

流星レーダーによる熱圏下部の 大気運動の解明*

—1994年度堀内基金奨励賞受賞記念講演—

津田 敏 隆**

1. はじめに

このたびは堀内基金奨励賞を授与頂き真に有難うございます。受賞対象となりました流星レーダーによる下部熱圏(高度80—110 km)の観測は、私が1975年に京都大学・大学院の修士課程の学生として加藤進先生の門下に入りまして最初に手を染めた仕事でした。流星レーダーの製作当時は研究経費にも限りがあったため、装置の多くは手作りであり外観はあまりよくありませんでしたが、逆に動作に不具合があれば自分の体のように探って修理ができる程、隔々に至るまで熟知した愛着のある装置です。1977年に完成した流星レーダーは滋賀県信楽町において1980年代のMAP観測期間中に集中してデータを収集し、後節で詳しくご紹介致しますように、種々の大気波動の特性を明らかにしました。

1980年代には、私は中層大気力学の研究を目指してMUレーダー(middle and upper atmosphere radar)の建設に参加しました。研究対象として大気潮汐波や大気重力波を中心に見据え、これらの励起・伝搬過程を明らかにする研究を続けるうちに、観測高度も徐々に低くなっていきました。こうして新しいレーダー計測技術の開発ならびに大気力学の研究という一連の研究活動を進めていく中で、流星レーダーの経験は常に寄って立つべき原点となっており、私にとっては大変重要な研究でした。

最近ではグローバルな地球環境変化の舞台である赤道域の中層大気の特徴が私の興味を中心になってきております。1990年代になって、田村三郎先生ならびに松野太郎先生のもとで新プロ事業に参加させて頂いた

おかげで、流星レーダーはインドネシアにおける海外観測という第2の活躍の場を求めることができました。

ところで、私事で恐縮ですが、私はアラスカ大学に留学中の1987年4月に、京都大学超高層電波研究センターに新設されたレーダー情報処理室の助教授に昇任し、同時に理学研究科・地球物理学専攻の授業担当をせよとの辞令を受けました。同・気象学講座の広田勇先生の研究室から大学院生を当センターに受け入れて教育することになったのですが、実は私はこれを契機に日本気象学会に入会したのです。気象学会に出向いたこともない教官が、気象学特論の講義を始めることになったために学会に入会したという全くひどい手順前後で、今思っておこしても恥ずかしい話です。

また私自身は流星レーダーによる研究成果を主に1980年代に地球電磁気・地球惑星圏学会で公表しておりまして、現在では中村卓司君(当センター助手)や堤雅基君(国立極地研究所助手)を始めとする若手が流星レーダーに関する研究の主力となっています。

このような事情であるにも拘わらず日本気象学会の名誉ある賞を授与下さることに對しまして、本賞選考委員の方々に心から感謝致しますとともに恐れ入る次第です。

2. 流星レーダー建設の経緯

高度60 km以上では大気の一部は電離しており、太陽放射が当たる日中のみ電離するD(70—80 km)領域、E(80—160 km)およびF1(160—250 km)とF2(250—500 km)領域と区別されています。電離層とはいえ、例えばE領域での電離度は 10^{-7} から 10^{-5} 程度であり、ほとんどの成分は中性大気となっています。したがって、電離したイオン・電子の運動は地球磁場を始めとする電磁気力の効果を受けておりますが、同時に周囲の中性大気との衝突により大気運動の影響を反

* Observations of lower thermosphere dynamics with a meteor wind radar.

** Toshitaka Tsuda, 京都大学超高層電波研究センター。

映しています。

電離層において中性大気との衝突によりイオンが地球磁場 (\vec{B}) を横切って動く (速度を \vec{v} とする)、イオンにローレンツ力 ($\vec{v} \times \vec{B}$) が働くこととなります。この力の効果と電離層における外部電場との影響を受けて荷電粒子が運動することで電離層電流が生じることになります。このメカニズムは電離層ダイナモ理論と呼ばれており、電離層研究の黎明期から盛んに議論されています。

私が流星レーダーを建設して高度 80—110 km 付近の大気運動を測定しようとした最初の動機は、この高度での電離大気と中性大気の力学的結合過程を研究し、とりわけ電離層におけるダイナモ電流、およびそれに伴う地磁気変動の特性に興味を抱いたからです (Kato and Tsuda, 1981)。

ところで、電離層における卓越した大気運動としては、下層から上方伝搬する 1 日あるいは半日周期の大気潮汐波があり、この影響により地磁気が 1 日・半日周期の規則正しい変動を示すとされています。対流圏中の水蒸気や成層圏のオゾン層が太陽放射を吸収発熱することが大気潮汐波の主な励起源とされていますが、波の励起・伝搬特性には季節・日々変化あるいは緯度分布があるために、電離層ダイナモの特性を明らかにするには、実際に大気潮汐波による大気運動を観測する必要があると考えた訳です。

当時は観測技術に限られており、なかなかこの高度での風速測定は難しかったのですが、大気潮汐波をはじめとする風速場を精密に測定する方法として 1970 年代に流星レーダーの開発が世界各国で進められていました。我々も海外で運用されていた流星レーダーシステムを参考にし、当時急速に発達しつつあった小型計算機を制御・データ取得・解析に活用するように改良を加えて、1975 年から流星レーダーの開発を始めました。大学院修士課程の 2 年間は、実験室にこもって回路設計・ソフトウェア作成に従事し、まさに流星レーダーとともに明け暮れた感があります。

そのかいあって、流星レーダーは 1977 年に完成し、滋賀県信楽町の国有林山中に設置されました。今でこそ信楽 MU 観測所の居住環境は整備されていますが、当時はレーダー装置を納めたトレーラーを林道脇に駐車し、泊まり込みで調整・試験観測を続けました。水道もないので山の湧き水で自炊するキャンプ生活をしてたのが懐かしく思い起こされます。こうして、1980 年代に実施された中層大気国際協同観測計画 (MAP)

期間中に連続観測を実施することができました。数年にわたって蓄積されたデータを国際的に比較解析することで大気潮汐波・プラネタリー波ならびに大気重力波の特性を研究し、文末に一括した論文として発表することができました。

一方、流星レーダー観測を始めた 1970 年代後半は、中層大気 (高度 10—100 km) における各種の大気波動の励起・伝搬・飽和のメカニズムが研究者の注目を集め始めた時期に当たります。とりわけ、下層大気中で励起された大気重力波が上方に伝搬し、やがて不安定現象を起こして減衰することで、波動エネルギーを背景風に与えこれを加減速する力学的摩擦効果が理論的に研究されました。この効果により、中層大気中の大循環が放射平衡から予測された風系と異なっており、中間圏界面 (高度 80—90 km) 付近で弱風層を形成する閉じた構造になっていると説明されました。

当時から電離層の底部であり、同時に中層大気の大井部に当たる高度 80—110 km の領域 (流星高度とも呼ばれます) の大気運動を研究するのはなかなか面白そうだと思っておりました。この高度領域は、温度構造では中間圏から熱圏への、一方、電離層としては昼間だけ電離する D 層 (60—90 km) から常時電離している E 層 (90—150 km) への遷移領域です。この高度より下層では大気は流体力学によって理解されていますが、上層では個々のイオン・電子が電磁気学に従う粒子として扱われるようになっていくのです。また、大気が乱流拡散により十分混合されていたのが、分子拡散により重力成層するようになってきます。さらに 100 km 以下の高度層では海陸分布といった地形の影響を強く受けますが、逆に上層では惑星間空間の出来事 (太陽風・オーロラ粒子の流入、流星飛跡の発生) が反映される領域へと移り変わります。この高度はまさに地球と宇宙とのインターフェース領域であると理解しました。

3. 流星レーダーの観測原理

子供の頃、夏の夜空に流星を探したものです。惑星間に浮遊する小さな塵 (惑星間塵) は、時として地球の引力圏に捕捉され、地球大気中を落下して流星となります。流星の大気突入速度は秒速数 10 km にも及び、落下中に大気中の分子・原子と衝突を繰り返して、流星を構成していた物質も周囲の熱速度にまで減速されます。この過程で流星自体が燃焼すると同時に周囲の大気を電離し、長い円柱状の流星飛跡を残します。

流星飛跡が発生する高度は、流星自体の大きさ・速度等によりますがほぼ 70 km から 120 km に分布するとされています。しかし、特に大きな流星は大火球と呼ばれてさらに低い高度まで発光し、また完全に燃焼することなく地表に到達する場合もあり、流星塵として地上や深海底から回収されています。

3.1 流星飛跡による電波散乱

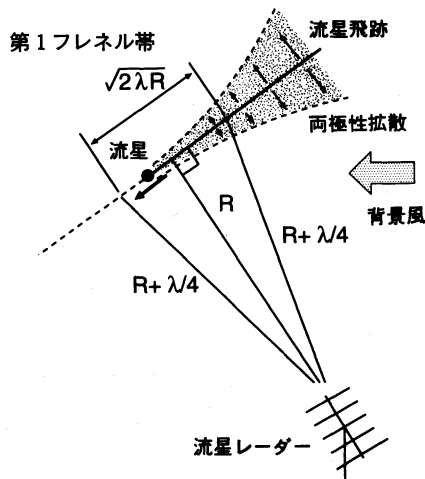
流星飛跡の初期直径は高度 90 km では約 10 cm, 110 km では 2 m 程度で、また長さは数 km を越えると言われています。したがって流星飛跡は第 1 図に示すような長大なラップ状になります。さらに流星飛跡中のプラズマ粒子は生成後すぐに径方向に両極性(分子)拡散を始めるため形がぼやけて太くなり、やがて周囲の大気になじんで消滅していきます。

第 1 図にはレーダー観測の模式図をも示しています。流星飛跡の長さ 1 m 当たりの電子数は $10^{12} - 10^{18}$ 個程度に分布するとされていますが、レーダー観測の対象となるのは約 10^{14} 個/m 以下の比較的電子密度が低い流星飛跡です。この場合、流星飛跡中の電子が個別に電波散乱に寄与すると考えることができ、レーダー方程式を用いて理論的に散乱エコーの特性を記述することができます。

簡単のため流星飛跡の太さが無視できるとし、レーダーから流星飛跡への法線の距離を R 、電波波長を λ とします。アンテナから発射された電波が流星飛跡に達し、直線状の飛跡の上に密に並んだ個々の電子からの散乱波を受信アンテナの位置(第 1 図の場合は送受信アンテナは同一)において積分すれば流星エコー強度が求まります。こういった電波散乱は一般にフレネル(Fresnel)反射と呼ばれています。

ところで、流星飛跡上で R との距離差が $\lambda/4$ までの範囲(最近点について両側)では散乱波は同相に足し合いますが、次の $\lambda/4$ から電波の半サイクル分 ($\lambda/4 - 3\lambda/4$) に対応する範囲では逆相になります。その外側では最近点からの距離が増すにつれて順次同相と逆相が交互に現われます。したがって、流星飛跡からの散乱電波の積分範囲によってエコー強度も増減しますが、ほとんどのエコー強度は第 1 図に示した第 1 フレネル帯内からの寄与で定まることが示されています。

第 1 フレネル帯の長さは $\sqrt{2\lambda R}$ (両側) と定義されますので、 $\lambda = 6.45$ m (MU レーダーの場合)、 $R = 100$ km では約 1.1 km となります。したがって、流星飛跡そのものはかなり長くても、レーダーからの視線方向が飛跡と直交する点付近の約 1 km の範囲がレー



第 1 図 流星飛跡によるフレネル電波散乱を用いたレーダー観測の模式図。黒丸(●)が流星本体に、その後方のラップ状の部分が流星飛跡に対応しています。レーダーから流星飛跡への法線の距離を R 、電波波長を λ とした場合の第 1 フレネル帯を定義しています(本文参照)。

ダー観測の対象となるのです。

一般に流星は大気中を斜め下方向に飛翔することから、第 1 図で流星飛跡とレーダーの視線方向が直交するには、アンテナは天頂よりは斜め方向に向くように設置する方が良いことが分かります。また、なるべく広い範囲で流星エコーを検出するには、広角のアンテナを使うのが効率的です。我々の流星レーダーでは、5 素子の八木アンテナ(半値幅が片側約 45°)を仰角 45° で設置しています。

ところで、この高度では大気分子・原子間の衝突周波数は十分大きいので、流星飛跡は周囲の大気になじみ、その運動に従って動くことと仮定できます。ですから、流星エコーのドップラー周波数偏移を測定すれば、視線方向(レーダーから飛跡への法線方向)の風速が決定できることになります。こうして時間・高度に広く分布する個々の流星エコーによる風速値を数多く集めることで、高度 80—110 km における風速プロファイルの時間変化を得ることができるのです。

3.2 流星飛跡の拡散と温度変動の測定

以上の議論では流星飛跡の太さを無視しましたが、実際の流星飛跡は形成後ただちに径方向に拡散し始めるために飛跡は太くなり、電子の径方向分布に従って散乱電波は相互に干渉しあいます。この効果は拡散が

進むにつれて増し、エコー強度は時間とともに弱まることとなります。径方向への一次元の拡散を仮定すると、電子密度は径方向にガウス分布し、エコー強度は飛跡形成後の時間について指数関数的に減衰することが導出されます。また、その減衰時定数は

$$\tau = \frac{\lambda^2}{32\pi^2 D} \quad (1)$$

で表されます。ここで D は拡散係数であり、大気の高さ T と密度 ρ を用いて、

$$D \propto \frac{T}{\rho} \quad (2)$$

と表せるとされています。

例えば、30 MHz 帯のレーダーでは、高度 90 km で $\tau = 0.1$ 秒程度であり、したがって 0.5 秒以内にエコー強度は初期値の 1/1,000 以下になってしまうのです。まさに流星は瞬く間に消えてしまいます。しかし、1 回のレーダー送受信には一般に 0.002 秒もあれば十分なので、0.5 秒の間には十分な回数の測定を繰り返すことができます。

しかし、 D が大気密度に逆比例することから、時定数 τ は高度とともに急激に小さくなります。したがって、より高々度ではエコーの減衰が早く、十分な情報を得る前に流星が消滅します。このため 30–50 MHz 帯のレーダーでは高度 120 km 程度が実質的な測定可能な最高高度となってしまいます（実際の流星分布はもう少し高々度まで広がっているとされています）。しかし、もっと低いレーダー周波数（実例では 2 MHz）を用いて時定数を大きくし、この上限高度を高くしている例も外国にはあります。

ところで、ある一定高度における D の微小変動については、

$$\frac{D'}{D} = \frac{T'}{T} - \frac{\rho'}{\rho} \quad (3)$$

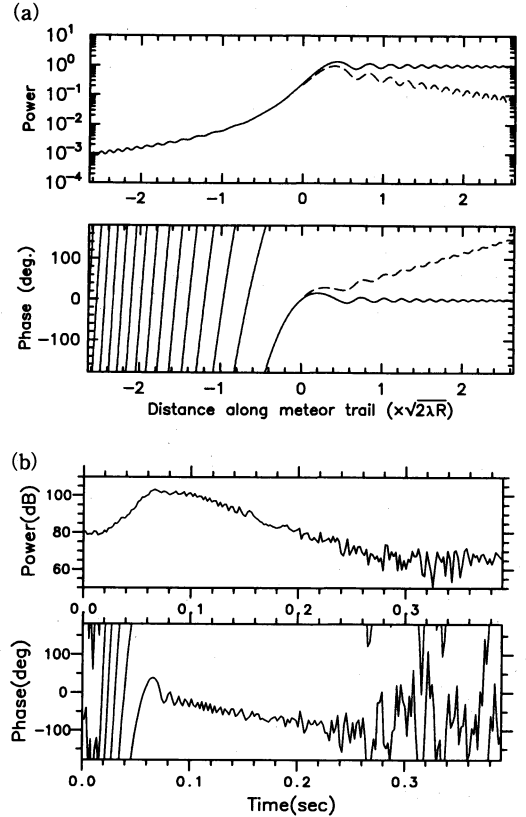
なる関係が得られます。さらに、ブズネスク近似 $\rho'/\rho = -T'/T$ を仮定すれば、

$$\frac{D'}{D} = 2 \frac{T'}{T} \quad (4)$$

を導くことができます。この関係を利用して、 D の時間変化から大気波動による大気温度の変動成分を明らかにする研究が行われています (Tsutsumi *et al.*, 1994)。

3.3 流星エコーの時間変化のモデルと観測例

前節までの考察をもとに、第 2 図に流星エコーの強度・位相の時間変化についてモデル（第 2 図 a）と典



第 2 図 流星エコーの強度・位相の時間変化。(a) は、エコー強度 (対数軸) と信号の位相のモデルを示します。破線は飛跡形成後の減衰と周囲の風による動き (ドップラー偏移) を考慮したものです。(b) は MU レーダー観測で得られた典型的な流星エコーの観測例です。

型的な観測例 (第 2 図 b) を示します。モデルでは横軸をレーダーからの最近点を基準とし、流星飛跡の延長線上での距離を第 1 フレネル帯の長さである $\sqrt{2\lambda R}$ で正規化して表示しています。つまり第 1 フレネル帯は図では $-0.5 \sim 0.5$ に対応します。また、フレネル帯の長さは高次になるほど $\sqrt{2\lambda R}$ より短くなります。

流星が大気中に突入し、この距離軸上をレーダーに接近してくるにつれて、遠くにある高次のフレネル帯を順次通過してきますが (軸上で -0.5 より左側)、この部分では位相は第 1 フレネル帯内で 360° 回転し、それに呼応してエコー強度も周期的に強弱を繰り返します。第 1 フレネル帯を通過する際にエコー強度は急激に増加し、この部分からの電波散乱の寄与が主要であることが分ります。流星が第 1 フレネル帯を走り抜け

た後、反対側に位置する(軸上で+0.5より右側)高次のフレネル帯を通過しますが、エコー強度はやはり脈動するものの位相は比較的安定しています。ところで、既に述べたように流星飛跡は形成後すぐに拡散するために、エコー強度は図中の破線で示したように指数関数的に減衰します。一方、位相は周囲の大気に従う飛跡の運動を反映して、やはり破線で示したように時間について直線的に変化(ドップラー偏移)しています。

第2図のモデルは距離の関数として変化を示していますが、実際の観測ではこの距離を流星の大気突入速度で割った時間変化として測定されるのです。したがって、飛跡形成期の位相回転速度あるいは第1フレネル帯通過時のエコー強度の時間増加率を調べて、逆に流星の突入速度を測定することが可能です。

第2図には典型的な観測例も示していますが、エコー強度が急速に大きくなり、その後指数関数的に減衰する様子が明らかです。尚、流星が第1フレネル帯を通過する以前では、雑音レベルに隠れてエコー強度の変化はあまり明らかではありませんが、位相の回転は認められます。また、飛跡が出来上がってからは、周囲の大気運動に従って運動する速度に従って位相がほぼ直線的に変化しています。

多くの流星エコーの中には、飛跡が直線状でないものや、飛跡の電離状態が一様でないものもあり、反射点が複数できあがる場合があります。この場合には散乱波が互いに干渉しあってエコーが複雑な時間変動を示すこととなりますので、観測に際してはエコーの時間変化特性を計算機によりリアルタイムで解析し、良質の流星エコーのみを選別しています。

3.4 高電子密度の流星エコー

レーダー観測では微弱な(電子密度が薄い)流星飛跡が観測対象になると述べましたが、電子密度が高い流星飛跡ではうまく風速測定ができない理由を以下に説明します。

電子密度があまり高いと、レーダーの送信電波がプラズマ中を透過できずに途中で全反射してしまいます。この場合は個々の電子からの散乱というより、金属円柱の面からの反射として近似されます。高密度の流星飛跡でもプラズマの拡散は起こっておりますので、その径方向への拡張速度がドップラー速度として測定されてしまうのです。しかし、拡張速度は周囲の大気運動とは無縁ですから、正しい風速値が得られないこととなります。したがって、高密度型の流星を判別する必要がありますが、この場合は飛跡形成後エ

コー強度がいったん増加した(つまり金属柱が太くなり、レーダー散乱断面積が大きくなる)後に減衰するという、第2図とは異なる時間変化を示すために容易に分類できます。

4. 流星レーダーシステム

我々は2種類の流星レーダーを設計・開発しました。冒頭に述べた様に可搬型の流星観測専用のレーダーを1977年に製作し、信楽にて約15年間運用し、その後インドネシアに移設して海外観測を実施しています(Tsuda *et al.*, 1995)。

一方、地表付近の気象擾乱から電離層の特性に至る広い高度範囲における現象を、様々な観測技術を駆使して幅広く観測するために、MUレーダーが1984年に建設されました。MUレーダーは多機能で柔軟性のあるレーダーシステムですが、これを流星エコーの受信にも応用しています(Nakamura *et al.*, 1991)。

第1表にふたつのレーダーシステムの諸元をまとめて示しますが、どちらも流星エコーが効率よく検出される低VHF帯(30-50 MHz)の電波を用いています。流星が出現する方向が事前には予測できないため、短いパルス状の電波を広い角度範囲に向けて送信し、たまたま発生する流星からのエコーを検出しています。この際、電波が光速でレーダーと流星飛跡との間を往復することから、送信と受信のパルス間隔を測定して距離を求めています。

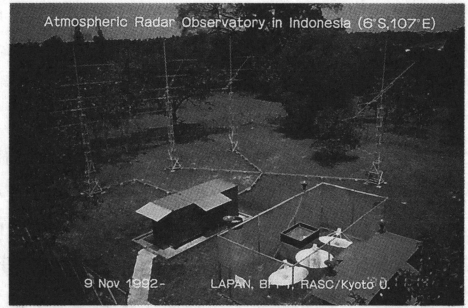
一般の大気観測ではアンテナビームの方向に電波の散乱体があると仮定されますが、流星エコーの場合には干渉計を用いて電波の到来方向を正しく測定する必要があります。流星レーダーには専用の電波干渉計を設置してエコーの到来方向角を決定しています。またMUレーダーで流星エコーを観測する際には、多数あるアンテナアレイのうち3基を選んで干渉系を構成します。こうしてエコーの到来角と距離の測定値から流星飛跡の位置を決定するのです。

MUレーダーでは送信電力が大きいので、大変微弱な流星まで検出でき、一日に約2万個ものエコーを受信できます。しかし、MUレーダーは全国共同利用の研究施設として、国内外の多くの研究者から提案される課題に時分割で利用されますので、流星観測のみに専有することはできず、年間で数十日間のキャンペーン観測期間にデータを集中的に取得しています。

一方、インドネシアに設置した流星レーダーは、1日に1,000-2,000個程度しかエコーを検出できません

第1表 流星観測用レーダーの諸元.

項目	流星レーダー	MU レーダー
送信周波数	31.57 MHz	46.5 MHz
送信ピーク電力	10 kW	1 MW
送信平均電力	500 W	50 kW
パルス幅	10 μ sec	8 μ sec
(変調コード)	28ビット	16ビット
距離分解能	1.5 km	1.2 km
送信アンテナ	5 素子八木 (1基)	八木アレイ (475基)
受信アンテナ	5 素子八木 (3基)	3 素子八木 (3基)
アンテナ方向	北向/仰角45°	全方位/仰角45°
設置場所	インドネシア	滋賀県信楽町
緯度・経度	6.9°S 107.6°E	34.9°S 136.1°E
流星数 (/日)	1,000—2,000	15,000—20,000



第3図 インドネシアのジャカルタ郊外に設置された流星レーダーの外観図。流星レーダー用の5素子八木アンテナ4基(送信に1基, 受信干渉計に3基が用いられる)が仰角45°で設置されています(手前は境界層レーダーのパラボラアンテナ)。レーダーの送受信機, 信号処理装置ならびにレーダー制御・解析用の計算機類はコンテナに収納されています。

が, 連続的に観測を継続できるので, 比較的長周期の大気変動の研究に適しています。

既に紹介しましたように我々は新プロ計画に参画し, インドネシアの科学技術応用評価庁 (BPPT) ならびに航空宇宙局 (LAPAN) と共同で赤道大気の海外観測を行っています。その一環として第3図に示しましたようにジャカルタ郊外の国立研究学園都市の一隅にレーダー観測所を建設し, ここに流星レーダーを設置しました (Tsuda *et al.*, 1995)。1992年11月以来, 流星レーダーは計算機の制御のもとで無人運転され, 既に約3年間近くに亘って連続的にデータを蓄積しています。

5. 流星飛跡数の時間・高度分布

活発な流星群にでも出会わなければ, 肉眼ではせいぜい1時間に数個の流星を見出す程度ですが, 電波を使うと大変微弱な流星までも観測できるので, 一夜に数千個以上もの流星エコーを検出することができます。こういった小さな流星のもとなる惑星間塵の重さは, 平均的には1万分の1グラム程度ですが, しかし「塵もつもれば山となる」のたとえ通り, 全地球では1日あたり44トンもの惑星間物質が降り注いでいると見積もられています。この結果, 高度100 km付近には流星起源の物質が滞留し, ゆっくりと大気中を落下しつつ, 各種の化学反応を経て最終的には地表・海洋に沈み込んでいるのです。流星が元となる大気成分として有名なのは高度90 km付近にできるナトリウム層ですが, 最近話題となっているオゾン層の消長にも, ナトリウム等の金属原子の化合物が関与していることが注目されています。

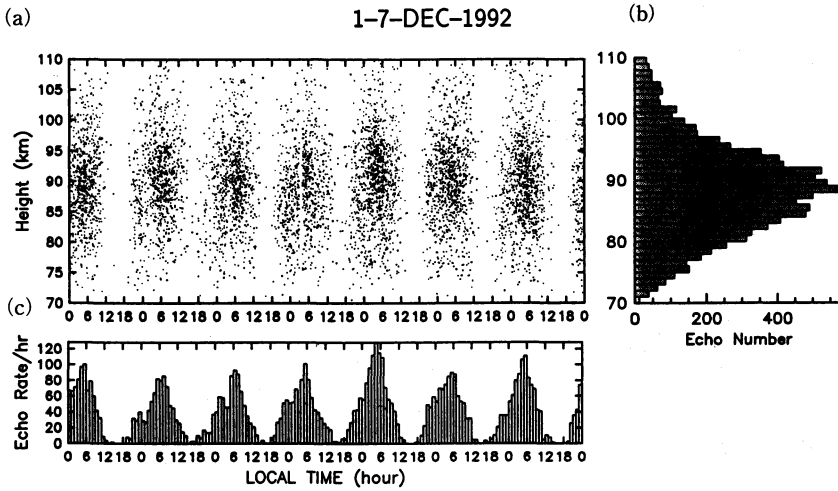
5.1 流星飛跡数の高度・日周変化

ここでは, まずレーダー観測による流星飛跡の時間・高度分布を検討します。第4図にジャカルタに設置された流星レーダーによって得られた結果を示しますが, 第4図aの各点が流星エコーに対応しています。一般的傾向として流星は午前中に多く, また高度70—110 kmに分布していることが分かります。

第4図bには高度1 km毎に積算した流星エコー数を示しますが, 高度90 km付近で最大となる正規分布で近似されることが分かります。ただし, 既に述べたようにレーダーのシステム特性 (特に送信周波数やデータ取得のアルゴリズム) によって高々度での分布が変形されている可能性がある点に注意が必要です。つまり, 実際の流星飛跡の分布はより高々度まで広がり, 発生頻度が最大となる高度も若干高くなると考えられます。

一方, 第4図cは地方時の1時間毎について流星エコー数を7日間にわたって示していますが, 午前6時に時間率で100個を越える最大が現れ, 逆に午後6時頃にはほとんどエコーが検出されないという, 明らかな日周変化をしていることが分かります。

このエコー数の日周変化の原因を考えてみましょう。第5図に模式的に示すように, 地球は自転しながら, 惑星間空間に漂う塵を掃くように公転軌道上を運動しています。ここで, 公転運動の前面となるのは地方時が午前6時の面で, 逆に午後6時には軌道の



第4図 ジャカルタの流星レーダーで1992年12月1-7日に観測された流星エコーの時間高度分布(a), および高度1 km 毎と(b), 1時間毎の個数分布(c). 高度分布の平均は89.4 kmで, 標準偏差は7.6 kmでした. 12月1-7日について1日あたりの流星エコーの総数は894, 815, 911, 884, 1143, 920, 1019で, 平均は940個/日, 標準偏差は110個でした.

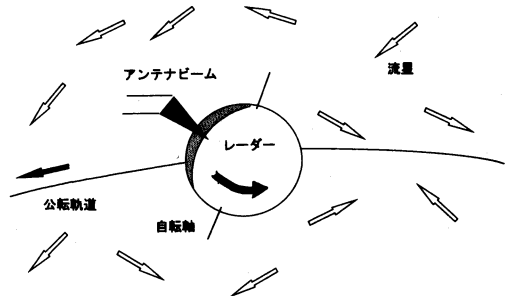
背面に向くこととなります。したがって、午前6時頃にはより多くの流星を受け止め、逆に午後6時には地球に追付く大きな相対速度を持った流星のみが突入してくることとなります。これが第4図で見られた1日周期の流星エコー数変化の原因です。

5.2 日周変化の数値モデル

流星飛跡数の詳細な日周変化を求めるには、さらにレーダーアンテナの向きやビームの広がりやを考慮する必要があります。つまり、流星飛跡ができて、それがアンテナビーム方向と直交しなければ有意なエコーとして検出されないからです。さらに、季節によって地軸が公転軌道方向となす角度は変化しますので、流星を受ける有効断面積も変わります。

こういった様々な幾何学的な配置を考慮した理論モデルによる流星個数の日周変化を次に示します。ここでは北緯35°にあるレーダーについて、ビーム幅60°のアンテナを仰角45°に向けたとしています。第6図は中心方位が東西南北の場合のそれぞれについて、春分・秋分・夏至/冬至の状態を仮定して、モンテカルロ・シミュレーションした結果です。

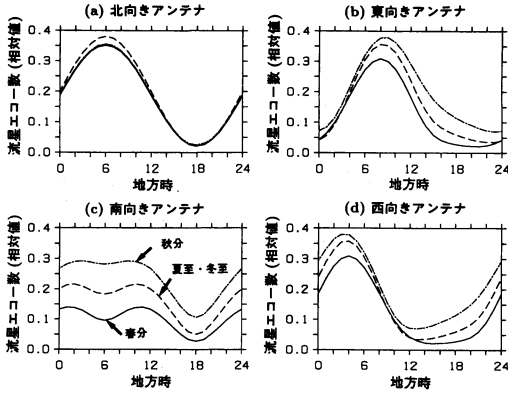
アンテナ方向によってエコー数の時間変化に差違ができることは、例えば、北向きと東向きの結果を比較すれば分かります。北向きアンテナでは、公転軌道の正面から突入してくる流星の流入フラックスが最大と



第5図 流星エコー数の日周変化を説明する模式図。地球は自転しつつ公転運動をしていますが、進行方向の前面でより多くの流星を受け止めることとなります。尚、地軸と公転軌道面との幾何学的配置は春分期の状態に対応しています。

なる午前6時にエコー数が最大となります。しかし、東向きアンテナでは、正面からの流星に対してアンテナビームが直交するのは午前6時より若干遅め(午前8-9時)であり、この頃に流星エコー数が最も多くなります。

第7図は1983年12月2-4日に信楽において流星レーダーのアンテナを東に向けて観測して得られた流星エコー数の時間率をモデルと比較した結果です。エコー数が最大になるのは午前8-9時頃であること、また極少期の時間変化の様子がモデルと大変良く一致



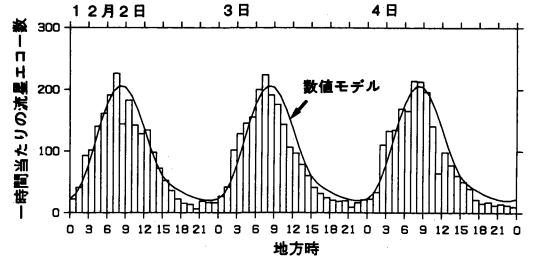
第6図 流星エコー数の日周変化の理論モデル。アンテナを(a)北、(b)東、(c)南および(d)西に向けた場合の日周変化を、春分(実線)、夏至・冬至(破線)ならびに秋分(一点鎖線)の時期について示しています。

していることが分かります。

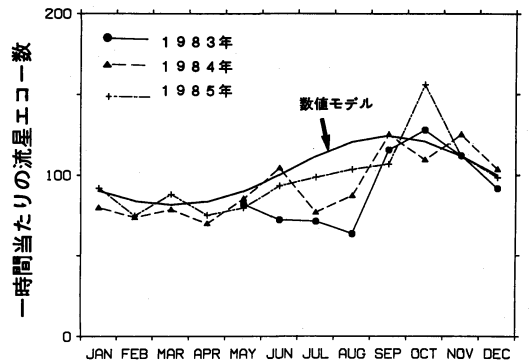
第6図と第7図から分かるようにアンテナの方位を限定した観測ではエコー数の時間率の最大と最少の比がかなり大きくなるため、大気運動の測定精度にも大きな日周変化が生じてしまいます。この問題を解決するには無指向性のアンテナを用い、広い方位角範囲から流星エコーを受信するのが良いと考えられます。つまり、日周変化は第6図の4種類の時間変化の重ね合わせとなるため、最大と最少の比が小さくなると期待されます。実際、MUレーダーを用いて広角のアンテナビームを形成して行った実験では、時間率の最大・最少の比が2倍程度となり、比較的均質なデータが得られました。

5.3 流星飛跡数の季節変化

第6図では春分、夏至・冬至と秋分の時期の日周変化を示していますが、北向きの場合を除いて、一般には流星数は秋分で最大、春分で最小、夏至・冬至ではその中間の値を示しています。この季節変化は地軸と公転軌道方向との幾何学的配置から理解することができます。秋分では地軸が公転軌道の前方に傾いており(北半球が公転軌道の前面に傾く)、午前6時の状態では北半球の方が流星塵を集める有効断面積が大きくなります。逆に春分では南半球が公転軌道の前方を向き、夏至・冬至では地軸は公転軌道について鉛直な面内にあり、南北半球間での相違はなくなります。したがって、北半球では第6図に示した、秋分に流星が多く春分に少ないという年周変化が期待されますが、



第7図 流星レーダーでアンテナを東向きにして測定された流星エコー数の時間率(ヒストグラム)とモデル(実線)との比較。観測は1983年12月2-4日に信楽で行われました。



第8図 1時間あたりの流星エコー数の平均値の年周変化。1983年5月から1985年12月までに信楽において流星レーダーを連続運用してデータを取得しました。太実線はモデルによる予想値を示します。

当然南半球ではこの季節変化は逆転すると考えられます。

流星レーダーを用いて1983年5月から1985年12月までに信楽で得られた流星エコー数の時間率の1日平均値を第8図に示しますが、夏至・冬至期に比べて秋分・春分では20%程度エコー数が増減することが明らかです。また、モデルとも良い一致を示しています。

流星エコー数の詳細な季節変化を検討するには、上記の変化に加えて群流星の影響を考慮する必要があります。例えば8月のペルセウス座流星群では、極大期を中心とした数日間にレーダーで測定される微弱流星の個数が約2倍増えたことが報告されています。一般に目視観測される比較的大きな流星の個数は流星群の時期に飛躍的に多くなるのに対して、レーダーで検出される微弱な流星はさほど増加しないといえます。

ところで、群流星は母彗星の公転軌道上に分布するとされていますが、流星飛跡の突入方向を統計的に解

析して、群流星の輻射点を推定する研究も進められています (Watanabe *et al.*, 1992).

5.4 流星飛跡数の水平分布

次に流星エコー数の天頂角やレーダーからの水平距離に対する分布を述べますが、これらは流星自体の物理的性質よりは主としてレーダーのアンテナ特性に依存しています。しかし、流星レーダーによる風速測定 of 精度等を考える上で役に立つと考えられますので、いくつかの例を以下に示します。

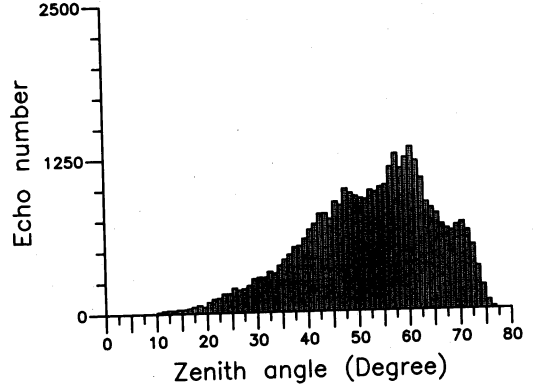
第9図はジャカルタにおける流星レーダー観測で得られた流星エコーの天頂角分布です。このレーダーではアンテナビームを仰角45°で設置し、天頂角0°-90°の範囲のエコーを受信できるようにしていますが、天頂角45°-70°に幅広いピークが認められます。無指向性のアンテナを使用しているMUレーダー観測では、天頂角30°-40°で最も多くの流星が検出されました。

レーダーからの水平距離についての分布をジャカルタの流星レーダーとMUレーダー観測の結果を比較して第10図に示しますが、それぞれアンテナ特性を反映して扇形あるいはドーナツ状に流星エコーが分布しているのがわかります。特に、流星レーダーでは、干渉計による角度測定の曖昧さの限界、ならびに計測可能な最大距離(約300 km)によって水平分布が鋭く切り取られていることがわかります。尚、MUレーダーの場合、水平分布が回転対称になっていますが、第6図で述べたエコー数の日周変化の方向依存性を考慮すれば、全方向について一様に流星エコーが発生する訳ではなく、午前3時・6時・9時頃にはそれぞれ西・北・東方向に多くの流星エコーが現れることになりました。

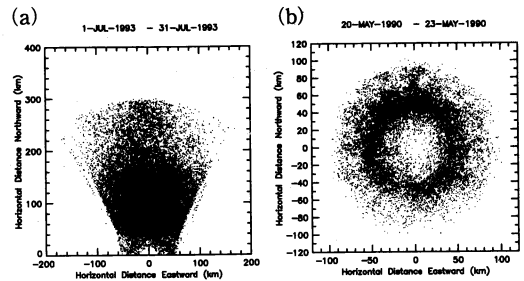
6. 流星の大気突入速度の分布

流星が大気へ突入する速度は地球の重力圏脱出速度(第2宇宙速度)である11 km/sが最低値となります。一方、太陽の引力圏内の公転軌道について地球付近での最大速度42 km/sと地球の公転速度の30 km/sの和(逆向きにぶつかるとする)である72 km/sが最大になるとされています。

既に3.3節で説明しましたように、レーダーによる受信信号を詳細に解析すれば、流星飛跡形成期のエコー強度の増大率や位相変化から流星が大気へ突入する速度が推定できます。第1フレネル帯の長さが約1 kmであることから、これを流星が通過するのに要する時間は10数ミリ秒から100ミリ秒しかかからないことが



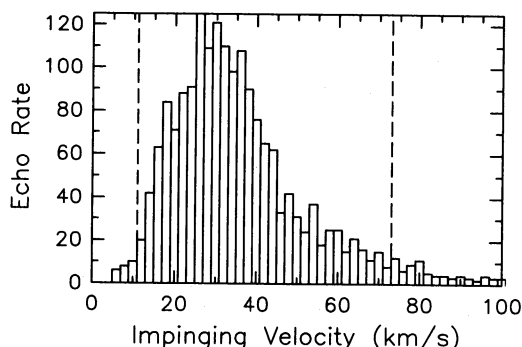
第9図 流星エコー数の仰角に関する分布。観測はジャカルタにおいてアンテナを北向きにし、1993年1月1-31日の期間に行われました。



第10図 流星エコー数の水平分布。ジャカルタにおいて1992年12月1-31日に流星レーダーのアンテナを北向きにした観測結果(a)と、1990年5月20-23日にMUレーダーの広角ビームを用いた測定結果(b)を比較して示します。どちらもレーダーを基準とした距離の関数として、個々の流星エコーをドットで表示しています。

わかります。したがって、流星形成期の信号の速い変化を検出するには高速のデータサンプルが必要となります。

第11図にMUレーダーによる測定結果を示しますが、値はほぼ予想された速度範囲に分布していることがわかります。観測結果では72 km/sを越える流星も5%程度認められましたが、こういう高速の突入速度の測定には誤差を含みやすく太陽系外からの流星であるかは即断できないと思われます。第11図に示した散在流星の場合には突入速度の平均値は34.8 km/s(標準偏差は16.6 km/s)で、地球の公転速度よりやや大きい突入速度を持った流星が最も多く分布する傾向がありました。しかし、群流星の場合は軌道が定まっているために、突入速度に偏りがあるとされています。



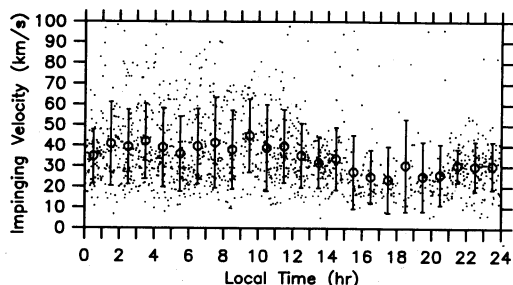
第11図 流星の突入速度の分布. 信楽のMUレーダーを用いて1993年4月1日の9時から24時間に約1700個の流星エコーを検出し, 突入速度の頻度分布を2 km/s 毎にヒストグラム表示しています.

第5図で示した模式図から想像されるように, 明け方には公転軌道の前面で流星を受けるために相対速度が大きくなるのに対して, 夕方は地球に追い付く流星のみが検出されるため, 流星の突入速度は午前6時頃には比較的大きく, 午後6時頃には小さくなると考えられます. MUレーダーを用いた1993年4月1-2日の観測をもとに, 第12図に地方時についての突入速度の分布を示しますが, 明け方には10-70 km/sに広く分布し, 午前3-10時頃の平均突入速度はほぼ40 km/sでした. 一方, 午後6-8時では30 km/sを越える例はあまり見当たらず, 平均値も25 km/s程度でした.

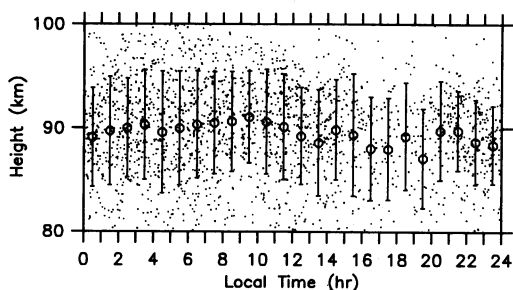
ところで, 流星の突入速度が大きければ一般に高高度で燃焼・消滅し, 遅い流星は低くまで落下すると期待されます. 第13図はやはり1993年4月1-2日の観測について, 1時間毎の流星飛跡の高度分布を示したものです. 午前と午後の6時頃には平均高度がそれぞれ90.5 kmと88.2 kmとなっており, 約2.3 kmの高低差がある1日周期変化を示しました. 平均高度の最大値は午前9時頃に91.15 kmで, 最低値は午後4時頃に88.15 kmとなっていました.

一方, 1984年2月に行われた信楽の流星レーダーの観測では, 月平均で午前6時と午後6時とではそれぞれ平均高度が98 kmと90 kmとなり, 約8 kmもの高度差が認められました. 但し, この大きな変化が突入速度の日周変化だけによるのかは明らかではありません. このように, 流星物質が注入される高度領域は時間帯によって若干上下することに注意が必要です.

高度分布の季節変化についても信楽における1983-5年の連続観測データを用いて統計解析を行い



第12図 流星の突入速度の地方時に関する分布. 第11図と同じ観測結果について個々の決定値をドットで表示しています. また, 約一時間毎の速度分布について平均値を○で, 標準偏差を縦のバーで示します.



第13図 第11図と同時期の流星飛跡の平均高度の地方時に関する変化. 第12図と同様に平均高度を○で, 標準偏差を縦のバーで示します. 全体の平均高度は89.5 km (中心値の標準偏差は0.9 km)になりましたが, 一般に午前中はこれより高く, 午後には低い高度に多くの流星飛跡が検出されました.

ました. 流星エコーが多い午前5-7時の時間帯で, 平均高度は冬季(12・1月)に高く, 夏季(6-8月)に低いという1年周期の変化が得られました. また, 高度分布の標準偏差も同様に, 冬季に大きく, 夏季に小さくなっていました. 既に説明しましたように, 夏至と冬至は公転軌道の観点では同じ条件ですので, この夏冬の差はむしろ地球大気の状態の季節変化を反映しているのではないかと考えられています. つまり, 流星高度における気圧あるいは温度が季節変化することで, 流星が燃焼して飛跡を残す高度が変化する可能性が指摘されていますが, まだ確かめられてはいません.

7. 流星レーダーによる風速測定

既に述べましたように, 流星レーダーで用いられるアンテナのビーム幅は広く, 流星エコーの水平分布は

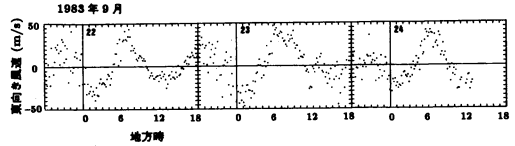
数 100 km 四方に広がっています。流星レーダーで水平風速を推定する場合は、一般にはこの空間範囲で風系が一定であると仮定し、個別の流星エコーについて測定された視線方向風速が東西・南北の水平成分のベクトル合成で表わされると考えます。また、一定時間内では風速場は一定であるとしします。

具体的な解析方法として、総ての流星エコーを高度と時間についてそれぞれ (1-4 km) × (1-2 時間) の (高度層) × (時間幅) に区分し、その範囲内では風速場は一定であるとしします。そして、この区画内で得られた総ての視線方向風速に水平風 2 成分を最小 2 乗近似して求めるのです (Aso *et al.*, 1979)。ここで鉛直風速は無視していますが、第 9 図で示したように視線方向の天頂角が比較的大きく、鉛直風速の投影分が小さいこと、また時間平均が十分長く鉛直風の寄与が小さいことから妥当な仮定であるとされています。第 14 図に信楽で観測された流星レーダーによる東向き風速の例を示しますが、24 時間周期の大気潮汐波による規則正しい変動が現れているのが分かります。

風速の推定精度は、当然のことながら高度・時間区画内の流星エコー数に依存しますので、エコー率の高い明け方には良く、夕方には劣ることになります。また高度分布の中心高度付近 (90 km) で精度が優れ、上下端では悪くなります。さらにアンテナビーム幅が広いといっても、アンテナが向いている方向 (例えば第 10 図の左の場合の南北方向) にはその方向の風速成分の射影が主になるため、その直交成分 (東西方向) に比べて推定精度が良くなることになります。

ジャカルタにおける流星レーダー観測では高度・時間区画として (4 km × 1 時間) が適当ですので、主な観測対象となるのは平均風・大気潮汐波・プラネタリー波といった比較的大規模の波動になります。また長期間にわたって連続的にデータを収集できることから、これらの波動の季節変化・年々変動といった気候学的な研究に適しています。MU レーダーによる流星観測ではエコーの時間率が高いのでさらに高度・時間分解能を高めることができ、大気重力波をも観測できます。

ところで、MU レーダーは本来大気乱流による屈折率のゆらぎによる電波散乱を用いたレーダー (MST レーダーと呼ばれています) です。時間・高度分解能がそれぞれ 1 分および 0.5 km 程度と大変優れていることを利用して、細かい風速変動の解明、例えば大気重力波の微細構造や乱流層の特性の研究に用いられています。MU レーダーを用いて乱流と流星エコーを同



第14図 信楽の流星レーダーで1983年9月22-24日に観測された東向き風速。1日および半日周期の大気潮汐波による、地方時に固定された時間変動が繰り返されています。

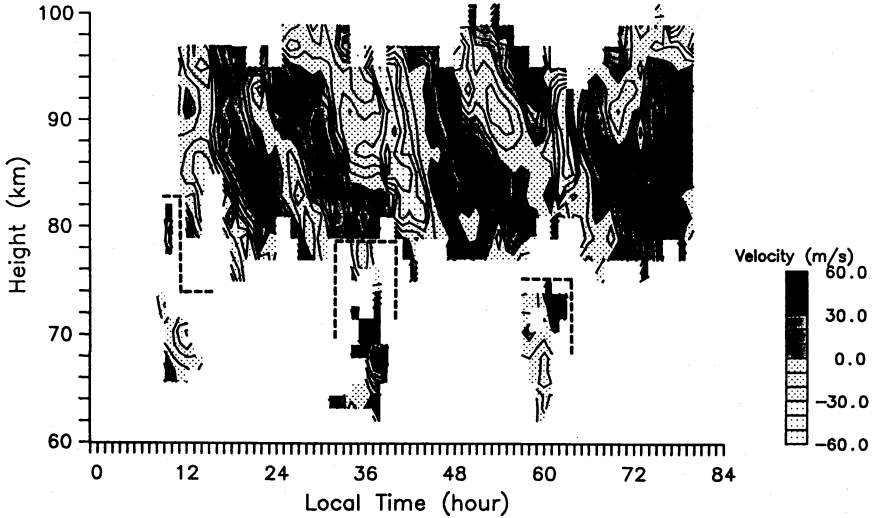
時に測定し、得られた風速プロファイルを比較したところ、両者がほぼ一致することが報告されています (Tsuda *et al.*, 1985)。しかし、分解能その他の点で観測結果の特性が異なるため、それぞれ得意な研究対象は異なります。

第15図にMU レーダーを用いて、流星エコーと乱流散乱を時分割で交互に受信し、風系を観測した比較例を示しています。乱流散乱エコーによる測定では、第15図に表示しきれない細かい風速擾乱が研究できるのですが、この高度領域が弱電離する昼間のみ測定が可能です。逆に背景風の状態や長周期の波動の特性は、昼夜間とも連続観測できる流星エコーの方が有利なことが一目瞭然です。両者をうまく組み合わせることで、大気波動・乱流の振舞が研究できると期待されます。

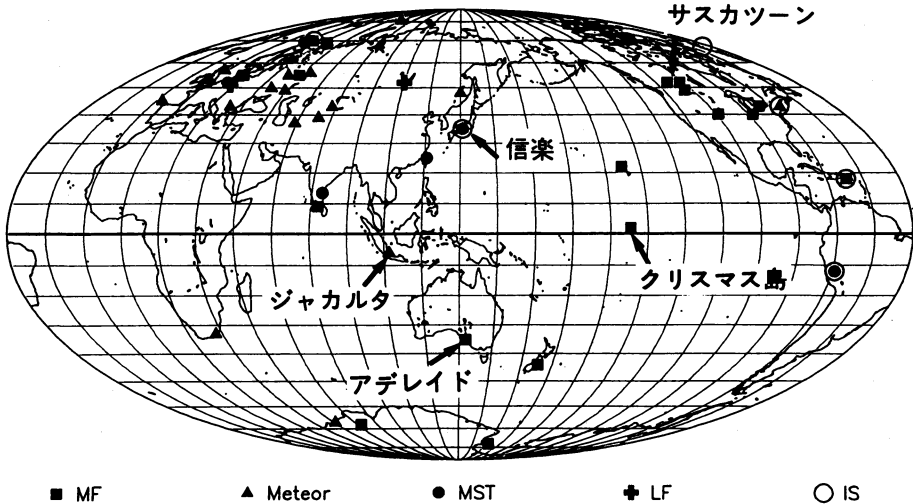
8. 流星レーダーの国際協同観測網

1点におけるレーダー観測だけでは、中層大気中の大気波動のグローバルな特性を明らかにすることは難しいため、第16図に示したレーダーの国際協同観測ネットワークが構築されています。これは、MLTCS (Mesosphere Lower Thermosphere Coupling Study) と呼ばれる、高度 100 km 付近における中性大気と電離大気の力学的結合過程を解明しようとする国際プロジェクトです。流星レーダーを始めとする各種の地上観測装置が有機的に活用されています。

インドネシアに設置された流星レーダーならびに信楽の MU レーダーはこのネットワークに参加して国際共同研究を推進していますが、とりわけ、カナダのサスカチュワン (Saskatchewan) 大学 (北緯52度、西経107度) と密接に連絡をとりあって研究を推進してきました (Tsuda *et al.*, 1988b)。また、オーストラリアのアデレード (Adelaide) 大学 (南緯35度、東経139度) が信楽と赤道に対して南北対象な点に位置することから、大気波動の特性が南北半球間でどのように異なる



第15図 MUレーダーによる乱流散乱と流星エコーを用いた北向き風速の同時観測。高度約80 km以下の太破線で囲まれた部分が乱流散乱による結果です。一方、高度80 km以上で時間的に連続して見られる風速変動は流星エコーを用いて観測されました。流星高度で長周期の大気重力波による波動が認められ、斜め下向きに位相伝搬しているのが分かります。



第16図 中間圏高度のレーダー観測に関する国際共同研究ネットワーク (MLTCS). 分反射 (MF) レーダー, 流星レーダー, MST レーダー, 低周波数帯 (LF) レーダーおよび IS レーダーが参加しています。

かが研究されました (Vincent *et al.*, 1988 ; 1989). さらに、ジャカルタにおける流星レーダーによる観測結果は、アデレード大学が太平洋中部のクリスマス島 (北緯2度, 西経158度) で行っているレーダー観測と比較され、赤道大気の経度変化の研究に活用されています (Tsuda *et al.*, 1995).

最近では、中間圏の大気を人工衛星から測定する研究が進み、1991年に米国が打ち上げた UARS (Upper Atmosphere Research Satellite) に搭載されています HRDI (High Resolution Doppler Imager) により風速プロファイルを観測できるようになりました。地上と衛星からの大気運動の測定結果の比較が共同研究の

重要な課題となっておりますが、MUレーダーによる流星エコー観測と UARS/HRDI の結果がかなり良く一致していることが分かりました (Burrage *et al.*, 1995)。

9. 流星レーダーで観測された風系

信楽における流星レーダー観測をもとに風速変動の周波数スペクトルを解析すると、1日・半日周期の大気潮汐波が線スペクトルとして認められ、1日より長周期ではプラネタリー波(2日、5-15日)の成分が、また短周期では大気重力波が連続したスペクトルとして検出されました (Aso *et al.*, 1980)。流星高度における風系の特徴は、こういった背景の平均風・大気潮汐波・プラネタリー波あるいは大気重力波といった波動が混在し、しかも各成分の振幅が数 10 m/s で同程度となることです。

さらに、下層で励起された波動が上方伝搬するにつれて振幅が増大した結果、波動が不安定現象を起こして減衰する過程が顕著に見えてきます。したがって、波動と波動、ならびに波動と平均風との相互作用が重要な力学過程となっているのです。実際、大気重力波が対流・シア不安定を起こして乱流を生成し、運動量を背景風に与えて、これを加減速することが中層大気大循環に大きな影響を与えることが重要であるとされています。しかし、この高度での観測は未だに十分ではなく、レーダー・衛星を始めとする観測的研究で実態を明らかにする必要があります。以下に、流星レーダーによって明らかにされた風系の特徴を述べます。

9.1 平均風

信楽において流星レーダーの運用を始めた当初はキャンペーン時のみ観測を実施していましたが (Tsuda *et al.*, 1980)。しかし、計算機制御を工夫した結果、1983年5月以降は無人で連続的にデータが取れるようになり、これ以降1985年12月までの観測をもとに高度 80-110 km の平均東西・南北風が解析されました (Tsuda *et al.*, 1987)。

夏期に東西風が高度 80 km 付近で西向きから東向きに逆転し、高度 95 km 付近で東向き 30 m/s 程度となることが明らかになりました。また南北風は一般に夏半球から冬半球に流れることが確かめられました。これらの特性は従来の放射平衡で予想された風系と大きく異なっており、むしろ大気重力波の減衰による摩擦効果を考慮したモデルに良く一致することが明らかになりました。世界のレーダー観測をもとに国際的な

標準大気モデルが随時改良されてきていますが、上記の結果も CIRA 86 モデルに組み込まれています (Manson *et al.*, 1990)。

国際的な比較観測から平均風は経度方向にも変化することが明らかになりつつあります。信楽とシベリアとの比較では平均風の年々変動に経度差があることや (Kazimirovsky *et al.*, 1993)、赤道域特有の半年周期振動の大きさがジャカルタとクリスマス島では若干異なることが分かりました。

9.2 大気潮汐波

流星高度で最も顕著な波動は、太陽放射加熱を励起源とする太陽大気潮汐波ですが、これによる風速変動は地方時に依存していますので、長い期間の観測を1日の変化に集約して解析することができます。信楽での流星レーダー観測をもとに、大気潮汐波を研究した結果、夏と冬とでは卓越する波動のモードが異なり、春秋分期的にかなり短い期間にモードが入れ替わることが分かりました (Tsuda *et al.*, 1983; 1988b)。さらに、半日周期潮汐波の季節変化をカナダ・サスカトゥーンにおける観測と比較したところ、高緯度ほど夏・冬の変遷に遅れがあることが明らかになりました (Tsuda *et al.*, 1988b)。

一方、従来の理論モデルでは赤道対称の基本モードが卓越して励起されると考えられていました。しかし、信楽とオーストラリアでの観測結果を比較すると、大気潮汐波は南北半球で反対称性が高く、また高度特性にも相違があることが分かりました (Vincent *et al.*, 1988)。この原因は未だにはっきりとはしていませんが、励起源の非対称性による効果や (Tsuda and Kato, 1980)、南北反対称となっている中層大気中の平均東西流の中を大気潮汐波が伝搬する過程で変形される効果によるのではないかと推測されています (Vincent *et al.*, 1989)。

また、励起源である水蒸気やオゾンが経度方向に一樣に分布していないことによって大気潮汐波の構造も複雑になり、観測点に特有な局所的な波動特性が現れる可能性も指摘されました (Kato *et al.*, 1982; Tsuda and Kato, 1989)。

ところで、月の重力を起潮力とする太陰潮汐波は大気中では小さな振幅しか持ちませんが、長年にわたる流星レーダーの観測結果を集積して解析することでこれを検出することができました (Tsuda *et al.*, 1981)。

9.3 プラネタリー波

流星レーダー観測では、強制的な励起源による大気

潮汐波以外に、周期が1日以上プラネタリー波による風速変動が検出されています (Ito *et al.*, 1984). とりわけ周期が45—55時間に変動する準2日周期波が夏期に大きな振幅を示しており、また現れ方が不規則ながら周期が1.4, 3, 6—8日および15日の風速変動も検出されました (Tsuda *et al.*, 1988a).

準2日周期波について、やはり信楽とアデレイドとの同時観測を検討したところ、南北反対称のモードで説明されることが分りました (Tsuda *et al.*, 1988a). 赤道域での流星レーダー観測では、この波による風速と温度変動とが理論で予想される関係を満たしていることも報告されています。準2日周期波は流星高度からさらに上方に伝搬し、電離層においても大きな振幅を持っていると考えられますが、これによって駆動される電離層ダイナモ電流に関する理論的研究もなされています (Ito *et al.*, 1986).

9.4 大気重力波

MU レーダーを用いた流星観測ではエコー率が大変高いために、周期が約5分から21時間(信楽での慣性周期)の範囲に存在する大気重力波の測定に十分な時間分解能が得られます。同時に拡散係数から温度変動を測定し、重力波の分散関係を用いて波動の伝搬特性を解析しています (Tsutsumi *et al.*, 1994).

ところで、流星エコーの水平分布が広いことを逆用して、風速変動の水平変化を調べることも試みられています。つまり、流星エコーが分布する水平範囲内で風速が一定であると仮定するのではなく、例えば第10図の左図でレーダーからの距離(例えば25 km毎)によってレーダーの照射範囲を細分し、それぞれの小区内で風速を独立に決定するのです。さらに、これらの風速変動の相互相関を調べれば、大気波動の水平伝搬特性を明らかにすることができることになります。すでに、信楽での流星レーダー観測をもとに大気重力波の東西伝搬の位相速度を統計解析し、重力波と中層大気中の大循環との関連について興味深い研究がなされています (Yamamoto *et al.*, 1986).

10. おわりに

夜空に瞬く流星は惑星間空間から物質を地球に運び込むほとんど唯一の物理過程であるばかりでなく、大気中で燃焼して飛跡を残して大気に影響を与えると同時に、大気の状態を探る手掛かりともなっているのです。

流星レーダーで観測された大気波動の特性について

は学会・シンポジウムで数多く報告し、また文末の論文として公表して参りましたので、本報告ではあまりお話しする機会のなかった流星エコーそのものの特性や観測原理を中心にまとめました。私はちょうど20年間流星の電波観測を続けて来ましたが、この節目にこの報告書をまとめることができましたのは、はからずも堀内賞を頂けたからに他なりません。重ねてお礼を申し上げます。

流星レーダーに関係した装置やソフトウェアを新たに開発するに当たっては、大学院生や関連企業の技術者の方々からの多大な御助力を得ました。一方、インドネシアにおける海外観測には現地の研究機関を始めとする多くの方々のご協力なしでは実現しませんでした。紙面をお借りして深くお礼を申し上げます。

私の研究基盤は観測が主体です。既存の測定装置や既存データを活用するのみならず、未知の大気パラメータについては、それを測定する装置・技術を開発することから始める努力をしてきております。この研究指針を築いてくれたのが流星レーダーです。新しい科学の展開と新しい技術の開発とは表裏一体となっていますが、私自身は電子工学の知識を基礎とし、地球科学に应用するという学際分野に今後とも従事していく所存です。

参 考 文 献

- Aso, T., T. Tsuda, and S. Kato, 1979: Meteor radar observations at Kyoto University, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **41**, 517-525.
- Aso, T., T. Tsuda, Y. Takashima, R. Ito, and S. Kato, 1980: Observations of lower ionospheric wind by the Kyoto meteor radar, *J. Geophys. Res.*, **85**, 177-184.
- Burrage, M. D., D. A. Gell, P. B. Hays, A. R. Marshall, D. A. Ortland, W. R. Skinner, S. J. Franke, D. C. Fritts, P. Hoffman, A. H. Manson, C. McLandress, R. Niciejewski, F. J. Schmidlin, G. G. Shepherd, W. Singer, T. Tsuda, and R. A. Vincent, 1995: Validation of mesosphere and lower thermosphere winds from the high resolution Doppler imager on UARS, *J. Geophys. Res.*, in press.
- Ito, R., T. Tsuda, T. Aso, and S. Kato, 1984: Long period oscillations in the meteor winds observed over Kyoto during 1978-1983, *J. Geomag. Geoelectr.*, **36**, 173-188.
- Ito, R., S. Kato, and T. Tsuda, 1986: Consideration of an ionospheric wind dynamo driven by a planetary

- wave with a two-day period, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 1-13.
- Kato, S., and T. Tsuda, 1981 : Tidal dynamo in the upper atmosphere, Validity and limit of the conventional theory, *J. Geomag. Geoelectr.*, **33**, 383-397.
- Kato, S., T. Tsuda, and F. Watanabe, 1982 : Thermal excitation of non-migrating tides, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **44**, 131-146.
- Kazimirovsky, E., V. Kokourov, T. Tsuda, and S. Kato, 1993 : Characteristics of mean winds and semidiurnal tides in the lower thermosphere observed with the Kyoto meteor radar and the Irkutsk low frequency spacedreceiver facility, *J. Geomag. Geoelectr.*, **45**, 541-546.
- Manson, A. H., C. E. Meek, M. Massebeuf, J. L. Fellous, W. G. Elford, R. A. Vincent, R. L. Craig, A. Phillips, R. G. Roper, G. J. Fraser, M. J. Smith, S. Avery, B. B. Balsley, R. R. Clark, S. Kato, and T. Tsuda, 1990 : COSPAR International Reference Atmosphere : 1986, Part II : Middle Atmosphere Models, (Eds. D. Rees, J. J. Barnett, K. Labitzke eds.), Chap. 14, Description and presentation of reference atmosphere radar winds (80-110 km), (*Adv. Space Res.*, **10**), Pergamon Press, 267-315.
- Nakamura, T., T. Tsuda, M. Tsutsumi, K. Kita, T. Uehara, S. Kato, and S. Fukao, 1991 : Meteor wind observations with the MU radar, *Radio Sci.*, **26**, 857-869.
- Tsuda, T., T. Aso, Y. Takashima, R. Ito, and S. Kato, 1980 : Meteor radar observations at Kyoto in two C. T. O. P. periods (July 20-August 7, 1978, and March 13-29, 1979), *J. Atmos. Terr. Phys.*, **42**, 461-469.
- Tsuda, T., and S. Kato, 1980 : Seasonal variation of diurnal tide due to ozone heating, *J. Meteor. Soc. Japan*, **58**, 292-297.
- Tsuda, T., J. Tani, T. Aso, and S. Kato, 1981 : Lunar tides at meteor heights, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 191-194.
- Tsuda, T., T. Aso, and S. Kato, 1983 : Seasonal variation of solar atmospheric tides at meteor heights, *J. Geomag. Geoelectr.*, **35**, 65-86.
- Tsuda, T., M. Yamamoto, T. Sato, S. Kato, and S. Fukao, 1985 : Comparison observations between the MU radar and the Kyoto meteor radar, *Radio Sci.*, **20**, 1241-1246.
- Tsuda, T., T. Nakamura, and S. Kato, 1987 : Mean winds observed by the Kyoto meteor radar in 1983-1985, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **49**, 461-466.
- Tsuda, T., S. Kato, and R. A. Vincent, 1988a : Long period wind oscillations observed by the Kyoto meteor radar and comparison of the quasi-2 day wave with Adelaide HF radar observations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **50**, 225-230.
- Tsuda, T., S. Kato, A. H. Manson, and C. E. Meek, 1988b : Characteristics of semidiurnal tides observed by the Kyoto meteor radar and Saskatoon medium-frequency radar, *J. Geophys. Res.*, **93**, 7027-7036.
- Tsuda, T., and S. Kato, 1989 : Diurnal non-migrating tides excited by a differential heating due to land-sea distribution, *J. Meteor. Soc., Japan*, **67**, 43-55.
- Tsuda, T., S. Fukao, M. Yamamoto, T. Nakamura, M. D. Yamanaka, T. Adachi, H. Hashiguchi, N. Fujioka, M. Tsutsumi, S. Kato, S. W. B. Harijono, T. Sribimawati, B. P. Sitorus, R. B. Yahya, M. Karmini, F. Renggono, B. L. Parapat, W. Djojonegoro, P. Mardio, N. Adikusumah, H. T. Endi, and H. Wiryo Sumarto, 1995 : A preliminary report on observations of equatorial atmosphere dynamics in Indonesia with radars and radiosondes, *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 393-406.
- Tsutsumi, M., T. Tsuda, T. Nakamura, and S. Fukao, 1994 : Temperature fluctuations near the mesopause inferred from meteor observations with the MU radar, *Radio Sci.*, **29**, 599-610.
- Vincent, R. A., T. Tsuda, and S. Kato, 1988 : A comparative study of mesospheric solar tides observed at Adelaide and Kyoto, *J. Geophys. Res.*, **93**, 699-708.
- Vincent, R. A., T. Tsuda, and S. Kato, 1989 : Asymmetries in mesospheric tidal structure, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **51**, 609-616.
- Yamamoto, M., T. Tsuda, and S. Kato, 1986 : Gravity waves observed by the Kyoto meteor radar in 1983-1985, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 597-603.
- Watanabe, J., T. Nakamura, M. Tsutsumi, and T. Tsuda, 1992 : Radar observation of strong activity of Perseid meteor shower in 1991, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **44**, 677-685.