

平成18年度 卒業論文

大気大循環における  
ジェットの維持と変動要因

筑波大学第一学群自然科学類

地球科学主専攻

200310422

光吉 育実

2007年1月

# 目次

Abstract	iv
表目次	vi
図目次	vii
1 はじめに	1
2 目的	3
3 使用データ	4
3.1 再解析データ	4
3.2 JRA-25 データの詳細	4
3.2.1 仕様	4
3.2.2 品質	5
3.3 平年値	6
4 解析手法	8
4.1 対象事例の選定方法	8
4.2 支配方程式系	9
4.2.1 基礎方程式系	9
4.2.2 帯状平均した方程式系	10
4.2.3 渦動成分の方程式系	12

4.3	E-P フラックスの定義	12
<b>5</b>	<b>結果</b>	<b>17</b>
5.1	ジェットの変動	17
5.2	事例	17
5.2.1	事例の選定	17
5.2.2	各対象事例数	18
5.3	コンポジット解析	18
5.3.1	北半球	19
5.3.2	南半球	21
<b>6</b>	<b>考察</b>	<b>24</b>
6.1	北半球	24
6.1.1	亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>	24
6.1.2	亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>	24
6.1.3	亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>	25
6.1.4	亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>	26
6.2	南半球	27
6.2.1	亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>	27
6.2.2	亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>	27
6.2.3	亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>	28
6.2.4	亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>	28

<b>7 結論</b>	<b>30</b>
7.1 北半球 . . . . .	30
7.2 南半球 . . . . .	30
<b>謝辭</b>	<b>32</b>
<b>参考文献</b>	<b>33</b>

# Maintenance and Variation of the Subtropical and Polar-frontal Jets in the Global Atmosphere

Ikumi MITSUYOSHI

## Abstract

In the upper troposphere, the subtropical jet and the polar-frontal jet exist in both of the Northern and Southern Hemisphere. The strength and location of the polar-frontal jet is variable, whereas that of the subtropical jet is relatively steady. So, in the upper troposphere, there are two states of the jets. One state is a double jets state, when both of the subtropical and polar-frontal jets exist. Another is a single jet state, when the only subtropical jet exists.

In this study, the maintenance and variation of the subtropical and polar-frontal jets are investigated in association with the wind speeds of the subtropical and polar-frontal jets, by using the Eliassen-Palm (E-P) flux and its divergence.

"Eliassen-Palm (E-P) cross sections" are meridional cross sections showing the Eliassen-Palm flux  $\mathbf{F}$  by arrows and its divergence by contours. The direction of  $\mathbf{F}$  indicates the relative importance of the principal eddy fluxes of heat and momentum. If the eddy dynamics is Rossby wavelike, then  $\mathbf{F}$  is also a measure of net wave propagation from one height and latitude to another. The divergence of  $\mathbf{F}$  reflects the magnitude of transient and irreversible eddy processes at each height and latitude. It is a direct measure of the total forcing of the zonal-mean state by the eddies.

In the case of the strong subtropical jet, the eddies start to grow centered at around  $45^\circ$ . Then, in the upper troposphere, the E-P flux vectors turn equatorward at lower latitudes than  $45^\circ$ , signifying a poleward flux of westerly eddy momentum and turn polarward at higher latitudes than  $45^\circ$ , signifying an equatorward flux of westerly eddy momentum. As a result, it is found that the eddies have an effect on intensifying the subtropical jet at around  $45^\circ$  and then form the single jet state.

In the case of the strong polar-frontal jet, the eddies start to grow centered at around  $55^\circ$  and the E-P flux vectors turn equatorward in the upper troposphere, signifying a poleward flux of westerly eddy momentum. As a result, it is found that the eddies have a effect on intensifying the polar-frontal jet at around  $55^\circ$  and then form the double jet state.

In the case of the both strong subtropical and polar-frontal jets, the result is similar to the case of the strong subtropical jet. The reason is that the wind speed of the subtropical jet is much stronger than that of the polar-frontal jet.

**Key Words:** subtropical jet, polar-frontal jet, E-P flux (Eliassen-Palm flux), zonal mean zonal wind, eddy momentum flux, eddy heat flux

## 表 目 次

1	解析で用いた記号、添え字、定数など . . . . .	35
2	解析で用いた物理定数 . . . . .	35

## 目 次

1	子午面循環と亜熱帯ジェット、寒帯前線ジェットの模式図 . . . . .	36
2	帯状平均東西風速の鉛直断面図（南半球においてダブルジェットの場合） .	37
3	帯状平均東西風速の鉛直断面図（南半球においてシングルジェットの場合）	37
4	傾圧不安定固有解 (Charney モード) の高度場の構造 . . . . .	38
5	傾圧不安定固有解 (Polar モード) の高度場の構造 . . . . .	39
6	モデル実験による亜熱帯ジェットの強さに伴う亜熱帯ジェットと寒帯前線 ジェットの位置の緯度変化 . . . . .	40
7	北半球 250hPa 面における風速の分布図 . . . . .	41
8	北半球 250hPa 面における風速の分布図 . . . . .	42
9	北半球 250hPa 面における風速の分布図 . . . . .	43
10	北半球 250hPa 面における風速の分布図 . . . . .	44
11	北半球 250hPa 面における風速の分布図 . . . . .	45
12	北半球 帯状平均風速の鉛直断面図（ダブルジェットのとき） . . . . .	46
13	北半球 帯状平均風速の鉛直断面図（シングルジェットのとき） . . . . .	46
14	北半球 領域平均帯状風速と平年値、標準偏差（1979年1月-3月） . . . . .	47
15	南半球 領域平均帯状風速と平年値、標準偏差（1979年7月-9月） . . . . .	47
16	亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットの強さで場合分けした各対象事例数 . .	48
17	北半球 JFM における対象事例の風速の平均場（亜熱帯ジェット<強>、寒 帯前線ジェット<強>） . . . . .	49
18	北半球 JFM、250hPa 面における対象事例の風速の平均場（亜熱帯ジェット <強>、寒帯前線ジェット<強>） . . . . .	49



19	北半球 JFM における E-P フラックスとその収束・発散のコンポジット図 ( 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強> ) . . . . .	50
20	北半球 JFM における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強> ) . . . . .	51
21	北半球 JFM、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強> ) . . . . .	51
22	北半球 JFM における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱> ) . . . . .	52
23	北半球 JFM、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱> ) . . . . .	52
24	北半球 JFM における E-P フラックスとその収束・発散のコンポジット図 ( 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱> ) . . . . .	53
25	北半球 JFM における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱> ) . . . . .	54
26	北半球 JFM、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱> ) . . . . .	54
27	北半球 JFM における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強> ) . . . . .	55
28	北半球 JFM、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強> ) . . . . .	55
29	北半球 JFM における E-P フラックスとその収束・発散のコンポジット図 ( 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強> ) . . . . .	56
30	北半球 JFM における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強> ) . . . . .	57
31	北半球 JFM、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強> ) . . . . .	57

32	北半球 JFM における対象事例の風速の平均場（亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>）	58
33	北半球 JFM、250hPa 面における対象事例の風速の平均場（亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>）	58
34	北半球 JFM における E-P フラックスとその収束・発散のコンポジット図（亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>）	59
35	北半球 JFM における対象事例日から 5 日後の風速の平均場（亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>）	60
36	北半球 JFM、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場（亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>）	60
37	南半球 JAS における対象事例の風速の平均場（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>）	61
38	南半球 JAS、250hPa 面における対象事例の風速の平均場（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>）	61
39	南半球 JAS における E-P フラックスとその収束・発散のコンポジット図（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>）	62
40	南半球 JAS における対象事例日から 5 日後の風速の平均場（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>）	63
41	南半球 JAS、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>）	63
42	南半球 JAS における対象事例の風速の平均場（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>）	64
43	南半球 JAS、250hPa 面における対象事例の風速の平均場（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>）	64
44	南半球 JAS における E-P フラックスとその収束・発散のコンポジット図（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>）	65

45	南半球 JAS における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 強 >、寒帯前線ジェット < 弱 > ) . . . . .	66
46	南半球 JAS、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 強 >、寒帯前線ジェット < 弱 > ) . . . . .	66
47	南半球 JAS における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 強 > ) . . . . .	67
48	南半球 JAS、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 強 > ) . . . . .	67
49	南半球 JAS における E-P フラックスとその収束・発散のコンポジット図 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 強 > ) . . . . .	68
50	南半球 JAS における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 強 > ) . . . . .	69
51	南半球 JAS、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 強 > ) . . . . .	69
52	南半球 JAS における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 > ) . . . . .	70
53	南半球 JAS、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 > ) . . . . .	70
54	南半球 JAS における E-P フラックスとその収束・発散のコンポジット図 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 > ) . . . . .	71
55	南半球 JAS における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 > ) . . . . .	72
56	南半球 JAS、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 > ) . . . . .	72

# 1 はじめに

対流圏上層には、北半球・南半球ともに亜熱帯ジェット気流と寒帯前線ジェット気流と呼ばれる二つのジェット気流が存在する。亜熱帯ジェットは、ジェット軸が 200 hPa 面、緯度 30 度付近に存在し、位置・強さともに比較的安定している。その理由としては、成因がハドレー循環に伴う角運動量輸送であることが挙げられる（図 1a）。それに対して、寒帯前線ジェットは、ジェット軸が 300 hPa 面、緯度 45 ~ 65 度付近と位置の変動が激しい上に強さも不安定である。成因は、中緯度における南北の温度勾配である（図 1b）。このため、寒帯前線ジェットの変動は、日本を含む中緯度の気候に大きな影響を与えている。そして、寒帯前線ジェットの位置・強さの変動が激しいために、対流圏上層では亜熱帯ジェットと明瞭な寒帯前線ジェットが共存するダブルジェットの状態（図 2：南半球）と寒帯前線ジェットが不明瞭で亜熱帯ジェットのみが存在するシングルジェットの状態（図 3：南半球）が不規則に生じている。

そんな中、Tanaka and Tokinaga (2002) によって、ジェットの傾圧性に伴って励起される傾圧不安定波と波のエネルギーの伝播の関係が明らかにされた。図 4、図 5 はそれぞれ北半球における亜熱帯ジェット、寒帯前線ジェットの傾圧性に伴って励起される傾圧不安定波（Charney モード、Polar モードとする）の高度場の構造（上：ジオポテンシャル高度の順圧成分、下：ジオポテンシャルの振幅と位相）を表している。図 4 上から、その構造を見ると、Charney モードは東西波数が 6 で、北緯 45 度付近を境に南側ではトラフ・リッジ軸が南西から北東に傾いているために、西風運動量の北向き輸送が起きていることがわかる。そして北側では、トラフ・リッジ軸が南東から北西に傾いているために、西風運動量の南向き輸送が起きていることがわかる。このときの E-P フラックスを示した図が図 1c である。これらのことから Charney モードによって、亜熱帯ジェット域と寒帯前線ジェット域から西風運動量が奪われ、北緯 45 度付近に向かって輸送されることがわかる。そして、その結果北緯 45 度付近で平均流が加速され、シングルジェットの状態となるような波のエネルギーの伝播が起こると示された。このとき、E-P フラックスは位相と直角の向きを示すことから、図 4 下の位相を見ると、E-P フラックスは北緯 45 度付近から立ち上がり、それより南側では南向き、北側では北向きを示すことがわかる。次に、図 5 上から、Polar モードの構造を見ると、東西波数が 3 で、北緯 45 度付近から北緯 60 度付近にかけてトラフ・リッジ軸が南西から北東に傾いているために、西風運動量の北向き輸送が起きていることがわかる。このときの E-P フラックスを示した図が図 1b である。これらのことから Polar モードによって、北緯 45 度付近から寒帯前線ジェット域に向かって西風運動量が輸送されることがわかる。そして、その結果寒帯前線ジェットが

加速されることにより、ダブルジェットの状態となるような波のエネルギーの伝播が起こるということが示された。このとき、図4下の位相から、E-Pフラックスは北緯75度付近から立ち上がり、それより南側（北緯30度付近まで）で南向きを示すことがわかる。

また、Kim and Lee (2003) によって、亜熱帯ジェットが弱いときは明瞭な寒帯前線ジェットが存在し、ダブルジェットの状態となるということ、亜熱帯ジェットが強いときは寒帯前線ジェットが不明瞭となり、シングルジェットの状態となるということがモデル実験によって示された。それを表しているのが図6で、横軸が亜熱帯ジェットの強さを表す指標  $Q_{max}$  であり、縦軸が緯度である。

## 2 目的

本研究では、ジェットの強さを指標として、亜熱帯ジェット、寒帯前線ジェットの強さがそれぞれどのようなときに、ダブルジェット、シングルジェットの状態となるかということをも波のエネルギーの伝播という観点から明らかにすることである。また、Tanaka and Tokinaga (2002) の結果と比較し、亜熱帯ジェットが強いときは、Charney モード ( 亜熱帯ジェットの傾圧性に伴って励起される傾圧不安定波 ) の影響が強く、寒帯前線ジェットが強いときは、Polar モード ( 寒帯前線ジェットの傾圧性に伴って励起される傾圧不安定波 ) の影響が強いと考え、ジェットの維持や変動に寄与する波のエネルギーの伝播形態についても調べる。具体的には亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットの強さで事例を選定し、その事例の大気場の渦動エネルギー輸送について調べる。その際、E-P フラックス ( Eliassen-Palm flux, Eliassen and Palm 1961 ) という物理量を導入し、その収束、発散についても調べる。E-P フラックスを用いることで、渦による運動量フラックスと熱フラックスを統合して表現可能で、波動による大気の帯状平均流の加速・減速を定量的に表現可能である。

## 3 使用データ

### 3.1 再解析データ

本研究で用いたデータは JRA-25 (Japanese Re-Analysis 25 years) の長期再解析データである (Ohnogi et al., 2005)。長期再解析とは、気象機関において現業的に実施される数値予報・データ同化システムのプログラムを用いて、同一のシステムで十年以上の長期間に渡る過去の観測データを与え、品質の様な大気循環場と境界条件のデータセットを作成することを指す。JRA-25 長期再解析プロジェクトは、季節予報モデルの高度化や気候研究のための高精度の気候データセットを作成し、気候の推移を正確に把握することを目的に、気象庁と電力中央研究所との共同研究を核に 2001 年度より 5 年計画でスタートし、2006 年 3 月に計算が終了したため、研究利用のための正式版データが公開されている。

使用データの詳細は以下の通りである。

⎧	期間	: 1979 年 1 月 1 日 ~ 2004 年 12 月 31 日 (12UTC)
	水平格子間隔	: $2.5^\circ \times 2.5^\circ$
	鉛直格子間隔	: 1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50 hPa の 14 層
	要素	: 水平流 ( $u, v$ )、気温 ( $T$ )

### 3.2 JRA-25 データの詳細

#### 3.2.1 仕様

JRA-25 データの作成に使われた数値モデルは、気象庁の現業の天気予報で使われるモデルに基づく。2001 年 3 月時点で更新されたモデル (気象庁, 2002) に対して、再解析用にいくつかの変更が施されている。主な変更点は、台風ポーガスの廃止、積雪観測データを活用した陸面解析の導入、ラジオゾンデの誤差補正の自動化、不正な浮遊ブイデータの自動除去などである。データ同化手法には、3 次元変分法 (竹内, 2002) が用いられている。空間解像度は、水平 T106 (東西 320、南北 160 のガウス格子で表現される)、鉛直 40 層 (上端は 0.4 hPa) である。

再解析の入力データとして使用された観測データは、従来型観測と衛星リモートセンシングによる観測に大別される。

従来型データは、陸上の固定地点からの地上観測、船舶・ブイからの海上観測、気球による高層観測、航空機による観測などである。JRA-25 で使われた従来型データは、気象庁で蓄積されたものと、欧州中期予報センター (ECMWF) の最新の再解析 (ERA-40, Uppala et al., 2004) で整備されたものが中心である。

衛星観測としては、TOVS (米国海洋大気庁 (NOAA) の極軌道環境観測衛星に搭載された TIROS 型現業鉛直サウンダ) および ATOVS (改良型 TOVS) と呼ばれる鉛直放射探査計による放射輝度温度、SSM/I (米国国防省気象衛星 DMSP のマイクロ波放射計センサー) による可降水量と積雪域情報、散乱計による海上風、静止気象衛星の雲画像の時間変化から算出される風速 (Atmospheric Motion Vector, AMV)、MODIS (極軌道の地球観測衛星 Terra と Aqua に搭載されている中分解能撮像分光放射計) による赤外画像と水蒸気画像から算出される極域の風速が含まれる。

この他、通常の観測データとは性質の異なるものとして、Fiorino (2002) による熱帯低気圧周辺で推定された風速 (以下、台風周辺風) および中国の文献記録から気象庁によってデジタル化された積雪深データが使われている。これらは、他の再解析では使われていない、JRA-25 独自の特徴である。

### 3.2.2 品質

従来型データが豊富に利用される対流圏では、全球平均気温の時間変化などの基本的特性は、他の再解析データとほぼ同等である。それに対して、衛星観測の比重が増す成層圏では、TOVS データの欠測や特性変化の影響を受けて、気温が大きく変動する傾向がある。これは、データ同化において、数値モデルによる推定値が成層圏で比較的大きな誤差をもつことに起因する。月平均降水強度の空間分布については、他のどの再解析データよりも現実的であり、総合的品質に優れている。また、台風周辺風が効果的に機能し、世界中の熱帯低気圧が他の再解析データと比べて現実的に表現されている。しかしながら、対象期間を二分して計算 (1979-1990 年と 1991-2004 年) したことによる不連続性には注意する必要がある。幸い、JRA-25 では、気温や風速などの主要な出力要素については、両期間の境となる 1990 年末時点で、問題となる不連続性は認められていない。しかし、別の問題として、成層圏水蒸気やアマゾン域の土壌水分が、時間とともに減少する欠点が明らかになっている。これらはデータ同化システムの不備によるものであり、1990 年末の



接続時点での不連続は避けられない。

#### < 鉛直放射探査計データの変遷の影響 >

観測データの変遷による最も大きな影響は、鉛直放射探査計データ (TOVS/ATOVS) に関係するものである。この観測データは、JRA-25 の対象期間にわたって存在するが、測器の搭載される衛星が時代とともに変化する。また、TOVS からその改良型の ATOVS への切り替えでは、搭載される測器も大きく異なり、データ同化処理手順も大幅に異なる。鉛直放射探査計データは、従来型観測データの少ないところでは、再解析データの品質を大きく左右する重要なデータであるため、搭載衛星の変化や ATOVS への切り替えが再解析データの品質に与える影響は非常に大きい。

#### < 成層圏 >

JRA-25 の再解析システムでは、モデル面 40 層のうち約 13 層が成層圏に相当する。

成層圏の再解析データには、予報モデルの境界条件として与えられるオゾンデータ、同化計算に直接取り込まれる高層ゾンデの気温と水平風、それに衛星による各波長帯の輝度温度が大きく影響する。ゾンデデータは、約 8 割が北半球中高緯度の陸上のものであり、また、各同化サイクルで使用データ数が大きく異なる。例えば、10 hPa レベルに届くデータの数は、00 Z と 12 Z では 100–200 個程度であるのに対し、06 Z と 18 Z では 10 個程度である。一方、衛星データの観測データ数は、サイクルあたり 2000 程度もあり、熱帯や南半球中高緯度にも多くの観測データが得られるので、大気場に与える影響が大きい。成層圏の水蒸気量は、物質循環や放射の研究者にとっては利用価値が高いが、JRA-25 では実用的な品質が得られなかったため、残念ながら公開される出力データ要素からは削除されている。なお、JRA-25 の計算に使われた予報モデルの放射過程では、オゾン以外の主要成分が固定値として扱われている (成層圏の水蒸気は 2.5 ppm)。

### 3.3 平年値

本研究で用いた平年値は以下の手順で作成した。

上記の期間におけるカレンダーデー各日に対して 26 年平均を計算

で計算した 365 日分の平均値に対して Lanczos フィルター (Duchon, 1979) を施し、低周波成分 (60 日以上) を抽出

なお、Lanczos フィルターの詳細は次の通りである。

#### <ランチョスフィルター>

1次元のランチョス高周波フィルターの重み係数  $w_k$  は次のように表される。

$$w_k = \frac{\sin(2\pi f_c k)}{\pi k} \frac{\sin(\pi k/n)}{\pi k/n} \quad (k = -n, \dots, 0, \dots, n)$$

ここで、 $f_c$  は元データ時間間隔をカットオフする周期で割ったカットオフ周波数、 $2n+1$  がフィルタリングに際して使用する元データの時間方向の項数である。ただし  $w_0$  としては、分母、分子が共に 0 に近づく極限をとって、 $w_0 = 2f_c$  とする。例えば日別値に対して、8 日の高周波フィルターを施す場合は、 $f_c = 1/8 \text{ 日} = 0.125$  を用いる。項数を 15 とした場合には、 $w_{(-7)}$  から  $w_7$  まで 15 個の係数を上式によりあらかじめ求めておき、対象となる日の前後 7 日間のデータに対して、重み付きの 15 日移動平均を行えばよい。低周波フィルターは高周波フィルターの係数に  $-1$  をかけて得られる。また、任意の高周波と低周波のフィルターを組み合わせるとバンドパスフィルターとしても使用できる。

今回の平年値作成のパラメータとしては、121 項 60 日周期カットオフとしたローパスフィルターを使用した。

## 4 解析手法

以下では、本研究で用いた解析手法について述べる。まず最初に、どのようなときにダブルジェットまたはシングルジェットになるかということ調べるため、便宜的に亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットの強弱を指標として場を分類し、対象事例を選定した。4.1節では具体的な対象事例の選定方法について述べる。次に、4.2節では基礎方程式系から帯状平均 (zonal mean) した方程式系と、渦動 (eddy) に関する方程式系を導き、それをもとに4.3節で E-P フラックスという物理量を定義する。

### 4.1 対象事例の選定方法

南北両半球とも亜熱帯ジェットの存在域を 200 hPa、緯度 25 ~ 35 度と定義し、寒帯前線ジェットの存在域を 300 hPa、緯度 45 ~ 65 度と定義した。そして、その領域の平均風速  $[V]$  を亜熱帯ジェット、寒帯前線ジェットそれぞれに対して求めた。対象期間は、冬季のみとし、本研究では冬季を北半球については JFM (1月、2月、3月)、南半球については JAS (7月、8月、9月) と定義した。これは、北半球において寒帯前線ジェットが比較的明瞭に見えている時期が3月であったので、北半球では3月を含むように、南半球では北半球に準じる時期になるよう冬季を設定したためである。次に、 $[V]$  の平年値を  $[V]_c$ 、標準偏差  $\sigma$  を

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n ([V]_i - [V]_c)^2}$$

として、 $[V]_c \pm 1\sigma$  を求める。そして、

・ 亜熱帯ジェット:  $[V] \geq [V]_c + 1\sigma$ 、寒帯前線ジェット:  $[V] \geq [V]_c + 1\sigma$  のとき  
亜熱帯ジェット < 強 >、寒帯前線ジェット < 強 >

・ 亜熱帯ジェット:  $[V] \geq [V]_c + 1\sigma$ 、寒帯前線ジェット:  $[V] \leq [V]_c - 1\sigma$  のとき  
亜熱帯ジェット < 強 >、寒帯前線ジェット < 弱 >

・ 亜熱帯ジェット:  $[V] \leq [V]_c - 1\sigma$ 、寒帯前線ジェット:  $[V] \geq [V]_c + 1\sigma$  のとき  
亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 強 >

・亜熱帯ジェット: $[V] \leq [V]_c - 1\sigma$ 、寒帯前線ジェット: $[V] \leq [V]_c - 1\sigma$  のとき  
 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>

として、各対象事例を選び出した。そして、選び出した各対象事例に対して4.3節で定義する E-P フラックスを求め、それぞれの場合ごとにコンポジット解析を行った。

## 4.2 支配方程式系

### 4.2.1 基礎方程式系

はじめに、

$$\begin{aligned} z &= -\ln \frac{P}{P_{00}} \\ \rho_0 &= \rho_{00} e^{-z} \\ P_{00} &= \rho_{00} R T_{00} \end{aligned} \quad (1)$$

とし、静力学平衡を仮定すると、

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = RT \quad (2)$$

このとき、球面座標系を用いた大気の基本方程式系は以下のように表される。

- 水平方向の運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u \cos \theta) + w \frac{\partial u}{\partial z} - f v + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = F_{\lambda}^* \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \theta} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial v}{\partial \theta} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u^2 \tan \theta}{a} + f u + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = F_{\theta}^* \quad (4)$$

- 熱力学方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial \theta} + w \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \kappa T \right) = \frac{J}{C_p} \quad (5)$$

• 連続の式

$$\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (v \cos \theta) + \frac{\partial w}{\partial z} - w = 0 \quad (6)$$

ここで、 $u$ 、 $v$  はそれぞれ東西風速、南北風速、 $w = \frac{dz}{dt}$ 、 $a$  を地球の半径、 $f$  をコリオリパラメータ、 $P_{00}$  は地上気圧、 $C_p$  を定圧比熱、 $F^*$  を摩擦項、 $J$  を非断熱加熱率の項とする。また、 $\kappa = \frac{R}{C_p}$  とおいた。

$dx \equiv a \cos \theta d\lambda$ 、 $dy \equiv a d\theta$  とおくと、(6) 式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (v \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0 \quad (7)$$

と書き直すことができる。また、(2) 式を用いると、(5) 式は

$$\frac{\partial \Phi_z}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \Phi_z + v \frac{\partial}{\partial y} \Phi_z + w S = \kappa J \quad (8)$$

と書き直すことができる。ここで、

$$\begin{aligned} \Phi_z &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} \\ S &= R \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \kappa T \right) = H^2 N^2 \end{aligned}$$

である。このとき、 $S$  は静的安定度のパラメータ、 $H$  はスケールハイト、 $N$  はブラント・バイサラ振動数である。

次に、 $u$ 、 $v$ 、 $\Phi_z$  に (7) 式をかけ、それぞれ (3) 式、(4) 式、(8) 式に加えると以下の方程式系を得る。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u^2) + \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial y} (uv \cos^2 \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 u w) - f v + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = F_x^* \quad (9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uv) + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (v^2 \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 v w) + \left( f + \frac{u \tan \theta}{a} \right) u + \frac{\partial \Phi}{\partial y} = F_y^* \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Phi_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u \Phi_z) + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (v \Phi_z \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w \Phi_z) + \kappa w \Phi_z = \kappa J \quad (11)$$

#### 4.2.2 帯状平均した方程式系

(7) 式、(9) 式 ~ (11) 式の基礎方程式系から帯状平均の方程式系を導く。ある変数  $\psi$  について、 $\psi = \bar{\psi} + \psi'$  のように帯状平均流 ( $\bar{\psi}$ ) とそこからの偏差 ( $\psi'$ ) に分けて、(7) 式、(9)

式～(11) 式を書き直すと以下の方程式系が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\bar{v} \cos^2 \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{u}\bar{w}) - f\bar{v} = -\bar{F}_x \quad (12)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}^2 \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{v}\bar{w}) + (f + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a})\bar{u} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} = -\bar{F}_y \quad (13)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}_z}{\partial t} + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}\bar{\Phi}_z \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}\bar{\Phi}_z) + \kappa \bar{w}\bar{\Phi}_z = \kappa \bar{J} - \bar{G} \quad (14)$$

$$\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}) = 0 \quad (15)$$

ただし、

$$\bar{F}_x = \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) \cos^2 \theta + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{u'w'}) - \bar{F}_x^* \quad (16)$$

$$\bar{F}_y = \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'^2} \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{v'w'}) + \frac{\overline{u'^2} \tan \theta}{a} - \bar{F}_y^* \quad (17)$$

$$\bar{G} = \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'\Phi_z'}) \cos \theta + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w'\Phi_z'}) + \kappa \overline{w'\Phi_z'} \quad (18)$$

これにより、(12) 式～(15) 式の右辺の  $\bar{F}_x$ 、 $\bar{F}_y$ 、 $\bar{G}$  に微小擾乱と摩擦項を取り込み、左辺をすべて帯状平均流に関する項としてまとめることができる。

次に、(15) 式を用いて (12) 式～(14) 式を書き直すと、

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - (f + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a})\bar{v} = -\bar{F}_x \quad (19)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + (f + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a})\bar{u} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} = -\bar{F}_y \quad (20)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}_z}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\Phi}_z}{\partial y} + \bar{w} \bar{S} = \kappa \bar{J} - \bar{G} \quad (21)$$

が得られる。

### 4.2.3 渦動成分の方程式系

基礎方程式系 (9) 式～(11) 式、(7) 式から、帯状平均した方程式系 (19) 式～(21) 式を差し引いたものを渦に関する式と定義すると、渦動の方程式系は以下ようになる。

$$\frac{\bar{D}u'}{Dt} - (f + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a})v' - \frac{u' \bar{v} \tan \theta}{a} + v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} = -F_x' \quad (22)$$

$$\frac{\bar{D}v'}{Dt} + (f + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a})u' + \frac{\bar{u} u' \tan \theta}{a} + v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \Phi'}{\partial y} = -F_y' \quad (23)$$

$$\frac{\bar{D}\Phi_z'}{Dt} + v' \frac{\partial \bar{\Phi}_z}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{\Phi}_z}{\partial z} + w' S = \kappa J' - G' \quad (24)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (v' \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w') = 0 \quad (25)$$

ここで、

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\bar{D}}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \\ F_x' = \frac{\partial}{\partial x} (u'^2) + \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial y} [(u'v' - \overline{u'v'}) \cos^2 \theta] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 (u'w' - \overline{u'w'})] - F_x^{*'} \\ F_y' = \frac{\partial}{\partial x} (u'v') + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} [(v'^2 - \overline{v'^2}) \cos \theta] \\ \quad \quad \quad + (u'^2 - \overline{u'^2}) \frac{\tan \theta}{a} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 (v'w' - \overline{v'w'})] - F_y^{*'} \\ G' = \frac{\partial}{\partial x} (u'\Phi_z') + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} [(v'\Phi_z' - \overline{v'\Phi_z'}) \cos \theta] \\ \quad \quad \quad + \kappa (w'\Phi_z' - \overline{w'\Phi_z'}) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 (w'\Phi_z' - \overline{w'\Phi_z'})] \end{array} \right.$$

である。

### 4.3 E-P フラックスの定義

今、4.2.3 節の渦動成分の方程式系に関して、波数  $m$ 、角速度  $\omega$  の一様な正弦波を考えると、波の位相速度  $c$  は次のように表される。

$$c = \frac{\bar{\omega} a \cos \theta}{m}$$

このとき、波の移流方程式の関係から、 $\frac{\partial}{\partial t}$  は  $-c \frac{\partial}{\partial x}$  と書き換えることができる。ここで、非線形項  $F_x'$ 、 $F_y'$ 、 $G'$  は渦動の大きさは小さいため無視できると仮定し、さらにスケ-

ルアナリシスにより、 $\bar{v}$ 、 $\bar{w}$  も無視できると仮定すると、渦動の方程式系 (22) 式 ~ (25) 式は以下ようになる。

$$(\bar{u} - c) \frac{\partial u'}{\partial x} - \hat{f} v' + w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} = 0 \quad (26)$$

$$(\bar{u} - c) \frac{\partial v'}{\partial x} + \tilde{f} u' + \frac{\partial \Phi'}{\partial y} = 0 \quad (27)$$

$$(\bar{u} - c) \frac{\partial \Phi'_z}{\partial x} - \tilde{f} v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + S w' = 0 \quad (28)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (v' \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w') = 0 \quad (29)$$

ここで、

$$\hat{f} \equiv f + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \quad \tilde{f} \equiv f + \frac{2\bar{u} \tan \theta}{a}$$

### エネルギーの式

(26) 式に  $\rho_0 u'$ 、(27) 式に  $\rho_0 v'$ 、(29) 式に  $\rho_0 \phi'$  を掛けてすべて足し合わせると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} [(\bar{u} - c) \frac{1}{2} \rho_0 (u'^2 + v'^2) + \rho_0 u' \Phi'] + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 v' \Phi' \cos \theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w' \Phi') \\ & = -\rho_0 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a} \right) u' v' - \rho_0 u' w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \rho_0 w' \Phi'_z \end{aligned} \quad (30)$$

が得られる。次に、(28) 式に  $\frac{\rho_0 \Phi'_z}{S}$  を掛けると、

$$\frac{\partial}{\partial x} [(\bar{u} - c) \frac{1}{2} \rho_0 \frac{\Phi_z'^2}{S}] = \frac{\tilde{f} \rho_0}{S} v' \Phi'_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho_0 w' \Phi'_z \quad (31)$$

が得られる。

渦動成分の運動エネルギーと有効位置エネルギー方程式系は、(30) 式と (31) 式を足し合わせることで得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} [(\bar{u} - c) E + \rho_0 u' \Phi'] + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 v' \Phi' \cos \theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w' \Phi') \\ & = -\rho_0 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a} \right) u' v' - \rho_0 u' w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\tilde{f} \rho_0}{S} v' \Phi'_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \end{aligned}$$

ここで、

$$E = \frac{1}{2} \rho_0 (u'^2 + v'^2 + \frac{\Phi_z'^2}{S})$$



である。

上式を帯状平均すると、

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 \overline{v' \Phi'} \cos \theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w' \Phi'}) \\ &= -\rho_0 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a} \right) \overline{u' v'} - \rho_0 \overline{u' w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\tilde{f} \rho_0 \overline{v' \Phi'_z}}{S} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \end{aligned} \quad (32)$$

が得られる。

今、波のエネルギーフラックスと子午面熱・運動量フラックスとのより直接的な関係を明らかにするために、まず (26) 式と (28) 式に  $-\frac{1}{S} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  を掛けたものを足し合わせると、

$$\frac{\partial}{\partial x} [(\bar{u} - c)u' + \Phi' - (\bar{u} - c) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\Phi'_z}{S}] = (\hat{f} - \frac{\tilde{f}}{S} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}) v' \quad (33)$$

となる。さらに、両辺に  $\overline{(\bar{u} - c)u' + \Phi' - (\bar{u} - c) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\Phi'_z}{S}}$  を掛け、 $x$  方向で平均をとり、任意の物理量  $\psi$  に対して  $\psi' \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0$  が成り立つという関係を使うと、(33) 式の左辺は 0 になり、結果北向き  $\Phi'$  フラックスは、

$$\overline{\Phi' v'} = -(\bar{u} - c) \overline{u' v'} + \frac{(\bar{u} - c)}{S} \overline{v' \Phi'_z} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (34)$$

となる。

次に、(28) 式で両辺に  $\Phi'_z$  を掛け、同様に平均すると、鉛直上向き  $\Phi'_z$  フラックスは、

$$\overline{w' \Phi'_z} = \frac{\tilde{f}}{S} \overline{v' \Phi'_z} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (35)$$

となる。

ここで、(28) 式に  $(\bar{u} - c)u' + \Phi'$  を掛け、 $x$  方向で平均をとり、 $[(\bar{u} - c)u' + \Phi'](\bar{u} - c) \frac{\partial \Phi'_z}{\partial x}$  の項で部分積分すると、

$$\begin{aligned} & -(\bar{u} - c) \left[ (\bar{u} - c) \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} \right] \Phi'_z - \tilde{f} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} [\overline{v' \Phi'} + (\bar{u} - c) \overline{u' v'}] \\ & + S(\bar{u} - c) \overline{u' w'} + S \overline{w' \Phi'} = 0 \end{aligned} \quad (36)$$

となる。

ここで、(26) 式を使って第一項を  $-(\bar{u} - c) [\hat{f} \overline{v' \Phi'_z} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \overline{w' \Phi'_z}]$  に置き換え、(35) 式を使って  $\overline{w' \Phi'_z}$  を消去し、(34) 式を使って簡単化すると、

$$\overline{w' \Phi'} = -(\bar{u} - c) \overline{u' w'} + \hat{f} \frac{(\bar{u} - c)}{S} \overline{v' \Phi'_z} \quad (37)$$

となる。

そして、得られた北向き  $\Phi'$  フラックス  $\overline{\Phi'v'}$  と鉛直上向き  $\Phi'$  フラックス  $\overline{w'\Phi'}$  を帯状平均したエネルギーの式 (32) 式に代入し両辺に共通な項でくくると、最終的に

$$\frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial y} [\cos^2 \theta (-\overline{u'v'} + \frac{1}{S} \overline{v'\Phi'_z} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z})] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} [\rho_0 (-\overline{u'w'} + \frac{\hat{f}}{S} \overline{v'\Phi'_z})] = 0 \quad (38)$$

という関係が得られる。ただし、 $\bar{u} - c \neq 0$  のときである。

### E-P フラックスと波と平均流

(19) 式 ~ (21) 式の帯状平均した方程式系で、さらに摩擦項や非断熱加熱項を無視すると、

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \hat{f} \bar{v} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\bar{F}_x \quad (39)$$

$$(f + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a}) \bar{u} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} = 0 \quad (40)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}_z}{\partial t} - \hat{f} \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \bar{w} S = -\bar{G} \quad (41)$$

$$\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}) = 0 \quad (42)$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned} \bar{F}_x &= \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'} \cos^2 \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{u'w'}) \\ \bar{G} &= \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'\Phi'_z} \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w'\Phi'_z}) + \kappa \overline{w'\Phi'_z} \end{aligned}$$

ここで、エネルギーの式から導いた (38) 式から、 $\mathbf{F} = (F_y, F_z)$  を定義すると、

$$\begin{aligned} F_y &= a \cos \theta (-\overline{u'v'} + \frac{1}{S} \overline{v'\Phi'_z} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}) \sim a \cos \theta (-\overline{u'v'}) \\ F_z &= a \cos \theta (-\overline{u'w'} + \frac{\hat{f}}{S} \overline{v'\Phi'_z}) \sim a \cos \theta (\frac{\hat{f}}{S} \overline{v'\Phi'_z}) \end{aligned}$$

となる。よって、(2) 式を用いて、

$$\mathbf{F} = (-\overline{u'v'}, \hat{f} \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S}) = (-\overline{u'v'}, \hat{f} R \frac{\overline{v'T'}}{S}) \quad (43)$$

この  $\mathbf{F}$  が、E-P フラックスである。

次に、この E-P フラックス  $\mathbf{F}$  の収束・発散  $\nabla \cdot \mathbf{F}$  を定義すると、

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\cos \theta F_y) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 F_z) \quad (44)$$

である。

(43) 式の水平成分 ( $F_y$ ) は西風運動量の南北フラックス、鉛直成分 ( $F_z$ ) は温位の南北フラックスを表す。水平成分には負符号が付き、西風偏差 ( $u'$  が正) が北向きに輸送 ( $v'$  が正) されれば  $u'v'$  は正となるので、E-P フラックスの向きと逆向きに西風運動量が輸送されることが分かる。(43) 式の鉛直成分の場合、その場所の空気塊の温度が高ければ  $T'$  の値が正となり、それが北向きに輸送 ( $v'$  が正) されれば  $v'T'$  は正となるので、E-P フラックスの向きが上向き (下向き) のとき、北向き (南向き) に顕熱が輸送されることがわかる。

### TEM 方程式系

(39) 式 ~ (42) 式を  $\nabla \cdot \mathbf{F}$  を用いて表すと以下のようなになる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \hat{f} \bar{v}^* + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{1}{a \cos \theta} \nabla \cdot \mathbf{F} + \bar{F}^* \quad (45)$$

$$\left(f + \frac{\bar{u} \tan \theta}{a}\right) \bar{u} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} = 0 \quad (46)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}_z}{\partial t} - \tilde{f} \bar{v}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \bar{w}^* S = \kappa \bar{J} \quad (47)$$

$$\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}^* \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}^*) = 0 \quad (48)$$

ただし、

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho_0 \frac{\overline{v' \Phi_z'}}{S} \right)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\overline{v' \Phi_z'}}{S} \cos \theta \right)$$

この  $\bar{v}^*$ 、 $\bar{w}^*$  は残差循環と呼ばれる。

以上の操作により、基礎方程式系から E-P フラックス  $\mathbf{F}$  を含む TEM (Transformed Eulerian Mean) 方程式系を導くことができた。

(45) 式から、 $\nabla \cdot \mathbf{F}$  が正のとき、つまり E-P フラックスが発散するとき、渦によって帯状平均東西風が加速されるような力が働くことがわかる。逆に、 $\nabla \cdot \mathbf{F}$  が負のとき、つまり E-P フラックスが収束するとき、渦によって帯状平均東西風が減速されるような力が働くことがわかる。

## 5 結果

### 5.1 ジェットの変動

図7～図11は、北半球250hPa面における1983年2月の一か月分の風速の分布図である。二本の青い線のうち、外側は北緯30度、内側は北緯55度を表している。これらの図から、亜熱帯ジェットは位置や強さが比較的安定しているのに対して、寒帯前線ジェットは北緯55度付近で現れたり消えたりを繰り返し、位置・強さともに不安定であることが分かる。このため、シングルジェットの状態とダブルジェットの状態が5日程度の周期で生じている。次に、図12および図13は、北半球における帯状平均風速の鉛直断面図である。図12は1979年3月12日12UTCのもので、ダブルジェットの状態を、図13は1979年2月17日のもので、シングルジェットの状態を示している。これらの図からも、亜熱帯ジェットのジェット軸は200hPa面、北緯30度付近で安定しているのに対して、寒帯前線ジェットのジェット軸は図12では300hPa面、北緯50度付近に存在しているが、図13では明瞭な寒帯前線ジェットが見られないことから、不安定であることが分かる。

### 5.2 事例

#### 5.2.1 事例の選定

図14および図15は、それぞれ北半球、南半球における亜熱帯ジェット域と寒帯前線ジェット域の領域平均帯状風速の時系列を表している。平均領域は、南北両半球ともに亜熱帯ジェットが200hPa面、緯度25度から緯度35度で、寒帯前線ジェットが300hPa面、緯度45度から緯度65度である。期間は、1979年から2004年の冬季（北半球：1, 2, 3月、南半球：7, 8, 9月）について計算したが、今回は1979年冬季の結果だけを図に示す。赤丸が亜熱帯ジェットについて、青丸が寒帯前線ジェットについての領域平均帯状風速である。そして、黒い実線が平年値、その外側の二本の赤い実線、青い実線はそれぞれ標準偏差を $\sigma$ とすると、 $(\text{平年値} + 1\sigma)$ 、 $(\text{平年値} - 1\sigma)$ を表す。この図から、ジェットの強さは5日周期程度で変動しており、北半球では亜熱帯ジェットの風速は45 m/s前後、寒帯前線ジェットの風速は25 m/s前後であることが分かる。また、南半球では亜熱帯ジェットの風速は40 m/s前後、寒帯前線ジェットの風速は30 m/s前後であることが分かる。

## 5.2.2 各対象事例数

図 16 は、南・北半球それぞれにおける亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットの強さで場合分けした各対象事例数（日）の棒グラフである。このグラフから、北半球、南半球ともに、亜熱帯ジェットが強いときには寒帯前線ジェットが弱く、亜熱帯ジェットが弱いときには寒帯前線ジェットが強いというシーソー構造のパターンが圧倒的に多いことがわかる。この結果は、Kim and Lee (2003) の結果と一致している。

## 5.3 コンポジット解析

各場合ごとの対象事例の帯状平均風速のコンポジット解析図

- { 北半球…図 17、22、27、32
- { 南半球…図 37、42、47、52

各場合ごとの対象事例の 250 hPa 面における風速のコンポジット解析図

- { 北半球…図 18、23、28、33
- { 南半球…図 38、43、48、53

各場合ごとの対象事例における E-P フラックスとその収束・発散場のコンポジット解析図（赤いベクトルが E-P フラックス、点線が収束、実線が発散）

- { 北半球…図 19、24、29、34
- { 南半球…図 39、44、49、54

に対応した、対象日から 5 日後のコンポジット解析図

- { 北半球…図 20、25、30、35
- { 南半球…図 40、45、50、55

に対応した、対象日から 5 日後のコンポジット解析図

- { 北半球…図 21、26、31、36
- { 南半球…図 41、46、51、56

### 5.3.1 北半球

#### 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>のとき

図 17 から、亜熱帯ジェットのジェット軸は 200 hPa 面、北緯 30 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域は 8~10 m/s 程度の正偏差域となっていることがわかる。寒帯前線ジェットのジェット軸は 300 hPa 面、北緯 50 度から 60 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域には 10 m/s を超える正偏差が見られる。図 18 から、西経 30 度、北緯 20 度付近から西経 30 度、北緯 60 度付近にかけてらせん状に強風帯が存在し、亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットが繋がった構造をしていることがわかる。図 19 から、E-P フラックスは、北緯 40 度から 50 度付近を中心に地表面から立ち上がり、対流圏下層ではほぼ鉛直上向き成分 ( $F_z > 0$ ) だけを示し、水平成分 ( $F_y$ ) は 200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて北緯 45 度付近を境に南側では南向き ( $F_y < 0$ )、北側では北向き ( $F_y > 0$ ) を示した。また、E-P フラックスの収束・発散場を見ると、北緯 20 度付近と北緯 50 度から 60 度付近に収束の極大域があり、北緯 40 度付近に発散の極大域が見られた。次に図 20 から、対象日の 5 日後には亜熱帯ジェット域と寒帯前線ジェット域で帯状平均風速が弱まり、北緯 45 度付近で強まっていることがわかる。図 21 を見ると、特に北米大陸上で亜熱帯ジェットの風速が弱まっていることがわかる。

#### 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>

図 22 から、亜熱帯ジェットのジェット軸は 200 hPa 面、北緯 30 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域は 8~10 m/s 程度の正偏差域となっていることがわかる。それに対して、寒帯前線ジェットは明瞭なジェット軸がほとんど見られず、北緯 55 度付近には顕著な偏差も見られない。図 23 から、北緯 30 度付近には全球を囲うように亜熱帯ジェットの強風帯が存在し、北緯 55 度付近には顕著な強風帯は見られないことがわかる。図 24 から、E-P フラックスは、北緯 40 度から 55 度付近を中心に地表面から立ち上がり、対流圏下層ではほぼ鉛直上向き成分 ( $F_z > 0$ ) だけを示し、水平成分 ( $F_y$ ) は 200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて北緯 45 度付近を境に南側では南向き ( $F_y < 0$ )、北側では北向き ( $F_y > 0$ ) を示した。また、E-P フラックスの収束・発散場を見ると、北緯 20 度付近に収束の極大域があり、北緯 35 度付近と北緯 55 度付近に発散の極大域が見られた。次に図 25 から、対象日の 5 日後には寒帯前線ジェット域でのみ帯状平均風速が強まっていることがわかる。しかし図 21 と図 26 を比べると、対象日とその 5 日後でジェットの分布に顕著な変化は見られないことがわかる。

#### 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>

図 27 から、亜熱帯ジェットのジェット軸は 200 hPa 面、北緯 30 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域には顕著な偏差は見られないことがわかる。寒帯前線ジェットのジェット軸は 300 hPa 面、北緯 50 度から 55 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域には 10 m/s を超える正偏差が見られる。これは他の場合では見られない特徴である。寒帯前線ジェット<強>という事例をうまく選び出せていることがわかる。図 28 から、西経 60 度、北緯 20 度付近から東経 30 度、北緯 60 度付近にかけてらせん状に強風帯が存在し、亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットが繋がった構造をしていることがわかる。そして、他の場合に比べて北大西洋上での寒帯前線ジェットが顕著であることがわかる。図 29 から、E-P フラックスは、北緯 50 度から 60 度付近を中心に地表面から立ち上がり、対流圏下層ではほぼ鉛直上向き成分 ( $F_z > 0$ ) だけを示し、水平成分 ( $F_y$ ) はほぼ全層、全緯度帯で、特に 200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて南向き ( $F_y < 0$ ) を示した。また、E-P フラックスの収束・発散場を見ると、北緯 20 度付近に収束の極大域があり、北緯 40 度付近と北緯 55 度付近に発散の極大域が見られた。次に図 30 を見ると、対象日の 5 日後には寒帯前線ジェット域で帯状平均風速が弱まっていることがわかる。図 31 を見ると、特に北大西洋上で北緯 55 度付近の風速が弱まっていることがわかる。

#### 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>

図 32 から、亜熱帯ジェットのジェット軸は 200 hPa 面、北緯 30 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域には顕著な偏差は見られないことがわかる。寒帯前線ジェットのジェット軸はほとんど見られず、北緯 55 度付近にも顕著な偏差は見られない。ただし、300 hPa 面、北緯 45 度付近に 10 m/s を超える正偏差が見られる。図 33 から、北緯 30 度付近には風速の絶対値は弱いながら全球を囲うように亜熱帯ジェットの強風帯が存在し、北緯 55 度付近には顕著な強風帯は見られないことがわかる。全体的に強風の分布域がまばらで、あまりきれいな帯状になっていない。図 34 から、E-P フラックスは、北緯 40 度から 50 度付近を中心に地表面から立ち上がり、対流圏下層ではほぼ鉛直上向き成分 ( $F_z > 0$ ) だけを示し、水平成分 ( $F_y$ ) は 200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて北緯 40 度付近を境に南側では南向き ( $F_y < 0$ )、北側では北向き ( $F_y > 0$ ) を示した。また、E-P フラックスの収束・発散場を見ると、北緯 25 度付近と北緯 50 度から 60 度付近に収束の極大域があり、北緯 40 度付近に発散の極大域が見られた。また、他のケースに比べて、対流圏上層から成層圏下層に見られる E-P フラックスの絶対値が小さかった。次に図 35 を見ると、対象日の 5 日後に

は亜熱帯ジェット域、寒帯前線ジェット域で帯状平均風速が強まっており、北緯 45 度付近で弱まっていることがわかる。図 36 を見ると、北緯 55 度付近では局所的に風速の大きいところが存在し、亜熱帯ジェットの強風帯が 5 日前より帯状になっていることがわかる。

### 5.3.2 南半球

#### 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>

図 37 から、亜熱帯ジェットのジェット軸は 200 hPa 面、南緯 30 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域は 8~10 m/s 程度の正偏差域となっていることがわかる。寒帯前線ジェットのジェット軸は 300 hPa 面、南緯 55 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域には 10 m/s を超える正偏差が見られる。図 38 から、南緯 30 度付近には全球を囲うように亜熱帯ジェットの強風帯が存在し、南緯 55 度付近にも全球を囲うように寒帯前線ジェットの強風帯が存在している。このことから、北半球の場合よりも、特に寒帯前線ジェットにおいて風速が強い状態をよく抽出できていることがわかる。図 39 から、E-P フラックスは、南緯 50 度から 60 度付近を中心に地表面から立ち上がり、対流圏下層ではほぼ鉛直上向き成分 ( $F_z > 0$ ) だけを示し、水平成分 ( $F_y$ ) は 200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて南緯 60 度付近を境に南側では南向き ( $F_y < 0$ )、北側では北向き ( $F_y > 0$ ) を示した。また、E-P フラックスの収束・発散場を見ると、南緯 20 度付近に収束の極大域があり、南緯 40 度から 60 度付近に発散の極大域が見られ、特に南緯 55 度付近で大きな値を示していた。次に図 40 を見ると、対象日の 5 日後には亜熱帯ジェット域、寒帯前線ジェット域で帯状平均風速が弱まっており、南緯 45 度付近で強まっていることがわかる。図 41 を見ると、寒帯前線ジェットの帯状構造がやや崩れ、東経 60 度から西経 30 度付近にかけて南緯 45 度付近で風速が強まっていることがわかる。

#### 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>

図 42 から、亜熱帯ジェットのジェット軸は 200 hPa 面、南緯 30 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域は 6~8 m/s 程度の正偏差域となっていることがわかる。寒帯前線ジェットのジェット軸はほとんど見られず、南緯 55 度付近には顕著な偏差も見られない。図 43 から、南緯 30 度付近には全球を囲うように亜熱帯ジェットの強風帯が存在し、南緯 55 度付近には顕著な強風帯は見られないことがわかる。図 44 から、E-P フラックスは、南緯 45 度から 55 度付近を中心に地表面から立ち上がり、対流圏下層ではほぼ鉛直上向き成分



( $F_z > 0$ ) だけを示し、水平成分 ( $F_y$ ) は 200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて南緯 50 度付近を境に南側では南向き ( $F_y < 0$ )、北側では北向き ( $F_y > 0$ ) を示した。また、E-P フラックスの収束・発散場を見ると、南緯 20 度付近に収束の極大域があり、南緯 30 度から 60 度付近に発散の極大域が見られた。次に図 45 を見ると、対象日の 5 日後には帯状平均風速が亜熱帯ジェット域で弱まっており、寒帯前線ジェット域で強まっている。しかし、図 41 からは、対象日とその 5 日後で顕著な変化は読み取れない。

#### 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>

図 47 から、亜熱帯ジェットのジェット軸は 200 hPa 面、南緯 30 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域には顕著な偏差は見られないことがわかる。寒帯前線ジェットのジェット軸は 300 hPa 面、南緯 50 度から 55 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域には 10 m/s を超える正偏差が見られる。図 48 から、南緯 30 度付近には風速の絶対値は弱いながらも全球を囲うように亜熱帯ジェットの強風帯が存在し、南緯 55 度付近にも全球を囲うように寒帯前線ジェットの強風帯が存在していることがわかる。図 49 から、E-P フラックスは、南緯 50 度から 60 度付近を中心に地表面から立ち上がり、対流圏下層ではほぼ鉛直上向き成分 ( $F_z > 0$ ) だけを示し、水平成分 ( $F_y$ ) はほぼ全層で、特に 200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて北向き ( $F_y > 0$ ) を示した。また、E-P フラックスの収束・発散場を見ると、南緯 25 度付近に収束の極大域があり、南緯 45 度付近と南緯 55 度付近に発散の極大域が見られた。次に図 50 を見ると、対象日の 5 日後には帯状平均風速が差の絶対値は小さいながらも亜熱帯ジェット域で強まっており、寒帯前線ジェット域で弱まっていることがわかる。差が小さいために図 51 からは、対象日とその 5 日後で顕著な変化は読み取れない。

#### 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>

図 52 から、亜熱帯ジェットのジェット軸は 200 hPa 面、南緯 35 度付近に存在し、ジェット軸を含む周辺領域には顕著な偏差は見られないことがわかる。寒帯前線ジェットのジェット軸はほとんど見られず、南緯 55 度付近にも顕著な偏差は見られない。図 53 から、南緯 30 度付近には風速の絶対値は弱いながらも全球を囲うように亜熱帯ジェットの強風帯が存在し、南緯 55 度付近には顕著な強風帯は見られないことがわかる。図 54 から、E-P フラックスは、南緯 45 度から 55 度付近を中心に地表面から立ち上がり、対流圏下層ではほぼ鉛直上向き成分 ( $F_z > 0$ ) だけを示し、水平成分 ( $F_y$ ) は 200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて南緯 50 度付近を境に南側では南向き ( $F_y < 0$ )、北側では北向き ( $F_y > 0$ ) を示した。また、

E-P フラックスの収束・発散場を見ると、南緯 25 度付近に収束の極大域があり、南緯 40 度付近と南緯 60 度付近に発散の極大域が見られた。次に図 55 を見ると、対象日の 5 日後には帯状平均風速が亜熱帯ジェット域と南緯 60 度付近で強まっており、南緯 40 度付近で弱まっていることがわかる。図 56 を見ると、対象日に東経 60 度付近で南緯 45 度付近にあった強風帯が弱まり、南緯 30 度付近に強風帯が現れていることがわかる。

## 6 考察

### 6.1 北半球

#### 6.1.1 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>

E-P フラックスの立ち上がる中心が北緯 40 度から 50 度付近であることから、北緯 40 度から 50 度付近で顕熱の北向き輸送がさかんに起こっている。このことは、その緯度帯で温度の鉛直勾配が大きい、つまり、傾圧性が大きいということを表している。また向きから、200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて、北緯 45 度付近を境に南側では西風運動量の北向き輸送が、北側では西風運動量の南向き輸送が起こっている。このことから、図 4 の構造に近く、Charney モードの影響が強いと考えられる。これは、亜熱帯ジェット、寒帯前線ジェットがともに強いという場合ではあるが、図 14 からわかるように亜熱帯ジェットの風速の絶対値の方が寒帯前線ジェットの風速よりも 10 m/s 程度大きいためと考えられる。E-P フラックスの収束・発散場を見ても、亜熱帯ジェットの南側では E-P フラックスが収束、つまり減速し、北側では発散、つまり加速するような波のエネルギーの伝播が起こっている。それとともに、寒帯前線ジェット付近では収束、つまり減速するような波のエネルギーの伝播が起こっている。これはまさに Charney モードによる平均流の加速、減速パターンと一致している。

以上より、亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>のときには、亜熱帯ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波である Charney モードによって、シングルジェットの状態になるような波のエネルギーの伝播が起こっていると考えられる。実際にも、対象日から 5 日後には亜熱帯ジェット域、寒帯前線ジェット域とともに風速が弱まり、北緯 45 度付近で強まっており、北緯 45 度付近でシングルジェットを形成していた。

#### 6.1.2 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>

E-P フラックスの立ち上がる中心が北緯 40 度から 55 度付近であることから、北緯 40 度から 50 度付近で顕熱の北向き輸送がさかんに起こっている。また向きから、200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて、北緯 45 度付近を境に南側では西風運動量の北向き輸送が、北側では西風運動量の南向き輸送が起こっている。このことから、亜熱帯ジェット、寒帯前線ジェットがともに強いときと同様に、Charney モードの影響が強いと考えられる。E-P

フラックスの収束・発散場を見ても、亜熱帯ジェットの内側ではE-Pフラックスが収束、つまり減速し、外側では発散、つまり加速するような波のエネルギーの伝播が起こっている。しかし、Charneyモードでは、北緯45度以北からも西風運動量が南に輸送され、寒帯前線ジェット付近が減速されるはずであるが、今回の結果ではE-Pフラックスの収束・発散場を見ると、北緯55度付近にも発散の極大域があり、寒帯前線ジェットを加速するような波のエネルギーの伝播が起こっていることが分かる。これは、顕熱の南北フラックスを表すE-Pフラックスの鉛直成分の発散による寄与が大きいものと考えられる。鉛直成分の発散が大きい理由としては、理論的な東西波数6のCharneyモードは、成層圏へ鉛直伝播しないが、本研究の解析では、このCharneyモードの他に鉛直伝播するプラネタリー波も含まれていたためと考えられる。

以上より、亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>のときには、亜熱帯ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波であるCharneyモードとプラネタリー波の影響によって、ダブルジェットの状態になるような波のエネルギーの伝播が起こっていると考えられる。実際には、対象日から5日後には寒帯前線ジェット域でのみ帯状平均風速が強まっていた。これは、4章の45式から、帯状平均風速の加速・減速にはE-Pフラックスの収束・発散の効果のほかにコリオリトルクや摩擦などの効果も寄与しており、それらの効果の影響によるものと考えられる。

### 6.1.3 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>

E-Pフラックスの立ち上がる中心が北緯50度から60度付近であることから、北緯50度から60度付近で顕熱の北向き輸送がさかんに起こっている。緯度帯が北半球における他の場合よりも北寄りである。また向きから、200 hPa面から300 hPa面にかけて、全体的に西風運動量の北向き輸送が起こっている。このことから、図5の構造に近く、Polarモードの影響が強いと考えられる。E-Pフラックスの収束・発散場を見ても、北緯55度付近に発散の極大域があり、寒帯前線ジェットを加速するような波のエネルギーの伝播が起こっている。また、亜熱帯ジェットの内側ではE-Pフラックスが収束、つまり減速し、外側では発散、つまり加速するような波のエネルギーの伝播が起こっていることから、Polarモードの影響とともにCharneyモードの影響もあると考えられる。これは、図14を見てわかるように、亜熱帯ジェット<弱>の場合でも風速の絶対値が寒帯前線ジェット<強>の場合よりも大きいため、亜熱帯ジェットの傾圧性に伴って励起される傾圧不安定波であるCharneyモードも共存しているためであると考えられる。

以上より、亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>のときには、亜熱帯ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波である Charney モードと寒帯前線ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波である Polar モードによって、ダブルジェットの状態になるような波のエネルギーの伝播が起こっていると考えられる。しかし、実際には対象日から5日後では寒帯前線ジェット域では逆に寒帯前線ジェットが減速していた。この理由としても、上記で述べたように、コリオリトルクや摩擦などの影響が大きいということが考えられる。

#### 6.1.4 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>

この場合も、亜熱帯ジェット、寒帯前線ジェットがともに強い場合と同様に、E-P フラックスの立ち上がる中心が北緯40度から50度付近であることから、北緯40度から50度付近で顕熱の北向き輸送がさかんに起こっている。また向きから、200 hPa 面から300 hPa 面にかけて、北緯45度付近を境に南側では西風運動量の北向き輸送が、北側では西風運動量の南向き輸送が起こっている。このことから、Charney モードの影響が強いと考えられる。これは、亜熱帯ジェット、寒帯前線ジェットがともに弱いというケースであっても、亜熱帯ジェット<弱>の場合の風速の絶対値の方が寒帯前線ジェット<弱>の場合の風速よりも10 m/s 程度大きいと考えられる。E-P フラックスの収束・発散場も同様に、亜熱帯ジェットの南側ではE-P フラックスが収束、つまり減速し、北側では発散、つまり加速するような波のエネルギーの伝播が起こっている。それとともに、寒帯前線ジェット付近では収束、つまり減速するような波のエネルギーの伝播が起こっている。

以上より、亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>のときには、亜熱帯ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波である Charney モードによって、シングルジェットの状態になるような波のエネルギーの伝播が起こっていると考えられる。しかし、実際にはE-P フラックスの収束・発散場から考えられる加速・減速パターンとはまったく逆に、亜熱帯ジェット域、寒帯前線ジェット域でともに風速が強まり、北緯45度付近で弱まっていた。このときも、E-P フラックスの収束・発散の効果よりもコリオリトルクや摩擦の効果が大きく影響しているものと考えられる。

## 6.2 南半球

### 6.2.1 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>

E-P フラックスの立ち上がる中心が南緯 50 度から 60 度付近であることから、南緯 50 度から 60 度付近で顕熱の南向き輸送がさかんに起こっている。これは、北半球の場合に比べてより極側である。また向きから、200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて、南緯 60 度付近を境に南側では西風運動量の北向き輸送が、北側では西風運動量の南向き輸送が起こっている。このことから、図 5 の構造に近く、Polar モードの影響が強いと考えられる。E-P フラックスの収束・発散場を見ても、南緯 55 度付近では E-P フラックスが発散、つまり加速するような波のエネルギーの伝播が起こっている。また、亜熱帯ジェットの南側では E-P フラックスが収束、つまり減速し、北側では発散、つまり加速するような波のエネルギーの伝播が起こっているが、顕著な極大域は見られず、Charney モードの影響もあるが、Polar モードの影響の方が大きいことが分かる。これは、図 37 を見るとわかるように、他のケースに比べて比較的きれいに寒帯前線ジェットが強いというパターンを抽出できているためと考えられる。そして、よく抽出できた理由としては、南半球では地形の影響などが少ないために寒帯前線ジェットの強風帯が南緯 55 度付近の緯度帯全体に一様に分布しやすいためと考えられる。

以上より、亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>のときには、寒帯前線ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波である Polar モードによって、ダブルジェットの状態になるような波のエネルギーの伝播が起こっていると考えられる。しかし、実際には対象日から 5 日後には亜熱帯ジェット域、寒帯前線ジェット域とともに風速が弱まっていた。

### 6.2.2 亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>

E-P フラックスの立ち上がる中心が南緯 45 度から 55 度付近であることから、南緯 45 度から 55 度付近で顕熱の南向き輸送がさかんに起こっている。また向きから、200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて、南緯 50 度付近を境に南側では西風運動量の北向き輸送が、北側では西風運動量の南向き輸送が起こっている。このことから、Charney モードの影響が強いと考えられる。しかし、E-P フラックスの収束・発散場を見ると、亜熱帯ジェットの北側では E-P フラックスが収束、つまり減速となっているのに対して、亜熱帯ジェットの南側では発散場となっているものの顕著な極大域は見られず、南緯 40 度から 60 度付近

にかけて発散の弱い極大域があることから、南緯 40 度から 60 度付近が一様に加速されるような波のエネルギーの伝播が起きていると考えられる。

以上より、亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>のときには、南緯 40 度から 60 度付近が一様に加速されるため、シングルジェットの状態かダブルジェットの状態かどちらにもなるような波のエネルギーの伝播が起きていると考えられる。実際には対象日から 5 日後には寒帯前線ジェット域で風速が強まっており、ダブルジェットの状態に近づいていた。

### 6.2.3 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>

E-P フラックスの立ち上がる中心が南緯 40 度から 50 度付近であることから、他の場合よりも赤道寄りで顕熱の南向き輸送がさかんに起きている。また向きから、200 hPa 面から 300 hPa 面にかけて、ほぼ全体的に西風運動量の南向き輸送が起きていることから、Polar モードの影響が強いと考えられる。E-P フラックスの収束・発散場を見ても、南緯 55 度付近に発散の極大域があり、寒帯前線ジェットを加速するような波のエネルギーの伝播が起きている。また、亜熱帯ジェットの北側では E-P フラックスが収束、つまり減速し、南側では発散、つまり加速するような波のエネルギーの伝播が起きていることから、Polar モードの影響とともに Charney モードの影響もあることが分かる。これは、北半球の場合と同様に亜熱帯ジェット<弱>の場合でも風速の絶対値が寒帯前線ジェット<強>の場合よりも大きいためであると考えられる。

以上より、亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>のときには、亜熱帯ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波である Charney モードと寒帯前線ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波である Polar モードによって、ダブルジェットの状態になるような波のエネルギーの伝播が起きていると考えられる。実際には対象日から 5 日後には風速は亜熱帯ジェット域では強まっていたが、寒帯前線ジェット域では弱まっていた。このときも、E-P フラックスの収束・発散の効果が、特に寒帯前線ジェット域においてあまり大きくないと考えられる。

### 6.2.4 亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>

E-P フラックスの立ち上がる中心が南緯 45 度から 55 度付近であることから、南緯 45 度から 55 度付近で顕熱の南向き輸送がさかんに起きている。また向きから、200 hPa

面から 300 hPa 面にかけて、南緯 50 度付近を境に南側では西風運動量の北向き輸送が、北側では西風運動量の南向き輸送が起きていることから、Charney モードの影響が強いと考えられる。E-P フラックスの収束・発散場を見ると、亜熱帯ジェットの内側では E-P フラックスが収束、つまり減速し、南側では発散、つまり加速するような波のエネルギーの伝播が起きている。しかし、それとともに、南緯 65 度付近でも発散、つまり平均流を加速するような波のエネルギーの伝播が起きている。これは、E-P フラックスの鉛直成分の発散の寄与が大きいためと考えられる。その理由としては、やはりプラネタリー波の鉛直伝播の影響であると考えられる。

以上より、亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>のときには、亜熱帯ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波である Charney モードと寒帯前線ジェットの傾圧性に伴う傾圧不安定波である Polar モードによって、ダブルジェットの状態になるような波のエネルギーの伝播が起きていると考えられる。実際にも亜熱帯ジェット域と南緯 60 度付近で風速が強まっていた。



## 7 結論

### 7.1 北半球

寒帯前線ジェットが強く、亜熱帯ジェットが弱いときには Polar モードの影響が強く、寒帯前線ジェット域が加速されるため、ダブルジェットの状態となるような波のエネルギーの伝播が起こっていることがわかった。しかし、亜熱帯ジェットもともに強いときには、亜熱帯ジェットの風速が 50 m/s 程度、寒帯前線ジェットの風速が 25 m/s 程度と亜熱帯ジェットの方がはるかに強いために、Charney モードの影響の方が強く、亜熱帯ジェットの低緯度側、寒帯前線ジェット域で減速、北緯 45 度付近で加速が起こり、シングルジェットの状態となるような波のエネルギーの伝播が起こっていることがわかった。同様に、亜熱帯ジェットも寒帯前線ジェットも弱いときには、亜熱帯ジェットの風速が 30 m/s 程度、寒帯前線ジェットの風速が 15 m/s 程度と亜熱帯ジェットの方が強いために、Charney モードの影響が強く、亜熱帯ジェットの低緯度側、寒帯前線ジェット域で減速、北緯 45 度付近で加速が起こり、シングルジェットの状態となるような波のエネルギーの伝播が起こっていることがわかった。最後に、亜熱帯ジェットが強く、寒帯前線ジェットが弱いときには E-P フラックスが北緯 45 度付近を中心に鉛直上向きに立ち上がり、300 hPa 面付近から低緯度側と高緯度側にほぼ水平に向かっていることから Charney モードの影響が強く、北緯 45 度付近で加速が起こるような波のエネルギーの伝播が起こっていることがわかる。しかし、寒帯前線ジェット付近でも加速が起こっており、先行研究の結果とは違う結果が得られた。これは、先行研究では東西波数 6 の Charney モードを理論的に抽出しているのに対して、本研究の解析においては亜熱帯ジェットが強いとき、Charney モードの影響が強いだらうと考え、ジェットが強い事例を便宜的に選び出した。そのため、理論的な東西波数 6 の Charney モードのほかにプラネタリー波も含まれており、そのプラネタリー波が鉛直伝播したためと考えられる。

### 7.2 南半球

北半球と同様に、寒帯前線ジェットが強く、亜熱帯ジェットが弱いときには Polar モードの影響が強く、寒帯前線ジェット域が加速されるため、ダブルジェットの状態となるような波のエネルギーの伝播が起こっていることがわかった。そして、亜熱帯ジェットもともに強いときには、北半球の結果とは異なり、Charney モードの影響に加えて Polar モー

ドの影響も強く、寒帯前線ジェット域が加速されるため、ダブルジェットの状態となるような波のエネルギーの伝播が起こっていることがわかった。次に、亜熱帯ジェットも寒帯前線ジェットも弱いときには、E-P フラックスが南緯 50 度付近を中心に鉛直上向きに立ち上がり、300 hPa 面付近から低緯度側と高緯度側にほぼ水平に向かっていることから、Charney モードの影響が強く、南緯 45 度付近で加速が起こるような波のエネルギーの伝播が起こっていることがわかった。しかし、寒帯前線ジェット付近でも加速が起こっており、先行研究の結果とは違う結果が得られた。同様に、亜熱帯ジェットが強く、寒帯前線ジェットが弱いときには E-P フラックスが南緯 50 度付近を中心に鉛直上向きに立ち上がり、300 hPa 面付近から低緯度側と高緯度側にほぼ水平に向かっていることから Charney モードの影響が強く、南緯 45 度付近で加速が起こるような波のエネルギーの伝播が起こっているが、南緯 45 度付近での加速はあまり顕著でないことがわかった。

各場合ごとに対象事例日から 5 日後の場について見たところ、E-P フラックスの収束・発散のパターンから考えられるジェットの加速・減速とは違う結果が得られる場合のほうが多かった。このことから、E-P フラックスの収束・発散の効果に加えてコリオリトルクや摩擦の効果もジェットの加速・減速に対して大いに影響しているということがわかった。

本研究では、E-P フラックスと E-P フラックスの収束・発散場について対流圏内のみを議論の対象としたが、成層圏への波のエネルギーの伝播形態についても今後の課題となりうるだろう。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり筑波大学地球科学系の田中博教授には研究動機となる論文の紹介、研究手法、数多くの図の作成、考察などについて適切な御指導を賜り、心から感謝しております。

また、同大学準研究員 渡来 靖氏、生命環境科学研究科 松枝 未遠氏、横山 直美氏には研究手法、数多くの図の作成などに関して多数の御助言を頂き誠に有難うございました。最後になりましたが、ともに卒業研究を進めた筑波大学地球科学主専攻気候学・気象学分野の4年生の皆様にも大変お世話になり深く感謝しております。

なお、本研究で用いた主な図は、Grid Analysis and Display System (GrADS; Doty and Kinter 1992) にて作図しました。

## 参考文献

- [1] Andrews, D. G., and M. E. McIntyre, 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen–Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031–2048.
- [2] Dickinson, R. E., 1969: Theory of planetary wave-zonal flow interaction. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 73–81.
- [3] Doty, B. and J.L. Kinter III, 1992: The Grid Analysis and Display System (GrADS): A practical tool for earth science visualization. Eighth International Conference on Interactive Information and Procession Systems, Atlanta, Georgia, 5–10.
- [4] Duchon, C. E., 1979: Lanczos filtering in one and two dimensions. *J. Applied Meteor.*, **18**, 1016–1022.
- [5] Edmon H. J., Jr., B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600–2616.
- [6] Eliassen, A. and E. Palm, 1961: On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofys. Publ.*, **22**, No. 3, 1–23.
- [7] 気象庁, 2005: 気候系監視報告. 気象庁, No. 05-03, 25pp.
- [8] 気象庁, 2006: 気候系監視報告. 気象庁, No. 06-03, 25pp.
- [9] 藤原禅, 2002: 北極振動 (AO) に伴う渦動エネルギー輸送の研究, 平成 13 年度 卒業論文, 筑波大学第一学群自然科学類
- [10] Lee, S. and H.- K. Kim, 2003: The dynamical relationship between subtropical and eddy-driven Jets. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1490–1503.
- [11] Onogi, K. and Coauthors, 2005: JRA-25: Japanese 25-year re-analysis project-progress and status. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 3259–3268.
- [12] 斉藤陽介, 2004: 北極振動のライフサイクルの解析的研究, 平成 15 年度 卒業論文, 筑波大学第一学群自然科学類
- [13] Tanaka, H. L. and H. Tokinaga, 2002: Baroclinic instability in high latitudes induced by polar vortex: a connection to the Arctic Oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 69–82.

- [14] 田中博, 2004: 順圧大気大循環モデルによる北極振動の数値実験およびその力学的考察. 気象研究ノート, 206号, 71–107.

表 1: 解析で用いた記号、添え字、定数など

$u, v, w$	風の東西、南北、鉛直成分
$T$	気温
$f$	コリオリパラメータ
$F, G$	摩擦項、非断熱項
$H$	スケールハイト
$N$	プラント・ヴァイサラ振動数
$m$	波数
$\bar{\omega}$	角速度
$\bar{x}$	帯状平均成分
$x'$	渦動成分
$\mathbf{F}$	E-P フラックス

表 2: 解析で用いた物理定数

$\rho_{00}$	空気密度 (= 1.2 g/cm <sup>3</sup> )
$a$	地球の半径 (= 6371220 m)
$C_p$	定圧比熱 (= 1004 J/kg·K)

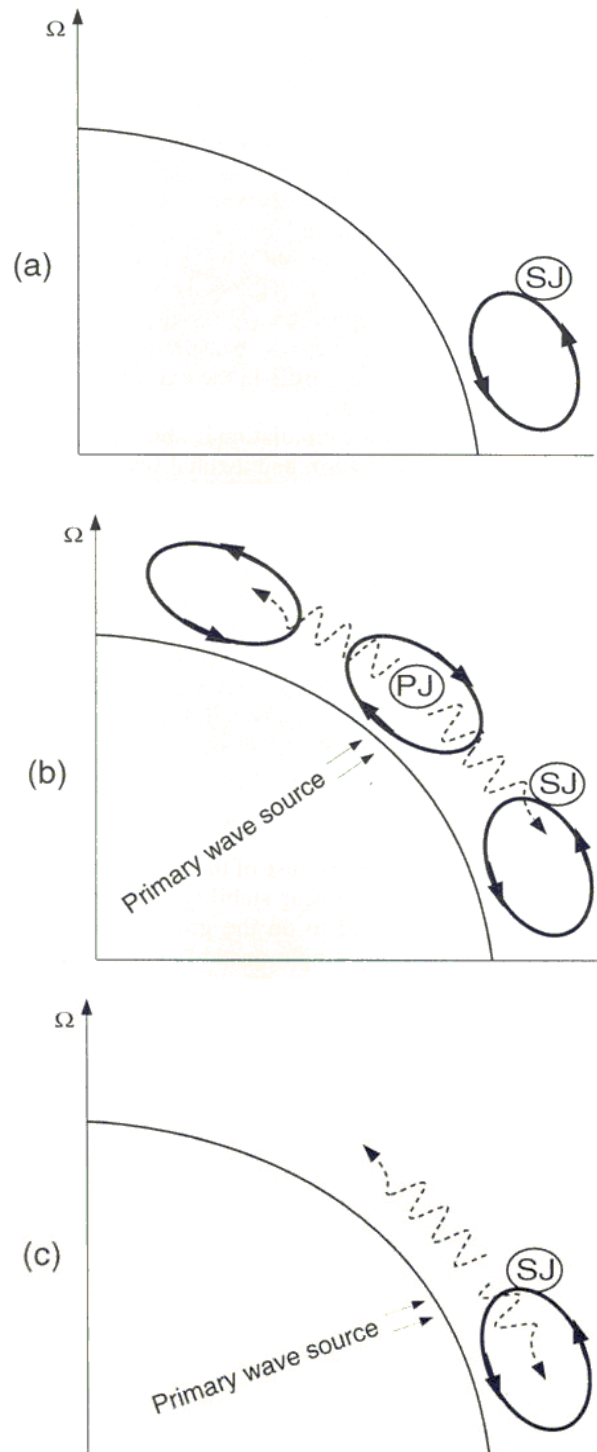


図 1: 子午面循環と亜熱帯ジェット、寒帯前線ジェットの模式図 (a) 軸対象循環 (b) 中緯度域で傾圧性の成長率が最も大きい場合 (c) 亜熱帯ジェット域で傾圧性の成長率が最も大きい場合 (Kim and Lee, 2003 より)

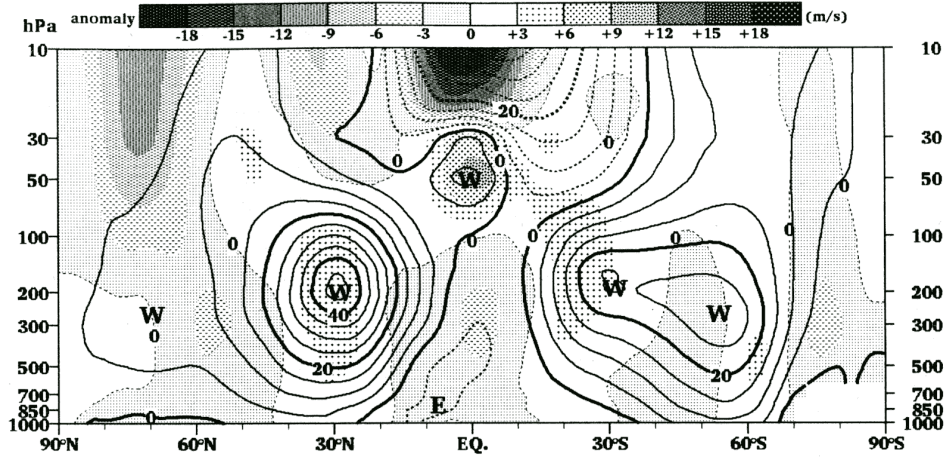


図 2: 月平均帯状平均東西風速の鉛直断面図 ( 南半球においてダブルジェットの場合 ) 2005 年 3 月 ( 気象庁, 2005 より )

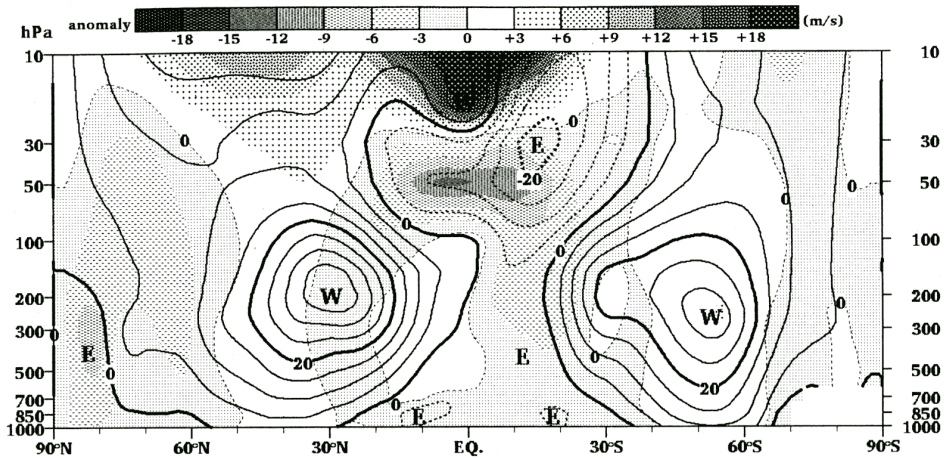


図 3: 月平均帯状平均東西風速の鉛直断面図 ( 南半球においてシングルジェットの場合 ) 2006 年 3 月 ( 気象庁, 2006 より )



# Geopotential Height

a

Baroclinic instability

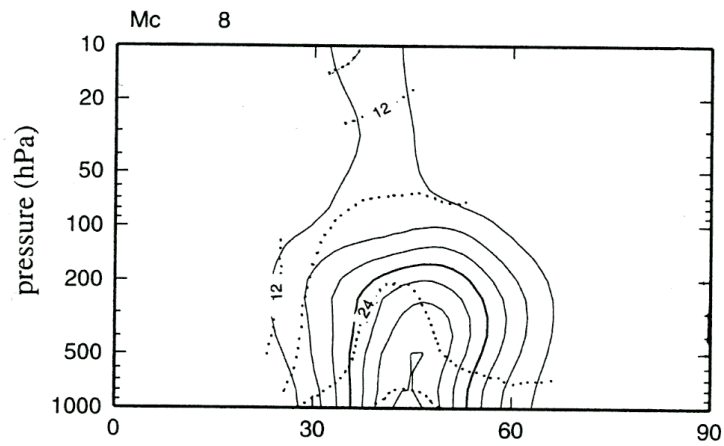
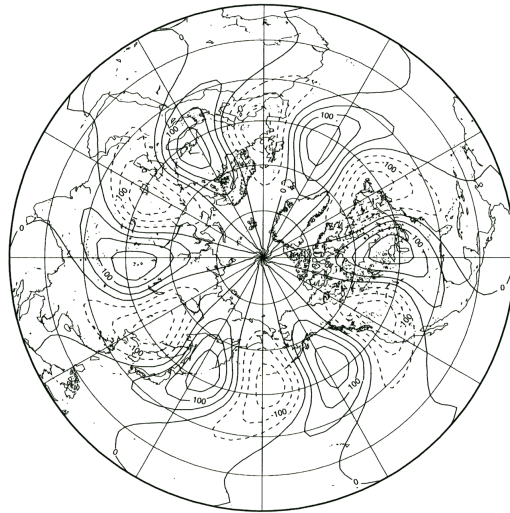


図 4: 傾圧不安定固有解 (Charney モード) の高度場の構造 (上: ジオポテンシャル高度の順圧成分、下: ジオポテンシャルの振幅 (実線) と位相 (点線)) (田中博, 2004 より)

# Geopotential Height

b

Unstable polar mode

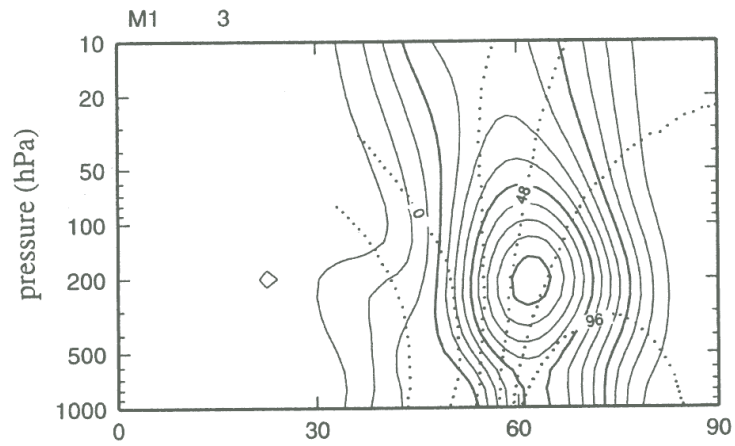
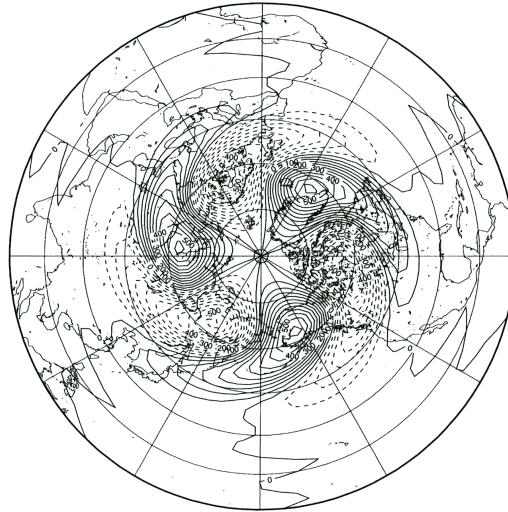


図 5: 傾圧不安定固有解 (Polar モード) の高度場の構造 (上: ジオポテンシャル高度の順圧成分、下: ジオポテンシャルの振幅 (実線) と位相 (点線)) (田中博, 2004 より)

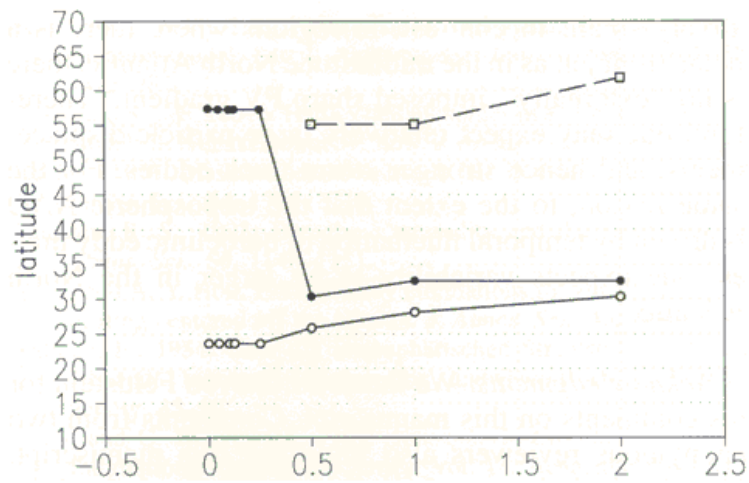


図 6: モデル実験による亜熱帯ジェットの高さに伴う亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットの位置の緯度変化 横軸は亜熱帯ジェットの強さを表す指標  $Q_{max}$  ( : 亜熱帯ジェット、 : 寒帯前線ジェット、 : 今回は省略) (Kim and Lee, 2003 より)

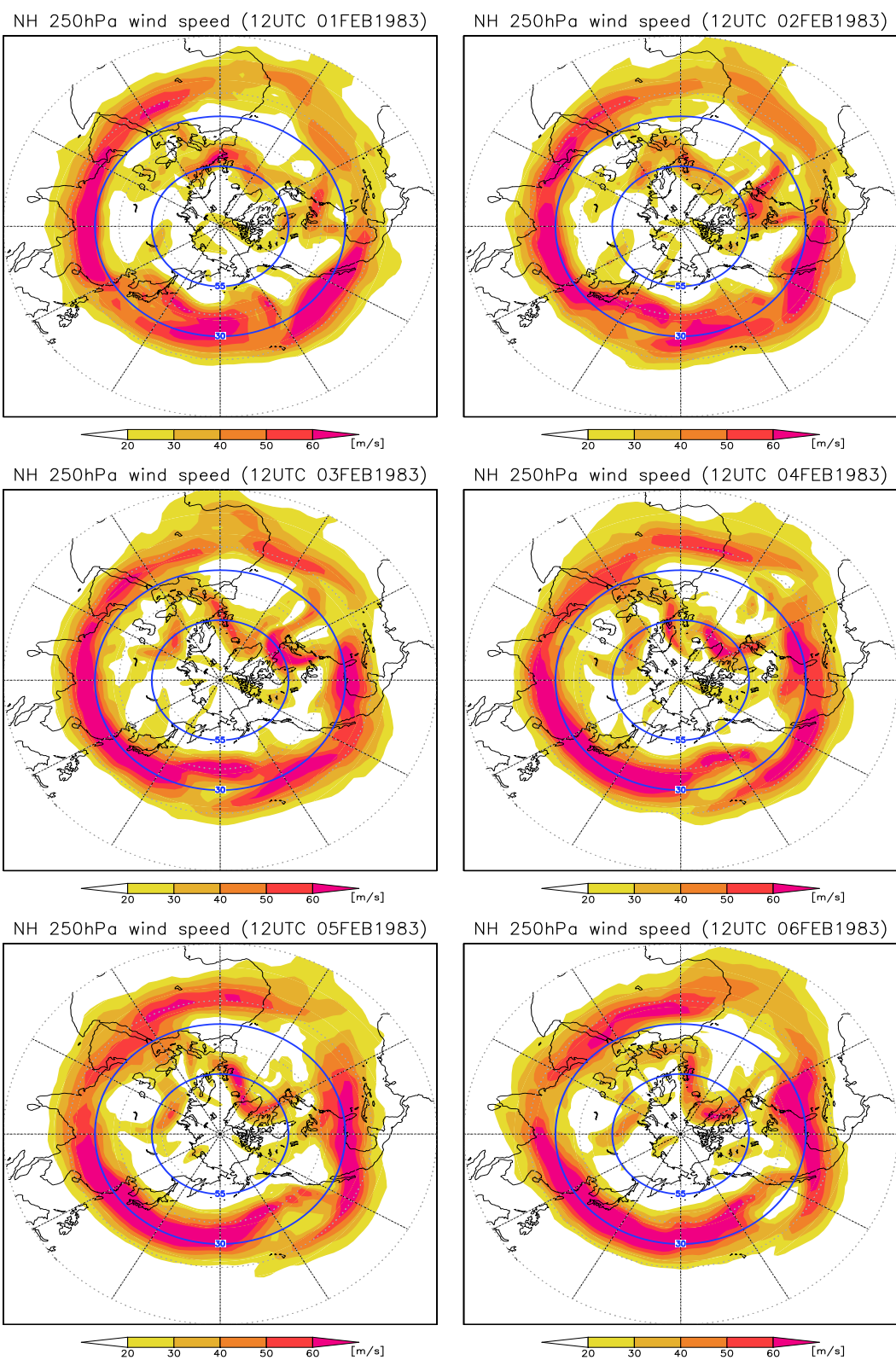


図 7: 北半球 250hPa 面における風速の分布図 1983/02/01 ~ 06 12UTC

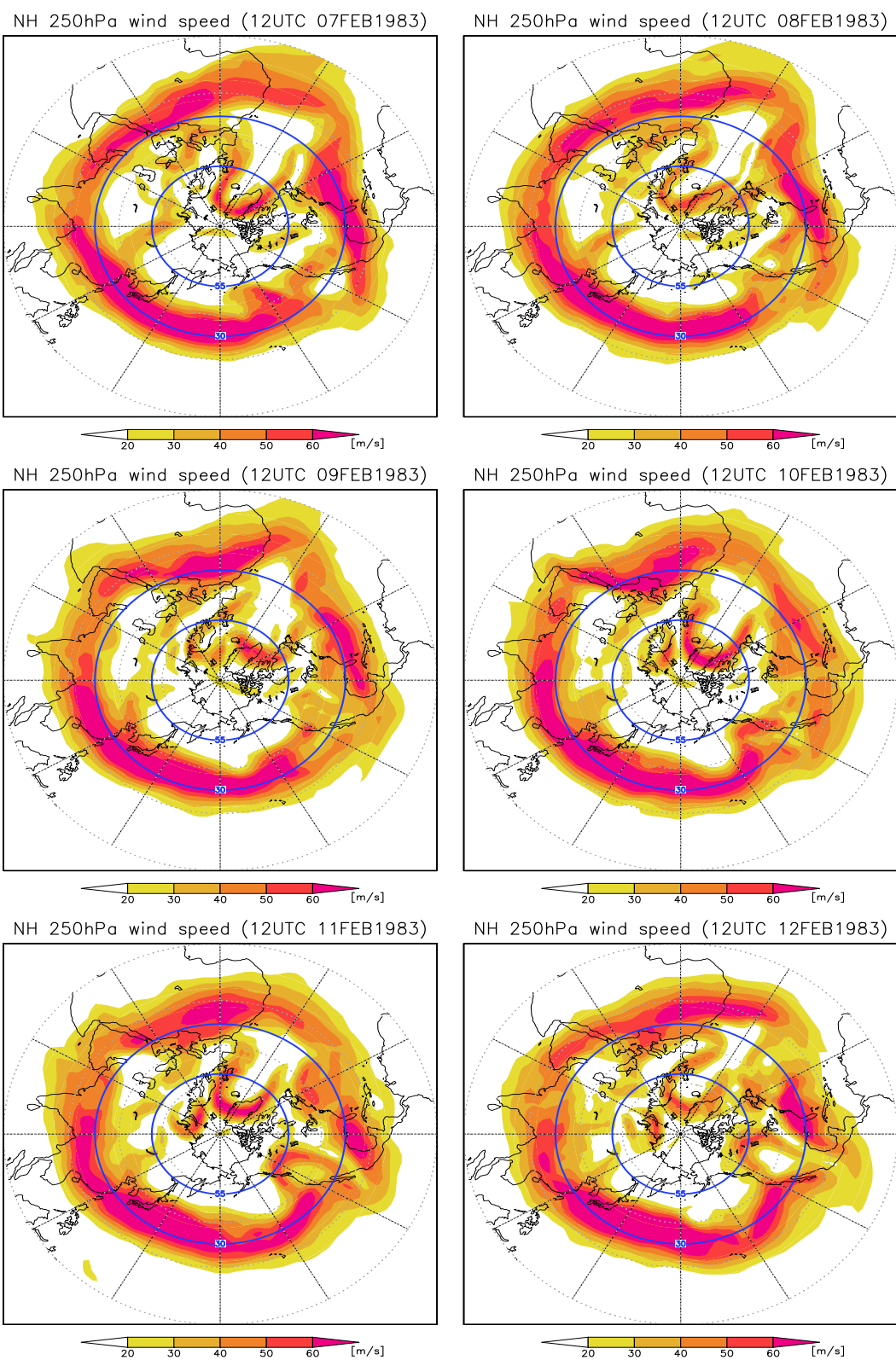


図 8: 北半球 250hPa 面における風速の分布図 1983/02/07 ~ 12 12UTC



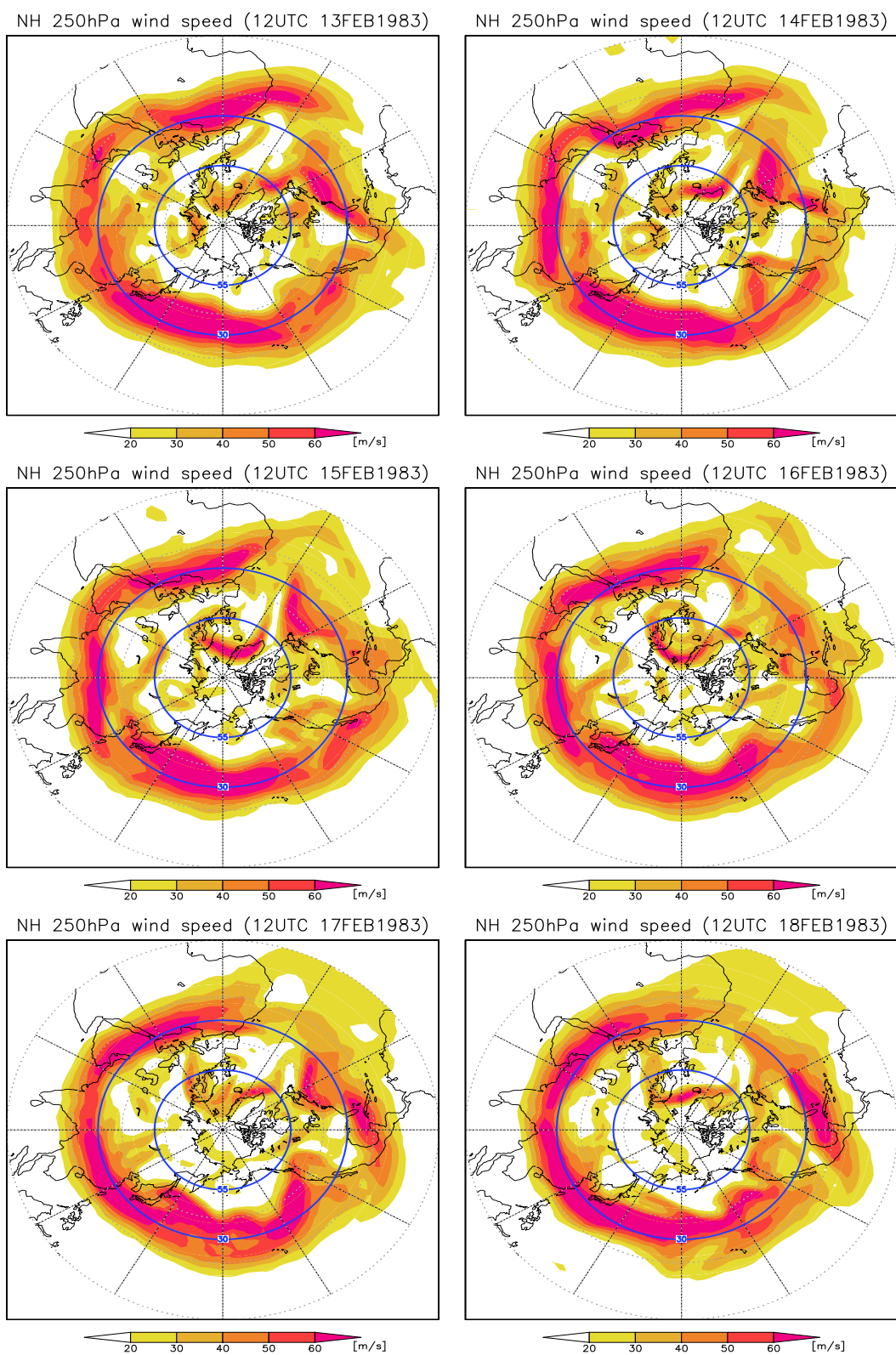


図 9: 北半球 250hPa 面における風速の分布図 1983/02/13 ~ 18 12UTC

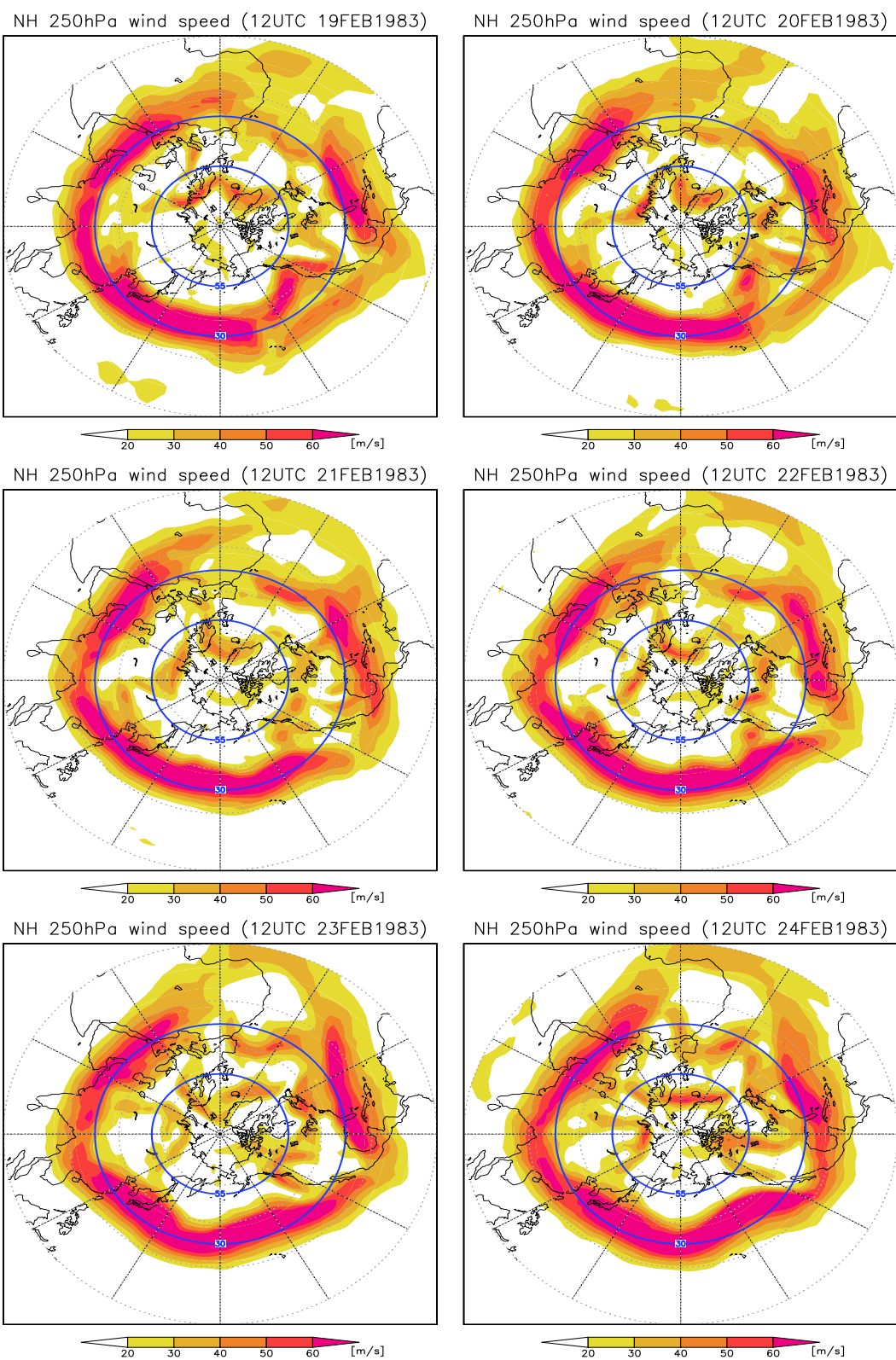


図 10: 北半球 250hPa 面における風速の分布図 1983/02/19 ~ 24 12UTC

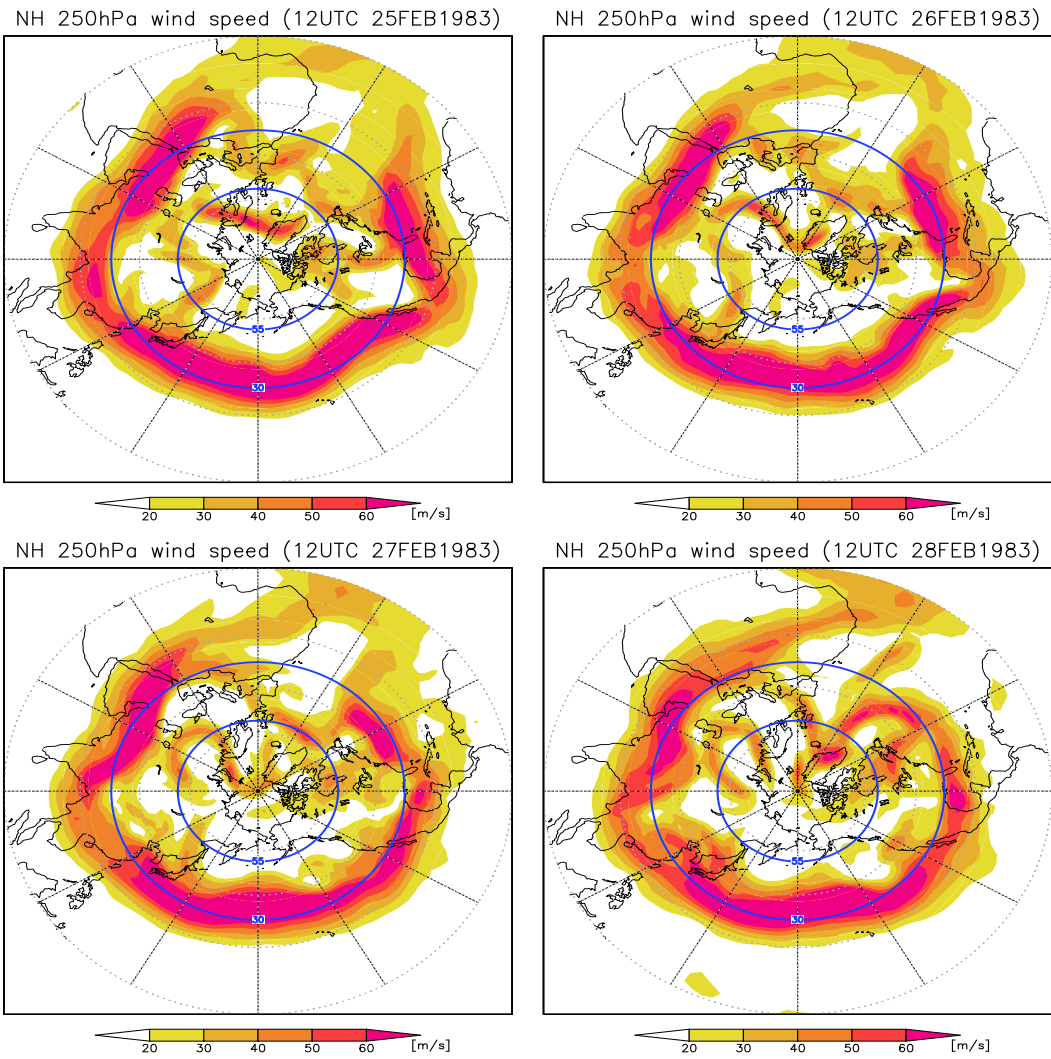


図 11: 北半球 250hPa 面における風速の分布図 1983/02/25 ~ 28 12UTC



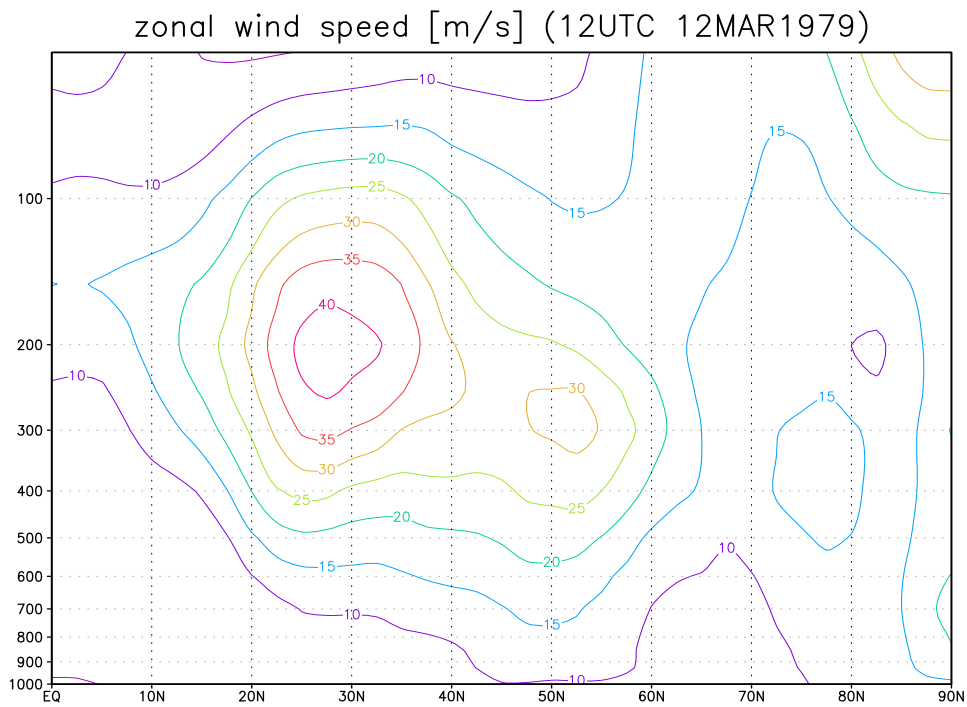


図 12: 北半球 帯状平均風速の鉛直断面図 1979/03/12 12UTC (ダブルジェットの時)

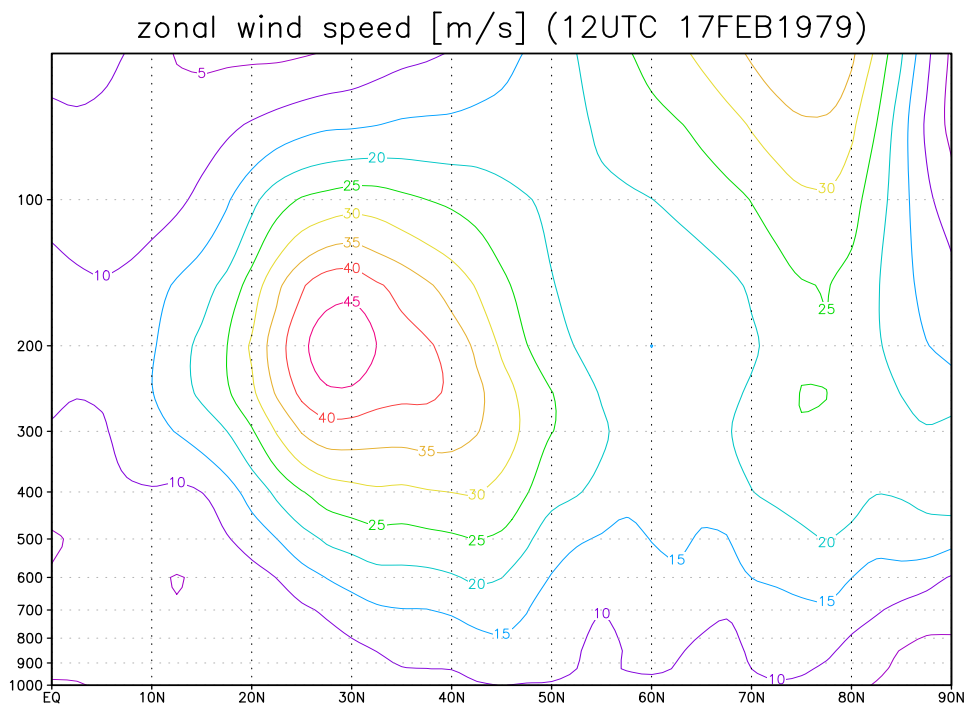


図 13: 北半球 帯状平均風速の鉛直断面図 1979/03/12 12UTC (シングルジェットの時)

Zonal Wind Speed [m/s] at SJ and PJ areas  
 (averaged SJ:200hPa,25N-35N PJ:300hPa,45N-65N)  
 (1979JAN1-1979MAR31)

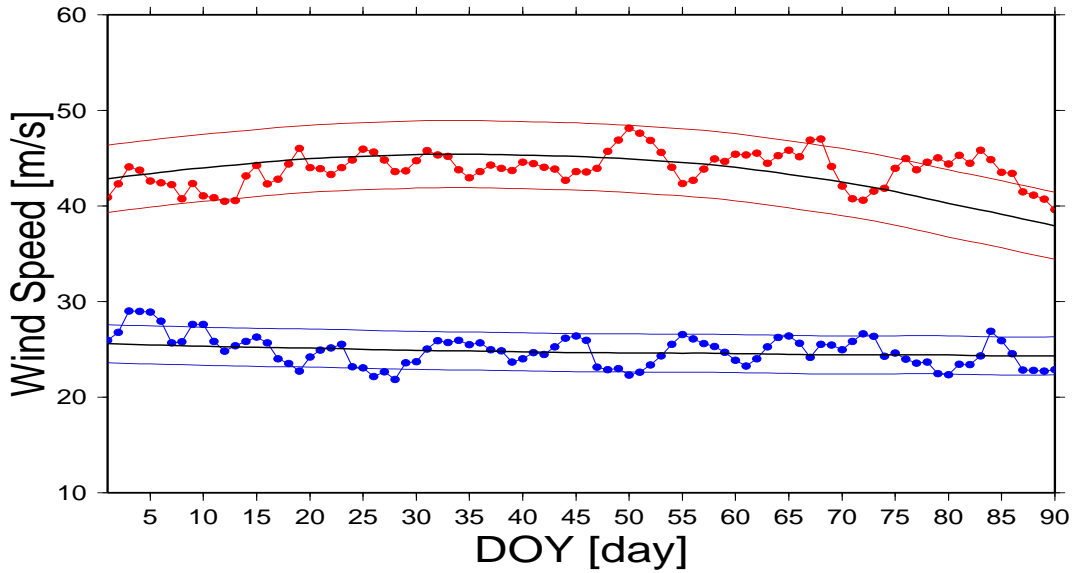


図 14: 北半球 領域平均帯状風速と平年値、標準偏差 (赤: 亜熱帯ジェット、青: 寒帯前線ジェット、1979年7月-9月)

Zonal Wind Speed [m/s] at SJ and PJ areas  
 (averaged SJ:200hPa,25S-35S PJ:300hPa,45S-65S)  
 (1979JUL1-1979SEP30)

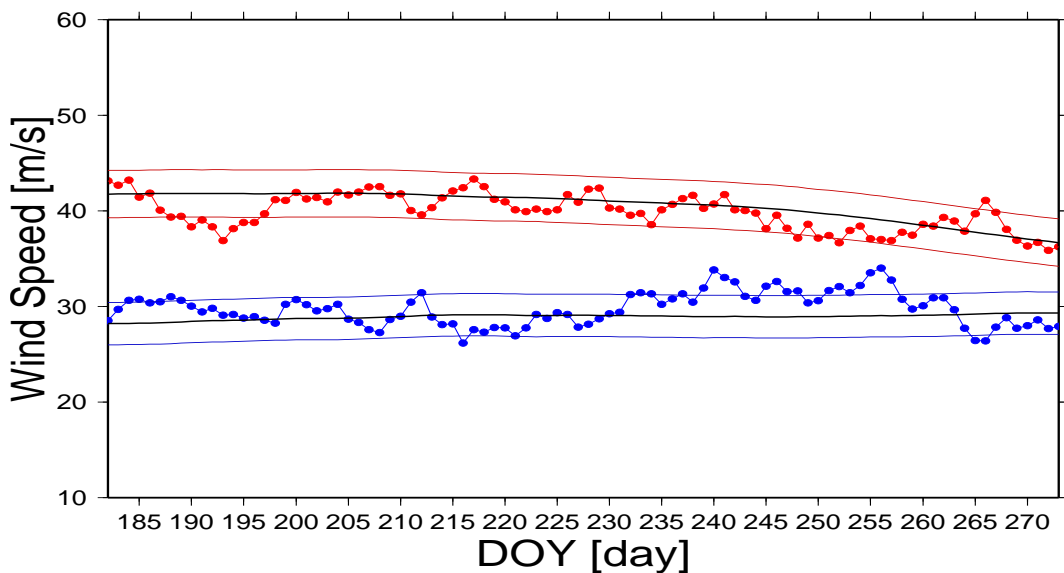


図 15: 南半球 領域平均帯状風速と平年値、標準偏差 (赤: 亜熱帯ジェット、青: 寒帯前線ジェット、1979年7月-9月)

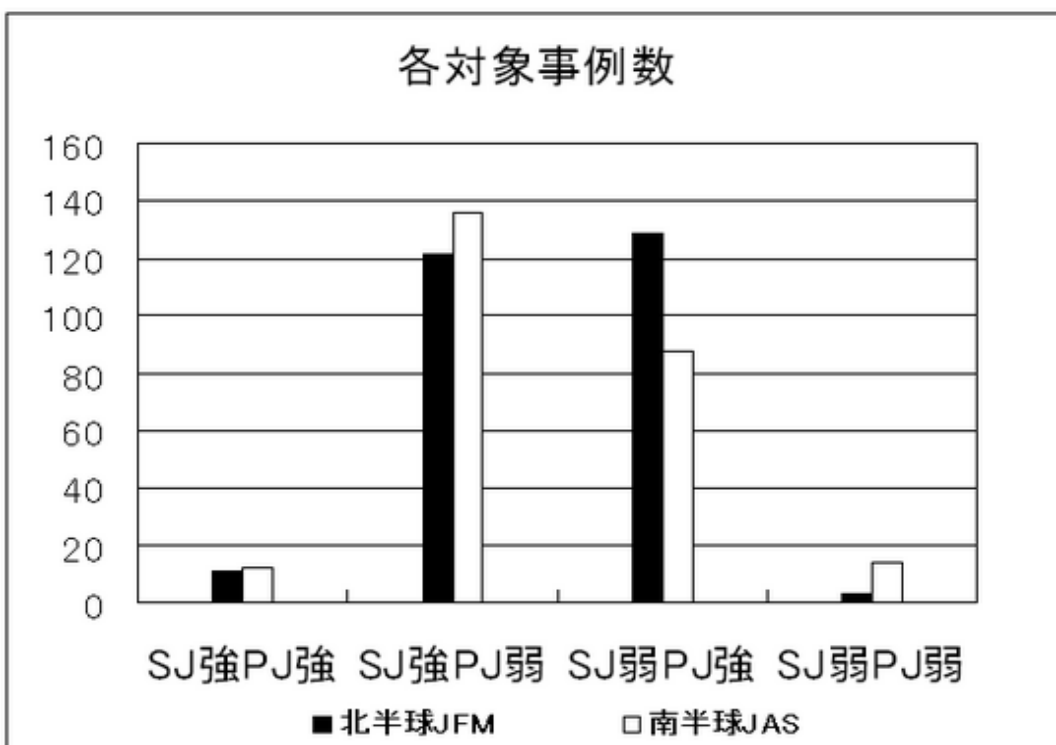


図 16: 亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットの強さで場合分けした各対象事例数

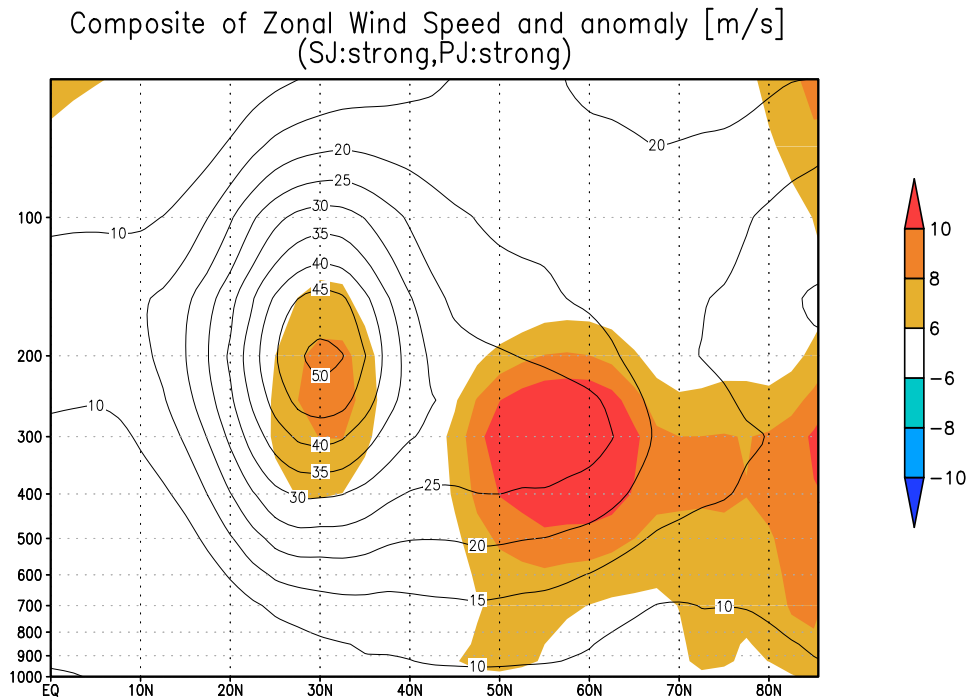


図 17: 北半球 JFM における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>)

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] (SJ:strong,PJ:strong)

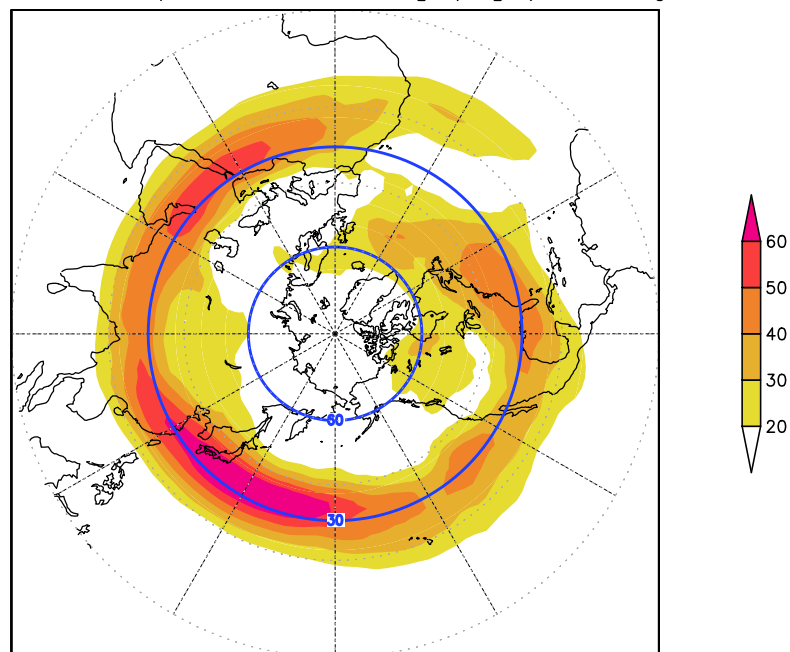


図 18: 北半球 JFM、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>)

# Composite of EP flux Divergence (SJ:strong,PJ:strong)

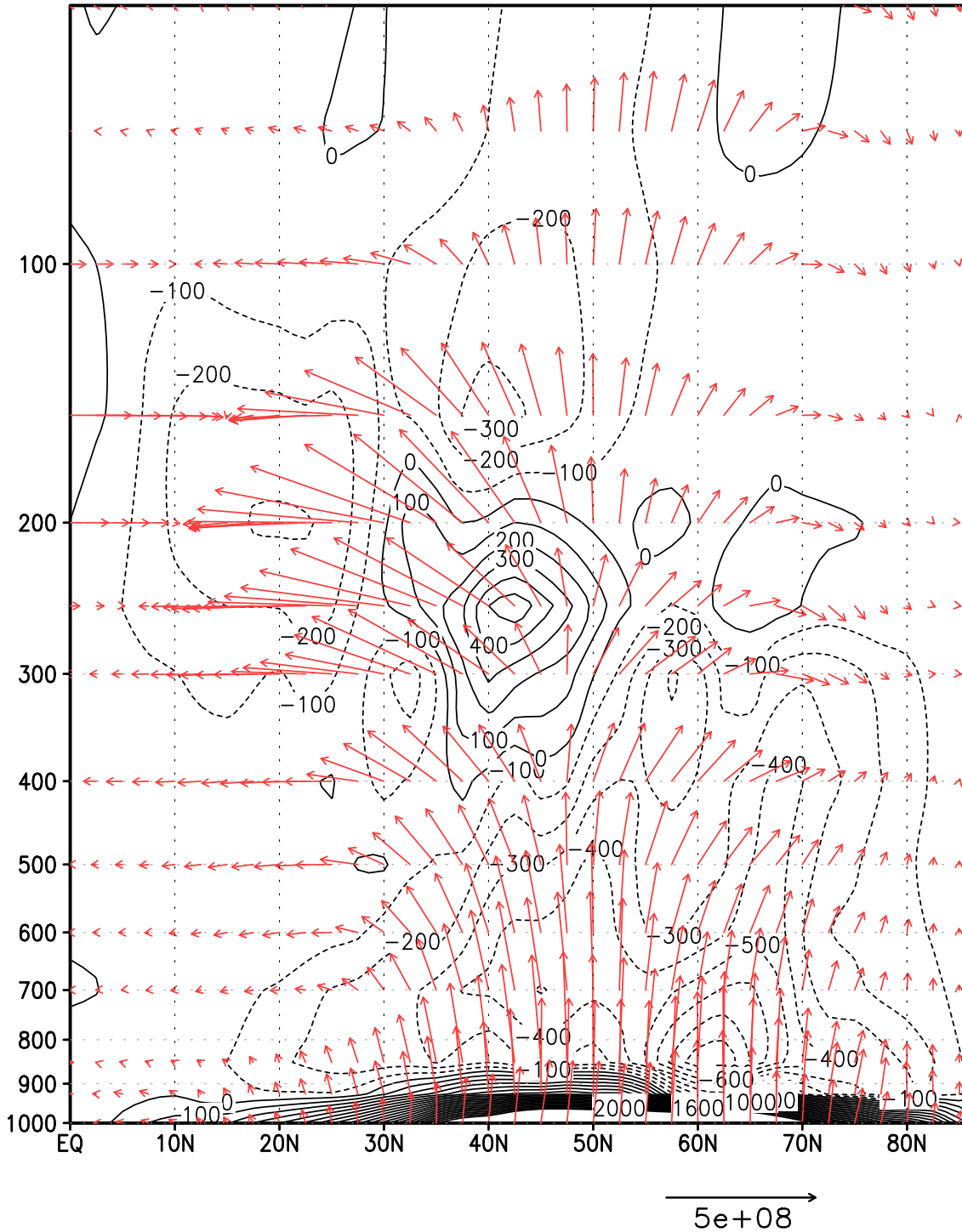


図 19: 北半球 JFM における E-P フラックス (ベクトル) とその収束 (点線)・発散 (実線) のコンポジット図 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>)

Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s] 5days  
(SJ:strong,PJ:strong)

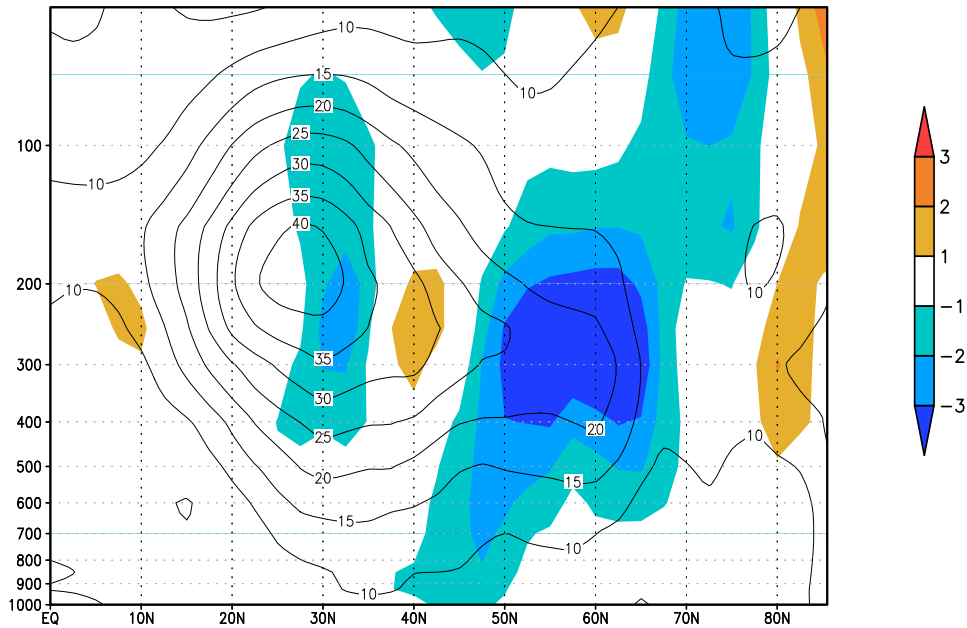


図 20: 北半球 JFM における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>) 陰影部は (5 日後の帯状平均風速) - (対象事例日の帯状平均風速)

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] 5days  
(SJ:strong,PJ:strong)

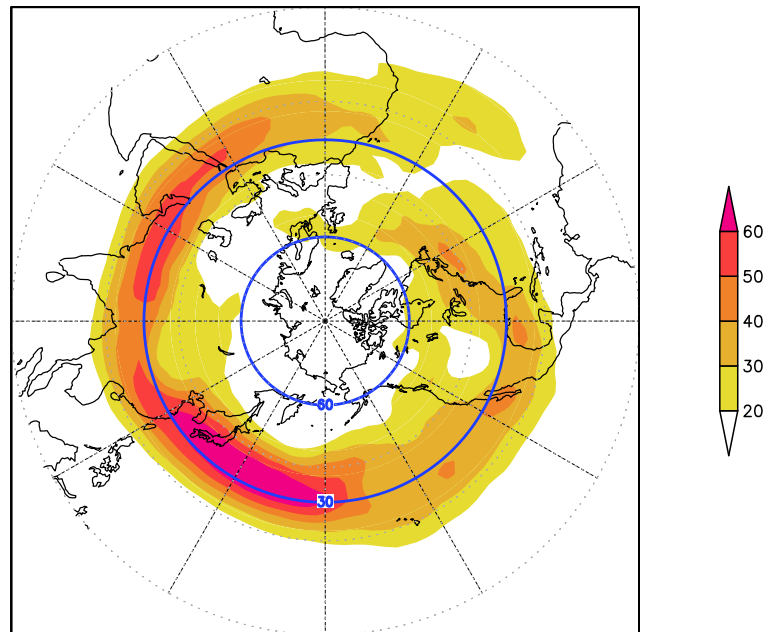


図 21: 北半球 JFM、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>)

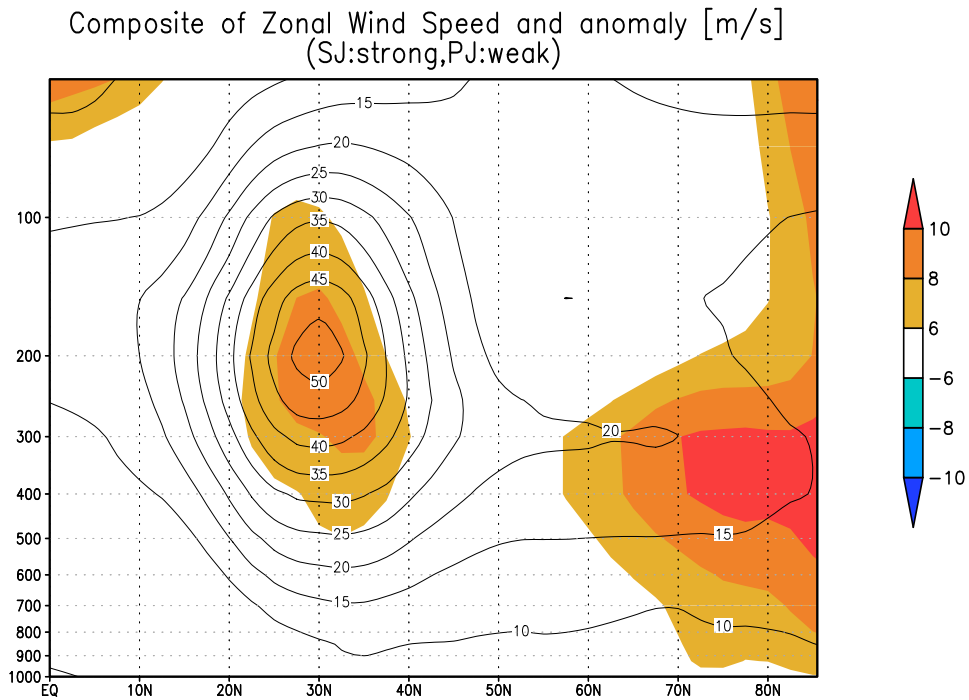


図 22: 北半球 JFM における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>)

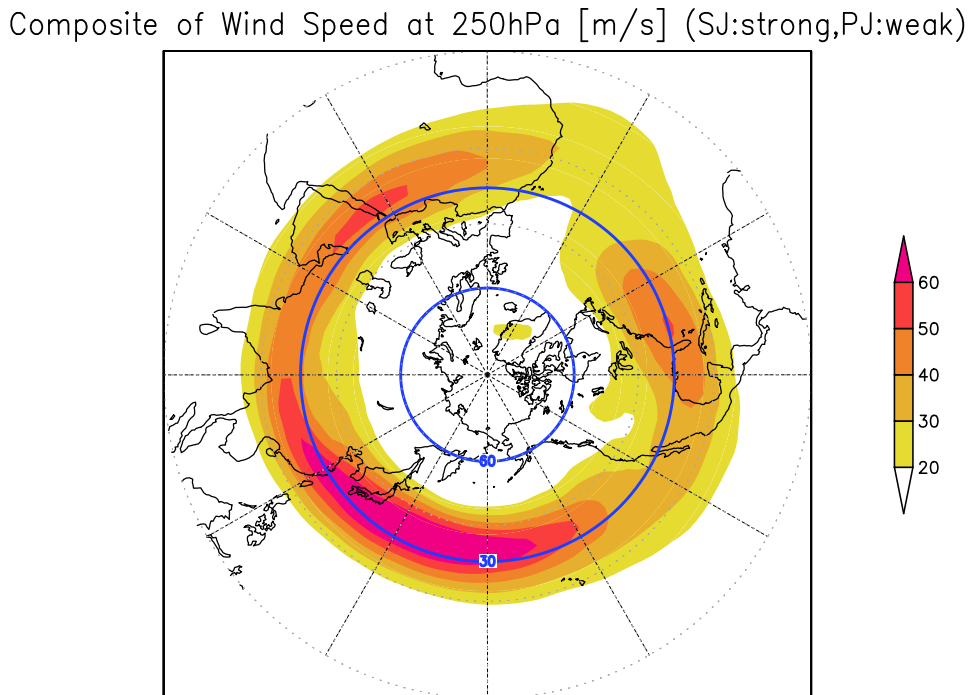


図 23: 北半球 JFM、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>)

# Composite of EP flux Divergence (SJ:strong,PJ:weak)

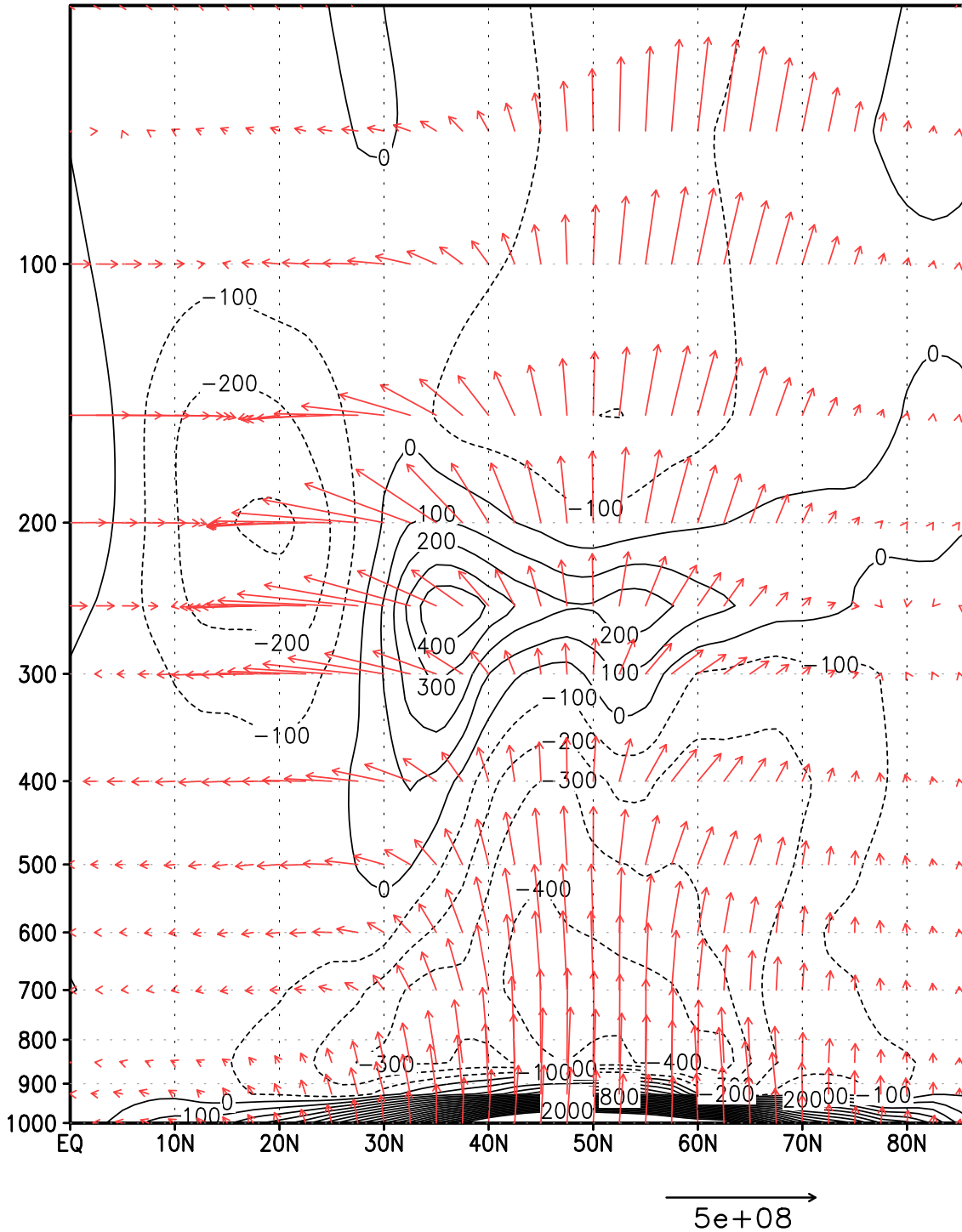


図 24: 北半球 JFM における E-P フラックス (ベクトル) とその収束 (点線)・発散 (実線) のコンポジット図 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>)



Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s] 5days  
(SJ:strong,PJ:weak)

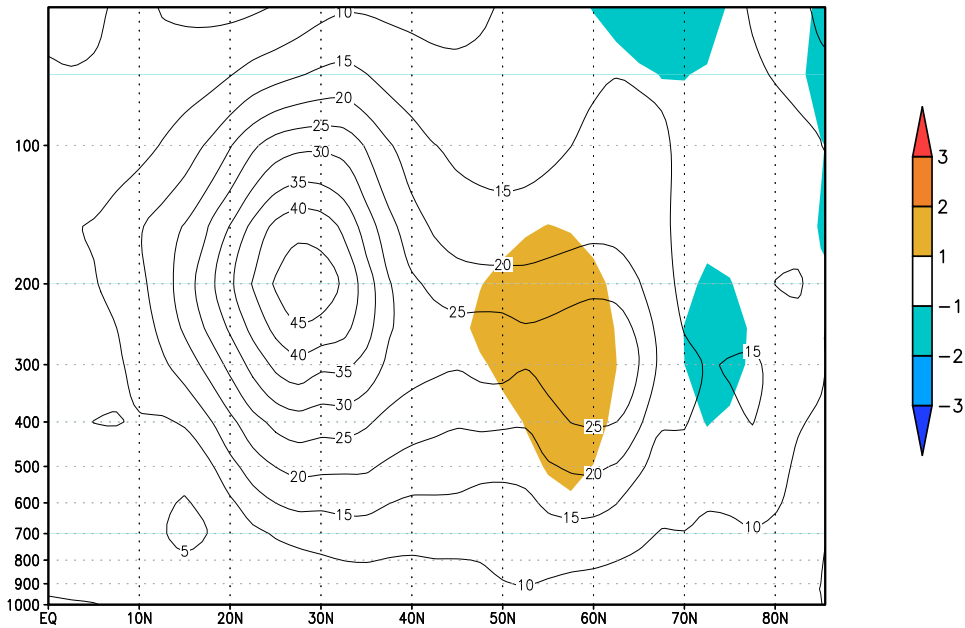


図 25: 北半球 JFM における対象事例日から 5 日後の風速の平均場（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>）陰影部は（5 日後の帯状平均風速） - （対象事例日の帯状平均風速）

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] 5days  
(SJ:strong,PJ:weak)

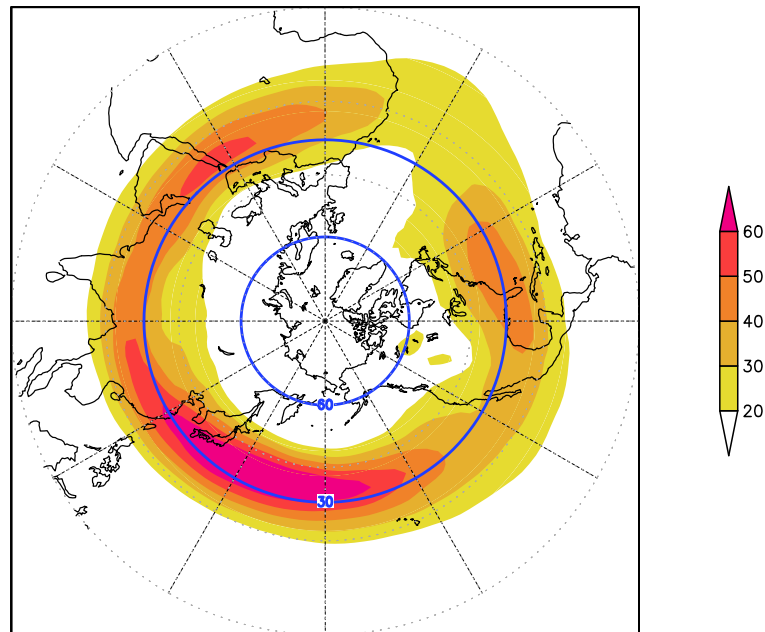


図 26: 北半球 JFM、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場（亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>）

Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s]  
(SJ:weak,PJ:strong)

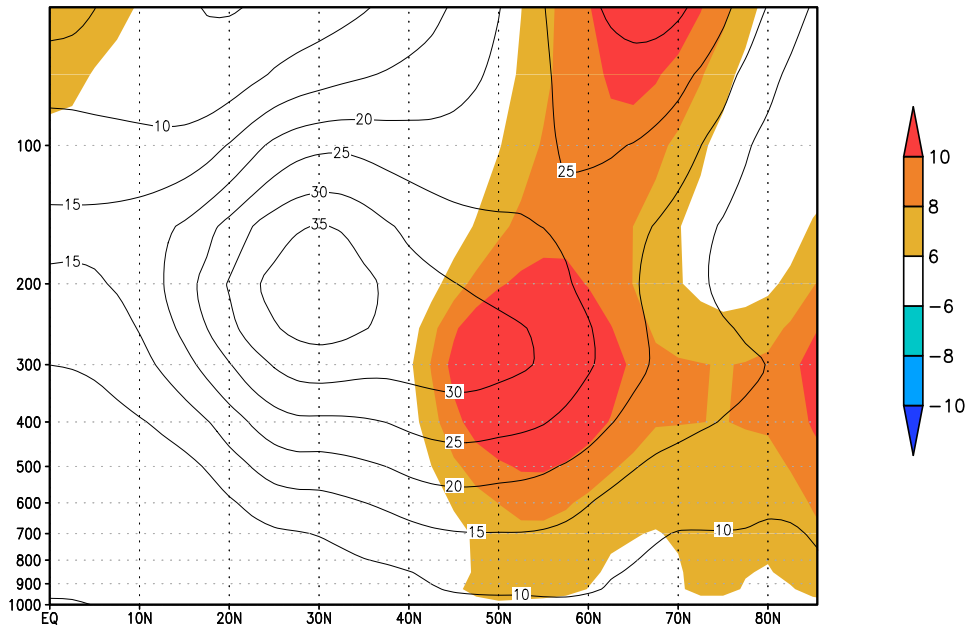


図 27: 北半球 JFM における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>)

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] (SJ:weak,PJ:strong)

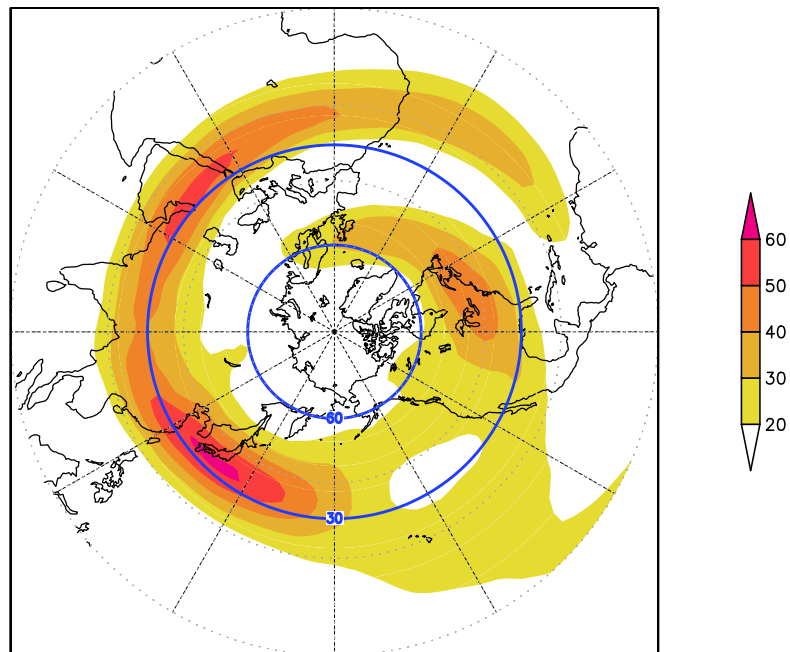


図 28: 北半球 JFM、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>)

# Composite of EP flux Divergence (SJ:weak,PJ:strong)

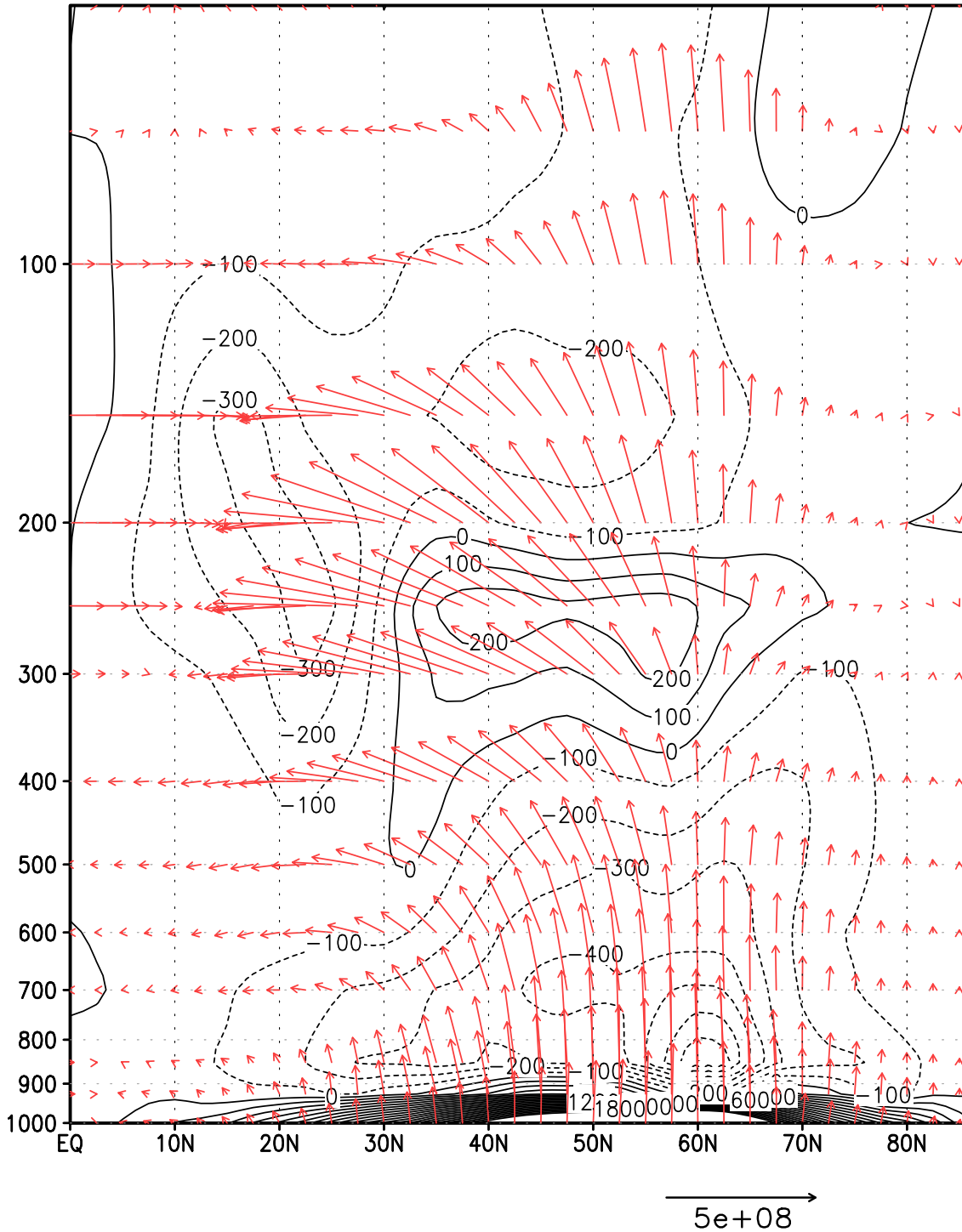


図 29: 北半球 JFM における E-P フラックス (ベクトル) とその収束 (点線)・発散 (実線) のコンポジット図 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>)

Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s] 5days  
(SJ:weak,PJ:strong)

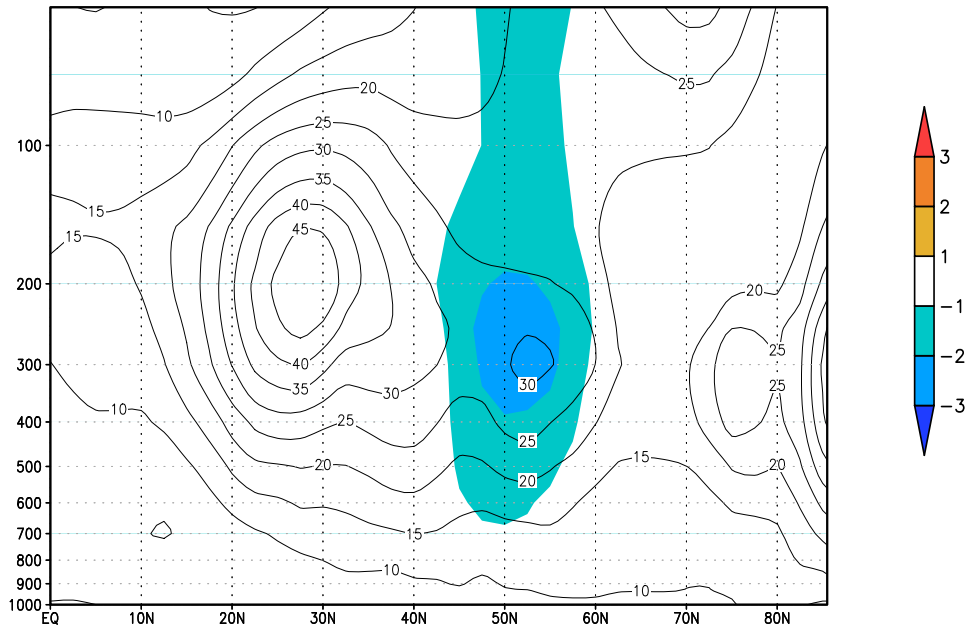


図 30: 北半球 JFM における対象事例日から 5 日後の風速の平均場（亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>）陰影部は（5 日後の帯状平均風速） - （対象事例日の帯状平均風速）

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] 5days  
(SJ:weak,PJ:strong)

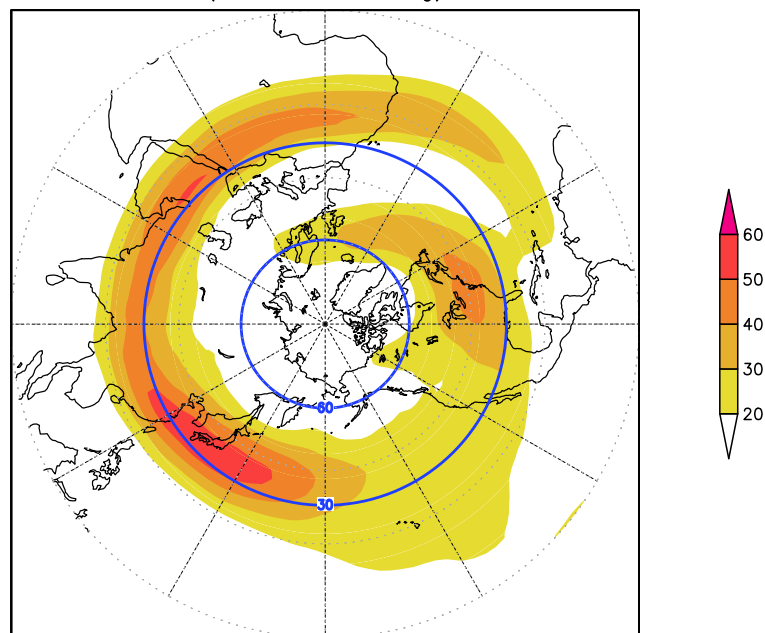


図 31: 北半球 JFM、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場（亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>）

Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s]  
(SJ:weak,PJ:weak)

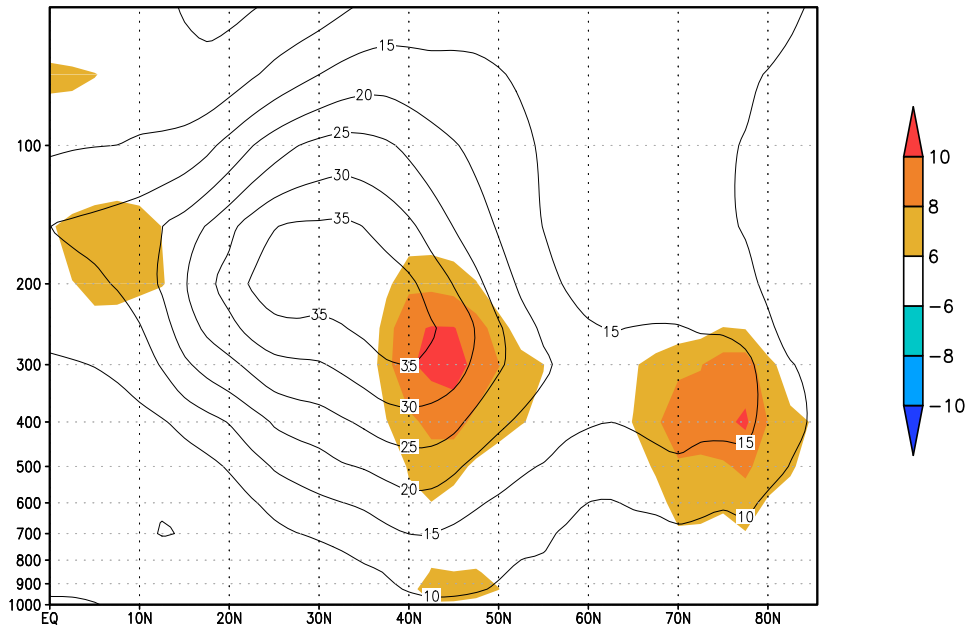


図 32: 北半球 JFM における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 > )

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] (SJ:weak,PJ:weak)

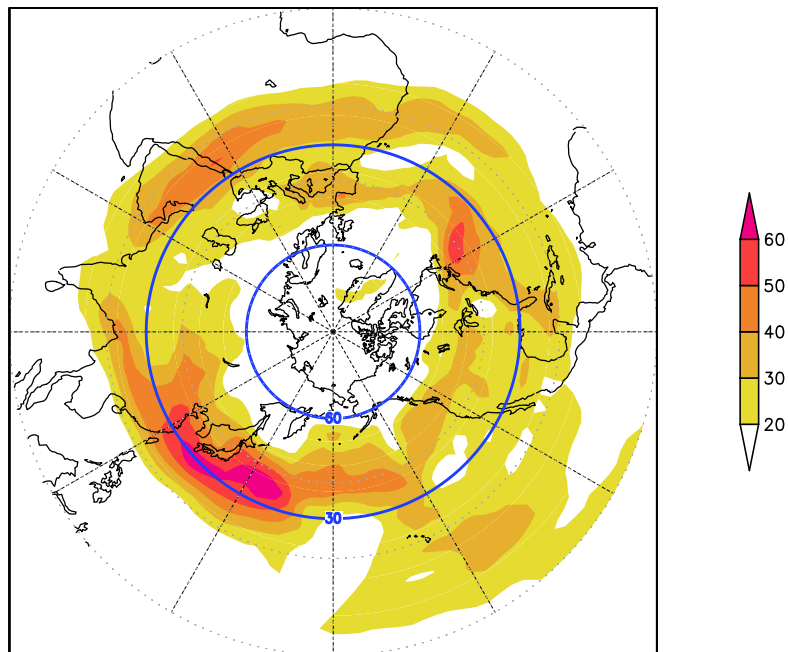


図 33: 北半球 JFM、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 > )

# Composite of EP flux Divergence (SJ:weak,PJ:weak)

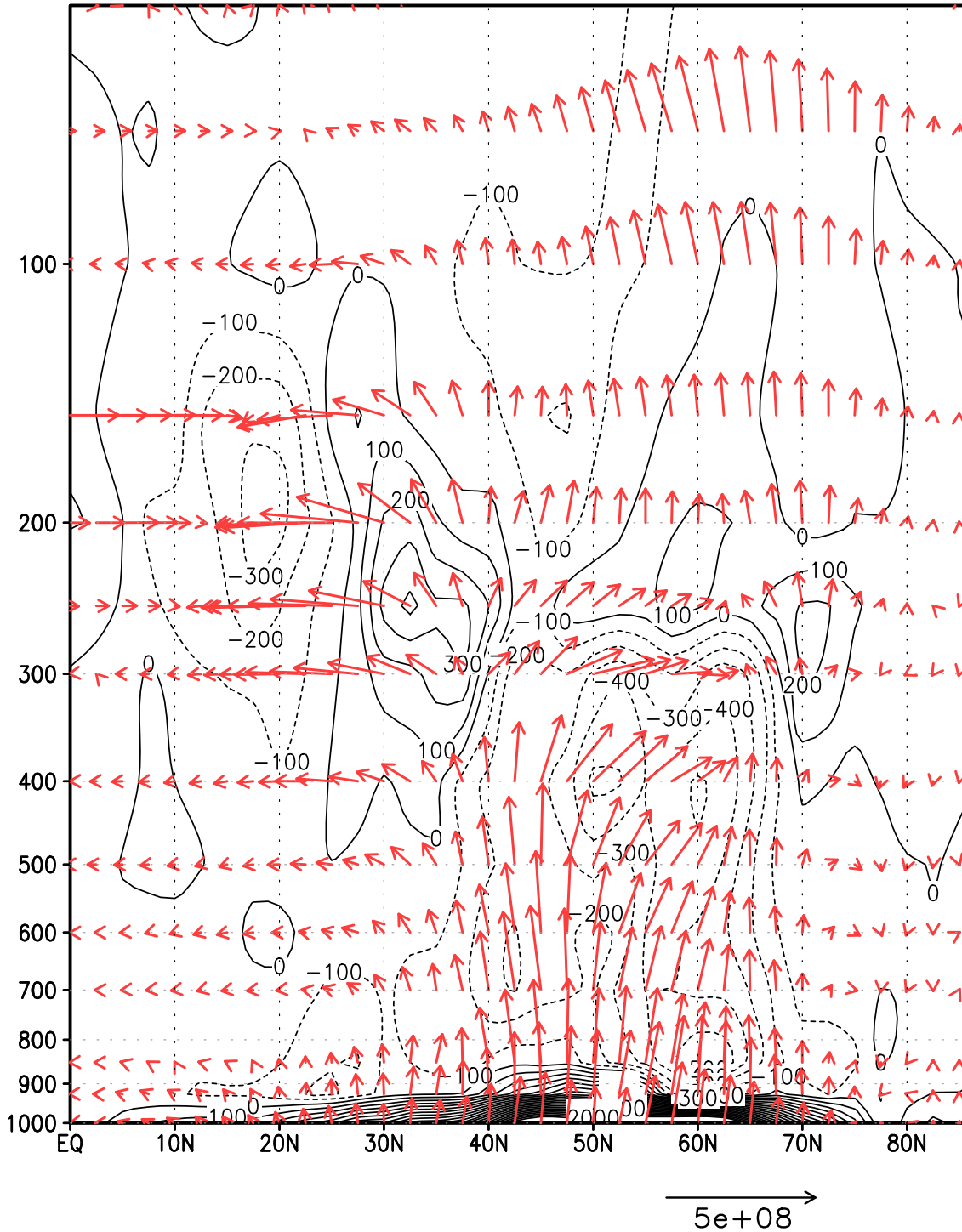


図 34: 北半球 JFM における E-P フラックス (ベクトル) とその収束 (点線)・発散 (実線) のコンポジット図 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>)

Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s] 5days  
(SJ:weak,PJ:weak)

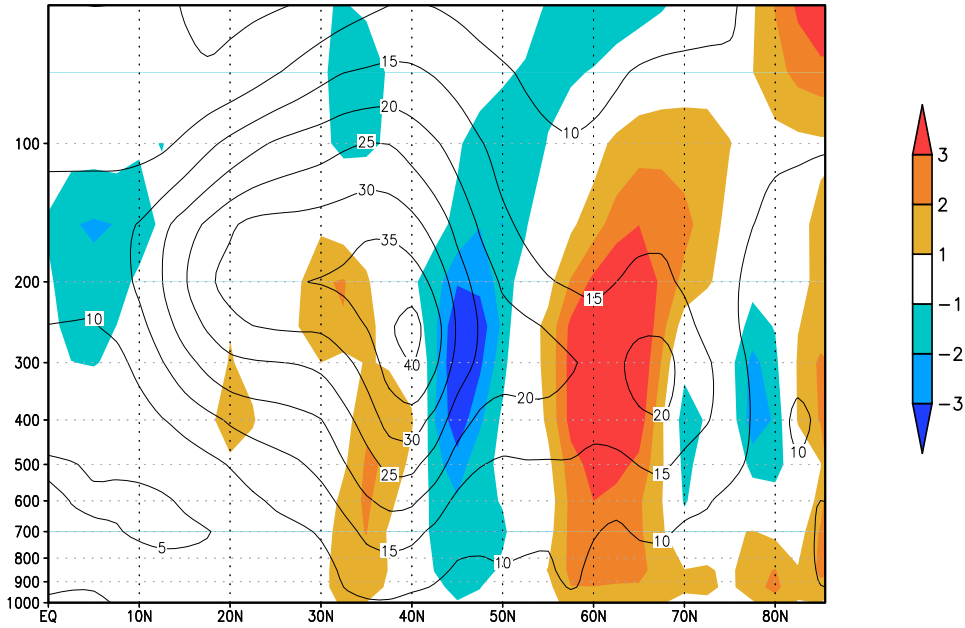


図 35: 北半球 JFM における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>) 陰影部は (5 日後の帯状平均風速) - (対象事例日の帯状平均風速)

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] 5days  
(SJ:weak,PJ:weak)

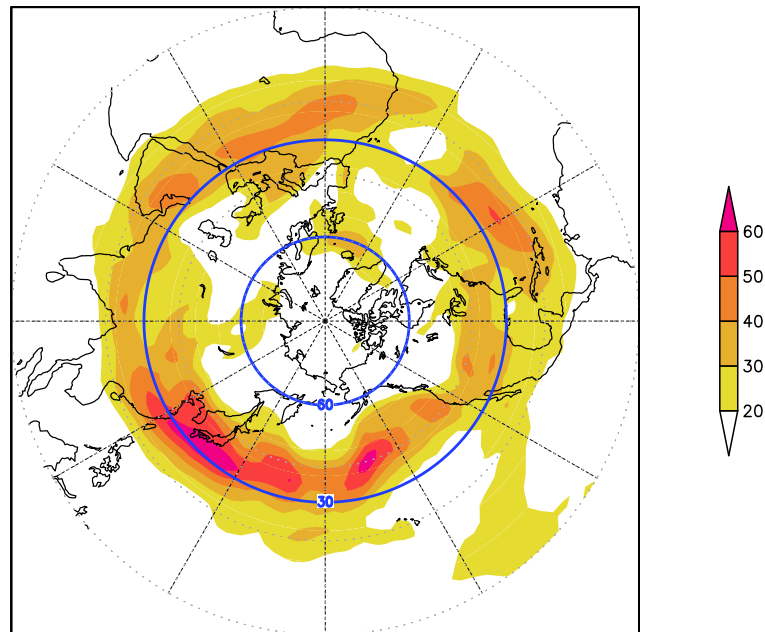


図 36: 北半球 JFM、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>)



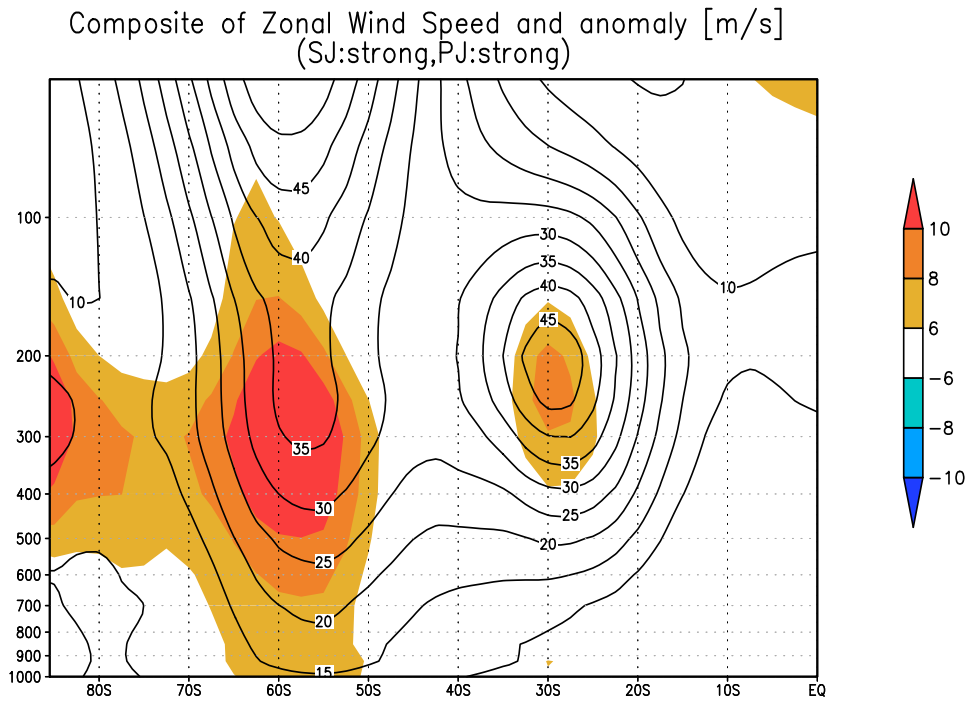


図 37: 南半球 JAS における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>)

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] (SJ:strong,PJ:strong)

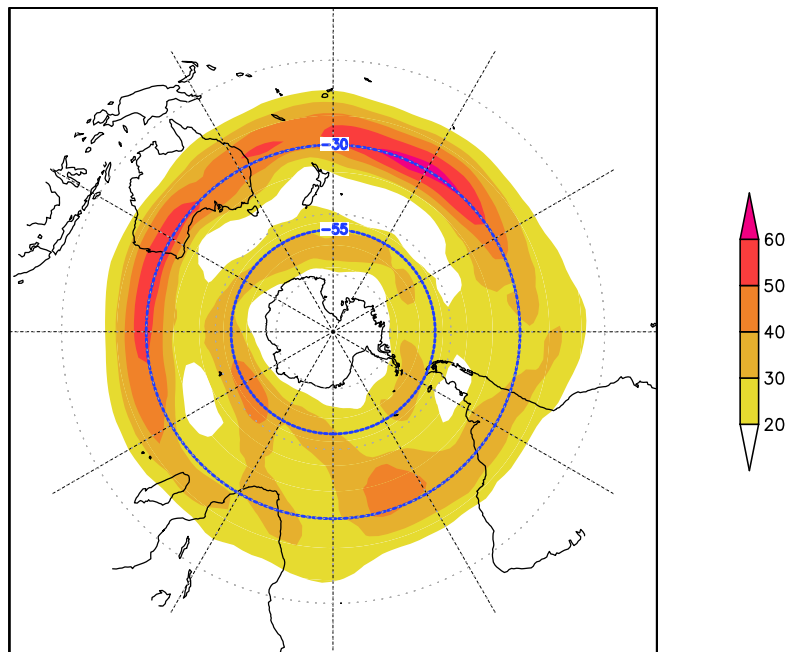


図 38: 南半球 JAS、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>)



# Composite of EP flux Divergence (SJ:strong,PJ:strong)

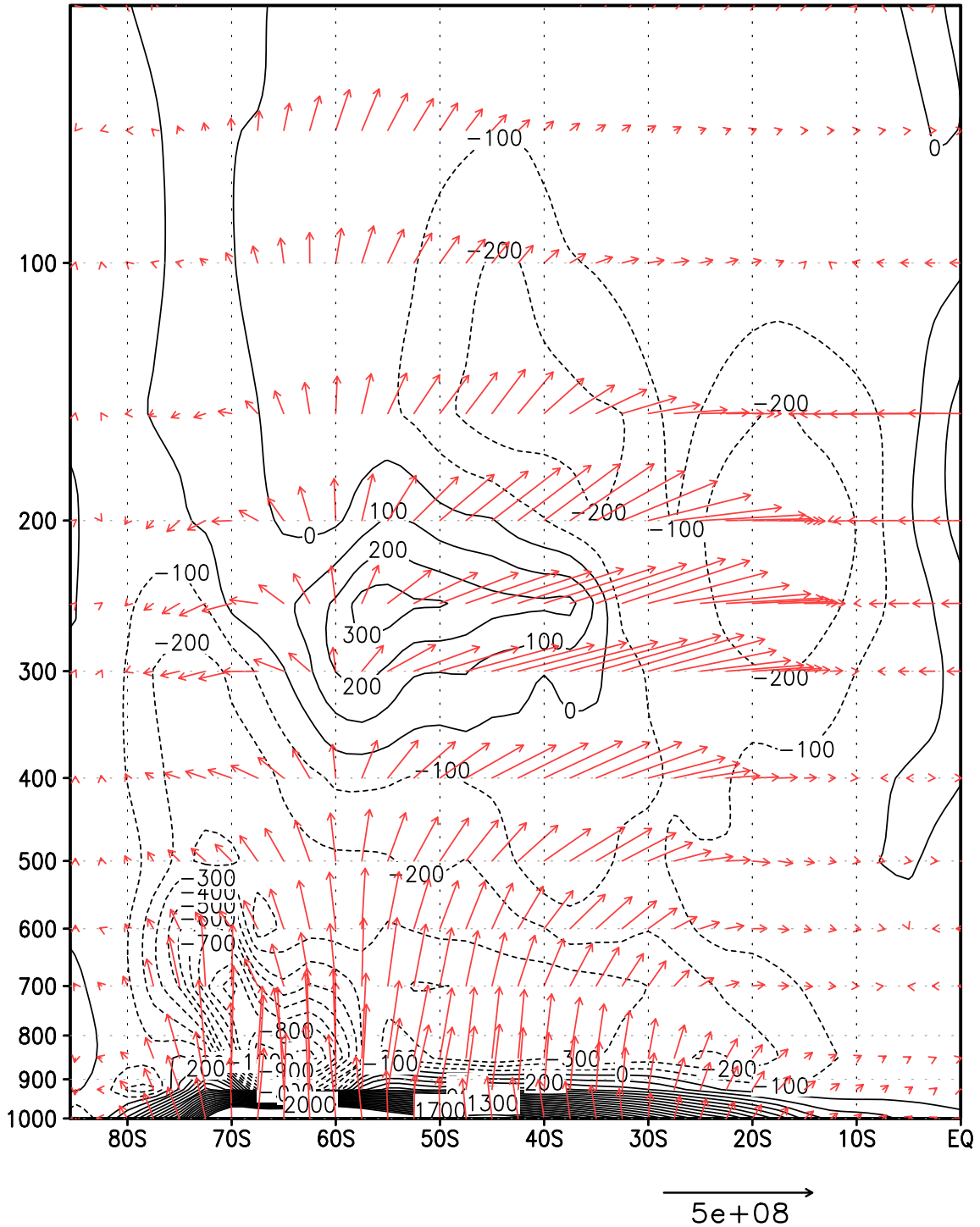


図 39: 南半球 JAS における E-P フラックス (ベクトル) とその収束 (点線)・発散 (実線) のコンポジット図 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>)

Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s] 5days  
(SJ:strong,PJ:strong)

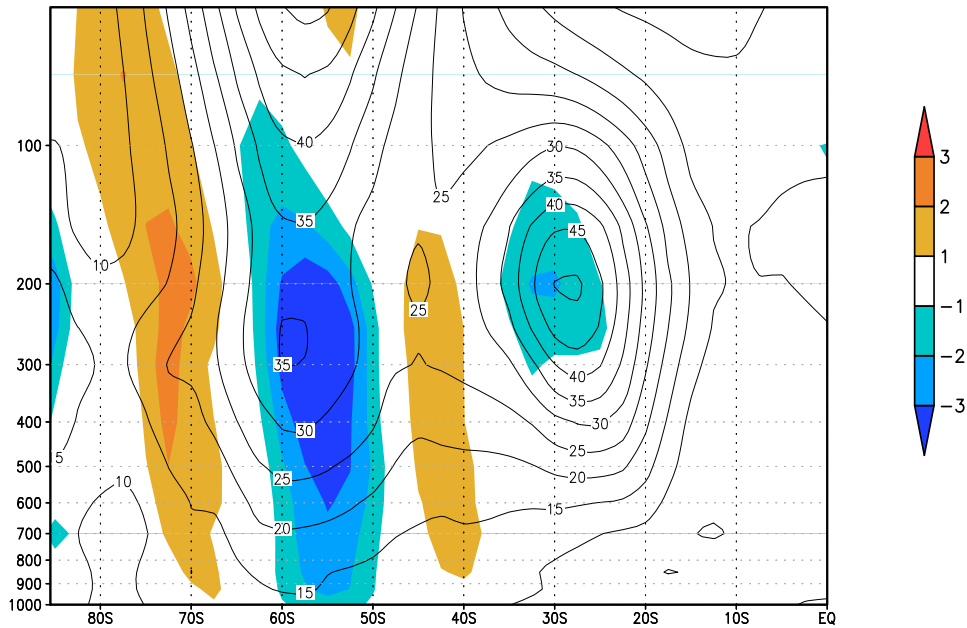


図 40: 南半球 JAS における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>) 陰影部は (5 日後の帯状平均風速) - (対象事例日の帯状平均風速)

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] 5days  
(SJ:strong,PJ:strong)

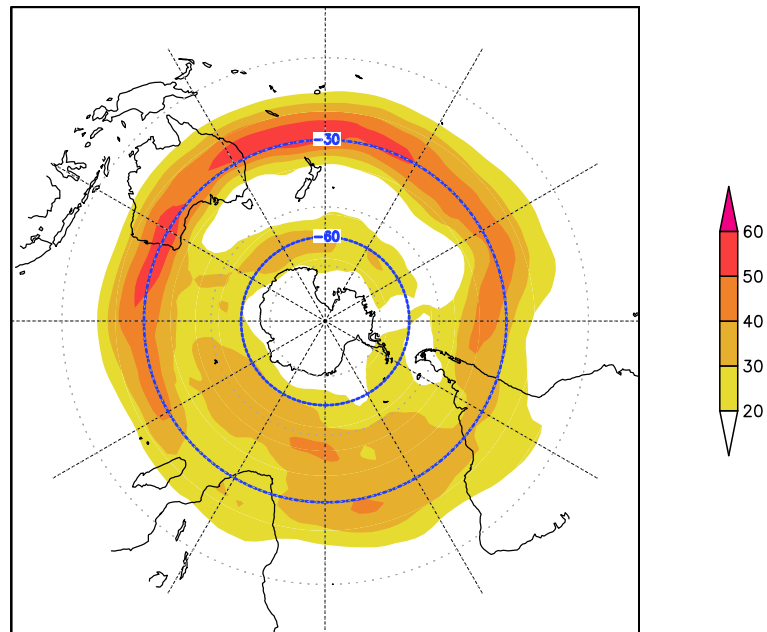


図 41: 南半球 JAS、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<強>)

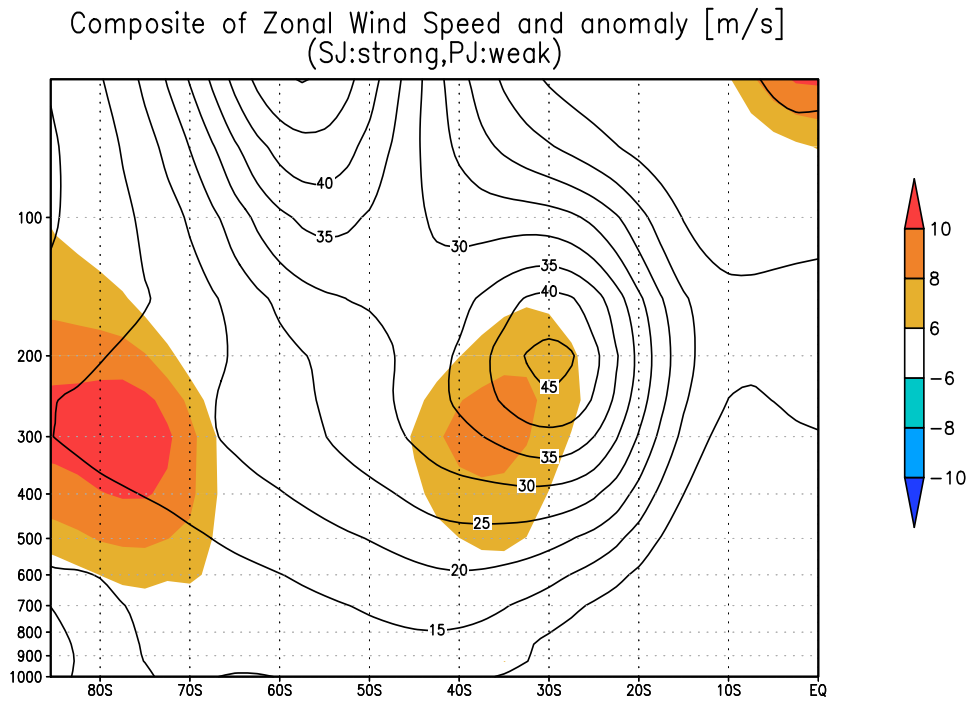


図 42: 南半球 JAS における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>)

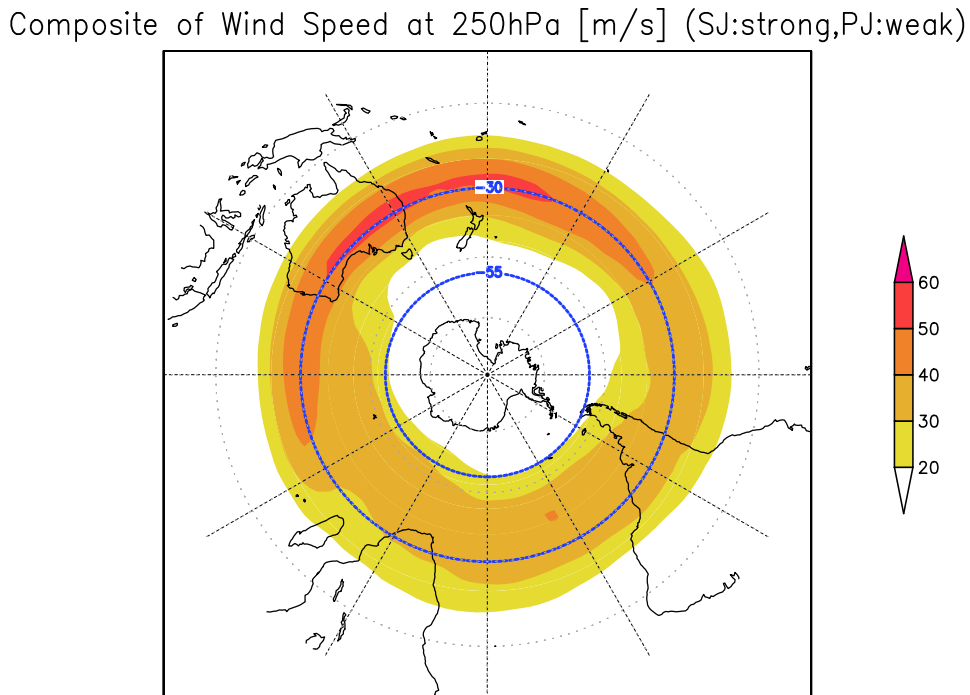


図 43: 南半球 JAS、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>)

# Composite of EP flux Divergence (SJ:strong,PJ:weak)

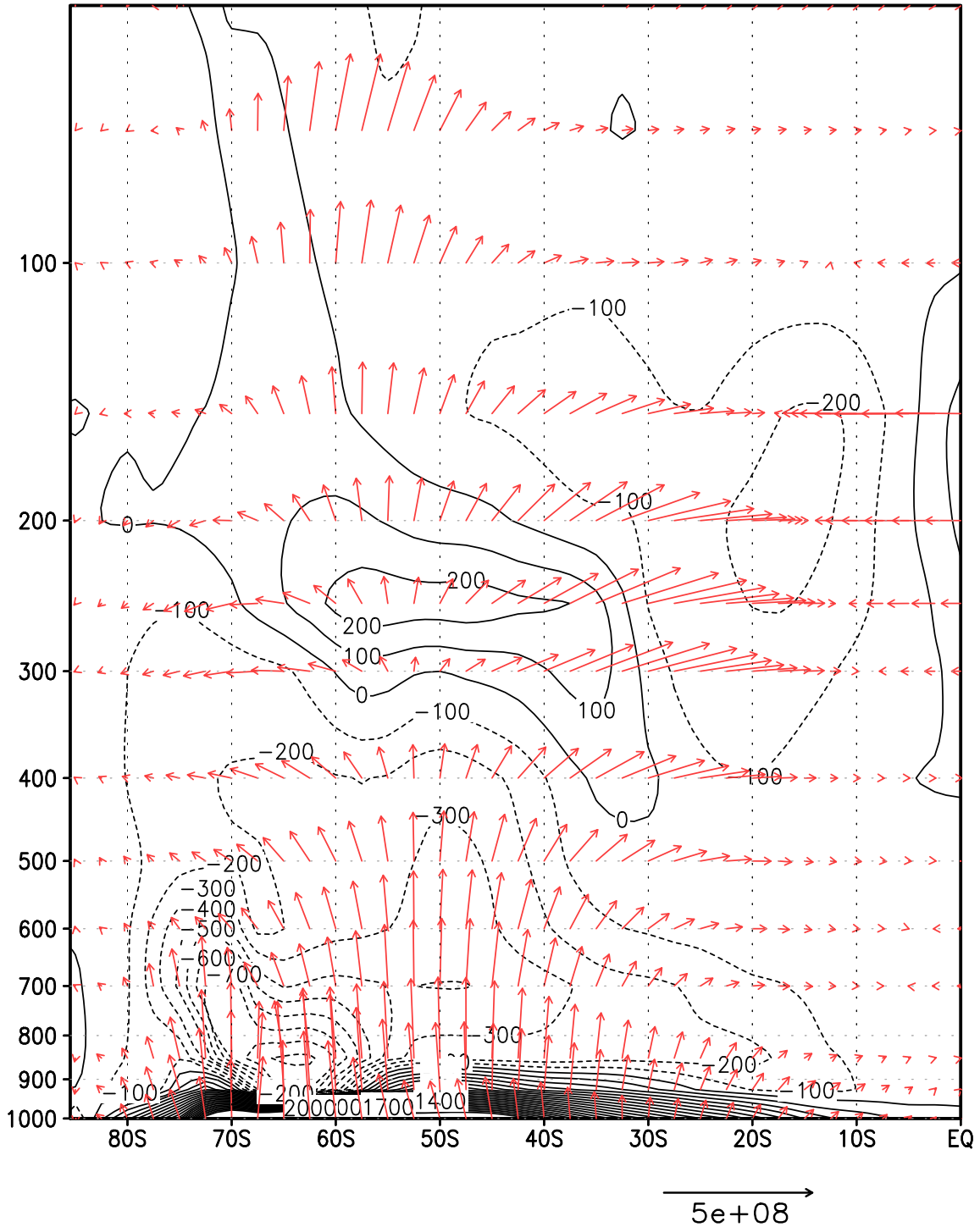


図 44: 南半球 JAS における E-P フラックス (ベクトル) とその収束 (点線)・発散 (実線) のコンポジット図 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>)

Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s] 5days  
(SJ:strong,PJ:weak)

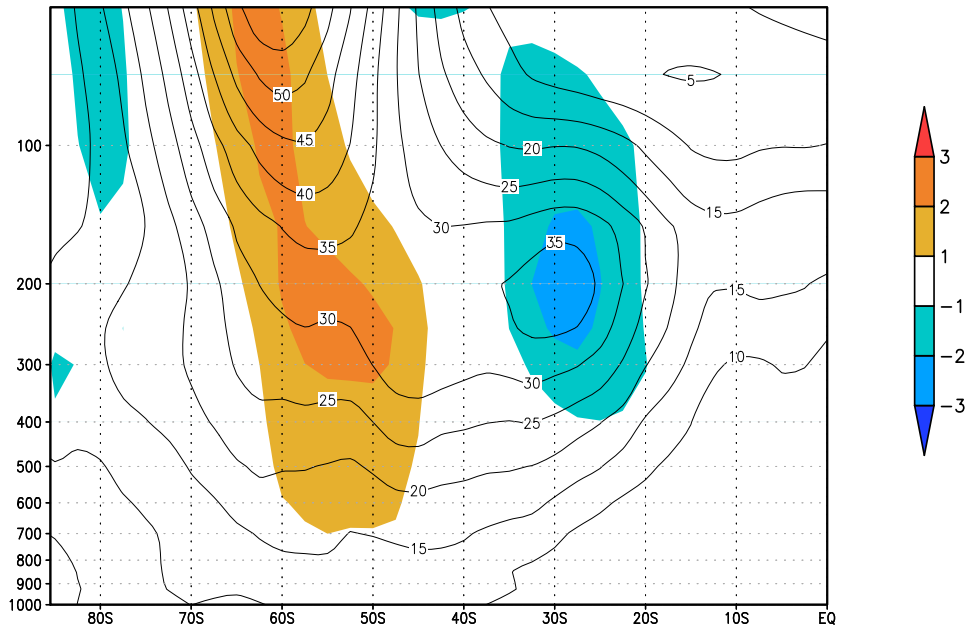


図 45: 南半球 JAS における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>) 陰影部は (5 日後の帯状平均風速) - (対象事例日の帯状平均風速)

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] 5days  
(SJ:strong,PJ:weak)

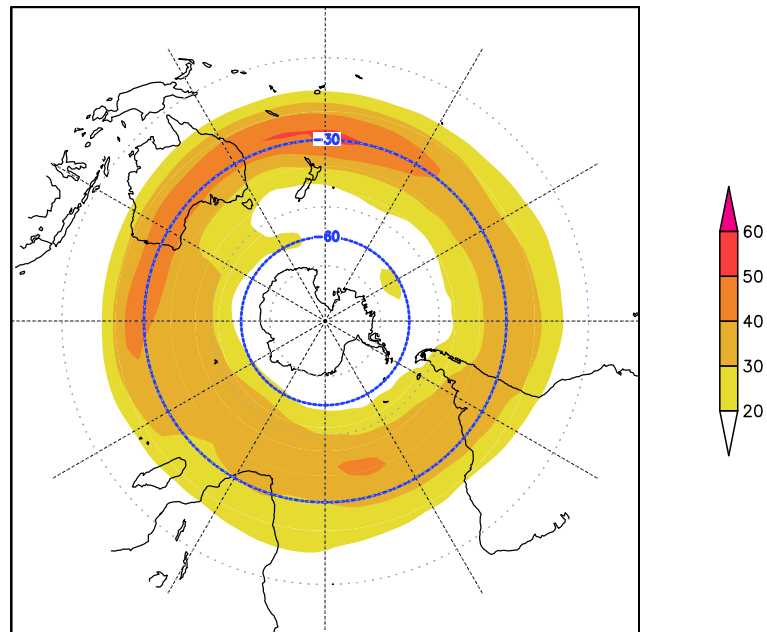


図 46: 南半球 JAS、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<強>、寒帯前線ジェット<弱>)

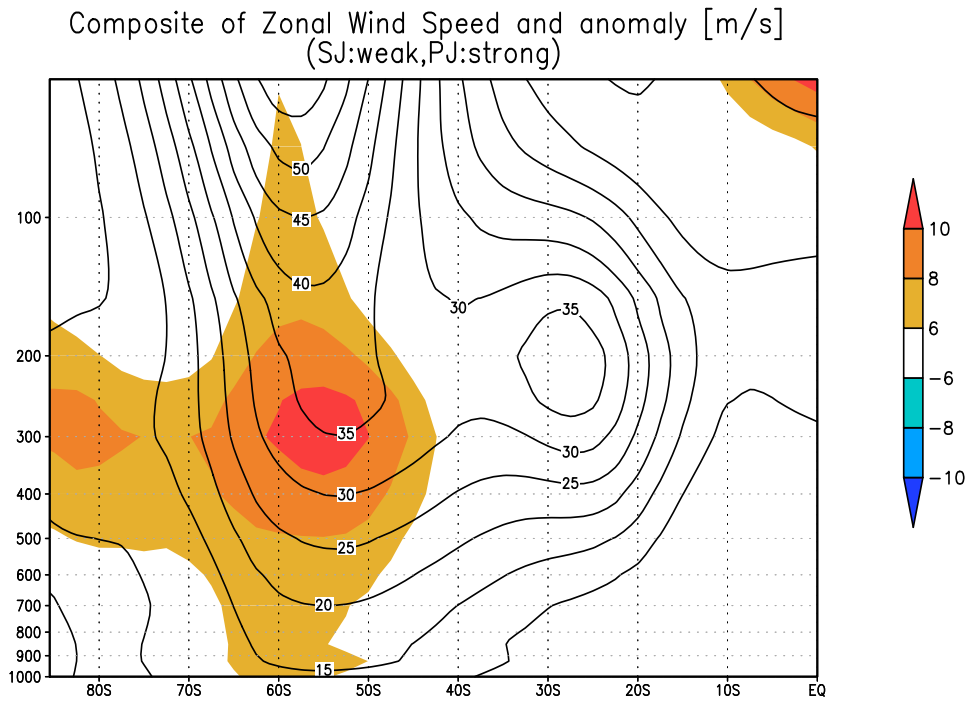


図 47: 南半球 JAS における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>)

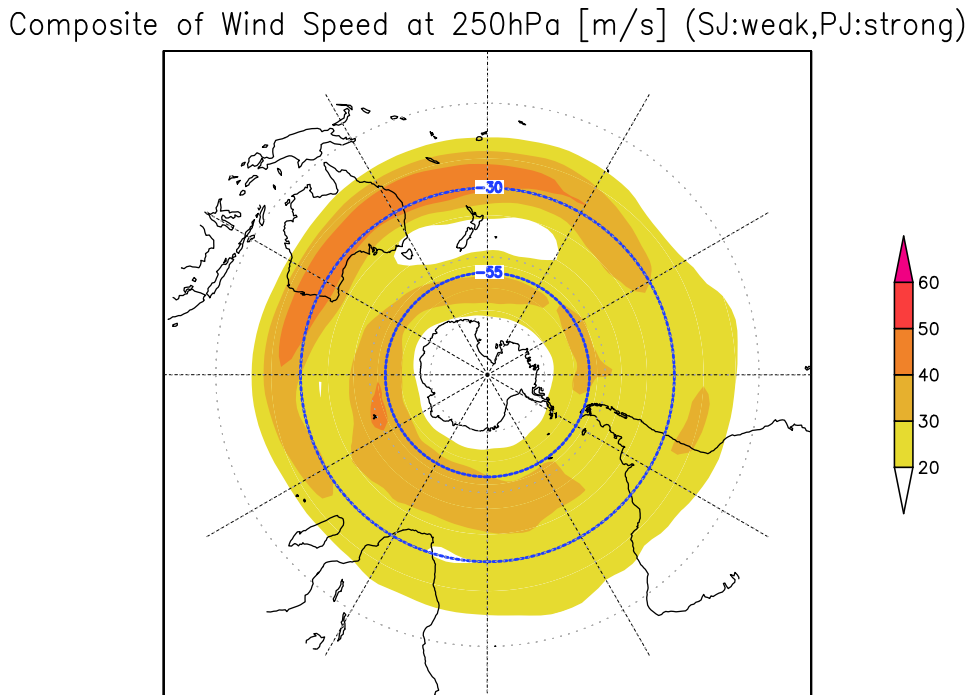


図 48: 南半球 JFM、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>)

# Composite of EP flux Divergence (SJ:weak,PJ:strong)

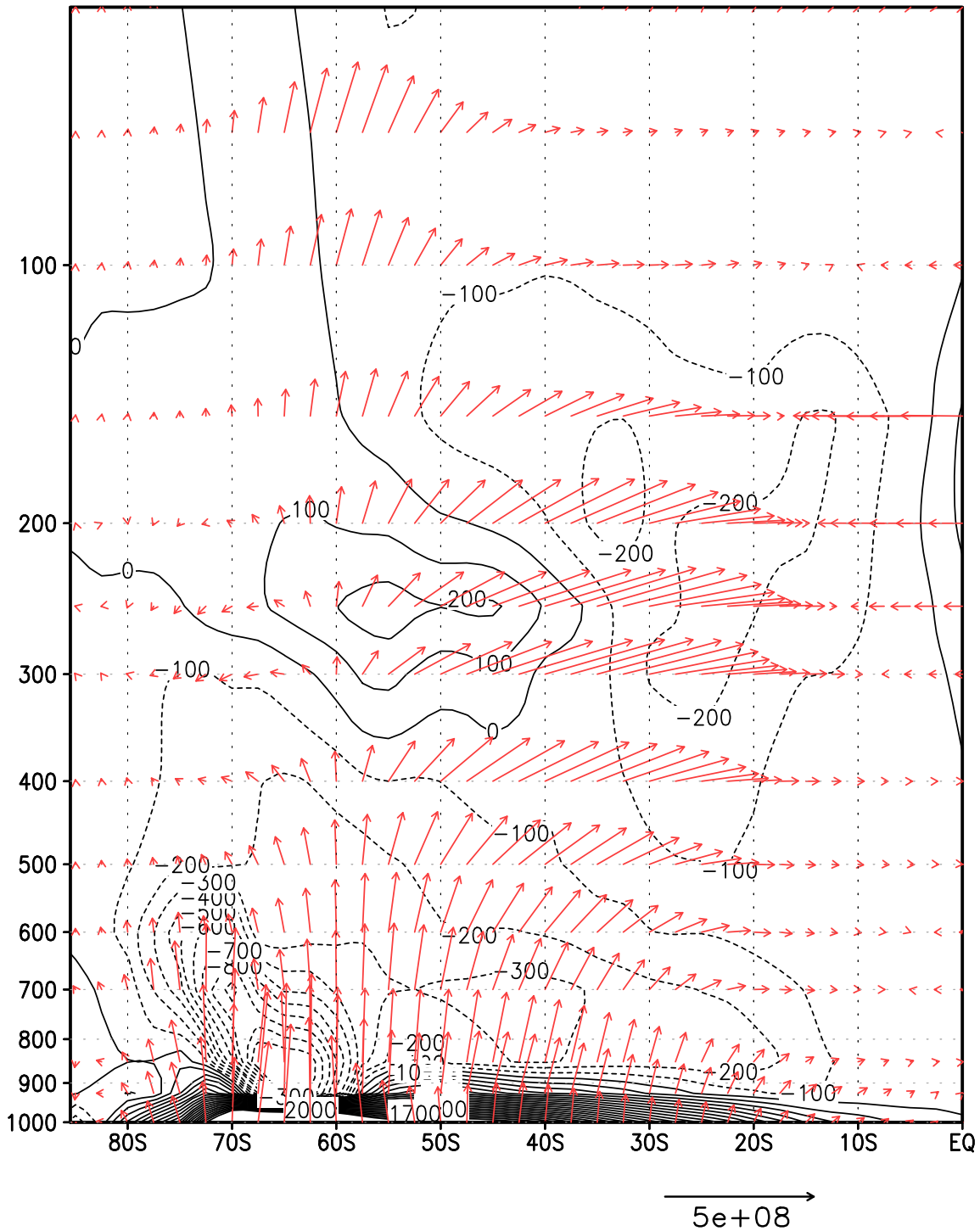


図 49: 南半球 JAS における E-P フラックス (ベクトル) とその収束 (点線)・発散 (実線) のコンポジット図 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>)



Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s] 5days  
(SJ:weak,PJ:strong)

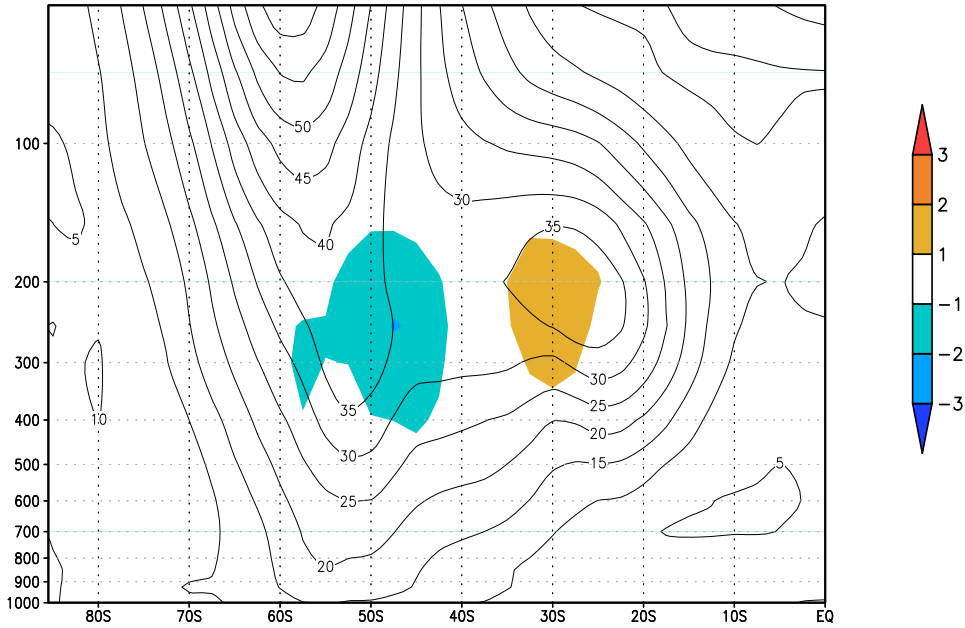


図 50: 南半球 JAS における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>) 陰影部は (5 日後の帯状平均風速) - (対象事例日の帯状平均風速)

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] 5days  
(SJ:weak,PJ:strong)

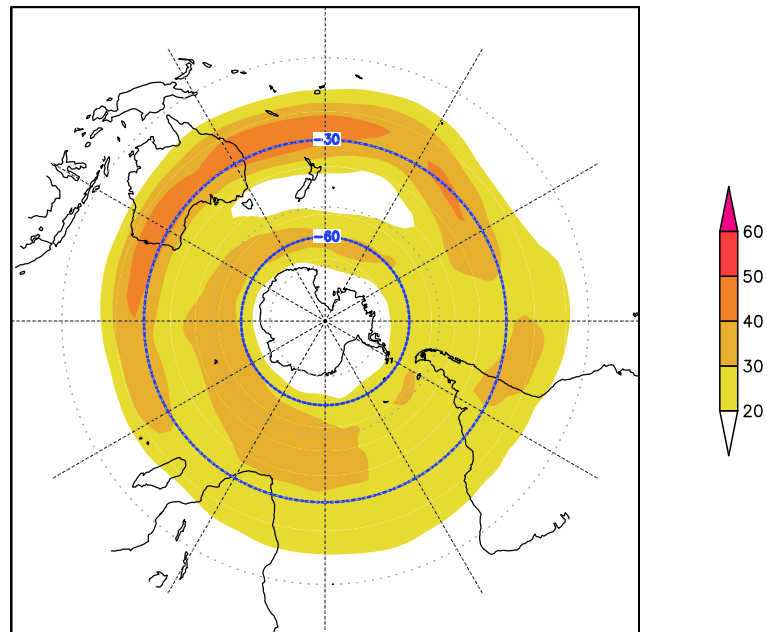


図 51: 南半球 JAS、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<強>)



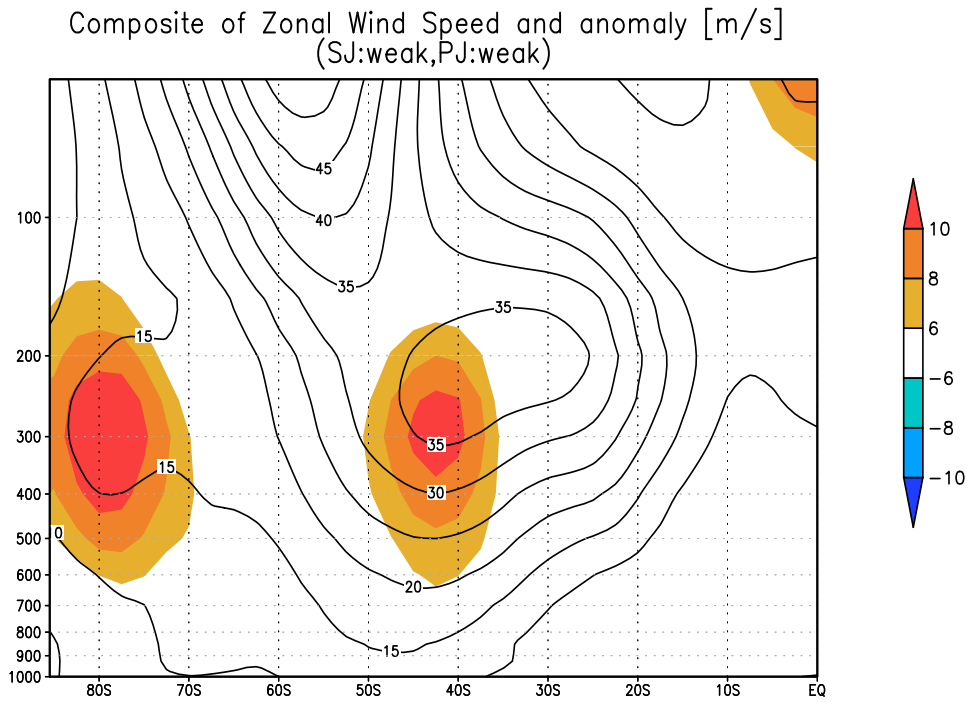


図 52: 南半球 JAS における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 > )

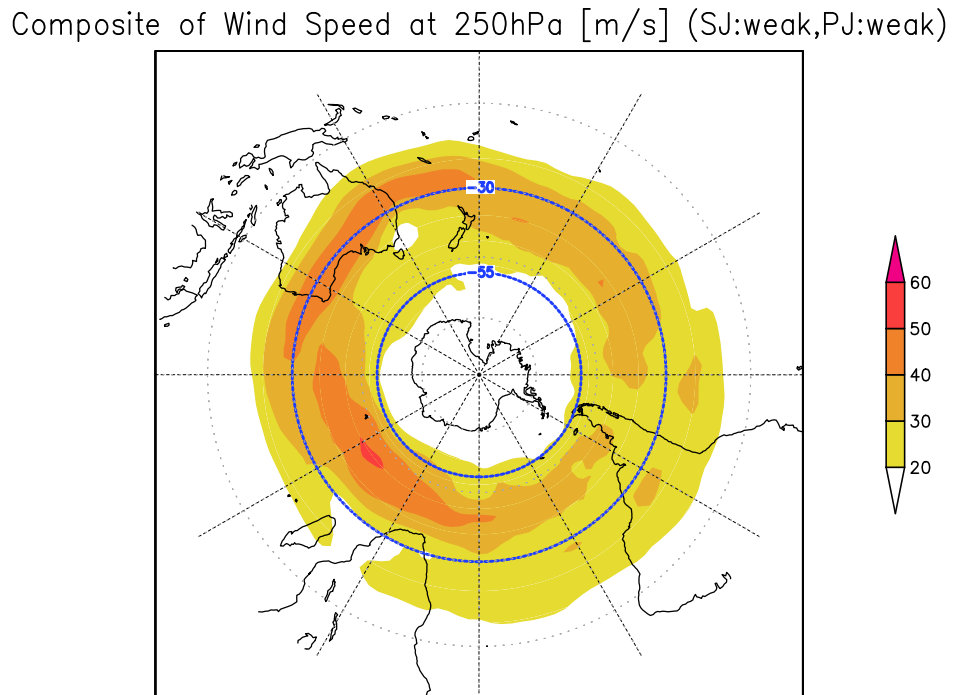


図 53: 南半球 JAS、250hPa 面における対象事例の風速の平均場 ( 亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 > )

# Composite of EP flux Divergence (SJ:weak,PJ:weak)

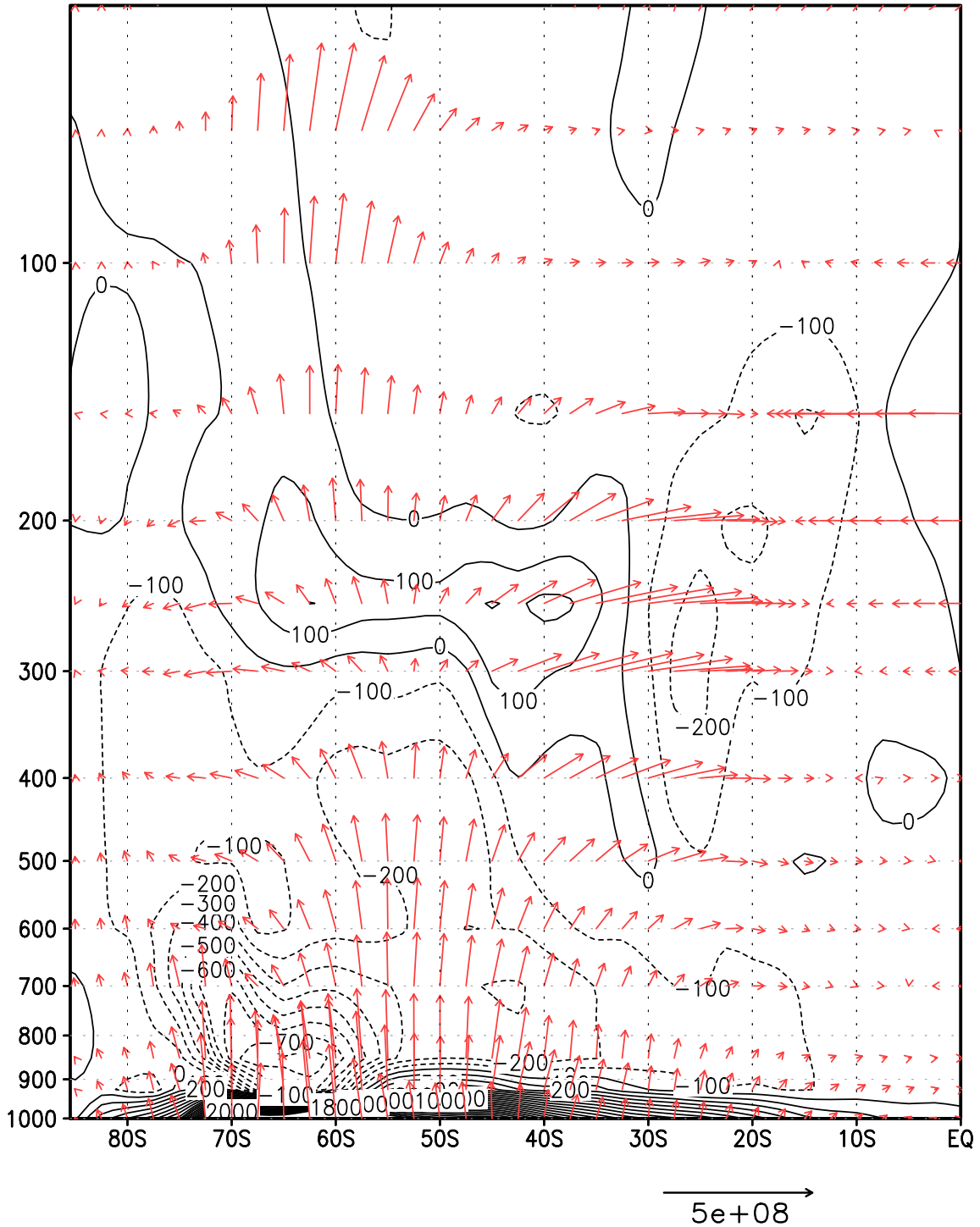


図 54: 南半球 JAS における E-P フラックス (ベクトル) とその収束 (点線)・発散 (実線) のコンポジット図 (亜熱帯ジェット<弱>、寒帯前線ジェット<弱>)

Composite of Zonal Wind Speed and anomaly [m/s] 5days  
(SJ:weak,PJ:weak)

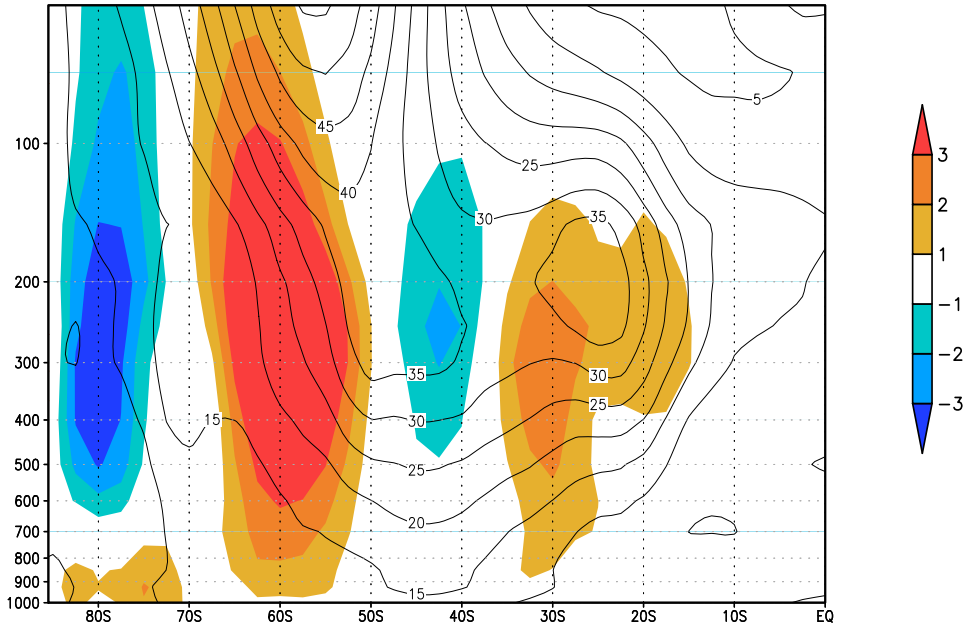


図 55: 南半球 JAS における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 >) 陰影部は (5 日後の帯状平均風速) - (対象事例日の帯状平均風速)

Composite of Wind Speed at 250hPa [m/s] 5days  
(SJ:weak,PJ:weak)

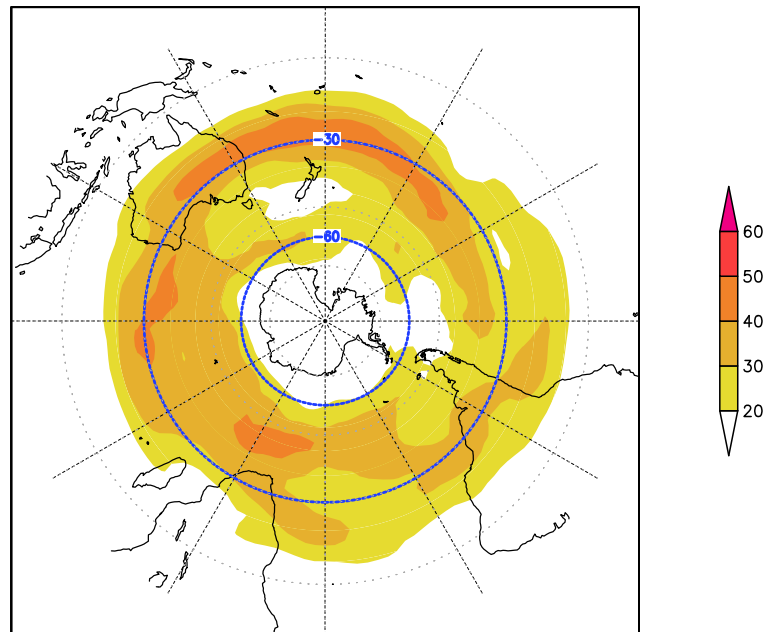


図 56: 南半球 JAS、250hPa 面における対象事例日から 5 日後の風速の平均場 (亜熱帯ジェット < 弱 >、寒帯前線ジェット < 弱 >)