# 総観気象学 応用編



気象庁 監修

北畠尚子著

### 総観気象学 応用編への序言

数日程度の時間スケールの天気変化を支配する現象を扱う総観気象学は、天気予報にとって重要な分野である。このため平成 30 年度に「総観気象学 基礎編」が気象庁の多くの 方々のご協力により刊行された。そこでの考え方は、現業解析・予報作業ではだれが当番 であってもどんな現象に対しても基本的には同じ解析方法を用いて同じ解釈が導かれるこ とが必要と考え、等圧面上で、渦度等を重要な要素として用いて解析を行うための解説を 行った。その基礎理論としては準地衡風近似の枠組みがある。

このように毎日の現業作業は共通化・定型化を目指す必要があるが、その一方で、大雨 などの顕著現象が発生した後には、その事例から新たな知見を得て後の防災情報に生かす ため詳細な解析を行う必要があるので、その事例の特徴に対応した手法が必要となる。そ こではメソ気象現象の解析が主になることが予想されるが、その背景場としての総観規模 現象をより詳細に見ておく必要が生じるだろう。またそれに関して研究者と意見交換する 場合や、最近の文献を調べる場合には、その背景となる理論を確認する必要があるだろう。 それらの際に裏付けとして必要になることが考えられる知識を、ここに記載することを意 図した。

ただし、理論や技術は日々新しくなる。基礎編に記載した内容はどちらかというと「枯 れた」理論・技術が主であったが、応用編の内容はさらに一歩進んだ内容であり、それは 言い換えれば今後の科学技術の進展に伴って更新されていくべきことでもある。そのよう な新しい知見を取り入れていくことについては、今後の読者諸氏の努力にも期待したい。

基礎編に引き続き、本書の内容の確認等については気象庁の関係各位にご協力いただい たことに深く感謝する。

令和元年11月

北畠尚子

# 総観気象学 応用編 目次

1.	導	۰ ۲	•	•••	•	•••	•	•	•	•	•	-	•	•	-	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	1
2.	等	昷位面解	¥ 析		-					•		-		•	•						-			•	-		•		4
	2.1	中緯度	Eの	雲や	降	水を	を伴	Éう	気	流			•	•		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	5
	2. 2	等温位	ī面	解析	- の	背景	景と	:な	る	基	礎			•		•			•	•	•	•	•	•					12
	2.3	等温付	面	解析	-1こ	おけ	ける	鈖	直	運	動			•		•					•	•	•	•					20
	2.4	等温付	Σ面	上の	渦	位			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		•	•	•	•	•	•			28
	2. 5	等温位	面	解析	の	利点	<i>₹</i> ٤	:欠	点				•	•	•	•	•	•	•	-	•	• •	• •	•	•	•	•	•	43
n	- <b></b>	ᆇᄵᇛᆋᄪ	• <del></del>	しケ	217	/	<b>-</b> 47	ŋ ∔r~																					
ა.	≃رر 1 1	子的囵ろ	下田	と寺	问	ᆘ	11円	⊧们			•	•	•	•	•	•	•	•	• •				•	•	•	•		•	44
	ა. I ი ი	力子的	回って	Ƴ囬 ∽+⊂	ן הי	, 1/- 12	 	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		40 50
	ა. Z	寺洞し	「田」	件们 	ີ () ເ	╨╞╘ ┹╜ѿ	- -		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		52
	3.3	寺尚位	ム田	脌忉	-0)	<b>円</b> 年	Л		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		50
4.	上戶	層擾乱と	:下	層擾	乱	の柞	日互	Ī作	用	٤	し	τ	の	中	緯	度	シ	ス	テ	<i>Ъ</i>			•	•	•		•		61
	4. 1	中緯度	まの	上層	4	下層	鬙の	)擾	乱			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	62
	4. 2	上層擾	乱	があ	る	が下	「層	擾	乱	が	な	い	場	合	:_	上層	冒え	<b>寒</b> >	令(	氐	氦	Ŧ	(暖	影修	₹Ħ	月)			64
	4.3	上層擾	퉨	と下	層	擾舌	lσ	)相	互	作	用	٤	L	τ	の	温	帯	低	気	圧			•	•	•	•	•	•	69
	4.4	冬の上	層	寒冷	渦	と寒	受ぼ	īの	吹	き	出	L			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	81
	4. 5	上層の	)総	観規	]模	擾舌	11	:よ	る	下	層	前	線	•	۲	ソ	ス	ケ		ル	現	象	に	対	す	- 2	う景	钐着	蠈
																									• •			•	86
	4. 6	メソス	くケ	ール	ю,	渦位	立分	'n	に	関	す	る	注	意			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	99
F	売1 1	サインテキ	<b>h</b> La	A77 ∔⊂	<u>.</u>																								100
ວ.	烈了	市の波男	リご ト	門牛们	_		• •	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		103
	0. I	- 小 □ //	Z		•	•••	- • - •	•	• €∔	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		104
	5.Z	イツフ	-ン	・ン	л С	リナ	ィン	′振	虭			•	•	•	•	• •		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		110
	5.3	也稱店	ミリ	流れ	<i>(</i> (),	解析	Л		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•		119

6	熱帯	と中緯度	の両方	の性	·質	を打	寺つ	た	:大	定:	中,	の	総	勧	規	]模	瑪	象	१४	-					
	それ	いに関連す	る現象	Ż	•	•	•••	•	•	•	•	•	• •		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	127
	6.1	傾圧性の	影響下	での	)熱	帯	受援	ī圧	発	;生			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	129
	6.2	熱帯低気	圧の強	度に	対	する	5中	]緯	度	ジ	T	ッ	۲	灵	,流	; •	۲	ラ	ラ	ΡØ.	)景	ジ誓	昭		134
	6.3	台風の温	帯低気	圧化	Ĵ		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	138
	6.4	Predeces	sor Ra	in Ev	ven	t(F	P R	εE	)		•	• •	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	148
	6.5	非断熱口	スビー	渦∕	′波	([	R	V	/	D	R	W	)			•	•	•	•	•	•	•	•	•	152
7.	前線	の解析と	理論	•	•	• •	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	159
	7.1	前線の傾	き	• •	•	• •	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	160
	7.2	前線の定	義と解	析		• •	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	169
	7.3	前線に伴	う二次	循瑻			• •	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	173
	7.4	前線と対	称不安	定		• •	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	182

- ① 渦位(解析手法)
- ② 対流圏上層・力学的圏界面(及びそこから下層への影響)
- ③ 中緯度大気と熱帯大気の両方に関連する現象

総観気象学基礎編では、主に、等圧面天気図(気圧座標系)・準地衡風近似に基づく考え方 と資料を用いた総観規模現象の解析について扱った。通常の予報資料は、この考え方に基づ いて予報を行うことを前提として作成されており、500hPa面の渦度(正確には渦度の鉛直成分) や700hPaの鉛直p速度等が重要な要素とされている。日々の予報作業を効率良く行うには、常 に同じ資料を使用し、それを様々な気象現象と結びつけて説明できるようにすることが必要に なる。

これに対して、調査研究では、それぞれの事例に応じた資料と解析方法を選ぶ必要が生じる。 応用編では、日々の天気の解説に加えて、より深く現象を理解するための方法と考え方を扱 う。

ここでは、基礎編で扱った、準地衡風理論によるオメガ方程式や傾向方程式(基礎編第4章) 等の知識は持っていることを前提とする。下記の式の各変数の意味も基礎編第4章を参照。

準地衡風オメガ方程式:鉛直運動は渦度移流(主に上層)と温度移流で励起される。

$$\left(\nabla^2 + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2}\right)\omega = \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left[ \boldsymbol{\nu}_g \cdot \nabla \left( \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f \right) \right] + \frac{1}{\sigma} \nabla^2 \left[ \boldsymbol{\nu}_g \cdot \nabla \left( - \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right]$$

• 傾向方程式:地上低気圧や上層トラフ・リッジについて、それらの移動は基本的に同じ等圧 面上の渦度移流で生じ、それらの強度変化は上下の層の温度移流で生じる。

$$\left[\nabla^2 + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p}\right)\right] \chi = -f_0 \boldsymbol{v}_g \cdot \nabla \left(\frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f\right) - \frac{\partial}{\partial p} \left[-\frac{f_0^2}{\sigma} \boldsymbol{v}_g \cdot \nabla \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right)\right]$$

1.導入



上の図は、基礎編第5.2節に掲載したもので、地上低気圧・高気圧や上層トラフ・リッジの強度 変化が、その間の層の水平温度移流(層厚移流)によって生じることを、傾向方程式で説明す る。

このように、準地衡風オメガ方程式や傾向方程式を用いて実況把握・予報を行うには、基本的には、500hPaと1000hPa天気図(後者は地上天気図で代用)を用い、700hPaの鉛直運動や水平温度移流等も参照している。

この考え方では、500hPaより下の層のみで説明していて、一見、つじつまが合っているように 見える。しかし、例えば以下のような点は十分に説明できているとは言えないだろう。

- 500hPaのトラフはそれより上層での暖気の反映である側面もある。その影響は?
- 対流圏の上下の端は地表面(海面)と圏界面である。前者は大気の擾乱の成因となること がわかっている。では後者は?

擾乱の構造と変化をより深く把握・理解し予報につなげるためには、500hPaより上、特に圏界 面付近の構造や変化も理解する必要がある。

この応用編で特に扱いたいこと

- ① 解析手法:等温位面、力学的圏界面(等渦位 面)
- 2 上層擾乱と下層擾乱の相互作用
- 中緯度擾乱と熱帯擾乱の相互作用
  - 関連して、低緯度の現象と解析、前線に関連する理 論(地衡風運動量近似等)と解析

ここでは特に下記について念頭に置いておきたい。

①及び②:上部対流圏の状況は観測が容易でなかったが、衛星観測により多くのデータが得ら れるようになり、またデータ同化技術の進歩で精度のかなり良い客観解析値による大気の三 次元構造の解析も以前より容易になって、以下のような解析が行われるようになっている。

- ▶ 等圧面だけでなく、等温位面の解析等(第2章)
- ▶ 上部対流圏の渦位の解析(第2章、第3章)
- ▶ 渦位を用いた上層と下層擾乱の関係の解析(第4章)

③:中緯度と低緯度では環境場が異なり、下記のように異なる性質の擾乱が生じる。日本では 両方の擾乱が影響するので、それらの相互作用を考えることが必要である。(第6章)

- 中緯度
  - ▶ 南北の温度勾配を解消する傾圧性擾乱が卓越する。
  - ▶ 基本的には乾燥大気の力学に支配され、雲が擾乱に付随する。
- 熱帯(低緯度)

▶ 上下の温度勾配に関連する鉛直方向の不安定を解消する積乱雲が卓越する。

▶ 湿潤大気の力学に支配され、雲は擾乱に不可欠である。

さらに、基礎編で扱っていなかった低緯度の現象とその解析(第5章)、及び前線に関する理論等(第7章)を加える。

2. 等温位面解析



天気予報に関連する高層気象の解析は、基本的には等圧面天気図で行うが、中緯度では水 平運動と鉛直運動の合成である斜め方向の運動を考えると、大規模な雲域などの説明がしや すくなることがある。

この章では、等温位面解析について説明する。

第2.1節では、等温位面解析が必要とされるようになった背景として、中緯度総観規模現象に 伴って生じる雲の発生・変化に関連するコンベヤーベルトの考え方について確認する。

第2.2節では、等温位面解析の理論的根拠となる温位座標系の方程式系について説明する。 第2.3節では、等温位面解析における鉛直運動について説明する。この第2.3節までの内容は、 主に雲域の発生に関連して考え方や解析手法が検討されてきたので、解析の対象は主に、対 流圏下層、鉛直運動、水蒸気である。

一方、近年では、上層起源の擾乱が等温位面上の渦位の保存で説明されることが多い。これについて、第2.4節で説明する。

第2.5節では、等温位面解析を用いるときの注意点として、その利点と欠点をまとめる。



ベルゲン学派の低気圧・前線モデルでは、地上前線の寒気側に雲・降水域が発生すると考えられていたが、衛星観測が行われるようになると、低気圧の発達に伴って特徴的な雲パターンの変化が見られることが知られるようになった。

上図は低気圧の発達段階による変化である。(基礎編第5.4節)

(a) 前線に沿った雲バンドがある。

(b) 上層トラフの深まりに伴い、その前面で低気圧が発達するとともに、雲がバルジを強める (極側に膨らみを持つ)。この雲域は cloud leaf または leaf cloud(木の葉状の雲)と呼ばれるこ ともある。

(c) さらにトラフが深まると、低気圧の西~南西側は発達した雲がなくなるとともに、低気圧の前 面の厚い雲の下から、低気圧の北側に下層雲が広がる。

(d)(c)の下層雲が低気圧の北側から後方に巻き込むように伸びる。

この雲分布と変化は等圧面天気図では説明しにくいが、斜めに上昇する大規模流である「コンベヤーベルト」の考え方だと説明しやすいことを基礎編で指摘した。

この節ではコンベヤーベルトを具体的に解析するための等温位面解析の考え方を導入する。

(参考文献)

Houze, R. A., Jr., 1993: Cloud Dynamics, Academic Press, 573pp.



上の図と次ページの図は、基礎編第5.4節及び第6.4節で、コンベヤーベルトの概念とアナフロント・カタフロントの説明に使用した。

上の図では、温暖前線では暖気側のWCBが斜めに上昇(斜向上昇)しているのでアナフロント、寒冷前線では相対的暖気であるドライイントルージョンが斜めに下降しているのでカタフロントである。

(a)のWCBは、(b) では傾斜した θ<sub>w</sub> =12℃ の等湿球温位面の上を斜向上昇する気流として 示されている。この気流を平面で表すには、 θ<sub>w</sub> = 12℃ の面上で流れを示せば良いことになる。 これに対して、西から下降しながら進んでくる空気は、 θ<sub>w</sub>~10℃ 面の流れを示すと良いことに なる。

ただし、(b)のA点上空には $\theta_w = 8^{\circ}$ Cが2つの高度にあり、B点上空も同様である。また  $\theta_w = 12^{\circ}$ C面は地上寒冷前線付近の上空で複雑な分布になっている。これは $\partial \theta_w / \partial z < 0$ の 層があることに関連し、zと $\theta_w$ が一対一に対応しないので、座標変換して等 $\theta_w$ 面解析を行うこ とが難しくなっている。

#### (参考文献)

Browning, K. A., 1990: Organization of Clouds and Precipitation in Extratropical Cyclones. Extratropical Cyclones: The Eric Palmen Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 129-153.



上の図も前ページと同様、基礎編第5.4節及び第6.4節に掲載している。

寒冷前線前面(東側)の暖域の空気は、総観規模の低気圧・トラフの低気圧性の流れのため、 一般には南西風となっていて東進成分を持つ。そのときもし寒冷前線が静止していれば、寒冷 前線前面の空気は寒冷前線から離れる方向に運動することになる。

しかし多くの場合、寒冷前線も東進する。そして寒冷前線の東進速度が暖域内の空気の東 進速度より速ければ、暖域の空気は寒冷前線に向かう成分を持つことになり、さらに、寒冷前 線の位置では傾斜した前線面の上を斜向上昇することになる。つまり、その周辺の空気の流 れを、移動する寒冷前線システムに相対的な流れとして考えると、寒冷前線付近の流れが考 えやすくなる。そのためには、周囲の空気の流れの速度として、寒冷前線の移動速度を差し引 いたものを扱うと良い。

上の図では、(a) ではWCBは地面に相対的には東向き速度を持つのだが、寒冷前線に対して はそれに向かう成分を持ち、(b)で寒冷前線の位置では下層寒気の上を斜向上昇することが 示されている。つまり、後方傾斜型WCBでありアナフロントである。

前ページの事例では上とは逆に、暖域の空気が寒冷前線の移動速度より速い東向き成分を 持つとしている。その場合は、暖域の下層空気は地上寒冷前線から離れる方向に進み、また 寒冷前線面の上の空気は斜めに下降しながら地上寒冷前線を追い越すように進んでいること になる。これは前方傾斜型WCBでありカタフロントである。

#### (参考文献)

Browning, K. A., 1990: Organization of Clouds and Precipitation in Extratropical Cyclones. Extratropical Cyclones: The Eric Palmen Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 129-153.

# 中緯度大気の大規模運動

水平流と鉛直流で表現される大気の運動は、実際には斜めに傾斜した運動である。

空気塊は温位(断熱の場合)または相当温位(非断熱の場合)を保存するので、傾斜した温位面(・等相当温位面)上を空気塊が移動すると考えることができる。



斜向上昇するコンベヤーベルトの空気として、最初に①にあった空気塊の運動を考える。等 圧面天気図では暖気側から寒気側へ(図では右から左へ)の流れがあるように見えるとき、空 気塊は温位を保存するので、実際には等温位面上を運動することが考えられる。図では①か ら②へ向かって斜向上昇することになる。空気塊が斜め方向に上昇して②に達したときに、そ の空気塊は飽和したとする。つまり、その空気塊は、持ち上げ凝結高度(LCL)に達したことにな る。すると、その空気塊は、そこからは等温位面でなく等相当温位面(または等湿球温位面)に 沿って上昇することになる。このように、湿潤大気に関しては、厳密には、等温位面でなく等相 当温位面などを考えなければならないのだが、複雑になるので、簡単のため、等温位面を斜め 方向に上昇・下降すると考えることが多い。

【注意】 ここでは大規模(総観規模)運動を考えているので、着目する空気塊とともにその周囲 の空気も運動していると考える。そのため着目する空気塊と環境場の空気の気温差による浮 力は考慮する必要がなく、上の図で自由対流高度(LFC)が指摘されない。

#上の図と同様に等温位面が傾斜した環境場(傾圧性のある環境場)において、環境場の空 気が静止しているがその中で空気塊が斜向運動する場合に関しては、(湿潤)対称不安定を議 論することになる。これについては第7.4節を参照。

【課題】

等相当温位面を考えない理由の一つとして、温位は気圧pと一対一で対応するのに対して、相当温位はそうではないので、鉛直座標系として使いにくいということがある。なぜだろうか。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



左図:中小規模の鉛直対流

着目する空気塊の初期の温位は周囲と同じ0で、それを持ち上げると温位は保存されて0のままである。これに対して周囲の温位は上ほど大きいので、空気塊の温位は周囲より小さくなる。

② 持ち上げられた空気塊は、ある高度(持ち上げ凝結高度:LCL)で水蒸気が凝結する。これ 以後、凝結の潜熱加熱により、空気塊の温位は初期の温位θより大きくなる。この空気塊を引 き続き持ち上げる。

③ 持ち上げられた空気塊の温位の増大が続き、ある高度からは周囲の温位より高い状態になる。この高度(自由対流高度:LFC)から先は、空気塊は、持ち上げなくても浮力により自由上昇する。

④ 自由上昇した空気塊の温位は、平衡高度(EL)で周囲の温位と等しくなり、そこから上の層 では周囲の温位の方が高くなる。これより上では、空気塊に負の浮力がかかり、上昇は抑制さ れる。

右図:総観規模の斜向上昇

 着目する空気塊の初期の温位は周囲と同じθで、温位を保存しながら運動する。ただし、 運動するのはその空気塊だけでなく、その周囲の空気も同じ運動をする。結果的に、着目する 空気塊は温位θの等温位面に沿って運動しているように見える。

② 斜向上昇する空気塊がある高度(LCL)に達すると、水蒸気が凝結し、それ以後は潜熱加熱により温位はもより大きくなる。ただし、周囲の空気も同じように運動しているので温位がもより大きくなる。それで、空気塊と周囲の空気の両方が、もとの等も面から上方へ離れて運動するように見えるが、代わりに等も。面に拘束される。

③ 大規模運動が傾斜した温位(または相当温位)面を斜向上昇する方向でなくなれば、空気 塊と周囲の空気の上昇は止まる。



(a) は等圧面上における、静止した地面に相対的な流れ(すなわち通常の等圧面天気図上の 流線)を示す。これだと、トラフの後面の乾燥した空気が、トラフ前面の湿潤域に流入して、突然 湿潤になるように見えるが、不自然さがあるので、別の見方を考えたい。

(b) は、等温位面上における、移動するトラフに相対的な流れを示す。

空気塊が運動するときは、温位が保存される(断熱の場合。非断熱では相当温位が保存)。 この性質を利用すると、傾斜した等温位面上の流れが、三次元的な大気の流れを表すと考え ることができる。

さらに、静止した地面に相対的な動きでなく、トラフ等に相対的な流れも考える。すると、(b)図のように、北西・上層からの乾燥した空気と、南東・下層からの湿潤な空気を分離して解析することができるかもしれない。

(c)は(b)をより具体的に示した図である。

等温位面は北半球では一般に北ほど上方へと傾斜している。図では高度をkm単位の破線で 示している。点線は「中立線」で、この中立線で2つの異なる空気の流れ(南東からはじめは西 進して転向し、傾斜した等温位面上を北~北東へと斜めに上昇しながら雲を生成する(湿潤) 空気と、等温位面上を北西から斜めに下降し雲を生成しない乾燥空気)が分けられている。こ れにより、leaf cloud (木の葉状の雲:基礎編第5.4節)の雲パターンと、その雲の寒気側の端 が明瞭になることが説明できる。

#### (参考文献)

Browning, K. A., 1990: Organization of Clouds and Precipitation in Extratropical Cyclones. Extratropical Cyclones: The Eric Palmen Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 129-153.



等温位面上の解析は第2.2節、システムに相対的な運動については第2.3節で取り上げる。

# 2.2 等温位面解析の背景となる基礎

温位の定義 
$$\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R}{C_p}}$$
 (2.2.1)

Rは乾燥大気の気体定数、 $C_p$ は定圧比熱である。

単位質量あたりの エントロピー  $dS = C_p d \ln \theta$  (2.2.2)

断熱では温位が保存される。

温位座標系: 鉛直座標として、zやpの代わりにθを採用する。

この節では、鉛直座標として温位θを採用する温位座標系と、その座標での平面である等温 位面の解析について説明する。

(2.2.2) 式の導出:

熱力学第1法則  $dQ = C_p dT - \alpha dp$  から、状態方程式を使うと、 $dS (\equiv dQ/T)$  は

 $dS = C_p d\ln T - R d\ln p$ 

となる。一方、温位の定義式から対数微分は

 $d\ln\theta = d\ln T - (R/C_p)d\ln p$ 

となる。これらから (2.2.2) 式が導出できる。

【参考】

英語では、等温位線は isentrope、等温位面は isentropic surface と呼ぶ。 is- (iso-) は等しいことを意味する接頭語で、等温位であることは等エントロピーであるためである。

なお、等圧線は isobar、等圧面は isobaric surfaceである。過去の気圧の単位が bar(バール) であったことに関係している。

## 温位座標系への座標変換

任意のスカラー量φについて、z系からθ系へ変換したい(Dutton 1995, Sec. 7.3等)

直傾度 
$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)_{x,y,t} = \frac{\partial\phi}{\partial\theta}\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{x,y,t} = \frac{\partial\phi}{\partial\theta}\left(\frac{\partial z}{\partial\theta}\right)^{-1}$$
 (2.2.3)

水平傾度 
$$\nabla_{z}\phi = \nabla_{\theta}\phi + \frac{\partial\phi}{\partial\theta}\nabla_{z}\theta$$
 (2.2.4)

時間変化 
$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t_{\theta}} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla_{\theta}\phi + \dot{\theta}\frac{\partial\phi}{\partial\theta}$$
 (2.2.5)

(2.2.4)式の右辺にz面上の微分が残っている。これも0面上の微分にしたい。  $\phi = z_{\theta}$ を考えると、 $\partial z_{\theta}/\partial z = 1$ 、 $\nabla_{z}z_{\theta} = 0$ であることから、後者と(2.2.4)式より  $\nabla_{\theta}z_{\theta} = -\frac{\partial z_{\theta}}{\partial \theta}\nabla_{z}\theta$  (2.2.6) さらに (2.2.4)式に (2.2.6)式を適用して

$$\nabla_{z}\phi = \nabla_{\theta}\phi - \left(\frac{\partial z_{\theta}}{\partial \theta}\right)^{-1}\frac{\partial \phi}{\partial \theta}\nabla_{\theta}z_{\theta} = \nabla_{\theta}\phi - \frac{\partial \phi}{\partial z}\nabla_{\theta}z_{\theta}$$
(2.2.7)

座標変換に関連する式変形は、普段はあまり考える必要はないが、必要に応じて説明できる ようにしておく。

変数・微分の添え字は、それを一定に保った場合であることを表す。例えば添え字がzの場合 は等高度面、添え字がθの場合は等温位面における変化を表す。

(2.2.5) 式の右辺第3項にある  $\dot{\theta}$  は、温位座標系における鉛直速度を表す。これは、空気塊が もともと存在していた等温位面からこの速度で鉛直方向に離れることを表している。  $\dot{\theta} = 0$ の 場合は、断熱で、空気塊がもともと存在していた等温位面から離れないことを表す。 なお、熱力学方程式が  $d\theta/dt = \dot{\theta}$  であることも思い出しておく。

#### (参考文献)

鉛

Bluestein, H. B., 1992: Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Volume I: Principles of Kinematics and Dynamics. Oxford Univ. Press, 431pp.

Dutton, J. A., 1995: Dynamics of Atmospheric Motion. Dover, 617pp.



(2.2.8) 式で、等高度面(z面)上の気圧傾度力が等温位面(θ面)上の気圧傾度力に変換できる。ただ、ここでは右辺に気圧とジオポテンシャル高度の両方がある。これをさらに整理するために、右辺第1項を変形したい。

(2.2.9) 式の導出: 温位の定義式 (2.2.1) の対数を取ると  $\ln \theta = \ln T + \frac{R}{C_p} \ln p_0 - \frac{R}{C_p} \ln p$ となり、 $\theta$ 面上で水平微分を取ると 左辺= $\frac{1}{\theta} \nabla_{\theta} \theta = 0$ 右辺= $\frac{1}{T} \nabla_{\theta} T - \frac{R}{C_p p} \nabla_{\theta} p$ となる。ここから  $C_p \nabla_{\theta} T = \frac{T}{p} R \nabla_{\theta} p = \frac{1}{\rho} \nabla_{\theta} p$ が得られる。これを (2.2.8) 式の右辺

が得られる。これを (2.2.8) 式の右辺第1項に適用すると、(2.2.9) 式となり、z面上の気圧傾度 がθ面上のM傾度に変換できる。

モンゴメリー流線関数は乾燥静的エネルギーに等しい。単位は通常、m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup> である。 等圧面天気図においてジオポテンシャル(またはジオポテンシャル高度)の等値線で地衡風 を表現できるのと同様に、等温位面天気図ではモンゴメリー流線関数の等値線で地衡風を表 現できる。

# 温位座標系における鉛直安定性・静水圧の式・ 温度風の関係 $\frac{\partial p}{\partial \theta} = \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z_{\theta}}{\partial \theta} = -g\rho \frac{\partial z_{\theta}}{\partial \theta}$ (2.2.13) 静水圧の式 $\frac{\partial M}{\partial \theta} = C_p \frac{T}{\theta} = C_p \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R/C_p}$ (2.2.14) 温度風の関係 $\frac{\partial v_g}{\partial \theta} = \frac{R}{fp} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\kappa} \mathbf{k} \times \nabla_{\theta} p$ (2.2.15) $\kappa = \frac{R}{C_p}$ • 等温位面上の(水平)気圧傾度 $\nabla_{\theta} p$ が鉛直シアー(温度風) $\partial v_g / \partial \theta$ に直接関係する。

(比較)気圧座標系では、水平温度傾度が鉛直シアー(温度風)に関係していた。

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}_g}{\partial p} = -\frac{R}{fp} \boldsymbol{k} \times \nabla_p T \qquad ( \pm \boldsymbol{\mathcal{C}}_{a} \boldsymbol{\mathfrak{g}} \boldsymbol{\mathfrak{g}}$$

(2.2.13) 式の導出:(2.2.3) 式でφ = pとする。

(2.2.14) 式の導出: 温位の定義 (2.2.1) の対数を取って0で微分すると、  $\frac{1}{\theta} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \theta} - \frac{R}{C_{pp}} \frac{\partial p}{\partial \theta}$ となる。これと (2.2.13) 式より  $C_p \frac{\partial T}{\partial \theta} + g \frac{\partial z_{\theta}}{\partial \theta} = C_p \frac{T}{\theta} = C_p \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R/c_p}$ 

 $C_p \overline{\partial \theta} + g \overline{\partial \theta} = C_p \overline{\theta} = C_p \left( \frac{1}{p_0} \right)$ が得られる。この式の左辺にモンゴメリー流線関数があり、ここから (2.2.14) 式が導出できる。

モンゴメリー流線関数を用いて、等温位面上の地衡風に加え、静水圧の式が表現できる。ただし、実際にはあまり使う機会はないかもしれない。「等圧面解析においてジオポテンシャルを用いるのと類似した表現が、等温位面解析でも可能になる方法がある」ということを頭に止めておく程度で良い。

(2.2.15) 式の導出: 地衡風の式 (2.2.12) と静水圧の式 (2.2.14) を使って、  $\frac{\partial v_g}{\partial \theta} = \frac{1}{f} \mathbf{k} \times \nabla_{\theta} \left( \frac{\partial M}{\partial \theta} \right) = \frac{R}{f} \frac{p^{\kappa-1}}{p_0^{\kappa}} \mathbf{k} \times \nabla_{\theta} p$ のように変形すると (2.2.15) 式となる。



ここから2012年4月3日に日本海で急速に発達した低気圧の事例を見る。(基礎編第5章も参照)

上の衛星画像はMTSATの水蒸気画像で、中層(400hPa付近)の水蒸気に感度がある。

北海道付近の中層に、水蒸気を多く含む空気がある。日本海の低気圧周辺には渦を巻いた 雲が見えるが、北海道付近と比較すると水蒸気が少ない。

朝鮮半島~西日本付近と、関東~沖縄付近が黒っぽくなっている(水蒸気画像の暗域)。朝 鮮半島付近を北西から南東へと流入した乾燥空気が、西日本付近で一部は東へ向きを変えて 関東へ、別の一部は南西へ向きを変えて沖縄方面へと流入しているように見える。このような 暗域のパターンを "hammer head" (金槌の頭状の分布)と呼ぶことがある(基礎編第5.4節)。 その先端では、中層の乾燥空気(高緯度起源なので低相当温位)が、下層の湿潤空気(高相 当温位)の上に流入することで、対流不安定になりやすいと指摘されている。

この事例の雲分布に関連する気流を次ページ以降で見る。

#### 【参考】

次ページ以降、多くの図はJRA-55再解析データを使用している。JRA-55再解析データには、なじみ深い等圧面解析値の他に、等温位面解析値もあり、その要素は以下のとおり。

気圧、渦位、ジオポテンシャル高度、風(u成分・v成分)、モンゴメリー流線関数、鉛直p速度、 比湿、ブラント・バイサラ振動数の2乗。



前ページと同じ時刻の300hPa(左上図)・500hPa(右上図)・700hPa(左下図)・850hPa(右下図)の等圧面解析を示す。陰影は比湿(g kg<sup>-1</sup>)、黒線はジオポテンシャル高度(m)、赤は温位(K)。比湿のスケールは気圧面により異なる。

湿潤域は、上層ほど相対的に東に分布している。

西からは乾燥空気が流入している。500hPa・700hPaの乾燥域が、前頁の衛星水蒸気画像におけるhammer headの暗域に対応した形に見える。

次ページでは300K等温位面を示している。300K等温位面上の500hPa・700hPa等圧線は、それぞれ、上図の500hPa面及び700hPa面の300K等温位線に対応する。



前ページと同じ時刻の300K等温位面を示す。陰影は比湿(g kg<sup>-1</sup>)、黒太線はモンゴメリー流線関数(m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup>)、矢羽は解析風、赤線は気圧(hPa)である。

気圧の値から、日本列島付近では等温位面が北または北西に向かって上へと傾斜している ことがわかる。図中では最も南では850hPa、北西では350hPaと、対流圏下層から上層にわたっ ている。風は大まかにはモンゴメリー流線関数に沿っていて、地衡風に近い。((2.2.12)式を参 照)

等圧線(図中では赤線)を横切る流れにより、傾斜した等温位面に沿った斜めの運動が読み 取れる可能性が出てくる。例えば、日本の東では等温位面に沿って斜めに上昇する気流、日 本海では斜めに下降する運動があるように見える。そして斜めに上昇する領域では湿潤となっ ている。

ただし、この図から読み取れるのは地面に相対的な流れであり、等圧線を横切っているよう に見えても、傾斜した等温位面自体が動いてしまうので、本当に上昇/下降があると言えるか どうかは、この図からはわからない。等温位面の移動も考慮した解析(すなわち移動するシス テムに相対的な流れの解析)については第2.3節で説明する。

※ 矢羽は短矢羽2.5m s<sup>-1</sup>(≒5kt)、長矢羽5m s<sup>-1</sup>(≒10kt)、ペナント25m s<sup>-1</sup>(≒50kt)である。
以後同じ。



前ページと同じ時刻の290K等温位面を示す。要素は前と同じく、陰影は比湿(g kg<sup>-1</sup>)、黒太線はモンゴメリー流線関数(m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup>)、矢羽は解析風、赤線は気圧(hPa)である。

この290K等温位面は前ページの300K面よりやや下に位置する。図の最も南では海面付近、 図の北西側では450hPaの高度である。

等温位面が海面と交わる領域より暖気側では、等温位面は海面下となるので、等温位面は 解析できない。

ここでは風は地面に相対的な流れである。移動するシステムに相対的な流れと、関連する鉛 直運動については、次節で説明する。

【等温位面解析で用いる水蒸気量に関する物理量】

等温位面解析の当初の目的は、雲分布を説明したいためだった。

水蒸気量を表す物理量はいろいろあるが(例えば露点、水蒸気分圧、相対湿度等)、空気塊の断熱変化で保存するものは混合比または比湿である(エマグラムに等混合比線が描画されることにも注意)。等温位面解析ではこれを使う。

比湿は、水蒸気を含む空気塊の質量に対する水蒸気の質量の比である。混合比との値の差 は通常は無視できる。

水蒸気に関するもの以外で、等温位面上の保存量としては、渦位がある。これについては第 2.4節で説明する。

# 2.3 等温位面解析における鉛直運動

前節までで、



図は前節で示したのと同じ290K 等温位面解析である。

図中で、等圧線(赤線)を横切る風矢羽とモンゴメリー流線関数があり、そこでは流れによって 気圧が変化すること、つまり、傾斜した等温位面上を斜めに下降/上昇する流れがあるように 見える。

これをそのまま下降/上昇と考えて良いのか、さらに正確な見積もり・解釈を行うにはどうした ら良いかを本節で考える。



断熱の場合、空気塊は温位を保存するので、等温位面上に拘束されているように見える。 等温位面自体は変化しなくても、傾斜のある等温位面上を空気塊が運動すると、上昇流・下 降流が生じていることになる。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.

## 等温位面上の空気塊の鉛直運動

温位座標系における鉛直p速度 $\omega$ の定義 ((2.2.5) 式で $\phi = p$ とする)

$$\frac{dp}{dt} \equiv \omega_{\theta} = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\theta} + \underbrace{v_{\theta} \cdot \nabla_{\theta} p}_{B} + \frac{\dot{\theta}}{c} \frac{\partial p}{\partial \theta}$$
(2.3.1)

A:局所的な(断熱的)気圧変化。空気塊は等温位面上に拘束されており、その 等温位面が局所的に鉛直方向に運動することを表している。

B: 等温位面上の気圧の水平移流項である。空気塊が傾斜した等温位面上に 拘束されて運動することを表す。

▶ 高気圧側から低気圧側の流れがあるとき、上昇運動

▶ 低気圧側から高気圧側への流れがあるとき、下降運動

C: 非断熱加熱/冷却。加熱/冷却により空気塊の温位が変化すると、空気塊 はもとの等温位面から上/下へと離れる。

温位座標系での鉛直運動を数式で表す。

前ページで示した、等温位面は変化しなくても傾斜した等温位面上を空気塊が運動すること で上昇流・下降流が生じるのは、(2.3.1) 式のB項で表されている。

A項は、断熱での等温位面(及びその等温位面上にある空気塊)の高度変化を表す。

C項は非断熱項で、温位が保存しないことに関連する。

(2.3.1)式の3項のうち、まず断熱の仮定によりC項を省略し、また何らかの工夫によりAを省略してBの形の項だけで表現することができれば、1枚の等温位面の図で空気の三次元運動が説明できることになる。

システム全体(例えば温帯低気圧全体)が移動する場合は、それに伴って等温位面も変化する。等温位面の分布(形状)が変わらず平行移動すると仮定できるなら、システムが静止して見えるように、システムの移動(=等温位面の移動)に相対的な座標系を取れば良い。そのことについて次ページでさらに説明する。

#### 【非断熱過程の寄与】

C項の符号は非断熱加熱/冷却( $\dot{\theta}$ )に依存する。通常は $\frac{\partial p}{\partial \theta} < 0$ であるため、非断熱加熱がある場合( $\dot{\theta} > 0$ )にはC項は負となり、空気塊はもとの等温位面から上へと離れる。

ただし総観気象においては、非断熱加熱・冷却が小さい空気塊にのみ生じるのでなく、ある程度の広がりを持った空気に変化を生じる状況を考える。これについては後述する。

ー般に、等 $\theta$ 面より等 $\theta_w(\theta_e)$ 面の傾きが大きい。傾斜した等 $\theta$ 面に沿って断熱で上昇・下降するよりも、非断熱効果も加わる等 $\theta_w(\theta_e)$ 面に沿った上昇・下降の方が大きいことになる。これはC項の寄与を反映する。

## 凍結波動の近似(frozen wave approximation)

移動する気象擾乱があるとき、強度や構造・移動速度等の急速な変化はないと仮定して、システムに相対的な気流の解析を行う。

ー般論として、スカラー量 $\phi$ 、システム(低気圧等)の位相速度を cとして、システムの移動に相対的な変化  $\delta\phi/\delta t$ と、それが変化しないように見える条件は

$$\frac{\delta\phi}{\delta t} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \boldsymbol{c} \cdot \nabla\phi \approx 0 \qquad \Rightarrow \quad \frac{\partial\phi}{\partial t} = -\boldsymbol{c} \cdot \nabla\phi \quad (2.3.2)$$

位相速度cで移動する擾乱について、等温位面上の気圧分布が変化しない ように見える条件を考えると、(2.3.2)式で  $\phi = p$  として

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\theta} = -\boldsymbol{c} \cdot \nabla_{\theta} p$$
 (2.3.3) これを(2.3.1)式に適用すると

$$\omega_{\theta} \approx (\boldsymbol{v}_{\theta} - \boldsymbol{c}) \cdot \nabla_{\theta} p + \dot{\theta} \frac{\partial p}{\partial \theta} \qquad (2.3.4)$$

(2.3.1)式にあった、 $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{ heta}$ の項(A項:局所的な等温位面の気圧変化を表す項)を、(2.3.4)式 で消去することができた。

(2.3.4) 式は以下の意味になる。

- $(v_{\theta} c)$  は移動するシステムに相対的な流れである。
- *V<sub>θ</sub>p* は等温位面の傾斜である。
- ・ 右辺第1項の  $(v_{\theta} c) \cdot v_{\theta} p$  は、傾斜した等温位面に沿った流れの鉛直成分である。
- 右辺第2項の d dp/de は、非断熱過程により空気塊がもとの等温位面を離れていく鉛直運動である。

(参考文献)

Carlson, T. N., 1991: Mid-latitude Weather Systems. Routledge, 507pp.

# 移動するシステムの中の断熱運動

下図で、システム全体が速度 *c*で移動する状態を考える。傾斜した $\theta$ =300K 面は気圧 $p_1$ 面においては $t_1$ 時間後に地点AからBへ距離 $ct_1$ を移動してい る。この間に、地点Bにおける $\theta$ =300Kは気圧 $p_2$ から気圧 $p_1$ へ下降してい ることになる。これらを用いると、  $(\partial p/\partial t)_{\theta} = -c\nabla_{\theta}p$ である。これは (2.3.3)式を説明する。

また、空気塊が断熱的に300K等温位面上に拘束されて速度 $v_{\theta}$ で移動する と考えると、 $\omega_{\theta} = (v_{\theta} - c) \nabla_{\theta} p$ と書ける。これは(2.3.4)式を説明する。



まず、等温位面の動きによる変化を考える。 地点Bにおける等温位面の高度(気圧)の変化は  $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\theta} \cdot t_1 = p_2 - p_1$ であり、また  $(p_2 - p_1)/(ct_1) \approx -\nabla_{\theta}p$ であり、これらから次式が得られる。  $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\theta} = -c \cdot \nabla_{\theta}p$ これは (2.3.3) 式である。

一方、空気塊の運動の鉛直成分(つまり鉛直運動)に伴う気圧変化を考えると、  $\omega_{\theta}t_1 = (v_{\theta}t_1 - ct_1) \cdot \nabla_{\theta}p$ となり、次式が得られる。

 $\omega_{\theta} = (v_{\theta} - c) \cdot \nabla_{\theta} p$ これは (2.3.4) 式である。



非断熱加熱が小さい空気塊において生じると、周囲の温位分布(及び等温位面の分布)は変化せず、その中で加熱した空気塊は浮力により上昇することが考えられる。これに対して、ある 程度の広がりを持った空気において非断熱加熱が生じると、その広がりを持った空気全体で温 位分布が変化し、上図のように等温位面が下降する。等圧面や等高度面においては相対的な 暖気の領域が生じることになる。

【演習課題】

対流圏で大規模な上昇流により広範囲で強い降水があるようなときは、雲頂が高くスケールの 大きな雲域が生じる。その場合、中層では潜熱解放、圏界面付近では雲頂での放射冷却が生 じることが考えられる。この場合は等温位面はどのように変化するか。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



第2.2節で示していたのと同じ事例の290K温位面の解析である。濃い青線は地上低気圧の移動に相対的な流線、灰色線はモンゴメリー流線関数、赤線は気圧 (hPa)。陰影は比湿(g kg<sup>-1</sup>)である。

灰色線のモンゴメリー流線関数で、地面に相対的な流線(地衡風の)が表される。

またこの図では細線で、日本海の地上低気圧の移動に相対的な流線を描いている。これは 風の解析値(ベクトル)から地上低気圧の移動ベクトルを引いたものである。ここでは北海道の 東に高気圧性循環が現れている。これは地面に相対的な流れでは見えなかった。

図中で等圧線の間隔が狭い領域では、等温位面の傾斜が大きいことを表す。そして等圧線の間隔が同じなら、等圧線と流線のなす角度が直角に近いほど、水平圧力移流 $(-(v_{\theta} - c) \cdot V_{\theta}p)$ が大きい。これは空気塊が大きな速度で等温位面上を上る/下ることを表す。

北海道付近では上昇が大きい。南東の風により大気下層を起源とする湿潤空気が上昇して いることを表す。

西日本や朝鮮半島・黄海などでは下降が大きい。大陸の中層(500hPa付近)を起源とする乾燥空気が斜めに下降していることを表す。

低気圧中心周辺では、津軽海峡付近で東から下層湿潤空気の流れが低気圧の北側を進む ことがわかる。寒冷コンベヤーベルトである。

ただし、図中のすべてのシステムが日本海の地上低気圧と同じ速度で移動するわけではないので注意が必要である。一つの低気圧システムだけをとっても、低気圧中心と寒冷前線とでは移動速度が異なることがある。



前の図と同じ時刻の、300K等温位面解析で、前の図と同様、地上低気圧の移動に相対的な 流れを細線で描いている。灰色線はモンゴメリー流線関数、赤線は気圧 (hPa)。青の陰影は比 湿(g kg<sup>-1</sup>)である。

前の図と同様、東海上の高気圧性循環に伴う湿潤な気流を含む南から北への気流が、温暖コンベヤーベルトとして北海道付近で顕著に上昇している。

同じ時刻の衛星水蒸気画像(第2.2節で示した)から推測されたように、朝鮮半島周辺を通っ て北西から流入した乾燥空気が、一部は関東方面、一部は沖縄方面へと進む傾向があり、 hammer head(金槌の頭)の暗域を生成する。

また特にこの図では、北西から流入した乾燥空気が、500hPa付近の高度で日本海の低気圧 上空を循環する様子が見られる。この流入により、低気圧中心付近の雲が比較的低くなったこ とが説明できる。

【鉛直運動の見積もり】

図において、北海道付近では、300K等温位面の傾きは100hPa (250km)<sup>-1</sup>(~1000m (250km)<sup>-1</sup>)程度で、日本海の低気圧の動きに相対的な南風は25m s<sup>-1</sup>程度である。これらから、傾斜した300K等温位面上を空気塊が移動しながら上昇する速度は0.1m s<sup>-1</sup>程度で、激しい対流による鉛直運動(~数 m s<sup>-1</sup>)よりはかなり小さい。凝結を伴うので等温位面でなく等θe面に沿って上昇すると考えると、上の見積もりよりは鉛直速度が大きくなると考えられる。

西日本では、等温位面の傾きは200hPa (250km)<sup>-1</sup>(~2000m (250km)<sup>-1</sup>)程度で、低気圧に相対的な北西風(傾斜した等圧面を下降する)は15m s<sup>-1</sup>程度と考えると、空気塊の運動の鉛直成分(下降流)はやはり0.1m s<sup>-1</sup>程度と見積もられる。



断熱で等温位面上の渦位が保存される性質を利用する。

Ertelの渦位 (potential vorticity)の定義: 三次元の傾度  $V_3$  を用いると、 三次元の絶対渦度ベクトル  $\eta$ と渦位 Pの一般形は

$$\boldsymbol{\eta} = \nabla_3 \times \boldsymbol{\nu} + f \boldsymbol{k} \qquad (2.4.1)$$
$$P = \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla_3 \boldsymbol{\theta} \qquad (2.4.2)$$

*v*は三次元風ベクトル *k*は鉛直方向の単位ベクトル

Holton and Hakim (2012)

温位座標系では x-y 面(等温位面)での温位傾 度が0で、静水圧近似も仮定すると

$$P_{\theta} = -g\left(\frac{\partial\theta}{\partial p}\right)(\zeta_{\theta} + f) \quad (2.4.3)$$

なお、気圧座標系では

$$P_{p} = -g\left(\frac{\partial\theta}{\partial p}\right)\left(\zeta_{p} + f\right) + g\left(\frac{\partial\nu}{\partial p}\frac{\partial\theta}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial p}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right) \quad (2.4.4)$$

等温位面解析において便利な保存量として、前節までは比湿を用いた。 この節では等温位面上の保存量として渦位を扱う。

大気の運動を考えるとき、基礎編では渦度方程式と熱力学方程式を用いていた。これに対して、渦位には渦度と熱力学に関連する温位が含まれている。

ー般化した渦位の定義式 (2.4.2) では渦位が三次元の絶対渦度ベクトルと温位傾度ベクトル の内積で定義されている。

温位座標系で表す(2.4.3)式では、x-y面(等温位面)の温位傾度が0なので、渦位を(温位座標系での)絶対渦度の鉛直成分  $\zeta_{\theta} + f$  と鉛直安定度 ( $\partial \theta / \partial p$ )の積で表すことができる。

ここで、鉛直安定度の逆数 ( $\partial p / \partial \theta$ ) は2つの等温位面の間隔(層厚)を表すので、渦位が保存される状態では、上の図のように、

・層厚の増大(鉛直安定度の減少)に伴い、絶対渦度が増大すること

・層厚の減少(鉛直安定度の増大)に伴い、絶対渦度が減少すること

が説明できる。ただし、ここでの層厚は、基礎編p.47で定義した層厚(2つの等圧面の間隔)とは異なることに注意。

渦位を気圧座標系で表す (2.4.4)式は、温位座標系の (2.4.3) 式と比較すると、右辺第2項が 現れて複雑になる。ただしここでは鉛直運動ωに関する項は小さいとして無視している。

(2.4.3) 式と(2.4.4) 式の導出は次ページを参照。

(参考文献)

Holton, J. R. and G. J. Hakim, 2012: An Introduction to Dynamic Meteorology, Fifth Edition. Academic Press, 552pp.

2.4 等温位面上の渦位

 渦位保存の導出 ①温位座標系の運動方程式と渦度方程式 等温位面上の運動方程式は、モンゴメリー流線関数 (2.2.10)を使って  $\frac{dv_{\theta}}{dt} = -\nabla_{\theta}M - f\mathbf{k} \times v_{\theta} + F$  (2.4.5)  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y} + \dot{\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}$   $\dot{\theta} = \frac{d\theta}{dt}$  (2.4.6) 温位座標系の絶対渦度の鉛直成分  $\eta$  を用いた渦度方程式は  $\frac{\partial\eta}{\partial t} + v_{\theta} \cdot \nabla_{\theta}\eta + \dot{\theta}\frac{\partial\eta}{\partial \theta} + \eta\nabla_{\theta} \cdot v = \mathbf{k} \cdot \left(\frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} \times \nabla_{\theta}\dot{\theta}\right) + \mathbf{k} \cdot \nabla_{\theta} \times F$  (2.4.7)  $\eta = \zeta_{\theta} + f = \mathbf{k} \cdot \mathbf{\eta}$  (2.4.8)

(2.4.6)式は熱力学方程式で、温位座標系の鉛直速度 Å が非断熱加熱によって生じるものの みであることを表す。断熱過程ではθー定なので鉛直運動(当初の等温位面から離れる運動) やそれによる移流はない。

(2.4.7)式は、温位座標系の渦度方程式である。p座標系の場合(基礎編)と同様に、運動方程 式 (2.4.5) から導出される。

左辺第2項は等温位面上の渦度の水平移流、第3項は渦度の鉛直移流、第4項は発散項で ある。

断熱( $\dot{\theta} = 0$ )・摩擦無し(F = 0)とすると、右辺すべてと左辺第3項は消去され、等温位面上の渦度は水平移流と水平発散のみで変化すると説明される。

前ページの (2.4.3) 式と (2.4.4) 式の導出:

温位座標系では、(2.4.2)式に、密度ρとして次ページの等温位面密度σ (2.4.10)式を適用する などすると、下記のように (2.4.3)式が得られる。

 $P_{\theta} = \frac{1}{\sigma} (\zeta_{\theta} + f) \left( \frac{\partial \theta}{\partial \theta} \right) = -g \left( \frac{\partial \theta}{\partial p} \right) (\zeta_{\theta} + f) \quad (2.4.3)$ 

気圧座標系では等圧面上での密度を $-g^{-1}$ と考える。(気圧座標系の運動方程式において、 気圧傾度力をジオポテンシャル高度で表すと、密度 $\rho$ の代わりに $-g^{-1}$ が現れることに注意。)

 $\boldsymbol{\eta} = \left(-\frac{\partial v}{\partial p}, \frac{\partial u}{\partial p}, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f\right)$  $\nabla_3 \theta = \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}, \frac{\partial \theta}{\partial y}, \frac{\partial \theta}{\partial p}\right)$ 

これらを (2.4.2) 式に代入すると、(2.4.4) 式が導出できる。ここで、ηの水平成分における鉛直 速度ωに関する項は、水平スケール・鉛直スケールも考慮すると無視できると考えている。



(2.4.10) 式の は等温位面密度 (isentropic density) と呼ばれることがある (例えば Lackmann 2011)。

関係するものに、温位座標系での鉛直安定度として (2.2.13) 式が既出。

連続の式 (2.4.11) 式は、「等温位面密度の局所的な時間変化は、三次元の等温位密度フ ラックス収束による」ことを意味する。

また (2.4.12) 式の右辺第1項は等温位面上の水平収束、第2項は非断熱加熱の鉛直傾度に 関する項である。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.

## 渦位保存の導出 ③渦位の定義と保存

等温位面渦位Pは単位質量あたりの絶対渦度と考えることもできる。

 $P = \frac{\eta}{\sigma} = -g\left(\frac{\partial\theta}{\partial p}\right)(\zeta_{\theta} + f)$  (2.4.3) と同じである。

この渦位Pを用いると、等温位面絶対渦度方程式 (2.4.7) は、 (2.4.12) 式も用い て次のように変形できる。

$$\frac{dP}{dt} = \sigma^{-1} \boldsymbol{k} \cdot \left( \frac{\partial \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{\theta}}}{\partial \boldsymbol{\theta}} \times \nabla_{\boldsymbol{\theta}} \dot{\boldsymbol{\theta}} \right) + \sigma^{-1} \eta \frac{\partial \boldsymbol{\theta}}{\partial \boldsymbol{\theta}} + \sigma^{-1} \boldsymbol{k} \cdot (\nabla_{\boldsymbol{\theta}} \times \boldsymbol{F}) \qquad (2.4.13)$$

さらに変形して

$$\frac{dP}{dt} = \sigma^{-1} (\nabla_3 \times \boldsymbol{v}_{\theta} + f\boldsymbol{k}) \cdot \nabla_3 \dot{\theta} + \sigma^{-1} \boldsymbol{k} \cdot (\nabla_{\theta} \times \boldsymbol{F})$$
(2.4.14)  
$$\frac{dP}{dt} = \sigma^{-1} \boldsymbol{\eta} \cdot \nabla_3 \dot{\theta} + \sigma^{-1} \boldsymbol{k} \cdot (\nabla_{\theta} \times \boldsymbol{F})$$
(2.4.15)

断熱・摩擦なしではこれらの式の右辺は0となり、渦位の保存が説明される。

(2.4.13) 式の右辺第1項は鉛直シアーと非断熱加熱の水平分布の関係に関する項、右辺第2 項は非断熱加熱の鉛直分布に関する項である。

(2.4.14) 式の右辺第1項は三次元絶対渦度と非断熱加熱分布に関する項である。

【等温位面上の渦位は何の役に立つのか】

断熱の場合、等温位面上で渦位が保存される。

一般に、成層圏では鉛直安定度が高く、渦位も大きい。対流圏では相対的に鉛直安定度が低く、渦位が小さい。この性質から、成層圏起源の空気のトレーサーとして用いられる。

成層圏側から傾斜した等温位面上を高渦位空気が渦位を保存しながら斜めに下降してくると、 安定度が低くなるため渦度が大きくなる。これにより、トラフの強化や関連した天候の変化について、直観的な予測がある程度可能になると期待される。

下層の天気に影響を与える上層トラフの監視に関しては、過去には対流圏中層の渦度が保存性が良いとして500hPa渦度に着目していた。しかし実際には強度の変化が大きく、一つの等 圧面の渦度のみを見ていたのでは予測は容易ではないことから、保存量である等温位面渦位 への期待が生じる。

ただし、等温位面渦位も非断熱過程により必ずしも小さくない変化が生じるので過大な期待は禁物である。非断熱過程における渦位の変化はこの節の後半で説明する。

#前節までで見たように、上部対流圏の高緯度側から斜めに下降してくる空気は乾燥していて ドライイントルージョンとなるので、上層起源の乾燥域として衛星水蒸気画像で見る「暗域」と上 層の高渦位がよく対応することがある。この乾燥空気は高緯度起源でもあるので、斜めに下降 しながら低緯度側に進み、下層の高相当温位空気の上に侵入すると対流不安定成層となる。 そしてその先端でシビアな現象が生じることがしばしば指摘される(第4章参照)ので、渦位を監 視対象とすることがある。 2.4 等温位面上の渦位



前節までで見ていた水蒸気の流れは、中下層の等温位面で見るのが有効なのに対して、渦位を等温位面で見る場合は対流圏中上層を見ることが多い。

渦位の単位は、通常、PVU (potential vorticity unit)が使われる。1PVU=10<sup>-6</sup> K m<sup>2</sup> kg<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup> である。

図は第2.2節、第2.3節で見ていたのと同じ時刻の南北断面を示している。概ね、北半球では 正渦位、南半球では負渦位である。そして赤道付近では渦位が0になる緯度帯がある。そこを 力学的赤道(dynamic equator)と呼ぶことがある。

一般的な傾向として、以下の性質がある。

・対流圏は静的安定度が低く(等温位線の間隔が広い)、渦位の絶対値が小さい(≲ 2PVU)。

・成層圏は静的安定度が高く(等温位線の間隔が狭い)、渦位の絶対値が大きい(≥ 2PVU)。

この性質を利用して、1.5PVU~3PVU程度を閾値として、その境界を力学的圏界面(dynamic tropopause)と呼ぶ。詳細は第3章で述べる。

上部対流圏の風速極大は力学的圏界面(例えば±2PVU面)の傾きが大きいところに見られる。一般的な用語(基礎編第3章参照)で呼ぶとすれば、

- 緯度30度・200hPa付近: 亜熱帯ジェット気流
- 緯度50度・300hPa付近:寒帯前線ジェット気流
- と考えることができる。


第2.2節、第2.3節で見ていたのと同じ、2012年4月3日1200UTCの、330K等温位面解析を示す。 カラー:渦位(PVU)、赤線:気圧(hPa)、矢羽:等温位面上の解析風である。図中の黒太線は2 ページ後の断面図の位置である。また前ページの図はこの時刻の135~145°Eの平均の断面 である。

図の南側では500~400hPa(対流圏中層)、北では250~200hPaで、傾斜した分布となっている。

南西諸島~本州の南では特に気圧傾度が大きく、等温位面が大きく傾斜していることを表す。 それより北側では気圧傾度が小さく、等温位面が水平に近いことを示すと共に、渦位が2PVU 以上なので成層圏内であることを示す。

※ 矢羽は短矢羽2.5m s<sup>-1</sup>(≒5kt)、長矢羽5m s<sup>-1</sup>(≒10kt)、ペナント25m s<sup>-1</sup>(≒50kt)である。 以後同じ。



前ページと同じ2012年4月3日1200UTCの、310K等温位面を示す。カラー:渦位 (PVU)、赤線: 気圧 (hPa)、矢羽:等温位面上の解析風である。前ページの330K面より下の高度に位置する面 である。

図の南側では700hPa、北西側では300hPaで、これらの間で大きく傾斜している。

日本海南部・北陸・山陰では局所的に渦位が3PVU以上と大きな値になっており、成層圏起源の空気が400hPa(対流圏中層の高度)まで局所的に貫入していることを示唆する。



前ページまでと同じ時刻(2012年4月3日1200UTC)の137.5°E南北断面(この前後のページの 黒太線に沿った断面)で、カラー:渦位 (PVU)、赤線:温位 (K)、黒線:西風(東向き)風速 (m s<sup>-1</sup>) である。

35~40°N(日本海)と50°N以北(沿海州)に高渦位空気の下降が見られる。それらの南側には偏西風ジェット気流が見られる。

等温位面は対流圏ではおおむね北ほど上方へ傾いている。高渦位空気の下降のある35~40°N付近の対流圏(400hPaより下層)では、相対的に温位の低い空気が上へ持ち上げられたような分布になり、鉛直安定度が低くなっている。圏界面付近の変動から、中層に影響が生じている。

【下層の構造】

40°Nの対流圏下層の800hPa付近には、局所的な渦位極大(>2PVU)があり、その付近では 等温位線が下に凸になっていて、暖気核構造となっている。その南側の38°Nには30m s<sup>-1</sup>の下 層風速極大が見られる。ここには基礎編8.4節でも示された構造が表れている。この下層高渦 位は、成層圏起源の高渦位とは異なり、低気圧の潜熱加熱によって生成されたものと考えられ る。下層高渦位の生成については本節で後述する。また力学的圏界面(第3章)の分布として 見た成層圏空気の下降と下層高渦位の関係については第4.3節で示す。



同じ2012年4月3日1200UTCの300hPa等圧面の解析を、比較のため掲載する。カラー:渦位 (PVU)、赤線:温位(K)、矢羽:等圧面上の解析風である。

この図の330K等温位線が、3ページ前の330K等温位面の300hPa等圧線に対応する。また同様に図中の310K等温位線が、310K等温位面(2ページ前)の300hPa等圧線に対応する。

この図(等圧面)では、渦位の傾度の大きい領域の暖気側に、強風軸が位置する(同じ時刻・ 等圧面の風速分布は第3.3節にある)。日本海中部で高渦位空気が下降してきている領域では、 周囲と比較して温位が高くなっている。

強風軸・ジェット気流の位置や、それに関連する圏界面の折れ込み、成層圏空気の下降の状況を、渦位分布と関連付けて見るのであれば、等温位面でなくても、慣れている等圧面で見るのでも良い。



2012年4月2~3日の12時間ごとの310K等温位面の変化を示す。カラー:渦位 (PVU)、赤線:気 圧 (hPa)、矢羽:等温位面上の解析風である。

トラフに関しては、4月3日1200UTC(右下図)には山陰沿岸から北陸沿岸にかけて最大で 5PVU以上となっている。その12時間前(左下図)には同程度の大きさの渦位が渤海湾周辺上 空にあり、風速40m s<sup>-1</sup>で12時間移動したとすると移動距離は1700km程度と見積もられ、右下 図の時刻に山陰沿岸に達するのは妥当であるように見える。

一方、低気圧前面のリッジに関しては、4月2日1200UTC(右上図)の黄海・朝鮮半島北部から 3日0000UTC(左下図)の日本海北部・北海道にかけて、負渦位の生成がある。また2PVU以下 の低渦位の領域が2日1200UTC(右上図)では45°N付近以南だったのが、24時間後(右下図) には50°N以北まで広がっている。

このように、等温位面上の渦位は、近似的には保存していると言えるが、実際には変化も見られる。

渦位の時間変化について、次ページ以降で説明する。

非断熱加熱による渦位の変化  

$$\frac{dP}{dt} = \sigma^{-1} \mathbf{k} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{v}_{\theta}}{\partial \theta} \times \nabla_{\theta} \dot{\theta}\right) + \sigma^{-1} \eta \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta} + \sigma^{-1} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\theta} \times F) \quad (2.4.13)$$

$$\frac{dP}{dt} = \sigma^{-1} \eta \cdot \nabla_{3} \dot{\theta} + \sigma^{-1} \mathbf{k} \cdot (\nabla_{\theta} \times F) \quad (2.4.15)$$

$$\eta \text{ lt = 次元の絶対渦度ベクトルである}.$$

$$\frac{dy}{dt} \approx \sigma^{-1} \eta \left(\frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta}\right) = P \left(\frac{\partial \dot{\theta}}{\partial \theta}\right) \quad (2.4.16)$$

$$\cdot \# \text{ is man and is a series of the s$$

(2.4.13) 式と (2.4.15) 式 (共に既出)で、断熱・摩擦無しでは右辺=0となることで、渦位の保存が説明されていた。

非断熱(ただし摩擦は無し)とすると、(2.4.13)式の右辺第1項と第2項、及び(2.4.15)式の右 辺第1項を考慮することが必要となる。絶対渦度の鉛直成分が大きいと考え、(2.4.13)式の右 辺第2項が卓越し他の項が無視できるとすれば、(2.4.16)式となり、渦位の時間変化は非断熱 加熱の鉛直傾度で説明できる。

非断熱加熱・冷却のある高度の上と下とで渦位の時間変化が逆となることを、渦位の再配置 (redistribution)と呼ぶことがある。



渦位の時間変化は (2.4.16) 式で一見簡単に説明できるだが、イメージしにくいかもしれないので、ここではp系で考えてみよう。

加熱域の下では:

- ① 中層で加熱があり、下層では加熱がないので、加熱域の下では鉛直安定度が増大する。
- ② 下層では、その上の空気層の層厚が加熱により増大することで、下層等圧面高度が下がる。
- ③ 一方、加熱により中層で上昇流が起きると、それは断熱冷却をもたらし加熱を一部緩和す るが、中下層では大気のストレッチング(及びそれに伴う水平収束)により渦度が増大する。
- ④ ②下層等圧面高度下降と③下層渦度が地衡風バランスする(地衡風調節)。
- ⑤ ①安定度の増大と③渦度の増大により、渦位も増大する。

加熱域の上では:

- ① 中層で加熱があり、上層では加熱がないので、加熱域の上では鉛直安定度が低下する。
- ② 加熱域で層厚が増大することで、上層の等圧面高度が上昇する。
- ③ 加熱により生じた中層の上昇流に伴い、その上層では大気の鉛直方向の圧縮とそれに伴う水平発散が生じ、渦度が減少する。
- ④ ②上層の等圧面高度上昇と③渦度減少が地衡風バランスする(地衡風調節)。
- ⑤ ①安定度の低下と③渦度の減少により、渦位も減少する。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



考慮すること: 対流に伴う潜熱解放、巻雲シールドからの放射冷却が寄与する可能性がある。

(\*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET<sup>®</sup> Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.



前に説明したように、非断熱加熱のある高度の上空では渦位が減少し、下層では渦位が増大する。

この渦位の再配置が、上層トラフ前面に位置する地上低気圧の上空で生じると、地上低気圧 は深まり、上層ではリッジが強まる。その結果、上層トラフ・リッジの振幅が増大し、地上低気圧 の発達とその上空の上昇流増大につながる。第4.3節で再度説明する。

(参考文献)

Martin, J. E., 2006: Mid-Latitude Atmospheric Dynamics: A First Course. Wiley, 324pp.

【渦位の再配置に寄与する非断熱過程】

非断熱過程により生じる渦位の分布の変化(redistribution: 再配置)は、強い降水に伴う対流 圏内の大量の潜熱解放によって、下層で渦位増大、対流圏上層で渦位減少することがよく知ら れているが、非断熱加熱(冷却)は凝結以外でも起こる。

前ページの対流圏界面付近での巻雲シールドでの長波放射による冷却がその一つで、それ によりその上側(圏界面の上、すなわち下部成層圏)で渦位が増大し、下側(上部対流圏)では 渦位が減少する方向に寄与する。その変化は量的には必ずしも多くないかもしれないが、中層 の潜熱加熱による対流圏上層の渦位減少をさらに強めると同時に、成層圏側と対流圏側の渦 位のコントラストを増大させることに寄与する。

また、地表面・海面から強い加熱/冷却があると、下層大気の安定度が低下/増大し、これにより下層渦位の減少/増大が生じる。例えば地表面・海面からの強い加熱により下層の鉛 直安定度がほぼ0になると、(2.4.4.) 式の右辺第2項により渦位は容易に負になりうる。第4.5節 にこの例がある。



(2.4.16)式では、加熱域の真上と真下で渦位が変化すると説明された。これは鉛直シアー(絶 対渦度の水平成分)、及び非断熱加熱の水平傾度の影響を無視していた。これらが無視でき ない(ただし摩擦は無視する)とすると、(2.4.15)式の右辺第2項が無視できて(2.4.17)式となる。 これにより、鉛直シアー(及びそれと温度風バランスする水平温位傾度)がある環境で潜熱加 熱がある場合、下層の渦位増大(地上気圧低下)は暖気側で、上層の渦位減少(上層リッジ強 化)は寒気側で生じることが表せる。

実際、上層リッジは降水が最も強い領域の寒気側で強まることが多い。 ただし、そこは一般には上層トラフの前面にあたり、南寄りの風も強いため、渦位減少域が加 熱域の寒気側にずれるのには移流の寄与も少なからずある。

#### 【演習課題】

上図では (2.4.15) 式とそれを変形した (2.4.17) 式で説明した。 同様のことを、 (2.4.13) 式の右辺 第1項で説明しよう。

#### 【演習課題】

前に示した2012年4月3日前後の310K等温位面の渦位分布において、4月2日1200UTCには負の渦位は見られなかったが、3日0000UTCには日本海北部や北海道上空に負の渦位の領域が 生じていた。この成因を考察しよう。

#### (参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.

# 2.5 等温位面解析の利点と欠点

### 利点

- 総観規模の運動を考えると、断熱過程では、空気塊は等温位面
   上を運動すると考えることができる。
- 等温位面上の水蒸気輸送は鉛直運動も含む三次元的な表現となる。
- - 渦位を用いることで成層圏・上部対流圏起源の擾乱とその変化が
   ・
   理解しやすくなる。

### • 欠点

- どの等温位面で解析すべきかは事例や解析目的により異なる。
   ・現業的には使いづらい。調査用と考えた方が良いかも。
- 静的安定度が特に低い層や特に高い層では等温位面やそこでの 物理量が定義しにくい。
- 非断熱過程を定量的に論じるのは容易なわけではない。
  - 断熱過程での「保存量」が保存されていない状況が示される場合には、 非断熱過程が生じていることの定性的な論拠に使うことができる。

本章で述べたように、等温位面解析は当初は傾圧帯において大規模な雲域の生成に関連する斜向上昇・下降運動を解析するために用いられた。

最近では、圏界面付近(上部対流圏~成層圏)の渦位分布を解析するのに用いられることが 増えている。

圏界面付近の渦位分布は、ジェット気流やトラフと密接に関連するので、総観規模の天気現象の解析に有用である。

# 3. 力学的圏界面と等渦位面解析

3.1 力学的圈界面

3.2 等渦位面解析の作図

3.3 等渦位面解析の解釈

第2章の最後で、渦位は断熱では等温位面上で保存されること、北半球では渦位の値は基本的に正だが対流圏で小さく成層圏で大きいことを示した。そして、それらの性質を利用して対流圏界面付近の変動を表す目的で等温位面上の渦位の解析を行うことを述べた。

この章では、渦位で対流圏と成層圏の空気の境界を表すものとして力学的圏界面を定義し (第3.1節)、その監視・解析をする方法としての等渦位面解析について紹介して(第3.2節)、さらにその解釈について説明する(第3.3節)。

なお、前章の等温位面解析よりさらに複雑ではあるが、本章では数式はほとんど扱わない。



 対流圏の擾乱を起こす2つの境界面のそれぞれ で発生・発達した擾乱とそれらの相互作用により 擾乱自体と天気の変化が生じる。

- 上端: 圏界面

- ジェット気流の不安定で擾乱が生じる。(上層寒冷渦、上層 トラフ)
- 鉛直運動を励起させるとともに、上層起源の乾燥空気の下降・流入を伴うことで雲・降水分布に影響する。
- 下端: 地表面(海面)
  - •海陸分布等で前線などが生じる。
  - 下層水蒸気の上昇により雲・降水が生じる。

基礎編での総観規模擾乱の説明では、準地衡風オメガ方程式と傾向方程式を用いる際に、 「上層」の大気の運動を表す要素として、基本的に、500hPa面の渦度を使っていた。この 500hPa面渦度は、準地衡風的には等圧面のジオポテンシャル高度の偏差( $\zeta_g \propto P^2Z$ )であり、 すなわち正渦度域とはジオポテンシャル高度が相対的に小さい領域なので、この500hPa正渦 度域は、500hPa面よりも上層に気温が高く層厚が大きい気団があることを反映していると考え られる。(基礎編第8.1節を参照)

成層圏起源の空気(及びその下端としての圏界面)の下降/上昇によって、上部対流圏では 気温偏差が生じ、それが対流圏上層~中層の高度偏差となって現れることがあるが、場合に よっては対流圏中層までは反応が出にくいことがあり、500hPaでは反応が見えづらいこともあ る。そのような場合には特に、圏界面付近の変化を監視することが有用である可能性がある。 それには圏界面付近の渦位の分布が役に立つ。

ただし、圏界面の変化によって対流圏で何が起こるかは、対流圏の諸要素を監視する必要がある。圏界面付近の渦位だけですべてがわかるわけではない。

過去の予報で主に500hPaとそれより下層のデータのみ使用していたのは、上部対流圏の データは過去には十分には得られなかったということがある。

現在では、衛星観測やそのデータ同化により、上部対流圏のデータや解析値が(昔と比較すると)精度良く得られるようになり、解析の工夫が進んだ。

## 力学的圏界面(dynamic tropopause)の定義

- 渦位1.0~3.0PVU程度の適当な値(多くの場合は1.5PVUまたは2.0PVU。1PVU=10<sup>-6</sup> K·m<sup>2</sup>·kg<sup>-1</sup>·s<sup>-1</sup>)を成層圏起源の空気と対流圏起源の空気を分ける閾値と考え、その等渦位面を力学的圏界面と定義する。(北半球の場合。南半球では負の値となる)
  - この閾値は、研究ではその都度都合の良い値を力学的圏界面の定義として使う。
- 上部対流圏における等圧面上または等温位面上の渦位 変化は、力学的圏界面の変動として表される。
  - ただし、非断熱過程により対流圏内に比較的大きな値の渦位 が生成されることがあり(第2章参照)、それは除外する必要が ある。

等温位面上の渦位

 $P_{\theta} = -g\left(\frac{\partial\theta}{\partial n}\right)(\zeta_{\theta} + f) \qquad (2.4.3)$ 

この(2.4.3)式から、温位座標系では「渦位≪鉛直安定度×絶対渦度」となり、鉛直安定度と渦度の関連で表される。

大気は基本的に静的安定なので  $\partial \theta / \partial p < 0$ 、また慣性安定なので  $\zeta_{\theta} + f$  は北半球で正、 南半球で負のため、渦位は北半球で正、南半球で負となる。慣性安定性については基礎編第 2章を参照。

圏界面は従来は気温減率で定義されている。力学的圏界面はそこに渦度(水平シアー)が加わったことになる。

(次ページの参考文献)

Shapiro, M. A. and D. Keyser, 1990: Fronts, jet streams and the tropopause. Extratropical Cyclones: The Eric Palmen Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 167-191.



上の各図について、以下の点に注意して見ていただきたい。

- (a) 温位の鉛直傾度が成層圏と前線帯で大きく、鉛直安定度が高くなっている。ここでは従来の圏界面の定義と前線帯が表現される。なお、圏界面が不連続になっているところでは、ジェット気流に伴い水平シアー・鉛直シアーが大きくなっている。
- (b) 渦位の値は成層圏と前線帯で大きい。ここで、(b) 図中の渦位は単位が10<sup>-7</sup> K (hPa s)<sup>-1</sup>とさ れている。これは(3.2.1) 式で定義される渦位とは異なり、重力加速度gがかかっていない。 図中の等値線100がほぼ1PVUに対応する。
- (c) ここの絶対運動量はM ≡ U fyで定義される。Uはジェット・前線系に沿った風速成分(画面の奥に向かう方向が正)、yは図の左方向(寒気側)が正になるようにとっている(北向きである必要はない)。fはコリオリパラメータである。Mの水平傾度 ∂M/∂y = ∂U/∂y + f は絶対渦度に関係し、さらに渦位に関係することになる。
- (d) この図で「絶対運動量の水平傾度」(これは絶対渦度に関係する)と「温位の鉛直傾度」(こ れは安定度に関係する)の片方または両方が大きい領域において、(b)の渦位が大きく なっている。

これらの図から、(b)で成層圏起源の高渦位空気が上層の前線帯・前線層に沿って対流圏に 侵入するように見える。

また(b)と(a)から、渦位の水平傾度が大きい位置の近傍に強風軸があることが示される。 なお、このような圏界面の折れ込みの解析には、鉛直・水平方向の両方で解像度の高い データが必要である。

※ (b) 図中で●の数密度が高い領域は、温位傾度と絶対運動量傾度が大きく、それらの等値 線が交わっている領域である。つまり、近傍と比較して渦位の値が大きいことに対応する。 3.1 力学的圈界面



渦位±1.5PVU~3PVU程度を閾値として、力学的圏界面(dynamic tropopause)を定義する。 ただし、北半球と南半球で渦位の符号が変わることに伴い、低緯度では渦位~0となり、力学 的圏界面は定義されない。

図中では、風速極大が、±2PVU面の傾きが大きいところに見られる。この図では、大まかには下のように見える。

・緯度30度、200hPa付近: 亜熱帯ジェット気流

・緯度50度、300hPa付近:寒帯前線ジェット気流

ただし上図の北半球の30°N付近は南下した寒帯前線ジェット気流も影響して、比較的下層まで風速が大きくなっている。

対流圏下層にも周囲より高渦位の空気が見られることがある(例えば、40°N付近や70°N付近)。これは成層圏起源ではなく、対流圏内で水蒸気の凝結などによる非断熱過程によって生成したものと考えられる。

力学的圏界面の解析の際はこのような下層渦位は除外する必要がある。



2012年4月3日1200UTCの圏界面付近の渦位分布を示している。 200hPa(右上図)と300hPa(右下図)等圧面では、赤線:温位(K)、矢羽:解析風。 320K等温位面(左下図)では、赤線:気圧(hPa)、矢羽:解析風。 図中の矢羽は短矢羽2.5m s<sup>-1</sup>(≒5kt)、長矢羽5m s<sup>-1</sup>(≒10kt)、ペナント25m s<sup>-1</sup>(≒50kt)であ る。以後同じ。

カ学的圏界面の解析は、ジェット気流・トラフ・リッジの解析、及びそれらが影響する天気の解 析に役に立つと考えられる。しかし、カ学的圏界面の高度は時・場所によって大きく異なり、こ れまで使っていた等温位面解析・等圧面解析では、ある場所は成層圏内、ある場所は対流圏 中層になる可能性があるので、事例・目的等により見るべき高度面が異なることになり、注意 深く選択する必要がある。

例えば前のページの図で見られる力学的圏界面付近の擾乱の水平分布を見ることを目的として、等圧面や等温位面を解析すると、以下のような不都合がある。

- 200hPa面: 緯度40度より極側では成層圏内を見ることになってしまい、寒帯前線ジェット気流はあまりよく見えない。これらの緯度帯で対流圏との境界付近を見るにはもっと低い高度を見る必要がある。
- 300hPa面: 寒帯前線ジェット気流を見るには良いが、亜熱帯ジェット気流があまり良く見え ない。それを見るにはもっと高い高度を見る必要がある。
- 320K面: 中緯度の圏界面付近を見るには良い領域もあるが、赤道側では対流圏中層~下 層になってしまい、また高緯度では成層圏内を見ることになってしまう。
- 同じ時刻の310K及び330K等温位面解析は第2.4節で示しているので、あわせて比較してみ ていただきたい。

## 力学的圏界面に関連した渦位分布の解析

- 等温位面解析 等温位面上で温位が保存するので、追知
  - 等温位面上で渦位が保存するので、追跡にはよく使われる。ただしどの等温位面が適切かは解析対象事例により異なる。
  - 等圧面解析
    - 渦位の性質として、保存量としてよりも、対流圏起源の空気と成層圏 起源の空気を区別するための物理量として着目するなら、等温位面 で見る必要はなく、使い慣れている等圧面で見たほうが良い場合が ある(例えば300hPa高度における寒帯前線ジェット気流と圏界面の折 れ込みの関係を見たい場合など)。しかしどの高度が適切かは解析 対象事例により異なる。また等圧面も季節・緯度帯により異なる高度 に位置することは注意が必要となる。
  - 等渦位面解析
    - 見たいのが圏界面付近における物理量の分布なのであれば、2PVU 面または1.5PVU面の図を作成すれば、ハズレなく力学的圏界面の状況を見ることができる。ただし慣れにくい。

例えば、通常、亜熱帯ジェット気流と寒帯前線ジェット気流は異なる高度に現れる。これはカ 学的圏界面の高度(気圧)が場所によって大きく異なることに関連する。

力学的圏界面等の三次元構造を説明するのに多数の図を使うのは現実的でない。1枚の面の解析で、力学的圏界面の変動や高度の異なるジェット気流等を表現できると良い。

等圧面や等温位面ではこれらを1枚の図に示すには工夫が必要で、200-300hPaの層の平均 値などを使うことがある。

力学的圏界面である等渦位面の図を作ることができれば、1枚で示すことができる。



慣性安定性については基礎編第2章を参照。

絶対運動量はここでは下記で定義されている(文献により座標の取り方が異なる)。  $M \equiv U - f \gamma$ (3.2.A1)

Uは大規模場の東向き風成分で、地衡風バランスしていると考える(すなわち $U = u_a$ )。 この (3.2.A1) 式を時間微分すると、

 $\frac{dM}{dt} = \frac{dU}{dt} - f\frac{dy}{dt} = \frac{dU}{dt} - fv$ (3.2.A2) ここで、 $v \equiv dy/dt$ を使っている。

ところで、準地衡風近似の運動方程式(基礎編第4章)は  $\frac{d_g}{dt}u_g = fv$  であった。この左辺の 時間微分に含まれている移流項は、地衡風による移流であった。

ここで非地衡風成分まで含めた移流を使うと、  $\frac{d}{dt}u_g =$ 

= 
$$fv$$
 (3.2.A3)  $t=t=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+\omega\frac{\partial}{\partial p}$ 

これを「地衡風運動量近似(geostrophic momentum approximation)」の運動方程式という。 (3.2.A3) 式を (3.2.A2) 式に使うと、dM/dt = 0 となり、絶対運動量(地球の自転の効果まで含 めた運動量)の保存が説明できる。

基礎編第2章では慣性安定性を $f(f - \partial u_a/\partial y)$ の符号で説明していた。これは上記のMを 用いると  $-f \cdot \partial M / \partial y$  の符号(実質的には  $\partial M / \partial y$  の符号)で説明できる。

ここでのMの定義では $\partial M / \partial y > 0$ が慣性不安定である。上図(c)、(d)で $\partial M / \partial y > 0$ となって いる領域がないのは、ジェット気流の暖気側で水平混合により不安定が解消されてMがほぼ 一定となった状態と考えることができる。

なお、(d)の前線帯において、絶対運動量と等温位線の傾きがほぼ等しくなっている領域は、 ほぼ対称中立であることを示唆する。対称安定性については第7章参照。

# 3.2 等渦位面解析の作図



2004年9月7日1200UTC 127.5°E 南北断面。縦軸は 気圧(hPa)。

渦位(実線、PVU)と温位(カ ラー、K)の分布を表している。

等渦位面の図を作成するということは、鉛直方向の座標として渦位を採用するという ことである。鉛直座標にz(ジオポテンシャル高度)やp(気圧)や0(温位)を使う場合 は、これらは鉛直方向に単調増加または単調減少であったので可能であった。 しかし、渦位は鉛直方向に単調な変化ではなく、圏界面の折れ込みのため、1地点の 上空に複数の2PVU面が解析されることがある(例えば図中の35°N)。これを1枚に表 すには、どうするか?

この節では、等渦位面の解析として

(1)各等温位面(または等圧面)上の2PVU線を重ね書きする。

(2)上層から下方へと渦位の分布を見て初めて現れた2PVUの高度(温位)をその格子点の 2PVU温位とする。

の2種類を、2004年9月7日1200UTCの事例(日本海を台風第18号(T0418)が北上。第6.3節の 温帯低気圧化の事例)で紹介する。

通常は(2)の方法を使う。本書の等渦位面解析は原則としてすべて(2)の方法で作図した。

(参考文献)

Morgan, M. C. and J. W. Nielsen-Gammon, 1998: Using tropopause maps to diagnose midlatitude weather maps. Mon. Wea. Rev., 126, 2555-2579.



(1) 各等温位面上の2PVU線を重ね書きする方法:

成層圏起源の高渦位空気が対流圏に斜めに貫入する状況は表現できる。 格子点ごとの2PVU面温位がわからないなど、使いづらい点もある。

図で朝鮮半島南部の圏界面の折れ込み(高渦位空気が斜めに貫入している)では、等値線 が交わっている。

図で能登半島沖に見られるのは台風で、非断熱加熱により対流圏内で生成した渦位である。 東西断面で見ると、上層起源の高渦位とは分離していることがわかる。 力学的圏界面の解析としては、このような渦位は無視したほうが都合が良いこともある。



(2)上層から下方へと渦位の分布を見て初めて現れた2PVUの高度(温位)をその格子点の 2PVU温位とする方法:

解析はしやすい。通常はこの方法を使う。 成層圏起源の高渦位空気が対流圏に斜めに貫入するところでは不連続になる。

朝鮮半島南部の圏界面の折れ込みは表現できていない。

成層圏起源の高渦位空気と連続していない、台風に伴う下層高渦位は無視されている。

(1)と比較すると(2)のほうが解析しやすいこともあり、通常はこの方法で解析する。この場合、圏界面の折れ込みの表現と解析精度はあきらめることになるので、図の解釈の際には注意が必要である。

次ページ以降に掲載する図も、この方法で作図したものである。



第3.1節で示した事例の2012年4月3日1200UTCの2PVU等渦位面解析を示している。

温位が不連続になっているところは圏界面の折れ込みになっていることが考えられる。 温位の水平傾度が大きいところの暖気側にはジェット気流が位置する。この図では大まかに は赤系~青系で傾度の大きいところが亜熱帯ジェット気流、青系~紫系で傾度の大きいところ が寒帯前線ジェット気流に対応しているように見える。

等値線がギザギザになっているところは、分布に不連続が生じているためにソフトウェアでス ムースに描画できていないと考えられる。

# 3.3 等渦位面解析の解釈

等渦位面により力学的圏界面を解析する場合は、以下の点を考慮す る。

- 断熱では、等渦位面上の温位が保存されると考える。
   これは等温位面上での渦位の保存に対応する。
   ただし、圏界面の折れ込みにおける不連続には注意が必要である。
- 対流圏で非断熱加熱があると、等渦位面が持ち上げられる。(等 渦位面の温位が増大、気圧が減少)
  - 加熱域の上側で渦位が減少することによる。(第2.4節参照)
  - リッジ(等渦位面の高度・温位が高くなっているところ)では、断熱での等渦位面上の温位の保存と、非断熱加熱に伴う温位の増大(等渦位面の持ち上げ)の定性的な診断に使われる。

上記の性質を考えるためには、等渦位面の温位を見ることが重要である。 また等渦位面上の温位移流を見るには、同じ面上の風向・風速も必要である。 さらに、等渦位面の高度を示すためには、気圧を描画しておく。これは等温位面解析で気圧 を見ることにつながる。



ここでは、普段監視している等圧面上のジェット気流と、力学的圏界面を比較する。 右上図の2PVU面解析は前節で示したものと同じである。これと200hPa(左上図)及び300hPa (左下図)等圧面解析を比較する。

200hPaでは30~35°N付近のジオポテンシャル高度12000~12120m線付近が強風軸となっている。これは亜熱帯ジェット気流に相当する。また300hPaでは8880m付近が強風軸で大きく蛇行している。これは寒帯前線ジェット気流に相当する。

2PVU面では、30~35°N付近で150~200hPaとなっており気圧傾度(2PVU面の傾斜)が非常に 大きく、温位傾度も大きい(図中で赤系~青系)。これが亜熱帯ジェット気流に関連する圏界面 の折れ込みに対応する。また2PVU面が250~400hPaで傾斜が大きく温位傾度も大きい(図中 で青系~紫系)ところは寒帯前線ジェット気流に関連する圏界面の折れ込みである。

なお、200hPa・300hPaでは日本海南部で高温偏差となっており、それに伴って東日本・北日本の上空で強い暖気移流となっている。圏界面の折れ込みの位置で強い沈降のため高温偏差となり、その前面で暖気移流となっている。このような圏界面折れ込みの位置での上空の暖気移流が上昇流を励起し、下層の暖気移流・上昇流域と重なることで低気圧の発達に寄与するとの指摘もある。これは力学的圏界面(等渦位面)の監視においては、圏界面の折れ込みの前面の温位移流・圧力移流(\*)として着目される。圏界面の折れ込みの増大と低気圧の発達の関係については第4.3節も参照。

(\*) 圧力移流は、図上では風ベクトルが等圧線を横切ることで表され、等圧面以外ではどこで もありうる。第2章の等温位面解析においては(2.3.1)式で鉛直運動の一部を右辺第2項の水平 圧力移流で表していた。等渦位面解析においては、傾斜した等渦位面上を気流が斜めに上 昇・下降するイメージとなる(正確には等渦位面の移動を考慮する必要がある)。



前ページと同じ時刻の200hPa面FAX図を示している。ここには気温減率で定義された圏界面 高度(気圧)が描画されている(ジオポテンシャル高度の等値線と重なって見づらいが、やや細 い実線)。

図では圏界面の気圧はジェット気流近傍では150hPa程度だが、それよりやや北では、トラフ では300~350hPa、リッジではそれよりやや高く200hPa程度となっている。つまり、この顕著なト ラフでは、上図で解析されている従来の定義による圏界面よりも、前ページの力学的圏界面の 方が低い高度(高い気圧)とされている。

上の図では、トラフでは圏界面の下降、すなわち成層圏空気の下降に伴い、200hPaでは-48℃以上に昇温している。一方、日本の東海上のリッジでは、-60℃以下に気温低下している。 その結果、トラフ(圏界面の折れ込み)とその前面のリッジとの間では水平温度傾度が増大し、 暖気移流が非常に強くなっている。これらは前ページの解析で示されていることと一致している。



前と同じ2012年4月3日の1200UTCの2PVU面解析を、その24時間前・12時間前の解析図と共に示している。

同じ時刻の310K等温位面渦位の変化は第2.4節で示していた。

トラフでは2PVU面の温位が下降し気圧は上昇(高度は下降)しているのに対して、トラフ前面 では温位が上昇し気圧は下降(高度は上昇)するように変化しており、トラフ・リッジに関連した 2PVU面の変動やその面上の温位傾度・気圧傾度が大きくなっている。

大陸から黄海、日本海に進む2PVU面下降域の温位の極小は305K前後となっていて、そこでは等渦位面上の温位が保存しているように見える。

その前面で温位が相対的に高い(薄い青色)領域は、黄海から日本海、オホーツク海へ進んでいる。3日0000UTC(左下図)では北海道の西、1200UTC(右下図)ではオホーツク海南部に、 2日には見られなかった340K程度の領域が生じ、それも含めた相対的高温位域が50°N以北まで広がっている。そこでは等渦位面上の温位は保存していないように見える。

このような、トラフ前面のリッジ域で2PVU面の温位が高くなるのは、暖気移流に加え、大規模な雲域の凝結による非断熱加熱が寄与していると考えられる。

準地衡風理論に基づく傾圧性擾乱の発達過程を考える際には、500hPa面の渦度とその水平 移流に着目していた。その500hPa面渦度は、それより上層から下降する高渦位の反映である。 上層でのトラフ・リッジの振幅が増大することにより、500hPaでは渦度移流が増大し、地上低気 圧の発達につながる。

第4.3節で、この事例の力学的圏界面と下層渦位極大の関係を示す。

## 等渦位面による力学的圏界面解析の利点と欠点

### 利点

- 高度の異なる亜熱帯ジェット・寒帯前線ジェットの状態を1枚の
   図で把握できる。
  - 現業利用への可能性
- 等渦位面上の温位は断熱では保存されると考えることができ る。
  - 等温位面上の渦位の保存に対応
- 移流では説明できない温位増大・気圧減少(=等渦位面・力学的圏界面の持ち上げ)があった場合、対流圏での大規模な非断熱加熱を示唆するものと考えられる。
  - ・力学的圏界面の持ち上げ→リッジ強化→上層の波動の振幅増大→ 渦度移流の増大→低気圧の発達
- 欠点

- 不連続になる部分の解釈などに慣れが必要

この章の最後に、等渦位面で定義された力学的圏界面の解析について、利点と欠点をまとめておく。

カ学的圏界面は、うまく使えば便利な部分がある。ただし慣れが必要で、また他の等圧面解 析などと組み合わせて使う必要がある。

次章以降で、この方法を用いた解析等について説明する。

【演習課題】

気象現象に関する物理量の分布を二次元的に表す場合、等高度面での分布図を使うことは、 海面気圧分布図である地上天気図を除いてほとんどなく、異なる鉛直座標系での等値面での 解析図が用いられる。下記の現象・擾乱の解説に用いるには、①等圧面、②等温位面、③力 学的圏界面(1.5PVUや2PVUの等渦位面)のうち、どの図を使うと最も良いと思うか。1種類を選 び、理由とともに述べよ。

(1) 暖候期の天候を検討するため、亜熱帯ジェット気流(200hPa付近に現れることが多い)とそれに関連するトラフ・リッジを示したい。

(2) 亜熱帯ジェット気流や寒帯前線ジェット気流を含む上部対流圏のジェット気流とそれらに関 連するトラフ・リッジを1枚の図で示したい。

(3) ある時刻に解析された特定のトラフの移動や変化を、前後の時刻との比較で示したい。

(4) 上層トラフの特徴について、異なる季節のものと比較したい。

(5) 中緯度偏西風帯の擾乱に伴う雲・降水分布について検討するため、湿潤気流と乾燥気流 を表したい。

※正解は1個とは限らない。どのような目的で解析を行う状況を想定するのか、具体的に考え てみていただきたい。

# 4. 上層擾乱と下層擾乱の相互作用としての 中緯度システム

- 4.1 中緯度の上層と下層の擾乱
- 4.2 上層擾乱があるが下層擾乱がない場合:上層寒冷低気圧(暖候期)
- 4.3 上層擾乱と下層擾乱の相互作用として の温帯低気圧
- 4.4 冬の上層寒冷渦と寒気の吹き出し
- 4.5 上層の総観規模擾乱による下層前線・
   メソスケール現象に対する影響
- 4.6 メソスケールの渦位分布に関する注意

中緯度の代表的な総観規模擾乱としては、ジェット・前線系(jet-front system)や、それらに関 連して生じる温帯低気圧が一般にあげられる。しかし、これらは常に上層と下層で一組になっ ているわけではなく、上層と下層でそれぞれ独立に生じたものが影響し合って多様な現象が生 じる。

この章では、中緯度における上層と下層の擾乱として、ジェット気流と下層前線が個別に強 度変化することを第4.1節で簡単に触れた後、第4.2節では上層擾乱だけの場合である上層寒 冷低気圧、第4.3節では上層擾乱と下層擾乱の相互作用としての温帯低気圧を、渦位を用いて 説明する。ここまではどちらかというと暖候期の現象が主であるのに対して、第4.4節では真冬 に地上天気図で「冬型の気圧配置」になるような場合の上層での擾乱についての事例を示す。 なお、第4.2節では上層(等圧面・等温位面等)において低気圧中心が明瞭な事例を扱ってい るので「上層寒冷低気圧」としている。それに対して、第4.4節で取り上げているのは上層・高緯 度での非常に大きなスケールの低気圧性循環で、その一部が日本付近に影響しているもので、 その中心位置は明瞭でないので、「上層寒冷渦」としている。「上層寒冷低気圧」と「上層寒冷 渦」には何らかの公式な定義による区別があるわけではない。

さらに第4.5節では総観規模の上層擾乱の影響により下層前線に生じるメソスケールの変形 などの影響について、いくつかの事例を示す。

一方、対流圏内で見られるメソスケールの渦位分布について、第4.6節で事例を示して注意 喚起する。



図は基礎編第3章 p.70 でも引用した、古典的教科書に掲載されているジェット・前線系の模式図である。古典的な模式図では、中緯度の総観規模擾乱について、上層の擾乱(ジェット気流)と下層の擾乱(前線)が一連のものとして描かれることが多い(特に寒帯前線ジェット気流 (polar frontal jet、図中 J<sub>n</sub>)と寒帯前線(polar front))。

しかし、ジェット・前線等は、上層と下層では異なる成因によるので、常に上層から下層まで連続して存在するわけではない。

下端:地表面(海面)

海陸分布・海面水温分布・地形等の影響により、(下層)前線が生じる。

上端:圈界面

ジェット気流の曲率・風速の変化に関連する擾乱が生じる(ジェットストリーク、上層トラフ、上層 寒冷低気圧)。圏界面の折れ込みを伴う。

上層・下層の相互作用が生じると、温帯低気圧などの擾乱が発達するとされる。この「相互作 用」も、圏界面付近から地表面まで斜めに連続して解析される必要はない。

#基礎編では、上層(具体的に解析する場合は500hPa=対流圏中層を採用していた)の渦度と 下層気温に着目していた。

(参考文献)

Palmén, E. and C. W. Newton, 1969: Atmospheric Circulation Systems. Their Structural and Physical Interpretation. Academic Press, New York, 606pp.



上層(300hPa)ジェット気流と下層(900hPa)前線の関係について、日本付近で低気圧が急速 に発達した2012年4月2日~4日の例を用いて示す。この事例は第2章・第3章で既出である。さ らに本章第4.3節でも取り上げる。

古典的な概念モデル(例えば前ページ)では、上部対流圏ジェット気流と下層前線が関係づけられ、特に寒帯前線ジェット気流の赤道側に下層前線帯が位置するように示されることが多い。しかしスナップショットでは、必ずしもそのような関係にはなっていない。

ここで示した事例では、大陸東岸では上層ジェット気流が弱くても下層では水平温度傾度が 増大し前線帯が強まることがある(右上図の2日0000UTC、右下図の4日0000UTC)。

低気圧が急速に発達している3日(左下図)では、下層前線帯は強まり、上層ジェット気流の 南側に位置している。ただし、下層低気圧中心の近傍では上層のジェット気流は相対的に弱 まっており、下層前線帯は上層の流れに沿うのではなくかなり大きな角度を持っている。

北日本で低気圧が発達した4日には、3日と比較すると、日本付近から東海上では上層ジェット気流は強まっているが、下層前線帯はむしろ弱まっている。

上層ジェット気流と下層前線帯は、環境場の条件等により独立に変動し、状況によっては相 互に影響しあうこともある、と考えるべきであろう。

次節以降で、上層ジェット気流に関連する圏界面付近の擾乱と、下層の擾乱との関係について見ていく。

#ここでは前線帯として水平温度傾度の大きな領域を示している。水蒸気分布は考慮していない。前線の定義によっては別の位置・強さとして示されることもある(基礎編第6.1節)。 #上図では、下層前線が大陸東岸で強まり沖合で弱まる傾向が見られるが、他の季節、あるい は他のパラメータ(相当温位等)で解析した場合は、異なる傾向になる可能性がある。



図は基礎編第8.2節で扱った典型的な上層寒冷低気圧の温位・水平風の構造を表している。 (赤実線は画面に入る方向の風速、赤破線は画面から手前に出る方向の風速。)

この節ではこのような上層擾乱を渦位で示す。

成層圏・上部対流圏起源の高渦位空気が対流圏に下降し、断熱で渦位が保存されるが安定 度が低下すると、渦度が増大する。第2.4節と(2.4.3)式を参照。

$$P_{\theta} = -g\left(\frac{\partial\theta}{\partial p}\right)(\zeta_{\theta} + f)$$
 (2.4.3) 式

暖候期は寒候期と比較すると一般に圏界面の高度が高く、上図のような圏界面に特徴を持つ擾乱の影響は中上層の寒冷低気圧として現れるが、下層には低気圧等としては生じにくいので、特に中上層のみに特徴を持った擾乱として考えることができる。このためこの節では暖候期の擾乱を扱う。

#参考書で渦位を用いた説明をする場合、このような上層寒冷低気圧が例として取り上げられ ることが多い。これは、後に示すような温帯低気圧では下層前線等にも特徴が見られるのとは 異なり、上層寒冷低気圧では圏界面付近の特徴が顕著なので、上層渦位や力学的圏界面の 擾乱の例として示されるのが多いためである。だからといって、上層寒冷低気圧は渦位で見な ければいけないということではない。また、上層寒冷低気圧以外のトラフを渦位で見るのが不 適切ということもない。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



基礎編第8.2節で示した上層寒冷低気圧の事例で説明する。2016年8月1日0000UTCには八 丈島付近に前線を伴わない地上低気圧が解析されていたが、その前後の日には地上低気圧 は解析されず、地上天気図上では比較的不明瞭な擾乱であった。(基礎編第8.2節 p.284 参 照)

500hPa(左下図)では、八丈島の南は渦度極大で、また気温-6℃以下の寒気を伴っている。 850hPa(右下図)では、八丈島上空の渦度極大の位置は上層寒冷低気圧の周辺(南西側・北 側)に位置している。顕著な下層水平温度傾度は伴っていない。むしろ、上層寒冷低気圧の南 東側が相対的な下層寒気となっており、典型的な傾圧性の低気圧の構造ではない。

以上は基礎編の知識で読み取れることである。ここで、さらに上層の200hPaの渦位の分布を 示したのが右上図である。日本列島周辺はほぼ全域で渦位1.5PVU以下だが、八丈島の南に 渦位5PVU以上の高渦位域があり、そこでは成層圏起源の高渦位空気が局所的に下降してい ることを示唆している。この渦位極大の北側と南西側に〇で示したのは右下図の850hPa渦度 極大の位置である。下層渦度極大は上層擾乱の真下になく、組織的な構造となっていない。

さらに右上図では、八丈島の上層渦位極大とは別に、オホーツク海南部~サハリン~沿海州 にスケールの大きい高渦位域がある。

これらの上層渦位極大の位置には、水蒸気画像で渦が見られる。(基礎編第8.2節 p.285 参照)



前の図と同じ時刻の141.25°E南北-鉛直断面、すなわち関東の南とサハリン北部の上層渦の 鉛直断面である。カラー:渦位(PVU)、赤線:温位(K)、紫線:東西風の等風速線(m s<sup>-1</sup>)。

30°N付近と50°N付近では成層圏起源の高渦位空気が下降し、300hPa付近を中心に低気圧 性循環(南側で西風、北側で東風)が見られる。それぞれが1000km以上の水平スケール(総観 規模)である。

またそこでは300~500hPaでは等温位線が上に凸となっており、寒気核低気圧であることが 示唆される。

衛星水蒸気画像で渦状に見えるのは、力学的圏界面付近の渦で乾燥空気の下降が可視化されたものである。





前ページと同じ事例の、2016年7月30日~8月2日の350K等温位面上の渦位等の変化を示している。カラー:渦位(PVU)、赤線:気圧(hPa)、紫線:風速(m s<sup>-1</sup>)。

8月1日(左下図)に八丈島の南に位置していた上層高渦位域は、2日前の7月30日(左上図) には日本の東海上のトラフから南西にのびていたが、31日(右上図)にはそこから切離して孤 立した高渦位域となり、その後、北西進した。この高渦位域はこのあと8月2日(右下図)には、 40°N以北を東進する気圧の谷(高渦位域、図中の太破線)の前面を北上してそこに吸収された。 この渦位極大は5~6PVU程度で保存しているように見える。

なお、350K等温位面の気圧(赤線)では、日本付近は200~250hPa程度で、等温位面の傾斜 が比較的小さいことが読み取れる。このため8月1日0000UTC(左下図)は前に示した200hPa面 渦位の分布と類似している。他の等温位面で見ると異なる様相となる。

【演習課題】

上記で着目している擾乱以外についても、図中で等温位面渦位の保存について考察しよう。



前ページと同じ2016年7月30日~8月2日の力学的圏界面(2PVU等渦位面)の温位等を示している。カラー:温位(K)、赤線:気圧(hPa)、紫線:等風速線(m s<sup>-1</sup>)。

8月1日(左下図)に八丈島の南に進んだ圏界面の折れ込みは、温位の極小が340K程度、気 圧の極大が200~250hPa程度である。

断熱の場合、等温位面の渦位が保存するのと同様、等渦位面の温位は保存することが考えられる。この八丈島の南の温位極小も、図の期間中、ほぼ保存しているように見える。

40°N以北を東進するトラフ(図中の太破線)に関連する圏界面の折れ込みは、2PVU面の温位が335K以下で、図の期間中はやや上昇傾向である。これは対流に伴う潜熱加熱によりやや暖められたことが考えられる。

【演習課題】

上記で着目している擾乱以外についても、図中で等渦位面温位の保存について考察しよう。


温帯低気圧の発達と構造・構造変化は、上のような図や、準地衡風オメガ方程式・傾向方程 式で説明されてきた。そこでも既に、上層(500hPa)トラフ・リッジと下層水平温度移流が、温帯 低気圧に関して重要な要素であることが示されてきた。(基礎編第5章)

本節では、それを渦位で説明する。

(参考文献)

Palmén, E. and C. W. Newton, 1969: Atmospheric Circulation Systems. Their Structural and Physical Interpretation. Academic Press, New York, 606pp.



上の図は典型的な上層擾乱と下層擾乱の温位・水平風の構造を表している。(赤実線は画面に入る方向の風速、赤破線は画面から手前に出る方向の風速。)

【上層擾乱】

成層圏空気(高温位・高渦位、高安定度)が圏界面付近で対流圏側(低安定度)に下降している。等高度で見ると、圏界面付近では暖気核低気圧となっている。

下層ではもともと渦がなかったので、鉛直シアーが生じる。温度風バランスにより、対流圏中 層では寒気核化している。

【下層擾乱】

下層で暖気偏差が生じ、暖気核低気圧の構造となっている。低気圧性循環は下層で強い。

【上層擾乱と下層擾乱の相互作用へ】

温帯低気圧は下層渦の西側に上層渦がずれた状態で存在するときに発達する。これらの相 互作用を次ページ以降で考える。

(参考文献)

Lackmann, G., 2011: Midlatitude Synoptic Meteorology. American Meteorological Society, 345pp.



温帯低気圧の発達は、上層渦と下層渦のカップリングにより生じると説明される。 図で、(a)では上層の擾乱(黒太矢印)の反映として、下層に低気圧性循環が生じる(黒細矢 印)。それによる水平温度移流により(b)で下層に暖気偏差が生じると、それに伴う下層循環が 生じ(白太矢印)、それが上層に反映する(白細矢印)。詳細は次ページ以降で説明する。

このような上層渦と下層渦のカップリングは、常に起こるわけではない。ここでは、カップリン グの起こる距離(高度差)を、理論的に検討する。

擾乱の影響が鉛直方向に及ぶ距離は、Rossby depth を用いて上記のように考えられる。 乾燥大気の場合、水平スケール1000km程度でRossby depthは10kmとなるので、対流圏上層 の擾乱が地表付近まで影響することになる。つまり、総観規模の上層擾乱なら、下層まで影響 する。逆に、下層の総観規模擾乱は、高度10km付近まで影響すると考えることができる。 湿潤大気の場合は、ブラント・バイサラ振動数Nが小さくなるので、さらに影響が及びやすくな る。

【相互作用】ここで示す「上層擾乱と下層擾乱の相互作用」とは、上層の擾乱が下層に影響し、 また下層の擾乱が上層に影響して、それらの相乗作用で変化が大きくなっていくことを指す。 影響が一方向の場合は相互作用とは言わない。相互の影響がどのように生じていくのか、意 識して読んでいただきたい。

(参考文献)

Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. Quart. J. Meteor. Soc., 111, 877-946.



ここから、上層と下層の渦位偏差の相互作用による温帯低気圧発達を、①~③の3段階で示す。

ここで上層として示しているのは300hPaの渦位分布で、図では渦位の南北傾度があり、北ほ ど渦位大である。風はおおむね渦位の等値線に沿って吹くので、上図は偏西風(それに伴う鉛 直シアー)の場に対応する。

下層として示しているのは地上温位分布で、南北の水平温位傾度がある傾圧帯である。鉛 直シアーに温度風バランスしているとする。

初期に上層渦位偏差があるとする(図中+)。つまり、偏西風帯にトラフがあるとする。それに 対する反応として、下層に低気圧性循環が生じる(図中の白抜き矢印。2ページ前の図を参照)。 この下層の流れが等温位線を横切っているので、傾圧帯における暖気移流・寒気移流が生じ ている(前ページも参照)。

# Sutcliffe-Petterssen の "Cyclone self development" の考え方の地上低気圧発生前(基礎編第 5.2節 p.131)に対応している。

#上層の渦位に関しては、ここでは第2.4節で説明したような空気塊の渦位の保存を示したいのではなく、等圧面上の渦位分布の水平移流による変化を描画している。またここでは鉛直安定度の変化も考えていないので、基本的には渦度と同様に考えることができる。

(参考文献)

Martin, J. E., 2006: Mid-Latitude Atmospheric Dynamics: A First Course. Wiley, 324pp.



上層渦(①の+)に反応した下層の流れ(①の下層白抜き矢印)により、下層傾圧帯には暖気 移流・寒気移流が生じ、温度偏差が生じる(上図の下層の+)。

下層で温度偏差(暖気)が生じた位置で、気圧が低下し、下層低気圧性循環が強まる。(下層の濃い矢印)

下層の循環の反応として、上層で低気圧性曲率を持った流れが生じる(上層の白抜き矢印)。 これはもとの渦位偏差(トラフ)の前面で、白抜き矢印の流れが等渦位線(300hPa面の実線)を 横切っているので、渦位移流が生じている。

# Sutcliffe-Petterssen の "Cyclone self development" の考え方の地上低気圧発生期(基礎編第 5.2節 p.132)に対応している。

(参考文献) Martin, J. E., 2006: Mid-Latitude Atmospheric Dynamics: A First Course. Wiley, 324pp.



②で生じた上層の流れと渦位移流の結果、上層渦位の分布が変わり、上層トラフ(上図の上層の+)が強まると同時に、その前面ではリッジが強まる。

これらの強化された上層の循環に反応して、下層の循環もさらに強化され(下層の白抜き矢 印:これは①と同様)、ここでも温度移流が生じているので、下層温度偏差がさらに強まる(下 層の+)。

このあと②の変化がさらに続く。

以上のような上層と下層の相互作用により低気圧が発達することが説明できる。

# Sutcliffe-Petterssen の "Cyclone self development" の考え方の地上低気圧発達期(基礎編第 5.2節 p.133)に対応している。渦位でなく渦度でも十分に説明できていた。

【重要】

ここまでの説明で、下層の渦位の変化を考えなくても上層と下層の擾乱の相互作用によって 低気圧の発達を考えることができた。

次ページでは、低気圧に伴う非断熱加熱がある場合を考える。

非断熱加熱で下層の渦位とそれに関連する循環が増大し、また上層では低気圧上空の渦位 が減少すると、上層擾乱と下層の擾乱の相互作用がさらに効率よく生じて、低気圧の発達がさ らに進みやすくなると考えられる。

このことが、通常の発達をする温帯低気圧と、急速に発達する温帯低気圧の差異の一つと考えられている。

(参考文献)

Martin, J. E., 2006: Mid-Latitude Atmospheric Dynamics: A First Course. Wiley, 324pp.



ここまでは、断熱過程により対流圏内の渦位の変化がない場合を説明していた。 しかし現実の低気圧では、降水等による非断熱過程により対流圏内の渦位も変化する(第 2.4節参照)。

上の図では、実線で力学的圏界面を示す。 このうち左図では、初期に地上低気圧の西に圏界面の折れ込みがあることを表している。

右図では、地上低気圧の上空で降水に伴う非断熱加熱(図では対流圏中層に極大を持つ) があることを示している。この非断熱加熱極大の層の下で渦位が増大する。これは低気圧の 強化に寄与する。

また非断熱加熱極大の層の上では渦位が減少する。これにより力学的圏界面が持ち上げられる。すると、その西側の圏界面の折れ込みとのコントラストが大きくなり、低気圧上空では渦 位移流が増大することになる。この状態は、トラフ前面での圏界面の傾斜が大きくなるので、等 渦位面上の温位移流・気圧移流が大きくなることに対応する。これらも低気圧の発達に寄与す る。

#実際には、鉛直シアーもあるので、非断熱加熱による渦位の増大・減少は非断熱加熱域の 真下や真上でなく、暖気側・寒気側にずれた位置に生じると考えられる。(第2.4節参照)

(参考文献)

Martin, J. E., 2006: Mid-Latitude Atmospheric Dynamics: A First Course. Wiley, 324pp.

# 上層・下層擾乱の相互作用としての 温帯低気圧の発達の説明

・ 準地衡風渦度方程式・熱力学方程式(→オメガ方程式・傾向方程式)での説明(基礎編の復習)

上層トラフ(渦度偏差)の接近→鉛直運動 →下層渦度の生成→下層水平温度移流 →層厚変化・鉛直運動→上層トラフ・リッジの強化 →(はじめに戻る)

渦位での説明

上層渦位偏差の接近→下層に反映→下層気温偏差の生成 →(下層渦位偏差の生成→)上層に反映 →上層渦位偏差の強化→(はじめに戻る)

- 基礎編第5.2節の説明では、上層⇔下層の相互作用として、水平渦度移流や水平温度移流
  による層厚の変化と鉛直運動を介していた。やや複雑に見えるかもしれない。
- 渦位を使った説明では、上層/下層の渦位に関連した循環が下層/上層に「反映」 (reflect)することで相互作用が進むとする。エレガントに見え研究者好みである。

しかし、渦位偏差によって他の高度に「反応」が生じるということが、具体的には何がどのよう に起きるのか、(安定度に依存するのだが)不明確である。また天気現象に直接影響する鉛直 運動については別途考える必要がある。

別の見方をすると、

- 基礎編の説明では、渦度方程式と熱力学方程式、つまり渦度と気温(層厚)の二つのパラメータが必要である。
- 渦位を使った説明では、渦位(そこには渦度と安定度つまり気温が含まれている)1個で表す。(ただし説明には下層温位分布とその変形にも言及することが必要)

実際の予報作業では、観測される気温・風のデータを見て、数値予報出力の渦度または渦位と比較して、予報がズレていないか判断する必要がある。

上層高渦位空気は、ある程度のスケールであれば衛星水蒸気画像の暗域との対応を見ることはできる。しかし、下層高渦位空気の生成を観測から直接確認することは容易でないように思われる。

またこれまでの説明では低気圧本体に関する総観規模の上昇流や低気圧の発達は説明で きるが、前線沿いの上昇流のようなメソスケール分布など、説明しにくいこともあることに注意 が必要である。



2012年4月に急速に発達した低気圧の事例は、第2章・第3章(及び基礎編第5.5節・第8.4節) でも解析例として扱ったが、次ページ以降では上層渦位偏差(力学的圏界面の折れ込み)と下 層渦位の相互作用として考えてみる。

基礎編第8.4節では、この低気圧が日本海で急速に発達した際に、下層に暖気核を持ち、それが非断熱加熱(潜熱解放)によると考えられること、またシミュレーションでは非断熱加熱がなくてもかなりの発達が示されたことからそれ以外の現象の寄与が考えられることが示されていた。

応用編第2.4節で示した3日1200UTCの137.5°Eの南北-鉛直断面図では、上層から下降した高 渦位空気とは別に、下層に渦位極大と、その周囲の下層風速極大が見られた。

第3.3節ではそれと同じ時刻の力学的圏界面の解析を示し、さらに従来型の200hPa等圧面天 気図(FAX図)に描画された圏界面(気温減率で定義されたもの)と比較した。

ここでは、力学的圏界面と下層渦位極大の関係及びその時間変化を示す。基礎編第5.5節に 記載した各等圧面上の変化とあわせて見ていただきたい。



2012年4月2~4日に日本付近で急速に発達した低気圧事例の力学的圏界面として2PVU面の解析を第3.3節で示した。ここでは同様の2PVU面の変化(カラー:温位(K)、赤線:気圧(hPa)、 矢羽:風)と、850hPa渦位(≧1PVU、黒太実線)の関係を示す。

顕著な力学的圏界面の折れ込みの前面で温位傾度の大きい領域では、黒実線で示した下層(850hPa)渦位が増大している。4月3日(左下図)には日本海西部から朝鮮半島にかけて 1PVU以上の領域(黒太実線)、4日(右下図)にはオホーツク海南部で2PVU以上の領域が見られる。これは非断熱加熱によって渦位が増大したと考えられる。

一方、力学的圏界面の折れ込みでは、温位305K前後となっており、それが2日(右上図)には 大陸の40°N付近で350hPaに下降していたのが、3日(左下図)では朝鮮半島南部の35°N付近 で450hPaまでさらに下降している。

その前方(東側)では、2日(右上図)には温位335K前後・気圧250hPa以下の領域が35°N以北 には見られなかったのが、3日(左下図)には日本海の40°N付近、4日(右下図)にはオホーツ ク海及び千島の東の45°N以北に生じている。これは移流だけでは説明できず、対流圏の非断 熱加熱による力学的圏界面の持ち上げにより温位の上昇・気圧の低下が生じたと考えられる。 これらの、力学的圏界面の折れ込みの南下・東進と、その前面での力学的圏界面の持ち上 げにより、下層渦位極大の上空で2PVU面上の水平温位傾度・水平圧力傾度が増大している。 さらにそれらの傾度の大きい領域で、等温位線・等圧線に対して直交に近い大きな角度で強い 風が解析されている。これは水平温位移流・水平圧力移流が大きくなっていることを示す(第 3.3節参照)。この領域で下層渦位の増大が生じていて、上層と下層の擾乱の相互作用が示唆

される。



カ学的圏界面及び下層渦位の解析(左図、カラー:2PVU面温位(K)、赤線:2PVU面気圧 (hPa)、矢羽:2PVU面風、黒実線:850hPa渦位(≧1PVU))と、同じ時刻の衛星水蒸気画像(右 図)を比較する。

前ページで述べたように、朝鮮半島上空で力学的圏界面の傾斜(2PVU面上の水平温位傾度、 水平圧力傾度)が大きく、その下層で渦位が増大し、地上低気圧の発達を示唆している。 水蒸気画像では、九州西方で暗域が "hammer head" (金槌の頭状の分布、第2章や基礎編 第5.4節参照)になっている。これは成層圏・上部対流圏起源の水蒸気の少ない空気の強い沈 降によると考えられる。

低気圧に伴う雲域のバルジ(cloud head)は、トラフ前面のリッジ付近の力学的圏界面上昇域に対応していて、潜熱加熱による圏界面の持ち上げが起こっていることを示唆する。



のオーダーと考えられる。



上層渦位偏差による下層の天気への影響を強調したHoskins et al. (1985)は、本文では明確 に記述してはいないが、基本的に総観規模現象を対象としている。すると、励起される鉛直運 動はそのスケールに対応する 10<sup>-2</sup> m s<sup>-1</sup>のオーダー(基礎編第2.2節 p.27)が想定される。

右下図は、第2.2節で既出で、次の第4.3節でも示す2012年4月3日の事例である。図中の北 海道付近の流れでは、見積もられる速度は0.1 m s<sup>-1</sup> =10 cm s<sup>-1</sup> のオーダーで、総観規模現象 の典型的な鉛直運動(10<sup>-2</sup> m s<sup>-1</sup> =1 cm s<sup>-1</sup> のオーダー)よりはやや大きいが、真空掃除機という 言葉からイメージされる運動と比較するとかなり小さいのではないだろうか。著者らの意図を誤 解しないよう、注意が必要である。

なお、力学的な鉛直運動の励起とは別に、安定度の低下により対流が生じることで局所的に は大きな鉛直運動は生じうるが、上空高渦位空気の下での鉛直安定度低下は、第4.2節の冒 頭の図の説明で言及されているように、温度風バランスが重要である。このことは、上層擾乱 に関連して対流圏の安定度が低下するのも基本的に総観規模であることが条件であることを 示唆する。

(参考文献)

Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. Quart. J. Meteor. Soc., 111, 877-946. 小倉義光, 2000:総観気象学入門. 東京大学出版会, 289pp. 小倉義光, 2015:日本の天気. 東京大学出版会, 403pp.



冬型の気圧配置時に日本海側で降雪が続くことはよく知られている。その要因としては下記 があげられる。

- 大陸で冷却された寒気が日本海を経て日本上空へ流入する。
- その寒気には相対的に暖かい日本海から熱と水蒸気が補給され、湿潤になると同時に鉛 直安定度が低下し、対流が発生して降水が生じやすくなる。

しかし降雪が多くなるのが山地であったり平野部であったり、また局地的に多くなったりと、事 例により差異は少なくない。その差異をもたらすものとしては、日本海に生じる下層収束線(日 本海寒帯気団収束帯、JPCZ)の位置や小低気圧の発生などで説明される。以上は基礎編第8.6 節でも指摘した。これらは下層で見られる特徴である。

ただし、寒気流入時には圏界面高度が特に低くなることも指摘した。本節では、力学的圏界 面の変動と対流圏の鉛直安定度等について確認する。力学的圏界面高度が局所的に低くなる 上層寒冷低気圧について、暖候期の事例を第4.2節で紹介したが、それとの差異にも留意して 解説する。



はじめに、基礎編第8.6節で示した、2005年12月17~18日の事例を示す。上の図は平野部で 降雪の多かった17日0000UTCで、左上図は衛星赤外画像、左下図は地上天気図である。 右上図には、力学的圏界面高度(2PVU面)の温位(カラー、K)、気圧(赤線、hPa)、風(矢羽) と、850hPa渦位(黒線、≧1PVU)を示している。また図中の41.25°Nの直線に沿った鉛直断面を 右下図に示している。そこでは渦位(カラー、PVU)、温位(赤線、K)、相当温位(紫線、K)を描画 している。

衛星赤外画像(左上図)において雲頂の高い雲が見られる日本海北部~中部では、2PVU面 (右上図)の水平温位傾度・水平圧力傾度と温位移流・圧力移流が大きい。これは基礎編第8.6 節で500hPa渦度移流が大きかったことに対応している。2PVU面は低いところでは550hPaまで 下降している顕著な圏界面の折れ込みである。ただし、低気圧が急速に発達する事例で見ら れたような下層高渦位(第4.3節及び次の第4.5節)は見られない。なお、下層高渦位はこの図 では大陸上で見られる。これは地表面付近の放射冷却(非断熱冷却)によりその上の空気の 渦位が増大したもの(※次ページ参照)と思われる。

右下図の東西-鉛直断面では、高渦位空気が大きく下降している126°E付近で顕著な下層寒 気となっている。その東では温位・相当温位とも傾斜が大きく、鉛直安定度が低い領域が現れ ている。そこは上述の2PVU面の水平温位移流・圧力移流の大きい領域で、総観規模の上昇流 励起もあることが考えられる。これらにより、やや背の高い対流雲が発生しやすくなる。

下層では、130~137°E(及び120°E付近)で渦位が負となっている。これらは海上であり、海面 での非断熱加熱によってその上の空気層の渦位が減少したことによる(※次ページ参照)と考 えられる。132~135°Eでは750~600hPaの層でも負渦位となっている。これは背の低い対流雲 の凝結による潜熱加熱によりその上側で生じたことが考えられる。

すなわち、この時刻には非常に顕著な上層擾乱があるのだが、下層高渦位擾乱がないので、 上層擾乱と下層擾乱のカップリングでの温帯低気圧の発達は起こりにくいと考えられる。



前ページの翌日で、どちらかというと山地で降雪が多かった18日0000UTCについて、前ページと同様の図を示している。

衛星画像(左上図)では日本海のほぼ全域に比較的背の低い対流雲が分布している。地上 天気図(左下図)では低気圧が北海道の東に進み、日本海は気圧傾度が大きくなっている。基 礎編第8.6節ではこの時刻は500hPaのトラフが抜け、日本海は負渦度移流・寒気移流となって、 傾圧的な鉛直運動励起としては下降流が卓越する状況だったことを指摘していた。

2PVU面(右上図)の下降している領域は北日本上空に進んでいる。38.75°N沿いの東西断面 図(右下図)では、日本海から北日本上空はいわゆる寒気ドームとなっていて、鉛直安定度が 低く、対流雲は600~500hPa(高度4~5km)付近まで発達してもおかしくない成層状態である。 しかし日本海の海上は衛星赤外画像の輝度温度は-20°C程度で、比較的低い雲が主となって いる。傾圧的な下降流が卓越していることと強い水平風の反映であることが考えられる。一方、 本州の日本海側沿岸と三陸沖は衛星赤外画像の輝度温度が-40°Cで、比較的雲頂の高い雲 となっている。日本海沿岸では地形性上昇があること、また三陸沖では傾圧的な上昇が寄与し ていることが示唆される。なお、このとき日本周辺では気温-20°Cは高度2km前後、-40°Cは高 度5km前後である。

【地表面・海面の影響による下層渦位の変化】非断熱過程による渦位の非保存は、第2.4節 で (2.4.16) 式により「非断熱加熱があるとその下では渦位が増大、上では渦位が減少」と説明 した。そこでは主に降水に伴う対流圏中層での凝結による潜熱加熱を想定していた。しかし非 断熱加熱(冷却)は凝結以外でも起こる。前ページで述べていた、地表面での放射冷却では、 地表面付近の空気の渦位増大が生じることになり、それは主に鉛直安定度増大に伴う接地逆 転層(放射逆転層)の発生として現れる。一方、海面からの加熱では、海面付近の空気の渦位 が減少し、それは下層空気の鉛直安定度の低下に関係する。



前ページまでの2005年12月17~18日の事例では、JPCZがあまり顕著でなかった。ここでは JPCZが顕著であった例として、2018年2月に福井にJPCZがかかって大雪になった事例を示す。 図は2月5日0000UTCのものである。

衛星赤外画像(左上図)では、顕著なJPCZが日本海北西部から北陸地方にのびている。その 北側で39°N以南は直交型筋状雲(Tモード)、さらにその北側及びJPCZの南側は平行型筋状雲 (Lモード)の雲列となっている。

地上天気図(左下図)では北海道の西に小低気圧がある(これは衛星画像で見るとスケール が比較的小さいが、背の高い対流雲を伴っている)。日本海では等圧線は袋状の分布で、その 内部構造に北海道の西の小低気圧とJPCZが含まれる。

500hPa(右上図)では、正渦度極大が40°N付近に沿って東西にのび、東日本~西日本上空 の34°N沿いが強風軸(渦度0線)となっている。その近傍では水平渦度移流は小さい(渦度の 等値線とジオポテンシャル高度の等値線がほぼ平行であることに注意)。また同じ高度の気温 分布は前線帯であることを示唆している。850hPa(右下図)では日本海を含む日本付近は広く 寒気移流となっているが、前ページの2005年12月18日の事例(基礎編第8.6節)より弱く、この 図からはも「強い寒気移流」とは言えない。このことから、傾圧的に励起される下降流は弱く、 対流性降水の抑制はあったとしても小さいことが考えられる。

日本海側で里雪になる傾向のあるパターンとして、日本海の等圧線が袋状になることが以前 から指摘されていた(基礎編第8.6節)。これは総観〜メソαスケールで低気圧性曲率の流れと なることを意味する。一方、第4.3節で、対流圏の鉛直安定度が低い場合に上層の擾乱が下層 に影響しやすくなることを指摘していた。これらを考慮すると、冬型の気圧配置時の「袋状の等 圧線」は、上層寒冷渦の反応として現れたものであることが考えられる。



前ページの図と同じ2018年2月5日について、力学的圏界面(2PVU面)解析と135°E南北-鉛 直断面図を示し、先の2005年12月17日~18日の事例(以後、2005年の事例とする)と比較する。 2PVU面(左図)は、日本付近・朝鮮半島上空では40°Nよりやや南で450hPa付近まで下降し、 東北地方南部~北陸沖~朝鮮半島に力学的圏界面の折れ込みが位置している。2PVU面の下 降は2005年の事例ほど顕著ではない。ただし、2005年の事例では折れ込みが南北にのびて いたのに対応して500hPaトラフも「南北に立った」状態で北日本を通過したので影響が比較的 短時間だったのに対して、この2018年の事例では力学的圏界面の折れ込みは東西にのび、 500hPa渦度極大(前ページ)も「東西に寝た」分布となっていて、同じ地域への影響が比較的長 時間継続する。

135°E沿いの南北-鉛直断面(右図)では、力学的圏界面の折れ込みに伴う成層圏からの高渦 位空気の下降が39°N付近に見られ、そこから南ほど下方へ温位・相当温位の傾度の大きい領 域が傾斜していて、中層の前線帯となっている。そこでは渦位が0.5~1PVUで、対流圏の低渦 位空気の中では相対的な高渦位となっている。

これらの力学的圏界面の折れ込みと中層の前線帯の下は、鉛直安定度の低い寒気ドームと なっている。下層の東西風は、35~41°Nでは 10m s<sup>-1</sup> 前後の西風となっている。これは西風成 分だけで、北西風であれば15m s<sup>-1</sup>程度になる。暖候期と比較するとかなり低い高度に位置す る上層ジェット気流が、力学的圏界面の顕著な折れ込みに伴ってさらに強化している上に、対 流圏内の鉛直安定度が低いことで、上層寒冷渦の強風の影響が下層に反映されやすいことが、 下層の強風の発現・持続にも関連していることが考えられる。



この節では、上層の総観規模擾乱の影響による下層の擾乱への影響でメソスケール現象が 生じる例として、下層前線の変形、主にスプリットフロントについて取り上げる。

上の図は基礎編第6.4節(p.194)で引用したスプリットフロントの模式図である。下層寒冷前線 は図中⑤付近だが、その位置及びさらにその前方に中上層に乾燥した空気が流入すると、背 の高い対流は抑制される(図中④のshallow moist zone)。ただし、下層の湿潤空気④が高相当 温位、中上層に流入した乾燥空気が低相当温位だと、そこでは対流不安定成層となっている。 一方、その東には、温暖前線の循環がある。そこでは基本的には下層の乾燥・低相当温位 空気の上に湿潤・高相当温位空気が斜めに上昇することで、対流安定のため層状性降水が生 じている(図中①のwarm frontal precipitation)。ただし、この温暖前線付近において、先に暖域 内④で生じていた対流不安定成層の空気が持ち上げられると、中上層の対流が発生する(図 中②のupper cold frontal precipitation)と説明される。

上の図の例の上空の乾燥空気の流入は、下層前線とは別の、何らかの上層システム(ジェット気流・トラフ等)の影響で生じたことが考えられる。このように、下層の前線などの総観規模現象が上層のシステムの影響で変形されてメソスケール現象が励起されたりすることが指摘されている。

#### (参考文献)

Browning, K. A., 1990: Organization of Clouds and Precipitation in Extratropical Cyclones. Extratropical Cyclones: The Eric Palmen Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 129-153.



(下右図)上右図と同じ.ただしB-B'に沿った鉛直断面.

図では、上層ジェットストリークと下層前線の位置関係で、対流の発達に違いが生じることが 示唆されている。どちらも、上層ジェットストリークの出口、下層は前線強化に伴うアナフロント だが、相互の位置関係が異なる。

上層ジェットストリークの出口では、右側(暖気側)で下降、左側(寒気側)で上昇運動が励起 される。基礎編第4.4節参照。これは熱的間接循環である。

下層前線が強化される領域では、暖気側で上昇、寒気側で下降運動が励起される。基礎編 第6.3節参照。これはアナフロントであり、熱的直接循環である。

図の上段は、上層ジェットストリークの出口の右側に寒冷前線位置する。下層前線暖気側の 上昇流が、上層ジェットストリーク出口右側の下降流により抑制され、対流は発達しない。

図の下段では、上層ジェットストリークが下層前線を横切り、その出口左側が下層前線の上空に位置している。上層ジェットストリーク出口左側で励起される上昇流が、下層前線暖気側の上昇流と結合して、背の高い対流が生じることが示唆される。

これらのほかに、上層ジェットストリークの入り口と、下層カタフロントがあることを考慮すると、 いろいろなパターン(スプリットフロント(基礎編第5.4節、第6.4節)等)がありうる。

(参考文献)

Bluestein, H. B., 1988: Fronts and jet streaks: A theoretical perspective. Mesoscale Meteorology and Forecasting, P. S. Ray Ed., American Meteorological Society, 173-215.

Shapiro, M. A., 1982: Mesoscale Weather Systems of the Central United States. CIRES, Univ. of Colo./NOAA, 78pp.



Shapiroらの低気圧モデル(基礎編第5.3節参照)では、寒冷前線の断裂 (fracture) とベント バック前線が「新発見」のように話題となった。

右図では、コンベヤーベルトと前線の関係を示している。地上前線(黒い前線記号)の分布は 閉塞していない低気圧の構造を示している。雲を形成するコンベヤーベルトとしては、相対的 に高い高度のW1、それよりやや低い高度のW2、下層のCCBがある。CCBとその上に乗り上げ るW2により、地上低気圧と温暖前線前面の cloud head の雲が形成されていて、地上低気圧 後方のベントバック寒冷前線が温暖前線の延長のような構造になっている。

一方、低気圧の南西側~南側ではdry intrusionにより雲が消失しており、その下では地上寒 冷前線も弱まっている。この乾燥気流とW1の雲域の境界は、白抜き寒冷前線記号で「上空の 寒冷前線」として表現されている。この上空の寒冷前線と下層寒冷前線とで、スプリットフロント の構造になったと解釈している。(基礎編第6.4節、第6.5節)

右図の前線記号のうち、dry intrusionの下で衰弱しつつある寒冷前線と、上空の寒冷前線を 考慮しないことにすると、Shapiro and Keyser (1990)の低気圧モデルの前線構造になる。

#### (参考文献)

Browning, K. A., 1997: The dry intrusion perspective of extra-tropical cyclone development. Meteor. Appl., 4, 317-324.

Shapiro, M. A. and D. Keyser, 1990: Fronts, jet streams and the tropopause. Extratropical Cyclones: The Eric Palmén Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 167-191.



Shapiro and Keyser (1990)の低気圧モデルに表現されていた寒冷前線の断裂(frontal fracture)の事例について、Browning et al. (1997)による数値モデル研究(解像度0.15°)の結果を紹介する。

左図は地上天気図解析で、低気圧中心から寒冷前線がのびておらず、寒冷前線が断裂した 状態が表現されている。

右図は数値モデル出力による雲頂温度分布である。前線帯の雲バンド(polar frontal cloud band)と、その寒気側に、低気圧の発達期~閉塞初期の地上低気圧前面に見られる雲ヘッド (cloud head、基礎編第5.4節参照)が見られる。

雲ヘッドの南側で、前線雲バンドとの間は、雲が少なくなっているように見える。この領域に後 面からの乾燥空気の流入があることが示唆される。

これらの雲分布が現実的であることを示すことで、この数値モデル出力を使った低気圧の構造が妥当であることを示唆している。

次ページ以降で、このモデル結果を使ったBrowningらの事例研究を示す。

(参考文献)

Browning, K. A., S. P. Ballard, and C. S. A. Davitt, 1997: High-resolution analysis of frontal fracture. Mon. Wea. Rev., 125, 1212-1230.



前ページ左図の時刻の大気構造を、数値モデル実験結果で詳細に示している。

左上図:上層から高渦位空気(陰影)が斜めに下降している。

右上図:高渦位空気の下降に伴い、中層で強い渦度が生じている。下降してきた空気は渦位 を保存していたが対流圏内では安定度が低下したために渦度が増大したと考えられる。

左下図:高渦位空気の下降を平面図(各高度の重ね書き)で示したもの。上層で北西側にある 高渦位空気が、下層ほど南西側へと下降している。この図のN'-S'に沿った断面が上の2枚の 図である。

右下図:太実線と太破線は、それぞれ、900hPaと700hPaの湿球温位9℃線で、基本的には前 者が後者より暖気側に位置するが、図の中央やや下で太破線が太実線より暖気側に進んでい る箇所がある。これは下層暖気の上に中層(700hPa)低湿球温位空気が乗り上げているスプ リットフロント構造を示唆している。この変形が上層から下降してきた中層の渦によって生じ、ス プリットフロントの構造と、下層寒冷前線の断裂が生じたと説明している。

#これらは著者らの数値実験の結果を示したものであり、様々な要素の関係が数値モデルに 含まれる物理法則に整合する状態であったことは説明できる。ただしこれらはモデル中のこと であり、現実大気でそのようになっていたかどうかは詳細な観測データで検証する必要がある。 しかしそのような時間・空間的に高解像度の観測データはないので、検証は行われていない。 (参考文献)

Browning, K. A., S. P. Ballard, and C. S. A. Davitt, 1997: High-resolution analysis of frontal fracture. Mon. Wea. Rev., 125, 1212-1230.



ここからは日本付近の事例を紹介する。1995年11月7日0000UTCに日本海北西部で1004hPa だった(図省略)低気圧が、24時間後の8日0000UTCに960hPa(右下図)と、44hPa発達した事例 について、衛星画像とレーダー画像に見られる雲バンドがそれぞれどのようなメカニズムで生 じたと考えられるかを説明する。

7日1200UTCと8日0000UTCの地上天気図(左上図・左下図)ではF<sub>s</sub>・F<sub>N</sub>の二つの前線システム (低気圧は後者に関連)と、その間にF<sub>M</sub>があることを示唆している。

同じ時刻の衛星画像(中央上図・中央下図)では $C_s \cdot C_M \cdot C_N$ の3つのシステムとして着目している。

7日1200UTCのレーダーエコー(右図)では、幅の広いバンドB2-B2と、その後面に幅の狭いバンドB1-B1が見られる。先行する幅の広いバンドB2-B2は衛星画像のC<sub>M</sub>に対応し、背の高い雨 雲である。これに対してB1-B1は衛星画像の雲域C<sub>N</sub>の南端で、やや背が低い。スプリットフロントの構造を仮定すると、B2-B2は上空の寒冷前線に関連するバンド、B1-B1は中層の乾燥空気の下で下層寒冷前線の先端に生じたバンドと考えることができる。その仮説に基づき次ページ以降で解析を示す。

(参考文献)

北畠尚子, 三井清, 1998: 晩秋に日本海で急発達した低気圧の構造. 天気, 45, 827-840.

#### 4.5 上層の総観規模擾乱による下層前線・メソスケール現象に対する影響



前ページの続き。

日本海の地上低気圧は300hPaのジェットJ1の入口右側、J2の出口左側に位置する。これらは 共に上昇流が励起されやすい領域(基礎編 p.97)で、これらの位置関係は低気圧が発達する ときにによく見られる「ダブルジェットパターン」(基礎編 p.152)である。

西日本はジェットJ2の出口右側で、下降流が励起されると考えられる。

下層温度傾度から見た前線は西日本を通過中だが、衛星で見た雲(前ページ)やレーダーエ コー(左下図)で西日本の雨雲が少なくなっているのは下降流が卓越していることの反映と解 釈できる。一方、紀伊半島以東では右上図で見られる下層暖気移流のために上昇流が励起さ れていると考えられる。



鳥取県米子(図中YON)上空の中層には乾燥(低相当温位)空気が流入しており、これにより 米子を通過中の下層前線に伴う降水が抑制されたと考えられる。中層乾燥空気の先端である 輪島では、全層でほぼ湿潤となっている。

米子付近の下層の前線と、それより先行する米子・輪島間の中層の前線は、スプリットフロントの構造(基礎編第6.4節)を持っていたと解釈できる。

#この当時、山陰地方の高層観測は松江地方気象台でなく米子測候所(現 地域特別観測所) で行われていた。

#この解析を行った1996年当時は便利な客観解析データ(GPV)がなかったので、高層観測 データを用いた手解析が中心であった。

高層観測は水平解像度は粗いが、鉛直解像度は細かいので、傾斜した等温位面・等相当温 位面をうまく解釈できれば面白い結果が得られることがある。ただし恣意的になる恐れもある ので注意が必要である。



1995年11月7日1200UTCには、気象庁天気図では、前ページのレーダーエコーB2-B2の幅広 いレインバンドに沿って寒冷前線が解析されている。

一方、論文では、地上寒冷前線は前ページのレーダーエコーB1-B1の狭いレインバンドが対応しているとして解析している。

次ページ以降で、この事例をJRA-55再解析データを用いて再検討する。



前ページまでで手解析で示していた1995年11月7日1200UTCの事例を、JRA-55再解析データ を用いて再解析したものを示す。青の陰影は比湿(g kg<sup>-1</sup>)、赤線は気圧(hPa)、黒線は地上低 気圧の移動に相対的な流れの流線(第2.3節の説明を参照)である。

黒太線は次ページに示す鉛直断面図の位置である。

ここで用いているJRA-55再解析データは、水平解像度は1.25°で比較的粗いが、傾斜した等温 位面上での日本海西部〜山陰地方の下降運動、日本海中部〜東・北日本の上昇運動は表現 されている。

米子付近は310K等温位面(右上図)では650~600hPaで、北西からの乾燥空気の先端が達し ているように見える。

幅の広いレインバンドのあった紀伊半島~能登半島(輪島)は、300K面(左下図)で特に水蒸 気を多く含む気流の場となっている。

日本海北部では、290K面(右下図)で特に気圧傾度が大きくなっている(つまり、等温位面の 傾斜が大きくなっている)。そこでは北海道上空から西北西へ向く湿潤気流が上昇していること が示されている。これは低気圧前面の温暖前線に関連する気流である。



前ページと同じ時刻で、同じJRA-55再解析データによる、山陰沖の36.25°N沿い(前ページの 黒太線)に沿った東西-鉛直断面を示す。

左図の相当温位及び右図の温位(共に赤線)は基本的に上層ほど高い。その中で、下層で は相対的には西で低く、東で高い。

西からの下層寒気の先端としての地上寒冷前線は、133°E付近であるように見える。これは レーダーで見られた幅の狭いレインバンドの位置に対応している。この付近では、600hPa付近 まで等θ線(右図)が傾斜し、また等θ<sub>e</sub>線(左図)がほぼ鉛直に立っており、静的安定度がやや 低いとともに対流中立成層である。900hPaより下層では上ほどθ<sub>e</sub>が低くなっており、湿潤対流 が生じる環境であることを示唆する。

この左図中の西からの下層低θ<sub>e</sub>空気(低湿度)は、その東端では下層より中層(500hPa付 近)で先行し(特に325K、320K線)、135~137°E付近の上空で対流不安定成層を形成している。 そしてその東の140°E付近では下層から上層まで湿潤層となっている。これはレーダー観測で 見られた幅の広いレインバンドに対応している。これらは北畠・三井(1998)の高層観測を用い た解析の考え方を裏付ける。

東西風(左図中の黒線)が下層前線上空の中層で強いことが、中層での低θ<sub>e</sub>空気の先行に 寄与していること、それにより形成された対流不安定成層の空気が、さらに東進して、暖域~ 温暖前線付近で上昇し、不安定が顕在化することが考えられる。

右図では、高渦位空気が西方上空から大きく下降している。これに伴う中層の渦度増大により中層で西寄りの風が強まった(左図参照)ことが、下層前線上空での中層での乾燥・低 $\theta_e$ 空気の先行東進と、その結果としての対流不安定成層の形成をもたらしたと解釈できる。

右図では背の高い湿潤域の上層に負渦位域が生じていることにも注意。力学的圏界面の折 れ込みの前面のリッジ強化に対応する。(次ページ以降も参照)



前ページと同じ事例で、JRA-55再解析データによる12時間ごとの力学的圏界面(2PVU面)と 下層渦位の関係を示す。カラーは2PVU面温位(K)、赤線は2PVU面気圧(hPa)、黒矢羽は2PVU 面解析風(長矢羽は5m/s)、黒太線は850hPa面渦位(PVU)である。

7日0000UTC(09JST)(右上図)では既に顕著な力学的圏界面の折れ込みが大陸で35°Nまで 南下している。

7日1200UTC(12JST)(左下図)には、2PVU面が450-500hPaまで下降する強い圏界面折れ込み が山陰沖にみられる。この圏界面折れ込みに伴う対流圏の低気圧性循環が上層ほど強いた めに、中層の乾燥空気が下層寒気に先行して東進し、下層の湿潤空気に乗り上げる形になっ たと考えることができる。

下層では8日(右下図)にかけて低気圧(・前線)に伴う850hPa渦位(黒線)の増大が見られる。 潜熱加熱によると考えられる。

この下層渦位偏差が、上層の力学的圏界面の折れ込み前面の、水平温位傾度・水平圧力傾度の大きい領域(2PVU面での圧力移流が大きい=等圧面や等温位面では渦位移流・渦度移流が大きい領域)の真下に位置している。上層と下層の渦位偏差のカップリングにより低気圧が発達しやすい状態と言える。

この事例は、通常は対流圏中層と言えるような高度まで力学的圏界面が下降する、非常に 強い上層擾乱が影響したもので、2012年4月3日前後の急速に発達した低気圧(第4.3節等)と の類似点が多い。



1995年11月7日1200UTCの2PVU面(前ページ左下図と同じ)と、同じ時刻の衛星水蒸気画像 を比較する。

水蒸気画像では、暗域が "hammer head" (金槌の頭状の分布、第2章や基礎編第5.4節参照)になっている。これは力学的圏界面が400hPa付近まで下降していたことに対応する。強い 沈降による乾燥空気と考えられる。

【総観規模の鉛直運動とメソスケールの擾乱の発生・組織化の関係】

この節では総観規模現象とスプリットフロントの関係について記述したが、総観規模の力学で 説明できるのは総観規模の現象であり、メソスケール現象の発現を直接説明できるものではない。総観場として説明できるのは、以下の内容である。

- 総観規模の下降流があると、沈降により、中層が乾燥化・温暖化して安定層(沈降性逆転層)が生成し、その下での対流の発生・強化は抑制される。
- ② 総観規模の上昇流があると、中層が湿潤化・低温化して、(もしそれに先だって沈降性逆転 層があった場合にはその逆転層は解消し、)対流は発生・強化しやすくなる。
- ③ 総観規模の運動によって、下層の湿潤・高相当温位空気層の上に高緯度・上層起源の低相当温位空気が乗り上げると、対流不安定成層が形成される。そこで下降流が卓越していれば、①の理由で対流の発生は抑制される。その空気層が上昇流域へ移動すると、層状性よりも対流性の雲・降水が生じやすくなる。

すなわち、これらで説明できるのは、湿潤対流を含むメソスケール現象の発生しやすい環境 場の生成である。メソスケールでの擾乱の発生・組織化の説明には、メソスケールの力学が必 要である。なお、前線は総観場がメソスケール現象に深く関係する現象なので、第7章でその 観点で力学も含むいくつかの考え方を紹介する。

# 4.6 メソスケールの渦位分布に関する注意

総観規模の鉛直運動の励起に関連して、上空の高渦位空気が着目されてきた。
 カ学的強制力による鉛直運動励起(第4.3節)
 鉛直安定度低下による対流(第4.2節)
 対流圏内のメソスケールの高渦位空気は悪天とどう関係するか?

- 原因? 結果?

### この節では全球客観解析(水平解像度20km)を使用する。

本書の事例解析の図はほとんど、JRA-55再解析データ(水平解像度1.25<sup>°</sup>)を用いて作成している。これは1000km程度以上の現象の表現に対応しており、総観規模の擾乱を表現するには都合が良い。

ー方、より高解像度のデータセットを用いれば小さいスケールの渦位分布が得られる。しかし、 以下の理由により、小スケールの分布で諸現象を説明するには慎重さが必要である。

- 小スケールの擾乱があると激しい鉛直運動が励起されると思われがちだが、本書で説明した渦位偏差による鉛直運動励起の考え方は準地衡風理論に基づいており、総観規模現象に関するもので、メソスケール現象への適用は想定されていない。
- 水平スケールが100km程度だと、第4.3節の Rossby depth H = fL/N は1km程度となり、鉛 直方向には影響しにくい。
- データセットで表現される渦位の分布は、下層については詳細な地上観測データが同化されているので小スケールの分布も信頼度が高いと考えられるが、上層は直接観測データは少なく衛星リモートセンシングデータへの依存が大きいので、総観規模の分布はかなり信頼できると言っても小スケールについては信頼度が劣ることが考えられる(検証できない)。

前の第4.5節のイギリスの事例の数値モデル研究では、力学的圏界面の折れ込みからメソス ケールで高渦位空気の下降が見られた。これは上部対流圏での総観規模現象の変形で生じ たもので、それがさらに下層の現象を変形していた。

これに対して、力学的圏界面の折れ込みの変形でない相対的高渦位空気が対流圏で見られることも少なくない。これの一例について、ここで確認しておく。



上の図は水平解像度20kmのデータによる310K等温位面解析である。黄海・朝鮮半島にトラフに伴って2PVU以上の高渦位が大規模に分布している。

大規模トラフ前面の日本海・北日本はリッジで、相対的に低渦位となっているが、その中で、 日本海中部に100km~数百kmスケールの相対的高渦位域(1.5PVU程度)が見られる。高度は 500hPa付近である。

このメソスケールの高渦位空気に着目し、次ページに上図中の黒線に沿った鉛直断面を示 す。着目する高渦位域は極大値1.5PVU程度で対流圏中層に存在している。これは、総観規模 でないので準地衡風理論の力学は適用できず、また、水平スケールが100km程度なので、鉛 直方向への影響は限定的である。さらに、この図では着目するメソスケール高渦位域の下は 鉛直安定度は低くなっておらず、対流が生じやすいとは言えない。これらにより、このメソス ケール高渦位が悪天をもたらすとは言えなさそうである。

なお、上の図中で、大規模トラフに関連する黄海・朝鮮半島の高渦位域は相対湿度35%以下の乾燥空気、日本海のメソスケールの相対的高渦位域は相対湿度70%以上の湿潤空気であることにも注意。

また同じ時刻の衛星水蒸気画像が第4.3節にある。日本海中部には背の高い対流雲が分布 しており、強い潜熱加熱があることが示唆される。



(前ページの説明も参照)

日本海中部のメソスケール高渦位域は、スケールだけでなく、以下の点でこれまで見ていた総観規模の高渦位域とは異なる。

- 着目するメソスケール高渦位は対流圏内で孤立しており、これまで見ていた総観規模の高 渦位域が成層圏の高渦位から連続しているのと異なる。
- 着目するメソスケール高渦位は湿潤であり、これまで見ていた総観規模の高渦位空気が乾燥していたのと異なる。

これらから、本書で主な対象にしていた総観規模高渦位空気が成層圏起源であるのに対して、 ここで着目しているメソスケール高渦位域はそうではなく、おそらく降水に伴う非断熱加熱で生 成された対流圏起源のものが水平移流・鉛直移流で輸送されたものであると考えられる。

なお、メソスケールの渦位偏差としては、ここまでで着目していた中層の渦位偏差だけでなく、 右図の35~45°N上空には力学的圏界面(2PVU面等)に100kmスケールの波動が見られるので、 例えば335K等温位面でもメソスケールの分布が見られるだろう。しかし、これらが対流圏の天 気変化をもたらすとは考えにくい。本当にこのような分布になっていたとしても、水平スケール が小さいので鉛直方向に影響する深さ(Rossby depth)が小さく、対流圏下層に影響する擾乱 発生につながるとは言えない。またこの高度の小スケールの分布は本当にそのような分布に なっているのかどうか検証は困難である。



前ページまでと同じ時刻の同じ20km解像度のデータを用いて、500hPa面の相対渦度分布を示す。

日本海には2ページ前のメソスケールの渦位分布に対応した正渦度分布が見られる。これは 渦位で説明したように、対流圏内で非断熱加熱により生成されたものと考えられる。規模が小 さく、準地衡風理論による鉛直運動の励起等は説明できないので、総観規模のトラフと同様に 扱うべきものではない。

つまり、このようなメソスケールの正渦度・高渦位は、既に悪天が生じていることを示すものであり、それが悪天を引き起こすと言えるものではない。つまり、これらは悪天の原因ではなく結果(痕跡)と考えた方が良いと思われる。

### 5. 熱帯の波動と解析

5.1 赤道波

- 5.2 マッデン・ジュリアン振動
- 5.3 低緯度の流れの解析

前の第4章では、中緯度における下層と上層の擾乱の相互作用について述べた。この「中緯 度の気象擾乱」とは、ジェット気流や前線といった、傾圧帯に生じる擾乱である。ただし、総観気 象学が発達してきた欧米の諸地域と比較すると、日本は低緯度に位置する。実際、日本は夏 期にはジェット気流や前線の影響を受けにくく、むしろ、中緯度とは異なって、大規模場の水平 温度傾度や鉛直シアーは小さく水蒸気が大きく影響する。これはどちらかというと低緯度大気 の特徴である。

また中緯度の総観気象現象では地衡風近似が成り立ち、解析としては海面高度の等圧線や 等圧面のジオポテンシャル高度等値線を解析して流線関数のように見なすのが基本だが、緯 度30度より赤道側ではコリオリパラメータが小さく、地衡風近似が成り立ちにくくなるので、等圧 線解析等よりも流線解析を行うことが多い。世界気象機関(World Meteorological Organization: WMO)では予報官が身に着けるべき技術の中に、熱帯(低緯度)の流れの解析のための流線 解析や等風速線解析を挙げている(WMO 2012, 2.3.3.2)。

この第5章では、日本の天気を考える上で知っておくと良いと思われる低緯度の現象と、解析 方法について紹介する。

そして次の第6章で、熱帯の特徴を持った現象と中緯度の特徴を持った現象の相互作用等について述べる。

(参考文献)

WMO, 2012: Manual on the Implementation of Education and Training Standards in Meteorology and Hydrology. WMO-No.1083.

### 5.1 赤道波 (equatorial wave)

ITCZ (intertropical convergence zone; 熱帯収束帯)上を波動が伝播して台風の発生につながることがある。

- 赤道ケルビン波(Kelvin wave): 偏差は赤道上に生じ、東進する。
  南北方向の運動はない。
- 赤道ロスビー波(equatorial Rossby wave):赤道をはさんで対称、
  西進する。
- ・ 混合ロスビー重力波(mixed Rossby-gravity wave): 偏差は赤道を はさんで互い違いに現れ、西進する。
  - 以上のうち、低緯度の偏東風の中を西進する波動がしばしば偏東風 波動と呼ばれる。

はじめに、赤道にごく近い緯度帯で発生する多様な波動について概観する。これらが日本に 直接影響することはないが、台風の発生等に関連する点で日本と無関係ではない。


図には、赤道波の種別ごとの衛星輝度温度の分散(カラー)、伝播方向(矢印)と熱帯低気圧の発生しやすい海域(TC)を示している。

ITCZは赤道付近の緯度帯の対流雲のバンドとして衛星で観測されるが、その中に波動が生じ てそこから熱帯低気圧が発生することがしばしばある。 その波動にもさまざまな種類がある。

これらの赤道近くで発生する熱帯低気圧とは別に、やや高緯度側(緯度20~30度)で、中緯 度からのびる上層トラフ(TUTT)の影響等で熱帯低気圧が発生することもある。それについては 基礎編第7.6節及び本書の第6.1節で扱っている。

また北アフリカでは、サハラ砂漠(20~30°N)の下層空気が非常に高温になるために、その南 側の10°N沿いでは北ほど気温が高い傾圧帯となり、700hPa付近に東風ジェットが生じる。その 東風ジェットの波動から、北大西洋で熱帯低気圧・ハリケーンがしばしば発生する。これは本節 の赤道波とは異なるもので、本節では扱わない。なお、これに影響するサハラ砂漠起源の高 温・乾燥気団は、砂埃を多く含むので、衛星画像で判別でき、その南側での熱帯低気圧発生の 監視にも使われる。この気団はSaharan air layer (SAL)と呼ばれている。

(参考文献)

Kiladis et al., 2009: Convectively coupled equatorial waves. Rev. Geophys., doi:10.1029/2008RG000266.



本稿では赤道波の詳細を述べることは目的としていないが、現実に現れる多様な波動を説明するための参考として理論に触れておく。Matsuno (1966)の理論に基づく。ここでは簡単のため、図のような自由表面を持つ流体を考え、その表面の変動を数式で表す。

上記のうち (5.1.1) (5.1.2) 式は運動方程式、(5.1.3) 式は連続の式(質量保存)である。  $c_0$ は回転がない場合 (f = 0)の重力波の位相速度である。

(参考文献)

Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. J. Meteor. Soc. Japan, 44, 25-43.

前ページの式からuとφを消去  

$$\frac{d^2v}{dy^2} + \left(\frac{\omega^2}{c_0^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega} - \frac{\beta^2}{c_0^2} y^2\right) v = 0 \qquad (5.1.4)$$
境界条件  $y \to \pm \infty$  で  $v \to 0$  としたときの固有解は (Gill 1982, Sec.11.6)  
 $\frac{c_0}{\beta} \left(\frac{\omega^2}{c_0^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega}\right) = 2n + 1 \qquad n = 0, 1, 2 \dots \qquad (5.1.5)$   
波の位相速度  $c = \omega/k$  の近似解として、 $n \ge 1$  の場合  
 $\omega \gg \frac{\beta}{|k|} \qquad c \approx \pm c_0 \sqrt{1 + \frac{1}{k^2} \frac{\beta}{c_0} (2n+1)} \qquad (5.1.6)$ 
  
 $\frac{\pi i}{2} (c_0 + i) = 2n + 1 \qquad (5.1.6)$ 

(5.1.4) 式の導出:

 $u, v, \varphi \propto e^{i(kx-\omega t)} \mathcal{E}(5.1.1) \sim (5.1.3)$ 式に適用すると、それぞれ、  $-i\omega u - \beta yv + ik\varphi = 0$  (5.1.A1)  $-i\omega v + \beta yu + d\varphi/dy = 0$  (5.1.A2)  $-i\omega \varphi + c_0^2(iku + dv/dy) = 0$  (5.1.A3) これらからuと 愛を消去すると(5.1.4)式になる。

(5.1.5) 式と同じ境界条件を課したときの(5.1.4) 式の解となるvは、  $v(\xi) = Ae^{-\frac{1}{2}\xi^2}H_n(\xi), \xi = \sqrt{\frac{\beta}{c_0}}y$ ここで、H はエルミート多項式で、 $H_0(\xi) = 1, H_1(\xi) = 2\xi, H_2(\xi) = 4\xi^2 - 2...$ である。

(5.1.5) 式の左辺第3項を無視すると(5.1.6) 式、左辺第1項を無視すると(5.1.7) 式となる。

【水平スケール】 中緯度ではロスビーの変形半径が L<sub>p</sub> =

中緯度ではロスビーの変形半径が $L_R \equiv c_0/f$ で定義されていた。これは重力波の速度と慣性周期に関係する(基礎編第9章)。

低緯度では赤道ロスビー変形半径が  $L_R \equiv \sqrt{c_0/\beta}$  で定義される。

(参考文献)

Gill, A. E., 1982: Atmosphere-Ocean Dynamics, Academic Press, 662pp.

n=0の場合

$$c = c_0 \left( \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{k^2} \frac{\beta}{c_0}} \right)$$
 (5.1.8) 東進する慣性重力波

$$c = c_0 \left( \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{k^2} \frac{\beta}{c_0}} \right)$$
 (5.1.9) 西進する波  
混合ロスビー重力波

n = 0のうち西進波は、慣性重力波とロスビー波の両方に類似する「**混** 合ロスビー重力波(mixed Rossby-gravity wave、しばしばMRGと略す)」と 呼ばれる。

さらに、はじめの浅水方程式でv = 0 (南北風なし)の場合、

$$\omega = c_0 k$$
  $\varphi = c_0 u = \text{const.} \times \exp\left(-\frac{\beta}{2c_0}y^2\right)$  (5.1.10)

これをn = -1の解とする(赤道ケルビン波)。 x方向には純粋な重力波のようにふるまい、y方向には東西風と南北方向の 気圧傾度とが地衡風の関係を持つ。

n=0 の場合、(5.1.5)式は、  $\frac{\omega^2}{c_0^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega} = \frac{\beta}{c_0}$ 変形して  $(\omega + c_0 k)(\omega^2 - c_0 k \omega - c_0 \beta) = 0$ ここから、(5.1.8)式、(5.1.9)式が得られる。

はじめの浅水方程式でv = 0とした場合とは、前頁の(5.1.A1)~(5.1.A3)式でv = 0として、 それぞれ以下のようになる。  $\varphi = \frac{\omega}{k}u$  (5.1.A4)  $\beta yu + d\varphi/dy = 0$  (5.1.A5)  $\omega \varphi - c_0^2 ku = 0$  (5.1.A6) (5.1.A6)式と(5.1.A4)式から  $(\omega - c_0 k)(\omega + c_0 k) = 0$  $\omega = c_0 k$ の場合、(5.1.A4)式、(5.1.A5)式から(5.1.10)式が得られる。  $\omega = -c_0 k$ の場合は  $\varphi = c_0 u = \text{const.} \times \exp\left(\frac{\beta}{2c_0}y^2\right)$ となるが、これは $y \to \pm \infty$  で $\varphi \to \infty$ となるので解として不適。

このようにして、一組の方程式系(5.1.1~5.1.3等)から多様な波(5.1.6~5.1.10)が導出される。

5.1 赤道波



赤道波の分散関係は (5.1.5) 式で示されていたが、それを正規化した式  $\omega^2 - k^2 - k/\omega = 2n + 1$  (5.1.A7) に基づいて上の図が表されている。

振動数が大きい(速度が速い)慣性重力波(左辺第3項を無視)、

• 振動数が小さい(速度が遅い)西進波の赤道ロスビー波(左辺第1項を無視)、

• ロスビー波と重力波の両方の特徴を持つ混合ロスビー重力波(n=0) の特徴が示されている。

上の (5.1.A7) 式をkで偏微分すると、x方向の群速度

 $c_{gx} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{2k\omega+1}{2\omega^2+k/\omega}$  (5.1.A8) が得られる。

これにより、k<0 では位相速度( $c = \omega/k$ )が西向きだが群速度が正になりエネルギーが東に 進むものがあることが示される。

#### (参考文献)

Kiladis et al., 2009: Convectively coupled equatorial waves. Rev. Geophys., doi:10.1029/2008RG000266.



赤道波がどのように現れるか、いくつかのモードについて例を示している。

図中の実線は等圧線だが、赤道付近でコリオリパラメータが小さいので風ベクトル(矢印)は 必ずしも等圧線に沿っていない。

陰影と斜線域はそれぞれ収束・発散を表す。

(a) (b) は異なるモードの西進慣性重力波、(d) は東進慣性重力波である。慣性重力波は移動 速度が速く、熱帯低気圧の発生に関しては議論されない。

赤道ケルビン波(f)は運動は東西方向のみで、高気圧では西風、低気圧では東風となり ((5.1.10) 式でφ α u であったことに注意)、それによる収束・発散が生じている。x方向に見ると 純粋な重力波のようなふるまいである。y方向に見ると、東西風と気圧の南北傾度が地衡風の 関係を持っている。

赤道ロスビー波(e)は高低気圧・収束域が赤道をはさんで南北対称となっている。それらの 周囲を循環する風の風向は地衡風的である。それによる収束は北半球・南半球とも低気圧の 東・高気圧の西で生じる。その結果、上昇流域も南北対称に生じる。

混合ロスビー重力波(c)は高低気圧・収束発散域は赤道をはさんで互い違いに生じる。この 逆位相となる点は慣性重力波に類似する。高緯度側は地衡風的だが低緯度側は非地衡風的 な風が卓越する。

(参考文献)

Kiladis et al., 2009: Convectively coupled equatorial waves. Rev. Geophys., doi:10.1029/2008RG000266.

5.1 赤道波



赤道ケルビン波では収束・発散が生じるのが赤道上なので、それ自体での台風の発生は少ないが、赤道ケルビン波が励起された前後にさらに赤道ロスビー波が励起されて台風の発生につながることがあるとされる。

右図の事例では赤道ロスビー波(次ページ参照)も生じており、170°E付近で twin cyclone (双 子台風)が発生している。これらのうち北半球側はこの年の台風第3号(アジア名Bavi)、南半球 側はCyclone Pamと命名され、後者はバヌアツに大きな被害をもたらした。

#### 【教養】

# 北半球と南半球では矢羽の向きが逆であることに注意。矢羽は北半球・南半球とも、地衡風 の場合に低圧部側になる方向を向く。

#### (\*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET<sup>®</sup> Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.



赤道ロスビー波では、赤道をはさんで南北対称に上昇流域が生じる。この性質のため、双子 台風(twin cyclone)が生じることがあるとされる。右図(上・下)の2018年11月12日の例では 90°E付近と160°E付近に twin cyclone状の擾乱が見られる。

この事例の日の状況に関しては第5.2節・第5.3節も参照。

(\*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET<sup>®</sup> Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.



混合ロスビー重力波に伴う積雲対流がITCZに沿って西進しながらモンスーントラフ(基礎編第 7.6節)で北上し、台風の発生につながることもあるとされる(Takayabu and Nitta 1993)。

右上図・右下図の事例(2002年11月21日)ではフィリピンの東にこの年の台風第25号(アジア 名Haishen)がある。

#### (参考文献)

Takayabu, Y. N. and Ts. Nitta, 1993: 3-5 day period disturbances coupled with convection over the tropical Pacific Ocean., J. Meteor. Soc. Japan, 71, 221-246.

#### (\*) Figure Credit:

The source of this material is the COMET<sup>®</sup> Website at http://meted.ucar.edu/ of the University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), sponsored in part through cooperative agreement(s) with the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), U.S. Department of Commerce (DOC). ©1997-2017 University Corporation for Atmospheric Research. All Rights Reserved.

5.1 赤道波



赤道波の時間変化を検出するため、赤道付近の10°S~2.5°Nの平均の外向き長波放射 (OLR)を、1992年9月1日~1993年3月1日の期間について図に示している。OLRの低いところ (図中、青~紫)ほど活発な対流活動による雲が生じていることを示す。

横軸に経度、縦軸(下向き)に時間を取っている。 図中で左下への動きは雲域の西進、右下 への動きは東進、また動きが図中で水平に近いほど速い速度での移動を表す。 この図から検出される各種の波動を次ページに示している。

(参考文献)

Wheeler, M., and G. N. Kiladis, 1999: Convectively coupled equatorial waves: Analysis of clouds and temperature in the wavenumber-frequency domain, J. Atmos. Sci., 56, 374–399.

【OLRについて(気象庁HPより)】

外向き長波放射量(OLR:Outgoing Longwave Radiation)は、極軌道衛星によって観測された地 表面や雲頂から放射される赤外線のエネルギー量。一般に物質はその温度に応じた赤外線を 放出しており、温度が高いほどそのエネルギーは強くなる。赤道域で上空1万メートルにも到達 する積乱雲の頂上は低い雲に比べると温度が低いので、積乱雲の雲頂から放出されるOLRは 小さくなる。

つまり、OLRが小さいことは、対流活動が活発で降水が多いことを意味する。



前ページのOLRの観測値には様々な波による対流活動が混じっている。それを解析したのがこのページの図である。

右上図 (b) は赤道ケルビン波で、速い速度で東進している(図中を左上から右下に進み、傾きは小さく水平に近い)。

左下図 (c) は赤道ロスビー波で、個々の波の位相はゆっくり西進している(図中を右上から左下へ向かって進み、傾きは大きい)。またいくつかの波の位相がまとまっており、全体としては 東進傾向がある(それぞれの波の強い部分に着目すると、左上側から右下側へ進んでいる)。 これは波のエネルギーが東進していることを示す。

右下図 (d) は混合ロスビー重力波で、個々の波の位相は赤道ロスビー波より速い速度で西進し、また波束(いくつかの波のまとまり)も赤道ロスビー波より速い東進速度を持っている。

左上図 (a) はマッデン・ジュリアン振動(MJO)を示す。これはこの節で示した赤道波よりも時間・空間スケールの大きな現象である。第5.2節参照。

(参考文献)

Wheeler, M., and G. N. Kiladis, 1999: Convectively coupled equatorial waves: Analysis of clouds and temperature in the wavenumber-frequency domain, J. Atmos. Sci., 56, 374–399.



MJO はMadden and Julian (1972) によって指摘されたもので、これまで示した赤道波よりスケールが大きく、1~2か月周期である。この変動により、例えば、日本の南で台風が短期間に 複数発生すると1か月ほど間が空いて、また台風が複数発生する、といったことが起こる。

MJOの詳細については例えばZhang (2005)のレビューを参照していただきたい。

(参考文献)

Madden, R. A., and P. R. Julian, 1972: Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40–50 day period, J. Atmos. Sci., 29, 1109–1123. Zhang, C., 2005: Madden-Julian oscillation. Rev. Geophys., 43, RG2003, doi:10.1029/2004RG000158.



## 【左図】

Madden and Julian (1972) が赤道域の40~50日周期の対流活動として示した模式図。アフリカ東岸で発生した大規模な対流活動が、東進しながら活発化し、インドネシア付近で最盛期に達し、太平洋で衰弱する。

## 【右図】

Wheeler and Hendon (2004) による、MJOの位相(PHASE)ごとの赤道域の外向き長波放射 (OLR、グレーと斜線)と850hPaの風(ベクトル)の合成解析。グレーはOLRが負偏差で対流の活 発域を表し、そこでは850hPa風の収束が見られる。斜線域はOLRの正偏差で対流不活発域を 表す。ここには左図と同様の対流活動と下層収束の強度の時間変化と東進が見られる。図中 の PHASE 1~8 は次ページの位相ダイヤグラムの1~8に対応する。

### (参考文献)

Madden, R. A., and P. R. Julian, 1972: Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40–50 day period, J. Atmos. Sci., 29, 1109–1123.

Wheeler, M. C., and H. H. Hendon, 2004: An all-season real-time multivariate MJO Index: Development of an index for monitoring and prediction. Mon Wea. Rev., 132, 1917-1932.



【左図】 Wheeler and Hendon (2004) は、前ページのように熱帯域の大規模対流活動が下層の東西風の収束と上層の東西風の発散に関連していると考え、赤道域(15°S~15°N)の 850hPa東西風(図中の破線)と200hPa東西風(図中の点線)、及び外向き長波放射(OLR、図中の実線)を用いてEOF解析を行った。

- 第1主成分(左上図):この成分が正の大きな値の場合に、インドネシア等の120°E付近を中 心とした活発な対流と、それに関連した下層収束・上層発散に対応。
- 第2主成分(左下図):この成分が負の大きな値の場合に、インド洋の70°E付近を中心とした 活発な対流と、それに関連した下層収束・上層発散に対応。

この二つの成分の組み合わせで、対流活動の活発な位置を表すと、右図のようになる。

【右図】Wheeler and Hendon (2004)の提案に基づいてオーストラリア気象局が発表している MJO位相ダイヤグラム。EOF解析の第1主成分と第2主成分をもとに定義したインデックスRMM1 とRMM2をそれぞれ横軸と縦軸に取る。図中、下(RMM2<0)はインド洋、右(RMM1>0)は海洋 大陸(Maritime Continent: インドネシア・フィリピン・パプアニューギニアの周辺の領域を表す)、 上は西太平洋、左は大西洋・アフリカの方角で、それぞれ対流活動が活発となる位相を表す。 図中での位相の反時計回りの進行が、赤道上の対流活発域の東進を表す。図中の5~6あた りをMJOの位相が進むと日本の南で対流活動が活発になると考えられる。また振幅が大きくな る(ダイヤグラムの中心から離れる)ほど対流が活発であることを示唆する。

図中に描かれている線は2018年10月(赤)・11月(緑)・12月(青)のMJOの位相の変化である。 次節で11月12日の状態を取り上げる。

#### (参考文献)

Wheeler, M. C., and H. H. Hendon, 2004: An all-season real-time multivariate MJO Index: Development of an index for monitoring and prediction. Mon Wea. Rev., 132, 1917-1932.



等圧線解析が従来は手解析であったが近年は客観解析データを利用してソフトウェアにより 解析されるのが一般的となったのと同様、流線解析も現在はソフトウェアにより解析するのが 一般的になっている。

流線等の描画はソフトウェアに任せる場合も、そこで擾乱を検出したり、ソフトウェアが作り出した偽の擾乱(トラフや収束等)を除外したりするには、気象学的な知識が必要となる。



図はNOAAのホノルル気象局による中部〜東部熱帯太平洋の地上風流線解析である。前線やITCZ等について、従来型の記号が使用されている。

ITCZは北半球の北東貿易風と南半球の南東貿易風との収束として説明される(例えば American Meteorological Society, 2019; NOAA National Weather Sercvice, 2019)。図中では7~ 10°N、170~130°Wにのびる北東風と南東風の収束帯が、ITCZとして赤線の記号で解析されて いる。

160°E付近には赤道をはさんで南北10°付近に低気圧があり、twin cycloneのような分布になっている。これらに挟まれた赤道沿いは西風になっている。またこれら緯度10度付近の低気圧の 西側はトラフとなっていて破線で表されている。収束帯ではないのでITCZの記号は使用されて いない。

#この図は第5.1節の赤道ロスビー波の例で掲載していたのと同じ時刻(2018年11月12日 0000UTC)である。次ページ以降の図も同様。また第5.2節でこの時刻を含む期間のMJOの位相 ダイヤグラムを示していた。

(参考文献)

American Meteorological Society, 2019: http://glossary.ametsoc.org/wiki/Intertropical\_convergence\_zone (2019.1.5閲覧). National Weather Service, NOAA, 2019: Inter-Tropical Convergence Zone. https://www.weather.gov/jetstream/itcz (2019.1.5閲覧).



前ページと同じ時刻の、オーストラリア気象局の "gradient level wind" 解析を示す。これは地 表面から約1000m程度の高度の風とされる。

http://www.bom.gov.au/australia/charts/Interpreting\_GLW.shtml

160°E付近に、前ページでも着目した twin cyclone 状の低気圧があるが、これらは "L" とされ、 熱帯低気圧としては解析されていない。

インド洋の90°E付近にも赤道をはさんで緯度10度付近に twin cycloneがある。これらはともに 熱帯低気圧として解析されている。



前掲のNOAAの解析を上段に、それと同じ時刻のJRA-55再解析データを用いて描画したもの (ただし900hPa面)を下段に示している。

低緯度では流れが地衡風的でないこと、南半球では低気圧性/高気圧性の流れが負渦度 /正渦度であることを、再確認していただきたい。

熱帯の流れの解析と流線関数・速度ポテンシャル  
熱帯対流圏では、総観スケールでは基本的に非発散と考えられる。それでしばしば、水平風を非発散成分と発散成分に分けて論じられる。  
・ 
$$v_{\psi}$$
:回転風または非発散風 rotational wind (nondivergent wind)  
・  $v_{\chi}$ :発散風または非回転風 divergent wind (irrotational wind)  
 $v = v_{\psi} + v_{\chi}$  (5.3.1)  
 $k \cdot \nabla_{p} \times v_{\psi} = k \cdot \nabla_{p} \times v \equiv \zeta$  (5.3.2)  $\nabla_{p} \cdot v_{\psi} = 0$  (5.3.3)  
 $\nabla_{p} \cdot v_{\chi} = \nabla_{p} \cdot v \equiv \delta$  (5.3.4)  $\nabla_{p} \times v_{\chi} = 0$  (5.3.5)  
ChoSe、流線関数(stream function) ψと速度ポテンシャル(velocity potential)  $\chi$ で表す。  
 $v_{\psi} = k \times \nabla_{p}\psi$  (5.3.6)  $v_{\chi} = \nabla_{p}\chi$  (5.3.7)

地衡風近似が成り立たない低緯度では、流線関数ψと速度ポテンシャルχが、発散成分を持たない流れ(非発散風)と発散成分(発散風)とを分離して表現するのに便利に使われる。

非発散風 $v_{\psi}$ は流線関数の等値線に沿い、その速度は流線関数の傾度に比例する。(5.3.6) 発散風 $v_{\chi}$ は速度ポテンシャルの等値線に垂直で、その速度は速度ポテンシャル傾度に比例 する。(5.3.7)

(5.3.3) 式と(5.3.4) 式により、水平発散は発散風のみで表現され、非発散風の発散は0である。また水平発散は速度ポテンシャルの分布に対応する。

 $\nabla_{p} \cdot \boldsymbol{v}_{\psi} = 0 \quad (5.3.A1)$   $\delta = \nabla_{p} \cdot \boldsymbol{v}_{\chi} = \nabla_{p}^{2} \chi \quad (5.3.A2)$   $z_{\lambda} = z_{\lambda} + z_{\lambda} = z_{\lambda} = z_{\lambda} + z_{\lambda} = z_{\lambda} = z_{\lambda} + z_{\lambda} = z_{\lambda} = z_{\lambda} = z_{\lambda} + z_{\lambda} = z$ 

(5.3.2) 式と(5.3.5) 式により、渦度の鉛直成分は非発散風のみで表現され、発散風の渦度は0 である。また渦度は流線関数の分布に対応する。

 $k \cdot \nabla_{p} \times \boldsymbol{v}_{\chi} = 0 \quad (5.3.A3)$  $\zeta = k \cdot \nabla_{p} \times \boldsymbol{v}_{\psi} = \nabla_{p}^{2} \psi \quad (5.3.A4)$ 

200hPaの速度ポテンシャル分布((5.3.A2) 式よりそのラプラシアンが発散である)が熱帯の対流活動としばしば関連付けて使われる。例を本節の後のページで示す。

中緯度総観場では傾圧的な上昇運動に対応する上層発散も生じるが、対流が加わるとそれ に対応した強い上層発散が生じると考えられるので、熱帯低気圧と中緯度の上層の流れの関 係の解析に上記の発散風等が使われることがある。第6.2節・第6.3節にその例を示す。 熱帯の渦度方程式

気圧座標系の運動方程式(摩擦無し)は

$$\frac{d\boldsymbol{\nu}}{dt} = -\nabla_{p}\Phi - f\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{\nu} \qquad (5.3.8)$$

熱帯(コリオリパラメータ小)においては、降水領域の外の総観規模の運動 では、発散風と鉛直運動が無視でき、風速は非発散風で近似できると<u>仮定</u> すると、

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}_{\psi}}{\partial t} + (\boldsymbol{v}_{\psi} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{p})\boldsymbol{v}_{\psi} + f\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{v}_{\psi} = -\boldsymbol{\nabla}_{p}\Phi \qquad (5.3.9)$$

ここに、
$$\zeta = k \cdot \nabla_p \times v_{\psi} = \nabla_p^2 \psi$$
等も使って、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_{\psi} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{p}\right)(\zeta + f) = 0 \tag{5.3.10}$$

等圧面上で非発散風の流線に沿って絶対渦度が保存することを意味する。 また予報には流線関数の分布のみが必要である(ジオポテンシャル分布 は不要である)ことを意味する。

低緯度で降水がない場合の総観規模の運動で、発散風と鉛直運動(鉛直移流)が無視できることについては、スケールアナリシスにより言える(Holton and Hakim, 2012, Chap.11)。ここでは省略する。

(5.3.9) 式から (5.3.10) 式への変形は以下のとおり。ベクトルの一般的な変形と(5.3.2) 式から  $(\boldsymbol{v}\cdot \nabla_p)\boldsymbol{v} = \nabla_p \left(\frac{\boldsymbol{v}\cdot \boldsymbol{v}}{2}\right) + \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{v}\zeta$ 

が言えるので、これを (5.3.9) 式に適用して

 $\frac{\partial \boldsymbol{v}_{\psi}}{\partial t} = -\nabla_{p} \left( \Phi + \frac{\boldsymbol{v}_{\psi} \cdot \boldsymbol{v}_{\psi}}{2} \right) - \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{v}_{\psi}(\zeta + f)$ 

この式の両辺に  $\mathbf{k} \cdot \nabla_p \times$  を作用すると、右辺第1項は0となる。

ここから (5.3.10) 式が得られる。

中緯度の総観気象現象については地衡風近似を用いて渦度をジオポテンシャルΦで表して いたが、熱帯ではそれが使えない。

逆に、中緯度の総観気象現象では降水の有無にかかわらず(すなわち乾燥大気の力学において)傾圧性による鉛直運動とそれに関連する発散風が生じうるので、上記の仮定が成り立たない。

(参考文献)

Holton, J. R. and G. J. Hakim, 2012: An Introduction to Dynamic Meteorology, Fifth Edition. Academic Press, 552pp.



上の2枚は3ページ前に示したのと同じ、JRA-55再解析の900hPa風解析値で描画した流線(黒線)と相対渦度(左上図カラー)・水平発散(右上図カラー)、ジオポテンシャル高度(青線)である。

下の2枚はJRA-55の900hPaの流線関数/速度ポテンシャル(青線)、そこから求めた非発散 風/発散風(ベクトル)、さらにそこから求めた相対渦度/水平発散(カラー)を示している。

上図と下図の相対渦度・水平発散は、細部では相違点があるが、かなりよく一致している。

左下図で非発散風ベクトルは流線関数の等値線に平行に、右下図では発散風ベクトルは速 度ポテンシャルの等値線に垂直になっていることに注意。なお、両者では風ベクトルのスケー ルが異なる。



これまで示していた事例と同じ時刻の、200hPa・850hPaの速度ポテンシャルとそこから計算した発散風を示している。

低緯度で降水をもたらす大規模な収束・発散を示すには速度ポテンシャルをそのまま示すことも多い。

上の例では、90°E付近と165°E付近の赤道上空に、大規模な上層発散・下層収束がある。これらの領域にtwin cyclone 状の擾乱が発生していた。

第5.2節のMJO位相ダイヤグラムでは、同じ日(2018年11月12日)のMJOの位相は海洋大陸 (Maritime Continent: インドネシア・フィリピン・パプアニューギニア)の方角に示されていた。そ こに中心を持つMJOの大規模な活動域に、赤道ロスビー波とそれに関連して発生したと考えら れるtwin cyclone状の擾乱が重なって、上図の分布になっていると考えられる。



ここでは、低緯度起源の擾乱と中緯度起源の擾乱の関係や相互作用に関連するいくつかの事例等について概観する。

第6.1節では傾圧性の影響下での台風・熱帯低気圧の発生(温帯低気圧・亜熱帯低気圧から の熱帯低気圧化を含む)に関して述べる。第6.2節では熱帯低気圧が中緯度のジェット気流・ト ラフに接近したときの低気圧強度への影響、第6.3節では傾圧性の影響下での台風の構造変 化である温帯低気圧化(温低化)について、それぞれとりあげる。これらは基礎編でも扱ってい たが、ここでは渦位を用いて説明する。なお、第6.1節と第6.2節では北西太平洋の台風に関す る事例がほとんどないので、節タイトルでは熱帯低気圧としておく。

第6.4節・第6.5節では、低緯度の特徴を持つ水蒸気を大量に含んだ空気の流れが関連して 中緯度傾圧帯で生じる諸現象について紹介する。

# 総観(~メソ)スケール擾乱と環境場の特徴

- A) 温帯低気圧
   圏界面付近のジェット気流の波動に伴う。上層起源 ・・・トップダウン
   下層前線・・・ボトムアップの影響あり(海陸分布や海水温の水平傾度の影響)
- B) 熱帯低気圧
  - 海洋からの熱・水蒸気の供給が重要。下層起源 ・・・ボトムアップ
- 中緯度
  - 南北の温度勾配を解消する傾圧性擾乱が卓越。基本的に乾燥大気 の力学
- 熱帯
  - 上下の不安定を解消する積雲対流が卓越。湿潤大気の力学

第4章では A)を扱った。

この章では B) と A)の関係(主として熱帯低気圧と上層ジェット気流・トラフとの関係)について 検討する。検討にあたっては、第4章までで見た渦位を使った中緯度の気象の解析を応用する ことを意識する。

なお、上部対流圏の渦位分布は第2章で示したように等温位面で示すことが多いが、断熱的 な渦位保存の考え方を用いた擾乱の追跡が目的なのではなく、成層圏起源の高渦位空気の 下降を伴うジェット気流・トラフの分布を見たい場合は、等温位面上の渦位の解析ではなく、な じみのある等圧面上での渦位の分布を示すことがしばしば行われる。本章でも、いくつかの解 析で、等圧面、または二つの等圧面の間の層の平均の渦位を示している。

また、基礎編第8章では擾乱(低気圧)自体の熱力学的構造での分類を、低気圧位相空間 (CPS)を用いて行ったが、ここではそれは用いない。



熱帯低気圧は基本的には低緯度の傾圧性のない大気中で発生すると考えられているが、現 実には、やや高めの緯度(20~30度程度)で発生するものもある。そこでは海水温も熱帯海域 より低い。このような環境下で発生する擾乱は、最終的には典型的な熱帯低気圧と同様の構 造になるとしても、発生の過程は典型的な熱帯低気圧と異なると考えられる。

基礎編では、熱帯低気圧の発生過程の例として、上層トラフ(TUTT)で発生する熱帯低気圧や、上層の寒気を伴う亜熱帯低気圧を紹介した。ここではこれらを上層渦位との関連で示す。 それに先立って、発生環境の統計調査も紹介する。

(次ページの参考文献)

McTaggart-Cowan, R., T. J. Galarneau Jr., L. F. Bosart, R. W. Moore, and O. Martius, 2013: A global climatology of baroclinically influenced tropical cyclogenesis. Mon Wea. Rev., 141, 1963-1989. McTaggart-Cowan, R., E. L. Davies, J. G. Fairman Jr., T. J. Galarneau Jr., and D. M. Schultz, 2015: Revisiting the 26.5°C sea surface temperature threshold for tropical cyclone development. Bull. Amer. Meteor. Soc., 96, 1929-1943.



傾圧性の影響下で発生する熱帯低気圧について、McTaggart-Cowan et al. (2013)の統計調 査による分布を示す。

そこでは、下層傾圧性の指標として1000-700hPaの層厚の非対称性を、上層の指標として 400-200hPaのQベクトル収束を用いて、図中のb~fが以下のように分類されている。

- b「傾圧性なし」:上層・下層とも傾圧性は小さい。
- c「下層傾圧性」:下層のみ傾圧性大。
- ・ d「上層トラフが影響」: TUTTが影響する場合。上層のみ傾圧性大。
- e「弱い熱帯低気圧化」:上層は傾圧性大、下層は傾圧性は中程度。
- f「強い熱帯低気圧化」:上層・下層とも傾圧性大。

傾圧性がある中で熱帯低気圧が発生する場合は、傾圧性がない場合よりもやや高緯度側となる。

McTaggart-Cowan et al. (2015) は、このような傾圧性の寄与もある中で熱帯低気圧が発生す る場合は、通常より海面水温が低い傾向があることを示している。

McTaggart-Cowan et al. (2013) によれば、北西太平洋海域では、「傾圧性なし」が全体の80% 近く、「上層トラフが影響」と「弱い熱帯低気圧化」がそれぞれ10%程度で、「強い熱帯低気圧 化」と「下層傾圧性」はごく少ない。これに対して北大西洋海域では「傾圧性なし」が全体の40% 程度で、「強い熱帯低気圧化」と「弱い熱帯低気圧化」があわせて40%近く、海域によって差異 が大きい。

#### 6.1 傾圧性の影響下での熱帯低気圧発生



太平洋中部から北西太平洋にのびる上層トラフ(TUTT、基礎編第7.6節)の影響で、通常の熱 帯低気圧発生域より高緯度で熱帯低気圧(または亜熱帯低気圧)が発生することがある。

左図は、上層トラフと熱帯低気圧発生の関係を示す模式図(ただし大西洋の事例の研究に基づく)である。偏西風の高気圧性曲率が強まって、中緯度トラフに関連した上層高渦位域(そこでは力学的圏界面が下降している)が低緯度側へのび、力学的圏界面の温位の低い領域が低緯度側の下層高相当温位域に重なることで、対流圏の安定度がやや低くなった領域で熱帯低気圧が発生すると説明する。

右は北西太平洋で多くの台風・熱帯低気圧が発生した2012年8月1日の事例で、右上図では、 30°N沿いに上層トラフ関連の暗域が東西にのび、その南側の20°N沿いに台風第9号、及び、の ちに11号と12号になる擾乱の雲域がある。

右下図では、30°N以南に上層高渦位域(>1.5 PVU)が東西にのびている。太平洋中部で高緯 度側から南西~西へのびる上層トラフに関連した高渦位空気である。潜熱加熱の影響により 生じたと考えられる下層渦位の大きい領域(図中太線、850hPaで>1PVU)が台風等に対応して 生じている。

#### (参考文献)

Bentley, A. M., L F. Bosart and D. Keyser, 2017: Upper-tropospheric precursors to the formation of subtropical cyclones that undergo tropical transition in the North Atlantic Basin. Mon. Wea. Rev., 145, 503-520.



暖候期の比較的高緯度(~30°N付近)で、はじめは寒気核構造で中緯度低気圧と解析されて いた下層の前駆擾乱が、上空の鉛直シアーが弱まって対流が活発化して、暖気核化・熱帯低 気圧化(TT)することがある。(基礎編第8.5節)

図の4枚はそれぞれ異なる熱帯低気圧事例である。主に北大西洋の30°N付近で、閉塞した 低気圧のような雲域(すなわち、もとはジェット気流・前線帯の寒気側に位置)から熱帯低気圧 に変化し発達している。

もとの低気圧は、ジェット気流・前線帯の寒気側であったので、最初は温帯低気圧と解析され ているか、または下層で暖気核が見られるなら亜熱帯低気圧と解析される。 温帯低気圧 → 亜熱帯低気圧 → 熱帯低気圧 と変化したとされる事例もある(例えば上

図(d)のHurricane Karen (2001)。基礎編第8.5節参照)。

(参考文献)

Davis, C. A. and L. F. Bosart, 2004: The TT problem. Bull. Amer. Meteor. Soc., 85, 1657-1662.



中緯度低気圧の熱帯低気圧化が生じる場合、当初は低気圧は傾圧性(水平温度傾度・鉛直 シアー)がある程度強い環境場にある。熱帯低気圧化が生じるには、何らかの変化によりこの 傾圧性が弱まる必要がある。

図は前ページのような事例に基づく概念モデルで、傾圧性を上層の等圧面上の渦位傾度で 表している。熱帯低気圧化が起こるような緯度帯で上層の渦位の水平傾度が大きいということ は、そこは対流圏起源の低渦位空気と成層圏起源の高渦位空気の境界のような場所であると 考えられる。するとそこは上部対流圏のジェット気流で、対流圏側は鉛直シアーが大きい。

そこで対流による潜熱解放が生じると、上層では渦位が減少するので、渦位傾度の大きい領域は寒気側へシフトする。すると、ジェット気流も寒気側へシフトする。

対流が地上低気圧の上流側で生じた場合には、地上低気圧の上空の鉛直シアーが小さくなるので、熱帯低気圧に変化しやすい環境場をつくることに寄与する。

このことは、前ページで示されているような熱帯低気圧化事例で、地上低気圧の西~南西側 に強い対流が生じていたことに基づいている。

# 上図は2ページ前のBentley et al. (2017) のモデルと比較すると小さい水平スケールを想定したモデルである。

(参考文献)

Davis, C. A. and L. F. Bosart, 2004: The TT problem. Bull. Amer. Meteor. Soc., 85, 1657-1662.



熱帯低気圧が成熟期に発達するのは、一般には環境場の鉛直シアーや傾圧性が弱いことが 条件と考えられるが、中緯度ジェット気流やトラフに接近した状態で熱帯低気圧が強まることも ある。図は1995年にメキシコ湾から米国に上陸したHurricane Opalで、上陸前に急発達した。 衛星水蒸気画像ではハリケーンの北西側に暗域が見られ、中緯度上層トラフの影響が示唆さ れる。この事例の発生時期にはメキシコ湾に暖水塊(左図中のWCE: warm-core eddy)があり、 Opalの急発達にはその寄与もあると考えられるが、Opalが暖水塊上空に達する前に発達を開 始していたので、Bosart et al. (2000)は上層トラフの影響を強調し、熱帯低気圧の強化に寄与 するトラフを "good trough" と呼んだ。彼らはそれ以前の事例も参照しながら、このような "good trough" の条件として、上層高渦位擾乱が熱帯低気圧と同程度の水平スケールを持っているこ とを指摘したが、どのようなプロセスで強化を生じさせるのかについては様々な研究が行われ ている。この節では上層ジェット気流・トラフに関連した熱帯低気圧からの外出流に着目した研 究の一部を紹介する。なお、その後の研究では、上層渦度移流による傾圧的上昇運動励起の 寄与(例えばFischer et al. 2017)や、強い圏界面折れ込みに伴う中層渦位移流の寄与に着目し た研究(Leroux et al. 2013)なども行われている。

Bosart, L. F., W. E. Bracken, J. Molinari, C. S. Velden, and P. G. Black, 2000: Environmental influences on the rapid intensification of Hurricane Opal (1995) over the Gulf of Mexico. Mon. Wea. Rev., 128, 322–352.

Fischer, M. S., B. H. Tang, and K. L. Corbosiero, 2017: Assessing the influence of uppertropospheric troughs on tropical cyclone intensification rates after genesis. Mon. Wea. Rev., 145, 1295-1313.

Leroux, M.-D., M. Plu, D. Barbary, F. Roux, and P. Arbogast, 2013: Dynamical and physical processes leading to tropical cyclone intensification under upper-level trough forcing. J. Atmos. Sci., 70, 2547–2565.



上層トラフの影響の議論に先だち、熱帯低気圧に対する環境場の影響に関する一般論に触れる。Holland and Merrill (1984) は合成解析により、環境場と熱帯低気圧の強度の関係を論じた。

図は環境場の (a) 慣性安定度と (b) 静的安定度の分布である。慣性安定度は水平方向の運動に対する安定性で、これが小さいほど水平方向に運動が生じやすい。

上部対流圏では低気圧中心付近まで慣性安定度が低い。この分布のために、熱帯低気圧中 心付近で上昇した空気は遠方へ流出しやすくなり、この外出流は熱帯低気圧中心の熱と角運 動量を遠方へと取り去る。もしこの外出流が弱く、熱と角運動量が熱帯低気圧の上空に留まる と、上層暖気核と渦度が強まることで熱帯低気圧中心付近の上層で鉛直安定度と慣性安定度 がさらに増大し、熱帯低気圧の発達を抑制するように作用すると考えられるので、上部対流圏 の慣性安定度の分布が熱帯低気圧の強度にとって重要な要素の一つであると見なされる。

熱帯低気圧が中緯度トラフ・リッジ(すなわち蛇行するジェット気流)に接近すると、そこでは慣 性安定度が小さいので、熱帯低気圧上層の慣性安定度が低下し、低気圧強度に影響すること が考えられる。次ページに続く。

#ここでの角運動量は絶対角運動量  $m = rv + 1/2 \cdot f_0 r^2$  である(r は低気圧中心からの距離、v は接線風速)。

# 慣性安定性については基礎編第2.5節も参照。そこで述べているのはまっすぐな流れに関す る慣性安定性であり、回転運動の場合は説明する数式等は異なる。

#慣性安定度等と熱帯低気圧強度の関係については、筆保・宮本(2013)も参照。

(参考文献、次ページも)

Holland, G. J. and R. T. Merrill, 1984: On the dynamics of tropical cyclone structural change. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 110, 723-745.

筆保弘徳, 宮本佳明, 2013:発達過程と成熟期. 台風研究の最前線(上)-台風力学-. 気象 研究ノート226号, 日本気象学会, 65-91.



前ページで引用したHolland and Merrill (1984) は、熱帯低気圧の強度(及び大きさ)を intensity、strength、size で示し(基礎編第7.3節p.233も参照)、それらの変化に対する環境場 の影響について論じた。

左上図は、環境場の影響を受けた熱帯低気圧の内部の運動が熱帯低気圧の強度にどのように寄与しうるかを模式的に示している。

- ① 中心付近で眼の壁雲に関係する鉛直運動は、熱帯低気圧の最大風速と運動エネルギー (intensity, strength)に影響する。
- ② 下層における流入は、外縁部から角運動量(絶対角運動量:前ページ参照)を持ち込むことで、熱帯低気圧の強度・大きさの増大に寄与する。ただし、ここでは熱帯低気圧中心付近の最大風速を増大させるよりも、熱帯低気圧全体の角運動量を増大させるように寄与する。 すなわち、intensityよりも strength や size の増大に寄与する。
- ③ 上層の外出流は、慣性安定度に関係するので、熱帯低気圧の最大風速半径の変化に影響することが考えられる。最大風速半径が変化すると、基本的に角運動量保存則に基づき最大風速も変化するので、これは intensity すなわち最大風速の変化に寄与すると説明される。

左下図は南半球で亜熱帯ジェット気流とトラフに接近した熱帯低気圧の外出流を示した模式図である。

慣性安定度には惑星渦度が関係しており、低緯度ほど環境場の慣性安定度は小さく、水平 方向の運動が生じやすい。このため、熱帯低気圧が低緯度にあるときは、上層の外出流はど ちらかというと赤道方向へ生じやすい。

熱帯低気圧が中緯度方向へ進むと、惑星渦度が大きくなるので、環境場の慣性安定度が大きくなり、上層の外出流は抑制されるが、亜熱帯ジェット気流にある程度接近すると、そこでは 慣性安定度が小さいので、熱帯低気圧から上層の外出流が生じやすくなり、それが熱帯低気 圧の intensity の変化につながる可能性が示唆された。



• 右図:風速(グレー、m s<sup>-1</sup>)と速度ポテンシャル(実線、10<sup>5</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>)及び発散風(ベクトル)。発散風と速度ポテンシャルは第5.3節を参照。

Hanley et al. (2001) は、上層の角運動量フラックスにより熱帯低気圧に対する中緯度トラフの 影響の有無を判断したうえで、トラフの影響下で熱帯低気圧が強化したかどうかで "favorable trough"と "unfavorable trough" (都合の良いトラフ・不都合なトラフ)に分け、合成解析を行った。

図はトラフがある程度離れた状態で熱帯低気圧が強化した事例の合成である。左図では、熱帯低気圧の西側に、ある程度の幅を持った高渦位域が南下している。この高渦位域は熱帯低気圧中心に接近しすぎていないので、鉛直シアーは低気圧を弱めるほど大きくはならない。

右図にグレーで示した風速分布では、熱帯低気圧がジェットストリークの入り口右側に位置す ることが見て取れる。これはジェットストリークに関連して上昇運動が励起される位置(基礎編 第4章)で、ジェットストリークが熱帯低気圧の強化に寄与することが期待される。また右図の発 散風と速度ポテンシャルでは、上層発散の中心が熱帯低気圧中心の下流側にずれている。こ れは熱帯低気圧の対流活動が非対称化していることの反映である。この対流活動の非対称化 により、熱帯低気圧の下流側で上層渦位が減少することで、トラフ・リッジの強化が生じる。中 緯度ジェット気流と熱帯低気圧が互いに影響しあって強まるので、相互作用と言える。

一方、トラフが熱帯低気圧からある程度離れていたが熱帯低気圧が強化しなかった事例の 合成(図省略)では、上図の場合よりもトラフの高渦位域の幅が広い、すなわち水平スケール の大きなトラフであった。そして熱帯低気圧上空の鉛直シアーが上図の場合よりも大きく、熱帯 低気圧には不利な環境となっていた。

この研究では、上層の流れが熱帯低気圧から角運動量を取り去るのは熱帯低気圧の強度に プラスに寄与するが、熱帯低気圧上空の鉛直シアーが大きくなる場合は熱帯低気圧の強度に はマイナスに寄与することが示唆された。

#### (参考文献)

Hanley, D., J. Molinari, and D. Keyser, 2001: A composite study of the interactions between tropical cyclones and upper-tropospheric troughs. Mon. Wea. Rev., 129, 2570–2584.

## 6.3 台風の温帯低気圧化

総観規模現象の典型的特徴

- 温帯低気圧:圏界面付近のジェット気流の変動(トラフ・ リッジを含む)の寄与が大
- 熱帯低気圧:海洋からの熱・水蒸気の供給が重要
- 熱帯低気圧の温帯低気圧化:下層起源の擾乱と上層起源の擾乱の相互作用による構造変化
  - 「相互」とは「一方的に変えられる」ではない
  - 熱帯低気圧と上層擾乱の強度や位置関係により多様なパター ンになる

第6.1節と第6.2節では、中緯度傾圧帯またはジェット気流・トラフ・リッジシステムの影響があ る場合での熱帯低気圧の発生と強化についての考え方を述べた。中緯度システムの影響がさ らに大きくなると、熱帯低気圧・台風は構造を維持できず、衰弱・消滅するか、場合によっては 構造を変化させて温帯低気圧に変わることがある。ただし、熱帯低気圧・台風の温帯低気圧化 は、それらが中緯度システムの影響を一方的に受けて変化させられるのではなく、熱帯低気 圧・台風も中緯度システムを変化させる。そして相互に影響しあってひとつのシステムとなる。

また、熱帯低気圧と温帯低気圧は、上に示したように、異なる環境下で発生・発達し、熱帯低 気圧は下層擾乱、温帯低気圧はどちらかというと上層擾乱の性質を持つともいえる。その点で は、第4章で述べた上層・下層擾乱の相互作用で特に下層擾乱が顕著な場合ともいえる。

ここでは、熱帯低気圧・台風の変化とともに、中緯度システムの変化にも注意する。「相互 作用」という言葉は安易に使われる傾向があるが、具体的に何が起こっているか、きちんと説 明できるようにすることが必要である。

なお、前の2節では表題に「熱帯低気圧」を使っていたが、本節では北西太平洋の台風を取り 上げているので、表題に「台風」を使っている。

#### 6.3 台風の温帯低気圧化



事例として、平成16年(2004年)台風第18号(T0418)を示す。この台風は大型で強い台風として九州に上陸し、西日本に大きな被害をもたらした。さらに日本海を進んで北海道の西で温低化し、北日本にも広い範囲に強風被害をもたらした。この事例の等圧面解析は基礎編第7.8節で取り上げている。

上図では2004年9月のGOES-9の赤外画像におけるT0418の変化を示している。

7日0000UTC(右上図)の九州上陸時はまだ眼と軸対称構造が比較的明瞭であったが、北側の朝鮮半島~日本海ではバルジが強まっている。

7日1200UTC(左下図)に日本海を進んでいた時には、活発な対流雲は雲域全体の東寄りに 偏っている。雲域の西~北側は層状性の雲が主体となっている。山陰沖には雲のない領域が あり、渦中心のようにも見える。

8日0000UTC(右下図)にはベストトラックでは温低化したとされている。雲は北半分のみの半 円状となり、中心にも雲のない領域が広がっている。6日1200UTCと比較すると、スケールが非 常に大きく、背の高い対流雲が少なくなっていて、台風とは異なる構造であることが明瞭である。

8日日中は北海道では比較的天気が良く、天気が回復したと考えて外出した人が強風で飛来物に当たってけがをする被害があった。

#### (この事例の解析に関する参考文献)

Kitabatake, N., S. Hoshino, K. Bessho, and F. Fujibe, 2007: Structure and intensity change of Typhoon Songda (0418) undergoing extratropical transition, Papers in Meteorology and Geophysics, 58, 135-153.



第4章で見たのと同様に、上層擾乱と下層擾乱の相互作用を、力学的圏界面(2PVU面) 温 位(カラー、K)、気圧(赤線、hPa)、風(矢羽、短矢羽:2.5m s<sup>-1</sup>、長矢羽:5m s<sup>-1</sup>、ペナント:25 m s<sup>-1</sup>)と、850hPa面渦位(黒線、PVU)で、2004年9月6日1200UTC~8日0000UTCについて12時間 ごとに示す。

トラフでは2PVU面温位ははじめ320K程度(薄紫)で、期間後半には330K程度(濃青)にやや 増大しているように見える。圏界面の折れ込みで不連続となり表現されていない部分があるこ とを考慮すると、おおむね保存されていると言える。2PVU面気圧は初め350hPa程度から後半 には400hPaに下降している。これは衛星水蒸気画像で見られた暗域の強まりに対応している。

台風上空では2PVU面温位は370~380K程度(濃赤~グレー)、気圧は100hPaと高く、非断熱 加熱により圏界面が暖められ持ち上げられる傾向がみられる。その北東側に正の温位・気圧 移流がある。200hPa面のリッジ強化はこれに対応している。移流の領域は狭いが温位傾度・気 圧傾度と風速が大きいので狭い領域で大きな移流が生じている。

一方、トラフでの圏界面折れ込みと、その前面での台風による圏界面の持ち上げのため、それらの間では負の温位移流・気圧移流が非常に大きくなっている(正確にはこの図では不連続が生じている)。下層渦位(黒実線)で表されている台風は、8日0000UTC(右下図)には2PVU面の負の温位移流等の大きな領域に位置している。これは急速に発達する温帯低気圧の特徴であった(第4.3節)。急速に発達する温帯低気圧では、低気圧が発達し始めてから非断熱加熱により下層高渦位が生じるが、台風の温低化の場合は、先に台風に伴う下層高渦位があり、トラフとの位置関係が好適であれば温帯低気圧として急速に発達する状態になりやすい。

ジェット気流・トラフ・リッジシステムが台風を温帯低気圧に変化させるだけでなく、中緯度に進んだ台風が中緯度のトラフ・リッジを強化させるように働く点で、これは「相互」作用である。 対流に伴う上層トラフ・リッジの変形を、次ページで確認する。


ここでは、7日0000UTCの上部対流圏の状況について図に示す。このときは、2ページ前の衛 星画像では台風がまだ眼を持っていたが雲域が北に広がっており、対流の非対称化が始まっ ていたことが示唆される。台風の位置は黒線の850hPa渦位で示される。

300~200hPaの層の平均の渦位の水平移流を、ここでは非発散風と発散風(第5.3節参照)と で分離して計算したものを示している。左図の非発散風は大まかには渦位の等値線に沿って いる。これによる渦位の移流は、高渦位域の東側で正の移流、西側で負の移流となっていて、 トラフ・リッジの東進が説明できる。

右図の発散風ベクトルでは、日本海を中心として水平発散が見られる。これは台風の雲域が 非対称化して日本海で活発化した対流(赤線で示した上昇流も参照)に伴うものと考えられる。 この発散風により、中国東北区〜沿海州〜オホーツク海南部では渦位移流が負になっており、 それらの地域での上層渦位の減少、すなわち、リッジの強化や、力学的圏界面の持ち上げ域 の北進が説明できる。

また同じ図で朝鮮半島北部や黄海では西向きの発散風により負の渦位移流になっている。こ れは左図の非発散風による正の渦位移流を部分的に打ち消すので、そこではトラフの東進が 遅くなったりトラフが変形することになる。前ページで7日0000UTCにはトラフに伴う圏界面の折 れ込みが北東~南西走向だったのが、12時間後には北西~南東走向に変わっていることに注 意していただきたい。



このページと次のページで、台風が構造変化を始める前と後を比較する。ここでは構造変化前の6日1200UTCを示す。

左上図:500hPa相対渦度(カラー、10<sup>-5</sup> s<sup>-1</sup>)、ジオポテンシャル高度(黒線、m)、気温(赤線、℃) 右上図:カ学的圏界面(2PVU面) 温位(カラー、K)、気圧(赤線、hPa)、風(矢羽)。黒線は 850hPa面渦位(PVU)で下層擾乱を表す。

500hPa高渦度域のうち、中国東北区~華北のものは中緯度トラフ関連で、寒気を伴っている。 2PVU面では温位・高度が低い(気圧は高い)。 圏界面の折れ込みとなっている。

これに対して、500hPaの高渦度のうち、九州の南西にあるのは台風関連で、暖気を伴っている。そこでは2PVU面の温位・高度が高く(気圧は低い)、力学的圏界面が持ち上げられている。 2PVU面上の各要素の分布からは台風の位置を見出すことは容易でない。台風は下層(ここでは850hPa)渦位で見ると明瞭となる。

左下図は台風中心を通る南北断面で、渦位(カラー、PVU)、温位(赤線、K)、相当温位(紫線、 K)を示している。縦軸は気圧(hPa)だがここでは対数スケールにしていない。

左下図の図中、右上部分(極側・高高度)では高渦位と安定成層(温位の鉛直傾度大)が見られる。そこから等温位線(赤)は左下(南・下層)に斜めに傾斜していて、相対的な高渦位空気がそれに沿って分布する傾向が見られる(たとえば36~40°N付近の200~300hPa)。

台風関連の高渦位(下層湿潤空気の上昇に伴う潜熱解放を起源とする)は強い鉛直移流の ため下層から直立している。暖気を伴っているのでそこでは等温位線が下に凸になっている。

### 6.3 台風の温帯低気圧化



ここでは台風が日本海で構造変化中である7日1200UTCを示している。各図の要素は前ページと同じ。

500hPa(左上図)で見ると、台風の高渦度の西に、中緯度トラフの高渦度が接近している。台風の高渦度は暖気、中緯度トラフの高渦度は寒気を伴い、両者の間で温度傾度が大きくなっている。台風の北東側の北海道上空では負渦度とリッジが強まっている。

2PVU面(右上図)では、台風上空から北〜北東にかけて温位・高度が上昇(気圧は下降)して いる。台風による圏界面の持ち上げである。台風の西側では2PVU面が350〜400hPaまで下降 し、台風との間で温位傾度・気圧傾度が大きくなっている。この変化は200hPa面や500hPa面で のトラフ・リッジの振幅増大に対応する。

東西断面(左下図)では、台風の高渦位(・高温位)の西側では等温位線の傾斜が大きくなっている。成層圏起源である中緯度帯の高渦位空気が、台風関連の高渦位(下層湿潤空気の上 昇に伴う潜熱解放を起源とする)に、西方・上方から接近している。

# 上の断面図では台風に伴う高渦位が上下2層に分かれている。温低化の過程で真にこの ような構造になっていたのか、解析上の問題があって生じているのか、不明である。



台風中心の西に圏界面の折れ込みが接近していた7日1200UTCの赤外・水蒸気画像を示している。

この時刻には、台風に伴っていた背の高い対流に、西から上層起源の擾乱に伴う暗域が接近して、軸対称分布に近かった台風の雲域の非対称性が大きくなって、台風中心位置がわかりにくくなっている。

成熟期の台風と同様に考えると、赤外画像等で見られる背の高い対流雲に注意を向けがち だが、実際には背の高い対流雲の西側に別の渦(背の高い対流雲を伴わない)が見られること があり、そちらが台風(低気圧)中心と考えたほうが良い場合がある。例えば下記文献を参照。 そのような下層過は、可想画像では背の高い対流雲の西側の下層電過として確認できる場

そのような下層渦は、可視画像では背の高い対流雲の西側の下層雲渦として確認できる場合もあるが、上の画像の時刻は夜間のため可視画像がない。

上図の時刻に近い1007UTCの極軌道衛星QuikSCAT搭載マイクロ波散乱計観測による海上風 データを次ページに示す。

(参考文献)

Abraham, J., J. W. Strapp, C. Fogarty, and M. Wolde, 2004: Extratropical transition of Hurricane Michael., Bull. Amer. Meteor. Soc., 1323-1339.

明石秀平, 木場博之, 櫃間道夫, 1986:台風の気圧中心から離れて存在する積乱雲の渦. 気 象衛星センター技術報告, 13, 33-56.

鈴木和史, 2000:台風の温帯低気圧化における衛星画像の特徴. 気象衛星センター技術報告, 38, 21-42.



QuikSCATによる海上風分布については、基礎編第7.8節で、同じT0418が低緯度にあった 2004年9月1日2036UTCと日本海に進んだ7日1947UTC(上図bと同じ)の分布を比較した。ここ では温低化途中の7日1007UTCと1947UTCを示している。

QuikSCATによる海上風分布は推定誤差が小さくないことが知られており、特に風向(図中の 矢印の向き)には推定ミスが多いことを念頭に置いて、風速分布で循環中心を推測している。 (a) 1007UTCには循環中心が2か所あるように見える(図中XとL?、間隔は200km程度)。 (b) 1947UTCには循環中心が1か所となり強まっているように見える。

このような複数の渦は、下層起源である台風と、北上する台風の西から接近する上層起源の 渦に関連していることが考えられるが、観測に基づく解析による解明がさらに必要である。

なお、気象情報における「台風の中心」は風の渦中心ではなく海面気圧の極小の位置と定義 されており、地上(海上)では直接観測がない限り台風中心を厳密に特定することは容易でな い。(上図(a)(b)の中央の+はベストトラックデータの台風中心位置を内挿した位置を示す。)

循環の北~北東側には弱風帯が見られる(図中の太破線)。温低化しつつある台風の北東 側で強まる温暖前線に沿って生じたことが考えられる。

### (参考文献)

Kitabatake, N., S. Hoshino, K. Bessho, and F. Fujibe, 2007: Structure and intensity change of Typhoon Songda (0418) undergoing extratropical transition, Papers in Meteorology and Geophysics, 58, 135-153.



前ページまで示していたT0418の事例の特徴として、台風の北上成分が大きく、温低化中の 衰弱が小さいうえに、温低化後に再発達したことがあった。この事例では、北上した台風の西 側で顕著な圏界面の折れ込み(2PVU面の下降)があった。

また上層ジェットの観点では、ジェットが大きく蛇行し、温帯低気圧への組織化の時点ではダ ブルジェットパターンになっていた(基礎編第7.8節)。

これらは急発達する温帯低気圧にも見られる特徴で、T0418が温低化時に広い範囲で暴風を 伴っていたことと関連しそうに見える。

ただし、台風が温低化するときは常に顕著な上層擾乱との相互作用があるわけではなく、台風がそれほど強度を保たずに温低化する場合や、既存の顕著な前線に吸収されるように見える場合もある。それらは上層の流れ(渦位分布でも見ることができる)と下層の前線帯との関係において、例えば上図のように分類できる。

上のパターンについて、具体的な事例を次ページに示している。

### (このページと次ページの参考文献)

Kitabatake, N., 2008: Extratropical transition of tropical cyclones in the western North Pacific: Their frontal evolution, Mon. Wea. Rev., 136, 2066-2090.

### 6.3 台風の温帯低気圧化



クデータによる低気圧中心、前線記号はthermal front parameterによって決定した前線。

上層トラフで成層圏側の空気がどれだけ対流圏側に影響するかによって、温低化とその後の 低気圧の組織化や発達に差異が生じる。

上段:成層圏起源の高渦位空気が対流圏中層の高度まで達する深い圏界面の折れ込みが、 台風から変わった低気圧の上空に乗り上げている。地上低気圧の上空は強い正渦位移流と なっていて、低気圧はあまり弱まらないで温低化している。また上層起源の乾燥空気が低気圧 の南に広く流入していることで、雲と地上前線は閉塞した温帯低気圧のようなパターン(または スプリットフロント)になっている。下層暖気核消失前に上層の乾燥空気が流入することではじ めは暖気核隔離パターンとなり、その後に閉塞パターンになるので、前ページではseclusion – occlusionとしている。

中段:上段ほどは顕著でないトラフに関連して台風が温低化した。上層高渦位空気の南下は 小さいので、東西断面では顕著な圏界面の折れ込みは見られない。衛星画像では低気圧中心 の北東側にバルジを持った雲域が見られ、閉塞した低気圧のパターンではない。下層温度場 では閉塞していない中緯度低気圧の前線パターンとなっているので、前ページではopen wave としている。

下段:別の中緯度低気圧が発達した後の寒気移流場に台風が進んで温低化した。既存の寒 冷前線帯に台風が衰弱しながら吸収されたように見える。上層ではトラフというよりは比較的 まっすぐな流れとなっている。前ページではcold advectionとしている。

前に挙げたT0418は上段のパターンに近いといえる。



PREを和訳するなら「先行降雨事象」になるだろう。

「台風が前線を刺激して大雨になった」と説明されることがあるが、「刺激する」とは何か? 「台風から湿った空気が流れ出して…」と説明されることがあるが、台風近傍の下層空気は台 風中心に向かって流入するのでは?

この節では、大西洋で発生し北米に上陸した熱帯低気圧(ここでは tropical cyclone: TCとしている)と、その北側の前線に関する調査を示す。

PREの解説については北畠(2012)も参照。

【日本のPRE】

PREは日本付近でもしばしば発生していると思われる。例えば2000年9月のいわゆる東海豪雨(北畠 2002)はそれに該当すると考えられる。

(参考文献)

Schumacher, R. S., T. J. Galarneau Jr. and L. F. Bosart, 2011: Distant effects of a recurving tropical cyclone on rainfall in a midlatitude convective system: A high impact predecessor rain event. Mon. Wea. Rev., 139, 650-667.

北畠尚子, 2002:2000 年9 月11-12 日の東海地方の豪雨に対する対流不安定と前線強化に伴う循環の役割. 気象研究所研究報告, 53, 91-108.

北畠尚子, 2012: PRE (Predecessor Rain Event). 天気, 59, 171-172.



上図は前ページの事例に基づく概念モデルである。

Schumacherらの数値モデル実験では、熱帯低気圧を除去しても下層前線の位置である程度の降水が生じたので、前線での降水には中緯度システム(上層ジェット気流・下層前線等)が重要だが、熱帯低気圧が存在することによって降水量がさらに増大すると説明される。

### (参考文献)

Schumacher, R. S., T. J. Galarneau Jr. and L. F. Bosart, 2011: Distant effects of a recurving tropical cyclone on rainfall in a midlatitude convective system: A high impact predecessor rain event. Mon. Wea. Rev., 139, 650-667.



TCの北東側にあった湿潤空気が、境界層内を北上し、地上前線の暖気側から斜めに上昇して、地上前線の寒気側で降水が生じる、と説明される。

(参考文献)

Schumacher, R. S., T. J. Galarneau Jr. and L. F. Bosart, 2011: Distant effects of a recurving tropical cyclone on rainfall in a midlatitude convective system: A high impact predecessor rain event. Mon. Wea. Rev., 139, 650-667.



図ではPREに相対的な大規模場の特徴を示している。

左図:PREはジェットストリークの入口右側(上昇流が励起される領域)に位置する傾向がある。 右図:PREはTCに伴う湿潤域の北に位置する。TC近傍から南寄りの風によって水蒸気がPREに 流入することが示唆される。

【PREのまとめ】

- ・ 台風(TC)中心からやや離れた領域から中緯度前線帯に流入する下層湿潤空気により強雨が生じる。
- 湿潤暖気とそれに伴う潜熱解放が、上層ジェットストリークと下層前線を強めることにより、 ジェットストリーク・前線に伴う鉛直運動とそれによる降水が強化される。

(参考文献)

Galarneau, T. J. Jr., L. F. Bosart and R. S. Schumacher, 2010: Predecessor rain events ahead of tropical cyclones. Mon. Wea. Rev., 138, 3272-3297.

# 6.5 非断熱ロスビー渦/波 (DRV/DRW)

何らかの原因で生じたメソスケールの下層渦位偏差(例えば熱帯低気圧の残骸)が、中緯度の傾圧帯に到達すると、 活発な対流を伴って速い速度で東進する現象。

特徴:

- 水平スケールは500km程度。
- 下層渦位偏差が傾圧帯に達すると傾圧帯上を対流性擾 乱が速い速度で東進する。
- ・ 強雨と南寄りの下層ジェットを伴う。
- 上層擾乱(トラフ・ジェットストリーク)との相互作用で急発達する低気圧になることもある。

【用語について】

・非断熱ロスビー渦(diabatic Rossby vortex: DRV)

・非断熱ロスビー波(diabatic Rossby wave: DRW)

これらは同じ現象を指す。議論の目的等によりどちらを使っても良い。

カ学としてはロスビー波の類似で議論する。その観点ではwaveがふさわしく見える。 実際に発生する現象は波というより孤立擾乱である。その観点ではvortexがふさわしく見える。

DRV・DRWのどちらを使うかは研究者・文献により異なるが、同じものだと考えられている。このことはBoettcher and Wernli (2013)のAppendixで述べられている。 ここでは基本的にDRWで統一しておく。

(参考文献)

Boettcher, M. and H. Wernli, 2013: A 10-yr climatology of diabatic Rossby waves in the Northern hemisphere. Mon. Wea. Rev., 141, 1139-1154.



古典的ロスビー波の復元力はβ効果(惑星渦度の南北傾度)であった。 上の図(c)ではそれを渦位の南北傾度として示している。渦位には惑星渦度も含まれている

ので同じことである。

なお、古典的ロスビー波は断熱過程で説明され、そこでは空気塊の渦位は(ラグランジュ的な 見方で)保存される。これをオイラー的に見れば、もとの渦位偏差の西側で渦位が増大する (*PV* > 0)ことにより擾乱が移動すると説明される。

これに対して、DRWの波動としての復元力は、水平温位傾度上の非断熱加熱で、それにより 渦位が増大(*PV* > 0)して位相が東に伝播する。

(参考文献)

Parker, D. J. and A. J. Thorpe, 1995: Conditional convective heating in a baroclinic atmosphere: A model of convective frontogenesis. J. Atmos. Sci., 52, 1699-1711.



ここではBoettcher and Wernli (2011) による北米付近から北大西洋に進んだ擾乱の事例解析 を示す。彼らはDRWのライフサイクルを、発生段階(generation phase)、伝播段階(propagation phase)、発達段階(intensification phase)に分類している。

左図では下層渦位をカラーで表している。暖色系(~緑系)が潜熱解放により生成された高渦 位と考えられる。また左図中の青線(315K等温位面渦位。ややわかりにくい)で上層トラフを示 している。

右図で対流雲が活発になっている位置に、左図では下層渦位極大(左図中の矢印)がある。

この時刻は、着目する下層渦位極大には上層トラフで励起された上昇運動の領域がかかっている(図省略)ので、上層トラフの影響があるとみなされ、原論文ではメソ対流渦(mesoscale convective vortex: MCV)と称して、DRWとは区別している。つまり、この論文においては厳密には、上図の時刻を含む generation phase はDRW発生前の期間となる。

### (参考文献)

Boettcher, M. and H. Wernli, 2011: Life cycle study of a diabatic Rossby wave as a precursor to rapid cyclogenesis in the North Atlantic – Dynamics and forecast performance. Mon. Wea. Rev., 139, 1861-1878.



前ページの事例のその後の変化である。図の上段(19日0000UTC)では対流を伴う下層渦位 極大が上層トラフから離れていて、上層トラフの影響がない環境で東進しているとして、DRWの 伝播段階(propagation phase)としている。この期間は低気圧の発達は小さい。

図の下段(20日0600UTC)では上層トラフが深まって、DRWはその影響を受け、前線を伴った 温帯低気圧の構造を持ち急速に発達している。著者らはこれをDRWの発達段階 (intensification phase)としている。

### (参考文献)

Boettcher, M. and H. Wernli, 2011: Life cycle study of a diabatic Rossby wave as a precursor to rapid cyclogenesis in the North Atlantic – Dynamics and forecast performance. Mon. Wea. Rev., 139, 1861-1878.



DRWには水蒸気の凝結と傾圧帯が必要ではあるが、発生は様々な大規模場で起こりうる。 Boettcher and Wernli (2013) は多数のDRW事例を扱う中で見られたDRW発生パターンを図のように示した。図中の曲線は圏界面、平行に描かれた直線は下層傾圧帯を表す。

- (a) 亜熱帯高気圧の北西象限で発生する。高気圧の西側の南風が影響。
- (b) 低気圧の北東象限で発生する。低気圧の東側の南風が影響。
- (c) 上層トラフ(圏界面の折れ込み)の影響で生じた下層低気圧から発生する。
- (d) メソ対流システムの残骸が傾圧帯に進んで発生する。
- (e) 台風の残骸が傾圧帯に進んで発生する。

前ページの事例は、上層トラフの影響下で発生したMCVからDRWの性質を持つ擾乱が発生したので、上のシナリオでは (c) が最も近いように見える。

(参考文献)

Boettcher, M. and H. Wernli, 2013: A 10-yr climatology of diabatic Rossby waves in the Northern hemisphere. Mon. Wea. Rev., 141, 1139-1154.



Boettcher and Wernli (2013) が前ページのシナリオを提案したのは、統計的調査を行う際に扱った多数の事例に基づく。

彼らがその統計調査を行うにあたってDRW検出・追跡の基準としたのは以下の各項である。 これらの条件は便宜的であり、絶対的というわけではないが参考になるだろう。

- 1. 海面気圧0.5hPaごとの解析で閉じた等圧線がある。
- 2. 上記の海面気圧極小の位置付近に850hPaで0.8PVU以上の渦位極大がある。
- 3. 地上低気圧の下流側に950hPaである程度以上の水平温位傾度がある。
- 4. 低気圧が250km 6hr<sup>-1</sup>(11.6m s<sup>-1</sup>)以上の速度で移動する。
- 5. 850hPa面で湿度が高い。
- 700hPaでの準地衡風的な上昇速度が小さく、また近傍には250hPa面で1PVU以上の値が ないこと(上層擾乱によって生じた上昇運動が小さいこと)。

上の図では北太平洋では6月・7月に特に多いとされる。

(参考文献)

Boettcher, M. and H. Wernli, 2013: A 10-yr climatology of diabatic Rossby waves in the Northern hemisphere. Mon. Wea. Rev., 141, 1139-1154.



上の図では日本付近でもDRWの発生が多いとされているが、日本ではまだほとんど研究されていない。

日本付近でDRWの可能性のある事例(私見):

- 梅雨前線上の小低気圧
  - ▶ 前ページのグラフで6月・7月に多いとされていることから、梅雨前線との関連が推測 される。
  - ➤ Tochimoto and Kawano (2017) は数値実験で、梅雨前線上の小低気圧のうち日本西方(大陸・東シナ海等)のものにはDRVの性質を持つものがあったと指摘している。 (基礎編第8.7節も参照)
- 台風が温帯低気圧化する際、その北東側から前線上を進む小低気圧
- 中国大陸に上陸・消滅した熱帯低気圧の残骸から前線上を進む低気圧

### (参考文献)

Boettcher, M. and H. Wernli, 2013: A 10-yr climatology of diabatic Rossby waves in the Northern hemisphere. Mon. Wea. Rev., 141, 1139-1154.

Tochimoto, E. and T. Kawano, 2017: Numerical investigation of development processes of Baiu frontal depressions. J. Meteor. Soc. Japan, 95, 91-109.

7. 前線の解析と理論

### 7. 前線の解析と理論

7.1 前線の傾き

7.2 前線の定義と解析

7.3 前線に伴う二次循環

7.4 前線と対称不安定

第4章と第6章で、総観規模現象に付随したメソスケール(主にメソαスケール)の現象について、上層起源の擾乱と下層起源の擾乱の相互作用で説明されているものがあることを指摘していた。

ただし、メソスケールでの組織化には、メソスケールの力学等が必要で、総観規模の力学のみでは説明できない。

ここでは、前線のメソαスケール構造に関する理論等を簡単に紹介する(第7.1節、第7.3節)。 また、通常の天気図で前線が1本の線で表されるが、解析の定義が統一されていないと前線 の詳細構造や事例による差異を覆い隠す要因のひとつになることから、従来の解析の定義や 解析の考え方、注意点についても触れておく(第7.2節)。

最後に、斜向対流に関する対称不安定の理論と、湿潤対称不安定がある場合の前線の循環 の変形、及び前線とメソβスケールの対流との関係の考え方について、第7.4節で紹介しておく。 対称不安定の理論は、日本ではしばしば紹介されるものの、現実の現象に関連付けた報告は あまりない。これは一つには、この不安定が生じる可能性のある領域が狭いことや、不安定が 対流により中立化されやすいことが影響していると思われる。しかし総観規模の前線・降水帯 を解析する際に時間空間解像度の高いデータを使用すると検出されることも考えられるので、 ここでいくつかのの考え方を紹介しておく。 7.1 前線の傾き

### 7.1 前線の傾き

前線(面)の傾きについては、従来、

- 温暖前線の傾きは 1/200 程度
- 寒冷前線の傾きは 1/100~1/50 程度

のようにしばしば説明されていた(例えば日本気象学会、 1998、「温暖前線」及び「寒冷前線」の項)。 最近でも中学校の教科書に掲載されていることがある。

本当にこのようになっているのだろうか? もし前線の種類によって違いがあるなら、何によって傾きが 決まるのだろうか?

上記のうち、例えば「1/200」と書いてあるのは、「水平方向に200km離れたところでの高度差が1kmとなるような傾き」の意味である。

しかし実際には前線面が目に見えるわけではなく、観測可能なのは周辺の気温等である。 そのような周辺の気温等の条件と、前線の傾きはどのような関係を持つのだろうか。ここでは、 前線の傾きに着目することで、前線について考えるための手掛かりとする。

### 【課題】

第7.1節と第7.3節を全部勉強した後に、上記の温暖前線・寒冷前線の傾きの数値の意義について論じよ。

(参考文献)

日本気象学会(編), 1998: 気象科学事典. 東京書籍, 637pp.

7.1 前線の傾き



最初に問題提起した温暖前線・寒冷前線の傾きに関しては、移動する前線としてイメージが示されることが多いが、ここでは静止した前線がどのようになりうるかを考えている。

上の図の状態で密度不連続の前線が静止した際に、傾きがどうなるか、次ページで検討する。

(参考文献)

Bluestein, H., 1993: Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Volume II. Oxford Univ. Press, 594pp.

## 前線の断面の模式図

y - z面における2種類の気団 $W \ge F$ の境界面で、物理量 $\psi$ の微小な変化を考える。

$$d\psi_{W} = \left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)_{W} dy + \left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)_{W} dz \quad (7.1.1)$$

$$d\psi_{F} = \left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)_{F} dy + \left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)_{F} dz \quad (7.1.2)$$

$$\psi \delta W \& F \mathcal{O}$$
境界面で連続なら、 $d\psi_{W} = d\psi_{F} \mathcal{O}$ 

$$dz = \frac{\left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)_{W} - \left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)_{F}}{\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)_{F} - \left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)_{W}} \quad (7.1.3)$$

$$W: 暖$$

$$W: 暖$$

$$W: 暖$$

$$F: 遷 8$$

前線の傾き自体は、観測することができない。

このため、前線近傍の様々な物理量を用いて、前線の傾きを推測する。そのための準備として、理論的に考える。

(7.1.3)式により、任意の物理量の分布で前線の傾きを説明ができることになる。

ここでは暖気と寒気の間に遷移帯の存在を想定しているが、前ページの「密度不連続の前線」の場合はFが無限に小さいと考えることができる。

密度不連続の前線 (7.1.3) 式で $\psi = p( \, \exists E ) \& L, \exists t h h f e o d s e f h h d s e o d s e f e o d s e f e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d s e o d$ 

7.1 前線の傾き

観測できない前線面の傾きについて、観測可能な物理量を用いて、(7.1.5)式で表せるように なった。ここに現実的な値を当てはめて考えてみる。

平均気温を300K、暖気と寒気の気温差を10K、暖気側と寒気側のu成分の風速差を10m s<sup>-1</sup>と する(風は地衡風で近似できるとする)と、 $f \sim 10^{-4}$  s<sup>-1</sup>、g = 10 m s<sup>-2</sup>も使って、 $dz/dy \sim 1/300$  と なる。

これは最初に問題提起した際の温暖前線の傾斜に関する通説に近く、一見、現実的なようだ。

しかし、これを検討するために設定した最初の仮定(鉛直方向に一様、密度不連続)が、現実 の前線とは異なっている。

次ページ以降で、さらに現実的な状況として、まず鉛直成層を持つ場合、次に密度不連続でない場合を検討する。

(参考文献)

Margules, M., 1906: Über Temperaturschichtung in stationär bewegter undin ruhender luft. Hann-Band Meteorol. Z, 243-254.

163



鉛直成層がある場合は、成層がない場合より複雑になるが、微小な厚さの層を考えるなら、 先に示した成層がない場合の考え方を適用することがありうる。

ただし、現実の前線はさらに異なる構造を持つ。次ページ以降に続く。

(参考文献)

Bluestein, H., 1993: Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Volume II. Oxford Univ. Press, 594pp.



現実の前線は密度不連続ではなく、遷移帯を持つ「密度傾度不連続の前線」と考える方が妥当である(基礎編第6.1節も参照)。

図は鉛直断面での温位(θ)分布を示している。同じ高度で見た場合、温位が高い方が暖気。 つまり、各図中の左側が暖気側、右側が寒気側となっている。また図中で鉛直方向に見て等 温位面の間隔が狭いほど、安定度が高い。

左図は、前線帯が上空ほど寒気側に傾く、通常の前線を表す。水平方向に見れば、前線帯 以外の領域では水平温位傾度がなく、前線帯では水平温位傾度がある。 その前線帯では周囲と比較すると鉛直安定度が高い。

右図は、前線帯が上空ほど暖気側に傾いている。水平方向に見ると、前線帯でのみ水平温 位傾度があるのは、左図と同じ。しかしその前線帯では周囲と比較すると鉛直安定度が低い。

鉛直成層がある空気で、遷移帯の存在を考慮すると、「寒気が暖気の上に乗り上げる」形の 前線が考えられる。

(参考文献)

Bluestein, H., 1993: Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Volume II. Oxford Univ. Press, 594pp.

7.1 前線の傾き



上ではW(暖気)とF(遷移帯・前線帯)の境界面について説明しているが、同じ図のFとCの境 界面に関しても同様に、

 $dz/dy = \{(\partial\theta/\partial y)_F - (\partial\theta/\partial y)_C\}/\{(\partial\theta/\partial z)_C - (\partial\theta/\partial z)_F\}$ (7.1.A1)

と書ける。定義により、  $(\partial \theta / \partial y)_c \approx 0$ 、  $(\partial \theta / \partial y)_F < 0$ なので、(7.1.A1) 式の分子は必ず負となり、その面の傾きは分母の静的安定度の差で決まる。

つまり、 $(\partial \theta / \partial z)_F > (\partial \theta / \partial z)_W$ 、 $(\partial \theta / \partial z)_C$ の場合は前線は寒気側に傾き、逆の場合は暖気側に傾く。



ここでは前ページまでの議論の応用として、閉塞前線の傾きについて示す(基礎編第6.5節も参照)。

図中の水平温位傾度の大きさ(絶対値)を見ると、温暖前線側よりも寒冷前線側の方が大きく、 寒冷前線側のほうが強い寒気と言える。古典的閉塞前線モデルでは寒冷型閉塞の構造になる と考えられる状態である。しかし図中の閉塞前線は温暖型閉塞の構造で、温暖前線側の寒気 よりも強い寒気である寒冷前線側の寒気が乗り上げている形になっている。

一方、鉛直安定度は温暖前線側よりも寒冷前線側の方で小さくなっている。これは前ページ で示した、前線の傾きが鉛直安定度の差で決まるという考え方を裏付ける。

(参考文献)

Stoelinga, M. T., J. D. Locatelli, and P.V. Hobbs, 2002: Warm occlusions, cold occlusions, and forward-tilting cold fronts, Bull. Amer. Meteor. Soc., 83, 709-721. 北畠尚子(訳), 2003:温暖型閉塞·寒冷型閉塞·前方傾斜型寒冷前線. 測候時報, 70, 9-24. 7.1 前線の傾き

### 前線と気圧の谷の関係 (7.1.3)式で $\psi = \partial p / \partial y$ として、静水圧の式も使って (b) <sub>COLD</sub> $\int_{W} -\left(\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}\right)$ (a) $\overline{T}$ dz(7.2.2)COLD $g\bar{ ho}$ WARM L L WARM さらに地衡風を使って (a):寒気側に傾斜した前線では前線帯が正渦度極大に一致する。 dz(7.2.3)このため、気圧の谷の位置に前線が解析されることが多くなる。

この節の最後に、気圧の谷と前線の関係を考えてみる。 Godson(1951)、澤田(1955)による。

(7.2.2) 式の分母については、静水圧の式と状態方程式を使って  $\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial p}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial p}{\partial z} \right) = -g \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{p}{RT} \right) \approx g \frac{p}{RT^2} \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{g\rho}{T} \frac{\partial T}{\partial y}$ と変形している。ここでRは気体定数である。

(7.2.3) 式の右辺の分母は、定義により  $(\partial T/\partial y)_W \approx 0$ 、  $(\partial T/\partial y)_F < 0$  なので常に負となる。

- (a) 寒気側に傾斜した前線では、(7.2.3)式の左辺は正なので、右辺の分子は負となる。すると、 渦度は暖気側より前線帯の中の方が大きくなる。そのように考えると、前線帯の中に正渦 度極大=トラフがあることが説明できる。
- (b) 暖気側に傾斜した前線では、(7.2.3)式の左辺は負なので、右辺の分子は正となる。すると、 渦度は前線帯の中暖気側の方がより大きくなる。つまり前線の前方にトラフが存在しうる。 前駆前線トラフ(prefrontal trough)の性格を持つ。

(参考文献)

Godson, W. L., 1951: Synoptic properties of frontal surfaces. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 77, 633-653.

澤田龍吉, 1955: 天気図解析の基礎. 予報研究ノート, 6, 145-256.

7.2 前線の定義と解析



これまでの章・節(基礎編も含む)で述べたように、総観規模の前線は天気図上では1本の線 として表現されるが、実際には三次元構造を持ち、その構造やそれに関連した大気の運動は 事例により大きく異なり、生じる天気現象の差異も大きい。

このように、天気分布を説明する目的としては、前線を1本の線として表現するのには限界が あるのだが、現実にそのような前線の表現が使われていることから、この節では従来の前線解 析の考え方を紹介しておく。

なお、伝統的には、前線帯の暖気側が前線と定義されている(基礎編第6章を参照)が、研究 内容によっては異なる定義を採用する場合もある。特に解析に使用する格子点データセットの 解像度が高くなると、伝統的定義では解析しづらくなるので、気温(または相当温位等)の水平 傾度が最も大きくなる位置を前線と定義することも増えている。

いずれにしても、ひとつの高度(等圧面)上の解析では三次元構造は表現されず、関連する 天気現象を前線記号から読み取ることはできないので、その限界を踏まえて解析を行うととも に、どのように解析すべきかも検討する必要がある。

(参考文献)

Stoelinga, M. T., J. D. Locatelli, and P.V. Hobbs, 2002: Warm occlusions, cold occlusions, and forward-tilting cold fronts, Bull. Amer. Meteor. Soc., 83, 709-721.



前線を客観解析する場合に、Renard and Clarke (1965)のthermal front parameter (TFP、(7.2.1)式)がしばしば使われる。

ここでは前線を特徴づける熱的パラメータをてとする。てとしては気温、温位、相当温位等が考えられる。

前線帯ではての水平傾度(一次微分)は大きくなっているはずである。 いま、前線帯の暖気側を抽出したいとすると、ての二次微分をとれば、その極値の位置が、 「前線帯」領域の輪郭となる。その暖気側を選択すれば、前線となる。 その考え方を用いて、TFP が提案された。

ただし、二次微分の極値の位置を決定する場合には、三次微分が0になる位置を決定する必要がある(Hewson 1998)。

これは解析結果が安定しないことがあるためで、解像度の高い格子点データを使う場合などには、τの水平傾度が最も大きくなる位置として、τの二次微分が0となる位置(または TFP = 0)となる位置を前線と定義して解析が行われることが増えてきている(例えばJenkner et al. 2010)。

#### (参考文献)

Hewson, T. D., 1998: Objective fronts. Meteor. Appl., 5, 37-65.

Jenkner, J. M., M. Sprenger, C. Schwierz, S. Dierer, and D. Leuenberger, 2010: Detection and climatology of fronts in a high-resolution model reanalysis over the Alps. Meteor. Appl., 17, 1–8. Renard, R., and L. Clarke, 1965: Experiments in numerical objective frontal analysis. Mon. Wea. Rev., 93, 547–556.



TFPの極大の位置を決めるために、TFPとあわせてlocation equation  $\nabla \cdot \nabla |\nabla \tau| = 0$ を使用している。これは $\tau$ の三次微分である。

この方法では、熱的パラメータτの水平傾度が使用されないという問題がある。つまり、「前線の強さ」として本来はτの一次微分(水平温位傾度等)に着目していたが、その大きさが小さくても前線が解析されてしまう場合が生じることが、妥当どうか、ということである。

また、上の図は粗い解像度のデータセットを用いている。用いるデータの解像度が高くなると、 従来は前線帯とされていた領域の内部でも微細構造が解析可能になるが、それが総観規模前 線の解析にはノイズとなる。目的に応じて解析方法を変えていく必要があるだろう。

なお、基礎編第6.1節で触れたように、前線を気温・温位のように水蒸気を考慮しない変数を 用いるか、相当温位・湿球温位のように水蒸気を考慮する変数を用いるか、また、どの高度の データで解析を行うかによって、解析結果は大きく異なる。

海上の雲バンドとして現れるものを前線として解析する場合は相当温位等の水蒸気を考慮す る変数を用いた方が説明しやすいが、この場合は鉛直運動をもたらす力学の説明はできない ことに注意が必要である。

(参考文献)

北畠尚子, 2002:2000年9月11-12日の東海地方の豪雨に対する対流不安定と前線強化に伴う循環の役割. 気象研究所研究報告, 53, 91-108.



上に示したのは、前ページで挙げられていた問題の解決を目指した一例である。

前線の位置の定義として、「前線帯の暖気側」ではなく、熱的パラメータ(ここでは相当温位) の水平傾度極大の位置としている。そのための条件として *TFP* = 0 を採用している。 また相当温位の水平傾度が閾値以上(図では4.5°C/(100km))であることも条件としている。 この二つの条件をそれぞれみたすものとして、(c)に黒の細線と太線が記入されており、両者 をみたすところが(d)で最終的な前線とされている。

なお、高解像度データを用いる際の不安定を取り除くために、前処理でスムージングを行って、 (a)から (b)に変形して前線決定を行っている(詳細は原論文を参照)。(d)の背景の相当温位 分布はもとの (a)の分布である。

このページの方法でも前の方法でも、検出されるのはその時刻のスナップショットの前線であり、時間的な連続性は考慮されない。特に予報にかかわる現業解析においては、前線として解析されたものが持続して悪天をもたらしうるものかどうか(前線として発表することに意味があるかどうか)、注意する必要があるだろう。

# 図の事例で、「前線帯の暖気側」を前線として定義する場合は、*TFP* 極大、すなわち (c) で青 色の最も濃い箇所を前線とすることになる。

### (参考文献)

Jenkner, J. M., M. Sprenger, C. Schwierz, S. Dierer, and D. Leuenberger, 2010: Detection and climatology of fronts in a high-resolution model reanalysis over the Alps. Meteor. Appl., 17, 1–8.

# 7.3 前線に伴う二次循環

前線強化・弱化に伴って励起される鉛直循環について、準地衡風近似(基礎編第6章)からさらに少し踏み込んで、地衡風運動量近似で検討する。

結論:

前線は長さ方向は総観規模だが幅方向はメソαス ケールであることを考慮して、前線に垂直な方向を 1ケタ小さいスケールとして検討すると、準地衡風 近似よりも狭い範囲で顕著な鉛直運動を見積もる ことができる。

前線強化/弱化に伴って鉛直運動が励起されることは、準地衡風近似の枠組みでも定性的に説明できていた(基礎編第6章)。

ただしそれだと水平スケールが1000kmのオーダーとなり、前線に伴う運動とは関連付けづらい。

ここでは、さらに高次の近似である、地衡風運動量近似と、それによって得られるセミ地衡風方程式系、それらで説明するセミ地衡風理論による前線に伴う循環の説明に触れておく。



基礎編で扱っていた、準地衡風理論の枠組みで説明できる鉛直運動は、1cm s<sup>-1</sup>程度のオーダーだった。

ー方、メソスケール現象に伴う鉛直対流は1m s<sup>1</sup>またはそれ以上の鉛直運動となっている。

ここではその中間の、前線に沿って生じる比較的幅の広い領域での運動(10cm s<sup>-1</sup>のオー ダーの鉛直運動)を考える。

(参考文献)

Browning, K. A., 1990: Organization of Clouds and Precipitation in Extratropical Cyclones. Extratropical Cyclones: The Eric Palmen Memorial Volume, C. W. Newton and E. O. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 129-153.

# 理想的な前線のモデル化: Sawyer-Eliassenの鉛直循環

前線は長さ方向(x方向)には総観規模現象(~1000km)だが幅方向(y方 向)にはメソスケール現象(~100km)であることを考慮する。

x方向にのびる前線帯で、 $\partial \theta / \partial y < 0$  (北ほど低温)とする。

非地衡風運動はx方向では無視できる(ult地衡風的)がy方向では無視できないとする。すなわち $u \approx u_g$ 、 $v = v_g + v_a$ である。

運動方程式と熱力学方程式は

$$\begin{split} \left[ \frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + (v_g + v_a) \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \right] u_g &= -\frac{\partial \Phi}{\partial y} + f_0 (v_g + v_a) \quad (7.3.1) \\ \left[ \frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + (v_g + v_a) \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \right] \theta &= \dot{\theta} \quad (7.3.2) \\ \\ \mathbf{5}^{\mathbf{r}} \mathbf{r} \mathbf{k}^{\mathbf{r}} \mathbf{k}^{\mathbf{r}} \mathbf{u}^{\mathbf{r}} \mathbf{m} \mathbf{u}^{\mathbf{r}} \mathbf{u} \mathbf{u}^{\mathbf{r}} \mathbf{u}^{\mathbf{r}}$$

p座標系の運動方程式は  $\frac{dv}{dt} = -\nabla_p \Phi - f \mathbf{k} \times \mathbf{v}$  (基礎編 (4.1.1) 式) これに地衡風の関係  $v_g \equiv \frac{1}{f} \mathbf{k} \times \nabla_p \Phi$  と  $v \equiv v_g + v_a$  を適用すると、運動方程式は下のように一般化できる。

 $\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -f\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{v}_a \quad (7.3.A1)$ 

基礎編の準地衡風近似では、移流する風を地衡風で近似していたので d<sub>g</sub>/dt を採用していた が、ここではまずは移流する風に非地衡風成分を含めておく。そしてこの式は「空気塊の運動 に加速度が生じると、その方向に対して垂直に非地衡風運動が生じる」、または逆に「非地衡 風運動があるとそれに垂直に加速度が生じる」ことを意味する。

総観規模の前線に関する水平方向のスケールは、長さ方向には $L_x \sim 10^6 \text{ m}(=1000 \text{ km})$ 、幅 方向には $L_y \sim 10^5 \text{ m}(=100 \text{ km})$ 、風速のオーダーは、長さ方向と幅方向がそれぞれ U~10m s<sup>-1</sup>、V~1 m s<sup>-1</sup>程度と考えることができる。 ロスビー数(基礎編第2.2節)は  $R_0 =$ 

U~10m s<sup>-1</sup>、V~1 m s<sup>-1</sup>程度と考えることかできる。 ロスヒー致(基礎編第2.2節)は  $R_0 = V/fL_y$ ~0.1 程度である。

U成分とV成分それぞれについて、運動方程式の加速度項とコリオリ項を比較すると、

 $\frac{dU/dt}{fV} \sim \frac{UV/L_y}{fV} \sim 1 \quad (7.3.A2), \qquad \frac{dV/dt}{fU} \sim \frac{V^2/L_y}{fU} \sim 0.01 \quad (7.3.A3)$ 

となる。ここで、時間スケールは前線を横切る時間 V/Ly を採用している。

(7.3.A3) 式より、V方向の加速度  $dv_g/dt$  が無視できるので、(7.3.A1) 式の関係により  $u_a$ も無視できることになり、U成分は地衡風的と説明できる。またこれにより $v_g$ 成分の運動方程式は考慮する必要がなくなる。一方、(7.3.A2) 式からは、U方向の加速度 $du_g/dt$ が無視できず、V方向の非地衡風運動 $v_a$ も無視できない。従って、以後、水平方向の運動方程式は $u_g$ 成分のみ議論し、そこでの非地衡風成分は $v_a$ のみ考慮する。(次ページに続く)

(7.3.1)式(運動方程式)に地衡風の関係を適用すると

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + \left(v_g + v_a\right)\frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p}\right]u_g = f_0 v_a \tag{7.3.1}$$

「前線を横切る成分の非地衡風v。(右辺)は、前線に沿った 方向の地衡風u。の時間変化(左辺)によって生じる。」

- 基本的には準地衡風方程式系と同じだが左辺が一部異なる。
   「地衡風運動量近似」、「セミ地衡風方程式系」と呼ばれる。
- 式中の赤字は準地衡風近似にはなかった項である。v成分と 鉛直成分の非地衡風による循環を含んでいる。つまり、前線を 横切る断面における鉛直循環自体が、右辺の非地衡風の強 化・弱化に寄与することを表している。これにより、準地衡風近 似の場合と比較して、前線の強度変化が速く生じるように説明 されることになる。

鉛直方向にはブジネスク近似(Boussinesq approximation)とする。すなわち基本的に非圧縮 と考え密度の時間変化を無視するが、重力に関連する部分のみ密度変化を考慮する。 以下、ごく簡単に説明する。詳細は下記の教科書等を参照していただきたい。

(7.3.1)'式で、移流する風には非地衡風成分まで含めているが、移流される運動量を地衡風 で置き換えている。

それでこれを地衡風運動量近似(geostrophic momentum approximation)と呼んでいる。 さらにそれによる方程式系をセミ地衡風方程式系(semigeostrophic equations)と呼ぶ。

z座標系の連続の式  $dv_a/dy + dw/dz = 0$  (密度の時間変化を無視している。また地衡風成 分はキャンセルされている)で、スケールを考える。

ここで考えていたスケール V~1m s<sup>-1</sup>、L<sub>y</sub>~100km、H~10km を適用すると、 W~0.1m s<sup>-1</sup>~1km hour<sup>-1</sup>

のオーダーとなる。これは準地衡風近似で表す総観規模現象の鉛直運動(~0.01m s<sup>-1</sup>)より1 ケタ大きい。つまり、準地衡風理論で見積もるよりも、狭い範囲でやや強い(ただし対流よりは 弱い)上昇流を見積もることが可能になる。

1 km hour<sup>-1</sup>程度の上昇流なら、層状性の雲・降水が生じることはあるだろうし、対流不安定 成層の空気を上昇させて不安定が顕在化して対流性の雲・降水が生じることもあるだろう。

(参考文献)

Bluestein, H., 1993: Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Volume II. Oxford Univ. Press, 594pp.

Holton, J. R. and G. J. Hakim, 2012: An Introduction to Dynamic Meteorology, Fifth Edition. Academic Press, 552pp.
運動方程式 (7.3.1)'と熱力学方程式 (7.3.2) から時間変化の項を消去して変 形すると、

$$-\frac{\partial v_a}{\partial p}\frac{\partial m}{\partial y} + 2\frac{\partial v_a}{\partial y}\frac{\partial m}{\partial p} + \gamma\frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{\partial \theta}{\partial p} = 2\gamma Q_y + \gamma\frac{\partial \dot{\theta}}{\partial y}$$
(7.3.3)

この変形には以下の各式を用いている。

$$m \equiv u_g - f_0 y$$
 (7.3.4)  $\gamma = \left(\frac{R}{pf_0}\right) \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\kappa}$  (7.3.5)

$$\frac{\partial v_a}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (7.3.6) \qquad \qquad \frac{\partial u_g}{\partial p} = \gamma \frac{\partial \theta}{\partial y} \quad \cdot \quad \frac{\partial v_g}{\partial p} = -\gamma \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (7.3.7)$$

$$Q_{y} = \frac{1}{\gamma} \left( \frac{\partial v_{g}}{\partial p} \frac{\partial u_{g}}{\partial y} - \frac{\partial u_{g}}{\partial p} \frac{\partial v_{g}}{\partial y} \right) = - \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial u_{g}}{\partial y} + \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial v_{g}}{\partial y} \right)$$
(7.3.8)

(7.3.3)式の右辺のうち、第1項(Qに関する項)は地衡風による変形(温度風バ ランスの破壊)、第2項は非断熱加熱である。そして左辺は非地衡風運動を表す。 つまりこれは、総観場の地衡風による変形(と非断熱加熱)により二次的な非 地衡風運動vaとωが励起されることを表す。

(7.3.3) 式の導出:

(7.3.1)' 式をpで、また (7.3.2) 式をyでそれぞれ偏微分して、それらの式の時間微分の項を消去し、(7.3.4)~(7.3.8) 式を適用する。

(7.3.4) 式: 地衡風絶対運動量の定義

(7.3.6) 式:連続の式。なお、 $\frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} = 0$ も使っている。(基礎編 (4.1.6) 式参照)

(7.3.7) 式:温度風の関係

(7.3.8)式:Qベクトルのy成分(基礎編第6.3節(6.3.1)式。基礎編第9.1節も参照)

(7.3.3) 式で表される、「地衡風の変化から非地衡風・鉛直運動が励起される」のは、準地衡 風近似の枠組みでの説明でも同様であった。

(7.3.3) 式に準地衡風近似で対応する式は基礎編(9.1.8)式で、そこでは断熱のため(7.3.3) 式の非断熱項(右辺第2項、青字)がないだけでなく、(7.3.3) 式の左辺第2項(赤字)もない。そ の場合は、励起される鉛直循環は、後で述べるように斜めに傾かない。 (7.3.3) 式に、y-p面の流線関数ψを導入する。  $v_a = -\frac{\partial \psi}{\partial p}$  (7.3.9) ,  $\omega = \frac{\partial \psi}{\partial y}$  (7.3.10)  $\frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \frac{\partial m}{\partial y} - 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial p} \frac{\partial m}{\partial p} + \gamma \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \frac{\partial \theta}{\partial p} = 2\gamma Q_y + \gamma \frac{\partial \theta}{\partial y}$  (7.3.11) (7.3.11) 式の左辺各項の係数はそれぞれ,第1項は慣性安定度  $(-\partial m/\partial y)$ ,第3項は静的安定度 $(-\partial \theta/\partial p)$ ,第2項は傾圧性(温度 風の関係により $-\partial m/\partial p = -\gamma \partial \theta/\partial y)$ である。 (7.3.11) 式がψについて解けるのは、慣性安定 $(-\partial m/\partial y > 0)$ 、静 的安定 $(-\partial \theta/\partial p > 0)$ で、かつ対称安定(7.3.12式)の場合である。 また(7.3.11) 式の右辺の符号によって、y-p面で生じる循環の方向が 決まる。  $\gamma(\partial \theta/\partial p) \cdot (\partial m/\partial y) - (\partial m/\partial p)^2 > 0$  (7.3.12)

前ページでは診断方程式(7.3.3)で強制項である右辺に着目したが、今度は左辺各項の係数 に着目する。

(7.3.9) 式の結論により、前線では、鉛直方向で安定(静的安定)、水平方向で安定(慣性安定)、斜め方向でも安定(対称安定)な場合に循環が生じる。つまり、不安定でなくても循環が 励起され上昇流が生じることを表す。

 $Q_y < 0$ の場合とは、前線強化の場合である(基礎編第6章参照)。この場合か、又は $\frac{\partial \theta}{\partial y} < 0$ である(非断熱加熱が暖気側で大きい)場合は、熱的直接循環(暖気が上昇・寒気が下降)が励起されることを表す。

Q<sub>y</sub>>0の場合は前線弱化である。この場合か、又は $\frac{\partial \dot{\theta}}{\partial y} < 0$ の場合は、熱的間接循環(暖気が下降・寒気が上昇)が励起されることを表す。これは、「温度場の変形により崩れた温度風の関係を戻すように鉛直運動が生じる」ことを表す。

慣性安定・静的安定・対称安定である状態で、不安定でない状態でも、前線の強化・弱化が あれば循環が励起される可能性がある。

それによって持ち上げられる空気の成層が対流安定であれば層状雲・層状性降水が生じ、 対流不安定な成層の空気が持ち上げられるのであれば対流雲・対流性降水が生じうる。 一方、対称不安定の場合には斜向対流が発生する。

このように、前線近傍では対称安定でも対称不安定でも何らかの運動が発生しうる。対称不 安定は次節で簡単に紹介する。

#絶対運動量と慣性安定性の関係については第3章、対称安定性については次節を参照。



 $\frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} \frac{\partial m}{\partial y} - 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial p} \frac{\partial m}{\partial p} + \gamma \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \frac{\partial \theta}{\partial p} = 2\gamma Q_y + \gamma \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial y}$ (7.3.11) It

で、環境場の地衡嵐 $u_g(f$ なわち $m)、v_g、及び<math>\theta$ と、非断熱加熱の分布を与えると、(7.3.12)の条件を満たせば流線 $\psi$ について解ける。

ここで、(7.3.8)式  $Q_y = -\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\frac{\partial u_g}{\partial y} + \frac{\partial\theta}{\partial y}\frac{\partial v_g}{\partial y}\right)$  において、右辺第2項は地衡風の合流による前線強化 (confluent frontogenesis)、第1項はシアーによる前線強化 (shear frontogenesis)を表す。(基礎編第6章参照)

これらのそれぞれにより、上図a, bのように循環が励起された状態の流線が求められる。

ここで、循環の軸は図ではUの等値線に沿って傾いているように見える。 背景場である地衡風の絶対渦度の鉛直成分は  $f_0 - \partial u_g / \partial y = - \partial m / \partial y$  で、y成分は  $\partial u_g / \partial p = \partial m / \partial p$  であるので、循環の軸は等m面に沿って傾いている。

(参考文献)

Eliassen, A., 1962: On the vertical circulation in frontal zones. Geofys. Publ., 24, 147-160.

循環の軸は等m面に沿って傾いているので、その傾きをp座標系で表す。  

$$-\left(\frac{dp}{dy}\right)_{m} = \frac{\partial m/\partial y}{\partial m/\partial p} = \frac{\partial u_{g}/\partial y - f_{0}}{\partial u_{g}/\partial p} = -\frac{p}{R} \frac{f_{0}(f_{0} - \partial u_{g}/\partial y)}{\partial T/\partial y} \quad (7.3.13)$$
分母は傾圧性で定義より<0、分子は慣性安定度で>0のはずである。  
それで上の式は必ず正となり、循環は寒気側に傾く。  
y-z面では(ただし水平微分はp面上のものをそのまま使って)  

$$\frac{dz}{dy} = -\frac{f_{0}T}{g} \frac{\left\{f_{0} - \left(\partial u_{g}/\partial y\right)_{p}\right\}}{(\partial T/\partial y)_{p}} \quad (7.3.14)$$
微分を差分で表して $\Delta y \rightarrow 0$ とすると、 $|f_{0}| \ll |\Delta u_{g}/\Delta y|$ となるので、  
Margulesの式を変形した(7.1.5)と同じになる。  

$$\frac{dz}{dy} \approx \frac{f_{0}\overline{T}(u_{gW} - u_{gC})}{g(T_{W} - T_{C})}$$

この節では、前線帯が  $\Delta y \sim 100$ km の幅を持ち、そこに  $\Delta u_g \sim 10$ m s<sup>-1</sup> の風速差があるスケールを想定してきた。その場合は、 $|\Delta u_g / \Delta y| \sim 10^{-4}$  s<sup>-1</sup> で、コリオリパラメータと同程度になる。ここで密度不連続の前線を想定すると、前線帯の幅が無限に小さい、すなわち  $\Delta y \to 0$  と考えることができる。すると、 $|f_0| \ll |\Delta u_g / \Delta y|$ となる。

Margulesの式はもともと、成層のない大気や密度不連続などを前提としている点が、現実の 前線との対応の点で適切でなかった(第7.1節)が、上のように考えると、傾斜した循環の中の (斜向)上昇の領域と下降の領域の境界としての意味を持つように見える。



寒気側に傾斜した前線帯が存在する初期状態から、前線強化が生じた場合を図示したもの。

図の上段は準地衡風近似で導出される変化である。

前線強化が生じると、それにより崩れた温度風バランスを回復するように、暖気側で上昇、寒気側で下降の熱的直接循環が励起される。

ただしこれは水平運動による気温変化を打ち消すような鉛直運動であり、また準地衡風近似 では非地衡風運動による運動量移流・温度移流が無視されるので、地表面付近以外では気温 の変化が小さい。

地表面では鉛直運動が0なので、地衡風の水平運動による前線強化で生じた気温変化が打ち消されず、前線は強まるが、準地衡風近似でない場合と比較すると変化は遅い。

下段の地衡風運動量近似では、初期状態は準地衡風近似の場合と同じで、鉛直循環が励起されるのも同じである。

ただし、上昇流・下降流が傾斜している。南北方向の非地衡風成分が運動量と温度の移流に 寄与することを反映している。

特に地表面付近では、水平温度移流だけでなく収束も前線強化に寄与するため前線強化が 速い。また地表面付近だけでなく上空でも気温分布の変化が大きくなる。

(参考文献)

Bluestein, H., 1993: Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Volume II. Oxford Univ. Press, 594pp.

# 7.4 前線と対称不安定

前節で、前線に伴う鉛直循環が励起される条件として、静的安定であ ることと、慣性安定であることに加えて、「対称安定であること」があっ た。

 $\gamma(\partial\theta/\partial p) \cdot (\partial m/\partial y) - (\partial m/\partial p)^2 > 0 \qquad (7.3.12)$ 

これは「静的安定度と慣性安定度(左辺第1項)に対して、傾圧性(左辺第2項)が大きすぎない場合」と言える。

またこれは「基本場の地衡風渦位  $P_a > 0$ 」である。

それでは、この条件が負になる場合である「対称不安定な場合」が生 じると何が起きるのだろうか?

対称不安定とは、上のように解釈すると、「静的安定度と慣性安定度に対して傾圧性が大き すぎる場合」となる。

【対称安定性と渦位の関係】

p座標系における渦位は (2.4.4) 式で、

$$P_{p} = -g\left(\frac{\partial\theta}{\partial p}\right)\left(\zeta_{p} + f\right) + g\left(\frac{\partial\nu}{\partial p}\frac{\partial\theta}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial p}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)$$

基本場として、u方向の地衡風 $u_g$ 、及びそれとバランスしたy方向の水平温位傾度があると考える。すなわち温度風の関係  $\partial u_g / \partial p = \gamma \partial \theta / \partial y$  が成り立ち、また  $v_g = 0$  である。すると  $m \equiv u_q - f_0 y$  (7.3.4)

より、地衡風絶対渦度  $\zeta_q + f_0 = -\partial m/\partial y$  である。また地衡風渦位は

 $P_g = g\left(\frac{\partial\theta}{\partial p}\right)\left(\frac{\partial m}{\partial y}\right) - g\left(\frac{\partial u_g}{\partial p}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right) = g\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial p}\right)\left(\frac{\partial m}{\partial y}\right) - \frac{1}{\gamma}\left(\frac{\partial u_g}{\partial p}\right)^2\right]$ 

となり、右辺は (7.3.12) 式により正である。よって、  $P_g > 0$  であると言える。逆に  $P_g < 0$  の場合は「対称不安定」ということになる。

例えば、第2章、第4章、第6章で見た事例の渦位分布(ただし地衡風渦位ではない)では、負の渦位が、上層リッジ内、すなわち、下層温暖前線の寒気側の上空で見られる傾向があった。 そのような領域が、対称不安定の候補領域となりうる。

(この節の参考文献)

Schultz, D. M., and P. N. Schumacher, 1999: The use and misuse of conditional symmetric instability. Mon. Wea. Rev., 127, 2709-2732.

7.4 前線と対称不安定



対称不安定を考えるために、前線帯に垂直な断面を考える。

図 (a) と (b) は、共に、どこでも慣性安定  $(-\partial m/\partial y > 0)$ 、静的安定  $(-\partial \theta/\partial p > 0)$ である。 また水平温位傾度と運動量の鉛直傾度 (地衡風鉛直シアー)がある。

図 (a) は通常の対流圏によく見られる状態で、等温位面の傾きより等絶対運動量面の傾きが 大きい。空気塊Aが等0面上を移動すると、 $(\partial m/\partial y)_{\theta} < 0$ なので等0面上でも慣性安定であり、 また等m面上を移動すると– $(\partial \theta/\partial p)_m > 0$ なので等m面上でも静的安定である。

図 (b) では等温位面の傾きの方が絶対運動量の等値面の傾きより大きい。慣性安定度と静的安定度が低い一方、水平温位傾度と鉛直シアーが大きい、すなわち傾圧性が大きい状態である。空気塊Bが等の面上を移動すると、 $(\partial m/\partial y)_{\theta} > 0$ となるので等の面上では慣性不安定であり、また等m面上を移動すると– $(\partial \theta/\partial p)_m < 0$ となるので等m面上では静的不安定である。つまりこの状態では斜め方向には不安定である。この状態を対称不安定という。

前節の (7.3.9) 式で、前線帯では対称安定な場合に斜めに傾斜した二次循環が力学的に励 起されることが指摘されたが、対称不安定な場合でも斜めに傾斜した運動が生じる。ただし、 安定な運動か、不安定な運動か、その違いは大きい。

ただし、対称不安定な状態は、発生したとしてもすぐに斜向対流混合が生じて中立化されてし まうので、観測されにくいことが考えられる。これは鉛直方向に絶対不安定な状態が観測され にくいのと同様である。

(参考文献)

小倉義光, 1997:メソ気象の基礎理論. 東京大学出版会, 215pp.

|--|

	鉛直方向	斜め方向	
乾燥 (凝結なし)	絶対不安定 <i>– ∂θ/∂p &lt;</i> 0	対称不安定(SI) $-(\partial \theta / \partial p)_m < 0, (\partial m / \partial y)_{\theta} > 0$ $P_g < 0$	
条件付き (空気塊、凝 結あり)	条件付き不安定(CI) <i>-∂θ<sub>e</sub>*/∂p</i> < 0	条件付き対称不安定(CSI) $-(\partial \theta_e^*/\partial p)_m < 0$ , $(\partial m/\partial y)_{\theta} > 0$ $P_{eg}^* < 0$	
対流(ポテン シャル) (空気層、凝 結あり)	対流不安定・ポテン シャル不安定(PSI) $-\partial  heta_e / \partial p < 0$	ポテンシャル対称不安定(PSI) $-\left(\partial  heta_e \ / \partial p  ight)_m < 0$ , $(\partial m / \partial y)_ heta > 0$ $P_{eg} < 0$	

末件内さ対称不安定とホリンシャル対称不安定を運通対称不安定と呼ぶことがある。

 $P_{g}$  は地衡風渦位(渦位の計算において風の代わりに地衡風を使用したもの)、  $P_{eg}$ は相当地衡風渦位( $P_{g}$  で温位の代わりに相当温位 $\theta_{e}$ を使用したもの)、

 $P_{ea}^*$ は飽和相当地衡風渦位 ( $P_{ea}$ で相当温位の代わりに飽和相当温位 $\theta_e^*$ を使用)。

鉛直方向の不安定に関しては、乾燥大気の場合(凝結を考慮しない場合)の静的(絶対)不 安定に対して、上昇する空気塊における凝結・潜熱解放を考慮する条件付き不安定 (conditional instability:CI)があった。また上昇する空気層における凝結・潜熱解放を考慮する 対流不安定(convective instability)もあった(基礎編第2章)。後者はポテンシャル不安定 (potential instability: PI)とも呼ばれる。

斜め方向の不安定にも、乾燥大気に関する対称不安定(SI)に対して、空気塊における凝結・ 潜熱解放を考慮する条件付き対称不安定、空気層における凝結・潜熱解放を考慮するポテン シャル対称不安定が考えられる。

- 条件付き対称不安定(conditional symmetric instability: CSI)
  - ▶ 対称不安定の条件において、温位θの代わりに飽和相当温位θ<sub>e</sub>を使用する。
  - ▶ 不安定の解消には、空気塊を"自由斜向対流高度"まで持ち上げる必要がある。
- ポテンシャル対称不安定(potential symmetric instability: PSI)
   ▶ 対称不安定の条件において、温位θの代わりに相当温位θ<sub>e</sub>を使用する。

文献によっては、これらを厳密に区別せずに、湿潤対称不安定(moist symmetric instability: MSI)と呼んでいることもある。

これらの不安定を解消するのに必要な空気塊・空気層の持ち上げには、前節の前線循環を含む、力学的に励起される上昇運動や、地形性上昇流などが考えられる。



図は前線帯付近の地衡風角運動量mと飽和相当温位 $\theta_e^*$ で安定性を表している。2ページ前の凝結のない対称不安定の説明では $\theta$ を用いていたのに対して、この図では $\theta_e^*$ を用いている点が異なる。

- 条件付き不安定領域(CI)は、前線帯よりやや暖気側に存在する。
- 前線帯では、条件付き対称不安定領域(CSI)が存在しうる。
- 対称安定度が中立な領域(NS)では、条件付き対称不安定が既に解消されて中立化した 可能性がある。

対称安定の条件(7.3.12)式から、対称不安定(SI)の条件は  $\gamma(\partial\theta/\partial p) \cdot (\partial m/\partial y) - (\partial m/\partial p)^2 < 0$  (7.4.A1) 条件付き対称不安定(CSI)の条件は、ここで温位の代わりに飽和相当温位を使って  $\gamma(\partial\theta_{\rho}^{*}/\partial p) \cdot (\partial m/\partial y) - (\partial m/\partial p)^2 < 0$  (7.4.A2)

(7.4.A2) 式の左辺第1項に関しては、北半球では慣性安定な場合は水平方向(p面上)では  $\partial m/\partial y < 0$  である。そして $\gamma > 0$  であり、また左辺第2項は常に負となるので、(7.4.A2) 式が 成り立つには、 $\partial \theta_e^*/\partial p$  が正か、あるいは負だが絶対値がある程度より小さいことが必要にな る。ただし、 $\partial \theta_e^*/\partial p$  が正の場合とは鉛直方向の条件付き不安定(CI)に他ならない。この点で、 条件付き不安定(CI)は条件付き対称不安定(CSI)の特殊な状態であるとも言える。条件付き不 安定(CI)ではない(すなわち鉛直方向には絶対安定成層である)が条件付き対称不安定(CSI) となる状態は、 $-\partial \theta_e^*/\partial p > 0$ (符号に注意)ではあるが小さいときに生じる可能性があること になる。

さらに、(7.4.A2) 式が成り立つには、左辺第2項がある程度以上大きくなる必要がある。これ には傾圧性が大きい必要があるので、結局、条件付き対称不安定(CIS)が生じる可能性がある のは前線帯の比較的狭い領域となる。



第7.3節の説明のような前線に関する二次循環は、発生の条件のひとつとして、(乾燥)対称 安定である必要があった。このため、そのような二次循環と、対称不安定による斜向対流は共 存しない。

しかし、水蒸気があれば、(乾燥)対称安定と湿潤対称不安定が共存することも可能になる。 これは、乾燥大気として考えると鉛直方向に静的安定だが水蒸気があるために条件付き不安 定である状態が珍しくないのと同様のことである。

すると、対称安定のため前線に伴う二次循環が励起され、かつ湿潤対称不安定によって変形されることが起きうる。

図では、左は対称安定の条件下で前線に伴って励起される二次循環を示している。そこで湿 潤対称安定度を低くして実験を行うと、二次循環が変形され、右図のようになる。流線関数の 間隔は風速に反比例するので、前線面に沿った斜めの上昇運動が、対称安定な場合よりも速 い速度で生じることが示されている。

つまり、前線に伴う循環は基本的に対称安定な状態で生じるが、湿潤対称安定度が低いと 上昇運動が大きくなる。

また、条件付き対称不安定もポテンシャル対称不安定も、その不安定を顕在化させるには何らかの持ち上げが必要だが、その持ち上げとして、前線に伴う二次循環が寄与しうることが示 唆される。

なお、台風の眼の壁雲も傾斜していて(基礎編第7.2節)、そこではほぼ湿潤対称中立である ことが指摘されている(例えばHouze 2010)。すなわち湿潤対称不安定の寄与が示唆される。

(参考文献)

Emanuel, K., 1985: Frontal circulations in the presence of small moist symmetric stability. J. Atmos. Sci., 42, 1062-1071.

Houze, R. A., Jr, 2010: Clouds in tropical cyclones. Mon. Wea. Rev., 138, 293-344.



基礎編第5章や応用編第2章~第4章で見ていた2012年4月3日0000UTCをもう一度示す。 左上図は衛星赤外画像、左下図は地上天気図(速報解析)である。

右上図は300hPa面、右下図は132.5°E沿いの南北断面図で、共に、カラーは飽和相当地衡風 渦位Peg(単位はPVU。以下、本ページでは単に渦位とする)である。つまり、カラーで示している のが正の値であれば条件付き対称安定、OPVU前後であれば対称中立、負の値であれば条件 付き対称不安定(CSI)である。また赤線は飽和相当温位θg(K)で、これが上方ほど大きければ 絶対安定、上ほど小さければ条件付き不安定(CI)である。その他の要素として、右上図では矢 羽で300hPa風を、また黒実線(太線)で850hPa渦位(PVU)を示している。右下図の黒線は鉛直 p速度(Pa s<sup>-1</sup>)である。

衛星画像(左上図)で132.5°E沿いを見ると、32°N付近と38°N付近を中心に雲頂高度が高く (輝度温度が低い)、右下図の鉛直p速度で上昇運動が強い領域(黒太矢印)と整合している。 それらの上空の300hPa高度を中心に渦位が負となっており、そこより下の対流で生じた潜熱加 熱による渦位の減少を示している。

一方、右下図の飽和相当温位(赤線)の分布から、37°N付近の下層渦位極大から北ほど上 へと傾斜した前線帯があることが示唆される。またその前線帯では渦位が0.5PVU以上と相対 的に大きいので、条件付き対称安定度は比較的高い。同じ右下図の鉛直p速度はこの前線帯 の暖気側でやや大きく、斜めに上昇する運動があるように見える(右下図中の赤矢印)。その 上昇流域の起源である下層の37°N付近では渦位が大きいので、下層では対称安定度が高く、 そこでの斜向運動は(湿潤)対称不安定ではなく前線強化による励起と考えられる。ただしその 傾斜した上昇運動が400hPa高度、43°N付近まで進むと、そこでは渦位は0.5PVU以下で、ほぼ 対称中立である。これらから、赤矢印の傾斜した上昇運動は、下層では安定な状態での前線 に伴う上昇運動として励起されるが、中層では条件付き対称安定度が低いために斜向上昇運 動が強められていることが考えられる。

さらに小さいスケールの現象の考え方について、次ページ以降で紹介する。



鉛直方向の条件付き不安定(CI)・対流不安定(ポテンシャル不安定、PI)と、斜め方向の条件 付き対称不安定(CSI)・ポテンシャル対称不安定(PSI)の発生する条件の違いは小さいので、鉛 直対流と斜向対流が共存する場合もありうる。これらの関連する降水帯の発生・組織化につい ても研究が行われている。

基本的には、前線帯に生じる湿潤対称不安定による斜向対流のほうが、条件付き不安定領域に生じる孤立対流等と比較するとスケールがやや大きいと考えられる。

これに関連して、Xu (1986) は、小スケールの鉛直対流が先に発生しその後にレインバンドとなる upscale development と、その逆の downscale development に分類した。

このうちdownscale developmentでは、CSIにより前線帯で斜向上昇が生じ、下層における潜 熱解放による加熱のため中層で不安定化して、中上層(つまり前線層より上)でCIにより鉛直対 流が生じると説明する。水平分布として見ると幅の広い上昇流域の中にメソ対流システムが生 じるのでdownscaleである。

上の図はNeiman et al. (1993) の「エスカレーター・エレベーターモデル」である。前線帯の幅 広い斜向上昇(グレーの矢印:エスカレーター)の中に、メソスケールの鉛直対流(黒矢印と白 いかなとこ雲:エレベーター)が生じている。この対流は傾斜した前線層の上、地上前線に対し ては寒気側(前線帯内)に生じると考えられる。

## (参考文献)

Neiman, P. J., M. A. Shapiro, and L. S. Fedor, 1993: The life cycle of an extratropical marine cyclone. Part II: Mesoscale structure and diagnostics. Mon. Wea. Rev., 121, 2177–2199. Schultz, D. M., and P. N. Schumacher, 1999: The use and misuse of conditional symmetric instability. Mon. Wea. Rev., 127, 2709-2732.

Xu, Q., 1986: Conditional symmetric instability and mesoscale rainbands. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 112, 315-334.



Xu (1986) のupscale developmentでは、先にスケールの小さい湿潤鉛直対流が生じ、潜熱加熱と混合によって鉛直方向に成層が安定化すると、そのあとで湿潤対称不安定による斜向対流が生じると説明する。対流によって鉛直方向に安定化(すなわち中上層で昇温)しても、それにより中上層で水平温度傾度が増大することもあって湿潤対称不安定が残り、また斜向対流に伴う下層の寒気流入も組織的に生じるので、対流性降水が比較的長時間持続すると考えられる。初期の傾圧性は比較的弱めだが、やや鉛直シアーがあると、このようなシステムが鉛直シアー(つまり傾圧帯)に沿って分布し、降水バンドが形成されると考えられる。降水域のスケールが拡大するので upscale である。前線帯の暖気側のスコールラインの形成がこれによると指摘されている(Schultz and Schumacher 1999)。

上の図ではスケールは示されていないが、図のもととなったSenan(1994)の理想実験で再現 されているのは、幅は100km前後で、日本で線状降水帯と呼ばれる現象より規模のやや大き いレインバンドに対応する。

現実の大気中で比較的小さいスケールの対流システムが顕著になるのは、それより大きい スケールでの組織的な上昇運動が強くない場合と考えられるので、このようなシステムが生じ るのは傾圧性の強い前線帯の内部よりもやや暖域よりと考えられる。

# (参考文献)

Schultz, D. M., and P. N. Schumacher, 1999: The use and misuse of conditional symmetric instability. Mon. Wea. Rev., 127, 2709-2732.

Senan, C. J., 1994: A numerical study of nonlinear nonhydrostatic conditional symmetric instability in a convectively unstable atmosphere. J. Atmos. Sci, 51, 1352-1371.

Xu, Q., 1986: Conditional symmetric instability and mesoscale rainbands. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 112, 315-334.



- 安定成層の上昇のため、層状雲や層状性降水の発生が考えられる。
- ② 鉛直方向の条件付き不安定や対流不安定の解放に関連した鉛直 対流
  - 主に前線の暖気側で、発生する可能性のある領域は比較的広いが、 個々の対流のスケールは小さい。
  - 不安定の解放のための初期の持ち上げには①が寄与する場合がある。
- 3 斜め方向の湿潤対称不安定の解放に関連した斜向対流
  - 傾圧性が大きく、鉛直方向の安定度が比較的高い。
  - ②と比較するとスケールがやや大きくバンド状の降水帯を形成する。
  - 不安定の解放のための初期の持ち上げには①が寄与する可能性が ある。また近傍の鉛直安定度が低い領域の②が関与することも考えられる。
  - 前線近傍で、比較的狭い領域に限定されるので、発生した対流を対称
     不安定と特定することは容易でない。

第7.3節と第7.4節で、総観規模前線に関連して考えられる上昇運動・対流の励起について述べた。そこには鉛直方向・斜向方向の安定・不安定のさまざまな状況が考えられる。ここではそれを整理した。

①は第7.3節を参照。これに伴う雲や降水の発生は、ベルゲン学派の古典的温暖前線モデルの幅の広い降水帯(幅は数百km)のイメージが当てはまる。

②の鉛直対流は暖域内の孤立した対流が当てはまる。また水平分布では前線帯の内部に 見えても、三次元で見た場合に前線層(安定層)より上の暖気内で生じる対流も考えられる。

③の斜向対流は、前線に伴う幅の広いレインバンド①の暖気側及び内部(※)で、やや小さい スケールで組織化されたバンドが当てはまる可能性がある。一般には鉛直対流と比較すると 背が低く発雷しにくいことが考えられるが、Schultz and Schumacher (1999) には反例があげられ ており、湿潤対称不安定の特徴として発雷が少ないと単純に言えるものではないことが示唆さ れている。

ここではいくつかのシナリオを示しているが、現実の現象はさらに多様であると思われるので、 今後も個々の事例を調査する必要がある。

(※)湿潤対称不安定に関連したレインバンドはどちらかというと前線帯の内部よりも暖気側に 生じると考えられるが、前線が上空ほど寒気側に傾いている場合、その上空の前線の暖気側 での湿潤対称不安定に関する上昇流が生じる場合は、それによる幅の狭いレインバンドは地 上の前線帯の内部(上空)に位置することになる。

#### (参考文献)

Schultz, D. M., and P. N. Schumacher, 1999: The use and misuse of conditional symmetric instability. Mon. Wea. Rev., 127, 2709-2732.

【表紙と裏表紙について】

これらの衛星画像と地上天気図は、平成30年台風第21号が四国に上陸する数時間 前のもので、台風はまだ明瞭な眼と非常に強い勢力を持っている。この台風は、風水 害による損害保険の支払金額としてはそれまでの最大となる大きな被害をもたらした (基礎編第7.1節参照)が、それでも雲域の水平スケールは基礎編の表紙の温帯低気 圧と比較するとかなり小さい。一方、裏表紙の水蒸気画像では台風の北西側に顕著な 暗域が見られる。台風が熱帯・下層起源の擾乱であるのに対して、この暗域は中緯度・ 上層起源の擾乱である圏界面の折れ込みである。この圏界面の折れ込みに対応する下 層擾乱は同時刻の地上天気図では低気圧・前線は見られないが、このあと圏界面の折 れ込みと台風の相互作用が起こることが予想される状況である。類似した状況につい ては第6章を参照していただきたい。

\* この文献の著作権は気象庁に帰属します。

## 著者略歴

北畠尚子(きたばたけ なおこ)

仙台管区気象台技術部予報課、気象庁予報部予報課、海洋気象部海上気象課、気象大 学校講師、気象庁気象研究所台風研究部主任研究官・第二研究室長 現在 気象大学校教授

総観気象学 応用編

2019年11月20日 初版 2020年2月一部修正 2020年5月一部修正 2021年8月一部修正

著者 北畠尚子発行者 気象庁〒105-8431 東京都港区虎ノ門 3-6-9

印刷所 株式会社総北海



表紙:ひまわり8号 カラー合成画像 2018年9月4日0000UTC 裏表紙:表紙と同じ、ただしB08画像(水蒸気バンド)