

# 考虑到束-波相互作用的速调管离子噪声二维模拟<sup>\*</sup>

巩华荣<sup>1)†</sup> 宫玉彬<sup>1)</sup> 魏彦玉<sup>1)</sup> 唐昌建<sup>2)</sup> 薛东海<sup>1)</sup> 王文祥<sup>1)</sup>

1) 电子科技大学 物理电子学院, 成都 610054)

2) 四川大学 应用物理学院, 成都 610064)

(2005 年 9 月 28 日收到, 2006 年 2 月 23 日收到修改稿)

采用粒子模拟的方法并考虑电子束与电磁波的相互作用, 首次直接得到了速调管输出信号的离子噪声图像, 阐述了束电子、二次电子、离子、电磁场之间的相互作用的动力学过程. 指出离子噪声所表现出来的相位波动是由电子束速度的波动引起的, 电子束速度的变化来源于管内离子数量的变化, 离子的数量的变化又与电子束状态变化相互影响, 这是离子噪声产生的根本原因. 二次电子对离子噪声产生过程的影响甚微, 但是其行为却反映了离子噪声的形成机理. 离子噪声引发的输出信号幅度波动取决于电子束速度和半径的改变, 与离子行为密切相关.

关键词: 离子噪声, 速调管, 粒子模拟, 电子束

PACC: 5265, 4180, 5270

## 1. 引 言

离子噪声是困扰微波管合格率提高的一个重要因素, 虽然自微波管诞生不久, 就已经意识到这一问题<sup>[1, 2]</sup>, 但因离子噪声的产生涉及到电子束、离子、二次电子及高频场的相互作用, 其产生机理特别复杂, 多年来对其产生机理以及动力学过程的研究, 一直没有很深入的进展. 近年来, 随着通讯技术与雷达探测技术的进步, 对微波信号源稳定性要求不断提高. 微波管作为通讯系统与雷达系统的重要信号源, 离子噪声会严重的影响其输出稳定性(特别是相位稳定性). 所以微波管离子噪声已经成为微波管研究领域一个重要问题.

虽然到目前为止, 大多数的研究者都认为离子噪声起源于管内残余气体的电离<sup>[3-7]</sup>, 但具体的物理过程并不清楚, 没有形成相对完善、统一的理论描述. 早期对离子噪声的研究多采用经典的理论推导, 但是由于离子噪声问题的复杂性, 往往要做许多假设, 其分析结果很粗略, 不能反映离子噪声产生的物理过程. 随着计算技术的进步, 不少学者采用粒子模拟手段来分析这一问题. Manheimer 等人<sup>[8, 9]</sup>用包络方程描述电子束特性, 用离散的宏粒子模型描

述离子特性, 同时忽略电磁波的影响, 编写了一维粒子模拟程序对离子噪声进行分析. 加州伯克利大学的 Birdsall 小组采用二维的粒子模拟软件 OOPIC, 对行波管离子噪声进行了模拟<sup>[10]</sup>. Thorington 采用动态电子枪分析程序, 填入离子, 对离子噪声的产生过程进行了模拟<sup>[11]</sup>. 这些工作均取得了一些很有意义的结论, 但是都没有涉及电磁场的模拟, 只模拟了电子、离子以及二次电子行为, 由离子状态推测电磁波的噪声行为, 没有直接给出电磁场的信息.

本文采用粒子模拟软件 OOPIC, 考虑电子束、离子、二次电子与高频场及其相互作用, 对速调管离子噪声进行二维的全电磁模拟, 首次直接得到了微波管输出信号的离子噪声图像, 建立了离子噪声的动力学全过程并分析了离子噪声的产生机理.

## 2. 模拟模型

模拟对象是一只双腔速调管, 腔体如图 1 所示, 因为模拟对象是轴对称系统, 可以简化为二维模型, 图中只画了纵向截面的一半. 图 2 是放大的电子束处于稳态时的相图. 与计算离子噪声相关主要工作参数如表 1.

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 60532010, 60271001)和教育部新世纪优秀人才支持计划资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: hrgong@163.com.

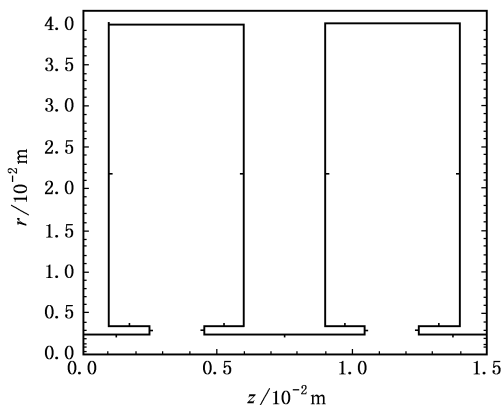


图1 速调管谐振腔示意图

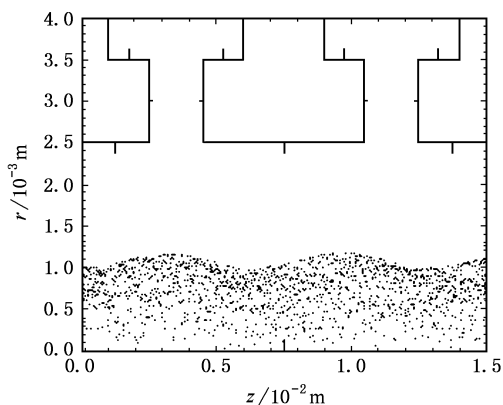


图2 电子束稳态时的相图

表1 双腔速调管主要工作参数

参量	束电 流/A	束电 压/V	束流半径 波动幅值/%	聚焦 磁场/T	工作频 率/GHz	残余气体 气压/Pa
值	1	2500	15—20	0.18	5.24	$10^{-2}$

离子噪声的一个主要特点是其频率较低,在几 kHz—几 MHz 左右,为了减少计算量,我们取的管内气压数值较高,这样离子噪声频率较高。同时,设计短的微波管腔体,以减少不必要的计算区域,同样也可降低计算负担。管子内的残余气体种类为氢气,是考虑到管壁的材料主要是铜,要经过氦氛围处理(烧氢),氢原子较小,会渗入金属的晶界,管内的气体主要来源于管壁材料的放气<sup>[5]</sup>。速调管的输入信号为单频信号。表 2 是主要的数值模拟计算参量,表中  $\Delta t$  为时间步长,  $\Delta r$  与  $\Delta L$  为径向与轴向的空间步长,  $v$  为电子的速度,  $\omega_p$  为电子等离子体频率,  $\omega_c$  为电子回旋频率,  $k_c$  为电磁波波数。

表2 主要模拟计算参量

参量	$\Delta t/s$	$\Delta r/m$	$\Delta L/m$	$\omega_p \Delta t$	$\omega_c \Delta t$	$k_c \Delta t$	$v \Delta t / \Delta L$
值	$10^{-13}$	$2.5 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-4}$	0.0075	0.0158	0.0165	0.03

在进行粒子模拟时必须满足 Courant 条件:  $\omega_p \Delta t < 0.25$ ,  $\omega_c \Delta t < 0.25$ ,  $\omega_c \Delta t < 0.2$  和  $v \Delta t / \Delta L < 1$  (粒子每个时间步长行走距离不能超过一个空间步长<sup>[12]</sup>),其中  $\omega_p$  为电子等离子体频率,  $\omega_c$  为电子回旋频率,  $k_c$  为电磁波波数。否则模拟过程会产生数值不稳定性,并且使计算误差增大,导致错误的结论。从表 2 的数值可以看出,设置的计算参量可以满足模拟计算的稳定性要求。

### 3. 模拟结果

有背景气体填充的情况下,对上述参数的速调管进行了模拟。在模拟过程中,记录了管内各种粒子的数量和动能以及输出腔的输出信号。

#### 3.1. 管内粒子数量的变化

管内电子束电子、离子以及二次电子的数量随时间的变化如图 3 所示,电子束电子数量出现了低频的波动。在模拟过程中,并没有发现束电子被管壁截获,那么束电子数量的增加与减少就意味着电子束传输速度的增大与减小。

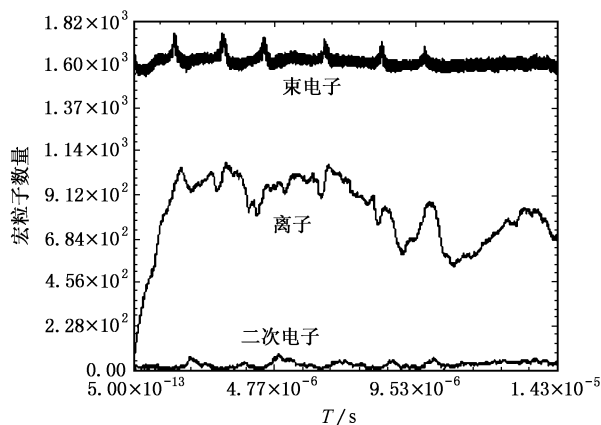


图3 管内粒子数量随时间的变化

离子的数量也随时间产生了波动。管内的离子数量约为电子数量的一半到三分之二,中和程度较高。在电子束电子数量发生显著变化处,离子数量的变化速度较大,对应于离子数目突然减小与增大的过程。

二次电子数量与束电子数量变化的趋势一致。

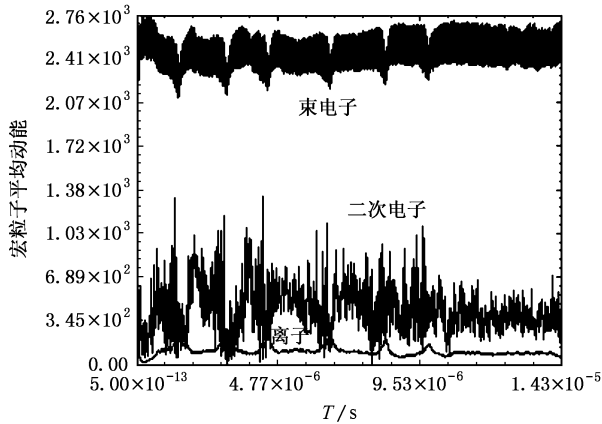


图 4 粒子平均动能随时间的变化

### 3.2. 管内粒子的平均动能变化

电子束电子的动能随时间的变化而产生了波动,束电子动能的频率较高的变化对应于高频的电磁场变化,是由电子束群聚引起的,而动能的低频的变化对应于离子噪声.与图 3 相比较,可以发现束电子动能变化在时间上对应于束电子数量的变化,动能较低点的时刻恰好是束电子数量较大的时刻.

离子的平均动能变化与束电子相反,离子动能的增加对应于束电子动能的减小.二次电子的平均动能总体变化趋势与束电子一致.

### 3.3. 输出信号

输出腔端口电压随时间的变化如图 5 所示.

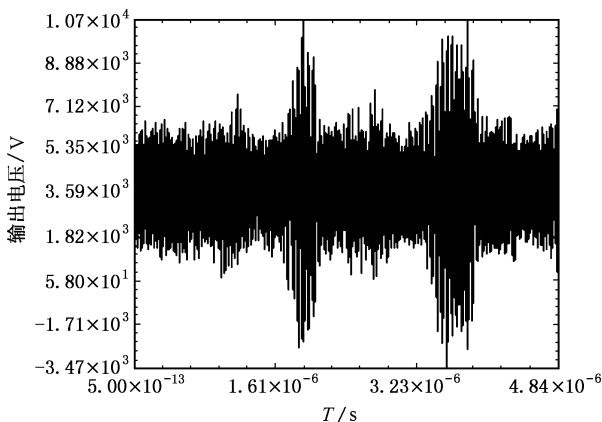


图 5 有背景气体填充时的速调管输出信号

从图 5 中可以看出,输出微波的频率为基频,其幅度有波动,为了分析输出信号的相位,将输出信号

归一化,再产生一系列相同时间长度,频率为基波频率的标准正弦信号,与之相比较.图 (a, b, c) 分别是  $t = 5 \times 10^{-7} \text{ s}$ ,  $t = 1.3 \times 10^{-6} \text{ s}$ ,  $t = 1.61 \times 10^{-6} \text{ s}$  的输出信号与基准信号的比较图.从图中的输出信号与标准信号的对比中可以直接看出,输出信号相位发生了波动.在图 (a) 中的前一时刻输出信号相位超前于标准信号,在图 (b) 的中间时刻输出信号相位发生了滞后,而在图 (c) 的后一时刻相位又变成了超前.

## 4. 结果分析

### 4.1. 相位分析

#### 4.1.1. 速调管的输出的相位表达

根据速调管的群聚理论,速调管群聚电流可表示为

$$i = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2I_0 J_n(X) \cos(\omega t - \theta_0), \quad (1)$$

其中  $I_0$  为电子束直流电流,  $J_n$  为第  $n$  阶贝塞尔函数,  $X$  为速调管群聚参量,其数值与输入间隙的耦合度有关,  $\omega$  为微波频率,  $\theta_0$  为漂移空间的直流渡越角,即

$$\theta_0 = \frac{\omega l}{v_0}, \quad (2)$$

其中  $l$  为漂移管长度,  $v_0$  为电子束在漂移管空间的直流速度.

$$X = \frac{1}{2} \frac{V_{im}}{V_0} \frac{\omega l}{v_0}, \quad (3)$$

其中  $V_0$  为输入间隙处的电子束电压,  $V_{im}$  为输入间隙的调制电压.

#### 4.1.2. 相位噪声与电子束速度的关系

电子束的直流速度的变化将引起输出信号相位的变化.在模拟中,电子束速度的变化可以从其动能和数量上表现出来,束电子动能越高,数量越少,则电子束速度越快,反之则慢.结合图 3,图 4 与输出信号的相位(图 6a, b, c)比较,可以发现电子束速度变快时,输出信号相位就会超前,而电子束速度变慢时则会滞后.其原因如下所述.

由(2)式可知,当束电子速度减小,漂移空间的直流渡越角增大,(1)式中群聚电流的交流部分相位就会增大,受它所激发的高频场相位也会相应滞后,反过来,当束电子速度减小,就意味着输出信号相位的超前.

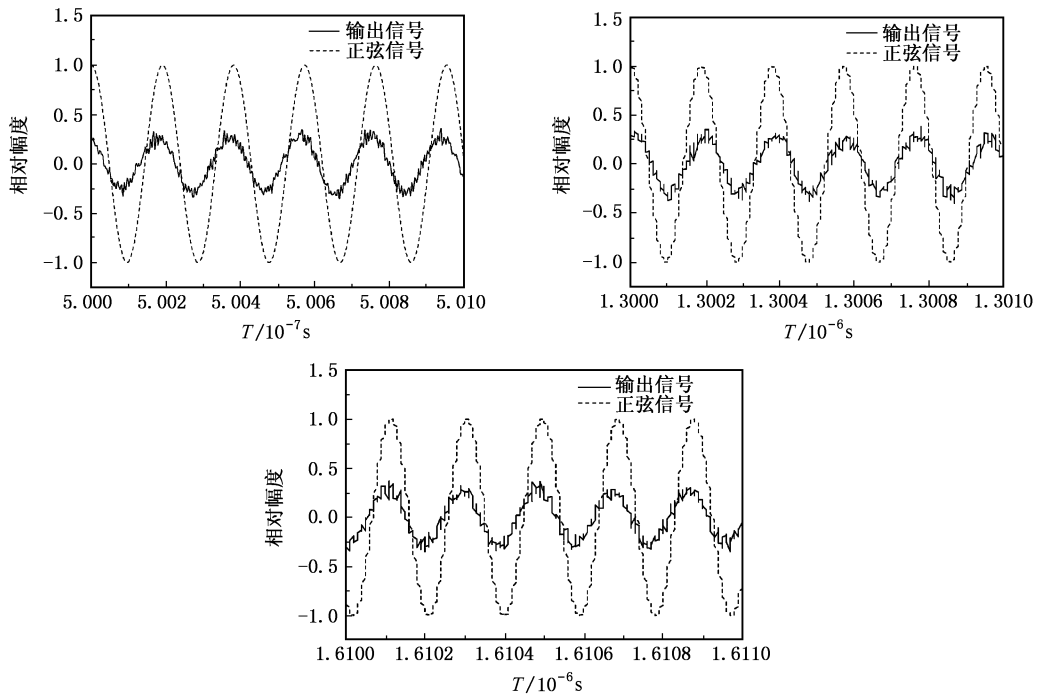


图6 不同时间输出信号与基准信号比较图 (a)  $t = 5 \times 10^{-7} \text{ s}$  (b)  $t = 1.3 \times 10^{-6} \text{ s}$  (c)  $t = 1.61 \times 10^{-6} \text{ s}$

#### 4.1.3. 离子数量的波动与电子束的关系

离子数量的波动决定了电子束速度的波动。在管子工作过程中,由于电子束电离背景气体,漂移空间的离子数量逐渐增大,使电子空间电荷效应逐渐减小,漂移管空间电位降也随之减小,电子束传输速度增大。当离子集聚到一定量后,会突然逸出,打到管壁或者阴极与收集极处,造成离子数量的减少,此时束流电子的空间电荷效应增强,漂移空间电位降增大,束流传输速度重新减慢。

离子数量的波动与电子束的状态密切相关。在管子设计时,电子束不可能是完美的布里渊流,总有一些脉动。由于空间电荷效应的存在,电子束脉动产生了沿轴向分布的静电势阱,残余气体被电离后,离子就会被这些静电势阱所俘获,一方面离子会对电子束产生聚焦作用,被俘获离子数量的增多使脉动幅度加大,势阱深度进一步加深,另一方面势阱还是会随着被俘获离子数量的增加而缓慢变浅,当离子数量增大到一定程度后,势阱就会被填平,此时管子中间的电位降最小,阴极和收集极的电位降最大,后续产生的离子就会沿轴向的逸出,形成平衡状态。

但是如果背景气体气压很高,离子产生速率较高,或者管子长度较长,离子沿轴向逃逸的所花时间较长,造成离子数量的增长速度比较快,离子在漂移管区集聚的数量就会继续增大,使离子聚焦效应进

一步增强。当离子聚焦效应大到一定的值后,就会使电子束状态发生很大的变化,造成电子束脉动周期缩短,静电势阱位置偏移。由于电子束速度远大于离子,静电势阱位置改变后,离子所处的轴向位置基本不发生变化,而其所处的静电场却发生了变化,电位降升高,使得一部分离子可以逃脱势阱的束缚,打到管壁上,离子的减少,又进一步减小了其聚焦作用,使电子束半径增大,势阱变得更浅,更容易从径向逃逸。这是一个正反馈过程,离子量迅速减少,直到电子束恢复其原状态,然后离子继续被俘获、逃逸,这个过程不断重复,形成了离子噪声。

离子数量减少的另一种解释是电子束边缘部分所电离的离子所处位置电位降较低,所以势能较高,且由于束边缘电子密度较大,产生的离子数量也较多,当势阱被填平后,这部分离子由于径向的电位降低而逃逸到管壁上,同样,离子的减少也会使其聚焦效应减小,造成电子束膨胀,空间电位降减小,进一步引发离子的径向逃逸。

我们在模拟中所采用的气压参数过高,但是从上面的解释可以看出,只要离子会集聚到一定量,然后打到管壁上,就会引发离子噪声。Gobel<sup>[13]</sup>在实验中证明,即使在真空度到达  $10^{-5} \text{ Pa}$  时,仍然有离子打到微波管管壁(螺旋线)上。可见即使真空度很高时,只要管子较长,离子轴向逸出速率较慢,离子数

量仍然会集聚到很高以致引发离子噪声。

在低气压时,离子产生、增加的速率慢,而在逃逸过程中,按照上面的解释,逃逸速度很快,这样输出信号相位应该是缓慢的减小,突然的增大,相位变化呈三角波或者锯齿波,这正是 在一些实验中所观察到的现象<sup>[7,14]</sup>。

离子数量的变化没有一定的规律可能与混沌现象有关。离子噪声产生的系统具有开放性。离子由电子束碰撞始终不断的产生,进入系统,且带入一定的能量,不断逸出,离开系统,能量随之带走。离子电荷密度在时间和空间的分布都不是常数,空间电位的变化也是非线性的,这样的系统比较容易产生非线性现象。目前 已经有人观察到了微波管中电子轨迹的混沌现象<sup>[16-18]</sup>以及输出信号的混沌现象<sup>[19]</sup>。我们系统中,在离子所处的空间所受的力以及初速度都不大。离子的运动对空间电位变化比束电子更为敏感,更容易发生混沌现象。我们认为,离子运动的混沌使离子数量的变化也产生了混沌。

离子数量缓慢的减少对电子束速度影响不是很大,这也可能与离子及离子携带能量的径向分布有关。具体的解释有待进一步的探讨,这也体现了离子噪声产生机理的复杂性。

#### 4.1.4. 二次电子的行为

二次电子的绝对数量相对于束电子数量和离子数量较少,可以忽略它在离子噪声产生过程中的影响。但是二次电子的行为却受到离子噪声影响,从侧面印证离子噪声的动力学机理。

二次电子的数量变化能反映出束电子数量变化。当电子束电子的数量增加时,空间电位降增加,二次电子受空间电场排斥力增大,被排向管壁的速度也增大,使得其数目急剧减小。从图 3 中可以看到此时的数量几乎为零。而当电子束电子数量减小时,空间电位降减小,二次电子被排向管壁的速度也减慢,数量增加。

二次电子的动能变化也体现了电子束的变化,二次电子的动能极小值小对应与电子束动能的极小值,也即电子束电子数量的极大值,这是因为大量的二次电子已被加速排斥,打到管壁上,新产生的二次电子受聚焦磁场影响,没有及时远离其产生处所在的半径位置,势能没有及时的转化为动能,所以其平均动能极低。当电子束电子平均动能开始增加后,束电子数量也在逐渐回落,此时那些势能较高的二次电子已经运动到了管壁附近,其势能转化为动能。

于是平均动能的增加也就不难理解了。二次电子平均动能有较大的高频波动幅度,是因为它受到了高频场以及电流群聚影响。

#### 4.2. 输出信号幅度分析

离子噪声不但表现为输出信号相位的波动,往往还伴随着幅度的变化。速调管输出信号的幅度波动主要来源于电子与波的能量交换效率。在模拟中,导致能量交换效率改变的原因有两个可能:

1) 群聚点的改变 在我们的模拟过程中取的是电流的最佳群聚点,群聚参量  $X$  约为 1.84,此时的基波电流最大。如果电子束受离子数量减少的影响,速度变慢,那么在输出腔间隙,电子束就会进入过群聚状态,由(1)式可知群聚电流的基波分量会减小,在输出谐振腔所激发出来的输出信号也会变小。图 3 中输出信号的极小值恰好对应了电子束速度的最小值,验证了我们提出的解释。

2) 电子束半径的变化 由于我们所设的群聚是最佳状态的,其值的变化只会是输出信号减小,而且由于电子束速度变化的相对值很小,输出信号变化幅度也不会很大,那么输出信号的大幅增长就不能用上面的原因解释。考虑到输出腔间隙的电场是不均匀的,边缘部分的电场强度要高出中间部分许多。如果输出腔间隙处的电子束半径增加,那么电子束在输出间隙处与高频场的相互作用就会增强,使输出信号增大。

离子的聚焦作用会使电子束的包络发生改变。当离子的聚焦增强,电子束脉动增强,束腰处半径会减小,而原来半径较大处反而会增大,离子聚焦作用增强还会造成脉动波长缩短,使电子束包络平移。受这两个作用的影响,电子束在输出间隙处的半径是有可能增大的。

#### 5. 结束语

用粒子模拟的方法,首次在速调管中得到了输出信号的离子噪声图像。对其形成机理做了全面的分析。从理论上阐述了束电子、二次电子、离子间之间的相互作用的动力学过程。模拟过程中的各种诊断图像也证实了我们提出的理论。

离子噪声所表现出来的相位波动是由电子束速度的波动引起的,而电子束速度与管内的离子数量有关,离子数量的增加与减少引起了电子束速度的

变化。由于电子束不可避免的脉动,造成了沿轴方向的静电势阱。由电子束轰击背景气体产生的离子被这些静电势阱俘获,造成管内离子数量增加,使电子束速度加快,输出信号相位超前;当离子积累到一定程度后就会突然释放出来,打到管壁上,离子数量的减少使电子束速度变慢,输出信号产生相位延迟。离子量的变化也会改变电子束的状态,使得离子的逸出过程具有正反馈性质,速度很快,而离子被俘

获积累的过程与之相比较慢。

二次电子数量较少,对离子噪声的产生过程的影响很小,但是其行为受到离子噪声的影响,印证了离子噪声的形成机理。

离子噪声所表现出的幅度较小的波动是受电子束速度的变化引起的,而幅度较大的波动可能与电子束在输出腔间隙出的束半径变化有关,这种变化也是由离子数量的波动引起的。

- 
- [ 1 ] Cluster C C 1956 *Pro IRE* **44** 61
- [ 2 ] Clough D , Evans K , hartnagel H *et al* 1969 *Int. J. Electronics* **27** 195
- [ 3 ] Manheimer W , H , Antonsen T M , Calame J P 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 1146
- [ 4 ] Thorington C B , Computer 2001 *IEEE Trans. Electron Devices* **48** 56
- [ 5 ] Gilmour A S , Thelen Jr D , MacMullen A *et al* 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci* 2004 **32** 1251
- [ 6 ] Lao Y Y , David P , Chernin D P , Wallace M Manheimer 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 790
- [ 7 ] McCune E M 1983 *IEDM Tech. Dig.* 148
- [ 8 ] Manheimer W M , Freund H P , Antonsen T M *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 297
- [ 9 ] Manheimer W M , Antonsen T M , Calame J P 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 32
- [ 10 ] Birdsall C K 1999 *Simulation of Low Frequency Noise in a CCTWT* ( California : EE Department berkley )
- [ 11 ] Thorington C B 2001 *IEEE Trans. ED* **48** 56
- [ 12 ] Hockney R W , Eastwood J W 1980 *Computer simulation using particles* ( Polytechnic of UK : Adam Hilger , Bristol and Philadelphia ) , 44
- [ 13 ] Geobel D M , Keller J G , William *et al* 1999 *IEEE Trans. electron devices.* **46** 2235
- [ 14 ] Thelen D , Reynold R , Emerson R *et al* 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 1057
- [ 15 ] Hao J H , Ding W , Zhang Z C 2003 *Acta Phys. Sin* **52** 1979 ( in Chinese ) [ 郝建红、丁武、张治畴 52 2003 物理学报 52 1979 ]
- [ 16 ] Guan X P 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2718 ( in Chinese ) [ 关新平 2003 物理学报 52 2718 ]
- [ 17 ] Wei L 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1862 ( in Chinese ) [ 李伟 2001 物理学报 50 1862 ]
- [ 18 ] Gong H R , Gong Y B Tang C J *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 159 ( in Chinese ) [ 巩华荣、宫玉彬、唐昌建等 2005 物理学报 54 159 ]
- [ 19 ] Liao G H , Weng J Q , Cheng L C *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 43 ( in Chinese ) [ 廖高华、翁甲强、成立春等 2005 物理学报 54 43 ]

# Analysis of ion noise with beam-wave interaction in klystron by two dimensional particle simulation method<sup>\*</sup>

Gong Hua-Rong<sup>1)†</sup> Gong Yu-Bin<sup>1)</sup> Wei Yan-Yu<sup>1)</sup> Tang Chang-Jian<sup>2)</sup> Xue Dong-Hai<sup>1)</sup> Wang Wen-Xiang<sup>1)</sup>

<sup>1</sup> *College of Physical Electronics, UESTC, Chengdu 610054, China*

<sup>2</sup> *College of Applied Physics, Sichuan University, Chengdu 610064, China*

( Received 28 September 2005 ; revised manuscript received 23 February 2006 )

## Abstract

Ion noise in output signal of klystrons was obtained by particle-in-cell method. The interactions between beam electron, ion, secondary electron and electromagnetic field are illustrated. The mechanism of ion noise is analyzed. It shows that phase fluctuation in output signal is caused by the change of the beam current DC velocity which is affected by the change of the amount of ions. The ion interacts with beam electron and has no equilibration state. The amount of secondary electrons is small and it has little effect on ion noise, but its behaviors reflect the process of ion noise. The amplitude fluctuation of output signal is caused by the change of beam velocity and beam radius. It is also affected by the ion behaviors.

**Keywords** : ion noise, klystron, particle simulation, electron beam

**PACC** : 5265, 4180, 5270

<sup>\*</sup> Project supported by Nature Science Foundation of China ( Grant Nos. 60532010, 60271001 ) and New Century Talent supported Plan of China.

<sup>†</sup> E-mail : hrgong@163.com