körner, H. (1990). Natural laminar flow research for subsonic transport aircraft in the FRG. *Zeitschrift für Flugwissenschaft und Weltraumforschung*, 14, 223–233.
- [26] Körner, H. and Redeker, G. (1994). The role of flight tests and wind tunnels in laminar flow research. *ICAS Proceedings, 19th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences*, 1, 46–56. icas.org/ICAS_ARCHIVE/ICAS1994/ICAS-94-3.1.1.pdf.
- [27] Kraichnan, R. H. (1974). On Kolmogorov's inertial-range theories. *Journal of Fluid Mechanics*, 62(2): 305–330. doi:10.1017/S002211207400070X.
- [28] Lutz, A. (2010). Ground Vibration Test and Flutter Analysis of Sailplane ARCUS T. *Technical Report 09-27287-01*, Schempp-Hirth Segelflugzeugbau GmbH, unpublished.
- [29] MacCready, P. B., Jr. (1962). Turbulence measurements by sailplane. *Journal of Geophysical Research*, 67(3), 1041–1050. doi:10.1029/JZ067i003p01041.
- [30] MacCready, P. B., Jr., Lockhart, T. J., Diamond, R. J. and Smith, T. B. (1956). Atmospheric Turbulence Investigation by Sailplane. Final Report AFCRC-TR-56-279, Meteorology Research, Inc, Pasadena CA.
- [31] Maughmer, M. D., Coder, J. G., Wannenmacher, C. and Würz, W. (2017). The design of a new racing sailplanes: A new thermal mix model and the role of transitional CFD. *17th AIAA Aviation Technology, Integration, and Operations Conference*. AIAA, 2017–4091. doi:10.2514/6.2017-4091.
- [32] Miley, S. J. and Horstmann, K. H. (1991). *Data Report of Flight and Wind Tunnel Investigations of Tollmien-Schlichting Waves on an Aircraft Wing*, Part I. Report IB 129–91/18, Institute for Design Aerodynamics, DLR, Braunschweig.
- [33] Oboukhov, A. M. (1962). Some specific features of atmospheric turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 13(1), 77–81. doi:10.1017/S0022112062000506.
- [34] de Paula, I. B., Würz, W., Krämer, E., Borodulin, V. I. and Kachanov, Y. S. (2013). Weakly nonlinear stages of boundary-layer transition initiated by modulated Tollmien-Schlichting waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 732, 571–615. doi:10.1017/jfm.2013.420.
- [35] Peltzer, I. (2004). *Flug- und Windkanalexperimente zur räumlichen Entwicklung von Tollmien-Schlichting-Instabilitäten in einer Flügelgrenzschicht*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, Mensch und-Buch-Verlag, Berlin.
- [36] Pope, S. B. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge: Cambridge University Press.
- [37] Reeh, A. D. (2014). *Natural laminar flow airfoil behaviour in cruise flight through atmospheric turbulence*. PhD thesis, Technical University of Darmstadt. 10.26083/tuprints-00004123.
- [38] Richardson, L. F. (1922). *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge: Cambridge University Press. doi:10.1017/CBO9780511618291 (doi of 2nd ed. 2007).
- [39] Riedel, H. and Sitzmann, M. (1998). In-flight investigations of atmospheric turbulence. *Aerospace Science and Technology*, 2(5), 301–319. doi:10.1016/S1270-9638(98)80007-2.
- [40] Romano, G., Ouellette, N., Xu, H., Bodenschatz, E., Steinberg, V., Meneveau, C. and Katz, J. (2007). Measurements of turbulent flows. In Tropea, C., Yarin, A. L. and Foss, J. F. (eds), *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Berlin, Heidelberg: Springer, 745–855. doi:10.1007/978-3-540-30299-5.
- [41] Romblad, J., Greiner, M., Guissart, A. and Würz, W. (2022). Characterisation of low levels of turbulence generated by grids in the settling chamber of a laminar wind tunnel. *Experiments in Fluids*, 63(65). doi:10.1007/s00348-022-03418-5.
- [42] Seitz, A. (2007). *Freiflug-Experimente zum Übergang laminar-turbulent in einer Tragflügelgrenzschicht*. PhD thesis, Technische Universität Braunschweig.
- [43] Sengupta, A. and Tucker, P. (2020). Effects of forced frequency oscillations and unsteady wakes on the separation-induced transition in pressure gradient dominated flows. *Physics of Fluids*, 32: 094113. doi:10.1063/5.0023679.
- [44] Sharman, R. and Lane, T. (eds) (2016). *Aviation Turbulence. Processes, Detection, Prediction*. Cham: Springer, 1st ed., doi:10.1007/978-3-319-23630-8.
- [45] Sheih, C. M., Tennekes, H. and Lumley, J. L. (1971). Airborne hot-wire measurements of the small-scale structure of atmospheric turbulence. *Physics of Fluids*, 14, 201–215. doi:10.1063/1.1693416.
- [46] Taylor, G. I. (1938). Production and dissipation of vorticity in a turbulent fluid. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 164(916), 15–23. doi:10.1098/rspa.1938.0002.
- [47] Tennekes, H. (1968). Simple model for the small-scale structure of turbulence. *Physics of Fluids*, 11, 669–671. doi:10.1063/1.1691966.
- [48] Wagner, R. D., Maddalon, D. V., Bartlett, D. W. and Collier, F. S. (1988). Fifty years of laminar flow flight testing. *Journal of aerospace*, 97(1), SAE Transactions, 995–1019.
- [49] Weismüller, M. (2011). *A new approach to aerodynamic performance of aircraft under turbulent atmospheric conditions*. PhD thesis, Technical University of Darmstadt. 10.26083/tuprints-00002934.
- [50] Wyngaard, J. C. (2010). *Turbulence in the atmosphere*. Cambridge: Cambridge University Press. doi:10.1017/CBO9780511840524.
- [51] Zhu, Y., Antonia, R. A. (1996). The spatial resolution of hot-wire arrays for the measurement of small-scale turbulence. *Measurement Science and Technology*, 7(10), 1349–1359. doi:10.1088/0957-0233/7/10/006.
- [52] Oolman, L. (2021). Wyoming weather web. University of Wyoming. weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html. (portal pogodowy, dostep: 01.08.2021).