

电离层调制加热产生极低频/甚低频波定向辐射的理论分析

郝书吉^{1)†} 李清亮²⁾ 杨巨涛²⁾ 吴振森¹⁾

1) (西安电子科技大学理学院, 西安 711071)

2) (中国电波传播研究所青岛分所, 青岛 266107)

(2013年7月11日收到; 2013年8月9日收到修改稿)

通过低电离层调制加热能够产生极低频/甚低频 (ELF/VLF) 波. 基于调制加热理论, 并引入相控阵天线思想, 建立了通过双波束幅度调制模式 (DAM) 和圆形几何调制模式 (CGM) 产生 ELF/VLF 波的定向辐射模型, 并通过与实验数据的对比验证了模型的正确性. 据此模型, 采用 HARRP 加热阵参数, 对比分析了上述两种定向辐射模式与常规幅度调制模式 (AM) 之间的特性差异, 并研究了调制频率 ($f_{\text{ELF/VLF}}$) 和加热波束与垂直方向倾角 (ψ) 对各模式的影响. 结果表明: 相对 AM 模式, 通过合理设置初始相位、 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 和 ψ , DAM 模式和 CGM 模式在实现 ELF/VLF 信号定向辐射的同时还可以提高其辐射强度, 相对 AM 模式, CGM 模式信号强度最大提高约 11.3 dB.

关键词: 定向辐射, 双波束幅度调制, 圆形几何调制

PACS: 94.20.Vv, 94.30.Tz

DOI: 10.7498/aps.62.229402

1 引言

地基大功率高频 (HF) 电波注射到电离层中, 可引起电离层局部等离子体显著扰动, 即电子温度和电子密度发生改变, 进而引起多种加热效应 (如卫星信号闪烁、人工气辉、极低频/甚低频 (ELF/VLF) 辐射等), 国内外学者对电离层扰动的产生机理及相关效应的应用开展了一系列的研究^[1-4], 其中电离层调制加热产生 ELF/VLF 信号具有较强的军事应用价值 (如对潜通信) 而备受关注. 最早在 1974 年, Getmantsev 等^[5] 首次在电离层加热装置以北 180 km 处检测到频率为 1.2—7 kHz 范围的 ELF/VLF 信号, 验证了 Willis 和 Davis^[6] 提出的人工幅度调制高频波加热电离层产生 ELF/VLF 辐射的理论预测. 李清亮等^[7] 建立了中低纬度电离层调制加热产生 ELF/VLF 辐射模型, 依此模型指出在处于中低纬度地区的中国同样可利用电离层调制加热手段获得 ELF/VLF 信号; 汪枫等^[8] 和顾旭

东等^[9] 分别对此种方式产生的 ELF/VLF 信号的传播模型进行了分析. 但利用此方式产生的 ELF/VLF 信号强度较小^[5-7], 达到实际应用还有差距. 为提高电离层幅度调制加热产生 ELF/VLF 信号强度, 开展了一系列提高电离层调制加热产生 ELF/VLF 辐射效率的研究, 并获得了一些有益结果. 如: 在相同的条件下, 相对 O 波极化方式, 加热波采用 X 波极化方式可使得接收信号强度提高 3 dB 左右^[10]; 电离层调制加热产生 ELF/VLF 辐射效率随着加热功率的增大而增大^[11,12]; Papadopoulos 等^[13] 提出的快速扫描方法可使产生的 ELF/VLF 辐射信号强度提高两个量级左右, 即利用调幅 HF 波束快速扫过较大的电离层区域, 在少量牺牲电导率变化幅度的同时, 可大幅度地增加电流振子的面积, 总的效果是使 ELF/VLF 偶极矩增强; Villasenor 等^[14] 指出 ELF/VLF 幅度调制采用半波整流波比方波更加有效; Milikh 和 Papadopoulos^[15] 提出了预加热幅度调制模式, 即先用连续 HF 波加热电离层, 待电离层电子密度稳定后, 再进行调制加热, 可增大调制加

† 通讯作者. E-mail: hsj80586@126.com

热过程中电流密度和调制高度处背景电子密度剖面的锐化程度,从而可提高 ELF/VLF 辐射强度;郝书吉等^[16]依据此研究结果建立了预加热幅度调制模式理论仿真模型,得出预加热幅度调制模式可使产生的 ELF/VLF 信号强度提高 7 dB 左右.

上述针对幅度调制 (AM) 加热模式,在一定程度上能够提高 ELF/VLF 的辐射效率,但是在电离层中形成的“ELF/VLF 偶极子天线”一般等效为无方向性点源,其 ELF/VLF 辐射不具有方向性.若能通过其他调制的方法在电离层中产生两个(或多个)按照一定方式排列的“ELF/VLF 偶极子天线”,则可形成“ELF/VLF 偶极子天线阵列”,通过设置各阵元相位可控制其辐射方向^[17],从而使得电离层调制加热产生的 ELF/VLF 辐射具有方向性(即 ELF/VLF 定向辐射).美国 HAARP (high frequency active auroral research program) 加热装置的建成,使得同时产生两个或多个“ELF/VLF 偶极子天线”的想法成为可能. Cohen 等^[18,19]提出了一种新型的电离层加热产生 ELF/VLF 辐射信号的模式——几何调制 (GM) 方法,使加热波束按照一定的几何形式扫描,扫描频率为预定的 ELF/VLF 频率,通过波束的扫描达到开-关调制的效果,进而在低电离层中等效形成按照一定方式排列的多个“ELF/VLF 偶极子天线”. Cohen 等同时指出调制频率大于 3 kHz 时,几何调制产生的 ELF/VLF 辐射信号强度最大可增大 7—11 dB. Barr 等^[20]提出了一种双波束幅度调制 (DAM) 方法,即通过将加热系统等分成两个部分,使其同时对低电离层进行调制加热,可在低电离层中等效形成两个“ELF/VLF 偶极子天线”.

本文基于低电离层的幅度调制加热理论^[7],通过引入相控阵天线思想,建立低电离层调制加热产生 ELF/VLF 定向辐射理论模型,尝试对文献^[18, 19]的实验现象进行解释,并研究 DAM 模式和圆形几何调制 (CGM) 模式在电离层调制加热产生 ELF/VLF 定向辐射的特点,给出相应结论.

2 理论模型

电离层调制加热产生 ELF/VLF 定向辐射,主要是基于低电离层中的幅度调制加热可在电离层中产生 ELF/VLF 辐射源,通过合理设计加热方式、调制频率、加热波束倾角与扫描速度,使产生的单个 ELF/VLF 辐射源变为多个按照一定模式排列

的 ELF/VLF 辐射源,这些辐射源可等效为相应的“ELF/VLF 偶极子天线阵列”,从而可按预设定的参数实现定向辐射.

2.1 低电离层幅度调制加热

大功率电波幅度调制(或几何调制)加热电离层产生 ELF/VLF 辐射,其基本原理都是通过开关加热方式,使扰动区域电子温度升高,电子温度的升高又引起电子碰撞频率的变化,从而引起电离层电导率发生扰动,与之相应的自然电流也随之发生改变,形成振荡电流,其振荡频率为幅度调制频率或几何调制波束扫描频率,形成的 ELF/VLF 信号向下或向上传播分别进入地球-电离层波导和磁层^[8,9].由文献^[6, 7, 19]可知,低电离层电子温度时间常数为毫秒量级,电子密度的时间常数为分钟量级,由于是开关加热方式,因此在单个加热周期内电子加热的时间小于 ELF/VLF 信号的周期,而处于 ELF/VLF 频段的信号周期最大为毫秒量级,即单个加热周期内的电子加热时间远小于电子密度的时间常数,调制加热对电子密度的影响很小,只需考虑调制加热过程中电子温度的变化.大功率 HF 电波加热电离层引起电子温度的扰动可由电子能量方程表示:

$$\frac{3}{2} \left(KN_e \frac{\partial T_e}{\partial t} \right) = Q - L, \quad (1)$$

其中 N_e 表示电离层电子密度, T_e 为电离层电子温度, Q 为电子单位体积吸收的能量, L 为单位体积内电子与中性粒子碰撞引起的电子能量损失, K 为玻尔兹曼常数, Q 和 L 计算公式见文献^[21].

电离层电流密度 (J_e) 可表示为

$$J_e = (N_e e^2 E_0 / m) (\hat{x}v_{en} - \hat{y}\Omega_e) / \left(v_{en}^2 + \Omega_e^2 \right), \quad (2)$$

其中 e 表示电子电量, E_0 为电离层自然电场, m 为电子质量, Ω_e 为电子的回旋频率, v_{en} 为电子与中性粒子的碰撞频率,是电子温度的函数. v_{en} 由经验公式^[22]给出:

$$v_{en} = 1.7 \times 10^{-11} [N_2] T_e + 3.8 \times 10^{-10} [O_2] T_e^{1/2} + 1.4 \times 10^{-10} [O] T_e^{1/2}, \quad (3)$$

式中 $[N_2]$, $[O_2]$ 和 $[O]$ 分别表示相应中性粒子的密度.

在 $r' = 0$ 处产生等效振荡电流密度 $\Delta J_e(r', t)$ 可表示为

$$\Delta J_e(r', t) = (VN_e e^2 E_0 / m) \left(\frac{\hat{x}v_{en}(t) - \hat{y}\Omega_e}{v_{en}^2(t) + \Omega_e^2} \right) \delta(r'), \quad (4)$$

其中 V 为扰动区域体积.

电离层调制加热产生 ELF/VLF 偶极矩 M 如下:

$$M = \int_V \Delta J_e(r', t) \cdot dV, \quad (5)$$

在地面上产生的磁场的表达式近似为 [23]

$$\begin{cases} H_\rho = M \cdot f(R_j) \\ H_\varphi = iM \cdot g(R_j) \end{cases}, \quad (6)$$

其中 $R_j = [(2j+1)^2 d^2 + \rho^2]^{1/2}$, d 为电离层高度, $f(R_j)$ 和 $g(R_j)$ 分别表示关于 R_j 的函数.

2.2 ELF/VLF 定向辐射模型

2.2.1 DAM 模式定向辐射模型

DAM 模式主要是通过将加热系统等分成两个部分 (如图 1 所示), 两个部分同时对低电离层进行幅度调制加热, 通过设定两个加热波的初始相位差和波束倾角, 使在电离层中产生的两个“ELF/VLF 偶极子天线”形成二元天线阵, 实现 ELF/VLF 信号辐射具有方向性.

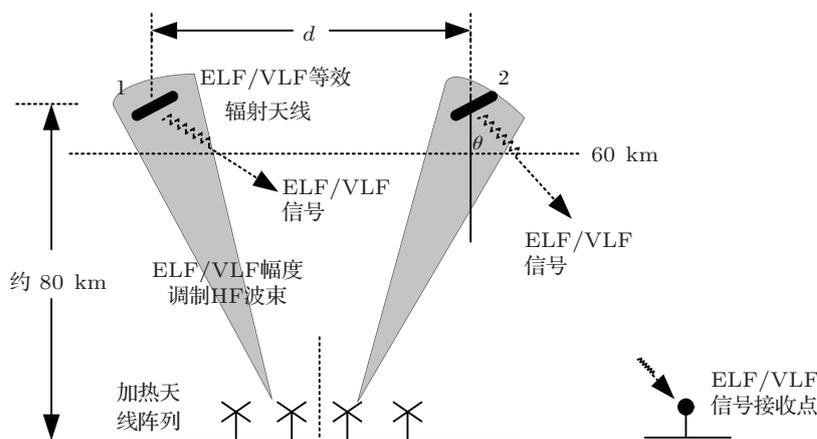


图 1 双波束幅度调制形成两个“ELF/VLF 偶极子天线”示意图

在图 1 中, 设在二元阵中两个偶极子的辐射强度相同, 辐射场均为 E_0 , 初始相位差为 $\Delta\beta$, 场点方向与阵法线方向夹角为 θ , λ 为辐射波波长, d 为阵子 1 和阵子 2 的间距, 根据方向图乘积定理, 场强为

$$E = 2E_1 \left| \cos \left(\frac{\Delta\beta}{2} + \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right) \right|, \quad (7)$$

由 (7) 式可知, ELF/VLF 辐射阵列在接收点位置处产生电场 E 的大小不仅与单个阵元的辐射能力有关 (E_1), 还与各阵元之间的空间位置和初始相位差 ($\Delta\beta/2 + (\pi d/\lambda) \sin \theta$) 有关, 前者由加热系统能力决定, 而后者由选择的初始参数决定, 因此可以通过调整初始参数来改变接收位置的场强大小. 设阵列最大值指向为 θ_M (与阵法线方向夹角), 则 $\theta_M = \arcsin(-\lambda \Delta\beta / 2\pi d)$, 通过改变初始相位差 $\Delta\beta$ 的值即可改变波束的最大指向, 从而使得电离层调

制加热产生的 ELF/VLF 辐射具有方向性.

根据 (7) 式, 为使接收位置处的信号强度最大, 则 $|\cos(\Delta\beta/2 + (\pi d/\lambda) \sin \theta)| = 1$, 即 $\Delta\beta/2 + (\pi d/\lambda) \sin \theta = 0$, 考虑到实验中的实际情况, d 一般取最小可能值, θ 值一般接近 90° (远距离接收). 特殊情况下若取 $d = \lambda/2$, $\theta = 90^\circ$ 时, 则偶极子天线初始相位差 $\Delta\beta = -\pi$ 时, 接收点将获得最大信号强度.

2.2.2 CGM 模式定向辐射模型

CGM 模式主要是通过设置加热波束的初始相位和扫描速度, 使其在低电离层中的一个圆形环面上形成多个等效“ELF/VLF 偶极子天线”(如图 2 所示), 其实质就是牺牲单个等效“ELF/VLF 偶极子天线”辐射强度, 增加等效“ELF/VLF 偶极子天线”的数量, 最终达到增强 ELF/VLF 辐射强度和方向控制的目的.

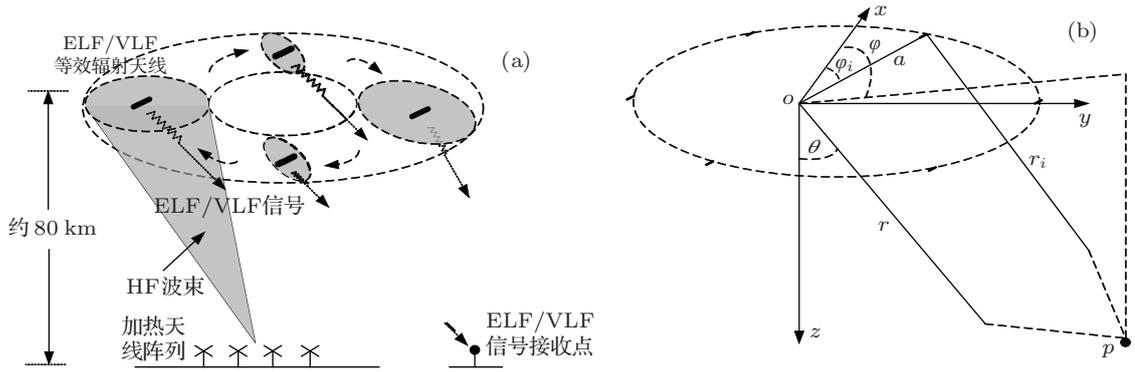


图2 CGM模式示意图 (a)圆形几何调制等效形成多个“ELF/VLF偶极子天线”; (b)圆形几何调制等效圆阵

在图2中,假定形成的圆阵为单层等幅等间距圆阵,圆的半径为 a ,位于圆阵面 $\varphi = \varphi_i$ 的第 i 个点源电流为 $Ie^{j\beta_i}$,则单层圆阵的辐射场为

$$E(r, \theta, \varphi) = \sum_{i=1}^N I \frac{e^{-j(kr_i + \beta_i)}}{r_i}, \quad (8)$$

(8)式中 r 为辐射源到接收点的距离, N 为几何调制产生的圆阵单元数目, θ 为场点方向与圆阵法线方向夹角, φ 为场点在圆阵面投影点与圆阵面内设定的 0° 方向的夹角(图2(b)), β_i 第 i 个点源的初始相位, $k = 2\pi/\lambda$ 为辐射波波数,远区条件下, $1/r_i \approx 1/r$,相位因子中 $r_i \approx r - a \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_i)$, φ_i 为圆阵面内第 i 个点源与圆阵面内设定的 0° 方向的夹角, $\varphi_i = 2i\pi/N$, 则

$$E(r, \theta, \varphi) = \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}r}}{r} I \times \sum_{i=1}^N e^{j[\frac{2\pi}{\lambda}a \sin \theta \cos(\varphi - 2i\pi/N) + \beta_i]}, \quad (9)$$

其方向函数为

$$f(\theta, \varphi) = \sum_{i=1}^N e^{j[\frac{2\pi}{\lambda}a \sin \theta \cos(\varphi - 2i\pi/N) + \beta_i]}. \quad (10)$$

设圆阵方向图主瓣最大值方向为 (θ_M, φ_M) , 则有

$$\beta_i = -\frac{2\pi}{\lambda} a \sin \theta_M \cos(\varphi_M - 2i\pi/N), \quad (11)$$

(11)式中圆阵半径 a 一般由加热天线阵波束倾角确定,圆阵单元数目 N 和方向图最大值指向根据试验的实际情况确定,上述参数确定后即可求出圆阵各单元的初始相位,从而可以实现CGM模式的定向辐射.

3 理论分析

3.1 电离层电子温度时间常数

由前面的分析可知,为使电离层扰动区域辐射ELF/VLF信号,扰动区域必须出现加热的开关交替过程,在电离层加热过程中,当加热时间 $t \rightarrow \infty$ 时,电子温度 T_e 应趋于稳定状态 ($T_{e\infty}$),在冷却(加热关闭)过程中,当冷却时间 $t \rightarrow \infty$ 时, T_e 将恢复到初始状态 (T_{e0}),而实际上加热和冷却时间并非无限长,设 τ_h 和 τ_c 分别成为加热和冷却过程的特征时间,可由(1)式求出:

$$\tau_h = \int_{T_{e0}}^{T_{e\infty}} \left[\frac{2}{3KN_e} (Q - L) \right]^{-1} dT_e, \quad (12)$$

$$\tau_c = \int_{T_{e\infty}}^{T_{e0}} \left[-\frac{2L}{3KN_e} \right]^{-1} dT_e.$$

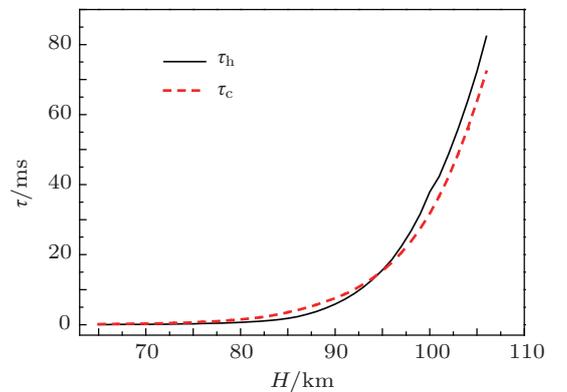


图3 低电离层电子温度时间常数

图3给出了HAARP加热站上空低电离层各高度上电子温度的特征时间 τ_h 和 τ_c .由图3可知,时间常数随高度的增加而增加,在80 km以下,电子

温度变化很快(时间常数很小),在 1 ms 以内就达到稳定状态,再往上则需要较长的时间才达到稳态,如 70 km 高度上电子温度的加热时间和冷却时间分别为 0.11 ms 和 0.2 ms 左右,而到 95 km 高度上大约是 15.57 ms 和 15.36 ms,其他高度上结果类似.从图 3 可以得出温度的特征时间 τ_h 和 τ_c 相差不大,即加热和冷却到平衡状态所用的时间大致相等.

3.2 定向辐射模式与正常幅度调制模式对比

本文定向辐射模式的计算中,背景电离层使用国际参考电离层模型 IRI-2007,正离子仅保留 NO^+ 和 O_2^+ ,中性大气密度和温度由 MSIS90 经验模式计算.加热开始前,假设电子温度 T_e 与中性粒子温度 T_n 相等 ($T_e = T_n$).由于离子质量远大于电子质量,在较短的加热时间内离子温度 (T_i) 变化很小,因此可设 T_i 在调制加热过程中保持不变.低电离层高度为 65—120 km,将电离层等间距分层,层间距为 1 km.加热地点选取美国的阿拉斯加 (HAARP 加热装置所在地),其地理位置为 (62.39°N, 145.15°W),有效辐射功率 (ERP) 最高可达 3.6 GW,背景自然电场 $E_0 = 25$ mV/m.时间选取北京时间 2009 年 6 月 25 日 12 时,采用方波幅度调制,占空比为 50%,加热波以非常波 (X 波) 入射,加热频率 $f_{\text{HF}} = 3.25$ MHz,调制频率 $f_{\text{ELF/VLF}} = 1$ kHz,加热天线阵半功率波束宽度为 15°,DAM 模式和 CGM 模式的波束倾角 $\psi = 15^\circ$,在 AM 和 CGM 模式中系统 ERP = 1000 MW,而 DAM 模式中,由于单个波束的发射机功率和天线增益都减半,其 ERP 减少为整个系统的 0.25 倍,因此 DAM 模式中系统的 ERP = 250 MW,三种模式形成的单个 ELF/VLF 的振荡电流 ΔJ_e 如图 4 所示.

图 4 表明: 1) 在 CGM 模式和 DAM 模式对比中,前者产生的 ΔJ_e 大于后者,主要原因是 CGM 模式的 ERP (1000 MW) 大于 DAM 模式的 ERP (250 MW),而 ERP 越大,电离层调制加热产生的扰动越大^[7,8]; 2) 在 CGM 模式和 AM 模式对比中,前者产生 ΔJ_e 小于后者,且在一定高度范围内,高度越高,二者相差越大,虽然两者的 ERP 均为 1000 MW,但 CGM 模式中波束是倾斜的,其电波传播距离远,达到相同加热高度时其功率密度要小;同时 CGM 模式加热波束扫描周期与产生的 ELF/VLF

信号周期一致,对于单个 ΔJ_e 而言,其加热周期约占波束扫描周期的 12.5% (波束倾角为 15° 时,波束照射面积约占波束扫描总面积的 12.5%),远小于 AM 模式的 50%.本次仿真中辐射的 ELF/VLF 信号频率为 1 kHz,周期为 1 ms,因此单周期内加热时间 AM 模式为 0.5 ms,CGM 模式为 0.125 ms,由图 3 可知,二者的加热时间小于低电离层较高高度电子温度的时间常数,这也是高度越高,CGM 模式和 AM 模式产生的 ΔJ_e 相差越大的一个主要原因.图 4 中由 ΔJ_e 得出 CGM 模式和 AM 模式产生单个 ELF/VLF 偶极矩大小分别约为 77 和 90 A·km.

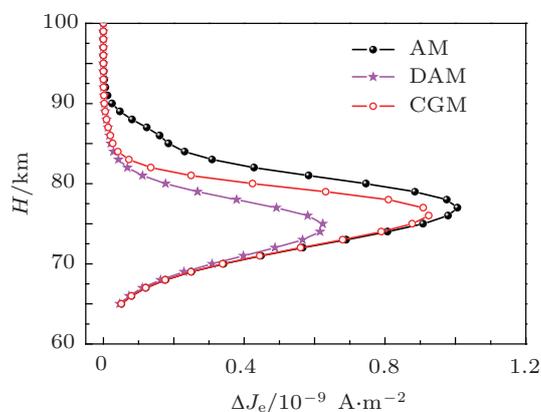


图 4 ΔJ_e 的高度剖面对比

相对正常幅度调制模式来说,定向幅度调制模式最明显的优点是辐射信号具有方向性,而辐射信号的强度和方向与在电离层中形成偶极子阵列的阵元间相位差 $\Delta\beta$ 、阵元间距 d 及辐射信号波长 λ 均有关.其中 λ 与 ELF/VLF 调制频率 ($f_{\text{ELF/VLF}}$) 有关, d 与加热波束倾角 (ψ) 有关,而 $\Delta\beta$ 可由加热方式或设定初始相位的方式来调节.以下主要分析 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 和 ψ 对定向辐射模式的影响.由于偶极子的辐射场与其偶极矩成正比^[23],因此本文主要研究各模式下等效偶极矩 (M) 大小.

图 5 中给出了基于本文定向辐射模型仿真计算出的各模式 (AM, DAM 和 CGM) 产生的 M 随 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 变化曲线,同时也给出了 Cohen 等^[18]2007 年利用 HAARP 加热装置开展 CGM 模式加热产生 ELF/VLF 信号的实验结果所对应的等效 M 值 (图 5 中虚线),当时选取的 ELF/VLF 辐射频率为 $f_{\text{ELF/VLF}} = 1—6.25$ kHz,其他实验参数与仿真参数一致.从图 5 可以看出,CGM 模式实验结果与理论仿真结果在数值上存在差异,这是由于仿真选用的

电离层背景参数由模型给出,与实验时实际电离层背景参数存在差异,但总体上二者产生的等效偶极矩 M 随 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 变化趋势一致,数量级一致,且都是随 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 增加先增大后减小,充分说明本文建立的模型是正确的。

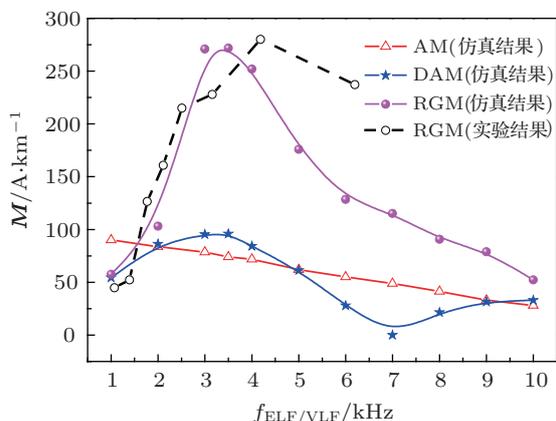


图5 各模式下等效偶极矩的辐射频率剖面

图5中的模拟结果表明:AM模式产生的 M 随 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 增加而减小,这是由于 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 越大,单个调制周期的加热时间越短,对应于加热时间小于电离层电子温度时间常数时电子温度的扰动越弱^[16]. DAM模式产生的 M 随 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 增加呈整体下降的正弦振荡趋势,结合(8)式可知,在 $\Delta\beta = \pi$, $\theta = \pi/2$ 和 $\psi = 15^\circ$ 时,调制加热产生的等效ELF/VLF偶极子离地面高度约为80 km^[24],计算得到阵元间距 $d = 42.9$ km,当 $f_{\text{ELF/VLF}} = 3.5$ kHz时,满足条件 $d = \lambda/2$,接收点的场强获得最大值;同样当 $f_{\text{ELF/VLF}} = 7.0$ kHz时, $d = \lambda$, $\cos(\Delta\beta/2 + (\pi d/\lambda)\sin\theta)$ 有最小值,即接收点场强获得最小值,如图5所示。

对比AM模式和DAM模式产生的偶极矩可知,DAM模式降低了加热系统的ERP,但在某些频率点产生的等效偶极矩大于AM模式(如 $f_{\text{ELF/VLF}} = 3.5$ kHz附近).值得一提的是,DAM模式在加热方式(加热参数、初始相位等)固定时,加热效应强弱具有频率选择性,如在本例仿真条件下, $f_{\text{ELF/VLF}} = 3.5$ kHz时,DAM模式产生的等效偶极矩取最大值, $f_{\text{ELF/VLF}} = 7.0$ kHz时,DAM模式产生的等效偶极矩取最小值.对比AM模式和CGM模式产生的偶极矩可知,当调制频率较小时(本文为1.5 kHz),AM模式优于CGM模式,但随着调制频率的增加,CGM模式要优于AM模式,相对AM模

式,CGM模式信号强度最大可提高约11.3 dB,与实验结果7—11 dB^[18,19]一致。

图6给出了在其他加热参数不变的情况下,在 $f_{\text{ELF/VLF}} = 3.5$ kHz时三种模式产生的相对等效偶极矩 (M_r) 随 ψ 的变化剖面, M_r 为相对值,正值表示此模式产生的 M 比AM模式大,负值表示此模式产生的 M 比AM模式小.参照HAARP加热系统最大波束倾角 30° ^[19],本文 ψ 的取值范围为 5° — 30° 。

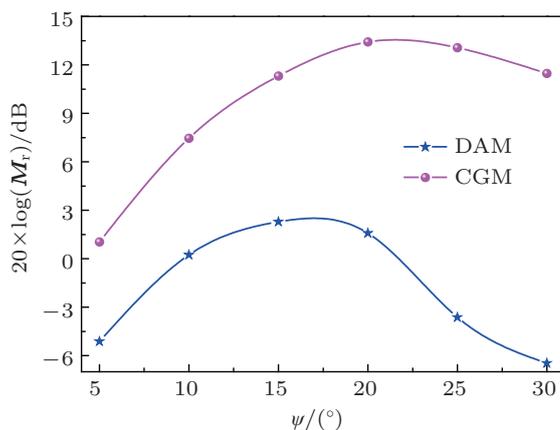


图6 波束倾角 ψ 对 DAM 模式和 CGM 模式的影响

由图6可知,在DAM模式中,随着 ψ 值的增大, M_r 先增大后减小,其最大值位于 $\psi = 15^\circ$ 处,由前面分析可知,此处有关系式 $d = \lambda/2$ 成立.表明DAM模式中,当加热波束的初始相位相差为 180° 时,加热形成的两个偶极天线间距等于ELF/VLF辐射波长的一半时,可获得最大的加热效果,此结论与文献[15]结论一致.在CGM模式中,随着 ψ 值的增大, M_r 先增大后减小.由(11)式可知,当接收点位于圆阵方向图主瓣最大值方向时,圆阵各阵元初始相位值与圆阵的半径(a)成正比,半径 a 的大小由波束倾角 ψ 决定: ψ 越大, a 越大,由于本例仿真中采用的初始相位在 $f_{\text{ELF/VLF}} = 3.5$ kHz条件下满足 $\psi = 15^\circ$,即仅当 $\psi = 15^\circ$ 时,信号接收点位置才为圆阵方向图主瓣最大值方向.此外,当 $\psi < 15^\circ$, ψ 值越小,接收点偏离圆阵方向图主瓣最大值方向越远,同时等效圆阵中阵元的个数(N)也越少,接收位置处信号强度也就越小,即 ψ 值越小, M_r 越小;当 $\psi > 15^\circ$ 时,随着 ψ 值增大,信号接收点远离圆阵方向图主瓣最大值方向,同时等效圆阵中阵元的个数(N)也增多,前者引起接收处信号强度减弱,后者增强接收位置处信号强度,当 ψ 偏离

15° 较小时, 后者对 M_r 影响起决定作用, 引起 M_r 整体增大, 随着 ψ 的逐渐增大, 前者对 M_r 影响起决定作用, 引起 M_r 整体减小, 这就是图 6 中 CGM 模式的 M_r 最大值不是位于 $f_{\text{ELF/VLF}} = 3.5$ kHz 的最佳匹配角度 $\psi = 15^\circ$ 的原因.

4 结论

本文基于低电离层的幅度调制加热理论, 结合相控阵天线理论, 建立了电离层调制加热产生 ELF/VLF 定向辐射模型, 据此模型, 分析了电离层电子温度的时间常数, 并以 DAM 模式和 CGM 模式为例, 利用 HARRP 加热阵参数, 对比分析了定向辐射模式与正常幅度调制模式之间的差异, 同时研究了 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 和 ψ 对各模式的影响. 研究结果表明:

1) 电子温度时间常数随高度的增加而增加, 电子温度加热和冷却到平衡状态所用的时间大致相等;

2) 在相同的加热参数下, AM 模式形成的单个 ELF/VLF Hall 电流最强, CGM 模式次之, DAM 模式最弱, 且高度越高, 三者的差距越大;

3) 在一定加热条件下, 随着 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 的增加, AM 模式的 ELF/VLF 辐射强度减小; CGM 模式的 ELF/VLF 辐射强度先增大后减小, 在 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 较小时 (本文为 1.5 kHz), 弱于 AM 模式, 但随着 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 的增加, CGM 模式的优势体现出来, 相对 AM 模式, 信号强度最大提高约 11.3 dB; DAM 模式的 ELF/VLF 辐射强度呈现整体下降的正弦振荡趋势, 其信号辐射强度强弱具有频率选择性;

4) 在一定的加热条件下, DAM 模式和 CGM 模式产生的等效偶极矩 M 随加热波束倾角 ψ 先增大后减小, 当 ψ 满足一定条件时, 可在接收位置获得最大信号强度;

5) 相对 AM 模式, DAM 模式和 CGM 模式产生的 ELF/VLF 辐射具有方向性, 可以通过设定加热波束的初始相位、 $f_{\text{ELF/VLF}}$ 和 ψ 实现接收点位置信号最强.

- [1] Meltz G, Perkins F W 1974 *Radio Sci.* **9** 885
- [2] Isham B, Birkmayer W, Hagfors T 1987 *J. Geophys. Res.* **92** 4629
- [3] Deng F, Zhao Z Y, Shi R, Zhang Y N 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7382 (in Chinese) [邓峰, 赵正予, 石润, 张援农 2009 物理学报 **58** 7382]
- [4] Hu Y G, Zhao Z Y, Xiang W, Zhang Y N 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 099402 (in Chinese) [胡耀垓, 赵正予, 项薇, 张援农 2011 物理学报 **60** 099402]
- [5] Getmantsev G G, Zulkov N A, Kotik D S, Mironenko L F, Mityakov N A, Rapoport V O, Sazonov Y A, Trakhtengerts V Y, Eidman V Y 1974 *JETP Lett.* **20** 101
- [6] Willis S W, Davis J R 1973 *Geophys. Res.* **78** 5710
- [7] Li Q L, Yang J T, Yan Y B, Zhao Y J 2008 *Chin. J. Radio Sci.* **23** 883 (in Chinese) [李清亮, 杨巨涛, 闫玉波, 赵耀军 2008 电波科学学报 **23** 883]
- [8] Wang F, Zhao Z Y, Chang S S, Ni B B, Gu X D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 199401 (in Chinese) [汪枫, 赵正予, 常珊珊, 倪彬彬, 顾旭东 2012 物理学报 **61** 199401]
- [9] Gu X D, Zhao Z Y, Ni B B, Wang X, Deng F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6673 (in Chinese) [顾旭东, 赵正予, 倪彬彬, 王翔, 邓峰 2008 物理学报 **57** 6673]
- [10] Stubbe P, Kopka H, Rietveld M T, Dowden R L 1982 *J. Atmos. Terr. Phys.* **44** 1123
- [11] Ferraro A J, Lee H S, Allshouse R, Carrol K, Lunnen R, Collins T 1984 *J. Atmos. Terr. Phys.* **46** 855
- [12] Barr R, Stubbe P 1991 *Res. Lett.* **18** 1035
- [13] Papadopoulos K, Chang C L, Vitello P, Drobot A 1990 *Radio Sci.* **25** 1311
- [14] Villaseñor J, Wong A Y, Song B, Pau J, McCarrick M 1996 *Radio Sci.* **31** 211
- [15] Milikh G M, Papadopoulos K 2007 *Geophys. Res. Lett.* **34** 120804
- [16] Hao S J, Li Q L, Yang J T, Wu Z S 2013 *Chin. J. Radio Sci.* **28** 231 (in Chinese) [郝书吉, 李清亮, 杨巨涛, 吴振森 2013 电波科学学报 **28** 231]
- [17] Zhang X Q, Wang J H, Li Z R 2008 *Chin. Phys. B* **17** 608
- [18] Cohen M B, Inan U S, Golkowski M A 2008 *J. Geophys. Res.* **35** L12101
- [19] Cohen M B 2009 *Ph. D. Dissertation* (Stanford: Stanford University)
- [20] Barr R, Rietveld M T, Stubbe P, Kopka H 1987 *Radio Sci.* **22** 1076
- [21] Hansen J D, Morales G J 1992 *J. Geophys. Res.* **97** 17019
- [22] Pashin A B, Belova E G, Lyatsky, W B 1995 *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **57** 245
- [23] Li K, Pan W Y 2003 *Chin. J. Radio Sci.* **13** 265 (in Chinese) [李凯, 潘威炎 2003 电波科学学报 **13** 265]
- [24] Moore R C, Inan U S, Bell T F, Kennedy E J 2007 *J. Geophys. Res.* **112** A05309

Theory of ELF/VLF wave directional radiation by modulated heating of ionosphere*

Hao Shu-Ji^{1)†} Li Qing-Liang²⁾ Yang Ju-Tao²⁾ Wu Zhen-Sen¹⁾

1) (*Department of Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

2) (*China Research Institute of Radiowave Propagation, Qingdao 266107, China*)

(Received 11 July 2013; revised manuscript received 9 August 2013)

Abstract

ELF/VLF waves are generated via amplitude-modulated heating of the lower ionosphere. Based on the modulated heating theory, the directional radiation models of dual beam amplitude modulation (DAM) and circle geometric modulation (CGM) are established by introducing the phased array ideas, which are validated by comparison with the experimental data. According to the models, differences between the above two directional radiation models and the normal amplitude modulation (AM) are analyzed with parameters of HARRP phased-array HF facility, and the influences of the modulation frequency ($f_{\text{ELF/VLF}}$) and elevation of the heating waves on mode are investigated as well. Compared with the AM mode, DAM and CGM can realize the directional radiation, and enhance the radiant intensity by properly setting the initial phase, the modulation frequency ($f_{\text{ELF/VLF}}$) and angle of inclination of the heat wave to the vertical direction. The ELF/VLF radiant intensity may be increased by 11.3 dB when replacing AM with CGM.

Keywords: directional radiation, dual beam amplitude modulation, circle geometric modulation

PACS: 94.20.Vv, 94.30.Tz

DOI: 10.7498/aps.62.229402

† Corresponding author. E-mail: hs80586@126.com