

Jakub Ł. Nowak

Turbulence properties  
in coupled and decoupled  
stratocumulus-topped  
marine boundary layers

Odpowiedzi do recenzji  
rozprawy doktorskiej

dra hab. Andrzeja Wyszogrodzkiego, prof. IMGW-PIB,  
prof. dra hab. Lecha Łobockiego  
i prof. dra hab. Jacka Piskozuba



UNIWERSYTET  
WARSZAWSKI

Instytut Geofizyki  
Wydział Fizyki  
Uniwersytet Warszawski

Warszawa 2022

## dr hab. Andrzej Wyszogrodzki, prof. IMGW-PIB

Jednym z elementów, który wymagał by dogłębszej analizy jest przyjęta metoda uśredniania danych pomiarowych, grupująca dane w klastry o pionowej rozciągłości 10 m i ich dalszego pięciopunktowego ruchomego wygładzania. Należało by podać uzasadnienie takiego podejścia albo zbadać czy/lub w jakim stopniu inne parametry uśredniania wpłyną na wyniki. Niejasne jest dalej przyjęcie tego samego uśredniania dla turbulencji (początek par. 3.2) podczas gdy w rozdziale 3.2.2. omawiane są dolne skale dla poszczególnych przyrządów od 2 cm do 1 m.

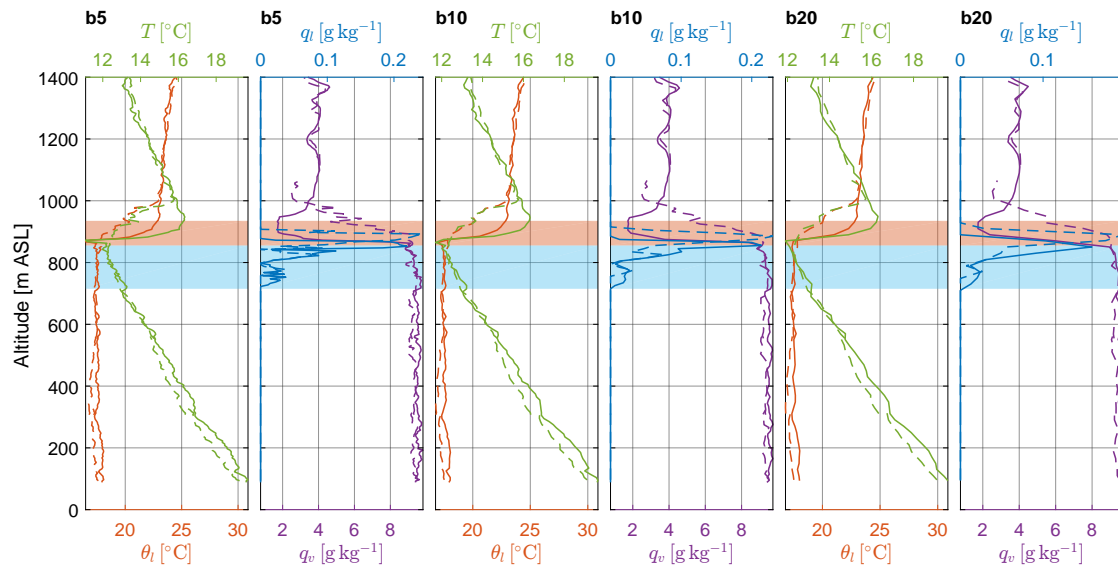
Wspomniana metoda uśredniania danych pomiarowych dotyczy jedynie segmentów typu PROF. Różnica w podejściu do analizy danych z różnego typu segmentów, pionowych profili PROF i poziomych LEG, wynika z faktu, że ze względu na stratyfikację struktura atmosfery jest inna w pionie niż poziomie.

W rozdziale 2.5. zaznaczyłem, że segmenty typu PROF nazywam w uproszczeniu profilami pionowymi, jednak jak zwykle w praktyce pomiarów lotniczych trajektoria platformy przy ich wykonywaniu to linia nachylona względem poziomu pod pewnym kątem. Prędkość pozioma to ok.  $15-20 \text{ m s}^{-1}$ , prędkość pionowa to ok.  $3-5 \text{ m s}^{-1}$ . Prędkość może się nieco zmieniać w czasie wykonywania profilu oraz różnić się pomiędzy poszczególnymi profilami. Grupowanie i uśrednianie danych w klastrach o pionowej rozciągłości 10 m zastosowałem z trzech powodów:

- Instrumenty na platformie próbują w stałych odstępach czasu, co w połączeniu ze zmienną prędkością pionową skutkuje zmienną rozdzielczością pomiarów w pionie. Grupowanie danych w klastry o stałej rozciągłości pionowej zapewnia jednakowe odstępki pomiędzy punktami na wykresach profili pionowych. Pozwala to uniknąć sytuacji, w której podobne detale w profilu pewnej wielkości fizycznej byłyby widoczne w jednej części profilu, a w innej nie.
- Instrumenty na platformie ACTOS różnią się rozdzielczością czasową wykonywanych pomiarów. Grupowanie danych w klastry o stałej rozciągłości pionowej daje podobne odwzorowanie detali dla różnych wielkości fizycznych przedstawianych na wykresach.
- Przygotowanie profili o jednakowej rozdzielczości pionowej dla różnych wielkości mierzonych bezpośrednio ułatwia wyliczenie wielkości pośrednich, które są funkcjami więcej niż jednej wielkości mierzonej bezpośrednio, np.  $\theta_l$ , LCL.

Ponadto, przygotowanie profili o stałej rozdzielczości pionowej ułatwia wyznaczenie gradientów pionowych, niezbędnych dla wyliczenia  $N_b$ ,  $Sh$ ,  $\mu$ .

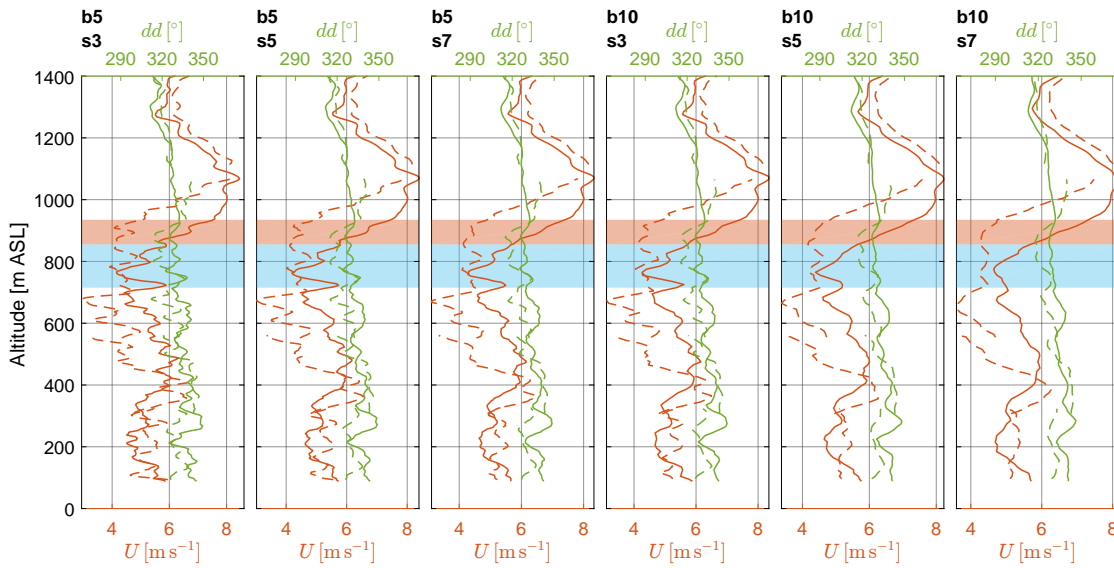
Wybrana wielkość pojedynczego klastra 10 m z jednej strony stanowi dwukrotność spodziewanej dla prędkości wznoszenia  $5 \text{ m s}^{-1}$  rozdzielczości pionowej najwznowniejszych instrumentów wykorzystywanych w analizie struktury pionowej (CPC i miniCCNC), a z drugiej strony pozwala zilustrować strukturę pionową atmosfery z poziomem dokładności wystarczającym dla wyróżnienia warstw omawianych w rozprawie, właściwych dla przypadku sprężonej i rozsprężonej warstwy granicznej. Porównanie profili wykonanych dla trzech różnych rozmiarów klastra (rys. 1) pokazuje spadający z rosnącym rozmiarem klastra poziom odwzorowania detali. Jednakże charakter zmienności pionowej pozostaje zachowany.



Rysunek 1: Porównanie profili temperatury  $T$ , temperatury potencjalnej ciekłej wody  $\theta_l$ , wilgotności właściwej  $q_v$  i stosunku masowego ciekłej wody  $q_l$  w sprężonej warstwie granicznej względem rozmiaru klastra uśredniania (oznaczonego literą b i rozciągłością w metrach).

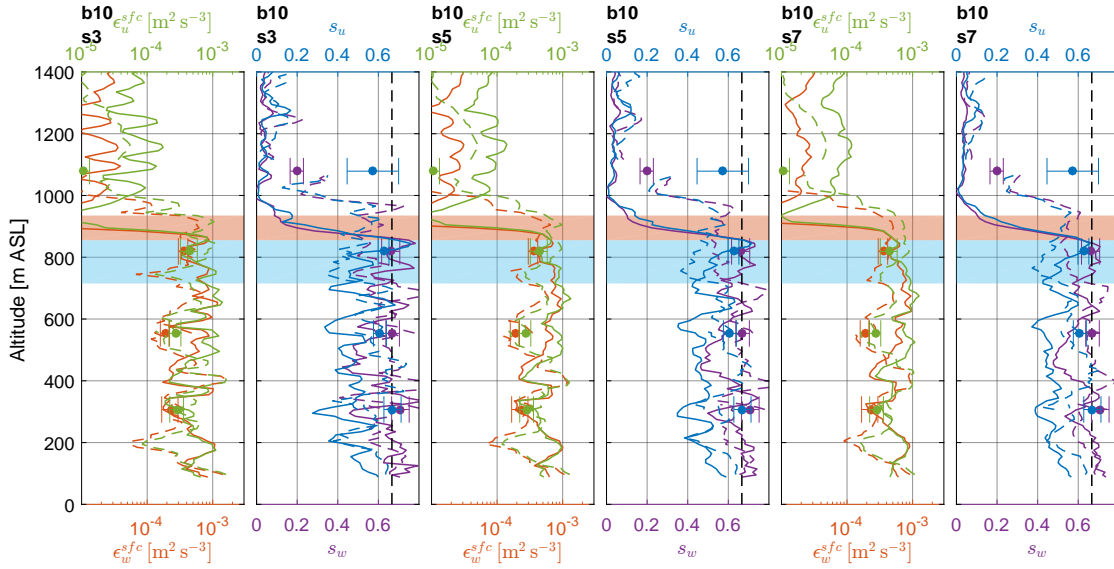
Dla profili wiatru poziomego  $U$ ,  $dd$  zastosowano dodatkowo dalsze 5-punktowe wygładzanie. Uzasadnieniem dla tego zabiegu jest intencja uzyskania informacji o średnim wietrze w atmosferze poprzez usunięcie efektów związanych z penetracją poszczególnych wirów turbulencyjnych. Rozmiar okna wygładzania dobrałem tak, aby z jednej strony po operacji wygładzania zachować widoczność gradientu wiatru na wierzchołku warstwy granicznej, a z drugiej strony doprowadzić do wygładza-

nia danych pochodzących z penetracji tzw. dużych wirów (large eddy scale). Ze względu na przywołane wyżej proporcje prędkości pionowej i poziomej platformy, odległość 50 m w pionie odpowiada przebytej odległości ok. 150-330 m w poziomie, co z kolei odpowiada typowej skali dużych wirów w warstwie granicznej atmosfery. Porównanie profili wykonanych dla dwóch różnych rozmiarów klastra uśredniania i trzech rozmiarów okna wygładzania (rys. 2) pokazuje spadający z rosnącym rozmiarem klastra oraz rosnącym rozmiarem okna poziom odwzorowania detali. Jednakże charakter zmienności pionowej pozostaje zachowany.



Rysunek 2: Porównanie profili wiatru w sprzężonej warstwie granicznej względem rozmiaru klastra uśredniania (oznaczonego literą b i rozciągłością w metrach) oraz rozmiaru okna wygładzania (oznaczonego literą s i rozciągłością w punktach).

Analogiczną procedurę jak dla wiatru, a więc grupowanie wartości w pionowych klastrach o rozciągłości 10 m oraz 5-punktowe wygładzanie, zastosowałem do segmentów typu PROF w przypadku wielkości charakteryzujących turbulencję, wprowadzonych w rozdziale 3.2.3 i omawianych w rozdziale 5.3:  $\epsilon_u^{sfc}$ ,  $\epsilon_w^{sfc}$ ,  $\epsilon_u^{psd}$ ,  $\epsilon_w^{psd}$ ,  $s_u$ ,  $s_w$ ,  $p_u$ ,  $p_w$ ,  $R_u^{sfc}$ ,  $R_w^{sfc}$ ,  $R_u^{psd}$ ,  $R_w^{psd}$ . Rzeczywiście, przez niedopatrzenie zabrakło w tekście rozprawy informacji o zastosowaniu wygładzania również dla tych wielkości. Wielkości wyliczane na ich podstawie, a więc współczynniki anizotropii  $A_\epsilon^{sfc}$ ,  $A_\epsilon^{psd}$  oraz skale Kolmogorowa  $\eta_u$ ,  $\eta_w$  nie podlegały dalszemu wygładzaniu. Porównanie profili wykonanych dla trzech różnych rozmiarów okna wygładzania (rys. 3) pokazuje spadający z rosnącym rozmiarem okna poziom odwzorowania lokalnych fluktuacji.



Rysunek 3: Porównanie profili dyssypacji  $\epsilon$  i współczynnika skalowania funkcji struktury  $s$  w sprzężonej warstwie granicznej względem rozmiaru okna wygładzania (oznaczonego literą  $s$  i liczbą punktów).

Dolne skale dla poszczególnych przyrządów od 2 cm do 1 m omawiane są w rozdziale 3.2.2. w kontekście segmentów typu LEG, nazywanych również poziomymi. Dla tego typu segmentów wyznaczałem wariancję, strumienie turbulencyjne, czy też skale integralne. W przypadku segmentów typu LEG nie stosowałem grupowania w klastry ani wygładzania właściwego dla segmentów typu PROF.

Przyjęcie założenia o horyzontalnej izotropii może obniżyć ogólność przeprowadzonej analizy. Nie wynika z niej jasno czy założenie to jest całkowicie poprawne dla wyselekcjonowanych przypadków, gdzie np. na obszarach w bliskiej okolicy pola testowego (Flight #5, Rycina 2.6) widoczne są podłużne struktury chmur mogące mieć związek z wysokoenergetycznymi dwu-wymiarowymi koherentnymi wirami w warstwie granicznej. Warunki, przy których występują takie struktury (oddziaływanie silnej konwekcji z pionowym i kierunkowym gradientem pola wiatru przy wierzchołku warstwy granicznej) są zbieżne ze wskazanymi w sekcji 3.2.4 przypadkami gdzie izotropowość nie jest spełniona.

(...)

Autor analizuje anizotropię pomiędzy pionową i wzdłużną składową prędkości, jednak bez odniesienia się do wcześniejszego założenia o horyzontalnej izotropii. W kilku przypadkach taka dogłębniejsza analiza mogła być wskazana, dla przykładu

w sekcji 5.4, gdzie Autor wskazuje na dużą wariancję anizotropii dla horyzontalnego segmentu wewnątrz chmury w pobliżu jej wierzchołka oraz dalej zauważalne są rozbieżności współczynnika anizotropii wyznaczonego na podstawie funkcji struktury (wartości bliskie jedności) i z widma gęstości mocy PSD ( $\sim 0.6$ ) wskazujące na dominującą rolę fluktuacji horyzontalnych. Zatem interesujące jest czy pierwotne założenie horyzontalnej izotropii może wpływać na obserwowane wyniki.

Założenie o horyzontalnej izotropii wykorzystałem ze względu na brak wyników pomiaru fluktuacji prędkości poprzecznej  $v'$ , co wynikało z problemów instrumentalnych z anemometrem ultradźwiękowym przywołanych w rozdziale 3.2. Założenie to jest w istocie stosowane w dwóch kontekstach: bezpośrednio przy szacowaniu wartości energii kinetycznej turbulencji (rozdział 3.2.1.), gdzie zastąpiłem brakującą wariancję składowej poprzecznej  $\langle v'^2 \rangle$  wariancją składowej wzdłużnej  $\langle u'^2 \rangle$ ; oraz pośrednio, gdy porównywane pomiędzy poszczególnymi segmentami typu LEG są wielkości wyliczone na podstawie fluktuacji składowej wzdłużnej, np. jej wariancja  $\langle u'^2 \rangle$  (w rozdziale 5.1.) czy współczynnik anizotropii  $A_{var}$  (w rozdziale 5.4.). W tym drugim kontekście, ukryte założenie horyzontalnej izotropii wiąże się z tym, że poszczególne segmenty LEG były wykonywane w różnych kierunkach - najczęściej kolejno w przeciwne strony, ze wschodu na zachód i z zachodu na wschód - co w konsekwencji oznacza zmiany orientacji kierunku wzdłużnego względem układu związanego z ziemią, a więc w szczególności względem gradientu wiatru.

Jak słusznie zauważył Recenzent, na zdjęciu satelitarnym z 8 lipca widoczne są podłużne struktury chmur, co sugeruje występowanie dwuwymiarowych koherentnych wirów w warstwie granicznej, a ich obecność wyróżniałaby pewien kierunek. Warto jednak zauważyć, że charakterystyczna skala tych struktur to ok. 30 km, a całkowity rozmiar obszaru operacji helikoptera to ok. 10 km. Natomiast dekompozycja Reynoldsa (rozdział 3.2.) została przeprowadzona z wykorzystaniem okna uśredniania rozmiaru 50 s, co odpowiada skali długości ok. 1 km. Zatem wszystkie wielkości, które są przedmiotem dalszej analizy, dotyczą skal rzędu 1 km i mniejszych. Można się spodziewać, że pole prędkości w mniejszych skalach jest bliższe horyzontalnej izotropii niż w skalach większych. To przypuszczenie zostało potwierdzone np. w pracach Lambert et al. (1999); Lambert and Durand (1999). Wykazano, że charakterystyczna skala przestrzenna dużych wirów (w tym przypadku użyto położenia maksimum widma gęstości mocy prędkości pionowej) jest większa dla poziomych segmentów wykonanych wzdłuż kierunku średniego wiatru niż dla poziomych

segmentów wykonanych poprzecznie do tego kierunku. Oznacza to, że wysokoenergetyczne wiry są wydłużone w kierunku średniego wiatru. Z drugiej strony jednak, nie stwierdzono żadnych istotnych różnic w warstościach dyssypacji wyliczonych dla tych dwóch grup segmentów poziomych, co autorzy zinterpretowali jako dowód na izotropowość turbulencji w zakresie inercyjnym pomimo horyzontalnej anizotropii w dużych skalach.

Niestety na podstawie dostępnych danych w mojej analizie, nie sposób bezspornie zweryfikować założenie horyzontalnej izotropii. Z jednej strony, brakuje pomiarów składowej poprzecznej wektora prędkości. Gdyby jednak takie dane były dostępne, stosowanie założenia w obu opisanych wyżej kontekstach nie byłoby konieczne. Z drugiej strony, segmenty poziome były wykonane na różnych poziomach, tzn. brakuje dwóch segmentów na tym samym poziomie, które różniłyby się kierunkiem lotu, co być może pozwoliłoby na sprawdzenie, czy otrzymane wyniki nie zależą od kierunku. Pewnym rozwiązaniem mogłoby być tutaj okazać się przeprowadzenie modelowania numerycznego dwóch analizowanych w rozprawie przypadków obserwacji warstwy granicznej, gdzie warunki brzegowe i początkowe odpowiadałyby sytuacji synoptycznej oraz zmierzonym profilom pionowym najważniejszych wielkości termodynamicznych. Taki eksperyment numeryczny jest również wysoce porządany, aby uzupełnić najpoważniejsze ułomności analizowanych w rozprawie obserwacji lotniczych, np. ograniczony czas i obszar pomiarów, mała liczba i niewielka długość segmentów poziomych.

Współczynniki anizotropii wyznaczone na podstawie funkcji struktury  $A_\epsilon^{sfc}$  i widma gęstości mocy  $A_\epsilon^{psd}$  należy interpretować nieco inaczej niż wyznaczone na podstawie wariancji  $A_{var}$ . Dwa pierwsze współczynniki porównują w istocie właściwości fluktuacji pionowej i wzdłużnej składowej prędkości w zakresie skal [0.4, 40] m, który przyjęto na podstawie danych za mieszczący się typowo wewnątrz zakresu inercyjnego kaskady energii. Natomiast ostatni współczynnik porównuje wariancję pionowej i wzdłużnej składowej prędkości w zakresie skal [0.4, 1000] m, gdzie największa część całkowitej wariancji odpowiada największym skalom z tego zakresu.

Współczynniki anizotropii związane z funkcją struktury  $A_\epsilon^{sfc}$  i widmem gęstości mocy  $A_\epsilon^{psd}$  są wprowadzone w rozprawie jako stosunki wartości dyssypacji EKT wyznaczonych na podstawie pionowej i wzdłużnej składowej prędkości. Metody wyznaczenia dyssypacji EKT z wykorzystaniem teoretycznego skalowania zakresu inercyjnego, czy to dla funkcji struktury czy dla widma gęstości mocy, wymagają dla zgodności z teorią przyjęcia założenia nie tylko horyzontalnej, ale pełnej izotropii.

Rozbieżności pomiędzy wartościami dyssypacji wyliczonymi ze składowej pionowej i wzdłużnej pokazują, iż taka izotropia nie wszędzie występuje, na co zwraca uwagę również prof. Łobocki. Jeśli chceć zachować ścisłą zgodność z mikroskopową definicją dyssypacji, wyliczone w mojej pracy wartości  $\epsilon_u^{sfc}$ ,  $\epsilon_w^{sfc}$ ,  $\epsilon_u^{psd}$ ,  $\epsilon_w^{psd}$  nie powinny być nazywane dyssypacją EKT; mogą jednak być traktowane jako wielkości opisujące własności funkcji struktury i widma gęstości mocy w zakresie skal zbliżonym do inercyjnego i jako takie mogą nadal służyć do oceny anizotropii pola prędkości w skalach zbliżonych do zakresu inercyjnego. Jak zaznaczyłem w rozdziale 5.4., nie udało mi się jednoznacznie określić przyczyny, dla której występuje widoczna różnica pomiędzy  $A_\epsilon^{sfc}$  (ok. 1) a  $A_\epsilon^{psd}$  (ok. 0.6).

O ile wydaje się, że liczba referencji jest bogata to zaprezentowana analiza jest jednak w niektórych miejscach zbyt pobieżna. Pokazywana jest albo zbieżność albo rozbieżność z wynikami innych autorów, ale bez głębszej analizy przyczyn i implikacji. (...) Nie wiadomo z tych porównań w jakim dokładnie zakresie cytowane prace różnią się od obecnych wyników i co z tych różnic wynika. Wymaga to od czytelnika szczegółowego przestudiowania zacytowanych prac i podjęcia próby odtworzenia myśli przewodniej, która tym porównaniom przyświecała.

Prace innych autorów, z którymi porównuję swoje wyniki w rozdziale 7.2., zostały po raz pierwszy wymienione i krótko zreferowane we wstępie (rozdział 1.). Przyznaję, że w niektórych miejscach porównania są dość lakoniczne i wymagają od czytelnika, który wcześniej nie zajmował się pojęciem rozsprężenia warstwy granicznej, zapoznania się z cytowanymi artykułami. Nie zwróciłem wystarczającej uwagi, aby wyczerpująco objaśnić podobieństwa i różnice, gdyż sam przez dłuższy czas pracowałem z cytowaną literaturą, planując metodologię swojej analizy oraz przygotowując wstęp rozprawy.

W rozdziale 7.2.1. porównuję swoje wyniki dotyczące sprężonej warstwy granicznej zwieńczonej stratocumulusem (WGZS) z reprezentatywaniami w mojej ocenie pozycjami wybranymi spośród stosunkowo bogatej literatury tego zagadnienia. Wykazuję, że większość moich wyników jest zgodna z wcześniejszymi badaniami dynamiki chmur stratocumulus. W przypadku nielicznych różnic, starałem się wyjaśnić ich przyczyny. Upatruję ich w stosunkowo niewielkiej grubości chmury w porównaniu z wieloma innymi badaniami oraz popołudniowej porze, kiedy radiacyjne chłodzenie na wierzchołku przez wypromieniowanie w długich falach jest częściowo kompensowane przez absorpcję promieniowania słonecznego. Mechanizm ten może



nawet prowadzić do rozsprężenia warstwy granicznej i został on opisany w rozdziale 1.3.1.2. Tymczasem większość prac innych autorów skupia się na porze nocnej, gdy brak jest promieniowania słonecznego, a całkowite chłodzenie radiacyjne silniejsze.

Natomiast w rozdziale 7.2.2. moją intencją było właśnie pokazanie zbieżności albo rozbieżności swoich wyników dotyczących rozsprężonej WGZS z wynikami innych autorów bez wchodzenia w analizę przyczyn. Zbieżność albo rozbieżność oceniałem w kontekście charakteru pionowej zmienności poszczególnych parametrów lub obecności/braku poszczególnych warstw, nie zaś pod względem konkretnych wartości tych parametrów. Uważam, że nie jest możliwe wyjaśnienie fizycznych przyczyn tych różnic w sposób, który nie budziłby wątpliwości. Wynika to z faktu, że wszystkie prace traktujące o pomiarach turbulencji w rozsprężonej WGZS, do których udało mi się dotrzeć, mają charakter przyczynkowy, tzn. analizują bardzo niewielką liczbę przypadków przy użyciu jedynie wybranych parametrów. W tabeli poniżej zaznaczam, jakie parametry turbulencji zmierzili poszczególni autorzy oraz jaką liczbę przypadków analizowali. Cytowane badania różnią się pomiędzy sobą pod względem regionu geograficznego, pory roku i warunków synoptycznych. Nie powinno więc dziwić, że występują różnice w obserwowanej stratyfikacji i własnościach turbulencji pomiędzy nimi oraz w porównaniu z moimi wynikami.

Mam świadomość, że podobnie do cytowanych prac moja rozprawa również ma przyczynkowy charakter, ponieważ analizuję pojedynczy przypadek rozsprężonej warstwy granicznej. Niemniej jednak, starałem się opisać obserwowaną turbulencję w możliwie pełny sposób, analizując wiele parametrów. Dla zagadnienia rozsprężonej WGZS brakuje pracy syntetycznej, do której można by się odnieść. Niektóre powody takiego stanu rzeczy wspominałem w rozdziale 7.5. Pomiary lotnicze w takich warunkach są stosunkowo rzadkie, a rutynowe sondáže aerologiczne mają bardzo ograniczoną rozdzielczość pionową i nie podają parametrów turbulencji.

1. Profile of  $\langle w'^2 \rangle$  is somewhat different than the upside-down convective similarity scaling (Lenschow et al., 1980). It rather exhibits maxima in the cloud and in the middle of the warstwa podchmurowa (subcloud layer) (SBL) while a minimum below the cloud, in contrast to Dуйnkerke et al. (1995), Stevens et al. (2005), Kopec et al. (2016) and Mellado et al. (2018).

Cytowane tutaj artykuły przywołuję w rozdziale 1.3.2.1., gdzie omawiam typowe profile wariacji prędkości oraz EKT w warstwie granicznej zwieńczonej

Tabela 1: Obserwacje turbulencji w rozsprężonej warstwie granicznej zwieńczonej stratocumulusem. Podano parametry zmierzone przez poszczególnych autorów oraz liczbę analizowanych przypadków. \*tylko warstwa chmurowa (SCL). \*\*tylko warstwa powierzchniowa (SML).

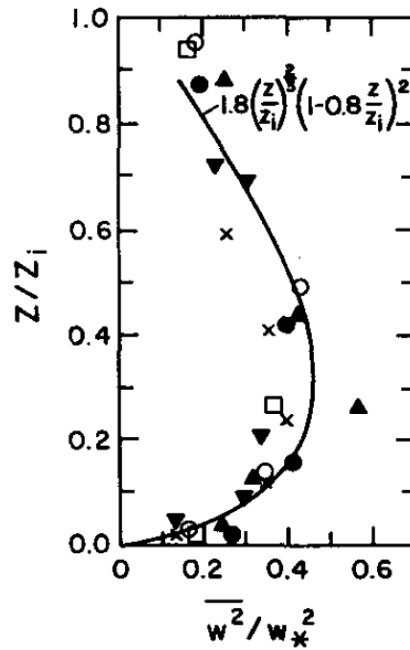
	$\langle w'^2 \rangle$	$\langle w'^3 \rangle$	TKE	$\langle T'^2 \rangle, \langle q'^2 \rangle$	$Q_s, Q_t$	$B$	$S$	$\epsilon$	#
Nicholls (1984)	+			+	+	+		+	1
Nicholls and Leighton (1986)	+*	+*				+*			4
Tjernström and Rogers (1996)	+		+*	+*	+*	+*	+*		2
De Roode and Duynkerke (1997)	+	+	+			+			2
Lambert et al. (1999); Lambert and Durand (1999)	+**	+**			+**	+**		+	12
Durand and Bourcy (2001)					+			+	1
Dodson and Small Griswold (2021)		+	+		+			+	1

stratocumulusem. Podaję tam fakt, iż dla dobrze wymieszanej WGZS profil pionowy wariacji prędkości pionowej  $\langle w'^2 \rangle$  najczęściej może zostać opisany uniwersalną funkcją po uprzednim ubezwymiarowaniu z wykorzystaniem skali konwekcyjnej prędkości  $w_*$ . Niektórzy autorzy stwierdzili, że postać tej uniwersalnej funkcji może być taka sama jak znaleziona przez Lenschow et al. (1980) dla bezchmurnej konwekcyjnej warstwy granicznej:

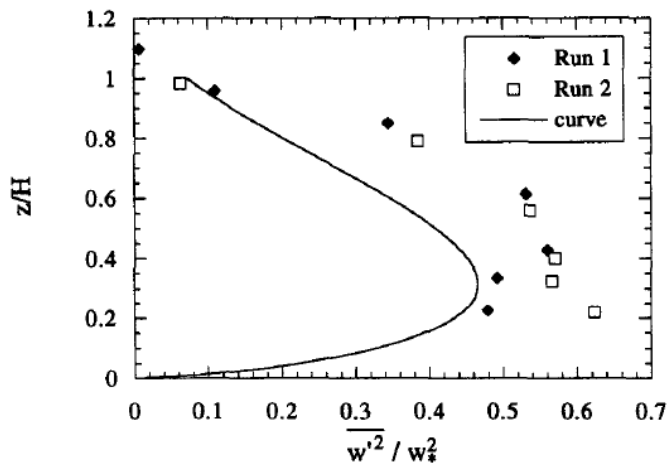
$$\langle w'^2 \rangle = 1.8 \left( \frac{z}{z_i} \right)^{\frac{2}{3}} \left( 1 - 0.8 \frac{z}{z_i} \right)^2 w_*^2 \quad (1)$$

gdzie  $z$  oznacza wysokość nad powierzchnią, a  $z_i$  wysokość podstawy inwersji, czyli w praktyce głębokość warstwy granicznej (zob. rys. 4). Jednakże dla rozwiniętej WGZS należy tę krzywą odwrócić w pionie, gdyż pierwszorzędym źródłem konwekcji jest chłodzenie radiacyjne na wierzchołku chmury, a nie ogrzewana radiacyjnie powierzchnia ziemi lub oceanu. W praktyce jako  $z$  we wzorze można użyć odległości od wierzchołka warstwy granicznej zamiast wysokości nad powierzchnią.

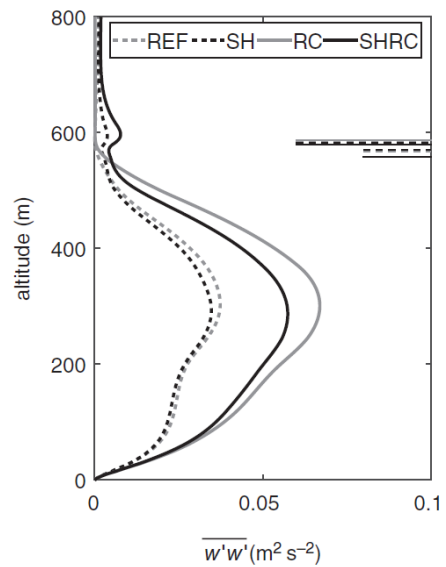
Funkcja podana wyżej ma jedno maksimum wewnątrz warstwy granicznej oraz minima przy powierzchni i wierzchołku warstwy. Taką właśnie cechę wykazują



Rysunek 4: Profil wariancji prędkości pionowej w bezchmurnej warstwie granicznej i dopasowana krzywa z pracy [Lenschow et al. \(1980\)](#). Różne symbole oznaczają różne daty pomiarów.

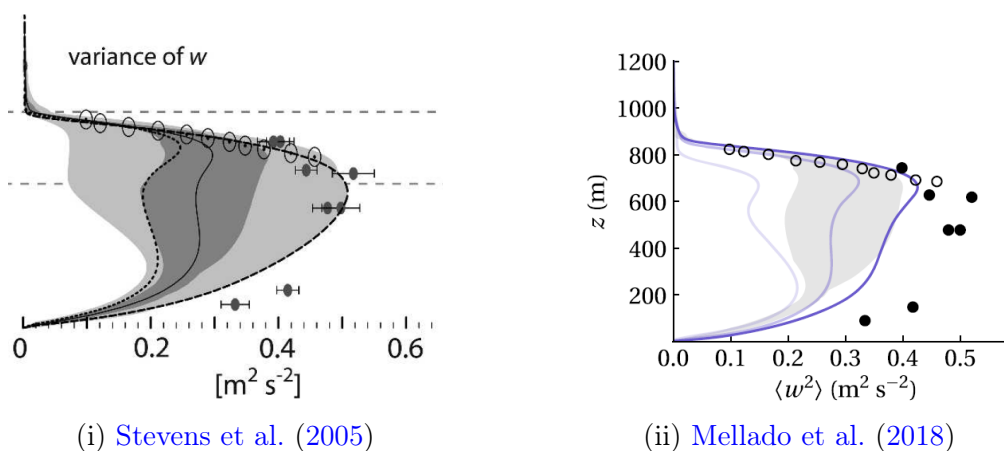


Rysunek 5: Profil wariancji prędkości pionowej z pomiarów [Duynderke et al. \(1995\)](#) i uniwersalna krzywa w postaci podanej przez [Lenschow et al. \(1980\)](#).



Rysunek 6: Profil wariancji prędkości pionowej z symulacji [Kopec et al. \(2016\)](#), cztery krzywe odpowiadają różnym ustawieniom modelu.

również profile pionowe  $\langle w'^2 \rangle$  pokazywane w czterech wymienionych artykułach (zob. rys. 5, 6, 7 poniżej). W przypadku moich obserwacji w sprężonej WGZS (rys. 5.1i. w rozprawie) wariancja  $\langle w'^2 \rangle$  dla segmentu LEG553 poniżej chmury jest mniejsza niż dla obu sąsiednich segmentów powyżej i poniżej niego, czyli wewnątrz chmury (LEG819) i w dolnej części warstwy granicznej (LEG307). Ta cecha wyklucza dobre dopasowanie funkcji Lenschow et al. (1980) do moich wyników oraz różni je od wyników podawanych w czterech wymienionych pracach.



(i) Stevens et al. (2005)

(ii) Mellado et al. (2018)

Rysunek 7: Profile wariancji prędkości pionowej z pomiarów (punkty: pełne - obserwacje in situ, puste - obserwacje radarowe) i symulacji różnymi modelami (krzywe oraz cieniowanie) lotu RF01 kampanii DYCOMS-II. W przypadku Stevens et al. (2005) jasny zaciemniony obszar oznacza zakres wyników w grupie modeli LES, ciemniejszy zaciemniony obszar centralną połowę rozkładu tych wyników, linia ciągła średnią całego rozkładu, a linie przerywane wyniki wybranych dwóch modeli. W przypadku Mellado et al. (2018) zaciemniony obszar oznacza centralną połowę rozkładu wyników wśród grupy modeli LES, a linie ciągłe wyniki symulacji DNS dla trzech różnych liczb Reynoldsa.

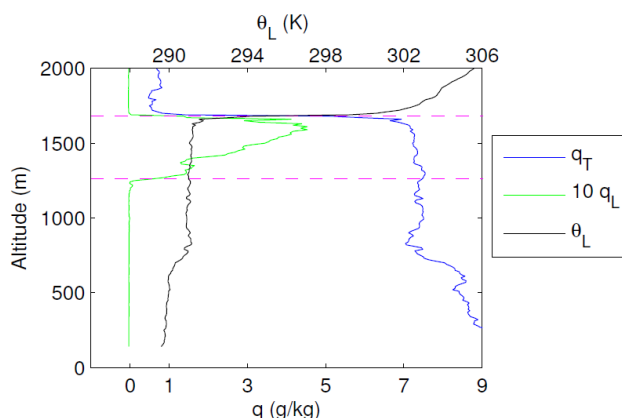
Nie wspomniałem w tekście rozprawy, że w przypadku Stevens et al. (2005) oraz Mellado et al. (2018) sytuacja jest nieco bardziej zniuansowana. Ci autorzy pokazują rozkład możliwych profili pionowych otrzymanych z symulacji różnymi modelami. Większość modeli daje profil wykazujący cechę taką jak funkcja Lenschow et al. (1980). Niektóre modele dają jednak profil wykazujący cechę taką jak moje wyniki, czyli minimum poniżej chmury i dwa lokalne maksima - wewnątrz chmury i w dolnej części warstwy granicznej.

2. The separation between the SBL and the conditionally unstable TSL is indicated by the gradients in  $q_v$  and LCL, in accordance to Nicholls and Leighton (1986) and Jones et al. (2011). On the other hand, the separation between the TSL and the SML is not as clear in the thermodynamic profiles, similarly to Lambert et al. (1999) but in contrast to Nicholls and Leighton (1986) and Tjernström and Rogers (1996).

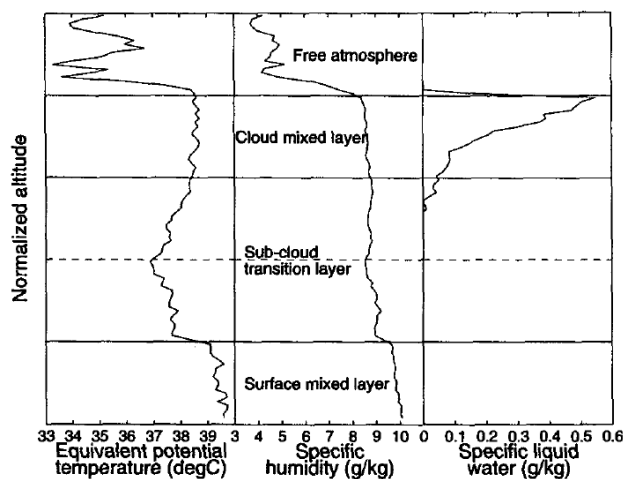
W przytoczonym przez Recenzenta fragmencie z rozdziału 7.2.2. porównuję swoje obserwacje z innymi badaniami w kontekście tego, czy w profilach pionowych wielkości termodynamicznych, przede wszystkim wilgotności właściwej  $q_v$  i temperatury potencjalnej ciekłej wody  $\theta_l$ , widoczne są granice pomiędzy częściami rozsprężonej warstwy granicznej, tj. granica pomiędzy warstwą przypowierzchniową SML a warstwą przejściową TSL oraz granica pomiędzy warstwą przejściową TSL a warstwą podchmurową SBL.

Jak pisałem w rozdziale 1.3.3., w pomiarach Nicholls and Leighton (1986) obie granice są wyraźnie widoczne w profilach  $\theta_e$  i  $q_v$  (zob. rys. 1.16 w rozprawie). Podobnie jest w pomiarach Jones et al. (2011), którzy z kolei używali  $\theta_l$  i  $q_t$  (zob. rys. 8 poniżej). Natomiast w przypadku pomiarów Tjernström and Rogers (1996) w profilach  $\theta_e$  i  $q_v$  wyraźnie widoczna jest granica SML-TSL, trudno jednak zidentyfikować granicę TSL-SBL (zob. rys. 9 poniżej). W pracy Lambert et al. (1999) autorzy skupili się na warstwie przypowierzchniowej. Podają oni, że w ich profilach  $\theta$  i  $q_v$  trudno zidentyfikować precyzyjnie granicę SML-TSL, ale jest ona dobrze widoczna dopiero po odpowiednim uśrednieniu wielu segmentów pomiarowych (zob. rys. 1.17 w rozprawie). W moich profilach  $\theta_l$  i  $q_v$  granica SML-TSL jest słabo widoczna, co jest podobne do Lambert et al. (1999), natomiast granica TSL-SBL jest znacznie bardziej wyraźna, co wskazuje na podobieństwo z Nicholls and Leighton (1986) oraz Jones et al. (2011).

Rozprawa napisana jest w ogólności komunikatywnie i przejrzysto, choć jakość niektórych prezentacji graficznych jest nieco obniżona przez rysunki o zbyt małym rozmiarze np. 1.5, 1.8, 1.12, 1.14, 1.15, 1.18, 1.19, 1.21, 1.23, 3.1, 3.2 lub też niezbyt dobrze dobrana kolorystykę, np. 1.6, 2.4, co w niektórych przypadkach utrudnia ich analizę. (...) Jedyną uwagą to nieco zbyt mała wielkość rysunków 2.7 oraz 2.10, które w wersji drukowanej nie są zbyt czytelne.



Rysunek 8: Profile termodynamiczne w rozsprężonej warstwie granicznej z pracy Jones et al. (2011).



Rysunek 9: Profile termodynamiczne w rozsprężonej warstwie granicznej z pracy Tjernström and Rogers (1996).

Rozprawę przygotowywałem w wersji cyfrowej, a wszystkie własne grafiki wykonałem w postaci wektorowej, co pozwala na odwzorowanie wszelkich detali na ekranie monitora. W wersji drukowanej niektóre z tych wykresów (2.7, 2.10, 3.1, 3.2) rzeczywiście mogły okazać się zbyt małe. Zwrócę na to uwagę w kolejnych publikacjach. Grafiki zaczerpnięte z innych źródeł, prezentowane przede wszystkim we wstępie, są niestety w większości dostępne jedynie w postaci rastrowej, a w przypadku starszych artykułów w bardzo słabej jakości, co utrudnia ich reprodukcję. Z kolei kolorystyka rysunków 1.6. i 2.4 została zaczerpnięta bezpośrednio z ich źródeł, a więc z prac Wood (2012) i Siebert et al. (2021).

## Prof. dr hab. inż. Lech Łobocki

Zastosowane metody określania wydajności dyssypacji (rozdział 3.2.3) oparte są na teorii lokalnie izotropowej turbulencji - co może ograniczać zasadność ich stosowania. W dalszym toku analiz (rozdział 5.4), wartości te służą wyciągnięciu wniosków odnośnie izotropowości – czy zatem nie mamy tu do czynienia z możliwością zaistnienia tautologii? Przy tym, widoczne są różnice w wartościach współczynników izotropii określonych jako stosunek wariancji składowych prędkości i jako stosunek wydajności dyssypacji określonych metodami analizy funkcji strukturalnej i widmowej gęstości mocy. Czy można byłoby w jakiś sposób oszacować wiarygodność tych metod, np. przy użyciu sztucznie wygenerowanych danych?

Według definicji, wydajność dyssypacji  $\epsilon$  jest wielkością mikroskopową zależną od statystyki tensora naprężeń  $s_{ij}$  (strain rate tensor, Pope (2000), równanie 5.128):

$$\epsilon = 2\nu \langle s_{ij}s_{ij} \rangle, \quad s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right). \quad (2)$$

Najczęściej, ta definicja nie może być wykorzystana w praktyce eksperymentalnej, gdzie z jednej strony dostępna jest jedynie jednowymiarowa próbka turbulentnego pola prędkości, a z drugiej strony rozdzielczość instrumentów jest niewystarczająca do określenia lokalnych gradientów prędkości. Pożądana rozdzielczość przestrzenna powinna bowiem odpowiadać co najmniej skali Kołmogorowa, która w warstwie granicznej atmosfery osiąga wartości rzędu 1 mm. Dlatego w przypadku pomiarów lotniczych w atmosferze powszechnie stosuje się metody pośrednie oparte na teorii lokalnie izotropowej turbulencji. Druga hipoteza Kołmogorowa łączy wartość dyssypacji z własnościami zakresu inercyjnego kaskady energii, postulując uniwersalną postać statystyk pola prędkości w tym zakresie skal, np. funkcji struktury lub widma gęstości mocy. Ten zakres skal jest zwykle przynajmniej częściowo dostępny pomiarom, co pozwala na oszacowanie wartości  $\epsilon$ .

W swojej pracy wykorzystałem metody zakładające uniwersalne skalowanie funkcji struktury i widma gęstości mocy w zakresie inercyjnym, gdyż są one powszechnie stosowane w badaniach turbulencji atmosferycznej (Wendisch and Brenguier, 2013) - pomimo tego, iż autorzy wielu prac zaznaczają, że założenie lokalnej izotropowości w wielu sytuacjach może nie być spełnione. Tylko niektórzy szacują wartość  $\epsilon$  niezależnie z zapisów różnych składowych wektora prędkości, co zwykle pokazuje rozbieżności pomiędzy tymi wartościami, np. Jen-La Plante et al. (2016). Opisana sytuacja wynika ze wspomnianych wyżej ograniczeń technik pomiarowych oraz

braku alternatywnych, sprawdzonych i szeroko akceptowanych metod, które nie wymagałyby podobnie mocnych założeń. Wobec tego, wybierając metody oszacowania  $\epsilon$ , podążyłem za powszechną praktyką w tej dziedzinie badań.

Postanowiłem wyliczyć wartości dyssypacji niezależnie dla dwóch dostępnych w moich pomiarach składowych wektora prędkości, wzdłużnej  $u$  i pionowej  $w$ , a następnie porównać otrzymane wyniki w celu oszacowania poziomego anizotropii. Rzeczywiście, stosowane metody wymagają założenia o izotropowej turbulencji, a obserwowana rozbieżność pomiędzy wynikami otrzymanymi dla składowej wzdłużnej i pionowej pokazuje, że założenie to nie było wszędzie spełnione. W przeciwnym razie, pomijając kwestie instrumentalne, wyniki dla obu składowych powinny być zgodne. Wobec tego, aby zachować poprawność i zgodność z definicją dyssypacji, wyliczone cztery wielkości  $\epsilon_u^{sfc}$ ,  $\epsilon_w^{sfc}$ ,  $\epsilon_u^{psd}$ ,  $\epsilon_w^{psd}$  nie powinny być nazywane dyssypacją. Uczynienie tego w tekście, choć naśladuje inne prace w tym obszarze, może być traktowane jako pewnego rodzaju nadużycie.

Co więcej, parametry nachylenia funkcji struktury i widma gęstości mocy  $s$  i  $p$  odbiegające od teoretycznych  $2/3$  i  $-5/3$  oraz współczynniki korelacji  $R$  odbiegające od jedności podważają drugie założenie - o uniwersalnej postaci funkcji struktury i widma gęstości mocy w zakresie inercyjnym. Wyznaczając te parametry, miałem na uwadze właśnie sprawdzenie zgodności pomiędzy obserwacjami a stosowaną teorią.

Pomimo braku pełnej zgodności, nadal wymienione wyżej cztery wielkości, nazywane może niesłusznie dyssypacją, są przydatne w analizie, gdyż mogą być traktowane jako parametry opisujące własności funkcji struktury i widma gęstości mocy w wybranym zakresie skal. Jako takie mogą nadal z powodzeniem służyć do oceny anizotropii pola prędkości w tym zakresie. Obliczenie funkcji struktury i widma gęstości mocy wymaga jedynie przyjęcia założenia o homogeniczności w kierunku lotu, co wydaje się być uzasadnione dla segmentów poziomych LEG oraz krótkich fragmentów profili PROF.

Współczynniki anizotropii wyznaczone na podstawie funkcji struktury  $A_\epsilon^{sfc}$  i widma gęstości mocy  $A_\epsilon^{psd}$  należy interpretować nieco inaczej niż wyznaczone na podstawie wariancji  $A_{var}$ . Dwa pierwsze współczynniki porównują w istocie statystyki fluktuacji pionowej i wzdłużnej składowej prędkości w zakresie skal  $[0.4, 40]$  m, który przyjęto na podstawie danych za mieszczący się typowo wewnątrz zakresu inercyjnego kaskady energii. Natomiast ostatni współczynnik porównuje wariancję pionowej i wzdłużnej składowej prędkości w zakresie skal  $[0.4, 1000]$  m, gdzie można się spodziewać, że dominująca część całkowitej wariancji odpowiada największym skalom.



Wiarygodność swoich metod chętnie zweryfikowałbym na sztucznie wygenerowanych danych. Na ten moment nie mam jednak wystarczającego doświadczenia w zakresie generowania takich danych, aby przeprowadzić stosowne testy przed dniem obrony. O ile spotkałem się w literaturze z technikami generowania sztucznych sygnałów dla turbulencji izotropowej (np. model von Karmana), to spodziewam się, że wygenerowanie właściwych sygnałów dla sytuacji anizotropowej może być znacznie bardziej skomplikowane.

Niemniej jednak, pewne testy w tym obszarze zostały już przeprowadzone w innych pracach. Dokładność różnych metod wyznaczania dyssypacji, w tym dwóch stosowanych w mojej rozprawie, badała dr. Marta Waławczyk, wykorzystując sztucznie wygenerowane szeregi czasowe (dla sytuacji izotropowej), wyniki symulacji DNS, jak i dane z pomiarów lotniczych.

W pracy Waławczyk et al. (2020) pokazano, że różne metody wyznaczania dyssypacji cechują się różną wielkością błędów związanych ze skończoną częstotliwością próbkowania sygnału, skończoną długością sygnału oraz wyborem zakresu dopasowania w przypadku metod funkcji struktury czy widma gęstości mocy. W szczególności, optymalny zakres dopasowania dla funkcji struktury jest przesunięty w stronę mniejszych skal względem zakresu dopasowania optymalnego dla widma gęstości mocy. Wnioski z tych badań tłumaczą w pewnym stopniu rozbieżności pomiędzy dwoma metodami oraz pomiędzy segmentami LEG i PROF w mojej analizie.

Z kolei w pracy Akinlabi et al. (2019) analizowano wyniki symulacji DNS rejonu wierzchołka chmury stratocumulus. Z danych DNS można wyznaczyć wartość dyssypacji  $\epsilon^{DNS}$ , korzystając bezpośrednio z definicji (równanie 2). Z tą wartością autorzy porównywali wyniki otrzymane dwoma dyskutowanymi wyżej standardowymi metodami. Stwierdzono, że wewnątrz chmury w przypadku użycia składowych horyzontalnych prędkości, wartości dyssypacji wyznaczone metodą funkcji struktury  $\epsilon_u^{sfc}$ ,  $\epsilon_v^{sfc}$  są niedoszacowane (o ok. 17 %), a metodą widma gęstości mocy  $\epsilon_u^{psd}$ ,  $\epsilon_v^{psd}$  przeszacowane (o ok. 17 %) względem wartości  $\epsilon^{DNS}$  obliczonej z definicji. Natomiast wartości dyssypacji otrzymane dla składowej pionowej  $\epsilon_w^{sfc}$ ,  $\epsilon_w^{psd}$  są względem  $\epsilon^{DNS}$  wyraźnie zawyżone (o ok. 60-80 %) wewnątrz chmury, gdzie  $B > 0$ , a zaniżone (o ok. 40-80 %) tuż nad jej wierzchołkiem, gdzie  $B < 0$ . Ten ostatni wniosek sugeruje, że możliwa jest ocena stopnia anizotropii obserwowanej turbulencji poprzez porównanie wartości dyssypacji wyznaczonych standardowymi metodami dla składowych pionowych i poziomych.

Druga wątpliwość dotyczy wydajności mechanicznej generacji kinetycznej energii turbulencji (TKE) wskutek ścinania przepływu (wzór 3.10). W tym przypadku, zaniechanie kowariancji  $\langle w'v' \rangle$  pociąga za sobą również zaniechanie składowej  $\frac{\partial v}{\partial z}$  gradientu prędkości. Autor opisuje w tym miejscu procedurę korekty, polegającej na reprojekcji prędkości wiatru na kierunek lotu helikoptera. Jednak, formuła (3.10) byłaby wystarczająca do określenia wydajności mechanicznej generacji TKE, gdyby została określona w układzie współrzędnych zorientowanym osią X zgodnie z wiatrem. Czy zatem – wobec braku znajomości  $\langle w'v' \rangle$  nie byłoby bardziej właściwe użycie pionowego gradientu bezwzględnej wartości prędkości wiatru?

Opisana reprojekcja wektora gradientu wiatru na kierunek lotu helikoptera nie ma bezpośredniego związku z brakiem znajomości  $v'$  oraz  $\langle w'v' \rangle$ . Jest to zabieg czysto techniczny wynikający z używania różnych układów współrzędnych:

- układu (e) związanego z ziemią, w którym wektor prędkości wiatru  $\mathbf{u}$  (t.j. ruchu powietrza względem ziemi) ma składowe  $u_e, v_e, w_e$  w kierunkach odpowiednio wschodnim, północnym, pionowym,
- układu (a) związanego z platformą ACTOS, lecz obróconego do pionu (o kąt pitch, tj. tak, że osie  $x, y$  znajdują się w płaszczyźnie poziomej, oś  $z$  ma kierunek pionowy i oś  $x$  jest skierowana wzdłuż, a oś  $y$  wszerz platformy), w którym ten sam wektor prędkości wiatru  $\mathbf{u}$  ma składowe  $u, v, w$  nazywane wzdłużną, poprzeczną i pionową.

Trzeba zaznaczyć, że nie ma w tym miejscu mowy o transformacji Galileusza pomiędzy układami, lecz ten sam wektor  $\mathbf{u}$  jest wyrażony przez składowe w dwóch różnych układach współrzędnych.

Pionowy gradient średniego wiatru poziomego

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial z} = \left[ \frac{\partial \langle u_e \rangle}{\partial z}, \frac{\partial \langle v_e \rangle}{\partial z} \right] \quad (3)$$

wyliczyłem w układzie (e), ponieważ orientacja osi układu (a) może zmieniać się podczas wykonywania segmentu PROF równocześnie z wysokością  $z$ . W segmentach PROF dopuszczone są bowiem zakręty (w przeciwieństwie do segmentów LEG), co może skutkować zmianami wartości  $\langle u \rangle$  i  $\langle v \rangle$  z wysokością nawet przy stałym profilu wiatru poziomego  $\mathbf{U}$  w atmosferze.

Kowariancję  $\langle w'u' \rangle$  wyliczyłem natomiast w układzie (a) dla segmentów LEG. Dlatego w miejscu pochodnej we wzorze 3.10. z rozprawy użyłem projekcji wektora gradientu na kierunek wzdłużny  $x$ :

$$S = -\langle w'u' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} = -\langle w'u' \rangle \left[ \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial z} \right]_x \quad (4)$$

Analogiczną projekcją wektora gradientu na kierunek poprzeczny  $y$  można by wykonać w celu wyliczenia wartości drugiego (zaniedbanego) członu pełnego równania na  $S$ , gdyby znana była również kowariancja  $\langle w'v' \rangle$ .

Zaniedbanie drugiego członu pełnego równania

$$S = -\langle w'u' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} - \langle w'v' \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z} \quad (5)$$

jest osobnym zagadnieniem. Z powodu braku danych o fluktuacjach składowej poprzecznej  $v'$  nie można wyliczyć kowariancji  $\langle w'v' \rangle$  i dlatego w swojej pracy ograniczyłem się do wyznaczenia jedynie pierwszego członu, co zaznaczyłem w tekście rozprawy. Niestety wobec braku części danych formuła (4) nie może być określona w dowolnym układzie współrzędnych, w szczególności w takim zorientowanym osi zgodnie z wiatrem. Dotyczy to również układu (e), ponieważ niemożliwe do otrzymania są wartości  $u'_e$  i  $v'_e$ . Kierunek  $u$  jest zawsze zadany przez orientację platformy.

Alternatywnym rozwiązaniem, podążającym za sugestią Recenzenta, byłoby użycie pionowego gradientu bezwzględnej wartości średniego wiatru poziomego, tj.

$$S = -\langle w'u' \rangle \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (6)$$

Wtedy jednak mamy do czynienia z sytuacją, gdy po pierwsze fluktuacje  $u'$  odpowiadają innemu kierunkowi (wzdłużnemu) niż średni wiatr  $\mathbf{U}$  i kąt pomiędzy nimi jest różny dla różnych segmentów LEG, a po drugie zaniedbuje się efekt możliwej zmiany kierunku wiatru  $\mathbf{U}$  z wysokością. Na etapie analizy danych rozważałem powyższe rozwiązanie, jednak wydało mi się, że tak oszacowane  $S$  będzie ze względu na wymienione dwa czynniki jeszcze trudniejsze w interpretacji niż pojedynczy z dwóch członów pełnego równania (5).

Komentarza mogą wymagać także analizy pionowych profili turbulencji przedstawionych w rozdziale 5. Problem polega na stosunkowo niewielkiej liczbie pomiarów pochodzących z poziomych fragmentów lotu (po cztery w każdym z obu przypadków), na podstawie których Autor formułuje dość mocne stwierdzenia dotyczące

profilu pionowych – w szczególności, razi tu mnie używanie słów „maksimum” czy „minimum” - jak gdyby próbkowanie dawało dostatecznie określony obraz zmienności pionowej. Być może, pożyteczne byłoby tu zsyntetyzowanie wyników pochodzących z większej liczby przelotów, przy zastosowaniu odpowiedniego wyskalowania?

Zgadzam się, że niewielka liczba poziomych segmentów lotu nie daje dostatecznie określonego obrazu zmienności pionowej wielu parametrów. Szczególnie brakuje w mojej ocenie segmentów poziomych w warstwie podchmurowej SBL dla przypadku rozsprężonego. Stwierdzenia dotyczące profili pionowych formułowałem właśnie w kontekście ograniczonej liczby punktów pomiarowych. Choć może nie zazaczyłem tego wystarczająco jasno, używając słów „maksimum” czy „minimum” miałem na myśli wartości największe i największe spośród zmierzonych.

Zsyntetyzowanie wyników pochodzących z większej liczby lotów przy zastosowaniu odpowiedniego wyskalowania jest jak najbardziej pożądane, przede wszystkim, aby wyciągnąć istotne statystycznie wnioski na temat różnic we własnościach turbulencji pomiędzy warstwą graniczną sprężoną a rozsprężoną. Niestety nie jest to osiągalne na podstawie zbioru danych z kampanii ACORES. Ze względu na ograniczenia operacji helikopterem, można wykonać średnio nie więcej niż jeden lot pomiarowy dziennie, a każdy z lotów trwa ok. 2 godzin. Całkowity czas lotu musiał być podzielony na konieczne manewry techniczne oraz manewry odpowiadające celom kampanii, gdzie priorytetem było próbkowanie wierzchołka chmury stratocumulus i warstwy inwersyjnej. Z kolei segment poziomy wymaga co najmniej 10 minut, co daje i tak dość niewielką długość rzędu 10 km.

W czasie kampanii wykonano łącznie 17 lotów pomiarowych: 5 przy bezchmurnym niebie, 4 przy obecności chmur już zanikających, jeszcze nie rozwiniętych lub o nieokreślonym gatunku oraz 8 w obecności chmur stratocumulus. Spośród tych ośmiu, cztery zawierały jakiegokolwiek segmenty poziome w warstwie granicznej poniżej chmury. Dwa z nich analizuję w swojej pracy. Pozostałe dwa zawierały po 2 segmenty poziome poniżej chmury i po 1 wewnątrz chmury. To pokazuje, że syntetyczna analiza wymagałaby rozszerzenia zbioru danych o inne eksperymenty.

Wszystkie prace traktujące o pomiarach turbulencji w rozsprężonej warstwie granicznej zwieńczonej stratocumulusem, do których udało mi się dotrzeć (są cytowane np. w rozdziale 7.2.2.), mają charakter przyczynkowy, tzn. analizują bardzo niewielką liczbę przypadków przy użyciu jedynie wybranych parametrów. Moja rozprawa jest podobna, ponieważ analizuję pojedyncze przypadki warstwy granicznej

sprężonej i rozsprężonej. Niemniej jednak, starałem się opisać obserwowaną turbulencję w możliwie pełny sposób, analizując wiele parametrów, co było możliwe dzięki unikalnej platformie pomiarowej. Moim celem było z konieczności postawienie wniosków o charakterze jedynie jakościowym, co zaznacza w swojej recenzji prof. Piskozub:

... w ramach opisanych w dysertacji badań zebrano jeden z niewielu jak dotąd tego typu zbiorów danych dla warstwy brzegowej zwieńczonej stratocumulusem. Niestety, jak zwykle w wypadku tego typu drogich i skomplikowanych badań, zebrany materiał sam w sobie jest zbyt ubogi by wyciągać z niego istotnie statystycznie wnioski, jednak pozwala on na wnioski typu jakościowego i przede wszystkim zwiększa naszą ogólną pulę wiedzy o opisywanych procesach.

Pewnym rozwiązaniem mogłoby by tutaj okazać się przeprowadzenie modelowania numerycznego dwóch analizowanych w rozprawie przypadków, gdzie warunki brzegowe i początkowe odpowiadałyby sytuacji synoptycznej oraz zmierzonym profilom pionowym najważniejszych wielkości termodynamicznych.

Mam też szereg mniej lub bardziej szczegółowych uwag dotyczących strony redakcyjnej rozprawy, które – być może – okażą się Autorowi pomocne przy pisaniu kolejnych prac:

1. W części wstępnej – jakkolwiek obszernej, dobrze prezentującej obecny stan wiedzy i dokumentującej ogólną wiedzę teoretyczną Doktoranta, nie potrafiłem się doszukać jasnego sprecyzowania pytań badawczych, na które odpowiedzieć miała rozprawa – można je było wprawdzie wywnioskować ze streszczenia, niemniej sformułowania takie powinny znajdować się we wstępie.

Zgadzam się, że we wstępie powinno być jasne sformułowanie pytań badawczych. Moja rozprawa ma odpowiadać na następujące pytania:

- Jakie są własności turbulencji w rozsprężonej warstwie granicznej zwieńczonej stratocumulusem, przede wszystkim parametry drobnoskalowe (dysypacja, skalowanie zakresu inercyjnego, anizotropia, skale długości)?
- Czy różnią się one w stosunku do przypadku warstwy sprężonej?
- Czy różnią się one pomiędzy poszczególnymi częściami rozsprężonej warstwy granicznej?

2. Brak wyjaśnienia niektórych spośród stosowanych charakterystyk względnie sposobu ich użycia. (...) Jakkolwiek można tu domyślać się, w jaki sposób wielkości te były określane, może to być źródłem niejednoznaczności.

W kolejnych pracach zwrócę uwagę, aby jasno podawać definicje wszystkich używanych wielkości.

- Dotyczy to wprowadzonych na str. 63-64 współczynników korelacji Pearsona  $R_u^{sfc}$  i  $R_w^{psd}$  – nie podano tutaj jasno, jakie zmienne one wiążą.

Współczynniki korelacji  $R_u^{sfc}$ ,  $R_w^{sfc}$ ,  $R_u^{psd}$ ,  $R_w^{psd}$  wiążą  $\log(r)$  z odpowiednio  $\log(D_u)$ ,  $\log(D_w)$ ,  $\log(P_u)$ ,  $\log(P_w)$  i są obliczane dla punktów równo rozmieszczonych w skali logarytmicznej będących wynikiem operacji uśredniania funkcji struktury lub widma gęstości mocy opisanej w rozdziale 3.2.3. Punkty te są oznaczone czerwonymi trójkątami na rys. 3.1 i 3.2.

- ... jak również swobodnego posługiwania się pojęciem wymuszonego poziomu kondensacji (LCL) – w prądach opadających, wznoszących, bądź traktowanego jako funkcja wysokości w rozdziale 4.

W swojej analizie posługiwałem się pojęciem wymuszonego poziomu kondensacji, traktując go jako funkcję  $LCL(z, T, RH)$  wysokości  $z$ , temperatury  $T$  i wilgotności względnej  $RH$ . Znając profile termodynamiczne  $T(z)$  i  $RH(z)$ , mogłem użyć LCL jako funkcji wysokości  $LCL(z) = LCL(z, T(z), RH(z))$  w rozdziale 4. W obliczeniach posługiwałem się wzorami z pracy Bolton (1980):

$$LCL = z + \frac{c_{pm}}{g} (T - T_{LCL}), \quad T_{LCL} = \frac{1}{\frac{1}{T-55} - \frac{\log(RH)}{2840}} + 55, \quad (7)$$

gdzie  $c_{pm}$  jest ciepłem właściwym przy stałym ciśnieniu dla wilgotnego powietrza (zależącym od wilgotności właściwej),  $g$  przyspieszeniem grawitacyjnym,  $T_{LCL}$  temperaturą na wymuszonym poziomie kondensacji.

- Na rysunku 3.1 przedstawiona jest funkcja  $D_w$ , podczas gdy zamieszczony wcześniej opis dotyczy funkcji  $D_u$ .

Obie funkcje  $D_u$  i  $D_w$  obliczane są identyczną metodą, pierwsza dla fluktuacji składowej wzdłużnej  $u'$ , druga dla fluktuacji składowej pionowej  $w'$ ; dlatego podałem wzór tylko dla pierwszej z nich.

3. Kolejność wprowadzania pojęć i omawiania wyników. Autor starał się tu zachować logikę klasycznego układu pracy, niemniej pociąga to za sobą pewne trudności w przyswojeniu treści. Dla przykładu, wymienione w rozdziale 3.1.2 metody detekcji rozsprzężenia stają się zrozumiałe dopiero po przeczytaniu odpowiednich fragmentów rozdziału 4 i przeanalizowaniu zamieszczonych tam rysunków. Wydaje się, że lepszym rozwiązaniem byłoby umieszczenie tych fragmentów w jednym miejscu.

Obie alternatywne opcje układu treści mają swoje wady i zalety. Rozważaliśmy je gronie współautorów już w czasie przygotowania artykułu Nowak et al. (2021). W rozprawie, podobnie jak uprzednio w artykule, zdecydowałem się na układ klasyczny, aby ułatwić czytelnikom odnalezienie potrzebnych treści, posługując się tytułami rozdziałów i sekcji, a także nie utrudniać zapoznania się z wynikami przez wplatanie tam szczegółów technicznych zastosowanych metod analizy danych.

4. Jakość reprodukowanych rysunków np. 1.19, 1.21, 1.23 jest bardzo niska, rysunki te są praktycznie nieczytelne. Rysunki 3.1, 3.2, a także umieszczone w rozdziałach 4-6 rysunki o strukturze rys. 4.1 zasługiwałyby na reprodukcję w większym formacie, niewątpliwie łatwiej byłoby wtedy rozróżnić występujące na nich elementy.

Rozprawę przygotowywałem w wersji cyfrowej, a wszystkie własne grafiki wykonałem w postaci wektorowej, co pozwala na odwzorowanie wszelkich detali na ekranie monitora. W wersji drukowanej niektóre z tych wykresów (np. 3.1, 3.2, 4.1 i podobne) rzeczywiście mogły okazać się zbyt małe. Zwrócę na to uwagę w kolejnych publikacjach. Grafiki zaczerpnięte z innych źródeł, prezentowane przede wszystkim we wstępie, są niestety w większości dostępne jedynie w postaci rastrowej, a w przypadku starszych artykułów w bardzo słabej jakości, co utrudnia ich reprodukcję (np. 1.19, 1.21, 1.23).

5. S. 63 – wzmiankowany jest „algorytm Welcha” - w pracach naukowych obowiązuje stosowanie w takich sytuacjach odsyłaczy, w tym konkretnym przypadku pożyteczne byłoby również przedstawienie idei tej metody.

Idea algorytmu Welcha (Welch, 1967) polega na podziale całej serii czasowej na segmenty, częściowo zachodzące na siebie. Zwykle każdy segment jest mnożony przez tzw. funkcję okna (ang. window function), czyli funkcję o wartościach

zbliżonych do jedności w środkowej części segmentu, a zanikającą na krawędziach. Następnie, dla każdego segmentu oblicza się periodogram przy pomocy dyskretnej transformaty Fouriera. Otrzymane periodogramy są uśrednione, co zwiększa dokładność wyliczonego w ten sposób wyniku. Osiąga się to kosztem zmniejszenia rozdzielczości końcowego widma w przestrzeni częstości. Ponieważ segmenty częściowo zachodzą na siebie, wartości sygnału na początku i na końcu jednego segmentu, które są znacznie zredukowane przez funkcję okna, pojawiają się wewnątrz innego segmentu, gdzie funkcja okna ma wysoki poziom. W ten sposób zapobiega się utracie informacji przy stosowaniu funkcji okna.

W swoich obliczeniach korzystałem z funkcji `pwelch` dostępnej w środowisku MATLAB, wybierając jako parametry: segmenty o długości równej połowie długości całego analizowanego sygnału zachodzące na siebie połową swojej długości oraz domyślne okno - typu Hamminga (Elliott, 1987).

6. S. 65 – stosowane określenia „small” i „large” rodzą natychmiast pytanie – małe lub duże - względem czego?

W tym kontekście określenia dotyczą obszaru w przestrzeni, w którym zarejestrowano sygnał używany dalej do wyznaczenia wydajności dysypacji. W przypadku segmentów poziomych LEG odpowiada on długości segmentu. W przypadku profili PROF odpowiada on odległości, będącej iloczynem rozmiaru przyjętego w obliczeniach okna czasowego (2 s) i aktualnej prędkości platformy względem powietrza (zwykle ok. 20 m/s).

7. S. 86, rys. 5.2. Z rysunku wynika, że strumień ciepła utajonego zanika poniżej podstawy chmury – może to budzić wątpliwości, czy jest to nadal przypadek sprzęgnięcia, w kontekście podanego na s. 16 określenia „cloud is disconnected from the moisture supply from the surface”?

Sądzę, że sprzęgnięcia i rozprzęgnięcia warstwy granicznej nie należy traktować jako stany dyskretne, lecz możliwe jest ciągłe spektrum warunków. Odzwierciedlają to w pewien sposób różnice w podejściu różnych autorów do diagnozowania sprzęgnięcia/rozprzęgnięcia. Na przykład w pracy Jones et al. (2011) przyjęto pewne krytyczne wartości różnic w warunkach termodynamicznych ( $\Delta\theta_l$  i  $\Delta q_t$ ) pomiędzy górną i dolną częścią warstwy granicznej. Natomiast w pracy Wood and Bretherton (2004) zdefiniowano parametry rozprzęgnięcia



$\alpha_\theta$  i  $\alpha_q$ , lecz nie określono ich krytycznych wartości, które pozwalałyby łatwo klasyfikować przypadki. Bretherton and Wyant (1997) przyjęli, że ujemna wartość strumienia wyporu gdziekolwiek poniżej chmury oznacza już rozprężnięcie. Natomiast Turton and Nicholls (1987) wymagali, aby całka strumienia wyporu w warstwie podchmurowej SBL była ujemna i jej wartość bezwzględna przekroczyła 40 % wartości całki strumienia wyporu w warstwie chmurowej SCL.

Wartość strumienia ciepła utajonego rzeczywiście jest bliska zera poniżej podstawy chmury, jednakże inne parametry wskazują na sprężnięcie warstwy granicznej, a zmienność wartości tego strumienia na odcinku segmentu poziomego sugeruje, że pewien transport jest możliwy. Może to wynikać ze stosunkowo słabej siły sprężnięcia, co jest typowe dla pory popołudniowej, o czym pisałem w rozdziale 1.3.1.2. Warto też zwrócić uwagę na horyzontalną niejednorodność warunków obserwowanych tego dnia w okolicy obszaru pomiarów. Na przykład sondaż wykonany na 3 godziny przed lotem pomiarowym nie wykazał obecności chmury, a profile  $\theta$  i  $q_v$  sugerowały nieznaczne rozprężnięcie, co dyskutowałem w rozdziale 4.2.3.

8. Mnogość stosowanych skrótów (ponad 70, z których znaczna część nie jest powszechnie stosowana), zmusza czytelnika do częstego zaglądania do zamieszczonego słownika i nie sprzyja przejrzystości pracy. Wydaje się, że w dobie elektronicznych publikacji oszczędność papieru i farby drukarskiej nie jest dostatecznie mocnym argumentem na rzecz tak masowego stosowania skrótów.

Przygotowywałem rozprawę w wersji cyfrowej i myślałem, że uczynienie akronimów linkami odsyłającymi do słownika będzie wystarczającym ułatwieniem dla czytelnika. Opinie Recenzentów wskazują, że nie było to najlepszym rozwiązaniem. Zwrócę na to uwagę w kolejnych tekstach. Z drugiej strony niektóre akronimy są wielowyrazowe i powtarzają się w tekście bardzo często, choćby STBL, TKE, SML etc. Ich rozwinięcie skutkowałoby bardzo długimi zdaniami, co także może utrudniać czytanie.

## Prof. dr hab. Jacek Piskozub

Niektóre sformułowania są może zbyt kolokwialne jak na mój gust (np. coś się zmieniło „a bit” zamiast „slightly”, a wartości „raised” albo „falled” zamiast „increased” czy „decreased”). Ładniej by chyba też było gdyby czasem zamiast „the high” (prawidłowe tłumaczenie słowa „wyż”), użyć częściej stosowanego synonimu „anticyclone”. Ze względu na moją afiliację nie mogłem też nie zauważyć drobnych potknięć w terminologii typowo oceanograficznej jak „eastern oceans” zamiast „eastern ocean basins” (w sensie wschodnich akwenów oceanicznych).

Zgadzam się, że niektóre sformułowania brzmią kolokwialnie. Wynika to zapewne z ciągle ograniczonego doświadczenia w pisaniu publikacji naukowych. Nie znałem wcześniej właściwej terminologii oceanograficznej - zwykle używałem wyrażen uważanych w innych tekstach związanych tematycznie z moją pracą, czyli raczej z obszaru badań atmosfery.

Może jedynie przeszkadzać używanie bardzo dużej liczby skrótów (wyjaśnionych prawidłowo przy pierwszym użyciu oraz wyliczonych na końcu pracy), jednak nie dziwię się, że autor nie miał ochoty pisać np. „stratocumulus topped boundary layer” po kilka razy na każdej stronie.

Przygotowywałem rozprawę w wersji cyfrowej i myślałem, że uczynienie akronimów linkami odsyłającymi do słownika będzie wystarczającym ułatwieniem dla czytelnika. Opinie recenzentów wskazują, że nie było to najlepszym rozwiązaniem. Zwróć na to uwagę w kolejnych tekstach. Z drugiej strony niektóre akronimy są wielo- wyrazowe i powtarzają się w tekście bardzo często, choćby STBL, TKE, SML etc. Ich rozwinięcie skutkowałoby bardzo długimi zdaniami, co także może utrudniać czytanie.

Jednak recenzent zawsze znajdzie kilka sposobów aby do miodu dodać nieco dziegciu (cokolwiek to jest). Przejdę zatem, do wymienienia kwestii, co do których chciałbym usłyszeć wyjaśnienia doktoranta. Jak wspominałem nie zawsze oznacza to błąd w pracy. Czasami po prostu fragment opisu lub wywód logiczny nie jest do końca jasny dla recenzenta. Zaznaczę przy tym, że chodzi tu o drobne kwestie, nie wpływające na główne konkluzje pracy. Uwagi ponumeruję dla łatwiejszego odpowiadania na nie.

1. Moje pierwsze pytanie dotyczy wpływu obecności helikoptera na mierzone wielkości. Dotyczy ono dwóch różnych możliwych źródeł błędu:

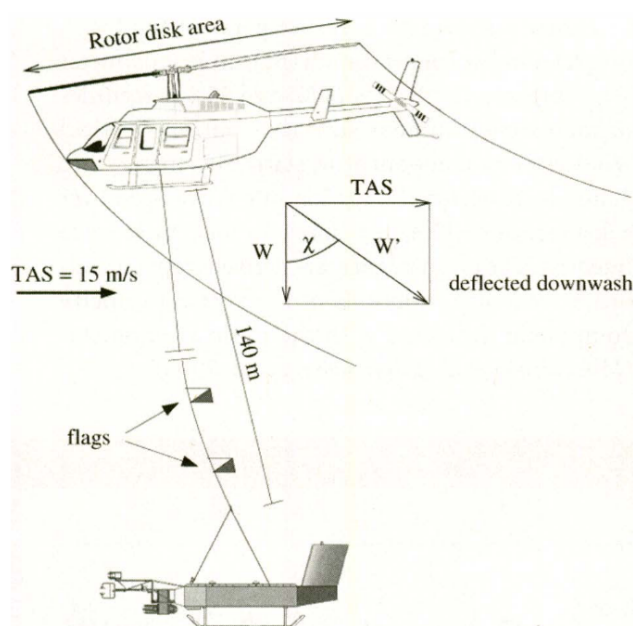
- (a) Efekt samozacieniania, bliski mi bo zajmowałem się nim w przypadku pomiarów optycznych w toni morskiej. Czy oceniono jaki wpływ na mierzone wartości strumieni radiacyjnych miała obecność helikoptera 20 m nad zestawem do pomiarów optycznych. Dotyczy to nie tylko bezpośredniego cienia helikoptera na zestawie pomiarowym (czego zapewne unikano), ale także jego cienia na powierzchni chmur (błąd dla strumienia oddolnego) i zasłaniania przez helikopter części nieba (strumień odgórny).

W swojej pracy nie używałem żadnych danych z platformy SMART-HELIOS. Za przygotowanie i obsługę tej platformy podczas kampanii ACORES oraz dalszą obróbkę danych odpowiadali koledzy z grupy badawczej prof. Manfreda Wendisch'a z Uniwersytetu w Lipsku. W publikacji opisującej kampanię (Siebert et al., 2021) podają oni, że w przypadku bezpośredniego cienia helikoptera na zestawie pomiarowym dane były odrzucane. Natomiast zasłanianie przez helikopter części nieba ma pomijalny wpływ na pomiar strumienia odgórnego. Sam zgrubnie oszacowałem, iż powierzchnia helikoptera to mniej niż 0.9 % powierzchni półsfery o promieniu 20 m. Wiadomo mi także, że pomiary strumienia odgórnego były porównywane z wynikami symulacji transferu radiacyjnego. Nie podano natomiast, jaki jest wpływ cienia helikoptera na powierzchni chmur na pomiar strumienia oddolnego. Spodziewam się, że jest on także pomijalny, gdyż ze względu na przyjętą strategię pomiarów dystans pomiędzy platformą SMART-HELIOS a wierzchołkiem chmury był typowo kilkukrotnie większy (powyżej 100 m) niż odległość od platformy do helikoptera.

- (b) Wpływ strumienia powietrza wywołanego przez rotor helikoptera na warstwy powietrza pod nim. Jest to zapewne coś co nie dawało spać autorom eksperymentu i zapewne dlatego pomiary termodynamiczne przeprowadzano 150 m niżej (w treści pracy nie jest jasne czy jest to odległość od helikoptera czy od zestawu optycznego). Czy jednak przeprowadzono jakąś analizę czy te 150 (lub 170) metrów wystarcza aby warstwy poniżej były niezaburzone, szczególnie podczas profilowania pionowego?

Długość liny od zestawu optycznego do platformy ACTOS to 150 m, więc od helikoptera dzieli platformę dystans ok. 170 m. Odległość ta w połą-

czeniu z poziomą prędkością helikoptera co najmniej 15 m/s w zupełności wystarcza, aby pomiary były niezaburzone przez strumień powietrza wywołany obrotami wirnika (ang. downwash). Z tego właśnie powodu prędkość pozioma musi być utrzymywana przez cały czas wykonywania pomiarów. W szczególności, skutkuje to koniecznością wykonywania segmentów typu PROF nachylonych pod pewnym kątem do poziomu zamiast stricte pionowych profili.



Rysunek 10: Schemat zestawu pomiarowego z platformą ACTOS z pracy Siebert et al. (2006) opisującej tę platformę. Podczas kampanii ACORES długość linii pomiędzy helikopterem a platformą ACTOS wynosiła 170 m.

Zagadnienie unikania wpływu wirnika na pomiary turbulencji zostało przestudiowane przez twórcę platformy ACTOS, dra Holgera Sieberta. Podaje on najważniejsze wnioski w publikacji opisującej platformę (Siebert et al., 2006). Po pierwsze, podczas lotu naprzód, helikopter zostawia strumień powietrza wytworzony przez wirnik za sobą. Kąt odchylenia strumienia przy prędkości helikoptera 15 m/s to co najmniej 35 stopnie (zob. rys. 10). Po drugie, podczas lotu naprzód łopaty są nachylone, kierując strumień powietrza w tylną stronę, co znacznie zwiększa kąt odchylenia strumienia. Dzięki temu funkcjonuje np. pomiar prędkości lotu przy pomocy rurki Pitota umieszczonej w przedniej części helikoptera, a więc nawet bliżej niż 2 m od wirnika. Po trzecie, potencjalny wpływ wirnika

byłby dobrze widoczny w pomiarach, choćby w widmach mocy zarejestrowanych sygnałów, co wyraźnie zaobserwowano w pracy Muschinski et al. (2001), gdzie operowano platformą Helipod umieszczoną tylko 15 m pod helikopterem. W przypadku platformy ACTOS, wpływ strumienia powietrza wytworzonego przez wirnik jest bardzo duży podczas startu i lądowania, które odbywają się pionowo. Sygnały zarejestrowane w tym czasie cechują się fluktuacjami wielokrotnie większymi od tych odpowiadających turbulencji w warstwie granicznej.

## 2. Kwestia strumieni turbulentnych ciepła utajonego i aerozolu

- (a) Jak może strumień ciepła utajonego spadać z wysokością przy prawie niezmienniej wilgotności właściwej (specific humidity)? [Rysunki 4.1 i 5.2]. I w ogóle w jaki sposób niezerowy strumień jest możliwy przy braku pionowego gradientu danej wartości (w tym wypadku wilgotności specyficznej)? Strumienie turbulentne wymagają przecież gradientu pionowego transportowanej wartości dla zaistnienia.

Hipoteza gradientowa (ang. *gradient-diffusion hypothesis / flux-gradient theory / gradient transport theory*), która łączy strumień turbulencyjny wielkości  $c$  z gradientem jej średniej wartości, np.

$$\langle w'c' \rangle = -K_c \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial z}, \quad (8)$$

przy pomocy współczynnika  $K_c$ , nazywanego lepkością wirową (*eddy viscosity*) w przypadku prędkości lub dyfuzyjnością wirową (*eddy diffusivity*) w przypadku wielkości skalarnych, jest tylko parametryzacją - choć bardzo użyteczną dla domknięcia układu równań opisujących przepływy turbulentne, w praktyce często nie jest spełniona. Wspominają o tym na przykład autorzy podręczników, których krótkie cytaty przytaczam poniżej.

Pope (2000):

The gradient-diffusion hypothesis implies that the scalar flux vector is aligned with the mean scalar gradient vector. Even in simple turbulent flows this is found not to be the case.

Stull (1988):

Although it is one of the simplest parameterizations, it frequently fails when larger-size eddies are present in the flow.

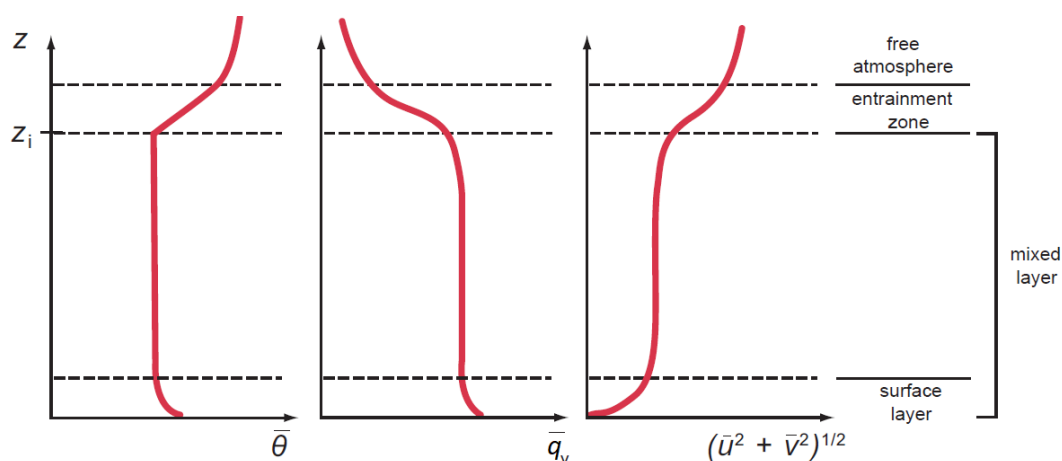
Markowski and Richardson (2010):

Not only is the determination of  $K_m$ ,  $K_h$ , and  $K_e$  problematic, but expressing the fluxes as functions of gradients of mean variables might be flawed as well. For example, within much of the mixed layer (the portion of the daytime boundary layer that extends from the surface to the capping inversion atop the boundary layer),  $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$  locally, but  $\langle w'\theta' \rangle > 0$ .

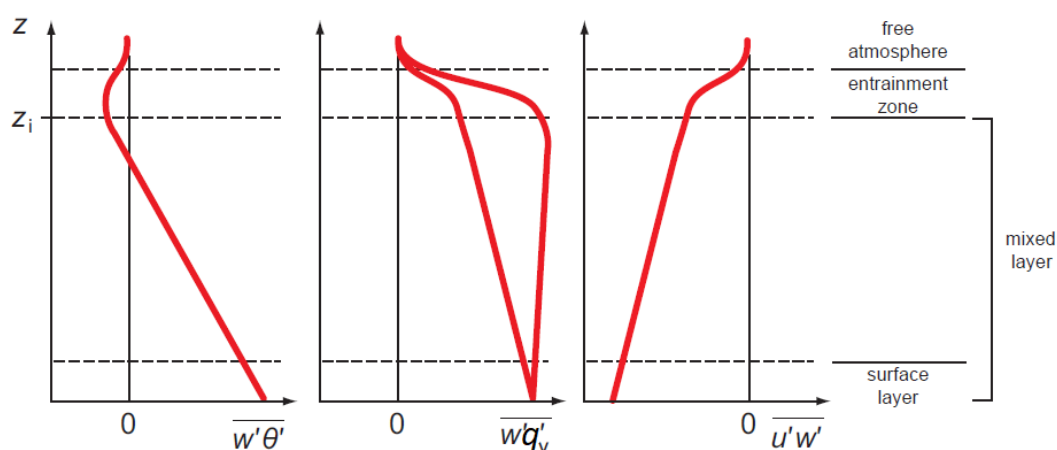
Ten ostatni przywołuje przykład typowej bezchmurnej dziennej warstwy granicznej nad lądem (rys. 11 i 12), w której wewnątrz profile pionowe temperatury potencjalnej i wilgotności są stałe z wysokością, a strumienie tych wielkości niezerowe.

W mojej analizie podobna sytuacja występuje dla strumienia ciepła utajonego, który jest proporcjonalny do strumienia wilgotności właściwej  $\langle w'q'_v \rangle$ . Powierzchnia oceanu z uwagi na parowanie jest tutaj źródłem  $q_v$ , a chmura i wierzchołek warstwy granicznej z uwagi na kondensację i mieszanie z dość suchym powietrzem z wolnej troposfery jest ujściem  $q_v$ . Niezerowy strumień interpretowałbym w ten sposób, że jest on potrzebny, aby w obecności źródeł i ujść utrzymać stały z wysokością profil  $q_v$ . W mojej ocenie stały profil jest więc skutkiem działania strumienia, a niewystarczająca aktywność strumieni turbulencyjnych w rozsprężonej warstwie granicznej prowadzi do pojawienia się w profilach gradientu.

- (b) Podobne pytanie dotyczy aerozolu. Jeśli zgadzamy się, że przynajmniej mod akumulacyjny cząstek aerozolu jest generowany na powierzchni morza, a „konsumowany” (scavenged) w chmurze powyżej, to musimy sobie zdawać sprawę, że tego typu strumień pionowy w turbulentnej warstwie granicznej jest niemożliwy bez wystąpienie gradientu pionowego koncentracji cząstek. Nawiasem mówiąc ocena „na oko” kształtu przedstawionych na Rys. 6.1i rozkładów rozmiarów zdaje się wskazywać, że dla cząstek powyżej 100 nm (mod akumulacyjny) występuje pionowy gradient, jednak jest on niewidoczny w zbiorczych danych o koncentracji aerozolu. Czy nie dało się oddzielić danych dla modu Aitkena i akumulacyjnego?



Rysunek 11: Typowe profile pionowe średnich wartości temperatury potencjalnej, wilgotności właściwej i wiatru poziomego w daytime bezchmurnej warstwie granicznej. Schemat z podręcznika [Markowski and Richardson \(2010\)](#).

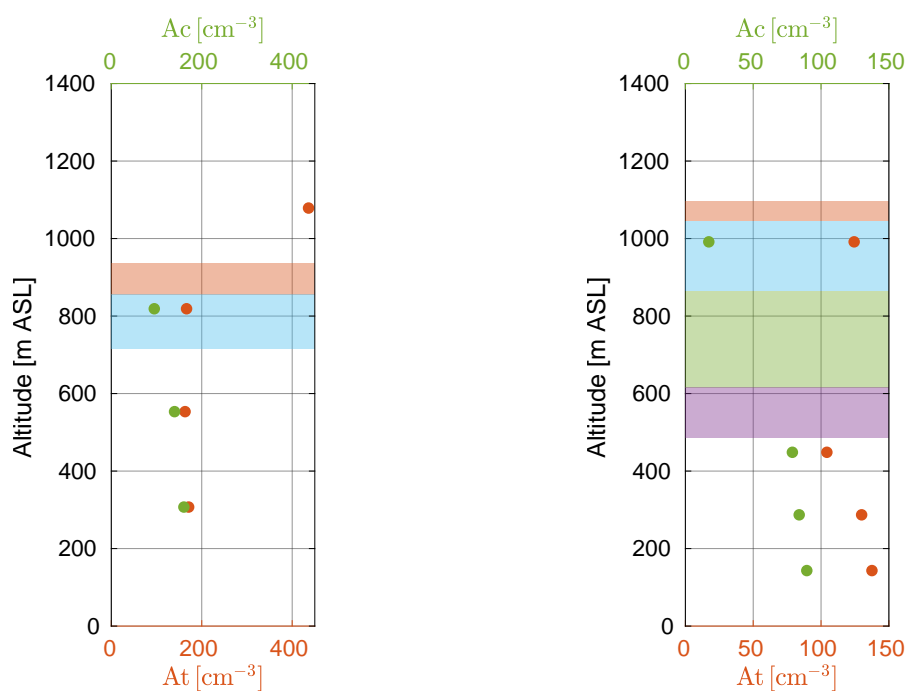


Rysunek 12: Typowe profile turbulencyjnych strumieni ciepła, wilgotności i pędu w daytime bezchmurnej warstwie granicznej. Schemat z podręcznika [Markowski and Richardson \(2010\)](#).

W swojej pracy nie badałem strumieni turbulencyjnych cząstek aerozolu, ani źródeł i ujść dla tych cząstek. We wstępie krótko zreferowałem badania innych autorów, a dalej stwierdziłem, że moje obserwacje profili koncentracji oraz rozkładu rozmiarów cząstek nie są sprzeczne z ich wynikami i opisanymi przez nich mechanizmami generacji, ewolucji i transportu cząstek. Wydaje mi się, że podobnie do wilgotności właściwej, niezerowy strumień cząstek jest potrzebny, aby w obecności źródeł i ujść utrzymać stały profil pionowy koncentracji.

Licznik cząstek CPC mierzył tylko całkowitą koncentrację cząstek aerozolu o rozmiarze powyżej 6 nm. W przypadku spektrometru SMPS, ze względu na sposób próbkowania rozkładu rozmiarów cząstek omówiony w rozdziale 3.3, dane z segmentów PROF wycalkowane osobno dla poszczególnych modów byłyby bardzo trudne do interpretacji. Pojedynczy skan zajmuje bowiem 2 min, a w tym czasie platforma pokonuje ok. 500 m w pionie. Każdy kolejny klaster rozmiaru jest więc próbkowany na nieco innej wysokości. Z tego powodu zdecydowałem nie przeprowadzać podziału na mody w profilach pionowych PROF.

Podział na mody można zaś stosunkowo prosto wykonać dla segmentów poziomych LEG. Koncentrację dla modów Aitkena i akumulacyjnego wyliczoną przez wycalkowanie rozkładu rozmiarów przedstawiam na rys. 13. Za granice modów przyjąłem dla uproszczenia stałe wartości 85 i 220 nm. Rzeczywiście, przypuszczenia Recenzenta potwierdziły się, tj. w warstwie granicznej obserwuje się spadek z wysokością koncentracji cząstek z modu akumulacyjnego, co może sugerować dodatni strumień pionowy.



(i) Sprzężona warstwa graniczna.

(ii) Rozsprężona warstwa graniczna.

Rysunek 13: Koncentracja cząstek w modach Aitkena (At) i akumulacyjnym (Ac).



3. Autor nie nazywa nigdy strumieni występujących w warstwie granicznej (boundary layer) turbulentnymi, a przecież takimi one są (z poprawką na prędkość depozycji w przypadku większych cząstek aerozolu lub kropelek). Rysunek 7.1, bardzo zresztą ładny, pochodzący z pracy Nowak i inni (2021) dowodzi moim zdaniem, że rozumiem turbulencję inaczej niż autor. Na rysunku występuje podział na „kaskadę wirów turbulentnych” (turbulence eddy cascade) i na ogólną cyrkulację („primary circulation”) warstwy granicznej. Ale czyż cała warstwa graniczna, praktycznie z definicji nie jest warstwą wirów turbulentnych wywołanych tarcieniem o powierzchnię i siłami wyporności? Wydaje mi się, że doktorant nie zalicza „large turbulent eddies” do turbulencji, skupiając się jedynie na wirach o rozmiarze poniżej ok. 100 m. Jeśli się mylę to proszę mnie poprawić. Jest to pytanie prawie filozoficzne ale nie do końca bo nie należy zapominać, że właśnie turbulencja jest powodem istnienia warstwy granicznej.

Naturalnie, opisywane strumienie są turbulentne. Pojęcie strumieni turbulentnych pojawia się np. w tytułach rozdziałów 1.2.3.2, 1.3.4.2 i 5.2.

Zgadzam się z Recenzentem, że cała warstwa graniczna istnieje dzięki wirom turbulentnym wywołanym tarcieniem o powierzchnię i siłami wyporności. Chciałem jednak zaznaczyć jakościową różnicę pomiędzy wirami o różnych skalach, dzieląc je na dwie klasy nazwane w tekście „cyrkulacją” i „turbulencją”. Przyznaję, że sam wybór tych terminów może być nieco mylący.

Ich znaczenie dyskutuję w rozdziale 7.3. Pod pojęciem „cyrkulacji” rozumiem ruchy powietrza o stosunkowo dużych skalach, porównywalnych z głębokością warstwy granicznej i większych. Źródłem energii prądów wstępujących i zstępujących są przede wszystkim radiacyjne chłodzenie przy wierzchołku chmury i ogrzewanie przy powierzchni podłoża. Prądy wstępujące i zstępujące mogą tworzyć zorganizowane struktury o skali poziomej wielokrotnie przekraczającej głębokość warstwy granicznej, np. rolki konwekcyjne, komórki konwekcyjne otwarte lub zamknięte. Natomiast „turbulencją” nazwałem kaskadę wirów, w której zachodzi wydajny transfer energii od większych do mniejszych struktur; rozciąga się ona od skal rzędu skali integralnej do skal rzędu skali Kołmogorowa i zgodnie z hipotezami Kołmogorowa cechuje się uniwersalną postacią statystyk pola prędkości, np. widma gęstości mocy czy funkcji struktury.

Operacja dekompozycji Reynoldsa, w której rozdziela się obserwacje na przepływ średni  $\langle x(t) \rangle$  i fluktuacje turbulencyjne  $x'(t)$  wymaga podjęcia wyboru

w kwestii tego, co potraktować jako przepływ średni, a co jako fluktuacje. Z punktu widzenia wirów o mniejszej skali, wiry znacznie większe mogą być postrzegane jako przepływ średni. Taka relacja zachodzi pomiędzy moimi kategoriami „turbulencji” i „cyrkulacji”.

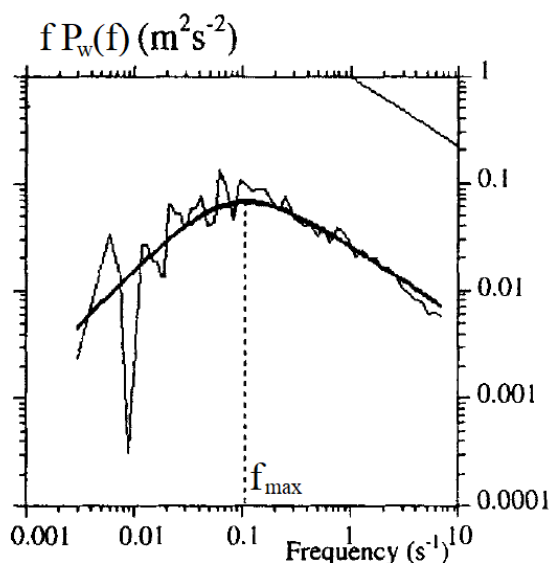
Trudności w precyzyjnym zdefiniowaniu, co należy rozumieć za turbulencję oraz różnice w podejściu do tej kwestii pomiędzy różnymi autorami wynikają stąd, że znaczną rolę w warstwie granicznej zwieńczonej stratocumulusem odgrywają efekty mezoskalowe, np. organizacja konwekcji. Powodują one, że w przeciwieństwie do podręcznikowej sytuacji warstwy granicznej (zob. rys. 2.2. w Stull (1988)), często nie obserwuje się w WGZS wyraźnej luki spektralnej pomiędzy procesami synoptycznymi a turbulencją warstwy granicznej.

Podział na „cyrkulację” i „turbulencję” w moim rozumieniu ilustrują w pewien sposób wyniki z pracy Lambert et al. (1999). Rys. 14 przedstawia przykładowe widmo mocy dla prędkości pionowej zmierzone w WGZS. Aby wyznaczyć położenie maksimum, autorzy dopasowali do niego funkcję postaci:

$$f\mathcal{P}_w(f) = \frac{f\mathcal{P}_0}{1 + 1.5 \left(\frac{f}{f_{max}}\right)^{\frac{5}{3}}}. \quad (9)$$

W analogiczny sposób przeanalizowano dużą liczbę poziomych segmentów z wielu lotów pomiarowych, zarówno dla przypadków sprzężonych, jak i rozsprzężonych. Stwierdzono, że położenie maksimum odpowiada typowo skali rzędu głębokości sprzężonej warstwy granicznej albo głębokości warstwy powierzchniowej SML w przypadku pomiarów w tej części rozsprzężonej WGZS. W zakresie mniejszych skal (po prawej stronie maksimum na wykresie) obserwuje się zanik potęgowy zgodnie z teorią Kołmogorowa.

Udział mniejszych struktur („turbulencji”) w transporcie pionowym ciepła i wilgoci można zwykle oszacować na podstawie pomiarów lotniczych z wykorzystaniem metody kowariancji wirów. Natomiast rola większych struktur („cyrkulacji”) w transporcie pionowym, w szczególności pary wodnej, nie jest dobrze zbadana ze względu na ograniczenia eksperymentalne - potrzebne są bardzo długie segmenty poziome w jednorodnych warunkach. Trudno jednak osiągnąć równocześnie te dwa warunki, tj. dużą długość segmentów oraz jednorodne warunki na całej ich rozciągłości (De Roode and Duynkerke, 1997).



Rysunek 14: Przykładowe widmo prędkości pionowej  $fP_w(f)$  w warstwie granicznej zwieńczonej stratocumulusem z pracy Lambert et al. (1999): dane pomiarowe oraz dopasowana funkcja. Położenie maksimum odpowiada skali 743 m.

4. Jeśli mowa o rysunkach to nie mogę nie skomentować rysunku 1.30, wprawdzie pochodzącego z pracy Zheng i inni (2018a), ale i tak moim zdaniem niego źle opisanego zarówno w oryginale jak i w ocenianej pracy. Kolor czerwony jest na nim opisany jako „Deduced entrainment from FT”, czyli prawdopodobnie residuum przypisywane przenikaniu cząstek aerozolu ze swobodnej troposfery. Jednak dla dużych cząstek („Large accumulation”) kolor ten występuje nie po stronie źródeł ale ubytków (sink) i logika wskazuje, że są to cząstki, które opadły na powierzchnię morza, co nie jest nijak opisane ani w artykule źródłowym ani w dysertacji. Prosiłbym o komentarz w tej kwestii.

Autorzy pracy Zheng et al. (2018) stwierdzili, że w swobodnej troposferze nie występują największe cząstki odpowiadające trzeciemu modowi „large accumulation”. W warstwie granicznej ich dominującym źródłem jest emisja z powierzchni morza. Wciąganie masy („entrainment”) ze swobodnej atmosfery do warstwy granicznej prowadzi do spadku ich koncentracji na jednostkę objętości poprzez rozrzedzenie powietrza w warstwie granicznej. Efekt ten jest przeciwny niż w przypadku dwóch pozostałych modów, ponieważ cząstki z tamtych modów znajdują się w swobodnej troposferze w znacznej ilości, a wciąganie powietrza stamtąd do warstwy granicznej zwiększa ich koncentrację.

Poniżej przytaczam fragment artykułu Zheng et al. (2018) wyjaśniający tę kwestię.

Here, we assume that the concentration of LA-mode particles in the FT is negligible when compared to that in the boundary layer. In such a case, the entrainment of FT air dilutes the MBL LA particles, serving as a sink rather than a source. At a typical entrainment velocity,  $\omega_e$ , of 3.5 mm/s (Mohrmann et al., 2018; Wood and Bretherton, 2004), the maximum dilution rate,  $-E_{LA|FT}$ , equaling  $\omega_e H_{MBL}^{-1}$  (Mohrmann et al., 2018), reaches  $\sim 20\%$  per day. That is comparable to in-cloud coalescence scavenging, making the FT dilution an important sink of  $N_{LA}$ .

5. Zauważyłem różnicę w opisie pionowych gradientów temperatury (lapse rate) w części teoretycznej i w prezentowanych wynikach. Na stronie 6 opisano, że ich typowa struktura to (pomijając symbole) „dry adiabatic lapse rate below the cloud and moist adiabatic [lapse rate] inside the cloud” (gradient suchoadiabatyczny pod chmurą i wilgotnoadiabatyczny w chmurze). Tymczasem prezentowane wyniki pokazują, że gradient wilgotnoadiabatyczny występuje ponad chmurą, a wewnątrz niej następuje wzrost temperatury z wysokością (inwersja). Czy mamy tu do czynienia z problemami pomiarowymi w chmurze, nowym odkryciem czy z nieprecyzyjnym opisem w części teoretycznej?

Część teoretyczna opisuje stratyfikację w wyidealizowanym przypadku horyzontalnie jednorodnej sprężonej warstwy granicznej zwieńczonej stratocumulem. Ponieważ w takiej warstwie zachodzi efektywne mieszanie powietrza, gradient temperatury jest suchoadiabatyczny (ok. -9.8 K/km) poniżej chmury, a wilgotnoadiabatyczny (ok. -4.8 K/km) wewnątrz niej. Profile obserwowane w rzeczywistości mogą nieco odbiegać od tej idealizacji. Nie opisuje ona także obszarów przy samej powierzchni oceanu i wierzchołku chmury, gdzie działają czynniki nieadiabatyczne, np. radiacyjne ogrzewanie/chłodzenie.

W obu przypadkach analizowanych w mojej pracy temperatura  $T$  spada z wysokością zarówno poniżej chmury, jak i wewnątrz chmury, a nad jej wierzchołkiem występuje inwersja temperatury. W przypadku rozsprężonym obserwuje się natomiast wzrost z wysokością temperatury potencjalnej ciekłej wody  $\theta_l$ , co wskazuje na stabilność i słabe mieszanie powietrza w pionie. W tabelach 4.2

i 4.3 podałem średnie warunki termodynamiczne dla wyróżnionych warstw, w tym również oszacowany gradient temperatury  $\Gamma$ . Trzeba zaznaczyć, że jest to gradient dla całej warstwy, co w przypadku warstwy chmurowej obejmuje również obszar jej wierzchołka. Poza tym, oszacowano go na podstawie pojedynczego profilu.

W przypadku sprzężonym oszacowany gradient jest co do wartości nieznacznie większy od suchoadiabatycznego wewnątrz warstwy podchmurowej SBL i znacznie większy od wilgotnoadiabatycznego w warstwie chmurowej SCL, co wskazuje na niestabilność w obu warstwach i sugeruje rozwijającą się konwekcję.

W przypadku rozsprężonym oszacowany gradient jest co do wartości bliski suchoadiabatycznego wewnątrz warstwy powierzchniowej SML, mniejszy od suchoadiabatycznego w warstwach przejściowej TSL i podchmurowej SBL, i mniejszy od wilgotnoadiabatycznego wewnątrz warstwy chmurowej SCL, co wskazuje na równowagę neutralną w dolnej części (SML) i stabilność w górnej części warstwy granicznej (TSL+SBL+SCL).

6. Na koniec mam drobne uwagi w kwestii opisanych w pracy wiatrów. Autor zazwyczaj podaje kierunek wiatru w sposób jaki oceanografowie podają kierunki prądów (np. northward zamiast southerly). Nie zawsze ale nie jest to błędem jeśli w każdym przypadku używa się właściwej terminologii, jak w tym wypadku (choć dziwi brak konsekwencji). Natomiast mam dwa drobne pytania:

Obie konwencje, tj. „northward” i „southerly” występują w literaturze. Ze względu na objętość pracy, nie dopilnowałem konsekwencji w stosowaniu jednej terminologii.

- (a) Czy określenia („eastward and northward”) na dole strony 6 dotyczą kierunków dla jakich wartości są dodatnie? Jeśli tak to należało to napisać wyraźniej, bo zdanie wydaje się wskazywać, że są one takie generalnie (co nie jest w ogólności prawdą).

Określenia miały tutaj na celu zdefiniowanie układu współrzędnych poprzez podanie kierunków, dla których wartości  $u_e$ ,  $v_e$  są dodatnie. Mogą być one również ujemne, co oznaczałoby wiatr w kierunkach przeciwnych do wymienionych.

- (b) Na stronie 50 pada stwierdzenie, że ze względu na pozycję centrum wężu w stosunku do miejsca pomiarów występowały „gentle northerly geostrophic winds”. Mam nadzieję, że jest to jedynie skrót myślowy gdyż wiatr geostroficzny jest jedynie idealizacją. Jest on zawsze równoległy do izobar, podczas gdy rzeczywisty, mierzalny wiatr w wyniku procesów nieuwzględnionych przy wyliczaniu geostroficznego (głównie tarcia) ma kierunek zwykle ok. 30 stopni od niego odchylony (z kierunku wyższego ciśnienia). Wiem to nie tylko teoretycznie, ale z własnego doświadczenia, wygrywając kiedyś podczas polarnego rejsu codziennie zakłady o jutrzejszy kierunek wiatru z prawdziwym synoptykiem IMGW, który z jakichś względów przewidywał zawsze... wiatr geostroficzny. Na mapce z Rys. 2.5 przewidywałbym właśnie wiatr północny do północno-zachodniego. Napisałem to przed sprawdzeniem, że rzeczywisty kierunek wiatru tego dnia (str. 73) to NNW.

Naturalnie, rzeczywisty kierunek wiatru w warstwie granicznej jest odchylony od kierunku wiatru geostroficznego. W tekście podałem kierunek wiatru geostroficznego w obszarze pomiarów, lecz przez niedopatrzenie zabrakło jeszcze jednego zdania określającego kierunek rzeczywistego wiatru.

## Lista akronimów

**ACORES** kampania pomiarowa Azores stratoCumulus measurements Of Radiation, turbulEnce and aeroSols

**ACTOS** platforma pomiarowa Airborne Cloud Turbulence Observation System

**CPC** kondensacyjny licznik cząstek (Condensation Particle Counter)

**DNS** Direct Numerical Simulation

**DYCOMS-II** kampania pomiarowa Second Dynamics and Chemistry of Marine Stratocumulus

**EKT** energia kinetyczna turbulencji

**FT** swobodna troposfera (free troposphere)

**LA** mod akumulacyjny większy (w rozkładzie rozmiarów cząstek aerozolu)

**LCL** wymuszony poziom kondensacji (lifting condensation level)

**LEG** segment poziomy lotu

**miniCCNC** licznik jąder kondensacji

**PROF** segment pionowy lotu

**PSD** power spectral density

**SBL** warstwa podchmurowa (subcloud layer)

**SCL** warstwa chmurowa (stratocumulus cloud layer)

**SMART-HELIOS** platforma pomiarowa Spectral Modular Airborne Radiation measurement sysTem HELIcopter-borne Observations of Spectral Radiation

**SML** warstwa powierzchniowa (surface mixed layer)

**SMPS** spektrometer rozmiaru cząstek aerozolu (Scanning Mobility Particle Sizer)

**STBL** stratocumulus-topped boundary layer

**TKE** turbulence kinetic energy

**TSL** warstwa przejściowa (transition layer)

**WGZS** warstwa graniczna zwieńczona stratocumulusem

## Literatura

Akinlabi, E. O., Waclawczyk, M., Mellado, J. P., and Malinowski, S. P.: Estimating turbulence kinetic energy dissipation rates in the numerically simulated stratocumulus cloud-top mixing layer: Evaluation of different methods, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 76, 1471–1488, doi: [10.1175/JAS-D-18-0146.1](https://doi.org/10.1175/JAS-D-18-0146.1), 2019.

Bolton, D.: The computation of equivalent potential temperature., *Monthly Weather Review*, 108, 1046–1053, doi: [10.1175/1520-0493\(1980\)108<1046:TCOEPT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1980)108<1046:TCOEPT>2.0.CO;2), 1980.

Bretherton, C. S. and Wyant, M. C.: Moisture transport, lower-tropospheric stability, and decoupling of cloud-topped boundary layers, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54, 148–167, doi: [10.1175/1520-0469\(1997\)054<0148:MTL TSA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1997)054<0148:MTL TSA>2.0.CO;2), 1997.

De Roode, S. R. and Duynkerke, P. G.: Observed lagrangian transition of stratocumulus into cumulus during ASTEX: Mean state and turbulence structure, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54, 2157–2173, doi: [10.1175/1520-0469\(1997\)054<2157:OLTOSI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1997)054<2157:OLTOSI>2.0.CO;2), 1997.

Dodson, D. S. and Small Griswold, J. D.: Turbulent and boundary layer characteristics during VOCALS-REx, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 21, 1937–1961, doi: [10.5194/acp-21-1937-2021](https://doi.org/10.5194/acp-21-1937-2021), 2021.

Durand, P. and Bourcy, T.: Observations of the turbulence structure within two stratocumulus-topped, marine boundary layers, *Boundary-Layer Meteorology*, 99, 105–125, doi: [10.1023/A:1018999221303](https://doi.org/10.1023/A:1018999221303), 2001.

Duynkerke, P. G., Heqing Zhang, and Jonker, P. J.: Microphysical and turbulent structure of nocturnal stratocumulus as observed during ASTEX, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52, 2763–2777, doi: [10.1175/1520-0469\(1995\)052<2763:MATSON>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1995)052<2763:MATSON>2.0.CO;2), 1995.



- Elliott, D. F.: Handbook of digital signal processing : engineering applications, Academic Press, doi: [10.1016/C2009-0-21739-9](https://doi.org/10.1016/C2009-0-21739-9), 1987.
- Jen-La Plante, I., Ma, Y., Nurowska, K., Gerber, H., Khelif, D., Karpinska, K., Kopec, M. K., Kumala, W., and Malinowski, S. P.: Physics of Stratocumulus Top (POST): Turbulence characteristics, Atmospheric Chemistry and Physics, 16, 9711–9725, doi: [10.5194/acp-16-9711-2016](https://doi.org/10.5194/acp-16-9711-2016), 2016.
- Jones, C. R., Bretherton, C. S., and Leon, D.: Coupled vs. decoupled boundary layers in VOCALS-REx, Atmospheric Chemistry and Physics, 11, 7143–7153, doi: [10.5194/acp-11-7143-2011](https://doi.org/10.5194/acp-11-7143-2011), 2011.
- Kopec, M. K., Malinowski, S. P., and Piotrowski, Z. P.: Effects of wind shear and radiative cooling on the stratocumulus-topped boundary layer, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 142, 3222–3233, doi: [10.1002/qj.2903](https://doi.org/10.1002/qj.2903), 2016.
- Lambert, D. and Durand, P.: The marine atmospheric boundary layer during semaphore. I: Mean vertical structure and non-axisymmetry of turbulence, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 125, 495–512, doi: [10.1002/qj.49712555407](https://doi.org/10.1002/qj.49712555407), 1999.
- Lambert, D., Durand, P., Thoumieux, F., Bénech, B., and Druilhet, A.: The marine atmospheric boundary layer during semaphore. II: Turbulence profiles in the mixed layer, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 125, 513–528, doi: [10.1002/qj.49712555408](https://doi.org/10.1002/qj.49712555408), 1999.
- Lenschow, D. H., Wyngaard, J. C., and Pennell, W. T.: Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer., Journal of the Atmospheric Sciences, 37, 1313–1326, doi: [10.1175/1520-0469\(1980\)037<1313:MFASMB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1980)037<1313:MFASMB>2.0.CO;2), 1980.
- Markowski, P. and Richardson, Y.: Mesoscale Meteorology in Midlatitudes, John Wiley and Sons, Ltd, Chichester, UK, doi: [10.1002/9780470682104](https://doi.org/10.1002/9780470682104), 2010.
- Mellado, J. P., Bretherton, C. S., Stevens, B., and Wyant, M. C.: DNS and LES for Simulating Stratocumulus: Better Together, Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 10, 1421–1438, doi: [10.1029/2018MS001312](https://doi.org/10.1029/2018MS001312), 2018.

- Mohrmann, J., Wood, R., McGibbon, J., Eastman, R., and Luke, E.: Drivers of Seasonal Variability in Marine Boundary Layer Aerosol Number Concentration Investigated Using a Steady State Approach, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 123, 1097–1112, doi: [10.1002/2017JD027443](https://doi.org/10.1002/2017JD027443), 2018.
- Muschinski, A., Frehlich, R., Jensen, M., Hugo, R., Hoff, A., Eaton, F., and Balsley, B.: Fine-scale measurements of turbulence in the lower troposphere: An intercomparison between a kit-and balloon-borne, and a helicopter-borne measurement system, *Boundary-Layer Meteorology*, 98, 219–250, doi: [10.1023/A:1026520618624](https://doi.org/10.1023/A:1026520618624), 2001.
- Nicholls, S.: The dynamics of stratocumulus: Aircraft observations and comparisons with a mixed layer model, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 110, 783–820, doi: [10.1002/qj.49711046603](https://doi.org/10.1002/qj.49711046603), 1984.
- Nicholls, S. and Leighton, J.: An observational study of the structure of stratiform cloud sheets: Part I. Structure, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112, 431–460, doi: [10.1002/qj.49711247209](https://doi.org/10.1002/qj.49711247209), 1986.
- Nowak, J. L., Siebert, H., Szodry, K.-E., and Malinowski, S. P.: Coupled and decoupled stratocumulus-topped boundary layers: turbulence properties, *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 2021, 1–41, doi: [10.5194/acp-2021-214](https://doi.org/10.5194/acp-2021-214), 2021.
- Pope, S. B.: *Turbulent flows*, Cambridge University Press, Cambridge, doi: [10.1017/CBO9780511840531](https://doi.org/10.1017/CBO9780511840531), 2000.
- Siebert, H., Franke, H., Lehmann, K., Maser, R., Saw, E. W., Schell, D., Shaw, R. A., and Wendisch, M.: Probing finescale dynamics and microphysics of clouds with helicopter-borne measurements, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 87, 1727–1738, doi: [10.1175/BAMS-87-12-1727](https://doi.org/10.1175/BAMS-87-12-1727), 2006.
- Siebert, H., Szodry, K.-E., Egerer, U., Wehner, B., Henning, S., Chevalier, K., Lückerkath, J., Welz, O., Weinhold, K., Lauermann, F., Gottschalk, M., Ehrlich, A., Wendisch, M., Fialho, P., Roberts, G., Allwayin, N., Schum, S., Shaw, R. A., Mazzoleni, C., Mazzoleni, L., Nowak, J. L., Malinowski, S. P., Karpinska, K., Kumala, W., Czyzewska, D., Luke, E. P., Kollias, P., Wood, R., and Mellado, J. P.: Observations of Aerosol, Cloud, Turbulence, and Radiation Properties at the Top of the Marine Boundary Layer over the Eastern North Atlantic Ocean:

- The ACORES Campaign, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 102, E123–E147, doi: [10.1175/bams-d-19-0191.1](https://doi.org/10.1175/bams-d-19-0191.1), 2021.
- Stevens, B., Moeng, C. H., Ackerman, A. S., Bretherton, C. S., Chlond, A., de Roode, S., Edwards, J., Golaz, J. C., Jiang, H., Khairoutdinov, M., Kirkpatrick, M. P., Lewellen, D. C., Lock, A., Müller, F., Stevens, D. E., Whelan, E., and Zhu, P.: Evaluation of large-eddy simulations via observations of nocturnal marine stratocumulus, *Monthly Weather Review*, 133, 1443–1462, doi: [10.1175/MWR2930.1](https://doi.org/10.1175/MWR2930.1), 2005.
- Stull, R. B.: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Springer Netherlands, Dordrecht, doi: [10.1007/978-94-009-3027-8](https://doi.org/10.1007/978-94-009-3027-8), 1988.
- Tjernström, M. and Rogers, D. P.: Turbulence structure in decoupled marine stratocumulus: A case study from the ASTEX field experiment, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53, 598–619, doi: [10.1175/1520-0469\(1996\)053<0598:TSIDMS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1996)053<0598:TSIDMS>2.0.CO;2), 1996.
- Turton, J. D. and Nicholls, S.: A Study of the Diurnal Variation of Stratocumulus Using A Multiple Mixed Layer Model, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 113, 969–1009, doi: [10.1002/qj.49711347712](https://doi.org/10.1002/qj.49711347712), 1987.
- Wacławczyk, M., Gozigan, A. S., Nzotungishaka, J., Mohammadi, M., and P. Malinowski, S.: Comparison of Different Techniques to Calculate Properties of Atmospheric Turbulence from Low-Resolution Data, *Atmosphere*, 11, 199, doi: [10.3390/atmos11020199](https://doi.org/10.3390/atmos11020199), 2020.
- Welch, P. D.: The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms, *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 15, 70–73, doi: [10.1109/TAU.1967.1161901](https://doi.org/10.1109/TAU.1967.1161901), 1967.
- Wendisch, M. and Brenguier, J. L.: *Airborne Measurements for Environmental Research*, Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim, Germany, doi: [10.1002/9783527653218](https://doi.org/10.1002/9783527653218), 2013.
- Wood, R.: Stratocumulus Clouds, *Monthly Weather Review*, 140, 2373–2423, doi: [10.1175/MWR-D-11-00121.1](https://doi.org/10.1175/MWR-D-11-00121.1), 2012.

Wood, R. and Bretherton, C. S.: Boundary layer depth, entrainment, and decoupling in the cloud-capped subtropical and tropical marine boundary layer, *Journal of Climate*, 17, 3576–3588, doi: [10.1175/1520-0442\(2004\)017<3576:BLDEAD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2004)017<3576:BLDEAD>2.0.CO;2), 2004.

Zheng, Y., Rosenfeld, D., and Li, Z.: The Relationships Between Cloud Top Radiative Cooling Rates, Surface Latent Heat Fluxes, and Cloud-Base Heights in Marine Stratocumulus, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 123, 11,678–11,690, doi: [10.1029/2018JD028579](https://doi.org/10.1029/2018JD028579), 2018.