arXiv:2301.04458v1 [physics.plasm-ph] 11 Jan 2023

电介质内部飞秒激光诱导亚波长等离子体：III. 太赫兹辐射发射

Kazem Ardaneh,[1,2,a] *Ken-Ichi Nishikawa,*[3] *Remo Giust,*[1] *Benoit Morel,*[1] *Pierre-Jean Charpin,*[1] *Arnaud Couairon,*[4] *Guy Bonnaud,*[5] 和 *Francois Courvoisier*[1,b]

1)FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS, 15B avenue des Montboucons, 25030,Besançon Cedex, France2) Sorbonne University, Pierre and Marie Curie Campus, 4 place Jussieu, 75252, Paris Cedex 5,France3) Department of Physics, Chemistry and Mathematics, V. Murry Chambers Bld., Alabama A&M University, Huntsville, AL 35810, USA4)CPHT, CNRS, Ecole Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris, Route de Saclay, F-91128 Palaiseau,France5)CEA, Centre de Paris-Saclay, DRF, Univ. Paris-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette,France

（日期：2023年1月12日）

太赫兹（THz）频段内的电磁辐射在遥感和时域光谱学等应用中备受关注。激光诱导等离子体是产生太赫兹辐射的理想介质。近期有报道称，在电介质内部聚焦飞秒贝塞尔脉冲会诱导形成高纵横比的超临界等离子体。本文表明，在所谓的临界面处，共振驱动的强静电场会导致太赫兹辐射发射。我们通过三维粒子网格模拟和解析推导，研究了太赫兹辐射的发射。结果表明，太赫兹辐射与被束缚在双层双极电场中的热电子群有关。

I. 引言

太赫兹（THz）辐射通常指红外与微波频段之间、频率为 100 GHz $-$ 10THz 的频带，因其广泛的应用而持续受到关注，应用范围涵盖生物医学成像、安检或包装商品检测，以及时域光谱学。[1–4] 利用飞秒激光脉冲产生太赫兹辐射的技术通常分为光学整流、[5–11] 瞬态电流源，[2,12–23] 或这两种机制的组合。[24]

光学整流可在非中心对称晶体（例如碲化锌和砷化镓）中诱导太赫兹辐射，其中红外飞秒激光脉冲的基频通过二阶极化率下转换为太赫兹频率，极化可表示为 $\mathbf{P}(\omega_{\mathrm{THz}}) = \chi^{(2)}\mathbf{E}(\omega+\omega_{\mathrm{THz}})\mathbf{E}^{*}(\omega)$。[5,7]整流脉冲包络的频率范围为 3-10 太赫兹。[7] 在中心对称介质（例如气体）中，可利用双色照射在四波混频过程中将基频与二次谐波混合，表示为 $\mathbf{P}(\omega_{\mathrm{THz}}) = \chi^{(3)}(2\omega-\omega_{\mathrm{THz}},\omega,\omega)$[8,11] $\mathbf{E}(\omega)\mathbf{E}(\omega)\mathbf{E}(\omega)$。相应地，太赫兹分量可能在逆过程中与基频匹配并产生二次谐波，这是太赫兹探测的一种方法。据报道，太赫兹辐射的估计场强为 ~ 400 kV/cm

a)电子邮件：kazem.arrdaneh@gmail.comb)电子邮件：francois.courvoisier@femto-st.fr

据报道，在该过程中，等离子体的存在对于实现高效率至关重要。[10]

激光诱导等离子体能够承受极强的电磁场，因此适用于产生太赫兹辐射。[13,14,25–27] 在此背景下，飞秒激光诱导气体击穿已得到广泛研究，[28,29] 其中大多采用双色方法。[8] 然而，当激光强度高于 10^{15} W/cm^2 时，太赫兹场峰值会趋于饱和，$\sim$7 这是因为较长的（$\sim$7 mm）空气等离子体会强烈吸收太赫兹辐射。[17] 激光与固体相互作用中的等离子体产生提供了另一种选择：超短激光脉冲与固体相互作用的实验表明，随着入射激光强度增加，太赫兹辐射会持续增强，直至 10^{19} W/cm^2。[18,19,21]

强超短激光束照射固体靶会产生热电子流，这些热电子流是从X射线[30–33] 到太赫兹辐射等次级电磁辐射的来源。[19] 在 p–偏振激光照射短尺度非均匀等离子体的条件下，当激光强度适中（低于10^{14}W/cm^2）时，共振吸收是热电子产生的主要机制。[34–36]

在此前的论文中，我们曾报告，通过以中等强度（约为10^{14}W/cm^2 ）将贝塞尔光束聚焦于蓝宝石内部，可以产生超临界等离子体，即密度高于入射激光波长对应的反射密度的等离子体。[37–39] 贝塞尔光束是波动方程的一个解，其波振幅由第一类贝塞尔函数定义。[40] 值得注意的是，贝塞尔光束的轴向强度分布在传播过程中保持不变。因此，沿贝塞尔区分布的介质各段将同时接收

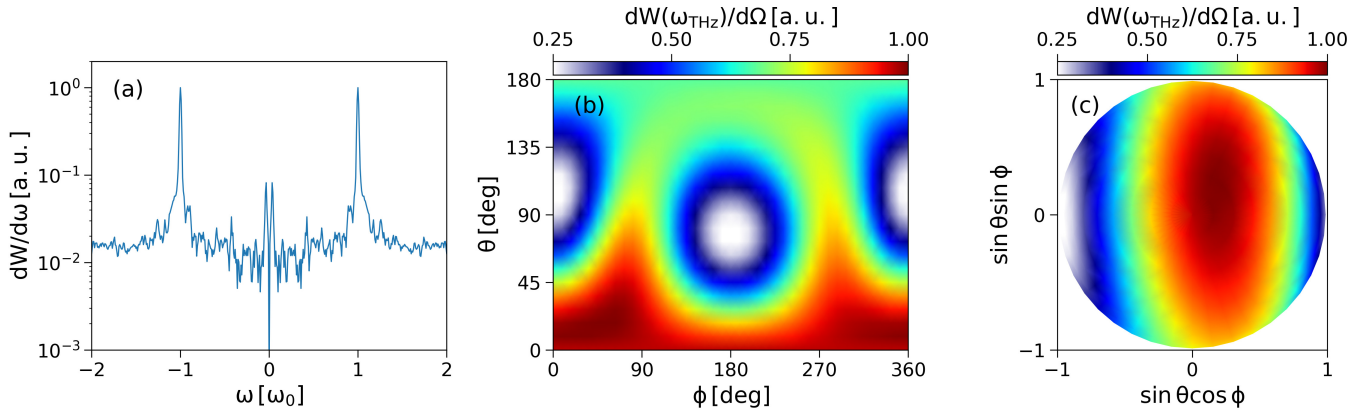

图 1. 一群热电子发射的辐射能谱：(a) 空间平均分布；(b) 角分布；(c) 在 1–30 rad/ps 频率范围内平均的空间分布。热电子是随机选取的。

相同的能量，从而形成高纵横比的等离子体棒。

在本系列的第一篇文章中（Ardaneh 等，[38] 下文简称论文 I），我们证实，等离子体波的共振可以解释总吸收和远场强度分布的实验诊断结果。我们报告了电子在等离子体波上冲浪时被加速至数千电子伏。在热电子向外传播的过程中，由于电子和离子的惯性不同，等离子体表面会形成静电双极场。此外，在本系列的第二篇文章中（Ardaneh 等，[39] 下文简称 Paper II），我们报告了临界面附近热电子的二阶电流产生二次谐波。入射激光波的共振吸收和辐射力会形成电子电流。

作为本系列的第三篇论文，我们建立了共振吸收驱动的电流与太赫兹辐射之间的联系。我们通过计算所执行的粒子网格（PIC）模拟中热电子的相干辐射谱来进行研究。该模拟中的电子-离子等离子体最初由多光子电离和碰撞电离产生。共振场的辐射力诱导产生偶极矩。对于频率为 ω_0的激光场，该辐射力通过将轻电子与重离子分离，产生频率为 $2\omega_0$ 的二次谐波分量和一个低频分量。我们建立了一个关于激光-等离子体相互作用中太赫兹产生的解析模型，以解释其背后的物理机制，特别是等离子体中偶极矩的产生方式以及辐射谱的特征。

本文结构如下。第二节回顾论文 I 中讨论的 PIC 模拟设置[38]，，并详细介绍辐射诊断和模拟结果。随后，在第三节中，我们推导太赫兹辐射电流源的解析解，以及其辐射出的电磁场及其频率光谱。

表 I. 模拟设置。

参数	值
模拟体积	$15 \times 15 \times 30\ \mu$米^3
网格分辨率	$\Delta_{x:y} k_r^0 = 0.04$[a], $\Delta_z k_z^0 = 0.1$[b]
FDTD 阶数	二阶
场边界条件[c]	完全匹配层
粒子边界条件	流出边界
脉冲能量（E_p）	1.2 μJ
脉冲频率（ω_0）	2.35 弧度/飞秒
脉冲锥角 (θ)	25°
脉冲时间剖面	$\exp[-(t-t_c)^2/T^2]$
中心时间 (t_c)	130 飞秒
脉冲半高全宽 $= \sqrt{2\ln 2}T$	100 飞秒
脉冲空间分布	$\exp(-r^2/w_0^2)$
脉冲空间束腰（w_0）	10 μ米
最大密度（n_{max}）	$5\,n_c$
密度分布（轴向）	$\tanh(z^{\mu m})$
质量比（m_i/m_e）	102×1836[d]
等离子体分布 [f（$\mathbf{v}_{e:i}$）]	麦克斯韦分布
等离子体温度（$T_{e:i}$）	1 eV
每种粒子每格粒子数	32
粒子形状函数	三角形
时间步长	$\Delta t\omega_0 = 0.07$
模拟时间	320 飞秒

[a] $k_r^0 = k_0$ 正弦 θ。 [b] $k_z^0 = k_0$ 余弦 θ。
[c] 边界条件：边界条件。 [d] 102 是蓝宝石的摩尔质量。

II. PIC模拟

我们使用三维大规模并行电磁代码 EPOCH[41]进行了自洽PIC模拟。在模拟中，我们采用了能够复现实验测量结果（远场、近场、吸收）的等离子体参数，相关结果见论文 I,[41]和 II。

[39] 模拟设置汇总于表 I。等离子体完全电离，由密度相等的电子和离子组成（以保持电中性），其密度分布为 $n = n_{\max}\exp(-x^2/w_{\mathrm{x}}^2)\exp(-y^2/w_{\mathrm{y}}^2)\tanh(z^{\mu\mathrm{m}})$，半高全宽为$_{\mathrm{x}} = \sqrt{2\ln 2}w_{\mathrm{x}} = 250$纳米，半高全宽为$_{\mathrm{y}} = \sqrt{2\ln 2}w_{\mathrm{y}} = 600$纳米。初始时每种粒子每格粒子数为 32，因此模拟中的粒子总数为 $\sim 10^9$。碰撞采用文献[41,42]所述的二体模型进行模拟。

我们从 $z_{\min}$ 边界注入一个沿正 z–方向传播的线性x–偏振高斯脉冲。我们对高斯光束施加相位，以生成贝塞尔-高斯光束。[43] 在不存在等离子体的情况下，贝塞尔区内的峰值强度为 $6\times10^{14}\mathrm{W/cm^2}$。时间步长受 Courant 条件限制。模拟中的最低频率为 1.5 rad/ps，远低于太赫兹频谱的峰值频率 30 rad/ps。

PIC 代码的主要优势之一是能够获取粒子的完整信息。我们开发了一种辐射诊断方法，利用粒子的位置和动量随时间的变化，计算辐射场和能量。为此，考虑一个在时间 t位于$\mathbf{r}(t)$ 的粒子。与此同时，我们观测到该粒子在$\mathbf{x}$处产生的辐射电磁场。由于光速有限，我们观测到的是粒子在更早时刻的位置$\mathbf{r}(t')$，即迟滞时间 $t' = t - \mathbf{R}(t')/c$时粒子所在的位置，其中$\mathbf{R}(t') = |\mathbf{x} - \mathbf{r}(t')|$ 是带电粒子（在迟滞时间 t'）到观测者的距离。运动点电荷产生的磁场和电场可直接由其标量势和矢量势计算，这些势称为利纳-维谢尔势。电场表达式为：[44]

$$\mathbf{E}(\mathbf{x},t) = \overbrace{e\left[\frac{\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta}}{\gamma^2(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\mathbf{n})^3R^2}\right]_{\mathrm{ret}}}^{\text{Velocity field}} + \overbrace{\frac{e}{c}\left[\frac{\mathbf{n}\times\{(\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta})\times\dot{\boldsymbol{\beta}}\}}{(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\mathbf{n})^3R}\right]_{\mathrm{ret}}}^{\text{Acceleration field}} \quad (1)$$

其中 $\mathbf{n} = \mathbf{R}(t')/|\mathbf{R}(t')|$ 是一个单位向量，方向从粒子的迟滞位置指向观测者；$\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$是粒子的瞬时速度；$\dot{\boldsymbol{\beta}} = \mathrm{d}\boldsymbol{\beta}/\mathrm{d}t$ 是加速度除以 c；γ 是洛伦兹因子。通过选择$\mathbf{n}$ $\left(n_{\mathrm{x}}^2+n_{\mathrm{y}}^2+n_{\mathrm{z}}^2=1\right)$即可得到空间频谱。式 (1) 中的场可分为与加速度无关的“速度场”和随 $\dot{\boldsymbol{\beta}}$线性变化的“加速度场”。速度场是静态场，其强度按R^{-2} 衰减；加速度场则是辐射场，垂直于半径矢量，并按 R^{-1}衰减。加速带电粒子每单位立体角 $\mathrm{d}\Omega$、每单位频率 $\mathrm{d}\omega$ 辐射出的总能量 W 表示为：[44]

$$\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}\omega\mathrm{d}\Omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2c}\left|\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}t'\hat{\mathbf{n}}\times(\hat{\mathbf{n}}\times\boldsymbol{\beta})e^{j\omega(t'+R(t')/c)}\right|^2 \quad (2)$$

在我们的模拟中，我们按如下方式收集热电子发出的太赫兹辐射。我们在模拟中追踪了 10^5 个电子，并记录了这些电子的信息。我们根据式（2）计算了100个随机选取电子所发辐射的能谱。结果如图1(a)所示。可以看到，在 $\omega = 0$附近有两个峰，峰宽通常约为50 rad/ps。需要指出的是，由于计算内存限制，粒子位置的时间分辨率不足以捕捉二次谐波发射。通过对1-30 rad/ps频率范围内的能谱取平均，得到太赫兹发射的角分布和空间分布[图1(b)和图1(c)]。

正如预期，能谱在激光频率 ω_0 处有尖锐的极大值，这是由于临界面处共振驱动等离子体波导致电子强烈加速。能谱在 $\omega \approx$30 rad/ps处也有极大值。图1(b)中这种太赫兹辐射的角分布显示，其极大值位于$(\theta,\ \phi) \approx (0,\ \pi/2)$和$(0,\ 3\pi/2)$附近，与主要沿 x–方向的电子加速方向垂直。图1(c)中的微小倾斜，是由于在积分时间内随机选取的电子在 xy–空间中的分布不对称所致（另一组100个电子也出现了类似偏差）。

我们选取一些具有代表性的电子，在空间窗口 $|x| \leqslant 45\ \mu$m 和$|y| \leqslant 45\ \mu$m 内、于 $z = 0$ 处计算辐射场。利用时间窗口，我们还考察了电子轨迹的哪一部分会发射 THz 频段的电磁辐射[图 2(a)]。对于每个时间窗口，我们对电场的各个分量 $E_{\mathrm{x:y:z}}(t,x,y)$ 进行离散傅里叶变换，并在 1–30 rad/ps 的频率范围内取平均，从而计算强度分布 $I(\omega_{\mathrm{THz}},\ x,\ y)$ [图 2(b)–2(f)]。

图 2(a) 显示了 E_{x} 分量随时间的演化，该分量平行于入射激光偏振，并叠加了一个代表性电子的轨迹。可以看到，在 70–200 飞秒期间，临界面（$x = \pm0.2\,\mu$m）处激发了共振等离子体波（更多详情见论文 I[38] 中的图 4）。在激光场峰值附近，等离子体表面产生了以声速传播的强双极电场（虚线）。当 $x > 0$ 时，双极电场为正；当 $x < 0$ 时，双极电场为负。强局域共振场产生的辐射力（见附录 A）将电子从共振区射出。电子从临界面沿正 x–方向射出，此时 $x > 0$；沿负 x–方向射出，此时 $x < 0$，如论文 I 的图 6 所示。因此，能量低于双极场势垒的射出电子将被反射

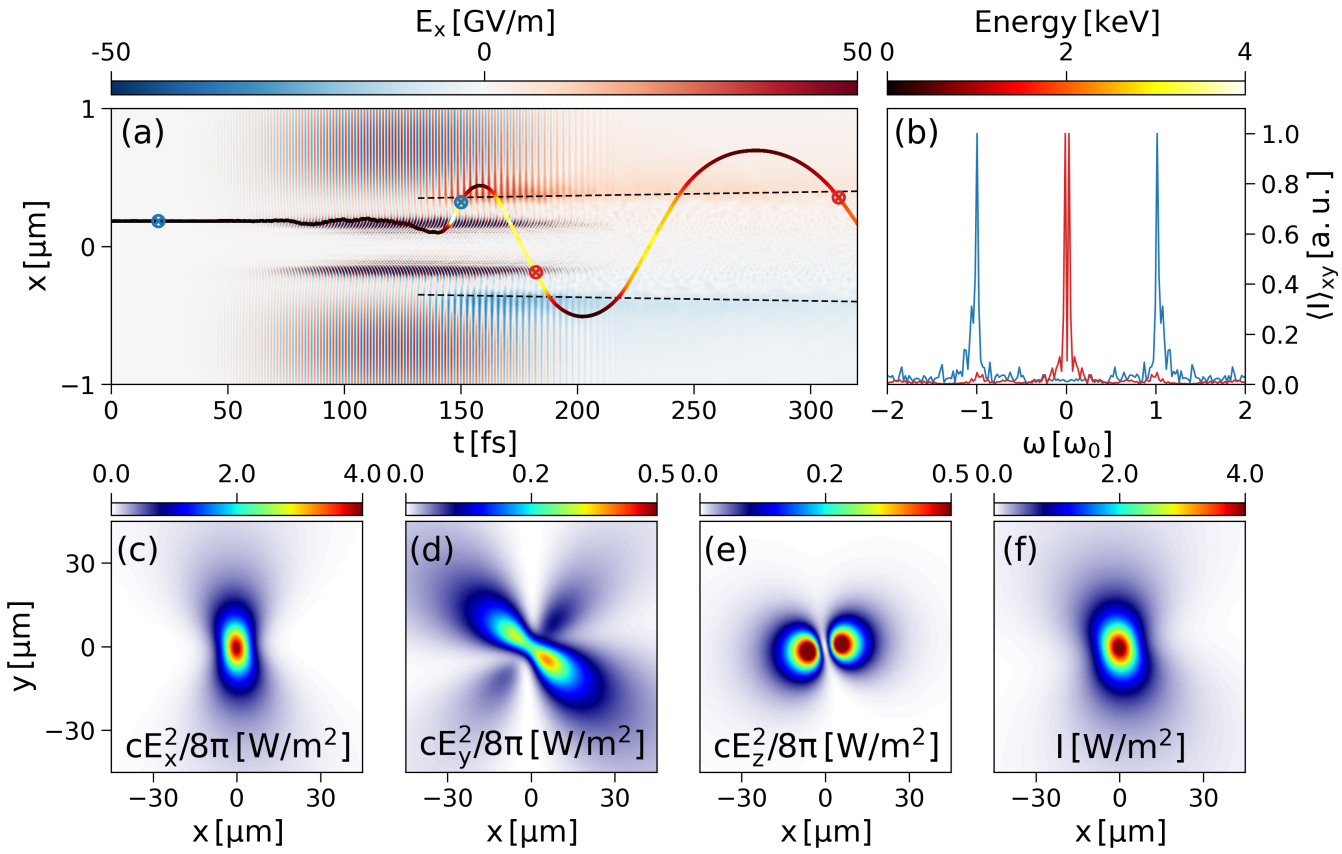

图 2. 被困在双层双极电场中的电子所产生的太赫兹辐射。图中显示：(a) x–电场分量，并叠加了一个代表性电子的轨迹；在以下时间窗口内的电子发射：(b) 20-150 飞秒 [（在面板 (a) 中以蓝色 $\otimes$ 符号表示，在面板 (b) 中以蓝线表示）], 以及 182-312 飞秒 [（在面板 (a) 中以红色 $\otimes$ 符号表示，在面板 (b) 中以红线表示）], ；(c-f) $cE_x^2/8\pi$、 $cE_y^2/8\pi$、 $cE_z^2/8\pi$ 以及电子在 182-224 飞秒时间窗口内发射的太赫兹辐射总强度。面板 (a) 中的虚线表示等离子体以声速膨胀。电子轨迹的颜色表示其能量，颜色对应面板 (b) 中的色标。

$-e\mathbf{E}$ 力。因此，这些电子将被束缚在等离子体两侧的双极电场之间。射出电子在双极电场之间振荡，由于电子与离子之间的能量交换，其振荡周期随时间增加。

我们使用 130 fs 的时间窗口监测电子辐射。在 20–150 fs 期间的电子发射[在面板 (a) 中以蓝色 $\otimes$ 符号表示], ，其峰值恰好位于激光频率处 ω_0 [（面板 (b) 中的蓝线）]。这种发射是电子在共振驱动等离子体波上冲浪时加速所致（更多详情见论文 I[38] ）。在 182–312 fs 期间[，电子被面板 (a) 中红色 $\otimes$ 符号所示的两个双极场所俘获], ，并发射太赫兹辐射，其峰值频率为 $\omega = 24$ rad/ps [（面板 (b) 中的红线）]。图 2(c–f) 分别显示了使用公式 (1) 计算得到的电场分量强度，即 $c(E_x^2, E_y^2, E_z^2)/8\pi$，以及电子在 182–312 fs 期间辐射的总强度。太赫兹辐射主要沿 x–方向偏振，因为 E_x 分量在辐射场中占主导地位。

这种极化与论文 II[39]中详述的入射脉冲和二次谐波相同。在第三节中，我们将说明，该发射图样对应于沿 x–方向的电子电流。

III. 双极电场中的电子太赫兹辐射

要理解太赫兹辐射产生机制，首先要找出其电流源。前文图 2 已显示，电子被困在等离子体双层的双极电场中时会发射太赫兹辐射。将约 50 吉伏每米的共振电场强度在其 70 纳米的宽度上积分（见论文 I[38]），可得约数千电子伏的电势，这与模拟中最热电子的温度相当。热电子向等离子体外传播，因此电荷分离形成一个电双层，其中存在双极

电场。利用连续性和动量的双流体等离子体方程，可以求得该电场的解析解（见附录 B）。

为简便起见，这里将 s–偏振的单色激光波表示为 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_s(\mathbf{r})\cos(\omega_0 t)$，其中$\mathbf{E}_s(\mathbf{r})$包含空间依赖性。非均匀电场 E_a 由经典阻尼受迫谐振子的非齐次二阶微分方程描述，即 [见附录 B 中的公式 (B7)]:

$$\partial_t^2 E_a + 2\Gamma\partial_t E_a + \Omega_p^2 E_a = \Omega_p^2\left[\mathscr{E}_0 + \mathscr{E}_2\cos(2\omega_0 t)\right] \quad (3)$$

其中，$\Gamma = \nu_{ei}/2(1+Zm_e/m_i)$、$\nu_{ei}$ 是电子-离子碰撞频率，$\Omega_p^2 = \omega_{pe}^2(1+Zm_e/m_i)$、$\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$ 是电子等离子体频率（采用 cgs 单位制），并且

$$\begin{aligned}\mathscr{E}_0 =& \frac{4\pi e}{\Omega_p^2}\left[\partial_x\left(Z\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_e}{m_e} + Zn_i v_i^2 - n_e v_e^2\right)\right] \\ &- \frac{4\pi e}{m_e\Omega_p^2}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\partial_x\left\langle\frac{E^2}{8\pi}\right\rangle \quad (4a)\\ \mathscr{E}_2 =& -\frac{4\pi e}{m_e\Omega_p^2}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\partial_x\left\langle\frac{E^2}{8\pi}\right\rangle \quad (4b)\end{aligned}$$

采用标准记号（t，x，v，P，m_s，n_s，Z）分别表示粒子种类为 s的粒子的时间、空间、速度、压强、质量和密度，以及离子电荷。$\langle\rangle$表示对一个激光周期取平均。通过辐射力密度$\mathbf{f}_{RF} = (\epsilon-1)/8\pi\nabla E^2$ 将激光耦合项纳入动量方程，其中ϵ 为等离子体介电常数（见附录 A）。在文献[2,16,20,24] 中可以找到与公式 (3) 类似的方程，但其右端项不同（太赫兹辐射的电流源不同）。

在初始条件（E_a，$\partial_t E_a$）$=(0,0)$下，方程（3）的解为（例如参见文献[45]）：

$$\begin{aligned}E_a(t) =& \overbrace{\mathscr{E}_0\left\{1-\exp(-\Gamma t)\left[\cos(\varpi t) + \frac{\Gamma}{\varpi}\sin(\varpi t)\right]\right\}}^{\text{Terahertz oscillation}} \\ &+ \overbrace{\Omega_p^2\mathscr{E}_2\frac{\left(\Omega_p^2 - 4\omega_0^2\right)\cos(2\omega_0 t) + 4\omega_0\Gamma\sin(2\omega_0 t)}{\left(\Omega_p^2 - 4\omega_0^2\right)^2 + 16\Gamma^2\omega_0^2}}^{\text{Second-harmonic oscillation}}\end{aligned} \quad (5)$$

其中 $\varpi^2 = \Omega_p^2 - \Gamma^2$。该解包含两个分量。第一分量的振荡频率接近等离子体频率 ω_{pe}，当 $\omega_{pe} \gg \nu_{ei}$时尤为如此。然而，这种振荡会以接近碰撞频率的速率呈指数衰减。该分量由轻电子与重离子之间压强差的空间梯度所建立，如式 (4a) 所示。这一部分通过使电子与离子分离，在等离子体中产生偶极矩。经过时间 $t \gg 1/\nu_{ei}$ 后，忽略电子和离子的速度，并假设 $T_e \gg T_i$ （见论文 I[38]），将留下近乎恒定的电场 $eE_a \approx -1/n_e \mathrm{d}P_e/\mathrm{d}x = -\gamma T_e \mathrm{d}\ln n_e/\mathrm{d}x$；这里考虑绝热指数为 γ 的绝热状态方程。因此，双极场振荡由电子密度梯度驱动。随后，已从等离子体内部（密度 n_1）移动到外部（密度 n_2）的电子，其功函数为 $-e\Delta\phi = \gamma T_e \ln(n_1/n_2) \approx 4$千电子伏。

方程（5）的第二部分源于激光强度梯度所诱导的二次谐波纵向电场振荡。对于波的倏逝部分，该项在 $2\omega = \Omega_p \approx \omega_{pe}$ （临界密度的四倍）处发生共振，使振荡振幅急剧增大。s–偏振激光的这一共振不同于p–偏振激光斜入射时发生的 Denisov 共振吸收。[46,47]

图 3(a) 展示了方程（5）给出的电场示例，其中 $\varpi = 30$ rad/ps（对应边缘等离子体密度 $n_2/n_c = 10^{-4}$），且 $\Gamma = 3$ rad/ps；这里假设电子碰撞频率远小于等离子体频率。该波呈现 2-3 次振荡，并在 ~ 2 ps 的时间尺度内衰减。与准静态电场相关的电流$4\pi J_a(\omega) = j\omega E_a(\omega)/(1+j\nu_{ei}/\omega)$ 的傅里叶频谱如图 3(b) 所示。可以看出，其峰值出现在 $\omega \approx \varpi = 30$rad/ps。

为了与图 1(b) 中辐射发射的数值结果进行比较，我们推导了电流源辐射能量的角分布。对于多个加速电荷，式（2）中的被积项需替换为 $e\boldsymbol{\beta}e^{j\omega R(t')/c} \to \sum_{m=1}^{N} e_m\boldsymbol{\beta}_m e^{j\omega R_m(t')/c}$。在电荷连续分布的极限下，求和变为对电流密度的积分，即 $e\boldsymbol{\beta}e^{j\omega R(t')/c} \to 1/c\int^{3\prime}\mathbf{J}(\mathbf{r}',t')e^{j\omega R(t')/c}\mathrm{d}\mathbf{r}'$。因此，电流源单位立体角、单位频率的辐射能量为:[44]

$$\frac{\mathrm{d}^2 W}{\mathrm{d}\omega\mathrm{d}\Omega} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3}\left|\int \mathrm{d}t'\int \mathrm{d}^3\mathbf{r}'\ \hat{\mathbf{n}}\times[\hat{\mathbf{n}}\times\mathbf{J}(\mathbf{r}',t')]\,e^{j\omega[t'+R(t')/c]}\right|^2 \quad (6)$$

我们考虑发射长度为 L 的等离子体棒，其方向平行于 z–方向；电子电流沿 x–方向，如$\mathbf{J}(\mathbf{r}',t') = \hat{\mathbf{x}}J_a(t')\delta(x')\delta(y')\exp(jkz')$。对于球角 $\theta = \cos^{-1}(z/r)$和方位角 $\phi = \tan^{-1}(y/x)$定义观测方向$\mathbf{n}$的坐标系，式（6）可化简为:

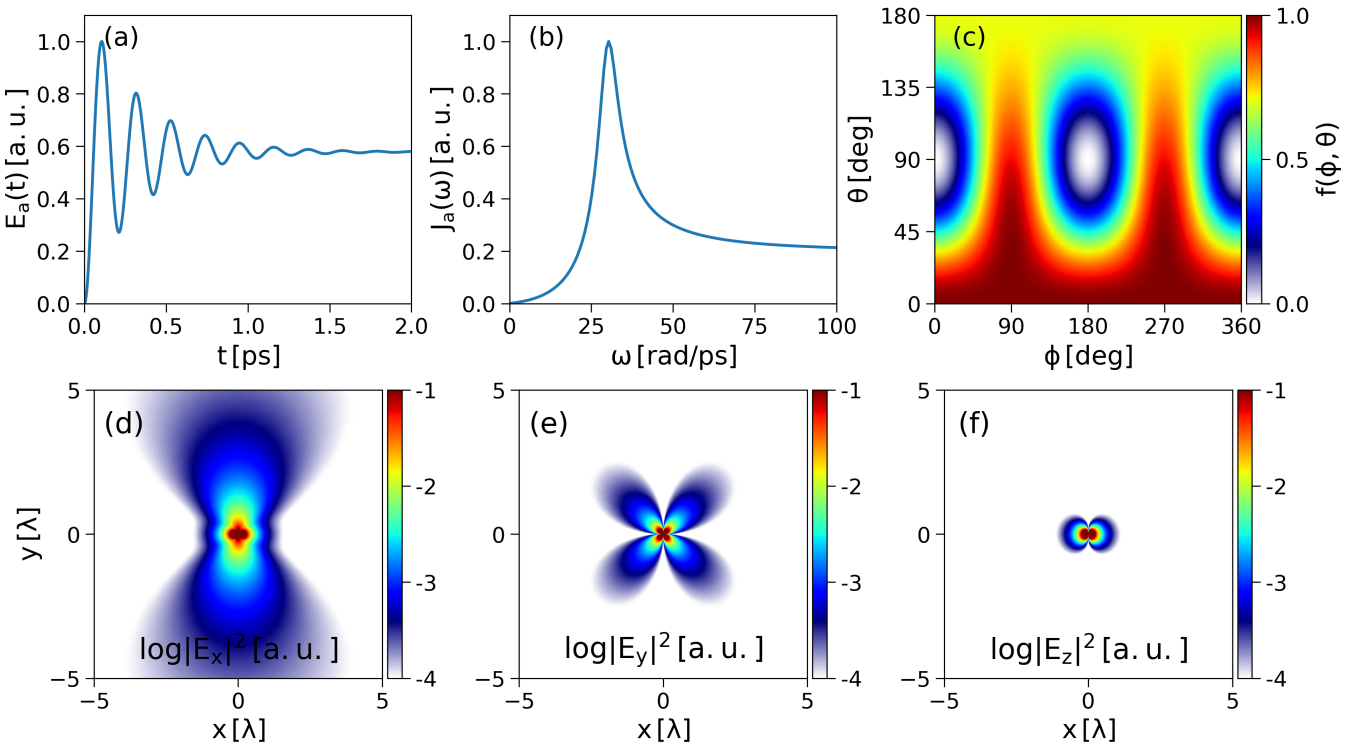

图 3. 式 5 中双极电场的太赫兹分量随时间的变化曲线（a），电磁辐射的频谱（b），由式 7(b) 得到的辐射能量角分布（c），以及电场分量（d）—（f）。

$$\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}\omega\mathrm{d}\Omega} = \frac{|J_\mathrm{a}(\omega)|^2}{\pi^2 c} f(\phi,\theta) \tag{7a}$$

$$f(\phi,\theta) = \frac{\sin^2\theta\sin^2\phi + \cos^2\theta}{(1-\cos\theta)^2}\sin^2\left(Lk\sin^2\frac{\theta}{2}\right) \tag{7b}$$

其中，k 为发射波矢。

对于发射长度为 $L = 10\,\mu$m 的情况，式 (7b) 给出的角分布如图 3(c) 所示。它与图 1(b) 中 PIC模拟得到的分布非常吻合：辐射束沿 $z-$方向的正向发射，并在垂直于电流源的 $y-$方向上有两个极大值。该电流源的矢量势沿 $x-$方向，在远场处可写为：[44]

$$\begin{aligned}\mathbf{A}(\mathbf{x},\omega) =& \frac{1}{c}\frac{e^{jkR}}{R}\int \mathrm{d}^3\mathbf{r}'\mathbf{J}\left(\mathbf{r}',\omega\right)e^{-jk\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}'} \\ =& \hat{\mathbf{x}}\frac{2J_\mathrm{a}(\omega)}{c}\frac{e^{jkR}}{kR}\frac{\sin\left(Lk\sin^2\frac{\theta}{2}\right)}{1-\cos\theta}\end{aligned} \tag{8}$$

可以使用洛伦兹规范推导标量势 Φ，然后得到电场的各分量如下：

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{A} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\Phi}{\partial t} \tag{9a}$$

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} - \boldsymbol{\nabla}\Phi \tag{9b}$$

使用公式 (9b) 计算得到的辐射电场各分量如图 3(d)-(f) 所示。与 PIC 模拟 [图 2(c-d)], 的结果一致，辐射发射沿 $x-$方向偏振。此外，电场各分量的角分布与 PIC 模拟 [图 2(c)-(e)]的结果一致。图 2(d) 中的四极子图样不像图 3(e) 那样对称。这种不对称是因为电子的运动轨迹并不对称：相较于 $x < 0$[图 2(a)]，电子在 $x > 0$ 区域停留的时间更长。

该解析模型使我们能够解释粒子网格模拟中的太赫兹辐射发射。(i) 我们表明，太赫兹辐射的电流源来自被俘获在双层之间的电子。(ii) 电流源平行于入射激光偏振，因此太赫兹辐射的极化方向与入射激光偏振方向相同。(iii) 与后向方向（$90° < \theta \leq 180°$）相比，太赫兹辐射在对应前向方向的角度（$0° < \theta \leq 90°$）上信号强得多。这

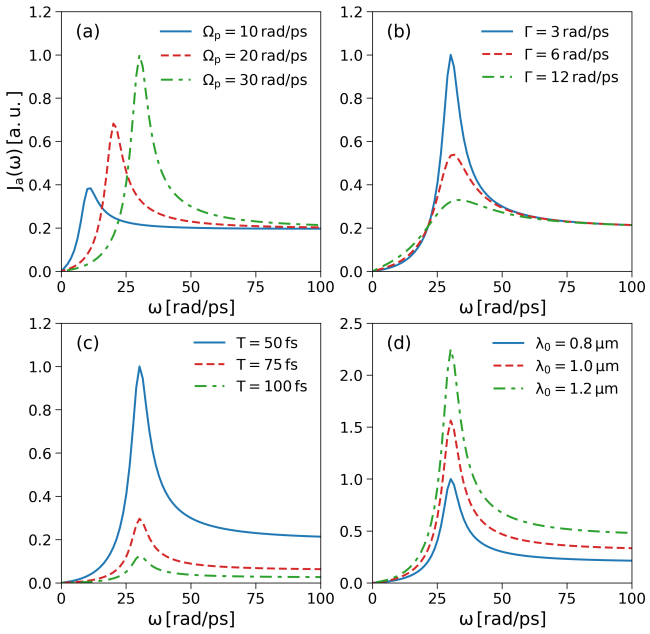

图 4. 展示了不同等离子体频率（图 a）、不同电子-离子碰撞频率（图 b）、不同脉冲持续时间（图 c）以及不同脉冲中心波长（图 d）下太赫兹波 [式 (5)] 的频谱。

是因为沿等离子体棒诱导的偶极矩相位具有相干性 [式（7）]。

了解哪些参数会影响太赫兹辐射将很有意义。太赫兹辐射源于等离子体中振荡的偶极矩。因此，如图 4(a) 所示，太赫兹频谱的峰值频率由等离子体频率（$\varpi^2 = \Omega_p^2 - \Gamma^2$）决定。较高的等离子体频率会产生更大的辐射力，并提高太赫兹辐射的能量。电子-离子碰撞频率 Γ 是影响太赫兹频谱的重要因素之一。增加碰撞时间会减缓电子与离子之间达到热平衡的过程，从而使双极电场持续更长时间，并拓宽太赫兹频谱，如图 4(b) 所示。

太赫兹波振幅与辐射力驱动的 $\mathscr{E}_0$ 场成正比，如式（5）所示。为了估算该振幅，假设脉冲强度为 $I = I_0/\sqrt{\pi}\exp\left(-r^2/w_0^2\right)\exp\left(-t^2/T^2\right)$，其中 T 为脉冲持续时间，w_0 为脉冲束腰。在辐射力与空间电荷力平衡的条件下，太赫兹波振幅为 $\mathscr{E}_0 = 4E_p^2/(ec\omega_0^2 T^3)$，其中脉冲能量为$E_p = I_0 \pi w_0^2 T$。因此，在保持脉冲能量不变的同时缩短脉冲持续时间，会显著增加辐射出的太赫兹能量 [图 4(c)]。这是因为入射场的峰值强度更高。此外，增大激光波长会增强激光周期内作用于电子的辐射力 [式（A2）]。这会导致更强的净电子电流，并增强太赫兹辐射 [图 4(d)]。

IV. 讨论

在本研究中，我们拓展了对电介质内部飞秒贝塞尔光束诱导等离子体的研究。单发贝塞尔光束可在电介质内部产生高纵横比的超临界等离子体。[37] 共振吸收驱动的热电子形成电流，因此所产生的等离子体有望成为太赫兹辐射的理想介质。

基于解析方法，我们推导了电流源、电场分量以及太赫兹辐射的角分布。该解析推导再现了利用PIC模拟的辐射诊断计算得到的太赫兹辐射的主要特征。在线性模式转换过程中，共振驱动等离子体波的辐射力将电子从临界面击出。由于等离子体组分的迁移率不同，等离子体表面会形成称为双层的电荷分离，进而产生双极电场。大多数从临界面射出的电子会被俘获在等离子体边缘的双极电场电势中。这些俘获电子以约130飞秒的周期振荡，并在太赫兹频域内辐射。

尽管本文研究了超临界等离子体，但所述研究同样适用于亚临界等离子体，因为强激光（$\gtrsim 10^{18}$ W/cm^2）的辐射力也能够诱导准静态场及相关的太赫兹辐射。双极场的二次谐波部分为探测太赫兹辐射提供了一种实验诊断手段。其在远场中的图样（一个中心光斑）不同于临界面处产生的图样（两个与入射激光偏振平行的波瓣，见论文 II[39]）。

为了估算太赫兹范围内的辐射功率，将辐射力与电子—离子分离所产生的空间电荷场的力相等，可得到加速度 $a = e\mathscr{E}_0/m = 4E_p^2/(mc\omega_0^2 T^3)$；利用拉莫尔公式[44] $P = 2e^2a^2/3c^3$计算得到的功率为 $P = 32e^2E_p^2/(3m^2c^5\omega_0^4T^6)$，或为 $P_W \approx 10^8\left[E_p^{\mu J}(\lambda_0^{\mu m})^2/(T^{fs})^3\right]^2$。

假设采用波长为 800 纳米、持续时间为 100 飞秒的微焦耳激光脉冲，预测激光到太赫兹的转换效率约为 $\sim 10^{-8}$。与能量为 $\sim 10^{-3} - 1$ 焦耳的飞秒脉冲的太赫兹效率 $\sim 10^{-3} - 10^{-6}$ 相比，这一数值似乎非常低。[19,23,48] 与我们的工作不同，$10^{-3} - 1$ 焦耳级激光与固体相互作用时的吸收过程依赖于布吕内尔机制[49,50]，太赫兹辐射产生则归因于表面电流[18,48]，或是穿过不同电介质的高度相对论粒子所产生的辐射，即所谓的跃迁辐射。[23] 使用贝塞尔光束可能会提高太赫兹能量。

贝塞尔光束产生的长等离子体（最近，我们在电介质内部实现了厘米尺度的过临界等离子体）[51]，会在等离子体表面形成更长的双层。更长的双层会在更长的距离上、更长的时间内俘获从临界面喷射出的热电子，从而产生更长的太赫兹脉冲。

假设各个电子的辐射彼此不相干，我们可以估算所展示的 PIC 模拟中的太赫兹强度和转换效率。正如论文 I[38], 所报告的，高能电子约占模拟中电子总数的 4%（$\sim 10^9$）。考虑到单个电子的太赫兹强度为 0.04 W/cm^2 [图 2(f)], ，辐射出的太赫兹强度约为 10^6 W/cm^2, ，对应的转换效率为 10^{-8}，与上述预测的效率一致。

要观察太赫兹波产生的完整过程，我们需要皮秒量级的时间尺度（例如，频率为 0.5 THz 的太赫兹波对应的时间尺度为 2 ps）。然而，高密度等离子体中数皮秒内出现的数值加热限制了粒子网格模拟的最长持续时间。[41]因此，我们没有将模拟运行时间延长至 320 fs 以上。太赫兹辐射对应的频率约为 30 rad/s。另一个挑战是使用 PIC 模拟中的全部电子计算辐射积分。这需要在基于 MPI 的并行粒子网格代码中实现辐射积分，正如参考文献[52,53]中所做的那样

致谢

我们感谢 EPOCH 支持团队提供帮助，网址为 https://cfsa-pmw.warwick.ac.uk。作者感谢以下机构提供的经费支持：欧洲研究委员会（ERC）682032-PULSAR、勃艮第-弗朗什-孔泰大区和法国国家研究署（EQUIPEX+SMARTLIGHT 平台 ANR-21-ESRE- 0040）、Labex ACTION ANR-11-LABX-0001-01、I-SITE BFC 项目（合同编号 ANR-15-IDEX-0003）以及 EIPHI 研究生院 ANR-17-EURE-0002。本研究获准使用以下 PRACE 高性能计算资源：意大利卡萨莱基奥-迪雷诺 CINECA 的 MARCONI-KNL、MARCONI-M100 和 GALILEO（项目“PULSARPIC”，PRA19 4980）；法国原子能和替代能源委员会 TGCC 的 Joliot-Curie Rome（项目“PULSARPIC”（RA5614））；法国原子能和替代能源委员会 TGCC 的 Joliot-Curie Rome/SKL/KNL（项目 A0070511001 和 A0090511001）；以及弗朗什-孔泰计算中心 M´esocentre de Calcul de Franche-Comt´e。

附录 A：辐射力密度

作用于自由电子的辐射力（单位体积的力，即力密度）$\mathbf{f}_{\mathrm{RF}}$可写为：[54]

$$\mathbf{f}_{\mathrm{RF}} = \frac{\epsilon - 1}{8\pi}\boldsymbol{\nabla} E^2 + \frac{\epsilon - 1}{4\pi c}\partial_{\mathrm{t}}(\mathbf{E}\times\mathbf{B}) \tag{A1}$$

通常考虑激光波一个周期内力密度的平均值。这是因为激光波的时间包络相对于其频率变化得慢得多。因此，可以忽略式 (A1) 中最后一项——坡印廷项的时间平均值。考虑波动方程的单色解$\mathbf{E} = \mathbf{E_s(r)}\cos(\omega_0 t)$，其中$\mathbf{E_s(r)}$包含电场的空间变化。于是，辐射力密度为

$$\begin{aligned}\mathbf{f}_{\mathrm{RF}} &= -\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{8\pi\omega_0^2}\cos^2(\omega_0 t)\boldsymbol{\nabla} E_{\mathrm{s}}^2 \\ &= -\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{16\pi\omega_0^2}\boldsymbol{\nabla} E_{\mathrm{s}}^2 - \frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{16\pi\omega_0^2}\cos(2\omega_0 t)\boldsymbol{\nabla} E_{\mathrm{s}}^2 \\ &= -\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{\omega_0^2}\boldsymbol{\nabla}\left\langle\frac{E^2}{8\pi}\right\rangle - \frac{\omega_{\mathrm{pe}}^2}{\omega_0^2}\cos(2\omega_0 t)\boldsymbol{\nabla}\left\langle\frac{E^2}{8\pi}\right\rangle\end{aligned} \tag{A2}$$

在式 (A2) 中，我们使用了$\left\langle E^2\right\rangle = E_{\mathrm{s}}^2/2$。

附录 B：双层的双极电场

参照文献，[46,47,55] 我们使用双流体等离子体方程中的连续性方程和动量方程，推导双层双极电场的解析解。连续性方程为

$$\partial_{\mathrm{t}}\left(n_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}\right) + \partial_{\mathrm{x}}\left(n_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{e}}\right) = 0 \tag{B1a}$$

$$\partial_{\mathrm{t}}\left(n_{\mathrm{i}}m_{\mathrm{i}}\right) + \partial_{\mathrm{x}}\left(n_{\mathrm{i}}m_{\mathrm{i}}v_{\mathrm{i}}\right) = 0 \tag{B1b}$$

其中，下标 e 和 i 分别表示电子和离子。动量守恒方程为：

$$\begin{aligned}\partial_{\mathrm{t}}\left(n_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{e}}\right) = &-\partial_{\mathrm{x}}\left(n_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{e}}^2\right) - \partial_{\mathrm{x}}P_{\mathrm{e}} - en_{\mathrm{e}}E_{\mathrm{a}} \\ &- n_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{ei}}\left(v_{\mathrm{e}} - v_{\mathrm{i}}\right) + f_{\mathrm{RF}}\end{aligned} \tag{B2a}$$

$$\begin{aligned}\partial_{\mathrm{t}}\left(n_{\mathrm{i}}m_{\mathrm{i}}v_{\mathrm{i}}\right) = &-\partial_{\mathrm{x}}\left(n_{\mathrm{i}}m_{\mathrm{i}}v_{\mathrm{i}}^2\right) - \partial_{\mathrm{x}}P_{\mathrm{i}} + en_{\mathrm{i}}ZE_{\mathrm{a}} \\ &+ n_{\mathrm{e}}m_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{ei}}\left(v_{\mathrm{e}} - v_{\mathrm{i}}\right)\end{aligned} \tag{B2b}$$

在方程 (B2a) 中，辐射力密度由方程 (A2) 给出。我们在方程 (B2b) 中忽略了作用于离子$Zm_{\mathrm{e}}/m_{\mathrm{i}}f_{\mathrm{RF}}$ 的辐射力。

电场 E_{a} 的高斯定律为：

$$\partial_{\mathrm{x}}E_{\mathrm{a}} = -4\pi e\left(n_{\mathrm{e}} - Zn_{\mathrm{i}}\right) \tag{B3}$$

对高斯定律求时间导数，并使用式（B1）中的连续性方程进行空间积分，得到：

$$\partial_{\mathrm{t}}E_{\mathrm{a}} = 4\pi e\left(n_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{e}} - Zn_{\mathrm{i}}v_{\mathrm{i}}\right) \tag{B4}$$

对时间求二阶导数，得到：

$$\partial_{\mathrm{t}}^{2} E_{\mathrm{a}} = 4\pi e \left[\partial_{\mathrm{t}} \left(n_{\mathrm{e}} v_{\mathrm{e}}\right) - Z \partial_{\mathrm{t}} \left(n_{\mathrm{i}} v_{\mathrm{i}}\right)\right] \tag{B5}$$

将动量方程代入式 (B2)，得到

$$\begin{aligned}\frac{1}{4\pi e}\partial_{\mathrm{t}}^{2} E_{\mathrm{a}} = &-\partial_{\mathrm{x}}\left(n_{\mathrm{e}} v_{\mathrm{e}}^{2}\right) - \frac{1}{m_{\mathrm{e}}}\partial_{\mathrm{x}} P_{x} - \frac{e n_{\mathrm{e}} E_{\mathrm{a}}}{m_{\mathrm{e}}} \\ &+\nu_{\mathrm{ei}} n_{\mathrm{e}}\left(v_{\mathrm{i}} - v_{\mathrm{e}}\right) + \frac{f_{\mathrm{RF}}}{m_{\mathrm{e}}} \\ &+Z\partial_{\mathrm{x}}\left(n_{\mathrm{i}} v_{\mathrm{i}}^{2}\right) + \frac{Z}{m_{\mathrm{i}}}\partial_{\mathrm{x}} P_{\mathrm{i}} - \frac{Z^{2} e n_{\mathrm{i}} E_{\mathrm{a}}}{m_{\mathrm{i}}} \\ &+Z\nu_{\mathrm{ei}} n_{\mathrm{e}}\left(v_{i} - v_{e}\right)\frac{m_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{i}}}\end{aligned} \tag{B6}$$

整理各项后，得到以下微分方程，该方程描述了受外力作用的阻尼振子（非齐次二阶微分方程）。

$$\partial_{\mathrm{t}}^{2} E_{\mathrm{a}} + 2\Gamma\partial_{\mathrm{t}} E_{\mathrm{a}} + \Omega_{\mathrm{p}}^{2} E_{\mathrm{a}} = \Omega_{\mathrm{p}}^{2}\left[\mathscr{E}_{0} + \mathscr{E}_{2}\cos(2\omega_{0} t)\right] \tag{B7}$$

其中

$$\Gamma = \frac{\nu_{\mathrm{ei}}}{2}\left(1 + \frac{Z m_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{i}}}\right) \tag{B8a}$$

$$\Omega_{\mathrm{p}}^{2} = \omega_{\mathrm{pe}}^{2}\left(1 + \frac{Z m_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{i}}}\right) \tag{B8b}$$

$$\begin{aligned}\mathscr{E}_{0} = &\frac{4\pi e}{\Omega_{\mathrm{p}}^{2}}\left[\partial_{\mathrm{x}}\left(Z\frac{P_{\mathrm{i}}}{m_{\mathrm{i}}} - \frac{P_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{e}}} + Z n_{\mathrm{i}} v_{\mathrm{i}}^{2} - n_{\mathrm{e}} v_{\mathrm{e}}^{2}\right)\right] \\ &- \frac{4\pi e}{m_{\mathrm{e}}\Omega_{\mathrm{p}}^{2}}\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^{2}}{\omega_{0}^{2}}\partial_{\mathrm{x}}\left\langle\frac{E^{2}}{8\pi}\right\rangle\end{aligned} \tag{B8c}$$

$$\mathscr{E}_{2} = -\frac{4\pi e}{m_{\mathrm{e}}\Omega_{\mathrm{p}}^{2}}\frac{\omega_{\mathrm{pe}}^{2}}{\omega_{0}^{2}}\partial_{\mathrm{x}}\left\langle\frac{E^{2}}{8\pi}\right\rangle \tag{B8d}$$

参考文献

[1]D. Grischkowsky、S. Keiding、M. van Exter 和 C. Fattinger，“利用电介质和半导体的太赫兹光束进行远红外时域光谱”，J. Opt. Soc. Am. B**7**，2006–2015（1990）。[2]C. D’Amico、A. Houard、S. Akturk、Y. Liu、J. Le Bloas、M. Franco、B. Prade、A. Couairon、V. T. Tikhonchuk 和 A. Mysyrowicz，“气体中飞秒丝化产生的前向太赫兹辐射：理论与实验”，New Journal of Physics **10**，013015（2008）。[3]B. Ferguson 和 X.-C. Zhang，“太赫兹科学与技术材料”，Nature Materials **1**，26–33（2002）。[4]M. Tonouchi，“前沿太赫兹技术”，Nature Pho- tonics **1**，97–105（2007）。[5] M. Bass、P. A. Franken、J. F. Ward 和 G. Weinreich，“光学整流”，Phys. Rev. Lett. **9**，446–448（1962）。[6]L. Xu、X. Zhang 和 D. H. Auston，“电光材料中飞秒光脉冲产生太赫兹光束”，Applied Physics Letters **61**，1784–1786（1992）。

[7]A. Nahata、A. S. Weling 和 T. F. Heinz，“利用光学整流和电光采样的宽带相干太赫兹光谱系统”，Applied Physics Letters 69，2321–2323（1996年）。[8]D. J. Cook 和 R. M. Hochstrasser，“空气中的四波整流产生强太赫兹脉冲”，Opt. Lett. 25，1210–1212（2000年）。[9]M. Kress、T. L¨offler、S. Eden、M. Thomson 和 H. G. Roskos，“由同时包含基频波和二次谐波的激光脉冲通过空气光电离产生太赫兹脉冲”，Opt. Lett. 29，1120–1122（2004年）。[10]T. Bartel、P. Gaal、K. Reimann、M. Woerner 和 T. Elsaesser，“产生具有高电场振幅的单周期太赫兹瞬态”，Opt. Lett. 30，2805–2807（2005年）。[11]X. Xie、J. Dai 和 X.-C. Zhang，“环境空气中太赫兹波产生的相干控制”，Phys. Rev. Lett. 96，075005（2006年）。[12]D. H. Auston、K. P. Cheung 和 P. R. Smith，“皮秒光电导赫兹偶极子”，Applied Physics Letters 45，284–286（1984年）。[13] H. Hamster、A. Sullivan、S. Gordon、W. White 和 R. W. Falcone，“强激光-等离子体相互作用产生的亚皮秒电磁脉冲”，Phys. Rev. Lett. 71，2725–2728（1993年）。[14]H. Hamster、A. Sullivan、S. Gordon 和 R. W. Falcone，“高强度激光产生的等离子体发出的短脉冲太赫兹辐射”，Phys. Rev. E 49，671–677（1994年）。[15]C.-C. Cheng、E. M. Wright 和 J. V. Moloney，“飞秒光丝诱导的等离子体通道产生电磁脉冲”，Phys. Rev. Lett. 87，213001（2001年）。[16]P. Sprangle、J. R. Pe˜nano、B. Hafizi 和 C. A. Kapetanakos，“空气中及介电表面上的超短激光脉冲与电磁脉冲产生”，Phys. Rev. E 69，066415（2004年）。[17]K.-Y. Kim、J. H. Glownia、A. J. Taylor 和 G. Rodriguez，“对称性破缺激光场中超快电离空气的太赫兹发射”，Optics Express 15，4577–4584（2007年）。[18] Y. Li、C. Li、M. Zhou、W. Wang、F. Du、W. Ding、X. Lin、F. Liu、Z. Sheng、X. Peng、 *et al.*，“相对论激光与固体密度等离子体相互作用产生的强太赫兹辐射”，Applied Physics Letters 100，254101（2012年）。[19]C. Li、Y.-Q. Cui、M.-L. Zhou、F. Du、Y.-T. Li、W.-M. Wang、L.-M. Chen、Z.-M. Sheng、J.-L. Ma、X. Lu、 *et al.*，“共振吸收在固体靶太赫兹辐射产生中的作用”，Optics Express 22，11797–11803（2014年）。[20]S. Mitryukovskiy，*Coherent secondary radiation from femtosecond laser filaments* 2014 ，博士论文，综合理工学院（）。[21]F. Buccheri 和 X.-C. Zhang，“环境空气中激光诱导微等离子体的太赫兹发射”，Optica 2，366–369（2015年）。[22] C. Miao、J. P. Palastro 和 T. M. Antonsen，“通过非均匀等离子体中的共振跃迁辐射实现激光脉冲驱动的太赫兹产生”，Physics of Plasmas 23，063103（2016年）。[23]J. D´echard、X. Davoine、L. Gremillet 和 L. Berg´e，“超强飞秒激光脉冲照射亚微米固体靶产生的太赫兹发射”，Physics of Plasmas 27，093105（2020年）。[24]V. A. Andreeva、O. G. Kosareva、N. A. Panov、D. E. Shipilo、P. M. Solyankin、M. N. Esaulkov、P. Gonz´alez de Alaiza Mart´ınez、A. P. Shkurinov、V. A. Makarov、L. Berg´e 和 S. L. Chin，“空气基丝状等离子体产生的超宽带太赫兹光谱”，Phys. Rev. Lett. 116，063902（2016年）。[25]J. Yoshii、C. H. Lai、T. Katsouleas、C. Joshi 和 W. B. Mori，“磁化等离子体中切伦科夫尾波的辐射”，Phys. Rev. Lett. 79，4194–4197（1997年）。[26]W. P. Leemans、C. G. R. Geddes、J. Faure、C. T´oth、J. van Tilborg、C. B. Schroeder、E. Esarey、G. Fubiani、D. Auerbach、B. Marcelis、M. A. Carnahan、R. A. Kaindl、J. Byrd 和 M. C. Martin，“激光等离子体加速电子束团穿越等离子体-真空边界时的太赫兹发射观测”，Phys. Rev. Lett. 91，074802（2003年）。[27]Z.-M. Sheng、K. Mima、J. Zhang 和 H. Sanuki，“通过线性模式转换从激光尾场发射电磁脉冲”，Phys. Rev. Lett. 94，095003（2005年）。[28]S. Tzortzakis、G. M´echain、G. Patalano、Y.-B. Andr´e、B. Prade、M. Franco、A. Mysyrowicz、J.-M. Munier、M. Gheudin，

G. Beaudin、 *et al.*，“空气中飞秒红外丝状体产生的相干亚太赫兹辐射”，《光学快报》**27**，1944–1946（2002年）。[29]T. L¨offler、M. Kress、M. Thomson 和 H. Roskos，“激光诱导气体等离子体中高效的太赫兹脉冲产生”，《波兰物理学报 A》**107**，99（2005年）。[30]U. Teubner、J. Bergmann、B. van Wonterghem、F. P. Sch¨afer 和 R. Sauerbrey，“高强度超短脉冲产生的激光等离子体中的角度依赖X射线发射与共振吸收”，Phys. Rev. Lett. **70**，794–797（1993年）。[31]R. Sauerbrey、J. Fure、S. P. Le Blanc、B. van Wonterghem、U. Teubner 和 F. P. Sch¨afer，“高强度超短脉冲产生的激光等离子体的反射率*”，Physics of Plasmas **1**，1635–1642（1994年）。[32]M. M. Murnane、H. C. Kapteyn 和 R. W. Falcone，“超快激光脉冲产生的高密度等离子体”，Phys. Rev. Lett. **62**，155–158（1989年）。[33]E. Brambrink、H. G. Wei、B. Barbrel、P. Audebert、A. Benuzzi-Mounaix、T. Boehly、T. Endo、C. D. Gregory、T. Kimura、R. Kodama、N. Ozaki、H.-S. Park 和 M. Koenig，“利用短激光脉冲产生的硬X射线直接测量冲击压缩铁的密度”，Phys. Rev. E **80**，056407（2009年）。[34]W. Kruer， *The Physics Of Laser Plasma Interactions*（Avalon 出版社，1988年）。[35]S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*，《等离子体物理学系列》（CRC 出版社，2002年）。[36]P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction* 2005 （帝国理工学院出版社，）。[37]K. Ardaneh、R. Meyer、M. Hassan、R. Giust、C. Xie、B. Morel、I. Ouadghiri-Idrissi、L. Furfaro、L. Froehly、A. Couairon、G. Bonnaud 和 F. Courvoisier，“电介质内部由无碰撞共振吸收介导的高能量密度等离子体”，（2021年），ar Xiv:2109.00803 [physics.plasm-ph]。[38]K. Ardaneh、R. Meyer、M. Hassan、R. Giust、B. Morel、A. Coua-iron、G. Bonnaud 和 F. Courvoisier，“电介质内部飞秒激光诱导的亚波长等离子体：I. 场增强”，Physics of Plasmas **29**，072715（2022年）。[39]K. Ardaneh、M. Hassan、B. Morel、R. Meyer、R. Giust、A. Coua-iron、G. Bonnaud 和 F. Courvoisier，“电介质内部飞秒激光诱导的亚波长等离子体：II. 二次谐波产生”，Physics of Plasmas **29**，072716（2022年）。[40]J. Durnin、J. J. Miceli 和 J. H. Eberly，“无衍射光束”，Phys. Rev. Lett. **58**，1499–1501（1987年）。[41]T. D. Arber、K. Bennett、C. S. Brady、A. Lawrence-Douglas、M. G. Ramsay、N. J. Sircombe、P. Gillies、R. G. Evans、H. Schmitz、A. R. Bell 和 C. P. Ridgers，“激光等离子体建模的现代粒子网格方法”，Plasma 《等离子体物理与受控聚变》**57**, 113001 (2015)。[42]Y. Sentoku and A. Kemp, “极端密度和温度下粒子模拟的数值方法：加权粒子、相对论碰撞和约化电流”，Journal of Computational Physics **227**, 6846 – 6861 (2008)。[43]K. Ardaneh, R. Giust, B. Morel, and F. Courvoisier, “使用时域有限差分法和柱形天线生成贝塞尔光束”，Opt. Express **28**, 2895–2908 (2020)。[44]J. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, 1998)。[45]W. R. Inc., “Mathematica，13.1版”，伊利诺伊州尚佩恩，2022。[46]M. Goldsworthy, F. Green, P. Lalousis, R. Stening, S. Eliezer, and H. Hora, “膨胀的非均匀等离子体中强电场和双层的流体动力学分析”，《IEEE等离子体科学汇刊》**14**, 823–837 (1986)。[47]H. Hora, *Plasmas at High Temperature and Density: Applications and Implications of Laser-Plasma Interaction*,《物理学讲义》专著系列 (Springer Berlin Heidelberg, 2008)。[48]Y. T. Li, X. H. Yuan, M. H. Xu, Z. Y. Zheng, Z. M. Sheng, M. Chen, Y. Y. Ma, W. X. Liang, Q. Z. Yu, Y. Zhang, F. Liu, Z. H. Wang, Z. Y. Wei, W. Zhao, Z. Jin, and J. Zhang, “强飞秒激光脉冲辐照靶时沿靶表面发射的快电子束的观测”，Phys. Rev. Lett. **96**, 165003 (2006)。[49]L. Chopineau, A. Leblanc, G. Blaclard, A. Denoeud, M. Th´evenet, J.-L. Vay, G. Bonnaud, P. Martin, H. Vincenti, and F. Qu´er´e, “超强激光与高密度等离子体之间耦合机制的识别”，Phys. Rev. X **9**, 011050 (2019)。[50]J. F. Ong, P. Ghenuche, and K. A. Tanaka, “强激光脉冲辐照纳米线中的电子输运”，Phys. Rev. Research **3**, 033262 (2021)。[51]R. Meyer, L. Froehly, R. Giust, J. D. Hoyo, L. Furfaro, C. Bil- let, and F. Courvoisier, “超高纵横比超快贝塞尔光束生成及数毫米厚玻璃的隐形切割”，Applied Physics Letters **114**, 201105 (2019)。[52]J. T. Frederiksen, T. Haugbølle, M. V. Medvedev, and ˚A. Nord- lund, “相对论性丝化的辐射光谱合成”，《天体物理学杂志快报》**722**, L114 (2010)。[53]K.-I. Nishikawa, J. Niemiec, M. Medvedev, B. Zhang, P. Hardee, A. Nordlund, J. Frederiksen, Y. Mizuno, H. Sol, M. Pohl, *et al.*, “湍流磁场中相对论激波的辐射”，《空间研究进展》**47**, 1434–1440 (2011)。[54]L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media* 1984 (Pergamon, 纽约,)。[55]P. Lalousis and H. Hora, “首次直接计算高密度非均匀等离子体中强静电场的电子和离子流体，并研究后续非线性激光相互作用”，Laser and Particle Beams **1**, 283–304 (1983)。