# 基于试验粒子模拟的电离层人工调制激发的极低 频和甚低频波对磁层高能电子的散射效应<sup>\*</sup>

常珊珊<sup>1)†</sup> 倪彬彬<sup>1</sup>) 赵正予<sup>1</sup>) 汪枫<sup>2</sup>) 李金星<sup>3</sup>) 赵晶晶<sup>1</sup>) 顾旭东<sup>1</sup>) 周晨<sup>1</sup>)

1)(武汉大学电子信息学院空间物理系,武汉 430072)
 2)(中国纺织大学电子与电气工程学院光电信息系,武汉 430200)
 3)(北京大学空间物理与应用技术研究所,北京 100871)
 (2013年11月8日收到;2013年12月10日收到修改稿)

电离层调制加热能够有效激发极低频和甚低频 (ELF/VLF) 波, 其中向上传播进入磁层的 ELF/VLF 波 能够与高能电子发生共振相互作用, 具有人工沉降高能电子、消除辐射带等潜在实际用途.本文综合运用射线 追踪和试验粒子方法模拟电离层人工激发的单频 ELF/VLF 波在电离层和磁层的传播, 以及在外辐射带层与 高能电子的共振相互作用过程, 通过投掷角和能量散射系数评估人工 ELF/VLF 波对磁层高能电子的共振散 射效应.研究表明, 电离层人工 ELF/VLF 波传播到磁层后呈现高倾斜性, 传播所能跨域的空间范围主要取决 于加热的纬度位置和调制频率.在内辐射带, 与~100 keV 到几个 MeV 高能电子发生一阶共振相互作用的为 > 10 kHz 的 VLF 波段;在外辐射带,为几百 Hz 到1 kHz 的 ELF 波段.对于 L = 4.5 的外辐射带,试验粒子模 拟结果显示,单个粒子在人工 ELF 波作用下投掷角和能量 ( $\alpha$ , E)的改变具有随机性,而所有试验粒子平均化 的 $\Delta \alpha^2$ 和  $\Delta E^2$ 随时间呈现出近似线性的增大,说明波粒共振散射过程体现出整体性.基于试验粒子模拟得 到的共振散射系数表明, 幅度为 10 pT 的人工 ELF 波可在外辐射带的磁赤道局地对 1 MeV 电子产生较强的 投掷角散射效应, 进而影响高能电子的损失、沉降等动力学过程. 当人工 ELF/VLF 波在传播过程中变得高度 倾斜,不仅最基本的一阶共振十分重要,高阶共振散射也具有较大效应.这些定量分析结果表明,通过电离层 加热激发人工 ELF/VLF 哨声波来沉降、消除辐射带高能电子具有可行性.

## 关键词: 波粒共振, 试验粒子模拟, 电离层调制, 极低频和甚低频哨声波 PACS: 94.20.wj, 94.30.Ny, 94.20.Vy, 94.30.Tz DOI: 10.7498/aps.63.069401

# 1引言

磁层高能电子的运动机制在最近几十年一直 是磁层物理研究的前沿和热点之一, 波粒共振相 互作用被普遍认为在磁层高能电子的加速和损失 中起着关键作用<sup>[1]</sup>.一方面, 磁层存在各种天然等 离子体波, 如哨声模式的和声、等离子体嘶声、电 磁质子回旋波 (EMIC)、闪电激发的哨声等, 这些 波与电子的共振相互作用及其引起的电子共振散 射已被广泛研究<sup>[2-11]</sup>.另一方面,越来越多的研 究证实,人工激发的极低频和甚低频(ELF/VLF) 波被注入磁层也能与高能电子发生共振相互作用. 事实上,有关人工ELF/VLF 波对磁层高能电子的 共振散射研究具有较大的现实意义,对于人工消 除辐射带高能电子、航天器防护、宇航员空间作业 安全等具有重大意义. Inan 等<sup>[12]</sup>用试验粒子方 法研究了基于陆地的VLF 发射机激发的VLF波 与磁层电子的共振相互作用及其引起的电子沉降, 文中假设VLF波在磁层中为最简单的平行传播模

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 41204120) 和武汉大学研究生自主科研项目 (批准号: 2012212020201) 资助的课题.

<sup>†</sup>通讯作者. E-mail: whu.css1108@gmail.com

<sup>© 2014</sup> 中国物理学会 Chinese Physical Society

式 (法向角为零), 提出发射机位置和VLF 波频率 对电子沉降区域的大小有着决定性影响. Abel 和 Thorne<sup>[2,3]</sup> 基于文献 [13] 的准线性解析公式, 对能 量在100—1500 keV 的辐射带电子的损失率做了较 全面的研究,他们发现,电波频率位于17-23 kHz、 遍布全球的VLF 发射装置对内外辐射带电子生存 期有着显著影响. 众所周知, 准线性理论假设波是 连续的、具有一定带宽的 (通常是高斯分布)[6,7], 而 人工波往往是单频的、离散的.于是Inan等<sup>[14]</sup>研 究位于L = 2的赤道处的VLF发射机激发的斜传 播(法向角为45°)的几kHz波对磁层电子的共振散 射时,投掷角散射率的计算采用文献[15]的准线性 解析公式,该公式将频率带宽极限化以适应人工波 单频的特点. Kulkarni等<sup>[16]</sup> 曾采用一种特殊的卷 积方法研究了沿纬度均匀分布的四个VLF发射机 激发的VLF波对磁层电子的沉降,这种方法假设 波粒相互作用是线性的,并且用电子通量变化来量 化共振效果. 该研究表明, 位于磁纬15° 到55° 的 VLF 波源能引起 100 keV 电子最大化沉降, 且电子 沉降随着频率降低而增强.

尽管众多研究表明,位于陆地或者卫星的 ELF/VLF波发射机激发的ELF/VLF波能够引起 磁层高能电子的共振散射,事实上,利用 ELF/VLF 波调制的大功率高频泵波加热电离层同样可以有 效激发 ELF/VLF 波, 注入近地磁层空间, 如 Troms 设施调制极区电集流、Arecibo 设施调制中纬电离 层电流系统、Jicamarca 设施调制赤道电激流,特别 是位于阿拉斯加的HAARP 发射机调制极区电集 流,产生的ELF/VLF波多次被卫星观测到<sup>[17-20]</sup>. 顾旭东等[21] 曾基于准线性扩散理论研究了地基 高频加热激励的ELF/VLF波对磁层高能电子的 散射,研究显示,在内、外辐射带由于ELF/VLF 波 的人工注入而造成的高能电子损失时间尺度很大 程度上取决于冷等离子体参数、电波频谱特性和 功率、以及与波发生回旋共振的电子能量; 王平 等<sup>[22]</sup>同样基于准线性扩散理论,通过对局域投掷 角扩散系数的计算,来说明受地基人工VLF 波影 响的高能电子的投掷角分布与电子的能量及所处 位置的关系,讨论通过人工方式对辐射带高能电 子施加影响的效率问题. 然而, 这两份研究中都 假设ELF/VLF波为平行传播,频谱为200 Hz或者 50 Hz半带宽的高斯分布. 而大量卫星观测数据显 示, 电离层调制激发的 ELF/VLF 波同样是单频的 离散化的<sup>[19,20]</sup>.事实上,基于粒子运动方程的试验

粒子方法比准线性理论更适于计算单频的离散的 人工波与磁层高能电子的共振相互作用.在试验 粒子方法中,通过模拟粒子在背景场与波场中的运 动,可以得到波粒共振相互作用的细节,通过统计 计算投掷角和能量的变化,得到共振散射率<sup>[23-25]</sup>.

本文基于以上这些相关数据观测及研究成果, 选取试验粒子方法研究电离层人工调制加热产生 的单频的ELF/VLF波对磁层高能电子的共振散 射,这不同于以上的研究.另外,调制加热一般 位于电离层D区,激发的人工ELF/VLF波在高电 离层和磁层中的传播特性对波粒相互作用有着重 要的影响.因此本文首先利用射线追踪方法模拟 ELF/VLF波在高电离层和磁层的传播,为试验粒 子模拟提供较为准确的波参数,这也是本文与以上 这些研究的不同之一.

本文的结构如下:第二部分采用射线追踪得 到人工ELF/VLF波在磁层的传播路径和法向角 变化,基于波粒共振条件,考查了在不同磁层区 域能与100 keV—3 MeV电子发生共振相互作用的 ELF/VLF 波频率范围;第三部分是本文的核心部 分,选择L = 4.5的外辐射带,采用试验粒子模拟 1 MeV电子在单频的人工ELF/VLF波作用下的运 动过程,得到电子投掷角和能量随时间的变化,并 通过统计和计算,求得人工ELF/VLF波对1 MeV 电子在主要的共振阶数下的投掷角和能量散射系 数;第四部分是总结、讨论以及对未来工作的展望.

 人工ELF/VLF波的传播和共振 频率

### 2.1 射线追踪

电离层调制加热产生的ELF/VLF信号源位于 较低的电离层,需要经过高电离层及一定的磁层区 域传播到较高的*L*-sell参与磁层电子动力学过程. ELF/VLF波在高电离层和磁层中的相折射指数远 大于1,波长也比在自由空间中短很多,因此磁层中 适宜运用射线理论处理低频波的传播问题.本文选 取二维射线追踪方程组<sup>[26,27]</sup>模拟人工ELF/VLF 波在电离层和磁层的传播:

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{c}{\mu} \bigg( \cos\delta + \frac{1}{\mu} \frac{\partial\mu}{\partial\psi} \sin\delta \bigg), \qquad (1a)$$

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} = \frac{c}{r\mu} \bigg( \sin \delta - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \psi} \cos \delta \bigg), \qquad (1\mathrm{b})$$

$$\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}t} = -\frac{c}{\mu^2} \left[ \frac{\partial\mu}{\partial r} \sin\delta - \frac{1}{r} \frac{\partial\mu}{\partial\theta} \cos\delta \right] \\ -\frac{c}{\mu r} \sin\delta, \qquad (1c)$$

$$\frac{\mathrm{d}t_{\mathrm{g}}}{\mathrm{d}t} = 1 + \frac{f}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial f} \tag{1d}$$

 $r, \theta$ 分别为以地心为中心的距离和余纬;  $\delta$ 是波法 线与径向的夹角,  $t_g$ 是群时延, c是光速, f是波频 率;  $\psi$ 为波法线与背景磁场矢量的夹角, 即波法向 角,  $\psi$ 与 $\delta$ 关系为  $\psi = \delta - \gamma$ , 其中 $\gamma$ 是背景磁场方 向与径向的夹角, 本文选取偶极子场作为背景地球 磁场模型, 于是 tan $\gamma = \frac{\tan \theta}{2}$ ;  $\mu$ 为相折射指数, 可 由冷等离子体理论求出<sup>[26,27]</sup>.本文的背景电子密 度模型为包含低电离层项和等离子体层顶项的冷 等离子体扩散平衡模型<sup>[27,28]</sup>.图1给出了该模型 下地球子午面上电子密度的分布情况, 色棒为指数 棒.从图1可以看出, 磁层电子密度随 L变大而变 小.特别指出, 在 $L \sim 4.3$ 时, 电子密度有一个陡峭 的下降, 代表了等离子体层顶的位置.

鉴于文献 [27] 中对磁纬 25° 出发的不同频率的 低频信号进行射线追踪,结果显示,频率越低的低 频信号能传播到越高的 *L*-shell,本文在此基础上补 充研究传播距离与激发纬度位置的关系.我们选 择一固定频率500 Hz,激发磁纬度λ分别选取15°, 25°,45°.尽管电离层低频辐射源所在的高度为人 工调制电离层的中心高度75 km,在电离层中尤其 是较低的电离层高度,电子密度在一个波长距离上 变化较大,这使得基于射线理论的射线追踪方法误 差较大<sup>[29,30]</sup>,所以,本文所有的射线都从120 km 出发.另外,Helliwell<sup>[31]</sup>指出,射线在开始阶段基 本上为竖直向上,所以,本文所有射线出发时波法



图1 (网刊彩色)赤道平面电子密度模型



图 2 射线追踪结果 (a) 不同纬度激发的 500 Hz 波在高电离层和磁层的传播路径; (b) 磁纬 15°激发的 500 Hz 波传播过程中法向角变化; (c) 磁纬 25°激发的 500 Hz 波传播过程中法向角变化

线与径向的夹角δ取为0°. 当确定了所有初值, 本文采用Adam 预测校正法求解该射线追踪方 程组. Adam预测校正法所需要的前几个点由 四阶Runge-Kutta方法求出,本文的模拟结果如 图2所示.

从图2(a)中可以看出,从较低纬度(15°和25°)出发的ELF/VLF波经过多次磁层反射传播到了更高的L-shell,最终稳定于某一L附近;从较高纬度(45°)出发的ELF/VLF波,在到达另外半球时,没有发生磁层反射而直接进入了电离层和大气层.本文主要关注前者,即从较低纬度激发的人工ELF/VLF波与磁层高能电子的共振相互作用.这里需要指出,本文表述的ELF/VLF波能量的传播,而能量的传播方向与波矢量的方向通常不一致.从图2可以看出,ELF/VLF波稳定后趋近于沿磁力线传播,但是这并不是通常意义上所说的平行传播或者场向传播,通常意义上的平行传播是指波矢沿磁力线方向,即波法向角为0°或者180°.

从图 2 中还可以看出, 当频率一定时, 从较高 纬度激发的 ELF/VLF 波能传播到更高的 *L*-shell. 结合文献 [23] 的结论, 我们得出如下结论: 在其他 条件不变的情况下, 调制频率和激发纬度在很大程 度上决定了低频波能量在磁层中的分布, 这一特性 对于人工沉降辐射带高能粒子具有重要意义. 根据 所要沉降的辐射带区域, 在电离层调制中, 选择合 适的调制频率和激发纬度, 使该低频信号能够通过 磁层反射传播到目标区域, 从而实现人工沉降辐射 带高能电子.

图 2 (b) 和 (c) 分别给出了从较低纬度 (15° 和 25°) 出发的低频信号在传播过程中波法向角的变化.可以看出,从较低纬激发的ELF/VLF波通过多次弹跳传播到磁层中时呈现高倾斜性,即波法向角接近 90°,这与文献 [27]中的结果一致.在波粒共振相互作用中,波法向角是一个重要参数,文献 [12, 21, 22] 中假设人工ELF/VLF 波在磁层中为平行传播,即波法向角为0°,这虽然能大大简化计算,但显然是不准确的.本文中的波粒相互作用模拟依据射线追踪的结果确定波法向角等参数的值.

#### 2.2 波粒共振条件

磁层空间充满大量的高能电子,这些电子的能量大部分在~100 keV 到几个 MeV 之间,传播到磁

层的人工 ELF/VLF 波能否与这些电子发生共振相 互作用, 取决于波粒共振条件<sup>[32]</sup>:

$$\omega - kc\beta \cos\psi \cos\alpha$$
$$= \frac{N|\Omega_{\rm e}|}{\gamma} \quad (N = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots), \tag{2}$$

其中,  $\omega$  是波的角频率, 波数  $k = u\omega/c$ ,  $\alpha$  是电子的 投掷角,  $\gamma$  为相对论因子,  $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ ,  $\beta = v/c$ ,  $\Omega_e$  是非相对论电子回旋频率, N 为共振回旋谐数. (2) 式意味着在磁层某一点处  $(L, \lambda)$ , 当波的频率和 法向角  $(f, \psi)$ , 与电子的能量和投掷角  $(\alpha, E)$ 满足 上述关系  $(N = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots)$ 时, 波与粒子能够发 生共振相互作用.

图3给出了投掷角为45°,能量分别为100 keV, 300 keV, 1 MeV 和 3 MeV 的电子, 在磁赤道面不同 L-shell 对应的一阶共振频率, 这里波法向角取为 95°. 可以看到, 共振频率与L的关系并不是单调 的,在L < 4.3或者L > 4.7,共振频率随L变大而 变小, 而在L = 4.3-4.7, 共振频率随L变大而变 大,这主要是磁层电子密度在等离子体层顶内外 大小及分布变化不均匀的缘故 (如图1所示), 在 L < 4.3或者L > 4.7,磁层电子密度变化平缓,影 响共振频率变化的主要是磁场的大小,随着L变大, 磁场强度变小, 共振频率变大; 而在 L = 4.3-4.7. 电子密度急剧降低,使得共振频率变大.另外,从 图 3 还可以看到, 在内辐射带附近 (L = 1.1-2), 共 振频率 > 10 kHz, 属于 VLF 波段, 而在外辐射带中 心区域 (L = 4-5) 共振频率为几百 Hz 到一千 Hz. 在ELF波段内,鉴于已报道的加热实验调制频率多 在几百Hz到几kHz,以及外辐射带比内辐射带体 现出更强的动力学特征,对空间天气环境具有重要 影响,本文主要关注人工ELF波对外辐射带高能电 子的共振散射效应,因此在下文主要关注外辐射带 中心位置L = 4.5.

# 3 试验粒子模拟

我们用试验粒子方法模拟传播到磁层的单频的人工ELF/VLF波对外辐射带高能电子的共振相互作用,考查其投掷角散射和能量扩散.试验粒子模拟主要基于相对论洛仑兹方程<sup>[25]</sup>,这组方程描述了粒子在背景磁场与波场联合作用下的运动:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{x}}{\mathrm{d}t} = \frac{\boldsymbol{p}}{\gamma m},\tag{3a}$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{\mathrm{d}t} = q \left[ \boldsymbol{E}_{\mathrm{w}} + \frac{\boldsymbol{p}}{\gamma m} \times (\boldsymbol{B}_{\mathrm{w}} + \boldsymbol{B}_{0}) \right], \qquad (3\mathrm{b})$$

x是位移, p是电子动量, q是粒子电量 (包含电量符号);  $B_0$ 是地球背景磁场,  $B_0 = B_0 e_z$ ,  $B_0$ 是偶极子场强度.这里需要指出,本文主要考查人工ELF/VLF波与外辐射带高能电子在L = 4.5的赤道处的共振相互作用,即局地共振相互作用,因此选取均匀背景磁场,在本文第五部分将专门对此进行讨论.人工ELF/VLF波可视为哨声模波,波的电场和磁场由下式给出<sup>[23,24]</sup>:

$$B_{\rm w} = e_x B_x^{\rm w} \cos \Phi - e_y B_y^{\rm w} \sin \Phi + e_z B_z^{\rm w} \cos \Phi, \qquad (4a)$$

$$\boldsymbol{E}_{w} = -\boldsymbol{e}_{x} E_{x}^{w} \sin \boldsymbol{\Phi} - \boldsymbol{e}_{y} E_{y}^{w} \cos \boldsymbol{\Phi} \\ -\boldsymbol{e}_{z} E_{z}^{w} \sin \boldsymbol{\Phi}, \qquad (4b)$$

这里,相位 $\Phi = \int \mathbf{k} \cdot d\mathbf{r} - \int \omega dt$ ,波法矢量  $\mathbf{k} = k(\sin\psi, 0, \cos\psi)$ ,电场和磁场幅度  $(B_j^w \cap E_j^w)$ 满足下式<sup>[23,24]</sup>:

$$B_x/B_y = -\frac{D(P - n^2 \sin^2 \psi)}{P(S - n^2)},$$
 (5a)

$$B_z/B_y = \frac{D\sin\psi(P - n^2\sin^2\psi)}{P\cos\psi(S - n^2)},\qquad(5b)$$

$$E_x/B_y = \frac{c(P - n^2 \sin^2 \psi)}{nP \cos \psi},$$
 (5c)

$$E_y/B_y = \frac{Dc(P - n^2 \sin^2 \psi)}{nP \cos \psi (n^2 - S)},$$
 (5d)

$$E_z/B_y = -\frac{cn\sin\psi}{P}.$$
 (5e)

当 $B_y$ 已知,其他波场幅度可相应求出,根据已报道的ELF/VLF调制加热实验中的观测结果<sup>[19,20]</sup>,本文取 $B_y = 10$  pT.在本文的试验粒子模拟中,我们使用100个粒子,这100个粒子有同样的初始投掷角和能量( $\alpha$ , E),而初始磁旋相位( $v_{\perp} = e_x$ 之间的夹角)均匀分布于0到2 $\pi$ 之间,通过计算这100个粒子与人工ELF/VLF波共振相互作用中投掷角和能量变化的平均值,评估波对粒子的散射作用效果.

我们以 (1 MeV, 45°) 电子为例, 如图 3 所示, 在 L = 4.5 处能与 346.18 Hz 的 ELF 波发生一阶共 振相互作用.图 4 给出了试验粒子模拟的结果, 其 中,图 4 (a) 和 (b) 给出 100 个 (45°, 1 MeV) 的电子 在背景磁场与波场的联合作用下投掷角和能量随 时间的变化,可以看出,在 200 个磁旋周期内, 有 些电子的投掷角和能量逐渐变大, 有些逐渐变小, 且变化幅度不小不一,可见单个粒子在ELF/VLF 波作用下投掷角和能量( $\alpha$ , E)的改变具有较大的 随机性;图4(c)和(d)给出了这些电子经过200个 磁旋周期后投掷角和能量变化量( $\Delta \alpha = \alpha - \alpha_0$ ,  $\Delta E = E - E_0$ )的统计柱状图,该图定量地、进一步 地验证了单个粒子在波粒相互作用中投掷角和能 量变化的随机性;图4(e)和(f)是 $\langle \Delta \alpha^2 \rangle$ 和 $\langle \Delta E^2 \rangle$ 随时间的变化( $\langle \cdots \rangle$ 表示100个粒子的平均化),不 同于单个粒子的随机性,这100个粒子作为一个整 体,在ELF/VLF波作用下投掷角和能量平均变化 量 $\langle \Delta \alpha^2 \rangle$ 和 $\langle \Delta E^2 \rangle$ 随时间平稳地、近似于线性地变 大,这正是ELF/VLF波对高能电子的有效共振散 射作用的结果,同时也说明,波粒共振散射是粒子 作为一个整体表现出来的性质.



图4显示了电离层人工调制激发的ELF/VLF 波与外辐射带高能电子的共振相互作用的详细过 程,电子产生了明显的投掷角散射和能量扩散.为 了更方便和更直观地评估波粒共振相互作用效果, 一般使用散射系数 (散射率)来量化ELF/VLF波 对磁层高能电子的共振散射效应,在试验粒子模拟 中,投掷角和能量散射系数分别由下式求出<sup>[23,25]</sup>:

$$D_{\alpha\alpha}^{\rm TP} = \langle \Delta \alpha^2 \rangle / 2\Delta t, \tag{6a}$$

$$D_{EE}^{\rm TP} = \langle \Delta E^2 \rangle / 2\Delta t, \tag{6b}$$

具体地,如图4(e)和(f)中红色线所示,对 $\langle \Delta \alpha^2 \rangle$ 和 $\langle \Delta E^2 \rangle$ 进行线性拟合,拟合为直线y = A + Bt, 于是,散射系数由 $D_{\alpha\alpha}^{TP}(D_{EE}^{TP}) = B/2$ 得到<sup>[25]</sup>.在 图4(e)和(f)中,投掷角和能量散射系数分别计算 为1.68×10<sup>-6</sup> s<sup>-1</sup>和1.00×10<sup>-8</sup> s<sup>-1</sup>.

为了更全面地考察人工ELF/VLF 波对磁层 高能电子的共振散射效应,特别是散射系数与投掷 角的关系,以及高阶共振的散射效果,我们重复上 文的方法和步骤,模拟人工ELF/VLF 波与不同投



图 4 波粒共振散射过程 (a) 100 个电子投掷角  $\alpha$  随时间的变化; (b) 100 个电子能量 *E* 随时间的变化; (c) 100 个电子在 200 T<sub>gyro</sub> 后的投掷角变化量  $\Delta \alpha$  的统计柱状图; (d) 100 个电子在 200 T<sub>gyro</sub> 后能量变化量  $\Delta E$  的统计 柱状图; (e)  $\langle \Delta \alpha^2 \rangle$  随时间的变化 ( $\langle \cdots \rangle$  表示 100 个粒子的平均化); (f)  $\langle \Delta E^2 \rangle$  随时间的变化





掷角的1 MeV 电子在不同的共振阶数下的共振 散射过程,并计算散射系数,相应的 ELF/VLF 波 共振频率可由冷等离子体理论和共振条件求出. 图5给出了1 MeV 电子,共振阶数分别为 N = -1, 0,1,2时不同投掷角对应的共振频率.图5显示了

在L = 4.5的外辐射带赤道面, 1 MeV 电子能与频 率~ 100 Hz 到1 kHz 的 ELF 波在主要的共振阶数 下发生共振相互作用, 事实上, 这一频率段正是电 离层调制加热实验常常选取的频段,其卫星观测 数据被多次报道过[18-20].从图5可以看出,一方 面,对于某一共振阶数,共振频率总是随电子投掷 角的变大而变大;另一方面,比较这四种共振阶数, 共振频率从高到低依次为N = 2, -1, 1, 0, 很明显,高阶共振需要比低阶共振更高的ELF波频率. 另外,从图5还可以看出,在所考察的频率范围内, 1 MeV 电子的朗道共振 (N = 0) 只发生于投掷角 约为86°-89°时,这说明,人工ELF/VLF波与外 辐射带高能电子的相互作用中, 朗道共振的发生概 率远低于其他共振阶数, 朗道共振在人工 ELF 波对 辐射带高能电子的共振散射中的贡献较小,因此, 我们主要模拟N = -1, 1, 2三种阶数的ELF 波和 电子的共振相互作用过程,计算相应散射系数,结

果如图6所示.

图 6 给出了试验粒子模拟得到的1 MeV 电子 在N = -1, 1, 2 三种共振阶数下, 不同投掷角对应 的散射系数, 这里, 投掷角从5° 到80°, 以5° 为步 长. 从图中可以看出: 1) 在电离层人工调制激发的 单频 ELF 波作用下, 外辐射带1 MeV 电子在损失 锥附近的局地投掷角散射达到~ $10^{-4}$  s<sup>-1</sup>量级, 与 之相比, 能量散射却较小, 可能是由于电子密度较 大的缘故; 2) 电子的投掷角和能量散射系数都呈 现与投掷角非单调、非平稳的变化关系, 这主要是 由于共振频率的不同;尽管局部非单调,散射系数 (尤其是投掷角散射系数)大致上随投掷角的变大 而变小;3)尽管在很多研究中,一阶共振为最重要 的共振阶数,其引起的共振散射效果最强,但是在 本文中,N = -1和N = 2同样引起了较强的共振 散射,这是电离层人工ELF/VLF波传播到磁层中 呈现高倾斜性,法向角较大的缘故.总之,图6的结 果显示,通过电离层加热激发人工ELF/VLF波能 在局域产生快速沉降、消除辐射带高能电子的效应, 时间尺度可以达到小时量级.



图 6 散射系数 (a) N = 1的投掷角散射率; (b) N = 2的投掷角散射率; (c) N = -1的投掷角散射率; (d) N = 1的能量散射率; (e) N = 2的能量散射率; (f) N = -1的能量散射率

4 结论与讨论

本文用射线追踪方法模拟了电离层人工 激发的ELF/VLF波在电离层和磁层的传播, 依据波粒共振条件,考查了在不同磁层区域 能与100 keV—3 MeV电子发生共振相互作用的 ELF/VLF波频率范围.选取L = 4.5 的外辐射带, 以及1 MeV电子,另外,考虑到人工ELF/VLF波 单频的特点,本文采用试验粒子方法模拟了人工 ELF/VLF波与外辐射带1 MeV高能电子的共振相 互作用,并计算其局地散射系数.本文的结论如下:

1) 电离层人工调制激发的ELF/VLF波在磁 层的传播范围主要由调制频率和激发纬度决定, 另 外, 射线追踪结果还显示, 人工ELF/VLF波通过 多次反射传播到磁层后,呈现高倾斜性;

2) 在内辐射带, 能与~100 keV 到几个 MeV 的 高能电子发生一阶共振相互作用的为>10 kHz 的 VLF 波段, 在外辐射带, 为几百 Hz 到1 kHz 的 ELF 波段; 对于 L = 4.5 的外辐射带中心区域, ~100 Hz 到1 kHz 的人工 ELF 波能够与1 MeV 电子在主要 的共振阶数 (N = -1, 1, 2)发生共振相互作用, 而 朗道共振 (N = 0) 在人工 ELF/VLF 波与外辐射 带高能电子的相互作用中发生概率较低;

3) 在单频的人工ELF/VLF波作用下,单个粒 子投掷角和能量的改变具有随机性,而所有试验粒 子平均化的 $\Delta \alpha^2$  和  $\Delta E^2$ 随时间近似于线性地增 大,这说明波粒共振散射是粒子作为一个整体表现 出来的性质;

4) 在10 pT强度的人工ELF/VLF波作用下,

外辐射带高能电子的一阶局地投掷角散射率在损失锥附近较大,这显示了人工ELF/VLF波消除辐射带高能电子的可行性,相对而言,高能电子的能量散射系数较小;另外,当人工ELF/VLF在传播过程中变得高度倾斜, N = 2等高阶共振的散射率同样具有较大的强度.

总之,本文综合运用射线追踪和试验粒子方法 研究电离层人工调制激发的单频的 ELF/VLF 波对 磁层高能电子的共振散射作用,结论对于人工消除 磁层辐射带的实际努力具有科学意义.本文在试 验粒子模拟中,根据已有的卫星观测结果假设人工 ELF/VLF 波幅度为10 pT, 需要指出, ELF/VLF 波幅度对散射效应具有很大影响. 当波幅度在几 百pT以下, 共振波粒相互作用以随机过程, 准线性 理论可以很好地描述, 散射系数的大小与幅度的平 方成正比; 当波幅度足够大到几百pT以上, 非线 性共振波粒相互作用开始起主导作用, 会有 phase trapping或者 phase bunching 等非线性效应出现, 散射效应不再与波幅的平方成线性关系<sup>[33]</sup>.对电 离层调制加热激发的ELF/VLF波,在电离层传播 过程中会受到很大的衰减,只有少部分能量可进入 到磁层空间.即使会在沿着磁力线来回反射过程中 得到增强,幅度一般都不会超过几十pT,因此准线 性效应居于主导地位.

本文的试验粒子模拟局限于赤道处,而捕获电 子会沿磁力线来回做弹跳运动,弹跳平均散射系数 能够更真实地反映 ELF/VLF 波对高能电子的共 振散射效率. 弹跳平均试验粒子模拟需要更准确的 地球磁场模型,例如偶极子场模型,以及随纬度变 化的背景电子密度模型和波法向角模型. 模拟电 子在一个完整弹跳周期内的投掷角和能量的变化, 得到弹跳平均散射系数,并由此算出电子的生存时 间,是未来继续研究的内容之一.事实上,沿着电 子弹跳运动的磁力线考查波粒共振条件发现, 电子 在整个弹跳周期内通常仅仅在一两个纬度处 (取决 于波法向角的纬度分布) 能与单频的 ELF/VLF 波 满足共振条件,发生波粒共振散射,因此,一方面, 局地散射率仍然具有较大意义,另一方面,可以预 测,除以电子弹跳周期得到的弹跳平均散射系数一 般比局地散射系数小,当然,这还需要今后工作的 验证.

#### 参考文献

- [1] Thorne R M 2010 Geophys. Res. Lett. 37 L22107
- [2]~ Abel B, Thorne R M 1998 J. Geophys. Res.  $\mathbf{103}~2385$
- [3]~ Abel B, Thorne R M 1998 J. Geophys. Res.  $\mathbf{103}~2397$
- [4] Xiao F L, He Z G, Zhang S, Su Z P, Chen L X 2011 Chin. Phys. Lett. 28 039401
- [5] Zhang S, Xiao F L 2010 Chin. Phys. Lett. 27 129401
- [6] Summers D, Ni B B, Meredith N P 2007 J. Geophys. Res. 112 A04207
- [7] Summers D, Ni B B, Horne R B, Thorn R M, Moldwin M B, Anderson R R 2008 J. Geophys. Res. 113 A04219
- [8] Qureshi M N S, Sehar S, Shah H A, Cao J B 2013 Chin. Phys. B 22 035201
- [9] Chen Y, Zhao D, Liu W X, Wang Y, Wan X S 2012 Chin. Phys. B 20 104103
- [10] Zahedian M, Maraghechi B, Rouhani M H 2012 Chin. Phys. B 21 034101
- [11] Jiang H, Yang X X, Lin M M, Shi Y R, Duan W S 2011 *Chin. Phys. B* 20 019401
- [12] Inan U S, Chang H C, Helliwell R A 1984 J. Geophys. Res. 89 2891
- [13] Lyons L R, Thorne R M, Kennel C F 1972 J. Geophys. Res. 77 3455
- [14] Inan U S, Bell T F, Bortnik J, Albert J M 2003 J. Geophys. Res. 108 1186
- [15] Albert J M 2001 J. Geophys. Res. 106 8477
- [16] Kulkarni P, Inan U S, Bell T F, Bortnik J 2010 J. Geophys. Res. 113 A07214
- [17] Bell T F, Inan U S, Platino M, Pickett J S, Kosseg P A, Kennedy E J 2004 Geophys. Res. Lett. **31** L06811
- [18] Platino M, Inan U S, Bell T F, Pickett J, Kennedy E J, Trotignon J G, Ranch J L, Canu P 2004 Ann. Geophys.
  22 2643
- [19] Platino M, Inan U S, Bell T F, Parrot M, Kennedy E J 2006 Geophys. Res. Lett. 33 L16101
- [20] Piddyachiy D, Inan U S, Bell T F, Lehtinen N G, Parrot M 2008 J. Geophys. Res. 113 A10308
- [21] 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, 邓锋 2008 物理学报 57 6673]
- [22] Wang P, Wang H Y, Ma Y Q, Li X Q, Lu H, Meng X C, Zhang J L, Wang H, Shi F, Xu Y B, Yu X X, Zhao X Y, Wu F 2011 *Acta Phys. Sin.* 60 039401 (in Chinese)
  [王平, 王焕玉, 马宇蒨, 李新乔, 卢红, 孟祥承, 张吉龙, 王 辉, 石峰, 徐岩冰, 于晓霞, 赵小芸, 吴峰 2011 物理学报 60 039401]
- [23] Bortnik J, Thorne R M 2010 J. Geophys. Res. 115 A07213
- [24] Tao X, Bortnik J 2010 Nonlin. Processes Geophys. 17 599
- [25] Tao X, Bortnik J, Albert J M, Liu K, Thorne R M 2011 Geophys. Res. Lett. 38 L06105
- [26] Walter F 1969 Ph. D. Dissertation (California: Stanford Electronics Laboratories)
- [27] 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]

- [28]~ Inan U S, Bell T F 1977 J. Geophys. Res.  $\mathbf{19}$  2819
- [29] Xu J S, Mo Q X 1989 Chin. J. Geophys. 32 256 (in Chinese) [徐继生, 莫起绪 1989 地球物理学报 32 256]
- [30] Chang S S, Zhao Z Y 2011 Chin. J. Geophys. 54 2458
   (in Chinese) [常珊珊, 赵正予, 汪枫 2011 地球物理学报 54 2458]
- [31] Helliwell R A 1965 Whistler and Related Ionospheric Phenomena (California: Stanford University Press)
- [32] Shi R, Ni B B, Gu X D, Zhao Z Y, Zhou C 2012 Phys. Plasmas 19 072904
- [33] Tao X, Bortnik J, Albert M J, Richard T M 2012 J. Geophys. Res. 117 A10205

# Test particle simulation of resonant interaction between energetic electrons in the magnetosphere and ELF/VLF waves generated by ionospheric modification\*

Chang Shan-Shan<sup>1)†</sup> Ni Bin-Bin<sup>1)</sup> Zhao Zheng-Yu<sup>1)</sup> Wang Feng<sup>2)</sup> Li Jin-Xing<sup>3)</sup> Zhao Jing-Jing<sup>1)</sup> Gu Xu-Dong<sup>1)</sup> Zhou Chen<sup>1</sup>

1) (Department of Space physics, School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

2) (Department of Optoelectronic Information, School of Electronic and Electrical Engineering, Wuhan Textile University,

Wuhan 430200, China)

3) (Institute of Space Physics and Applied Technology, Peking University, Beijing 100871, China)

( Received 8 November 2013; revised manuscript received 10 December 2013 )

#### Abstract

Ionospheric modulation can artificially trigger ELF/VLF whistler waves, which can leak into the inner magnetosphere and contribute to resonant interactions with energetic electrons. Combining the ray tracing method and test particle simulations, we investigate the propagation of these artificially generated ELF/VLF waves through the high ionosphere into the inner magnetosphere, and evaluate the subsequent effects of resonant scattering energetic electrons near the heart of the outer radiation belt. The results show that the artificially triggered ELF/VLF waves become highly oblique in the magnetosphere and their spatial extent of L shell and magnetic latitude can be significantly controlled by the initial launch latitude. Corresponding to the principal first-order resonance, the energetic electrons from  $\sim 100$  keV to 3 MeV can resonate with the artificial VLF waves with frequency above 10 kHz in the inner radiation belt, while in the outer radiation belt these hazardous electrons can resonate with ELF waves from  $\sim 100$  Hz to 1 kHz. At L = 4.5 as the focus in this study, the artificial ELF waves can resonate with 1 MeV electron at the harmonics N = -1, 1, 2. In contrast, the Landau resonance rarely occurs for these energetic electrons. The results of test particle simulations indicate that while wave-induced changes in pitch angle and kinetic energy of a single electron are stochastic, the change averaged over all test electrons increases monotonically within the resonance timescale, which implies that resonant scattering is an overall characteristic of energetic electrons under the influence of the artificial whistler waves. Computed resonant scattering rates based on the test particle simulations indicate that aritificial ELF/VLF waves with an observable in situ wave amplitude of  $\sim 10 \text{ pT}$  can drive efficient local pitch angle scattering of energetic electrons at the magnetic equator, thereby contributing considerably to their precipitation loss and magnetospheric electron dynamics. When the waves become highly oblique during the propagation, besides the fundamental first order resonance, higher order resonances can also drive efficient electron scattering. The results support the feasibility of generating artificially ELF/VLF whistler waves for controlled removal of energetic electrons in the Earth radiation belts.

**Keywords:** wave-particle interactions, test particle simulations, ELF/VLF whistler waves, ionospheric modification

PACS: 94.20.wj, 94.30.Ny, 94.20.Vv, 94.30.Tz

**DOI:** 10.7498/aps.63.069401

<sup>\*</sup> projection supported by the national Natural Science Foundation of China (Grant No. 41204120) and Graduate Independent Research Project of Wuhan University, China (Grant No. 2012212020201).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: whu.css1108@gmail.com