

譯者序

苏联专家依·弗·列別捷夫(И. В. Лебедев)博士于1956-1958年期间在我院讲学,本书是专家为我院有关专业的教师、研究生及进修教师所讲授的第二门课程“超高频电真空器件”讲稿的中文译本。专家讲授的第一门课程“超高频技术”讲稿的中译本已由高等教育出版社出版,第三门课程“超高频电真空器件的测试”讲稿的中译本也即将出版。

由于“超高频电真空器件”课程的内容较多,分量较重,故分为上下两册出版,本书是上册,下册不久即将付印。

象“超高频技术”一书那样,本书述理清晰,系统性及逻辑性很强,并且特别着重于超高频电真空器件中的复杂现象的物理解释,对于比较重要的问题都作了详尽的数学分析。

本书在讨论具体类型的超高频电真空器件之前,首先详细地分析了超高频电子学的一般理论基础问题,这项分析对于全面地深入地理解各种类型的超高频电真空器件有很大的帮助,并使读者有可能了解各种不同超高频电真空器件之间的深奥的内在联系。

本书选材及组织安排都很恰当,理论结合实际。书中不仅给出各种超高频电真空器件的工作原理及工作性能的较详细的理论分析,而且对于各种超高频电真空器件的设计及应用等问题都作了讨论。书中不少内容是从科技期刊上搜集整理的,有些还是未经发表的专家本人的研究成果(例如第七章中有关天线开关气体放电器对雷达站工作的影响的分析等)。书中对于每种类型的超高频电真空器件的发展远景都作了客观的恰如其分的论述。书末所附的各种主要超高频电真空器件的工程图不仅对于深入地理解各种超高频电真空器件的结构有很大帮助,并且对有关超高频电真空器件的设计工作也有重要参考价值。

因此，本书原稿在培养与提高所有听课教师和研究生业务水平上起了很大的作用。我国超高频电真空器件事业的发展在解放之后才开始，有关书籍尚远不能满足需要，因此，本书中译本的出版，不但可作为高等学校有关专业的教材或参考书，同时相信对于我国超高频电子学的发展也会有一定的帮助。

本书的翻译工作虽然力求慎重，但错误和不妥之处，尚在所难免，希望读者不吝指正。

此外，本书承蒙各方多次来函督促和关怀，希望尽速出版。但是，由于某些原因，仍然拖延较久。故在此特向读者们表示感谢和歉意。

最后，仅在此再一次地向苏联专家列别捷夫同志对于我们各方面的帮助表示感谢。

译者

1959年10月

序 言

本书是作者于1957年在成都电讯工程学院所讲授的课程“超高频电真空器件”的讲义，它基本上相当于作者在荣获列宁勋章的莫斯科动力学院所讲授的课程“超高频技术与超高频管”的第二部分，讨论超高频传输线、波导管及空腔谐振器的上述课程的第一部分已经在中华人民共和国以单独一本书“超高频技术”的形式出版了。

课程“超高频电真空器件”是“超高频技术”课程的有机的连续。为了正确地理解超高频电子学，研究与波导管及空腔谐振器有关的一些问题是完全必要的。

象在“超高频技术”一书中那样，本书的重点是解释超高频电真空器件中的复杂现象。为了更深入地研究个别类型的超高频器件，就必须利用现有的，远远地超出了一般教材范围的丰富的文献。

考虑到超高频器件的飞跃发展，本书的某几节在本课程讲授完毕后已部分地删去。本书中未包括最近一二年内出现的一些新型的超高频器件，因此，在独立研究时就必须特别注意科技期刊。

本书译成中文的工作由成都电讯工程学院完成。作者对于成都电讯工程学院有关同志在讲课过程中以及在讲稿准备出版中所给予的巨大帮助表示深刻的感谢。

И. Б. 列别捷夫

① И. Б. 列别捷夫著“超高频技术”，1957年（中文译本已于1958年由高等教育出版社出版——编者）。以后这本书就用符号 J1 来代表。

目 录

譯者序	1
序言	1
第一章 緒論	1
§ 1.1. 超高频电真空器件的工作特点	1
§ 1.2. 用来产生及放大超高频振荡的近代电真空器件的简单综述	2
第二章 超高频电子学的一般問題	9
§ 2.1. 出发前提	9
§ 2.2. 电子的渡越时间及渡越角。空間-時間图	13
§ 2.3. 超高频率下电子器件中电流的流通。感应电流方程式	21
§ 2.4. 按密度調制的电子流通过平板空腔时的感应电流	29
§ 2.5. 利用感应电流的原理建立超高频电子器件的输出装置	34
§ 2.6. 静电控制电子流。輸入导納	40
§ 2.7. 正栅三极管(推斥場电路)中的振荡。动态控制电子流	46
§ 2.8. 大渡越角时为电子流穿透的空腔的导納。单腔管	54
§ 2.9. 用速度調制的方法来控制电子流(外部动态控制)	63
§ 2.10. 相位聚焦的概念	78
§ 2.11. 电子束中的波	89
§ 2.12. 超高频率下阴极的发射	100
§ 2.13. 超高频振荡器的自激	107
§ 2.14. 外接負載在超高频振荡器及放大器工作中的作用	122
§ 2.15. 向超高频振荡器及放大器所提出的普遍要求	137
第三章 超高频三极管及四极管	141
§ 3.1. 一般說明	141
§ 3.2. 小訊号状态下的电子过程	146
§ 3.3. 大幅值状态下超高频三极管的工作特点	156
§ 3.4. 超高频三极管振荡器及放大器的振荡系統	166
§ 3.5. 超高频三极管的设计問題	180
§ 3.6. 超高频三极管的典型结构及參量	188
§ 3.7. 超高频四极管	196
§ 3.8. 超高频三极管及四极管的应用与发展前景	200

第四章 調速管	205
§ 4.1. 一般問題	205
§ 4.2. 在利用湯姆法轉化時電子群聚的基本運動學理論	208
§ 4.3. 雙腔調速管放大器	229
§ 4.4. 雙腔調速管自激振盪器, 其他類型的雙腔調速管	250
§ 4.5. 多腔放大調速管	259
§ 4.6. 三腔及四腔調速管的典型結構及參量	277
§ 4.7. 反射調速管的基本理論	284
§ 4.8. 反射調速管的電子調諧	308
§ 4.9. 反射調速管的其他特性	317
§ 4.10. 反射調速管的設計問題	328
§ 4.11. 反射調速管的典型結構及參量	337
§ 4.12. 反射調速管的應用	344
§ 4.13. 反射調速管的发展前景	352
附录 I	355
附录 II	359
附录 III	367
附录 IV	377
附录 V	387
附录 VI	399



第一章 緒論

§ 1.1. 超高频电真空器件的工作特点

工作在超高频(CBY)波段中的电真空器件,在现代各种各样的电子器件及气体放电器件中占据着某种特殊的地位。在这里,超高频波段在无线电技术、无线电定位及其他一些科学技术领域中的非常特殊的重要性起着巨大的作用。然而,除了使得超高频电真空器件成为现代无线电电子学的主要部分的单纯的实际观念以外,尚存在有一些在原则上把超高频电子学与“普通”(低频)电子学区别开来的情况。

表征超高频电子学的基本物理因素是电子的“惯性”它使得超高频振荡的周期与电子在管内的渡越时间可以相比拟。这一情况迫使我们从根本上重新考虑,把电子管看成一种特殊形式的“无惯性继电器”的概念。在超高频率下,电子流通过管子的一般过程大大地改变了。普通电真空器件所胜任的一些机能——高频及低频振荡的产生、放大、变换及检波等等——在超高频波段中就为电子的惯性所破坏。

普通电子管工作于高频率时所感到的第二种困难是:从管子必须接入的高频线路的观点来看,普通电子管的结构是不适宜的。

事实上,电极引出端与管壳的“经典”结构及管子内部电极的装置本身就是考虑到将电子管接入具有集中参数的电路中去的。如所周知,当谐振回路的尺寸与波长相比拟时,集中参数的开敞回路具有辐射,而且此辐射随着波长的缩短而急剧上升。随着工作频率的提高,在此谐振回路内的其他一些损耗也要迅速增加。其次,在较低频率时对于管子的工作仅有细微影响的管内电感与电容开始起着显著的作用。这些电感和电容将成为可与外接线路的参量相比较的了,并且在一系列的

情況下實際上使我們不能獲得更短的迴路的諧振波長，而電子管本身就是這諧振迴路的組成部分（在放大器、振盪器等綫路中）。

克服管子的“電子學”上的以及“振盪迴路”上的困難的途徑之一，可以是簡單地減小電極及管子的其他零件的尺寸，以及減小引綫電感及極間電容。在這種情況下，渡越現象（電子慣性）及一些其他不希望有的因素（例如諧振迴路的輻射）的作用，即使在比較高的頻率下，也可以減弱到可以允許的程度。

在比較長的一段時間內，高頻電子管正是沿着這一方向發展的。這種本質上並無新奇的方向的基本觀念就是將已有的“低頻”電子管的結構改善而不改變管子的工作原理。在三十年代的中期就開始明顯地感覺到這種方向是導向一條死胡同。已經十分清楚，要發展到短于10—20厘米波的区域去，就必須從根本上來改變超高頻管的原理。

近15—20年來所作的巨大的理論及實驗工作表明，克服所指出的這些困難絕不是單純的結構上的問題。在超高頻電真空器件中，由電子慣性引起的“渡越現象”問題與同樣重要的超高頻振盪系統電動力學的原則性問題緊密地相互交錯在一起。因此，把“管子”本身及管子外面的綫路分割開來研究，在超高頻率下是絕對不能允許的。

超高頻電真空（特別是電子）器件在最近幾年所呈現的蓬勃發展，是擺脫了在很長一段時間內束縛超高頻電子學的“經典”原理的必然結果。

§ 1.2. 用來產生及放大超高頻振盪的

近代電真空器件的簡單綜述

振盪的產生及放大是開拓任何新波段的基本問題。超高頻波段中存在的原則上的困難使得超高頻振盪的產生（及放大）具有頭等重要性。按其本質說來，超高頻電子學的發展歷史基本上可以歸結為超高頻振盪的產生及放大的方法的发展史。對於那些廣泛地應用於比較低

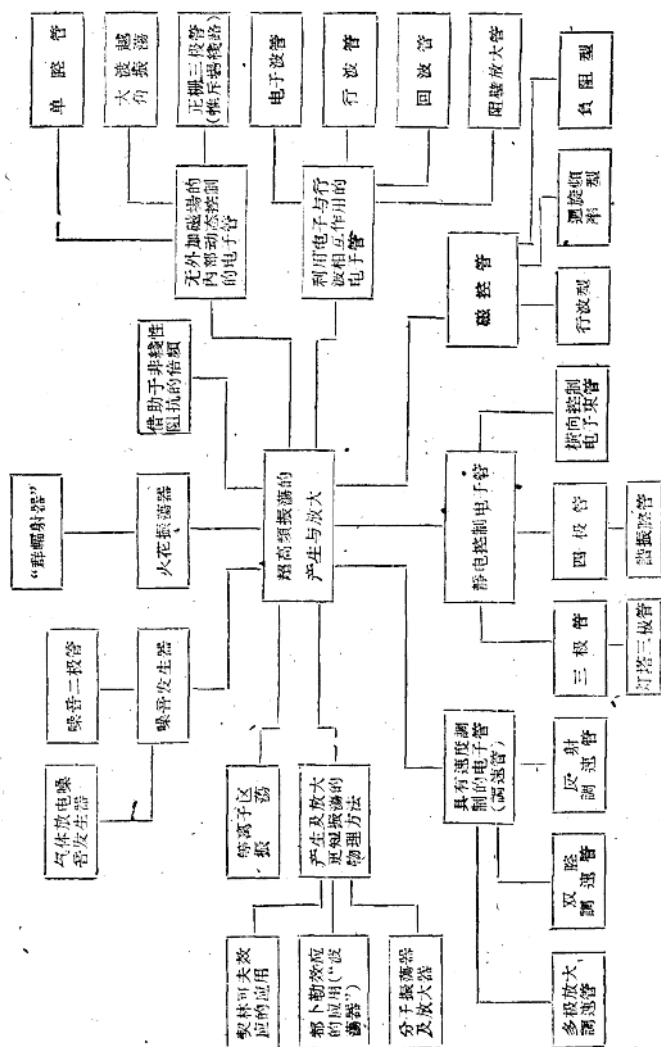


图 1.1. 产生及放大超高频振荡的方法及器件的类型(示意图)。

的無線電波段中的非綫性變換的其他一些問題(檢波、調制、換向等)也要給予某種注意。雖然如此,振蕩及放大的問題在目前仍是超高频电子学的基本關鍵。

在圖 1.1 中繪出了說明超高频振蕩的產生及放大的目前情況的示意圖。在此圖中並不企圖完整及全面地闡明這一問題,但是卻能很清楚的指出這一問題的複雜性,也指出了其方法及在原則上可以產生或放大超高频振蕩的具体器件类型的多种多样性。

在現在具有主要興趣的是那些可以產生不衰减(相干)振蕩的裝置。在所研究的示意圖中,除了火花振蕩器及噪音發生器以外,所有其他的振蕩器都可很精確地認為是属于相干振蕩發生器类型的。

表征相干振蕩的重要物理特性是 N 个相同频率的不同源所产生的振蕩的迭加定律。为簡單起見,如果令 E 为在某一固定点上由每一个所考虑的振蕩器所产生的電場强度的幅值,則单位面积上的功率总值等于 $N^2 \frac{E^2}{2Z}$, 这里 Z 是該空間中的特征阻抗。与此相反,在不相干振蕩的情况下功率总值为 $N \cdot \frac{E^2}{2Z}$, 即等于每个振蕩器功率的簡單总和。可以指出,当频率相同时任意两个不衰减振蕩發生器总是相干的,但同时,衰减振蕩源在一般情况下不能滿足相干的条件。^①

一般,現代超高频振蕩管及放大管都仅仅利用真空中的电子流。气体放电器件实际上并不用来作为产生超高频振蕩。利用等离子区振蕩的系統是例外的(見圖 1.1)。首先为 U. 郎謬(U. Langmuir)在 1925—1928 年所发现的这种振蕩直到現在研究得尚很不够。工业上生产的这种类型的振蕩器尚不存在。目前在超高频技术上实际应用气体放电器件的基本領域是高频系統的換向。这一与振蕩的產生及放大无直接关系的問題將在本书的末了予以討論。

① 关于這一問題可參看:Г. С. Ландсберг, Омтака, 1954, 第四章, 第 12, 13, 14 节(該書 1952 年版有中譯本, 当斯別爾格“光学”, 高等教育出版社出版——譯者)

图 1.1 中属于静电控制电子管类型的超高频管与“低频”电真空器件具有最大的原則上的相似。但是，即使在那些利用处于对阴极为負电位的栅极的一般控制作用的三极管及四极管中，也强烈地表现出超高频波段的特点。这些管子发展的基本方向是电子机构与空腔振荡系統的有机結合，这种有机的結合首先是在众所周知的苏联学者 Н. Д. 节維特可夫 (Девятков) (1938—1940 年) 的工作中得到实现的。由于一系列的改善，現代超高频“灯塔”三极管能給出直到波长为 7—10 厘米的振荡。在某种情况下也能达到 3 厘米的振荡。在超高频四极管的領域内也获得了巨大的成就，它們在比較长的波段上得到了广泛的应用 (“諧振腔管”)。

其他类型的静电控制电子管，其中包括具有横向控制的电子管，則应用得很少。某些类型的静电控制电子管在目前只不过具有历史上的或原理上的兴趣，特别是，例如以“感应放大器”名称聞名于世的哈也夫 (Гаев) 电子束管^①。

早在 1920 年，由于巴克好生 (Barkhausen) 及瑞利金凱維奇 (Зилитинкович) 发现了正栅三极管 (当阳极电位对阴极电位为零或負时) 中的振荡，这样就已經在实验上奠定了用一些根本不同于“經典”无线电技术方法的新的方法来产生超高频振荡的可能性的基础。被很多作者称之为“动态”或“超动态”的这种类型的振荡的内部机构曾經是长久慎重研究的命题。在这些研究过程中，实质上已經发现了有效地利用电子渡越時間的途徑，而在此以前，电子的渡越時間一直被看作是电子管在超高频率下工作的主要障碍。

虽然正栅三极管 (所謂“推斥場綫路”見图 1.1) 没有什么大的实际意义，但是这种类型的振荡器在一系列新的方向的发展上，其中也包括在近代超高频技术中获得如此广泛应用的反射調速管及磁控管，起了

^① 这种以及在这里提到的其他一些现在沒有实际应用的电子管，以后在討論超高频电子学的普通原理时加以研究 (見第二章)。

非常巨大的作用。从广义上来讲，利用“渡越现象”的动态控制是现代超高频电子学的基本原则之一。

在图 1.1 中，属于速度调制电子管一组的这一类型的超高频管有着巨大的原理上及实际上的意义。首先为 A. A. 阿尔辛也娃——海尔及 O. 海尔 (A. A. Арсеньева——Heil 及 O. Heil) 在 1935 年所应用的速度控制的原则在双腔调速管、反射调速管及多级调速管中得到了广泛的发展。目前调速管是一种应用得最为广泛的超高频管类型；它既在比较长的波段上(分米波波段)，也在现在正在开拓的毫米波波段的 shortest 部分中用来作为振荡及放大。

在图 1.1 中按其存在有外加横向，恒定磁场的普遍工作特征单独地分为一组的磁控管有着比调速管更为悠久的历史。磁控管领域内最初阶段的工作在推斥场线路发明后不久就完成了。从原理的观点上来看，最简单的磁控管中的渡越现象及振荡的激励机构是与正栅三极管中的一些现象相似的。就目前已经知道的振荡类型(见图 1.1)，多腔磁控管中的“行波”振荡类型具有最主要的实际意义。这种仅在 1938—1940 年间为苏联工程师阿列克谢也夫及马廖罗夫(Алексеев Маляров)所首先得到的振荡类型，保证了磁控管作为厘米波及毫米波大功率振荡器的决定性的成就。除了调速管以外，谐振腔磁控管是目前工业上大量出产的超高频管的重要类型。

以电子与电磁行波长久的相互作用原理为基础的管子是最“年青”而又非常有兴趣及有发展前途的一类超高频电子管。在作为厘米波段讯号放大用的“行波管”领域内最初阶段的工作是由康福纳尔及皮尔斯(Kompfner 及 Pierce)在 1944—1946 年间完成的。电子与行波相互作用原理的进一步发展就导致建立放大用的“电子波”管及振荡放大用的“回波管”。仅仅在数年以前才出名的上述后一种类型的电子管揭开了产生厘米波及毫米波振荡的新的远景；但是直到目前为止尚未能得到广泛的实际应用。

因此, 在图 1.1 中所列出的为数众多的超高频振荡器及放大器类型中, 获得了主要实际应用的是磁控管(差不多绝大部分是行波型磁控管)、反射调速管及多级调速管、三极管(主要是所谓“灯塔”管)、四极管(谐振腔管)及行波管。在本书中主要着重于这些类型的超高频管。

图 1.1 中指出的某些前面尚未谈到的超高频管类型, 现在仅从原理的观点上来看才有兴趣。但是某些个别的类型经显著改善后可能会得到应用。具有横向控制的电子管、具有“阻壁”的电子束管(为哈也夫在 1953 年建议)、单腔管及在负阻区域能产生振荡的二极管(路维林(Lewellyn)等在 30 年代末发明的)就属于这种类型。为了更清楚的理解超高频振荡的产生及放大的问题, 对于这些方向也将给予某种注意。

应当特别提一提位于毫米波段及热波(红外线)波段中间的无线电波的产生问题。在现有的超高频技术及超高频器件的水平下, 在不久以前仅有火花放电的方法来满足这方面的要求; 但是火花放电不能够得到无衰减的振荡。由 A. A. 格拉哥列娃—阿尔卡维娃(A. A. Глаголева—Архадьева)在 20 年代初期所建议的著名的群辐射器可产生由数毫米到大约 0.08 毫米长的波。借助于相干的电子振荡器以获得振荡的全部方法在这一波段内就显得无能为力了。^①

然而, 最近几年已发现了产生毫米波及更短波的一些原则上新颖的途径。可以解决这一问题的一些物理方法目前尚未达到技术上的最终形式(见图 1.1)。同时, 利用契林可夫(Черенков)效应及相对论都卜勒(Doppler)效应的振荡器以及基于在极短无线电波段内分子激励现象的“分子振荡器”无疑地是有着科学上的价值, 也可能有实际上的价值。^② 物理光学中熟知的效应, 也可能是在半导体及等离子区中的一些

① 显然, 这里并不讨论用非线性阻抗, 例如, 经常用于这一目的的晶体检波器, 产生无衰减振荡的倍频的方法。同样也很明显, 借助于热源来获得相干的亚毫米波也是可能的。

② “由‘波荡器’实际上所得到的最短无线电波位于可见光($\lambda \sim 5000\text{\AA}$)波段。此种“波荡器”是根据相对论都卜勒效应原理工作的

現象的廣泛應用將在這一尚研究得不够但又極為有興趣的波段中開辟一些產生相干振蕩的新的可能性。

我們再回看圖 1.1 中的示意圖，必須指出，這一圖是有條件的，並且也是不够嚴格的。在一系列的狀況下，不同組別中的某些類型的管子具有很多共同特點。例如，行波管及諧振腔磁控管調速管及單腔管等就屬於這種情況。在契林可夫效應的應用及行波管的基本原理等方面也有很多共同之點。所有這些都強調地指出，在具有共同的物理基礎的超高頻振蕩管及放大管相互之間關係極為密切。

除了超高頻振蕩管及放大管以外，現在尚極廣泛地應用着某些其他類型的電子器件，特別是氣體放電器件（轉換開關、調制器、超高頻檢波器）。在這一簡短的綜述中未能談到這些器件，但在本書中以後將有某些簡述。

第二章 超高频电子学的一般問題

§ 2.1. 出发前提

在沒有对超高频率下电子管中的現象进行詳細分析及討論具体的超高频管类型以前,我們先研究一下一些物理的及数学的出发前提。

作为現代电工学及无綫电技术基础的电动力学的普遍定律完全可以用来分析超高频电子器件及气体放电器件的工作情况。从这一观点出发,那些在研究超高频傳輸綫及振荡系統时应用的一些基本方程式,在現在的情况下,仅要求考虑到自由电荷(电子,很少是离子)的存在。

考虑到自由电荷时,馬克斯威方程系可写成形式^①:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J}_{\text{自由}} = \rho \mathbf{v} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho; \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (2.4)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}; \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}. \quad (2.6)$$

在方程式(2.1)中,假定在电荷运动的媒介质中“欧姆”电导率等于零。象通常一样,令 ϵ 及 μ 表示媒介质的介电系数及导磁系数,它們分別等于;

$$\epsilon = \epsilon_0 \times \epsilon_{\text{物質}}, \quad \epsilon_0 = 0.886 \times 10^{-11} \text{ [安·秒/伏·米];}$$

$$\mu = \mu_0 \times \mu_{\text{物質}}, \quad \mu_0 = 1.256 \times 10^{-9} \text{ [伏·秒/安·米]}。$$

① 这里以及以后均应用实用合理化单位 MKS 制。

以后相对介电系数及相对导磁系数一般都假定等于1(真空)。

在方程式(2.1)及(2.3)中以 ρ 表示电荷的体积密度, V 表示电荷的运动速度。量 ρV 表征徙动电流(移动电流)密度,它与考虑到位移电流的全电流密度 J_{total} 不同。因为在低频率简谐振荡时 $\omega s E \ll \rho V$,所以在低频时一般地可以认为全电流就等于徙动电流,即 $J_{\text{total}} = \rho V$ 。但是在超高频时,类似的假设可能导致错误的结论,因为此时位移电流已经与徙动电流具有同一数量级了(见后)。

决定作用于电场及磁场中的电荷的力 F 的重要附加关系式是罗伦茨(Lorentz)方程式:

$$F = q\{E + [VB]\}, \quad (2.7)$$

这里用 q 来表示以后被假定为点电荷的电荷量。在通常的情况下,当所研究的电荷是电子时,就必须令 $q = -e$ 。 e 的电荷量等于:

$$e \approx 1.6 \times 10^{-19} \quad \text{库伦.}$$

点电荷(电子)的运动可以用动力学的方程式来描述:

$$\frac{d(mV)}{dt} = F. \quad (2.8)$$

式中 m 是电荷的质量。“静止”电子的质量 m_0 等于

$$m_0 \approx 9.1 \times 10^{-31} \quad \text{千克.}$$

利用罗伦茨力的关系式(2.7),可将方程式(2.8)写成如下的形式:

$$\frac{d(mV)}{dt} = q\{E + [VB]\}. \quad (2.9)$$

在一般情况下,决定运动质点的质量及其动能 W_k 时必须考虑到相对论的修正:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

$$W_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right), \quad (2.10)$$

式中 m_0 是静止质点的质量, 而 c 是在没有电介质的自由空间中电磁波的速度。

利用方程式(2.10)不难得到按加速电压 U_0 计算带电质点速度的表示式:

$$v = \frac{\sqrt{2 \frac{|q|}{m_0} U_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{|q| U_0}{m_0 c^2} \right)}}{1 + \frac{|q| U_0}{m_0 c^2}}. \quad (2.11)$$

但是电荷(电子)的速度今后一般地假定远小于光速(光速 $c = 3 \times 10^8$ 米/秒)。这样就可以把静止质点的质量代入计算中去, 并可假定其动能等于

$$W_k = \frac{m_0 v^2}{2}.$$

在这些条件下, 在直流加速电压 U_0 的作用下质点的速度可以由普通的关系式决定出:

$$\frac{m_0 v^2}{2} = q U_0; \quad v = \sqrt{\frac{2q}{m_0} U_0}. \quad (2.12)$$

事实上当 $U_0 = 300$ 伏时(这是经常用的加速电压的值, 例如在反射调速管中), 如不考虑相对论修正, 则电子的速度及比值 $\frac{v}{c}$ 等于: $v \approx 1.025 \times 10^7$ 米/秒; $\frac{v}{c} = 0.0342$ 。

由方程式(2.11)所求得的速度实际上给出相同的结果。即使在很高的加速电压 $U_0 = 50$ 千伏时, 由方程式(2.12)所确定的电子速度仅比由方程式(2.11)所计算出的实际速度大 7%。

只有当电压为数百千伏或更高时, 考虑动能与速度的依赖关系才有实际的重要性。以后将要指出, 这样高的电压在现代超高频管中极少应用。一般即使在大功率脉冲磁控管中, 直流工作电压也不超过

30—50 千伏^①)

关于方程式(2.12)的应用尚必須作一点重要的說明。从原則上来看,质点所具有的动能决定于在质点运动过程中加速电压的变化規律。因此,严格地讲,未考虑到在渡越時間内 U_0 的数值可能变化的方程式(2.12)仅能应用于靜电場的情况,或者仅能是近似地当用于质点的渡越時間远小于电压变化周期的情况下。如渡越時間可以与振蕩周期相比拟,則計算超高频場中能量的变化时,就必须引入修正值,以考虑电压的变化規律及渡越時間(見后 § 2.9)。

除了討論过的基本方程式(2.1)—(2.4)及(2.9)以外,在超高频电子学中,直接由馬克斯威方程式推出的,表征电荷守恒定律的所謂連續性方程式也起着重要的作用。讓我們来研究一下全电流表示式:

$$J_{\text{total}} = \rho v + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t}.$$

根据方程式(2.1)这种电流具有純旋度的特性,因而:

$$\operatorname{div} J_{\text{total}} = \operatorname{div}(\rho v) + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} E \equiv 0.$$

将方程式(2.3)代入上式,得到如下形式的連續性方程式:

$$\operatorname{div}(\rho v) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (2.13)$$

这一方程式的应用例子見后面第 § 2.11 节。

考虑到电荷的不連續性,將馬克斯威方程式(2.1)—(2.4)及方程式(2.13)与点电荷运动方程式(2.9)連合起来是有着某些内在矛盾的。从物理学的观点看来,这种困难是与其他一些矛盾相似,这些矛盾在于忽略了电荷及場間的能量互相作用的量子特征。但是,上述两种情况

^① 以后在第四章中将要叙述的超高频率三腔調速管要求的电压达 400 千伏。在这种情况下,如按照不考虑相对論修正的方程式(2.12)进行計算,可能導致不仅是量上的、而且是質上的錯誤結果($v > c$)。