

## 电磁飞环的缓扩散传播特性\*

王任# 刘胜# 张默然 王秉中†

(电子科技大学应用物理研究所, 成都 610054)

(2020年2月24日收到; 2020年4月18日收到修改稿)

电磁飞环作为一种新型有限能量电磁脉冲具有重要的潜在应用价值. 为了明晰电磁飞环的传播特性, 本文讨论了电磁飞环横向和纵向场分量的空间分布、频谱特性及其在传播过程中的拓扑结构变化. 理论研究表明, 电磁飞环在初始传播阶段发散非常缓慢, 在传播较远距离后接近线性发散, 其在保持超环面拓扑结构传播的情况下具有缓扩散传播特性. 本文的研究为电磁飞环的应用提供了理论基础.

**关键词:** 电磁飞环, 超环面结构, 缓扩散, 传播特性

**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Bs, 81.40.Wx

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200271

## 1 引言

无源麦克斯韦方程组是描述自由空间电磁场的基本方程, 平面波、X波、贝塞尔波束、高斯脉冲和艾里脉冲等是麦克斯韦方程组的典型解<sup>[1-5]</sup>. 这些解对应的电磁场是典型的横波, 即传播方向的电场和磁场分量均为0. 而且, 这些解具有空时可分离特性, 即可以写成独立空间函数和独立时间函数的乘积<sup>[6,7]</sup>. 然而, Brittingham<sup>[8]</sup>和Ziolkowski等<sup>[9,10]</sup>发现, 麦克斯韦方程组有一类有限能量解和上述典型解具有明显区别, 其空间函数和时间函数因具有内在联系而无法分离, 被称为电磁定向能量脉冲串(electromagnetic directed energy pulse trains, EDEPTs). 随后, 学者们发现了一系列EDEPTs, 包括调制功率谱脉冲(modified power spectrum pulses)<sup>[9]</sup>、方位角依赖脉冲(pulses with azimuthal dependence)<sup>[11]</sup>以及单周期电磁脉冲(single-cycle electromagnetic pulses)<sup>[12,13]</sup>等. 这些有限能量脉

冲形态各异, 但都是麦克斯韦方程组的严格解.

在单周期电磁脉冲中, 有一种脉冲因其奇特的形态引起了学者们的关注, 即电磁飞环(flying electromagnetic toroid, FET), 也称飞翔的电磁甜甜圈(flying electromagnetic doughnut)或聚焦的电磁甜甜圈(focused electromagnetic doughnut)<sup>[12-15]</sup>. 近期研究表明, 电磁飞环具有空时不可分离特性、宽频谱特性、有限能量非衍射特性及能量回流特性<sup>[14-17]</sup>. 尤其引人注目的是, 电磁飞环具有超环面拓扑结构, 该拓扑结构具有与电磁飞环传播方向平行的场分量, 即纵向场分量<sup>[14-16]</sup>. 因为超环面拓扑结构和纵向场分量的存在, 电磁飞环在粒子加速和特殊场激励方面具有重要潜在应用<sup>[12-15]</sup>. 2017年, Raybould等<sup>[18]</sup>发现电磁飞环可以在介质球内同时激励起电偶极子模式和超环偶极子(toroidal dipole)模式, 并由此激励起著名的Anapoles非辐射模式, 为研究场与物质的相互作用提供了有效工具<sup>[19,20]</sup>. 作为应用和产生电磁飞环的基础, 对其特性的研究尤为重要. 如前文所述,

\* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 61901086)、博士后创新人才支持计划(批准号: BX20180057)、中国博士后科学基金(批准号: 2018M640907)和中央高校基本科研业务费(批准号: ZYGX2019J101)资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: bzwang@uestc.edu.cn

学者们已经研究了电磁飞环的基本传播特性,发现了电磁飞环具有一个“聚焦范围”,在此范围内具有很多新奇特性<sup>[12-17]</sup>.

本文通过理论计算对电磁飞环的传播特性进行了深入研究. 通过讨论电磁飞环横向和纵向场分量的空间分布和频谱特征,发现电磁飞环在“聚焦范围”内保持超环面拓扑结构传播的同时,也会缓慢向外发散,即电磁飞环具有缓扩散传播特性. 本文的研究为电磁飞环的应用提供了理论基础.

## 2 电磁飞环的缓扩散传播特性

电磁飞环具有横磁 (TM) 和横电 (TE) 两种形式. TM 电磁飞环的磁场在与传播方向垂直的面上呈环形,其电场绕磁场旋转,整体呈现一种超环面拓扑结构,如图 1 所示. 在柱坐标系下,沿  $z$  方向传播的 TM 电磁飞环的电场和磁场可以表示为<sup>[12]</sup>:

$$H_\theta = 4if_0 \frac{\rho(q_1 + q_2 - 2ict)}{[\rho^2 + (q_1 + i\tau)(q_2 - i\sigma)]^3}, \quad (1)$$

$$E_\rho = 4if_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\rho(q_2 - q_1 - 2iz)}{[\rho^2 + (q_1 + i\tau)(q_2 - i\sigma)]^3}, \quad (2)$$

$$E_z = -4f_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\rho^2 - (q_1 + i\tau)(q_2 - i\sigma)}{[\rho^2 + (q_1 + i\tau)(q_2 - i\sigma)]^3}, \quad (3)$$

式中,  $\tau = z - ct$ ,  $\sigma = z + ct$ ,  $q_1$  表示电磁飞环脉冲的有效波长,  $q_2$  表示电磁飞环的聚焦范围,  $q_1 \leq q_2$ . 有效波长指的是电磁飞环在传播方向上所覆盖的空间范围, 聚焦范围指的是电磁飞环传播过程中发散速度较慢的空间范围. 当  $|z| > q_2$  时, 电磁飞环以与高斯脉冲相同的方式传播, 其有效波长为  $q_1$ , 瑞利 (Rayleigh) 长度为  $q_2$ . TM 电磁飞环的电场既有横向场分量  $E_\rho$ , 又有纵向场分量  $E_z$ , 而其磁场只有横向场分量  $H_\theta$ . TE 电磁飞环与 TM 电磁飞环拓扑结构相同, 电场和磁场位置互换. 从 (1) 式—(3) 式可知, 根据方程的实部和虚部可以分别构建两种不同的脉冲. 这两种脉冲都是麦克斯韦方程组的精确解. 实部对应的脉冲具有  $1\frac{1}{2}$  周期电场和单周期磁场, 虚部对应的脉冲具有单周期电场和  $1\frac{1}{2}$  周期磁场<sup>[14]</sup>. 因此, 我们将 (1) 式—(3) 式实部和虚部对应的脉冲分别称为  $1\frac{1}{2}$  周期脉冲和单周期脉冲. 由于古伊相移作用, 单周期脉冲和  $1\frac{1}{2}$  周期脉冲会在传播过程中逐渐相互转化<sup>[12,13]</sup>. 不失一般

性地, 在本文中我们以 (1) 式—(3) 式的实部为例, 对 TM 电磁飞环的纵向场分量和横向场分量进行理论研究. 通过对方程中的时间变量  $t$  赋不同的值, 可以计算出电磁飞环在传播到不同位置时的场分布、拓扑结构及频谱分布, 从而在理论上准确研究电磁飞环的传播特性.

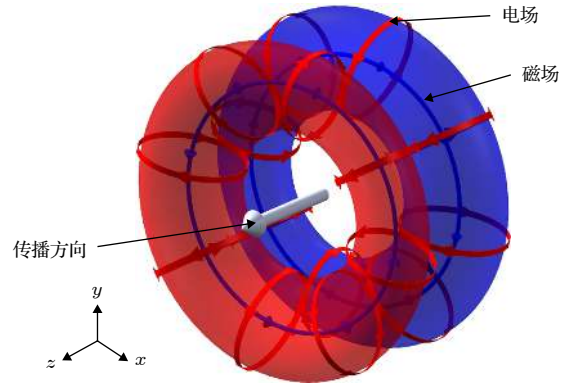


图 1 TM 电磁飞环示意图  
Fig. 1. Schematic of TM FET.

考虑参数为  $q_2 = 100q_1$  的 TM 电磁飞环, 根据 (1) 式—(3) 式画出其在  $t = 0$  时刻的场分布, 如图 2 所示. 电磁飞环的各场分量在垂直于传播方向 ( $z$  方向) 的面上 ( $xy$  面) 都是旋转对称的. 纵向电场  $E_z$  在  $z = 0$  附近沿  $+z$  方向, 在  $\rho = 0$  处 (即  $x = 0, y = 0$ ) 场值最大. 随着  $\rho$  增大, 场值逐渐减小, 而后电场方向反转, 变为沿  $-z$  方向. 在  $z = 0$  平面, 横向电场  $E_\rho$  与横向磁场  $H_\theta$  场值均为 0. 无论  $z$  取何值,  $E_\rho$  与  $H_\theta$  在  $\rho = 0$  处的场值均为零, 随着  $\rho$  的增大, 场值逐渐增加到最大值, 再逐渐减小为零.

在  $t = 0$  时刻, 上述电磁飞环的纵向电场  $E_z$  的最大值位于直线  $\rho = 0$  上, 横向电场  $E_\rho$  的最大值位于柱面  $\rho = 4.5q_1$  上, 这两个位置上的场分量如图 3 所示. 由图可知, 在直线  $\rho = 0$  上,  $E_z$  的最大值位于  $z = 0$  处, 此处  $E_\rho$  恒为零. 在柱面  $\rho = 4.5q_1$  上, 横向电场  $E_\rho$  的最大值和最小值分居  $z = 0$  两侧, 即横向电场  $E_\rho$  在  $z = 0$  处改变方向; 纵向电场  $E_z$  在柱面  $\rho = 4.5q_1$  上的最大值仍位于  $z = 0$  处, 即  $E_\rho$  的 0 值位置.

图 2 和图 3 讨论了  $t = 0$  时刻电磁飞环的拓扑特征. 值得说明的是, 电磁飞环的特性是随着传播过程不断变化的. 当上述 TM 电磁飞环沿  $+z$  方向传播时, 其中心 (即纵向场  $E_z$  最大值所在的位置) 以光速向  $+z$  方向移动. 为了研究电磁飞环传播

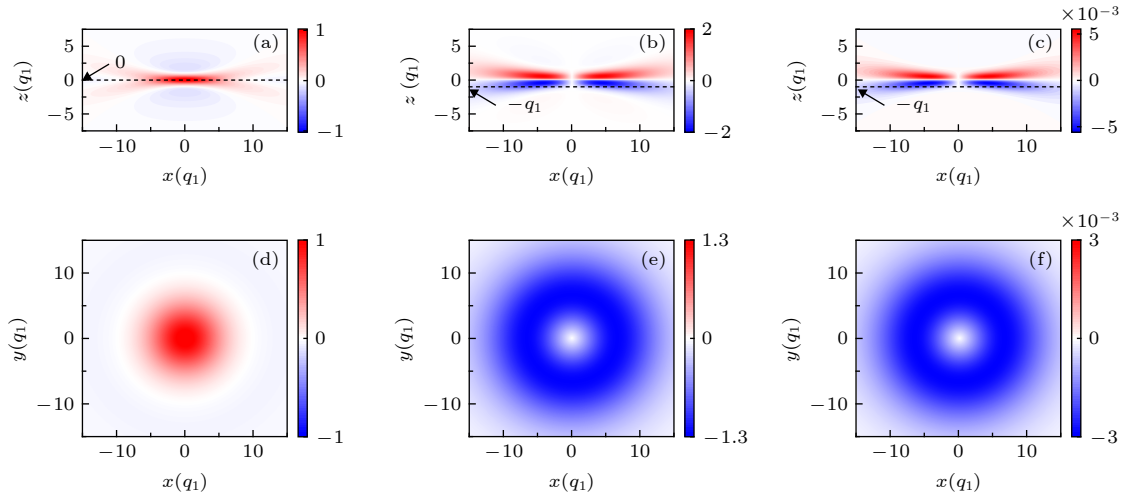


图 2 电磁飞环在  $t = 0$  时刻的场分布 (a)  $y = 0$  平面  $E_z$ ; (b)  $y = 0$  平面  $E_\rho$ ; (c)  $y = 0$  平面  $H_\theta$ ; (d)  $z = 0$  平面  $E_z$ ; (e)  $z = -q_1$  平面  $E_\rho$ ; (f)  $z = -q_1$  平面  $H_\theta$

Fig. 2. Field distribution of the FET when  $t = 0$ : (a)  $E_z$  on the  $y = 0$  plane; (b)  $E_\rho$  on the  $y = 0$  plane; (c)  $H_\theta$  on the  $y = 0$  plane; (d)  $E_z$  on the  $z = 0$  plane; (e)  $E_\rho$  on the  $z = -q_1$  plane; (f)  $H_\theta$  on the  $z = -q_1$  plane.

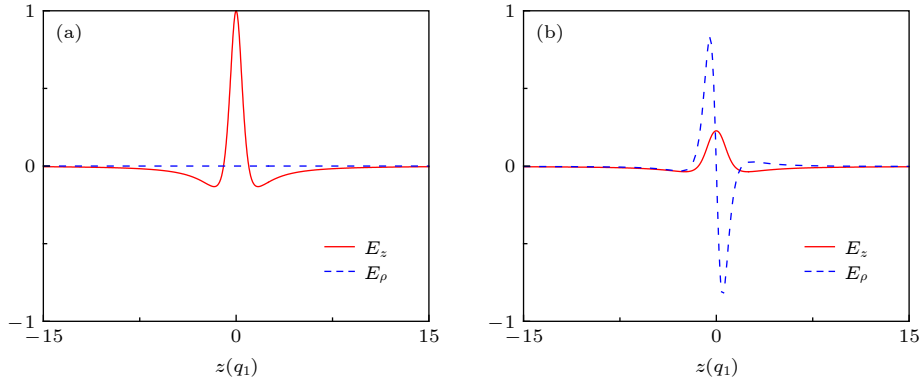


图 3 在  $t = 0$  时刻的  $z$  方向上的场分布 (a) 直线  $\rho = 0$  处; (b) 柱面  $\rho = 4.5q_1$  上直线  $(x = 4.5q_1, y = 0)$  处

Fig. 3. Field distribution along  $z$  direction when  $t = 0$ : (a) on the line  $\rho = 0$ ; (b) on the line  $(x = 4.5q_1, y = 0)$  of cylindrical surface  $\rho = 4.5q_1$ .

过程中结构的发散情况, 我们根据 (1) 式—(3) 式理论计算了电磁飞环传播到各位置处的场, 并提取了每个传播状态下电磁飞环中心平面上的场值. 随着电磁飞环的传播, 即 (1) 式—(3) 式中  $t$  的增加, 纵向场  $E_z$  和横向电场  $E_\rho$  的变化如图 4 所示. 图 4 的纵坐标为传播过程中电磁飞环中心在  $z$  轴上的位置, 色值表示电磁飞环中心移动时纵向场  $E_z$  和横向电场  $E_\rho$  最大值所在的水平面 ( $xy$  面) 上的场分布. 从图中可以看出, 在电磁飞环传播过程中, 纵向场  $E_z$  的最大值始终位于直线  $\rho = 0$  上, 且随着传播过程逐渐减小. 当电磁飞环的中心位于  $z = 0$  处时, 横向场分量  $E_\rho$  的最大值在  $\rho = 4.5q_1$  处, 随着电磁飞环的传播,  $E_\rho$  的最大值逐渐向外移动. 当电磁飞环传播到  $z = q_2 = 100q_1$  时, 横向场分量

$E_\rho$  的最大值移动至大约  $\rho = 10q_1$  处. 这表明, 即使在一般认为的聚焦区域  $q_2$  (或称非衍射区域) 内 [12–15], 电磁飞环也是不断向外扩散的, 只是扩散的范围较小, 即电磁飞环具有缓扩散传播特性. 以电磁飞环中心位于  $z = 0$  面上时其  $E_\rho$  分量最大值的  $\rho$  坐标为基准 (扩散 0%), 电磁飞环传输距离 ( $z$  坐标, 以  $q_1$  为单位) 与环半径 ( $\rho$  坐标, 以  $q_1$  为单位) 的扩散关系如表 1 所示. 值得说明的是, 电磁飞环在  $z < q_2$  范围内虽然会缓慢扩散, 但其各场分量的相对位置并没有发生改变, 也就是说其仍然能够维持超环面拓扑结构.

为了更清晰地展示电磁飞环的缓扩散传输特性, 我们分别使用线性方程和对数方程对其传播到不同位置时横向电场最大值所在的位置轨迹进行

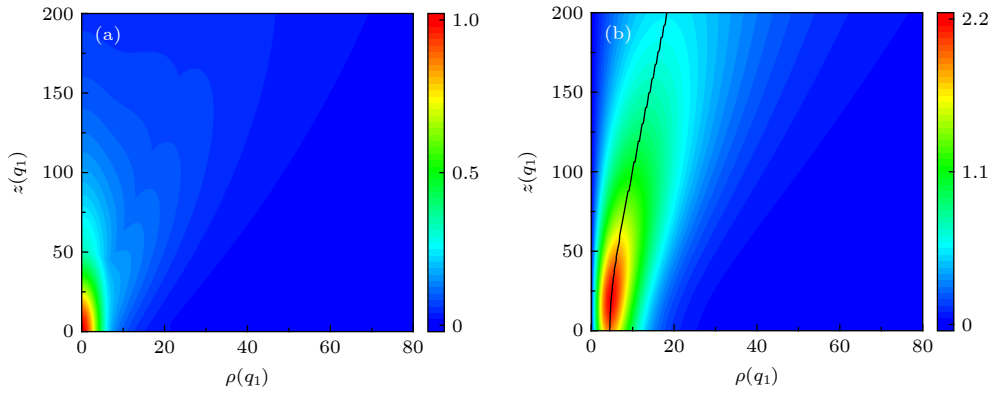


图 4 电磁飞环在传播过程中场分布的演化 (a) 纵向电场  $E_z$ ; (b) 横向电场  $E_\rho$ , 黑线表示电磁飞环传播到不同位置时横向电场最大值所在位置

Fig. 4. Evolution of the field distribution of FET: (a) Longitudinal electric field  $E_z$ ; (b) transverse electric field  $E_\rho$ , the black line indicates the position of maximum transverse electric field when the FET propagates to different positions.

了拟合,  $z < q_2$  区间的线性拟合曲线和对数拟合曲线分别为 (4) 式和 (5) 式,  $z > q_2$  区间的线性拟合曲线和对数拟合曲线分别为 (6) 式和 (7) 式, 拟合的决定系数记为  $R^2$ , 拟合曲线与理论计算曲线的对比如图 5 所示. 由拟合结果可知, 当  $z < q_2$  时, 电磁飞环传播到不同位置时横向电场最大值所在

的位置轨迹与对数曲线更吻合, 其中, 当  $z < 20q_1$ , 即  $z < 0.2q_2$  时, 电磁飞环的实际传播轨迹比对数曲线发散还要慢; 当  $z > q_2$  时, 电磁飞环传播到不同位置时横向电场最大值所在的位置轨迹与线性曲线更吻合. 也就是说, 电磁飞环在初始传播阶段发散非常缓慢, 在传播较远距离后接近线性发散.

表 1 电磁飞环传输距离  $z$  与环半径  $\rho$  的扩散关系  
Table 1. Relation between propagation distance and toroid radius of FET.

传输距离 $z/q_1$	环半径 $\rho/q_1$	扩散百分比/%
0	4.5	0
10	4.7	3
20	4.9	8
30	5.35	18
40	5.8	27
50	6.35	40
60	7	54
70	7.7	69
80	8.45	86
90	9.35	105
100	10.05	121
110	10.9	140
120	11.8	159
130	12.35	171
140	13.5	197
150	14.3	214
160	15.15	233
170	15.95	251
180	16.75	268
190	17.55	286

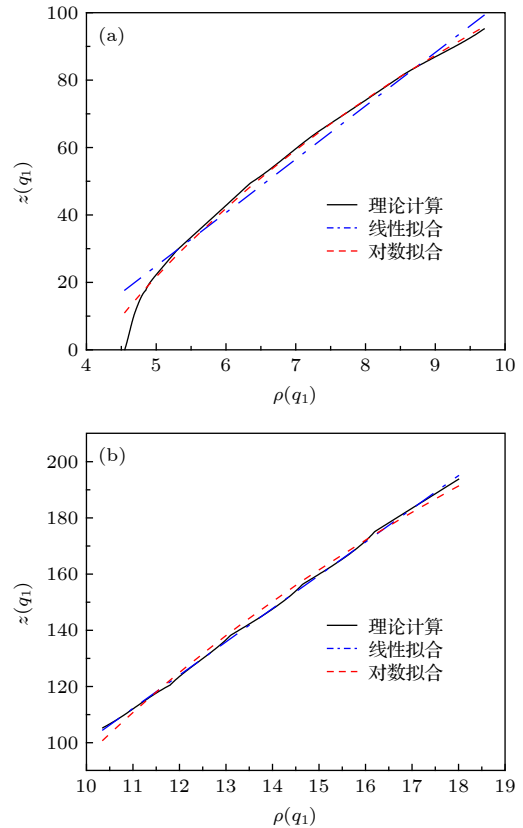


图 5 电磁飞环传播到不同位置时横向电场最大值所在位置 (a)  $z < q_2$ ; (b)  $z > q_2$

Fig. 5. Position of maximum transverse electric field when the FET propagates to different positions: (a)  $z < q_2$ ; (b)  $z > q_2$ .

$$z = 15.834\rho - 54.331, R^2 = 0.9776, \quad (4)$$

$$z = 111.96 \ln(\rho) - 158.56, R^2 = 0.9948, \quad (5)$$

$$z = 11.839\rho - 18.08, R^2 = 0.9989, \quad (6)$$

$$z = 163.61 \ln(\rho) - 281.57, R^2 = 0.9937. \quad (7)$$

前文已经从时域讨论了电磁飞环的拓扑结构和传播特性, 接下来展示电磁飞环的频域特性. 根据 (1) 式—(3) 式, 在空间中各点提取电磁飞环传播过程中经过该点的场值, 即获得该点对应的电磁飞环的时域信号, 然后对该信号做傅里叶变换, 即可得到电磁飞环在该位置处的频谱. 在  $z = 0$  平面上记录电磁飞环各分量对应的时域场并做傅里叶变换, 得到的频谱分布如图 6 所示. 由图可知, 纵向电场  $E_z$  的频谱在所有频点的最大值均位于  $\rho = 0$  处. 随着  $\rho$  的增大, 纵向场分量  $E_z$  各频点的谱值先减小后增加, 在频谱图上形成一条谱值为零的带状区域. 横向电场  $E_\rho$  的频谱在  $\rho = 0$  处为零, 随着  $\rho$  的增大, 各频点的值先增大后减小. 比较电磁

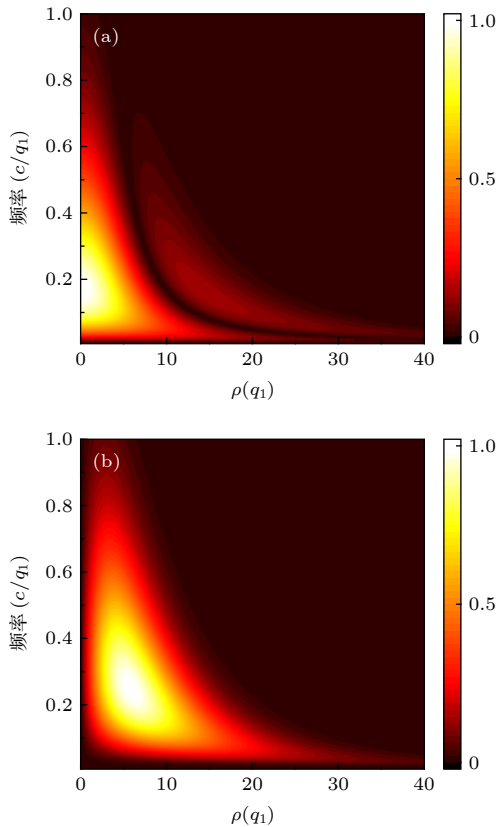


图 6 电磁飞环经过  $z = 0$  平面时的归一化频谱分布 (a) 纵向电场  $E_z$ ; (b) 横向电场  $E_\rho$

Fig. 6. Normalized spectrum distribution when the FET propagates through the  $z = 0$  plane: (a) Longitudinal electric field  $E_z$ ; (b) transverse electric field  $E_\rho$ .

飞环的横向电场和纵向电场的空间分布可以知道, 各频点的电场均在  $\rho = 0$  附近沿  $z$  方向穿过电磁飞环的中心, 然后沿  $\rho$  方向逐渐变为横向场, 再经由电磁飞环外边缘 (即  $\rho$  较大的位置) 演变为沿  $z$  方向的纵向场, 由此形成电场闭环, 即形成图 1 所示的超环结构.

从图 6(a) 可以, 纵向电场  $E_z$  的频谱在各个频点的最大值的位置都为  $\rho = 0$ , 那么横向电场  $E_\rho$  频谱在各个频点的最大值的位置是否保持不变呢? 答案是否定的. 在上述  $q_2 = 100q_1$  的 TM 电磁飞环传播过程中, 计算垂直于传播方向的每个面的频谱, 并记录各个频点最大值的坐标, 如图 7 所示. 图 7 中最外侧曲线对应频率为  $c/15q_1$  的最大值的坐标, 越往内侧的曲线频率越高, 最内侧曲线对应频率为  $c/q_1$  的最大值的坐标. 每一个频点的最大值坐标都随着  $z$  增大 (即随着电磁飞环的传播) 逐渐向外移动, 并且频率越低的曲线向外偏转的幅度越大. 这表明即使在  $z < q_2$  时, 电磁飞环也是缓慢向外扩散的, 这与前文通过时域分析的结论是一致的. 此外, 图 7 还表明, 在电磁飞环中, 频率越高的频谱分量扩散的速度越慢, 此部分频谱分量对保持电磁飞环在聚焦段内的拓扑结构起到关键作用.

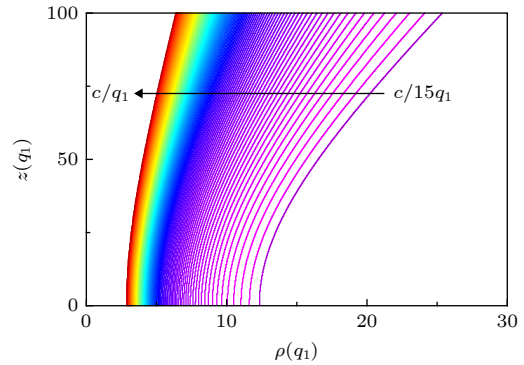


图 7 横向电场  $E_\rho$  各个频点最大值的位置曲线  
Fig. 7. Position curves of maximum value of each frequency of the transverse electric field  $E_\rho$ .

### 3 结 论

本文通过理论计算揭示了电磁飞环的缓扩散传播特性. 电磁飞环的超环面拓扑结构在传输过程中的稳定性可以为粒子加速、特殊多极子激励等应用提供有力支持<sup>[12,18]</sup>, 而本文的研究为这些应用提供了重要参考. 例如, 在粒子加速应用中, 要精确计算场与粒子的作用力, 电磁飞环的缓扩散传输特

性是必须加以考虑的; 在激励 Anapole 等模式时, 因为缓扩散传输特性的存在, 电磁飞环起始位置与目标激励区域的距离将影响场激励的效果. 当前, 关于电磁飞环特性的理论研究日趋完善, 要在实际系统中应用电磁飞环的诸多新奇特性, 则必须将电磁飞环实际产生出来. 因此, 如何产生电磁飞环将成为后续研究需要关注的重点.

感谢英国南安普顿大学 Nikolay I. Zheludev 教授的指导.

## 参考文献

- [1] McGloin D, Dholakia K 2005 *Contemporary Phys.* **46** 15
- [2] Lu J, Greenleaf J 2002 *IEEE Trans. Ultrasonics Ferroelectrics Freq. Control* **39** 19
- [3] Saari P 2009 *Laser Phys.* **19** 725
- [4] Yan X L, Zhang X P, Li Y M 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 138402 (in Chinese) [闫孝鲁, 张晓萍, 李阳梅 2016 物理学报 **65** 138402]
- [5] Wei Y M, Peng H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 198702 (in Chinese) [韦永梅, 彭虎 2014 物理学报 **63** 198702]
- [6] Li H, Liu J, Bai L, Wu Z 2018 *Appl. Opt.* **57** 7353
- [7] Ott P, Al Shakhs M H, Lezec H J, Chau K J 2014 *Opt. Express* **22** 29340
- [8] Brittingham J N 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 1179
- [9] Ziolkowski R W 1985 *J. Math. Phys.* **26** 861
- [10] Ziolkowski R W 1989 *Phys. Rev. A* **39** 2005
- [11] Lekner J 2004 *J. Opt. A Pure Appl. Op.* **6** 711
- [12] Hellwarth R W, Nouchi P 1996 *Phys. Rev. E* **54** 889
- [13] Feng S, Winful H G, Hellwarth R W 1999 *Phys. Rev. E* **59** 4630
- [14] Papasimakis N, Fedotov V A, Savinov V, Raybould T A, Zheludev N I 2016 *Nat. Mater.* **15** 263
- [15] Raybould T A, Fedotov V A, Papasimakis N, Youngs I J, Zheludev N I 2016 *Opt. Express* **24** 3150
- [16] Zdagkas A, Papasimakis N, Savinov V, Dennis M R, Zheludev N I 2019 *Nanophotonics* **8** 1379
- [17] Papasimakis N, Raybould T, Fedotov V A, Tsai D P, Zheludev N I 2018 *Phys. Rev. B* **97** 201409
- [18] Raybould T, Fedotov V A, Papasimakis N, Youngs I, Zheludev N I 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 081104
- [19] Kaelberer T, Fedotov V A, Papasimakis N, Tsai D P, Zheludev N I 2010 *Science* **330** 1510
- [20] Basharin A A, Chuguevsky V, Volsky N, Kafesaki M, Economou E N 2017 *Phys. Rev. B* **95** 035104

# Slowly spreading propagation characteristics of flying electromagnetic toroid\*

Wang Ren<sup>#</sup> Liu Sheng<sup>#</sup> Zhang Mo-Ran Wang Bing-Zhong<sup>†</sup>*(Institute of Applied Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)*

( Received 24 February 2020; revised manuscript received 18 April 2020 )

## Abstract

As a new kind of electromagnetic pulses with finite energy, the flying electromagnetic toroid (FET), also called as the flying electromagnetic doughnut, has significant potential applications, such as the excitation of anapole non-radiation mode and the acceleration of charged particles. To show the propagation characteristic of FET, the spatial distribution and spectrum characteristic of the transverse and longitudinal components of FET and its topology evolution in the propagation process are discussed in this paper. Without loss of generality, we theoretically research the longitudinal field and transverse field of the transverse magnetic (TM) FET based on the real part of FET's propagation equations. The field distribution, topology, and spectrum when the FET propagates to different positions can be calculated by assigning corresponding values to the time variable in FET's propagation equations, therefore, the propagation characteristics of FET can be studied accurately in theory. The magnetic field of TM FET is distributed into rings in the plane vertical to the propagation direction and the electric field of TM FET is rotated around the magnetic field, which means the FET has a hypertorus topology. All the field components of FET are rotationally symmetric in the plane vertical to the propagation direction. The FET's center is the maximum position of the longitudinal electric field component and the null position of the transverse electric and magnetic field components. Maximum values of FET's longitudinal field are always located on the central line of FET's propagation path and decrease gradually in the propagation process. Different from the longitudinal field, the maximum value of FET's transverse field gradually moves away from FET's center. The theoretical research indicates that the FET spreads quite slowly in its early propagation state and spreads linearly after propagating a long distance, which has the slowly spreading propagation characteristic even in the so-called focused range with stable toroidal topological structure. The further spectrum analysis shows that the high-frequency components spread less than the low-frequency components and the high-frequency components play a vital role in the topology retention of FET in the focused range, which may provide a basis for the generation and application of FET. At present, the theoretical research on FET's characteristics is increasingly improved. To apply the attractive characteristics of FET in actual systems, it is necessary to actually generate FET. Therefore, the generation method of FET should become the next research emphasis.

**Keywords:** flying electromagnetic toroid, toroidal structure, slowly spreading, propagation characteristic**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Bs, 81.40.Wx**DOI:** 10.7498/aps.69.20200271

\* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61901086), the Postdoctoral Innovation Talents Support Program of China (Grant No. BX20180057), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2018M640907), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. ZYGX2019J101).

<sup>#</sup> These authors contributed equally.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [bwang@uestc.edu.cn](mailto:bwang@uestc.edu.cn)