

044-3C₁₀

高等学校教学用书

电子光学教程

DIANZI GUANGXUE JIAOCHENG

尼·謝·任晴科著

人民教育出版社

本书讲述几何电子光学的基本问题(傍轴电子在轴对称电场、轴对称磁场中的运动,电子透镜,场的模拟等)和强流电子注的一些问题(空间电荷对电子注的作用,电子注的形成与聚焦,残气影响等)。

本书适用于高等学校物理及无线电专业学生作为教科书用。

本书经乌克兰文教部批准作为乌克兰高等院校物理及无线电专业的教科书。

参加本书翻译工作的有清华大学范崇治、郭奕理、应根裕、孙伯尧、陈仁怀等同志。

电子光学教程

尼·謝·任晴科著

清华大学无线电系译

人民教育出版社出版 高等学校教学用书编委会
北京宣武门内承恩寺7号

(北京市书刊出版业营业许可出字第012号)

人民教育印刷厂印装

新华书店科技发行所发行

各地新华书店经售

统一书号 15010·1075 开本 $850 \times 1108^{1/2}$ 印张 $8\frac{1}{2}$

字数 195,000 印数 0001—4,000 定价(7) ¥0.95

1961年9月第1版 1961年9月北京第1次印刷

序

超高频放大器, 振荡器, 直线电子加速器以及其他多种电真空器件的迅速发展要求对强流电子光学作一个较全面充分的叙述。这早已是广大从事电真空工作的工程师和研究人员的迫切需求。

但直到现在, 有关电子光学, 特别是强流电子光学的书仍然很少。皮尔斯(J. R. Pierce) 所著的“电子注原理与计算”, 葛波维奇(М. Д. Габович) 写的综述“空间电荷对强流注传播的影响”(发表在“物理科学的成就”杂志 1955 年第 2 卷第 56 期, 中译见“物理译报” 1957 年第 4 期, 楼格译——译者注), 以及文献汇编“现代物理问题”(1956 年第 6 期) 等资料远不能概括强流电子光学的所有迫切问题。

从电子光学教科书的角度来看则情况显得更差。尽管在苏联许多高等学校都有电子光学课程, 然而就我们所知, 教科书仍然没有。

这本讲义就是作为创作这种教科书的一个尝试。本书是以作者在 1955—1957 年间于国立哈尔科夫大学无线电物理系任教时的讲义作为基础。在写作过程中, 作者力求作到把几何电子光学及强流电子光学中最迫切的问题都概括无遗。

前五章包括了几何电子光学的基本概念, 后六章专门讨论强流注的形成与聚焦问题。

本书适合综合性大学无线电物理系学生用。对于从事研制各种电真空器件或在物理实验中用到电子注的研究人员和工程师可能也会有所帮助。

加里宁(В. М. Калинин)教授、塔拉涅科(В. П. Тараненко)讲

师和謝斯达巴洛夫(В. П. Шестопалов) 講師对手稿提出許多有益的建議和意見, 技术科学副博士切尔内也夫(Л. К. Черняев)除了为本书編排作了許多的工作外, 也提出許多宝貴意見与建議, 作者在此一并致謝。作者还要感謝阿夫契尼柯夫(И. Б. Овчинников)、沙罗金(В. М. Сорокин)、杜拉諾夫(Н. Т. Туранов) 等同志, 他們为本书校对校样, 并提出了許多意見。

如蒙讀者批評或建議, 作者将不胜感激。

作 者

目 录

序	V
緒論	1
第一章 电子在靜电場与靜磁場中的运动	7
1.1. 运动方程与电子速度	7
1.2. 电子运动的普遍情况	10
1.3. 电子运动的特例	12
1.4. 电子光学折射率	17
第二章 軸对称場	21
2.1. 軸对称电場	21
2.2. 軸对称場举例	25
2.3. 电子在軸对称电場中的运动	31
2.4. 軸对称磁場	33
2.5. 电子在軸对称磁場中的运动	38
2.6. 在复合場中电子运动的普遍方程	40
第三章 求場与軌迹的方法	42
3.1. 用电解槽模拟場	42
3.2. 重力模型法	47
3.3. 磁場分布的量測	52
3.4. 軌迹的求法	53
第四章 电透鏡	60
4.1. 透鏡型式	60
4.2. 透鏡特性	62
4.3. 带孔膜片	68
4.4. 单透鏡	69
4.5. 浸沒透鏡	70
4.6. 浸沒物鏡	72
4.7. 靜电透鏡的象差	74
第五章 磁透鏡	78
5.1. 长透鏡	78
5.2. 短透鏡	80

5.3. 复合透镜	86
第六章 电子注中的空间电荷效应	88
6.1. 圆形注的发散	89
6.2. 管形注的发散	97
6.3. 矩形注的发散	99
第七章 电子注中的电位分布与极限电流	105
7.1. 无限宽电子注的纵向电位降落	105
7.2. 矩形注中的电位分布	110
7.3. 径向电位分布	116
7.4. 有限长圆形注中的电位分布	119
7.5. 管状注中的电位分布	124
第八章 强流注的电聚焦	129
8.1. 矩形截面平行电子注的聚焦(形成)	130
8.2. 柱形注的聚焦(形成)	134
8.3. 管形注的聚焦(形成)	142
8.4. 锥形注的聚焦(形成)	145
8.5. 考虑空间电荷效应的轨迹作图法	155
第九章 强流注的磁聚焦	158
9.1. 恒定截面电子注的聚焦	158
9.2. 电子注直径的变化	164
9.3. 电子注如何引入磁场	174
9.4. 磁限制流	178
9.5. 管形注的聚焦	183
9.6. 锥形注的聚焦	190
第十章 周期场聚焦	195
10.1. 周期电场聚焦	195
10.2. 周期磁场聚焦	206
第十一章 离子聚焦	216
11.1. 空间电荷的中和	216
11.2. 离子陷阱	221
11.3. 离子聚焦	227
附 录	247
文 献	249

緒 論

电子光学是物理学的一个分支，它研究如何利用电场或磁场来控制荷电质点的运动，使之成束（聚焦）。

电子光学一詞的由来是由于光线在各种光学介质中传播的规律与基本粒子在保守场中运动的规律之間存在着相似性。

光学-力学的相似性反映在力学的最小作用原理与几何光学的費馬（Ферма）原理在数学上具有相同的形式。事实上，光线在空間中将沿着时间为极值的途径传播（費馬原理），即是說如果 P_1 和 P_2 是空間的两点，則二点間光线的途径决定于下面条件：

$$\delta t = \delta \int_{P_1}^{P_2} \frac{dl}{v} = 0. \quad (1)$$

另一方面，根据力学的最小作用原理 [哈密尔頓（Гамильтон）原理]，在位場中質量为 m 的质点在 P_1 和 P_2 間运动的途径，应使作用量

$$S = 2 \int_{P_1}^{P_2} \frac{mv^2}{2} dt = mc \int_{P_1}^{P_2} \frac{v}{c} dl$$

为最小值，即

$$\delta S = \delta \int_{P_1}^{P_2} \frac{v}{c} dl = 0. \quad (2)$$

若用折射率 $\left(n = \frac{c}{v}\right)$ 表示光线在介质中的速度，則由式(1)可得

$$\delta t = \delta \frac{1}{c} \int_{P_1}^{P_2} h dl = 0,$$

或引入光程 S' , 就有

$$\delta S' = \delta \int_{P_1}^{P_2} n dl = 0.$$

如果在式(2)中令 $\frac{v}{c} = n$, 則对于质点可得到类似的关系式

$$\delta S = \delta \int_{P_1}^{P_2} n dl = 0.$$

比較这两个原理可知: 只要力場的分布使得任一点的粒子速度 $v(x, y, z) = cn(x, y, z)$, 則在折射率为 $n(x, y, z)$ 的介质中光綫沿 P_1 和 P_2 点間的傳播将与粒子在力場中在該两点間运动的軌迹一致。这样, 形式上便可把粒子的运动当作光綫在光学介质(它的折射率 n 比例于 v/c)中的傳播来研究^①。

在电子光学中, 电場和磁場便是运动的荷电粒子的“光学介质”。例如, 在靜电場中, 电子的速度决定于所經過的电位差 V (若电子由靜止状态开始)。这个速度在非相对論情况下可由下式算出

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}.$$

这时最小作用原理可写成:

$$\delta \int_{P_1}^{P_2} v dl = \delta \int_{P_1}^{P_2} \sqrt{V(x, y, z)} dl = 0.$$

由此得出, 在靜电場中 $\sqrt{V}$ 一量起着折射率的作用, 它被称为电場的电子光学折射率。

指出了光学与电子光学間相似性的同时, 从一开始还应指出

^① 若考虑到电子的波动性質[德布洛依(Де-Бройль)波], 則所指出的相似性具有更深刻的意义。

它們間的區別:

1. 和光綫不同在帶電質點束間以及粒子本身間都相互有作用;束中電荷密度越大,則這種原則性的區別也越重要。

2. 電子光學中可能借助高頻場實現電子束的相位聚焦。類似的聚焦在光綫光學中是沒有的。

3. 在電子光學中,透鏡的折射率是連續變化的,並且數值可能很大。

電子光學開始發展是在本世紀20年代。要在示波器用的電子束管中得到細電子束這樣一個實際問題促進了它的誕生。最初電子光學的任务是要找出一種聚焦電子束的方法,使從一點發出的所有電子會聚到某一公共焦點上。在電子光學聚焦設備的最初結構中,為了形成電子束,利用了靜電場和靜磁場。這種場對電子的作用力是指向電子束軸的。圓筒電極^①(它包圍着電子源——陰極)的場以及由通電流的短綫圈所產生的軸向磁場(作用範圍很短)具有這種特性。

這種聚焦系統的場是旋轉對稱的,場的徑向力正比於電子到束軸的距離。系統本身被稱為電透鏡或磁透鏡。這些透鏡的聚焦特性與結構有關,其基本特點與光學透鏡相似。如果束的空間電荷作用較小,則普通的光學透鏡公式在這兒也可應用。

布施(Бум)在1926年就指出了軸對稱電場或磁場的聚焦作用。這以後,電子束的聚焦原理才成為比較有規律性。由於各種類型的電透鏡和磁透鏡的創造和改善及其計算方法的不斷完善,電子光學系統發展起來了。

蘇聯學者在研究任意電場和磁場中電子和離子束聚焦的普遍理論上作出了珍貴的貢獻。在他們中間特別應該指出 Г. А. 格林

^① 1905年由范森特(Венельт)提出。

別爾克(Г. А. Гринберг)的工作。

既然电子光学的基本任务是控制电子和离子的軌迹, 并把它們聚焦成具有一定参数和形状的束, 格林別爾克就在 1942—1943 年研究了一个方法, 能以最普遍的形式解决按軌迹的特性求場的問題, 荷电質点在这个場中将描繪出預先給定的軌迹。

电子光学的进一步发展是由于它得到了新的应用, 例如在获得大电流密度的长束(强流束)方面, 这时束的空間电荷作用变得很重要。

在电子光学的这个重要方面的发展工作中, С. А. 包古斯拉夫斯基(С. А. Богуславский)和 В. Р. 布尔閃(В. Р. Бурсиан)在研究空間电荷对荷电粒子流运动的影响方面, В. С. 罗高舒果夫(В. С. Лукошков)在研究强流束的傳播方面, Я. И. 法兰凱里(Я. И. Френкель), С. А. 包白高夫斯基(С. А. Бобковский), М. М. 白兰道夫(М. М. Бредов), В. И. 达維多夫(В. И. Давыдов)和 С. И. 白拉肯斯基(С. И. Брагинский), 他們在最先研究中和束中体积电荷、束的气体聚焦和其它等問題上, 都起着重要的作用。在国外的有关著作中, 應該指出 J. R. 皮尔斯(J. R. Pierce)的創作和評論性的著作以及 А. 哈也夫(А. Хаефф), L. 斯米脫(L. Smith), P. 哈尔脫曼(P. Hartman)和其它人的創造性的工作。

电子光学問題在超高频領域占有特殊的地位。对于这些問題的研究不論在过去和現在都是由于超高频^① 振蕩器和放大器的发展, 如速調管, 行波管, 电子波管, 磁控管放大器, 返波管等。高频場的电子光学对于加速器理論也很重要。

最近, 在期刊文献中出現了一系列关于用周期性的电場和磁場来聚焦束的著作。

① 頻率从 3×10^8 到 3×10^{11} 赫芝。

現在，电子光学已成为物理学中广闊而独立的一个部分。它的发展是沿着改善已得到的結果，揭示聚焦电子束的新的可能性，以及探索研究电子束的新方法和各种应用的道路前进的。

电子光学猛烈的发展是由于它在实际应用上的重要性。現在来講一下应用电子光学的主要領域和已經获得的成果。

电子束管是电子光学的成就之一。电子束管在示波技术，电视(光电象管和显象管)，雷达和其它的技术領域中得到广泛的应用。电子束管中用軸对称电场或磁场聚焦电子束。

电子显微鏡是电子光学最卓越的成就。电子显微鏡的分辨能力比光学显微鏡大100倍，从而能够得到100,000倍的放大。在电子显微鏡中采用短电透鏡或短磁透鏡聚焦。

在能把电流放大500,000倍或更大倍数的电子倍增器中为了依次地聚焦所有中間电极中的电子，采用了特殊形状的电场和磁场。倍增器的放大系数正是决定于二次电子聚焦的完善程度。

在核子物理中，各种加速器中荷电粒子的聚焦具有重要的意义。属于这样设备的有：迴旋加速器，电子感应加速器，同步加速器，直綫加速器等。

在迴旋加速器中，离子束的形成和控制利用了靜磁场和加于金属半盒上的高频电压。这时，离子沿散开的螺旋綫运动。

在电子感应加速器中，則采用沿着极靴半徑方向变化的磁场来聚焦电子。这时，电子沿稳定的圓形軌道运动。

在同步加速器中除应用磁聚焦外，还应用了靜电聚焦。

粒子作直綫运动是直綫加速器的特点。在那儿采用不均匀高频电场(同軸圓筒的縫隙間)把电子聚焦成长束。

在高压设备中，聚焦就要考虑到相对論效应了。一系列苏联和国外作者繼續在对这些問題进行研究。

大电流密度长电子束的聚焦方法占有特別重要的地位。这种

束在超高频振荡器和放大器中获得了应用。

在这些电子仪器中为得到圆柱形电子束采用了均匀的或轴对称的磁场,或者一系列依次排列的短磁透镜。由于空间电荷效应,这种束的聚焦具有一系列特点,并在电子光学中独立树一帜。

最近,许多苏联作者在强电子束的聚焦理论 [B. T. 奥法茄洛夫 (B. T. Овчаров)] 和寻求新的聚焦方法 [З. С. 契尔诺夫 (З. С. Чернов)] 方面完成了最重要的新工作。

必须指出,完全考虑了实际条件要准确地解强流注形成的问题将遇到很大的数学困难。因此,一直到現在,对电子光学这个方面进行的研究还是比较少的。

现代电子光学所包括的问题范围非常广阔,要在一本书中研究所有问题而又不过分增加书的篇幅是不可能的。因此,在本书中只研究静场中的电子光学问题。

第一章 电子在靜电場与靜磁場中的运动

要研究电子光学，就必须知道在各种形状的电場或磁場里电子的速度和軌迹。因此，为了述叙的連貫性在第一章里我們將介紹靜电場和靜磁場中电子运动的基本知識。这些关系也可以用到慢变場里。

本书中所研究的电子光学問題只限于电子速度为非相对論的情况。此外，除非在課文中有特殊声明，电子的热初速通常都予忽略。

全书均采用实用单位系統。因之真空的介質常数和磁导率各等于：

$$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{3\pi} \text{法/米} \cong 8.854 \times 10^{-12} \text{法/米},$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{亨/米} \cong 1.257 \times 10^{-6} \text{亨/米},$$

电子电荷的絕對值为

$$e = 1.6020 \times 10^{-19} \text{庫倫},$$

电子的荷質比为：

$$\eta = \frac{e}{m} = 1.7592 \times 10^{11} \text{庫倫/公斤}.$$

1.1. 运动方程与电子速度

可以用电場强度的矢量 $\vec{E}$ 和磁場强度的矢量 $\vec{H}$ 来描写电場和磁場

对于靜場它們只是坐标的函數，即：

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y, z);$$

$$\vec{H} = \vec{H}(x, y, z);$$

众所周知，在磁场和电场中作用于以速度 v 运动着的电子上的劳伦茨 (Лоренц) 等于：

$$\vec{F} = -e\vec{E} - e[\vec{v}, \vec{B}] = -e\vec{E} - e\mu_0[\vec{v}, \vec{H}]. \quad (1.1)$$

其中第一项 $\vec{F}_e = -e\vec{E}$ 是电场作用在电子上的力。应当指出，负号是考虑到电子的负电荷，因而力的方向和电场强度矢量的方向是相反的。

第二项是磁场作用在电子上的力，

$$\vec{F}_m = -e\mu_0[\vec{v}, \vec{H}].$$

它既垂直于运动的方向也垂直于磁场强度的方向。

现在来写出电子运动的方程式。它们的矢量形式为：

$$\frac{d}{dt}(m\vec{v}) = -e\vec{E} - e[\vec{v}, \vec{B}], \quad (1.2)$$

而在坐标轴上的投影则为

$$\frac{d}{dt}(mv_x) = -eE_x - ev_yB_z + ev_zB_y; \quad (1.3)$$

$$\frac{d}{dt}(mv_y) = -eE_y - ev_zB_x + ev_xB_z; \quad (1.4)$$

$$\frac{d}{dt}(mv_z) = -eE_z - ev_xB_y + ev_yB_x; \quad (1.5)$$

对于非相对论电子来说这个方程可以改写成：

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\eta \left(E_x + B_z \frac{dy}{dt} - B_y \frac{dz}{dt} \right); \quad (1.3')$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\eta \left(E_y + B_x \frac{dz}{dt} - B_z \frac{dx}{dt} \right); \quad (1.4')$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\eta \left(E_z + B_y \frac{dx}{dt} - B_x \frac{dy}{dt} \right). \quad (1.5')$$

若方程 (1.2) 乘以 $\vec{v}$ 的标量，则得到：

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = -e(\vec{E}, \vec{v}).$$

因为 $[\vec{v}, \vec{B}]$ 垂直于 $\vec{v}$, 乘积 $\vec{v}[\vec{v}, \vec{B}]$ 等于零。

因之, 电子动能的变化仅仅是由电场所引起。磁力永远垂直于 $\vec{v}$, 所以它将不做功, 磁场仅能改变电子运动的方向。静电场的强度和标量位 V 的关系是:

$$\vec{E} = -\text{grad } V(x, y, z). \quad (1.6)$$

所以场强的分量等于:

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial V}{\partial z},$$

因之

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) &= -e(E_x v_x + E_y v_y + E_z v_z) \\ &= e \left(\frac{\partial V}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial V}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt} + \frac{\partial V}{\partial z} \cdot \frac{dz}{dt} \right) = e \frac{dV}{dt}. \end{aligned}$$

积分以后得到:

$$\frac{mv^2}{2} - eV = c. \quad (1.7)$$

由此可见, 当电子在静电场和静磁场中运动时电子的动能和位能的总和永远保持不变。

若在起始点电子的速度和电位均等于零, 则积分常数 $c=0$, 就有

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV.$$

由此电子速度可以通过电位 V 来表示:

$$v = \sqrt{2eV} = 5.93 \times 10^5 \sqrt{V} \text{ 米/秒}. \quad (1.8)$$

当速度很大时就必须考虑质量依赖于速度的关系。

运动电子的质量决定于著名的相对论公式

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (1.9)$$

其中 m_0 是静止质量, $\beta = \frac{v}{c}$ 是电子速度对光速的比值。

当速度很大时运动方程可以写成:

$$\frac{d}{dt}(m\vec{v}) = \frac{d}{dt}\left(\frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}\right) = \vec{F}, \quad (1.10)$$

电子的总能量等于:

$$mc^2 = m_0c^2 + eV,$$

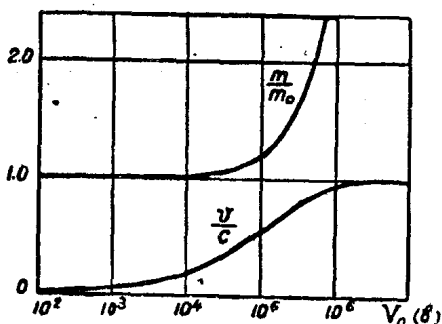
由此

$$m_0c^2\left\{\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right\} - eV = 0. \quad (1.11)$$

这里的第一项是运动电子的动能。

运算以后求出:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{eV}{m_0c^2}\right)^2}}; \quad (1.12)$$



由(1.12)式可以计算出经过电位差 V 而且考虑到质量的相对论修正的电子速度。电子速度和质量与加速电压的关系如图1.1所示。

由图中可以看到, 电子质量的相对论变化在接近

图1.1 电子速度和质量与加速电压之关系 $V=30\sim 50$ 仟伏时才需考虑。尤其是在电子显微镜, 大功率的漂移速调管和粒子加速器中这是必须作的。

1.2. 电子运动的普遍情况

现在来讨论在彼此成任意角度的均匀磁场和电场共同作用下的电子运动。此时, 直角坐标是这样来选择, 使得磁场是沿着 z 轴的方向, 而电场是在 xoz 平面上(例如与 z 轴成 θ 角)(图1.2)。在

这种情况下, 矢量的分量用下列的关系来表明:

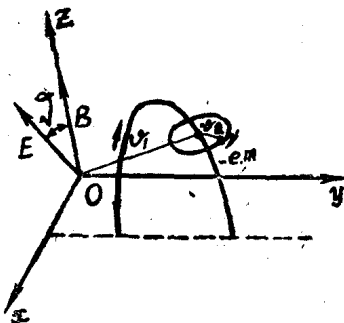
$$E_x = E \sin \theta,$$

$$E_y = 0,$$

$$E_z = E \cos \theta,$$

$$B_x = B_y = 0,$$

$$B_z = B.$$



而方程(1.3'—1.5')可以写成: 图1.2 电子在均匀电场与磁场中的运动

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\eta E_x - \eta B \frac{dy}{dt},$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \eta B \frac{dx}{dt},$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\eta E_z.$$

一次积分后得到:

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= -\eta E_x t - \eta B y + C_1; \\ \dot{y} &= \eta B x + C_2; \\ \dot{z} &= -\eta E_z t + C_3. \end{aligned} \right\} \quad (1.12a)$$

把 y 代入第一个运动方程里就得到:

$$\ddot{x} = -\eta E_x - \eta B (\eta B x + C_2),$$

或

$$\ddot{x} + \eta^2 B^2 \left(x + \frac{E_x}{\eta B^2} + \frac{C_2}{\eta B} \right) = 0.$$

引入符号 $\xi = x + \frac{E_x}{\eta B^2} + \frac{C_2}{\eta B}$, 则得到下列的微分方程式:

$$\ddot{\xi} + \eta^2 B^2 \xi = 0.$$

它的解是:

$$\xi = R \sin(\eta B t + \varphi).$$

因而

$$x = R \sin(\eta B t + \varphi) - \frac{E_x}{\eta B^2} - \frac{C_2}{\eta B}; \quad (1.13)$$