

2002年度 修士論文

成層圏突然昇温現象の予測可能性

北海道大学大学院 地球環境科学研究科
大気海洋圏環境科学専攻 気候モデリング講座

佐海 弘和

2003年2月6日提出

要旨

成層圏突然昇温現象 (Stratospheric Sudden Warming : SSW) は、冬季における成層圏循環の中で最も顕著な大気現象として知られている。SSW は、成層圏極域における帯状平均温度が一週間程度で数十度も上昇し、それに伴い通常は西風の卓越する成層圏極夜ジェット気流が減速し、東風へと変化することで特徴づけられる。この SSW は発現機構は、Matsuno(1971) により、対流圏から鉛直上方に伝播する大振幅のプラネタリー波と成層圏における帯状平均風との相互作用という力学的枠組みで基本的には理解できることが示されている。しかしながら、SSW の契機となる対流圏におけるプラネタリー波の増幅機構や、SSW の発現をどの程度前から予測しうるのかという予測可能性は明らかではない。また、SSW の発現は、対流圏循環に重大な影響を与えることが考えられるが、その詳細な力学機構も解明されていない。

本研究では、気象庁 1ヶ月アンサンブル予報モデルの予測結果を用いて、2001 年 12 月中旬に発生した波数 1 型の SSW の予測可能性と、その発生メカニズムについて詳細な事例解析を行った。特に、SSW の発現と対流圏循環の変動との関連に注目した。なお、気象庁 1ヶ月予報モデルによる予測は、毎週 2 回行われ、それぞれ最も確らしい初期値から積分を行うコントロールラン (1 メンバー) と、微小な初期摂動を加えた摂動ラン (12 メンバー) からなる。

まず、成層圏極域 (10hPa, 80°N) における昇温現象 (昇温の極大は 12/25) に注目し、その予測可能性について調べた。その結果、昇温が極大となる日 (12/25) の約 3 週間前である 12/6 から実施された予測においては、アンサンブルメンバー間のばらつき (スプレッド) が極めて大きく、実際の昇温を正しく予測できたメンバーは少数であったが、その一週間後の 12/12 以降を初期値とする予測では、全てのメンバーが昇温を正しく予測していることが分かった。従って、SSW に伴う成層圏極域の昇温現象は、少なくとも 2 週間程度以前から予測しうる可能性があることが明らかになった。また、SSW の発現時期において、予測の初期値依存性が大きく変動することも示された。

次に、SSW の発現の契機となる前駆現象を調べるため、メンバー間のスプレッドが大きい 12/6 を初期値とする予測結果について詳細な解析を行った。まず、SSW の予測に成功したメンバーと失敗したメンバーの予測結果を比較して解析した結果、両者に次のような違いがあることが明らかになった。

- (1) 失敗したメンバーの場合、予報 7 日目 (12/12) あたりから成層圏下部で波数 1 の EP-flux の上向き成分が小さくなり、それ以後は、成層圏への鉛直伝播は無視しうる程度になった。
- (2) 成功したメンバーの場合、予報 4 日目 (12/9) あたりから対流圏の帯状平均風が 60°N 付近で弱まり、80°N 付近で強まり、亜熱帯ジェットと亜寒帯ジェットとのダブルジェット構造が明瞭になった。これは失敗したメンバーでは見られない。このダブルジェット構造の強まりに伴い、波数 1 の成層圏への鉛直伝播も明瞭となった。

- (3) このダブルジェット構造は、予報初期日(12/6)から発生し始めた欧州上空でのブロッキング高気圧の発生と、その極域への拡がりに対応していた。

さらに、昇温が極大となる12/25における(10hPa,80°N)の帯状平均温度をもとにした相関解析を全アンサンブルメンバーを用いて行ったところ、予報6、7日目(12/11、12/12)に上記のダブルジェット構造と成層圏の昇温との間に強い相関があることが示された。一方、全アンサンブルメンバーを用いて、帯状平均風変動について主成分分析を行った結果、この対流圏ダブルジェット構造が第一主成分となることが分かった。すなわち、この構造が予報間のスプレッドが最大となる方向を与えている。また、この構造は対流圏内における波数1のプラネタリー波の生成に伴って出現することも、EP-fluxの解析より明らかになった。

以上より、2001年12月中旬に発生したSSWの前駆現象は、対流圏ブロッキング現象に伴って出現した対流圏における帯状平均風のダブルジェット構造であると考えられる。

目次

要旨	i
目次	iii
1 序論	1
1.1 成層圏突然昇温現象とは	1
1.2 研究背景	1
1.3 研究内容及び目的	2
2 理論	3
2.1 変形オイラー平均方程式 (Transformed Eulerian–Mean Equations)	3
2.2 屈折率 (Refractive Index)	5
2.3 成層圏突然昇温現象の力学的メカニズム	6
3 使用データ	7
3.1 気象庁全球客観解析データ	7
3.2 気象庁1ヶ月アンサンブル予報データ	8
3.3 摂動作成方法	8
4 解析結果	10
4.1 2001/02 冬季における大気循環の特徴	10
4.2 予報の初期値依存性	14
4.3 昇温予測の成功例と失敗例の比較	17
4.4 相関解析	40
4.5 主成分解析	49
5 結論	61
謝辞	62
参考文献	63

1 序論

1.1 成層圏突然昇温現象とは

成層圏突然昇温現象 (Stratospheric Sudden Warming : SSW) とは、真冬の極域成層圏温度が数日間で数十度以上も上昇する現象を意味し、この現象が発生すると、成層圏の極夜ジェット気流が弱まり、通常の西風から東風へ変化することもある。SSW は、その特徴から、大きく次の 2 つの場合に分けられる。

- 大昇温 (major warming)

10hPa 以下で、帯状平均温度が 60 °N から極域に向けて上昇し、かつ帯状平均風も西風から東風へとシフトする。

- 小昇温 (minor warming)

大昇温と同じく 10hPa 以下で、60 °N から極域に向けて帯状平均温度が上昇するが、帯状平均風は、東風にはシフトしない。

北半球において、小昇温は一冬に数回発生し、大昇温も約 2 年に 1 度の割合で発生している。これに対し、南半球では、北半球よりも小規模なものしか発生せず、大昇温については、これまで 1 度も観測されたことがなかったが、2002 年 8 月に南半球ではじめて大昇温が観測された。

この現象を初めて発見したのは、ベルリンでゾンデ観測を行っていたシェルハーク (R.Scherhag) (1952) であった。1952 年当時、成層圏では対流圏とは違い激しい運動はないであろうと信じられていたため、その発見は驚きであった。当初、その原因として、電離層での磁気嵐や、オーロラと同様に、太陽活動の変動が重要ではないかと推測されていた。しかし、衛星による観測などによって、成層圏に対する観測網が次第に充実してくると、その原因は、外的なものというよりも、むしろ地球大気内部の力学的なものであるということが明らかになった。その突然昇温発生の力学的メカニズムについては、第 2 章で詳しく説明するように、ほぼ明らかになっているが、昇温現象を引き起す前駆現象や、実際の数値予報結果を用いて、昇温現象の予測がどの程度以前より可能であるのかという昇温現象の予測可能性について議論した研究は少ない。

1.2 研究背景

前節で述べたように、シェルハークが成層圏突然昇温現象を発見して以降、突然昇温に関する数多くの観測的あるいは数値的研究がなされてきている。しかしながら、実際の数値予報モデルを用いて、SSW の予測可能性について議論した研究は多くない。例えば、Mechoso et. al., (1985) は、UCLA の大気大循環モデル (GCM) を用いて、1979 年冬季に発生した SSW の予測可能性について論じている。彼らは、初期値や GCM の空間解

像度、上部境界の高さなどを変えて、GCM を 10 日間積分することにより、SSW の予測精度がそれぞれに強く依存することを示している。また、成層圏循環の予測精度は、予測された対流圏の帯状平均風分布の影響を強く受けることを示唆している。この研究以降、数値天気予報モデルは、空間解像度が高くなり、物理過程もより精巧に表現されるようになり、短期数値予報の予報精度は年々高くなっているため、SSW の予測可能性を最新の数値予報モデルの予報結果を用いて吟味することは極めて興味深い。

また、現在の数値予報では、多数の初期値から積分を行うアンサンブル予報の手法を取り入れるようになってきたため、各アンサンブルメンバーを注意深く解析することにより、SSW 予測の鍵を握る現象をより明確にできる可能性が出てきた。例えば、SSW の発見以来、SSW を引き起す有力な原因の一つとして対流圏のブロッキング現象が有力視されてきたが、両者の関連は必ずしも明らかではない。それは、通常は対流圏ブロッキング現象と SSW の発生は同時に進行すると考えられているが、詳しく解析すると両者の発生時期は一致しないことも多いからである。例えば、Labitzke (1965) は、SSW の終息後にヨーロッパ域で発生したブロッキング高気圧がおよそ 10 日間持続したことを示している。また、Quiroz (1986) は、ヨーロッパ、大西洋域でブロッキング高気圧が SSW に先行して発生していた事実を紹介している。観測的研究だけでは、必ずしも解明できない、ブロッキング現象と SSW との力学的関連を、アンサンブル予報の各メンバーを比較することにより明らかにできる可能性が大きいと考えられる。

一方、Matsuno (1971) の数値実験や観測的研究によって、SSW 発生の基本メカニズムは、対流圏から鉛直上方に伝播する大振幅のプラネタリー波と成層圏における帯状平均風との相互作用という力学的枠組みで解釈できることは示されているが、この対流圏でのプラネタリー波の増幅メカニズムは明らかではない。

この様に、SSW を引き起す原因となる前駆現象や、SSW の予測可能性あるいは、SSW が対流圏循環に及ぼす影響など、解明されていない SSW の力学的側面も多く残っている。

1.3 研究内容及び目的

本研究では、週二回（水曜日と木曜日）実施された気象庁 1ヶ月アンサンブル予報データを用い、2001 年 12 月中旬に発生した波数 1 型の SSW の予測可能性及びその発生メカニズムについて詳細な事例解析を行った。

まず、成層圏極域（10hPa, 80°N）における昇温現象に注目し、その予測可能性について調べた。この昇温の極大は、10hPa 等圧面高度における北緯 80 度での帯状平均温度で見ると、12/25 に生じている。次にアンサンブル予報のメンバー間のばらつきが大きくなった、12/6 を初期値とする予測結果について、昇温を最もうまく予測したメンバーと、逆に、その予測を最もはずしたメンバーとを詳しく比較することにより、SSW を引き起す原因について解析を行った。さらに、12/6 を初期値とする全アンサンブル予報メンバー用いて相関解析を行うことにより、上記の解析で得られた昇温現象を引き起したと考えられる前駆現象の統計的有意性を調べた。また、これらの予報メンバー間のばらつきを、帯状平均風に着目して主成分分析を行うことにより、この前駆現象と、予報メンバーのばらつきが最も大きくなる変動成分との関係を調べた。

2 理論

ここでは突然昇温現象などの成層圏大気力学現象の記述と理解に有用な力学的枠組みである変形オイラー平均方程式 (Transformed Eulerian Mean Equation) について説明する。また、線型理論の範囲で、ロスビー波の子午面内における伝播特性を特徴づける屈折率 (Refractive Index) について紹介する。

気象力学では、伝統的に大気運動を「波」と「平均流」に分離して表現することが多い。これは、波の振幅が小さいときには、系の非線型的な時間発展を次のような波と平均流との相互作用という準線型的な枠組みで理解し、記述することが可能となるからである。この枠組みにおいては、波は平均流に重畳する線型波動として取り扱い、その伝播特性は平均流の空間分布によって規定される。一方、平均流は、波に伴う運動量フラックスや熱フラックスなどの2次量の収束発散によって時間変化すると考える。ここで「波」と「平均流」に分離するときの平均操作として、東西(帯状)平均あるいは、時間平均を取ることが考えられる。本研究においては、基本的に東西平均風が卓越する成層圏大気や対流圏中高緯度を取り扱うため、東西平均した場として平均流を定義し、また、東西平均からのずれを波(擾乱)と定義する。また、大気大規模運動を取り扱うため、準地衡風方程式系を用いる。以下では、帯状(東西)平均は \bar{u} などのようにバーで、帯状平均からのずれは u' などのようにダッシュをつけて表記する。

2.1 変形オイラー平均方程式 (Transformed Eulerian-Mean Equations)

準地衡風方程式の枠組みで構築された変形オイラー平均方程式系 (Transformed Eulerian-Mean Equations; TEM 方程式系) を、対数気圧座標と球面座標系で記述すると以下のようになる (Andrews, et. al., 198X):

$$\bar{u}_t - f\bar{v}^* - \bar{X} = (\rho_0 a \cos \phi)^{-1} \nabla \cdot \vec{F} \quad (1)$$

$$\bar{\theta}_t + \bar{w}^* \bar{\theta}_{0z} - \bar{Q} = 0 \quad (2)$$

$$(a \cos \phi)^{-1} (\bar{v}^* \cos \phi)_\phi + \rho_0^{-1} (\rho_0 \bar{w}^*)_z = 0 \quad (3)$$

$$f\bar{u}_z + \frac{R}{aH} e^{-\kappa z/H} \bar{\theta}_\phi = 0 \quad (4)$$

ここで、 $(0, \bar{v}^*, \bar{w}^*)$ は、

$$\bar{v}^* \equiv \bar{v} - \rho_0^{-1} (\rho_0 v' \theta' / \bar{\theta}_z)_z \quad (5)$$

$$\bar{w}^* \equiv \bar{w} - (a \cos \phi)^{-1} (\cos \phi v' \theta' / \bar{\theta}_z)_\phi \quad (6)$$

以下のように定義される、「残差平均子午面循環 (residual mean meridional circulation)」である。また、ベクトル $\vec{F} \equiv (0, \vec{F}^{(\phi)}, \vec{F}^{(z)})$ は、Eliassen - Palm flux (EP-flux) と呼ばれ、次のように定義される。

$$\vec{F}^{(\phi)} \equiv \rho_0 a \cos \phi \bar{v}' \bar{u}' \quad (7)$$

$$\vec{F}^z \equiv \rho_0 a \cos \phi f v' \bar{\theta}' / \theta_{0z} \quad (8)$$

以上の式において、 u 、 v 、 w はそれぞれ、東西、南北、鉛直を、 θ は温位、 ϕ は緯度、 f はコリオリパラメータ ($2\Omega \sin \phi$)、 a は地球の半径 (m)、 X は摩擦力、 Q は空気塊に加えられた熱量である。 $z = -H \ln(p/p_s)$ でそこで H は、スケールハイト、 p_s は基準となる気圧 ($1000hPa$) である。 $\rho_0(z) = \rho_s \exp(-z/H)$ 、そこで、 ρ_s は、基準となる空気塊の密度 ($1.0kg/m^3$) である。

この TEM 系では、波に伴うフラックスの収束発散による平均流の時間変化が、式 (1) の運動方程式だけで記述できることが大きな特長である。通常の Euler 平均方程式系では、運動方程式以外にも、式 (2) の熱力学方程式の中にも、波に伴う熱フラックスの収束発散の効果が存在するので、東西平均流の時間変化を簡単に表現することができない。また、この TEM 系では、残差子午面循環を用いることにより、東西平均流と実質的に相互作用する波動の効果のみを表現している点も、波と平均流との相互作用を議論するとき大きな利点となる。これは、例えば、波が定常で、線形かつ保存的であるとき、波は平均流と相互作用しなくなり、平均流は時間変化しないという Charney and Drazin (1961) の非加速の定理が、それぞれの方程式系でどのように表現されるかを示せば容易に分かるであろう。すなわち、通常の Euler 平均方程式系では、波が上記の条件を持たず場合でも、運動方程式や熱力学方程式に存在する波に伴うフラックスの収束発散項は一般に 0 とはならず、また、Euler 平均子午面流も 0 ではない。このため、非加速定理を通常の Euler 平均方程式系で直接的に表現することは不可能である。一方、TEM 系では、波が上記の条件を満たすときに、 $\nabla \cdot \vec{F} = 0$ となるので、これより、 $\partial \bar{u} / \partial t = \partial \bar{\theta} / \partial t = \bar{v}^* = \bar{w}^* = 0$ となることを簡単に導きだすことができ、非加速定理を直接的に表現することが可能である。

また、EP-flux の収束発散は、渦位方程式から導かれる次の式で示されるように、波の活動度密度 (A) の時間変化と関係づけられている (波の消散の効果は無視した)。

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F} = 0 \quad (9)$$

ここで、準地衝風の枠組みでは、波の活動度密度 A は

$$A = \frac{\rho_0 q'^2}{2\bar{q}_y} \quad (10)$$

で定義される量で、 q' は渦位の擾乱成分、 \bar{q}_y は平均流の渦位であり、簡単には、 A は擾乱の振幅の二乗に比例する量と考えることができる。さらに、波の振幅が微小で、平均流が変化する空間スケールが波の波長に比べて大きいとき (WKBJ 近似が有効な場合) には、

$$\vec{F} = c_g A \quad (11)$$

が成立することが知られている。ここで、 c_g は波の群速度であり、EP-flux と群速度の方向が一致することがわかる。

2.2 屈折率

(Refractive Index)

ここでは、Andrews et al., (198X) に従い、緯度高度方向に変化する東西平均流の中における微小振幅のロスビー波の伝播特性を特徴づける屈折率 (Refractive Index) について説明する。

まず、東西一様な基本場を仮定して線形化された準地衝風渦位方程式を対数気圧座標と球面座標系を用いて書き下すと (Matsuno, 1970)、下記の式のようにになる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \lambda} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) q' + \frac{\bar{q}_\phi v'}{a} = 0,$$

ここで、

$$q' = \frac{1}{fa^2} \left[\frac{\Phi'_{\lambda\lambda}}{\cos^2 \phi} + \frac{f^2}{\cos \phi} \left(\frac{\cos \phi}{f^2} \Phi'_\phi \right)_\phi + \frac{f^2 a^2}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 \Phi'_z}{N^2} \right)_z \right] \quad (12)$$

$$\bar{q}_\phi = 2\Omega \cos \phi - \left[\frac{(\bar{u} \cos)_\phi}{a \cos \phi} \right]_\phi - \frac{a}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 f^2 \bar{u}_z}{N^2} \right)_z \quad (13)$$

である。この式において、東西波数 s の定在波解:

$$\Phi' = e^{z/2H} \text{Re} \left[\Psi(\phi, z) e^{is\lambda} \right], \quad (14)$$

を仮定すると、次の方程式を得る (但し簡単のため、大気安定度 N を一定と仮定した)。

$$\frac{f^2}{a^2 \cos \phi} \left(\frac{\cos \phi}{f^2} \Psi_\phi \right)_\phi + \frac{f^2}{N^2} \Psi_{zz} + n_s^2 \Psi = 0. \quad (15)$$

ここで

$$n_s^2 = \frac{\bar{q}_\phi}{a\bar{u}} - \frac{s^2}{a^2 \cos^2 \phi} - \frac{f^2}{4N^2 H^2}, \quad (16)$$

は、Squared Refractive Index (屈折率) である。

この屈折率 n_s^2 が正のときには、波は波形となるので伝播可能であるが、負のときには波の振幅は指数関数的に減衰するので伝播不可能となる。また、式 (最後) より、東風の領域に定在ロスビー波は伝播できないことがわかる。また、波数 s が大きい (波長が短い) 波の場合、強い西風中を伝播することができないことがわかる。

ii できれば, Andrews の 図 5.7 と 5.8 を説明して欲しいii

2.3 成層圏突然昇温現象の力学的メカニズム

以下は後ほど .

SSW の発現機構は、Matsuno(1971) により、対流圏から鉛直上方に伝播する大振幅のプラネタリー波と成層圏における帯状平均風との相互作用という力学的メカニズムにより理解される。ここでは、その力学的メカニズムについて詳しく説明していく。

対流圏から鉛直伝播してくるプラネタリー波の増幅により、波と平均流が相互作用することで極夜ジェットが減速され、極方向への南北流が生じ、極域下側で下降流が生じ、

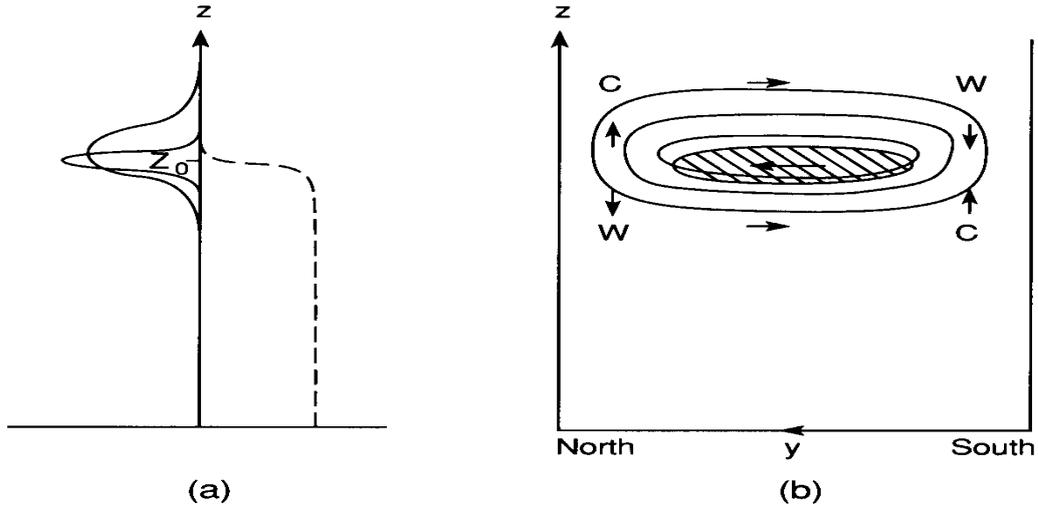


図 2.1：成層圏突然昇温力学的メカニズムの模式図

3 使用データ

本研究では，気象庁より提供していただいた，気象庁全球客観解析データ及び，気象庁1ヶ月アンサンブル予報データを使用した。データ期間は，2001年11月から2002年4月までの2001/02冬季である。ここでは，両データについて説明する。

3.1 気象庁全球客観解析データ

時間・空間的に不規則に分布し，かつ様々な誤差特性を有する観測データから3次元的に規則正しく分布する格子点上の気象要素データを内挿により求める過程のことを客観解析という。上述したように，観測データは分布もデータの精度も不均一のため，客観解析を行う際には，間違った観測データを取り込むことがないように観測データの品質管理が行われている。その手法には様々なものがあり，気象庁では，00, 06, 12, 18 UTC（世界標準時）の各観測値と，気象庁全球モデルの予測結果（6時間前の初期値からの6時間予測値）（これを第一推定値としている。）を用いて最適内挿法などの手法を用いて，最適と考えられる解析値を計算するという方法がとられている（全球解析）。

以下に気象庁全球モデル及び，気象庁全球客観解析データの詳細を示す。

表 3.1： 気象庁全球モデル

水平解像度	0.5625° × 0.5625°
水平格子点数	640 × 320 (経度方向 × 緯度方向)
鉛直層数	40 層 (地上 ~ 0.4hPa)
初期時刻	00, 12 UTC
予報時間	00, 12 UTC

表 3.2： 気象庁全球客観解析データ

解析時刻	00, 06, 12, 18 UTC
格子点間隔	1.25° × 1.25°
水平格子点数	288 × 144 (経度方向 × 緯度方向)
鉛直層数	23 層 (地上 ~ 0.4hPa)

今回の解析では，解析時刻 12 UTC における 1000 (hPa) から 0.4 (hPa) までの 22 層の各等圧面上における，ジオポテンシャル高度 (Z)，東西風 (U)，南北風 (V)，気温 (T) を用いた。

3.2 気象庁1ヶ月アンサンブル予報データ

アンサンブル予報とは、数値予報のもととなる初期値データには必ず誤差が含まれるということを前提にして、その誤差程度の微小な摂動を初期値に与えて複数の予測を行い、そのばらつきの度合いから予測の不確定性を推定しようというものである。気象庁1ヶ月アンサンブル予報は、最も確らしい初期値を用いて気象庁1ヶ月数値予報モデルの時間積分を行うコントロールランと12メンバーの微小な摂動をこの初期値に加えて時間積分を行う摂動ランとの計13メンバーで実施されている。

以下に、気象庁1ヶ月アンサンブル予報モデル及び、気象庁1ヶ月アンサンブル予報データの詳細を示す。

表 3.3： 気象庁1ヶ月アンサンブル予報モデル

水平解像度	1.125° (T106)
水平格子点数	320 × 160 (経度方向 × 緯度方向)
鉛直層数	40 層 (地上 ~ 0.4hPa)
初期時刻	12 UTC (水曜日, 木曜日)
予報時間	34 日
摂動作成手法	BGM 法
メンバー数	水曜日, 木曜日に 13 メンバーずつ実施

表 3.4： 気象庁1ヶ月アンサンブル予報データ

水平格子点間隔	2.5° × 2.5°
水平格子点数	144 × 73 (経度方向 × 緯度方向)
鉛直層数	22 層 (地上 ~ 1.0hPa)
初期時刻	12 UTC (水曜日, 木曜日)
予報時間	34 日
メンバー数	水曜日, 木曜日に 13 メンバーずつ実施

今回の解析においては、毎週水曜日と木曜日のコントロールラン及び摂動ラン(12メンバー)の解析時刻 12 UTC における 1000 (hPa) から 1.0 (hPa) まで 21 層の各等圧面上における、ジオポテンシャル高度 (Z), 東西風 (U), 南北風 (V), 気温 (T) を用いた。

3.3 摂動作成方法

気象庁1ヶ月アンサンブル予報では、初期値に与える摂動は、**BGM** (Breeding of Growing Mode: 成長モード育成) 法により作成されている。BGM 法では、過去の大気場から誤差成長の大きいモード (摂動成分となりうるもの) を求めて摂動を作成する。この摂動は、大気場が大きく変わらなければ最も不安定なモードに一致する。実際の数値予報シ

システムでは、メンバー数（初期値の数）に必要な摂動の数を用意するため、次に示す(1)～(4)の過程を摂動毎に実行している（摂動サイクルと呼ばれる）（図 3.1 参照）。

- (1) 摂動を加えない 12 時間予報（コントロールラン）と摂動を加えた 12 時間予報（摂動ラン）を行う。
- (2) コントロールランと摂動ランとの予報誤差値（誤差成長）を北半球域で求め、その 500hPa 高度場の振幅の大きさが月別に求めた気候学的変動量の 10% の大きさになるように係数を求める。この係数に基づいて全要素・全レベルの誤差成長を規格化し、これを新たな摂動とする。
- (3) (1)、(2)を毎日 00, 12 UTC に行う。ただし、誤差成長を繰り返し求めることで、それぞれのサイクルの摂動にあるモードが互いに似通ってくる可能性がある。そのため、それぞれの摂動の独立性を保つように 12 UTC の摂動作成時に摂動の直行化を行う。
- (4) アンサンブル予報の初期値に用いる摂動（予報用摂動）は、予報のスペルッドへの影響を考慮して、直前の 12 時間予報で成長したモードが損なわれないように直行化を行わず、500hPa 高度場の振幅の大きさが気候学的変動の 15% となるように規格化する。さらに、解析誤差を考慮した規格化も同時に行う。

このサイクルの初めの摂動は、初期値のわずかな違いによる予報誤差であり、具体的にはある日の 00 UTC 初期値の 12 時間予報値と 06 UTC の 6 時間予報値の差から求める。ただし、この誤差は誤差成長の大きいモードとはならない。このように求めた摂動を用いると、少ないメンバー数でばらつきのある予報になることが期待される。

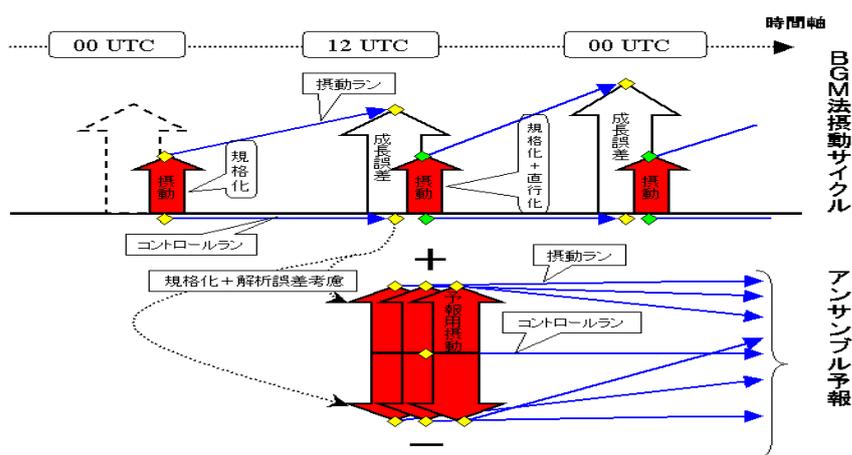


図 3.1：摂動サイクルとアンサンブル予報の模式図

4 解析結果

4.1 2001/02 冬季における大気循環の特徴

まず、2001/02 冬季における大気循環の特徴を図 4.1 に示す。図 4.1 (a) (b) (c) は、それぞれ 10hPa における帯状平均気温 (K) の時間緯度分布、60 °N における帯状平均風 (m/s) の時間高度分布、波数 1 のプラネタリー波の振幅の時間高度分布を表している。図 4.1 (a) から、2001/02 冬季において成層圏突然昇温 (SSW) が、12 月中旬、1 月中旬、2 月中旬の 3 回発生していることが分かる。次に図 4.1 (b) を見ると、そのうち 12 月中旬及び、2 月中旬のイベントでは、昇温に伴い、60 °N における帯状平均風が成層圏域 (10hPa) で東風に変化しており、これらのイベントが大昇温 (major warming) であったことが分かる。昇温が起こる直前には、いずれのイベントの場合も東西波数 1 のプラネタリー波が増幅していた (図 4.1 (c))。また、通常、大昇温発生前に観測される東西波数 2 のプラネタリー波の増幅はあまり顕著ではなかったことが成層圏循環の時間変化からもみてとれる (図 4.2 (a))。従って、2001/02 冬季に発生した突然昇温は、すべて波数 1 型であったと考えられる。

今回、詳細な解析を行った 12 月中旬に発生した昇温現象では、極域成層圏温度の急激な上昇が始まってから、およそ 1 週間程度経過した 12/25 付近で極域成層圏温度が極大となる。また、対流圏上層の循環をみると (図 4.2 (b))、東西波数 1 のプラネタリー波が増幅する前の 12/6 付近で、イングランド北部を中心とする北ヨーロッパ域で、気圧の峰が発達しはじめ、北大西洋域で偏西風が南北に大きく蛇行し、偏西風ジェット気流がグリーンランド付近にまで北上する様子が見て取れる。この気圧の峰は、12/10 頃にはオメガ型のブロッキング高気圧と定義しうるほどにまで発達し、その後、徐々に下流側へと波活動度エネルギーを射出しながら徐々に減衰していく。

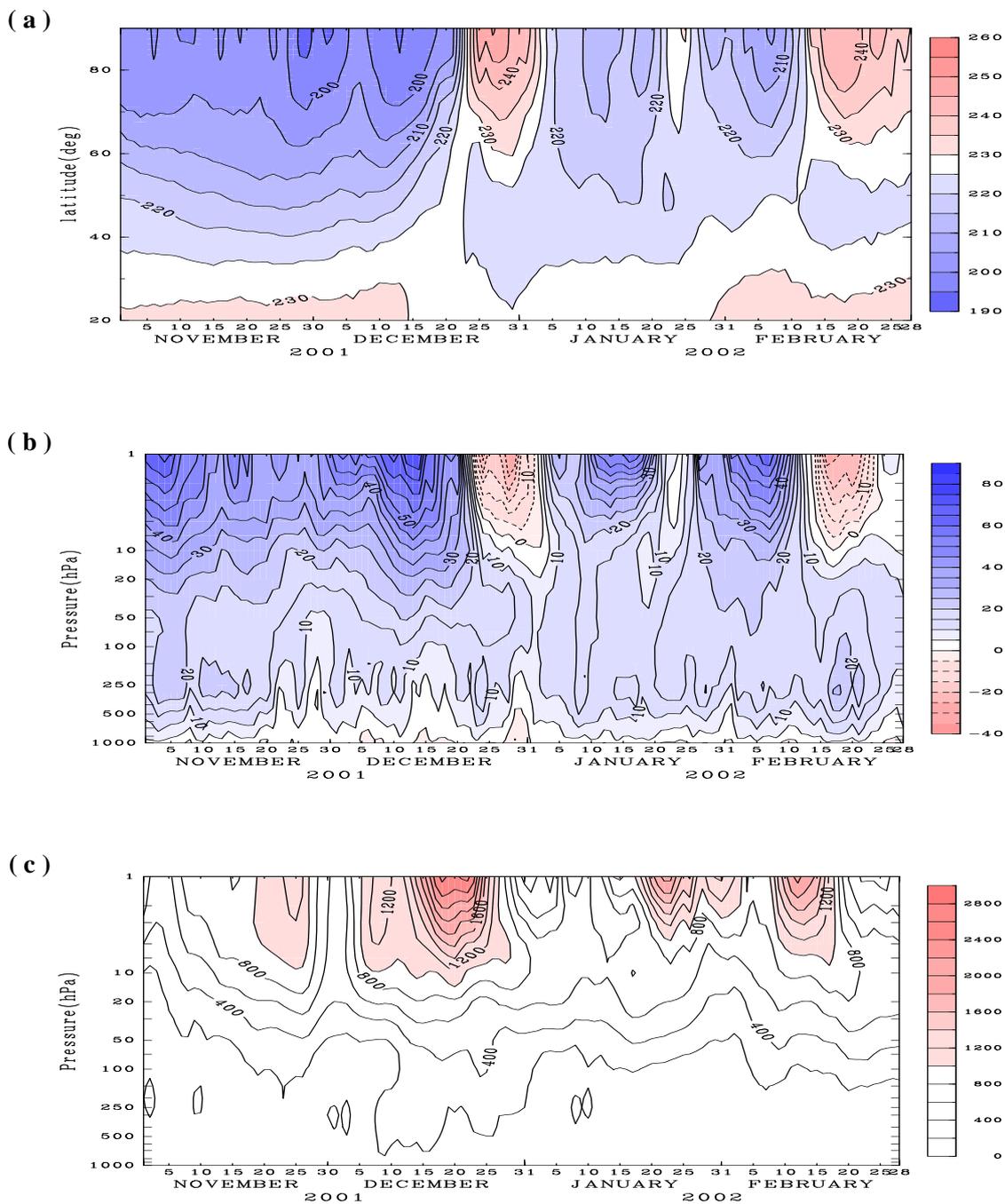


図 4.1 : (a) 10hPa における帯状平均温度 (K) の緯度時間断面図

コンター間隔 : 5.0 (K)

(b) 60°N における帯状平均風 (m/s) の高度時間断面図

コンター間隔 : 1.0 (m/s)

(c) 60°N における波数 1 の振幅 (m) の高度時間断面図

コンター間隔 : 100 (m)

(2001年11月1日 ~ 2002年2月28日)

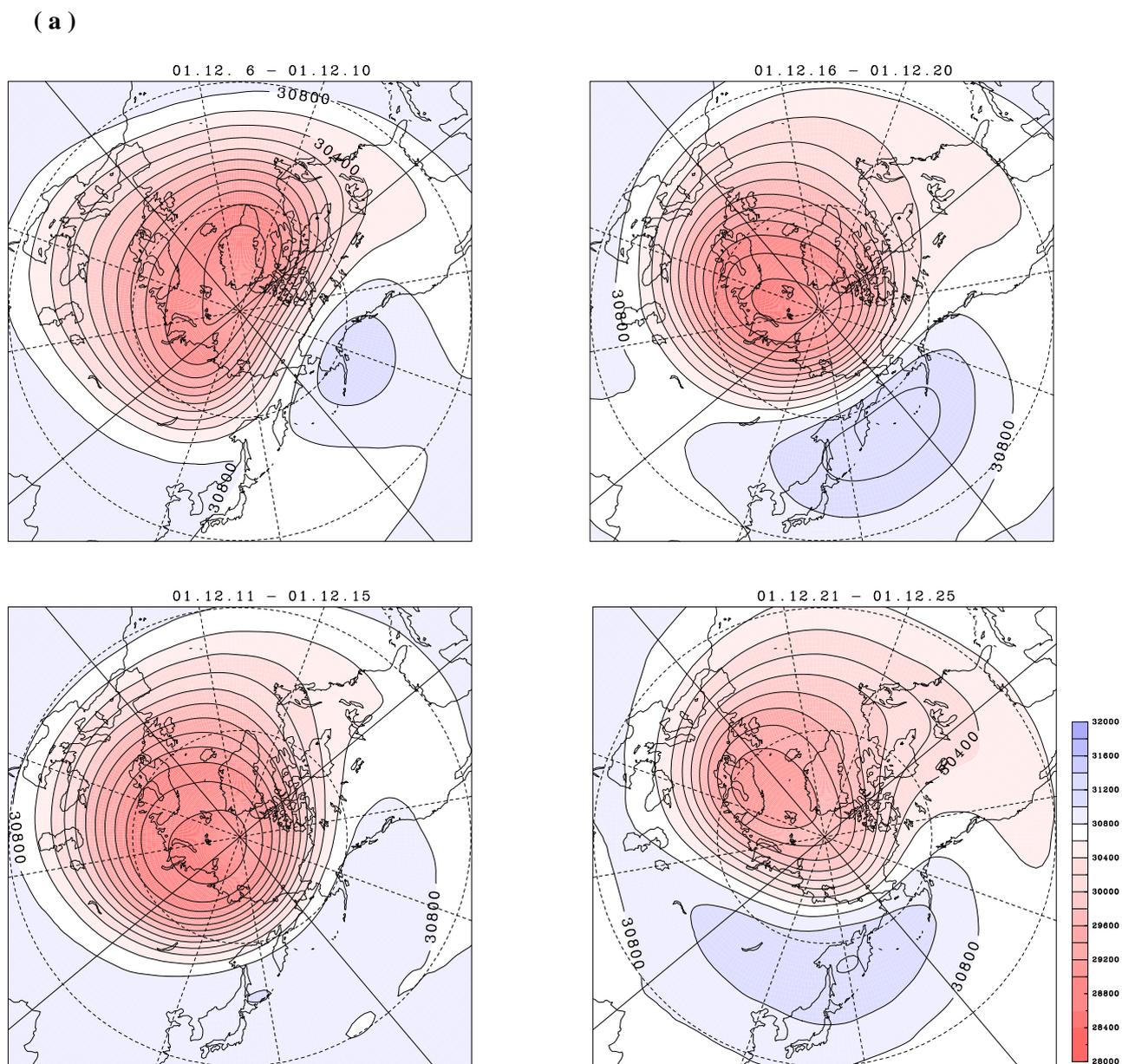


図 4.2 : (a) 5 日平均した 10 hPa 等圧面高度場 (m)

コンター間隔 : 200 (m)

左上図 : 2001 年 12 月 6 日 ~ 2001 年 12 月 10 日

左下図 : 2001 年 12 月 11 日 ~ 2001 年 12 月 15 日

右上図 : 2001 年 12 月 16 日 ~ 2001 年 12 月 20 日

右下図 : 2001 年 12 月 21 日 ~ 2001 年 12 月 25 日

(b)

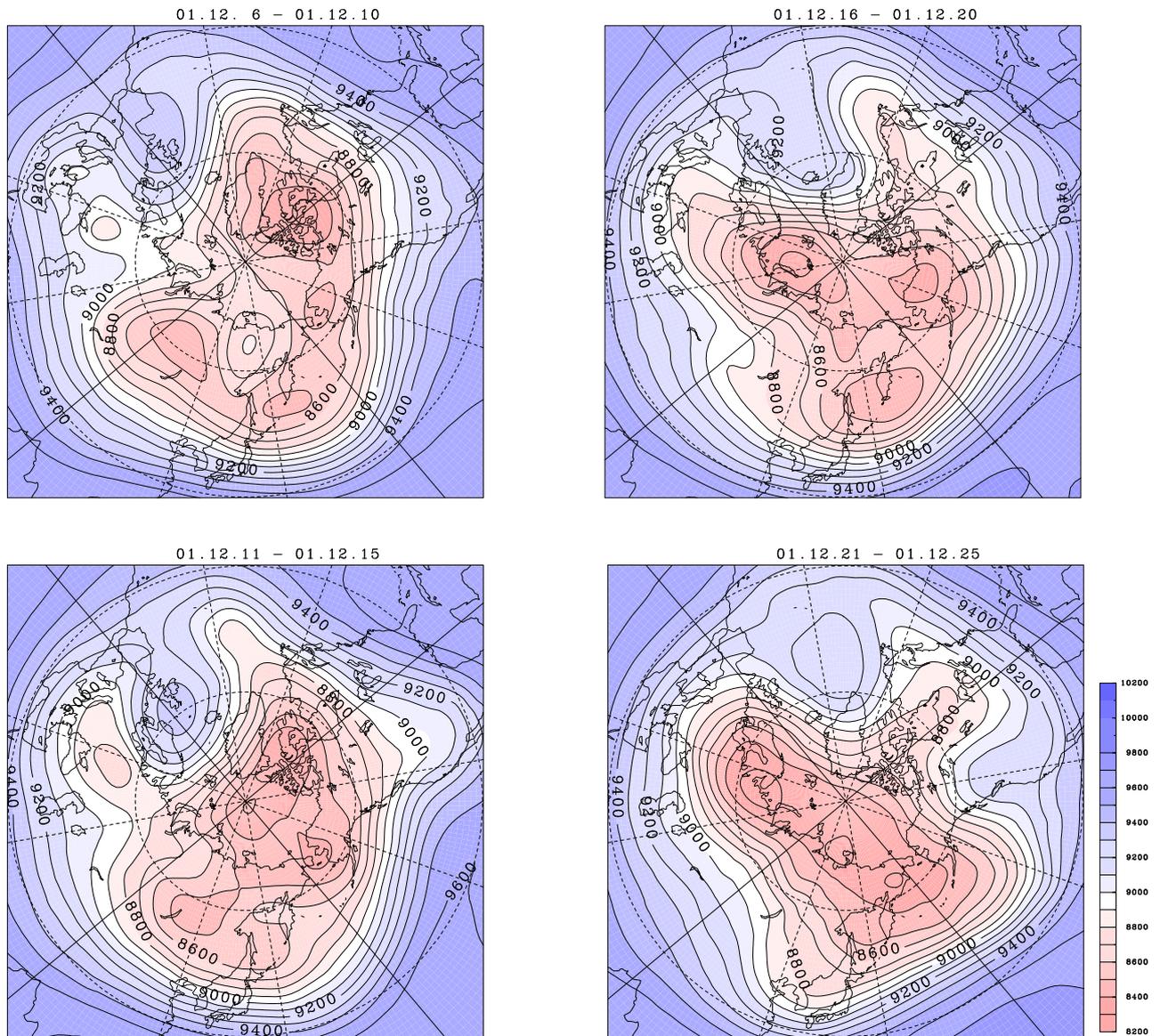


図4.2：(b) 5日平均した300 hPa等圧面高度場 (m)

コンター間隔：100 (m)

左上図：2001年12月6日～2001年12月10日

左下図：2001年12月11日～2001年12月15日

右上図：2001年12月16日～2001年12月20日

右下図：2001年12月21日～2001年12月25日

4.2 予報の初期値依存性

まず、成層圏極域温度に対する予測可能性を調べるため、図 4.3 に 10hPa 等圧面高度の 80° における帯状平均温度 (K) の解析値と予測値の時間変動を示す。昇温が極大となる 3 週間程度前の 12/6 を初期値とする予測 (図 4.3 (a)) では、アンサンブルメンバーの間でのスプレッド (ばらつき) が極めて大きく、初期値依存性が極めて大きいことがわかる。しかも、ほとんどのメンバーは昇温することを予測できていない。一方、その一週間後の 12/12 を初期値とする予測 (図 4.3 (b)) では、全てのアンサンブルメンバーは、成層圏極域の昇温を正しく予測しており、予測の初期値依存性は極めて小さいことがわかる。同様に、12/19 を初期値とする予測でも、全てのアンサンブルメンバーが昇温を正しく予測していた。

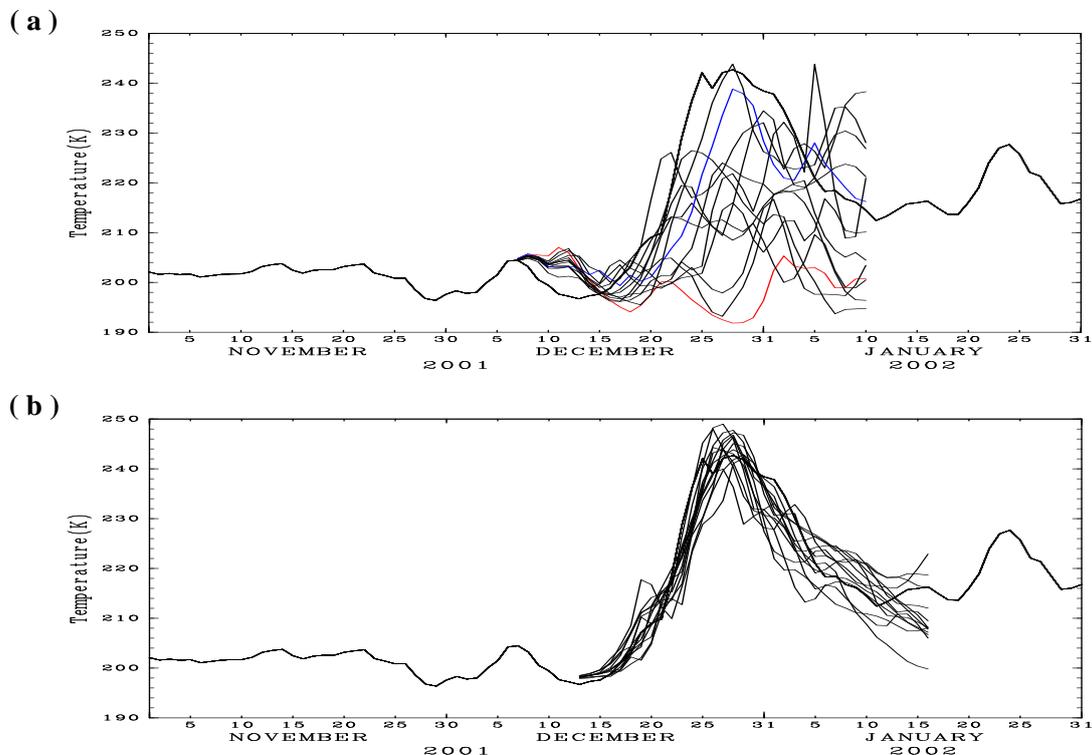


図 4.3 : 10hPa, 80°N における帯状平均温度 (K) の予測値と解析値の時間発展図

(a) 12/6 からの予測

(b) 12/12 からの予測

(2001 年 11 月 1 日 ~ 2002 年 1 月 31 日)

解析値は黒太線、予測値は黒細線で表しており、そのうち (a) については、最も昇温現象の再現に成功したメンバーを青線で、最も失敗したメンバーを赤線で表している。

次に図 4.4 (a) (b) に各等圧面高度の RMS で次の様に定義された誤差成長 (Root Mean Square Error : RMSE これを平均 2 乗根誤差という) を示す。

$$\text{RMSE} = \sqrt{\sum_{i=1}^N (Z_f^i - Z_a^i)^2 / N} \quad (17)$$

ここで、 N は格子点数で、 Z_f^i と Z_a^i は、それぞれ、ある格子点 (i) での高度場の予測値と解析値である。実際には、 $20^\circ\text{N} \sim 90^\circ\text{N}$ の領域で面積の重みを考慮して領域平均をとった。

図 4.4 (a) (b) はそれぞれ、10hPa、300hPa 等圧面高度における RMSE の時間発展を表している。横軸は予測日を表す。また、それぞれの図で、上図は 12/6 から予測、下図は 12/12 からの予測値の RMSE を表わしている。まず、10hPa 等圧面高度の誤差成長 (図 4.4 (a)) を見ると、12/6 を初期値とする予測のほうが、12/12 を初期値とする予測に比べ、アンサンブルメンバー間での誤差成長のばらつきも大きく、平均的な誤差も大きいことがわかる。一方、300hPa 等圧面高度の誤差成長 (図 4.4 (b)) を見ると、12/6 からの予測と、12/12 からの予測の間で、誤差成長のばらつきや、その絶対値の違いは、図 4.4 (a) に比べ小さい。したがって、アンサンブルメンバー間での初期値の違いにより生ずる、誤差成長の違いは、対流圏よりも成層圏で大きくなり、予測の初期値依存性の違いも、成層圏高度場で解析した方が明瞭に検出しやすいことが分かる。この原因の一つとして、高度と共に大気密度が小さくなるため、高度場の変動が成層圏で大きくなることが考えられる。実際、図 4.4 (a) と (b) を比較すると、10hPa 等圧面高度場の予測誤差の大きさは、300hPa のそれに比べ、約 2 ~ 3 倍程度の大きさを持つ。

また、成層圏での予報誤差が飽和するまでの期間は、約 3 週間程度である (図 4.4 (a)) のに対し、対流圏では約 2 週間程度ですでに誤差の大きさが飽和している様子が見て取れる。総観規模擾乱が卓越する対流圏に比べ、成層圏では時空間スケールのより大きなプラネタリー波が卓越するため、誤差が飽和するまでの時間も長くなることが考えられる。一方、図 4.4 (a) では、成層圏突然昇温の発生に伴い、成層圏での予報誤差が大きく増減する様子が見て取れるが、図 4.4 (b) から、対流圏の予報誤差変動に対する、成層圏突然昇温の影響はそれほど顕著ではない。

以上により、この成層圏昇温現象自体は、少なくとも 2 週間以前から予測可能であることがわかる。また、12/6 と 12/12 を初期値とする予測の間で、アンサンブルメンバー間のスプレッドが大きく変化し、また、12/12 以降、全ての予測が昇温を予測できたことから、昇温現象の発生を引き起す直接の前駆現象は、12/6 から 12/12 の間で発生したと考えることができる。

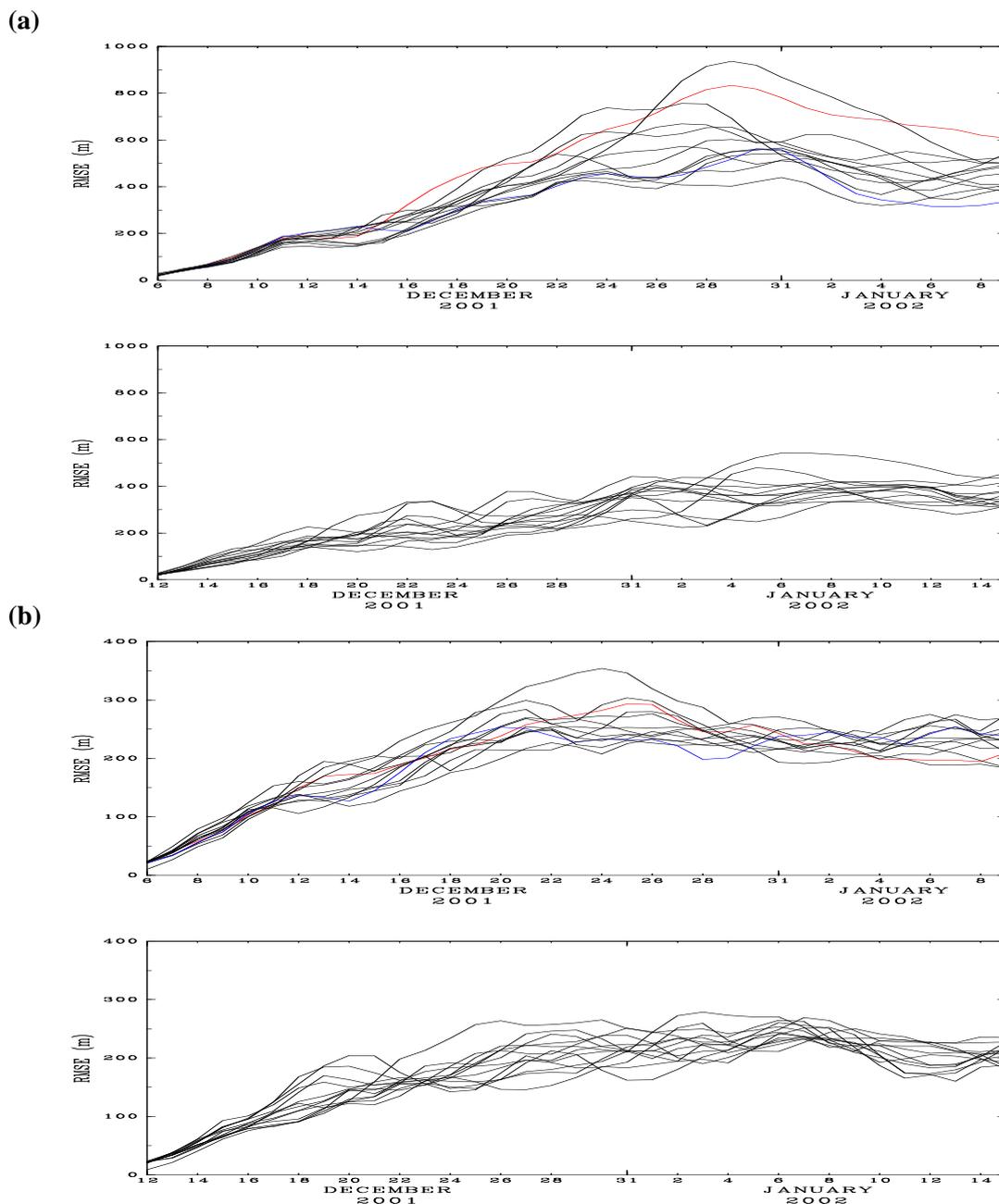


図 4.4 : (a) 10hPa 等圧面高度場における予測誤差成長 (m)

(b) 300hPa 等圧面高度場における予測誤差成長 (m)

(20°N ~ 90°N の領域で領域平均をとっている。)

(a) (b) 共に

上図 : 12/6 からの予測

(2001 年 12 月 6 日 ~ 2002 年 1 月 9 日)

下図 : 12/12 からの予測

(2001 年 12 月 12 日 ~ 2002 年 1 月 15 日)

最も昇温現象の再現に成功したメンバーを青線で、最も失敗したメンバーを赤線で表している。

4.3 昇温予測の成功例と失敗例の比較

この昇温の前駆現象を解明するため、12/6を初期値とするアンサンブルメンバーの中で、温度の昇温が最も小さく、昇温現象が生じなかったメンバー(図4.3での赤太線:以下Run 1)と、昇温現象の再現に最も成功したメンバー(図4.3での青線:以下Run 2)について、両者を比較しながら詳しい解析を行った。

図4-5、図4-6、図4-7はそれぞれ、10hPa等圧面上での帯状平均気温(K)の緯度時間断面図、 $60^{\circ}N$ における帯状平均風(m/s)の高度時間断面図、 $60^{\circ}N$ における波数1プラネタリー波の振幅(m)の高度時間断面図であり、(a)は解析値、(b)は失敗例(Run 1)、(c)は成功例(Run 2)を表している。期間は、全ての図において2001年12月6日~2002年1月9日までである。

これを見ると、成功例のRun 2では解析値と比べ、昇温の大きさがやや小さく、その昇温時の温度変化率も小さいことを除けば、12/22頃の昇温の発生の時期を、ほぼ正確に予測していることが分かる。また、この昇温に伴い、12/20頃から成層圏上部で帯状平均風の西風減速が始まり、それが徐々に成層圏中を下方伝播し、成層圏で東風領域が形成される様子や、成層圏において波数1のプラネタリー波が増幅する時期も、ほぼ正確に予測している。

それに対し、昇温の予測に失敗したRun 1では、成層圏上部において、予測期間の初期では波数1の振幅が増幅するものの、持続性がなく、その後急速に減衰し、12/15付近を中心に振幅の大きさは、解析値やRun 2に比べ、大変小さくなっている。このことから、この突然昇温現象発生の予測の可否は、予報初期段階(12月上旬)における波数1のプラネタリー波の振る舞いの違いにより生じていたと考えられる。また、成層圏におけるプラネタリー波の増幅は、第2章で述べたように、対流圏で生成されたプラネタリー波の上向き鉛直伝播によって生じたと考えられるため、その違いの原因として、そもそも対流圏における波数1のプラネタリー波の活動度の違い(励起源の大きさの違い)、もしくは帯状平均風分布などの違いによるプラネタリー波の伝播特性の違いのどちらかであると考えられる。

このため、波数1のプラネタリー波の振る舞いをさらに詳しくしらべるために、予報期間の初期にあたる、12/6~12/8、12/9~12/11、12/12~12/14、12/15~12/17の4期間で、3日間平均した波数1に伴うEPフラックスとその収束発散の緯度高度分布を図4.8(a)(b)(c)(d)に示す。また、各期間で平均した、対流圏から成層圏下部における帯状平均風の緯度高度分布を図4.9(a)(b)(c)(d)に示す。

まず、EPフラックスの分布をみると、予報期間の初期(図4.8(a):12/6~12/8及び図4.8(b):12/9~12/11)においては、解析値、RUN 1、RUN 2の間で、フラックスの伝播方向やその大きさに顕著な違いは認められない。波数1のプラネタリー波の活動度は、 $40^{\circ}N$ から $60^{\circ}N$ の緯度帯の対流圏内において生成されて、その一部は100hPa付近の対流圏上層から成層圏下部で赤道方向に伝播し、その残りが成層圏中上部へ上向きに伝播していく。しかし、次の期間(図4.8(c):12/12~12/14)になるとRUN1では、解析値、RUN2と比べ、成層圏内でのEPフラックスの上向き伝播が極めて弱くなっている。また、対流圏中上層でも、RUN 1における波数1のプラネタリー波の活動度は、解析値やRUN 2に

比べ大変弱い。一方、解析値と RUN 2 の間でも EP フラックスの分布に違いが認められる。まず、EP フラックスの大きさは、解析値の方が RUN 2 に比べ大きい、解析値では成層圏中層でやや赤道向きへの伝播が認められるのに対し、RUN2 では北緯 50 度より極側で極向きの伝播が認められる。さらに、次の期間(図 4.8 (d): 12/15 ~ 12/17)になると、これらの間での波数 1 の伝播特性の違いはさらに顕著になる。この期間では、RUN1 においては、対流圏から成層圏への波数 1 のプラネタリー波の鉛直伝播は認められなくなる。一方、RUN 2 では、解析値よりも弱いながらも、持続して対流圏から成層圏に向けて波数 1 のプラネタリー波の活動度が鉛直伝播している様子が見て取れる。

次に、この期間において、この波数 1 のプラネタリー波の伝播特性や励起に影響を与える、帯状平均東西風の緯度高度分布の違いに注目する。予報初期段階(図 4.9 (a): 12/6 ~ 12/8)においては、解析値、RUN 1、RUN 2 の間で、帯状平均東西風分布に大きな違いはない。いずれの場合も、対流圏亜熱帯偏西風ジェットコアは、 35°N 、200hPa 付近に存在し、成層圏極夜ジェットの中心は、 60°N 付近に存在する。しかし、次の期間(図 4.9 (b); 12/9~12/11)では、解析値及び RUN 2 と、RUN 1 との間で次のような違いが次第に明瞭になってくる。すなわち、解析値や RUN 2 では、対流圏全層において帯状平均風が 70°N 付近で弱まり、 80°N 付近で強まり、 35°N 付近を中心とする亜熱帯ジェットと 80°N 付近を中心とする強風域とのダブルジェット構造が明瞭となっている。しかし、RUN 1 では、 70°N 付近での減速と、 80°N 付近での西風加速は全く表現されていない。一方、成層圏中での風速分布においては、この期間でも、解析値と RUN 1 及び RUN 2 の間に大きな違いは存在しないようである。このような風速分布の特徴の違いは、それ以降の期間においてさらに明瞭となり、図 4.9 (c) や図 4.9 (d) から、解析値や RUN 2 で対流圏内におけるダブルジェット構造(80°N 付近と 35°N 付近の強風域と、 60°N 付近における弱風域を確認することができる。特に、解析値では、この対流圏内の極側のジェットと成層圏極夜ジェットとが連続的に繋がってしまう(図 4.9 (d))。一方、RUN 1 では、逆に 60°N 付近の亜寒帯ジェットが形成されている様子が明瞭となる(図 4.9 (d))。また、この期間においても成層圏の帯状風分布は、これらの中で顕著な違いは認められない。

次に、上記の帯状風分布が波数 1 のプラネタリー波の鉛直伝播に及ぼす影響を調べるために、波数 1 のプラネタリー波に対する屈折率 (Refractive Index) の緯度高度分布を図 4.10 に示した。この屈折率は、図 4.9 で示した各 3 日平均の帯状風分布に対して計算した。これらの図で波数 1 に対する屈折率が負になる、伝播不可能な領域に陰影をつけた。また、予測値に比べ解析値のデータが与えられる空間格子間隔が小さいため(表 3.2、表 3.4 参照)、解析値に対する屈折率分布において、予測値よりも細かな空間構造が表れていることに注意すべきである。

まず、予報期間の初期においては(図 4.10 (a)、図 4.10 (b))、解析値、RUN1、及び RUN2 の間で、伝播可能領域(屈折率が正の領域)の分布に顕著な違いはなく、対流圏下部では 40°N から 60°N の緯度帯で伝播可能であるが、それより高緯度の対流圏中では波数 1 のプラネタリー波は伝播できないことが示唆される。実際、対流圏中における、波数 1 のプラネタリー波に伴う EP フラックスの大きな領域と、屈折率が正の領域とがほぼ一致している。一方、成層圏における屈折率の分布にも、大きな違いはない。しかし、次の期間では(図 4.10 (c))では次第に屈折率の分布の次のような違いが明瞭になってくる。解

析値とRUN2では、対流圏内の 45°N から 70°N の緯度帯にかけて、幅広い伝播可能領域が存在するが、RUN1では、この伝播可能な領域は、 45°N から 55°N の狭い緯度帯にのみ存在するだけである。しかも、解析値で波数1のプラネタリー波の活動度の生成が最も大きい対流圏下層の 60°N 付近で、RUN1では波の伝播が不可能な、屈折率が負の領域が存在している。一方、解析値とRUN2に比べ、RUN1では、亜熱帯ジェットコアに伴って存在する 30°N 付近の屈折率負の領域の鉛直方向への拡がり小さい。このことも、RUN1でプラネタリー波の活動度が成層圏下部で低緯度側に伝播する割合が、解析値やRUN2に比べ大きいことと関連していると考えられる。さらに、この期間においても成層圏中部の屈折率の分布には、大きな違いは存在しない。従って、波数1のプラネタリー波の振る舞いの違いは、主として対流圏内の帯状風分布が大きな影響を与えていることが示唆される。さらに、波数1のプラネタリー波の成層圏への鉛直伝播に決定的な違いが生じた、その次の期間(図4.10(d))でも、対流圏中下層で波数1のプラネタリー波の活動度の大きい 50°N から 60°N 付近で、解析値とRUN2では、RUN1に比べて、屈折率が正の伝播可能領域の拡がり大きい。また、解析値とRUN2では、ダブルジェット構造の生成に伴い、 70°N から 80°N の高緯度帯で、伝播不可能な領域が対流圏から成層圏にまで延びている特徴が見て取れる。

最後に、300hPaの等圧面高度場分布(図4-11(a)(b)(c)(d))から対流圏循環の違いに着目する。解析値では、この期間中イングランド付近で徐々に高気圧性循環が強まり、ブロッキング高気圧が形成されていく様子が明瞭に見て取れる。このブロッキング高気圧の発達に伴い、北大西洋の偏西風ジェット軸がアイスランド付近にまで北上していく。このブロッキングの発達に伴う、北大西洋域におけるジェットの分流が、図4.9で示される帯状平均風分布のダブルジェット構造として表れている。一方、予測期間の初期においては(図4.11(a))、両予測値と解析値との間で、大きな違いは認められない。しかし、次の期間(図4.11(b))では、RUN1で表現される、このブロッキング高気圧の発達は他に比べ弱く、またそれに伴い、北大西洋域でのジェット軸の北上も解析値やRUN2にくらべ小さい。さらに、次の期間(図4.11(c))では、対流圏循環の違いが明瞭になる。RUN1では、イングランド付近の高気圧性循環が、次第に南下しながら弱まり、北大西洋での分流構造も解消していく。一方、解析値やRUN2では、北大西洋域での分流構造が維持され、 90°E から 270°E の経度領域で低気圧性循環が相対的に強まっている。このことは、RUN1ではみられない、対流圏内での波数1のプラネタリー波の増幅と対応している。そして、次の期間(図4.11(d))、北大西洋領域における高気圧性循環は、RUN1ではほとんど消滅しているのに対し、解析値では依然として明瞭に存在している。また、RUN2でもこの高気圧性循環は、スカンジナビア半島付近で弱いながらも維持されている。従って、この予報期間の前半で北大西洋域でブロッキング高気圧が維持されたことが、その後の対流圏内における波数1のプラネタリー波の増幅となんらかの関係を持っていることが示唆される。

以上の様に、解析値と、同じ初期時刻からのアンサンブル予報で昇温の予測を最もうまく再現したRUN2と、その再現が最も悪かったRUN1とを比較することにより、中高緯度の対流圏における帯状平均東西風の分布の違い(ダブルジェット構造)が、波数1のプラネタリー波の対流圏内における励起及び、成層圏への鉛直伝播特性に影響を与え、昇温

現象の予測の鍵となっていたことが示唆された。さらに、対流圏内におけるダブルジェット構造の形成は、北大西洋域におけるブロッキング現象によるものであり、また、ブロッキング現象が維持されることは間接的に対流圏内における波数 1 のプラネタリー波の増幅とも関連していることが示唆された。

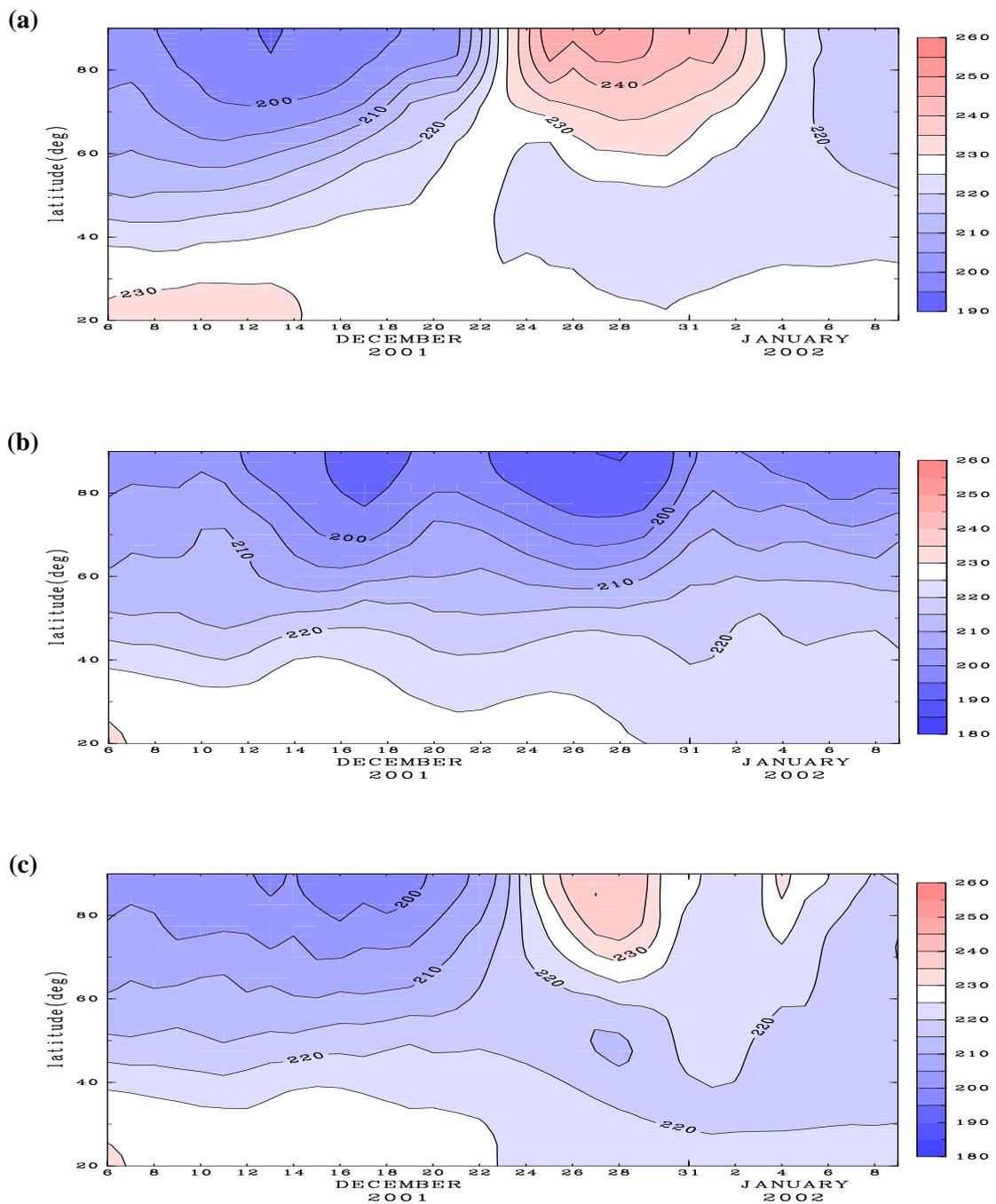


図 4.5 : 10hPa 等圧面上での帯状平均温度 (K) の緯度時間断面図
 コンター間隔 : 5.0 (K)
 (2001 年 12 月 6 日 ~ 2002 年 1 月 9 日)

- (a) 解析値
- (b) RUN1 (昇温予測失敗)
- (c) RUN2 (昇温予測成功)

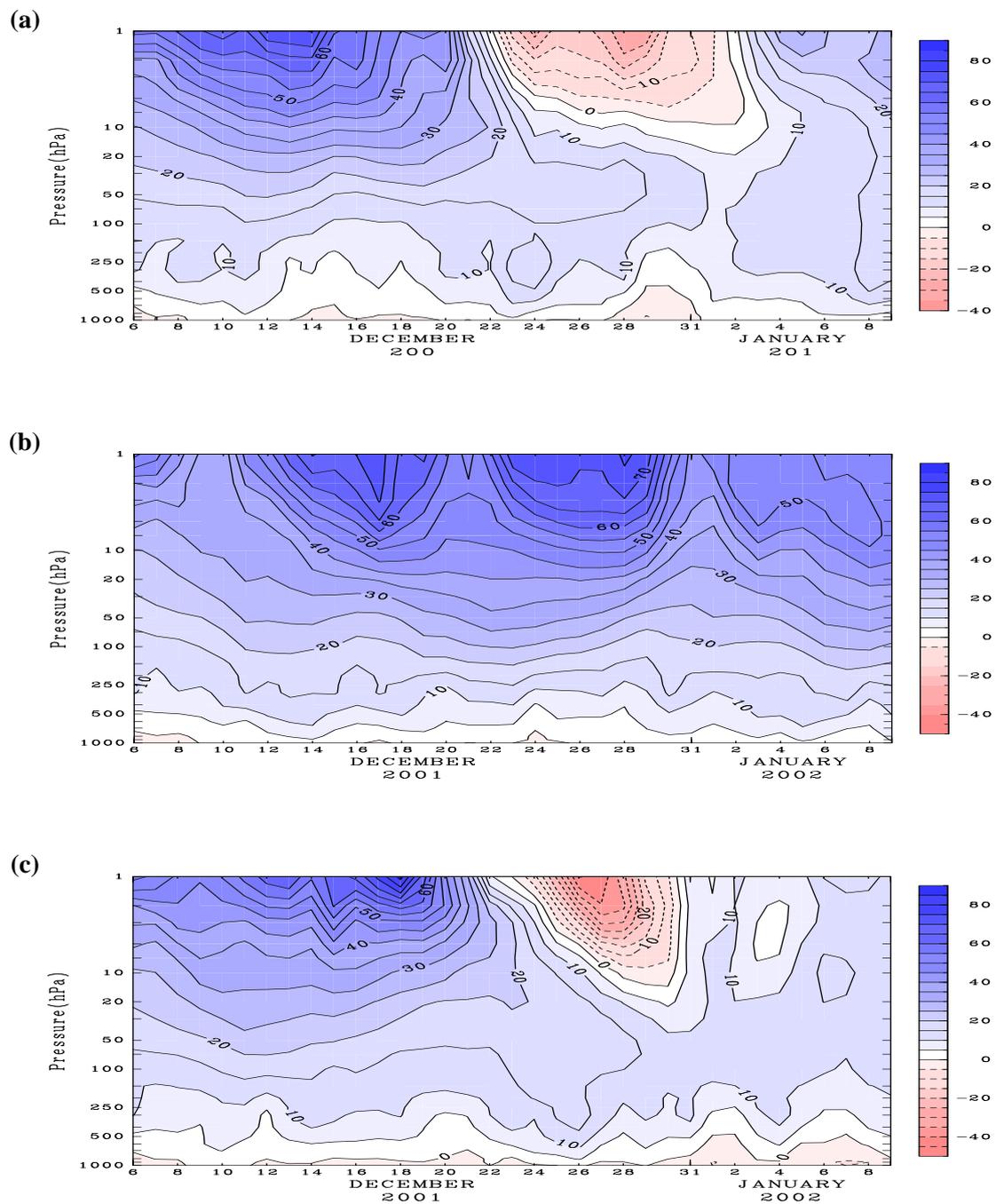


図 4.6 : 60°N における帯状平均風 (m/s) の高度時間断面図
 コンター間隔 : 5.0 (m/s)
 (2001 年 12 月 6 日 ~ 2002 年 1 月 9 日)

- (a) 解析値
- (b) RUN1 (昇温予測失敗)
- (c) RUN2 (昇温予測成功)

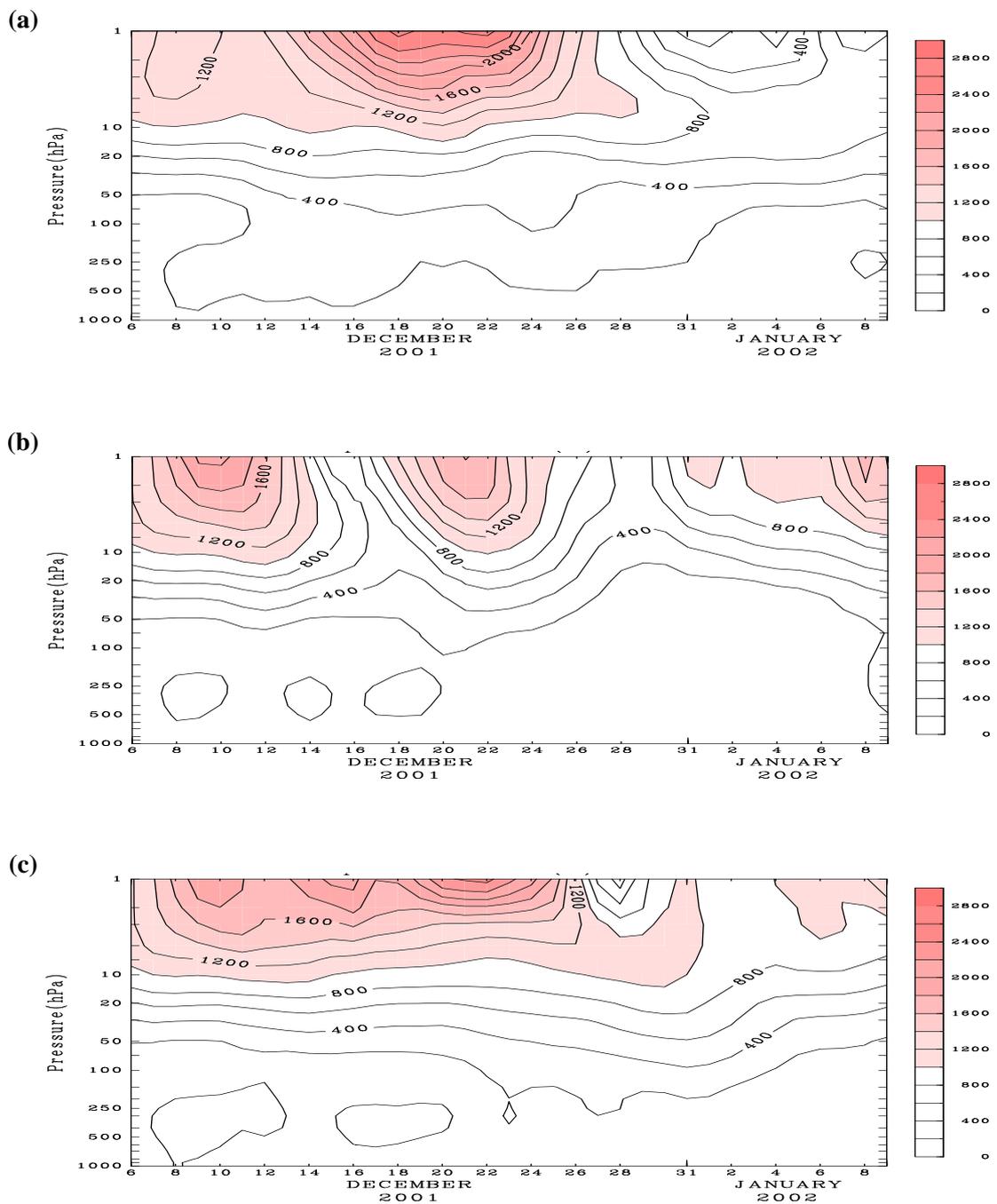


図 4.7 : 60°N における波数 1 のプラネタリー波の振幅 (m) の高度時間断面図
 コンター間隔 : 200 (m)
 (2001 年 12 月 6 日 ~ 2002 年 1 月 9 日)

- (a) 解析値
- (b) RUN1 (昇温予測失敗)
- (c) RUN2 (昇温予測成功)

(a)

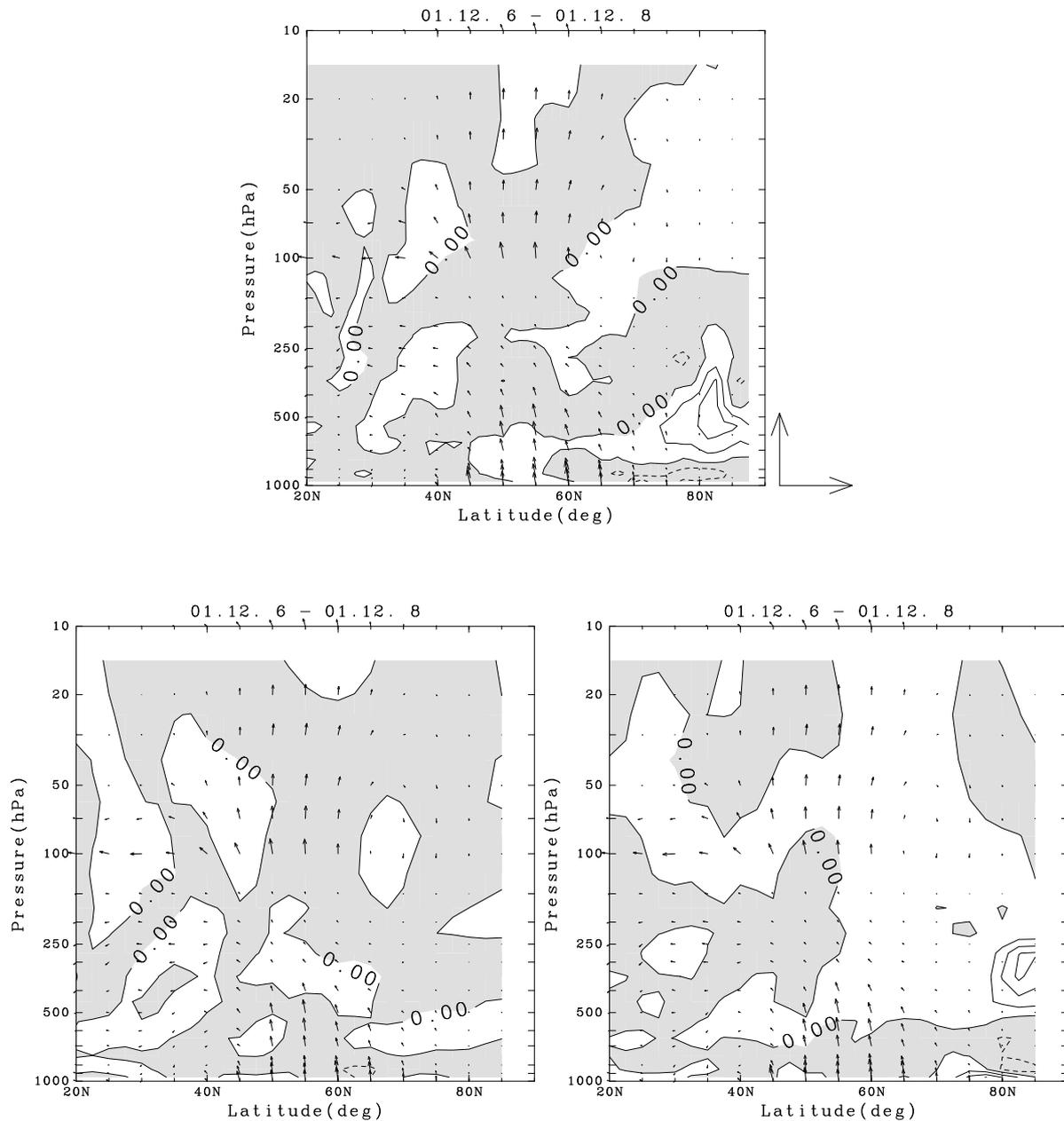


図 4.8 (a) : 3日平均した波数1のEP-flux (ベクトル) (kg/s^2) とその収束発散 (コンター) (m/s^2) の高度緯度断面図

単位ベクトルの大きさ : 水平方向 $5.0 \times 10^8 (kg/s^2)$ 、鉛直方向 $2.1 \times 10^6 (kg/s^2)$

コンター間隔 : $1.0 \times 10^4 (m/s^2)$ (収束領域には陰影をつけている)

ベクトルの大きさを 100hPa 以上で 10 倍にしている。

(2001年12月6日 ~ 2001年12月8日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(b)

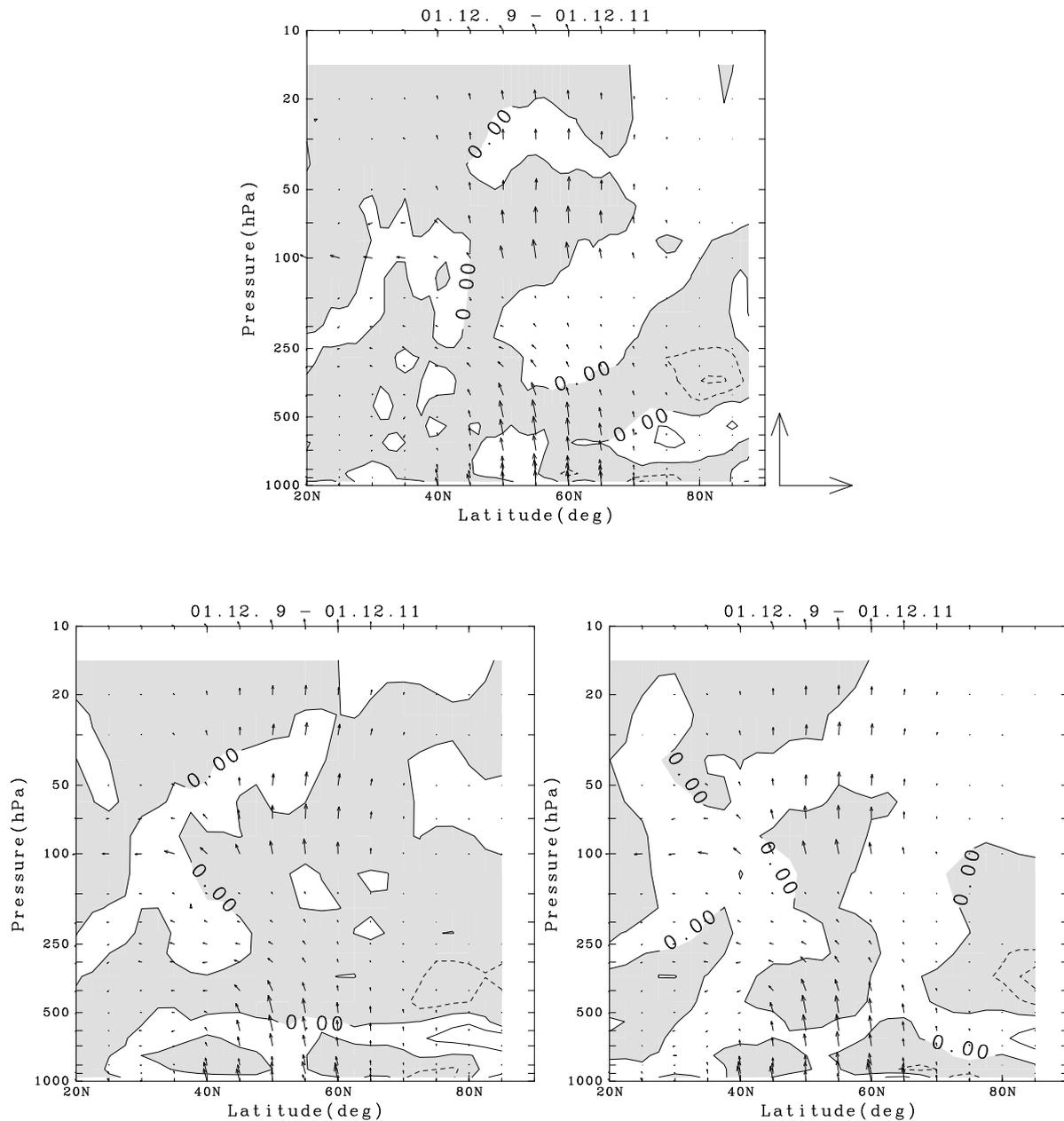


図 4.8 (b) : 3日平均した波数1のEP-flux (ベクトル) (kg/s^2) とその収束発散 (コンター) (m/s^2) の高度緯度断面図

単位ベクトルの大きさ : 水平方向 $5.0 \times 10^8 (kg/s^2)$ 、鉛直方向 $2.1 \times 10^6 (kg/s^2)$

コンター間隔 : $1.0 \times 10^4 (m/s^2)$ (収束領域には陰影をつけている)

ベクトルの大きさを 100hPa 以上で 10 に倍している。

(2001年12月9日 ~ 2001年12月11日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(c)

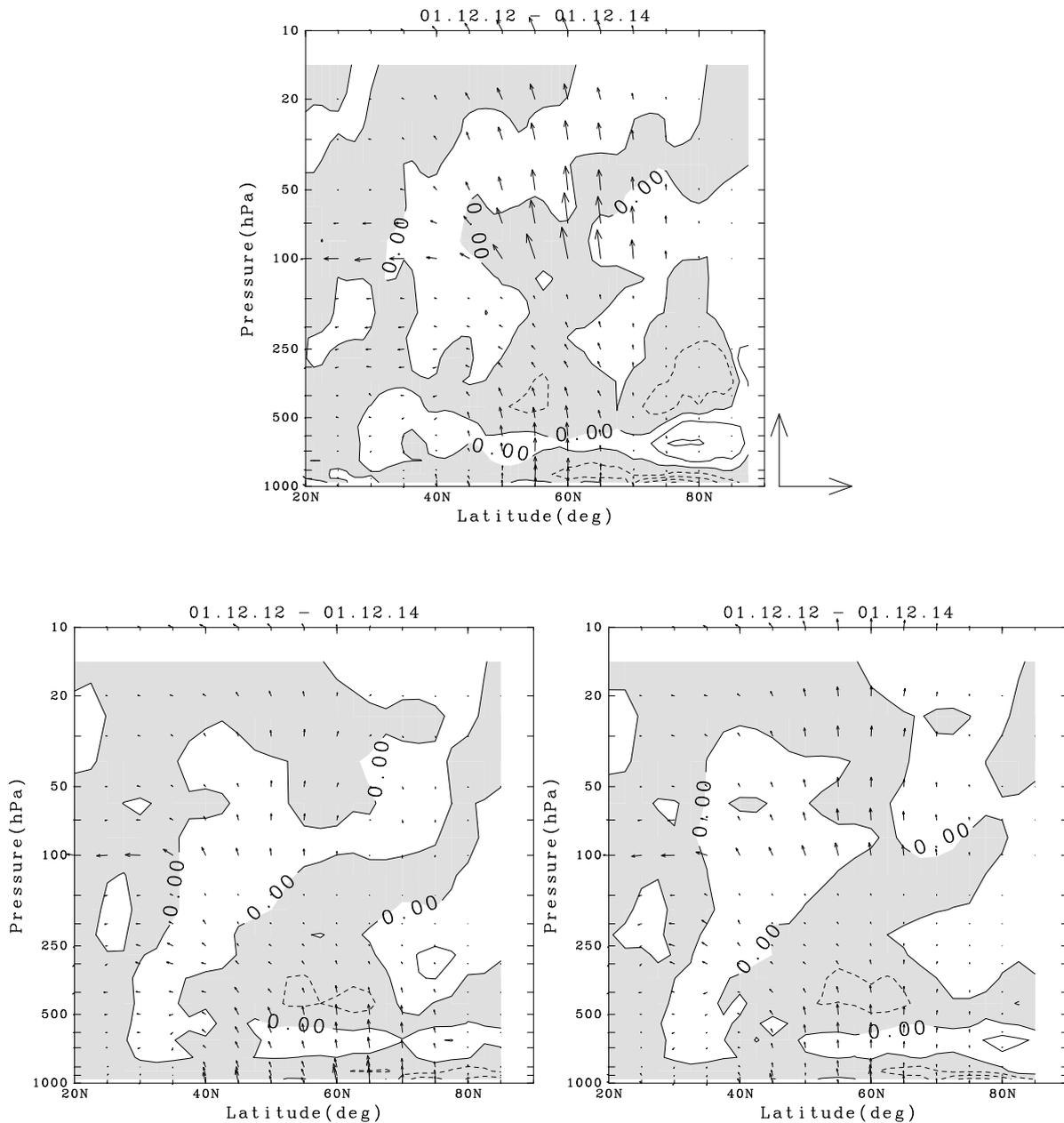


図 4.8 (c) : 3日平均した波数1のEP-flux (ベクトル) (kg/s^2) とその収束発散 (コンター) (m/s^2) の高度緯度断面図

単位ベクトルの大きさ : 水平方向 $5.0 \times 10^8 (kg/s^2)$ 、鉛直方向 $2.1 \times 10^6 (kg/s^2)$

コンター間隔 : $1.0 \times 10^4 (m/s^2)$ (収束領域には陰影をつけている)

ベクトルの大きさを 100hPa 以上で 10 倍にしている。

(2001年12月12日 ~ 2001年12月14日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(d)

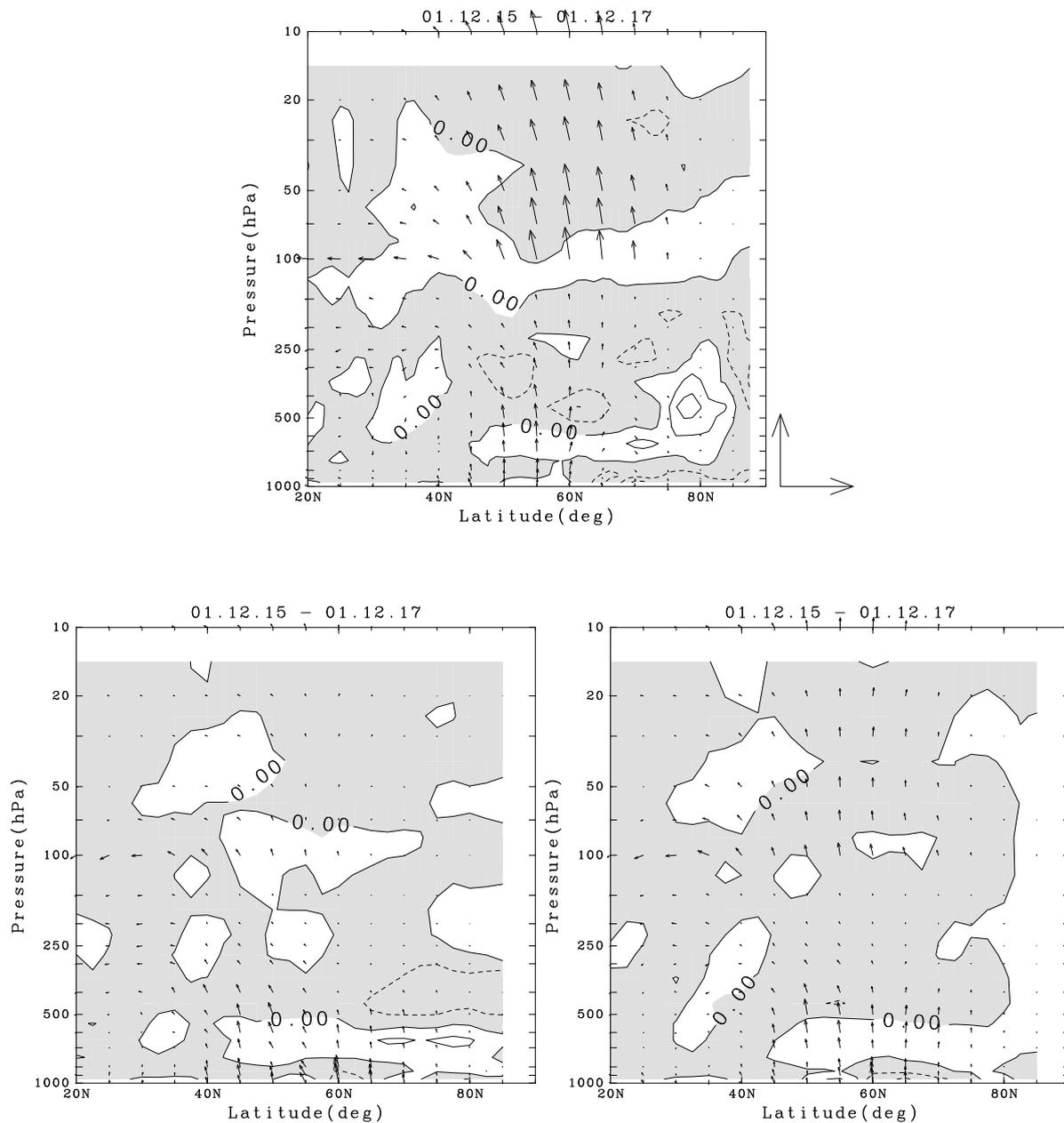


図 4.8 (d) : 3日平均した波数1のEP-flux (ベクトル) (kg/s^2) とその収束発散 (コンター) (m/s^2) の高度緯度断面図

単位ベクトルの大きさ : 水平方向 $5.0 \times 10^8 (kg/s^2)$ 、鉛直方向 $2.1 \times 10^6 (kg/s^2)$

コンター間隔 : $1.0 \times 10^4 (m/s^2)$ (収束領域には陰影をつけている)

ベクトルの大きさを 100hPa 以上で 10 倍にしている。

(2001年12月15日 ~ 2001年12月17日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(a)

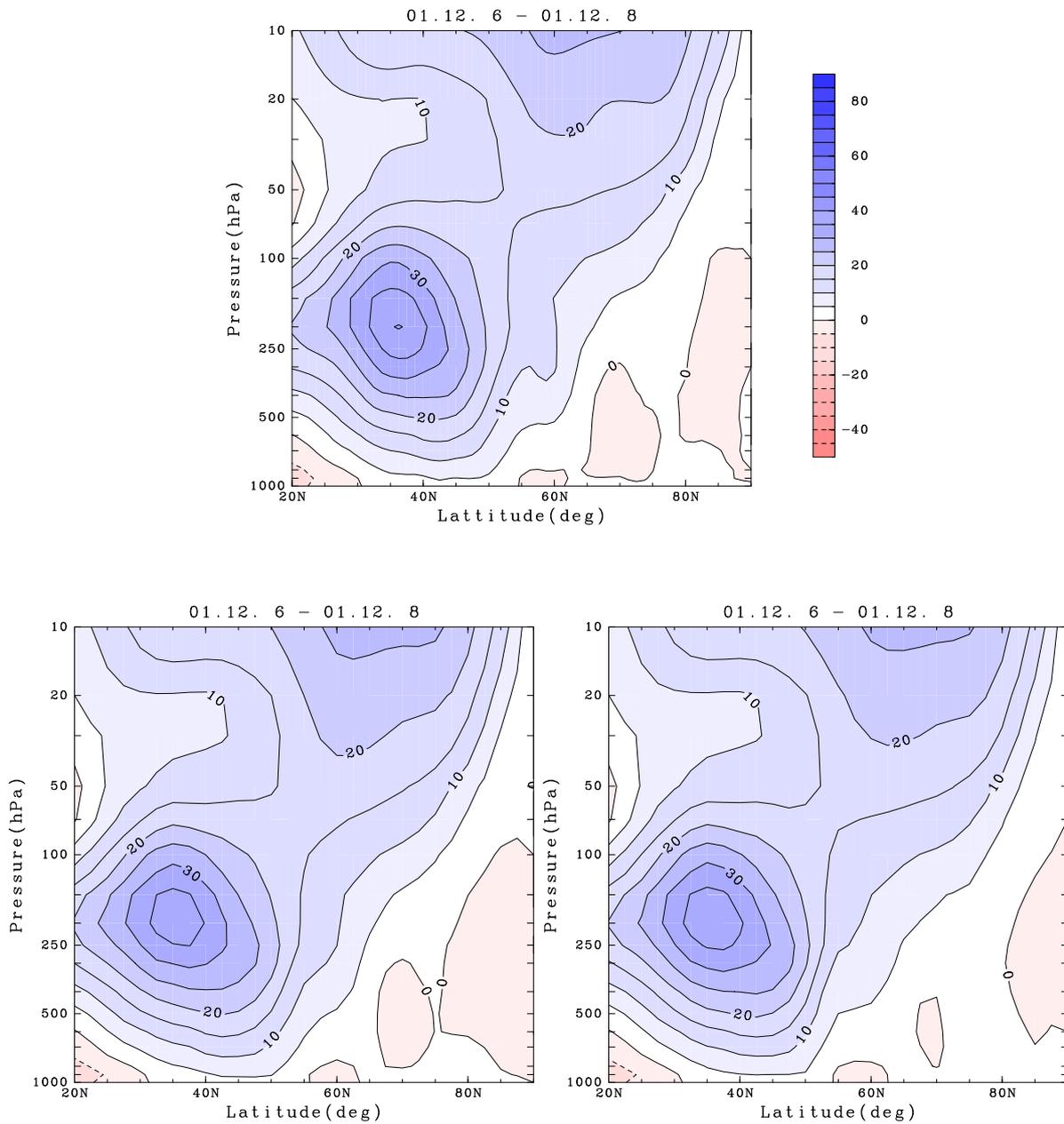


図 4.9 (a) : 3 日平均した帯状平均風 (m/s) の高度緯度断面図

コンター間隔 : $5.0 (m/s)$

(2001 年 12 月 6 日 ~ 2001 年 12 月 8 日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(b)

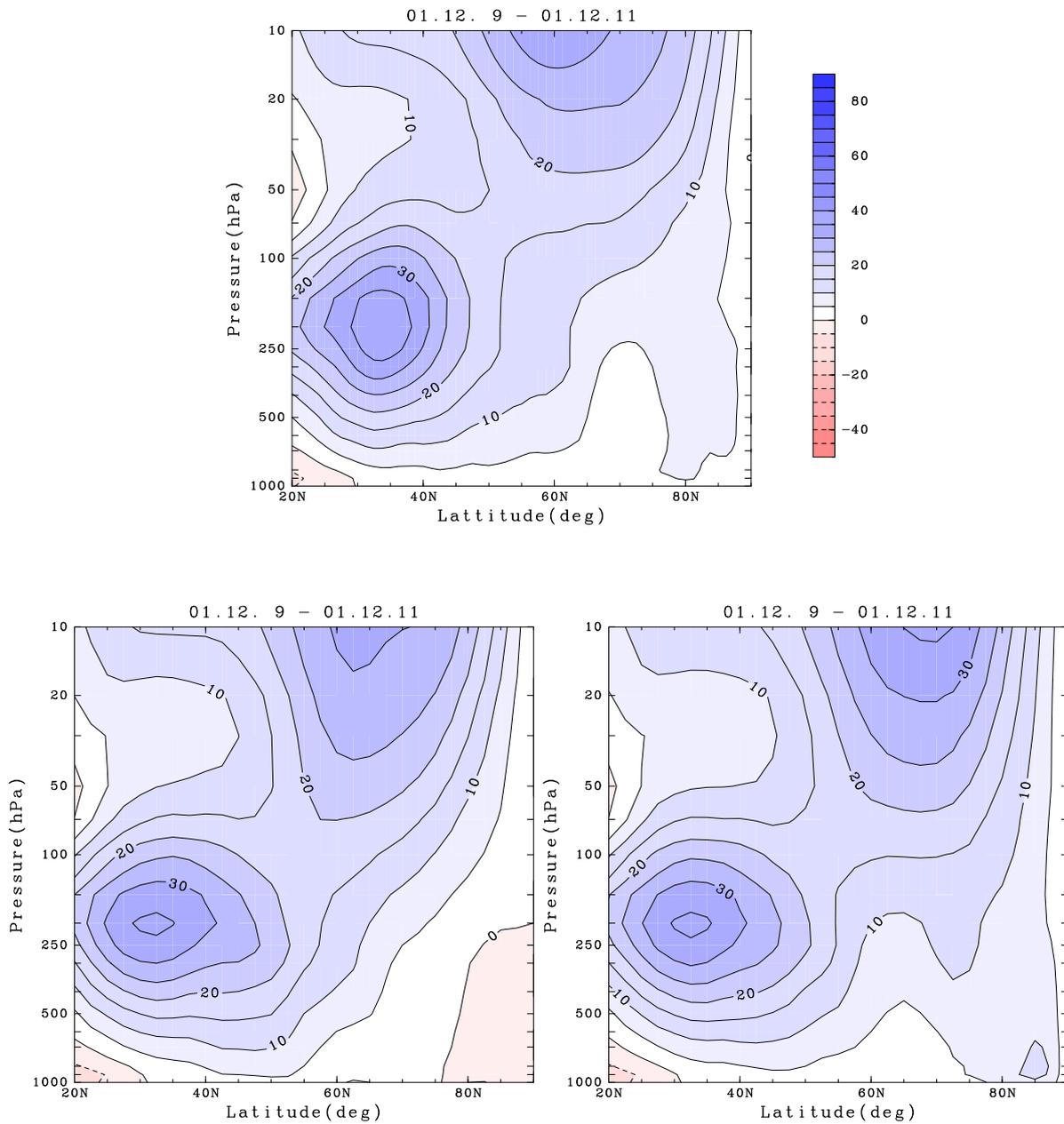


図 4.9 (b) : 3 日平均した帯状平均風 (m/s) の高度緯度断面図

コンター間隔 : $5.0 (m/s)$

(2001 年 12 月 9 日 ~ 2001 年 12 月 11 日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(c)

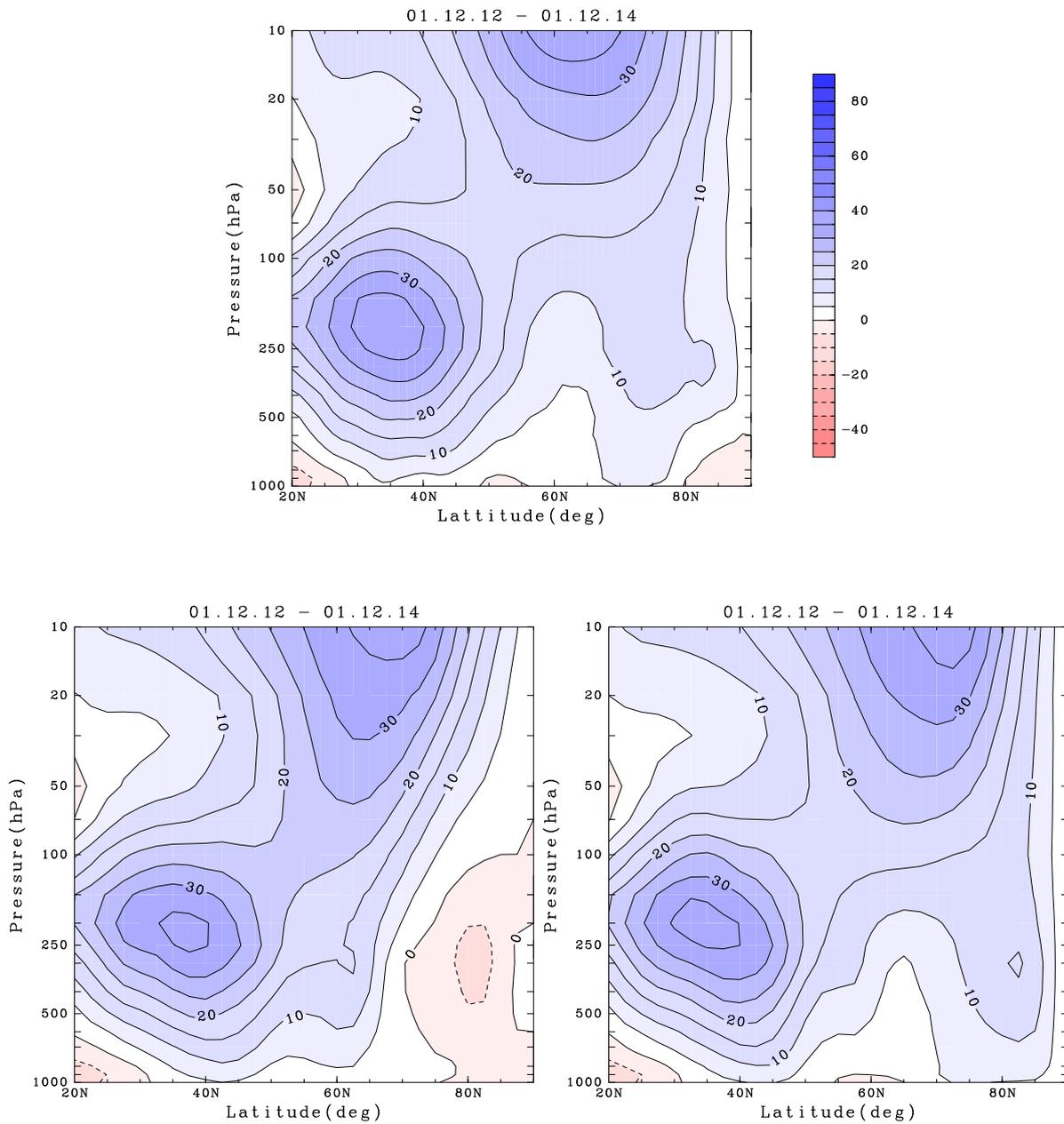


図 4.9 (c) : 3 日平均した帯状平均風 (m/s) の高度緯度断面図

コンター間隔 : $5.0 (m/s)$

(2001 年 12 月 12 日 ~ 2001 年 12 月 14 日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(d)

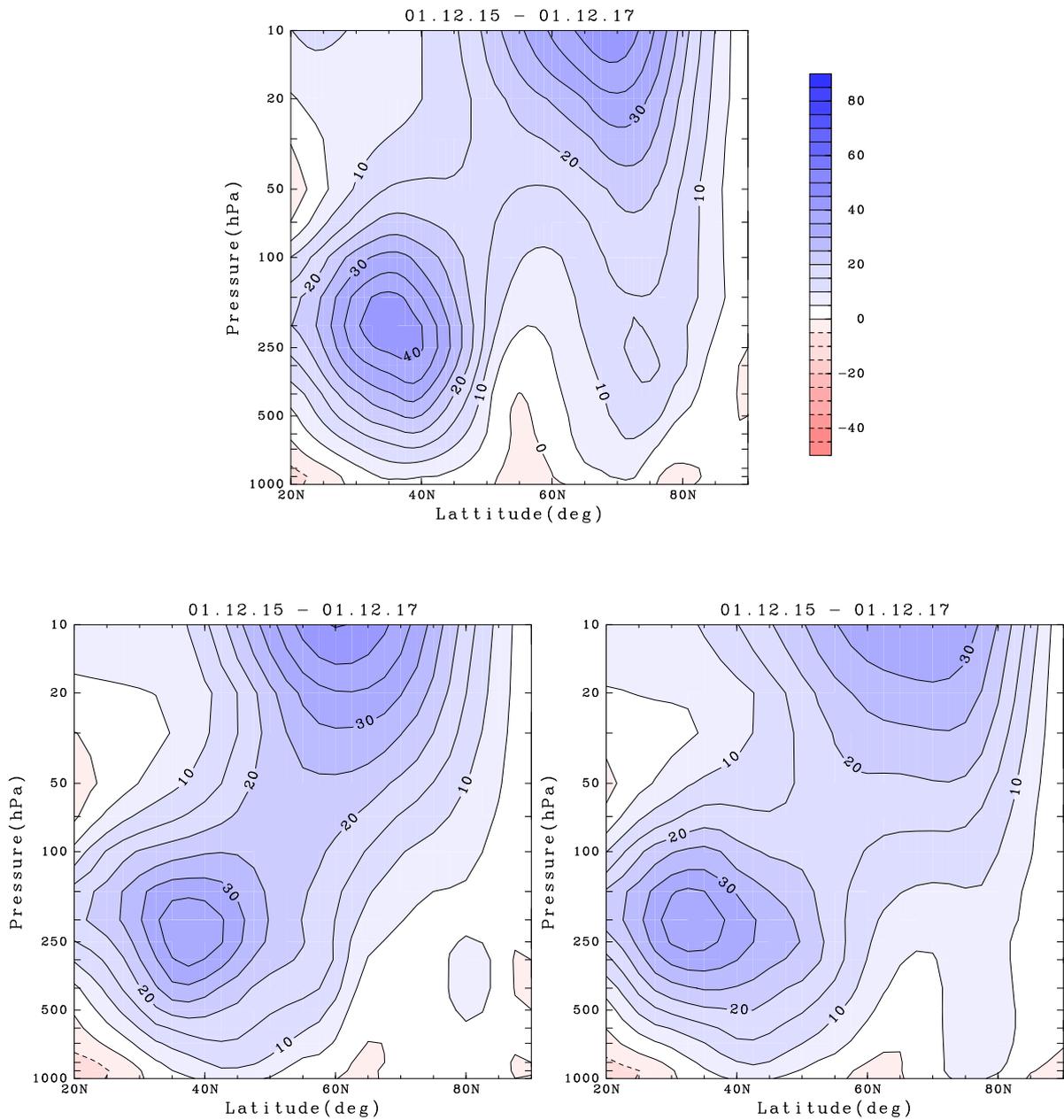


図 4.9 (d) : 3 日平均した帯状平均風 (m/s) の高度緯度断面図

コンター間隔 : $5.0 (m/s)$

(2001 年 12 月 15 日 ~ 2001 年 12 月 17 日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(a)

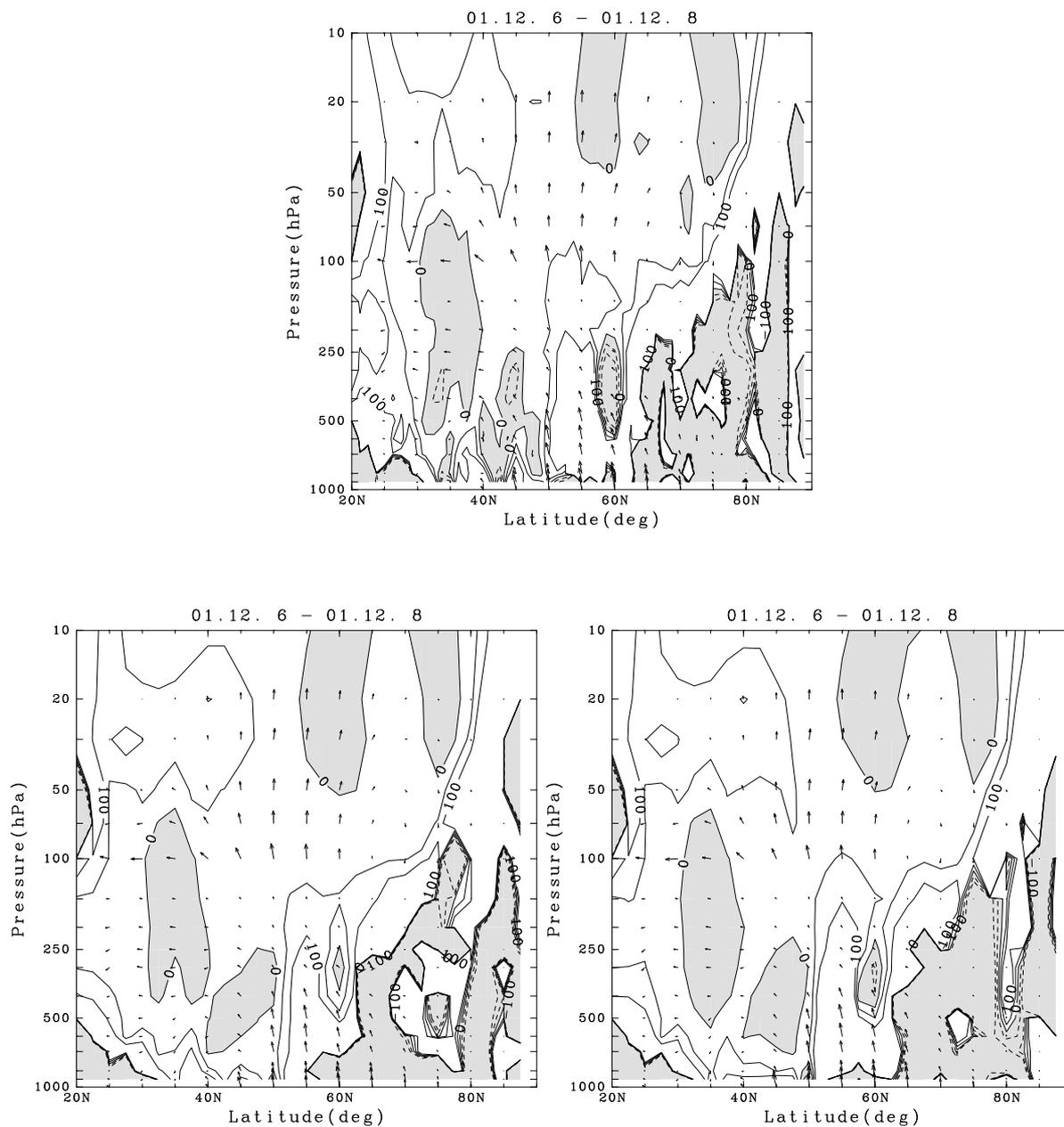


図 4.10 (a) : 3日平均した波数1のEP-flux (ベクトル) (kg/s^2) と屈折率 (Refractive Index) (コンター) の高度緯度断面図

単位ベクトルの大きさ : 水平方向 $5.0 \times 10^8 (kg/s^2)$ 、鉛直方向 $2.1 \times 10^6 (kg/s^2)$

コンター間隔 : 50 (負の領域には陰影をつけている)

ベクトルの大きさを 100hPa 以上で 10 倍にしている。

(2001年12月6日 ~ 2001年12月8日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(b)

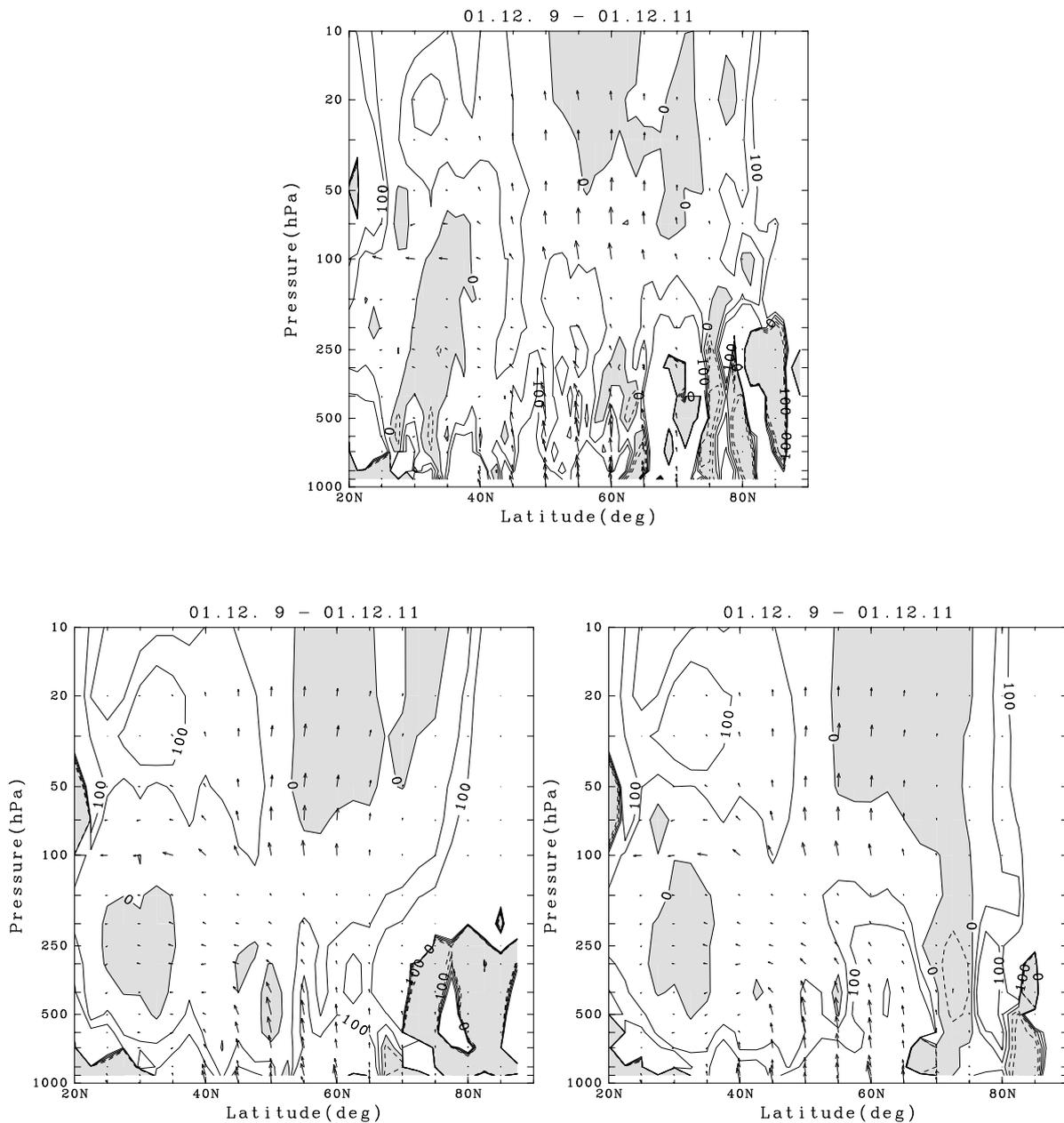


図 4.10 (b) : 3日平均した波数1のEP-flux (ベクトル) (kg/s^2) と屈折率 (Refractive Index) (コンター) の高度緯度断面図

単位ベクトルの大きさ: 水平方向 $5.0 \times 10^8 (kg/s^2)$ 、鉛直方向 $2.1 \times 10^6 (kg/s^2)$

コンター間隔: 50 (負の領域には陰影をつけている)

ベクトルの大きさを 100hPa 以上で 10 倍にしている。

(2001年12月9日 ~ 2001年12月11日)

上図: 解析値

左下図: RUN1 (昇温予測失敗)

右下図: RUN2 (昇温予測成功)

(c)

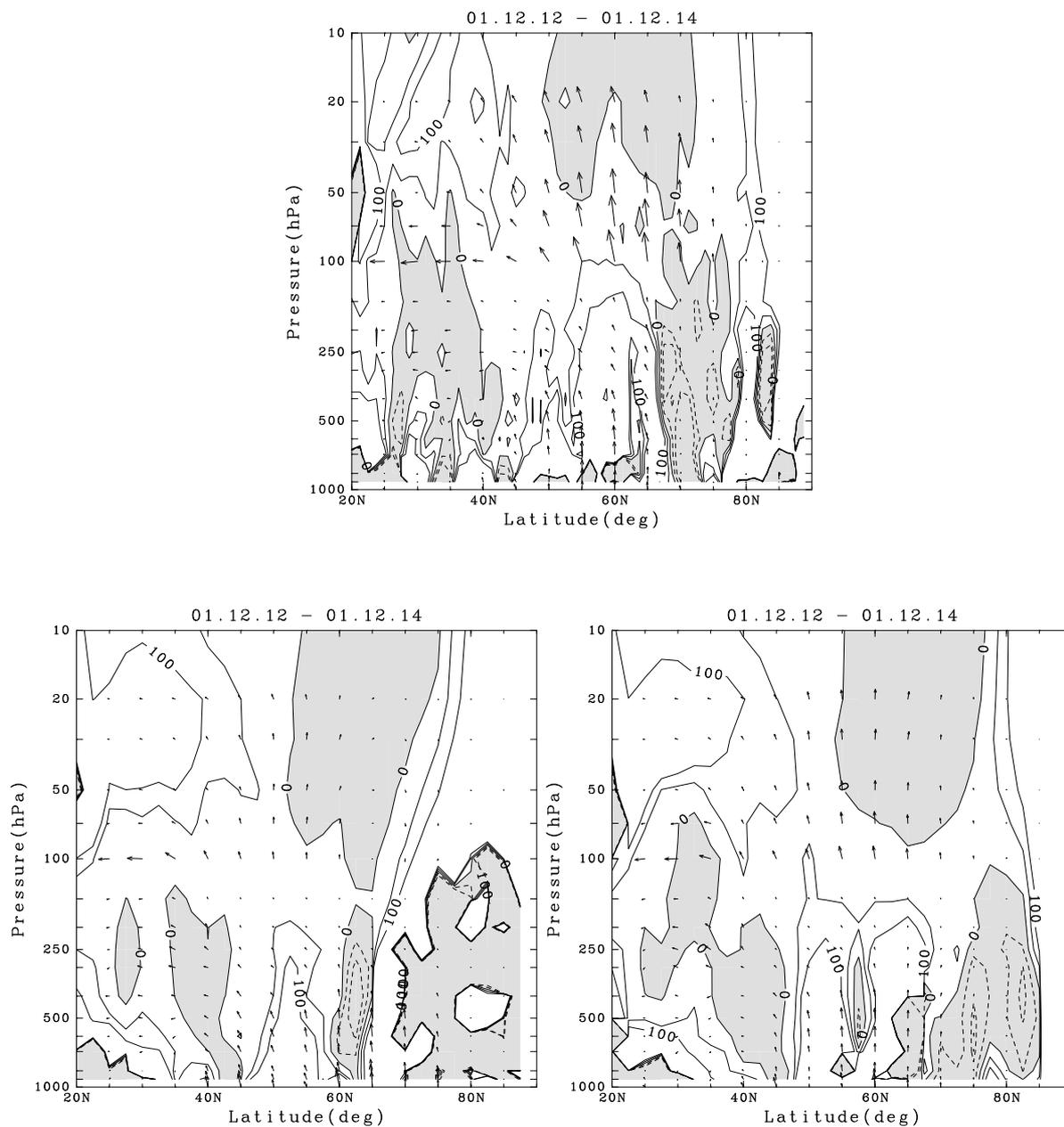


図 4.10 (c) : 3日平均した波数 1 の EP-flux (ベクトル) (kg/s^2) と屈折率 (Refractive Index) (コンター) の高度緯度断面図

単位ベクトルの大きさ : 水平方向 $5.0 \times 10^8 (kg/s^2)$ 、鉛直方向 $2.1 \times 10^6 (kg/s^2)$

コンター間隔 : 50 (負の領域には陰影をつけている)

ベクトルの大きさを 100hPa 以上で 10 倍にしている。

(2001年12月12日 ~ 2001年12月14日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(d)

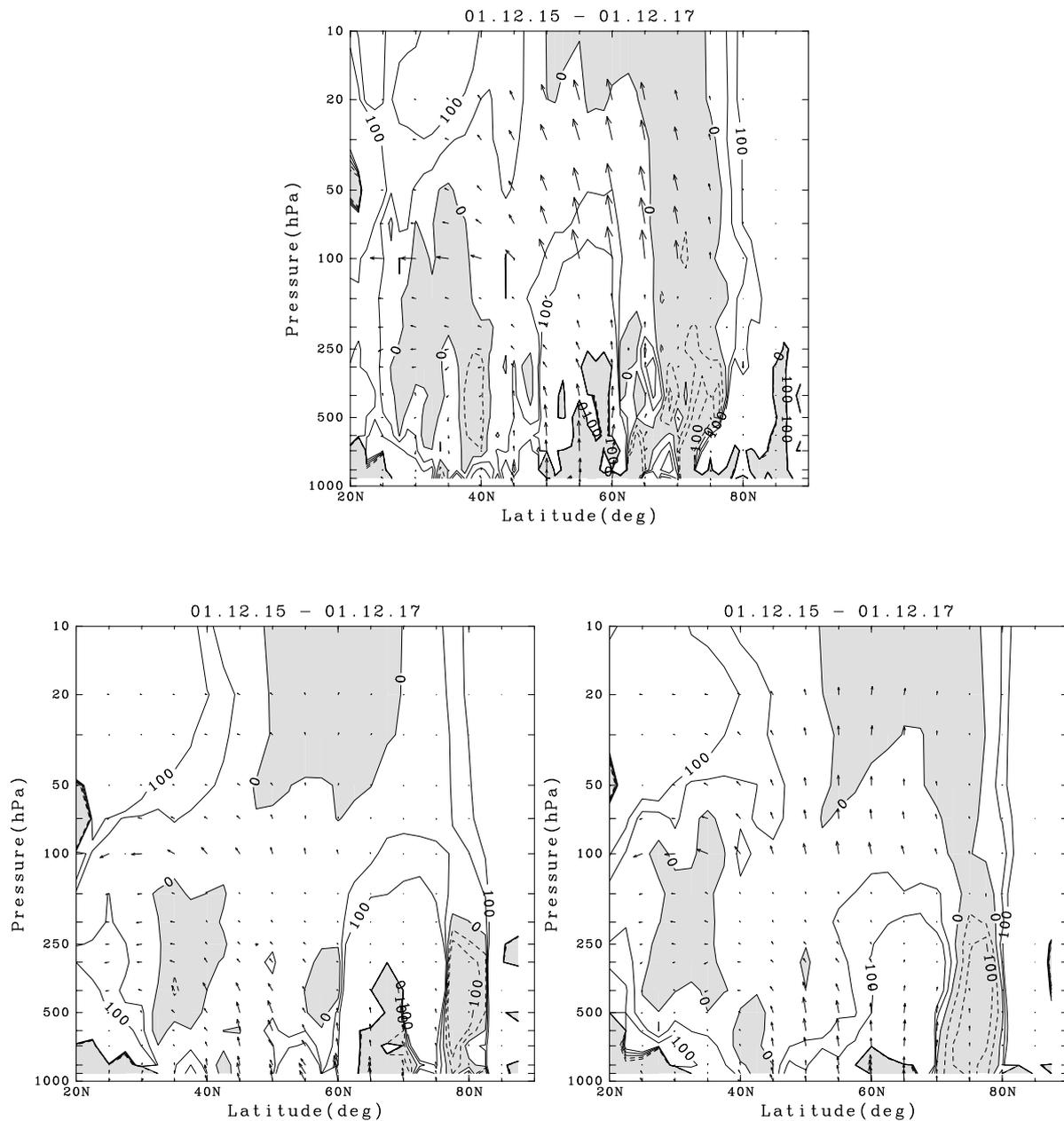


図 4.10 (d) : 3日平均した波数1のEP-flux (ベクトル) (kg/s^2) と屈折率 (Refractive Index) (コンター) の高度緯度断面図

単位ベクトルの大きさ: 水平方向 $5.0 \times 10^8 (kg/s^2)$ 、鉛直方向 $2.1 \times 10^6 (kg/s^2)$

コンター間隔: 50 (負の領域には陰影をつけている)

ベクトルの大きさを 100hPa 以上で 10 倍にしている。

(2001年12月15日 ~ 2001年12月17日)

上図: 解析値

左下図: RUN1 (昇温予測失敗)

右下図: RUN2 (昇温予測成功)

(a)

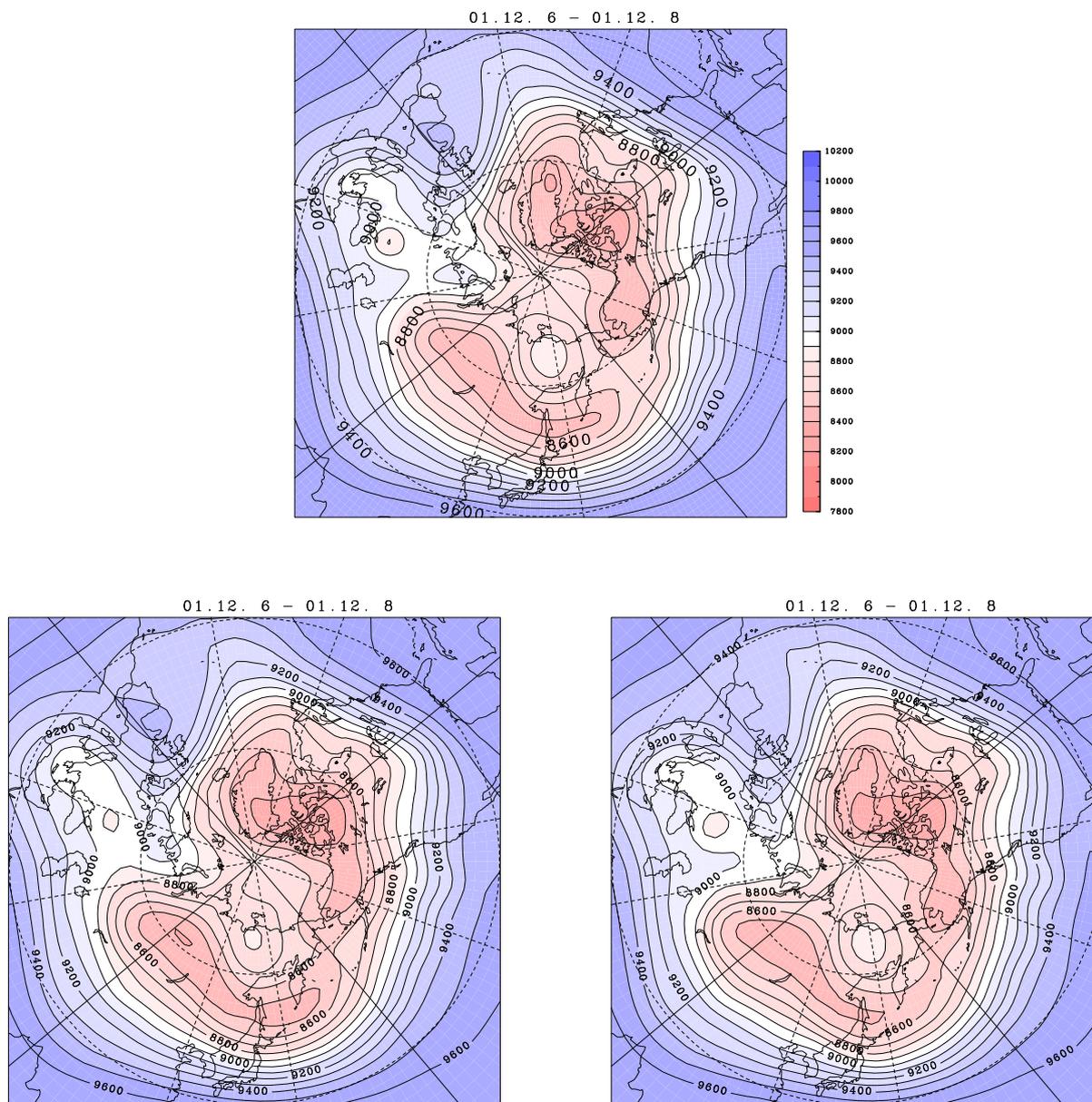


図 4.11 (a) : 3 日平均した 300hPa 等圧面高度場 (m)

コンター間隔 : 100 (m)

(2001 年 12 月 6 日 ~ 2001 年 12 月 8 日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(b)

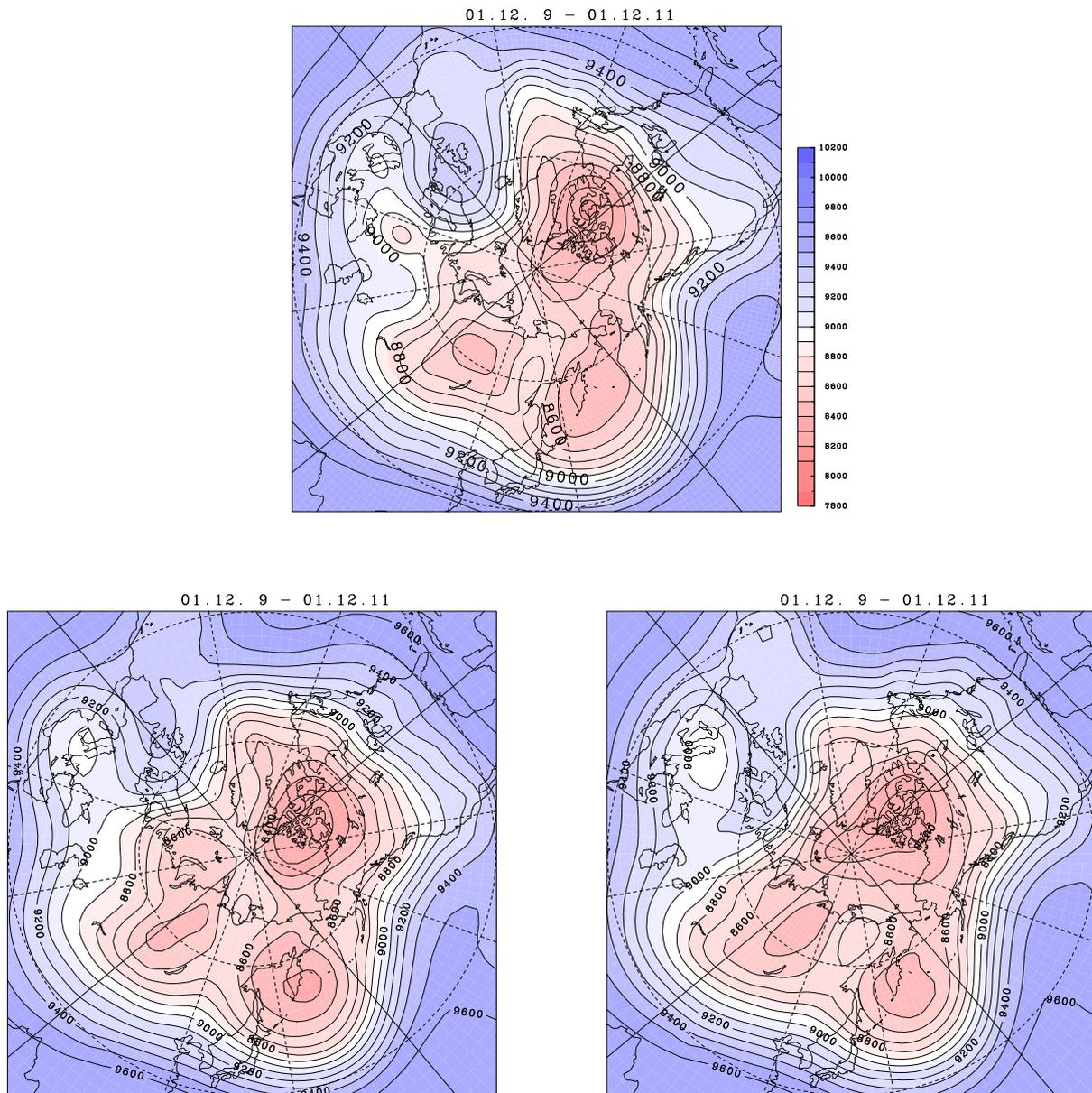


図 4.11 (b) : 3日平均した 300hPa 等圧面高度場 (m)

コンター間隔 : 100 (m)

(2001年12月9日 ~ 2001年12月11日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(c)

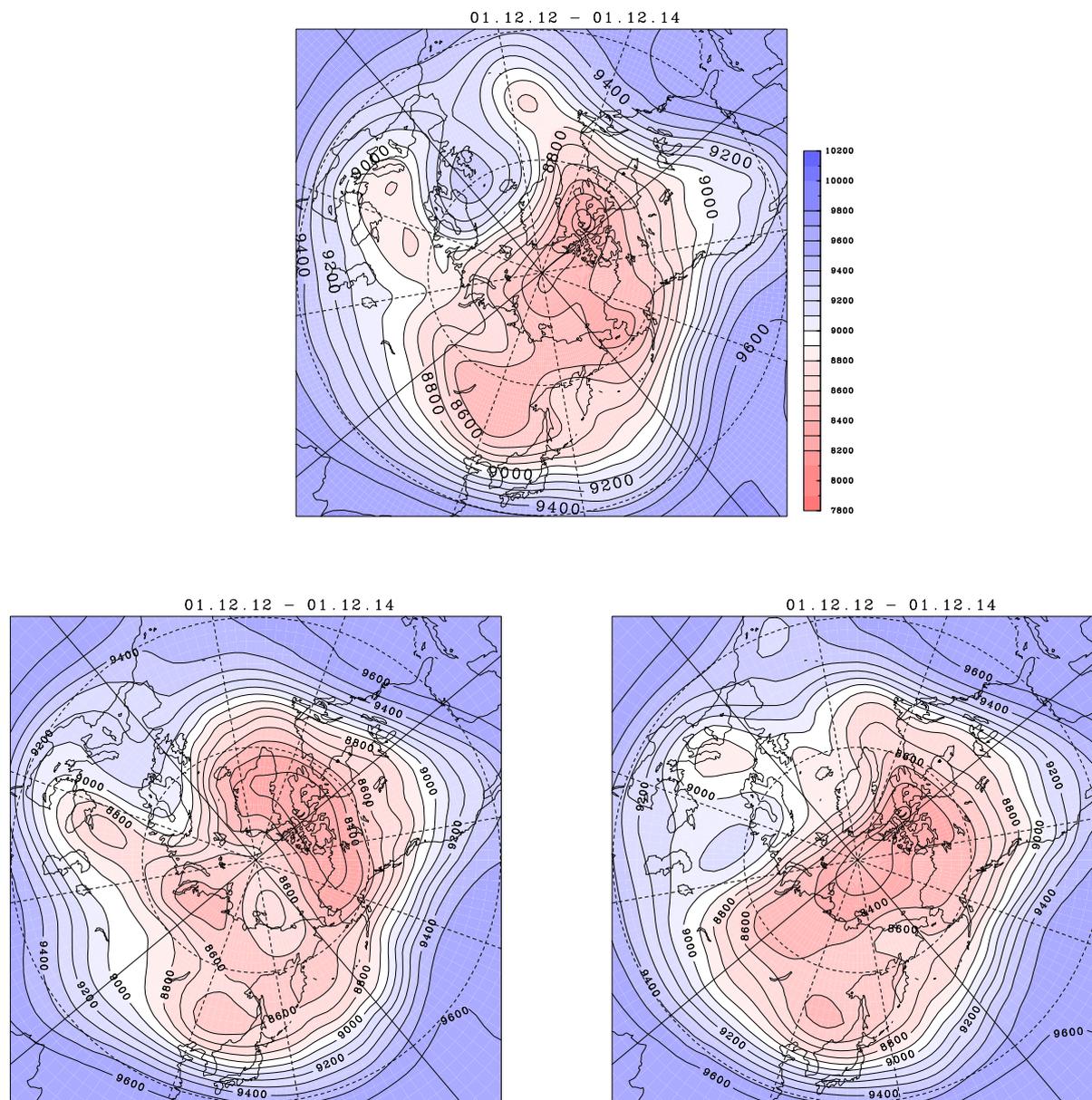


図 4.11 (c) : 3日平均した 300hPa 等圧面高度場 (m)

コンター間隔 : 100 (m)

(2001年12月12日 ~ 2001年12月14日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

(d)

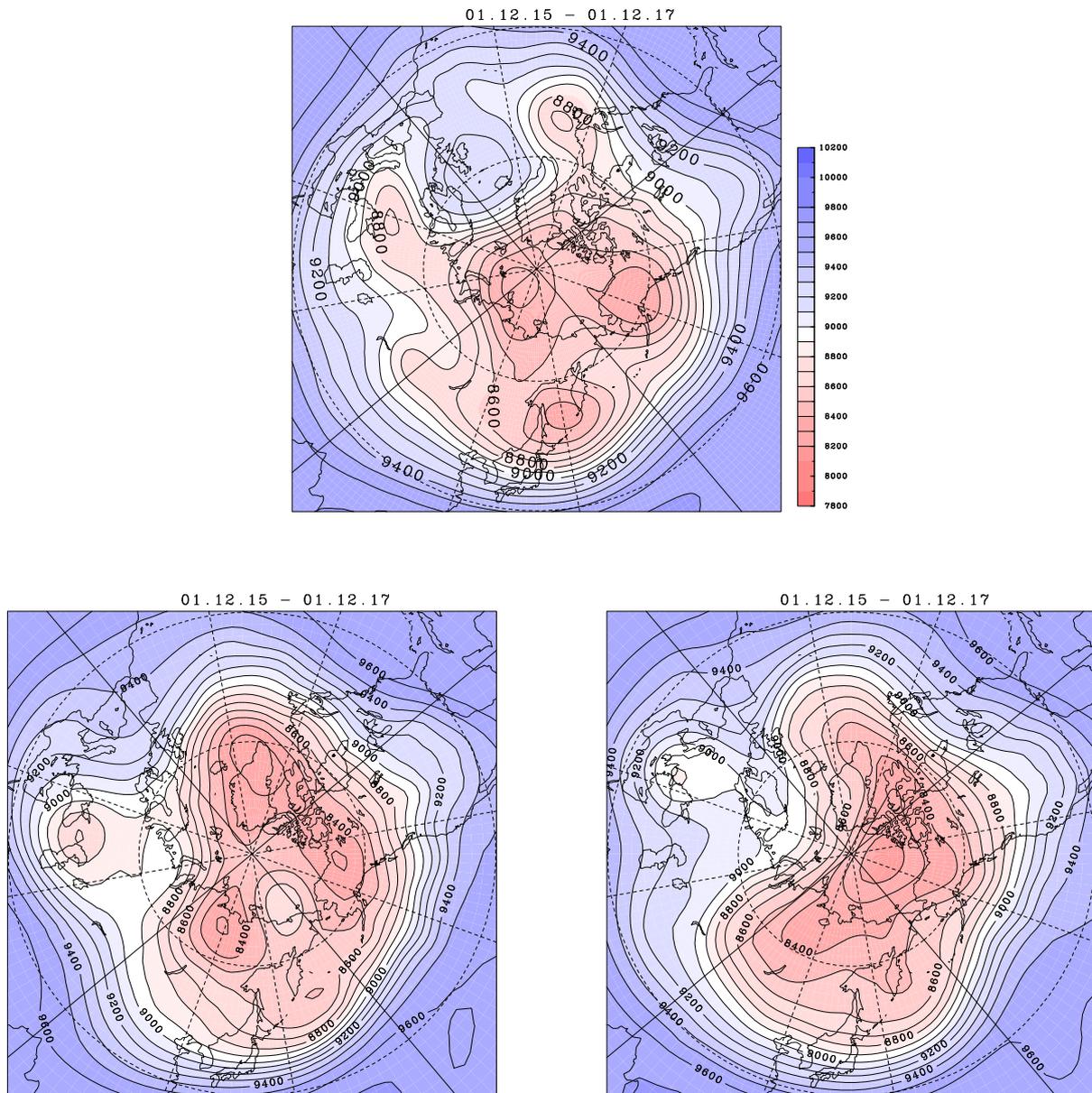


図 4.11 (d) : 3日平均した 300hPa 等圧面高度場 (m)

コンター間隔 : 100 (m)

(2001年12月15日 ~ 2001年12月17日)

上図 : 解析値

左下図 : RUN1 (昇温予測失敗)

右下図 : RUN2 (昇温予測成功)

4.4 相関解析

次に、成層圏突然昇温現象の予測を左右した現象を取り出すため、12/6を初期値とする全アンサンブルメンバーを用いて、昇温が極大となった12/25における10hPa、80°Nでの帯状平均温度の予測値と、対流圏帯状平均風、波数1のプラネタリー波に伴うEPフラックスの鉛直成分、及び、対流圏循環場(300hPa等圧面高度場)の各予測値との間で相関解析を行った。

まず図4.12(a)(b)でそれぞれ、帯状平均温度(12/25、80°N、10hPa)と、予測値の間の違いが明瞭となった、12/10、12/11、12/12、及び12/13における帯状平均風との相関係数、その帯状平均温度が1標準偏差上昇あるいは下降したときの帯状平均風の変化量を表す。両図とも、相関係数の値より、各相関が、95%以上の有意な領域を、青(有意な正の相関を持つ領域)と赤(有意な負の相関を持つ領域)で表している。図4-12(a)より、12/11から12/12にかけて、対流圏全層と成層圏下層にわたって、高緯度の70°Nから80°Nを中心とする有意な正の相関を持つ領域と、50°Nから60°N付近を中心とする有意な負の相関を持つ領域、さらに、35°N付近を中心とする相関係数が正の領域の存在が明瞭である。さらにこの相関係数の大きさは、12/13にかけてさらに大きく有意になってきており、また図4-12(b)より変動の大きい部分と対応している。一方、成層圏の帯状平均東西風分布には、昇温現象と有意に相関を持つ特徴は存在しない。これは、前節で述べた対流圏におけるダブルジェット構造の形成とSSWとの発生の際に強い相関があることを示している。

次に図4.13(a)で帯状平均温度(12/25、80°N、10hPa)と波数1のプラネタリー波に伴うEP-fluxの鉛直成分との相関係数、(b-1)(b-2)でそれぞれ、1000hPa~10hPa、250hPa~10hPaの領域における、その帯状平均温度が1標準偏差上昇あるいは下降したときの波数1のEPフラックスの鉛直成分の変化量を表す。図4.13(a)より、12/10、12/11、12/12では、有意な相関がある領域は存在しなかったが、12/13になると、60°Nから80°Nの250hPaから10hPa程度までの幅広い範囲で強い有意な正の相関がみられる。帯状平均風との相関が大きくなる時期よりも2日ほど遅れて、EPフラックスの鉛直成分との相関が大きくなるのが分かる。また、有意な相関はないが、12/10には、対流圏下部の60°N付近に正の相関係数の領域が存在し、その領域の存在高度が次第に高くなっている様子もうかがえる。それは、図4.13(b-1)、(b-2)からも確認できる。これは、昇温を引き起すような波の活動度が対流圏下層で生成され、それが次第に鉛直伝播していったことを示唆している。

さらに図4-14(a)(b)でそれぞれ、帯状平均温度(12/25、80°N、10hPa)と300hPa等圧面高度場との相関係数、その帯状平均温度が1標準偏差上昇あるいは下降したときの帯状平均風の変化量を表す。図4-14(a)から、12/11あたりからグリーンランド付近で有意な正の相関を持つ領域が出現していることがわかる。この領域の中心は、その後次第に、やや東側のスカンジナビア上空へとシフトし、有意な正の相関領域を持つ領域もそれと共に拡大している。図4-14(b)から最も大きい変動領域が最も相関の高い所であることもわかる。また、この強い正の相関領域の存在は、図4.11からほぼブロッキング高気圧の発達と関連づけられるようにも思えるが、その正の相関の中心は、ブロッキング高気圧

の中心の北側及び東側にずれている。

以上から、成層圏での昇温現象を左右する現象は、前節の解析からも示唆された対流圏中高緯度域におけるダブルジェット構造であり、それは、波数1の波の活動度の対流圏における増幅と成層圏への鉛直伝播の促進と関係していることが確かめられた。また、対流圏のダブルジェット構造は、ヨーロッパ域におけるブロッキング現象に伴って出現しているものであることも示唆される。

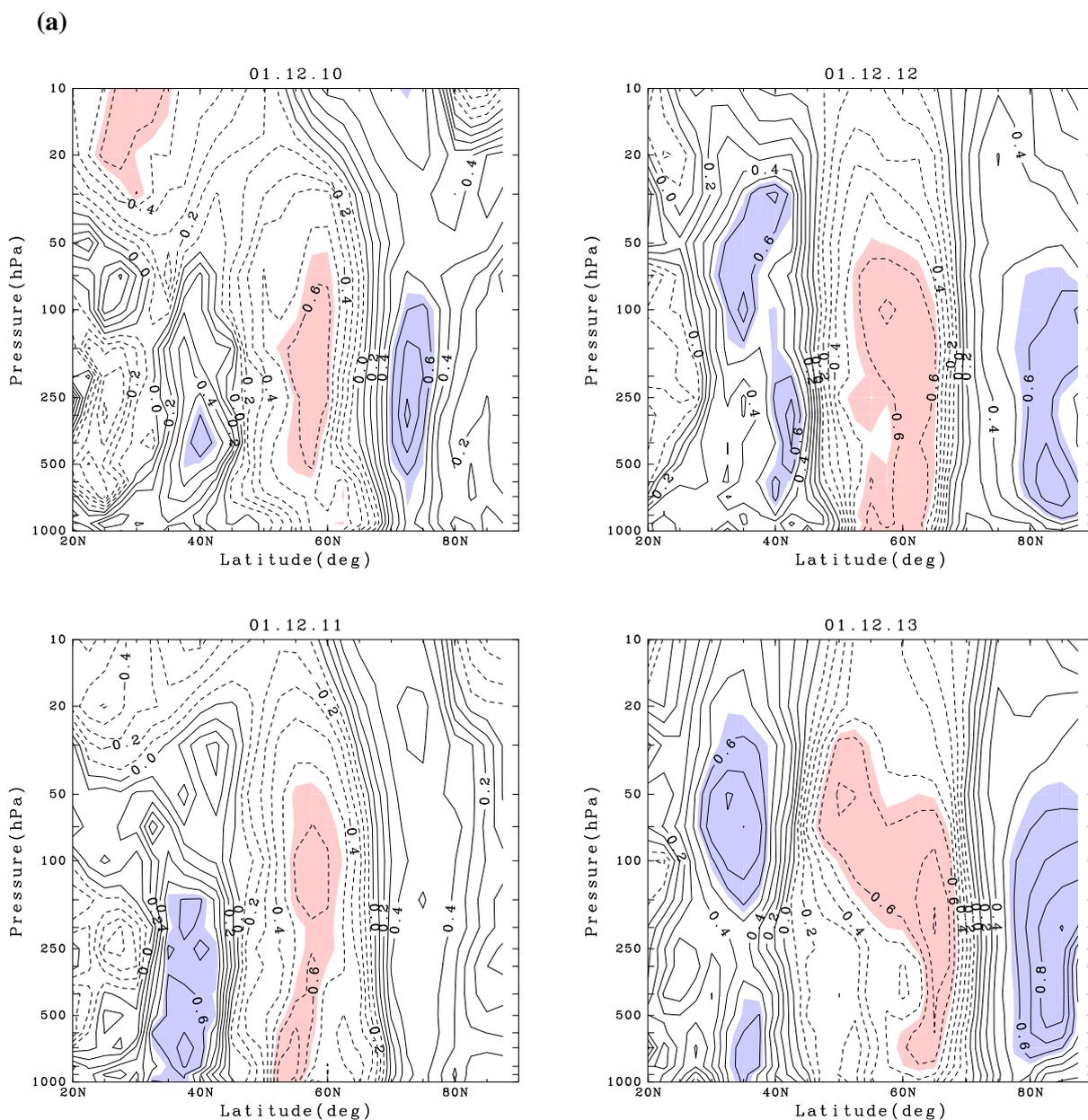


図 4.12 (a) : 12/6 を初期値とする全アンサンブルメンバーを用いた、帯状平均温度 (12/25, 10hPa, 80°N) と帯状平均風の各予測値との相関係数 (r) の緯度高度断面図 (コンター間隔: 0.1)

(青の領域: 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域: 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図: 2002年12月10日

左下図: 2002年12月11日

右上図: 2002年12月12日

右下図: 2002年12月13日

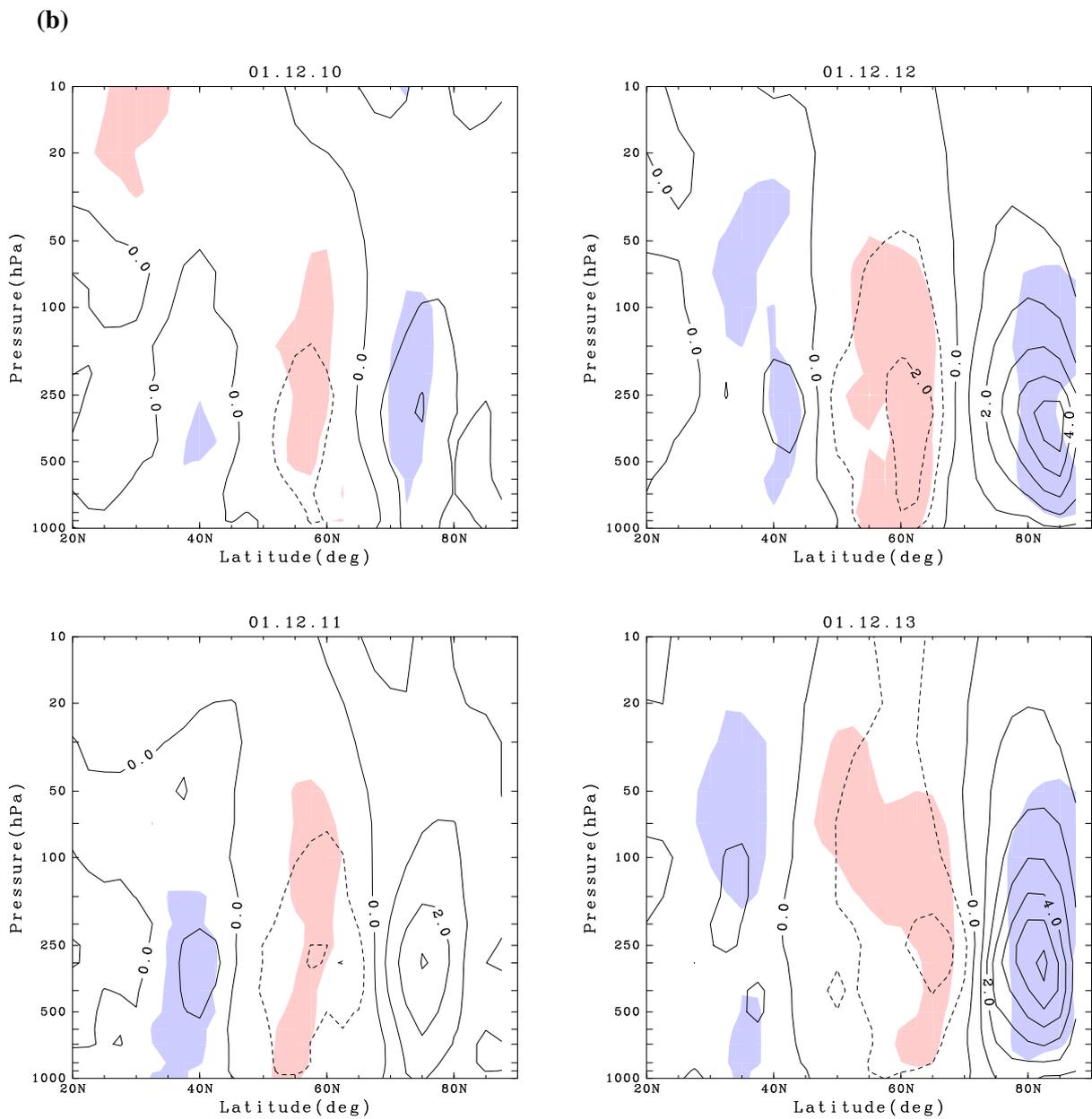


図 4.12 (b) : 带状平均温度 (12/25, 10hPa, 80°N) が 1 標準偏差上昇あるいは下降したときの
带状平均風の変化量 (m/s) の緯度高度断面図

コンター間隔 : 1.0 (m/s)

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

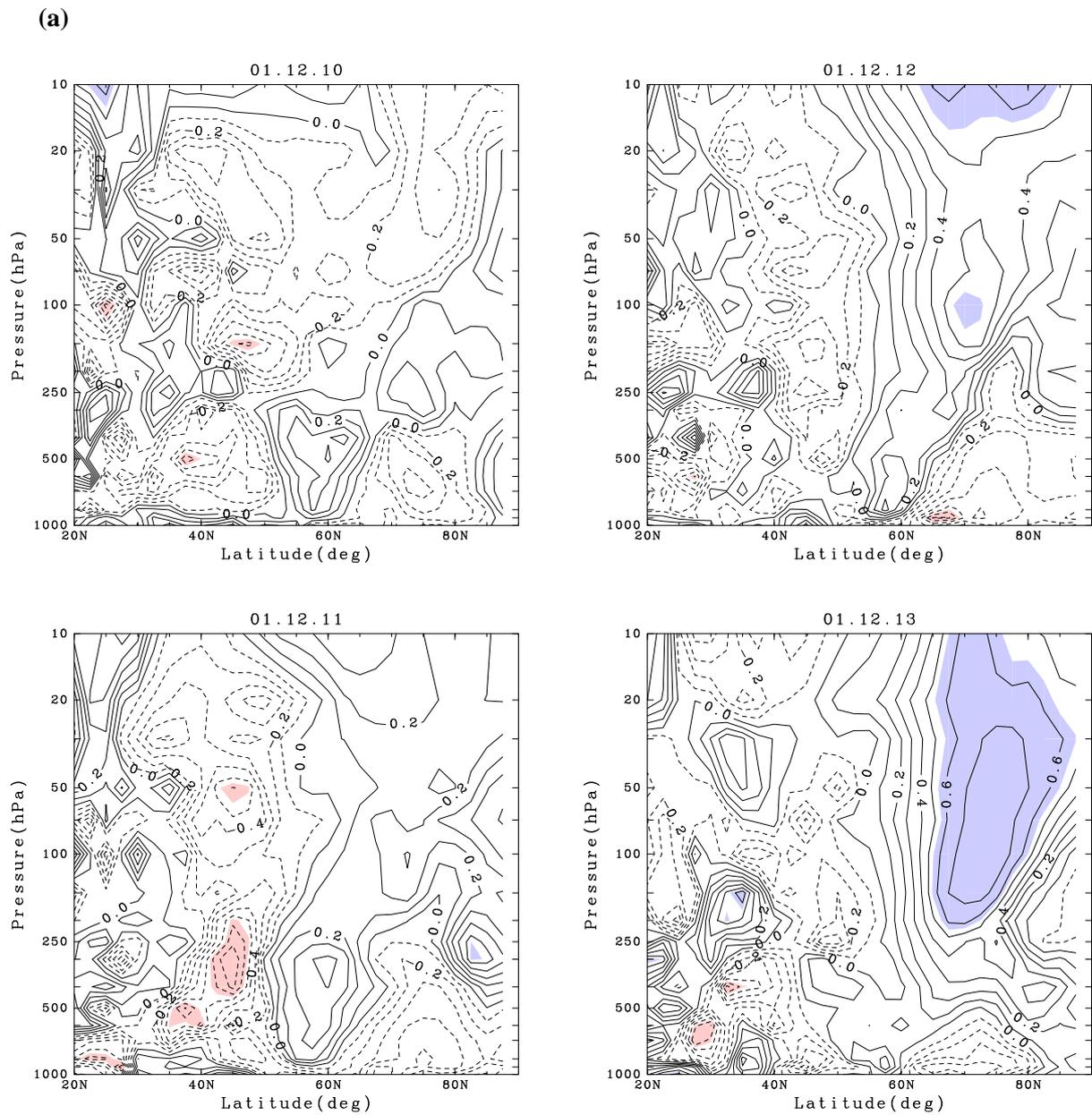


図 4.13 (a) : 12/6 を初期値とする全アンサンブルメンバーを用いた、帯状平均温度 (12/25, 10hPa, 80°N) と波数 1 の EP フラックスの鉛直成分の各予測値との相関係数 (r) の緯度高度断面図

コンター間隔 : 0.1

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

(b - 1)

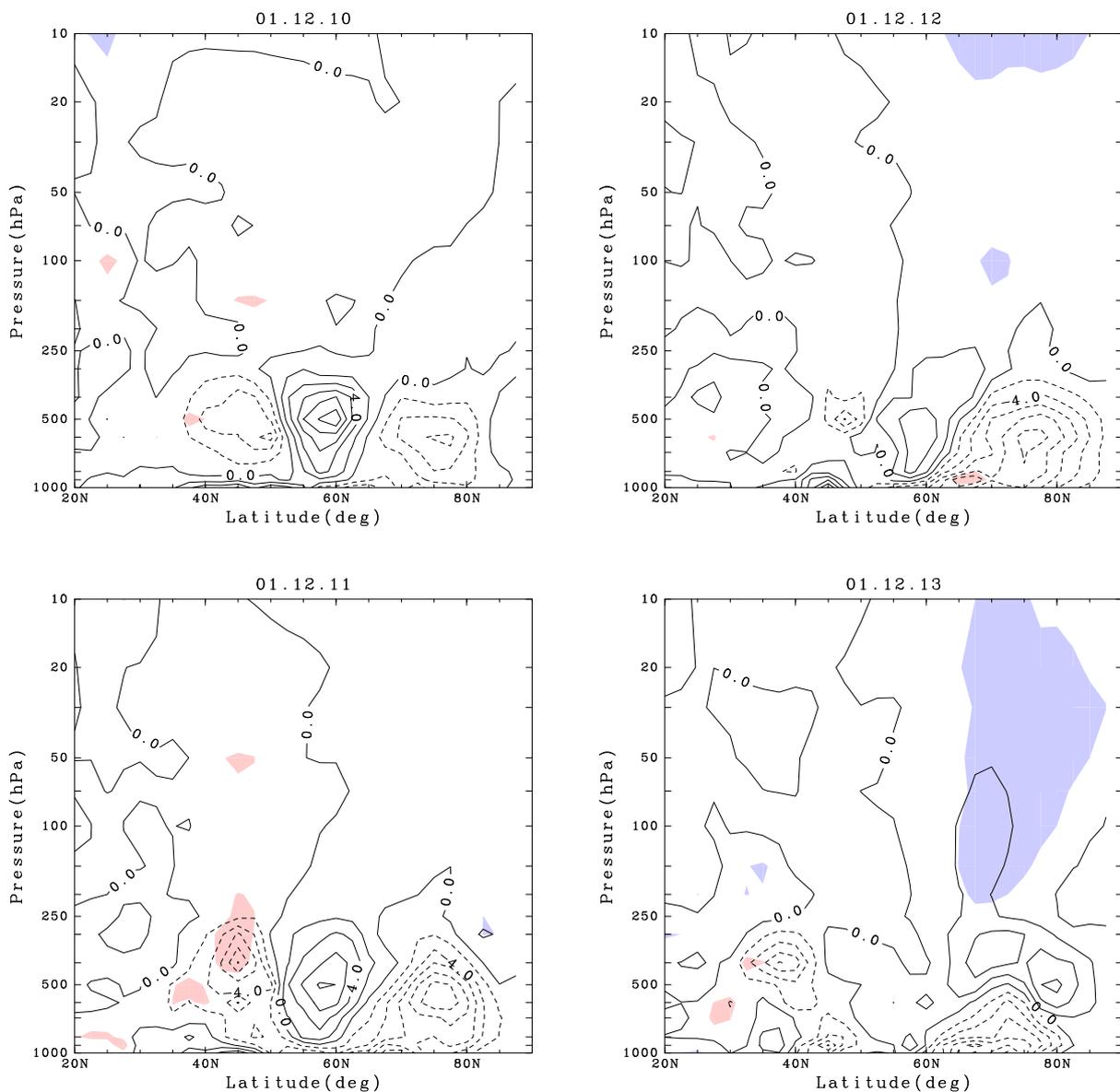


図 4.13 (b - 1) : 帯状平均温度 (12/25, 10hPa, 80°N) が 1 標準偏差上昇あるいは下降したときの
 波数 1 の EP フラックスの鉛直成分の変化量 (kg/s^2) の緯度高度断面図
 1000hPa ~ 10hPa までを描画
 コンター間隔 : 2.0×10^4 (kg/s^2)
 (青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)
 (赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

(b - 2)

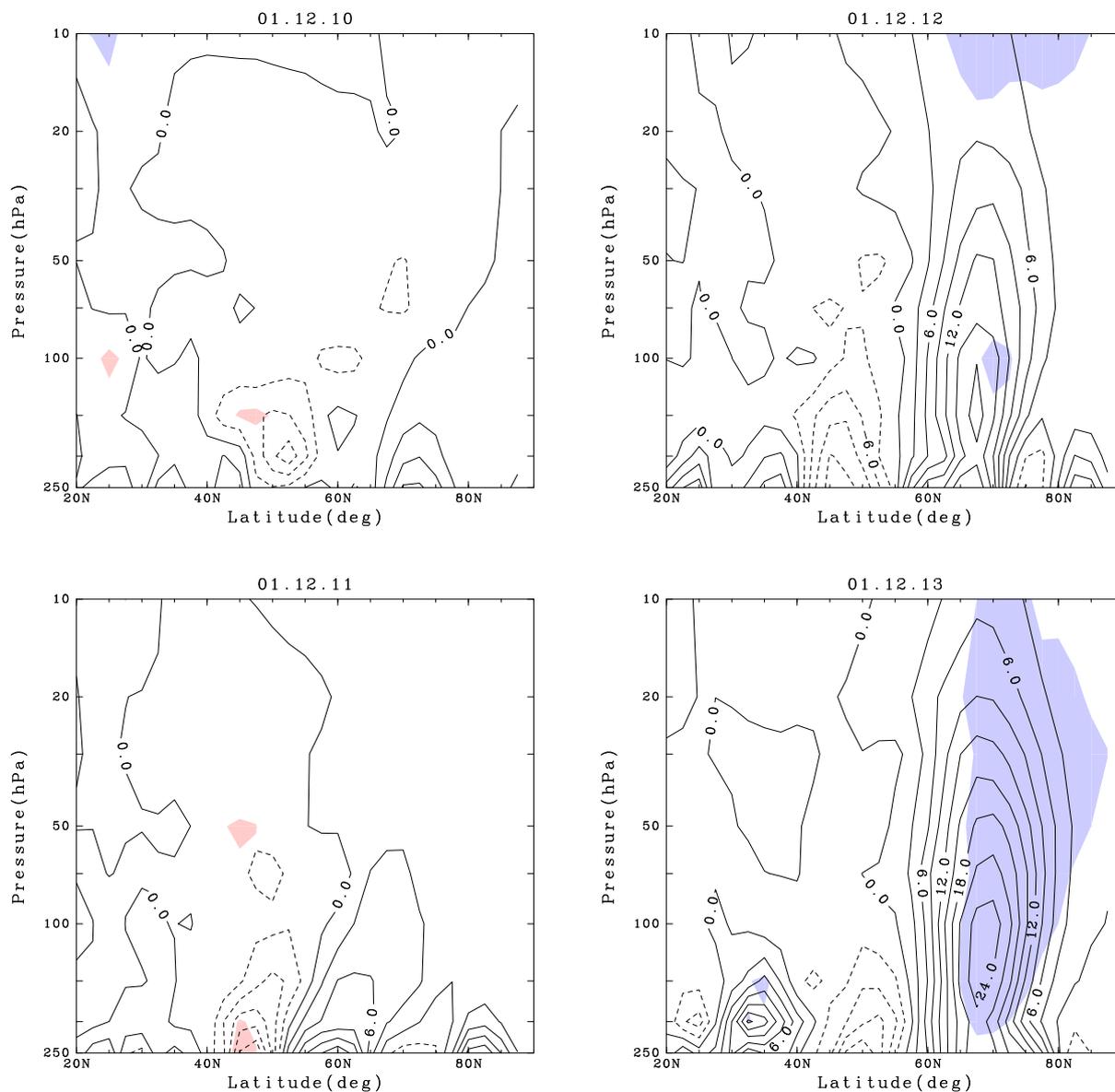


図 4.13 (b - 2) : 帯状平均温度 (12/25, 10hPa, 80°N) が 1 標準偏差上昇あるいは下降したときの
波数 1 の EP フラックスの鉛直成分の変化量 (m/s) の緯度高度断面図

250hPa ~ 10hPa までを描画

コンター間隔 : $3.0 \times 10^3 (kg/s^2)$

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

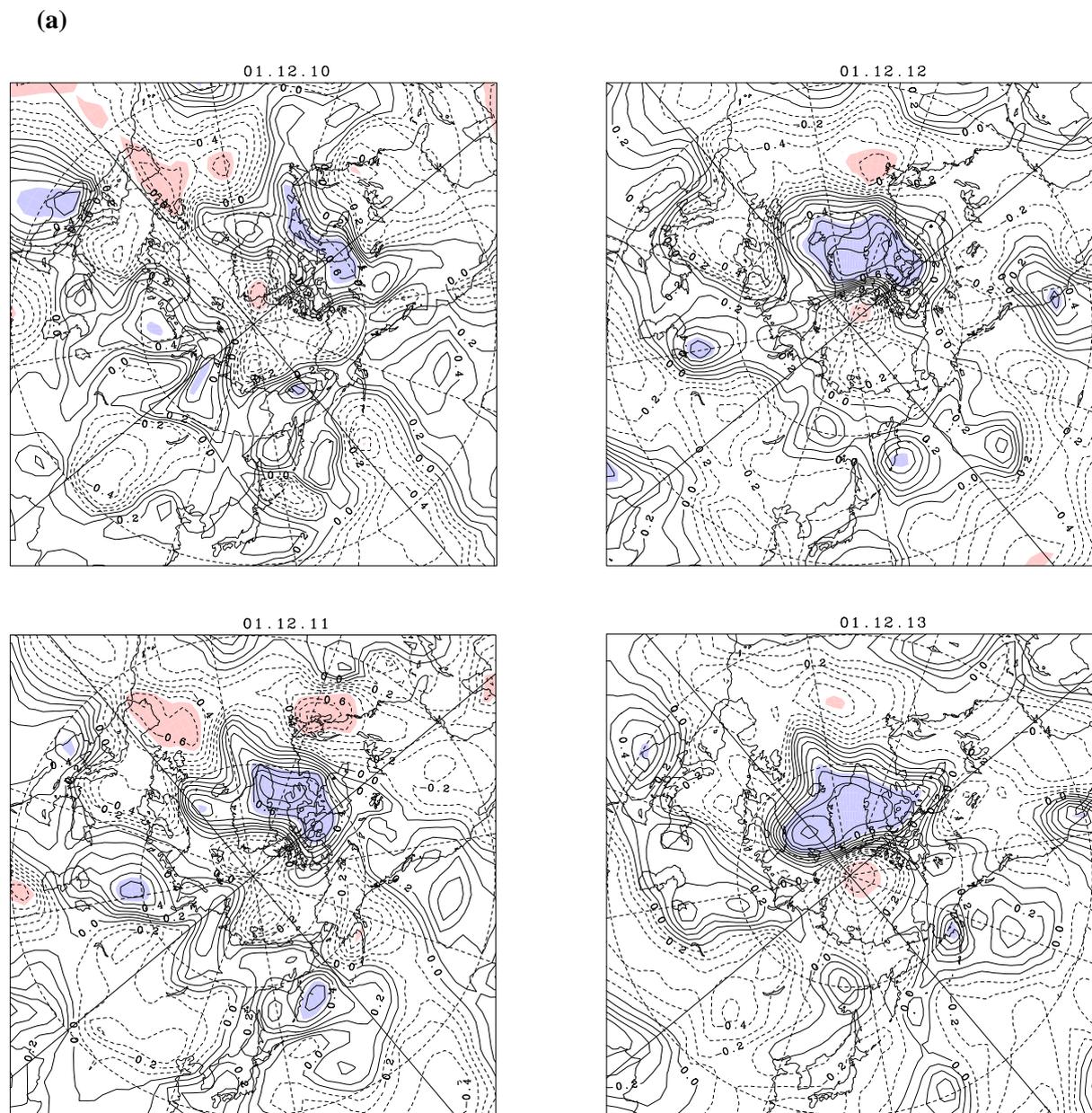


図 4.14 (a) : 12/6 を初期値とする全アンサンブルメンバーを用いた、帯状平均温度 (12/25, 10h Pa, 80°N) と 300hPa 等圧面高度の各予測値との相関係数 (r) の緯度高度断面図

コンター間隔 : 0.1

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

(b)

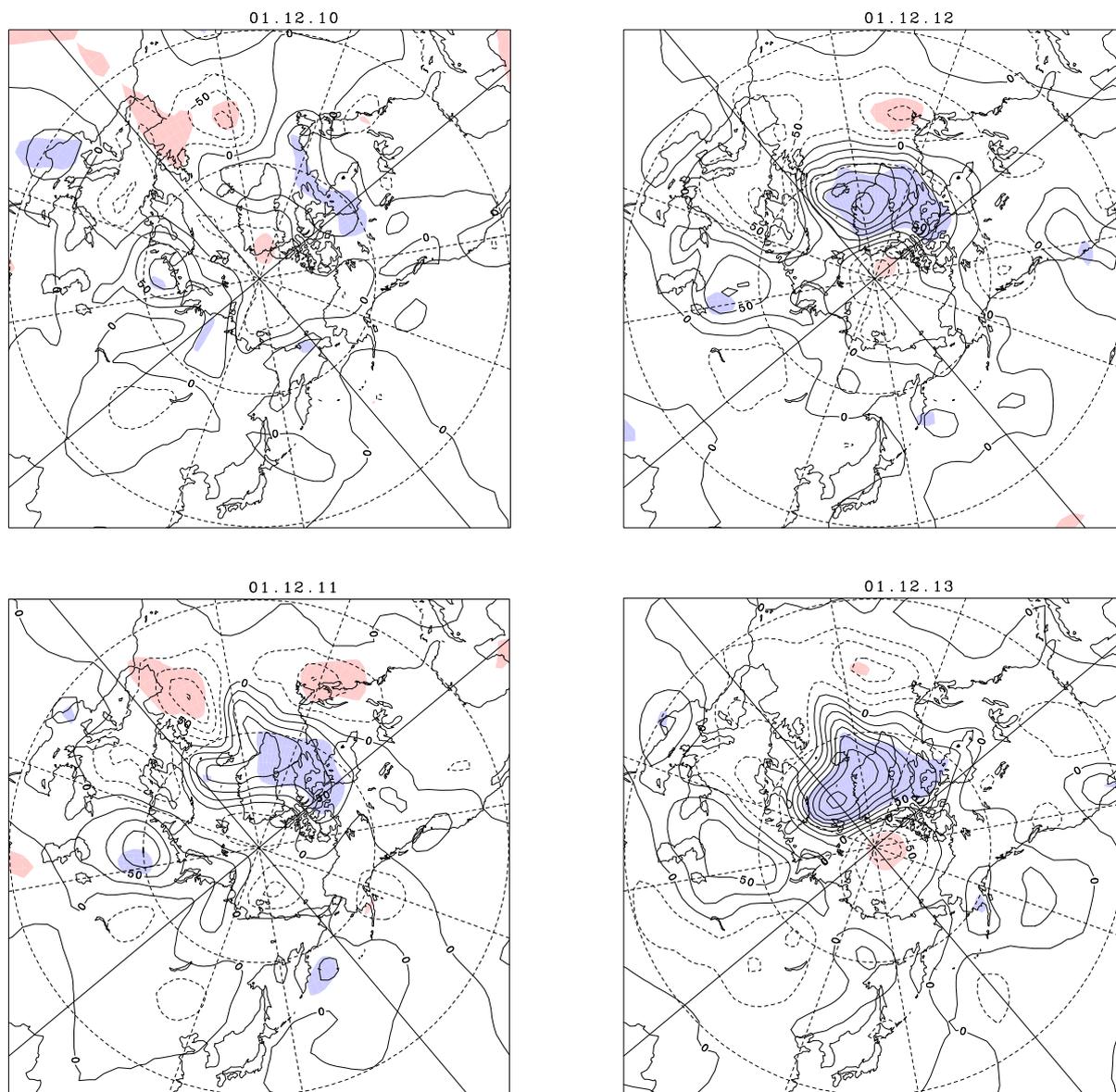


図 4.14 (b) : 带状平均温度 (12/25, 10hPa, 80°N) が 1 標準偏差上昇あるいは下降したときの
300hPa 等圧面高度の変化量 (m) の緯度高度断面図

コンター間隔 : 25.0 (m)

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

4.5 主成分解析

ここでは、アンサンブルメンバー間のばらつき(スプレッド)が大きくなる方向と、前節の相関解析で示唆された、突然昇温の予測に有意な影響を与える 12/10 前後に対流圏におけるダブルジェット構造との関連を調べるため、本節では、予測された帯状平均風分布のスプレッドが大きくなる方向を、主成分分析により求めた。この主成分分析では、各予測日におけるアンサンブル平均からのずれを偏差と定義し、その偏差から共分散行列を作成した。また、緯度の効果と密度の効果を取り込むために、偏差に $\sqrt{\cos \phi}$ (ϕ は緯度) と、 $\sqrt{p_s} \exp(\phi)$ を予め掛けてから共分散を計算した。

図 4.15 は、12/6 を初期日とする全 13 アンサンブル予測で予測された、各予測日における帯状平均風偏差分布に対する第 1 主成分を表している。この図より、アンサンブルメンバー間でのスプレッドが最も大きくなる帯状平均風分布は、12/10 では、対流圏全層にわたる、80°N 付近を中心とする 70°N から 90°N の領域と、60°N 付近を中心とする 50°N から 70°N までの領域との間でのシーソー的な分布であることがわかる。最大のスプレッドの方向を与える帯状平均風分布は、それ以降の期間においてもほぼ同じであり、この分布は、前節の相関解析で示唆された帯状平均風の対流圏高緯度におけるダブルジェット構造ともよく一致している。

さらに、図 4-12 で見えていた 35°N 付近を中心とする負の相関が強かった領域に対応するように、図 4-15 においてもそれがみられる。

;;ある日についてだけでもよいので、固有値の値の分布 (1,2,3,..) と、各帯状風の分布を
図示してください。

;;ある日について、PC1 と PC2 の 2 次元分布と、最も良く当たった予報と、最もハズレた予報メンバーがどれに相当するのか示す。

;;変動の大きさも増している。寄与率が変動していることを示すのであれば、それを明示する図も必要です。

従って、対流圏高緯度に出現するダブルジェット構造は、アンサンブル予報メンバー間のばらつきが最も大きくなる偏差成分を与えており、突然昇温予測の可否に大きく影響していることが示された。

次に、各予測日について、各アンサンブルメンバーの帯状平均風偏差分布に対して求めた主成分得点(スコア)をもとにして、線型回帰分析を行った。まず、

;;ある日について、PC1 と PC2 の 2 次元分布と、最も良く当たった予報と、最もハズレた予報メンバーがどれに相当するのか示す。

次に、予報メンバー間のばらつきを帯状平均風に着目することで主成分分析を行った。図 4.15 は、全 13 アンサンブルメンバーを用いた帯状平均風変動に対する第 1 主成分を表している。これを見ると、最もばらつきのある領域が 12/10 の段階で、対流圏 80°N 付近を中心とする 70°N から 90°N の領域と対流圏 60°N 付近を中心とする 50°N から 70°N までの領域でみられる。その後も、この分布状況は変わらず、変動の大きさも増している。これは、ダブルジェット構造ともよく一致している。さらに、図 4-12 で見えていた 35°N 付近を中心とする負の相関が強かった領域に対応するように、図 4-14 においてもみられる。

このダブルジェット構造が、予報メンバー間のばらつきが最も大きくなる変動方向を与えていることが分かる。

さらに、図 4-15 をもとに各点で第 1 主成分得点を求め、全アンサンブルメンバー用いて、帯状平均風に対して相関をとった。図 4-16 は、全 13 アンサンブルメンバーを用いた帯状平均風変動に対する第 1 主成分得点が 1 標準偏差上昇したときの帯状平均風の変化量を表している。第 1 主成分得点と帯状平均風の相関係数の値より、各相関が、95 % 以上の有意で領域を、青（有意な正の相関を持つ領域）と赤（有意な負の相関を持つ領域）で示してある。

これを見ると、いずれの図に対しても、第 1 主成分得点と帯状平均風にはダブルジェット構造がみられる領域で相関が高く、かつ、その領域で変動が大きいことがわかる。

図 4-17 は、第 1 主成分得点と EP フラックスの鉛直成分との相関を表している。第 1 主成分得点と帯状平均風の相関係数の値より、各相関が、95 % 以上の有意で領域を、青（有意な正の相関を持つ領域）と赤（有意な負の相関を持つ領域）で示してある。

これを見ると、12/10 においては、高い相関は、対流圏、成層圏どちらにも全くみられない。しかし、12/11 になると、対流圏において有意な正の相関がみられるようになるが、 60°N 500hPa ~ 250hPa 程度の小さな領域に限られている。次の 12/12 になると、その有意な正の相関の強い領域は、領域の大きさはほぼ代わらないものの、12/11 の時点よりも高い位置にある。そして、12/13 になると、劇的に変化している。有意な正の相関領域が 65°N 付近を中心に 250hPa ~ 15hPa までの幅広い領域に拡大されているのがわかる。

以上により、ダブルジェット構造が EP フラックスの鉛直伝播に影響を及ぼしていることがわかる。

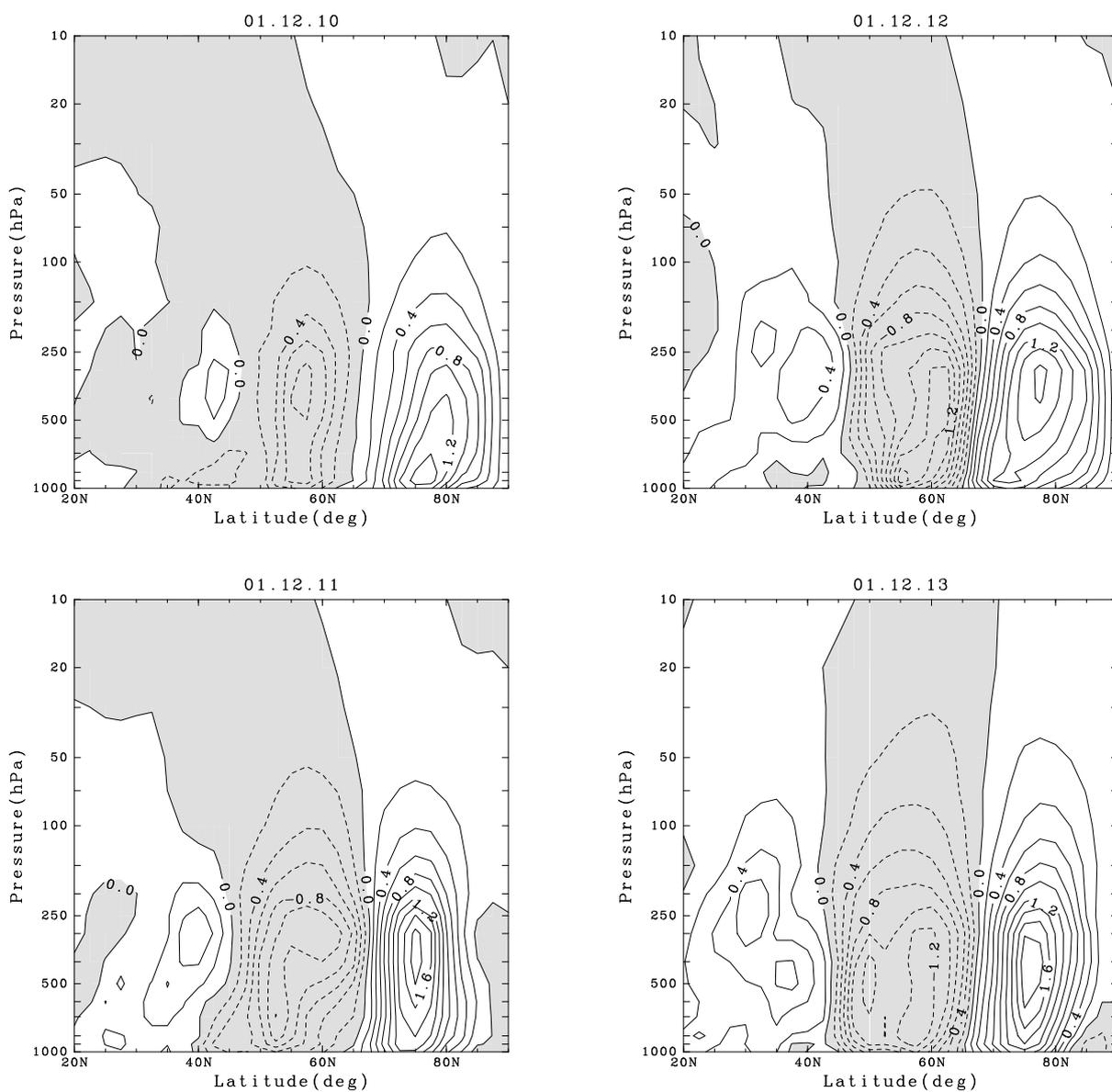


図 4.15 : 12/6 を初期日とする全 13 アンサンブル予報で予測された、各予測日における帯状平均風偏差分布に対する第 1 主成分の緯度高度断面図
 コンター間隔 : 0.2(m/s) (負の領域には陰影をつけている)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

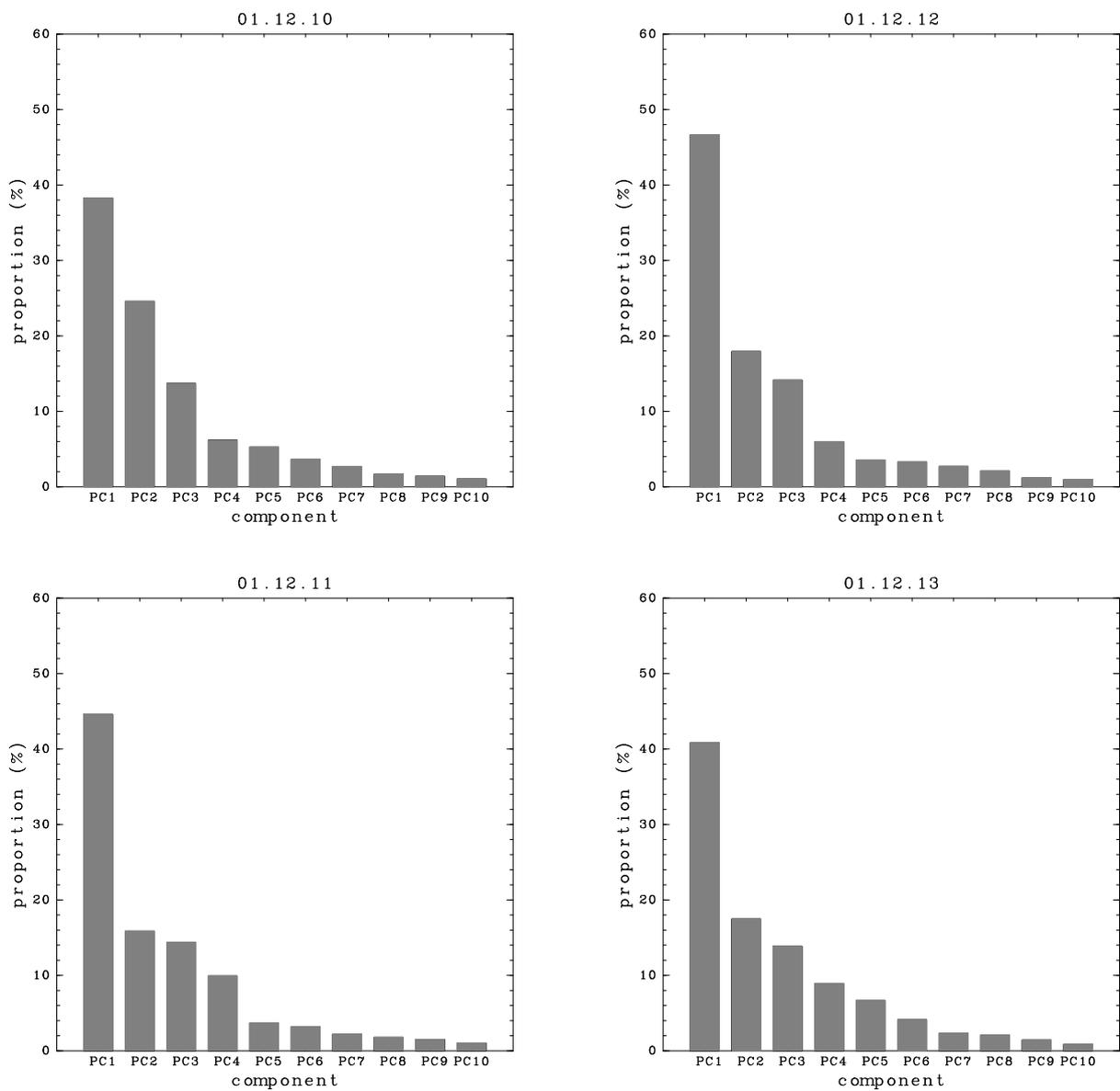


図 4.16 : 各主成分の寄与率 (%)

横軸：各主成分名

左上図：2002年12月10日

左下図：2002年12月11日

右上図：2002年12月12日

右下図：2002年12月13日

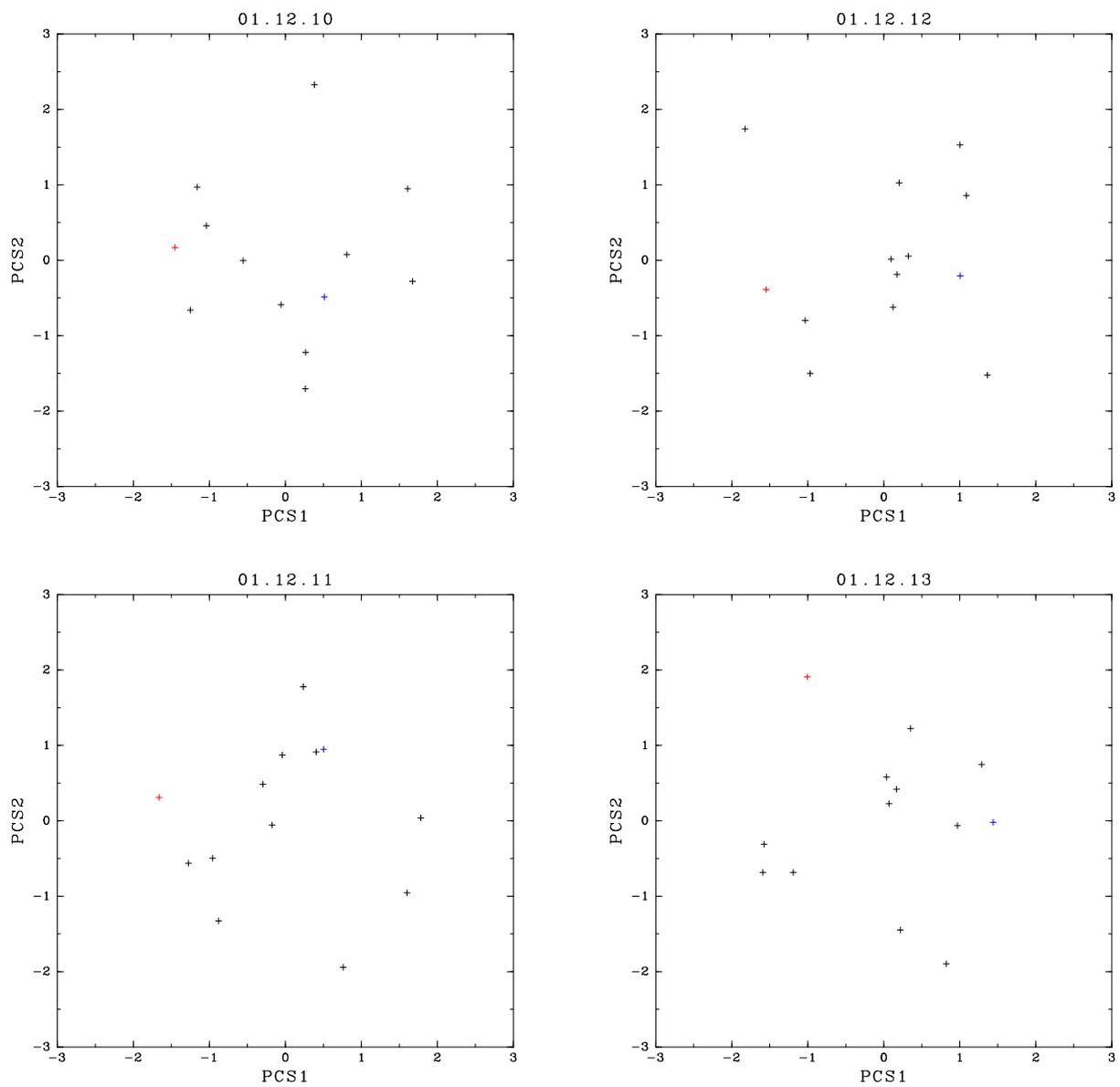


図 4.17 : 第 1 主成分得点と第 2 主成分得点との散布図

横軸：第 1 主成分、縦軸：第 2 主成分

赤：RUN1、青：RUN2

左上図：2002 年 12 月 10 日

左下図：2002 年 12 月 11 日

右上図：2002 年 12 月 12 日

右下図：2002 年 12 月 13 日

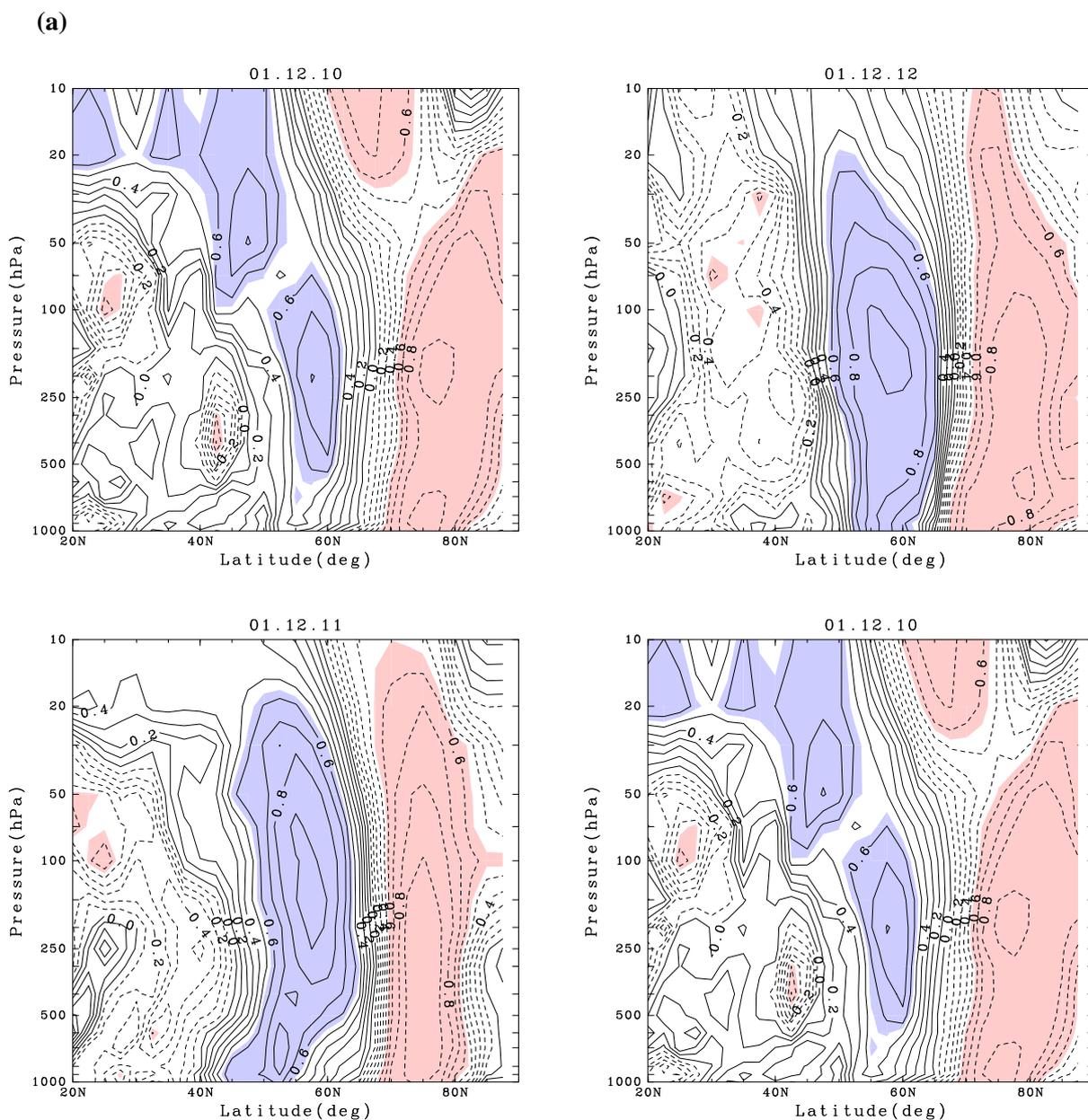


図 4.16 (a) : 各アンサンブルメンバーの帯状平均風偏差分布に対して求めた主成分得点 (スコア)

と帯状平均風との相関係数 (r) の緯度高度断面図

コンター間隔 : 0.1

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

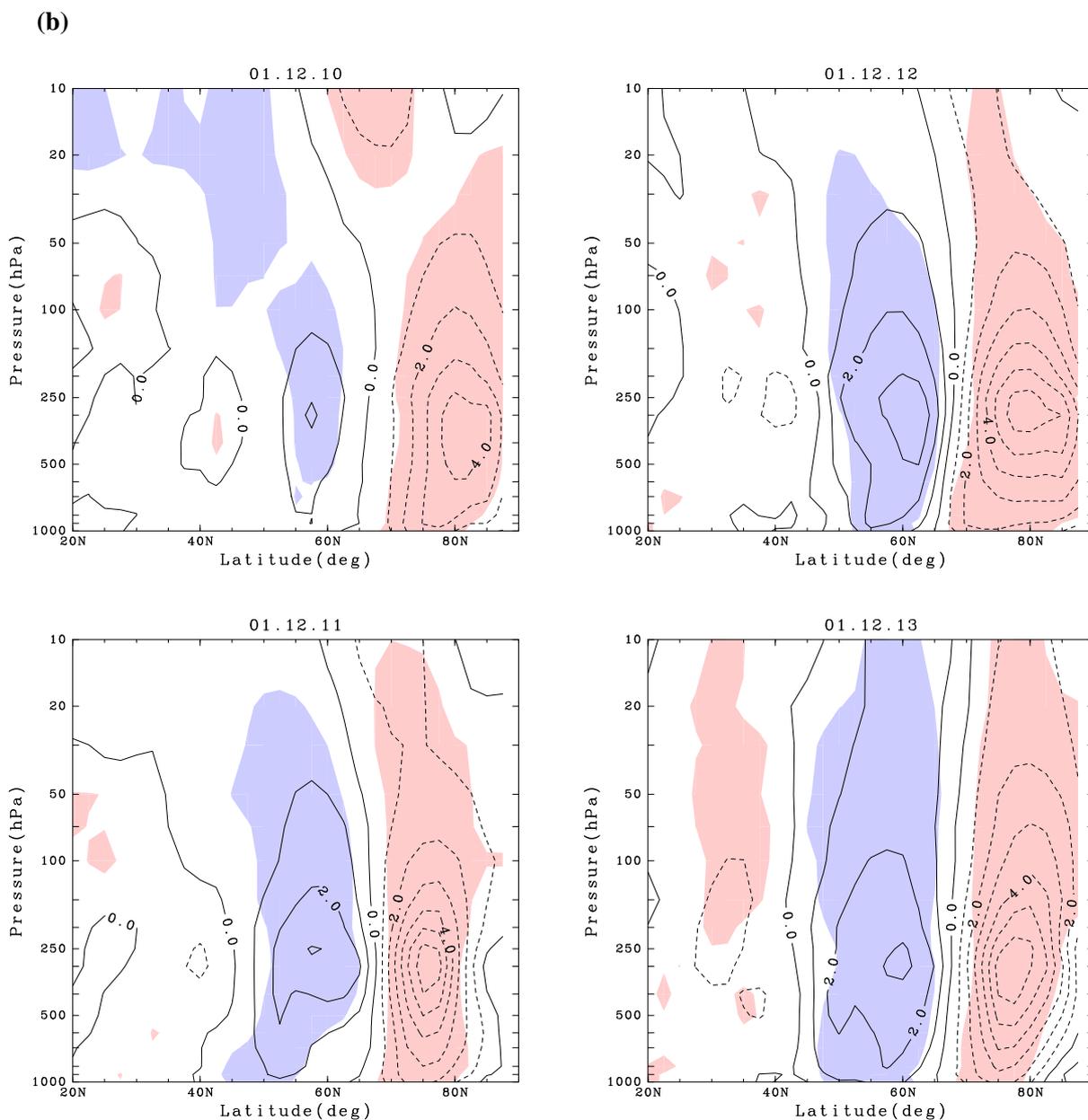


図 4.16 (b) : 各アンサンブルメンバーの带状平均風偏差分布に対して求めた主成分得点 (スコア) が 1 標準偏差上昇したときの带状平均風の変化量 (m/s) の緯度高度断面図

コンター間隔 : $1.0 (m/s)$

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

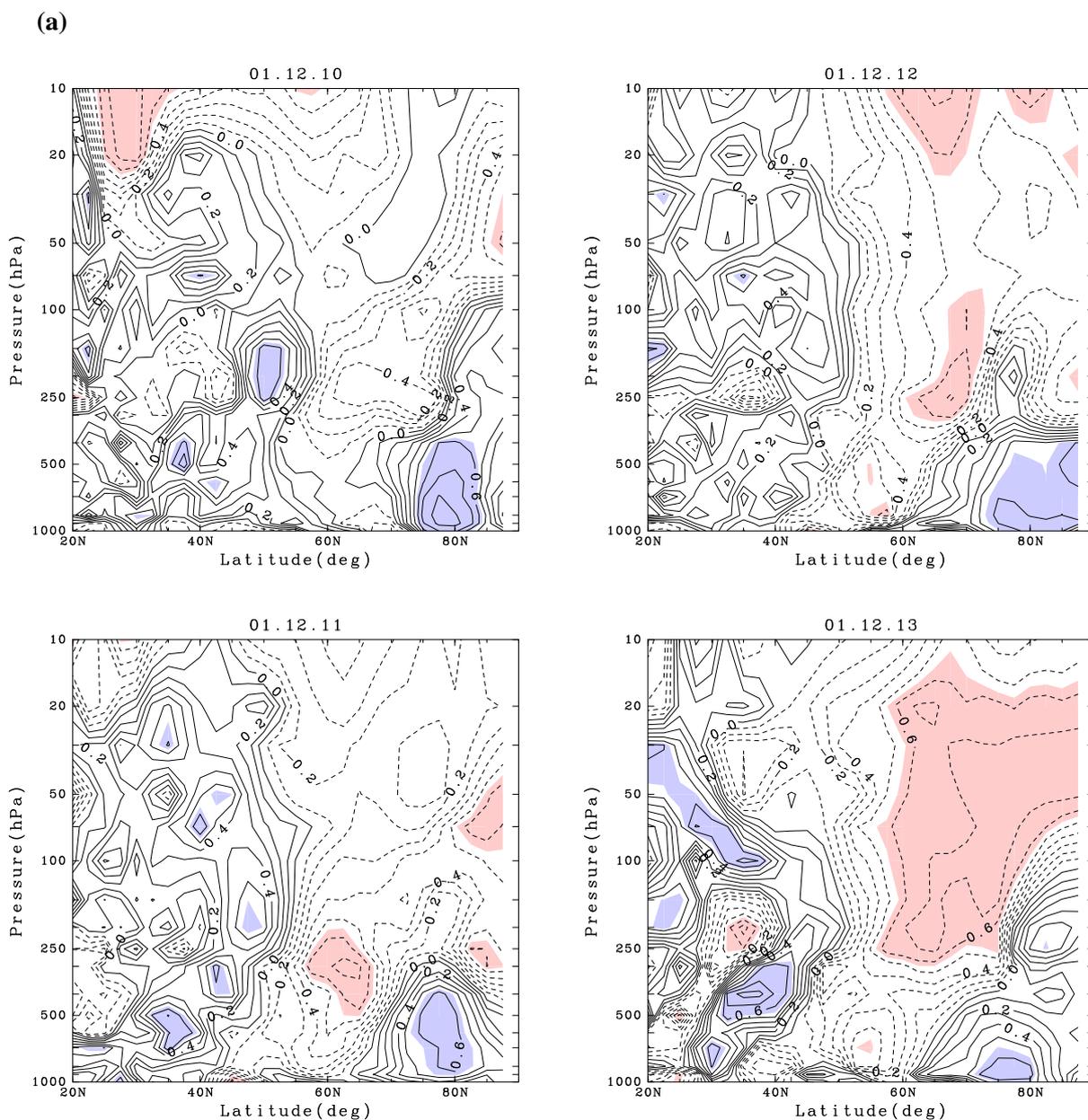


図 4.17 (a) : 各アンサンブルメンバーの帯状平均風偏差分布に対して求めた主成分得点 (スコア)

と波数 1 の EP フラックスの鉛直成分との相関係数 (r) の緯度高度断面図

コンター間隔 : 0.1

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

(b-1)

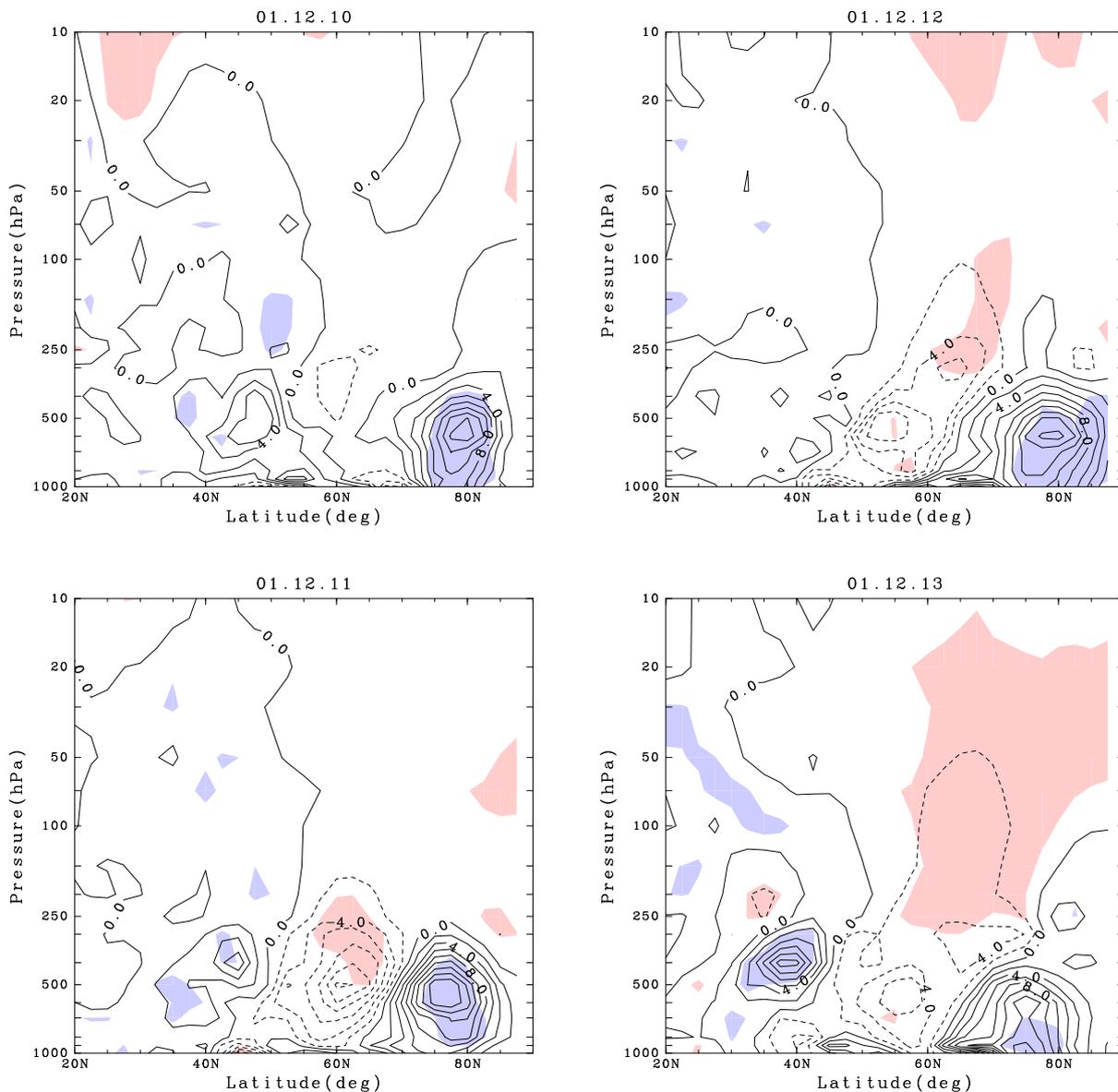


図 4.17 (b-1) : 各アンサンブルメンバーの帯状平均風偏差分布に対して求めた主成分得点(スコア)が1標準偏差上昇したときの波数1のEPフラックスの鉛直成分の変化量 (kg/s^2) の緯度高度断面図

1000hPa ~ 10hPa までを描画

コンター間隔 : $2.0 \times 10^4 (kg/s^2)$

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002年12月10日

左下図 : 2002年12月11日

右上図 : 2002年12月12日

右下図 : 2002年12月13日

(b-2)

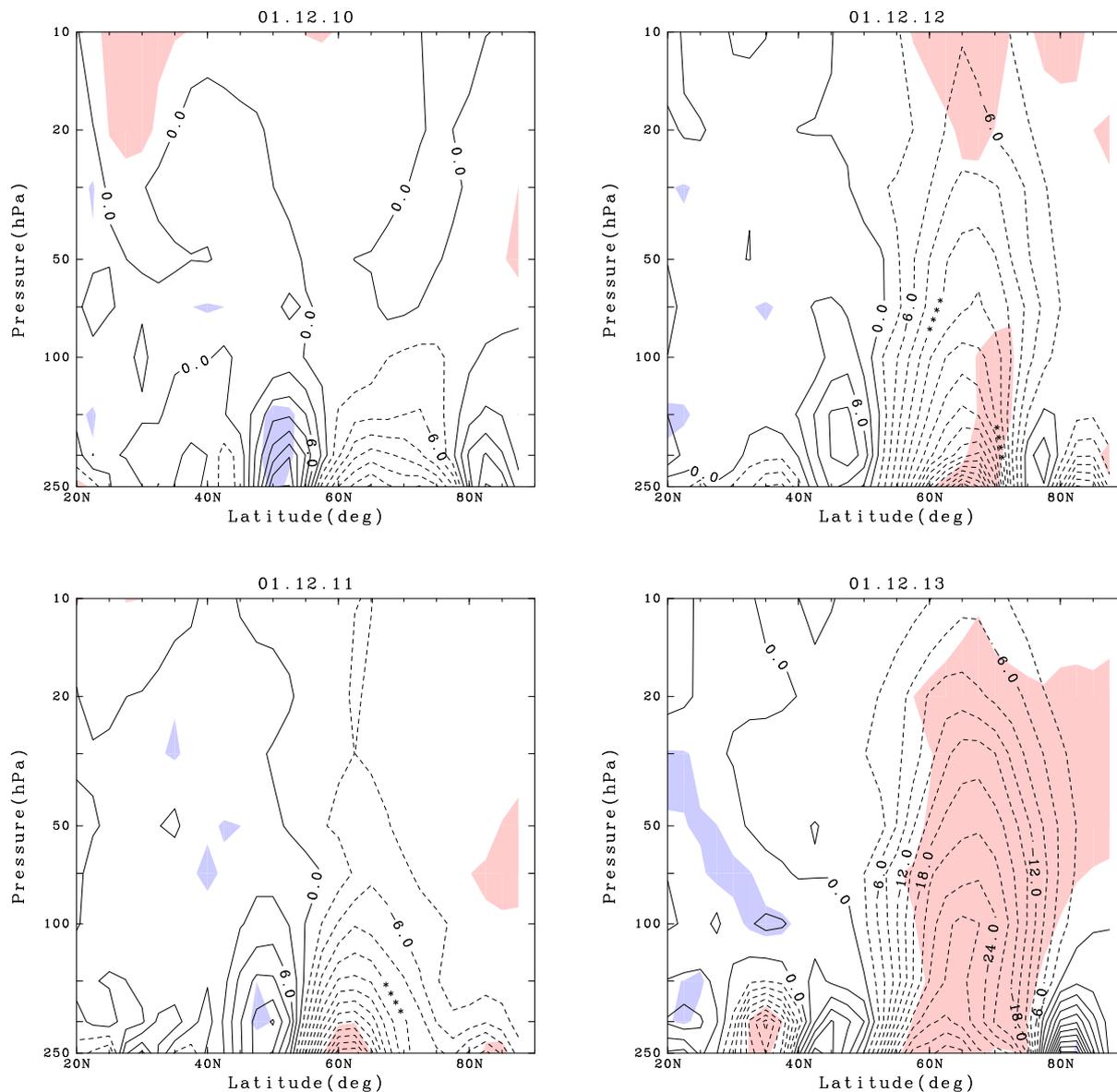


図 4.17 (b-2) : 各アンサンブルメンバーの帯状平均風偏差分布に対して求めた主成分得点(スコア)が1標準偏差上昇したときの波数1のEPフラックスの鉛直成分の変化量 (kg/s^2) の緯度高度断面図

250hPa ~ 10hPa までを描画

コンター間隔 : $3.0 \times 10^3 (kg/s^2)$

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002年12月10日

左下図 : 2002年12月11日

右上図 : 2002年12月12日

右下図 : 2002年12月13日

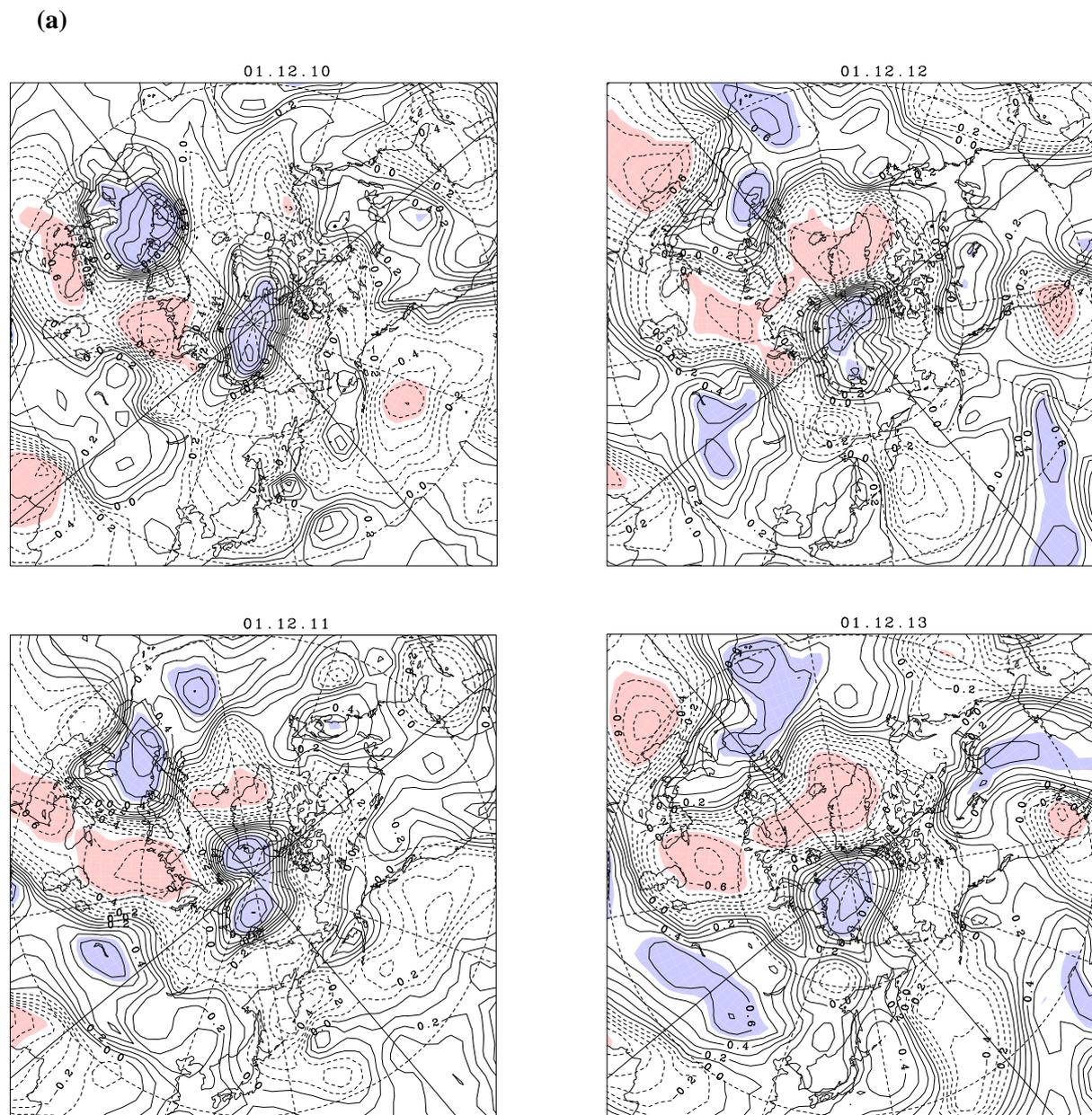


図 4.18 (a) : 各アンサンブルメンバーの帯状平均風偏差分布に対して求めた主成分得点 (スコア) と 300hPa 等圧面高度との相関係数 (r) の緯度高度断面図

コンター間隔 : 0.1

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

(b)

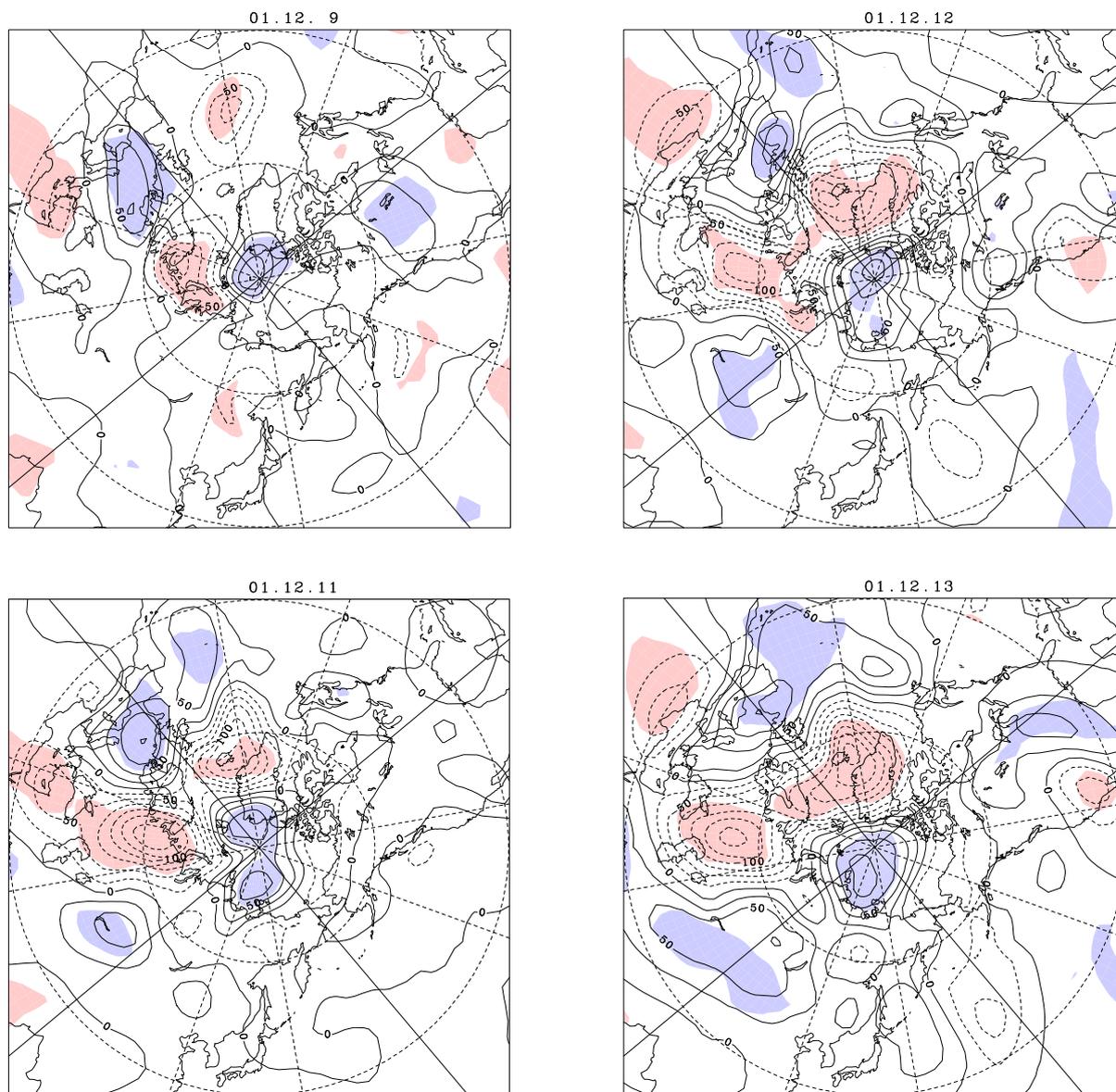


図 4.18 (b) : 各アンサンブルメンバーの帯状平均風偏差分布に対して求めた主成分得点 (スコア) が 1 標準偏差上昇したときの 300hPa 等圧面高度の変化量 (m) の緯度高度断面図
 コンター間隔 : 25.0 (m)

(青の領域 : 有意な正の相関がみられる領域 $r \geq 0.5549453$)

(赤の領域 : 有意な負の相関がみられる領域 $r \leq -0.5549453$)

左上図 : 2002 年 12 月 10 日

左下図 : 2002 年 12 月 11 日

右上図 : 2002 年 12 月 12 日

右下図 : 2002 年 12 月 13 日

5 結論

本研究では、気象庁1ヶ月アンサンブル予報モデルの予測結果を用い、2001年12月中旬に発生した波数1型の成層圏突然昇温現象 (Stratospheric Sudden Warming,SSW) の予測可能性及びその発生メカニズムについて詳細な解析を行った。

謝辞

本研究を進めるにあたり，京都大学防災研災害気候分野 向川均助教授には，研究の方針や手法など，様々なことに親切に御指導頂きました。心より感謝致します。本論文を査読して下さい，的確な助言をして頂いた指導教官である山崎孝治教授に深く感謝致します。

昨年度博士課程を卒業なされた研究員の稲津将さん，荒井さんのお二人には，様々な御助言を頂きました。厚くお礼申し上げます。

参考文献