

総合研究大学院大学 平成10年度 博士論文

イメージングリオメータを用いた  
オーロラ関連現象の共役性の研究

指導教官 佐藤夏雄 教授 山岸久雄 助教授

総合研究大学院大学 数物科学研究科 極域科学専攻

藤田裕一

# 概要

本論文では、オーロラ帯の昭和-アイスランド共役観測点のイメージングリオメータ対 (SIRACE システム) での CNA 現象の観測、および磁気圏静止軌道上での粒子観測に基づき、CNA の発生機構についての考察を行う。また、年間を通じた CNA 出現緯度の南北比較によって得られた、夜間における共役点緯度の季節変化特性についても述べる。電離層-磁気圏、電離層 (北半球)-電離層 (南半球) の観測点で構成された共役対での観測データを利用することにより、これらの研究は行われた。

まず第 1 章で、過去の共役現象に関する研究をさまざまな視点から概観し、本研究の歴史的な位置づけを行う。ここで本論文における共役性に関連する用語を定義する。

次の第 2 章では、オーロラ帯での CNA 現象の性質について、SIRACE システムで観測された現象例によって説明する。また、電離層における吸収量を、IRI95 電離圏モデル、ロケット観測による電子密度と電子温度、および MSISE90 大気モデルを使用して計算する。次いで、観測装置としてのリオメータの開発経過、および現在の開発動向について、特に空間分解能の向上と観測範囲の拡大に重点を置いて述べる。

第 3 章では、SIRACE システム、および SIRACE システムによって取得された昭和基地およびアイスランド観測点での電離層吸収画像データの処理手順について述べる。

第 4 章では、午前側でしばしば観測されるドリフト CNA 現象の発生と磁気圏プラズマの比較研究を示す。従来の研究では、この CNA 現象は、磁気圏コールドプラズマの空間構造を反映した波動-粒子相互作用領域から降下してくる高エネルギー電子によって生じる、と推測されていた。しかしこれまで、磁気圏でのプラズマ観測との比較は行われてこなかった。本研究では、1993 年に昭和とアイスランドを通る磁力線の近傍に移動した LANL1990-095 静止衛星のプラズマ観測データを使用し、地上のドリフト CNA 現象と磁気圏低エネルギープラズマの比較をはじめて行った。比較の結果、低エネルギープラズマ密度が低い場合には高エネルギー電子束の増大にともなう CNA が見られない例があること、低エネルギープラズマ密度および高エネルギー電子束の変動によって CNA の変動

を説明できる例があることが示された。これらの現象は、ドリフト CNA の発生は磁気圏低エネルギープラズマによる制御を受けている、という従来の仮説を支持している。ただし、本研究では低エネルギープラズマ観測に与える衛星電位の影響を考慮していないので、今後この点について検討する必要がある。

第5章では、真夜中付近 (21-24MLT) でオーロラブレイクアップにともなって観測される PECB (Poleward Expanding CNA Band) 現象の出現緯度の統計的特性を示す。1992年2月から1993年12月の期間の統計解析の結果、北半球側に投影された昭和の共役点は、6月頃に最も低緯度側に、12月頃に最も高緯度側に変位すること、変位幅は平均地磁気活動度  $K_p=4$  に対して約 200km であることが示された。この季節変化特性は、IGRF-1995 モデルおよび Tsyganenko-1989 モデルを用いた計算結果とよく一致した。また、PECB 現象の極方向への伝播速度には共役点間で差が見られ、昭和側の方がアイスランド側よりも平均 15% 高速であることが示された。従来のオーロラ観測によってこの違いは見出されていたが、統計的な取り扱いはなされてこなかった。本研究の結果は、この違いが統計的に有意であることを示している。

最後に第6章で、本研究全体の結果、問題点および将来の展望についてまとめる。

# 目次

概要	1
目次	3
第1章 序論	6
1.1 地磁気共役性	6
1.1.1 地磁気共役点の計算	6
1.1.2 共役現象の観測	8
1.2 本論文の目的	13
1.2.1 ドリフト CNA 現象の発生に対する磁気圏プラズマ密度構造の影響	14
1.2.2 共役点緯度の季節変化特性	14
第2章 CNA 現象	16
2.1 基準値 (QDC)	16
2.2 CNA 現象の分類	18
2.2.1 静穏時吸収	18
2.2.2 サブストーム成長相のオーロラ吸収	18
2.2.3 サブストーム拡大相のオーロラ吸収	18
2.2.4 サブストーム回復相のオーロラ吸収	19
2.2.5 低速で移動する朝側の吸収	19
2.3 電離層での吸収量	23
2.3.1 アップルトン-ハートレーの式	23
2.3.2 吸収量のモデル計算	24
2.4 リオメータ	29
2.4.1 標準リオメータ	29

2.4.2	マルチビームリオメータ	30
2.4.3	ナロービームリオメータ	31
2.4.4	マルチナロービームリオメータ	31
2.4.5	掃天型リオメータ	32
2.4.6	イメージングリオメータ	34
2.4.7	共役イメージングリオメータ	36
2.4.8	イメージングリオメータの多点化	38
<b>第3章</b>	<b>SIRACE システム</b>	<b>39</b>
3.1	昭和-アイランド共役観測点	39
3.2	チョルネスのイメージングリオメータ	41
3.3	昭和基地のイメージングリオメータ	43
3.4	データ形式	45
3.5	データの流れ	46
3.5.1	データの2重化	46
3.5.2	QDCの作成	46
3.5.3	CNA画像の表示	46
3.5.4	CNA断面の作成	46
3.5.5	CNA断面の表示	47
<b>第4章</b>	<b>ドリフト CNA 現象の発生に対する磁気圏プラズマ密度構造の影響</b>	<b>49</b>
4.1	はじめに	49
4.2	観測システム	51
4.2.1	LANL1990-095 衛星	51
4.2.2	時間分解能	52
4.3	ドリフト CNA 現象	52
4.4	磁気圏プラズマと CNA の比較	57
4.4.1	1993年4月22日の現象	57
4.4.2	1993年7月11日の現象	62
4.5	考察	62
4.5.1	7月11日の現象についての現象の時間関係	64

4.5.2	4月22日の現象に対する共鳴電子束の見積もり	66
4.5.3	7月11日の現象に対する共鳴電子束の見積もり	68
4.5.4	ドリフト CNA の原因	70
4.6	まとめ	72
<b>第5章</b>	<b>共役点緯度の季節変化特性</b>	<b>73</b>
5.1	はじめに	73
5.2	地磁気モデルによる計算上の地磁気共役点	75
5.3	解析方法	79
5.3.1	現象の選択	81
5.3.2	極方向移動速度および共役点位置	83
5.3.3	共役点緯度の季節変化特性	85
5.4	PECB 現象の解析結果	86
5.5	考察	90
5.5.1	両観測点での PECB 現象の速度の違い	90
5.5.2	昭和基地の共役点緯度の季節変化特性	91
5.5.3	共役点緯度のばらつき	93
5.6	まとめ	95
<b>第6章</b>	<b>まとめ</b>	<b>96</b>
	<b>謝辞</b>	<b>98</b>
	<b>参考文献</b>	<b>99</b>

# 第1章 序論

本論文では、オーロラ帯に設置された昭和-アイスランド共役観測点で観測された、下部電離層における銀河電波雑音の吸収現象 (CNA 現象) から、その磁気圏での発生機構について考察する。また、年間を通じて CNA 出現緯度の比較を行い、夜間における共役点緯度の季節変化特性を求める。

## 1.1 地磁気共役性

地磁気共役点は、ある磁力線が地表と交差する 2 点として明確に定義されている (WESCOTT, 1966; NAGATA, 1967; OGUTI, 1969; NAGATA, 1987)。磁力線とは、磁場を追跡したときに現れる仮想的な線である。本論文では、このような地上-地上の共役点だけでなく、この概念を磁力線に沿って拡張した、地上-磁気圏の共役点もあつかう。磁気圏で発生する多くの現象は、そこに存在する磁場によって制御されており、しばしば両半球の地上観測で類似性が見出される。多くの場合、両半球で同時に、対称的に起きる現象を地磁気共役現象と呼んでいるが、実際に観測される現象は全く対称なわけではなく、共役現象の意味はあいまいである。この問題を考慮して OGUTI (1969) は、南北半球間の磁力線のつながりによって実質的に生じるすべての現象、と共役現象を定義した。彼の定義による共役現象には、半球間で対称に発生する現象とそうではない現象の両方が含まれる。本論文ではこの定義にしたがう。また、観測された現象の類似性 (時間、空間、移動、強度) の度合いを示す用語として、共役性、非共役性を用いる。

### 1.1.1 地磁気共役点の計算

計算上の地磁気共役点は、地磁気モデルの磁力線を逐次追跡することによって求められる。BLOCK and HERLOFSON (1956) は、8 係数 (4 極子) まで考慮した地球磁場モデルを追跡して、123 対の共役点を計算した。その結果彼らは、4 極子磁場の共役点は双極子磁

場による共役点から最大で 750km(磁気緯度 50°), オーロラ帯では 350km 程度外れることを示した. VESTINE (1959) は, 48 係数まで考慮した地磁気モデルによって IGY 観測点の共役点を計算した. その後, いくつかの共役点の計算が示されたが, 現在では, IGRF モデルを使用して計算を行うことが多い. これらの共役点は, 内部磁場共役点 (internal-field conjugates) と呼ばれ, 太陽風の圧力, 磁気圏内のプラズマの圧力が無い場合の共役点を表している. 球関数で地球磁場を表現した場合, 局所的な地磁気異常は無視されているので, 場所によってはそれを補正 (~50km) する必要がある (OGUTI, 1969).

地球磁場の成分には, 地球内部に起因する内部磁場と, 外部に起因する外部磁場がある. 外部磁場は, 太陽風と磁気圏の相互作用で流れる電流等によって生じ, 時間とともに変化する. 地球から遠ざかるにつれて内部磁場は弱くなるので, 高緯度地域における共役点の計算には, 外部磁場が重要な役割を果たす. 内部磁場は磁極の移動というような非常にゆっくりした変化はするが, オーロラのような速い変化に対しては一定であると考えられる.

これまでにさまざまな外部磁場モデル (理論モデル, 経験モデル) が提案されてきた. SPREITER and BRIGGS (1962) や OLSON (1969) は, 太陽風に対する双極子の傾きが垂直でない場合も含めてそれらの相互作用を理論的に解析し, 磁気圏界面の形状を求めた. MEAD and BEARD (1964) および MEAD (1964) は, 太陽風とそれに垂直な双極子の相互作用の理論的な解析から磁気圏磁場モデルを求めた.

OLSON and PFITZER (1974) は, OGO-3, -5 衛星の磁場観測から, 磁気圏界面, 尾部, 環電流の影響を考慮した静穏時の磁場モデルを提案した. FAIRFIELD and MEAD (1975) は, IMP 衛星による 1966 年から 1972 年の期間の観測から, 17Re 以内で有効な, Kp 指数と双極子の傾きをパラメータとする外部磁場モデルを示した. OLSON and PFITZER (1982) は, Dst 指数の時間変化に対応した動的なモデルを提案した. TSYGANENKO and USMANOV (1982) は, Explorer および HEOS 衛星の観測から, Kp 指数と双極子の傾きをパラメータとする, 磁気圏界面, 尾部, 環電流を考慮した外部磁場モデルを示した. このモデルでは磁気圏赤道面に, 平行な無限個の線電流を仮定していたが, TSYGANENKO (1987) は閉じた尾部電流を仮定したモデルを作った. さらに彼は, 尾部電流の効果を改良した (TSYGANENKO, 1989). その後彼は, 太陽風パラメータの影響を考慮した現実的な形状の磁気圏界面をもつ外部磁場モデル (TSYGANENKO, 1995), 大規模なビルケランド電流を考慮したモデル (TSYGANENKO and STERN, 1996) を発表した.



共役点は内部磁場によって決まる地上に固定された地点の周囲を、外部磁場によって時間とともに移動すると考えられている。内部磁場モデルおよび外部磁場モデルを用いたモデル計算によって、その日周変化と季節変化が予想されている (KOSIK, 1978; ONO, 1987; TSYGANENKO, 1990)。しかし、モデル計算による共役点は限られたパラメータに基づいた推定であり、ある時刻におけるある地点の実際の共役点の位置を知るためには、磁力線に沿って両半球で発生すると考えられる地磁気変動、VLF放射、オーロラ発光、CNA等の現象の観測が必要である。

### 1.1.2 共役現象の観測

これまでに、観測された現象の共役性を理解するためにいくつかの分類方法が提案されてきた。ROEDERER (1969) は、共役現象をその起源領域の位置によって次の3種類に分類した。

- (1) 磁気圏赤道面に起源を持つもの
- (2) 閉じた磁力線の地球側の一端に起源を持つもの
- (3) 開いた磁力線の地球側の一端で観測されるもの

さらに彼は、共役性の高い領域の広がりによって次の3種類に分類できることを示した。

- (a) ポイント共役性 (共役領域が局在化している)
- (b) シェル共役性 (共役領域が  $L$  シェルに沿って広がっている)
- (c) エリア共役性 (共役領域が有限の広い範囲に広がっている)

また NAGATA (1987) は、共役現象を粒子とプラズマの観点から次の3種類に分類した。

- (i) 磁力線に沿ったオーロラ粒子の降下
- (ii) ホイスラ波の沿磁力線伝播
- (iii) 磁気圏での磁気流体波の共鳴構造

ここでは、これらの分類を踏まえて今までの共役現象の観測を要約する。

地磁気 NAGATA and KOKUBUN (1960) は、VESTINE (1959) によって示された Little America(南極) -Baker Lake, Churchill(カナダ) 共役点において、夜間のサブストーム現象の相関を求めた。その結果孤立した現象については、Little America とその計算上の共役点から等  $L$  方向に約 600km 離れた Baker Lake の相関値は、Baker Lake とそこから緯度方向に約 500km しか離れていない Churchill との値よりも明らかに高いことが示された。激しい変動については、オーロラ帯の高緯度寄り ( $L \sim 15$ ) に位置する Little America -Baker Lake 共役対の相関は低くなることが示された。

WESCOTT and MATHER (1965) は、Macquarie Island(ニュージーランド南方,  $L \sim 5.3$ ) とアラスカからシベリアの IGY 観測点群の地磁気観測の 8 時間幅の相関解析から、サブストームの進行に伴う共役性の空間分布の変化を示した。その結果、相関が高い領域は  $L$  シェルに沿って広がっていること (シェル共役性)、サブストーム前には比較的 low だった相関の最大値 ( $< 0.6$ ) がサブストーム以降は極めて高い値 ( $> 0.9$ ) になることが示された。

NAGATA (1964) および NAGATA et al. (1966) は、オーロラ帯の中央に位置する Syowa(南極) -Reykjavik(アイスランド) 共役観測点 ( $L \sim 6$ ) でサブストームの相関解析を行った。サブストームの時間波形、ダイナミックスペクトルともに高相関 (相関の平均値 = 0.86) であった。

WU et al. (1991) は、South Pole(南極) -Iqaluit(カナダ) 共役観測点 ( $L \sim 14$ ) で西向きオーロラジェット電流による地磁気変動を観測し、ジェット電流が流れる緯度の、日変化および季節変化を求めた。その結果、磁気的な真夜中前の時間帯について、冬半球側のジェット電流の位置は高緯度側に変位し、その幅は真夜中に近づくほど大きくなることが示された。

鮎川・巻田 (1998) は、Leirvogur(アイスランド) と、Syowa(南極) 周辺の多点観測網によって、北半球の夏季における、地磁気サブストーム時の南北共役性を示した。彼らは、地磁気南北成分の時間変化によって各現象を発達期、爆発期、回復期に分けて共役性を比較した。その結果、両半球間の相関は、発達期は低く、爆発期では高く、回復期では爆発期よりもやや低くなることが示された。また彼らは、相関値の空間変化から、地磁気活動度の増大にともなって、Leirvogur の共役点が高緯度側に移動する傾向を示し、この傾向が地磁気モデルによる計算結果と一致することを示した。彼らは他にも、共役性の日変化を解析し、Leirvogur の共役点は真夜中付近で最も高緯度側に変位することを示した。

VLF HELLIWELL (1964) は、南極の Byrd ( $L \sim 7.0$ ) および Eight ( $L \sim 3.9$ ) での観測から、共役点間を磁力線に沿って往復するホイストラ波の性質を明らかにした。また彼は、磁力線に沿ってホイストラ波のエネルギーを閉じ込めるホイストラダクトを発見した。また、VLF コーラスが共役観測点で交互に観測されることが示された。

HELLIWELL (1965) は、Byrd -Great Whale ( $L \sim 6.5$ ) でディスクリートエミッションを比較し、両半球で交互に観測されることを示した。このことは、孤立した VLF 波束が共役点間を往復していることを示しており、その寿命は数 10 分におよぶ。この現象の発生機構として、放射線帯でのホイストラ波と 10-100keV 電子のサイクロトロン共鳴による増幅が提案された (HELLIWELL, 1967)。

SATO *et al.* (1980) は、Syowa, Mizuho -Husafell での VLF, ULF 波動の観測から、南極側ではオーロラ活動に伴って ULF, VLF が観測されるが、アイスランド側では対応する VLF 放射が観測されない例を示した。

オーロラ DEWITT (1962) は、共役関係にあるニュージーランド南方の Campbell Island およびアラスカの Farewell の共役観測点 ( $L \sim 4$ ) のオーロラ全天写真の平均輝度を定量的に比較した。その結果彼は、両観測点でオーロラの形状と動き、ブレイクアップの時刻に共役性がみられることを示した。

BOND (1969) は、ニュージーランド南方の Macquarie Island およびアラスカの Kotzebue の共役観測点 ( $L \sim 5$ ) でオーロラの出現位置を比較した。彼は、ブレイクアップ前のオーロラ的位置は計算上の共役点からずれており、その方向を太陽風による磁気圏の変形として説明した。

この頃の研究によって共役オーロラの存在および時間的、空間的な類似性、また太陽風の影響が観測的に見出された。その後、1960 年代末から 1970 年代初頭にかけて、アラスカ大学の共役航空機観測が行われた。

BELON *et al.* (1969) は、アラスカ大学の共役航空機観測 (1967-1971) で得られたオーロラデータを解析し、磁氣的に静穏な期間のダイポール緯度  $65^{\circ}$ - $71^{\circ}$  の範囲では、オーロラの共役性がよく保たれていることを示した。彼らはさらに、共役オーロラは内部磁場モデルだけで計算された共役点のごく近くに現れることも示した。しかし、擾乱時の高緯度地域では共役性は悪化する。STENBAEK-NIELSEN *et al.* (1972) は、擾乱時の共役航空機観測の解析から、2 種類のオーロラ構造が存在することを発見した。一方は不変磁気緯度

63°-65° にあって共役性は良好であり，他方は 65° より高緯度側にあって共役性はよくなかった。

昭和-アイスランド共役観測点でのオーロラの動きの違いを SATO and SAEMUNDSSON (1987) が示した。彼らは，両半球でほぼ同時にブレイクアップが発生して極方向に伝播する現象で，昭和側の方が伝播速度が高速である例を報告した。この例では，アイスランドで観測された速度と昭和での速度の比は約 0.6 だった。

FUJII *et al.* (1987) は，昭和-アイスランド共役観測点でオーロラの大規模構造および小規模構造の比較を行った。彼らは，大規模構造 (100km 以上) では空間構造および動きに良好な共役性がみられるが，小規模な渦構造 (50-100km 程度) は常に同時に現れるわけではないことを示した。彼らはまた，大規模構造やその動きは主に磁気圏の条件で制御されていること，小規模構造は極域超高層に存在する局地的な加速機構の影響を強く受けることを示唆した。

CNA HOOK (1962) は，アラスカのリオメータチェーンと Campbell Island ( $L \sim 5$ ) のアイオノゾンデで構成された共役観測点によって，極冠吸収およびオーロラ吸収現象に共役性がみられることを示した。また，Campbell Island とアラスカの Farewell では良好な共役性がみられるものの，Farewell から高緯度，低緯度側に約 3° 離れた観測点では共役性がよくないことも明らかになった。

ERIKSEN *et al.* (1964) は，極冠域の Mirnyy ( $L \sim 20$ ) -Longyearbyen での観測から，吸収現象には両半球で観測されるものと，片半球だけで観測されるものがあることを示した。吸収強度は冬半球側で強く，吸収が現れる時間は北半球の冬の夕方側では北半球の Longyearbyen が先行し，南半球の冬の朝側では南半球の Mirnyy が先行することが示された。

HARGREAVES and CHIVERS (1965) は，極冠域の South Pole -Frobisher Bay に標準リオメータを設置し，その共役性を調査した。彼らは，この極冠域の共役対でも一定の共役性がみられることを示した。また，吸収強度の季節変化には冬半球側が強くなる傾向がみられること，同じく日変化には磁氣的な昼間に北半球側が強くなる傾向がみられること，吸収量が最大になる時間差は存在するがその季節変化は有意ではないことを示した。この時間差についての結論は，ERIKSEN *et al.* (1964) の結果とは異なっている。

HARGREAVES and COWLEY (1967a) は，サブオーロラ帯，オーロラ帯，極冠域で共

役観測を行った。CNA の発生に関しては日中と夜間に 2 回のピークがあり、そのパターンは IMF の影響を受けること、日中の吸収は夜間に比べて構造が目立たないものが長時間続くこと、夜間の吸収は低高度衛星で観測された 10keV 以上の降下電子との相関が高いこと、太陽風のセクタ構造が吸収の発生に影響を与えることが示された。

HARGREAVES and COWLEY (1967b) は、HARGREAVES and COWLEY (1967a) に続いて非共役性を扱った。その結果、冬半球側の吸収強度が強い傾向があること、吸収が発生する時間は高緯度では冬半球側の方が早いこと、吸収量の南北比は太陽風速度の影響は受けないが IMF の方向の影響を受けることが示された。

ここまでの段階では標準リオメータが使用されていたため、観測の空間分解能は観測点間の距離で決まっていた。1960 年代後期に多ビームリオメータが開発され、より高い空間分解能で観測が行われるようになった。

HARGREAVES (1969a) は Great Whale River -Byrd の共役 5 ビームリオメータを用いて、共役点の位置を推定した。彼はそれ以前の多点 CNA 観測の結果から、吸収量の空間分布を緯度方向に 250km、経度方向に 320km の広がりをもつガウス関数として仮定し、各現象について観測点から測った現象の中心位置を両半球で比較した。統計解析の結果、北半球に投影された Byrd Station の共役点は、真夜中付近では北半球の冬季に最も高緯度側に、夏季に低緯度側に位置すること、昼側では逆の傾向をもつことが示された。

続いて HARGREAVES (1970) は、単純な構造の吸収域の移動についての共役性を示した。彼は両半球で地方時に対して吸収域の移動方向を表示し、その方向が 2-11LT で東向き、15-2LT で西向きとなることを示した。この動きの速度には 80-3300m/s の範囲があり、彼はこれを磁気圏赤道面で 0.1-5mV/m の電場による  $E \times B$  ドリフトによるものと解釈した。

1980 年代末、DETRICK and ROSENBERG (1990) は、2 次元アレーアンテナを用いたイメージングリオメータを開発した。これによって CNA の画像観測が可能になった。

山岸等 (1992) は、Syowa -Tjornes 共役観測点にイメージングリオメータを設置し、このシステムを SIRACE(Syowa-Iceland Radiowave Absorption Conjugacy Experiment, Yamagishi *et al.*, 1998) と名付けた。彼らはこのシステムでオーロラ帯の共役点の季節変化特性を求め、地磁気モデルとの比較を行った (YAMAGISHI *et al.*, 1998)。

上に述べられた様々な共役観測手段には、それぞれ適した研究対象となる現象があ

る。本研究では、年間を通じて、昼夜を問わず、天候にも左右されない観測が可能な、CNA現象を扱う。また、オーロラの光学観測に及ばないもののイメージングリオメータを使用することで、他の観測方法よりも高い空間分解能で吸収域の空間的な広がり、移動を捉えることができる。

## 1.2 本論文の目的

磁気圏と太陽風の相互作用を通じて磁気圏に蓄積されたエネルギーは、磁気圏サブストームの過程で開放される。サブストームにともなって、夜側の磁気圏から地球に向かって高エネルギー粒子が注入され、その一部はそのまま磁力線に沿って両半球の電離層に降下し、大気との衝突によって失われる。残りの粒子は地球磁場に捕捉され、両半球のミラーポイント間を往復しつつ、ドリフト運動によって電子は朝側に輸送される。捕捉電子は、徐々に波動-粒子相互作用による散乱を受け、電離層まで降下して大気との衝突で失われる。

このように高エネルギー粒子の損失過程を考えると、両半球の共役点付近の電離層が高エネルギー粒子との衝突によって電離され、共役な吸収域が形成されると考えられる。実際に、夜側ではサブストームにともなって、明瞭な空間構造を持ち激しく移動する共役吸収域が観測され、朝側から昼側にかけては、夜側と比較して空間構造が明瞭でない共役吸収域が観測されている。

朝側のCNAは、その原因となる高エネルギー電子の散乱機構を通じ、磁気圏の低エネルギープラズマに制御されていると考えられてきた。しかしこれまで、磁気圏でのプラズマ観測との比較による確認がなされておらず、CNAの発生機構を解明する上で重要な点が残されてきた。南極の昭和基地とアイスランドのチョルネスの共役観測点に設置されたイメージングリオメータ対(SIRACEシステム)、およびこれと共役な静止衛星によって、はじめてCNAと磁気圏プラズマの比較を行うことができるようになった。

一方夜側のCNAは、その微細な空間構造のため、南北半球での共役点の比較観測に適当な現象である。従来の研究は200km程度の空間分解能で行われ、吸収域の空間分布は仮定に頼る他なかったが、SIRACEによって、空間分解能20kmで直接吸収域の分布を確認して比較することが可能になった。

本研究では、これら一連の粒子降下にもなう2種類のCNA現象を扱う。次にその

概要を示す。

### 1.2.1 ドリフト CNA 現象の発生に対する磁気圏プラズマ密度構造の影響

SIRACE システムによって、朝側から午後にかけて数 10km 程度以上の空間構造をもち、数 100m/s で移動する吸収域がしばしば観測されている。移動方向は午前側では東向き、午後側では西向きであることが多く、数時間にわたって現象が繰り返し発生する。

このような午前側と午後側で移動方向が反転する吸収現象は、1960 年代後半の HARGREAVES (1967) 以来最近まで、いくつかの研究がなされてきた。その多くは、吸収域を形成する原因として、磁気圏の  $E \times B$  ドリフトで移動するコールドプラズマの高密度領域と、そこから散乱・降下してくる高エネルギー電子を仮定している。これまでに、磁気圏での電場強度の典型値からドリフト速度を推定したもの、地上で観測される磁場変動からドリフト速度を推定したもの等、吸収域の移動速度の推定が行われてきた。しかし、磁気圏でのプラズマ密度変動と CNA の変動を比較した研究は、これまでなされてこなかった。1993 年以降、SIRACE システムを通る磁力線近傍の赤道面で、LANL1990-095 静止衛星 (Los Alamos National Laboratory) が磁気圏プラズマの観測を行っている。本研究では、静止軌道衛星と SIRACE 観測点と組み合わせることで、今まで比較されてこなかった CNA と磁気圏プラズマを直接的に比較する。

### 1.2.2 共役点緯度の季節変化特性

SIRACE システムによって観測される夜側の CNA 画像には、オーロラ活動にともなって数 10km 以下の微細構造をもち、数 km/s で移動する吸収域がみられる。この現象の直後数 10 分程度で、次の不規則な空間構造が現れることが多い。

オーロラ帯での共役点の季節変動の観測的な解析は、1960 年代後半の HARGREAVES (1969a) 以来、十分に行われてきたとはいえない。彼は、共役観測点に設置された 5 本のブロードビームをもつリオメータで吸収域を観測し、緯度方向に 250km、経度方向に 320km の幅を仮定した 2 次元ガウス関数で吸収域の分布を近似する手法で統計解析を行った。彼の研究の後、1980 年代末にイメージングリオメータが開発され、吸収域の形状を直接観測できるようになった。SIRACE システムによる観測では、彼が扱ったものと同種と考えられる現象では、彼が仮定した規模の吸収域はあまりみられず、オーロラブレイクアップ

にともなうと考えられる，緯度方向に数 10km から 100km 程度の広がりをもつ吸収域がよくみられる．また，衛星による磁気圏の磁場観測が進み，新しい地磁気モデルが提案されてきた．本研究では，新しい観測装置 (イメージングリオメータ) によってより微細な空間構造を観測し，現象の形状を確認した上で統計解析を行う．また，モデルと観測の統計結果を定量的に比較することによって，観測から得られる共役点移動の平均像の妥当性の確認を行う．

本論文の第 2 章では，リオメータシステムの開発史を概観するとともに，電磁波伝搬の視点から CNA 現象について述べる．第 3 章では，本研究で使用する SIRACE システムについて説明を行う．第 4 章では，朝側の東向きに移動する吸収域の発生機構について，いくつかの観測例を用いて考察する．第 5 章では，真夜中付近における昭和基地の共役点緯度の季節変化特性を，統計的に明らかにする．第 6 章では本研究で得られた結論のまとめを行う．



## 第2章 CNA現象

オーロラにともなう電波の吸収は、APPLETON *et al.*(1933)によって発見された。彼らは中波および短波の電離層反射波の観測によって、オーロラや地磁気擾乱の発生時に反射波の減衰が大きいことを見出した。そしてその原因を、通常の紫外線による電離層よりも低い高度での、粒子降下による電離だと考えた。この考察は、現在でも有効である。すなわち、電波の吸収によって、間接的に電離層への粒子降下を観測できる。この吸収を観測する方法はいくつかあるが、本研究ではCNA(Cosmic Noise Absorption)を対象としている。

我々の銀河は可視光で観測できるだけでなく、銀河雑音(galactic noise, cosmic noise)として電波によっても観測できる。銀河雑音はJANSKY(1932)により短波帯の空電観測中に、恒星時にしたがって1日に2回雑音強度が上昇する現象として発見された。その後、銀河雑音の周波数分布、空間分布がさまざまな周波数、地域で行われてきた。電離層を透過して地上で観測される銀河雑音の強度は、地球の自転にともなう変動し、その日周変化は概して安定であることが知られている。銀河雑音自体の強度が変化するのは、天体の爆発など、希な現象である(関, 1954)。

このように、電離層上端に入力する銀河雑音は安定なので、地上で受信される銀河雑音の変動は、電離層の電波吸収特性の変動を表している。したがって、地上で観測された銀河雑音強度を、基準となる静穏時の値と比較することによって、降下粒子による電離層電離度の増大、その結果生じる吸収量の増加(CNA)を求めることができる。この観測装置をリオメータ(riometer, Relative Ionospheric Opacity meter, LITTLE and LEINBACH, 1959)と呼ぶ。

### 2.1 基準値(QDC)

上述のように、CNAを決定するためには、基準値として静穏時の銀河雑音強度の日変化曲線が必要である。この基準値を本論文では静穏日曲線(QDC, Quiet Day Curve)と

呼ぶ。QDCは、電離層を透過して地上で観測される銀河雑音の静穏時の値から決定する。リオメータによる観測が1950年代に開始されてしばらくの間は、与えられた期間(例えば1ヵ月)の静穏日の銀河雑音強度からQDCが決定されていた。

その後、多数の静穏日の銀河雑音強度を恒星時にしたがって重ねあわせ、恒星時毎の受信強度分布のヒストグラムから基準値を決める方法がとられるようになった。具体的には、雑音強度分布の上位から与えられた割合(例えば10%)の点をその恒星時における基準値にする方法(ARMSTRONG *et al.*, 1977)(図2.1a)、ヒストグラムの上側変曲点を値を採用する方法(ARMSTRONG *et al.*, 1977; KRISHNASWAMY *et al.*, 1985)(図2.1b)、各恒星時における最頻値を低次のフーリエ級数で近似して1日の曲線を求める方法(DREVIN and STOKER, 1990)(図2.1c)等がある。

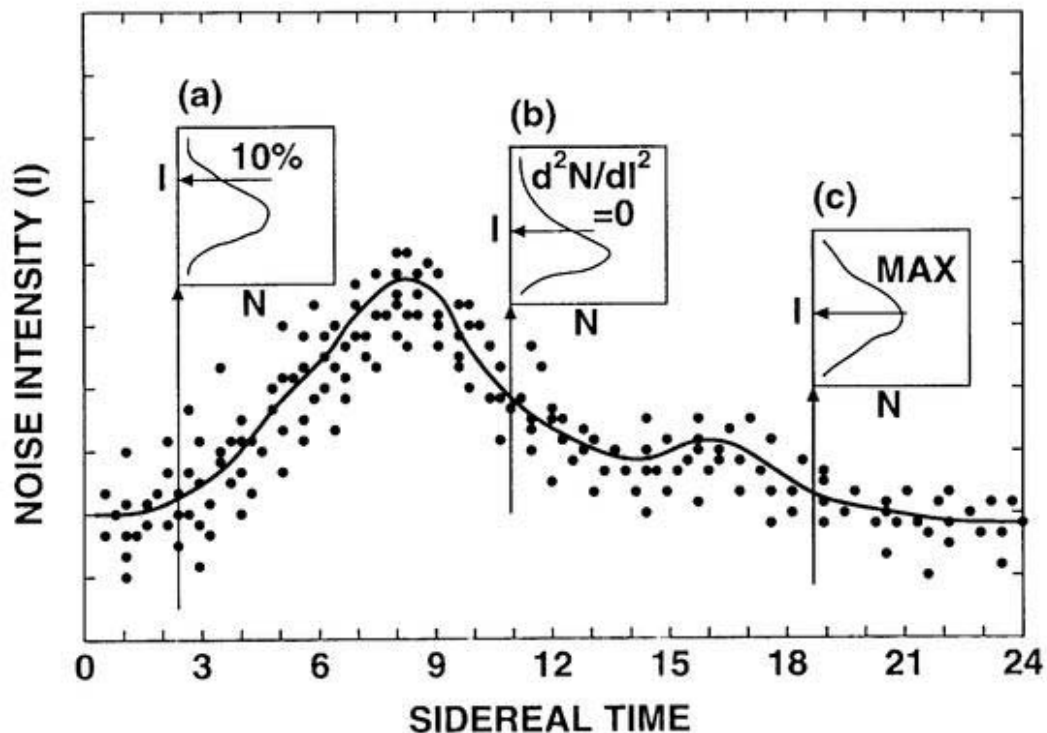


図 2.1 QDC の決定方法 QDC は、多数の静穏日の銀河雑音強度を恒星時にしたがって重ねあわせ、恒星時毎の受信強度  $I$  のヒストグラム  $N(I)$  から統計的に決定されることが多い。(a) 与えられた基準(図中では10%)の点が QDC より上になる点を QDC とする方法。(b) ヒストグラムの上側変曲点を QDC とする方法。(c) 最頻値の日変化を低次のフーリエ級数で近似し、QDC とする方法。

## 2.2 CNA現象の分類

CNAの観測が1950年代に開始されて以来、さまざまな研究が行われてきた。CNAは統計的には、緯度方向には可視オーロラで定義されるオーロラ帯のわずかに低緯度側で最も頻繁に発生し、経度(地方時)方向には真夜中前と昼前の時間帯で最も頻繁に発生する(HARTZ *et al.*, 1963; HOLT *et al.*, 1961; DRIATSKIY, 1966; HARGREAVES and COWLEY, 1967a)。また、夜側の吸収は時間的、空間的に比較的小さい構造を多く含み、昼側の吸収は比較的大きい構造を持っている。STAUNING (1996)はそれまでの研究から、極冠域およびオーロラ帯で観測されたCNA現象を分類した。ここでは、オーロラ帯で観測されたCNA現象を、本研究に即して分類し、説明する。

### 2.2.1 静穏時吸収

CNA観測が行われる30MHz程度の周波数では、静穏時にはD-E層高度での吸収率が最大になる。この高度での大気は、降下粒子がない静穏時でも太陽からの紫外線やX線によって電離されている。これによって生じる吸収の総量は比較的少ないが、太陽天頂角依存性をもっている。この静穏時吸収によって、CNA観測のQDCがきまる。

### 2.2.2 サブストーム成長相のオーロラ吸収

オーロラサブストームのオンセット以前に、静穏なオーロラアークに対応するとみられる非常に弱い吸収が観測されることがある。この吸収域は、徐々に低緯度側に移動し、1時間で200km程度移動することが多い(図2.2)。吸収強度は強いものでも1dB程度であり、通常は検出限界から0.5dB程度である。この吸収現象は両半球で良好な共役性をもって観測される。

### 2.2.3 サブストーム拡大相のオーロラ吸収

オーロラサブストームのオンセットから主相にかけて、真夜中付近で強い吸収が観測される(図2.3a)。この吸収の原因は、10-100keV程度のオーロラ電子によるD-E層の電離だと考えられている。可視オーロラとともに、激しい動きと強い吸収(数dB)が数分にわたって観測される。オンセット時に観測される吸収域は、東西方向に伸びた幅数

10km-100kmの帯状の構造を持ち、高度90kmで1-3km/s程度の速度で高緯度側に移動するものが多い。共役観測点では数分以内の時間差で対応する現象が観測される。本論文の第5章では、この現象を利用して共役点緯度の季節変化を求める。

#### 2.2.4 サブストーム回復相のオーロラ吸収

オーロラサブストームのオンセットにともなう吸収域が観測された後、複雑な空間構造をもった吸収域が、高緯度側から移動してくる(図2.3b)。この吸収の強度は数dBに達し、空間的な広がり数は数100km程度である。両半球で観測されることが多いが、空間的な構造が複雑で広範囲に広がっていることから、対応する構造を見出すことは困難である。

#### 2.2.5 低速で移動する朝側の吸収

午前側から昼過ぎにかけて、100km程度の空間構造をもった吸収域の移動が観測される(図2.4)。この吸収域の移動方向は午前側では東向き、午後側では西向きである。移動速度は数10m/sから1000m/s程度までばらついているが、典型的には200m/s程度である。この吸収現象の直接的な原因は、サブストーム時に閉じた磁力線の領域に発生した高エネルギー電子が東向きにドリフトしてくるためだと考えられている。この高エネルギー電子の一部がD-E層高度まで降下、大気を電離してこの吸収を起こす。

しかし、観測された吸収域の移動速度は高エネルギー電子そのもののドリフト速度(40keVの電子のgrad-Bおよびcurvatureドリフトを考慮した場合、電離層高度で約1km/s)より、むしろコールドプラズマの電場ドリフト速度(電離層高度で10mV/mの電場を仮定した場合、約200m/s)に近い(HARGREAVES, 1970; KIKUCHI and YAMAGISHI, 1990; KIKUCHI et al, 1990)。このことから、波動-粒子相互作用による高エネルギー電子の散乱を通じて、磁気圏コールドプラズマ構造が電離層に投影されていると考えられている。本論文の第4章では、この現象と磁気圏プラズマとの比較を通じて、このCNA現象の発生機構について考察する。

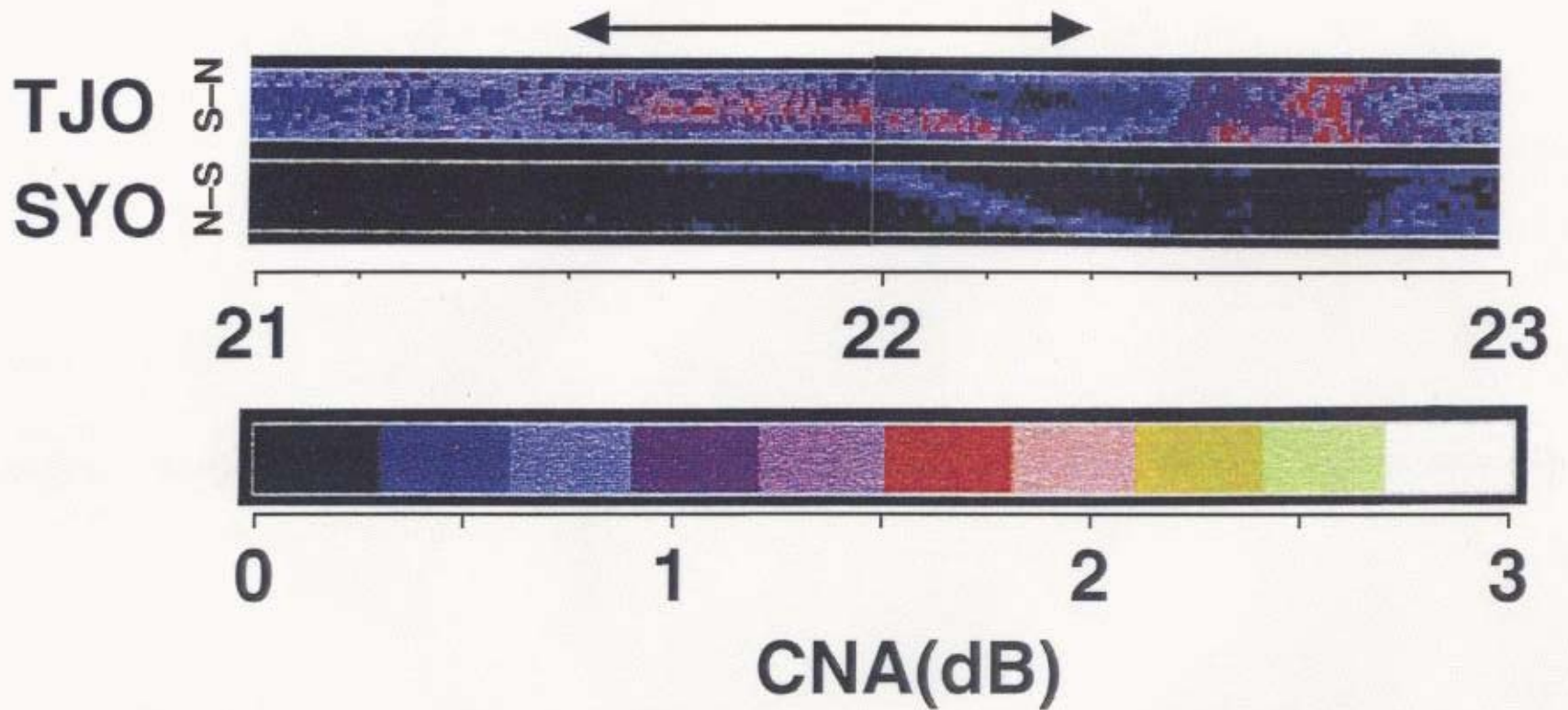


図 2.2 サブストーム成長相のオーロラ吸収 サブストームのオンセット前に、低緯度側に移動する弱い吸収域が観測されることがある。この吸収域の共役性は良好である。図は、22UT頃(矢印)に両半球で観測された吸収画像の南北断面であり、横軸が時間(UT)、上が高緯度(幅 200km)になっている。色は吸収強度を表している。

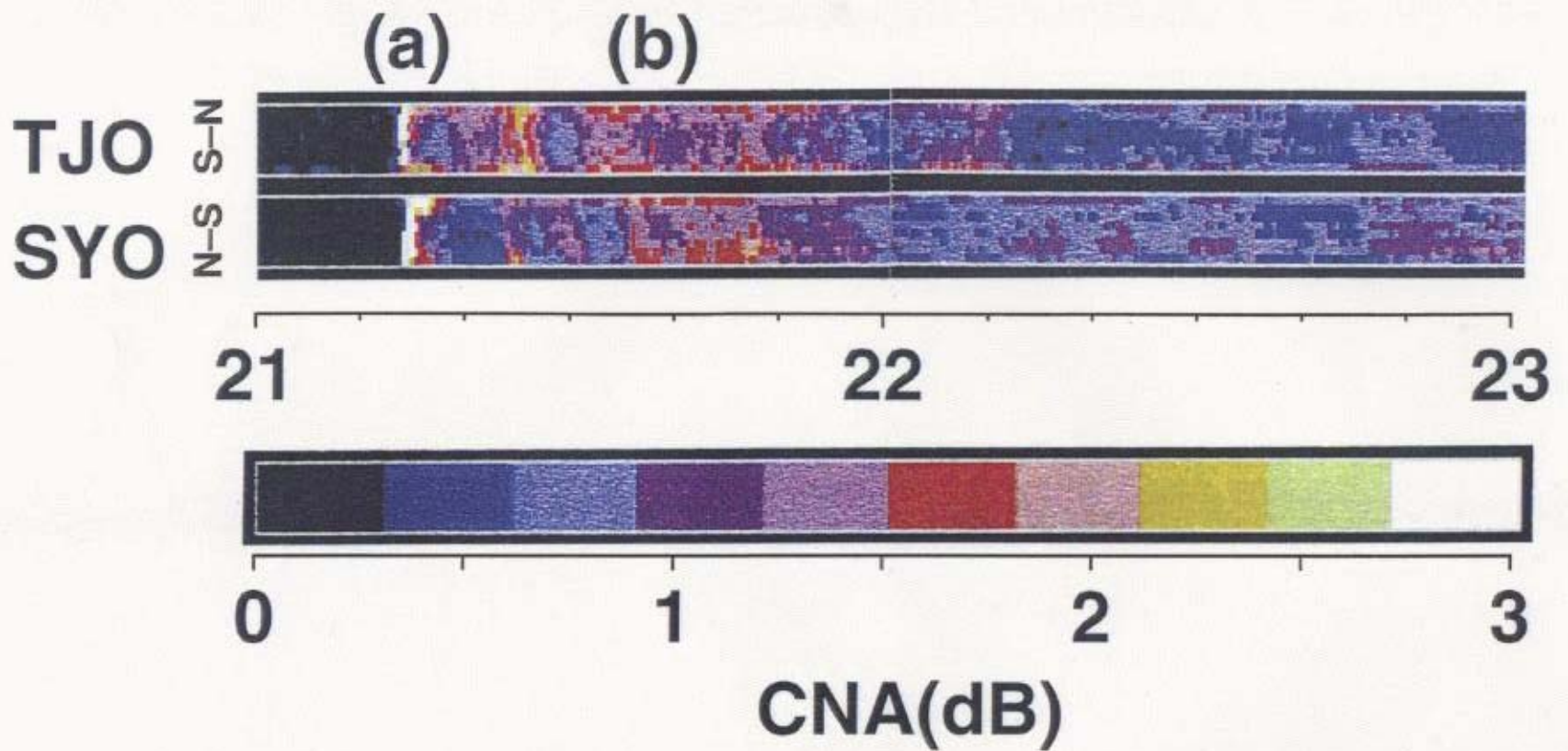


図 2.3 サブストーム拡大相, 回復相のオーロラ吸収 拡大相では, 数 km/s で高緯度側に移動する, 東西に伸びる帯状の強い吸収域 (a) が観測される. この現象の共役性は, 数分以内の時間差を考慮した場合, 良好である. 回復相では, 広範囲にわたって複雑な空間構造をもつ吸収域が, 高緯度側から移動してくる (b). この現象の発生についての共役性は良好であるが, 吸収域が広範囲にわたるパッチ構造を持つため, 個々の構造の対応ははっきりしない. 図は, 21UT 頃に両半球で観測された吸収画像の南北断面であり, 横軸が時間 (UT), 上が高緯度 (幅 200km) になっている. 色は吸収強度を表している.

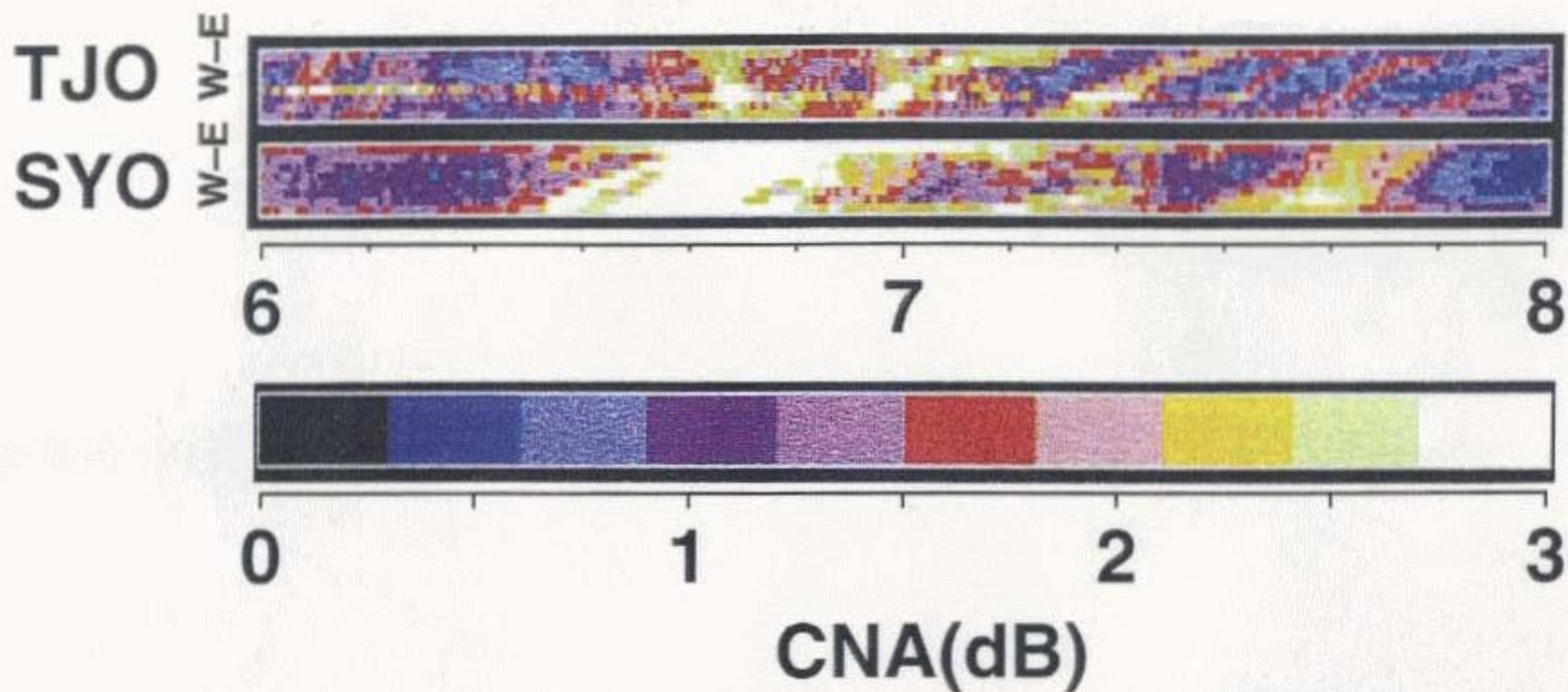


図 2.4 低速で移動する朝側の吸収 午前側から昼過ぎにかけて、吸収域の移動が観測される。移動方向は、午前側では東向き、午後側では西向きであり、典型的な速度は高度 90km で 200m/s である。このことから、磁気圏コールドプラズマの電場ドリフトとともに移動するピッチ角散乱領域が存在し、夜側から注入された高エネルギー電子がそこで散乱され、電離層高度まで降下して CNA を発生させると考えられている。図は、7UT 頃に両半球で観測された吸収画像の南北断面であり、横軸が時間 (UT)、上が東 (幅 200km) になっている。色は吸収強度を表している。

## 2.3 電離層での吸収量

### 2.3.1 アップルトン-ハートレーの式

電離層での吸収は、電子の運動を考慮したプラズマの複素屈折率を表現する APPLETON-HARTREE の式でよく表現される。観測周波数を固定した場合、電離層を通過する電波の単位長さあたりの吸収量は、電子密度および電子衝突周波数にほぼ比例する。衝突を考慮する場合の APPLETON-HARTREE の式は、次式で与えられる。

$$n^2 = 1 - \frac{X}{(1 - jZ) - \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2(1 - X - jZ)} \pm \sqrt{\left[ \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2(1 - X - jZ)} \right]^2 + Y^2 \cos^2 \theta}} \quad (2.1)$$

$$= (n_r + jn_i)^2$$

$$X = \omega_p^2 / \omega^2$$

$$Y = \Omega / \omega$$

$$Z = \nu / \omega$$

$$\omega = 2\pi f \quad \text{観測角周波数}$$

$$\omega_p = \sqrt{Nq^2 / \epsilon_0 m} \quad \text{電子プラズマ角周波数}$$

$$\Omega = \frac{eB}{m} \quad \text{電子サイクロトロン角周波数}$$

$\nu$  : 電子衝突周波数 (下部電離層では、電子-中性大気だけでよい。)

ここで右辺分母の複号は、正常波に対して正号、異常波に対して負号をとる。電離層を電波が通過する際に受ける損失は、上式で与えられる複素屈折率から減衰定数  $\alpha$  [Np/m] を求め、これによる単位長さあたりの損失  $20 \log_{10} \exp(\alpha) = 8.686\alpha$  [dB/m] を通路に沿って積分することで計算できる。減衰定数  $\alpha$  および位相定数  $\beta$  は、波数  $k = k_0(n_r + jn_i)$  を用いた  $r$  方向に伝播する波の式の空間変化から定義される。

$$\begin{aligned} e^{j(\omega t - kr)} &= e^{j\omega t} e^{k_0 n_i r - j k_0 n_r r} \\ &= e^{j\omega t} e^{-(\alpha + j\beta)r} \end{aligned}$$

$$\alpha = -k_0 n_i \quad (2.2)$$

$$\beta = k_0 n_r \quad (2.3)$$



本研究では、30MHzの電波を扱っているので伝搬経路はほとんど直線と考えられ、屈折に関係する位相定数 $\beta$ は考慮しなくてよい。

### 2.3.2 吸収量のモデル計算

ここでは、磁場の値を一定と仮定して、静穏時および擾乱時の吸収の高度分布および吸収量を計算する。電離層吸収量を計算するためには、電子密度および衝突周波数の高度分布が必要になる。これらは、IRI95電離層モデル(BILITZA, 1995)とMSISE90大気モデル(HEDIN, 1991)の組み合わせ(静穏時)、ロケット観測(EJIRI, 1988)とMSISE90大気モデルの組み合わせ(擾乱時)、によってそれぞれ求められる。

#### 衝突周波数

衝突周波数 $\nu_M$ の計算式として、THRANE and PIGGOTT (1966)を用いた。

$$\nu_M = [1.11 \times 10^{-7}N(N_2) + 7 \times 10^{-8}N(O_2)]u \quad (2.4)$$

ここで、 $N(N_2)$ は窒素ガス密度 [ $/\text{cm}^3$ ],  $N(O_2)$ は酸素ガス密度 [ $/\text{cm}^3$ ],  $u$ は電子エネルギー [eV]である。ただし、大部分の吸収が発生する下部電離層では、衝突周波数はほとんど電子-中性大気衝突周波数と等しいので、電子-イオン衝突周波数は無視する。計算では、ガス密度はMSISE90モデルで与えられ、電子エネルギー $u$ は電子温度から求められる。電子速度がマクスウェル分布で表されることを考慮した実効衝突周波数 $\nu_{eff} = c\nu_M$ の比例定数 $c$ は、 $\nu_M$ が十分小さい上部電離層では2.5に、 $\nu_M$ が十分大きい下部電離層では1.5にそれぞれ近づく。

#### 静穏時吸収量の計算結果

観測周波数30MHzで磁場を無視した場合の、吸収率 $A[\text{dB/km}]$ (減衰率 $\alpha$ , 式2.2)および高度積分した吸収量 $T$ の高度分布を図2.5-2.6に示す。計算は昭和基地について、夏の真昼(図2.5)、冬の真夜中(図2.6)に対して行われた。電子密度と電子温度はIRI95モデルから得られた値をそのまま使用している。ただし、IRI95モデルによる電子温度が与えられない120km以下の低高度では、電子温度は中性大気温度に等しいと仮定してMSISE90モデルの中性大気温度を使用した。図から、吸収率のピークはE層、D層に対応していることがわかる。また、夏と冬の日照条件に対応して、全高度で夏の電子密度が高く夏の静

穏時吸収が大きいことや、D領域の電子密度に大きな差があり、低高度での吸収ピークは夏にだけみられることがわかる。計算上の静穏時吸収の季節変化は、0.2dB程度である。

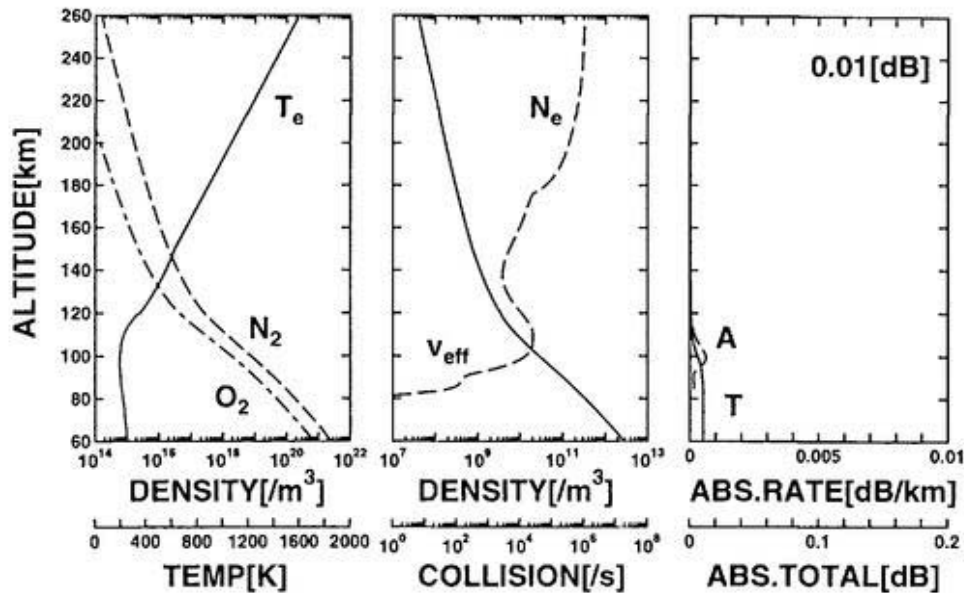


図 2.5 夏季の日中における静穏時吸収(昭和基地上空) 30MHzの電波が静穏な電離層を突き抜けるときに受ける吸収量の高度分布のモデル計算。電離層モデルとして IRI95(電子密度, 高度 120km 以上での温度), 中性大気モデルとして MSISE90(中性大気密度, 高度 120km 以下での温度)を用いた。左図は中性大気密度 ( $N_2$ ,  $O_2$ ) および電子温度 ( $T_e$ , 120km 以下は中性大気温度で代用), 中図は左図から求められた実効衝突周波数 ( $\nu_{eff}$ ) および電子密度 ( $N_e$ ), 右図は中図から求められた電波の吸収率 ( $A$ ) および高度積分された吸収量 ( $T$ ) を表している。太陽紫外線によって D 層が明瞭に形成されており, 吸収量にその影響が現れている。

### 擾乱時吸収量の計算結果

上のモデル計算と同様に, オーロラ活動にともなって打ち上げられたロケットで観測された電子密度および電子温度 (EJIRI, 1988) と, これらに対応する時刻における MSISE90 による中性大気密度を用いて, 擾乱時の吸収量を計算する。ただし, 観測値が与えられていない高度では, モデル計算による電子密度および電子温度を使用する。このとき, 観測値と計算値が接点で連続になるように, 計算値に一定の係数を乗じた。

吸収量の計算結果とともに, 地上の標準リオメータで観測された吸収量を示す。ただし, ロケット観測は機体周辺の局所的な値を示し, リオメータ観測は半値幅  $60^\circ$  の視野内の積分値を示すことから, 値の比較は目安程度の意味をもつにとどまる。

1984年4月4日に活発なオーロラアークに向けて打ち上げられた, S-310JA-8号機で

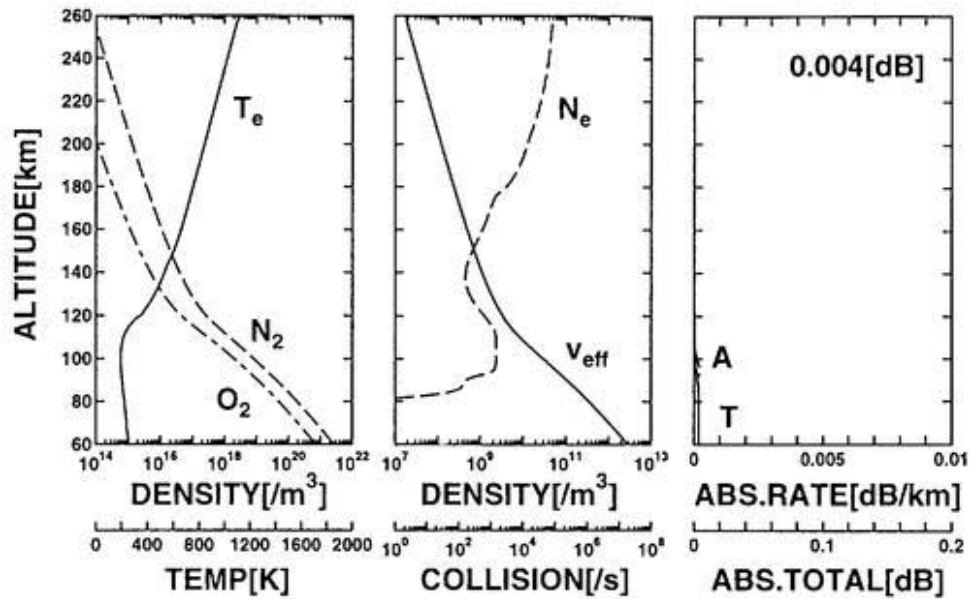


図 2.6 冬季の夜間における静穏時吸収 (昭和基地上空) 日照がないため、太陽紫外線による電離が起きない。このため D 層が形成されず、ほとんど吸収を受けない。

の観測から求められた吸収分布を、図 2.7 に示す。高度 85km 以下の電子密度および 90km 以下の電子温度はモデル値である。吸収率の極大は高度 80km のやや上にあり、全体の吸

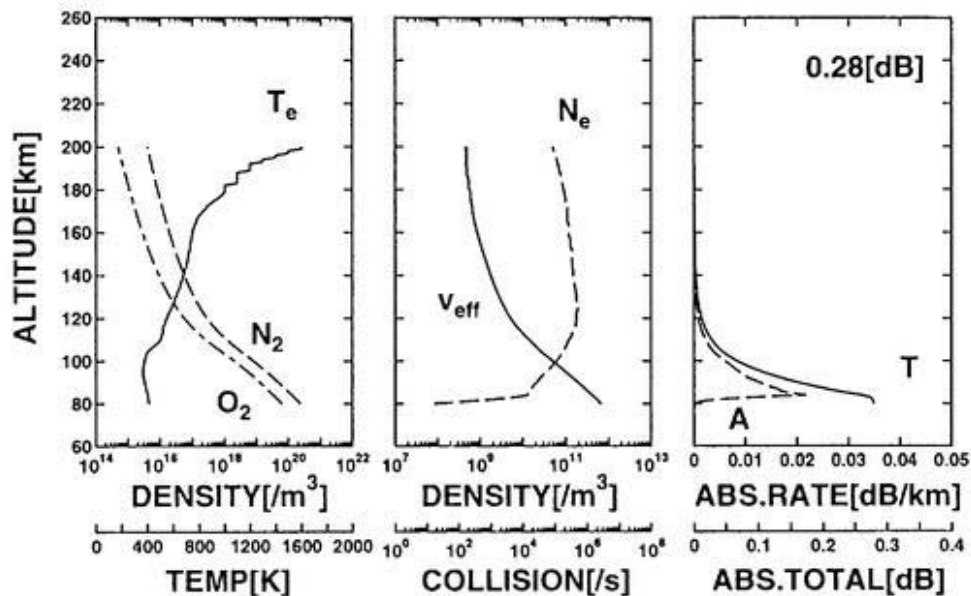


図 2.7 活発なオーロラアークにともなう吸収 (昭和基地上空) 高度 80km 付近に単一の吸収層がみられる。ロケットによる観測値は、電子温度  $T_e$  (高度 90-200km)、電子密度  $N_e$  (高度 85-200km)。下部電離圏では、ロケットの軌道はオーロラの外にあった。

吸収量は約0.3dBと計算される。観測されたCNAは約1dBであった。地上で観測された吸収量に対して、ロケット観測に基づく吸収量の計算値は1/3程度になっている。これは、このロケットの軌道が電離層D-E領域でオーロラアークから外れていたため、下部電離層での電子密度の観測値が低くなり、計算上このような小さい吸収量になったと考えられる。ONDA *et al.* (1998)は、このロケットが、高度200kmのオーロラ内部で観測した100eV-18keVの降下電子束から、高度200km以下での電子密度を推定した。彼らの推定では、オーロラ下部の高度100km付近の電子密度は $8-9 \times 10^{11}/\text{m}^3$ に達していたはずである。彼らの計算ではエネルギーの上限が18keVなので、高度90km以下の電子密度は急減している。この推定に基づいて、高度90km以上で生じる吸収量を計算したのが図2.8である。吸収量は約1.7dBになった。

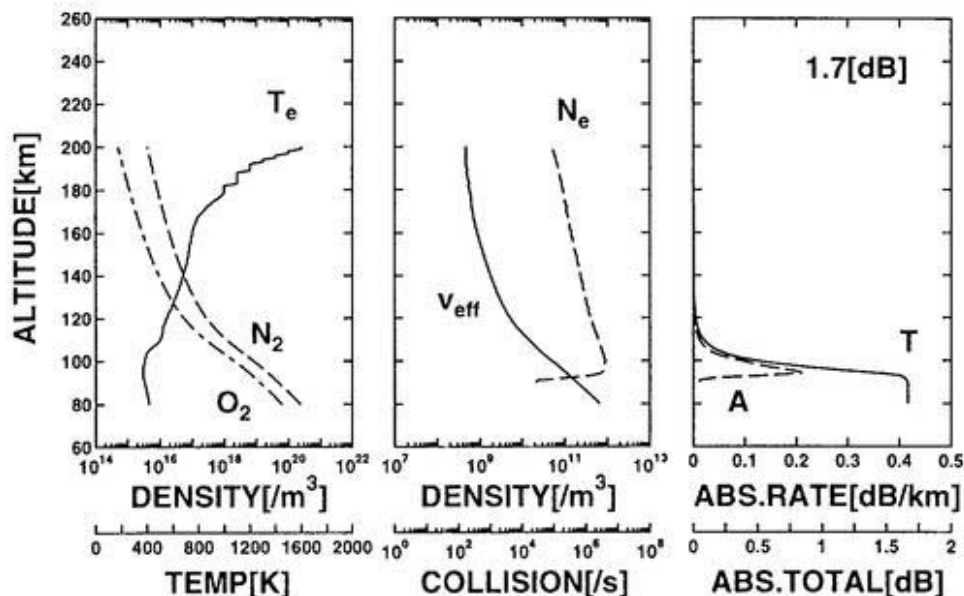


図 2.8 活発なオーロラアークにともなう吸収(昭和基地上空) 高度200kmでの電子束から推定された電子密度分布(ONDA *et al.*, 1998)を用いて、前図の例を再計算した。下部電離層での電子密度が前図よりも増大しているため、吸収量が増大した。

1984年5月3日にブレイクアップ前の静かなオーロラアークに向けて打ち上げられた、S-310JA-9号機について、同様の結果を図2.9に示す。高度100km以下の電子温度はモデル値である。高度90km付近の電子密度の変化にともなって、吸収率の変化が生じている。全体の吸収量は0.2-0.3dBと計算され、実際の観測値は0.4dBであった。1984年5月28日に全天に広がるディフューズオーロラに向けて打ち上げられた、S-310JA-10号

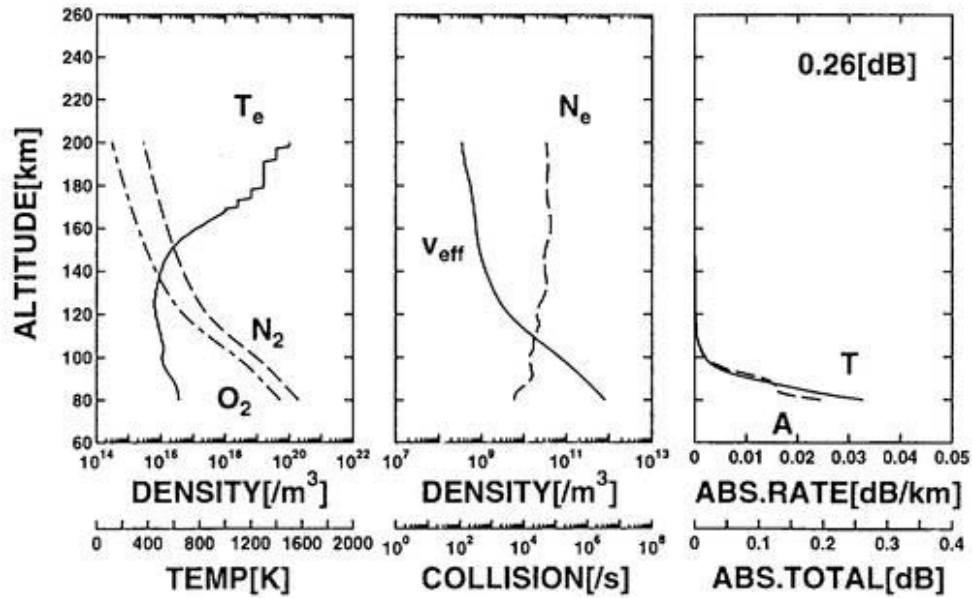


図 2.9 静かなオーロラアークにともなう吸収量 (昭和基地上空) 高度 90km 付近の電子密度の変化にともなって、吸収率の変化が生じている。ロケットによる観測値は、電子温度  $T_e$  (高度 80-200km), 電子密度  $N_e$  (高度 100-200km)。

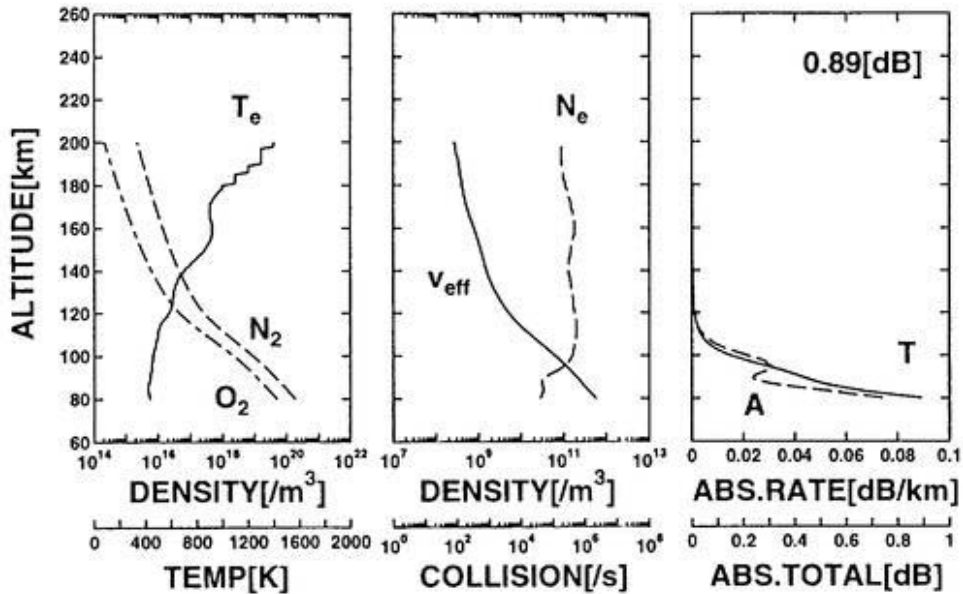


図 2.10 ディフューズオーロラにともなう吸収量 (昭和基地上空) E および D 領域の電子密度に明瞭な層構造がみられ、これに対応する吸収層が形成されている。ロケットによる観測値は、電子温度  $T_e$  (高度 80-200km), 電子密度  $N_e$  (高度 85-200km)。

機について、同様の結果を図 2.10 に示す。高度 85km 以下の電子温度はモデル値である。高度 80-90km の D 層および 100km 付近の E 層の電子密度によって、吸収率に明瞭な 2 つの極大がみられる。全体の吸収量は約 0.9dB と計算され、観測値は約 1dB であった。現象の空間的な広がりが大きかったため、ロケットによる局所的な観測値と、ブロードビームリオメータによる広範囲の平均的な観測値が比較的良好に一致したと考えられる。

## 2.4 リオメータ

これまでに行われてきた、下部電離層の状態 (特に電波の吸収) を観測する代表的な方法には、以下のものがある (HUNSUCKER, 1991)。

- (1) パルス波または連続波を打ち上げ、反射波の減衰量を観測する。
- (2) 銀河電波の吸収量 (CNA) を観測する。
- (3) 短波または中・長波回線の伝播損失を観測する。
- (4) 中波帯の電波を打ち上げ、分反射波を観測する。

以下では、第 2 項の CNA を観測する装置であるリオメータの開発の経過と、それによって得られた成果について述べる。リオメータは、受信系だけで観測系が構成されるという、他の系にはない特徴を備えており、多点観測、無人観測に適した方法といえる。

一方、下部電離層への降下粒子の観測という観点からは、CNA の観測周波数は短波帯上部から超短波帯下部であるため、オーロラの光学観測のような高空間分解能の観測を行うためには、巨大なアンテナが必要になる欠点がある。例えば、30MHz で  $1^{\circ} \times 1^{\circ}$  の角度分解能 (半値幅) を得るためには、およそ 500m 四方の開口面が必要になる。その反面、観測対象が電波強度なので、日照や天候によらず年間を通じて連続観測ができる利点がある。この点は、共役観測装置として非常に有利である。

### 2.4.1 標準リオメータ

SHAIN (1951) は、1949 年にオーストラリアの Hornsby で 18.3MHz での銀河雑音を観測し、電離層擾乱の影響が少ない条件下 ( $F_2$  層臨界周波数  $f_oF_2 < 9\text{MHz}$ ) での銀河雑音の分布を求めた。その後、MITRA and SHAIN (1953) は Hornsby で CNA 観測を行い、CNA

の日周変化, 季節変化, F2層臨界周波数との関係を示した. その後この方法は普及し, 専用の高安定度受信機はリオメータ (riometer, Relative Ionospheric Opacity meter) と呼ばれた (LITTLE and LEINBACH, 1959). 初期の CNA 観測は, スタックトダイポールや単純な八木アンテナで構成された, 半値幅  $60^\circ$  程度の単一ブロードビームアンテナで行われており, このシステムは標準リオメータと呼ばれる (図 2.11). 標準リオメータによる多点観測によって, CNA の全地球的な分布や, 地磁気活動にともなう変化等が明らかになった.

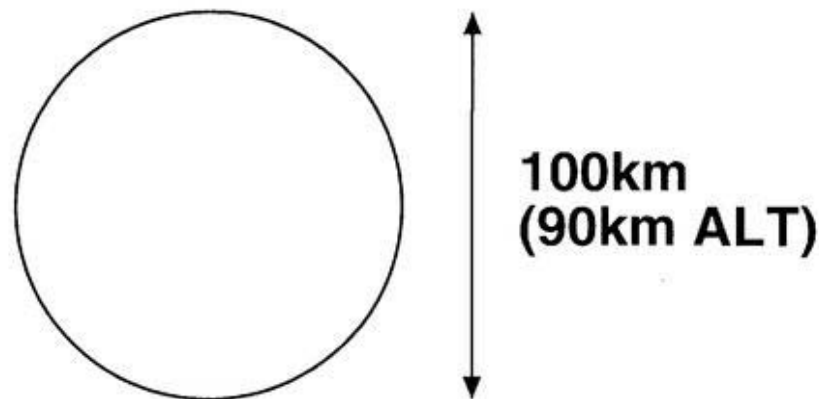


図 2.11 標準リオメータの視野 スタックトダイポールや単純な八木アンテナを使用して, 鉛直上方に半値幅  $60^\circ$  程度の単一ビームを形成する. 図は, 高度 90km に投影された視野 (半値幅  $60^\circ$ ) を表している.

#### 2.4.2 マルチビームリオメータ

ECKLUND and HARGREAVES (1968) は, コーナリフレクタアンテナで構成された, 天頂 (半値幅  $64^\circ$ ), 東西南北 (天頂角  $45^\circ$ , 半値幅  $45^\circ$ ) の 5 ビームリオメータを共役観測点に設置した (図 2.12). HARGREAVES (1969a-c, 1970, 1971) は, このシステムによって観測された CNA の共役性を, 2次元ガウス関数で近似された吸収域モデルを使って統計的に解析し, 共役点位置や吸収強度比の日変化, 季節変化, 惑星間空間磁場との関係を明らかにした. また, 電場ドリフトによるとみられる吸収域の移動をこのリオメータで観測

し、移動速度の日変化パターンを示した。

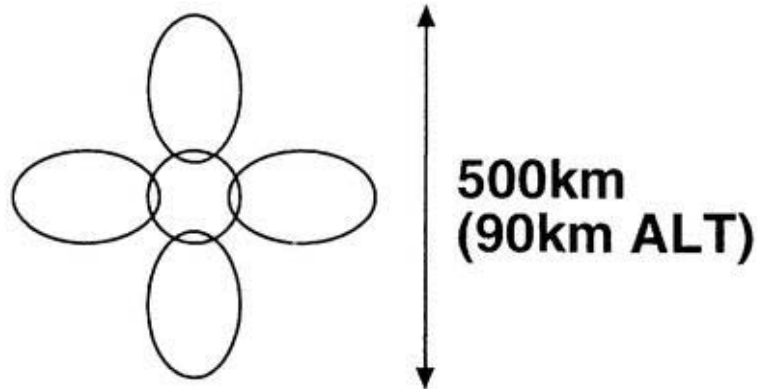


図 2.12 マルチビームリオメータの視野 コーナリフレクタアンテナで斜め方向のビームを形成する。図は、高度 90km に投影された視野 (天頂:半値幅  $64^\circ$ ，東西南北:半値幅  $45^\circ$ ) を表している。

### 2.4.3 ナロービームリオメータ

NIELSEN and AXFORD (1977) は、同軸ケーブルによるコリニアアンテナ (BALSLEY and ECKLUND, 1972) アレーで半値幅約  $16^\circ$  のペンシルビームを構成し、天頂付近を観測するリオメータを開発した (図 2.13)。彼らはこれと標準リオメータを併用することによって、夕方-夜の時間帯で地磁気変動とともに観測される吸収域が、50km 程度の構造を含んでいることを示した。

### 2.4.4 マルチナロービームリオメータ

NIELSEN (1980) は、直交する同軸コリニアアレーと、各アンテナ素子からの信号に位相勾配を与えて特定の方向にビームを形成する移相器である Butler マトリクス (BUTLER, 1960; Moody, 1964) を組み合わせて、東西および南北の子午面内に各 16 本の半値幅  $8^\circ$  のペンシルビームを構成し、そのうち天頂、南、北、東の 4 点を記録するリオメータを開発



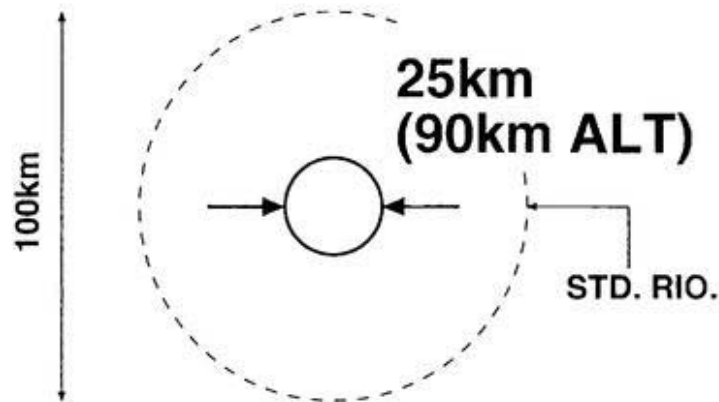


図 2.13 ナロービームリオメータの視野 同軸コリニアアレーで鉛直上方にペンシルビームを形成する。図は、高度 90km に投影された視野 (半値幅 16°) を表している。

した (図 2.14)。彼は、このリオメータでオーロラ吸収現象の空間構造、動きを観測し、幅 10-50km、長さ 400km 以上のリボン状の吸収域が、300-3000m/s で極方向に移動する、という現象像を示した。

#### 2.4.5 掃天型リオメータ

YAMAGISHI *et al.* (1989) は、直交する同軸コリニアアレーと遅延線によって、NIELSEN (1980) の発展型といえる掃天型リオメータを開発した。このシステムは、半値幅 13° の東西 11 本、南北 11 本のペンシルビームを天頂角 30° の範囲で 6° 刻みに観測した (図 2.15)。彼らは、高空間分解能の CNA 観測と、掃天フォトメータによる可視オーロラの空間分布を比較した。このリオメータを使用して KIKUCHI *et al.* (1990), KIKUCHI and YAMAGISHI (1990) は HARGREAVES (1970) と同様の吸収域の移動を観測し、吸収域の移動と地磁気変動から推定された電離層電場によるドリフト速度とがほぼ一致することを示した。

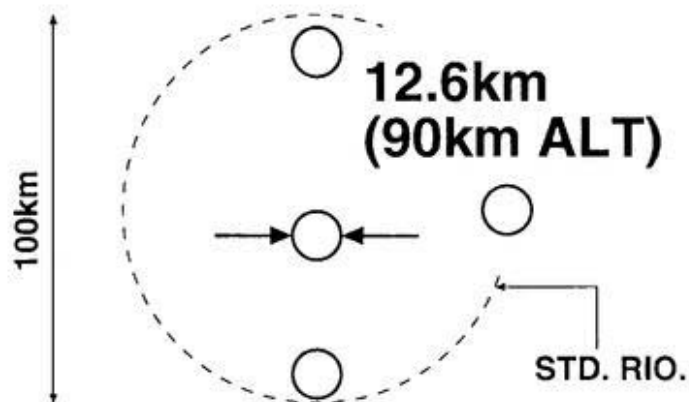


図 2.14 マルチナロービームリオメータの視野 直交する同軸コリニアアレーと Butler マトリクスで子午面内に多くのペンシルビームを形成し、そのうちの 4 本を記録する。図は、高度 90km に投影された視野 (天頂, 東, 南, 北:半値幅 8°) を表している。

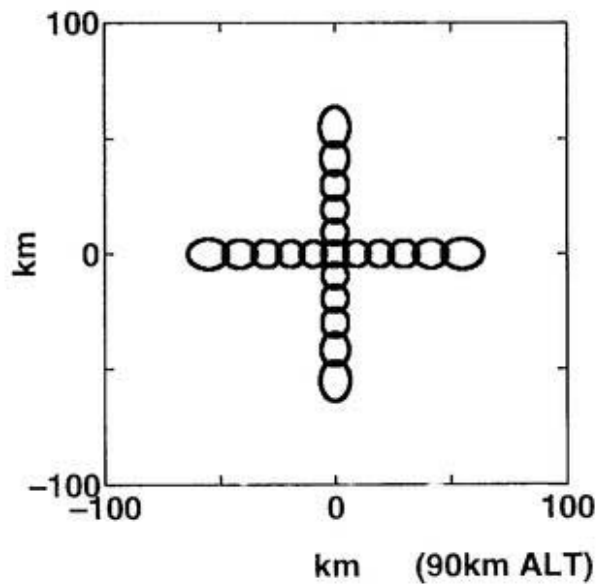


図 2.15 掃天型リオメータの視野 直交する同軸コリニアアレーと遅延線で東西, 南北の子午面内に各 11 本のペンシルビームを形成する。図は、高度 90km に投影された視野 (半値幅 13°) を表している。

## 2.4.6 イメージングリオメータ

DETRICK and ROSENBERG (1990) は、2次元ダイポールアレーと2次元Butlerマトリクスによって、吸収域を7×7画素の画像として観測するイメージングリオメータ (IRIS, Imaging Riometer for Ionospheric Studies) を開発した (図 2.16). このシステムは、吸収層高度で一辺約200kmの正方形に近い視野をもち、空間分解能は天頂付近で約20kmである. イメージングリオメータにより吸収域の形状、移動が直接観測できるようになった. これに続いて、山岸等 (1992) は、8×8ビームイメージングリオメータを開発し、共役観測点であるアイスランドのチョルネスと南極の昭和基地に設置した. また、NISHINO *et al.* (1993) は、昼側ではカस्प領域、夜側では極冠域を観測できる、北極圏のニーオルスンに設置した. 多点観測用に、空間分解能を4×4に下げたイメージングリオメータも開発された (図 2.17). また、MURAYAMA *et al.* (1997) は16×16ビームイメージングリオメータをアラスカに設置した (図 2.18). 他にも、乗算アレーアンテナを用いた32×32ビームイメージングリオメータ (NIELSEN and HAGFORS, 1997) が構想されている (図 2.19).

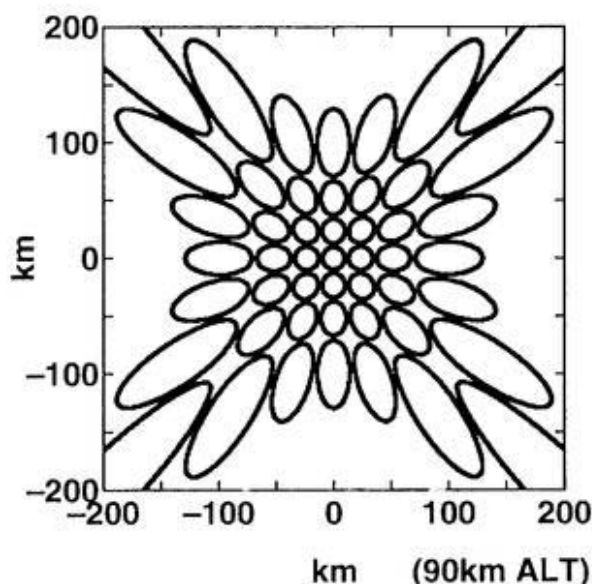


図 2.16 7×7ビームイメージングリオメータの視野 2次元ダイポールアレーと2次元Butlerマトリクスによって、2次元に配列する49本のペンシルビームを形成する. 図は、高度90kmに投影された視野を表している.

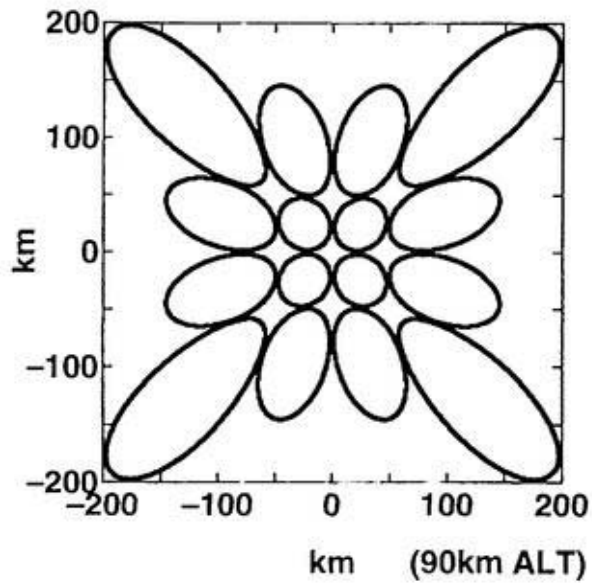


図 2.17 4×4 ビームイメージングリダの視野

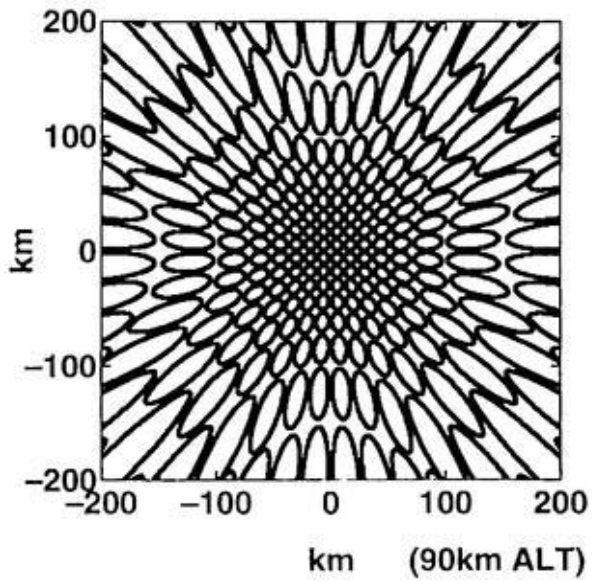


図 2.18 16×16 ビームイメージングリダの視野

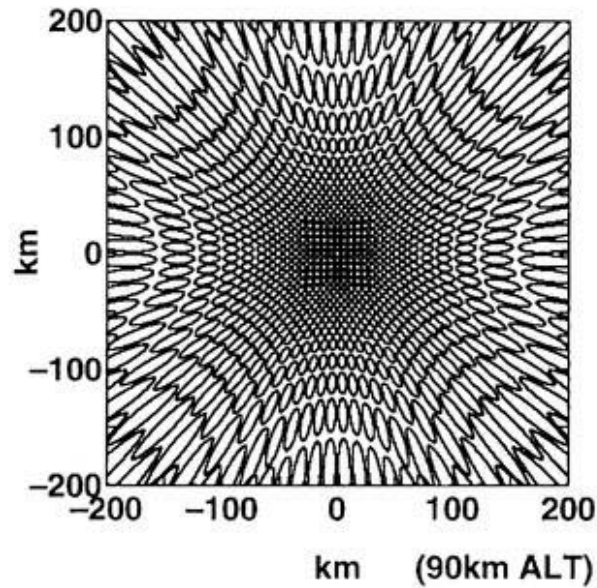


図 2.19 32×32 ビームイメージングリオメータの視野 (計画中) 直交する 1 次元ダイポールアレー, Butler マトリクスおよび相関処理によって, 2 次元に配列する 800 本のペンシルビームを形成する. アンテナが 1 次元配列で済むため, 空間分解能に対してアンテナ建設は容易になる. 図は, 高度 90km に投影された視野を表している.

#### 2.4.7 共役イメージングリオメータ

共役観測についてみると, 山岸等 (1992) は, オーロラ帯の共役観測点であるアイスランドのチョルネスと南極の昭和基地に 8×8 画素のイメージングリオメータを設置し, このシステムを SIRACE(Syowa-Iceland Radiowave Absorption Conjugacy Experiment, Yamagishi *et al.*, 1998) と名付けた (図 2.20). 本研究では, SIRACE システムによって観測された CNA 現象を使用している.

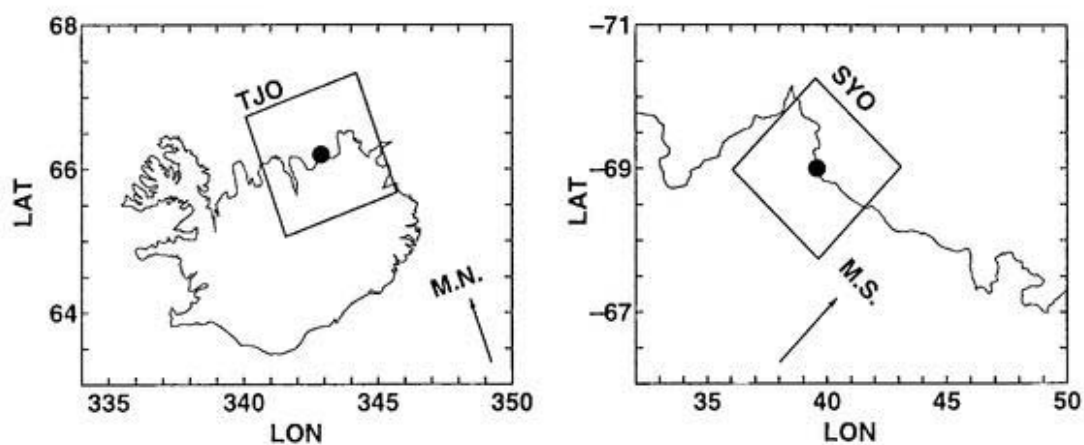


図 2.20 SIRACE の視野 共役観測点である、アイランドのチョルネス(左)と、南極の昭和基地(右)に、8×8ビームイメージングリオメータが設置された。このシステムは、SIRACE(Syowa-Iceland Radiowave Absorption Conjugacy Experiment)と呼ばれる。図中の正方形は、高度 90km に投影された各イメージングリオメータの視野の概形を表している。

## 2.4.8 イメージングリオメータの多点化

現存する、あるいは計画中のイメージングリオメータは表 2.1 のとおりであり、リオメータの開発は多点化、広視野・高分解能の方向に向かっている。

表 2.1 現存および計画中のイメージングリオメータ

STATION	LOCATION	LATITUDE	LONGITUDE	INSTALLATION	BEAM
Danmarkshavn	Greenland	76.77N	341.37	1992	64
Ny Alesund	Svalbard	78.92N	11.92	1991	64
Longyearbyen	Svalbard	79.00N	15.00	1995	64
Sdr.Stromfjord	Greenland	66.99N	309.05	1989	49
Iqaluit	Canada	63.80N	291.40	1992	49
Tjornes	Iceland	66.20N	342.90	1990	64
Tromso	Norway	69.70N	19.20	-	800
Husafell	Iceland	64.67N	333.97	1998	64
Kilpisjarvi	Finland	69.05N	20.79	1994	49
Poker Flat	Alaska	65.13N	212.52	1995	256
Sodankyla	Finland	67.37N	26.63	-	64
Gulkana	Alaska	62.88N	214.85	-	164
Gulkana	Alaska	62.88N	214.85	1994	16
Halley	Antarctica	75.52S	333.37	-	49
Vesleskarvet	Antarctica	71.66S	357.17	-	64
Syowa	Antarctica	69.00S	39.35	1992	64
Sanae	Antarctica	70.32S	357.58	1991	16
AGO/P2	Antarctica	85.67S	313.62	1992	16
AGO/P3	Antarctica	82.00S	47.50	-	16
South Pole	Antarctica	90.00S	-	1988	49
Davis	Antarctica	68.58S	79.97	-	49
Zhongshan	Antarctica	69.37S	76.38	-	64
McMurdo	Antarctica	77.85S	166.6	-	16
AGO/P4	Antarctica	82.00S	97.20	1994	16
AGO/P5	Antarctica	76.70S	89.20	-	16
AGO/P1	Antarctica	83.90S	130.10	1994	16
AGO/P6	Antarctica	74.10S	128.80	-	16

## 第3章 SIRACEシステム

### 3.1 昭和-アイスランド 共役観測点

オーロラ帯では、北極圏の大部分は海であること、南極圏では南極大陸があるものの大部分は海上に位置していることから、共役観測点は限られている。そうした中で、昭和基地とアイスランドはオーロラ帯に位置する貴重な共役観測点である。両観測点の位置を図 3.1 に、両観測点の地磁気パラメータを表 3.1 に示す。本研究での地上観測は、昭和

表 3.1 SIRACE 観測点の位置および地磁気パラメータ

観測点	昭和 (SYO)	チョルネス (TJO)
地理緯度 (°N)	-69.00	66.20
地理経度 (°E)	39.58	342.88
磁気緯度 (°N) <sup>1,2</sup>	-66.24	66.68
磁気経度 (°E) <sup>1,2</sup>	71.72	73.29
L 値	6.16	6.38
全磁力 (nT) <sup>2</sup>	42140	50050
偏角 (°) <sup>2</sup>	-47.6	-18.8
伏角 (°) <sup>2</sup>	-65.0	76.8

<sup>1</sup> 補正磁気座標 (高度 90km)

<sup>2</sup> IGRF1995

基地およびチョルネスで行われた。チョルネスは、国立極地研究所がアイスランドに設置した観測点の1つで、アイスランド北部に位置している。両観測点では、定常観測として地磁気3成分、VLF自然電波、CNA等を行っている。本研究で使用するイメージングリオメータは、チョルネスには1990年、昭和基地には1992年に設置された(山岸等, 1992)。昭和およびチョルネスに設置されたイメージングリオメータは、ハードウェア構成が若干異なるが、得られるデータはサンプリング間隔以外はほとんど同等である。



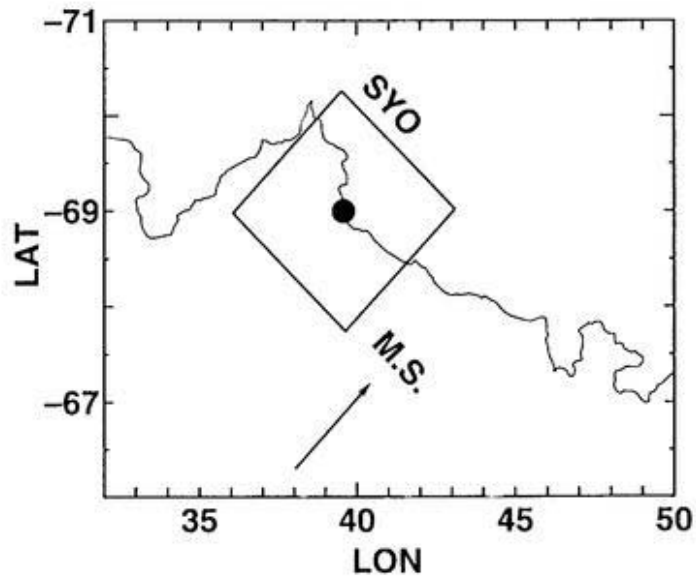
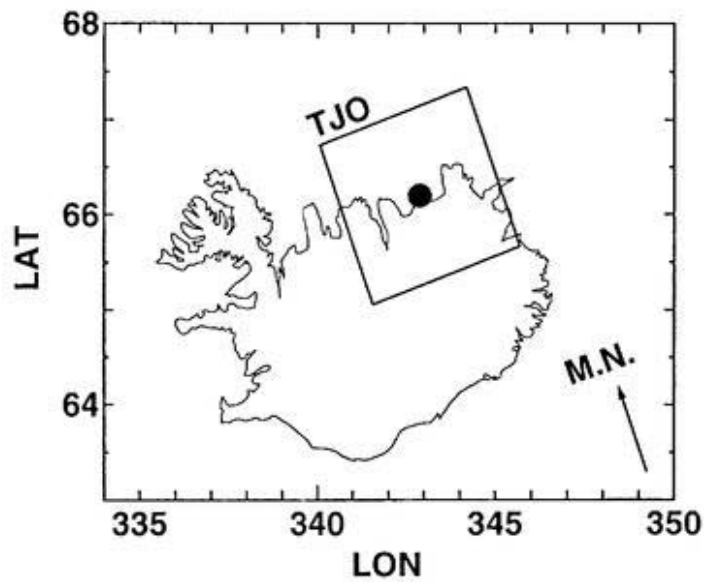


図 3.1 SIRACE の位置および視野 共役観測点である、アイスランドのチョルネス (上) と、南極の昭和基地 (下) 付近の地図上に表示した、8×8 ビームイメージングリダメータの視野。正方形は高度 90km に投影された視野 (一辺約 200km) の概形を表している。

## 3.2 チョルネスのイメージングリオメータ

チョルネスのイメージングリオメータは、図3.2の構成になっている。観測周波数は

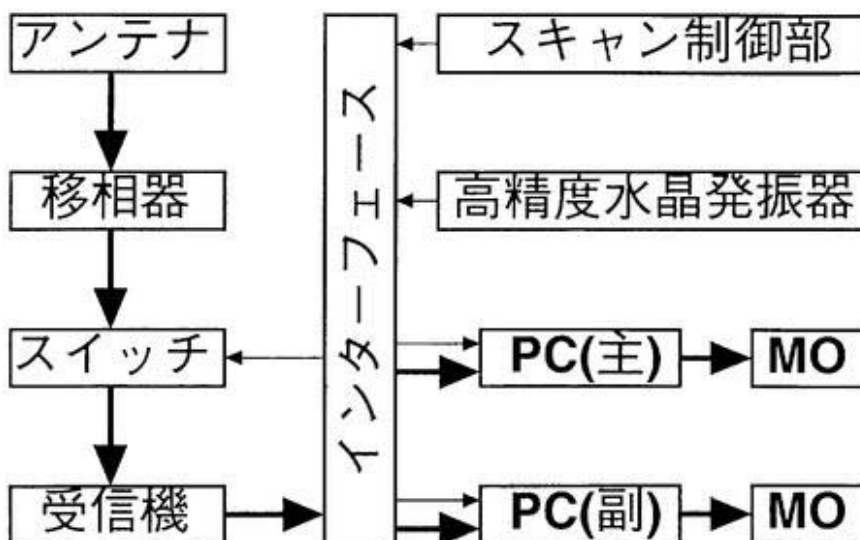


図 3.2 チョルネスのイメージングリオメータの構成 ダイポールアレーで受信された銀河雑音は、バトラマトリクスで構成された移相器で位相合成されて 64 本のビームに対応する信号に変換される。変換された信号のうち南北に並ぶ 8 本に対応するものが、スイッチで選択されて 8 台の受信機に入り、インターフェースボックスを経て、パーソナルコンピュータに接続された A/D 変換器でデジタル化されて、光磁気ディスクに記録される。ビーム選択信号は、外部のスキャンコントローラで生成され、インターフェースボックスを経てスイッチおよびパーソナルコンピュータに入力される。時刻信号は、外部の高精度水晶発振器から供給される。図中の太い矢印は受信された銀河雑音信号の経路を、細い矢印は制御系信号の経路を表している。

30MHz である。8×8 本のダイポールアンテナは磁気的な南北方向に素子を張り、0.65 波長間隔で正方形に並べられて牧草地に設置されている (図 3.3)。素子の地上高は 0.25 波長で、地表には 0.065 波長間隔で素子と平行にグラウンドプレーンとして銅線を張ってある。大地を完全導体と仮定して計算した、このイメージングリオメータの視野を図 3.4 に示す。各アンテナからの信号は、8×8 入力 8×8 出力 2 次元バトラマトリクスに入力され、電波の到来方向毎に位相合成される。バトラマトリクスの各出力は、各ビームで受信された電波の強度を表している。この出力のうち南北に並んだ 8 ビームをスイッチで選択し、8 台の受信機に入力する。スイッチは、観測室内のスキャンコントローラからインターフェースを介して、東から西に向かって 1 ステップずつ切り替えられる。受信機の出力は、インタ

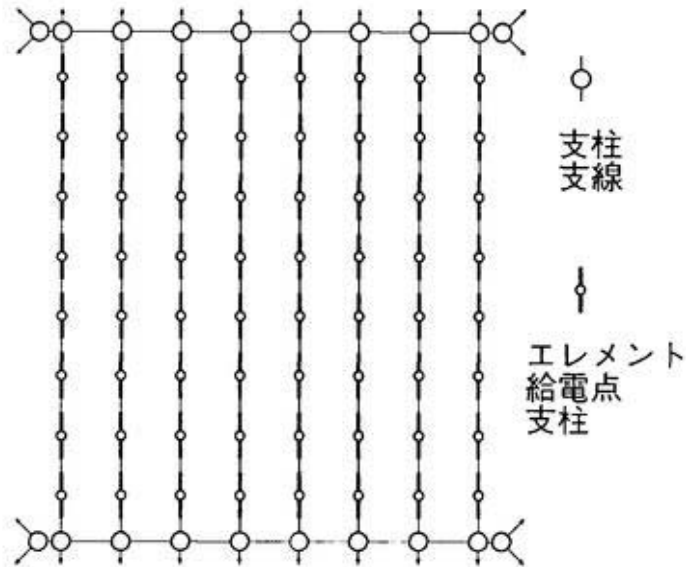


図 3.3 アンテナ配列の構造 8×8 ダイポールアレーは、南北1列(8素子)が1本の支線に取り付けられている。これを東西に8本並べて2次元配列を構成する。給電点間隔は0.65波長(チョルネス), 0.62波長(昭和)である。給電点の地上高は0.25波長であり、地面にはグラウンドプレーンとして、素子間隔の1/10の間隔で素子と平行に銅線が張られている。

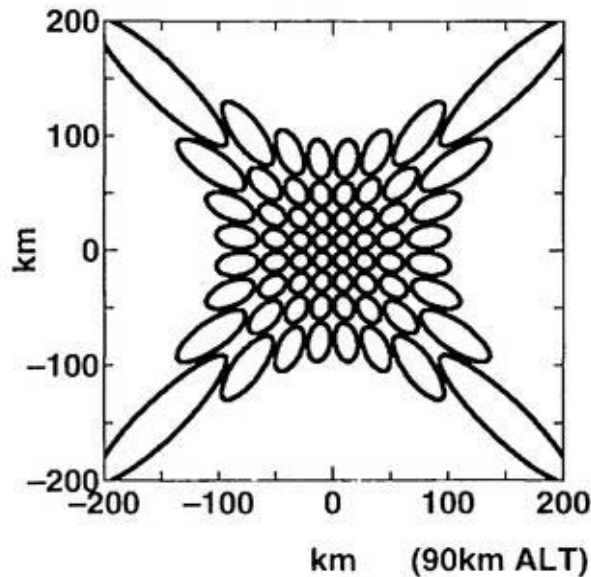


図 3.4 チョルネスの視野 高度90kmに投影された8×8ダイポールアレーアンテナのビームパターン(各ビームの最大値の-3dB)。約200km四方の正方形に近い形状の視野が確保されている。空間分解能は高度90kmの天頂付近で約20kmである。

フェースを介して主および副パーソナルコンピュータで A/D 変換され、光磁気ディスクに記録される。観測系の時刻は、外部の高精度水晶発振器を基準にしているが、別に設置されている定常観測系の時刻(標準電波で較正されている)と合うように、管理者が適時手動で較正している。観測のサンプリング間隔は、1画面あたり4秒である(表3.2)。

表 3.2 チョルネスのイメージングリオメータの諸元

周波数	30.0±0.1(MHz)
アンテナ配列	8×8 素子, 0.65 波長間隔, 磁気的な南北に沿って配列
アンテナ素子	0.5 波長ダイポール, 磁北に軸, 地上高 0.25 波長
空間分解能	13°(半値幅), 20km(天頂付近, 高度 90km)
サンプリング間隔	4 秒

### 3.3 昭和基地のイメージングリオメータ

昭和のイメージングリオメータは、図3.5の構成になっている。チョルネスのイメー

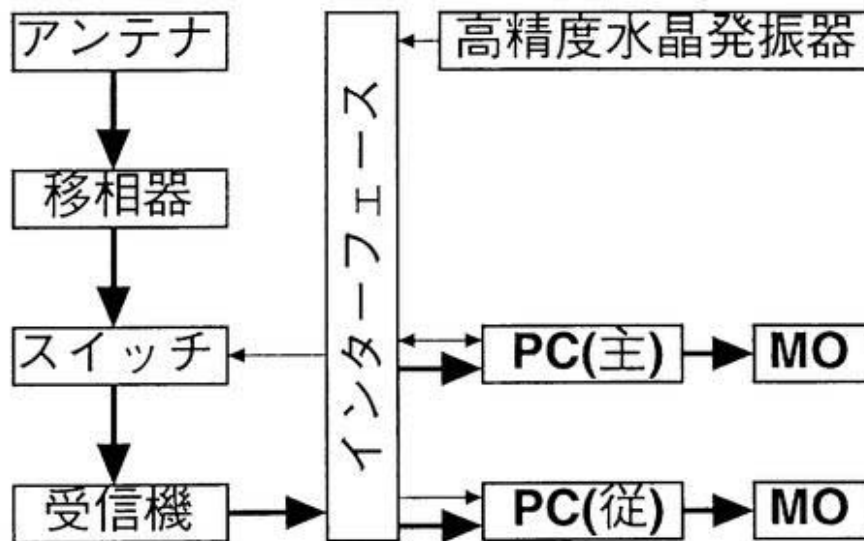


図 3.5 昭和のイメージングリオメータの構成 構成はチョルネスとほぼ同じである。異なる点は、ビーム選択信号がパーソナルコンピュータ(主)で生成され、スキャンコントローラがないことである。図中の太い矢印は受信された銀河雑音信号の経路を、細い矢印は制御系信号の経路を表している。

表 3.3 昭和のイメージングリオメータの諸元

周波数	30.0±0.1(MHz)
アンテナ配列	8×8 素子, 0.62 波長間隔, 磁気的な南北に沿って配列
アンテナ素子	0.5 波長ダイポール, 磁北に軸, 地上高 0.25 波長
空間分解能	13°(半値幅), 20km(天頂付近, 高度 90km)
サンプリング間隔	4 秒 (~1992 年 8 月), 1 秒 (1992 年 8 月 ~)

ジングリオメータとの違いは, アンテナ素子間隔が 0.62 波長でわずかに小さいこと (表 3.3), ビームの切り替えを主パーソナルコンピュータから行っていることである. アンテナの素子間隔がチョルネスと比べて短いため, ビームの半値幅が約 0.6° 広くなり, 視野も約 10km ほど広がっている (図 3.6). しかし, この程度の変化は, もとの半値幅, 視野に対して十分小さく, 無視できる.

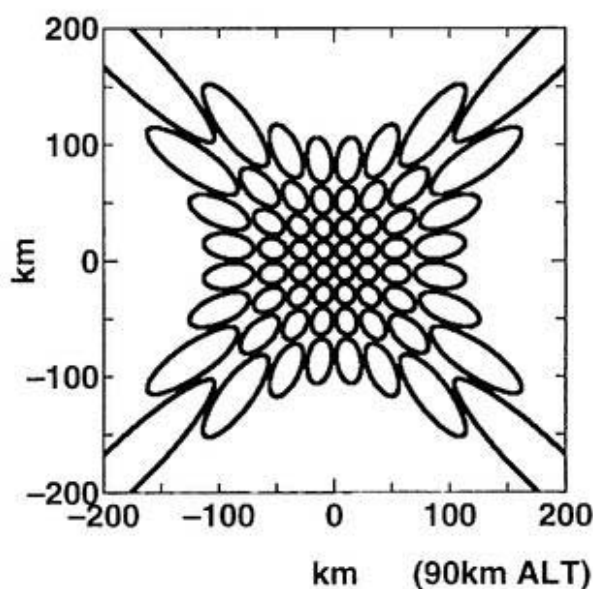


図 3.6 昭和の視野 高度 90km に投影された 8×8 ダイポールアレーアンテナのビームパターン (各ビームの最大値の-3dB). 約 200km 四方の正方形に近い形状の視野が確保されている. 空間分解能は高度 90km の天頂付近で約 20km である. アンテナ配列の素子間隔がチョルネスよりもやや狭い (0.62 波長) ため, 視野が約 10km(5%), ビーム幅が約 0.6°(5%) 広がっている. ただし, 本研究では問題にならない.

### 3.4 データ形式

イメージングリオメータの各ビーム (東から E1-E7, 北から N0-N7) で観測されたデータは, 8 画面 (フレーム) 毎に 16 バイトの時刻情報 (年 (YY), 月 (MO), 日 (DD), 時 (HH), 分 (MM), 秒 (SS), サンプル間隔 (SR=256×SH+SL)) を付加して記録される (ブロック, 表 3.4). 銀河雑音強度は 2 バイト符号なし整数として, 時刻情報は 1 バイト符号なし整数として記録される. このとき, 銀河雑音強度は上位バイトと下位バイトが逆転した形式 (下位上位) で記録される. 1 ブロックの大きさは 1040 バイト (16 バイト + 8 フレーム × 2 バイト × 64 ビーム) である. 4 秒サンプリングの場合 1 日に 2700 ブロック, 1 秒サンプリングの場合 10800 ブロックなので, それぞれ 1 日に約 2.8 メガバイト, 約 11.2 メガバイトとなる. 観測の中断がないかぎり, 1 日のデータは 1 つのファイルに格納される. 観測の中断があった場合, 観測開始時刻から新しいファイルが作られる. ファイル名は, 年, 月, 日, 時, 観測点名から生成され, 昭和で 1993 年 5 月 24 日 1801UT から始まる場合, '93052418.SYO' となる.

表 3.4 イメージングリオメータの記録形式 (1 ブロック)

ADDRESS									
HEADER	0000	YYMO	DDHH	MMSS	SLSH <sup>1</sup>	0000	0000	0000	0000
FRAME0	0010	NOE0	N1E0	N2E0	N3E0	N4E0	N5E0	N6E0	N7E0 <sup>2</sup>
	0020	NOE1	N1E1	N2E1	N3E1	N4E1	N5E1	N6E1	N7E1
	0030	NOE2	N1E2	N2E2	N3E2	N4E2	N5E2	N6E2	N7E2
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	0080	NOE7	N1E7	N2E7	N3E7	N4E7	N5E7	N6E7	N7E7
FRAME1	0090	NOE0	N1E0	N2E0	N3E0	N4E0	N5E0	N6E0	N7E0
	00A0	NOE1	N1E1	N2E1	N3E1	N4E1	N5E1	N6E1	N7E1
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	0380	NOE7	N1E7	N2E7	N3E7	N4E7	N5E7	N6E7	N7E7
FRAME7	0390	NOE0	N1E0	N2E0	N3E0	N4E0	N5E0	N6E0	N7E0
	03A0	NOE1	N1E1	N2E1	N3E1	N4E1	N5E1	N6E1	N7E1
	....	....	....	....	....	....	....	....	....
	0400	NOE7	N1E7	N2E7	N3E7	N4E7	N5E7	N6E7	N7E7

<sup>1</sup> サンプル間隔 SR=256×SH+SL (10ms)

<sup>2</sup> ビーム番号 (東から 0 番目, 北から 7 番目)

## 3.5 データの流れ

### 3.5.1 データの2重化

昭和で記録された光磁気ディスクは、南極観測船によって、1年毎に日本に持ち帰られる。チョルネスの光磁気ディスクは、郵便によって、2-3ヵ月毎に日本に届けられる。日本の国立極地研究所にデータが届くと、1つのディスクしかない期間のデータは複製され、可能な限りデータの2重化が行われる。

### 3.5.2 QDCの作成

QDCは、データ利用者によってパーソナルコンピュータ上のQDC作成ソフトウェア(佐藤等, 1992)を使用して作成される。作成方法は、変曲点法(ARMSTRONG *et al.*, 1977; KRISHNASWAMY *et al.*, 1985)によっており、不規則な時間変動は移動平均によって低減される。QDCは通常、各観測点について1-3ヵ月に1つ作成され、パーソナルコンピュータ上に保存される。したがって利用者は、すでにあるQDCを利用することができる。

### 3.5.3 CNA画像の表示

ここまでの処理が済むと、吸収量を計算してCNA画像を表示することができる。パーソナルコンピュータ上では観測用ソフトウェア(佐藤等, 1992)のクイックルック機能を利用して、画像表示、時系列線画表示を行うことができる。

### 3.5.4 CNA断面の作成

本研究では現象検索用に、天頂付近を通る東西8ビームおよび南北8ビームのCNAデータセットを、1992-1993年について作成した。このデータセットでは、サンプリング間隔を4秒とし、チョルネスはそのまま、昭和は1秒間隔のデータを平均した。時刻は0000000UTから4秒毎の値に丸められる。このデータは、1日に1ファイル作られ、東西と南北は異なるディレクトリに格納された同名のファイルとなっている。ファイルの先頭には64バイトのヘッダが付加されており、これによって東西と南北、日付、使用したQDCファイル名が識別できる。CNAデータは0.05dB単位で、符号なし1バイト整数として記

録され、0は0.05dB未満、254は12.7dB以上、255は欠損値を表現している。データは、東または北から順に8ビームが1列となり、さらにこれが000000UTから順に235956UTまで21600行並ぶ形式でファイルに格納されている(表3.5)。したがって1ファイルの大きさは、約173キロバイト(64バイト+21600行×1列×8ビーム)である。

表 3.5 CNA 断面のデータ形式

TIME	ADDRESS	
HEADER	00000	[92021800.TJ0 4sec NS CNA QDC=920302] <sup>1</sup>
		0A <sup>2</sup> 00 <sup>3</sup> 20 <sup>4</sup> 20 . . . . 20
000000	00040	NO N1 N2 N3 N4 N5 N6 N7
000004	00048	NO N1 N2 N3 N4 N5 N6 N7
000008	00050	NO N1 N2 N3 N4 N5 N6 N7
.....	.....	
235956	2A338	NO N1 N2 N3 N4 N5 N6 N7

<sup>1</sup> 1992年2月18日、チヨルネス、南北、QDCは920302.QDC(文字列)

<sup>2</sup> 改行

<sup>3</sup> 文字列終端子

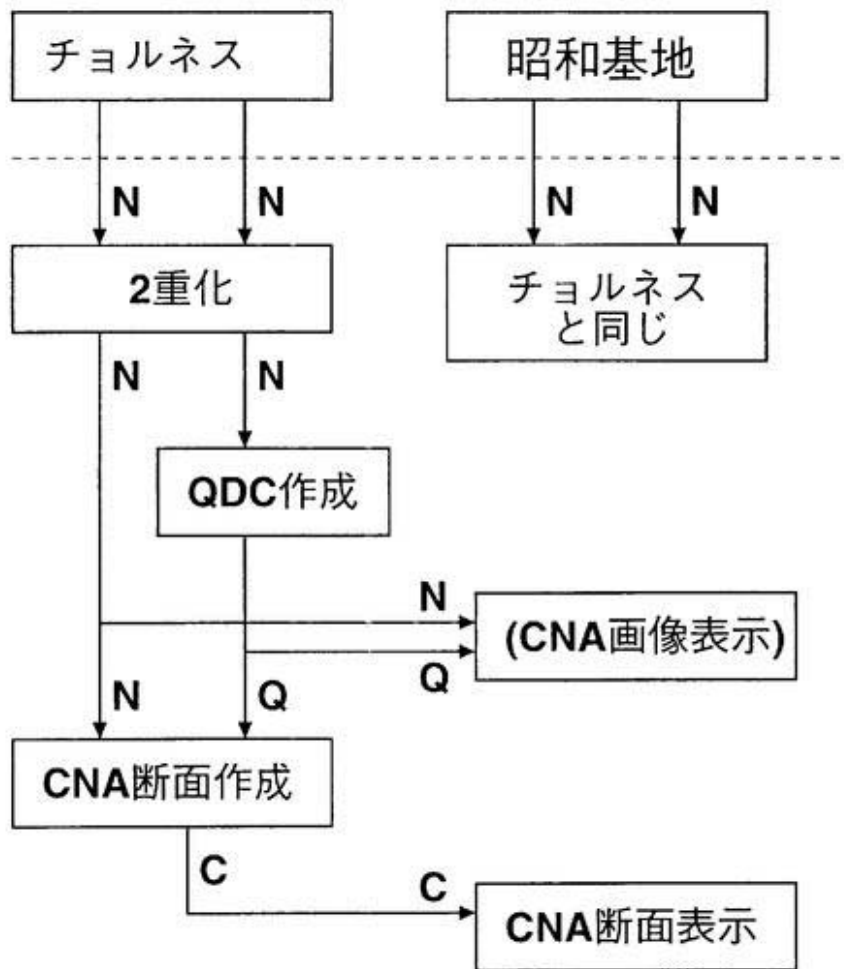
<sup>4</sup> スペース

### 3.5.5 CNA 断面の表示

前項で作成されたCNA断面は、データを読み込んでそのまま表示することができる。本研究では、任意の2ファイルを並べて1日分表示するソフトウェアを作成した。また、高速で移動する現象の速度を測定するため、任意の2ファイルから10分間のデータを表示し、速度の測定を支援するソフトウェアを作成した。

以上で説明された全体のデータの流れを、図3.7に示す。





- N:** 銀河雑音強度
- Q:** 静穏時曲線(QDC)
- C:** 吸収量(CNA)

図 3.7 データの流れ 観測点から送られてくる銀河雑音強度データ (N) は、通常は 2 枚の光磁気ディスクに同じ期間のデータが記録されている。しかし、もし一方が欠けている場合にはコピーを行い、可能な限りデータを 2 重化する。次に銀河雑音強度データ (N) から QDC(Q) を作成する。この段階で、CNA 画像を表示できるようになる。次に CNA 画像の南北、東西断面データ (C) を作成し、表示する。

## 第4章 ドリフト CNA現象の発生に対する磁気圏プラズマ密度構造の影響

### 4.1 はじめに

SIRACEシステムで、午前側では東向きに、午後側では西向きに200m/s程度の速度で移動する吸収域がしばしば観測される。その方向と速度から、この吸収域の動きは、オーロラ帯での吸収現象の主因となる数10keV程度の高エネルギー電子のcurvatureドリフトやgrad-Bドリフトによるというよりも、むしろ磁気圏プラズマのE×Bドリフトによるものと考えられる(HARGREAVES, 1970; KIKUCHI *et al.*, 1990; KIKUCHI and YAMAGISHI, 1990).

低エネルギー電子自体は下部電離圏までは降下してこないため、この現象は磁気圏の低エネルギープラズマ雲から降下してくる高エネルギー電子によって発生すると考えられる。すなわち、低エネルギープラズマ密度が増大すると、そこではサイクロトロン波動-粒子相互作用の発生に必要な共鳴エネルギーが低下し、通常観測される高エネルギー電子のエネルギースペクトルやピッチ角分布では、後述のように共鳴電子数が増大する。共鳴によってホイッスル波の強度が増大するとともに、共鳴した高エネルギー電子は散乱を受けてロスコーン内に入り、下部電離圏まで降下し、大気を電離する。また、共鳴エネルギーを決める低エネルギープラズマ密度構造は、E×Bドリフトによって移動する。

しかしこれまでのところ、ドリフトCNA現象とともに磁気圏で高密度プラズマが観測されたという事実は示されていない。幸い、1993年以降、LANL1990-095静止衛星(Los Alamos National Laboratory)が南極昭和基地-アイスランド共役観測点を結ぶ磁力線付近にあり、磁気圏における低エネルギーおよび高エネルギープラズマと、電離層吸収画像の同時観測がはじめて可能になった。本章では共役点の概念を、磁力線に沿って地上-衛星に拡張し、この衛星も共役点と考える。

このような吸収域についての研究は、1960年代後半から行われている。それ以前に

は、夜側と比べて微細構造が少ない昼前の CNA 発生頻度のピークとして認識されていた。

HARGREAVES (1967) は、オーロラ帯のアラスカ-カナダ-アイスランドに設置された標準リオメータを用いて、吸収域の経度方向の移動を観測した。そして、吸収域は夜側から昼側に移動し、その典型的な速度は  $3.7\text{km/s}$  であること、方向は 14 時 MLT 以前は東向き、以降は西向きであることを示した。14 時 MLT 付近の流れの反転から、この現象は磁気圏電場による低エネルギープラズマの  $E \times B$  ドリフトが関与していると考えられた。しかし、その速度は  $E \times B$  ドリフトで説明するには高速であり、むしろ  $40\text{-}120\text{keV}$  の高エネルギー電子の磁場曲率ドリフトや磁場勾配ドリフトによるものと考えられた。したがって、この時点ではまだその原因は不明のままだった。

HARGREAVES (1970) は、共役観測点であるカナダの Great Whale River ( $L = 7.0$ ) および南極の Byrd 基地 ( $L = 7.2$ ) に 5 ビームリオメータを設置し、2 年間の連続観測からドリフト CNA の共役性を示した。彼は両半球で地方時に対して流れの方向を表示し、その方向が 2-11LT で東向き、15-2LT で西向きとなることを示した。この動きの速度には  $80\text{-}3300\text{m/s}$  の範囲があり、彼はこれを磁気圏赤道面で  $0.1\text{-}5\text{mV/m}$  の電場による  $E \times B$  ドリフトと解釈した。この研究は、上述の彼の研究 (HARGREAVES, 1967) とは異なり、近接したビームをもつリオメータで行われた。したがって、局所的な CNA の移動速度を求めている点で、本研究と同じ現象 (ドリフト CNA) を扱っていたと考えられる。

OLSON *et al.* (1980) は、ULF 波動と同時に現れる午前で西向き、午後は東向きとなる吸収域を報告した。この吸収域の動きは HARGREAVES (1967, 1970) が示したのとは逆向きで、昼側の磁気圏界面のケルビン-ヘルムホルツ不安定によって起きる MHD 波動の伝搬方向と一致している。この特性から彼は、この吸収域は磁気圏での ULF-VLF-電子相互作用域で散乱・降下してきた高エネルギー電子によって作られたと推定した。

KIKUCHI *et al.* (1988) は、南極の昭和基地 ( $L = 6.1$ ) に設置された 11 ビーム掃天リオメータを用いて観測した CNA 変動を脈動と考えて解析した。その後、KIKUCHI and YAMAGISHI (1990), KIKUCHI *et al.* (1990) はこの現象をドリフト CNA と考え、地磁気の変動成分と比較した。彼らは磁場の静穏時からの変動量から、電離層の導電率を仮定することで電離層高度での電場を推定し、これによる  $E \times B$  ドリフト速度と、観測された CNA のドリフト速度がほぼ一致することを示した。

HARGREAVES *et al.* (1994) は、South Pole 基地 ( $L = 7.4$ ) に設置されたイメージングリオメータによる観測から共回転する吸収域を発見した。彼らは、この吸収域の発生源

として地上に固定された何らかの VLF 波源と磁気圏での低エネルギープラズマの高密度領域を仮定し、そこで波動-粒子相互作用が生じて高エネルギー電子が散乱・降下すると推定した。

SIRACE システムで観測されたドリフト CNA は、統計的な流れの日変化から考えて、HARGREAVES (1970) や KIKUCHI *et al.* (1990), KIKUCHI and YAMAGISHI (1990) が扱ったのと同種の現象であると考えられている。しかしこれまでのところ、地上で観測されるドリフト CNA と、波動-粒子相互作用を制御する磁気圏のコールドプラズマ構造との関係は、観測によって示されていない。

本章では、1993 年に観測された 2 例の現象について、地上-静止軌道間での比較を行う。それらの現象から、上記の仮説を支持する次の結果が得られた。(1)CNA 強度の時間変化は、現象の移動を考慮した静止軌道における高エネルギー電子束および低エネルギープラズマ密度の変動で説明できる。(2)高エネルギー電子束が十分に存在しても、磁気圏プラズマ密度が非常に低い条件下では、CNA が発生しない。(3)CNA の変動量は、電子サイクロトロン共鳴を想定した高エネルギー電子束と低エネルギープラズマ密度による見積もりの範囲内にある。

## 4.2 観測システム

本章では、電離層での CNA 観測に SIRACE システムを、磁気圏での低エネルギープラズマ密度および高エネルギー電子束観測に LANL1990-095(Los Alamos National Laboratory) 静止衛星を用いる。

### 4.2.1 LANL1990-095 衛星

LANL1990-095 静止衛星の地上の共役点は、1993 年以降 SIRACE システムの近傍にある。この衛星には、SOPA (Synchronous Orbit Particle Analyzer) と呼ばれる比較的高エネルギーの電子、陽子およびイオン束観測器 (BELIAN *et al.*, 1992), および、MPA (Magnetospheric Plasma Analyzer) と呼ばれる比較的低エネルギーの電子、陽子およびイオン観測器 (BAME *et al.*, 1993) が搭載されている (表 4.1)。観測されたデータは、ISTP キーパラメータとして公開されている。本研究では、この中から、高エネルギー電子束 (Fele) として SOPA の 50-225keV 電子束、低エネルギープラズマ密度 (Nion) として MPA

表 4.1 LANL1990-095 搭載の粒子およびプラズマ観測器

SOPA <sup>1</sup>	min-	max	min-	max
電子	50keV-	225keV	315keV-	1500keV
陽子	50keV-	400keV	1.2MeV-	5MeV
He <sup>+</sup>	≈0.9MeV-	≈1.3MeV	-	-
重イオン	≈5MeV-	≈15MeV	-	-
MPA <sup>2</sup>	min-	max	min-	max
電子	≈0.03keV/q-	≈45keV/q	-	-
イオン	≈1eV-	≈130eV	≈0.13keV-	≈45keV

<sup>1</sup> Synchronous Orbit Particle Analyzer

<sup>2</sup> Magnetospheric Plasma Analyzer

の 1-130eV/q イオン密度を用いる。

#### 4.2.2 時間分解能

本研究では、扱う現象の特性時間が 10 分程度であることから、観測値の時間分解能は 1 分とした。SOPA のデータは、Los Alamos National Laboratory から、この時間分解能で供給を受けた。MPA のデータは、ISTP キーパラメータの公開値を用いたため、約 3 分の時間分解能である。後で相互相関をとるために、1 分値に直すスプライン補間を行った。元のデータが約 3 分の時間分解能をもっているので、約 6 分以上の周期をもつ現象を扱うことができる。また、CNA に関しては、1 分毎の平均値を用いた。

### 4.3 ドリフト CNA 現象

ドリフト CNA 現象は、SIRACE システムで朝から昼にかけての時間帯で頻繁に観測されている。図 4.1 は 1993 年 7 月 11 日の朝方にチヨルネスで観測された典型的なドリフト CNA の吸収画像を示す。南北に長い CNA 領域が、東向きに約 300m/s の速度で移動する様子が観測されている。両共役観測点で、よく似た形状の吸収域がほぼ同時に観測されることがあるが、1 対 1 の対応を見出すことが難しい場合もある。また、片半球だけで吸収が観測され、反対半球では観測されないこともある。本研究では、1993 年 2 月から 12 月に SIRACE で観測されたドリフト CNA 現象を扱う。この期間で予備的な統計を

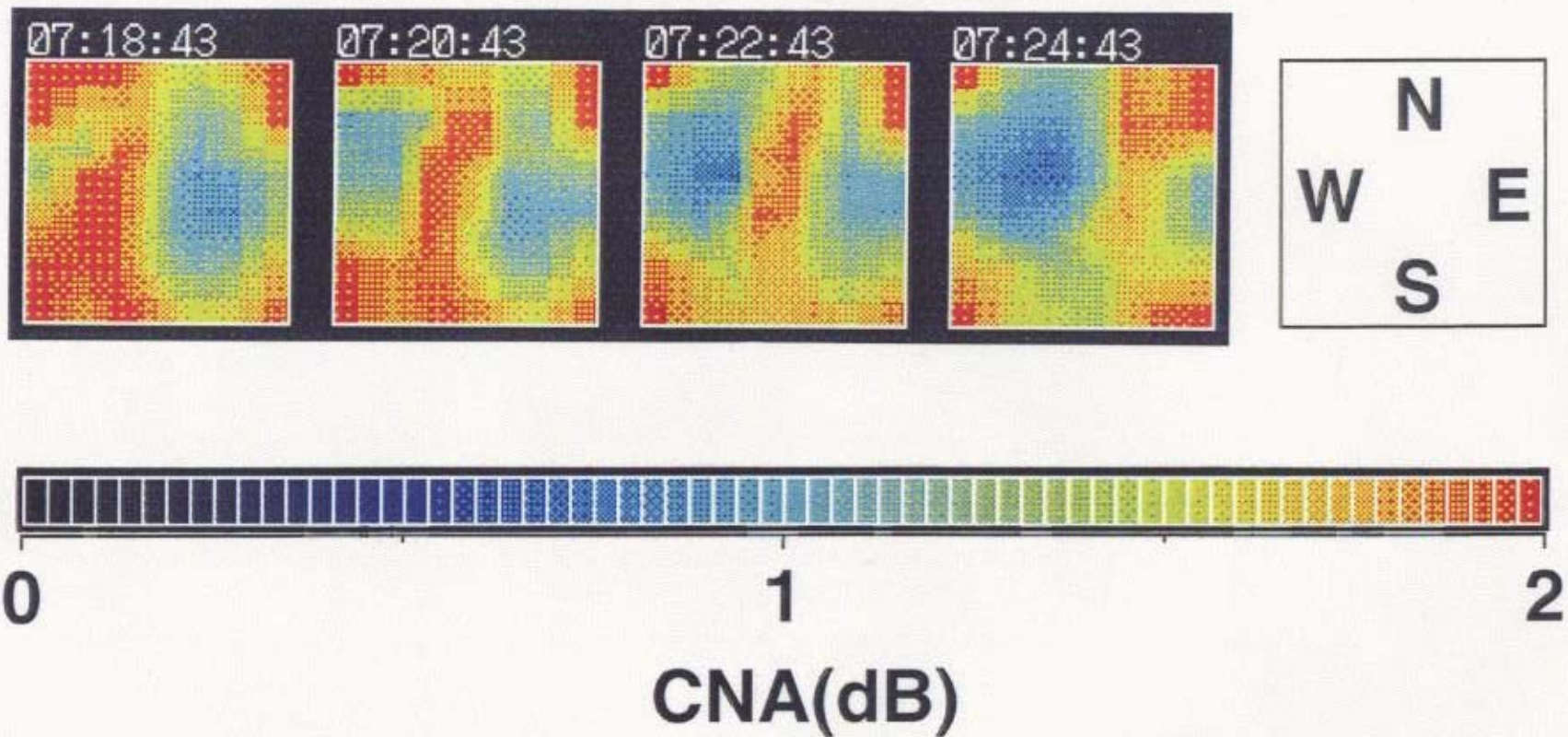


図 4.1 ドリフト CNA の吸収画像 1993 年 7 月 11 日の朝にチオルネスで観測された典型的なドリフト CNA. 南北に伸びた吸収域が東向きに約 300m/s (高度 90km) で移動している.

行った結果、以下の性質が明らかになった。

- (1) ドリフト CNA の発生頻度は、9MLT 頃に最も頻繁になる。(図 4.2)
- (2) 典型的なドリフト速度は、高度 90km で 200m/s 程度である。(図 4.3)
- (3) ドリフト方向は、午前側では東向き、午後側では西向き成分が卓越する。(図 4.4)
- (4) 典型的な吸収域の空間的な広がり、高度 90km で 100km 程度である。

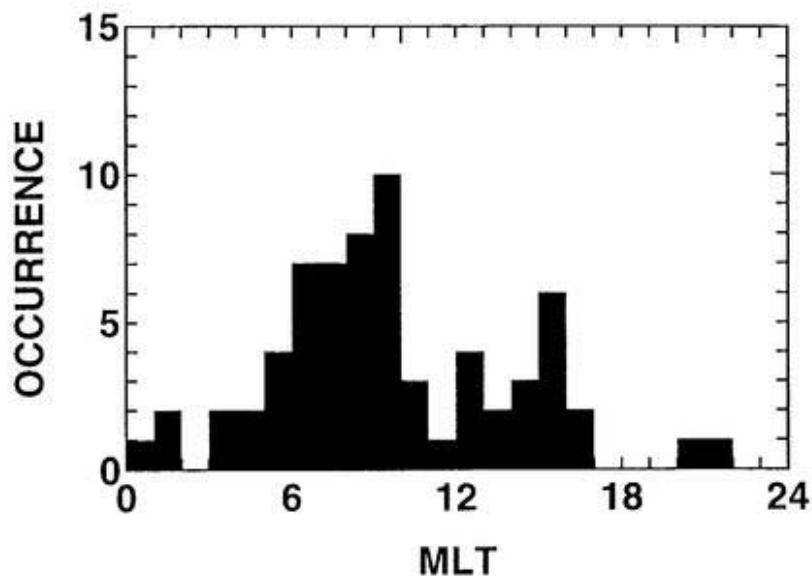


図 4.2 ドリフト CNA の発生時刻 1992 年にチョルネスで観測されたドリフト CNA の発生時刻分布。午前から昼過ぎにかけて多く発生し、9MLT 頃に最も頻繁に発生する。

性質 (4) は、観測された多くの吸収域が、イメージングリオメータの視野 (200km) 程度の広がりを持っていることから、推定された。ただし、吸収域には、これより小規模な構造が含まれることもあり、100km 程度という値は目安程度の意味を持つと考えられる。

性質 (2) と (3) は、これまでに HARGREAVES (1970) や KIKUCHI *et al.* (1990), KIKUCHI and YAMAGISHI (1990) によって指摘されてきたものと同様である。KIKUCHI *et al.* (1990) が指摘したように、これらの性質はこの現象が磁気圏のプラズマ構造を反映したものであることを示唆している。プラズマ密度が高い領域では、ホイッスル波と電子のサイクロトロン共鳴の共鳴エネルギーが低下し、通常観測される高エネルギー電子スペクト

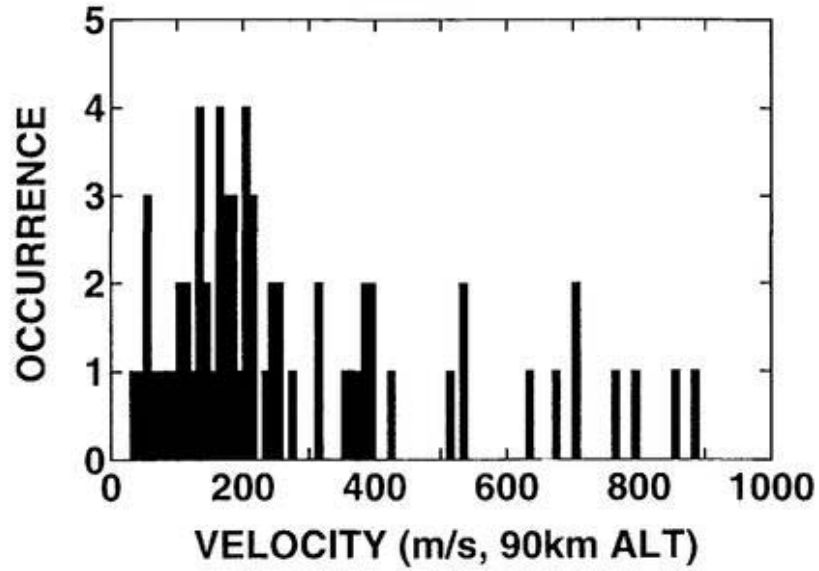


図 4.3 ドリフト CNA の速度 1992 年にチョルネスで観測されたドリフト CNA の速度分布 (絶対値). 200m/s(高度 90km) 程度で発生頻度が高い.

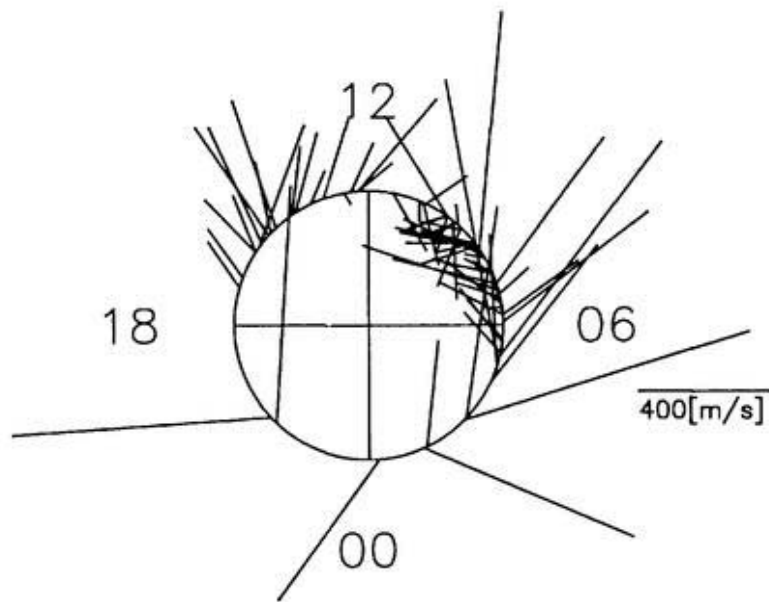


図 4.4 ドリフト CNA の移動方向 1992 年にチョルネスで観測されたドリフト CNA の移動方向の日変化パターン. 午前側では東向き, 午後側では西向き成分が卓越している.



ルおよび等方的なピッチ角分布が与えられた場合、波動-粒子相互作用に関与する粒子数が増大する。

また性質 (1) は、ELF 波動の発生頻度分布 (図 4.5, RUSSEL *et al.*, 1969; TSURUTANI and SMITH, 1977) と類似しており、これも磁気圏での波動-粒子相互作用による捕捉軌道の高エネルギー電子の散乱・降下を示唆している。これらの点から、ドリフト CNA 現象

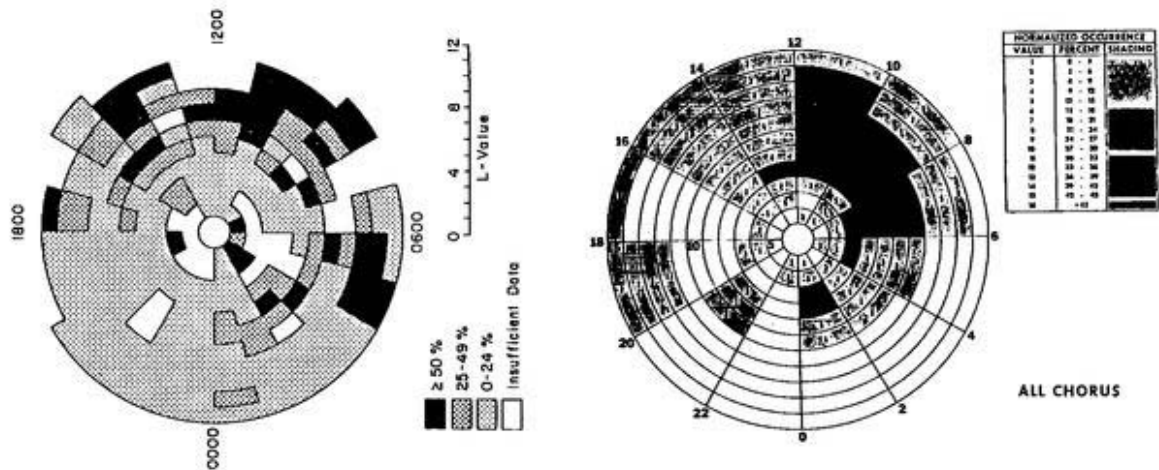


図 4.5 OGO-3 および OGO-5 衛星で観測された ELF 波動の発生頻度 (左)ELF バースト現象. 朝側から昼過ぎにかけて、発生頻度が高い (RUSSEL *et al.*, 1969 から引用). (右)ELF コーラス現象. 昼前の発生頻度が高い (TSURUTANI and SMITH, 1977 から引用).

は磁気圏低エネルギープラズマの高密度領域でのホイストラ波と電子との相互作用による高エネルギー散乱電子によって起きることが強く示唆される。しかしこれまでのところ、ドリフト CNA 現象と対応した磁気圏でのプラズマ密度の上昇に関して、何らの観測事実も得られていない。1993 年より、SIRACE システムの共役磁力線付近の静止軌道上で LANL1990-095 衛星がプラズマ観測を行っている。これによって磁気圏プラズマと地上 CNA の直接比較が可能になった。

## 4.4 磁気圏プラズマと CNA の比較

1993年2月から12月の期間に得られたCNAおよび磁気圏低エネルギープラズマ密度、高エネルギー電子束を比較したところ、CNAの発生はほとんど高エネルギー電子束の増大とともに発生していることがわかった。しかし、低エネルギープラズマ密度がCNAの発生を制御しているのではないかと考えられる例も、11例存在した。本研究では、その中で特に明瞭なCNAと低エネルギープラズマ密度の関係が見られる2例について解析を行った。一例は1993年4月22日の朝方、もう一例は1993年7月11日の朝方に発生した現象である。

図4.6は、IGRF-1995およびTsyganenko-1989(TSYGANENKO, 1989)モデルで計算されたLANL1990-095衛星の共役点を示している。図中の四角形で示された共役点は1993年4月22日4時UTにおける共役点を、三角形で示された点は1993年7月11日7時UTの共役点を示している。どちらの共役点も、SIRACE観測点とほぼ同じ磁気緯度であり、約500kmほど東に離れた位置にある。以後、これらのモデルをそれぞれ、IGRFモデル、T89モデルと呼ぶことにする。

観測された波形の類似性を示すため、CNA-低エネルギープラズマ密度間の相互相関を用いる。このとき長時間変動には注目しないので、比較する時間幅の半分の長さで移動平均を求め、各観測値から除去する。

### 4.4.1 1993年4月22日の現象

図4.7は、1993年4月22日の現象の概要(2-6UT)である。上から静止軌道で観測された高エネルギー電子束(Fele)、低エネルギープラズマ密度(Nion)、地上で観測されたCNAの東西分布、750HzでのELF波動強度を示している。この時のLANL1990-095衛星の計算上の共役点は図4.6に示されたとおりである。残念なことに、この日、チョルネスのイメージングリオメータは欠測となっていた。図4.7から、高エネルギー電子束は、0250UTおよび0410UT付近になだらかな極大をもっていることがわかる。一方低エネルギープラズマ密度が0330UTを境に $0.01/\text{cm}^3$ から約 $2.5/\text{cm}^3$ に上昇している。CNAは0325UT以前にはほとんど観測されず、それ以降徐々に増大し、0430-0500UTにかけて約2dBの最大値に達している。0500UT以降は徐々に減少し、0545UT以降は現象前と同様、ほとんど観測されなくなっている。吸収域のドリフトは、0500UT以前にはほとんど見ら

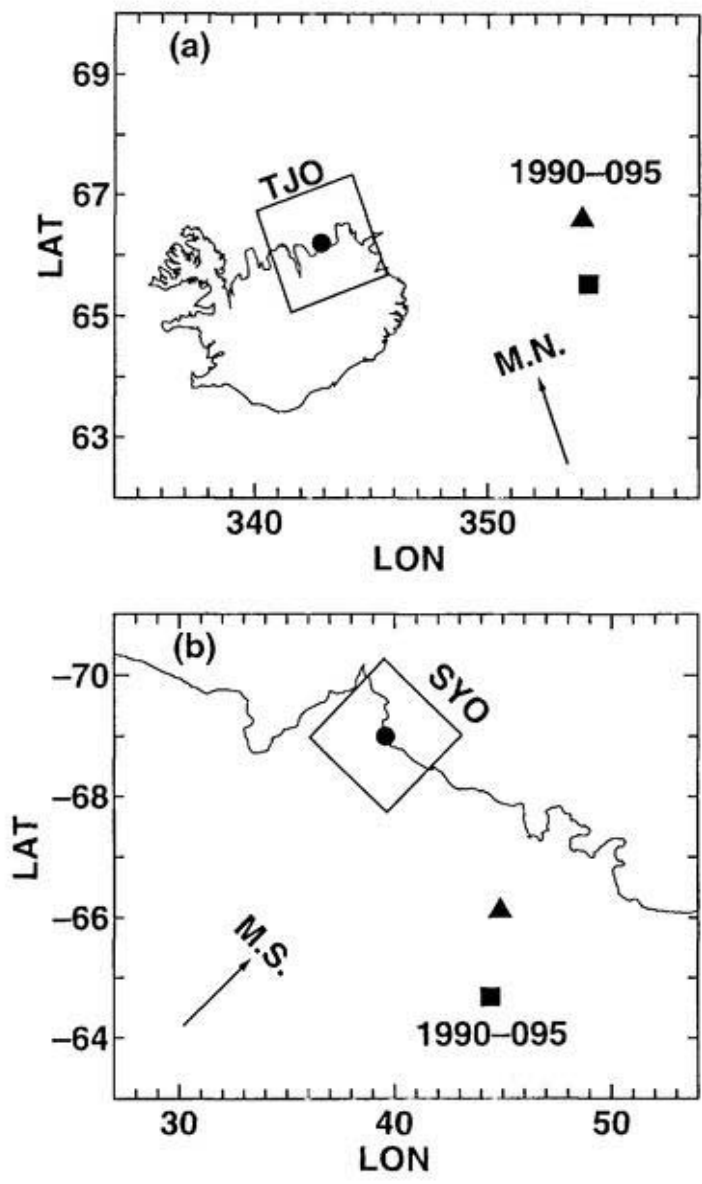


図 4.6 LANL1990-095 衛星の共役点 北半球 (a) および南半球 (b) における LANL1990-095 衛星のフットポイント (高度 90km)。記号は、■:1993 年 4 月 22 日 4UT, ▲:1993 年 7 月 11 日 7UT におけるフットポイントを表している。どちらも、SIRACE 観測点とほぼ同じ磁気緯度であり、500km 程度東方にずれている。

APR/22/1993

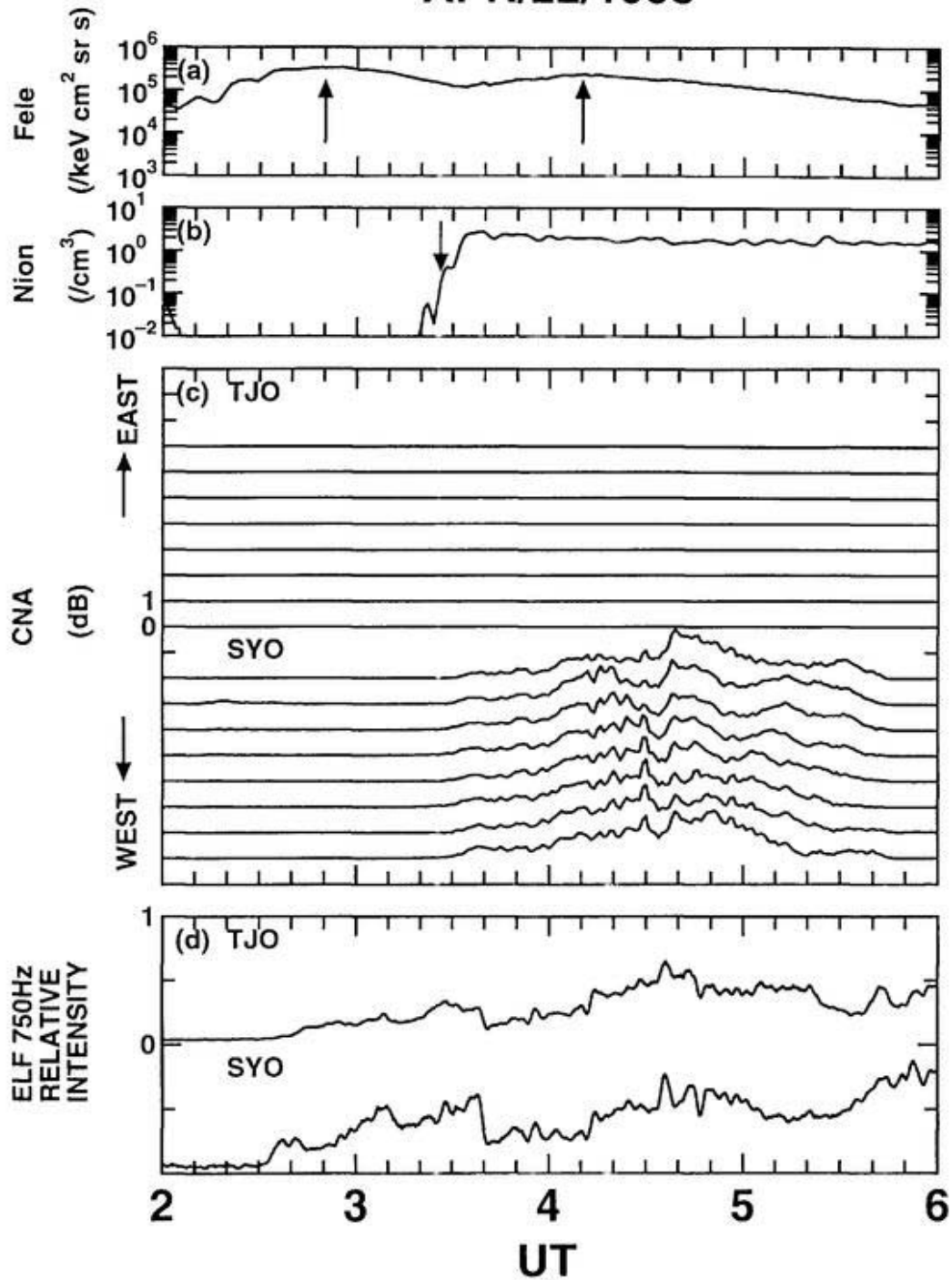


図 4.7 1993 年 4 月 22 日の現象 (a) 高エネルギー電子フラックス, (b) 低エネルギーイオン密度, (c)CNA(東-天頂-西, 1 列), (d)ELF(750Hz). 高エネルギー電子束 (a)は, 0250UT および 0410UT に nadir かな極大をもっている (矢印). 低エネルギープラズマ密度 (b)は, 0330UT に  $< 0.01/\text{cm}^3$  から  $2\text{-}3/\text{cm}^3$  に急増している (矢印). CNA(c)は 0330UT 以降に増加し, それ以前には観測されていない. チョルネスは欠測である. ELF(d)は, 両半球で増大が観測されている.

れない。

2つある高エネルギー電子束のピークのうち、前者ではCNAが発生せず、後者では発生していることは注目に値する。この違いが高エネルギー電子束の強度の違いによって引き起こされたのではないことは、前者の強度が後者よりも約35%高いことからわかる。

一方、低エネルギープラズマ密度は、高エネルギー電子束の2つのピークの間で $0.01/\text{cm}^3$ 以下から、約 $2.5/\text{cm}^3$ まで、250倍以上増加している。これらの比較から場合によっては、CNAが発生するためには高エネルギー電子束だけではなく、プラズマ密度がある程度必要だと考えられる。図4.8は、低エネルギープラズマ密度の変動と各ビームで観測されたCNAの変動の相互相関を時間差を横軸にとって表示したものである。低エ

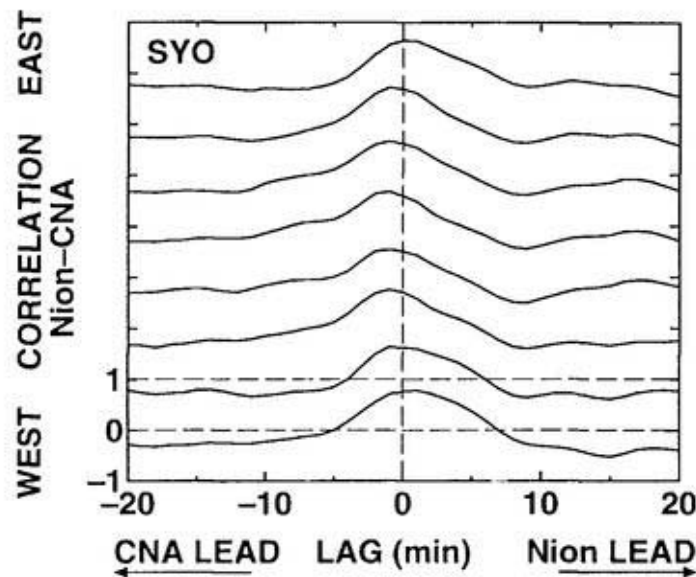


図 4.8 1993 年 4 月 22 日の相互相関 (CNA-Nion) 0330UT における低エネルギープラズマの急増と、東西の各ビームで観測された CNA の増大の時間関係を示すため、0300-0400UT の区間の相互相関を求めた。各ビームとも、時間差 1 分以内に高い相関があり、低エネルギープラズマと CNA の変動の同時性を示している。

ネルギープラズマ密度が急変する 0330UT 付近の変動に注目して、0300UT から 0400UT の 1 時間幅でプラズマ密度を切り出してこれを基準とし、この前後で 1 分毎に 1 時間幅の CNA を切り出して基準との相互相関を計算した。プラズマ密度を遅らせて相関をとる場合の時間差を正とし、進ませる場合を負としている。図は上が東側のビーム、下が西側のビームとプラズマ密度との相関を表している。各ビームの相関値は、時間差 1 分以内で約 0.7 程度の高い値になっている。これは、経度方向に広がった現象が低緯度側から移動し

てきた (図 4.9) ために, ほぼ同じ緯度にある昭和と LANL1990-095 衛星で 1 分以内の時間差で現象が観測されたことを示している.

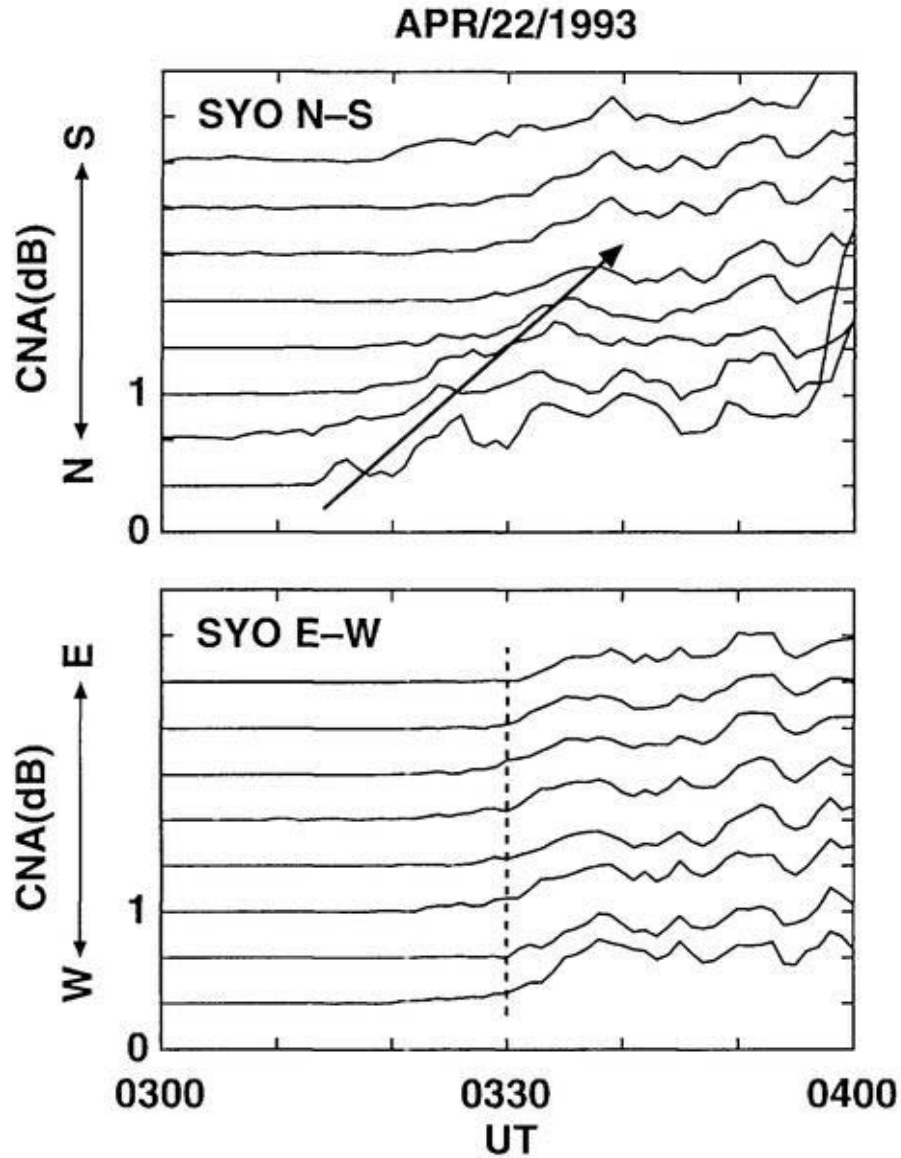


図 4.9 1993 年 4 月 22 日の CNA の移動 両図とも, 横軸は時間, 縦軸は CNA を表している (上図:南北断面, 下図:東西断面). 吸収域は, 低緯度から高緯度に向かって進んでおり (矢印), 経度方向にはほぼ一様な構造をもっている (点線).

#### 4.4.2 1993年7月11日の現象

図4.10は、1993年7月11日の現象の概要(5-9UT)を図4.7と同じ形式で表示したものである。この時のLANL1990-095衛星の計算上の共役点は図4.6に示されている。

図4.10から、高エネルギー電子束は0630UTを中心になだらかな極大を持ち、その後最大幅約15%程度のわずかな変動とともに徐々に減少していることがわかる。一方低エネルギープラズマ密度は、大きな変動を示している。5UT以降6UTまでは $1/\text{cm}^3$ から $2/\text{cm}^3$ 程度までわずかに増大しているが、その後急激に1桁以上減少している。その後、0630UT頃に再び $2/\text{cm}^3$ まで増加するが、0635UTから0700UTまで再び $5/\text{cm}^3$ 程度まで減少している。0700UT過ぎに $3/\text{cm}^3$ まで増加し、その後数回にわたって $0.5/\text{cm}^3$ から $3/\text{cm}^3$ の間で振動している。

CNAについては、チヨルネスでは0615UTから0630UT、昭和では0600UTから0625UTにかけて、吸収量の減少がみられる。その後、両観測点で0640UT頃に吸収量は極大になっている。吸収量は昭和側の方が強く、4dBに達している。0700UTから0740UTにかけて、4ないし5回の東向きに約300m/sで移動する吸収域が観測されている。

#### 4.5 考察

これまでの研究から、ドリフトCNAを起こす高エネルギー降下電子は、磁気圏でのホイストラ波によるピッチ角散乱によって発生すると考えられている(HARGREAVES, 1970; KIKUCHI and YAMAGISHI, 1990; KIKUCHI *et al.*, 1990)。7月11日の現象では、地上観測点から見て衛星の計算上のフットポイントが東に約500kmずれており、現象は西から東に移動しているため、地上でCNAが観測されてから衛星で低エネルギープラズマ密度の変動が観測されるまでに時間差があると考えられる。本節では、最初にこの時間差を補正してCNAと低エネルギープラズマ密度の変動を比較する。次に、4月22日、7月11日の現象について、共鳴エネルギーの低下によって生じる共鳴電子数の変化を見積もり、CNAと比較する。最後に、ドリフトCNAの原因について考察を行う。

JUL/11/1993

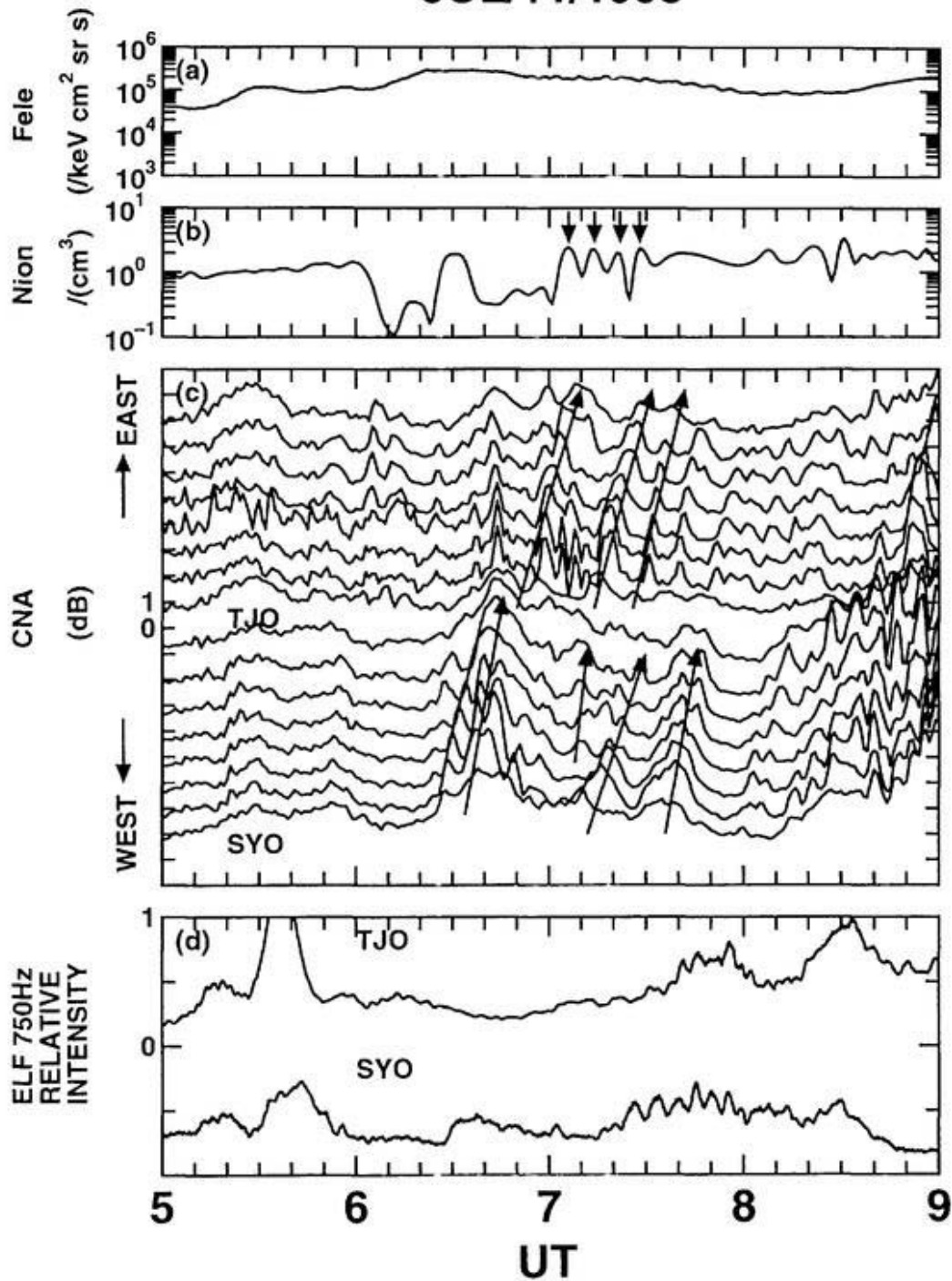


図 4.10 1993 年 7 月 11 日の現象 (a) 高エネルギー電子フラックス, (b) 低エネルギーイオン密度, (c) CNA(東-天頂-西, 1 列), (d) ELF(750Hz). 高エネルギー電子束 (a) は, 比較的なだらかに変化している. 低エネルギーイオン密度 (b) は, 8 倍程度の比較的急激な変動を示している. CNA(c) には, いくつかの移動する現象がみられ, 速度は東向きに 300m/s 程度である. ELF(d) は, 静穏時より高い強度を保っている.



#### 4.5.1 7月11日の現象についての現象の時間関係

モデル計算による LANL1990-095 衛星のフットポイントは、SIRACE 観測点の東方約 500km にある。CNA 観測で得られたドリフト CNA の速度 (東向きに約 300m/s) が磁気圏の低エネルギープラズマ構造の移動を反映したものなら、CNA が観測されてから衛星で低エネルギープラズマの変動が観測されるまでに、約 27 分の時間遅れが見込まれる。一方、高エネルギー電子に関しては、ドリフト速度は磁場勾配ドリフトおよび磁場湾曲ドリフトで決まり、40keV のエネルギーを考えると 8 分の時間遅れが見込まれる。ここでは、これらの時間遅れを補正して、磁気圏プラズマのデータから CNA と比較可能な量  $C$  (SIRACE 上空での値) を計算し、実際に SIRACE で観測された CNA と比較する。

時刻  $t$  分における SIRACE 上空の CNA と比較する量は、ここでは  $N_{ion}(t+27)\sqrt{F_{ele}(t+8)}$  を用いる。現象発生時の高エネルギー電子スペクトルの形状から、低エネルギープラズマ密度の増大とともに散乱電子数が増加すると考えられ (次節参照)、このため CNA と低エネルギープラズマ密度は正の相関をもつと考えられる。注目している時間帯 (05-09UT) でのプラズマ密度の変動は 0610UT および 0620UT の極小部を除けば 8 倍程度であり、CNA の変動が dB 単位で 4 倍程度であることから、オーダーエスティメート程度なら  $C \propto N_{ion}(t+27)$  で近似しても差し支えないと考えられる。一方、高エネルギー電子束と CNA の関係は、下部電離層では高度が一定の場合、CNA は降下電子束の平方根に比例し (BAILEY, 1968)、磁気圏での高エネルギー電子束の一定の部分が散乱されて降下する場合、 $C \propto \sqrt{F_{ele}(t+8)}$  となる。共鳴エネルギーの低下によって増加した共鳴電子は、元の電子に比べてエネルギーが低いものが多いので、これがそのまま吸収量に現れるわけではなく、この関係は上限を示していると考えられる。しかし、ある程度の傾向は表現できるであろう。

図 4.11 は、これらの量の比較を示している。上から (a) 高エネルギー電子束  $F_{ele}(t+8)$ 、(b) 低エネルギーイオン密度  $N_{ion}(t+27)$ 、(c)  $C = N_{ion}(t+27)\sqrt{F_{ele}(t+8)}$ 、(d) CNA である。(c) と (d) を比較すると、細かい変動に合わない点があるが、矢印で示された大まかな特徴 (0530UT 頃の CNA の増大、0605UT 頃の CNA の増大、0630-0700UT の CNA の変動、0800UT 以降の CNA の増大) は一致している。これらの一致は、CNA が磁気圏の低エネルギープラズマ密度および高エネルギー電子束の制御を受けていることを示していると解釈できる。細かい点での不一致は、低エネルギープラズマ構造が移動するのに要した 27 分間に現象の特徴が変化したこと、および解析の精度 (補正時間、 $C$  の定義) に

# JUL/11/1993 TIME-LAG SIMULATION

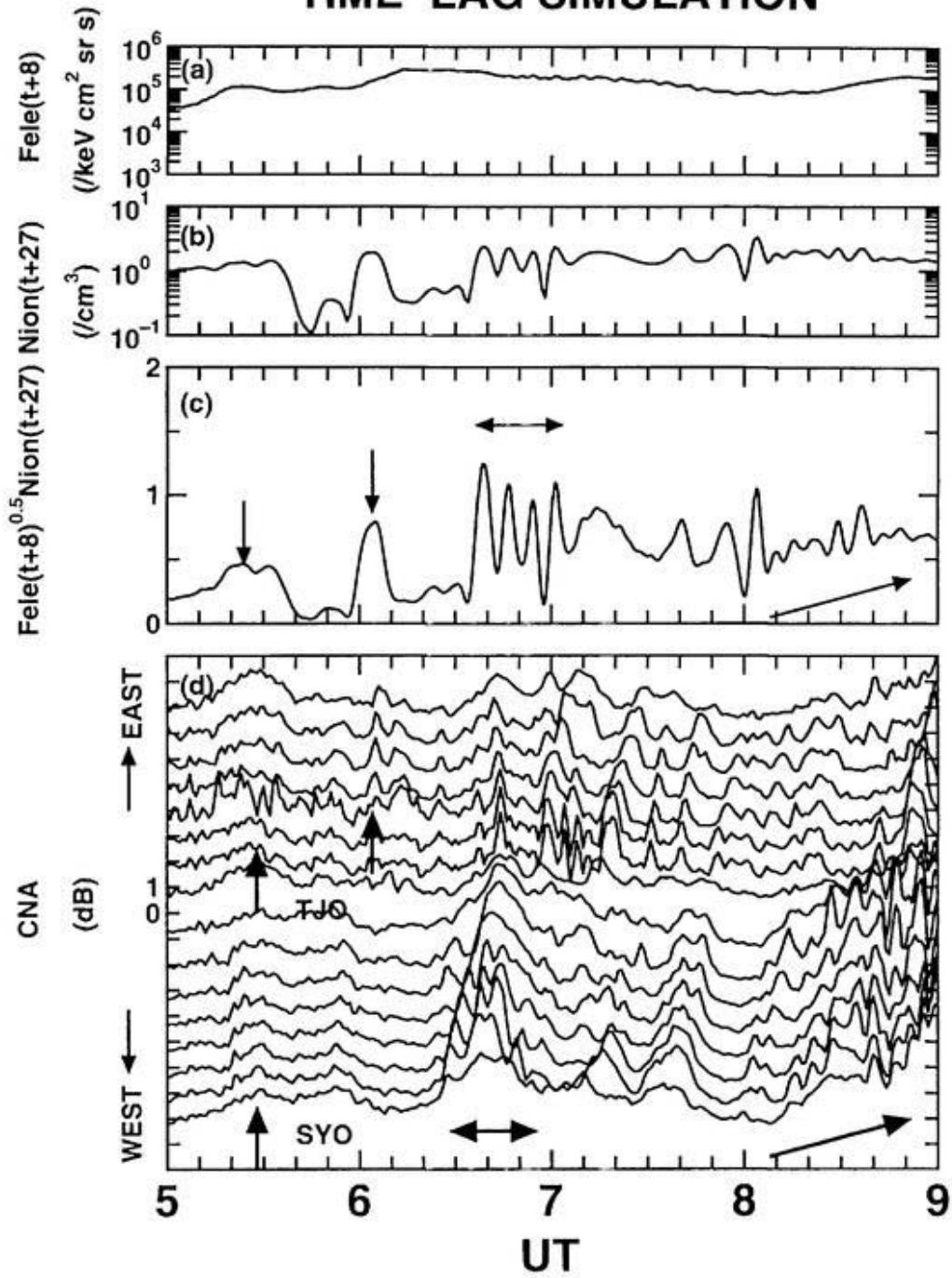


図 4.11 1993 年 7 月 11 日の現象の時間関係 (a) 高エネルギー電子束, (b) 低エネルギーイオン密度, (c)  $C = N_{ion}(t+27)F_{ele}(t+8)^{0.5}$ , (d) CNA. 現象の移動速度を考慮して, 磁気圏のプラズマ観測から再構成された昭和上空の CNA(c) は, 実際に観測された CNA(d) の大まかな特徴を, ほぼ表現している (矢印).

よって引き起こされたものと考えられる。

#### 4.5.2 4月22日の現象に対する共鳴電子束の見積もり

サイクロトロン共鳴を高エネルギー電子の散乱機構として考える場合、共鳴する電子のエネルギー  $E_{res}$  は、共鳴する波の角周波数  $\omega$  とサイクロトロン角周波数  $\omega_c$  の関数であり、次式で与えられる (KENNEL and PETSCHKE, 1966; 国分, 1983)。

$$E_{res} = E_r \frac{\omega_c}{\omega} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_c}\right)^3 \quad (4.1)$$

ここで、共鳴の特性エネルギーである共鳴エネルギー  $E_r$  は、

$$E_r = \frac{B^2}{2\mu_0 N_e} \quad (4.2)$$

で表される。ここで、 $B$ :磁束密度、 $\mu_0$ :真空の透磁率、 $N_e$ :電子密度である。ここでは簡単のため、 $\omega/\omega_c \approx 0.32$  のとき  $E_{res} \approx E_r$  なので、 $E_r$  を使って考察を進める。このとき、双極子磁場を仮定した静止軌道付近の磁束密度が約 100nT なのでサイクロトロン周波数  $\omega_c/2\pi$  は 2800Hz、したがって共鳴する波の周波数  $\omega/2\pi$  は 900Hz 付近となる。磁束密度を 100nT とし、電子密度  $N_e$  を衛星で観測された低エネルギープラズマ密度  $N_{ion}$  で代表させると、共鳴エネルギー  $E_r$  は次式となる。

$$E_r[\text{eV}] = \frac{2.5 \times 10^4}{N_{ion}[\text{cm}^{-3}]} \quad (4.3)$$

4月22日の現象では、0320UT 以前は  $E_r \geq 2.5\text{MeV} (N_{ion} \leq 0.01/\text{cm}^3)$  であり、0330UT 以降は  $E_r = 10\text{keV} (N_{ion} = 2.5/\text{cm}^3)$  であった。図4.12はSOPAで観測された電子エネルギースペクトルを示しており、実線は低エネルギープラズマ密度が低かった ( $N_{ion} < 0.01/\text{cm}^3$ ) 0250UTのピークでの値、破線はプラズマ密度が高かった ( $\approx 2.5/\text{cm}^3$ ) 0410UTでの値である。どちらのスペクトルもエネルギーのおよそ4乗に反比例するべき乗則  $F(E) = F_0 \times E^{-4}$  に従っている。ここで、高エネルギー電子のピッチ角分布が等方的だと仮定して、共鳴電子数について考えてみる。ピッチ角  $\alpha$  に対する、単位ピッチ角あたりの電子束  $f(E, \alpha)$  は、

$$f(E, \alpha) = \frac{F(E)}{\pi} \quad (4.4)$$

ここで、エネルギー  $E$  は電子の運動エネルギー  $(1/2)mv^2$  と置き換えられる。ただし、 $m$  は電子の質量、 $v$  は電子の速度である。置き換えを実行し、観測されたエネルギースペク

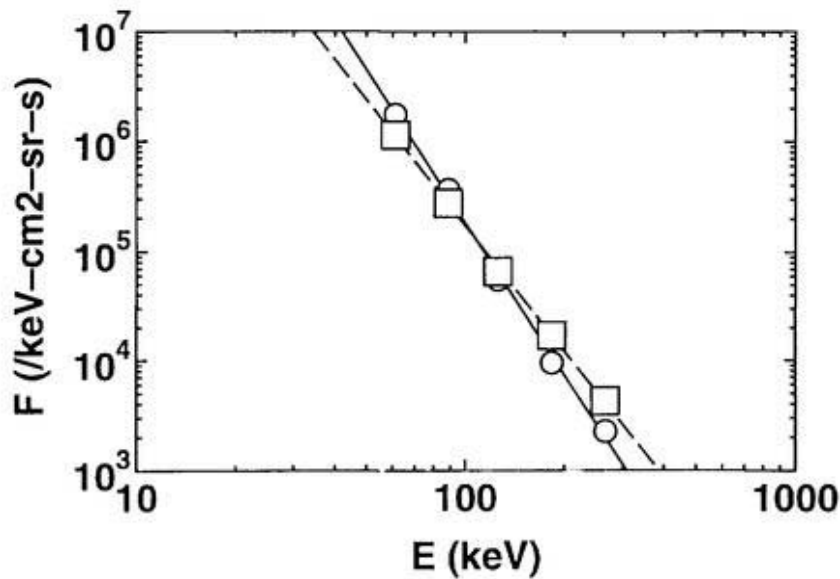


図 4.12 1993 年 4 月 22 日の高エネルギー電子スペクトル 高エネルギー電子束の 2 つの極大, ○:0250UT, □:0410UT における観測値. どちらも, エネルギーのおよそ 4 乗に反比例するべき乗則  $F(E) = F_0 \times E^{-4}$  に従っている.

トル  $F(E) = F_0 \times E^{-4}$  を代入すると上式は,

$$f(v, \alpha) = \frac{16F_0}{\pi m^4} \frac{1}{v^8} \quad (4.5)$$

電子速度  $v$  は, 磁力線に平行な成分  $v_{\parallel}$  と垂直な成分  $v_{\perp}$  のベクトル和  $v^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2$  で表現できる. 共鳴する電子数は, 速度の平行成分が共鳴エネルギーで決まる速度  $v_r = \sqrt{2E_r/m}$  になっているので,  $v_{\parallel} = v_r$  に沿って  $v_{\perp}$  の全区間にわたって, 共鳴に関わる  $v_r$  の幅  $\Delta v_r$  を考慮して,  $f(v, \alpha)$  を積分することで得られる (図 4.13).  $k_1$  を定数として  $\Delta v_r = k_1 v_r$  を仮定すると, 共鳴する電子数  $F_r \Delta v_r$  は次式となる.

$$\begin{aligned} F_r \Delta v_r &= \int_0^{\infty} f(v, \alpha) dv_{\perp} \Delta v_r \quad (4.6) \\ &= \frac{16F_0 k_1 v_r}{\pi m^4} \int_0^{\infty} \frac{dv_{\perp}}{(v_r^2 + v_{\perp}^2)^4} \\ &= \frac{5k_1 F_0}{2m^4 v_r^6} \\ &\propto \frac{F_0}{E_r^3} \quad (4.7) \end{aligned}$$

以上の結果から, この日の共鳴電子数の変化を見積もると, 高エネルギー電子束の 0410UT のピークの方が 0250UT のピークよりも約 35% だけ  $F_0$  が小さく, 共鳴エネルギーが 2.5MeV

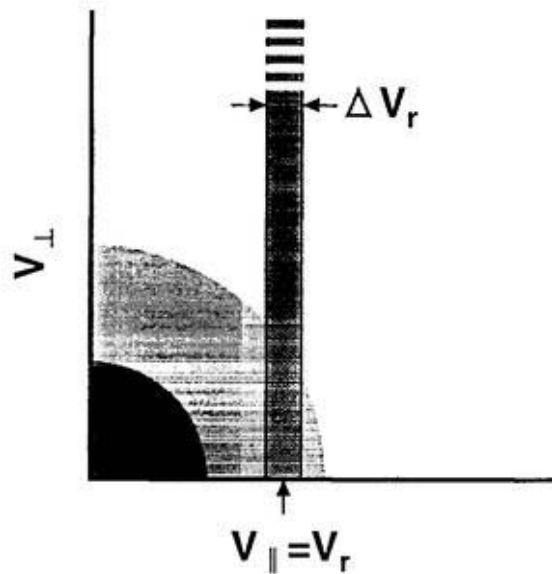


図 4.13 共鳴電子数の積分 エネルギースペクトルが与えられたとき、ピッチ角分布が等方的であると仮定して、速度空間で共鳴粒子数を積分する。積分区間は長方形(灰色)で示されている。

(0250UT) から 10keV(0410UT) に変化しているので、 $(1 - 0.35)/(10/2500)^3 \approx 1.0 \times 10^7$  倍だけ 0410UT のピークにおける値の方が大きい。CNA に効果的な D 層の電離に寄与する電子は 40keV 以上のエネルギーをもつと考えると、CNA に寄与する電子数は  $(1 - 0.35)/(40/2500)^3 \approx 1.6 \times 10^5$  倍変化している。もしこの変化がそのまま CNA の変化に結びつくなら、下部電離層のある高度での吸収は降下電子束の平方根に比例するので、CNA は dB 単位の比で 400 倍変化することになる。しかし、増加した降下電子は 2.5MeV の降下電子が電離したよりも高高度の大気を電離するので、この変化量がそのまま CNA の変化にはつながるわけではない。それでも、D 領域の電離を支配する数 10keV 以上の成分の大幅な変化を含んでいることから、0250UT における CNA の消失に効いていると考えられる。

#### 4.5.3 7月11日の現象に対する共鳴電子束の見積もり

ドリフト CNA が観測された 0700UT から 0800UT にかけて、高エネルギー電子束はほぼ一定であり、変動幅は 15% 以内であった。一方、低エネルギープラズマ密度は、 $0.5/\text{cm}^3$  から  $2/\text{cm}^3$  まで、4 倍の変動を示した。この低エネルギープラズマ密度の変動にともなう

共鳴エネルギーの変動は、式 4.3 より 50keV から 12keV と計算される。図 4.14 は SOPA で観測されたこのときの電子エネルギースペクトルであり、およそエネルギーの 4 乗に反比例するべき乗則  $F(E) = F_0 \times E^{-4}$  に従っている。このスペクトルから、プラズマ密度が  $0.5/\text{cm}^3$  から  $2/\text{cm}^3$  に増加して共鳴エネルギーが 50keV から 12keV に減少したとき、前節の考察から、共鳴電子数は約 70 倍に増加することが示される。

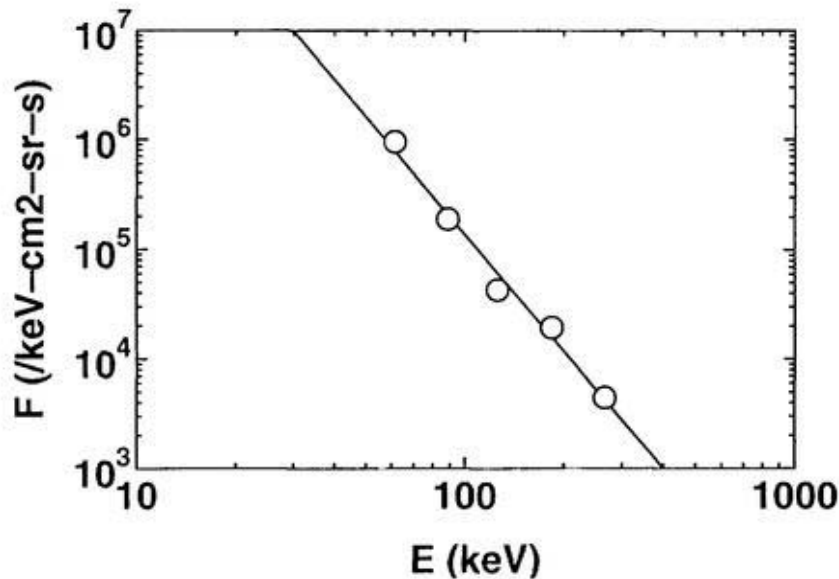


図 4.14 1993 年 7 月 11 日の高エネルギー電子スペクトル ドリフト CNA が観測されていた、○:0715UT における観測値。エネルギーのおよそ 4 乗に反比例するべき乗則  $F(E) = F_0 \times E^{-4}$  に従っている。

REES (1963) は、等方単一エネルギー降下電子による電離生成率を計算した。彼の図 2 から、50keV および 12keV の降下電子の侵入限界高度は、それぞれ約 80km および 100km と読み取れる。したがって、今回の共鳴エネルギーの低下によって降下するようになった電子は、100km と 80km の間まで降下して、大気を電離する。CNA に対しては、衝突周波数が高い低高度になるほど電離の増加の効果が顕著になるので、増加した降下電子 (12-50keV) はもとの 50keV 以上の電子ほどは吸収増加につながらない。一方、降下電子によって下部電離層に形成される電子密度は、同じエネルギーの電子に対しては電子束の平方根に比例する。したがって、今回の共鳴エネルギーの低下によって生じた降下電子束の増加による CNA の増加は、dB 単位で約 8 倍よりも小さいと考えられる。チョルネスで観測された吸収量の変動は、最小値 0.5dB に対して最大値 1-2dB であり、dB 単位で

の比は 2-4 だった。また、昭和で観測された吸収量比も 2-4 であり、どちらも上の考察の範囲に含まれている。

この考察は、吸収量変動の上限を評価しているに過ぎない。今後は、実際に降下してくる粒子束とそのエネルギースペクトル、降下粒子による電子密度プロファイルの変化の 2 点を評価し、吸収量の変動を見積もる必要がある。

#### 4.5.4 ドリフト CNA の原因

観測された吸収域の動き (高度 90km で約 300m/s) が、高エネルギー電子の磁場勾配ドリフトによるものだと考えると、ダイポール磁場を仮定するとそのエネルギーは 9keV となる。この値は、D 層高度まで侵入して吸収を増加させるには低すぎると考えられる。一方、 $E \times B$ ドリフトを仮定すると、電離層高度で 10mV/m 程度の電場が必要になる。この値は異常なものではない。さらに、図 4.7 に示された CNA の変動には対応する高エネルギー電子束の変動がなく、反対に低エネルギープラズマ密度とは相関がみられる。これらの事実から、ドリフト CNA は  $E \times B$ ドリフトによって移動する磁気圏プラズマの高密度領域からの、高エネルギー降下電子の増加によって形成されると考えられる。

SIRACE によって観測されたドリフト CNA 画像 (図 4.1) は、磁気圏でのプラズマ構造を考える手がかりになる。吸収域の形状は高度 90km で、南北に約 100km、東西に約 40km であり、空間的な繰り返し周期は移動速度と時間変動の周期から約 150km 程度と考えられる。この構造を磁気圏赤道面に投影すると、2000km $\times$ 800km、経度方向に約 3000km 間隔で並ぶプラズマの高密度領域の形状が推定される (図 4.15)。ただし、本研究では低エネルギープラズマ (1-130eV/q) の変動を使用しており、このような低エネルギーのプラズマ観測は衛星電位の影響を受けるが、本研究ではこれについて考慮していない。今後、この点について検討する必要がある。

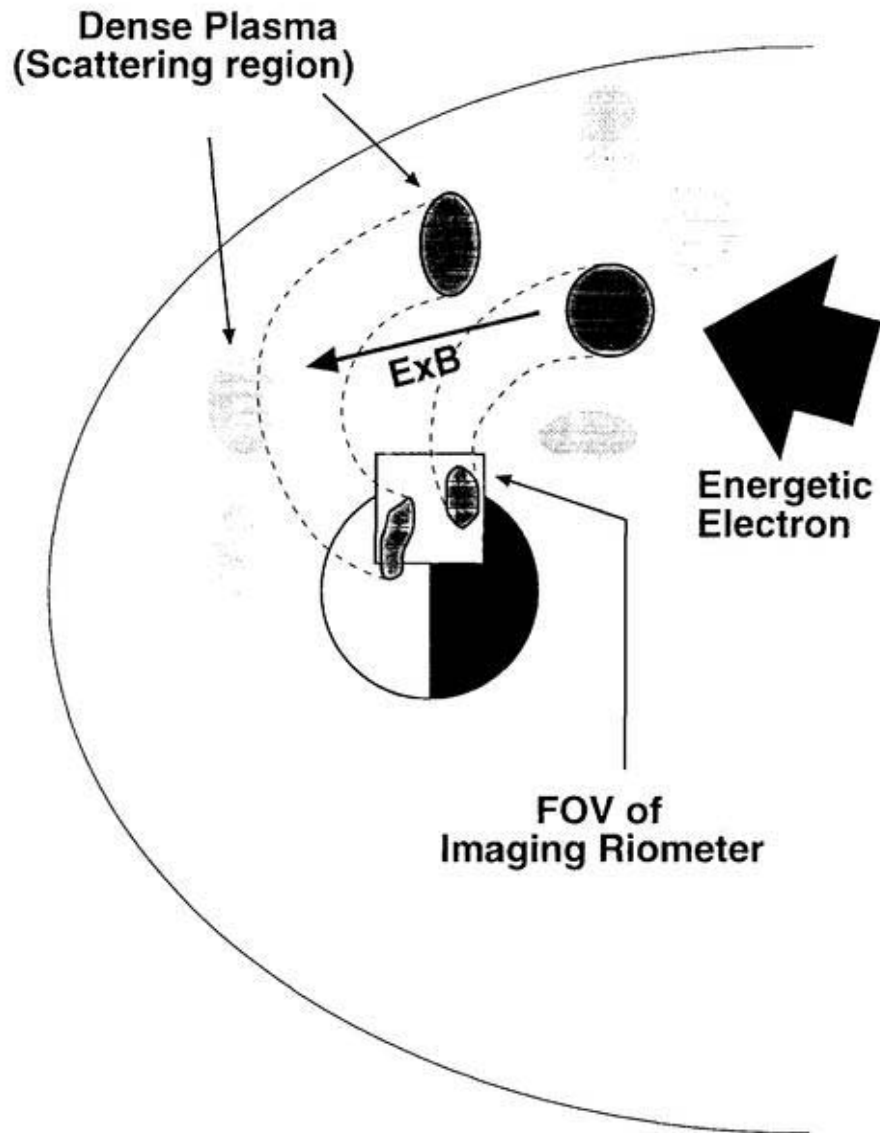


図 4.15 ドリフト CNA の発生 本研究でのドリフト CNA の発生機構の現象像。磁気圏に  $E \times B$  ドリフトで移動するコールドプラズマ構造があり、ここでは波動-粒子相互作用が起りやすくなっている。ここで高エネルギー電子が散乱され、磁場に沿って電離圏に降下し、ドリフト CNA を発生させる。



## 4.6 まとめ

本章では、磁気圏の低エネルギープラズマ密度と密接に関連した、オーロラ帯の2例のドリフト CNA 現象を解析し、以下の結果が得られた。

- (1) CNA 強度の時間変化は、現象の移動を考慮した静止軌道における高エネルギー電子束および低エネルギープラズマ密度の変動で説明できる。
- (2) 高エネルギー電子束が十分に存在しても、磁気圏プラズマ密度が非常に低い条件下 ( $\leq 0.01/\text{cm}^3$ ) では、CNA が発生しない。
- (3) CNA の変動量は、電子サイクロトロン共鳴を想定した高エネルギー電子束と低エネルギープラズマ密度による見積りの範囲内にある。

これらの結果は、CNA が波動-粒子相互作用とそれによる高エネルギー降下電子を通じて、磁気圏の低エネルギープラズマ密度による制御を受けていることを示している。地上で観測された ELF 放射強度はこの仮説を支持している。(1) から、ドリフト CNA は  $E \times B$  ドリフトによって移動する磁気圏のプラズマ雲からの高エネルギー降下電子によって形成されると推定できる。したがって、衛星で観測された低エネルギープラズマ密度の時間変動は、衛星の周囲を  $E \times B$  速度で通過するプラズマ雲の空間構造を反映していると考えられる。本研究で解析された現象では、およそ 800km から 2000km 程度の幅を持った密度構造が、3000km 程度の間隔で並んでいたものと考えられる。

本研究では、衛星で観測された低エネルギープラズマ (1-130eV/q) の変動を使用している。このような低エネルギーのプラズマ観測は衛星電位の影響を受けるが、本研究ではこれについて考慮していない。今後、この点について検討する必要があると考えられる。

## 第5章 共役点緯度の季節変化特性

### 5.1 はじめに

本章では、昭和-チョルネス共役観測点での年間を通じたCNA画像観測によって、昭和の共役点緯度の季節変化特性を統計的に求める。対象となる現象は、オーロラブレイクアップに伴って現れる、極方向に伝播する東西に伸びた帯状吸収域である。この現象は夜半前の時間帯に多く発生するため、今回の解析はこの時間帯について行われた。両半球で対応する現象の出現位置を観測点を基準に求め、これを比較することによって昭和の共役点の緯度がチョルネスを基準としてどれだけ緯度方向に変位しているか求める。統計期間は1992年2月から1993年12月である。

その結果、次のことが明らかになった。(1) 帯状吸収域の極方向への伝播速度は共役点間で有意な差が見られ、昭和側の方がチョルネス側よりも平均15%高速であった。この違いは、半球間での磁場強度および伏角の差によるものと考えられる。(2) 北半球側に投影された昭和の共役点は、6月頃に最も低緯度側に、12月頃に最も高緯度側に移動する。移動幅は、統計に用いられた現象の地磁気活動度の平均 $K_p=4$ に対して約200kmであった。(3) 統計から得られた昭和共役点緯度の季節変化特性は、IGRF1995内部磁場モデルおよびTsyganenko1989外部磁場モデル(TSYGANENKO, 1989)を用いた計算結果とよく一致した。

序論で述べたとおり、地磁気共役点は内部磁場によって決まる地上に固定された地点の周囲を、磁気圏電流によって生じる外部磁場によって時間とともに移動する地点であると考えられている。内部磁場モデルおよび外部磁場モデルを用いたモデル計算によって、その日周変化と季節変化が予想されている(ONO, 1987; TSYGANENKO, 1990)。これらのモデル計算は、共役点の日周変化は経度方向に長い楕円上の軌跡を描き、その移動方向は北半球側に投影された南半球上の地点の共役点について、上方から見て反時計まわりであることを示している。この日周変化の移動幅は、冬至夏至で最大に、春分秋分で最小

になる。一方、オーロラ粒子は磁力線に沿って両半球の電離圏まで降下してオーロラを起こすため、両半球の計算上の共役点付近でオーロラを観測し、共通な構造を比較することによって観測的に共役点を決定することができる。

DEWITT (1962) は、共役関係にある Campbell Island -Farewell ( $L \sim 4$ ) でのオーロラの平均輝度を比較し、オーロラの形状と動き、ブレークアップの時刻に共役性がみられることを示した。その後の研究により、オーロラは緯度方向には低緯度側で良好な共役性を示し、高緯度側では共役性が崩れる場合があることがわかってきた。また、地磁気擾乱時には特に高緯度での共役性が悪化することが示された。(BOND, 1969; BELON *et al.*, 1969; STENBAEK-NIELSEN *et al.*, 1972)

オーロラの動きに関して SATO and SAEMUNDSSON (1987) は、ブレークアップ時の高緯度側への移動速度が共役点間で異なる例を示した。また、オーロラ構造に関して FUJII *et al.* (1987) は、大規模構造 (100km 以上) では良好な共役性がみられるが、小規模な渦状構造 (50-100km 程度) では共役性が見られない例があることを示した。彼らはその原因がオーロラの起源領域の位置にあるとし、大規模構造は主に磁気圏に、小規模構造は極域超高層の局所的な加速機構によって制御されることを示唆した。

地上からのオーロラ光学観測は、その広い視野 (1000km 以上) と高分解能の能力のため、共役観測の有効な方法である。しかし、日照下での観測は不可能であり、また両半球が同時に夜になる春分秋分期であっても両半球が同時に晴天でなければならないという制約があるため、観測機会が限られてしまう欠点をもつ。このため、夏季冬季の共役性、あるいは統計的な研究を行うためには、光学観測とは別の方法で通年観測を行う必要がある。イメージングリオメータによる電離層吸収画像の観測は、そのような条件を満たす方法の一つである。

標準リオメータは 1950 年代に開発され、60 年代にサブオーロラ帯、オーロラ帯、極冠域の共役観測点に設置された (HOOK, 1962; HARGREAVES and CHIVERS, 1965; HARGREAVES and COWLEY, 1967a, 1967b)。この時期の研究から、CNA の共役性が高い領域は緯度方向に狭く、経度方向に広いことが示された。この段階では単一ビームの標準リオメータが使用されていたため、観測の空間分解能は観測点間の距離で決まっていた。

次いで、1960 年代後期に多ビームリオメータが開発され、HARGREAVES (1969a) はカナダの Great Whale River と南極の Byrd Station ( $L \sim 7$ ) に設置された共役 5 ビームリオメータ対を用いて、共役点の位置を推定した。彼はそれ以前の多点 CNA 観測の結果

から、吸収量の空間分布を緯度方向に 250km、経度方向に 320km の広がりをもつ 2 次元ガウス関数として仮定し、各現象の中心位置を両半球で比較した。統計解析の結果、北半球に投影された Byrd Station の共役点は、真夜中付近では北半球の冬季に最も高緯度側に、夏季に低緯度側に位置すること、昼側では逆の傾向をもつことが示された。

1980 年代末、イメージングリオメータが開発され、吸収域の画像観測が可能になった (DETRICK and ROSENBERG, 1990)。山岸等 (1992) は、共役観測点である南極の昭和基地とアイスランドのチョルネスに SIRACE システム (YAMAGISHI et al., 1998) と呼ばれるイメージングリオメータ対を設置した。

本章では、SIRACE で観測された吸収域の比較によって、共役点緯度の季節変化特性を求める。対象とする現象は、オーロラブレイクアップ時に極方向に移動する東西に伸びる帯状吸収域であり、統計期間は 1992 年 2 月から 1993 年 12 月である。

## 5.2 地磁気モデルによる計算上の地磁気共役点

地磁気モデルを用いて磁場の方向を計算し、ある地点から順に追跡することで計算上の共役点を求め、そのふるまいを予想することができる。図 5.1 は、チョルネスのイメージングリオメータの視野と、アイスランド側に IGRF 1995 モデルを使用して投影された昭和イメージングリオメータの視野である。昭和側の方が磁場強度が弱く、伏角が小さいため、投影された視野は南北方向に約 30% 縮小している。これによって、共役な現象の南北方向の空間的な大きさおよび速度は、昭和側の方がチョルネス側に対して約 30% 大きく、高速になることが予想される。

共役点のモデル計算において、特に磁力線が磁気圏の遠方にまで伸びている場合、外部磁場の影響は無視できない。ここでは Tsyganenko 1989 (T89, TSYGANENKO, 1989) モデルを外部磁場モデルとして IGRF モデルに加えて同様の計算を行った結果を図 5.2 に示す。時刻によって外部磁場の影響が変化するので、ここでは 0, 6, 12, 18 時 MLT について計算した。緯度によって経度方向の変位が異なるため、投影された昭和の共役視野は平行四辺形に近い形になっている。この傾向は 6, 18MLT で顕著に表れている。変位は外部磁場によって引き起こされていることから、磁力線が遠方まで伸びている高緯度側ほど、外部磁場の南北非対称性の影響を強く受けると考えられる。また、経度方向の変位の方向が朝側と夕側で逆になっているのは、太陽風によって磁場が尾部方向に引き伸ばされるこ

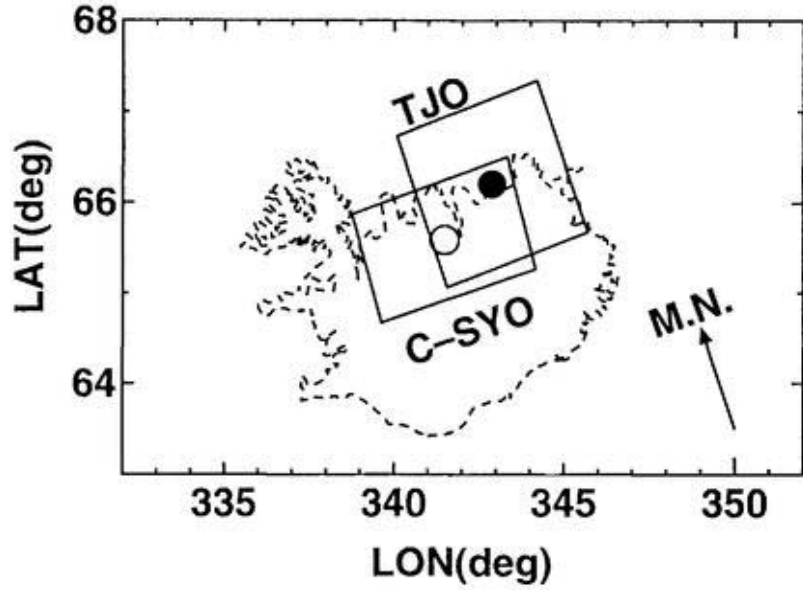


図 5.1 内部磁場 (IGRF) によって計算した昭和の共役点 IGRF モデルによって北半球 (高度 90km) に投影された, 昭和基地 (○) および昭和のイメージングリオメータの視野. 投影された視野は, 南北方向に約 30%縮小している.

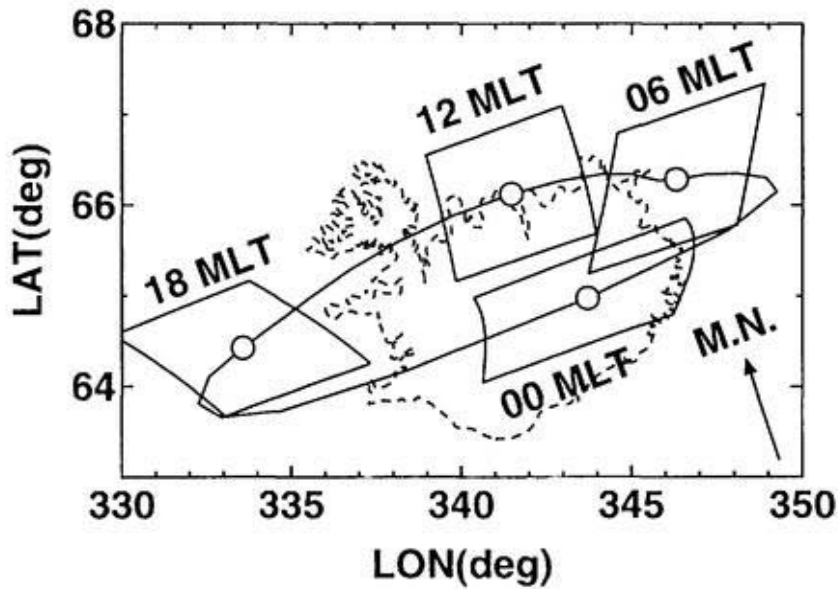


図 5.2 外部磁場 (T89) を考慮して計算した昭和の共役点 IGRF および T89 モデル (1992 年 6 月,  $K_p=4$ ) によって北半球に投影された, 昭和基地 (○) および昭和のイメージングリオメータの視野. 投影された昭和の視野は, 朝側と夕方側で経度方向に大きく変形している.

との影響を受けたためと考えられる。

この、共役視野の経度方向の変位は、両半球で観測される共役現象の形状を変えてしまう。南半球側で南北に伸びた帯状の吸収域を考えると、北半球側の共役点では時刻によって南東-北西あるいは南西-北東方向に伸びた帯状吸収域が観測されるはずである。ただし、東西に伸びた帯状吸収域は反対半球でも東西のままである。一方、南北方向に移動する共役現象の移動速度比は内部磁場だけで計算した場合とあまり変わらず、70%程度である。ただし、外部磁場の計算条件によって若干変動する。この速度比を、IGRFモデルだけ、IGRF+T89モデル ( $K_p=4$ , 6月, 18MLT), IGRF+T89モデル ( $K_p=4$ , 6月, 0MLT) について計算すると、以下のようになる。

$$R_{model} = V_i/V_s \quad (5.1)$$

$$= 0.7 \text{ (IGRF internal field only)} \quad (5.2)$$

$$= 0.7 \text{ (IGRF+T89 at 18 MLT)} \quad (5.3)$$

$$= 0.6 \text{ (IGRF+T89 at 00 MLT)} \quad (5.4)$$

ただし、 $R_{model}$ : 共役現象の速度比 (南北方向),  $V_i, V_s$ : チョルネスおよび昭和で観測される共役現象の速度 (南北方向) である。

共役点は地球の自転とともに、外部磁場の変動のため日周変化する。図 5.3a-d は、IGRFモデルと  $K_p=0$  の T89モデルによって各季節毎の昭和の共役点の日周変化を計算した結果である。緯度方向の変化幅は、冬至夏至で最大になり、春分秋分で最小になる。日周変化の移動方向は、上空から地上を見た場合、反時計まわりである。日周変化幅は地磁気活動度によって変化する。図 5.4 は、6月について同じモデルで  $K_p$  指数を変えて、その影響を示したものである。地磁気活動が激しくなるとともに、日周変化幅も大きくなっている。

本章では、帯状吸収域が頻繁に観測される真夜中付近の時間帯について、共役点緯度の季節変化に注目して統計解析を行う。図 5.5 に、IGRF および T89モデル ( $K_p=4$ ) を使用して計算した 0MLT における昭和の共役点の季節変化を示す。この図から、緯度方向に約 200km 幅で 6月に最も低緯度側、12月頃に最も高緯度側に移動する季節変化が読み取れる。

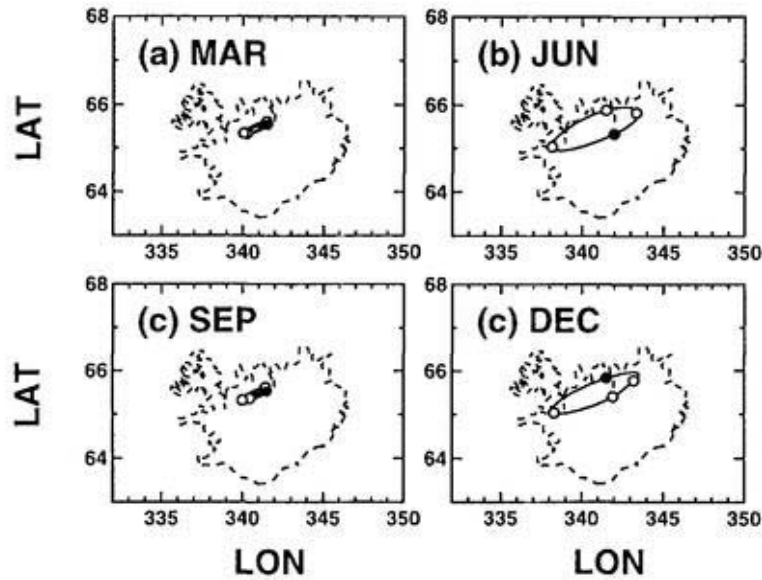


図 5.3 昭和共役点の日周変化およびその季節変化 ( $Kp=0$ ) IGRF および T89 モデルによって北半球側 (高度 90km) に投影された昭和の共役点. 季節によって日変化パターンが変化し, 春分秋分に変化幅が最小になる. 図中で黒丸 (●) は 00MLT における共役点を, 白丸 (○) は 06, 12, 18MLT における共役点を表している.

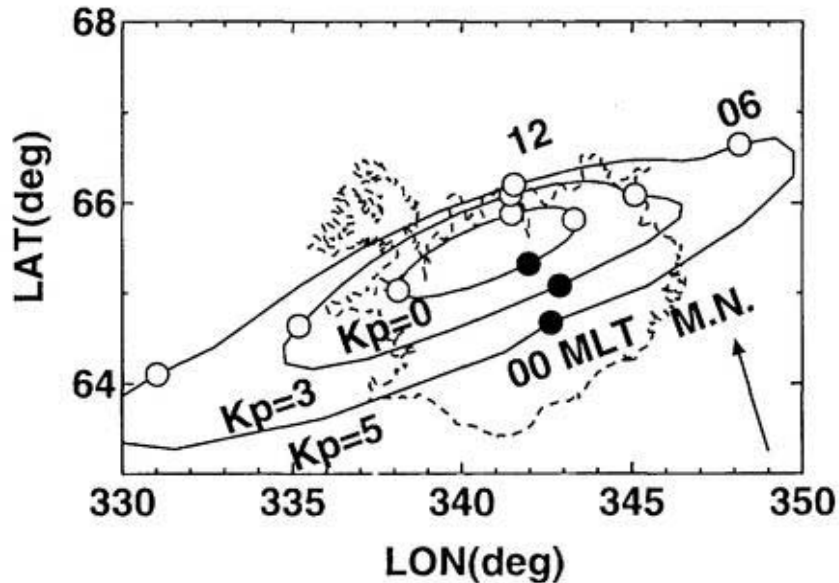


図 5.4 地磁気活動度による昭和共役点の日周変化の違い (1992 年 6 月) IGRF および T89 モデルによって北半球側 (高度 90km) に投影された昭和の共役点.  $Kp$  指数で与えられる地磁気活動度の増大とともに日変化幅も増大する. 図中で黒丸 (●) は 00MLT における共役点を, 白丸 (○) は 06, 12, 18MLT における共役点を表している.

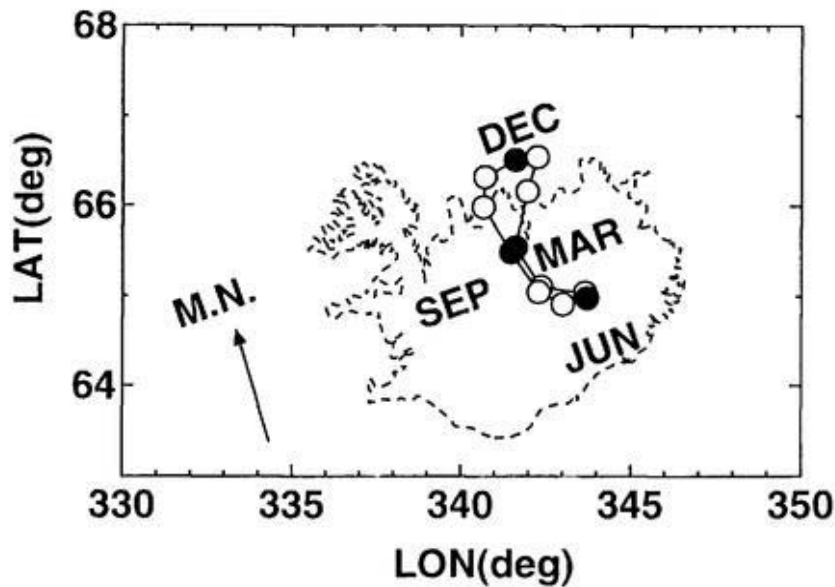


図 5.5 00MLT における昭和共役点の季節変化 ( $K_p=4$ ) IGRF および T89 モデルによって北半球側 (高度 90km) に投影された, 00MLT における昭和の共役点の季節変化. この時間での共役点は, 6 月に最も高緯度側に, 12 月に最も低緯度側に位置する. 図中で黒丸 (●) は春分秋分および冬至夏至における共役点を, 白丸 (○) はその他の 1 ヶ月ごとの共役点を表している.

### 5.3 解析方法

個々の吸収域の共役性を SIRACE システムによる観測から検討する場合, 両半球で観測された現象の中に共通に含まれる特徴点を見つける必要がある. しかし, イメージングリオメータは全天カメラと比較して狭い視野 (約 200km 四方), 粗い空間分解能 (天頂付近で約 20km) しかもっておらず, オーロラの共役観測のように広範囲から小規模な構造を探ることができない. このため, 帯状構造のような単純な構造をもつ吸収現象に注目する. 図 5.6 は両半球の視野でほぼ同時に, 極方向に移動する東西に伸びた帯状吸収域が観測された例である. 今後, この現象を PECB (Poleward Expanding CNA Band) 現象と呼ぶ.

PECB は, オーロラサブストームの開始時に発生し, 両半球で良好な共役性を示すことが多い. この現象は, 数 dB に達する比較的強い吸収と東西に伸びた帯状構造をもち, 極方向に数 100m/s から数 km/s 程度の速度で移動する. このため, イメージングリオメータの視野を数分で横断してしまうことが多い. 最初の吸収域が高緯度側に去った後, 10 分程度で高緯度側から吸収域が視野に入ってくることが多いが, この段階では構造が複雑



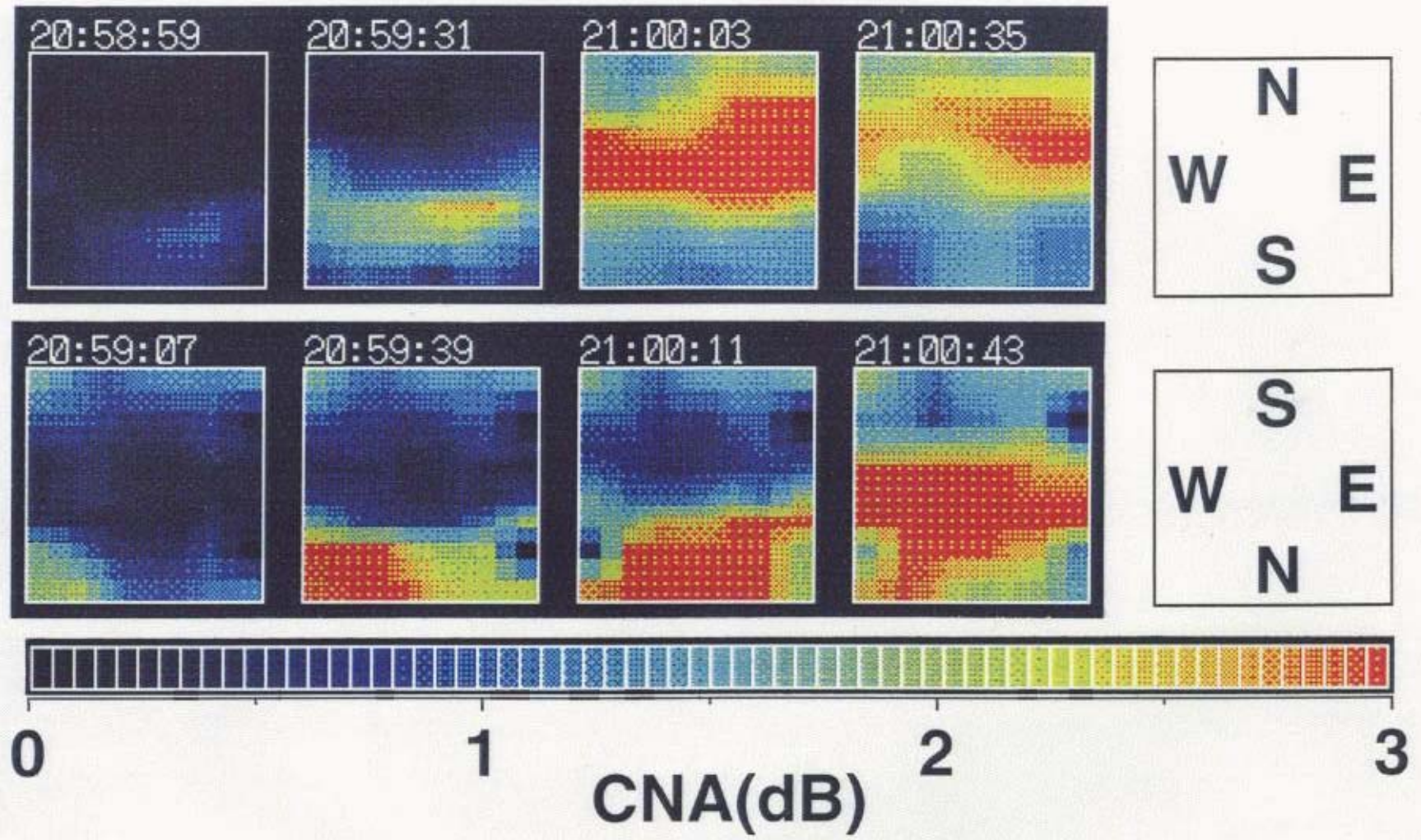


図 5.6 PECB 現象の吸収画像 PECB 現象は、オーロラサブストームの開始時に発生し、両半球で良好な共役性を示す。特徴的な東西に伸びた帯状構造および極方向への移動を示す。図は、SIRACE で観測された PECB 現象の吸収画像 (上段: チョルネス, 下段: 昭和, 上: 高緯度, 右: 東, 32 秒平均) である。

になっていて両半球で対応する構造を見つけるのは困難である。この後、両半球で対応する吸収域が見られるようになるまで、1時間程度かかることが多い。サブストームの回復相では、広範囲にパッチ状の不規則な形状の吸収域が現れ、両半球で1対1の対応をつけるのは困難である。したがって、共役点の位置について吸収現象を用いて研究する場合、PECB現象は最適な対象である。

### 5.3.1 現象の選択

PECB現象は、緯度方向に小さな構造を、経度方向に大きな構造をもっている。また、高緯度方向に移動するため、吸収画像の南北断面に、時間とともに高緯度側に移動する特徴的な右上がりの斜め構造が現れる(図5.7)。この特徴にいくつかの条件をつけて現象の選択を行う。ただし、図のデータは東から4列目のほぼ天頂をとおるビームで観測された吸収量であり、不規則な変動を低減するために30秒間の平均値を用いている。統計に用いるPECB現象は、以下の条件を満たすものとする。

- (1) 最大吸収強度が少なくとも一方の観測点で1dBを超えていること。
- (2) 現象が一方の観測点の天頂を通過してから300秒以内に他方の天頂を通過すること。
- (3) 過去30分以内に類似した先行現象がないこと。

条件(1)の目的は、明瞭な現象を選択することである。イメージングリオメータの表示は、基準となる静穏日雑音の精度によって最大で0.3dB程度のあいまいさが含まれることがある。したがって、1dB以上の吸収強度が表示された場合、実際の吸収量は少なくとも0.7dBあることになり、dBで表示した場合の現象とあいまいさの比は2倍以上となり、明瞭な現象を選び出すことができる。

条件(2)の目的は、対応が明瞭な現象を選択することである。PECB現象は、イメージングリオメータの視野を数分で横断することが多く、その時間は速度を700m/sとすると約300秒である。この程度の時間差なら、両観測点の視野に同時に吸収域をとらえることが可能と考えられる。ただし、実際に観測される速度はばらついており、この基準は便宜的なものである。

条件(3)の目的は、過去の現象の影響を軽減することである。既に述べたように、サブストームの回復相では不規則な形状の吸収域が広い範囲に現れ、共役性が見つけられる

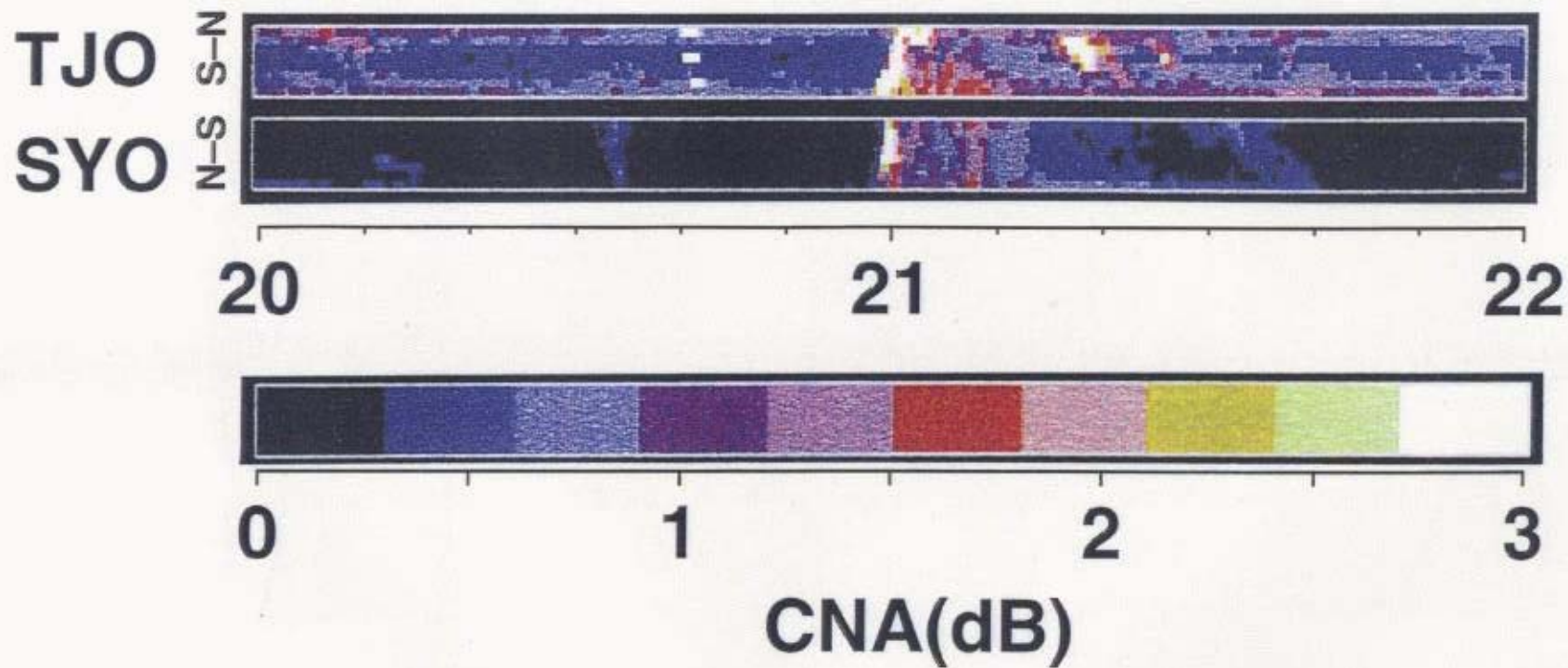


図 5.7 PECB 現象の南北断面表示 PECB 現象の南北断面には、高緯度側への移動にともなって、特徴的な右上がり構造がみられる。図は、6 時間分の南北断面 (上段: チョルネス, 下段: 昭和, 横軸: 時刻 (UT), 上: 高緯度, 2 時間毎) である。21UT に両半球で PECB 現象が観測されている。

よくなるまで1時間程度かかることが多い。このため、現象選択上は先行する現象が全くないことが望ましいが、あいまいな現象は他の条件で除かれる傾向があることから、30分程度の制限時間を決定した。したがって、この条件も(2)と同様に便宜的なものである。

共役点のモデル計算から、共役点の季節変化特性は地方時の影響を強く受けることが予想される。したがって、データ解析においては、なるべく短い時間帯に限られた現象を扱わなければならない。そこで、まず上の条件(1-3)を満たす現象の発生時刻分布を調べ、最も頻繁に現象が発生する時間帯の現象に限って統計を行う必要がある。

### 5.3.2 極方向移動速度および共役点位置

PECB現象の極方向への移動速度および天頂通過時刻を求めるため、図5.7を時間軸方向に拡大(10分間)したもの(図5.8)を使用する。図中の黒い線は、各ビーム毎の吸収量が最大となる時刻の軌跡である。イメージングリオメータのビーム間隔は視野の周辺部ほど広がっているため(図2.20)、一定速度で移動する現象の軌跡は直線ではなくS字型になる。図の軌跡上の十字は現象の天頂通過時刻である。チョルネスおよび昭和での現象の移動速度 $V_i$ 、 $V_s$ および天頂通過時刻 $T_i$ 、 $T_s$ は、現象の移動速度を一定と仮定した直線近似で求められる(図5.9)。チョルネスから測った昭和共役点までの緯度方向の距離 $D$ は、現象の極方向への移動速度 $V$ および天頂通過時刻の差から次式によって求められる。

$$D = V(T_s - T_i) \quad (\text{極方向に正}) \quad (5.5)$$

ただし、 $V$ は以下に述べる方法で補正された、現象の平均速度である。観測される現象の移動速度はほとんどの場合両半球で異なっており、モデル計算によれば昭和側の方が約30%高速である。共役な現象の速度を求めるためには、これを補正する必要がある。ここでは、昭和側の現象をチョルネス側に投影し、投影された現象の速度 $V'_s$ とチョルネス側の現象の速度 $V_i$ の平均で現象の速度 $V$ を表現する。投影は昭和側の速度を係数 $R_{obs}$ 倍することで行い、係数は各現象の速度比から統計的に求める。

$$V = \frac{V_i + V'_s}{2} \quad (5.6)$$

$$= \frac{V_i + R_{obs}V_s}{2} \quad (5.7)$$

$$R_{obs} = 10^{\log(V_i/V_s)} \quad (5.8)$$

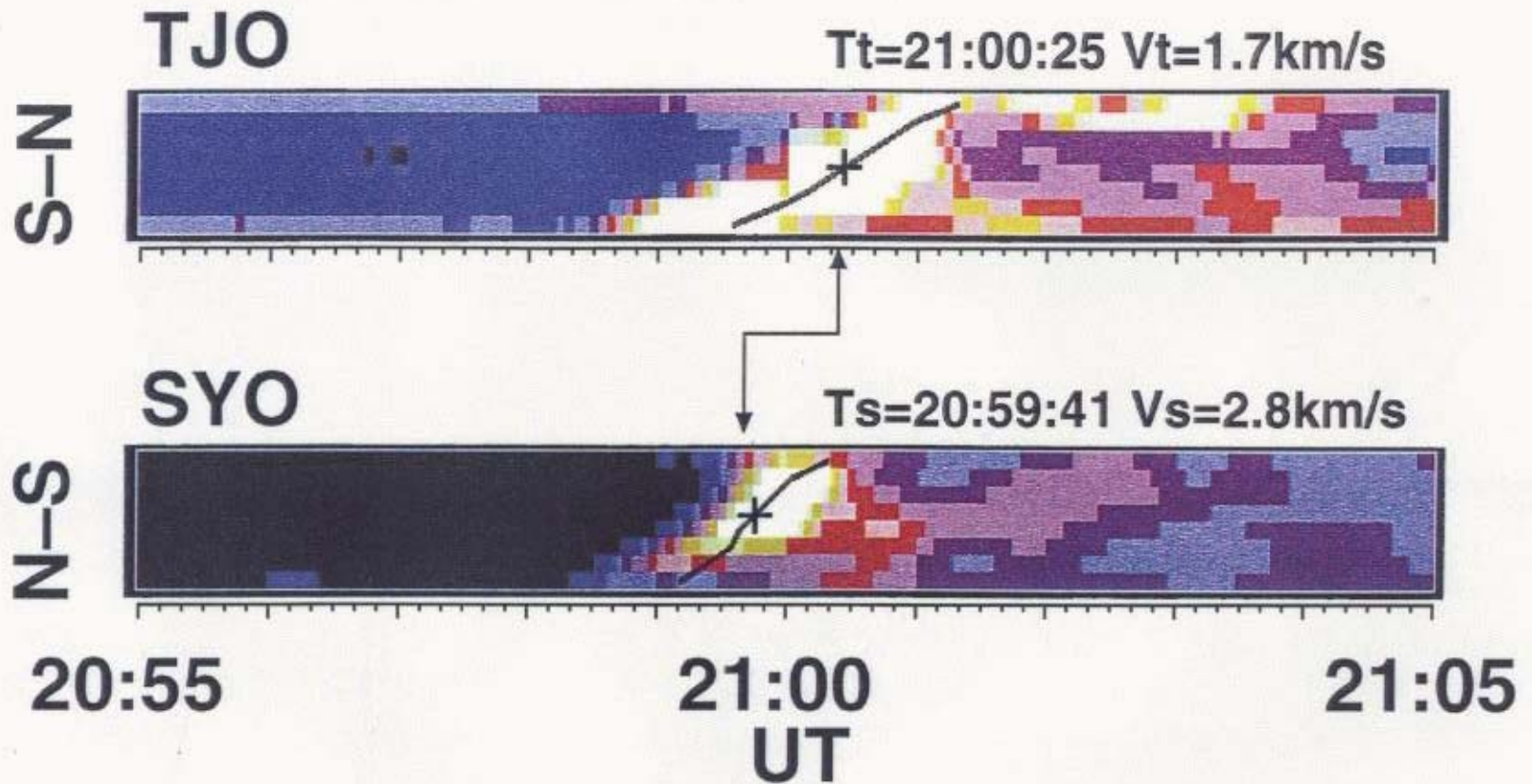


図 5.8 PECB 現象の南北断面 (10 分間) および移動速度の測定 PECB 現象の高緯度方向への移動速度および天頂通過時刻を求める。測定は、計算機上に現象周辺の 10 分間の南北断面を表示し、対話的に各ビームでの吸収のピークを選択する方法で行われる。移動速度は一定と仮定しているが、イメージングリオメータのビーム間隔が、視野の周辺部で広がっているため、吸収ピークの軌跡 (黒線) は S 字型になる。天頂通過時刻 (+) は、吸収ピークの軌跡が天頂を通過する時刻として決定される。

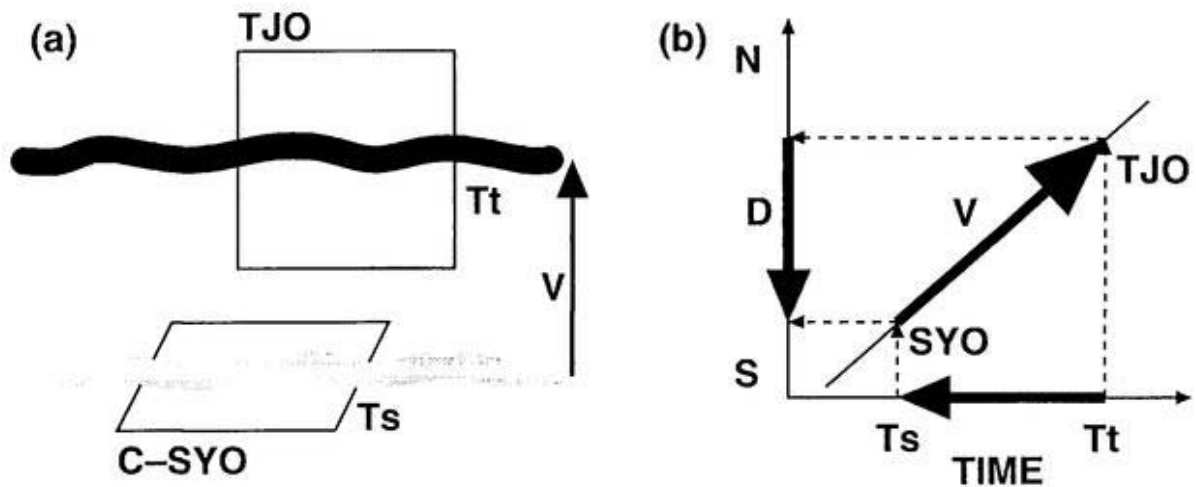


図 5.9 極方向移動速度および共役点位置 チョルネスから測った、昭和共役点の緯度方向の変位 (D) は、現象の移動速度 (V) と天頂通過時刻の差 (Ts-Tt) から、 $D=V(Ts-Tt)$  で求められる。

ここで、 $\overline{\log(V_i/V_s)}$  は各現象の速度比の対数  $\log(V_i/V_s)$  の平均である。対数化してから平均を計算し、それを真数に戻すのは、速度比のとりうる範囲が 1 を中心に非対称になっているからである。  $V_i$  の方が  $V_s$  よりも小さい場合、その比  $V_i/V_s$  がとりうる範囲は 0 から 1 である。一方、  $V_i$  の方が  $V_s$  よりも大きい場合、その比は 1 以上の広い範囲をとりうる。したがって、比の平均をそのまま使用した場合、  $V_i$  が  $V_s$  よりも大きい現象の影響が逆の場合よりも強くなり、比  $V_i/V_s$  を過大に見積もることになる。ここでは、任意底の対数をとることで非対称性の影響をなくす方法をとった。

### 5.3.3 共役点緯度の季節変化特性

昭和の共役点緯度の季節変化特性は、モデル計算 (図 5.5) によってほぼ余弦関数で近似できると予想される (図 5.10)。そこで、観測から得られた昭和の共役点緯度の季節変化特性を次式の関数で近似する。

$$d(t) = d_0 + A \cos \frac{2\pi(t - t_0)}{365} \quad (5.9)$$

ただし、  $d(t)$ : チョルネスから測った昭和共役点の緯度方向の距離、  $t$ : 1 月 1 日からの通算日、  $t_0$ : 昭和共役点が最も高緯度側に位置する日、  $A$ : 季節変化の振幅、  $d_0$ : チョルネスから測った昭和共役点の緯度方向の平均距離、である。観測値に対してこの関数を最小 2 乗法

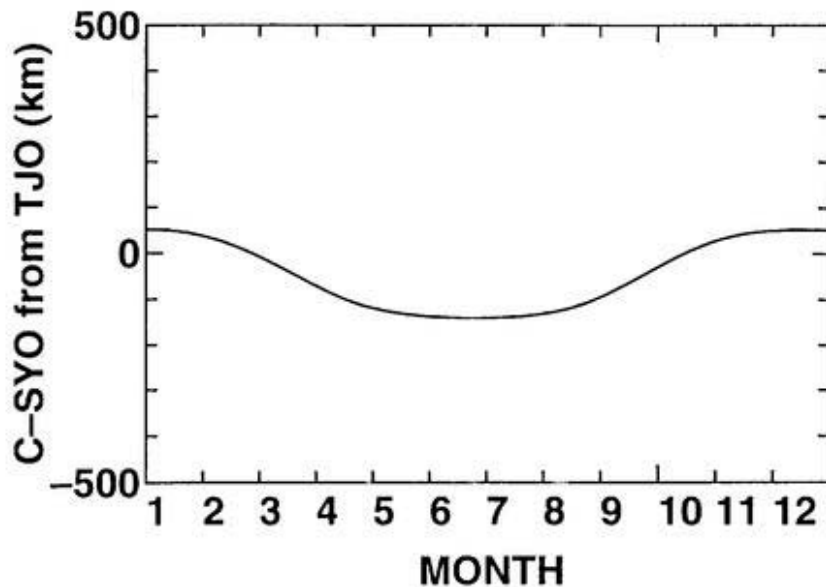


図 5.10 共役点緯度の季節変化特性 (00MLT) IGRF および T89 モデル ( $K_p=4$ ) によって求められた, 00MLT における昭和共役点の季節変化 (基準点はチョルネス). 6 月頃に最も低緯度側, 12 月頃に最も高緯度側に変位する. この特性は周期 1 年の余弦関数と定数の和で近似できる.

で近似させて, 得られた振幅  $A$ , 初期位相  $t_0$  をモデル計算の結果と比較する.

## 5.4 PECB 現象の解析結果

1992 年 2 月から 1993 年 12 月の統計期間中に, 92 例の共役 PECB 現象が得られた. 図 5.11 は磁気地方時に対する PECB 現象の発生頻度を示している. 地磁気モデルによる計算から, 共役点緯度の季節変化特性は地方時によって大きな影響を受ける. このため, 最も頻繁に現象が発生する時刻のまわりのなるべく狭い時間帯について解析を行う必要がある. 発生頻度分布から, 得られた現象のうちほぼ 60% 近くが真夜中前の 21 時から 0 時の 3 時間に発生していることが明らかなので, 本研究ではこの時間帯の現象を使って統計を行った. その結果, 以下の 3 点が明らかになった.

### (1) 両観測点での PECB 現象の速度の違い

図 5.12 は昭和側で観測された現象の速度に対するチョルネス側の速度の比の分布である. 速度比は, 例外的に大きな値である 2.5 を除き, 最小 0.4 から最大 1.9 の範囲で発生している. 図の横軸は既に述べた理由により, 速度比の常用対数になっている

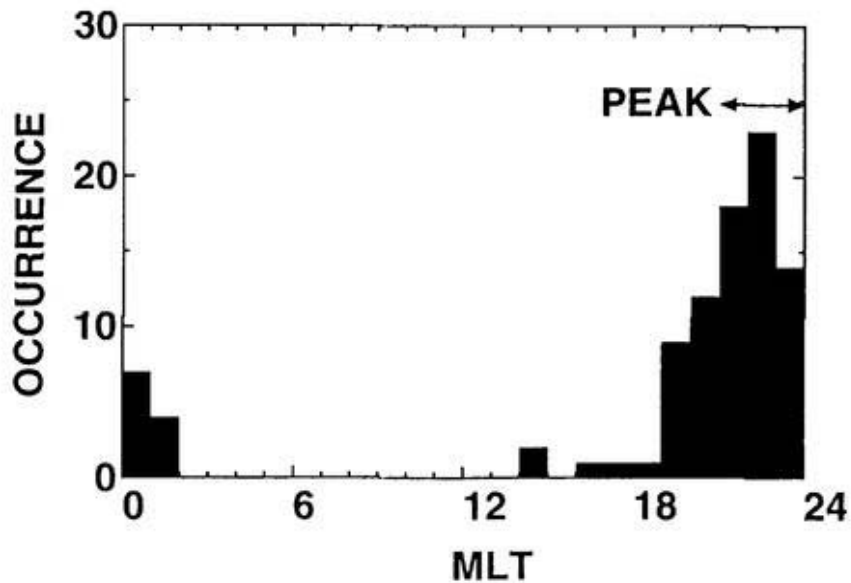


図 5.11 磁気地方時に対する PECB 現象の発生頻度 PECB 現象は真夜中前の 3 時間に集中して発生する (矢印). 本研究では, この時間帯の現象について解析した.

る. 速度比の平均は 1 よりも小さく, PECB 現象の吸収域が極方向に移動する速度は昭和側の方がチョルネス側に比べて高速であることを示している.

(2) 昭和の共役点緯度の季節変化特性

チョルネスから測った昭和の共役点緯度の季節変化特性を図 5.13 に示す. 各点は個々の現象から求められた位置, 実線は余弦関数による近似曲線である. 個々の共役点の位置はばらついているが, 6月に最も低緯度側, 12月に最も高緯度側に移動する傾向がみられる. 近似曲線の振幅は約 100km である.

(3) PECB 現象の地磁気擾乱依存性

図 5.14 は Kp 指数に対する現象の発生頻度である. 現象発生時の Kp 指数は, 平均 4, 標準偏差 1 である. また, 統計期間中の 21-24UT(MLT) における Kp 指数のヒストグラムは図 5.15 のようになっている. これらから, Kp 指数に対する PECB 現象の発生率を求めたのが図 5.16 である. この図から, PECB 現象は地磁気擾乱時に発生しやすいといえる.



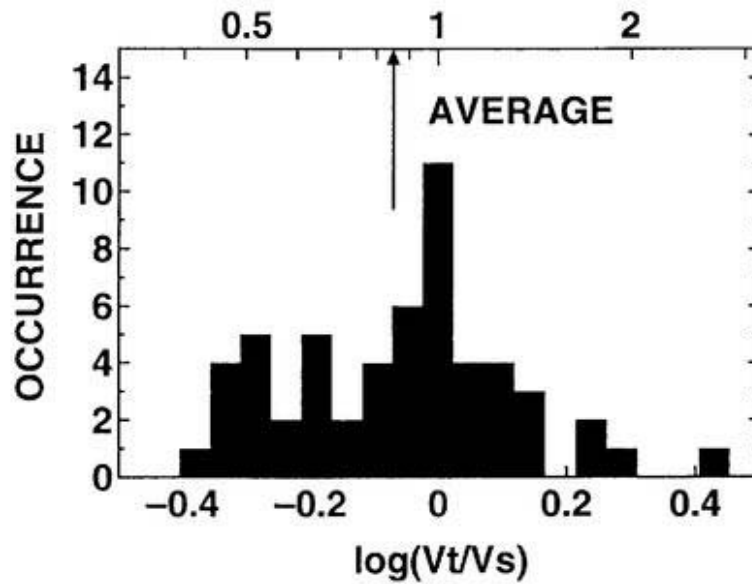


図 5.12 PCB 現象の南北速度比 南北速度比の評価は、速度比の対数の平均値を求め、これを真数に直す方法で行われた。図は、速度比の対数のヒストグラムである。平均速度比は 0.8<sub>5</sub>(真数)で、昭和側の方がチョルネス側よりも高速であった。

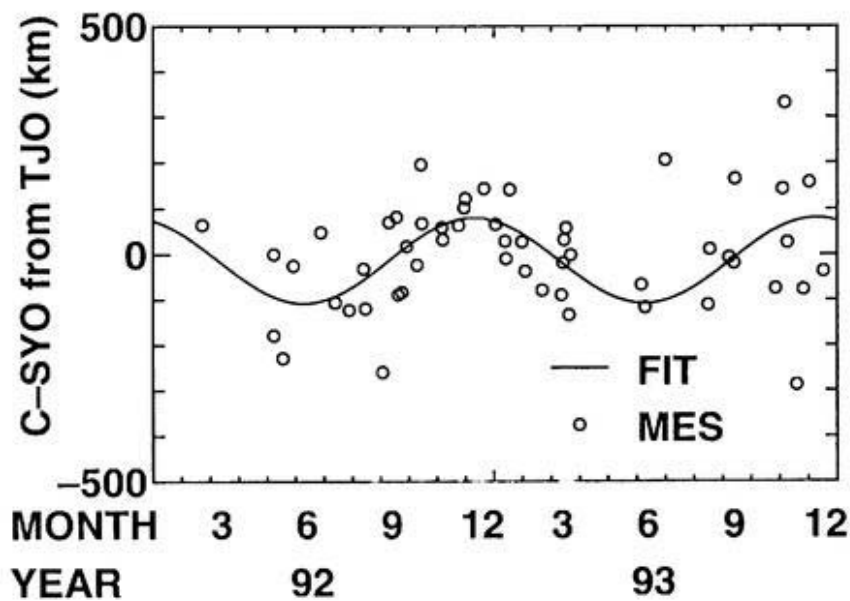


図 5.13 昭和共役点緯度の季節変化特性 21-24MLTにおける昭和共役点は、チョルネスを基準として、6月に最も低緯度側、12月に最も高緯度側に変位した。近似曲線の振幅は約 100km だった。図は、各現象についての昭和共役点(○)、近似曲線を表している。横軸は 1992-1993 年の 2 年間で、縦軸はチョルネスからの緯度方向の距離を表している。

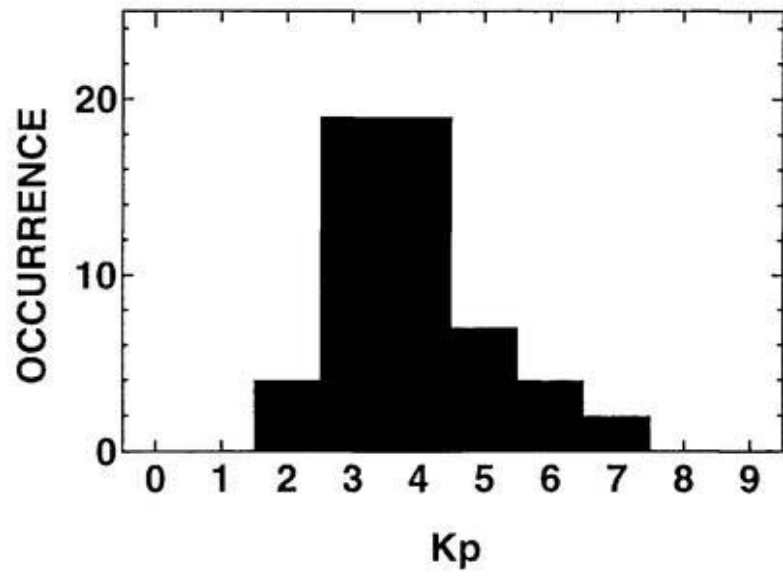


図 5.14 地磁気活動度に対する PECB 現象の発生頻度 解析に用いた現象の, Kp 指数に対するヒストグラム. 現象は Kp=4 程度の際に起きたものが多かった.

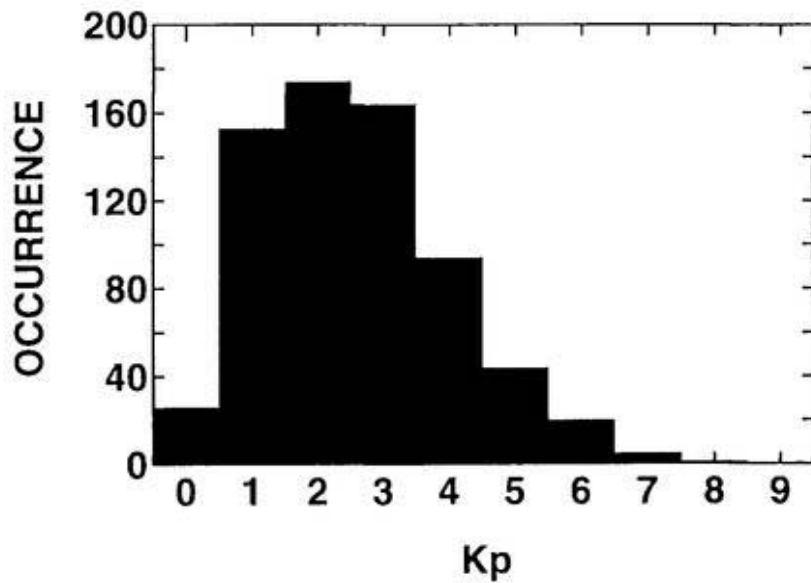


図 5.15 統計期間中の Kp 指数の発生頻度 統計期間中の全 Kp 指数 (21-24MLT) のヒストグラム.

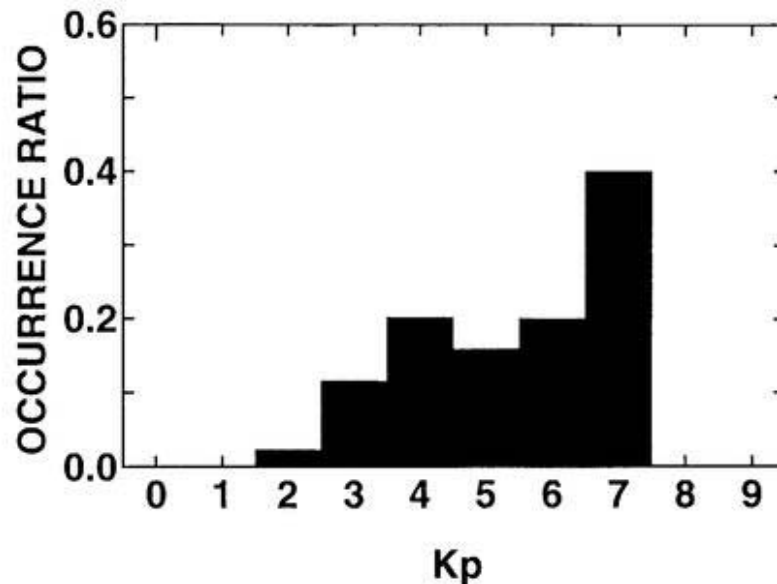


図 5.16 地磁気活動度に対する PECB 現象の発生率 解析に用いた PECB 現象の Kp 指数に対する発生頻度および統計期間中の Kp 指数自体の発生頻度から求めた、各 Kp 指数に対する PECB 現象の発生率。PECB 現象は、地磁気擾乱時に発生しやすいといえる。

## 5.5 考察

### 5.5.1 両観測点での PECB 現象の速度の違い

SATO and SAEMUNDSSON (1987) は、昭和基地とアイスランドのフッサフェルで掃天フォトメータを用いた共役観測を行い、オーロラのポールワードエクспанションの速度が共役点間で異なる例を示した。彼らの論文中的図3の例では、昭和に対するフッサフェルでの現象の速度比は約 0.6 で、昭和側の方が高速であることが示されている。本研究では、PECB 現象の速度比は最小 0.4 から最大 2.5 までばらつくという結果が得られており、速度比の分布をガウス型と仮定して有意水準 0.05 の信頼区間を求めると、0.8 から 0.9 となる。したがって、PECB 現象の速度は統計的に有意に昭和側の方が高速であるといえる。

観測から得られた速度比 0.8-0.9 は、IGRF および T89 モデルから予想された 0.7 から外れており、ばらつきも大きい。観測された PECB 現象が短時間に発生する過渡現象であるのに対して、モデルでは過渡現象が考慮されていないため、このような違いが生じたのではないと思われる。つまり PECB 現象の速度に関しては、モデルは単に傾向を示すにとどまるとと思われる。ここでは速度比を定性的に解釈するため、昭和-チョルネス

間の磁束管を単純化し、軸に垂直な断面が円形となる磁束管 (図 5.17) で現象の速度比を考える。

磁束管の両端は、電離層と伏角  $I_t$ ,  $I_s$  で交差し、そこでの磁束密度は  $B_t$ ,  $B_s$  である。磁場の水平成分は磁気緯度方向を向いているので、電離層と磁束管のなす断面は緯度方向に長い楕円形となる。この楕円を緯度方向に横断する経度方向に伸びる共役現象を考えると、地上から観測される緯度方向の現象の速度比は楕円の長径の比と等しい。楕円の長径は伏角によって磁束管の断面よりも長くなり、短径は磁束管の半径と等しいことから、磁束管両端の磁束密度および伏角で表現される現象の速度比は、次式のようになる。

$$\frac{V_t}{V_s} = \frac{R_t}{R_s} \quad (5.10)$$

$$= \sqrt{\frac{B_s \sin(I_s)}{B_t \sin(I_t)}} \quad (5.11)$$

この式に磁束密度として、 $B_t=50000\text{nT}$ ,  $B_s=42000\text{nT}$ , 伏角として、 $I_t = 76^\circ$ ,  $I_s = 65^\circ$ , を IGRF モデルから求めて代入すると、速度比 0.9 が得られる。PECB 現象の発生時には地磁気の擾乱が観測されるが、その変動量は絶対値で  $1000\text{nT}$  程度、方向で  $1^\circ$  程度であり、このモデルでは速度比に対する影響は 2% 以下である。これに対して統計の 95% 信頼区間は約 10% (0.8-0.9) の幅を持っており、地磁気擾乱が結果に与える影響は十分小さい。このモデルから得られた速度比 0.9 は、昭和側現象の方が高速である、という統計的に得られた結果と、定性的には一致している。

### 5.5.2 昭和基地の共役点緯度の季節変化特性

本研究では、各 PECB 現象について求められた昭和基地の共役点緯度を余弦関数で近似する方法で、真夜中前における昭和基地の共役点緯度の季節変化特性を求めた。その結果、昭和の共役点は 6 月に最も低緯度側に、12 月に最も高緯度側に位置し、近似曲線の振幅は約  $100\text{km}$  であるという特性が得られた。現象発生時の  $K_p$  指数の平均は 4 であった。

IGRF および T89 モデルを使用して、この統計結果に対応する季節変化特性を求めたのが図 5.18 である。計算では、時刻を 21 時から 0 時まで、 $K_p$  指数を 3 から 5 まで変化させて共役点を求めた。計算結果は、統計結果 (図 5.13) の近似曲線と振幅、位相ともによく一致している。したがって、統計から得られた季節変化特性は T89 モデルで表現さ

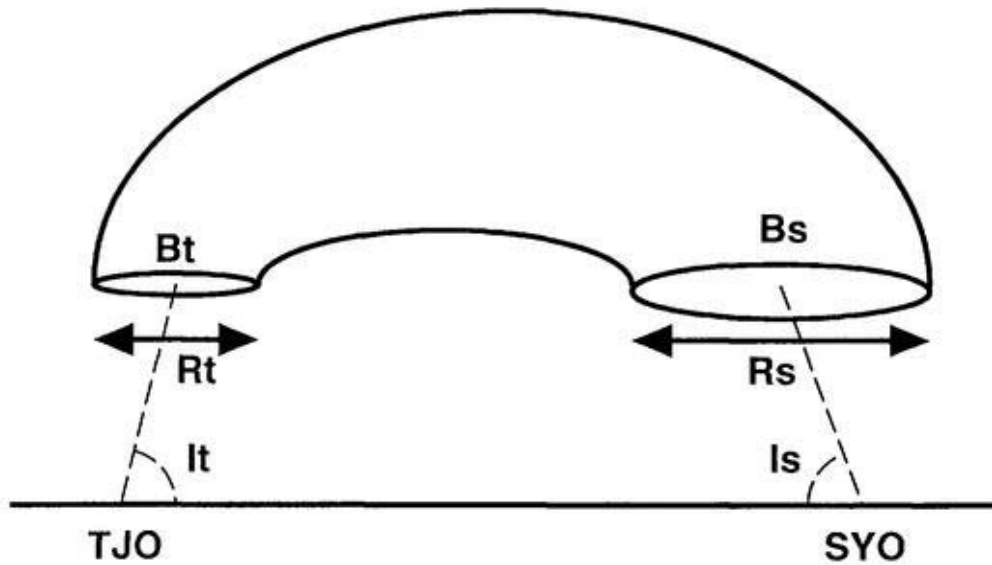


図 5.17 共役点間の速度比 図は、SIRACE 観測点をつなぐ磁束管の磁気子午断面を表している(上:磁気圏, 下:地表, 左:北半球の高緯度, 中央:赤道, 右:南半球の高緯度). 磁場強度および伏角を  $B_t$ ,  $I_t$ (チヨルネス),  $B_s$ ,  $I_s$ (昭和)とする. 磁束管の軸に垂直な断面が常に円形であると仮定すると, 磁束管の電離層断面の直径は緯度方向に  $R_t$ ,  $R_s$ となる. 共役現象がこの磁束管を緯度方向に横断する速度の比は,  $R_t$ ,  $R_s$ の比で決まり, 0.9となる.

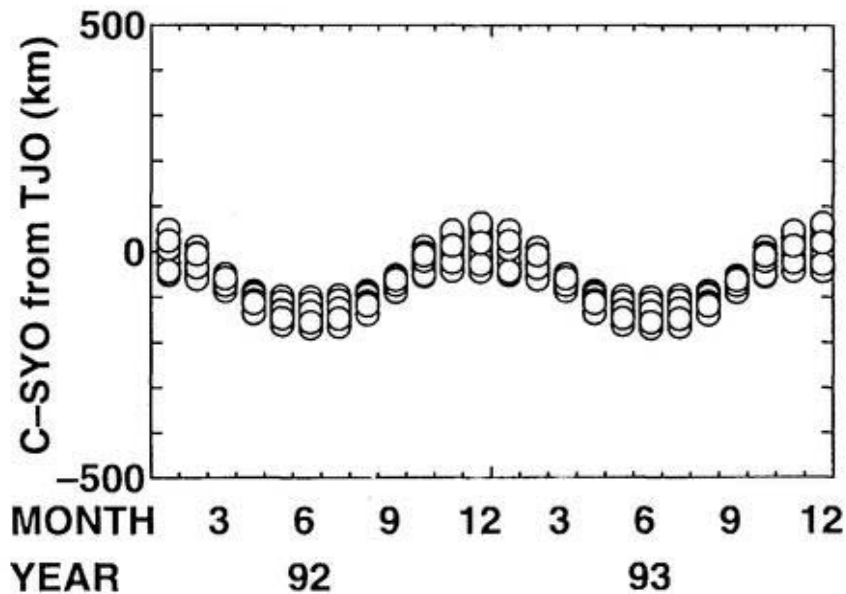


図 5.18 時間幅と地磁気擾乱度幅を考慮して計算した昭和共役点緯度の季節変化特性 解析に用いた現象には, MLT(21-24),  $K_p$  指数(3-5)について幅がある. 図は, この幅を考慮した昭和共役点緯度のモデル計算の結果である. 1年周期の季節変化のまわりに, 最大  $\pm 50\text{km}$  のばらつきがみられる.

れるような外部磁場の季節変化特性を表しており、地磁気のダイポール軸と太陽風がなす角の変化が原因だと考えられる。既に述べたように、HARGREAVES (1969a) は吸収域の空間分布を仮定して、 $L = 7$  付近に設置された5ビームリオメータを使用して共役点の位置の季節変化特性を求めた。彼が仮定した吸収域の分布は、緯度方向に 250km、経度方向に 320km の広がりを持つ2次元ガウス関数である。彼は1分値で読み取られた各吸収現象について、吸収域の中心位置をこの関数で近似的に求め、両半球で比較した。その結果彼は、夜側の10分以内のスパイク状の時間変化を示す吸収現象について、北半球に投影された南半球側の Byrd 基地の共役点は北半球の夏季に最も低緯度に、冬季に最も高緯度に位置することを明らかにした。

今回の研究で扱った PECB 現象も現象が視野を横断するのに要する時間は10分以内であり、統計で得られた季節変化特性も彼の結果と一致している。発生頻度分布、継続時間から考えて、PECB 現象は彼が扱ったスパイク状吸収現象に含まれていると考えられる。また、彼は共役点緯度の季節変化幅を約 100km と見積もった。これに対して本研究の結果は約 200km であり、彼の結果より若干大きいもののオーダーでは一致している。本研究のこの結果は、IGRF および T89 モデルによる計算結果ともほぼ一致している。したがって、共役点の季節変化特性のような長期にわたる変動を、これらの地磁気モデルの組み合わせで表現できることが、地上の CNA 観測から検証できたといえる。

### 5.5.3 共役点緯度のばらつき

本研究で求められた昭和の共役点緯度は、図 5.13 に示されるように近似曲線のまわりでばらついている。統計に用いられた現象は、21-24MLT の時間幅、および  $4 \pm 1$  の  $K_p$  幅をもっている。これを考慮したモデル計算(図 5.18)から、季節変化特性の中心からのばらつきは最大で 50km 程度と予想される。一方、図 5.19 は観測から得られた昭和共役点緯度の季節変化曲線からの偏差を現象発生時の  $K_p$  指数に対して表示したものである。観測による共役点緯度の偏差は、多くの現象は 100km 以内に入っているが、200km を超えるものもみられる。この不整合は、T89 モデルが用いるパラメータが時刻と  $K_p$  指数だけなので、短い時間スケールをもつ過渡的な現象の影響を表現できないことと対応した結果であろう。図 5.19 に示された観測による偏差はモデル計算による偏差(図 5.18)と対応するが、すべての  $K_p$  指数に対して 100km 以内の偏差は常に存在することを示している。また、 $K_p$  指数が 5 以下の領域では、 $K_p$  指数の増大とともに偏差が増大する傾向がみら

れる。Kp 指数が5より大きい領域ではそのような傾向はみられないが、前者と比較して現象数が少ないため本当にそのような傾向がないのかどうかははっきりしない。擾乱時には吸収現象は発生しやすいので、共役 PECB 現象が少なくなるのは、対応する吸収域をイメージングリオメータの視野で確認できなくなったためと考えられる。

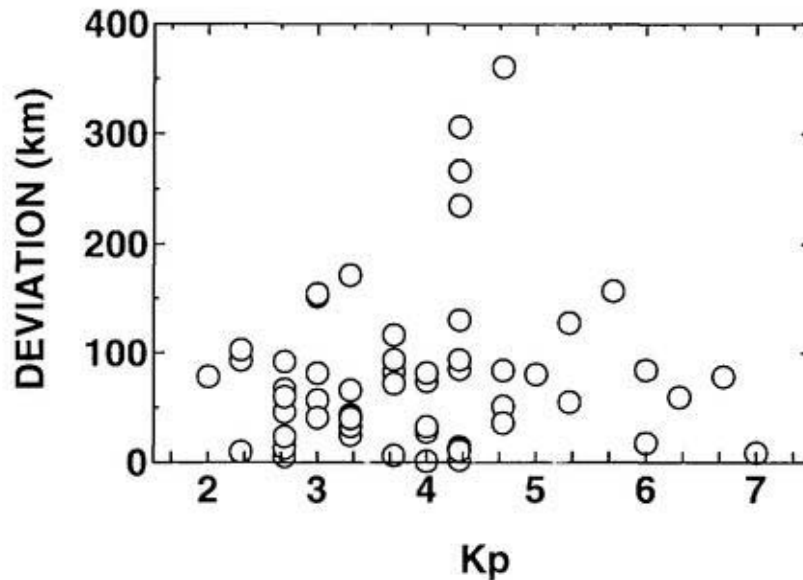


図 5.19 地磁気活動度に対する共役点緯度の季節変化曲線からの偏差 観測された昭和共役点緯度は、季節変化曲線のまわりでばらついている。図は、横軸の Kp 指数に対して、縦軸にばらつきを示している。このばらつきの絶対値は、 $Kp \leq 5$  の領域では Kp 指数の増大とともに増加する傾向がみられる。 $Kp > 5$  の領域で大きなばらつきが見られないが、現象数自体が少ないためはっきりした傾向はわからない。

HARGREAVES (1969b) は前述のガウス型吸収域を仮定した5ビームリオメータによる観測から、CNAの共役性と地磁気擾乱の間にははっきりした関係はないと結論づけた。上記の結果は彼の結論と異なっており、特に Kp 指数が5より大きい激しい擾乱下では、図 5.14 に示されているように共役現象を見つけることも難しい。彼は吸収域の緯度幅を 250km と仮定しており、その幅はオーロラオーバルの幅と同じオーダーである。一方、イメージングリオメータで観測された PECB 現象の多くは、200km の視野内で構造を確認できる数 10km 程度の個々のオーロラアークに対応する規模の構造を持っている。彼が統計に用いたスパイク状吸収現象には PECB 現象が多く含まれていると考えられるので、彼の統計では個々の現象の大きさを過大に見積もったことになり、Kp 指数による共役点位置のばらつきが相対的に小さくなって無視されたと考えられる。

## 5.6 まとめ

本章では，昭和-チョルネス共役観測点での年間を通じた CNA 画像観測で得られた PECB 現象を用いて，真夜中前における昭和の共役点緯度の季節変化特性を統計的に求めた．その結果，次のことが明らかになった．

- (1) PECB 現象の極方向への伝播速度は共役点間で有意な差が見られ，昭和側の方がチョルネス側よりも平均 15% 高速である．この違いは，半球間での磁場強度および伏角の差で定性的に説明できる．
- (2) 北半球側に投影された昭和の共役点は，6 月頃に最も低緯度側に，12 月頃に最も高緯度側に移動する．移動幅は，平均  $K_p=4$  に対して約 200km であった．
- (3) 昭和共役点緯度の季節変化特性は，IGRF および T89 モデルを用いた計算結果とよく一致する．



## 第6章 まとめ

本論文では、オーロラ帯の昭和-アイスランド共役観測点に設置された SIRACE システムで観測された CNA 現象から、その磁気圏での発生機構について考察した。また、年間を通じた CNA 出現緯度の南北比較によって得られた、夜間における共役点緯度の季節変化特性について述べた。本章では、本研究によって得られた成果、今後の研究の展望について述べる。

ドリフト CNA 現象 に関して、第4章で、午前側でしばしば観測されるこの現象と、磁気圏プラズマの比較を行った。この CNA 現象は、磁気圏コールドプラズマの空間構造を反映した波動-粒子相互作用領域から降下してくる高エネルギー電子によって生じると、従来の研究では推測されていた。しかしこれまで、磁気圏でのプラズマ観測との比較は行われてこなかった。

本研究では、1993年に昭和とアイスランドを通る磁力線の近傍に移動した LANL1990-095 静止衛星のプラズマ観測データを使用し、地上のドリフト CNA 現象と磁気圏低エネルギープラズマの比較をはじめて行った。

その結果、低エネルギープラズマ密度が低い場合には高エネルギー電子束の増大にともなう CNA がみられないことが示された。また、衛星のフットポイントと地上観測点の位置関係、ドリフト CNA の移動速度を考慮することにより、低エネルギープラズマ密度と高エネルギー電子束の変動、および CNA の変動の関係が矛盾なく説明された。また、低エネルギープラズマ、高エネルギー電子、CNA の変動量は、電子サイクロトロン共鳴による波動-粒子相互作用を考慮して、共鳴粒子数の変化比を見積もることで説明された。これらの結果は、ドリフト CNA 現象は磁気圏の高エネルギー電子だけでなく、コールドプラズマ構造によっても、波動-粒子相互作用を通じて支配されている、とする従来の仮説を観測事実によって支持するものである。

ただし、低エネルギープラズマ密度が特に低い場合以外は、CNA の発生と高エネル

ギー電子束の増大の対応は良好であり、全体的な CNA 現象の消長は高エネルギー電子束に制御されている。どのような場合に低エネルギープラズマ密度が CNA の発生を制御しているのか、より多くの現象の比較によって確認を行う必要がある。また、本研究では低エネルギープラズマ観測に与える衛星電位の影響を考慮していないので、今後この点について検討する必要がある。

昭和基地の共役点緯度 に関して、第 5 章で、真夜中付近 (21-24MLT) でオーロラブレークアップにともなって観測される PECB 現象の出現緯度の統計を行った。統計の結果、北半球側に投影された昭和基地の共役点は、6 月頃に最も低緯度側に、12 月頃に最も高緯度側に変位することが明らかになった。変位幅は、平均地磁気活動度  $K_p=4$  に対して約 200km であった。

この季節変化特性は、IGRF モデルおよび T89 モデルを用いた計算結果とよく一致した。また、PECB 現象の極方向への伝播速度には共役点間で差が見られ、昭和側の方がアイスランド側よりも平均 15% 高速であった。従来のオーロラ観測によってこの違いは見出されていたが、統計的な取り扱いはなされてこなかった。本研究では、この違いが統計的に有意であることを示した。

以上の 2 つの CNA に関連した現象は、サブストームによって磁気圏から注入された高エネルギー粒子が、大気との衝突によって失われる過程で発生する。また、地球磁場による粒子の運動の支配によって、地磁気共役性という共通点をもっている。本研究は、高エネルギー粒子の損失、地磁気共役性の 2 つの主題を通じ、ドリフト CNA の発生機構、および PECB 現象の共役性を、観測によって明らかにした。

## 謝辞

研究全般にわたって多大なご指導をいただきました，山岸久雄助教授，佐藤夏雄教授に心から感謝いたします。

現象の解釈，表現方法，文献収集等，多くの方の援助をいただきました。国立極地研究所超高層グループの江尻全機教授，岡野章一教授，麻生武彦教授，宮岡宏助教授，田口真助教授，門倉昭助手，行松彰助手，菊池雅行助手，堤雅基助手，渡辺正和博士，岡田雅樹助手，拓殖大学の巻田和男教授，国学院大学の柴崎和夫助教授，通信総合研究所の菊池崇博士，加藤賢一博士，橋本久美子博士，名古屋大学の小川忠彦教授，西野正徳講師，総合研究大学院大学の海老原祐輔氏に感謝いたします。

本研究は，国立極地研究所情報科学センターの計算機を使用して行われました。計算機環境の整備に関して，鈴木靖和技官に感謝いたします。

本論文で使用した昭和基地のイメージングリオメータは，第33次南極観測隊によって建設され，使用したデータは同隊および34次隊によって取得されました。観測隊および国立極地研究所の関係者に感謝いたします。チョルネスのイメージングリオメータは，国立極地研究所によって建設され，アイスランド大学の協力で運用されています。同研究所およびアイスランド大学，観測所の関係者に感謝いたします。

本論文第4章で使用した衛星データは，ISTP キーパラメータとして公開されています。また，SOPA データはロスアラモス研究所の Energetic Particle グループから供給されました。有用なデータを公開されている，Pi の Dr. D. McCOMAS(MPA)，Mr. D. BELIAN(SOPA) をはじめとする関係者に感謝し，敬意を表します。

## 参考文献 (A-Z, あ-ん)

- APPLETON, E.V., NAISMITH, R., and BUILDER, G. (1933): Ionospheric investigations in high latitudes. *Nature*, **132**, 340-341.
- ARMSTRONG, R.J., BERKEY, F.T., and MELBYE, T. (1977): The day to night absorption ratio in auroral zone riometer measurements. *Planet. Space Sci.*, **25**, 1193-1198.
- BAILEY, D.K. (1968): Some quantitative aspects of electron precipitation in and near the auroral zone. *Reviews of Geophysics*, **6**, 289-346.
- BALSELEY, B.B., and ECKLUND, W.L. (1972): A portable coaxial collinear antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, July, 513-516.
- BAME, S.J., MCCOMAS, D.J., THOMSEN, M.F., BARRACLOUGH, B.L., ELPHIC, R.C., GLORE, J.P., GOSLING, J.T., CHAVEZ, J.C., EVANS, E.P., and WYMER, F.J. (1993): Magnetospheric plasma analyzer for spacecraft with constrained resources. *Rev. Sci. Instrum.*, **64**, 1026-1033.
- BELIAN, R.D., GISLER, G.R., CAYTON, T., and CHRITENSEN, R. (1992): High-Z energetic particles at geosynchronous orbit during the great solar proton event series of October 1989. *J. Geophys. Res.*, **97**, 16897-16906.
- BELON, A.E., MAGGS, J.E., DAVIS, T.N., MATHER, K.B., GLASS, N.W., and HUGHES, G.F. (1969): Conjugacy of visual auroras during magnetically quiet periods. *J. Geophys. Res.*, **74**, 1-28.
- BILITZA, D (1995): IRI on the WWW. *IRI News*, **2**, December, 1-2.
- BLOCK, L., and Herlofson, N. (1956): Numerical integration of geomagnetic field lines. *Tellus*, **8**, 210-214.

- BOND, F.R. (1969): Auroral morphological similarities at two magnetically conjugate stations: Buckles Bay and Kotzebue. *Aust. J. Phys.*, **22**, 421-433.
- BUTLER, J. (1960): Multiple beam antenna, Sanders Associates, Nashua, N.H., Internal Memo RF-3849.
- DETRICK, D.L., and ROSENBERG, T.J. (1990): A phased-array radiowave imager for studies of cosmic noise absorption. *Radio Sci.*, **25**, 325-338.
- DEWITT, R.N. (1962): The occurrence of aurora in geomagnetically conjugate areas. *J. Geophys. Res.*, **67**, 1347-1352.
- DRIATSKIY, V.M. (1966): Study of the space and time distribution of auroral absorption according to observations of the riometer network in the Arctic. *Geomagnetism and Aeronomy*, **6**, 828-834.
- DREVIN, G.R., and STOKER, P.H. (1990): Riometer quiet day curves determined by the maximum density method. *Radio Sci.*, **25**, 1159-1166.
- ECKLUND, W.L., and HARGREAVES, J.K. (1968): Some measurements of auroral absorption structure over distances of about 300 km and of absorption correlation between conjugate regions. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 265-283.
- EJIRI, M. (1988): Results of sounding rocket experiments at Syowa Station, Antarctica, 1984. Tokyo, Natl. Inst. Polar Res., 261.
- ERIKSEN, K.W., GILLMOR, C.S., and HARGREAVES, J.K. (1964): Some observations of short-duration cosmic noise absorption events in nearly conjugate regions at high magnetic latitude. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **26**, 77-90.
- FAIRFIELD, D.H., and MEAD, G.D. (1975): Magnetospheric Mapping with a quantitative geomagnetic field model. *J. Geophys. Res.*, **80**, 535-542.
- FUJII, R., SATO, N., ONO, T., FUKUNISHI, H., HIRASAWA, T., KOKUBUN, S., ARAKI, T., and SAEMUNDSSON, TH. (1987): Conjugacy of rapid motions and small-scale deformations of discrete auroras by all-sky TV observations. *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue.*, **48**, 72-80.
- HARGREAVES, J.K., and CHIVERS, H.J.A., (1965): A study of auroral absorption events at the South Pole -2: conjugate properties. *J. Geophys. Res.*, **70**, 1093-1102.

- HARGREAVES, J.K. (1967): Auroral motions observed with riometers: movements between stations widely separated in longitude. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **29**, 1159-1164.
- HARGREAVES, J.K., and COWLEY, F.C. (1967a): Studies of auroral radio absorption events at three magnetic latitudes -1: occurrence and statistical properties of the events. *Planet. Space Sci.*, **15**, 1571-1583.
- HARGREAVES, J.K., and COWLEY, F.C. (1967b): Studies of auroral radio absorption events at three magnetic latitudes -2: differences between conjugate regions. *Planet. Space Sci.*, **15**, 1585-1597.
- HARGREAVES, J.K. (1969a): Conjugate and closely-spaced observations of auroral radio absorption -1: seasonal and diurnal behaviour. *Planet. Space Sci.*, **17**, 1459-1484.
- HARGREAVES, J.K. (1969b): Conjugate and closely-spaced observations of auroral radio absorption -2: correlation properties. *Planet. Space Sci.*, **17**, 1485-1495.
- HARGREAVES, J.K. (1969c): Conjugate and closely-spaced observations of auroral radio absorption -3: on the influence of the interplanetary magnetic field. *Planet. Space Sci.*, **17**, 1919-1922.
- HARGREAVES, J.K. (1970): Conjugate and closely-spaced observations of auroral radio absorption -4: the movement of simple features. *Planet. Space Sci.*, **18**, 1691-1705.
- HARGREAVES, J.K. (1971): Conjugate and closely-spaced observations of auroral radio absorption -5: alternation of auroral particle precipitation between hemispheres. *Planet. Space Sci.*, **19**, 513-519.
- HARGREAVES, J.K., ROSENBERG, T.J., and DETRICK, D.L. (1994): Dynamics of auroral precipitation in the morning sector observed with the imaging riometer at South Pole station: evidence of co-rotating precipitation regions. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **56**, 783-793.
- HARTZ, T.R., MONTBRIAND, L.E., and VOGAN, E.L. (1963): A study of auroral absorption at 30 Mc/s. *Can. J. Phys.*, **41**, 581-595.
- HEDIN A.E. (1991): Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **96**, 1159-1172.
- HELLIWELL, R.A. (1964): Whistlers and VLF emissions. *Research in Geophysics*, Vol. 1. Sun, Upper Atmosphere, and Space, ed. by H. Odishaw. Cambridge, MIT press,

319-333.

- HELLIWELL, R.A. (1965): Whistlers and related ionospheric phenomena. Stanford Univ. Press, 349.
- HELLIWELL, R.A. (1967): A theory of discrete VLF emissions from the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **72**, 4773-4790.
- HOLT, C., LANDMARK, B., and LIED, F. (1961): Analysis of riometer observations obtained during polar radio blackouts. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **23**, 229-242.
- HOOK, J.L. (1962): Some observations of ionospheric absorption at geomagnetic conjugate stations in the auroral zone. *J. Geophys. Res.*, **67**, 115-122.
- HUNSUCKER, R.D. (1991): Methods of measuring ionospheric absorption and other D-region parameters, *Radio Technique for probing the Terrestrial Ionosphere*. Berlin, Springer-Verlag, 165-183.
- JANSKY, K.G. (1932): Directional studies of atmospherics at high frequencies. *Proceedings of the IRE*, **20**, 1920-1932.
- KENNEL, C.F. and PETSCHKE, H.E. (1966): Limit on stably trapped particle fluxes. *J. Geophys. Res.*, **71**, 1-28.
- KIKUCHI, T., YAMAGISHI, H., and SATO, N. (1988): Eastward propagation of Pc4-5 range CNA pulsations in the morning sector observed with scanning narrow beam riometer at L=6.1. *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 168-171.
- KIKUCHI, T., YAMAGISHI, H., and LESTER, M. (1990): Drift of auroral absorption due to the magnetospheric convection observed with the scanning narrow beam riometer during SUNDIAL-86. *Ann. Geophysicae*, **8**, 431-440.
- KIKUCHI, T., and YAMAGISHI, H. (1990): Drift of auroral absorption observed in February 1986 with the scanning beam riometer at Syowa Station. *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*, **3**, 12-23.
- KOSIK, J.C. (1978): The uses of past and present magnetospheric field models for mapping fluxes and calculating conjugate points. *Space Sci. Rev.*, **22**, 481-497.
- KRISHNASWAMY, S., DETRICK, D.L., and ROSENBERG, T.J. (1985): The inflection point method of determining riometer quiet day curves. *Radio Sci.*, **20**, 123-136.

- LITTLE, C.G. and LEINBACH, H. (1959): The riometer -a device for the continuous measurement of ionospheric absorption. Proc. IRE, February, 315-320.
- MEAD, G.D. (1964): Deformation of the geomagnetic field by the solar wind. J. geophys. Res., **69**, 1181-1195.
- MEAD, G.D., and BEARD, D.B. (1964): Shape of the geomagnetic field solar wind boundary., J. Geophys. Res., **69**, 1169-1179.
- MITRA, A.P., and SHAIN, C.A. (1953): The measurement of ionospheric absorption using observations of 18.3 Mc/s cosmic radio noise. J. Atmos. Terr. Phys., **4**, 204-218.
- MOODY, H.J. (1964): The systematic design of the Butler matrix. IEEE Trans. on Antenna and Propagation, November, 786-788
- MURAYAMA, Y., MORI, H., KAINUMA, S., ISHII, M., NISHIMUTA, I., IGARASHI, K., YAMAGISHI, H., and NISHINO, M. (1997): Development of a high-resolution imaging riometer for the middle and upper atmospheric observation program at Poker Flat, Alaska. J. Atmos. Sol.-Terr. Physics, **59**, 925-937.
- NAGATA, T., and KOKUBUN, S. (1960): Polar magnetic storms, with special reference to relation between geomagnetic disturbances in the northern and southern auroral zones, Rep. Ionos. Space Res. Jpn., **14**, 273-290.
- NAGATA, T. (1964): Magnetic field at the poles. Research in Geophysics, Vol. 1. Sun, Upper Atmosphere, and Space, ed. by H. Odishaw. Cambridge, MIT press, 423-453.
- NAGATA, T., KOKUBUN, S., and IJIMA, T. (1966): Geomagnetically conjugate relationship of polar geomagnetic disturbances -particularly the distinct geomagnetic conjugacy between Syowa Station in Antarctica and Reykjavik in Iceland, JARE Sci. Rep., **A3**, 1-64.
- NAGATA, T. (1967): Geomagnetic conjugacy between the Antarctic and the Arctic. JARE Sci. Rep., Spec. Issue, **1**, 65-80.
- NAGATA, T. (1987): Research of geomagnetically conjugate phenomena in Antarctica since the IGY. Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue, **48**, 1-45.
- NIELSEN, E., and AXFORD, W.I. (1977): Small scale auroral absorption events associated with substorms. Nature, **267**, 502-504.



- NIELSEN, E. (1980): Dynamics and spatial scale of auroral absorption spikes associated with the substorm expansion phase. *J. Geophys. Res.*, **85**, 2092-2098.
- NIELSEN, E. and HAGFORS, T. (1997): Plans for a new rio-imager experiment in Northern Scandinavia. *J. Atmos. Sol.-Terr. Physics*, **59**, 939-949.
- NISHINO, M., TANAKA, Y., OGUTI, T., YAMAGISHI, H., and HOLTET, J.A. (1993): Initial observation results with imaging riometer at Ny-Alesund (L=16). *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*, **6**, 47-61.
- OGUTI, T. (1969): Conjugate point problems. *Space Sci. Rev.*, **9**, 745-804.
- OLSON, W.P. (1969): The shape of the tilted magnetopause. *J. Geophys. Res.*, **74**, 5642-5651.
- OLSON, W.P., and Pfitzer, K.A. (1974): A quantitative model of the magnetospheric magnetic field. *J. Geophys. Res.*, **79**, 3739-3748.
- OLSON, J.V., ROSTOKER, G., and Olchowy, G. (1980): A study of concurrent riometer and magnetometer variations in the Pc 4-5 pulsation band. *J. Geophys. Res.*, **85**, 1695-1702.
- OLSON, W.P., and Pfitzer, K.A. (1982): A dynamic model of the magnetospheric magnetic and electric fields for July 29, 1977. *J. Geophys. Res.*, **87**, 5943-5948.
- ONDA, K., EJIRI, M., ITIKAWA, Y., and MIYAOKA, H. (1998): Altitude profile of electron density and oxygen green line in active auroral arcs based on electron differential number flux observed by sounding rocket. *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*, **11**, 36-54.
- ONO, T. (1987): Temporal variation of the geomagnetic conjugacy in Syowa-Iceland pair. *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue.*, **48**, 46-57.
- REES, M.H. (1963): Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons. *Planet. Space Sci.*, **11**, 1209-1218.
- ROEDERER, J.G. (1969): Conjugate point phenomena, *Annales of the IQSY*, Vol. 5. *Solar Terrestrial Physics*, ed. by A.C. Stickland. Cambridge, MIT Press, 397-416.
- RUSSEL, C.T., HOLZER, R.E. and SMITH, E.J. (1969): OGO 3 observations of ELF noise in the magnetosphere -1: spatial extent and frequency of occurrence. *J. Geophys. Res.*, **74**, 755-777.

- SATO, N., AYUKAWA, M., and FUKUNISHI, H. (1980): Conjugacy of ELF-VLF emissions near L=6. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **42**, 911-928.
- SATO, N. and SAEMUNDSSON, TH. (1987): Conjugacy of electron auroras observed by all-sky cameras and scanning photometers. *Mem. Natl.Inst. Polar Res., Spec. Issue.*, **48**, 58-71.
- SHAIN, C.A. (1951): Galactic radiation at 18.3 Mc/s. *Aust. J. Sci. Res.*, **A3**, 258-267.
- SPREITER, J.R., and BRIGGS, B.R. (1962): Theoretical determination of the form of the boundary of the solar corpuscular stream produced by interaction with the magnetic dipole field of the Earth. *J. Geophys. Res.*, **67**, 37-51.
- STAUNING, P. (1996): Investigations of ionospheric radio wave absorption processes using imaging riometer techniques. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **58**, 753-764.
- STENBAEK-NIELSEN, H.C., DAVIS, T.N., and GLASS, N.W. (1972): Relative motion of auroral conjugate points during substorms. *J. Geophys. Res.*, **77**, 1844-1858.
- THRANE, E.V., and PIGOTT, W.R. (1966): The collision frequency in the E- and D- regions of the ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **28**, 721-737.
- TSURUTANI, B.T., and SMITH, E.J. (1977): Two types of magnetospheric ELF chorus and their substorm dependencies. *J. Geophys. Res.*, **82**, 5112-5128.
- TSYGANENKO, N.A., and USMANOV, A.V. (1982): Determination of the magnetospheric current system parameters and development of experimental geomagnetic field models based on data from IMP and HEOS satellites. *Planet. Space Sci.*, **30**, 985-998.
- TSYGANENKO, N.A. (1987): Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels. *Planet. Space Sci.*, **35**, 1347-1358.
- TSYGANENKO, N.A. (1989): A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet. *Planet. Space Sci.*, **37**, 5-20.
- TSYGANENKO, N.A. (1990): Quantitative models of the magnetospheric magnetic field: methods and results. *Space Sci. Rev.*, **54**, 75-186.
- TSYGANENKO, N.A. (1995): Modeling the Earth's magnetospheric field confined within a realistic magnetopause. *J. Geophys. Res.*, **100**, 5599-5612.

- TSYGANENKO, N.A., and STERN, D.P.(1996): Modeling the global magnetic field of the large-scale Birkeland current systems. *J. Geophys. Res.*, **101**, 27187-27198.
- VESTINE, E.H. (1959): Note on conjugate points of geomagnetic field lines for some selected auroral and whistler stations of the IGY. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1411-1414.
- WESCOTT, E.M., and MATHER, K.B. (1965): Magnetic conjugacy from L=6 to L=1.4 -1: auroral zone: conjugate area, seasonal variations, and magnetic coherence. *J. Geophys. Res.*, **70**, 29-42.
- WESCOTT, E.M. (1966): Magnetoconjugate phenomena. *Space Sci. Rev.*, **5**, 507-561.
- WU, Q., ROSENBERG, T.J., LANZEROTTI, L.J., MACLENNAN, C.G. and WOLFE, A. (1991): Seasonal and diurnal variations of the latitude of the westward auroral electrojet in the nightside polar cap. *J. Geophys. Res.*, **96**, 1409-1419.
- YAMAGISHI, H., KIKUCHI, T., IKEDA, S., and YOSHINO, T. (1989): High resolution auroral absorption measurement with scanning-beam riometer at L=6.1. *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*, **2**, 110-122.
- YAMAGISHI, H., FUJITA, Y., SATO, N., STAUNING, P., NISHINO, M., and MAKITA, K. (1998): Conjugate features of auroras observed by TV cameras and imaging riometers at auroral zone and polar cap conjugate-pair stations. *Polar Cap Boundary Phenomena*, ed. by J. Moen *et al.* Netherlands, Kluwer A.P., 289-300.
- 鮎川勝・巻田和男 (1998): IMS 期間中に得られた昭和基地周辺の地磁気多点観測データ解析結果 -オーロラジェット電流位置とオーロラ発光域との比較および南北地磁気共役性の変動-. *南極資料*, **42**, 20-63.
- 国分征 (1983): 極域のプラズマ波動現象. *南極の科学-2 オーロラと超高層大気*, 国立極地研究所編, 東京, 古今書院, 147-152.
- 佐藤貢・山岸久雄・加藤泰男・西野正徳 (1992): イメージングリオメーター吸収画像 QL システムの開発. *南極資料*, **36**, 251-267.
- 関英男 (1954): 宇宙雑音. *雑音*, 東京, 岩波書店, 96-102.
- 山岸久雄・西野正徳・佐藤貢・加藤泰男・小島正宣・佐藤夏雄・菊池崇 (1992): イメージングリオメーターの開発. *南極資料*, **36**, 227-250.