

915090

高等学校教学用书

材料电子显微分析



GAODENG XUEXIAO JIAOXUE YONGSHU

冶金工业出版社

高等学校教学用书

材料电子显微分析

东北工学院 魏全金 编

冶金工业出版社

高等学校教学用书

材料电子显微分析

东北工学院 魏全金 编

*

冶金工业出版社出版

(北京北河沿大街崇文门北巷39号)

新华书店总店科技发行所发行

冶金工业出版社印刷厂印刷

*

787×1092 1/16 印张 14 1/2 字数 341 千字

1990年5月第一版 1990年5月第一次印刷

印数00,001~6,000册

ISBN 7-5024-0692-1

TG·108 (课) 定价2.90元

前 言

本书是《金属X射线衍射与电子显微分析技术》一书中电子显微分析部分的修订再版，并依使用者意见以《材料电子显微分析》为书名单独成册出版。

自本书80年第一版问世以来，电子显微学及其应用有了迅猛发展。会聚束衍射，相位象日趋普及，平行束衍射和衍衬象向微结构定量分析深层发展，复型象开拓着超细微粒领域。分析电子显微术异军突起，以其综合分析能力，活跃于材料科学研究各领域。其它电子显微分析技术也有长足进展。与此同时，材料科学的发展，特别是未来材料学的展望，要求与材料有关的专业学生和科技工作者，尽快熟悉和掌握与材料发展成败攸关的电子显微学的新原理、新技术、新应用。本书就是面对这一形势和要求而修订的。

本书是为材料领域有关专业（如金属材料、非金属材料、金属学与热处理、铸工、压力加工、粉末冶金等）编写的教材，同时可供从事材料分析、检验人员参考之用。地质、矿物、电冶金等有关专业亦可选作研究生参考教材。本书编写时，力图作到内容循序渐进，深入浅出，便于自学，尽可能少用烦琐的数学推导，而突出物理含意和实际应用。对于相似现象，尽可能给出区别判据。对重点介绍的实验技术，力求达到举一反三的效果，使读者能掌握其主要的分析原理和程序。

全书共分六部分，即电镜的结构与成象，电子衍射及其分析，电镜图象解释，扫描电子显微术，X射线显微分析和俄歇能谱分析，以及附录。这次修订时，从应用角度压缩了原书电镜结构与成象一章，删去了非常用和日趋淘汰部分。试样制备一章删去了相形见拙的方法，突出了双喷制样，添写了超细微粒萃取和离子减薄法，并移至附录内。电子衍射及其分析部分，简化了分析程序，增添了材料研究常见问题的实际分析，以及会聚束衍射原理及其应用分析。按照材料研究经常遇到的各种微缺陷，改写了电镜图象解释一章，突出其定性定量的实际分析和应用，增添了弱束象、相位象分析。扫描电子显微术一章在略有压缩的基础上增加了断口象分析。最后一章基本维持原貌。附录皆为电子显微分析常用的图表和数据，以供实际分析时使用。各章之后的思考题实际也是读者必须掌握的各章重点。

中南工业大学孔祥炎、北京钢铁学院袁逸、武汉钢铁学院许伯藩、太原重机学院郭东城、东北工学院贺礼端、王淑清、任海鹏诸同志为本书修订提出了极宝贵的意见。鞍山钢铁研究所刘仁才同志为本书修订提供了极可贵的碳膜萃取相分析技术一文，北京钢铁研究院徐温崇同志欣然允许使用她与马翔同志合写的非电解液恒电流浸蚀法一文，沈阳铸造研究所李德珊、辽宁省新技术研究所董林、东北工学院边为民等同志为本书修订提供了极好的照片。此外，东北工学院有关部门和同志对本书修订给予了许多帮助，特此一并表示谢意。

由于本人水平有限，书中定有不少缺点和错误，如蒙指正，至为感激。

作 者

1989.4

目 录

1 电镜的结构与成象	1
1.1 光学显微镜的局限性	1
1.2 电子的波长	2
1.3 电子透镜	3
1.4 电子透镜缺陷和理论分辨距离	5
1.4.1 球差、象散、色差	6
1.4.2 理论分辨距离	7
1.5 电子透镜的场深和焦深	8
1.6 电镜的主要结构	9
1.6.1 电子光学系统	11
1.6.2 真空系统	15
1.6.3 供电系统	16
2 电镜中的电子衍射及其分析	17
2.1 斑点花样	17
2.1.1 形成原理	17
2.1.2 实验方法	26
2.1.3 花样指数标定	29
2.1.4 实际应用	44
2.2 菊池线花样	57
2.2.1 形成原理	57
2.2.2 指数标定	60
2.2.3 应用概况	61
2.3 会聚束衍射花样	62
2.3.1 形成原理	62
2.3.2 实验方法与常用的会聚束衍射花样	68
2.3.3 指数标定	69
2.3.4 实际应用	70
3 电镜显微图象解释	78
3.1 复型象(质厚衬度象)	78
3.1.1 成象原理	78
3.1.2 衬度公式	79
3.1.3 图象分析	80
3.2 衍衬象	84
3.2.1 形成原理	84
3.2.2 成象方式	86
3.2.3 完整晶体衬度	87
3.2.4 不完整晶体衬度	94

3.2.5	显微象分析所需辅助技术	126
3.2.6	结尾	130
3.3	相位象	134
3.3.1	形成原理	135
3.3.2	两束和三束形成的晶格象	140
3.3.3	可直接解释的结构投影象	144
4	扫描电子显微术	149
4.1	结构原理	149
4.2	分辨率和放大倍率	150
4.3	工作方式	151
4.3.1	发射方式	152
4.3.2	反射方式	153
4.3.3	吸收方式	154
4.3.4	透射方式	154
4.3.5	俄歇电子方式	154
4.3.6	X射线方式	155
4.3.7	阴极发光方式	155
4.3.8	感应信号方式	155
4.4	形貌象解释	155
4.4.1	图象分析示例	155
4.4.2	常见断口象	157
4.5	成分分析	161
4.6	通道效应分析	161
4.6.1	通道效应产生原理	162
4.6.2	通道花样性质	162
4.6.3	实验方法与应用	163
6	X射线显微分析和俄歇能谱分析	166
5.1	X射线显微分析技术	166
5.1.1	成分分析	166
5.1.2	晶体学分析	171
5.2	表面探针	172
5.2.1	低能电子衍射仪	172
5.2.2	俄歇电子能谱仪	174
附录		178
1	试样制备	178
2	一些元素的物理性质	186
3	常用的晶体学公式	188
4	常见的部分倒易面	191
5	倒易面特征值表	193
6	常用的材料d值表	199
7	立方晶系夹角关系表	202

8 常用的极射赤面投影和菊池图.....	208
9 一些常见材料的消光距离.....	214
10 部分晶体的位错 $g \cdot b$ 值.....	218
主要参考书目	222

1 电镜的结构与成象

1.1 光学显微镜的局限性

一个多世纪来，人们一直用光学显微镜来揭示金属材料的显微组织，借以弄清组织、成分与性能之间的内在联系，指导实践。目前，光学显微镜已成为材料的生产、使用和科研的常用工具，并发挥了巨大的作用。

但是，随着科学技术的发展，对金相显微分析技术的要求也越来越高，尤其是对显微镜的分辨本领更是如此。例如，合金中的G.P区往往只有几十个Å，有的只有几个Å，这是光学显微镜无法分辨的。再如，低碳钢的粒状贝茵体，光学显微镜就分辨不清其细微组织情况，因此就无法弄清这些组织的实质，也弄不清它们是怎样形成的，以及它们与性能之间的内在联系。

为什么光学显微镜分辨不出上述细节呢？这是因为光学显微镜是用可见光束照明物体的，光具有微粒和波动两相性，其波长范围为5000Å左右。光的波动本性所决定的衍射现象，使得显微镜的分辨本领不能小于2000Å的限度。

衍射是怎样限制显微镜的分辨本领呢？图1-1(a)概略地表达了光线通过显微镜物镜时的光路图。为了简单起见，假设物镜由透镜L和光阑D组成。透镜对物点张角的一半为 α 。在真实物镜中，光阑是由物镜框担任的，所以 α 也是光阑的半张角。设物镜物平面内发光点为 O_1 和 O_2 ，其实象在象平面内为 B_1 和 B_2 。即使物镜的各种象差都已完全消除，但由于光阑孔边的衍射，象 B_1 和 B_2 也不会是点状，而是中心发亮，周围环绕着明暗相间同心环的圆斑，称为Airy斑。图1-1(b)是点 O_1 、 O_2 在象平面内的强度分布图。当 O_1 和 O_2 互接近时，象平面的Airy斑象也相应地彼此靠拢，如图1-1(c)~(e)所示。当 B_1 的第一个衍射极大恰好落在 B_2 的第一个衍射极小上时，如图1-1(d)和(f)，此时我们尚能通过物镜成象把点 O_1 、 O_2 鉴别开来。图1-1(f)内的中心强度是最大强度的81%。如果让 O_1 和 O_2 两点进一步靠近，由于它们的Airy斑象重叠得过分厉害，使图象变得模糊不清，人们也就无法把它们的象单个的分辨出来，如图1-1(e)所示，因而也就无从知道这是两个点。人们把所能分辨开来的物面上两点间的最小距离，称为显微镜的分辨本领。若以 d 表示这个最小分辨距离，计算得

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

若透镜的放大倍数为 M ，显然Airy斑半径应为 Md 。式中的 λ 为光线的波长， n 为透镜周围介质的折射率， $n \sin \alpha$ 通称为数值孔径，用N.A表示。由此可见，显微镜的分辨距离与波长成正比，与数值孔径成反比。实践证明，在空气内任何透镜系统的N.A值均小于1，在使用最好的油浸透镜时也只能达到1.5~1.6，这样，显微镜的分辨本领也就取决于可见光的波长了，而可见光的波长又是有限的，这也就是光学显微镜的分辨本领不能再提高的道理。

怎样才能使显微镜的分辨本领提高呢？从式(1-1)得知，增大数值孔径是困难的和有

限的，唯有寻找比可见光波长更短的光线才有可能解决这个问题。

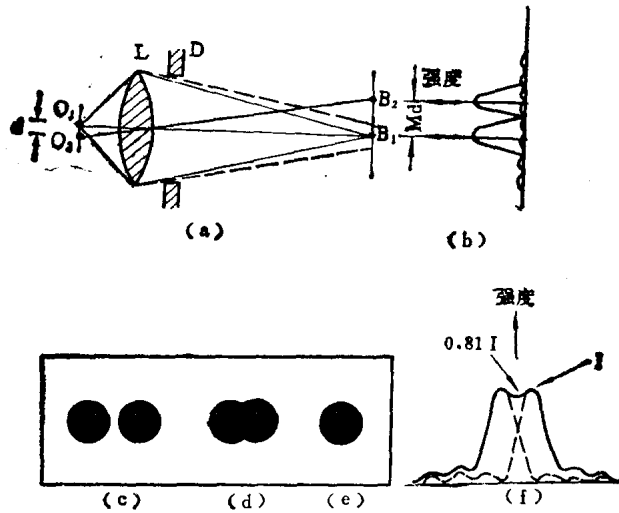


图 1-1 光学显微镜分辨本领示意图

(a) 点 O_1 、 O_2 经物镜光阑衍射成两个Airy斑象，实线表示无衍射时光线形成的汇聚圆锥边界，虚线表示受到衍射时的边界光线；(b) 点 O_1 和 O_2 在象平面内的强度分布；(c) 可以明显分辨出来的Airy斑象；(d) 刚好可以分辨出来的Airy斑象；(e) 分辨不出来的Airy斑象；(f) 相当于(d)的强度分布，即中心强度是最大强度的81%

1.2 电子的波长

比可见光波长更短的波有紫外线，但由于被观察的大多数物体都强烈地吸收短波紫外线，因此所用的波长只能限于 $2500 \sim 2000 \text{ \AA}$ 之内。用这种光源可把分辨本领增大一倍左右，这正是现代紫外线显微镜能达到的水平，但这对观察金属的显微组织来讲仍然是不够的。X射线也是一种波，其波长在 1 \AA 左右。如用X射线作为光源，当然分辨本领会显著提高，遗憾的是找不到能使X射线会聚的透镜。

运动的电子具有微粒性同时也具有波动性。从这一点看，它和可见光是相同的，这就使电子束具有成为新光源的可能性，接下去的问题就是它的波长是不是很短。根据德布罗意公式，电子的波长取决于它们的速度，即

$$\lambda = h/mv \quad (1-2)$$

式中 $h = 6.6256 \times 10^{-34}$ 焦·秒，是普朗克常数； $m = 9.1 \times 10^{-28}$ 克，是电子的静止质量； v 是电子的速度。电子的速度和它们所受到的加速电压有关，假设电子所受到的加速电压为 E 伏特，根据电场力作功使电子动能增加的道理，我们得出

$$\frac{1}{2}mv^2 = eE, \text{ 即 } v = \sqrt{\frac{2eE}{m}} \quad (1-3)$$

式中的 $e = 1.60 \times 10^{-19}$ 库仑，是电子所带的电荷。把(1-3)式代入(1-2)式内并引入 h 、 m 和 e 的具体数值，得

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{E}} \text{ \AA} \quad (1-4)$$

对于被150伏加速电压所加速的电子，其波长为一个 \AA 。如果加速电压很高，电子速度很大，就应该进行相对论修正。表1-1列出了经过相对论修正而计算出来的电子波长与加速电压的关系。当加速电压为100千伏(kV)时， λ 为0.037 \AA 。可见，只要能使加速电压提高到一定的值，就可以得到很短的电子波。正是这个道理，用高压加速电子就成了近代电镜的最重要的一个特点。显然，用这样的波来做为显微镜的光源，就能大大提高分辨能力。

表 1-1 电子波长与加速电压的关系

加速电压 (kV)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	200
波 长 (\AA)	0.122	0.0859	0.0698	0.0602	0.0536	0.0487	0.0448	0.0418	0.0392	0.0370	0.0251

1.3 电子透镜

电子和可见光不同，它是一个带电的粒子，因此不能凭借光学透镜会聚成象。但可以凭借轴对称的非均匀电场、磁场的力使其会聚或发散，从而达到成象的目的。现今的电子透镜就是根据这一原理设计而成的。人们把用静电场做成的透镜称之为“静电透镜”，用磁场做成的透镜称之为“磁透镜”。

磁透镜和静电透镜相比具有如下优点。第一，改变线圈中的电流强度，就能很方便地控制透镜焦距 f 和放大倍率 M ；而在静电透镜里，必须很费力地改变很高的加速电压，才能达此目的。第二，在磁透镜里，不用担心击穿，用来供给磁透镜线圈电流的电源电压通常在60到100伏之间，而在静电透镜的电极上，得加上数万伏的电压，因此常常会引起击穿。第三，电子显微镜进行实验的结果证明，磁透镜的象差较小。正因为磁透镜比静电透镜优越，所以目前应用较多的是磁透镜，只是在偏压电子枪和有关分光镜才使用静电透镜。因此这里只分析磁透镜是怎样使电子束会聚成象的。

图1-2是一个常用的磁透镜剖面图。它是由一个铁壳(A)，一个螺旋管线圈(B)，和一对中间嵌有黄铜的极靴(C)组成的。这实际上是一个围有铁壳的，装有极靴的短螺旋管线圈。这种线圈产生的磁场是非均匀的，磁力线不和线圈轴平行，中心部分的磁场比两旁的强。但是，这种磁场对轴成对称，并且对线圈极靴的中心成对称。由于它的磁场范围比焦距小得多，所以称之为“短磁透镜”。

为了说明图1-2所示透镜的聚焦情况，我们先来分析一下没有加极靴的短线圈的聚焦情形，见图1-3。从电镜成象角度看，所用近轴射线进入透镜磁场不外两种情形，一是与光轴成 α 角进入透镜磁场，一是平行于光轴进入透镜磁场。先看第一种情形。假设电子从透镜左边的O点，沿着与轴线成 α 角的方向发射出来，那么，在进入磁场之前，电子不受磁场作用，其运行轨迹是直线。现在再看磁场内的情况。为了便于分析，我们把磁场中任一点A的磁感应强度 \mathbf{B} 分解为 \mathbf{B}_z 和 \mathbf{B}_r 两分量，将运动到A点的电子速度 \mathbf{v} 也分解成 \mathbf{v}_z 和 \mathbf{v}_r 两个分量。显然， $\mathbf{v}_z \parallel \mathbf{B}_z$ ， $\mathbf{v}_z \perp \mathbf{B}_r$ ， $\mathbf{v}_r \parallel \mathbf{B}_r$ 但方向相反， $\mathbf{v}_r \perp \mathbf{B}_z$ 。见图1-3(b)。运动电子在磁场中所受作用力为

$$F = -e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \text{ 或 } F = evB \sin(\mathbf{v}\mathbf{B}) \quad (1-5)$$

式中 e 为电子电荷， v 是电子的运动速度； \mathbf{B} 为磁感应强度； $(\mathbf{v}\mathbf{B})$ 是电子运动方向与磁感应强度方向的夹角。显然，如果 $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$ ， F 最大；如果 $\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}$ ， $F=0$ 。这就是说，电子的速度与磁场平行时，电子不受磁场作用；与磁场垂直时，受磁场作用。由于 $\mathbf{v}_r \parallel \mathbf{B}_r$ ， $\mathbf{v}_z \perp \mathbf{B}_z$ ，两者不发生作用；但 $\mathbf{v}_r \perp \mathbf{B}_z$ ， $\mathbf{v}_z \perp \mathbf{B}_r$ ，使电子分别受到作用力 F_1 和 F_2 ，力的方向按右手法则可知，均垂直于 \mathbf{v}_z 和 \mathbf{B}_r 、 \mathbf{v}_r 和 \mathbf{B}_z 所分别决定的平面，方向由里向外。由于 $\mathbf{v}_r \parallel \mathbf{B}_r$ ， $\mathbf{v}_z \perp \mathbf{B}_z$ ，所以这两个面实际上是重叠在一起的，因此 F_1 和 F_2 方向相同。电子在力 F_1+F_2 作用下获得 \mathbf{v}_{12} 切向速度，使电子做圆周运动，在做圆周运动的瞬间，由于 $\mathbf{v}_{12} \perp \mathbf{B}_z$ ，产生径向作用力 F_r ，使电子向轴偏转。同时由于 $\mathbf{v}_{12} \perp \mathbf{B}_r$ 产生沿轴作用力，又迫使电子沿轴运动。结果在这两个力作用下，电子呈螺旋运动。由于磁场中心部分比两旁的强，因此在中心部分受到向轴的作用力 F_r 就特别大，使电子束较为厉害的向着轴偏折，同时使电子束旋转了一个角度。在与A对称的C点处，虽然电子受到一个离轴作用力，可抵消与A点相当的向轴作用力，但AC中心处特别大的向轴力 F_r 是抵消不掉的，所以电子继续向轴偏转。电子从透镜出来后，它的轨迹又是一条直线。这条直线与轴成 β 角，并且旋转了角度 θ 与轴交在 O' 点。

所有从O点出发的电子都沿着类似的轨迹运动。在 v 一定的情况下，当轨迹与轴所成的角度很小时（近轴电子），所有这些电子穿过透镜以后，都将会聚在 O' 点。因此， O' 点

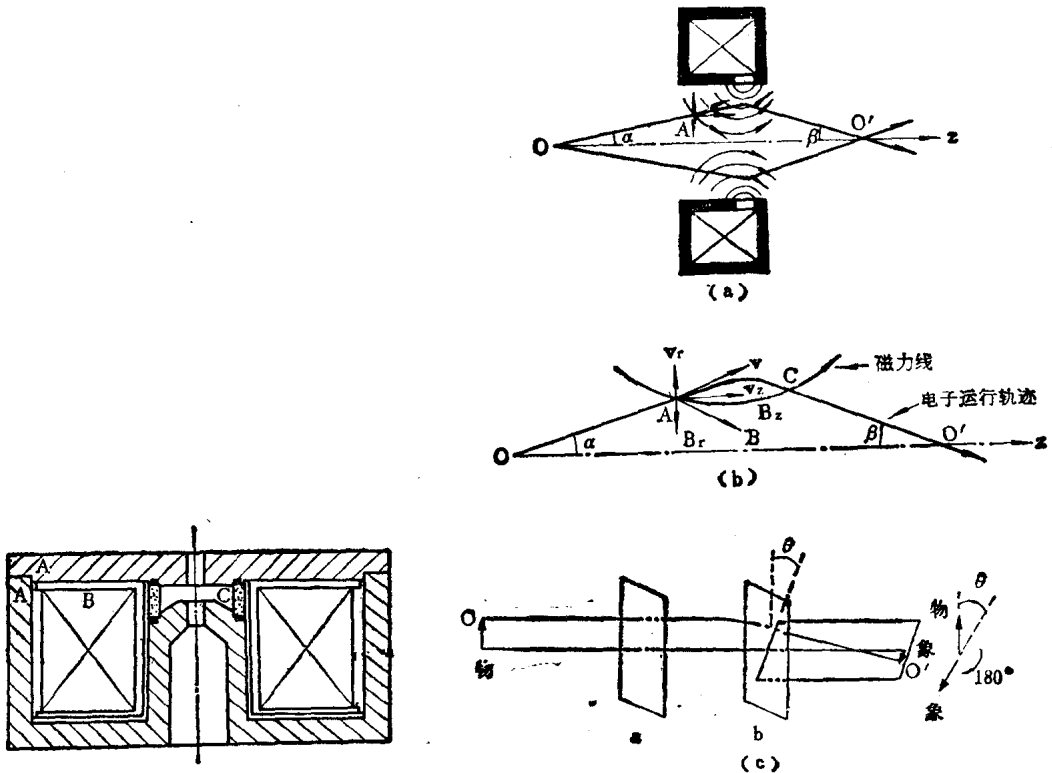


图 1-2 磁透镜剖面图

图 1-3 运动电子在磁透镜中运行情况

(a) 电子在透镜中的运行轨迹；(b) 图(a)内A位置上B和 \mathbf{v} 分解情况；(c) 平行光轴电子束经透镜成象情况；a~b为磁场作用区

是O点的像，这就是没有加极靴的短线圈透镜的聚焦过程。人们称穿过O'点与轴垂直的面为象平面。因为在上述条件下，所有从同一物点发出的不同方向的电子，经透镜作用后都交于象平面上的同一点，构成相应的象。

现在看第二种情形，即电子沿着与光轴平行的方向进入透镜。当其穿越透镜时，在磁场作用下，就向轴趋近，并旋转角度 θ ；离开磁场作用区后，便保持这种几何状态继续向轴趋近，与轴交于一点（即焦点），最后于象平面上形成相对原物有一定旋转角 θ 的倒置象，见图1-3(c)。人们称过焦点垂直于光轴的面为焦面。因为在上述条件下，从不同物点发出的同方向同相位的电子，经透镜作用后，都会聚于焦面一点，构成与试样相对应的散射花样。从电子束方向看，由于这一焦面位于透镜后面，故称之为后焦面。关于旋转角 θ 和 180° 倒置，在讨论象与衍射花样相对取向关系之转角校正时还要提到它们。

图1-4是图1-2所示透镜的示意图，以及它所对应的磁感应强度分布。为了便于与无极靴有铁壳、无极靴无铁壳短线圈磁场相对照，也把后两个磁感应强度分布用虚线画在图上。围有铁壳的装有极靴的短线圈，由于磁力线通过铁壳和极靴回路，而被聚焦在嵌有黄铜的上下两极靴的间隔 h 内， h 可以小到一个毫米左右。因而在这个小区域内，场的径向分量是很大的，正是这个分量（而不是纵向分量）造成了电子束剧烈地向轴偏转。这种透镜的焦距 f 、象的旋转角 θ 和放大倍率 M 分别为：

$$\frac{1}{f} = \frac{300e}{8mc^2E} \int_a^b B^2(z) dz \quad (1-6)$$

$$\theta = \sqrt{\frac{300e}{8mc^2E}} \int_a^b B(z) dz \quad (1-7)$$

$$M = \frac{L_2}{L_1} = \frac{f}{L_1 - f} = \frac{L_2 - f}{f} \quad (1-8)$$

式中 e 为电子电荷， m 为电子质量， E 为电子能量， c 为光速， $a \sim b$ 为透镜磁场作用范围， $B(z)$ 为沿透镜轴分布的磁感应强度， L_1 为透镜的物距， L_2 为透镜的象距。用(1-6)式计算 f 较为困难，常用的近似公式是

$$f = 48.4 \frac{ES}{(IN)^2} F \quad (1-9)$$

这里的 S 为极靴孔径，单位用厘米； I 为通过线圈导线的电流强度，单位为安培； N 是线圈在每厘米长度上的圈数； F 为透镜的结构系数，与极靴间隔 h 有关； E 在这里为加速电压。

由于电子透镜可以提供放大的物象，而电子波长又能做到非常之短，因此，人们便自然地把电子显微镜视为弥补光学显微镜不足的有力工具了。

1.4 电子透镜缺陷和理论分辨距离

电子的波长是可以很短的，比如，当加速电压为十万伏时，波长为 0.037 \AA 。用这样短的波做显微镜光源，那么用公式(1-1)推算，这种显微镜的最小分辨距离应该是 0.02 \AA

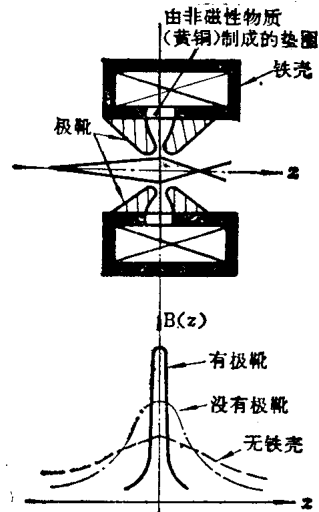


图 1-4 带铁壳带极靴透镜及其磁感应强度分布

左右。然而，理论和实践都证明，电镜是无法达到这么高的分辨本领的。那么，为什么达不到呢？

原来，电镜和光学显微镜类似，也有象差一类缺陷。象差也分为几何象差和色差。几何象差是由于实际电子轨道并不符合光程相等原理而引起的；色差是因电子波长差异所造成的。其中对电镜分辨本领起决定作用的是球差、象散和色差。

1.4.1 球差、象散、色差

球差是由于电子透镜中心区域和边缘区域对电子会聚能力不同而造成的，图1-5 (a) 示意地表示了这种缺陷。远轴电子通过透镜时被折射得比近轴电子要厉害得多，以致两者不交在一点上，结果在象平面上物点的象变成了一个漫散圆斑，其半径为

$$r_{s,M} = MC_s \alpha^3 \quad (1-10)$$

如果还原到物平面上去，则

$$r_s = \frac{r_{s,M}}{M} = C_s \alpha^3 \quad (1-11)$$

式中的M为透镜的放大倍率； C_s 为球差系数，其最佳值为0.3毫米左右； α 为透镜孔径角半角。可见，透镜的分辨本领随 α 增大而迅速变坏。

当透镜磁场不对称时，就出现象散。这时有的方向对电子束的折射比别的方向强，如图1-5 (b) 所示。在A平面运行的电子束聚焦在 P_A 点，而在B平面运行的电子束聚焦在

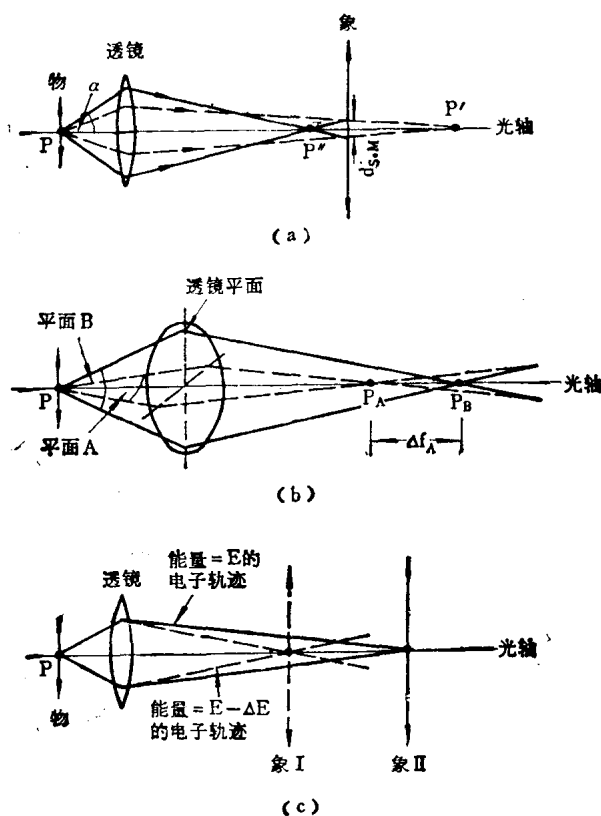


图 1-5 透镜象差

(a) 球差；(b) 象散；(c) 色差

P。点，依次类推。这样，圆形物点的象就变成了椭圆形的漫散斑点，其平均半径为

$$r_{A,M} = M\Delta f_A \alpha \quad (1-12)$$

还原到物平面上为

$$r_A = \Delta f_A \alpha \quad (1-13)$$

这里的 Δf_A 是象散引起的最大的焦距差。

透镜磁场不对称，有的是由于极靴内部被污染，有的是由于极靴的机械不对称性，例如极靴小孔不圆，两端面不平行、不平整，上下极靴不同轴等等。此外，极靴材料各向磁导率的差异也将引起同样的效果。这种缺陷可用附加弱磁场的电磁消象散器来矫正。

色差是电子的能量不同，从而波长不一造成的。电子透镜的焦距随电子能量而改变，因此能量不同的电子束将沿着不同的轨迹运动，见图1-5 (c)。产生的漫散圆斑还原到物平面上，其半径为

$$r_c = C_c \alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (1-14)$$

式中的 C_c 是透镜的色差系数，大致等于其焦距； $\Delta E/E$ 是电子能量变化率。

引起电子束能量变化的主要有两个原因。一是电子加速电压不稳定，使得电子束能量相应发生变化，所以高性能仪器只允许加速电压有百万分之几的波动。二是当电子束照射试样时，和试样相互作用，一部分电子发生非弹性散射，致使电子能量发生变化。

使用薄试样和用小孔径光阑将散射角大的非弹性散射电子束挡掉，将有助于减小色差。

在电子透镜中，球差对分辨本领的影响最为重要，因为没有一种简便方法能使其矫正过来，而其它象差，只要在设计、制造和使用时，采取适当措施，基本上是可以消除掉的。

1.4.2 理论分辨距离

光学显微镜的分辨本领决定于象差和衍射。在光学系统内，借助于发散透镜和会聚透镜的组合，以及折射表面形状的设计，能将象差消除到可以忽略不计的程度。所以，光学显微镜的分辨本领基本上决定于衍射，也就是说，决定于光波的波长。因为光学系统的象差实际上可以减少到没有，又因为衍射决定于孔径光阑的半径，或者说决定于孔径角，所以在光学上，这个角度可以采用得相当大。由于消除了象差，采用大孔径角并不会使象的质量变坏，同时却减少了衍射对分辨本领的影响，提高了象的清晰度。所以，光学显微镜的分辨距离可以近似地认为等于 $\lambda/2$ (λ 是波长)。

在电子透镜中，不能利用大的孔径角，因为这样做时，象差会很大，特别是球差，见公式 (1-11)。但是，由于电镜中的电子波长可以很短 (见表1-1)，所以可通过减少孔径角的办法，也就是说减少光阑尺寸的办法，来减少象差，提高分辨本领。不过，这种减小也不能过分。如果过小，光阑的衍射效应就变成了限制因素。根据衍射理论，显微镜的分辨极限是

$$d = 0.61 \frac{\lambda}{n \sin \alpha}$$

在电镜情况下， $n \approx 1$ ， $2\alpha = 3 \sim 5^\circ$ 。因此

$$d \approx 0.61 \frac{\lambda}{\alpha} \quad (1-15)$$

可见，光阑尺寸过小，衍射效应会使分辨本领变坏。这就是说，光阑的最佳尺寸应该是球差和衍射两者所限定的分辨距离彼此相等时的值，即 $C_s \alpha^3 = 0.61 \frac{\lambda}{\alpha}$ 时的 α 值，亦即

$$\alpha_{最佳} \approx \left(\frac{\lambda}{C_s} \right)^{1/4} \quad (1-16)$$

相对应的最佳光阑直径

$$D_{最佳} \approx 2\alpha_{最佳} f \quad (1-17)$$

式中的 f 为透镜的焦距。将 $\alpha_{最佳}$ 值代入式 (1-15)，得

$$d_{最小} \approx \lambda^{3/4} C_s^{1/4} \quad (1-18)$$

式 (1-16)、(1-17) 和 (1-18) 是电子透镜的最佳孔径角、最佳光阑尺寸和最小分辨距离的理论近似公式。在设计上，目前通用的较精确的理论分辨公式和最佳孔径角公式是

$$d_{最小} = 0.43 \lambda^{3/4} C_s^{1/4} \quad (1-19)$$

$$\alpha_{最佳} = 1.4 \lambda^{1/4} C_s^{-1/4} \quad (1-20)$$

例如用100千伏电子束作为照明源 ($\lambda = 0.037 \text{ \AA}$)，电子透镜球差系数 $C_s = 0.88$ 毫米，那么该电子透镜的理论分辨距离 $d_{最小} = 2 \text{ \AA}$ ， $\alpha_{最佳} = 10^{-2}$ 弧度。如果取焦距 $f = 1.7$ 毫米，那么最佳光阑直径 $D_{最佳} = 34$ 微米。

以上说明，即使电子束波长只有光波长的十万分之一左右，但由于到目前为止还不能造出无象差的大孔径角的电子透镜，而只能采用很小的孔径角来使球差、象散、色差等一类缺陷综合影响减至最小，电子透镜的孔径角只是光学透镜的几百分之一，所以电子透镜的分辨本领只比光学透镜提高一千倍左右。

1.5 电子透镜的场深和焦深

电子透镜除了具有分辨本领大的特点外，尚有场深(光学显微镜习惯上叫景深)大，焦深长的特点。所谓场深是指在保持象清晰度的前提下，试样在物平面上上下沿镜轴可移动的距离，或者说试样超越物平面所允许的厚度。所谓焦深是指在保持象清晰度前提下，象平面沿镜轴可移动的距离，或者说观察屏或照相底板沿镜轴所允许的移动距离。电子透镜所以有这种特点，是由于所用孔径角非常小的缘故。这种特点在电子显微镜的应用和结构设计方面都具有重大意义。

场深的关系式可从图1-6推导出来。物平面上的P点在象平面上成象为 P_i ，由于衍射和象差的综合影响，象点 P_i 实际上是一个半径为 $Md_{最小}$ 的漫散圆斑，见1.4.2和式(1-19)。距物平面为 $D_f/2$ 的Q点，由于散焦(物点在物平面上为正焦，物点不在物平面上为散焦)，在象平面上的象是半径为 MX 圆斑。显然，只要 $MX \leq Md_{最小}$ ，即 $X \leq d_{最小}$ ，就不会使象模糊。由于 D_f 比 L_1 小得多(图1-6内，为了清楚起见，有意将 D_f 夸大了)，所以可认为从Q点发出的和从P点发出的射线孔径角都等于 2α 。因此在 $X \leq d_{最小}$ 条件下，得

$$D_f = \frac{2X}{\tan \alpha} \approx \frac{2X}{\alpha} = 2d_{最小}/\alpha \quad (1-21)$$

D_f 叫做透镜的场深。例如, $d_{\text{最小}} \approx 5\text{\AA}$, $\alpha \approx 7 \times 10^{-3}$ 弧度时, D_f 大约为 1400\AA 。这就是说, 厚度小于 1400\AA 的试样, 其间的所有细节都可调焦成象。由于电子透镜场深大, 所以电子显微镜广泛地应用在断口观察上。

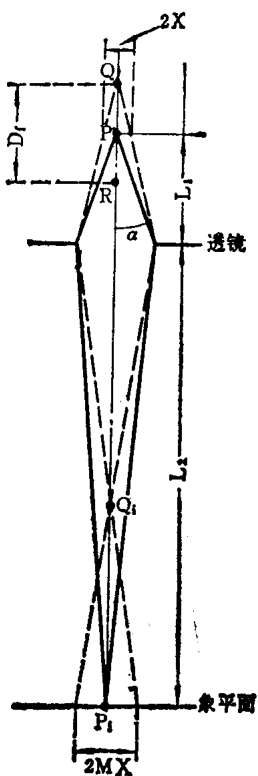


图 1-6 场深示意图

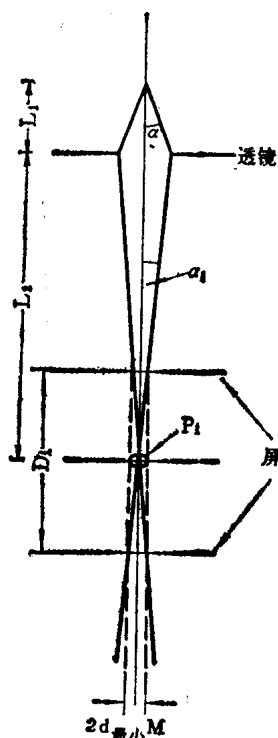


图 1-7 焦深示意图

图1-7是焦深 D_f 的示意图。由图可以看出

$$D_f = \frac{2d_{\text{最小}}M}{\tan\alpha_1}$$

由于 $L_1 \tan\alpha = L_2 \tan\alpha_1$, 即 $\tan\alpha_1 = \frac{L_1}{L_2} \tan\alpha = \frac{1}{M} \tan\alpha \approx \frac{\alpha}{M}$

所以 $D_f = \frac{2d_{\text{最小}}M^2}{\alpha} = D_f M^2$ (1-22)

这里的 M 是末级象的总放大倍率。可见, 焦深是很大的。例如, $M=10^4$, $D_f=1400\text{\AA}$ 时, $D_f=14$ 米。当然, 这一结果只有在每级透镜的 $D_f \ll L_1$ 时才是正确的, 即便如此, 所得的 D_f 也是很大的。因此, 当用倾斜观察屏观察象时, 以及当照相底片不位于观察屏同一象平面时, 所拍照的象也依然是清晰的。

1.6 电镜的主要结构

目前, 风行于世界的大型电镜, 分辨本领为 $2\sim 3\text{\AA}$, 电压为 $100\sim 500\text{kV}$, 放大倍数 $50\sim 1200000\times$ 。由于材料研究强调综合分析, 电镜逐渐地增加了一些其它专门仪器附件,

如扫描电镜、扫描透射电镜、X射线能谱仪、电子能谱仪等有关附件，使其成为能同时进行微观形貌观察、晶体结构分析和成分分析的综合性仪器，即分析电镜。它们能同时或相继地提供试样的有关附加信息，而对仪器的原来功能又不发生严重损伤。它们具有分别使用专门仪器所不及的一些特殊优点，其中可以全面分析一个显微区域的显微形貌、结构、成分，而不必从一个仪器移到另一个仪器。

图1-8是我国上海新跃仪表厂生产的电镜外形图。其分辨本领为 3\AA ，电压为 120kV ，放大倍数为80万倍。

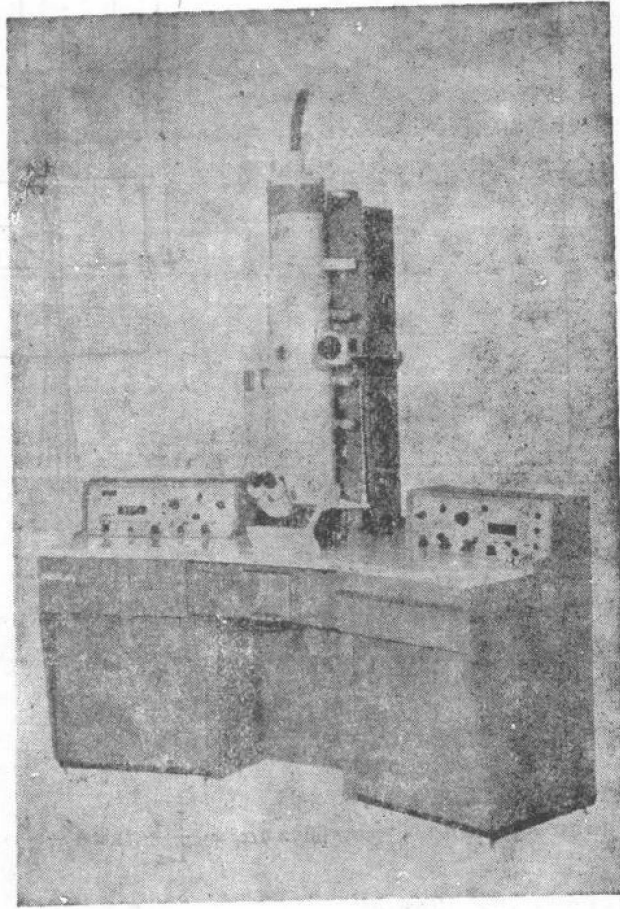


图 1-8 DXB₂-12型电子显微镜外形图

为了提高分辨本领，要求使用尽可能短的物镜焦距，这就是说要增加场强和减小极靴内径。这样一来，由于空间的限制，使其难以插入试样倾转、加热、拉伸等附件。所以，高分辨显微镜的设计分为两类：一类是为生物学工作者设计的，具有最佳的分辨本领而没有附件；一类是为材料科学工作者设计的，有附件而损失一些分辨能力。另外，也有些设计，在高分辨时采取短焦距，低分辨时采取长焦距。

目前商品电镜的种类极其繁多，不能一一讨论，而各种仪器都附有极详细的说明书可供参阅，因此逐一介绍也无必要。下面，仅从使用的角度，就其共同的结构原理和日趋普及的分析电镜的有关部分做一说明。