

電波天文学とオゾン層*

河 簾 公 昭**

1. はじめに

筆者がオゾン層の問題と初めて取り組んだのは1970年代中ごろにさかのぼる。当時筆者はミリ波干渉計による太陽電波の研究に携わっていた。そのころ MAP (中層大気国際観測事業1982~1985) 計画の立案に当たっておられた東京大学の等松隆夫教授から、「最近中間圏オゾンがミリ波で観測される様になってきた。わが国の MAP 計画にもこれを入れたいので、是非案を作るのを手伝って欲しい」との相談があった。

等松教授とは、同教授が博士課程在学中、筆者が勤務していた東京天文台の古畑教授の研究室に出入りされて、夜光の光電測光を学んでおられたこと、コロラド大学の HAO (High Altitude Observatory) に滞在した1960~61年には、専門が近かった事等から、家族ぐるみでお付き合いするなど旧知の仲であった。そのころの筆者は電離層等地球物理のデータから太陽コロナの擾乱を推定する問題に取り組んでおり、デリンジャー現象が太陽エックス線によるものと考えて、太陽フレアの時のコロナの温度や密度を推定することを試みていた。そのために、上部中間圏の太陽エックス線による電離から銀河電波の吸収を計算し、観測値と比べていた。

ついでながら、当時 HAO の所長であった Walter Roberts は、ハーバード大学の博士課程在学中に HAO を創設し、コロラド州クライマックスにコロナグラフを設置して太陽コロナと磁気嵐との相関を調べた太陽地球物理の大家である。Walter Roberts は大変クラシック音楽の好きな方で、毎週ご自宅に HAO や NBS の研究者たちを集めてレコードコンサートを開かれ、みな寝そべったり勝手なこうをしてパッパやベートーヴェンの音楽を聞いたり雑談をしたりして楽しんでた。

この研究所が発展して、当時の HAO は主として太陽物理学の研究所となっていた。Walter Roberts は当時、太陽からの準宇宙線が日の当たらない冬の極地の上空での重要な熱源になっていること、これが世界的な気象の長期変動に影響する可能性がある事を指摘し、HAO を太陽と気象の関連を調べる研究所に発展させることに熱意を燃やし強力に推進しておられた。こうして発足されたのが現在の NCAR (National Center for Atmospheric Research) で、その発足と共に初代所長になられた。

当時の HAO には、Geophysical Institute の初代所長で、オゾン層の理論を初めて立てた Sydney Chapman, Geophysical Institute の現所長の赤祖父俊一教授や気象学の London 等も居り、コロキウムでは太陽物理や磁気圏等の他に数値予報や大陸移動等の話も有った。

Geophysical Institute は、第二次世界大戦中、米軍がアリュシャン奪還作戦に際してオーロラによる通信妨害に悩まされたことから、戦後米国連邦政府によって極地研究の為に国立の研究所として創設され、後にアラスカ大学に移管されたということである。Chapman は水泳が大変好きな方で、真冬の雪の中でもよくコロラド大学のプールを借り切って、毎回2000メートル位泳いでおられた。1人でプールを使うのは安全上の問題から禁止されていたので、赤祖父さん他若い研究者を引き連れて行かれ、筆者も御相伴に預かっていた。

余談はさて置き、等松教授の相談に答えて筆者の作った案は直径5メートルのアンテナに雑音温度*1 3000 K の受信機を搭載して、太陽をバックに吸収線を観測するというものであった。波長3ミリで雑音温度3000 K というのは当時のわが国の状況ではややきつい1つの開発目標であった。この装置で、帯域幅(B) 0.4 MHz・積分時間(τ) 200秒で観測すると、探知出

* Radioastronomy and strato-mesospheric ozone.

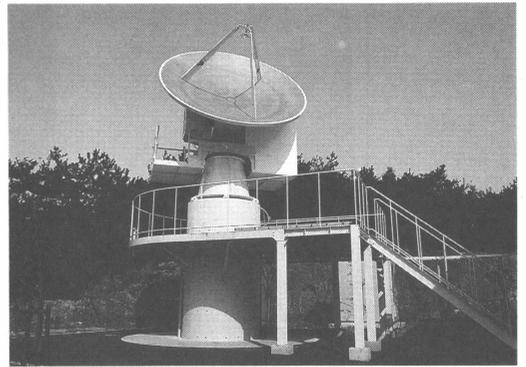
** Kin-aki Kawabata, 名古屋大学理学部名誉教授.

第1表 オゾン電波地上観測を実施している研究機関とその受信機 (de La Noë, 1994 による). S. D.: ショットキー ダイオード. SIS: 超伝導素子. SSB: single sideband. DSB: double sideband. 3節「地球大気のミリ波分光観測装置」を参照.

研究機関/設置場所	周波数 GHz	ミクサ	冷却温度 K	受信バンド	雑音温度 K	分光器帯域 MHz
NASA/テーブル マウンテン	110.8 109.5	S. D.	15	SSB	340	630
ボルドー大学天文台	110.8	S. D.	20	SSB	480	128
オンサラ電波天文台	110.8	S. D.	15	SSB	300	512
ヘルシンキ大学電波天文台	110.8	S. D.	20	SSB	530	1000
名古屋大学物理	110.8	SIS	4	SSB	34	60
ブレーメン大学環境物理/スピッツベルゲン	110.8	S. D.	12.5	SSB	690	950
	142.2	S. D.	12.5	SSB	590	950
ベルン大学応用物理	142.2	S. D.	25	DSB	700	1200
レバデフ物理学研究所	142.2	S. D.	20	SSB	1000	64
ニューヨーク州立大学物理/南極	276.9	S. D.	20		650	512

来る最低輝度温度*2は約3Kとなり、これではオゾン輝線(輝度温度約10K)は辛うじてその存在が探知出来る程度に過ぎない。従って輝線として測定することは不可能である。これを太陽をバックに吸収線として観測するならば、吸収線の深さは約100Kとなり、吸収線としてならばわが国でも十分測定可能であると云うのが当時の結論であった。この計画は、残念ながら、等松教授の急逝によって実現に至らなかった。

近年ミリ波輝線によるオゾン層地上観測が各国で盛んに行われる様になってきた(第1表)。これは、MAP当時と比べてミリ波受信機の技術が格段に進歩し、その雑音温度が大幅に低下したことによる。ミリ波分光



第1図 名古屋大学の星間分子観測用の4メートル電波望遠鏡(完成当初)。

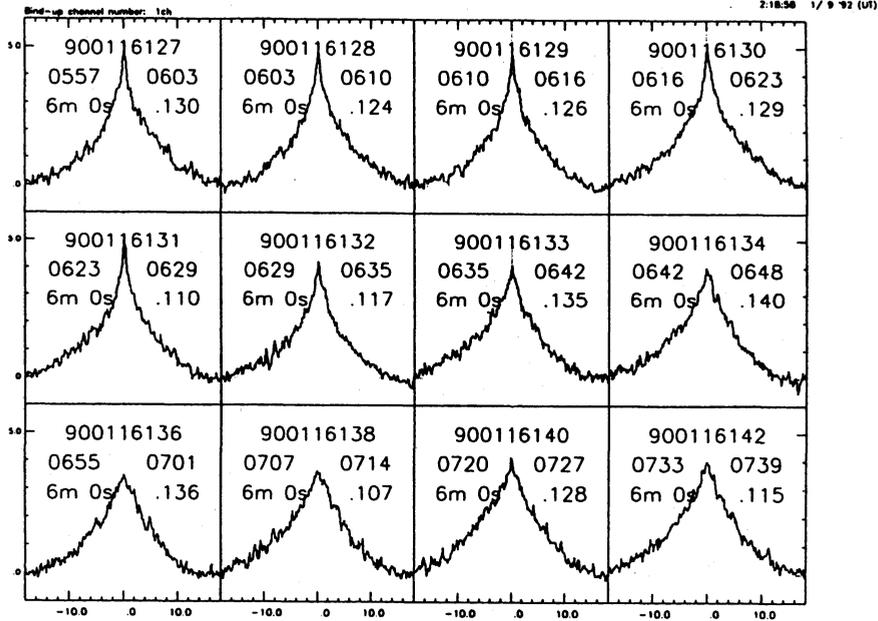
*1 熱放射についてプランクの法則が成立する。電波領域では波長が長いので、プランクの法則の長波長の極限を取ったレイレイ-ジーンズの法則が成り立つ。レイレイ-ジーンズの領域では電磁波の輝度は温度に比例する。従って電波輝度を表すのに温度単位を使うことが出来る。電波輝度を温度単位で表して置くと、熱放射の場合電波輝度が物体の温度と直接比べられるので便利である。受信機では必ず雑音が発生する。これは受信機は有限の温度を持つための受信素子内の電子の熱運動による。この雑音の強さを表すのに雑音温度と呼ばれる量が使われている。雑音温度は、使用している受信機で発生する雑音が、雑音の無い理想的な受信機で受信した時に受かる同じ強さの熱放射の温度として定義されている。

*2 探知可能な最低輝度温度は受信電波の揺らぎの程度となり、輝度温度 T_N に対する揺らぎは熱放射の揺らぎの理論から $\alpha T_N / \sqrt{\tau B}$ で与えられる。ここで α は1程度の定数で受信方式により多少変わる。又受信電波には受信機雑音も含む。

によるオゾン測定は今や輝線を観測する様になったので昼夜の区別なく短時間で実施出来る様になった。この点でミリ波分光観測は吸収線や散乱光を観測する他の方法と比べてはるかに優れている。1980年代に入って、我々名古屋大学物理の天体物理学研究室も4メートル電波望遠鏡を設置し、この望遠鏡を使った星間分子の観測を始めた(Kawabata *et al.*, 1985; 1988)。東京大学の小川利紘氏や中国紫金山天文台の研究者がこの望遠鏡によって中間圏オゾンの観測をされている。

この望遠鏡では、当初常温のショットキー ダイオード ミクサ*3が使われていたが、観測開始後間もなくヘリウム冷却のショットキーダイオードミクサの開発に成功し、以来ヘリウム冷却のダイオード受信機による

*3 半導体に針を立て、この接点での電流・電圧特性を利用したミクサ。ミクサについては3節「地球大気のミリ波分光観測装置」を参照。



第2図 名古屋大学の4メートル電波望遠鏡により取得されたオゾンスペクトル例 (Kawabata *et al.*, 1992).

観測に移行している。その後名古屋大学理学部天体物理学研究所の小川英夫助教授と株式会社富士通研究所・株式会社富士通 VLSI が協力して量子限界に迫る雑音温度の超伝導受信機の開発に成功し (Kawabata *et al.*, 1988; Ogawa *et al.*, 1990; Ogawa, 1991), 1988年以来専ら超伝導受信機が用いられている。ミリ波のミクサは非常に小さく、高度の工作精度を必要とし、名人芸的仕事が要求される。この工作は名古屋大学理学部の金属装置開発室で行われている。この超伝導受信機も既に10年近い使用実績を積んでおり、その安定性についてももはや問題がなくなっている。1995年株式会社富士通 VLSI から環境庁国立環境研究所に納入されたミリ波オゾン分光観測システムにもこの超伝導受信機が採用されている (Suzuki *et al.*, 1996)。小川等は現在 200 GHz 帯の超伝導受信機の実験室での実験に成功し、我が国の気象条件では国内での実用化試験が困難なことから、海外での試験観測の予算確保を目指す段階に達している。

その後、環境庁国立環境研究所からの依頼があり、我々の研究室では雑音温度 17 K (DSB) の超伝導受信機の搭載されたこの4メートル望遠鏡を使った成層圏・中間圏オゾンの観測を実施した (1989~1991)。観測は周波数 110.836 GHz にあるオゾン回転スペクトル線 ($J=6_{1,5}-6_{0,6}$) について行われた。このスペクトル

ル線は、我々天体物理学研究室が最も熱を入れて観測している ^{13}CO の $J=1-0$ 回転スペクトル線に近いので、我々の受信機が最も良く整備されている周波数帯でもある。

第2図はこの4メートル鏡で得られたオゾンスペクトル線の例で、最上列左端から最下列右端に向かって時間の順にスペクトル線が並べてある。最下列左端が地上での日の出に近い。積分時間は6分である。図を一見して分かる様に、最上列ではスペクトル線の真ん中が尖っているが、中央の列で次第に中央の突起が小さくなり、最下列左端で突起が最小となり、再び僅かながら成長している。これは中央の列の左端辺りで中間圏界面の日の出となり、オゾン分子の光解離が進み、次いで酸素分子の光解離による酸素原子の生成・酸素分子と酸素原子と第3の分子の三体衝突によるオゾン生成が進むことによる。当時すでに中間圏オゾンの日変化は知られていたが、論文には月平均の日変化の様子が示されているに過ぎなかった。この変化をリアルタイムで目の当たりにして、改めて超伝導受信機の威力を感じさせられたものである。

観測が国立環境研究所の依頼で行われていたことと、設備自体は天文観測のために保守されており、オゾン観測は完全自動で行われているので手間がかからない事もあって、この様なデータが大量に得られたも

の、誰もデータを使う人がいない状態になっていた。当時我々の研究室は新望遠鏡の建設に忙しく、天文学以外に手を出す余裕は無かった。筆者はこれでは折角取ったデータが埋もれてしまい勿体無いとの気持ちから、定年後暇になったのを機会にこれ等のデータを論文にまとめた (Kawabata *et al.*, 1992)。これが筆者のオゾン層に関する最初の論文である。その後小川助教等が雑音温度 34 K (SSB) の超伝導受信機を搭載した地球大気分子観測専用の装置を製作し、1992年より同じく 110.836 GHz のオゾン線の観測を始めている (Kawabata *et al.*, 1994 ; 1996 ; Ogawa *et al.*, 1996)。

天体からの放射は天球上で局所的であるが、地球大気の放射は空一面に広がっている。そのため、天体観測では観測天体とその周囲の放射の無い領域との差を取ることが出来るが、地球大気の観測では放射の無い領域が存在しない。又天体観測の場合には既に良く知られた基準となる天体と比較して輝度較正を行うことが出来るが、地球大気の場合には基準となるものが無い。この意味で天体観測は相対測定であるが、地球大気観測は絶対測定になる。又天体の場合には普通時間的に一定であるが、地球大気は変動している。これ等地球大気固有の問題がある為に天体観測用の望遠鏡は必ずしも地球大気の観測に適していない。新しい地球大気専用の観測装置はこれ等の点で改良されているので地球大気分子の観測では天体望遠鏡と比べて著しく信頼性が向上している。

本解説では、天体観測と地球大気観測の共通点と相違点、装置及び解析方法を中心に解説しようと思う。解析方法に就いては、天文学で使われている考え方を中心として紹介し御参考に供したいと思う。電波天文学の実験的面に詳しい教科書としては、Kraus (1986) がある。本解説の不十分な点についてより詳しく知りたい方は Kraus の教科書を参考されたい。

2. 天文観測と成層圏・中間圏観測

ところで、ミリ波オゾン層観測装置は、アンテナが小さくて済む事を除いて電波天文学用の装置と全く同じである。その解析方法も天文学で使われている方法と本質的には同じであり、用語や着目点が多少異なっているに過ぎない。実際多くの観測で天文観測とオゾン層観測に同じ望遠鏡・分光器が用いられている。このことは実際第3図を見て頂ければ推察して頂けるものと思う。

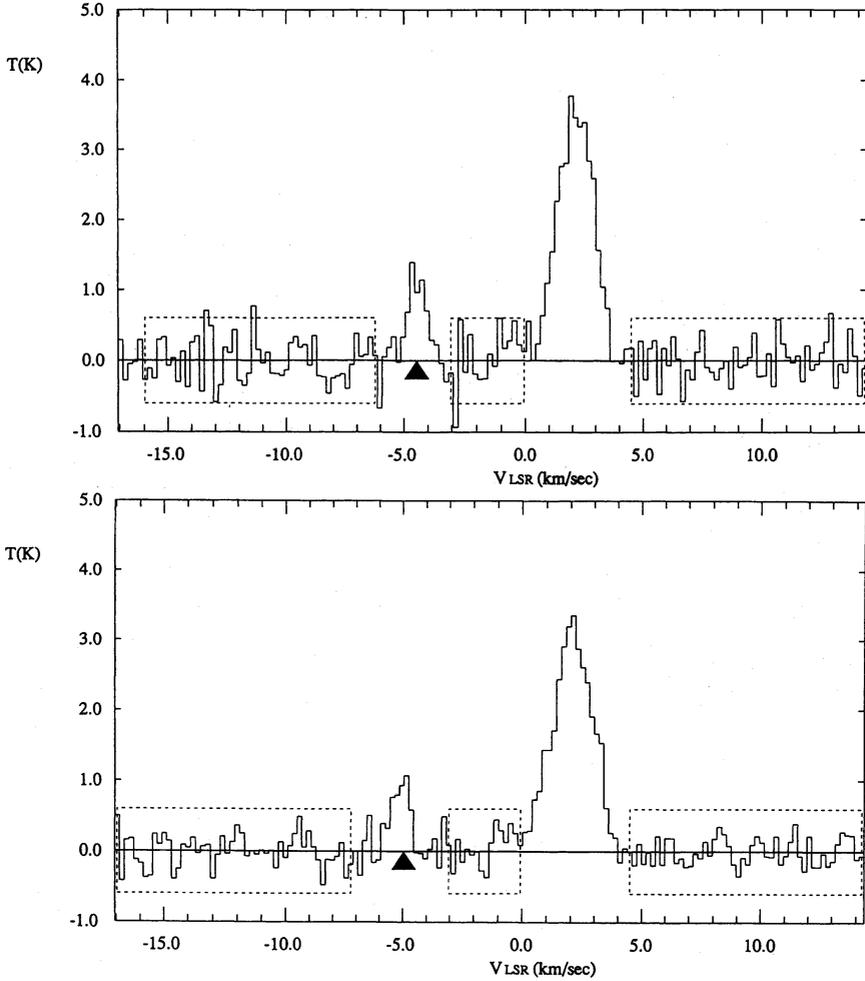
第3図は4メートル鏡で得られた一酸化炭素のスペ

クトル線である。スペクトルを表示するソフトウェアが天体観測用のものなので、横軸には周波数オフセット (スペクトル線中心周波数からのずれ) のかわりに局部恒星系に対する望遠鏡の視線速度が km/sec 単位で取ってある。ここで、局部恒星系というのは太陽系近傍の星に対して平均的には静止している座標系である。天文学では色々な天体の動きを局部恒星系に対する速度で表すことが多い。それで、4メートル鏡の星間分子スペクトル観測では局部恒星系に対する視線速度が一定になる様になされている。第4図は地球の銀河系の中での運動を模式的に表したものである。

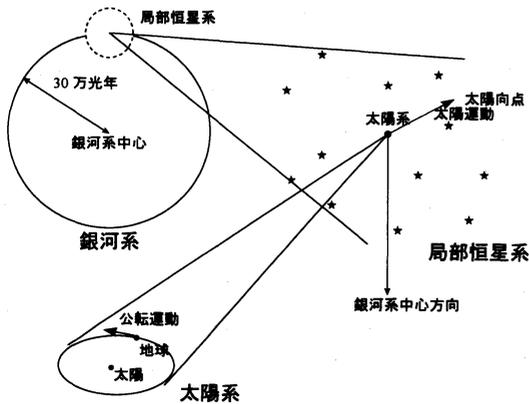
望遠鏡は地表に対して静止しているが、局部恒星系に対しては色々な理由で動いている。第一に太陽系は局部恒星系に対して約 30 km/sec の速度で動いている。これを太陽運動と呼んでいる。又地球は太陽系中心の周りを楕円軌道を描いて約 20 km/sec の速さで公転運動をしている。更にわずかではあるが、望遠鏡は地球重心の周りを自転運動によって、地球は地球・月系の重心の周りを公転運動によって動いている。従って望遠鏡の局部恒星系に対する速度は時々刻々変化している。天体のスペクトル観測のためには、望遠鏡の向きを天体の日周運動に合わせて変えていくだけでなく、観測周波数も望遠鏡の局部恒星系に対する速度の変化に応じて変えていく必要がある。これをドップラートラッキングと呼んでいる。第3図はこのドップラートラッキングによって得られているので、実験室系での周波数は時々刻々変化している。

図の黒い三角印は局部恒星系に対する望遠鏡の視線速度を示している。地球は太陽の周りを公転運動しているので、局部恒星系に対する視線速度も1年周期の変化をする。太陽系外の天体は局部恒星系に対し一定速度で動いているので、これらの天体の視線速度は変化しない。他方地球大気中の分子は望遠鏡に対し静止しているので、図では黒い三角印の視線速度の所に現れ、日が経つに従って三角印と共に局部恒星系に対する速度が変化する。第3図の上の図は2月16日、下の図は2月18日の観測であるが、この2日間に三角印とそこに見られるスペクトル線の視線速度が少し変化していることが見られる。これらの事から、このスペクトル線が地球大気中の一酸化炭素によることが分かる。他方明るい輝線には局部恒星系に対する速度の変化が無く、星間空間の一酸化炭素によることが知られる。

ついでながら、天文観測の観点から言えば、地球大



第3図 名古屋大学の4メートル鏡で得られたCOスペクトル。横軸は局所恒星系に対する視線速度。黒い三角印は望遠鏡の局所恒星系に対する視線速度。縦軸は輝度温度。上は2月16日、下は2月18日の天球上の同じ場所の観測である。



第4図 銀河系の中での地球の運動の模式図。

気中の分子によるスペクトルは邪魔物である。しかしながら、この例でも分かるように、地球大気中の分子によるスペクトル線は局所恒星系に対する速度が日と共に変化する。従って、数週間から1か月位たてば、このスペクトル線の視線速度が大きく変わる。そこで、たまたま観測したい天体と同じ視線速度で地球大気のスぺクトル線が観測されている時には、地球大気のスぺクトル線の局所恒星系に対する視線速度が変化して、必要な視線速度範囲から外れるのを待って観測すれば良い。

地球物理の研究者は、このスペクトルを見て、この一酸化炭素はどこに在るのかに関心を示すであろう。詳しいことは調べていないが、スペクトル線が細いの

で、圧力の低い場所、すなわち中間圏の一酸化炭素であろうことは推定が付く。天文学の研究者は星間空間の一酸化炭素の密度や空間分布に関心がある。スペクトル線輝度を周波数に付いて積分した強度がその原子なり分子の量に比例する事は原子分子物理学の教えるところである。従って、このスペクトル線強度から一酸化炭素の量が分かる。フラウンホーファー線から星の化学組成を調べるのも同じ原理による。

スペクトル線の幅とか形は相手の物理的条件によって異なってくる。地球大気の場合には、中間圏より下層では圧力によるスペクトル線の幅の広がり支配的である。圧力は高度と共に変化するので、スペクトル線の形からこの分子の高度分布が知られることになる。一方星間分子はいわゆる分子雲・暗黒星雲に存在することが知られている。分子雲は温度が低い(10 Kのけた)ので、熱運動に因るドップラー効果はスペクトルに影響しない。圧力も低いので効かない。結局気体としての運動によるドップラー効果が効く。従って視線速度の差は視線方向の空間的差でもある。視線速度と空間的位置の関係は天球上でのスペクトル線の強度分布とも組み合わせて推定することになる。

以上天文観測とオゾン層観測の共通点を揚げてきたが、少しでも良いデータを取ろうとすると、全く同じと言う訳にはいかない。既に1節の終わりに記した様にオゾン観測には固有の難点もある。

オゾン層の方が観測が容易な面もある。天文学的観測のためには、天体が天球上の限られた領域に限定されている事から、研究目的にもよるが、ある程度の空間的分解能が必要である。そのために、そのアンテナについてはある程度の大きさは避けられない。これに対し、地球大気中の分子の放射は空一杯に広がっているから、アンテナの空間的分解能は要らない。名古屋大学のオゾン測定器のアンテナは直径約10 cmであるが、これでも波長2.6 mmではビーム幅は約2°に過ぎない。この程度のビーム幅ならば、地平線ぎりぎりの観測を行わない限り十分である。天文観測にはアンテナの向きを日周運動に合わせて天体の方向に追尾させたり、ドップラートラッキングをさせたりする必要があるが、オゾン層観測にはこれらは要らない。その結果、制御装置はハード的にもソフト的にも大変簡単になる。又アンテナが大きいと、力学的制約も大きくなるが、小さいアンテナではデザインに自由がきく。

3. 地球大気のミリ波分光観測装置

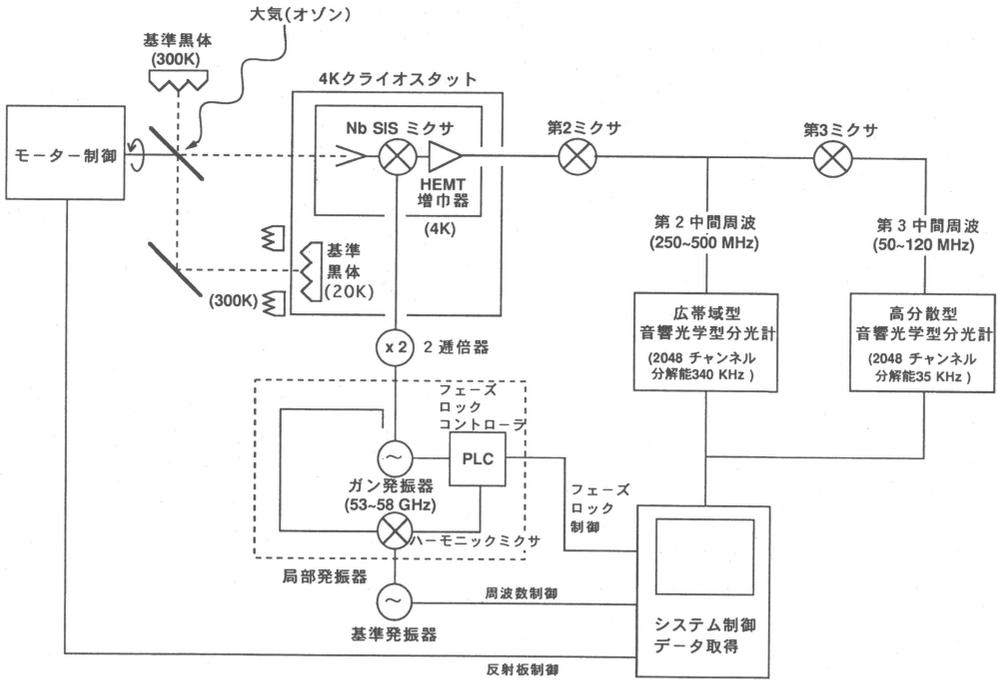
オゾン層のミリ波分光観測装置は電波望遠鏡と同じく、アンテナ・受信機・分光器・制御装置からなる。第5図は名古屋大学の装置のブロック図であり、第6図はその外観である。この装置は北向きの窓のすぐわきに置いてある。窓はふだんはミリ波の損失や反射を抑えると共に室内を一定温度に保つためにポリエチレンの薄幕が張ってある。右端の四角い箱の中が循環型の4 Kヘリウム冷凍機によって冷却されている。

この箱の左手の面にテフロン窓があり、その中にフィードホーン**がある。その前にあるのが、オフセットパラボラアンテナ**で、その左にあるモーターによって回転出来る様になっている。その周りの黒い部分が電波吸収体で、アンテナを吸収体に向けることによって室温の電波が受信される様になっている。これは輝度温度の較正に用いられている。観測中は写真の様アンテナを空に向ける。観測高度は任意に選べるが、普通は天頂角45°に取っている。天頂角を余り大きく取ると、対流圏吸収が大きくなるだけでなく、その時間的変動の影響を受けやすい。

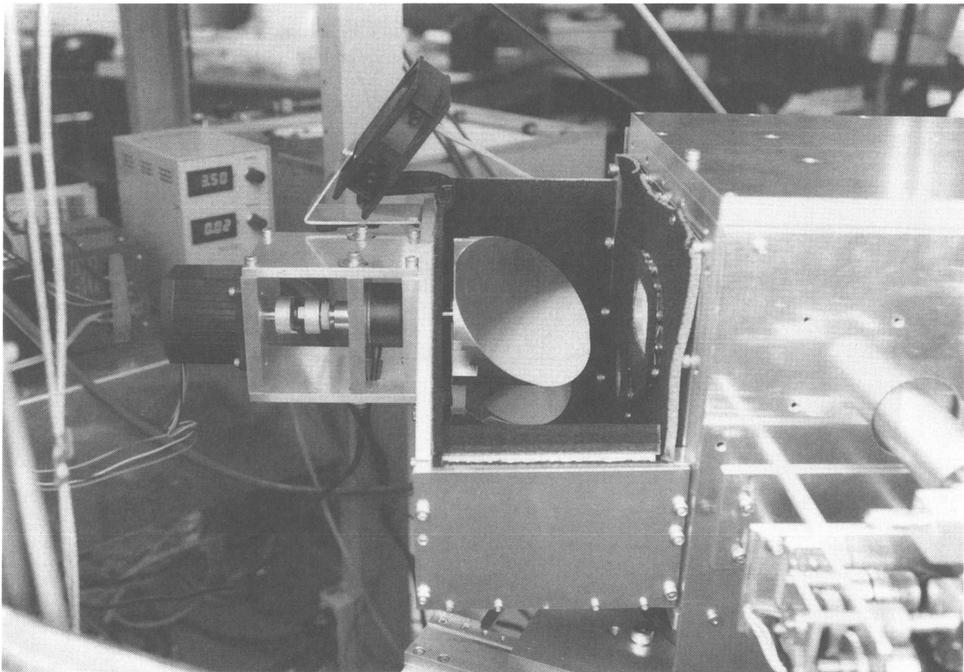
電波分光観測ではアンテナ鏡面と受信機の間で起こる定在波が悩みの種である。この定在波が立つと、観測されるスペクトルのベースラインが波打って、本来のスペクトルを正確に捕らえるのが難しくなる。この定在波はアンテナの鏡面の中心部がフィードの方向に対して直交するために、フィードに入射した電波の一部が反射してアンテナに戻ると、鏡面の中心部から再び反射してフィードに入射することから起こる。これを避けるには鏡面にフィードの方向に対して直交する面が生じない様にして、フィードからの反射波を空に戻してしまえば良い。それにはアンテナとしてオフセットパラボラアンテナを使えば良い。しかしながら、オフセットパラボラは非対称的なために重力的に不安定な形になる。それで、大きいものを作るのは容易でない。又、大変に高価な物になる。これがオフセットパラボラが天文観測に余り使われていない理由である。名古屋大学のオゾン層観測装置はオフセットパラボラを使用しているが、アンテナが小さいためにその製作は容易である。

** 空間中を伝わる電磁波を導波管へ流し込む装置。

** 軸から外れた回転放物面の一部を使ったパラボラアンテナ。フィードホーンの影が鏡面上に出来ないためにビームの形が奇麗になったり、鏡面とフィードの間に定在波が立たないなどの利点がある。



第5図 名古屋大学のオゾン観測装置のブロック図.



第6図 名古屋大学のオゾン観測装置の外観.

次に受信機であるが、これはテレビやラジオと同じヘテロダイン方式である。ヘテロダイン方式では周波数の安定した発振器からの一定周波数 $f_{l.o.}$ の電波と周波数 f の外来電波のうなりを作って、周波数 $|f - f_{l.o.}|$ のうなりの成分を取り出し、これを増幅するという方法を取る。ここで、一定周波数の電波を発振する装置を局部発振器と呼ぶ。又外来電波を RF, うなりの成分を中間周波 IF, うなりを取り出す装置をミキサあるいは混合器と呼んでいる。場合によってはこれを複数回繰り返して、それぞれ第1中間周波・第2中間周波・第3中間周波という呼び方をする。名古屋大学の装置でも第2又は第3中間周波を電波分光器に導いている。これに対応してミキサの方も第1ミキサ・第2ミキサ・第3ミキサと呼ぶ。名古屋大学の装置では中心周波数が第1中間周波では 1550 MHz, 第2中間周波では 375 MHz, 第3中間周波では 95 MHz となっている。

ミキサには中心周波数が変わるだけで、その周波数差や位相差は外来電波と全く同じに保たれるという性質がある。中間周波の電圧も外来電波の電圧に比例する。この様な関係があるために RF から IF に変わっても、中心周波数が変わるだけで、スペクトルや干渉に関する性質はそのまま中間周波に受け継がれる。

中間周波では増幅器があるので問題ないが、100 GHz 以上で使える増幅器は今のところ無い。それで、第1ミキサには非常に微弱な電波しか入力されていない。従って、第1ミキサで発生する雑音が観測の死命を制することになる。ミキサで発生する雑音は、ミキサが有限の温度を持つためにミキサで起こる電子の熱振動に起因する。常温のミキサであれば、300 K の熱雑音は熱力学的に避けられない。実際には損失があるためにこれよりはるかに大きい雑音が発生する。従って雑音を下げられるためにはミキサを冷却しなければならない。従来のミリ波ミキサではショットキーダイオードが用いられていた。ショットキーダイオードは 10~20 K 程度までの冷却には十分利用に耐え、波長 2.6 mm で、雑音温度 200~400 K が達成されている。第1表に示すごとく、現在多くの研究所でこの受信機がオゾン測定に使用されている。

雑音温度を更に下げようと更に冷却するとショットキーダイオードはもはや使えない。近年ヘリウム冷凍機の技術が進展し、循環型冷凍機を用いて 4 K 程度まで比較的容易に冷却出来る様になった。この程度に温度を下げると色々な物質が超伝導状態になる。これが

超伝導受信機が利用される様になった理由である。特にニオブ (Nb) は超伝導臨界温度が約 9 K と比較的高いので、循環型冷凍機で達成出来る 4 K への冷却でも十分な超伝導特性が得られる。現在我々が用いている超伝導ミキサは SIS (Superconductor-Insulator-Superconductor) と呼ばれているもので、超伝導物質の間に絶縁体を挟み、トンネル効果を利用したものである。SIS には超伝導体としてニオブを用いたものと、鉛を用いたものがある。鉛を用いたものは工作が比較的容易であるが、不安定で特に熱サイクルに弱いという致命的な弱点がある。これに対し、ニオブは工作が難しいが、出来上がると安定で、熱サイクルに強い。我々が用いているのはニオブの SIS である。

アンテナからの電波はフィードホーンに焦点を結び、ここからカップラーを通してミキサへ導かれる。一方方位相ロックされた 54~57 GHz のガン発振器*6からの局部発振も周波数を二通倍してカップラーを通してミキサへ導かれる。このミキサから取り出された中間周波信号はやはり 4 K に冷却された雑音温度 5 K の HEMT (High Electron Mobility Transistor) 増幅器で増幅される。この増幅器を前置増幅器と呼ぶ。ミキサから前置増幅器への信号もいまだ増幅されていないので大変微弱である。従って前置増幅器も低雑音の必要がある。この前置増幅器の出力は外へ取り出されて更に増幅される。

ヘテロダイン受信機では周波数 f の電波と周波数 $f_{l.o.}$ の局部発振のうなりが周波数 $|f - f_{l.o.}|$ の中間周波となる事は既に述べた。この関係式を局部発振周波数 $f_{l.o.}$ と中間周波数 f_{IF} を与えて、受信される外来電波の周波数を表す式に直すと、受信周波数は $f_{l.o.} \pm f_{IF}$ となって、局部発振周波数よりも中間周波数だけ高い周波数と低い周波数と 2 つの周波数帯の電波が受信されることが分かる。観測する電波が連続波の場合には、これで差し支え無いが、線スペクトルの観測では、到来電波は一方の帯域に限られる。そこで、線スペクトルが受信される帯域をシグナルバンド、他方のバンドをイメージバンドと呼ぶ。この 2 つのバンドが受信さ

*6 n 型 GaAs の結晶に電場を掛けると約 3 kV/cm までは普通の物質のような抵抗体となるが、これ以上の電場では電場が強くなると電流が逆に減って負抵抗となる。これは結晶中での電子の有効質量の変化によって 2 つのレベルが生じることによる。これをガン効果と呼び、この効果を利用した発振器をガン発振器と呼ぶ。

れる受信機を DSB (double sideband) 受信機と呼び、シグナルバンドのみが受信される受信機を SSB (single sideband) 受信機と呼ぶ。DSB 受信機で線スペクトルを観測すると、イメージバンドからは信号が入って来ないのに、雑音ばかりが入って来るので、S/N 比が悪くなる。DSB 受信機ではシグナルバンドとイメージバンドが全く同じ利得にはならない。シグナルバンドとイメージバンドの利得の比をサイドバンド比と呼ぶ。受信電波の輝度温度を較正するのに、我々は常温とか窒素の液化温度とか既知温度の黒体からの熱放射を使う。これ等の雑音は連続スペクトルなので、シグナルバンドだけでなくイメージバンドにも入るので、サイドバンド比の不確かさだけ受信電波の輝度温度には不確かさが残る。

われわれの装置ではバックショート*7によって SSB 化の調整を行なっている。この調整を行うと損失の無い理想の場合には、シグナルバンドに対してはミキサ入力側が無損失となって、外来電波がそのまま受信され、イメージバンドに対しては完全吸収体となってバックショートの温度の雑音のみになる。DSB の時の雑音温度を T_{DSB} 、イメージバンドの入力を T_1 と書くと、SSB の時の雑音温度は $T_{SSB} = 2T_{DSB} + T_1$ となる。名大の装置ではイメージバンドの利得はシグナルバンドの 10 dB 以上小さい。

さて、前置増幅器から取り出された中間周波信号は第 1・第 2・第 3 の各段階の増幅器で増幅された後、音響光学型電波分光器に導かれる。この分光器には高分散型と広帯域型がある。広帯域型の場合には第 2 中間周波から取り出された信号が分光器に導かれている。高分散型分光器の場合には 35 kHz の周波数分解が出来るので、上部中間圏でのドップラー効果によってスペクトルが広がっている領域についても十分なスペクトル分解が出来る。広帯域型分光器では周波数分解が 340 kHz と悪くなるが、帯域幅は広がる。

音響光学型分光器ではまず、中間周波信号を圧電素子によって超音波に変えて、この超音波に結晶中を伝搬させる。超音波は粗密波なので、この結晶にレーザー光を当てると、レーザー光が干渉し、これをレンズを通して、CCD*8 上に結像させる。CCD の出力は最初に入力した中間周波の電力スペクトル、更に元をただ

すと、外来電波の輝度温度のスペクトルとなる。この様な設備を使うと多チャンネルの輝度温度スペクトルが容易に得られる。ここでは、結晶中の超音波によるレーザー光の干渉として音響光学型分光器の原理を説明したが、これを次のように捕らえることも出来る。光を量子化したものを光子又はフォトンと呼ぶが、同じように音波を量子化したものをフォノンと呼ぶ。圧電素子によって作られたフォノンにレーザー光の光子が弾性衝突して散乱される。弾性散乱したフォトンの数はフォノンの数に比例し、元にさかのぼると外来電波の輝度温度スペクトルに比例する。これが音響光学型分光器の原理である。

名古屋大学で使用している音響光学素子は二酸化ケルルの結晶である。超音波の結晶軸に対する伝搬方向によって、超音波の伝搬速度が異なるので、素子の結晶の切り方で高分散型と広帯域型が出来る。

4. 成層圏・中間圏分子スペクトルの観測方法

受信機にかかる電波には受信機雑音・大気の熱放射・3 K の宇宙放射からなるバックグラウンドの上に微弱な分子スペクトルが乗っている。SIS 受信機を使ったとしても、受信機雑音は 30 K 以上もあり、ダイオードミキサでは 200~400 K もの受信機雑音がある。又 110 GHz 帯ではわが国の平地の気象条件の下では、最低でも大気の熱放射が 70 K 位ある。ミリ波の観測が高緯度や高山が好ましいのは大気熱放射の大部分が水蒸気によるからである。高緯度や高山では気温が低いので飽和水蒸気圧が低く、水蒸気量が少ない。更に短波長のサブミリ波では、酸素分子の熱放射も大きくなるので、高山あるいは航空機等による観測が必要になる。

これ等のバックグラウンドも受信機の利得の周波数依存性・定在波等の影響を受ける。この周波数依存性が非常にわずかであっても、バックグラウンドが大きいので、その影響は小さくない。それで、観測ではまずバックグラウンドを差し引く操作が必要になる。この方法としては次の様なものがある。

4.1 周波数スイッチング法

この方法では第 1 局部発振周波数を数秒に 1 回の割合で振って、一方をオン、他方をオフと呼び、オン状態の時のスペクトルからオフ状態の時のスペクトルを

*7 外来電波のエネルギーを最も効率良くミキサ素子へ流入・消費させて中間周波電力に変換させるための整合に使う同調回路の一種。ミキサ回路を構成する導波管のミキサ素子の後ろ側に取り付けて使う。

*8 Charge Coupled Device, 光を電荷に変えて検出する素子。多素子のものが作れて、ビデオカメラ等に用いられている。

差し引く。周波数の切り替えは電氣的に行われるので余り時間を要しないから、切り替えは2秒に1回位の頻度で行える。データの解析の時にこれを元に戻すが、バックグラウンドは切り捨てられている。この方法は絶えず観測対象を観測しているの、観測時間を一定に取ると、S/N比が最も良くなる方法である。この方法は天文観測でも地球大気観測でも利用出来る。

4.2 ポジションスイッチング法

この方法は天文観測に使われる方法で、観測する天体の近くの電波の来ていない領域にオフ点を取り、オン点即ち観測点とオフ点の輝度の差を取る。オフ点を観測している時間はスペクトル線に関する情報が無いこと、アンテナの向きをオン点からオフ点へ又その逆に移動させるのに要する時間が観測時間の損失になるので、観測所要時間を一定にすると周波数スイッチング法と比べてS/N比が悪くなる。

4.3 ロードスイッチング法

地球大気の観測にはポジションスイッチング法が使えないので、その代わりに使われる方法で、地球大気の熱放射とほぼ同じ放射の低温の電波吸収体をオフ点の代わりに使う方法である。名古屋大学の装置では、20 K に冷却した吸収体の周りに室温の吸収体を置き、アンテナの向きを変えることによって、20 Kの部分と室温の部分の割合を変えて空の温度と同じ温度を作る様にしてある。

4.4 仰角スイッチング法

Parrish *et al.* (1988) が考案した方法で、観測は仰角6~7°で行い、これとは別に天頂近くからの放射も受信機に入って来られる様な光学系を作り、天頂近くからの電波には適当な吸収体を挿入して、地平線近くの方角と同じ輝度になる様にする。この2つの方向の間でスイッチングを行う。テーブルマウンテン・マウンテア・オートプロヴァンスでの観測に用いられている。地平線近くで観測するので気象条件の影響を受けやすい。

いずれの方法によるにせよ、次に地球大気による吸収の補正が必要である。ミリ波帯では既に述べた様に水蒸気が吸収の最大の原因である。これに酸素分子の吸収が付け加わる。従って吸収の大部分は対流圏で起こる。それも高度としては大部分が2000~3000 mまでである。そこで、単位長さ当たりの吸収係数を κ と置く。これを視線方向に沿って積分した $\tau = \int \kappa ds$ を光学的厚みと呼んでいる。天頂方向の光学的厚みを τ_0 と置くと、 $\tau = \tau_0 \sec Z$ の関係式が幾何学的に得られ

る。ここで、 Z は天頂角を表す。

対流圏の上から入射して来る電波の輝度を T_0 、大気の温度を一様として T_{atm} と置く。そうすると、空の輝度温度は $T_{\text{sky}} = T_0 e^{-\tau} + T_{\text{atm}} (1 - e^{-\tau})$ により与えられる。アンテナの前に温度 T_{abs} の電波吸収体を挿入すると、受かる電波はもちろん T_{abs} となる。そこで、電波吸収体の温度を大気温度に等しいと置くと、 $T_{\text{atm}} = T_{\text{abs}}$ となるから、

$$T_{\text{abs}} - T_{\text{sky}} = (T_{\text{abs}} - T_0) e^{-\tau \sec Z}$$

が得られる。そこで、 $\sec Z$ に対し、 $T_{\text{abs}} - T_{\text{sky}}$ の対数をプロットすると、その傾斜から天頂方向の光学的厚み分かる。 $T_{\text{abs}} - T_{\text{sky}}$ は差を取っているの、前述のバックグラウンドは自動的に差し引かれている。 $T_{\text{abs}} - T_{\text{sky}}$ は対数を取り、又片対数のプロットの傾斜を取るの、その単位は輝度温度に比例するものであれば何を取っても良い。但し、 $T_{\text{abs}} - T_0$ を温度単位で知りたい時には、 T_{abs} 、 T_{sky} を正確に較正する必要がある。電波吸収体の温度はわかるので、 $T_{\text{abs}} - T_0$ から地球外から来るバックグラウンドの放射 T_0 がわかる。3 Kの宇宙放射はこうした較正を高い精度で行って得られたものである。

さて次にポジションスイッチング法の場合に就いて、分子スペクトル T_{moi} がこのバックグラウンドの上に乗っている場合を考えよう。宇宙放射はここでは省略する。そうするとオン点の輝度は $T_{\text{B}} = T_{\text{moi}} e^{-\tau} + T_{\text{atm}} (1 - e^{-\tau})$ によりあたええられる。オフ点の輝度は $T_{\text{sky}} = T_{\text{atm}} (1 - e^{-\tau})$ により与えられる。そこで、オン点とオフ点の輝度の差及び大気温度に等しい電波吸収体の黒体放射とオフ点の輝度の差を求めると、

$$\begin{aligned} T_{\text{B}} - T_{\text{sky}} &= T_{\text{moi}} e^{-\tau}, \\ T_{\text{abs}} - T_{\text{sky}} &= T_{\text{atm}} e^{-\tau} \end{aligned}$$

が得られる。これ等の式から

$$T_{\text{moi}} = T_{\text{atm}} \frac{T_{\text{B}} - T_{\text{sky}}}{T_{\text{abs}} - T_{\text{sky}}}$$

が得られ、対流圏吸収が補正された対流圏頂上での分子スペクトルが得られることになる。

この方法をチョッパーホイール法と呼ぶ。これは普通は電波吸収体を張ったチョッパーをアンテナの鏡面とフィードホーンの途中に置き、これを回転させることによって大気温度の黒体放射を得る方法が使われているからである。ロードスイッチング法では空の輝度に近い温度の低温の吸収体にアンテナを向けた時の

輝度で T_{sky} を代用している。

電波望遠鏡の場合には普通この電波吸収体は外気に近い温度になっている。ここで大気温度というのは実際には3000メートル位までの平均的温度が効くので、地表近くとは違うが、この差程度ではほとんど結果に影響しない。名古屋大学のオゾン測定器の場合には、電波吸収体が屋内にある。従って大気温度とは30 K位の差がある。この程度の差があってもその差に因る誤差は3~4%程度に過ぎない。

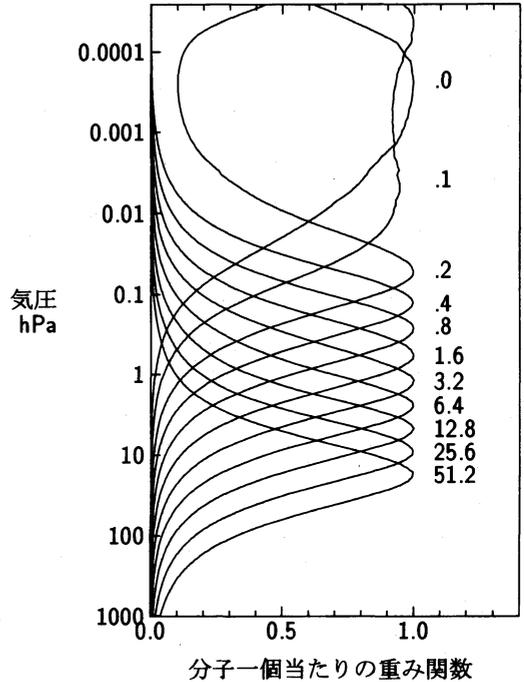
5. 輝度スペクトルとオゾン密度分布の関係

オゾン線の輝度スペクトルからオゾン密度を求めるには、そのスペクトル線が圧力によって広がることを使う。ここでは簡単のためにオゾン为例にあげてあるが、他の分子でも原子でも同じである。

オゾンスペクトル線の強度はこのスペクトル線を出す遷移の上位レベルにあるオゾン分子数に比例し、比例定数は原子定数のみで決まる。ここでスペクトル線の強度というのはそのスペクトル線を波長に就いて積分した単位時間当たりのエネルギー放出量あるいは放出光子数である。既に述べた様に中間圏より下層では、オゾンスペクトル線は分子衝突によってその幅が広がっている。分子衝突によるスペクトル線の広がり、温度にも依存するが、圧力に比例する。従って上位レベルのオゾン分子1個あたりのスペクトル線輝度は圧力に反比例することになる。ここで、輝度というのは単位周波数当たりのエネルギー放出量あるいは光子数である。もっとも、地上約75 kmより上層では、圧力によるスペクトル線の広がりがオゾン分子の熱運動によるドップラー効果で起こるスペクトル線の広がりよりも小さくなるので、これより上層では熱運動によるドップラー効果でスペクトル線が広がることになる。

ここでは、上位レベルのオゾンだけを考えたが、我々の知りたいのはオゾン分子の総数である。成層圏・中間圏では、オゾン分子のエネルギー分布は熱力学的平衡状態にあると考えて差し支えないので、上位レベルのオゾン数とオゾン総数の比は統計力学的に決まり、温度だけの関数になる。成層圏・中間圏の温度はそれ程大きく変わらないので、この比も大きくは変わらないから、定性的にはこの比は一定と考えて差し支えない。それで、計算にはこれを考慮してあるが、以下の説明ではこの比を一定に取ってある。

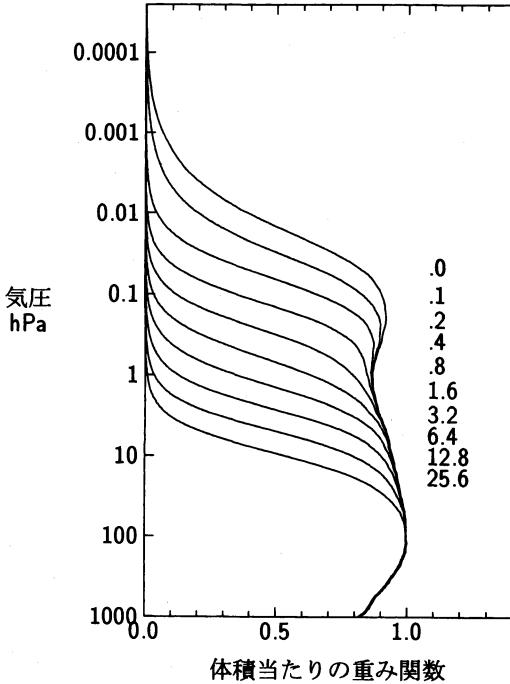
オゾン分子1個当たりのある周波数オフセット f での輝度を考察しよう。上層のオゾンスペクトル線は



第7図 110.836 GHz オゾン線の分子当たりの重み関数。

それ程広がっていないので寄与しない。又圧力の高い下層のオゾンはスペクトル線が非常に広がってしまうので、その放射輝度は小さくなる。結局圧力幅が f に近い中間圏のオゾンがこの周波数オフセットの領域の輝度に大きく寄与することになる。第7図はオゾンの110.836 GHz スペクトル線についての分子1個当たりの重み関数を表したものである。この計算に当たってはCIRA'86の1月の大気モデルを使って上位レベルにある分子数とオゾン分子数の比を計算し、重み関数の極大値を1に規格化してある。図に書かれている数値は周波数オフセットをMHz単位で表したものである。周波数オフセットが0.2では上層で重み関数が再び増え始めるのは、熱圏に入ると温度が上がり、熱運動に因るドップラー効果でスペクトル線が広がり始めるからである。スペクトル線の中心では熱圏で重み関数が減少するのは、熱運動によるドップラー効果によってスペクトル線が広がって、線中心の輝度が下がるからである。

周波数オフセット f での輝度には特定の高度のオゾンが最も寄与することは第7図から明らかであるが、高度が下がると密度が上がるために体積当たりでは必ずしも低い高度が効かないとはいえない。オゾン



第8図 110.836 GHz オゾン線の体積当たりの重み関数.

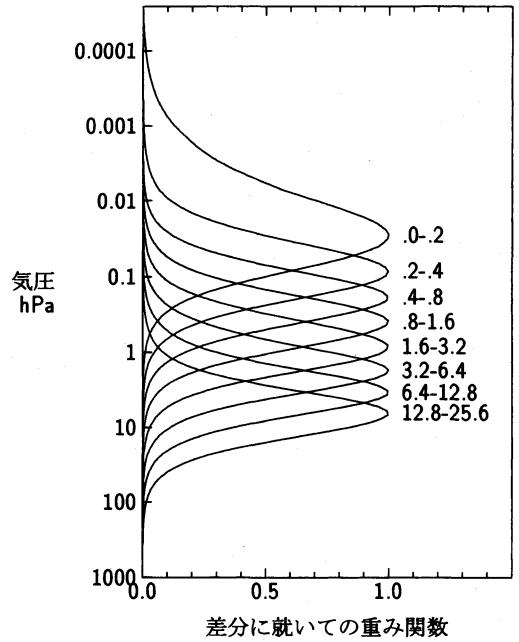
分子1個当たりの輝度は圧力に反比例し、単位体積当たりの分子数は圧力に比例するので、第7図の重み関数に分子数密度を掛けると第8図に示すように、上側には切断が有り、下側には地上まで広がった関数になる。この図でも、数値は周波数オフセットをMHz単位で表したものである。又最大値を1に規格化してある。

この関係を式で表すと、周波数オフセット f でのオゾンスペクトル線の輝度 $T_B(f)$ は

$$T_B(f) = \int W(f, z) x(z) dz \quad (1)$$

と書ける。ここで、 z は鉛直方向の座標で、高度又は圧力の対数を使う。 $x(z)$ はオゾン体積混合比である。 $W(f, z)$ は周波数オフセット f での混合比に対する重み関数で、高度の関数である。(1)の形の式は第1種フレッドフォルム型の積分方程式と呼ばれ、オゾンスペクトル線のデータからオゾン密度の空間分布を求める問題は、数学的には第1種のフレッドフォルム型積分方程式を解く問題に帰着する。

(1)式は周波数オフセット f の連続関数であるが、観測されるのは離散的である。又観測値には雑音に乗っており、平滑化させた平均的値のみが観測的な意



第9図 110.836 GHz オゾン線差分の混合比重み関数.

味を持つ。従って余り細かく取ることは意味が無い。それで、問題は

$$T_B(f_n) = \int W(f_n, z) x(z) dz \text{ for } n=1, 2, \dots, N \quad (2)$$

の N 個の方程式が与えられている場合に未知関数 $x(z)$ を求めると言う問題に帰着する。

それには、第8図の重み関数から釣り鐘型の重み関数が得られるように変換する必要がある。その最も簡単な方法は輝度温度の差分を取ることである。第9図はこの輝度温度の差分に対する混合比の重み関数の例を示したものである。図中の数値は差分を取った周波数オフセットの組みで、MHz単位に取ってある。図から明らかな様に、この重み関数は圧力が因子2だけ変わるとピーク値の約半分になる釣り鐘型をしているので、この高度分解での混合比が求められる。差分を更に細かく取ると、より多くの点での混合比が求められるが、高度分解は大差が無い。それは高度分解が圧力によって決まるために原理的な制約があるためである。

オゾンスペクトルから混合比の高度分布を求める方法には、この他に次のような方法がある(例えば Rodgers, 1976; Brillet, 1989; Michel, 1993)。

5.1 直交関数系による展開.

(2)式の $W(f_n, z)$ を直交化して得られた直交関数系によってオゾン高度分布を展開する方法である. この方法を使うと負の混合比の領域が現れること, 誤差が大きいことの2つの欠点がある. これらの欠点によってこの方法は実用的では無い. データ解析の理論にとっては重要である.

5.2 最小二乗法による解.

この方法を使うには地球物理的に意味のある適切な実験式が必要である.

5.3 Chahine の方法.

輝度スペクトルの測定値と内挿・外挿による計算値との比を使って, 逐次近似の繰り返しによって解を解を求める方法. 逐次近似は, スケールの小さい構造に関する補正が補正のし過ぎになるために, 1回目の補正は有効であるが, 多数回繰り返すと発散する.

5.4 Backus-Gilbert 法.

S/N 比から最適の空間分解が得られる関数系を使う (Backus and Gilbert, 1970).

5.5 Optimal Estimate

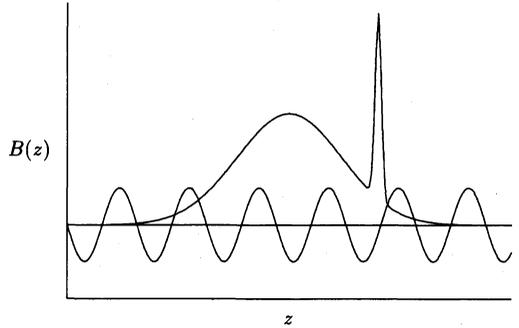
計算値と観測値が誤差範囲で一致し, 与えた分布と比べて確率的に一番もっともらしい解を探す方法. この与える分布を *a priori knowledge* と呼び, モデルや予報値を使う. 与えた分布からのずれが少ない場合には有効である. 変動の大きい場合には, どんな分布を与えるかが問題となる.

6. 電波天文学における解析法

同様な問題は電波天文学にも多数あるが, ここでは干渉計による観測から地球上での輝度分布を求める問題を取り上げよう. 実際には輝度分布は2次元であるが, ここでは簡単のために1次元で説明しよう. 2アンテナの干渉計を考えると, その干渉パターンは正弦波になる. 従って, 第10図に示した様な輝度分布をした天体を干渉計で観測すると, 図に示した様な正弦曲線及び余弦曲線と輝度分布 $B(z)$ の積を積分した量が求められる. これを式で表すと

$$V(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikz} B(z) dz \quad (3)$$

が求められることになる. ここで k は波数を表す. $V(k)$ を電波天文学ではヴィジビリティと呼んでいる. (3)式はヴィジビリティが輝度のフーリエ変換になっていることを示す. 従って, ヴィジビリティ $V(k)$ がすべての k に対し知られていれば, フーリエ逆変換の



第10図 干渉計の観測.

公式によって解 $B(z)$ が求められる.

(3)式では, z について無限に広がった空間に就いて積分したが, その代わりに z について幅 $2L$ の領域の中では同じ $B(z)$ をフーリエ級数で表し, その外ではゼロと置いてもいい. そうすると, (3)式の代わりに

$$v_n = \frac{1}{2L} \int_{-L}^{+L} e^{-in\pi z/L} B(z) dz \quad (4)$$

と書くことができる. すべての v_n が知られていれば, 上式の解は $|z| < L$ では

$$B(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} v_n e^{-in\pi z/L} \quad (5)$$

$|z| > L$ では, $B(z) = 0$ により与えられる.

$V(k)$ と v_n の間には

$$V(k) = \frac{L}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} v_n \frac{\sin(kL - n\pi)}{kL - n\pi} \quad (6)$$

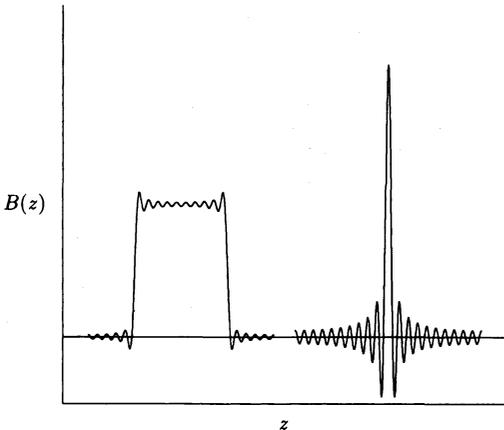
の関係式が成立する. この式から $k = n\pi/L$ (n は整数) の時, $V(n\pi/L) = (L/\sqrt{2\pi}) v_n$ となって, v_n のみで決まることが分かる. 又, 任意の k でのヴィジビリティ $V(k)$ は kL/π に近い n の v_n に大きく依存し, これから遠い項には余り依存しないことが分かる.

以上はフーリエ積分及びフーリエ級数の理論であるが, 観測的には有限個のヴィジビリティだけが知られているに過ぎない. この様な場合に古くから行われていた方法は知られている有限個の項の和

$$B(z) = \sum_{n=-N}^N v_n e^{-in\pi z/L} \quad (7)$$

を取る方法である.

第11図はこの方法を使った時の例で, 電波源が矩形及び点源の場合についての計算結果である. この計算



第11図 矩形型電波源及び点源の輝度分布.

ではそれぞれ20項を計算してあるが、波打った結果が得られる。特に輝度にジャンプのある場所や点源の場合には大きいサイドローブが現れ、また負の輝度の領域が出来る。これは直交関数系による展開の理論でギブス現象と呼ばれているものである。

干渉計の場合、個々のアンテナの視野の中の電波源はすべて受かる。それで、視野の中に多数の電波源があるとサイドローブが重なって強い電波源がある様に見えることがある。これを混乱 (confusion) と呼び、干渉計による観測の1つの限界を与える。オゾンの問題の場合に直交関数系による展開がうまく出来ないのも同じ理由である。

この問題を避けるために(7)式の代わりに

$$B(z) = \sum_{n=-N}^N w_n v_n e^{-inzz/L} \quad (8)$$

と置くことがある。ここで、 $w_0=1$, $w_{\pm(N+1)}=0$ で、 $w_{\pm n}$ は n が增大すると一様に減少する関数である。 w_n の取り方としては次の様なものが取られている。

$$1. w_n = 1 - \frac{n}{N+1}.$$

これは Cesàro 平均と呼ばれ、フーリエ級数の理論で使われているものである。

$$2. w_n = \cos^k \frac{n\pi}{2(N+1)}.$$

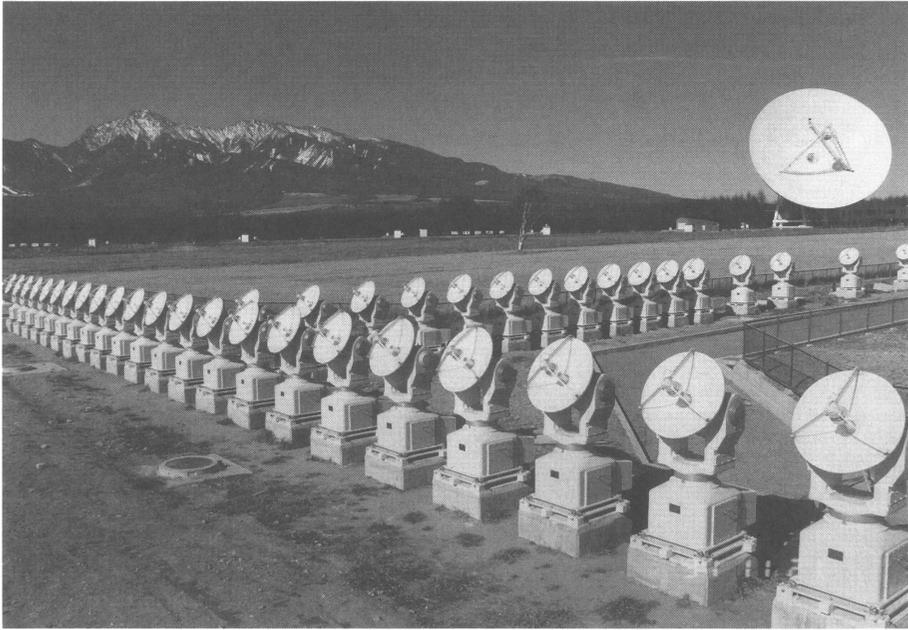
$$3. w_n = a \cos^k \frac{n\pi}{2N} + b, \quad a+b=1, \quad a, b > 0.$$

これ等の式はいずれも $N \rightarrow \infty$ で、(7)式と一致する。(7)式は最小二乗法の意味で誤差が最小で、像が

最もシャープであるが、サイドローブが非常に大きい。Cesàro 平均はサイドローブが小さく負の領域も現れないが、(7)式による計算と比べて像の分解能が約半分に落ちる。他の方法はこの中間的なもので、負の領域は有っても小さく、サイドローブも小さく、中間的空間分解能が得られる。

これ等は古くから使われてきた方法であるが、1970年代に入って、従来の方法に対する吟味が行われている。これ等の議論の要点をまとめると以下の様になる。サイドローブが大きくなったり、負の輝度が得られたりするのは、大きなヴィジビリティの項で打ち切って、測定値の無い項をゼロと置いたためである。十分に小さいヴィジビリティの項まで含めればこの様な事は起こらない。従来の方法では測定値の無い量はゼロと置いたことになるが、これは根拠の無い仮定である。輝度が負で無いということは自明 (*a priori knowledge*) であり、自明の条件を満たさない方程式の解法は物理的に意味が無い。実際、測定されているヴィジビリティには実測値を使い、輝度は負で無いという条件を付けて未知のヴィジビリティを求めると、普通ゼロにならない。従って、問題は測定値のあるヴィジビリティについては測定値と合い、輝度は負で無いという自明の条件を満たす与えられた積分方程式の解を探すと言う問題に帰着する。

この問題については幾つかの方法が提案されている。第1の方法は解析接続による方法である。輝度分布が連続関数の場合ヴィジビリティは解析関数になる。解析関数は解析接続が可能である。それには具体的には(6)式を解いて v_n を求めれば良い。この方法は電波源が点源に近い時に有効である。点源に近いということは具体的には少数の v_n 以外は観測出来ないという意味である。(6)式で示した様にヴィジビリティは $n \sim kL/\pi$ の近くの v_n が大きく寄与し、その他の v_n は余り影響しない。従って解析接続で求められる v_n は数項である。2~3項の v_n しか知られていない場合には更に数項増やせるということは分解能が約2倍に増やせるということの意味がある。しかしながら、電波源が広がっていて多くの v_n が知られている場合には、更に数項増やしても分解能はほとんど上がらない。広がった電波源のみの場合にはこの事はそれ程の問題では無いが、広がった電波源と点源が混在する場合や電波源が広がっているがシャープな境界を持っている場合等に適用出来ないことはこの方法の不利な点である。



第12図 手前のT字型に並んだアンテナ群が国立天文台の電波ヘリオグラフ(長野県野辺山)。
遠方の大きなアンテナは宇宙電波観測用の45メートル電波望遠鏡。

第2の方法は restoration と clean と呼ばれる操作を組み合わせた方法である。この方法ではまず(8)式によって輝度分布の近似値を求める。次に輝度が最大となる点について、ビームパターンの補正を行う。得られた輝度分布が負となる点については輝度をゼロと置いたものを初期値ゼロの画像のデータ領域に加えると共に、与えられた輝度分布から差し引く。これをO-C(観測値-計算値)が誤差の範囲に入るまで繰り返す。この操作を restoration, 得られた図を dirty map と呼ぶ。次にこの図をガウス型の様な素性の知れた綺麗な関数を使って平滑化する。こうして得られた図を cleaned map と呼んでいる。

第13図は国立天文台の電波ヘリオグラフ(第12図, Nakajima *et al.*, 1994, Y. Hanaoka *et al.*, 1994)によってこの方法を使って得られた太陽の電波画像の例である。図の左上が dirty map, 右上が cleaned map, 左下は右上の図の表示レベルを変えたもの, 右下は太陽面の右側にある活動域を拡大したものである。

第3の方法として、MEM(Maximum Entropy Method)と呼ばれる方法がある(例えば Ulrich and Bishop, 1975)。ここでエントロピーと呼んでいるのは情報理論におけるエントロピーで、物理学で使われているエントロピーとは符号が逆である。この方法では

v_n の測定値と合うとの条件の下で、

$$\delta \int \log B(z) dz = 0$$

を満たす $B(z)$ を探す。^{*9}

ラグランジュの未定係数法を使うと上式から

$$\int_{-L}^L \delta B(z) \left\{ \frac{1}{B(z)} - \sum_{-N}^N \lambda_n \frac{1}{2L} e^{-in\pi z/L} \right\} dz = 0$$

が得られる。

この式が成り立つためには $\{ \}$ 内がゼロとならねばならない。すなわち、

$$B(z) = \frac{1}{\sum_{-N}^N \lambda_n \frac{1}{2L} e^{-in\pi z/L}} \quad (9)$$

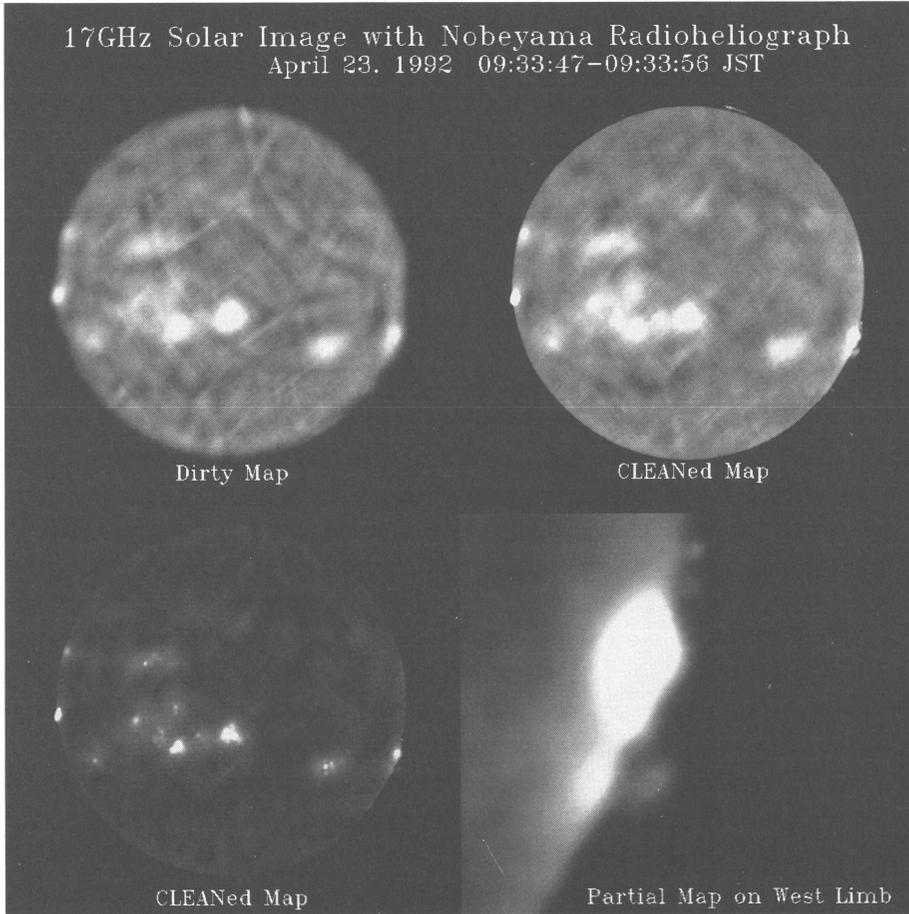
が成立する。ここで、未定係数 λ_n は上式と

$$v_n = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L e^{-in\pi z/L} B(z) dz$$

から決める。この方法は太陽観測衛星 Hinotori と Yohkoh の硬エックス線画像を得るのにも使われている。

この他に2次元画像の処理に使われる方法として、

^{*9} $\log B$ はレイレー-ジーンズ領域でのエントロピー、ウィーン領域では $B \log B$ となる。



第13図 第12図の電波ヘリオグラフによって得られた太陽面の電波画像(国立天文台 鷹野敏明氏による).

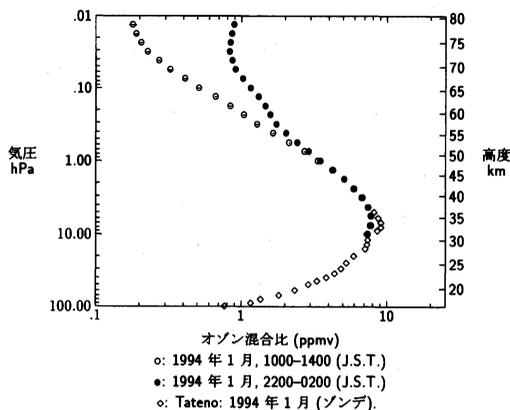
ART (Algebraic Reconstruction Technique ; Gordon, 1979) と呼ばれる方法がある. この方法では2次元画像をある傾きの直線に沿って積分して得られる1次元輝度分布を色々な方向について測定する. この画像が x, y 軸方向についてそれぞれ N 点, 全部で N^2 個の画素からなるとすると, これらの測定値は N^2 元の連立1次方程式で書き表される. 傾きを多数取れば, 1次方程式の数は N^2 より多くなる. 但しその階数は分からない. それで, 問題は独立変数の数より多くの方程式からなるが, 階数のわからない連立1次方程式の解を求める問題に帰着する. それには, まずある方向について積分された1次元輝度分布をその直線上に一様に分配する. 次に別の方向に就いて, $O-C$ を求め, これを同じくその直線上に分配する. 但し負の値が出ればこれをゼロと置く. これを繰り返して画像を

得る. この方法は病院でCTスキャンに使われている方法である.

これら各種の方法が有るがこれらに共通している点は, 輝度は負にならないという自明の条件を使うこと, 方程式の解法が非線形であることの2つである. 又欲張ると失敗し, 程々で止める必要がある. ここでは, 自明の事実として輝度が負にならないことだけを揚げたが, スパイ衛星や複写機等の例では, 建物や軍艦・文字の境界では不連続的に輝度が変わると言う事を, CTスキャンの場合にはエックス線の吸収率は1以下である事も自明の事実として扱われている.

7. 成層圏・中間圏オゾン

名古屋大学理学部では1992年の1月から, 不定期的ではあるが, 成層圏・中間圏オゾンのミリ波分光観測



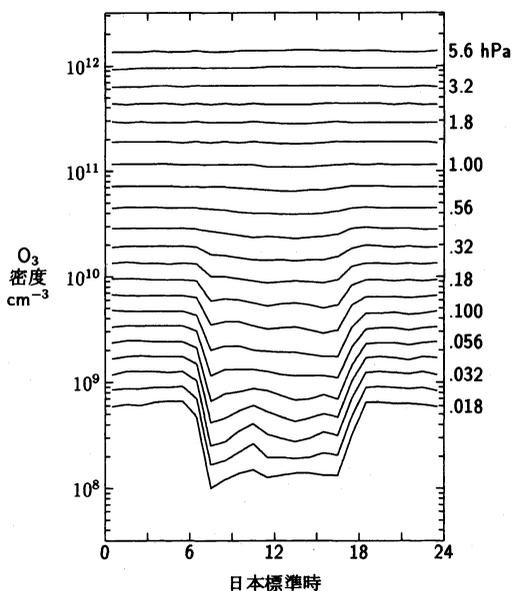
第14図 昼間及び夜間のオゾン混合比の高度分布。

を実施してきた。ここで最近の研究成果 (Kawabata *et al.*, 1996) をここで紹介しておこう。

第14図は一例として1994年1月の月平均オゾン体積混合比の高度分布を示したものである。比較のために Tateno のオゾンゾンデのデータも示してある。図の横棒は統計誤差の二乗平均値である。この図からも 1 hPa より上層ではオゾン混合比に顕著な日変化があることが見られる。又、Tateno のオゾンゾンデの観測結果と良く合っている。両者を合わせると、地上から地上 80 km に近い中間圏の頂上近くまでのオゾン高度分布が知られることになる。この高度分布は Chahine の方法に clean を取り入れて逐次近似が収束する様にした方法によって得られたものである。

第15図はオゾン密度の月平均の1時間値によって、日変化を示したものである。図から明らかな様に、0.03 hPa 約 70 km より上層では、日の出直後にオゾン密度の極小が起こり、10時頃に昼間の極大となっている。日の出直後の極小は高度が下がると浅くなり、昼間の極大は早くなり、0.3 hPa 以下では昼間の極大がなくなる。この日変化は 1.8 hPa 位まで見られる。殆どの高度で夜間はほぼ一定値を保っているが、0.03 hPa 以上の上部中間圏では、深夜が夜間の極小になっている。この図に見られる日変化の相対的な変化は Ricaud *et al.* (1994) の奇数酸素・奇数水素・奇数窒素・奇数塩素を考慮し、輸送を無視した北緯45°での9月のゼロ次元モデルと良く合っている。

日の出・日の入り前後のオゾン密度の変化は非常に早いので、6分毎の値をプロットしたものを第16図に示す。横軸には地上での日の出・日の入りからの時間が時間単位で取ってある。0.1 hPa より上層では、薄明時に約20分で夜間のオゾン密度から昼間のオゾン密度

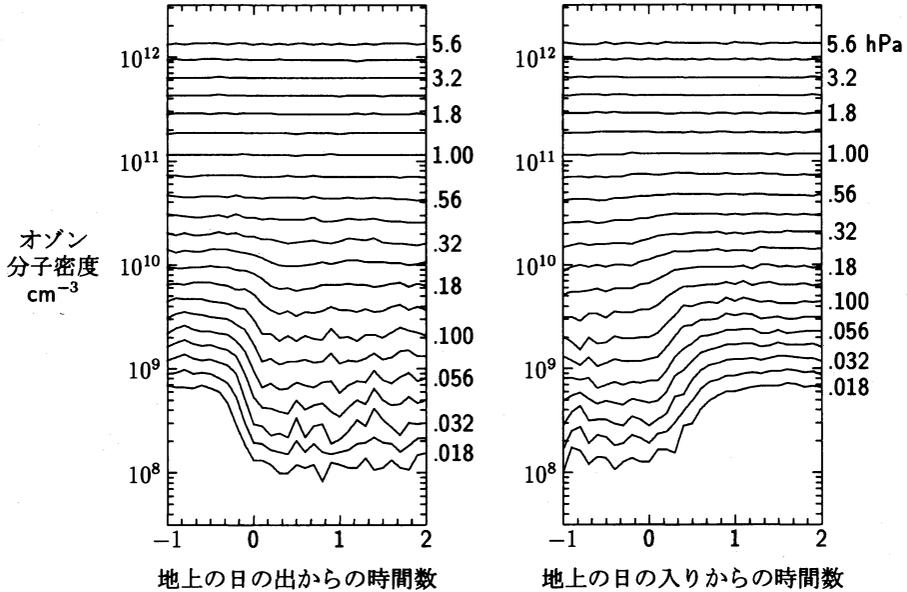


第15図 1995年1月の月平均オゾン密度の日変化。圧力の対数について等間隔の高度について示してある。それぞれの線は右端に示した圧力の高度に対応している。下の線ほど高度は高い。

に移ることが見られる。又上空ほど日の出が早いことを反映して、このオゾン密度の急激な減少が高度が下がる程遅れていることがはっきり見られる。0.018 hPa の上空では、地上の日の出の18±3分前のデータからオゾン密度の減少が見られる。これは太陽が地球の縁から約5°上まで昇った時に光解離によるオゾン密度減少が始まっていることを示している。

0.018 hPa の上空では日の入りは地上よりも約50分遅れるが、夕方のオゾン密度の増加は、これより早く、地上の日の入りの約20分後に始まっている。この間のオゾン密度の増加は、太陽からの紫外線の大气吸収に因る減衰に伴ったものと考えられる。オゾン密度の増加はその後もゆっくりではあるが約1時間続いている。オゾン生成反応の進行を反映したものであろう。

第17図は専用の測定器でオゾン観測を実施し始めた1992年1月以来1995年4月までの正午前後2時間の月平均オゾン混合比をプロットしたものである。黒丸でプロットされているものは CIRA'86 大気モデルの気温を用いて解析した結果である。気象庁の Tateno のオゾンゾンデのデータも 10, 20, 40 hPa の値が比較のためにプロットしてある。10 hPa のデータを見るとこれらの二つの観測結果が良く一致している。



第16図 暁と宵のオゾン密度の時間変化. 1994年12月15日から1995年2月10日の平均. 横軸は地上での日の出・日の入り時刻.

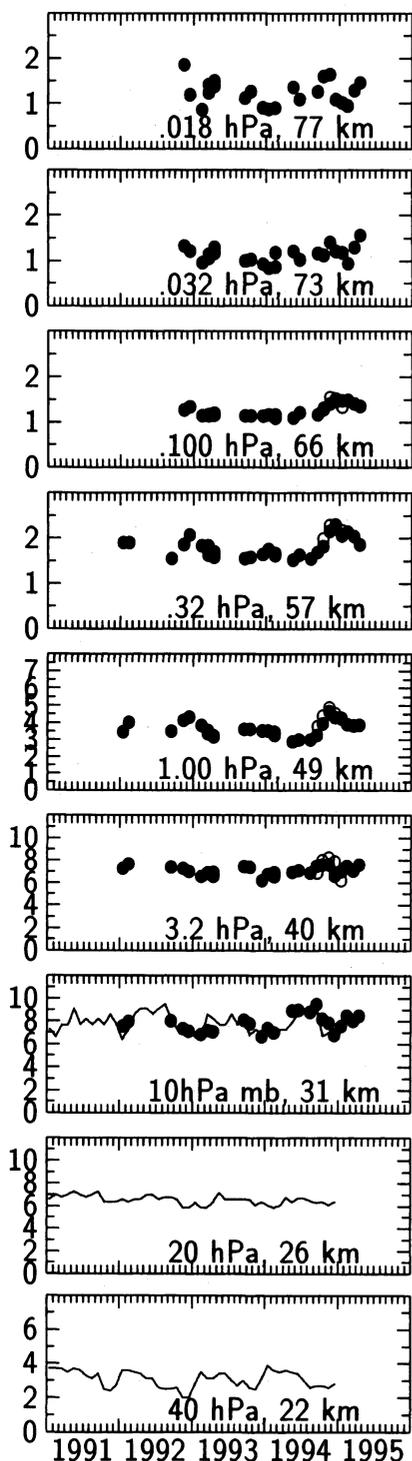
1994年9月から1995年1月までの期間については名古屋大学太陽地球環境研究所の岩坂・柴田・坂井氏がライダーによって測定された同じ日の気温を用いた解析から得られたオゾン混合比の月平均値も白丸によってプロットしてある. 黒丸と白丸は良く一致しているので, CIRA'86 モデルを用いて得られたオゾン混合比と気温の測定値を用いて得られた値が月平均値では良く一致していることが分かる.

第17図を見ると, 20, 3.2, 0.1 hPa の高度でオゾン混合比の年変化が小さく, この高度を境にオゾン混合比の年周変化の様子が変化している. 40 hPa の高度では, 春にオゾン混合比が大きい. これは赤道地帯からのオゾンの輸送によると言われている. この変化は 20 hPa の高度以下で見られる.

20 hPa の高度を越えると, 夏に大きくなることが, 10 hPa のデータに見られる. この変化は McDerimid *et al.* (1990) がテーブルマウンテンでのライダー観測及び人工衛星観測 SAGE I, II のデータから高度 30, 35 km で見いだしており, Froidevaux *et al.* (1994) が中緯度での 22, 10 hPa で見いだしている. これは夏季に紫外線の照射が増えて, 光化学反応によりオゾン生成が進むためと考えられている. この年周変化も 3.2 hPa を境に見られなくなる.

1.8から 0.18 hPa の領域では冬にオゾン混合比が増えている. この変化も既に Rusch *et al.* (1983) と Thomas *et al.* (1983) によって人工衛星 SME の紫外線分光器による観測から, Froidevaux *et al.* (1994) によって UARS MLS の観測から 2.2 hPa で見いだされている. Rusch *et al.* (1983), Solomon *et al.* (1983), Barth *et al.* (1983) はこの変化が中間圏下部の温度と逆相関にあることから温度変化によるものと結論している.

Thomas *et al.* (1984a, b) の SME による中間圏界面付近のオゾン混合比の観測によると, 0.018 hPa (約 80 km) ではオゾン混合比が春・秋に極大を, 夏・冬に極小を持ち, 春の極大の方が秋の極大よりも大きい. 我々の観測が完全に連続的では無く, データに飛びがあるために, はっきりとしたことは言えないが, 我々のデータを見ても, 0.018 hPa では 4月と10月にオゾン混合比が大きく, 冬に小さい. 夏季は気温・湿度が高いので我々の電波観測は夏季には信頼性のあるデータが取れないのが普通であるが, 1994年の夏は異常に湿度が低かったので幸いデータを取ることが出来た. この年の観測結果を見ると, 夏季にはこの高度のオゾン混合比が小さい. この結果は Thomas *et al.* (1984a, b) の結果と一致している. 但し, Thomas *et al.*



第17図 オゾン混合比年変化 (ppmv). 黒丸: CIRA'86 の温度による解析, 白丸: 太陽地球環境研究所の温度測定による解析, 実線: Tateno ゾンデ.

(1984a, b) の観測では秋の極大は春の極大と比べて約 1/3 小さい。これに反して、我々の結果では秋の極大と春の極大は同じ位である。

上記の様に、我々の観測結果は特定の高度について言えば既に知られている結果と良く合っている。その意味で新しい結果が得られた訳ではない。しかしながら、従来の観測結果の多くが衛星による比較的短期間の特定高度での変化を捕らえていたのに対し、我々のデータは高度約 30 km から 80 km にわたる広い高度範囲をカバーして 3 年余りにわたって同時に測られていることが特色であろう。

観測期間が短いのはつきりしたことは言えないが、1.8 から 0.18 hPa の領域に見られる冬季のオゾン混合比の増加には年による差があり、1992/93 及び 1994/95 の冬に顕著で、1993/94 の冬には顕著な増加は認められない。この結果は 2 年周期を思わせる。

Allen *et al.* (1984) はオゾン密度と中間圏下部の気温の逆相関について、0.9 hPa の高度で

$$d(\ln|O_3|)/d(1/T) = 1000 \sim 1200 \text{ K}$$

の実験式を得ている。このオゾン密度の温度に対する変化率は、電波スペクトルからオゾン密度を求める時の気温の推定値の誤差による計算上のオゾン密度の変化と比べて 3 倍くらい大きい。従って、第17図の1993/94年の冬と1994/95年の冬のオゾン混合比の差の大部分は気温の差による実際のオゾン密度の差によると考えて良からう。Allen *et al.* の実験式を使って、1993/94年冬と1994/95年冬の中間圏下部の気温差を推定すると、我々の観測誤差を考慮して 4-8 K 位1993/94年の冬は1994/95年冬よりも高温であったとすれば、この二つの冬のオゾン混合比の観測値の差が説明される。

この高度範囲で見られるオゾン混合比の 2 年周期を説明する 1 つの可能性として、QBO の影響が伝搬して中緯度中間圏の気温に変調を起こしていることが考えられる。McCormic *et al.* (1989) は SAGE II のオゾンデータから赤道地域の 34.5 km の高度で QBO が見られること、30 km 以下では中緯度でも赤道地域とは 180°位相のずれた QBO が見られることを指摘している。Tateno のオゾンゾンデの 10 hPa のデータを見ると、夏季のオゾン混合比が92年と94年に大きく、91年と93年に小さく 2 年周期が見られる。Eluszkiewicz *et al.* (1995) によると、10~1 hPa の高度で、赤道地域の鉛直運動が1993/94年に1992/93よりも弱かった。これ等の観測結果は中緯度中間圏下部に QBO の影響が

及んでいることを暗示している。

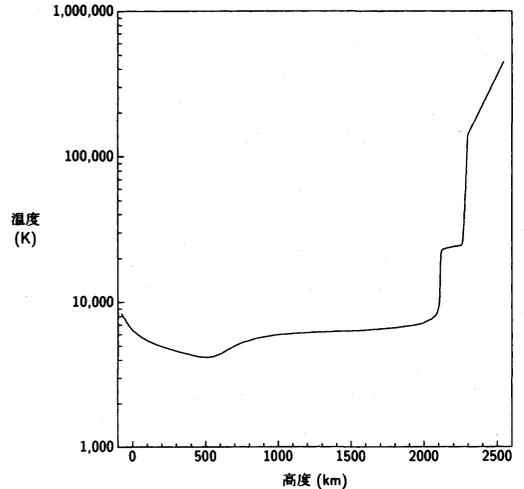
Garcia and Solomon (1985) は熱圏では鉛直方向の渦拡散が夏と冬に大きく春と秋に小さいことを示し、この渦拡散によって熱圏の奇数酸素が反応速度が速い熱圏下部に運ばれて破壊されることによって、中間圏界面付近のオゾン密度の半年周期が生じることを示している。又この理論的結論と人工衛星 ISIS による北緯 35°N での夜光の酸素原子の超微細構造間の遷移による緑線の観測データ及び SME のオゾンデータと比較して良く一致していることを示している。春と秋の極大に大差が無いと言う我々の観測結果とこの理論及び衛星観測との食い違いの1つの原因としては、空間分解能の差が考えられる。Garcia 等の計算では春秋の差が大きく現れるのは高度方向について非常に狭い範囲に限られている。一方我々の 0.018 hPa のオゾン混合比は主としてオゾンスpekトル線のドップラー一部から推定されている。従って上層に向かっては高度分解が無い。

以上が我々の観測から今までに得られた主な結果であるが、アマチュア気象学の成果であり、専門家の御批判を賜りたい。

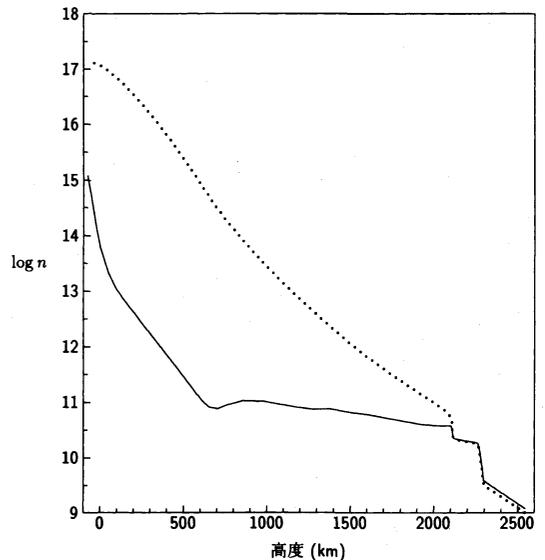
8. おわりに

以上は平成7年10月16日にホテル・アウィーナ大阪で開催された日本気象学会の折りに開催されたオゾン研究連絡会での講演要旨である。これは筆者にとって気象関係の研究会での2回目の講演であった。第1回は昭和42年2月24日に気象庁第1会議室で開催された日本気象学会・気候変動総合研究班主催の「気候変動と気候に関するシンポジウム」の「太陽活動と地球大気及び地磁気との関係」のセッションでの「太陽活動について」の講演である。今その時の集録を読み返してみると、樋口敬二氏の「北極海とその周辺地域の気候的役割」・廣田 勇氏の「成層圏循環の変動」等の講演があり、最後の総合討論の座長は上田弘之郵政省電波研究所（現通信総合研究所）長となっている。

その時の筆者の報告書を読み返し、彩層からコロナへの遷移が当時考えられていた様に緩やかな移り変わりではなくて、最も急激な高度では約 50 km の高度の間に彩層の温度からコロナの温度に移ることが明らかにされた点で太陽大気モデルが大きく変わっている。太陽の大気モデルは活動度によって異なるが、第18図と第19図に平均的な温度及び密度分布を示す。この図は1973年に打ち上げられた Skylab の極端紫外線の解



第18図 光球・彩層・遷移領域の温度分布. Vernazza *et al.* (1981) による。



第19図 光球・彩層・遷移領域の密度分布. 実線：電子密度. 点線：水素原子密度. n は密度 (cm^{-3}). Vernazza *et al.* (1981) による。

析結果をプロットしたものである。高度 2,100 km 付近に見られる温度の段はライマン連続を放出している層である。

この2回の研究会の間の太陽物理の発展を振り返ってみると、太陽コロナの変動に関しては、基本的考え方は変わっていないが、著しく定量化し、且つ詳細に

なっている。従って太陽コロナの影響を受ける磁気圏や熱圏への影響はかなりはっきりしてきたように思える。これは太陽コロナの密度や温度がけた違いの変動をするためである。オゾン層の形成に寄与する紫外線や太陽エネルギーの大部分を占める可視光については、太陽が放出する全エネルギーを表す太陽常数は太陽黒点が現れると減少するが、11年周期で見ると太陽活動極大期に増えることが明らかにされている。又年輪の ^{14}C による年代測定から、80年程度の長期的変動を見ると、太陽活動と氷河の消長から調べた気温変動が相関を持つこと等が明らかにされている。この他に長期にわたって位相のそろった太陽全体の振動に関する研究などが揚げられる。

謝 辞

名古屋大学理学部物理学教室でのオゾン観測にご尽力頂いた小川英夫助教授を始め同教室天体物理学研究室の出身者・大学院生諸君、観測装置の開発にご協力下さった株式会社富士通研究所 鈴木秀雄氏、株式会社富士通 VLSI 鈴木 実氏、名古屋大学理学部装置開発室並びに同物理学教室の金属工作室の諸氏に感謝いたします。Tateno のオゾンゾンデデータをご提供下さった気象庁高層気象台近藤幸治氏に感謝いたします。国立天文台の鷹野敏明氏には同天文台野辺山太陽電波観測所のラジオヘリオグラフの写真並びに観測結果をご提供下さったことに感謝致します。尚本稿の査読の労を取られた気象研究所物理気象研究部 牧野行雄氏には多くの貴重なご意見を賜ったことに感謝いたします。

参 考 文 献

- Allen, M., J. I. Lunine, and Y. L. Yung, 1984 : The vertical distribution of ozone in the mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **89**(D3), 4841-4872.
- Backus, G. and F. Gilbert, 1970 : Uniqueness in the inversion of inaccurate gross earth data, *Philosophical Transaction of the Royal Society of London*, **266**, 123-192.
- Barth, C. A., D. W. Rusch, R. J. Thomas, G. H. Mount, G. J. Rottman, G. E. Thomas, R. W. Sanders, and G. M. Lawrence, 1983 : Solar Mesosphere Explorer : scientific objectives and results, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 237-240.
- Brillet, J., 1989 : A theoretical study of ozone measurements made with ground-based microwave sensors, *J. Geophys. Res.*, **94**(D10), 12, 833-12,850.
- Connor, B. J., D. E. Siskind, J. J. Tsou, A. Parrish, and E. E. Remsburg, 1994 : Ground-based microwave observations of ozone in the upper stratosphere and mesosphere, *J. Geophys. Res.*, **99**(D8), 16, 757-16,770.
- de La Noë, J., 1994 : Remote sensing of stratospheric ozone by ground-based microwave radiometers, Preprint IGARSS'94 Symposium at the California Institute of Technology, 8-12 August.
- Eluszkiewicz, J., D. Crisp, R. Zurek, L. Elson, E. Fishbein, L. Froidevaux, J. Waters, R. Harwood, G. Peckham, R. G. Grainger, and A. Lambert, 1995 : Residual circulation in the stratosphere and lower mesosphere as diagnosed from microwave limb sounder data, Preprint *J. Atmos. Sci.*, UARS Special Issue.
- Froidevaux, L., J. W. Waters, W. G. Read, L. S. Elson, D. A. Flower, and R. F. Jarnot, 1994 : Global ozone observations from the UARS MLS : an overview of zonal-mean results, *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2846-2866.
- Garcia, R. R. and S. Solomon, 1985 : The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **90**(D2), 3850-3868.
- Gordon, R., 1979 : Reconstruction from projections in medicine and astronomy, *Image Formation from Coherence Functions in Astronomy*, Ed. by C. van Schooneveld, Astrophysics and Space Science Library, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Boston, London.
- Kawabata, K., H. Ogawa, Y. Fukui, T. Takano, Y. Fujimoto, R. Kawabe, K. Sugitani, H. Takaba, 1985 : The 4 m millimeter wave telescope at Nagoya, *Astron. Astrophys.*, **151**, 1-6.
- Kawabata, K., H. Ogawa, Y. Fukui, A. Mizuno, 1988 : The 4 m millimeter wave telescope at Nagoya University, *Vistas in Astronomy*, **31**, 775-779.
- Kawabata, K., Y. Fukui, H. Ogawa, A. Mizuno, M. Fujimoto, S. Nozawa, H. Nakane, H. Hoko, Ji Yang, 1992 : Observations of ozone mixing ratio by Nagoya 4 m millimeterwave Telescope, *J. Geomag. Geoelectr.*, **44**, 1085-1096.
- Kawabata, K., H. Ogawa, and Y. Yonekura, 1994 : Ground-based millimeterwave measurements of mesospheric and stratospheric ozone employing an SIS mixer receiver, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46**, 755

- 770.
- Kawabata, K., H. Ogawa, and Y. Yonekura, 1996 : Ground-based millimeterwave measurements of strato-mesospheric ozone, *J. Geomag. Geoelectr.*, **48**, 353-360.
- Kawabata, K., H. Ogawa, Y. Yonekura, H. Suzuki, M. Suzuki, Y. Iwasaka, T. Shibata, T. Sakai, 1996 : Ground-based radiometry of strato-mesospheric ozone employing a superconductive receiver, *J. Geophys. Res.*, in press.
- Kraus, J. D., 1986 : *Radio Astronomy*, Cygnus-Quasar Books, Powell, Ohio.
- McCormic, M. P., J. M. Zawodny, R. E. Veiga, J. C. Larsen, and P. H. Wang, 1989 : An overview of SAGE I and II ozone measurements, *Planet. Space Sci.*, **37**, 1567-1586.
- McDermid, I. S., S. M. Godin, P.-H. Wang, and M. P. McCormick, 1990 : Comparison of stratospheric ozone profiles and their seasonal variations as measured by lidar and Stratospheric Aerosol and Gas Experiment during 1988, *J. Geophys. Res.*, **95** (D5), 5605-5612.
- Michel, 1993 : *Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry*, A. Hanssen (ed.), Wiley series in remote sensing, John Wiley & Sons Inc.
- Nakajima, H., M. Nishio, S. Enome, K. Shibasaki, T. Takano, Y. Hanaoka, C. Torii, H. Sekiguchi, T. Bushimata, S. Kawashima, N. Shinohara, Y. Irimajiri, H. Koshinishi, T. Kosugi, Y. Shiomi, M. Sawa, and K. Kai, 1994 : The Nobeyama Radioheliograph, *Proc. IEEE*, **82**, No. 5, 705-713.
- Hanaoka, Y., K. Shibasaki, M. Nishio, S. Enome, H. Nakajima, T. Takano, C. Torii, H. Sekiguchi, T. Bushimata, S. Kawashima, N. Shinohara, Y. Irimajiri, H. Koshiishi, T. Kosugi, Y. Shiomi, M. Sawa, and K. Kai, 1994 : Processing of the Nobeyama Radioheliograph data, *Proc. of Kofu Symp.*, NRO Report, No. 360, 35-43.
- Ogawa, H., A. Mizuno, H. Hoko, H. Ishikawa, Y. Fukui, 1990 : A 110 GHz SIS receiver for radio astronomy, *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **11**, 717-726.
- Ogawa, H., 1991 : A100-115 GHz SIS receiver for radio astronomy, *Conference Digest on Infrared and Submillimeter Waves*, 26-30 August 1991, Lausanne, Switzerland, edited by M. R. Siegrist, M. Q. Tran, and T. M. Tran, 133-134.
- Ogawa, H., Y. Yonekura, K. Kawabata, H. Suzuki, M. Suzuki, 1996 : Development of a millimeterwave instrument for measurements of strato-mesospheric ozone using a superconductive receiver, *J. Geomag. Geoelectr.*, **48**, 145-150.
- Parrish, A., R. L. de Zafra, P. M. Solomon, and J. W. Barrett, 1988 : A ground-based technique for millimeter wave spectroscopic observations of stratospheric trace constituents, *Radio Science*, **23**, 106-118.
- Ricaud, P., G. Brasseur, J. Brillet, J. de La Noë, J.-P. Parisot, M. Pirre, 1994 : Theoretical validation of ground-based microwave ozone observations, *Ann. Geophys.*, **12**, 664-673.
- Rodgers, C. D., 1976 : Retrieval of atmospheric temperature and composition from remote measurements of thermal radiation, *Rev. Geophys. and Space phys.*, **14**, 609-624.
- Rusch, D. W., G. H. Mount, C. A. Barth, G. J. Rottman, R. J. Thomas, G. E. Thomas, R. W. Sanders, G. M. Lawrence, and R. S. Eckman, 1983 : Ozone densities in the lower mesosphere measured by a limb scanning ultraviolet spectrometer, *J. Geophys. Lett.*, **10**, 241-244.
- Suzuki, H., M. Suzuki, and H. Ogawa, 1996, Strato-mesospheric ozone monitoring system using an SIS mixer, *The Institute of Electronics, Information and Communication Engineers Transactions on Electronics*, E 79- C, 1219-1226.
- Thomas, R. J., C. A. Barth, G. J. Rottman, D. W. Rusch, G. H. Mount, G. M. Lawrence, R. W. Sanders, G. E. Thomas, and L. E. Clemens, 1983 : Ozone density distribution in the mesosphere (50-90 km) measured by the SME limb scanning near infrared spectrometer, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 245-248.
- Thomas, R. J., C. A. Barth, D. W. Rusch, and R. W. Sanders, 1984 a : Solar Mesospheric Explorer near-infrared spectrometer : measurements of 1.27 μm radiance and the inference of mesospheric ozone, *J. Geophys. Res.*, **89**, 9569-9580.
- Thomas, R. J., C. A. Barth, and S. Solomon, 1984 b : Seasonal variations of ozone in the upper mesosphere and gravity waves, *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 673-676.
- Ulrych, T. J. and T. N. Bishop, 1975 : Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **13**, 183-200.
- Vernazza, J. E., E. H. Avrett, and R. Loeser, 1981 : Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet sun, *Astrophys. J. Suppl.*, **45**, 635-725.