

动态追踪算法在速调管输出段计算中的应用

赵 鼎^{1,2)} 丁耀根¹ 孙 鹏^{1,2)} 王进华^{1,2)}

1) 中国科学院电子学研究所, 北京 100080)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2005 年 8 月 26 日收到, 2005 年 10 月 28 日收到修改稿)

在速调管的输出段中电子与输出腔电场相互作用向外界交出能量, 电子速度出现很大的零散, 采用传统的时间积分算法无法对超越粒子进行有效跟踪. 说明了动态追踪算法的原理, 并将基于该方法编写的一维圆盘模型计算程序用于速调管输出段的分析, 与传统算法相比取得了更加准确的数值结果.

关键词: 动态追踪算法, 速调管, 输出段

PACC: 5270G, 5235M

1. 引 言

大功率多腔速调管中, 由电子枪注入的直流电子注经输入信号调制后, 在注波相互作用段完成纵向群聚, 之后受到输出腔间隙的时变电场减速将电子动能转化为高频微波能量输出. 群聚良好(速度及相位零散均较小)的电子注可以提供很高的能量转换效率, 但考虑到电荷之间排斥力的影响, 实际器件中无法实现电子注的理想群聚, 尤其是在使用强流电子注(导流系数大于 0.1 微朴^[1])的速调管中空间电荷力的散聚作用不容忽视.

电子注在进入输出腔之前已经成为分离的“块状”电子群, 在通过输出腔间隙的过程中同时受到空间电荷力及间隙电场力的作用, 其动能和势能都会发生改变. 一维圆盘模型将一个电子波长内的电荷平均分配在一组分立的刚性圆盘上, 只考虑了电子圆盘纵向的相互作用, 而忽略了电子沿径向的运动和电势变化. 分析表明电子注内的径向电势变化是不大的, 例如在导流系数为 1.92 微朴的电子注充满整个漂移管时, 注内的电势降落只有 2.9%^[2]; 此外, 速调管主要利用电子沿轴向运动产生的纵向群聚, 横向运动对能量交换没有贡献. 因此, 基于一维模型编制的大信号计算程序具有相当的合理性, 能够对速调管的性能进行初步的预测.

需要说明的是, 电子在群聚段中运动时其速度大致在直流速度 v_0 附近变化, 这时在同一个周期内从电子枪发射的电子在运动中能够维持在一个电子

波长的距离内, 在空间周期性假设的前提下, Webber 使用距离积分的方法对双腔速调管中电子的群聚过程进行了分析^[3]. 在电荷圆盘速度变化较大的情况下, 则只能直接对描述电子速度及位置随时间变化的微分方程进行离散求解. 斯坦福直线加速器中心(SLAC)开发了相应的计算程序, 并将计算值与实测值进行了比较^[4]. 中科院电子所(IECAS)也发展了用于速调管输出段的时间积分程序, 取得了较好的效果^[5]. 但在电子速度零散很大、超越现象严重的区域上述按时间步逐渐推进的方法仍然不能准确计算圆盘所受的空间电荷力, 有必要做进一步的完善.

本文将指出传统时间积分算法(以下简称传统算法)的缺陷, 并简要说明动态追踪算法的原理及在程序实现过程中需要解决的问题. 作为实际的算例, 我们使用编制的程序对单间隙输出腔中的电子运动轨迹、速度变化、感应电流、感应电压及能量转换效率进行了计算, 并对结果的物理意义作出解释, 所求出的输出段效率与传统算法的计算结果相比更接近于实验值. 该方法可用于对输出腔性能进行估测, 这对器件的设计工作有一定意义.

2. 动态追踪算法的原理及实现

2.1. 传统算法的缺陷

一维模型中电荷圆盘所受空间电荷力依据(1)式计算, 注意到式中的指数项使得空间电荷力随作用距离很快衰减, 可以证明只需考虑位于受力圆盘

左、右两侧 $1/2$ 电子波长内荷电圆盘所施加的作用力即已足够^[6]。

$$E_{sc}(z) = -\frac{\pi\omega_p^2}{\eta\beta_e N_D} \sum_{z'} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} e^{-\mu_{m0} \cdot \frac{|z'-z|}{a}} \left[\frac{2J_1\left(\mu_{m0} \frac{b}{a}\right)}{\mu_{m0} J_1(\mu_{m0})} \right]^2 \cdot \text{sign}(z' - z) \right\}, \quad (1)$$

式中 η 为电子荷质比, ω_p 为等离子体波长, β_e 为纵向传播常数, μ_{m0} 是零阶贝塞尔函数 $J_0(x)$ 的第 m 个根, a 为漂移管半径, b 为电子注半径, z' 是施力圆盘的位置, z 是受力圆盘的位置, N_D 表示将一个电子波长划分的圆盘数。

根据上述结论,传统算法在求取当前周期中圆盘所受的空间电荷力时将用到与当前周期相邻的前、后两个周期中圆盘的分布信息,但这样处理的前提是从初始时刻开始追踪的一组圆盘在整个运动过程中能大致处于一个电子波长的距离内,如图 1 (a)。如果圆盘之间出现严重的超越现象,如落后圆盘远离当前周期中追踪的大多数圆盘,则在计算落后圆盘所受的空间电荷力时会出现错误,如图 1(b)所示的情形, τ 时刻对应周期中的落后圆盘所受空间电荷力无法正确求出,因为计算中涉及的三个周期不能提供足够的“背景圆盘”分布信息。

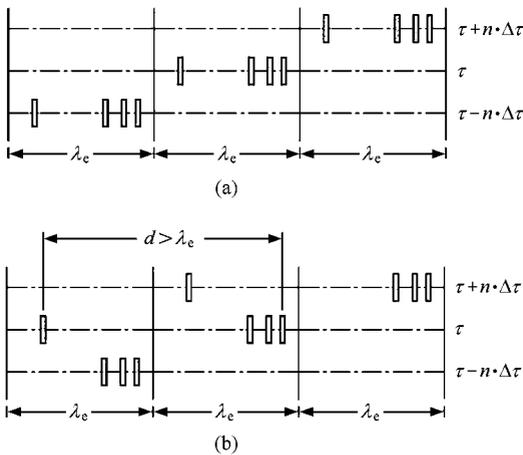


图 1 (a) 电荷圆盘分布在一个电子波长的距离内; (b) 电荷圆盘分布在大于一个电子波长的距离内

在计算中一个周期 T 被划分为 n 个时间步,可表示为 $T = n \cdot \Delta\tau$,考虑到时间周期性,空间上位于前周期中的圆盘分布可由当前周期在 $\tau + n \cdot \Delta\tau$ 时刻的状态表示,同样后周期与 $\tau - n \cdot \Delta\tau$ 时刻的当前周期相当,因此程序中需要记录所有被追踪圆盘在

每一时间步所在的位置,这保证了空间电荷力计算的自洽^[4,7]。为避免图 1(b)所示的情形,以便正确计算出因速度有较大减小而落后的圆盘受到的作用力,必须要能维持一个基本恒定的追踪长度(约一个电子波长)这样与前述方法一致,只需知道位于前、后两个周期中圆盘的位置信息就可以准确求出追踪周期中每个圆盘受到的空间电荷力。

2.2. 动态追踪算法的原理

针对传统算法中存在的缺陷,动态追踪算法的基本思想是在维持当前追踪周期的长度(以下将这一长度称为“动态波长”)基本不变的前提下,动态调整在当前周期中所追踪的粒子,即程序只跟踪处于动态波长范围内的圆盘,基本原则如下:

- 1) 认为粒子的运动满足时间周期性,即两个仅仅在时间上相隔一个周期出发的粒子具有完全相同的运动轨迹;
- 2) 动态波长的前沿由当前所有追踪粒子中位于最大轴线位置处的粒子确定,后沿则由上溯构成一个周期所需的时间步后对应的动态波长的前沿定义;
- 3) 在程序中追踪的动态波长能够“吸收”从前沿进入的新粒子,同时“遗忘”从后沿退出的旧粒子;
- 4) 如果动态波长在某一时间步吸收了一个新的粒子,则其必然在一个周期之后交出与此相应的粒子。

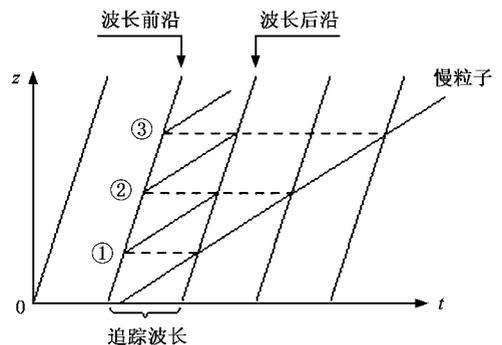


图 2 动态追踪算法的原理图

以图 2 中给出的简单情形为例,除一个速度较慢的粒子外(对应图中斜率较小的直线),动态波长内的其余粒子均以同样的速度沿 z 轴正向运动,为清晰起见在图中只绘出了波长前沿和后沿的轨迹。

在运动过程中,速度慢的粒子将被快粒子超越,当它从当前追踪波长的后沿退出时必然对应着在与

其退出时间步相差一个周期的时刻动态波长重新吸收了该粒子(按照原则 4)如图中①的位置.对于新注入的粒子,如果在经过一段时间后也从动态波长的后沿退出,则同样有一个与其相同的粒子在一个周期之前的时刻注入,如图中②的位置,其后的过程依此类推.这相当于将离开追踪波长的轨迹平移回追踪波长内,程序跟踪的所有粒子都局限于动态波长的前沿与后沿之间.

2.3. 动态追踪算法的实现

在实际计算中,粒子在下一时间步的运动速度和位置都是待求量,因此它的退出位置是不可能预先知道的,进而也无法确定新粒子的注入时刻,动态追踪算法只能通过反复的迭代来实现.需要解决的主要问题包括如何找到粒子的退出位置、如何跟踪新注入的粒子以及如何由“不连续”的位置记录拼接出完整的粒子轨迹,同时要合理设置数组变量,尽量减少对内存的占用.我们发展了相应的算法,按照时间顺序逐个搜索退出粒子,并且在寻找最新的退出粒子时检查所有先前已找到的退出粒子离开后沿的位置是否仍然保持稳定,即其数值变动要小于预设的误差限.

动态追踪算法的程序框图如图 3 所示.

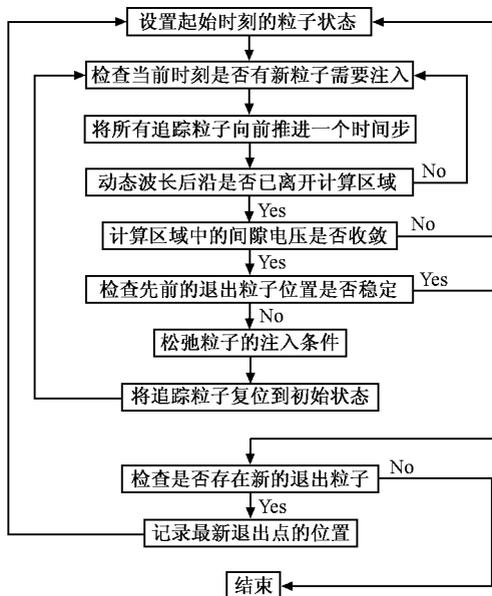


图 3 动态追踪算法的流程图

荷电粒子在运动过程中,由于受到其余粒子的排斥力或者间隙阻滞场的作用可能使得运动速度减小甚至出现负值,从而被其他粒子超越.假设在第 1

次迭代中检查到有粒子 P_0 从波长的后沿退出,程序将记录下该粒子在退出点的时间步 N_{r1} 、速度 v_{r1} 及位置 z_{r1} 值,在接下来的第 2 次迭代中程序会在时间步 $N_{r1} - n$ 注入与前述退出粒子状态完全相同的一个粒子 P_1 ,这个新注入的粒子显然将与原来追踪的所有粒子(包括粒子 P_0)产生相互作用,从而影响到粒子 P_0 的退出状态,记录新的退出时间步 N_{r2} 、速度 v_{r2} 及位置 z_{r2} 值;第 3 次迭代中在 $N_{r2} - n$ 时间步按照第 2 次迭代中找到的粒子 P_0 的退出状态注入新的粒子 P_1 ,之后又可以找到粒子 P_0 最新的退出状态以在下次迭代中使用.这个过程进行到粒子 P_0 在相邻两次迭代中找出的退出位置的差异小于预设值 ϵ 为止,即 $|z_{m+1} - z_m| < \epsilon$,这时可以认为粒子的退出位置已经稳定.当然在这一过程中可以使用松弛方法来加速迭代过程的收敛,同时也防止出现数值振荡.

在动态追踪算法中,不同粒子仅仅使用顺序号(在起始时刻确定)来区分是不够的,因为退出波长后沿的粒子又被重新移回动态波长内,这时需要另一个下标用于区分同一粒子的不同退出次数,相应于图 2 中的标号.可记作 $P(s, r)$, s 为粒子顺序号, r 为粒子退出次数.在计算结束后,由所有下标 s 相同 r 不同的粒子的运动轨迹组合出粒子 s 的完整轨迹,对于没有移出动态波长的粒子,其 r 值记为 0.

3. 速调管输出段的理论模型

对于单间隙输出腔,在不考虑场与电子注相互作用的冷态时,采用微波电路理论分析、实验测试方法以及数值软件计算出的腔体谐振频率 f_0 、特性阻抗 R/Q 以及间隙阻抗 Z_{cav} 具有很好的一致性^[8-10].在包含注波互作用的影响,对输出腔特性进行的计算中将用到部分冷测参数.

当运动电荷通过谐振腔间隙时,将在腔壁上感应出面电流,感应电流在谐振腔间隙建立起电场(对于速调管中使用的重入式谐振腔,电场分量主要集中在漂移头之间的间隙处)与带电粒子发生作用^[11],由 Ramo 定理可以求出感应电流

$$i_{\text{ind}}(t) = - \int_V \mathbf{j}(t) \cdot K dV, \quad (2)$$

其中 $K = \mathbf{E}_{\text{cavity}}(t) / V_{\text{gap}}(t)$, $\mathbf{E}_{\text{cavity}}(t)$ 是谐振腔间隙轴线上的电场, $V_{\text{gap}}(t)$ 为间隙电压, $i_{\text{ind}}(t)$ 为 t 时刻

的感应电流 $j(t)$ 是由荷电圆盘运动产生的电流密度.

可知 K 为取决于谐振腔尺寸的一个系数, 它是位置的函数. 在实际计算中, K 可由大型电磁计算软件(如 ISFEL3D)求得, 但在一维情形下, 轴线上的场形可以由解析式来描述, 二者十分接近不会引入太大的误差, 在我们的计算中间隙电场使用高斯函数的分布形式.

通过傅里叶分析, 可以得到感应电流中的直流 ($n=0$) 及各次谐波分量 ($n \geq 1$), 如下:

$$i_{\text{ind}_0} = \frac{1}{T} \int_0^T i_{\text{ind}}(t) dt, \quad (3)$$

$$i_{\text{ind}_n} = \frac{2}{T} \int_0^T i_{\text{ind}}(t) \cdot e^{-j2\pi nft} dt, \quad (4)$$

式中的 f 为输入信号的调制频率, $T=1/f$.

在单间隙输出腔中, 使用等效电路理论可以将电子注作为恒流源处理, 间隙阻抗应该具有合理的数值, 以使得能激起足够大的间隙电压将部分电子减速至零, 但又不能过大造成大量电子反转^[12]. 对于宽带速调管, 间隙阻抗应该在一定的频率范围内能维持一个基本不变的数值以满足器件对输出功率的要求. 可写出下面的关系式:

$$V_{\text{gap}} = z_{\text{cav}} \cdot i_{\text{ind}_1}. \quad (5)$$

通过(2)–(5)式, 再结合粒子在射频腔中受力运动的洛伦兹力方程可以完全自洽的确定出谐振腔中的感应电压及感应电流^[13]. 见图4, 计算开始时首先人为给定一个感应电压的猜测值, 在粒子运动通过谐振腔间隙后可以求出新的电压值, 这一过程需要反复迭代多次, 如果相邻两次的值相差很小则可认为已经得到收敛的结果, 此外在计算过程中引入合适的松弛因子将显著减少迭代次数^[14].

图5中的电子注负载 Z_{beam} 在本质上是由电子与场之间的能量交换所引起, 在感应电流的定义式中已包含了这一效应, 因此计算中 Z_{beam} 可以不必单独考虑.

能量转换效率可由带电粒子通过输出腔间隙后的动能损失求出, 如下:

$$\eta_k = 1 - \frac{\sum_m (\gamma_m(z_2) - 1) - \sum_r (\gamma_r(z_1) - 1)}{\sum_n (\gamma_n(z_1) - 1) - \sum_n (\gamma_n(z_1) - 1)}, \quad (6)$$

其中 $\gamma_n(z_1)$ 和 $\gamma_m(z_2)$ 分别表示各粒子在输出腔入口位置 z_1 及出口位置 z_2 处的相对论因子, $\gamma_r(z_1)$ 对

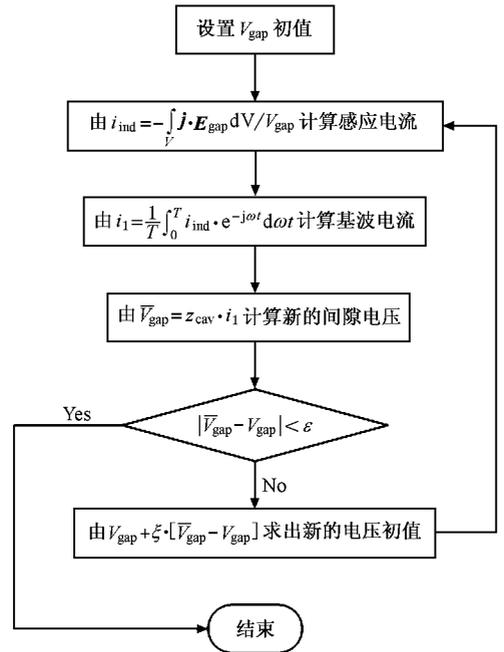


图4 计算间隙电压的迭代过程

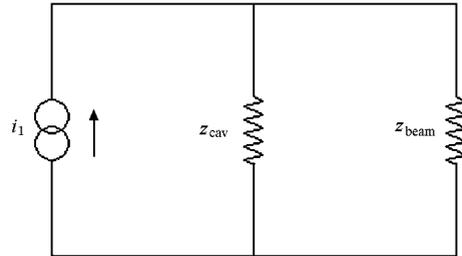


图5 输出腔等效电路模型

应因出现反转从 z_1 退出的粒子, 此外 $m+r$ 与 n 的值仍然不一定相等, 这是考虑到粒子有可能被管壁截获.

4. 计算结果及讨论

以下计算中所需的实测数据取自中科院电子所研制的 X 波段单注 7 腔速调管 KX-4091A, 该管输出段使用单间隙输出腔(加载滤波器). 需要给出的初始量是每个圆盘在起始位置 Z_{min} 的相位 φ_i 及速度 u_i 相位的定义式如下:

$$\varphi_i = \beta_c z - \omega t_i = 2\pi f \left(\frac{z}{u_0} - t_i \right), \quad (7)$$

式中 $z = z_{\text{min}}$, t_i 表示第 i 个粒子到达 Z_{min} 的时刻(7)式可以改写为

$$z - u_0 t_i = \frac{\varphi_i}{2\pi} \cdot \frac{u_0}{f} = \frac{\varphi_i}{2\pi} \cdot \lambda_e \quad (8)$$

按照 (8) 式, 如果将距离对电子波长进行归一化, 则在起始时刻可以将第 i 个圆盘放置在左侧距 Z_{\min} 为 $\varphi_i/2\pi$ 的位置处, 随着时间步的推进, 各个圆盘在 Z_{\min} 之前保持速度 u_0 做匀速运动, 在越过 Z_{\min} 的瞬间被赋予速度 u_i (u_i 的数值可由外部设定或通过大信号程序给出), 电子圆盘在一个周期 T 之内陆续从 Z_{\min} 通过. 该方法存在一定的误差, 但实际使用效果较好^[5]. 误差主要来自位于 Z_{\min} 左侧人为设定的圆盘分布所提供的空间电荷力不够准确, 为避免对间隙中圆盘的运动产生影响, 如图 6 所示, 电子圆盘的注入位置与腔的间隙中心应至少有约一个电子波长 λ_e 的距离.

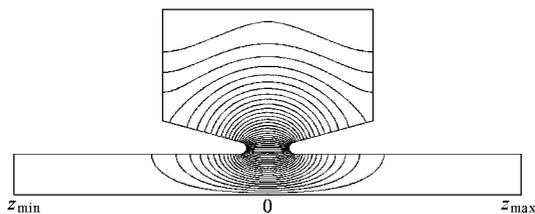


图 6 SUPERFISH 计算出的 KX-4091A 输出腔中的电场分布

除将传统算法和动态追踪算法的计算结果进行比较外, 我们还设置了一种电子的“理想群聚”注入状态用于估计输出腔可能具有的最大能量提取能力. 这里的“理想群聚”是指各电子圆盘具有同样的轴向速度, 并且均匀分布在 $[-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4}]$ 的相位内.

在理想群聚的注入条件下, 图 7 中给出使用动态追踪算法和传统算法得到的输出腔能量转换效率与频率的关系, 前者的计算结果略大一些, 但二者所得曲线的形状十分接近. 图 8 中示出在电子注直流电压分别取 32kV 及 30kV 时, 效率与导流系数的关系, 虚线是采用传统算法得到的结果, 从曲线右侧的中断位置开始程序无法收敛. 从图 8 可见, 新算法允许注入电流的变化范围大于传统算法. 在导流系数较小时 (直流电压固定), 输出腔能量转换效率较低, 这是由于较小的荷电粒子运动电流不能在输出腔中激起足够大的感应电流, 进而在腔间隙建立的电场较弱不能使运动粒子有效减速, 但转换效率随着导流系数的增加很快提高, 在达到极大值之后又开始逐渐下降, 因为随着电流的增大空间电荷力的散聚作用使得粒子速度及相位分布都出现很大零

散, 这将导致效率降低. 图中显示转换效率的最大值位于 1.5 微朴附近, 实际器件中使用的导流系数约为 1.7 微朴.

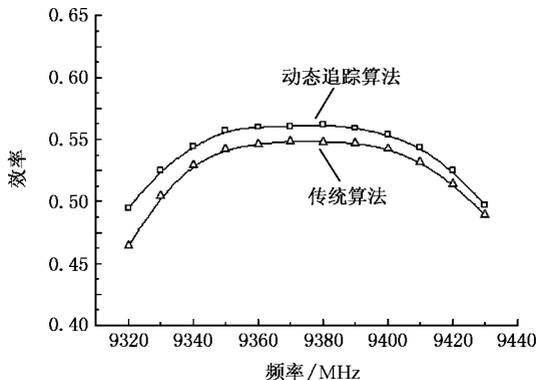


图 7 理想群聚时的效率-频率关系

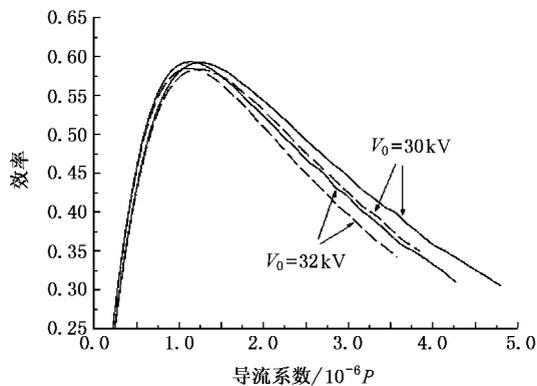


图 8 理想群聚时的效率与导流系数关系

当计算的起始位置 Z_{\min} 分别取为 $0.9\lambda_e$, λ_e 及 $1.1\lambda_e$ 时 (各圆盘在相应位置的初始分布由大信号计算程序提供, 以后的计算不再使用理想群聚假设) 图 9(a) 是动态追踪算法给出的输出腔效率-频率特性曲线, 图 9(b) 是传统算法的结果. 从图中可以看出, 动态追踪算法的结果一致性较好, 且与实测值比较接近, 尽管在 $Z_{\min} = \lambda_e$ 时两种方法的计算结果十分符合, 但传统算法给出的曲线随 Z_{\min} 的变动较大. 从图 10(b) 中可知, 使用传统算法时由于在左侧缺少足够的施力圆盘的分布信息, 导致落后圆盘将主要受到排斥力的作用, 这会使其速度错误的逐渐减小 (对比两种算法求出的粒子速度沿轴线位置的变化关系图, 可以注意到这一点), 从而影响谐振腔中感应电流的幅值和相位, 造成计算结果的不稳定.

图 10 为在器件工作的中心频率点 9370MHz 处,

动态追踪算法给出的效率随圆盘数的收敛曲线,可见一个电子波长划分的圆盘数 N 的取值大于 25 之后,效率 η 逐渐趋于稳定,其间在个别点出现的非正常波动小于 3%(这可能因数值计算的误差引起),一般的计算中 N 取 30 左右即已足够.

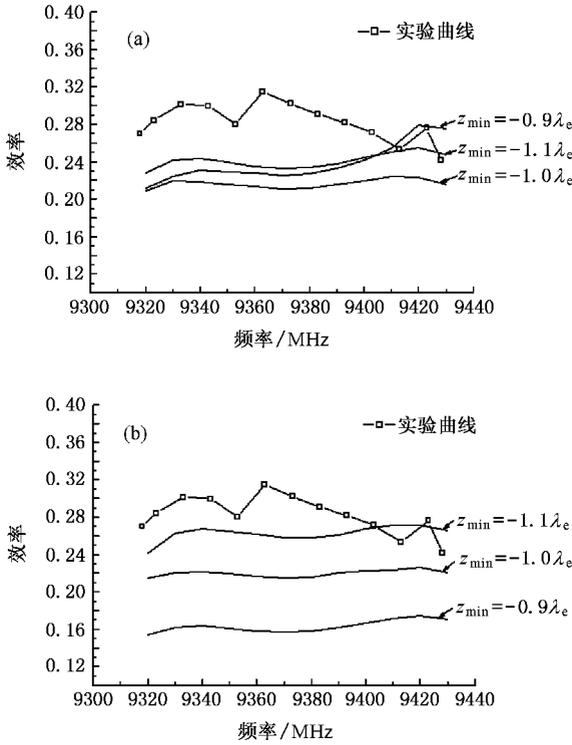


图 9 (a) 动态追踪算法计算的对应不同起始位置时的效率-频率关系 (b) 传统算法计算的对应不同起始位置时的效率-频率关系

间步的变化,两图中 $Z = 0.0$ 处对应输出腔的间隙中心.从图 11 可见绝大多数粒子在进入输出腔时均受到间隙电场的减速作用,但在通过间隙的过程中有部分粒子从输出腔获得能量使得速度有所增加,在离开间隙之后,总的效果是粒子的速度零散变大并且出现明显的动能损失.从图 12 可以注意到由于大量存在的粒子超越现象所引起的轨迹交叉.

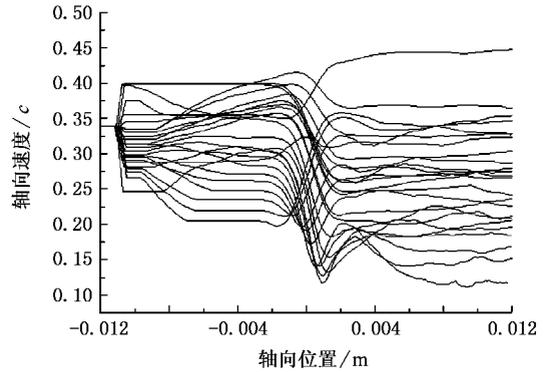


图 11 圆盘速度沿轴向位置的变化

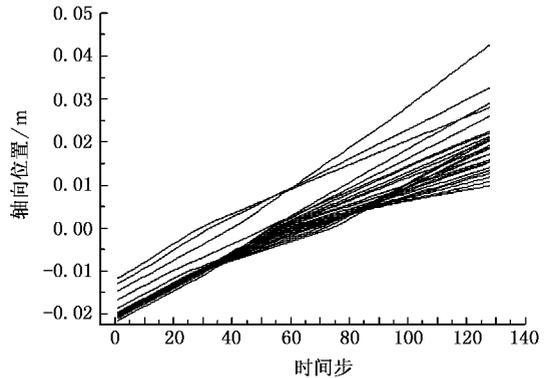


图 12 圆盘通过输出腔时的运动轨迹

图 13 示出输出腔中的感应电流及其各次谐波在一个周期 T 内的波形,可见基波及二次谐波的幅

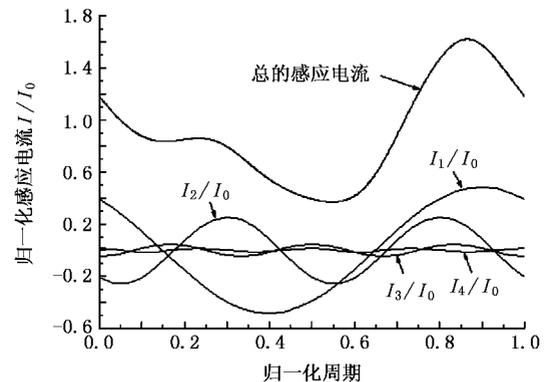


图 13 输出腔中的感应电流及前 4 次谐波分量

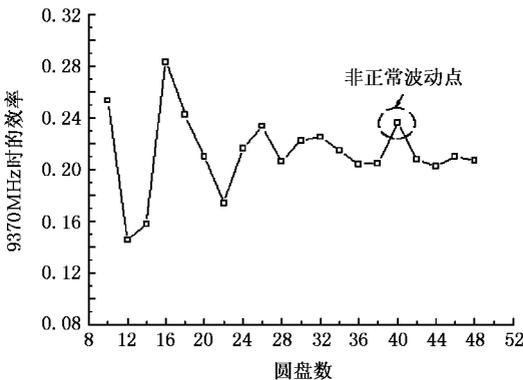


图 10 动态追踪算法计算的效率随圆盘数的收敛关系

在圆盘数取 25,周期 T 划分为 30 个时间步,起始位置 $Z_{\min} = \lambda_e$ 的条件下,图 11 示出各圆盘的运动速度随轴向距离的变化,图 12 示出各圆盘位置随时

值较大,三次及以上的高次谐波分量的幅值已经很小,图 14 给出电子注运动电流各次谐波分量的幅值沿轴向位置的变化,可知在电子注通过输出腔间隙后低次谐波的幅值有较大减小,且各谐波分量的幅值开始变得大致接近。

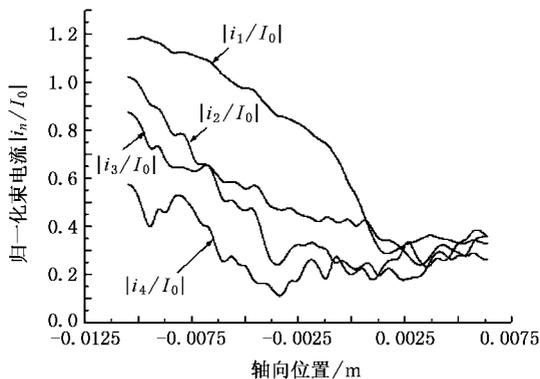


图 14 电子注运动电流幅值沿轴线位置的变化

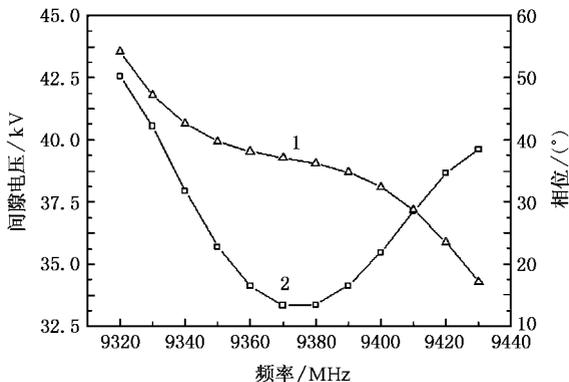


图 15 输出腔中的感应电压幅值及相位随频率的变化(曲线 1 为幅度 2 为相位)

图 15 中绘出输出腔间隙的感应电压幅值及其相位随频率变化的关系曲线,在器件工作的中心频率点 9370MHz 附近间隙阻抗 Z_{cav} 近似为实数,此时的间隙电压相位约等于感应电流的相位 36.6° 。图中在中心频率处的间隙电压幅值较小的原因是为保证输出功率比较平坦而在输出腔加载滤波器使得该频率点处的间隙阻抗减小。

5. 结 论

本文采用动态追踪粒子的方法解决了准确计算落后粒子所受空间电荷力的问题,并且基于该思想开发了相应的程序。针对 X 波段速调管单间隙输出腔的实际应用表明,动态追踪算法的计算结果优于传统的时间积分算法。考虑到动态追踪算法需要通过多次的反复迭代才能实现,因此其较大的计算量导致时间开销多于传统算法;此外在某些粒子注入状态下程序可能出现收敛困难,此时需要通过人为干预对程序中的参数设置进行调整,这降低了程序的易用性。上述缺陷将在程序的实际使用过程中逐步得到解决。

可以预见该方法能够用于对器件输出段的设计参数进行优选,并且可以将宏观的电学测试参量与器件内部微观的不可直接测量的粒子与场之间的相互作用过程联系起来,加深对器件物理机理的认识。

本文中的实验数据由范俊杰助理研究员提供,作者并为之进行了多次有益的讨论,此外沈斌博士帮助作者澄清了部分概念,在此一并表示感谢。

[1] Vacuum Tube Design Handbook Editing Committee 1981 *Design Handbook of Microwave Tube Electron Optics System* (Beijing : National Defence Industry Press)(in Chinese)[电子管设计手册编辑委员会 1981 微波管电子光学系统设计手册(北京 :国防工业出版社)]

[2] Ngy G A , Szilagy M 1983 *Introduction to the Theory of Space-charge Optics* (Beijing : Science Press)(in Chinese)[G. A. 纳吉 , M. 西拉支 1983 空间电荷光学导论(北京 :科学出版社)]

[3] Webber S E 1958 *IRE Trans . Electron Devices* 5 98

[4] Yonezawa H , Okazaki Y 1984 *SLAC-TN-84-5*

[5] Ding Y G 1981 *Journal of Electronics(China)* 5 238 (in Chinese) [丁耀根 1981 电子科学学刊 5 238]

[6] Xie J L , Zhao Y X 1966 *Klystron Bunching Theory* (Beijing : Science Press)(in Chinese)[谢家麟、赵永翔 1966 速调管群聚理论(北京 :科学出版社)]

[7] Carlsten B E , Talerico P J 1985 *IEEE Trans . Nuclear Science* 32 2837

[8] Lien E , Robinson D 1967 *Technical Report for United States Army Electronics Command* No. ECOM-02157-1

[9] Zhou Q Y 1964 *Microwave Measurement Technology* (Beijing : National Defence Industry Press)(in Chinese)[周清一 1964 微波测量技术(北京 :国防工业出版社)]

[10] Li Q F , Xu C H 1981 *Acta Phys . Sin .* 30 936(in Chinese) [李强法、徐承和 1981 物理学报 30 936]

- [11] Gewartowski J W , Watson H A 1965 *Principles of Electron Tubes* (Princeton : D. Van Nostrand) (in Chinese) [李正红、黄 华、常安碧等 2005 物理学报 **54** 1564]
- [12] Staprans A , Mccune E W , Ruetz J A 1973 *Proceedings of the IEEE* **61** 299 [14] Takao K , Yoshiro M , Eiichi W 1977 *IEEE Trans . Electron Devices* **24** 3
- [13] Li Z H , Huang H , Chang A B *et al* 2005 *Acta Phys . Sin .* **54** 1564

Application of dynamic track method in output-section calculation of klystrons

Zhao Ding^{1,2)} Ding Yao-Gen¹⁾ Sun Peng^{1,2)} Wang Jin-Hua^{1,2)}

1 *✉ Institute of Electronics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)*

2 *✉ Graduate School of Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China)*

(Received 26 August 2005 ; revised manuscript received 28 October 2005)

Abstract

In the output section of klystrons , microwave energy is extracted from kinetic charged particles through beam-wave interaction process . In this region , the electron velocity will suffer violent changes , and some electrons may become so slow that they are overtaken by other ones . The traditional time integral method cannot track the laggard particles effectively , so its computation result is doubtful in the case of serious surpassing phenomenon existing in electron beam . To solve this problem , we present a new dynamic track method (DTM) that can correctly calculate the space charge force from other particles on the lagged ones . We will briefly explain DTM 's principles and introduce a one-dimensional program based on this idea . Further , we apply this new program in output-section calculation of klystrons . The results show better agreement with experimental data than the traditional method .

Keywords : dynamic track method , klystron , output section

PACC : 5270G , 5235M