第7卷 第2期 空间科学学报 Vol. 7, No. 2
1987年4月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Apr., 1987

磁纬10°以下哨声路径纬度和所需抬升因子积分中值的估算方法

王 友 善
（中国科学技术大学地球和空间科学系）

摘 要

本文采用国际地磁参考场（1980 IGRF，$n=8$）磁力线经验公式和三层模式电离层，结合哨声波沿磁力线传播所需电子浓度的横向梯度，给出了磁纬10°以下哨声路径纬度和所需抬升因子积分中值的估算方法；从而得出：(1)哨声色散值D不仅与电离层N_mF2正相关，而且与h_mF2也有明显相关性．当路径纬度$\phi_{90}\leqslant 10.5°$（IGRF，$n=8$，下同）时，D与h_mF2负相关；>12时，正相关；在10.5°—12°之间时，正或负相关取决于路径顶点高度与h_m之差值．估算表明，三亚（磁纬7.04°N）收到的哨声中路径纬度$\phi_{90}\leqslant 10.5°$的占94.5%，D与h_mF2负相关，这与观测结果一致．(2)所需抬升因子积分中值一般在7—31%之间．

一、引 言

目前对低纬哨声的传播机制主要有两种不同的观点：导管传播[1,2]和非导管传播．本文根据导管传播观点讨论哨声的路径纬度以及沿磁力线传播所需抬升因子积分中值；并将导出的结论与观测结果进行了对比．

在讨论问题之前，有几点说明如下：(1)本文中，除“磁纬”一词指通常所用的地磁坐标外，其他与地磁场有关的概念，如纬度、磁力线、赤道等，凡无特别说明的均指由国际地磁参考场（1980 IGRF，$n=8$）[3]得出的IGRF纬度、磁力线和赤道[4]．(2)路径纬度是指磁力线与90km高度（电离层等效高度）交点的纬度（即哨声出口点或入口点的纬度），用ϕ_{90}表示．(3)抬升因子定义是$x=\Delta N/N=N_c/N_g-1$，N_c是哨声导管中心电子浓度，N_g为导管中心所在高度的背景电子浓度．这与一般定义的$E_c=N_c/N_b-1$不同（N_b是导管边界上的电子浓度）．计算表明所需E_c值小于1%[注1]，即N_c与N_b相差很小，故在导管内部可略去电子浓度在垂直磁力线方向（横向）上的变化．

二、理论分析

1. 低纬哨声色散关系式的解析解

本文于1986年2月14日收到．

[注1] 王友善，低纬哨声导管中的抬升因子和导管的有效宽度．（已送地球物理学报）

低纬哨声色散关系式为　　$$D=\frac{1}{2c_0}\int_s\frac{f_N}{\sqrt{f_H}}ds, \tag{1}$$

式中 D 为哨声色散值，c_0 为光速，s 为积分路径，ds 为路径元，f_N 为空间等离子体频率，f_H 为电子磁旋频率．$f_N=8.98\times10^3N$ Hz，$f_H=2.80\times10^6B$ Hz，代入 (1) 式，并考虑到计算涉及的空间范围是磁纬 10° 以下，高度 120—400km 左右，在此区间 B 的变化不太大，故而由积分中值定理把 $1/\sqrt{B}$ 提到积分号外，其中地磁场强度 B 应是积分区间内的某一个值 B_c，为书写方便下面省去角标 c．于是有

$$1.117\times10^5D\sqrt{B}=\int_s\sqrt{N}\,ds, \tag{2}$$

式中 N 显然应是导管内的电子浓度．

背景电子浓度采用均匀层、双抛物层和负指数层三层模式，如图 1．具体如下：

90 km—h_1（均匀层）　　$$N_{g0}=N_m\left[1-\frac{(h_m-h_1)^2}{Y_m^2}\right]^2, \tag{3.1}$$

h_1—h_m（双抛物层）[5]　　$$N_{g1}=N_m\left[1-\frac{(h_m-z)^2}{Y_m^2}\right]^2, \tag{3.2}$$

$>h_m$（负指数层）[6]　　$$N_{g2}=N_me^{-k(z-h_m)}. \tag{3.3}$$

式中 $Y_m=h_m-h_0$，$h_0=150$km 为双抛物模式的起算高度；$k=3.5\times10^{-3}\text{km}^{-1}$；$N_m$ 是电离层 F2 层最大电子浓度，h_m 是 N_m 所在高度；z 为高度．90—120km 是导管入口区，由电离层 Es（偶现 E 层）提供百分之几百的抬升因子[注1]，实现哨声波沿磁力传播的初始条件：波射线折向磁力线方向，与磁力线相切．此区路径短，导管内在有 Es 出现时电子浓度量级为 10^4cm^{-3}，故对哨声色散值的贡献很小（一般小于 $1\,\text{sec}^{1/2}$），在求解 (1) 式时可略去此区的贡献，只计及 120km 以上的区域．此外，由(3)式和图 1 可以看出，为了简化还忽略了背景电子浓度分布在 h_1 和 h_m 处一阶导数的连续性．

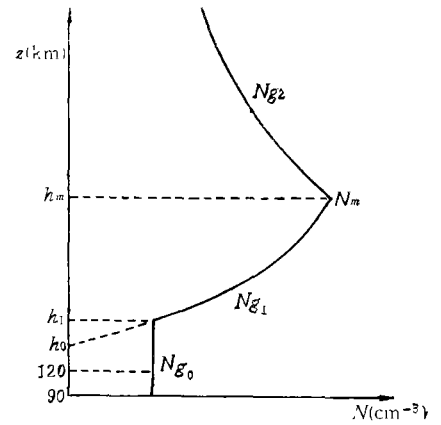

图 1　背景电子浓度随高度的分布模式（示意图）

Fig. 1　Vertical distribution of background electron density of the ionosphere (Scheme)

哨声波沿场排列导管传播，在导管边界上必须满足电子浓度横向梯度[7]：

$$\frac{dN}{dr'}\simeq-3\rho_BN. \tag{4}$$

式中 dr' 为垂直磁力线方向的长度元，ρ_B 为磁力线曲率．为了不致低估所需电子浓度横向梯度，采用磁力线顶点处的曲率值（该处曲率值最大）．设 l 为电子浓度由导管中心沿垂直磁力线方向恢复到导管外背景值的横向距离，并假定 l 不变，由此可导得导管内的电子浓度分别为[注1]

$$120\,\text{km}—h_1:N_{c0}=N_m\left[1-\frac{(h_m-h_1)^2}{Y_m^2}\right]^2e^{3\rho_Bl}, \tag{5.1}$$

$$h_1 - h_m:\ N_{c1} = N_m\left[1 - \frac{(h_m - z - l)^2}{Y_m^2}\right]^2 e^{3\rho_B l}, \tag{5.2}$$

$$> h_m: N_{c2} = N_m[e^{-k(z-l-h_m)}]e^{3\rho_B l}. \tag{5.3}$$

由国际地磁参考场得到的磁力线经验公式为[4]

$$r = (r_e + \delta)\cos^2\phi - \delta. \tag{6}$$

式中 r 是 IGRF 磁力线上任一点至地心的距离，r_e 是磁力线顶点至地心的距离，ϕ 为磁力线上该点的 IGRF 纬度，ϕ 与地理纬度的关系为：$\phi = \varphi - \varphi_T$，$\varphi$ 为该点的地理纬度，φ_T 为该磁力线顶点的地理纬度．δ 是经验值，δ 和 φ_T 都与地理经纬度有关，在地理经度 109.5°E 附近，地理纬度小于 22°N 的区域，可取 $\delta = 1243.0$ km，$\varphi_T = 8.60°$，由(6)式，高度 z 可表示为

$$z = r - R = h_T - (r_e + \delta)\sin^2\phi. \tag{7}$$

式中 R=6371.2km（地球半径），h_T 为磁力线顶点高度．由(6)式可得 $h_T=(R+\delta)\cdot \mathrm{tg}^2\phi_0$，$\phi_0$ 为磁力线与地面交点的纬度．把(7)式代入(5)式开方得到：

$$\sqrt{N_{c0}} = a_0\sqrt{N_m}\,e^{\frac{3}{2}\rho_B l}, \tag{8.1}$$

$$\sqrt{N_{c1}} = \sqrt{N_m}\,e^{\frac{3}{2}\rho_B l}(a + b\sin^2\phi + c\sin^4\phi + p + q\sin^2\phi), \tag{8.2}$$

$$\sqrt{N_{c2}} \simeq \sqrt{N_m}\,e^{\frac{1}{2}(k+3\rho_B)l}\cdot e^{\alpha}\left(1 + \beta\sin^2\phi + \frac{\beta^2}{2}\sin^4\phi\right). \tag{8.3}$$

式中 $a_0 = 1 - (h_m - h_1)^2/Y_m^2$，$a = 1 - (h_m - h_T)^2/Y_m^2$，$b = -2(h_m - h_T)(r_e + \delta)/Y_m^2$，$c = -(r_e + \delta)^2/Y_m^2$，$\alpha = -\frac{1}{2}(h_T - h_m)k$，$\beta = \frac{1}{2}(r_e+\delta)k$，$p = [2l(h_m - h_T) - l^2]/Y_m^2$，$q = 2l(r_e + \delta)/Y_m^2$．

哨声波沿场排列导管传播可近似为沿磁力线传播，故路径元可取为磁力线弧元，后者近似为

$$ds \simeq r_e(1 + g\sin^2\phi)^{1/2}d(\sin\phi). \tag{9}$$

式中 $g=3 + (6r_e\delta + 4\delta^2)/r_e^2$．把(8)和(9)式代入(2)式右边积分，并取 $e^{\frac{3}{2}\rho_B l} \simeq 1 + \frac{3}{2}\rho_B l$，$e^{\frac{1}{2}(k+3\rho_B)l} \simeq 1 + \frac{1}{2}(k + 3\rho_B)l$，得

$$\int_s \sqrt{N}\,ds = \sqrt{N_m}\cdot S. \tag{10}$$

式中

$$S = S_a + S_b, \tag{11}$$

而

$$S_a = S_0 + S_1 + S_2, \tag{12}$$

$$S_b = \frac{3}{2}\rho_B l(S_0 + S_1) + \left(1 + \frac{3}{2}\rho_B l\right)S_1' + \frac{1}{2}(k + 3\rho_B)lS_2; \tag{13}$$

$$\left.\begin{aligned}
S_0 &= r_e a_0[\mathscr{A}(\phi_{120}) - \mathscr{A}(\phi_{h_1})],\\
S_1 &= r_e\{a[\mathscr{A}(\phi_{h_1}) - \mathscr{A}(\phi_{h_m})] + b[\mathscr{B}(\phi_{h_1}) - \mathscr{B}(\phi_{h_m})] + c[\mathscr{C}(\phi_{h_1}) - \mathscr{C}(\phi_{h_m})]\},\\
S_2 &= r_e e^{\alpha}\left[\mathscr{A}(\phi_{h_m}) + \beta\mathscr{B}(\phi_{h_m}) + \frac{\beta^2}{2}\mathscr{C}(\phi_{h_m})\right],\\
S_1' &= r_e\{p[\mathscr{A}(\phi_{h_1}) - \mathscr{A}(\phi_{h_m})] + q[\mathscr{B}(\phi_{h_1}) - \mathscr{B}(\phi_{h_m})]\};
\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

$$\left.\begin{aligned}\mathscr{A}(\phi_z) &= \int_{-\phi_z}^{\phi_z} (1+g\sin^2\phi)^{1/2} d(\sin\phi),\\ \mathscr{B}(\phi_z) &= \int_{-\phi_z}^{\phi_z} \sin^2\phi\cdot(1+g\sin^2\phi)^{1/2} d(\sin\phi),\\ \mathscr{C}(\phi_z) &= \int_{-\phi_z}^{\phi_z} \sin^4\phi\cdot(1+g\sin^2\phi)^{1/2} d(\sin\phi).\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

其中 ϕ_{120}、ϕ_{h_1} 和 ϕ_{h_m} 分别为磁力线与 120km 高度、h_1 和 h_m 高度交点的纬度，ϕ_z 分别代表 ϕ_{120}、ϕ_{h_1} 和 ϕ_{h_m}. 显然，当 $h_T \leqslant h_m$ 时，应有 $S_2 = 0$，所以 $\mathscr{A}(\phi_{h_m}) = \mathscr{B}(\phi_{h_m}) = \mathscr{C}(\phi_{h_m}) = 0$；同样，当 $h_T \leqslant h_1$ 时，还应有 $S_1 = 0$，$S_1' = 0$，所以 $\mathscr{A}(\phi_{h_1}) = \mathscr{B}(\phi_{h_1}) = \mathscr{C}(\phi_{h_1}) = 0$，这时 $S_0 = r_e a_0 \mathscr{A}(\phi_{120})$，$S_a = S_0$，$S_b = \frac{3}{2}\rho_B l S_0$. (10)式中的 S 称为哨声传播的等效路径长度，单位为 km. S_a 只是 ϕ_z 和 h_m 的函数，因为对同一条磁力线而言，它与各高度交点的纬度之间都是一一对应的，而 ϕ_z 可以表示成路径纬度 ϕ_{90} 的函数，所以可以说 S_a 只是路径纬度 ϕ_{90} 和 h_m 的函数. 同样，S_b 是路径纬度 ϕ_{90}、h_m 和 l 的函数. 把(10)式代入(2)式得

$$S = 1.117\times 10^5 D\sqrt{B}/\sqrt{N_m}. \tag{16}$$

(1)式的解析解也就为

$$D = 8.953\times 10^{-6} S\sqrt{N_m}/\sqrt{B}. \tag{17}$$

式中 B 的单位为 Gs，N_m 的单位为 cm^{-3}，S 的单位为 km，D 的单位为 $sec^{1/2}$.

2. 哨声导管抬升因子积分中值

哨声导管内的电子浓度也可表示为

$$N_c = (1+x)N_g, \tag{18}$$

x 为抬升因子. 由于忽略了背景电子浓度分布在 h_1 和 h_m 处一阶导数的连续性，因此在 h_1 和 h_m 处 x 是不连续的. 在间断处用竖线把它们连接起来，使 x 成为连续函数，则由积分中值定理有

$$\int_s \sqrt{N}\,ds = \int_s \sqrt{(1+x)N_g}\,ds = \sqrt{1+x_c}\int_s \sqrt{N_g}\,ds.$$

把(7)式代入(3)式后再同(9)式一起代入上式积分得

$$\int_s \sqrt{N}\,ds = \sqrt{N_m(1+x_c)}\cdot S_a.$$

把上式代入(2)式得

$$S_a = 1.117\times 10^5 D\sqrt{B}/\sqrt{N_m(1+x_c)}. \tag{19}$$

由(16)、(11)和(19)式可得

$$x_c = \left(1+\frac{S_b}{S_a}\right)^2 - 1, \tag{20}$$

x_c 称为抬升因子积分中值. 显然 x_c 只是路径纬度 ϕ_{90}、h_m 和 l 的函数，而与 N_m 无关. S_b 可被认为是由抬升因子引起的附加等效路径长度. 由 S 和 x_c 的解析表达式可给出不同路径纬度下 S 与 h_m 及 x_c 与 h_m 的关系图(如图 2、图 3)，于是由(16)式和关系图，根据观测值 D、N_m、h_m，就能确定哨声的路径纬度 ϕ_{90} 和所需抬升因子积分中值 x_c.

三、计 算 方 法

本文涉及的空间区域是地理经度 109.5°E 附近磁纬 10° 以下的低纬区．在此区间内 B 的最大和最小值分别为 0.405Gs 和 0.330Gs，ρ_B 的最大和最小值分别为 5.212×10^{-4} km^{-1} 和 $4.973 \times 10^{-4}km^{-1}$，导管的半宽度平均约为 5km．取 $B = 0.382$Gs，$\rho_B = 5.123 \times 10^{-4}km^{-1}$，$l = 10$km，则有

$$S = 6.904 \times 10^4 D/\sqrt{N_m}, \tag{21}$$

$$D = 1.448 \times 10^{-5}\sqrt{N_m} \cdot S, \tag{22}$$

$$S_a = 6.904 \times 10^4 D/\sqrt{N_m(1 + x_c)}, \tag{23}$$

$$S_b = 0.00768(S_0 + S_1) + 1.00768S_1' + 0.02518S_2. \tag{24}$$

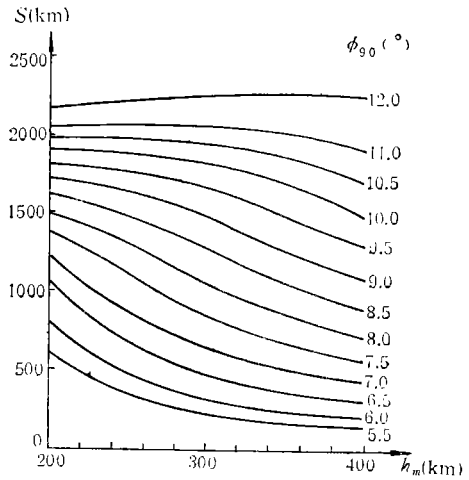

图 2 路径纬度 ϕ_{90} 与等效路径长度 S 和 h_mF2 的关系 ($h_1 = 170$km)

Fig. 2 Path latitude ϕ_{90} versus equivalent path length S and ionospheric h_mF2 (when $h_1 = 170$km).

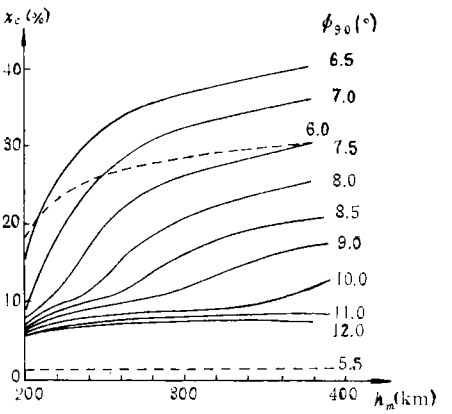

图 3 所需抬升因子积分中值 x_c 与路径纬度 ϕ_{90} 和 h_mF2 的关系 ($h_1 = 170$km)

Fig. 3 The x_c, integral mean value of enhancement factor required, versus the h_mF2 of ionosphere, parametric in path latitude ϕ_{90} (when $h_1 = 170$km)

1. S-h_m 图及 x_c-h_m 图

取 $h_1 = 170$km，由(11)—(15)式以及(20)式可算得不同路径纬度下 S 与 h_m、x_c 与 h_m 的关系图，如图 2 和图 3．

由图 2 可以看出，$\phi_{90} \leqslant 10.5°$ 时，S 与 h_m 负相关，由(22)式知 D 与 S 成正比，所以 D 与 h_m 负相关；$\phi_{90} = 11°$ 时，在 $h_m > 280$km 范围内 D 与 h_m 负相关，$h_m < 280$km 时为正相关；而当 $\phi_{90} > 12°$ 时，D 与 h_m 都是正相关(图中未给出 $\phi_{90} > 12°$ 的 S-h_m 曲线)．一般而言，当 $h_T - h_m > 78$—101km 时，D 与 h_m 正相关，$\leqslant$78—101km 时负相关 (h_T 是路径顶点高度)．负相关与正相关的界线与 ϕ_{90} 有关，但这界线都在 78—101km 之间．这是因为 $h_T - h_m \leqslant 78$—101km 时，哨声传播路径主要部分在 h_m 以下，对 D 的贡

献以 h_m 以下部分为主，h_m 增大，h_m 以下电子浓度就要减小，从而 D 要减小，故 D 与 h_m 负相关．反之，$h_T - h_m > 78$—101km，D 值以 h_m 以上部分为主，h_m 增大，h_m 以上部分电子浓度增加，故 D 增大，D 与 h_m 正相关．

由图 3 知，抬升因子积分中值 x_c 并不总是随 ϕ_{90} 的减小而增大，在 ϕ_{90} 小于 6.5° 后，x_c 随 ϕ_{90} 减小而减小，这是因为抬升因子 $\left(x = \frac{N_c}{N_g} - 1$，见引言$\right)$与背景电子浓度分布有关；当 ϕ_{90} 小于 6.5° 时，哨声波在均匀分布区的传播路径长度随 ϕ_{90} 的减小而增加，如果整个路径都在均匀层内，如 $\phi_{90} = 5.5°$（它的 $h_T = 161.4$km），则所需抬升因子积分中值只有 1.5%，并且不随 h_m 而变(见图 3)．

如果取 $h_1 = h_0 = 150$km，则 $a_0 = 0$，所以 $S_0 = 0$，这相当于略去了 150km 以下 E 层对哨声色散值的贡献 D_E，(估算表明当 $\phi_{90} > 6.0°$ 时，$D_E < 1\sec^{1/2}$) 三层模式变成二层模式(双抛物层和负指数层)，这时 x_c 总是随 ϕ_{90} 减小而增大，并且都随 h_m 增大而增大．当 $\phi_{90} > 6.3°$ 时，$x_c < 100\%$；$\phi_{90} = 6.0°$ 时，$x_c = 106$—150%（与 h_m 有关）．此外，$h_T - h_m > 75$—90km 时，D 与 h_m 正相关；反之，负相关．($h_1 = 150$km 的 S-h_m 图和 x_c-h_m 图从略)．

2. 路径纬度 ϕ_{90} 和所需抬升因子积分中值 x_c 的求法

(1) 把观测值 D、N_m 代入(21)式算出 S，

(2) 由 S 和观测值 h_m 查 S-h_m 图，读出 ϕ_{90}，

(3) 由 ϕ_{90} 和观测值 h_m 查 x_c-h_m 图，读出 x_c．

四、计 算 结 果

用上述方法对 1982—1984 年在三亚观测到的大量哨声，结合由海口电离层探测得到的 N_mF2 和 h_mF2 资料进行处理，主要结果如下：

(1) 哨声路径纬度 $\phi_{90} \leqslant 10.5°$ 的占 94.5%，路径顶点高度 $h_T < h_m$ 的占 70.2%．由前面分析知 D 与 h_m 负相关，这与观测结果[8]相符．在 $\phi_{90} > 10.5°$ 中，$h_T - h_m > 78$—101km 的占主要部分，根据前面的分析，D 与 h_m 应是正相关．为了证实这一点，把 $\phi_{90} > 10.5°$ 的各组观测值 (D、N_m、h_m) 集中起来进行二元线性回归分析，结果 D 与 h_m 也是正相关．这说明理论分析结果与观测事实也是一致的．(2) 路径纬度在三亚 (9.64° N, IGRF) 天顶以南的占 88.7%，在 7.5°—9.5° 间的占 79.4%，$\phi_{90} < 7.0°$ 的占 1.7%，$\phi_{90} > 12°$ 的占 2.9%．峰值在 8.0°—9.0° 间，占 58.0%．(3) 下端频 $f_c \leqslant 1.3$kHz 的哨声路径纬度在 7.7°—11.7° 间，基本上是在三亚天顶南北 2° 的范围内(离观测站的水平距离≤226km)．(4)导宽顶部的有效宽度大都在 3—17km，平均约为 10km．(5) 所需抬升因子积分中值为 7—31%．

以上是取 $h_1 = 170$km，而且是相应于所需(最小)抬升因子下得到的计算结果．实行抬升因子可能大于所需值，估算表明若实际抬升因子比所需值大 1 倍，路径纬度要减小 0.2° 左右，一般不超过 0.5°．

作为例子，表 1 列出了部分典型情况，表中还列出了 $h_1 = 150$km 时的计算结果，以

表 1

编 号	观测值			计算结果					
	D ($sec^{1/2}$)	N_m ($\times 10^5$ cm^{-3})	h_m (km)	S (km)	$h_1=150$km		$h_1=170$km		
					ϕ_{90}(°)	x_c(%)	ϕ_{90}(°)	x_c(%)	h_T(km)
1	5.2	1.38	269	966	7.6	32	7.4	24	220
2	7.1	0.79	257	1743	9.7	12	9.5	9	306
3	7.6	5.93	239	681	6.7	62	6.4	30	187
4	8.4	2.00	295	1296	8.6	20	8.5	16	262
5	8.6	1.07	362	1814	10.5	11	10.4	10	350
6	10.0	1.36	283	1870	10.3	11	10.0	9	330
7	11.8	2.53	332	1618	9.74	13	9.67	11	314
8	12.2	3.70	226	1384	8.3	16	7.9	10	238
9	12.2	3.89	271	1349	8.5	17	8.4	14	258
10	15.0	2.43	280	2099	11.4	10	11.2	8	392
11	16.4	5.97	241	1464	8.6	16	8.4	11	258
12	18.6	15.0	261	1048	7.7	29	7.5	22	224
13	29.0	5.95	240	2593					

h_T 为路径顶点高度

便比较.

表中给出了 1982—1984 年观测到的 D、N_m 和 h_m 的极大和极小值，如第 1 组的 D，第2组的 N_m，第 8 组的 h_m 都是极小值，第 13 组的 D，第 12 组的 N_m 和第 5 组的 h_m 都是极大值，第 9 组接近大量资料的统计平均值. 第 13 组由 S 值知超出了本文计算范围 ($S \leqslant 2200$km)，需另行处理，这里只能判定它的路径纬度大于 12°.

由表 1 可以看出，D 极小时 ϕ_{90} 不一定极小，因为 D 不仅与传播路径有关，还与电离层参数 N_m 和 h_m 有关. 表中第 3 组 $\phi_{90}=6.4°$ 是这几年得到的极小值，所以由此估计出口点的临界截止纬度在 6.4° (IGRF) 以下. h_1 选取的值大，ϕ_{90} 和 x_c 都减小. 因为在双抛物层中所需抬升因子随高度增加而减小，h_1 选取得越高，x_c 越小.

由 S 的解析表达式(11)等和(16)式分析表明，各参数的变化对 x_c 的影响是：Y_m、ρ_B 减小或 h_1 增大都将使 x_c 减小；而 k、l 增大将使 x_c 增大；B 增大则 x_c 减小；当 N_m 中已包含有抬升因子而当背景值用时将使 x_c 增大(当 $\phi_{90} \geqslant 6.5°$). (16) 式中的 D 相应于所需(最小)抬升因子，而观测值 D 相应于实际抬升因子，实际抬升因子一般总是大于所需值，故用观测值 D 代入计算结果会使 x_c 偏小. 此外用抛物模式取代双抛物模式，x_c 也将变小. 考虑到各参数值在本文涉及的空间范围(磁纬 10° 以下，高度 120—400km 左右)内的可能变化，计算结果表明都不会使 x_c 超出图 3 给出的范围，即所需抬升因子积分中值 x_c 都在 41% 以下，一般仍在 7—31% 之间.

哨声导管抬升因子可能来源于电离层的不均匀体. 但导管的形成过程像中高纬一样还不大清楚，导管抬升因子目前还没有办法直接测定，这些都有待进一步研究. 但由导管传播观点所得结果，还没有发现与观测事实相矛盾的地方，这反过来也可间接说明低纬哨声是导管传播.

参　考　文　献

[1] Wang Youshan, *Kexue Tongbao*, Vol. 29, p. 493, 1984.
[2] 王水和王友善，地球物理学报，第 **26** 卷，第 515 页，1983.
[3] Peddie, N. W., *J. Geomag. Geoelec.*, Vol. **34**, p. 309, 1982.
[4] 王友善，地球物理学报，第 **29** 卷，第 319 页，1986.
[5] Konnlein, W., *Reviews of Geophysics and Space Physics*, Vol. **16**, p. 341, 1978.
[6] 人造地球卫星手册，国防工业出版社，第 116 页，1971.
[7] Gopal Rao, M. S. V. and H. G. Booker, *J. Geophys. Res.*, Vol. **68**, p. 307, 1963.
[8] 王友善等，空间科学学报 Vol. **4**, 245 页，1984.

A Method Estimating the Integral Mean Value of Enhancement Factor and the Path Latitude for the Whistlers Below Magnetic Latitude 10°

Wang You-shan

(Dept. of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China)

Abstract

The propagation of whistler-mode waves in the ionosphere is assumed to be the ducted propagation. In other words, the waves will be presumed as travelling along magnetic field lines. An analytic solution of the whistler dispersion equation is obtained in terms of the electron density models of the ionosphere the transverse gradient of the electron density required for guiding of whistler-mode waves along a magnetic field line, and an empirical formula for the magnetic field lines of 1980's IGRF ($n=8$). In this paper, the electron density enhancement factor is defined as N_c/N_g-1 (the N_c is the electron density at the centre of duct; the N_g is the background electron density at the latitude that is what the centre of duct lies). Thus, the integral mean value of the enhancement factor required and the path latitude (i.e. the exit point latitude of whistlers) can be analytically determined by a set of observed values: N_mF2 and h_mF2 of the ionosphere, and D (whistler dispersion). Using the data of D, N_mF2 and h_mF2 in Hainan Island of China, The above evaluation and come to the following conclusions are made. (1) The integral mean value of the enhancement factor required for ducting of low-latitude whistlers ranges from 7% to 31%. (2) The whistler dispersion D has a positive correlation with N_mF2; and a negative correlation with h_mF2 when the parth latitude $\phi_{90}\leqslant 10.5°$ (IGRF, $n=8$). Conversely, if $\phi_{90}>12°$ (IGRF, $n=8$) D has a positive correlation with h_mF2. It is found that 94.5% of the whistlers observed at Sanya (18.24°N, 109.5°E; geomag. lat. 7.04°N; IGRF, $n=8$, lat. 9.64°N) of Hainan Island have their path latitudes $\phi_{90}\leqslant 10.5°$. Therefore, D should have a negative correlation with h_mF2, which is agreeable to observations.