

文章编号: 2095-4980(2016)04-0567-07

电小线圈近场分析

杨洪潺, 聂在平, 宗显政, 杨 鹏

(电子科技大学 电子工程学院, 四川 成都 610054)

摘 要: 天线的近场分析在近场通信(NFC)、电磁兼容(EMC)、阵列天线设计等领域越来越受到关注。准确高效的近场分析方法对于近场的分布控制和引导机制等有着重要的作用。本文针对典型天线磁偶极子(电小线圈)的近场进行了初步的理论研究, 主要分析了磁偶极子的近场平均能量密度分布、有功功率和无功功率的关系和分布。并通过磁偶极子的场分量计算平均坡印廷矢量, 从而定性分析了线圈“储能”和“辐射能量”的关系, 同时根据平均坡印廷矢量给出了电小线圈的近场“储能”中能量流动的物理图像。本文还计算了磁偶极子的平均电场能量密度和平均磁场能量密度, 并进一步分析了二者的分布以及比较了二者的大小关系。

关键词: 电小线圈; 近场; 有功功率; 无功功率; 平均坡印廷矢量; 储能

中图分类号: TN99

文献标识码: A

doi: 10.11805/TKYDA201604.0567

Near field analysis of electrically small loop

YANG Hongchan, NIE Zaiping, ZONG Xianzheng, YANG Peng

(School of Electronic Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu Sichuan 610054, China)

Abstract: The near field analysis of antennas is necessary in the Near Field Communication(NFC), Electromagnetic Compatibility(EMC), array antenna design and so on. Accurate and efficient method of near field analysis plays an important role in the distribution control and the leading mechanism of the near field. In view of the typical magnetic dipole antenna(electrically small loop) for near field theory research, the near field energy distribution, active power(radiation power) distribution and reactive power(non-radiation power) distribution are analyzed. The average Poynting vector could be calculated through the magnetic dipole field component and then the relation between the stored energy and the radiation energy can be qualitatively analyzed. At the same time, the small electric loop near field stored energy flow in the physical image is given. The average electric field energy density and the average magnetic energy density are also calculated and compared.

Key words: electrically small loop; near field; active power; reactive power; average Poynting vector; stored energy

天线的辐射是一种动态平衡的过程, 当给天线馈电并建立起辐射机制之后, 天线的近场是动态平衡的, 它包含辐射的能量和非辐射的能量。从理论上讲(不考虑任何反射、损耗, 认为天线的效率为 100%), 天线在辐射时, 它的远场辐射功率和馈源提供的功率是相等的。所以可以理解为天线在辐射过程中, 近场几乎不辐射能量, 主要是“存储”能量, 而随着距离的增加, “储能”越来越弱, 主要都是辐射的能量。在工程应用上, 天线近场应用的领域越来越广泛, 如射频识别(Radio Frequency Identification, RFID)^[1-4]、磁耦合无线输能^[5-6]、近场测量、近场测距等。这些技术大部分基于线圈的近场应用, 如场的均匀分布特性、线圈的磁耦合谐振特性等。

目前, 近场研究为国内外的研究热点。如在近场的分析和计算方面, 密西西比大学的 Said M. Mikki 等学者提出将近场划分为凋落波和传播波两部分^[7-9], 然后通过用混合的 Wilcox-Weyl 展开式对这两部分的场分别进行了描述, 最终提出了从远场信息来分析近场结构的构想, 为天线近场理论提出了新的研究思路。对于国内研究而言, 比如国民技术股份有限公司在 2009 年推出的限域通信(Range Controlled Communication, RCC)技术, 该技术成功应用于 2010 年上海世界博览会。它把工作点在低频的小线圈集成到 SIM 卡里面, 有效增大了空间利用

收稿日期: 2015-05-05; 修回日期: 2015-06-26

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61231001); 国家自然科学基金资助项目(61401063)

率, 并利用电小线圈产生的凋落波(近场分量)来控制用户认证距离, 当达到一定距离时方可验证用户信息, 然后通过验证即可利用蓝牙的 2.4 GHz 信号进行数据传输, 而此时的距离又将大于之前的认证距离。该技术的优势是电小线圈的凋落波范围极小, 从而认证距离很小, 当通过认证后数据交换距离又较大, 因此该技术既方便用户进行数据传输, 也不会出现非法人员窃取用户信息的情况。

再者, 从目前对于天线的场域划分来讲, 对于一般天线, 认为大于 20λ 为远区场; 对于抛物面天线或者口径较大的天线, 认为大于 $2D^2/\lambda$ (其中, D 为天线最大几何尺寸) 为远区场; 而对于电小天线来说, 人们一般认为大于 $\lambda/2\pi$ 为远区场。在本文中, 利用平均能量密度随距离的变化, 可以针对不同天线给出其场域的划分(文章以电小线圈为例分析), 相对来说更有针对性, 这也使得人们对于近场和远场的关系有了更深的认识。

同时, 为了加强对近场的理解及认识, 本文通过对最基本的天线(即磁偶极子)的近场分析, 包括对平均坡印廷矢量、平均能量密度的研究, 来得到近场的一些特性, 比如场的极化、相位、幅度等信息。

1 场量及坡印廷矢量的计算

1.1 电小线圈的坡印廷矢量

首先考察位于 xoy 面上的电小线圈, 线圈工作频率为 $f=1\text{ MHz}$, 线圈半径为 $a=0.48\text{ m}$ ($\lambda=300\text{ m}$, 线圈周长约为 0.01λ), 其轴线与 z 轴重合, 如图 1 所示。假设电小线圈上的电流均匀分布, 即: $I=I_0$, 可以计算得到电小线圈的场分量表达式^[10]:

$$H_\varphi = E_r = E_\theta = 0 \quad (1)$$

$$H_r = j \frac{ka^2 I_0 \cos\theta}{2r^2} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} \quad (2)$$

$$H_\theta = -\frac{(ka)^2 I_0 \sin\theta}{4r} \left[1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr} \quad (3)$$

$$E_\varphi = \eta \frac{(ka)^2 I_0 \sin\theta}{4r} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} \quad (4)$$

通过场表达式(2)~式(4)可以看到, H_θ 和 E_φ 不同相, H_r 和 E_φ 相位相差 90° , 这说明在天线的近场, 电场和磁场分量之间不再和远场一样, 它们并不满足同相的关系。所以, 需要进一步讨论场分量各项之间的关系, 以及平均能流密度在近场的特性。

通过场分量表达式可以计算出平均坡印廷矢量:

$$S_r = \frac{1}{2} (-E_\varphi) \cdot H_\theta^* = \eta \frac{(ka)^4}{32} |I_0|^2 \frac{\sin^2\theta}{r^2} \left[1 + j \frac{1}{(kr)^3} \right] \quad (5)$$

$$S_\theta = \frac{1}{2} E_\varphi \cdot H_r^* = j\eta \frac{k^3 a^4}{16} |I_0|^2 \frac{\sin\theta \cos\theta}{r^3} \left[-1 - \frac{1}{(kr)^2} \right] \quad (6)$$

从式(5)、式(6)可以看出, S_r 是复数, 它的实部表示辐射的平均能流密度, 而虚部表示非辐射的平均能流密度。在电路中, 复功率的虚部表示了电感或电容的储能情况, 而其“正”、“负”代表了感性或容性。比如电感, 它的电流相位超前于电压相位 90° 。所以类似的, 对于此处计算的 S_r 来说, 虚部为“正”代表了磁场相位超前于电场相位 90° , 所以说明电小线圈呈感性(参考方向为 r 方向)。而 S_θ 是纯虚数, 它只表示非辐射的平均能流密度。并且, S_r 和 S_θ 都反映了天线的储能情况。从大小上来讲, S_r 在 $\theta=0$ 时为 0, 在 $\theta=90^\circ$ 时最大, 而 S_θ 在 $\theta=0$ 和 $\theta=90^\circ$ 时都为 0。

对于场分量特性来说, 通过 H_θ 与 E_φ 得到 S_r 可知, H_θ 的第 1 项是辐射项, 第 3 项是“谐振项”(即电场和磁场相位差 90° 的项), 而第 2 项对于平均能流密度来说没有贡献。 H_r 的 2 项皆为“谐振项”。

把式(2)、式(3)改写成幅度乘以相位的形式:

$$H_r = \frac{ka^2 I_0 \cos\theta}{2r^2} \sqrt{1 + \left(\frac{1}{kr}\right)^2} e^{j[\arctan(kr) - kr]} \quad (7)$$

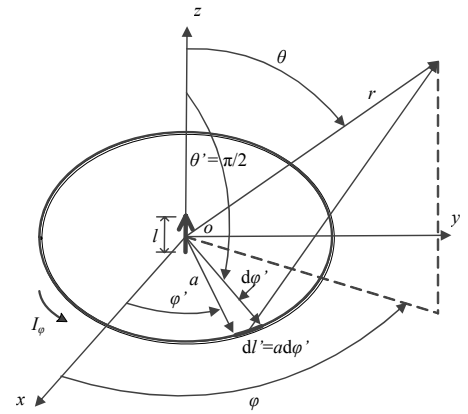


Fig.1 Electrically small loop
图 1 电小线圈

$$H_{\theta} = -\frac{(ka)^2 I_0 \sin \theta}{4r} \sqrt{\left[1 - \left(\frac{1}{kr}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{1}{kr}\right)^2} e^{j\left\{\arctan\left[\frac{-kr}{(kr)^2 - 1}\right] - kr\right\}} \quad (8)$$

$$H_{\theta(\text{Radiation})} = -\frac{(ka)^2 I_0 \sin \theta}{4r} e^{-jkr} \quad (9)$$

$$H_{\theta(\text{Resonance})} = \frac{a^2 I_0 \sin \theta}{4r^3} e^{-jkr} \quad (10)$$

从式(7)~式(10)(都未考虑时间因子 $e^{j\omega t}$)可以看出场分量的空间相位变化。式(7)、式(8)反映了 H_r 和 H_{θ} 沿传播方向(即沿 r 方向)的空间相位因子不是 e^{-jkr} 。但是, 如果只考虑 H_{θ} 的辐射项和“谐振”项, 即如式(9)、式(10)所示, 二者的空间相位因子就都为 e^{-jkr} 。然后通过式(5)、式(6)可知, 平均坡印廷矢量 S_{θ} 沿传播方向的空间相位因子不是 e^{-jkr} , 而 S_r 的实部和虚部分别满足沿传播方向的空间相位因子为 e^{-jkr} 。

1.2 复功率的讨论

由于平均坡印廷矢量为复数, 所以需要讨论复功率。设电场和磁场的瞬时值分别为^[11]:

$$\mathbf{E} = E_0(r) \cos(\omega t + \varphi_e) \quad (11)$$

$$\mathbf{H} = H_0(r) \cos(\omega t + \varphi_h) \quad (12)$$

通过电场和磁场计算得到的平均坡印廷矢量为:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^* = S_{\text{Radiation}} + S_{\text{non-Radiation}} = \frac{1}{2} E_0(r) H_0^*(r) [\cos(\varphi_e - \varphi_h) + j \sin(\varphi_e - \varphi_h)] \quad (13)$$

其中, 实部表示辐射的平均能流密度, 虚部表示非辐射的平均能流密度。

从瞬时坡印廷矢量 $\mathbf{S}(t) = \mathbf{E} \cdot \mathbf{H}$ 来看, 电场和磁场同相, 即 $\varphi_e = \varphi_h$, 则产生辐射分量:

$$\mathbf{S}(t)_{\text{Radiation}} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{H} \cos^2(\omega t + \varphi_e) \quad (14)$$

而电场和磁场相位差为 90° , 即 $\varphi_e = \varphi_h + \frac{\pi}{2}$, 则产生非辐射分量:

$$\mathbf{S}(t)_{\text{non-Radiation}} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{H} \cos(\omega t + \varphi_e) \sin(\omega t + \varphi_e) \quad (15)$$

$\mathbf{S}(t)_{\text{Radiation}}$ 对应有功功率, $\mathbf{S}(t)_{\text{non-Radiation}}$ 对应无功功率, 二者波形如图 2 所示(忽略具体幅度, 令 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{H} = 1$)。

从图 2 可以看出, 非辐射的瞬时能流密度(即无功功率瞬时值)存在负数, 而此处“正”、“负”代表的是能流的方向, 所以, 复功率的虚部为“负”时代表功率流向与“正”相反, 故虚部代表的非辐射能量是“来回流动”或“来回振荡”的。而辐射的平均能流密度都为“正”, 说明能流方向固定, 不会反向。

图 3 描述了近场球面上非辐射的能流密度的分布和随时间的变化情况。图中箭头方向代表能流方向, 从图中可以看到, 在 $t = T/4$ 时刻, 能流的方向和时刻相反, 所以其周期为 $T/2$ 。对于 S_{θ} 来说, 它沿 r 方向幅度会衰减, 并且注意到 $d_1 \neq d_2 \neq \lambda/4$ (d_1, d_2 分别为图中所示球面之间的间距)。这 2 个球面上的场点满足在同一时刻和同一 θ 情况下, S_{θ} 反向, 这说明在同一时刻沿 r 方向, 能流反向的空间间隔不为 $\lambda/4$, 这是因为第 1 节提到的它沿 r 方向上的空间相位因子不是 e^{-jkr} 。而对于 S_r 来说, 它的幅度沿 r 方向衰减, 并且空间相位因子是 e^{-jkr} , 所以在 r 方向相距 $\lambda/4$ 的点, 能流方向相反。而对于辐射能量来说, 电场和磁场同相, 能量沿 r 方向向外传播, 全部辐射, 并且空间相位因子为 e^{-jkr} 。

通过对场分量取实部求瞬时值, 然后利用瞬时场分量求出瞬时坡印廷矢量, 得到了近场的能流图像(不考虑辐射功率), 如图 4 所示。它描述了 $t = 0$ 时刻 xoz 面上近场的能量流动, 其大小可由式(5)、式(6)得到。从图 4 中可以看到与图 3 描述的相同, 能流会在间隔一定距离时反向。

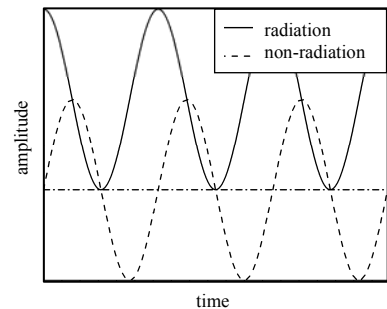


Fig.2 Graph of radiation power and non-radiation power
图 2 有功功率和无功率示意图

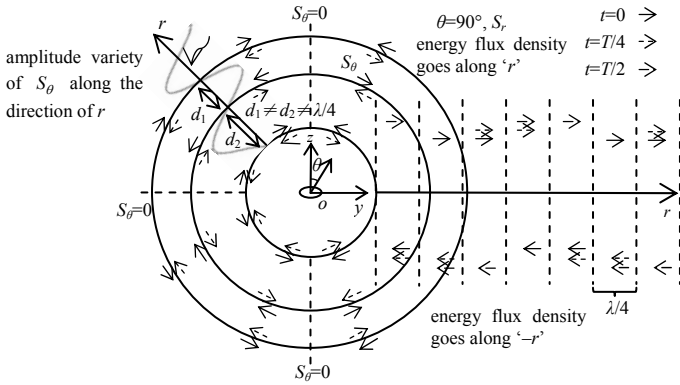


Fig.3 Distribution and variety of $\text{Im}(S_r)$ and $\text{Im}(S_\theta)$ on the spherical surface of near field

图 3 近场球面上 $\text{Im}(S_r)$ 和 $\text{Im}(S_\theta)$ 的分布和变化(线圈实际位于面, 此处仅为图像直观表达是线圈而非其他天线)

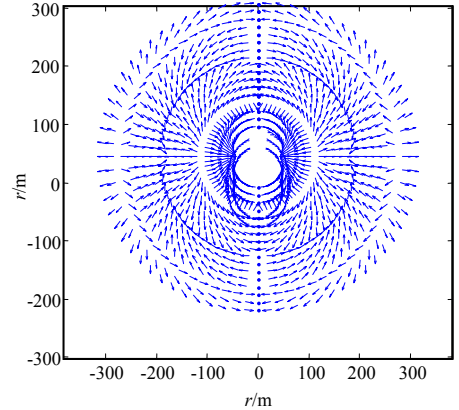


Fig.4 Energy flux density at $t=0$ on plane xoz ($r=0-\lambda$)
图 4 $t=0$ 时 xoz 面上($r=0-\lambda$)非辐射能流流动

1.3 无功功率和有功功率的比例关系

因为平均能流密度等价于平均功率流密度, 所以式(5)的实部和虚部也可以表示平均功率流密度。因此, 利用平均功率来考察 r 方向上的有功功率和无功功率的比例关系。

设 Ω 表示所取包含天线的近场球面, 则式(5)的实部和虚部分别计算出的平均功率及其比例如下所示:

$$P_R = \iint_{\Omega} \text{Re}(S_r) d\Omega \tag{16}$$

$$\xi_{P_R} = \frac{P_R}{\sqrt{P_R^2 + P_I^2}} \tag{17}$$

表 1 可以定性地反映, 线圈的近场主要是储能, 能量基本被束缚在近场, 平均辐射能流所占比例很小。但是随着距离的增大, 它所占的比例逐渐增大, 最终实现远场只有辐射能量。

表1 电小线圈不同近场球面上的 ξ_{P_R} (本文中 r 为球面到线圈的最近距离)

Table1 ξ_{P_R} on spherical surface of near field generated by electrically small loop (r represents the shortest distance between spherical surface and the loop)

	$r=0.001\lambda$	$r=0.01\lambda$	$r=0.05\lambda$	$r=0.1\lambda$	$r=0.2\lambda$	$r=0.3\lambda$	$r=1\lambda$	$r=20\lambda$
ξ_{P_R}	0	0	0.034	0.252	0.897	0.989	1.000	1.000

1.4 平均能量密度

通过场表达式可以得到电场平均能量密度和磁场平均能量密度以及其随 θ 和 r 的变化关系:

$$\overline{w_e} = \frac{1}{4} \epsilon E_{\text{总}} \cdot E_{\text{总}}^* = \frac{1}{4} \epsilon |E_\varphi|^2 = \epsilon \eta^2 \frac{(ka)^4 |I_0|^2 \sin^2 \theta}{64r^2} \left[1 + \frac{1}{(kr)^2} \right] \tag{18}$$

$$\overline{w_m} = \frac{1}{4} \mu H_{\text{总}} \cdot H_{\text{总}}^* = \frac{1}{4} \mu (|H_r|^2 + |H_\theta|^2) = \mu \frac{k^2 a^4 |I_0|^2 \cos^2 \theta}{16r^4} \left[1 + \frac{1}{(kr)^2} \right] + \mu \frac{(ka)^4 |I_0|^2 \sin^2 \theta}{64r^2} \left[1 - \frac{1}{(kr)^2} + \frac{1}{(kr)^4} \right] \tag{19}$$

图 5 和图 6 表明磁场能量密度在近场大于电场能量密度, 并且从图 6(c)可以知道, 当 r 很大时或者说在远场, 电场能量密度和磁场能量密度是相等的。

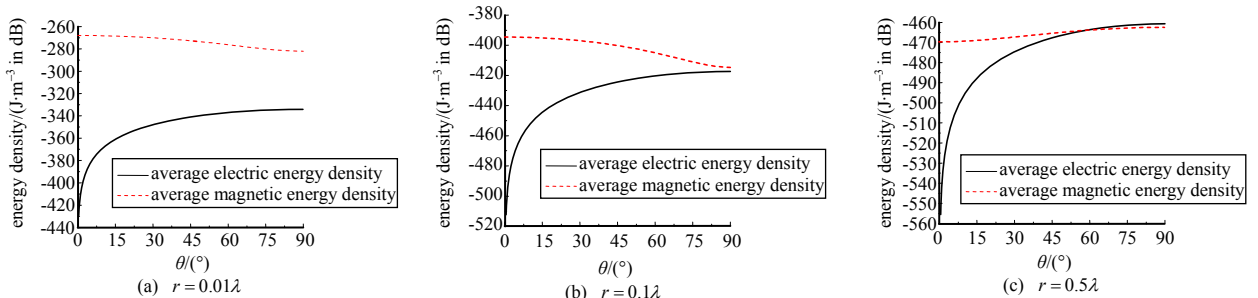


Fig.5 Energy density varies with θ from $\theta=0^\circ$ to $\theta=90^\circ$

图 5 $\theta=0 \sim 90^\circ$ 下能量密度随 θ 的变化

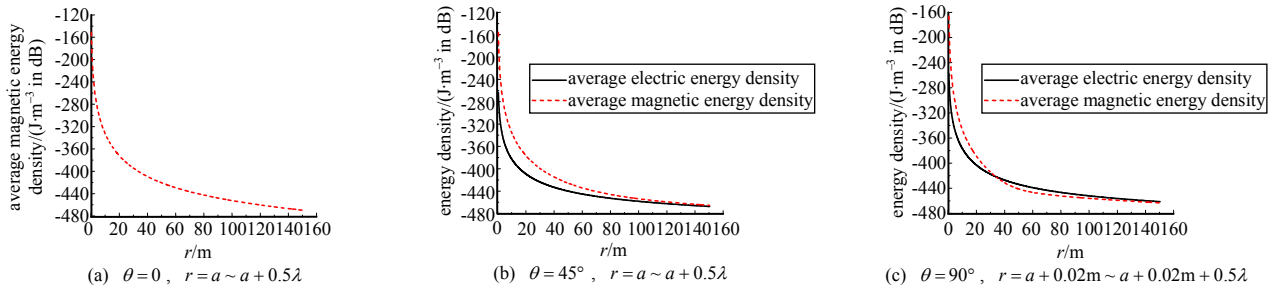


Fig.6 Energy density varies with r
图 6 能量密度随 r 的变化

1.5 电小线圈平均能流密度和平均能量密度的分布

通过平均坡印廷矢量和平均能量密度的计算，了解了储能的形式、 r 方向的平均辐射能流(即只考虑 S_r ，而不考虑 S_θ)和平均非辐射能流之间的比例以及平均磁场能量密度和平均电场能量密度在近场的关系。下面进一步分析平均辐射能流密度、平均非辐射能流密度、平均磁场能量密度以及平均电场能量密度的分布状况。

图 7 显示了 $r=0.01\lambda$ 的近场球面上平均能量密度的分布。在距离天线很近的球面上磁场能量占主要，并且分布集中在极点附近，而电场能量集中分布在赤道附近。图 8 反映了线圈电场和磁场在 xoz 面的分布，电场和远场相同，类似于“8”字分布，而磁场并不和远场相同，它的分布类似于“圆”，并且从图 8(c)可以看出，在 $\theta=0$ 的方向磁场最大。原因在于式(2)、式(3)表示了距离线圈很近的地方 H_r 占主要，而它在 $\theta=0$ 时最大。

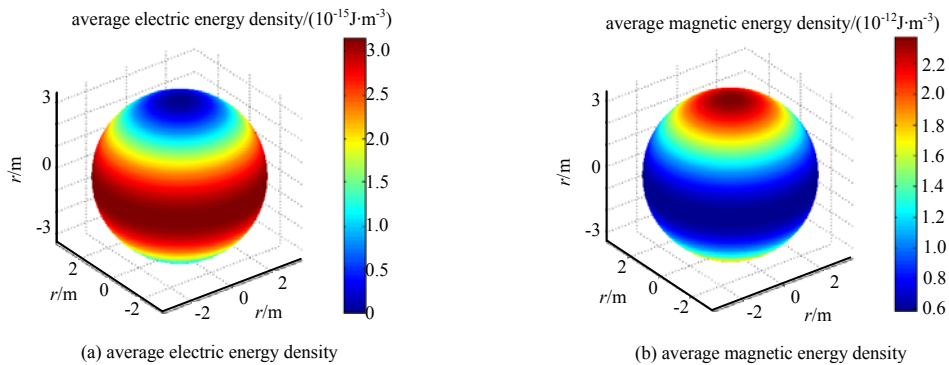


Fig.7 $r=0.1\lambda$, (a) average electric energy density and (b) average magnetic energy density on the spherical surface of the near field (Energy density on the spherical surface is about the volume. Only field points on the spherical surface are considered for their energy densities.)

图 7 $r=0.1\lambda$ 的近场球面上的平均电场能量密度(a)和平均磁场能量密度(b)(球面上的能量密度本质上是针对体积，此处只考虑球面上场点的能量密度的大小和分布)

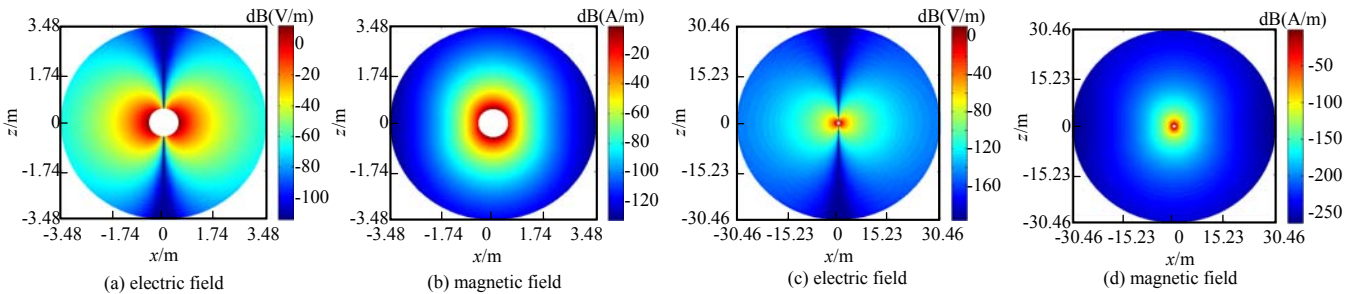


Fig.8 On the plane xoz , (a) electric field and (b) magnetic field on the loop of $r=a+0.02\text{ m} \sim a+0.02\text{ m}+0.01\lambda$, (c) electric field and (d) magnetic field on the loop of $r=a+0.02\text{ m} \sim a+0.02\text{ m}+0.1\lambda$

图 8 在 xoz 面上， $r=a+0.02\text{ m} \sim a+0.02\text{ m}+0.01\lambda$ 圆环上的电场(a)和磁场(b)， $r=a+0.02\text{ m} \sim a+0.02\text{ m}+0.1\lambda$ 圆环上的电场(c)和磁场(d)

1.6 电小线圈近场和远场的划分

利用平均能量密度积分得到电小线圈的能量，然后通过能量随距离的变化来划分天线的场域。该方法虽然不能严格地求出近场，但是可以从能量的角度比较清晰准确地给出天线的近场与远场的划分界限。因为对于电小线圈来说，它在近区的平均磁场能量密度远大于平均电场能量密度，所以只讨论其平均磁场能量为：

$$\overline{W}_m = \iiint_V \overline{w}_m dV \quad (20)$$

根据式(19), 可以看到近场的平均能量密度由 2 个分量组成, 一个是 H_r , 它以 $1/r^3$ 变化, 另一个是 H_θ , 它在近区更接近于以 $1/r^2$ 变化, 而在远区更接近于以 $1/r$ 变化。因此在球体内对其进行积分, 如式(20), 就可以得到平均磁场能量随球体半径变化的曲线, 如图 9 所示。

对于电小天线, 一般把它的场域划分为远场和近场, 而其界限一般认为是 $\lambda/2\pi$ (注: 因为电小天线的辐射近场区很小, 所以对于电小天线, 人们一般不再把近场分为感应近场区和辐射近场区)。对于本章讨论的电小线圈来说, 有 $\lambda/2\pi \approx 0.16\lambda$ 。从图 9 可以看到, 在不到 0.1λ 的距离内, 磁场能量随着距离增大而迅速增加, 这是因为该区域中 H_r 对能量的贡献比较大。当距离达到 0.1λ 之后, 增加幅度减缓, 原因是该区域磁场主要以 H_θ 为主。其实从图 9(a) 可以看到在很小的一段距离内, 能量的增长并不像刚开始那么剧烈, 也不像最后那么平缓, 而是介于二者之间, 这说明在此区域(很小)内 H_θ 主要以 $1/r^2$ 衰减, 当距离达到 0.1λ 之后, H_θ 主要以 $1/r$ 衰减, 这也和远场一致, 并且 0.1λ 这个划分界限也与电小天线的近场和远场分界线 $\lambda/2\pi \approx 0.16\lambda$ 的结果相差不大, 因为 $\lambda/2\pi$ 这个标准也是人们估算的结果, 所以图中的结果可以认为是可靠的。而对于电场能量来说, 因为电场只存在 E_ϕ 分量, 而其在近区主要以 $1/r^2$ 衰减, 在远区主要以 $1/r$ 衰减, 所以电场能量随距离的变化如图 10 所示, 并且对比图 9 与图 10 可以发现, 电小线圈的磁场相比于电场更加集中在近区。

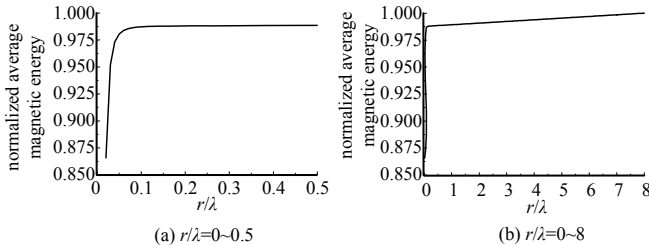


Fig.9 Normalized average magnetic energy referred to $r=8\lambda$

图 9 以 $r=8\lambda$ 时为基准的归一化平均磁场能量

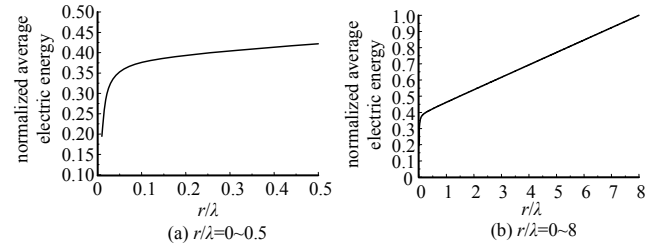


Fig.10 Normalized average electric energy referred to $r=8\lambda$

图 10 以 $r=8\lambda$ 时为基准的归一化平均电场能量

因此, 通过上述分析发现, 因为各种天线有不同的性质, 所以实际上对于某种特定的天线, 可以通过它的平均能量随距离变化的方法来划分其场域。比如, 如果像电小线圈这种近区磁场明显占优的天线, 可以考虑用它的磁场能量, 如果是电偶极子这种近区电场明显占优的天线可以考虑用它的电场能量, 如果是近区磁场和电场能量差别不大的天线, 可以考虑选择任意一种或者磁场与电场的总能量。

2 结论

本文对电小线圈的近场进行了初步研究, 说明了线圈呈感性且磁场能量在近场占主要, 同时也研究了平均能量密度的分布和场的分布。本文还通过平均坡印廷矢量分析了近场能量流动的物理图像, 说明了平均辐射能流密度和平均非辐射能流密度的分布情况和变化情况。同时, 本文针对天线场域的划分进行了讨论, 提出可以通过平均能量密度的方式来划分不同天线的场域, 并说明了该方法的可靠性。因此通过本文对近场的讨论, 人们对近场的了解更加深入, 并对近场和远场的关系有了进一步认识。下一步工作可以基于此, 对近场受扰、近场分布控制以及近场储能的量化计算进行深入研究。

参考文献:

- [1] SHI J, QING X, CHEN Z N, et al. Electrically large dual-loop antenna for UHF near-field RFID reader[J]. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 2013, 61(3):1019-1025.
- [2] DING X M, ZHANG K, YU H, et al. A novel magnetic coupling UHF near field RFID reader antenna based on multilayer-printed-dipoles array[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2014, 50(1):1-4.
- [3] WEI X, HU B, ZHANG H. Novel UHF near-field RFID reader antenna based on double-sided parallel-strip line[J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2014, 13:419-422.
- [4] PAKKATHILLAM J K, KANAGASABAI M, VARADHAN C, et al. A novel fractal antenna for UHF near-field RFID readers[J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2013, 12:1141-1144.
- [5] KURS A, KARALIS A, MOFFATT R, et al. Wireless power transfer via strongly coupled magnetic resonances[J]. Science, 2007, 317(5834):83-86.

- [6] KARALIS A, JOANNOPOULOS J D, SOLJAČIĆ M. Efficient wireless non-radiative mid-range energy transfer[J]. Annals of Physics, 2008, 323(1):34-48.
- [7] SULLIVAN D M. Electromagnetic simulation using the FDTD method[M]. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2013.
- [8] MIKKI S M, ANTAR Y M M. A theory of antenna electromagnetic near field-Part I[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2011, 59(12):4691-4705.
- [9] MIKKI S M, ANTAR Y M M. A theory of antenna electromagnetic near field-Part II[J]. Transactions on Antennas and Propagation, 2011, 59(12):4706-4724.
- [10] BALANIS C A. Antenna Theory: Analysis and Design[M]. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2012.
- [11] 杨儒贵. 高等电磁理论[M]. 北京: 高等教育出版社, 2007. (YANG Rugui. Advanced Electromagnetic Theory[M]. Beijing: Higher Education Press, 2007.)

作者简介:



杨洪潺(1989-), 男, 成都市人, 在读硕士研究生, 主要研究方向为低频近场问题。
email: yanghongchan@outlook.com.

聂在平(1946-), 男, 成都市人, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为天线理论与技术、电磁辐射、散射与逆散射理论。

宗显政(1979-), 男, 山西省太原市人, 博士, 副教授, 主要研究方向为天线、计算电磁学、电磁兼容等。

杨 鹏(1978-), 男, 云南省昆明市人, 博士, 副教授, 主要研究方向为天线设计、阵列综合、阵列信号处理等。

第三届燃烧流场的光学诊断技术学术研讨会

燃烧过程复杂恶劣, 对瞬态环境的实时诊断技术要求极其苛刻。燃烧流场的光学诊断技术主要是以激光技术、光谱技术、光电探测技术、数据图像处理技术等为基础的一种综合性测试诊断技术, 可以实现燃烧场温度、组分及浓度、火焰构造和流速等参量信息的高时空分辨精确测量, 而且测量对燃烧过程无扰动。这些参数的测量对于研究燃烧场的瞬态化学反应动力学过程, 如固体推进剂燃烧动力学、超声速燃烧动力学、汽车和飞机发动机燃烧效率和污染控制、以及保障电站锅炉安全和经济运行等具有重要意义。

为了促进我国本领域技术的完善与发展, 学会定于 2016 年 11 月在西安召开“第三届燃烧流场的光学诊断技术学术研讨会”。会议组委会将邀请国内外该领域的知名专家和学者到会共同交流, 深入探讨燃烧流场的光学诊断技术领域所取得的最新研究成果。诚挚欢迎国内外相关领域科研院所的科研人员以及高等院校的教师、研究生等踊跃参加。

主办单位: 中国工程院信息与电子工程学部 国家自然科学基金委员会 中国光学工程学会

承办单位: 中国光学工程学会 中国宇航学会光电专委会

联办单位(拟定): 西北核技术研究所 华南理工大学 高超声速冲压发动机技术重点实验室(绵阳分部)

大会主席: 乐嘉陵 院士(中国空气动力研究与发展中心)

会议形式: 大会报告、专题报告、Poster、专题讨论、展览展示等

中国光学工程学会

联系人: 吴迪, 022-58168520, wudi@cnoenet.com; 蔡方方, 022-85168541, cai_ff@csoe.org.cn

征文范围(详见会议网站: <http://www.csoe.org.cn/cd2016/>)

- 专题一: 燃烧诊断技术
- 专题二: 复杂燃烧流场特性测量
- 专题三: 先进发动机点火技术

包括以上方面, 但不局限于此, 欢迎与空间光通信有关的所有来稿。

投稿须知: 会议邀请作者将原创的论文投往本会议, 文章长度为4~8页, 中英文兼收, 所有文章必须严格符合会议征稿主题, 投稿论文必须是从未在任何会议、期刊及杂志上出版。投稿请登录在线投稿系统 <http://events.kjtxw.com/tougao/1426492999.html>

论文发表: 会议来稿将收录在会议论文集中。其中, 中文优秀稿件推荐至《红外与激光工程》EI、《光学精密工程》EI、《强激光与粒子束》EI、《实验流体力学》中文核心、《太赫兹科学与电子信息学报》科技核心, 正刊出版; 英文稿件推荐至 SPIE 会议论文集, EI 核心检索。

全文截稿时间: 2016 年 7 月 30 日