

离子通道中的虚阴极辐射

苏东 邓立科 王斌

Plasma-based multistage virtual cathode radiation

Su Dong Deng Li-Ke Wang Bin

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica 63, 235204 (2014) DOI: 10.7498/aps.63.235204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.235204>

当期内容 View Table of Contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/volumn/home.shtml>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[软 X 射线激光探针诊断高 Z 材料等离子体](#)

王琛, 安红海, 贾果, 方智恒, 王伟, 孟祥富, 谢志勇, 王世绩  
2014, 63(21): 215203. 全文: [PDF](#) (3185KB)

[双麦克斯韦分布尘埃等离子体中尘埃粒子的充电研究](#)

李学良, 石雁祥  
2014, 63(21): 215201. 全文: [PDF](#) (439KB)

[激光诱导等离子体对水 OH 伸缩振动受激拉曼散射的影响](#)

汪胜晗, 李占龙, 孙成林, 里佐威, 门志伟  
2014, 63(20): 205204. 全文: [PDF](#) (0KB)

[激光诱导击穿空气等离子体时间分辨特性的光谱研究](#)

刘玉峰, 丁艳军, 彭志敏, 黄宇, 杜艳君  
2014, 63(20): 205205. 全文: [PDF](#) (0KB)

[氙等离子体输运性质计算](#)

陈艳秋  
2014, 63(20): 205201. 全文: [PDF](#) (574KB)

## 离子通道中的虚阴极辐射\*

苏东<sup>1)†</sup> 邓立科<sup>1)</sup> 王斌<sup>2)</sup>

1)(中国电子科技集团公司第26研究所, 重庆 400060)

2)(重庆邮电大学光电工程学院, 重庆 400065)

(2014年4月17日收到; 2014年7月8日收到修改稿)

提出了一种新型的基于等离子体的多级虚阴极振荡器物理模型并展开了研究. 研究表明: 当电子束通过稠密等离子体背景时, 由于离子背景和焦点处虚阴极的共同作用, 得以形成多级虚阴极; 多级虚阴极对电子的作用, 使电子在各级之间振荡, 从而产生高功率微波辐射. 这是与离子通道横向的 betatron 振荡完全不同的一种辐射机理. 通过质点网格 (particle in cell) 法模拟验证了多级虚阴极的形成, 模拟中发现, 所选参数  $TM_{024}$  模被激发起来. 最后, 在所建模型的基础之上对辐射特性做了详细分析.

**关键词:** 等离子体, 虚阴极, 高功率微波, 质点网格法模拟

**PACS:** 52.59.-f, 52.59.Rz, 52.40.Db, 52.65.Rr

**DOI:** 10.7498/aps.63.235204

## 1 引言

通过稠密电子束与虚阴极的作用产生高功率微波辐射已有几十年的历史(如 Vircators)<sup>[1-5]</sup>. 当射入波导管中的电子束自身的势能大到足以反射部分入射电子时, 则会形成振荡虚阴极. 在这个过程中, 有两种机理可能产生微波辐射: 第一种是虚阴极自身的时间和空间振荡; 第二种是反射电子在虚阴极和真实阴极之间的振荡. 通常情况下这两种辐射机理是共存的, 但是某一种可能会占主导地位. 两种机理的同时存在会相互干扰, 从而导致了这种辐射的频带很宽, 并且效率相对较低.

另外, 电子束-等离子体中辐射问题也是近年来研究的热点之一<sup>[6-11]</sup>. 电子束自身的空间电荷力可以被离子背景部分(或全部)中和, 从而能够实现弱引导磁场或无引导磁场下的传输, 这被称为离子聚焦机理. 在一定条件下, 电子束可以和电磁波耦合, 进而将能量传递给电磁波, 产生电磁辐射. 文献<sup>[11]</sup>研究发现由于自磁场的作用, 等离子体波会被反向, 从而和反向 TM 波相互耦

合, 进而激发出微波辐射. 但是, 数值结果和理论给出的条件存在较大的出入. 可以通过简单的计算发现问题: 在文献<sup>[11]</sup>的数值计算中所用电流  $I_b = 6.6729 \times 10^4$ , 而其对应参数的 Alfvén-Lawson 极限电流  $I_A = 1.1277 \times 10^4$ , 可见在理论计算所选电子束电流大于系统参数所决定的 Alfvén-Lawson 电流, 也就是说这样大的电流在实际中是不可能正常传输的. 而这种不稳定性又是由于自磁场的反转使等离子体波反向, 才实现了与反向 TM 波的耦合, 本质上是由磁虚阴极所引起的不稳定性. 事实上, 由于理论计算所选电流是 Alfvén-Lawson 极限电流的 6 倍, 在形成磁虚阴极之前, 振荡虚阴极的形成条件就已经达到. 而且, 磁虚阴极与振荡虚阴极的作用都是能使电子束被反射, 因此该理论研究结果提醒我们反向等离子体可以与反向 TM 波耦合, 而反向等离子体波除了可以由自磁场形成外也可以通过振荡虚阴极来实现. 进一步研究表明这种相互作用的频率范围随着电子束密度的增加而急剧升高, 这有可能成为高频微波源可行的一种方案.

本文在静电模型的基础之上重新讨论通过振荡虚阴极形成反向等离子体波的条件, 进而研究反

\* 重庆市教委科学技术研究项目(批准号: KJ120505)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: 156817314@qq.com

向等离子体波与反向 TM 波的耦合, 并通过粒子模拟 (PIC) 验证其正确性.

## 2 中和束的空间电荷极限电流与虚阴极的形成条件

如上分析所述, 首先研究电子束在离子背景中传输时的空间电荷极限电流, 进而讨论在离子背景中振荡虚阴极的形成问题.

### 2.1 中和束的空间电荷极限电流

设电流为  $I$ , 半径为  $a$ , 纵向速度为  $v$  的部分中和电子束, 射入半径为  $b$  的漂移管内, 背景离子与电子束密度之比, 即中和因子为  $f_e$ . 假设束电流  $I$ 、电荷密度以及纵向速度  $v$  与径向位置无关, 即在横向上分布均匀, 根据 Budker 自聚焦条件, 此时的中和因子须为  $f_e = 1/\gamma^2$ , 其中  $\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$ , 为电子束的洛伦兹因子,  $c$  为真空中的光速. 则系统的电荷分布可表示为

$$\rho = \begin{cases} \frac{I(1 - f_e)}{\pi a^2 v} & (0 \leq r \leq a), \\ 0 & (a \leq r \leq b), \end{cases} \quad (1)$$

与其对应的空间电势分布为

$$\varphi = \begin{cases} \frac{I(1 - f_e)}{4\pi\epsilon_0 v} \left[ 1 + 2\ln\left(\frac{b}{a}\right) - \frac{r^2}{a^2} \right] & (0 \leq r \leq a), \\ \frac{I(1 - f_e)}{4\pi\epsilon_0 v} 2\ln\left(\frac{b}{r}\right) & (a \leq r \leq b), \end{cases} \quad (2)$$

式中, 已设漂移管电势为零电势点,  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数. 当电子束进入漂移管后, 电子的动能逐渐转化为势能. 由 (2) 式不难看出, 最大电势点位于轴上, 将  $r = 0$  代入 (2) 式可得最大电势为

$$\varphi_{\max} = \varphi(r = 0) = \frac{I(1 - f_e)}{4\pi\epsilon_0 v} \left[ 1 + 2\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right], \quad (3)$$

则电子动能最大降低为

$$E_k = e\varphi_{\max} = \frac{eI(1 - f_e)}{4\pi\epsilon_0 v} \left[ 1 + 2\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right], \quad (4)$$

式中  $e$  为电子电荷. 将 (4) 式代入能量守恒方程

$$\gamma_0 mc^2 = \gamma mc^2 - e\varphi_{\max}, \quad (5)$$

可得电流为

$$I = I_0 \frac{v(\gamma - \gamma_0)}{\left[ 1 + 2\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right] (1 - f_e)}, \quad (6)$$

式中,  $\gamma_0$  为初始相对论因子,  $I_0 = 4\pi\epsilon_0 mc^3/e$ ,  $m$  为电子静止质量. 对 (6) 式关于  $\gamma$  求偏导, 并令  $\frac{\partial I}{\partial r} = 0$ , 可得部分中和束的空间电荷极限电流为

$$I_L = I_0 \frac{(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{\left[ 1 + 2\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right] (1 - f_e)}. \quad (7)$$

(7) 式即为部分中和电子束的空间电荷极限电流. 当中和因子  $f_e > 1/\gamma^2$  时, 在被部分中和的空间电荷力以及自磁力的作用下电子束将会被聚焦而半径减小. 另外, 由于电子束半径减小, 电子束密度会增加, 从而导致中和因子  $f_e$  降低. 因此正离子的中和作用会使空间电荷极限电流降低, 从而有利于虚阴极的形成. 因此, 可以通过填充离子背景来降低系统的空间电荷极限电流, 从而降低振荡虚阴极形成的条件.

### 2.2 振荡虚阴极的形成条件

当电子束的电流超过其对应参数系统的空间电荷极限电流时, 由于束自身电势的降低, 电子束将部分被反射, 即形成振荡虚阴极. 因此对于电流为  $I_{ini}$  的电子束要形成虚阴极, 要求

$$I_L = I_0 \frac{(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{\left[ 1 + 2\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right] (1 - f_e)} < I_{ini}. \quad (8)$$

由于离子背景的中和作用, 电子束会在横向上围绕其平衡位置振荡, 设其处于平衡位置时, 受力为零. 由 (7) 式可知, 在平衡位置时中和因子满足  $f_e = 1/\gamma_0^2$ , 将其代入 (8) 式可得

$$a < b \exp \left[ \frac{1}{2} - \frac{I_0 (\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{2I_{ini} (1 - 1/\gamma_0^2)} \right]. \quad (9)$$

可见, 只要电子束半径能够被聚焦到足够小, 就可以使形成虚阴极的条件 (8) 式得到满足.

为了理论讨论的方便, 假设电子束在离子背景中聚焦传输时, 其横向分布始终都是均匀的, 即聚焦不影响电子束横向分布. 则半径变化所导致的中和因子的改变可以表达为

$$f_e = f_{eini} \frac{a^2}{a_0^2}, \quad (10)$$

式中,  $a_0$  和  $f_{eini}$  分别代表了初始半径和初始中和因子. 将 (9) 式代入 (10) 式中可得

$$f_{eini} = f_e \frac{a_0^2}{a^2} > \frac{a_0^2}{\gamma_0^2 b^2} \times \exp \left( \frac{I_0 (\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{I_{ini} (1 - 1/\gamma_0^2)} - 1 \right). \quad (11)$$

(11)式给出了虚阴极形成所需要的离子背景密度(中和因子)要求. 上述分析表明, 只要中和因子足够大, 电子束在离子背景的聚焦力作用下, 束半径就可以减到足够小, 而使得空间电荷限制电流小于束电流, 从而形成虚阴极. 另外, 不难想象, 在一部分电子被反射之后, 电子束电流减小, 离子背景可以进一步将电子束聚焦到更小的半径, 如果还能使空间电荷极限电流小于此时的束电流, 那么第二个虚阴极就能形成. 以此类推, 电子束在离子背景中可能会形成多级虚阴极.

为了对上述分析有一个直观的理解, 我们先进行简单的计算. 假设能量  $\gamma_0 = 2.5$ , 初始半径  $a_0 = 0.2$  cm 的电子束, 入射到半径  $b = 0.5$  cm 的漂移管中, 初始的中和因子  $f_{\text{emi}} = 1/\gamma_0^2$ . 则对应的空间电荷极限电流可由(7)式求出为  $I_L = 5.535$  kA. 在其他参数不变的情况下, 改变束电流大小, 为了形成虚阴极, 其对应的初始中和因子的变化如图1所示. 从图1可以看出, 当初始电流小于空间电荷极限电流时, 只要中和因子足够高, 通过离子背景的聚焦作用, 降低空间电荷极限电流, 就可以达到虚阴极形成的条件. 此外, PIC模拟实验发现, 为了在较小电流下形成虚阴极, 通常要求中和因子  $f_e > 1$ , 这样稠密的离子背景可以通过激光脉冲的有质动力形成; 或者通过调整电子束形, 使高密度的电子束头部电离中性气体来形成离子背景, 然后低密度的电子束主体通过稠密的离子背景来实现虚阴极的形成.

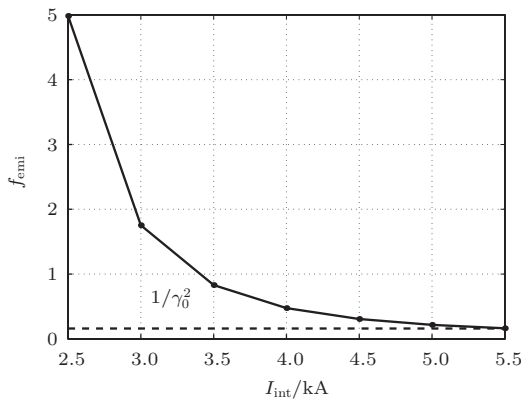


图1 不同大小电流形成虚阴极所需的中和因子

### 3 虚阴极辐射的PIC模拟

#### 3.1 PIC模拟模型

设柱形实心电子束射入填充正离子的波导管, 相关参数见表1. 由于理论中只考虑了轴对称的TM波与等离子体波的相互作用, 且OOPIC本身为二维粒子模拟程序, 因此模拟中我们选择圆柱坐标系统, 即考虑  $r-z$  两个坐标. 模型如图2所示, 电子束由左边边界 ( $z = 0$  cm,  $r = 0 - 2$  cm) 射入漂移管中, 其余边界  $z = 0$  cm,  $z = 5$  cm,  $r = 0.5$  cm 都是理想导体,  $r = 0$  cm 为对称轴. 输出端口开口在上壁  $z = 2 - 2.5$  cm 处. 此外, 在PIC模拟中, 忽略离子背景形成的过程, 直接以均匀离子背景填充波导管且取中和因子  $f_e = 5$  (对应等离子体密度为  $3.6153 \times 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>).

表1 模型参数

电流 $I/\text{kA}$	电子 能量 $\gamma_0$	电子束 半径 $r_b/\text{cm}$	中和 因子 $f_e$	波导长度 $z/\text{cm}$	波导半径 $r/\text{cm}$
4	2.5	0.2	5	5	0.5

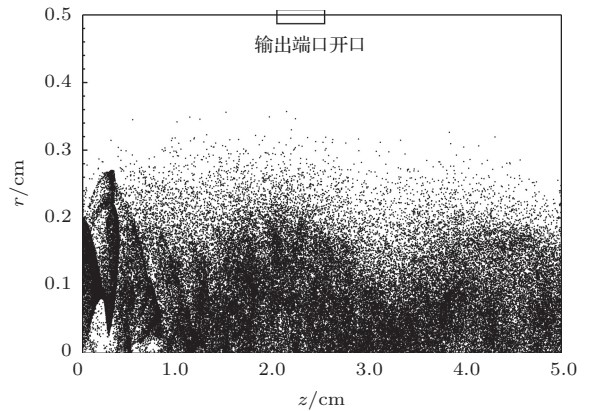


图2 PIC模拟计算区域

另外, 模拟参数依然按照Courant条件:  $\omega_p \Delta t < 0.25$  (每个时间步长内带电粒子的振荡不超过四分之一周期),  $v \Delta t / \Delta z < 1$  (粒子每个时间步长所走过的距离不能超过空间步长) 以及我们期望的辐射电磁波的频率范围确定. 有关参数如表2所列, 很明显所选参数完全满足Courant条件.

表2 PIC模拟参数

时间步长 $\Delta t/\text{ns}$	$z$ 方向网格 $\Delta z/\text{mm}$	$r$ 方向网格 $\Delta r/\text{mm}$	$\omega_p \Delta t$	$v_{z0} \Delta t / \Delta z$	粒子权重
$3 \times 10^{-5}$	0.1	0.1	0.0094	0.0824	$5 \times 10^7$

### 3.2 PIC 模拟结果

如前所述, 由于离子聚焦所带来的电子束半径以及中和因子的变化, 空间电荷极限电流在焦点附近将减小, 如果空间电荷极限电流减小到小于电子束电流, 则电子束就会被部分反射, 即形成虚阴极. 很明显, 虚阴极一方面会减速朝向它运动的电子, 另一方面也会加速远离它的电子. 图 3 所示为电子束在填充离子背景的圆柱波导中的模拟结果, 具体是电子束入射后 3 ns 的结果. 由图 3(a) 所示电子束相空间分布可知, 在第一个反射点之后电子束被周期性地加速和减速, 尤其是在  $z = 0.5\text{--}3\text{ cm}$  可以看到明显的反向电子存在. 如我们所预期的一样, 通过离子背景的聚焦, 不仅形成了虚阴极, 而且是多级虚阴极. 在模拟中我们观测到电磁波被激发, 所激发的电磁波电场只有  $z, r$  分量, 磁场只有角向  $\varphi$  分量, 即为 TM 波. 可见虽然这里虚阴极是通过静电势阱形成的振荡虚阴极, 其形成原因和文献 [9] 中磁虚阴极有着本质的不同. 但是, 模拟结果显示在虚阴极形成之后, TM 波被激发起来, 这证明了我们的猜想: 在反向的等离子体波形成之后, 可与反向的 TM 波发生相互作用, 从而将电子能量传递给电磁波. 辐射场如图 3(b), (c) 所示, 辐射电场强度达到  $40\text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ , 输出 Poynting 矢量高达

$0.8\text{ GW}\cdot\text{m}^{-2}$ . 从图 3 还可以看出, 输出能量大约在 1.5 ns 达到饱和. 由于填充高密度的离子背景, 电场分量有很大的直流成分, 其空间分布不明显, 所以给出了磁场的空间分布. 图 3(d) 为所激发的电磁波的磁场  $\varphi$  方向分量的空间分布. 由于我们所用的是二维 PIC 模拟程序, 在角向  $\varphi$  方向上默认是对称的, 因此在目前模拟参数情况下模拟得到  $\text{TM}_{024}$  模.

### 3.3 虚阴极辐射的频谱

对于两端由短路面封闭的一段圆柱波导构成的柱型谐振腔, 其中电磁波的解可用 Borgnis 函数法 [12] (也称为  $U\text{-}V$  函数法) 求解给出. 对于 TM 波即横磁波, 其纵向电场为零, 则  $V$  函数为零,  $U$  函数的解为

$$U(\rho, \varphi, z) = U_0 J_n(T\rho) \cos(n\varphi) \cos(\beta z), \quad (12)$$

则各场分量可表示为

$$E_\rho = T\beta U_0 J'_n(T\rho) \cos(n\varphi) \sin(\beta z), \quad (13)$$

$$E_\varphi = \frac{n\beta U_0}{\rho} J_n(T\rho) \sin(n\varphi) \sin(\beta z), \quad (14)$$

$$E_z = T^2 U_0 J_n(T\rho) \cos(n\varphi) \cos(\beta z), \quad (15)$$

$$B_\rho = \frac{j\omega\mu\epsilon n U_0}{\rho} J_n(T\rho) \sin(n\varphi) \cos(\beta z), \quad (16)$$

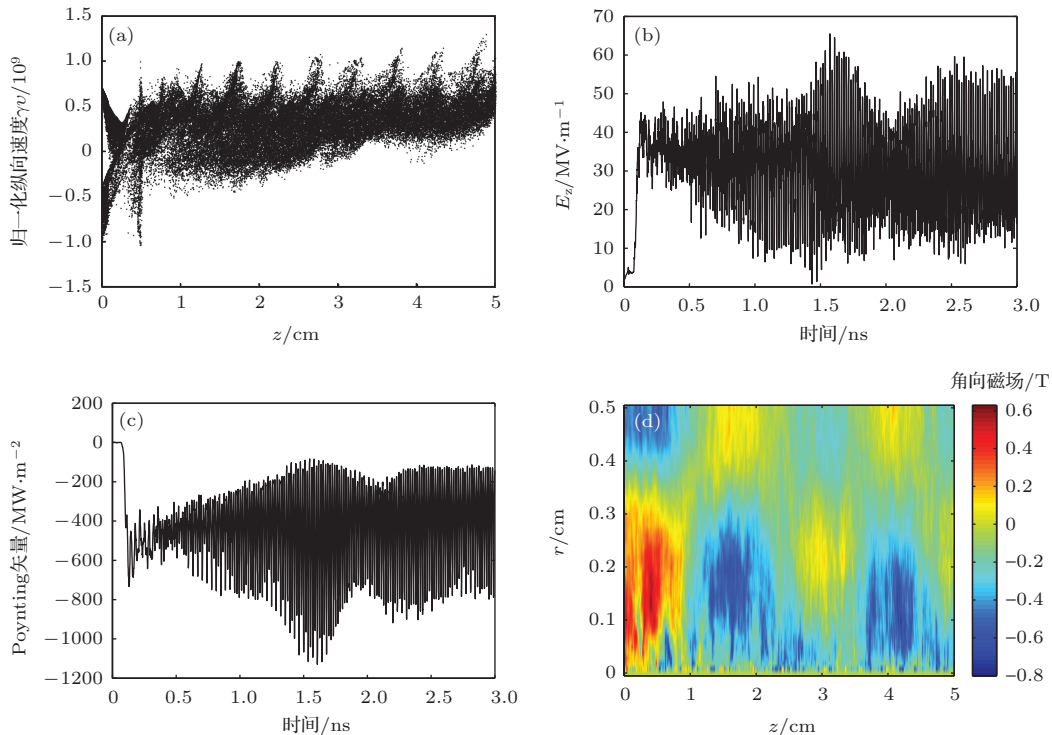


图 3 (网刊彩色) 在 3 ns 时虚阴极辐射的 PIC 模拟结果 (a) 电子束相空间  $z\text{-}v_z$  分布; (b) 输出纵向电场  $E_z$  与时间的关系; (c) 输出 Poynting 矢量与时间的关系; (d) 角向磁场在  $z\text{-}r$  空间的分布

$$B_\varphi = -j\omega\varepsilon\mu TU_0 J'_n(T\rho) \cos(n\varphi) \cos(\beta z), \quad (17)$$

式中

$$T^2 + \beta^2 = k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon, \quad (18)$$

其中,  $T$  和  $\beta$  分别为横向和纵向波数. 电磁波须满足圆柱谐振腔中的边界条件:

$$E_\rho(z = 0) = 0, \quad (19)$$

$$E_\rho(z = l) = 0, \quad (20)$$

$$E_z(\rho = b) = 0, \quad (21)$$

式中,  $l$  是谐振腔的纵向尺寸,  $b$  为谐振腔的半径. 由此可得

$$J_n(Tb) = 0, \quad (22)$$

$$\sin(\beta l) = 0. \quad (23)$$

由 (22), (23) 两式可得

$$T = \frac{x_{nm}}{b}, \quad (24)$$

$$\beta = \frac{p\pi}{l}, \quad (25)$$

式中  $x_{nm}$  为  $n$  阶 Bessel 函数的第  $m$  个根, 将 (24) 和 (25) 式代入 (18) 式, 可得

$$\begin{aligned} f_{\text{TM}_{nmp}} &= \frac{c}{2\pi} \sqrt{T^2 + \beta^2} \\ &= \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{x_{nm}}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2}. \end{aligned} \quad (26)$$

由上一节我们可知辐射电磁波的模式为  $\text{TM}_{024}$  模, 将谐振腔尺寸以及模式数代入 (26) 式可得  $f_{\text{TM}_{024}} = 54.06 \text{ GHz}$ .

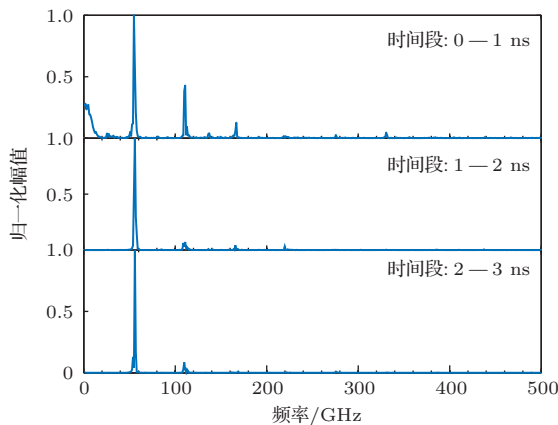


图4 虚阴极辐射频谱

虚阴极辐射纵向电场分量的快速傅里叶变换 (FFT) 频谱如图 4 所示, 图中给出了辐射电磁波的纵向电场分量在不同时间段的 FFT 频谱. 从

图 4 可以看出辐射频率随时间的变化过程: 在 0—1 ns 时间段, 电子束刚射入谐振腔中不久, 由于谐振腔的作用, 频谱为一系列分离的谱线, 且此时存在较多的频率分量 (主要有 54.95 GHz 和 110.9 GHz 两个频率成分); 随着电子束与电磁波相互作用的进行, 频率为 110.9 GHz 的分量逐渐被抑制 (图 4 中 1—2 ns 的频谱); 最终可以看到 110.9 GHz 的电磁波分量基本完全被抑制, 只有频率  $f = 55.95 \text{ GHz}$  的单模被激发起来, 该频率略高于理论计算结果, 这与实际情况符合得很好.

## 4 结 论

本文提出了通过使用离子聚焦电子束来形成振荡虚阴极, 从而实现反向等离子体波与反向 TM 波的同步, 由此来产生电磁辐射的设想. 研究结果表明, 由于离子背景聚焦力的作用, 电子束可以被聚焦到很小的半径, 由此带来中和因子的降低, 最终导致系统的空间电荷极限电流降低, 当其小于电子束电流时就会形成振荡虚阴极. 与传统的振荡虚阴极要求的极高的电子束电流相比, 基于等离子体的振荡虚阴极所需的电子束电流可以极大地减小. 因此, 可以在相对较小的束电流情况下形成振荡虚阴极.

在理论研究的基础之上, 建立起 PIC 模拟模型. 通过 PIC 模拟软件 OOPIC 模拟发现, 电子束在入射背景等离子体时, 由于离子背景的聚焦作用, 在焦点处电子束被部分反射, 形成了振荡虚阴极, 且和理论预测的一致, 形成了多级虚阴极. PIC 模拟中还观测到了在虚阴极形成之后, 随着反向等离子体波的形成, 当其与反向电磁波达到同步时, TM 模逐渐被激发起来. 在本文的模拟中  $\text{TM}_{024}$  模式被激发起来. 由于在我们的模型中引入了圆柱谐振腔, 模拟中实现了单模工作, 这对于虚阴极的宽频辐射来说非常重要. 进一步的研究发现, 随着入射电流密度的增加, 该模型可在高次谐波下稳定工作, 模拟工作已证实辐射频率可达 220 GHz 左右, 有关方面的工作还在进行中.

## 参考文献

[1] Sullivan D J, Walsh J E, Coutsiias A E, Granatstein V L, Alexeff I 1987 *High Power Microwave Source* (Boston: Artech House) p441

- [2] Thode L E, Granatstein V L, Alexeff I 1987 *High Power Microwave Source* (Boston: Artech House) p507
- [3] Fan Y W, Li Z Q, Shu T, Liu J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 075208
- [4] Liu J, Shu T, Li Z Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 105202 (in Chinese) [刘静, 舒挺, 李志强 2011 物理学报 **60** 105202]
- [5] Yang C, Liu D G, Zhou J, Liao C, Peng K, Liu S G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084102 (in Chinese) [杨超, 刘大刚, 周俊, 廖臣, 彭凯, 刘盛纲 2011 物理学报 **60** 084102]
- [6] Wang B, Tang C J, Liu P K 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5953 (in Chinese) [王斌, 唐昌建, 刘濮鲲 2006 物理学报 **55** 5953]
- [7] Su D, Tang C J 2009 *Phys. Plasmas* **16** 053101
- [8] Mirzanejhad S, Sohbatzadeh F, Sedaghat Z, Mahdian Z 2010 *Phys. Plasma* **17** 053106
- [9] Wang Z Y, Tang C J 2010 *Phys. Plasmas* **17** 083114
- [10] Mirzanejhad S, Sohbatzadeh F, Heidari Z 2012 *J. Plasma Phys.* **78** 25
- [11] Su D, Tang C J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 023104
- [12] Zhang K Q, Li D J 2002 *Electromagnetic Theory for Microwave and Optoelectronics* (2th Ed.) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p182 (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2002 微波与光电子学中的电磁理论 (第二版) (北京: 电子工业出版社) p182]

## Plasma-based multistage virtual cathode radiation\*

Su Dong<sup>1)†</sup> Deng Li-Ke<sup>1)</sup> Wang Bin<sup>2)</sup>

1) (China Electronics Technology Group Corporation 26th Reserch Institute, Chongqing 400060, China)

2) (College of Electronic Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China)

( Received 17 April 2014; revised manuscript received 8 July 2014 )

### Abstract

A novel electromagnetic (EM) radiation regime, the plasma-based multistage virtual cathode radiation model is proposed. Recent study indicates that, as an electron beam passes through a high-dense ion background, due to the cooperation of the ion background and the modulation of the virtual cathode formed at the focusing point, a multistage virtual cathode can be formed. Further studies show that the electrons reflected at different stages of the virtual cathode will come into oscillation, and the EM radiation will be excited, which is different from the betatron emission in an ion channel. As an example, a beam-ion channel system bound in a cylindrical cavity is studied by using particle in cell simulation. It is confirmed that a multistage virtual cathode is formed and EM radiation is induced. Finally, the characteristics of the radiation are discussed in the present paper.

**Keywords:** plasma, virtual cathode, high power microwave, particle in cell simulation

**PACS:** 52.59.-f, 52.59.Rz, 52.40.Db, 52.65.Rr

**DOI:** 10.7498/aps.63.235204

\* Project supported by the Science and Technology Research Project of Chongqing Municipal Educational Commission of China (Grant No. KJ120505).

† Corresponding author. E-mail: 156817314@qq.com