

基于 K 均值聚类算法的行波管电子注层流性分析沈长圣 张天阳 柏宁丰[†] 陈昭福 樊鹤红 孙小菡

(东南大学电子科学与工程学院, 电子器件与系统可靠性研究中心, 南京 210096)

(2025 年 6 月 13 日收到; 2025 年 7 月 14 日收到修改稿)

为了提高行波管的稳定性和可靠性, 电子注的优化与设计成为真空电子器件中的关键部分, 层流性是评价电子注质量的关键参数. 提出使用 K 均值聚类算法将电子枪注腰处粒子简化为宏粒子的方法. 将该宏粒子作为行波管相互作用区的粒子源进行注波相互作用仿真, 使得仿真时间由 5.53 h 减少为 0.65 h, 提高了仿真效率. 通过对某型号行波管的电子枪进行阴极发散角度和阴阳极间距离的调整. 仿真结果表明: 发散角度在 0° — 1° 范围调节时, 发散角度越大, 径向均方根发射度数值也越大, 电子注层流性就越差, 行波管输出功率下降; 阴阳极间距离在 0.8—1.6 mm 范围内调节时, 径向均方根发射度由 2.51 mm·mrad 下降为 2.22 mm·mrad 时, 电子注的层流性得到改善, 空间行波管输出功率由 328.34 W 上升为 414.10 W. 因此, 采用 K 均值聚类算法的粒子简化模型, 提升了注波相互作用仿真效率, 依据电子注层流性对行波管性能的影响可以对电子枪结构参数优化.

关键词: 行波管, 电子注层流性, K 均值聚类算法, 径向均方根发射度**PACS:** 84.40.Fe**DOI:** 10.7498/aps.74.20250765**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250765

1 引言

行波管作为微波信号放大的核心器件, 由于工作频率高、输出功率大、工作频带宽、抗干扰能力强, 被应用于电子对抗、雷达探测、无线通信、航空航天等领域^[1]. 截至 2023 年 12 月, 西安空间无线电技术研究所作为整机集成商的国产化行波管放大器在轨应用数量达到 566 台, 工作频率包括 L 频段至 Q/V 频段, 连续波输出功率包括 10 W 至 200 W^[2]. 行波管的主要组成包括电子枪、慢波结构和收集极, 由电子枪产生的电子注作为行波管中的粒子源, 慢波结构的作用就是使微波信号的相速降下来, 可以使得电子注与微波信号产生有效的相互作用, 收集极的主要功能是接收已经完成与微波信号能量交换的粒子. 聚类算法是机器学习、数据挖掘和模式识别中的一个基本工具, 用于将数据集

划分为若干个子集, 使得同一子集中的样本相似, 而不同子集中的样本不相似^[3]. 近年来应用于各种工业场景的聚类算法越来越多也越来越复杂, 例如: 通过密度归一化增强密度峰聚类^[4]、基于网格的密度峰聚类算法^[5]、基于小波变换的负荷曲线聚类算法^[6]等. 其中, K 均值聚类算法是最流行、最简单的聚类算法之一, 它最早出现于 1955 年, 至今已有上千种聚类算法发表, 但 K 均值聚类算法仍然被广泛使用^[7]. 行波管的注波相互作用仿真中通常采用的是均匀理想电子注作为粒子源, 通过设置适合电压、电流、电子注半径等代替实际电子枪, 这样做的好处是缩短注波相互作用计算时间. 但是采用理想电子注作为粒子源时, 由于理想电子注上每个粒子的能量以及分布都是均匀的, 往往会忽略了电子注的不均匀性对注波相互作用的影响^[8]. 在实际中电子枪设计会存在不足, 不仅会使得电流和电子注半径没有达到良好的预值, 而且由于电子注内各

[†] 通信作者. E-mail: bnfeng@seu.edu.cn

个粒子的能量是存在差异的,这就导致了每个粒子的初始速度不同,一部分粒子与微波信号同步,另一部分粒子与微波信号不同步,进而会影响整个注波互作用.采用从电子枪内电子注注腰处的粒子作为注波互作用仿真的粒子源,行波管的输出特性更接近实际情况,但是电子注内含有成百上千的粒子使得注波互作用仿真计算量巨大.因此,在行波管电子注的仿真分析中引入聚类算法,使用较为简单的 K 均值聚类算法将电子枪注腰处的上千个数的粒子进行划分,简化为数量较少的宏粒子,保证了宏粒子分布与原始粒子群之间具有相似性,简化后的宏粒子可以作为行波管互作用区的粒子源进行注波互作用仿真.

在行波管内电子注的层流性会影响周期性聚焦结构中电子注传输的稳定性,并会影响输出信号的增益^[9].电子注层流性主要表现为粒子轨道的交叉程度.粒子轨道倾角非均匀分布以及粒子产生横向速度分量过大等情况会使得电子注在传输过程中电子轨迹交叉以及部分粒子撞击在行波管螺旋线上,导致用来与高频场交换能量的粒子数就会减少,最终影响行波管的增益、带宽和输出功率等关键指标.

近年来,随着仿真技术和计算能力的提高,对电子注的研究取得了一系列进展.在电子光学与注波交互研究领域,为了使得行波管的设计结果与实验结果高度一致,需要建立实际电子情况与注波互作用之间的桥梁,Ge 等^[10]使用 MATLAB 处理腰部位置的宏观粒子数据,将其作为行波管互作用区仿真的粒子源,以满足交互计算模型的需求.由于螺旋线行波管中复杂的电磁环境和阴极发射的随机性,电子注从电子枪到慢波结构的速度大小和方向是不均匀的,本课题组前期工作^[11]使用了速度幅值波动范围和速度方向波动范围这两个参数表示建立了不同电子注速度下螺旋线行波管输出特性的仿真模型,研究分析电子注速度的不均匀性对行波管输出特性产生影响.在评估电子注质量的研究中,Louksha 等^[12]通过不断仿真在距离阴极表面很小的一段距离处的电子注中粒子横向速度 v_x 的变化来研究回旋管电子光学系统中阴极表面粗糙度对电子束质量的影响.针对现有的电子光学软件中缺乏对电子层状性质的定量评估指标参数的问题,Zhang 等^[13]提出了一个用交叉率和波动率评估电子注层流性的新方法.仿真结果表明,该交叉率指数可以准确且定量地评估电子层状性质

的质量.当电子性质的交叉率小于 3% 时,且波动率低于 30% 时,设计的电子光学系统满足工程要求.David 等^[14]研究了用计算机优化技术设计电子枪的问题,使用 MATLAB 对仿真结果进行了编程计算,其中对于电子注层流性参数方面,提出使用粒子轨迹的一阶导数和二阶导数来组成目标函数,对仿真的电子注层流性进行优化.Liu 等^[15]提出了采用旋转表面阴极的设计方案,以改善汇聚电子注的层流性,通过模拟实验,观察电子枪内电子注电流密度的径向分布图,说明了旋转表面阴极减弱球面像差,有助于提高电子注的质量.

上述文献中少有将电子枪和行波管作为一个整体进行仿真研究.本文对采用三夹持螺旋线慢波结构的某型号行波管^[16]进行仿真分析.将电子枪注腰处粒子作为行波管的粒子源进行仿真时,使用 K 均值聚类算法将电子枪上的初始粒子简化为个数较少的宏粒子,并以此作为行波管注波互作用仿真的粒子源.使用径向均方根发射度表征圆柱形电子注的层流性,而非通过放大观察电子注内的粒子轨道,主观上判断电子注层流性的好坏.通过优化电子枪的结构参数,使得行波管内电子注的层流性得到改善且行波管的输出性能得到提升.

2 理论模型

2.1 相空间模型

采用相空间模型可以直观地比较层流和非层流的电子注,在电子注从电子枪产生到传输过程中,每个粒子的位置和速度都在不断发生变化,在直角坐标系中每个粒子的运动状态可以用 x, v_x, y, v_y, z, v_z 的六维相空间来表示.当电子注截面的粒子分布是圆形对称时,粒子状态可以用 x, v_x 的二维相空间来表示,以 x 为横坐标, v_x 为纵坐标,就可以勾画出一个包含所有粒子的横向位移和横向速度的相空间分布图^[17].电子注的层流性问题,其实就是电子注在传输的过程中粒子轨道的有序性和无序性的问题.

图 1 为理想的二维电子注模型,描绘了层流电子注在传输过程中的三种粒子轨道情况以及对对应相空间分布图,模型暂时忽略了空间电荷效应及外力.电子注在 z 方向上无限延伸.选定坐标原点使得 x 轴的起始端位于电子注的中心,横向位移的变化率即横向速度 v_x .

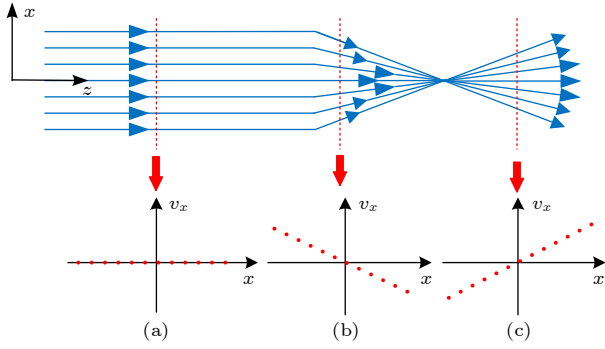


图1 层流电子注三种粒子轨道情况以及对应相空间分布图 (a) 平行电子注; (b) 汇聚的电子注; (c) 发散的电子注
Fig. 1. Orbital conditions of three types of laminar electron particles and the corresponding phase space distribution diagrams: (a) Parallel electron beam; (b) convergent electron beam; (c) divergent electron beam.

其中图1(a)是平行电子注,即所有粒子的横向速度均为0,这种电子注从产生到传输的过程中粒子轨道按层分布,不存在交叉的粒子轨道;图1(b)为汇聚的电子注,由于粒子的横向位移与横向速度之间成正比关系,因此所有的粒子轨道会汇聚于一点;图1(c)是发散的电子注,粒子的横向位移与横向速度也成正比关系,即使传输到无限远的距离,粒子轨道之间也不会发生交叉。

在实际的电子注中,任意一个横向位置都会存在具有横向速度的粒子,其在产生与传播的过程中是无序的,使得粒子轨迹之间会不断相互交叉,所以实际的电子注均为非层流电子注。图2所示的非层流电子注,其在某一位置的相空间分布图像中横向位移与横向速度之间不呈线性关系。

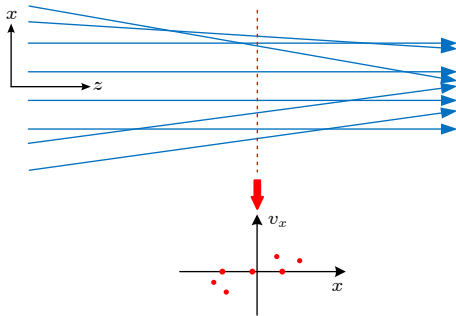


图2 非层流电子注粒子轨道情况以及对应相空间分布图
Fig. 2. Orbital conditions of non-laminar electron beam particles and the corresponding phase space distribution diagrams.

2.2 径向均方根发射度

在电子枪的设计过程中利用数值模拟软件计

算得到某种结构电子枪的电子运动轨迹图形后,设计人员凭肉眼观测电子注的层流性好坏^[18]。这种判断带有很强的主观性,且注腰处的粒子轨道即使被放大,但由于粒子轨道数量多,识别它们的轨道交叉仍然具有挑战性。因此,需要利用特定的参数来量化电子注的层流状态。

实验中粒子轨道倾角通常更容易直接测量,常用横向位移 x 和横向倾角 x' 来计算发射度。发射度是表征径迹空间 (x - x' 平面) 内包围粒子分布的椭圆相面积大小的参数,发射度用字母 ε 表示,其单位为 $\text{mm}\cdot\text{mrad}$,其值为椭圆面积除以 π 。椭圆范围的确定具有误差性,因此基于电子注中的粒子轨迹坐标信息计算得到的发射度表达式更实用,用统计定义的发射度即全部粒子的横向位移的均方根来描述发射度,称为均方根发射度 ε_{rms} 。

由于在行波管内的电子注为圆柱形电子注,可使用径向均方根发射度 $\varepsilon_{r\text{-rms}}$ 表征电子注层流性。将 x 和 y 两个方向层流状态耦合则需要将直角坐标转换为极坐标,因此,先推导直角坐标系中的 x 和 y 方向上的均方根发射度。

x 方向上的均方根发射度表达式为^[19]

$$\varepsilon_{x\text{-rms}} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle (x')^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}. \quad (1)$$

得到均方根发射度在 x 方向上的公式,同理 y 方向上的均方根发射度公式为

$$\varepsilon_{y\text{-rms}} = \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle (y')^2 \rangle - \langle yy' \rangle^2}. \quad (2)$$

将 x 与 y 方向进行耦合,可以采用径向均方根发射度来表征圆柱形电子注的层流性,需要将直角坐标系转换为极坐标系。

在傍轴近似下,横向倾角与横向速度的关系是 $x' \approx v_x/v_z$ 和 $y' \approx v_y/v_z$,可以得到均方根发射度与横向速度之间的关系式:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{x\text{-rms}} &= \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle (x')^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \\ &= \sqrt{\langle x^2 \rangle \left\langle \left(\frac{v_x}{v_z} \right)^2 \right\rangle - \left\langle x \frac{v_x}{v_z} \right\rangle^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{y\text{-rms}} &= \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle (y')^2 \rangle - \langle yy' \rangle^2} \\ &= \sqrt{\langle y^2 \rangle \left\langle \left(\frac{v_y}{v_z} \right)^2 \right\rangle - \left\langle y \frac{v_y}{v_z} \right\rangle^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

图3为粒子速度的矢量图,其中 v_r 为径向速度,而 v_θ 为角向速度,使用图3对 x, y 方向上的速

度进行分解, 得到的径向速度和角向速度为

$$v_r = v_x \cos \theta + v_y \sin \theta, \quad (5)$$

$$v_\theta = v_x \sin \theta - v_y \cos \theta. \quad (6)$$

将 (5) 式和 (6) 式联立求解可以得到 x 方向速

度与径向和角向速度的关系式:

$$v_x = v_r \cos \theta + v_\theta \sin \theta, \quad (7)$$

$$v_y = v_r \sin \theta - v_\theta \cos \theta. \quad (8)$$

将 (7) 式代入 (3) 式中, 得到:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{x\text{-rms}} &= \left[\langle r^2 \cos^2 \theta \rangle \left\langle \left(\frac{v_r}{v_z} \cos \theta + \frac{v_\theta}{v_z} \sin \theta \right)^2 \right\rangle - \left\langle r \cos \theta \left(\frac{v_r}{v_z} \cos \theta + \frac{v_\theta}{v_z} \sin \theta \right) \right\rangle^2 \right]^{1/2} \\ &= \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_i^2 \frac{\cos 2\theta_i + 1}{2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{v_r}{v_z} \right)_i^2 \frac{\cos 2\theta_i + 1}{2} + \left(\frac{v_\theta}{v_z} \right)_i^2 \frac{1 - \cos 2\theta_i}{2} + \left(\frac{v_r}{v_z} \right)_i \left(\frac{v_\theta}{v_z} \right)_i \sin 2\theta_i \right] \right. \\ &\quad \left. - \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[r_i \left(\frac{v_r}{v_z} \right)_i \frac{\cos 2\theta_i + 1}{2} + r_i \left(\frac{v_\theta}{v_z} \right)_i \frac{\sin 2\theta_i}{2} \right] \right\}^2 \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

将 (8) 式代入 (4) 式中, 得到:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{y\text{-rms}} &= \left[\langle r^2 \sin^2 \theta \rangle \left\langle \left(\frac{v_r}{v_z} \sin \theta - \frac{v_\theta}{v_z} \cos \theta \right)^2 \right\rangle - \left\langle r \sin \theta \left(\frac{v_r}{v_z} \sin \theta - \frac{v_\theta}{v_z} \cos \theta \right) \right\rangle^2 \right]^{1/2} \\ &= \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_i^2 \frac{1 - \cos 2\theta_i}{2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{v_r}{v_z} \right)_i^2 \frac{1 - \cos 2\theta_i}{2} + \left(\frac{v_\theta}{v_z} \right)_i^2 \frac{\cos 2\theta_i + 1}{2} - \left(\frac{v_r}{v_z} \right)_i \left(\frac{v_\theta}{v_z} \right)_i \sin 2\theta_i \right] \right. \\ &\quad \left. - \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[r_i \left(\frac{v_r}{v_z} \right)_i \frac{1 - \cos 2\theta_i}{2} - r_i \left(\frac{v_\theta}{v_z} \right)_i \frac{\sin 2\theta_i}{2} \right] \right\}^2 \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

通过将 (9) 式和 (10) 式进一步推导可以求得 (11) 式, 即为径向均方根发射度表达式^[20]:

$$\varepsilon_{r\text{-rms}} = \sqrt{\frac{(\varepsilon_{x\text{-rms}})^2 + (\varepsilon_{y\text{-rms}})^2}{2}} = \frac{1}{2} \left[\langle r^2 \rangle \left(\left\langle \left(\frac{v_r}{v_z} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{v_\theta}{v_z} \right)^2 \right\rangle \right) - \langle r \cdot v_r / v_z \rangle^2 - \langle r \cdot v_\theta / v_z \rangle^2 \right]^{1/2}. \quad (11)$$

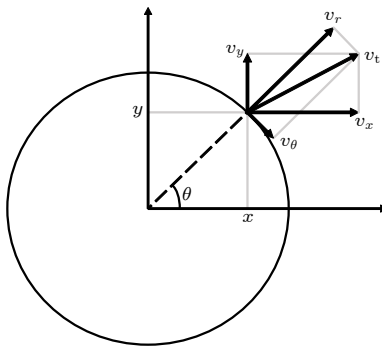


图 3 粒子速度的矢量图

Fig. 3. Vector diagram of particle momentum.

本小节阐述了电子注中粒子的状态以及相空间模型, 使用相空间模型举例来区分层流电子注与非层流电子注的不同, 由于在电子枪以及行波管内的电子注为圆柱形电子注, 因此可以使用推导出的径向均方根发射度表征电子注层流状态。

2.3 K 均值聚类算法

如果将电子枪仿真得到的上千个原始粒子通过粒子导入面法全部导入行波管的粒子源中进行注波相互作用计算仿真, 由于计算数据庞大, 会导致计算时间十分漫长, 整个设计优化的工作效率降低. 因此使用 K 均值聚类算法对电子枪中注腰位置处粒子信息进行处理, 将其简化为个数较少的宏粒子从而缩短仿真时间提高工作效率. 应用于行波管电子注简化的 K 均值聚类算法流程图如图 4 所示, 使用该模型将行波管电子注截面粒子简化为宏粒子, 包括以下步骤: 1) 使用粒子追踪求解得到电子枪的电子注轨迹, 获取电子注注腰处截面粒子的位置分布、速度、电流等信息; 2) 在注腰处截面的粒子中随机选取 K 个粒子作为宏粒子; 3) 计算截面上的粒子到每个宏粒子的距离, 并将粒子划分到距离最近的宏粒子所在区域; 4) 对于宏粒子区域

内包含的所有粒子, 分别计算 x 方向、 y 方向和 z 方向上的宏粒子位置, 宏粒子在 x 方向、 y 方向和 z 方向的速度、宏粒子的电流值、宏粒子的质量和电荷量; 5) 对比通过步骤 4) 计算得到的新宏粒子的位置信息与前一次宏粒子的位置信息是否一致; 6) 如果位置信息不一致, 则要返回步骤 3) 继续求解新的宏粒子的位置, 直到新的宏粒子信息与前一次宏粒子的位置信息一致时, 便可以结束循环得到的最终宏粒子位置分布; 7) 将处理后包含速度、电流值、质量和电荷量的宏粒子作为行波管相互作用区的粒子源, 进行注波相互作用仿真, 通过对输出结果分析计算可以得到行波管的输出功率。

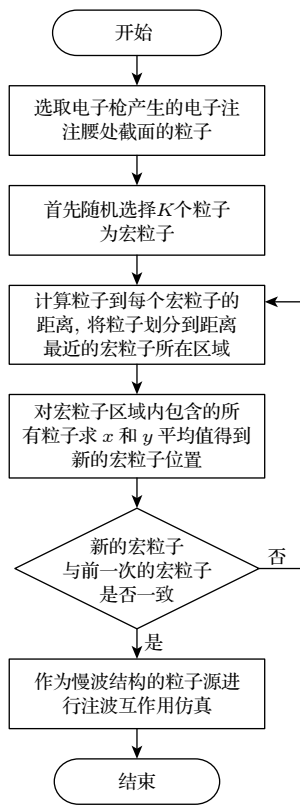


图 4 使用 K 均值聚类算法的仿真流程图

Fig. 4. Simulation properties chart using the K -means clustering algorithm.

3 仿真分析

3.1 行波管仿真流程

本文的行波管仿真分析时使用了 256G 内存的计算机, 在 CST 的仿真分析中使用了 GeForce RTX 4090D 显卡开启 GPU 加速. 行波管仿真分析步骤如图 5 所示, 调节电子枪的参数后, 使用 CST 的粒子跟踪求解器计算出层流性不同的电子注信

息, 并采用径向均方根发射度来表征电子注的层流性; 在 MATLAB 中使用 K 均值聚类算法对注腰处的粒子信息进行简化处理, 得到的宏粒子作为行波管相互作用区的粒子源, 再使用 CST 的网格粒子求解器进行注波相互作用仿真, 不同层流性的电子注最终会影响行波管的输出特性. 本文中使用的某型号螺旋线行波管参数如表 1 所列.

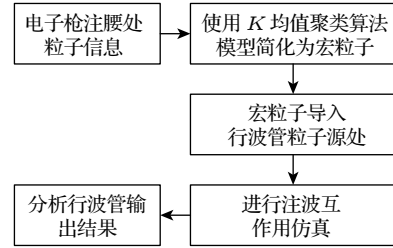


图 5 采用 K 均值聚类算法分析行波管的步骤

Fig. 5. Steps of analyzing the TWT using the K -means clustering algorithm.

表 1 螺旋线行波管参数

Table 1. Parameters of helical TWT.

参数名称	参数值
工作电压/V	9600
工作电流/A	0.35
整管长度/mm	241.5
螺旋线螺距/mm	1.1
螺旋线半径/mm	1.0
螺旋线螺距角/(°)	9.9
磁场峰值/T	0.905

3.2 使用 K 均值聚类算法的仿真分析

将原始粒子简化为数量不同的宏粒子, 分别作为行波管粒子源进行注波相互作用仿真, 得到仿真后的输出功率以及仿真所消耗的时间, 宏粒子个数取值与行波管输出功率和仿真时间的关系如图 6 所示. 由图 6 可知, 当宏粒子的个数取值在 100 到 500 之间时相互作用区的输出功率差距不大. 宏粒子个数越多, 仿真时间越长, 宏粒子个数的取值需要保证在行波管输出功率不变的情况下, 宏粒子数越少.

采用 K 均值聚类算法模型对原始粒子进行简化, 得到简化后的宏粒子如图 7(a) 和图 7(b) 所示; 采用网格模型将原始的粒子简化为宏粒子的分布, 在图 7(c) 中, 将 x 轴和 y 轴分别进行 12 等分, 一共划分为 144 个等分网格区域, 将每一个小等分网格中的若干粒子参数进行同样的计算处理, 简化为

一个新的宏粒子, 最终简化得到的 112 个宏粒子位置分布如图 7(d) 所示. 为了与网格模型得到的宏粒子在输出结果上进行对比, 则使用 K 均值聚类算法的宏粒子个数也为 112.

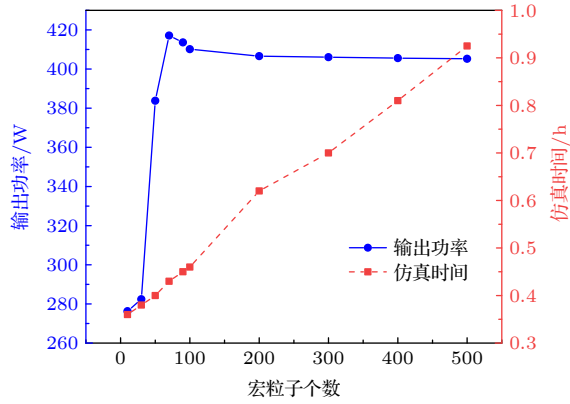


图 6 宏粒子个数与行波管输出功率和仿真时间的关系

Fig. 6. Relationship between the number of macro particles and the output power of the TWT as well as the simulation time.

改变行波管输入信号的功率, 分别使用原始粒子、 K 均值聚类算法简化得到的宏粒子和网格模型简化得到的宏粒子作为粒子源进行注波相互作用仿真, 得到了三种粒子在不同输入功率信号下的输出功率, 结果如图 8 所示, 从图 6 和图 8 可以看出, 当输入信号的功率为 6.8 mW 时, 使用 4963 个原始粒子, 仿真耗时 5.53 h, 输出功率为 404.73 W; 使用 K 均值聚类算法简化后含有 112 个宏粒子的粒子源时, 仿真耗时 0.65 h, 输出功率为 405.25 W, 输出功率只比原始粒子的大 0.52 W; 使用网格模型简化后含有 112 个宏粒子作为粒子源, 仿真耗时一样为 0.65 h, 但是使用网格模型时行波管的输出功率与使用原始粒子源得到的行波管输出功率相差大, 输出功率为 416.88 W, 输出功率比原始粒子的大 11.63 W. 从图 6 和图 8 还可以看出, 与未简化的原始粒子相比, K 均值聚类算法简化原始粒子和网格模型简化原始粒子都极大减少了相互作用区仿真的计算量. 与网格模型相比, 使用 K 均值聚类

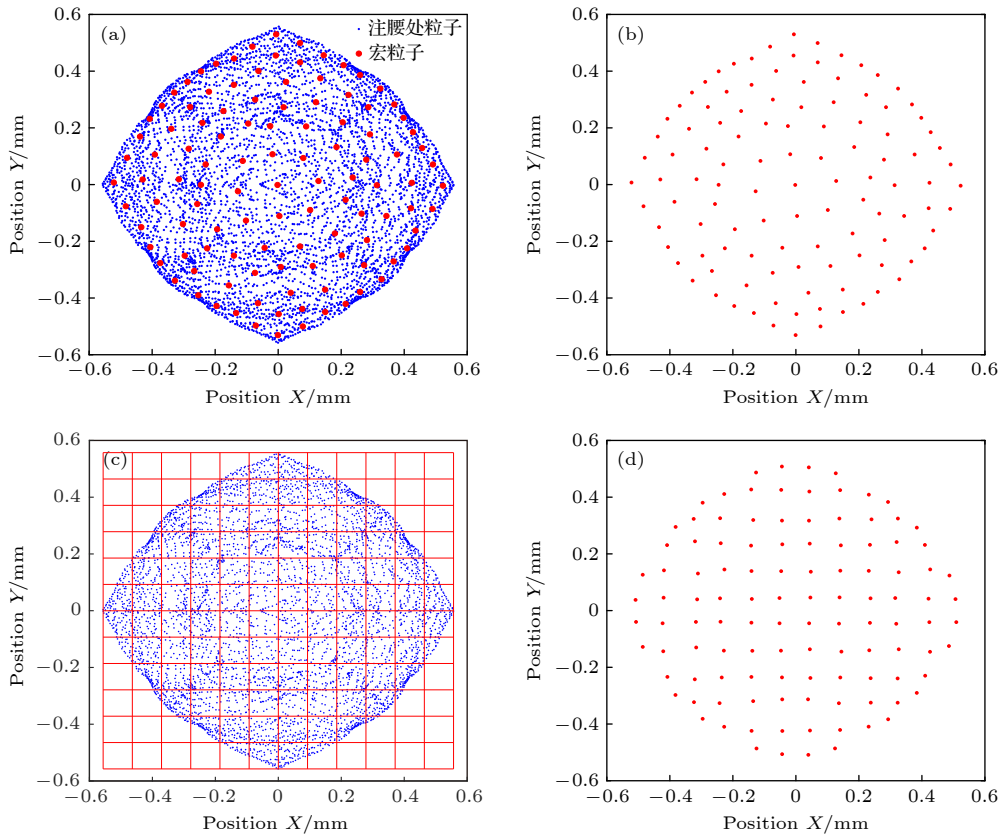


图 7 使用 K 均值聚类算法和网格模型将电子枪注腰处粒子简化为宏粒子 (a) 使用 K 均值聚类算法处理截面粒子; (b) 使用 K 均值聚类算法简化后宏粒子分布; (c) 使用网格模型处理截面粒子; (d) 使用网格模型简化后宏粒子分布

Fig. 7. Particles at the waist of the electron gun are simplified into macroparticles by using the K -means clustering algorithm and the mesh model: (a) The cross-sectional particles are processed by using the K -means clustering algorithm; (b) the distribution of the macro particles after simplification by using the K -means clustering algorithm; (c) the cross-sectional particles are processed by using the mesh model; (d) the distribution of the macro particles after simplification by using the mesh model.

算法得到宏粒子的注波相互作用仿真结果更加接近使用原始粒子的注波相互作用仿真结果.

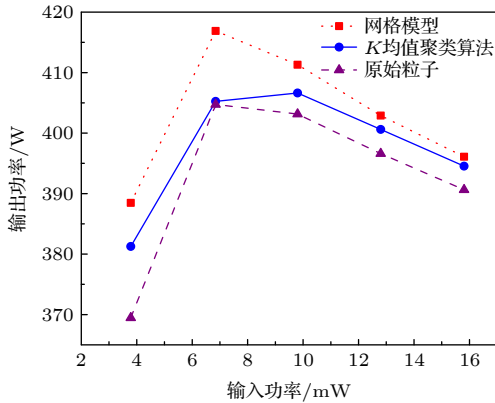


图 8 不同输入功率信号下的输出功率图

Fig. 8. Output power under signals with different input powers.

3.3 电子注层流性对行波管相互作用区的影响

基于 K 均值聚类算法简化, 使得注腰处的电子注层流性可以方便快速地体现在行波管的注波相互作用中. 本文以调节阴极粒子的发散角度和阴阳极间距离这两个参数作为研究电子注层流性的应用举例, 调节这两个参数使得电子注层流性发生改变, 进一步研究电子注层流性对行波管输出性能的影响.

3.3.1 电子枪阴极发散角度对注波相互作用的影响

阴极表面的粗糙度影响了电子初始的发射角度, 通过设置电子发散角度的分布来描述阴极粗糙度 [21]. 改变电子枪阴极处发散角度的大小, 将得到的粒子进行注波相互作用仿真, 发散角度与行波管输出功率的关系如图 9 所示. 当阴极表面粗糙到使得粒子源发射的发散角度在 0° — 0.4° 时, 径向均方根发射度变化不大, 电子注层流性变化较小, 行波管输出功率产生较小的衰减, 输出功率均大于 390 W; 当阴极表面粗糙到使得粒子源发射的发散角度在 0.4° — 0.6° 时, 径向均方根发射度有明显的增大, 层流性受到影响, 行波管输出功率产生明显的减小, 输出功率开始小于 390 W; 当阴极表面粗糙到使得粒子源发射的发散角度由 0.6° 增加到 1° 时, 径向均方根发射度增加到最大值, 电子注层流性最差, 输出功率降为 63 W. 当阴极表面越粗糙, 即发散角度越大, 表征电子注层流性的径向均方根发射度

数值也越大, 电子注层流性就越差, 导致行波管输出功率下降.

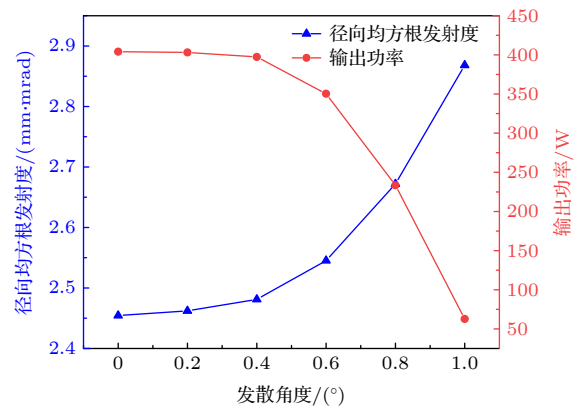


图 9 实际电子枪的粒子源的发散角度与径向均方根发射度和行波管输出功率的关系

Fig. 9. Relationship of the divergence angle of the particle source of the actual electron gun to the radial rms-emittance and the output power of the TWT.

3.3.2 电子枪阴阳极间距离对注波相互作用的影响

对电子枪阴阳极间距离进行调整, 由于阴极和阳极之间距离发生变化, 导致电场强度发生变化, 以及存在空间电荷效应干扰, 进而会影响电子枪内电子注的质量. 在调整电子枪阴阳极间距离时, 会影响发射电流的大小, 进而影响电子枪的导流系数. 为了保持导流系数不变, 通过调整阴极的发射面积, 保持发射电流为 0.35 A.

当电子枪阴阳极间距离在 0.4—2.0 mm 调节时, 进行仿真得到粒子不同的横向速度和纵向速度, 阴阳极间距离对粒子的横向和纵向速度的影响如图 10 所示. 可以看出, 电子注内的粒子平均横向速度在 4.2×10^5 — 4.65×10^5 m/s 的范围内波动, 变化范围较小, 其中 $v_t = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$; 电子注内的粒子平均纵向速度在 5.670×10^7 — 5.678×10^7 m/s 的范围内波动变化, 总的变化范围较小.

当仅改变粒子源处的平均横向速度大小, 进行注波相互作用仿真得到的粒子横向速度对行波管输出信号增益的影响如图 11 所示. 当平均横向速度在 4.2×10^5 — 3.5×10^6 m/s 的范围内变化时, 行波管增益随横向速度增大而减小. 调节电子枪的阴阳极间距离, 平均横向速度在 4.2×10^5 — 4.65×10^5 m/s 的范围内波动变化时, 行波管增益的变化约为 0.004 dB, 变化较小. 可见当调节电子枪阴阳极间

距离时造成的粒子横向速度大小变化对行波管增益的影响有限. 使用 MATLAB 对粒子信息进行处理, 增大粒子源处的平均纵向速度大小, 进行注波相互作用仿真得到的粒子纵向速度对行波管输出信号增益的影响如图 12 所示. 当粒子平均纵向速度在 $5.670 \times 10^7 \sim 5.76 \times 10^7$ m/s 的范围内波动变化时, 行波管的增益随着纵向速度先增大后减小. 调节电子枪的阴阳极间距离, 粒子平均纵向速度在 $5.670 \times 10^7 \sim 5.678 \times 10^7$ m/s 的范围内波动变化, 行波管的增益均在 46 dB 以上, 增益变化为 0.1 dB. 因此, 当调节电子枪阴阳极间距离时造成的粒子纵向速度大小变化对行波管增益的影响有限. 因此, 当调整电子枪阴阳极间距离时, 单一的横向速度变化和纵向速度变化对行波管的增益影响较小, 需要从电子注层流性的角度进行进一步的仿真研究.

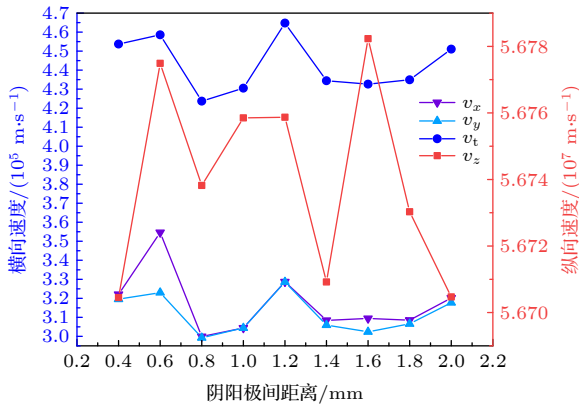


图 10 阴阳极间距离对粒子的横向和纵向速度的影响
Fig. 10. Influence of the distance between the anode and cathode on the transverse and longitudinal velocities of particles.

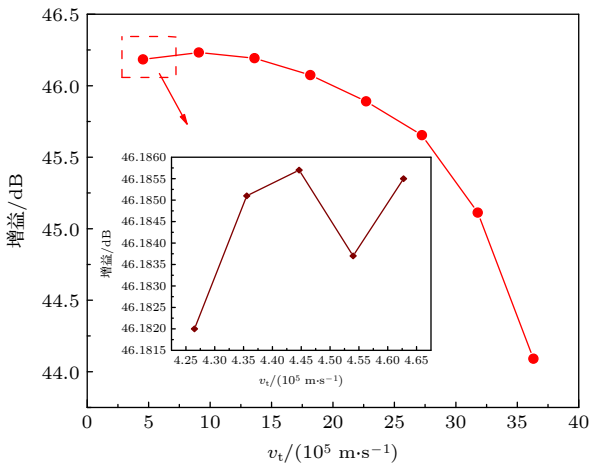


图 11 粒子横向速度对行波管输出信号增益的影响
Fig. 11. Influence of the transverse velocity of particles on the output signal gain of the TWT.

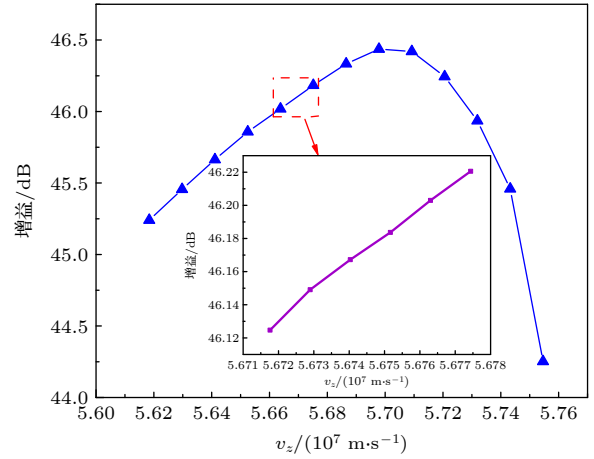


图 12 粒子纵向速度对行波管输出信号增益的影响
Fig. 12. Influence of the longitudinal velocity of particles on the output signal gain of the TWT.

选取阴阳极间距离分别为 0.4, 0.8, 1.2, 1.6, 2 mm 的 5 种情况的电子枪, 将其电子注腰处截面的粒子作为行波管粒子源进行注波相互作用仿真, 当输入信号功率为 9.8 mW 时, 得到的阴阳极间距离与电子注径向均方根发射度和行波管输出功率的关系如图 13 所示.

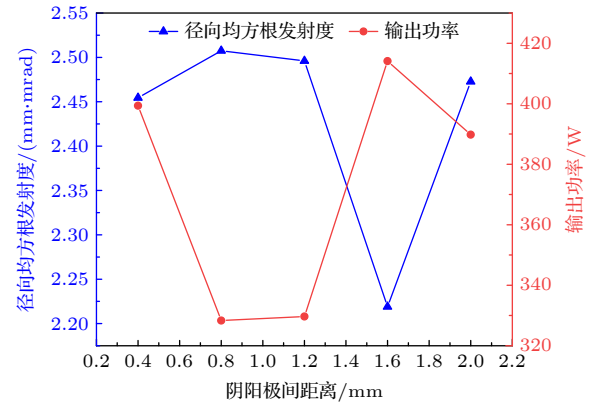


图 13 阴阳极间距离变化对电子注径向均方根发射度和行波管输出功率的影响
Fig. 13. Influence of the distance variation between the anode and cathode on the radial rms-emittance of the electron beam and the output power of the TWT.

当阴阳极间距离为 1.6 mm 时径向均方根发射度的值最小即电子注层流性最好, 为 2.22 mm·mrad, 输出功率最大为 414.10 W; 当阴阳极间距离为 0.8 mm 时径向均方根发射度的值最大即电子注层流性最差, 为 2.51 mm·mrad, 输出功率最小为 328.34 W. 从图 13 趋势可以看出, 当电子注的径向均方根发射度的数值越大, 则表征电子注的层流性越差, 此时行波管的输出功率越差.

选取图 13 中电子注层流性最差和最好的两个点(即阴阳极间距离分别为 0.8 和 1.6 mm)作为粒子源,只改变输入信号的频率大小,研究使用电子注层流性不同的粒子源进行注波相互作用时,行波管增益和带宽的变化情况. 阴阳极间距离为 0.8 和 1.6 mm 时,输入信号频率与行波管输出功率的关系如图 14 所示,层流性好的电子注在各输入信号频率输出功率均较大. 从图 14 可以看出,当电子枪优化选用阴阳极间距离为 1.6 mm 的方案时,行波管输入信号频率在 7—14 GHz 的范围内,输出功率大于 200 W,带宽为 7 GHz,行波管输入信号频率在 9—14 GHz 的范围内,输出功率大于 300 W,带宽为 5 GHz;当电子枪优化选用阴阳极间距离为 0.8 mm 的方案时,行波管输入信号频率在 8—12 GHz 的范围内,输出功率大于 200 W,带宽为 4 GHz,行波管输入信号频率在 9—12 GHz 的范围内,输出功率大于 300 W,带宽为 3 GHz. 从仿真结果看出,使用径向均方根发射度表征电子注的层流性,当电子注的层流性越好则行波管的输出信号增益越大,输出功率越大,工作带宽越宽,使得整个行波管的输出特性不断优化. 使用径向均方根发射度表征电子注层流性在电子枪结构优化设计过程中起到了指导性的作用.

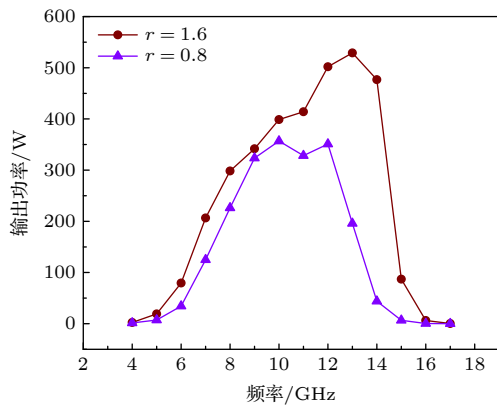


图 14 阴阳极间距离为 0.8 和 1.6 mm 时,输入信号频率与行波管输出功率的关系

Fig. 14. Relationship between the input signal frequency and the output power of the TWT when the distance between the anode and cathode is 0.8 mm and 1.6 mm respectively.

4 结 论

使用 K 均值聚类算法将电子枪注腰处粒子简化为宏粒子,粒子数量减少,使得注波相互作用仿真

时间由原本的 5.53 h 减少为 0.65 h,该方法有效地减少注波相互作用的仿真时间. 与网格模型相比,使用 K 均值聚类算法得到输出结果更加接近原始粒子得到的输出结果. 通过调节电子枪的参数,得到不同层流特性电子注的注腰处粒子信息. 注波相互作用仿真结果表明,使用径向均方根发射度可以有效地表征圆柱形电子注的层流性. 通过调节电子枪阴阳极间距离,电子注的层流性得到改善,径向均方根发射度减小,空间行波管输出功率由 328.34 W 上升为 414.10 W,输出功率大于 300 W 的工作频率带宽由 3 GHz 拓展为 5 GHz. 因此,电子注层流性变化会影响行波管的输出功率和工作带宽,依据电子注层流性对行波管性能的影响可以指导电子枪结构参数的优化. 粒子源的发散角度越大,表征电子注层流性的径向均方根发射度数值越大,电子注层流性就越差,导致行波管输出信号的增益下降. 使用 K 均值聚类算法简化原始粒子,减少仿真耗时的同时保证了仿真结果的精确度. 考虑到目前使用该聚类算法的作用只是加快了仿真速度,后续的工作需要实验测试优化后的电子枪和行波管,进一步调研聚类算法的最新研究,以提高使用该聚类算法辅助行波管设计和优化的准确度.

参考文献

- [1] Guo Z, Zhang R, Lai H, Lan F, Wang Z, Lu Z 2023 *IEEE Trans. Electron Devices* **70** 2753
- [2] Feng X X, Liao G X, Chen H X, Su Y S, Luo C C 2024 *Proceedings of the 22nd Academic Conference on Vacuum Electronics Guangzhou, China, May 9, 2024* p2 (in Chinese) [冯西贤, 缪国兴, 成红霞, 苏元盛, 罗川川] 2024 第二十二届真空电子学学术年会 中国, 广州, 2024 年 5 月 9 日 p2]
- [3] Pan R, Zhong C, Qian J 2024 *IEEE Trans. Ind. Inf.* **20** 5914
- [4] Hou J, Zhang A 2020 *IEEE Trans. Ind. Inf.* **16** 2477
- [5] Fang X, Xu Z, Ji H, Wang B, Huang Z 2023 *IEEE Trans. Ind. Inf.* **19** 5476
- [6] Jiang Z, Lin R, Yang F, Wu B 2018 *IEEE Trans. Ind. Inf.* **14** 1856
- [7] Jain A K 2010 *Pattern Recognit. Lett.* **31** 651
- [8] Wang J, Shen C, Zhang J, Fan H, Bai N, Sun X 2023 *International Vacuum Electronics Conference Chengdu, China, April 25-28, 2023* p1
- [9] Carlsten B E, Nichols K E, Shchegolkov D Y, Simakov E I 2016 *IEEE Trans. Electron Devices* **63** 4493
- [10] Ge X, Xu J, Yue L, Yin H, Zhao G, Wang W 2020 *International Vacuum Electronics Conference Monterey, CA, USA, October 19-22, 2020* p237
- [11] Shen C, Bai N, Zhang J, Sun X, Fan H 2019 *International Vacuum Electronics Conference Busan, Korea (South), April 28-May 01, 2019* p1
- [12] Louksha O, Trofimov P, Malkin A 2023 *International Vacuum Electronics Conference Chengdu, China, April*

- 25–28, 2023 p1
- [13] Zhang J, Geng Z, Jin Q 2022 *J. Phys. Conf. Ser.* **2290** 012030
 - [14] David J, Ives R L, Tran H T, Bui T, Read M E 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 156
 - [15] Liu W, Liu S 2011 *Front. Electr. Electron. Eng. Chin.* **6** 556
 - [16] Shen C, Wang J, Zhang J, Feng J, Sun X 2022 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **50** 2830
 - [17] Lund S M, Kikuchi T, Davidson R C 2009 *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **12** 114801
 - [18] Zhao G Q, Yue L N, Wang W X, Gong Y B, Wei Y Y, Huang M Z 2008 *High Power Laser Part. Beams* **20** 1159 (in Chinese) [赵国庆, 岳玲娜, 王文祥, 宫玉彬, 魏彦玉, 黄民智 2008 *强激光与粒子束* **20** 1159]
 - [19] Stockli M P, Welton R F, Keller R 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 1646
 - [20] Whaley D R 2014 *IEEE Trans. Electron Devices* **61** 1726
 - [21] Li D 2024 *M. S. Thesis* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [李冬 2024 硕士学位论文 (成都: 电子科技大学)]

Analysis of laminar properties of electron beam in traveling wave tube based on K -means clustering algorithm

SHEN Changsheng ZHANG Tianyang BAI Ningfeng[†]
CHEN Zhaofu FAN Hehong SUN Xiaohan

(Research Center for Electronic Device and System Reliability, School of Electronic Science & Engineering,
Southeast University, Nanjing 210096, China)

(Received 13 June 2025; revised manuscript received 14 July 2025)

Abstract

In order to improve the stability and reliability of the traveling wave tube (TWT), the optimization and design of the electron beam have become a key part in vacuum electronic devices. Laminar properties are a key parameter for evaluating the quality of the electron beam. The transverse displacement of the particles in the laminar electron beam is proportional to the transverse velocity. In the phase space distribution image of non-laminar properties electrons at a certain position, there is no linear relationship between the transverse displacement and the transverse velocity. The energies of particles in the electron beam are different, so the particles have different initial velocities. The particle source at the electron beam waist in the electron gun is used as a particle source for the beam wave interaction simulation. The output characteristics of the TWT more closely resemble the actual ones. A method of simplifying the particles at the electron gun beam waist into macroparticles using the K -means clustering algorithm is proposed. The macroparticle is used as a particle source in the TWT interaction zone for simulating the beam wave interaction, which reduces the simulation time from 5.53 to 0.65 h and improves the simulation efficiency. Compared with the original particle, both the simplified particle generated by the K -means clustering algorithm and the simplified particle generated by the mesh model greatly reduce the computational load of the interaction zone simulation. Compared with the results from the grid model, the simulation results of the beam-wave interaction of macroparticles, obtained by using the K -means clustering algorithm, are closer to those of the beam-wave interaction, obtained by using the original particles. By adjusting the cathode divergence angle and the distance between the anode and cathode of the electron gun of a certain type of TWT, the simulation results show that when the divergence angle is adjusted within a range of 0° – 1° , the larger the divergence angle, the larger the radial root mean square emittance value, the worse the laminar properties of the electron beam, and the power of the output signal of the TWT decreases. When the distance between the anode and cathode is adjusted within a range of 0.8–1.6 mm, the radial root mean square emittance decreases from 2.51 to 2.22 mm-mrad, the laminar properties of the electron beam are improved. The output power of the TWT increases from 328.34 to 414.10 W, and the operating frequency bandwidth with an output power greater than 300 W is expanded from 3 to 5 GHz. Therefore, the particle simplification model using the K -means clustering algorithm improves the simulation efficiency of the beam wave interaction. Based on the influence of the laminar properties of the electron beam on the performance of the TWT, the structural parameters of the electron gun can be optimized.

Keywords: traveling wave tube, electron beam laminar property, K -means clustering algorithm, radial rms-emittance

PACS: 84.40.Fe

DOI: 10.7498/aps.74.20250765

CSTR: 32037.14.aps.74.20250765

[†] Corresponding author. E-mail: bnfeng@seu.edu.cn