

中国地区人工加热电离层产生的极低频电流预测¹

陈志雨 夏明耀

(中国科学院电子学研究所 北京 100080)

摘 要 文中用实际的电离层参数,具体地估算了在典型发射条件下,极低频脉冲调制的高频电波加热北京、上海、海口上空电离层所能产生的极低频电流强度。计算的出发点是电子的能量方程,运用迭代法对处理脉冲调制问题作了改进。用此算法同时研究了典型中纬度电离层的加热特性并与以往对高纬度的结果进行了比较。

关键词 电离层,人工加热,极低频,中国

中图分类号 TN011.2

1 引 言

自从 Getmantsev 等 (1974) 提出电离层 D 区可以在大功率、极低频调制的高频电波照射下成为极低频源后,国际学者们在此课题上做了不少的工作。其中做得最多的是德国的 Stubbe 和 Barr 等^[1-5]。他们的工作主要针对极区进行。在极区,由于存在相对大的极区射电流,对产生大的极低频电流有其优势。他们的实验证明,在 2000 公里远处已可以接收到用这种方法产生的极低频信号^[5]。进入九十年代以来,国际上关于人工加热电离层的研究工作还有进一步发展的趋势^[6,7]。

这项工作吸引我们之处,除了电离层物理外,还在于它利用了电离层作为极低频天线,因而可以探讨能否作为一种潜艇通信的新方法。传统的岸对潜艇通信的极低频电偶极天线的结构是非常庞大的,这是因为其几何线度与波长可比拟时,才能取得一定的发射效率。如果能利用电离层作为悬空极低频天线,它的辐射效率要比地面天线高,而且这时地面只需高频发射设施,具有结构紧凑,对场地无地质要求,对环境干扰少等优点。问题是增加一个能量由高频波向低频波的转换效率问题,这一转换效率与地区,时间,所用频率等都有关系。

本文的目的旨在针对中国地区电离层的实际情况,具体地估算这种人工加热电离层方式所能产生的极低频电流强度及其电偶矩以及它与地点,季节,时间和高频波发射参数的关系。计算的基本出发点与 Stubbe, Barr, Rietveld 等^[1,3,4]基本相同,但处理脉冲调制和特征时间等过程均采用自己的解法。此方法首先对典型中纬度电离层作一些计算,并与高纬地区作对比。在此基础上,对北京,上海和海口三个地区作了计算,并对北京地区在不同季节和时间的结果。

¹ 1994-01-13 收到, 1994-06-30 定稿
国家自然科学基金资助项目

本文考虑的产生极低频 (ELF) 电流的机理如图 1 所示. 电离层 D/E 区存在自然电流 (发电区电流, 极区射电流等), 当大功率高频电波照射至该区域, 电子被加热, 温度升高; 加热结束, 由于电子与中性粒子碰撞, 电子动能损失, 温度降低. 如果高频波是被极低频脉冲调制的, 则电子温度将随调制信号起伏, 于是电导率张量也受极低频调制, 结果, 使自然电流产生一个低频成分, 亦即形成了极低频电流.

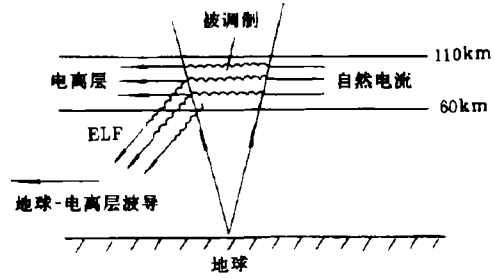


图 1 电离层人工加热产生极低频示意图

一般来说, 电导率张量同时是电子温度和电子密度的函数, 由于在 D 区电子密度变化的特征时间很长^[4], 在本计算中略去. 离子的质量比电子质量大得多, 因此离子被高频电波照射的温度变化可不考虑. 另外, 在本计算有意义的高度上, 由于电子与离子的有效碰撞频率比其与中性粒子的有效碰撞频率小得多, 因而电子与离子的碰撞也不作考虑. 就对潜艇通信目的而言, 悬空的 ELF 天线在地球-电离层波导中的辐射与传播是我们研究的另一重要方面, 我们已另有文章探讨. 本文只论述电离层 ELF 电流的形成.

2 理论方法

当大功率高频电波照射电离层, 电子温度变化由下列能量方程决定^[1]:

$$\frac{3}{2} K_B N_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = Q - L. \quad (1)$$

这里 T_e 和 N_e 分别为电子温度和电子密度, K_B 为 Boltzman 常数. Q 为单位体积的等离子体单位时间内从高频波吸收的热量, $Q = 2k\chi S$, k 和 S 分别为高频波的波数和能流密度, χ 为电离层的吸收系数. L 为单位体积单位时间内电子由于与中性粒子碰撞损耗的能量, 它为电子温度、电子密度与中性粒子密度的函数, 其具体公式见 Stubbe(1972)^[8]. 当高频波的角频率远大于电子回旋频率时, 可采用各向同性的吸收系数^[9], 其中电子与中性粒子的有效碰撞频率在本文中取下式计算^[10]:

$$\nu_{en} = 5.8 \times 10^{-17} N_m T_e^{5/6}, \quad (2)$$

式中 N_m 为中性粒子密度.

当 $t \rightarrow \infty$ 时, T_e 应趋于稳定, 即 $\partial T_e / \partial t \rightarrow 0$, 因而无限长加热时间后的电子温度, $T_{e\infty}$, 可由方程

$$Q(T_{e\infty}) - L(T_{e\infty}) = 0 \quad (3)$$

求出. 本文用牛顿迭代法先求解此方程.

实际加热过程并非无限长. 假设电子温度 T_e 在加热和冷却过程中均按指数变化, 即

$$T_e = T_{e\infty} + (T_{e0} - T_{e\infty}) \cdot \exp(-t/\tau_h), \quad (\text{加热过程}); \quad (4)$$

$$T_e = T_n + (T_{e0} - T_n) \cdot \exp(-t/\tau_c), \quad (\text{冷却过程}); \quad (5)$$

式中 T_{e0} 为某一加热或冷却过程开始时电子的初温. T_n 为离子温度, 也是电子的背景温度. 以上假设符合这一基本逻辑: 即高频调制波到来之前, T_e 等于离子温度 T_n , 经无限长时间加热后, 它达到 $T_{e\infty}$, 若撤消加热, 经无限长时间后, 它将回到 T_n . (4),(5) 式中的 τ_h 和 τ_c 分别称为加热和冷却过程的特征时间, 它们可由 (1) 式求出:

$$\tau_h = \int_{T_{e0}}^{T_e(\tau_h)} \frac{2}{[3K_b N_e (Q - L)]^{-1} dT_e}, \quad \tau_c = \int_{T_{e0}}^{T_e(\tau_c)} \left[-\frac{2L}{3K_b N_e}\right]^{-1} dT_e \quad (6)$$

假设高频波被一个重复周期为 p , 宽度为 $p/2$ 的脉冲调制, 一旦入射波射到电离层, 电子温度的变化将沿下面过程:

$$\left. \begin{aligned} T_{\max}^{(1)} &= T_{e\infty} + (T_n - T_{e\infty}) \exp[-p/(2\tau_{h1})], \\ T_{\min}^{(1)} &= T_n + (T_{\max}^{(1)} - T_n) \exp[-p/(2\tau_{c1})], \\ T_{\max}^{(2)} &= T_{e\infty} + (T_{\min}^{(1)} - T_{e\infty}) \exp[-p/(2\tau_{h2})], \\ &\dots \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

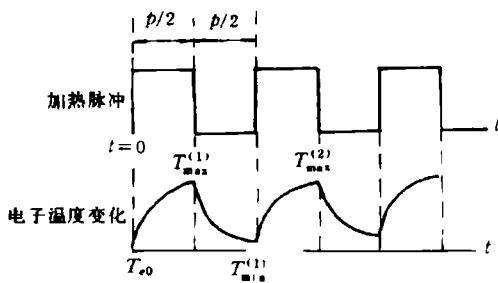


图 2 在入射脉冲下的电子温度变化

式中 $T_{\max}^{(1)}$ 表示第一个加热脉冲结束时的电子温度, $T_{\min}^{(1)}$ 表示第一个冷却过程结束时的电子温度, $T_{\max}^{(2)}$ 表示第二个加热脉冲结束时的电子温度, ..., 此过程如图 2 所示. 在数学上计算这个迭代过程, 即可得到在调制脉冲加热时稳定的温度极大值 T_{\max} 和极小值 T_{\min} . 运用此迭代法比其它近似方法更真实地反映出电子温度的变化过程和结果.

当 X 轴向南, Y 轴向东时层电导率张量为 [11]:

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

其中

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_L \sigma_P}{\sigma_L \sin^2 I + \sigma_P \cos^2 I}, \quad \sigma_{xy} = \frac{\sigma_L \sigma_H \sin I}{\sigma_L \sin^2 I + \sigma_P \cos^2 I}, \quad \sigma_{yy} = \frac{\sigma_H^2 \cos^2 I}{\sigma_L \sin^2 I + \sigma_P \cos^2 I} + \sigma_P;$$

σ_H, σ_P 和 σ_L 分别为 Hall, Pedersen 和纵向电导率, I 为磁倾角.

使用层电导率张量时已假设自然电流和自然电场是水平方向的. 假设自然电场的大小也不随高度变化, 电子被脉冲加热时层电导率张量也随之变化, 粗略地, 其变化量与 E_0 之乘积即为产生的 ELF 电流密度的振幅, 以 Hall 电流为例, 其振幅 (峰 - 峰值) 即为

$$\Delta J_H = [\sigma_{xy}(T_{\max}) - \sigma_{xy}(T_{\min})] E_0 \quad (9)$$

3 典型中纬度电离层的加热特性

图 3、图 4 是以上算法用于典型中纬度电离层的计算结果. 其电子及中性粒子密度剖面取自 Gurevich(1978)^[10](对白天和平均太阳活动性). 计算的高度域取为 60 至 110km, (在此域中已包含主要的 ELF 电流.) 此高度域被分为 10 层, 每层的初温均取为 210°K.

图 3 所示分别为在不同调制频率下产生的极低频 Hall 电流的振幅. 本文 f , P_{eff} 分别代表高频波的频率和有效发射功率, Ω 为调制频率. 从图中可看出 ELF 电流最大值产生在约 75 公里高度. 图 4 所示是产生的极低频 Hall 电流与 Pedersen 电流对比. 由图中可看出 Pedersen 电流由 70 至 80 公里之间有一个反相. 以上两点特性与 Barr(1984)^[3] 关于高纬度的结果都非常相似.

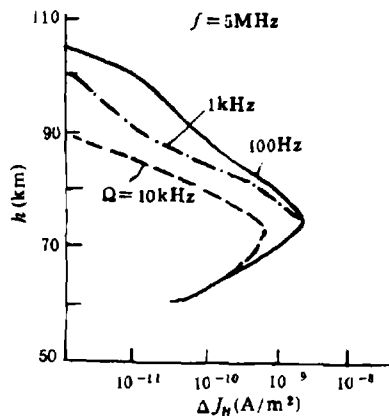


图 3 不同调制频率下加热产生的极低频 Hall 电流

$f = 5\text{MHz}$, $P_{\text{eff}} = 75\text{MW}$

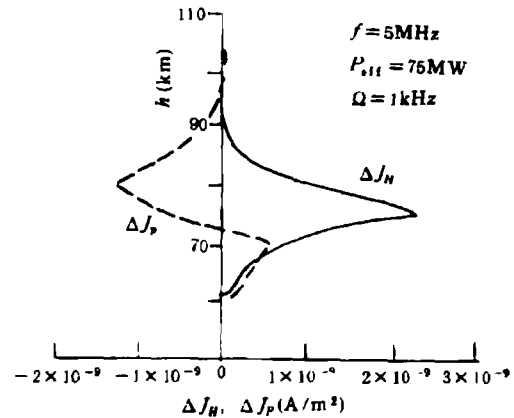


图 4 加热产生的极低频 Hall 电流与 Pedersen 电流对照

$f = 5\text{MHz}$, $P_{\text{eff}} = 75\text{MW}$, $\Omega = 1\text{kHz}$

由图 3 可看出, 在调制频率为 10kHz 时 ELF 电流明显比 1kHz 以下时小. 其原因是这时每个脉冲的加热时间比起特征时间来说还长得不够. 按照我们的计算, 70km 高度以上的加热特征时间超过 $50\mu\text{s}$, 在 80km 以上高度它超过 $300\mu\text{s}$. Barr(1984)^[3] 关于 T_e 与 Ω 关系的结果与图 3 大致相同, 而它们的结果是建立在 T_e 按正弦变化的假设上的.

Barr(1984)^[3] 的计算中假设极区电离层的自然电场为 25mV/m, 相应算出在 150MW 时产生的 ELF 总电偶距为 35 A·km. 对典型中纬地区, 其自然电场量值约小一个量级, 见 Sterning(1973)^[12], 在图 3 及图 4 计算中取了 5mV/m. 用我们的算法假设 E_0 为 25mV/m 时算出挪威 Tromso(位于高纬度) 在 120MW 时的极低频 Hall 电流总电偶距的有效值为 20A·km, 其数量级与 Barr(1984)^[3] 关于高纬度的结果一致.

4 中国地区加热效果预测

图 5 至图 7 是针对中国地区电离层实际数据计算的结果. 计算地点选择为北京、上海和海口, 其磁纬度分别为 28.7° , 20.0° 和 8.6° . 各地区的电子密度 N_e 剖面和中性粒子密度 N_m 剖面及初温度 T_n 剖面数据均取自 IRI-86 和 MSIS -86, 都针对磁静和平均太阳活动性情况. 发射参数选择一组典型值, 即 $P_{\text{eff}} = 120\text{MW}$, $f = 5\text{MHz}$ 和 $\Omega = 1\text{kHz}$. 与对典型中纬度计算时一样, 自然电场值取为 5mV/m . 图 5, 图 6 是北京地区对不同季节及白天黑夜的对比. 由图可看出, 同一地区不同季节差别不大, 但白天黑夜特性有很大不同. 夜间的 ΔT_e 大而 ΔJ_H 小. 其原因是夜间的 N_e 与 N_m 乘积比白天小得多, 因而碰撞损耗小, 电子温度容易提高; 另一方面, 夜间的 N_e 很小, 从而 σ_H 也很小, 以致尽管 ΔT_e 比白天大, 最后形成的 ELF 电流仍然比白天小得多.

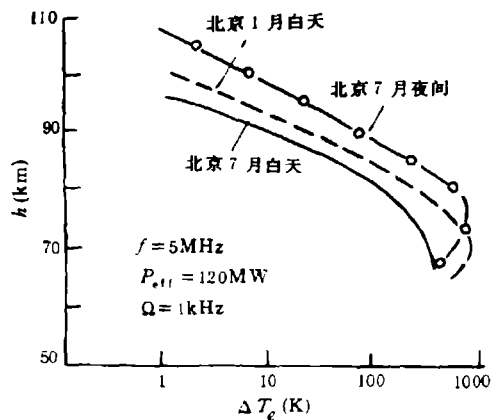


图 5 北京在典型加热条件下对不同季节、时间的 ΔT_e 剖面对比
 $f = 5\text{MHz}$, $P_{\text{eff}} = 120\text{MW}$, $\Omega = 1\text{kHz}$

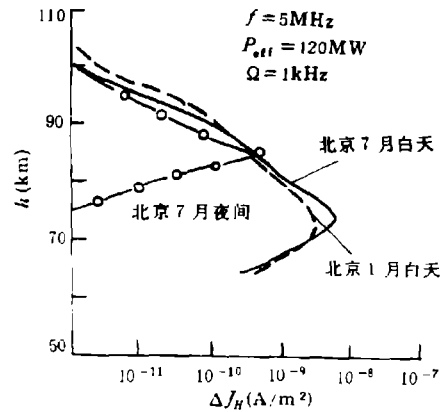


图 6 北京在典型加热条件下对不同季节、时间的 ΔJ_H 剖面对比
 $f = 5\text{MHz}$, $P_{\text{eff}} = 120\text{MW}$, $\Omega = 1\text{kHz}$

图 7 是对北京, 上海和海口三地在 7 月中旬加热形成的极低频 Hall 电流的估算. 由图可看出北京, 上海的结果与典型中纬基本相同, 而海口的结果却有较大的差异. 海口的 ΔJ_H 的峰值发生在 85km 高度, 而且产生的 ELF 电流的量值比北京和上海的大得多.

海口地区能形成较大的 ELF 电流原因主要有三条: 第一, 由于碰撞损耗 L 是与 N_e 和 N_m 的乘积成正比的, 在以上三个地区中, N_e 和 N_m 的乘积以海口最小, 于是海口的电子温度上升最高. 第二, 海口电离层的 σ_H 最大. 第三, 海口的磁倾角最小, 即使 σ_H 相同, 也导致 σ_{xy} 最大 (见 (8) 式, 非磁赤道附近 $\sigma_L \sin^2 I \gg \sigma_P \cos^2 I$). 以上三个因数都是对形成大的极低频 Hall 电流有利的.

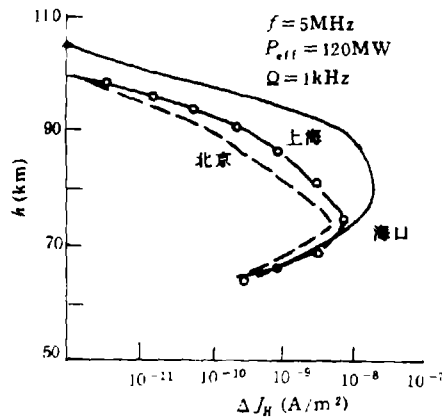


图 7 北京、上海、海口在 7 月中午及典型加热条件下的 ΔJ_H 剖面
 $f = 5\text{MHz}$, $P_{\text{eff}} = 120\text{MW}$, $\Omega = 1\text{kHz}$

积分各层的 ΔJ_H 即得照明区的总电偶矩. 对应图 6, 图 7 的结果如表 1 所示.

表 1

地区	北京			上海	海口
	七月中午	七月午夜	一月中旬	七月中午	七月中午
总电偶矩 (有效值, A·km)	10.5	0.7	7.4	18.3	69.9

5 讨 论

本文的计算方法快速简练, 经过对 Tromso 高纬度地区的试算, 得到与 Barr(1984) 基本一致的结果, 但本方法处理脉冲调制问题比较严格.

对本计算而言, 最不容易估计准确的是输入的自然电场 E_0 的量值. 本文计算中取的 5mV/m , 比实际情况可能略大, 因而本文关于电偶矩的计算结果只在量级上成立.

本方法计算的仅是加热引起的一次电流, 还没有考虑引起的电流与整个电离层的相互作用. 由于那是个非常复杂的物理过程, 将留到以后必要时考虑.

参 考 文 献

- [1] Stubbe P, Kopka H. J. Geophys. Res., 1977, 82(16): 2319-2325.
- [2] Stubbe P, kopka H, Rietveld M T. J. Atmos. Terr. Phys., 1982, 44(12): 1123-1135.
- [3] Barr R, Stubbe P. Radio Sci., 1984, 19(4): 1111-1122.
- [4] Rietveld M T, Kopka H, Stubbe P. J. Atmos. Terr. Phys., 1986, 48(4): 311- 326.
- [5] Barr R, Stubbe P, Kopka H. Radio Sci., 1991, 26(4): 871-879.
- [6] Kuo S P. Radio Sci., 1993, 28(6): 1019-1027.
- [7] Kimura I, Stubbe P, Rietveld M T, et al. Radio Sci., 1994, 29(1): 23-38.
- [8] Stubbe P, Varnum W S. Planet Space Sci., 1972, 20(8): 1221-1126.
- [9] 金兹堡著, 钱善循译. 电磁波在等离子体中的传播. 北京: 科学出版社, 1978, 89.
- [10] Gurevich A V. Nonlinear phenomena in the ionosphere. New Yoyk: Springer, 1978: 2-3.

- [11] Rishbeth H, Garriott O K. Introduction to Ionospheric Physics. New York and London: Academic Press, 1969: 138.
- [12] Sterling R J. Planet Space Sci., 1973, 21(11): 1897-1910.

ESTIMATION OF THE ELF CURRENT PRODUCED BY HEATING THE IONOSPHERE ARTIFICIALLY IN CHINA AREA

Chen Zhiyu Xia Mingyao

(*Institute of Electronics, Academia Sinica, Beijing 100080*)

Abstract The strengths of the ELF currents produced by heating the ionospheres over Beijing, Shanghai and Haikou by powerfully modulated HF wave are calculated under a typical transmitting condition, using the practical parameters of the ionospheres. The start point of the calculation is the electron energy equation, however, a new iterative method is developed to treat the pulse modulation. This algorithm is also applied to study the heated properties of the ionosphere at typical middle latitudes and the results are compared with that by previous authors for high latitudes.

Key words Ionosphere, Heat artificially, ELF, China

陈志雨：男，1945年生，研究员，现从事电磁场理论与电波传播研究工作。

夏明耀：男，1963年生，副研究员，现从事电磁场理论与电波传播研究工作。