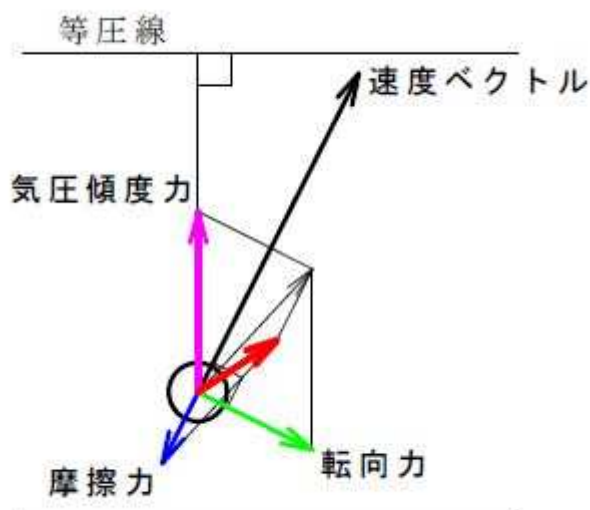


分野	大気循環
関連科学分野	下層大気の温度分布、力と運動
関連環境問題	オゾンホールの原因

## 1. 大気粒子の運動を駆動する力

大気の小さな塊を流体粒子と呼ぶことにします。流体粒子は分子ほど小さくはなく、混合気体としての大気の特徴を持つ程度(大気の密度、比熱、粘性など)には大きく、しかしニュートンの運動法則=質点の力学が成り立つほどに小さい(変形などを考慮しなくて良い)塊と考えてください。



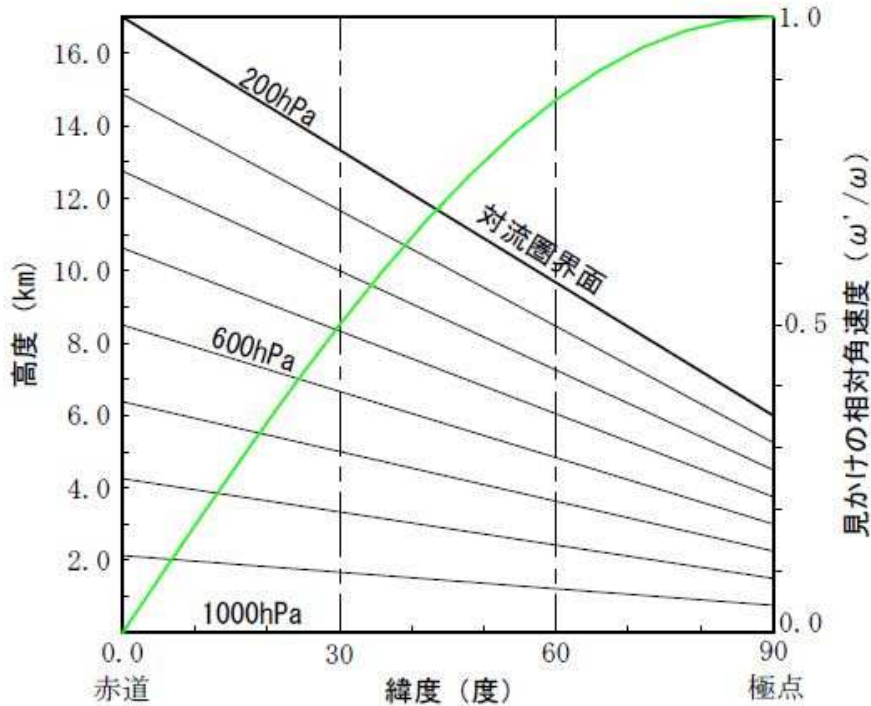
上図は、一般的な流体粒子に働く主な力を示しています。

大気の中に気圧の勾配があれば、気圧傾度力が働きます。これは等圧線に直行する方向に働きます。

流体粒子が静止していなければ、速度ベクトルに直角の方向に地球の自転運動(角速度  $\omega$ )による慣性力である転向力(コリオリの力)が働きます(→力と運動)。北半球では速度ベクトルの正方向から右回りに  $90^\circ$  の方向に働きます。任意の緯度における見かけの角速度は、緯度を  $\varphi$  として、 $\omega' = \omega \sin \varphi$  で表すことができます。従って、転向力は赤道上では  $0$  であり、緯度が高いほど大きな値になります。また、速度ベクトルの大きさに比例します。

流体が静止していない場合にはもうひとつの力として、速度ベクトルと反対の向きに摩擦力が働きます。摩擦力は隣接する流体粒子の間の速度の差が大きいほど大きくなると考えられます。速度勾配の大きい地表面付近では大きな摩擦力が働くと考えられますが、上空では無視することができます。

## 2. 下層大気の大気循環



上図は、赤道における対流圏界面の高さを 17km、極点における高さを 6km とし、地表面と対流圏界面の圧力は同じとした場合の等圧面の模式図を示しています(→下層大気温度分布)。緑の実線は、各緯度における見かけの角速度を地球の自転の角速度に対する比率で示したものです。

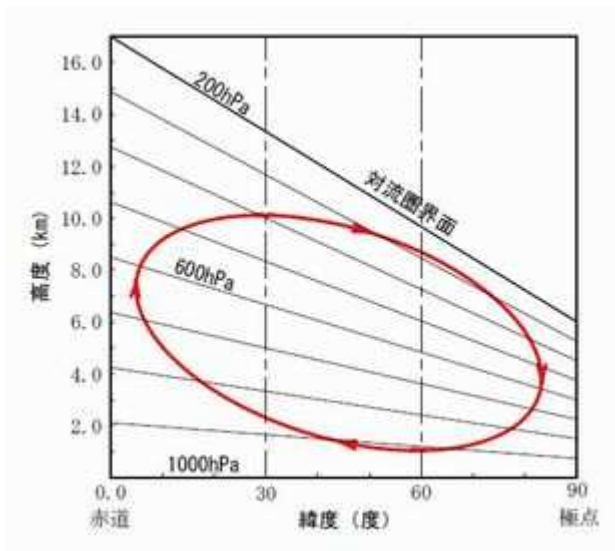
### 自転しない地球の大気循環

地球の大気は太陽放射を受けて暖められます。太陽放射は可視光線を中心として紫外線から赤外線までを含んでいます。太陽放射のエネルギーの大半を持つ可視光線に対して地球の大気はほとんど透明なので、可視光線は大気を透過して直接地表面を温めます。

その結果、**地球の低層大気(対流圏)は高度が低いほど高温で上空ほど低温になります。**相対的に下層大気ほど軽くなり上昇傾向を持ち対流が発生し、地表面で受け取った熱エネルギーを対流圏上層に運び上げ、大気の重力に対する安定性を回復しようと運動することになります。

地球は球体なので、太陽高度は低緯度ほど高く、高緯度ほど低くなります。その結果、地表面の温度は低緯度側ほど高温になり、高緯度側ほど低温になります。

地球が自転していなければ温度勾配は緯度に平行になり(実際には陸と海の配置の影響などを受けますが、ここではこれを無視しておきます)、従って対流圏界面の高さも低緯度側ほど高く、高緯度側ほど低くなります。等圧線も緯度に平行になり、気圧傾度力は赤道から両極に向かう方向に働くことになります。



地球が自転していなければ、太陽放射に暖められた低緯度側の大気は上昇気流となって大気上層に運ばれ、上空に運ばれた大気は気圧傾度力によって高緯度方向に移動することで熱エネルギーを高緯度側に運びます。高緯度側では温かい大気の流入によって下降気流が生じ圧縮された大気によって地表付近は極高圧帯となります。

低緯度側の地表付近では強い上昇気流によって低圧となるため高緯度の高圧帯から冷やされた大気が流入します。

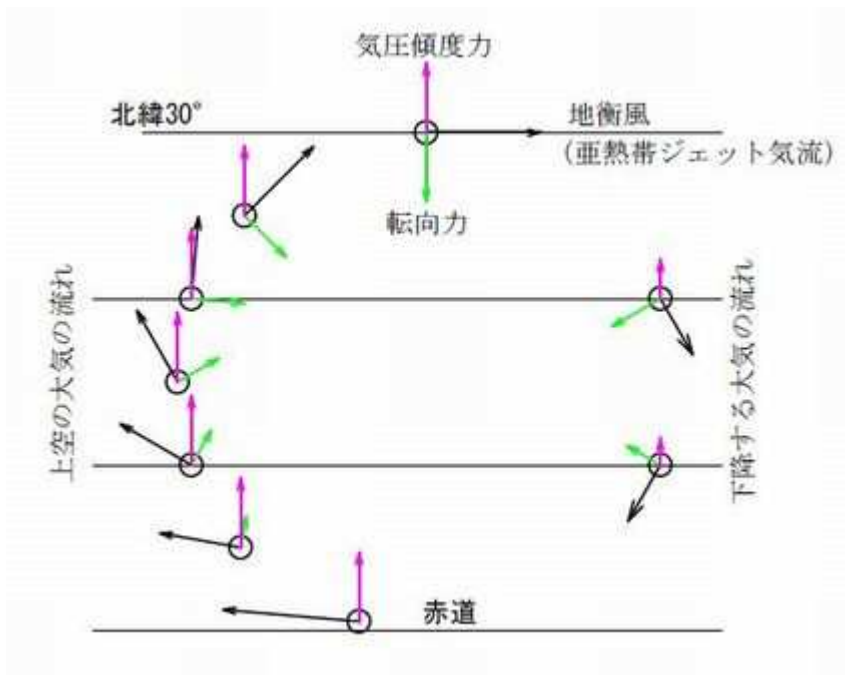
自転していなければ地球の大気循環は北半球、南半球で一つづつの大きな循環構造になったであろうと考えられています。

## ハドレー循環・極循環と転向力

角速度  $\omega$  で等速回転運動する座標系で物体の運動を観測すると、物体の質量  $m$  と速度  $v$  と角速度  $\omega$  の積に比例する転向力が速度方向に直交する方向に作用します(→力と運動)。回転面が傾いている時には  $\omega$  の代わりに見かけの角速度  $\omega'$  を用います。

地球は地軸の周りに西から東に回転しています。その結果、赤道付近では地表面の運動速度に対して大気の移動速度が遅れるために、地表面に対して大気は東から西に移動することになります。これが赤道付近で恒常的に吹く東風である貿易風です。

赤道付近の地表面では太陽放射によって暖められ、水蒸気を多く含んだ大気は強い上昇気流となり、対流圏上層に運ばれます。この強い上昇気流の生じる赤道付近を赤道低圧帯と呼びます。

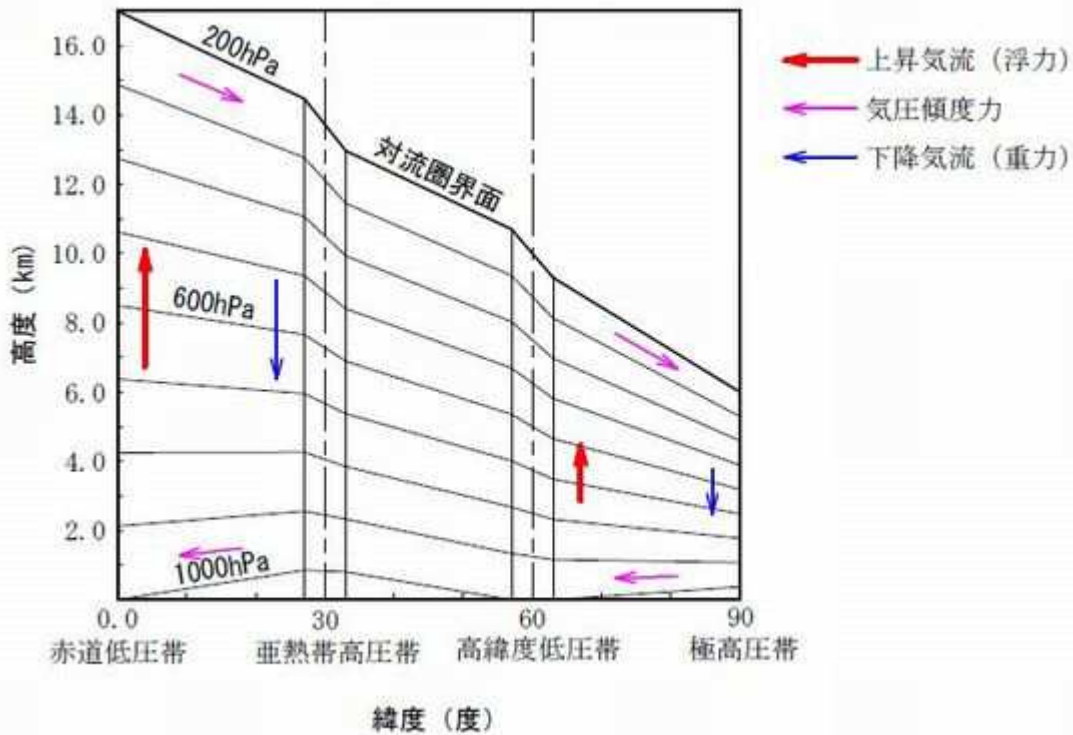


大気上層に運ばれた大気には極方向に気圧傾度力が働き、次第に極方向に運動の方向を変えます。大気が水平方向に移動し始めると速度  $v$  に比例して着目する地点の緯度によって決まる見かけの角速度  $\omega'$  に比例する転向力が進行方向に直交して右回りに作用し始めます。大気は気圧傾度力と転向力の合力で加速されながら次第に進行方向右側に進路を変えながら加速されていきます。

大気が加速され、緯度が大きくなるに従って次第に転向力は大きくなり、北緯 30°付近で気圧傾度力と転向力が釣り合うと大気は等圧線に平行に等速直線運動するようになります。このように、気圧傾度力と転向力が釣り合った状態で等速直線運動する大気の流れを地衡風と呼びます。

対流圏上層では低温赤外線放射によって大気は冷やされ、密度が高くなります。その結果、重力によって大気は下降し始めます。大気が下降するに従って気圧傾度力は小さくなり相対的に転向力が卓越することで大気は次第に南下し始め、赤道方向に北東貿易風となって吹きこむこととなります。この下降気流の生じる北緯 30°付近を亜熱帯高圧帯と呼びます。

この赤道～北緯 30°で起こる赤道付近の強い上昇気流で駆動される大気の循環構造をハドレー循環と呼びます。



北緯 60°付近の高緯度低圧帯と極高圧帯の間にも同様の循環構造があります。これを極循環と呼びます。極から低緯度方向に吹く東風は極偏東風と呼びます。

### 偏西風帯とロスビー循環

ハドレー循環と極循環に挟まれた中緯度地域は特殊な循環構造になります。

ハドレー循環、極循環は地表面では高緯度側が高圧で低緯度側が低圧になるため、風は高緯度側から低緯度側に吹き込みます。高緯度側から低緯度側に吹く風は偏向力を受けるため偏東風になります。

ハドレー循環、極循環は対流圏上層では低緯度側が高圧、高緯度側が低圧になるため、風は低緯度側から高緯度側に吹きます。低緯度側から高緯度側に吹く風は偏向力を受けるために西寄りの風になります。

その結果、地表面と上空とでは高圧部と低圧部が逆転し風向が逆転することによってスムーズな対流運動が実現されます。

ところが北緯 30°~60°の範囲では、地表面、対流圏上層のいずれも低緯度側が高圧で高緯度側が低圧になります。その結果、この範囲では地表でも上空でも地衡風、つまり西風が卓越することになります。そのためこの地域を偏西風帯と呼びます。

しかし、低緯度側と高緯度側の気圧差、温度差を解消するために南北方向の混合も同時に起こります。単純に考えれば、気圧傾度に従って地表でも上層でも大気は低緯度側から高緯度側に移動するはずですが、しかしそのまま高緯度側に大気が移動し続けると、今度は高緯度側に大気が集まり低緯度側が低圧部になり高緯度側が高圧部になり風向も逆転することになります。

つまり、偏西風帯では低緯度側と高緯度側の圧力分布が交互に入れ替わることになるのです。低緯度側が高圧の場合は低緯度側の温かい大気が冷たい高緯度側の大気の上に向かって流れ込みます。高緯

度側が高圧の場合には高緯度側の冷たい大気は低緯度側の温かい大気の下に流れ込みます。

この南の温かい大気と北の冷たい大気の境界面が前線面、前線面と地表面との交線が前線です。温かい南の大気が高緯度側に流れるところに生じるのが温暖前線であり、冷たい北の大気が低緯度側に流れるのが寒冷前線です。

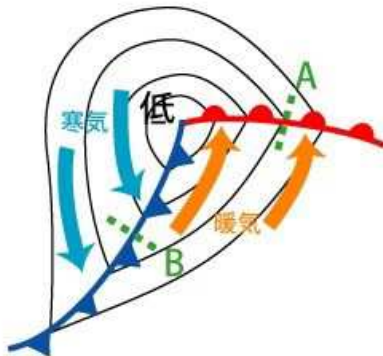


図1 発達中の温帯低気圧

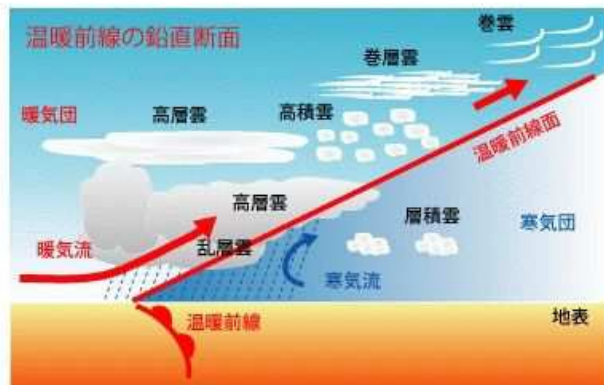


図3 温暖前線の鉛直断面図(図1の点線Aの断面)

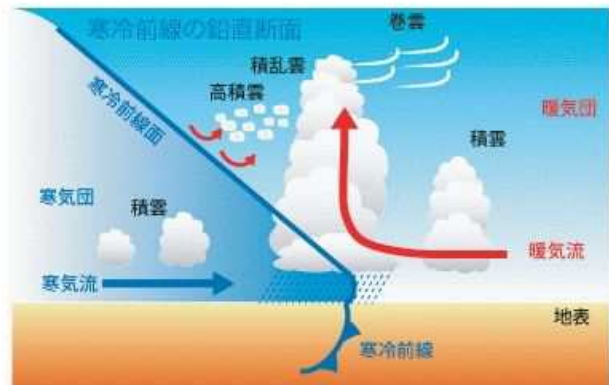
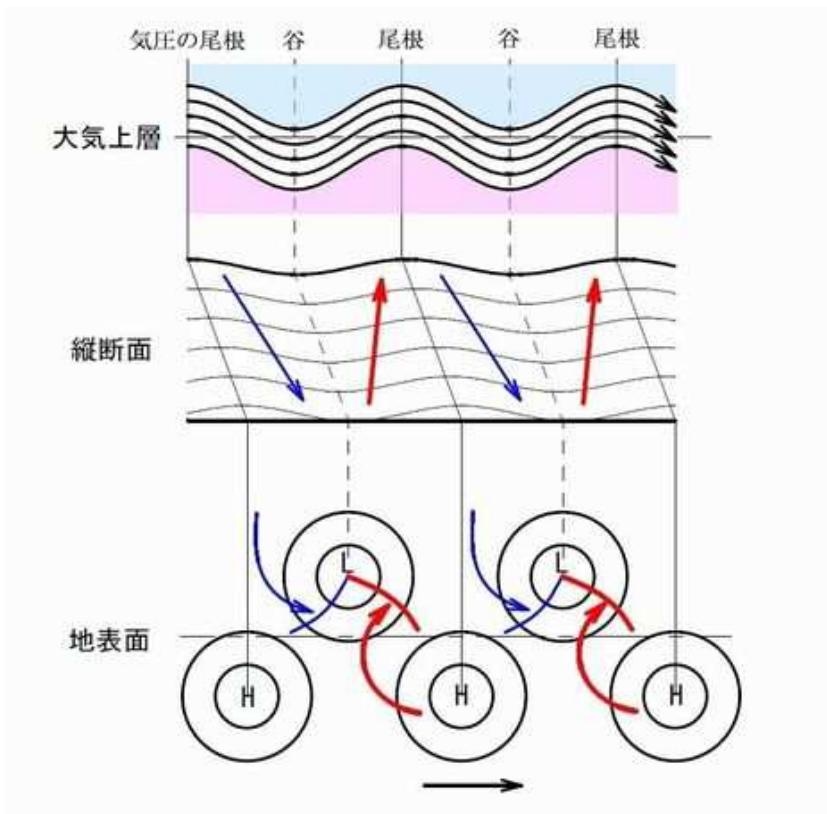
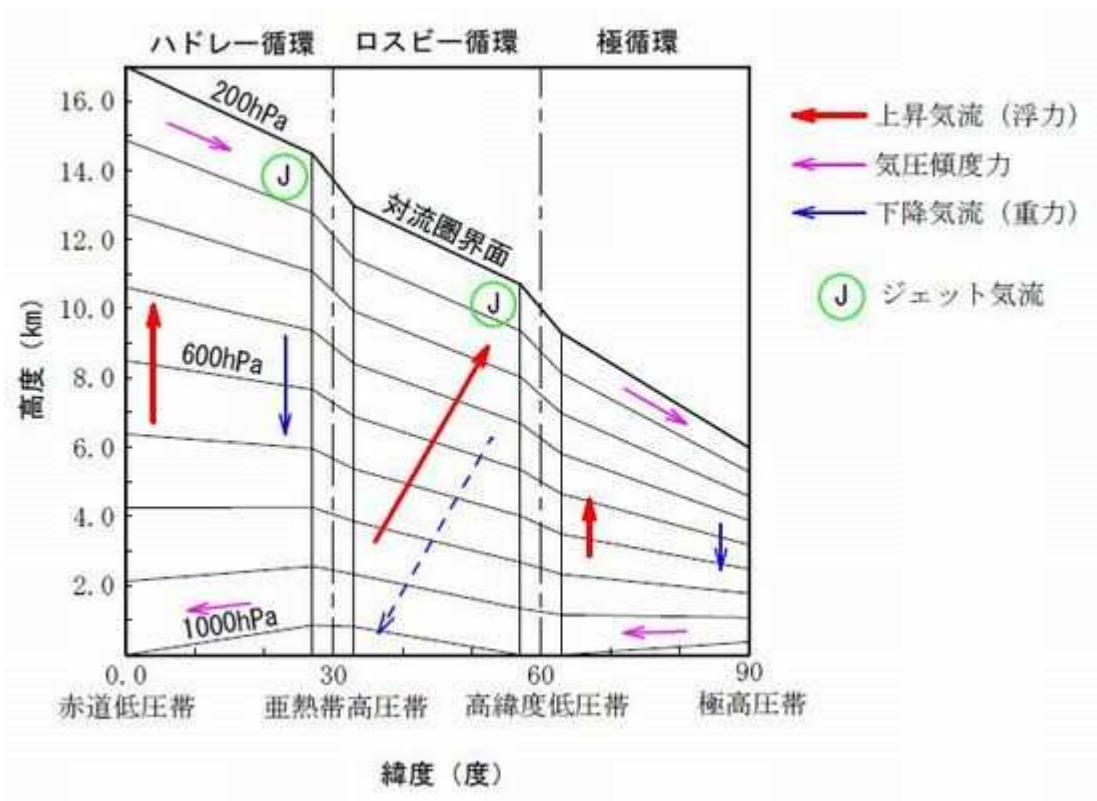


図4 寒冷前線の鉛直断面図(図1の点線Bの断面)

こうした条件を満足するための大気循環をロスビー循環と呼びます。ロスビー循環は地表面では西風の中に低気圧と高気圧が交互に発生して全体として西に流れています。上空では、西風が蛇行しながら流れることになります。



実際には、偏西風は高い山脈などの複雑な地形、陸や海の熱特性の違いなどの影響を受けることによって更に複雑な様相を見せることになります。



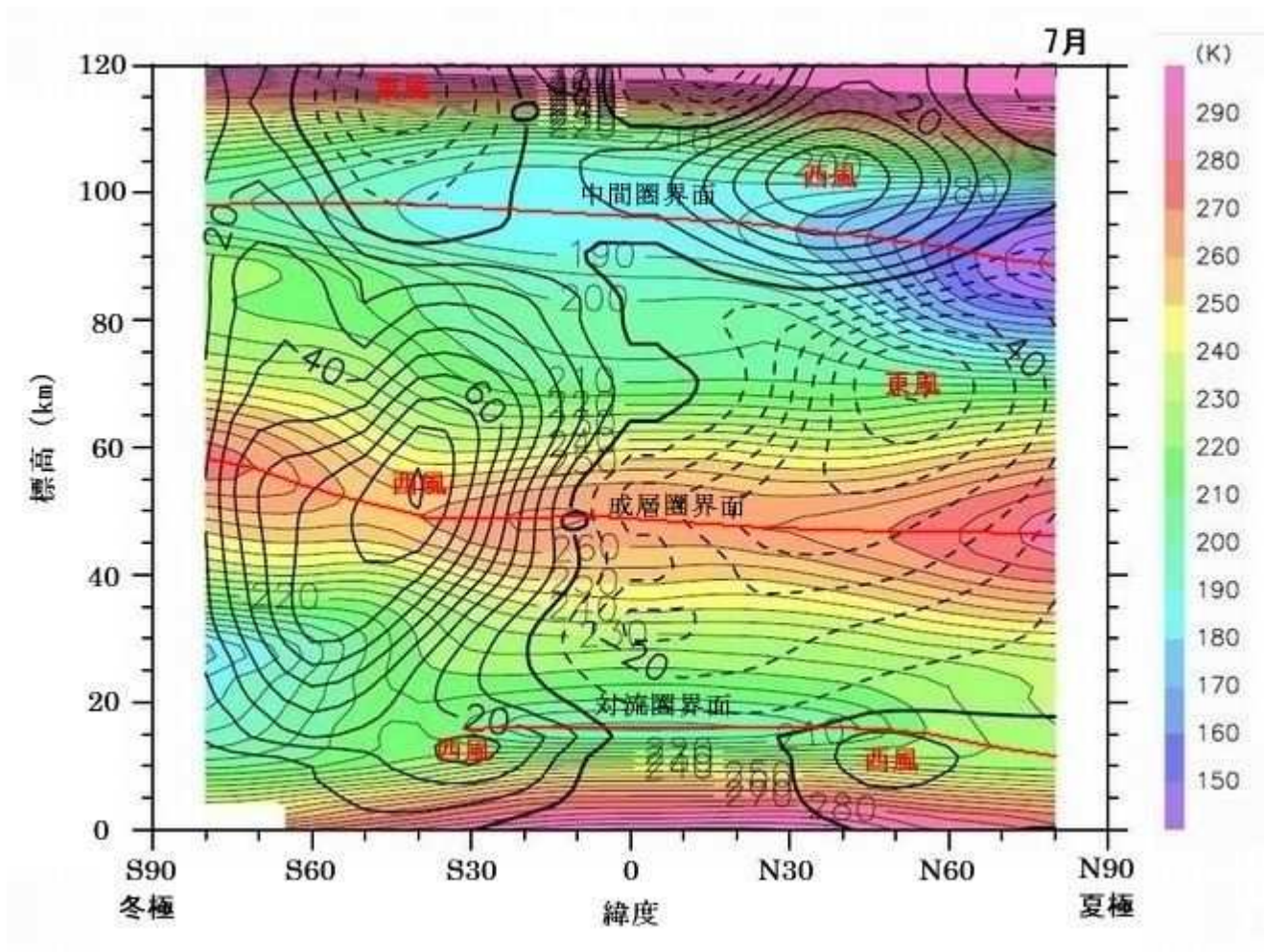
偏西風帯の南北の境界付近では、隣合う熱帯の気団、極の気団との気温差が大きくなり気圧傾度が著しく大きくなります。気圧傾度力が大きくなると地衝風の風速が大きくなります。対流圏界面に近い偏西風帯の南北の境界付近では西風が非常に早くなる場所ができます。これをジェット気流と呼びます。南側のジェット気流を亜熱帯ジェット気流、北側を寒帯前線ジェット気流と呼びます。

### 3. 中層大気の大循環構造

対流圏大気の大気循環は、地表付近で熱と水蒸気を大量に供給された大気の上昇気流と、低緯度地域から高緯度地域への熱輸送と地球の自転運動によって駆動されています。その特徴は対流による上下方向の循環構造にあります。

これに対して、成層圏から中間圏の中層大気では、地表面からの水蒸気の供給は殆ど無く、主に太陽放射による直接的な加熱による温度勾配によって大気の大域的な循環構造が作られています。

成層圏では上層ほど大気温度が高く、大気は密度成層構造を持つため、対流圏のような上下方向の循環は起きません。しかし、夏極と冬極の温度差によって大気は水平方向には大きな循環構造を作っています。



上図は7月の大気の子午断面の気温と東西方向の風速の平均的な分布図です。鉛直方向の気温分布

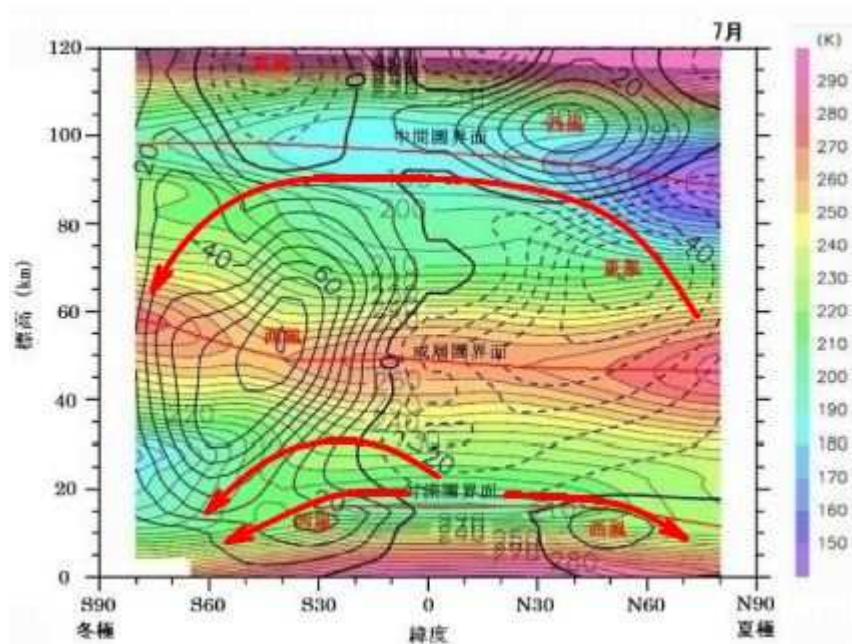


の極大値、あるいは極小値を水平方向につないだ赤の実線は高度の低い方から対流圏界面、成層圏界面、中間圏界面を示しています。成層圏界面では夏極上空が最も高温になり、中間圏界面では夏極が最も低温になることがわかります。

風速分布の実線のコンターは西風、破線のコンターは東風を示しています。特徴的なのは、下層大気(対流圏)の平均的な風速分布は赤道に対してほぼ対称の位置の対流圏界面付近に西風の極大点があるのに対して、中層大気では赤道に対して夏極と冬極では風向が反転している点です。

ハドレー循環で説明した通り、地球が西から東に自転運動している影響で、大気はコリオリの力という慣性力が作用しているように運動します。赤道から両極 方向に向かう大気の流れは西寄りの風(たとえば偏西風)となり、高緯度側から赤道方向に向かう大気の流れは東寄りの風(たとえば貿易風)になります。

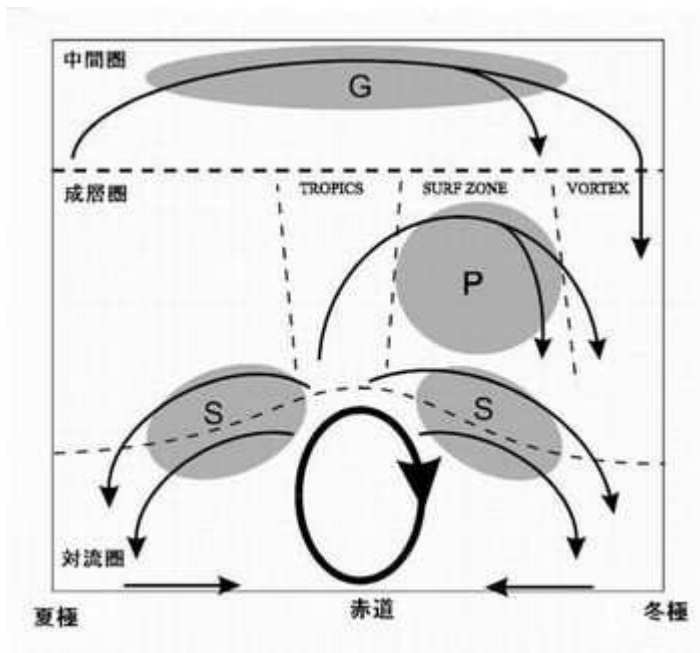
つまり、子午断面の風速分布で西風が吹いている領域では大気は赤道から極方向に移動していることを示しています。逆に東風が吹いている領域では大気は極から赤道方向に移動しているのです。



7月の風速分布図を見ると、対流圏界面に近い成層圏下層では赤道付近で上昇した大気が南極・北極の両極方向に流れているのがわかります。少し上がって赤道の上空高度20km付近になると、赤道付近から夏極側(北半球)では弱い東風になり、冬極側では西風になります。つまりこの付近では大気は赤道上空から冬極側にだけ流れていることがわかります。

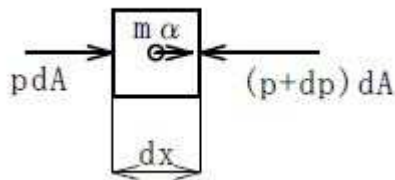
中間圏になると夏極側の東風が強まり、夏極上空から赤道を越えて冬極まで大気が移動していることがわかります。中間圏では夏極上空で大気は上昇し断熱膨張するため中間圏界面の温度が低くなり、大気が冬極に流れ、冬極で大気は下降することで断熱圧縮され温度が高くなります。

低層大気の循環と異なり、中層大気の大循環は夏極と冬極が入れ替わることによって半年の周期で逆転します。中層大気の大気循環の模式図を次図に示します。



### EX.傾度風を考えてみる

気圧傾度力とコリオリの力(転向力)を受けて等速円運動する大気の流れを気象学では傾度風と呼ぶようです。傾度風に関する説明を見ると、どうにも不可解です。ここでは質点の運動として考えて見ることにします(→力と運動)。



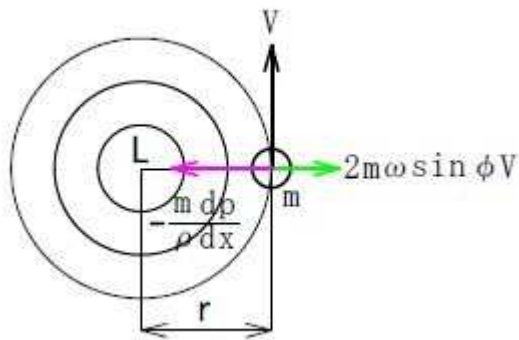
まず、気圧傾度力を考えることにします。 $x$  軸方向に圧力の変化する場に、 $x$  軸に直行する面の面積  $dA$ 、幅  $dx$  の流体粒子を考えます。この流体粒子の質量を  $m(=\rho dA dx)$ 、 $x$  軸方向の加速度を  $\alpha$  とします。面に作用する圧力を  $p$  とし  $x$  軸方向のニュートンの運動方程式より、

$$m\alpha = \rho dx dA \cdot \alpha = pdA - (p + dp)dA = -dpdA \quad \therefore \alpha = \frac{-dpdA}{\rho dx dA} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}$$

気圧傾度力  $F_g$  は次式で求めることができます。

$$F_g = m\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}$$

次に、気圧傾度力とコリオリの力の差を向心力とする低気圧の周りを等速円運動する気体粒子の運動を考えることにします。



質量  $m$  の流体粒子のある緯度を  $\phi$ 、地球の角速度を  $\omega$  とすると、この流体粒子に作用するコリオリの力は次の式で表すことができます(→力と運動)。

$$F_c = 2m\omega \sin \phi \cdot V$$

等圧線に沿って速度  $V$  で運動する流体粒子の加速度ベクトルは曲率半径を  $r$  として

$$\alpha = \frac{dV}{dt} = \left( \frac{dV}{dt}, \frac{V^2}{r} \right)$$

故に、等圧線に直交する力のみを受ける流体粒子の運動方程式は

$$\text{接線方向} \quad m \frac{dV}{dt} = 0$$

$$\text{直交方向} \quad m \frac{V^2}{r} = F_\xi - F_c = -\frac{m}{\rho} \frac{dp}{dx} - 2m\omega \sin \phi \cdot V$$

ところが、ホームページ上の傾度風の説明はまったく異なっています。3 つほど紹介しますが、基本的に皆同じです。いずれも等速円運動の加速度は  $0$  (=気圧傾度力とコリオリの力と**遠心力**が釣り合っている≡平衡状態)だと説明しています。

### 6.2.3 傾度風・旋衡風

#### 1 傾度風

発達した温帯低気圧や台風の場合、風は比較的曲率半径の小さいカーブを描き、円運動と近似する必要がある。また、風速も大きいため空気塊に働く遠心力が強くなり、地衡風の近似は成立しない（遠心力は(6.18)式、(6.19)式を参照）。

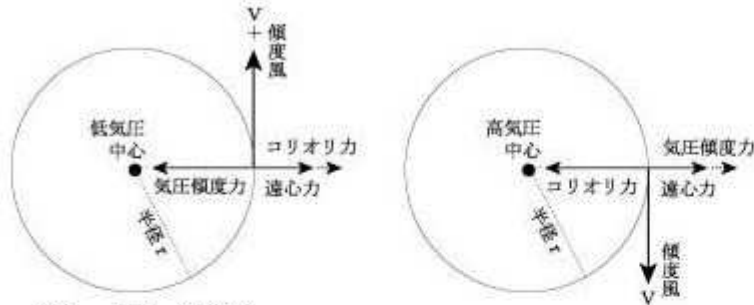


図 6. 32 傾度風

自由大気を仮定し、摩擦は無視できるとする。このときの運動方程式は単位質量を考えると、  
**気圧傾度力+コリオリ力+遠心力=加速度** (6.39)  
 となる。この3つの力が釣り合っているとしたときの風を傾度風という。当然だが地衡風と同じく加速度は0で、定常状態である。

図6.32のように低気圧と高気圧では働く力の向きが違う。  
 接線速度Vは低気圧（反時計回り）を+、高気圧（時計回り）を-とする。空気塊の回転半径をrとすると

空気塊に働く遠心力： $V^2/r$  低気圧、高気圧共に外向きに働く。

：G 低気圧では内向き  
 高気圧では外向きに働く。

コリオリ力： $fV$ ,  $f$  コリオリパラメータ。  
 低気圧では外向き

高気圧では内向きに働く。

力の半径（動径）方向の符号は内向きを+、外向きを-とする。

力の釣り合いの式（運動方程式で加速度0）は次式になる。

傾度風の式

$$V^2/r + fV = G \quad (6.40)$$

これから傾度風速Vを求めると、

$$V = \frac{1}{2}(-fr \pm \sqrt{f^2r^2 + 4rG}) \quad (6.41)$$

となる。

[http://www.meteoffice.info/lanalysis\\_folder/pages\\_rikigaku/604\\_folder/6\\_19.htm](http://www.meteoffice.info/lanalysis_folder/pages_rikigaku/604_folder/6_19.htm)

## 傾度風

台風や熱帯低気圧のように等圧線が円形になっていると遠心力の効果を考慮する必要がある。この場合の風を傾度風という。等圧線が直線的な場合の地衡風の式を変形する必要がある。

それでは風(傾度風)は等圧線に対してどのように吹くのか? 北半球での低気圧性曲率の場合と高気圧性曲率の場合を考えてみる。



傾度風の式を導く(低気圧性曲率の場合)

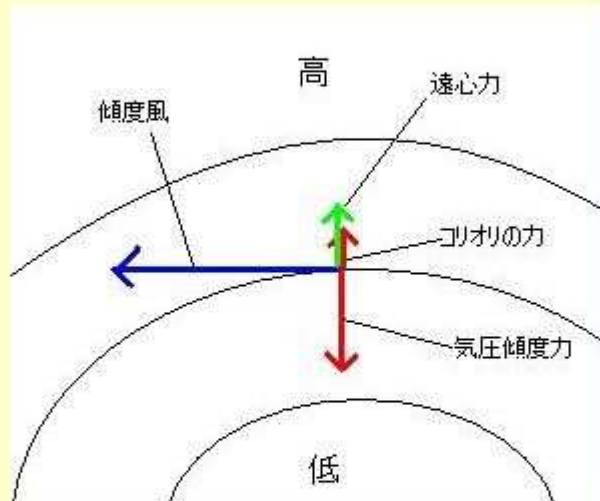
1. 気圧傾度力 =  $1/\rho * (\Delta p / \Delta n)$   
コリオリカ =  $2\Omega \sin\theta V$   
遠心力 =  $V^2/r$   
これらがバランスしているので  
 $1/\rho * (\Delta p / \Delta n) = 2\Omega \sin\theta V + V^2/r$  となる。  
この式を変形し傾度風( $V$ )を求めることができる。
- 低気圧性の風では傾度風は地衡風より弱く、高気圧性の風では傾度風の方が地衡風より強い。

<http://www.wivon.com/kisyuu/keidofuu.html>

## 6-2. 地衡風以外の釣りあい

実際の大気では、摩擦の影響を受けたり曲率が大きい擾乱があつたりするために、地衡風平衡があまりよく当てはまらない場合があります。このような時の近似法について考えてみようと思います。

まずは、曲率が無視できない時の近似として用いられる傾度風です。例えば、偏西風が大きく蛇行している時などがこのパターンです。傾度風は、気圧傾度力・コリオリの力に加えて、遠心力とも釣り合っている時に吹く風です。



この時、遠心力は $V^2/r$ で表されるから、次の式が成り立ちます。

$$\frac{V^2}{r} + fV = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n}$$

( $r$ : 曲率半径)

ただし、低気圧性の循環の時は $\Delta p > 0, V > 0$ で、高気圧性の循環の時は $\Delta p < 0, V < 0$ となります。この式を $V$ について解くと、傾度風の風速は次のようになります。

$$V = -\frac{fr \pm \sqrt{(fr)^2 + (4r/\rho)(\Delta p/\Delta n)}}{2}$$

[http://www.geocities.jp/tama\\_weather/text6-2.html](http://www.geocities.jp/tama_weather/text6-2.html)

私たちは地球に固定された座標系から見て大気が回転しているという現象を観測しているのですから、流体粒子の進行方向に対して直角方向に力が作用する(力が釣り合っていない)ことによって回転円の中心方向に絶えず向心力を受けて加速度運動していると認識しているのです。

確かに、この運動を回転する流体粒子に固定された回転する座標から観測して釣り合いを考えることは可能です。この回転する座標系では流体粒子は遠心力という仮想の力を導入することによって力が釣り合っていて静止していると見えるのです。

流体粒子の円運動を説明するために、遠心力を実在の力のように扱えば力が平衡しているという説明は極めて不適切です。遠心力を使って説明する場合には、流体粒子と一緒に回転する座標系から現象を観測していることを断っておくことが最低必要です。

回転座標系における力の釣り合いの問題として考えてみます。

回転座標系におけるこの運動の慣性力＝遠心力は、この運動の角速度を  $\Omega$  だとすると次のように表すことができます。

$$F_I = m r \Omega^2 = m V \Omega \quad (\because V = r \Omega)$$

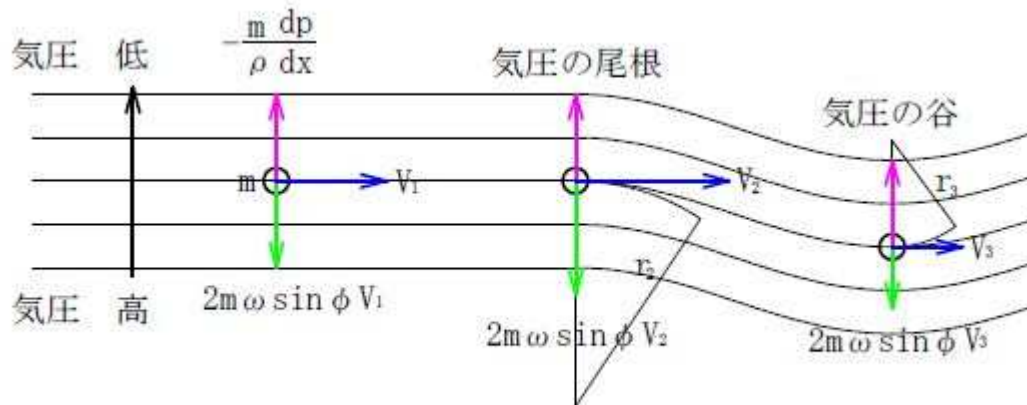
回転座標系における力の釣り合いは次の通りです。

$$-\frac{m}{\rho} \frac{dp}{dx} = 2m \omega \sin \phi \cdot V + m V \Omega \quad \therefore -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} = (2\omega \sin \phi + \Omega)V$$

紹介した三つのホームページの説明では回転半径  $r$  についての具体的な説明がないため  $r$  が同じ場合の低気圧性の風と高気圧性の風を比較しているような誤解を与えています。

等速円運動する物体の質量  $m$  と角速度  $\Omega$  あるいは接線速度  $V$  が決まれば、向心力に対して一意的に回転半径  $r$  が決まるのです。もちろん、一定の長さの棒の先端におもりを付けて回転させるような束縛運動は可能ですが、角速度あるいは接線速度が変化すれば向心力が変化しているのです。

この運動の場合、接線速度  $V$  を固定しても、 $V=r\Omega$  を成立させる回転半径と角速度の組み合わせは無数に存在するため、解を確定できません。もう少し条件を明確に設定して傾度風とはどのような特性を持つのかを定性的に説明することを試みます。



上の図の左端の等圧線に平行に運動する流体粒子は地衡風です。この時は、気圧傾度力とコリオリの力は釣り合っています。

$$-\frac{m}{\rho} \frac{dp}{dx} = 2m \omega \sin \phi \cdot V_1$$

流体粒子の速度が  $V_2 > V_1$  に加速されたとします。気圧傾度力は変化しないとすると、コリオリの力のほうが大きくなります。

$$F = 2m\omega \sin \varphi \cdot V_2 + \frac{m}{\rho} \frac{dp}{dx}$$

流体粒子の進行方向の直角右方向に力  $F$  が作用します。これによって流体粒子は  $F$  を向心力とする右回りの円運動をすることになります。向心力  $F$  に対する円運動の半径を  $r_2$  とします。

逆に、流体粒子の速度が  $V_3 < V_1$  に減速したとします。この場合にはコリオリ力のほうが小さくなります。

$$F = -\frac{m}{\rho} \frac{dp}{dx} - 2m\omega \sin \varphi \cdot V_3$$

流体粒子の進行方向の直角左方向に力  $F$  が作用します。流体粒子は  $F$  を向心力とする左回りの円運動をすることになります。円運動の半径を  $r_3$  とします。

二つの等速円運動は流体粒子の質量  $m$ 、向心力  $F$  が等しく

$$V_2 > V_3$$

です。これが成り立つためには

$$F \equiv m \frac{V_2^2}{r_2} = m \frac{V_3^2}{r_3}$$

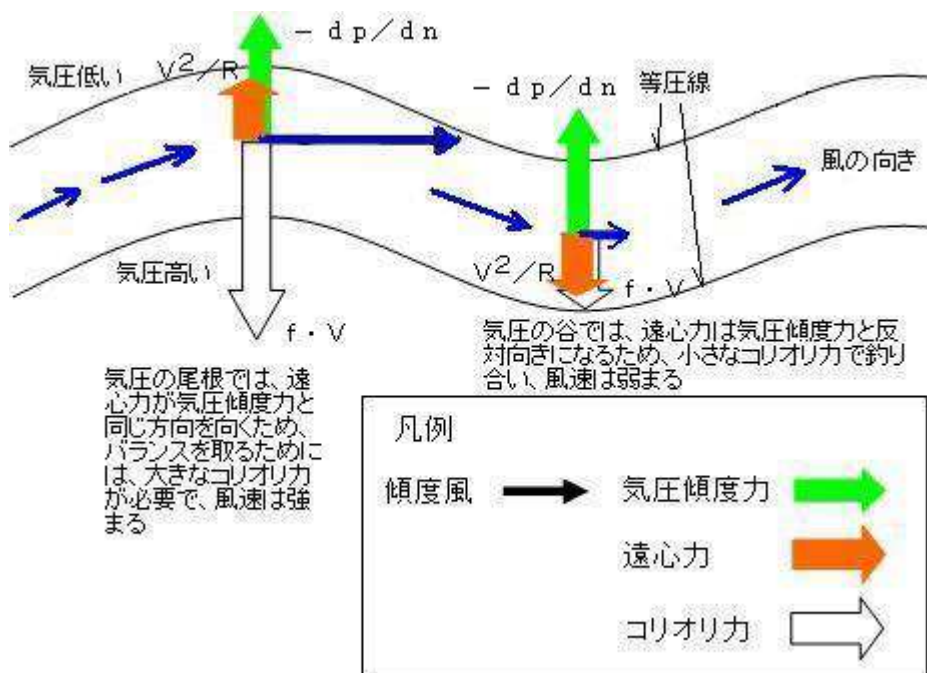
より

$$r_2 > r_3 = r_2 \cdot \left( \frac{V_3}{V_2} \right)^2$$

となります。

傾度風について、次のような説明を見かけます。





<http://park12.wakwak.com/~mitsufuji/thegeneral/general06/06gradient-wind.html>

慣性力である遠心力を実在の力であるように説明するのは誤解を招くので止めるべきです。遠心力とバランスを取るためにコリオリの力が変化するわけではなく、**気圧傾度力とコリオリの力の差が向心力となって回転運動が起こる**のです(→力と運動)。

これまで見てきたように、地衡風速度  $V_1$  よりも速度  $V_2$  が速くなると気圧傾度力よりもコリオリの力のほうが大きくなるために進行方向直角右方向に加速度が生じて回転半径  $r_2$  の右回りの回転運動が起こり、逆に  $V_1$  よりも速度  $V_3$  が遅くなると気圧傾度力がコリオリの力よりも大きくなるために進行方向直角左方向に加速度が生じて回転半径  $r_2$  より小さな回転半径  $r_3$  の左回りの回転運動が起きるのです。