

高等学校教学用书

金属物理研究方法

(第二分册)

5.2

冶金工业出版社

前 言

材料的宏观力学、物理和化学性质是由它的微观形态、晶体结构和微区化学成分所决定的。通过对材料的合理设计,改变其热加工参数,可使材料内部获得不同的形态、结构及微区成分。对材料科学的研究必须把这三者结合起来,只有这样,才能对材料的本质及其变化规律得到正确的认识,才能对生产实践起正确的指导作用。

电子显微术就是凭借着电子与物质的交互作用在不同仪器上所反映的信息来认识材料的形貌、结构及微区成分的。它是材料科学研究的强有力手段。近年来,由于材料科学发展的需要,也由于电子衍射物理学的日益完善和有关仪器上的一些关键性附件的制造成功,使得电子显微分析技术得到迅速的发展,它已由简易型向综合型、高分辨型和超高压型发展。因此,它不仅可以研究几倍的宏观表面,也可以研究几十万倍到几百万倍的原子尺度的现象,而且还可以进行动态原位观察以及对微区进行综合的相分析。它已成为金属物理专业学生所必须掌握的研究工具了。

本书是为金属物理专业学生编写的教材,但由于这门技术涉及面较广,掌握它需要有较强的理论基础及实验技能,所以本书只能作为学习这门技术的入门向导,书中尽量避免繁琐的数学推导及简单实验技术的赘述,重点放在阐明各种现象的物理本质、基本理论的应用和基本演算技术上,同时适当地介绍了一些新的发展方向。

本书共分八章,第一、二章及第六章第一、二节由李万通执笔,第二章第五节、第三、五章及第六章三、八节由陈梦谔执笔,第四章及第六章第四、五、六、七节由吴杏芳执笔,第七章由姚玉琴执笔,第八章由金铮执笔。全书由陈梦谔担任主编。在编写过程中,东北工学院魏全金、王淑清同志,北京钢铁研究院林清英同志提出过宝贵意见;北京钢铁研究院黄孝英、郭曼朗、林清英,上海新跃仪表厂陆国辉以及上海冶金研究所朱健等同志提供了很好的图片;北京钢铁学院李世琼、尹秀兰、翟启华、屠欢等同志参加了抄写、描图、照相等工作,特此一并致谢。

由于编者水平所限,错误和缺点在所难免,恳请广大读者提出宝贵意见。

编 者

一九八一.八

目 录

第一章 电子光学.....	1
第一节 概述	1
第二节 静电透镜原理	5
第三节 磁透镜聚焦原理	10
第四节 电子光学作图成像法	18
第五节 电子透镜的象差	20
第二章 透射式电子显微镜	31
第一节 电子显微镜的发展	31
第二节 电子显微镜的构造及原理	34
第三节 电子显微镜的合轴调整	52
第四节 电子显微镜主要性能的测定	56
第五节 透射式电子显微镜试样制备简介	63
第三章 电子与物质的交互作用	72
第一节 引言	72
第二节 电子散射	72
第三节 磁场对电子束的偏转	79
第四章 电子衍射	81
第一节 电子衍射原理	81
第二节 倒易点阵平面及其画法	88
第三节 选区电子衍射	93
第四节 常见的几种电子衍射谱	96
第五节 分析电子衍射谱的一般步骤	100
第六节 立方晶体的电子衍射谱	103
第七节 四方晶体的电子衍射谱	105
第八节 六方晶系的电子衍射谱	108
第九节 高级劳厄带电子衍射谱	109
第十节 双晶带电子衍射谱	116
第十一节 孪晶电子衍射谱	117
第十二节 菊池线分析	124
第十三节 电子衍射在材料研究中的应用	132
第五章 透射显微术电子象衬度原理	135
第一节 质厚衬度	137
第二节 衍射衬度	138
第三节 相位衬度	164
第四节 波纹图	168
第六章 其它几种显微术及电子衍射方法	170
第一节 弱束技术	170
第二节 高分辨电子显微术	173
第三节 微衍射技术	174

第四节 反射电子衍射	177
第五节 高分辨率电子衍射	178
第六节 小角度电子衍射	178
第七节 扫描电子衍射	179
第八节 洛仑兹显微术	179
第七章 扫描电子显微镜	181
第一节 扫描电镜的发展简述	181
第二节 扫描电镜的基本原理和结构	181
第三节 扫描电镜象形成衬度的原理	187
第四节 扫描电镜的性能特点及其分辨率	193
第五节 结构分析(电子通道花样形成原理)	197
第六节 用扫描电镜观察金属材料几种典型断口	200
第八章 电子探针显微分析仪	206
第一节 概述	206
第二节 “电子探针”的原理和构造	206
第三节 “电子探针”的试验方法和应用	214
第四节 “电子探针”定量分析的物理基础	219
附录	224
一、加速电压和电子波长	224
二、各种倒易点阵平面可能所属的晶系	225
三、各种点阵类型的晶面间距表	225
四、立方晶系的 $\sqrt{N_2}/\sqrt{N_1}$ 表	226
五、立方晶系 $h_1k_1l_1$ 及 $h_2k_2l_2$ 晶面夹角表	228
六、简单立方晶体倒易点阵平面(晶带)的基本数据($0 \leq u \leq v \leq w \leq 5$)	229
七、面心立方晶体倒易点阵平面(晶带)的基本数据($0 \leq u \leq v \leq w \leq 5$)	234
八、体心立方晶体倒易点阵平面(晶带)的基本数据($0 \leq u \leq v \leq w \leq 5$)	239
九、不同 c/a 比值下,四方晶系边长比(r_1/r_2)和夹角(ϕ)表(部分)	244
十、不同 c/a 比值下,六方晶系边长比(r_1/r_2)和夹角(ϕ)表(部分)	245
十一、常见倒易面的零阶和高阶劳厄带斑点重叠图	246

第一章 电子光学

内 容 提 要

本章主要涉及与电子显微镜有关的电子光学基本知识, 讨论电子在轴对称电场和磁场中的运动轨迹, 重点分析磁透镜聚焦和成像原理, 并较详细地阐述电子显微镜中常见的透镜象差及其矫正方法。

第一节 概 述

在正常情况下, 人的眼睛能够辨清的最小细节是 $0.1\sim 0.2$ 毫米, 如果想观察更微小细节, 必须将其放大到 $0.1\sim 0.2$ 毫米, 这个数值叫做人眼的最小鉴别距离, 它表示人的眼睛能够分辨细节的能力。显然, 这个距离越小, 分辨能力就越高, 这就是“分辨本领”或“分辨率”的含义。显微镜实际上就是一个能够把欲观察的细节进一步放大的仪器, 以便我们能获得微体更多的信息。然而这种放大并不是无止境的, 光的波动本质给显微镜规定了分辨最小细节的极限, 而该极限与显微镜的放大倍数无关, 超越这个限度继续放大是没有价值的, 因为这时不会得到更多的信息。

我们用最简单的光学系统来说明这个极限, 图 1-1 表示一个无限小的理想点光源 O 经过会聚透镜 L , 在位于象平面 S 的屏幕上成像于 O' 的情景, 由光阑 AB 限制的光束在其边缘产生衍射, 出现一系列干涉条纹, 图象 O' 并不是一个点象, 而是一个有一定直径的亮斑, 周围是由明暗相间的衍射环包围着

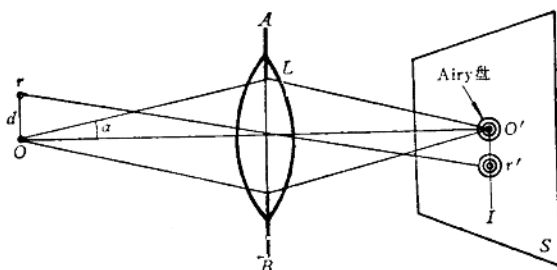


图 1-1 两个点光源象的叠加

(Airy 盘)。从象 O' 的中心测其

强度分布示于图 1-2 (a), 入射能量的 84% 集中在中央峰, 其余将依次逐减地分布在一、二级……等衍射环中。

假设在点光源 O 之上另有一个点光源 r , 同样, 它在屏幕上成像于 r' , 如果把点光源 r 向 O 点移动, 显然在屏幕上的象 r' 也要向 O' 移动, 这时两个衍射图象互相叠加。现在要问: r 向 O 移到多大距离, 在屏幕上便分辨不出是两个点光源的象了? 很明显, 如果两个点光源接近到使两个亮斑点的中心距离等于第一级暗环的半径, 并且两个亮峰之间的光强度小于峰值强度的 19%, 则这两个亮斑点尚能分辨开, 我们用 d 表示这两个光点之间的距离。如果两个光点的距离比 d 再小, 便分辨不出屏幕上是两个点光源的象了, 如图 1-2 (b) 所示。因此, 我们把 d 称为显微镜的极限分辨距离, 它随三个参量变化, 由下式决定:

$$d = \frac{0.61\lambda}{n \sin \alpha} \quad (1-1)$$

式中 λ ——光波在真空中的波长;

n ——透镜和物体间介质折射系数；

α ——孔径角之半。

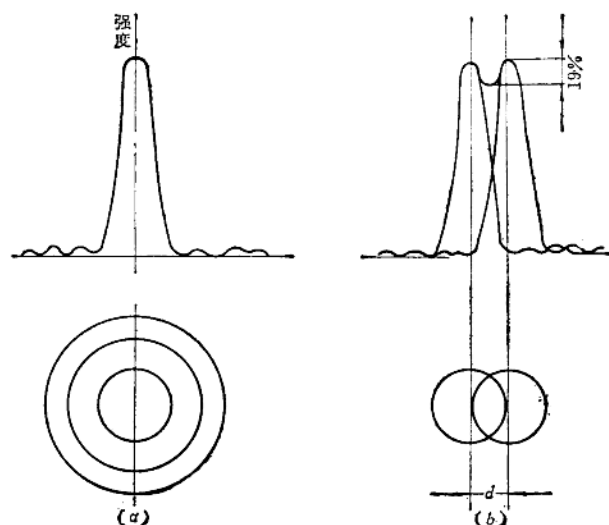


图 1-2 Airy 象盘的强度分布 (a) 和两个点光源成象时的分辨极限 (b)

德国光学家阿贝从对可见光在样品上的衍射现象推导出同样的公式，但他引入了透镜数值孔径的概念，即：

$$n \sin \alpha = NA$$

式中 NA 表示数值孔径。

于是

$$d = \frac{0.61\lambda}{NA} \quad (1-2)$$

这样无论是自发光的点光源（不考虑光的相干性）或用可见光照明的样品（考虑到样品对光的衍射现象），其分辨本领均受光波波长（ λ ）和数值孔径（ NA ）的影响。从公式（1-1）和（1-2）可看出，波长越短，数值孔径越大，中

心光斑就越小，显微镜的分辨本领就越高。至于象差的影响，由于现代玻璃透镜的改善和合理的组合，已校正到对分辨本领实际上不起多大影响的程度，因此影响光学显微镜分辨本领的主要因素是光波波长和数值孔径。如果能够减小波长和增大数值孔径，分辨本领可进一步提高。但这对于光学显微镜来说，是有限度的。一个良好物镜的孔径角已接近 90° ， $\sin \alpha$ 可达 0.95，可见光的波长在 $4000 \sim 8000 \text{ \AA}$ 的范围内，如果取波长为 $4000 \text{ \AA}$ ，对一个“干”系统 n 为 1，则

$$d \approx \frac{1}{2} \lambda \quad (1-3)$$

如果用 $n=1.66$ 的溴苯作为物体和透镜间的介质， $\sin \alpha=0.95$ ， $n \sin \alpha=1.6$ ，则

$$d \approx \frac{1}{3} \lambda \quad (1-4)$$

由式（1-3）和（1-4）可知，对“干”系统的物镜，分辨本领可达半波波长；对于油浸物镜，在最佳情况下可达波长的三分之一。透镜的接受角是有限度的，到目前为止还找不到折射率更高的浸透介质，因此光学显微镜的极限分辨本领是可见光波长的 $1/2 \sim 1/3$ ，约在 $2000 \text{ \AA}$ 左右。要想继续改善显微镜的分辨本领，只有减小波长，于是就出现用电子束照明物样的电子显微镜了。

作为“基本”粒子的电子是大家所熟知的，它是一种物质微粒，带有负电荷， $e=4.8 \times 10^{-10}$ 绝对静电单位，其静止质量 $m_0=9.1 \times 10^{-28}$ 克。

从现代物理学可知，任何物质微粒的运动都具有波动性质，1924 年法国物理学家德布罗意最初提出这个假设，后来为电子衍射的大量实验所证实。当晶体被电子束照射时就会

产生一束或几束电子衍射线，这和可见光通过光栅的衍射和X射线在晶体中的衍射完全相似。这些现象只有把电子的运动看成是波的传播才能得到圆满的解释。由运动电子的波动性自然联想到可以用电子束照明制作电子显微镜。

有关电子衍射的许多实验表明，电子的波长与它的速度和质量有关，如下式所示：

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (1-5)$$

式中 h ——普朗克常数，等于 6.624×10^{-27} 尔格·秒；

m ——运动电子的质量；

v ——电子的速度。

首先看慢速电子的情况，即不考虑电子速度对其质量的影响（即 $m = m_0$ ）。现在有一电子受到电压 V 的加速，如果设电子初速度为零，那么加速每个电子所消耗的功（ eV ）就是电子获得的全部动能，即

$$eV = \frac{1}{2} m_0 v^2$$

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m_0}} \quad (1-6)$$

把式（1-6）代入式（1-5）中求得波长 λ

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v} = \frac{h}{m_0 \sqrt{\frac{2eV}{m_0}}} = \frac{h}{\sqrt{2m_0 eV}} \quad (1-7)$$

把有关数值代入式（1-7）中即可求得电子的波长

$$\lambda = \frac{12.25}{\sqrt{V}} \text{ (Å)} \quad (1-8)$$

对于低于500电子伏特的低能电子束，用公式（1-8）计算波长已足够准确，但一般透射电镜的电压在50~120千伏或更高些，目前超高压电子显微镜的电压在1000~3000千伏，此时用公式（1-8）计算电子的波长就会导致不可忽视的误差，因此必须引入相对论修正。考虑相对论后的电子动能为

$$eV = mc^2 - m_0 c^2 \quad (1-9)$$

式中 c 为光速，等于 3×10^{10} 厘米/秒

相对论的电子质量为：

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1-10)$$

用 $(m + m_0)$ 乘式（1-9）并考虑到式（1-10）：

$$(m + m_0) eV = m^2 v^2 \quad (1-11)$$

把式（1-11）中 mv 的值代入式（1-5）中得

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{(m + m_0) eV}}$$

或者

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 eV \left(1 + \frac{eV}{2m_0 c^2}\right)}} \quad (1-12)$$

上式还可简化为

$$\lambda = \frac{12.25}{\sqrt{V(1 + 0.979 \times 10^{-6} V)}} \approx \frac{12.25}{\sqrt{V(1 + 10^{-6} V)}} \text{ (Å)} \quad (1-13)$$

与式 (1-7) 相比较, 式 (1-12) 中 $\left(1 + \frac{eV}{2m_0 c^2}\right)$ 为相对论修正因数, 在加速电压 V 为 50 千伏、100 千伏和 200 千伏时, 这个修正值为 $\sim 2\%$ 、 5% 和 10% 。在附录一中列出了电子波长和电子速度随加速电压的变化数值。

电子的波长随加速电压的增加而减小, 如果取一般透射电镜的电压为 100 千伏, 则 $\lambda = 0.037 \text{ Å}$ 。和可见光波长 (4000 Å) 相比, 则可见光的波长比电子波长几乎大十万倍, 因此电子显微镜的极限分辨本领应约为 0.02 Å (由 $d = \frac{1}{2} \lambda$)。但是目前能达到的最佳分辨本

领是 2 Å 左右, 比理论上应达到的分辨本领约小 100 倍, 但比光学显微镜仍提高 1000 倍, 因此对电镜来说现在波长不是提高分辨本领的特殊限制。影响分辨本领提高的因素是多方面的, 主要是成象的透镜还不完善。透镜的各种象差, 特别是球差影响了分辨本领的提高。由于这种限制, 物镜的数值孔径不能提高到令人满意的程度。

目前孔径角之半 (α) 还在 $1/100$ 弧度数量级, 因而把电子显微镜可能达到的理论分辨本领限制在几个 Å 。约相当于固体中原子间距的大小。影响提高分辨本领的另一个重要因素是样品本身, 特别是各种衬度效应起着重要作用, 因为没有良好的衬度是很难分辨任何微体细节的。关于衬度的说明在谈及物样成象时还要详述。

上面我们简要地讨论了光学显微镜和电子显微镜各自的主要特点: 分辨本领及照明束对分辨本领的限制。下面我们将学习电子光学的基本知识、电子显微镜的构造原理和功能。

用电子束代替可见光照明制成电子显微镜, 可把光学显微镜的极限分辨本领提高 1000 倍。但是要做到这一点, 在找到适宜的照明束之后, 下一个课题就是要有相应的折射介质, 使电子束能够偏转以达到聚焦成象的目的, 如同玻璃透镜对可见光的作用一样。

1926 年德国科学家布施研究电子在磁场中运动的轨迹后指出: 轴对称场可以使电子束折射, 在几何上就象玻璃透镜折射可见光一样能使电子聚焦成象。后来人们对电子束的聚焦原理进行了大量工作并在此基础上制成了各种电子透镜, 这些工作便奠定了电子光学的科学基础。在仅仅 50 多年的历史中, 电子光学已成为物理学的重要分科, 它的研究对象就是如何利用电场和磁场来控制带电粒子运动轨迹的。

电子显微镜的制成是电子光学最卓越的成就, 当然电子光学的应用不仅限于电子显微镜, 在电场和磁场中, 凡有带电粒子运动的地方, 都会碰到电子光学问题。电子光学还是设计制造多种仪器的指导科学, 例如各种电子束管、电子示波器、电视设备、各种类型的 β 谱仪和质谱仪、在核子物理中用的各种巨型带电粒子加速器等。

关于电子光学的系统知识在许多专著和教科书中都有详尽地阐述, 在电子显微镜课程中, 我们只着重学习其中有关的一些基本知识, 主要是电子透镜的聚焦原理。在现代电镜

中,除了电子枪使用静电透镜外,都不用静电透镜聚焦,因为使用强静电场时往往导致镜体内的电击穿和弧光放电,严重影响象质量,因此静电式电镜没得到发展。但电子枪性能高低是影响获得高分辨本领的一个重要因素,因此这里对静电聚焦也作简单的介绍。

第二节 静电透镜原理

在研究电子在电场和磁场中运动的规律时,我们把电子看成是一束带电的粒子,而不考虑其波动本质,仅以力学的观点分析电子在电磁场中运动的轨迹。

一、电子的折射

一个电子在静电场中受到的力为:

$$\mathbf{F}_e = -e\mathbf{E} \quad (1-14)$$

这里 e 为电子电荷, $\mathbf{E}$ 为电场强度矢量。

由式(1-14)可知, $\mathbf{F}_e$ 和电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 方向相反。 $\mathbf{E}$ 的方向是沿着电力线的切线而指向电位降低的方向,因此 $\mathbf{F}_e$ 的方向便是沿着电力线的切线指向电位增加的方向,这个力的大小取决于电荷 e 和电场强度 $\mathbf{E}$,而与电子的速度及方向无关。

现在讨论静电场对电子的折射作用。在图1-3中, V_1 和 V_2 是两个等电位区,从 V_1 过渡到 V_2 要经过以平面 A 和 B 为界的区域。设 $V_1 < V_2$, 电子在 V_1 区中的速度为 v_1 , 在 V_2 区的速度为 v_2 。如果忽略电子发射的初速度, 电子在两个等电位区内都作匀速直线运动,只是在交界的 $A-B$ 区内,由于受到垂直于界面的作用力而开始偏转。

把 v_1 和 v_2 分解为两个分量: 平行于界面的切向分量 v_t 和垂直于界面的法向分量 v_n 。因为沿等位面的切向没有电场的作用力,所以电子从 V_1 过渡到 V_2 时切向分量 v_t 不变,这样

$$v_t = v_{t_1}$$

而

$$v_{t_1} = v_1 \sin \alpha; \quad v_{t_2} = v_2 \sin \beta$$

因此

$$v_1 \sin \alpha = v_2 \sin \beta$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{\sqrt{\frac{2eV_2}{m}}}{\sqrt{\frac{2eV_1}{m}}}$$

故

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} \quad (1-15)$$

式(1-15)称为电子光学折射定律。从图1-3中可看出,电子从低电位过渡到高电位时速度的法线分量增加,电子轨迹折向法线;反之,电子由高电位过渡到低电位($V_1 > V_2$)时,电子的轨迹远离法线。

从公式(1-15)可知,加速电位的平方根起着折射率的作用,因此要制成静电式电子光学系统并使电子运动的轨迹能和可见光在一个光学系统中的行程相一致,就要使电子光学系统的电位分布(即折射率 $\sqrt{V}$ 的变化)与光学系统的折射率一样。

在推导式(1-15)时, A 和 B 为平面,如果它们是曲面,折射定律也成立。我们的目的就是要确立一种电场,其电位分布和等位面的形状能起透镜的作用,这就是下面要讨论的电位和电场强度都连续变化的旋转轴对称电场。

需要指出, 电位总是连续变化的, 因此电子轨迹的变化也总是连续的, 这和光学中折射率连续变化的非均匀透明媒质对光束的折射相似, 但在光学中造成这种媒质很困难。然而在电子光学中恰好相反, 用具有跳跃式的场作为电子光学系统的困难相当大, 但用连续变化的场作为折射介质却是成功的。

二、电子在轴对称电场中的运动

所谓轴对称场(或旋转对称场)是指在这种场中, 电位的分布对系统的主光轴具有旋转对称性, 这和光学中的合轴光学系统相当。在合轴光学系统中引起光束折射和反射的介质表面都是对系统主光轴的旋转对称面。

作为轴对称电场的一个例子, 在图1-4中画出两个不同直径的双圆筒电极, Z 为主光轴(以下称 Z 轴)。我们把所有通过 Z 轴的平面称为子午面, 图中将等位线画在通过 Z 轴的子午面上, 因此这些等位线就表示出子午面上的电位分布, 等位线是由子午面上电位相等的诸点连接起来的。现在如果我们把子午面绕 Z 轴旋转一周便得到圆筒电极内空间电位分布的立体图, 每一等位线都给出一个等位面, 而等位面的形状就是子午面上等位线绕 Z 轴旋转所形成的轴对称曲面, 显然场的电位分布对称于 Z 轴, 因此称为旋转轴对称电场。产生这种场的电极表面形状也应和某一等位面的形状相似。

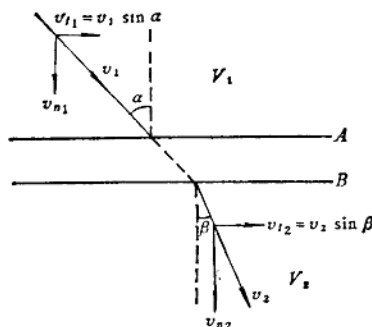


图 1-3 电子光学折射定律

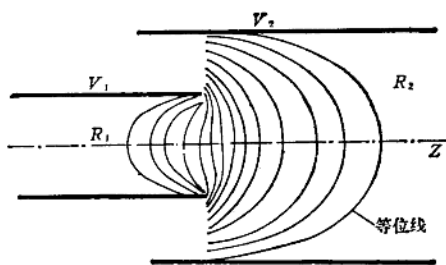


图 1-4 轴对称电场

下面讨论轴对称电场的性质。为了方便采用圆柱坐标系 (r, θ, z) 。令坐标轴 z 与系统主光轴 Z 重合, 这样电位就是 r, θ, z 三个变量的函数, 即 $V=V(r, \theta, z)$ 。

在轴对称电场中, 所有 r 相同而 θ 值不同的点电位都相等, 这是由场的旋转对称性决定的, 因此在轴对称电场中, 电位只决定于坐标 r 和 z , 即

$$\frac{\partial V}{\partial \theta} = 0, \quad V = V(r, z) \quad (1-16)$$

实际上只要知道了任一子午面上的电位分布就足够了, 因为所有子午面上的电位 $V(r, z)$ 的分布都是一样的。

其次, 由于子午面上的等位线对 Z 轴是对称的, 所以

$$V(r, z) = V(-r, z) \quad (1-17)$$

在圆柱坐标系中, 电场强度矢量决定于三个互相垂直的分量如图1-5, 即沿 r 方向的径向分量 E_r , 沿 z 轴方向的纵向分量 E_z 及沿 θ 方向的垂直于上述两个分量的 E_θ 。

由于场的轴对称性, $\frac{\partial V}{\partial \theta} = 0$, 所以 $E_{\theta} = 0$ 。

E_r 和 E_z 决定于电位 $V(r, z)$ 的梯度 $\mathbf{E} = -\text{grad}V$, 所以

$$\left. \begin{aligned} E_r &= -\frac{\partial V(r, z)}{\partial r} \\ E_z &= -\frac{\partial V(r, z)}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1-18)$$

下面分析场在对称轴附近的特点。因为在大多数电子仪器中都是用近轴电子束成象, 即所谓旁轴电子。在电子显微镜中使用不同孔径的光阑就是仅让旁轴电子束成象。在这种情况下, 电子透镜场的一个重要的特点是: 场能使通过它的每一电子束都偏转一个角度 δ , 而 δ 与电子束通过场时的径向距离 r 成比例。只有当这个条件满足时, 电子束通过透镜才能形成正确的电子光学象。我们用下面简单的讨论就可看到此条件的必要性。

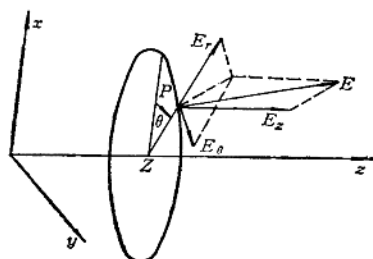


图 1-5 在圆柱坐标系里电场强度的分量

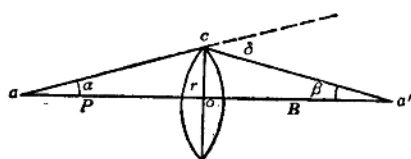


图 1-6 电子束被透镜偏折的角度 δ 与电子束在透镜区内的离轴距离成正比

图 1-6 中电子束从 a 点发出与 z 轴成 α 角, 这束电子通过透镜 c 被会聚在 z 轴的 a' 点成象并与 z 轴成 β 角。显然电子束的偏折角 δ 为:

$$\delta = \alpha + \beta$$

由于是旁轴电子束, 所以 α 和 β 角都很小, 因此可写出下式:

$$\alpha = \frac{co}{ao} = \frac{r}{P}, \quad \beta = \frac{co}{a'o} = \frac{r}{B}$$

故

$$\delta = \alpha + \beta = \left(\frac{1}{P} + \frac{1}{B} \right) r \quad (1-19)$$

这里 δ 为偏折角, P 和 B 分别为物距和象距。

现在要确定当电子通过透镜场时所受的力也必须满足式 (1-19) 的条件。上述讨论已指出: 作用在电子上的力 $\mathbf{F}_e$ 与场强矢量 $\mathbf{E}$ 都是沿着电力线的切线但方向相反。场强矢量 $\mathbf{E}$ 处处垂直于等位面, 并落在子午面内, 指向电位降低的方向, 因此作用在电子上的力 $\mathbf{F}_e$ 显然也垂直于电子越过的等位面并落在子午面内, 但指向电位增加的方向, 我们把力 $\mathbf{F}_e$ 分解为径向分力 F_r 和纵向分力 F_z 。

$$F_r = -eE_r \quad (1-20)$$

$$F_z = -eE_z \quad (1-21)$$

显然, 只有垂直于轴的径向分力才能使电子聚焦或发散, 而纵向分力 F_z 只改变电子平

行于轴的分速度。为了使电子通过透镜时的偏折角 δ 正比于离轴距离 r ，径向分力 F_r 的大小必须正比于 r 。当然电场的径向分量 E_r 也要正比于 r ，为了求出径向分力 F_r 和离轴距离 r 的关系，我们利用高斯定理按以下方法进行：

分析一个以场主光轴 Z 为轴的小圆柱体，它的半径 r 很小，以致可以认为不论在它的哪一个底面或侧面，在同样大小的表面上电场强度都不变化。小圆柱体长度为 δz ，如图1-7所示。因为柱体内没有电荷，根据高斯定理经过柱体表面的全部力线通量应等于零，过柱体底面的力线通量为：

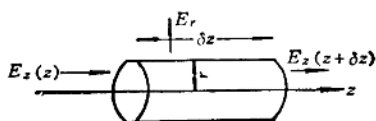


图 1-7 应用高斯定理对小圆柱体确立电场的径向分量与轴向分量的关系

$$\pi r^2 [E_z(z + \delta z) - E_z(z)]$$

通过柱体侧面的为： $2\pi r \delta z E_r$ ；把 $E_z(z + \delta z)$ 展成台劳级数并略去高次项有：

$$E_z(z + \delta z) = E_z(z) + \delta z \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

根据高斯定理有：

$$\pi r^2 \frac{\partial E_z}{\partial z} \delta z + 2\pi r \delta z E_r = 0$$

$$E_r = -\frac{1}{2} \frac{\partial E_z}{\partial z} r \quad (1-22)$$

作用于电子的径向分力为：

$$F_r = -e E_r = \frac{1}{2} e r \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (1-23)$$

由公式 (1-22) 和 (1-23) 可知，场的径向分力 F_r 和场强径向分量 E_r 都正比于离轴距离 r ，因此满足了旁轴电子成像的条件。

在式 (1-22) 中 $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ 是场强沿轴向的变化，它取决于电位沿轴的分布，由下式表示：

$$\begin{aligned} V(r, z) &= \phi(z) - \frac{\phi''(z)}{2^2} r^2 + \frac{\phi^{(4)}(z)}{2^2 \cdot 4^2} r^4 - \frac{\phi^{(6)}(z)}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2} r^6 + \dots \\ &= \phi(z) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \phi^{(2n)}(z) r^{2n}}{2^2 \cdot 4^2 \dots (2n)^2} \end{aligned} \quad (1-24)$$

这里 $\phi(z) = V(r=0, z)$ 即对称轴上的电位。公式 (1-24) 是电子光学的基本公式，它说明对称轴上的电位分布决定了轴对称场整个空间的电位分布 $V(r, z)$ ，这样在处理电子光学问题时，只要知道沿轴电位分布 $\phi(z)$ 就够了。

对式 (1-24) 微分，得出场强分量：

$$-E_r = \frac{\partial V(r, z)}{\partial r} = -\frac{\phi''(z)}{2} r + \frac{\phi^{(4)}(z)}{4^2} r^3 - \frac{\phi^{(6)}(z)}{384} r^5 + \dots \quad (1-25)$$

$$-E_z = \frac{\partial V(r, z)}{\partial z} = \phi'(z) - \frac{\phi^{(3)}(z)}{4} r^2 + \frac{\phi^{(5)}(z)}{2^2 \cdot 4^2} r^4 - \dots \quad (1-26)$$

在 r 很小时, 可以略去 r 的高次方项, 得到:

$$E_r = \frac{1}{2} \phi''(z) r \quad (1-27)$$

$$E_z = -\phi'(z) \quad (1-28)$$

从式 (1-27) 和 (1-28) 以及式 (1-22) 可知:

$$E_r = -\frac{\partial V(r, z)}{\partial r} = \frac{1}{2} \phi''(z) r = -\frac{r}{2} \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

综上所述, 我们的结论是: 具有电位连续变化的轴对称电场, 可以使电子束聚焦成象, 所需要的条件是对称轴上的场强在沿轴位移时要起变化 (即非均匀场), 这样的电场将有径向分量 E_r 产生, 它使电子向着轴或离开轴偏折, 这要看 $\phi''(z)$ 的符号决定。在 $\phi''(z) > 0$ 时, 使电子聚焦; 在 $\phi''(z) < 0$ 时, 使电子散焦。

三、静电浸没物镜

静电透镜的类型很多, 浸没物镜又称阴极透镜, 是静电透镜的一种类型。这类透镜的特点是发射电子的阴极直接装在透镜的电场中, 即浸没在电场中, 电子被透镜的电场从阴极吸引出来并被加速。如图 1-8 表示的, 由阴极 K 和两个接近阴极的阑片 C 和 D 组成。第一个阑片 C 又称栅极, 其电位 U_c 可为正, 也可以是负的。第二个阑片称为阳极, 其电位 U_D 恒为正, 而且比栅极电位要高得多, 阳极应该放在接近栅极的位置, 以便使它产生的等位面能够通过栅极孔到达阴极区域。特别是当需要获得足够强的电子束电流密度, 栅极电位为负值时, 为了建立加速电场, 更要这样做。

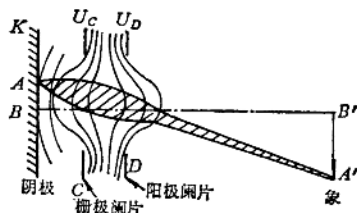


图 1-8 浸没透镜

从图 1-8 可以看出, 在栅极孔附近的等位面对电子束起聚焦作用, 因为电子离开阴极时速度很小, 所以当电子通过栅极孔时, 聚焦作用很强。如果电子以初速为零从阴极发出, 它们便会聚在栅极和阳极之间的对称轴上。

在阳极附近的等位面对电子起发散作用, 好象发散透镜一样。然而因为电子在到达这里时已被加速到远比通过栅极时要高得多的速度, 所以发散透镜的光焦度 ($1/f$) 在绝对值上比栅极孔处的会聚透镜的光焦度要小得多, 因此, 阳极处的发散作用要比栅极处的会聚作用小很多, 这样浸没透镜对电子的整个作用是会聚作用。

上述由阴极和两个阑片为极组成的系统, 并不是浸没物镜的唯一形式, 凡是由阴极和几个产生轴对称电场的电极组合的任何系统, 都可以叫浸没物镜。

在电子显微镜中, 发射电子束的电子枪就是浸没物镜的一种, 实际上, 任何一种构造的电子枪, 最靠近阴极的电子透镜都是浸没物镜。电子枪的功能是产生电子显微镜用以“照明”的电子束。电子束照射物样时需要有足够的亮度, 因此要求电子束的发射角和截面积要尽量小。为了做到这一点, 在电子枪中, 栅极电位为负值并比阴极更负些, 这时阴极附近的等位面便强烈弯曲, 产生较强的电场径向分量 E_r , 使电子向轴偏折, 并在栅极和阴极之间形成电子束最小交叉截面。电子枪的阳极接地, 栅极和阴极与负高压联接, 调整栅极

电位, 可把电子束最小交叉截面缩小到直径约为几十微米, 然后经过双聚光镜聚焦可把电子束交叉截面缩小至1~2微米。图1-9是借助静电透镜和磁透镜缩小电子束照明斑的情形。

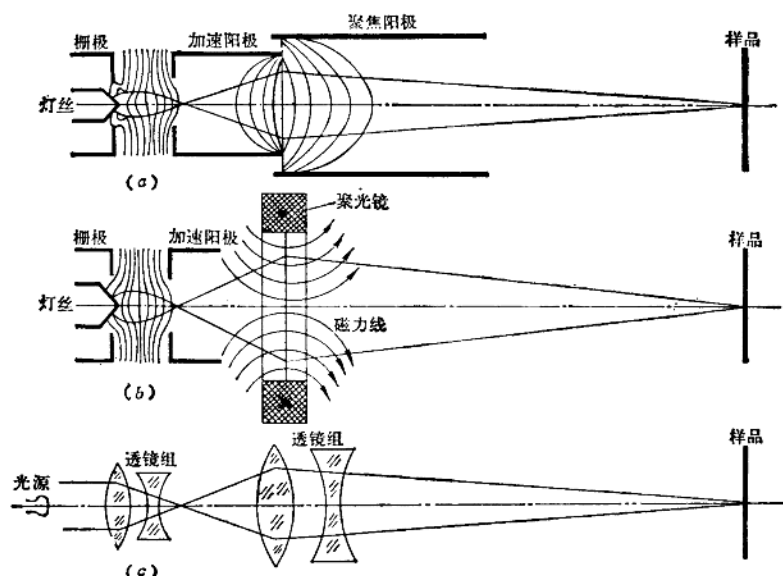


图 1-9 几种聚焦方式的比较

(a) 静电聚焦; (b) 磁透镜聚焦; (c) 透镜组聚焦

第三节 磁透镜聚焦原理

在磁场中, 以速度 v 运动的电子, 受到的力为:

$$\mathbf{F}_{\text{磁}} = -e(\mathbf{v} \times \mathbf{H})$$

$\mathbf{F}_{\text{磁}}$ 称为洛伦兹力, e 为电子电荷, 而 $\mathbf{H}$ 为磁场强度。从上式可看出磁场作用于电子上的力 $\mathbf{F}_{\text{磁}}$ 既垂直于速度矢量 $\mathbf{v}$ 也垂直于磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 。如 $\mathbf{v}$ 和 $\mathbf{H}$ 之间的夹角为 α , 则 $\mathbf{F}_{\text{磁}}$ 的数值由下式决定:

$$F_{\text{磁}} = evH \sin \alpha \quad (1-29)$$

因此, 磁场对电子作用力的大小与电子运动的速度、磁场强度以及它们之间的夹角有关。在特殊情况下如果 $v=0$ (即电子不动), 则磁场对电子没有任何作用力。另外当 $\mathbf{v}$ 的方向与 $\mathbf{H}$ 重合时 (即 $\alpha=0^\circ$), 磁场对电子也不起任何作用。当 $\mathbf{v}$ 与 $\mathbf{H}$ 间夹角 $\alpha=90^\circ$ 时, 磁场对电子的作用力有极大值, 此时

$$F_{\text{磁}} = evH \quad (1-30)$$

由于磁场对运动电子的作用力总是垂直于电子的速度, 很明显, 这个力不改变电子运动速度的大小, 只改变运动的方向。因此, 电子在磁场中运动速度大小是不变的。磁场既不加速电子, 也不阻滞电子, 只改变电子运动的轨迹。

在这里与讨论静电场对电子的作用一样, 我们感兴趣的是设计这样一种磁场, 它对电子能够聚焦成象, 这就是轴对称磁场。场本身就是磁透镜, 它和光学透镜折射光束相似使电子会聚成象。在电子光学系统中, 这种场由通电流的圆柱型轴对称线圈产生, 即线圈的

中心在系统的对称轴上，线圈的平面垂直于对称轴 z 。

一、电子在均匀磁场中的运动

均匀磁场一般由通电流的长螺线管产生，如图1-10。这种长螺线管通电产生的均匀磁场又称长磁透镜。这是最简单的轴对称场的一个特例。在均匀磁场中，只有轴向磁场 H_z 。除了螺线管两端的磁场外，不存在场的径向分量 H_r 。

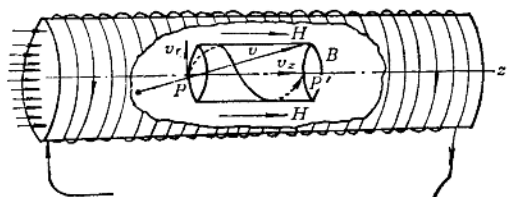


图 1-10 长磁透镜的聚焦作用

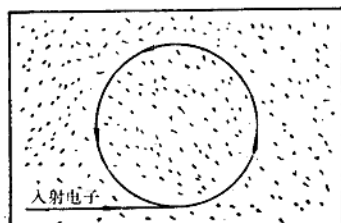


图 1-11 入射电子垂直于磁场 H ，电子轨迹是一个圆

假设电子的速度 v 与磁场强度 H 垂直，那么作用在电子上的力由式 (1-30) 所决定：

$$F_{\text{max}} = evH$$

这个力作用在垂直于 H 的平面内，并使电子轨迹在此平面内弯曲。假设电子的速度不变 $v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$ ， V 为加速电压，由于是均匀磁场， H 为常量，因此作用在电子上的力也是不变的。为此力所决定的轨迹曲率在所有部分也是不变的。这样的电子轨迹是一个圆，电子做圆周运动，如图1-11所示。圆周的半径由下式求出：

$$\frac{mv^2}{r} = evH$$

$$r = \frac{mv}{eH} \quad (1-31)$$

如果电子与 H 成一角度 α 进入磁场（如图1-10），这时可把速度分解为沿 z 轴的纵向分量 v_z 和垂直于 z 轴的径向分量 v_r 。由上述讨论可知， v_z 将使电子沿轴作匀速直线运动， v_r 使电子在垂直于 z 轴的平面上作圆周运动。显然，总的合运动是一条螺旋线。

$$v_z = v \cos \alpha \quad v_r = v \sin \alpha$$

在 v_r 的作用下，电子作圆周运动的半径为：

$$r = \frac{mv}{eH} = \frac{m \cdot v_r}{eH} = \frac{mv}{eH} \sin \alpha \quad (1-32)$$

即在其它条件相同时，圆周半径的大小决定于电子出射时与场强 H 的夹角。同时，电子出射的方向不同，圆周的方位也不同，如图1-12。

下面计算电子旋转完一周所需的时间 τ ：

$$\tau = \frac{2\pi r}{v_r} = \frac{2\pi \cdot \frac{mv}{eH}}{v_r} = \frac{2\pi m}{eH} \quad (1-33)$$

公式(1-33)指出:虽然每个电子的径向分速度 v_r 不同,但它们旋转完整一周所需的时间相同,与出射角 α 无关。现在求出在时间 τ 内每个电子沿轴前进的距离 PP' :

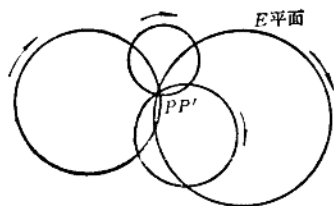


图 1-12 电子在均匀磁场中的轨迹

$$PP' = v_z \cdot \tau = \tau v \cos \alpha$$

$$= \frac{2\pi m}{eH} v \cos \alpha$$

但当 α 角很小时, $\cos \alpha \rightarrow 1$

$$PP' = \frac{2\pi m v}{eH} = \frac{2\pi}{H} \sqrt{\frac{2mV}{e}} \quad (1-34)$$

式(1-34)说明:不同发射角的电子从 P 点出发经过同一时间 τ 所前进的轴向距离是相同的,都能会聚在 P' 点上。换言之,长螺线管所产生的均匀磁场具有聚焦成像的作用,对于过 P 点垂直于 z 轴平面 E 上的任何点,这个结论都是正确的。因此,我们将在共轭平面 E' 上得到在 E 平面上的广延物体的象。因为每一点的象都是在物点本身所在的力线上得到的,而均匀磁场中的力线互相平行,所以物和象是一样大的,既不能放大也不能缩小,而且象总是正象。

与轴平行的轨迹不受匀强磁场的任何影响。因此,匀强磁场不能称做真正的透镜。

还应指出,用均匀磁场可以形成整个一系列的重复的象 P'' 、 P''' 等,这些象沿磁场方向依次间隔 PP' 。

二、短磁透镜

下面我们将讨论更重要的,非均匀轴对称的磁场(即短磁透镜)对电子的聚焦成像作用。在分析和计算这种磁场时,仍然采用柱坐标系。场强 $H = H(r, \theta, z)$,但由于场的对称性,场强只有两个分量即纵向分量 H_z 和径向分量 H_r ,即 $H = H_z + H_r$ 。 H_z 和 H_r 在场的空间分布决定于下式:

$$H_z(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n_1)^2} H^{(2n)}(z) \left(\frac{r}{2}\right)^{2n}$$

$$= H(z) - \frac{r^2}{4} H''(z) + \dots \quad (1-35)$$

$$H_r(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n_1(n+1)} H^{(2n+1)}(z) \left(\frac{r}{2}\right)^{2n+1}$$

$$= -\frac{r}{2} H'(z) + \frac{r^3}{16} H'''(z) - \dots \quad (1-36)$$

式中 $H(z)$ 为轴上磁场强度。

由以上二式可知,若沿轴磁场 $H(z)$ 给定,则整个空间的磁场分布就决定了,这与轴对称电场的分布规律是相似的。

在旁轴区域内,可把 r 的高次项略去便得下式:

$$H_z(r, z) = H(z) \quad (1-37)$$

$$H_r(r, z) = -\frac{r}{2} H'(z) \quad (1-38)$$

以上二式的物理意义可参看图1-13来理解。在旁轴范围内,如果近似地把磁力线看成与 z 轴平行,自然 $H_z(r, z) = H(z)$ 。从图1-13中还可以看出,在沿 z 轴方向磁力线密度起变化时,便出现场强的径向分量 H_r ,即 H_r 与 $-\frac{dH(z)}{dz} = H'(z)$ 有关。

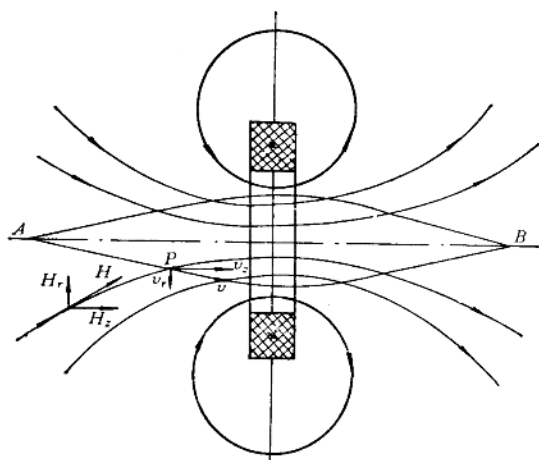


图 1-13 短磁透镜(无铁壳)的聚焦作用

现在讨论电子在短磁透镜中运动的轨迹。假设电子从透镜对称轴上的A点射来,在进入线圈磁场以前,如在到达P点之前,电子沿直线运动。从P点起,电子进入磁场。把电子的速度 v 分解为轴向分量 v_z 和径向分量 v_r 。这时 v_z 受到磁场径向分量 H_r 的作用,对电子产生一个从图面背向读者的力 F_θ ,此力导致电子绕轴旋转。磁场的轴向分量 H_z 与电子速度的径向分量 v_r 作用,对电子产生同一方向的作用力,结果使电子获得一个绕轴旋转的切向速度 v_t 。这时 H_z 作用于这切向速度 v_t ,产生一个使电子折向轴的聚焦力 F_r 。在 F_r 的作用下,电子

轨迹弯曲折向对称轴,使电子聚焦。在透镜的下半部, H_r 和 v_r 改变了方向。这时 H_r 与 v_r 和 H_z 与 v_t 的作用,产生一个把切向速度 v_t 减小到零的作用力,因之,电子在离开透镜场时,又回到图面运动。这个减小绕轴旋转速度 v_t 的力并不改变 v_t 的方向,因此,聚焦力 F_r 的方向也不改变。在 F_r 的作用下,电子始终折向对称轴。只是在离透镜中心较远后,由于 H_z 的减小,电子轨迹向轴弯曲的程度才逐渐减小。在离开透镜时,电子作直线运动与对称轴 z 相交于B点,此点即为A点的象。由于电子在透镜场运动时产生切向速度 v_t ,使象和物的相对位置旋转了一个 θ 角,该角度通常小于 90° 。

如果电子不是由对称轴射出,而是平行于对称轴进入磁场。在受透镜的偏转作用后与轴相交,这个交点称为短磁透镜的焦点。

在上述讨论中,为了对电子运动的轨迹便于理解,把电子的运动分为绕轴旋转和沿轴折射两种运动来分析。实际上,电子在磁场中运动时每一瞬间都同时受到旋转力 F_θ 和聚焦力 F_r 的作用。因此,电子运动总的轨迹是既旋转又折射,两种运动同时进行。在图1-13中如果磁场反向或是电子从反方向入射,透镜场对电子仍有聚焦作用,只是改变了电子绕轴