

# 磁膜畴壁蠕移的频率特性\*

王鼎盛 陈冠冕 潘孝硕

(中国科学院物理研究所)

## 提 要

本文叙述难向交变场频率(50 c/s—200 Mc/s)对坡莫合金磁膜中畴壁蠕移的影响(即蠕移频谱)的实验结果。实验发现蠕移频谱上有三个峰出现,即110—140 Mc/s的高频峰,30—40 Mc/s的中频峰和100 kc/s的低频峰。并测定了磁膜厚度、难向直流偏场对蠕移频谱的影响。对壁线运动和与之伴随产生的暂态逸散场的初浅的理论分析表明:(1)壁线运动的暂态逸散场是导致畴壁蠕移的一个原因;(2)壁线运动有共振特征,蠕移频谱上的高频峰和中频峰的出现分别是 $90^\circ$ 线(或 Néel 线)和 Bloch 线共振的反映;(3)低频下的蠕移不是壁线运动的暂态逸散场引起,而可能是由 Néel 壁段的某种作用所导致。

## 一、引 言

实验显示,对具有单轴各向异性的坡莫合金薄膜,在难磁化方向有微小的交变磁场作用时,即使沿易磁化方向的磁场远小于正常的畴壁位移矫顽力,磁膜里的畴壁也会缓慢地移动;磁化方向与易向磁场一致的畴长大,而相反的畴则缩小。畴壁的这种运动称为畴壁蠕移(domain wall creeping)。由于蠕移现象的存在,对于磁膜作为计算机高速存贮元件的操作有重要影响,因此近年一直有较多的研究。Middelhoek 等<sup>[1]</sup>和 Kayser<sup>[2]</sup>的评述已较全面地总结了1966年以前的关于蠕移现象的研究结果。

1966年以后,Stein 和 Feldtkeller<sup>[3]</sup>, Kusuda 等<sup>[4]</sup>各别地在厚约1000 Å的磁膜中观察到:对于主要为 Bloch 型的畴壁,仅仅作用于难轴方向的速升、缓降的脉冲磁场(易向直流磁场等于零),就能引起所谓畴壁的飘摇运动(streaming 或 worm motion)。他们认为这是畴壁中自旋(磁化强度)的进动所导致,并且初步作了定量的理论估计;稍后, Bourne 和 Kusuda 等<sup>[5,6]</sup>根据 Landau-Lifshitz 方程的数字解,得到了若干与实验结果大体相符的数据;他们又用慢脉冲场(升、降时间  $> 100 \mu\text{s}$ )观测了同一现象<sup>[7,8]</sup>,并因在易向直流场异于零的情况下,即使难向脉冲场的升降时间相等,畴壁就能在一连串难向脉冲的作用下继续在一个方向移动,从而认为飘摇运动可以被看作蠕移的一种特殊场合。Torok 等<sup>[9]</sup>曾对横档(cross-tie)壁的情况发展了他们所提出的“杠杆”模型<sup>[10]</sup>,对由于难向交变场和易向直流场联合作用下在畴壁界面形成磁荷,并通过静磁作用引起畴壁蠕移的机理提供了一些实验佐证和理论估计。

\* 1972年12月10日收到。

较早的研究结果就表明,磁膜中的畴壁蠕移是和畴壁类型(结构)的转变,以及伴随着的畴壁亚结构(四种类型的所谓“壁线”或简称“线”)的运动密切联系着的。只有当畴壁是由不同类型的壁段(包括平均磁化方向不同的两种 Bloch 型和两种 Néel 型)和壁线构成时,难向外磁场的作用才会使壁线运动,并使壁型转变,而发动畴壁蠕移。至于壁型转变或壁线运动通过什么机理而导致整条畴壁蠕移的问题,文献中有几种模型,其中近年还得到不同作者考虑的,除了上面提到的杠杆模型外,能较全面地解释实验现象的是 Green 等<sup>[11]</sup>提出的“暂态逸散场”模型。按后一模型,难向外磁场的变化引起壁线中自旋的进动,使壁线产生平行于膜面和畴壁的磁化强度分量,从而产生平行于畴壁的局部的退磁场和散磁场;这种暂态逸散场与易向外磁场相合可以局部地推动畴壁。但是,要从实验上确切地证明这种暂态场的存在是困难的,因而这模型还被一些作者认为是不够满意的。

许多实验<sup>[2-8, 12, 13]</sup>都显示,畴壁蠕移与难向脉冲场的升、降速率有重大关系,这说明蠕移主要是一种动力学过程;而磁膜畴壁的各种亚结构多少应各有其特殊的频率响应。因此,用不同频率的正弦难向场来作观测,看来是很需要的;然而,除一些早期实验中曾用过低频率的( $< 10$  kc/s) 交变难向场外,多数实验是用幅度较大的脉冲难向场做的。本工作的目的就是要用不同频率的正弦难向场,观测畴壁蠕移的频率响应,或可简称蠕移频谱。本工作结束于 1966 年以前,未能结合近期文献中的新问题进行一些更具有关键性的观测。

## 二、样品制备与测试

所用样品是由真空蒸发镀在玻璃基片上的坡莫合金薄膜(原料系商品 4% 钼坡莫合金片)。膜厚  $D = 300-1900 \text{ \AA}$ , 各向异性场  $H_K = 2.4-3.1 \text{ Oe}$ , 壁移矫顽力  $H_W = 1.0-1.5 \text{ Oe}$ , 角分散均小于  $2^\circ$ 。样品形状为长方形,长 8 mm,宽 3 mm,易磁化轴平行于长边。

畴壁运动用克尔磁光效应法观测。由于复杂的多畴结构可能影响结果的重复性和准确性,我们选取具有最简单的畴结构的样品,使整个测量过程中,只在样品中部有一个近乎平直的畴壁。畴壁在易向直流磁场(亥姆霍兹线圈产生)与难向交变场作用下发生蠕移。测定畴壁在样品中部移过一个固定的长度(约  $170 \mu\text{m}$ )所用的时间,即可计算出蠕移速度。

难向交变场由铜箔作成的带线产生,带线宽 5 mm,略大于磁膜样品宽度,以保证样品范围内磁场比较均匀。带线频宽甚高,可以用到高达  $200 \text{ Mc/s}$ (图 1)。

此外,在通常的测量中因为用停表计时,所以最短时间为 1 秒,可测的最高蠕移速度

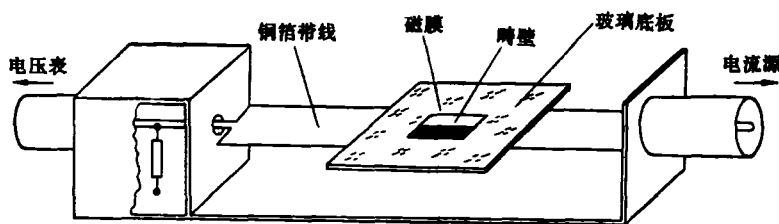


图 1 带线测试架示意图

只有  $10^2 \mu\text{m/s}$ . 为扩大可测速度的范围, 我们将产生难向交变场的电流作脉冲调制. 实验证明, 这种高频载波脉冲的多次作用的效果, 与总时间相同(脉冲宽度乘次数)的等幅高频场的作用相同. 因此, 就把可测时间缩短到毫秒级(频率  $10 \text{ kc/s} - 10 \text{ Mc/s}$ ), 甚至微秒级(频率  $> 10 \text{ Mc/s}$ ). 这样蠕移速度的测量范围可扩展到  $10^6 \mu\text{m/s}$ .

### 三、实验结果

#### 1. 蠕移频谱

为了在很宽的频率范围里完全地表示出蠕移效应的变化, 这里用蠕移临界场  $H_{cr}$  与壁移矫顽力  $H_w$  的差——蠕移差场

$$\Delta H = H_w - H_{cr}. \quad (1)$$

作为表示蠕移效应强度的物理量. 在给定幅度  $\hat{h}_\perp$  和频率  $f$  的难向交变场作用下, 使畴壁蠕移达到给定速度所需的易向磁场, 就是该条件下的蠕移临界场  $H_{cr}$ . 改变难向交变场频率, 测定相应的蠕移临界场的变化, 即可得出整个的频谱曲线.

图 2 是用蠕移差场表示的蠕移频谱曲线. 样品厚度为  $D = 300 - 1900 \text{ \AA}$ ; 对不同样品,  $\hat{h}_\perp$  取相同的约化值  $\hat{h}_\perp = 0.03 H_K$ , 与蠕移临界场相应的蠕移速度为  $v = 10 \mu\text{m/s}$ .

结果表明, 不同厚度磁膜的蠕移在不同的频段具有不同的特征:

(1) 图 2(a), (b), (c) 中的曲线 1 是较厚的 ( $D = 900 - 1900 \text{ \AA}$ ) 磁膜的蠕移频谱. 它们共同的特征是在  $f < 100 \text{ Mc/s}$  时, 随频率增加蠕移增强, 故  $\Delta H$  加大; 在  $f = 110 - 140 \text{ Mc/s}$  范围蠕移效应最强,  $\Delta H$  达  $1.0 \text{ Oe}$  左右; 之后, 频率继续增加时, 蠕移效应又反而减弱, 但直到  $200 \text{ Mc/s}$  仍有相当显著的蠕移效应. 这样频谱曲线出现一个高频峰.

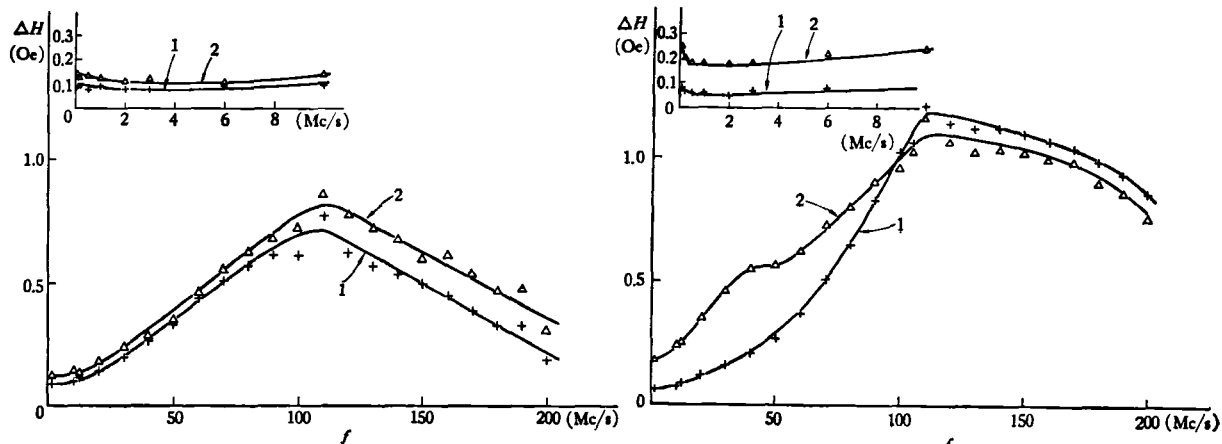
(2) 中等厚度的磁膜 ( $D = 500 \text{ \AA}$  和  $800 \text{ \AA}$ ), 频谱无高频峰出现. 它们的蠕移频谱在  $f = 30 - 40 \text{ Mc/s}$  处有中频峰出现,  $\Delta H$  也达  $1.0 \text{ Oe}$  左右[图 2(d) 和 (e) 之曲线 1].

厚度为  $900 \text{ \AA}$  的磁膜, 虽然属于前一类厚膜, 频谱曲线以高频峰为主要特征, 但它同时还略带较薄膜的特征, 在中频 ( $40 \text{ Mc/s}$ ) 有不强的中频峰[图 2(c) 之曲线 1].

(3) 更薄的磁膜 ( $300 \text{ \AA}$ ), 其频谱既无高频峰也无中频峰. 只在较低的频率下 (约  $10 \text{ Mc/s}$  以下) 有不强的蠕移[图 2(f)].

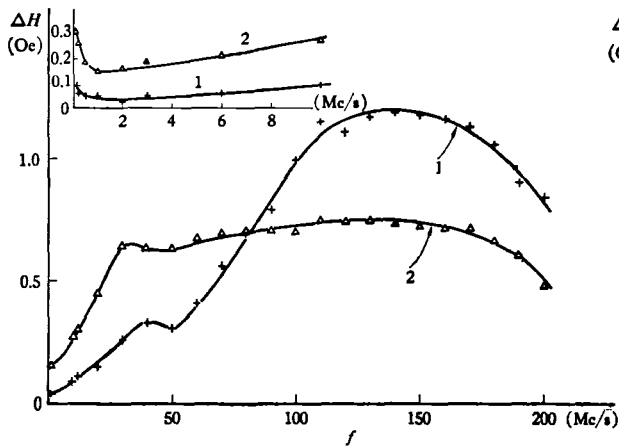
(4) 在低频 ( $f < 1 \text{ Mc/s}$ ) 时, 蠕移比在中频或高频都弱. 但测量结果显示, 在  $f = 100 \text{ kc/s}$  附近, 频谱上存在一个峰值:  $f < 100 \text{ kc/s}$  时, 随频率的增加  $\Delta H$  增大, 在  $f = 100 \text{ kc/s}$  附近  $\Delta H$  达到极大; 之后, 频率再增高时,  $\Delta H$  又反而略微减小[图 2(a-f) 左上角的小插图之曲线 1]. 这个峰值不很明显, 因为  $f > 100 \text{ kc/s}$  时  $\Delta H$  只减小很少一点(减小最多的样品仅达  $0.05 \text{ Oe}$ ), 然后当频率增加超过  $500 \text{ kc/s} - 1 \text{ Mc/s}$  后,  $\Delta H$  又重新加大即进入上述中频或高频峰的范围. 虽然这个低频峰在蠕移差场变化上并不大, 但在蠕移速度与频率关系的测量结果中(见第三部分第 3 节), 对应地有更明显一些的关系, 因而可以肯定它的存在.

低频峰在所有观测的厚度的磁膜中 ( $300 - 1900 \text{ \AA}$ ) 均存在, 现在把图 2 中关于低频峰的数据按其峰值大小与膜厚的关系重绘于图 3. 可以看出(曲线 1) 中等厚度的磁膜低

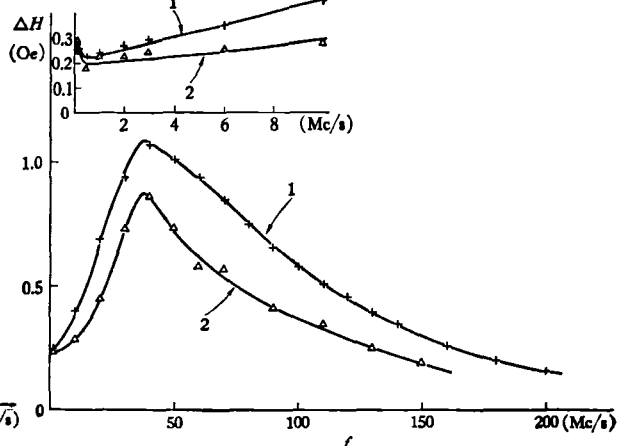


(a) 样品 B19(1900 Å)  
 $H_K = 2.5 \text{ Oe}$   $H_W = 0.95 \text{ Oe}$

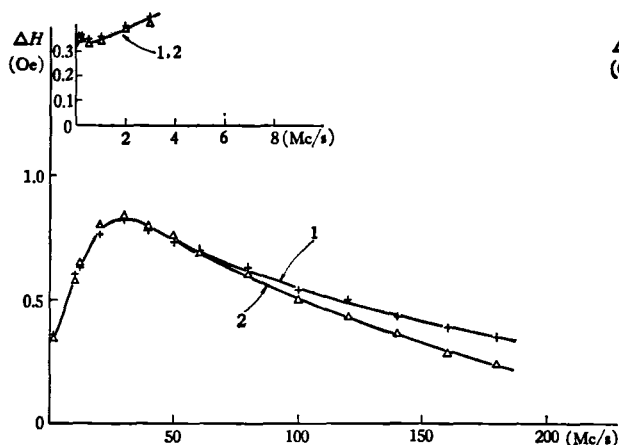
(b) 样品 B12(1200 Å)  
 $H_K = 2.4 \text{ Oe}$   $H_W = 1.45 \text{ Oe}$



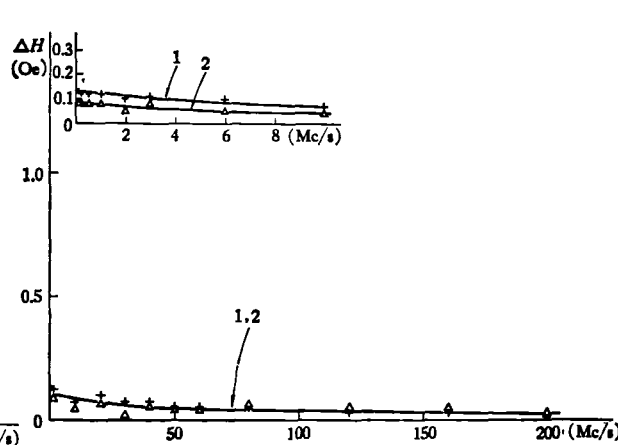
(c) 样品 B9(900 Å)  
 $H_K = 2.4 \text{ Oe}$   $H_W = 1.55 \text{ Oe}$



(d) 样品 B8(800 Å)  
 $H_K = 2.4 \text{ Oe}$   $H_W = 1.48 \text{ Oe}$



(e) 样品 B5(500 Å)  
 $H_K = 2.65 \text{ Oe}$   $H_W = 1.09 \text{ Oe}$



(f) 样品 B3(300 Å)  
 $H_K = 2.5 \text{ Oe}$   $H_W = 1.12 \text{ Oe}$

图2 300—1900 Å 样品的频移频谱 ( $\hat{h}_\perp = 0.03 H_K$ ,  $\nu = 10 \mu\text{m/s}$ )  
 曲线 1:  $H_\perp = 0$ ; 曲线 2:  $H_\perp = 0.30 H_K$ .

频峰最强,而厚度超过 900 Å 之后低频蠕移迅速减弱。

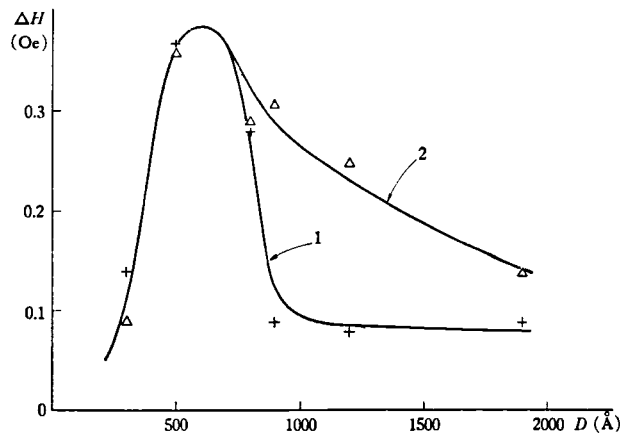


图3 蠕移低频峰值与膜厚的关系 ( $f = 100 \text{ kc/s}$ ,  $\hat{h}_\perp = 0.03 H_\kappa$ ,  $v = 10 \mu\text{m/s}$ )  
曲线1:  $H_\perp = 0$ ; 曲线2:  $H_\perp = 0.30 H_\kappa$ 。

## 2. 难向直流场对蠕移频谱的影响

图 2(a—f) 中的曲线 2 是沿磁膜难磁化方向叠加直流场  $H_\perp$ , 而其余条件与曲线 1 相同的情况下测量的频谱曲线。对不同样品,  $H_\perp$  取相同的约化值, 即  $H_\perp = 0.30 H_\kappa$ , 因为这样大小的难向直流场可以使蠕移效应产生显著改变。测定曲线 2 时, 蠕移差场仍按公式 (1) 计算, 但其中的  $H_w$  应该和  $H_{cr}$  一样用叠加  $H_\perp$  后的测定值。

对较厚的磁膜中出现的高频峰, 难向直流场使之降低 [图 2(b, c)], 而对其中较薄的样品 (900 Å) 降低尤其显著。图 2(a) 的 1900 Å 样品的高频峰, 在图 2 所用的  $H_\perp (= 0.3 H_\kappa)$  下没有下降, 但在  $H_\perp$  再加大一些时, 也同样是下降的 (参考图 4(a))。难向直流场对中频峰的影响, 在较厚的 ( $> 900 \text{ Å}$ ) 和中等厚度的 ( $< 800 \text{ Å}$ ) 样品中截然不同: 前者中频段蠕移在加大  $H_\perp$  后增强, 以致  $H_\perp = 0$  时没有中频峰的 1200 Å 样品的频谱曲线, 在  $H_\perp = 0.30 H_\kappa$  时也出现了中频峰 [图 2(b) 之曲线 2]; 相反,  $D < 800 \text{ Å}$  的样品的中频峰在加  $H_\perp$  时则减弱。难向直流场对低频峰的影响从图 3 之曲线 1 和 2 相比较可以看出; 在这样大的  $H_\perp$  下, 膜厚小于 800 Å 时, 低频峰变化很小; 膜厚大于 900 Å 时, 加  $H_\perp$  后蠕移增强, 厚度越小的增加越明显。

为了更清楚地表示难向直流场  $H_\perp$  的影响, 在与三个峰值相应的频率下 (130 Mc/s, 30 Mc/s 和 100 kc/s), 测定了蠕移临界场  $H_{cr}$  随  $H_\perp$  的变化, 其结果绘于图 4(a—d)。厚度 1200 Å 和 900 Å 样品的结果相似, 800 Å 与 500 Å 样品结果相似, 因此只绘出了 900 Å 和 800 Å 的结果。曲线 1 是壁移临界场曲线 ( $\hat{h}_\perp = 0$ ), 曲线 2, 3, 4 分别是各频率下的蠕移临界场曲线。

较厚的磁膜 ( $D > 900 \text{ Å}$ ) 的高频峰随难向直流场的增加而减小, 图 4(a 和 b) 中的曲线 4 随  $H_\perp$  加大逐渐靠近壁移临界场曲线 1。这样厚度的磁膜的中频部分的蠕移, 当  $H_\perp$  开始增加时逐渐增强, 至  $H_\perp$  超过约  $1/3 H_\kappa$  后才又减弱。这一现象对于 900 Å [图 4(b) 曲线 3] 和 1200 Å 样品均很显著, 对于特别厚的样品 (1900 Å) 则很不明显。这些情况与

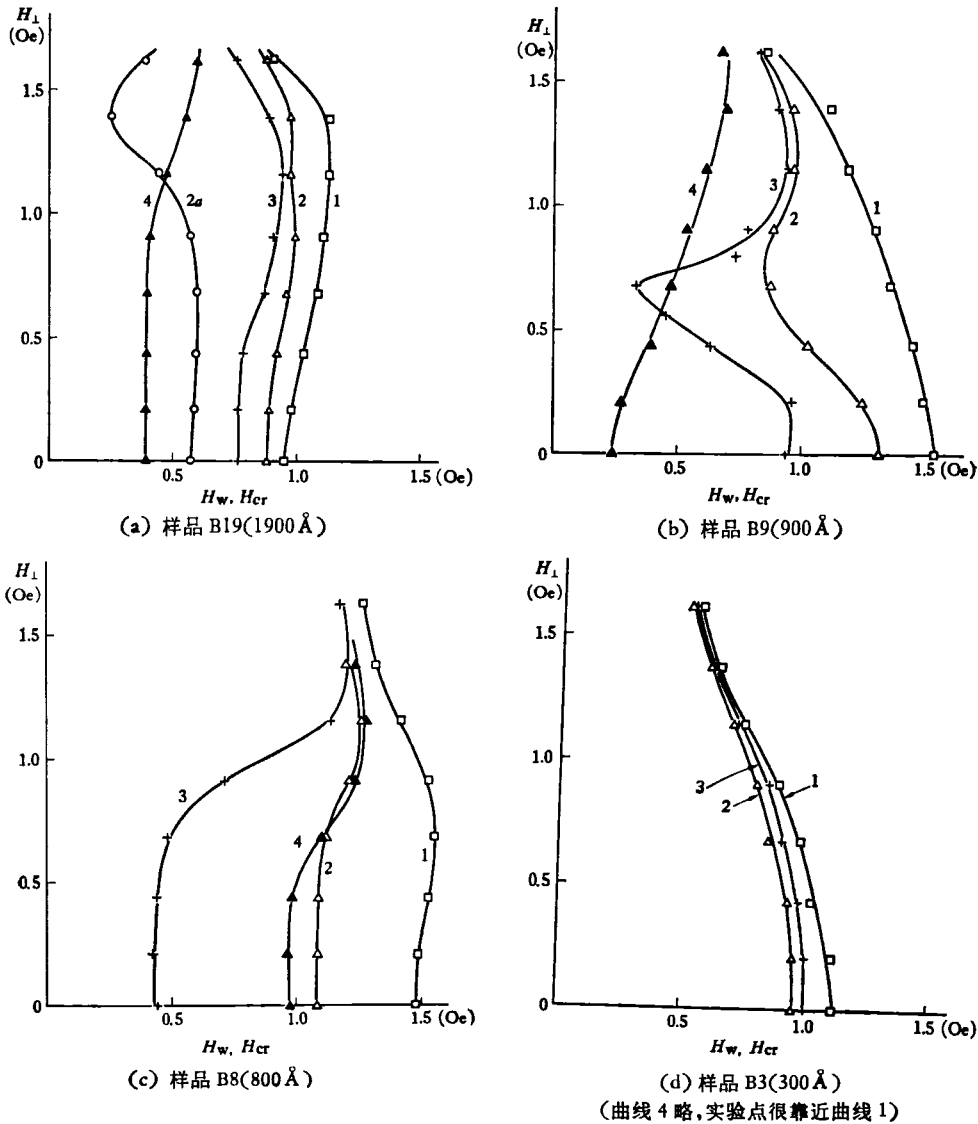


图 4 难向直流场对蠕移临界场的影响 ( $\nu = 10 \mu\text{m/s}$ )  
 图中曲线 1:  $H_w(\hat{h}_\perp = 0)$ ; 曲线 2:  $H_{cr}(\hat{h}_\perp = 83 \text{ mOe}, f = 100 \text{ kc/s})$ ;  
 曲线 3:  $H_{cr}(\hat{h}_\perp = 83 \text{ mOe}, f = 30 \text{ Mc/s})$ ; 曲线 4:  $H_{cr}(\hat{h}_\perp = 83 \text{ mOe}, f = 130 \text{ Mc/s})$ ;  
 曲线 2a:  $H_{cr}(\hat{h}_\perp = 0.41 \text{ Oe}, f = 100 \text{ kc/s})$ .

图 2(b, c) 曲线 2 所示的中频峰在难向直流场作用下出现和加强的结果相对应。

中等厚度的磁膜没有高频峰, 其中频峰当  $H_\perp$  超过大约  $1/3 H_K$  后迅速减小 [图 4(c) 曲线 3]。

最薄的  $300 \text{ \AA}$  样品, 在这样小的难向交变场下, 无论在什么频率或难向直流场下, 均没有明显蠕移效应, 蠕移临界场曲线很靠近壁移临界场曲线 [图 4(d)]。

低频的蠕移临界曲线, 无论在厚的或中等厚度的膜中, 均与中频曲线相似:  $D > 900 \text{ \AA}$  的样品, 低频的蠕移效应在  $H_\perp = \frac{1}{3} H_K$  附近达极大; 而中等厚度样品的低频蠕移, 在  $H_\perp$

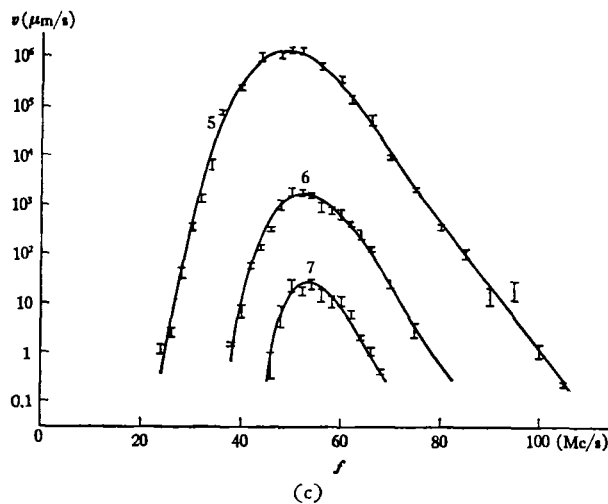
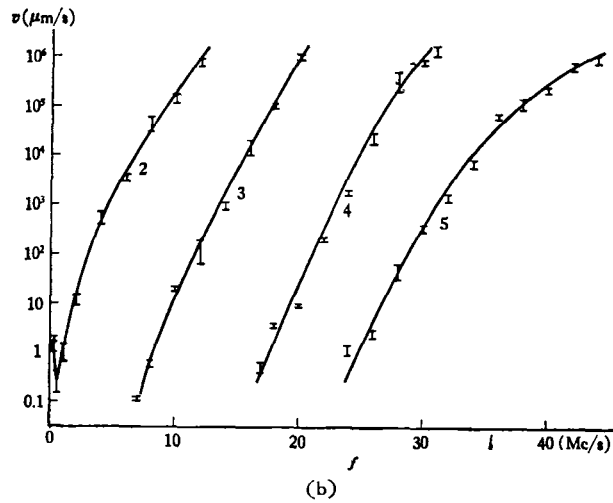
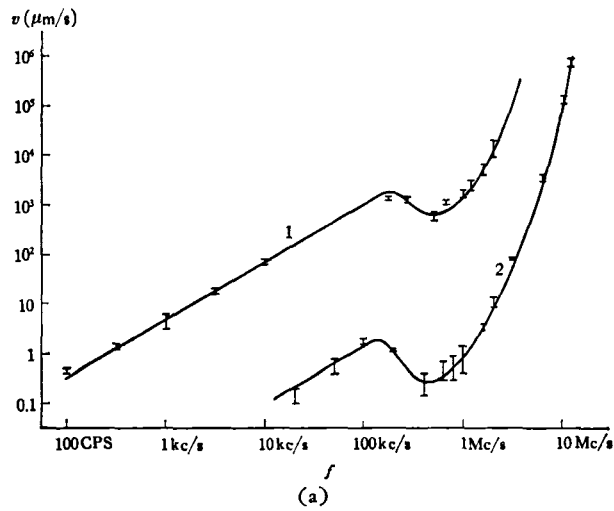


图5 蠕移速度与难向交变场频率的关系 ( $D = 800 \text{ \AA}$ ,  $H_K = 3.1 \text{ Oe}$ ,  $H_W = 1.11 \text{ Oe}$ ; 易向磁场  $0.75 \text{ Oe}$ )  
 $\hat{h}_\perp = 0.13 \text{ Oe}$  (曲线 1);  $91 \text{ mOe}$  (曲线 2);  $58 \text{ mOe}$  (曲线 3);  $39 \text{ mOe}$  (曲线 4);  $30 \text{ mOe}$  (曲线 5);  $22 \text{ mOe}$  (曲线 6);  $19 \text{ mOe}$  (曲线 7).

达到或超过约  $1/3 H_K$  时,就迅速降低[图 4(b, c) 之曲线 2]。最厚的样品( $1900 \text{ \AA}$ ),  $H_{\perp} = \frac{1}{3} H_K$  附近,低频蠕移效应达到极大的现象,在难向交变场较小时并不明显[图 4(a) 之曲线 2],但加大难向交变场时,就可以观察到[图 4(a) 之曲线 2a]。

上述结果中,低频部分与 Middelhoek<sup>[14]</sup> 在更低频率 (500 cps) 测定的结果是一致的。

### 3. 蠕移速度随频率的变化

蠕移速度  $v$  在固定的易向场和难向交变场幅度下,随难向场频率变化。它们的关系以一个  $800 \text{ \AA}$  样品的结果为代表示于图 5。其中高速部分就是用脉冲调制难向交变场的方法测量的。在固定的易向场和难向交变场幅度下,蠕移速度随频率的变化极快,不大的频率变化就使蠕移超出了可测的速度范围。因此,只得在不同的频率段里用不同的  $\hat{h}_{\perp}$  数值,分段测量  $v \sim f$  曲线,即图 5 之曲线 1—7。

图 5(a) 显示  $f < 100 \text{ kc/s}$  时,蠕移速度与频率成正比(该图为对数坐标)。这意味着难向场每正负交替变化一周所产生蠕移效果与频率无关。

$f = 1-30 \text{ Mc/s}$  蠕移速度按频率的指数函数迅速增加,  $v \sim f$  关系在半对数坐标图[图 5(b)] 上近乎直线。这个范围里频率每增加  $5-10 \text{ Mc/s}$ ,蠕移速度增加  $10^3$  倍。频率超过  $30 \text{ Mc/s}$  后,随频率增加速度又反而减少[图 5(c)]。这与  $\Delta H \sim f$  曲线上在  $30-40 \text{ Mc/s}$  处的中频峰对应[见图 2(d)]。  $500 \text{ \AA}$  样品的结果与此相同<sup>[15]</sup>。

厚度大于  $900 \text{ \AA}$  的样品,在高频峰之前 ( $1-100 \text{ Mc/s}$ ),蠕移速度也是按频率的指数函数增加的。

蠕移速度的测量除了给出上述的结果以外,还由于速度的变化很灵敏,可以用来核实  $\Delta H \sim f$  曲线上的一些细微变化。例如图 5(a) 清楚地表示了低频峰的存在,频率从  $100 \text{ kc/s}$  增加至  $500 \text{ kc/s}$  时,速度降低约 10 倍;而对应的  $\Delta H \sim f$  曲线上,蠕移差场的变化仅

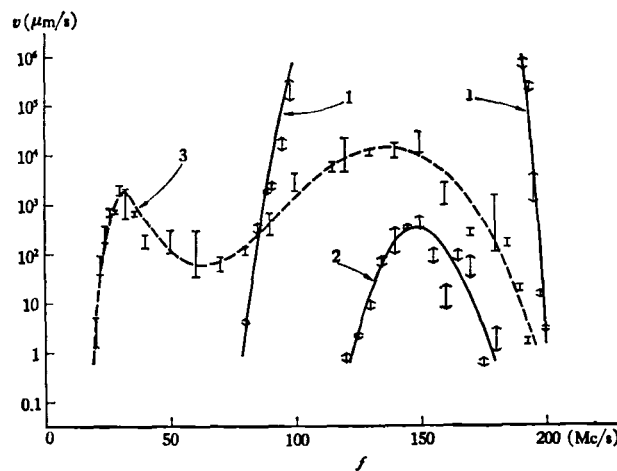


图 6  $900 \text{ \AA}$  样品[同图 2(c),  $H_K = 2.4 \text{ Oe}$ ,  $H_W = 1.55 \text{ Oe}$ ]  
蠕移速度与频率的关系(易向磁场  $0.84 \text{ Oe}$ )

曲线 1:  $\hat{h}_{\perp} = 66 \text{ mOe}$ ,  $H_{\perp} = 0$ ; 曲线 2:  $\hat{h}_{\perp} = 48 \text{ mOe}$ ,  $H_{\perp} = 0$ ;  
曲线 3:  $\hat{h}_{\perp} = 66 \text{ mOe}$ ,  $H_{\perp} = 0.68 \text{ Oe}$ 。



约 0.05 Oe. 又如, 900 Å 样品加  $H_{\perp}$  后的频谱[图 2(c) 之曲线 2], 在  $f = 40$  Mc/s 处有中频峰, 但并不突出; 而同一现象在图 6 的蠕移速度随频率的变化中, 则显示得十分清楚: 曲线 3 在  $f = 40$  Mc/s 附近达到一个峰值后, 随频率的继续增加速度要降低近  $10^2$  倍.

## 四、讨 论

### 1. 高频、中频峰与壁线的关系

上述蠕移频谱中高频、中频和低频三个峰的出现是最可注意的. 我们拟从暂态逸散场的观点出发, 用畴壁结构的变化及其亚结构的运动来说明这些峰的来源和变化. 不过, 我们所用的克尔磁光观察仪的放大率不够高, 未对畴壁结构进行观测, 所以只能引用其他著作<sup>[1, 3, 9, 11, 14, 16-18]</sup>关于畴壁结构及其随磁膜厚度和难向偏场强度变化的结果.

高频峰只出现于 900 Å 以上的样品, 而在不同厚度的膜中难向偏场对它均有一定的影响. 由于旋磁效应在高频比较显著, 而在这些厚度的样品中, 畴壁又主要地或部分地是 Bloch 型, 我们首先应问, 前述的飘摇运动对所观测到的高频蠕移有没有影响. 对这个问题的回答是否定的. 在易向场异于零时, 即使难向脉冲场的升降速率相等, 飘摇运动也能在脉冲场的每一升降中, 使畴壁有一净位移; 但脉冲场的幅度须超过一定的阈值, 其宽度也不能太小, 飘摇运动才会被激起<sup>[3]</sup>. Stein 等观测到最小的飘摇阈场接近于  $0.1 H_K$  (相应于上升时间  $t_r = 0.5$  ns, 阈场随  $t_r$  的增长而增高). 我们所用的难向正弦场略视为升降时间相等的双极脉冲, 其幅度仅等于  $0.03 H_K$ , 在 200 Mc/s 以下它是不能激励起飘摇运动的. 在引言中曾提到, Kusuda 等<sup>[8]</sup>新近用慢的 ( $t_r \approx 100 \mu s$ ) 难向双极脉冲场, 观测了主要为 Bloch 型的畴壁蠕移, 而从飘摇运动的理论基础讨论了所得结果. 他们所用的难向脉冲场的幅度, 从略低于畴壁转变阈的下限 ( $0.41-0.67 H_K$ ) 逐步增至  $0.66-0.85 H_K$ ; 脉冲幅度略低于畴壁转变阈下限时, 易向场需超过  $0.2-0.5 H_L$  的阈值, 畴壁才有可观的蠕移. 显然, 他们所观测的蠕移包括了壁线的大距离位移, 以及畴壁从主要为 Bloch 型至主要为 Néel 型的转变所引起的部分, 其中主要的部分可能是由于飘摇运动. 在我们的实验中, 主要因为难向脉冲场的幅度很小, 不会出现飘摇运动.

Stein 等<sup>[3]</sup>在 2000 Å 磁膜中观察到的畴壁, 是由平均磁化方向相反的 Bloch 壁段和界于相邻壁段间的 Néel 线组成的, Néel 线带有“横档”, 伸入主畴壁两边的畴内. 这种壁要在难向场达到约  $0.6 H_K$  的阈值时, 才发生大规模的转变; 在这以前, 难向场在超过一较低阈值后能使 Néel 线移动, 但不能使它长大成 Néel 壁段. Stein 等对 Néel 线移动的解释是: 横档的位移变化跟不上两个畴内磁化方向的迅速改变, 因而横档上出现“磁荷”, 从而产生垂直于畴壁的暂态散磁场, 把 Néel 线推动. 由此看来, 我们在 1900 Å 膜中所观测到的蠕移高频峰[图 2(a)], 只能起源于 Néel 线的共振. 就是说, 在峰值频率处, Néel 线的振动最强, 所产生的平行于畴壁局部的暂态逸散场也最大, 因而  $\Delta H$  出现峰值. 施加约  $0.5 H_K$  的难向偏场后, 高频峰降低[图 4(a) 之曲线 4], 是由于畴壁的一部分已发生了转变, Néel 线的数目有所减少所致. Middelhoek<sup>[11]</sup> 观察的壁型转变的临界场, 对 1900 Å 厚的磁膜也确是  $0.5 H_K$  左右.

上面虽把 1900 Å 膜的蠕移高频峰的来源归结为 Néel 线共振,但我们推测,这样的高频峰也可以起源于 90° 线共振,因为它们也出现于 1200 Å 和 900 Å 的样品中[图 2(b, c) 曲线 1]。在这些厚度的膜中,畴壁 ( $H_{\perp} = 0$  时) 都是由平均磁化方向不同的两种 Bloch 壁段和两种 Néel 壁段,以及界于壁段间的 Néel 线、90° 线和 Bloch 线组成的;膜厚为 1200 Å 时, Bloch 壁段所占的百分数高一些;假设两类壁段均匀地分布,则多数壁线应该是 90° 型的, Bloch 线和 Néel 线都占少数。但在这两个厚度,蠕移高频峰却都很显著,他们的频率与 1900 Å 厚度的无大差别,因此我们断定, 90° 线的共振频率与 Néel 线的很接近。畴壁结构转变的难向场阈一般是一相当宽的范围,而在这些样品中其下限不甚高,故难向偏场等于  $H_K/3$  时,有些 Néel 壁段已长大,而有些 Bloch 壁段和 Néel 壁段被压缩或甚至消灭,致使 Bloch 线增多而 90° 线和 Néel 线减少,于是高频峰被抑低而中频率出现(原因见下段)。这说明了图 2(b, c) 中曲线 2 和曲线 1 之间的差别。

现在再讨论中频峰的来源。磁膜厚度在约 400 Å 至 800 Å 间,其畴壁(难向场为零时)是通常所称的“横档型”壁,它们是由平均磁化方向相反的两种 Néel 壁段交替组成的,相邻壁段间的过渡区是 Bloch 线;后者有两种不同结构,称为“十字型”和“圆型”,前一种带有横档。这类壁有较规整的周期性;它们也是实验中观察得最多的。在难向场的作用下,圆型 Bloch 线易于移动,使平均磁化方向与难向场相同的 Néel 壁段扩展,而另一种 Néel 壁段缩短;难向场不超过畴壁转变阈的下限时,圆型 Bloch 线的位移不大,不致出现两种 Bloch 线互相湮灭而使畴壁部分地转变成纯 Néel 型的情形。我们在 800 Å 和 500 Å 的样品中,所观测到的主要是中频峰[图 2(d, e); 暂不考虑低频峰],因此可以断定,中频峰起源于圆型 Bloch 线的共振。在  $H_K/3$  的难向偏场下, 800 Å 样品的中频峰有所下降,显示畴壁的一小部分已转变成纯 Néel 型了。和这相似,在  $H_K/3$  的难向偏场下, 1200 Å 和 900 Å 的样品中出现蠕移中频峰[图 2(b, c), 图 6 曲线 3],是因为畴壁的一小部分已转变为横档型。

上述看法自然地解释了最薄(300 Å)样品中既无高频峰也无中频峰存在的事实。因为这样薄的膜中,畴壁是由比较单纯的 Néel 壁段组成,其中不含有(或很少) Bloch 线,也没有 90° 线。

## 2. 壁线运动的频率特性

如上所述,根据高频峰和中频峰的性质,可以认为它们分别是 90° 线(或 Néel 线)和 Bloch 线引起的。因此,蠕移频谱应该是壁线运动的频率特性的反映。如果能够直接研究壁线运动,对了解蠕移的机理无疑是很有帮助的。但是,即使壁线的结构在理论上也是一个复杂的问题<sup>[19]</sup>,在实验上由于缺乏有力的工具,更没有对这样细微的畴壁亚结构作确切观察。所以壁线运动特性这样一个更深入一步的问题,原则上只能是将来的工作内容。这里只从一般的假设出发,对壁线运动作一个唯象的描述,然后引用关于畴壁运动的理论结果,对壁线运动作一个粗略的估计,以资与蠕移测量结果对照。

我们的实验中  $\hat{h}_{\perp} = 0.03 H_K$ , 远小于壁型转变的临界场,可以认为壁线只在平衡位置附近振动。(文献中常用的交变场或脉冲场幅度往往在  $0.1 H_K$  以上,乃至高达  $0.5 H_K$  以上,这种情况下,上述假设可能不再适用。)在小振动假设下,壁线运动可以用线性振子方

程来描写,即

$$m\ddot{x} + \beta\dot{x} + \alpha x = 2I_s \hat{h}_\perp e^{i2\pi f t} \quad (2)$$

其中  $x$  是壁线相应于平衡位置的位移,  $m$ 、 $\beta$  和  $\alpha$  分别表示壁线运动的等效质量、阻尼系数和弹性系数。从方程 (2) 解得的壁线位移与位移速度是

$$x = \left( \frac{2I_s \hat{h}_\perp}{\alpha} \right) \left( 1 - \frac{f^2}{f_0^2} + i \frac{f}{f_c} \right)^{-1} e^{i2\pi f t}, \quad (3)$$

$$\dot{x} = \left( \frac{4\pi I_s \hat{h}_\perp}{\alpha} \right) \left( 1 - \frac{f^2}{f_0^2} + i \frac{f}{f_c} \right)^{-1} f i e^{i2\pi f t}. \quad (4)$$

其中  $f_0$  和  $f_c$  分别表示壁线运动的两个特征常数——共振频率和弛予频率:

$$f_0 = \left( \frac{1}{2\pi} \right) (\alpha/m)^{1/2}, \quad (5)$$

$$f_c = \left( \frac{1}{2\pi} \right) (\alpha/\beta).$$

描写壁线运动的常数  $m$  和  $\beta$  是由壁线的结构和自旋弛予机制等因素决定, 目前还没有准确的理论结果。因此, 只能引用关于 Bloch 壁的理论公式<sup>[20]</sup>来估计 Bloch 线的等效质量与阻尼系数。Bloch 壁的等效质量为  $m = \frac{1}{4\pi\gamma^2} \cdot \frac{1}{\delta}$ , 把其中的畴壁厚度  $\delta$  换成 Bloch 线宽度 ( $\approx 200 \text{ \AA}$ <sup>[19]</sup>), 并代入旋磁比  $\gamma$  的数值 ( $1.76 \times 10^7 / \text{Oe}^2 \cdot \text{s}^2$ ), 得到 Bloch 线等效质量  $m = 1.2 \times 10^{-10} \text{ g/cm}^2$ 。Bloch 壁的阻尼系数  $\beta = \frac{\lambda}{\gamma^2} \cdot \frac{1}{\delta}$ , 根据磁膜转动反磁化和铁磁共振的实验结果, 系数  $\lambda \approx 1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ <sup>[21]</sup>, 代入  $\gamma$  和  $\delta$  数值得磁膜壁线阻尼系数  $\beta = 0.15 \text{ g/s} \cdot \text{cm}^2$ 。

Bloch 线的弹性系数可以这样估计: 中等厚度磁膜中 Bloch 线间距离约  $5-10 \mu\text{m}$ <sup>[1,2]</sup>, 当难向直流场加大达到一定值 ( $\approx \frac{1}{3} H_K$ ) 时, 畴壁类型发生转变, 这时 Bloch 线移动的距离叫  $X_{\text{临界}}$ , 显然  $X_{\text{临界}}$  大约仅及 Bloch 线间距离的二分之一, 例如可取  $X_{\text{临界}} = 2-5 \mu\text{m}$ 。按公式 (2), 有

$$\alpha X_{\text{临界}} = 2I_s \left( \frac{1}{3} H_K \right).$$

代入典型数值  $I_s = 800 \text{ Gauss}$ ,  $H_K = 3 \text{ Oe}$ , 得 Bloch 线的弹性系数  $\alpha = (0.3-0.8) \times 10^7 \text{ g/s}^2 \cdot \text{cm}^2$ 。

根据上述估计, 按公式 (5) 可估计出 Bloch 线的共振频率和弛予频率,  $f_0 = 25-41 \text{ Mc/s}$ ,  $f_c = 3-9 \text{ Mc/s}$ 。可见  $f_0$  的估计值与实验测定的蠕移频谱的中频峰 ( $30-40 \text{ Mc/s}$ ) 相符。这可以看作是 Bloch 线运动引起中频峰的一个验证。也就是说, 蠕移中频峰乃是 Bloch 线共振峰(虽然还没有更直接地观测到这个共振现象)的反映。

至于  $90^\circ$  线, 可以推想其等效质量应较 Bloch 线小(磁化矢量只转了  $90^\circ$ ), 而弹性系数又可能比 Bloch 线大(实验表明厚膜中壁型转变的临界场高), 因此其共振频率比 Bloch 线应该高一些。由此可以认为高频峰确实如第四部分第 1 节所述, 是  $90^\circ$  线引起的。

壁线运动特性的上述理论分析, 虽尚无直接实验加以检验, 但从 Middelhoek<sup>[1]</sup> 所提到的壁线运动与难向脉冲磁场作用时间的关系, 可以稍作推测。他的实验结果表明, 当脉冲

宽度大于 50 ns 时使 Bloch 线运动从而引起壁型转变的临界场与脉冲宽度无关, 而当宽度小于 50 ns 时临界场开始增加。而按本节的理论表示, 把运动方程 (2) 右端换为脉冲场, 可得壁线运动的时间常数

$$T = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{1}{f_c} + \sqrt{\left(\frac{1}{f_c}\right)^2 - 4\left(\frac{1}{f_0}\right)^2} \right).$$

按上述  $f_0$  和  $f_c$  的估计值,  $T = 10-60$  ns. 可见这些估计的数值, 还是能较恰当的说明一些实验结果的。

### 3. 暂态场模型与频谱线型

关于壁线运动通过什么机理产生对畴壁的作用, 从而导致畴壁蠕移, 存在着不同的解释。按照暂态场模型<sup>[1]</sup>, 壁线运动产生与其速度成正比的暂态逸散场, 它作用于畴壁并使之产生移动。可以假设暂态逸散场对畴壁的作用相当于一个等效场  $H_{\text{eff}}$ , 因此  $H_{\text{eff}}$  也应该正比于壁线的运动速度, 即

$$H_{\text{eff}} \propto |v|.$$

利用公式 (4), 得  $H_{\text{eff}}$  的频率关系为

$$H_{\text{eff}} \propto f \left[ \left( 1 - \frac{f^2}{f_0^2} \right)^2 + \left( \frac{f}{f_c} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (6)$$

这个等效场可以看成与实验中测得的蠕移差场  $\Delta H$  相当。把公式 (6) 表示的等效场的频率关系与实验测得的频谱曲线相比较, 可以检验暂态场模型是否合理。图 7 是按公式 (6)

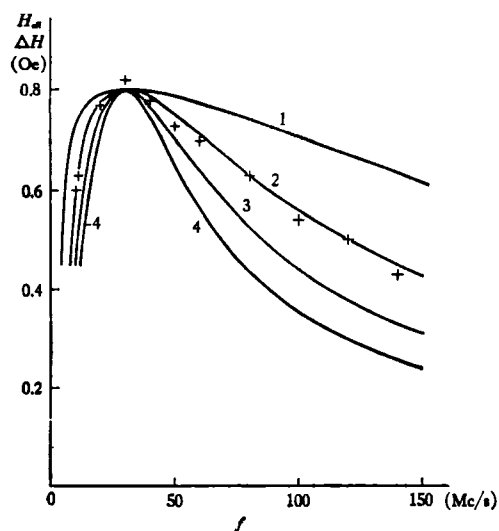


图 7 按暂态场模型计算的等效场与蠕移差场的比较(曲线为计算结果,  $f_0 = 30$  Mc/s; “+”表示 500 Å 样品的蠕移差场, 即图 2(c) 之曲线 1)  
曲线 1:  $f_c = 5$  Mc/s; 曲线 2:  $f_c = 10$  Mc/s;  
曲线 3:  $f_c = 15$  Mc/s; 曲线 4:  $f_c = 20$  Mc/s.

计算的曲线与 500 Å 样品频谱测量数据的比较。计算曲线取  $f_0 = 30$  Mc/s,  $f_c = 5-20$  Mc/s; 为了与实验比较, 选择公式 (6) 的比例常数使  $f = 30$  Mc/s 时的  $H_{\text{eff}}$  值与样品中频峰值相等。可以看出按暂态场模型, 即认为  $H_{\text{eff}}$  正比于壁线运动速度, 所得的公式能与频谱线型符合很好。同时, 这样得到的弛豫频率  $f_c = 10$  Mc/s, 也与上节的估计值 (3—9 Mc/s) 符合。由此可见, 用暂态场模型来解释磁膜中与高频峰和中频峰联系着的蠕移是比较合理的。

按照暂态场模型, 由于这个场是随频率增加的 (指达到峰值前), 因此难向场每交替一周所引起的畴壁移动也随频率增加, 所以蠕移速度随频率的增加应比线性关系快。因为在达到峰值前, 等效场 (公式 6) 或蠕移差场 (图 2) 近似地正比于频率, 所以蠕移速度

与频率的指数关系, 实际上是和蠕移速度与易向磁场的指数关系 (Telesnin 等<sup>[21]</sup>) 等效的。我们的测量结果表明, 在中频或高频段, 蠕移速度与易向磁场的关系, 与 Telesnin 等在低

频下的结果一样亦为指数关系。

暂态场模型虽然能合理地解释中频和高频的蠕移现象,但对低频的蠕移却不能说明。例如当  $f = 100 \text{ kc/s}$  时,按公式(6)等效场仅及峰值 ( $f = 30 \text{ Mc/s}$ ) 的 1%。故若蠕移差场峰为  $0.8 \text{ Oe}$ ,按同样比例, $f = 100 \text{ kc/s}$  时,蠕移差场应只达  $0.008 \text{ Oe}$ 。这显然与测量值  $0.35 \text{ Oe}$  相差太远。十分缓慢的 Bloch 线运动引起的蠕移(例如 Fuchs 等用电子显微镜所作的观察<sup>[23]</sup>),则更不能暂态场模型解释。

#### 4. 低频段蠕移和低频峰

以前许多作者对难向正弦交变场作用下的蠕移也作过研究,但均限于很低的频率(不超过  $10 \text{ kc/s}$ )。Middelhoek 等<sup>[14]</sup>根据蠕移(低频条件下)随难向直流场变化的规律,认为厚膜的蠕移是  $90^\circ$  线运动引起的,而较薄的膜之蠕移是 Bloch 线引起的。低频段下,我们关于蠕移随难向直流场变化的实验结果,与 Middelhoek<sup>[14]</sup>是一致的(见第三部分第 2 节)。但在参照高频与中频的结果之后,我们觉得应该对低频段下的蠕移给与新的解释。

如果认为高频峰是  $90^\circ$  线(或 Néel 线)引起的,则不能认为厚膜的低频蠕移是  $90^\circ$  线所引起。因为在厚膜中难向直流场使高频峰降低,但同时使低频峰加大[比较图 4(b)之曲线 2 和 4]。然而,可以注意到低频峰与难向直流场的关系,总是与中频峰相同的,无论是厚膜[图 4(b)之曲线 2 和 3]还是中等厚度的膜[图 4(c)之曲线 2 和 3]均如此。不过也不能据此就认为低频蠕移和中频峰一样,是由 Bloch 线产生的。因为在厚膜中频谱曲线上并不出现中频峰(因而说明没有 Bloch 线作用)时,低频峰却仍然存在。

一个较合理的看法是,低频段的蠕移是畴壁中存在着的 Néel 壁段所致,而与该壁段两端的壁线属何种类型无关。这样可以解释:(1)  $H_{\perp} = 0$  时中等厚度的膜之畴壁是大量 Néel 壁段构成,因而低频峰最强;而厚膜中主要是 Bloch 壁段, Néel 壁段较少,因而低频峰较弱(图 3 曲线 1)。(2) 厚膜中畴壁随  $H_{\perp}$  增加而逐渐转变为 Néel 壁,因而蠕移加强[图 4(b)之曲线 2];中等厚度膜的畴壁随  $H_{\perp}$  加大变成单纯的平均磁化方向一致的 Néel 壁,因而蠕移减弱。

Torok 等<sup>[9]</sup>认为易向直流场和难向交变场的作用,可使 Néel 壁段弯曲和移动。这可能作为上述想法的一种解释。不过要完全说明实验事实,必须同时解释:(1) 蠕移频谱在  $100 \text{ kc/s}$  附近出现低频峰的原因;(2) 在  $100 \text{ kc/s}$  以下蠕移速度正比于频率,即磁场每交替一周的蠕移与频率无关;(3) 蠕移效应与膜厚的关系等现象。

## 五、结 论

蠕移频谱的研究表明,难向交变场可能通过三种原因的作用引起磁膜畴壁的蠕移。在同一个样品里可能有一种或同时有两种甚至三种的作用。每种机理所起作用的大小与膜厚、难向直流场大小,以及难向交变场频率等条件有关。

分析表明, $90^\circ$  线(或 Néel 线)通过暂态逸散场的作用可以引起蠕移,它以频谱曲线上的高频峰为标志;Bloch 线的暂态逸散场是引起蠕移的另一个原因,它以中频峰为标志。对壁线运动的唯象分析表明,蠕移频谱上的高频峰和中频峰是畴壁亚结构——壁线共振

的反映。理论估计的壁线共振频率和弛豫频率与实验结果相符。

低频条件下产生蠕移的原因似乎并非壁线运动本身，也更不可能是通过暂态逸散场起作用。假设蠕移的产生是由 Néel 壁段的存在所致，就有可能较合理地解释现有实验事实。

本工作在仪器和样品制备方面得到金朝鼎及本所磁膜组同志们的帮助，特此志谢。

### 参 考 文 献

- [1] S. Middelhoek et al., *IBM J. Res. Developm.*, **11** (1967), 93.
- [2] W. Kayser, *IEEE Trans. on Magnetics*, **MAG-3**, (1967), 141.
- [3] K. U. Stein & E. Feldtkeller, *J. Appl. Phys.*, **38** (1967), 4401.
- [4] T. Kusuda, S. Konishi & Y. Sakurai, *IEEE Trans. on Magnetics*, **MAG-3** (1967), 286.
- [5] H. C. Bourne, Jr., T. Kusuda & C. H. Lin, *IEEE Trans. on Magnetics*, **MAG-4** (1968), 440.
- [6] H. C. Bourne, Jr., T. Kusuda & C. H. Lin, *J. Appl. Phys.*, **40** (1969), 1220.
- [7] H. C. Bourne, Jr., T. Kusuda & C. H. Lin, *IEEE Trans. on Magnetics*, **MAG-5** (1969), 247.
- [8] T. T. Kusuda, H. C. Bourne, Tr. & D. S. Bartran, *IEEE Trans. on Magnetics*, **MAG-7** (1971), 165.
- [9] E. J. Torok, D. S. Lo, H. N. Oresdon & W. J. Simon, *J. Appl. Phys.*, **40** (1969), 1222.
- [10] A. J. Olson & E. J. Torok, *J. Appl. Phys.*, **37** (1966), 1297.
- [11] A. Green, K. D. Leaver, R. M. Livesay & M. Pruton, Proc. 1964 Int. Conf. Magnetism, Nottingham, 807.
- [12] J. H. Hoper & W. Kayser, *IEEE Trans. on Magnetics*, **MAG-4** (1968), 669.
- [13] W. Kayser, A. V. Pohm & R. L. Samuels, *IEEE Trans. on Magnetics*, **MAG-5** (1969), 236.
- [14] S. Middelhoek, *Phys. Letters*, **13** (1964), 14.
- [15] 王鼎盛, 陈冠冕, 金朝鼎, *物理学报*, **21** (1965), 2030.
- [16] E. Feldtkeller & E. Fuchs, *Z. angew. Physik*, **18** (1964), 1.
- [17] E. Feldtkeller, *Z. angew. Physik*, **18** (1964), 121.
- [18] E. J. Torok, A. L. Olson & H. N. Oresdon, *J. Appl. Phys.*, **36** (1965), 1394.
- [19] E. Feldtkeller & H. Thomas, *Phys. Cond. Matter.*, **4** (1965), 8.
- [20] 例如: 郭貽诚, “铁磁学” (1965), 第五章.
- [21] 潘孝硕, “坡莫合金薄膜” (磁学讨论会文集, 1964 年, 第 176 页).
- [22] R. V. Telesnin et al., *Physica stat. sol.*, **14** (1966), 363.
- [23] E. Fuchs & H. Pfisterer, Proc. 5th Int. Congress of Electron Microscopy (1962), Vol. 1.