W. H. HAYT, Jr.

ENGINEERING ELECTROMAGNETICS

Second Edition

工程電磁學

下冊　謝華孫譯

東華書局印行

工程電磁學

下 册

著 者

WILLIAM H. HAYT, Jr.

譯 者

謝 華 孫 博 士

東華書局印行

中華民國六十二年七月初版

大專用書 工程電磁學（全二册）

下册 定價新臺幣四十元整

（外埠酌加運費滙費）

編著者	William H. Hayt, Jr.
發行人	卓　鑫　森
譯者	謝　華　孫
出版者	臺灣東華書局股份有限公司 臺北市博愛路一〇五號
印刷者	永美美術印刷製版有限公司 臺北市大埔街四十八巷七號

內政部登記證　內版臺業字第一〇三一號

(62045)

回譯 者 介 紹回

本書譯者謝華孫博士，民國四十三年畢業臺北第一女子中學，同年以第一名考入國立臺灣大學電機系，四十七年畢業，翌年參加李氏獎學金考試，復以第一名優異成績出國，進美國伊利諾大學深造四年，獲該校電機學博士。後應密歇根大學邀任該校數學研究員。

謝博士在國內期間，除國文方面因家學淵源，早植基礎，且於數理各科致力尤深。故在一女中及臺灣大學攻讀時，均名列前矛，出國後亦因根抵深固，對電機、物理、數學各科涉獵精博。留美十餘年從事研究及教學，迄未中輟。

民國五十九年經本局商懇迻譯 Millman & Halkias 之電子裝置及電路（Electronic Devices and Circuits）一書，再譯上列作者之積體電子學（Integrated Electronics）等書，出版後極獲好評，各大專學院競相採用。稍後，復經本局商懇迻譯 William H. Hayt Jr. 之工程電磁學（Engineering Electrormagnetics）。

謝博士以翔實暢順之文筆譯述，當可作教本及自修兩用。

序

雖然大多數電機工程的課程是從電路與磁路的研討開始的，但是現在已經被大家所公認了在課程的安排上下一個值得注意的則是較爲基本的電場與磁場理論。對於電路觀念的一些認識以及微積分方面的知識使我們能在三年級來講場的理論，它是由馬克士威爾方程式開始的，再說明一些近似關係而導致電路理論。

這本書是以馬克士威爾方程式爲中心主題的。這些方程式是從歷史觀點導出來的，其中幾條實驗定律逐個地被引入，同時以漸漸地增加的向量微積分的知識爲幫助來運算它們。在遇到馬克士威爾方程式時就加以點明，卽使是在被應用到靜態場上時也一樣，所以當整個理論最後被導完時就會有種頗有成就之感。這些方程式的幾項應用則說明在隨後的各節中，包括波動、表皮效應、輸送線現象、電路理論、以及輻射。

本教材比一學期的課所需要的多。依照教學的程度而定，也許可以將關於實驗圖畫法、拉普拉氏方程式的解、馬克士威爾方程式的應用、以及輸送線各章中的一部份略去比較合適。

這本書寫的時候的目標是要盡量使它容易到學生能自己教自己讀。爲了達到這目的起見我們在每一章以內以及各章之間小心地應用一種漸漸增加的程度，並且提供許多例子以便說明並應用每一個基本的結果，同時在可能的地方援用數值例題，還包括很多個練習題，它們的數值答案都已給了，並且避免涉及太多的解析幾何或用它來仔細地解釋場的觀念。

比較難的題材被放在各章末了或者放在這問題的一個階段的末了處。程度稍差的學生不能像較好的學生一樣地吸收同樣多的材料，就會被

每章開始處較為基本的材料所吸引。由於下一章的講題不一定是基於前一章最深的那部份上的，他就可以從他那稍差但仍合用的基礎上再從新開始。而較深的講材則為較好的學生提供必要的挑戰。

凡是介紹了一個公式或一條定律的各節末了處大多數都有練習題，只要它們能被表示成一個習題的形式。每個練習題都有三個一般性質相似的部份。各章末了處的題目則比較難，也比較有趣，但是沒有給答案。每章中除去一、二個題目要學生參考專門性的文章或別的書以便使他們對圖書館能略為熟悉一點以外，別的題目都是依着書中相當的教材的次序而列的。

第一版的大部份目標在這新版中仍屬有效，不過九年的應用使許多學生和同事提議若干增減與改變；甚至著者本人也貢獻了一些建議。

第二版中所有習題都是新的，並為變化起見多了許多。書中用的單位和簡寫是國際單位系統的，由國家標準局在 1964 年採納的。電流密度 (**J**) 和表面電流密度（**K**）也用了比較標準的符號。

為參考方便起見，幾種坐標系統內重要的向量微積分關係式被印在書的封底裡側，同時各章末了處的參考資料也被加添改新了。

材料方面日益增加的重要性使我們必須將第五及第九章內關於導體、電介質、以及磁性材料的討論全部重寫並擴充。最初對電場和磁場的討論也被修改成完全是限於在自由空間內的情形。

關於流線、線積分、帕桑方程式對晶態儀器的應用，標量磁位，磁路、電感、在動導體的法拉第定律、均勻的平面波、反射及電壓駐波比、輸送線、共振穴的等效路、以及附錄B中國際單位系統等方面的新材料也都被包括在內。

被略去的計有第六章中的遲緩法，以及關於電磁場中的帶電質點那章。第二章和第三章中幾個重複且次要的例子也被略去了，這是針對今天的準備得好得多的電機工程方面的大學部學生而為的。

著者衷心感激普波大學的 W. L. Weeks 教授對全部原稿的澈底

審閱。R.J.Schwartz 和 L.F.Silva 二教授分別對第五和第九章作了十分有價值的建議。許多無名的審閱者對這一版建議了好些改進（還有好多無法被納入這本原來要當作一學期用的課本中）。最後，全國各處的許多讀者們來信指出了錯誤及不妥當的說法。這些均深被感謝，著者同時還歡迎新的一代讀者們批評。

威廉・海特第二

（William H. Hayt,Jr）

工程電磁學（下册）

目　　錄

第八章　穩定的磁場

講到這裡場這項觀念應當是很熟的了。因為我們先接受了二個點電荷之間有力存在的實驗定律，同時將電場強度規定為有第二個電荷存在時一個測驗電荷上每單位電荷所受的力，我們已經遇到過許多場了。這些場並不眞正具有物理根據，因為所有的實際度量都必須以測量設備內的電荷上的力來表示。事實上，將場歸功於電荷源，再決定在測量用電荷上的場的效應這一點只不過是為了我們自己的方便起見而將這基本問題分成二部份而已。

我們對於磁場的研究將以磁場本身的一個定義為開始，同時證明它是如何由一項電流的分佈而引起的。這個場對於別的電流的效用，或者是這個實際問題的第二半，將在下一章中談到。像我們在電場中所作的一樣，我們將自己最初的討論限於自由空間的情形下，而材料介質的效應則將留到下一章再講。

定磁場和它的源之間的關係比了靜電場和它的源之間的關係要複雜得多。我們將發現暫時必須單憑信心來接受幾條定律，而將它們的證明保留到本章最後（相當難的）一節中。凡是第一次遇到磁場的讀者們很可以將這節略去。將它包括在內是為了好使得這些定律接受起來容易些；這些定律的證明的確存在，同時對於不相信的人或者程度較高的學生而言是現成的。

8.1 畢奧—薩伐定律

定磁場的源可以是一塊永久磁鐵，一個對時間作線式變化的電場，或者一個直流電流。我們大致上將略去永久磁鐵不談，同時將時變的電場留到後面再講。我們目前談到的將是由一個微小的直流單元所產生的磁場。

我們可以將這微小的電流單元當作一根帶電流的導體線上極小的一段，而一根導體線則是當圓形截面的半徑趨於零時柱形導體的極限情況。我們假定電流 I 在電線的一段微小向量長度 $d\mathbf{L}$ 中流動。於是畢奧——薩伐的實驗定律 * 就聲明在任何一點 P 一個微小單元所產生的磁場強度的大小是與電流、微小長度的大小，以及電線和電線到 P 點間連線之間所夾角的正弦三者的乘積成正比的，而 P 點的磁場就是想要的，磁場強度的大小是和微小單元到 P 點間距離的平方成反比的。磁場強度的方向是垂直於包含微小電線以及電線到 P 點連線的那個平面的。在二個可能的法線中被選用的那個的方向如下：它是在一個右手螺絲自 $d\mathbf{L}$ 經過較小的那個角而被轉到電線到 P 點的連線時前進的方向。用合理化了的公制單位，比例常數是 $1/4\pi$。

在上面差不多以 150 個字來敘述的畢奧——薩伐定律可以用向量記號很簡潔地寫成

$$(1)\quad d\mathbf{H}=\frac{I\,d\mathbf{L}\times\mathbf{a}_R}{4\pi R^2}$$

磁場強度（magnetic field intensity）的單位顯然是安培每米，

* 畢奧和薩伐是安培的同事，而三個人先後均為法國大學（Collige de Frauee）的物理教授。畢奧——薩伐定律是在 1820 年提出的。

簡寫爲安／米。幾何形狀被畫在圖 8.1 中。（1）式中各量下可以用足碼來表示它們所指的是那一個點。如果我們將電流單元的位置定爲

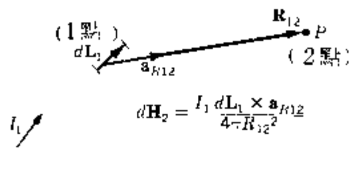

圖 8.1

1 點，它的場要被決定的 P 點定爲 2 點，則

$$(2) \qquad \boxed{d\mathbf{H}_2 = \frac{I_1\, d\mathbf{L}_1 \times \mathbf{a}_{R12}}{4\pi R_{12}^2}}$$

畢奧——薩伐定律有的時候被稱爲**電流單元的安培定律**，但是我們仍將沿用前者，爲了避免可能與後面會碰到的安培的電路定律混錯。

寫成（1）或（2）的形式的畢奧——薩伐定律是不可能以實驗方法來核對的，因爲其中微小的電流單元是無法被隔絕的。我們已經將注意力限制在直流電流上因爲它的電荷密度不是一個時間的函數。第 5.2 節中的第（2）式，連續性方程式

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$$

所以就表示

$$\nabla\cdot\mathbf{J}=0$$

或者，應用發散定理，

$$\oint_s \mathbf{J}\cdot d\mathbf{S}=0$$

通過任何閉合表面的總電流是零，而這條件只有在假定電流是在一個閉合的路線中流動時才能被滿足。我們的實驗源也就必須是這個在閉合電路中流動的電流而不是那微小的單元。

因此只有積分形式的畢奧——薩伐定律

$$(3)\qquad \boxed{\mathbf{H}=\oint\frac{I\,d\mathbf{L}\times\mathbf{a}_R}{4\pi R^2}}$$

才能以實驗來證明。

當然，(1) 式或 (2) 式直接會導致 (3) 式，但是其它的微分形式也可以產生同樣的積分形式。凡是繞着一條閉合路線的積分是零的項都可以被加到 (1) 式上；譬如說，像我們在第 4.5 節 (5) 式中找到的 $d\mathbf{L}$ 本身就是這末的一項。雖然我們可能覺得這樣作有點傻，但是我們還是可以將 $d\mathbf{L}$ 乘上一個改變單位的常數 k，再將 $kd\mathbf{L}$ 加到 (1) 式上而絲毫不改變 (3) 式。(1) 或 (2) 式上的限制被提出來是爲了指出如果我們以後問一些愚蠢的問題——關於一個微分電流單元作用於別的上的力而是無法以實驗來核對的——我們就應當預期很蠢的答案。

畢奧——薩伐定律也可以用分佈的源來表示，例如電流密度 $\mathbf{J}$，和表面電流密度 $\mathbf{K}$，後者的定義我們馬上就會提出。表面電流是在一頁薄到看不見的面中流動的，所以它的電流密度 $\mathbf{J}$，以安培每平

方米爲單位來量的，就是無限大。但是表面電流密度是以每米寬的安培數來量的，同時是用 $\mathbf{K}$ 來代表的。如果表面電流密度是均勻的，在任何寬度 b 中的總電流 I 就是

$$I = Kb$$

其中我們假定了寬度 b 是在垂直於電流流動的方向量的。對於一個不均勻的表面電流密度就必須要積分：

$$\boxed{I = \int K\,dn} \tag{4}$$

其中 dn 電流所通過的路線的一個微小單元，所以微小電流單元 $d\mathbf{L}$，其中 $d\mathbf{L}$ 是電流的方向，就可以用表面電流密度 $\mathbf{K}$ 或者電流密度 $\mathbf{J}$ 來表示，

$$I\,d\mathbf{L} = \mathbf{K}\,dS = \mathbf{J}\,dv \tag{5}$$

於是就得到畢奧——薩伐定律的其它形式，

$$\boxed{\mathbf{H} = \int_S \frac{\mathbf{K} \times \mathbf{a}_R\,dS}{4\pi R^2}} \tag{6}$$

以及

$$\boxed{\mathbf{H} = \int_{\mathrm{vol}} \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{a}_R\,dv}{4\pi R^2}} \tag{7}$$

我們可以藉着考慮一根無限長的直電線來說明畢奧——薩伐定律

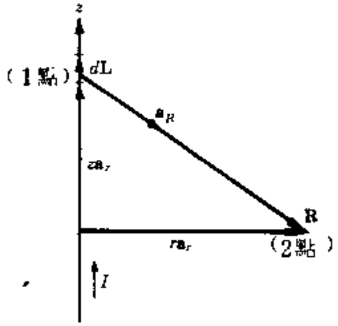

圖8.2 帶有直流電流 I 的一條無限長曲線，在 2 點的電場是 $\mathbf{H}=(I/2\pi r)\mathbf{a}_\phi$

的應用。我們將先用(2)式再積分。當然，這是和一開始就用積分形式的(3)式一樣的。 *

參考圖 8.2，我們應當認出這個場的對稱性，不可能有對 z 或對 ϕ 的變化存在。所以 2 點——它那裡的場是我們將要決定的——就被選在 $z=0$ 的平面內，單位向量 $\mathbf{a}_{R12}$ 可以求出如下：

$$\mathbf{R}_{12}=r\mathbf{a}_r-z\mathbf{a}_z$$

因而

* 電流的閉合路線可以被認爲含有一條回路電線，平行於第一條電線而離它無限遠的，一條半徑無限大的同軸外導體是理論上的另一種可能性，實際上這是一個不可能的問題，不過我們當知道適在一根非常長的直電線附近而電流的回路又無限遠時，我們的答案將是很準的。

$$\mathbf{a}_{R12} = \frac{r\mathbf{a}_r - z\mathbf{a}_z}{\sqrt{r^2 + z^2}}$$

$d\mathbf{L}$的方向是 I 流動的方向，或者

$$d\mathbf{L} = dz\,\mathbf{a}_z$$

於是 (2) 變成

$$d\mathbf{H}_2 = \frac{I\,dz\mathbf{a}_z \times (r\mathbf{a}_r - z\mathbf{a}_z)}{4\pi(r^2 + z^2)^{3/2}}$$

積分就變成

$$\mathbf{H}_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I\,dz\mathbf{a}_z \times (r\mathbf{a}_r - z\mathbf{a}_z)}{4\pi(r^2 + z^2)^{3/2}}$$
$$= \frac{I}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{r\,dz\mathbf{a}_\phi}{(r^2 + z^2)^{3/2}}$$

在這裡應當審查一下積分號下的單位向量 $\mathbf{a}_\phi$ ，因爲它不一定是一個定値，不像卡廸遜坐標系統中的單位向量。一個向量當它的大小和方向二者都是一定的時候才是一個定値。這個單位向量的大小當然是一定的，但是它的方向可以改變。這兒 $\mathbf{a}_\phi$ 是隨坐標 ϕ 而改變的，但是不隨 r 或者 z 而變。幸好積分是對 z 積的，所以在這情形下 $\mathbf{a}_\phi$ 是一個定値而可以自積分號下移出去，

$$\mathbf{H}_2 = \frac{Ir\mathbf{a}_\phi}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{(r^2 + z^2)^{3/2}}$$
$$= \frac{Ir\mathbf{a}_\phi}{4\pi}\,\frac{z}{r^2\sqrt{r^2 + z^2}}\Bigg|_{-\infty}^{\infty}$$