

中低緯度帯に於ける1957年7月以後の ホイッスラーの発生頻度の変化について

大津 仁 助・岩 井 章・田 中 義 人

ま え が き

世界的にホイッスラーの定常観測が始ったのは1957年以後、つまり国際地球観測年 (IGY) が始った後の事であった。従って、定常観測が始ってからまだ5年余りしか経過していないので、ホイッスラーの発生頻度の経年変化を調査するには、観測期間が短かすぎると思われる。更にこれを11年の周期を持つ太陽黒点周期の推移に結びつけて考え様とすれば、調査期間の短いことが一層問題となる。然し、当研究所で観測を行っている稚内と豊川の観測結果を見ると、IGY 以後、ホイッスラーの発生頻度が上昇して来ていることが明瞭に認められる。そこで今回、これらの2観測点以外に、米国のシャトル、スタンフォードと独逸のキュールンクスボルンの3観測点を加え、1957年7月以後の、ホイッスラーの発生頻度の経年変化について調査した。

これら5観測点は磁気緯度+24°より+54°までの緯度範囲に、約10°の緯度間隔で存在しているので、緯度的効果を調べるには都合がよい。調査の結果、磁氣的緯度の相違によって、発生頻度の経年変化が極めて規則的に起っている事がわかったので、ここに報告することにした。ただ調査期間の短い事と、観測点が北半球に限られている上にその数も比較的少ないために、得られた結果をそのまま太陽黒点周期の推移によって生じていると見做す事は、冒険に過ぎる感じが無いわけでもない。観測点の数をふやす事は、欠測の多い観測点が多い関係から今後にも多くを望めないが、将来更にこの研究を続ける

事によって、黒点周期との関連性の有無を調べる事が出来るので、国際静穏太陽年 (IQSY) の観測がまたれるわけである。

次にこの得られた結果が、如何なる原因によって起っているのかについて、定性的にすぎないが、多少考察したので、この事についても報告を行った。1958年の黒点極大期以後、ホイッスラーの分散が次第に減少している事が観測されているが、これは太陽活動の低下に伴う、超高層大気中の電子密度の減少によって起っていると考えられる。この超高層大気中の電子密度に起っている変化は、単にその減少だけでなく、高度に対する傾斜にもまた変化が起っていると考える事は自然な事のように思われる。この電子密度の傾斜の変化は、ホイッスラーの伝播に大きく影響するので、この方面から発生頻度の変化を説明しようと試みた。若しこの考え方が正しいとすれば、得られた発生頻度の経年変化が太陽黒点周期の推移に伴って起ると言う見解は、一層強められる事になる。然し、説明を完全なものにするには、なお多くのホイッスラー伝播路の数値的追跡が必要であるので、現在は不完全ながら、考え方の方向を示すに過ぎない事をことわっておかねばならない。

I. 発生頻度の月別経年変化

第1表に観測点の緯度、観測期間、調査を行った観測時間を示す。観測プログラムは各観測所で異っており、一般に IGY 以後次第に観測回数が縮小される方向にあ

第1表 観測所と緯度及び観測期間

観測所位置	緯度経度	磁気緯度	観測期間	時間 (U.T.)	時間 (L.S.T.)
シャトル	SE 47°48'N 122°24'W	+54°	'57. Jul.~'61. Oct.	08,09,10,11,12	0, 1, 2, 3, 4
キュールンクスボルン	KÜ 54° 7'N 11°46'E	+54°	'58.Feb.~'61.Nov.	20,22, 0, 2, 4	20, 22, 0, 2, 4
スタンフォード	ST 37°24'N 122°12'W	+44°	'57. Jul.~'61. Nov.	08,09,10,11,12	0, 1, 2, 3, 4
稚内	WK 45°22'N 141°41'E	+35°	'57. Jul.~'62. Jun.	15,16,17,18,19	0, 1, 2, 3, 4
豊川	TO 34°50'N 137°22'E	+24°	'57. Jul.~'62. Jun.	15,16,17,18,19	0, 1, 2, 3, 4

る。豊川、稚内では IGY, IGC を通じ 30 分毎に 2 分間、スタンフォード、シャトルでは 1 時間毎に 2 分間の観測を行っているが、シャトルでは 1961 年 5 月より地方標準時の 0, 1, 2, 3, 4, の 5 時間だけの観測になった。又、キュールンクスボルンでは IGY 期間中は、ホイッスラーがよく観測される時は毎時間観測されたが、それ以外の時は 2 時間毎に 15 分間の観測が行われており、IGC になってからは 1 時間毎に 10 分間の観測となった。5 観測点を通じ、調査する時間を出来るだけ揃えたいので、キュールンクスボルン以外は地方標準時の 0, 1, 2, 3, 4 時の 5 時間を、キュールンクスボルンでは、同じく 20, 22, 0, 2, 4 時の 5 時間を用いた。発生頻度は、豊川、稚内では 4 分間当りの発生数で、シャトル、スタンフォードは 2 分間当りの、キュールンクスボルンは 10 分間当りの数で表わされている。この様に発生頻度の表示が観測所で異っているが、本論文は一観測点に於ける発生頻度の経年変化についての調査を目的としているので、この様な表示法の相違は無視出来る。

採用した時間、地方標準時の 0, 1, 2, 3, 4 時は、ホイッスラー発生頻度の日変化から見て、最もよくホイッスラーが発生する時間である。第 1 図に豊川と稚内の全調査期間中の、時間別の発生頻度を示したが、両観測所とも、日没前後と、深夜に著しい発生の山が見られる。この 2 山の山の高さは豊川では殆んど同じであるが、稚内では後の方がやや高い。然しその前後を含めて比較すれば、豊川でも深夜の発生頻度がやや大きい事がわかる。日没前後に於ける発生頻度の上昇は、大体低緯度帯

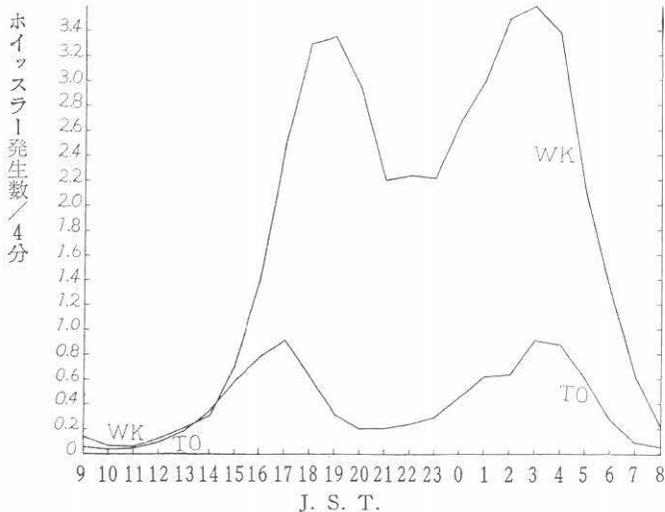
でよくあらわれる様であって、豊川、稚内とも、IGY 以後、年と共に著しくなる傾向が見られるが、この点については今回はふれない事にする。豊川、稚内よりも高い緯度帯では、深夜の山が目立って著しいので、観測回数を縮小する観測所が、これらの時間だけで観測を行っている理由があるわけである。この様に地方標準時の 0, 1, 2, 3, 4 の各時間は各観測点を通じ、発生頻度最大の時間帯に属しているので、これらの時間をとって発生頻度の変化を調べれば、本研究の目的には最も好都合であると考えられる。

各観測点に於けるホイッスラーの月別の発生頻度を示せば第 2 図 a, b, c, d, e の如くなる。IGY 期間中、アメリカゾーンで観測された結果から、大体磁気緯度 50° より 55° 附近までは、緯度が高くなる程、ホイッスラーの発生頻度が増す事が報告されたが¹⁾、シャトルとスタンフォードを比較すると、1959 年までは確かにその傾向がみられるが、それ以後ではスタンフォードでの発生頻度がシャトルを越している。これによっても発生頻度が緯度によって異った年変化をしている事が知られよう。又シャトルと同じ磁気緯度にあるキュールンクスボルンでは、シャトルに比して非常に低い発生頻度の数値が出ている。

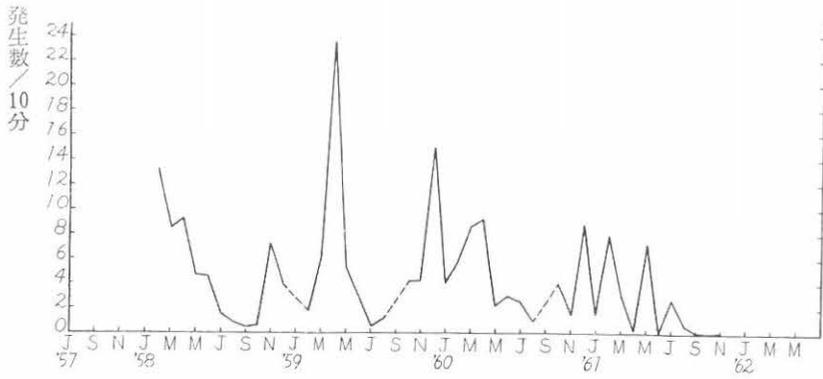
これは観測点の位置が磁気緯度的には同じであって、経度が異なれば、源となる電活動度が異なる事、観測点の電氣的雑音レベルに差があることや、伝播条件が違う事などの理由から生ずるものと思われる。この様な発生頻度の経度効果を調査するには、多くの観測点が必要となるので、ここでは全く取扱う事が出来ない。

然し本調査は、同一の観測点に於ける発生頻度の経年変化を調べる事を目的としているので、経度効果は無視出来る。

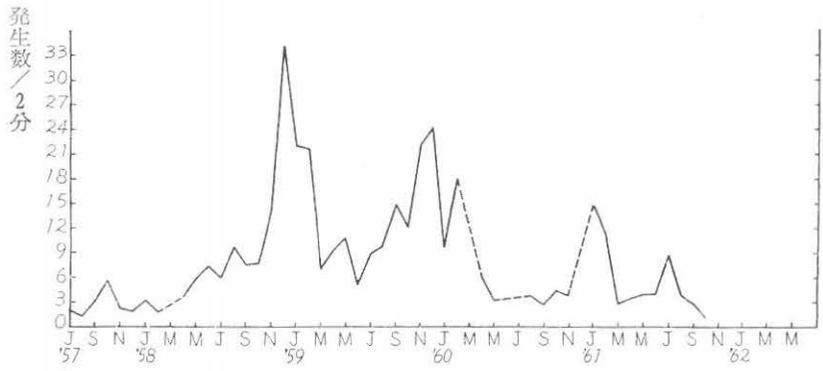
第 2 図を見て直ちに判る事は、発生頻度が総ての観測点で、大体 1 年を周期として変化している事であって、その山は冬期に見られる。しかもこの山は他の季節に比して圧倒的に高く、且つそのすそも広い。これは観測されるホイッスラーの中、ショートホイッスラーがロングホイッスラーより遙かに多く、前者の伝播が後者に比して容易に行われるものである事を意味するものと思われる。冬期のピークが現われる月は、同一観測点に限っても、年によって 1, 2 カ月の変動が見られ、相互間となれば、その差は更に大きくなる。又、ピーク



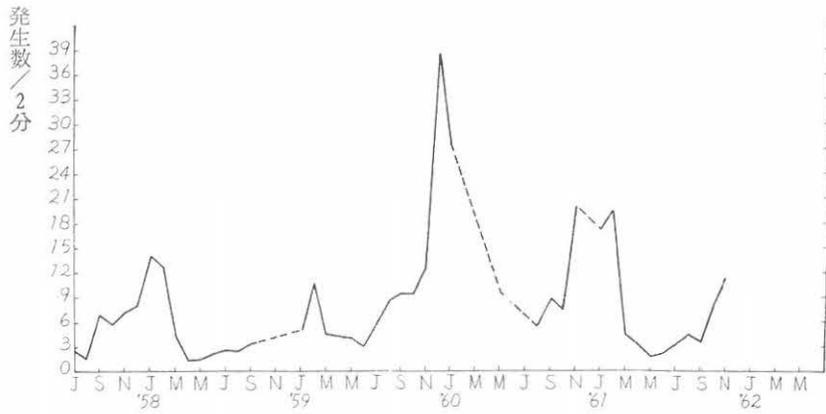
第 1 図 1957 年 7 月より 1962 年 6 月までの時間別ホイッスラー発生頻度
TO: 豊川, WK: 稚内



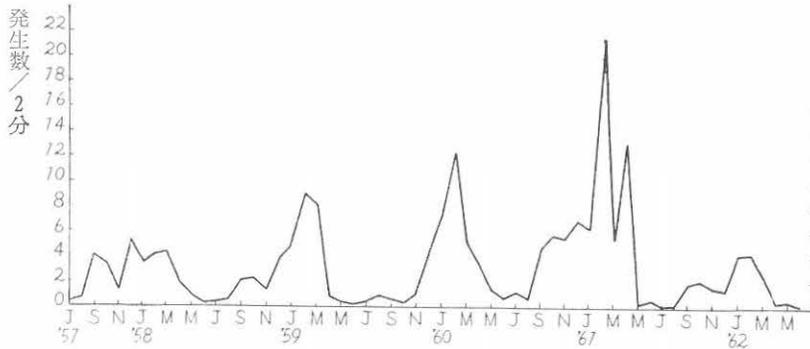
第2図a キュールングスボルン



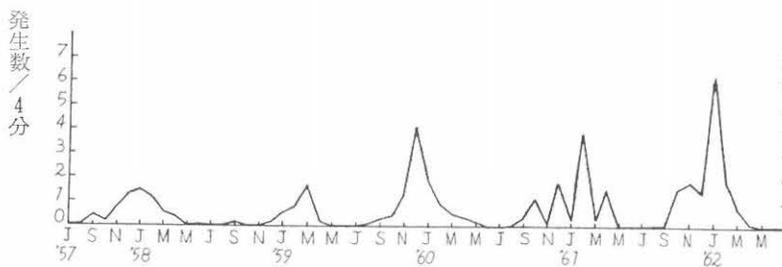
第2図b シャトル



第2図c スタンフォード



第2図d 稚内



第2図e 豊川

第2図 ホイッスラーの月別の発生頻度の経年変化

第2表 冬期最大発生頻度

観測地	'57~'58		'58~'59		'59~'60		'60~'61		'61~'62	
	年月	頻度	年月	頻度	年月	頻度	年月	頻度	年月	頻度
キュールンクスボルン	58. 2	13.3/10分	59. 4	23.5/10分	59.12	15.0/10分	60.12	8.9/10分		
シャトル	57.10	6.2/ 2分	58.12	34.0/ 2分	59.12	24.2/ 2分	61. 7	14.8/ 2分		
スタンフォード	58. 1	14.0/ 2分	59. 2	10.8/ 2分	59.12	38.3/ 2分	60.11	20.2/ 2分		
稚内	57.12	5.2/ 4分	59. 2	9.1/ 4分	60. 2	12.4/ 4分	61. 2	21.4/ 4分	62. 2	4.2/ 4分
豊川	58. 1	1.5/ 4分	59. 3	1.7/ 4分	59.12	4.2/ 4分	61. 2	3.9/ 4分	62. 1	6.4/ 4分

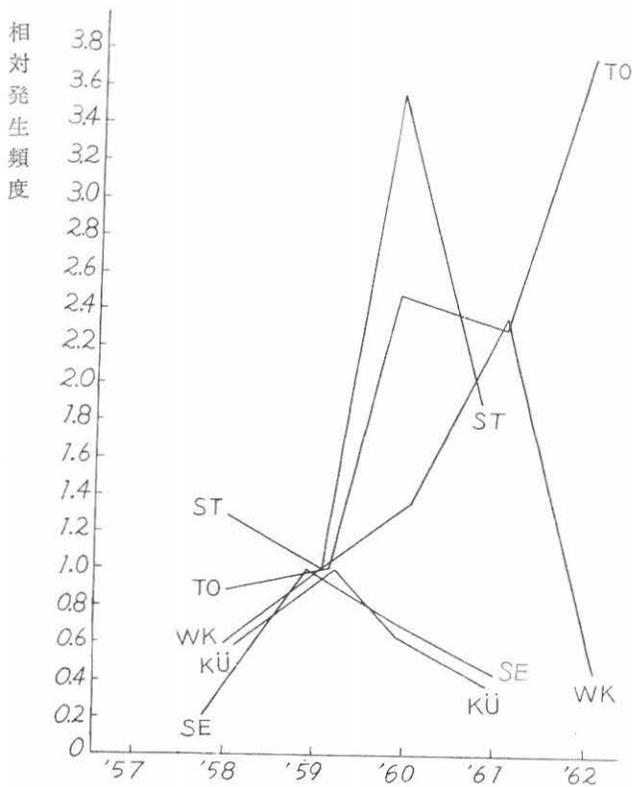
にしても、同程度のものが、その前後の月で現われる場合もあって一定していない。然し、第2図より直ちに判るもう一つの事は、各観測点で、冬期ピークの高さが、年の経過と共に大体規則的に変化している事である。しかもそれは磁気緯度的に見ても規則的になっている事を認める事が出来る。この事は非常に興味ある事の様に見えるので、以下冬期ピークの変化に限って調べる。

各観測点につき各年別に、冬期ピークが起った月と、その発生頻度の数値を示すと第2表の様になる。ここで一寸注意しなければならない事は欠測の影響であるが、ピークが起る可能性のある月で欠測が起っている場合が一番問題である。第2図で見ると、シャトルの1960年12

月とスタンフォードの1958年11月、12月と1960年12月がこの場合である。然し、第2図中の発生頻度の変化曲線から、若し仮りにこれらの月にピークが起っていたとしても、その場合のピークの高さは、以下に述べる結果を変更せしめる程高くないであろう事が推測出来ると考えられる。従って、欠測の場合についてはこれを無視して議論を進める。

第3図に、各観測点につき、59年の冬期(1958年より1959年にかけての冬期の意味、以下同じ)のピーク時の発生頻度に対する、他の年のその比を示す。先ず最もよく資料が揃っている豊川と稚内から見てみよう。

磁気緯度 24° の豊川では、前年に比し発生頻度が低下



第3図 冬期最大発生頻度の1959年に対する相対値

しているのは、61年の一度だけであり、しかもそれは極く小さい低下である。これを除けば、58年以来上昇のみを続けていて、62年の冬期ピークは59年のその約3.8倍に達している。従って調査期間中を通じて、発生頻度は殆んど上昇一途を辿っている事が判る。

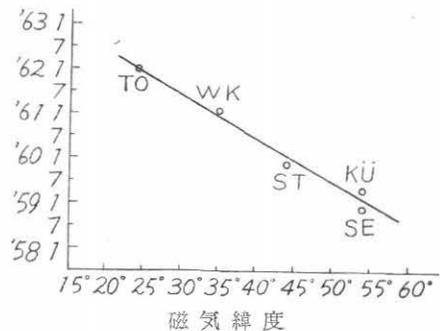
磁気緯度 35° の稚内では58年以来次第に上昇し、61年冬期に最大に達し、59年の約2.4倍になった。然しその翌年の62年冬期には、極めて急激な下降を示し、59年冬期の半分以下になった。この急激な下降は多少異常と思われる程印象的である。稚内に於ける58年より61年までの発生頻度の上昇と、それよりの下降は極めて明瞭に認められる。次に磁気緯度 44° のスタンフォードであるが、ここでは58年冬期ピークのレベルが59年のものよりやや高い。然し、60年には急上昇して、59年の約3.8倍となり、調査期間中の最大となった。又その次の年の61年には約1.9倍まで低下した。58年より59年への小さな下降はあるが、大体に於て60年までの上昇と、それ以後での下降の傾向は明らかである。

磁気緯度 54° のシャトルでは、57年より58年にかけてのピークは冬期ではなくて、1957年10月であった。この

10月のピークのレベルは低く、スタンフォードの場合と対照的である。然し、その翌年の59年冬期には急上昇しており、調査期間中の最大発生頻度を示した。それ以後は下降する一方で、61年には59年の0.44倍にまで下った。発生頻度の経年変化は、スタンフォード以下の緯度帯に比し小さいが、それでも58年より59年への上昇と、それ以後の下降は明らかである。

又、シャトルと同じ磁気緯度のキュールクスポルンでは、58年2月より観測が始まっているので、58年冬期の真のピークは不明であるが、2月をピークとする場合、59年の約0.57倍の大きさとなる。その後の変化の傾向は全くシャトルと同様である。

以上、各観測点につき、発生頻度が年と共に大体規則的な変化を行う傾向がある事が明らかになった。調査した緯度範囲内では、高い緯度にある観測点程、太陽黒点極大期を経過した後、早く発生頻度最大の年が現われる事もわかって来た。この事を更にはっきりさせるために、第4図で、横軸に磁気緯度、縦軸に年月をとって、各観測点の磁気緯度に対して、調査期間内にその観測点で起った最大発生頻度の年月をプロットした。



第4図 最大発生頻度が起る年月の磁気緯度による変化

図中に引かれてある直線から判る様に、プロットされた点はかなりよく一直線上に並んでいる。この直線の傾斜から求めると、或る一つの観測点で最大発生頻度が起る磁気緯度は1年に約 10.8° 低緯度側へ移って行っている結果が得られる。

II. 結果の討議及び結論

前章で得られた結果について、その理由を定性的に考

えて見たい。但し、予じめことわっておかねばならない事は、この考察は、研究の方向を示す程度のものであって、最終的見通しや、結論にまでは到達していない事である。

1. 基本的考え方

先ずこれからの考えの基本的なものを列記すると、

(a) 高緯度で観測されるホイッスラーの大多数は、その磁気共扼点より遙かに低い緯度地域から伝播して来たものである。(この様なホイッスラーの伝播現象をポーラークリップ、polar creepと呼んでいる)

(b) 高緯度程、磁力線に沿った電子密度分布がよく発達し、この磁力線に沿ってホイッスラーのダクト的伝播が可能となる。然し、太陽活動の低下と共にその発達は衰える。

(c) 一般にホイッスラーは、最大電子密度の高度まで下降した時、電波の法線方向が、等電子密度面に略々垂直でなければ、電離層を突抜けて地表まで達することが出来ない。

(d) 太陽黒点極大期以後、超高層大気中の電子密度は減少すると共に、その高度に対する傾斜は急になる。大体以上の4点になる。更に、ここでは詳しく述べないが、これ迄報告されている磁気赤道附近の電子密度分布の異常性からして、 $\pm 20^\circ$ 或いは 30° 附近までのF₂層最大電子密度面の傾斜が伝播に及ぼす影響も考えの中に入れねばならなくなる事は明らかである。

これら4点を、前章に得られた結果と関連づけて逐次考察して見よう。

(a)の様に考える理由は、高緯度帯に於けるホイッスラーの発生頻度が極めて大きい事である。第2図中のジャトルやスタンフォードの発生頻度曲線を見て頂きたい。最大発生頻度が起っている月では、月平均で言って、2分間当りの発生数が、それぞれ34ヶと38ヶに達している事が判る。若し、これらの観測点で観測されるホイッスラーが、磁気共扼点間の伝播のみで来るとするならば、この様に高いホイッスラーの発生頻度が見られると言う事は理解し難く思われる。と言うのは、両観測点の磁気共扼点は、凡そ、ニュージーランドの遙か東方の太平洋上にあり、とてもその様に高い頻度で発雷が起っているとは考えられないからである。一般的に言って、緯度が低くなれば発雷の頻度が増す事が期待出来るので、両観測点の場合、緯度の低い、高い発雷頻度の地域から来るものが観測されていると考えねばならない。更に、これを一般的に言えば、高緯度帯で観測されるホイッスラーの大多数は、著しいポーラークリップ性の伝播で来ている筈である。ポーラークリップ性の伝播が行われ得る事

は、理論的な伝播路の追跡から知る事が出来るが、この事については後述する。

次に(b)についてであるが、磁力線に沿って特に電子密度が増大している様な分布は、ホイッスラーの伝播に関連して、Smith等が考えた分布型である。この様な分布では、磁力線に沿って、ホイッスラーの伝播が可能になるので、(以下これをダクト伝播と呼ぶことにする)ロングホイッスラー、ホイッスラートレインや同じ雷から生じた多数の成分ホイッスラーを持つ、多経路型ホイッスラーの説明が容易となる。Smithによれば、ダクト伝播が行われるに必要な電子密度の増大のパーセンテージは、高緯度程小さくてよく、低緯度程大きくなければならない。例えば磁気緯度 40° では約15パーセントの増大があればよいが、 25° では約45パーセントが必要である。この様に高緯度程ダクト伝播のための条件がゆるやかであるので、その生成、発達は盛んであると思われる。この事は、高緯度ではホイッスラートレインやロングホイッスラーの発生がしばしば見られる事からも知る事が出来る。次に、ダクト生成と太陽活動との関係についてであるが、通常、ホイッスラートレインの発生が極く稀れである筈内で、1960年11月中に起った太陽大爆発の時に、比較的多くの、且つ強い、ホイッスラートレインが起っている事から考えて、太陽活動が盛んである程、ダクトの生成、発達が盛んになるとしてよい様である。逆に言えば、太陽活動が低下すれば、ダクトは衰えるものと思われる。

現在この様なダクトによる伝播が非常に有力視されている。従って、ホイッスラーの伝播を総てダクトで理解しようとする傾向が見られる。然し、低緯度では完成されたダクトによると思われる伝播は極めて稀れである。これは低緯度では、ホイッスラートレインの観測が極めて稀なことから推論される。この事については、Smith自身、低緯度ではダクトの生成が行われ難いので、低緯度で観測されるホイッスラーの発生頻度が、高緯度より小さいであろうと解釈している。低緯度から出るホイッスラーがダクト伝播にならない場合、それはポーラークリップ的伝播特性を示す筈である。従って、低緯度から発生するホイッスラーの大部分は、恐らく磁気共扼点より高い緯度へ落ちていると考えてよい。高い緯度で観測されるホイッスラーの大部分は、この様にして低緯度から来るものであろう。又若し高緯度で観測されるものが、磁気共扼点間を完全に結ぶダクトによる伝播のみで来るとすれば、次の現象は全く理解し難いものとなる。即ち、分散の季節変化に関する Helliwell⁹⁾の報告によれば、南北両半球とも、分散は冬至に最大となり、夏至

に最少となっている。北半球が冬至である時は、南半球は夏至であるので、北半球で分散が最大になっている時、南半球では最少になっているわけである。南から北へ伝播するものも、北から南へ伝播するものも、同じ経路を通る場合、分散に大きい差が生ずるとは考えられないから、完全なダクト伝播を考えると、この現象は全く理解に苦しむ。従って、この現象はその伝播が非対称的である、ポーラークリープ的伝播を明らかに支持するものである。勿論この場合も、発射点と下降点の関係が、南北両半球で同じになってはいけないので、このためには、南、北両半球上で超高層大気中の電子密度分布が異っていなければならない。この点については、(d)の項で一寸ふれる。ポーラークリープ特性とダクト特性によって、うまく理解出来るもう一つの重要な現象がある。

Allcock⁽⁴⁾の報告によれば、磁気擾乱時に於けるホイッスラーの発生は、大体磁気緯度 40° を境にして、それより高い緯度では減少し、低い緯度では上昇する様と考えられている。磁気擾乱が起っている時は、太陽活動は勿論上昇しているので、ダクトの生成はより低緯度にまで行われる。このため静穏時には、ポーラークリープで高緯度まで伝播していたホイッスラーが、より低い緯度に出来ているダクトに捕えられて、高緯度まで行けなくなる。この様に考えると、擾乱時高緯度で発生頻度が低下し、低緯度で上昇する現象を定性的に説明することは出来る。ポーラークリープで低緯度から来るホイッスラーが、ダクトに捕えられるというこの考えは、擾乱時に限られるわけではなく静穏時にも起り得るものである。ただ、ダクトの位置がより高緯度側へ移るだけの相違である。通常、高緯度帯で最もよく起る伝播様式は、ポーラークリープとダクト伝播の結合であろうと考えられる。ポーラークリープで来るホイッスラーを、最もよく捕える事の出来る位置にあるダクトが通じている緯度の観測点か、最も高いホイッスラーの発生頻度を示す事になる。ダクトは必ずしも南北両半球を完全に結ぶ状態になっていなくてもよく、下降点側に於て或る高度より F_2 層当りまで延びていけばよい。ダクトが完全に南北両半球を結んでいる場合には、エコートレイン型のホイッスラーが発生し易くなっている筈である。ポーラークリープでこのダクトに捕えられた場合にも、エコートレインとなる可能性があるわけである。かかる完全なダクトが出来た場合、それは高緯度帯程容易であろうと考えられる。従って、若し常時かかるダクトが出来るとすれば、高緯度帯に於けるエコートレインの発生頻度はかなり高い筈である。残念ながら現在、エコートレインの発生頻度に関する報告は見当たらない。従ってこの点を確認

する事は出来ないが、これ迄発表されているホイッスラーの論文から受ける印象では、その発生頻度は大きくない様である。

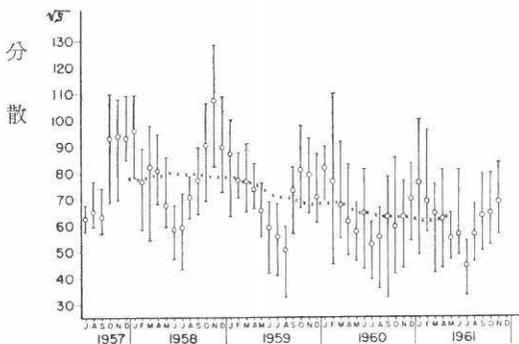
伝播の途中遭遇するダクトに捕えられるための条件は、ここでは詳しく述べないが、電波の法線方向が磁力線に近づけば近づく程、又、電子密度の増大率が、高度が低下すると共に増大すればする程、捕えられ易くなることは容易に判る。電波の法線方向は伝播と共に逐次変わって行くので、数値計算による伝播の追跡によって考察する以外に方法はないと思われる。

次に(c)について説明する。ホイッスラーの電波の位相屈折率は、大気中では1であるが、最大密度領域では100を越える値にまで達する。従って、大気中より上昇して来る場合には、電波の法線方向が最大密度領域での等電子密度面に対して、略々垂直に上方を向き、逆に下降して来る場合には、等電子密度面に対して略々下方を向く場合にのみ地上へ下降出来る。その他の場合には、電離層中で全反射の様な現象が起る。(厳密に言えば、電波の法線方向が、電波の位相屈折率を μ とする場合、空間に関する $\text{grad } \mu$ の方向と略々一致している時、電離層を突抜けられるであろう)。電離層突抜けに関するこの条件は、ダクト伝播の場合にも適用されるが、この時は電波の法線方向は磁力線に対して、正、負の方向に振動しながらダクト内を伝播して行くので、この条件を満たす様な方向に法線が向く場合があり得ると考えられる。従って、ダクト伝播では電離層突抜けを特に問題にしない。これに対し、低緯度へ下降するホイッスラーの場合、これはダクト内伝播ではないとしているので、電波の法線方向が丁度この条件を満たす様な方向を向いている時のみ、電離層を突抜けて地上の観測点で受信される事が出来る。電波の法線方向は、伝播と共に変わるので、最大密度領域まで下降した時、どの様な方向を向いているかは、矢張り数値計算による伝播路の追跡を行う事によってのみ知る事が出来る。後で示すが、これは電子密度分布、特にその傾斜によって大きく変わる。従って、黒点周期の推移と共に超高層大気中の電子密度が変る場合、下降出来る緯度に変動が起る事は直ちに予想出来る。

電子密度分布、特にその高度に対する傾斜が伝播に及ぼす影響は、高緯度観測点に於ては、ポーラークリープの変化となって高緯度帯に於けるホイッスラーの発生頻度を変化せしめ、又、低緯度帯でも電離層突抜け可能な下降点の位置を変動せしめるので極めて重要である。従って、黒点周期の推移と共に、実際電子密度分布にどの様な変化が現われるかを考慮しなければならないが、これは(d)の場合についての説明となる。

次に(d)について、先ず黒点極大期以後、ホイッスラーの分散が次第に減少している観測事実から述べよう。

第5図 a, b, c はそれぞれスタンフォード、稚内及び豊川で観測されたホイッスラーの分散の月別の経年変化を示すものである。図中の縦軸に平行な棒線の長さは、月間に分散を測ったホイッスラーの90%のものによって占められた分散の範囲を示すものであり、その中に書かれた○印は、月間の中央値である。又、スタンフォードと稚内の場合、図中の×印はその月の前後それぞれ

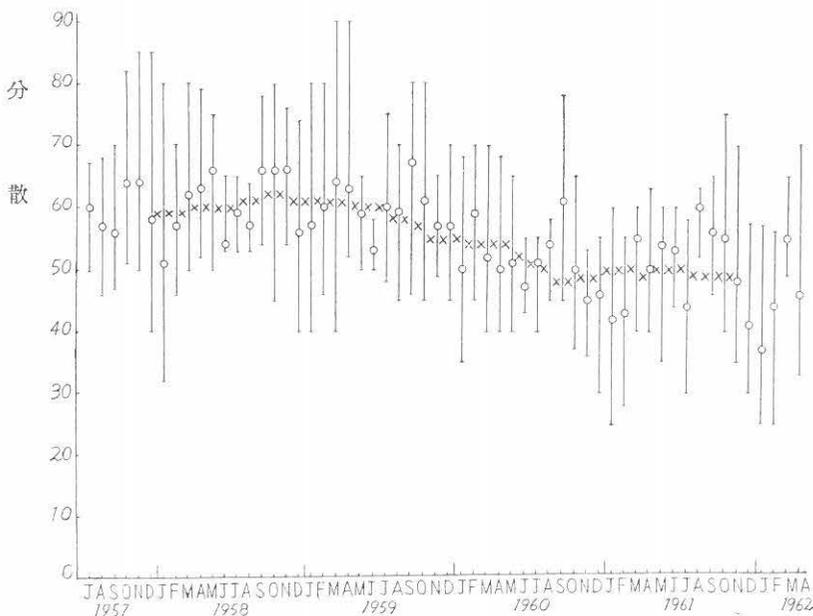


第5図 a スタンフォード

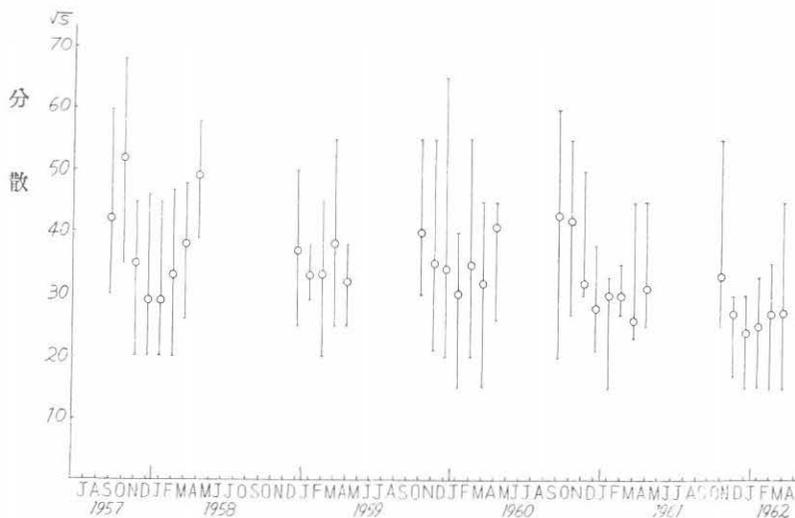
(D. L. Carpenter による Technical Report No.11 Stanford Electronics Laboratories, Stanford University, 1962)

6カ月間の平均値を示すものである。豊川の場合は、夏期、ホイッスラーの発生が少くなく、使用出来る分散の資料が殆んどないので、このような平均値を求める事が出来なかった。×印を見ると一番明瞭であるが、3観測点とも、1958年の太陽黒点極大期以後、分散が次第に減少している事が知られる。ホイッスラーの分散は、伝播路に沿った電子密度の平方根に比例しているので、このような分散の減少は明らかに電子密度の減少を意味するものと考えてよい。黒点極大期より極小期へ向ってF₂層の最大電子密度が減少する事は既によく知られているので、このために生ずる分散の減少があるわけである。然し、最大電子密度以下の高度で、電離層の分散に対する寄与は極めて小さく、例えば磁気緯度45°附近では数パーセント程度に過ぎない。従って、1958年より1960年にかけてのスタンフォードに於ける25%に及ぶ分散の減少(第5図中の×印より求めた値)を説明する事は全く不可能である。従って、電子密度の減少は超高層大気にまで及んでいる事は明らかである。

このような電子密度の減少は太陽活動の低下に伴う超高層大気温度の低下によると考えられよう。静流体的平衡状態の分布を考えると、温度の低下はイオンスケールハイトを小さくするので、超高層大気中の電子密度の高度に対する傾斜は急になる筈である。

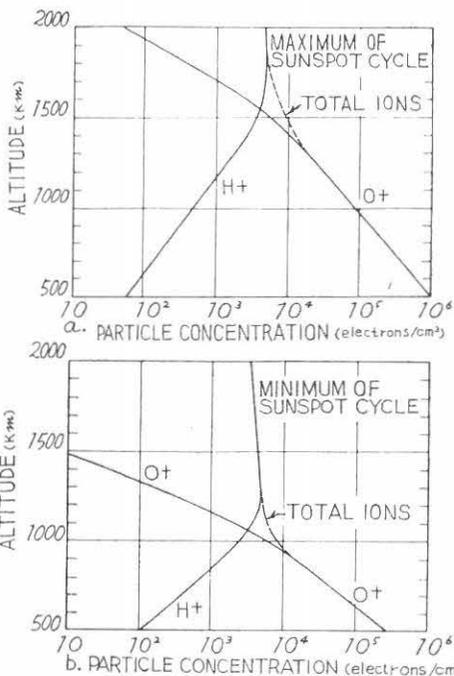


第5図 b 稚内



第5図c 豊 川

第5図 月別分散値の経年変化
 棒線は測定された90%のものが占める分散の範囲
 ○印は月間の中央値
 ×印は前後夫々6カ月間の平均値



第6図 地上500kmより2,000kmまでのイオン分布
 a : 太陽黒点数極大期
 b : 太陽黒点数極小期

(F. S. Johnson による Satellite Environment Handbook, 38頁. Stanford University Press, 1961)

第6図 a, b は理論的考察から, Johnson が推定した地上500kmから2,000kmまでのイオン及び電子の密度分布を示すものであって, a は黒点極大期, b は黒点極小期の分布を表わしている。(超高層の電離大気は巨視的には, 中性と考えられるのでイオン密度と電子密度とは一致する)

図中低い高度領域では酸素原子イオンが, 又, 高い高度領域では水素原子イオンが優勢なイオンであり, 酸素原子イオンから水素イオンへの移り変りは, 黒点極大期では約1,500km, 極小期では約1,100km附近となっている。Johnson によるこの結果は, 極大期に比較し極小期で密度の高度に対する減少の割合, 即ち傾斜が増大している事を明らかにしている。これらの論拠から, 太陽黒点周期が極大より極小へ移り行くに従って, 超高層大気中の電子密度は減少すると共に, 高度に対する傾斜も増大すると考えるわけである。この様に超高層大気中のイオンの温度が, 太陽活動の盛衰によって上下するものであれば, 季節的に夏は電子密度の傾斜はゆるやかであり, 冬は急になると考えてよいのではなかろうか。この事は冬至側と夏至側の半球上で, 超高層大気中の電子密度の高度に対する分布が異なるであろう事を推測せしめる。従って, ポーラークリープの伝播特性を示す領域では, 同じ程度の磁気緯度へ下降するホイッスラーについて, 南半球より北半球へ伝播する場合の発射点の緯度と, 逆に北半球より南半球へ伝播する場合のそれとは明らかに異なる筈である。即ち北半球側と南半球側に於ける伝播の非対称性が生ずる。これが先にポーラークリープ伝播の場合, 南北両半球間で伝播が非対称になると述

第3表 超高層大気中の電子密度分布

研究者	分布函数型	N_0/cm^3	k	適用範囲	r_0	式番号
前田, 木村 ⁵	$N_0 \exp\{-k(r-r_0)\}$	$1.80 \cdot 10^5$	$6.57 \cdot 10^{-4}$	$r_0 + 1.65 \cdot 10^4 > r > r_0 + 10^3 \text{km}$ or $ \theta > 35^\circ$	$r_0 + 10^3 \text{km}$ $r_0 + 3 \cdot 10^3 \text{km}$	(1)
Allcock ⁶	$N_0 \exp\{-k(r-r_0)\}$	$5.75 \cdot 10^4$	$3.79 \cdot 10^{-4}$	$r_0 + 1.3 \cdot 10^4 \geq r \geq r_0 + 10^3 \text{km}$	$r_0 + 10^3 \text{km}$	(2)
Pope ⁷	$N_0 (r_0/r)^3 \cdot \exp(kr_0/r)$	$2.58 \cdot 10^3$	3.03	$6r_0 \geq 4r \geq r_0$		(3)
Smith, Helliwell ⁸	$N_0 (r_0/r)^3 \cdot (2.5 + 1.5 \cos 2\theta)^{1/2}$	$1.56 \cdot 10^4$		$5r_0 \geq r$		(4)

r_0 : 地球半径, r : 地球中心よりの距離 (km)

(4)式は $f_0 = 1.2 \cdot 10^3 \cdot f_{11}^{1/2}$ より換算したもので, f_0 : プラズマ周波数, f_{11} : ジャイロ周波数

べた理由である。

2. 伝播路の数値計算

以上, 四つの基礎的考えについて説明したので, 以下ホイッスラーの伝播路について行った数値計算の結果を用いて議論を進める事にする。然し, その話に移る前に, 計算に用いた超高層大気中の電子密度分布について述べておく必要がある。第3表は各研究者によりホイッスラーの分散を用いて推定された, 超高層大気中の電子密度分布を示すものである。(1)及び(2)は $N_0 \exp\{-k(r-r_0)\}$ 型の分布関数を仮定し, 磁気緯度 24° (豊川) より 65° (カレッジ, アラスカ) に至るまでの各観測所で観測されたホイッスラーの分散から N_0 及び k を決定したものであり, (3)は, $N_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^3 \exp\left(\frac{r_0}{r} k\right)$ 型の分布関数を仮定し, (但し, k は温度に逆比例し 1250°K の時 3.03 とする。) カレッジで観測されたノーズホイッスラーにより, 又, (4)は各地で観測されたノーズホイッスラーを用いて, それぞれ N_0 を求めたものである。ノーズホイッスラーの場合, ノーズ周波数が伝播路の頂点附近の電子ジャイロ周波数, f_H の約 $1/4$ 程度になる事が理論的に知られているので, 実際観測されている数 kc のノーズ周波数から, ノーズホイッスラーが地球中心から地球半径の約 5 ~ 6 倍の高度まで達している事は確実視されている。

(1)或いは(2)の分布がこれらの高度では極めて小さい電子密度しか与えない事は明らかであり, 又, 逆に(3)或いは(4)の分布は電離層最大電子密度附近では著しく小さい電子密度しか与えない事も明らかである。これらの分布式の適用範囲が超高層大気中の限られた高度内に制限されている事自体その事を物語っている。従って, これらのどの分布式をとってみても, 低高度から高高度までを含む超高層大気中の電子密度を満足に与えるものでない事は明白である。そこで, 我々は超高層大気の高領域から高い領域までの分布を表わすには, (1)或いは(2)式と(3)

或いは(4)式とを結合せしめた様な二つの分布関数の和からなる下式を用いねばならないと考える。

$$N = N_1 + N_2 \dots (5)$$

この様な分布関数に対しては, Johnson の与えた第6図中の分布曲線が直ちに想起されるであろう。Johnson に従えば, (5)式中の第1項は酸素原子イオン分布に, 第2項はプロトン分布に対応するものである事がすぐ判る。第1項は密度の減少が急であり, 余り高い高度まで達しないホイッスラー, 従って比較的の低緯度に落ちるホイッスラーに対しては大きく影響し, 又, 第2項は, 高い高度に達するホイッスラー, 従って高緯度へ落ちるホイッスラーに対しては大きく影響する事が想像出来る。

N_1 及び N_2 に対してどの様な分布関数を用いるかは重要な問題である。先ず N_1 について考えると, これは第6図中の酸素原子イオンの分布の様相から大体

$$N_1 = N_{10} \exp\{-k_1(r-r_0)\}$$

で表わしてよいと考えられる。

N_{10} は電離層の最大電子密度に等しくとれば, 電離層との接続は大体可能となる。又, N_2 は(3)或いは(4)の分布型を用いれば, k_1 の値はある程度大きい筈であるから, 比較的の低い高度から上の領域で N_1 は N_2 に対して完全に無視出来る様になるので, 観測されるノーズホイッスラーを説明するには都合がよいと考えられる。或は又, $N_2 = N_{20} \exp\{k_2(r-r_0)\}$ の如く, N_1 と同じ指数関数型とし, N_{20} , k_2 の数値は大体ノーズホイッスラーに合う様に定める事も出来る。勿論 N_1 と N_2 の和としての N が低緯度から高緯度までのホイッスラーの分散に適合する様に定められねばならないが, ここで我々は同時に, 前章で得られた発生頻度の変化に関する結果をも又説明出来る様に決定する事を目指しているわけである。このためには, 一つの電子密度分布に対して, 各緯度から発射されるホイッスラーの伝播路の計算を行わねばならない。これは極めて膨大な計算となるので, 電子計算機を

用いても相当の時間が必要となる。現在は未だ計算の緒についたばかりで、最良の電子密度を決定する事からは程遠い状態であるが、 N_2 として(3)式を用いたものを多少計算したのでそれによる議論を進めたいと思う。伝播路の追跡は総て Haselgrove⁽⁹⁾の方法を用いて行ったものである。又計算では電波法線方向の初期値 α_0 を与える必要があるが、これは電離層を水平と考えて、

$\alpha_0=0^\circ$ にとった。又、伝播路の追跡は最大電子密度以上の空間に限られている。又、電波の位相屈折率 μ に対しては、 $\mu^2 = \frac{f_0^2}{f(f_{UH} \cos \Theta - f)}$ を用いた。ここに f_0 はプラズマ周波数、 f_{UH} はジャイロ周波数、 Θ は電波の法線方向と磁力線とのなす角であり、 f は電波の周波数である。計算は $f=4\text{kc/s}$ に対して行った。

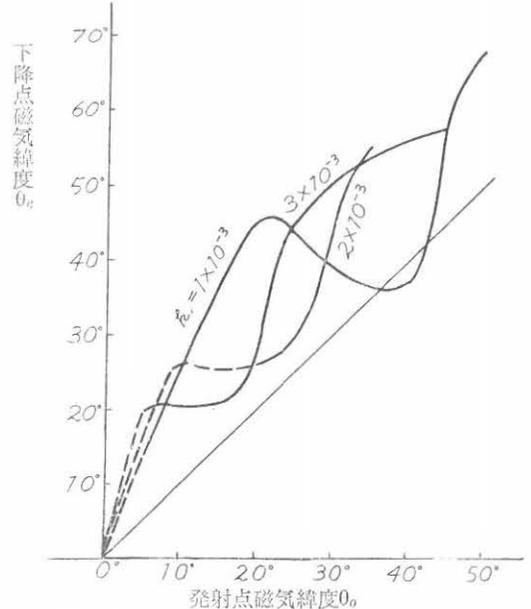
用いた電子密度分布は

$$N = N_{10} \exp\{-k_1(r-r_0)\} + N_{20} \left(\frac{r_0}{r}\right)^3 \exp\left(\frac{r_0}{r} k_2\right) \\ = N_{10} \left[\exp\{-k_1(r-r_0)\} + k_{N0} \left(\frac{r_0}{r}\right)^3 \exp\left(\frac{r_0}{r} k_2\right) \right] \dots (6)$$

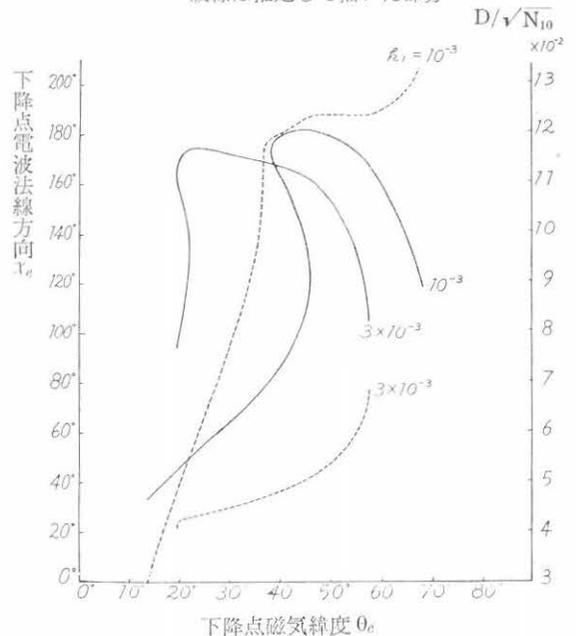
である。式中の常数の数値は、 $r_0 = r_1 + 300 = 6,670\text{km}$ (地上300km以高での伝播の追跡を行うわけである)、 $k_{N0} = N_{20}/N_{10} = 2.5 \cdot 10^{-3}$ (N_{10} は地上300kmに仮定された電離層最大電子密度であり、 10^6 個/cm³程度と考えられるので、 $N_{20} \approx 2.5 \cdot 10^3$ 個/cm³となつて、Popeが与えた数値に近いものになる)、 $k_2 = 3.0$ にとつてある。

即ち(6)式右辺の第2項は大體 Pope によって与えられたものと同一である。太陽黒点周期と共に超高層大気中の電子密度の傾斜が変る事は、 k_1 及び k_2 を変えらる事によって表わされるが、ここでは主として k_1 だけを変化させた場合だけの結果しか示す事が出来なかつた。電波の法線方向の初期値 α_0 が 0° 、即ち垂直に上方を向いている場合の結果を第7図に示す。 $\alpha_0=0^\circ$ は電離層が水平である場合、最大電子密度面を出る時の法線の方向である。

第7図aは発射点の磁気緯度 θ_0 (横軸) に対する下降点の緯度 θ_e (縦軸) を描いたものである。 k_1 をパラメーターにとつてあり、 10^{-3} 、 $2 \cdot 10^{-3}$ 及び $3 \cdot 10^{-3}$ の3ヶの値に対して計算を行った。破線の部分は推定によって描かれた部分である。又図中 0° から出ている直線は、発射点と下降点の緯度が等しい場合を示すものであつて、この直線より上の部分は、ポーラーグリープの伝播が行われ、下の部分は下降点の緯度が発射点の共扼点より赤道側に寄る伝播が行われる領域を示している。第7図aによって伝播の著しいポーラーグリープ性が一見してすぐ判るであろう。



第7図a 発射点緯度対下降点緯度 破線は推定して描いた部分



第7図b 下降点緯度対下降点に於ける電波法線方向：実線 下降点対分散 $\sqrt{N_{10}}$ ：点線

電波法線方向は垂直上方から測つてある
第7図 ホイッスラーの伝播路の追跡結果、
 $N = N_{10} \left[\exp\{-k_1(r-r_0)\} + k_{N0} \left(\frac{r_0}{r}\right)^3 \exp\left(\frac{r_0}{r} k_2\right) \right]$
 $r_0 = 6,370\text{km}$, $r_1 = 6670\text{km}$, $k_{N0} = 2.5 \cdot 10^{-3}$, $k_2 = 3.0$
パラメーター： k_1
電波の位相屈折率 $\mu = \frac{f_0}{\sqrt{f(f_{UH} \cdot \cos \Theta - 1)}}$
電波の周波数 f ：4 kc/s

これら3ヶの曲線であらわされている発射点に対する下降点の変化の共通な傾向は、発射点が 0° より高緯度側に移るに従って、始めの間はポーラークリープが次第に著しくなる。(これを第1ポーラークリープ増大領域と呼ぶ事にする)、そして、極大に達した後、ポーラークリープは次第に小さくなる。(これを第1ポーラークリープ減少領域と呼ぶ)次にポーラークリープが増大し始め、又ポーラークリープ極大点が現われる(第2ポーラークリープ増大領域)、以下再びポーラークリープ減少が起る、(第2ポーラークリープ減少領域)。この最後の第2ポーラークリープ減少領域は、 $k_1=3 \cdot 10^{-3}$ では明らかであるが、他の二つの場合には、より大きい θ_0 まで計算を行わねばはっきりとしない。然し変化の傾向の類似性から第2ポーラークリープ領域が存在する事は確かである。

第7図bは、同じ計算で得られた、下降点 θ_e (横軸)に対する下降点に於ける電波の法線方向 x_e (左側縦軸、垂直上方から測ったもの)と、分散を電離層最大電子密度で割った値、 $D/\sqrt{N_{10}}$ (右側縦軸)を示すものである。

先ず x_e から見よう。 x_e は第1ポーラークリープ増大領域を経て第1ポーラークリープ減少領域では極めて急激に増加する。そしてこの領域内のポーラークリープ極小点で大体 x_e は最大に達する。その後、第2ポーラークリープ増大領域では始めはゆるやかであるが、次第次第に減少が急になる。そして第2ポーラークリープ減少領域では減少が極めて急になる。

次に分散であるが、これは多少し定量的に取扱い、 k_1 や k_2 が過大であるか、過小であるかについて考えてみる。先ず観測されている分散の値であるが、これは第5図より、極大期ではスタンフォードで約80、稚内では約62、豊川では約36である。又、1961年ではそれぞれ大体60、48、28となっている。極大期に於ける N_{10} の値として 10^6 個/cm³をとれば、 $k_1=10^{-3}$ のときは、スタンフォード、稚内及び豊川の磁気緯度では、分散はそれぞれ大体120、95、及び60程度になり著しく過大である。従ってこの k_1 の値は極めて不適当である事が判る。又、 $k_1=3 \cdot 10^{-3}$ の時には、それぞれ51、46、43となる。これを極大期の値と比較すれば低緯度では大き過ぎるが、高い緯度程著しく過少である。又1961年の値と比較するため、この時の N_{10} を極大期の3/5程度とすれば、それぞれ40.36及び33となり、矢張り上と同じ傾向が見られる。この様に分散が低緯度側で大きく、高緯度側で小さ過ぎる結果となる事から、 k_1 をより大きくとると、同時に k_{N0} 若しくは k_2 を大きくしなければならぬ事が判る。 $k_2=3.0$ は温度 $1,250^\circ\text{K}$ の時の値である。これは温度に

逆比例するので、温度をより低くする事が許されるならば、大きくする事が出来る。 k_{N0} については、Popeの(3)式による N_0 はSmith等による(4)式の N_0 に比し、1/4程度の値である。従って、 N_{20} として(4)式の N_0 を用いると、高緯度側に於ける分散を大きくする事は出来る。又 k_1 の値については、第6図の酸素原子イオンに対する曲線の、始めの直線部分から得られる値をとれば、極大期に於ては約 $7 \cdot 10^{-3}$ 、極小期では約 $5 \cdot 10^{-3}$ となる。計算でとった k_1 の最大値 $3 \cdot 10^{-3}$ より遙かに大きい事が判る。従って、分散の観測値との比較の結果とも併せ考えて、 $k_1=3 \cdot 10^{-3}$ は極大期に対してもなお、小さい事が判る。実際適当な k_1 、 k_2 、 k_{N0} の値は今後の伝播路や分散の計算によって定めなければならない。

$k_1=10^{-3}$ 、 $2 \cdot 10^{-3}$ 、 $3 \cdot 10^{-3}$ の3ヶの値は、共に適当でない事が判ったが、都合のよい事には、 k_1 の変化に伴う θ_0 対 θ_e の変化、或いは θ_0 対 x_e の変化の一般的傾向は大体予想する事が出来る。従って、太陽黒点極大期より極小期に向う時起る k_1 の増加に伴って、発射点と下降点の關係に如何なる変化が起るかについて、定性的に考察する事が出来る。ただ注意しなければならない事は、ダクト伝播以外の場合には、従って低緯度へ伝播して来る場合には、 x_e は 180° に近くなければ、水平な電離層を突抜けて地上まで達する事が出来ないと言う事である。このため、 k_1 の増大による x_e 変化についても同時に考慮して行かねばならない。

第7図aを見れば、 k_1 が増すと、第1ポーラークリープ増大領域から第2ポーラークリープ減少領域に至る迄の総ての部分が、大体共軌点間伝播を表わす直線に沿って、低緯度側へ移る事が判る。緯度 40° 以上の高い緯度の下降点は、大体第2ポーラークリープ増大領域の上部域から第2ポーラークリープ減少領域にかけての部分にある。(但し $k_1=10^{-3}$ の場合は除外)小さい k_1 と大きい k_1 に対する曲線は、必ずこれらの曲線部分で交わる筈である。例えば $k_1=2 \cdot 10^{-3}$ と $k_1=3 \cdot 10^{-3}$ の交点は $\theta_0=33^\circ$ 、 $\theta_e=53^\circ$ で起っている。又この交点は k_1 が増すと共に θ_0 の小さい側に移ることも明らかである。

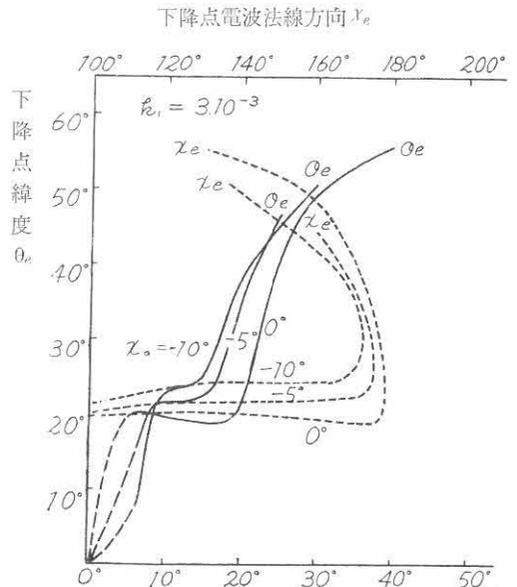
この交点より上の部分では、同一の θ_0 に対し、 k_1 が増すと共に θ_e が増す。この事は、この交点より高緯度の下降点に落ちる発射点の緯度が、高い緯度に移る事を意味し、発生頻度は減少の傾向にある事を示す。又、その交点より下の部分では、 k_1 が増すと θ_0 は小さい方に移るので、発生頻度は上昇の傾向になる。黒点極大期に対する $(k_1)_{\min}$ を仮定し、これに対し黒点周期の推移と共に増大する k_1 を考えると、 $(k_1)_{\min}$ が表わす曲線と

後の k_1 が表わす曲線の交点は、 k_1 が増すと共に θ_e の小さい側へ移る事は明らかである。即ちこれは極大期以後高い緯度程早く減少があらわれる事を説明するのに都合がよい。

次に緯度約 40° 以下の低い緯度の下降点は、第1ポーラークリープ増大領域から、第2ポーラークリープ増大領域の下部にかけての部分に存在する。この場合は、 x_e の値から地上への下降可能な範囲が決定される。一応の目安として x_e の範囲を $170^\circ \leq x_e \leq 190^\circ$ と仮定すれば、第7図bよりその領域は大体第1ポーラークリープ極小点附近から第2ポーラークリープ増大領域の半ばまでである事が判る。例えば $k_1=10^{-3}$ の時 $170^\circ \leq x_e \leq 190^\circ$ に対する θ_e の範囲は $26^\circ \leq \theta_e \leq 43^\circ$ となり、又 θ_0 の範囲は $20^\circ \leq \theta_0 \leq 30^\circ$ となる。これが $k_1=3 \cdot 10^{-3}$ に変われば、これらの範囲は $20^\circ \leq \theta_e \leq 34^\circ$ と $12^\circ \leq \theta_0 \leq 24^\circ$ に移る。 k_1 の増大と共に、 180° に最も近い x_e を与える θ_e は低緯度に移り、それに対する θ_0 も又低緯度に移る事は明らかである。従って、 k_1 の増大によって、即ち黒点周期が極大期より極小期に向うに従って、より低緯度側で発生頻度の上昇が起ることになる。此様に一定の θ_e に対して、 θ_0 は k_1 の増大と共に低緯度側へ移るが、一方 x_e は僅かずつではあるが 180° との差を大きくして行く。従って θ_0 の低緯度側への移動による発生頻度の上昇は、電離層突抜けの条件の悪化による地上への到達の困難さと互に反対方向の作用をする。後者の作用が前者のそれに勝るようになってくれば、観測される発生頻度は減少を始める様になる。ただ現在ではこの両者の作用のいずれが大きいかについては全く判断する材料がないが、前章で得られたホイッスラーの発生頻度の変化から見れば、 x_e の減少に伴う電離層突抜け条件の悪化の方が勝る方向を示している。これによって、低緯度帯の場合にも、極大期より極小期へ移るに従って発生頻度の上昇が起るが、より高い緯度程、早く上昇から減少へ移る傾向が起る事を知り得ると思う。

以上、主として超高層大気中の電子密度の高度に対する傾斜の変化から、前章で得られた中、低緯度帯に於けるホイッスラー発生頻度の経年変化の定性的説明を試みた。定性的な方向としては大体妥当と考えられるが、定量的面についてはここでは全く考察していない。定量的に説明を行うには、 k_1 或は k_2 の変化だけからでは無理ではないかと考えられる。と言うのは、第6図の Johnson の曲線から推定される黒点極大期と極小期での k_1 の比 $1:1.4$ からみて、 k_1 の変化範囲は比率で最大2.0以上にはとり得ないであろうから、観測されている緯度 54° より 24° までの、広い範囲のホイッスラーの

発生頻度の上昇と下降とを説明するには、 k_1 の変化範囲が狭すぎるであろうと思われるからである。然も、ここで報告した観測結果は極大期以後約4年間のものであり、可能な k_1 の変化範囲は更に小さいからである。これに対しては、電波法線方向の初期値 x_0 が伝播に及ぼす影響の大きい事から見て、(x_0 の変化が伝播に如何なる作用を及ぼすかについての一例を第8図に示したので参照して頂きたい) 電離層の傾斜、特に磁気赤道をさ



第8図 電波法線方向の初期値 x_0 をパラメーターとする発射点緯度対下降点緯度：実線
下降点緯度対下降点電波法線方向：点線
電子密度分布型は第8図の場合に同じで、
常数值は $k_2=2.5$ を除き同じ。

む $\pm 30^\circ$ までの電離層の傾斜が黒点周期の推移に伴って変化すると言う考えをとり入れる事により、或る程度解決がつくものと考えている。

以上の如く、説明は未だ不十分で、将来満足出来るような結果が得られるかどうかについても、現在確信はないのであるが、ここで確信をもって言える事は、高緯度帯で観測されるホイッスラーの大多数は、低緯度帯で発したものが、ポーラークリープで到達しており、観測された発生頻度の緯年変化は伝播路の変動に基づくと考え以外に説明出来ないであろうと言う事である。伝播路の変動を惹き起さしめる原因が、超高層大気中の電子密度分布の変動や、電離層の傾きや、或いはダクトの盛衰であるとすれば、これは太陽活動に関係したものと考えてよい。従って、この方向で結果を解釈出来るものならば、現象自体は極大期より極小期に向う太陽黒点周期の

推移に伴って生じているものと考えてよい。ただ調査期間が短い事と、採用した観測点の数が少く且つ北半球だけに限られている事のために、一つの観測点で最大の発生頻度が起る磁気緯度は1年に約 10.8° 低緯度側へ移って行くと言う結果を、そのまま認めるには困難を伴うかも知れない。然し、現象が示している傾向、即ち高い緯度程早く発生頻度最大が起り、その後減少を続けるという事は、得られた結果の規則性から見て信頼出来ると思う。然し、この結果は最大発生月の1ヵ月間の、大体午前0時から4時までの5時間の統計で得られたものであるので、その他の月或いは時間に関しては何とも言えない。今後発生頻度がどの様に変化して行くかは興味を持たれる所であり、世界的に行われる予定の IQSY が期待される。同時に、又現象の原因解明にも今後充分努力を続けねばならない。

Ⅲ. 謝 辞

この研究を終始変らず励まされ、且つ適切な助言を頂いた当研究所長金原淳先生に深く感謝する。又資料の整理、ならびに本報告のための準備をして頂いた雪竹弘子嬢を始め岩井研究室全員の協力を謝します。

Ⅳ. 文 献

- (1) Helliwell, R. A., Jour. Res. NBS, 64D, 642 (1960)
Morgan, M. G., Jour. Res. NBS, 64D, 644 (1960)
- (2) Smith, R. L, Helliwell, R. A. and Yabroff, I. W., Jour. Geophys. Res., Vol. 65, No. 3 (1960)
- (3) Helliwell, R. A., Jour. Res. NBS, 64D, 642 (1960)
- (4) Allcock, G. Mck, Report to XIII General Assembly, URSI, Com' IV "IGY Whistler Results" (1960)
- (5) 前田憲一, 木村磐根, Report Ionos. Res. in Japan, Vol. X, No. 3 (1956)
- (6) Allcock, G. Mck Jour. Atmos. Terrs. Phys. Vol. 14, 185 (1959)
- (7) Pope, J. H. Jour. Geophys. Res. Vol. 66, No. 1 (1961)
- (8) Smith, R. L. and Helliwell, R. A.
(上記(4)の中より引用)
- (9) Haselgrove, J., Report of the Physical Society Conference on the Physics of the Ionosphere (1954)