

地球物理学概論 II

防災研究所 気象水象災害研究部門 災害気候研究分野
榎本剛

enomoto.takeshi.3n@kyoto-u.ac.jp

2013 年 11 月 29 日～12 月 20 日

はじめに

講義日程

2013 年 11 月 29 日 (金)	第 5 限	16:30-18:00	地球の大気と海洋	榎本
2013 年 12 月 6 日 (金)	第 5 限	16:30-18:00	大気の構造と大気熱力学	榎本
2013 年 12 月 13 日 (金)	第 5 限	16:30-18:00	メソスケール現象	里村先生
2013 年 12 月 20 日 (金)	第 5 限	16:30-18:00	大気大循環、総観規模	榎本
2014 年 1 月 24 日 (金)	第 5 限	16:30-18:00	試験	

評価方法

- 持ち込み不可で試験実施。
- 出席点を加味する。

参考図書

- 小倉義光, 1994: 一般気象学 第 2 版. 東京大学出版会, 308 ページ.
- Wallace, John M. and Peter V. Hobbes, 2006: Atmospheric Science —an introductory survey—, Academic Press, 483 pp.

第 1 講

地球の大気と海洋

太陽から降り注ぐ光のエネルギーは、大気や海洋の循環を駆動している。海面で接している大気と海洋とは、熱や水のやりとりで密接な関係にある。なお、気候を考える上では、雪氷や海洋・陸上の生態系等との相互作用も考慮する必要があるが、この講義では触れない。本講義では、まず放射バランスの観点から地球の気温がどのように決まっているか考える。

1.1 太陽放射と地球放射

放射 (radiation) とは、光速 $c = 2.998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ で伝播する電磁波である。波長が 4 ないし $5 \mu\text{m}$ 以下のものを短波、 4 ないし $5 \mu\text{m}$ 以上のものと長波呼び、それぞれ太陽及び地球からの放射を指す (図 1.1a)。

1.1.1 黒体放射

入ってきた全ての放射を完全に吸収する仮想的な物体を黒体 (black body) と呼ぶ。黒体から放射されるエネルギーは、次の Planck 関数で表されることが知られている。

$$B_\lambda(T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\pi(e^{c_2/\lambda T} - 1)} \quad (1.1)$$

ここで $c_1 = 2\pi c^2 h \text{ W m}^2$, $c_2 = chk^{-1} \text{ m K}$, Planck 定数 $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$, Boltzmann 定数 $k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ である。 λT が小さいときは、 $e^{c_2/\lambda T}$ に対して 1 を省略することができる (Wien の輻射式)。

$$B_\lambda(T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{\pi(e^{c_2/\lambda T})} \quad (1.2)$$

これを Wien の輻射式と呼ぶ。 c_2 の実測値は $c_2 = 1.45 \times 10^{-2} \text{ m K}$ である。式 (1.2) を対数微分して極値を求めることにより、

$$\lambda_m T = \frac{c_2}{5} = 2900 \quad (1.3)$$

を得る。これを Wien の変位則と呼ぶ。黒体放射の極大値をとる波長が温度とともに短くなることを示す (図 1.1a)。なお、 λ_m を μm で表し、 $e^{c_2/\lambda T} \gg 1$ の近似を用いないとき、定数はおよそ 2897 で

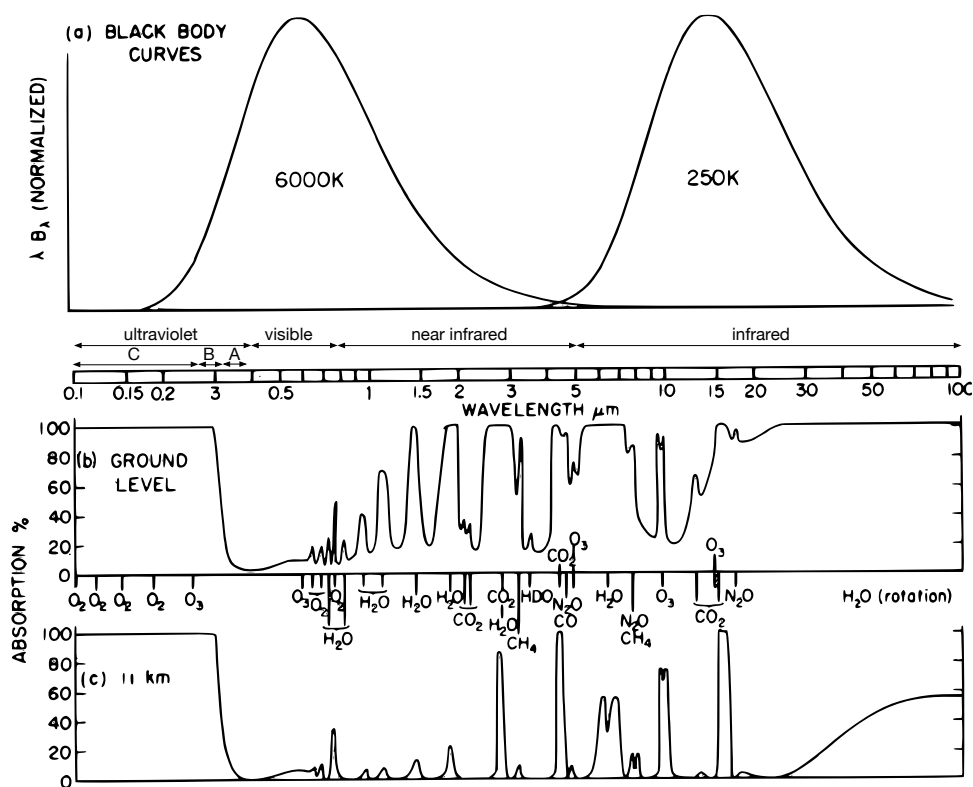


図 1.1 (a) 6000 K 及び 250 K に対する黒体放射。(b) 大気全体の吸収スペクトル。(c) 高度 11 km より上での吸収。太陽高度角が 40° ，地球放射の散乱である典型的な中緯度での条件。Goody and Yung (1995)

ある。

■例題 1.1 観測された太陽放射の極大値が $0.5\mu\text{m}$ であった。Wien の変位則 (1.3) から太陽の温度を推定せよ。

Planck 関数 πB_λ を全ての波長で積分すると

$$F = \sigma T^4 \quad (1.4)$$

を得る。ここで $\sigma = 5.670 \times 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$ を Stefan-Boltzman 定数と呼ぶ。

太陽からの放射フラックスは、 $F_S = 1368 \text{W m}^{-2}$ である。地球は、断面積 πR_E^2 ($R_E = 6.371 \times 10^6 \text{m}$) で太陽放射を受け取っている。ただし、太陽放射の一部は、吸収されずに反射されて宇宙空間に戻る。その割合を惑星アルベド (planetary albedo) あいは単にアルベドと呼ぶ。地球を黒体と見なしたときの温度である等価黒体温度 (equivalent blackbody temperature) あるいは有効放射温度 (effective emission temperature) で、 $4\pi R_E^2$ の表面積から等方的に宇宙空間にエネルギーを射出している。太陽から受け取るエネルギーと地球が宇宙空間に射出するエネルギーは、ほぼバランスしているはずである。これを放射平衡 (radiative equilibrium) という。

惑星	d	F_s	A	T_E	T_S
金星	0.72	2639	0.78	225	737
地球	1.00	1368	0.37		288
火星	1.52	592	0.17	216	210

表 1.1 金星，地球，火星の太陽からの距離 d 天文単位，太陽放射フラックス密度 F_s Wm^{-2} ，惑星アルベド A ，等価黒体温度 T_E K，地表面温度 T_S K

■例題 1.2 地球のアルベドを 0.30 とするとき，地球の等価黒体温度を求めよ。

1.1.2 温室効果

太陽からの短波放射 $S = (1 - A)F_s/4$ は，ほとんどが地表面で吸収される。地表面からの長波放射 σT_S^4 の一部は水蒸気，二酸化炭素など大気に吸収される。大気を等温 T_1 の黒体と仮定する。吸収されたエネルギーは，上方と下方とに再射出される。このときの地表面でのエネルギーバランスは

$$S + \sigma T_1^4 = \sigma T_S^4 \quad (1.5)$$

大気のエネルギーバランスは

$$2\sigma T_1^4 = \sigma T_S^4 \quad (1.6)$$

となる。これを解くと

$$T_1 = \sqrt[4]{S/\sigma} = T_E \quad (1.7)$$

$$T_S = \sqrt[4]{2}T_E \quad (1.8)$$

となる。地表面温度 T_S は， $\sqrt[4]{2} \approx 1.19$ なので，等価黒体温度 T_E よりも 2 割ほど高くなっている。これを温室効果という。大気を N 層に分けると

$$T_S = \sqrt[4]{N+1}T_E \quad (1.9)$$

となる。地球の場合は $N = 1$ 程度に相当する。

衛星データを用いて推定された地球のエネルギー収支を図 1.2 に掲げる。

1.2 大気

この節では，地球大気の概要について述べる。大気の熱力学や力学，大気中の諸現象については後の講義で述べる。

1.2.1 大気組成

高度約 100 km までの地球大気の主たる成分は，窒素と酸素である（表 1.2）。金星や火星の大気は，二酸化炭素がそれぞれ容積比 96.5%，95.3% なので，二酸化炭素が少なく，酸素が多いということが

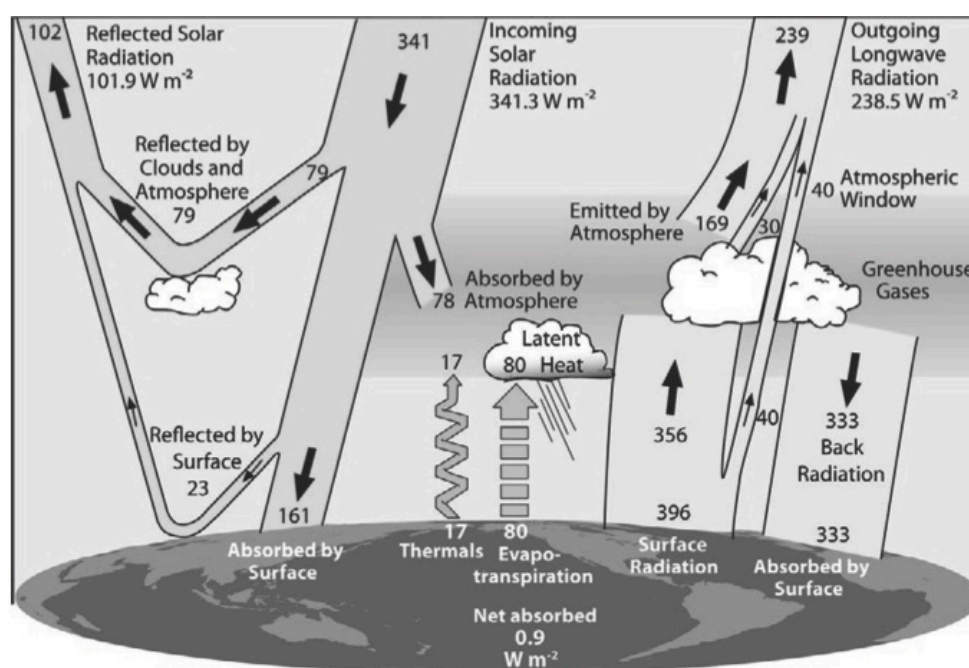


図 1.2 2000 年 3 月～2004 年 5 月における地球の全球平均エネルギー収支 (Wm^{-2}) Trenberth et al. (2009)

地球大気の特徴である。地球の二酸化炭素の多くは、進化の過程で石灰岩として固定されたと考えられている。また、植物の光合成の結果、二酸化炭素が減り、酸素が生じたと考えられる。

地球大気のもう一つの特徴は、水蒸気存在である。水蒸気は、凝結して雲や雨となるとともに、凝結熱は大気の運動を駆動している。

水蒸気や二酸化炭素等は、近赤外線や赤外線特定の波長を吸収し、温室効果をもたらす(図 1.1)。紫外線は、オゾンや酸素原子により吸収される。

なお、高度約 100 km より上では高さとともに軽い粒子が増加する。

1.2.2 大気の鉛直構造

気圧とは、単位面積あたりの空気の重さのことで、ある高度から上にある空気に働く重力を積分したものである。

$$p = \int_z^\infty \rho g dz \quad (1.10)$$

ここで ρ は空気の密度、 g は重力加速度である。重力加速度の水平や鉛直の変化を無視して、 $g = 9.807 \text{ ms}^{-2}$ を用いることが多い。

■例題 1.3 地表面気圧の全球平均値が 985.0 hPa として、地球大気的全質量を推定せよ。

気温は鉛直に変化している。高度約 11 km までを対流圏と呼び、気温は 1 km につき 6.5°C 下が

成分	分子量	容積比
窒素 N_2	28.013	78.08%
酸素 O_2	32.000	20.95%
アルゴン Ar	39.95	0.93%
水蒸気 H_2O	18.02	0–5%
二酸化炭素 CO_2	44.01	380 ppm
ネオン Ne	20.18	18 ppm
ヘリウム He	4.00	5 ppm
メタン CH_4	16.04	1.75 ppm
クリプトン Kr	83.80	1 ppm
水素 H_2	2.02	0.5 ppm
亜酸化窒素 N_2O	56.03	0.3 ppm
オゾン O_3	48.00	0–0.1 ppm

表 1.2 地球大気を構成する主な気体成分の分子量及び容積比。温室効果気体を太字で示す。
Wallace and Hobbs (2006)

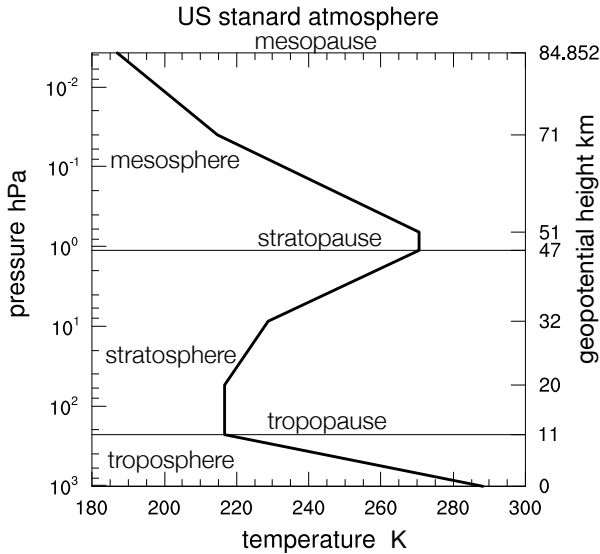


図 1.3 気温の高度分布。国際（米国）標準大気

る。対流圏（troposphere）では、空気は上下によくかき混ぜられている。対流圏の上には、成層圏（stratosphere）がある。成層圏下部では気温の高度変化が少なく、高度 20 km から約 50 km ではオゾンが紫外線を吸収するために、気温が高さとともに上昇している。成層圏の上には、中間圏（mesosphere）、熱圏（thermosphere）がある。対流圏、成層圏、中間圏の上端をそれぞれ対流圏界面（tropopause）、成層圏界面（stratopause）、中間圏界面（mesopause）と呼ぶ。

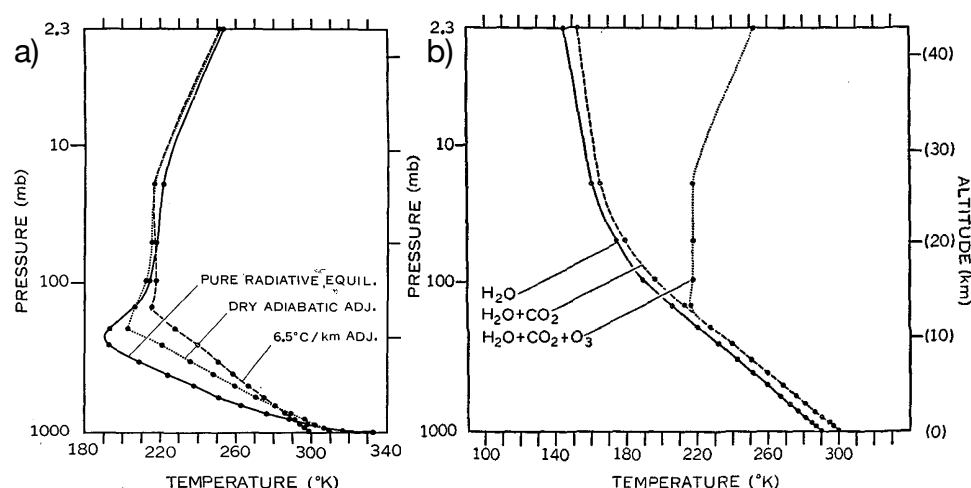


図 1.4 a) 放射平衡のみ（実線），放射平衡に乾燥対流調節をしたもの（点線），放射平衡に $6.5^{\circ}\text{km}^{-1}$ の対流調節をしたもの（破線）。b) a) の破線の場合で H_2O のみの吸収を考慮した場合（実線）， H_2O 及び CO_2 を考慮した場合（破線）， H_2O , CO_2 及び O_3 を考慮した場合。Manabe and Strickler (1964)

図 1.4 は，大気組成や対流による調節を考慮して計算された大気鉛直温度分布である。放射平衡だけでは，気温減率が大きい（図 1.4a, 実線）。対流により上下にかき混ぜられると気温減率は緩和される（図 1.4a 点線）。湿潤対流による加熱により，観測される対流圏の気温減率は， $6.5^{\circ}\text{km}^{-1}$ （図 1.4a 破線）となる。オゾンの加熱がないと成層圏ができない（図 1.4b, 実線）。

1.2.3 大気大循環

ここでは，海洋との相互作用を説明するために必要な地表面付近の循環について述べるに留める。図??は，気候学的な年平均の海面気圧及び地表面付近の風である。中緯度には，西風が吹いている。北半球の陸上では風が弱くなっているが，南半球では顕著である。これに対し，赤道付近では東風が卓越している。亜熱帯の海洋上には高気圧があり，海盆の東部で赤道向きに風が吹いている。北半球では高気圧は時計回り，南半球では反時計回りであることに注意する。

1.3 海洋

この節では，大気との相互作用の観点から海洋の特性について述べる。海洋の容積は，全球地形データ ETOPO1 を用いて $1.355 \times 10^9 \text{ km}^3$ と見積もられている (Eakins and Sharman 2010)。海洋の面積は $3.619 \times 10^8 \text{ km}^2$ で，地表の約 71% を占める。平均の深さは，3688 m で最も深いところは約 11 km に達する。

■例題 1.4 陸面も含めて地球全体を水で覆った場合，深さはどれくらいになるか。また，海水の質量は大気の質量のおよそ何倍か。

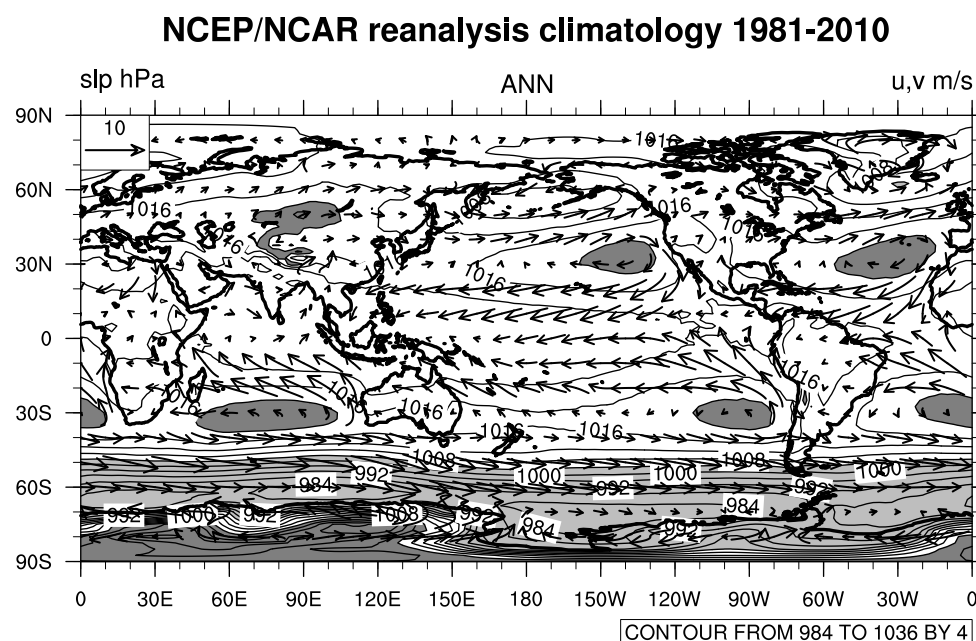


図 1.5 1981–2010 年の 30 年間を平均した月別気候値から作成した年平均海面気圧（等値線，hPa）と地表面付近の風（矢印， ms^{-1} ）。NCEP/NCAR 再解析 (Kalnay et al. 1996) より作成。

1.3.1 組成と鉛直構造

海水の平均的な塩分は 35 g kg^{-1} で，密度は塩分，温度，圧力の関数である。すなわち

$$\sigma = \sigma(T, S, p) \quad (1.11)$$

ここで T は温度， S は塩分濃度， p は圧力を表す。平均的な密度は 1.025 kg m^{-3} である。圧力依存性は，大気に比べて小さいので無視されることがある。

海面付近では，海水がよく攪拌された混合層（mixed layer）が形成されている。混合層の深さは，場所や季節により異なるが，数十～数百 m である。混合層では，密度が数十分の一 % 程度小さい。密度は，混合層下部で急速に変化する。これを密度躍層（pycnocline）と呼ぶ。密度躍層は，鉛直混合を抑制し，混合層とより深い層との熱や塩分の交換を妨げている。低緯度では密度躍層は温度躍層（thermocline）と同義であるが，極域では塩分が密度により大きく寄与するので，塩分躍層（halocline）も重要である。混合層では，温度と塩分は大気との熱や水の交換に応じて変化する。

■例題 1.5 熱帯低気圧に伴い 20.00 cm の降水があった。海水の塩分濃度を 35.00 g kg^{-1} ，混合層の深さを 50.00 m として，降水のあった後の塩分濃度を求めよ。ただし，水と海水の密度の差は無視する。

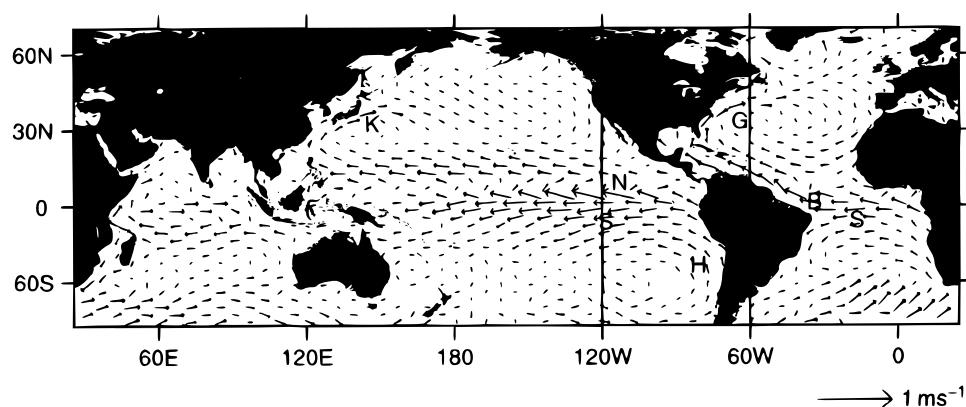


図 1.6 海面付近の年平均海流。Wallace and Hobbes (2006)。WHOI の Philip Richardson 提供のデータを元に Todd P. Michell が描画

1.3.2 海洋大循環

海洋の循環には、密度変化により駆動される熱塩循環と風が駆動する風成循環とがある。

熱塩循環は、極域で生成される密度の大きな海水が循環を駆動している。極域で海水は冷却されるとともに、凍結する際に塩分が氷の外に出て海水中の塩分濃度が上がるため、密度の大きな海水が生成される。海水は重力により沈降し、深層水 (deep water) や底層水 (bottom water) を作る。グリーンランド東岸では北大西洋深層水 (NADW, North Atlantic deep water)、南極沿岸のウェッデル海やロス海では南極底層水 (AABW, Antarctic bottom water) が生成されている。熱塩循環の時間スケールは $O(10^3)$ 年で、気候の長期変動に大きな影響を与えていると考えられている。

図 1.6 に示す海面付近の海流には、大気や海洋の力学的な影響が色濃く反映されている。亜熱帯では、亜熱帯高気圧に対応して高気圧性の循環、還流 (gyre) が形成されている。海盆の東岸では、赤道向きの流れとともに、湧昇が引き起こされている。海盆の西岸では、流れが強化されている。これを西岸境界流 (western boundary current) という。黒潮やメキシコ湾流は、その代表例である。

ここでは、平均的な海洋大循環について述べたが、詳細な現場観測、衛星観測や高解像度シミュレーションから、実際の海は渦に満ちていることが近年明らかになってきた。また、海洋中の様々な波の碎波に伴う運動量等の輸送も無視できないことが、明らかになっている。

1.3.3 海面水温

海面水温は、放射の影響を受けて、低緯度ほど高温になっている (図 1.7a)。東西平均を差し引くと、海洋の循環や大気の影響が認められる (図 1.7b)。西岸境界流により赤道域の暖水が中緯度に輸送される。海盆の東岸では、極からの流れと湧昇のために、温度の低い領域がある。海盆の東部では、境界層の上にできる雲層により日光が遮られるため、温度の低い領域が沖合まで広がっている。

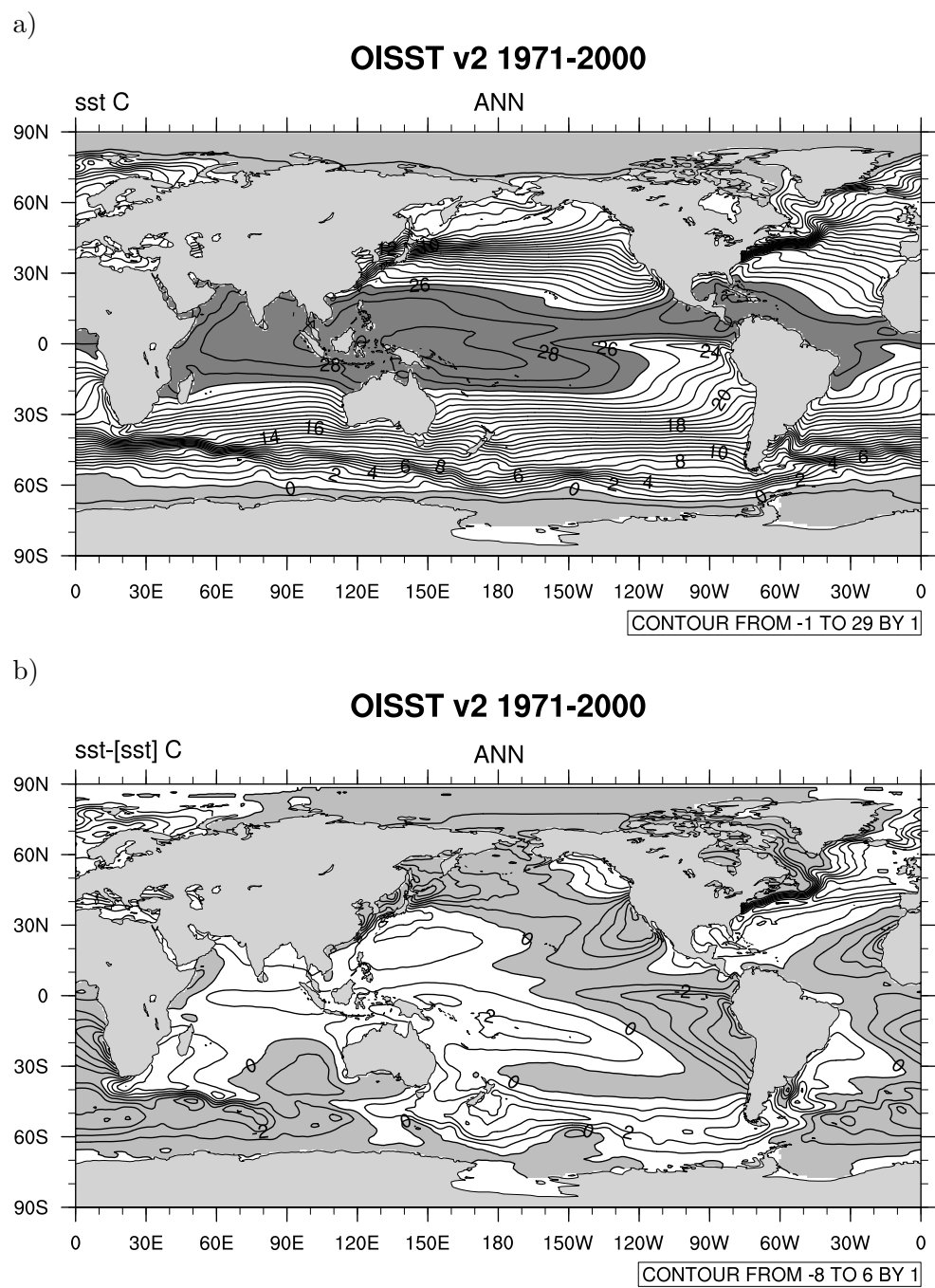


図 1.7 a) 1971-2000 年の 30 年間を平均した月別気候値から作成した年平均海面水温（等値線, °C）及び b) 東西平均からの偏差。OISST v2 (Reynolds et al. 2007) より作成。

第2講

大気の構造と大気熱力学

この講義では、大気の構造を理解し、諸現象を理解するための基礎となる熱力学について学ぶ。古典物理学の柱である熱力学は、大気の運動を記述する物理法則の一つである。雲物理のような小さな現象から、大気大循環のような大きな現象に至るまで、気象を定量的に理解するために重要な役割を果たしている。

2.1 理想気体の状態方程式

乾燥大気、水蒸気、湿潤大気は理想気体と見なすことができ、次の状態方程式が成り立つ。

$$p = \rho RT \quad (2.1)$$

ここで ρ は密度、 $R = R^*/M$ は気体定数、 $R^* = 8.3145 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ は普遍気体定数、 M は分子量である。乾燥大気の見かけの分子量を $M_d = 28.79$ とすると、乾燥大気 1 kg に対する気体定数は

$$R_d = 1000 \frac{R^*}{M_d} = 287.0 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1} \quad (2.2)$$

となる。一方、水蒸気 1 kg に対する気体定数は $R_v = 461.51 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ である。乾燥大気、水蒸気に対しては、それぞれ

$$p_d = \rho_d R_d T \quad (2.3)$$

$$e = \rho_v R_v T \quad (2.4)$$

が成り立つ。

湿潤大気の密度は

$$\rho = \rho_d + \rho_v = \frac{p - e}{R_d T} + \frac{e}{R_v T} \quad (2.5)$$

ここで

$$\varepsilon \equiv \frac{R_d}{R_v} = \frac{M_v}{M_d} = 0.6219 \quad (2.6)$$

とおくと (2.5) は

$$\rho = \frac{p}{R_d T} \left[1 - \frac{e}{p} (1 - \varepsilon) \right] \quad (2.7)$$

と書ける。この式は

$$p = \rho R_d T_v \quad (2.8)$$

と表すこともできる。ここで

$$T_v = T \left[1 - \frac{e}{p}(1 - \varepsilon) \right]^{-1} \quad (2.9)$$

を仮温度と呼ぶ。仮温度を用いると、乾燥大気に対する気体定数を用いて湿潤大気を扱うことができる。湿潤大気の密度は乾燥大気よりも小さいので、仮温度は気温よりも常に大きい。湿潤大気と同じ密度になるために、乾燥大気が到達すべき気温が仮温度である。

■例題 2.1 乾燥空気及び水蒸気の密度がそれぞれ 1.275 kg m^{-3} , $4.770 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$ であるとき、乾燥空気の気圧と水蒸気圧及び全気圧を求めよ。気温は 0°C とする。

2.2 静力学平衡

既に第 1.2.2 節に述べたように、気圧はある高さよりも上にある大気の重さなので、上空ほど気圧は低くなる。高度に伴う気圧の減少により、大気を薄く切り取った層は正味の向上きの力を受ける。この層には、同時に重力により下向きの力が掛かる。これらが釣り合った状態を静力学平衡あるいは静水圧平衡 (hydrostatic balance) と呼ぶ。静力学平衡は次の式で表される。

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2.10)$$

2.2.1 ジオポテンシャル

ジオポテンシャル (geopotential) は、重力に逆らって 1 kg の質量を海面から z まで持ち上げるために必要な仕事として定義される。

$$\Phi(z) = \int_0^z g dz \quad (2.11)$$

重力の高度変化を無視した重力加速度でジオポテンシャルを割った値をジオポテンシャル高度あるいは単に高度と呼ぶ。

$$Z = \frac{\Phi}{g}, \quad g = 9.807 \text{ m s}^{-2} (\text{定数}) \quad (2.12)$$

高層天気図では同じ気圧面 (等圧面) 上に気温等とともに等圧面高度の等値線が描かれている (図 2.1)。

2.2.2 海面更正

等温大気を仮定し、静力学平衡 (2.10) を鉛直に積分すると

$$p = p_0 e^{-z/H} \quad (2.13)$$

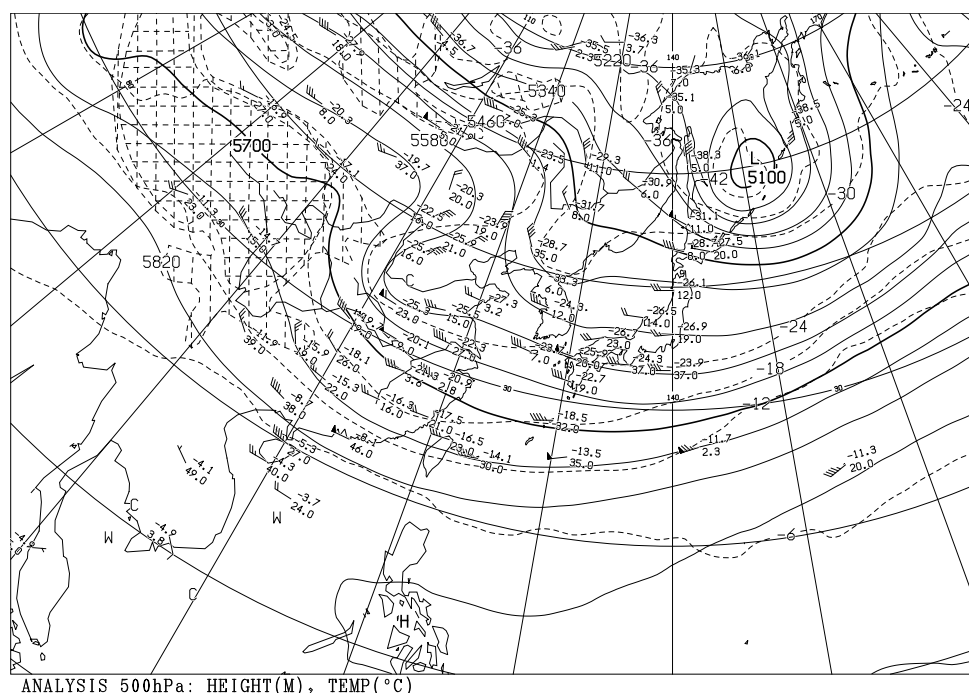


図 2.1 2013 年 12 月 3 日 0 UTC における 500hPa 面天気図。実線は等ジオポテンシャル高度 (gpm), 点線は気温 (°C), 矢羽は風向・風速 (ノット, 短矢羽 5 ノット, 長矢羽 10 ノット, 旗矢羽 50 ノット)。矢羽の横の数字は, 気温 (上) 及び湿数 (気温 - 露点温度, 下) を表す。気象庁発表

が得られる。ここで p_0 は参照高度における気圧,

$$H = \frac{RT}{g} \quad (2.14)$$

はスケールハイト (scale height) と呼ばれ 7~8 km が用いられる。地球の等価黒体温度 (例題 1.2) を用いると, スケールハイトは $H = 7460$ m となる。

観測点の標高はそれぞれ異なるので, 図 2.2 に示すように, 地上天気図では海面気圧が示されている。

■例題 2.2 スケールハイトを 8 km とするとき, 大気の質量が半分となる高度を計算せよ。

2.3 熱力学第一法則

気体の持つ熱運動のエネルギーと分子間の位置のエネルギーをまとめて内部エネルギーという。内部エネルギーの変化 δu は気体に加えた熱量 δq と仕事量 δw に等しい。

$$\delta u = \delta q + \delta w \quad (2.15)$$

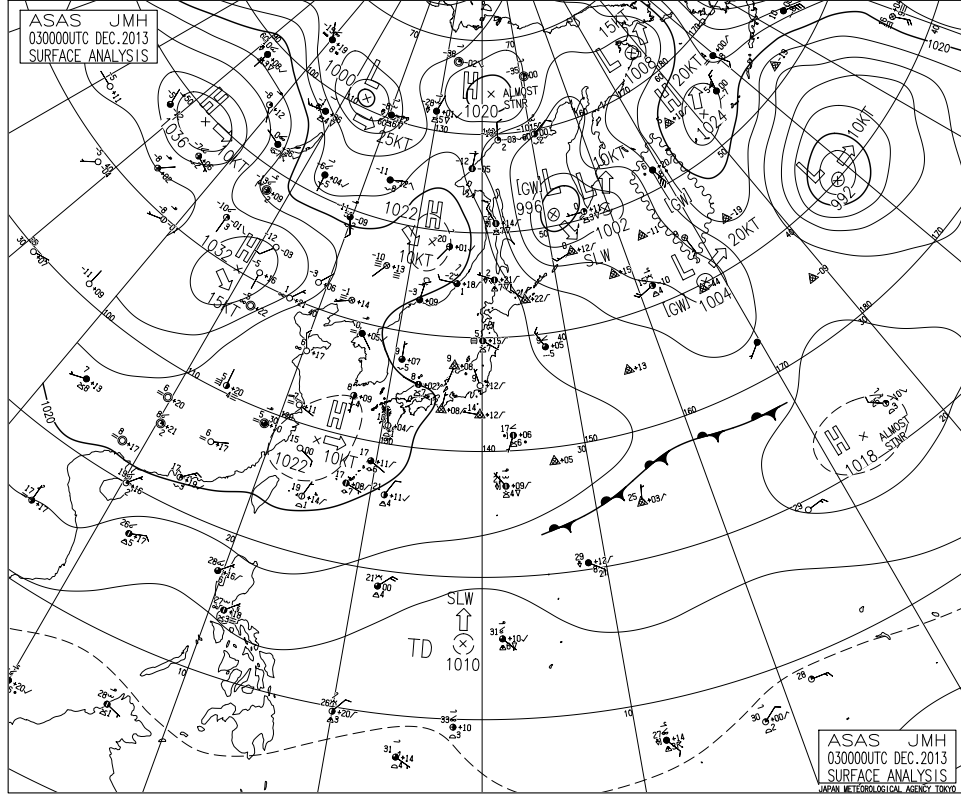


図 2.2 気象庁の解析に基づく 2013 年 12 月 3 日 0 UTC (JST) における地上天気図。実線は等圧線 (hPa)、点線は気温 (°C)、矢羽は風向・風速 (ノット、短矢羽 5 ノット、長矢羽 10 ノット、旗矢羽 50 ノット)。国際式の記号を用いて、観測点での雲量等の観測、高低気圧の位置や移動、前線の種類や位置、海上警報の対象域等が記入されている。気象庁発表

この関係式を熱力学第一法則という。熱力学第一法則は、熱エネルギーに着目して表したエネルギー保存則である。気体が外圧 p に逆らって膨張し、比容 $\alpha = \rho^{-1}$ が $\delta\alpha$ だけ増加したとすると、仕事は

$$\delta w = -p\delta\alpha \quad (2.16)$$

と表し、(2.15) を微分形で書くと

$$du + pd\alpha = dq \quad (2.17)$$

となる。

熱量 dq は、相変化無しに温度を dT 変化させるとする。これらの比 dq/dT を比熱と呼ぶ。容積一定 $d\alpha = 0$ のとき、(2.17) より $dq = du$ なので、内部エネルギーの変化は

$$du = c_v dT \quad (2.18)$$

と書ける。ここで

$$c_v = \left(\frac{dq}{dT} \right) = 717 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1} \quad (2.19)$$

を定積比熱という。式 (2.18) を (2.17) に代入すると、熱力学第一法則は

$$c_v T + p d\alpha = dq \quad (2.20)$$

と書ける。理想気体の状態方程式 (2.3) を (2.20) に用いると、

$$dq = c_p dT - \alpha dp \quad (2.21)$$

となる。ここで

$$c_p = c_v + R_d = 1004 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1} \quad (2.22)$$

を定圧比熱 (specific heat at constant pressure) と呼ぶ。

■例題 2.3 断熱過程では、 $p\alpha^\gamma$ が保存することを示せ。ここで $\gamma \equiv c_p/c_v$ は比熱比である。

2.4 湿潤大気

大気中の水蒸気の表し方には、様々なものがある。

2.4.1 混合比と比湿

一定の空気に含まれる水蒸気の質量と乾燥空気の質量との比を混合比 (mixing ratio) という。

$$w \equiv \frac{m_v}{m_d} = \frac{\rho_v}{\rho_d} \quad (2.23)$$

式 (2.5) を用いると

$$w = \frac{\varepsilon e}{p - e} \approx \frac{\varepsilon e}{p} \quad (2.24)$$

を得る。分母を空気の質量としたものは、比湿と呼ばれる。

$$q \equiv \frac{m_v}{m_v + m_d} = \frac{w}{1 + w} \quad (2.25)$$

2.4.2 飽和水蒸気圧

蒸発が凝結よりも多い状態を未飽和 (unsaturated)、蒸発と凝結とが釣り合った状態を飽和 (saturated) という。飽和したときの水蒸気圧を飽和水蒸気圧という。飽和水蒸気圧は温度のみの函数で、水に対しても、氷に対しても、温度とともに増大する (図 2.3)。氷からの蒸発は、常に自らより小さい ($e_s > e_{si}$) ので、飽和した空気中の氷の粒子には水蒸気が沈着して成長する。

2.4.3 相対湿度、露点温度、湿球温度

相対湿度は、水蒸気圧 e と飽和水蒸気圧 e_s との比を百分率で表したものである。

$$\text{RH} \equiv 100 \frac{e}{e_s} \approx 100 \frac{w}{w_s} \quad (2.26)$$

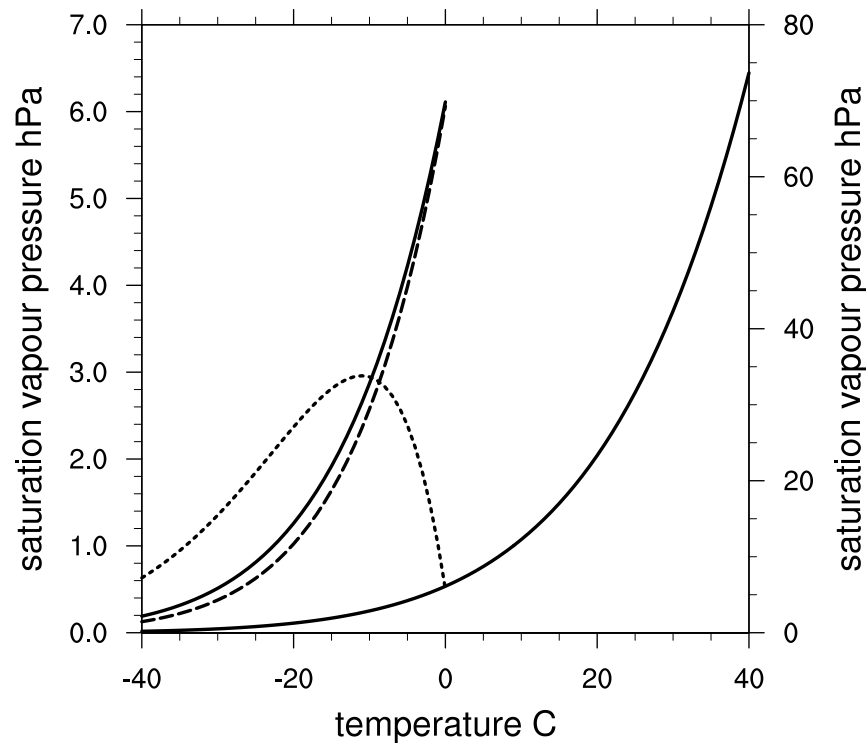


図 2.3 水に対する飽和水蒸気圧 e_s (hPa, 実線), 氷に対する飽和水蒸気圧 e_{si} (破線) の温度依存性。 $10(e_s - e_{si})$ を点線で表す。 $-40 \sim 40^\circ\text{C}$ の e_s は右軸, 0° 以下の e_s 及び e_{si} , $10(e_s - e_{si})$ の軸は左軸。 Sonntag (1990) の式に基いて計算

露点温度 T_d は, 空気を冷却し e が飽和水蒸気圧となる温度である。湿球温度 T_w は, 湿った布で巻いた温度計で測った気温である。湿球から蒸発した分水蒸気が増えるので, $T_d \leq T_w \leq T$ である。 $T - T_d$ を湿数という。

■例題 2.4 気圧 $p = 700$ hPa で, $T = 0^\circ$ における飽和水蒸気圧 $e = 6.112$ hPa に対する飽和混合比 w_s (g kg^{-1}) を求めよ。

2.5 大気の安定度

対流 (convection) は, 伝導, 放射と並び, 熱の伝播の一形態で, 物質自体が熱を輸送する現象である。気象学では, 水平の温度差により生ずる水平対流もあるが, 単に対流というときは通常浮力による鉛直対流を指す。なお, 大気の運動による水平方向の空気の流れは移流 (advection) と呼んでいる。この節では, 対流発生の指標である安定度とそれを定義する温位について説明する。

2.5.1 温位

第 1.2.2 節で学んだように，気温は高さにより変化するが，気圧も下がるため，気温だけでは密度が大きいかどうか判別がつかない。そこで，海面付近の 1013 hPa のような参照気圧 p_0 での値に気温を換算して比較する。これを温位（potential temperature）と呼び，以下のように定義する。

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/c_p} \quad (2.27)$$

この定義は，乾燥大気に対して，熱力学第一法則 (2.21) で断熱 ($dq = 0$) を仮定することにより導出される。

湿潤大気では，水蒸気は凝結して液体の水になる際に生じる凝結熱の効果を考慮する必要がある。断熱的に空気を持ち上げると，飽和するまでは乾燥空気のようにふるまう。飽和に達する高度を持ち上げ凝結高度（lifting condensation level, LCL）と呼ぶ。さらに $p = 0$ まで持ち上げ，含む水蒸気を全て凝結させ，水は系の外に出すという過程を考える。これを偽断熱過程（pseudoadiabatic）と呼ぶ。偽断熱過程で保存される相当温位は，次のように定義される。

$$\theta_e = \theta \exp \left(\frac{L_v w_s}{c_p T_L} \right) \quad (2.28)$$

ここで L_v は凝結熱， w_s は飽和混合比， T_L は持ち上げ凝結高度での気温である。

気温分布はそのまま，仮想的に飽和させた相当温位を飽和相当温位（saturated equivalent potential temperature）という。

$$\theta_e^* = \theta \exp \left(\frac{L_v w_s}{c_p T} \right) \quad (2.29)$$

2.5.2 安定度

気温や水蒸気の鉛直分布を変えずに，小さな空気の塊（気塊）を上昇させることを考える。

乾燥大気の安定度は，温位の鉛直微分の符号で決まる。

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \begin{cases} < 0 & \text{不安定} \\ = 0 & \text{中立} \\ > 0 & \text{安定} \end{cases} \quad (2.30)$$

湿潤大気の場合は，安定度は以下のように場合分けされる。

- 絶対不安定

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0 \quad (2.31)$$

気塊は周囲よりも軽いので上昇を続ける。

- 乾燥中立

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \quad (2.32)$$

飽和気塊に対しては不安定。

NCEP/NCAR reanalysis climatology 1981-2010

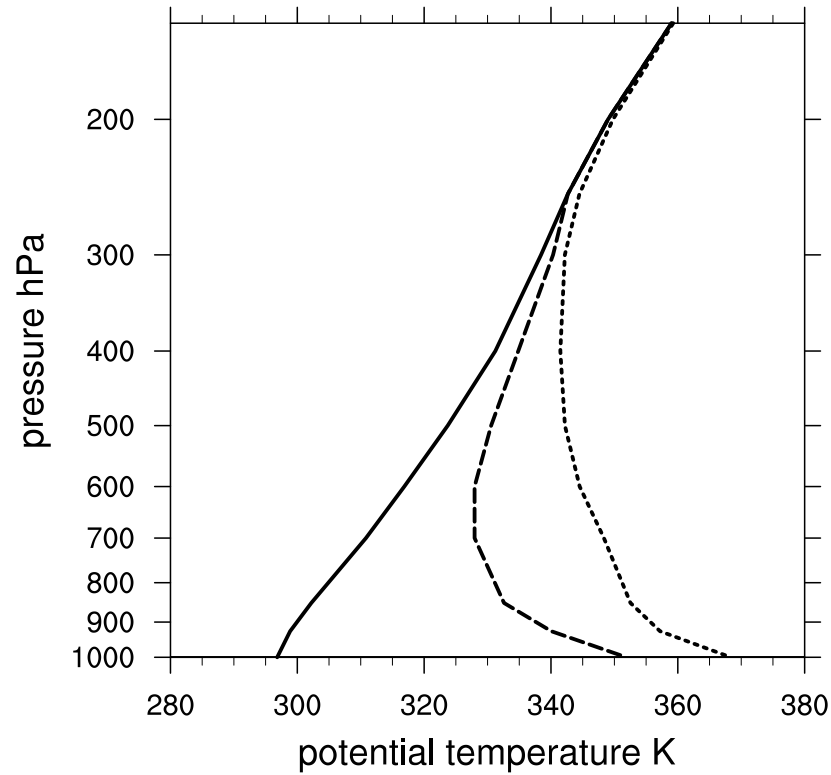


図 2.4 熱帯（30°S–30°N）で平均した気候学的な年平均の温位（実線），相当温位（破線），飽和相当温位（点線）の鉛直分布。NCEP/NCAR 再解析を用いて作成

- 条件付不安定 (conditional instability)

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0, \frac{\partial \theta_e^*}{\partial z} < 0 \quad (2.33)$$

気塊が飽和すれば周囲よりも軽いので上昇を続けるが，不飽和ならば安定。

- 湿潤中立

$$\frac{\partial \theta_e^*}{\partial z} = 0 \quad (2.34)$$

- 絶対安定

$$\frac{\partial \theta_e^*}{\partial z} > 0 \quad (2.35)$$

凝結気塊に対しても安定である。

■例題 2.5 静力学平衡が成り立つとき，乾燥大気が不安定となるのは温度減率 $\Gamma \equiv -\frac{\partial T}{\partial z}$ と乾燥断熱減率 $\Gamma_d \equiv g/c_p$ とを比較して $\Gamma > \Gamma_d$ となるときであることを示せ。

第 4 講

大気大循環、総観規模

この講義では、大気力学の基礎を学び、大気大循環や総観規模の現象について概観する。

4.1 大気力学

大気の運動は運動の第 2 法則 $F = ma$ で記述されるが、地球の自転の効果を考える必要がある。

4.1.1 みかけの力

地球は絶対座標系から見ると、一定の角速度で回転している。地球とともに回転する座標を採用する場合、回転に伴う見かけの力が現れる。見かけの力には、コリオリ力と遠心力とがある。コリオリ力は

$$\mathbf{C} \equiv -f\mathbf{k} \times \mathbf{v} \quad (4.1)$$

という形をしている。ここで $f = 2\Omega \sin \phi$ はコリオリパラメータ、 $\Omega = 2\pi/1 \text{ 日} = 7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ は地球の回転角速度、 ϕ は緯度、 $\mathbf{v} = (u, v)$ は風である。北半球では、 $f > 0$ なのでコリオリ力は進行方向右側に働く。南半球では、 $f < 0$ なので進行方向左側に働く。両半球で高低気圧の回転の向きが逆なのは、コリオリパラメータの符号が異なるためである。遠心力 $\Omega^2 R_E$ は、通常重力加速度 g に含めて考える。

4.1.2 実在する力

気圧の高低により作用する力を気圧傾度力という。

$$\mathbf{P} \equiv -\alpha \nabla p \quad (4.2)$$

静力学平衡 (2.10) を用いて、鉛直座標として z の代わりに p を採用した気圧座標を用いると、気圧傾度力は

$$\mathbf{P} = -\nabla \Phi \quad (4.3)$$

となる。

実在する力には、気圧傾度力の他、地表面の摩擦による摩擦力 $\mathbf{F}$ がある。

4.1.3 地衡風平衡

気圧座標での水平方向の運動方程式は

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{P} + \mathbf{C} + \mathbf{F} \quad (4.4)$$

$$= -\nabla\Phi - f\mathbf{k} \times \mathbf{v} + \mathbf{F} \quad (4.5)$$

と書ける。コリオリ力と気圧傾度力とが等しい状態

$$f\mathbf{k} \times \mathbf{v} = \nabla\Phi \quad (4.6)$$

を地衡風平衡 (geostrophic balance) という。ベクトルの公式

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{v}) = -\mathbf{v} \quad (4.7)$$

を用いると (4.6) は

$$f\mathbf{v} = \mathbf{k} \times \nabla\Phi \quad (4.8)$$

とも書ける。大規模場では、ほぼ地衡風平衡が成り立っている。摩擦力の影響を直接受けない上空では、等高度線に沿って風が吹いている (図 2.1)。

式 (4.8) を p で微分すると

$$-\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \ln p} = \frac{R}{f} \mathbf{k} \times \nabla T \quad (4.9)$$

を得る。この式は、風の鉛直シアと水平温度傾度との関係を示している。図 4.1 に示すように、対流圏では極ほど気温が低く、中緯度では上空ほど東西風が強くなっている。中緯度の対流圏上部に吹く強い西風を偏西風、その付近の緯度帯を偏西風帯と呼ぶ。

■例題 4.1 北半球でも南半球でも中緯度では偏西風が存在することを温度風の関係から説明せよ。

4.2 総観規模擾乱と大気大循環

この講義の仕上げとして、大気が地球上でどのように運動しているのか、季節間の変化を考慮しながら概観する。

4.2.1 総観規模擾乱

図 4.2 は北極上空から見た 500 hPa 面天気図である。中緯度では、ほぼ等高度線に沿って低気圧を左手に見るように偏西風が吹いている。偏西風は、ところにより大きく蛇行し、気圧の峰や谷を作っている。H や L が示すのは、低気圧や高気圧の中心である。

低気圧や高気圧は、偏西風上の波動として捉えることができ、その波長は 4 千 km 程度である。気象学では水平スケール $O(10^3-10^4)$ km を総観規模、中緯度高低気圧を総観規模擾乱と呼んでいる。ま

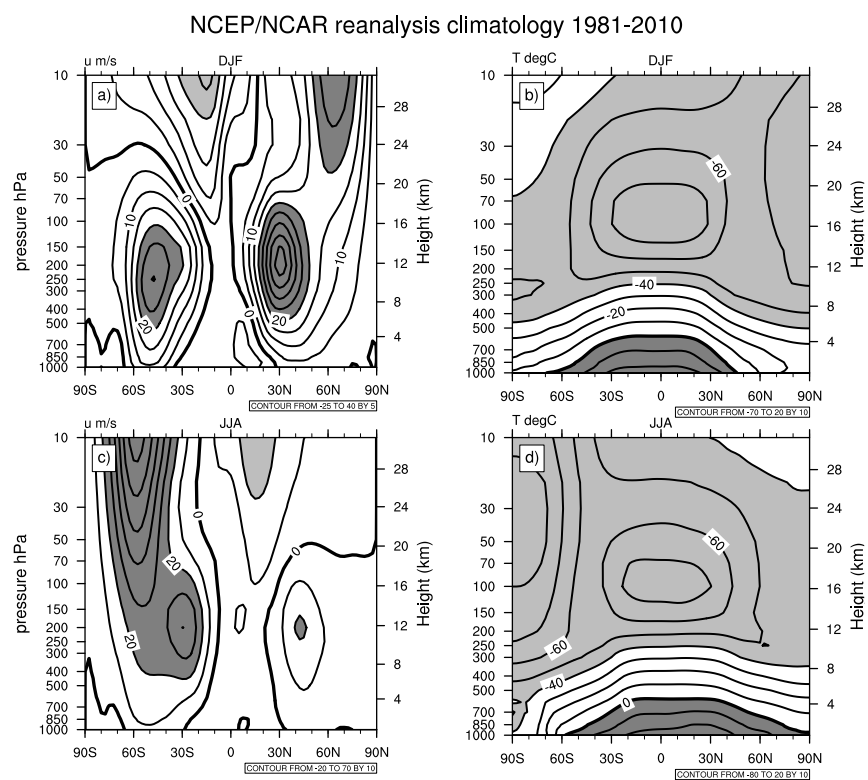


図 4.1 気候学的な 12～2 月 (a, b), 6～8 月 (c, d) 平均の東西平均東西風 (a, c) 及び気温 (b, d)。NCEP/NCAR 再解析の月平均データから作成

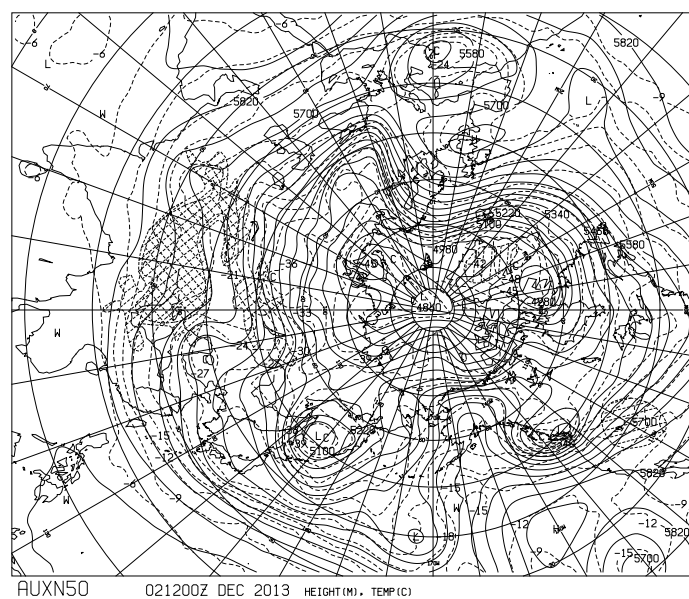


図 4.2 2013 年 12 月 3 日 0 UTC における北半球 500 hPa 面天気図。実線は等ジオポテンシャル高度 (gpm), 点線は気温 (°C)。気象庁発表

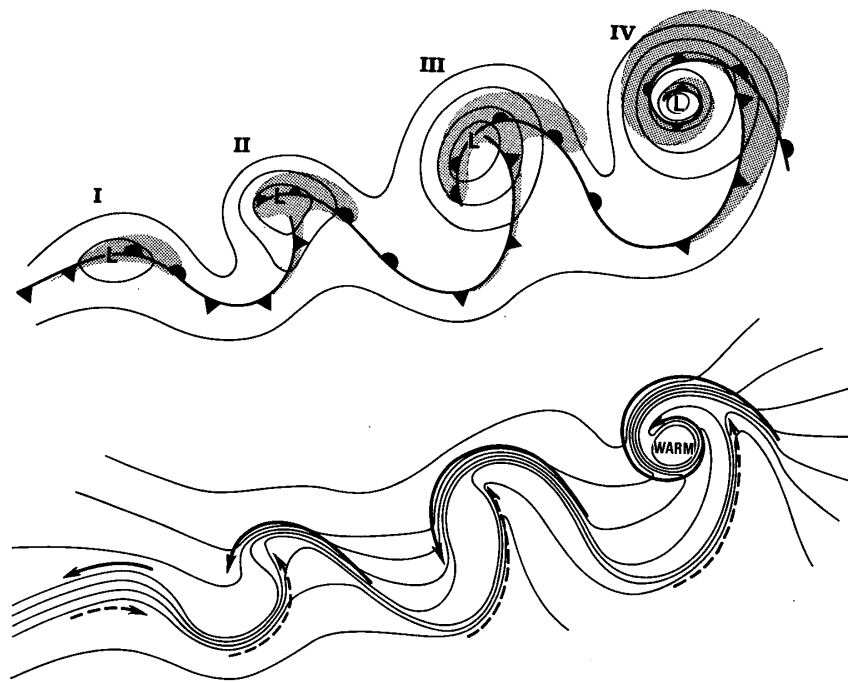


図 4.3 Shapiro and Keyser (1990) が示した海洋上の典型的な低気圧の発達段階。I: 初期広域傾圧段階, II: 前線断裂, III: 後屈前線及び前線 T ボーン構造, IV: 温暖核隔離。上段: 海面気圧 (実線), 前線 (太実線), 雲分布 (陰影), 下段: 気温 (実線), 暖気 (破線矢印), 寒気 (実線矢印)。Neiman and Shapiro (1993)

た傾圧性により発達することから、傾圧性擾乱とも呼ばれる。総観規模擾乱は、中緯度における熱の極向き輸送に重要な役割を果たしている。

図 4.3 に、海上で発達する総観規模擾乱の発達段階を Shapiro and Keyser (1990) が提案した典型的な発達過程（概念モデル）を示す。

- I) 初期広域傾圧段階: 傾圧帯上で寒気や暖気の移流が生じ、次第に前線が強化され低気圧が発生する。
- II) 前線断裂: 温度傾度の大きい前線が強化され前線は温暖前線と寒冷前線とに断裂する。
- III) 後屈前線及び T ボーン構造: 温暖前線は低気圧の後方に折れ曲がり、T ボーン構造が形成される。
- IV) 温暖核隔離: 温暖前線は低気圧中心に巻き込まれ、温暖核が形成される。

総観規模擾乱は、傾圧性が大きい、すなわち偏西風の強いところで数多く発生する。冬季の北半球では、日本の南岸や北米の東岸に風速の極大がある（図 4.4a）。これら領域は、低気圧の通り道という意味でストームトラック（storm track）と呼ばれている。中緯度では、ストームトラックに沿って降水の極大が見られる（図 4.5）。

NCEP/NCAR reanalysis climatology 1981-2010

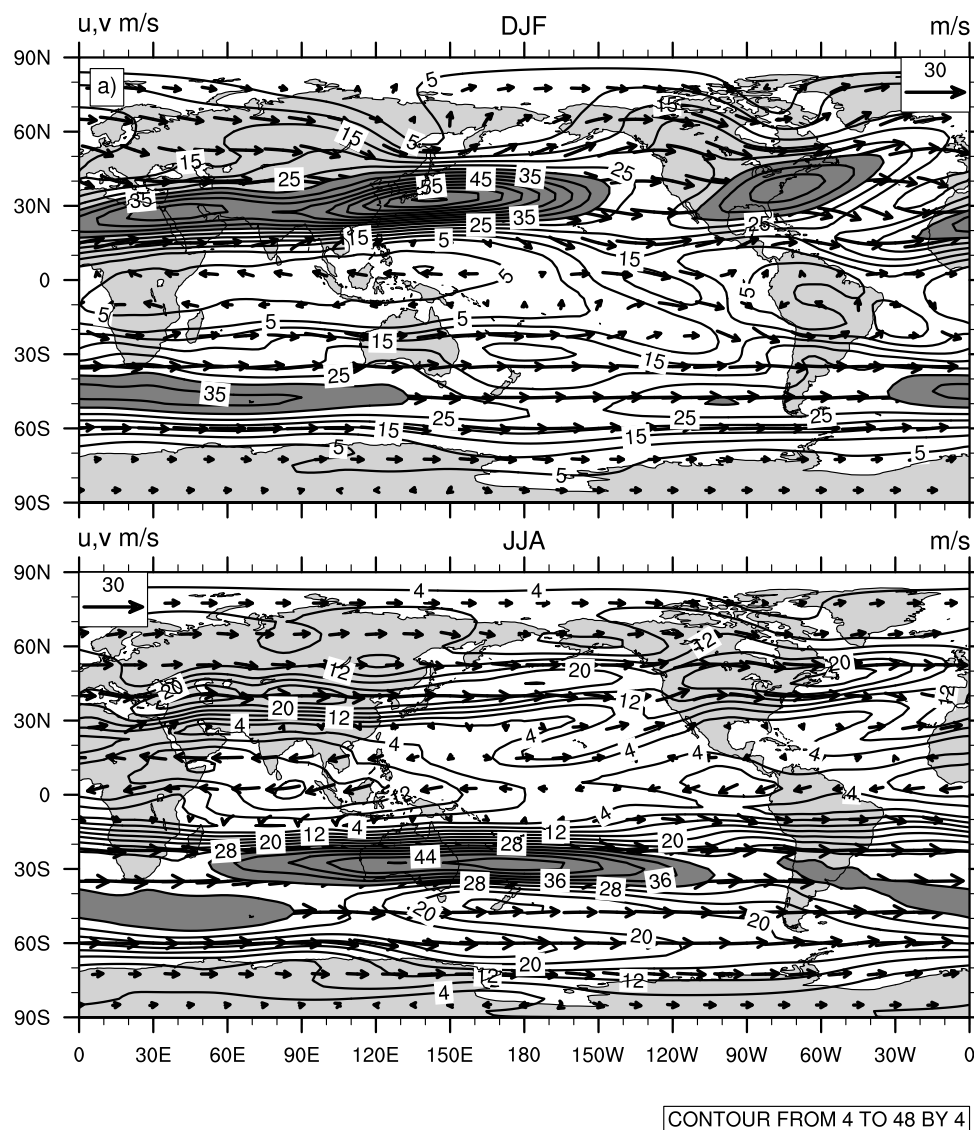


図 4.4 気候学的な a) 12～2 月平均, b) 6～8 月平均の 250 hPa 面における風 (m s^{-1})。濃い陰影は 20 m s^{-1} 以上の領域。NCEP/NCAR 再解析の月平均データから作成

4.2.2 ハドレー循環

図 4.6 は、平均的な子午面循環を次の式で計算される質量流線関数で表したものである。

$$\psi \equiv \frac{2\pi \cos \phi}{g} \int_p^{p_s} \bar{v} dp \quad (4.10)$$

$\psi > 0$ は時計回り、 $\psi < 0$ は反時計回りの循環を表している。最も顕著な子午面循環は熱帯～亜熱帯域にある。12～2 月（図 4.6a）は南半球で上昇し北半球で下降、6～8 月（図 4.6b）は北半球で上昇し

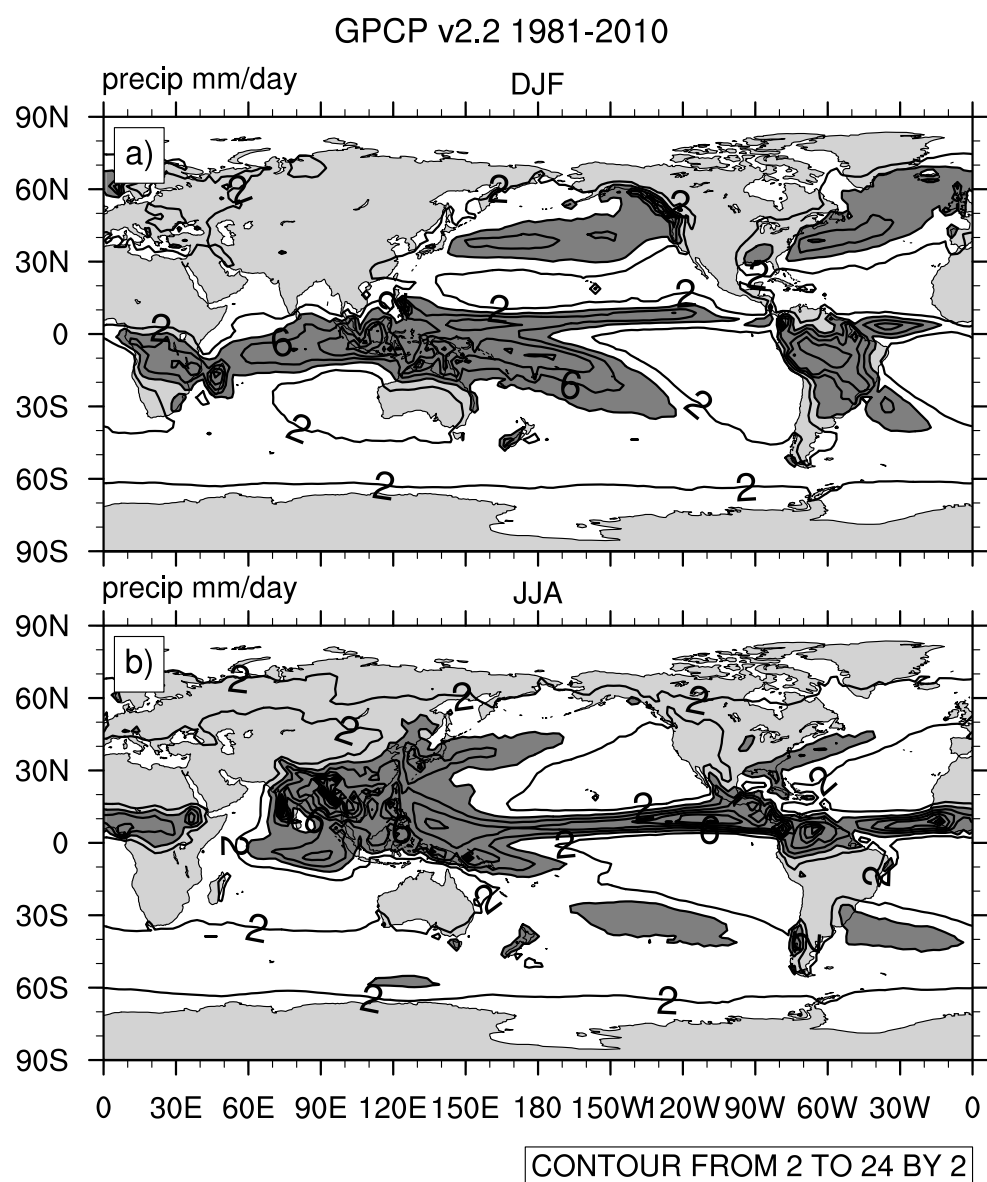


図 4.5 気候学的な a) 12～2 月平均, b) 6～8 月平均の降水量 (mm d^{-1})。濃い陰影は 4 mm d^{-1} 以上の領域。GPCP (Global Precipitation Climatology Project, 全球降水量気候値プロジェクト) の月平均データから作成

南半球で下降している。これをハドレー循環という。年平均 (図 4.6c) では、赤道付近で上昇し、亜熱帯で下降している。下降域の対流圏上部には、偏西風 (亜熱帯ジェット) が存在している。偏西風の維持には、ハドレー循環が輸送する運動量が大きく寄与すると考えられている。

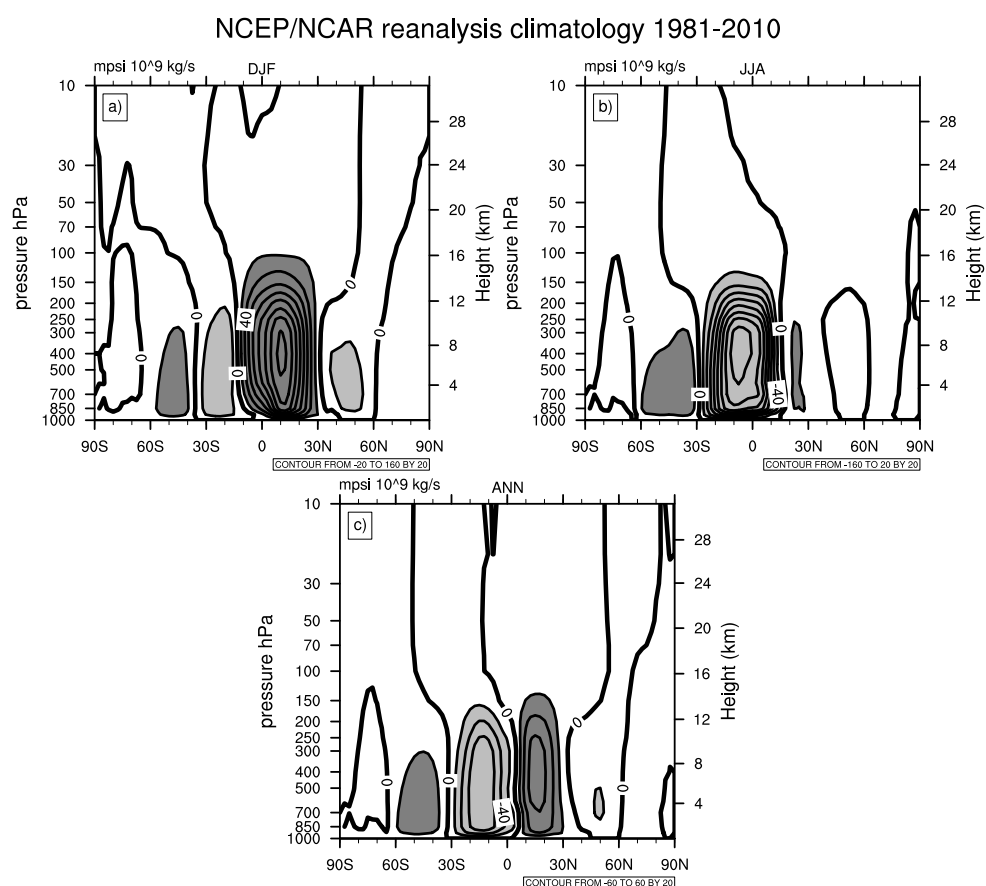


図 4.6 気候学的な a) 12～2 月平均, b) 6～8 月平均, c) 年平均の東西平均質量流線函数 ψ (10^9 kg s^{-1})。濃い陰影は $\psi > 20 \text{ kg s}^{-1}$, 薄い陰影は $\psi < -20 \text{ kg s}^{-1}$ 。NCEP/NCAR 再解析の月平均データから作成

4.2.3 モンスーン

ハドレー循環が 12～2 月と 6～8 月とで向きを反転させるのは、対流活発域が半球間で移動するためである。この現象をモンスーンといい、子午面循環だけでなく、季節により風系が大きく変化する (図 4.7)。降水量で見ると、熱帯域の極大は 12～2 月は南半球に 6～8 月は北半球にある (図 4.5)。

■例題 4.2 地表面付近の風 (図 1.5, 4.7) が等圧線に沿っていない理由を説明せよ。

NCEP/NCAR reanalysis climatology 1981-2010

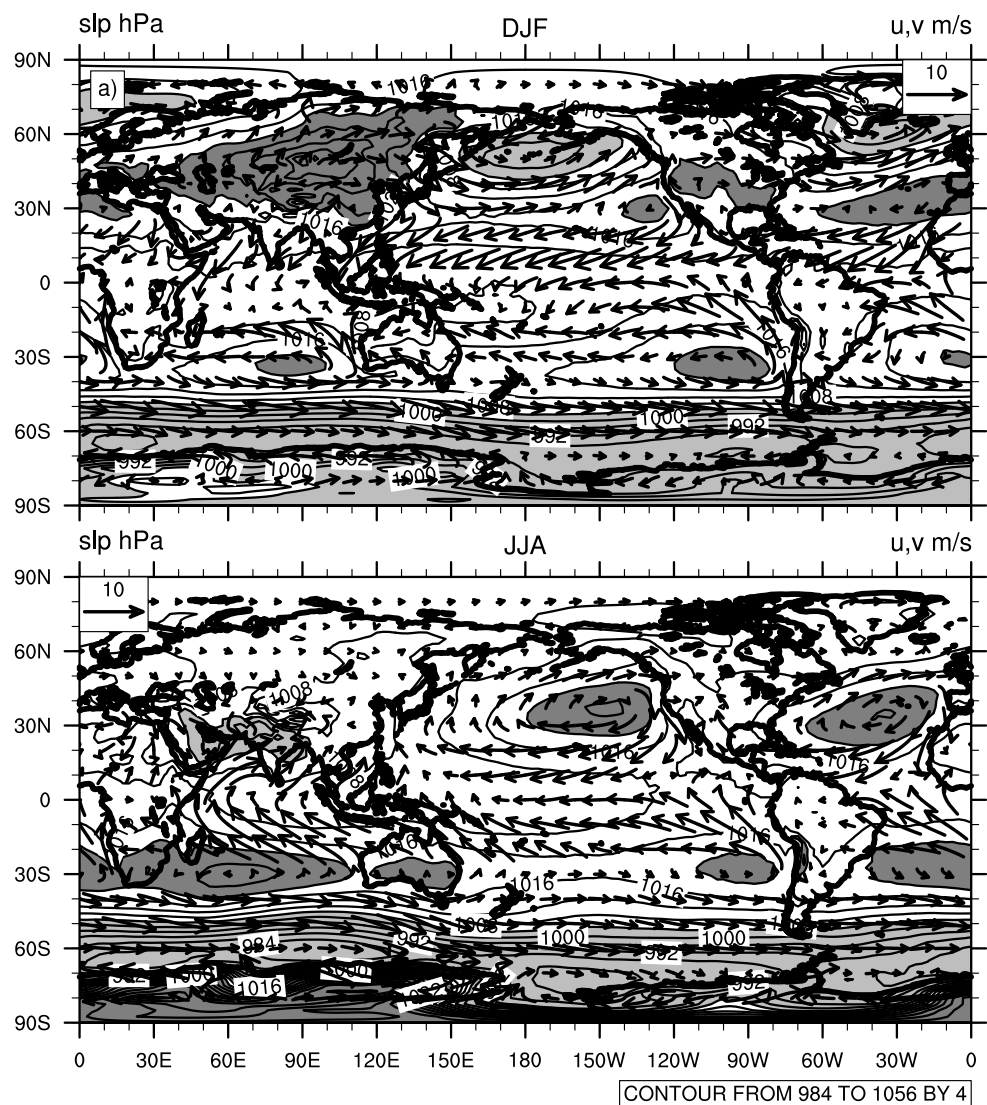


図 4.7 気候学的な a) 12～2 月平均, b) 6～8 月平均の海面気圧 (hPa) 及び地表面付近の風 (m s^{-1})。濃い陰影は 1016 hPa 以上の領域。薄い陰影は 1000 hPa 以下の領域。NCEP/NCAR 再解析の月平均データから作成

謝辞

NCEP/NCAR 再解析は京都大学生存圏研究所 (<http://database.rish.kyoto-u.ac.jp/arch/glob-atmos/>), OISST v2, GPCP v2.2 は NOAA/OAR/ESRL PSD (<http://www.esrl.noaa.gov/psd/>) から取得した。作図には UCAR/NCAR/CISL/VETS の NCAR Command Language (<http://dx.doi.org/10.5065/D6WD3XH5>) を用いた。

参考文献

- Eakins, B. W. and G. F. Sharman, 2010: Volumes of the world's oceans from ETOPO1. URL http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/etopo1_ocean_volumes.html.
- Goody, R. M. and Y. L. Yung, 1995: Atmospheric radiation: theoretical basis. New York, 544 pp.
- Kalnay, E., et al., 1996: The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437–471.
- Manabe, S. and R. F. Strickler, 1964: Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361–385.
- Neiman, P. J. and M. A. Shapiro, 1993: The life cycle of an extratropical marine cyclone. Part I: frontal-cyclone evolution and thermodynamic air-sea interaction. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2153–2176.
- Shapiro, M. A. and D. Keyser, 1990: Fronts, jet streams, and the tropopause. *Extratropical Cyclones*, C. W. Newton and E. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., Vol. Erik Palmén Memorial Volume, 167–191.
- Trenberth, K. E., J. T. Fasullo, and J. Kiehl, 2009: Earth's global energy budget. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **90**, 311–323, doi:10.1175/2008BAMS2634.1.
- Wallace, J. M. and P. V. Hobbs, 2006: Atmospheric science: an introductory survey. 504 pp.