



基于驻极体材料的机械天线式低频/甚低频通信磁场传播模型

王琛 崔勇 宋晓 袁海文

Magnetic field propagation model of low frequency/very low communication based on mechanical antenna of electret

Wang Chen Cui Yong Song Xiao Yuan Hai-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 158401 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200314

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200314>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于旋转永磁体的超低频机械天线电磁特性分析

Performance analysis of spinning magnet as mechanical antenna

物理学报. 2019, 68(18): 188401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190339>

双频双波束加热电离层激发甚低频/极低频辐射理论分析

Theory of very low frequency/extra low frequency radiation by dual-beam beat wave heating ionosphere

物理学报. 2017, 66(1): 019401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.019401>

基于低频压缩光的声频信号测量

Measurement of audio signal by using low-frequency squeezed light

物理学报. 2017, 66(11): 114205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.114205>

基于声学超材料的低频可调吸收器

A kind of tunable acoustic metamaterial for low frequency absorption

物理学报. 2019, 68(3): 034301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181908>

基于室内可见光通信技术的新型两级光学接收天线设计与分析

Design and analysis of novel two-stage optical receiving antenna for indoor visible light communication technology

物理学报. 2018, 67(9): 094201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172341>

基于驻极体材料的机械天线式低频/甚低频通信磁场传播模型*

王琛 崔勇 宋晓[†] 袁海文

(北京航空航天大学自动化科学与电气工程学院, 北京 100191)

(2020年2月29日收到; 2020年4月30日收到修改稿)

低频/甚低频电磁波的频率极低, 趋肤深度较深, 可以以很小的损耗穿透海水和地下来进行通信. 传统的低频发射天线存在尺寸和功耗较大的问题, 本文采用驻极体材料设计了一种机械天线式低频/甚低频发射天线结构. 利用激励装置驱动驻极体所带极化电荷进行机械运动, 从而产生交变的电磁场, 并激发出电磁波携带能量和信息, 在一定的媒质中传播, 以实现电磁波的高效辐射, 颠覆了传统低频/甚低频发信系统中天线尺寸需与辐射信号波长相比拟的约束. 基于该结构, 本文建立了磁场传播的解析模型, 并据此研究了天线尺寸、形状等相关参数对天线性能的影响. 给出了天线所产生场强随几何参数如半径、高度等的变化规律, 同时对比了两种不同磁场模型仿真计算的结果, 阐述了在实际情况中需要根据天线尺寸和传播距离等条件来选择适合的模型. 研究工作对于指导机械天线设计和优化天线结构具有重要意义.

关键词: 低频通信, 机械天线, 驻极体, 理论建模

PACS: 84.40.Ba, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.69.20200314

1 引言

基于传统天线的低频/甚低频通信系统为了有效地发射电磁波, 天线尺度必须与辐射信号的波长相比拟. 传统的天线通常采用电流振荡的形式发射电磁波, 为了便于天线与馈线的匹配, 通常需要将天线的电抗设置得尽可能小, 但传统的低频天线电抗大多数都很高, 需要通过设置体积巨大的调谐匹配电路来补偿天线的电抗, 从而导致现有的低频导航通信系统体积庞大、功耗极高、目标明显、战时生存能力差, 极易被摧毁且难于短期修复. 因此迫切需要能显著降低现有低频/甚低频通信系统发射天线尺寸的技术^[1,2].

针对传统低频天线体积庞大和功耗较大的问

题, 2017年美国国防高级研究计划局启动了机械天线 (a mechanically based antenna, AMEBA) 计划以寻求有效降低极低频/甚低频 ULF/VLF (ultra-low frequency/very low frequency) 天线尺寸重量和功耗的方法, 国内外众多研究人员针对该项目已有一些研究进展^[3-9].

在利用机械装置驱动电场的方法中, 文献^[10]建立了一个相对完整的天线模型, 同时对旋转电偶极子方法在理论上进行了分析, 且在考虑材料、形状和功耗等诸多因素的情况下进行了数学建模. 文献^[11]通过旋转带不同电荷、平行放置的极板, 使之发生相对运动, 从而产生变化的电场来产生低频电磁波. 而基于机械驱动磁场的方法中, 文献^[12]基于并矢格林函数, 详细推导了用于旋转永磁体空间电磁计算的解析表达式, 并验证了其给出的场强

* “十三五”军委装备发展预研领域基金 (批准号: 61405180302)、国家自然科学基金 (批准号: 51707006) 和北京市自然科学基金 (批准号: 4192033) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: songxiao@buaa.edu.cn

计算模型可用于旋转永磁体空间场强的预测;文献 [13] 提出了一种使用旋转永磁体产生低频电磁波的机械天线设计. 旋转的永磁体会产生圆偏振电磁波, 自旋磁体的独特特点是所储存的电磁能量是以磁场的近场形式存在的, 无论自旋速度和方向如何, 都是恒定的. 如果磁体的磁化质量比足够高, 摩擦降低得足够小, 则旋转磁体所需的机械能转化为电磁能的效率较高, 但其缺点在于永磁体质量较大, 因此天线设计的质量和所需功耗都会较大. 文献 [14] 在此基础上进一步利用旋转磁体阵列产生低频电磁波. 通过同步旋转的小磁铁阵列, 以模拟更大的旋转圆盘的磁场特性, 同时显著降低其耗费的机械能密度. 此外, 文献 [15] 中提出, 从宏观角度看, 旋转均匀磁化的永磁体效果等效于在其表面上施加电流, 并基于此理论建立了模型, 进行了相关理论计算和公式推导.

机械天线技术给低频天线的小型化提供了可能, 然而目前的理论分析和建模方法主要集中于旋转永磁体和带电极板式机械天线, 相比于永磁体式机械天线, 驻极体式机械天线产生的磁场有较慢的衰减速率, 有更强的远区磁场, 同时其磁场强度与频率成正比, 因此则在远场和更高频段的应用方面具有优势 [16]; 同时由于永磁体和带电极板的质量较大, 其所需相配合的支撑结构也较为复杂, 因此会导致发射天线的质量较大, 从而使用机械装置驱动时功耗也较高. 而随着高电荷密度复合驻极体材料技术的日益成熟 [17,18], 基于柔性驻极体材料的机械天线与其他相比, 还具有质量较小、可塑性强、易于加工的优点. 驻极体是指在自然条件下长时间存储空间电荷和极化电荷并在宏观条件下显示电场极性的材料, 通过电晕法或热极化法等方法极化后, 驻极体可以保持极性几年甚至几十年, 因此驻极体也被称为类似永磁体的永久电体 [19–21]. 驻极体材料制造技术的成熟为设计和制造机械天线提供了材料支持, 使用柔性驻极体薄膜取代永磁体或带电极板能够进一步降低天线质量, 从而减小低频机械天线的功耗. 但目前对基于驻极体的机械天线研究极少, 属于前沿领域 [22,23]. 同时, 由于低频通信、导航系统重要的意义和目前迫切的军事需求, 对低频机械天线技术进行研究有着重大意义. 因此, 本文研究了一种基于旋转驻极体式机械天线的理论分析和数学解析模型.

2 机械天线的结构与模型建立

2.1 驻极体式机械天线结构设计

本文讨论的低频机械天线采用机械运动方式加速驻极体材料上的驻极电荷, 以实现电磁波的高效辐射. 天线外壳为圆筒形, 并附着有对称且带有异种电荷的驻极体薄膜. 驻极体薄膜旋转时会产生方向相反的两股环形电流, 两电流所产生的磁场相互叠加, 以向外高效传播磁场. 天线结构如图 1 所示.

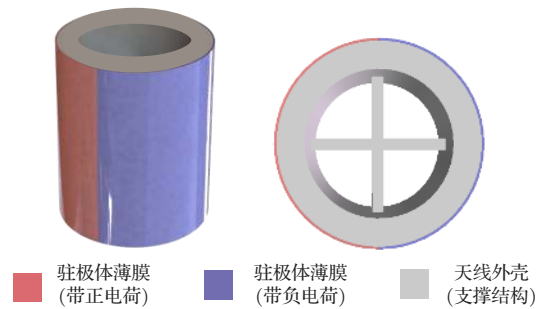


图 1 基于驻极体材料的圆筒形机械天线结构
Fig. 1. Cylindrical mechanical antenna structure based on electret material.

由于驻极体材料厚度较薄, 附着在一定支撑结构上进行旋转时薄膜的厚度可以忽略不计, 因此可将单层的驻极体材料及支撑结构构成的天线抽象成一个仅带有面电荷的圆筒 (见图 2(a)). 同时由于氟化乙丙共聚物 (FEP) 薄膜具有厚度薄、易加工的特性, 可利用驻极体材料完成多层、复杂结构的的天线设计. 该种多层驻极体的天线结构可抽象成对应层数的同心圆筒 (见图 2(b)). 简化起见, 本文建模中将仅讨论圆筒形单层圆筒结构和两层同心圆筒结构的发射天线, 其中仅有圆筒外壁带面电荷, 其余部分不带电.

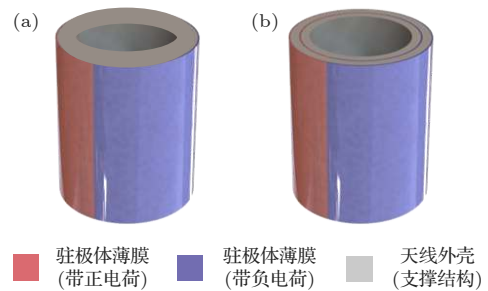


图 2 有多层驻极体薄膜的天线模型 (a) 单层驻极体; (b) 两层驻极体
Fig. 2. Antenna model with multilayer electret film: (a) Single layer; (b) double layers.

2.2 机械天线磁场传播模型建立

2.2.1 平面带电圆环式天线的磁场传播模型

旋转驻极体式机械天线的天线外壳上附着有对称且带有异种电荷的驻极体薄膜, 驻极体薄膜旋转时会产生方向相反的两股环形电流, 进而产生磁场, 然后可以通过接收点处的磁场传感器获得磁场信号. 对于圆筒产生的磁场, 可认为是每一个平面圆环产生磁场的叠加, 因此可用每个平面圆环所产生磁场在竖直方向上的积分来计算. 由于驻极体材料厚度较薄, 且其支撑结构不带电, 所以可忽略带电体厚度, 将平面带电圆环简化为图 3 所示结构.

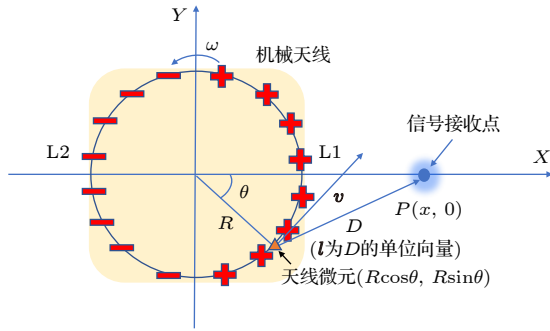


图 3 沿 X 轴的信号接收点磁场计算示意图

Fig. 3. Calculation diagram of magnetic field of signal receiving point along X axis.

磁场使用毕奥-萨伐尔定理进行计算, 每个发射天线中电流微元产生的磁感应强度 B_{mic} 为

$$B_{\text{mic}} = |\mathbf{B}_{\text{mic}}| = \left| \frac{\mu_0 I \Delta s \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} \right|, \quad (1)$$

其中 μ_0 为磁导率, I 为通过微元的电流, Δs 为长度微元, \mathbf{l} 为从微元指向计算磁场点的单位方向向量, D 为微元指向计算磁场点的距离. 而根据电流和运动电荷的关系, 通过每个微元长度的电流可表示为

$$I \Delta s = nqSv \Delta s, \quad (2)$$

其中 n 为电荷数, S 为导体横截面面积, q 为电荷带电量, v 为电荷运动速度矢量.

易知电荷密度 σ 为

$$\sigma = nqS, \quad (3)$$

因此, 电流可表示为

$$I \Delta s = \sigma v \Delta s. \quad (4)$$

则每个电流微元产生磁感应强度变为

$$B_{\text{mic}} = |\mathbf{B}_{\text{mic}}| = \left| \frac{\mu_0 \sigma v \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} \Delta s \right|. \quad (5)$$

对磁感应强度微元进行环路积分可得:

$$B = |\mathbf{B}| = \left| \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \sum \mathbf{B}_{\text{mic}} \right| = \left| \oint \frac{\mu_0 \sigma v \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} ds \right|. \quad (6)$$

对于一个平面圆环所产生的磁场, 先考虑沿 X 轴的信号接收点处的磁场 (如图 3 中的 P 点).

当忽略发射天线尺寸时天线微元指向磁场信号接收点的距离 D 等于到原点的距离 x , 利用对称性, 计算接收点磁感应强度为

$$\begin{aligned} B &= B_{\text{正}} + B_{\text{负}} = 2B_{\text{正}} = 2 \left| \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\mu_0 \sigma v \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} R d\theta \right| \\ &= \frac{\mu_0 \sigma \omega R^2}{2\pi x^2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta d\theta = \frac{\mu_0 \sigma \omega R^2}{\pi x^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

当考虑发射天线尺寸时, 天线微元指向磁场信号接收点的距离 D 及接收点磁感应强度如下:

$$D = \sqrt{(x - R\cos\theta)^2 + (R\sin\theta)^2}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} B &= \left| \oint \frac{\mu_0 \sigma v \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} ds \right| \\ &= \left| \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\mu_0 \sigma v \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} R d\theta \right| + \left| \int_{\frac{3\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\mu_0 \sigma v \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} R d\theta \right| \\ &= \frac{\mu_0 \sigma \omega R^2}{4\pi} \left(\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos\theta}{D^2} d\theta + \int_{\frac{3\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos\theta}{D^2} d\theta \right). \end{aligned} \quad (9)$$

在忽略发射天线尺寸时, 当天线转过一定角度, 如图 4 发射天线中的绿色部分和黄色部分产生的磁场会相互抵消 (图 4(a)), 所以 (7) 式转化为

$$\begin{aligned} B &= 2B_{\text{正}} = 2 \left| \int_{-\frac{\pi}{2} + \omega t}^{\frac{\pi}{2} - \omega t} \frac{\mu_0 Q v \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} R d\theta \right| \\ &= \frac{\mu_0 Q \omega R^2}{2\pi x^2} \int_{-\frac{\pi}{2} + \omega t}^{\frac{\pi}{2} - \omega t} \cos\theta d\theta = \frac{\mu_0 Q \omega R^2}{\pi x^2} \cos\omega t. \end{aligned} \quad (10)$$

其中 ω 为圆环转动角速度, t 为转动时间.

若信号接收点不在 X 轴上而是处于 X-Y 平面中任意位置时 (图 4(b)). 发射天线中的绿色部分和黄色部分产生的磁场将会相互抵消 (此时 $\omega t = 0$), 所以 (7) 式转化为

$$\begin{aligned} B &= 2 \left| \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2} - 2\beta} \frac{\mu_0 Q v \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} R d\theta \right| \\ &= \frac{\mu_0 Q \omega R^2}{2\pi x^2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2} - 2\beta} \cos\theta d\theta \\ &= \frac{\mu_0 Q \omega R^2}{2\pi x^2} \cos 2\beta + 1. \end{aligned} \quad (11)$$

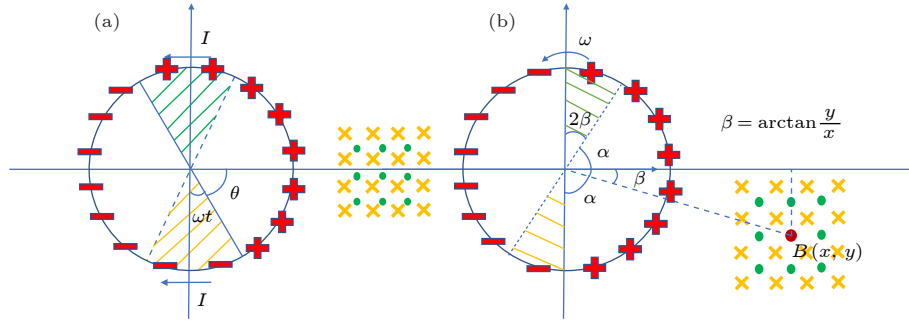


图4 信号接收点分布于 X-Y 平面时的磁场计算示意图

Fig. 4. Schematic diagram of magnetic field calculation when signal receiving point is distributed in X-Y plane.

令 $\cos\varphi = \frac{\cos 2\beta + 1}{2}$, 并代入 (11) 式得

$$B = \frac{\mu_0 Q \omega R^2}{\pi x^2} \cos\varphi. \quad (12)$$

由 (12) 式可知, X-Y 平面中任意位置相较于 X 轴上所产生的磁场的磁感应强度仅仅增加了初始相位角 ϕ , 且在 X 轴上初始相位角 $\phi = 0$.

由 (7) 式、(10) 式及 (12) 式可知, X-Y 平面中任意位置, 任意时刻的磁感应强度计算公式如下:

$$B = \frac{\mu_0 Q \omega R^2}{\pi D^2} \cos(\omega t + \varphi), \quad (13)$$

其中

$$\beta = \arctan\left(\frac{y}{x}\right), \quad (14)$$

$$\varphi = \arccos\left(\frac{\cos 2\beta + 1}{2}\right). \quad (15)$$

由 (13) 式可知, 当忽略天线尺寸影响时, X-Y 平面中任意点的磁感应强度矢量模随时间均按余弦函数规律变化, 且到原点距离 D 相同点的磁感应强度模的最大值是相同的. 因此易知 X-Y 平面中等值线的法线方向即为 x 轴方向.

综上所述, 研究磁感应强度模随距离 D 的变化可简化为磁感应强度模随 x 轴上点横坐标的变化.

2.2.2 圆筒式天线的三维磁场传播模型

对平面圆环产生的磁场在高度上积分 (图 5), 即可得到三维圆筒式天线的磁场传播模型, 下面分别讨论忽略发射天线尺寸和考虑发射天线尺寸时的磁场传播模型.

当忽略发射天线尺寸时, 对于空间中任意信号接收点 $P(x, y, z)$, 由 (5)–(7) 式可知:

$$D = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad (16)$$

$$\mathbf{v} = (\omega R \sin\theta, \omega R \cos\theta, 0), \quad (17)$$

$$\mathbf{l} = \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right), \quad (18)$$

$$\mathbf{v} \times \mathbf{l}$$

$$= \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \omega R \sin\theta & \omega R \cos\theta & 0 \\ \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} & \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} & \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \end{vmatrix}$$

$$= \left(\frac{\omega z R \cos\theta}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{-\omega z R \sin\theta}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{\omega y R \sin\theta}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{\omega x R \cos\theta}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right), \quad (19)$$

$$B = |\mathbf{B}| = \left| 2 \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\mu_0 \sigma}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{l}}{D^2} R d\theta \right|$$

$$= \left| \frac{\mu_0 \sigma H R}{2\pi D^2} \int_{-\frac{\pi}{2} + \omega t}^{\frac{\pi}{2} - \omega t} \mathbf{v} \times \mathbf{l} d\theta \right|, \quad (20)$$

其中 H 为圆筒高度, σ 为圆筒外表面电荷密度, R 为圆筒半径.

当考虑发射天线尺寸时, 对于空间中任意信号接收点 $P(x, y, z)$, 由 (5) 式、(6) 式及 (9) 式可知:

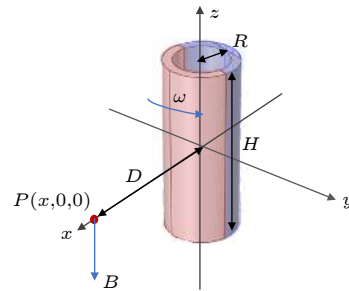


图5 圆筒式天线所产生的磁场计算示意图

Fig. 5. Calculation diagram of magnetic field generated by cylindrical antenna.

$$D = \sqrt{(x - R\cos\theta)^2 + (y - R\sin\theta)^2 + (z - h)^2}, \quad (21)$$

$$\mathbf{v} = (\omega R \sin\theta, \omega R \cos\theta, 0), \quad (22)$$

$$\mathbf{l} = \left(\frac{x - R\cos\theta}{D}, \frac{y - R\sin\theta}{D}, \frac{z - h}{D} \right), \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \times \mathbf{l} &= \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \omega R \sin\theta & \omega R \cos\theta & 0 \\ \frac{x - R\cos\theta}{D} & \frac{y - R\sin\theta}{D} & \frac{z - h}{D} \end{vmatrix} \\ &= \left(\frac{\omega(z - h)R \cos\theta}{D}, \frac{-\omega(z - h)R \sin\theta}{D}, \right. \\ &\quad \left. \frac{\omega(y - R\sin\theta)R \sin\theta}{D} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\omega(x - R\cos\theta)R \cos\theta}{D} \right), \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B = |\mathbf{B}| &= \left| \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\mu_0 \sigma \mathbf{v} \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} R d\theta \right| \\ &\quad + \left| \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \int_{\frac{3\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\mu_0 \sigma \mathbf{v} \times \mathbf{l}}{4\pi D^2} R d\theta \right| \\ &= \frac{\mu_0 \sigma R}{4\pi} \left| \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \left(\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{l}}{D^2} d\theta + \int_{\frac{3\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{l}}{D^2} d\theta \right) \right|. \quad (25) \end{aligned}$$

由 (19) 式、(20) 式、(24) 式及 (25) 式可以发现, 当 z 坐标为 0 (即信号接收点在 X - Y 平面上时), 磁感应强度矢量中的 X 方向与 Y 方向上的分量均为 0, 磁感应强度的模值即为对应 Z 方向上的分量大小. 因此, 讨论信号接收点位于 X - Y 平面内时有利于简化问题, 降低计算量. 而根据以上对二维情况的讨论, 发现信号接收点位于 X 轴上不同位置时磁感应强度模值的最值的变化规律, 与空间中任意一点磁感应强度模值的最值随距离 D (垂直于等值面) 的变化规律相同, 因此可以通过讨论信号接收点位于 X 轴上不同位置时磁感应强度模最大值的变化规律进一步简化问题.

3 基于机械天线解析模型的结果分析

3.1 机械天线的参数选择

由于研究对象是用于低频段电磁波发射, 且电磁波频率与天线转速有关, 取 $\omega = 100 \text{ rad/s}$, 即 15.92 Hz .

驻极体材料目前充电量达 10^{-2} — 10^{-4} C/m^2 [24],

假设圆筒支撑结构的表面紧密贴合所选用的驻极体薄膜, 即圆筒的表面电荷密度等于驻极体表面电荷密度, 由于不同类型的驻极体材料带电极性不同, 且需考虑到驻极体工作在恶劣环境 (如高湿度、机械作用等) 下的稳定性, 无法长时间保持最大充电量, 所以本文选取表面电荷密度为 $\sigma = 10^{-4} \text{ C/m}^2$. 磁导率 μ_0 在空气中可以近似认为与真空相等, 因此取磁导率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$.

由于天线小型化的要求, 令圆筒半径 R , 高度 H 在 0—1 m 范围内取值. 而对于双圆筒内径, 令其为外径的一半.

3.2 磁感应强度与计算磁场点到圆筒外径距离关系的探究

当天线结构为单圆筒时, 固定天线高度 H 为 0.1 m, 分别设天线半径 $R = 0.55$ 和 1 m, 接收点处的磁感应强度如图 6 所示.

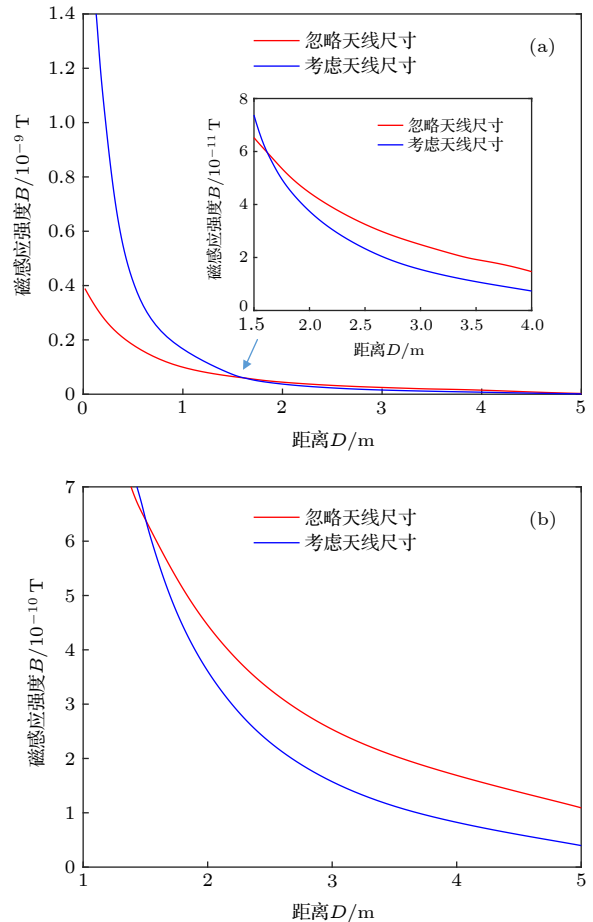


图 6 磁感应强度 B 随距离 D 变化 (单圆筒) (a) $R = 0.55 \text{ m}$, $H = 0.1 \text{ m}$; (b) $R = 1 \text{ m}$, $H = 1 \text{ m}$

Fig. 6. Change of magnetic induction intensity B with distance D (single cylinder): (a) $R = 0.55 \text{ m}$, $H = 0.1 \text{ m}$; (b) $R = 1 \text{ m}$, $H = 1 \text{ m}$.

由图 6 可见, 随着接收点到天线表面距离 D 的增加, 考虑天线尺寸和忽略天线尺寸两种方法计算出的磁感应强度误差总体上越来越小. 这表明当距离较远时, 可以使用忽略天线尺寸的磁场传播模型 ((16) 式) 代替考虑天线尺寸的磁场传播模型 ((21) 式) 进行建模, 以牺牲一定精度为代价换取计算速度的提升.

当 $R = 1$ m 时, 可以发现随距离 D 增加, 两种方法计算的磁感应强度之间的误差会先减小后增大, 明显地出现一个转折点, 最后一直保持一个较稳定的范围 (见图 6(b)). 误差在交点之前不断

减小, 在交点处达到最小, 之后逐渐增大直至保持较稳定的范围内.

因此, 为了得到更加准确和详细的误差 E 与距离 D 关系, 需要进一步研究了不同参数和不同天线结构参数下的模型误差与距离 D 的关系.

3.3 两种磁场传播模型产生误差与距离关系的探究

图 7 给出了磁场传播模型误差 E 在不同天线结构中随距离 D 的变化. 不同天线结构仅对产生误差的大小有所影响, 并不影响误差变化的趋势.

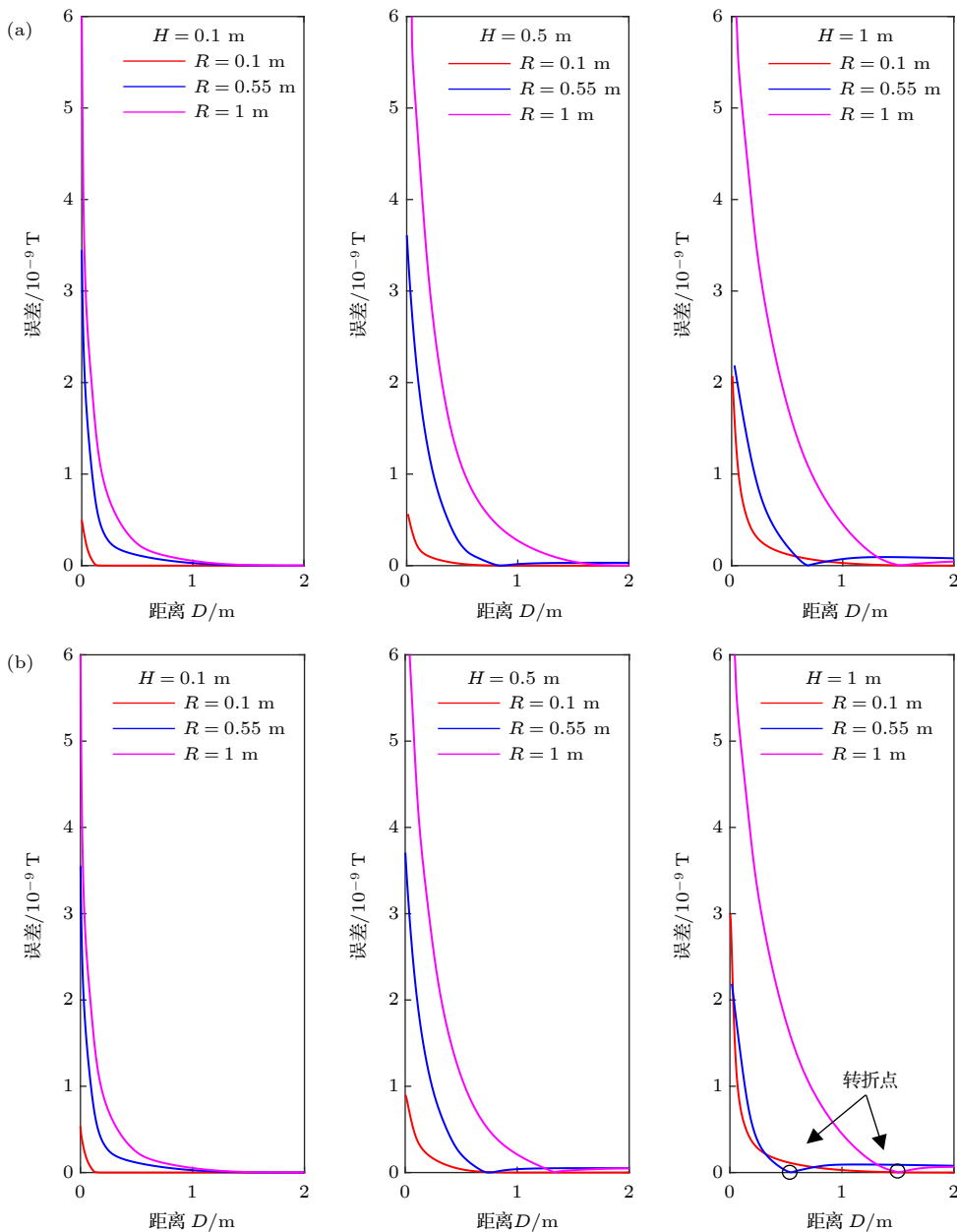


图 7 误差 E 随距离 D 的变化 (a) 单层圆筒结构; (b) 双层圆筒结构

Fig. 7. Variation of error E with distance D : (a) Single cylinder; (b) double cylinder.

以单圆筒时 $H = 0.5 \text{ m}$ 情况为例, 比较半径 R 对误差 E 的影响 (见图 7(a) 的中间子图). 在相同高度 H 和相同距离 D 下, 半径 R 越大的天线, 两种模型的误差越大. 而对于相同半径 R 和相同距离 D 下, 高度 H 越大的天线, 两种模型产生的误差也越大. 因此当天线的尺寸较大, 且信号接收点又较近时, 必须考虑天线自身尺寸带来的影响, 否则会带来较大误差.

当天线尺寸较大时两种方法的误差曲线会出现转折点. 从图 7 可发现, 当天线尺寸越大时, 误差会越明显地出现一个转折点, 且双层圆筒结构比单层圆筒结构现象更加明显. 同时, 通过转折点不久后误差一直保持一个较稳定的范围. 这一点可以从图 6 及 (16) 式和 (21) 式中得到解释. 当距离较近时, 考虑天线尺寸的模型得出的磁感应强度大于未考虑天线尺寸的模型, 而当距离较远时, 情况却相反. 因此误差会出现一个转折点, 且此转折点大致与圆筒外径相等. 当高度与半径比值适中时两者产生误差保持在相对稳定的较小范围内, 可以忽略. 因此在图 6 中的交点后、图 7 中的转折点后找到一个临界点, 可以使用忽略天线尺寸的方法计算接收点处的磁感应强度, 即可在不损失精度的情况下同时提升计算速度. 除此之外, 通过以上讨论, 可以在此区间找到使误差满足精度要求的临界点, 并定义其为可使用忽略天线尺寸的模型进行磁感应强度计算的阈值.

3.4 两种磁场传播模型产生误差与高宽比关系的探究

由 3.3 节的讨论可以发现, 圆筒形天线的高宽比对误差的影响很大, 因此本节探究不同高宽比对距天线表面距离相同点处误差的影响. 控制信号接收点距天线表面距离 D 恒为 5.5 m , 比较圆筒形天线高宽比为 $0.1\text{--}10$ 时是否考虑天线尺寸引起的误差大小, 结果如图 8 所示.

从图 8 不难看出, 双圆筒与单圆筒产生的误差变化规律相同. 图 8(a) 中单圆筒在高宽比为 0.65 附近达到峰值, 图 8(b) 中双圆筒在高宽比在 0.7 附近达到峰值. 当高宽比在 $0.1\text{--}0.65$ 之间时, 随高宽比增加误差迅速增长, 当高宽比大于 2 之后随高宽比增长误差缓慢减小. 且随高宽比的增大, 在同一信号接收点产生的磁感应强度逐渐减小.

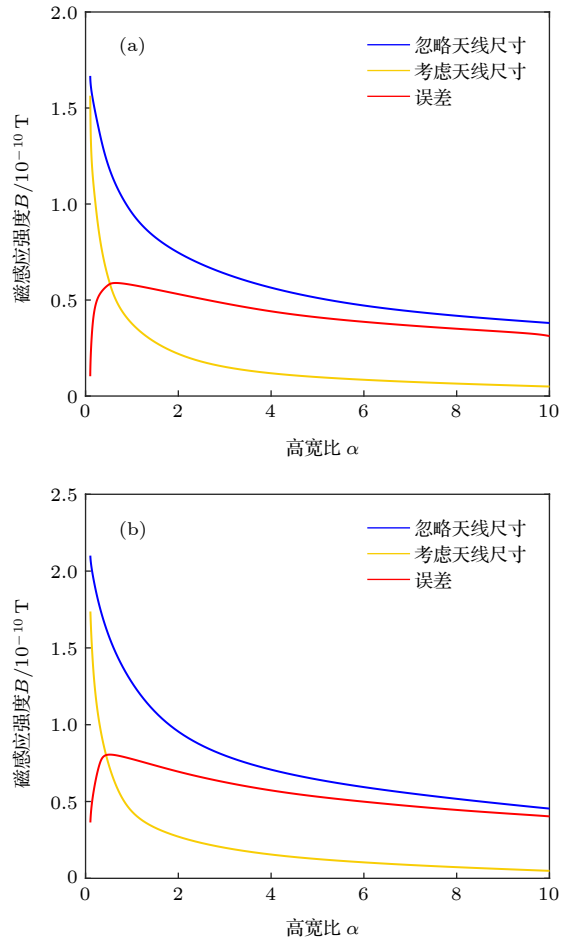


图 8 同一信号接收点处磁感应强度及误差与高宽比关系 (a) 单层圆筒结构; (b) 双层圆筒结构

Fig. 8. Relationship of magnetic induction intensity and error to ratio at the same signal receiving point: (a) Single cylinder; (b) double cylinder.

由此可知, 当信号接收点与天线距离较近时, 不同高宽比圆筒形天线计算磁感应强度时忽略天线尺寸带来的误差存在峰值, 当高宽比在 $0.1\text{--}0.2$ 之间时可获得较小误差. 因此, 圆筒形天线的高宽比对误差影响很大, 在设计时需要加以注意.

为了进一步探究高宽比对不同信号接收点处误差的影响, 控制信号接收点距天线表面距离 D 恒为 $5.5, 10, 50 \text{ m}$, 比较高宽比在 $0.1\text{--}10$ 时产生误差大小, 结果如图 9 所示.

对比图 9(a)—(c) 可以发现, 信号接收点距天线越远, 误差的峰值就越不明显, 甚至消失, 此时可认为在远距离的信号接收点处的误差随高宽比增大而减小, 且此时误差减小与具有较大高宽比天线在远处产生磁场较小有关, 可从图 8 中得到解释.

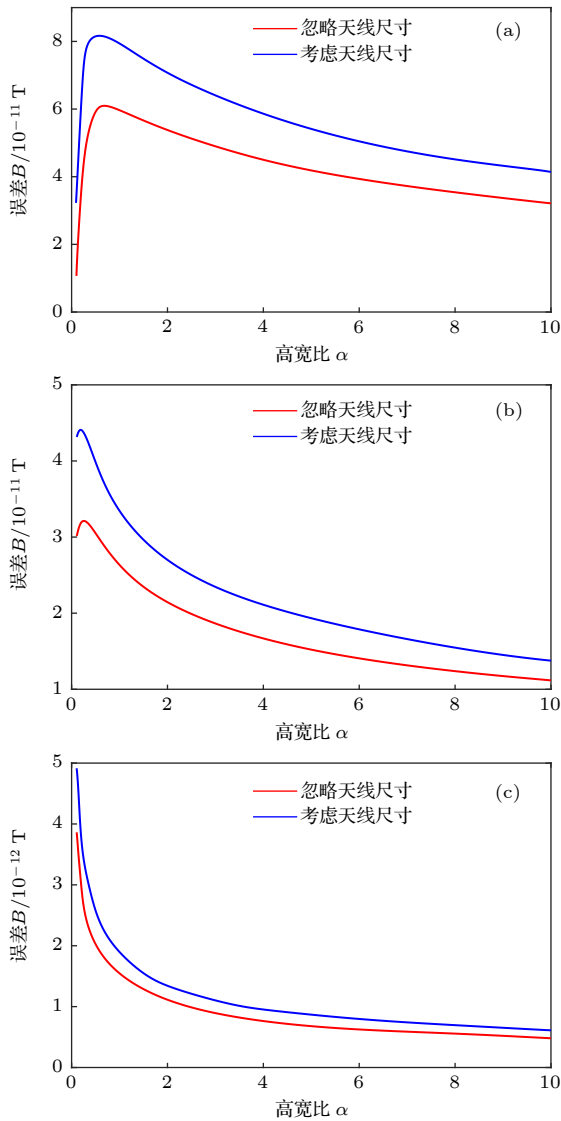


图9 不同距离信号接收点处误差与高宽比关系 (a) $D = 5.5$ m; (b) $D = 10$ m; (c) $D = 50$ m

Fig. 9. Relation between error and ratio at signal receiving points of different distance: (a) $D = 5.5$ m; (b) $D = 10$ m; (c) $D = 50$ m.

4 结 论

本文针对传统低频通信天线尺寸和功耗较大的问题,设计了一种基于驻极体式机械天线,并基于该结构,建立了机械天线磁场传播的两种解析模型并进行了对比,同时研究了该机械天线尺寸、形状等相关参数对天线通信性能的影响.从分析结果来看,随着距离增加,忽略天线尺寸和考虑天线尺寸两种解析模型计算出磁感应强度的误差先减小后增大直至稳定.尽管随着距离增加,两种解析模型的误差会保持在一定范围内,但如果在机械天线

的半径和高度之间相差较大(高宽比很大),计算时为保证精度则无法忽略天线尺寸所带来的影响.因此在设计天线尺寸时应该保持半径与高度的匹配,矮粗的天线设计较佳.同时,建模时需要根据机械天线的实际情况选择正确的磁场解析模型,在尽可能减小精度损失的同时提高计算速度.

参考文献

- [1] Tao W, Chen D D, He N N 2015 *Communication Technology* **48** 375 (in Chinese) [陶雯, 陈鼎鼎, 何宁宁 2015 *通信技术* **48** 375]
- [2] Lu J X 2002 *Modern Military Communication* **10** 28 (in Chinese) [陆建勋 2002 *现代军事通信* **10** 28]
- [3] Mark A K, Matt F, Andy H, Erik J, Matthew T W, Michael K, Robert S 2019 *Nat. Commun.* **10** 1715
- [4] Valter P, Alessio D A, Marco D, Guido D A, Antonio M, Paolo C 2015 *IEEE Trans. Ind. Electron.* **63** 2457
- [5] Bickford J A, McNabb R S, Ward P A, Freeman D K, Weinberg M S 2017 *Proceedings of IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting San Diego, CA, USA, July 9-14, 2017* p1475
- [6] Wang C, Cui Y, Wei M S 2019 *Proceedings of IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radio Science Meeting Atlanta, GA, USA, July 7-12, 2019* p1383
- [7] Cui Y, Wang C, Song X 2020 *Acta Automatica Sinica* **45** DOI: 10.16383/j.aas.c190678 (in Chinese) [崔勇, 王琛, 宋晓 2020 *自动化学报* **45** DOI: 10.16383/j.aas.c190678]
- [8] Zhang D J 2019 *M. S. Thesis* (Xi'an: Xi'an University of Technology) (in Chinese) [张多加 2019 硕士学位论文 (西安: 西安科技大学)]
- [9] Bickford J A, Duwel A E, Weinberg M S, et al. 2019 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **67** 2209
- [10] Madanayake A, Choi S, Tarek M, Dharmasena S, Mandal S, Glickstein J, Schirlioglu A 2017 *Proceedings of Moratuwa Engineering Research Conference (MERCon) Moratuwa, Sri Lanka, May 29-31, 2017* p230
- [11] Wang Z, Cao Z, Yang F 2018 *AIP Adv.* **8** 025325
- [12] Shi W, Zhou Q, Liu B 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 188401 (in Chinese) [施伟, 周强, 刘斌 2019 *物理学报* **68** 188401]
- [13] Prasad M N S, Huang Y, Wang Y E 2017 *Proceedings of the International Union of Radio Science (URSI GASS) Montreal, QC, Canada, August 19-26, 2017* p1
- [14] Prasad M N S, Selvin S, Tok R U, Huang Y K, Wang Y X 2018 *Proceedings of 2018 IEEE Radio and Wireless Symposium (RWS) Anaheim, CA, USA, January 15-18, 2018* p171
- [15] Gong S, Liu Y, Liu Y 2018 *Prog. Electromagn. Res. M* **72** 125
- [16] Zhou Q, Yao F Q, Shi W, Hao Z Y, Zheng H, Liu B, He P F 2020 *Scientia Sinica Technologica* **50** 69 (in Chinese) [周强, 姚富强, 施伟, 郝振洋, 郑欢, 刘斌, 何攀峰 2020 *中国科学: 技术科学* **50** 69]
- [17] Zhang L C, Chen G J, Xiao H M, Cai B X, Huang H, Wu L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 237701 (in Chinese) [张林成, 陈钢进, 肖慧明, 蔡本晓, 黄华, 吴玲 2015 *物理学报* **64** 237701]
- [18] Chen G J, Rao C P, Xiao H M, Huang H, Zhao Y H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 237702 (in Chinese) [陈钢进, 饶成平, 肖慧

- 明, 黄华, 赵延海 2015 物理学报 **64** 237702]
- [19] Wu N, Cheng X, Zhong Q, Zhong J, Li W, Wang B, Hu B, Zhou J 2015 *Adv. Funct. Mater.* **25** 4788
- [20] Zhong J, Zhong Q, Chen G, Hu B, Zhao S, Li X, Wu N, Li W, Yu H, Zhou J 2016 *Energy Environ. Sci.* **9** 3085
- [21] Chu Y, Zhong J, Liu H 2018 *Adv. Funct. Mater.* **28** 1803413
- [22] Xiao H M, Chen G J, Chen X M, Chen Z 2017 *Sci. Rep.* **7** 8443
- [23] Chen G J, Lei M F, Xiao H M, Wu L 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 127702
- [24] Xia Z F 2001 *Electrets* (Beijing: Science Press) pp1, 2 (in Chinese) [夏钟福 2001 驻极体 (北京: 科学出版社) 第1, 2页]

Magnetic field propagation model of low frequency/very low communication based on mechanical antenna of electret*

Wang Chen Cui Yong Song Xiao[†] Yuan Hai-Wen

(School of Automation Science and Electrical Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

(Received 29 February 2020; revised manuscript received 30 April 2020)

Abstract

Because of its stable propagation characteristics and small attenuation in the medium, low-frequency (LF) electromagnetic wave can penetrate into the sea and underground with small loss. Although its transmission bandwidth is narrow, which limits its application range, it has irreplaceable wide applications in long-distance navigation, communication and frequency release, especially in underwater communication. Therefore, the study of low frequency/very low frequency (LF/VLF) propagation is of great theoretical and military value. In the LF/VLF communication systems, the transmitting antenna is an extremely important part, and its performance has an important influence on the whole system. However, the wavelength of the LF electromagnetic wave is very long. In order to obtain the ideal radiation effect, the traditional method needs a huge transmitting antenna system, which is too large in size and power consumption. Therefore, it will be a disruptive innovation in the field to realize a technology that can significantly reduce the size the existing LF/VLF information network communication system.

In view of this, in this paper we propose a kind of LF/VLF signal transmitting antenna in which an excitation device is used to drive the polarization charge of the electret to move mechanically. By accelerating the charge to form a conductive alternating electromagnetic field which can generate and radiate electromagnetic wave, under the excitation of the wave source, it carries the energy and information in the form of energy flow and propagates in a certain medium. Then, through using the magnetic field receiving system to measure the magnetic field vector in the electromagnetic wave, the effective LF/VLF signal can be obtained, thus achieving the high electromagnetic wave effective radiation which overturns the restriction that the antenna size needs to be comparable to the wave length of the radiation signal in the traditional LF navigation communication system. At the same time, an analytical model of magnetic field propagation is established based on this structure, and the influence of antenna size, shape and other relevant parameters on the performance of antenna communication are studied as well. In order to reduce the loss of accuracy and improve the calculation speed, it is necessary to choose the correct analytical model and the appropriate parameters of magnetic field generated by the mechanical antenna according to the actual situation. The research work is of great significance for designing and optimizing mechanical antennas.

Keywords: low-frequency communication, mechanical antenna, electret, theoretical modeling

PACS: 84.40.Ba, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.69.20200314

* Project supported by the “13th Five Year Plan” Military Commission Equipment Development Pre-research Field Fund, China (Grant No. 61405180302), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51707006), and the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 4192033).

† Corresponding author. E-mail: songxiao@buaa.edu.cn