

# SYSTEMY BARYCZNE UMIARKOWANYCH SZEROKOŚCI GEOGRAFICZNYCH JAKO WYNIK DZIAŁANIA NIESTABILNOŚCI BAROKLINOWEJ

Michał Ziemiański

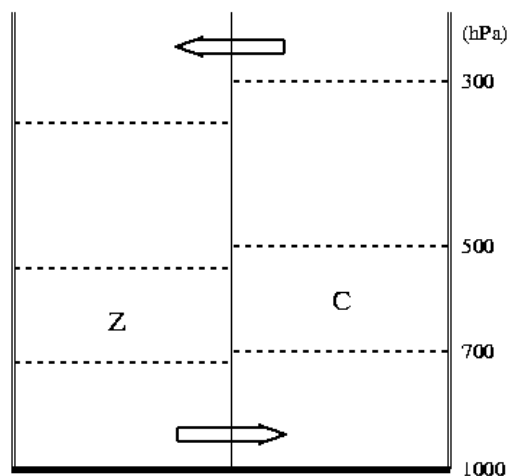
Instytut Meteorologii i Gospodarki Wodnej, Oddział Morski – Gdynia  
Biuro Meteorologicznych Prognoz Morskich

## Wstęp

Oscylacja Północnego Atlantyku (North Atlantic Oscillation – NAO) definiowana jest zwykle jako długookresowa (wieloletnia) oscylacja dolnego pola ciśnienia występująca w rejonie Północnego Atlantyku i obejmująca swoim zasięgiem rejon Europy. Z punktu widzenia cyrkulacji globalnej, obszar ten jest częścią tak zwanej cyrkulacji Ferrela, rozciągającej się nad strefą umiarkowanych szerokości geograficznych, gdzie za dolny rozkład ciśnienia odpowiadają przede wszystkim procesy dynamiczne, w przeciwieństwie do termicznie wymuszanej cyrkulacji Hadleya obejmującej obszar międzyzwrotnikowy. Z tego punktu widzenia, NAO może być interpretowana jako oscylacja związana z intensywnością i przestrzennym rozmieszczeniem tych cech (parametrów) atmosfery, które odpowiedzialne są za dynamiczne procesy związane z powstawaniem i ewolucją systemów pogody w umiarkowanych szerokościach geograficznych. Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie, w generalnych zarysach, charakterystyki tych właśnie dynamicznych procesów atmosferycznych, które są odpowiedzialne za powstawanie i ewolucję typowych systemów pogody w umiarkowanych i wysokich szerokościach geograficznych. Procesy te związane są z występowaniem hydrodynamicznej niestabilności przepływu w skali planetarnej, nazywanej niestabilnością baroklinową.

Pojęcie "baroklinowości" występuje w nowoczesnej meteorologii dynamicznej od jej początków i wywodzi się z interpretacji twierdzenia o wirowości. Twierdzenie to jest powszechnie przypisywane Bjerknesowi (1898). Faktycznie jednak twierdzenie to w swej pełnej matematycznej formie zostało wyprowadzone i przedstawione najpierw w polskojęzycznej publikacji przez Ludwika Silbersteina (1896), ówczesnego 24-letniego asystenta na Politechnice Lwowskiej. Rola Bjerknesa, który znalazł wcześniejszą publikację Silbersteina i z niej korzystał, polegała bardziej na wskazaniu, że twierdzenie to można zastosować do wyjaśnienia dynamiki rzeczywistych przepływów w atmosferze i oceanach (porównaj dyskusję o historii równania wirowości przedstawioną przez Thorpe i in. 2002). Z równania wirowości wynika, że jeżeli mamy do czynienia z płynem nie posiadającym początkowo ruchu wirowego, to do jego powstania potrzeba, aby powierzchnie stałej gęstości i stałego ciśnienia w tym płynie przecinały się, a nie pokrywały z sobą. Płyn o takich właściwościach nazywany jest baroklinowym.

Atmosfera ziemiska w umiarkowanych szerokościach geograficznych ma właściwości baroklinowe. Wynikają one z nierównomiernego nagrzewania powierzchni planety przez Słońce, które bardziej nagrzewa obszary tropikalne i położone nad nimi masy powietrza, niż obszary i masy powietrza położone w umiarkowanych szerokościach geograficznych. Zatem na mapach atmosfery przedstawiających środkową, a nawet górną troposferę, tzw. górnych mapach standardowych powierzchni izobarycznych, obserwuje się występowanie strefowych obszarów wyraźnie zaznaczonego gradientu temperatury. Obszary te są z definicji obszarami baroklinowymi, gdzie powierzchnie stałej gęstości i stałego ciśnienia nie pokrywają się z sobą. Jak wynika z podstawowych równań dynamiki atmosfery opisujących równowagę geostroficzną, ze strefą baroklinową (to jest strefą poziomych gradientów temperatury) związany jest tak zwany wiatr termiczny. Wiatr termiczny jest wygodnym pojęciem teoretycznym, które pozwala na lepsze zrozumienie struktury przepływu w strefie baroklinowej. Wiatr termiczny jest w swej istocie wektorową różnicą prędkości wiatru na dwóch różnych poziomach. Jego wielkość jest proporcjonalna do średniej wielkości gradientu temperatury w warstwie pomiędzy tymi poziomami i ma kierunek zgodny z kierunkiem izoterm, w ten sposób, że gdy patrzymy w stronę, w którą wieje wiatr termiczny, to niższa temperatura pozostaje po lewej stronie (na półkuli północnej, analogicznie do relacji pomiędzy wiatrem geostroficznym i rozkładem pola ciśnienia). Jeśli strefowy obszar dużego gradientu temperatury rozciąga się w górę, to wiatr termiczny z wyższych poziomów będzie dodawał się do wiatru z poziomów niższych. Jeśli zatem mamy do czynienia z wyciągniętym strefowo obszarem baroklinowym, który jednocześnie sięga wysoko w głąb troposfery, to możemy spodziewać się, że towarzyszyć mu będzie w górnej troposferze silny strefowy strumień powietrza, skierowany z zachodu na wschód, który powstaje jako summaryczny efekt wiatru termicznego indukowanego w całej głębokiej strefie baroklinowej. Ten efekt związany z baroklinowością atmosfery obserwowany jest powszechnie na codziennych górnych mapach atmosfery, a powstający obszar silnego przepływu nazywany jest planetarnym prądem strumieniowym.



Rys. 1. Schemat przepływu powietrza (strzałki) pomiędzy dwiema masami powietrza: chłodną (Z) i ciepłą (C) po usunięciu rozdzielającej je przegrody (na podstawie Holtona 1979)

Z baroklinową atmosferą i związanym z nią prądem strumieniowym powiązane są też odpowiednie zasoby energii. Jest to energia kinetyczna strefowego prądu powietrza i energia potencjalna związana z układem dwóch mas powietrza rozdzielonych obszarem podwyższonego gradientu temperatury: cieplejszej (tropikalnej) masy powietrza na południu i chłodniejszej (polarniej) masy powietrza na północy. Jeśliby zatem strefowy strumień powietrza w baroklinowej atmosferze był niestabilny, to rozwijające się zaburzenie miałoby do dyspozycji odpowiednie źródła energii. I tak jest w rzeczywistości. Baroklinowy przepływ powietrza jest niestabilny (Charney i Stern 1962), a powstająca niestabilność czerpie energię do swego rozwoju przede wszystkim z energii potencjalnej dwóch, położonych obok siebie mas powietrza o różnych temperaturach, a więc i gęstościach. Generalna idea przepływu masy w rozwijającej się niestabilności baroklinowej może zostać przedstawiona w następujący, uproszczony sposób. Jeśli rozważyć układ dwu mas powietrza: chłodniejszej i położonej od strony północnej, oraz cieplejszej i położonej na południu, odgradzonych od siebie przez nieprzepuszczalną pionową przegrodę (rys. 1), to można spodziewać się, że po usunięciu tej przegrody obie masy powietrza będą zachowywać się jak płyny o różnych gęstościach. Układ obu mas powietrza staje się niestabilny i każde małe zaburzenie spowoduje, że układ będzie dążył to konfiguracji odpowiadającej minimalnej energii potencjalnej. Zatem należy spodziewać się, że ciecz o większej gęstości (chłodna masa powietrza) będzie wpływać pod ciecz o gęstości mniejszej (ciepła masa powietrza), przemieszczając się jednocześnie na południe, podczas gdy ciecz lżejsza będzie wślizgiwać się nad ciecz cięższą, przemieszczając się jednocześnie na północ. Ta uproszczona analogia zaskakująco dobrze opisuje podstawowy mechanizm działania niestabilności baroklinowej.

### **Modelowanie niestabilności baroklinowej**

W dalszej części pracy przedstawione zostaną wyniki wyidealizowanej, ale realistycznej symulacji rozwoju niestabilności baroklinowej w atmosferze. Symulacja ta oraz jej podstawowe wyniki zostały zaprezentowane i omówione w odrębnej publikacji (Ziemiański i Thorpe 2002). W niniejszym artykule zostaną przedstawione w rozszerzony sposób te wyniki symulacji, które są najbardziej charakterystyczne dla rozwoju niestabilności, podczas gdy dokładniejsza analiza szczegółów technicznych modelu oraz symulacji przedstawiona jest w cytowanej pracy.

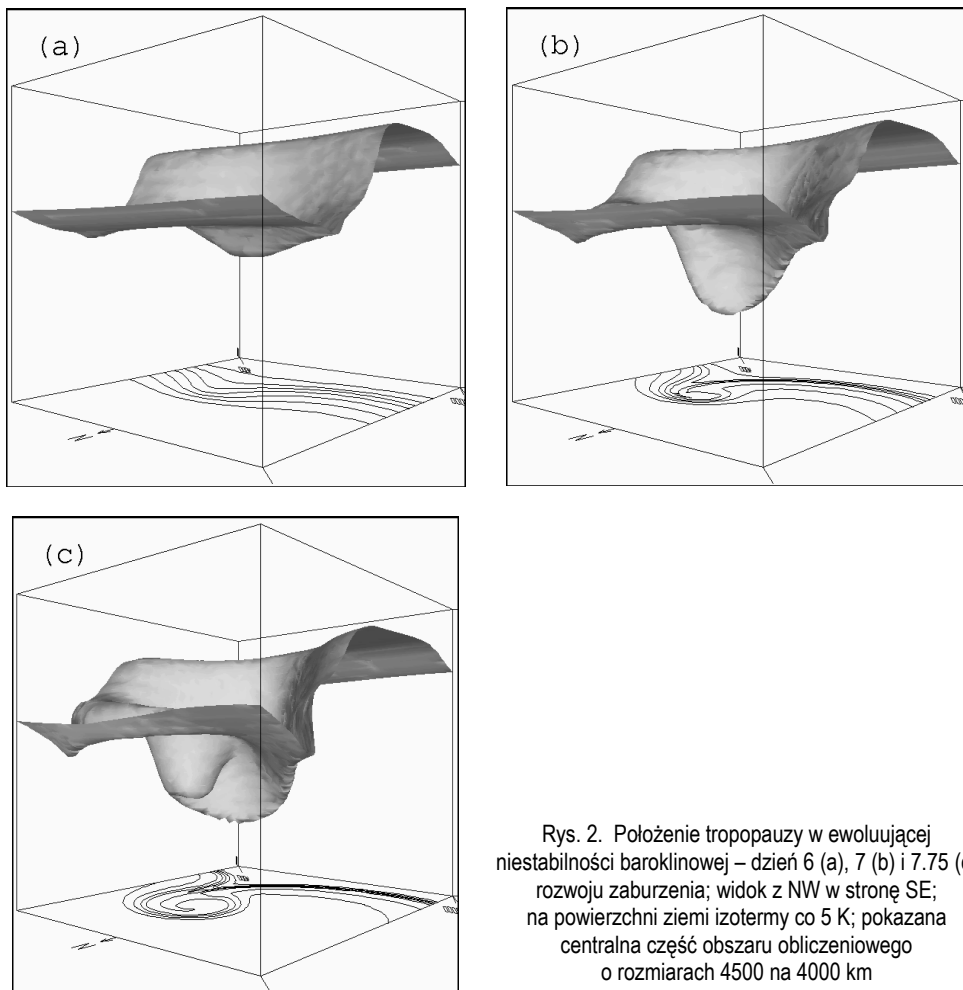
Generalnie, symulacja została przeprowadzona za pomocą 3-wymiarowego, nieco uproszczonego, hydrostatycznego i zrównoważonego modelu atmosfery, który wykorzystuje nieliniowe diagnostyczne równanie równowagi (balansu) pomiędzy polem masy a prędkości w atmosferze. Równanie to można traktować jako uogólnione równanie równowagi typu geostroficznego, właściwe dla ruchu powietrza po zakrzywionych trajektoriach. Model oparty jest też na podstawowych zachowawczych właściwościach przepływów atmosferycznych. Ponieważ symulacja odbywa się w beztarciowej atmosferze przy braku procesów nieadiabatywnych (jak np. procesy kondensacji pary wodnej lub radiacyjne), model oparty jest na zasadzie zachowania wirowości potencjalnej (odpowiednika momentu pędu dla płynów) i temperatury potencjalnej.

Konfiguracja atmosfery oparta jest na quasi-przybliżeniu Bousinesq'a, a więc opiera się na założeniu niewielkich perturbacji gęstości i temperatury potencjalnej. Zastosowano stałą wartość parametru Coriolisa, a symulacja obejmuje periodyczny kanał o szerokości 8 000 km i długości 4 000 km. Wysokość obszaru obliczeniowego wynosi 15 km. Atmosfera składa się z troposfery i stratosfery,

oddzielonych elastyczną tropopauzą. Obie te warstwy atmosfery charakteryzują się stałymi, ale różnymi dla każdej z nich, wartościami wirowości potencjalnej. Dane początkowe dla symulacji pochodzą z początkowej fazy symulacji rozwoju fali baroklinowej (dzień 4) przeprowadzonej za pomocą modelu wykorzystującego niehydrostatyczne równania podstawowe (Rotunno i in. 1994). Symulacja prowadzona była do około 8 dnia rozwoju zaburzenia. Okazuje się, że zastosowany model, mimo zastosowanych uproszczeń, daje wyniki jakościowo bardzo zbliżone do wyników modelu opartego na równaniach podstawowych (Ziemiański i Thorpe 2002).

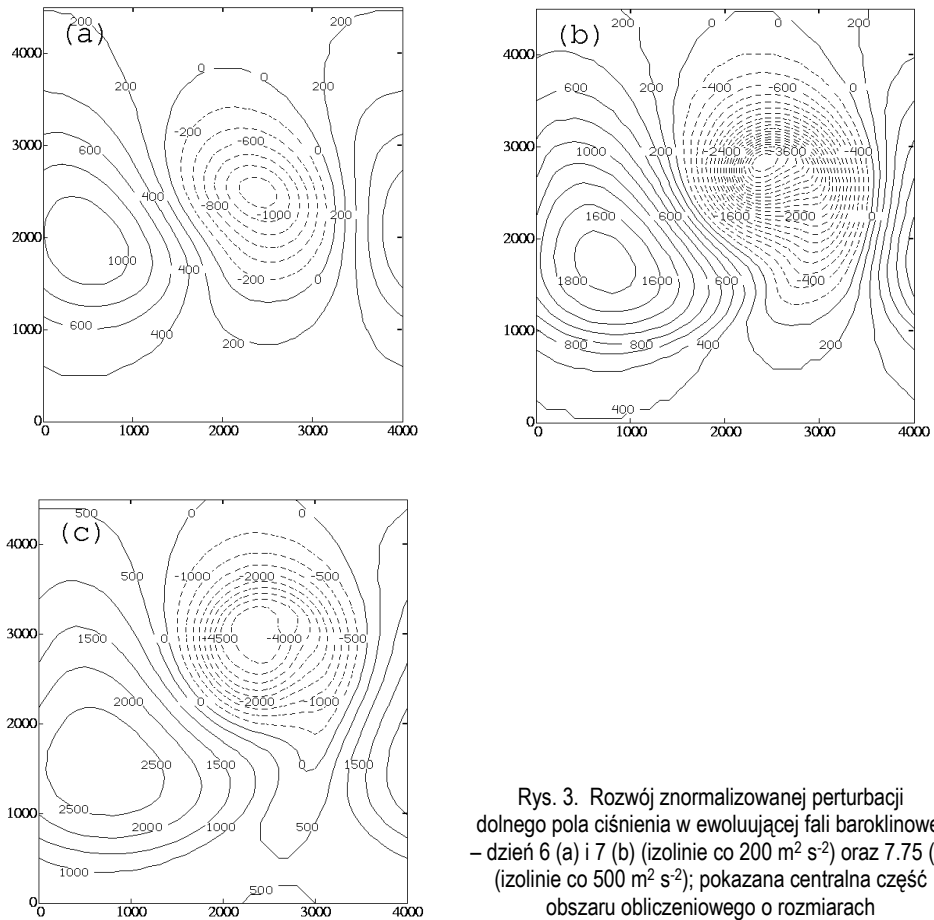
### Wyniki symulacji

Symulacja wskazuje przede wszystkim, że rozwijający się proces zaburzenia baroklinowego jest procesem 3-wymiarowym. Obejmuje on swym zasięgiem całą – a nie tylko dolną – troposferę, ale także i dolną część stratosfery. Jak to ilustruje rysunek 2, w procesie tym następuje w tylnej części rozwijającego się układu głębokie obniżenie tropopauzy i towarzyszące temu wtargnięcie powietrza



Rys. 2. Położenie tropopauzy w ewoluującej niestabilności baroklinowej – dzień 6 (a), 7 (b) i 7.75 (c) rozwoju zaburzenia; widok z NW w stronę SE; na powierzchni ziemi izotermy co 5 K; pokazana centralna część obszaru obliczeniowego o rozmiarach 4500 na 4000 km

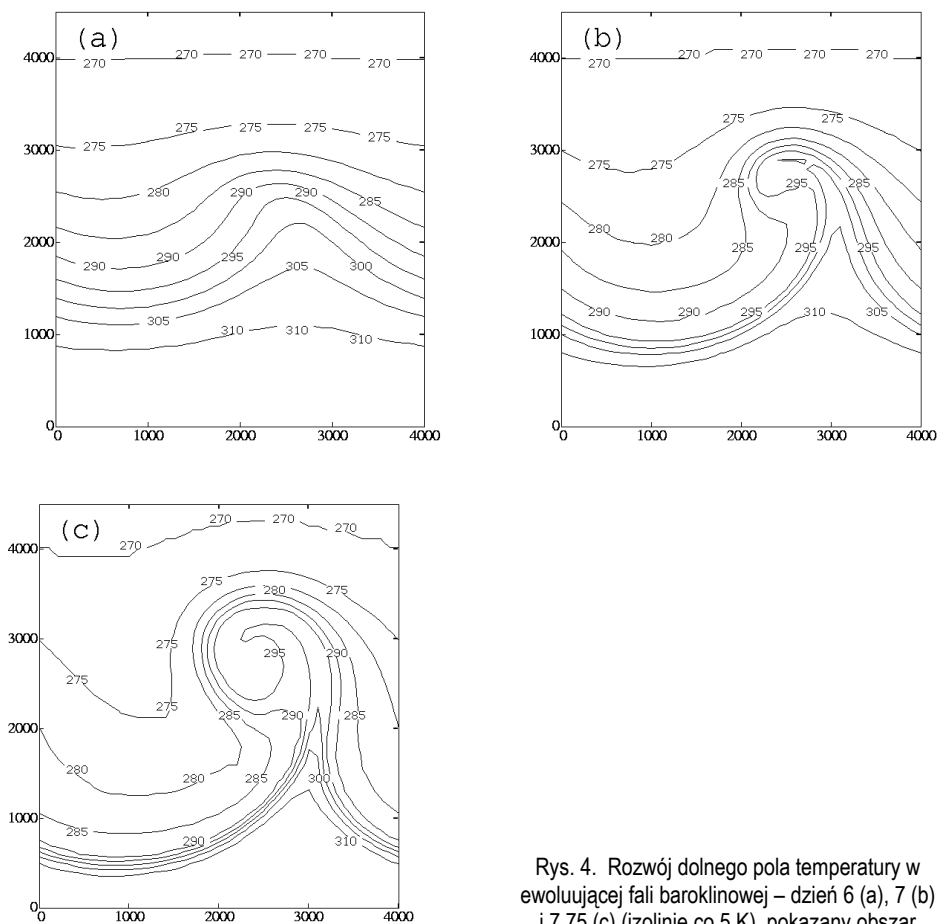
stratosferycznego w rejon środkowej troposfery. Dokładniejsze analizy i symulacje wskazują, że proces ten ma istotne, wspomagające znaczenie dla dynamiki rozwoju sytemu, w tym także dla dynamiki rozwijających się przy powierzchni ziemi dolnych układów barycznych (zob. np. Ziemiański i Thorpe 2000).



Rys. 3. Rozwój znormalizowanej perturbacji dolnego pola ciśnienia w ewoluującej fali baroklinowej – dzień 6 (a) i 7 (b) (izolinie co  $200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) oraz 7.75 (c) (izolinie co  $500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ); pokazana centralna część obszaru obliczeniowego o rozmiarach 4500 na 4000 km

Rysunek 3 ilustruje rozwój pola ciśnienia przy powierzchni ziemi. Pole dolnego ciśnienia przedstawione jest za pomocą wielkości zaburzenia (perturbacji) ciśnienia znormalizowanej tak, aby wyrażała się w jednostkach geopotencjału. Charakterystyczne jest, że rozwijającej się niestabilności towarzyszy powstanie bliźniaczej pary układów barycznych obejmującej wyż i niż baryczny. W miarę rozwoju fali baroklinowej oba układy zwiększają swoją intensywność. Jednak (podobnie jak to jest w rzeczywistości) ciśnienie w ośrodku niżu obniża się szybciej niż rośnie ciśnienie w centrum wyżowym. Jest to związane z nieliniową naturą dynamiki procesów atmosferycznych, dobrze reprezentowanych przez zastosowany model. Z tak przedstawionym polem ciśnienia związane jest pole wiatru, którego kierunek i prędkość zależą od kierunku i wielkości gradientu ciśnienia. Widać, jak w miarę

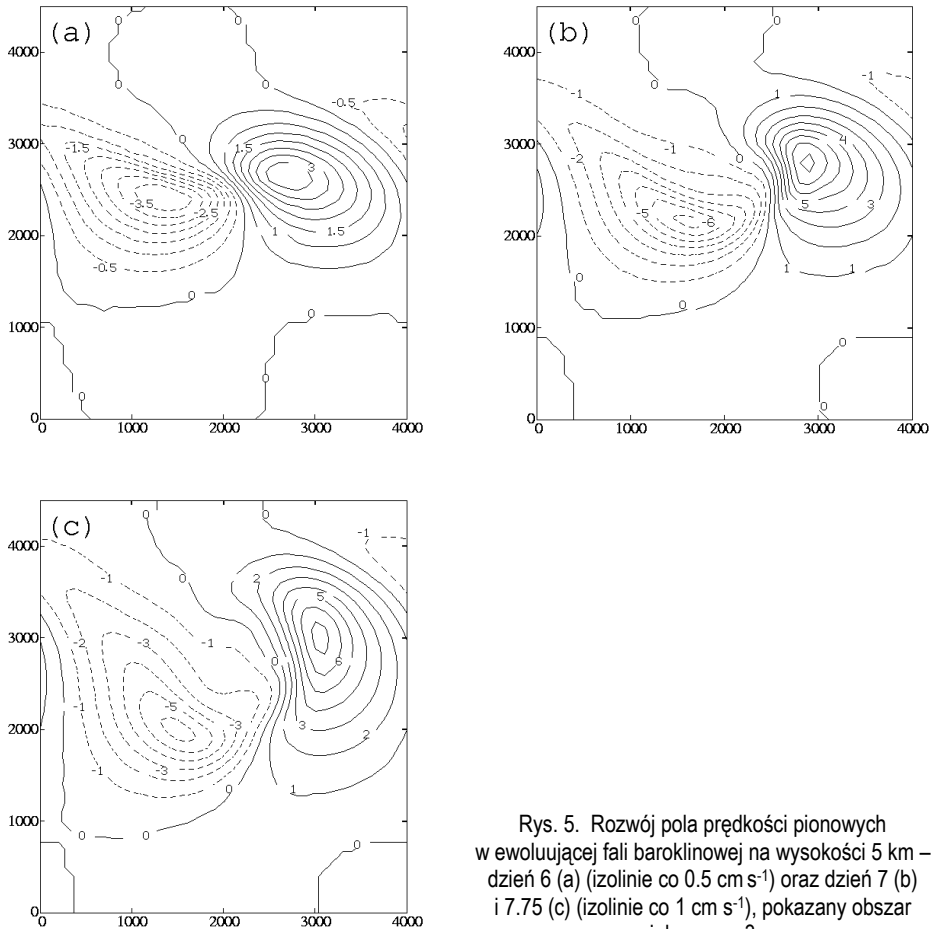
ewolucji układu gradienty ciśnienia rosną, co powoduje wzmaganie się prędkości cyrkulacji powietrza wokół rozwijających się układów barycznych.



Rys. 4. Rozwój dolnego pola temperatury w ewoluującej fali baroklinowej – dzień 6 (a), 7 (b) i 7.75 (c) (izolinie co 5 K), pokazany obszar jak na rys. 3

Powietrze to, przemieszczając się zgodnie z lokalnym wiatrem, przynosi z sobą swoją temperaturę. Oznacza to, że początkowe pole temperatury będzie ulegać deformacjom spowodowanym przez przepływ generowany przez rozwijającą się niestabilność. Rysunek 4 ilustruje ewolucję dolnego pola temperatury w rozwijającym się zaburzeniu. Początkowo układ rozwija się w szerokiej strefie baroklinowej o słabym, wyrównanym i rozciągniętym strefowo gradientie ciśnienia. W miarę upływu czasu i intensyfikowania się deformacji przepływu powstają wąskie rejony dużych, szybko rosnących gradientów temperatury. Są to strefy intensyfikujących się frontów atmosferycznych. Łatwo wyróżnić wyraźnie zaznaczony front ciepły, położony w przedniej części dolnego niżu, oraz front chłodny, w tylnej części układu. W miarę narastania intensywnej cyrkulacji wokół dolnego ośrodka niżowego zaczyna się proces sekluzji, kiedy strumień ciepłego powietrza zakręca się cyklonicznie

wokół ośrodka, a następnie zaczyna być oddzielany od ciepłej masy powietrza (z której pochodzi) przez wąski strumień chłodnego powietrza, który również cyklonicznie zakręca się wokół ośrodka niżowego.



Rys. 5. Rozwój pola prędkości pionowych w ewoluującej fali baroklinowej na wysokości 5 km – dzień 6 (a) (izolinie co  $0.5 \text{ cm s}^{-1}$ ) oraz dzień 7 (b) i 7.75 (c) (izolinie co  $1 \text{ cm s}^{-1}$ ), pokazany obszar jak na rys. 3

W końcu rysunek 5 ilustruje ewolucję pola prędkości pionowych w środkowej troposferze, na wysokości około 5 km. Widać na nim wyraźnie pole wstępujących ruchów powietrza w przedniej części układu, w rejonie, gdzie napływa ciepła masa powietrza, oraz pole zstępujących ruchów powietrza w tylnej części układu, gdzie napływa z północy chłodna masa powietrza. Jest to obraz jakościowo zgodny z wyidealizowanym schematem przedstawionym na rysunku 1, gdzie układ dwóch cieczy o różnej gęstości osiąga stabilną konfigurację, jeśli ciecz gęstsza napływa w stronę południową i będą w niej dominować ruchy zstępujące, a ciecz lżejsza płynie w stronę północną i będą w niej dominować ruchy wstępujące. Potwierdza to generalne twierdzenie, że niestabilności

baroklinowa czerpie energię do swojego rozwoju z zasobu energii potencjalnej układu dwóch mas powietrza o różnych temperaturach i gęstościach.

Oczywiście, na wyidealizowany przepływ sugerowany przez rysunek 1 nakłada się jeszcze rotacyjny cykloniczny i antycykloniczny ruch powietrza wokół tworzących się (odpowiednio) dolnego układu niżowego i wyżowego. Na podstawie interpretacji równania wirowości opisującego ewolucję wirowości względnej cząstki powietrza (zob. np. Holton 1979), ten ruch wirowy i jego intensyfikację można rozumieć jako bezpośrednią konsekwencję występowania wstępujących ruchów powietrza nad dolnym niżem i zstępujących ruchów powietrza nad dolnym układem wyżowym.

### Podsumowanie

W artykule przedstawiono główne jakościowe cechy rozwoju niestabilności baroklinowej jako mechanizmu odpowiedzialnego za powstawanie układów barycznych umiarkowanych szerokości geograficznych. Pokazano, że proces ten obejmuje grube warstwy atmosfery sięgające aż po dolną stratosferę. W wyniku rozwoju niestabilności tworzy się przy powierzchni ziemi para układów barycznych o przeciwnych znakach (niż i wyż) oraz powstają i zwiększają swą intensywność fronty atmosferyczne. Nad pogłębiającym się układem niżowym występuje obszar wstępujących ruchów pionowych, a nad intensyfikującym się wyżem obszar ruchów zstępujących.

Model zastosowany do symulacji jest modelem uproszczonym, przede wszystkim dlatego, że nie uwzględnia procesów wilgotnych i tarciowych. Porównanie przedstawionych powyżej wyników z procesami baroklinowymi w rzeczywistej atmosferze wskazuje jednak, że przedstawiony powyżej obraz jest poprawny i właściwie oddaje podstawowe jakościowe cechy tych procesów (zob. np. Shapiro i Keyser 1990). Efekty tarciowe głównie zmniejszają intensywność przepływu w warstwie granicznej atmosfery, co może powodować, że zaawansowane stadium rozwoju układu będzie miało częściej charakter okluzji niż sekluzji. Procesy wilgotne powodują przede wszystkim intensyfikację ruchów wstępujących w atmosferze, a zatem głównie przyspieszenie tempa rozwoju niestabilności.

Interesujące jest, że przedstawiony model rozwoju dolnych systemów barycznych różni się nieco od klasycznego norweskiego modelu rozwoju układu niżowego jako zaburzenia na froncie polarnym i opartego przede wszystkim na analizie fenomenologicznej. Przede wszystkim przedstawione powyżej wyniki symulacji wskazują, że do utworzenia niżu nie jest potrzebne występowanie nieciągłości frontowej, a wystarczy obecność słabej strefy baroklinowej z niewielkimi nawet gradientami temperatury. Fronty są raczej tworem wtórnym, jako rezultat rozwoju zaburzenia baroklinowego. Oczywiście, możliwy jest także rozwój wtórnej niestabilności baroklinowej na froncie atmosferycznym, jako na szczególnie intensywnej strefie baroklinowej.

### Literatura

- Bjerknes V., 1898, *Über einen hydrodynamischen Fundamentalsatz und seine Anwendung besonders auf die Mechanik der Atmosphäre und des Weltmeers*. Kongl. Svenska Vetenskaps Akademiens Handlingar, 31, s. 1-35.
- Charney J.G., Stern, E., 1962, *On the stability of internal baroclinic jets in rotating atmospheres*. J. Atmos. Sci., 19, s. 159-172.
- Holton J.R., 1979, *An introduction to dynamic meteorology*. Academic Press.



- Rotunno R., Skamarock W.C., Snyder C., 1994, An analysis of frontogenesis in numerical simulation of baroclinic waves, *J. Atmos. Sci.*, 51, s. 3373-3398.
- Shapiro M.D., Keyser D., 1990, Fronts, jet streams and the tropopause. [w:] *Extratropical cyclones: the Erik Palmen memorial volume*, Amer. Met. Soc.
- Silberstein L., 1896, O tworzeniu się wirów w płynie doskonałym. Nakładem Akademii Umiejętności, Kraków, s. 325-335.
- Thorpe A.J., Volkert H.V., Ziemiański M.Z., 2002, The Bjerknes' circulation theorem: an historical perspective. *Bull. of Amer. Met. Soc.*, 83, wysłane do druku.
- Ziemiański M.Z., Thorpe A.J., 2000, The dynamical consequences for tropopause folding of PV anomalies induced by surface frontal collapse. *Q. J. R. Met. Soc.*, 126, s. 2747-2764.
- Ziemiański M.Z., Thorpe A.J., 2002, Nonlinear balanced simulation of a baroclinic wave. *Q. J. R. Met. Soc.*, 128, wysłane do druku.