

# 鐵及鐵鈷合金在各種溫度下 接近飽和時的磁化<sup>\*†</sup>

潘孝碩

(中國科學院應用物理研究所)

## 提 要

本工作依據微分磁化率的觀測，以研究鐵、鎳、和幾種鐵鈷合金在室溫和高溫下的“趨近飽和”現象。由實驗結果得知，在數百到 6 000 奧斯特的磁場下，微分磁化率和磁場強度的關係可用下式表出：

$$\left(\frac{\partial I}{\partial H}\right)_T = \frac{A}{H^2} + \frac{2B}{H^3} + \frac{C}{\sqrt{H}} + D,$$

式中  $I$  表磁化強度， $H$  表磁場強度， $T$  表溫度。在室溫附近，式中末兩項比前兩項小得多，所以末兩項的總值可以約略用一常數來代替；但在高溫下就不然了。如果將一曾經馴煉的試品逐步加以冷作，則係數  $A$  和  $B$  最初跟冷作程度作跳躍式的增加；但對於經過劇烈冷作的試品，上式就不適用。在馴煉狀態下， $A$  和  $B$  跟溫度的上升而減小；到消失時，溫度還相當低於居里點。因本實驗中所得數據的準確度不夠，所以不能依據它們來確定  $D$  的值；但如果將  $D$  略去而計算係數  $C$  的值，則可以確定到九成。 $C$  的數量級和它跟溫度變化的情形大致是和 Holstein 和 Primakoff 的理論相符的。係數  $B$  和“磁晶各向異性”係數  $K_1$  的平方成正比；但用  $B$  的實驗值和  $B$  的理論式比較而算得的  $K_1$  則和從單晶體觀測所得的  $K_1$  只有數量級的符合。

## 一、導 言

一個鐵磁性多晶體的磁化強度，在接近飽和時，還隨着磁場的增強作微小而可迴溯的增加。這種現象通常叫作“趨近飽和”（或磁場函數的“趨近飽和”）。根

\* 1951 年 11 月 9 日收到。

† 係作者在美國麻州理工學院博士論文的一部份。

據對抗磁晶各向異性 (magnetocrystalline anisotropy) 的旋轉磁化的理論, Akulov, Gans 和 Becker 和 Döring<sup>[註 1, 2, 3]</sup> 曾計算趨近飽和的規律. 對於立方晶系的鐵磁物質, 他們所得的結果是

$$\frac{I}{I_s} = 1 - \frac{8}{105} \frac{K_1^2}{I_s^2 H^2} - \dots, \quad (1)$$

式中  $I$  表試體的磁化強度 (宏觀的, 單位是高斯),  $I_s$  表物質的飽和磁化強度,  $K_1$  表第一磁晶各向異性係數 (爾格/厘米<sup>3</sup>),  $H$  表有效磁場強度 (奧斯特). 其次, 我們也可以證明<sup>[註 4, 5]</sup>, 由“應力感生的各向異磁性”所引起的趨近飽和規律是和 (1) 式同形的; 換句話說, 第一個含  $H$  的項和  $H$  的平方成反比. 同樣, 如果兩種各向異磁性同時存在, 趨近飽和規律仍取 (1) 的形式; 但在馴煉過的多晶體, 後一種各向異磁性較之前一種極小, 可以略去不計.

實驗上, Weiss 和 Ferrer<sup>[註 6]</sup> 曾發現, 在幾千到兩萬奧斯特的磁場中, 經驗式

$$I = I_s - \frac{A}{H} + C_1 H \quad (2)$$

可應用於多種物質; 式中  $A$  和  $C_1$  在不變溫度下是常數. 最新的觀測, 有 Kaufmann<sup>[註 7]</sup> 對於鐵和對於扭力作用下的鎳和經過範性形變的鎳; 有 Polley<sup>[註 8]</sup>, 在各種溫度下, 對於馴煉過的鎳. 兩氏都發現磁化強度可滿意地以下式表出.

$$I = I_s - \frac{A}{H} - \frac{B}{H^2} + C_1 H, \quad (3)$$

或, 更適當一點, 我們可以下式表出微分磁化率 (differential susceptibility)

[註 1] N. Akulov, *Zeits. f. Phys.* **69** (1931), 822.

[註 2] R. Gans, *Ann. der Phys.* (5), **15** (1932), 8.

[註 3] R. Becker and W. Döring, *Ferromagnetismus*, p. 167 (Julius Springer, 1939, Berlin).

[註 4] F. Bitter, *Introduction to Ferromagnetism*, 節 72 (McGraw-Hill 1937, New York).

[註 5] R. Becker and H. Polley, *Ann. der Phys.* (5), **37** (1940), 534.

[註 6] P. Weiss and R. Ferrer, *Ann. de Phys.* **12** (1929), 279.

[註 7] A. R. Kaufmann, *Phys. Rev.* **55** (1939), 1142; *Phys. Rev.* **57** (1940), 1089.

[註 8] H. Polley, *Ann. der Phys.* (5), **36** (1939), 625.

$$\left(\frac{\partial I}{\partial H}\right)_T = \frac{A}{H^2} + \frac{2B}{H^3} + C_1. \quad (3')$$

式(3)或(3')似較有穩固的基礎,因為取了級數的形式而且包括式(1)及式(2)中各種形式的項.但更早幾年, Czerlinsky[註9],曾從他所觀測的兩種鎳樣品得到下式:

$$\left(\frac{\partial I}{\partial H}\right)_T = \frac{a}{(H+C)^2} + \frac{b}{H^3}.$$

為了確證式(3)或(3')可適用於一般的情況,我們特按式(3')所顯示的方法將 Czerlinsky 的觀測結果重製曲線,如圖1所示.從圖1可見,在觀測準確度可能保證的範圍內,式(3')實可滿意地應用於 Czerlinsky 的記錄

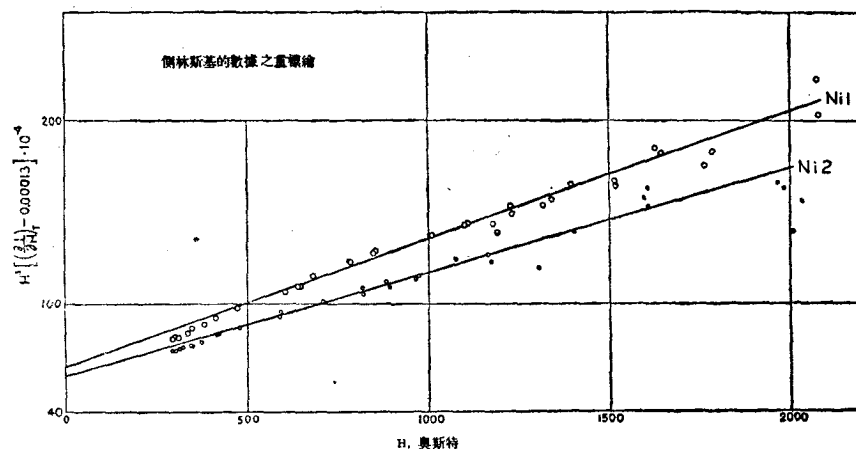


圖1. 對於側林斯基 (Czerlinsky) 氏從兩鎳試品所得數據依式(3')的重行分析.

式(3)或(3')中各項係數的物理意義曾是許多研究工作的對象.一般認為(3)式中  $B/H^2$  項即是(1)式右邊的第二項.實際上, Czerlinsky[註9]和 Polley[註8]根據這個結論而計算得的  $K_1$  的數值確也和從單晶體直接觀測得的相符.但 Holstein 和 Primakoff[註10]後來指出,在導出(1)式時,由於各晶粒內的磁化向量的不完全平行而產生的磁性相互作用是被忽略掉了.兩氏計算了這種磁性相互作用的影

[註9] E. Czerlinsky, *Ann der Phys.* (5), 13 (1932), 80.

[註10] T. Holstein and H. Primakoff, *Phys. Rev.* 59 (1941), 588.

響, 而得到結論: 在  $H \gg 4\pi I_s$  的情形下, 式(1)是正確的; 但若  $H \ll 4\pi I_s$ , 則式(1)右邊第二項的係數應折半. 因為懷疑多晶體內的晶粒間界可能和單晶體內的磁疇間界相似, 能使內磁場減至極小或消失, 作者曾以實驗校核一個從簡單理論得來的預測; 如晶粒間有磁性的相互作用存在, 則這預測是不可能正確的. 這項工作的結果新近曾在本報發表[註 11]; 其結論是: 多晶體的旋轉磁化是不受任何內磁場的影響的. 這樣, (1) 式對於排列無規的多晶體似乎仍是正確的.

關於  $A/H$  項的來源會有兩種理論[註 12, 13]. 那一種理論較接近事實, 目前似尚無結論. 這裏所應一提的是係數  $A$  對於溫度的變化似不大敏感[註 8] 但和試體所受的範性形變有關[註 7].

據 Polley[註 8] 的實驗,  $C_1$  和絕對溫度成正比. 因為  $C_1$  的性質和順磁磁化率相似, 它久已被認為代表着由外界磁場的作用而產生的內稟磁化強度 (intrinsic magnetization) 的增加. 但根據 Weiss-Heisenberg 理論估計得的  $C_1$  的數值則只及實際觀測得的數值的十分之一[註 14]. 1940 年 Holstein 和 Primakoff[註 15] 對這效應作了一個量子力學的分析. 兩氏所用的“模型”是“交換相互作用”輔以原子磁體間的“偶極子與偶極子相互作用”. 在內稟磁化強度  $I_s$  和絕對飽和磁化強度  $I_{s0}$  相差甚小的假定下, 兩氏所得結果可以下式表示之

$$\left(\frac{\partial I_s}{\partial H}\right)_T = \frac{I_{s0} - I_s}{I_{s0}} \frac{1}{16 \cdot \sqrt{2} \cdot 1,3} \left(\frac{4\pi\beta I_{s0}}{kT}\right)^{1/2} \left[\left(\frac{4\pi I_{s0}}{H}\right)^{1/2} + \sin^{-1}\left(\frac{4\pi I_{s0}}{H + 4\pi I_{s0}}\right)^{1/2}\right], \quad (4)$$

式中  $\beta$  表波爾磁子,  $k$  表波耳茲曼常數,  $T$  表絕對溫度.

[註 11] S. T. Pan, 中國物理學報 *Chinese J. Phys.* **8** (1951), 222.

[註 12] W. F. Brown, Jr., *Phys. Rev.* **58** (1940), 736; *Phys. Rev.* **60** (1941), 139.

[註 13] L. Néel, *J. Phys. et Rad.* **9** (1948), 184.

[註 14] 文獻 1, 又文獻 3, 頁 35.

[註 15] T. Holstein and H. Primakoff, *Phys. Rev.* **58** (1940), 1093.

利用普通的設備，觀測通常只能在相當小於  $4\pi I_{s0}$  的磁場中為之。在這樣的情形下，式 (4) 方括號中的第二項可被看作一常數。根據這假定，趨近飽和的完全公式應為

$$\left(\frac{\partial I}{\partial H}\right)_T = \frac{A}{H^2} + \frac{2B}{H^3} + \frac{C}{\sqrt{H}} + D \quad (5)$$

在普通溫度下，係數  $A$  和  $B$  的值通常很大，因此在不很强的磁場中，右邊第三項跟磁場的緩和變化將被完全掩蔽。

本項工作係對鐵和幾種鐵鈷合金的趨近飽和的一般性的觀測。所以作高溫觀測的原因是希望係數  $A$  和  $B$  在够高的溫度下變小，以便不必用極強的磁場就可證核理論式 (4)。

## 二、合金的製備

本工作的目的之一是研究第一磁晶各向異性係數  $K_1$  跟溫度的變化：因之，所用合金均按照施汝為氏<sup>[註 16]</sup>實驗結果選擇，俾在室溫下各合金的  $K_1$  值不至太小。以鈷的重量百分來表示，所選合金是 0, 5, 15, 30, 70, 及 85。除最後一種屬面心立方系 ( $\gamma$ ) 而未經施氏觀測外，其餘都屬體心立方系 ( $\alpha$ )。所用純鐵試品是和作者在前一工作<sup>11</sup> 所用的屬同一來源，而所用 85 鐵—15 鈷試品則即是該工作中所用的。熔製其餘合金所用的材料的化學分析是：

電解鐵 碳, 0.020 %; 錳, 微量; 矽, 0.003; 磷, 微量; 硫, 0.003; 銅, 微量。

電解鈷 鈷, 98.36 %; 鎳, 0.25; 鐵, 0.30; CaO, 0.24; 硫, 0.01; 錳, 0.07。

這種分析是由製造廠供給的，但關於鈷的則無保證。不過我們可相信鈷中最不確定的不純物是鐵和鎳。

每合金係將準確配就的約半磅的材料用高頻感應爐在高真空中熔化而成。從鎔錠中切出  $\frac{5}{16}$  吋的柱體，然後用砧軋機 (swaging machine) 軋成絲形，就得到所需的試品。所得合金的硬度很高，且鎔錠因在爐中冷卻而所含顆粒很粗，致易於

[註 16] J. W. Shih, *Phys. Rev.* **46** (1934), 159.

碎裂；因此，軋的手續是困難的。不過，經過數次試驗，只有 70 鐵—30 鈷一試品是用熱軋做成的。除 85 鐵—15 鈷一試品外，其餘試品的直徑約為 0.31 厘米，長約 20 厘米。在觀測前，各試品都放在氫氣中經過約十二小時在攝氏 800—900 度的馴煉。

從鐵鈷相圖〔註 17〕所估計得的合金的轉變點或居里點及從施氏的記錄所估計的  $K_1$  的數值均列於表 I。

表 I

鈷, 重量百分	居里點	$\alpha \rightarrow \alpha + \gamma$ 轉 變	$K_1 \times 10^{-5}$
5	830°C		3.6
15		915°C	2.7
30		950°C	1.25
70		890°C	- 4.4
85	990°C		- 7.6

### 三、觀 測 方 法

爲了分析數據的方便起見，本實驗中所觀測的量是微分磁化率。觀測的方法大致和 Polley〔註 8〕所用的相同，其原理可用圖 2 的綱要綫路說明。兩個大小和圈

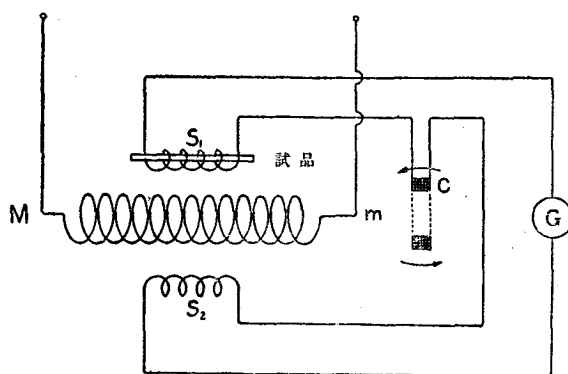


圖 2. 測量微分磁化率所用電路的綱要圖

〔註 17〕 M. Hansen, *Aufbau der Zweistofflegierungen* (Julius Springer, 1936, Berlin).

數都約略相等的探察線圈  $S_1, S_2$  相反(in opposition)連接而並肩位於產生磁場的螺線管  $M$  的中部。一探察線圈的位置和圈數須預先稍事調準，使  $S_1$  及  $S_2$  恰相平衡，所以沒有試品和線圈  $C$  時，相當大的磁場變化並不使電路內產生施感電荷。靈敏衝擊電流計  $G$  只被用作一零示器。扁線圈  $C$  位於螺線管軸延長綫上的一點而能依一垂直於管軸的直綫轉動，所以  $M$  和  $C$  組成一可變的互感  $m$ 。當作一微分磁化率的觀測時，我們令  $M$  中的直流  $i$  作適度的起伏，同時連續變更  $C$  的取向，直至  $G$  的示數小到不可察見。這樣，微分磁化率是

$$\left(\frac{\partial I}{\partial H}\right)_T = \frac{1}{4\pi n A} \left(m / \frac{dH}{di}\right) \cdot 10^8 \text{ 電磁系單位,}$$

式中  $n$  是  $S_1$  的圈數， $A$  是試品的截面積 ( $\text{cm}^2$ )，而  $\frac{dH}{di}$  則是螺線管的校準常數，在實際所用的儀器中， $n = 4094$  而  $\frac{dH}{di} = 37.1$  奧斯特/安培。我們共有三個線圈作  $C$  之用，所以  $m$  的值可自 0.1 變至 100 微亨。線圈  $C$  的位置離開試品够遠，所以試品的磁矩對於它的影響可以略去。

所用的螺線管  $M$  是從惠斯丁好斯實驗館的 J. S. Campbell 借來的。它是由一長 80 厘米的單一的線圈和一相稱的黃銅套所組成；套腔的直徑是 2.5 吋。線圈是用石油冷卻的，而石油本身則因被一抽機強迫環流經過一熱交換器而轉被流水所冷卻。由計算得知，管內磁場的均勻度是：距中心 5 厘米處場強的降落為 0.16%。此項設計，原為配合 50 瓩的電源連續取 200 安培之用。但因冷卻率不足的緣故，我們所用的最高磁場還不到 6,000 奧斯特。實際所用的電源是一 50 瓩直流電動發電機組。當速度適中時，發電機的電壓很穩定。螺線管內磁場強度  $H$  的變化是通過控制發電機的場電流而得。當作一微分磁化率的觀測時，我們可更迭的接入和短接發電機的場電阻的一部份，使螺線管內磁場起伏於  $H \pm \Delta H$  之間。比值  $\Delta H/H$  是經過選擇的，使式(5)中每一項因  $\Delta H$  不近於零而生的誤差不到 0.5%。

探察線圈  $S_1$  長 10 厘米而繞於具有  $\frac{1}{32}$  吋厚的通水隔層的半吋黃銅軸框之上。作高溫觀測時，一具有  $\frac{1}{8}$  吋的腔和 22 厘米長的鉑絲繞組的管形電爐可共軸地

裝入  $S_1$  的軸框的腔中。這電爐內的溫度雖然並不由中心向兩端很快地下降，但大概由於它的熔凝水晶管的直徑的不均勻，沿管的溫度有相當程度的起伏。在近中心約 5 厘米長的一段內溫度是很均勻的，但相當於  $S_1$  兩端的溫度，則在平均溫度為攝氏 1000 度時，可差至 8%。不過，試品本身的熱傳導可使爐內溫度更趨均勻。鉑絲繞組的電阻對爐內溫度曾經準確的校準，（校準時，爐內置有虛設的鎳試品）故作高溫觀測時鉑絲繞組本身即作為一電阻溫度計。熔凝水晶管的一端是封閉的，其另一端則接至另一組儀器，俾隨時可將管內抽空或充以氬氣。

據 Stäblein 與 Schlechtweg<sup>[註 18]</sup> 或 Bozorth 與 Chapin<sup>[註 19]</sup> 的結果估計，所用試品的退磁場都極小；它們對於  $S_1$  和  $S_2$  間的平衡和  $H$  值的準確度的影響可以略去。一般地說，觀測微分磁化率的最高準確度約為 0.5%。不幸在強磁場時有兩種系統誤差是我們所未能完全改善的。第一，不足夠的冷卻率使螺線管  $M$  的溫度逐漸增高，其結果可危及  $S_1$  和  $S_2$  間的平衡。第二，電爐和電動發電機組須接於同一直流電源，當螺線管電流增達高值時，電源電壓逐漸下降；電爐的電流雖可時常調整，但爐內溫度的變化却不免滯緩。高磁場數據中的誤差多半從這兩種原因產生。

## 四、結果和討論

### （一）在室溫下的初步觀測

一半爲了要試用儀器，我們先做了些室溫下的觀測。這裏，因爲不需要電爐，所用試品的直徑可比  $\frac{1}{8}$  吋大得多，而測量的準確度亦隨之增加了。這些觀測中所用的鐵試品與上述的鐵試品同一材料。此外我們又量了四個鎳試品，其中三個是麻州理工學院的 Kaufmann 教授從前觀測趨近飽和時所用的。這些鎳試品大概都是 International Nickel Company 的 A 級鎳。我們發現，在數百至六千奧斯特的磁場中，每一試品的微分磁化率可用式 (3') 表出，至 2% 的準確度。所得各係數之值和試品的大小列於表 II；表中同時列有 Kaufmann 的結果以資比較。表

[註 18] F. Stäblein u. H. Schlechtweg, *Zeits. f. Phys.* **95** (1935), 630.

[註 19] R. M. Bozorth and D. M. Chapin, *J. App. Phys.* **13** (1942), 520.



中未列長度的試品都約有一米長，但測量時，試品近線圈  $C$  的一端不能距  $C$  過近，所以試品的一部份留在螺線管之外。

表 II

試品	直徑 毫米	長, 厘米	$A$	$2B$	$C_1$	處理
鐵	5.60	4.25	11480	$0.84 \times 10^6$	$2.9 \times 10^{-4}$	1000°C 訓練
鎳 I 1	6.28	—	5950	$1.85 \times 10^6$	$0.8 \times 10^{-4}$	原來狀態
Kaufmann			5964	$1.06 \times 10^6$	$0.44 \times 10^{-4}$	
鎳 II 1	6.36	—	461	$17 \times 10^4$	$1.63 \times 10^{-4}$	900°C 訓練
Kaufmann			593	$0.17 \times 10^4$	$0.963 \times 10^{-4}$	
鎳 III 1	5.08	—	4120	$17.3 \times 10^6$	$1.6 \times 10^{-4}$	冷作
Kaufmann			5703	$3.9 \times 10^6$	$0.74 \times 10^{-4}$	
鎳 IV 1	5.58	50	212	$15 \times 10^4$	$1.75 \times 10^{-4}$	1000°C 訓練
鎳 I 2	6.28	—	420	$18 \times 10^4$	$1.5 \times 10^{-4}$	920°C 12 小時
鎳 III 2	6.36	—	420	$18 \times 10^4$	$1.5 \times 10^{-4}$	920°C 12 小時

求係數  $A$ ,  $2B$ , 及  $C_1$  的值的步驟如下。先從三對  $(\frac{\partial I}{\partial H})_T$  及  $H$  值計算  $C_1$ 。將  $H^3 [(\frac{\partial I}{\partial H})_T - C_1]$  對  $H$  製一直線；直線的斜度為  $A$ ，而其在經軸上的截段為  $2B$ 。有時  $C_1$  的值須稍調準方能得最好的直線。Kaufmann 的實驗中所測量的是  $I$ ，所以他必須從四對  $I$  和  $H$  的值計算  $I_s$ ,  $A$ ,  $B$ , 和  $C_1$ ，然後以算得的係數按式 (3) 來檢查其餘的  $I$  和  $H$  的實驗值，從而再調準各係數之值。表 II 中除 Kaufmann 從鎳 II 所得的  $2B$  值顯然有誤外，兩組數值的符合應該說是滿意的，因為 Kaufmann 的試品已棄置數年且兩實驗中所量各試品的部份也不一樣。

表 II 所顯示的有幾點值得注意。第一，是係數  $C_1$  不受試品所經的處理的影響。第二，除了二者都隨冷作劇烈增加外， $A$  和  $2B$  間似乎沒有什麼旁的關係。此外我們還注意到一可異之點：所有我們從訓練的試品測得的  $B$  的數值都比前引德國文獻中所載的小。也許有人認為這是由於試品內晶粒的“從尤取向”。但 Kaufmann 曾用 X 光衍射檢查過他的試品之一，而所得證據是否定的。在計算  $C_1$

的過程中，我們也曾注意到，在較低磁場範圍內所算得的  $C_1$  值應用於較高磁場範圍時常覺太大。這已經顯示， $C_1$  並不嚴格地是一常數。

我們曾將試品錄 I 馴煉後逐步砧軋以研究係數  $A$  和  $B$  與冷作程度的關係。不幸我們沒有一系列的砧來使冷作緩步前進，而試品經第二次砧軋後，所觀察的現象便複雜化了。這部份實驗的結果列於表 III，表中  $X_i$  是起始磁化率。由表 III 可見，試品經第一次砧軋後， $A$  和  $2B$  就劇烈增加。從第三次砧軋開始，試品的微分磁化率便不能以式 (3') 來表出了。另一方面，從起始磁化率來判斷，則試品的

表 III

	面 縮	$A$	$2B$	$C_1$	$X_i$
錄 I 2	0	420	$18 \times 10^4$	$1.3 \times 10^{-4}$	28.5
錄 I 3	18.8%	3205	$10.5 \times 10^4$	$1.54 \times 10^{-4}$	—
錄 I 4	34.0%	4590	$12.7 \times 10^4$	$1.31 \times 10^{-4}$	—
錄 I 5	61.4%				0.88
錄 I 6	72.2%				0.88
錄 I 7	84.2%				1.14
錄 I 8	99.3%				1.04

截面縮減百分之六十以後，試品的磁性硬度就不再增加了。所以表面上，劇烈的冷作是可使金屬內部產生可異的變化的。

## (二) 不同溫度下的觀測

圖 3 中用對數標度所製成的曲線是鐵的微分磁化率跟磁場和溫度變化情形的鳥瞰。由此圖可見，溫度上升時低磁場的微分磁化率減小而高磁場的則增加。溫度達攝氏 705 度時，曲線簡直變為一直綫了；直綫的斜度約為  $-\frac{1}{2}$ 。這顯示，溫度距居里點够近時，微分磁化率可以只用一個和  $\sqrt{H}$  成反比的項來表出。這種

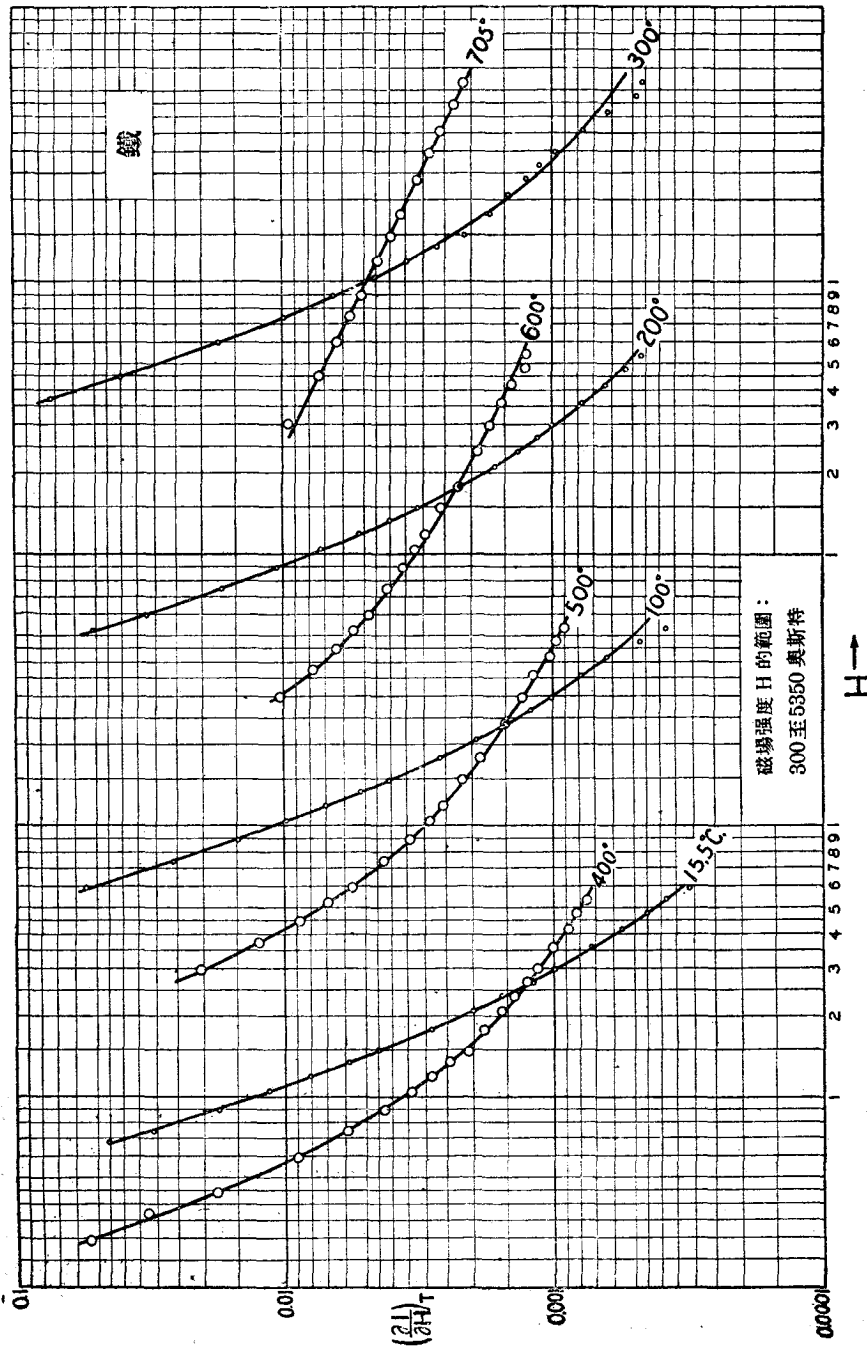


圖 3. 在各種溫度下鐵的微分磁化率隨有效磁場的變化，用對數標度

情形是更可信地顯示於圖 4. 圖 4 中有幾組觀測是曾在三至十小時的間隔內復測過一遍或兩遍的; 在反復觀測的期間, 試品的溫度不變. 反復測得的數值間的

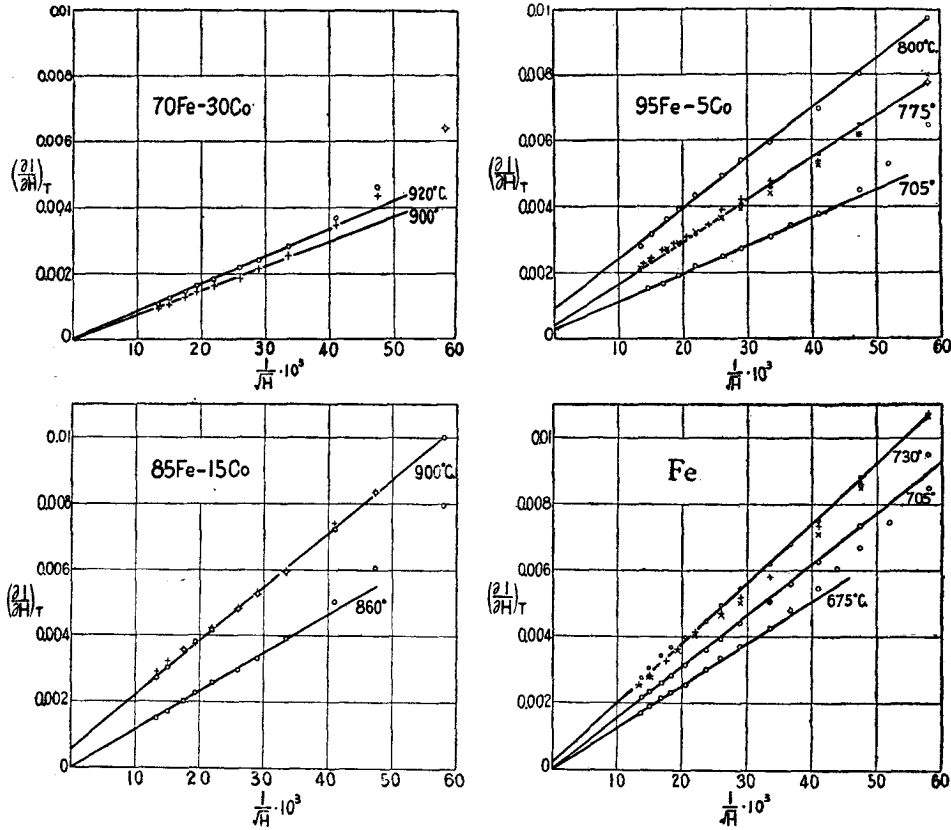


圖 4. 在高溫下鐵等的微分磁化率作為  $\frac{1}{\sqrt{H}}$  的函數

差別可信是由於溫度不夠穩恆而不是由於試品因久熱有所改變. 圖 4 中的各綫並不都在經軸上有一截段; 這一半是由於除  $\frac{1}{\sqrt{H}}$  項外, 其餘各項尚對  $(\frac{\partial I}{\partial H})_T$  有影響, 一半是由於前述的系統誤差. 合金 30 鐵—70 鈷的居里點似極高, 致接近  $\alpha \rightarrow \alpha + \gamma$  點時, 其曲綫還有相當大的曲率, 所以未列入圖 4. 關於鎳及合金 15 鐵—85 鈷的結果, 後面當作討論.

剛才敘述了的實驗結果顯示：光就微分磁化率對磁場的關係而言，縱使溫度接近居里點，式(4)也仍然是正確的。因此，我們可安心地應用式(5)來分析在較低溫度所得的觀測結果，從而求係數  $A$  和  $2B$  值的。求  $A$  和  $2B$  時，我們必須製  $H^3 \left[ \left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T - \frac{C}{\sqrt{H}} - D \right]$  對  $H$  的曲線。但把實驗數據和式(4)作一研究後，我們發現  $D$  的值一般不到微分磁化率總值的百分之一，所以  $D$  的值完全不能準確地從現有實驗數據求得。不得已而求其次，我們只好把  $D$  略去了。這樣做後， $C$  的值一般可從三個綫聯立方程式確定到九成。現在以純鐵為例，將由上法所得的曲綫示於圖 5。從各合金所得的曲綫都和圖 5 相似，這裏可以不贅。從整個情形

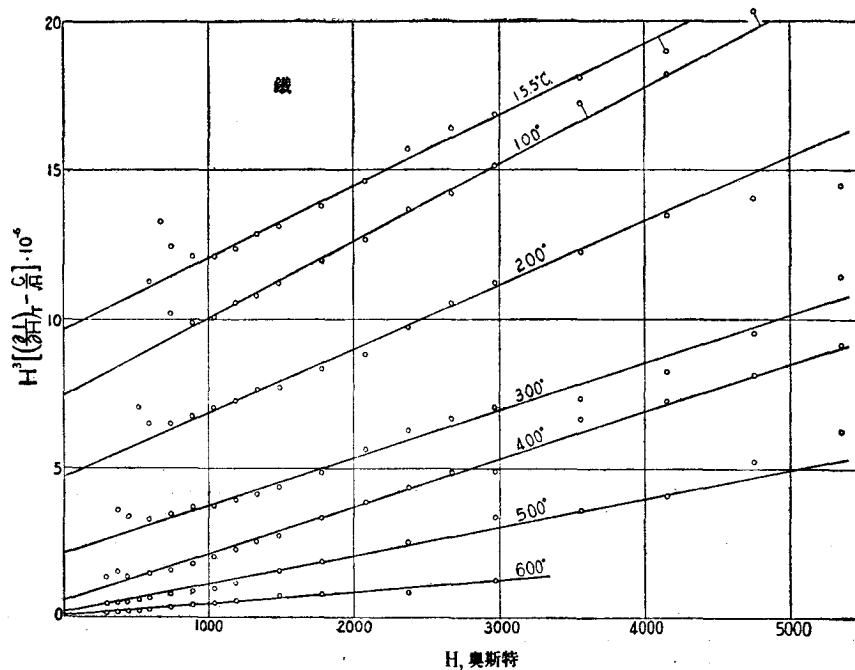


圖 5. 從鐵所得的數據依式(5)分析後的情形，式中常數項  $D$  已略去

講，這些曲綫證明，略去末項後，式(5)仍能滿意地表出微分磁化率。圖中高磁場諸點的散佈一部份是由於實驗誤差，一部份則是由於略去了  $D$  的關係。可注意

的是：在低磁場的許多點好像是播在一條波形的曲綫上的。這現象總見於室溫的觀測結果也見於別的著者的結果中，其原因則不大清楚。

圖 6 示係數  $C$  跟溫度的變化。爲了和理論比較，我們特用合金 95 鐵—5 鈷的實驗數據按式 (4) 右邊第一項計算一曲綫。計算這曲綫所用的飽和磁化強度  $I_s$

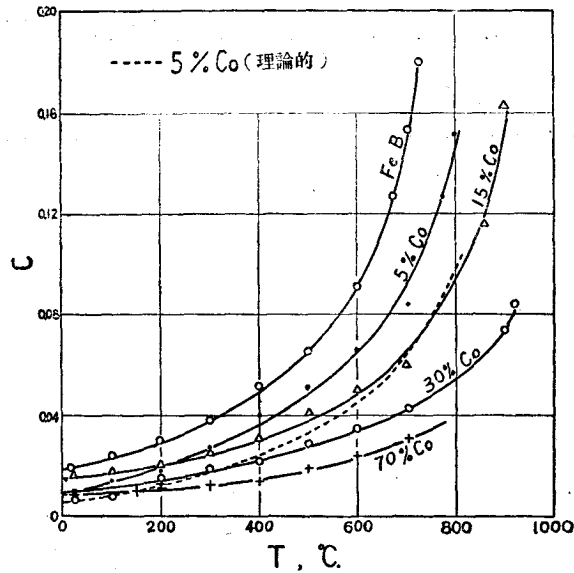


圖 6. 係數  $C$  跟溫度的變化

的值是另外測量的，但絕對飽和磁化強度的值， $I_s = 1770$  高斯，則係根據 Weis 和 Forrer<sup>[註 6]</sup> 的結果估計而得。就  $C$  的數量級和它跟溫度變化的大體情形講理論和實驗良好符合。我們可以試探地結論：導算式 (4) 時所用的許多簡化假定對於最後結果中含  $H$  的因子的影響並不很大。

圖 7 示高溫下 15 鐵—85 鈷的微分磁化率跟磁場的變化。在這兩種情形中，通過低磁場諸點的直綫和經軸的交點是相當高的，而高磁場諸點則系統地歧離了這直綫。這些現象是在預料中的，因這兩種金屬的  $I_s$  值都比較小些，所以式 (4) 右邊第二項的值也就大些且也跟磁場變得快些。但係數  $D$  在較低溫度的

值仍難確定，而略去  $D$  後所算得的  $C$  的值則又似乎太大了。另一方面，從相似於圖 3 的曲線察看，我們發現在高溫下微分磁化率近似地和  $H^{-\frac{1}{3}}$  成正比。這點

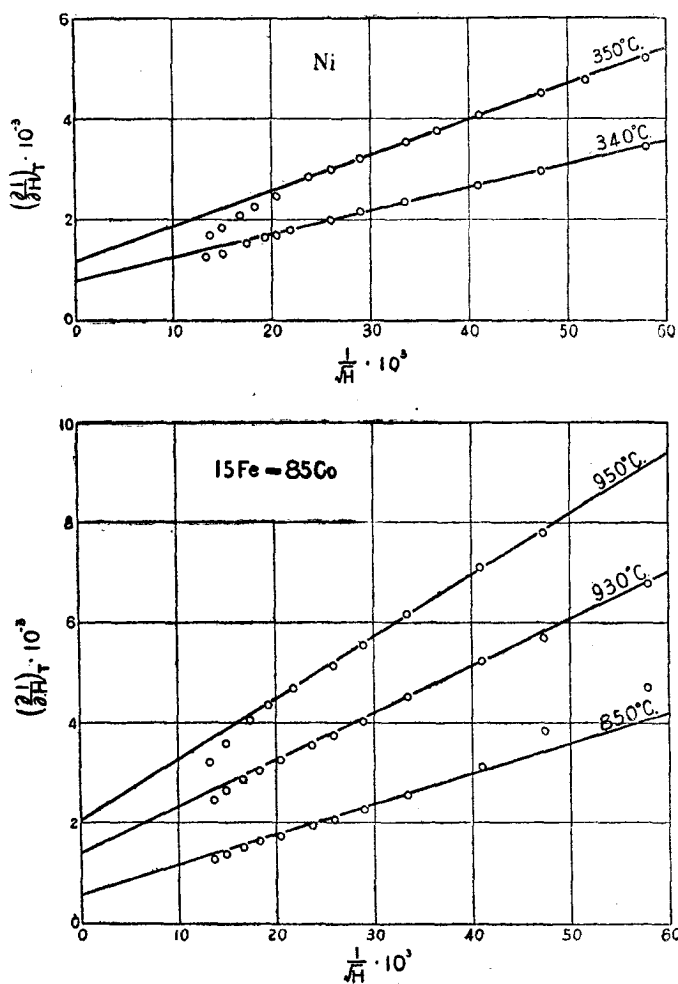


圖 7. 在高溫下鎳和 15 鐵—85 鈷的微分磁化率作為  $\frac{1}{\sqrt{H}}$  的函數

可清楚地從圖 8 看出。更仔細地檢查式 (4) 後，我們發現式中方括號所包括的因子，在現在所討論的情形下，實際可用一  $H^{-\frac{1}{3}}$  項減一小常數來代替。因此，在分

析合金 15 鐵—85 鈷的實驗數據時，我們所製的是  $H^3 \left[ \left( \frac{\partial I}{\partial H} \right)_T - C_2 H^{-\frac{1}{8}} \right]$  對

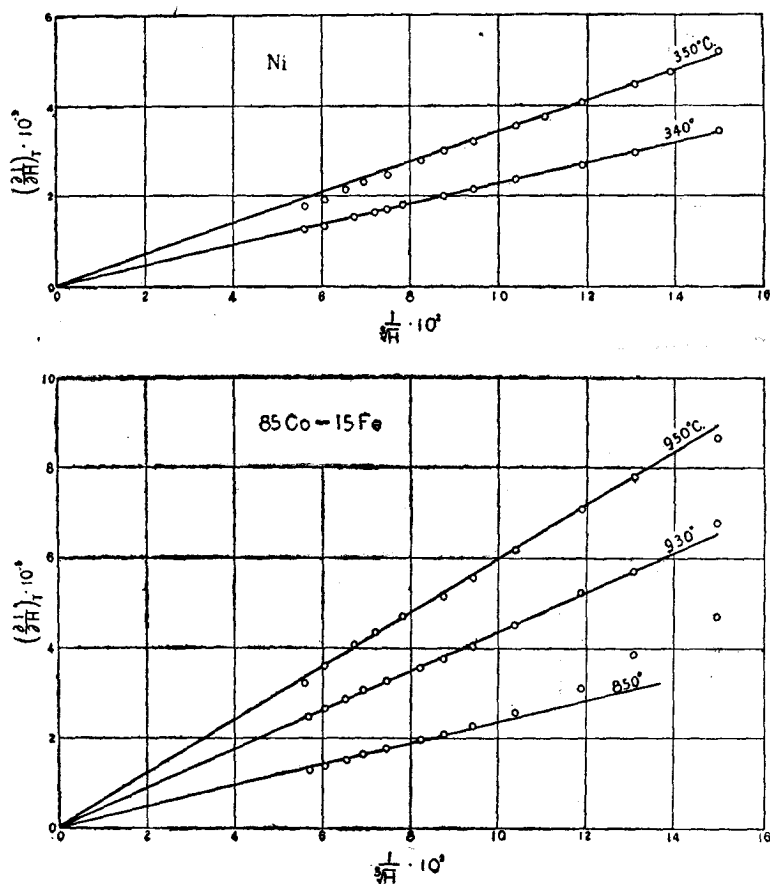


圖 8. 在高溫下鎳和 15 鐵—85 鈷的微分磁化率作為  $H^{-\frac{1}{8}}$  的函數

$H$  的曲綫。這樣做的結果，如圖 9 所示，倒是非常地好。這個步驟雖可準確地定係數  $A$  和  $2B$  的值，但只能說是處理數據的一種經驗法，不能給係數  $C_2$  以何種意義。以上的討論指明：要用在有限的磁場強度範圍內所得的觀測結果來證實式 (4) 確是一樁困難的事。這裏所用的鎳試品雖用前述的鎳 I 製成且只在攝氏 700 度馴煉，但其微分磁化率却異常小，所以我們對這試品並未詳加觀測。



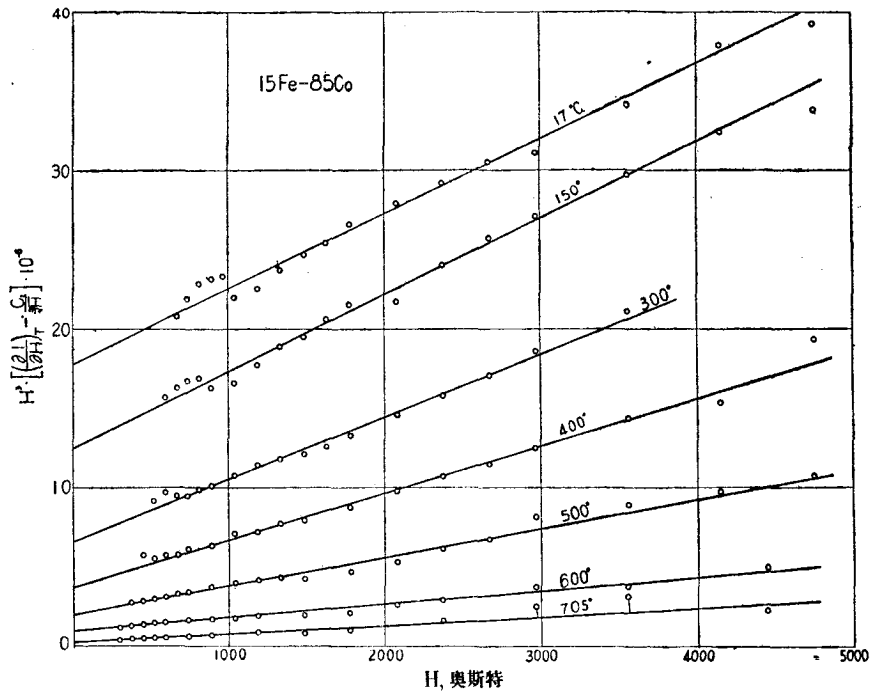


圖9. 從 15 鐵—85 鈷所得數據依式  $(\frac{\partial I}{\partial H})_T = \frac{A}{H^2} + \frac{B}{H^3} + \frac{C_2}{H^{\frac{5}{2}}}$  分析後的情形

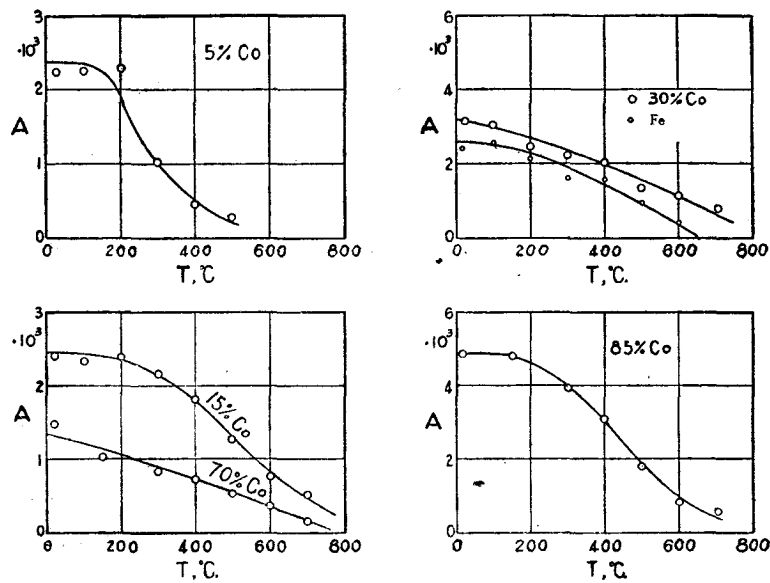


圖 10. 係數 A 跟溫度的變化

圖 10 示係數  $A$  跟溫度的變化. 在室溫下, 那些體心合金的  $A$  的值是和純鐵的差不多大小的, 但那一面心合金的則就大得多了. 一般地講,  $A$  跟上升溫度的下降率比諸內稟磁化強度  $I_s$  要大而且當其消失時, 溫度還相當低於居里點. 從圖 10 我們並看不出  $A$  和  $K_1$  或磁伸縮有什麼關連.

在導言中我們曾敘述關於係數  $B$  的一些複雜問題, 但  $B$  與  $\frac{K_1^2}{I_s}$  成正比則是無疑的. 因此,  $\sqrt{BI_s}$  是和  $K_1$  成正比的. 在於純鐵和合金 85 鐵—15 鈷, 圖 11

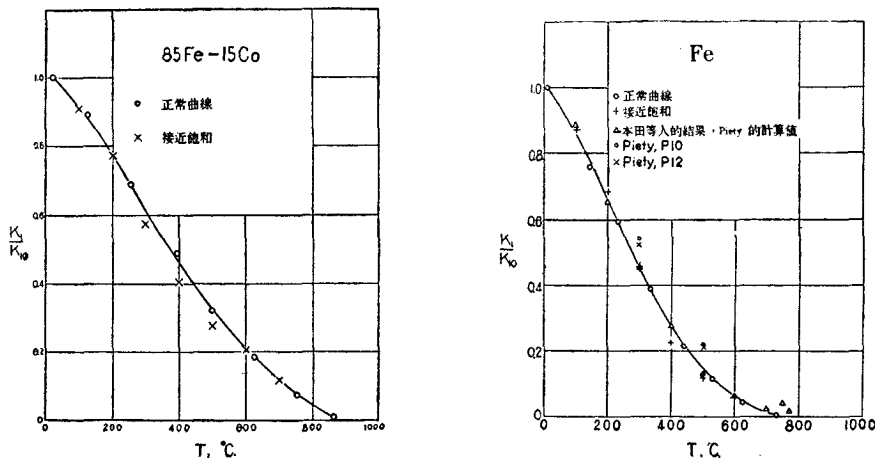


圖 11. 鐵和 85 鐵—15 鈷的第一磁晶各向異性係數跟溫度的變化

(曾在作者前一中刊出 [註 11]) 示用上法求得的  $K_1$  的相對值和單晶體的觀測結果以及從多晶體正常磁化曲線所得結果的比較. 這三種結果可說是滿意地符合的. 圖 12 示從其餘的合金的結果中所得的類似的曲線. 因有純鐵和 85 鐵—15 鈷的先例, 我們可把這些曲線看作是代表  $K_1$  跟溫度的變化. 這裏所用的鐵試品是和前述在室溫下觀測的鐵試品用同一材料製的, 而經冷作後曾在攝氏 800 度馴煉. 但這試品在室溫下的  $A$  和  $B$  的值却和列於表 II 的頗不相同. 由此看來,  $A$  和  $B$  的值是與試品的歷史大有關係的.

應用式 (1), 我們可試從  $B$  和  $I_s$  的值來計算  $K_1$  的絕對值. 表 IV 所列是各合金在室溫下的  $B$ ,  $I_s$  和  $K_1$  的值. 獲得  $I_s$  的方法是先量一強磁場下的  $I$ , 然後用

式(5)計算  $I_s$ 。因本工作所用的設備不大適宜於量  $I_s$ ，所得準確度不高（約百分之一），且因所用的標準互感有一點誤差，所以表四中的  $I_s$  值較諸一般公認的似小了 1—1.5%。表 IV 中的  $K_1$  和表 I 中的相比較則只有數量的符合而已。

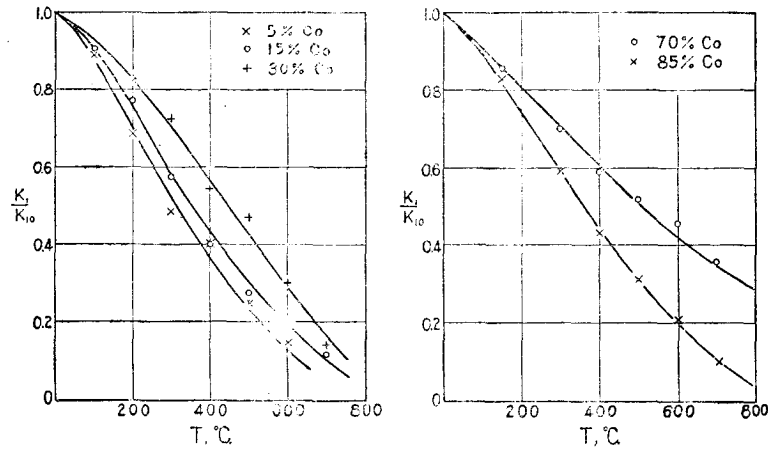


圖 12. 第一磁晶各向異性係數跟溫度的變化

表 IV

鈷, 百分	$B \times 10^{-6}$	$I_s$	$K_1 \times 10^{-5}$
0	4.83	1684	3.26
5	4.17	1740	3.09
15	2.24	1794	2.30
30	1.22	1903	1.75
70	3.46	1744	2.81
85	8.90	1502	4.19

本工作進行中承 A. R. Kaufmann 教授允許作者引用其一部份未發表的數據，特誌謝於此。