

## ABSTRACT

With the further research on all kinds of microwave components, they've been greatly applied and developed at the microwave band. When working frequency has been promoted at the band of millimeter and sub millimeter, for the deficiency both in structures and materials and working mechanisms, common microwave tubes are frustrated at this band for working, especially for enhancing the efficiency and output power. However, the emergence of gyro components breaks the traditional mechanism of microwave tubes and hence solves the problems and difficulties that have been encountered for long. The exploration and utilization at the band of millimeter and sub millimeter brings a promising future in vacuum electronics field and dramatically put this discipline forward as well.

The fast wave device gyrotron is base on the radiation theory which is excited by electrons cyclotron resonance. Its frequency is very high especially at the millimeter and sub-millimeter wave band. And it can produce high output power in pulse and continuum wave. It can be used in plasma heating, accelerator, radar, communication, electron rivalry , microwave weapon and so on.

The THz radiation resource is one of the many emphases researching item in THz technique at international academe recent years. Because the THz is between the millimeter wave and the infrared, it is difficult to produce the THz radiation resonance. But the application such as the radars and far distance detecting need great power THz resource. The gyrotron is the only device who can produce great power THz wave.

The method of PIC(particle-in-cell) simulation is very important in the computational physics. It has great advantage in the research on the linear and nonlinear physical mechanism. The successful application used to explore the process of the interaction between field and electrons has proved to be excellent.

The article investigate 300GHz gyrotron,the aim is to research the relation of parameter. it can provide some referenced worth for THz resource.Firstly,the author researches the structure and principle of the gyrotron. theory model is based on the electrons kinetic equation, high frequency field equation.

## ABSTRACT

---

Base on the research of theory, computer code to carry out to calculate has been developed along with the theory,so the relation of parameter of the gyrotron has been known, through HFSS the author simulate the cold cavity.

Finally,using the method of PIC,the author simulating the gyrotron which parameter is calculate ,I get some results such as the field distribution,frequency and so on.It can provide some reference for the design and fabrication of THz radiation resonance.

**Keyword:** gyrotron, THz, Particle Simulation, MAGIC

## 独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得电子科技大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

签名： 宋强 日期： 2008 年 4 月 15 日

## 关于论文使用授权的说明

本学位论文作者完全了解电子科技大学有关保留、使用学位论文的规定，有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权电子科技大学可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。

（保密的学位论文在解密后应遵守此规定）

签名： 宋强 导师签名： 杨卫海

日期： 2008 年 4 月 15 日

## 第一章 绪论

近年来 THz 技术是国际学术界的研究热点, 其中 THz 辐射源是研究的重点之一。由于 THz 波段处于毫米波与红外线之间, THz 辐射的产生困难很大, 目前 THz 源的输出功率大多在毫瓦数量级, 对于雷达、远距离探测、医学等重要应用, 需要瓦级以上的辐射源。基于真空电子学产生的 THz 辐射源的研究工作取得了很大的进展, 其中包括真空电子器件、电子迴旋脉塞、自由电子激光(FEL)、Cherenkov 辐射等, 甚至使用储存环加速器来产生高亮度 THz 辐射。某些真空电子器件如反波管、扩展互作用振荡器、绕射辐射器件等的工作频率已接近或达到 1THz。其中回旋管是很有发展前景的太赫兹辐射源。

### 1.1 太赫兹的发展及应用

太赫兹(terahertz)波是指频率在 0.1THz—10THz(波长为 3000—30  $\mu\text{m}$ ) 范围内的电磁波。由图 1-1 可见在长波段它与毫米波、亚毫米波相重合, 而在短波段与红外线相重合, 在电磁波谱中占有很特殊的位子。在技术与理论方面, 太赫兹的长波方向主要属于电子学范畴, 而在短波方向则主要属于光子学, 太赫兹这一位子正好处于科学技术发展相对较好的微波毫米波与红外线光学之间, 形成了一个相对落后的“空白”, 这一“空白”蕴含着深刻的物理意义<sup>[1-2]</sup>。

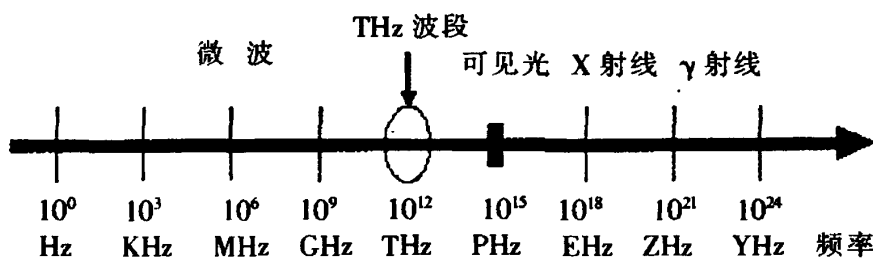


图 1-1 太赫兹波段在电磁波谱中的位子

太赫兹波(也称 T 射线), 它具有毫米波的特点, 可以穿透许多物质。太赫兹波也具有红外光的特点, 很容易在空间传播、反射、聚焦、衍射。同时, 太赫兹波的光子能量很小, 其光子能量约为 x 射线的 1/106(频率为 1THz 的波), 不会对

生物组织产生破坏作用，所以与 x 射线相比更具有优势。经过近十几年的研究，国际上对太赫兹辐射已经达成如下的共识，即太赫兹是一种新的、有很多独特优点的辐射源；太赫兹技术是一个非常重要的交叉前沿领域，其独特的性质将在物理、化学、信息和生物学等基础研究领域以及材料、通讯、国家安全等技术领域具有重大的科学价值和广阔的应用前景，THz 技术被认为是改变未来世界的十大技术之一。

虽然太赫兹波的产生和探测技术只在近几年才取得一定的成果，而且目前还没有适当功率的小型化商品出现，但太赫兹技术的应用早已得到同步开展。这主要归功于太赫兹波在某些应用领域的不可替代性。例如，很多干燥的非极性非金属材料在太赫兹波段的穿透性很强；太赫兹波的能量很低(1THz 约 4emV)，对有机组织无伤害；太赫兹脉冲的宽度一般在亚皮秒级，信噪比高，适合瞬态研究；采用太赫兹 TDS 技术可以直接测量太赫兹波电磁场的相位和振幅。正是太赫兹波的这些特性才使它在许多领域受到了重视。THz 技术在成像技术、军事安全、生物医学、天文物理等方面具有很好的应用前景。

太赫兹波成像技术相对于可见光和 x 射线有非常强的互补特征，其穿透能力介于两者之间，又不会对人体或生物组织造成伤害。太赫兹波在材料研究、安检、生物和医学中的各种成像应用是目前开展得最广泛的研究。太赫兹波成像技术可以利用相位信息进行成像，许多干电介物质对太赫兹波段基本是透明的，但是折射率不同会引起太赫兹波相位的变化，从而实现对不同材料的鉴别。例如使用太赫兹波成像技术在车站、机场对行李或旅客进行安检就非常理想，它可以准确地检查刀具、枪支、炸药及非法药品毒品等<sup>[3-5]</sup>。对细胞水平的生物组织进行成像，主要是测量不同组织及其含水量对太赫兹波的吸收引起能量的变化，例如皮癌及其它组织表层病变的早期诊断等。通过太赫兹 TDS 技术还可以同时探测太赫兹波的相位和振幅变化信息，可以实现对材料光谱特性的研究，例如测定掺杂半导体的载流子的富集度和迁移率和研究高温超导材料的特性等。

由于太赫兹波对材料的敏感性，太赫兹技术可以广泛用于机场、码头等部门及国土安全检测。美国 RPI 学院进行的太赫兹波探测地雷试验，在 10m 的范围达到了 2mm 的精度<sup>[6]</sup>，另外有关太赫兹波炸药探测和生化武器监测的研究也正在开展<sup>[7-9]</sup>。由于军事应用要求有高能量的光源、高灵敏度的探测技术和高稳定性的系统，目前实验中采用的太赫兹系统大多都不能够直接用于军事用途。但是由于太赫兹波具有比毫米波更好的方向性和高的空间分辨率、比红外光更大的带宽和容量，太赫兹波用于军事和通信还是有很大的前景的，尤其是在太空环境下。

太赫兹系统在医学领域有广泛的应用空间。除了前面提到的癌症诊断外,还可以采用反射型系统进行太赫兹断层扫描成像。太赫兹系统还有可能在外科手术中用于实时检查癌组织切除状况,使患者避免复发或切除健康组织的危险;太赫兹还可以得到比超声波更清晰的软组织成像,以方便医生研究伤口愈合、肿瘤生长等情况。太赫兹在生物医学上的其它用途还有:研究药物和细胞的相互作用来指导药物生产;DNA 电荷传递分子机制的超快过程研究;核酸的电子转移超快过程研究等。

天文学是太赫兹技术的另一个非常重要的应用领域。天体和星际辐射包含了星际形成过程和星际介质化学性质的丰富信息,而太赫兹波段的观测要比其它波段有更低的背景噪声。

随着太赫兹技术的发展,天文学家和天体物理学家对太赫兹波段天文观测的兴趣日益增加。目前世界上已经建造了多台太赫兹波段的射电望远镜,用于研究银河系星际云中复杂的物理状态及结构。

目前,(1)在美国包括常青藤大学在内有数十所大学都在从事 THz 的研究工作,特别是美国的一些重要的实验室,如 LLNL(Lawrence Livermore 国家实验室)、LBNL(Lawrence Berkeley 国家实验室)、SLAC(斯坦福直线加速器中心)、JPL(喷气推进实验室)、BNL(Brookhaven 国家实验室)、NRL(海军研究实验室)、ALS(高级光源)、ORNL(橡树岭国家实验室)等都在开展 THz 科学技术的研究工作。美国国家基金会(NSF)、国家航天局(NASA)、能源部(DOE)和国立卫生研究院(NIH)等从 20 世纪 90 年代中期开始对 THz 科技研究进行了大规模的投入。

(2)英国的 Rutherford 国家实验室以及剑桥大学、里兹大学、Strathclyde 大学等十几所大学;德国的 KFZ、BESSY、Karlsruhe 大学、Cohn 大学、Hamburg 大学等科研院所和高校,都在积极开展 THz 研究工作。欧洲国家还利用欧盟的资金组织了跨国家的多学科参加的大型合作研究项目。在俄国,国家科学院专门设立了一个 THz 研究计划,IAP、IGP 及一些大学也都在积极开展 THz 研究工作。

(3)在亚洲,日本政府于 2005 年 1 月 8 日,公布了日本未来 10 年科技战略规划,提出了 10 项重大关键技术,将 THz 技术列为首位。东京大学、京都大学、大阪大学、东北大学、福井大学以及 SLLSC、NTT Advanced Technology Corporation 等公司也都大力开展了 THz 的研究与开发工作。此外,韩国的国立首尔大学、浦项科技大学以及新加坡的国立新加坡大学等也都在积极开展 THz 方面的研究。

(4)我国台湾省的台湾大学、台湾清华大学等也积极开展了 THz 研究工作,并发表了不少有分量的论文。可见,目前已经在全世界范围内形成了一个 THz 技术

研究高潮。

目前美国和欧洲在太赫兹技术领域具有领先优势,约有一百个研究小组对太赫兹的基础理论和各种应用研究开展了广泛的讨论和实验。在亚洲地区,日本理化研究所(RIKEN)已成为世界太赫兹技术的重要交流中心之一;韩国和中国台湾地区也相继开展了太赫兹相关光电子材料、THz 激光器、太赫兹光谱学和太赫兹生物医学成像等研究。在国内,太赫兹研究也已受到了极大的重视。进入 21 世纪以来,太赫兹波的产生和探测技术取得了突破性进展,太赫兹科学技术进入了加速发展时期。作为一个具有广泛应用前景的新兴学科,在可以预见的将来,太赫兹技术将和电磁波谱的其它波段一样,给人类的社会生活带来深远的影响。

## 1.2 太赫兹源的产生方法

在太赫兹技术及应用中,太赫兹辐射源研究是太赫兹技术发展的重要环节,有多种方法可以产生 THz 辐射,主要包括以下几类<sup>[10]</sup>:

(1) 光子学的 THz 发生器,如利用超短激光脉冲去激发太赫兹辐射源也是产生脉冲太赫兹辐射的主要方法,常用的技术有光导和光整流技术。但其转换的效率很底,平均功率只有微瓦的数量级。

(2) 半导体 THz 源,半导体 THz 源具有小巧、价格低廉和频率可调的特点,是人们希望的一种太赫兹源,但这类技术的 THz 源中,大部分需要器件的制冷且输出功率较小,并且把频率延伸到太赫兹也是具有很大的困难。

(3) 真空电子学的 THz 辐射源,如自由电子激光器,电子回旋管、反波管、纳米速调管、绕射辐射振荡器等,这类技术产生的太赫兹源具有输出功率较大,可在常温下工作的特点。不同的用途对 THz 源可能提出不同的要求,有的要求输出功率较大,有的要求较合适的频率。

## 1.3 太赫兹回旋管的国内外的的发展

回旋管是很有发展前景的 THz 辐射源,美国马萨诸塞州科学技术研究所设计出太赫兹波段短脉冲回旋振荡器<sup>[11]</sup>。其突出特点是可在低电压、低电流(12KV, 100mA)下连续运行,可工作在一次或二次谐波下的高阶单一模式;基波条件下的工作频率 230GHz,输出功率 70W;二次谐波下的工作频率接近 460GHz,输出功率达数瓦。

发展高频率，中等功率的回旋管<sup>[12-13]</sup>，从毫米到亚毫米波的波源，用于等离子体散射扫频衰减测试技术<sup>[14-15]</sup>，电子旋转共振（ESR）实验，等等。这种回旋管用基模，二次，甚至三次回旋的电子回旋振荡，但是这种回旋管在高磁场的条件下工作，一般要高于 10T。它们的很多优点比传统的回旋管要好，象频率稳定和功率输出相对较高。

日本 FuKui 大学报道他们近年来研究回旋管的系列成果<sup>[16-17]</sup>，日本 FuKui 大学研究的 Gyrotron FU Series 是一种高功率中等功率的发射源，频段从毫米波到亚毫米波段。Gyrotron FU Series 一共有 7 支回旋管组成。该系列的主要特点是：具有很高的工作频率，其中最高频率达到 1THz，该工作频率下采用了超导磁铁，提供磁场脉冲强度 21T，调节工作磁场，系列回旋管覆盖的频率范围范围 38—1000GHz；该系列回旋管具有中等的输出功率，运行在基波时的输出功率可以从几百瓦到几十千瓦，二次谐波时的输出功率从几十瓦到几千瓦。

其中 Gyrotron FU I<sup>[18]</sup>频率从 38–220GHz 被用于 ESR 实验的散射源。

Gyrotron FU II<sup>[19]</sup>是这系列里第一个毫米波的器件，最大频率是 402GHz，在日本被用于国际核科学学会的紧密螺旋（CHS）中，也用于研究模式竞争<sup>[20]</sup>和模式激励<sup>[21]</sup>这些研究给以后研究提高效率指出了方向。

Gyrotron FU III<sup>[22]</sup>其频率已经达到 636GHz，证实了回旋管振幅的调制<sup>[23]</sup>和频率的转换<sup>[24]</sup>被用于红外光谱检测的发射源。结构如图 1-2。

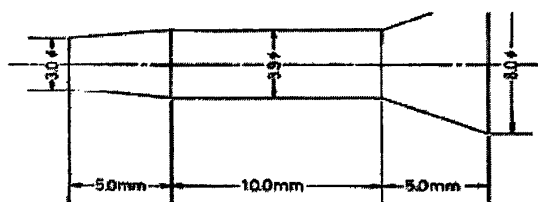


图 1-2 Gyrotron FU III 腔体结构

Gyrotron FU III 被设计成取很大的 Q 值，这样回旋振荡的电子的起振电流的阈值将减小。例如： $TE_{181}$  的 Q 值在 595GHz 的时候是  $Q=12300$ 。

Gyrotron FU III 在 12T 磁场的条件下，提供了许多在基模和二次回旋下输出功率为几百瓦的频率从 150GHz 到 630GHz。这种频率覆盖毫米波到亚毫米，功率几百瓦的回旋管是理想的散射测试和远红外分光镜的发射源。

Gyrotron FU IVA<sup>[25]</sup>频率从 160 到 889GHz 许多是在单一的模式和基模的条



件下产生的。这只回旋管用于高频率的 ESR 实验的发射源。其结构如图：

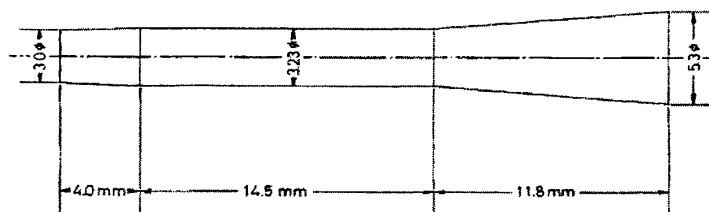


图 1-3 Gyrotron FU IVA 腔体结构

设计是从计算机模拟开始的，采用很小的腔体半径来获得很好的模式分离，然后在众多模式的条件下运算基模，二次回旋，和三次回旋。这种运算对高频率，谐波回旋管很重要。列如，图 1-3 中，直径只有 3.23mm。17T 的超导磁场用于 Gyrotron FU IV。

Gyrotron FU IV 在磁场  $B_0=10.88\text{T}$ ，加速电子速电压  $V_b=14\text{KV}$ ，电子电流  $I_b=0.08\text{A}$ ，腔体内的模式为  $TE_{0,3,1}$  其输出频率为 301.9GHz，输出功率为 1.12KW，效率为 1.53%。

2006 年 31 届国际红外微波会议上日本 Fukui 大学发表了设计 400GHz 回旋管用于 DNP-NMP 光谱的文章<sup>[26]</sup>中提出的方案产生了频率为 394.6GHz 的回旋管方案。运行模式采用  $TE_{26}$ ，阴极电压-25Kv，阳极电压-22.3Kv，电流 150mA，输出功率为 100watt， $\alpha=1.6$ ，磁场  $B_0=7.35\text{T}$ ，腔体半径 2.36mm，腔体长度 15mm，品质因数  $Q=11243$ ，电子半径  $r_b=0.54\text{mm}$ ，阴极半径  $R=4.5\text{mm}$ ，入口和出口的角度为 6 度和 2.5 度，效率为 2.7%。可以比较的是在 1992 年发表的关于二次回旋的文章<sup>[27]</sup>腔体结如图 1-4。

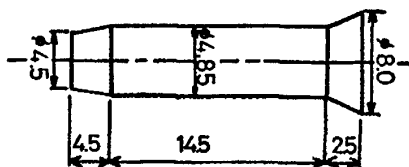


图 1-4 384GHz 二次谐波腔体结构

采用的模式也是  $TE_{26,1}$ ，阴极的电压理论值为 40kv，电流为 0.6A，磁场为 7.31T，输出频率为 384GHz，功率为 1 千瓦，效率为 4.1%，经过实验测定电流需要 1.05A，磁场为 7.43T，输出 1.3 千瓦，效率为 3%。

日本 FuKui 大学这一系列的研究成果是目前太赫兹波段回旋管的重要成果之一。

460GHz 回旋管的设计是基于在 Massachusetts Institute for Technology for DNP experiments 250GHz<sup>[28-30]</sup>回旋管设计的,对于 460GHz 二次回旋的结果分析在文献 [11]中。

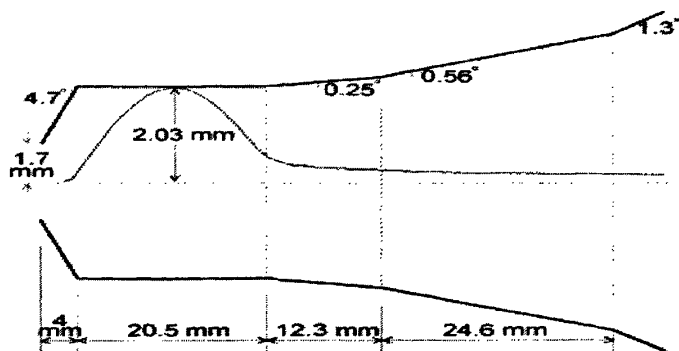


图 1-5 460GHz 二次谐波腔体结构

美国海军实验室也研究了具有超高磁场 (16.6T) 的太赫兹波段的回旋振荡器,工作频率 500—1000GHz。

俄罗斯科学院应用物理研究所 (IAP) 正在研制频率 1THz, 脉冲输出功率的回旋管。

我国真空电子器件已有相当好的基础,电子科技大学在真空电子器件方面的研究工作也已有近 30 年的历史,回旋管的研究工作已在电子科技大学和中国科学院电子学研究所进行。

## 1.4 学位论文的工作与贡献

本论文利用回旋管线性及非线性理论对 300GHz 回旋振荡管进行了初步的探究,旨在得出一套关于此回旋管相互作用区的完整参数以及设计方案。通过理论推导辅助以基于 MATLAB 的编程计算,本文确定了该回旋管的工作模式,得出了起振电流,工作电压、工作电流、以及腔体尺寸等重要参数。最后,利用仿真软件 Magic 对各项参数进行了模拟验证。本文为我国此项研究的进一步发展完善,提供了有益的参考。

本文结构如下:

### 第一章 绪论

详细介绍了太赫兹的发展及产生太赫兹的途径,以及太赫兹回旋管国内外的的发展。

## 第二章 回旋管的理论研究

介绍回旋管的理论方法，阐述了回旋管的相互作用方程、运动方程以及电子注与波相互作用功率及起振电流的计算。

## 第三章 回旋管的冷腔设计

通过回旋管的理论，研究 300GHz 回旋管的腔体尺寸的基本参数的关系，包括腔体尺寸，选取电压、电流、磁场等。

## 第四章 回旋管粒子模拟（PIC）方法分析

通过仿真软件 Magic 对 300GHz 回旋管一次谐波和二次谐波所选参数进行模拟，在不同引导中心下对一次谐波进行了模拟，对 300GHz 频率的要求进行了验证。

## 第五章 总结

对全部论文工作进行总结。

## 第二章 回旋管的工作原理和理论基础

### 2.1 电子回旋脉塞

电子在磁场中作回旋运动的回旋频率为：

$$\omega_c = s\omega_{c0} / \gamma \quad (2-1)$$

式中

$$\omega_{c0} = |e|B_0 / m_0 \quad (2-2)$$

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \quad (2-3)$$

$$\beta = v / c \quad (2-4)$$

$s$  为谐波次数，由于相对论因子  $\gamma$  正比于电子运动的动能，在考虑相对论效应的情况下，电子的回旋频率反比于电子的动能，即电子的动能越大，回旋频率越小；电子的动能越小，回旋频率越大。电子的回旋半径由下式确定：

$$r_c = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{p_{\perp}}{\omega_{c0} m_0} \quad (2-5)$$

式中  $p_{\perp}$  表示电子的横向动量。由此可见，能量大的电子，回旋半径也大，而能量小的电子回旋半径也小。在电子注与电磁波相互作用的过程中，把能量交给波场的电子，回旋频率增大，回旋半径减小；而从波场获得能量的电子，回旋频率减小，回旋半径增大，其结果就产生了电子注的群聚，这种电子注的群聚是由于电子运动的相对论效应而引起的。略去相对论效应，这种群聚现象就不存在。

我们可以看到，当电磁波的频率略小于电子的相对论回旋频率时，由于整个电子的群聚块逐渐进入加速电场，电子将从场获得能量，反之，当电磁波的频率略大于电子的相对论回旋频率时，电子的群聚块逐渐进入减速电场，电子将把能量交给电场，从而引起波场的激发，这就是电子回旋脉塞的基本原理。要使电子把能量交给电磁波，电子注与波之间必须满足一定的关系：

$$\omega - k_z v_z - \frac{s\omega_c}{r_0} \geq 0 \quad (2-6)$$

式中  $\omega$  为波的频率,  $k_z$  为波的传输常数,  $v_z$  为电子的轴向速度,  $s$  为谐波次数。这个关系被称为回旋谐振条件。

由方程式(2-2)和式(2-4), 我们还可以看出, 电子的回旋频率和回旋半径与直流磁场密切相关: 电子的回旋频率与直流磁场成正比, 回旋半径与直流磁场成反比。

## 2.2 回旋管的结构与工作机理

在电子回旋脉塞的机理上建立起来的回旋管已经成为一大类器件, 回旋管以其工作频率高, 输出频率可以很大的优点, 已经成为 THz 源的一个研究重点。

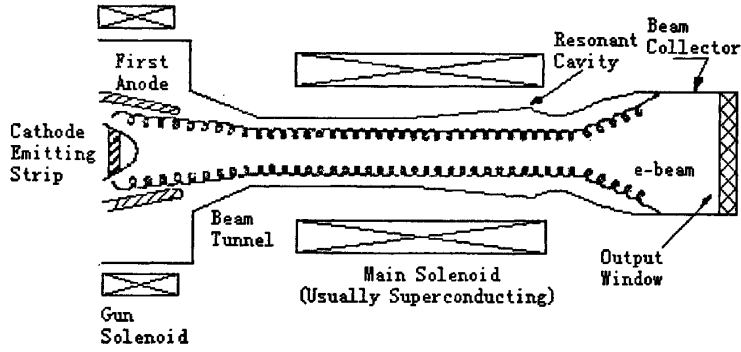


图 2-1 回旋振荡管结构图

### 回旋管的工作原理<sup>[31-33]</sup>

下面简单来讨论一下电子回旋脉塞中电子与场的相互作用物理过程, 以便对电子回旋脉塞的机理有一个清楚的图像。主要讨论电子的群聚过程。

磁控注入式电子枪提供一环形空心电子注, 电子注经过一段缓变上升的磁场, 产生绝热压缩, 使电子的能量大部分转化为回旋能量。而电子进入的相互作用腔一般为圆柱形开放式谐振腔, 可工作在  $H_{mnq}$  模式下。电子在此相互作用腔中与场产生相互作用, 电子把能量交给场, 而电磁波通过真空窗输出。

图 2-2 和图 2-3 表示电子注在横截面上的运动。电子环上每个电子都在作回旋运动, 由于我们研究的是  $H_{mnq}$  模式, 所以我们可以考察任一个电子回旋系统。我们来研究作回旋运动的电子受高频场的作用。由于在弱相对论效应下, 高频磁

场比高频电场的影响小的多，所以在定性讨论时，我们略去高频磁场。

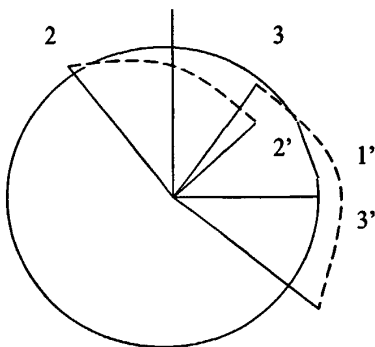


图 2-2 未考虑相对论效应时的电子回旋系统

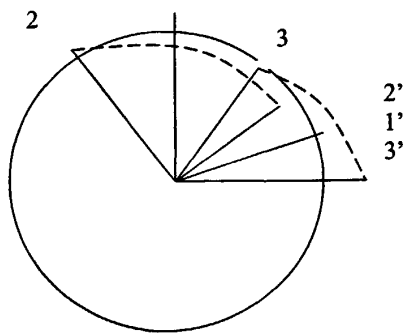


图 2-3 考虑相对论效应时的电子回旋系统

在每一个这样的电子回旋系统中有为数众多的电子回旋在轨道上。我们来考察三个典型的电子，即图 2-2 中所示的 1, 2, 3 号电子。假定第 1 号电子在作回旋运动时，所处的相位不受高频电场的作用，因而其运动状态不变。这样，第 3 号电子则处于高频场的加速相位，因而从场中获得能量。而第 2 号电子所处的相位则受到场的减速，因而失去能量。现在假定电子的非相对论回旋频率与电磁场的频率很接近，即

$$\omega \cong \omega_{co} = eB_0 / m_0 \quad (2-7)$$

我们假定。波在角向的旋转方向与电子相同，即电子作右旋，则电磁波为右旋波。反之也一样。电子的旋转运动由其角速度即回旋频率确定，而波的旋转速度则由波的频率决定。由此，电子在旋转时，波的相位也在发生变化。但由于条件 (2-7)，所以电子与波的相对相位几乎可以保持不变，这可以由图 2-2 可看出。

一段时间以后，1 号电子旋转一定的角度，由于略去相对论效应后，电子的回旋频率是一个常数，所以 2 号电子和 3 号电子也旋转了相同的角度。但是它们的回旋半径却不同了。因为

$$r_c = V_{\perp} / \omega_{co} \quad (2-8)$$

所以，1, 2, 3 号电子相对于电磁波在相位上没有变化，但其径向位置却改变了。

现在来看看，考虑相对论效应以后的情况如何。这时，电子的回旋频率为

$$\omega_c = \omega_{co} / \gamma \quad (2-9)$$

$$\gamma = \left( 1 - \left( \frac{V}{c} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (2-10)$$

可见当电子速度增加时，回旋频率下降，而当电子速度减小时，回旋频率反而增大。这样，电子运动就如图 2-3 所示，如果我们假定

$$\omega \cong \omega_{\infty} \quad (2-11)$$

则经过一段时间以后，1 号，2 号，3 号电子的相对位置就如图 2-2 所示。这时受加速的电子由于回旋频率的减小，因而向后靠拢 1 号电子；而受减速的电子由于回旋频率增大，而赶上接近于 1 号电子。因此，我们有

$$\varphi < \varphi_0 \quad (2-12)$$

这样就发生了电子的相位群聚。不过，在这种情况下，这三个电子总的来讲，与场无净的能量交换，因为 2 号电子被加速，3 号电子被减速，得失相抵。但是，如果有条件

$$\omega \geq \omega_c \quad (2-13)$$

则情况就不同了。这时，角向群聚的电子整个移向减速场，从而使得总的来讲，电子受到的减速作用多于加速。这样，电子与场就有了净的能量交换，而在所述的情况下，电子将把能量交给场，这只是振荡与放大所要求的。

以上讨论告诉我们，电子的角向群聚只是由于相对论效应引起的。所以电子的回旋脉塞不稳定性的物理基础是电子运动的相对论效应。

在回旋管中，环形电子注内有无数个电子在作回旋运动，每一个回旋圆周轨道上都有为数众多的电子在作回旋运动，它们与波相互作用的结果都会发生如上所述的以相对论运动为基础的群聚。因此，总的结果，就得到电子回旋脉塞不稳定性。

## 2.3 回旋管理论

自电子回旋脉塞被发现以来，各国专家、学者对回旋管进行了大量的研究工作，在研究过程中逐步建立了研究回旋管的理论和方法。现在人们普遍采用回旋管的线性理论和非线性理论来研究回旋管。

回旋管线性理论，又称为回旋管动力学理论，源自等离子体物理研究中的动

力学理论,以线性伏拉索夫方程为基础。它成功地把经典统计物理与经典电动力学结合起来,形成一种独特的理论体系。该理论的研究揭示了电子回旋脉塞的机理以及电子与波互作用的物理机理,是研究回旋管的基础理论。线性理论中,有两种不同的方法,一种是以波导轴坐标系为基础的方法;另一种是以电子回旋中心坐标系为基础的方法。借助该理论,可以解决振荡器的起振电流、放大器的线性增益等等很多实际问题。但线性理论不能研究非线性过程,不能给出电子与波互作用的非线性状态的正确图象,从而不能正确地提供计算输出功率、效率及其他一些非线性问题的方程,也不能正确描述电子与波互作用的非线性演变过程。

回旋管非线性理论,是在线性理论的基础上,针对电子与波互作用的非线性过程,建立起来的理论。它也存在两种不同的处理方法。一种是近似的非线性理论,它是以给定场近似为基础发展起来的,通常称之为轨道理论。理论与实践证明,该理论对互作用效率及输出功率的计算能够给出足够精确的结果,同时,由给定场计算出来的电子群聚的图象也基本正确,反映了电子群聚的本质。不过,它不能给出电子与波互作用的非线性演变过程。另一种是自洽的非线性理论,在该理论中,场的幅值是由电子与波互作用的结果自洽地确定。故此自洽非线性理论比较完整地反映了电子与波互作用的非线性过程,是一种较理想地理论描述。此外,粒子模拟的方法也可用来研究回旋管的注波互作用非线性过程,可以得到很好的结果,但其计算量很大。



### 第三章 回旋管的理论分析

#### 3.1 相互作用场方程

缓变截面谐振腔的结构图如图 3-1 所示, 由于在一般情况下电子回旋脉塞不稳定机理使的 TE 波比 TM 波有效的多 (或者更确切地说, TE 波比 TM 波研究的成熟的多), 所以一般采用 TE 波模式。在谐振腔中, 不考虑电子与 TM 模式及高频磁场的作用, 那么腔中就只有 TE 模式的高频场, 可以表示如下<sup>[34-36]</sup>:

$$E(r) = \sum_{mn} E_{mn} = \sum_{mn} e_{mn} F_{mn} f_{mn}(z) \exp(i\omega_{mn} t) \quad (3-1)$$

上式中高频场等于每个模式场  $E_{mn}$  的叠加, 其中  $e_{mn}$  为  $TE_{mn}$  模式的正交归一化矢量波函数,  $e_{mn}$  满足

$$\iint_A e_{mn}^* \cdot e_{m'n'} dA = \delta_{mn} \delta_{m'n'} \quad (3-2)$$

$$e_{mn} = z \times \nabla \psi_{mn} \quad (3-3)$$

其中  $\psi_{mn} = C_{mn} J_m(k_{mn} r) \exp(-im\varphi)$ ,  $1/C_{mn}^2 = \pi(v_{mn}^2 - m^2) J_m^2(v_{mn})$ ,  $v_{mn}$  为  $m$  阶贝塞尔函数一阶倒数的第  $n$  个根, 即  $J_m'(v_{mn}) = 0$ ,  $k_{mn}$  为  $TE_{mn}$  模式的截止波数,  $F_{mn}$  为  $TE_{mn}$  模式的振幅, 而  $\omega_{mn}$  为角频率。

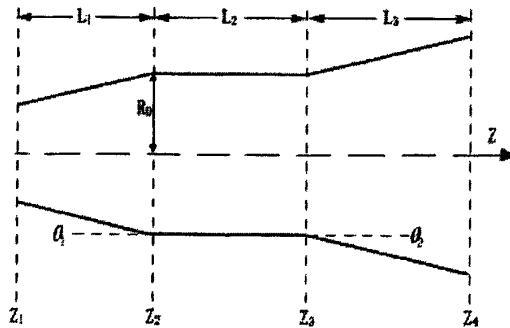


图 3-1 回旋管结构图

在式 (3-1) 中, 有  $f_{mn}(z)$  项为  $TE_{mn}$  模式的纵向分布函数, 并进行归一化, 令  $f_{mn}(z)$  的最大值为一。在没有电子注存在的情况下, 纵向场为一固定分布函数, 但是电子注的存在会影响高频场的纵向分布。这里我们采用一种近似的非线性理论,

即假设注波相互作用时,场的纵向分布不受电子注的影响。也即式(3-1)中的  $f_{mn}(z)$  采用冷腔时候的纵向分布。

在缓变截面波导谐振腔中的纵向场满足不均匀弦方程:

$$\frac{df_{mn}^2}{dz^2} + k_{||}^2 f_{mn} = 0 \quad (3-4)$$

引入复数频率  $\omega = \omega_0 + j\delta$ , 式中  $\omega_0$  表示谐振频率,  $\delta$  表示损耗, 主要是辐射引起的损耗。因而绕射品质因数  $Q_d$  可以表示为

$$Q_d = \frac{\omega_0}{2\delta} \quad (3-5)$$

且  $k_{||}$  为传播常数  $k_{||}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left( \frac{v_{mn}}{R(z)} \right)^2$

在输入端应该满足辐射条件:

$$\frac{df_{mn}}{dz} - jk_{||} f_{mn} = 0 \quad (3-6)$$

而输出端也要满足辐射条件:

$$\frac{df_{mn}}{dz} + jk_{||} f_{mn} = 0 \quad (3-7)$$

要求解式(3-4), 需要给定输入端的值, 改变复数频率  $\omega$  的值, 利用龙格库塔法求解常微分方程, 使最终在输出端满足辐射边界条件。

### 3.2 电子运动方程

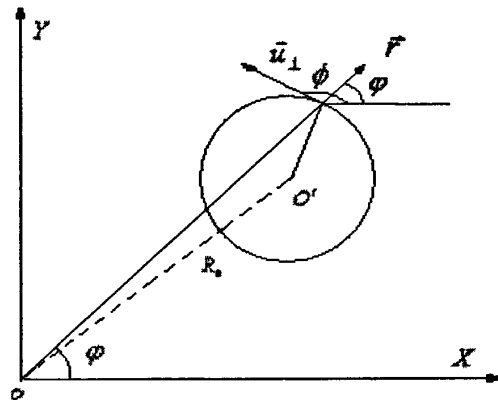


图 3-2 电子运动截面图

采用图 3-2 所示的坐标系，电子在回旋管中的运动满足洛伦兹方程：

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3-8)$$

式中  $\mathbf{p}$  为电子的动量， $\mathbf{v}$  为电子的速度， $\mathbf{E}$ ， $\mathbf{B}$  为电场强度和磁感应强度。令  $\mathbf{u} = \mathbf{v}\gamma$ ， $\eta_0 = e/m_0$ ， $u_\perp$  为  $\mathbf{u}$  的横向分量， $\gamma$  为相对论因子，则

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\eta_0 \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{\gamma} \times \mathbf{B} \right) \quad (3-9)$$

在直角坐标系下，电场，磁场和速度分别有三个方向的分量，式 (3-9) 分解可得：

$$\begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= -\eta_0 \left[ \mathbf{E}_x + \frac{1}{\gamma} (u_y \mathbf{B}_z - u_z \mathbf{B}_y) \right] \\ \frac{du_y}{dt} &= -\eta_0 \left[ \mathbf{E}_y + \frac{1}{\gamma} (u_z \mathbf{B}_x - u_x \mathbf{B}_z) \right] \\ \frac{du_z}{dt} &= -\eta_0 \left[ \mathbf{E}_z + \frac{1}{\gamma} (u_x \mathbf{B}_y - u_y \mathbf{B}_x) \right] \end{aligned} \quad (3-10)$$

由图 3-2 中可以看出  $u_x + iu_y = u_\perp \exp(i\phi)$ ，那么

$$\begin{cases} \frac{du_x}{dt} = \frac{d(u_\perp \cos \phi)}{dt} = -u_\perp \sin \phi \frac{d\phi}{dt} + \cos \phi \frac{du_\perp}{dt} \\ \frac{du_y}{dt} = \frac{d(u_\perp \sin \phi)}{dt} = u_\perp \cos \phi \frac{d\phi}{dt} + \sin \phi \frac{du_\perp}{dt} \end{cases} \quad (3-11)$$

那么可得：

$$\begin{cases} \frac{du_\perp}{dt} = \frac{du_x}{dt} \cos \phi + \frac{du_y}{dt} \sin \phi \\ \frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{u_\perp} \left( \frac{du_y}{dt} \cos \phi - \frac{du_x}{dt} \sin \phi \right) \end{cases} \quad (3-12)$$

那么将式 (3-10) 带入式 (3-12) 中

$$\begin{aligned} \frac{du_\perp}{dt} &= -\eta_0 \left[ \mathbf{E}_x + \frac{1}{\gamma} (u_y \mathbf{B}_z - u_z \mathbf{B}_y) \right] \cos \phi - \eta_0 \left[ \mathbf{E}_y + \frac{1}{\gamma} (u_z \mathbf{B}_x - u_x \mathbf{B}_z) \right] \sin \phi \\ &= -\eta_0 (\mathbf{E}_x \cos \phi + \mathbf{E}_y \sin \phi) - \frac{\eta_0}{\gamma} \left[ (u_\perp \sin \phi \mathbf{B}_z - u_z \mathbf{B}_y) \cos \phi + (u_z \mathbf{B}_x - u_\perp \cos \phi \mathbf{B}_z) \sin \phi \right] \end{aligned}$$

$$= -\eta_0 (\mathbf{E}_x \cos \phi + \mathbf{E}_y \sin \phi) + \frac{\eta_0 u_z}{\gamma} (\mathbf{B}_y \cos \phi - \mathbf{B}_x \sin \phi) \quad (3-13)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dt} &= \frac{1}{u_\perp} \left( -\eta_0 \left( \mathbf{E}_y + \frac{1}{\gamma} (u_z \mathbf{B}_x - u_x \mathbf{B}_z) \right) \cos \phi + \eta_0 \left( \mathbf{E}_x + \frac{1}{\gamma} (u_y \mathbf{B}_z - u_z \mathbf{B}_y) \right) \sin \phi \right) \\ &= \frac{\eta_0}{u_\perp} (\mathbf{E}_x \sin \phi - \mathbf{E}_y \cos \phi) + \frac{\eta_0}{u_\perp \gamma} \left[ (u_\perp \sin \phi \mathbf{B}_z - u_z \mathbf{B}_y) \sin \phi - (u_z \mathbf{B}_x - u_\perp \cos \phi \mathbf{B}_z) \cos \phi \right] \\ &= \frac{\eta_0}{u_\perp} (\mathbf{E}_x \sin \phi - \mathbf{E}_y \cos \phi) + \frac{\eta_0}{\gamma} \mathbf{B}_z - \frac{\eta_0 u_z}{u_\perp \gamma} (\mathbf{B}_x \cos \phi + \mathbf{B}_y \sin \phi) \end{aligned} \quad (3-14)$$

$$\begin{aligned} \frac{du_z}{dt} &= -\eta_0 \mathbf{E}_z + \frac{\eta_0}{\gamma} (u_\perp \sin \phi \mathbf{B}_x - u_\perp \cos \phi \mathbf{B}_y) \\ &= \frac{\eta_0 u_\perp}{\gamma} (\mathbf{B}_x \sin \phi - \mathbf{B}_y \cos \phi) - \eta_0 \mathbf{E}_z \end{aligned} \quad (3-15)$$

同样由图 3-2 可知,  $x + iy = r \cdot \exp(\phi) = r \cos \phi + ir \sin \phi$  得到

$$\begin{cases} \frac{dr}{dt} = \frac{u_\perp}{\gamma} \cos(\phi - \varphi) \\ \frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{r} \frac{u_\perp}{\gamma} \sin(\phi - \varphi) \\ \frac{dz}{dt} = \frac{u_z}{\gamma} \end{cases} \quad (3-16)$$

对以上各式进行坐标变化:  $\frac{d}{dt} = \frac{d}{dz} \cdot \frac{dz}{dt} = \frac{d}{dz} \cdot \frac{u_z}{\gamma}$ , 我们可得直角坐标系下的电子

运动方程<sup>[37-38]</sup>:

$$\begin{cases} \frac{du_\perp}{dz} = -\frac{\eta_0 \gamma}{u_z} (\mathbf{E}_x \cos \phi + \mathbf{E}_y \sin \phi) + \eta_0 (\mathbf{B}_y \cos \phi - \mathbf{B}_x \sin \phi) \\ \frac{d\phi}{dz} = \frac{\eta_0 \gamma}{u_\perp u_z} (\mathbf{E}_x \sin \phi - \mathbf{E}_y \cos \phi) - \frac{\eta_0}{u_\perp} (\mathbf{B}_x \cos \phi + \mathbf{B}_y \sin \phi) + \frac{\eta_0}{u_z} \mathbf{B}_z \\ \frac{du_z}{dz} = \frac{\eta_0 u_\perp}{u_z} (\mathbf{B}_x \sin \phi - \mathbf{B}_y \cos \phi) - \frac{\eta_0 \gamma}{u_z} \mathbf{E}_z \\ \frac{dr}{dz} = \frac{u_\perp}{u_z} \cos(\phi - \varphi) \\ \frac{d\phi}{dz} = \frac{u_\perp}{r u_z} \sin(\phi - \varphi) \\ \frac{dt}{dz} = \frac{\gamma}{u_z} \end{cases} \quad (3-17)$$

### 3.3 电子注与波相互作用功率及起振电流的计算

人们认为回旋谐振腔是一段均匀圆柱波导开放式谐振腔，靠近电子枪一端为截止，另一端则开放，有一个绕射输出口，谐振腔中的场可以分解为朝两个方向传播的波的叠加，因此，

$$\begin{cases} E_1 = E_1^{(1)} + E_1^{(2)} \\ B_1 = B_1^{(1)} + B_1^{(2)} \end{cases} \quad (3-18)$$

上角标（1）表示前向波，上角标（2）表示反向波。

采用回旋中心坐标系，将场作局部展开。由方程（3-18）可见，这相当于将前向波场及反向波场局部展开的叠加。因此前向波场为

$$\begin{cases} E_r^{(1)} = -\omega\mu_0 \sum_l \left(\frac{l}{r}\right) J_l(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 + jl\theta} \\ E_\theta^{(1)} = -j\omega\mu_0 \sum_l J_l'(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 + jl\theta} \\ H_r^{(1)} = -jk_{||}k_c \sum_l J_l'(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 + jl\theta} \\ H_\theta^{(1)} = k_{||} \sum_l \left(\frac{l}{r}\right) J_l(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 + jl\theta} \\ H_z^{(1)} = k_c^2 \sum_l J_l(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 + jl\theta} \end{cases} \quad (3-19)$$

式中略去因子  $\exp(-j\omega t + jk_{||}z)$ 。

反向波场为

$$\begin{cases} E_r^{(2)} = -\Gamma\omega\mu_0 \sum_l \left(\frac{l}{r}\right) J_l(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 - jl\theta} \\ E_\theta^{(2)} = -j\Gamma\omega\mu_0 \sum_l J_l'(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 - jl\theta} \\ H_r^{(2)} = -j\Gamma k_{||}k_c \sum_l J_l'(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 - jl\theta} \\ H_\theta^{(2)} = \Gamma k_{||} \sum_l \left(\frac{l}{r}\right) J_l(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 - jl\theta} \\ H_z^{(2)} = \Gamma k_c^2 \sum_l J_l(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 - jl\theta} \end{cases} \quad (3-20)$$

式中略去了因子  $\exp(-j\omega t - jk_{||}z)$ 。 $\Gamma$  表示复数反射系数。

在上述两方程中，做替换

$$J_{m-l}(k_c R_0) \rightarrow J_{m-l}(k_c R_0) N'_m(k_c a) \left[ 1 - \frac{N_{m-l}(k_c R_0) J'_m(k_c a)}{J_{m-l}(k_c R_0) N'_m(k_c a)} \right] \quad (3-21)$$

可以得到同轴波导谐振腔中的场。

扰动分布函数  $f_1$  也分为两部分：

$$f_1 = f_1^{(1)} + f_1^{(2)} \quad (3-22)$$

$f_1^{(1)}$ ,  $f_1^{(2)}$  分别表示前向波及反向波引起的扰动分布函数。

在回旋中心坐标系中，利用沿未扰轨道积分的方法，可以得到线性伏拉索夫方程的解：

$$f_1 = -e \int_{-\infty}^{\infty} dt' (E'_1 + \mathbf{v}' \times \mathbf{B}'_1) \cdot \nabla_p f \quad (3-23)$$

将式(3-19)的场方程代入式(3-23)，既得前向波的扰动分布函数：

$$f_1^{(1)} = \omega \mu_0 e k_c \left\{ \sum_l J'_l(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) \left[ (\omega - k_{||} v_z) \frac{\partial f_0}{\partial p_{\perp}} + k_{||} v_{\perp} \frac{\partial x_0}{\partial p_{||}} \right] \frac{(1 - e^{j\Omega' z / v_z})}{\Omega} \right\} e^{j(m-l)\varphi_0 + j l \theta} \quad (3-24)$$

将方程(3-20)带入式(3-23)，得方向波的扰动分布函数：

$$f_1^{(2)} = -\Gamma \omega \mu_0 e k_c \left\{ \sum_l J'_l(k_c r) J_{m-l}(k_c R_0) \left[ (\omega + k_{||} v_z) \frac{\partial f_0}{\partial p_{\perp}} - k_{||} v_{\perp} \frac{\partial x_0}{\partial p_{||}} \right] \frac{(1 - e^{j\Omega' z / v_z})}{\Omega'} \right\} e^{j(m-l)\varphi_0 - j l \theta} \quad (3-25)$$

上两式中

$$\begin{cases} \Omega = \omega - k_{||} v_z - l\omega \\ \Omega' = \omega + k_{||} v_z - l\omega \end{cases} \quad (3-26)$$

相应的扰动电流密度可按下式求出：

$$\begin{cases} J^{(1)} = e \int f_1^{(1)} \mathbf{v} d^3 p \\ J^{(2)} = e \int f_1^{(2)} \mathbf{v} d^3 p \end{cases} \quad (3-27)$$

将方程(3-25)、方程(3-26)代入上式，在动量空间积分后，即得

$$\begin{aligned}
 J_{\theta}^{(1)} = & -\frac{\omega^2}{c^2} k_c \sum_l \left(1 - e^{j\Omega z/v_z}\right) \left[ \frac{(2J_l' + k_c r_c J_l') J_{m-l}}{\Omega} (\omega - k_{\parallel} v_z) \right. \\
 & \left. - \frac{\beta_{\perp 0}^2 J_l' J_{m-l} (\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)}{\Omega^2} \right] + jze^{j\Omega z/v_z} \frac{\beta_{\perp 0}^2 J_l' J_{m-l} (k_c R_c)}{v_z \Omega} \\
 & \cdot \left[ (\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2) - \frac{k_{\parallel} c^2 \Omega}{v_z} \right] \cdot e^{j(m-l)\varphi_0 + jl\theta} \quad (3-28)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 J_{\theta}^{(2)} = & +\frac{\omega_p^2}{c^2} k_c \sum_l \left(1 - e^{j\Omega' z/v_z}\right) \left[ \frac{(2J_l' + k_c r_c J_l') J_{m-l}}{\Omega'} (\omega + k_{\parallel} v_z) \right. \\
 & \left. - \frac{\beta_{\perp 0}^2 J_l' J_{m-l} (\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)}{\Omega'^2} \right] + jze^{j\Omega' z/v_z} \frac{\beta_{\perp 0}^2 J_l' J_{m-l}}{v_z \Omega'} \\
 & \cdot \left[ (\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2) - \frac{k_{\parallel} c^2 \Omega'}{v_z} \right] \cdot e^{j(m-l)\varphi_0 - jl\theta} \quad (3-29)
 \end{aligned}$$

在谐振腔中，电子与波的相互作用功率可以按下式计算：

$$P = \frac{1}{2} \int_{z=0}^{z=L} dz \int_{S_c} ds (J_{\theta} E_{\theta}^*) \quad (3-30)$$

式中

$$\begin{cases} J_{\theta} = J_{\theta}^{(1)} + J_{\theta}^{(2)} \\ E_{\theta} = E_{\theta}^{(1)} + E_{\theta}^{(2)} \end{cases} \quad (3-31)$$

\*号表示共轭值。

将式(3-31)代入式(3-30)，可以得到

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + P_4 \quad (3-32)$$

且

$$P_i = \text{Re}(P_i) + j \text{Im}(P_i) \quad (i=1,2,3,4) \quad (3-33)$$

在方程(3-33)中，有

$$\begin{cases} P_1 = \frac{1}{2} \int_{z=0}^{z=L} dz \int_{\mathcal{V}_c} ds (J_\theta^{(1)} E_\theta^{(1)*}) \\ P_2 = \frac{1}{2} \int_{z=0}^{z=L} dz \int_{\mathcal{V}_c} ds (J_\theta^{(2)} E_\theta^{(2)*}) \\ P_3 = \frac{1}{2} \int_{z=0}^{z=L} dz \int_{\mathcal{V}_c} ds (J_\theta^{(3)} E_\theta^{(3)*}) \\ P_4 = \frac{1}{2} \int_{z=0}^{z=L} dz \int_{\mathcal{V}_c} ds (J_\theta^{(4)} E_\theta^{(4)*}) \end{cases} \quad (3-34)$$

上式表明,  $P_1$  是前向波电流与前向波场的互作用功率,  $P_2$  表示反向波电流与反向波场的互作用功率,  $P_3$  及  $P_4$  则为前向波(反向波)电流与反向波(前向波)电场的互作用功率。方程(3-34)表示, 在一般情况下, 电子与波的相互作用功率含有虚部及实部两部分。将场方程代入, 即可求得

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(P_1) = A \sum_l \left\{ \beta_{\perp 0}^2 W_p \frac{L^2}{\phi^3 v_z^2} [(\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)(\phi \sin \phi - 2(1 - \cos \phi)) \right. \\ \left. - \frac{k_{\parallel} c^2 \phi}{L} (\phi \sin \phi - (1 - \cos \phi))] + \frac{Q_p L}{\phi^2 v_z} [(\omega - k_{\parallel} v_z)(1 - \cos \phi)] \right\} \end{aligned} \quad (3-35)$$

$$\begin{aligned} -\operatorname{Im}(P_1) = A \sum_l \left\{ \beta_{\perp 0}^2 W_p \frac{L^2}{\phi^3 v_z^2} [(\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)(\phi(1 + \cos \phi) - 2 \sin \phi) \right. \\ \left. - \frac{k_{\parallel} c^2 \phi}{L} (\phi \cos \phi - \sin \phi)] - \frac{Q_p L}{\phi^2 v_z} [(\omega - k_{\parallel} v_z)(\phi - \sin \phi)] \right\} \end{aligned} \quad (3-36)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(P_2) = A \sum_l \left\{ \beta_{\perp 0}^2 W_p \frac{L^2}{\phi^3 v_z^2} [(\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)(\phi' \sin \phi' - 2(1 - \cos \phi')) \right. \\ \left. + \frac{k_{\parallel} c^2 \phi'}{L} (\phi' \sin \phi' - (1 - \cos \phi'))] - \frac{Q_p L}{\phi'^2 v_z} [(\omega + k_{\parallel} v_z)(1 - \cos \phi')] \right\} \end{aligned} \quad (3-37)$$

$$\begin{aligned} -\operatorname{Im}(P_2) = A \sum_l \left\{ \beta_{\perp 0}^2 W_p \frac{L^2}{\phi'^3 v_z^2} [(\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)(\phi'(1 + \cos \phi') - 2 \sin \phi') \right. \\ \left. + \frac{k_{\parallel} c^2 \phi'}{L} (\phi' \cos \phi' - \sin \phi')] - \frac{Q_p L}{\phi'^2 v_z} [(\omega + k_{\parallel} v_z)(\phi' - \sin \phi')] \right\} \end{aligned} \quad (3-38)$$



$$\begin{aligned} \text{Re}(P_3) = A \sum_l \left\{ -\beta_{10}^2 W_p \frac{L^2}{\phi^2 \phi' v_z^2} \left[ (\omega^2 - k_{//}^2 c^2) \left[ -\frac{\phi'}{\psi} (1 - \cos \psi) \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \left( 1 + \frac{\phi}{\phi'} \right) (1 - \cos \phi') - \phi \sin \phi' \right] - \frac{k_{//} c^2 \phi}{L} \left( \frac{\phi}{\phi'} (1 - \cos \phi') - \phi \sin \phi' \right) \right] \right. \\ \left. - \frac{Q_p L}{\phi \phi' v_z} (\omega - k_{//} v_z) \left[ \frac{\phi'}{\psi} (1 - \cos \psi) + (1 - \cos \phi') \right] \right\} \end{aligned} \quad (3-39)$$

$$\begin{aligned} -\text{Im}(P_3) = A \sum_l \left\{ \beta_{10}^2 W_p \frac{L^2}{\phi^2 \phi' v_z^2} \left[ (\omega^2 - k_{//}^2 c^2) \left[ -\frac{\phi'}{\psi} \sin \psi \right. \right. \right. \\ \left. \left. - \left( 1 + \frac{\phi}{\phi'} \right) \sin \phi' + \phi \cos \phi' \right] - \frac{k_{//} c^2 \phi}{L} \left( \phi \cos \phi' - \frac{\phi}{\phi'} \sin \psi \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{Q_p L}{\phi \phi' v_z} (\omega - k_{//} v_z) \left( -\frac{\phi'}{\phi} \sin \psi + \sin \psi \right) \right\} \end{aligned} \quad (3-40)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}(P_4) = A \sum_l \left\{ \beta_{10}^2 W_p \frac{L^2}{\phi^2 \phi' v_z^2} \left[ (\omega^2 - k_{//}^2 c^2) \left[ \frac{\phi}{\psi} (1 - \cos \psi) \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \left( 1 + \frac{\phi}{\phi'} \right) (1 - \cos \phi) - \phi' \sin \phi \right] + \frac{k_{//} c^2 \phi'}{L} \left( \frac{\phi'}{\phi} (1 - \cos \phi) - \phi' \sin \phi \right) \right] \right. \\ \left. - \frac{Q_p L}{\phi \phi' v_z} (\omega + k_{//} v_z) \left[ \frac{\phi}{\psi} (1 - \cos \psi) + (1 - \cos \phi) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3-41)$$

$$\begin{aligned} -\text{Im}(P_4) = A \sum_l \left\{ -\beta_{10}^2 W_p \frac{L^2}{\phi^2 \phi' v_z^2} \left[ (\omega^2 - k_{//}^2 c^2) \left[ -\frac{\phi}{\psi} \sin \psi \right. \right. \right. \\ \left. \left. - \left( 1 + \frac{\phi'}{\phi} \right) \sin \phi + \phi' \cos \phi \right] + \frac{k_{//} c^2 \phi'}{L} \left( \phi' \cos \phi - \frac{\phi'}{\phi} \sin \phi \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{Q_p L}{\phi \phi' v_z} (\omega - k_{//} v_z) \left( \frac{\phi}{\psi} \sin \psi + \sin \phi \right) \right\} \end{aligned} \quad (3-42)$$

在上述方程中,

$$\begin{cases} \phi = \Omega L / v_z \\ \phi' = \Omega' L / v_z \end{cases} \quad (3-43)$$

$$\psi = 2k_{//} / L \quad (3-44)$$

式中  $L$  表示腔长。

$$\begin{cases} W_p = [J'_l(k_c r_c) J_{m-l}(k_c R_0)]^2 \\ Q_p = 2W_p + (k_c r_c)^2 J'_l(k_c r_c) J'_{l-1}(k_c r_c) J_{m-l}^2(k_c R_0) \\ A = 2\pi R_0 r_L \omega \mu_0 k_c^2 \frac{\omega_p^2}{c^2} \end{cases} \quad (3-45)$$

对于圆柱体谐振腔，我们有

$$P_{st} = \frac{\omega k_c^2 \mu_0 V_0 \left(1 - \frac{m^2}{k_c^2 a^2}\right) J_m^2(k_c a)}{\left(1 - \frac{q^2 \lambda_0^2}{4L^2}\right) Q_T} \quad (3-46)$$

式中的  $V_0$  为腔的体积：

$$V_0 = \pi a^2 L \quad (3-47)$$

起振条件由下式给出：

$$P_{st} \leq -\sum_{i=1}^4 \text{Re}(P_i) \quad (3-48)$$

现在可以利用上式计算起振电流，由于

$$\frac{\omega_p^2}{c^2} = \frac{\eta_0 \mu_0}{v_z s_c \gamma} I_0 \quad (3-49)$$

$I_0$  表示电子注电流，这样，可以求得起振电流：

$$I_{st} = -\frac{\pi k_c^2 a^2 v_z \gamma \left(1 - \frac{m^2}{k_c^2 a^2}\right) J_m^2(k_c a)}{\eta_0 \mu_0 \left(1 - \frac{q^2 \lambda^2}{4L^2}\right) Q_T \left[\sum_{i=1}^4 \text{Re}\left(\frac{P_i}{A}\right)\right]} \quad (3-50)$$

由于电子与波的相互作用功率中包含有虚部，所以回旋管的振荡频率与谐振腔的谐振频率之间有一定的偏移。令  $\omega_0$  为振荡器工作频率， $\omega$  为谐振腔的谐振频率，则频率偏移定义为：

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega \quad (3-51)$$

于是可以得到：

$$\Delta\omega = \text{Im}(P)/W \quad (3-52)$$

因而振荡器的实际振荡频率应确定为：

$$\omega_0 = \omega(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega}) \quad (3-53)$$

根据以上一些公式，可以计算出回旋单腔振荡器的一些特性参量。例如，利用式(3-50)可以计算各模式及各次回旋波的起振电流，借此可以确定回旋管内的模式竞争问题。

## 第四章 单谐振腔的研究和冷腔模拟

### 4.1 腔体的研究

#### 4.1.1 引言

回旋单腔管是一种微波和毫米波源，它具有很广泛的应用前途。与普通微波管类似，回旋管的设计也是以采取经济合理的技术措施，适当的调整有关参量，是管子主要性能指标尽量提高为宗旨。

管子的设计所追求的目标随使用条件不同而不同，例如用于等离子体加热，要求特别大的功率，秒级长脉冲工作方式，尽量高的效率。对于用于制作一个 THz 的源，则对频率的要求比较高。

追求单腔管的某一项特性的高指标比较容易，要达到各项特性都是高指标却是困难的。设计者只能根据不同用途的要求满足主要特性兼顾其它特性，折中选取参数。

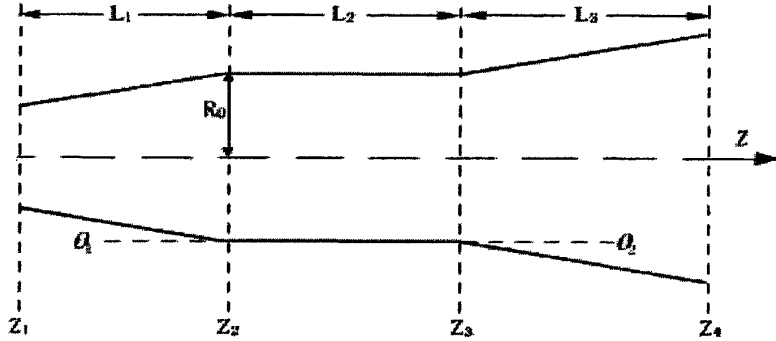
虽然回旋管的输出功率随着电子的电压和电流的增加而增加，在几十到几百的高电压的条件下产生几十千瓦或者兆瓦的功率，例如：工作在 80kv, 45A, 频率为 140GHz 的回旋管输出功率可以达到 900kw, 但许多高频率的应用，例如：动态核极化 (DNP) [39]来加强在核磁共振 (NMR) 光谱学实验的信噪比，要求输出功率一般在几瓦到几十瓦、最多几百瓦。在这种情况下，在低电压 (<15KV) 和电流的条件下是可以达到这种数量级的输出功率。例如：在 14KV 的电压下 140GHz 的回旋管产生 1W 的输出功率已经足够用来加强核磁共振实验中的信号<sup>[40-41]</sup>。DNP 实验使用 250GHz 回旋管，已经得到了结果<sup>[42]</sup>，设计工作在 12KV, 10-80mA 的 330GHz, 100w 连续波的回旋管用于 DNP 实验也已经研究成功<sup>[43]</sup>。

低电压模式下可以减少电子枪的尺寸，电源供电系统的体积大小，制冷系统的大小，对将来小型化器件的需求提供了一个途径，有益于太赫兹工业和科学应用需求。本文就是低电压条件下，设计输出频率为 300GHz, 功率适中的回旋管。

在国内这方面的研究还比较少，为将来回旋管的研制提供一定的参考。

#### 4.1.2 腔体结构和模式选择

采用标准的三段式结构谐振腔，包括输入渐变段、中间均匀段和输出渐变段。输入渐变段是一段截止段，目的是防止高功率反向传输进入电子枪中。输出渐变段是一段开放腔体，使得输出得到更好的匹配，微波反射较小，不影响腔体中相互作用结果。



图

图 4-1 回旋管结构

由于回旋管属于快波相互作用器件，一般工作在高阶模式，回旋管的工作频率可以达到太赫兹，但是当工作模式的阶数过高后，其模式竞争就会非常严重。另一方面为了使工作频率达到 300GHz，其工作模式的阶数也不能太低，否则腔体尺寸太小难于加工。在一般情况下，电子回旋脉塞的不稳定性机理使得 TE 模比 TM 模有效的多，因此在此选择 TE 模式，另外为了避免高次模式带来的模式竞争问题，以及考虑到输入渐变段导致的谐振腔入口处半径的减小，也要从尽量减小整管体积的角度出发，所以在本次研究中采用了模式  $TE_{06}$ ， $TE_{06}$  模对应的腔体半径  $R_0$  相对较大<sup>[44]</sup>。

由于腔体中间段为一圆柱形谐振腔，此时空间自由波长  $\lambda$  与腔体半径  $R_0$  的关系为：

$$R_0 = \frac{\chi_{mn}}{2\pi} \lambda \quad (4-1)$$

此处  $\chi_{mn}$  是  $m$  阶 Bessel 函数的导数  $J'_m(x)$  的第  $n$  个零点，在  $TE_{06}$  模式下，此处  $m=0, n=6$ ，由此计算得出  $R_0 = 3.122mm$ 。

在缓变截面波导谐振腔中的纵向场满足不均匀弦方程：

$$\frac{df_{mn}^2}{dz^2} + k_{//}^2 f_{mn} = 0 \quad (4-2)$$

引入复数频率  $\omega = \omega_0 + j\delta$ ，式中  $\omega_0$  表示谐振频率， $\delta$  表示损耗，主要是辐射引起的损耗。因而绕射品质因数  $Q_d$  可以表示为

$$Q_d = \frac{\omega_0}{2\delta} \quad (4-3)$$

$$k_{//} \text{ 为传播常数} \quad k_{//}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \left( \frac{v_{mn}}{R(z)} \right)^2$$

在输入端应该满足辐射条件：

$$\frac{df_{mn}}{dz} - jk_{//} f_{mn} = 0 \quad (4-4)$$

而输出端也要满足辐射条件：

$$\frac{df_{mn}}{dz} + jk_{//} f_{mn} = 0 \quad (4-5)$$

给定输入端的值，改变复数频率  $\omega$  的值，利用龙格库塔法求解常微分方程，使最终在输出端满足辐射边界条件。

表4-1 谐振频率和品质因数随中间长度的变化

$L_2 / mm$	$f / GHz$	$Q_{diff}$
10.5	300.03	3626
11	300.01	4073
11.5	299.99	4558
12	299.97	5080
12.5	299.96	5641
13	299.95	6241

同时在改变腔体的中间长度的时候，发现腔体的长度的改变会对相互作用效率产生影响。我们以腔体相互作用区段  $L_2$  为横坐标，得到与效率的关系曲线图 4-2。

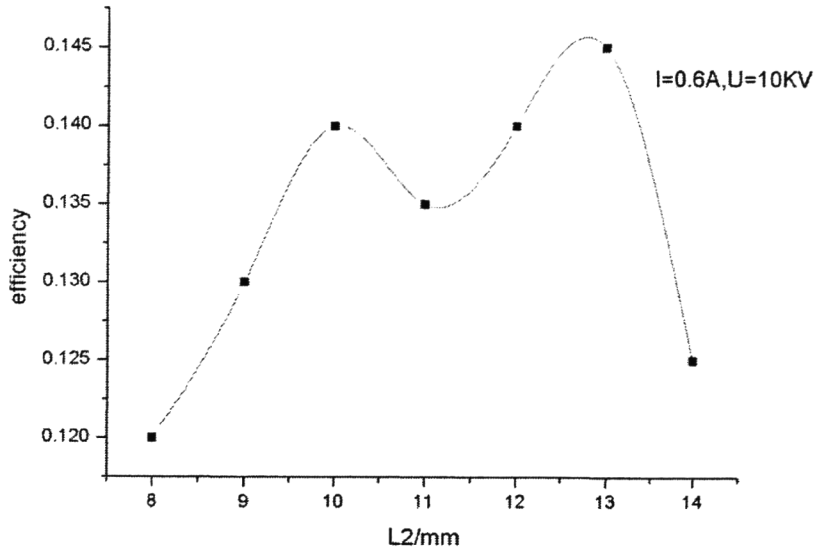


图 4-2  $L_2$  与相互作用效率的关系

由表 4-1 和图 4-2 我们可以看出腔体相互作用区段的长度  $L_2$  取决于电子能否与电磁场充分交换能量，同时又影响了  $Q$  值的大小。因此选择合适的腔体长度，对于计算腔体的绕射  $Q$  值起到关键的作用。腔体长度太长， $Q$  值变大，但起振电流变小，将导致相互作用效率变低。选择腔体长度太短， $Q$  值变小，起振电流变大，将导致其他模式的竞争变大，无法稳定输出。所以选择一个合适的长度。

利用 HFSS 模拟在不同腔体半径下的冷腔体内的模式分布。

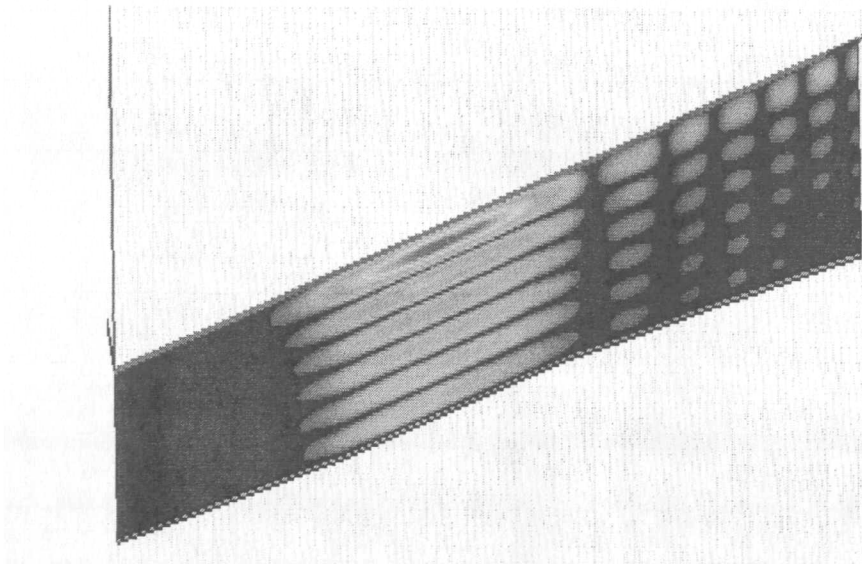


图 4-3 半径  $R_0 = 3.122\text{mm}$  下，冷腔下腔体的场分布

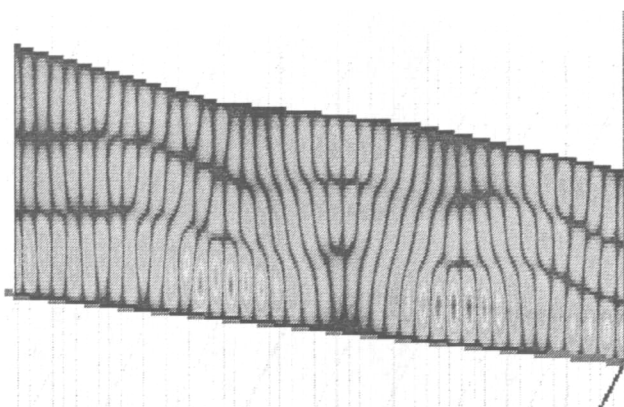
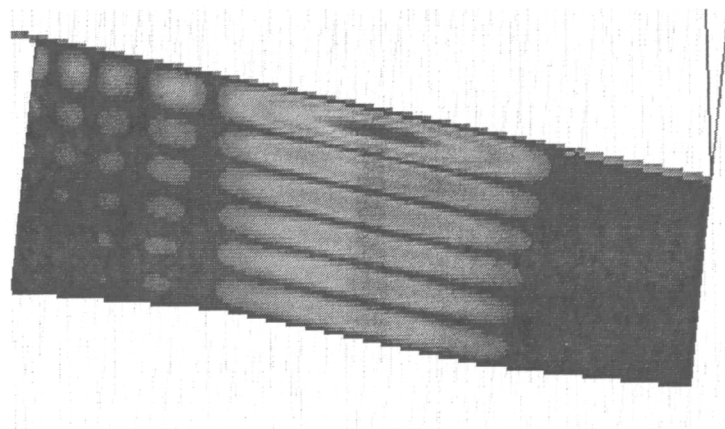
图 4-4 半径  $R_0=3.1\text{mm}$  下，冷腔下腔体的场分布

图 4-5 改变输入输出段长度冷腔下腔体的场分布

通过 HFSS 的模拟由图 4-3、图 4-4、图 4-5 可以看出在输入输出段参数不变的条件下，当半径  $R_0=3.122\text{mm}$  的时候腔体内为要求设计的  $TE_{06}$  模式，改变输入和输出段半径和长度的时候，腔体内的最强场分布还是  $TE_{06}$ ，可见输入和输出段在冷腔条件下对腔体内的场分布影响不大。当  $R_0=3.1\text{mm}$  时候，腔体内的最强场就不是  $TE_{06}$  模式了，可见中间段的半径  $R_0$  对冷腔下腔体内最强的场分布有着重要的影响。

由于电子与波的相互作用功率中包含有虚部，所以回旋管振荡器的振荡频率与谐振腔的谐振频率之间有一定的偏移。通过大量的参量的选择、计算和优化，最后选定了腔体的结构参量。所以腔体相互作用区段  $L_2$  的长度最后取  $12\text{mm}$ 。  $L_3=L_1=8\text{mm}$ ，  $\theta_1=2.5^\circ$ ，  $\theta_2=3^\circ$ 。

通过计算可知回旋管中可能存在的模式有  $TE_{06}$ ，  $TE_{26}$  和  $TE_{45}$  模式。在半径  $R_0=3.122\text{mm}$  为，可以分别计算出三个模式的谐振频率，品质因数为： $TE_{06}$  为



299.97GHz 和 5080;  $TE_{26}$  为 298.4GHz 和 5011.85;  $TE_{45}$  为 293.56GHz 和 4798.92。

求解不均匀弦方程, 图 4-6 为  $TE_{06}$  模式纵向分布:

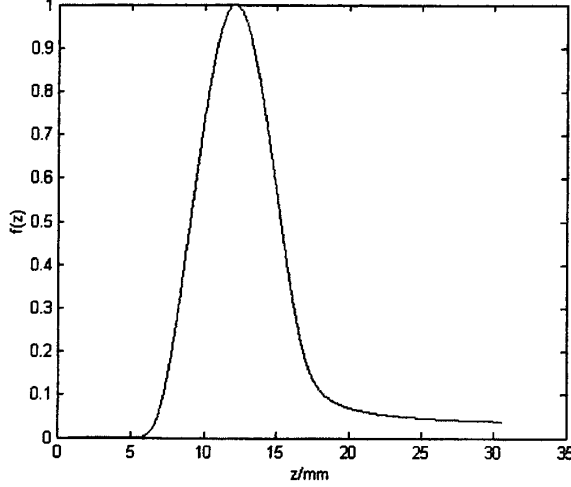


图 4-6  $TE_{06}$  模式的纵向分布函数

## 4.2 电压和磁场的关系

电子回旋脉塞的工作是使波导模式与回旋模式相互耦合, 即使

$$\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2 - k_c^2 c^2 = 0 \quad (4-6)$$

与

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l \omega_c = 0 \quad (4-7)$$

同时得到满足, 即在上述两模式色散曲线相切之处。

其中  $\omega_c = \frac{eB_0}{m_0 \gamma}$ ;  $\omega$  为本征模式的谐振频率;  $\omega_c$  为截止频率;  $l$  为回旋次数;  $k_{\parallel}$  和  $k_c$  为传播常数和截止波数。

$$\gamma = \frac{eU}{mc^2} + 1 \quad (4-8)$$

通过程序的编写, 我们得到谐振腔色散和回旋谐振曲线, 如图4-7。

通过谐振腔色散曲线和回旋谐振曲线在  $TE_{06}$  模式下, 可以调节电压和磁场使色散曲线和回旋谐振曲线在所要求的频率附近相切, 来达到设计频率的要求和磁场的选择。谐振腔色散和回旋谐振曲线是我们选取电压和磁场的一个重要手段。

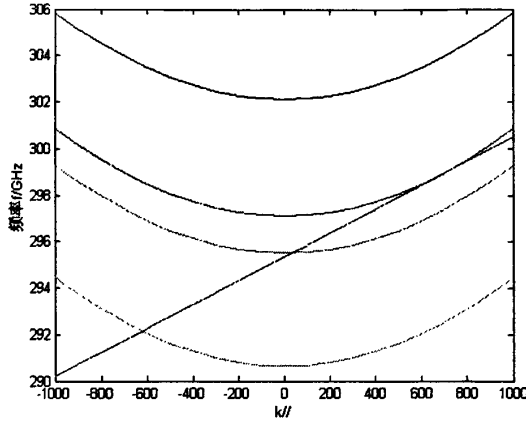


图 4-7 谐振腔色散曲线和回旋谐振曲线

### 4.3 速度比和电流、功率的关系

由起振电流的表达式：

$$I_{st} = - \frac{\pi k_c^2 a^2 v_z \gamma \left(1 - \frac{m^2}{k_c^2 a^2}\right) J_m^2(k_c a)}{\eta_0 \mu_0 \left(1 - \frac{q^2 \lambda^2}{4L^2}\right) Q_T \left[\sum_{i=1}^4 \operatorname{Re}\left(\frac{P_i}{A}\right)\right]} \quad (4-9)$$

通过编程计算，我们得到在  $U=10\text{KV}$ ， $R_e/R_0=0.4341$ ， $\text{TE}_{06}$  模式下，相互作用功率、起振电流与  $\alpha$  ( $v_{\perp}/v_{\parallel}$ ) 的关系的变化图：

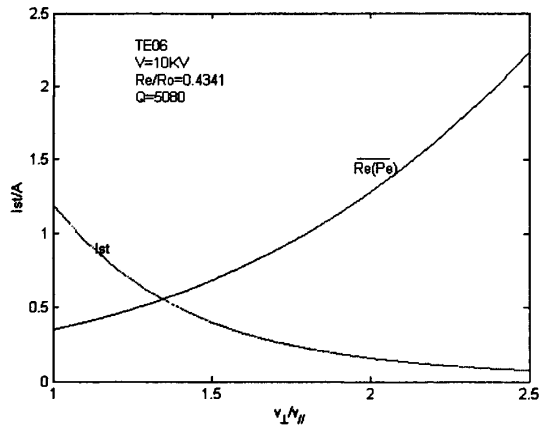


图 4-8 相互作用功率、起振电流与  $\alpha$  的关系的变化图

电子的横向速度与纵向速度的比值 $\alpha$ 是电子腔的主要指标之一。 $\alpha$ 越大，横向能量在电子总能量中占据的比例越大，效率 $\eta$ 才有可能提高。 $\alpha$ 的提高受限于速度离散。 $\alpha > 2$  时速度离散大大增加，电子枪第一阳极截获的电子增加，此时这个损耗对整管的效率的影响就不能忽视了。所以一般能使 $\alpha$ 作到 1.5 至 1.7。

#### 4.4 引导中心和起振电流的关系

电子回旋脉塞注 - 波耦合系数：

$$w_{ml} = \frac{4(k_c R_0) l^2}{2^l l! ((k_c R_e)^2 - m^2)} \frac{J_{m-l}^2(k_c R_0)}{J_m^2(k_c R_e)} \quad (4-10)$$

其中 $R_e$ 为电子注引导中心半径， $k_c$ 为截止波速， $l$ 为回旋次数。

从图 4-9 中可以选择电子注的半径使的  $TE_{06}$  模式的注波耦合系数取到峰值， $R_e/R_0$  可以选择 0.11, 0.277, 0.4341。

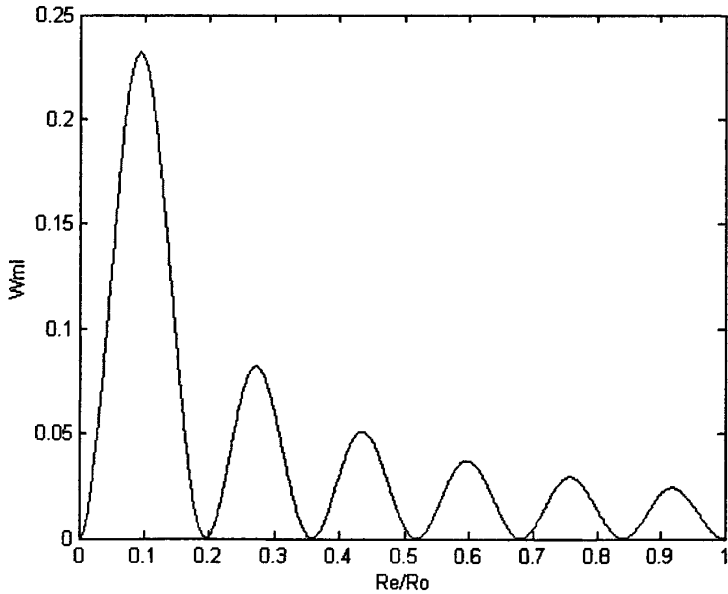


图 4-9 注波耦合系数

图 4-9 表明在选取  $R_e/R_0$  的比值逐渐增大的同时，耦合系数的值在逐渐减小，耦合系数减少，在腔体内的相互作用强度就相对较弱，起振的时间会相对较晚，耦合系数大的起振较容易，这一点从后边的模拟中也可以看出。

图 4-10 为引导中心和起振电流的关系， $R_e/R_0$  的比值大的对应的起振电流也相

对较大，起振电流大了，将导致其他模式的竞争变大。

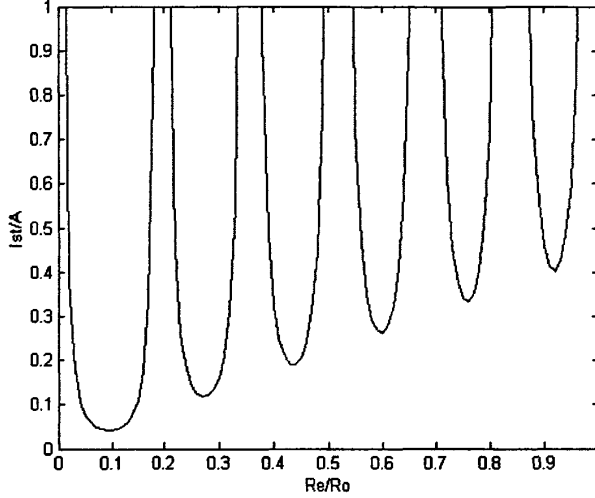


图 4-10 引导中心位子对起振电流的影响

#### 4.5 起振电流和磁场的关系

由线性理论可以得到各个模式的起振电流，通过调节腔体的结构和磁场等参数，使工作模式的起振电流比其他模式的起振电流小。这时给适当的电流，就可以使工作模式起振，其它模式不能起振，达到模式选择的效果，假定回旋管中各模式的纵向场分布函数为高斯分布：

$$f(\zeta) = \exp(-(2\zeta/\mu)^2) \quad (4-11)$$

根据回旋管线性理论，该模式的起振电流  $I_{start}$  可以表示为：

$$I_{start} = \frac{4}{\pi\mu^2} \frac{e^{2x^2}}{\mu x - s} I_0 \quad (4-12)$$

其中：

$$x = \mu\Delta/4, \quad \mu = \frac{\pi L}{\lambda} \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{z0}}, \quad \zeta = \frac{\pi z}{\lambda} \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{z0}}, \quad \Delta = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \left( 1 - \frac{s\Omega_0}{\omega\gamma_0} \right)$$

$L$  为腔体长度， $\lambda$  为自由空间的波长， $\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0}/c$ ， $\beta_{z0} = v_{z0}/c$ ， $\Omega_0$  为非相对论回旋频率， $\gamma_0$  为初始时刻的相对论因子， $s$  为谐波次数， $\omega$  为场的角频率。电流参数  $I_0$  为：

$$I_0 = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{5/2} \left(\frac{\varepsilon_0 m_e c^3}{e}\right) \frac{\gamma_0 L}{Q \lambda} \beta_{10}^{2(3-s)} \left(\frac{2^s s!}{s^s}\right)^2 \frac{(v_{mn}^2 - m^2) J_m^2(v_{mn})}{J_{m \pm s}^2(k_{mn} R_e)} \quad (4-13)$$

$v_{mn}$  为  $m$  阶贝塞尔函数一阶倒数的第  $n$  个根, 即  $J'_m(v_{mn}) = 0$ ,  $Q$  为谐振腔的品质因素,  $k_{mn} = v_{mn}/R(z)$ ,  $R(z)$  为腔体的半径。  $R_e$  为电子回旋中心半径。由上式就可以得出每个模式的起振电流随磁场的变化情况, 选择适当的磁场就可以达到模式选择的目的。

起振电流的选择对避免腔体内的模式竞争问题起着很重要的作用。公式(4-12)中,  $Q$  值与起振电流成反比。  $Q$  值变大, 但起振电流变小,  $Q$  值变小, 起振电流变大, 需要综合考虑腔体的结构尺寸。

通过计算分别画出在  $R_e/R_0$  选择 0.11, 0.277, 0.4341 的时候, 电流和磁场的关系图。

从图看出, 谐振腔体内存在模式进行竞争<sup>[45]</sup>, 最主要的是  $TE_{06}$  和  $TE_{26}$  模式, 两者的起振电流曲线在 10.85T 附近有交叉。因此需要选择合适的起振电流和磁场, 从而能够让  $TE_{06}$  模式起振, 避开  $TE_{26}$  模式的竞争, 使得电子的相互作用效率比较高。否则  $TE_{26}$  模式的振荡, 将干扰  $TE_{02}$  模式的频谱, 导致微波功率输出频率不纯。选择起振电流过小, 将导致起振时间变长, 工作不稳定, 效率降低。

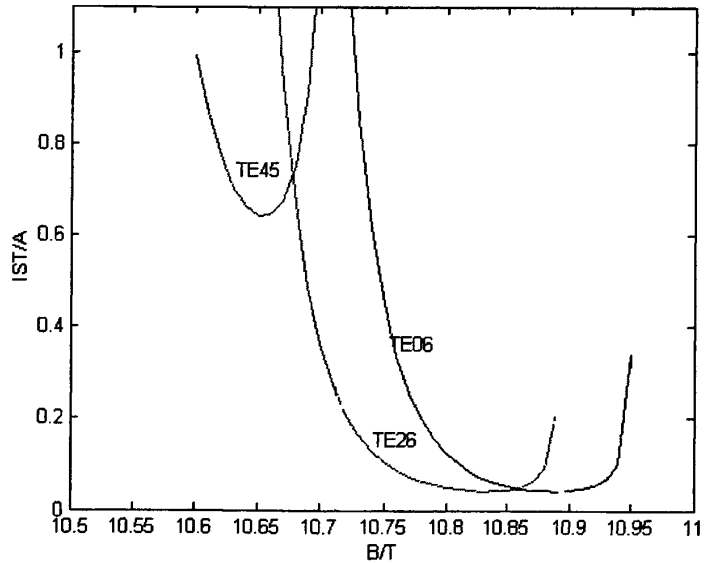


图 4-11  $R_e/R_0=0.341$  时, 起振电流  $I_{st}$  随磁场  $B_e$  的变化曲线

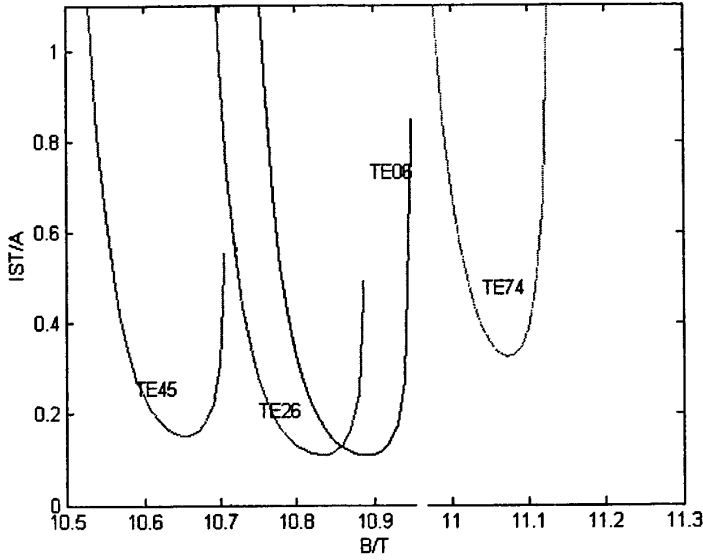


图 4-12  $R_e=0.8587$  时, 起振电流  $I_{st}$  随磁场  $B_0$  的变化曲线

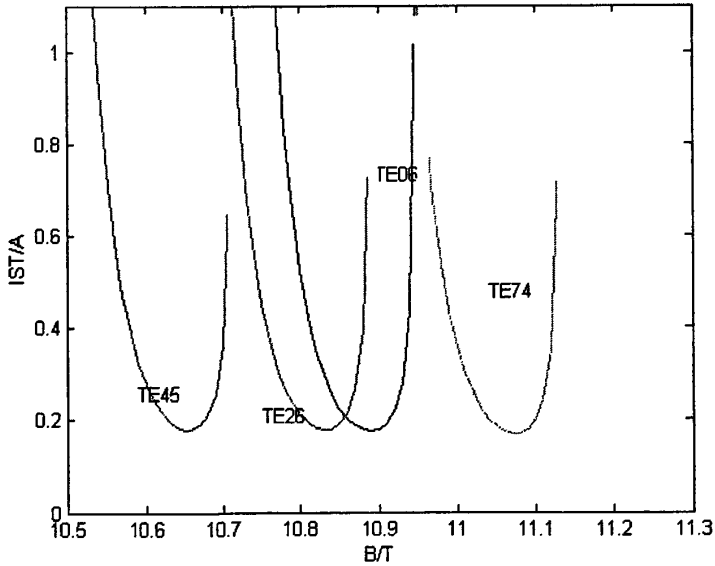


图 4-13  $R_e=1.3456$  时, 起振电流  $I_{st}$  随磁场  $B_0$  的变化曲线

由图 4-11 可以看出,  $R_e=0.341$  的时候,  $TE_{74}$  的起振电流相对其它模式很大, 相当于被抑制, 但  $TE_{06}$  和  $TE_{26}$  模式底端过于平坦, 而且交叉较大, 不太利于区分。图 4-12、图 4-13 可以看出,  $R_e=0.8587$  和  $R_e=1.3456$  的时候, 引导中心变大,  $TE_{74}$  模式起振电流变小, 为  $TE_{26}$  模式右边的一个竞争模式。但  $TE_{06}$  和  $TE_{26}$  模式底端也有显著变化, 有利于 2 个模式的区分。因此选择合适的磁场和起振电流, 最终还的

通过粒子模拟代码进行验证，得到初步优化的结果。

## 第五章 单谐振腔的粒子模拟

### 5.1 模拟计算

粒子模拟方法是计算物理领域中的一种重要方法，它对于研究线性和非线性物理过程的物理机制具有特别明显的优越性。

随着科技的不断进步, 高速度, 大容量的计算机得到飞速的发展。借助于这种有力的工具, 物理领域中的研究方法也发生的深刻的变化。研究和应用的范围扩大了, 速度加快了, 周期缩短了, 能够深入到一些以前无法人为控制的深度。在传统的 research 手段——解析理论分析和实验研究以外, 发展了一种新的手段: 计算机模拟。即用计算机模拟计算跟踪大量单个微观粒子的运动, 再对组成物体的大量微观粒子进行统计平均, 由此得到宏观物体的物资特性和运动规律<sup>[46]</sup>。

该方法的基本思路是: 设大量带电粒子具有初始空间位置和速度, 对它们统计平均求出等离子体的空间电荷和电流, 再由麦克斯韦方程求得空间的电磁场, 由洛伦兹力公式求出对每个带电粒子的加速度, 速度以及由此而产生的空间位移和速度变化, 得到带电粒子新的空间和速度分布, 由此循环, 跟踪计算大量带电粒子的运动, 再根据所感兴趣的问题对这些大量带电粒子的某些物理量作统计平均, 即可得到宏观等离子体物资特性和运动过程。

该方法与流体近似或动力学方法有根本的不同。流体近似由动力学的矩方程导出, 要使方程封闭有解, 必须要求等离子体能作冷等离子体近似或分布函数为体现碰撞占主导地位的麦克斯维分布, 但实际的等离子体常常有许多现象并不满足这一前提条件。动力学虽然考虑了不同速度带电粒子的分布函数问题, 但往往求解十分困难。另外, 无论是流体方程还是动力学方程, 在建立的时候都对作为统计系统的等离子体作了光滑化的近似, 抹去了它们固有的统计起伏效应, 而这些效应在一定条件下可以发展为象湍流这样重要的物理现象。

粒子模拟方法在相当大的程度上克服了这些困难。它因粒子数有限而引入有限大小的粒子; 解电磁场而引入时间, 空间差分; 处理边界这样的特殊问题而引入一些人为的技巧; 它们都是粒子模拟本身的误差, 已经得到了很好的研究, 可以消除或控制在一定的范围之内。除了这些因素外, 粒子模拟原则上是模拟真实等离子体的行为, 包括它的散粒和起伏效应。从这个意义上讲, 它考虑等离子体



运动最全面,最能反映实际等离子体的运动,在一定意义上可以代替实验的功能。又因为它是模拟计算,每个模拟的带电粒子的全部运动记录都存放在计算机里,因而可以提供任何详细等离子体的信息,在这一点上它又高于实验。由于它是最基本的电磁运动和力学运动规律出发,除了计算机的速度和容量外原则上没有不可克服的数学困难,因而它特别适合一些物理上不清楚,数学上困难的问题,例如非线性问题,非平衡问题,甚至一些众所周知困难的强非线性问题和远离平衡态问题也并不增加它的困难程度。对于复杂的几何形状和初始条件,粒子模拟方法的适应能力也很强,因而它不但可以用于物理规律还不清楚的基本理论课题的研究,也可以用于几何形状和结构比较复杂的实用等离子体装置的研究和设计。

作为理论和实验的辅助研究手段,在理论研究中,对于物理规律还不清楚的问题,用粒子模拟方法先模拟问题,可以帮助建立明确的物理图象,明确各物理量数量级大小,促进新的理论模型的产生。对于新产生的理论,可以用粒子模拟的方法对它作初步的验证,为对理论模型作出修正和改进提供可靠信息,这比一开始就用实验方法来验证理论省时省力,经济而且方便得多,提供的信息也丰富完备的多。在实验研究中,对于新发现的一些实验现象,理论上如果还不能作出合理的解释,可以先用粒子模拟的方法来模拟它,从它所提供的信息,寻找合理的解释,或发现新的理论。对于理论还不清楚,或理论虽清楚,但因几何形状,结构复杂而无法作设计的实验和工程装置,可以用计算机先模拟,帮助设计实验,预言实验应得的结果;或针对不同的物理参数,结构和几何尺寸作大量模拟计算,得到经验规律,指导装置的设计。因而等离子体模拟成为等离子体物理研究的有力手段,促进了理论和实验研究的发展,缩短了理论研究的周期。所以,计算机统计模拟将成为独立于理论研究和实验研究的第三个物理研究手段。

## 5.2 300GHz 单谐振腔一次谐波的粒子模拟

电磁学的数值模拟其实质就是在给定的边界和初始条件下,对 Maxwell 和 Lorentz 方程进行求解。求解 Maxwell 方程组的关键问题是在含有任意实际结构形状媒质分布的二维和三维空间内寻找方程的数值计算方法。算法应该适用于静电场、静磁场、静态流问题、涡流场、高频波导和谐振腔、天线高频时变电磁场以及带电粒子与电磁场相互作用交换能量等问题。

MAGIC 是由美国 MISSION 公司开发采用时域有限差分法的电磁粒子模拟软件,该软件从 1978 年在美国推出,经过多年的修补和完善,陆续在美国、欧洲以

及亚洲等国家推广使用。目前该软件已推出了基于 Windows 和 UNIX 操作系统的全三维版本。

下面我们利用 MAGIC 研究回旋振荡管结构的电子注一波相互作用过程，给出电子相位群聚图、纵向电场幅度图、电子频谱图、输出功率图。具体参数见表 5-1。

表 5-1 腔体设计参数

工作频率/GHz	300
工作模式	TE <sub>06</sub>
腔体半径/mm	3.122
输入渐变长度/mm	8
中间相互作用长度/mm	12
输出渐变长度/mm	8
电子注引导中心半径/mm	0.341/0.8587/1.3456
磁场/T	10.91
电子注电压U/KV	10
电子纵横速度比 $\alpha$	1.5

回旋振荡管的结构如图 5-1 所示。模拟时在图所示结构左端端口，输入电子束相当于电子从电子腔打出，每个电子都作回旋运动，在相互作用段电子与波相互作用，从而引起波场的激发。在输出段，由于所加磁场的缓慢减少，使电子打到腔体壁上，在输出口设置观察面，这样就只观察输出波的能量。

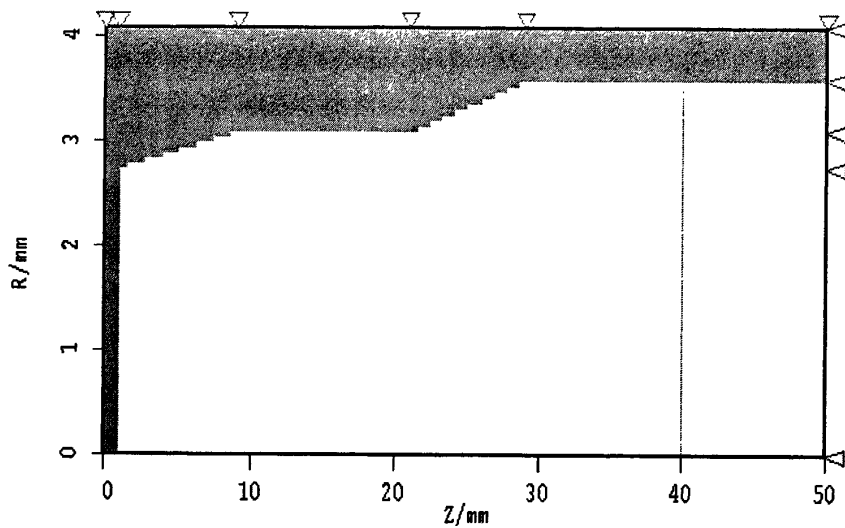


图 5-1 腔体纵向截面

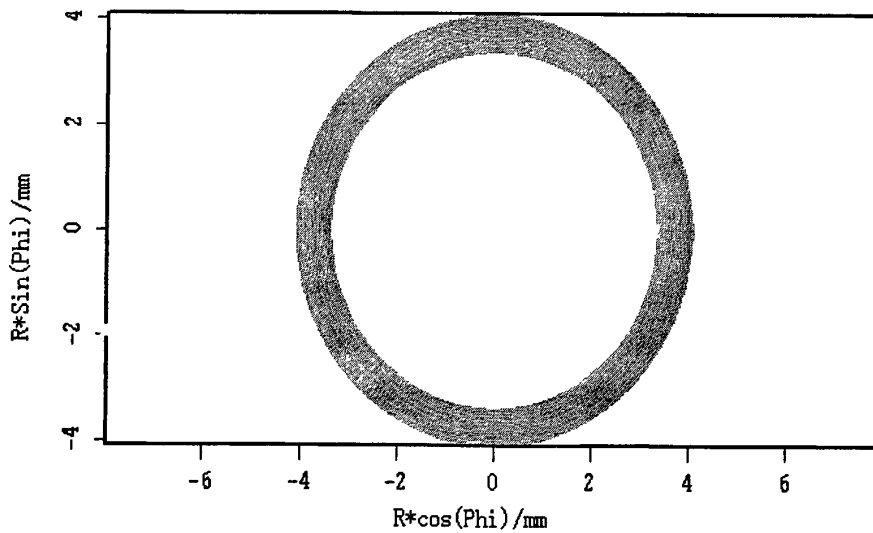


图 5-2 腔体横向截面

腔体所加磁场如图 5-3 所示，磁场在腔体长度 28mm 处逐渐减小到 0，目的是在电子注于场相互作用完毕后，不再受洛伦兹力作用，从而打到上下收集极。

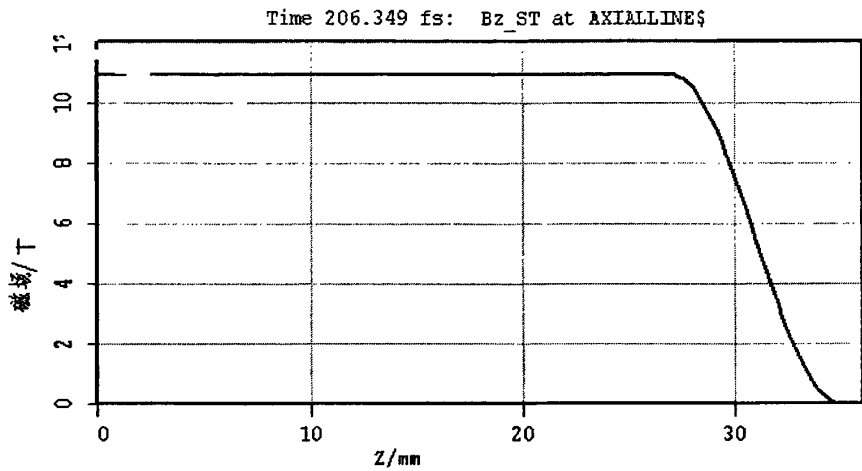


图 5-3 腔体所加磁场分布

假设电子在运动过程中是理想的，不存在电子速度的离散问题，在第三章设计的基础上，利用 MAGIC 软件模拟了引导中心  $R_e/R_0$  分别为 0.11, 0.277, 0.4341 的情况。在  $R_e/R_0=0.11$ ，即  $R_e=0.341\text{mm}$  的时候， $I_0=0.155\text{A}$ ， $B=10.91\text{T}$ ，电压幅值如图 5-4。

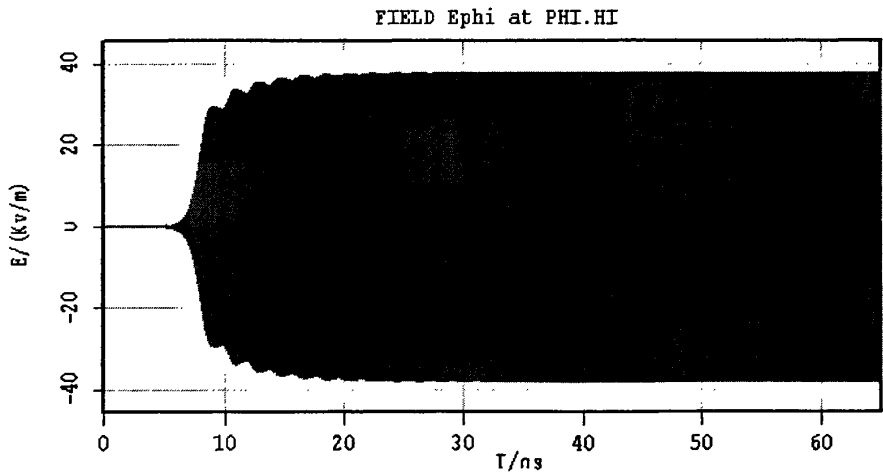


图 5-4 输出电场幅值

从图 5-5，图 5-6 可知，粒子模拟得到的热腔场分布结果为  $TE_{06}$  模，这与 HFSS 模拟的冷腔结果一致。输出没有  $TE_{26}$  模式的干扰，因此输出功率比较稳定。

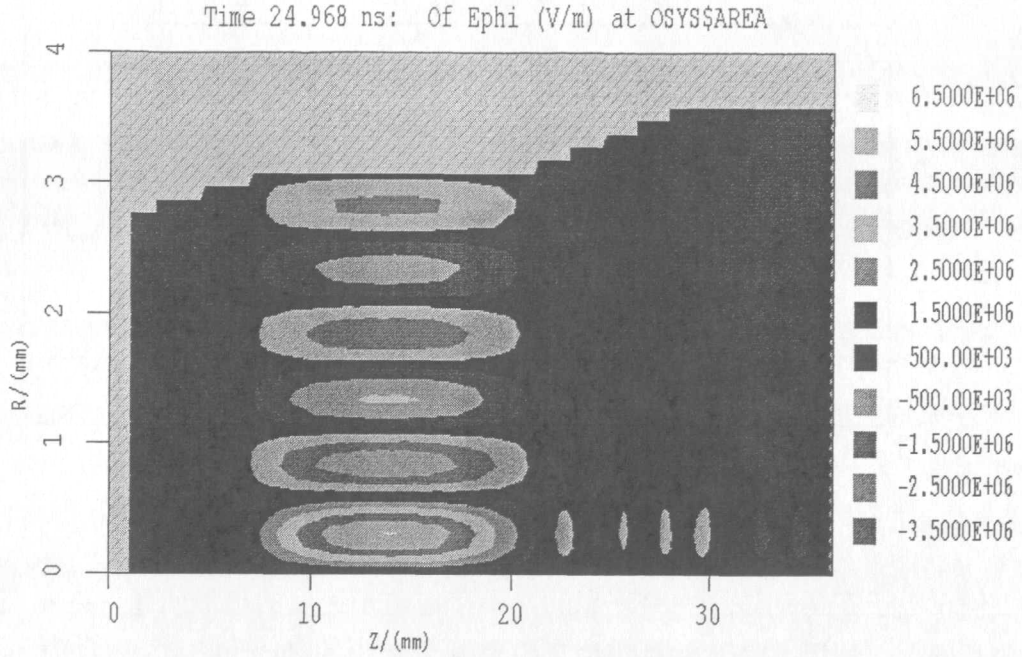


图 5-5 腔体纵向模式分布

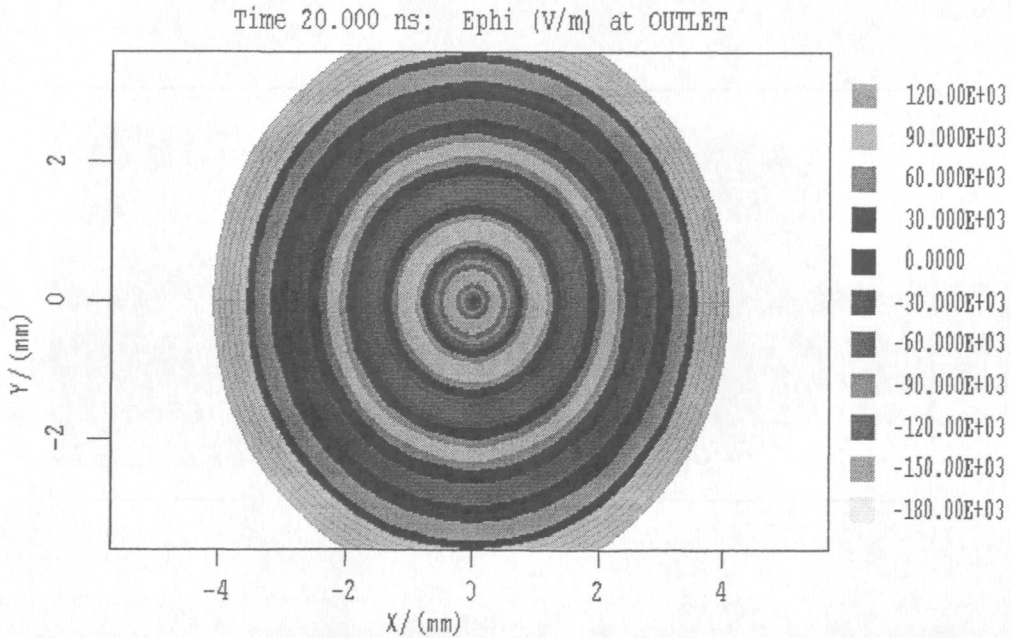


图 5-6 腔体横向模式分布

图 5-7 表明电子在纵向的能量交换过程，在腔体的输出腔位置能量损失了，并且在 20-30mm 位置处电子能量损失比较稳定，使得功率输出稳定。但从图中可以看出电子失去的能量不多，所以导致效率不高。

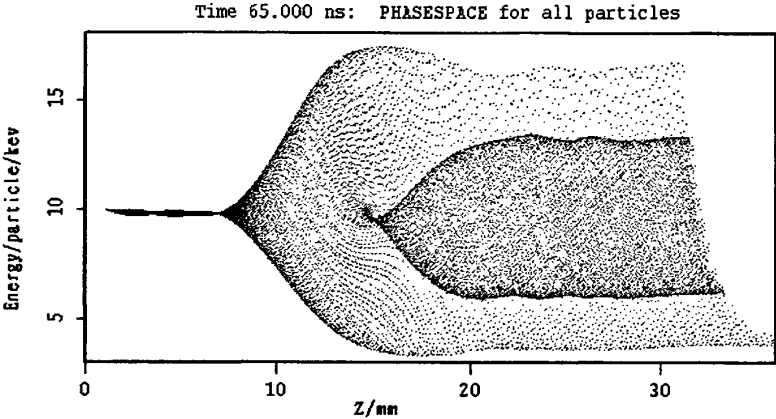


图5-7 电子纵向群聚图

对输出段端口处分别观测其坡印廷功率流图见图所示。。由图5-8可知，微波在40ns之后达到稳定输出，峰值功率输出在150W左右；输出功率在40ns后稳定输出TE<sub>06</sub>波，功率输出稳定。

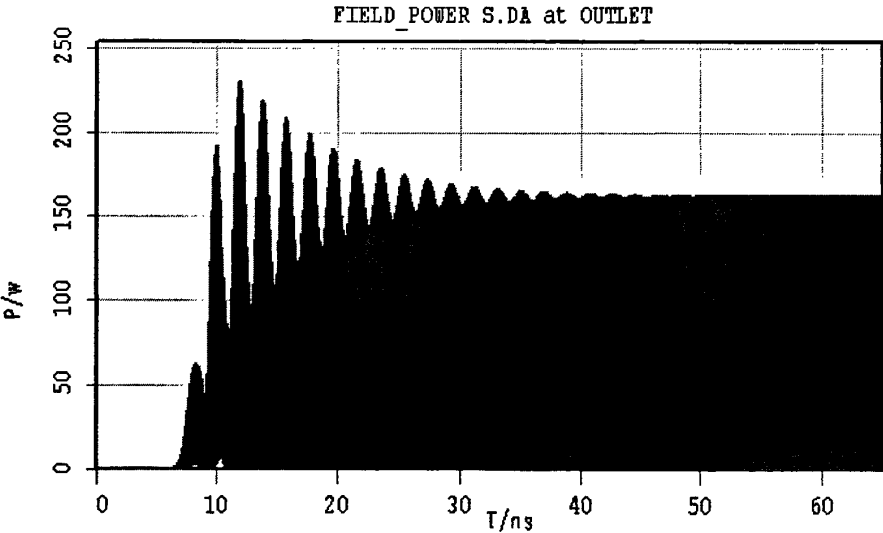


图 5-8 输出峰值功率

并对输出段端口处取傅立叶变换得到频谱输出见图5-9所示。输出端口的电场分布经过FFT变换后，得到输出频率301GHz，达到300GHz的设计指标。输出频谱比较稳定，没有TE<sub>26</sub>模式的频谱干扰。

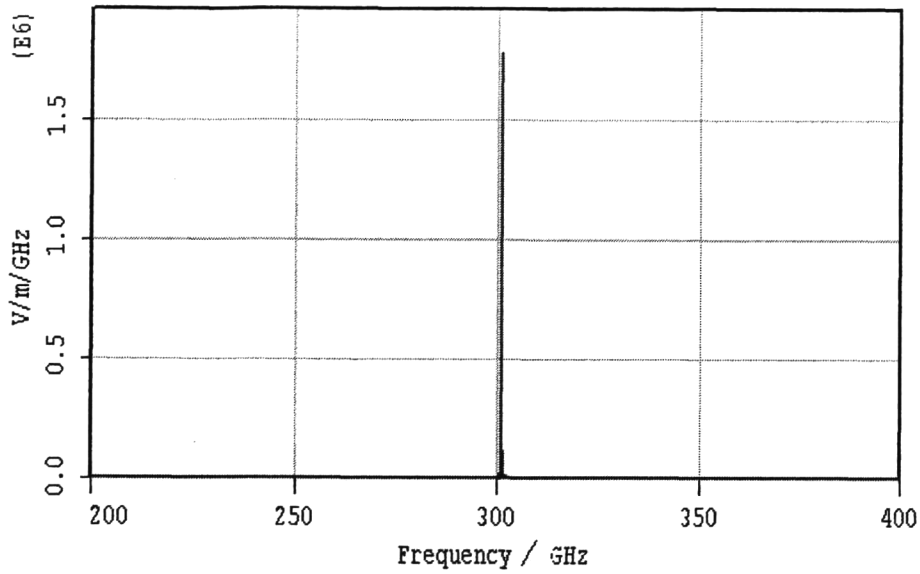


图 5-9 电场强度幅值与频率的关系

当引导中心半径为  $R_e=0.8587\text{mm}$  的时候， $I_0=0.18\text{A}$ ， $B=10.91\text{T}$  的时候，通过 MAGIC 模拟如图 5-10 可以看出输出的模式还是  $\text{TE}_{06}$  模式，电子群居图如图 5-11。

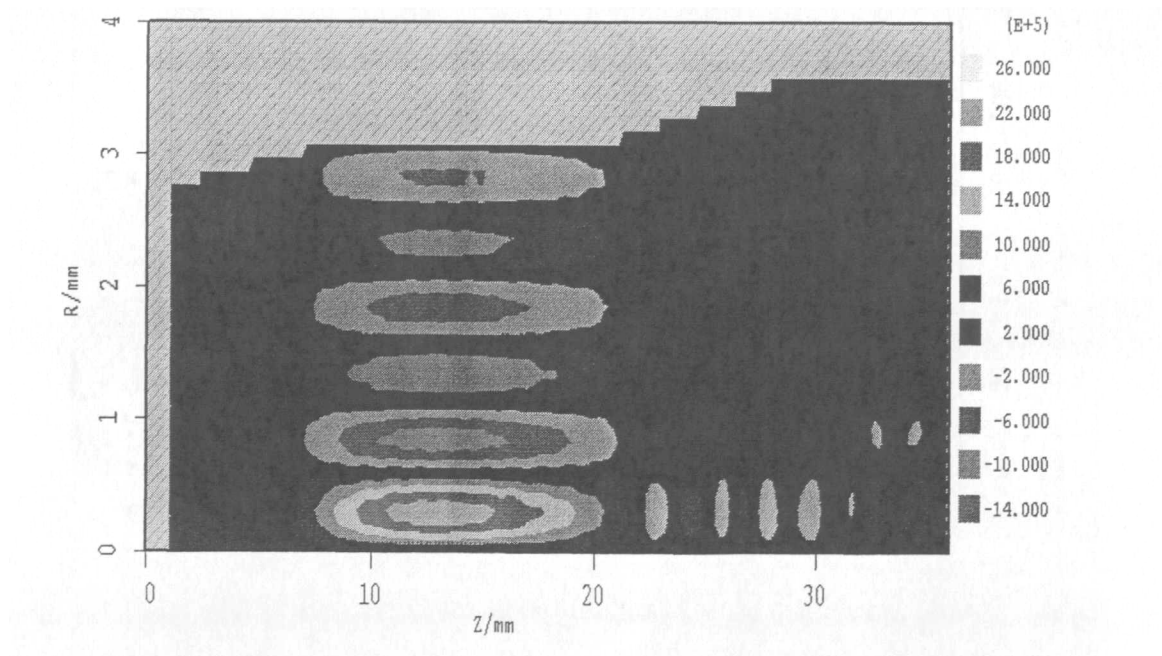


图5-10 腔体纵向模式分布

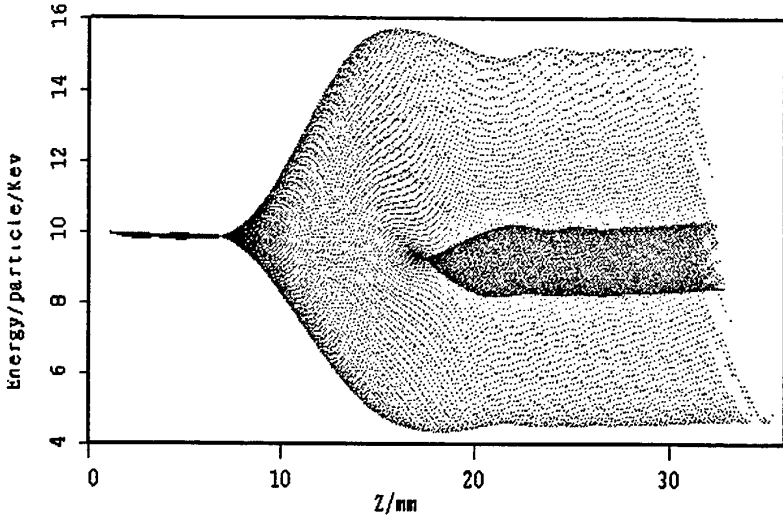


图5-11 电子纵向群聚图

输出功率和电场强度幅值与频率的关系如图 5-12，图 5-13，在电流变化不大的时候，输出功率在 40ns 前的抖动比引导中心半径在 0.341 的时候要小的多。

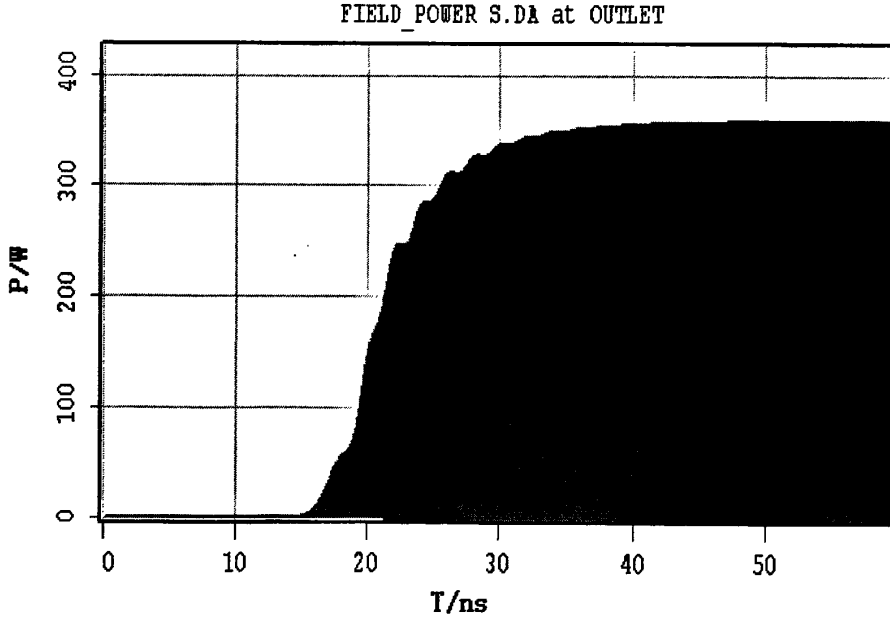


图 5-12 输出峰值功率



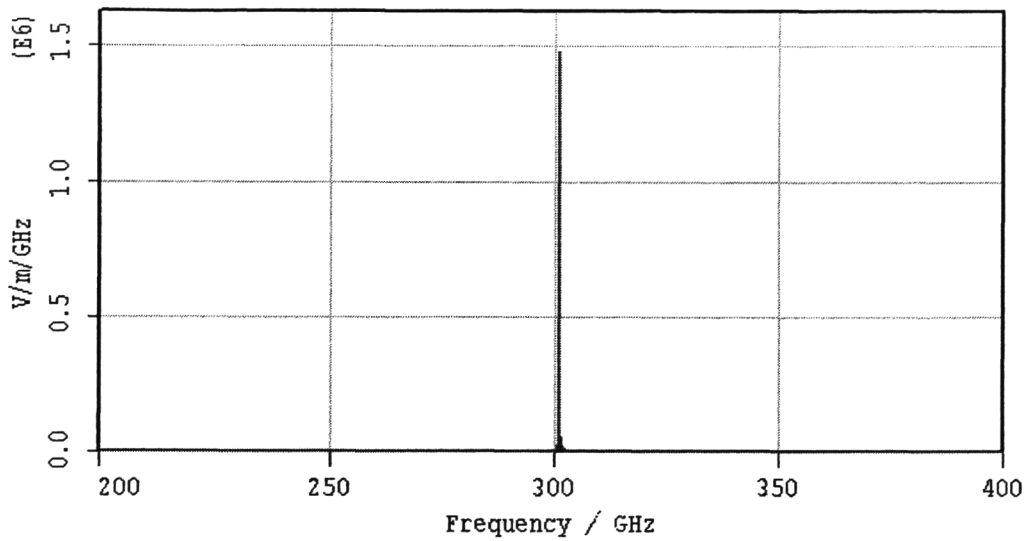


图 5-13 电场强度幅值与频率的关系

考虑到电子腔的阴极电流密度，引导中心较小的时候，电流密度相对较大，不易电子枪的制作。引导中心半径为  $R_e=1.3456\text{mm}$  的时候， $I_0=0.6\text{A}$ ， $B=10.91\text{T}$ 。低电压条件不变（10KV）。

从图 5-14 可知，粒子模拟得到的热腔场分布结果仍然为  $\text{TE}_{06}$  模，

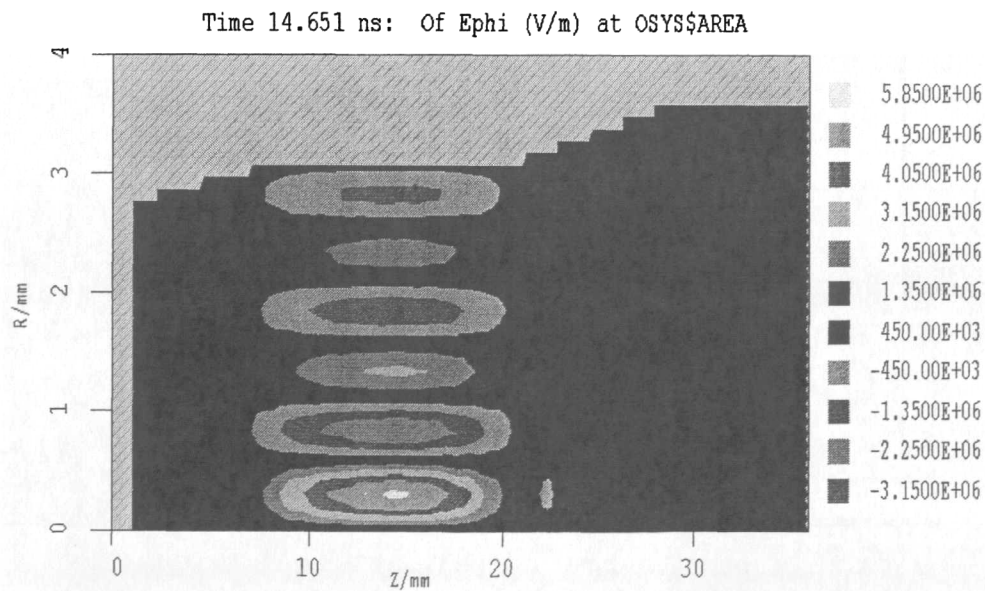


图 5-14 腔体纵向模式分布

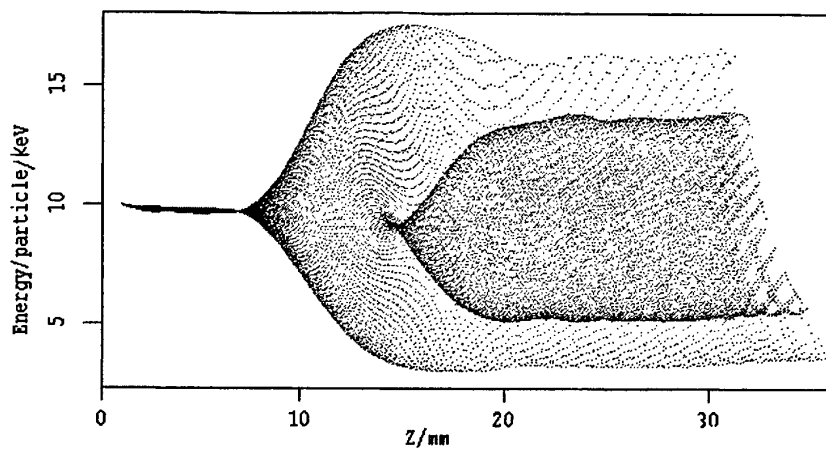


图5-15 电子纵向群聚图

从图 5-16 输出峰值功率图可以看出输出峰值功率为 0.8KW。图 5-17 输出频率稳定在 300GHz。

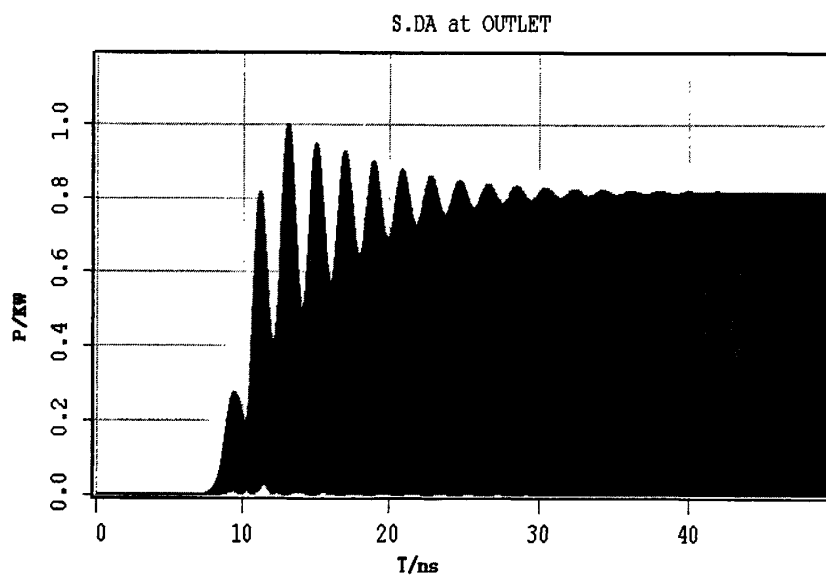


图 5-16 输出峰值功率

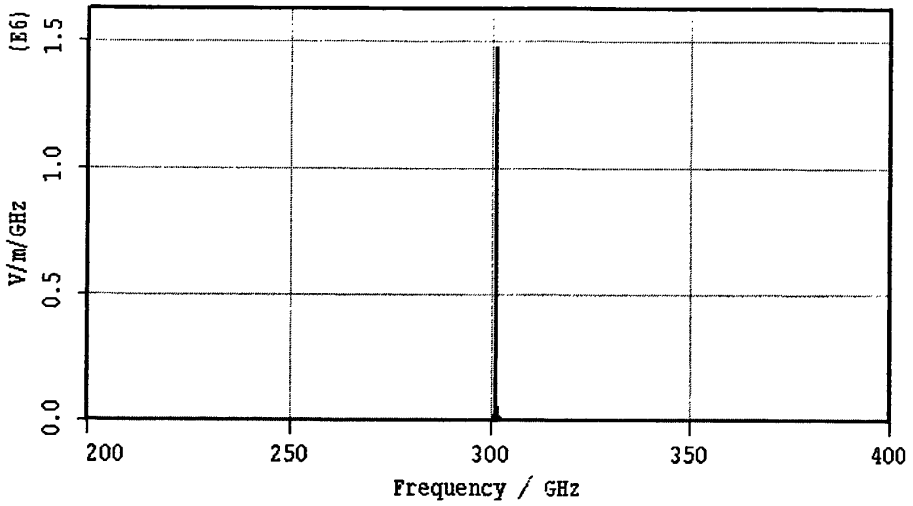


图 5-17 电场强度幅值与频率的关系

引导中心半径为  $R_0=1.3456\text{mm}$  的时候，其他条件不变，改变起振电流的大小进行了模拟计算，模式图和输出频谱没有变化，输出功率图随着电流的变化而变化，同时我们看到了效率和电流的关系并不是一个线形的关系。

当  $I_0=0.2\text{A}$ 、 $I_0=0.8\text{A}$  和  $I_0=1\text{A}$  时候的输出功率图：

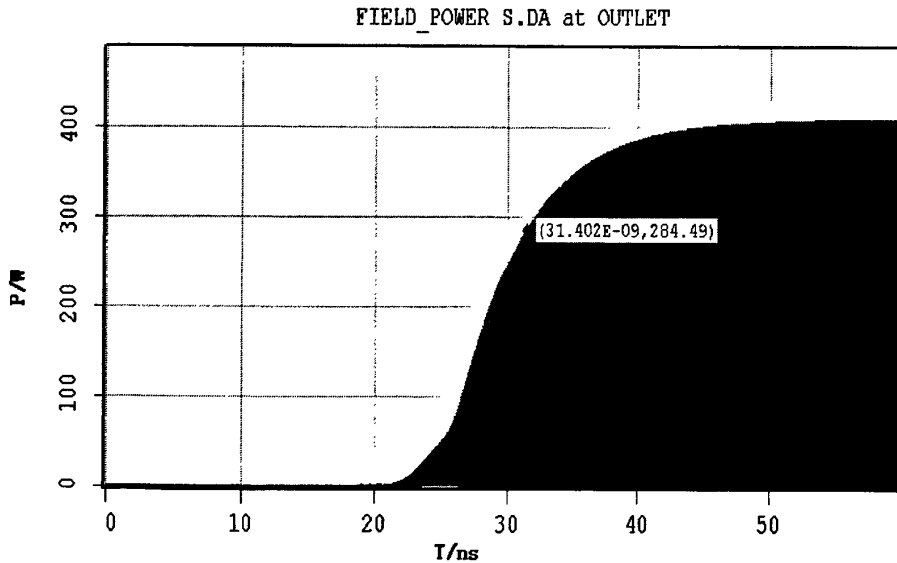


图 5-18  $I=0.2\text{A}$  输出峰值功率

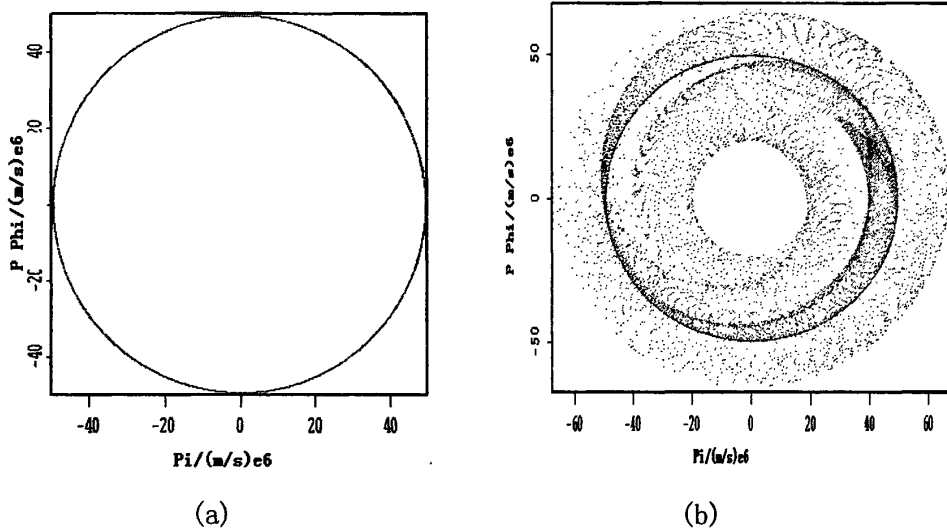


图 5-19 (a)7ns 电子横向动量分布;(b)40ns 电子横向动量分布

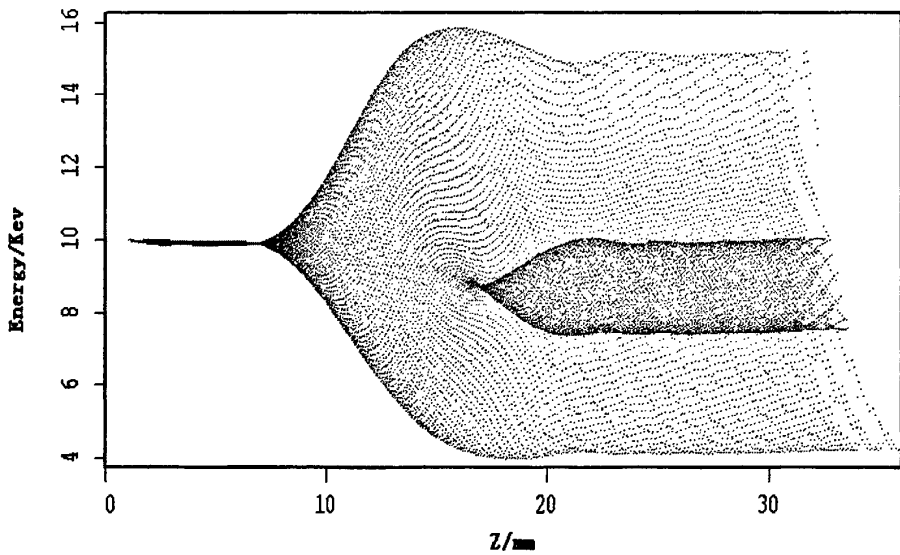


图 5-20 电子纵向能量分布

图5-19(a)给出了7ns电子横向动量分布，图5-19(b)给出了40ns电子横向动量分布，图5-20给出了电子注能量随轴向位子的变化图。由图5-19(a)可以看出在7ns时由于电子注刚刚在输出腔内激励起高频场，这时电子注与高频场的相互作用还很弱，回旋电子基本上都分布在一个圆环上；在40ns时输出腔内高频场与电子注间的能量交换过程已经达到稳定，此时回旋动量变小的电子注形成了一个回旋动量半径较小的圆环，如图5-19(b)所。图5-20可以看出电子注将直流能量交给腔内

高频场，电子注能量变化较大，经过输出腔对电子注能量的提取，电子注的能量减小；由图中电子注能量沿轴向位置的变化也可以反映出电子注经过注一波作用后的能量损失程度。

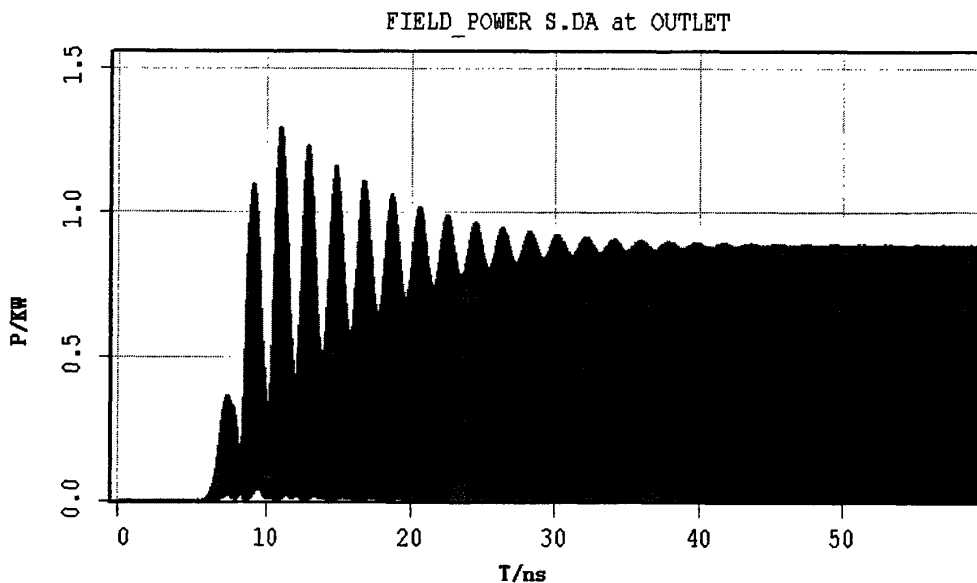


图 5-21  $I=0.8A$  输出峰值功率

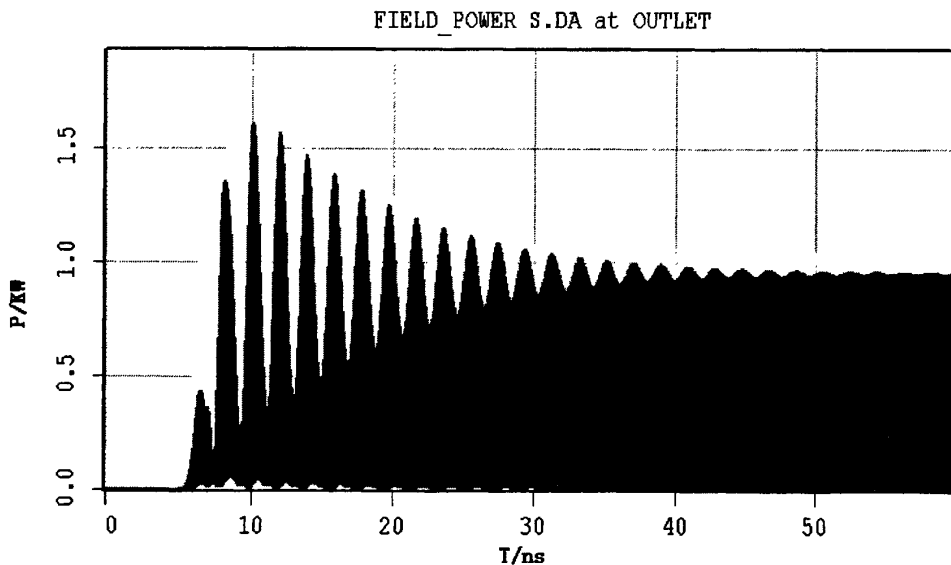


图 5-22  $I=1A$  输出峰值功率

从不同的电流对应的输出功率图和大量的模拟数据可以看出，电流小的时候起振的时间相对较长，输出功率随着电流的增大而增大，但效率和电流并不是简单

的线性关系，过高和过低的电流不能带来最好的效率值。从模拟的数据画出电流和效率的关系曲线。

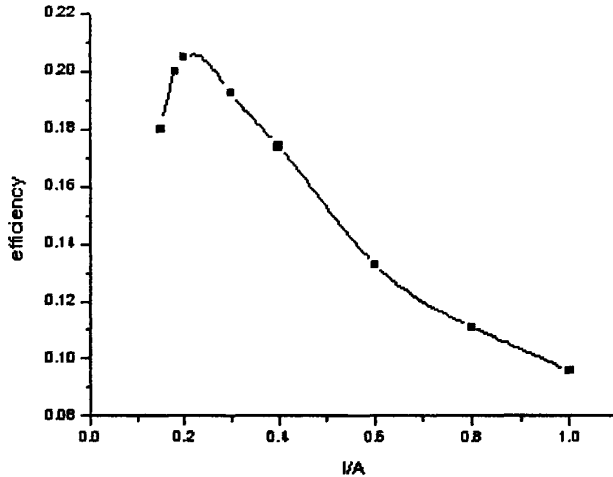


图 5-23 电流与效率的关系

对于相同的直流磁场，随着电流的增大，因而就会有更多的电子参加到与场的相互作用中，这样就会激励出更强的场，如此一直持续到当场和电子注相互作用达到一个最佳点后，即在图 5-23 中互作用效率曲线到达最高点后，虽然电流强度还在增大，但电子注与场的换能却以达到饱和，场和电子注相互作用的效率会降低，正如图中所示互作用效率曲线会下降。此时处于减速场的电子大量失去能量后，回旋频率上升很快，开始进入加速场，这样较多的电子处于不利相位，电子效率不仅不在增大反而下降了。

### 5.3 300GHz 单谐振腔二次谐波的粒子模拟

进一步提高频率都遇到强磁场的限制，基本都采用了超导磁铁，这样的磁场系统过于庞大、造价昂贵，不利于实际应用。因此降低磁场是太赫兹回旋管研究重点之一。理论上，让回旋管工作在高次谐波可有效的降低磁场，由公式 (5-1) 知，当回旋管工作在  $N$  次回旋谐振时，需要的磁场为工作在基波时的  $1/N$ ，然而，回旋管工作在高次谐波时，获得高效率 and 抑制模式竞争是很困难的事情。

$$\omega_c = s\omega_{c0}/\gamma \quad (5-1)$$

从物理上讲，选择电子注平均半径  $R_0$  使锅台系数最大，在回旋管设计中是非

常重要的问题,  $R_c$  的选择对于工作于一次回旋谐波还是工作于二次回旋谐波有原则性的区别, 现在作如下的分析. 为清楚起见, 我们讨论  $H_{0n}$  模的情况, 先考虑基波的情况, 这时有

$$J_{0-1}^2 = J_1^2(k_c R_c) \quad (5-2)$$

但在  $H_{0n}$  模的情况下, 电场的角向分量在半径方向的分布为:

$$E_\phi \propto J_1(k_c R_c) \quad (5-3)$$

可见在这种情况下, 要求  $J_1^2(k_c R_c)$  最大, 实际上就是要求将电子注的平均半径  $R_c$  选择在最大  $E_\phi$  场的位置上.

再看看  $s=2$  的二次谐波情况, 这时有

$$J_{0-2}^2(k_c R_c) = J_2^2(k_c R_c) \quad (5-4)$$

可见在此种情况下, 要求耦合系数最大与场的角向分量最大是不一致的, 这一点对于其他的高次谐波也一样.

使耦合系数取最大值的物理意义在于使得电子与波的相互作用有最大的净结果. 在  $s=1$  基波的情况下, 当谐振时, 即

$$\omega - k_{||} v_{||} - \omega_c = 0 \quad (5-5)$$

电子与波的旋转总是“同步”的. 这可以来加以说明. 由此图可见, 当电子位于位置 1 时受到减速场. 半周以后, 电子运动方向相反, 同场的极化方向反向, 所以电子仍然遇到减速场因此, 在这种情况下. 电子平均半径处的场愈强相互作用愈好. 同时. 由此也可看到, 在此种情况下, 并不希望回旋半径过大.

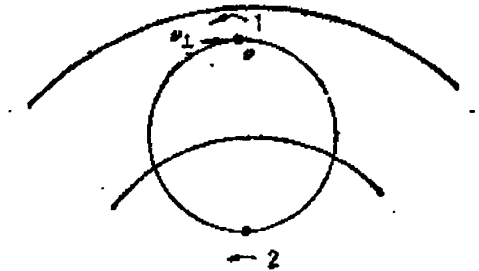


图 5-24 基次回旋谐波相互作用示意图

工作在二次回旋谐波的情况就不相同了, 这可由图 5-18 看出图中示出了二次

谐波工作下的两种情况。图(a)表示电子注的平均半径  $R_e$  选择在  $E_\phi$  最大处，这相当于图(c)中的 A 点或 C 点。图(c)所示的场分布，表示为  $H_{02}$  模，对于  $H_{01}$  模，则仅有一个最大值。图(b)表示另一种工作状态。 $R_e$  选择在  $E_\phi$  为零的地方，相当于图(c)中的 B 点。我们来分析以下两种情况。

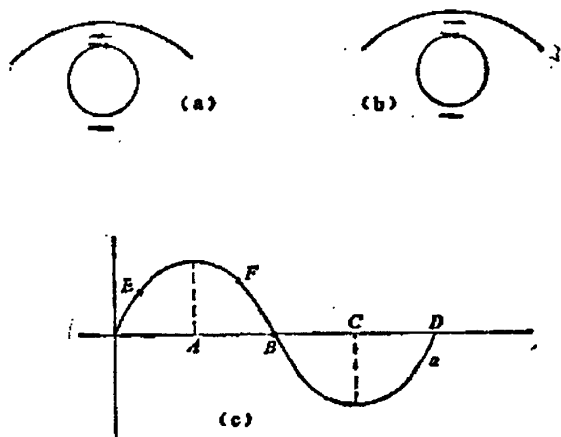


图 5-25 二次回旋谐波相互作用示意图

对于图 5-19(a)所示的情况。显然  $R_e$  处于  $E_\phi$  最大的地位，但除非电子的回旋半径为零，不然电子回旋的正半周及负半周所遇到的场正好反号，互作用相互抵消，没有净的结果。而电子回旋半径为零是不可能的。

再来看看图 5-19(b)所示的情况。这时虽然  $R_e$  处于  $E_\phi$  为零的位置，但由于两边的场正好反号，所以电子回旋运动的正半周及负半周遇到的场正好相同。因此互作用相加，有净的结果。可见，对于工作在二次回旋谐波来讲， $R_e$  应选在电场的  $E_\phi$  分量为零的地方。但是，当采用  $H_{01}$  模式，场在波导中没有零点（仅在轴上及管壁上有零点）。在这种情况下，可以将  $R_e$  选择在 E 点或 F 点。这时，电子回旋的正负半周遇到的场虽然相互反向，但因为场的幅值不等，所以仍有净的能量交换。这种净的能量交换与  $R_e$  有关。可见，在二次谐波工作的条件下。回旋半径的  $R_e$  大小，起着重要的作用，应适当的选择。

二次谐波的谐振腔参数如表 5-2:

表 5-2 腔体参数

$R_0$ /mm	L1/mm	L2/mm	L3/mm	$\theta_1$ /degree	$\theta_2$ /degree	$\theta_3$ /degree
3.122	6	27	6	2.5	0	3

在电压  $U=40\text{KV}$ ,  $R_e=1.0785$  的时候，电流随磁场的变化曲线如图 5-20



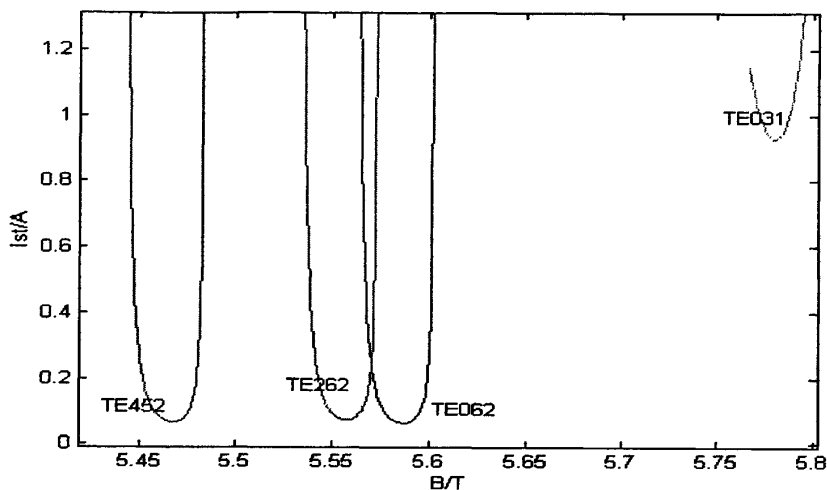


图 5-26 起振电流  $I_{st}$  随磁场  $B_0$  的变化曲线

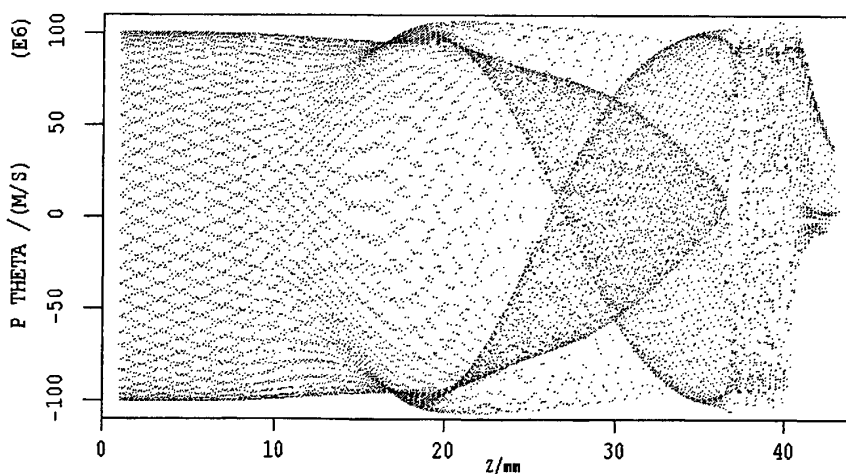


图 5-27 二次谐波注波相互作用前后电子角向动量变化

由图 5-27 可以看出, 300GHz 二次谐波在二次谐波上  $TE_{26}$  是主要的竞争模式, 而在一次谐波上  $TE_{03}$  是主要的竞争模式, 其竞争的强度远远大于  $TE_{26}$ , 在模拟过程中磁场和引导半径选择不好, 就容易出现  $TE_{03}$  模式。 $TE_{03}$  模式输出频率为 154GHz, 图 5-28 可以看出 150GHz 附近并没频率输出, 说明  $TE_{03}$  模式被抑制。输出的为  $TE_{06}$  模式。图 5-29 可以看出输出功率为 2KW, 但是输出波形不是很平坦。

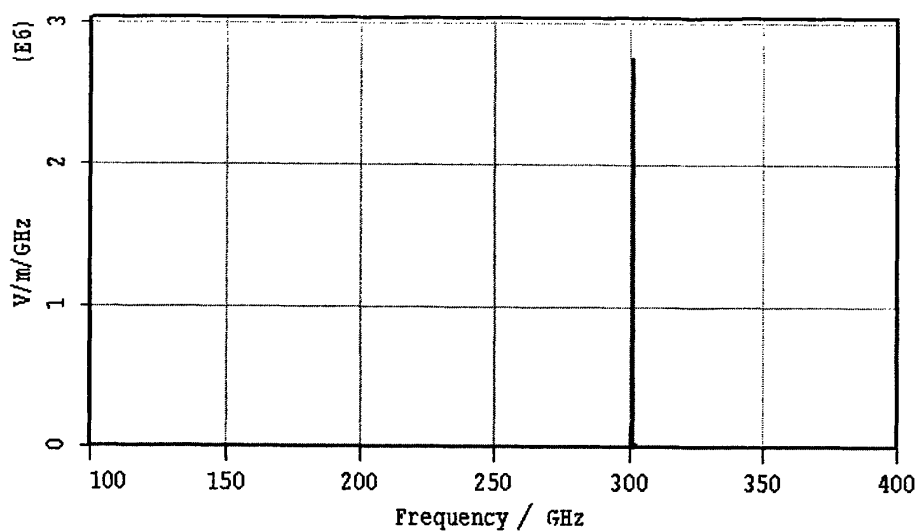


图 5-28 电场强度幅值与频率的关系

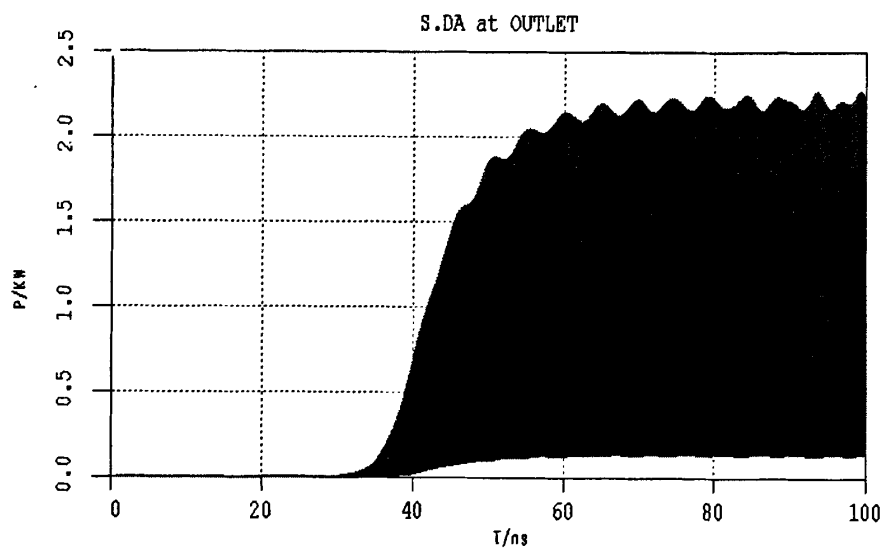


图 5-29 300GHz 二次谐波输出峰值功率

## 第六章 总结

本文在回旋管理论以及粒子模拟方法的基础上,对工作在 300GHz 的一次谐波和二次谐波的回旋管进行了研究,通过编程计算以及基于 MAGIC 的计算机模拟,主要得到了腔体尺寸,起振电流、磁场、电子注电流、电子注电压、电子注引导中心半径、输出功率等参数,最终达到 300GHz 的频率要求。在引导中心半径  $R_0$  为 1.3456、磁场  $B=10.91\text{T}$ ,电压  $U=10\text{KV}$ ,电流  $I=0.2\text{A}$  的时候,频率为 300GHz,具有最大的效率达到了 20.4%。一次谐波是在低电压的条件下设计的,对将来小型化器件的需求提供了一个途径,有益于太赫兹工业和科学应用需求。为了解决磁场较高(一般在 10T 以上),研究了 300GHz 二次谐波,使磁场降低一半,但输出功率不是很稳定,有待改进。在一次谐波和二次谐波的条件,回旋管的输出功率在百瓦的数量级,对光谱实验以及生物医学等领域有很好的应用。第四章给出了太赫兹单谐振腔的个参数间的关系,了解个参数间的变化趋势,能够为今后太赫兹回旋管的管型设计以及参数选择和实际调试提供有益的参考。

另外在设计过程中,进行了大量的模拟计算,得到了多组的设计数据,磁场,回旋中心对回旋管的竞争影响很大,对于不同的参量回旋管中可能形成不同的的状态,所以对回旋管的加工有很高的要求,这时就需要各个参量的变化范围能尽可能大些。第五章在不同的回旋中心及二次谐波下进行了模拟计算,在不同的参量下,抑制竞争模式,保证回旋管工作模式单一、稳定的输出。

由于作者专业知识水平所限,加之时间仓促,文中难免存在不少错误和缺点,望各位老师和同学不吝赐教,予以指正。

## 致谢

本人攻硕期间，得到了导师杨中海教授的悉心的指导。他渊博的知识，严谨的治学态度和宽厚的待人风格给了我许多在学习和生活中有益的教诲。他教导我，在科研工作中，要耐心作好点点滴滴的东西，不要怕苦怕累。在生活中，要对人宽宏大度。这些都是在我未来的人生道路中要认真去恪守的原则。在此要衷心感谢杨老师的细心指导和关怀。

同时，感谢雷文强博士的悉心指导及同一教研室工作的李斌老师、李建清老师、贺国贤老师、肖礼老师，以及黄桃博士、胡泉博士、胡玉禄博士、徐立博士、梁源硕士、薛建祺硕士、诸葛天祥硕士、李亚硕士、孙旭硕士和卢志琼硕士。他们在这三年里给了我许多的帮助。我会怀恋这段难忘的岁月。

另外，感谢中国工程物理研究院的雷文强博士在部分研究细节方面的悉心指导，使作者的研究过程更具效率。

最后，我要把深切的谢意送给所有给予作者关心，支持和帮助的人们，包括即将评阅论文的各位专家教授。

## 参考文献

- [1] Siegel P. Terahertz Technology. IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, 2002, 50(3):910-928
- [2] Adri D, Chiko O. Terahertz-wave sources and imaging applications. Meas.Sci.Technol, 2006, 17(5):161-174
- [3] Clery D. Brainstorming their way to an imaging revolution. Science, 2002, 297(4):761-763
- [4] Zimdar D. Fiber-pigtailed terahertz time domain spectroscopy instrumentation for package inspection and security imaging. Proc.of SPIE, 2004, 5070(5):108-116
- [5] Cook D, Decker B, Dadusc G, et al. Through container THz sensing: applications for explosives screening. Proc.of SPIE, 2004, 5354(4):55-62
- [6] Hua Zhong, Karpowicz N. Terahertz Wave Imaging for Landmine Detection. Proc.of SPIE 2004, 5411(4):33-44
- [7] Yunqing Chen, Haibo Liu. Spectroscopic characterization of explosives in the far infrared region. Proc.of SPIE, 2004, 5411(4):1-8
- [8] Woolard D, Globus T. THz Transmission Spectroscopy as a Novel Technique for Biological Agent Detection. Proc. The 9th International conference on Terahertz Electronics, 2001, 2(6):15-16
- [9] Gross M, Cunningham N. Bioaerosol Sampling system with Replicated Optics. Proc.of SPIE, 2004, 5411(6):136-149
- [10] Carr G L, Martin M C, McKinney W R. High power terahertz radiation from relativistic electrons. Nature, 2002, 420(4):153-156
- [11] Hornstein M K, Bajaj V S. Second harmonic operation at 460GHz and broadband continuous frequency tuning of a gyrotron oscillator. IEEE Transactions On Plasma Science, 2005, 32(5):798-807
- [12] Idehara T, Tatsukawa T, Ogawa I, et al. Development and applications of submillimeter wave gyrotrons, Proc. 3rd Int. Conf. Strong Microwave Plasmas, 1997, 5 (2): 634-659.
- [13] Hong K D, Brand G F, Idehara T. A 150-600 GHz step-tunable gyrotron. J. Appl. Phys., 1993, 74(8):5250-5258
- [14] Ogawa I, Yoshisue K, Ibe H, et al. Longpulse operation of a submillimeter wave gyrotron and

- its application to plasma scattering measurement. *Rev.Sci.Instrum.*, 1994, 10(65):1788-1789
- [15]Fekete P W, Brand G F, Idehara T. Scattering from discrete Alfvén waves in a tokamak using a gyrotron radiation source. *Plasma Phys.Controlled Fusion*, 1994, 9(36):1407-1417
- [16]Idehara T, Ogawa I. Development of frequency tunable ,medium power gyrotron as submillimeter wave radiation sources, *IEEE Transactions On Plasma Science*, 1999,27(2):340-344
- [17]Agusu L A, Tsuchiya H. The experiment results and theoretical analysis of a THz gyrotron using a 21T pulse magnet at FIR FU. *Proc. of 8th International Vacuum electronics conference*, 2007:343-344
- [18]Idehara T, Tatsukawa T, Tanabe H, et al. High frequency step tunable cyclotron harmonic gyrotron, *Phys. Fluids B*,1991,3(7):1766-1772
- [19]Idehara T, Tatsukawa T, Ogawa I, et al. Development of a second cyclotron harmonic gyrotron operating at submillimeter wavelengths. *Phys. Fluids B*,1992,1(4):267-273
- [20]Idehara T, Tatsukawa T, Ogawa I. Competition between fundamental and second-harmonic operations in a submillimeter wave gyrotron. *J. Appl.Phys*,1991,15(58):1594-1596
- [21]Idehara T, Shimizu Y. Mode cooperation in a submillimeter wave gyrotron. *Phys. Plasma*, 1994,10(1):3145-3147
- [22]Shimizu Y, Makino S, Ichikawa K, et al. Development of a submillimeter wave gyrotron using a 12T superconducting magnet. *Phys. Plasmas*,1995,6(2):2110-2116
- [23]Idehara T, Shimizu Z, Makino S, et al. High-frequency amplitude modulation of a submillimeter wave, medium power gyrotron. *Phys. Plasma*, 1994,1(3): 461-463
- [24]Tatsukawa T, Ogawa I, Brand G F. Rapid frequency step-switching of a submillimeter wave gyrotron by modulation of the electron beam. *Phys.Plasma*,1994,1(6):1774-1776
- [25]Idehara T, Nishida N, Yoshida K, et al. High frequency and high mode purity operations of Gyrotron FU IVA. *Infrared and Millimeter Waves*,1998,19(7):919-930
- [26]Agusu L, Murase H. Design of a 400GHz Gyrotron for DNP-NMP Spectroscopy. *IEEE Transactions On Plasma Science*,2006,4(5):1442-1447
- [27]Idehara T, Ogawa I. Development of a second cyclotron harmonic gyrotron operating at submillimeter wavelengths. *Phys. Fluids. B*,1992,5(3):125-128
- [28]Kreischer K E, Farrar C T, Griffin R G, et al. The use of a 250GHz gyrotron in a DNP/NMR spectrometer. *Proc. 23th Int. Conf. Infrared Millimeter Waves*,1998,6(4):341-345
- [29]Kreischer K E, Farrar C T, Griffin R G, et al. The development of a 250 GHz CW gyrotron for

- EPR and NMR spectroscopy. Proc. 24th Int. Conf. Infrared Millimeter Waves, 1999,5(4):562-568
- [30] Kreischer K E, Farrar C T, Griffin R G, et al. A 250GHz gyrotron for NMR spectroscopy. Proc. 27th Int. Conf. Plasma Science, 2000,3(6):198-200
- [31] 刘盛纲. 相对论电子学. 北京:科学出版社. 1987, 4
- [32] 刘盛纲. 电子回旋脉塞和回旋管的发展. 成都:四川出版社, 1988
- [33] 杨中海. 电子回旋谐振受激放射的动力学理论和试验研究. 电子科技大学学报, 1981, 65(23):33-37
- [34] Fliflet A, Read M. Use of weakly irregular waveguide theory to calculate eigenfrequencies, Q values and RF field functions for gyrotron oscillators. Int J Electronics, 1981, 51(4):475-484
- [35] Borie E, Dumbrajs O. Calculation of eigenmodes of tapered gyrotron resonators. Int. J. Electronics, 1986, 60(2):143-154
- [36] Borie E, Jodicke B, Dumbrajs O. Parameter studies for a 150GHz gyrotron operating in the TE031 mode. Int. J. Electronics, 1986, 61(6):735-746
- [37] 喻胜, 李宏福, 谢仲铃, 等. 渐变复合腔回旋管高次谐波注一波相互作用非线性模拟. 物理学报, 2000, 49(12):2455-2459
- [38] 李宏福, 杜品忠, 杨仕文, 等. 突变复合腔回旋管自洽场理论与模拟. 物理学报, 2000, 49(2):312-317
- [39] Becerra L, Gerfen G, Temkin R, et al. Dynamic nuclear polarization with a cyclotron resonance maser at 5 T. Phys. Rev. Lett, 1993, 21(71):3561-3564
- [40] Weis V, Bennati M, Rosay M, et al. High-field DNP and ENDOR with a novel multiple frequency resonance structure. Journal of Magnetic Resonance, 1999, 1(40):293-299
- [41] Rosay M, Weis V, Kreischer K E, et al. Two-dimensional  $^{13}\text{C}$ - $^{13}\text{C}$  correlation spectroscopy with magic angle spinning and dynamic nuclear polarization. Journal of the American chemical society, 2002, 124(12):3214-3215
- [42] Bajaj V S. Dynamic nuclear polarization at 9 T using a novel 250 GHz gyrotron microwave source. Journal of Magnetic Resonance, 2003, 2(160):85-90
- [43] Sirigiri J R, Shapiro M A, Temkin R J. Wideband Continuous Frequency Tunable 330GHz Gyrotron Oscillator. IEEE Transactions On Gyro-Devices and other Electronic Devices, 2004, 12(13): 621-626
- [44] 刘濮鲲. ISM 频率中等功率回旋管的选模问题. 红外与毫米波学报, 2002, 21(4):289-292
- [45] 杨中海, 莫元龙, 刘盛刚. 任意纵向场分布的单腔电子回旋谐振脉塞动力学理论. 中国科

学, 1983, 10: 943-955

[46] 肖飞, 杨中海. 电子回旋谐振脉塞的 PIC 模拟. 电子科技大学学报, 2002, 23(4): 24-32



## 攻硕期间取得的研究成果

- [1] 宋磊, 杨中海, 雷文强. 300GHz 回旋振荡管的设计与模拟. 中国电子学会真空电子学会第十六界学术年会暨军用微波管研讨会会议论文集, 包头: 2007. 08