

铁 磁 学

(上 册)

С. В. 馮索夫斯基

Я. С. 舒尔

科学出版社

53.66
590
:1

铁 磁 学

(上 册)

C. B. 馮索夫斯基 著
Я. C. 舒 尔
廖 瑩 譯

K562/33

科 学 出 版 社

1956.5

С. В. ВОНСОВСКИЙ
Я. С. ШУР
ФЕРРОМАГНЕТИЗМ
ОГИЗ · ГОСТЕХИЗДАТ · 1948

内 容 简 介

本书是一本阐述磁学基本理论的专著，书中全面地叙述了磁性理论的近代概念，并对实验材料作了详尽的评述，还在许多地方介绍了苏联学者、尤其是作者本人的工作。

本书可供磁学、电工学、无线电工学科技人员和大学有关专门化师生参考。

原书共十三章，中译本分上、下两册出版，上册包括一至六章。

铁 磁 学

(上 册)

[苏] С. В. 冯索夫斯基 著
Я. С. 舒尔 译
廖 莹 译

*

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 117 号

北京市书刊出版业营业许可证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1965 年 6 月第 一 版 开本：850×1168 1/32

1965 年 6 月第一次印刷 印张：11 3/8

印数：0001—3,500 字数：298,000

统一书号：13031·2112

本社书号：3229·13—3

定价：[科六] 1.70 元

序

本书的目的是：第一，尽可能完全地綜述現在所知道的关于鉄磁体性質的實驗事实；第二，系統地和批判地叙述現代关于物質鉄磁状态本質的理論概念和关于鉄磁物質磁化及反磁化过程的物理机制的理論概念。

作为固体物理学的重要領域之一，鉄磁性問題在現代科学中占有显著的地位。鉄磁性的出現和晶格中电子能譜的类型密切相关。因此，研究晶体中出現鉄磁状态的条件，常可以得到很多关于物質固态的物理性質的珍貴知識。但是，和磁性材料物理学一样（这些磁性材料在許多重要的現代技术部門中有极大意义），鉄磁理論也充分有其独立的意义。

关于鉄磁現象的原則性的解释問題，現在可以認為基本上是解决了。然而在鉄磁現象領域中，还有一系列重要的理論問題与实际問題尚未得到完全恰当的解釋。

在本书的每一章中，作者力求首先說明研究鉄磁体有关性質的基本理論任务和实际任务。这时的主要目的是要确定与所用样品的純粹偶然的个别特性无关的关于被研究物理对象的普遍規律。在編写本书时，即使在叙述所要說明的对象的极复杂的理論問題时，作者也力图避免“庸俗化”或“簡單化”，总是宁愿采用更“困难”但却是正确的說法，即根据現代固体物理学基本观念的精神来叙述，而不采用“容易”的但显然是不可靠的解釋。在一些情况中，有些个别問題还处在实验研究及理論探索的初始阶段，还没有已經成熟并經公認的、建立在可靠的、完全确立的事实上面的观点，这时作者就避免提出“不成熟”的理論，并且每次都指出，該問題現在还没有解决。

本书描述物質鉄磁状态的全部的基本性質，从上述的任务来

考虑,我們將把主要的注意力放在下列問題上面: 1) 自发磁化理論,这是与鉄磁性本質有关的首要問題 (§§12—28); 2) 鉄磁体磁化和反磁化过程的理論, 这些过程决定了鉄磁体在外磁場中的行为 (§§29—81)。此外, 本书还对磁性物体的宏观电动力学和热力学作了一般介紹 (§§1—6), 并对各种类型的磁性物体作了一般描述 (§§7—10)。同时, 书中也对磁性材料作了簡述 (§§82—83), 描述了这些材料的特殊物理加工方法 (§§84—85), 以及叙述了关于鉄磁体中時間效应的极少的一些事实及其理論解釋 (§§86—87)。最后, 在本书末, 十分簡短地概述了鉄磁質的基本的电学性質 (§§88—89)。有許多問題以前只是在物理刊物的个别文献里研究过, 在本书中第一次作了系統的和批判的叙述。

本书对叙述苏联物理学家的的工作极为注意。这些物理学家是: 弗兰克尔(Френкель)、朗道(Ландау)、卡皮查(Капица)、阿尔卡捷夫(Аркадьев)、阿庫洛夫(Акулов)、康多尔斯基(Кондорский)、基科因(Кикоин)、多尔夫曼(Дорфман)、雅努司(Янус)、里弗西茨(Лифшиц)等等, 他們在現代磁学理論的創立和发展中起了决定性的作用。苏联物理学家中的烏拉尔学派的工作在本书中也占有相当的篇幅, 本书的作者就是这个学派的成員。这样, 本书就总结了最近二十年来苏联物理学家在磁学領域中的卓有成效的工作。

第一、二、四、六、八、十二和十三章是馮索夫斯基(Вонсовский)所写, 其余則是两位作者合写。

写作本书的念头、材料的选择以及叙述的方式, 是作者参加理論討論会工作的結果。这种討論会早在 1932 年就已产生, 起初附属于烏拉尔技术物理研究所理論部, 其后从 1939 年起由苏联科学院烏拉尔分院磁学实验室負責。作者对这討論会的組織者、領導者和参加者都致以誠摯的謝意。(下略)

С. В. 馮索夫斯基

Я. С. 舒尔

目 录

序.....	iii
引論.....	1
第一章 磁性理論的一般基础.....	5
A. 磁性物体宏观理論的基本概念.....	5
§1. 恒定电流的磁場.....	5
§2. 电流和磁体的等效定理.....	9
§3. 磁体磁化的基本理论.....	12
§4. 磁場的能量.....	21
§5. 磁体的热力学基础.....	25
§6. 磁状态方程和它与统计力学的关系.....	31
B. 磁体的各种类型.....	35
§7. 按照基本实验数据而作的磁体的分类.....	35
§8. 抗磁性(理论推导的扼要叙述).....	38
§9. 顺磁性.....	40
§10. 鉄磁性(基本实验事实).....	48
§11. 鉄磁体中元磁矩负载者的性质.....	58
参考文献.....	63
第二章 鉄磁体自发磁化理論.....	66
A. 外斯的鉄磁性唯象理論.....	66
§12. 无外磁場时的自发磁化. 居里温度.....	66
§13. 外磁場的影响.....	72
§14. 与实验的比较.....	76
B. “分子場”的本质和鉄磁性量子理論.....	80
§15. 经典理论在用来解释鉄磁性本性时的缺点.....	80
§16. 量子力学的必要知识.....	81
§17. 氫分子和电子交换能.....	86

§18. 弗兰克尔-海森伯的铁磁性分子理论的基本思想. 初步 的定量表述	95
§19. 铁磁性的初步判据和海森伯近似的应用范围	103
§20. 低温下的铁磁性(布洛赫, 1930)	107
§21. 铁磁性判据	116
§22. 铁磁体的原子磁矩	130
§23. 铁磁体中的热效应	138
C. 作为有序问题处理的铁磁性	148
§24. 铁磁转变的普遍热力学理论	148
§25. 考虑短程序时对铁磁性的半经典解释	156
D. 合金的铁磁性	170
§26. 基本实验事实	170
§27. 铁磁性合金理论	181
E. 反铁磁性和亚磁性	190
§28. 基本实验事实及其理论说明	190
参考文献	204
第三章 技术磁化曲线(描述部分)	208
§29. 磁畴真实性的直接实验证明	208
§30. 实际铁磁材料的磁化曲线	222
参考文献	226
第四章 磁化过程和反磁化过程	228
A. 磁化过程	228
§31. 畴壁位移过程	228
§32. 转动过程和磁各向异性	239
B. 反磁化过程	243
§33. 铁磁体的反磁化机制和反磁化核	243
§34. 技术磁化的形式理论	247
参考文献	253
第五章 铁磁晶体饱和磁化时相互作用能的基本类型	254
A. 技术磁化理论基本任务的表述	254
§35. 问题的提法	254
§36. 交换作用能	255

B. 磁各向异性能	258
§37. 一般考虑.....	258
§38. 磁各向异性自由能的普遍形式.....	259
§39. 铁磁晶体磁各向异性理论.....	271
§40. 磁各向异性常数的大小和它对于温度及合金成分的依从 关系.....	275
C. 磁場能	285
§41. 体积及表面“磁荷”能和磁化物体在外磁场中的势能.....	285
参考文献	288
第六章 自发磁化在铁磁体中的分布(磁畴结构理论)	290
A. 退了磁的铁磁晶体中的磁畴结构	290
§42. 问题的提法.....	290
§43. 有一个易磁化轴的铁磁晶体中 180° 相邻的畴壁	293
§44. 单轴铁磁晶体中磁畴的大小和形状.....	302
§45. 磁多轴晶体中无外磁场时自发磁化强度的分布.....	316
§46. 实际铁磁晶体中自发磁化强度的分布.....	330
B. 内应力分布不规则的铁磁体中磁化强度的分布	338
§47. 一般原理.....	338
§48. 统计理论中磁相浓度的分布函数.....	340
C. 铁磁体的磁组织	342
§49. 形状磁组织.....	342
§50. 铁磁体的磁“史”对磁组织的影晌.....	347
§51. 外应力以及在磁场中及负载下的热处理所产生的磁组织...	351
参考文献	354

引 論

物質鐵磁性的發現是遠古的事，但是，到上世紀末才開始對自然界的這種現象作系統的科學的研究[斯托列托夫(Столетов)、埃溫(Ewing)、居里(Curie)]。外斯(Weiss)的工作(1907)是鐵磁理論的劃時代的發展，他第一次明確地表述了鐵磁現象物理學的基本問題，從而決定了科學在這一領域中的進一步發展。外斯在他的著作中提出了兩個基本假設。他在第一個假設中說，物質鐵磁狀態的基本特性是，在物體中有與外磁場無關的自發磁化。這種自發磁化的大小與物體的溫度有關；對於每一種鐵磁體都有一個完全確定的溫度(居里點)，在這溫度以上，物質就完全失去其鐵磁性。實驗指出，在自然狀態中，外磁場不存在時，鐵磁體永遠沒有總磁矩，而根據外斯假設，它們似乎是應該有的。這個表觀的矛盾，外斯在他的第二個假設中解決了。根據第二個假設，在居里點以下的溫度，每一鐵磁體都分成微小的(相對於物體的體積說)、但却是宏觀的區域(磁疇)，在這些區域中具有與那一溫度相應的自發磁化強度。但是，在無外磁場時，不同磁疇中的自發磁化強度的方向在整個體積中的分布，使此時總的磁矩為零。只有在外磁場的影響下，磁疇中磁化強度的取向和磁疇的體積才發生變化，這就使得物體中出現總磁化強度。

由於外斯的這兩個假設，鐵磁理論自然地分成在相當程度上是獨立的兩個部分：1)自發磁化理論，它的基本任務是解釋鐵磁現象本身的性質；2)鐵磁疇理論，它的主要目的是解釋鐵磁體在外磁場中的行為(技術磁化曲線理論)。

但是，不管外斯理論對鐵磁性物理學的全部意義如何，它只是形式的理論，並未揭示出它的兩個基本假設的物理含義。所以，立即出現在理論面前的第一個問題就是要：1)確定鐵磁體自發磁矩

的元負載者的性質；2)確定這些原子磁矩之間的、保證它們自發平行取向的相互作用的性質。初看起來，用元磁體（在盧瑟福-玻爾原子模型出現之後，認為這就是原子的電子軌道磁矩）的磁相互作用來解釋鐵磁體的特殊磁性，似乎是完全自然的。但是，這樣的自發磁化的“磁”觀念對於解釋鐵磁現象是无能為力的。磁力可以使原子磁矩出現自發的平行取向，但它的能量比起熱運動的能量來是太小了。將物體加熱到 1°K ，就已經能“破壞”原子磁體的自發平行取向，因而有“磁性來源”的自發磁化的鐵磁體，在很低的溫度下就應當轉入順磁性狀態；它的居里點大小為 $\sim 1^{\circ}\text{K}$ 。然而，實際的鐵磁體的居里點，其數量級是幾百甚至上千 $^{\circ}\text{K}$ 。由此可以清楚看出，磁力比起那種引起自發磁化並使之保持到這樣高的溫度（ $\sim 10^3^{\circ}\text{K}$ ）的“強力”來要小千百倍。在長時期內，這種力的性質是未知的。大家知道，在有原子的電子殼層參加的原子現象範圍內，只有兩種類型的力：靜電力和磁力。用磁力來解釋鐵磁性的企圖沒有成功，就迫使人們轉向電力。但是，建立在牛頓力學和麥克斯韋電動力學規律之上的經典電子論，當把電力用於這個目的時，也未能揭示鐵磁體的磁“反常”的本質。

對鐵磁體旋磁效應的研究指出，鐵磁體內磁矩的元負載者是電子自旋。電子之有自旋，是一種量子效應，完全為經典理論所不能解釋。僅從這一事實就可以清楚看出，鐵磁體的特殊磁性只有在量子理論中才能找到恰當的解釋。用量子力學解釋具有自旋的電子系統，其重要結果之一是，這系統的靜電能的大小與它的（自旋的）磁化強度有關。這一點從泡利原理就必然可以得到，而完全不需要考慮磁相互作用。特別是在“自由”電子氣中，這裡甚至連電的相互作用也是可以忽略的，系統能量對於磁化強度的這種根本的依賴性引起與溫度無關的泡利順磁性，這種磁性在鹼金屬中可以觀察到。在這種情況下，系統自由能最小時相當於沒有自發磁化。

弗蘭克爾(1928)和其後的海森伯首先明確地指出，我們正是要從泡利原理所規定的電子系統的能量對它的總磁化強度的依賴

性中去寻找鉄磁性本質的解释。弗兰克尔指出,和沒有相互作用的电子系統(在这系統中沒有自发磁化)相反,在有靜电相互作用的粒子系統中,能量对磁化強度的依賴性可以使得系統的有自发磁矩的状态是平衡态。但是,弗兰克尔-海森伯理論不只是給出了鉄磁性問題的定性解答,而且还指出了,和磁化強度有关的那一部分靜电能(交換能)的数量級足够解释实际鉄磁体中的高居里点($10^2-10^3^\circ\text{K}$)。这样,这种理論就对外斯的自发磁化假設作了原則性的論証。但是,現代的自发磁化理論絕不能认为是已經完善了,因为在鉄磁体物理学的这一領域中,有很多具体的問題还没有找到完滿的、有时即使是定性的理論解释。

阿庫洛夫的著名工作(1928)奠定了鉄磁体技术磁化曲綫現代理論的基础,他建立了鉄磁晶体磁各向异性的普遍規律。阿庫洛夫又第一次指出,与技术磁化曲綫的存在有关的整个一大类問題,不是决定于交換力(这种力仅仅促使出現自发磁化),而是决定于电子自旋磁矩和軌道磁矩之間的磁相互作用。

在弗兰克尔和多尔夫曼(1927)、朗道和里弗西茨(1935)的工作中給出了外斯磁畴假設的物理論証。磁畴出現的主要原因是磁极自己的退磁作用,这种磁极出現在自发磁化了的有限大小的鉄磁体的表面上。磁畴的大小和形状,决定于因鉄磁体磁畴結構本身的存在而产生的各种能量比較的結果。

理論的进一步发展指出,技术磁化与两类过程有关: 1) 相邻磁畴間界(畴壁)的位移过程; 2) 自发磁化矢量的轉动过程。有可能从理論上来建立这两类过程之間的相互关系,并指出它們得以进行所必需的实际条件。引起鉄磁物质磁滯現象的不可逆磁化过程的本質,也得到了原則性的解释[布洛赫(Bloch), 1932; 康多尔斯基, 1937]。

但是,和鉄磁体自发磁化理論一样,技术磁化曲綫理論虽然对技术磁化現象本身作了原則性的解释,但也还远沒有十分完善;因为可以举出許多問題,它們或是正处在解决的阶段中,或是还完全没有着手去解决。

綜上所述，可以肯定地說，近代状态下的鉄磁性理論可以給出：1) 这現象的物理本質的正确解釋；2) 极大量实验事实的定性說明。可是，我們在这里所碰到的这一物理問題，不但还没有完全的定量的理論解釋，而且实验材料也还远沒有积累完全。鉄磁性問題正处在剧烈发展的阶段，无論从鉄磁材料的实用观点还是从进一步发展理論的观点来看，新的实验事实的发现都有着重大的意义。

第一章 磁性理論的一般基础

A. 磁性物体宏观理論的基本概念¹⁾

§ 1. 恆定电流的磁場

1. 运动着的电荷,除了靜电的吸力和斥力外,还受着附加的磁力的作用,这种磁力是由电荷之間的相对速度决定的。但是,和电力不同,在建立磁場的基本規律时,通常不是从两个运动着的点电荷的相互作用出发,而是从恆定的宏观电流的相互作用出发。实验指出,两个閉合的恆定电流迴路之間的相互作用力,比它們之間可能有的靜电作用力要大得多。

迴路的两无限小部分(“基元”)的磁相互作用力的基本定律,有下面的形式²⁾:

$$f_{12} = \frac{1}{c^2} \frac{i_1 i_2}{R^2} [dl_1 [dl_2 R_0]], \quad (1.1)$$

其中 dl_1, dl_2 为两条通着电流 i_1 和 i_2 的綫电路的无限小基元(图 1), R 为这两基元間的距离, R_0 为 R 方向上的单位矢量, $1/c^2$ 为比例系数,决定于测量单位的选择(§3, 第 7 小节)。

如果引入叫做綫电流元 $i_1 dl_1$ 的磁場强度或磁場矢量³⁾的新矢量

$$h = \frac{1}{c} \frac{i_1}{R^2} [dl_1 R_0],$$

1) 这些问题的详细叙述可在下列各书中找到: Я. И. 弗兰克尔^[1], И. Е. 塔姆^[2], 阿伯拉罕-贝克尔^[3]等。

2) (1.1) 式在通常的意义下不是唯一的: 可以加上沿任何閉合迴路积分为零的式子。在恆定电流范围内,这种附加项是否合理不能从实验中发现。

3) 磁場强度是反对称二阶张量,通常叫做轴矢量,以别于一般矢量或极矢量。

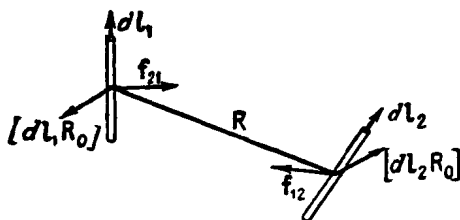


图 1

則(1.1)式的相互作用力有下面的形式:

$$f = \frac{i_2}{c} [dl_2 h]. \quad (1.2)$$

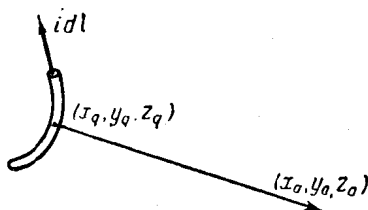


图 2

絕不能認为磁場矢量 h 仅仅是一种輔助概念, 它和电场矢量 E 一样有着完全实际的意义。但这一点只有在从恒定电流轉到迅速交变的电流时才能在实验上加以証明。

如果考虑到实验上确立的无限細的綫迴路的磁場的

迭加性(迭加原理), 而任何具有有限截面积的迴路又可以想象地分成这种无限細的綫迴路, 則磁場的概念可以推广到非綫电流的情况。这种迴路的磁場等于

$$H = \frac{1}{c} \int \frac{[jR_0]}{R^2} d\tau = -\frac{1}{c} \int \left[j \nabla_a \frac{1}{R} \right] d\tau, \quad (1.3)$$

其中 j 为电流密度矢量; $\nabla_a \frac{1}{R}$ 为标量 $\frac{1}{R}$ 的梯度矢量, 等于 $-\frac{R_0}{R^2}$, 脚标 a 表示求微商是对观察点进行的¹⁾; $d\tau = dx_q dy_q dz_q$ 为导体的体积元。(1.3)式叫做毕奥-薩伐尔定律。

1) 径向矢量 $R = RR_0$ 是从当作源点 (x_q, y_q, z_q) 的电流元 $jd\tau = idl$ 引到我们观察磁場的点 (x_a, y_a, z_a) 。因此,

$$R = [(x_a - x_q)^2 + (y_a - y_q)^2 + (z_a - z_q)^2]^{1/2}.$$

2. 直接对(1.3)式求微商, 可以証明矢量 $\mathbf{H}$ 滿足方程

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (1.4)$$

(1.4)式的物理意义是电流的磁場沒有源, 即沒有磁荷. 如果引入磁力綫的概念——这些綫上每一点的切綫都与磁場方向相合, 則(1.4)式等于說, 这些綫沒有端点. 按照高斯定理, 从(1.4)式馬上得到, 电流的磁場通过任何閉合面 S 的磁通量等于零, 即

$$\oint H_n dS = 0. \quad (1.5)$$

此外, 由矢量分析知道, 如果 $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ 在整个空間都是成立的, 則必然存在一种矢量, 它的旋度等于矢量 $\mathbf{H}$. 实际上, 引入矢量

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}}{R} d\tau. \quad (1.6)$$

从(1.3)馬上得到

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}. \quad (1.7)$$

矢量 $\mathbf{A}$ 叫做磁場的矢势. 在綫电流的情况下, (1.6) 有特別简单的形式:

$$\mathbf{A} = \frac{i}{c} \int \frac{d\mathbf{l}}{R}. \quad (1.8)$$

我們現在来建立磁場的第二个基本微分方程. 为此我們找出 $\operatorname{rot} \mathbf{H}$. 从(1.7)有

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{A}) = \nabla \operatorname{div} \mathbf{A} - \Delta \mathbf{A},$$

对于穩恆电流, $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$, 因此

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -\Delta \mathbf{A}.$$

和标势相似, 矢量 $\mathbf{A}$ 應該滿足方程

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (1.9)$$

这样, 最后就得到

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (1.10)$$

和方程 (1.10) 相应的第二个积分方程, 可以从斯托克斯定理

得到,这定理說:

$$\iint_{(S)} (\text{rot } \mathbf{H})_n dS = \oint_{(L)} H_l dl,$$

其中 S 为张在迴路 l 上的任何一个面. 从(1.10),并記住

$$\iint_{(S)} j_n dS = i,$$

得出

$$\oint H_l dl = \frac{4\pi}{c} i. \quad (1.11)$$

这式子最明显地強調出电流的磁場不是有势的,而是具有螺綫管式的特性.

3. 为了使(1.4)和(1.10)式完备,必須决定矢量 $\mathbf{H}$ 在不連續面上所必須滿足的边界条件. 設电流流过横截面 S 非常小的导体,而且这电流的密度 $\mathbf{j}$ 是这样的大,使得乘积 $\mathbf{j}S = \mathbf{g}$ 仍旧是有限的. 这样的电流 $\mathbf{g}$ 叫做表面电流. 单位時間內流經导体表面上与电流方向垂直的单位横截面(图 3)的电量 k , 叫做表面电流密度.

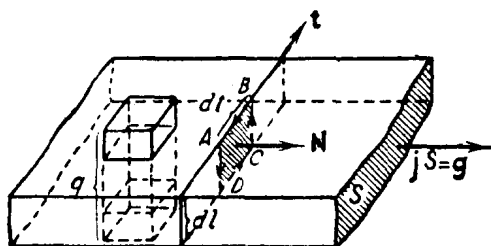


图 3

如果在討論时除了体电流 i 之外还引入表面电流 k , 则可以証明, $\mathbf{A}$ 在整个空間內仍是連續的, 而磁場 $\mathbf{H}$ 只有在 $k \neq 0$ 的表面上不連續. 这时法綫分量 H_n 是連續的. 实际上, 如将 (1.5) 式用到从通有电流的面上划出的小六面体(图 3), 則当它的高 q 趋于零时, 得到

$$\oint H_n dS = (H_{2n} - H_{1n}) dS = 0.$$

因此,磁場法綫分量的边界条件是:在任何面上,

$$H_{2n} - H_{1n} = 0. \quad (1.12)$$

为了說明切綫分量的問題,我們考虑方程(1.11),并將它用于无限小的迴路 $ABCD$ (图 3). 当 $dl \rightarrow 0$ 时,得到

$$(H_{2t} - H_{1t}) dt = \frac{4\pi}{c} \lim_{dS \rightarrow 0} j_N dS = \frac{4\pi}{c} k_N dt,$$

其中 H_t 为磁場沿电流表面切綫 t 的分量, k_N 为 k 在同一电流面上沿着与 t 垂直的另一切綫 N 的分量. 这样,

$$H_{2t} - H_{1t} = \frac{4\pi}{c} k_N. \quad (1.13)$$

方程組(1.4)和(1.10)及边界条件(1.12)和(1.13),再加上磁場在无穷远处为零(至少以 $1/R^2$ 趋于零)的确定条件,就可以完全唯一地决定电流的磁場.

§ 2. 电流和磁体的等效定理

1. 磁現象在古代就已經发现,但不是以电流磁場的形式出現,而是以所謂自然的永磁鉄的磁場形式出現. 人們长时期来曾以为,自然磁鉄以及別的由于自然磁鉄的存在而获得磁性(磁感应現象)的物体,其磁場的来源是两种符号的特殊磁荷. 人們认为,这些磁荷一般地說在所有的物体中都存在,并且在永磁鉄中磁荷是自发地有秩序地排列;而在別的物体中,只有在外磁場影响之下磁荷才能有序地分布. 但是实验确定了,磁現象与电現象不同,在电的范围内,总是可以分出并孤立出不同符号的电荷,而要得到不同符号的孤立的磁荷則是不可能的. 每一个自然的永磁鉄或感应的磁鉄,不管它怎样的小,也不管我們將它怎样分割下去,它上面总是有着等量的两种符号的磁荷. 因此就开始认为,基本的磁性粒子不是孤立的磁荷而是两个大小相等、符号不同的磁荷(磁极)的系統,通常將它称为磁偶极子 (元偶极子假設). 物体的磁性于是