

# 电子全息术的发展及其应用

严国荣

## 一、引言

众所周知,电子束的波长是很短的,当加速电压为100kV时,它还不到光的波长的10万分之一。因此,将电子束应用于显微镜,这是理所当然的。但是,电子显微镜的分辨本领在很大程度上取决于电子透镜的象差。这是因为,电子透镜尚不能象光学透镜那样来消象差。作为补偿此象差的一个手段,早在1949年Gabor就提出了电子全息术的方案<sup>[1, 2]</sup>。这是一种两步成象法。先用电子束来制作全息图,再以光线照射该全息图,并在光学重构时对电子透镜的象差加以补偿,使之产生无象差的重构图象。此后,虽然Haine和Mulvey<sup>[3]</sup>,Hibi<sup>[4]</sup>等人曾进行了这种实验,但却未能获得清晰的重构图象。其原因大致有两个:一是缺乏高度相干的电子束源,二是在制作全息图时没有消除共轭象的影响。关于第二个原因,Thompson<sup>[5]</sup>曾提出使用夫琅和费同轴方式以得到无共轭象影响的重构图象。1968年,外村彰等人(即A. Tonomura et al.)<sup>[6, 7]</sup>成功地以夫琅和费同轴方式制作了电子全息图,并由激光来重构,获得了清晰的重构图象。当时,他们预见到电子显微镜技术日趋饱和的征兆,想以电子全息术的办法来大幅度提高电子显微镜的性能。但是,由于所用电子束的相干性的限制(当时他们使用了波长为0.037Å的热电子发射型电子束),所得的分辨率仅为50Å左右,还不及电子显微照相本身。以该实验为转机,后来又有人进行了傍轴方式的实验<sup>[8-12]</sup>及理论分析<sup>[13, 14]</sup>。但是,重构图象的分辨率及象质仍然没有多大的改善。其中,Tomita<sup>[11]</sup>等人获得的分辨率约为20Å左右,而Saxon<sup>[12]</sup>虽然在自己的实验中使用了场致发射源,但由于所用的设备是衍射限制的,最高分辨率只有500Å。1975年,Munch<sup>[15]</sup>将场致发射源安装于日立公司的HU-12型电子显微镜上,并进行了电子全息术的实验研究,其重构图象的最高分辨率为10Å。到了1979年,外村等人研制成功了一种新的场致发射型电子显微镜<sup>[16]</sup>。由于其电子束的相干性提高了一个量级,从而开创了电子全息术的新局面,使它进入了可供实际使用的阶段。

## 二、电子全息图的制作和重构

如前所述,虽然电子全息术的原理并不复杂,但实际做起来却并不容易。这里,先后克服了一些技术难点,并取得相应的技术进展<sup>[17]</sup>,才真正使它有了活力。为此,在介绍电子全息图的制作和重构时,将尽可能反映出这些进展。

### 1. 用场致发射型电子枪来产生高度相干的电子束

测量电子束的相干性时,可以借助于一个电子双束棱镜<sup>[18, 19]</sup>来产生干涉条纹。过去,由于所用的电子束缺乏空间相干性,所得到的最高条纹数为200条<sup>[20]</sup>。使用场致发射型电子枪以后,不仅使电子束的亮度较热电子束提高了100多倍<sup>[21]</sup>,而且还使干涉条纹数增加到

3000条<sup>[22]</sup>。尽管与激光全息术相比还算不了太多，但对电子全息术来说，已接近可实际使用的范围了。

场致发射型电子枪的结构如图 1 所示。枪室内部被离子泵抽成超高真空，在其中中心部位设有钨的顶尖。在该顶尖上施加电压，使强电场集中于其尖端部，并由此引出电子束。由于顶尖不必加热，故电子束的能量宽度（单色性）要比热电子束小 $\frac{2}{3}$ 以上。另外，光源的大小只要几个毫微米，因此，电子束的相干性就很好。

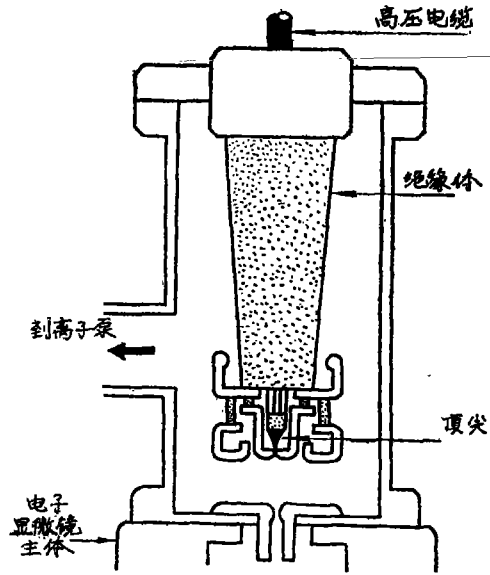


图 1 场致发射型电子枪的结构

过去，电子显微镜的晶格分辨本领受限制于能量宽度（ $\sim 1\text{eV}$ ）所引起的色差。现在，利用这种场致发射型电子枪，由于能量宽度只有 $0.3\text{eV}$ 左右，故可得到 $0.62\text{\AA}$ 的晶格分辨本领（镍的 $\{220\}$ 面的 $\frac{1}{2}$ 周期晶格）<sup>[23]</sup>。这样，减小色差就可对提高晶格分辨本领起到很好的作用。在此基础上，再利用电子全息术来补偿电子透镜的球差，就可以消除影响点分辨本领的另一个象差。

### 2. 用Möllenstedt型电子双束棱镜来制作傍轴全息图

如前所述，最初，由于电子束的相干性较差，只能使用同轴方式来制作全息图。在这种方式下，照射试件的波就是参考波，因此，试件的周围必须有足够的空间。另外，为了能去掉重构时的共轭象的影响，必须满足夫琅和费条件，故试件的大小也受到了限制。傍轴方式虽然没有这样的限制，但技术上却要难些。

Möllenstedt型电子双束棱镜使傍轴全息图的制作有了可能。该双束棱镜是由中间的细金属丝及两侧的接地电极所构成，把它装在显微镜的物镜和放大透镜之间<sup>[24]</sup>。这样，制作傍轴全息图时的简图就如图 2 所示。通过细丝一边的电子束为参考波，而物波却通过另一边。在细金属丝上施加正电压，就可使通过两侧的电子束合拢、而在下面重叠起来。将此干涉图象进一步放大，并拍摄在胶片上，最后就得到了电子全息图。

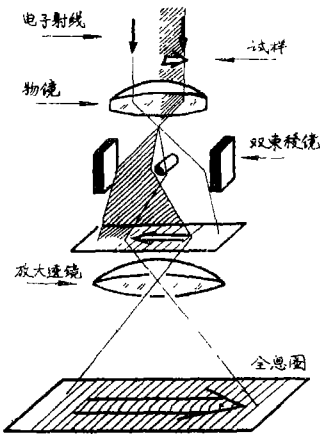


图 2 傍轴电子全息图的制作

### 3. 场致发射型电子显微镜的应用

新研制的电子显微镜是以日立公司的 HU—12A 型电子显微镜为主体的，附加了以上所述的场致发射型电子枪及电子双束棱镜。在图 3 中示出了它的外貌形状<sup>[25]</sup>。其加速电压为 $70\text{kV}$ ，发射电流为 $100\mu\text{A}$ ，电子束的亮度估计大于 $2 \times 10^8 \text{A/cm}^2 \cdot \text{sr}$ <sup>[26]</sup>。

制作电子全息图时，虽然也可以不用电子透镜、仅靠电子束与光的波长比（ $\sim 10$ 万倍）来进行放大，但为实现这样的方

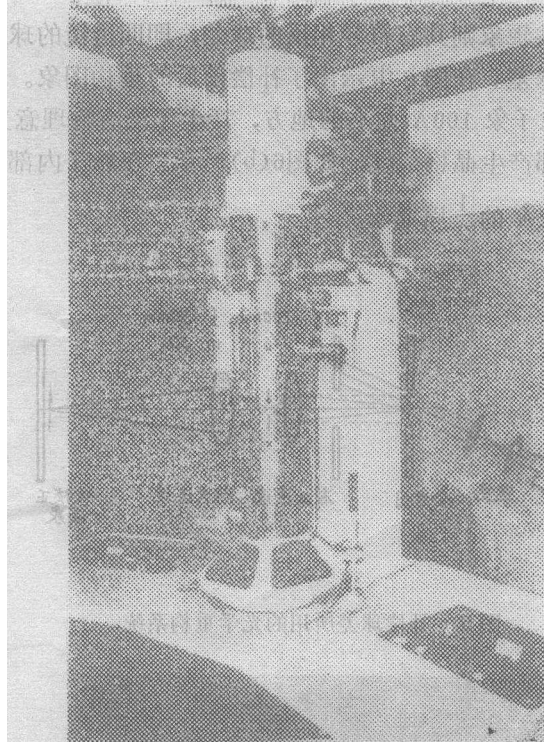
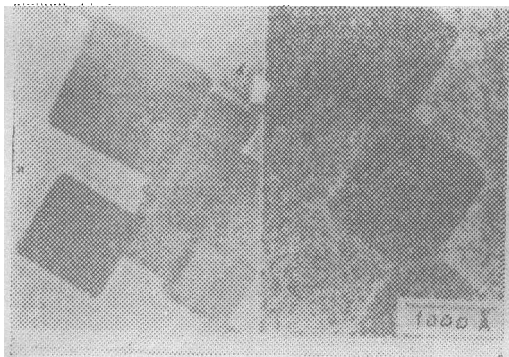


图3 场致发射型电子显微镜的外观

式，需要比重构图象的分辨率更小的（例如 $1\text{\AA}$ 的）电子束点光源，因而是很不现实的。为此，采用了放大倍率等于波长比的电子透镜系统。使用电子透镜来放大全息图，就必然会带来电子透镜的球差。

在图4中示出了 $\text{MgO}$ 晶体的重构图象。图4(a)是使用新研制的场致发射型电子显微镜



(a) (b)

图4  $\text{MgO}$ 晶体的重构图象的比较

(a)用场致发射型电子显微镜所得的重构图象

(b)使用热电子束时所得的重构图象

所得到的结果，与过去的重构图象<sup>[11]</sup>相比，象质有了明显的提高，分辨率达到 $5\text{\AA}$ 左右。显然，如果在光学重构时能补偿上述球差，则分辨率还可以进一步提高。

#### 4. 用Weingärtner方法来补偿电子透镜的球差

由于不能用凹凸透镜组合的办法来消除电子透镜的球差，故这种球差的数值就很大。补偿电子透镜的球差，这是一个30多年的悬案。虽然各方面都在为其实现而不断努力，但始终未能得到更高分辨率的电子显微照相。

在重构电子全息图时进行光学补偿方面，Gabor提出了在后焦面设置位相板的方案。另外，Weingärtner等人提出了用光学球透镜的球差来进行补偿的方案<sup>[12]</sup>。在外村等人的实验中<sup>[27]</sup>，使用了后者的方案，首次补偿了高分辨率电子显微照片的球差。

补偿球差的光学系统如图5所示。在未经补偿的情况下，重构图象中有电子显微镜凸透

镜的球差。另一方面，其共轭象则具有符号相反的球差，即凹透镜的球差。因此，用光学凸透镜就可补偿此共轭象的球差。在图 6 中示出了补偿前后的重构图象。图 6(a) 中用虚线画出的 Bragg 反射波成象于离粒子象  $100\text{\AA}$  左右的地方，产生了没有物理意义的干涉条纹。而在补偿以后，在粒子象的内部产生晶格条纹，如图 6(b) 所示。在粒子内部，除了  $2.4\text{\AA}$  的晶格条纹以外，还可以看清  $1.2\text{\AA}$  的  $\frac{1}{2}$  周期象。

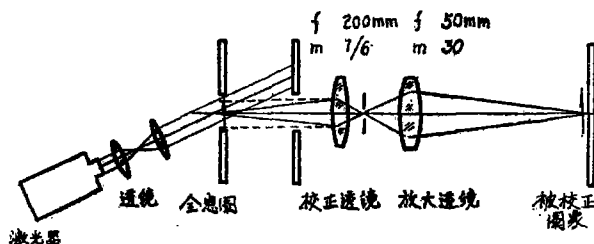
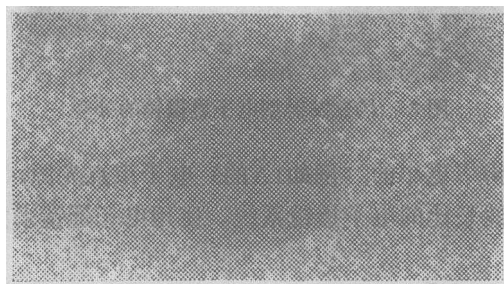
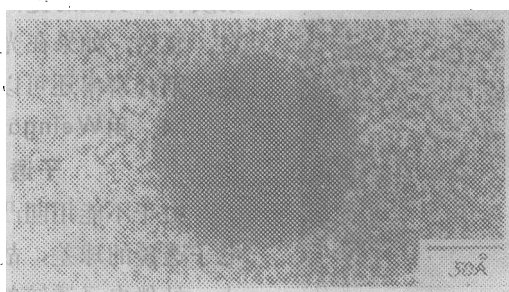


图 5 补偿球差所用的光学重构系统



(a)



(b)

图 6 金粒子图象的球差补偿

(a) 重构图象 (b) 球差补偿后的图象

### 5. 借助于位相差放大来提高位相测量的灵敏度

除了提高分辨本领以外，电子全息术还具有一些新的功能，如立体观察、位相显微镜、干涉显微镜等等。将电子全息术应用于干涉显微镜时<sup>[28, 29]</sup>，重构全息图所用的光学系统如图 7 所示。这里，采用了熟知的马赫—钱德尔干涉测量术。在图 8 中示出了  $\text{MgO}$  晶体的干涉

显微照相。由图8(a)的电子显微照相难以确定立方体的各个棱边，而在图8(b)的情况下，由于干涉条纹与厚度成比例地移动，故可把该图象看成是立体的。

有时，为了探测出微小的厚度变化（或者说是位相差），可以应用位相差放大的方法<sup>[30]</sup>。在图9中示出了它的光学重构系统简图。这时，除了重构图象以外，还有效地利用了它的共轭象，使二者互相干涉，从而得到2倍放大的干涉显微照相（见图10）。据报导，在激光全息的情况下，利用高次衍射波，可以得到14倍放大的干涉图象<sup>[31]</sup>。如果在电子全息术的情况下也能实现这样高倍数的位相差放大的话，就可以探测出 $10\text{\AA}$ 这样的微小厚度变化，这将是一个很大的技术进展。

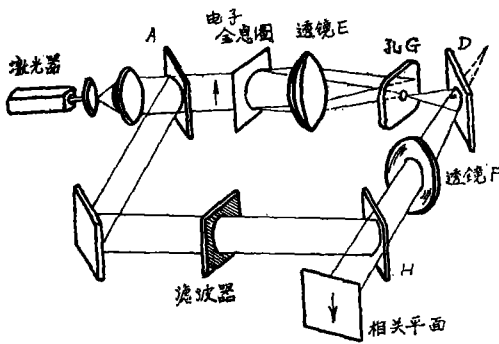


图7 干涉电子显微镜所用的重构系统



(a) (c) (b)

图8 MgO晶体的重构图象(a)，干涉图象(b)，模型(c)

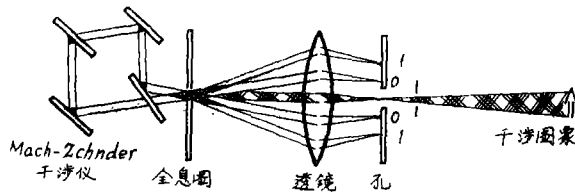
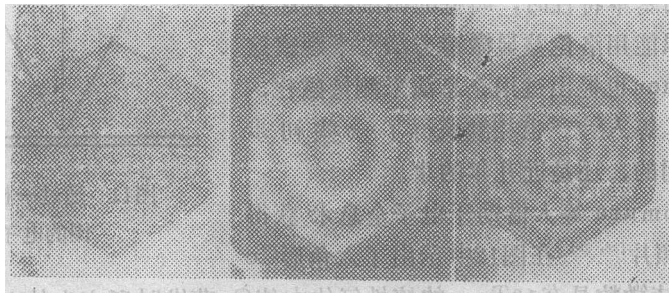


图9 位相差放大所用的重构系统



(a) (b) (c)

图10 Co微粒的重构图象(a)，干涉图象(b)及位相差放大的干涉图象(c)

### 三、电子全息术的应用

从1979年研制成功场致发射型电子显微镜以来，在短短的几年中，伴随着电子全息术的不断完善，它已经获得了一些重要的应用。其中，关于测量晶粒的晶格及厚度的情况，可分别参看二、4及二、5。下面，将着重介绍在研究磁性薄膜微观结构、磁场的微观分布及磁化图形方面的应用。

#### 1. 用电子全息术来观察电磁场的原理

首先，我们要问，当电子束通过电磁场时，它会受到些什么影响呢？为了弄清这个问题，就得解出Schrödinger方程，计算出电子束的位相<sup>[32]</sup>。这时，可以得到

$$\phi = 2\pi \left\{ \int \frac{p}{h} ds - \frac{e}{h} \int A ds \right\} \quad (1)$$

式中， $p$ 、 $e$ 、 $h$ 、 $A$ 分别为电子的动量、电荷、Plack常数和矢位。由(1)式可知，第1项的动量 $p$ 中包含了电场的影响，而磁场的影响则被包含在第2项的矢位 $A$ 中。矢位 $A$ 与磁通量密度 $B$ 的关系为 $B = \text{rot}A$ 。

下面，举一个简单的实例<sup>[33]</sup>。如图11所示，在一根磁力线的周围，环绕着矢位。设电子束平行地射向该矢位。由于 $A$ 在磁力线的右侧时方向向下，在左侧时方向向上，故在左右2根电子束之间就产生位相差，其数值等于 $\frac{e}{h} \int A ds$ 或 $\frac{e}{h} \int B ds$ （除光程差以外）。也就是说，它正比于电子轨迹所包围的磁通量。这样，在磁场的情况下，解释就特别简单了，即电子束位相的等高线总是沿着磁力线的。换句话说，干涉显微照相的等高干涉条纹，其本身就是磁力线。这种结果，显然也适用于磁性薄膜的研究。

#### 2. 观察磁性薄膜中畴壁的微细结构

在确定磁性薄膜的基本特性时，畴壁的微细结构起到很重要的作用。过去，只能用洛伦兹显微镜方法<sup>[34]</sup>来观察这种微细结构。尽管Cohen也提出过用全息法来测量磁化，且后来A. Tonomura等人<sup>[35-37]</sup>也相继获得了一些初步结果，但真正付诸实用的，还是近几年的事。

1980年，A. Tonomura等人借助于电子全息术获得了Co微粒的干涉显微照片<sup>[38, 39]</sup>。在图12中示出了六角形Co微粒的干涉显微照片。该微粒是在10 Torr的惰性气体中使Co蒸发时所产生的，它们是片状的、有{111}表面及<110>边缘。图12(a)是一般的重构图象，它与电子显微照相一样，在微粒内部看不到反差的变化。而在图12(b)中，由于重构时进行了2倍位相差放大，故可以看到很多等高线。这些等高线起因于微粒内部的磁化在旋转，而不是由于微粒厚度的变化。因此，

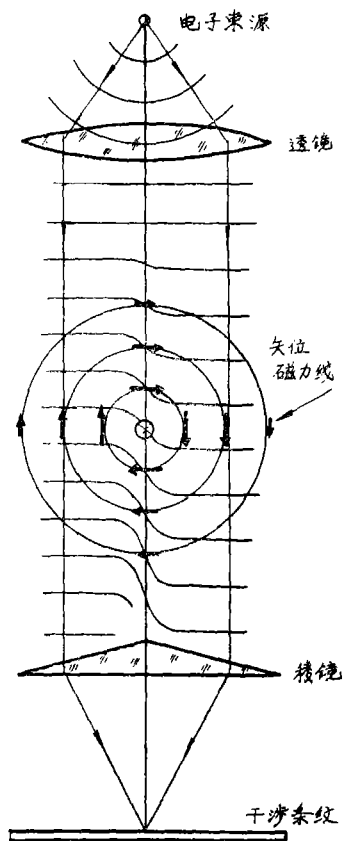


图11 通过一根磁力线周围的电子束波面

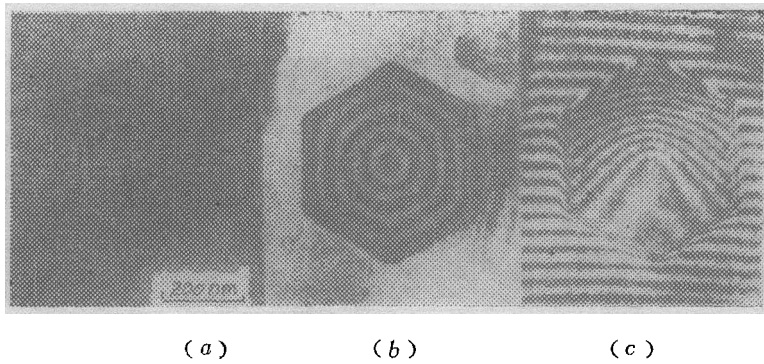


图12 Co微粒的干涉显微照相

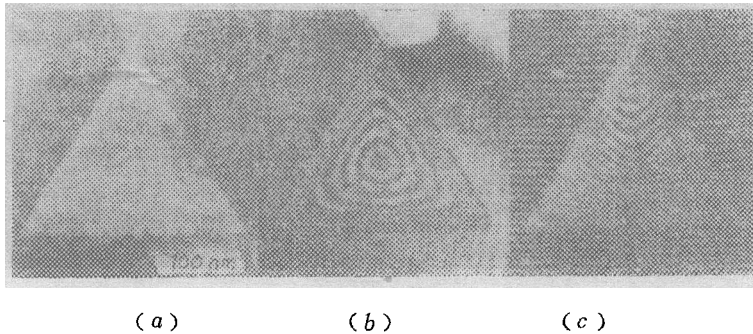


图13 Co微粒的干涉显微照相

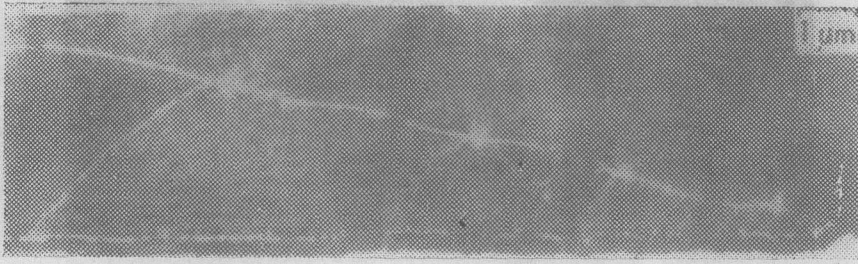
它们就表示磁力线。至于磁力线是右旋的还是左旋的，这得根据图12(c)来确定。这里的干涉显微照片是由将光学重构系统（图9）的入射激光束稍会倾斜一些而得到的。干涉条纹在微粒的边缘处先向下弯曲，而在微粒内部又向上弯曲。这种情况可说明如下。在微粒内部，电子束将被内部电位( $V_0$ )所加速，波长将变短。因而，透过微粒以后，电子束的位相将被滞后。另外，由于旋转的磁化分布，故电子束的位相还将随磁化旋转方向的不同而被超前或滞后。由图12(c)的图形可以断定，这是右旋的磁化分布。

Co的三角形微粒的干涉显微照相示于图13。在图13(b)中出现了两种干涉条纹，与三个边缘平行的等高线表示，微粒的厚度从边缘开始逐渐在增加，直到55nm为止。再继续往里，由于厚度是均匀的，故等高线就应该表示磁力线。磁力线的方向可根据图13(c)的图形来确定，显然，这里是左旋的磁化分布。

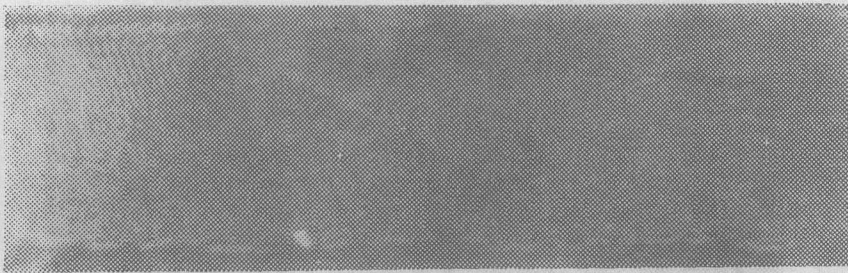
1982年，A. Tonomura等人又进一步利用电子全息术研究了铁磁薄膜中各种畴壁附近的磁化分布<sup>[40]</sup>。在图14中示出了坡莫合金薄膜(厚400Å)的洛伦兹显微照相及干涉显微照相。由图14(b)的干涉显微照相可以直接观察到枕木畴壁附近的磁力线，它与Huber等人<sup>[41]</sup>预估的畴壁结构十分相符。Neel畴壁的例子示于图15，所用的试件也是坡莫合金薄膜。图15(b)的等高线表明，磁力线在横过Neel畴壁时慢慢地改变着方向，直到它们朝向相反的方向。另一个试件是多晶体镍薄膜(图16)，它有更为复杂的畴壁结构，因而不大可能用洛伦兹显微镜来确定磁化的微细细节。相反地，借助于干涉显微镜，可以很容易解释薄膜内的磁化分布。

### 3. 观察磁场的微观分布<sup>[42]</sup>

1982年，Matsuda等人利用电子全息术研究了磁场的微观分布。

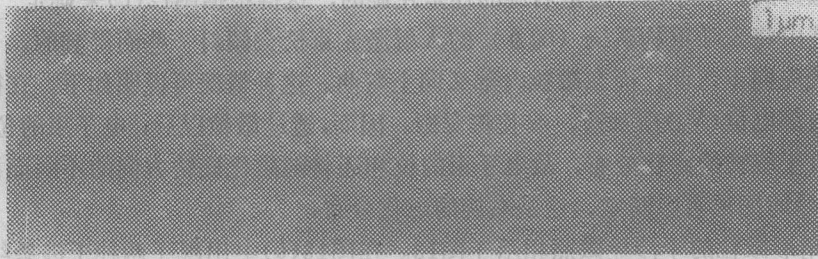


(a) 洛伦兹显微照相

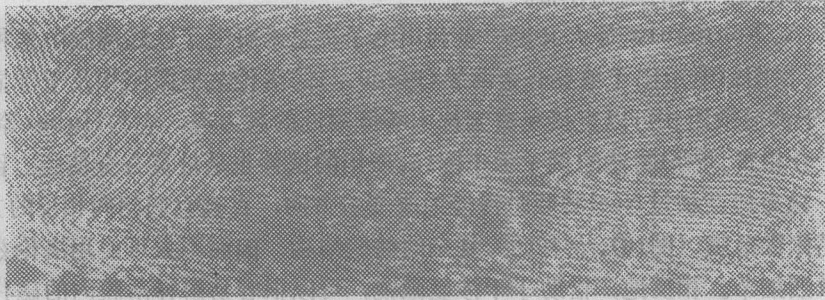


(b) 干涉显微照相

图14 枕木疇壁附近的干涉显微照片

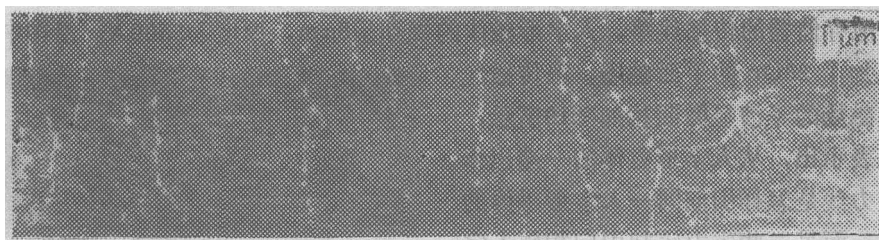


(a) 洛伦兹显微照相

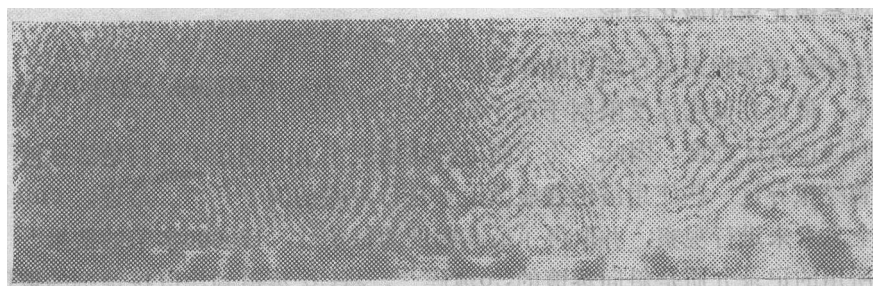


(b) 干涉显微照相

图15 Néel疇壁附近的干涉显微照相



(a) 洛伦兹显微照相



(b) 干涉显微照相

图16 镍薄膜的干涉显微照相

第一个例子如图17所示,这是来自铁磁薄膜边缘的杂散磁场。试件材料是 $[(Co_{0.94}Fe_{0.04})_{29}Si_{10}B_{11}]$ ,边缘处的膜厚为 $500\text{Å}$ 左右。显微照相的下半部对应于薄膜本身。可以看到,

等高线是从薄膜边缘出来、并展伸到自由空间的。对于这样微小的磁场,过去还从未有人观察过。

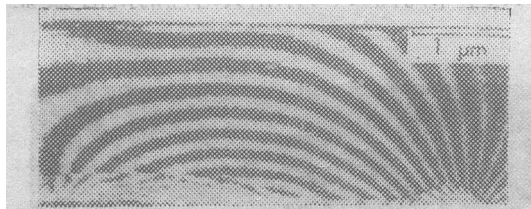


图17 杂散磁场的干涉显微照相

第二个例子是观察更小的微观磁场。图

18表示从均匀厚度的Co微粒出来的杂散磁场。在三、2中曾经指出,对于直径为几千Å

的Co微粒来说,磁化是封闭的。然而,在少数情况下,也发现有不封闭的磁化,并可用电子全息术探测出从微粒出来的杂散磁场,如图18所示。

最后一个例子是观察从微蹄形磁体出来的磁场。这种磁体也叫作人字形磁体,它们是坡

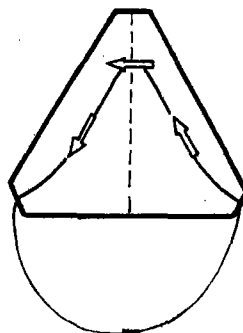


图18 从Co微粒出来的杂散磁场。(a)干涉显微照相,(b)畴壁结构示意图

莫合金磁泡存储器的传播线路。人字形磁体的周期是 $8\mu\text{m}$ ，厚度为 $3500\text{\AA}$ 。沿图中箭头所示的方向施加了 $20\text{Oe}$ 的平面磁场。由传播线路出来的磁场的干涉显微照相如图19所示，它清楚地表示出，从人字形磁体的一端出来的某些磁力线是怎样引向同一人字形磁体的另一端的，而另一些磁力线却引向相邻人字形磁体的一端。

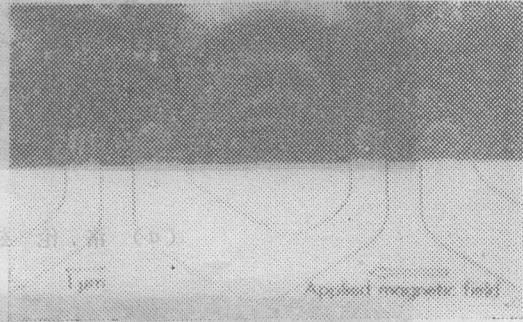


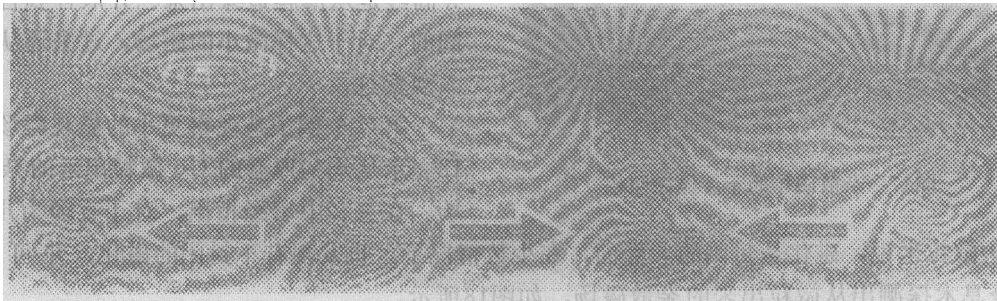
图19 传播线路附近的干涉显微照相

#### 4. 观察被记录的磁化图形

在用连续铁磁薄膜来进行纵向饱和磁记录的情况下，最大存储密度受限制于两个相对磁畴之间的过渡区宽度。因此，为了能进行高密度记录，就必须弄清楚该过渡区的磁结构。过去曾经报导过一些使用洛伦兹显微镜来进行观察的例子<sup>[43-46]</sup>。最近，Osakabe等人利用电子全息术来进行观察，并取得了最高密度为每英寸，170000字节的结果<sup>[47]</sup>

实验所用的记录介质是斜向蒸镀的Co薄膜<sup>[48]</sup>。将Co蒸镀到涂以抗蚀剂的玻璃基板上，为了控制矫顽力 $H_c$ 和剩磁 $M_r$ ，可以将薄膜进行部分氧化。用环状磁头来进行记录。写入模式是非归零饱和记录。磁头相对于介质的滑动速度为 $0.9\text{mm/s}$ 。记录以后，用丙酮溶液来溶解抗蚀剂，以便从玻璃垫板剥下Co薄膜。

图20(a)示出被记录Co薄膜的干涉显微照相。这里，膜厚 $\delta = 450\text{\AA}$ ， $H_c = 340\text{Oe}$ ， $M_r = 890\text{Gs}$ ，字节长度为 $5\mu\text{m}$ （相当于每英寸5080字节）。图20(b)示出其对应的洛伦兹显微照相。



(a) 已记录Co薄膜的干涉显微照相

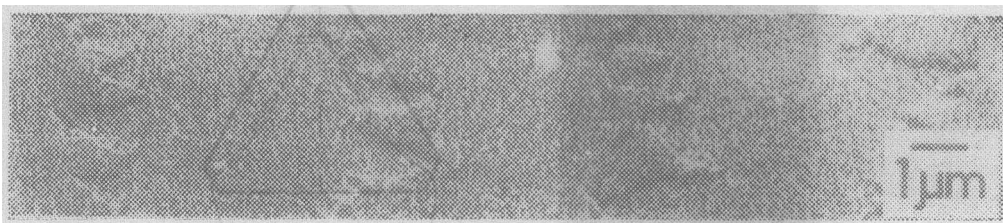


图20 (b)洛伦兹显微照相

根据简单的计算曾经推测<sup>[49, 50]</sup>，过渡宽度与 $M_r\delta/H_r$ 呈线性关系。在Osakabe等人的实验中，这一正比关系被保持到很高的记录密度。在图21中示出了最高记录密度的干涉显微照相。这里， $H_c = 1400\text{Oe}$ ， $M_r = 594\text{Gs}$ ， $\delta = 300\text{\AA}$ ，字节长度为 $0.15\mu\text{m}$ （相当于每英寸170000

字节)。虽然只能看到杂散磁场的分布而看不到薄膜内部的磁化分布 (由于电子束的相干性还不足以产生10倍位相差放大所需的高对比全息图),但根据杂散磁场的测量可以作出结论:该次记录是完备无缺的。

### 5. 观察Aharonov-Bohm效应

什么是Aharonov-Bohm效应<sup>[52]</sup> (以下简称AB效应)?简单地说,它的含义就是:“即使两根电子束并不与磁场相交,在它们之间仍将产生位相差,其大小与所包围的磁通量成正比”。

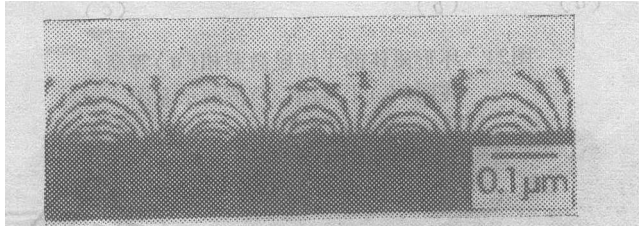


图21 高密度记录薄膜的干涉显微照相

Aharonov和Bohm的论文发表以后,不少实验都已证明了这个效应的存在<sup>[51~55]</sup>。其中,Möllenstedt等人的实验<sup>[54]</sup>尤为出色。但是,从1978年以来,AB效应的存在受到了Bocchieri等人<sup>[56, 57]</sup>的挑战。他们认为,以往理论和实验都有错误,AB效应实际是不存在的。虽然他们的论点马上被许多人从理论上加以反驳<sup>[58]</sup>,但这场争论并没有因此而平息下来<sup>[59]</sup>。

1982年,A.Tonomura等人用电子全息术证实了AB效应是存在的<sup>[60, 61]</sup>。为了避免Bocchieri等人所提出的漏磁问题,他们采用了

环形的磁体<sup>[62]</sup>以代替螺线管。环形磁体的制备方法是这样的(见图22)。首先在玻璃基板上蒸镀一层NaCl薄膜(厚几百埃),再在其上蒸镀一层100Å厚的炭膜,最后再蒸镀一层400Å厚的坡莫合金薄膜(80%镍及20%铁)。用电子束光刻的办法将环形磁体以外的坡莫合金都蚀刻掉。这样,再将此试件放在水面,使NaCl溶化以后,就可将留在炭膜上的环形磁体从玻璃基板上剥离下来。在图23中示出了它的电子显微照片、洛伦兹显微照片及磁化分布模式。

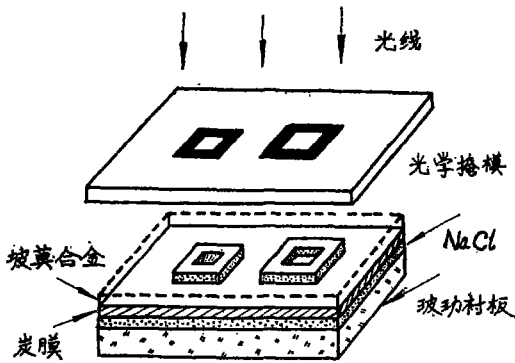


图22 环形磁体的制备

照片及磁化分布模式。由图23(b)可知,其磁化是封闭的。

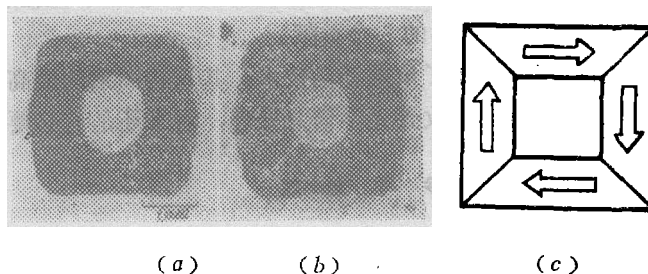


图23 环形磁体(a)电子显微照片, (b)洛伦兹显微照片, (c)磁化分布的模式图

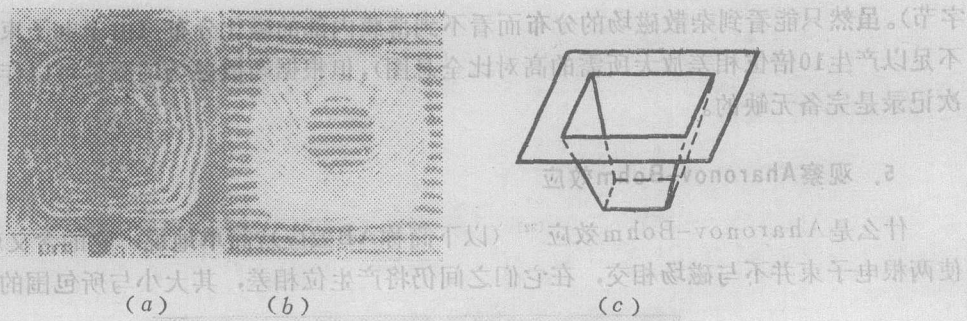


图24 环形磁体的干涉显微照相(a)等高线图(b)干涉图(c)波前示意图

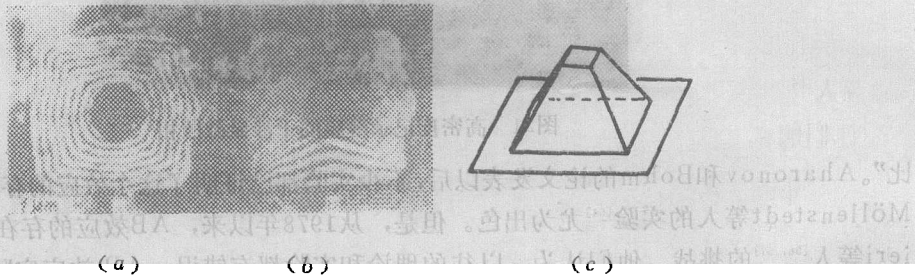


图25 环形磁体的干涉显微照相(a)等高线图(b)干涉图(c)波前示意图

环形磁体的干涉显微照相如图24及25所示。这里，示于图(a)的等高线图是由与物束平行的参考束相干涉而得（与获得图12及13(b)的方法一样），不能用它们来确定物束的波前是被滞后了？还是被超前了？若将参考束稍会倾斜一个角度，就可以得到图(b)所示的干涉图。这样，根据图24(b)可以确定，环形磁体内空间的波前是被超前了，如图24(c)所示。反之，由图25(b)确定波前是被滞后了，如图25(c)所示。因此，尽管环形磁体内外空间并不存在磁场，通过它们的电子束之间却存在着位相差，从而证实了AB效应的存在。

#### 四、结 束 语

由于场致发射电子显微镜的出现，终于使电子全息术具有实用的意义。近年来的飞速发展说明，它在研究磁性材料的微观结构方面是有独特作用的。可以预料，随着场致发射型阴极性能的进一步改善，电子全息术在这方面的应用还有很大的潜力。当然，对Aharonov-Bohm效应的实验证明，也是它对物理学的一个贡献。

从迄今所得的结果来看，尽管采用了象差补偿技术，其重构图象的最高晶格分辨本领仍不及电子显微照相本身。因此，进一步改善光学信息处理，看来还是有必要的。

#### 参 考 文 献

[1] D. Gabor, Proc. Roy. Soc., 1949, A197, 454.  
 [2] D. Gabor, Proc. Roy. Soc., 1951, B64, 449.  
 [3] M. E. Haine, T. Mulvey, J. Opt. Soc. Amer., 1952, 42, 763.  
 [4] T. Hibi, J. Electronmicroscopy, 1956, 4, 10.

- [ 5 ] B.J.Thompson; Jpn.J. Appl. Phys., 1965, 4, Supple 1, 302.
- [ 6 ] A.Tonomura et al.; Jpn.J. Appl. Phys., 1968, 7, 295.
- [ 7 ] 外村 彰ほか; 日本物理学会志, 1968, 23.9, 682.
- [ 8 ] G.Möllenstedt, H.Wahl; Naturwissenschaften, 1968, 55, 340.
- [ 9 ] A.Tonomura; J. Electronmicroscopy, 1969, 18, 77.
- [10] H.Tomita. et al; Jpn. J. Appl. Phys., 1970, 9, 719.
- [11] H.Tomita et al.; Jpn. J. Appl. Phys., 1972 11, 143.
- [12] G.Saxon; Optik 1972, 35.195, 359.
- [13] K.-J.Hanszen; Optik 1970, 32.74.
- [14] I, Weingärtner et al.; Optik, 1969, 30, 318.
- [15] J.Munch; Optik, 1975, 43.79.
- [16] A.Tonomura et al.; J. Electron Microsc., 1979, 28.1.
- [17] 外村 彰ほか; 应用物理, 1979, 48.11, 1094.
- [18] G.Möllenstedt, H.Dücker; Naturwissenschaften 1954, 42.41.
- [19] T.Hibi, S.Takahashi; J. Electronmicroscopy, 1963, 12.129.
- [20] K.Yada et al.; J. Electron Microsc., 1973, 22.223.
- [21] A.Tonomura, T.Komoda; J. Electron Microsc. 1973, 22.141.
- [22] A.Tonomura et al.; Jpn. J. Appl. Phys., 1978, 17.1137.
- [23] T.Matsuda et al.; Jpn. J. Appl, Phys., 1978, 17.2073.
- [24] G.Möllenstedt, H.Dücker; Z. Phys., 1956, 145. 377.
- [25] 外村 彰ほか; 日立评论, 1979, 61.11.795.
- [26] A.Tonomura at al.; Jpn. J. Appl. Phys., 1979, 18.9.
- [27] A.Tonomura et al.; Jpn. J. Appl. Phys., 1979, 18.1373.
- [28] A.Tonomura et al.; Optik, 1979, 53.3.143.
- [29] 外村 彰; 光学, 1980, 9.4.206.
- [30] J.Endo et al.; Jpn. J. Appl. Phys., 1979, 18.2291.
- [31] K.Matsumoto, M.Takashima; J. Opt. Soc. Amer., 1970, 60.30.
- [32] Y.Aharanov, D.Bohm. Phys. Rev., 1959, 115, 485.
- [33] 外村 彰; O plus E, 1983, 44.63.
- [34] M.S.Cohen; J. Appl. Phys., 1967, 38, 4966.
- [35] A.Tonomura; Jpn. J. Appl. Phys., 1972, 11, 493.
- [36] G.Pozzi et al.; J. Microscopie 1937, 18, 103.
- [37] B.Lau et al.; Optik 1978, 51.287.
- [38] A.Tonomura et al.; Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 21, 1430.
- [39] 外村 彰; 固体物理, 1980, 15.5.298.
- [40] A.Tonomura et al.; Phys. Rev. B, 1980, 25, 11, 6799.
- [41] E.E.Huber et al.; J. Appl. Phys. 1958, 29, 294.
- [42] T.Matsuda et al.; J. Appl. Phys., 1982, 53, 8, 5444
- [43] N.Curland, D.E.Spelioti; J. Appl. Phys., 1970, 41.1099.
- [44] J.Daval, D.Randet; IEEE Trans. Magn., 1970, MAG-6 768.
- [45] D.D.Dressler, J.H. Judy; IEEE Trans, Magn. 1974, MAG-10 674.
- [46] T.Chen; IEEE Trans. Magn., 1980, MAG-17 1181.
- [47] N.Osakabe et al.; Appl. Phys. Lett., 1983, 42.8.746
- [48] 日経エレクトロニクス, 1982, 298.90.

- [49] R.I.Potter, *J. Appl. Phys.*, 1970, 41, 1647.
- [50] P.I.Bonyhard et al., *IEEE Trans. Magn.*, 1966, MAG-2 1.
- [51] R.G.Chambers, *Phys. Rev. Lett.*, 1960, 5, 3.
- [52] H.A.Fowler et al., *J. Appl. Phys.*, 1961, 32, 1153.
- [53] H.Boersch et al., *Zeitschr. Phys.*, 1961, 165, 29.
- [54] G.Möllenstedt, W. Bayh, *Phys. Bl.*, 1962, 18, 229.
- [55] R.C.Jaklevic et al., *Phys. Rev.*, 1965, A140 1628.
- [56] P.Bocchieri, A.Loinger, *Nuovo Cimento della Societa Italiana di Fisica, Sez. A*, 1978, 47, 475.  
P.Bocchieri et al, *Nuovo Cimento, Sez. A*, 1979, 51, 1  
P.Bocchieri, A.Loinger, *Lettere al Nuovo Cimento della Societa Italiana di Fisica*, 1979, 25, 476  
P.Bocchieri et al., *Nuovo Cimento, Sez. A*, 1980, 56, 55.
- [57] S.M.Roy, *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 44, 111.
- [58] D.Bohm, B.J.Hiley, *Nuovo Cimento, Sez. A*, 1979, 52, 295  
H.J.Lipkin, *Phys. Rev. D*, 1981, 23, 1466.
- [59] P.Bocchieri, A.Loinger, *Nuovo Cimento, Sez. A*, 1981, 66, 164.
- [60] A.Tonomura et al., *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 48, 21, 1443.
- [61] 外村 彰, *科学*, 1982, 52, 9, 552.
- [62] D.M.Greenberger, *Phys. Rev. D.*, 1981, 23, 1460  
D.M.Greenberger et al., *Phys. Rev. Lett.* 1981, 47, 751.