利用磁化等离子体中的径向偏振激光脉冲产生方位偏振太赫兹辐射

Shivani Aggarwal、Dinkar Mishra、Saumya Singh、Bhupesh Kumar[1], Pallavi Jha[2]勒克瑙大学物理系，勒克瑙，北方邦 - 226007

[1]通讯作者：bhupeshk05@gmail.com

[2]退休教授

摘要

本文利用洛伦兹力、连续性方程和麦克斯韦方程组，给出了径向偏振激光脉冲在均匀磁化等离子体中传播的解析公式。采用微扰法和准静态近似（QSA）研究了非线性区域中产生的场。所产生的缓慢振荡、振幅相等的横向电场和磁场(E_θ和B_r)构成频率处于太赫兹（THz）范围的辐射场。采用粒子网格（PIC）模拟程序FBPIC对解析结果进行了验证。模拟研究还表明，所产生的太赫兹辐射场可传播至等离子体边界之外，表明发生了相干电磁辐射发射。此外，场振幅随等离子体密度呈非线性变化，并随外部磁场强度线性增大，凸显了这些参数在调控辐射振幅中的作用。

1. 引言

高强度激光脉冲与均匀或非均匀等离子体的相互作用会产生各种非线性现象，构成众多先进应用的基础，例如激光驱动尾场加速[1-2], 、惯性约束聚变[3–4], 以及频率从X射线到太赫兹的辐射产生[5-8]。在1979年的一项开创性工作中，Tajima和Dawson证明，高强度激光脉冲在等离子体中传播会感生有质动力，进而驱动形成被称为尾场的电子等离子体波 [1]。近年来，人们投入大量努力，利用各种构型的激光-等离子体相互作用产生太赫兹（THz）辐射。太赫兹产生使生物医学成像[9], 、安全检查[10], 、高速无线通信[11], 和材料表征[12]等多种应用成为可能。

多项解析研究表明，激光脉冲在等离子体中传播可产生太赫兹辐射。Wolfinger 等人研究了线偏振激光与等离子体相互作用产生轴向偏振太赫兹脉冲的过程 [13]。研究人员探讨了p偏振啁啾激光脉冲在热等离子体中的非线性相互作用，进一步印证了热梯度和密度梯度经过优化后可支持太赫兹辐射的频率可调性 [14]。Peñano 等人研究了双色激光脉冲的相对偏振和脉冲持续时间，以及等离子体中的碰撞效应对太赫兹产生的影响 [15]。Balakin 等人。研究了双色飞秒激光脉冲驱动等离子体产生的太赫兹辐射，着重探讨了有质动力和辐射压力的作用 [16]。解析研究表明，激光诱导等离子体尾场可产生径向偏振太赫兹辐射，其中等离子体泡内振荡的径向电流可生成高度准直的太赫兹光束。太赫兹辐射特性很大程度上取决于等离子体厚度和激光强度 [8]。

也有研究报道了激光脉冲在磁化等离子体中传播产生太赫兹辐射的现象。 此外，已有多项研究报道了不同构型下激光-等离子体相互作用产生太赫兹辐射的情况 [17-19]。Saroch 等人通过模拟研究了圆偏振激光脉冲在轴向磁化等离子体中传播产生太赫兹辐射的过程[20]。有研究报道，使用圆偏振激光脉冲可在轴向磁化等离子体通道中产生可调谐太赫兹辐射 [21]。研究表明，圆偏振激光脉冲与轴向磁化等离子体相互作用时，在相对论性激光尾场激发下会产生占主导地位的太赫兹径向场分量 [22]。解析研究表明，任意偏振的多色激光脉冲在斜向磁化等离子体中传播会产生太赫兹辐射 [7]。Mishra 等人展示了在轴向磁化等离子体中，使用圆偏振 Laguerre–Gaussian 激光脉冲产生扭曲太赫兹辐射；研究发现，正交太赫兹分量的叠加会形成线偏振扭曲光束，其特性取决于磁场和激光模式指标 [23]。此外，Wu 等人的模拟研究表明，径向偏振激光脉冲可通过驱动强等离子体电流高效地产生太赫兹辐射[24]。

在等离子体太赫兹源领域，径向偏振激光因能够产生强纵向电场和柱对称电流分布，可能具有潜在应用价值。这促使人们研究径向偏振激光脉冲与磁化等离子体的相互作用，以实现太赫兹产生。本文研究了轴向磁化等离子体中由径向偏振激光脉冲驱动的太赫兹辐射产生，重点探讨径向场对称性在增强相干太赫兹辐射方面的作用。本文结构如下：第 2 节介绍描述径向偏振激光脉冲与轴向磁化等离子体相互作用的数学表述，从而为太赫兹辐射生成奠定理论基础。本文还建立了太赫兹辐射的解析框架，并纳入径向偏振和等离子体参数的作用。第 3 节通过模拟研究验证

理论预测，并深入探讨发射出的太赫兹辐射在等离子体边界内外的空间演化。第 4 节总结主要发现，并讨论研究结果的意义及未来研究的可能方向。

2. 太赫兹辐射产生的数学表述

考虑一个径向偏振激光脉冲在均匀等离子体中传播，等离子体中存在恒定的外加轴向磁场 $\vec{b}$ $= \hat{z}b_o$。沿 z 方向传播的激光脉冲的电场 $\vec{E}$ 和磁场 $\vec{B}$ 可写为

$$\vec{E} = E_0 exp\left(\frac{-r^2}{r_o^2}\right) g(z,t)\left(\hat{r}\left\{\left(\frac{r}{2r_0}\right) cos(k_o z - \omega_o t)\right\} + \hat{z}\left\{\left(1 - \frac{r^2}{r_o^2}\right) sin(k_o z - \omega_o t)\right\}\right), \quad (1)$$

$$\vec{B} = \hat{\theta} E_0 \frac{r}{2r_0} \; exp\left(\frac{-r^2}{r}\right) \; g(z,t) cos(k_o z - \omega_o t), \quad (2)$$

其中，E_0 是激光场的振幅，$g(z,t) = exp(-(z-ct)^2/L^2)$ 表示激光脉冲的高斯纵向包络，c、L、k_o、r_o、ω_o 分别表示径向偏振激光脉冲的真空光速、脉冲长度、波数、光斑尺寸和频率。在这些场的作用下，等离子体电子的运动由洛伦兹力和连续性方程决定

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(\vec{v}.\vec{\nabla}\right)\vec{v} = \frac{-e}{m}\left[\vec{E} + \frac{1}{c}\left(\vec{v} \times \vec{B}\right)\right], \quad (3)$$

and

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla}.(n\vec{v}) = 0, \quad (4)$$

其中，n 和 $\vec{v}$ 分别表示等离子体中的扰动等离子体密度和电子速度。采用微扰法，将各参数按激光强度参数的幂次展开

a_o = $\frac{eE_o}{mc\omega_o} \ll 1$。借助方程（1）和（2），可得等离子体电子的一阶颤动速度分量和密度:

$$v_r^{(1)} = \frac{-a_o c}{(1-\Omega^2)} A_1 sin(k_o z - \omega_o t), \quad (5)$$

$$v_\theta^{(1)} = \frac{-a_o c\Omega}{(1-\Omega^2)} A_1 cos(k_o z - \omega_o t), \quad (6)$$

$$v_z^{(1)} = -\left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_o^2}\right) a_o c A_2 cos(k_o z - \omega_o t), \quad (7)$$

$$n^{(1)} = -n_o a_o A_2 cos(k_o z - \omega_o t), \quad (8)$$

其中 $A_1 = \frac{r}{2r_0} exp\left(\frac{-r^2}{r_o^2}\right) g(z,t)$，$A_2 = \left(1 - \frac{r^2}{r_o^2}\right) exp\left(\frac{-r^2}{r_o^2}\right) g(z,t)$，$\Omega(= \omega_c/\omega_o)$ 是归一化回旋频率，n_o 是环境等离子体密度。需要指出的是，在没有磁场的情况下，颤动速度分量和密度会分别退化为非磁化等离子体中等离子体电子的标准颤动速度和密度 [25]。

等离子体电子速度和密度的一阶快振荡扰动会导致这些参数的二阶慢振荡。式（3）用于定义二阶速度的演化，其受以下因素支配

$$\frac{\partial v_z^{(2)}}{\partial t} = -\frac{e}{m} \mathrm{E}_z^{(2)} - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\vec{v}^{(1)}.\vec{v}^{(1)}\right), \quad (9a)$$

$$\frac{\partial v_r^{(2)}}{\partial t} = -\frac{e}{m} \mathrm{E}_r^{(2)} + \frac{e}{mc}\left(v_z^{(1)} B_\theta^{(1)}\right) - \frac{e}{mc}\left(v_\theta^{(2)} b_z\right) - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\vec{v}^{(1)}.\vec{v}^{(1)}\right) + \left[\vec{v}^{(1)} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{v}^{(1)}\right)\right]_r,$$

(9b)

$$\frac{\partial v_\theta^{(2)}}{\partial t} = -\frac{e}{m} \mathrm{E}_\theta^{(2)} - \frac{e}{mc}\left(v_r^{(2)} b_z\right) + \left[\vec{v}^{(1)} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{v}^{(1)}\right)\right]_\theta, \quad (9c)$$

其中 $E_{r,\ \theta\ z}^{(2)}$，表示产生的慢变横向和纵向电尾场。值得注意的是，非线性有质动力项 $\nabla(\vec{v}.\ \vec{v})$会对横向（$E_r^{(2)}$）和纵向（$E_z^{(2)}$）尾场产生均有贡献。此外，外磁场与横向速度分量的耦合会驱动缓慢变化的径向 $E_r^{(2)}$ 和方位角向 $\mathrm{E}_\theta^{(2)}$ 电场。

为了评估缓慢演化的尾场，在变换参考系（$\xi = z - ct, \tau = t$）中建立麦克斯韦方程组，并将方程（9）也变换到同一参考系。利用上述坐标变换，可以在激光脉冲参考系中研究尾场的演化。随后，对麦克斯韦方程组应用准静态近似（QSA）。在准静态近似下，等离子体电子感受到的场近似为静态场 [26]。因此

$$\frac{\partial E_\theta}{\partial \xi} = \frac{-\partial B_r}{\partial \xi}, \tag{10a}$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial \xi} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial B_\theta}{\partial \xi}, \tag{10b}$$

$$\frac{1}{r}\left[\frac{\partial (rE_\theta)}{\partial r}\right] = \frac{\partial B_z}{\partial \xi}, \tag{10c}$$

and

$$\frac{-\partial B_\theta}{\partial \xi} = \frac{4\pi}{c} J_r - \frac{\partial E_r}{\partial \xi}, \tag{11a}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial (rB_\theta)}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} J_z - \frac{\partial E_z}{\partial \xi}, \tag{11b}$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial \xi} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} J_\theta - \frac{\partial E_\theta}{\partial \xi}, \tag{11c}$$

其中$J_{r,\ \theta z,}^{(2)}\ \left(=\left(-en_o v_{r,\ \theta z,}^{(2)}\ \right)\right)$分别为横向和纵向电流密度。在变换坐标中推导麦克斯韦方程组时，假设所产生的场 具有轴对称性$\left(\frac{\partial}{\partial\theta}=0\right)$。为了求得电流密度，利用方程（5）、（6）、（7）和（8）推导速度的二阶轴向和径向分量。

假设激光光斑尺寸大于激光脉冲长度。在宽光束（$r_o > L$）条件下，与纵向导数相比，忽略横向场的横向导数。因此，方程（10c）和（11b）可简化为

$$B_z^{(2)} = 0 \tag{12}$$

and

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\ E_z^{(2)} = \frac{4\pi}{c}\ J_z^{(2)} \tag{13}$$

对方程（13）关于ξ 求导，并与方程（9a）结合，可得

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}+k_p^2\right)E_z^{(2)} = \frac{4\pi n_o e}{c}\ P\ \xi\ \exp\left(-\frac{2\xi^2}{L^2}\right) \tag{14}$$

其中 $P = \frac{a_o^2 c}{L^2}\ exp\ \text{\textdiamond}\frac{-2r^2}{r_o^2}\text{\textdiamond}\ \text{\textdiamond\textdiamond}\ \frac{r}{2r_o}\text{\textdiamond}_2\ \text{\textdiamond}\frac{1+\Omega^2}{1-\Omega^2}\text{\textdiamond}\ + \text{\textdiamond}1-\frac{r^2}{r_o^2}\text{\textdiamond}_2\text{\textdiamond}$，求解方程（14）可得激光脉冲后方（$\xi < 0$）产生的纵向电尾场:

$$E_z^{(2)} = \frac{\omega_p^2 m}{e}\frac{La_o^2}{4}\sqrt{\frac{\pi}{2}}exp\left(\frac{-2r^2}{r_o^2}\right)exp\left(-\frac{k_p^2 L^2}{8}\right)\left[\left(\frac{r}{2r_o}\right)^2\left(\frac{1+\Omega^2}{1-\Omega^2}\right)+\left(1-\frac{r^2}{r_o^2}\right)^2\right]cos\left(k_p\xi\right) \tag{15}$$

值得注意的是，在不存在外磁场时，电尾场会退化为径向偏振激光脉冲在非磁化均匀等离子体中传播时所产生的电尾场 [25]。

为求得磁化等离子体中产生的横向电尾场，将麦克斯韦方程组 (10b) 和 (11a) 与 (9c) 联立，并结合方程 (15)，可得

$$E_r^{(2)} = \frac{\omega_p^2 m}{e}\frac{La_o^2}{4}\sqrt{\frac{\pi}{2}}exp\left(\frac{-2r^2}{r_o^2}\right)exp\left(-\frac{k_p^2L^2}{8}\right)\left[\left(\frac{1+\Omega^2}{1-\Omega^2}\right)\left(\frac{r}{2r_o^2}-\frac{r^3}{r_o^4}\right)+\left(\frac{-4r}{r_o^2}\right)\left(1-\frac{r^2}{r_o^2}\right)\left(2-\frac{r^2}{r_o^2}\right)\right]sin\left(k_p\xi\right) \quad (16)$$

并将式（11c）和（10b）与式（9c）结合，再与式（15）一起使用，可得

$$E_\theta^{(2)} = \frac{\Omega\omega_o}{ck_p^2}\frac{\omega_p^2 m}{e}\frac{La_o^2}{4}\sqrt{\frac{\pi}{2}}exp\left(\frac{-2r^2}{r_o^2}\right)exp\left(-\frac{k_p^2L^2}{8}\right)\left[\left(\frac{1+\Omega^2}{1-\Omega^2}\right)\left(\frac{r}{2r_o^2}-\frac{r^3}{r_o^4}\right)+\left(\frac{-4r}{r_o^2}\right)\left(1-\frac{r^2}{r_o^2}\right)\left(2-\frac{r^2}{r_o^2}\right)\right]cos\left(k_p\xi\right) \quad (17)$$

式（15）、（16）和（17）分别表示脉冲后方产生的纵向（$E_z^{(2)}$）、横向（$E_r^{(2)}$）和方位角（$E_\theta^{(2)}$）尾场。现在利用式（10），脉冲后方产生的磁场横向分量可表示为:

$$B_r^{(2)} = -\frac{\Omega\omega_o}{ck_p^2}\frac{\omega_p^2 m}{e}\frac{La_o^2}{4}\sqrt{\frac{\pi}{2}}exp\left(\frac{-2r^2}{r_o^2}\right)exp\left(-\frac{k_p^2L^2}{8}\right)\left[\left(\frac{1+\Omega^2}{1-\Omega^2}\right)\left(\frac{r}{2r_o^2}-\frac{r^3}{r_o^4}\right)+\left(\frac{-4r}{r_o^2}\right)\left(1-\frac{r^2}{r_o^2}\right)\left(2-\frac{r^2}{r_o^2}\right)\right]cos\left(k_p\xi\right). \quad (18)$$

考虑方程（17）和（18），可以注意到，获得了相互垂直的电场（$E_\theta^{(2)}$）和磁场（$B_r^{(2)}$）分量，它们以等离子体频率振荡且振幅相等。如果等离子体频率处于太赫兹范围，$E_\theta^{(2)}$ 和 $B_r^{(2)}$ 便构成太赫兹辐射场。值得注意的是，产生的太赫兹辐射为方位角偏振，且其振幅随径向位置变化。外磁场不存在时，这些场分量会消失。

3. 模拟研究与图形分析

本研究采用全电磁、准三维傅里叶-贝塞尔粒子网格（FBPIC）模拟，研究径向偏振激光脉冲与磁化等离子体之间的非线性相互作用。模拟使用柱几何下的移动窗口进行。计算域在轴向上从 $z = -10\ \mu m$ 延伸至 $120\ \mu m$，在径向上延伸至 $r = 20\ \mu m$，分别采用 1200 和 150 个网格点进行分辨。时间分辨率由库朗条件确定，以确保数值稳定性。这些设置对应的空间分辨率在每个激光波长（$\lambda = 0.8\ \mu m$）内提供超过 10 个网格点，从而能够准确表征激光场和等离子体响应。归一化峰值振幅为 $a_0 = 0.3$、束腰 $r_0 = 15\ \mu m$、脉冲持续时间为$\tau = 40\ fs$ 的径向偏振激光脉冲，在 $z_0 = 100\ \mu m$ 处初始化，并射入均匀的完全电离等离子体中；该等离子体从 $z = 120\ \mu m$ 延伸至 $250\ \mu m$，其后为真空。等离子体的电子密度为 $n_0 = 3.8\times10^{23}\ m^{-3}$，入口处在 $20\ \mu m$ 范围内设有线性密度斜坡。每个网格单元中放置 16 个宏粒子（分别沿 z、r 和 θ 方向为$2 \times 2 \times 4$），以确保对分布函数进行良好的统计采样。沿 z 轴施加强度为 $b_0 = 71\ T$ 的静磁场，以模拟磁化激光-等离子体相互作用。综合空间、时间和粒子分辨率，可准确模拟场的产生以及电子动力学的精细尺度特征。

图 1 显示了通过解析方法（虚线）和模拟（实线）得到的角向电尾波场（E_θ）随r的径向变化。方位角电场在轴线上（$r = 0$）从零开始，随r增大而急剧上升，并在$r \approx 5\ \mu m$ 处达到最大值$\approx 8 \times 10^8 V/m$；而模拟结果的峰值则低得多，为 $\approx 0.9 \times 10^8 V/m$，对应 $r \approx 7\ \mu m$。解析结果与模拟结果之间的差异可能归因于

微扰近似和准静态近似。此外，模拟研究还考虑了真实的激光脉冲演化及能量耗尽。

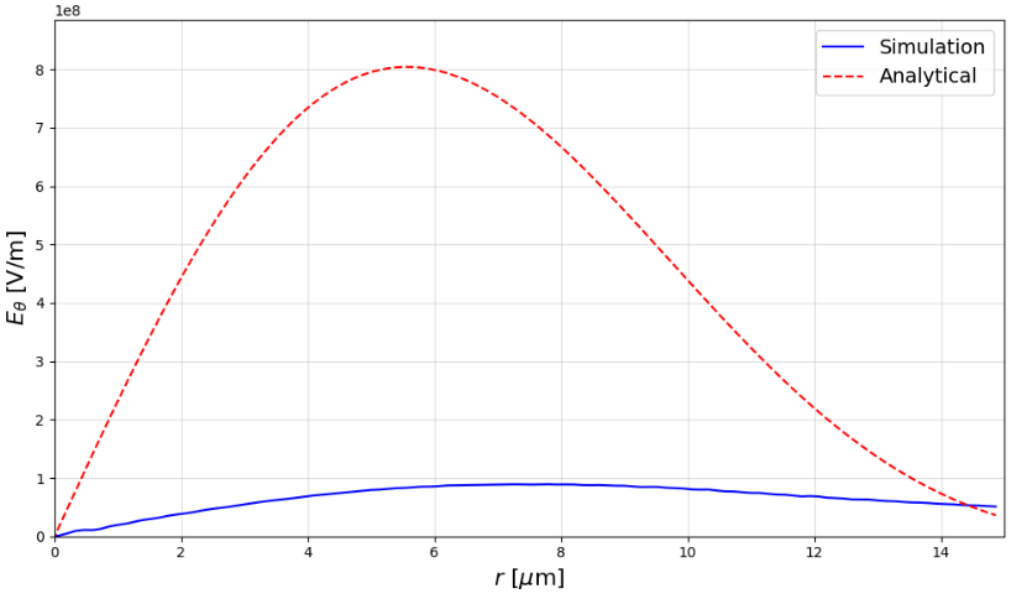


图 1. 方位角电场振幅随 r 的变化，对应于 $a_o = 0.3$、 r_o= 15 μm、L= 12 μm、$n_o = 3.8\times10^{23}$ m^{-3}、 $b_o = 71\ T$ 和 $z = 250$ μm。

图2比较了沿传播轴在不同径向位置（r = 2 至 15 μm）处解析计算得到的方位角电场 E_θ （虚线）与模拟结果（实线）。无论是解析结果还是模拟结果，场振幅都会随 r 显著变化。值得注意的是，从模拟结果可以看出，太赫兹辐射场在真空中传播（z > 250 μm）。然而，解析电场在等离子体-真空边界处被截断。因此，模拟结果呈现了更真实的图像，表明产生了辐射场。通过分析模拟曲线和解析曲线的周期性，可知主导空间波长约为 55.4 μm，对应的频率为（≈5.42 太赫兹）。解析结果与模拟结果在所产生的太赫兹辐射方面存在差异，这可能是由于解析公式中采用了近似所致。

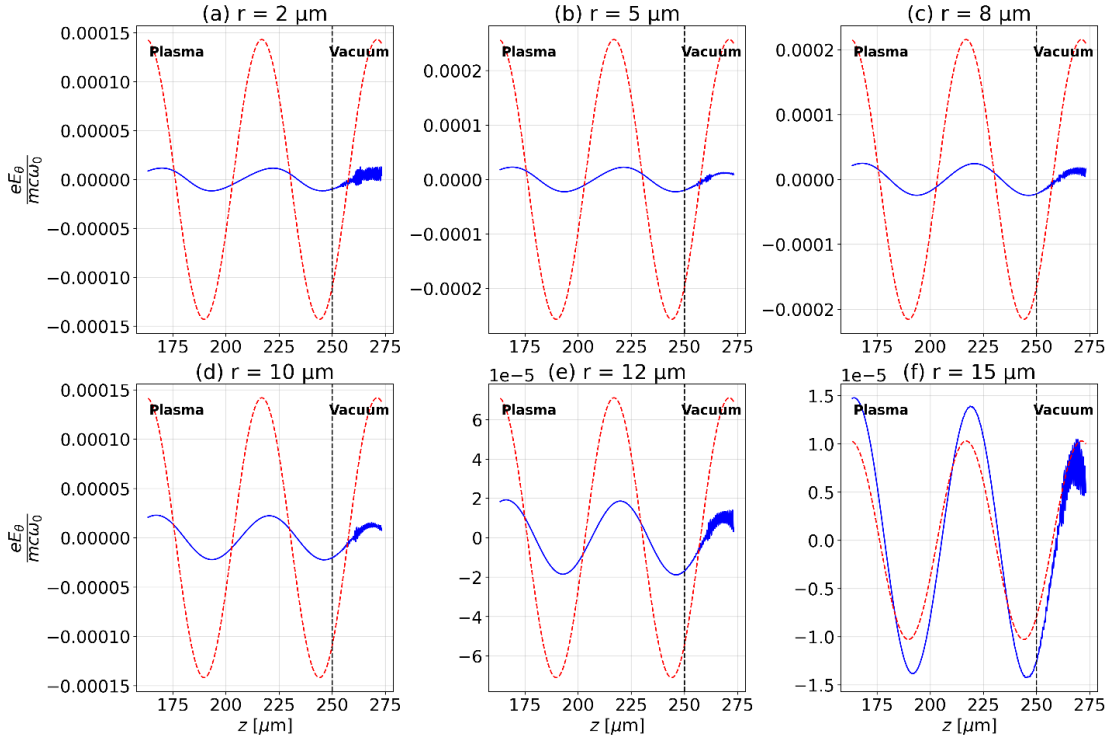


图2 等离子体-真空边界位于 250 μm 时，不同径向位置 (r) 处解析计算（虚线）与模拟（实线）所得归一化方位角电场 (E_θ) 的比较。

图3展示了不同径向位置（r）处的径向磁场（B_r），并比较了解析结果（虚线）与模拟结果（实线）。该场分量垂直于传播轴，并与图2所示的方位角电场（E_θ）正交，体现了径向偏振激光脉冲与磁化等离子体相互作用产生电磁场（EM）的过程。值得注意的是，在 z = 250 μm 处，电场和磁场仍延伸至等离子体边界之外，并在真空中传播，进一步证明产生了太赫兹辐射。

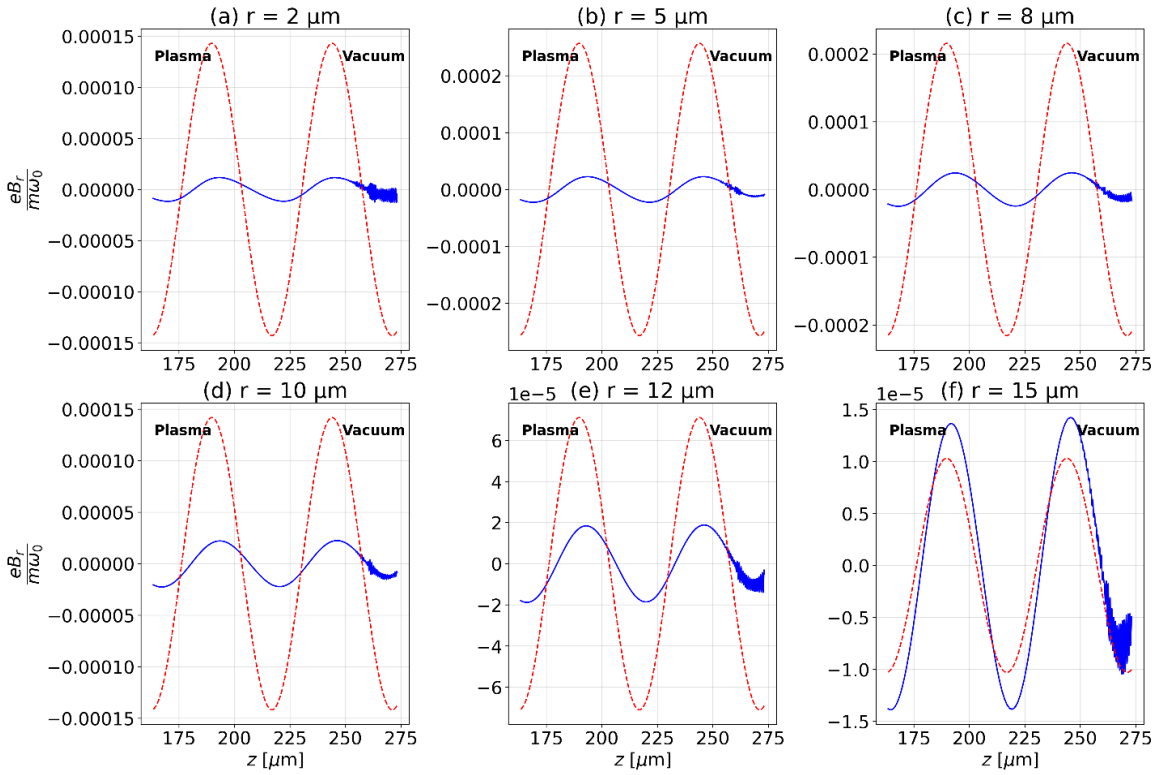


图 3 不同径向位置 (r) 处解析（虚线）与模拟（实线）的归一化径向磁场 (B_r) 对比。

图4展示了使用径向偏振激光与磁化等离子体相互作用时，(a) 粒子网格模拟和 (b) 解析模型得到的太赫兹方位角电场 E_θ 三维图，其中 a_0=0.3 和 λ=0.8μm（n_0=3.8×10^{23} m^{-3}, b_o =71 T）。模拟结果显示，激光-等离子体相互作用期间产生了局域化的方位角场结构，而解析解再现了 E_θ的主要空间特征和振荡行为。两者在定性上高度一致，验证了磁化等离子体中方位角场产生的理论描述。

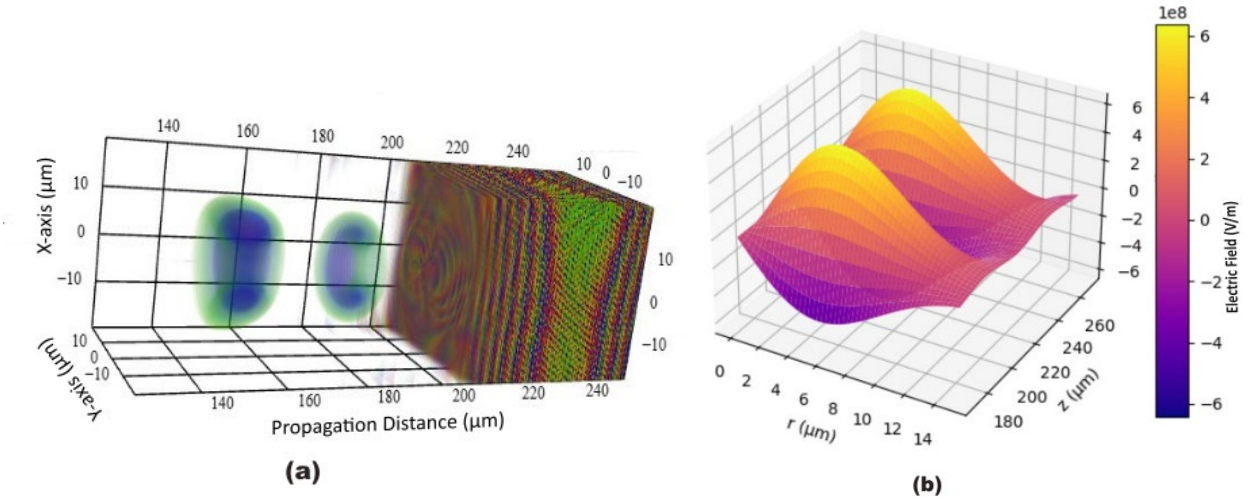
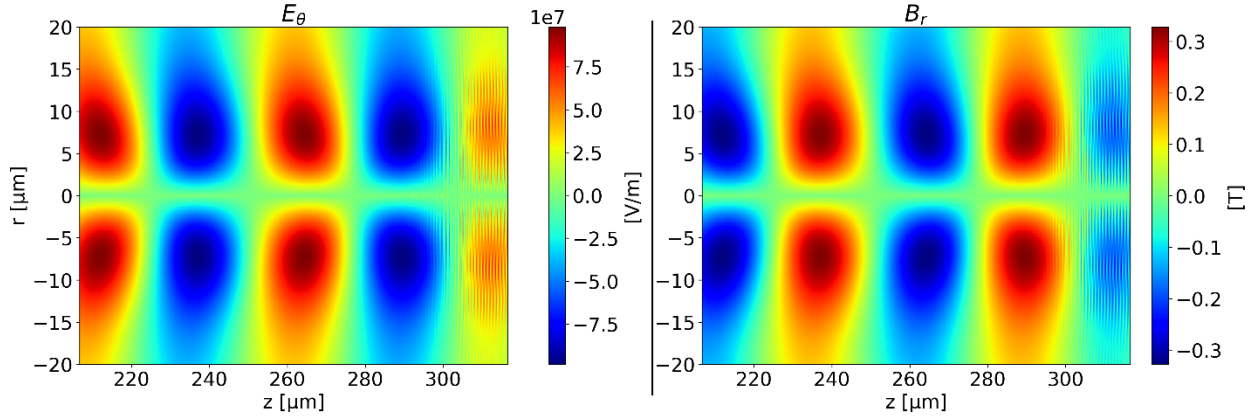


图 4. $a_0 = 0.3$, $\lambda = 0.8$ μm、$n_o = 3.8\times10^{23}m^{-3}$、$b_o = 71$ T 条件下 E_θ 的三维模拟 (a) 和解析 (b) 图。

图5展示了径向偏振激光脉冲与磁化等离子体相互作用期间，模拟得到的方位角电场 E_θ（图5(a)）和径向磁场 B_r（图5(b)）的相空间分布。E_θ 场呈现周期性的轴向振荡，并在光束轴附近高度局域化，反映了径向偏振与电子方位角运动之间的耦合。B_r 分布则呈现出相应的径向磁结构，这些结构是在外磁场存在时由感生的方位角电流产生的。



(a) (b)

图 5 径向偏振激光（$a_0 = 0.3$， $\lambda = 0.8\ \mu m$）与磁化等离子体（$n_o = 3.8\times10^{23} m^{-3}$，$b_o = 71\ T$）相互作用时 E_θ 和 B_r 的模拟分布。周期性场结构表明，方位电流生成局域于光束轴附近。

4. 总结与结论

本研究采用解析方法和 FBPIC 模拟方法，分析了太赫兹辐射产生。在本研究中，考察了径向偏振激光脉冲与均匀磁化等离子体的相互作用。通过结合时变麦克斯韦方程组以及与外磁场耦合的缓慢非线性等离子体电子速度，解析推导出太赫兹辐射场。利用洛伦兹力和连续性方程，获得了驱动这些场的电流密度源。在脉冲参考系中应用准静态近似，可得到纵向和横向尾场。方位角电场（E_θ）与磁场（B_r）相互正交，且振幅相等。因此，激光脉冲后方以等离子体频率振荡的这些横向电场和磁场分量会产生方位偏振太赫兹辐射。场（E_θ、B_r）具有柱对称性，在轴线上为零，并随径向位置变化，在 $r \approx 5\ \mu m$ 处达到最大值。模拟研究表明，太赫兹场会传播至等离子体边界之外（进入真空）。解析结果与模拟结果之间的差异归因于解析公式中所采用的近似。本研究通过模拟验证了太赫兹辐射场产生的解析预测。本研究意义重大，因为方位偏振辐射在激光材料加工[27], 、高分辨率显微术[28], 、原子透镜[29] 和原子阱[30]方面具有潜在应用。

参考文献

[1] T. Tajima 和 J. Dawson，“激光电子加速器”，《物理评论快报》43，267（1979）。[2] P. Sprangle、E. Esarey、A. Ting 和 J. Joyce，“激光尾场加速与相对论光学导引”，Appl. Phys. Lett. 53，2146（1988）。[3] C. Deutsch、H. Furukawa、K. Mima、M. Murakami 和 K. Nishihara，“快点火概念的相互作用物理”，《物理评论快报》77，2483（1996）。[4] S. P. Regan 等，“国家点火装置直接驱动条件下长尺度等离子体中的激光等离子体相互作用”，《等离子体物理》6，2072（1999）。[5] D. C. Eder 等，“桌面式X射线激光器”，《等离子体物理》1，1744（1994）。[6] B. E. Lemoff、G. Y. Yin、C. L. Gordon III、C. P. Barty 和 S. E. Harris，“在 Xe IX 中演示 41.8 nm、10 Hz 飞秒脉冲驱动的极紫外激光器”，《物理评论快报》74，1574（1995）。[7] A. A. M. Choobini、F. M. Aghamir 和 S. S. Ghaffari-Oskooei，“任意偏振多色激光脉冲与斜向磁化等离子体相互作用中的太赫兹辐射机制三维分析”，Optik 287，171074（2023）。[8] S. Zhou 和 Y. Li，“激光诱导线性等离子体中的径向偏振太赫兹辐射”，Optik 127，3495（2016）。[9] E. Pickwell 和 V.P. Wallace，“太赫兹技术的生物医学应用”，J. Phys. D: Appl. Phys. 39，R301（2006）。[10] M. C. Kemp、P.F. Taday、B.E. Coley、J.A. Cluff、A.J. Fitzgerald、W.R. Tribe，“太赫兹技术的安全应用”，SPIE 会议录第 5070 卷，44（2003）。[11] T. Nagatsuma、G. Ducournau 和 C. C. Renaud，“光子学加速的太赫兹通信进展”，Nat. Photonics 10，371（2016）。[12] K. Fukunaga 和 Y. Ogawa，“应用太赫兹光谱分析艺术品材料”，Appl. Phys. A 100，591（2010）。[13] K. A. Wolfinger、G. R. Werner 和 J. R. Cary，“激光电离等离子体产生的太赫兹辐射”，[arXiv]（2021）。DOI：10.48550/arXiv.2111.06143[14] M. Hashemzadeh，“啁啾激光脉冲与高温非均匀等离子体非线性相互作用产生的太赫兹辐射”，Waves in Random and Complex Media 32，2279（2022）。[15] J. Peñano、P. Sprangle、B. Hafizi、D. Gordon 和 P. Serafim，“利用双色激光脉冲在等离子体中产生太赫兹辐射”，《物理评论E》81，026407（2010）。[16] V. Balakin、V. Borodin、A. Kotelnikov 和 P. Shkurinov，“双色方案下飞秒激光焦点产生的太赫兹发射”，J. Opt. Soc. Am. B 27，16（2010）。[17] R. K. Singh 和 R. P. Sharma，“磁化等离子体中两个交叉聚焦高斯激光束产生的太赫兹辐射”，《等离子体物理》21，113109（2014）。

[18] R. K. Singh, M. Singh, S. K. Rajouria, and R. P. Sharma, “在轴向磁化等离子体中，通过整形脉冲激光的光整流产生高功率太赫兹辐射”，《等离子体物理》24, 103103 (2017).[19] M. Kumar, T. Kang, S. Kylychbekov, H. S. Song, and M. H. Cho, “轴向调制磁化等离子体中相位匹配太赫兹辐射的模拟研究”，《等离子体物理》28, 033101 2021( ).[20] A. Saroch and P. Jha, “圆偏振激光脉冲在轴向磁化等离子体中传播时产生太赫兹辐射的模拟研究”，《等离子体物理》24, 124506 (2017).[21] Saumya Singh, Dinkar Mishra, Bhupesh Kumar and Pallavi Jha, “激光脉冲在磁化等离子体通道中传播产生可调谐太赫兹辐射” Laser Phys. 33, 076001 2023( ).[22] C. Tailliez, X. Davoine, L. Gremillet, and L. Bergé, “轴向磁化等离子体中相对论激光尾波产生的太赫兹脉冲”，《物理评论研究》5, 023143 (2023). [23] D. Mishra, S. Singh, B. Kumar, and P. Jha, “使用在轴向磁化等离子体中传播的拉盖尔-高斯激光脉冲产生扭转太赫兹辐射”，《等离子体物理》32, 043104 2025( ).[24] H.C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn, Z.M. Sheng, and J. Zhang, “激光等离子体细丝产生的太赫兹辐射”，《物理评论E》83, 036407 (2011). [25] S. Aggarwal, S. Singh, D. Mishra, B. Kumar, and P. Jha, “径向偏振激光脉冲在均匀等离子体中传播产生尾场并实现电子加速”，Laser Phys. 35, 045401 (2025).[26] P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting, “强激光脉冲在等离子体中的非线性相互作用”，《物理评论A》41, 4463 (1990).[27] Q. Zhan,” 高度聚焦柱矢量光束产生的介电球辐射力”，《光学杂志A：纯粹与应用光学》5, 229 (2003).[28] V. P. Kalosha, and I. Golub, “迈向光学超分辨率的亚衍射聚焦极限”，《光学快报》32, 3540 (2007).[29] M. Kraus, M. A. Ahmed, A. Michalowski, A. Voll, R. Weber, and T. Graf, “使用径向和方位角偏振超短脉冲激光束在钢中进行微钻孔”，《光学快报》18, 22305 (2010).[30] Y. Shin, K. Kim, J. Kim, H. Noh, and W. Jhe,” 空心光纤产生的衍射极限暗激光光斑”，《光学快报》26, 119 (2001).