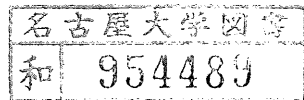


大気球観測による成層圏内部重力波の砕波に関する研究

A Study on Gravity Wave Breaking in the Stratosphere

by Balloon Observation

学位請求論文



名古屋大学大学院 理学研究科

大気水圏科学専攻

山 中 大 学

Manabu D. Yamanaka

## 目 次

要旨	1
第1章 序論	2
§ 1. 1 はじめに	2
§ 1. 2 中部成層圏における直接観測の意義	3
§ 1. 3 中層大気力学における内部重力波の重要性	6
§ 1. 4 重力波砕波に関する理論的背景	10
1.4.1 内部重力波の砕波	10
1.4.2 慣性重力波の砕波	14
1.4.3 成層圏弱風層の生成	22
§ 1. 5 本研究の目的と構成	24
第2章 測器および観測	28
§ 2. 1 はじめに	28
§ 2. 2 大気球観測	28
§ 2. 3 改良 Gill 型プロペラ式風速計	33
2.3.1 気球搭載風速計の条件	33
2.3.2 プロペラ式風速計の測定原理	34
2.3.3 軸受部・回転検出部の改良	35
§ 2. 4 グロー放電型電離式風速計	38
2.4.1 電離式風速計	38
2.4.2 原理および構造	40
2.4.3 性能検定実験	45
第3章 解析結果および考察	50
§ 3. 1 はじめに	50
§ 3. 2 三陸における成層圏風系	50
§ 3. 3 気球追尾資料による内部重力波	58
3.3.1 観測事実	58
3.3.2 準単色内部重力波のスペクトル	62
3.3.3 下部中部成層圏での重力波飽和	70
§ 3. 4 気球搭載風速計資料による「階層的」鉛直構造	71
3.4.1 観測事実	71
3.4.2 慣性効果の寄与	80
3.4.3 砕波乱流による渦拡散の実態	87
§ 3. 5 中層大気における内部重力波の伝播と砕波	94
第4章 結論	97

謝辞	.....	99
付録	.....	100
A.	慣性重力波臨界層による平均流生成	100
B.	球面効果による臨界高度のシフト	106
C.	重力波の効果を含む物質鉛直輸送の季節変動	107
D.	観測用大気球システム	112
E.	昇降機による鉛直スキャン	118
F.	Lagrange的測定法の意味および測定誤差	122
文献	.....	128

(全140pp)

## 要 旨

中層大気（成層圏・中間圏・下部熱圏）では対流圏から伝播した内部重力波およびその碎波乱流と考えられる中小規模擾乱が頻繁に報告されているが、特に微細乱流の実測は過去1グループによる断片的なもの（Barat, 1982など）に限られていた。一方、理論的研究からはこの重力波碎波が中間圏界面（Lindzen, 1981; Matsuno, 1982）と中部成層圏（Tanaka and Yamanaka, 1985）の弱風層を生成維持していることはほぼ確実である。これを検証するには微細乱流から長周期重力波に至る広帯域の現象を同時に観測することが必須であるが（Yamanaka and Tanaka, 1984a, b）、技術的に困難であるとされてきた。そこで本研究では碎波乱流層の厚さなどに関する理論的予測を背景に、必要十分な性能をもつ新開発の測器と観測システムを開発して実際に中部成層圏を観測し、その結果を再び理論と対照させることによって重力波碎波の実態を明らかにした。

まず、大気球の長時間水平浮遊追尾によるLagrange的測定（山中, 1985b）と並行して気球搭載風速計の上下による鉛直微細構造測定（Matsuzaka *et al.*, 1984, 1985）を行なうシステムを、風速変動の広帯域観測方法として確立した。搭載風速計については、低温・低圧下でも高感度でかつ長時間観測に耐えられるようなものとして、プロベラ式と電離式との二種を開発した（Yamanaka *et al.*, 1985a, c）。これらを用い、三陸付近の中部成層圏弱風層内において最大3kmの鉛直スキャンを含む各1日前後の観測を4回にわたり実施した（Yamanaka and Tanaka, 1984c; Yamanaka *et al.*, 1985b）。これらの観測により波面の平たい内部重力波および薄い乱流層の存在が確認され、新たに内部重力波のDoppler周波数-2乗則スペクトル、鉛直微細構造の階層性と鉛直波数-3乗則スペクトルなどの知見が得られた。

上記の観測事実のうち特に鉛直微細構造の階層性は、過去の断片的観測および等価的モデルには含まれていなかった重力波碎波乱流の本質的特性で、本研究における最大の発見である。この事実について理論的背景を踏まえて考察した結果、成層圏における内部重力波碎波に関する次のような描像が得られた：①成層圏乱流の正体は鉛直スケールわずか数mの「巻き波」的階層（一つの碎波の初期に現われる）である；②巻き波階層は、碎波を繰り返しつつ上方伝播していく波動の鉛直波長に対応する厚さ数10m程度の「突風」的階層（地球自転による慣性効果が形成に大きく貢献する）に包含される；③以上の諸階層は、碎波している高度幅全体に対応する厚さ数100m程度の階層（これが過去の観測や筆者らの理論的予測に現われるものである）に組織化される；④対流圏から侵入した重力波が下部中部成層圏において次々とこのような形態の碎波を繰返し、理論的に予測したのと定性的に同じ効果が大循環に与え、中部成層圏弱風層を生成維持しているものと考えられる。



## § 1. 1 はじめに

大気の流れ（その水平成分を「風」と呼ぶ）は、大気に対する加熱量の水平面内の過不足によって駆動される。加熱の過不足とは、対流圏では地表面の可視光線吸収量が低緯度で多く高緯度で少ないことであり、中層大気（成層圏・中間圏・下部熱圏）においてはオゾンによる太陽紫外線の吸収が夏半球で多く冬半球で少ないことである。すなわち、中層大気と対流圏とはその駆動源において明瞭に分離され、前者は赤道対称、後者は赤道反対称な流れを生ずる。このような太陽放射によって駆動された軸対称流（同緯度上で一様）に水平方向の非一様が生ずる（「擾乱」と呼ぶ）ためには、何らかの不安定か強制作用が存在しなくてはならない。不安定擾乱の発達には、熱源の条件のみならず一般に下端鉛直速度が存在しないことが必要であるが、その下端を直接地表面または海表面で仕切られている対流圏では文字通り対流が生じ（対流不安定）、加熱量が南北勾配をもつ中緯度では自転との兼ね合いで対流は準水平的となる（傾圧不安定）。また地表・海表の別が水蒸気の潜熱を通じて不安定化に大きく貢献している。一方、自転と太陽放射との組み合わせによって大気に強制される同緯度上の不均一（熱潮汐）は、熱源での振幅としては非常に小さい。また、地形の起伏および海陸などの熱的環境の差異によって、様々の擾乱が大気に強制され得るが、中層大気では境界の効果が直接作用して擾乱を生ずるとは考えられない。

ところが、中層大気にも顕著な擾乱が満ちている事実、あるいは放射からは説明できない大循環の変動の存在が、かなり以前から指摘されて来た（§1.2 参照）。そこで発生源から離れたところに出現し得る擾乱とその影響、つまり対流圏から鉛直伝播する波動（「内部波」）およびその大循環との相互作用（wave-mean flow interaction）が最近20年間の中層大気力学のメイン・テーマとなった（§1.3 参照）。大気中の内部波には、極を取り巻く流れ（極渦）の振動である「Rossby波（または惑星波、planetary wave）」、密度成層による浮力復元力振動である「重力波（gravity wave）」、および大気の圧縮性による弾性振動である「音波（acoustic wave）」があり、それぞれの周波数は一般に孤立した3つの帯域をなす。下部熱圏より下方の大気密度においては、弾性力は浮力に比べ圧倒的に小さいので、中層大気中の擾乱は対流圏から伝播して来た内部Rossby波・内部重力波およびそれらと大循環との相互作用の結果であるはずである。

しかしながら最近までの定量的観測は成層圏高度以下の各種気象ゾンデによる断片的なものおよび気象衛星による低分解能のものに限られていたため、Rossby波に比べ振幅・スケールとも圧倒的に小さい重力波に関する力学的研究は、原理的なものを除いて立ち遅れていた。また重力波よりさらに小スケールの「乱流（turbulence）」については、微量物質の観測から得られたその存在を示す間接的証拠以上の、定量的知識は皆無に近い状態であった。しかるに現在（1982-1985）世界的規模で推進されている「中層大気国際協同観測（Middle Atmosphere Program; MAP）」においては、内部重力波と乱流は最重要項目となっている。その理由は第一に観測手段の進歩によって重力波・乱流の定量的観測が可能になってきたことであり、第二に放射とRossby波で構築された中層大気大循環理論の破綻を補うものとして重力波とその「砕波（breaking）乱流」が注目さ

れたからである。以下本章ではこの2つの理由について解説を加え (§ § 1.2-3), さらに著者自身によるいくつかの予備的理論的研究を要約してから (§ 1.4), 本研究の具体的な目的と構成について述べる (§ 1.5)ことにする。

## § 1. 2 中部成層圏における直接観測の意義

第二次大戦後ロケットや人工衛星が出現するまでは、中層大気は人類にとって宇宙空間の一部であり、その知識の多くは、冒険家や軍人たちが手に入れたものが、科学の先駆者たちのきわどい想像力によるものであった。最初の定量的観測ブームは、1892年に Hermite と Besancon が試みた紙製軽気球による温度観測に始まり、1902年に Teisserenc de Bort および Assmann がそれぞれ独立に成層圏発見の論文を発表して終わった。現在中間圏界面と呼ばれている高温層の発見は、Lindemann と Dobson が1923年に流星観測から、また Whipple が1924年に音波の異常伝播から、間接的に推論したものである。ラジゾンデは1927年から各国で実用化されたが一般に対流圏内の知識を拡充するのにとどまり、成層圏における風速場については噴火後の火山灰の観測などからの推定が主で、戦後レーダが発展しレーウィンが生まれるまでは誤差が大きかった。

戦後になると、まず各国のルーチン気象観測網が対流圏から上へ延びる形で成層圏へと拡張された。直接観測としてはレーウィンゾンデが高度30kmまでカバーできるようになり、冬季高緯度の「成層圏突然昇温 (stratospheric sudden warming)」が Scherhag により1952年に、赤道成層圏の「準2年周期振動 (quasi-biennial oscillation)」が Veryard and Ebdon および Reed により1961年にそれぞれ発見された。また後者の原因となる二種の「赤道波 (equatorial waves; Coriolis力が両半球で逆向きになるために現れる重力波の亜種)」は Yanai and Maruyama (1966) と Wallace and Gutzwiller (1968) が確認した。次いで1959年からロケットゾンデが実用化され、単発的ながらも高度60km付近まで直接観測が可能となり、Reed (1966) から Hirota (1978) に至る赤道成層圏・中間圏の「半年周期振動 (semiannual oscillation)」およびその成因となる波動の解析が行なわれた。さらに全地球的な間接観測手段として、衛星搭載の分光計による成層圏大気温度の測定およびそれに基く風速場の計算が行なわれるようになった。この衛星資料については、大循環や大規模波動に関する多くの解析的研究が電子計算機を用いてなされている。以上を含め本節に紹介する観測の理論的背景は次節に述べられる。

1960年代には航空機の民間利用の高まりや飛行高度の上昇とともに、山岳波とその碎波によって作られる「晴天乱流 (clear air turbulence)」の観測が下部成層圏にまで拡張されて盛んに行なわれた (Panofsky, 1969; Lilly, 1972; Lilly et al., 1974)。一方、電離層・オゾン層などを対象としていた超高層物理学の研究者たちが、ロケット搭載のトレーサー物質による直接観測、流星レーダなどによる間接観測で中間圏から熱圏にかけての風速分布を測定するようになった結果、中間圏界面弱風層などの存在が明らかになった。こうして成層圏から熱圏下部までが力学的にひとまとまりの中層大気として気象・超高層の両者に認識されるようになり、1980年代の中層大気国際協同観測計画 (MAP) へ引き継がれた。なお中層大気中の地球規模の物質分布と輸送についても、波動理論の発展 (次節) とレーザ・レーダなど新しい観測手段の確立 (付録C参照) などにより近年著しく理解が進展し、逆に重要な力学的情報をももたらしている。

以上の測定手段でも鉛直スケール1～数kmの擾乱はよく測定にかかり、内部重力波であろうと推論された (Sawyer, 1961; Hines, 1963; Mantis, 1963; Weinstein *et al.*, 1966; DeMandel and Scoggins, 1967; Endlich *et al.*, 1969; Marshall, 1969; Madden and Zipser, 1970; Heath *et al.*, 1974; Cadet and Teitelbaum, 1977; Thompson, 1978; Dewan, 1979; Chanin and Hauchecorne, 1981; VanZandt, 1982; Lilly and Petersen, 1983; Nastrom and Gage, 1983)。それらのスナップ・ショットは中層大気が重力波に満ち満ちているという事実を教えるには充分であり、Hirota (1984)は各地のロケットゾンデ資料から中高緯度の重力波の活動度が冬に大きいことなどを指摘している。しかし次節の最後に指摘する二つの問題 — 気候学的問題と力学的問題 — を完全に解決するには、既存の手段では精度・範囲・分解能などに限界があって困難である (表1参照)。しかるに近年それぞれの目的にかなう観測手段が確立され、これが前節で述べたように重力波・碎波乱流の研究を活発化させる一つの大きな要因になったのである。

その第一は、「ISレーダ (incoherent scatter radar)」という、もともと電離層から来る微弱な散乱波を検出するために開発されたものが、成層圏乱流による屈折率のゆらぎによる散乱波の検出にも使えることがわかったことである (福山他, 1979)。乱流が流れに凍結されていると仮定すると周波数の Doppler 偏移から風速が決定でき、さらに散乱強度から乱流の構造まで推定できる。この観測手段の特徴は広い高度範囲にわたり (対流圏-熱圏) 比較的細かい高度分解能 (> 数100m) ・時間分解能 (> 数秒) で風速測定ができることで、重力波の気候学的研究にとって強力な武器となるはずであり、既に先駆的成果が出始めている (Woodman and Guillen, 1974; Balsley *et al.*, 1977; Gage, 1979; Larsen *et al.*, 1981; Balsley and Carter, 1982; Sato and Woodman, 1982a, b; Fritts *et al.*, 1984; Vincent, 1984; Maekawa *et al.*, 1984; Woodman and Rastogi, 1984; VanZandt, 1985)。それらから示唆される最も興味深いことの一つは、内部重力波のスペクトルが周波数の  $-5/3$  乗則に近いことである。

第二の手法は、水平浮遊する大型気球 (大気球) に風速計を搭載して風系の微細構造を直接観測することである。気球は成層圏の発見以来現在のレーウィンゾンデまで大気科学の重要な観測手段であるが、それとは別に宇宙科学観測のための大気球が1912年の Hess の宇宙線発見以来発展を続けてきた。大気球は、ガス離脱口の有無により、「零圧 (zero-pressure) 気球」と「超圧 (super-pressure) 気球」とに分類される。後者は等密度面浮遊する特性が利用されて対流圏界面付近の大規模運動の研究に貢献した (Lally *et al.*, 1966; Morel and Bandeen, 1973; Webster and Curtin, 1974, 1975; Morel and Larcheveque, 1974; The TWERLE Team, 1977; Cheng and Piacsek, 1978) が、Cadet (1975, 1977) はこれにプロペラ式風速計を吊下げて成層圏最下部の晴天乱流を測定し、Cadet *et al.* (1977) は昇降機をも搭載して鉛直スキャンを行なった。しかし超圧気球は、気球皮膜の強度に限界があるため、大重量の観測器を搭載して下部成層圏より高く浮遊させられない。一方零圧気球は数100kg より重い機器を40km以上の高度へ運ぶことができ、排気弁やバラスト装置により数日におよぶ水平浮遊も可能である (Nishimura and Hirose, 1981)。Barat (1975a, b, 1982b, c, 1983) と Barat and Bertin (1984a, b) は電離式風速計を開発して零圧気球に搭載し、日没時の浮遊高度変化を利用して鉛直微細構造を観測した。本研究以前に中部成層圏の乱流薄層の実測に成功したのは彼らのみであるが、その母体の内部重力波 (次節以降参照) をも検出できるような長時間連続測定はまだ例がない。以上のように、気球搭載風速計は高い鉛直分解能 (< 数m) で微風速

表1 中層大気力学におけるいろいろな観測手段。

手 段		高 度 (km)	長 所	短 所	対 象
直 接 測 定	レーウィンゾンデ	0～25	安価, ルーチン	低高度	天気図, 鉛直構造
	大気球 { (航 跡) (風速計)	0～45	{ 長時間, 水平飛翔 高精度	単発的	{ 時間-水平構造 微細構造
	飛行機	0～15	有人観測	低高度・高速飛行	強い乱流
	ロケットゾンデ	20～60	高高度	単発・局所的	鉛直構造
間 接 測 定	ライダ	0～30	物質観測	低精度	トレイサ物質の移動
	ISレーダ	5～30 60～100	広い高度範囲	散乱源の問題	時間-鉛直構造
	衛星(分光計)	0～50	全地球的観測	低精度	地球規模の構造

( $< 1\text{m/s}$ )を測定できるので、碎波乱流の力学的研究に不可欠の観測方法である。

上に紹介した新しい観測はまだ資料蓄積段階にあるが、特に微細乱流については指導原理すら確立されていない状況なので、理論的研究とのタイアップが是非とも必要である。そういう観測と理論の有機的結合がなされなかったために成層圏乱流の発生・消滅は謎であったのであるが、この問題は単に碎波理論 (§ 1.3)の検証のみならず、大循環や物質輸送の定量的議論 (§ 1.4)の上で非常に重要である。これまでの観測やモデル計算に基づく「渦拡散係数」の値は余りにもばらつき過ぎており(下部成層圏では4桁に及ぶ)、渦拡散の概念の当否にまで遡らなければ「均質圏(homosphere)」(地上~熱圏下部)の形成を含む物質鉛直輸送にからむ問題は本質的解決にたどり着けないのである。中層大気の大擾乱がすべて対流圏から伝播して来た波動と関係付けられるのならば、成層圏での観測結果は碎波現象の一般的理解を通じて、あるいは擾乱のインプットの定量化によって、中間圏・熱圏の力学に関する貴重な情報を与えると期待できる。

### § 1.3 中層大気力学における内部重力波の重要性

重力波と我々が呼ぶ力学的現象の研究は、中層大気が人類の観測対象となった今世紀初頭をさらに数十年もさかのぼる長い歴史をもっている。最初は、水面の波に興味をもった流体力学の先駆者たちが、成層のない流体の自由振動や強制振動の問題を取扱った。二層流体の境界面に発生し得る不安定波動についてのHelmholtzとKelvin卿の論文は、それぞれ1868, 1871年に出版されている。密度成層のある大気中での空気塊の強制振動は、現在その名を冠して呼ばれるVäisäläとBruntの1925, 1927年の論文の以前から、少なからぬ人々の研究対象となっていたという。しかし1930年代以降しばらくの間は、地上の天気予報に関係するRossby波や傾圧不安定波の研究の陰に隠れてしまい、気象力学の中心課題ではなくなっていた。1960年代に至るまでの間の重力波研究の主たる担い手は、対流圏内の山越え気流の研究者たちと、密度成層流の安定性を取扱う流体力学者たちであった。前者では、Scorer(1949)が地形性内部重力波(山岳波, lee wave)の鉛直伝播を理論的に計算し、Gossard and Munk(1954)が重力波の分散関係と観測結果とを比較した。また後者では、1930年前後のRichardson, Taylor, Goldsteinらの研究を経て、Miles(1961)とHoward(1961)がKelvin-Helmholtzの不安定(KH不安定)を一般化した次の定理を導いた: 二次元領域( $x, z$ )において密度成層 $\bar{\rho}(z)$ をもつ流れ $\bar{u}(z)$ は

$$J \equiv \frac{N^2}{(\bar{u}_z)^2} < \frac{1}{4}, \quad \text{但し} \quad N^2 = -\frac{\partial \ln \bar{\rho}}{\partial z} \cdot g \quad (1.1)$$

となるときに限り不安定である( $J$ はRichardson数,  $N$ はVäisälä-Brunt周波数と呼ばれる)。Howard(1961)はまた、不安定となる波動の位相速度 $c$ は領域内のどこかで

$$\bar{u} = c \quad (1.2)$$

となることも示した。(1.2)となる高度を「臨界高度(critical level)」と呼ぶ。

1960年代以降、重力波は再び多くの大気力学者の興味の対象となるが、この最大の要因が前節に述べたような中層大気に関する知識の飛躍的前進である。まずEliassen and

Palm (1961) は山岳波理論の延長として内部重力波の成層圏への鉛直伝播を論じ、今日彼らの名を冠して呼ばれる重要な定理をうち立てた：重力波による風速擾乱を  $(u, w)$  とし、 $(\bar{\quad})$  を  $x$  方向 1 波長分の平均とすると、

$$\bar{u} \neq c \quad \text{ならば} \quad \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{u} \bar{w}) = 0 \quad (1.3)$$

となる。(1.3)は、内部重力波に伴う運動量フラックスは臨界高度以外で一定、すなわち臨界高度が存在しない内部重力波はもとの流れを加速しないことを意味する。これと同様の定理がRossby波についても成立し (Charney and Drazin, 1961), 両者は合わせて「非加速定理 (non-acceleration theorem)」とも呼ばれる。そこで臨界高度では何が起こるかが次の問題となり、Bretherton (1966) は  $\bar{u}_z$  が充分小さい場合について

$$\bar{u} \rightarrow c \quad \text{のとき} \quad |m| \rightarrow \infty \quad \text{かつ} \quad |u| \rightarrow \infty \quad (1.4)$$

( $m$  は鉛直波数), および

$$\bar{u} \rightarrow c \quad \text{のとき} \quad W_g \rightarrow 0 \quad \text{かつ} \quad U_g \rightarrow \bar{u} \quad (1.5)$$

( $U_g$  と  $W_g$  は水平と鉛直の群速度) を示した。つまり重力波は臨界高度に近づくにつれ限りなく薄い構造となり、かつ臨界高度の向こう側へは侵入できない。さらに Booker and Bretherton (1967) は内部重力波に伴う運動量フラックスが臨界高度を越えると

$$\exp(-2\pi\sqrt{J-1/4}) \quad (1.6)$$

の割合で減衰することを証明し、 $\bar{u}_z$  が小さくて  $J \gg 1$  のとき (中層大気では一般にそうなる) 内部重力波はその臨界高度を越えられないことを確認した (図1参照)。

以上の結果を総合して、Bretherton (1969a,b) や McIntyre (1973) は内部重力波の「臨界高度吸収による平均流加速」という概念を作り上げた。注目すべきは、波源が下方にある場合には加速→臨界高度の下降→さらに下方の加速というフィードバック機構によって、原因が下方にあるにもかかわらず結果は上から下へ進むというパラドクシカルな事実がうまく説明できることである。同じ頃、Jones (1967) は地球自転の効くような長周期の重力波 (「慣性重力波」) について、また Dickinson (1970) は Rossby 波について、臨界高度吸収があることを示した。また非加速定理の統一的証明は最初 Uryu (1973) が停滞波について行ない、最終的には Andrews and McIntyre (1978b) が完成した。臨界高度吸収のメカニズムは、運動量が非線形効果 (碎波) あるいは粘性・熱伝達効果 (逸散) により波から解放されて流れを加速する、と考えることができる (図2参照)。重力波の場合には、安定な流れに波が重畳されたときの臨界高度近傍では部分的に (1.1) となる (「局所的 KH 不安定」; Hodges, 1967) と解釈してよい。Hazel (1967) や Breeding (1971) はそれぞれ粘性や非線形性の臨界高度近傍における効果を研究し、Jones (1968) や Lindzen (1974) は不安定波を含めて議論しようとした。上の記述からも想像されるように現実の吸収は臨界高度近傍のある厚さをもつ層内で起こり、また波がその運動量を失う任意の過程の等価的置換えとも見なせることから、それらの拡張的解釈をも含めた

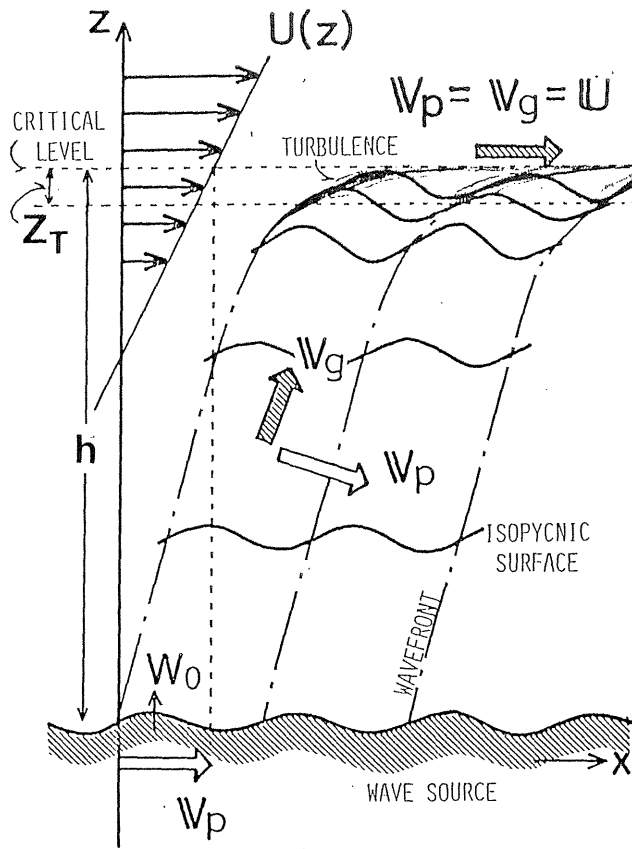


図1 内部重力波の伝播と臨界高度砕波による乱流層の生成を示す模式図。 $V_p$  および  $V_g$  はそれぞれ位相速度ベクトルおよび群速度ベクトル。

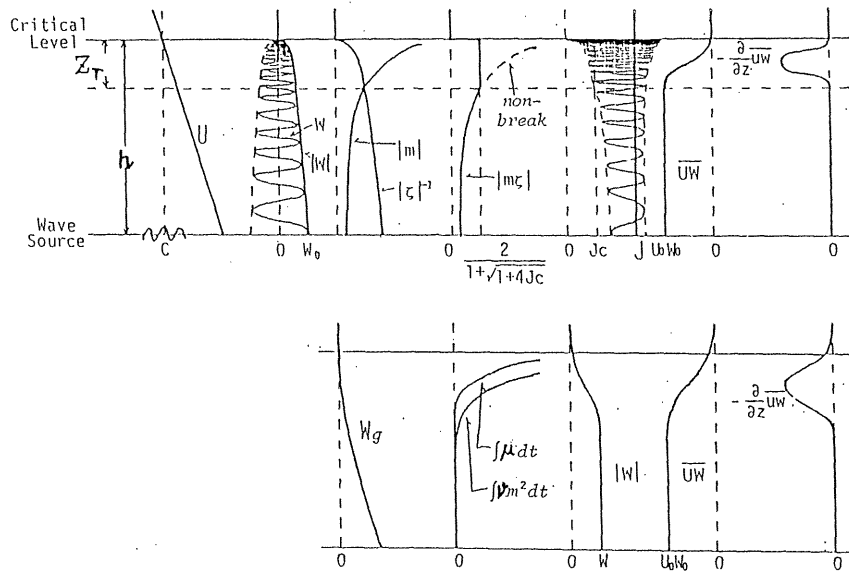


図2 臨界高度に入射する内部重力波に伴う物理量の分布。上段は砕波のある場合，下段は逸散のある場合。

概念を一般に「臨界層吸収 (critical layer absorption)」と呼ぶ。

臨界層吸収の概念は、まず中層大気大規模変動の観測事実の解釈に大きく貢献した。すなわち Lindzen and Holton(1968)による赤道成層圏準2年周期振動、および Matsuno (1971)による成層圏突然昇温の解明である。前者は赤道波 (Matsuno, 1966) と東西流との相互作用を論じたもので、成層圏下端に侵入した波動のうちその流れと同方向の位相速度をもつものは低い高度で臨界層状態となるので、結局下端の流れとは逆向きの波のもつ逆向きの運動量が上方に集積される。先述のフィードバック効果で逆向きの流れは次第に下降してついには下端まで達し、今度は最初の下端の向きの流れが上端に現われてまた下降し、このようなことが繰り返されて準二年周期振動となると考えたのであった。一方、成層圏突然昇温では西風中を上方伝播する Rossby 波 (西進) が (密度減少を補償する意味で) 増幅し、次第に非線形効果が卓越し運動量を流れへと解放する結果ついには東風を生じ (一時的な夏型) 激しく昇温すると考えれば、昇温が次第に下方へと波及する事実がうまく説明できる。この成功を模範として、例えば Miyahara(1978) は下部熱圏の大循環を大気潮汐波との相互作用に着目して研究し、Dunkerton(1982b) や Takahashi (1984) は赤道中間圏の半年周期振動を赤道波との関連において説明した。こうして中層大気中での大規模波動の効果についてはかなり研究が進展し、観測でもほぼ裏付けることができた (前節参照)。しかし大規模波動効果を放射収支と併せて取り入れてもまだ判然としない現象 — 中間圏界面が年中弱風であること — が残されていたのであり、これを解く鍵として中層大気中に満ちていながら研究が立ち遅れていた中小規模重力波の重要性がごく最近になって認識されたのである。

中間圏界面弱風層の実在が上部中間圏における大きな摩擦力の存在を必然的に意味することは、早くから指摘されていた (Leovy, 1964; Sawada and Matsushima, 1964)。この摩擦力を内部重力波の効果で表現するには、大規模波動の場合から類推されるように次の二つの考え方が可能である (図2) :

- (I) 臨界高度の特性のうち(1. 4)に注目する。すなわち、鉛直方向に激しく変化する場所が生じ局所的不安定により碎波乱流が発生し (図1参照)、乱流拡散と波自身の減衰により運動量はその場の流れに与えられ、安定度は常に臨界状態を維持するように調節される、と考える (Lindzen, 1981; Holton, 1982);
- (II) 臨界高度の特性のうち(1. 5)に注目する。すなわち、波束が長く滞在するため本来は微小なはずの粘性逸散作用が積分的に効いて、運動量は次第にその場の流れに移される、と考える (Plumb and McEwan, 1978; Matsuno, 1982)。

両者とも臨界高度近傍の有限の厚さの層 (つまり臨界層) において内部重力波による加速が起こる点では等価であるが (Dunkerton, 1982a), 乱流については (I) では碎波の結果生じるのに対し (II) ではあらかじめ設定された渦粘性として取り入れられており同じではない。両者とも現実に近い結果をシミュレートできていることから、碎波乱流と潜在的渦粘性の正体とは実は不可分のものなのであろう。なお (I) の碎波過程仮説は、波の振幅に上限ができるので「飽和 (saturation)」仮説とも呼ばれ、次節および第3章における理論的検討の際には重要な概念となる。

このようにして、現在では内部重力波とその碎波乱流についての知識は、中層大気大循環を論ずる上で欠くことができなくなった。そこで問題となっているのは、まず内部



重力波のスペクトルや地理的・季節的変化についての言わば気候学的なものである。これまで、地形との相関 (Bretherton, 1969) ・ 2次元乱流との対比 (Gage, 1979) ・ Garrett-Munk (1972, 1975) 海洋内部波スペクトルの応用 (VanZandt, 1982, 1985) などが提出されているが、まだ完全な了解を得るに至っていない。しかし上の (I) (II) はいずれにせよ大循環モデルのための等価的表現に過ぎないので、それに相当する現実の大気現象がどのようなものであるかという力学的問題もまた重要かつ未解決である。

(I) に現われる臨界高度近傍の局所的不安定による乱流発生については、実は中間圏界面が問題となる前に Geller et al. (1975) ・ Tanaka (1975b) などが具体的な乱流層の厚さなどまで求めている。これらについては次節において必要に応じて引用し議論することにするが、そこで述べられるように地球自転効果など現実の大気中では過去の理論で簡単化のため無視されてきたさまざまな作用が働いている。臨界高度問題の場合マイナーなものでも必ずしも無視できないことは、例えば(1.4)の導出に無限小の粘性を仮定せざるを得ないことなどを挙げれば了解できよう。理論と観測の両面を有機的に結合した研究がなされなければならない理由も、このあたりにある。

#### § 1.4 重力波砕波に関する理論的背景

内部重力波と流れの相互作用としては、前節 (I) の砕波モデルと (II) の逸散モデルとが提案されているが、ここでは (I) に立脚して砕波による乱流の発生を論ずる。なお観測する現実の中層大気中では、これまでの理論で無視されていたいろいろな効果 — 密度成層・粘性・熱伝達・地球自転 (Coriolis力) など — が現われると考えられる。また現実大気中の現象と照合するためには、観測し得るパラメタ — ここでは「厚さ」あるいは鉛直スケールに重点をおく — を具体的に導いておく必要がある。そこでまず地球自転による「慣性効果」だけを無視し他の効果を含む場合の砕波乱流層の厚さを、Yamanaka and Tanaka (1984a) に従い統一的に見通す (§ 1.4.1)。次に慣性効果だけを取り入れ他は無視した場合の乱流層の厚さを、Yamanaka and Tanaka (1984b) に従って導出する (§ 1.4.2)。最後に重力波砕波が成層圏内で重要である一つの証拠として、Tanaka and Yamanaka (1985) が論じた成層圏弱風層の存在を取り上げる (§ 1.4.3)。

##### 1.4.1 内部重力波の砕波

波による等密度面の起伏 (図 1 参照) は鉛直変位のとき  $|\partial \xi / \partial x| = k |\xi|$  となるから ( $k$ : 水平波数), これが波面の傾き  $(2\pi / |m|) / (2\pi / k)$  を上回ると上下の等密度面間に交叉すなわち密度の局所的転倒が生じるから、「局所的対流不安定 (local convective instability)」の成立条件は  $|m| > 1 / |\xi|$  となる。前節の(1.4)式から、波が臨界高度に近づくにつれて  $|m|$  は限りなく増大し、

$$|m(z) \cdot \xi(z)| = 1 \quad (1.7)$$

を満たす高度  $z$  で局所的対流不安定による砕波が始まる。従ってこの砕波開始高度と臨界高度との差  $Z_T$  が、砕波乱流層の厚さを与えることになる。なお McIntyre (private communication) は、水平二次元問題について波が非線形化する条件として(1.7)式と同

形の  $|\ell \cdot \eta| = 0$  ( $\eta$ : 平行流からの水平変位) を用いている。

地球自転の効かない (非慣性) 内部重力波の支配方程式を線形化して WKB 近似を用いて解き,  $m$  と  $\xi$  を  $z$  の関数として表わしたものを (1. 7) 式に代入すると

$$Z_T \doteq \frac{N^{2/3} \cdot W_0^{2/3}}{k^{2/3} \cdot |\bar{u}_z|^{4/3} \cdot h^{1/3}} \quad (1. 8)$$

が得られる ( $h$ : 波源からみた臨界高度の高さ;  $W_0$ : 波源における鉛直流の振幅)。(1. 8) 式から波の水平波長または振幅が大きいくほど, あるいは平均場の成層安定度が強いほど, 砕波による乱流層は厚いものとなることがわかる。Geller *et al.* (1975) は数値実験でこの傾向を確認し, 厚さ  $Z_T$  が 1 波長おきに並ぶ局所不安定領域を包絡したものに相当することを示した (図 1)。但しこの構造は線形論に特有のもので, 現実には非線形性によりかなり違ったものとなると考えられる (後述)。なお成層圏の典型値として  $N \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $|\bar{u}_z| \sim 2 \text{ m/s/km}$  をとると,  $2\pi/k \sim 50 \text{ km}$ ,  $W_0 \sim 1.3 \text{ cm/s}$ ,  $h \sim 10 \text{ km}$  の非慣性内部重力波の作る乱流層の厚さは  $Z_T \sim 400 \text{ m}$  となる。

上で導いた結果はいわゆる Boussinesq 近似 (浮力項を除いて密度変化を無視する) を施した方程式系から出発している。しかし Eliassen-Palm の非加速定理 (1. 3) は鉛直密度勾配を含んで成立つから, 波が上方伝播するにつれて振幅は密度減少分を補償するように増幅するはずである。WKB 近似の精度内では, Boussinesq 系の  $w$  は圧縮系の  $w \cdot \exp(-z/2H)$  で全く等価に置き換えることができる (Bretherton, 1966)。ここで  $H$  はスケール・ハイト (一定とする) であり, 鉛直座標  $z$  は波源からとる。従って密度成層の効果を取り入れた砕波高度の式は, Boussinesq 系において求めた  $m$  と  $\xi$  の関数形をそのまま用いるときは,  $|m(z) \cdot \xi(z)| \cdot \exp(z/2H) = 1$  と書ける。先に (1. 8) 式の導出の際に用いた Boussinesq 近似かつ WKB 近似の内部重力波の解を (1. 9) 式に代入し, さらに  $Z_T$  《 $H$  を仮定すると, 密度成層の効果を含む場合の乱流層の厚さを与える式:

$$Z_T \doteq \frac{N^{2/3} \cdot W_0^{2/3}}{k^{2/3} \cdot |\bar{u}_z|^{4/3} \cdot h^{1/3}} \cdot \exp\left(\frac{h}{3H}\right) \quad (1. 8)'$$

が得られる (Tanaka, 1982)。これは Lindzen (1981) や Holton (1982) が中間圏界面大循環の重力波砕波モデルで用いた砕波高度式と本質的に同じである。密度成層の効果は乱流層の厚さを  $\exp(h/3H)$  倍だけ厚くするが, このファクタは中間圏では  $e^4 \sim 55$  の大きさとなるため無視できないのに対し, 成層圏では  $e^1 \sim 2.7$  の程度である。

次に, 臨界高度近傍で局所 KH 不安定 (1. 1) となるかどうかを検討するために, 局所 Richardson 数  $\tilde{J}$  を求めよう。基本場 Richardson 数  $J = N^2/(\bar{u}_z)^2$  が充分大きく WKB 近似による局所波数表現が適用できるとすると,

$$\tilde{J} = \frac{N^2 - (\partial\sigma/\partial z)}{[\bar{u}_z + (\partial u/\partial z)]^2} \gtrsim \frac{1 - |m\xi|}{(J^{-1/2} + |m\xi|)^2} \doteq \frac{1 - |m\xi|}{|m\xi|^2}, \quad (1. 9)$$

ここで途中の不等号は  $J$  が最小となる位相を考えたためであり,  $\sigma$  ( $\equiv g \cdot \delta\rho/\bar{\rho}$ ;  $\delta\rho$  は密度擾乱) は波に伴う負の浮力である。いま § 1. 3 の (I) に述べたように砕波の際に  $J$  は常に臨界値  $J_c$  をとるという考えに従うと, (1. 9) 式より

$$|m(z) \cdot \xi(z)| \doteq 2 / (\sqrt{1 + 4J_c} + 1) \quad (1. 10)$$

となる。KH不安定ではMiles-Howardの定理(1.1)により  $Jc = 1/4$  とすればよく、また  $Jc = 0$  とすると(1.10)式は対流不安定の場合の(1.7)式と完全に一致する。従って(1.10)式が局所不安定の一般的な判定基準であり、局所KH不安定による碎波乱流層の厚さは対流不安定のそれよりも1.13倍だけ厚くなることが示せる(Tanaka, 1982)。つまり碎波としてはKH不安定によるものの方が若干低い高度で始まることになるが、このことはGeller et al. (1975)による数値実験の結果において確認できる。

以上の考察では、大気を非粘性かつ断熱と仮定していた。粘性は運動量を拡散し、またいわゆるNewton冷却(熱伝達)によって熱的不均一は均質化される。これらの作用は一般の波動伝播状態では無視し得る程度であるが、臨界高度近傍では位相が極端に詰まり[(1.4)]また媒質に対する進行速度が極めて遅い[(1.5)]ため、波を減衰させ不安定化を抑制するように働く(Hazel, 1967; Fritts and Geller, 1976)。以下では§1.3の(II)に述べた逸散モデルを碎波開始前の波に応用して、分子粘性とNewton冷却が乱流層の厚さにおよぼす影響を考える。分子粘性およびNewton冷却の効果による波の減衰の時定数は、WKB近似を援用すると

$$\tau_{vis} = 1/\nu m \quad \text{および} \quad \tau_{New} = 1/\mu \quad (1.11)$$

と表わされる( $\nu$ は分子動粘性係数、 $\mu$ はNewton冷却係数)。減衰は波束の滞在時間つまり鉛直群速度  $Wg$  [ $\equiv \partial \hat{\omega} / \partial m$ ;  $\hat{\omega} = k(c - \bar{u})$  は媒質に相対的な(Doppler 偏移)周波数]に依存するから、振幅は

$$\exp\left[-\int \frac{dt}{\tau}\right] = \exp\left[-\int \frac{dz}{\tau Wg}\right] = \exp\left[+\int \frac{dm}{\tau k \bar{u}_z}\right]$$

をファクタとして変化する( $Wg > 0$ のとき常に  $m$  は  $\bar{u}_z$  と異符号)。ゆえに抑制効果のある場合の碎波高度の式は  $\zeta$  を  $\zeta \cdot \exp\left[\int (\tau k \bar{u}_z)^{-1} dm\right]$  で置き換えれば直ちに得られ、密度成層効果・臨界Richardson数の変化・抑制効果のすべてを含む場合の内部重力波碎波乱流層の厚さ  $Z_T$  は

$$\begin{aligned} Z_T \cdot \exp\left[\frac{2}{9}\left(\frac{Z_\nu}{Z_T}\right) + \frac{2Z_\mu}{3Z_T} + \frac{Z_T}{3H}\right] \\ = \left(\frac{\sqrt{1+4Jc}+1}{2}\right)^{2/3} \cdot \frac{W_0^{2/3} \cdot N^{2/3}}{k^{2/3} \cdot |\bar{u}_z|^{1/3} \cdot h^{1/3}} \cdot \exp\left[\frac{2}{9}\left(\frac{Z_\nu}{h}\right)^3 + \frac{2Z_\mu}{3h} + \frac{h}{3H}\right], \quad (1.12) \\ Z_\nu \equiv \left(\frac{\nu N^2}{k |\bar{u}_z|^4}\right)^{1/3}, \quad Z_\mu \equiv \frac{\mu N}{k |\bar{u}_z|^2} \end{aligned}$$

の解である。 $\mu = 0$ のとき  $Z_T > (2e/3) \cdot Z_\nu$  ,  $\nu = 0$ のとき  $Z_T > (2e/3)^{1/3} \cdot Z_\mu$  となるので、碎波乱流層には粘性やNewton冷却の安定化作用による薄さの限界があることがわかる。Tanaka (1983b)は(1.12)を最初に導き、成層圏における  $2\pi/k = 50\text{km}$ ,  $200\text{ km}$ の場合の  $Z_T$  を波源(高度  $20\text{km}$ ; 鉛直流振幅  $W_0$ )からの高さ  $h$  の関数として数値的に解いて、そのような波が厚さ  $10^2 \sim 10^3\text{ m}$  の乱流層を生成すること、数  $100\text{ m}$  より薄い乱流層は粘性やNewton冷却により抑制されることなどを示した(図3)。

以上の線形論において厚さ  $Z_T$  で定義される乱流層の内部構造は、臨界高度近傍に詰め込まれた波面に沿った不安定領域の累重したものであり(図1)、この不安定の種類

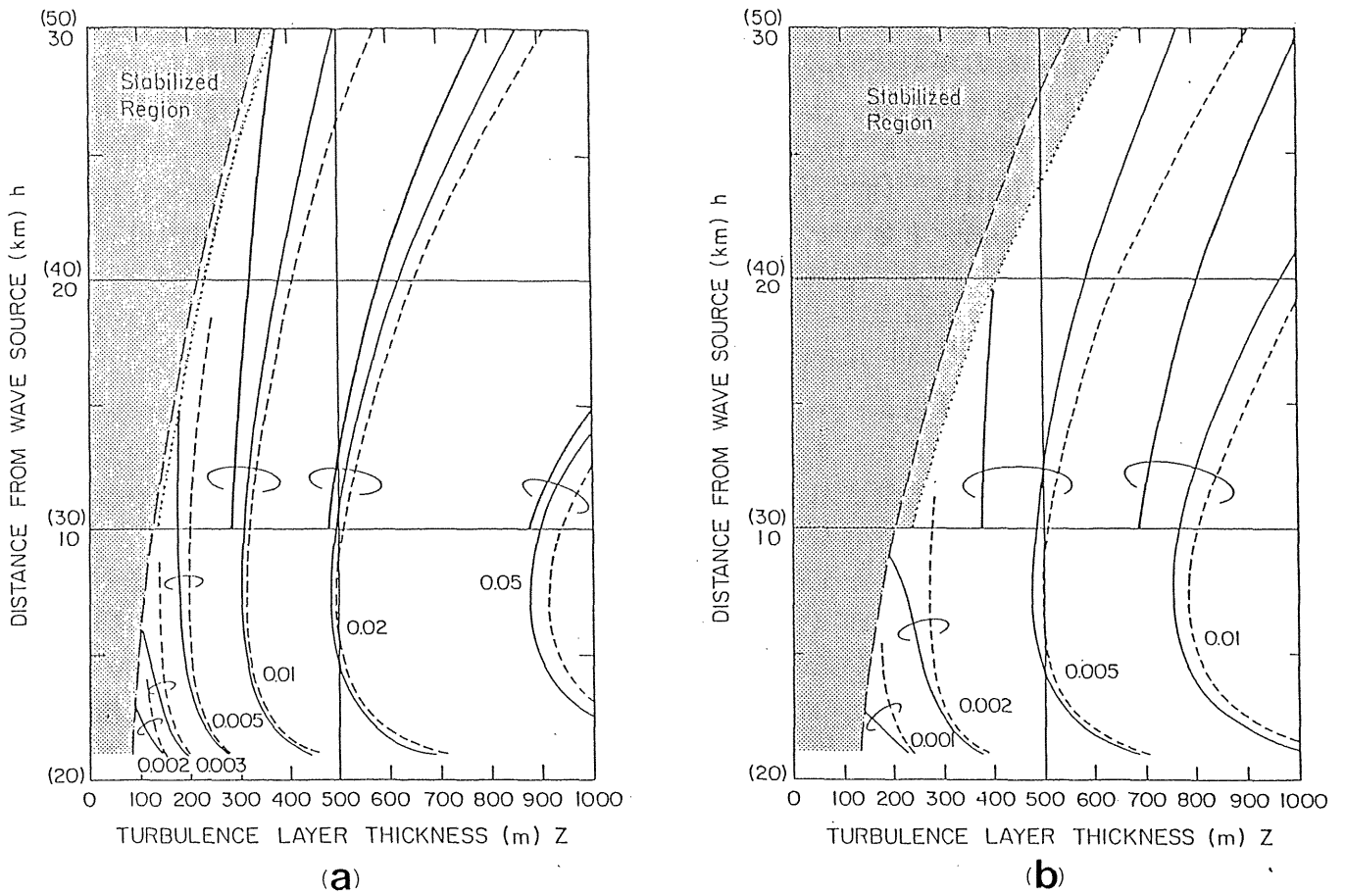


図3 碎波理論式(1.12)により計算された、水平波長50km (a) および 200km (b) の非慣性内部重力波の作る成層圏乱流層の厚さ(Tanaka, 1983b)。図中の数字は波源(高度20kmと仮定)における鉛直流振幅 $W_0$ の値(単位: m/s)。細実線は分子粘性のみ、太実線は粘性とNewton冷却の両方が作用する場合を示し、また破線はそれら作用がいずれも存在しない場合すなわち(1.8)'式による結果である。影を付した領域では、分子粘性のみ(破線)または分子粘性とNewton冷却の両方(点線)による安定化作用のために、碎波乱流層は生成され得ない。

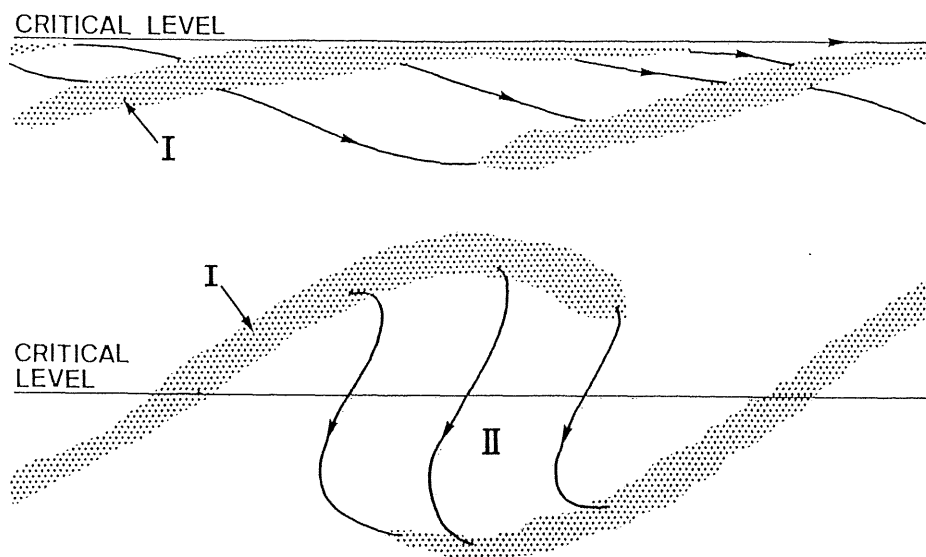


図4 臨界高度近傍の局所不安定(臨界層不安定)における二つのカテゴリーを示す模式図(本文参照)。

としてはKH型のものが対流型のものよりも優先されると考えられる。しかしそのような不安定が一旦生起されれば、上で定義した乱流層内部では元の内部重力波よりもずっと小スケールの「巻き波 (billow)」が発生する。KH不安定基本場 (厚さ:  $d$ ) の非線形初期値問題 (Tanaka, 1975a) によれば,  $J=0$ , KH波の水平波長  $= 2\pi d$  のとき成長率は最大値  $[0.15 \cdot |\partial u / \partial z|]^{-1}$  となる。ここで局所不安定領域の厚さは

$$d \lesssim \frac{1}{2} \cdot \frac{2\pi}{|m(z)|} \Big|_{z=\text{碎波開始高度}} = \frac{\pi}{\sqrt{J}} \cdot Z_T \quad (1.13)$$

となるから, 乱流層の厚さ  $Z_T = 300\text{m}$  のときには  $d < 90\text{m}$  において水平波長  $< 540\text{m}$  の高調波が数s程度の時間スケールで成長することになる。なお海洋温度躍層で内部波の局所不安定による碎波が実測されているが (例えば Woods and Wiley, 1972), それは必ずしも臨界高度に伴うものではなく, むしろ成層そのものによるようである。

上述とは別のカテゴリーとして内部重力波そのものの非線形効果が無視できなくなる場合 (非線形臨界層) であるが (図4参照), まだ完全な理論的見通しはついていない。まず内部波が定常存在している場では, 臨界層内の流線はいわゆる「キャッツ・アイ (cat's eye)」型を呈し (Benny and Bergeron, 1969; Maslowe, 1972), 非粘性極限での解は臨界高度で連続, つまり線形論の述べる波の吸収はないと結論される。一方, 粘性を含む非線形初期値問題の数値積分では線形論と同様に吸収され (Breeding, 1971), ただ局所不安定領域は互いに入り組んだ構造となる (Tanaka, 1975b)。また Tanaka (1980) は臨界高度の近傍で有効な非粘性・非定常・非線形方程式を導出して漸近的に解き, 非線形臨界層は入射波吸収と高調波放射 (透過あるいは反射波の発生) との両方を行なうが, 入射波が完全に碎波する限りは吸収のみを考えてよいと結論している。非線形波動の碎波は海面波 (例えば Phillips, 1977) や山岳波 (例えば Lilly, 1978) など現実に見られるが, 臨界層とのアナロジーとしては最近 McIntyre and Palmer (1983, 1984) が成層圏 Rossby 波の振舞を論じたものがある。

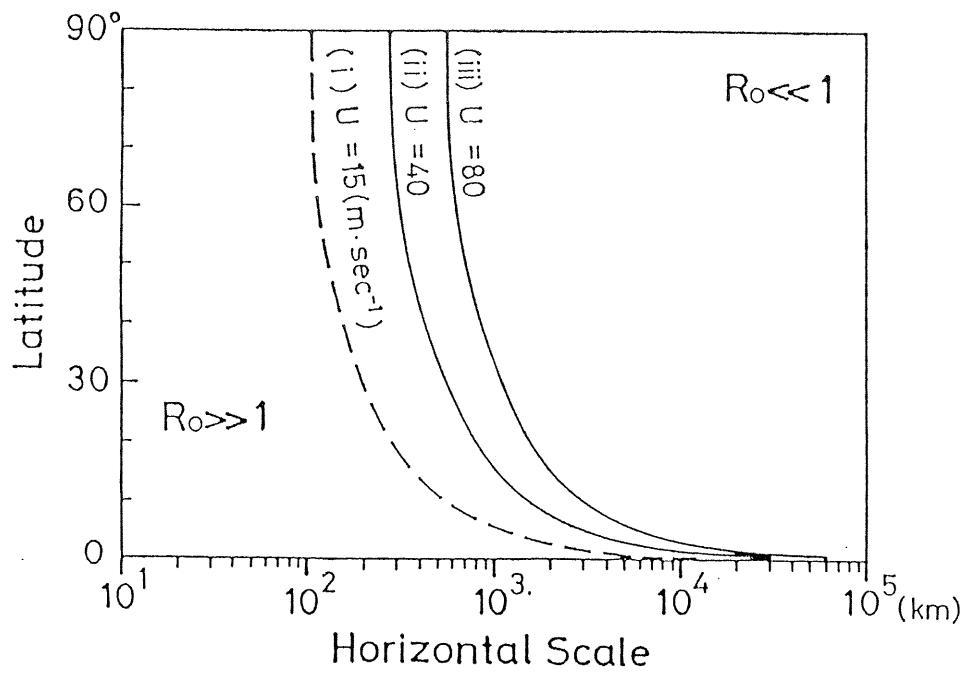
以上のように, 碎波乱流を含め臨界層の内部構造についてはまだ多くの流体力学の問題が残されている。構造以外にも有限の時間・空間内での励起による波束としての遷移性 (Fritts, 1982) などの問題があり, これらの解決には観測的知識の充実が大いに有効であると考えられる。これまでの断片的な成層圏乱流観測では, 波動との対応を含め流体力学的考察はなされておらず, どのような碎波が起こっているか全く不明である。

#### 1.4.2 慣性重力波の碎波

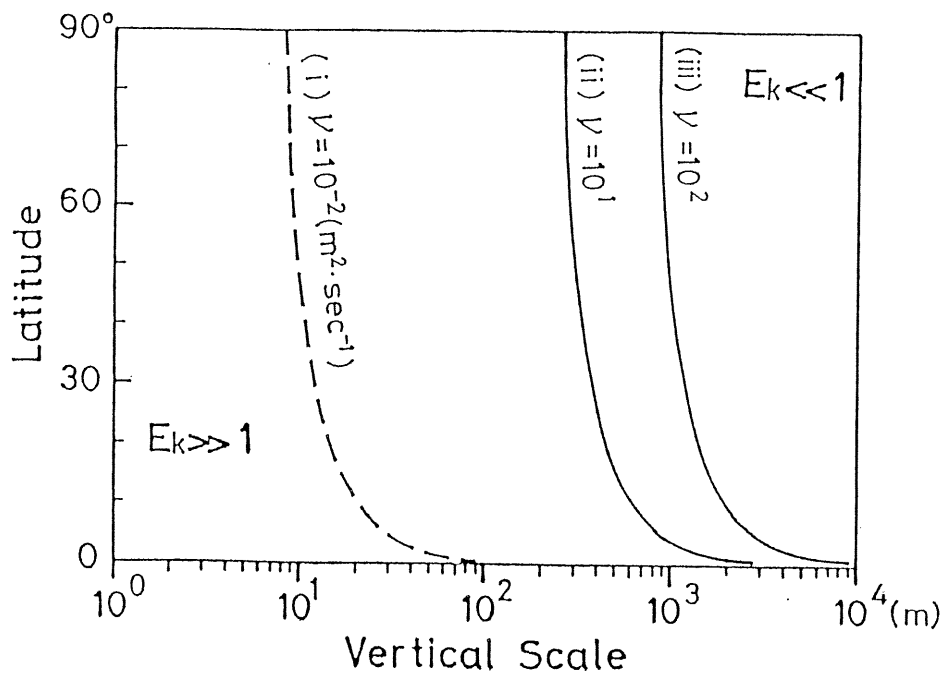
まず地球自転による慣性効果 (Coriolis力) の卓越条件の最も簡単な表現は, 運動方程式の移流項および粘性項の Coriolis 項に対する比から

$$Ro \equiv \frac{U}{fL} < 1 \quad \text{および} \quad Ek \equiv \frac{\nu}{fH^2} \ll 1 \quad (1.14)$$

となる ( $f \equiv 2\Omega \cdot \sin\psi$  は Coriolis 因子,  $\Omega = 7.29 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$  は地球自転角速度,  $\psi$  は緯度,  $U_0$  は基本場風速スケール,  $L$  および  $H$  は擾乱の水平・鉛直スケール,  $\nu$  は分子または渦粘性係数)。ここで  $Ro$  は停滞擾乱に対する Rossby 数であり,  $Ek$  は Ekman 数と呼ばれるもので, 具体的に (1.14) の成立範囲を調べると図5のようになる。すなわち, 赤道のごく近傍の領域を除いて一般に



(a)



(b)

図5 大気擾乱に対する慣性効果の有効性。各曲線の右側にあるような擾乱では慣性効果が無視できない。(a)は水平スケールについての図で、用いた $U_0$ は(i)夏の対流圏界面ジェット・(ii)冬の対流圏界面ジェットまたは夏の間層圏のジェット・(iii)冬の間層圏ジェットの各典型値に相当する。(b)は鉛直スケールについて示し、用いた $\nu$ の値は(i)成層圏内の分子粘性・(ii)成層圏内の渦粘性・(iii)中間圏内の渦粘性をそれぞれ想定している。

成層圏では	$L \geq 100 \text{ km}$	かつ	$H \gg 100 \text{ m}$
中間圏では	$L \geq 1000 \text{ km}$	かつ	$H \gg 1 \text{ km}$

のような擾乱については慣性効果が無視できない。実際これまでに報告されている多くの成層圏重力波はこの条件を満たしているようである (§1.2 の引用文献参照)。

そこで一定の  $f$  と  $N$  をもつ非粘性 Boussinesq 大気における一定鉛直シア帯状地衡流  $u$  を考えると、その微小中立擾乱つまり慣性内部重力波 (周波数:  $\omega$ ) の支配方程式は東西および南北波数 ( $k, l$ ) をパラメタとする鉛直準一次元形とすることができ、鉛直速度擾乱  $w = \tilde{w} \cdot \exp(i k x + i l y - i \omega t)$  について書くと

$$\frac{d^2 \tilde{w}}{d\hat{\omega}^2} + \frac{2f[f + i\frac{l}{k}\hat{\omega}]}{\hat{\omega}(\hat{\omega}^2 - f^2)} \cdot \frac{d\tilde{w}}{d\hat{\omega}} + \frac{J'\hat{\omega} - 2i\frac{l}{k}f}{\hat{\omega}(\hat{\omega}^2 - f^2)} \cdot \tilde{w} = 0 \quad (1.15)$$

となる。ただし、鉛直座標  $z$  は  $\delta \hat{\omega} = -k \bar{u}_z \cdot \delta z$  により Doppler 偏移周波数  $\omega$  に変換されており、また  $J' \equiv (N/\bar{u}_z)^2 \cdot [1 + (l/k)^2]$  は 3 次元擾乱に対する基本場の Richardson 数である。(1.15) 式は 4 個の正則特異点 ( $\hat{\omega} = 0, \pm f, \infty$ ) をもち、最初 Eady (1949) が見掛けの正則特異点  $\hat{\omega} = 0$  の周りの傾圧不安定波動解を示した。次いで Jones (1967) が、慣性内部重力波の臨界高度が一組の正則特異点:

$$\hat{\omega} = \pm f \quad (1.16)$$

にあることを示した。(1.16) は非慣性重力波や Rossby 波の場合の (1.2) つまり  $\hat{\omega} = 0$  と区別され「Jones の臨界高度」と呼ばれるが、ここまでの段階では両者の本質的差異は明瞭でない。Eady (1949) の固有値は後述の波数ベクトル依存性を持たず、また (1.16) は  $f \rightarrow 0$  の極限で明らかに (1.2) に一致し、Jones の数値計算は臨界高度の遠方  $\hat{\omega} \ll -f$  と  $\hat{\omega} \gg +f$  との間の吸収率が (1.6) に等しいことを示しているからである。

その後 (1.15) 式の解には  $l/k$  の符号や大きさに依存する不安定モードが含まれることが示された (Tokioaka, 1970)。また慣性内部重力波の強制問題としては Grimshaw (1975) が漸近的に解いて、Jones の臨界高度近傍  $|\hat{\omega}| \rightarrow f \pm 0$  における吸収率が

$$\exp(-2\pi |l/k|) \quad (1.17)$$

であり、吸収は  $l/k$  の符号と伝播方向とにより「弁」的に起こる (valve effect) ことを示した。さらに Yamanaka and Tanaka (1984b) は Abel 型の従属変数変換:

$$\tilde{w} \equiv \check{w} \cdot \exp\left(-\int \frac{f(f + i\frac{l}{k}\hat{\omega})}{\hat{\omega}(\hat{\omega}^2 - f^2)} d\hat{\omega}\right)$$

を用いて、(1.15) 式を標準形 (standard form) の方程式:

$$\frac{d^2 \check{w}}{d\hat{\omega}^2} + J' \frac{(\hat{\omega}^2 - \gamma^2)(\hat{\omega}^2 - \delta^2)}{\hat{\omega}^2(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} \cdot \check{w} = 0 \quad (1.18)$$

$$\left(\frac{\gamma^2}{\delta^2}\right) \equiv \frac{f^2}{2J'} \left[ \sqrt{\left(J' - \frac{l^2}{k^2} - 3\right)^2 + 8J'} \pm \left(J' - \frac{l^2}{k^2} - 3\right) \right]$$

に変換して解の全体的構造を厳密に示すことに成功した。まず(1.18)式には $\hat{\omega}$ の符号に関する対称性があるので独立変数変換： $(\hat{\omega}/f)^2 = Z$ で特異点3個 ( $Z = 0, 1, \infty$ )の方程式とし、さらにFuchs-Riemannの定理により適当な従属変数変換で Gaussの超幾何方程式に厳密に直せる。結局元の方程式(1.17)の厳密解は

$$\tilde{\omega} = \hat{\omega}^3 (\hat{\omega} + f)^{i\ell/k} \cdot F(\hat{\omega})$$

の形となり ( $F$ は $\hat{\omega}^2/f^2$ を独立変数引数とする Gauss超幾何関数)、これより(1.17)などGrimshaw(1975)の得た結論が容易に確認される。また超幾何関数の性質から臨界高度(1.16)近傍の漸近解(「弁」的に吸収される慣性内部重力波に相当)と無限遠方の漸近解(慣性効果が本質的でないような振舞をする内部重力波に相当)とは、その有効範囲が異なっていることも正しく示される。

標準形方程式(1.18)のもう一つの利点は、Liouville-Green-Olverの漸近解法(LGO法; Olver, 1974, Chapter 6)を用いて波動としての局所構造を調べられることである。その結果、臨界高度(1.16)の内側に一对の「転移高度(turning level)」:

$$\hat{\omega} = \pm \gamma \tag{1.19}$$

が存在し、臨界高度を透過した波動を完全反射することがわかる。この転移高度の相対的位置については(1.18)から、基本場の成層が安定なほど( $J \rightarrow \infty$ )臨界高度に近づき( $\gamma \rightarrow f$ )、波面が南北で( $\ell \rightarrow 0$ )安定度が低い場合( $J < 1$ )は $\gamma \rightarrow 0$ となることからわかる(図6)。この転移高度の存在と臨界高度近傍解の収束半径とから

$$\gamma < |\hat{\omega}| < \sqrt{2} f \tag{1.20}$$

でのみ有効な局所分散関係式として

$$\left(m - \frac{\ell f \bar{u}_z}{\hat{\omega}^2 - f^2}\right)^2 = \frac{\ell^2 N^2}{\hat{\omega}^2 - f^2} + \frac{\ell^2 f^2 \bar{u}_z^2}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} + \frac{2k^2 \ell^2 f^2 \bar{u}_z^2}{(k^2 + \ell^2) \hat{\omega}^2 (\hat{\omega}^2 - f^2)} \tag{1.21}$$

が得られる。付録Aにおいて詳しく論ずるように、(1.20)で表わされる高度範囲は慣性内部重力波の「臨界層」の一つの定義となる。分散関係(1.21)をもつLGO漸近解 [ $w \approx |M|^{-1/4} \cdot \cos \int m dz$ , 但し  $M \equiv (\hat{\omega}^2 - \gamma^2) \cdot (\hat{\omega}^2 + \delta^2) / \hat{\omega}^6$ ] を調べると、波面が北東-南西象眼にある波は臨界高度直下で吸収され、北西-南東象眼にある波は一旦透過し転移高度で反射された後で臨界高度直上で吸収されることがわかる(図7)。

Yamanaka (1985c)は「弁」効果や転移高度の存在および臨界高度遠方(あるいは非慣性波)との相違の物理的理由を検討した(付録A)。一般に波束の伝播とともに波面はシアによって回転させられるが、地球自転の効くような基本場の鉛直シアは等密度面の南北勾配と「温度風(thermal wind)」と呼ばれる束縛関係にあるため、波面の回転方向によっては波面は水平になる(臨界高度における吸収モード)前に等密度面と平行になる(転移高度)。波が臨界層外から伝播してくる場合、臨界層全体の吸収率は非慣性波の(1.6)と同形でRichardson数を3次元擾乱に対する $J'$ としたものとなるが、これは(直線的地衡流でなく)慣性振動が励起されることにより、それに対し波面に依存した



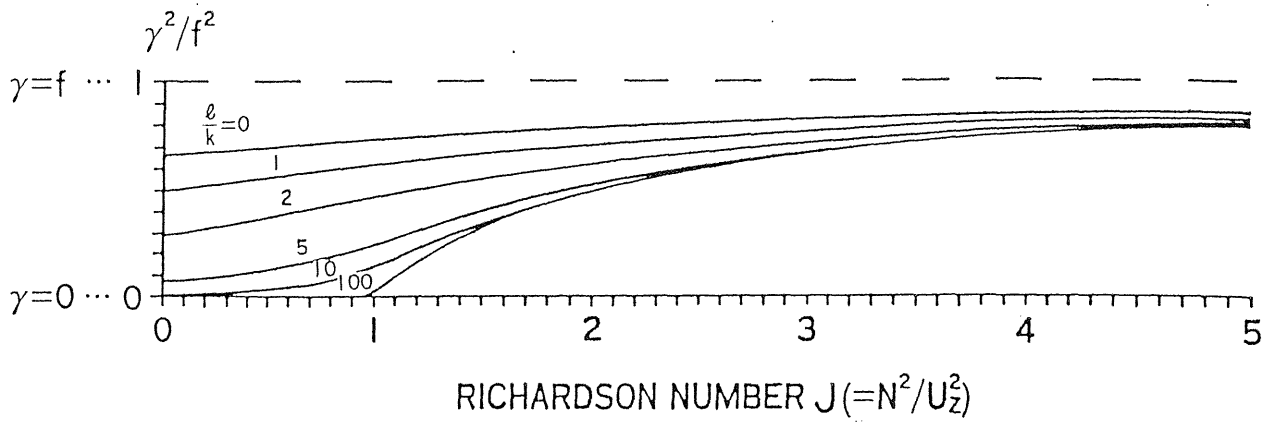


図6 基本場のRichardson数が小さいときの転移高度の相対的位置 ( $\gamma^2/f^2$ ) の変化を、水平波数ベクトルの向き  $l/k$  をパラメタに取って示したもの (a)。虚数の転移点の絶対値の大きさ ( $\delta/f$ ) についても (b) に同様に示す。

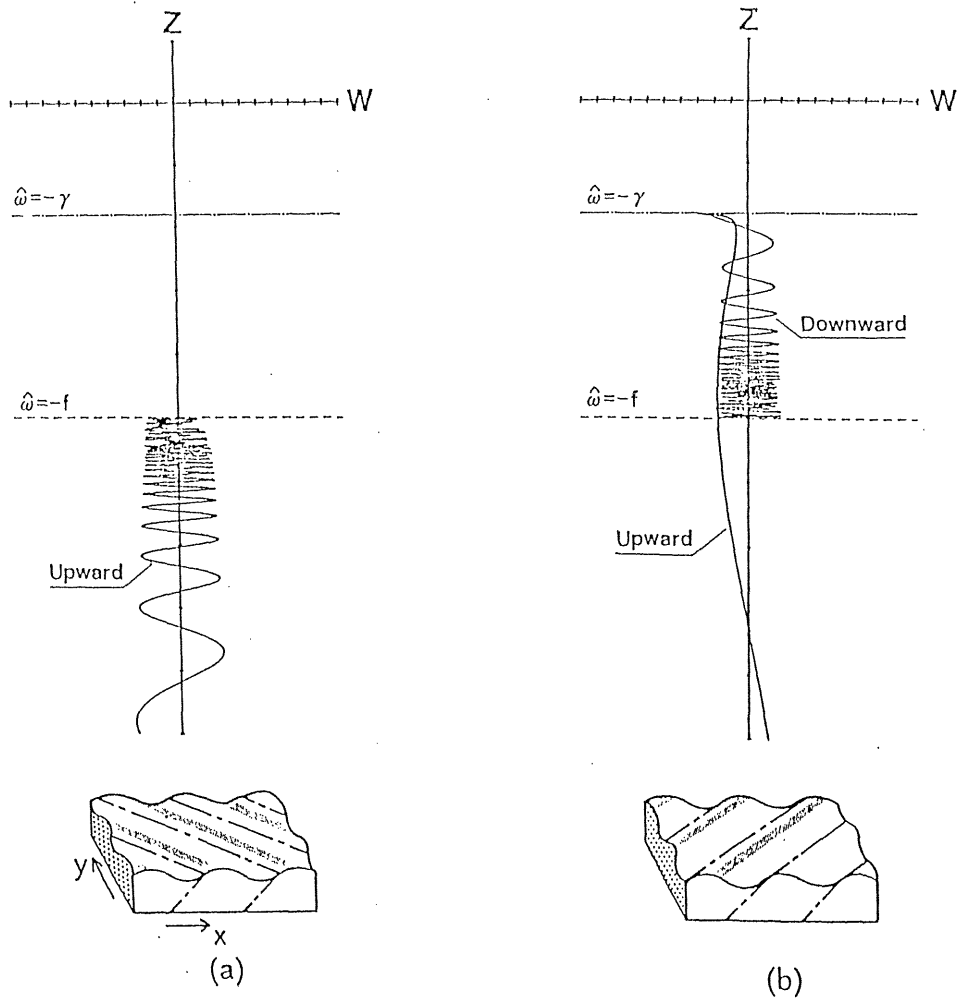


図7 慣性内部重力波の Jones 臨界高度における「弁」的吸収と転移高度における反射。(a)  $l/k > 0$ , (b)  $l/k < 0$  のそれぞれの場合について、水平構造の模式図とともに示す。プロットした値はいずれも  $J=1$ ,  $|l/k|=10$  であるときの LGO 漸近解の計算結果である。

吸収(1.17)は臨界層内部の碎波に相当する。一般に慣性重力波の臨界層吸収による選別透過は非慣性波の場合(位相速度による選別)より複雑で、東西波数(波長)に大きく依存する(図8)。また成層圏の典型値( $J \sim 10^2$ )を用いると $\gamma/f \sim \sqrt{1-J^{-1}} \sim 0.995$ の程度であるから、現実にはこの図でも明らかなように臨界高度と転移高度はほとんど識別できず、臨界層(1.20)の厚さはほとんど $(\sqrt{2}-1)f$ に相当する。なお地球大気が球面状をなすことによる $\beta$ 効果(Coriolis因子 $f$ の緯度依存性)は内部Rossby波(§1.1参照)にとって本質的であるが、Jones臨界高度の定義(1.16)から明らかなように内部重力波帯域を赤道近傍で拡大させる作用がある。過去の研究から、 $\beta$ 効果がある場合はJones高度での吸収は起こらず、その近傍で屈折しほとんど水平に伝播する(Lindzen, 1970; Miyahara, 1976, 1981; Kitchen and McIntyre, 1980)。この場合波の伝播は $\hat{\omega} = \pm f$ 線からずれたある曲面に漸近的に沿い、この曲面が臨界高度に相当するので基本的構造は $\beta$ 効果を入れても変わらない(付録B)。

結局、慣性重力波臨界層は非慣性波のそれと定性的に同じ作用を基本場に対してなすと言えるが、碎波せずに臨界層(1.20)に入った波の作る碎波層は非慣性波とした場合とかなり様相が異なる(付録A)。すなわち、§1.4.1において(1.8)式以下の厚さを導いた非慣性波の碎波乱流層は、その厚さが慣性重力波臨界層より厚いときに現われ、その場合は内部に慣性重力波臨界層を含んだ形の「二重」構造となるかもしれない。臨界層内部に作られる碎波乱流層は $l/k > 0$ の場合には臨界高度・転移高度間の非常に薄いものとなり[図9(b)], 碎波が粘性に打ち勝てる限界の厚さを100mとすると(図3参照), 碎波乱流層を作る慣性重力波の水平波長は $10^4$  km以上もなくてはならなくなる(図10の鎖線を見よ)。そのような大規模の波としては潮汐波( $\omega = 2\pi/1$ 日)があるが、それが臨界高度(1.16)の状態になるためには $\bar{u}$ が $10^2$  m/sのオーダーである必要があるので成層圏では実現しない。他方、局所分散関係式(1.21)の鉛直波数 $m$ の2根のうちの $l/k < 0$ に相当するもの、およびそのモードの $w$ に対するLGO解から求めた鉛直変位 $z$ を、それぞれ臨界高度 $|\hat{\omega}| = f$ の周りで漸近展開してその首項を取って局所対流不安定条件(1.7)に代入すると、碎波乱流層の厚さの式が

$$Z_T = \frac{|\ell|^{4/5} \cdot W_0^{4/5}}{e^{8/5} \cdot |\bar{u}_z|^{4/5} \cdot h^{3/5}} \quad (1.22)$$

と得られる。この結果にはやはり分散関係の反映による $l/k$ 依存性が強く表われており、非慣性波のときの結果(1.8)では支配的であった成層安定度の効果( $N$ )は全く表われていない。なお指数特性の相違は、 $|\hat{\omega}|$ の漸近特性が非慣性波では $|\hat{\omega}|^{-1/2}$ であるのに対し、慣性内部重力波では $|\hat{\omega} \pm f|^{-1/4}$ であるためである。つまりJones臨界高度近傍の波の振舞(図7)は、慣性効果の効かないBooker-Bretherton臨界高度近傍のそれ(例えばJones and Houghton, 1971の数値計算参照)よりも激しいものである。

上で求めた $l/k < 0$ の慣性重力波の碎波乱流層の厚さ(1.22)を成層圏の典型値について具体的に計算した結果は、図10に実線で示してある。§1.4.1での検討から成層圏ではこのような対流不安定のみを考えた結果でもかなり良い近似になっていると言えるが、粘性などの作用により100mより薄い乱流層は実現しないと考えられるので、碎波が起こるのは水平波長が100kmより長い波動のみである。図10には非慣性波の場合の結果も破線で示してあるが、同じ水平波長の慣性重力波が作る乱流層の厚さに比べ約1桁ほど厚くなる(図9参照)。図10には(1.20)から示唆される慣性化の条件:

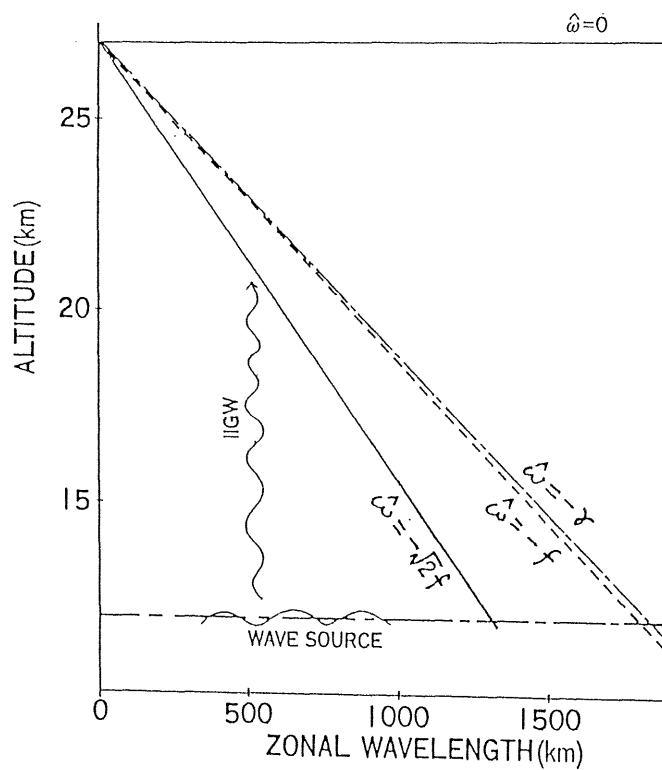
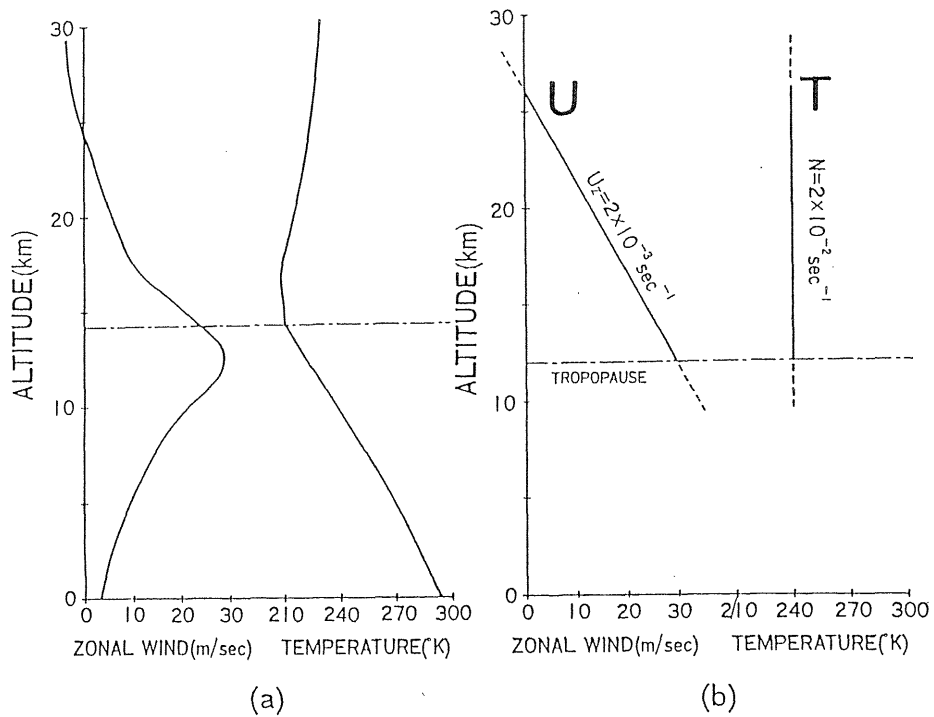


図8 9月の三陸上空の東西風・温度プロファイル (a) を想定した基本場 (b) に対する、停滞波 ( $\omega = 0$ ) の臨界層の存在高度とその厚さ (c)。

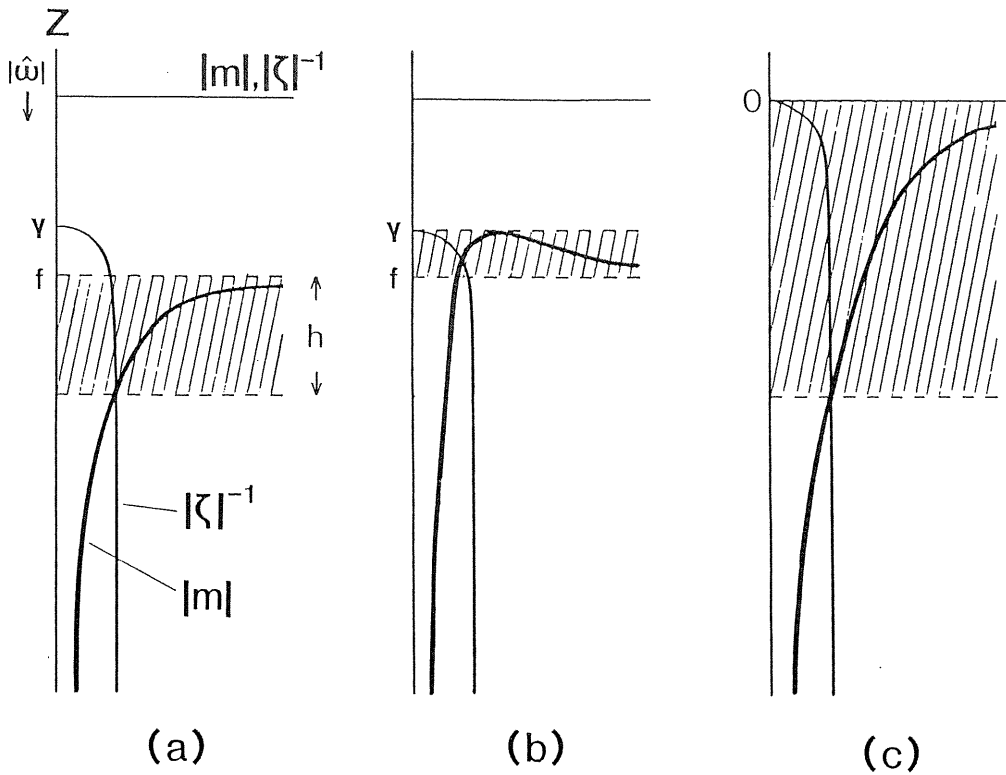


図9 成層圏乱流層生成の3つのケース。波源で同じ $\omega$ ,  $k$ ,  $W_0$ をもつ波であっても、慣性化されるか否か、また $\ell/k$ の符号によって違った碎波乱流層を生成する。  
 (a) 慣性重力波の $\ell/k < 0$ のケース, (b) 同じく $\ell/k < 0$ のケース, および (c) 非慣性内部重力波のケースについて模式的に示す。

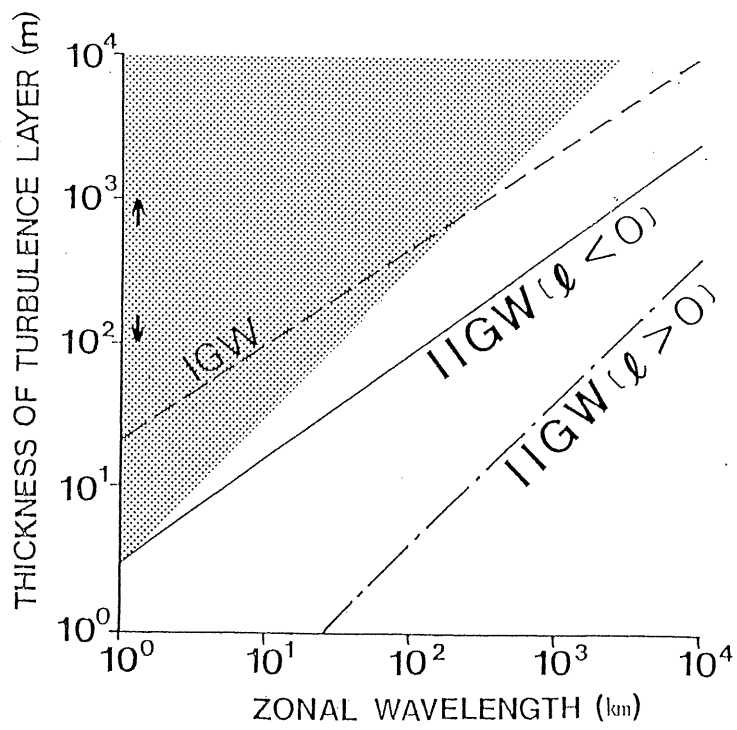


図10 慣性内部重力波 (I I G W) と内部重力波 (I G W) のつくる成層圏乱流層の厚さをそれぞれの水平波長に対して示したものの。

$$z_T < \frac{(\sqrt{2}-1)f}{k|\bar{u}_z|} \sim 0.02 \cdot (2\pi/k) \quad (1.23)$$

から外れた領域に影を付してあるが、これからも非慣性波としての碎波は100 km程度よりも短い水平波長をもつ波に限られることがわかる。この結果は先に(1.14)で簡単に調べたものと矛盾せず、100 kmより長い水平波長の波は確実に慣性重力波として振舞い、碎波するとすれば臨界層(1.20)内で(1.23)式に従うはずであると言える。以上から成層圏乱流層生成に関与するのは、水平波長が10-100kmの内部重力波および100 km程度より長波長で北東-南西向き波面の慣性重力波であろうと予想される。両者とも $10^2-10^3$  mの厚さの乱流層を作るが、この厚さは過去の断片的観測でも最も多く報告されている(§1.2の引用文献参照)。気球搭載風速計による高分解能観測ではもっと薄い乱流層も検出されているが、図10などの計算値はある波が碎波して作る微細構造を包絡したものの厚さであるから、理論的予想のない内部構造の反映であるとも考えられよう。

### 1.4.3 成層圏弱風層の生成

重力波およびその碎波乱流は中間圏界面弱風層の生成に関連して重要視されるようになった(§1.3)のであるが、そのような弱風層は実は中部成層圏にも対流圏界面ジェット(年中西風)と中間圏ジェット(冬は西風, 夏は東風)との境目として存在している。この成層圏弱風層についても放射平衡だけでは実現されず、地表熱源により強制された対流圏大規模擾乱による鉛直熱輸送の上限として極から赤道へ向かう逆温度勾配が生じ、これにバランスするように維持されていると漠然と考えられていた。中間圏界面弱風層生成に必要な内部重力波は停滞波を中心に東西両方向の位相速度のものが分布する必要がある(Lindzen, 1981; Matsuno, 1982; Holton, 1982; Dunkerton, 1982), 停滞波として有力な山岳波が上部対流圏で碎波してその高度の大循環に対して無視できない程の摩擦効果を与えていることはほぼ確実である(例えばLilly and Kennedy, 1973)。従ってこのような地形性内部重力波の碎波が、成層圏大循環に対しても影響を与えていると考えることは無理のないことである(図11)。

そこでTanaka and Yamanaka (1985)は、Holton(1982)が中間圏界面に対して用いたモデルを応用して、地形性重力波の碎波による運動量フラックス発散が成層圏大循環に及ぼす効果を定量的に議論する。§1.4.2での吟味により、微細構造を考慮しない限りは慣性効果は無視してもかなり良く近似できるとしてよい。支配方程式は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \left( \frac{N^2 \ell^2}{f^2} + \frac{1}{4H^2} \right) \bar{u} \right] \\ &= - \left[ \mu \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{4H^2} \right) + \frac{d\mu}{dz} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2H} \right) \right] (\bar{u} - \bar{u}_R) \\ & \quad - \frac{N^2 \ell^2}{f^2} \cdot \exp \left[ -\frac{z}{2H} \right] F_w, \end{aligned} \quad (1.24)$$

となる。ここでNewton冷却係数 $\mu(z)$ はShoeberl and Geller (1977)が用いたものを借用し、また $\bar{u}$ は密度成層による重み(§1.4.1参照)と南北構造関数(波数 $\ell=3/$ 地球半径の正弦波形)で割ってある。 $\bar{u}_R$ は同様の処理を施した放射平衡風速で

$$\bar{u}_R [\text{m/s}] = \left[ 30 + \left( \cos \frac{2\pi t}{360 \text{ days}} + 0.5 \right) \cdot (10 \text{ km} - z) \right] \cdot \exp \left( -\frac{z}{2H} \right) \cdot (\sin \ell y)^{-1}$$

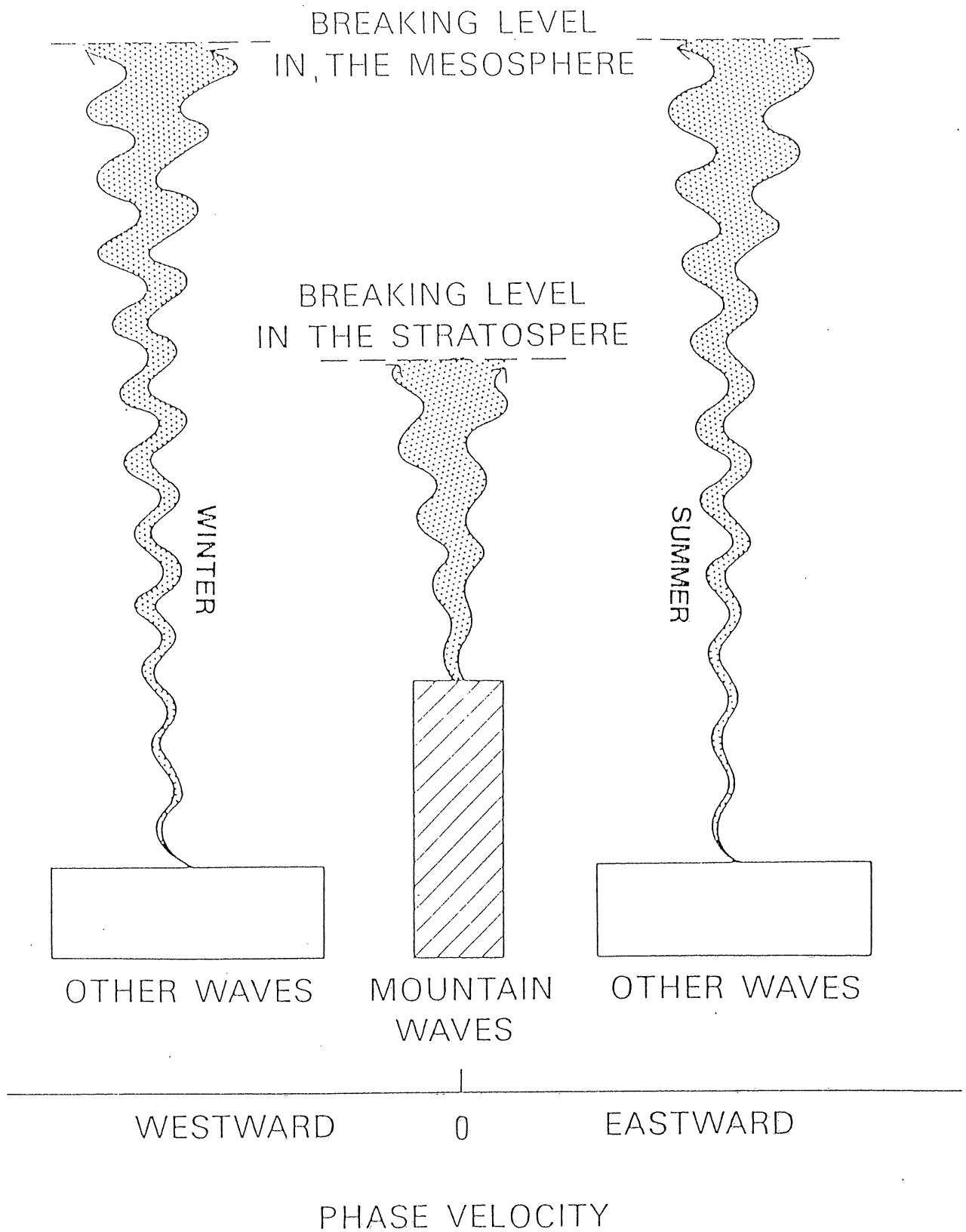


図11 内部重力波の鉛直伝播と碎波に関する模式図。地形起源の停滞重力波とその他の波とがそれぞれ成層圏と中間圏界面とにおいて碎波すると考える。

とする。Lilly and Kennedy (1973)による山岳波の研究を参照し、下端(10km高度、ほぼ対流圏界面)において $5 \text{ dyne/cm}^2$ という運動量フラックスが経度方向に10%存在すると仮定すると内部重力波に伴う運動量フラックスの発散は、 $z \geq z_B$  [ $z_B$ は(1.8)'式を解いて得られる砕波開始高度]において

$$F_w = (0.5 \times 0.1) \cdot \frac{(\bar{u}-c)^3}{(\bar{u}_R-c)^3} \left( -\frac{1}{H} + \frac{3\bar{u}_B}{\bar{u}-c} \right) \exp\frac{z_B}{H} \quad (1.25)$$

となる( $\bar{u}_B$ は $z = z_B$ における $\bar{u}$ の値)。水平波長としては200kmを仮定し、また完全な停滞波ではなく位相速度は $\pm 0.85 \text{ m/s} \cdot \exp[(z-10\text{km})/(2H)]$ であるとしている。

以上に基づいて計算した結果、放射過程と重力波砕波効果とで成層圏弱風層は充分に実現できることがわかり[図12(b)]、内部重力波砕波が成層圏内の大循環に大きく関与していることを示す。砕波領域内における鉛直拡散係数は

$$K_{zz} = -F_w \frac{\bar{u}-c}{N^2} \quad (1.26)$$

と表わせるので(Lindzen, 1981)、成層圏弱風層内には顕著な砕波乱流層が頻繁に観測されるはずである[図13(a)]。また帯状流減速が時間的には緩やかに起こると考えると、

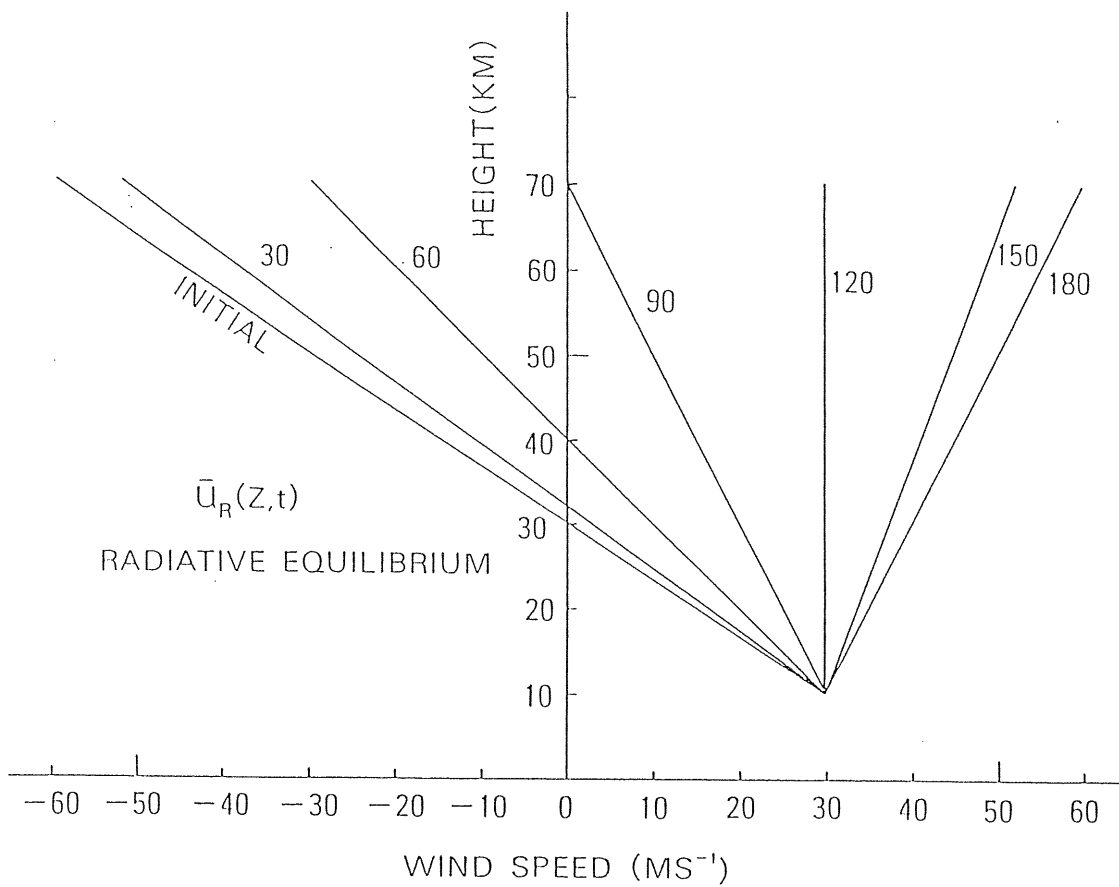
$$V \approx -\frac{1}{f} F_w \quad (1.27)$$

という平均南北流が引起され[図13(b)]、成層圏弱風層内では鉛直拡散のみならず平均子午面循環も強化されることになる。これらの結果は火山噴火後のエアロゾル輸送の観測結果(Hayashida and Iwasaka, 1983; Hayashida et al., 1984)とさほど食い違っていない(付録C)、この高度領域の大循環や物質輸送において内部重力波・砕波乱流が非常に重要であることの傍証となっている。

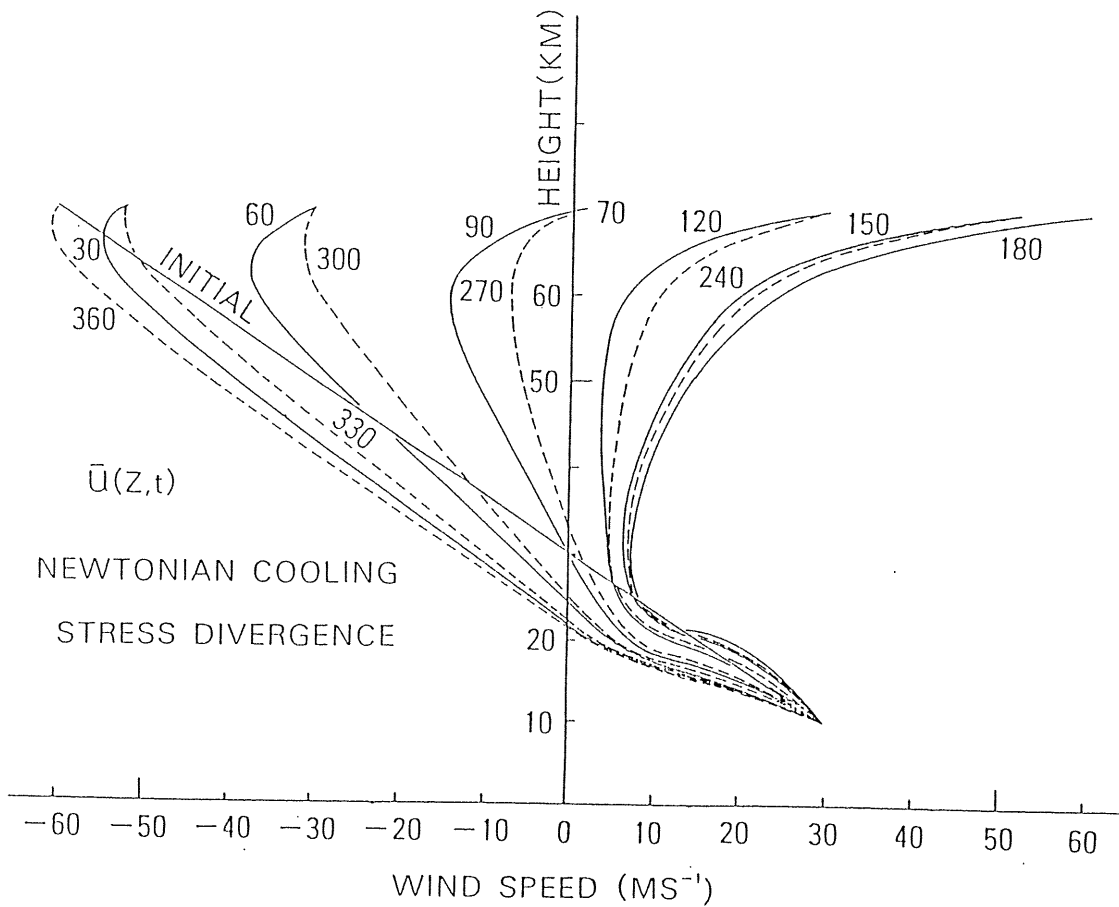
## § 1.5 本研究の目的と構成

前節までに紹介した内容を踏まえ、成層圏風系の中小規模擾乱に関して観測的検証を必要とする問題点は以下の通りである：

- 1) 砕波乱流層の微細構造。本章では砕波開始高度と臨界高度との間隔として「乱流層の厚さ」を与える式を導出してきた。しかしこの厚さで定義される層内での粘性・非線形性の卓越度や地球自転による慣性効果の重要性については、現実大気では確認されていない。従って高鉛直分解能(数m)かつ高精度( $\ll 1 \text{ m/s}$ )の風速変動観測を行なって、この問題に対する解答を与える必要がある。
- 2) 中部成層圏高度で砕波する重力波の波動要素と運動量フラックスの定量的見積り。  
§ 1.3 であいまさが指摘された波のインプット量については、ここで導いた「乱流層の厚さ」の式や波の構造の式を観測結果と付き合わせることによってある程度の推定が可能であると考えられる。この目的に使える資料を得るためには、1)で述べた観測をできるだけ長時間連続して行なうことが必須となる。



(a)



(b)

図12 (a)は放射平衡のみを考えたときの平均東西風の年変化(“INITIAL”は夏至に対応し、数字はそれからの経過日数を示す)、(b)は内部重力波の碎波の効果を加えたときの平均東西風の年変化(モデルについては本文参照)。



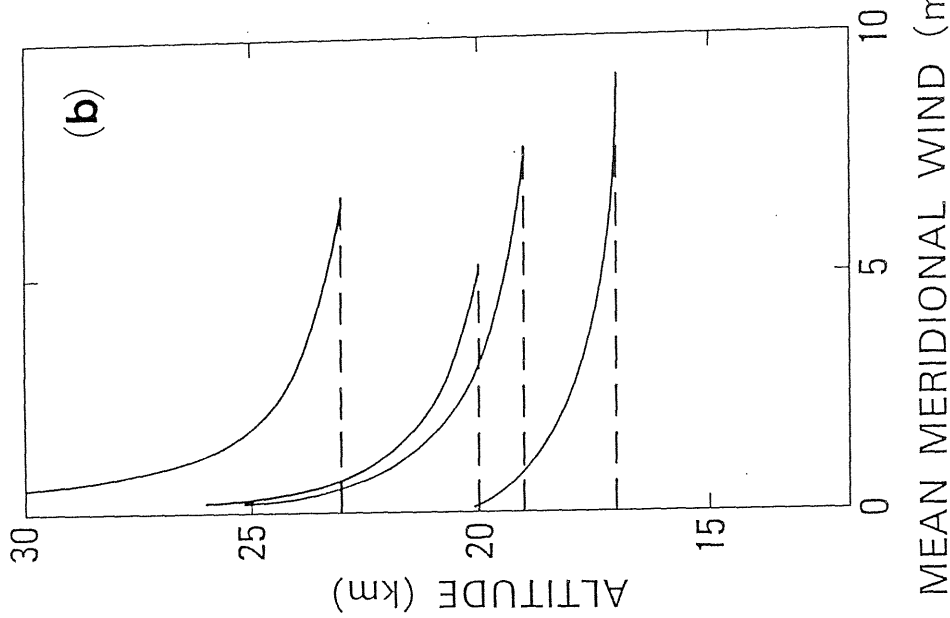
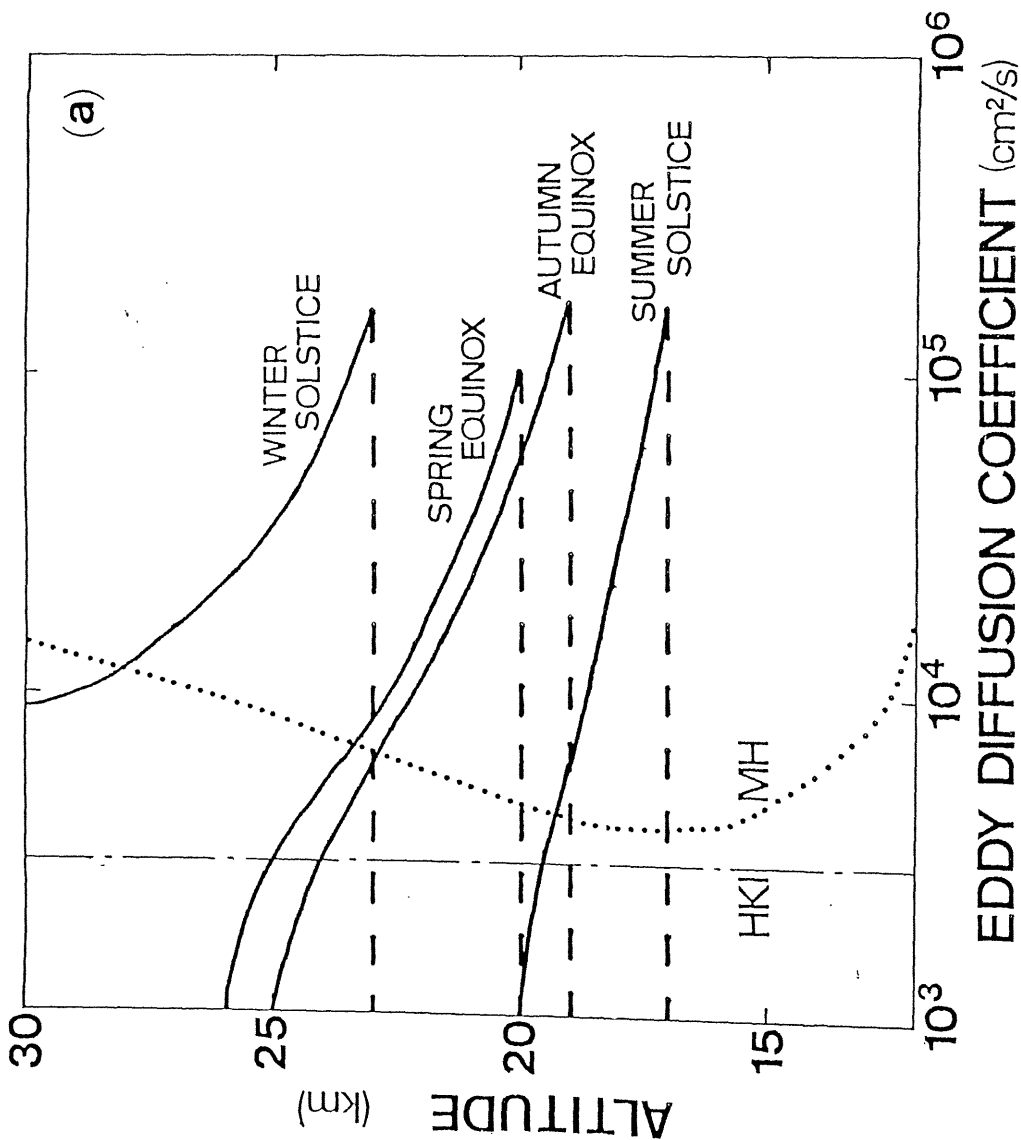


図13 (a) 地形性内部重力波の碎波による鉛直渦拡散係数の鉛直プロファイルの季節変化。Tanaka and Yamanaka (1985)のモデルで得られる鉛直渦粘性係数をそのまま用いた。点線は、Massie and Hunt (1981)が各種微量気体の一次元光化学モデルにおける最適値として求めたもの。また鎖線は、Hayashida et al. (1984)がEl Chichon噴火エアロゾル層の拡大のライダ観測結果にRemsberg (1980)の手法を用いて解析して得た、12-30 kmの高度における平均的な値である。(b)はTanaka and Yamanaka が計算した重力波に伴い生成される平均南北流の鉛直プロファイルの季節変化。

3) 重力波の碎波乱流の大循環・物質輸送への貢献の確認。§1.4.3の考察では1) および2)を未解決のまま便宜的なモデルを用いて議論した。このような考察の妥当性を観測結果から検討すると同時に、より現実的なモデルを案出するための解析を行なうことが重要である。

以下本節では、各章の内容について簡単にまとめておく。

第2章では、1982年9月・1983年9月・1984年5月・同9月の4回にわたり宇宙科学研究所三陸大気球観測所において中層大気国際協同観測(MAP)の一環として行なった大気球観測の実施状況について述べる(Yamanaka and Tanaka, 1984a, c; Yamanaka et al., 1985b)。広帯域の風速変動を観測するために気球追尾と搭載風速計による測定を併用し、さらに風速計を気球から上下させて鉛直微細構造も観測した(Yamanaka and Tanaka, 1984a; Matsuzaka et al., 1984, 1985; 山中, 1985b)。観測はいずれも中部成層圏高度の弱風領域内(19-26 km)で1日前後にわたって続けられ、気球の下方最大3 kmにおよぶ鉛直スキャンも実施されている。搭載風速計については、低温・低圧下でも高感度でありかつ長時間観測に耐えられるようなものとして、プロペラ式と電離式を新しく開発した(山中他, 1983b; Yamanaka et al., 1985a, c)。

第3章では、観測結果とその考察について大規模なものから順に紹介していく。まず観測に先立ち実施高度・時季の選定の目的で行なった既存資料の解析から、三陸の平均的な風系が記述される(Nishimura et al., 1982; 山中, 1983; 山中他, 1983a)。次に気球の上昇・水平浮遊資料から、内部重力波の構造・スペクトルが、さらに気球搭載風速計資料から碎波過程が解析される(Yamanaka and Tanaka, 1984a, c; Yamanaka et al., 1985bで速報)。前者に対する考察から、下部・中部成層圏における内部重力波の飽和が示される。後者ではいくつかの特徴的鉛直スケール(大は1 km弱から小は1 m以下まで)が重畳して階層的構造(hierarchical structure)をなすことが示され、重力波碎波過程における地球自転効果の重要性や乱流拡散の局在性が指摘される。最後にこれらの観測事実と考察結果を総括・拡張する形で、対流圏起源の内部重力波が中層大気へ伝播し碎波して大循環を弱めるまでのシナリオを組み上げる。

第4章には、本研究で得られた成果の総まとめが記述される。慣性重力波碎波理論の拡張、物質輸送についての考察、観測システムの詳細と測定論的吟味などは、末尾の付録A~Fにまとめてある。

## § 2. 1 はじめに

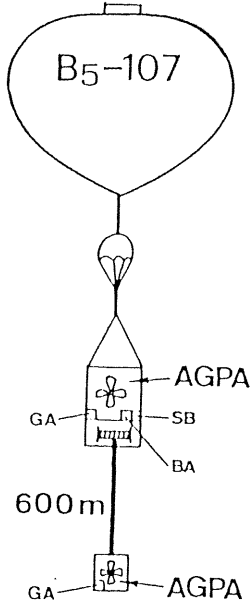
第1章で論じた重力波・乱流に関する理論的背景を踏まえ、1982-84年に計4回の中  
部成層圏微細風系の大気球観測を実施した。本章ではこの観測の実施状況ならびに大気  
球搭載風速計の開発状況と性能について述べる。§ 1.2 で述べたように、成層圏内の内  
部重力波と乱流については、ISレーダによる間接観測と水平浮遊気球搭載風速計を用  
いる直接観測とが国内外で提案されている。本研究では碎波乱流の成因と実態を探るの  
が目的であるため、鉛直・時間分解能や風速測定精度の点で後者の採用は必然的である。  
この場合、大気球については宇宙観測を主目的としたかなりの技術蓄積があるが、搭載  
する風速計については既製のものに頼ることは許されない状況であった。なお国外でも  
二、三のグループが類似の目的でやや早く研究をスタートさせてはいた（例えばCadet,  
1975; Barat, 1975a; Good *et al.*, 1978)が、特に長時間広帯域観測 (§ 1.4 参照)と  
してはいずれもまだ不十分であり、これらとは全く独立に技術開発を行なった。

以下 § 2.2 では4回の観測の実施状況が既刊の速報 (Yamanaka and Tanaka, 1984a,  
c; Yamanaka *et al.*, 1985b)を踏まえて概説され、また第3章で併せて解析されるいく  
つかの他目的の気球観測についても触れる。次に § 2.3 では気球搭載風速計の満たすべ  
き条件が提示され、地上観測用としては最も高性能な測器の一つであるGill型プロペラ  
式風速計の改良が、Yamanaka *et al.* (1985a)に従って述べられる。この風速計は特に  
その測定信頼度の高さにおいて非常に重要な測器であるが、低温低圧下の微細乱流の測  
定にはやはり限界がある。最後に § 2.4 では、この不十分さを完全に埋めるものとして  
Yamanaka *et al.* (1985b, c)が開発したグロー放電利用の風速計について述べる。これ  
は電離式風速計の一種という意味では国外のものと同原理であるが、グロー放電の利用  
により長時間連続測定が可能である点で画期的であり、本章の中心的成果をなす。

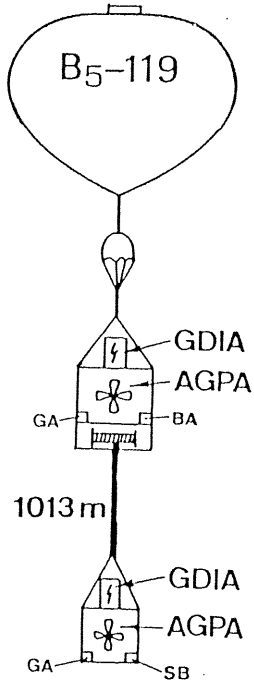
## § 2. 2 大気球観測

4回の風速計搭載観測に用いた大気球の構成および浮遊航跡について、それぞれ図14  
および図15に示す。放球はいずれも文部省宇宙科学研究所三陸大気球観測所（岩手県気  
仙郡三陸町吉浜；141°49'30"E, 39°09'30"N）で行なわれた。使用した宇宙科学研究所大  
気球システム (Hirosawa and Nishimura, 1979; Nishimura and Hirosawa, 1981) の概  
要は付録Dに、また気球搭載電動昇降機の開発 (Matsuzaka *et al.*, 1984; 1985) につ  
いては付録Eにまとめる。観測対象である中部成層圏の風速変動に対する測定手段を検  
出スケールが大きい順に述べれば、既存システム利用の気球追尾 (西村・広沢, 1973;  
山中, 1985b), 新開発の改良Gill型プロペラ式風速計, 同じくグロー放電型電離式風速  
計の3種類となる (表2)。風速計はゴンドラに対し固定した水平方向2成分を測定す  
るが、風向はこのゴンドラに取付けた地磁気方位計 (斎藤他, 1981) の資料を併せ用い  
て算出する。また高度補正および気圧変動測定のため、半導体気圧計および気球上昇計  
(Nishimura *et al.*, 1977b)も搭載している。大気球による観測時間・空間は風速、受

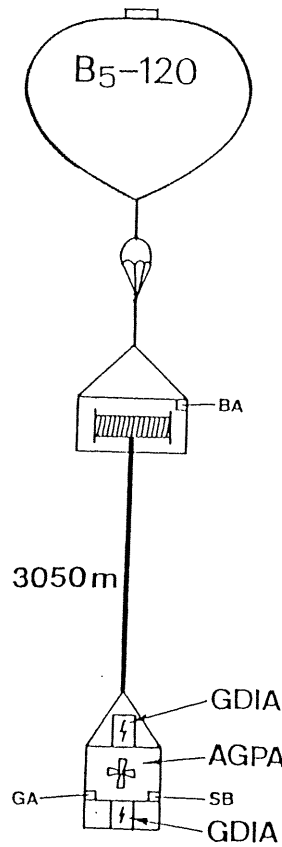
20-21 SEP '82  
24-25 km  
30 hrs



26 SEP '83  
23-26 km  
14 hrs



17-18 MAY '84  
22-24 km  
24 hrs



8-9 SEP '84  
23-26 km  
15 hrs

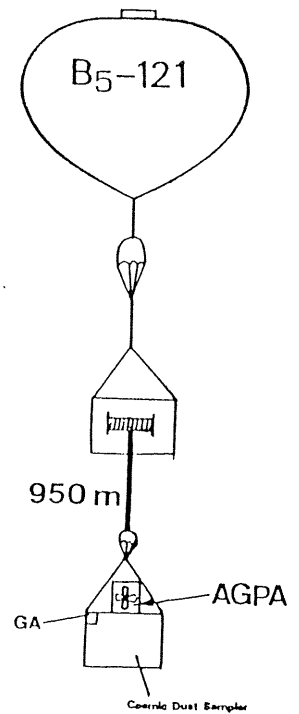


図14 成層圏の内部重力波・碎波乱流の観測に用いられた大気球システム（B5 は満膨張容積5000m を意味し、それに続く数字は宇宙科学研究所大気球観測事業における放球番号）。略称'AGPA'は改良GIII型プロペラ式風速計，'GDIA'はグロー放電型電離式風速計，'GA'は地磁気方位計，'SB'は半導体気圧計，'BA'は気球上昇計。

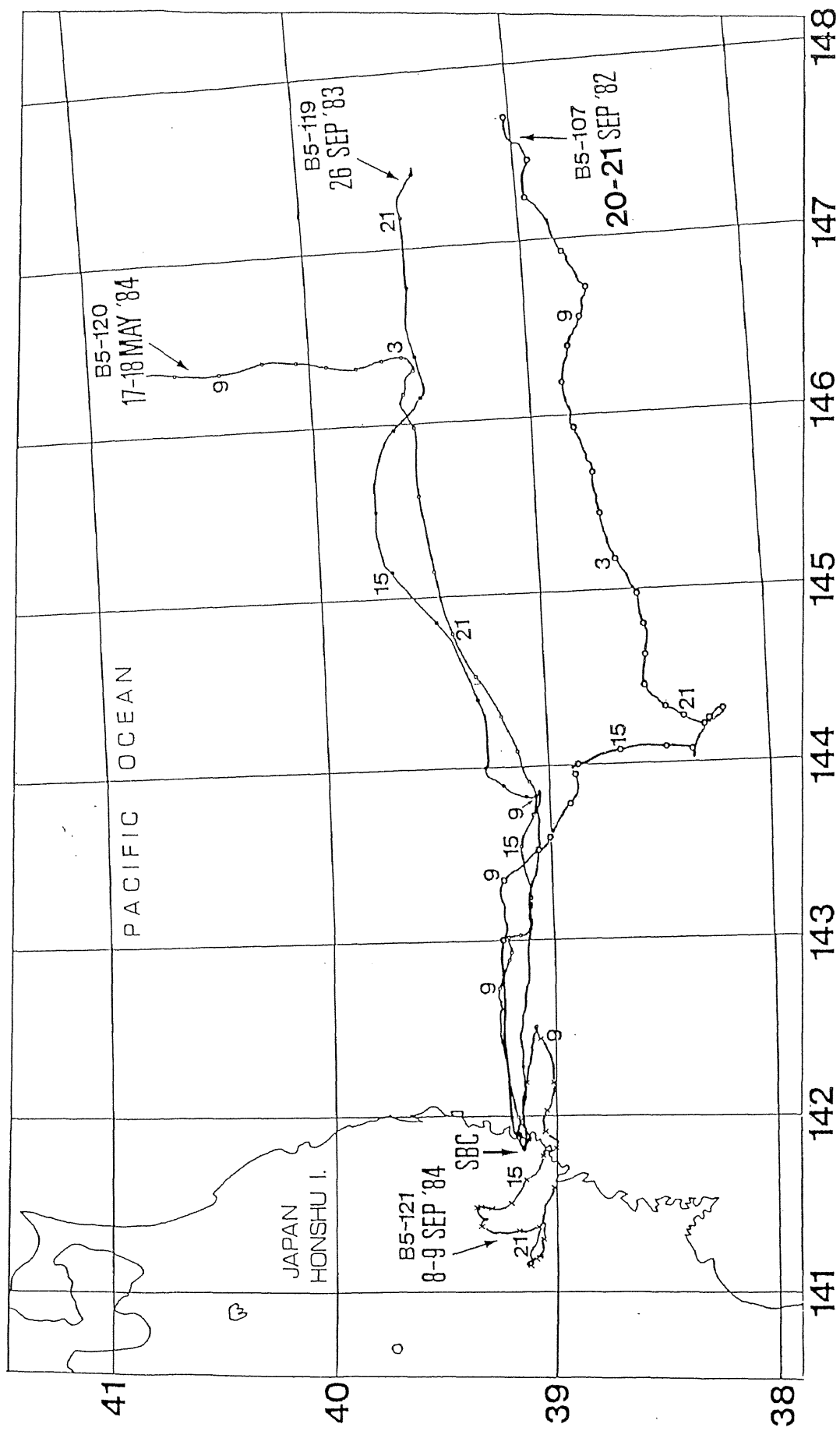


図15 成層圏の内部重力波・碎波乱流層の観測に用いられた大気球の浮遊経路。J S T 正時の位置をマークしてある。39°Nにおける経度1°は86.6kmに相当。

表2 大気球観測の使用測器のダイナミック・レンジと成層圏内の風速変動との比較。

Horizontal scale (km)	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{-1}$	$\sim 10^0$	$\sim 10^1$	$\sim 10^2$	$\sim 10^3$	$\sim 10^4$	.....
Time scale	$\sim 1$ s	$\sim 1$ min	$\sim 1$ hour	$\sim 1$ day	$\sim 1$ week	.....		
Intrinsic frequency*		$N$	$f$	$\beta L$				
Dynamical phenomena*	(Turbulence)		Internal gravity wave	.....	Rosby wave	.....		
Wind amplitude (m/s)	$10^{-2}$	$10^{-1}$	$10^0$	$10^1$				
Measurement technique	← Ionic anemometer	.....			Propeller anemometer	.....		
							Balloon tracking	.....

\*  $N$ : Väisälä-Brunt frequency ( $\approx 2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ )       $f$ : Coriolis factor ( $\approx 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ )

$\beta$ : Rossby parameter ( $\approx 1 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ )       $L$ : Horizontal wavelength

IIGW: Internal inertio-gravity wave

信可能範囲，航空管制，人家への安全性などによって決まり，また観測値は厳密には気球浮遊に従って四次元空間内のある経路上のものとなる（測定論的な検討事項は付録F参照）。また広範囲にわたる成層圏風系の調査結果をもとに，弱風層形成に関する理論的興味，長時間連続観測の必要性，ルーチン観測との比較の可能性を考慮して，春秋の東西風逆転期の中部成層圏を観測の時季・高度として選定した（§§1.4.3, 3.2参照）。従って4回とも同様の時季・高度・場所に集中的に行なったが，これは将来さらに重力波・碎波乱流の季節的・空間的变化を探る上で一つの基盤を与えるものである。

第1回観測は宇宙科学研究所の大気球B5-107（1982年9月20日07時02分41秒JST放球）を用いて行なわれた。同日08時47分に三陸東方約100kmにおいて予定浮遊高度（26km，22mb）に到達後，約24時間にわたる水平浮遊観測を行ない，この間に電動昇降機による600m幅の鉛直スキャン4往復も行なった。その後21日09時24分に排気弁を開いて降下させ（21km，45mb），ほぼ受信限界に達した14時00分にゴンドラを切離して終了した。搭載風速計は改良Gi11型プロペラ式のみであったが，約30時間にわたる成層圏風速微細変動の連続測定ができた。この状況と使用測器については，山中他（1983a），Yamanaka and Tanaka（1984a，c）およびYamanaka *et al.*（1985a）で速報してある。

第2回観測は大気球B5-119（1983年9月26日07時32分04秒JST放球）を用いて行なわれた。同日09時01分に三陸東方約170kmにおいて予定浮遊高度（26km，22mb）に到達後，昇降機による約1km幅の鉛直スキャン3往復を含む約13時間にわたる水平浮遊観測を行ない，22時12分にゴンドラを切離して終了した。この観測では用いた改良Gi11型プロペラ式に加え，今回は新開発のグロー放電型電離式風速計（グロー風速計）を初めて使用したので，より微細な風速変動構造まで十分に観測することができた。この観測の速報は，Yamanaka *et al.*（1985b，c）にある。

第3回観測は大気球B5-120（1984年5月17日07時22分44秒JST放球）を用いて行なわれた。同日08時50分に三陸東方約80kmにおいて予定浮遊高度（24km，30mb）に到達後，昇降機による約3km幅の鉛直スキャンを含む約26時間にわたる水平浮遊観測を行ない，翌18日10時30分にゴンドラを切離して終了した。この観測でも改良Gi11型風速計とグロー風速計の両方を搭載しているが，後者は放電電極などの改良により性能が若干向上している（Yamanaka *et al.*，1985c）。またゴンドラを非軸対称形に製作して相対風向と常にほぼ一定の姿勢を保たせたため，グロー風速計と改良Gi11型風速計との即応性の違いが確認でき，本研究における測定資料の信頼性が保証された。この観測では電動昇降機の性能向上により，適当な高度のジグザグ・スキャンを実行することができた。

さらに第4回目の風速計搭載観測が，1984年9月8日07時20分01秒放球のB5-121気球によって行なわれた。この気球は宇宙塵の採集を主目的とし（田沢他，1985），集塵器（1km巻下げ）に吹き当たる大気の流量計として改良Gi11型プロペラ式風速計を搭載した。気球は08時40分に三陸東方約55kmで予定浮遊高度（約24km）に達したあと，22時40分に下部ゴンドラ（集塵器＋風速計）を切離し，翌9日02時00分に上部ゴンドラ（巻下げ器）を切離して全観測を終了した。弱い東風かつ内陸の領域の資料としてはこの観測の他，地磁気異常観測ならびにオート・バラスト装置動作試験を主目的とする1984年9月6日07時12分04秒放球のB5-122気球（瀬戸他，1985；岡部他，1985）で得られた高精度かつ20hr近くの浮遊時間（完全に東北地方を横断）にわたる気球追尾および気圧高度資料があり，次章での解析に供される。

最後に，1983年6月11日のIndonesia 皆既日食の大気球観測について述べておきたい。

この観測は、東京天文台・京大理・宇宙研・Indonesia 航空宇宙局 (LAPAN)の協同で行なわれ (Tanabe *et al.*, 1985; Mizutani *et al.*, 1984), 日食当日の大気球観測に先立ち、直前の10日間にゴム気球4個・大気球1個がJawa島のWatokosek (112°40'E, 7°36'S) から放球された。これは本番の気球が皆既日食帯という時間空間的に制限された領域を確実に浮遊するように、成層圏の風系を把握しておく必要があったためである。このような成層圏大気力学と気球工学の接点的問題は、Nishimura *et al.* (1982, 1984, 1985), 山中 (1983, 1985a, b), 山中他 (1983a, 1984) などに論じてある。

## § 2. 3 改良 Gill 型プロペラ式風速計

### 2. 3. 1 気球搭載風速計の条件

成層圏乱流の観測のためには気球に風速計を搭載して直接測定することが不可欠であるが (表1参照), そのためにはそれが可能な風速計を開発しなければならない。また気球に搭載して使用するためには、工学上のさまざまな制約がある。風速計を成層圏重力波・乱流観測に用いる上での具体的な採用条件をまとめると次のようになる:

- ①性能条件: 高感度 ( $< 0.1\text{m/s}$ ), 即応性 ( $< 1\text{s}$ );
- ②耐環境条件: 低圧 (100-1hPa), 低温 ( $-60 \sim 0^\circ\text{C}$ ), 長時間動作 ( $> 1\text{day}$ );
- ③気球搭載条件: 耐衝撃 ( $\sim 2\text{G}$ ), テレメタ入力 ( $\pm 2.5\text{DCVFS}$ ), 電波妨害なし, コンパクト化 (特に放球時の安全性と関係), 小型軽量化 (特に電動昇降機の性能と関係)。

大気境界層における乱流観測用の風速計には、常圧常温下では①を満たす Gill 型プロペラ式 (Holmes *et al.*, 1964; Gill, 1975) や超音波式 (Mitsuta, 1966) があり、それぞれの特性は良く研究されている (例えば、塩谷・岩谷, 1973; Wyngaard, 1981 など参照)。また室内実験用の熱線式, レーザ式, 電磁式などの流速計の中には②を満たすものがある (例えば、谷他, 1977; 松代, 1978 など参照)。これらの既存の風速計を①~③のすべてを満たすように改変するには、特に③について困難である。例えば Ovarlez *et al.* (1978) は超音波式の気球搭載風速計を提案したが、超音波を発生する振動体の低温下での支持に問題があり、観測結果を得るに至っていない (この場合、超音波の速度が温度に敏感であるため加熱も不適當)。そこで全く違う原理のものとして次節に述べる電離式風速計が考案されたが (Barat, 1975a, 1982b; Good *et al.*, 1978), 特に②のうちの長時間安定動作の点で難があった。このことは、成層圏高度における長周期波動から微細乱流に至る広帯域の現象を一種類の気球搭載風速計で測定することが、ほとんど不可能に近いことを意味している。

以上の考察を踏まえ、成層圏における波動および強い乱流を観測対象として (感度  $\sim 1\text{m/s}$ ; 時定数  $\sim 1\text{min}$ ), Gill 型プロペラ式風速計の改良を試みることにした (表2)。これは、次項に述べるように、プロペラ式風速計の原理が比較的簡単かつ確立されており、また Gill 式のものがこの方式としては最も高感度かつ風向特性が良いことに着目したものである。山中他 (1983b) および Yamanaka *et al.* (1985a) は、このタイプの風速計の気圧依存性の評価と長時間安定性の確認を行ない、実際に中部成層圏高度の観測



対象を十分に検出し得るものを製作した。なお、気球搭載プロペラ式風速計の開発や観測として、これまでにCadet (1975, 1977), MacCready (1975), Cadet *et al.* (1977), MacCready and Mullen (1977), Gill (1978)などがあるが、いずれも低高度か低分解能である。本節で述べる「改良Gill型プロペラ式風速計 (adapted Gill-type propeller anemometer)」は、それらとは全く独立に開発されたものである。

### 2.3.2 プロペラ式風速計の測定原理

プロペラ (またはスクリュー) の静特性の力学は前世紀に完成し (Rankine-Froude理論), 風速計としての動特性についての理論もすでに確立されている (MacCready and Jex, 1964; 塩谷・岩谷, 1973; 谷他, 1977; Wyngaard, 1981)。本項では, Gill型市販品の改良に必要な範囲内でプロペラ式風速計 (回転軸と平行な流速を測定) の要点をまとめておく。なお, カップ式風速計 (回転軸と垂直な流速を測定) についても以下の考察の大部分が適用できるが, 風向の測定の点でプロペラ式よりも不利である。一定回転しているプロペラでは, 風がプロペラ翼に与える揚力のプロペラ回転軸まわりのモーメント (L) が, プロペラの周囲大気に対する反作用のモーメント (R) および回転軸の摩擦トルク (K) の和とバランスしている。いま, 密度  $\rho$  の大気における一定風速  $u$  に対する, 直径  $d$  のプロペラの回転角速度が  $\dot{\theta}$  である場合を考える。一般に, 比  $L/R$  をプロペラ効率と呼び,  $\rho$  によらず  $u/d \dot{\theta}$  に比例することが実験的に証明されている。したがって充分大きい  $u$  については ( $K \rightarrow 0$ ), 気圧や気温に無関係に

$$\dot{\theta} = A d^{-1} \cdot u \quad (A: \text{定数}) \quad (2.1)$$

という線形関係が成り立つが, これはプロペラ式風速計のもつ大きな利点である。

$u$  が小さい場合まで含めた静特性は,  $L \propto \rho u^2 d^3$  および  $K \sim \text{定数}$  を考慮すると

$$\dot{\theta} \rho u = A d^{-1} (\rho u^2) \cdot [1 - B (K/d^3) / (\rho u^2)]$$

と表わされる ( $B$ : 定数)。従って任意の  $\rho$  (または気圧および気温) に対するプロペラ式風速計の静特性は, この式の2個の定数  $A, B$  を実験的に知れば完全に決定できることになる。また,  $\dot{\theta} = 0$  すなわち  $L = K$  に対応する最小感度  $u_{\min}$  は

$$u_{\min} = B^{1/2} d^{-3/2} K^{1/2} \cdot \rho^{-1/2} \quad (2.2)$$

で与えられることがわかる。従ってプロペラ式風速計の感度は, 低圧となるにつれて気圧の平方根に逆比例して劣化する。

一方, プロペラ式風速計の動特性を支配する方程式は,  $I \cdot \ddot{\theta} = L - R - K$  と表わせる ( $I$ : プロペラの慣性モーメント)。最小感度付近の始動直後を考えて  $L \approx K$  と近似するとこの支配方程式は直ちに解かれて, 時定数  $\tau$  が

$$\tau = C \cdot I d^{-4} \cdot \rho^{-1} u^{-1}, \quad (2.3)$$

あるいは風速に依存しない形の距離定数  $\lambda$  が

$$\lambda \equiv \tau \cdot u = C \cdot I d^{-4} \cdot \rho^{-1} \quad (2.3)'$$

と与えられ、プロペラ式風速計の即応性は気圧に逆比例して劣化することがわかる。

改良に先立ち、市販品のGi11型プロペラ式風速計（牧野測器，AGP230）の風洞試験を行ない〔後出の図18(a)を参照〕，気圧20torr（26.7hPa），気温約20°Cにおける平均値として， $u_{\min} = 2.7\text{m/s}$ ， $\lambda = 42\text{m}$ を得た。つまり観測対象として振幅1m/s程度，時間スケール10s程度の風速変動を考える限り，市販品では特に感度の点で不充分である。(2.2)式によれば最小感度の改善はプロペラを充分大きくするか，または摩擦トルクを充分小さくしなければならないが，風向特性の良さ・即応性・技術的難易度を考慮した上でプロペラは市販品Gi11型のもの（R.M. Young Co.，23cm $\phi$ ，ポリスチレン製）をそのまま採用し，摩擦トルクの改善のみを行なうことにした。従って(2.3)式により，ここで開発する改良Gi11型プロペラ式風速計は即応性については市販品と変わらない。次項では，トルクの原因となる①回転軸を支持する軸受部の摩擦と②発電機利用の回転検出部のブラシ摩擦・電磁誘導抵抗のそれぞれの改良について順に述べる。

### 2.3.3 軸受部・回転検出部の改良

成層圏気球観測に用いるために満たすべき諸条件（§2.3.1）のうち，衝撃および温度環境に関するものが軸受の設計の際には特に重要である。例えば市販のGi11型風速計の軸受はシリコン油潤滑のボール・ベアリングであるが，0°C以下では潤滑油の粘性が急激に大きくなるため使用不能である。市販品の軸受トルクを，プロペラ回転軸に取付けた振子の減衰をレーザ光と光電素子を用いて測定することにより求めると（後出の図17参照），-40°Cにおける摩擦は常温の時の2倍にも達する。また摩擦の非常に小さい磁気軸受やエア・ベアリングなどは，強度や取付け方法に難があって使えない。そこで改良Gi11型風速計ではサファイア対SK鋼のピボット軸受（オグラ宝石3A-471）を使用し（図16），さらにサファイア軸受の後部にはスプリングを組込んで，温度変化などによる1mm以下のひずみに対し安定にしてある。支柱はプロペラ有効面積に影響のないことを確認した上で黄銅丸棒（1cm $\phi$ ）の井型とした。以上のような軸受部の改良により摩擦トルクは常温において約1/7に減少させることができたが（図17），これは(2.2)式に従えば最小感度が市販品の $\sqrt{1/7}$ すなわち（気圧20torrで）約1m/sとなったことを意味する。また軸受の有効接触面積が小さいため，温度変化に対しても特性はほとんど不変であり，油潤滑（低温特性の良い信越化学KF50を使用）は接触面積増大に寄与するだけで無意味であることもわかった。

一方，回転検出部の改良の際には気球搭載条件のほかに，検出部が気流を乱したりしないこと，始動直後から数m/s（回転速度 $\sim 100\text{rps}$ ）に及ぶ範囲の回転を向きを含めてきちんと測定できること，などが要求される。無摩擦を目標に種々の市販の非接触センサを検討し，開発当初は磁気誘導方式を試みたがこれはダイナミック・レンジと軸受周辺の加工に難点があることがわかった。そこで改良Gi11型プロペラ式風速計の回転検出部には，プロペラをはさむ平行な2組の発光・受光素子からなる簡単な光電方式を採用した（図16）。プロペラの回転に伴い発光ダイオード（TLN101）から出る近赤外線は翼の通過ごとに遮断されるので，フォト・トランジスタ（TPS601）のエミッタ電圧はパルス状に変化する。2系列の電圧信号のそれぞれは，適当なバンドパス・フィルタを通してから位相比較され（CD4013を使用），これをさらに4bit-up/downカウンタ（CD4516）

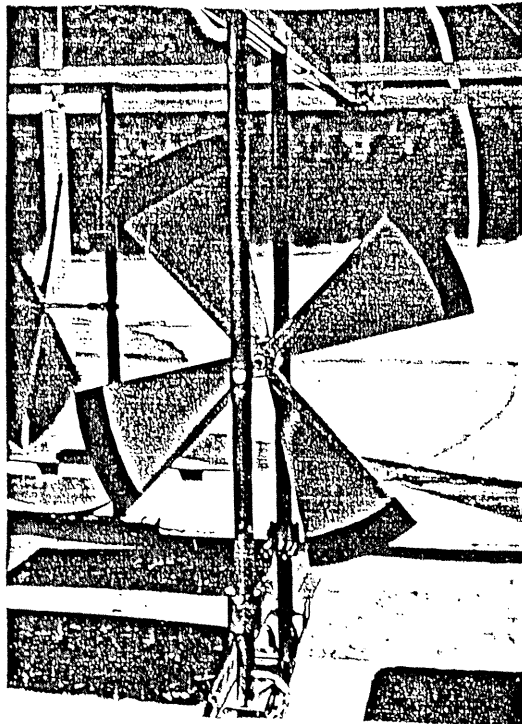
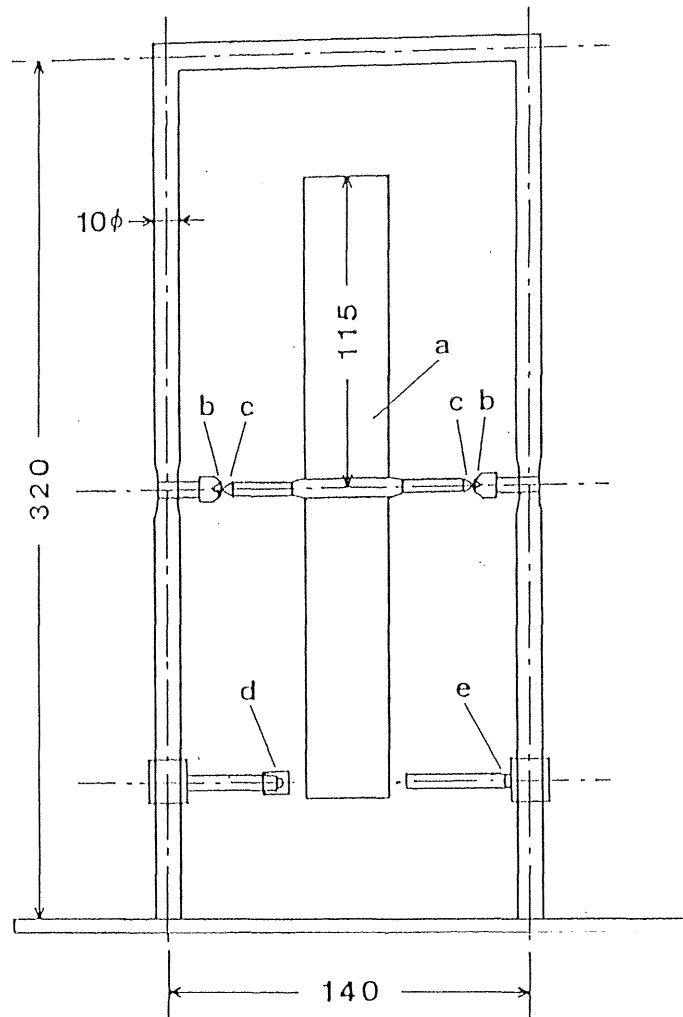


図16 改良Gill型プロペラ式風速計の構造（単位：mm）。a：Gill型プロペラ，b：サファイア軸受，c：SK鋼ピボット，d：発光ダイオード，e：フォト・トランジスタ。下の写真は第1回観測（1982年9月）における搭載品。

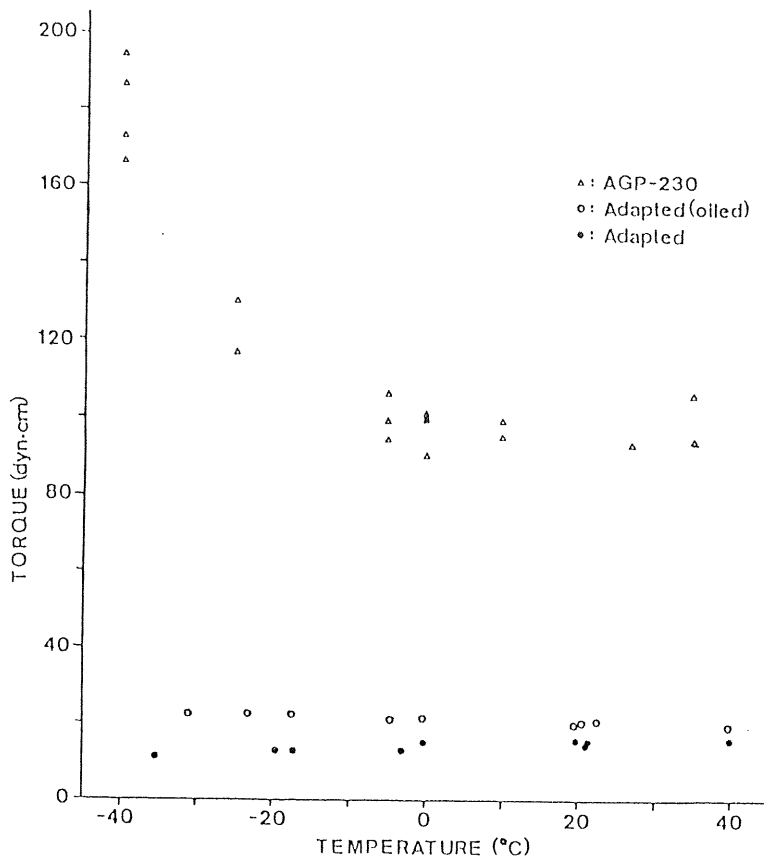


図17 改良Gill型プロペラ式風速計の軸受部の摩擦トルク測定結果。市販品のGill型風速計（AGP230）との比較において示す。

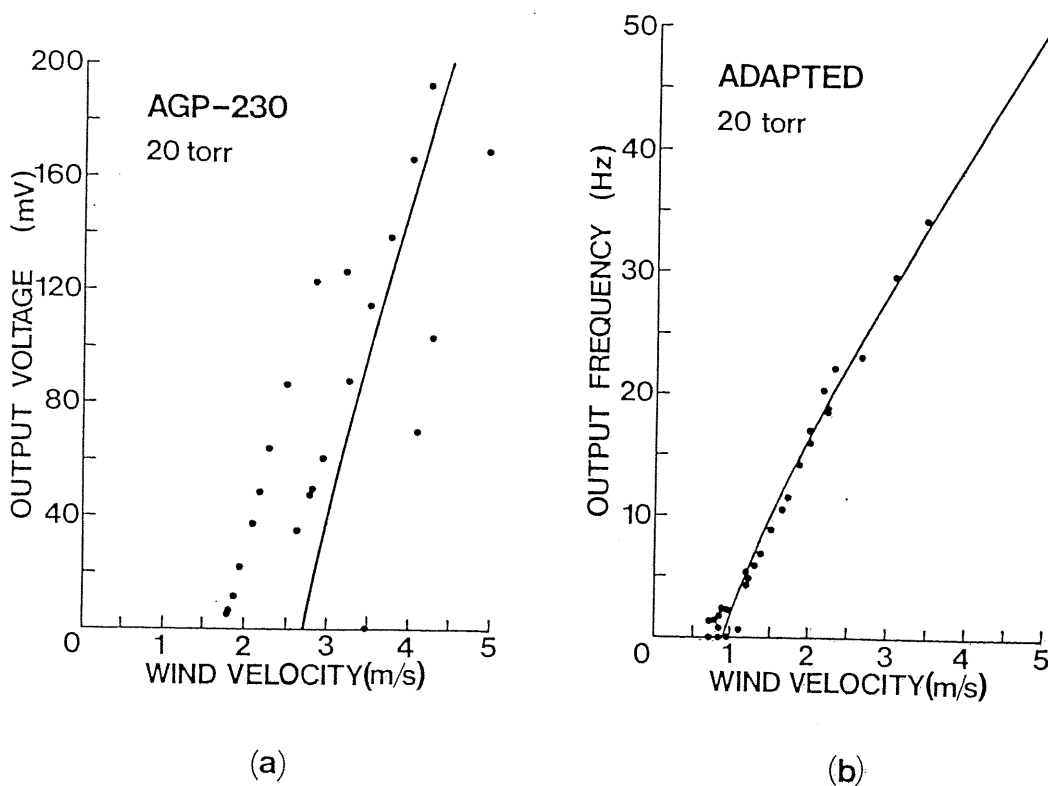


図18 風洞実験による気圧20torrにおける，（a）Gill型風速計市販品（牧野AGP230），および（b）改良Gill型プロペラ式風速計の検定結果。測定はいずれも常温（ $\sim 20^{\circ}\text{C}$ ）において行なっている。曲線（"Gaussian"）は，理論的に要請される双曲線の最適形を最小二乗法によって求めたもの。

に入力して数える。このカウンタ出力信号が風速の時間積分値（風程）に相当するが、これをそのままテレメタ送信機前段の変調回路に入力することにした。これは最小感度付近の弱風速まで有意に検出するためであるが、地上受信後には必要に応じパーソナル・コンピュータなどで風速値に変換できる（一応6s毎に計数して風速データとした）。なお最後の1984年9月観測では、プロペラ回転軸に斜交する2個の穴をあけこれをはさんでフォト・カプラ（OMRON-EES5）を置くという、さらに簡素な構造に改良した。

改良G11型プロペラ式風速計の仕様と主要諸元は表3にまとめた通りである。すでに§2.3.2で述べたように、プロペラは市販のG11型のをそのまま用いたので距離定数は市販の風速計と同じ42mである。これは1m/s, 5m/sの風速に対する時定数がそれぞれ42s, 8sであることを意味する。風向特性についてもまた当然不変のままであり、±90°付近の僅かなに不感風向を除いて正しい成分値との誤差は10%に満たない（Holmes et al., 1964）。摩擦トルク改良の効果は図18(b)に示す風洞検定結果から明らかで、気圧20torrにおける最小感度の最確値0.9m/sはトルクの測定（図17）から予想されたものと良く合っている。最小感度近傍を除けば風速の測定誤差は0.1m/sよりも充分小さい。この風速計は中部成層圏高度を当面の観測対象として開発したものであるが、他高度での性能を§2.3.2の理論式を用いて計算し図19に示す。高度40km程度の上部成層圏でも、振幅が3m/s程度以上かつ時間スケールが1min程度以上の現象であれば、改良G11型プロペラ式風速計で十分に測定することができると考えられる。なお(2.2), (2.3)よりプロペラ式風速計の特性は気圧でなく大気密度の関数であるから、現実の中部成層圏で使用する場合（例えば-50°C）では最小感度は低圧風洞実験結果（常温～20°C）の85%（0.75m/s）また時定数は73%（距離定数～31m）程度に改善されるはずである。

付録Fに述べる測定誤差の観点からは、ゴンドラの回転運動の影響が改良G11型プロペラ式風速計の感度・即応性の両面でクリティカルであるから、この風速計で測定される現象のうち時定数より大きい時間スケールのものについては正しい風速変動を示していると考えてよい。なおMacCready and Mullen (1977) およびG11 (1978)が、それぞれより摩擦の小さい軸受およびより大きいプロペラを用いて摩擦トルクを減らすことを試みているが（§2.3.2参照）、前者では軸受接触面積が小さ過ぎるための弱さが、後者では風速計が大き過ぎることによる（50cmφ）分解能の悪さが予想される。少なくとも筆者のこれまでの実験に基く限りでは、改良G11型は成層圏大気球観測用プロペラ式風速計として感度・強度・分解能の3点で最適なものであると言える。

## §2.4 グロー放電型電離式風速計

### 2.4.1 電離式風速計

前節では内部重力波および強い乱流を探索するための改良G11型プロペラ式風速計の開発の経緯について述べたが、さらに微細な乱流を観測するには、より高感度で即応性の良い風速計が必要である（表2参照）。そこで電離式風速計（ionic anemometer）と呼ばれるものが考案され、これにより成層圏乱流の断片的知識が得られてきた（Barat, 1975a, 1982b; Good et al., 1977; Brown and Good, 1981; Murphy, 1982; Barat and Genie, 1982）。この風速計は空気をコロナ放電により電離させそれをトレーサとして風速を電氣的に測定するもので、原理的に同様の試みはかなり以前からある（Pauthenier

表3 改良Gill型プロベラ式風速計の主要諸元。

Threshold velocity	0.9 m/s	} ..... at 20 torr, 20°C
Length constant	42 m	
Pressure character	0.2 %/torr)	
Temperature character	0.25 %/deg	..... at 20 torr
Output format	4 pulses/rotation (40-70 mV)	
Linearity	11.8 Hz/m/s	
Battery voltage	± 12 V	
Total weight	800 g	

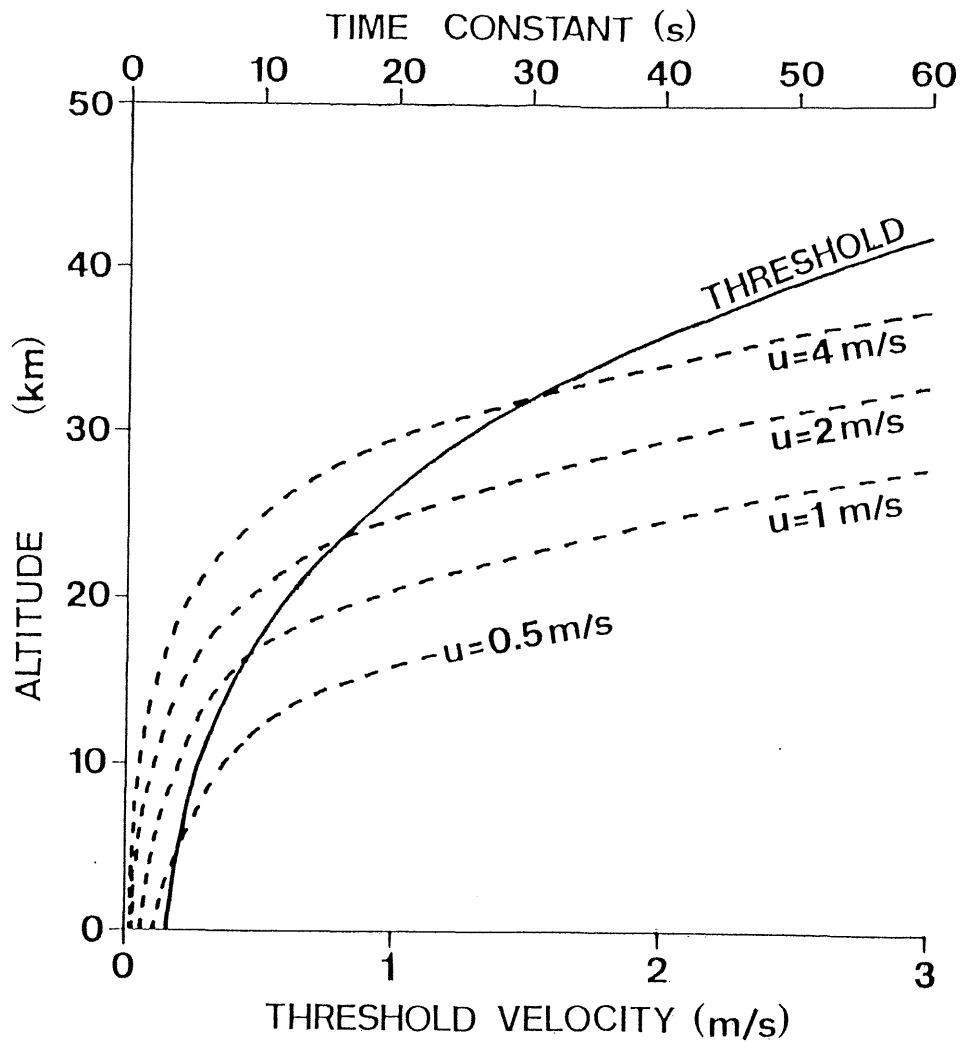


図19 改良Gill型プロベラ式風速計の感度(実線と下横軸)・時定数(破線と上横軸)の高度による変化。常温との気温の差は無視し、気圧の変化のみを考慮して、20 torrの実験値をもとに理論的に計算したもの。

et al., 1944; Mellen, 1950; Nygaard, 1965a, b; Barat, 1982a)。構造で大別すると、放電空間そのものを測風空間とするもの(Nygaard; Murphy; Barat-Genie)および放電イオン源を測風空間から分離したもの(Pauthenier et al.; Mellen; Brown-Good; Barat; Good et al.)となる。あるいは、イオン流方向の風速を測定するもの(Mellen; Murphy; Barat; Barat-Genie) およびイオン流と直交する風速成分を測定するもの(Pauthenier et al.; Nygaard; Barat; Good et al.; Brown-Good)とがある。しかし過去の電離式風速計ではいずれも、利用したコロナ放電の不安定さのために、高々数時間程度の観測しかなされていない。我々も当初この種の風速計を試作してみたが、長時間連続観測に適した安定したコロナ放電イオン源は得られなかった。

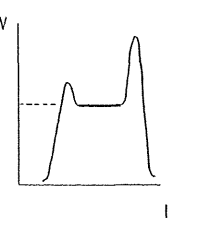
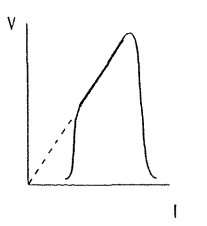
一方、10-30 torr程度の気圧において狭い間隔で対向させたメッシュ電極間では、極めて安定なグロー放電を行なわせることができ、また外側に更に電極を置くとメッシュを透過した荷電粒子のもつ電荷を電流として取り出すことができる(Sekiguchi et al., 1963; Hirose et al., 1964)。グロー放電は放電空間の全領域で持続的に起こるのに対してコロナ放電は局所的なものであり(表4)、前者は後者より気圧が低く大電流を必要とするが低い電圧で維持でき安定性が高い。そこでYamanaka et al. (1985b, c)は、このメッシュ電極グロー放電をイオン源として利用する電離式風速計を開発することを考えた。この「グロー放電型電離式風速計(glow-discharge ionic anemometer; 以下ではグロー風速計と略称)」は、放電空間を分離しかつイオン流と直交する風速を測定する方式のコロナ放電型のものと原理的に共通である。しかしながらイオン源としてのグロー放電の利用は筆者の知る限りでは最初の試みであり、特にその長時間安定動作において従来のコロナ放電利用のものにない利点がある。グロー風速計は後述の基礎実験を経て第2回観測(1983年9月)において初めて大気球に搭載され、さらに若干改良されて第3回観測(1984年5月)にも使用された。

#### 2.4.2 原理および構造

図20にグロー風速計の動作原理を示す。2枚のメッシュ電極間のグロー放電領域で発生し、図中下側のメッシュ(放電陰極;  $M_-$ )を下向きに透過した正イオンが風速測定に利用される。測風空間には平等電界Eが加えられているので、これにより正イオンは図中最下方にあるイオン捕集電極Sへ向けて垂直に駆動されるが、この移動の間に中性気体分子と何回も衝突する。従ってもし中性気体分子が平均的にある方向に運動していれば、メッシュを透過してきた正イオンの流れはこの中性気体の流れ(すなわち風)によって曲げられる。この曲がりの程度は捕集電極を適当に分割し切片ごとの流入電流値を比較測定すれば決定できるが、ここでは1台で2成分の風速が測定できるよう4分割してある。つまり2個の「差電流」 $[\Delta I_x \equiv (I_1 + I_2) - (I_3 + I_4), \Delta I_y \equiv (I_4 + I_1) - (I_2 + I_3)]$  および「和電流」 $(\Sigma I \equiv I_1 + I_2 + I_3 + I_4)$ が出力され、これらから得られる2個の「電流比」 $(\Delta I_x / \Sigma I, \Delta I_y / \Sigma I)$ から水平風速ベクトルの2成分が決定できることになる。

1984年5月観測に使用したグロー風速計の構造を図21と図22とに示す。正負2枚の放電電極としては、いずれも線径0.15mm、ピッチ0.63mm(40mesh/1inch)のNiメッシュを用いている。放電電極の間隔は、気圧20torr付近でのグロー放電の安定性を調べた上で1.5mmとしたが、この値はあまりクリティカルなものではない。両電極の有効面積は約15mm<sup>2</sup>としてあり、正イオンが透過する側の陰極メッシュ(以後グリッドと呼ぶ)は放

表4 グロー放電とコロナ放電との比較。

	グロー放電	コロナ放電
放電電界	平等電界	不平等電界
放電様式	全路破壊	局所破壊
気圧範囲	$10^2 \sim 10^{-1}$ Torr	$10^3 \sim 10^1$ Torr
維持電圧	数100 V	数 kV
放電電流	数 mA	数 $\mu$ A
電圧-電流特性		

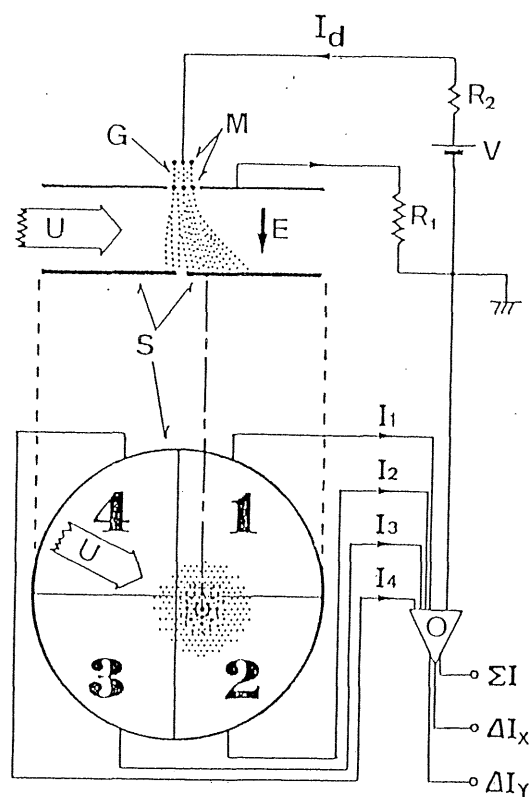


図20 グロー風速計の測定原理。M：メッシュ電極；G：グロー放電領域；E：駆動電界；U：風速ベクトル；S：イオン捕集電極（1～4の切片に分割）； $I_d$ ：放電電流；V：高圧電源； $R_1, R_2$ ：固定抵抗； $I_1 \sim I_4$ ：各切片に流入したイオン電流； $\Sigma I$ ：「和電流」； $I_x, I_y$ ：「差電流」；O：検流・増幅回路。



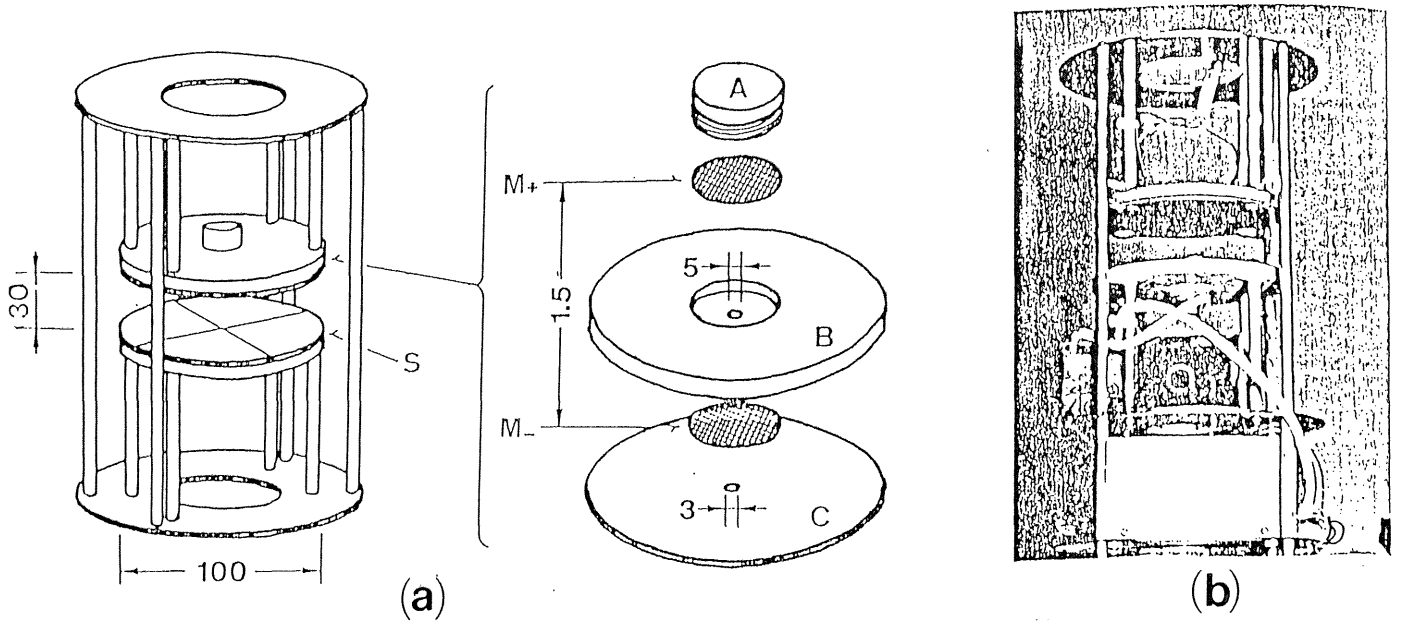


図21 第3回観測（1984年5月）に使用したグロー風速計の構造（a）と外観（b）。  
 $M_+$  : Niメッシュ（放電陽極）； $M_-$  : Niメッシュ（放電陰極）；S : Cu箔を塗布したエポキシ板（イオン捕集電極）。放電電極は、CuZnストッパ（A），マコール・スパーサ（B），CuBe板（C）などによって保持されている。単位はmm。

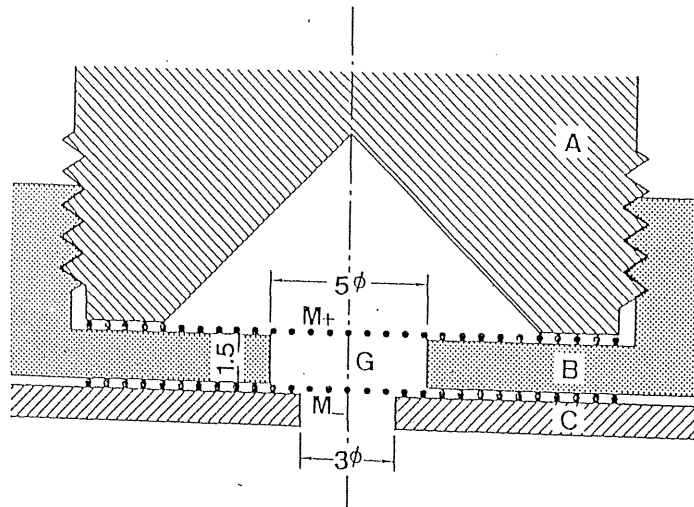


図22 第3回観測（1984年5月）に使用したグロー風速計の放電電極部の拡大断面図。  
 Gで示した円筒形空間がグロー放電領域。他の記号は図21と共通。単位はmm。

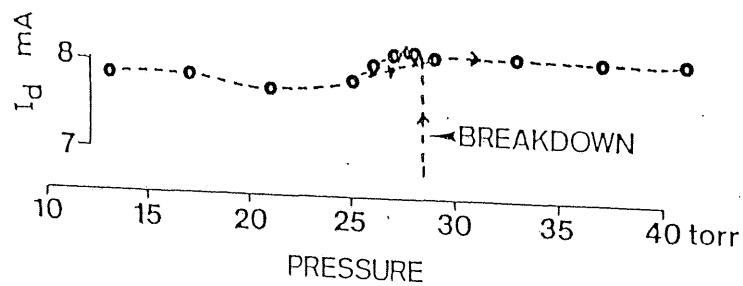


図23 気圧変化に伴う放電電流（ $I_d$ ）の変化。気球搭載を想定して最初減圧し次に加圧した（矢印の順に進行）低圧槽実験の結果の一例を示す。

電流8 mAのときほぼ全面にわたって負グローで覆われる。図に示してあるように、スパーサなどにマコールを多用しているが、これは耐熱性を良くするためである。イオン捕集電極はCu箔を接着した直径10cmのエポキシ板（ポジティブ感光基板）であり、十文字状（幅 0.5mm）にエッチングすることにより四分割してある。なおグリッドはこれと等電位で中央に直径5 mm穴のあるCuBe板で支えてあるが、このCuBe板がイオン捕集電極と同大であるため、両者間に設けられた測風空間（間隔 3cm、この値は次項に述べるイオン電流分布を参照して決定した）は平等電界となっている。グロー放電空間と測風空間とはCuBe板の中央の穴（大気の最小乱渦径～1 cmより十分小さい）でのみつながっているため、空気力学的には完全に分離されている。

図20には、電源や抵抗などの回路構成もあわせて示してある。気球搭載の便を考慮して、電源端子電圧  $V = 616V$  の一電源構成とし、気球上昇中にこの電圧を破壊電圧とする気圧（平均約28torr、22km高度）に達すると自動的にグロー放電が開始される（図23参照）。測風空間の駆動電圧は放電開始後に放電電流  $I_d$  によって維持される（つまり  $R_1 \cdot I_d$ ）、気圧20torr付近（ $I_d \approx 8mA$ ）において約240V（電界は約80V/cm）となるように設計してある（ $R_1 = 30 k\Omega$ 、 $R_2 = 3k\Omega$ ）。固定抵抗  $R_1$  はグロー放電空間における大気の抵抗に比べ充分大きいので放電の安定化にも貢献している。グロー風速計プローブ1台の電力消費量は約5Wであり、そのうちの約60%が放電を維持するために消費され、大部分はCuBe板から放熱によって失われる。検流回路は普通のアナログ増幅器を用いており、プローブとは別電源（リチウム電池、±9V）であるが消費電力量は非常に小さい。

なお最初の気球搭載（1983年9月）に使用した風速計では、放電陽極はメッシュでなく頭部を半球状（直径 4mm）としたCuZn棒であった。またこれ以前の試作段階では円柱状や円錐状の陽極も試されたが、半球状のものに比べノイズが大きかった。このように初期にメッシュ以外のものを用いていたのは、主として電極固定部の加工（マコールのタップ・ダイス立てなど）・結線（高圧ケーブルの接続など）・ポッティング（放電陰極以外への放電の防止）の容易さのためであったが、その後の技術の熟練によって図22のような構造を製作できるようになったのである。放電電極間隔などを変えない限り基本的な動作特性などには変わりはないが、放電の安定性および負グローの広がり均質性の点でメッシュ-メッシュの場合がその他の場合より優れている。

電極の大きさが適当であるか確認し、かつイオン電流の性質を調べる目的で、イオン捕集電極上の電流密度分布を測定する実験を行なった。この実験ではイオン捕集電極と同材質同大で同心円状に5分割したものを作り、これをイオン捕集電極と置換えて各環状領域に流入する電流値を測定した。その結果（図24）、電流密度  $i$  が半径  $r$  に対し

$$i \propto \exp(-r^2 / a^2) \quad (2.4)$$

という Gauss分布となっていること（ $a$ ：中心値の  $1/e$ となる半径）、またイオン捕集電極の大きさは10cm程度が適当であることなどがわかった。（2.4）式の分布は、円筒座標（ $z, r$ ； $z$ はEの方向）で書いた電流連続の式：

$$q \frac{\partial}{\partial z} (n \mu E - D \frac{\partial n}{\partial z}) - q D \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} = 0$$

（ $q$ ：イオンの電荷； $n$ ：イオン密度； $\mu$ ：イオンの移動度； $D$ ：イオン・中性分子拡

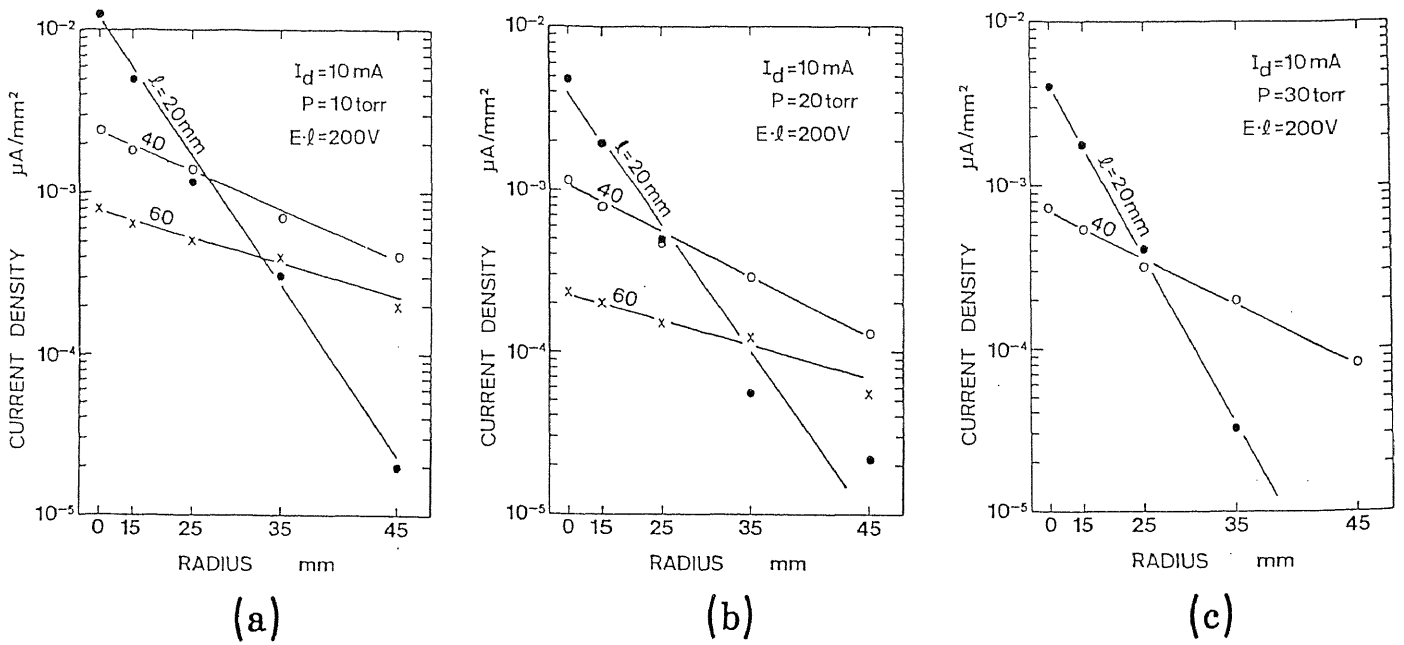


図24 イオン捕集電極上の電流分布の測定結果。イオン電流密度(縦軸)は対数目盛で、電極中心からの距離(横軸)は平方目盛で示してある。放電電流( $I_d = 10 \text{ mA}$ )と駆動電圧( $E \cdot \ell = 200 \text{ V}$ )は共通で、測風空間間隔( $\ell$ )をパラメタにとり、気圧( $P$ )が10 torr (a), 20 torr (b) および 30 torr (c) の場合を示す。

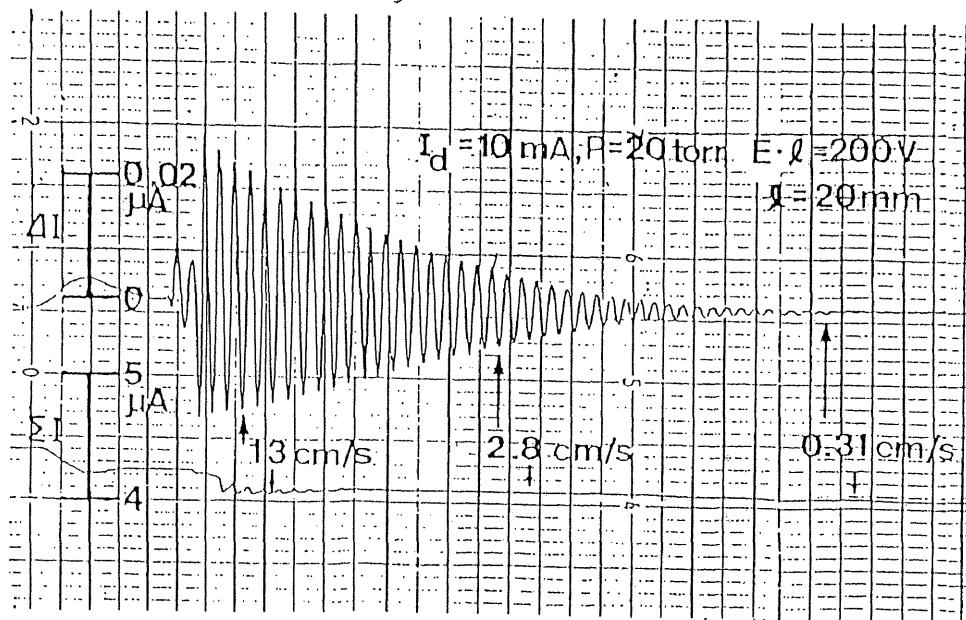


図25 「振子実験」によるグロー風速計最小感度測定結果の一例。記号はここまでにかけてきたものと共通。振動角の実測から計算した相対風速値を記入してある。詳細については本文参照。

散係数)において,  $|n \mu E| \gg |D \partial n / \partial z|$  と仮定すると理論的に得られる。この理論によれば, (2.4)式で用いたイオン・ビームの有効半径  $a$  は

$$a = \sqrt{4 D \ell / (\mu E)} \quad (2.5)$$

( $\ell$ : 測風空間間隔) となる。

(2.4)式の分布を仮定してグロー風速計の測定感度を導くと

$$\frac{\Delta I}{\Sigma I} \propto \frac{\ell}{a} \cdot \frac{U}{\mu E} \quad (U: \text{風速}) \quad (2.6)$$

となる。一般に  $\mu$  や  $D$  は気圧の関数となるので (例えば, 電気学会, 1974; 林, 1975; 三好, 1975), (2.6)式で表わされる感度は気圧によって変化することになるが, 後述のように実際に検定されたグロー風速計の感度には明瞭な気圧依存性は認められない。また現在続行中の基礎実験によれば拡散電流  $|D \partial n / \partial z|$  は駆動電流  $|n \mu E|$  に比べ必ずしも無視できる大きさとは限らないようであるから, 上述の理論的考察はある極限的な近似表現を求めたに過ぎない。ここで述べた点を含めグロー風速計の諸問題は, (特に取扱う気圧範囲において) 既存の気体電子工学やプラズマ物理学ではカバーされない一つの興味深い未開拓の研究領域を構成していると言える。

### 2.4.3 性能検定実験

グロー風速計は非常に高感度であるから, 風洞風速を変化させたり, 他の測定器と比較更正したりすることは, その特性を決定するにはあまり得策ではない。そこでまず, 最小感度を決定するために, 次のような「振子実験」を行なった。これは, 風速計を振子運動する台に乗せて無風の低圧槽内で減衰振動させるというものであり, 例えば図25のような結果が得られる。この場合, 風速計が受ける相対風速は, 振動周期と振幅を常に実測していれば完全に求まる。実際には, 初期に与える角度を既知の一定値 (15° 程度) に設定して同一の振動を再現性良く繰返させることにより, 比較的能率良く多数個あるいは多数回の実験を行なうことができる。振子の回転軸・支点としては, 前節で述べた改良G11型風速計のプロペラ回転軸・軸受を利用したので, 減衰振動の際にはかなり小さい相対風速まで実現する。このようにして, 小さい風速に対するグロー風速計の出力を検定することが可能となるわけである。

グロー風速計の最小検出感度  $U_{\min}$  は, 出力信号が放電自身に起因するランダム・ノイズに埋もれる限界として決定することができる。放電ノイズは真新しい材料を用いて製作した直後のグローブにおいてはしばしば  $0.5 \mu A$  を越えるが, 10-20時間程度放電させておくと  $nA$  のオーダーにまで低下する。1983年9月観測に使用した半球対メッシュの放電電極の場合は平均で  $U_{\min} \sim 1 \text{cm/s}$  の程度であった。しかし1984年5月搭載品では, 図25に示されたように気圧20torr付近で

$$U_{\min} < 0.5 \text{cm/s} \quad (2.7)$$

となっている。なおこの程度の風速のとき, 測風領域のReynolds数は1のオーダー以下であり, また境界層の厚さも測風空間間隔に比べ充分薄いので, (2.7)の検出限界は空

気力学的に有効な範囲にある。一方、風が測風領域内で乱流化する（または測風領域外を迂回する）条件、すなわちReynolds数 $\sim 10^2$ となる風速を調べると

$$U_{\max} \sim 12\text{m/s} \quad (2.8)$$

となる。この $U_{\max}$ はグロー風速計の空気力学的測定可能上限を与えるものである。

上記の振子実験では20cm/s程度より小さい風速に対する検定しか行なえないので、グロー風速計の感度の線形性、風向特性およびそれらの気圧依存性などを調べるには、一定風速に設定した低圧風洞内において次のような「回転台実験」を用いた。風洞内の実験領域における風速場は、定常になったときは、この領域の前段にあるバッファとの間のノズルの口径のみに依存して、数10torr以下の気圧範囲では気圧に依存しないようになっている。したがって、前節で開発した改良Gill型プロペラ式風速計であらかじめノズル口径と実験領域の定常風速場との関係を調べておき、適当な場所に風速計を設置すれば、ポンプと可変リーク弁とを加減することにより、いろいろな気圧における一定風速に対する感度を検定することができる。グロー風速計は1台で直交2成分の風速が測定可能である（図20参照）から、風速計を回転台上に乗せて回転させれば、風洞風速を変えなくても、いろいろな成分風速に対する検定が可能となるわけである。

まず、風速計を回転させずに、一定風速のもとでの感度の気圧依存性について調べた結果の一例を、図26に示しておく。気圧を増すと、和電流( $\Sigma I$ )も差電流( $\Delta I$ )もともに減少するが、電流比( $\Delta I / \Sigma I$ )はほぼ一定となることがわかる。この性質は風速計としては非常に好ましいものであり、出力として電流比をとれば実際上は気圧更正の必要がなくなる。なお、前項で調べたように放電に起因するノイズは設定風速に対する出力に比べて無視し得る程度であるから、図に見えるデータの分散は風洞内の真の乱れによるものであると言える。また気圧依存性を調べた15-35torrという範囲は、主として気球観測高度を考慮して設定したもので、風速計の動作範囲あるいは気圧依存性がない範囲を示しているわけではない。§2.4.3で指摘しておいたように、この気圧非依存については、まだ大いに研究の余地がある。

回転台実験の結果の一例を図27に示す。二つの差電流出力はそれぞれ回転に従って正弦波状に変化し、さらにおたがいの位相は $90^\circ$ ずれており、風向特性の良さを示唆している。正しい正弦曲線とのずれはやはり風洞内の真の乱れによるものである。このような実験を繰返した結果をもとに電流比と成分風速との関係を図示すると、図28のような一種の検定直線が得られる。前述の気圧非依存性とあわせてグロー風速計の感度は、

$$\text{気圧15-35torrのとき} \quad \frac{\Delta I / \Sigma I}{U} \sim 2\% / (\text{m/s}) \quad (2.9)$$

となる。この線形特性の再現性は非常に良く、センサごとの分散もほとんどない。1983年9月に使用した半球メッシュの放電電極の場合でも、約1.4%/ (m/s)と若干変わる程度である。しかしながら負グローの中心とイオン捕集電極の中心とのずれに起因すると考えられるオフセット値のばらつきがあり、またそれが気圧によって変化するため、検出回路のダイナミック・レンジを決める際に配慮する必要となる。

以上で確認されたグロー風速計の動作特性（表5にまとめた）は成層圏乱流観測用として満足できるものであり、先に開発した改良Gill型プロペラ式風速計と併用すれば、

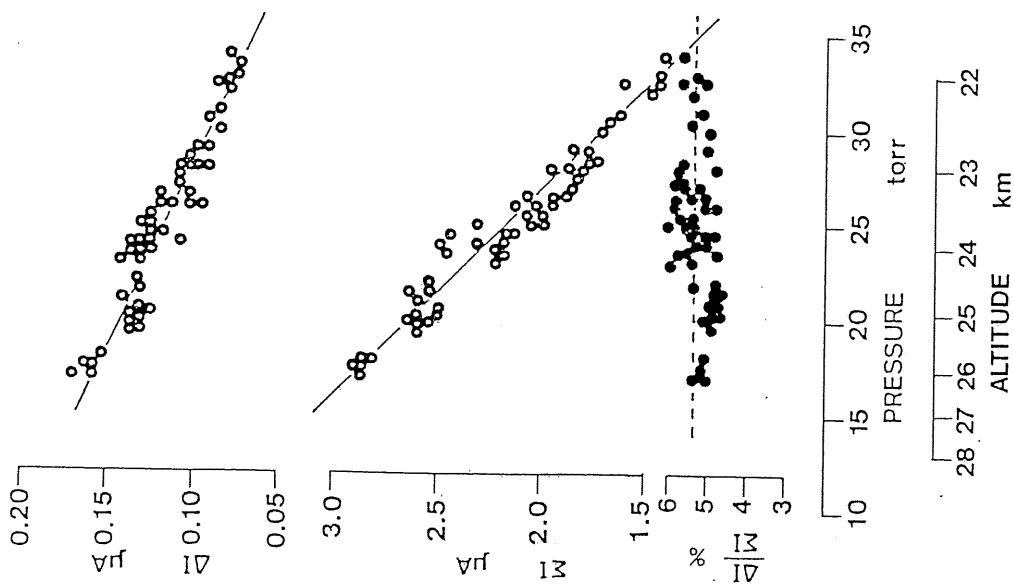


図26 一定風速(この例では3.8m/s)に対する, 差電流( $\Delta I$ ), 和電流( $\Sigma I$ )および電流比( $\Delta I/\Sigma I$ )の気圧依存性。第2回観測(1983年9月)に使用したロー風速計について低圧風洞実験したものの。

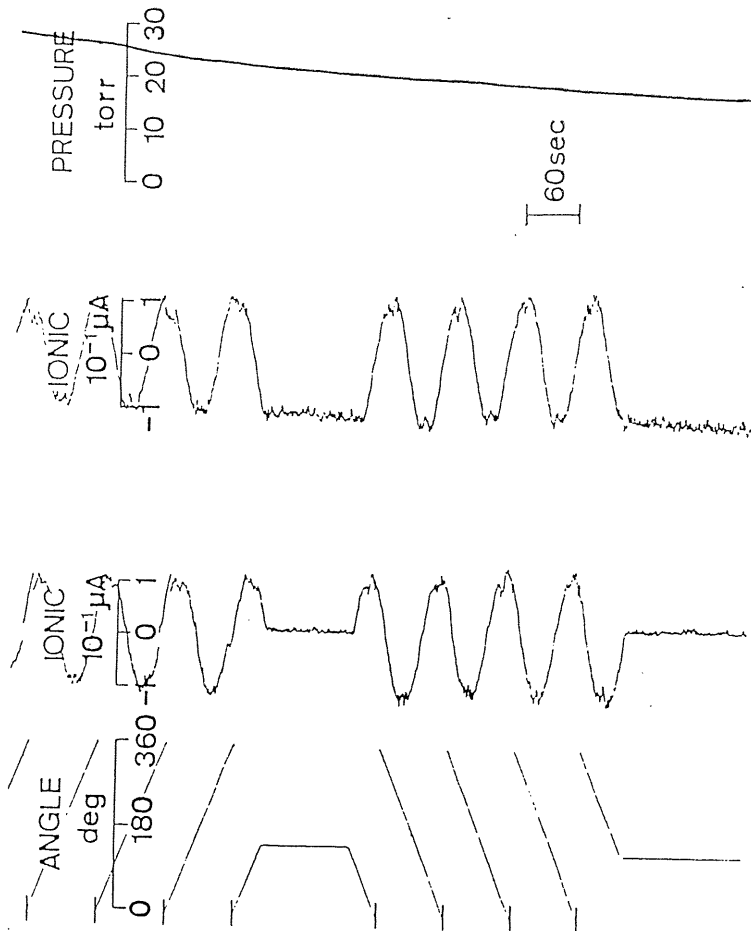


図27 「回転台実験」によるロー風速計の風向風速特性の測定例。左から, 風洞風向に対する風速計回転角度, 差電流出力(2成分), 気圧を示す。風洞風速は気圧によらず一定(この例では3.8m/s)となるようにセットしてある。詳細については本文参照。

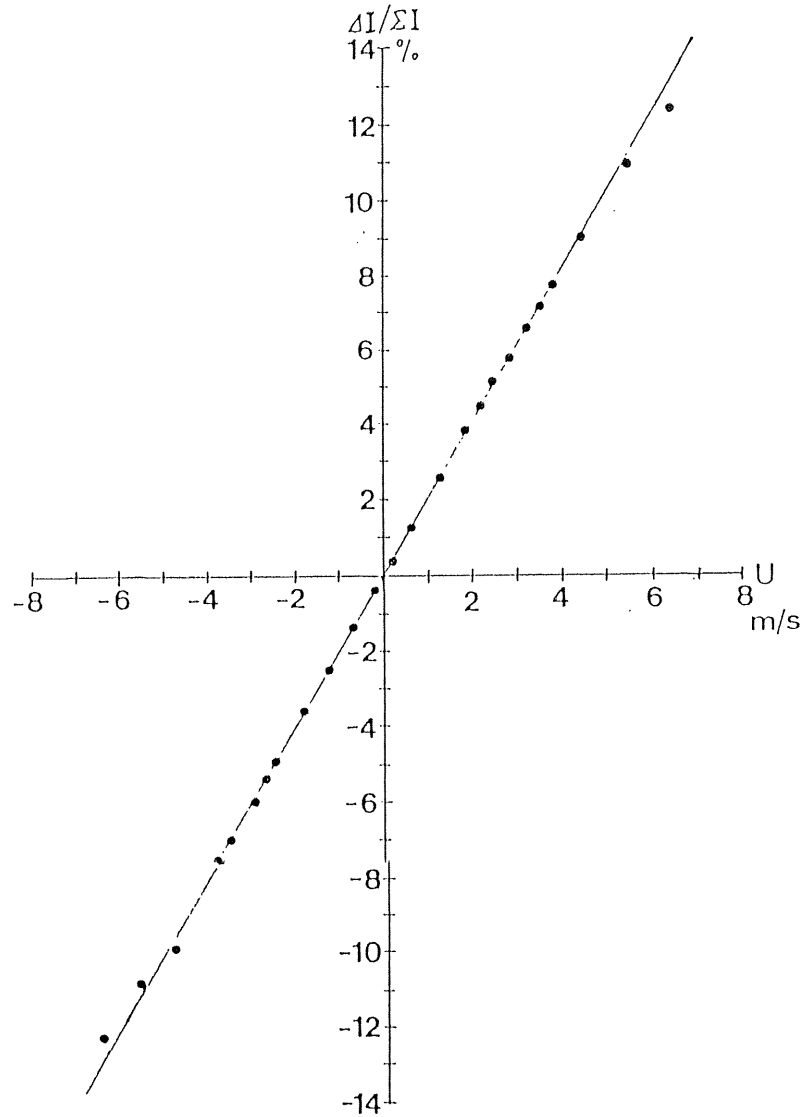


図28 第3回観測（1984年5月）に使用したグロー風速計の検定曲線。気圧20torr付近の「回転台実験」における実測値から作成したもの。詳細については本文参照。

表5 グロー放電型電離式風速計の主要諸元。

Minimum sensitivity	0.5 cm/s (at 15-35 torr)
Linearity	0.020(μA/μA)/(m/s) (")
Maximum measurable wind	12 m/s (at 20 torr)
Output channels	7 ch (total current: 1ch; difference currents: 2ch; partial currents: 4ch)
High voltage supply	616 V, 8 mA
Battery	DC 15 V, 10 W
Weight	3 kg (without batteries)

広帯域にわたる風速変動を精度良く測定することが可能になる。製作した風速計は，気球観測に使用する前に低圧槽または低圧風洞において少なくとも延べ数10時間以上にわたって安定な放電を確認した。従って本研究の目指す長時間観測という意味でもグロー風速計は申し分のない性能を持っており，特にこの点において過去に考案されたコロナ放電型電離式風速計より優れている。なおグロー風速計あるいはその原理は，他目的の微量流量センサに発展的に応用することも可能であると考えられる。



## § 3. 1 はじめに

本章では、中部成層圏風系変動に関する観測結果を大規模なものから順次紹介し（表2参照）、それらを理論的予測と対照させつつ考察する。対流圏起源の内部重力波が中層大気中で砕波乱流化し大循環に貢献するというシナリオは定性的にはある程度確立されていたが（§ 1.3-4）、内部重力波の具体的波動要素に関する気候学的問題、および砕波理論の検証と発展的修正などの流体力学の問題が、特に緊急に解決を要し本研究の重要な動機を構成していた。そこでまず§ 3.2 では、観測時季・高度選定のため観測に先立って行なったルーチン観測資料などの解析結果から、成層圏大循環、特に中部成層圏弱風層周辺の実態を示す（Nishimura *et al.*, 1982; 山中, 1983; 山中他, 1983a）。次に§ 3.3 では大気球追尾資料から内部重力波に関する情報を解析し、特にLagrange的パワースペクトルについて重点的に考察する（Yamanaka and Tanaka, 1984a, c; 山中, 1985b）。さらに§ 3.4 では、気球搭載風速計による風速変動の鉛直微細構造の観測結果を解析し、砕波乱流に関する理論的予測と比較するが（Yamanaka and Tanaka, 1984a, c; Yamanaka *et al.*, 1985b）、この内容こそが本研究における中心的成果である。以上2種の観測資料の測定論的吟味については付録Fを参照されたい。最後に、本研究で得られた内部重力波・砕波乱流に関する定量的情報と物理的描像に基き、中層大気内部重力波の一連のシナリオを再点検してみる（§ 3.5）。本研究で確立された理論的基盤と観測方法を出発点にして、残る地理的・季節的分布の解明および安定成層流中の普遍的現象としての一般的解釈などの問題へも、かなり確実な展望が得られることが自ら了解されるであろう。

## § 3. 2 三陸における成層圏風系

中高緯度成層圏の風系の知識については一部をすでに§ 1.2-4 に述べたが、そこで重点的に取り扱ったものよりも大きいスケールの現象を含めて、要点を表6にまとめておく。陵里・秋田・札幌の月ごとの5年平均値（気象庁, 1982）を用いて作成した、平年的な東西風の季節変動を示すと図29のようになる。中部成層圏には1年を通じて弱風層が存在していることが、この図でも明らかである。もう少し細かく春秋の東西風逆転期について、陵里の観測値（気象庁, 1970-1983）の週ごとの12年分の平均値と分散を示すと図30のようになる。これらから三陸の中部成層圏（30km高度周辺）においては、春の逆転は一般に春分より1-2週間ほど遅れ平均的には5月8-15日、また秋の逆転は秋分の直前の9月15-22日が平均的で、このような逆転期前後の一週間には弱風層が広い高度幅を占める。Rossby波はほとんど地形に固定した位相配置をもち西風領域しか伝播できないが、三陸ではすぐ東に気圧の峰（いわゆるアリューシャン高気圧）が位置するので、図29や図30に見えるような冬季の東風域となって現われる。春はRossby波の影響が残りやすくバラツキが大きいので、回収の必要性の低い本観測のような場合は秋（逆転がRossby波侵入より先行）の方が長時間観測ができる可能性が高いと言える。図30に示

表6 中高緯度成層圏の風系変動の概要。

名称	周期	水平規模	風速振幅	変動原因	備考的知识
経年変動	≧数年	地球?	≦数m/sec?	{ 太陽変動? 波動の効果?	{ 11年?, 4年?, 約26ヶ月?
季節変動	1年	半球	±数10m/sec	{ 日射量 (オゾン層)	赤道反対称
ロスビー波	数週	(中~)高緯度	±数~数10m/sec	{ 大規模地形 (対流圏)	{ 冬期に顕著 西風中を上传
高低気圧運動	数日	数1,000km	±数~数10m/sec	ジェット気流 の不安定	{ 対流圏で顕著 上传しない
重力波	数分~1日	数10~数100km	±数m/sec	{ 地形? ジェット不安定? (対流圏)	上传
乱流	≦1分	≦数100m	≦1m/sec	局所的な不安定	層状 パッチ状 } に分布

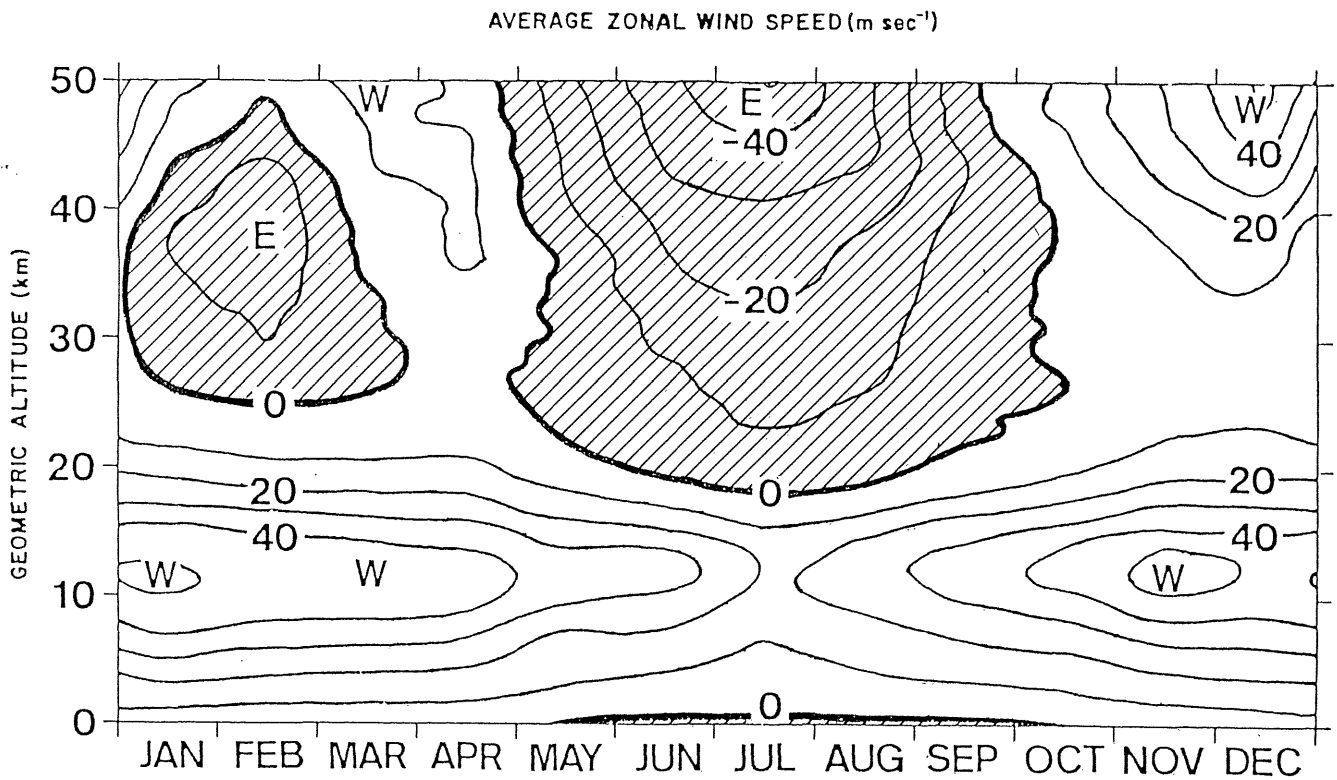


図29 三陸付近の風系の平均的な高度-季節変化。気象庁(1982)の1976-80年における月平均東西風速表から、高度20km以上は稜里(39°02'N, 141°50'E)、高度20km以下は秋田(39°43'N, 146°06'E)と仙台(38°16'N, 140°54'E)との平均値を用いて作成したもの。

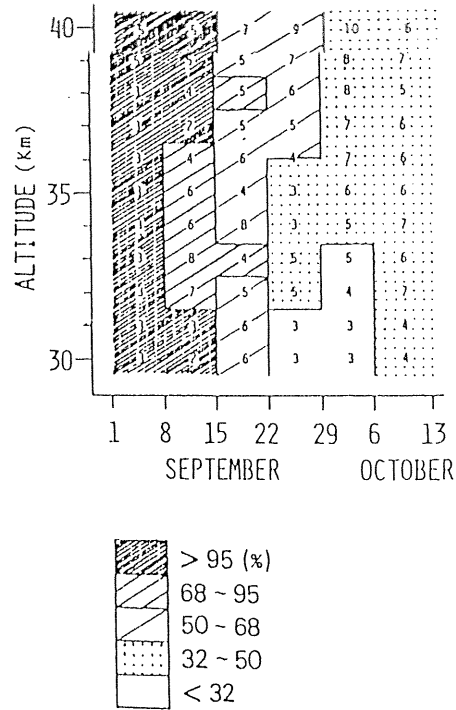
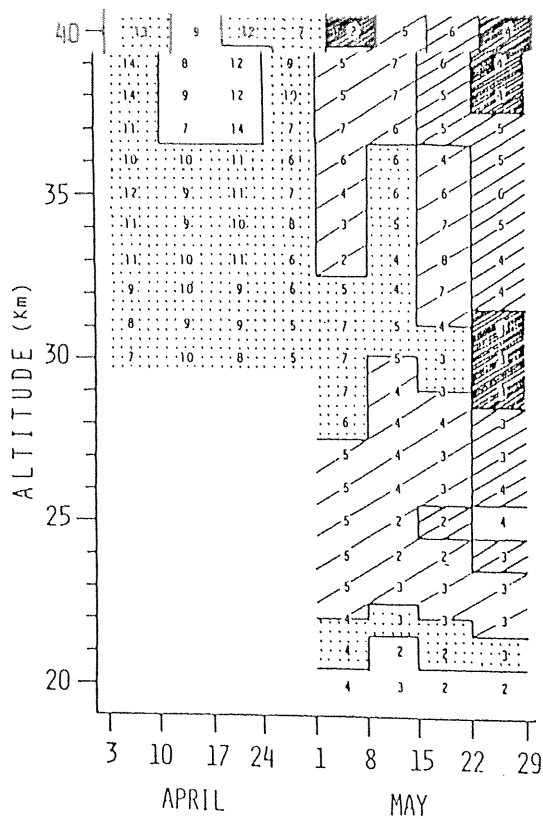
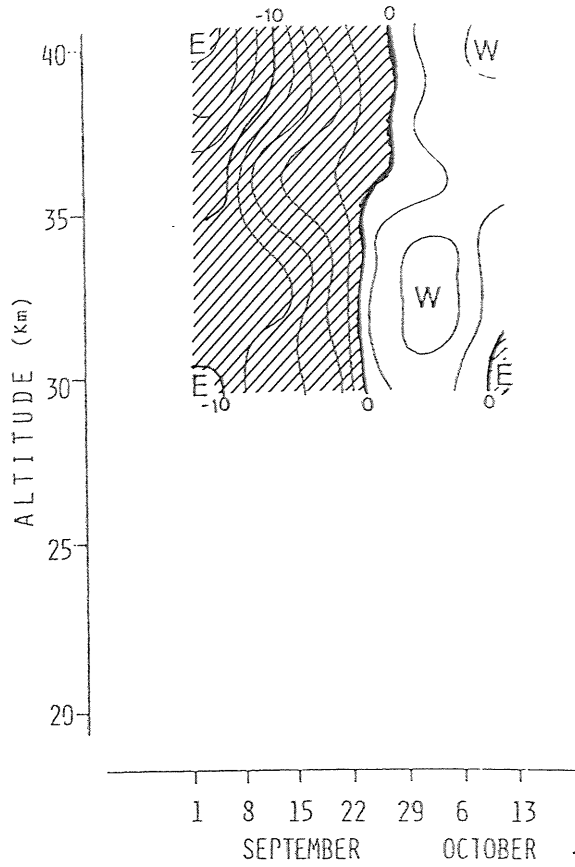
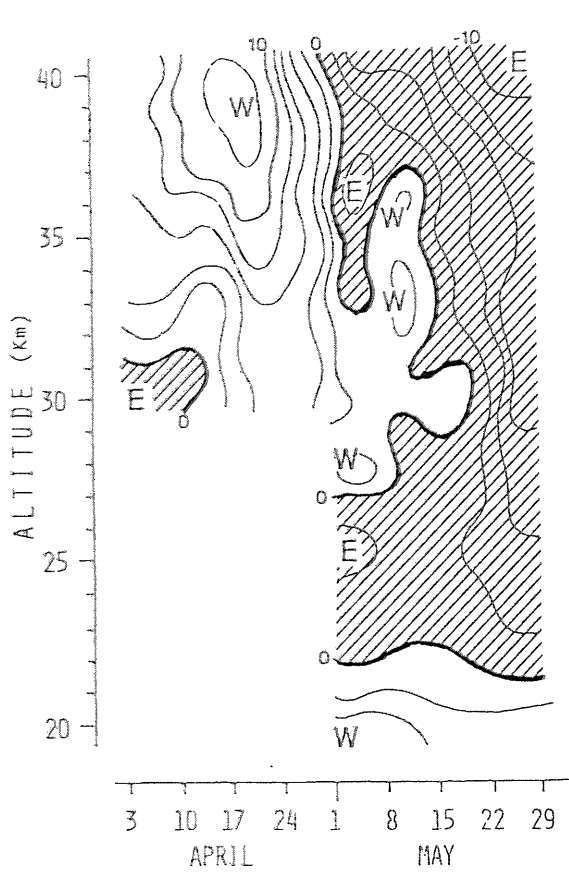


図30 陵里における 1970-82年の東西風速観測結果（気象庁,1970-1983）を週ごとに整理して作った春秋の風速逆転期の、平年の高度-時間断面（上段）および東風の出現確率（下段；数字は東西風速の分散値）。1980年以前の資料については宇宙科学研究所・藤井正美氏の協力による。

した風速分散の大部分は本研究の目的とする内部重力波によるものであると考えられるが、明らかに西風領域の方が東風領域よりも大きい。これは東進波が西進波に対して卓越しているのか、それとも慣性効果によって臨界高度が低くなった結果（図8参照）なのか、現時点では判定できない。

季節変動成分が弱くなる春秋は短周期の各種変動のみならず1年よりも長い変動成分も浮き出させるはずである。見方を変えれば風向逆転の早遅としてとらえられるはずのそのような経年変動を調査するために、上で用いた陵里の資料の年々の偏差を調べたのが図31である。中部成層圏においては、偏差は2年ないし4年程度の周期性をもつようにも見えるが、この結果だけではまだ何とも言えない。経年変動についての研究は最近いくつか出始めているが（例えばLabitzke, 1982; Hasebe, 1983）、まだはっきりとはわかっていない。三陸大気球観測所と気象庁陵里ロケット観測所は、それぞれ10年を越えてデータが蓄積されているので、今後ここで述べた観点からの解析を行なうことは可能であり、またその結果はかなり貴重であろうと考えられる。一方、波動成分による浮遊経路の変動状態あるいは本観測の目的とする内部重力波の存在状態などの情報を得るには、やはりもっと具体的なケース・スタディをしっかりと行なう必要があるであろう。そこで以下には、本観測直前に調査した1982-1983年における風向逆転期の中部成層圏風系の時間・水平的構造についてまとめておく。

まず1981年の春の風向逆転期について、いわゆる「Berlin天気図」（IMFUB, 1981）から極東方面について書き写したものを図32に示す。この春の直前の1月末-2月初にはかなり強い突然昇温があったのであるが、Rossby波の侵入は5月半ばまで活発で、完全な夏型の同心円状の風系は6月に入るまで現われていない。図33に示す緯度-時間断面でもこのことは明らかであり、さらに波の周期が20日程度であることや、図32に見える同心円状の風系の北進に伴って波の活動域も次第に北へ押しやられていることがわかる。冬季偏西風域（準停滞性Rossby波の存在域）の消滅に伴い、弱風層は広い高度幅を占めることになるが、この時季に図33ではずっと周期の短い東西風向振動が現われてくる。但し、5月中旬頃に顕著な2-5日程度の振動は重力波としては周期が長過ぎる。なお赤道域の30mb付近はこの春を境に西風から東風へと転じている。一方この年の秋については（図34）、ほぼ平年と同じ頃に、東西に走る気圧の峰が三陸付近を北から南へと通過して、風向逆転が起こっている。

次に1982年の春では（図35）、低緯度地方の東風帯と大陸上の極渦偏西風域との間に挟まれる形で、直径約1000kmの低気圧性渦が見られることが特徴的である。このような擾乱が傾圧不安定を直接原因として発生したと断定するのは早計かもしれないが、いずれにしてもこのため三陸の中部成層圏では一度安定した東風が5月中旬の数日間だけ西風となった（図36）。図29の平年図にも5月中旬に西風が現われることが示されているが、それは1982年のような移動性の低気圧性渦によるものと、1981年のようなもっと大規模なRossby波に伴うものとの両方が貢献していると考えられる。この低気圧の通過とほぼ同時期に、上部成層圏から東風が一段と強まっていることがわかる。また図37では、重力波と考えられる鉛直波長5km程度以下の擾乱の活動度が、この低気圧の存在高度で弱くなっていることが認められる。従ってこの期間の内部重力波の大部分は、高度20-25kmにある風速極小域（上記低気圧の下端に相当）よりも下方で臨界高度状態となったことになる。図36や図37から極小風速は約3m/sであるから、図30の風速分散の考察の際に述べたように、東進重力波あるいは慣性重力波が卓越していたことになる。

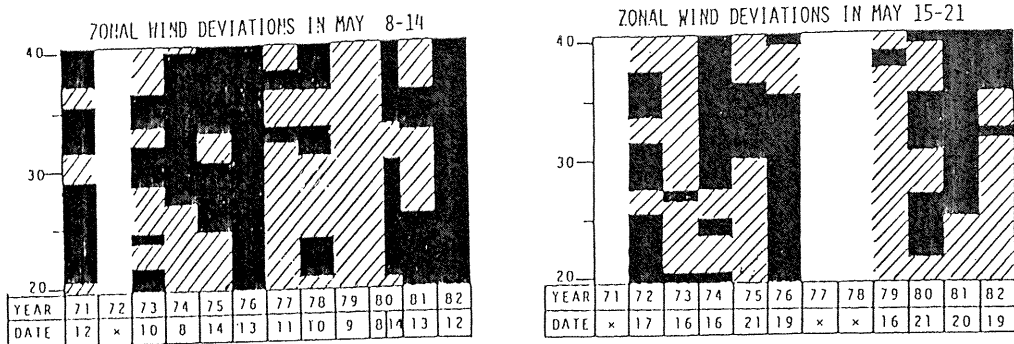


図31 経年変動の解析例。陵里における東西風観測値（気象庁，1982）の平年値（図30上段）からのずれを調べて，負域（東風寄り）は黒く塗り，正域（西風寄り）はハッチして示す。

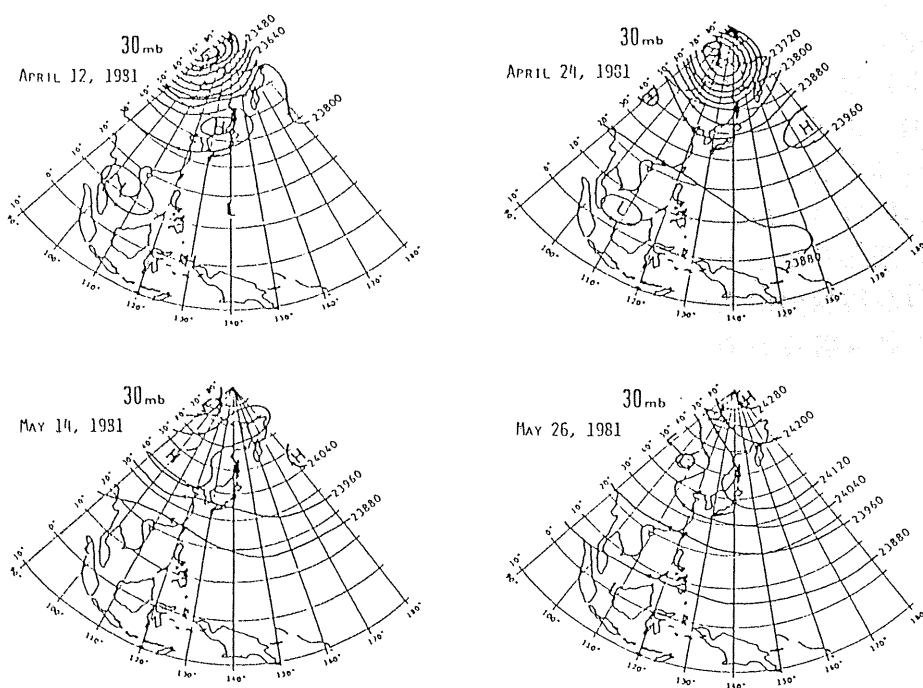


図32 1981年春の30mb等圧面の時間的推移（曲線は等高線，単位は gpm）。FUB（1981）の成層圏天気図をもとに作成。

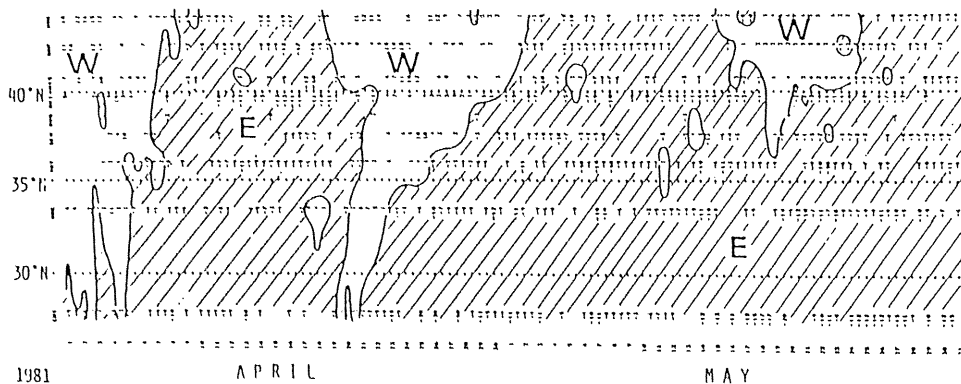


図33 1981年春の30mb（約24km），140°E付近における東西風の緯度-時間分布。稚内（45°25'N, 141°41'E）・札幌（43°03'N, 141°20'E）・三沢（40°41'N, 141°23'E）・秋田・陵里・仙台・館野（36°03'N, 140°08'E）・八丈島（33°07'N, 139°47'E）・父島（27°05'N, 142°11'E）の観測値（気象庁，1981）をもとに作成。東風域をハッチして示す。

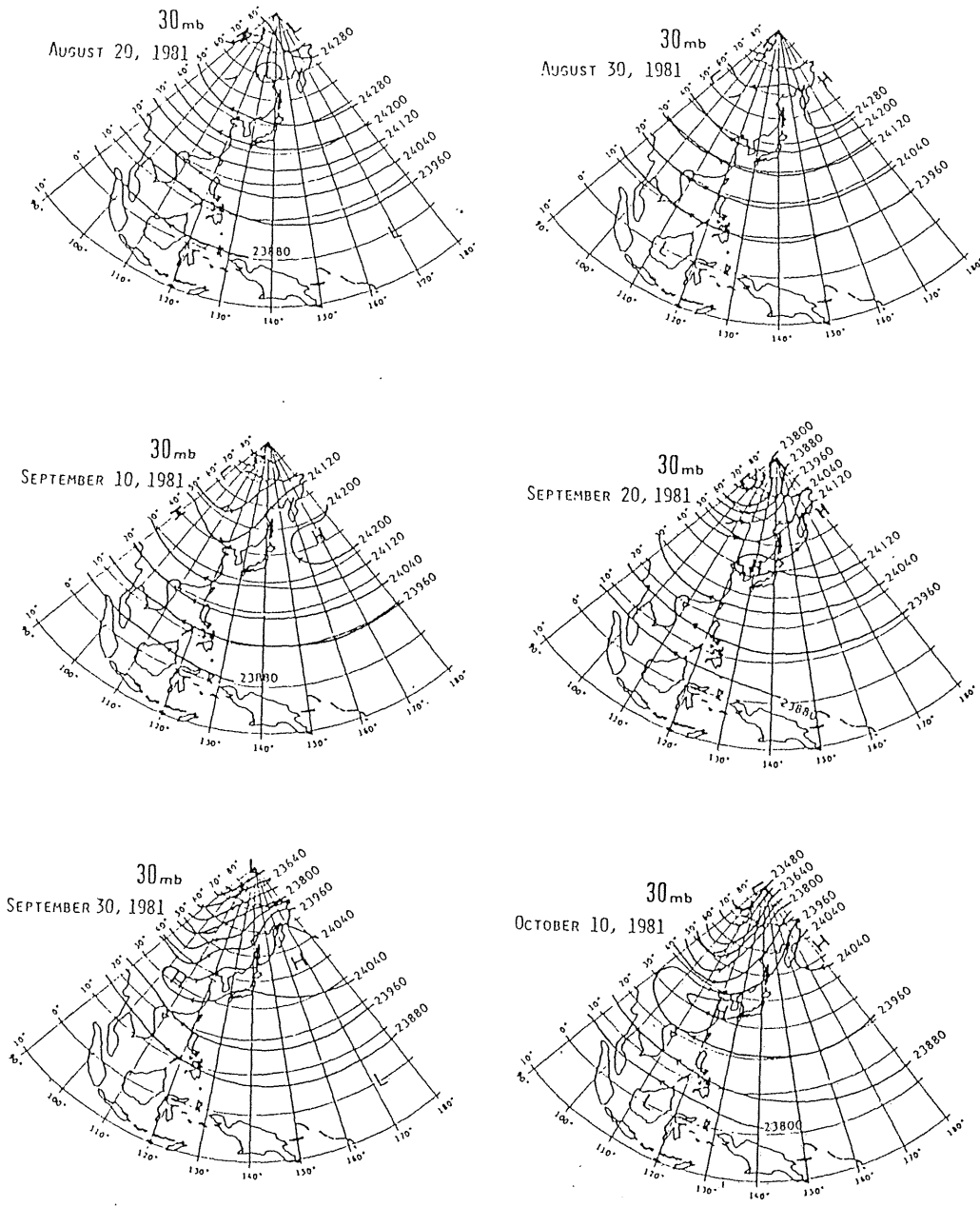


図34 1981年秋の30mb等圧面の時間的推移（図32と同様）。IMFUB（1981）による。

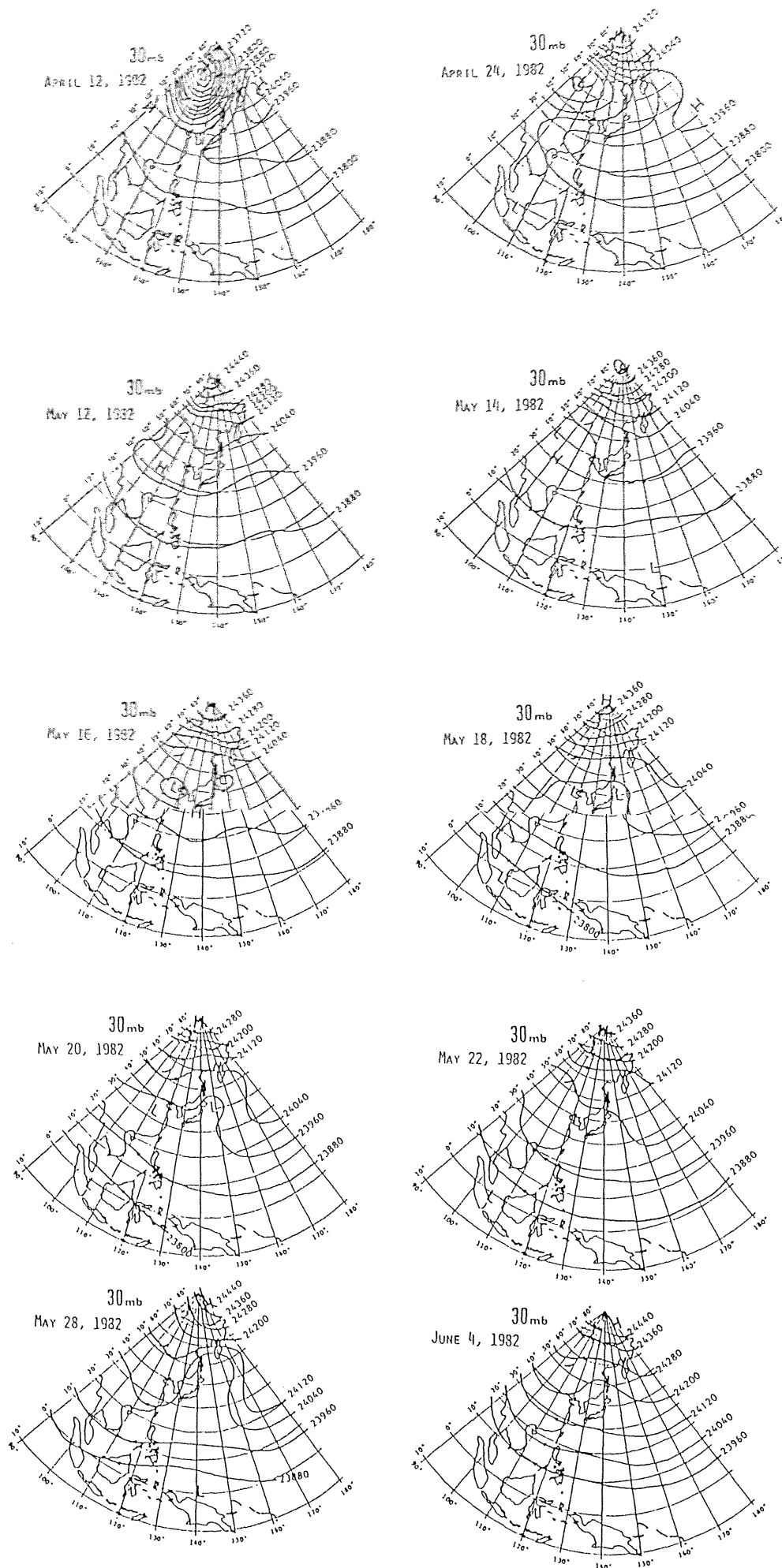


図35 1982年春の30mb等圧面の時間的推移(図32と同様)。IMFUB(1982)による。

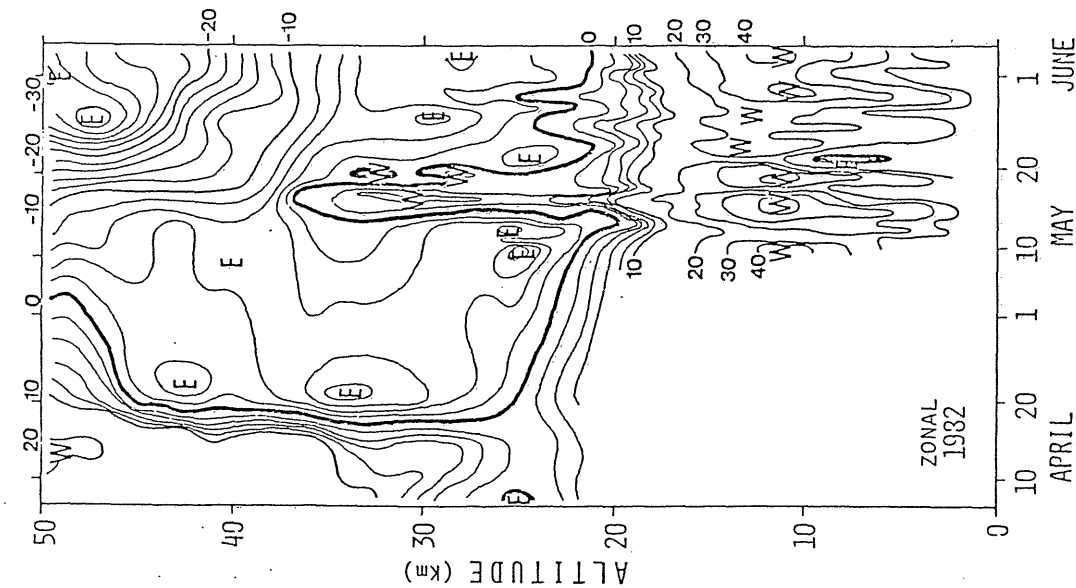


図36 1982年春の三陸付近の東西風の高度-時間断面(単位: m/s)。陵里・秋田・三陸大気球観測所の観測値(前二者はそれぞれの気象官署からの通報による)を鉛直方向に5km移動平均して平滑化している。

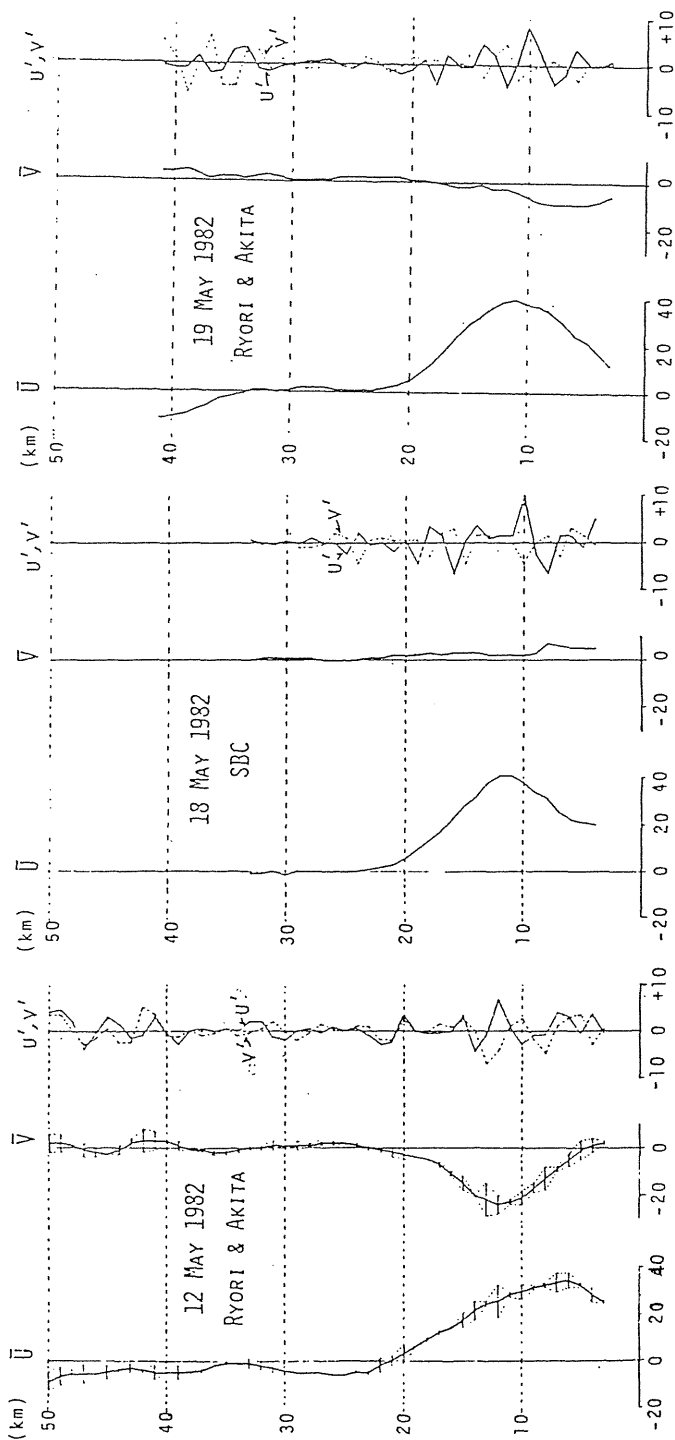


図37 1982年春の三陸付近の風速鉛直プロフィルの解析例(横軸が風速で単位はm/s)。

UおよびVはそれぞれ東向きおよび北向き風速の5km移動平均値, またu'およびv'はそれぞれの観測値のUおよびVからのずれで, 鉛直スケールが1-5km程度の変動成分に相当する。陵里および秋田の資料は, それぞれの気象官署からの通報による。SBCは三陸大気球観測所における大気球追尾による観測値。



1982年秋の三陸付近の中部成層圏では(図38, 図39), 東風は秋分より約1週間早く終わり, 続いて比較的安定した西風が約1週間, その後は弱風状態から強い東風という変化をした。10月の東風は日本東方がRossby波の気圧の峰になることに伴うもので, 平年的にみて珍しいものではないが(図29, 図30参照), 強いまま1ヶ月も持続するのはよくあることではない。赤道域の30mb付近はこの夏~秋を境に東風から西風へと転じた。仙台の等圧面高度変動からこの秋の季節進行を眺めてみると(図40), 9月中旬以降成層圏中下部の気圧下降が顕著であり, 赤道が西風となったことが効いているものと考えられる。また対流圏内の週スケールの擾乱(Rossby波あるいは傾圧不安定波)は, 成層圏内では逆転直後の西風期を除いてほぼ完全に見えなくなっており, そこではいつでも日周期のような細かい振動が卓越しているようである。この1982年秋の風向逆転の直後(9月20日)の弱い偏西風域において, 本研究のための最初の大気球観測を実施したのであった(次節参照)。以上2年間にわたる調査から判断して, 大規模風系の変化の様子に年々のバラツキはあっても, 三陸上空の春秋の高度方向に拡大した中部成層圏弱風層内において, 内部重力波は充分観測し得るはずであることがわかった。

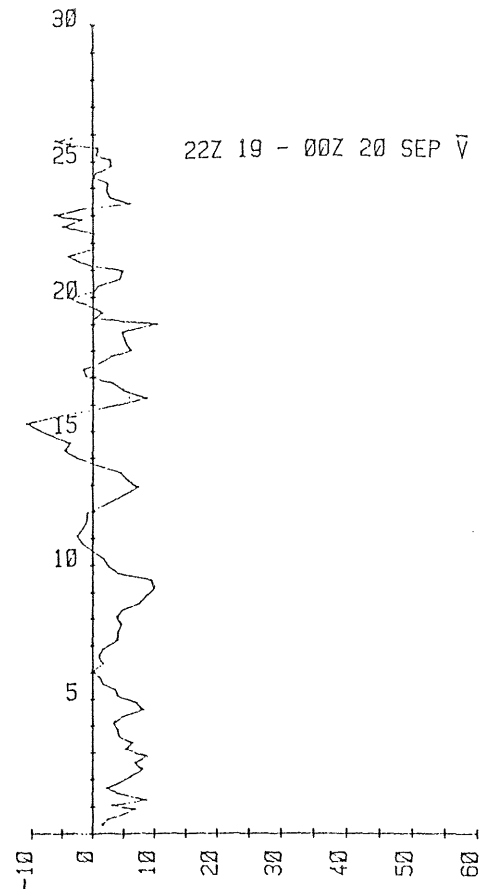
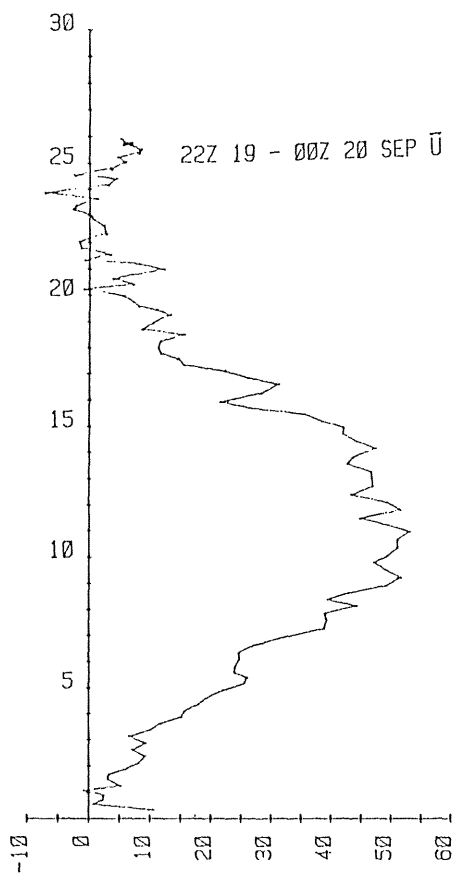
### § 3. 3 気球追尾資料による内部重力波

#### 3. 3. 1 観測事実

B5-107 気球の上昇中の追尾資料から求められた, 1982年9月20日07-09時JSTの地上-26km高度の風速プロファイルを, 図41に示す(Yamanaka and Tanaka, 1984a, c)。付録Fで吟味したように, このデータの誤差は1m/s以下, 鉛直分解能は約300mである。鉛直スケールが5kmに満たないような構造は15km高度以上でとくに顕著で, 東西成分と南北成分とが1/4波長程度の位相差をもつ右旋偏波のように見え, WKB近似の分散関係から上传(上方伝播)する(慣性)内部重力波であると判定できる。なお, これとほぼ同時刻の秋田および仙台における風速プロファイルを図42に示すが, 三陸のものは16.5km高度付近の風速極大の存在を除けば, ほぼ秋田のものに近い。これらの結果は内部重力波の構造や発生状態を知るための手がかりとなり得る(山岳波の研究によれば, 東北地方の地形起源の波は対流圏内の風下である太平洋側で卓越する; 後出の図90参照)。また図41に見える鉛直方向の変化の様子は, 成層圏弱風層に近づくと次第に細くなるが, これは弱風層内で臨界層状態となる(おそらくやはり地形起源の)停滞波が卓越することを示す。また図41の南北風プロファイルで明らかのように, 対流圏界面ジェットの上端(約15km高度)よりも上方では, 風速変動はある一定の幅を保っている。第1章での理論的予測によれば, これは波が(密度成層による増幅作用の存在にもかかわらず)次々と臨界層状態となって振幅が飽和した結果であると予想される。

次に, 水平浮遊中の測距資料から求めた, 1982年9月20-21日における25-26km高度の風速変動のLagrange的時系列を図43に示す。付録Fの吟味によれば気球が遠ざかるにつれて測角誤差が増大するはずであり, 南北風速の資料は21日00時付近以降は1m/s以上の誤差がある。しかし幸いなことに東西風速については, 気球がほとんど真東に浮遊したため(図15参照), ほぼ測距誤差のみの0.6m/s程度に押さえられている。図15の気球航跡の大部分が時計回りの曲率となっていることから明らかのように, やはり右旋偏波した(上传かつ慣性)重力波が卓越して存在していることがわかる。図43のLagrange的





(a)

(b)

図41 B5-107 気球の上昇中の測距資料から作った，1982年9月20日07-09時JST の地上-26km高度の風速プロファイル。(a)：西風成分；(b)：南風成分。

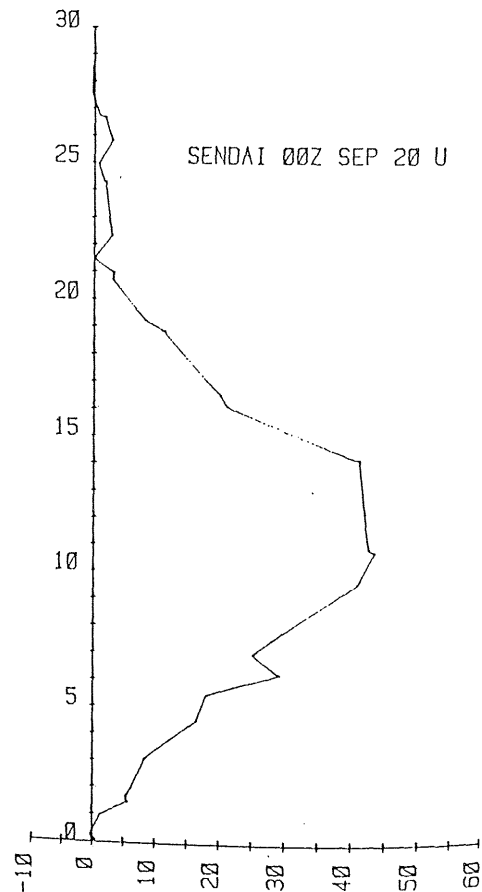
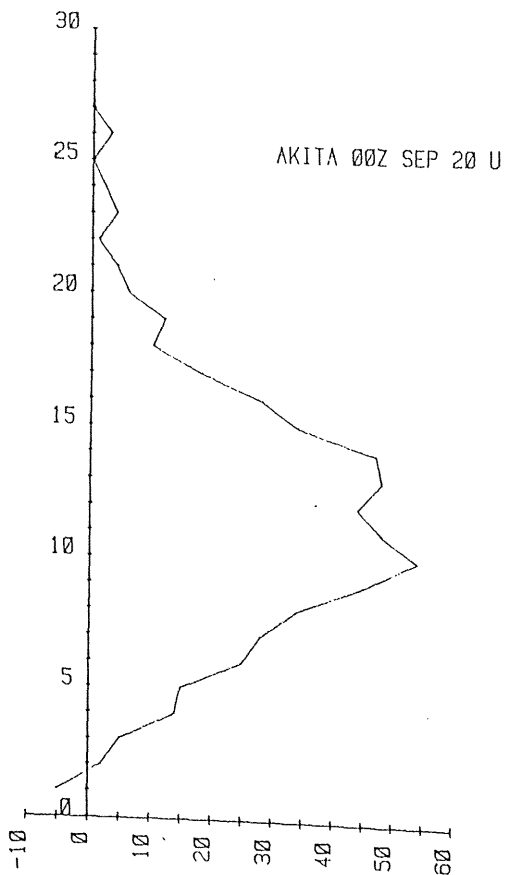
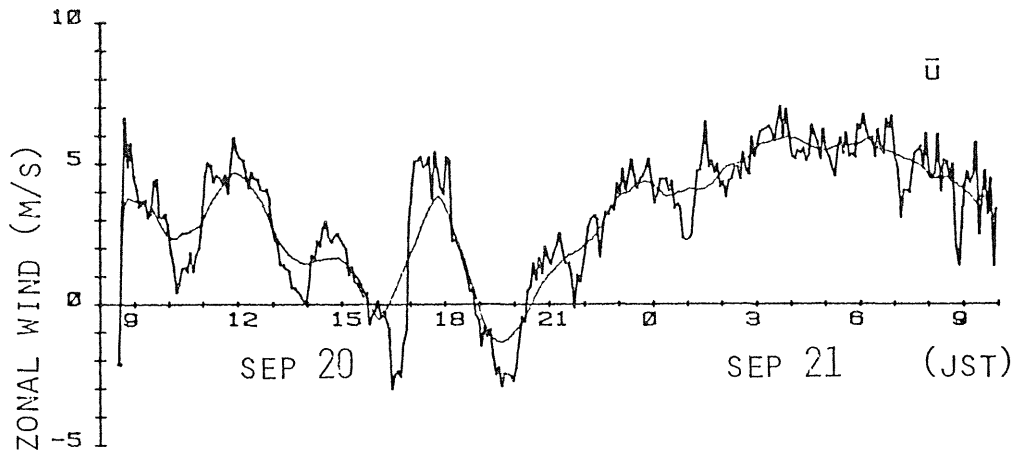
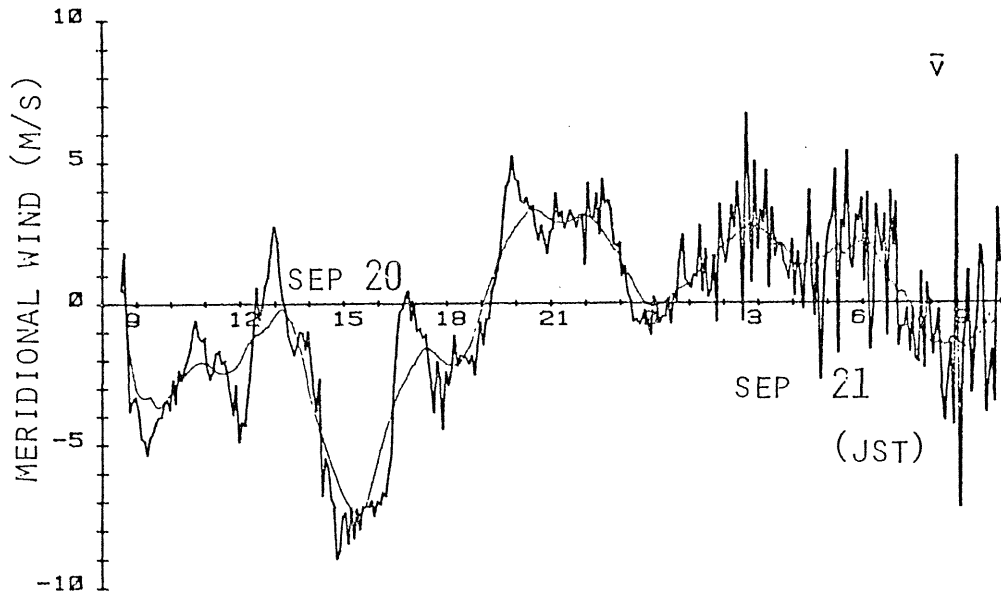


図42 三陸西方の秋田(a)および三陸南方の仙台(b)における，1982年9月20日09時JSTの西風風速鉛直プロファイルの比較[縦軸は高度(km)，横軸は西風風速(m/s)]。いずれも気象官署からの通報による。



(a)



(b)

図43 B5-107 気球の水平浮遊中の測距資料から求めた、1982年9月20-21日における25-26km高度の風速変動のLagrange的時系列。(a)：西風成分；(b)：南風成分(00JST以降は誤差大)。細線は100分移動平均値である。

風速資料をスペクトル解析した結果は、図44のようになる（Lagrange的パワ・スペクトルの意味については付録Fを参照）。このスペクトルは、Doppler 周波数がほぼ  $N$  と  $f$  との間、すなわち内部重力波帯について得られたものである。したがって図44は、内部重力波帯域のパワ・スペクトルが、Doppler 周波数の-2乗則に近い関数形を持っていることを示唆している。このスペクトルの理論的考察は、図44に併せて描いてある他の研究者による結果との比較を含め、§ 3.3.2-3 に述べられる。なお図44で顕著にピークが認められる周期1hr, 4hr付近を、それぞれバンドパス・フィルタを通して分離し気球の緯度・高度に従って子午面内にプロットした結果を図45に示しておく。明らかにより長周期の后者の方が、位相が水平に近づいているのがわかるが、これは臨界層へ向かう波の特性(1.4)が現実に現われているものと言える。

東風かつ陸上の気球浮遊の例として、1984年9月6日07時12分04秒放球のB5-122 気球の航跡から作った東西風速場の時間（または東西）・鉛直断面図を図46に示す。この図から、周期2hr（または東西波長30km）程度、あるいは10hr弱（100km 強）の波動状の変化が認められる。さらに1983年6月1～11日のJawa島 Watokosekにおけるゴム気球4個・大気球2個の上昇追尾資料から、生データの一部を図47に、鉛直波長帯ごとに分離したデータを図48に、さらに各波長帯ごとに運動量フラックスを求めた結果を図49に示す。これらの資料は過去にも報告例のある（§ 1.2 の引用文献参照）平べったい波の卓越を示していると言えるが、高度分解能が良いこと、および準2年周期振動の風速逆転高度（≒臨界高度）を挟んでいることが特筆すべき点である。図から風速逆転高度直下で特に鉛直波長5km以下の成分が顕著に増幅すること、またこの成分に伴う風系と逆向きの運動量の上向きフラックスがそこで一旦減少していることがわかる。これらの特性は、第1章で述べた理論的予測と定性的に合致し、（慣性）重力波が臨界層で（碎波あるいは逸散して）消滅する様子が現実に現われていると言える。

### 3.3.2 準単色内部重力波のスペクトル

この項では図44に関連して内部重力波のスペクトルについて検討する。まず、乱流の統計理論では一般に無数の波数成分が均質定常に存在すると仮定してスペクトル則を導出する（いわゆる「相似理論（similarity theory）」）。VanZandt (1982, 1985)は、海洋内部波に対するGarrett and Munk (1972, 1975)の水平等方性を仮定した相似理論を、成層圏を含む大気中の内部重力波に適合させることを試みている。しかしながら、大気では海洋と違ってシア基本流の存在が無視できず、そもそも現実大気中の有限時間内の観測にかかる波動が常に上の仮定を満たすとは考えにくい。一方、大気波動論で取扱う単色（水平波数・周波数がある定数）の波は、上方伝播の際 Doppler周波数 ( $\omega$ )、鉛直波数 ( $m$ )、振幅（例えば  $|u|$ ）は変調されるが、各高度でのLagrange的スペクトルは上方のものほど次第に低周波側にシフトする線スペクトルとなる。そこで現実に観測し得る波として、水平波数や周波数は（例えば波源の特性による）ほとんど同じものの（「準」単色）のみから成る波束を仮定してみる。この場合、完全な単色波ではないので連続スペクトルが得られることになるが、その関数形は単色波の高度方向の変調を記述することで十分に近似できるとする訳である。

§ 1.4 で検討したように、粘性・Newton冷却・Coriolis力などは一般にある臨界層内でのみ顕著となり、また成層圏では波源に近く密度成層による増幅も効かないから、簡単な重力波のWKB解を用いて考察することにする。このとき分散関係から

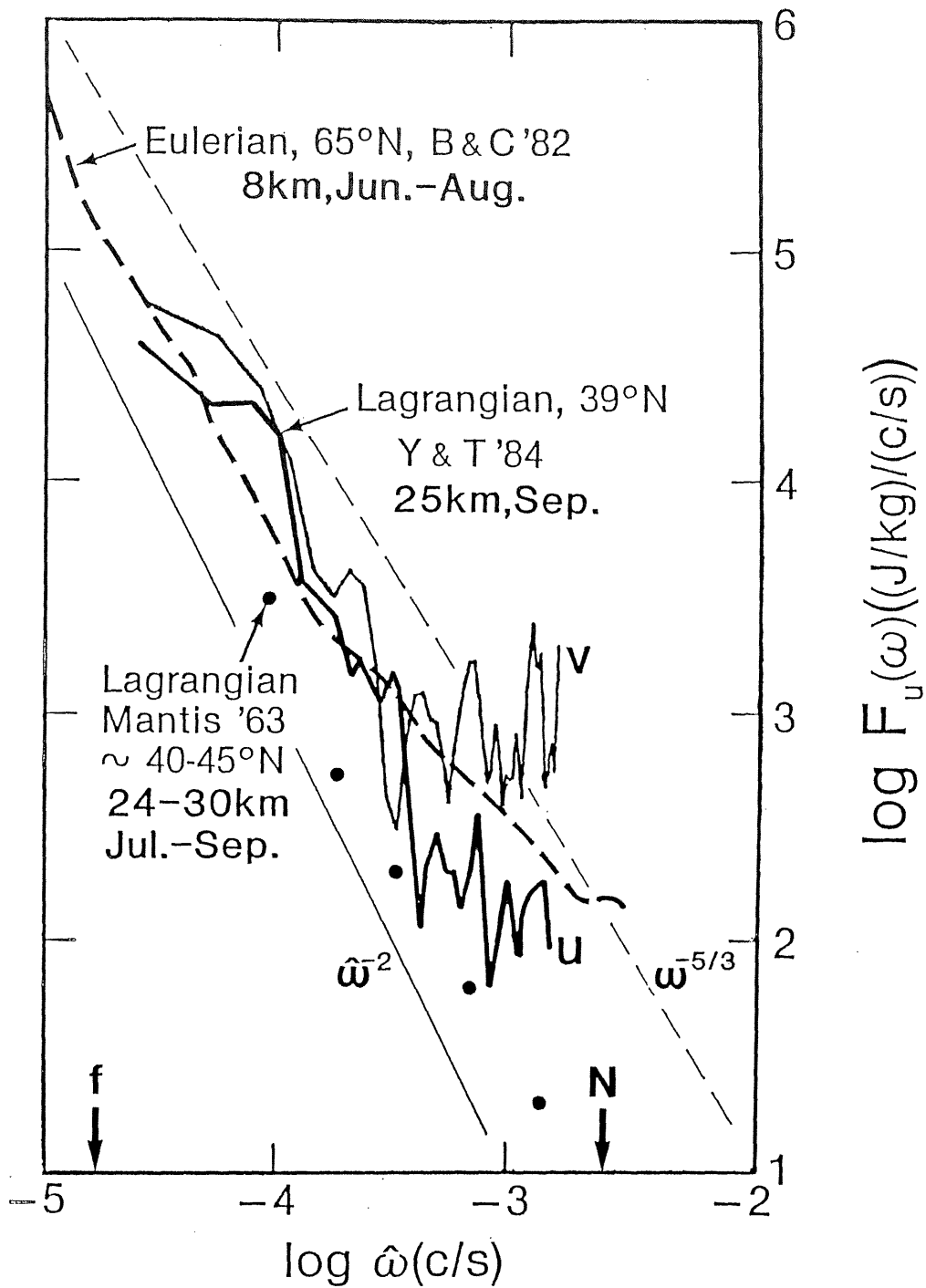


図44 図43のLagrange的時系列のスペクトル解析結果。(u)：西風成分；(v)：南風成分 ( $10^{-3}$  Hz付近よりも高周波は誤差大)。Nは Väisälä-Brunt周波数，また fはCoriolis因子。VanZandt (私信) により比較された他のLagrange的スペクトル (Mantis, 1963) および Euler的スペクトル (Balsley and Carter, 1982) も記入してある。 $\hat{\omega}$ に関する指数法則などについては § 3.3.2 参照。

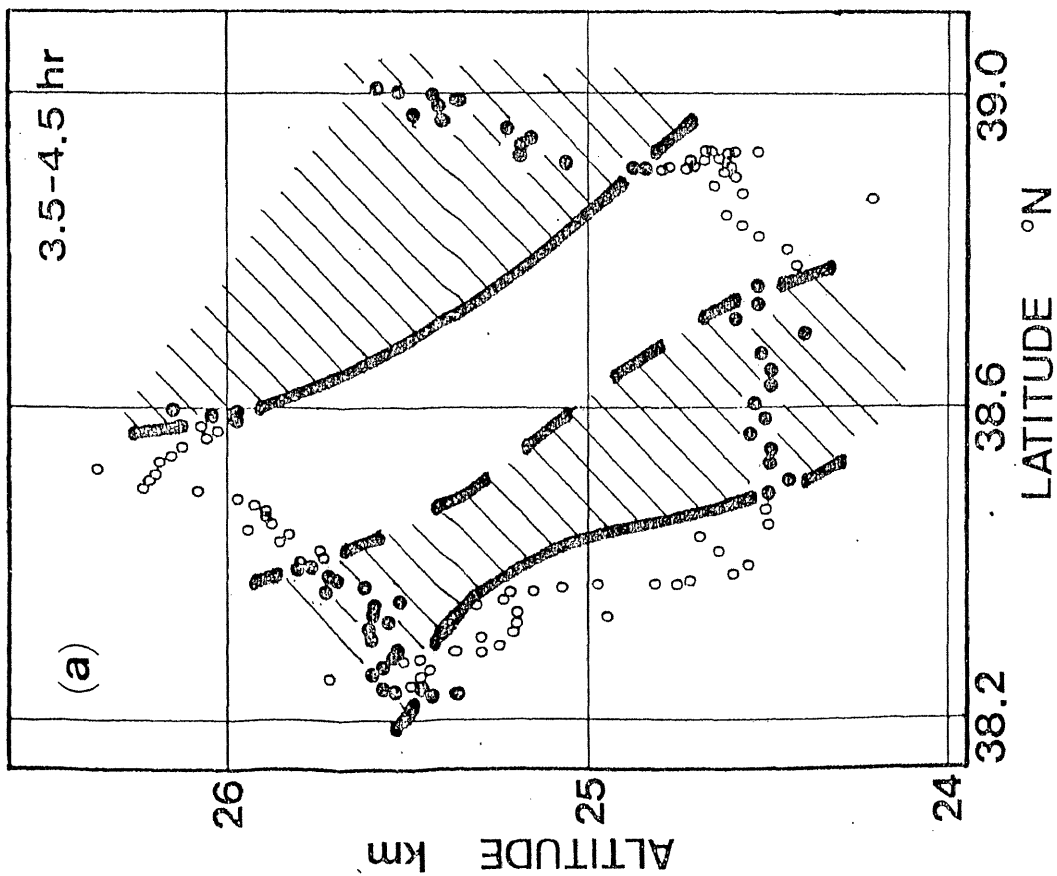
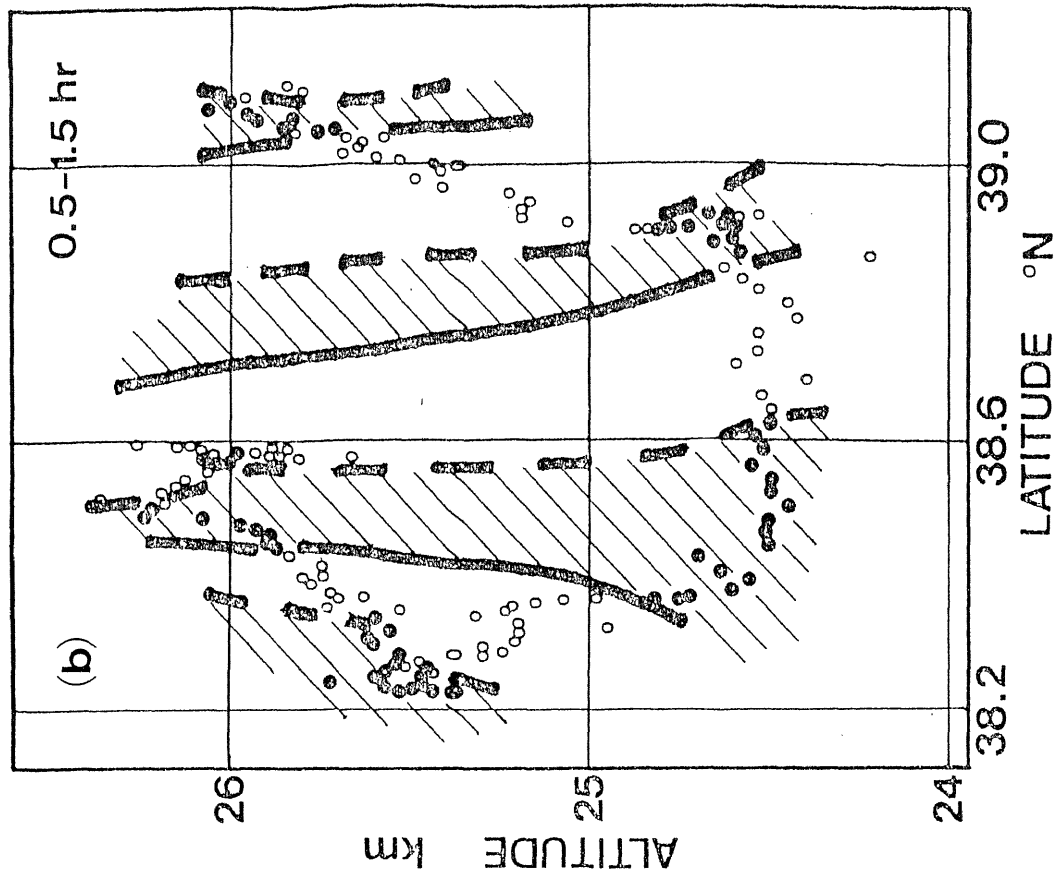


図45 約24hrの大気球追尾から得られた東西風資料から、(a)約4hr、(b)約1hrの周期帯成分をそれぞれ抽出し、気球の緯度・高度に従って子午面内にプロットした結果。東風センスを黒丸印および斜線で示す。

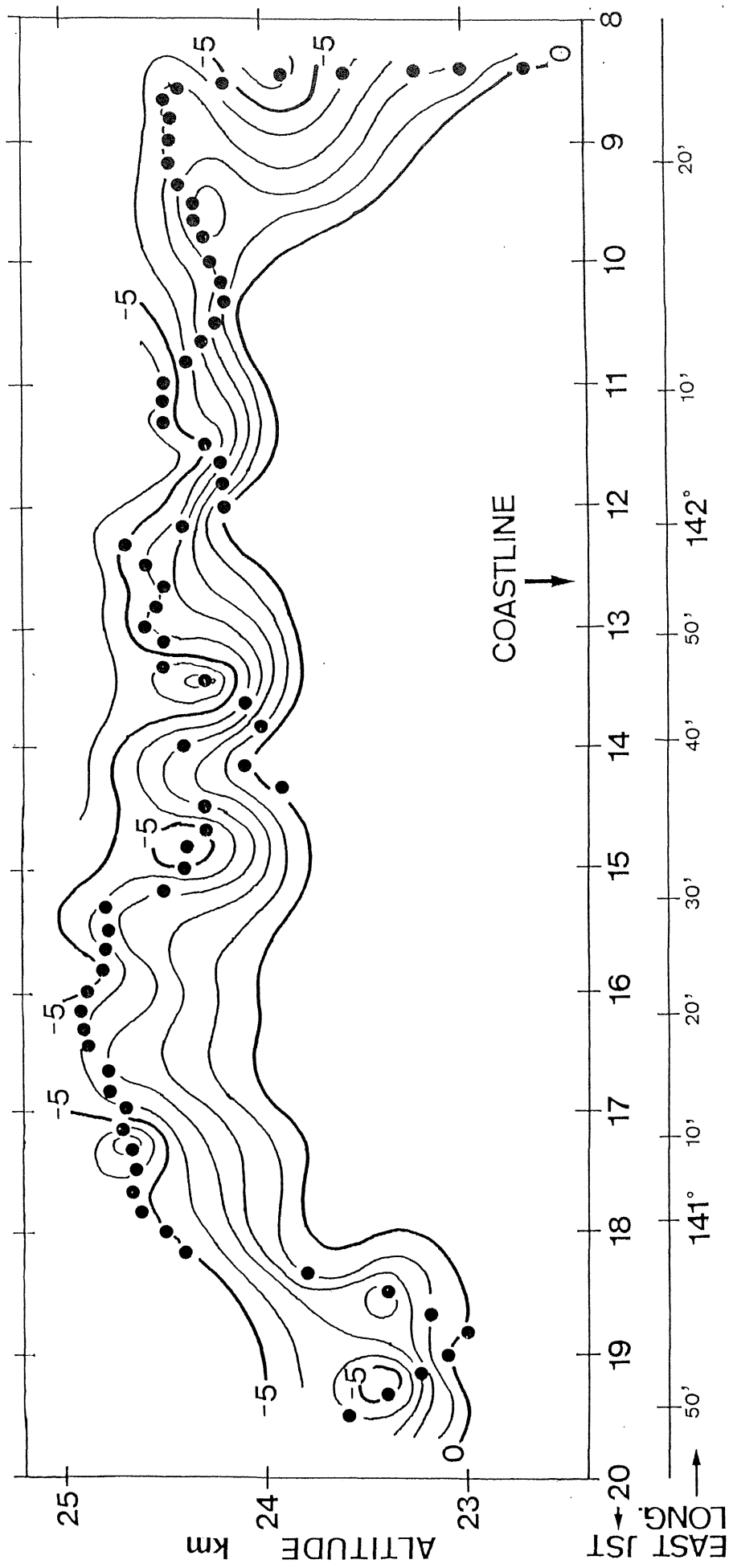


図46 B5-122 気球の追尾資料から作った1984年9月6日の東北地方上空の中部成層圏における東西風速場の時間(または東西)・鉛直断面図(単位: m/s)。黒丸印は気球の位置を示す。



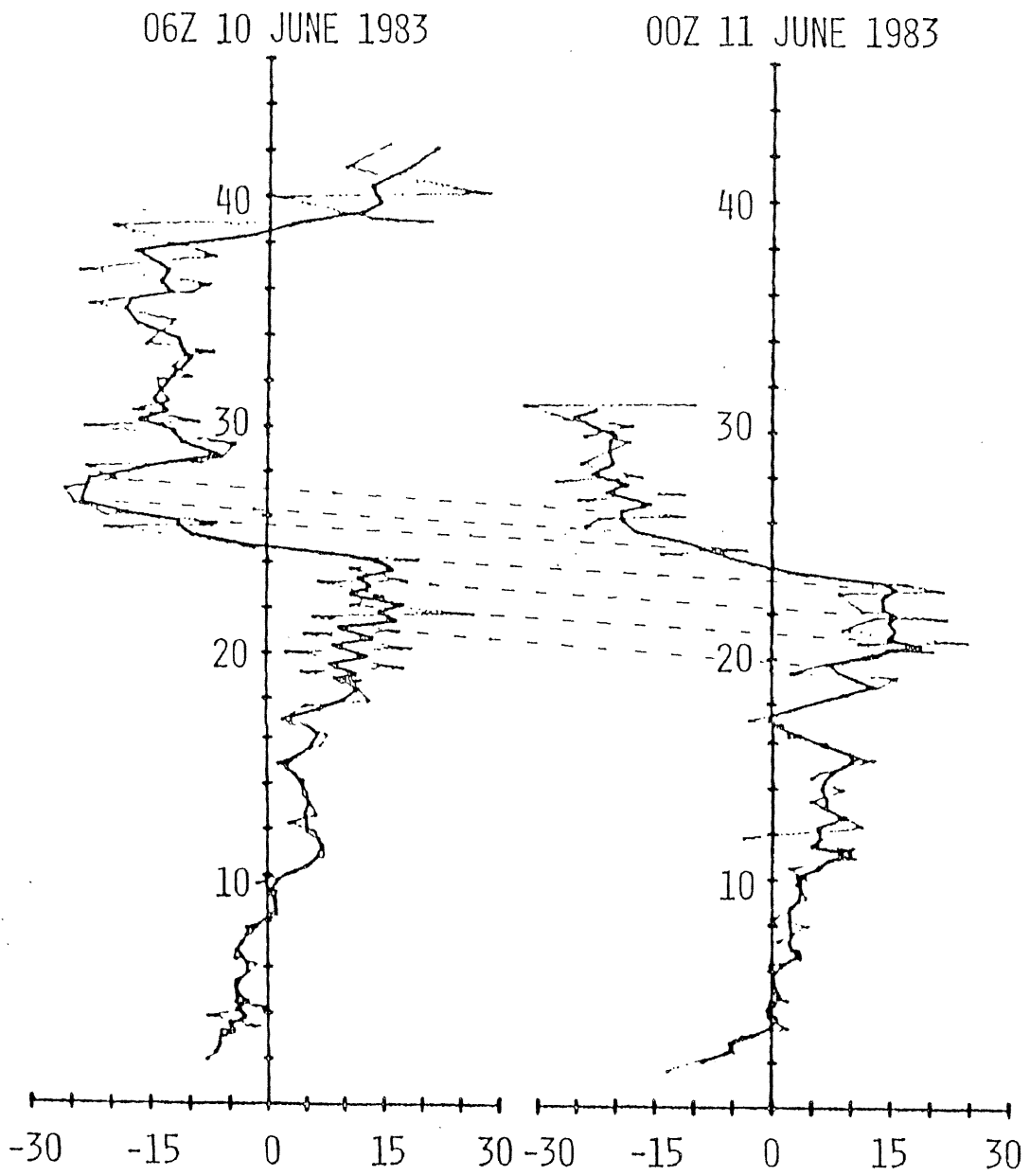


図47 Jawa島のWatukosek (112°40'E, 7°36'S)における東西風鉛直プロフィール(単位: m/s およびkm)の18hr経過のようす。太線は3分移動平均, 細線は1分差分値を示す。風速の極大極小を比較して, 破線で結んである。

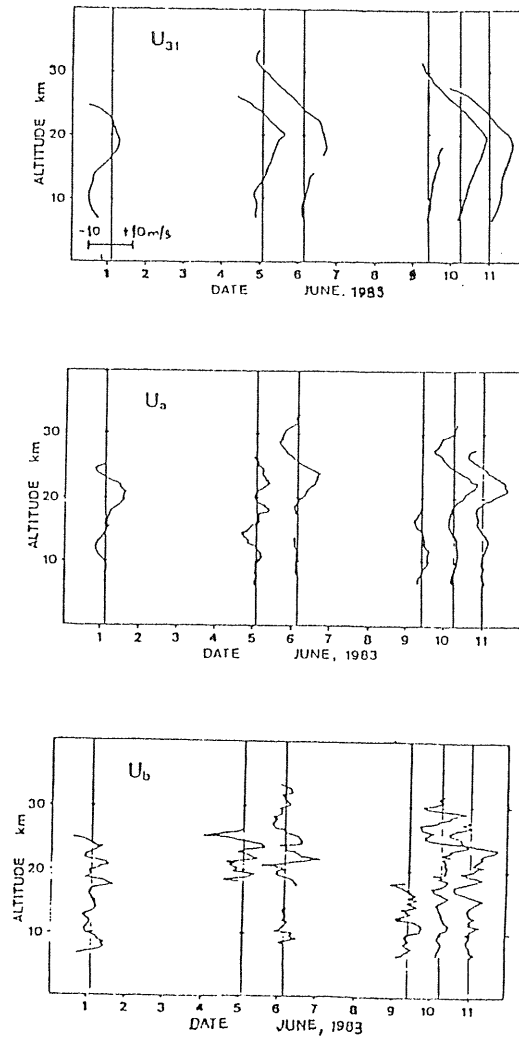


図48 Watukosek における東西風鉛直プロファイルの変化を、鉛直波長10km以上 (U<sub>31</sub>) , 同5-10km (U<sub>a</sub>) , 同 1-5km (U<sub>b</sub>) の各波長帯に分けて示したものの。

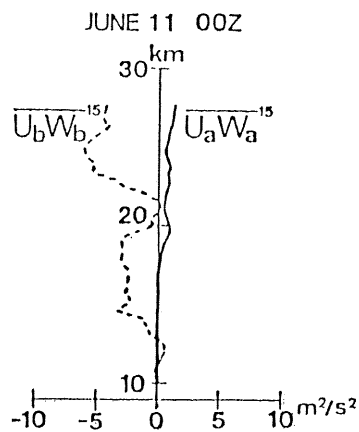


図49 図48で分離した各波長帯について、東西風 (U) および気球上昇速度 (W) を求め、さらに 5kmの鉛直移動平均をとって作った、1983年6月11日のWatukosek における運動量フラックス。

$$|m| = \frac{N}{|\hat{\omega}|} |k|$$

となり，また鉛直流速振幅は

$$|w| \propto |m|^{-1/2}$$

と書かれ，さらにBoussinesq近似質量保存則より水平流速振幅は

$$|u| = \frac{|m|}{|k|} |w|$$

となる。従って，結局Lagrange的パワ・スペクトルは

$$F_{\hat{\omega}} \propto \frac{\partial |u|^2}{\partial |\hat{\omega}|} \propto |\hat{\omega}|^{-2} \quad (\text{未飽和}) \quad (3.1)$$

のようになるはずである。

波が臨界層に近づくと，以上の近似で省略された諸効果が無視できなくなるので，厳密な解析的取扱いは容易ではない。しかしながら水平波長が十分に短くまた振幅が充分大きい波ではそれらの効果よりも先に飽和(1.7)に達し，質量保存則式より

$$|u| = \frac{|\hat{\omega}|}{|k|}$$

が得られる。従って碎波開始後のLagrange的パワ・スペクトルは，少なくともある段階（慣性効果あるいは粘性作用などが効き始める）までは，

$$F_{\hat{\omega}} \propto |\hat{\omega}|^{+1} \quad (\text{飽和}) \quad (3.2)$$

となると考えられる。なお(3.2)式の導出には内部重力波の構造を仮定しておらず，従ってBoussinesq近似下の任意の波動にこの結果は適用できる。

また，(3.1)，(3.2)を鉛直波数に関するスペクトルに変換すると

$$F_m \equiv \frac{\partial |u|^2}{\partial |m|} \propto |m|^0 \quad (\text{未飽和}), \quad (3.3)$$

$$F_m \propto |m|^{-3} \quad (\text{飽和}), \quad (3.4)$$

となる。なお(3.4)式は(3.2)式と違って，内部重力波の構造を仮定して得られる。

以上で導かれた理論的スペクトルを図50にまとめておく。もともと波源においてはほとんど線スペクトルであったものが，内部重力波の分散性によって連続スペクトルとなっていることに注意されたい。例えば，Garrett and Munk (1972) がその「普遍的」スペクトル関数形の一つの論拠としている「モード等配分 (equimodal)」スペクトルにおいても Euler的な $\omega^{-2}$ 則が ( $|k| \gg f$  のとき) 得られるが，ここでは全く違った仮定のもとに(3.1)が得られている。次の項ではここで導いた理論的スペクトルと観測結果とを比較し，それから得られる内部重力波に関する情報をまとめておこう。

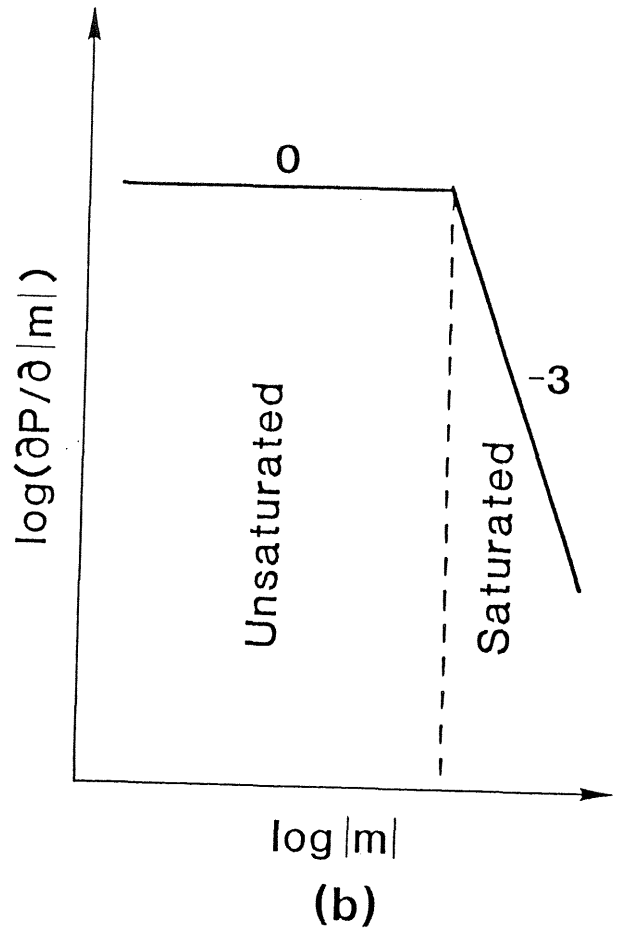
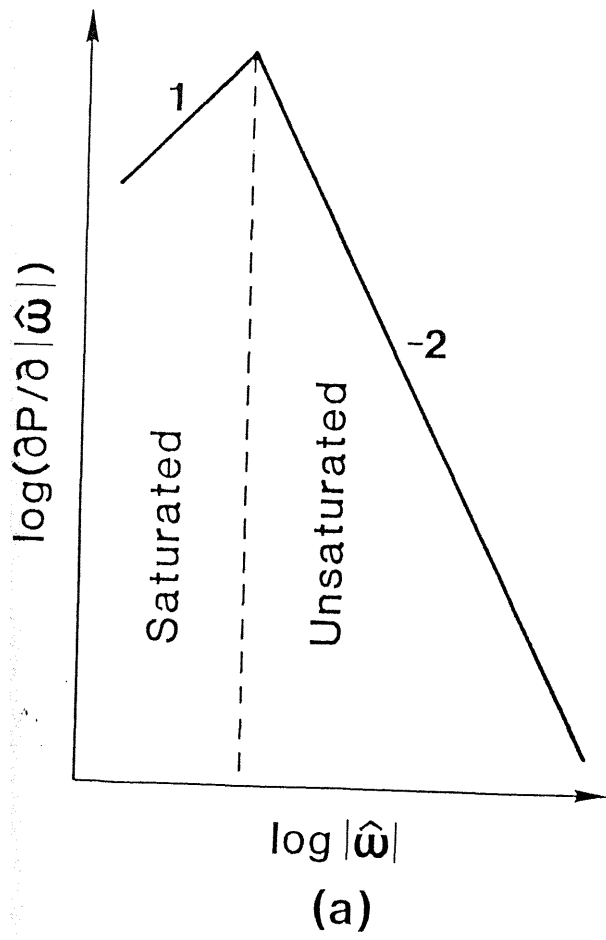


図50 準単色内部重力波の理論的スペクトル。

### 3.3.3 下部中部成層圏での重力波飽和

§3.3.1 で水平浮遊気球追尾資料から得られたLagrange的パワ・スペクトル (図44) は, §3.3.2 で導いた未飽和準単色内部重力波の  $|\hat{\omega}|^{-2}$  則(3.1)が得られたと解釈できる。一方レーダによる Euler的観測からは, 周波数に関しての内部重力波帯の「-5/3乗」スペクトルが報告されている (例えばGage, 1979; Larsen et al., 1981; Balsley and Carter, 1982など)。この前者に「停滞波仮設」, また後者に「凍結乱流仮設」を置くといずれも中規模波長帯 ( $10^2 \sim 10^3$  km) の-2~-5/3乗スペクトルとなる (付録F参照)。しかし何故2種のスペクトルが似た関数形になるのかは, 本研究の段階では判然としない。

このような内部重力波帯域の総パワのエネルギー換算値は, 図44より

$$\begin{aligned} \bar{p}(z \sim 25\text{km}) \cdot \int_{10^{-4}}^{10^{-2}} 10^{-4} \hat{\omega}^{-2} \delta \hat{\omega} &\sim 5 \cdot 10^{-5} \text{g/cm}^3 \cdot 1 \text{m}^2/\text{s}^2 \\ &\sim 0.5 \text{ dyne/cm}^2 \quad (\text{中部成層圏}), \\ \bar{p}(z \sim 10\text{km}) \cdot \int_{10^{-4}}^{10^{-2}} 10^{-4} \omega^{-2} \delta \omega &\sim 5 \cdot 10^{-4} \text{g/cm}^3 \cdot 1 \text{m}^2/\text{s}^2 \\ &\sim 5 \text{ dyne/cm}^2 \quad (\text{上部対流圏}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

となる。この推定に用いた各観測が同じものを見ているとすれば, 上部対流圏と中部成層圏とで重力波帯域の総パワが余り変わらない (密度成層による増幅が顕著でない) ことから, 下部成層圏領域での波の「飽和」が推論される。つまり図44に示された上部対流圏の波はすぐ上方で飽和に伴う砕波により消滅してしまい中部成層圏でのスペクトルには現われず, 一方中部成層圏で検出された非飽和波は振幅の小さい上部対流圏ではスペクトルに現われない ( $|\hat{\omega}| \rightarrow \infty$  のとき  $|u| \rightarrow 0$ ) と考えられる。このように波が次々と飽和することによる選別がどの高度でも成り立てば, 準単色的な一定の関数形のスペクトルが得られることと矛盾しない。成層圏では慣性効果で砕波開始高度が低くなることもあり [図8(c)], 対流圏ジェット不安定 (例えばCadet and Teitelbaum, 1979) や成層圏内での非線形相互作用 (Gage, 1979; Tanaka, 1984など) に起源する重力波を含め, ほとんどが中部成層圏高度以下で砕波してしまうのであろう。ちなみに Matsuno (1982) は  $\overline{uw} \sim \overline{u^2} \cdot (k/m) \sim \overline{u^2}/20$  と推算し, 下部成層圏での重力波運動量フラックス ( $\sim 10^{-4}$  dyne/cm<sup>2</sup>) の1%以下で中間圏界面弱風層が生成すると結論した。Holton (1982) は下部成層圏で  $10^{-2}$  dyne/cm<sup>2</sup> 程度の運動量フラックスを与えて中間圏界面をモデリングした。また §1.4.3 では, 中部成層圏弱風層形成にHoltonモデルを応用する場合, 上部対流圏でのフラックスは強い山岳波の実測値 ( $\sim 5$  dyne/cm<sup>2</sup>) の10%程度で良いことが示された。(3.5)の値を Matsunoに習って運動量フラックスに換算すると 0.02, 0.2 dyne/cm<sup>2</sup> となり, 観測結果は理論の要請する値とオーダー的にほぼ合致する。

上の考察が正しいとすると, 観測した中部成層圏高度でも当然そこで砕波しつつある内部重力波が検出されるはずである。図3や図10などの理論的予測からは, 砕波層の厚さは数100m程度以下であり, その際の鉛直波長は(1.13)式からもっと薄いことになる。図45に示したLagrange的鉛直断面の解析から, 周期の長いものほど鉛直/水平波長の比が小さい (“平べったい”) ことはわかるが, 鉛直スケールがもっと小さい現象は気球追尾による観測では検出できない (気球は内部重力波帯域より高周波の変動には追従できない; 表2, 付録F参照)。そこで気球追尾資料の解析はここで終え, 次節では気球

搭載風速計の鉛直スキャン資料を調べてみよう。果たしてそこで碎波しつつある波が、まさに鉛直波数に関する-3乗則(3.4)を満たす変動が、検出されるであろうか？

### § 3.4 気球搭載風速計資料による「階層的」鉛直構造

#### 3.4.1 観測事実

1982年9月観測における気球搭載の改良Gill型プロペラ式風速計による鉛直スキャンの結果を図51に示す。この図に見えるように、このときの観測では

- (i) 相対風速の強弱における厚さ100-300mの構造 [図51(b), (c), (d)];
- (ii) 厚さ50-100mの厚く孤立した「突風層」 [図51(a), (d)];
- (iii) 厚さ10m程度の薄く累重した「突風層」 [図51(b), (c)];

のような種々の特徴的鉛直スケールをもつ構造が見出された。付録Fでの吟味によれば、(i)は厳密には気球浮遊高度における変動と区別できないが、他は気球浮遊高度直下の鉛直微細構造と断定できる。これらよりも小さい厚さ数mの微細構造 [図51(a), (c), (d)]については、風速計の感度・即応性、地磁気方位計資料との比較などから、ゴンドラ回転による偽変動混入の可能性が指摘できる。しかしながら、風速振幅がかなり分散していることから、そのようなデータは現実の微細乱流の存在を反映していると考えてよい。また、このような微細な変動は(ii)のタイプの突風層をはさむ形でよく現われていることから、やはり何らかの現実の風速変動形態に対応しているものと考えられる。つまり碎波初期には(iii)のような激しい変動が、碎波の進行とともに(ii)のような比較的緩やかな状態に移行し、後者の段階ではより細かい変動へとくずれていく状況が表われるのである。この意味でYamanaka and Tanaka (1984c)は図51(c)の構造を、(iii)が卓越する状態 [すなわち図51(b)]と(ii)および微細変動との共存状態 [すなわち図51(a), (d)]との中間的状态と考えた。

それでは突風的状态はまだ波なのか、それとも波がくずれた結果なのか？ (iii)のタイプの顕著な図51(b)のデータをスペクトル解析すると、図52のような結果が得られた。§3.3.2における検討から、これは明らかに飽和した内部重力波による $1\text{ m l}^{-3}$ 則(3.4)を示唆し、従って突風的な階層(ii)~(iii)は(碎波によって生じる元の波よりもずっと小規模な運動=乱流でなく)飽和した波そのものである。このような $1\text{ m l}^{-3}$ 則スペクトルは下部成層圏以下の高度でのもう少し大スケールの現象にも報告されているが(例えばEndlich *et al.*, 1969), この場合は中部成層圏内の突風的な変動よりも2~3桁だけパワーの弱い側へシフトしている。このずれについては観測精度・分解能の問題もあるが、(3.4)は最も簡単な内部重力波を仮定しており実際には密度成層、Nの変化、粘性などを考慮すべき場合もあるので何とも言えない。他の例ではVanZandt(1982)の紹介したものは $1\text{ m l}^{-5/2}$ 則に近く、パワーもEndlich *et al.*よりさらに1桁小さい。またWeinstein *et al.* (1966)やBarat (1982c, 1983)も述べているように、鉛直微細構造はいつでもどこでも同様に存在する訳ではなく、筆者の観測でも突風的な変動は時間的に全体の約1割程度である。従って鉛直波数に関するスペクトルは周波数やDoppler周波数に関するものよりも普遍性が低く、このことは一つの重力波の碎波あるいは充分

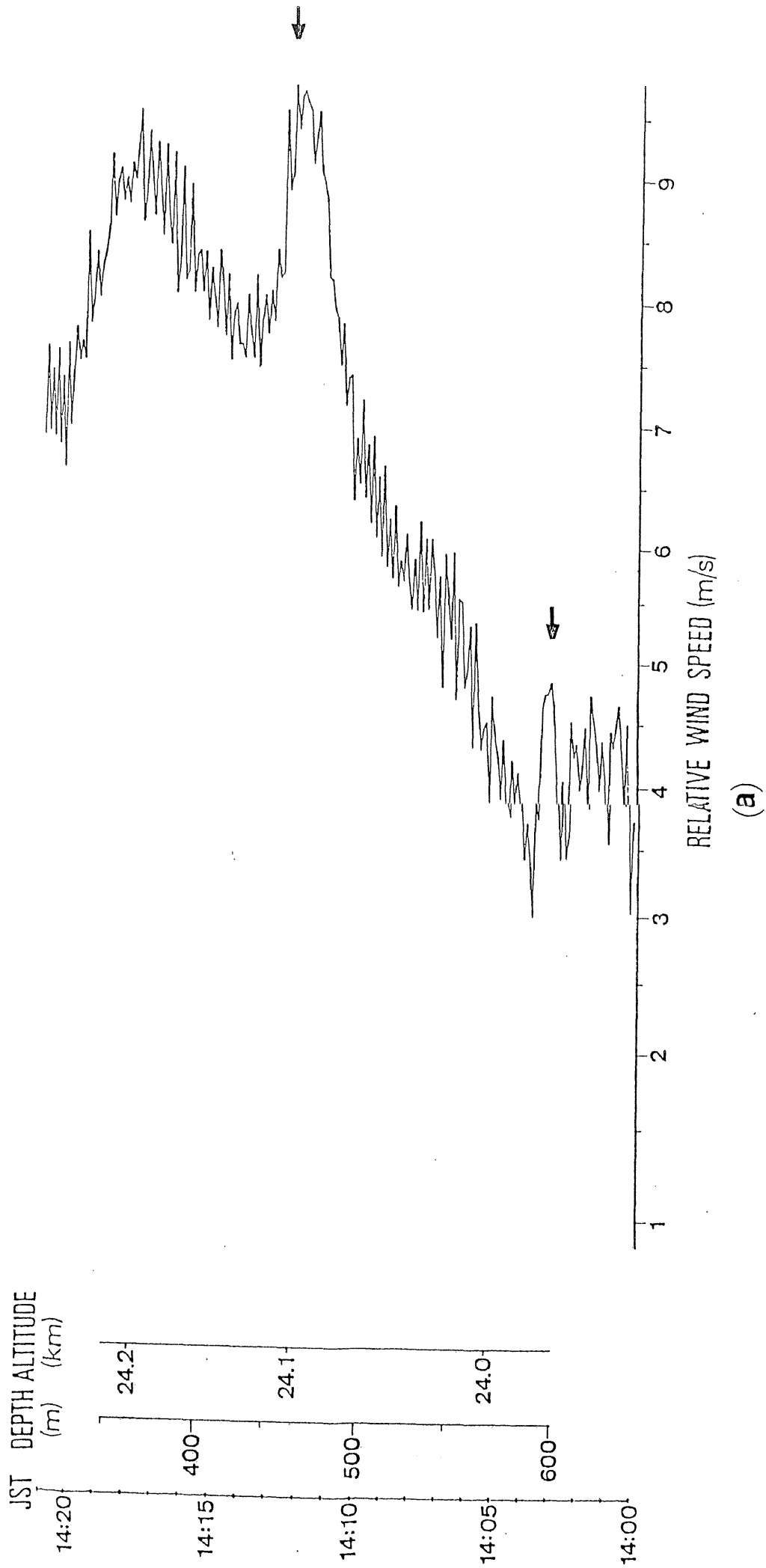
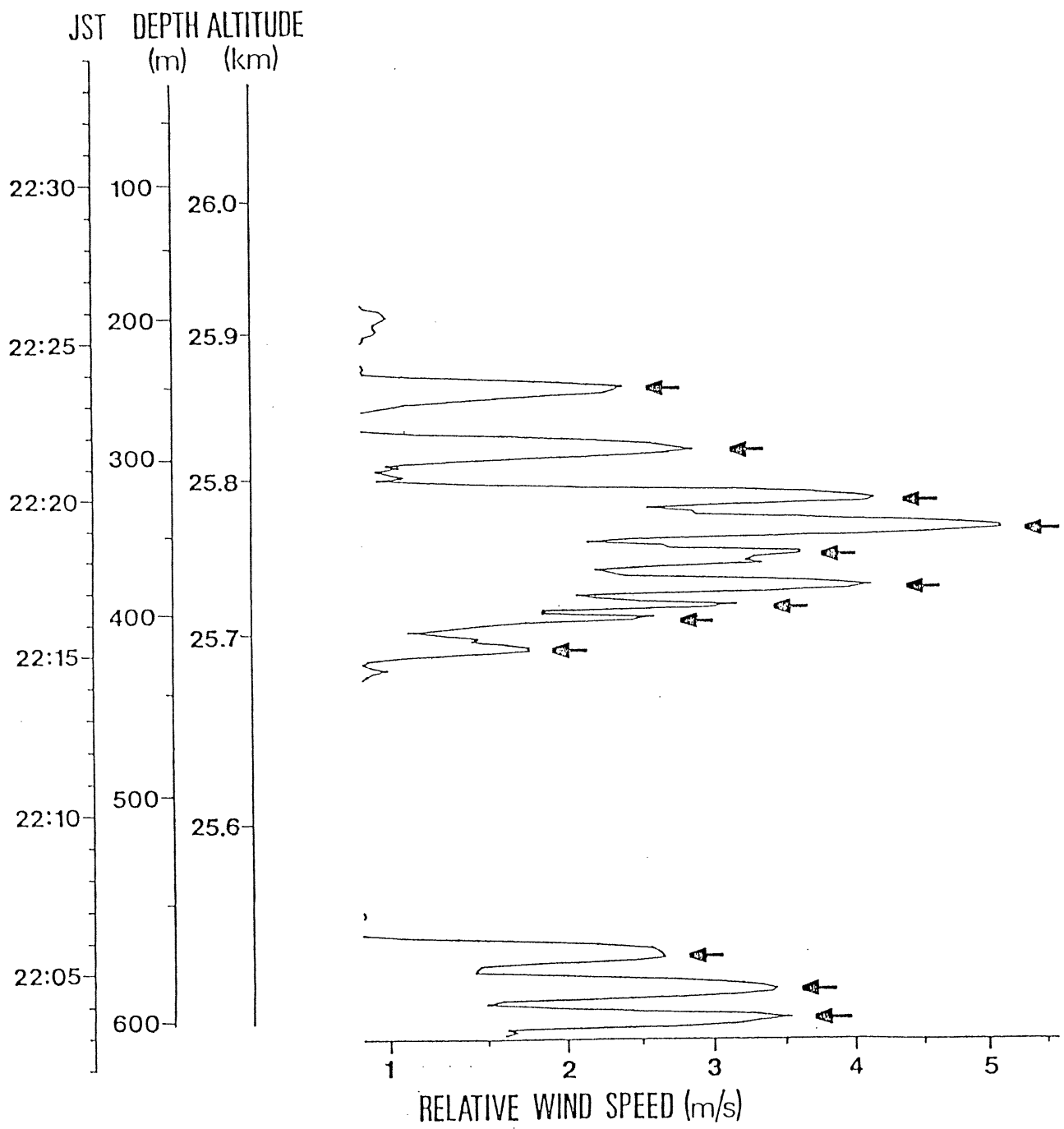


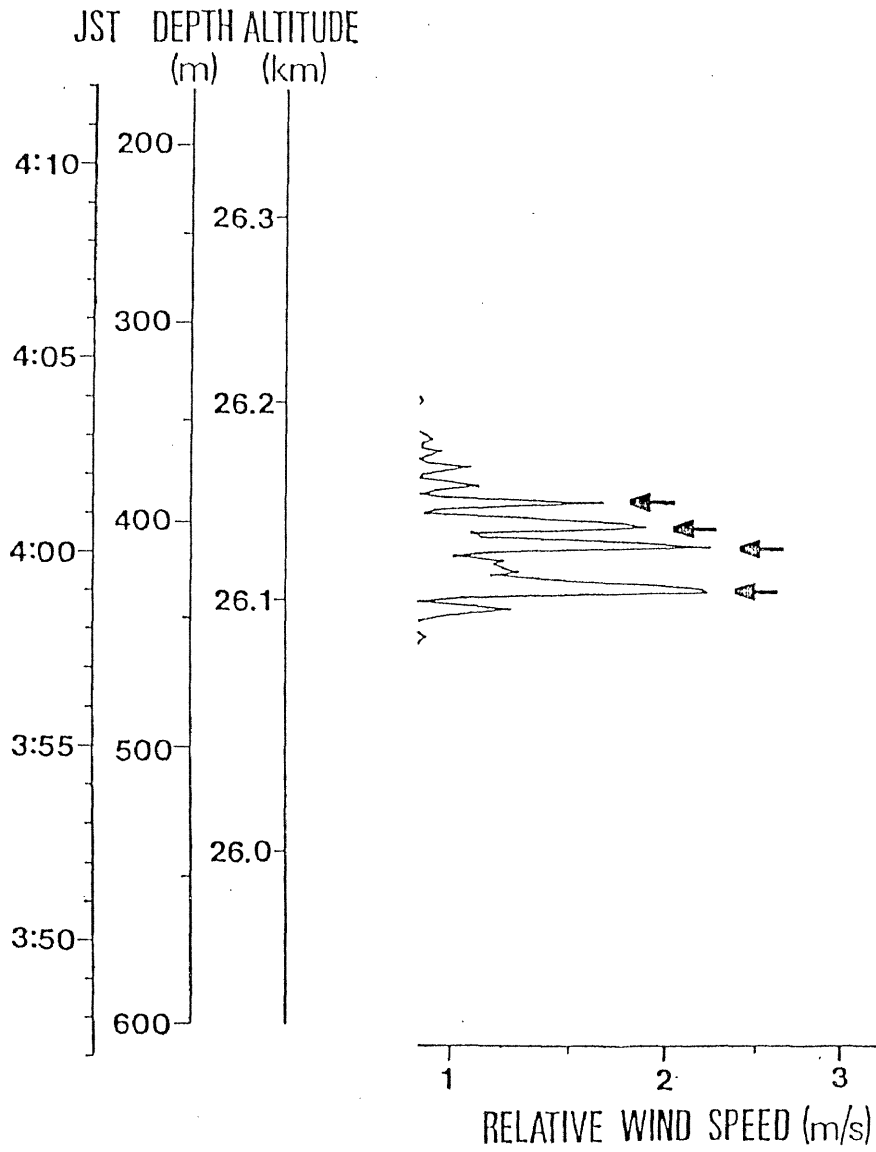
図51 気球搭載の改良Gill型プロベラ式風速計による鉛直スキャンの結果。600m巻上げ  
4回分を(a) - (d)に順に示す。



(b)

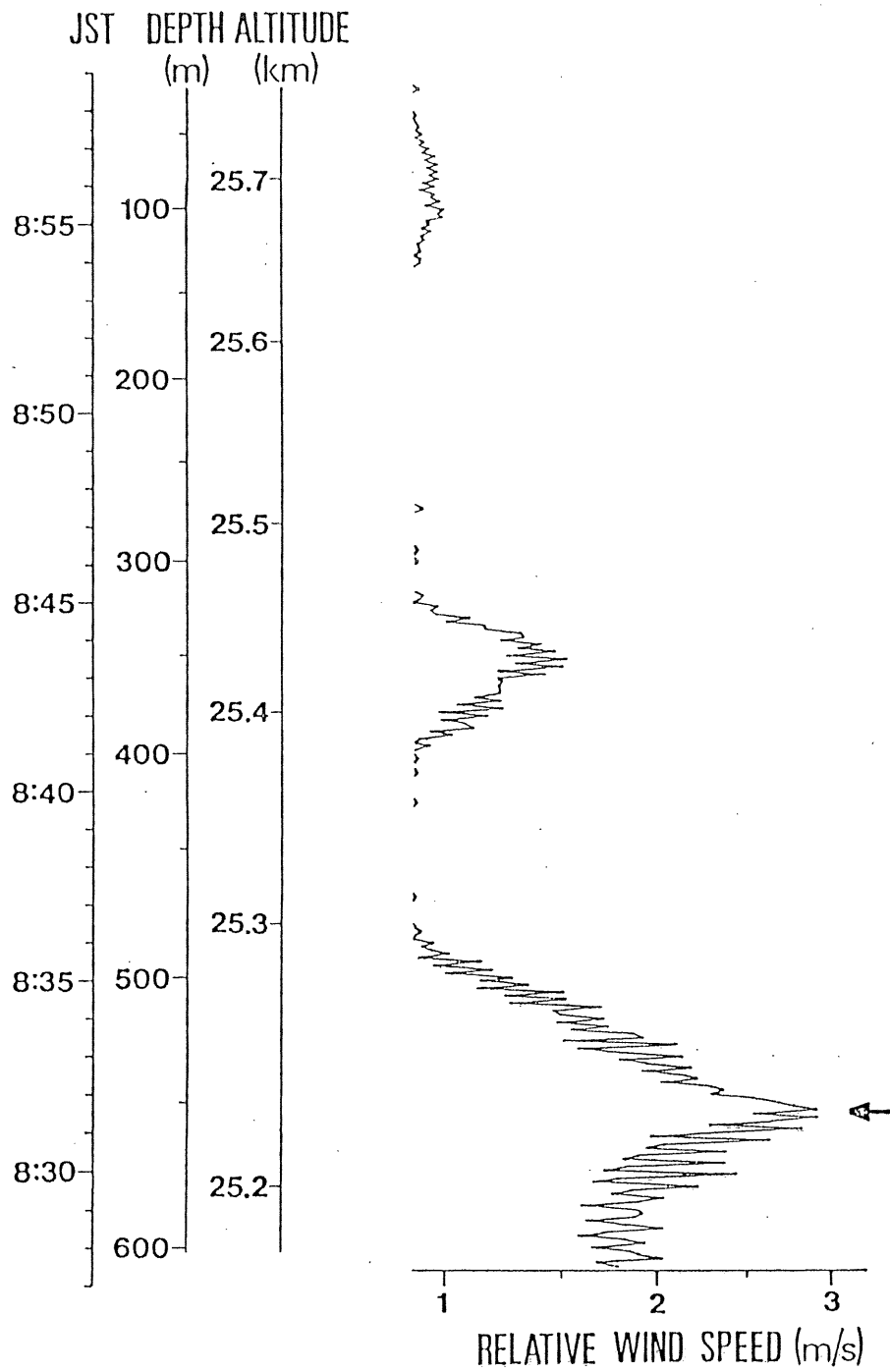
図51 (続き)





(c)

図51 (続き)



(d)

図51 (続き)

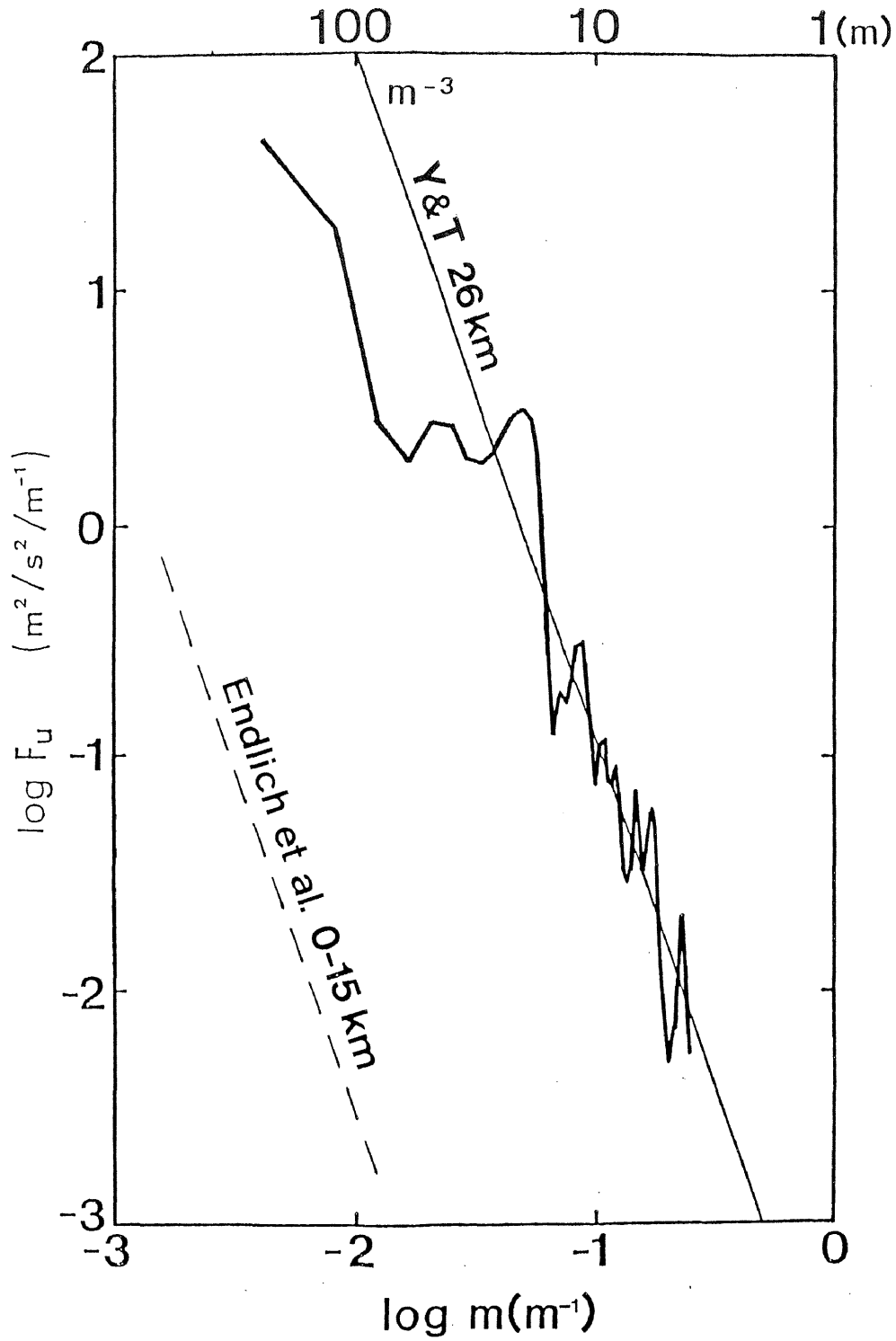


図52 図51(b) のデータを鉛直配列とみなして，スペクトル解析した結果。他の研究者による上昇気球追尾観測結果 (Endlich et al., 1969) も記入してある。mに関する指数法則については図50参照。

な増幅がかなり狭い高度範囲で起こることを示唆しているものと考えられる。いずれにせよ、前節で検出した非飽和内部重力波（図44）に加えて碎波しつつある（飽和した）波を検出することに成功したことになり、これは下部中部成層圏で次々と重力波が碎波してゆく描像にぴったりと当てはまる観測事実であると言える。

以上に示したような改良Gill型風速計では、突風の状態よりも細かい変動は検出できないので、碎波乱流の微細構造を調べるためにはグロー風速計によらねばならない。そこでまず図53に1983年9月観測におけるグロー風速計による1km鉛直スキュンの結果を示すが、Barat (1975a)以来断片的には確認されていたような乱流層の累重構造が存在している。このような場合の層流および乱流の区別は、客観的かつ定量的な判断基準を設定して行なっているわけではないが、後で図54に示されるように極めて明瞭である。図53から明らかなのは、乱流層の鉛直分布は一様ではなく、先に指摘した各鉛直スケールに対応して

- (i) 厚さ数100mの乱流層の集中帯；
- (ii) 厚さ50-100mの厚い乱流層；
- (iii) 厚さ10m程度の薄い乱流層

などが検出できる。以上の観測事実を総合すると、突風層の上下に乱流層が存在しているという碎波構造が描き出される。なお同様に電離式風速計で鉛直微細構造をスキュンしたBarat (1983)などの報告でも、著者自身は余り重視していないが、(i)-(iii)の存在や組織性はやはり明瞭に見られており、このような構造が成層圏内で普遍的に出現していることを示唆している。

(iii) 以上のスケールをもつ一枚の乱流層内部の鉛直微細構造は、グロー風速計を用いてこそ検出できるものであり、現実の成層圏大気中の重力波碎波過程を推理する際に必要不可欠な状況証拠となる。例えば図53の記号”T”の部分の生データ（図54）に見えるように、

- (iv) 厚さ1-数mの比較的激しい風速変動 [図54の a - e] ；
- (v) 1mよりずっと小さいランダム変動

のようなさらに小さい特徴的現象が見出された。図54で地磁気方位計資料と比べればゴンドラの振動・回転による虚偽の変動は混入していないと確認できるので、(iv)や(v)は明らかに現実の風速変動である。Yamanaka et al. (1985b) は(iv)のような変動が特に乱流層上端において最も顕著に存在し（図54の a, c）乱流層内では下方にあるものほど弱くぼやけてくる（図54の c → d → e）ことに注目した。この様相は、上传波がちびりちびり碎波している描像（図4の線形論的カテゴリー）に良く当てはまる。図54右に示すように(iv)を局所不安定によるKH波とみなすと、(1.13)から厚さ2m、振幅1m/sのものは10m程度の水平波長と100s程度の存続時間をもつことになる。なおこのような(iv)の考察は過去のBarat (1975a, 1982, 1983) などでは全くなされていないが、今述べたように碎波過程との対応はかなり良いものである。

以上の(i)-(v)のような現象が重畳して「階層的(hierarchical)」な鉛直構造を形成することの発見は、本研究における観測の最大の成果である。各階層およびそれらの

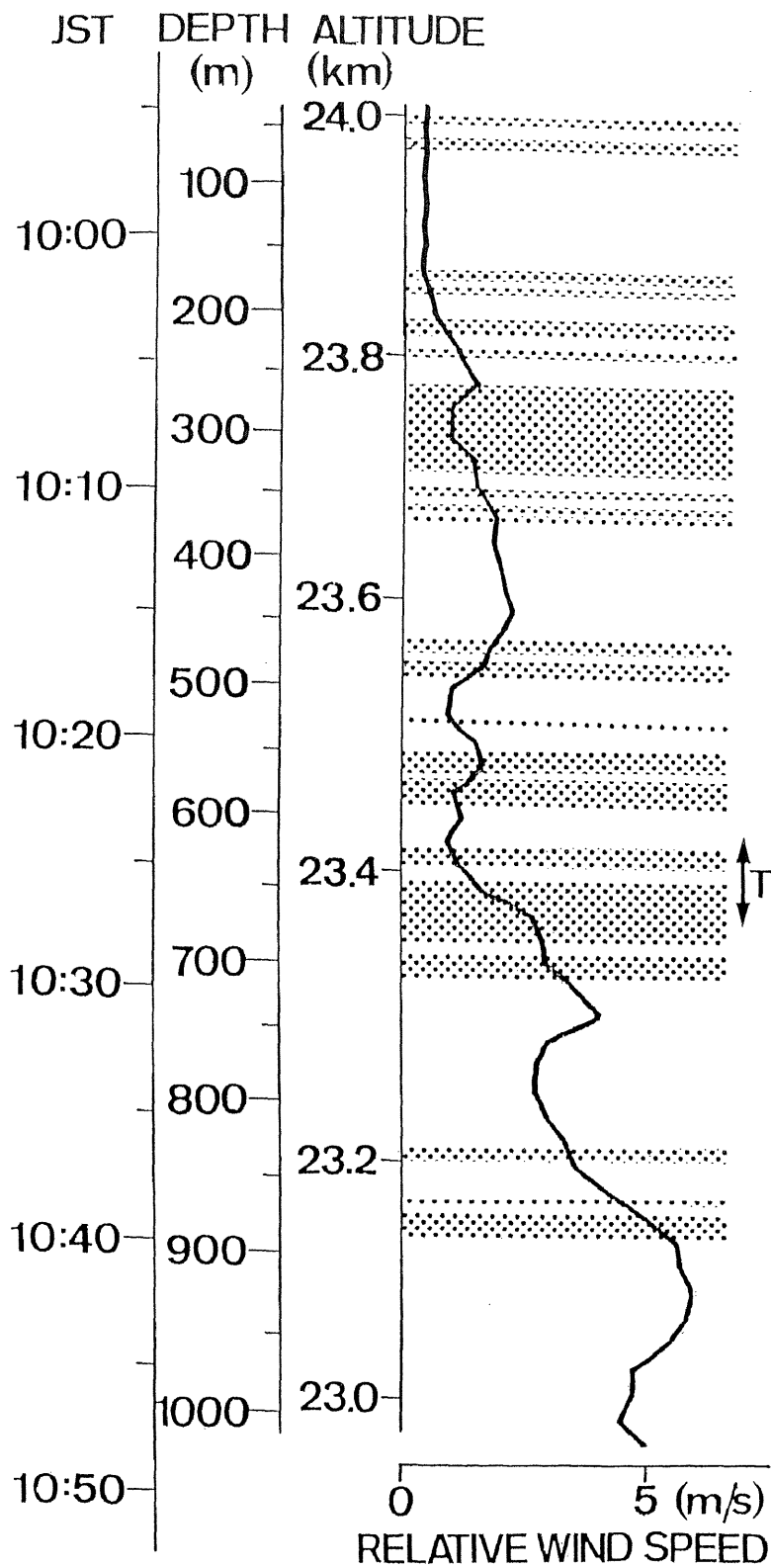


図53 グロー風速計による 1km鉛直スキャンの結果から得られた、乱流層（付点域）の累重構造。図中のグラフは1min平均の相対風速を連ねたものを示す。記号” T”で指示した部分については、図54において拡大したものが示される。

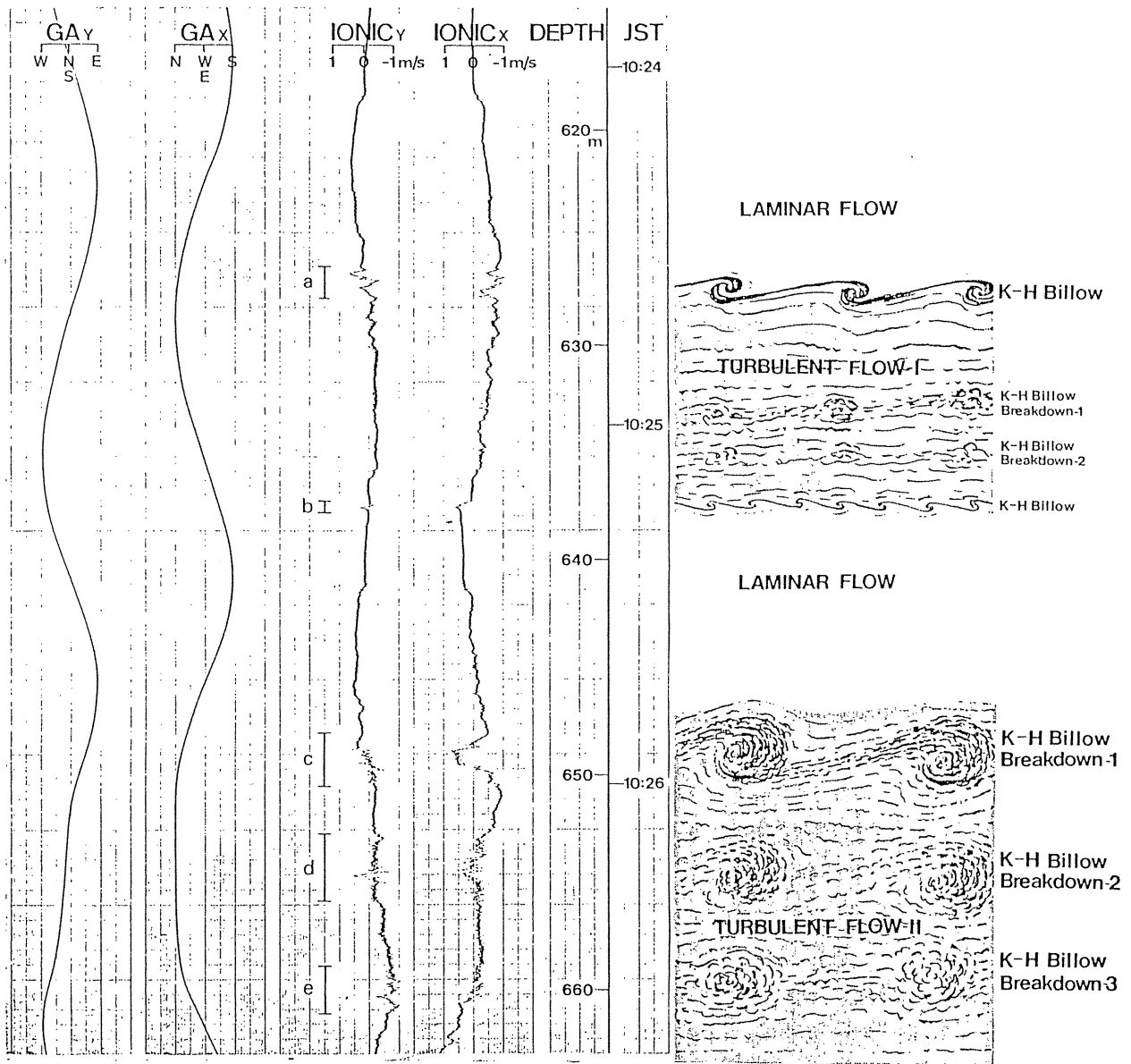


図54 成層圏乱流層の観測例。図53において記号”T”で指示した部分の生データによる。左から、地磁気方位計出力（2成分；N, E, S, Wはゴンドラ上に設定した+X軸の方位）、グロー風速計出力（2成分）、風速計巻下げ距離および時刻。右端には乱流層内部構造の想像図を示す。

内部重力波砕波過程との対応については表7にまとめておく。§1.4 や過去の理論的研究 (Hodges, 1967; Geller *et al.*, 1975; Tanaka, 1975b, 1982, 1983b; Fritts and Geller, 1976; Klostermeyer, 1980; Lindzen, 1981) で予測した砕波高度・臨界高度間の砕波乱流層は (i) に対応し、これは §1.2 で引用した高精度の上昇気球追尾や I S レーダでもある程度検出できる。また Barat (1983) らも気付いた(ii)-(iii)などの鉛直スケールは、波の1鉛直波長分あるいはその中に含まれる局所不安定域に相当するはずである。さらにその内部に元の波の構造よりずっと小さいスケールの微細構造(iv)-(v)が存在し、この(iv)こそ成層圏乱流の実体である。このような非均質の乱流構造の存在は、成層圏乱流の成因としての重力波砕波 (§1.4.1 の図4上に示した線形臨界層理論で描かれるような内部構造) を強力に指示する観測事実であると言える。最近、Fritts and Dunkerton (1985) は砕波乱流の存在する局所不安定域が砕波層内で局在することに注目した理論的研究を行なっている。本論文では、波と砕波乱流との境界に当たる(乱流を伴った)突風の状態の生成についての理論的吟味は次の §3.4.2 で、また非均質性の大循環への効果については §3.4.3 で議論することにし、以下には水平構造についての情報を付記しておこう。

まず図51に示されたデータを気球の航跡(図15)と組み合わせることにより、図55のような鉛直微細構造の東西方向(または時間的)配列が得られる。この結果は、階層(i)が内部重力波と同程度の、100km程度以上の水平スケール(または半日程度以上の時間スケール)をもつことを示す。これは Euler 的時系列でも示唆されている(例えば Sato and Woodman, 1982b; Woodman and Rastogi, 1984)。この階層と内部重力波帯との重複または連続は、Lagrange 的鉛直断面解析(図45および Cadet *et al.*, 1977) や Euler 的波動解析(Cadet and Teitelbaum, 1979; Sato and Woodman, 1982a など)からも明らかである。また1984年5月観測では電動昇降機の性能向上により適当な高度のジグザグ・スキャンを実行することができ(図56)、これまでの観測において(ii)や(iii)として分類されてきた一枚の乱流(あるいは突風)の層構造が、水平には数km以上の広がり(または数10min程度以上の継続時間)をもつとわかった。さらに個々の乱流層内部の微細構造である(iv)や(v)については、各スキャン結果の間に明瞭な相関が認められないことから、水平規模は1km程度以下(継続時間は数min以下)であるということが知られた。持続時間の下限の見積りとしては、図53などの鉛直スキャン資料を時系列とみて(iv)が数-数10sの程度、(v)では1s程度以下となる。さらに、変動の見えかたが鉛直スキャンの速度によらないことがわかっているため、小階層の時間スケールとしては $1-10^2$ sの範囲のうち下限に近いオーダーであり、また水平スケールとしては鉛直スケール(数m程度以下)と大して違わないというのが妥当な解釈であろう。以上の水平・時間的規模の考察からも、階層構造=砕波という描像は支持されていると言える。

### 3.4.2 慣性効果の寄与

前節における考察から、表7に示したもののうち階層(iii)の鉛直スケールが重力波としての鉛直波長の最小値に相当するものと考えられる。具体的に観測場所(39°N, 25 km高度)の代表的パラメタ:

$$T = 222^\circ\text{C}, \quad g = 9.73\text{m/s}^2, \quad H = 8.54\text{km}, \\ f = 9.18 \times 10^{-5} \text{s}^{-1} \quad (= 2\pi / 19.0\text{hr}),$$

表7 大気球観測から得られた中部成層圏風系の「階層的」鉛直微細構造。

Class	Vertical Scale	Wind Speed Amplitude	Propellor Anemometer Data Record	Ionic Anemometer Data Record	Theoretical Interpretation
i	Some Hundreds Meters	1-3 m/s	Envelope of Multiple Gust Layers	Concentration of Thin Turbulence Layers	Distance between Critical and Breakdown Levels
ii	50-100 m	>1 m/s	Isolated Gust Layer	Thick Turbulence Layer	Marginal Vertical Wavelength
iii	Some Tens Meters	~1 m/s	Sheet of Multiple Gust Layers	Thin Turbulence Layer	Local Unstable Zone within One Wavelength
iv	Some Meters	~0.5 m/s	(undetected)	Spiky Strong Fluctuation	KH-Billow
v	1 m	≤0.1 m/s	(undetected)	Noisy Weak Fluctuation	Random Eddy



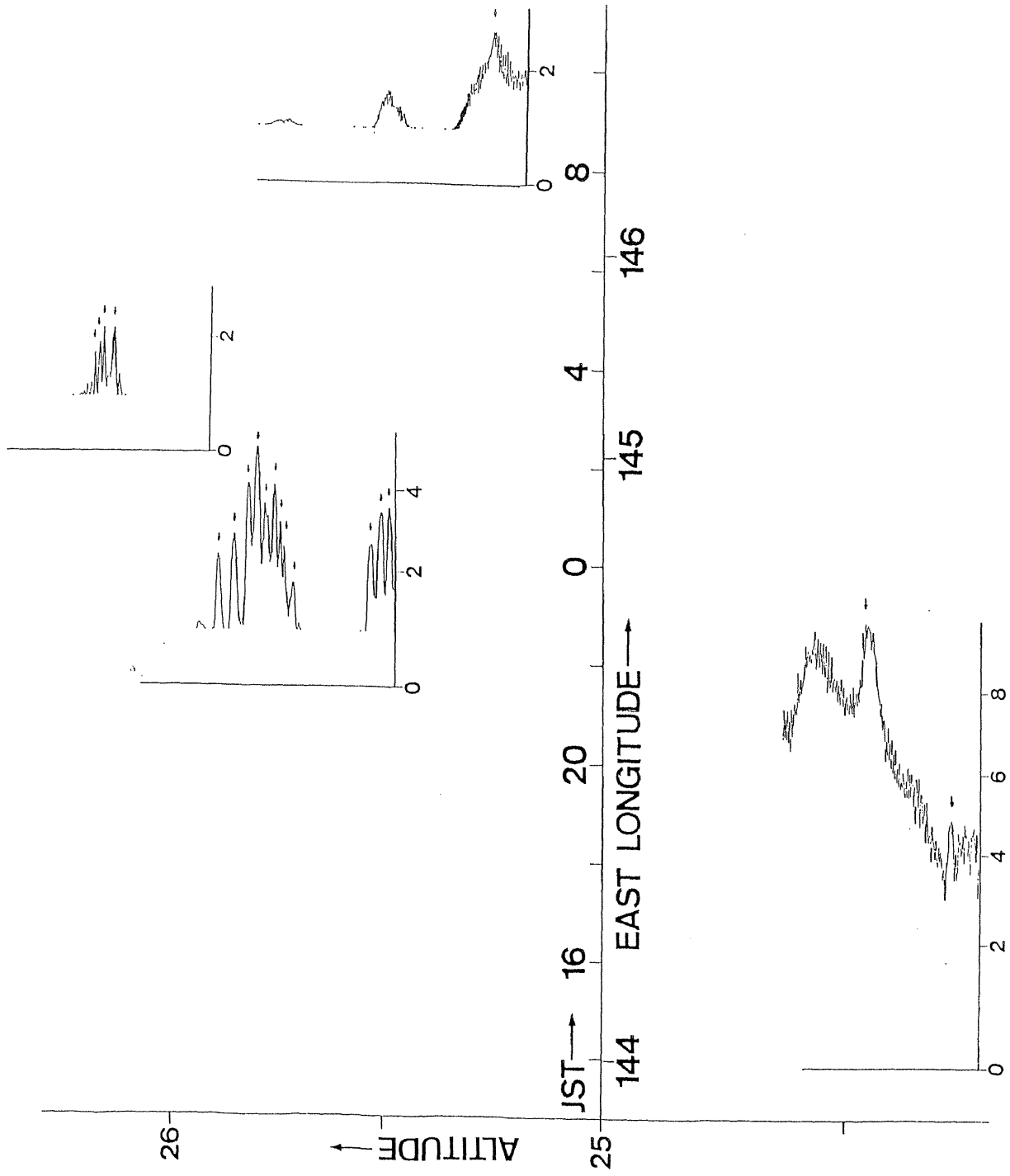


図55 図51に示した鉛直構造を、高さを揃え、観測時間（または気球の水平変位）に合わせてずらして並べた図（本文参照）。

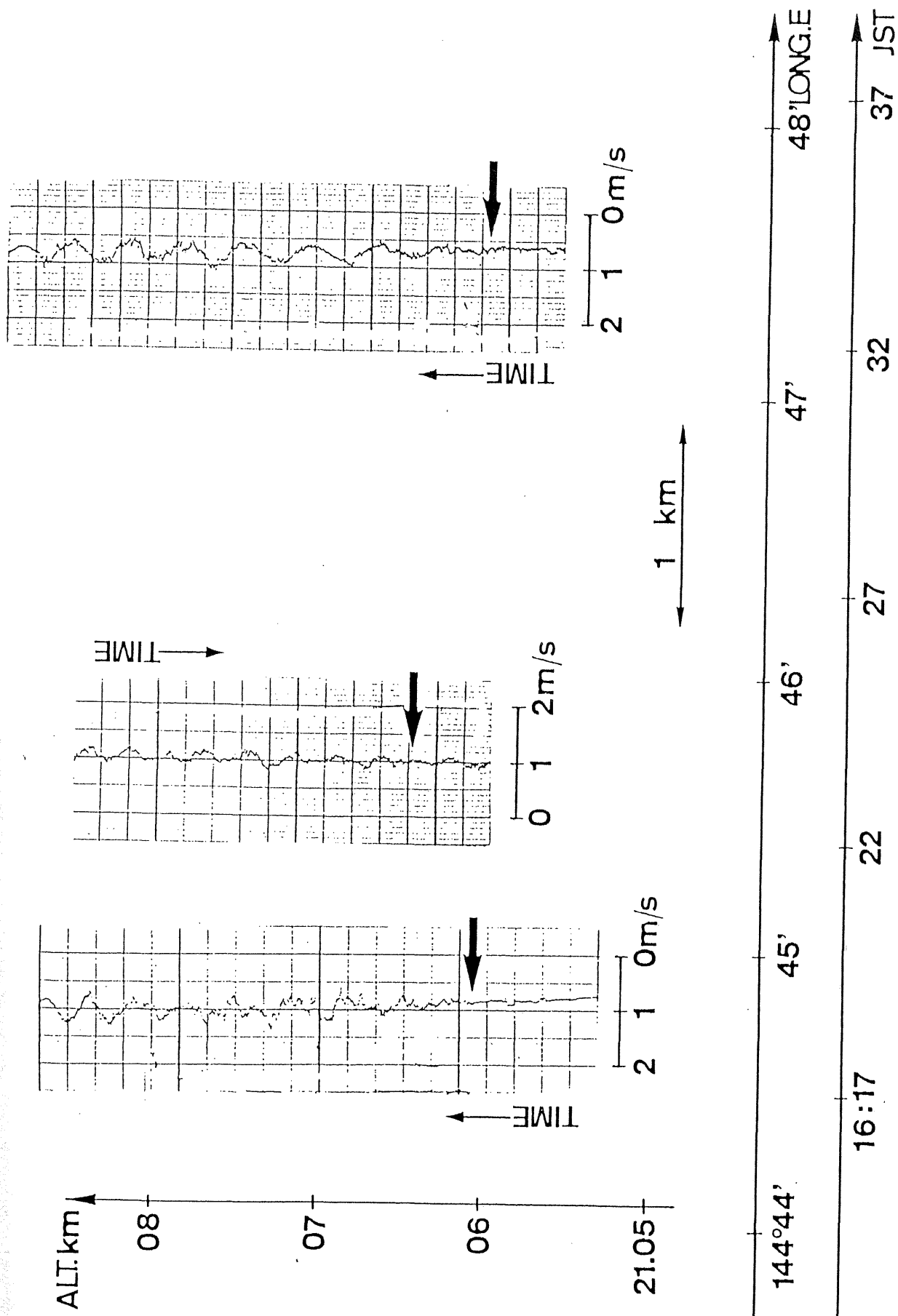


図56 グロー風速計による乱流層下端のジグザグ・スキャン結果(本文参照)。

$$N = 2.17 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1} (= 2\pi / 4.82 \text{ min}), \quad (3.6)$$

$$\nu = 3.67 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}, \quad \mu = 5.79 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1} (= 2\pi / 126 \text{ day})$$

を用いて、非慣性内部重力波および慣性重力波について（まだ未飽和として）計算した結果がそれぞれ図57および図58である。図から明らかなように、大振幅かつ小鉛直波長の構造は慣性重力波の場合（LGO法による正しい結果）についてのみ顕著である（なおWKB法を用いた解では臨界高度近傍の突風の状態が表現できない）。このような結果をより一般的に確認するために、振幅最大となる高度での鉛直波長を調べた結果が図59である。以上の考察から、数10mより大きな鉛直スケールをもつ階層(i)~(ii)は臨界高度に近づいた慣性内部重力波の構造、これに対し小階層(iv)~(v)は碎波の結果生じた不安定高調波に関連する構造、という表7の右欄に記した解釈が得られる。また、§1.4.2で予想したように、中部成層圏高度における重力波碎波には地球自転が粘性より支配的に（少なくとも完全に逸散されるより先に）作用していると言える。

§3.4.1の末尾で各階層の空間的スケールをある程度推論できたので、今指摘された地球自転による慣性効果を§1.4.2との関連で物理的に再吟味してみよう。まず、分子粘性および化学モデル渦粘性に対するEkman数が1となる鉛直スケールは、それぞれ10m、 $10^2\text{m}$ の程度であるから、(ii)より大きな階層の形成あるいは維持においてCoriolis力は粘性に勝る。すなわちこのような構造をもたらすものは、非慣性内部重力波ではなく慣性重力波の碎波であると納得できる。次に、地球自転と重力成層とが作用する流体系での持続的現象の縦横比は $f/N \sim 10^{-2}$ となり（付録A参照）、階層(i)および(ii)の水平規模と持続時間は一応持続し得る条件内に入る。このような状況は海洋中のパッチ状乱流と似ているが（Woods and Wiley, 1972）、内部波の碎波（特に臨界高度との関連）という観点できちんと考察されていない。ここではさらに、慣性重力波の臨界層下端における縦横比がやはり上述の持続的現象の基準に一致しており、大階層が（非慣性内部重力波ではなく）慣性重力波の碎波ぎりぎりの状況に相当するという考えを強力に支持していることを指摘しておきたい。一方(iii)以下の小階層ではCoriolis力は直接その生成維持に貢献し得ないが、大階層と同時に同場所に出現することから小階層は大階層と同起源としなければならない。観測された階層構造が§1.4.1で述べた線形論的な臨界層の内部構造とある程度対応がつくことは§3.4.1で述べたが（表7）、上の考察から示唆されるように（中部成層圏高度では）厳密には慣性重力波のそれとして説明しなければならない。[中間圏では鉛直スケール1km程度まで粘性がCoriolis力より卓越し、また伝播距離が長いと密度成層による増幅作用が大きく貢献し、非慣性波臨界層または非線形臨界層が現われやすいと考えられる。]

慣性重力波の碎波による階層構造形成を論ずる場合に問題となるのは、(ii)~(iii)の階層が少なくとも観測にかかる程度は維持され得るかどうかである。慣性重力波では非慣性波ほど分子粘性・Newton冷却による減衰を受けずに「突風」的な構造を生成し得ることは既に示した（図58、図59参照）。いま碎波条件(1.10)を水平風速振幅 $|u_H|$ について書き直し、Doppler位相速度 $\hat{c} (= c - \bar{u})$ を用いて表わせば

$$|u_H| = \alpha \cdot |\hat{c}| \quad (3.7)$$

（ $\alpha$ は局所対流不安定するとき1，局所KH不安定するとき0.828）となる。実際に観測さ

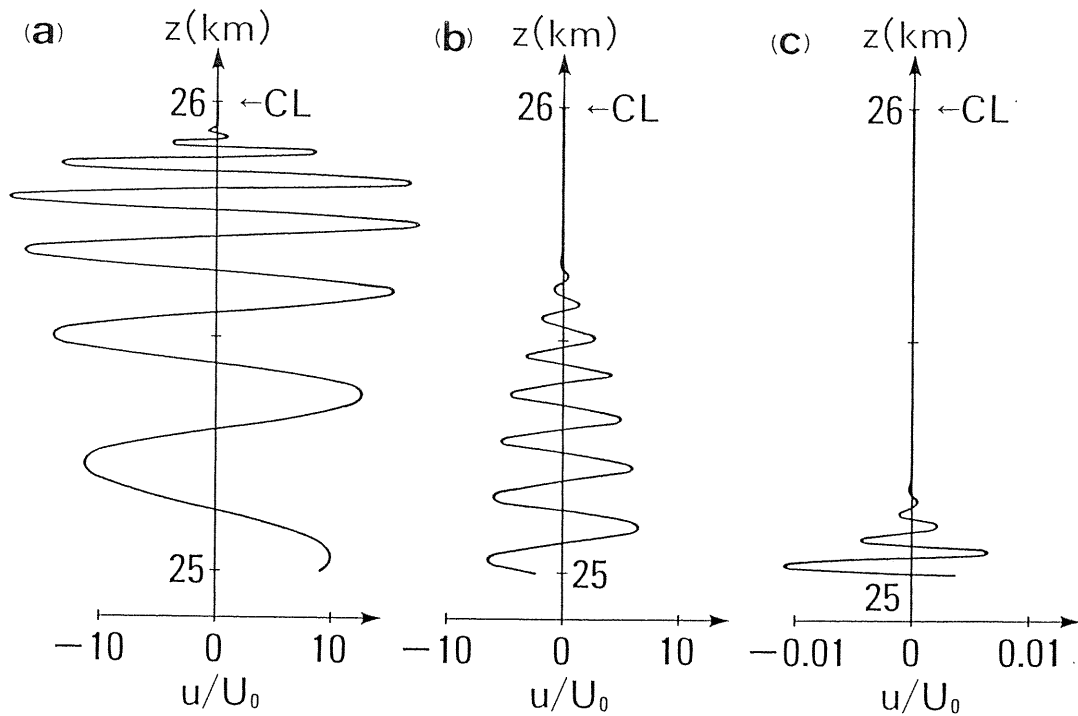


図57 非慣性内部重力波の臨界高度近傍における増幅のようすの計算結果。(a)  $L_x = L_y = 50\text{km}$ ; (b)  $L_x = 200\text{km}, L_y = 50\text{km}$ ; (c)  $L_x = 500\text{km}, L_y = 50\text{km}$  の各場合について示す。

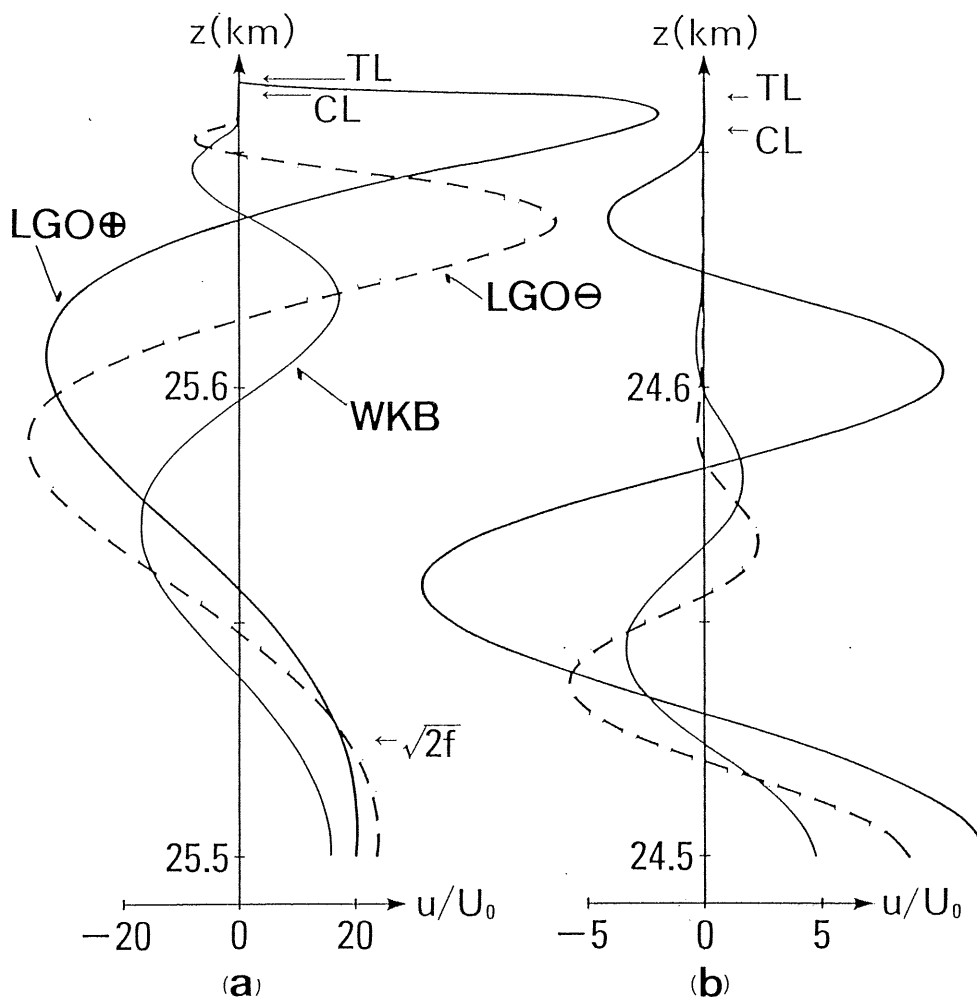


図58 慣性重力波の臨界高度近傍における増幅のようすの計算結果。LGO法では臨界高度を透過するモードが表現できることに注意。(a)  $L_x = L_y = 50\text{km}$ ; (b)  $L_x = 200\text{km}, L_y = 50\text{km}$  の各場合について示す。

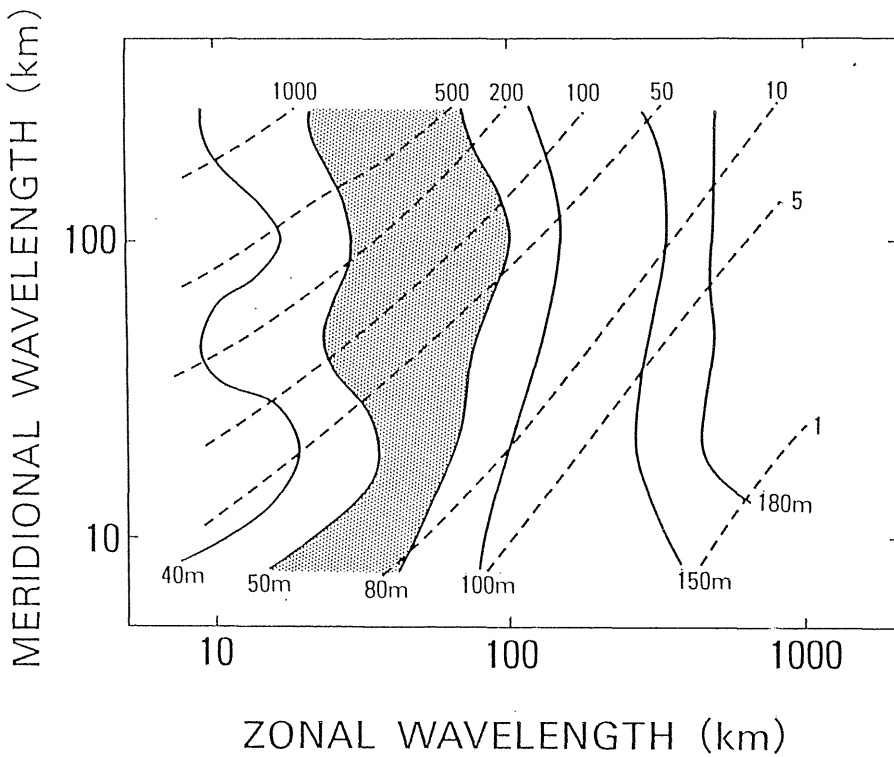
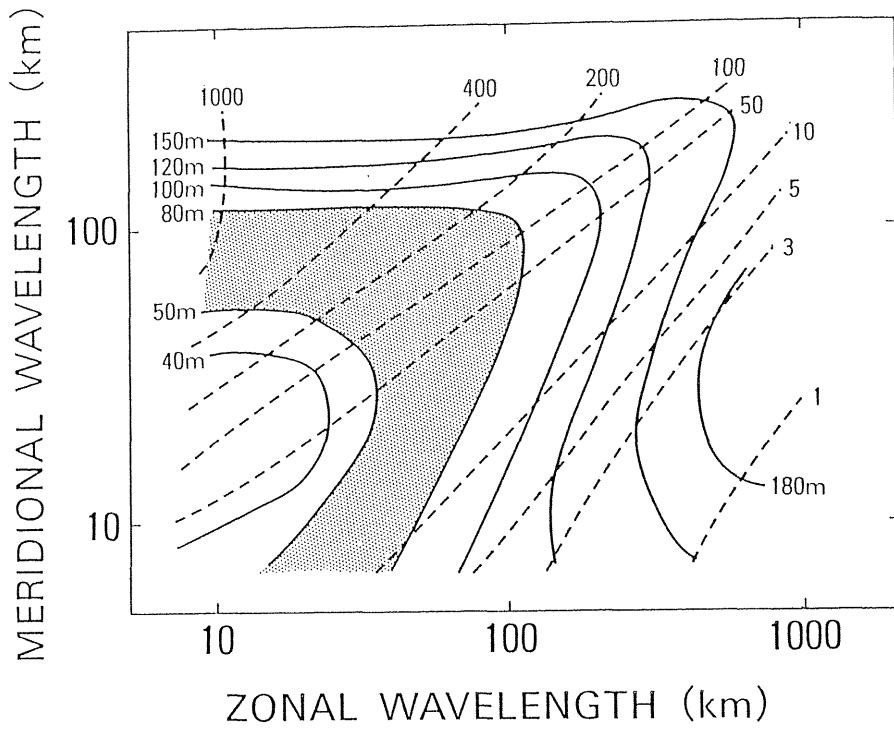


図59 振幅最大値 ( $|u|_{\max}/U_0$ ) とそれをとる高度での鉛直波長 ( $L_z|_{u_{\max}}$ ) を、東西波長 ( $L_x$ ) ・南北波長 ( $L_y$ ) との関係において計算した結果。LGO法の解を用いて、(a)  $L_x$  と  $L_y$  が同符号 (波面：北西-南東象眼) の場合；および (b)  $L_x$  と  $L_y$  が異符号 (波面：北東-南西象眼) の場合について示す。観測された階層 (ii) ~ (iii) に相当する  $L_z|_{u_{\max}}$  の領域に影を付してある。

れた(ii)や(iii)の階層の厚さ(の2倍)に相当する鉛直波長を最大振幅高度 $z_M$ でとり得るような波は、既に図59において示してある。これらの階層における風速変動振幅が碎波条件(3.7)を満たす $|u_H|$ (波源における振幅 $U_0$ で規格化)を $z_M$ でとるとしたときの波の条件を、最も簡単な停滞波の局所対流不安定について[ $z_M$ での基本場風速 $\bar{u}$ が観測された $|u_H|$ (の半分)と一致する]図60に示した。

これらの結果を総合すると、階層(ii)~(iii)を碎波ぎりぎりの突風の状態として生成し得るような慣性重力波は、図61に示したように

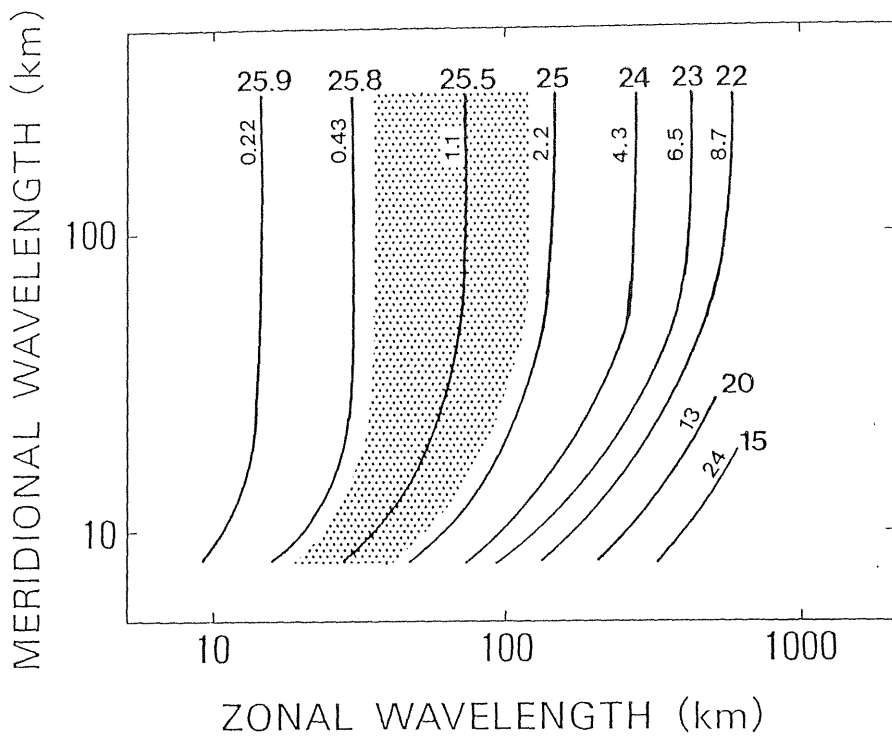
$$L_x \sim 50 \text{ km} \quad (3.8)$$

を中心とした東西波長帯域となる。つまり東西波長30~100kmが存在しないと、観測された突風層は生成され得ないということになる。図61にはこれまでに他の観測結果あるいは傍証から推定された波動要素などもまとめて記入してあるが、気球追尾から推定された波動要素の一部や東北地方の3本の山脈の東西幅(図62)が(3.8)とよく符合していることは、ここでの推定がかなりもつもらしいことを示唆していると言える。さらに波源振幅および南北波長に関する条件としては、図59において(3.8)の帯域に注目すれば、 $L_y \sim 100 \text{ km}$ の場合には $|u_H|_{\text{max}} \sim 200 U_0$  ( $U_0 \sim 0.005 \text{ m/s}$ )、また $L_y \sim 10 \text{ km}$ と仮定すると $|u_H|_{\text{max}} \sim 10 U_0$  ( $U_0 \sim 0.1 \text{ m/s}$ )が要請される。従って $L_y$ や $U_0$ の条件を絞り込むためには、重力波の発生源にまで遡った考察が必要になる。なお(3.8)は(1.14)の形の慣性化の条件ではクリティカルであり、観測された大階層の厚さは図10における非慣性波の場合と慣性波( $l/k < 0$ )の場合との間あたりに来るが、オーダーとしては良く合致している。従って(3.8)の波については、慣性化されたぎりぎりの所で碎波が開始すると考えれば良からう。

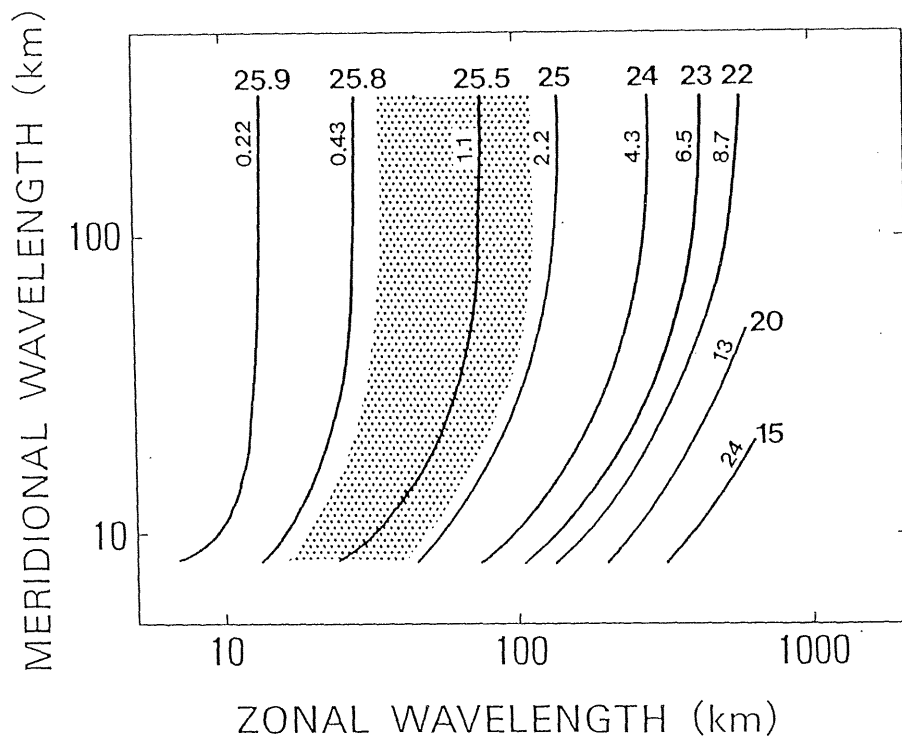
以上、主として地球自転と粘性の効果を中心に観測された階層構造を生成するための条件を論じてきたが、その結果はいずれも中部成層圏高度において慣性重力波としての碎波が起こることを支持している。つまり帯状流に変調されてDoppler周波数 $|\hat{\omega}|$ が $\sqrt{2f}$ よりも低くなると鉛直波長と水平波長の比は $f/N$ よりも小さくなり、重力波そのものがほとんど上传しない平べったい構造(図45, 図47, 図48)として観測されることになる。また臨界高度近傍の鉛直波長の短い状態でも分子粘性やNewton冷却の作用で逸散されることなく突風の状態が出現するためには、水平波長が50km程度の停滞波の存在が必須である。突風の生成と同時に碎波が開始するが、その際の碎波層全体の厚さは(1.22)式で見積られる階層(i)のスケール、1枚の突風層や乱流層の厚さの上限は碎波開始ぎりぎりの鉛直波長に相当する階層(ii)のスケールとなる。ただし1鉛直波長内で不安定域は局所的であるので、碎波高度直上の突風・乱流層の厚さは階層(iii)として識別され、碎波の進行や波の上传にともなって厚さは拡大し(ii)が観測されるようになる。1枚の層内において検出される(iv)以下の小階層は、これまでの重力波臨界層理論で予測されていたようなKH不安定波およびその崩壊後の乱渦であると考えられる。

### 3.4.3 碎波乱流による渦拡散の実態

中間圏界面弱風層の実現に必要な摩擦力を内部重力波の効果で表わすには、つまり波によって運ばれた運動量が基本場に付加される過程には、波が臨界高度近傍で碎波するか(Lindzen, 1981; Holton, 1982; 以下LH)逸散するか(Plumb and McEwan, 1978;



(a)



(b)

図60 振幅最大高度（大数字；単位はm）およびそこで砕波を開始するときの風速振幅（小数字；単位は m/s）を、いろいろな東西波長（ $L_x$ ）・南北波長（ $L_y$ ）について、図8および(3.6)のモデルにより、停滞波を仮定し、LGO法を用いて計算した結果。(a)  $L_x$  と  $L_y$  が同符号；(b)  $L_x$  と  $L_y$  が異符号、の各場合について示す。観測された階層 (ii) ~ (iii) の  $|u|$  を砕波開始値にもつような領域に影を施してある。

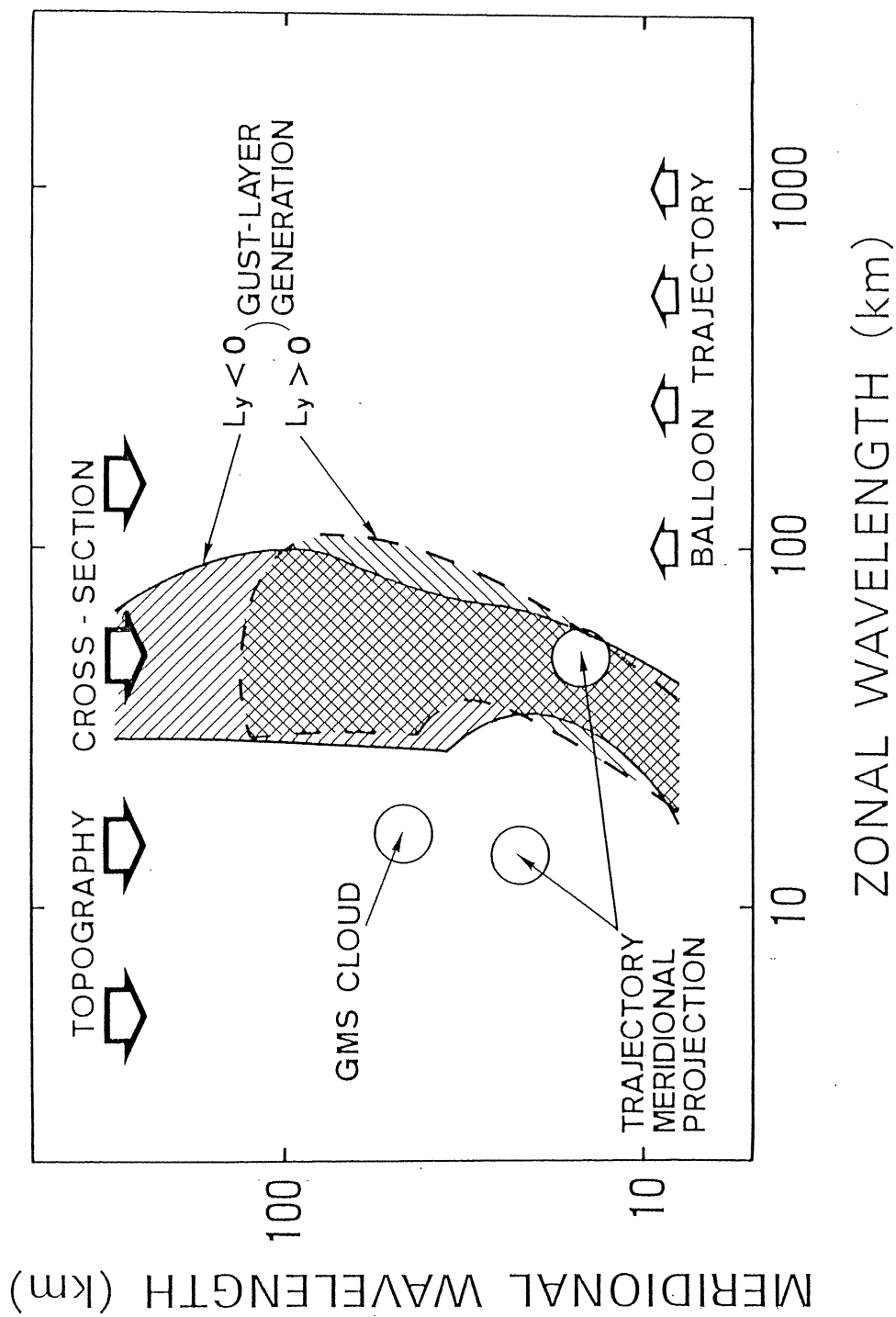
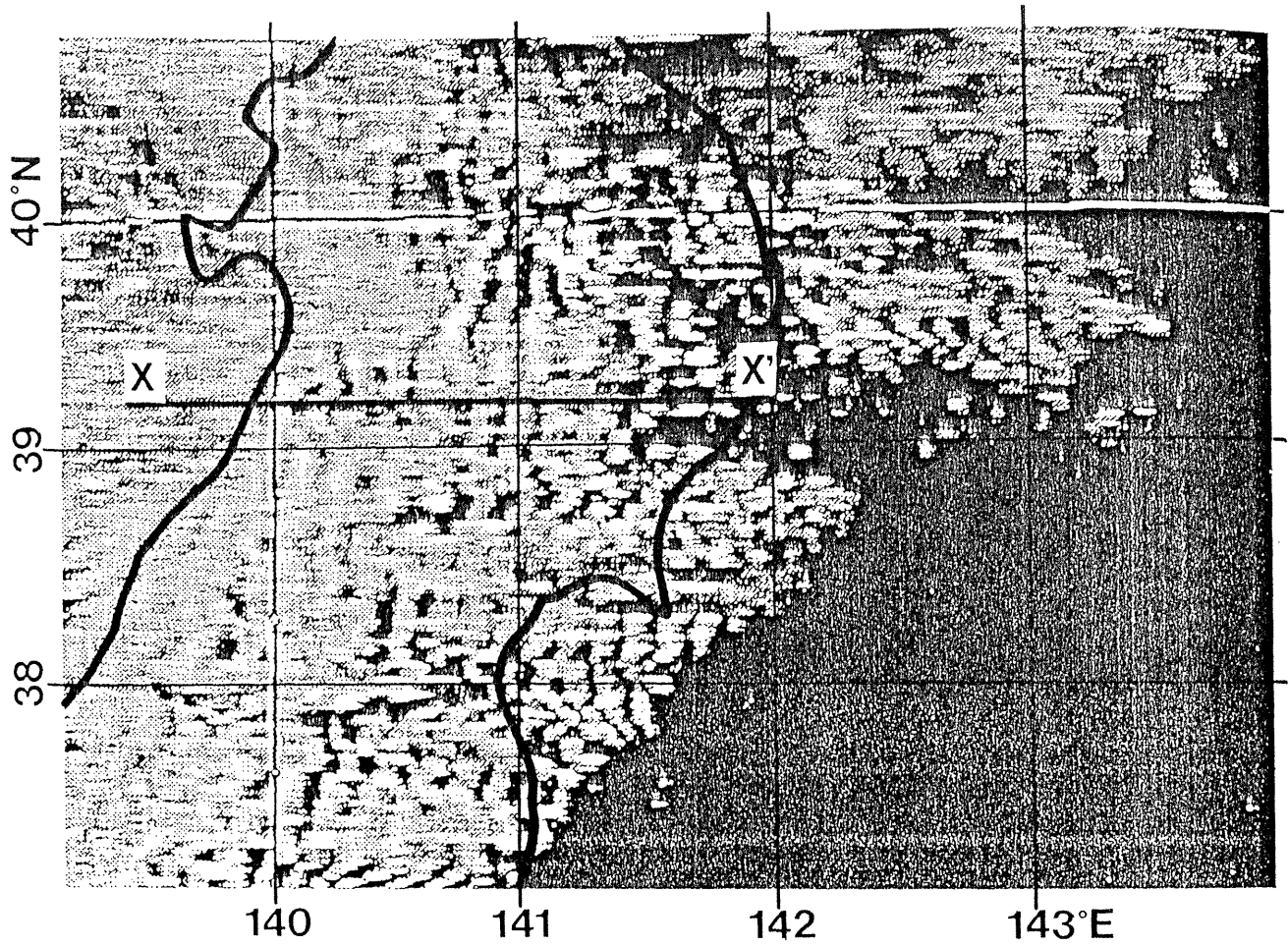
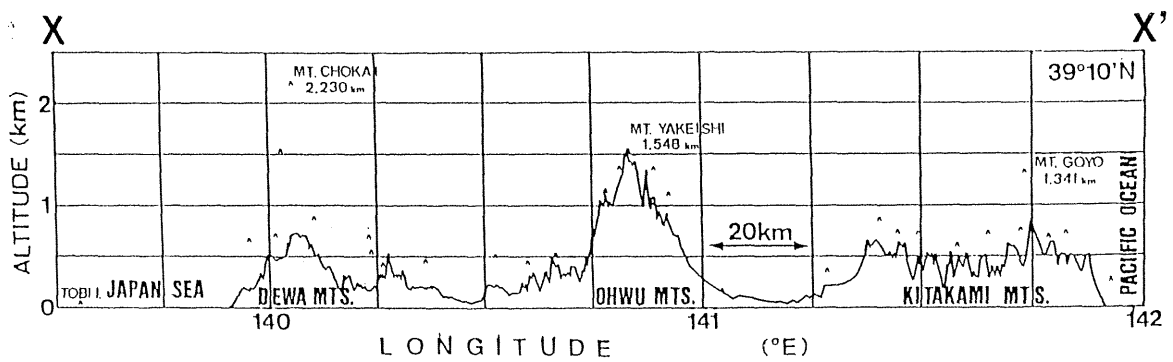


図61 観測事実に基づき、理論的考察を組み合わせることによって、直接・間接に推定された三陸付近の春秋における（慣性）内部重力波の波動要素。2種類のハッチ付した領域が、突風を伴う階層の生成に必要な波の存在領域である。詳細は本文参照。





(a)



(b)

図62 奥羽山脈の東側（対流圏内における風下）に波状雲が発生していることを示す気象衛星可視画像の例（a）〔1978年5月31日15時JST；小花（1979）より引用〕と、三陸大気球観測所付近の緯度における東北地方の東西断面図（b）〔国土地理院発行の20万分の1地勢図（一関・新庄・酒田）を用いて作成〕。

Matsuno, 1982) の二通りあることを §1.3 で述べた。これら両者の間には乱流が碎波の結果生じるか渦粘性として存在するかという違いがあるが、それらは本質的に不可分なものを便宜的に現わしたに過ぎない。§1.4.3 ではLHモデルを応用して重力波碎波による中部成層圏弱風層をシミュレートした。その際あるいは §1.2 において指摘したように、渦拡散係数の値自体が(特に下部成層圏では)観測でもモデル計算でもばらつき過ぎていたが、これを説明するためには重力波碎波乱流効果について観測事実に基づいて検討しなければならない。LH理論では振幅が碎波層内で飽和状態(3.7)を保つように減衰させるだけの強さを持ち、かつ充分小さく均質な碎波乱流が発生すると仮定していた(Holtonの p.794の脚注参照)のに対して、本研究の観測事実は中部成層圏における重力波碎波に伴う鉛直微細構造に階層的な局在性が存在することを示している。このような碎波乱流の非等方的分布については、§1.4.1 で紹介した線形理論から導かれる碎波層の構造からもある程度予想されていたことなのである。以下、鉛直方向の局所性についてLHパラメタリゼーションを部分的に修正することを考える。

まず最初に碎波条件(3.7)から得られる鉛直方向の振幅減衰率  $m_i$  ( $< 0$ ) を

$$|u_H| \cdot \exp \left[ \int_{z_B}^z m_i dz \right] = \alpha \cdot |\hat{c}_B| \quad z > z_B$$

(添字Bは碎波開始高度での値を意味する)、すなわち

$$m_i = -\partial (\ln |u_H / \hat{\omega}|) / \partial z \quad z > z_B \quad (3.9)$$

を満たすように取る。一方  $\omega$  に微小虚数部  $\omega_i$  を許して得られる  $m$  のTaylor展開から

$$m_i = \int m \left[ m + \frac{\partial m}{\partial \hat{\omega}} (i \omega_i) + \dots \right] \approx \omega_i / Wg \quad (3.10)$$

とする。さらに  $\omega_i$  ( $< 0$ ) を波の指数減衰率とみて拡散方程式:

$$\frac{\partial}{\partial t} + \dots = \frac{\partial}{\partial z} (K_{zz} \frac{\partial}{\partial z})$$

と関係付けることにより

$$\omega_i = -m (m' + m) \cdot K_{zz} \quad (3.11)$$

と書く。ここで  $m$  はここまで用いてきたのと同じ波の鉛直波数であるが、 $m'$  は

$$m' \equiv \int m (\partial K_{zz} / \partial z) / K_{zz} \quad (3.12)$$

で定義される渦拡散係数の鉛直変化率である。

以上において  $\alpha = 1$ ,  $m' = 0$  としたものがLHパラメタリゼーション方式である。実際、(3.9)-(3.11)の3式から  $m_i$  と  $\omega_i$  を消去し、 $Wg$  と  $\hat{\omega}$  の定義式を代入して

$$K_{zz} = -\frac{k \bar{u}_z}{m^2} \cdot \frac{\partial \ln |u_H / \hat{\omega}|}{\partial m} \cdot \left(1 + \frac{m'}{m}\right)^{-1}$$

とし、簡単な2次元・非慣性・非粘性・断熱内部重力波のWKB近似解 ( $|u/\hat{\omega}| \propto |m|^{3/2}$ ,  $F_w \equiv -\partial \bar{u} \bar{w} / \partial z = 3 \bar{u}_z \cdot \hat{\omega}^2 / k N$ ) を用いると

$$K_{zz} = \frac{3k\bar{u}_z \hat{c}^3}{N^3} \left(1 + \frac{m'}{m}\right)^{-1}$$

$$= F_w \cdot \frac{\hat{c}}{N^2} \left(1 + \frac{m'}{m}\right)^{-1} \quad z > z_B \quad (3.13)$$

となり、明らかに  $m' = 0$  のとき §1.4.3 のLHモデル(1.26)と一致する。なお2次元・非慣性・非粘性・断熱の場合には、 $\alpha$ は定数である限り  $m$  について解いた(3.9)式の形に何ら入り込まないので、局所KH不安定でも同じ結果が得られる。以下では、観測された各階層(表7)に対応する  $m'$  の大きさについて考察する。

LHパラメタリゼーションでは臨界層全体に  $m' \sim 0$  を適用したのであったが、観測された臨界層である階層(i)は均質乱流場ではなく全体的な循環もないようである。すなわち砕波乱流層における渦拡散は(ii)以下の各階層が担っており、

階層(ii)については	$m' \sim m$ ;
階層(iii)については	$m' \sim 2m$ ;
階層(iv)については	$m' \sim 2em$ ;
階層(v)については	$m' \sim \infty$

のようになると予想される[階層(iv)については外部波を仮定している;  $e$ は自然対数の底]。従って、砕波初期の渦径がほとんど鉛直波長と同じスケールのとき[階層(ii)-(iv)]はLHモデルの約半分の値、砕波が進んで  $m' \gg m$  となったときには彼らの見積りよりもずっと小さい拡散係数となることがわかる(図63参照)。なお観測事実はある場所における卓越した波動要素や励起継続時間はかなり限定されていることを教えており、実用的なパラメタリゼーションの方式については、今後の観測の蓄積あるいは数値計算の実行などの結果を待った上で、もう少し検討が必要であろう。しかし(3.13)から確かに言えることは、弱風層を作る渦拡散  $K_{zz}$  を与えるための重力波運動量フラックス  $F_w$  は、LHモデルよりも現実には多めに必要となるということである。§1.4.3のLHモデルでは実測された山岳波の  $F_w$  が同緯度上にわずか10%分布すれば成層圏弱風層が生成できたが、上の考察からそのような山岳波はもっと密に分布してよいことになる。この修正は、成層圏での活発な重力波砕波(飽和)という§3.3.3で得られた描像の一つの傍証となる。

このように砕波乱流による渦拡散の実態は非常に非均質で複雑なものとなるので、観測結果に既存の相似理論的解析法を適用して鉛直渦拡散係数を算出しても絶対的な意味はなく、輸送モデルなどに外的パラメタとしてこれを取り入れる際には、取扱うスケールやトレーサ緩和時間により違う値を用いる必要がある(付録C参照)。弱風層生成の場合でも砕波(LH)モデルなら飽和減衰に伴う運動量フラックス発散(Reynolds応力)が基本流減速に本質的なので問題ないが、逸散モデル(Matsuno, 1982)の渦粘性にこれを入れる場合は注意を要する。中間圏界面については木田(私信)が最近プリミティブ方程式の直接数値積分を提案してこの不明確さを回避しようとしている。ここで繰返し強調すべきはこれまで無視されてきた慣性効果が特に成層圏では本質的であること

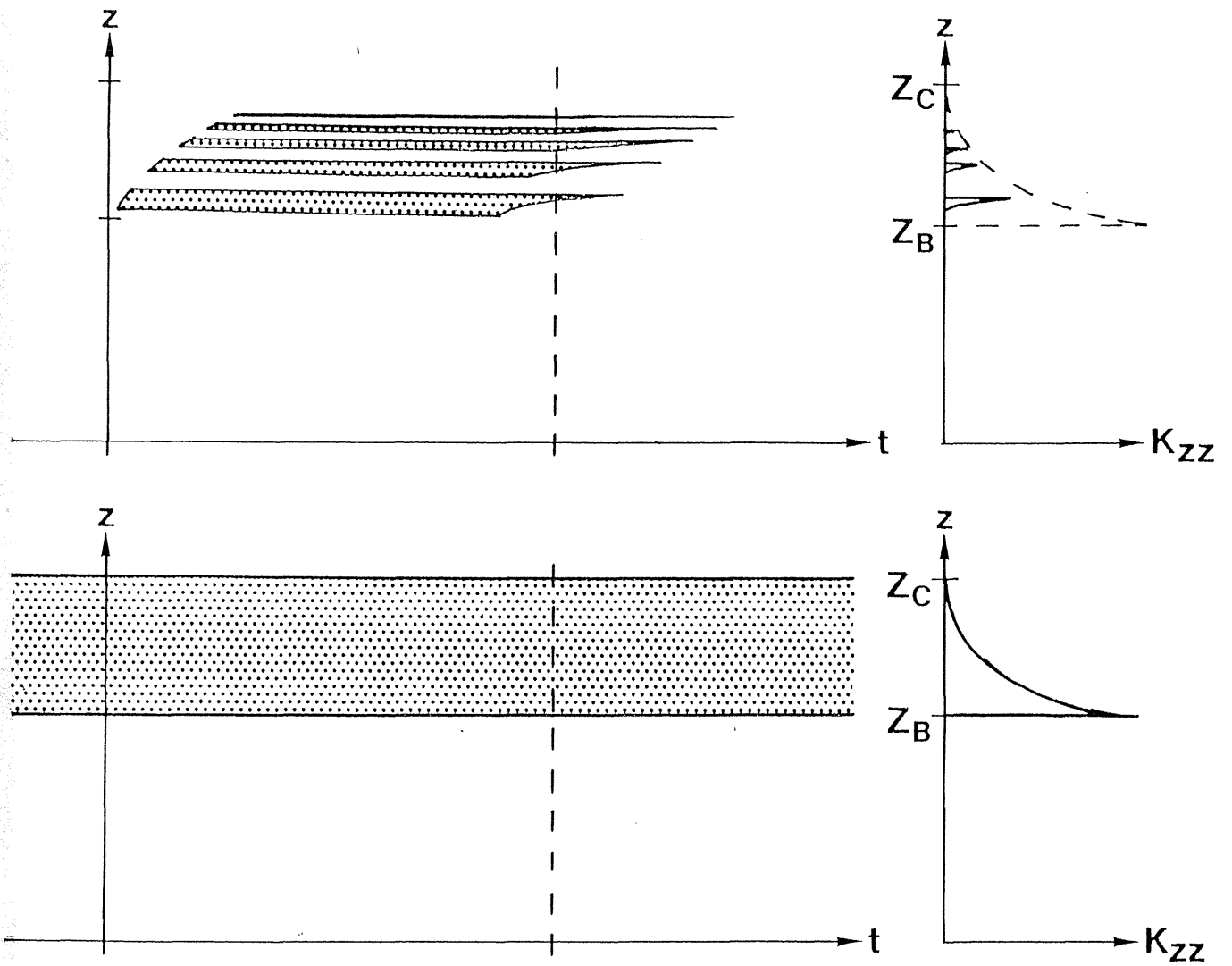


図63 碎波乱流による渦拡散係数の鉛直分布の模式図。上は観測に基き階層構造を取り入れた場合（詳細は本文参照）；下はLindzen (1981)およびHolton (1982)のパラメタリゼーション方式が表現する状態 [図13(a) 参照]。

で、慣性重力波も帯状地衡流を減速するのは同じであるにせよ (§ 1.4.2 参照)，帯状平均としての慣性振動や軸対称等温位面運動による移流が加わって別の複雑さが生じる (付録 A)。平均慣性振動の生成は (慣性振動数に近づくと碎波してしまうはずであるのに) 準慣性振動卓越が観測されている事実 (§ 1.2 の引用文献参照) を説明するのに不可欠である。また等温位面運動は，大規模鉛直輸送においては碎波乱流などの真の拡散よりも重要な一種の準水平渦拡散作用をなして Lagrange 的子午面循環 (放射による駆動 + Rossby 波効果) に拮抗していると言われる (付録 C)。

§ 3.4.1 でも触れたように，最近 Fritts and Dunkerton (1985) は碎波乱流の局在性について類似の描像を独立に純理論的に提出し，やはり L H モデルに減速作用の過大評価があると結論している。しかし彼らは § 1.4.1 の範囲内で予想できる大きい階層 (ii) の臨界層全体 (i) からの分離を指摘するにとどまり，さらに細かい不均質性は考えていない。また L H モデルの評価についても先の考察と異なり，渦粘性 (運動量の均質化) が渦拡散 (熱や物質の均質化) と一般に同じでないことに注目して，局所不安定の調節は基本流減速効果よりもむしろ熱的成層を変える作用が大きいとしている。これに関連して田中 (私信) は，完全な中立波動では非加速定理 (1.3) により運動量のみは厳密に保存される [ $Pr = 0$ ;  $Pr \equiv (\text{粘性係数} / \text{拡散係数})$  は Prandtl 数] のに対し，完全な均質等方性乱流では全ての物理量が乱渦に付随する ( $Pr = 1$ ) としている。つまり Fritts-Dunkerton は重力波碎波乱流が  $Pr < 1$ ，つまり波と乱流 (場の一形態) との間接的状态と考え，運動量が L H 理論ほど完全には基本場へ移されないとしたのである。本研究の観測的成果からは，(おそらく分子粘性に抗し得る最小の) 階層 (v) においては局所的に  $Pr = 1$  が実現し，それより大きい階層ではやはり  $Pr < 1$  となるのであろうと推論される。つまり Fritts-Dunkerton 的な碎波乱流局在性による L H モデルの修正にも，階層的鉛直微細構造の存在は本質的に関連してくるはずであると言える。

このような問題については，温度などの量についてもやはり本研究における風速観測と同精度・同分解能の観測をしかも同時に行なって確認すべきであるが，筆者の現在までの検討ではまだ技術的に壁があることは否めない (§ 2.3.1 の ①~③ の条件を満たす気球搭載温度計は風速計の開発以上に難しい)。成層圏乱流場における  $Pr$  の値という目的では，Barat and Amedieu (1981) の気球による風速・オゾン濃度微細変動同時測定，Barat and Bertin (1984b) のレーダによる風速・温度同時測定などがあるが，重力波碎波という観点からの解析はなされていない。また § 1.2 の最後に述べた拡散係数の大きすぎるばらつきについても，階層構造の存在による等方的拡散概念そのものの不適合，および  $Pr$  などの不明確による観測量から拡散係数を導出することの困難の両方に起因していることは確実である。本研究で確立された風速微細変動測定方法に他物理量の測器を付加することは，一つの重要な将来課題であると言えよう。

### § 3.5 中層大気における内部重力波の伝播と碎波

これまでの議論をもとに，(慣性) 内部重力波が対流圏から生成・伝播して来て成層圏で階層構造を形成しつつ碎波する (一部はさらに上传して中間圏へ到達する) までのシナリオを作ると次のようになる：

- ① 【発生と下部対流圏での選別】対流圏内で地形起伏などにより強制された重力波のうち、大振幅のものは非線形効果でつぶれ、また極めて小振幅のものは対流圏内の大きな渦粘性で逸散し、適当な振幅のものが生き残る；
- ② 【上部対流圏での選別】水平波長の短すぎるものは、帯状流速による変調で次第に Doppler 周波数が Väisälä-Brunt 周波数に近づき、ついには外部波となって上方への伝播を遮蔽されてしまう；
- ③ 【下部成層圏での選別】成層圏内に侵入するもののうち、東西波長が 500km より長くかつ南北波長が 50km より短いものは、粘性・Newton 冷却で減衰する；
- ④ 【中部成層圏での選別】帯状流に変調されて Doppler 周波数が次第に小さくなり、東西波長の長いものから次々と臨界層に達しそこで上传できなくなるが、このとき粘性などの効果よりも先に地球自転による慣性効果が卓越する；
- ⑤ 【突風の形成】臨界層の内部では増幅と鉛直波長の減少が急激に起こり、臨界高度までの間は波と碎波乱流との共存で階層構造が生じるが、このとき東西波長が 50km 程度のものは突風的な様相を呈する（但し碎波は波そのものが非線形化して起こるのではなく局所不安定に伴ってちびりちびりと起こる）；
- ⑥ 【碎波乱流の生成】碎波は波による鉛直構造が最も不安定な場所で開始し、その進行過程においては局所 KH 波または局所対流の発生から次第に崩壊して 1m に満たない大きさの乱渦まで変化するので、さらに細かい階層構造が生じる；
- ⑦ 【上部成層圏への透過】中部成層圏の帯状流速が厳密には 0 でない冬期においては、振幅が小さい波や東西波長が短い波は中部成層圏には臨界層を作らず（鉛直波長も鉛直群速度も大きいまま）さらに上方へ伝播してゆく；
- ⑧ 【中間圏での消滅】密度成層の増幅作用による崩壊、粘性などによる減衰を受けなかったものも上部中間圏内では臨界層に入って碎波するが、このいずれの過程においても慣性効果は現れにくい。

このシナリオに含まれる諸過程のうち、③④⑤⑥については前節までの議論でほぼ充分であろう。残りの部分は本研究では直接明らかにされた情報はないが、①の過程においては停滞波を仮定しても観測事実の解釈に特に矛盾はなく、さらにいくつかの結果はかなり濃厚に地形起源の波の存在を暗示していることもあって（図44, 図61）、少なくとも中部成層圏高度において地形性重力波が卓越していることはかなり確からしくなっている。また②については、①の波源が明らかになればこれまでに蓄積のある山岳波の研究を拡張して直ちに論ずることが可能である。例えば図62に示した波状雲に相当するスケールの停滞波は対流圏界面ジェットを通過できるかどうかクリティカルであるが、より長波長の東北地方の3つの山脈による波(3.8)があれば十分に成層圏へ侵入可能である。最後に⑦⑧については、既に Lindzen (1981) や Matsuno (1982) 以来指摘されているように地形性の波が中間圏ジェットを越えて影響を及ぼすことは少なく、さらに慣性効果による臨界高度のずれ（例えば図8参照）をも考慮すれば、帯状風速とかなり差のある位相速度をもつような波のみが上部中間圏へ到達できる。しかしこの後者でも、大部分が碎波・粘性・Newton冷却などにより中部成層圏より低い高度で消滅してしまった残りの、ごく一部だけが中間圏界面高度の大循環に貢献できる。

繰返しになるが、本研究の最大の成果は⑤と⑥を観測により新たに確認したことである。これまで断片的な描像しかなかった成層圏乱流を、碎波理論と観測システムとを相

互に有機的に結合させつつ確立したことにより，対流圏起源の内部重力波による碎波乱流として解明することができたのである。特に階層構造の発見は，重力波碎波の理論的研究にフィード・バックされて，今後より現実的な中層大気モデルを作る上での課題を提供したことになる。なお中間圏では確かに粘性が大きくなるが，もし長波長あるいは長周期の波（例えば潮汐波や赤道波など）があれば成層圏と相似な碎波状態となること，一旦碎波が起こればやはり階層的な構造をもつことなどは，十分に考えられる。いずれにせよ，Matsuno 以来中間圏界面を説明するための運動量フラックスに関連して指摘された，成層圏における（位相速度によるものから予想される以上の）厳しい選別の存在は，本研究によって観測的検証と理論的解釈の両面から達成されたことになる。

## 第4章 結 論

中層大気（成層圏・中間圏・下部熱圏）では，対流圏起源の内部重力波とその碎波乱流が大循環や大気拡散を論ずる上で重要な役割を果たしていると言われてきたが，定量的観測に立脚した研究は立ち遅れていた。本研究では，波源から碎波乱流消滅までの全力学過程についての現実大気での検証を目標に，観測し得る現象の理論的裏付け（第1章）と必要な測器の開発（第2章）を行ない，さらにそれを用いて実際に中部成層圏を観測した（第3章）。まず気球追尾によるLagrange的風速変動資料から，主に次のような内部重力波に関する観測結果が得られた：

- ①波面の平たい右旋偏波した周期数時間以上の波の存在；
- ② Doppler周波数 $|\hat{\omega}|$ の小さい波ほど波面が水平に近づくこと；
- ③Lagrange的パワ・スペクトルはほぼ $|\hat{\omega}|^{-2}$ 則に乗ること。

一方，気球搭載風速計による鉛直スキャン資料からは，以下のような乱流の微細構造に関する発見がなされた：

- ④いわゆる成層圏乱流は，過去の観測や理論に現われる数100m程度の厚さの包絡的構造の中に，「突風」（厚さ数10m程度）や「巻き波」（鉛直スケール数m程度）を含んだ「階層的（hierarchical）」なものである；
- ⑤突風階層は，1m/sを超える風速変動振幅，鉛直波数の-3乗則に乗るパワ・スペクトル，薄い構造（水平規模数100km または1日弱におよぶ存続時間），および微細変動への埋没を想起させる過渡的様相をもっている；
- ⑥巻き波階層は，1m/s弱の風速変動振幅，および下方ほど不鮮明となるような過渡的様相をもっている。

以上の観測結果を理論的予測と照合すると，①～⑥のどれもが「波が臨界層へ向け伝播しそこで碎波しつつ平均場に吸収される」という力学的描像と矛盾しないことが確認できる。本研究によって得られた内部重力波・碎波乱流の実態およびそれに対する解釈は，以下のようにまとめられる：

- (I) 階層構造④は（線形臨界層での）重力波碎波特有の不均一性，すなわち波の構造を多分に残したまま徐々に碎けることの反映であり，巻き波階層⑥はゆっくり上伝している波の位相（すなわち突風階層⑤）の不安定部分にのみ生じ，さらに⑤は包絡されて臨界層（碎波高度－臨界高度間）相当の階層を組織する；
- (II) ②③に見える長周期重力波の卓越，④⑤⑥に現われた薄い構造の存在，特に⑤の突風の様相の実現などから，中部成層圏高度における重力波の碎波過程においては粘性・Newton冷却の効果より地球自転による慣性効果が先に現われる；
- (III) 観測された④⑤⑥を実現し得る一つの解は東西波長50km前後の地形性重力波で（本観測以外にも傍証あり），これが三陸付近の春秋の中部成層圏において慣性化直後に飽和し（I）の形式で碎波していると考えて何ら矛盾はない；



- (IV) 上とは別に観測高度では未飽和のスペクトル③を構成する波が存在し、その総パワーには上部対流圏の観測例との間に密度減少補償分の増幅が認められない；
- (V) 以上から、対流圏起源の内部重力波（停滞波が卓越）は中部成層圏高度に達するまでに大部分は次々と飽和・砕波し尽くし、この高度の弱風の生成・維持に寄与しているとするTanaka and Yamanaka (1985)の理論的予測は概ね裏付けられた；
- (VI) しかしながら成層圏乱流の実体は主として巻き波⑥とその崩壊後の乱渦であって、空間的には（I）に従って局在し、また上传してゆく波に取残された後は観測された様相をたどって減衰するから、このような階層構造の特性を含まない砕波摩擦効果の表現式（Lindzen, 1981）は一般に過大評価を与えていることになる。

本研究は、限られた季節と場所における観測に基づくケース・スタディではある。しかしながらこの研究の成果は、これまで（成層圏に限らず）理論的予測の域を出なかった内部重力波砕波の諸過程を初めて検証し、さらに既存理論の修正や発展へのヒントを得た点において、かなり普遍的なものであると言える。そこで今後の研究課題としては、第一に今述べたヒントに基づく現実的な成層圏弱風層のモデリング、第二にここで確立された手段による観測を繰返して定量的資料を蓄積してゆくことにより内部重力波・砕波乱流の季節的地理的分布などを確認すること、などが指摘されよう。特にこの第二課題については、大型レーダなどに比べ観測場所や時間に制限が少ないという気球観測の利点を生かしたいくつかの長時間広範囲観測に対する具体的計画を、筆者はすでに立案している（山中他, 1983a; 山中, 1984）。

## 謝 辞

宇宙科学研究所の西村 純教授と広沢春任教授には、観測の全般にわたって便宜と助言を頂いた。論文の執筆完成を含め本研究の大部分は両教授の厚意の下に同研究所気球工学部門においてなされたものであり、特に実験的な側面については松坂幸彦技官・山上隆正助手との協同で行なわれた部分が少なくない。そのほか本研究の遂行過程において助力を賜わり、あるいは有益な議論や情報交換をさせて頂いた方々を以下に記し、併せて深甚の謝意を表するものである（アルファベット順，敬称略）：

秋山弘光・Ben Balsley・Jean Barat・Daniel Cadet・Timothy Dunkerton・藤井正美  
・深尾昌一郎・Dave Fritts・林 真・林 祥介・林田佐智子・籾田元紀・広田 勇  
・James Holton・石坂 隆・伊藤富造・神沢 博・加藤 進・木村龍治・小林愛樹智・  
粕 豊・Vincent Lally・Richard Lindzen・増田 章・松田佳久・松野太郎・丸山  
健人・Michael McIntyre・三村和男・宮原三郎・並木道義・太田茂雄・岡部選司・佐々  
浦映展・佐藤進司・塚本茂樹・Ka-Kit Tung・瓜生道也・Thomas VanZandt・Richard  
Walterscheid・横山辰夫・吉沢宣之。

なお本研究の一部は、日本学術振興会奨励研究員研究費の補助を受けた。

A. 慣性重力波臨界層における平均流生成

本項では、§1.4.2 で得られた慣性内部重力波の臨界層(1.20)の奇妙な性質の物理的意味を、Yamanaka (1985c)に従って考えてみることにしたい。特に、「弁」効果や転移高度の存在の意義、および波面の向きに依存した吸収率の意味とその臨界高度遠方（あるいは非慣性波）の場合との相違の理由などは、観測との比較の際にも重要となると予想される。これらを考える糸口となるのは、回転成層流体としての基本場には「傾圧性 (baroclinicity)」と呼ばれる特性が存在することであり、すなわち等密度面（無浮力面；もし圧縮性大気なら等温位面となる）が水平面と挟角

$$\alpha \equiv \tan \alpha \equiv \frac{\partial(\ln \bar{\rho})/\partial y}{\partial(\ln \bar{\rho})/\partial z} = - \frac{f \bar{u}_z}{N^2} \quad (\text{A. 1})$$

をなして斜交するということである。しかるに臨界層内での分散関係(1.21)は傾圧性に強く依存しており、これこそがこの層内でWKB近似 ( $\bar{u}_z \rightarrow 0$ ) が使えないことの物理的意味である。また非回転系ではMiles-Howardの定理(1.1)により不安定波が絶対に存在し得ない状況を設定できるが、回転成層系では空気塊が水平面と等密度面に挟まれた方向に変位するときには傾圧不安定が発生する可能性がある (§1.1 参照)。実際、(1.15)式を適当な境界条件下に固有値問題として解くと、傾圧不安定モードが現われる (Eady, 1949; Stone, 1966; Gambo, 1970; Tokioka, 1970; Matsuda, 1984)。そこで以下ではまず、空気塊の運動が波面上の二次元振動となる（完全な横波のみ存在）という Boussinesq 流体の特性を利用して、中立波と仮定して求めた波の構造が傾圧不安定（波面が等密度面と水平面との間に存在）とならないかどうかを検討してみる。

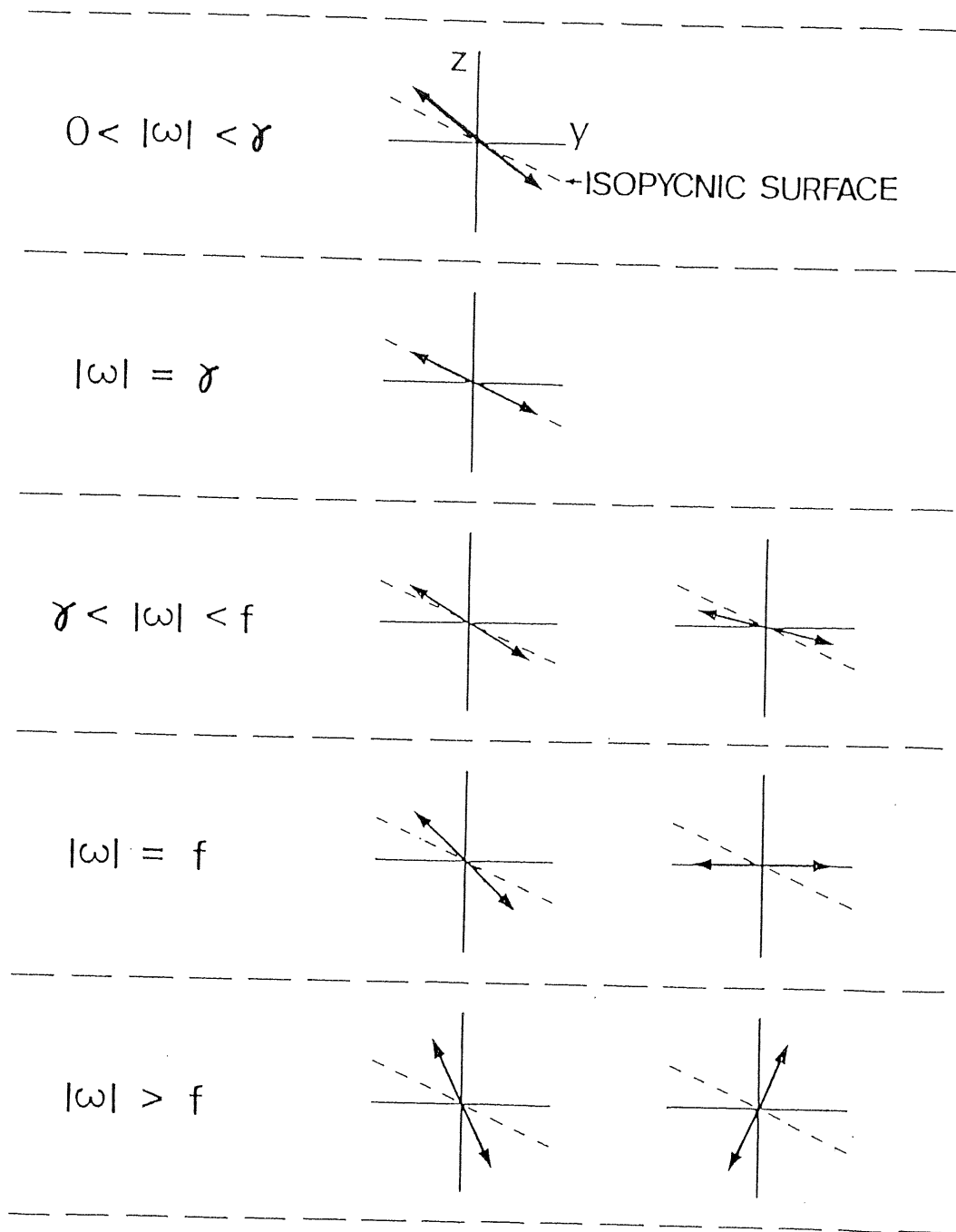
最初に、臨界高度で完全吸収 [(1.17)の値が0] される  $k=0$ （波数ベクトルが子午面内）の波を考えると、基礎方程式はすべて定係数となって平面波厳密解が存在し（基本流は直交する波動を Doppler 変調しない；つまり  $\hat{\omega} = \omega$ ）、臨界高度も転移高度も存在しないかまたはいずれか一方の状態が全高度領域に拡大された状態となる。 $|\hat{\omega}| > \gamma$  ( $= f \sqrt{1 - 1/J}$ ) のとき鉛直波数  $m$  を与える分散関係式は(1.21)で  $k \rightarrow 0$  として直ちに得られ、 $|\omega| \rightarrow f$  となる極限（臨界高度状態）では

$$l/m = 0 \quad (\text{波面} = \text{水平}) \quad (\text{A. 2})$$

と  $l/m = 2\alpha$  の2個のモードがある。また  $|\omega| = \gamma$  のとき（転移高度状態）は

$$l/m = \alpha \quad (\text{波面} = \text{基本場等密度面}) \quad (\text{A. 3})$$

となるモードのみが存在する。一般に、臨界高度で非正則、吸収、(A. 2)となるものは  $\gamma < |\hat{\omega}| < f$  で傾圧不安定の必要条件を満たすこと、また(A. 3)から、臨界層上端にある転移高度では浮力復元力が0となることがわかる (図A1)。次に臨界高度吸収が生じない  $l=0$  の場合については、 $|\hat{\omega}| \gg \sqrt{2} f$ （臨界層外状態）でのみ準平面波近似



図A1 子午面内方向の波動 ( $k = 0$ ) に伴う空気塊振動面の子午面上の投影図。

としての有効な局所分散関係式が得られ、空気塊の軌道には基本場等密度面と水平面とで挟まれた（つまり不安定必要条件を満たす）二つのセクタが存在し、 $|\hat{\omega}| \rightarrow \sqrt{2} f$ （臨界層下端状態）となるに従い無視できなくなる大きさとなる（図A2）。以上の考察から、慣性重力波臨界層内の運動は一般に傾圧不安定となり得ると言えるが、例えば砕波の際の飽和仮説（§§1.3, 4.2など参照）のような何らかの調節機構を与えない限り波は中立のままであることに注意すべきである。

上述の過程とは関わりなく臨界高度ごく近傍では§1.4.2で導いたような局所成層不安定調節に対応する吸収(1.17)が現われ、この大きさが波面の向き（ $\ell/k$ ）に依存していることは傾圧性を含んだ分散関係に支配されていることによる。一方、波面（空気塊振動面）のシア効果による回転で水平面と等密度面のどちらと先に一致するかは波面の向きに依存し（図A3）、波面の傾き（ $\ell/m$ ）は分散関係を通じて Doppler周波数 $\omega$  および群速度 $W_g$ を規定する。従って波束が転移高度に達して後に臨界高度吸収を受けるか、または転移高度に達する前に臨界高度で吸収されるか、は波面の向きによって決まることになると言える。このような考察から、慣性重力波臨界高度の弁効果は基本場に傾圧性という南北方向異方性が存在することによると言える。しかし波が臨界層外から伝播する場合は臨界層全体の吸収率は非慣性波の場合の(1.6)と同形（Richardson数を3次元擾乱に対する $J'$ とする）とならねばならず、この矛盾を解くためには「臨界高度近傍の砕波」以外の吸収機構を考えてやる必要が生じる。もし水平波長が充分短い場合 [(1.23)を満たさないような厚い乱流層を生成するとき] は、(1.8)などの厚さをもつ「非慣性波的砕波」乱流層が慣性重力波臨界層(1.20)を覆って生じ、§1.4.2で厚さの式(1.22)を求めた砕波乱流層が臨界層内部に存在する二重構造となると考えればよい。これに対し非慣性波的砕波が起こり得ない長い波の場合は、この段階までには未知の吸収機構を慣性重力波臨界層内で見いださねばならない。

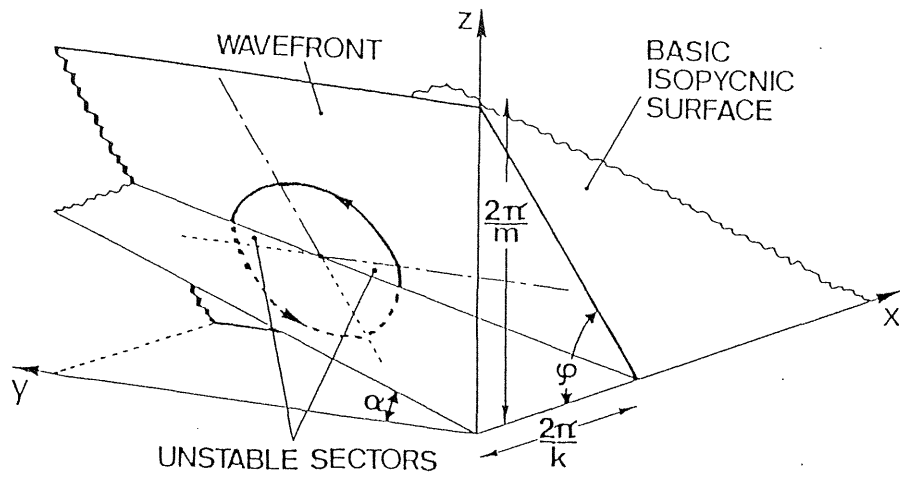
内部重力波の非加速定理(1.3)および吸収による流れの加速という概念は、非回転系すなわち慣性系においては一応物理的解釈まで含めて厳密に確立されている（§1.3）。つまり砕波あるいは逸散していない波のもつ運動量は慣性系に固定されているので、回転系では系の回転に伴う空気塊の実質的変位効果にみ合うだけの運動量発散が Euler的記述では臨界高度に限らず生じ、また発散された運動量による2次的平均流も直線的带状流ではなく時間的空間的構造を有するものと期待される。言い換えれば、慣性重力波については角運動量が波束に付随して運ばれ、非加速定理に相当するものは

$$|\hat{\omega}| \neq f \quad \text{ならば} \quad \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u - f \eta}) w = 0 \quad (\text{A. 4})$$

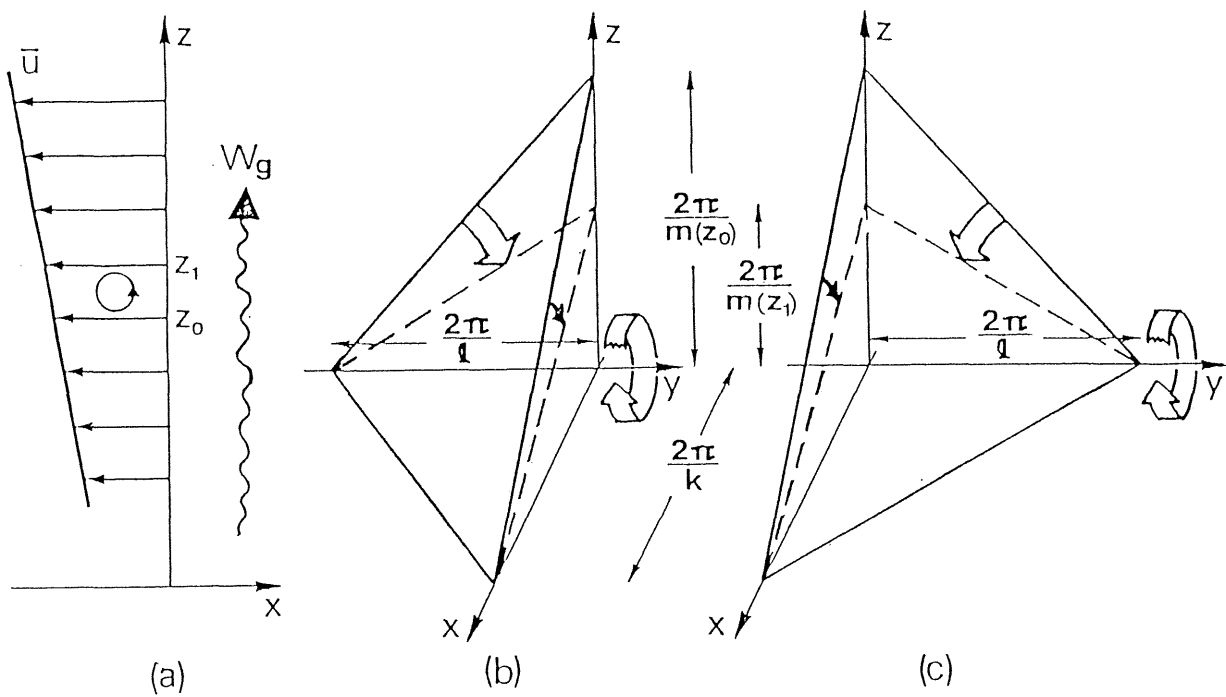
（ $\eta$ ：空気塊の北向きLagrange変位）という形となる。しかし慣性系での非加速に対応して波の（角）運動量発散はやはり臨界高度(1.16)に限られることが、Lagrange的記述で厳密に証明できる（Jones, 1967; Uryu, 1973; Andrews and McIntyre, 1978b）。また、慣性重力波臨界層(1.20)の下端 $|\hat{\omega}| = \sqrt{2} f$ では $J \gg 1$ のとき

$$\sqrt{k^2 + \ell^2} / m = \pm f / N \quad (\text{A. 5})$$

となるから、もし臨界層内で波の運動量発散（上式左辺がそれを担う空間の縦横比）があっても地衡風調節されにくく（Rossby, 1937）、带状流加速には貢献しにくい。



図A2 带状流方向の波動 ( $l = 0$ ) に伴う空気塊の軌道。



図A3 基本流シア- (a) による, (b)  $l < 0$ , および (c)  $l > 0$  の内部波の波面の回転。

ところで、実際に波について2次の Euler的な連立方程式系を作って東西方向に平均し、これを1従属変数に関する1本の方程式に直したものは

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2\right) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + 2f \bar{u}_z \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y \partial z} + N^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{A. 6})$$

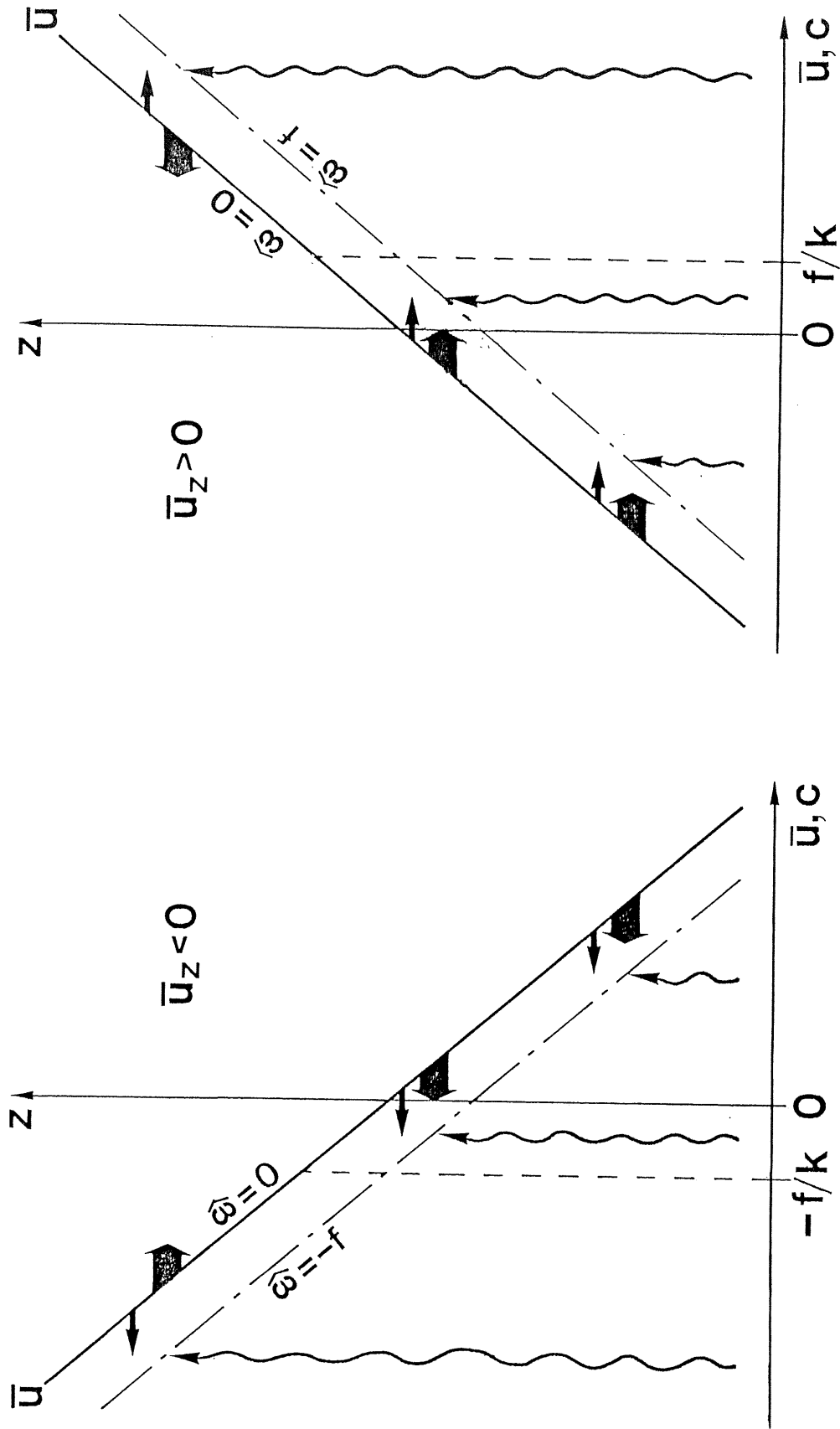
となり、傾圧不安定理論で「対称不安定 (symmetric instability)」と称する問題に現われるものと全く同じになる (但し後者では波について1次)。従属変数  $\Psi$  は、いわゆる「変換 Euler平均 (transformed Eulerian mean)」子午面流線関数に相当し、

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - \left( f \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \bar{u}_z \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right), \quad V = - \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{1}{f} \frac{\partial \bar{u} \bar{w}}{\partial z}, \quad W = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

で波について2次の Euler的平均運動 ( $U, V, W$ ) と関係付けられる。(A. 6)式の基本解はStone (1966)によって完全に求められており、それによれば卓越する解は慣性振動および軸対称等密度面振動 ( $J < 1$  のとき時間的増幅) の2種となる。(A. 6)式はまた慣性重力波の支配方程式(1.15)において  $k = 0$  としたものと本質的に同じであり、上記2種の平均運動はそれぞれ臨界高度および転移高度状態に相当しているが、先述のようにこの場合の解は厳密に平面波となるので領域内に特異点は存在しない。問題は、元の(1次の)慣性重力波の臨界層(1.20)でどのようにしてエネルギーや運動量がここで求められた平均運動に変換されるかである。

Yamanaka (1985c)は一つの仮説として、1次の波と上記2種の2次平均運動との間の共鳴相互作用を考え、臨界高度近傍では波は無小粘性(1次の解の接続に必要)により時間的に減衰し波と共鳴的状态にある慣性振動が残り、また転移高度近傍では同様にして軸対称等密度面振動が残るとした。この説では慣性振動は波の解放したエネルギーが、また軸対称運動は基本場の運動エネルギーが消費されて維持され、この後者に伴って帯状地衡流の減速 ( $|\hat{\omega}| < f$  である限り非慣性波の臨界層加速と同センス; 図A4参照) が起こる。なお  $J < 1$  のときは臨界層外を含む全領域で軸対称運動が生成される。以上の過程を先に指摘した臨界層内空気塊運動の傾圧(対称)不安定の調節結果と見ることは自由である。但し生成された軸対称運動は基本場同様に帯状平均場に属するので、平均場の全エネルギーは減少せず逆に波の持ち込んだ分(慣性振動)だけ増加しており、普通の傾圧(対称)不安定問題のように擾乱へ渡されてはいないことに注意すべきである。結局、慣性重力波臨界層は定性的に非慣性波のそれとほぼ同じ効果を帯状平均流に対して与える(前述のように波が臨界層外で碎波し始める場合は非慣性波臨界層が現実に現われる)。但し臨界層内で生成するのは直線的地衡流ではなく、むしろ慣性振動と軸対称等密度面振動(先述のように等温位面振動と等価)とである。現実成層圏における準慣性振動卓越の観測事実 (§1.2 の引用文献参照)、あるいはLagrange的平均子午面大循環と共存する準水平拡散のモデル的必要性(付録Cおよびその引用文献参照)は、以上に述べた考察が当を得たものであることを示唆していると言えよう。

最後に、これまでの研究との対応についてコメントしておこう。まずAndrews (1980)は(A. 6)と同様の、但し基本流がなく大規模で南北に壁のある ( $\bar{u} = 0, |\partial / \partial t| \ll f, \partial \bar{u} \bar{w} / \partial y \neq 0$ ) 2次平均場を、WKB近似慣性重力波の波束先端非定常部分による運動量フラックス発散  $\partial \bar{u} \bar{w} / \partial z$  に伴うものとして解いた。McIntyre (1980)はAndrewsの結果を詳細に議論し、大規模近似で(A. 6)式が楕円型となり上述の2種の



図A4 慣性重力波（太矢印）および非慣性内部重力波（細矢印）による帯状地衡流減速作用の模式図。



モードを含む内部波的模式は除去されていること，そのため波束先端部分の直線的帯状流励起が本質的となりただ南北壁のため子午面循環が存在可能となっていること，などを正しく指摘している。彼の場合は，Andrewsのモデルから $\Psi$ を消去し

$$\left( f^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} + N^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \frac{\partial U}{\partial t} = - N^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z} \quad (\text{A. 7})$$

としたものは，Matsuno (1982)およびHolton (1982)が非慣性波について§1.3(1)(II)の過程を取扱い中間圏界面弱風層生成を論じた式と本質的に同じで，この後者がTanaka and Yamanaka(1985)の成層圏弱風層生成論における(1.24)である(§1.4.3参照)。またTanaka (1983a)はWKB近似慣性重力波について空気塊の実質的子午面内変位が小さい場合を仮定して論じ，数100kmより長い水平波長の波を非慣性と近似すると減速効果が過大評価されることを示したが，これは§1.4.2で吟味した結果と矛盾していない。また最近，重力波によってRossby波が生成される可能性が宮原(私信)や高橋(私信)によって研究されている。以上の過去の研究ではいずれも傾圧性をほとんど無視しており，ここでの考察はそれらの結論に修正の余地があることを示唆している。

## B. 球面効果による臨界高度のシフト

現実大気中は§1.4で考えたものよりずっと複雑であると考えられるが，そこでの予測と観測結果との照合のために吟味しておくべきことの一つとして，地球大気が球面状をなすことに起因する「 $\beta$ 効果(Coriolis因子 $f$ の緯度依存性)」が挙げられる。この効果は，内部Rossby波(§1.1参照)を存在させるものとして重要であるが，内部重力波の伝播についてもJones臨界高度の定義(1.16)を考えれば何らかの影響があると予測できる。特に赤道近傍では $f$ が小さくなるため内部波帯域の長周期限界を広くし，赤道波(§§1.2-3参照)という変種まで現われるので，赤道近傍の重力波伝播についてはいくつか先駆的研究(Lindzen, 1970; Miyahara, 1976, 1981; Kitchen and McIntyre, 1980)がなされ， $\beta$ 効果がある程度大きくなるとJones臨界高度での吸収は厳密には起こらず，その近傍では屈折によりほとんど水平に伝播すると解釈された。もしそうであれば，碎波乱流層の厚さなどについても，小さいとはいえ $\beta$ 効果のある現実大気中では使えなくなる。しかし $\beta$ 効果のない場合についてもきちんとした解釈がなされていなかったのだから，この解釈は考え直す必要がある。

$\beta$ 効果のある場合のCoriolis因子は

$$f = f_0 + \beta y \quad (f_0 \text{ と } \beta \text{ はある緯度における定数値}) \quad (\text{B. 1})$$

と表わされる。このため支配方程式の係数は鉛直シアに伴う $z$ 依存性だけでなく $\beta$ 効果に伴う $y$ 依存性ももつようになり，変数分離が厳密には不可能という数学的困難は現われ，この段階ですでに臨界「高度」という概念は成立しないことがわかる。連立した諸式を1従属変数に関する1本の方程式に直すことさえも一般には不可能であるが，ここでは $\bar{u}_z$ の高次の項を省略して導かれたMiyahara(1981)の2変数2階偏微分方程式：

$$N^2 \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + 2 f \bar{u}_z \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z} + (f^2 - \hat{\omega}^2) \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = F \left( \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial v}{\partial z}, v, y, z \right) \quad (\text{B. 2})$$

から出発することにする。Miyaharaはこの式 of 双曲型領域と慣性内部重力波伝播可能領域とを同一視し、現象が偏微分方程式論でいう「特性曲線 (characteristic curve)」に沿って影響を及ぼすと考えたが、実際  $k$  が充分小さければ特性曲線は確かに WKB 的波面と一致することが示せる。(B. 2)式は2次平均流の(A. 6)式と同様な形となっているが、 $\beta$ 効果の存在で解は平面波とはならない。特性曲線の傾きを  $\ell/m$  と置くことにすると分散関係式が

$$N^2 (\ell/m)^2 + 2 f \bar{u}_z (\ell/m) + (f^2 - \hat{\omega}^2) = 0$$

と得られ、付録Aを参考に、波面の傾きが基本場等密度面と一致する  $\omega$  として転移高度周波数  $\gamma$  を定義すると  $\gamma = f \sqrt{1 - 1/J}$  となり、方程式(B. 2)が双曲型あるいは楕円型となる境界と等価である。また波面の傾きが  $\pm f/N$  となるのは ( $J \gg 1$  であれば) やはり  $\hat{\omega} = \sqrt{2} f$  となる。従って効果のあるなしによらず(1.20)は臨界層として定義できるが、波面の傾きが水平ということには既に意味がないことに注意すべきである。

そこで、波面が詰まる領域すなわち特性曲線群の共通漸近線として臨界高度 (厳密には子午面内の臨界「線」) を定義する。この結果は

$$\Omega^4 - 4 Y \Omega^3 + (4 Y^2 - 1) \Omega + (4 - J) Y^2 = 0 \quad (\text{B. 3})$$

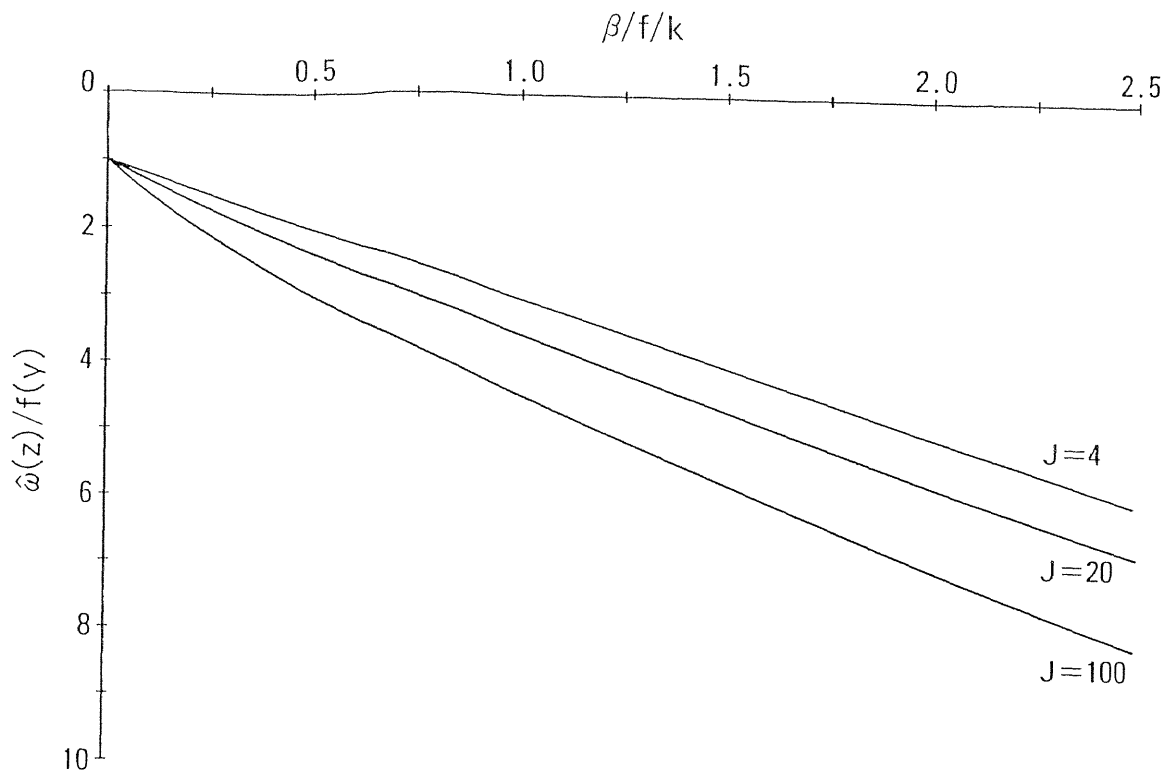
但し

$$Y \equiv \beta / k / f(y), \quad \Omega(y, z) \equiv \hat{\omega}(z) / f(y)$$

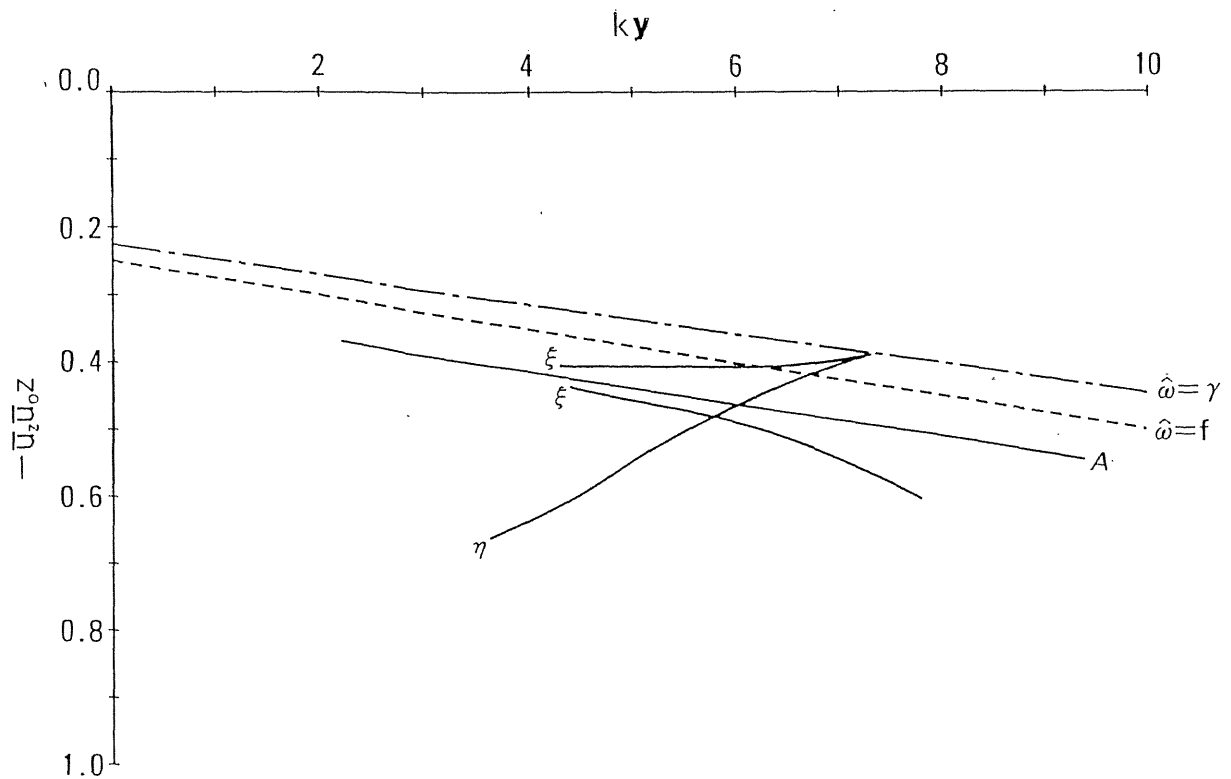
で表わされる曲線となる。この定義による臨界高度は、 $0 < Y < \Omega/2$  のとき一意的存在して (図B1),  $\beta$ 効果のない場合 ( $Y=0$ ) については Jones高度(1.16)を正しく与え、 $\beta$ 効果のある場合には  $\hat{\omega} = \pm f$  線からはシフトして存在することがわかる。しかし、赤道近傍の大規模波動 ( $Y > 1$ ) を除いて、ある臨界高度の近傍に臨界層(1.20)が存在するという基本的構造は  $\beta$ 効果を入れても変わらない (図B2)。したがって  $\beta$ 効果は無視して導いた前項の結果は現実には有効であると言える。

### C. 重力波の効果を含む物質鉛直輸送の季節変動

序論における研究史的記述ではあまり触れなかったが、中層大気中の物質輸送に関する知識と理解も、最近の大気波動力学の発展と観測の充実によって飛躍的に進展してきている。成層圏中～下部における子午面内物質輸送については、第一に、初期の断片的観測から推論されたいわゆる「Brewer-Dobson (BD) 循環」(Brewer, 1949; Dobson, 1956; Murgatroyd and Singleton, 1961) の正当性が、波動力学の成果を用いて理論的に裏付けられた。第二に、物質分布の正確で広範囲の資料がライダ (レーザ・レーダ)、大気球、ロケット、衛星などの新しい観測手段を用いて得られるようになり、輸送につ



図B1 基本場の構造による臨界高度のシフト。(B. 3)で表わされる  $\Omega - Y$  関係をプロットしたもの。ここで用いている  $\Omega$  は局所 Rossby 数というべきものであり、また  $Y$  は  $\beta$  効果の局所的な大きさを示す無次元変数である。 $\Omega = 1$  が Jones の臨界高度 (1.16) に相当する。



図B2 臨界高度 (A) の配置の例。中緯度では東西波長約 600 km の場合に相当。

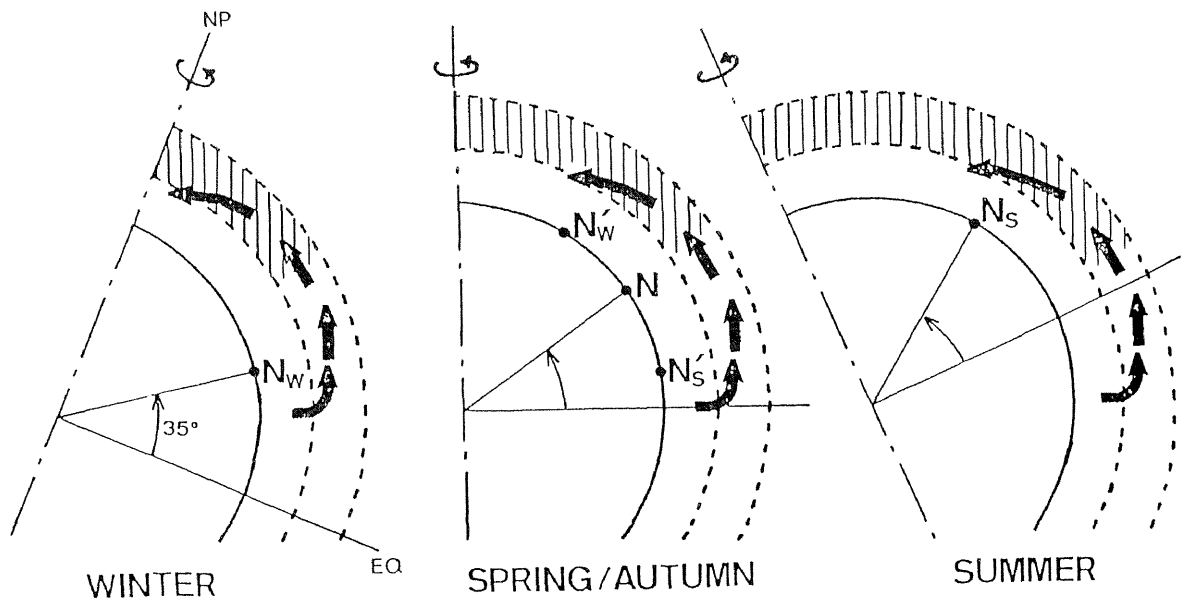
いての定量的解釈が可能となってきた。これら両者を結び付けた「力学・化学カップリング」は、大気汚染物質の動態やその気候などへの影響という観点で、中層大気国際協同観測計画(MAP)における一つの重要課題となっている。また物質の多くはその起源や消滅域を地表近くにもつので、「対流圏・成層圏カップリング」の研究にもつながる。以下では物質輸送に関する既存の知識を簡単にまとめた後、前項までに述べてきた重力波・砕波乱流が及ぼし得る効果とその重要性について指摘することにする。

BD循環は赤道で上昇し両極で下降する赤道対称の半球1細胞構造を持っている(図C1中を参照)が、普通の帯状(東西)平均で得られる「Euler的平均子午面循環」では実現されない。大気の大循環は0次のオーダーでは軸対称帯状流であり、波について一次のオーダーの量は帯状平均で落ちるので、平均子午面循環は本質的に波動擾乱について二次のオーダーの量である。一般に波について二次の量は、そのオーダーの平均流および一次のオーダーの非線形項(積)からなる。後者の非線形効果が流体の実質的輸送に貢献し得る(平均をとっても残る場合がある)ことは100年以上も前から指摘されていた(Stokes偏速度)が、Euler的平均は本質的に二次平均流のみ含みStokes偏速度は含まないという片手落ちなものなのである。実は§1.3に述べておいたところの非加速定理は、この二次の量のバランスの一例である[(1.3)に書かれた $\partial(\bar{p}\bar{u}\bar{w})/\partial z$ はここで述べたStokes偏速度の時間微分に相当し、これは二次の加速度項と両者とも0となってバランスしている]。

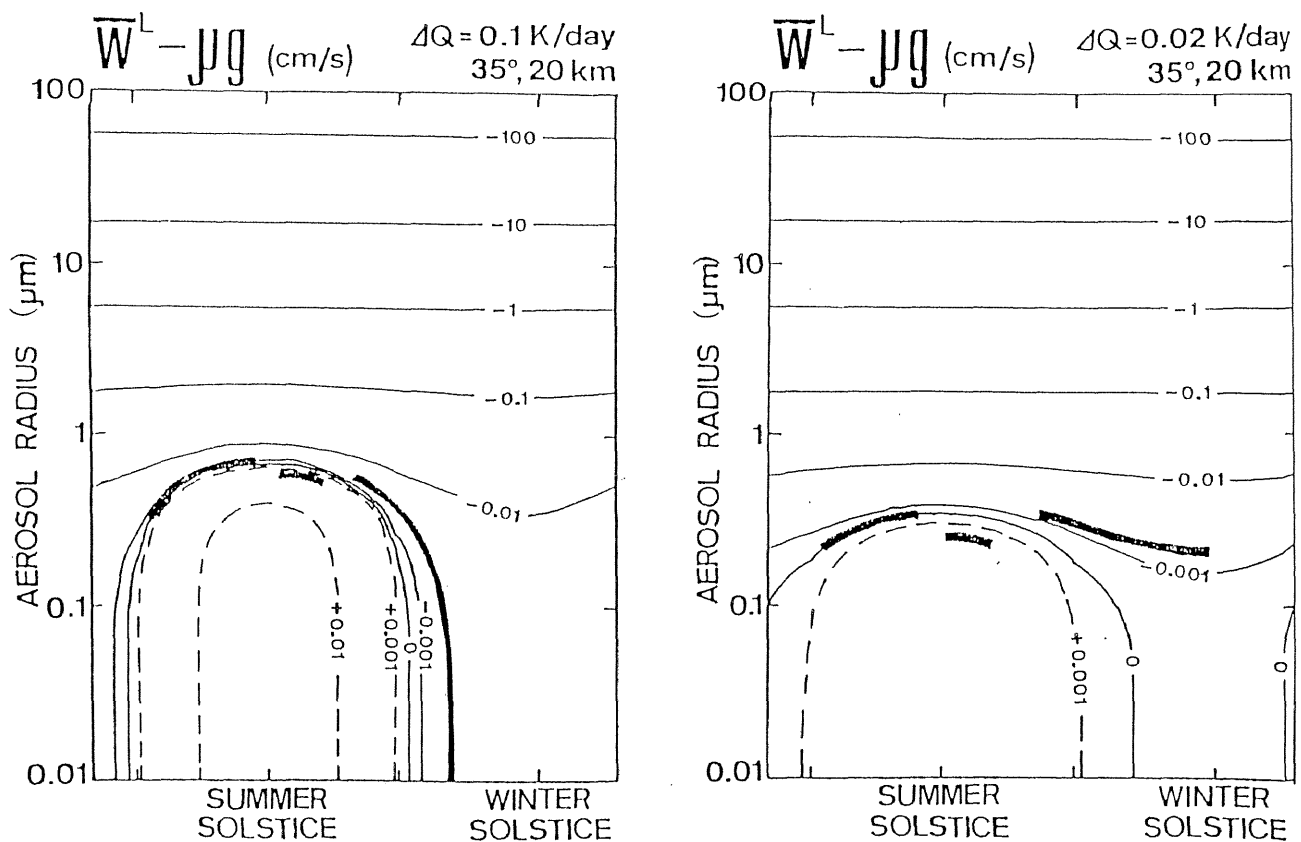
このような物質循環に関する片手落ちを回避するために、さまざまな概念や手法が提案された。最も一般性と厳密性を完備したものはAndrews and McIntyre (1978a)による「準Lagrange的平均子午面循環」であり、これは地球を取り巻く空気の輪の重心の子午面内Lagrange運動として表現するものである。しかしこの概念をそのままの形で現実大気中の輸送量解析に応用する場合には、初期の輪の設定法や波の遷移性の取り入れかたなどに困難がある。これに対しAndrews and McIntyre(1976)やDunkerton (1978)などの導いた「変換Euler的(非断熱的、残差的)平均子午面循環」では、波の効果を補正し非断熱加熱や摩擦のある系でも非発散性をもつ二次平均流がEuler的に定義できる。一方Matsuno (1980)らは、Euler的記述における定常Rossby波のStokes偏速度による移流は波の構造を反映した「反対称テンソル拡散係数」の拡散項として取り入れることで良く近似できることを示した。さらにTung(1982)らは、断熱大気での保存量である温位の中層大気内の勾配がほとんど鉛直であることに着目し、テンソル拡散項を含むEuler的記述の際の鉛直座標として「等温位座標」を用いることを提案した。Danielsen (1981)らはこれらの概念を実測値や数値実験結果と比較し、またKida (1977a,b,1983a,b)はプリミティブな方程式系の時間的数値積分から得られる大気のLagrange的子午面循環がBD型となることを示した。

以上のようにしてBD循環の正当性は確立されたが、その季節変動、内部重力波が果たす役割、個々の物質輸送との完全な対応にはまだ研究の余地がある。この高度領域において有力なものにライダによるエアロゾル観測があるが、エアロゾルの化学的研究のために力学効果の定量的見積りは不可欠であり、また逆に成層圏力学にとってエアロゾルの実態は貴重な情報となる。ここでは小野(1979)の解説や最近のライダ観測結果を参照しつつ、内部重力波の効果を含むBD循環の変動が成層圏エアロゾルの動態に及ぼす影響について考察を進めてみる。

まずDunkerton (1978)の非断熱的平均子午面循環(diabatic circulation)に従って、



図C1 Brewer-Dobson 循環の季節変化の模式図。日本付近の緯度（N）では，夏季は上昇流センス（Ns），冬季は下降流センス（Nw）になり得る。



図C2 正味放射年変化量（ $\pm \Delta Q$ ）と重力沈降効果から導かれたエアロゾル鉛直移流輸送速度  $\bar{w}^L - \mu g$ （単位：cm/s）の，粒径-季節ダイヤグラム。太線は比較のため，Iiyashida and Iwasaka (1983)が名古屋においてライダ観測したEl Chichon 噴火エアロゾル層の重心移動速度を記入してみたもの。

波動による移流効果まで含んだエアロゾル鉛直輸送を表現する：

$$\overline{w}^L = Q / \Gamma_d, \quad (C. 1)$$

ただし  $\Gamma_d$  は乾燥断熱気温減率である。このとき必要となる正味放射子午面分布  $Q$  としては、Kida(1983a) の用いたものを借用してこれを年平均値とし、さらにそれが年周期で南北に変位すると仮定する (図C1)。すなわち緯度  $35^\circ$  高度  $20\text{km}$  については

$$Q [\text{K/day}] = 0.01 + 0.1 \cdot \frac{\cos(35^\circ + \Delta\phi)}{\cos 35^\circ} \cdot \sin \frac{2\pi t}{360 \text{ days}}$$

となる ( $\Delta\phi$  は BD 循環の半シフト幅)。このようにして BD 循環に伴う鉛直移流  $\overline{w}^L$  は季節の関数 (緯度・シフト幅・高度はパラメタ) として表わされる。重力沈降速度  $-\mu g$  は慣用の Stokes 近似で粒径の関数 (組成・高度はパラメタ) とする：

$$\mu \equiv \frac{2\rho_a r^2}{9\eta} \quad (\rho_a: \text{エアロゾルの密度}; \eta: \text{大気分子粘性係数})$$

エアロゾルの鉛直移流輸送速度 (重力沈降効果を含む) は以上で定義した  $\overline{w}^L - \mu g$  で表わされ、その具体的な計算結果を粒径-季節ダイヤグラムの形で示したものが図C2である。このような図は、エアロゾルの粒径や化学成分が既知であれば BD 循環の南北シフトなどの力学量が推定でき、また逆に力学量を他の傍証から完全に押さえることができればエアロゾルに関する化学的情報を得ることができる。図C2においては、エアロゾルの成分としては 75% 硫酸を仮定し (小野, 1979 参照)、場所としては中緯度下部成層圏を設定して、BD 循環南北シフトが (a) 太陽高度変化と同じ場合と (b) その約 1/5 の場合とについて計算してある。これから、 $1 \mu\text{m}$  より小さい粒子には  $\overline{w}^L$  が大きく影響すること、1 年を通じ  $0.1 \mu\text{m}$  程度の粒子が滞在するためには正味放射年変化が  $\pm 0.02 \text{ K/day}$  (BD 循環南北変位は  $\pm 5^\circ$ ) 程度でなければならないこと、などがわかる。

§ 1.4.3 で述べたようにこの高度の大循環は内部重力波の碎波によって維持されていると考えることができ、上で求めた  $\overline{w}^L$  は拡散テンソルにおける反対称成分 [(1.27) の  $V$  も同様] に相当している (Matsuno, 1980 参照)。一方 Lindzen (1981) や Holton (1982) に従えば、鉛直渦拡散係数  $K_{zz}$  (拡散テンソルの対称成分) は鉛直渦粘性係数 (1.26) で近似でき、中部成層圏内の高度幅数  $\text{km}$  にわたって特に大きくなる [図 13(a)]。渦拡散による等混合理化作用はエアロゾル数密度の (i) 鉛直分布拡大と (ii) 重心下降とに貢献する。(ii) の効果は  $-K_{zz}/H$  ( $H$ : スケールハイト) で近似でき、上述の拡散の強い層内では  $\overline{w}^L$  より卓越し ( $\sim -10^{-1} \text{ cm/s}$ )、他高度では  $0.1 \mu\text{m}$  より大きい粒子の  $\overline{w}^L - \mu g$  と同程度以下 ( $\sim -10^{-3} \text{ cm/s}$ ) である。夏季の緯度  $30^\circ$  付近では、大部分の高度で  $\overline{w}^L$  によりエアロゾル下降は抑制され、東西風転向高度 ( $\sim 20\text{km}$ ) 付近のみ下向き拡散輸送が効いてその高度付近でエアロゾル数密度は極小となり得る。

1982年3-4月の El Chichón 火山噴火によって中部成層圏に注入されたエアロゾルの消長が、名古屋大学水圏科学研究所のライダによって観測されている (Iwasaka et al., 1983; Hayashida and Iwasaka, 1984; Hayashida et al., 1984)。その結果の一部は比較のため図C2や図13(a) に記入してあるが、本項で考察したことが現実とそれほど食い

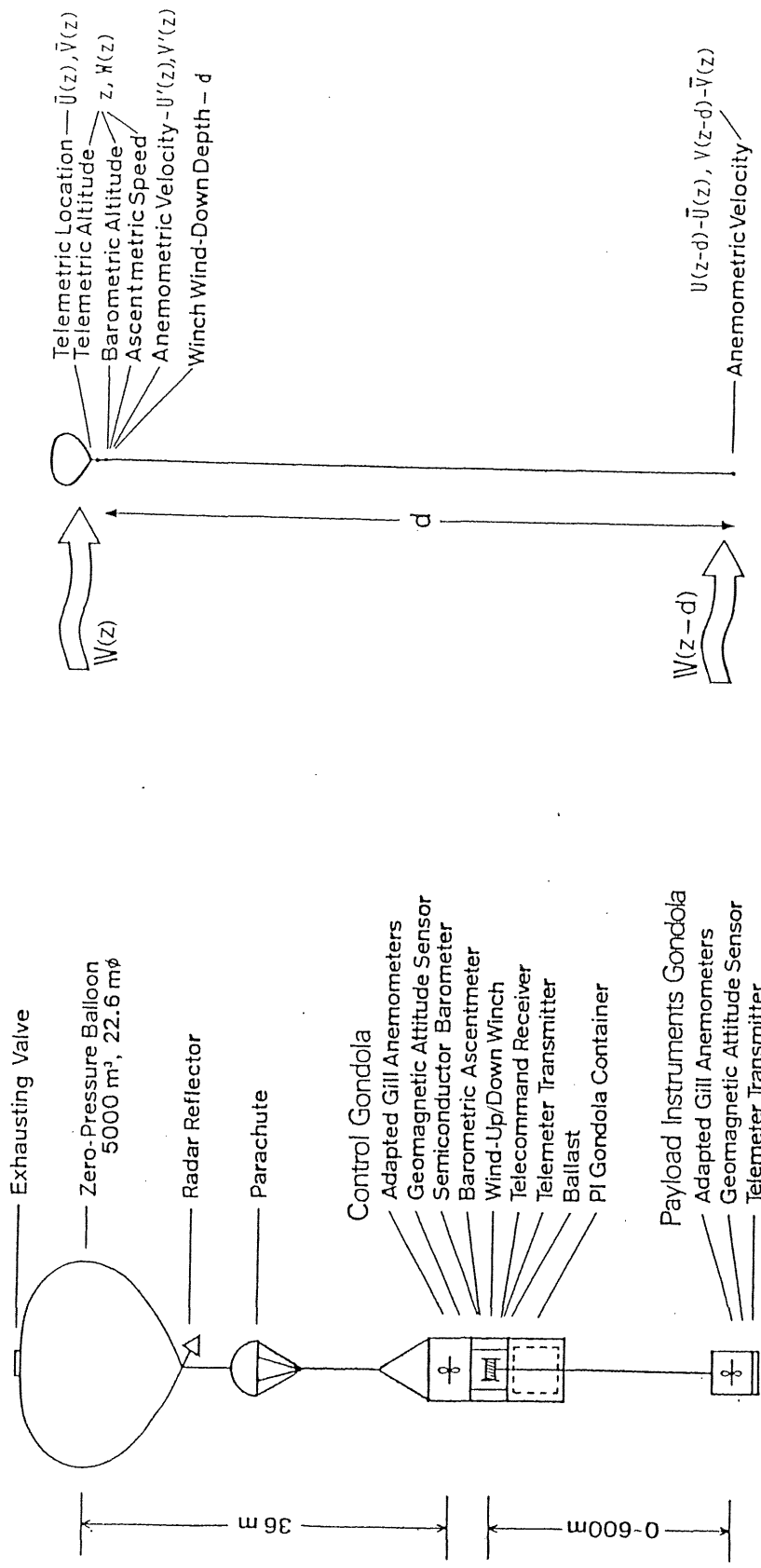
違ってはいないことを示唆している。また中部成層圏の弱風層内では(1.27)で近似的に表わされる南北流 $V$  (反対称成分)が生成されるが、これも速い南北輸送の実測と合致する。さらに付録Aで論じたような等温位面運動により準水平拡散はさらに促進されることとなろう。以上の考察結果は、この高度領域の大循環や物質輸送における内部重力波・碎波乱流の重要性であるということの一つの大きな傍証を与えている。

このようなアプローチをさらに発展させていく上での若干の問題点を、以下に記しておく。第一に、非断熱的循環(C. 1)で導かれる移流速度 $\bar{w}^L$ は結局、別の輸送される量である熱の輸送された結果を既知としているが、これはどんな力学的現象が対応しているか(Rossby波か重力波か)を明示しない。第二に、重力波の碎波による拡散(1.26)では波との対応は明示されているが、他の拡散テンソル成分との相関は明らかでなく、また§1.4.1や§3.4.3で指摘しているように現実の碎波乱流層はもっと複雑(局所的かつ遷移的)な拡散特性をもつはずである。第三に、現実のエアロゾル粒径は均質でなく、また化学作用などによる消長も含める必要があり、このような改良は気体成分の場合に拡張する際に特に重要である。これまでの一次元化学モデルにおいて物質ごとに違う拡散係数が要請されている(例えば Massie and Hunten, 1981)という問題については、ここで述べた第二第三の問題点の研究が鍵になっていると考えられる。このことについてはHolton (private communication)も気づきモデリングを試みているとのことである。筆者はさらに、特に第二の点に関連して、成層圏乱流層の実測の重要性をここで改めて強調しておきたい。なお、本項で述べた考え方のすべてが筆者の観測高度だけでなく全中層大気にわたって適用可能であるのは、もちろんのことである。

#### D. 観測用大気球システム

科学機器を搭載して成層圏を水平浮遊する大気球は、§1.2の末尾で述べたように、主として宇宙科学観測を目的として発展してきた。日本における大気球観測事業は現在宇宙科学研究所大気球委員会によって運営されており、これまで宇宙科学観測・地球科学観測・工学実験など広範囲にわたる成果を挙げてきたが、大気力学的目的では全く利用されていなかった。しかし観測器回収・長時間観測の困難な地理的環境を克服するため風の能動的利用が早くから工夫され(西村, 1966; Nishimura *et al.*, 1973a, 1975, 1977a, 1983; Hirose *et al.*, 1975, 1982; Hirose and Nishimura, 1979; Nishimura and Hirose, 1981), そのため現在では気球位置の正確な把握とコントロールにおいて諸外国にない特長をもつようになっている。宇宙科学研究所の大気球を成層圏重力波・乱流観測に利用するについては、この特長を十二分に生かすことによって、気球追尾と搭載風速計とによる広帯域観測、季節・高度の選択による長時間観測を計画することができる。以下本項においては、宇宙科学研究所の大気球観測で常備されているシステムのうち、筆者が利用した機器についてその仕様・問題点などをまとめておくことにする。記述に具体性をもたせるために、あらかじめ図D1に最初の観測(1982年9月)における大気球システム(図14, 図15, 表2参照)を示す。その後の観測においても、測器の配置など細かい違いを除き気球システムの基本的構成は全く同様と考えてよい。

宇宙科学研究所で使用している大気球は、厚さ約20 $\mu\text{m}$ のポリエチレン皮膜の零圧型(§1.2参照)である。気球の浮遊高度は一般に内ガス容積と全重量(気球+観測器)



(a)

(b)

図D1 成層圏重力波・乱流観測用大気球のシステム構成の例。第1回観測（1982年9月）のものを示した。(a)は観測器と気球コントロール機器の配置。(b)はPIゴンドラを600m巻き下げたときの相似図と風速測定原理 [ $\mathbf{V} = (U, V, W)$ は三次元（東向き，北向き，上向き）風速場， $(\hat{\phantom{a}})$ は気球の追隨する低周波成分（周期  $\gg 1\text{min}$ ）， $(\hat{\phantom{a}})'$ はそれに相対的な高周波成分]。なお気球システムの構成および放球は，宇宙科学研究所の秋山弘光・並木道義・岡部選司・松坂幸彦・高成定好の各氏により，また同所の西村 純・広沢春任両教授ならびに山上隆正氏の全般的指導による。



で決まるが、内ガスは気球皮膜による放射吸収の分だけ常に外気より暖められる（一般にポリエチレンは赤外線可視光より良く吸収する）。零圧気球では、その場の外気温が下降するか下方大気からの赤外放射・可視光アルベドが増加するたびに、外気圧と常に等圧の内ガスは気球満膨張容積以上に膨張してその過剰分が下部排気口から離脱し、逆の場合は気球は縮んで浮遊高度は下がることになる（西村他, 1973; Lally, 1983）。この浮遊高度変化は日没・日出の際に最も顕著で、これを補償するため日没以前にバラストを投下してやる必要がある。筆者の使用したB5型（容積5000m<sup>3</sup>）は150kgの観測器を25km高度に到達させ得るが、この高度を浮遊させ続けるためには1回の日没補償につき約20kgのバラストを搭載しておかなければならない。一般にはこれらの観測器・バラスト重量の問題と風速場の気候学的状況および観測側の時間・空間的条件の兼ね合いで気球の大きさ・放球時季が決定され、筆者の場合は中部成層圏弱風層の1日以上にわたる連続観測を目的としたのでB5による春秋の弱風期を選んだ（§3.2参照）。

放球は宇宙科学研究所の三陸大気球観測所（岩手県気仙郡三陸町吉浜；141°49'30"E, 39°09'30"N, 230m）で、また追尾は同所の南西約0.7kmにある受信点（141°49'00"E, 39°09'24"N, 442m）において行なう（西村・広沢, 1973）。これらの場所の南方約13kmには気象庁気象ロケット観測所（同町陵里；141°50'E, 39°02'N）があるが、大気球は春秋に集中して1971年以来、ロケットはほぼ隔週で1970年以来継続して観測が行なわれており、成層圏風系の総合的な解析が行なえると期待される（山中, 1983, 1985a, b）。三陸受信点における気球との送受信可能範囲（見通し限界）は、南～東側はほぼ水平線上（25km高度浮遊では736kmの水平距離）、北上山地のせまる北側で約200kmであるが、海面反射波との干渉を避けかつ切離し後の観測器の降下状況確認のため、実際には高度15km程度を見通せる約600kmが浮遊観測可能範囲である。なお日本海側の鳥海山中腹に移動受信車を出向させたり、また中継気球やARGOS（NOAA衛星による位置決定システム；Morel, 1973; Sitbon, 1975; Lichfield and Olson, 1979; Taillade, 1981）を用いたりして、三陸の受信限界よりそれぞれ西方あるいは東方へ進んだ気球を追尾することも可能であるが（本項冒頭の引用文献参照）、可能な風の条件が厳しいこともあって本研究の範囲では採用せず、また船舶用オメガあるいはロラン航法も直測距より精度が低いので一般の大気球観測には使用されていない。

気球とのデータ送受信用テレメタ回線は、各観測器からのアナログ信号（±2.5VFS）でそれぞれ異なった周波数の副搬送波（sub-carrier）を周波数変調し、さらにそれらの重畳信号で1680MHzの主搬送波（main carrier）を周波数変調するFM-FM方式（地上では受信した主搬送波から逆順に復調）が一般的であった（東大宇航研, 1975）。この方式は連続測定可能で復調誤差1%FSという点では満足できるが、送信可能信号数が1主搬送波当たり6ch程度で受信機2台を併用しても最大12ch項目の測定しかできず、観測器が2ゴンドラに分散し電動昇降機動作応答項目も多い（付録E参照）本観測では明らかに容量不足である。そこで宇宙科学研究所の太田氏に、各測定信号（±2.5VFS）を10bitデジタル信号に量子化したものを順にアクセスして3kHz(1500bit/s)パルス信号とし、これで1680MHzの主搬送波を周波数変調する方式の15chPCM-FMテレメタ回線を製作して頂きこれを使用した。この方式はサンプリング間隔0.1s程度の不連続測定で、1セット15項目測定に最大0.01s程度の時間的ずれがあるが、観測上の問題はほとんどない。むしろ量子化によるPCM信号の分解能が約0.1%FS（観測器出力レンジの設定の際に留意する必要あり）、FM主搬送波の復調誤差は寄与しないという点で、測

定精度は向上したことになる。また細かい測定不要のモニタは、10項目までを時分割してPCM1chに入力する回路を同研究所の松坂氏に作って頂き、さらに測定送信容量を増やした。なお上下2台のゴンドラのテレメタ主搬送波周波数は10MHz程度ずらしてお互いの干渉を避け、測距信号はコマンド搭載の上ゴンドラのテレメタ回線のみを使用するので、下ゴンドラの測定は中断されない。テレメタ送信機は小型発泡スチロール箱格納のペンシル管型自励式発振器（明星電気製気象ゾンデ改良型）であるが、この保守は観測の生命線であるので、各ゴンドラ下底部の金属枠より外側に通風遮光して昇温防止した区画を設けて固定し、また複数の送信機を並列に取付けるなど工夫した。

観測器は原則として地上から動作状態とし、主として電動昇降機（付録E）のコントロール用に既設の72.3MHz主搬送波の15chFMコマンド回線〔東大宇航研(1975)の6chコマンドの改良型〕を利用した。これは音声周波数6者托2符号の2周波並列信号で主搬送波を周波数変調する方式（音声周波数の異なる2系列を別個に制御できるが本観測ではその1系列のみで充分）で、コマンド電波は地上の5素子八木アンテナから送信され、気球ゴンドラから垂らしたシールド線利用のアンテナで受信される。搭載された受信機は信号を識別して当該項目の制御（リレー作動）を行なうが、このリレー接点容量は24V, 0.1Aであるので、電動昇降機主電源などの大電流接断にはもう一段大容量用リレーをおいた。コマンド項目には気球コントロールに必要なバラスト投下（後述）・弁排気・カタ作動（観測終了時のゴンドラ切り離し）が含まれ、また測距信号の送信回線も兼ねている（後述）ので、ゴンドラ設計製作あるいは放球（後述）の際には受信機の保守やアンテナの垂れ下がり具合に十分に注意を払った。

気球位置の直測距法としては、上述のコマンド・テレメータ回線を通して500 Hz, 5 kHzの連続波を往復させて位相検波を行なう二次レーダ方式（野村他, 1969）が用いられている。この値と受信アンテナの測角値（高度角および方位角）とを組み合わせ、地球水平面の曲率と電波の屈折との補正までオンライン処理して、三次元的な気球位置（例えば緯度・経度・鉛直高度）をリアルタイムに知ることができる。位相検波器の感度は10mで誤差は受信状態によるが100m程度以下であり、またアンテナ（3mφ, 2mφパラボラ）の自動追尾装置の測角感度は0.01°であるが駆動部のメカニカルな誤差が0.05°程度ある。測距誤差は気球が遠ざかるほど大きくなり（400kmより遠いと普通は風速測定に使えない；付録F参照）、特に高度誤差は重大なのでシリコン・ゲイブラム使用の半導体絶対気圧計各種（気象ゾンデ用アネロイド気圧計は応答・精度とも不充分）や差圧計応用の気球上昇計（Nishimura *et al.*, 1977b; Koma *et al.*, 1982）が補助測定のため搭載されている。後者では毛細管（長さ3cm, 穴径0.2mm程度の注射針）で外気に接するバッファ（～100cm<sup>3</sup>）内外の差圧を測定し、毛細管コンダクタンスで割って外気圧の時間的変化率を求める。感度および応答時間は気圧計では0.1mb（25km高度周辺での高度差は約20m）および1min以上、上昇計では0.1μb（0.2m）および20s以下となり、プロペラ式風速計による相対風速（§2.3）とほぼ等質な気圧変動の資料が得られる。これらを近距離浮遊時の直測距高度資料を用いて換算した高度や鉛直速度の資料は、気球運動による風速測定誤差を論ずるのには充分であるが、幾何高度の変動と気圧変動の分離は現在のところ不可能である（付録F参照）。

宇宙科学研究所の大気球には、浮遊状態や観測上の都合により気球高度を上下させるためのバラスト投下装置と排気弁が搭載されている（東大宇航研, 1975）。受信限界を越える浮遊などの特殊な場合にオンボードCPUによる自動制御を行なうことも可能で

あるが (Koma *et al.*, 1982; 岡部他, 1985), 本観測を含め一般にはコマンド回線を用いて地上でコントロールする。バラスト装置は下端漏斗状開口部の電磁石がコマンド設定時のみ断となり蓄えてある砂鉄が投下される仕組みであるが, 上ゴンドラ設計の際にはこの装置を重量バランス良く配置し, また投下バラストが下ゴンドラの観測器に降り注いだりしないように工夫した。一方, 排気弁は気球頭部に装着されており, コマンド設定時にはモータによりスクリューが回転して蓋が押し上げ引下げられて開閉する仕組みで, 全開状態での排気量は40kg/minであり開閉にはそれぞれ約15s 要する。日没補償のためのバラスト投下についてはすでに述べたが, それ以外にも (おそらく下方の雲の分布の反映で) 気球高度の 1km程度の上下があり, これもバラスト投下や開弁で復帰できる。本観測では鉛直微細構造を見ることが目的の一つであるため, この種の上下の積極的利用も考えられる [Barat (1975a, 1982b), Barat and Airmedieu (1981), Barat and Genie (1982), Barat and Bertin (1984b)らの観測では実際そうしている] が, 電動昇降機が完成し (付録E), また水平方向の中小規模波動を気球追尾により同時観測する狙いもあって, 原則としてできるだけ定高度浮遊するようにコントロールした。但し最初の1982年9月観測の最後で弁排気による強制降下鉛直スキャンも試みてはいる。

以下ではゴンドラおよびこれに搭載する観測器の設計製作の際に留意すべき, 環境上の問題についてまとめておく。まず, 放球が気球根元を放球台 (launcher) に固定して行なうので (Akiyama *et al.*, 1983), ゴンドラはコンパクトでかつ2G程度の放球衝撃に耐えられる構造にする必要がある。この放球法は狭い場所でも極めて安全に大重量の放球が行なえる独特の方法であるが, さらに観測器その他への安全性を考慮して放球は一般に朝夕の風の時間帯に行なわれる。次に, 測定機器にとって成層圏の低圧と同等以上に重大な問題点はその低温および日射による機器表面昇温であり, 温度変化に敏感な半導体部品の保護と温度環境のモニタがデータの信頼度を保つためには不可欠である。保温対策としては, ゴンドラ全体を発泡スチロール (一般に5-10cm厚) で覆うこと (これは衝撃対策も兼ねている), 発熱しやすいもの (電池やモータなど) とそうでないものを互いに接して配置すること, 低温特性の保証された部品・電池などを使用すること, などがある。電池についてはリチウム電池 (National, LR-C) や鉛蓄電池 (National, LCR11012など) が使用されているが, これは特別に低温下での性能が良いというわけではなく, どの程度低温対策をすればその良好な電流容量が保持され得るかが経験的に十分にわかっているからである。また本観測に用いた大気球はすべて (夕風でなく) 朝風の時間帯に放球されているが, これも温度環境のより良い昼間の浮遊をより長時間とって成功率を高めようという狙いがある。

上に述べた保温対策は発熱物の場合に特に難しく, 昼間の日射を考えると通風するのが適当でも夜間は冷え過ぎるというジレンマに陥りやすく, また重量制限から保温のための付属品は少ないほど良い。これらの問題は一応の搭載予定品を作り上げてから十分に低温試験を行なって乗り切るしかないが, 現実に搭載観測してみると温度環境が原因と考えられる予想外の不良動作が, 特に気球から1km 以上巻き下げられた観測器において現われる。いま大気中にある物体 (長さのスケール:  $a$ ; 熱容量は同体積の大気の  $b$  倍) に対する放射, 伝導, 対流の三つの冷却過程の時間的スケールとしてそれぞれ

$$\tau_{\text{rad}} \sim b / \mu, \tau_{\text{cond}} \sim a b / \nu, \tau_{\text{conv}} \sim a b / K \quad (D. 1)$$

をとる。ここで $\mu$ および $\nu$ は、Newton冷却係数および大気分子動粘性係数であり、中部成層圏では $\mu \sim 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ 、 $\nu \sim 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ の程度である (§ 1.4 参照)。また $K$ は適当な渦拡散係数であり、中部成層圏の鉛直渦拡散では $10^0 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度であるが (図13参照)、Rossby波による水平拡散では $10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度にもなる (例えばMatsuno, 1980)。一般に $a \sim 1 \text{ m}$ 、 $b \sim 10^7$ 程度であるので、中部成層圏における(D. 1)の各時間スケールは

$$\tau_{\text{conv}} (< 10^4 \text{ s}) \ll \tau_{\text{rad}} (\sim 10^{11} \text{ s}) \ll \tau_{\text{cond}} (\sim 10^{14} \text{ s})$$

となる。一方、地上の低温槽内 ( $\nu \sim 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ;  $K \sim 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$ ) で  $a \sim 10 \text{ cm}$ 、 $b \sim 10^5$  の観測器の試験を行なう場合には、 $\tau_{\text{conv}} \sim 10^6 \text{ s}$  ( $\ll \tau_{\text{rad}}, \tau_{\text{cond}}$ ) である。したがって成層圏内で気球 (大規模な風の乱れには完全に追従) から離れた観測器は、水平方向の風の乱れによっては、同温度の低温槽内よりもずっと速く冷却されることになる。このためかなり加熱率の高い (少なくとも $10 \text{ W}$ 程度の) 熱源がなければこの冷却に対抗できなくなると考えられる。昼間には日射により (ほぼ太陽定数そのままを照射面積で除したものに相当する) 加熱があるので問題はないわけである。

温度モニタ用のセンサとしては慣用の抵抗線温度計 (thermister) の市販品 (共和電業, KTG-7-50-A7) を用いたが、これは金属表面のように大熱容量で均質温度状態の部分の緩やかな温度変化を測定するには充分であるが例えば気温の変化などは全く測れない。ところで大気中の温度場 (厳密には温位場; Boussinesq近似下では密度場) の測定は、実は安定度の判定に不可欠である [例えばRichardson数の定義(1. 1)を見よ]。成層圏最下部の測定用としては非常に細い抵抗線を用いたもの (Fourrier et al., 1970) や超音波温度計の改良 (Ovarlez et al., 1978) などが試みられ、前者は最近の中部成層圏観測 (Barat and Bertin, 1984b) でも用いられているが、まだそれによる飛躍的な成果は出ていないようである。後節で述べる風速計の場合と同様、成層圏が低密度 (すなわち小熱容量) であること本、それを克服するためには地上用のものより構造的に弱いものを採用せざるを得ないこと、などが開発の大きなネックとなっている。本研究の範囲では成層圏の内部重力波や碎波乱流は風速場の変動状態としてのみとらえられているが、温度場やさらにその他の物質との同時測定は将来最優先しておこなうべき課題の一つであろう (§ 3.4.3 参照)。この意味において、大気球観測は多種類の観測を同じ場所で同時に実行する上で好適であり、ここで述べている観測システムはまだその第一段階の完成を終えたものに過ぎない。

なお気球システムの固有振動も重要な問題であるが、これについては風速測定に直接かかわってくるので付録Fで詳しく考察することにし、ここではゴンドラの姿勢の計測機器について簡単に述べておく。宇宙工学においては、特定の天体へ観測器を向けたりする目的で姿勢の計測や制御が重点的研究テーマの一つとなっており、原理面で大別すると、①磁力計による地磁気方位角決定; ②加速度計による重力方向の検出; ③光電素子による太陽方向の検出、となる。宇宙科学研究所の大気球観測で最もよく用いられているのは①で、磁力計としてはHall効果利用の市販品 (米国Bell社, BH-850) と電磁誘導を利用したリングコア型 (東北大・東北工大考案) が使われる。後者は地磁気異常の観測器 (斎藤他, 1981) を宇宙科学研究所の秋山氏らが気球コントロール機器として簡便化したものであり、1センサで2成分の磁場測定が行なえる (したがってプラットフォームの水平面からのずれも推定できる) ため、本観測ではこれを採用することにした。

この方位計の2軸は搭載風速計の測定成分2方向と平行するようにゴンドラに取り付けられ、これによって相対水平風速がベクトルの的に求められる。ベーンの使用や姿勢制御は、本観測で検出したい風速変動に追従できないのでここでは採用しない。

#### E. 昇降機による鉛直スキャン

付録Dにまとめた既存の大気球観測システムを利用して、PI観測器としての風速計を搭載するだけでも、本研究にとって貴重な資料が得られるであろうことは想像に難くない。実際ほぼそのような方法が、Cadet (1975)の最初の観測、Barat(1975a)とそれに続く一連の観測的研究、およびGood et al. (1978)とそのグループの観測では採用されている。彼らの用いた気球システムに比べ、宇宙科学研究所のものは測距精度、高度コントロールなどの点で優れているということもすでに前項冒頭に指摘しておいたとおりである。BaratらやGoodらの零圧気球観測における鉛直スキャンは、放球直後の気球上昇あるいは日没時の気球下降を利用したものに限られていたのであったが、宇宙科学研究所の気球ではほとんどいつでも気球を上下させることが可能となる。しかしこの方法では気球運動による乱れやゴンドラ振動の誘発は不可避免的で、長時間連続測定という観点からみても適当だとは言いがたい。一方 Cadetらのグループが一貫して用いてきた超圧気球では、鉛直スキャンに利用できるような浮遊高度の上下は原理的に起こらない。そこで Cadet et al. (1977)は昇降機を搭載してプロペラ式風速計とビーコンを巻下り巻上げしたが(400m幅; 30min周期; 3往復半)、この方法は気球と独立に風速計の高度を変えられるので測定論的かつ観測時間的に気球自身の上下に勝る画期的な発案であると考えられる。しかるに宇宙科学研究所には測定環境面で気球から離したい機器を、放球や回収には安全のため近寄せておき、水平浮遊時のみ気球から離せるような「巻下り機」がすでに開発されていた(太田他, 1973; 松坂他, 1983)。これらを背景に本観測では気球から風速計の巻下り巻上げによる鉛直微細構造のスキャンを企画し、宇宙科学研究所の松坂幸彦氏らの全面的協力を得て、この目的に合致した性能をもつ「大気球搭載用電動昇降機」を開発しこれを利用することができる運びとなった。全4回に及ぶ観測に用いられた昇降機の性能は図14に示してある。

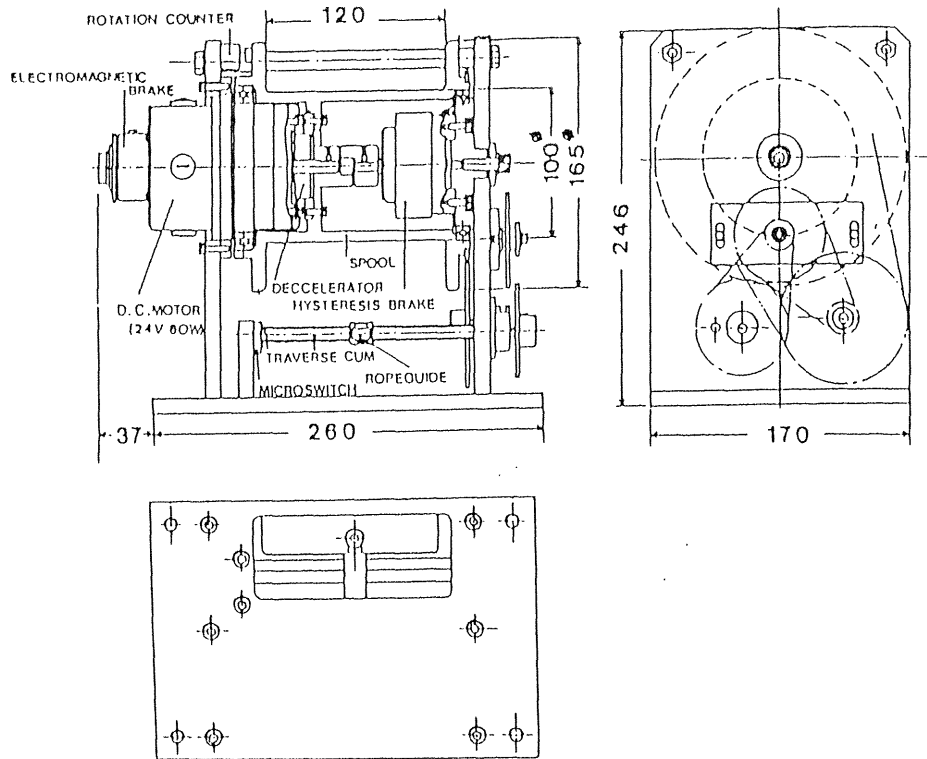
本観測とほぼ同時期に米国では成層圏大気化学の大気球観測用に、成層圏上部を浮遊する気球から数100kgの観測器を数10km巻下り巻上げするシステムが企画開発されつつあった。現在のところ、数10kgのペイロードを12km程度の高度幅で1往復することまでは成功し(Hazen and Anderson, 1984)、その昇降機は多量の冷却水の供給設備が取り付けられた大掛かりなものである。この観測目的では、風の測定でないため降下上昇の速度やゴンドラの振動などに気を遣う必要がない。そのため計画当初は、ほとんど自由落下させて昇降機のモータを逆用して発電機とし、上昇時には降下時の発電によって蓄積された電力を活用するという半永久機関的なものを考えていたようであるが、結局は予想したほどの効率が得られず見送った模様である(Hazen and Anderson, 1985)。以下に述べる本観測で使用する昇降機は、米国のものに比べずっと小型・軽量で、パワーこそ劣るが充分対抗し得る性能をもっており、原理的には同じ機構のままでパワー・アップできる見通しもすでについている。

第1回観測(1982年9月)では、6.1kgのPIゴンドラを高度幅600mで4往復するこ

とに成功した。釣り下げロープは、米国 Du Pont社開発のポリアミド系合成繊維「ケブラ (Kevlar)」の 1mmφのものである。ケブラは、伸びが小さく（破断限界で4%）強度はステンレス・ワイヤと同程度（直径1 mmのとき80kg）でありしかも自重は小さい（同じく4.2kg/km）という特性をもつので、長距離巻下げには最も好適であると考えられる。外国の例(Cadet et al., 1977; Hazen and Anderson, 1984, 1985)でもこのケブラ材質のロープを使用している。一般に気球搭載用電動昇降機の問題点は、ロープの均質な巻取機構およびモータのブレーキ機構であるが、前者についてはロープ・ガイド付きのトラバース・カムをモータと連動させる機構がこの第1回観測用昇降機の段階で完成していた。後者のブレーキ機構としては、このときはマグネチック・カップリング型のもの（白井国際産業/CEFILAC MHC100），を巻下げ時のみ作動させる方法を採用した。この場合、ブレーキ・トルクが釣り下げるPIゴンドラの最大許容重量を決定し、また使用電力量も巻下げ時（5 Ah）の方が巻上げ時（3 Ah）を上回り、したがって600m連続動作は駆動部の温度上昇の小さい巻上げ時に限られることとなった。なお、この段階で巻枠回転数とロープ・ガイド往復回数とを数えて巻下げ距離を計測することが定着し、蓄電池（National LCR-11012; 12V, 10Ah, 4.8kg; このときは4個並列）や駆動部のギヤ潤滑グリス（日弘産業, UNI-AF; -80~130°C まで使用可）が決定した。

第2回観測（1983年9月）に使用した電動昇降機の構成および仕様を、それぞれ図E1および表E1に示す。第1回観測用からの改良点として重要なものは、ハーモニック・ギヤ（Harmonic Drive Systems Co., FB-20-80-2）を用いた減速機構（減速比：1/80）の開発、およびヒステリシス・ブレーキ（神鋼電機, HB-2.5）と電磁ブレーキ（同, ERS-175）の併採用の二つである。二種のブレーキのうち、前者は5段階に設定したトルクをコマンドで選択でき（したがって必要最少限の電力消費とすることが可能）、また後者は巻上げ下げ動作終了後に完全停止させるためのものである。これらの改良によって、釣り下げ許容重量や巻下げ距離を前回よりそれぞれほぼ倍増させた（12kg, 1013m, 3往復）にもかかわらず、特に巻下げ時の消費電力量が大幅に減少したため（0.7Ah; 巻上げ時は前回並の4.1Ah）電池重量は増す必要がなく（前回と同じもの2個直列2組並列）、さらに連続巻上げ下げも可能となった（図E2）。したがって気球搭載用電動昇降機の原理機構面としてはこの第2回観測においてほとんど完成したと言える。

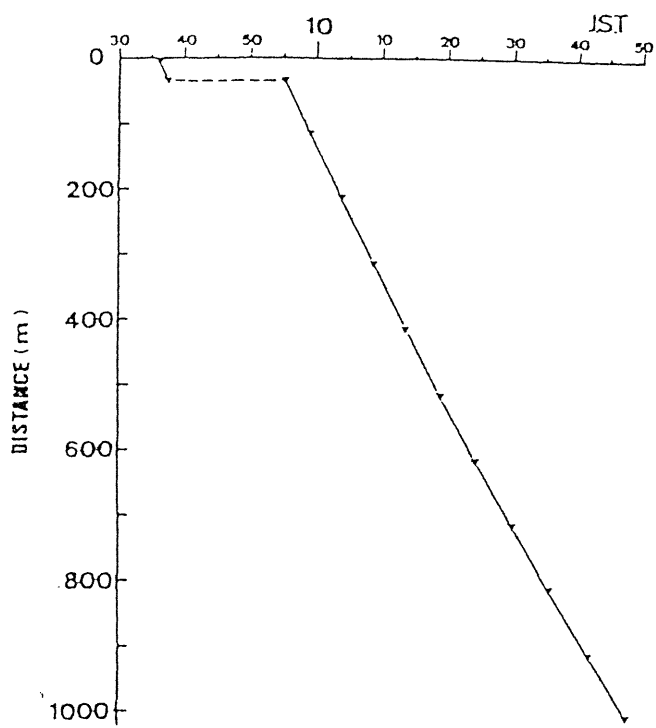
第3回観測（1984年5月）には上と同じ機構のまま一回り大きくしパワーをさらに倍増させることを計画した（22kg, 3050m）。このもくろみは1回巻下げ完了後の巻上げ途中に釣り下げロープ（1.5mm-Kevlar）の巻取不良が生じたため完全には果たせなかったが、興味ある乱流薄層のジグザグ・スキャンを行なうことができた。このときのコントロール・ゴンドラは、観測終了後（下北半島東方約500kmの太平洋上に降下）まもなく付近を航行中の漁業船団によってほとんど無傷で回収されたため、巻取不良についての十分な実験的検討をすることができた。その結果、巻取不良の原因は全くトラバース・カムとして短いものを2本継ぎ足して用いたことによる歪みに尽きることがわかり、電動昇降機としての機構面には何ら問題がないことが確認された。したがってこのままの機構で数10kgのものを数km巻上げ下げすることは十分に可能であると言える。なお、第4回観測（1984年9月）は宇宙塵の採集（京都大学理学部長谷川博一教授ほか）に相乗りの形で行ない、昇降機からモータを取り外したものをを用いて採集のための休止2回を含む950mの巻下げ1回を行なった（図14参照）。このときのPIゴンドラ重量は39.8 kg、釣り下げロープは2mm-Kevlarである。



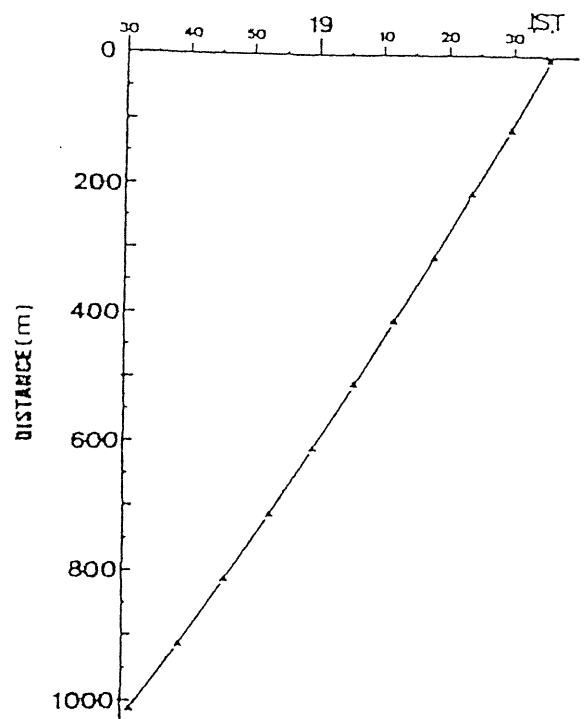
図E1 第2回観測（1983年9月）用大気球搭載電動昇降機の構成（単位：mm）。宇宙科学研究所・松坂幸彦氏の最終設計と提供による。

表E1 第2回観測（1983年9月）用大気球搭載電動昇降機の仕様（宇宙科学研究所・松坂幸彦氏の提供による）。

WINCH WEIGHT	10 kg
PAYLOAD WEIGHT	12 kg
REELDOWN DEPTH	1013 m
REELDOWN/UP CYCLES	3 CYCLES
REELDOWN VELOCITY	40-30 cm/SEC
REELUP VELOCITY	24-34 cm/SEC
WINCH DECELERATOR	HARMONIC GEARS
WINCH BRAKES	HYSTERESIS + ELECTROMAGNETIC
BATTERY CONSUMPTION	14.4 A-HOUR/3 CYCLES
BALLOON ALTITUDE	23.5-24.0 km



(a)



(b)

図E2 第2回観測（1983年9月26日）における，1 km連続の巻下げ（a）および巻上げ（b）の例。宇宙科学研究所・松坂幸彦氏の提供による。



## F. Lagrange的測定法の意味および測定誤差

本観測では気球に追隨してすべての測定が行なわれる (Lagrange的) ので, 地球に固定した系で表現された (Euler 的) 観測量や理論的波動要素などとの関連をこの項で調べておく。§3.3.2 に論じているように, Lagrange的な表現は媒質に相対的なものであるので, 波動伝播の力学と対応させるのは Euler的なものよりもむしろ好都合であるが, 波源の推定のためにはやはり Euler的な考察が必要であろう。また観測手段 (気球追尾および搭載風速計) そのものの測定論的吟味は, 第3章の観測結果の信頼度を保証するために必要である。そこで以下では, Lagrange的スペクトルの意味, 気球追尾の精度, 風速計昇降の鉛直性, 気球固有運動に起因する搭載風速計測定誤差の4項目について, 山中(1985b), Yamanaka *et al.* (1985a)などに従って順に述べることにする。

気球が時間  $T$  の間等高度  $Z_0$  を水平浮遊しているとき, 追尾による風速資料:

$$u = u(t; x), \quad 0 \leq t \leq T \quad (\text{F. 1})$$

が得られたとする (簡単のためここでは水平方向1次元として取扱うが, 以下の議論は容易に2次元平面の場合に拡張できる)。ここに  $x = x(t)$  は空気塊のLagrange変位である (風速変動の正体を内部重力波と考える限りにおいて気球を空気塊と見なしてよいことは後で証明する)。いま全資料の時間平均:  $\bar{u} = \int u dt / \int dt = (\text{定数})$  を用い変数変換:  $\xi = x - \bar{u}t$ ,  $\tau = t$ ,  $u' = u - \bar{u}$  を行なうと, Fourier変換式は

$$\begin{aligned} u' &= \iint U \cdot \exp [i(kx - \omega t)] dk d\omega \\ &= \iint \frac{U_g U}{U_g - \bar{u}} \cdot \exp [i(k\xi - \hat{\omega}\tau)] dk d\hat{\omega} \end{aligned}$$

( $\hat{\omega} = \omega - k\bar{u}$  は Doppler周波数;  $U_g = \partial\omega / \partial k$  は群速度) となるから, (F. 1)を解析して得られるLagrange的スペクトル:  $U_L$  は, 通常の Euler的スペクトル:  $U$  と

$$U_L = \frac{U_g}{U_g - \bar{u}} \cdot U \quad (\text{F. 2})$$

の関係がある。

上の  $U$ ,  $U_L$  は両方とも時空間スペクトルであるが, 空間と時間との間に適当な線形関係を仮定すると空間スペクトルに変換できる。まず Euler的観測では  $C = \bar{u}$  とし

$$x = Ct \quad (\hat{\omega} = 0) \quad \text{のとき} \quad U(\omega) = U(kC) \quad (\text{F. 3})$$

とする。これはあらゆる擾乱が形を変えずに平均流とともに移動しているとする近似で, 一般に「Taylorの凍結乱流仮説 (hypothesis of frozen turbulence)」と呼ばれているが, 非常に興味深いことにこの仮定は臨界高度の条件(1. 2)と等価である。一方, これと同様にLagrange的観測資料においても  $C = \bar{u}$  とし

$$\xi = C r \quad (\omega = 0) \quad \text{のとき} \quad U_L(\hat{\omega}) = U(kC) \quad (F. 4)$$

と表わせる。これは全ての擾乱が空間に対して動かないという仮定（以下、「停滞波仮設」と呼ぶことにする）に相当する。実際、ISレーダ観測による $U(\omega)$ に凍結乱流仮設を施したものの、および水平浮遊気球追尾から解析した $U_L(\hat{\omega})$ に「停滞波仮設」を施したものは、両者とも中規模波長帯の水平（東西）波数の-2~-1.5乗則のパワ・スペクトルを与える（§3.3.3参照）。この結果は理論の要請する臨界高度的波動および停滞波の卓越を示しているものと言えるが、例えば§4.2.1のLagrange的準単色スペクトルをEuler的波動場の表現に拡張する問題、VanZandt(1982, 1985)の指摘したEuler的2次元等方スペクトル(Garrett and Munk, 1972, 1975)の是非についてのLagrange的側面からの検討、などは将来に残されている。以下には§1.4.3の成層圏弱風層生成論で想定した地形性内部重力波（山岳波）について若干のコメントを付す。

山岳波のように厳密に停滞波である場合には、パワは発生源の水平分布に従って場所による不均一ができるはずである。例えば図62の衛星写真（一種のEuler的資料）は、奥羽山脈東側（対流圏風系の風下側）でかつ三陸沖約100km以内でのみ、顕著な波状雲（引用文献の著者は中部対流圏の山岳波と同定している）が存在することを示す。従って中層大気中でもこのような地域性があるはずであるが、それにもかかわらず観測されたスペクトルにはかなりの普遍性が見られている。(3.5)および(F.2)はそれぞれ卓越位相速度および卓越群速度が基本流と決まった関係となることを示唆しているが、その物理的背景は全く明らかでない。なおBretherton(1969a)は英国の一地方の中小規模地形スペクトルが波数の-1~-2乗則となることを示し、これが実測される内部重力波スペクトルに反映することを示唆している。確かに簡単な定義(1.2)による臨界高度は同位相速度（山岳波なら0）の波に共通であるが、砕波開始高度、慣性効果が効く場合の臨界高度（図8）、あるいは内部波としての高周波限界高度（ $|\hat{\omega}| = N$ ; Boussinesq近似では除去されている反射高度）などは波長によって異なり、Brethertonの考えたほど簡単ではない。本研究では一応、図62の地形断面図から類推した約160km（東北全体）、約50km（出羽・奥羽・北上の各山脈）、約15km（鳥海・焼石・五葉の各山塊）、約5km（個々の峰）などを、図61に観測結果との比較として示してある。

気球追尾システム（付録D）の測定誤差については以下のように検討される。まず時間 $\Delta t$ ごとに測距するとき、気球の視線・接線速度は $(\Delta R / \Delta t, \bar{R} \Delta \theta / \Delta t)$ となる。但し $\Delta R$ は $\Delta t$ 間における気球直距離の変化、 $\Delta \theta$ は $\Delta t$ 間の気球変位の観測点から見た開きの角、また $\bar{R}$ は $\Delta t$ 間の気球の平均直距離である。いま1回の測距・測角の誤差をそれぞれ $\pm \varepsilon_R$ ,  $\pm \varepsilon_\theta$ とすると、視線・接線速度の誤差は

$$\left( \pm \frac{2\varepsilon_R}{\Delta t}, \quad \pm \frac{\varepsilon_R \Delta \theta + 2\varepsilon_\theta \bar{R}}{\Delta t} \right) \quad (F. 5)$$

となる。ここで $\varepsilon_R \sim 50\text{m}$ ,  $\varepsilon_\theta \sim 0.05\text{deg} \sim 10^{-3}\text{rad}$ とすると視線速度誤差は1分測距のとき約2m/s, また5分測距のとき0.3m/sとなる。一方、接線速度誤差は測距・測角両方の誤差が寄与するが、上の $\varepsilon_R$ ,  $\varepsilon_\theta$ を仮定するときは $\Delta \theta$  [deg]  $\ll$   $\bar{R}$  [km]である限り前者は無視し得ることがわかる。従って気球が観測点ごく近傍を速く通り過ぎる場合を除き一般に接線速度誤差は直距離 $R$ にほぼ比例し、また $\bar{R} \gg \varepsilon_R / \varepsilon_\theta \sim 5\text{km}$ である

限り接線速度誤差は視線速度誤差よりずっと大きく、5分測距のときの $\overline{R} = 200, 500\text{km}$ の気球についてはそれぞれ $1\text{m/s}$ 、 $3\text{m/s}$ の程度になる。

一般に気球は Väisälä-Brunt周波数 $N$ より高周波の風速変動には追従できない（後で気球固有振動の考察の際に述べる）ので、追尾による水平風速資料としては、5分程度の自動測距を繰り返すことでほぼ受信限界まで満足すべき精度のものが得られることになる。特に気球が三陸のほぼ東西を浮遊している場合には、東西風速の誤差は位相検波のみによる $0.3\text{m/s}$ 程度以下に押さえられる。その誤差の大部分はアンテナの機械的振れによるものであるので、ある程度の距離までは適当な時間幅（ $\sim 1\text{min}$ ）の平均測角値を用いて再計算することによって、かなり正しい値に近づけることが可能である。しかしこの方法も現実には $400\text{km}$ あたりより遠方では使えなくなり、気圧計・気球上昇系を搭載して高度測定を行なうことが考えられる（付録D参照）。

電動昇降機による風速計「鉛直」スキャンは、気球浮遊中（図15）の30-90minにわたって行なわれるので、厳密には風速計は水平方向にも時間的にもスキャンしていることになり、結果の鉛直累重性判定は厳密には不可能である。しかし例えばISレーダ測風原理（福山他，1979）にあるように、伝播性の波動よりも小規模の現象は気球の追従する程度の風に凍結されているはずで、先述のスペクトルから波動もまた流れに凍結されたものが卓越している。従って風速計が気球からそれほど遠く離れなければ、昇降スキャンによる相対風速プロファイルは、気球を浮遊させている風にそのまま凍結された形の鉛直構造を表わしていると考えてよい。気球からかなり離れた場合でもやはり鉛直微細構造はより大きいスケールの相対風速（5min程度の時間移動平均に気球浮遊風速を加算して簡単に求まる）に凍結されているはずで、結局検出された微細構造間の実質的水平距離は気球移動距離ではなくより大きいスケールの鉛直シアに関係する。本観測の「鉛直」スキャン距離は高々 $3\text{km}$ で風速差は $10\text{m/s}$ に満たず、測定に $100\text{min}$ 要したとして微細構造の水平距離は最大 $60\text{km}$ となり、この間に気球がどのくらい動こうが（気球浮遊高度の風速がどのくらいであろうが）修正する必要がない。以上から鉛直累重性の判定は（厳密にはLagrange的意味つまり気柱を考える上で）問題はないと言える。

なお各種ゾンデによる観測の鉛直性も同様に考えることができ、例えば $300\text{m/min}$ で上昇する気球は $100\text{min}$ で $30\text{km}$ 高度に達するが、その間の風速差が最大 $50\text{m/s}$ の場合の実質的水平距離は最大 $300\text{km}$ となる。つまり水平規模が $300\text{km}$ よりも大きくかつ凍結された擾乱を考察する限りにおいて、そのような観測結果は鉛直プロファイルとして取り扱って差し支えない。逆に水平距離が $300\text{km}$ よりも小さいかまたは流れに凍結されていないような擾乱については、上昇気球追尾による風速鉛直プロファイルを用いてその鉛直構造を議論することはできないということになる。さらにISレーダなどのEuler的資料の鉛直性の厳密さは、常に真上を見ていることでなく、 $1\text{min}$ 以内という短時間内に全高度をスキャンしていることによることに注意すべきである。

気球の水平浮遊運動が断熱空気塊に近いことは多くの理論的・実験的研究（例えば、西村他，1973b; Levanon et al., 1974; Nishimura et al., 1977b; Massman, 1978; Nastrom, 1980; Koma et al., 1982; Barat, 1982c）で確認されており、主要な項のみを残した気球の鉛直運動方程式は

$$\frac{d^2\zeta}{dt^2} + \frac{2}{3} N^2 \zeta = -F(\zeta; t) \quad (\text{F. 6})$$

となる。ここで左辺第二項（浮力復元力）の係数 $2/3$ は気球運動による誘導質量の効果であり，右辺の $F$ は大気密度変化・鉛直流による強制項（一般に $t$ のみの関数）と気球の形状抵抗項（一般に $\zeta$ の一次関数）とからなる。すなわち気球は

$$|\hat{\omega}| \ll \sqrt{2/3} \cdot N \quad (\text{F. 7})$$

を満たすような大気振動に応答でき，従って $N$ より低周波である内部重力波には完全に追随すると言える。なお応答限界周波数 $\sqrt{2/3} \cdot N$ に近い強制が加わると，気球はハンティングと呼ばれる共振を起こす（中部成層圏の典型値 $N = 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ のとき $1.6 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ つまり周期6-7min）。以上から例えば図50により，表7の階層(i)は気球高度の変動との区別がややクリティカルであるが，(ii)以下は気球浮遊高度の風速変動には全く影響されていないと判定できる。

本観測における気球システムの固有振動振動には，剛体で近似した気球の振動，気球に対する上ゴンドラの振動，および気球（と上ゴンドラの和）に対する下ゴンドラの振動に相当する3個のモードが存在する（Yamanaka et al., 1985a）。最後のものは

$$|\hat{\omega}| \approx \sqrt{g / \Sigma \ell} \quad (\text{F. 8})$$

と近似的に書かれる（ $\Sigma \ell$ ：気球浮力中心から下ゴンドラまでの全長）。第1回観測システム（図D1）の下ゴンドラを完全に巻下げた状態の固有振動周期は，3，12，42sとなる（図F1）。一般に大気中の球体の風に対する形状抵抗（の表面に垂直な成分）は

$$F = C_D S \rho (\Delta u)^2 / 2$$

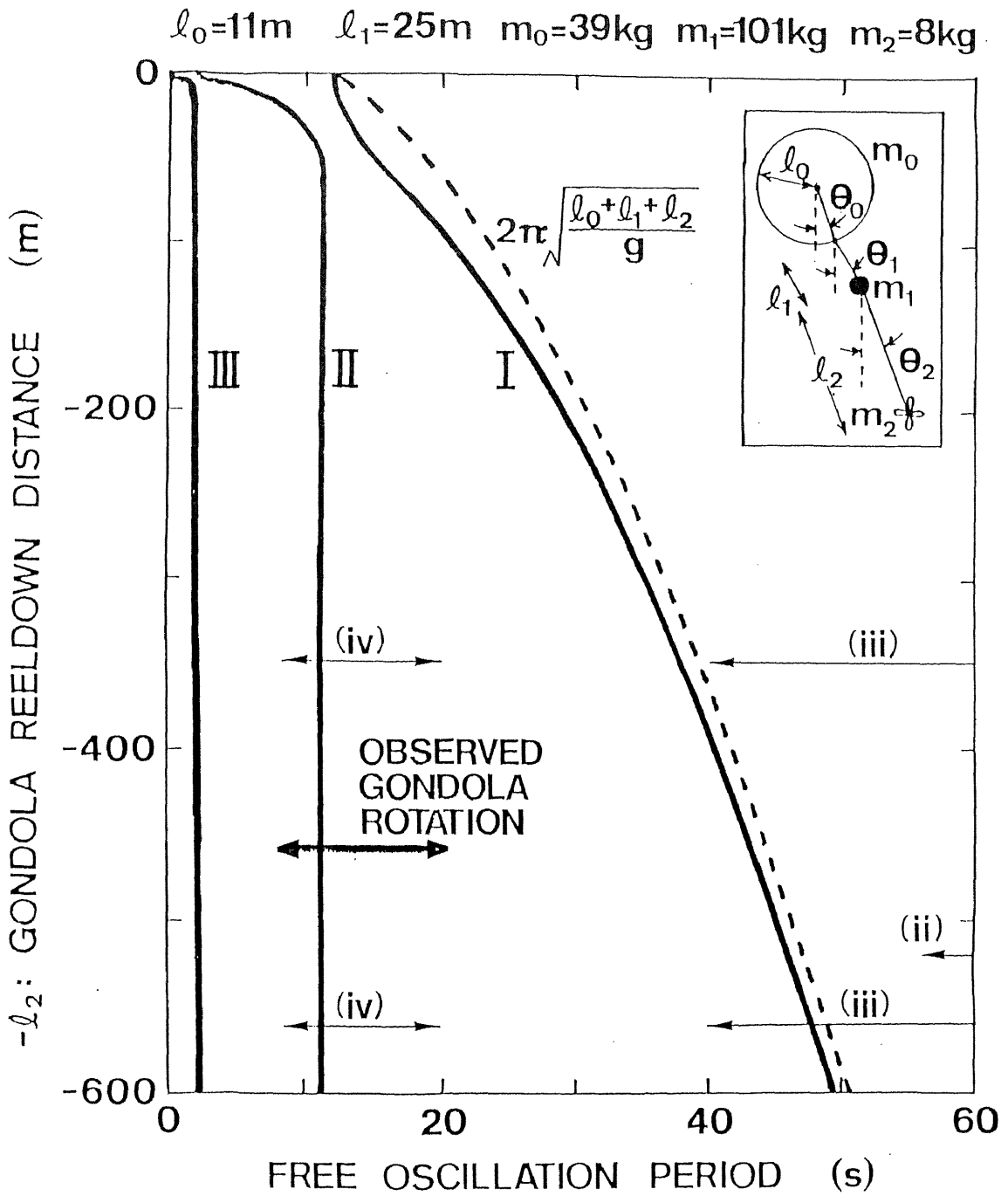
と表わされ（ $C_D \approx 0.2$ は抵抗係数， $S$ は有効断面積， $\rho$ は大気密度， $\Delta u$ は相対風速変動），上例で $\Delta u \sim 5 \text{ m/s}$ のときの $F$ の大きさは気球およびゴンドラについてそれぞれ30および0.1Nの程度である。このような強制力を受けたときゴンドラの振動角は

$$|\theta| \sim F / (\Sigma m \cdot g) \sim 0.02 \text{ rad} \sim 1^\circ \quad (\text{F. 9})$$

の程度である（ $\Sigma m$ ：系の全重量）が，これが搭載風速計の測定方向を含む面内で生ずると，600m巻下げでは各固有振動について8，2，0.6m/sのゴンドラ振動が風速計資料に混入する。従って観測資料にこのような偽の風速変動がないかどうか， $\Delta u$ や $|\theta|$ の実測値および測器の感度や即応性と対照して吟味する必要がある。

気球システムの振動は一般に円錐振り子となり，上の見積りは固有振動として起こり得る偽風速の最大値に相当するが，直径数10mの大気球では風の応力の接線成分による回転の強制も無視できない。気球の抵抗の接線成分（つまり気球周囲の循環）は

$$F' = C_F S \rho (\Delta u)^2 / 2$$



図F1 大気球観測システムの自由振動周期。第一回観測（1982年9月）のものについて計算。実曲線（I-III）は3個の固有振動モード，破曲線は簡単な単振子で近似した場合。なお，観測された Gondola 回転周期を太い矢印で，検出された相対風速変動を細い矢印で示してあるが，後者については表7を参照のこと。

のようにある係数  $C_F$  をもちいて表わされ、このときの回転速度  $\dot{\phi}$  は角運動量保存則を通して振動角と束縛関係にあることが以下のように示される。継続時間  $\tau$  をもつ  $F'$  のモーメントによって励起される回転角速度の大きさは

$$|\dot{\phi}| \sim F' l_0 \tau / I$$

( $I \sim 2 m_0 l_0^2 / 5$  は気球の慣性モーメント、 $l_0$  は気球半径、 $m_0$  は気球重量) となる。従って(F. 9)より

$$\frac{|\dot{\phi}|}{|\dot{\theta}|} \sim \frac{3 C_F g \cdot \sum m \cdot \tau}{2 C_D m_0 l_0} \sim (3 \text{ s}^{-2}) \cdot \tau [\text{s}] \quad (\text{F.10})$$

(最後の見積りは第1回観測のときの値と  $C_F \sim 0.5 C_D$  を仮定) が得られる。気球の応答条件(F. 7)により  $\tau > 6 \text{ min}$  でなければならないから、もし  $|\dot{\theta}| \sim 1^\circ \sim (1/60) \text{ rad}$  ならば  $|\dot{\phi}| > 6 \text{ grad/s} \sim 1 \text{ rps}$  となる。実際にはゴンドラの回転はもっと緩く ( $|\dot{\phi}| \sim 5 \text{ rpm}$ ) 振動角も小さい ( $|\dot{\theta}| < 0.1^\circ$ ) が実験的に(F.10)は成り立ち ( $\tau \sim 5 \text{ min}$ )、これは釣下げロープなどの効果が振動と回転とに相似的に作用していることによると考えられる。このような回転運動によってゴンドラは鉛直軸周りの回転および円軌道沿いの並進を行なうが、前者は風速計が完全に風向に応答しても応答が遅れがあると偽の風速強弱として入り込む可能性があり、また後者の並進円運動については(F. 9)の振子運動の効果と同程度であろうと考えられる。いずれにせよ搭載風速計の相対風速資料の中にこのようなゴンドラ回転による成分が混入していないかどうかを、地磁気方位計の資料 ( $\theta, \phi$ ) や風速計の即応性や感度と対照して吟味する必要があると言える。

## 文 献

- Akiyama, H., J. Nishimura, M. Namiki, Y. Okabe, Y. Matsuzaka and H. Hirose, 1983: A new static-launch method for plastic balloons. Adv. Space Res., 3(6), 97-100.
- Andrews, D.G., 1980: On the mean motion induced by transient inertio-gravity waves. Pure Appl. Geophys., 118, 177-188.
- 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.
- and ——, 1978a: An exact theory of nonlinear waves on a Lagrangian-mean flow. J. Fluid Mech., 89, 609-646.
- and ——, 1978b: On wave-action and its relatives. J. Fluid Mech., 89, 647-664.
- Balsley, B.B., and D.A. Carter, 1982: The spectrum of atmospheric velocity fluctuations at 8 km and 86 km. Geophys. Res. Lett., 9, 465-468.
- , N. Cianos, D.T. Farley and M.J. Baron, 1977: Winds derived from radar measurements in the Arctic troposphere and stratosphere. J. Appl. Meteor. 16, 1235-1239.
- Barat, J., 1975a: Étude expérimentale de la structure du champ de turbulence dans la moyenne stratosphère. Compt. Rend. Acad. Sci. Paris, B280, 691-693.
- , 1975b: Une méthode de mesure directe du taux de dissipation d'énergie turbulente dans la stratosphère. Compt. Rend. Acad. Sci. Paris, B281, 53-56.
- , 1982a: A high resolution ionic anemometer for boundary-layer measurements. J. Appl. Meteor., 21, 1130-1138.
- , 1982b: Initial results from the use of ionic anemometers under stratospheric balloons: Application to the high-resolution analysis of stratospheric motions. J. Appl. Meteor., 21, 1489-1496.
- , 1982c: Some characteristics of clear-air turbulence in the middle stratosphere. J. Atmos. Sci., 39, 2553-2564.
- , 1983: The fine structure of the stratospheric flow revealed by differential sounding. J. Geophys. Res., 88, 5219-5228.
- and P. Aimedieu, 1981: The external scale of clear air turbulence derived from the vertical ozone profile: Application to vertical transport measurement. J. Appl. Meteor., 20, 275-280.
- and F. Bertin, 1984a: On the contamination of stratospheric turbulence measurements by wind shear. J. Atmos. Sci., 41, 819-827.
- and ——, 1984b: Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations within clear air turbulence layers: Analysis of the estimate

- of dissipation rate by remote sensing techniques. J. Atmos. Sci., 41, 1613-1619.
- and J.C. Genie, 1982: A new tool for the three-dimensional sounding of the atmosphere: The helisonde. J. Appl. Meteor., 21, 1497-1505.
- Benny, D.G., and R.F. Bergeron, 1969: A new class of nonlinear waves in parallel flows. Stud. Appl. Math., 48, 181-204.
- Booker, J.R., and F.P. Bretherton, 1967: The critical layer for internal gravity waves in a shear flow. J. Fluid Mech., 27, 513-539.
- Breeding, R.J., 1971: A non-linear investigation of critical levels for internal gravity waves. J. Fluid Mech., 50, 545-563.
- Bretherton, F.P., 1966: The propagation of groups of internal gravity waves in a shear flow. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 92, 466-480.
- , 1969a: Momentum transport by gravity waves. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 95, 213-243.
- , 1969b: On the mean motion induced by internal gravity waves. J. Fluid Mech., 36, 785-802.
- Brewer, A.W., 1949: Evidence for a world circulation provided by measurements of helium and water vapor distribution in the stratosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 75, 351-363.
- Brown, J.H., and R.E. Good, 1981: Wind tunnel and laboratory calibration of balloon-borne wind sensors. AFGL-TR-81-0219, 32pp.
- Cadet, D., 1975: Vertical wind shear measurements in the lower stratosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 101, 485-493.
- , 1977: Energy dissipation within intermittent clear air turbulence patches. J. Atmos. Sci., 34, 137-142.
- , G. Bannerot and B. Brioit, 1977: A two-dimensional sounding technique from a balloon: Application to the study of a stratospheric shallow layer. J. Appl. Meteor., 16, 662-667.
- and H. Teitelbaum, 1979: Observational evidence of internal inertia-gravity waves in the tropical stratosphere. J. Atmos. Sci., 36, 892-907.
- Chanin, M.-L., and A. Hauchecorne, 1981: Lidar observation of gravity and tidal waves in the middle atmosphere. J. Geophys. Res., 86, 9715-9721.
- Charney, J.G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. J. Meteor., 4, 135-162.
- and P.G. Drazin, 1961: Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. J. Geophys. Res., 66, 83-109.
- Cheng, A.F., and S.A. Piacsek, 1978: A study of stratospheric turbulence and mean flow by constant-level tracer balloons in the northern hemisphere. J. Atmos. Sci., 35, 890-898.
- Danielsen, E.F., 1981: An objective method for determining the generalized transport tensor for two-dimensional Eulerian models. J. Atmos. Sci., 38, 1319-1339.



- DeMandel, R.E., and J.R. Scoggins, 1967: Mesoscale wave motions as revealed by improved wind profile measurements. J. Appl. Meteor., 6, 617-620.
- 電気学会 (電気学会放電専門委員会), 1974: 放電ハンドブック (改訂版). 電気学会, 494pp.
- Dewan, E.M., 1979: Stratospheric wave spectra resembling turbulence. Science, 204, 832-835.
- Dickinson, R.E., 1970: Development of a Rossby wave critical level. J. Atmos. Sci., 27, 627-633.
- Dobson, G.M.B., 1956: Origin and distribution of polyatomic molecules in the atmosphere. Proc. Roy. Soc. London, A236, 187-192.
- Dunkerton, T.J., 1978: On the mean meridional motions of the stratosphere and mesosphere. J. Atmos. Sci., 35, 2325-2333.
- , 1981: Wave transience in a compressible atmosphere. Part I: Transient internal wave, mean-flow interaction. J. Atmos. Sci., 38, 281-297.
- , 1982a: Stochastic parameterization of gravity wave stresses. J. Atmos. Sci., 39, 1711-1725.
- , 1982b: Theory of the mesopause semiannual oscillation. J. Atmos. Sci., 39, 2681-2690.
- Eady, E.T., 1949: Long waves and cyclone waves. Tellus, 1, 33-52.
- Eliassen, A., and E. Palm, 1961: On the transfer of energy in stationary mountain waves. Geofys. Publ., 22(3), 1-23.
- Endlich, R.M., R.C. Singleton and J.W. Kaufman, 1969: Spectral analysis of detailed vertical wind speed profiles. J. Atmos. Sci., 36, 1030-1041.
- Fourrier, J., P. Morel and P. Sitbon, 1970: Ambient temperature measurements from constant-level balloons. J. Appl. Meteor., 9, 154-157.
- Fritts, D.C., 1982: The transient critical-level interaction in a Boussinesq Fluid. J. Geophys. Res., 87, 7997-8016.
- , B.B. Balsley and W.L. Ecklund, 1984: VHF echoes from the arctic mesosphere and lower thermosphere. Part II: Interpretations. Dynamics of the Middle Atmosphere, J.R. Holton and T. Matsuno (ed.), 97-115.
- and T.J. Dunkerton, 1985: Fluxes of heat and constituents due to convectively unstable gravity waves. J. Atmos. Sci., 42, in press.
- and M.A. Geller, 1976: Viscous stabilization of gravity wave critical level flows. J. Atmos. Sci., 33, 2276-2284.
- 福山 薫・深尾昌一郎・加藤 進, 1979: I Sレーダーによる中層大気のリモートセンシング. 天気, 26, 139-154.
- Gambo, K., 1970: The characteristic feature of medium scale disturbances in the atmosphere (II). J. Meteor. Soc. Japan, 48, 315-330.
- Gage, K.S., 1979: Evidence for a  $k^{-5/3}$  law inertial range in mesoscale two-dimensional turbulence. J. Atmos. Sci., 36, 1950-1954.
- Garrett, C.J.R., and W.H. Munk, 1972: Space-time scales of internal waves. Geophys. Fluid Dyn., 2, 225-264.

- and —, 1975: Space-time scales of internal waves: A progress report. J. Geophys. Res., 80, 291-297.
- Geller, M.A., H. Tanaka and D.C. Fritts, 1975: Production of turbulence in the vicinity of critical levels for internal gravity waves. J. Atmos. Sci., 32, 2125-2135.
- Gill, G.C., 1975: Development and use of the Gill uvw anemometer. Boundary-Layer Meteor., 8, 475-495.
- , 1978: The development and calibration of sensitive vertical flow anemometers for use on constant-level scientific balloon flights. Final Report for DRDA Project 011137, University of Michigan, 45pp.
- Good, R.E., J.H. Brown and G. Harpell, 1978: Development of a corona anemometer for measurement of stratospheric turbulence. AFGL-TR-78-0070, 44pp.
- Gossard, E.E., and W. Munk, 1954: On gravity waves in the atmosphere. J. Meteor., 11, 259.
- Grimshaw, R., 1975: Internal gravity waves: Critical level absorption in a rotating fluid. J. Fluid Mech., 70, 287-304.
- Hasebe, F., 1983: Interannual variations of global total ozone revealed from Nimbus 4 BUUV and ground-based observations. J. Geophys. Res., 88, 6819-6834.
- 林 真, 1975: 衝突現象・輸送現象・表面現象. 放電, 玉河 元 (編), 共立出版, 1-29.
- Hayashida, S., and Y. Iwasaka, 1983: Lidar observation of stratospheric aerosol increase after the El Chichon eruption: Nagoya, April to December 1982. Mem. Natl Inst. Polar Res., Spec. Issue, 27, 191-200.
- , A. Kobayashi and Y. Iwasaka, 1984: Lidar measurements of stratospheric aerosol content and depolarization ratio after the eruption of volcano El Chichon: Measurements at Nagoya, Japan. Geophys. Internatl, 23, 277-288.
- Hazel, P., 1967: The effect of viscosity and heat conduction on internal gravity waves at a critical level. J. Fluid Mech., 34, 609-624.
- Hazen, N.L., and J.G. Anderson, 1984: Reel down: A balloon-borne winch system for stratospheric sounding from above. AIRR-84-0027, 9pp.
- and —, 1985: A new reeling technique for very long extension scanning in the stratosphere. Adv. Space Res., 5(1), 45-48.
- Heath, D.F., E. Hilsenrath, A.J. Kuruger, G.W. Nordberg, A.C. Prabhakara and J.S. Theon, 1974: The global structure of the stratosphere and mesosphere with sounding rockets and with remote sensing techniques from satellites. Structure and Dynamics of the Upper Atmosphere, P. Verniani (ed.), Elsevier, 131-198.
- Hines, C.O., 1963: The upper atmosphere in motion. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 89, 1-42.
- Hirosawa, H., and J. Nishimura, 1979: Scientific ballooning in Japan.

- Scientific Ballooning, W. Riedler (ed.), Pergamon Press, 127-134.
- , —, S. Ohta, H. Akiyama, M. Fujii, T. Yamagami, Y. Ohtsuka, Y. Okabe and H. Maekawa, 1975: Relay balloon. Proc. ISTS, 11, 867-871.
- , S. Ohta and H. Akiyama, 1982: Development of relay balloon system. Proc. ISTS, 13, 1201-1205.
- , T. Sekiguchi, K. Kudo, H. Kobayashi and M. Kobayagawa, 1964: Static characteristics of a plasma negative-resistance device. Summaries of Papers of Int. Conf. on Microwaves, Circuit Theory and Information Theory, Tokyo, Part I, 407.
- Hirota, I., 1978: Equatorial waves in the upper stratosphere and mesosphere in relation to the semiannual oscillation of the zonal wind. J. Atmos. Sci., 35, 714-722.
- , 1984: Climatology of gravity waves in the middle atmosphere. J. Atmos. Terr. Phys., 46, 767-773.
- Hodges, R.R., Jr., 1967: Generation of turbulence in the upper atmosphere by internal gravity waves. J. Geophys. Res., 72, 3455-3458.
- Holmes, R.M., G.C. Gill and H.W. Carson, 1964: A propellor-type vertical anemometer. J. Appl. Meteor., 3, 802-804.
- Holton, J.R., 1982: The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere. J. Atmos. Sci., 39, 791-799.
- Howard, L.N., 1961: Note on a paper of John W. Miles. J. Fluid Mech., 10, 500-512.
- IMFUB (Institut für Meteorologie, der Freien Universität Berlin), 1981-1983: Berliner Wetterkarte, Januar 1981-Dezember 1982.
- , 1981-1983: Beilage zur Berliner Wetterkarte, Januar 1981-Dezember 1982.
- Iwasaka, Y., S. Hayashida and A. Ono, 1983: Increasing backscattered light from the stratospheric aerosol layer after Mt. El Chichon eruption: Laser radar measurement at Nagoya (35°N, 137°E). Geophys. Res. Lett., 10, 440-442.
- Jones, W.L., 1967: Propagation of internal gravity waves in fluids with shear and rotation. J. Fluid Mech., 30, 439-448.
- , 1968: Reflexion and stability of waves in stably stratified fluids with shear flow: a numerical study. J. Fluid Mech., 34, 609-624.
- and D.D. Houghton, 1971: The coupling of momentum between internal gravity waves and mean flow: A numerical study. J. Atmos. Sci., 28, 604-608.
- Kida, H., 1977a: A numerical investigation of the atmospheric general circulation and stratospheric-tropospheric mass exchange: I. Long-term integration of a simplified general circulation model. J. Meteor. Soc. Japan, 55, 52-70.
- , 1977b: A numerical investigation of the atmospheric general circulation and stratospheric-tropospheric mass exchange: II. Lagrangian motion of

- the atmosphere. J. Meteor. Soc. Japan, 55, 71-88.
- , 1983a: General circulation of air parcels and transport characteristics derived from a hemispheric GCM: Part 1. A determination of advective mass flow in the lower stratosphere. J. Meteor. Soc. Japan, 61, 171-187.
- , 1983b: General circulation of air parcels and transport characteristics derived from a hemispheric GCM: Part 2. Very long-term motions of air parcels in the troposphere and stratosphere. J. Meteor. Soc. Japan, 61, 510-523.
- 気象庁 (Japan Meteorological Agency), 1970-1983: Aerological Data of Japan, January 1981-December 1982.
- Kitchen, E.H., and M.E. McIntyre, 1980: On whether inertio-gravity waves are absorbed or reflected when their intrinsic frequency is Doppler-shifted towards  $f$ . J. Meteor. Soc. Japan, 58, 118-126.
- Klostermeyer, J., 1980: Computation of acoustic-gravity waves, Kelvin-Helmholtz instabilities, and wave-induced eddy transport in realistic atmospheric models. J. Geophys. Res., 85, 2829-2839.
- Koma, Y., Y. Okabe, M. Fujii and J. Nishimura, 1982: Automatic control of balloon altitudes. Proc. ISTS, 13, 1183-1187.
- Labitzke, K., 1982: On the interannual variability of the middle stratosphere during the northern winters. J. Meteor. Soc. Japan, 60, 124-139.
- Lally, V.E., 1983: The radiation controlled balloon (RAC00N). Adv. Space Res. 3(6), 19-24.
- , E.W. Lichfield and S.B. Solot, 1966: The southern hemisphere GHOST experiment. WMO Bull., 15, 124-128.
- Larsen, M.F., M.C. Kelley and K.S. Gage, 1982: Turbulence spectra in the upper troposphere and lower stratosphere at periods between 2 hours and 40 days. J. Atmos. Sci., 39, 1035-1041.
- Leovy, C.B., 1964: Simple models of thermally driven mesospheric circulation. J. Atmos. Sci., 21, 327-341.
- Levanon, N., R.A. Oehlkers, S.D. Ellington, W.L. Massman and V.E. Swomi, 1974: On the behavior of superpressure balloons at 150 mb. J. Appl. Meteor., 13, 494-504.
- Lichfield, E.W., and M.L. Olson, 1979: Balloon tracking systems. Scientific Ballooning, W. Riedler (ed.), Pergamon Press, pp.59-72.
- Lilly, D.K., 1972: Wave momentum flux — A GARP problem. Bull. Amer. Meteor. Soc., 53, 17-23.
- , 1978: A severe downslope windstorm and aircraft turbulence event induced by a mountain wave. J. Atmos. Sci., 35, 59-77.
- and P.J. Kennedy, 1973: Observation of a stationary mountain wave and its associated momentum flux and energy dissipation. J. Atmos. Sci., 30, 1135-1152.
- and E. Petersen, 1983: Aircraft measurements of atmospheric kinetic

- energy spectra. Tellus, 35A, 379-382.
- , D.E. Waco and S.I. Aldefang, 1974: Stratospheric mixing estimated from high-altitude turbulence measurements. J. Appl. Meteor., 13, 488-812.
- Lindzen, R.S., 1970: Internal equatorial planetary-scale waves in shear flow. J. Atmos. Sci., 27, 394-407.
- , 1974: Stability of a Helmholtz velocity profile in a continuously stratified infinite Boussinesq fluid — Applications to a clear air turbulence. J. Atmos. Sci., 31, 1507-1514.
- , 1981: Turbulence and stress due to gravity wave and tidal breakdown. J. Geophys. Res., 86, 9707-9714.
- and J.R. Holton, 1968: A theory of the quasi-biennial oscillation. J. Atmos. Sci., 25, 1095-1107.
- MacCready, P.B., Jr., 1975: Turbulence and the local flow field. The AV experiment on DaVinci I. Final report to ERDA-DBER by AeroVironment Inc., AV-FR-564, 32pp.
- and H.R. Jex, 1964: Response characteristics and meteorological utilization of propellor and vane wind sensors. J. Appl. Meteor., 3, 182-193.
- and J.B. Mullen, 1977: Turbulence investigation on DaVinci II. Final Report to SLA by AeroVironment Inc., AV-FR-7141, 41pp.
- Madden, R.A., and E.J. Zipser, 1970: Multi-layered structure of the wind over the equatorial Pacific during the Line Islands Experiment. J. Atmos. Sci., 27, 336-342.
- Maekawa, Y., S. Fukao, T. Sato, S. Kato and R.F. Woodman, 1984: Internal inertia-gravity waves in the tropical lower stratosphere observed by the Arecibo radar. J. Atmos. Sci., 41, 2359-2367.
- Mantis, H.T., 1963: Note on the structure of the stratospheric easterlies of midlatitude. J. Appl. Meteor., 2, 427-429.
- Marshall, J.C., 1969: Behavior of smoke trails 30 to 70 km. J. Appl. Meteor., 8, 641-648.
- Maslowe, S.A., 1972: The generation of clear air turbulence by nonlinear waves Stud. Appl. Math., 51, 1-16.
- Massie, S.T., and D.M. Hunten, 1981: Stratospheric eddy diffusion coefficients from tracer data. J. Geophys. Res., 86, 9859-9868.
- Massman, W.J., 1978: On the nature of vertical oscillations of constant volume balloons. J. Appl. Meteor., 17, 1351-1356.
- Matsuda, Y., 1984: Note on the stability of baroclinic flow under radiation condition. J. Meteor. Soc. Japan, 62, 18-25.
- Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. J. Meteor. Soc. Japan, 44, 25-43.
- , 1971: A dynamical model of the stratospheric sudden warming. J. Atmos. Sci., 28, 1479-1494.

- , 1980: Lagrangian motion of air parcels in the stratosphere in the presence of planetary waves. Pure Appl. Geophys., 118, 189-216.
- , 1982: A quasi-one-dimensional model of the middle atmosphere circulation interacting with internal gravity waves. J. Meteor. Soc. Japan, 60, 215-226.
- 松代正三, 1978: 流体の計測. 電気応用計測 (改訂版), 電気学会, 40-67.
- Matsuzaka, Y. (松坂幸彦)・粕 豊・山上隆正・西村 純, 1983: 大気球搭載用巻下げ器. 宇宙科学研究所報告, 特集8, 33-49.
- , T. Yamagami, J. Nishimura and M.D. Yamanaka, 1984: Reel-up and -down system for balloon-borne instruments. Proc. ISTS, 14, 1223-1227.
- , ——, M.D. Yamanaka and J. Nishimura, 1985: Development of balloon-borne reel-down and -up winch system. Adv. Space Res., 5(1), 41-44.
- McIntyre, M.E., 1973: Mean motions and impulse of guided internal gravity wave packet. J. Fluid Mech., 60, 801-811.
- , 1980: An introduction to the generalized Lagrangian-mean description of wave, mean-flow interaction. Pure Appl. Geophys., 118, 152-176.
- and T.N. Palmer, 1983: Breaking planetary waves in the stratosphere. Nature, 305, 593-600.
- and ——, 1984: The 'surf zone' in the stratosphere. J. Atmos. Terr. Phys., 46, 825-849.
- Mellen, G.L., 1950: Gas-flow speedometer. Electronics, 23(2), 90-91.
- Miles, J.W., 1961: On the stability of heterogeneous shear flows. J. Fluid Mech., 10, 496-508.
- Mitsuta, Y., 1966: Sonic anemometer-thermometer for general use. J. Meteor. Soc. Japan, 44, 1-24.
- Miyahara, S., 1976: Wave absorptions at critical levels in laterally bounded rotating fluids. J. Meteor. Soc. Japan, 59, 902-905.
- , 1978: Zonal mean winds induced by vertically propagating atmospheric tidal waves in the lower thermosphere, Part II. J. Meteor. Soc. Japan, 56, 548-558.
- , 1981: A note on the behavior of waves around the inertio-frequency. J. Meteor. Soc. Japan, 59, 902-905.
- Mizutani, K., T. Maihara, N. Hiromoto and H. Takami, 1984: Near-infrared observation of the circumsolar dust emission during the 1983 solar eclipse. Nature, 312, 134-136.
- 三好保憲, 1975: 平等電界における放電破壊・不平等電界における放電破壊. 放電, 玉河 元 (編), 共立出版, 31-71.
- Morel, P., 1973: Satellite technique for automatic platforms location and data relay. COSPAR Space Res., XIII, 129-146.
- and W. Bandeen, 1973: The Eole experiment: Early results and current objectives. Bull. Amer. Meteor. Soc., 54, 298-305.
- and M. Larcheveque, 1974: Relative dispersion of constant-level balloons

- in the 200 mb general circulation. J. Atmos. Sci., 31, 2186-2196.
- Murgatroyd, R.J., and F. Singleton, 1961: Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 87, 125-135.
- Murphy, G.P., 1981: New techniques and devices for measuring stratospheric winds and turbulence. AFGL-TR-81-0128, 39pp.
- Nastrom, G.D., 1980: The response of superpressure balloons to gravity waves. J. Appl. Meteor., 19, 1013-1019.
- and K.S. Gage, 1983: A first look at wavenumber spectra from GASP data. Tellus, 35A, 383-388.
- Nishimura, J.(西村 純), 1966: 気球概論. 東京大学宇宙航空研究所報告, 2, 364-370.
- and H. Hirose(広沢春任), 1973: 三陸大気球観測所施設および設備の概要. 東京大学宇宙航空研究所報告, 9, 121-137.
- and ——, 1981: Systems for long duration flights. Adv. Space Res., 1(11), 239-249.
- , ——, S. Ohta, H. Akiyama, M. Fujii, T. Yamagami, Y. Ohtsuka, Y. Okabe, T. Maeda, H. Maekawa and K. Niu, 1973a: Boomerang balloon. Proc. ISTS, 10, 1253-1258.
- · 藤井正美 · 山上隆正, 1973b: 上空における気球動作の温度効果について. 東京大学宇宙航空研究所報告, 9, 167-185.
- , H. Hirose, S. Ohta, H. Akiyama, M. Fujii, T. Yamagami, Y. Ohtsuka, Y. Okabe, Y. Matsuzaka, M. Namiki and S. Takanari, 1975: Programming boomerang balloon. Proc. ISTS, 11, 861-866.
- , ——, ——, ——, ——, ——, Y. Koma, Y. Okabe, S. Takanari and Y. Matsuzaka, 1977a: Patrol balloon. Proc. ISTS, 12, 183-188.
- , —— and Y. Okabe, 1977b: An ascentmeter for balloon use. Proc. ISTS, 12, 195-200.
- , H. Akiyama and M.D. Yamanaka, 1982: Feasibility studies on transoceanic flights from Japan. Proc. ISTS, 13, 1227-1232.
- , H. Hirose, S. Ohta, H. Akiyama and T. Yamagami, 1983: Relay balloon. Adv. Space Res., 3(6), 67-70.
- , M. Kodama, K. Tsuruda, H. Fukunishi and Co-Members of PPB Working Group (S. Ohta, T. Yamagami, M.D. Yamanaka, S. Kawaguchi, H. Yamagishi, H. Kanzawa, H. Miyaoka, R. Fujii, F. Nishio, T. Kamata, S. Kokubun and M. Kano), 1984: Polar Patrol Balloon: A future plan. Proc. ISTS, 14, 1241-1245.
- , ——, ——, —— and ——, 1985: Feasibility studies of "Polar Patrol Balloon". Adv. Space Res., 5(1), 87-90.
- 野村民也 · 広沢春任 · 太田茂雄, 1969: 大気球用測距装置. 東京大学宇宙航空研究所報告, 5, 92-96.
- Nygaard, K.J., 1965a: "Electric wind" gas discharge anemometer. Rev. Sci.

- Instrum., 36, 1320-1323.
- , 1965b: Anemometric characteristics of a wire-to-"plane" electrical discharge. Rev. Sci. Instrum., 36, 1771-1774.
- 小花隆司, 1979: 船首波形の波状雲. 天気, 26, 130-132.
- 太田茂雄・秋山弘光・大塚 豊, 1973: 気球用巻下げ機. 東京大学宇宙航空研究所報告, 9, 216-222.
- 岡部選司・狛 豊・藤井正美・太田茂雄・広沢春任・西村 純, 1985: 機上処理のオートバラストシステム. 昭和59年度大気球シンポジウム報告書, 21-24.
- Olver, F.W.J., 1974: Asymptotics and Special Functions. Academic Press, 572pp.
- Ovarlez, J., H. Cabrita, D. Cadet and H. Ovarlez, 1978: A balloon-borne sonic anemometer-thermometer. Preprints, Fourth Symposium on Meteorological Observations and Instrumentation, American Meteorological Society, 65-69.
- 小野 晃, 1979: エアロゾル (粒子状物質). 大気汚染物質の動態, 山本義一 (監修), 磯野謙治 (編), 東京大学出版会, 85-133.
- Panofsky, H.A., 1969: Internal atmospheric turbulence. Bull. Amer. Meteor. Soc., 50, 539-543.
- Pauthenier, M., E. Brun et L. Demon, 1944: Sur un procédé de mesure de débit de courants gazeux très lents. Compt. Rend. Acad. Sci. Paris, 218, 929-931.
- Phillips, O.M., 1977: The Dynamics of the Upper Ocean (2nd ed.). Cambridge University Press, 336pp.
- Plumb, R.A., and A.D. McEvan, 1978: The instability of a forced standing wave in a viscous stratified fluid: A laboratory analogue of the quasi-biennial oscillation. J. Atmos. Sci., 35, 1827-1839.
- Reed, R.J., 1966: Zonal wind behavior in the equatorial stratosphere and lower mesosphere. J. Geophys. Res., 71, 4223-4233.
- Remsberg, E.E., 1980: Diffusion in the lower stratosphere as determined from lidar measurements of volcanic aerosol dispersion. J. Atmos. Sci., 37, 2105-2112.
- Rossby, C.-G., 1937: On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems, II. J. Marine Res., 1, 239-263.
- 斎藤尚生・湯元清文・瀬戸正弘・赤間芳雄・田村忠義・永徳昭人・山内美佐子・加藤愛雄, 1981: RING-CORE磁力計を用いた大気球による地磁気異常の観測. 宇宙科学研究所報告, 特集1, 29-36.
- Sato, T., and R.F. Woodman, 1982a: Fine altitude resolution radar observations of upper-tropospheric and lower-stratospheric winds and waves. J. Atmos. Sci., 39, 2539-2545.
- and ——, 1982b: Fine altitude resolution observations of stratospheric turbulent layers by the Arecibo 430 MHz radar. J. Atmos. Sci., 39, 2546-2552.



- Sawada, R., and A. Matsushima, 1964: Thermally driven annual atmospheric oscillations as a cause of dynamic heating of the winter polar upper mesosphere. J. Meteor. Soc. Japan, 42, 97-108.
- Sawyer, J.S., 1961: Quasi-periodic wind variations with height in the lower stratosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 87, 24-33.
- Scorer, R.S., 1949: Theory of waves in the lee of mountain. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 76, 41-56.
- Sekiguchi, T., H. Hirose, H. Kobayashi and M. Kobayagawa, 1963: A plasma negative-resistance diode. Proc. IEEE, 51, 919.
- 瀬戸正弘・北村保夫, 1985: 大気球による東北日本陸地の磁場観測. 昭和59年度大気球シンポジウム報告書, 64-67.
- 塩谷正雄・岩谷祥美, 1973: 風の乱れの測定. 気象研究ノート, 114, 1-69.
- Shoeberl, M.R., and M.A. Geller, 1977: A calculation of the structure of stationary planetary waves in winter. J. Atmos. Sci., 34, 1235-1255.
- Sitbon, P., 1975: Platform location and data collection by satellite systems: The EOLE experiment. IEEE Trans. Geosci. Electron., 13, 2-17.
- Stone, P.H., 1966: On non-geostrophic baroclinic instability. J. Atmos. Sci., 23, 390-400.
- Taillade, M., 1981: Actual performance and capabilities of the Argos system. Adv. Space Res., 1(4), 95-110.
- Takahashi, M., 1984: A 2-dimensional numerical model of the semi-annual zonal wind oscillation. J. Meteor. Soc. Japan, 62, 52-68.
- Tanabe, H., S. Isobe, H. Akiyama, Y. Koma, Y. Okabe, J. Nishimura, T. Maihara, K. Mizutani, J. Soegijo, T.E. Hariadi, S. Indrawan, S. Slamet, P. Anondo, T. Tatang, S. Agus, W. Mulyana and V.R. Suroto, 1985: Balloon observation of the 1983 solar eclipse in Indonesia. Adv. Space Res., 5, in press.
- Tanaka, H., 1975a: Quasi-linear and non-linear interactions of finite amplitude perturbations in a stably stratified fluid with hyperbolic tangent shear. J. Meteor. Soc. Japan, 53, 1-32.
- , 1975b: Turbulent layers associated with a critical level in the planetary boundary layer. J. Meteor. Soc. Japan, 53, 425-439.
- , 1980: The evolution of a nonlinear critical layer for internal gravity waves. J. Meteor. Soc. Japan, 58, 321-326.
- , 1982: Application of WKB theory to turbulence layers in the vicinity of critical levels. J. Meteor. Soc. Japan, 60, 1034-1040.
- , 1983a: Momentum flux divergences associated with inertio-gravity and internal gravity waves in the middle atmosphere. J. Meteor. Soc. Japan, 61, 763-769.
- , 1983b: Turbulence layer thickness in the stratosphere under the presence of viscosity and Newtonian cooling. J. Meteor. Soc. Japan, 61, 805-811.
- , 1984: Time integration of shallow water equations in the gravity wave

- regime. J. Meteor. Soc. Japan, 62, 199-214.
- and M.D. Yamanaka, 1985: Atmospheric circulation in the stratosphere induced by the mesoscale mountain wave breakdown. J. Meteor. Soc. Japan, 63, in press.
- 谷 一郎・小橋安次郎・佐藤 浩, 1977: 流体力学実験法. 岩波書店, 309pp.
- 田沢雄二・藤原 顕・長谷川博一・大橋英雄・滝上 豊・山越和雄・野上謙一・小林絃一, 1985: 宇宙塵の採集. 昭和59年度大気球シンポジウム報告書, 56-59.
- The TWERLE Team, 1977: The TWERL experiment. Bull. Amer. Meteor. Soc., 58, 936-948.
- Thompson, R.O.R.Y., 1978: Observation of inertial waves in the stratosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 104, 691-698.
- Tokioka, T., 1970: Non-geostrophic and non-hydrostatic stability of a baroclinic fluid. J. Meteor. Soc. Japan, 48, 503-520.
- 東大宇航研(東京大学宇宙航空研究所大気球実験班), 1975: Balloon Manual. 48pp.
- Tung, K.-K., 1982: On the two-dimensional transport of stratospheric trace gases in isentropic coordinates. J. Atmos. Sci., 39, 2330-2355.
- Uryu, M., 1973: On the transport of energy and momentum in stationary waves in a rotating stratified fluid. J. Meteor. Soc. Japan, 51, 86-92.
- VanZandt, T.E., 1982: A universal spectrum of buoyancy waves in the atmosphere. Geophys. Res. Lett., 9, 575-578.
- , 1985: A model for buoyancy wave spectra observed by Doppler sounding systems. Radio Sci., 20, in press.
- Vincent, R.A., 1984: Gravity-wave motions in the mesosphere. J. Atmos. Terr. Phys., 46, 119-128.
- Wallace, J.M., and V.E. Kousky, 1968: Observational evidence of Kelvin waves in the tropical stratosphere. J. Atmos. Sci., 25, 900-907.
- Webster, P.J., and D.G. Curtin, 1974: Interpretations of the EOLE experiment: I. Temporal variation of Eulerian quantities. J. Atmos. Sci., 31, 1860-1875.
- and —, 1975: Interpretations of the EOLE experiment: II. Spatial variation of transient and stationary modes. J. Atmos. Sci., 32, 1848-1863.
- Weinstein, A.I., E.R. Reiter and J.R. Scoggins, 1966: Mesoscale structure of 11-20 km winds. J. Appl. Meteor., 5, 49-57.
- Woodman, R.F., and A. Guillen, 1974: Radar observations of winds and turbulence in the stratosphere and mesosphere. J. Atmos. Sci., 31, 493-505.
- and P.K. Rastogi, 1984: Evaluation of effective eddy diffusive coefficients using radar observations of turbulence in the stratosphere. Geophys. Res. Lett., 11, 243-246.
- Woods, J.D., and R.L. Wiley, 1972: Billow turbulence and ocean microstructure. Deep-Sea Res., 19, 87-121.

- Wyngaard, J.C., 1981: Cup, propeller, vane, and sonic anemometers in turbulence research. Ann. Rev. Fluid Mech., 13, 399-423.
- Yamanaka, M.D. (山中大学), 1983: 三陸の上層風について — 気球工学と大気力学の接点. 昭和57年度大気球シンポジウム報告書, 49-65.
- , 1984: 大気力学観測. ポーラーパトロールバルーンの開発と利用技術研究小集会報告書, 38-41.
- , 1985a: 三陸の上層風について (第2報). 昭和59年度大気球シンポジウム報告書, 13-16.
- , 1985b: 水平気球追尾による内部重力波の観測. 宇宙科学研究所報告, 特集14, (印刷中).
- , 1985c: Inertial oscillation and symmetric motion induced in an inertio-gravity wave critical layer. J. Meteor. Soc. Japan, 63, in press.
- ・西村 純・秋山弘光, 1983b: 東支那海横断気球の実現性に関する気象学的考察. 宇宙科学研究所報告, 特集8, 15-32.
- ・松坂幸彦・西村 純・山上隆正・田中 浩, 1983a: 大気球搭載用改良Gill型プロペラ式風速計. 宇宙科学研究所報告, 特集8, 69-85.
- and H. Tanaka, 1984a: Multiple "gust layers" observed in the middle stratosphere. Dynamics of the Middle Atmosphere, J.R. Holton and T. Matsuno (ed.), TERRAPUB/D.Reidel, 117-140.
- and ——, 1984b: Propagation and breakdown of internal inertio-gravity waves near critical levels in the middle atmosphere. J. Meteor. Soc. Japan, 62, 1-17.
- and ——, 1984c: Meso- and Micro-scale structures of stratospheric winds: A quick look of balloon observation. J. Meteor. Soc. Japan, 62, 177-182.
- and ——, 1985: Hierarchical structure of stratospheric wind fluctuations. Handbook of MAP, (Proceedings of the International MAP Symposium, Kyoto, 26-30 November 1984), in press.
- ・西村 純・神沢 博・山内 恭, 1984: 気象学的実現性. ポーラーパトロールバルーンの開発と利用技術研究小集会報告書, 3-6.
- , Y. Matsuzaka, J. Nishimura, T. Yamagami and H. Tanaka, 1985a: Stratospheric balloon-borne "adapted Gill-type" propeller anemometer. J. Atmos. Ocean. Tech., 2, in press.
- , ——, H. Hirose, Y. Matsuzaka, T. Yamagami and J. Nishimura, 1985b: Measurement of stratospheric turbulence by balloon-borne "glow-discharge" anemometer. J. Meteor. Soc. Japan, 63, 483-489.
- , H. Hirose, Y. Matsuzaka and H. Tanaka, 1985c: "Glow-discharge" ionic anemometer. Rev. Sci. Instrum., 56, 617-622.
- Yanai, M., and T. Maruyama, 1966: Stratospheric wave disturbances propagating over the equatorial Pacific. J. Meteor. Soc. Japan, 44, 291-294.