

國立交通大學

電機與控制工程學系

碩士論文

於 Spice 環境下之磁性元件模型的建立

A Modeling of Magnetic Components
for Spice Environment

研究生：藍宗仁

指導教授：張隆國 博士

中華民國九十六年十月

於 Spice 環境下之磁性元件模型的建立

A Modeling of Magnetic Components
for Spice Environment

學 生：藍宗仁

Student : Zong-Ren Lan

指導教授：張隆國 博士

Advisor : Dr. Lon-Kou Chang



A Thesis

Submitted to Institute of Electrical and Control Engineering

College of Electrical Engineering and Computer Science

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of Master

in

Electrical and Control Engineering

October 2007

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十六年十月

於 Spice 環境下之磁性元件模型的建立

研究生：藍宗仁

指導教授：張隆國博士

國立交通大學電機與控制工程學系

摘要

電路模擬現今已成為在電源轉換器的設計流程中重要的部份，而磁性元件在電源轉換器中是不可或缺的元件。然而磁性材料的總類繁多，模擬軟體不見得有提供所使用的磁性材料模型。除此之外，模擬軟體通常只提供磁性元件的線性模型。因此這篇論文提供一個方法讓電路設計者能夠自行建立所使用的磁性材料模型，並且經由此模型可以表現出磁性材料的非線性現象。

本論文中採用 J-A 模型來建立磁性材料的磁滯曲線，然而，J-A 模型本身不具備頻率修正的效果，本論文則加入渦電流損跟額外損的效應，如此便能使模型變成具備頻率修正的功能。論文中所建立的模型可以輕易的擴充成各式各樣的磁性元件，如電感或是多繞組變壓器。最後，做量測波形跟依據實際變壓器所建立元件模型的模擬波形比較。藉比較的結果說明所建立的變壓器模型效果。

A Modeling of Magnetic Components for Spice Environment

Student: Zong-Ren Lan Advisor: Dr. Lon-Kou Chang

National Chiao-Tung University

ABSTRACT

Computer simulation has been an important tool in designing power converters. And the magnetic components are the required energy conversion devices in the converter circuits. However, there are multiple varieties of magnetic materials. Simulation library may not contain all the materials and the required physics. Therefore, this thesis provides a method for the circuit designers to establish their own models according to the concerned material characteristics including the nonlinear characteristics.

Jiles and Atherston model, denoted by J-A model, is used to build the hysteresis curve of magnetic materials. But the J-A model is usually built as a frequency independent one. In this thesis, the eddy current and excess effects are considered. Thus, the presented model has frequency dependent response. With the presented magnetic model, the inductance and multi-winding transformer models can be implemented easily. Finally the comparisons between the simulation results of the presented models and the measured results of the real transformers have been shown to evaluate the accuracy of the models.

誌謝

本論文能夠順利完成，首先要感謝指導教授張隆國博士的細心照顧與教誨，使我在學業與生活上獲益良多。感謝老師的指導才能使本論文得以順利完成，在此表示我最真誠的謝意。

感謝口試委員廖德誠教授、林君明教授與陳鴻祺教授及張隆國教授給予本論文的指正以及建議，使本論文更加完整。

感謝晏銘學長、致暉學長、如璇學姊、恆毅學長在課業上的切磋及幫助。

感謝呈瑞、博翔、恩榮在我在新竹的這兩年，一起參加許許多多的活動，讓我在新竹的生活多采多姿；感謝啦啦隊的寶寶、宇彤、小遊、遙遙，跟你們一起參加梅竹表演實在是人生的難得的經驗。

最後由衷感謝我的父母從小對我的栽培，讓我一路唸書都無後顧之憂，感謝老姊的鼓勵與幫助。僅將本論文獻給我最愛的家人。

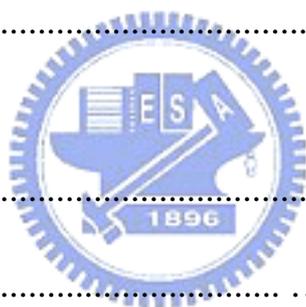
藍宗仁

謹誌於交通大學 815 實驗室

中華民國九十六年十月

目錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
誌謝.....	iii
目錄.....	iv
圖目錄.....	vii
表目錄.....	xi
符號說明.....	xii
第一章 緒論.....	1
1.1 研究動機.....	1
1.2 文獻回顧.....	2
1.3 論文架構.....	2
第二章 磁性原理回顧.....	4
2.1 磁滯原理.....	4
2.2 磁滯模型.....	6
2.3 J-A 模型參數計算.....	8
2.4 渦電流損.....	13
2.5 銅損.....	15



2.5.1 集膚效應	15
2.5.2 臨近效應	17
2.6 感值函式的推導	18
第三章 模型建立與分析	20
3.1 模型的建立	20
3.1.1 模型方塊圖	20
3.1.2 J-A 模型的建立.....	21
3.2 動態修正	28
3.3 加速處理	35
第四章 模擬分析與量測驗證	36
4.1 模型測試	36
4.1.1 鐵芯模型的測試.....	36
4.1.2 氣隙測試	41
4.1.3 變壓器測試	42
4.1.4 頻率修正測試	44
4.1.5 漏感的測試.....	45
4.2 應用電路模擬	48
4.2.1 返馳式轉換器測試	48
4.2.2 順向式轉換器測試	51

4.2.3 綜合比較	54
4.3 實作電路與模擬對照	54
第五章 結論與未來工作	64
5.1 結論	64
5.2 未來工作	65
參考文獻.....	66



圖目錄

圖2.1	磁域的磁化方向改變過程[5].....	5
圖2.2	磁滯曲線	5
圖2.3	Anhyseretic curve.....	8
圖2.4	磁滯曲線上的重要點	12
圖2.5	柱狀鐵芯	14
圖2.6	鐵芯柱狀殼上渦流示意圖	15
圖2.7	用來說明座標方向跟導體的關係	17
圖2.8	用於解釋即膚效應的獨立導線.....	17
圖2.9	臨近效應	18
圖3.1	變壓器模型方塊圖	20
圖3.2	Mirr方塊.....	22
圖3.3	磁化強度M的形成.....	23
圖3.4	磁材的內部模型	24
圖3.5	兩繞組變壓器	26
圖3.6	界面電路	26
圖3.7	兩繞組變壓器模型	27
圖3.8	電感模型	27
圖3.9	三繞組變壓器模型	28

圖3.10	說明渦流產生以抵抗外加磁場的示意圖	29
圖3.11	渦電流產生的反磁場強度	30
圖3.12	額外損耗產生的反磁場強度	31
圖3.13	無頻率修正的磁場強度	31
圖3.14	磁場強度的合成	32
圖3.15	層狀結構跟等效電路模型[12] (a)物理觀點(層狀結構) (b)等效渦流損電路模型	33
圖3.16	頻率相依的磁滯現象說明圖 [12]	33
圖3.17	R-L ladder的架構說明	34
圖3.18	加速裝置	35
圖4.1	磁滯曲線隨c值而變	37
圖4.2	磁滯曲線隨 M_s 值而變	38
圖4.3	磁滯曲線隨a值變化	38
圖4.4	磁滯曲線隨 α 值變化.....	39
圖4.5	磁滯曲線隨k值變化	40
圖4.6	不同材料的磁滯曲線 (a)錳鋅材的磁滯曲線 (b)碳鋼的磁滯曲線.....	41
圖4.7	氣隙改變時所造成的磁滯曲線	42
圖4.8	變壓器測試圖 (a)整個磁滯曲線跟感值	

	(b)磁場強度上升的區段	43
圖4.9	gap=0.1mm的磁滯曲線對照其等效感值.....	44
圖4.10	不同頻率下的磁滯曲線(a)分析的鐵芯外型 (b)電阻係數 1Ω-m (c)電阻係數5Ω-m	45
圖4.11	k2在不同頻率下的值	47
圖4.12	有無漏感對電流波形的比較	47
圖4.13	返馳式轉換器 (a)簡圖 (b)模擬電路	49
圖4.14	返馳式轉換器在氣隙為0.1mm的模擬 (a)模擬波形 (b)工作的磁滯曲線.....	50
圖4.15	鐵芯氣隙為0.3mm的返馳式轉換器模擬波形(a)磁流密度跟 穩態電流 (b)穩態磁滯曲線	51
圖4.16	順向式轉換器(a)簡圖 (b)模擬電路	52
圖4.17	順向式轉換器模擬圖 (a)模擬波形 (b)磁滯曲線.....	53
圖4.18	測試用的變壓器外觀	55
圖4.19	測試用的變壓器鐵芯尺寸	55
圖4.20	模擬電路跟說明圖 (a)外部電路 (b)變壓器的磁性模型電路 (c)開關M1跟Rsense (d)模擬電子負載的電流源.....	56
圖4.21	一次側電流跟Rsense電壓比較.....	58
圖4.22	暫態到穩態的輸出電壓跟Rsense電壓.....	58

圖4.23	有氣隙的變壓器在電子負載2A的Vrsense波形 (a)量測波形 (b)模擬波形.....	59
圖4.24	有氣隙的變壓器在電子負載3A的Vrsense波形 (a)量測波形 (b)模擬波形.....	60
圖4.25	無磨氣隙的變壓器在電子負載1A的Vrsense波形 (a)量測波形 (b)模擬波形.....	61
圖4.26	無氣隙的變壓器在電子負載1.25A的Vrsense波形 (a)量測波形 (b)模擬波形.....	62
圖4.27	有氣隙變壓器的磁滯曲線和等效感值.....	63
圖4.28	無磨氣隙變壓器的磁滯曲線和等效感值.....	63



表目錄

表4.1	錳鋅材與碳鋼的J-A參數[3]	40
表4.2	鐵芯參數	54
表4.3	感值跟氣隙寬度對照表	55
表4.4	轉換器規格	56



符號說明

符號	說明	單位
H	磁場強度(magnetic field intensity)	(<i>Amp/m</i>)
Φ	磁流量	(<i>Weber</i>)
μ_0	真空導磁率	(<i>Henry/m</i>)
μ	磁性材料的導磁率	(<i>Henry/m</i>)
μ_r	相對導磁係數	
B	磁流密度	(<i>Tesla</i>)
B_S	飽和磁流密度	(<i>Tesla</i>)
B_r	剩磁(Residual)	(<i>Tesla</i>)
M	磁化強度	(<i>Amp/m</i>)
M_r	殘留磁化強度(Remanent Magnetization)	(<i>Amp/m</i>)
H_c	抗磁力(coercive field intensity)	(<i>Amp/m</i>)
M_S	飽和磁化強度(Saturation Magnetization)	(<i>Amp/m</i>)
c	可逆作用參數 (parameter of the reversible movement of the domain wall)	
a	理想磁化參數(parameter of the anhysteresis curve shape)	(<i>Amp/m</i>)
α	磁場平均化參數 (averaging parameter of the magnetic field)	
k	箍鎖作用常數(pinning parameter of the domain wall)	
M_{an}	理想磁化強度	(<i>Amp/m</i>)
M_{rev}	可逆磁化強度	(<i>Amp/m</i>)
M_{irr}	不可逆磁化強度	(<i>Amp/m</i>)
x'_{in}	初始磁化率(Initial normal susceptibility)	
x'_{an}	理想磁化時的初始磁化率	

x'_r	殘磁點(Remnant magnetization)的磁化率	
x'_c	抗磁力點的磁化率	
H_m	磁滯曲線頂點的磁場強度	(Amp/m)
M_m	磁滯曲線頂點的磁化強度	(Amp/m)
x'_m	磁滯曲線頂點的磁化率	
ρ	鐵芯電阻係數	($\Omega - m$)
σ	鐵芯導電係數	(1/ $\Omega - m$)
l_m	平均磁路長度	(m)
S_C	平均磁路截面積	(m^2)
H_{gap}	氣隙的平均磁場強度	(Amp/m)
l_{gap}	平均氣隙寬度	(m)
n_p	一次側匝數	(匝)
i_p	一次側電流	(Amp)
n_s	二次側匝數	(匝)
i_s	二次側電流	(Amp)
Φ_m	鐵芯內之磁流	(Weber)
Φ_{np}	一次側所產生之磁流	(Weber)
Φ_{lp}	一次側所產生之漏磁流	(Weber)
Φ_{ns}	二次側所產生之磁流	(Weber)
Φ_{ls}	一次側所產生之漏磁流	(Weber)
F_m	磁動勢	(Amp)



第一章

緒論

1.1 研究動機

近年來電路模擬已經成為設計電力電子系統時不可或缺的一部分，為了要達到符合實作電路的效果，模擬軟體必須要提供可靠的元件模型以供軟體使用者來使用，而在設計電源轉換器時就屬磁性元件的使用最為廣泛，舉凡從各式變壓器、儲能電感、諧振用電感到濾波電感等，由於磁性元件使用之磁性材料種類繁多，並且磁性物理特性的非線性現象極為嚴重，乃至於溫度、頻率及時間老化等因素對磁性特性影響極大。因此，在設計轉換器電路時，磁性元件的數學模型是否能夠符合實際材料的特性就極為重要，如此不僅可以幫助工程師提早看到設計時的盲點，進而縮短電路的設計時間，而達成降低成本的目的。

1.2 文獻回顧

科學史中，磁性是最古老的現象之一，據說在公元前數世紀，就已經發現磁鐵石，就是天然的磁鐵，到了19世紀，Ewing發現磁滯現象，之後為了描述其磁流密度 B 跟磁場強度 H 的關係(簡稱 $B-H$ 關係)，最早的研究是在1881年Frohlich以方程式來描述理想磁化作用(anhyseretic magnetization);而後在1887年的Rayleigh也提出以拋物線去描述初始磁化曲線(initial magnetization curve)，到了1938年時Becker和Doring以及在1951年時Bozorth提出對於磁化飽和的表示式，而直到至今已經有許多磁性元件模型被發表於文獻上[1]。

磁性材料的磁滯模型依方法大致可分成三類:

(a)純理論模型：以數學去描述磁性材料所呈現的物理現象，相關論文的學者有Jiles、Atherton和Preisach等。

(b)曲線擬合(curve fitting)模型：利用指數、多項式、雙曲線、分段線性、微分方程式等數學函數來描述B-H的關係，相關的學者有Pei和Lauritzen等。

(c)經驗法則模型：以非線性函數加入微分方程式來模擬B-H的關係，相關的學者有Coleman和Hodgdon等。

然而磁性元件的特性很容易隨頻率或溫度的影響而產生變化，因此原本的磁性元件模型只有在模型建立時的頻率及溫度附近才會準確，因此之後的研究就是如何將原本靜態的模型，透過一些方法將原本靜態模型變成可隨頻率或溫度而改變的動態模型，像是以二階微分方程讓原本靜態的模型達到頻率相依(frequency dependence)的效果[25]，或者使用有限元素法將溫度的影響加進模型[26]，以及利用macro model將損耗對元件本身產生自行加熱的功能[15]、[16]，並且因為高頻產生的鐵芯損失加劇，因此相關的研究有[8]-[13]。另外，像是對磁性元件繞組上產生的寄生效應的考慮[27]，目的都是希望能夠做出更貼近實際磁性元件的模型。

本論文中所採用的模型是Jiles和Atherton於1986年所提出的磁滯模型(簡稱J-A模型)，透過PSpice上所提供的ABM(Analog Behavioral model)功能，將J-A模型的方程式透過ABM來達成。然而J-A模型本身並不具備頻率修正的功能，因此本論文將渦流損及額外損耗對磁滯曲線之影響合成進模型當中。

1.3 論文架構

本論文共分五章，各章的內容概述如下：

第一章：緒論。說明本研究的動機、文獻回顧及內容概要。

第二章：介紹論文中所使用的磁滯曲線模型及其參數決定，並對高頻現象之原理進行說明。

第三章：進行磁性材料的模型建立及過程說明。

第四章：測試模型特性，並套入基本轉換器作測試，再針對實際變壓器套入實際電路進行模擬跟實作對照。

第五章：總結之論述，並提出改進的方向與未來工作。



第二章 磁性原理回顧

本章將先對磁性材料的磁性基礎理論做個簡要的介紹，接著說明磁滯原理，再來介紹在本論文所使用的磁滯模型，並進行重點理論回顧及參數計算方法，再介紹渦流損失發生之原因及影響，說明渦流損失之基本計算過程，以及銅損的成分跟形成原因，最後補上感值函式的推導跟概念。

2.1 磁滯原理

依據基本物理現象發現，材料之導磁性質是建立於材料內部形成細小之磁域(Magnetic Domain)，被磁化之鐵磁性材料(ferromagnetic materials)，材料內有許多磁化方向不同之小區域，每一小區域(稱為磁域)是由許多原子中的磁矩(Magnetic Moment)藉交互力的作用而平行排列，而在相鄰之磁域之間有一轉換層，稱為磁域壁(Domain Wall) [22]。

當一未磁化之鐵磁性材料置於逐漸增強的外加磁場中，磁域逐漸順著磁場方向排列，如圖 2.1(b)所示，而在磁化作用過程中，能量障礙是必須去克服的，因此磁化強度(Magnetization)將總是比外加磁場慢，當磁場強度漸增而最後將達到磁化飽和即圖 2.1(d)，但當外加磁場移除後，磁化曲線並未沿之先前之磁化曲線而回到座標原點之物理現象稱為磁滯(Magnetic Hysteresis)。

磁滯曲線經過每一激退磁循環後，位能(磁場)應該回復為原來數值，因此循環過程中所做的功(W)必消耗成熱能，此轉變成熱能的能量，即為圖 2.2 磁滯曲線所包圍的面積，也就是磁滯損失，等於 $W = \oint HdB$ ，而材料的磁滯損失功率就是再乘上材料的體積及激退磁頻

率。

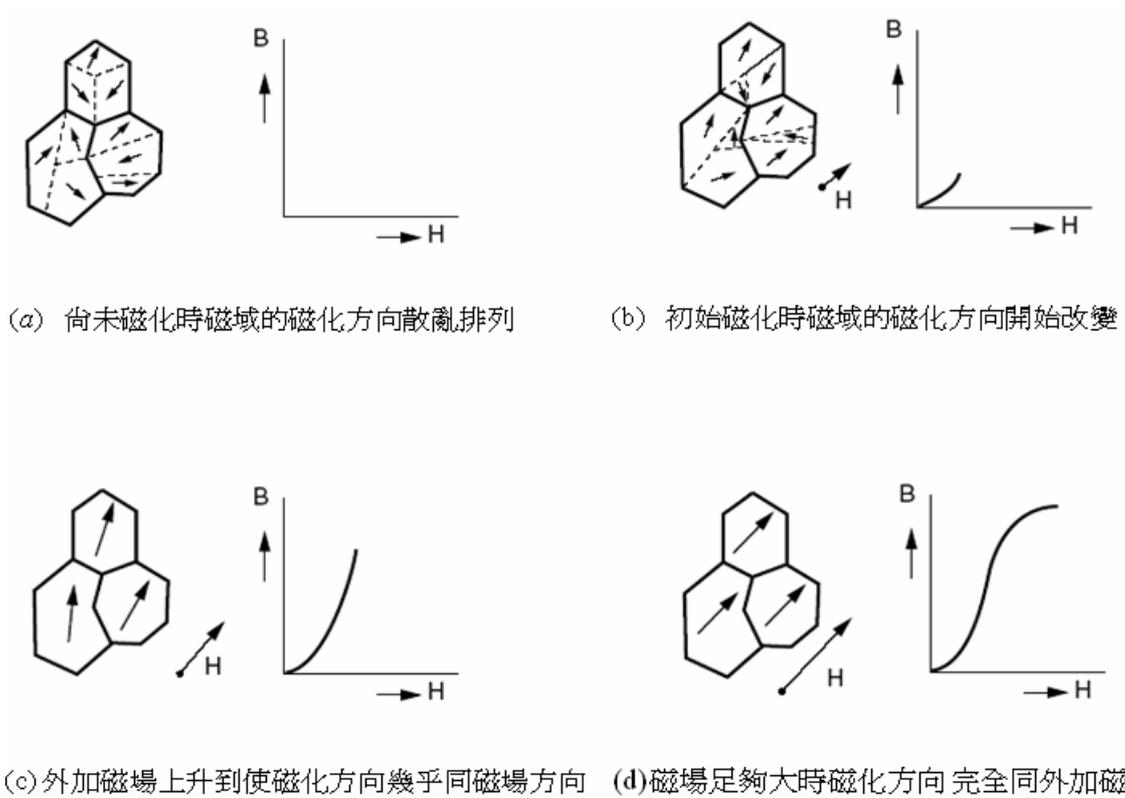


圖2.1 磁域的磁化方向改變過程[5]

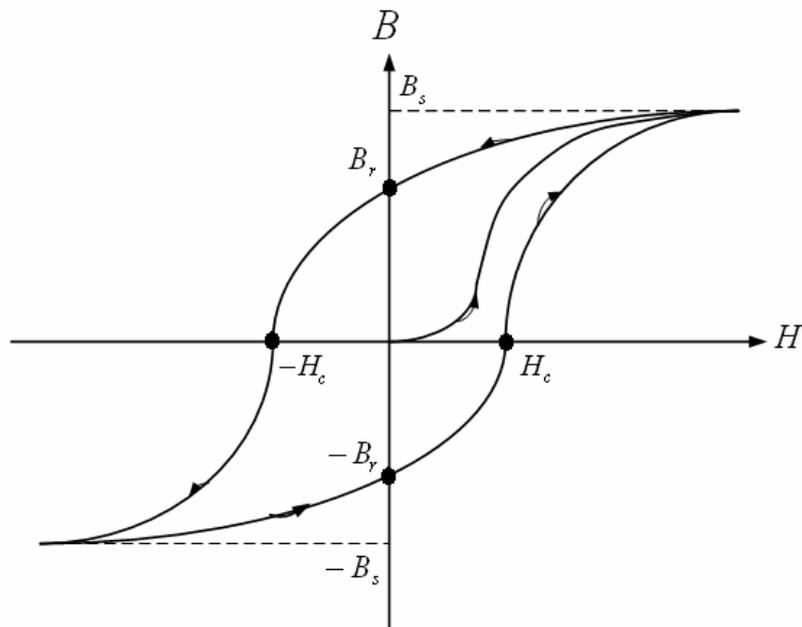


圖2.2 磁滯曲線

2.2 磁滯模型

磁性材料的磁滯環(hysteresis loop)記錄了材料的磁性特性，像是磁滯損。故為了得到磁材的磁特性，必須分析磁材的磁滯曲線變化，然而磁滯現象所牽涉之理論相當複雜，目前有許多磁滯模型被應用來描述此一複雜現象[1]。由於本論文的磁滯模型採用J-A模型，因此本節將針對J-A的磁滯模型作較簡要的介紹[2]。

近十年來，Jiles and Atherton (簡稱J-A)磁滯模型是較常被文獻上引用及討論之模型，其基礎理論是建立在鐵磁性材料的磁域壁運動，包含彎曲(bending)跟轉移(translation)，當施以外加磁力改變鐵磁材料磁性時，會受到因為材料本身缺陷(如不均勻應變及不均勻結構)所造成的箝鎖效應(pinning effect)，即磁域及磁壁是被箝鎖，而磁滯便是受此箝鎖效應所造成的現象。J-A模型是利用微分方程式去描述磁化過程中所受到之箝鎖效應，以表示鐵磁性材料之磁滯特徵，並描寫磁化過程中磁壁位移的不可逆過程及磁壁彎曲的可逆過程[2]。J-A模型的優點是僅使用五個參數，即 c 、 M_s 、 a 、 α 及 k ，便可以適當地描述材料的磁滯曲線，再加上材料的幾何參數(如磁路截面積 S_c 及磁路長度 l_m 等)，就能建立材料的磁滯模型，這就是本論文採用J-A模型為建立材料磁滯模型之原因。

Anhysteretic磁化曲線是假設可忽略磁域間的箝鎖效應，因此其磁化強度(M)將僅是磁場強度(H)的單一函數，並不會有磁滯迴路(hysteresis loop)的發生，此即Anhysteretic磁化現象。如圖2.3中所示，其中橫軸是磁場強度 H ，縱軸為磁化強度 M 與飽和磁化強度 M_s 之比，Anhysteretic磁化時並不會有磁滯損失，其過程為可逆，表示未受到摩擦力的理想磁化過程。為了描述Anhysteretic磁化現象，可用Langevin函數來表示之[2]，其方程式如下所示：

$$M_{an}(H) = M_s \left\{ \text{Coth}\left(\frac{H_e}{a}\right) - \left(\frac{a}{H_e}\right) \right\} \quad (2.2.1)$$

其中 M_s 是飽合磁化強度； a 是決定 Anhyseretic 磁化曲線形狀的參數； $H_e = H + \alpha M$ (其中 M 為材料的磁化強度， α 為磁場的平均化參數)

對於實際的材料，磁域壁的變動是受晶體邊界、晶體不同質、錯位、不均勻應變等的影響，以上被定義成磁域壁的箝鎖作用(pinning effect)。這個效應是發生在磁位能足夠使磁域壁由目前位置要到下一個箝鎖位置的過程之中。而磁域壁的變動可以分為可逆跟不可逆，其中不可逆的磁域壁變動可以表示成：

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{\left(\frac{k'\delta}{\mu_0}\right) - \alpha(M_{an} - M_{irr})} \quad (2.2.2)$$

其中 M_{irr} 是不可逆的磁化成分； k' 決定磁域壁變動所需要的能量； μ_0 是真空中導磁率； $\delta = \pm 1$ (+ 表示磁場增加；- 表示磁場減少)

再令 $k = \frac{k'}{\mu_0}$ ，則不可逆之微分方程式變為：

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} \quad (2.2.3)$$

假若磁域壁的彎曲是成立的，則磁化的可逆成分 M_{rev} 可以表示成：

$$M_{rev} = c \cdot (M_{an} - M_{irr}) \quad (2.2.4)$$

其中 c 表示磁域壁的可逆作用參數

同對 H 微分，可得：

$$\frac{dM_{rev}}{dH} = c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \quad (2.2.5)$$

磁化強度 M 可以表示成磁域壁彎曲的可逆磁化成分跟磁域壁位移的不可逆成分，故：

$$M = M_{irr} + M_{rev} \quad (2.2.6)$$

係數 c 、 a 、 k 及 α 之求取，則可從磁滯曲線上的特殊點所計算之，

概由初始磁化率 x'_m 、理想磁化時的初始磁化 x'_{im} 、殘磁點的磁化率 x'_r 、抗磁力點 H_c 、殘留磁化強度 M_r 及抗磁力點的磁化率 x'_c 等磁性材料之實驗數據，經由疊代計算求得，故 J-A 模型之參數計算將於下一節介紹。

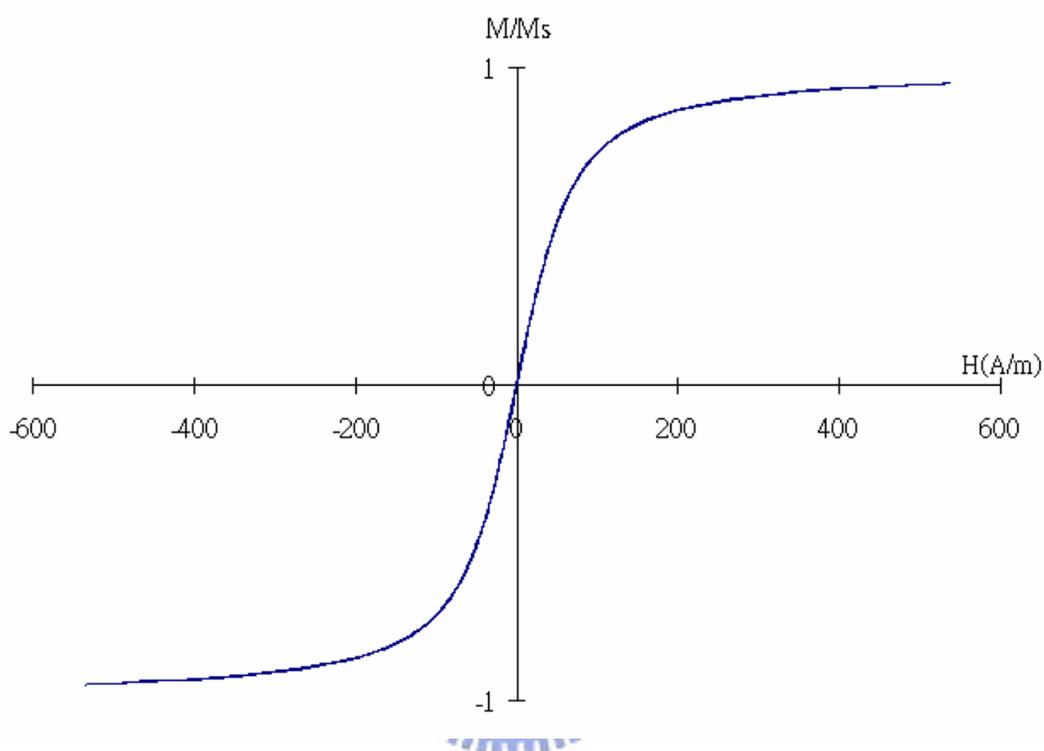


圖 2.3 Anhyseretic curve

2.3 J-A 模型參數計算

建立J-A模型之關鍵步驟就是模型參數的計算，過去之模型參數多使用嘗試錯誤法(Trial and Error Method)求得，但這樣沒系統化的嘗試，要能取到合理的參數是十分困難的事，但隨著計算科學的進步，目前已經逐漸利用電腦數值方法取代，在此將敘述如何利用磁滯曲線中某幾個特殊點(圖2.4所示)來求取J-A 模型之參數值[3]、[4]。

合併(2.2.3)、(2.2.5)及(2.2.6)三式來表示磁化率 x'

$$\begin{aligned}
 x' &= \left(\frac{dM}{dH} \right) = \frac{dM_{irr}}{dH} + \frac{dM_{rev}}{dH} = (1-c) \cdot \frac{dM_{irr}}{dH} + c \cdot \frac{dM_{an}}{dH} \\
 &= (1-c) \cdot \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} + c \cdot \frac{dM_{an}}{dH}
 \end{aligned} \tag{2.3.1}$$

在初始磁化時，所有的磁化強度都是可逆的，即 $M = M_{rev}$ (換句話說 $M_{irr} = 0 \Rightarrow dM_{irr}/dH \rightarrow 0$)

$$x'_{in} = \left(\frac{dM}{dH} \right)_{\substack{H \rightarrow 0 \\ M \rightarrow 0}} = \frac{(1-c) \cdot M_{an}}{k \cdot \delta - \alpha \cdot M_{an}} + c \cdot \frac{dM_{an}}{dH} \tag{2.3.2}$$

再將式(2.2.1)代入上式，就可化成

$$x'_{in} = 0 - \frac{cM_s}{a} \operatorname{csc} h^2 \left(\frac{H}{a} \right) + \frac{cM_s a}{H^2} \tag{2.3.3}$$

其中當 X 趨近於零，則 $\operatorname{csc} h^2 X = \frac{1}{\sinh^2 X} \approx \frac{1}{\left(X + \frac{X^3}{3!} + \frac{X^5}{5!} + \dots \right)^2}$

因此得到：

$$\operatorname{csc} h^2 \left(\frac{H}{a} \right) \approx \left(\frac{a}{H} \right)^2 - \frac{1}{3} \tag{2.3.4}$$

將(2.3.4)代入(2.3.3)式可得到 c 值。

$$\begin{aligned}
 x'_{in} &= 0 + c \frac{dM_{an}}{dH} = \frac{c \cdot M_s}{3 \cdot a} \\
 \Rightarrow c &= \frac{3 \cdot a \cdot x'_{in}}{M_s}
 \end{aligned} \tag{2.3.5}$$

再由式(2.2.1)中，可以得知 Anhyseretic 曲線是由參數 a 、 α 所組成，因此若要求參數 a 及 α 之值，可利用 Anhyseretic 曲線在 H 發生極小時， M 也趨於零的特性，即：

$$\begin{aligned}
 x'_{an} &= \lim_{\substack{H \rightarrow 0 \\ M \rightarrow 0}} \left(\frac{dM_{an}}{dH} \right) = \frac{M_s}{3a - \alpha \cdot M_s} \\
 \Rightarrow a &= \frac{M_s}{3} \cdot \left(\frac{1}{x'_{an}} + \alpha \right)
 \end{aligned} \tag{2.3.6}$$

(2.3.6)式可用來對 a 及 α 做連結

因抗磁力 H_c 是由於箝鎖效應之總合結果產生，因此大部分之軟磁材料可以發現其箝鎖效應常數 k 正比於抗磁力 H_c ，又因箝鎖效應所造成的影響為施加磁場之反作用力，因此可以由抗磁力點之斜率來找出 k 與 H_c 之關係式。故由式(2.3.1)式中得知

$$x'_c = \frac{(M_{an}(H_c) - M_{irr})}{k\delta - \alpha(M_{an}(H_c) - M_{irr})} + c \cdot \left[\frac{dM_{an}(H_c)}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right] \quad (2.3.7)$$

在正的抗磁力點上(圖 2.4 中的 $+H_c$)，其 $\delta = 1$; $H = H_c$; $M = 0$ ，故上式可重新整理為

$$k = \frac{M_{an}(H_c) - M_{irr}(H_c)}{x'_c - c \cdot \left[\frac{dM_{an}(H_c)}{dH} - \frac{dM_{irr}(H_c)}{dH} \right]} + \alpha [M_{an}(H_c) - M_{irr}(H_c)] \quad (2.3.8)$$

上式中因 $M_{irr}(H_c)$ 及 $\frac{dM_{irr}(H_c)}{dH}$ 可由 $M_{an}(H_c)$ 、 x'_c 及 $\frac{dM_{an}(H_c)}{dH}$ 三值所組成，又 $M = M_{rev} + M_{irr}$ 及 $M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr})$ ，所以兩方程式可整理為

$$M = cM_{an} + (1-c)M_{irr} \quad (2.3.9)$$

$$\Rightarrow M_{irr} = \frac{1}{1-c} (M - cM_{an}) \quad (2.3.10)$$

因位於抗磁力點時，磁性材料中的殘磁已被消除，故其 M 值等於零，因此(2.3.10) 式可再化簡為

$$M_{irr} = -\left(\frac{c}{1-c} \right) \cdot M_{an}(H_c) \quad (2.3.11)$$

再由(2.3.10) 式去做對 H 的微分，得到

$$\frac{dM_{irr}(H_c)}{dH} = \left(\frac{1}{1-c} \right) \cdot x'_c - \left(\frac{c}{1-c} \right) \cdot \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \quad (2.3.12)$$

將上兩式代回(2.3.8)，可得

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \cdot \left\{ \alpha + \frac{1}{\frac{x'_c}{1-c} - \left(\frac{c}{1-c} \right) \cdot \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right\} \quad (2.3.13)$$

綜合以上所述，已可分別求得 c 、 a 及 k 值。反之，當由(2.3.1)式

代入 $\delta = -1; H = 0; M = M_r$ 時

$$x'_r = \frac{1}{-k - \alpha(M_{an}(M_r) - M_{irr})} (M_{an}(M_r) - M_{irr}) + c \left(\frac{dM_{an}(M_r)}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \quad (2.3.14)$$

同理因為 $M = M_r = M_{rev} + M_{irr}$ 及 $M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr})$ ，所以上列方程式整理為

$$\Rightarrow M_{irr} = \frac{M_r - cM_{an}(M_r)}{1 - c} \quad (2.3.15)$$

對 H 微分後得：

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \left(\frac{1}{1-c} \right) \frac{dM(M_r)}{dH} - \left(\frac{c}{1-c} \right) \frac{dM_{an}(M_r)}{dH} \quad (2.3.16)$$

再將上式代入(2.3.14)式，經重新整理後得知

$$\begin{aligned} x'_r &= \frac{M_{an}(M_r) - M_r}{-(1-c)k - \alpha(M_{an}(M_r) - M_r)} + \left(\frac{c}{1-c} \right) \left(\frac{dM_{an}(M_r)}{dH} - \frac{dM_r}{dH} \right) \\ \Rightarrow k(1-c) &= \left[\alpha + \frac{1}{\frac{x'_r}{1-c} - \frac{c}{1-c} \frac{dM_{an}}{dH}} \right] (M_r - M_{an}) \\ \Rightarrow k &= \left(\frac{\alpha}{1-c} + \frac{1}{x'_r - c \frac{dM_{an}}{dH}} \right) (M_r - M_{an}) \end{aligned}$$

因此

$$M_r = M_{an}(M_r) + \frac{k}{\left(\frac{\alpha}{1-c} \right) + \frac{1}{x'_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH}}} \quad (2.3.17)$$

最後考慮磁化曲線頂點之斜率(x'_m)，並令 $\delta = 1$ ；先假設其非常靠近飽和點，則磁化曲線頂點之斜率會接近 Anhyseretic 曲線頂點之斜率，又方程式 $M_{irr} = (M - cM_{an})/(1-c)$ ，於磁化曲線頂點時 $M_{irr} \approx M_m$ ，因此方程式可近似為 $dM_{irr}(H_m)/dH = dM(H_m)/dH = dM_{an}(H_m)/dH$ 。因此可以利用上述之關係及方程式簡化初始磁化曲線頂點之斜率為

$$x'_m = \frac{1}{k - \alpha(M_{an}(H_m) - M_m)} (M_{an}(H_m) - M_m) \quad (2.3.18)$$

$$\Rightarrow M_m = M_{an}(H_m) - \frac{k \cdot x'_m}{\alpha \cdot x'_m + 1} \quad (2.3.19)$$

對於本節參數計算變數跟一般常見軟磁性磁材的 Data sheet 內對磁化率的變數其實是有關聯的：

$$M(H) = \frac{B(H)}{\mu_0} - H \quad (2.3.20)$$

因為對磁性材料其 μ_r 遠大於 1

$$x' = \mu_r - 1 \Rightarrow x' \approx \mu_r \quad (2.3.21)$$

其中 x' 為磁化率， μ_r 為相對導磁率

因此由(2.3.5)式、(2.3.6)式、(2.3.13)式、(2.3.17)式及(2.3.19)式，J-A 模型之最佳近似參數值可藉由數值計算軟體，像是 Mathematica 求得 [4]。

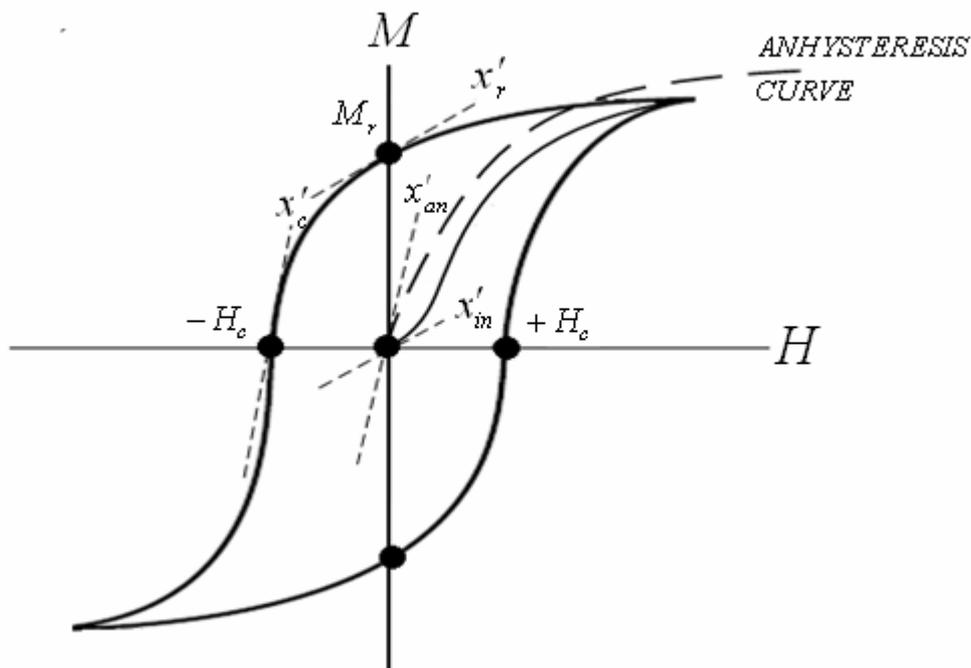


圖 2.4 磁滯曲線上的重要點

2.4 渦電流損

渦流損是鐵芯操作在高頻時不可忽略的能量損失，而渦流損失是因為當變壓器的初級繞組通入交流電後，線圈所產生的交變磁流在鐵芯中流動，因為鐵芯本身也是導電體，在垂直於交變磁力線的平面上就會感應出電動勢，這個電動勢在平面上形成閉合迴路電流以抵抗不斷在改變的磁場，好像一個漩渦，故稱之為“渦流”。渦流損失使變壓器的能量損耗而產生歐姆熱，並使變壓器的鐵芯因此發熱而溫度上昇。矽鋼片就是用來減少渦電流損的作法，鐵粉磁蕊是鐵粉加上陶瓷類的絕緣材料製成，其目的也是用來更進一步減少渦流損，而Ferrite Core就減的更徹底，故本節將針對渦流損現象，進行簡要理論模型推導[6]。

根據基本電磁學理論，先考慮一簡化之圓柱型鐵芯，如圖 2.5 中所示，其長度為 L ，半徑為 r_0 。假設一軸向之磁流均勻穿越此鐵芯內部，其交變週期為 T ，此時忽略漏磁及集膚效應。首先考慮一半徑為 r 厚度為 dr 之柱殼，如圖 2.6 中所示，則由法拉第定律可知圍繞此柱殼之瞬間電動勢為

$$E(r,t) = \pi r^2 \frac{dB}{dt} \quad (2.4.1)$$

則此時瞬間的功率損失 $dP(r,t)$ 是

$$dP(r,t) = \frac{E^2(r,t)}{R} \quad (2.4.2)$$

其中上式 R 為此柱殼上的電阻

$$R = \rho \frac{2\pi r}{L dr} \quad (2.4.3)$$

所以整個鐵芯的損失就必須計算 $r=0$ 到 $r=r_0$ 的積分

$$P(t) = \int_{r=0}^{r=r_0} dP(r,t) = \frac{\pi L r_0^4}{8\rho} \left(\frac{dB(t)}{dt} \right)^2 \quad (2.4.4)$$

由瞬間功率損失，去計算在一個週期內 T 的平均功率損失：

$$P_{ave} = \frac{\pi L r_0^4}{8\rho} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (2.4.5)$$

最後渦流損失密度 P_e (即單位體積內的渦流損失) 就是將式(2.4.5)去除上鐵芯的體積 ($\pi r_0^2 L$)

$$P_e = \frac{r_0^2}{8\rho} \left(\frac{1}{T} \right) \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt = \frac{A}{8\pi\rho} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (2.4.6)$$

再引入法拉第定律 (Faraday's law): $V(t) = NA \frac{dB}{dt}$

則(2.4.6)會變成

$$P_e = \frac{1}{8\pi\rho N^2 A} \left(\frac{1}{T} \right) \int_0^T V^2 dt \quad (2.4.7)$$

其中 $A = \pi r_0^2$ ，為鐵芯的截面積

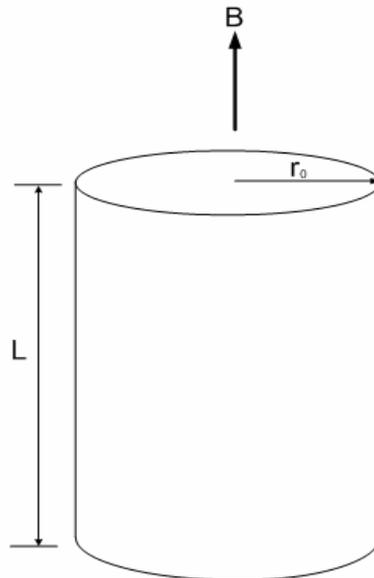


圖 2.5 柱狀鐵芯

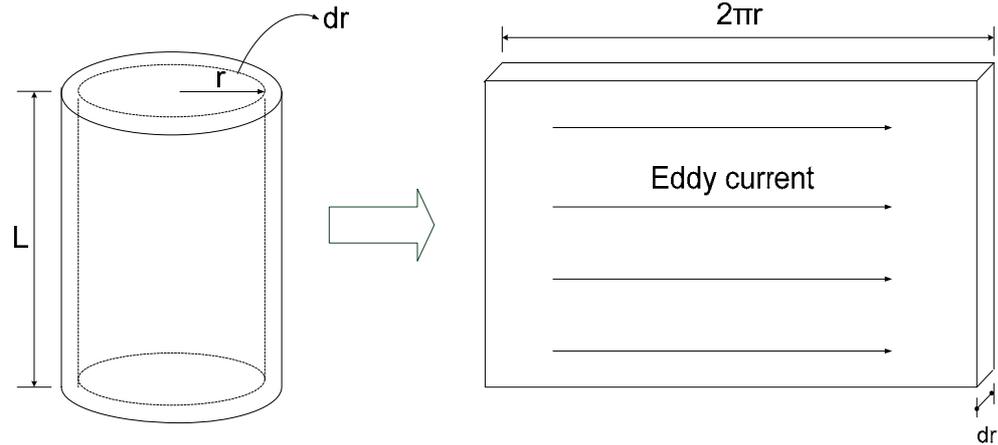


圖 2.6 鐵芯柱狀殼上渦流示意圖

2.5 銅損

繞組銅損的成因是因為電感器或變壓器的繞組，會受銅線內部自生的、或鄰近銅線產生的變化磁場干擾，而破壞了銅線內導電荷的均勻分佈。擁擠的電荷被限制在導線外圍流動，是銅線操作在越高頻越發熱的主要原因。透過瞭解其形成原因，減少或避開變化磁場的干擾，就可降低繞組的銅損，而再次提高操作頻率。

2.5.1 集膚效應(Skin Effect)

集膚效應是導線在傳輸高頻電流時，發生電流密度在導線中心變疏，而離中心愈遠密度越大的一種現象(如圖 2.7)。該現象導致導線在交流時的電阻高於直流時的電阻，而且頻率越高差異越大，這也是為什麼導線的導電效能，在頻率越高時越差的理由。而由物理觀點來看，導線在高頻操作下其截面上的電流密度已不均勻，靠中心帶的，因電流密度小，其電壓以磁感應維持，靠外圍邊區的，因電流密度大，其電壓則以電阻性壓降為主，外圍電流密度大但有效的導電面積減少，故電阻值增大。

截面上的電流密度呈內疏外密的分佈，是導線電流在截面上所產生的感應磁場對電荷產生的推擠效果，在導體內(如圖 2.8)解馬克司威爾方程式，因為計算過於複雜，只取結論[21]:

$$E = E(z) \cdot \exp(j\omega t) = E_s \exp\left[-\left(\frac{1}{2}\mu\sigma\omega\right)^{1/2} z\right] \cdot \exp\left\{j\left[\omega t - \left(\frac{1}{2}\mu\sigma\omega\right)^{1/2} z\right]\right\} \quad (2.5.1)$$

其中(2.5.1)的座標系為圖 2.7

引入一個簡單的取代項

$$\Delta = \left(\frac{2}{\mu\sigma\omega}\right)^{1/2} \quad m \text{ (公尺)} \quad (2.5.2)$$

其中， E_s 為材料表面的磁場強度； σ 為導線材料的導電係數； μ 為導線材料的導磁率； ω 為操作角頻率

因此

$$\begin{aligned} E &= E_s \cdot \exp[-z/\Delta] \cdot \exp\{j[\omega t - z/\Delta]\} \\ &= E_s e^{[-z/\Delta]} \cdot \cos(\omega t - z/\Delta) \end{aligned} \quad (2.5.3)$$

同樣地，可以推廣到電流密度 J , 磁場強度 H or 磁流密度 B :

$$J = J_s e^{[-z/\Delta]} \cdot \cos(\omega t - z/\Delta) \quad (2.5.4)$$

$$H = H_s e^{[-z/\Delta]} \cdot \cos(\omega t - z/\Delta) \quad (2.5.5)$$

$$B = B_s e^{[-z/\Delta]} \cdot \cos(\omega t - z/\Delta) \quad (2.5.6)$$

由式(2.5.4)可知道集膚效應使導線的截面電流密度呈對數分佈(如圖 2.8 所示)，為讓此效應有個量可以來計算，因此有個叫做集膚厚度 (penetration depth/skin depth) 的特性長度 (characteristic length) 被提了出來。將相同粗細的導線從中心向外挖空，終會得到直流電阻值等同交流電阻值的壁厚，該厚度叫該工作頻率的集膚厚度 Δ ，也就是(2.5.2) 式。頻率越高，集膚厚度越薄，集膚效應越明顯；材料的導電係數越小，集膚厚度越厚，集膚效應越不明顯。

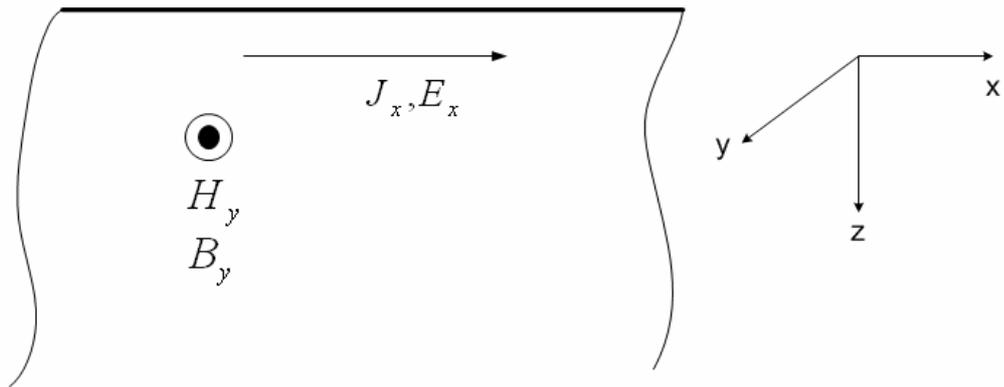


圖 2.7 用來說明座標方向跟導體的關係

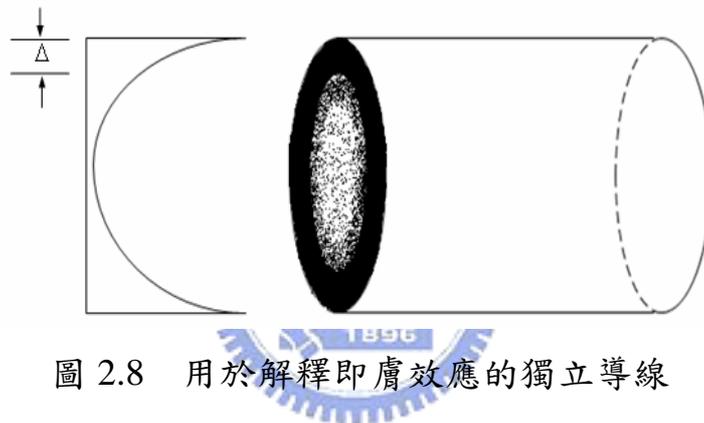


圖 2.8 用於解釋即膚效應的獨立導線

2.5.2 臨近效應(Proximity Effect)

當一導線的垂直面有交變磁場存在時，導線內會在與磁場垂直的對立邊區產生渦電流，該渦電流內的磁場是來反抗外在磁場的變化(如圖 2.9 中的實線箭頭)，因此其方向與外在磁場方向相反(如圖 2.9 中的虛線箭頭)。此時，導線上渦電流與電流同方向的那一邊區，電流密度變大，反方向的另外一區，電流密度變小。由於外交變磁場存在而增加銅損的現象，叫作臨近效應。此外，另一條臨近的且帶有交變電流的導線、磁蕊的漏磁、磁氣隙的漏磁等，都是外交變磁場的來源，因而造成臨近效應更大。

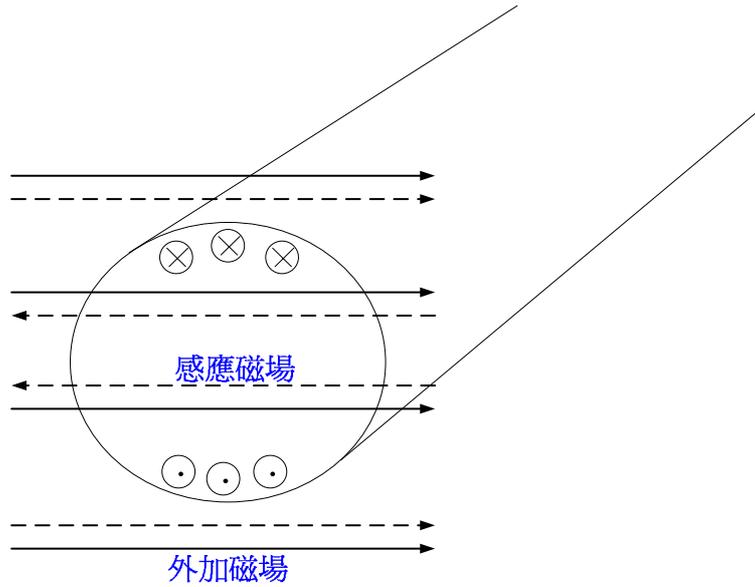


圖 2.9 臨近效應

2.6 感值函式的推導

磁性元件、電感及變壓器等為電力轉換器中不可或缺的一部分，透過 2.2 節 J-A 模型可用來描述磁性材料的磁滯特性，以及繞組匝數、磁材的幾何參數(如氣隙寬度)，就可建立磁性元件的等效模型。而工程師在設計磁性元件上，必須清楚的知道所使用磁性元件感值的估算，故，以下就對感值的函式作推導。

結合電感公式跟法拉第定律：

$$V = L \frac{di}{dt} = N \frac{d\Phi}{dt} \Rightarrow L = \frac{N\Phi}{i} = \frac{N}{i} \cdot \frac{Ni}{R_m} \quad (2.6.1)$$

其中 $R_m = \frac{l_m}{\mu_0 \mu_r S_c}$ 是對整體而言的磁阻； N 是匝數

在無氣隙其等效感值：

$$L = \frac{N^2}{R_m} = \frac{N^2}{\frac{l_m}{\mu S_c}} = \frac{\mu_0 \cdot \mu_r \cdot S_c}{l_m} \cdot N^2 \quad (2.6.2)$$

有氣隙其等效感值：

$$L = \frac{N^2}{R_C + R_{gap}} = \frac{\mu_0 \mu_r \cdot S_C}{l_m} \cdot N^2 \cdot \frac{1}{1 + \mu_r \left(\frac{l_{gap}}{l_m} \right)} = \frac{N^2 \mu_0 \cdot S_C}{l_m} \cdot \left(\frac{\mu_r}{1 + \mu_r \cdot \frac{l_{gap}}{l_m}} \right) \quad (2.6.3)$$

其中 $R_c = \frac{l_m}{\mu_0 \mu_r S_C}$ 跟 $R_{gap} = \frac{l_{gap}}{\mu_0 S_C}$ 各是鐵芯本身跟氣隙的磁阻

比較(2.6.2)跟(2.6.3)式可以知道加入氣隙則其相對導磁率是要經過修正的(變小)，而如果換個角度看，有氣隙上面的等效感值應該等於氣隙的感量跟鐵芯內部形成的感量經過運算才合理。

由(2.6.2)可得到：

$$L_c = \frac{\mu_0 \cdot \mu_r \cdot S_C}{l_m} \cdot N^2 \quad (2.6.4)$$

$$L_{gap} = \frac{\mu_0 \cdot S_C}{l_{gap}} \cdot N^2 \quad (2.6.5)$$

(2.6.3)式其實就是(2.6.4)跟(2.6.5)的並聯。



第三章 模型建立與分析

在第一節中，將詳細介紹如何把磁性元件的模型建立 PSpice 上，並舉例模型的擴充應用，在第二節中介紹使模型修正成具備頻率相依的方法，並將其加入模型當中，第三節中介紹模型加速的方法。

3.1 模型的建立

在2002年Khai提出了在PSpice上建立J-A 模型的方法[7]，本論文就是以此為基礎來做的延伸，本節將詳述基本的J-A 模型的建立方法。

3.1.1 模型方塊圖

圖3.1為變壓器模型方塊圖，主要分成兩個部份，中間區塊是透過 J-A模型方程式去建構的，用來描述磁性元件的磁滯曲線特性，而界面電路透過跟中間區塊裡的H方塊中的 $I(V_ip)$ 及 $I(V_is)$ 跟訊號 $I(B)$ ，將磁訊號跟電訊號作轉換，因為PSpice只能處理電壓跟電流訊號，因此所有的磁變數都以電壓或電流訊號來代表，舉例來說H方塊的輸出 $V(H)$ ，就是將磁場強度 H 以電壓訊號 $V(H)$ 來表示。

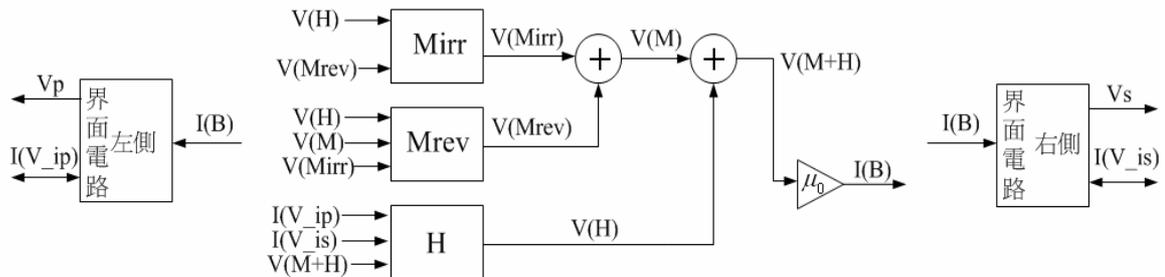


圖3.1 變壓器模型方塊圖

3.1.2 J-A模型的建立

J-A模型是由以下四個方程式來組成：

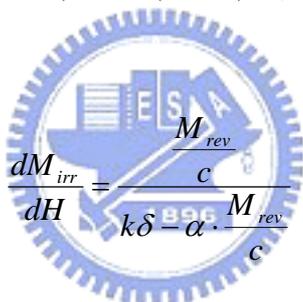
$$M_{an}(H) = M_s \left[\coth\left(\frac{H + \alpha M}{a}\right) - \left(\frac{a}{H + \alpha M}\right) \right] \quad (3.1.1)$$

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (3.1.2)$$

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} \quad (3.1.3)$$

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (3.1.4)$$

以上數學式將用 Spice 中的 ABM(analog behavioral model)數學描述式的功能來實現。首先將(3.1.2)代入(3.1.3)式以取代式中的 $(M_{an} - M_{irr})$ 部分，故



$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{\frac{M_{rev}}{c}}{k\delta - \alpha \cdot \frac{M_{rev}}{c}} \quad (3.1.5)$$

接著同乘 $\frac{dH}{dt}$ ，於是得到

$$\frac{dM_{irr}}{dt} = \frac{\frac{M_{rev}}{c}}{k\delta - \alpha \cdot \frac{M_{rev}}{c}} \cdot \frac{dH}{dt} \quad (3.1.6)$$

因為要使用 ABM 來實現儘可能再簡化，故等號右邊上下同除以 $\frac{M_{rev}}{c}$

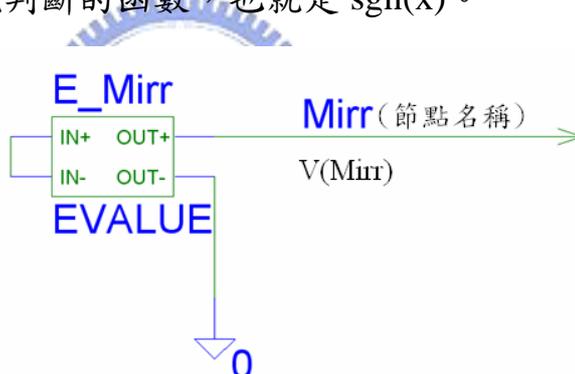
$$\frac{dM_{irr}}{dt} = \frac{1}{\frac{k\delta \cdot c}{M_{rev}} - \alpha} \cdot \frac{dH}{dt} \quad (3.1.7)$$

藉將(3.1.7)作積分，可得 M_{irr}

$$M_{irr} = \int \frac{1}{\frac{k\delta \cdot c}{M_{rev}} - \alpha} \cdot \frac{dH}{dt} \cdot dt \quad (3.1.8)$$

(3.1.8)式可以用 ABM 建立 Mirr 方塊如圖 3.2 所示，由圖中可以看到電壓控制電壓源 E_Mirr 輸入端是短路，原因是要寫進 Mirr 方塊中的方程式有兩個輸入 V(H)跟 V(Mrev)，如圖 3.1 所示，是對線路上的節點指定名稱，就可以呼叫節點的電流或是電壓作為方程式中的輸入訊號，因此這裡所使用的 V(H)就是對命名為 H 的節點呼叫其電壓訊號，也就是圖 3.1 的 H 方塊的輸出，而圖 3.2 中的 Mirr 就是定義受控電壓源 EMirr 的輸出訊號節點命名為 Mirr，因此要取用 Mirr 電壓就是直接呼叫 V(Mirr)。

圖 3.2 中 PSpice 中的積分器函數是 sdt(x)；微分器是 ddt(x)。式(3.1.8)中比較特別的是 δ ，因為其值是 +1 或 -1，端看 $\frac{dH}{dt}$ 是正是負來決定，於是再此需要一個符號判斷的函數，也就是 sgn(x)。



$$M_{irr} = \text{sdt}(\text{ddt}(v(H)) / (k * \text{SGN}(\text{ddt}(v(H))) * c / (v(Mrev) - \alpha)))$$

α

圖 3.2 Mirr 方塊

相較於原先的設計是將(3.1.6)的 $\frac{dM_{irr}}{dt}$ 做成電壓控制電流源 [7]，然後透過電容做積分以形成 M_{irr} ，但是原先的設計有個缺點，相較於圖 3.2 的作法，會比較容易進入發散，因為模擬過程中會產生的不連續波形是因為圖 3.2 中所使用到的 sgn(x)，這會造成 $\frac{dM_{irr}}{dt}$ 在形

成電流時，會很容易碰 PSpice 的電流發散限制，而圖 3.2 中的作法是直接積分，儘管不連續波形還是會發生，但是經過積分的訊號較不容易發散。

要留意的是 PSpice 之電壓及電流限制為 $\pm 10^{10}$ (PSpice 內以 $\pm 1e10$ 來描述) *volt / amp*，微分最大可到 10^{14} [20]。

接著由式(3.1.4)知磁化強度 $M = M_{rev} + M_{irr}$ ，而 M_{irr} 為電壓訊號，因此為方便相加， M_{rev} 也必須轉換成電壓訊號，將式(3.1.2)式中的 M_{an} 用式(3.1.1)取代得到式(3.1.9)，其中因為 PSpice 所提供的數學函式僅有 $\tanh(x)$ ，故要將本 $\coth(x)$ 改成 $1/\tanh(x)$ 。將式(3.1.9)轉換成電壓訊號後與電壓 M_{irr} 相加後即得到磁化強度 M ，建立模型如圖 3.3 所示。

$$\begin{aligned}
 M_{rev} &= c \left\{ M_s \left[\coth \left(\frac{H + \alpha M}{a} \right) - \left(\frac{a}{H + \alpha M} \right) \right] - M_{irr} \right\} \\
 &= c \left\{ M_s \left[1 / \tanh \left(\frac{H + \alpha M}{a} \right) - \left(\frac{a}{H + \alpha M} \right) \right] - M_{irr} \right\} \quad (3.1.9)
 \end{aligned}$$

$$\text{Mrev} = \left\{ \underset{= \alpha}{c} * \left(\underset{= \alpha}{M_s} * \left(\frac{1}{\tanh \left(\frac{v(H) + \alpha v(M)}{a} \right)} - \frac{a}{v(H) + \alpha v(M)} \right) - v(\text{Mirr}) \right) \right\}$$

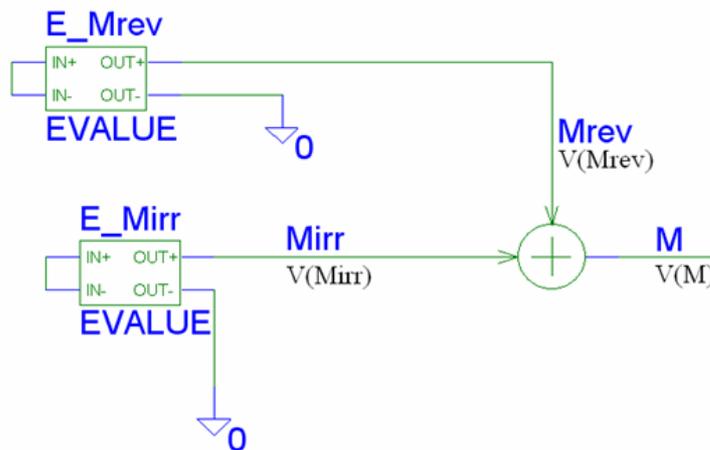


圖 3.3 磁化強度 M 的形成

由安培定律可得到磁場強度，即式(3.1.10)，同將式(3.1.10)中的

磁場強度 H 化為電壓訊號與同為電壓訊號之 M 相加，輸出訊號為圖 3.4 中的 $V(M+H)$ 。

$$H \cdot l_m + H_{gap} \cdot l_{gap} = n_p \cdot i_p + n_s \cdot i_s$$

$$\Rightarrow H = \frac{n_p \cdot i_p + n_s \cdot i_s - \frac{B}{\mu_0} \cdot l_{gap}}{l_m} \quad (3.1.10)$$

(3.1.10) 中 $H_{gap} = B/\mu_0$ 為氣隙之磁場強度； l_m 為平均磁路長度； l_{gap} 為平均氣隙寬度； n_p 為一次側匝數； i_p 為一次側電流； n_s 為二次側匝數； i_s 為二次側電流。由於 $B = \mu_0(H + M)$ ，而 $H + M$ 為電壓訊號，只要將 $H + M$ 經過 $1/\mu_0$ 的電阻就能得到磁流密度 B ，其中 μ_0 為真空導磁係數，所以整個模型可建構為圖 3.4，圖 3.4 上的電阻 R_B 上之電流訊號所代表的就是磁流密度 B 。

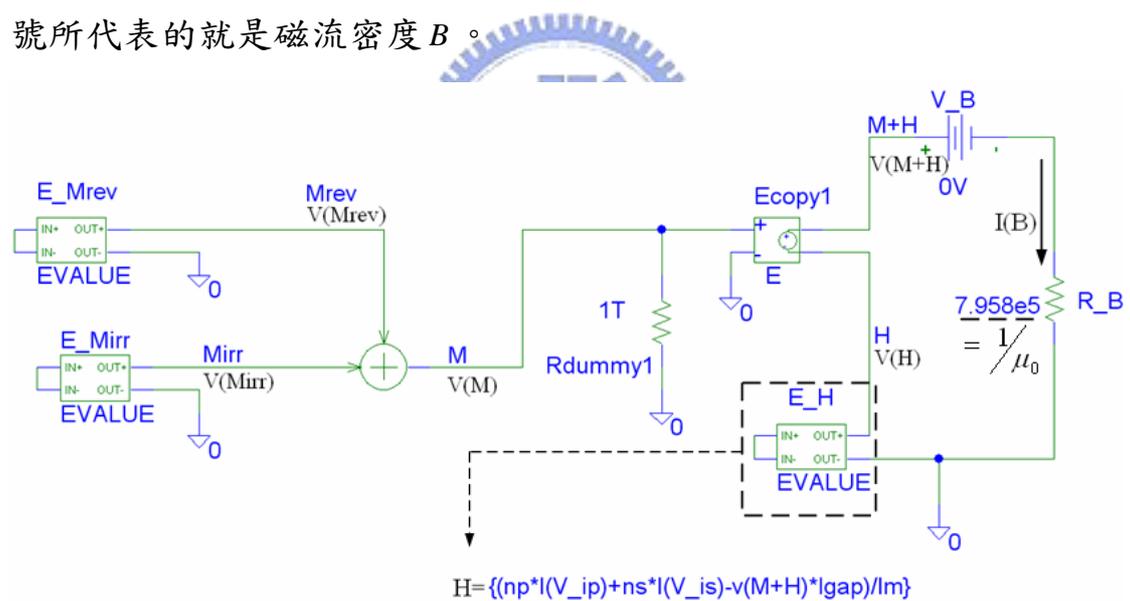


圖 3.4 磁材的內部模型

如圖 3.5 所示，對一變壓器而言，一次側之總磁流為 $\Phi_{np} = \Phi_m + \Phi_{lp}$ ，二次側為 $\Phi_{ns} = \Phi_m + \Phi_{ls}$ ，由法拉第定律可知，若一次側輸入電壓為 v_p 及二次側輸出電壓為 v_s ，則輸入電壓與與磁流之間的關係為：

$$v_p = n_p \frac{d\Phi_{np}}{dt} = n_p \frac{d\Phi_m}{dt} + n_p \frac{d\Phi_{lp}}{dt} = n_p \frac{d(B \cdot S_C)}{dt} + L_p \frac{di_p}{dt} \quad (3.1.11)$$

$$v_s = n_s \frac{d\Phi_{ns}}{dt} = n_s \frac{d\Phi_m}{dt} + n_s \frac{d\Phi_{ls}}{dt} = n_s \frac{d(B \cdot S_C)}{dt} + L_s \frac{di_s}{dt} \quad (3.1.12)$$

(3.1.12)中 Φ_m 為鐵芯內之磁流； Φ_{np} 為一次側所產生之磁流； Φ_{lp} 為一次側所產生之漏磁流； L_p 為一次側漏感； Φ_{ns} 為二次側所產生之磁流； Φ_{ls} 為二次側所產生之漏磁流； L_s 為二次側漏感； S_C 為鐵芯之截面積。因此利用式(3.1.11)及式(3.1.12)分別於一次側及二次側建立界面電路，如圖 3.5 所示，用來當作磁材內部 J-A 模型跟外部電路溝通的橋樑。此外，圖 3.5 中的電壓源 V_{ip} 跟 V_{is} 電壓都是零，作用是用來命名一次側跟二次側流過的電流，以方便將方程式寫入圖 3.4 中的受控電壓源 E_H 跟圖 3.6 中的受控電壓源 E_{vp} 、 E_{vs} 裡的方程式描述。最後結合圖 3.4 的磁材內部模型跟圖 3.6 的界面電路就可以形成一個雙繞組變壓器模型，如圖 3.7 所示。

透過這一節的模型建構過程，應該不難發現要將此基本的兩繞組變壓器變成電感，甚至是三個繞組以上的變壓器都是非常容易的事，只要針對圖 3.4 中的受控電壓源 E_H 跟圖 3.6 的界面電路稍作修改即可，像是圖 3.8 的電感跟圖 3.9 的三繞組變壓器。

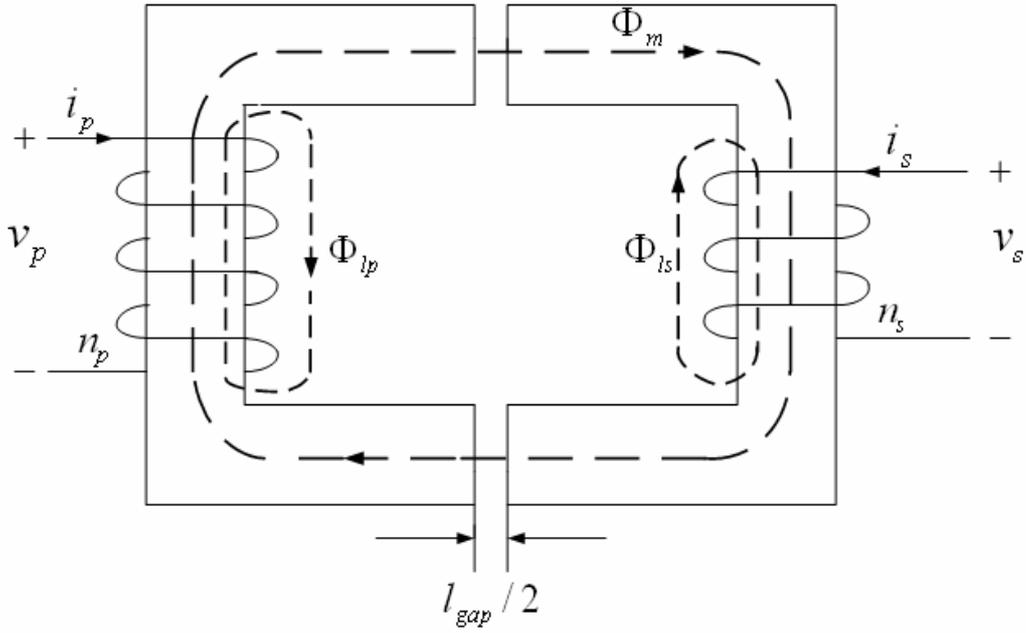


圖 3.5 兩繞組變壓器

$$V_p = \underbrace{\{n_p \cdot \text{ddt}(l(V_B)) \cdot Sc + L_p \cdot \text{ddt}(l(V_ip))\}}_{= B} \quad V_s = \underbrace{\{n_s \cdot \text{ddt}(l(V_B)) \cdot Sc + L_s \cdot \text{ddt}(l(V_is))\}}_{= i_s}$$

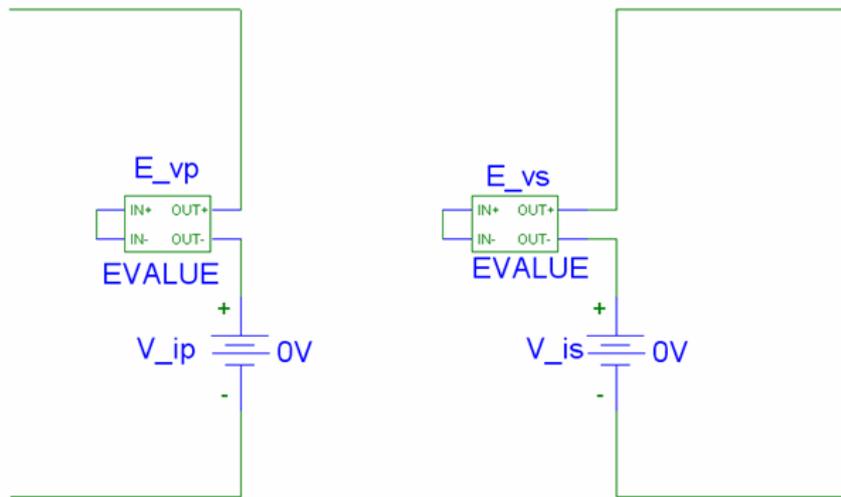


圖 3.6 界面電路

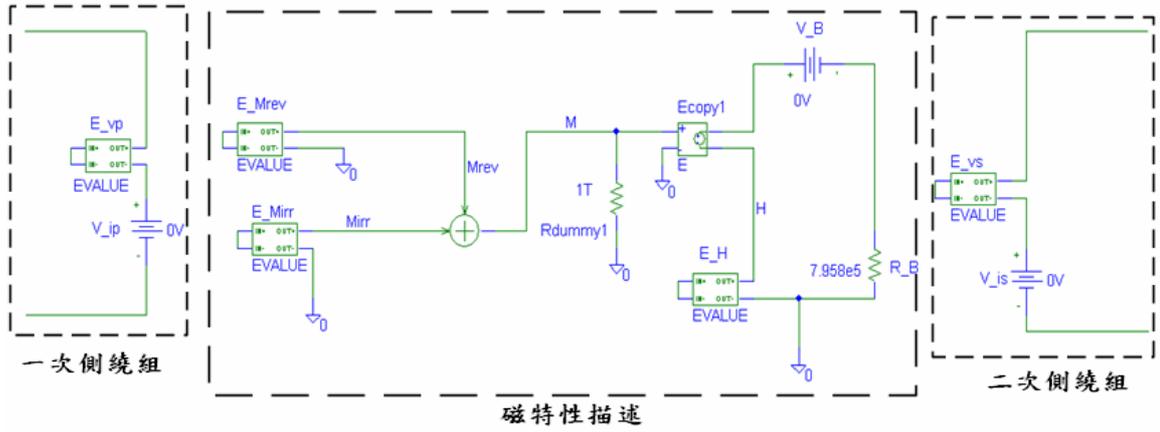


圖 3.7 兩繞組變壓器模型

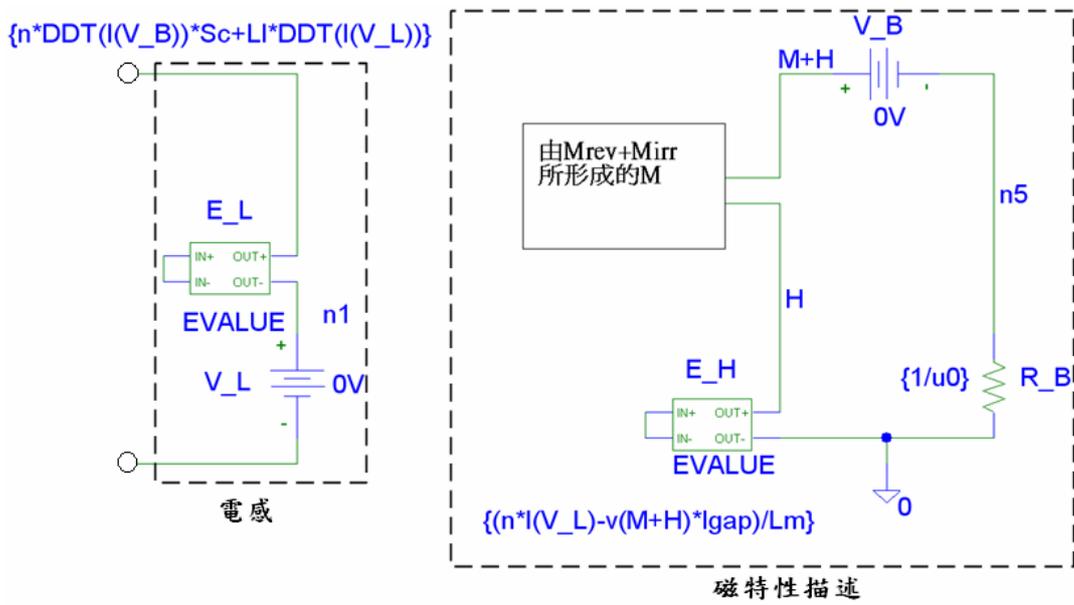


圖 3.8 電感模型

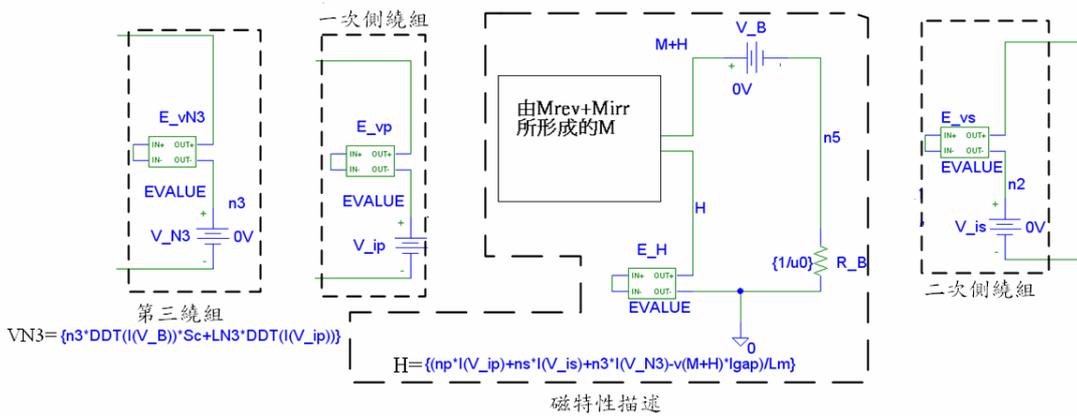


圖 3.9 三繞組變壓器模型

3.2 動態修正

鐵芯上產生的渦電流，是為了抵抗外加磁場的變化而產生的反磁流密度 B (圖 3.10)，而繞組為了抵銷渦電流產生的反磁流則必須增加所流過的電流，因此磁滯曲線的寬度因而變寬，也就是損耗增加。

在第二章中，曾介紹渦流損失之產生原因及公式推導，(3.2.1)式等同(2.4.4)式，為渦流所造成的瞬間能量損失。當輸入電源為 $v(t)$ 時因為對鐵芯來說 $v = 1 \cdot A \frac{dB}{dt}$ ，所以由(3.2.1)式導出(3.2.2)式

$$P_{eddy}(t) = \frac{\pi L r_0^4}{8 \rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 = \frac{A^2 L}{8 \pi \rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (3.2.1)$$

$$= v(t) \cdot i_{eddy}(t)$$

$$\Rightarrow i_{eddy}(t) = \frac{A \cdot L}{8 \pi \cdot \rho} \left(\frac{dB}{dt} \right) \quad (3.2.2)$$

其中 $P_{eddy}(t)$ 是瞬間的渦流損； $i_{eddy}(t)$ 是瞬間感應出的渦電流； A 是鐵芯截面積； L 是鐵芯高度； ρ 為鐵芯材料的電阻係數。

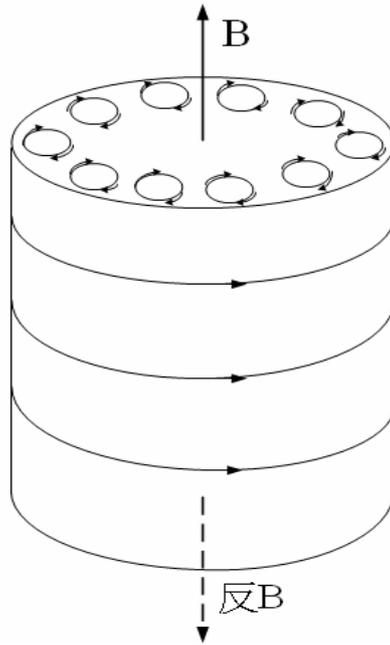


圖 3.10 說明渦流產生以抵抗外加磁場的示意圖

過去對於渦流損的計算，僅考慮因為外加磁場變化引發的渦電流，而造成鐵芯上的傳導損(conduction losses or ohmic losses)，但是往往實驗結果是高過以理論公式預測，那相差的損耗直到將磁域學說(domain wall theory)引進統計學做近似才得到解釋，認為磁流會隨著磁域壁移動而改變，因此那相差的損耗現今被稱作額外損耗(excess or anomalous loss)，因此對於損耗新的形式就產生[9]-[11]。

$$P_{total} = P_{hyst} + P_{eddy} + P_{exc} \quad (3.2.3)$$

其中 P_{total} 是全部損耗； P_{hyst} 是磁滯損； P_{eddy} 是渦流損； P_{exc} 是額外損耗(excess loss)。

為了使各種功率損耗能加入變壓器模型中，一個較簡單的方法是藉著損耗分離，分離鐵芯能量損耗的成分，這就將損耗分離的流程可依如下步驟實現：

(a) 在低頻(小於 100Hz)時當作渦流損和額外渦流損相對於磁滯損是可忽略，因此功率損耗可退化成 $P = P_{hyst}$ 。

(b) 渦流損 P_{eddy} 可以以理論分析如先前 2.4 所介紹到的方法計算出來。

(c) 由實驗數據得到 P_{total} ，再由 $P_{total} - (P_{hyst} + P_{eddy})$ 得 P_{exc} 的估算值。

在本論文研究中，對照兩套方法，分別是 R-L ladder 法[12]跟損耗分離法，將 R-L ladder 法隨著頻率改變的磁滯曲線假想為量測數據，透果損耗分離沿伸出來的理論[11]，如此一來就可以透過改變原模型中磁場強度 H 的構成，而將動態修正的特性引入原本模型之中。

有了前述損耗分離的概念之後，接著要推廣到磁場強度的分離[11]

$$H_{total} = H_{hyst} + H_{eddy} + H_{exc} \quad (3.2.4)$$

而由渦流損耗分析(3.2.2)式，可以發現渦電流正比於磁流密度的變化，因此

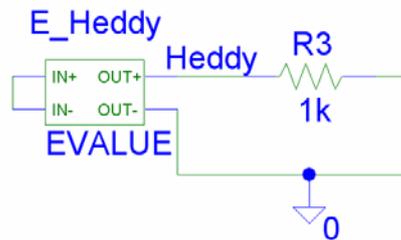
$$H_{eddy} = k_1 \left(\frac{dB}{dt} \right) \quad (3.2.5)$$

接著透過式(3.2.2)跟安培定律去計算出渦電流造成的反磁場強度，並跟(3.2.5)對照：

$$H_{eddy} = k_1 \left(\frac{dB}{dt} \right) = \frac{A}{8\pi\rho} \left(\frac{dB}{dt} \right)$$

$$\Rightarrow k_1 = \frac{A}{8\pi\rho} \quad (3.2.6)$$

因此由渦電流產生的反磁場強度可表示成圖 3.11:



$$Heddy = \frac{(ddt(i(V_B)) * (1.28e-5))}{(8 * 3.14159 * 2.5)}$$

$$= A \quad = \rho$$

圖 3.11 渦電流產生的反磁場強度

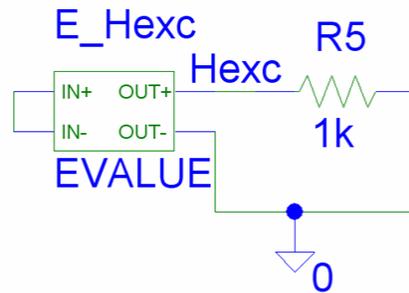
同樣的，額外損耗所產生的反磁場強度是正比 $\left(\frac{dB}{dt}\right)^{0.5}$ [13]

因此額外損耗可以寫成

$$H_{exc} = k_2 \left(\frac{dB}{dt}\right)^{0.5} \quad (3.2.7)$$

其中 k_2 可由(3.2.4)經實驗取得

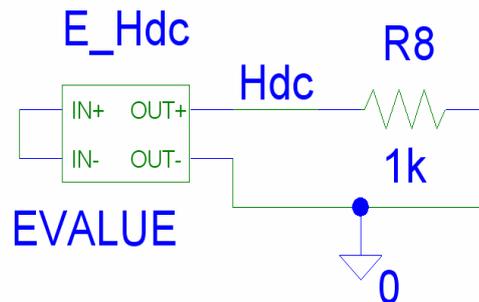
因此可以表示成圖 3.12:



$$Hexc = \frac{4.8e-4 * \text{sqrt}(\text{ddt}(i(V_B))) * \text{sgn}(\text{ddt}(i(v_B)))}{k_2}$$

圖 3.12 額外損耗產生的反磁場強度

而要引入 J-A 模型，就還要做 H 的合成。



$$Hdc = \{(np * I(V_ip) + ns * I(V_is) - v(M+H) * l_{gap}) / l_m\}$$

圖 3.13 無頻率修正的磁場強度

將以上三個方塊(即圖(3.11)~(3.13))引入圖 3.4 的無頻率修正模型

中，下圖 3.14 中的 E_Heddy 的輸出端命名 Heddy，因此要將其產生的反磁場強度引進無頻率修正模型，用減的是因為渦流損跟額外損耗是會產生反磁場強度，來抵消部份外加的磁場強度，因此要引回模型內部時必須扣除之(如圖 3.14 所示)，經過這樣的修正後，就會產生頻率相依的效果，而頻率上升時磁滯曲線的寬度變寬的原因是因為頻率上升會使得對磁材作用的磁場強度變小，但是要有夠大的磁場強度才能夠磁化磁性材料，因此電流會上升，造成磁滯曲線變寬的現象。

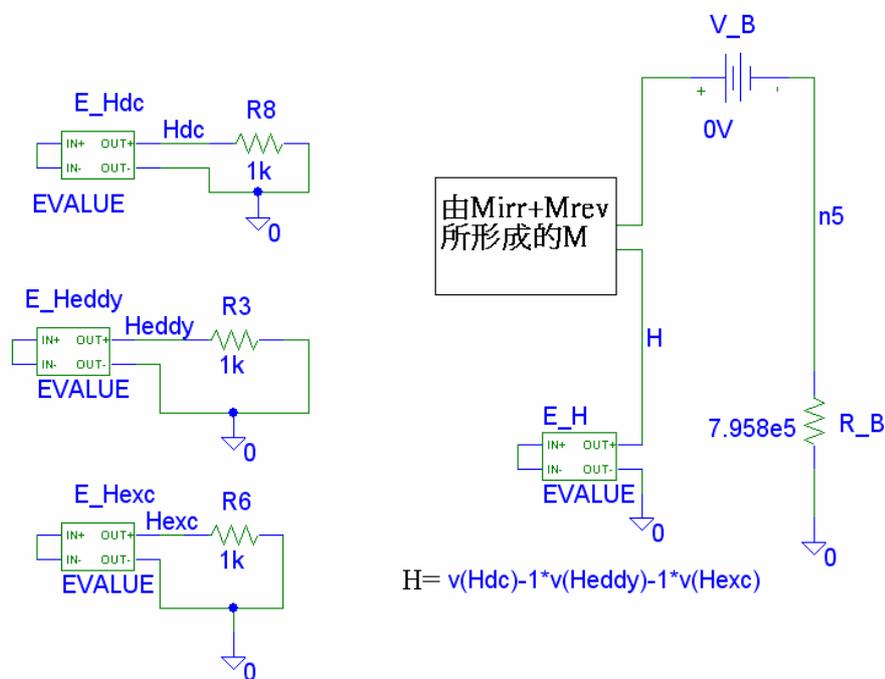
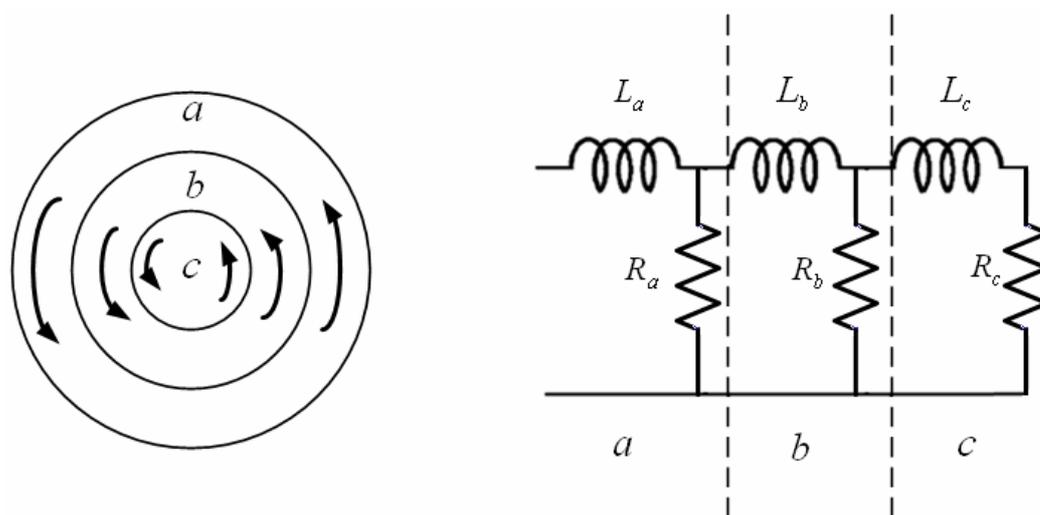


圖 3.14 磁場強度的合成

接著介紹 R-L LADDER 法[12]:

R-L ladder 的概念是將磁材看成連續的層狀結構圖 3.15(a)，用來近似隨頻率增加的渦流損失，圖 3.15(b)的多層 R-L 所造成的效果是圖 3.16 中的 $G(f)$ ，是為了要表現出因為頻率上升，渦電流產生的反磁場會抵消掉部份原磁場強度 H ，因此磁場強度就變成 H' ，如圖 3.16 所表示的。其作用跟本節前半部的渦流產生的反磁場強度意義是相同的，最後都

會使的磁滯曲線的寬度變寬。



(a)物理觀點(層狀結構)

(b)等效渦流損電路模型

圖 3.15 層狀結構跟等效電路模型[12]

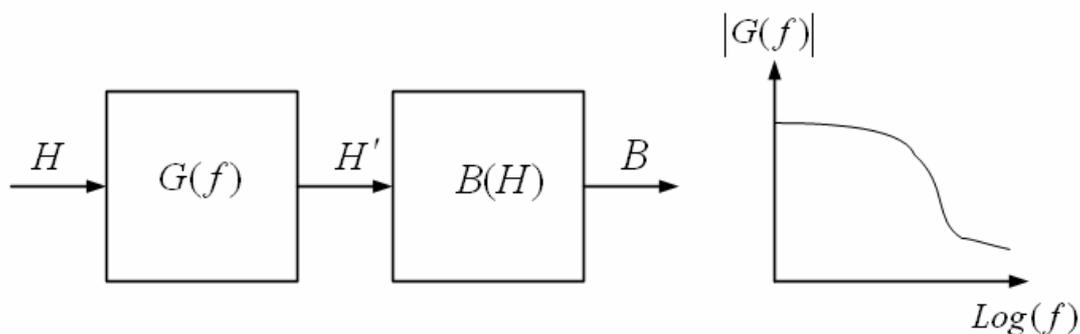


圖 3.16 頻率相依的磁滯現象說明圖 [12]

圖 3.15(a)中對任何一層，渦電流迴路是被看成環繞著橫截面的一匝線圈，而圖 3.15(b)等效模型中的電阻就是鐵芯材料在磁域的磁阻
其中等效電路中的電阻為：

$$R = \frac{l_m}{A \cdot \mu_0 \cdot \mu_r} \quad (3.2.8)$$

電感為：

$$L = \frac{A_{CS} \cdot \sigma}{l} \quad (3.2.9)$$

式(3.2.8)裡面的 A 就是每個層狀的截面積； l_m 為磁路長度； μ_r 是磁材的相對導磁率；式(3.2.9)裡面的 A_{CS} 為 l_m 乘上層狀結構之直徑； σ 是磁材的導電係數，跟磁材的電阻係數 ρ 成反比； l 為每個層狀結構的渦電流路徑長。

最後以簡單二階 R-L ladder 為例子，如圖 3.17 所示，受控電壓源 E_Hdc 的輸出就是圖 3.16 的未受頻率修正的磁場強度 H ，經二階 R-L 衰減後變成 Hac ，並由 E_Hac 去當作磁材內部所受到的磁場強度。

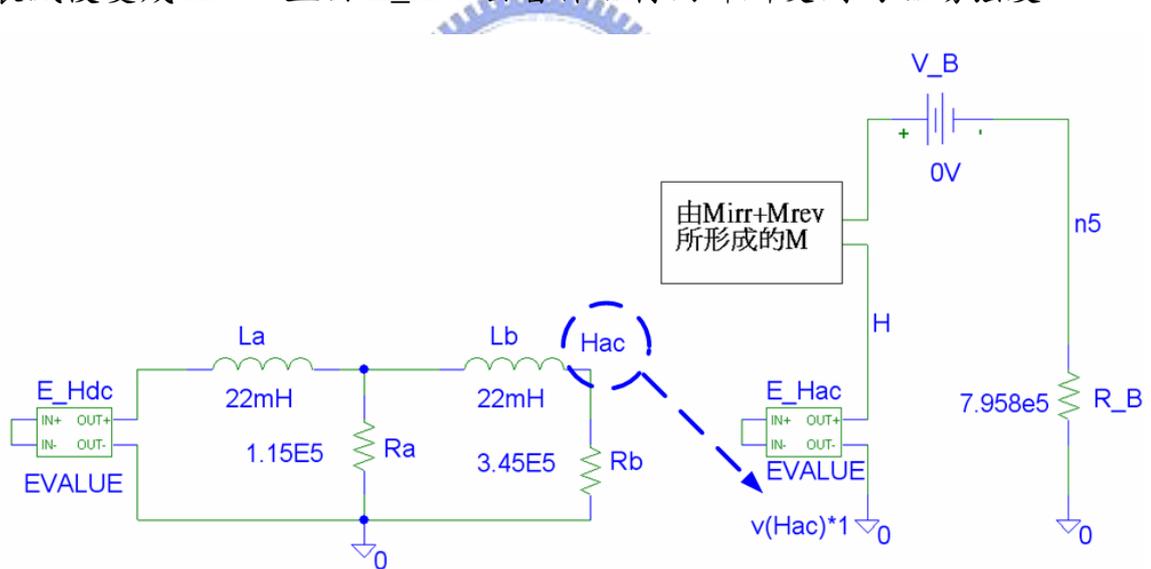


圖 3.17 R-L ladder 的架構說明

如此一來就可以把 R-L ladder 的結果拿來當作磁場強度 H 分離的假想量測結果，透過式(3.2.5)~(3.2.7)算出 k_2 值。

3.3 加速處理

圖 3.18 中 E_Mirr 方程式的 SGN 符號是以磁場強度 H 的微分值(即 $\text{ddt}(V(H))$)去做符號的判斷，但是模擬軟體在計算到恰巧是符號判斷的邊界(由+1 變-1 或相反)，H 會產生不連續波形，而經由微分後會產生極大 pulse，這就是模擬時收斂速度慢的主因，為解決此問題，透過簡單一階 R-C，將 H 的微分值經過 R-C 處理後，波形會變成平滑的 $V(H\text{ddt})$ ，再送回 SGN 做符號判斷，經此處理後，模擬速度能夠大為提升。

圖 3.18 中固定 C 值為 $1\mu F$ ，R 值得決定於模擬的頻率，假若模擬頻率是 100kHZ ，則讓 $2\pi \times (100\text{k}) \times R \times (1\mu F)$ 值小於 0.1(考慮對相位影響不大的設定，恰為 0.1 則相位落後 5.71 度)，所以 R 值要選 0.1592 歐姆以下，並且 E_Hddt 的方程式中的 $1e-5$ ，是因為在 H 的微分值是量值很大的電壓，對一階 R-C 而言，其流過電流可能會碰到 PSpice 對電流限制的 $1e10$ 安培上限，因此乘上 $1e-5$ 以避免碰到電流限制。

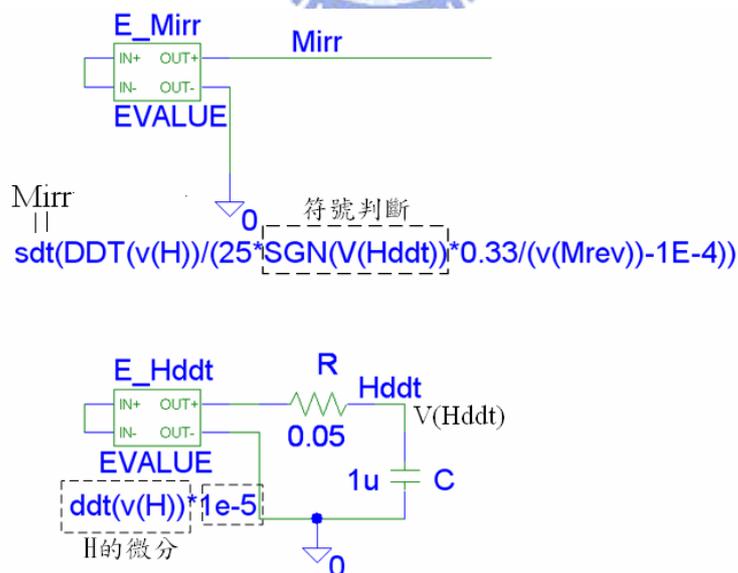


圖 3.18 加速裝置

第四章 模擬分析與量測驗證

本章將驗證所建立的磁性元件模型是否正確。首先針對J-A模型之參數進行數值測試，可以觀察各個參數對磁滯曲線的影響，再來測試頻率修正的功能，以觀察磁性元件中磁滯曲線寬度隨頻率而變化。而實際使用上，磁性材料常運用於變壓器之設計，故分別建立返馳式(flyback)轉換器電路和前向式(forward)轉換器電路，測試元件模型之工作情形是否與理論分析相符，最後再實作一台返馳式轉換器，分別替換不同氣隙寬度的變壓器，跟套用自建變壓器模型的模擬電路來驗證所建立之模型是否表現出實際變壓器的非線性特性。

4.1 模型測試



接下來的測試，因為要比較參數改變造成的影響，故需要將不同參數所產生的圖結合成一圖，然而PSpice並無法達到此功能，因此就必須將模擬數據透過其他程式畫圖。在probe中直接點選所要的變數，被選之變數會呈紅色，按 [Ctrl-C]，數據就在Clip Board上了，包括橫軸和縱軸的值，再到任何可編寫文字檔的軟體，如WORDPAD等，貼上即可，存成文字檔後即可供其他軟體使用分析。

4.1.1 鐵芯模型的測試

J-A模型為磁滯曲線之模擬方程式，透過五個參數來決定磁滯曲線的形狀，下面就分別對這五個參數來做測試：

c 為可逆作用參數(parameter of the reversible movement of the domain wall)，此值決定可逆跟不可逆在磁化強度 M 的比例；由圖 4.1 可以很清楚表示 c 值變小則磁滯曲線寬度變大，用來調整磁滯曲線的

抗磁力點 H_c (磁滯曲線交橫座標軸的點) 跟剩磁 B_r (磁滯曲線騎縱座標軸的點)。

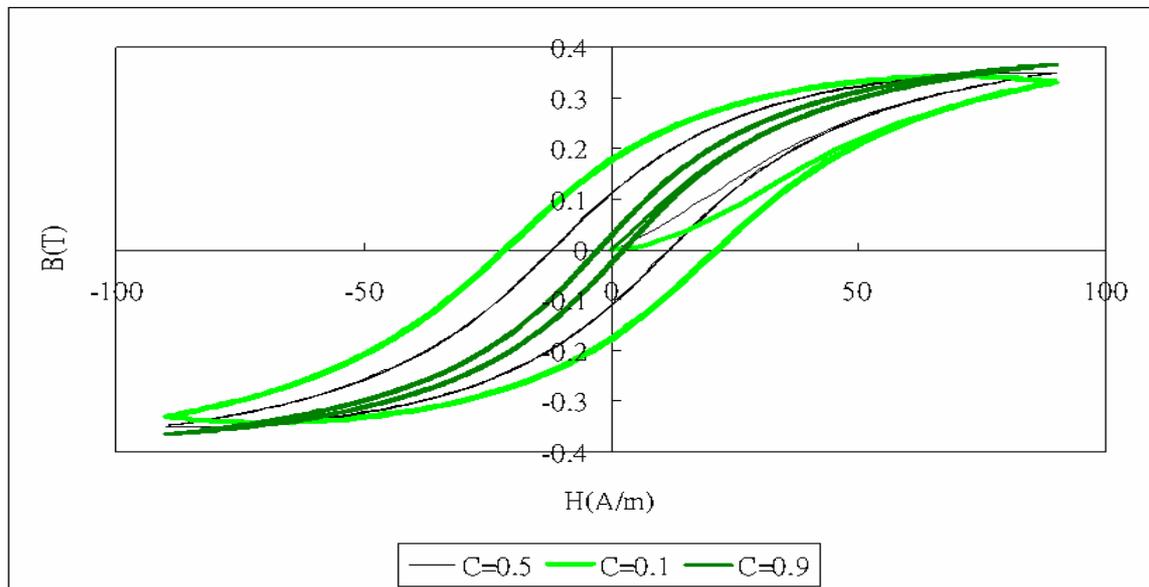


圖4.1 磁滯曲線隨c值而變

M_s 為飽和磁化強度 (Saturation Magnetization)，此值一般可以由材料的 Data sheet 上得到或是藉由測量而得到，代表磁滯曲線中飽和磁化強度，可以由圖4.2看出 M_s 越大其飽和磁流密度越高。

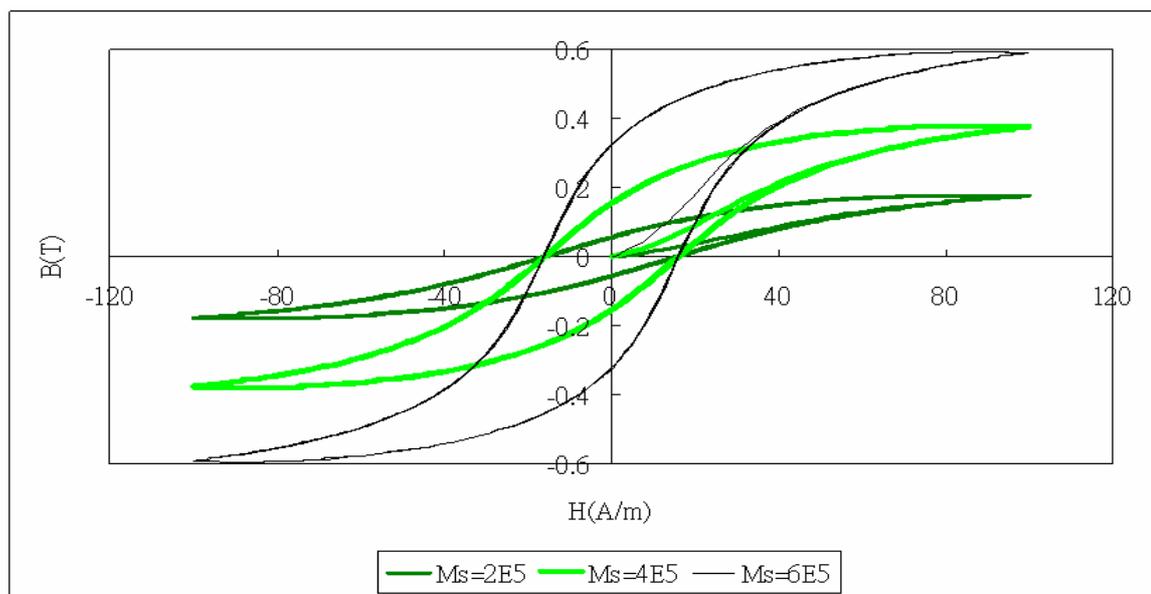


圖4.2 磁滯曲線隨 M_s 值而變

a 為理想磁化參數(parameter of the anhysteresis curve shape)，代表 Anhysteretic 曲線之傾斜程度，由圖4.3可看出減少此值則會增加磁滯曲線的膝部(the knee of the hysteresis curve)，也會影響此曲線的方正。增加此值會使曲線的膝部更加的和緩，但是會造成磁流密度 B 減少。

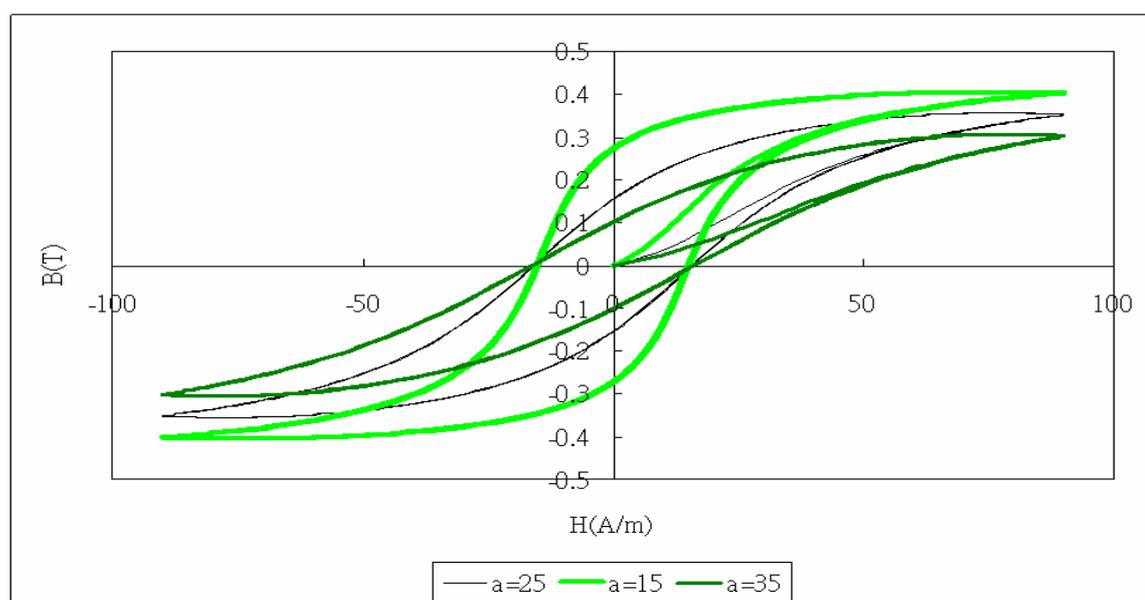


圖4.3 磁滯曲線隨 a 值變化

α 為磁場平均化參數(averaging parameter of the magnetic field)，為磁域間相互影響的程度，由實驗來決定，一開始以零為其值，然後逐步地增加之。由圖 4.4 可知它具有很大的作用在於曲線的方正(the squareness of the curve)。

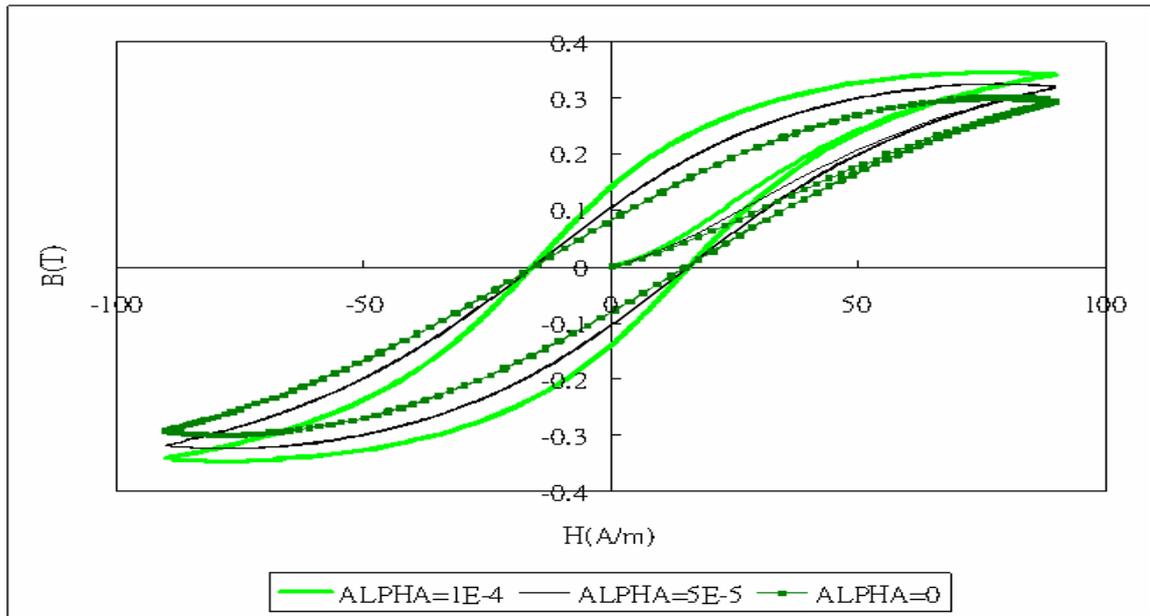


圖4.4 磁滯曲線隨 α 值變化

k 為箍鎖作用常數 (pinning parameter of the domain wall)，影響了曲線的寬度，也就是磁滯曲線在經過磁流密度 B 為零時所交到的點。當此參數為零時，表示磁域無箍鎖作用之影響，則將無磁滯現象，由圖4.5可知 k 值大則磁滯曲線變寬。

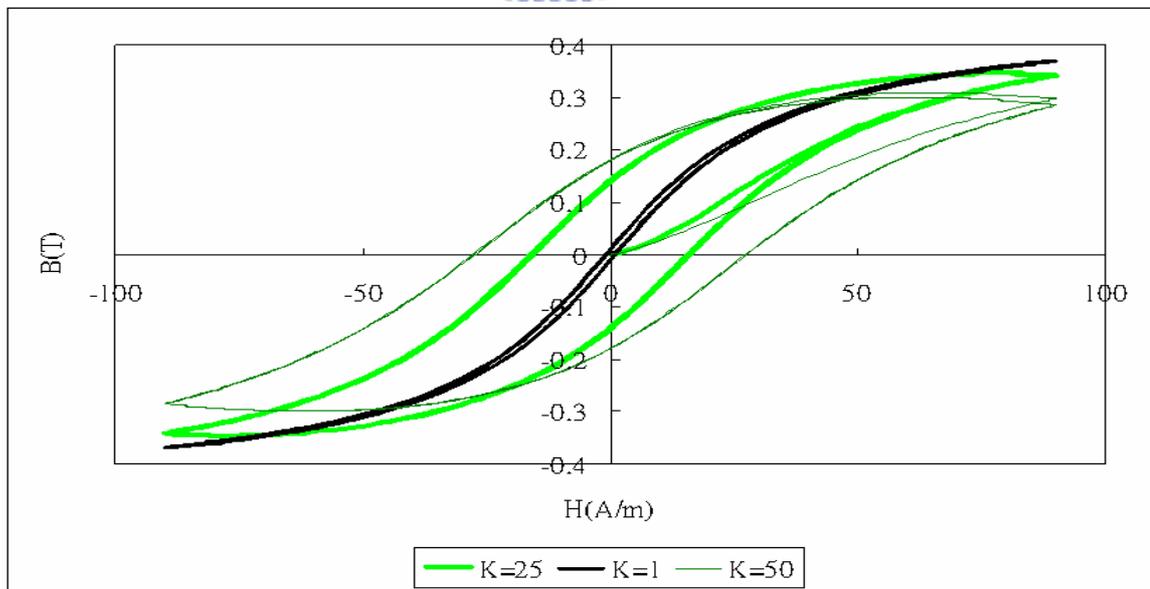


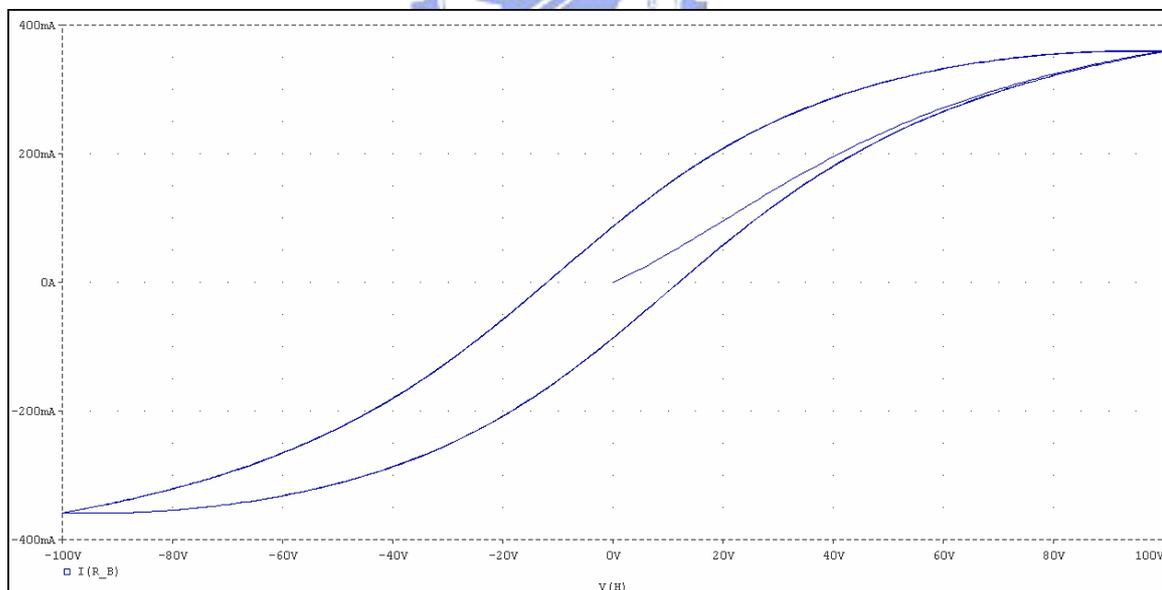
圖4.5 磁滯曲線隨 k 值變化

因此透過以上五個參數的調整，就可以用來形成不同材料的磁滯曲線。

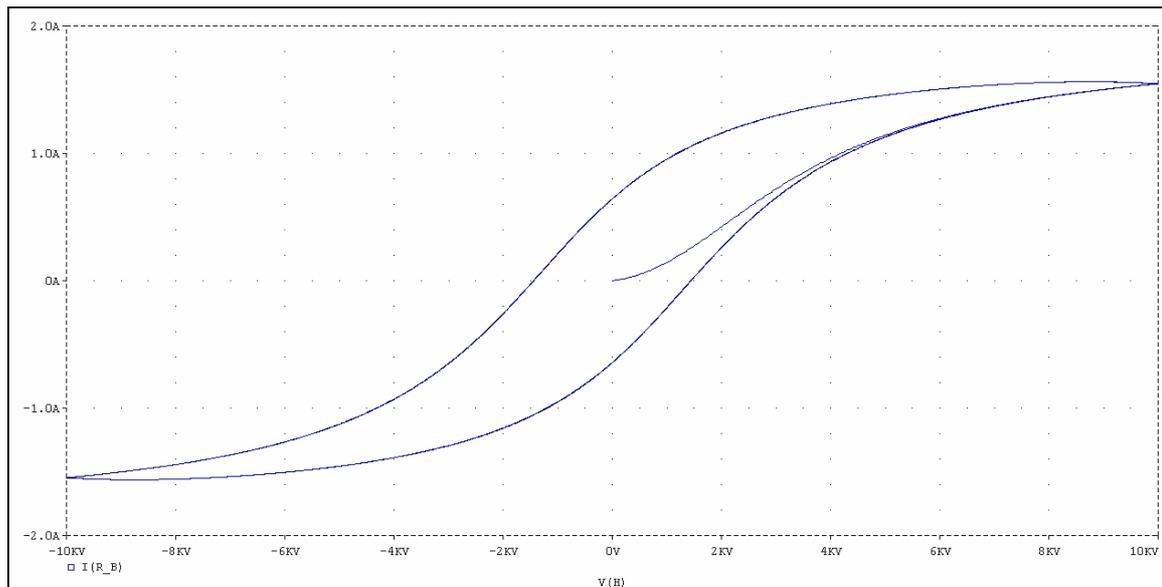
以下就舉兩種材料如表4.1所列，分別作其作磁滯曲線，模擬出來的結果分別如圖4.6(a)及(b)，此兩個材料的磁滯曲線差異很大，因此只要透過調整J-A參數應可模擬不同材料的磁滯曲線。

表4.1 錳鋅材與碳鋼的J-A參數[3]

	c	M_s	a	k	α
<i>Mn - Zn</i> <i>Ferrite-3C8</i>	0.55	4×10^5	27	30	5×10^{-5}
<i>Fe</i> 1.0 wt% C	0.14	1.5×10^6	1800	1800	1.4×10^{-3}



(a)錳鋅材的磁滯曲線



(b)碳鋼的磁滯曲線

圖4.6 不同材料的磁滯曲線

4.1.2 氣隙測試

鐵芯的氣隙可以避免鐵芯進入磁飽和，是因為空氣的相對導磁率是遠小於鐵芯材料，圖4.7為氣隙改變 $0 \sim 0.04mm$ 時，磁滯曲線對磁場強度之變化情形，此時磁場強度已經不是第三章中的式(3.1.10)，而是以流進繞組內電流為觀點所形成的，也就是 $\sum N \cdot I / l_m$ ，原因是在實際設計上所關切的是繞組所流過的電流，也因此本論文接下來所有的模擬圖只要有磁滯曲線的其橫座標都是以繞組上所流過的電流為觀點，也就是 $\sum N \cdot I / l_m$ ，而只有當氣隙為零時， $\sum N \cdot I / l_m$ 的值才會恰為磁場強度 H 。由圖4.7中可得知，由於氣隙的增加，使得鐵芯之飽和磁場強度 H_s (為要到飽和磁流密度 B_s 時所對應的磁場強度)提高，故而提高鐵芯所能工作的區域(因為電流正比於磁場強度 H ，所以可容許繞組經過更大的電流但是卻不會進入飽和)。

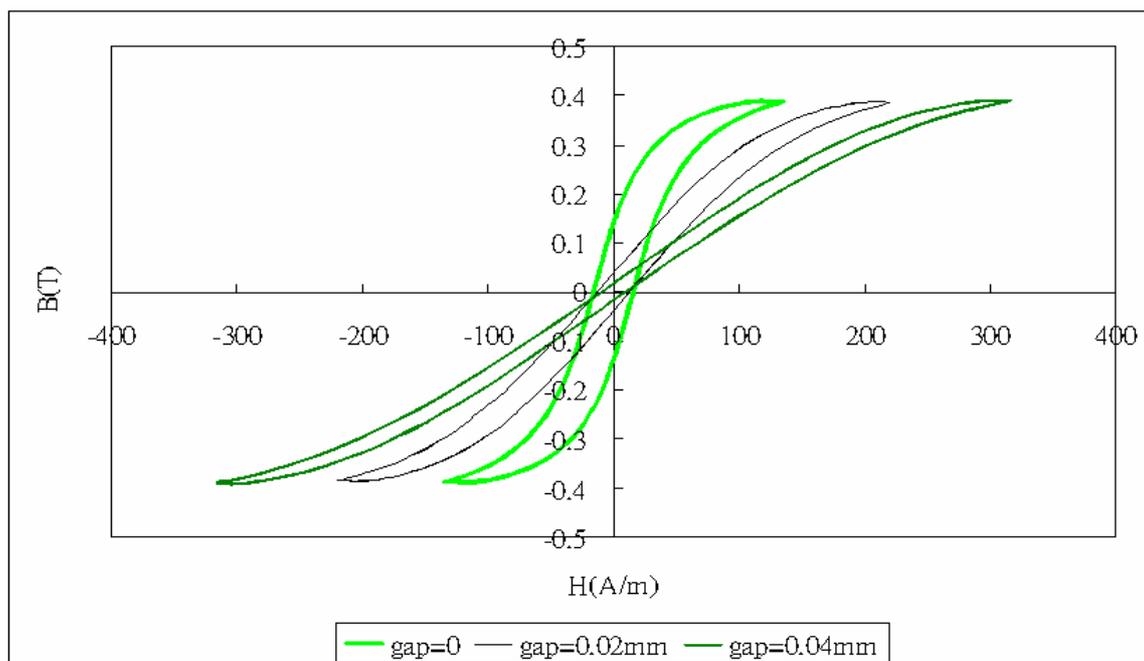


圖4.7 氣隙改變時所造成的磁滯曲線

4.1.3 變壓器測試

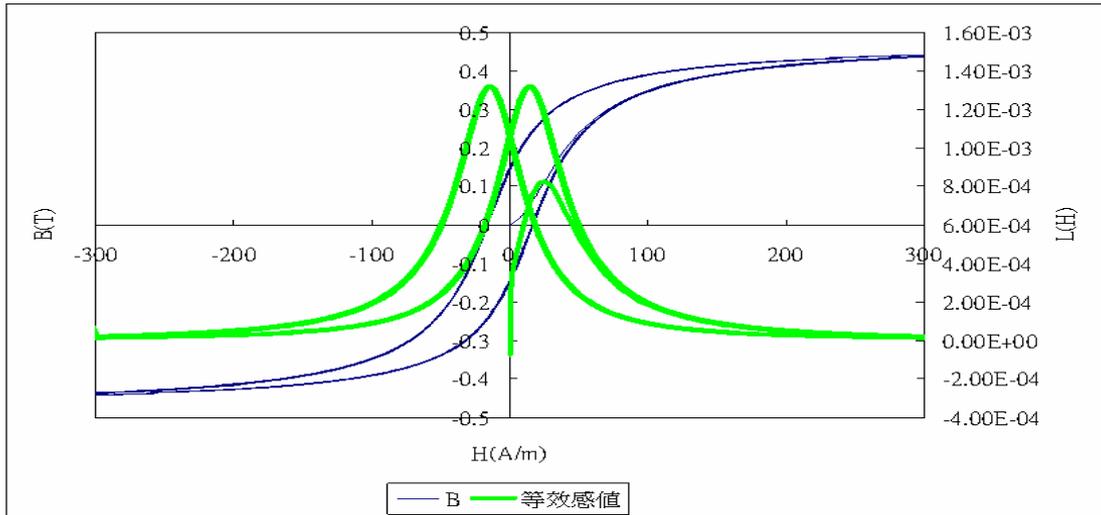
以下模擬之材料J-A參數為 $c = 0.33$ ， $M_s = 3.8 \times 10^5$ ， $a = 27$ ， $k = 25$ ， $\alpha = 1 \times 10^{-4}$ ，材料之有效面積為 $1.28 \times 10^{-5} m^2$ ，有效磁路長度為 $0.0295m$ ，匝數為18 匝

圖4.8(a)中各是無氣隙的磁滯曲線，跟其對應的感值 $L = \mu_0 \mu_r \frac{S_c}{l_m} \cdot N^2$ ，可以由圖4.8(a)看出最大感值 $\approx 1.3mH$ ，但是因為毫無氣隙的原因，其感值很容易因為磁場強度量值上升，而下降到極小的值。

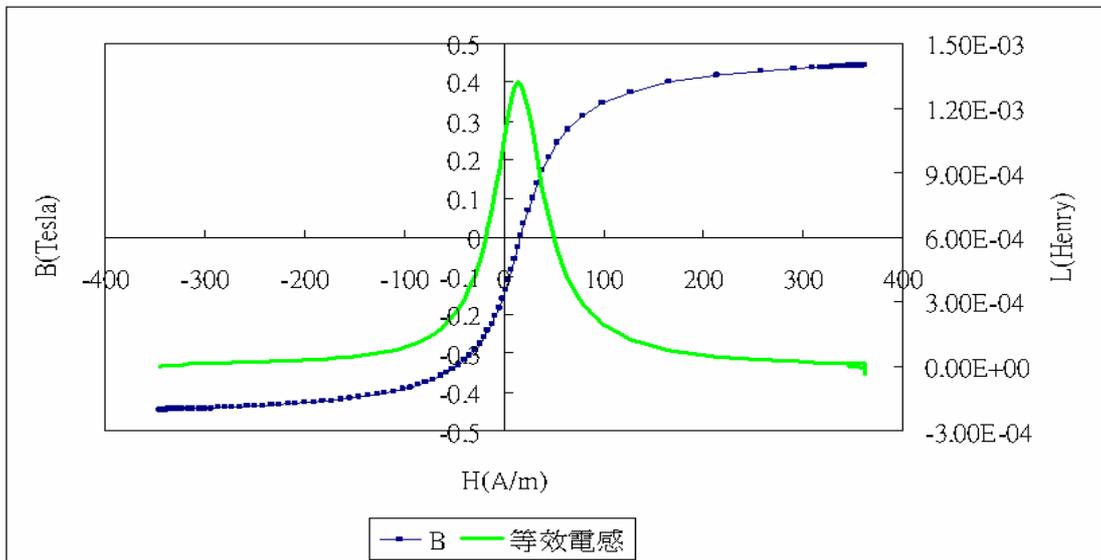
圖4.8(a)中感值在其最大時:

$$L = \mu_0 \mu_r \frac{S_c}{l_m} \cdot N^2 = (4\pi \cdot 10^{-7}) \cdot (7500) \cdot \frac{1.28 \cdot 10^{-5}}{0.0295} = 1.325mH$$

圖4.8(b)單獨只取圖4.8(a)中磁場強度上升的區段，可以由圖4.8(b)知道最大感值發生在抗磁力點 H_c 上。



(a) 整個磁滯曲線跟感值



(b) 磁場強度上升的區段

圖4.8 變壓器測試圖

在模型中加入氣隙0.1mm則磁滯曲線就變成圖4.9，在平坦區感值約 $50\mu H$ ，感值雖然下降(相較圖4.8(a)無氣隙時最大可 $1.325mH$)，但是感值固定的區間卻放大，相對而言就較難飽和，也因為感值固定，在使用上就可以避開感值很容易隨溫度或頻率變化而改變的缺點，以控制的觀點而言，就是較容易使用。

$$L = \frac{N^2}{R_C + R_{gap}} = \frac{\mu_0 \mu_r \cdot S_C}{l_m} \cdot N^2 \cdot \frac{1}{1 + \mu_r \left(\frac{l_{gap}}{l_m}\right)} = \frac{N^2 \mu_0 \cdot S_C}{l_m} \cdot \left(\frac{\mu_r}{1 + \mu_r \cdot \frac{l_{gap}}{l_m}} \right)$$

$$= \frac{18^2 \cdot (4\pi \cdot 10^{-7}) \cdot (1.28 \cdot 10^{-5})}{0.0295} \cdot \left(\frac{7500}{1 + 7500 \cdot \frac{10^{-4}}{0.0295}} \right)$$

$$= 50.14 \mu H$$

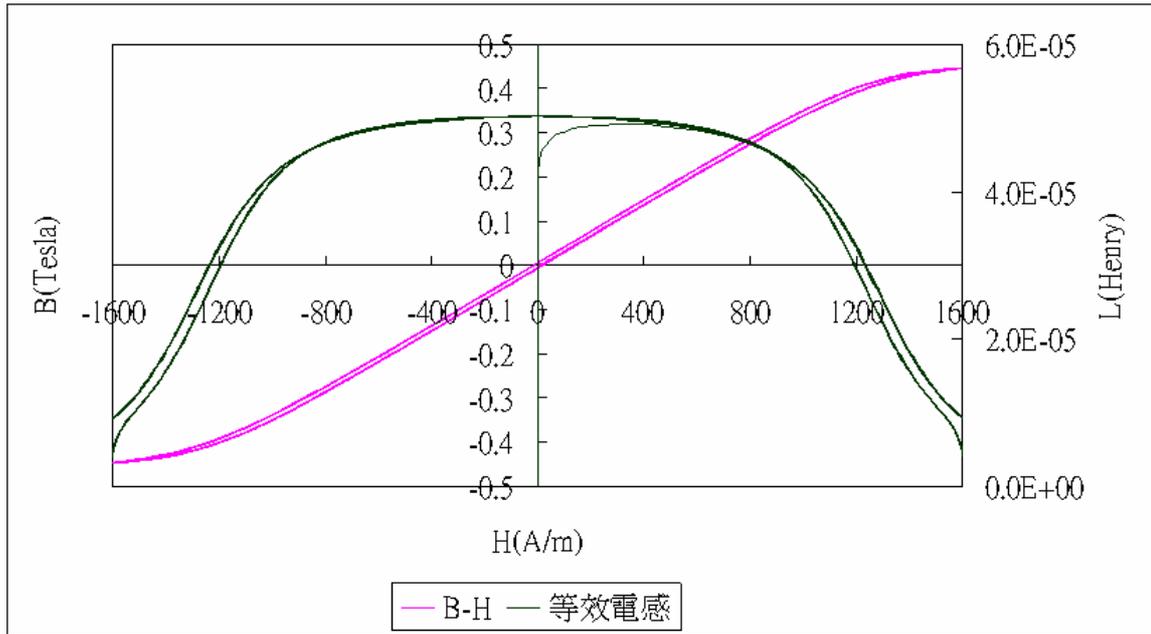


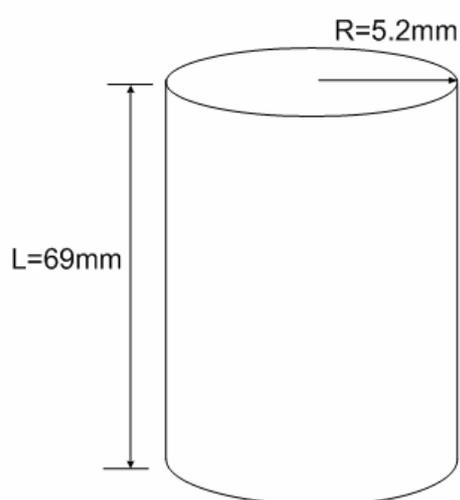
圖 4.9 gap=0.1mm 的磁滯曲線對照其等效感值

4.1.4 頻率修正測試

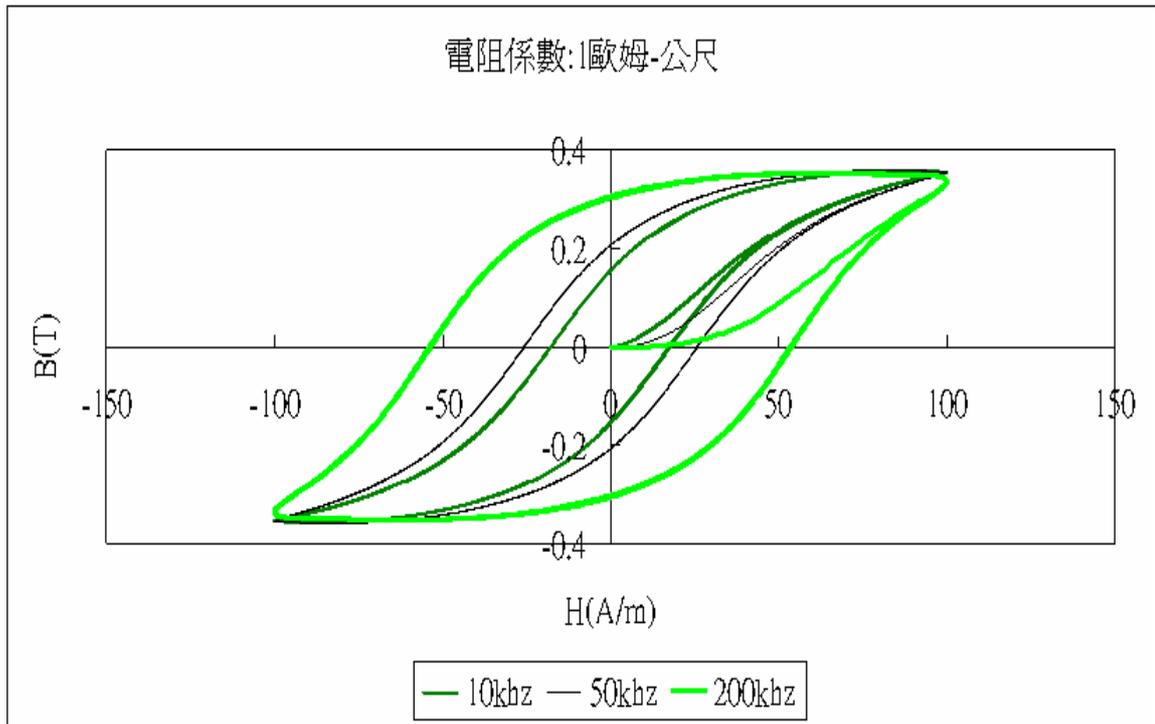
基本架構的 J-A 模型，是對頻率無修正性，簡單來說，就是不論輸入訊號頻率是低頻還是高頻，其所顯現出來的磁滯曲線是完全不會改變的。透過先前 3.2 章的分析說明，當輸入電源為交流電，因為磁材本身產生抵抗外加磁場的渦電流會隨頻率上升而增加，而造成磁滯曲線寬度變寬。

圖 4.10(b)、(c) 是利用在第三章所介紹的 R-L ladder method，試對圖 4.10(a) 的鐵芯分析，模擬出來的磁滯曲線寬度隨頻率上升而變寬的特

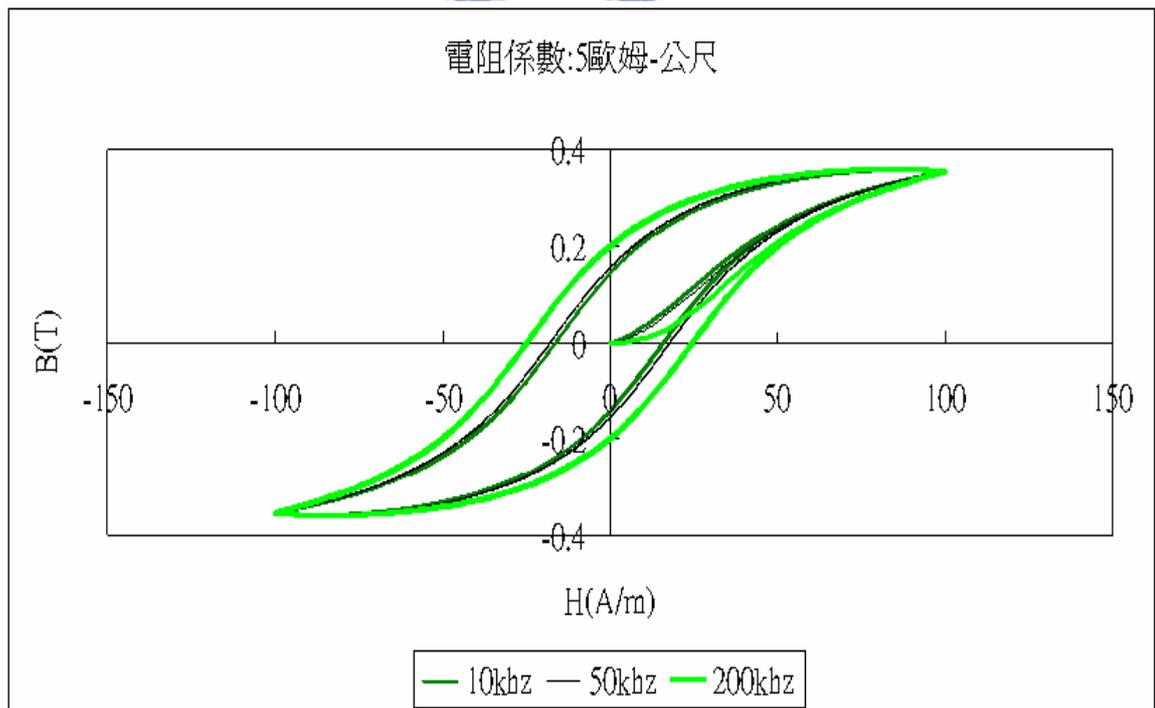
性，隨著鐵芯材料的不同，因此分別作在不同頻率下的磁滯曲線，如 Philips 的 3C81 跟 3C90 的電阻係數就各是 $1\Omega\text{-m}$ 跟 $5\Omega\text{-m}$ [5]，比較兩圖 圖 4.10(b)、(c)，就可以知道 3C81 的鐵芯因為鐵芯損失在隨頻率變高而大幅上升，因此只適合用在頻率不高的切換頻率，而 3C90 因為鐵芯損失上升不大因此在頻率 200kHz 都還可以使用。而且嚴格來說，鐵芯的電阻係數是隨頻率或溫度上升而下降，故在應用頻率修正時，就必須考慮所用的鐵芯材料種類跟轉換器所要操作的頻率甚至是工作溫度。



(a)分析的鐵芯外型



(b) 電阻係數 $1\Omega - m$



(c) 電阻係數 $5\Omega - m$

圖4.10 不同頻率下的磁滯曲線

透過於3.2節介紹的損耗分離觀念，對電阻係數 $5\Omega - m$ 對不同頻率去反

求得k2值並畫圖，即圖4.11所示，k2值隨頻率上升而變大：

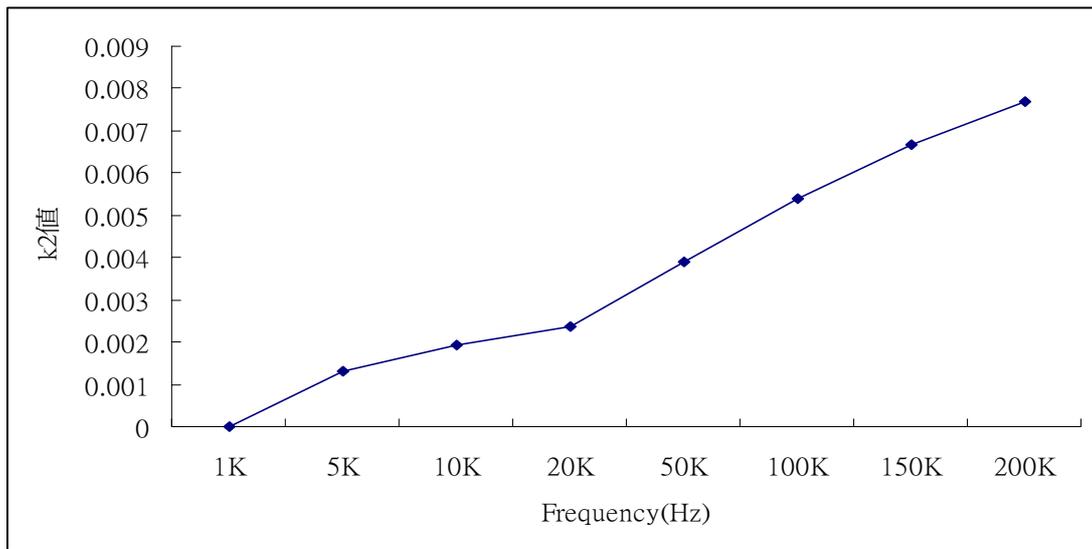


圖4.11 k2在不同頻率下的值

4.1.5 漏感的測試

漏感在電路中會造成振盪的情形，也就是式(3.1.11)及(3.1.12)中的 L_p 及 L_s ，圖4.12就是比較在返馳式轉換器電路中的一次側電流波形有無漏感的比較，可由圖4.12(b)看出有漏感則電流波形會振盪：

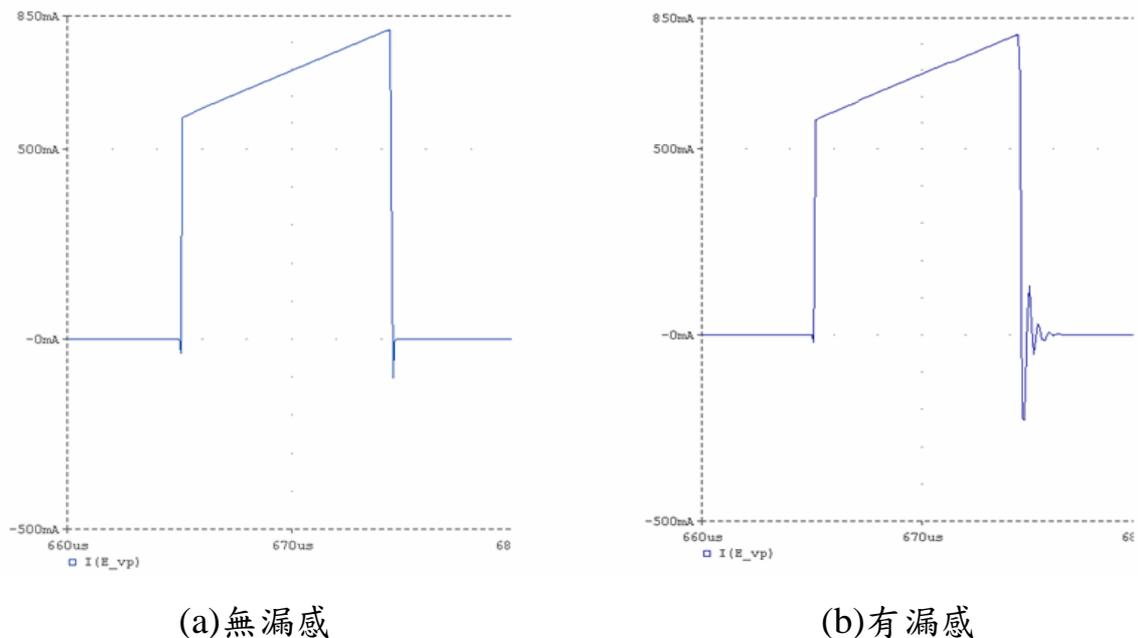


圖4.12 有無漏感對電流波形的比較

4.2 應用電路模擬

電力電子中常使用的磁性元件就是變壓器，以切換式電源供應器來說，其電路乃使用高頻變壓器提供隔離，根據能量轉移的電路來區分，可以分為兩類，第一類為順磁架構(Forward Topology)，其能量是一開始變壓器跟其負載一起被電壓源充電，當電壓源移開後，變壓器立刻對負載進行放電；第二類為逆磁架構(Flyback Topology)，其能量是變壓器單獨被電壓源充電，當電壓源移開後，變壓器立刻對負載進行放電。

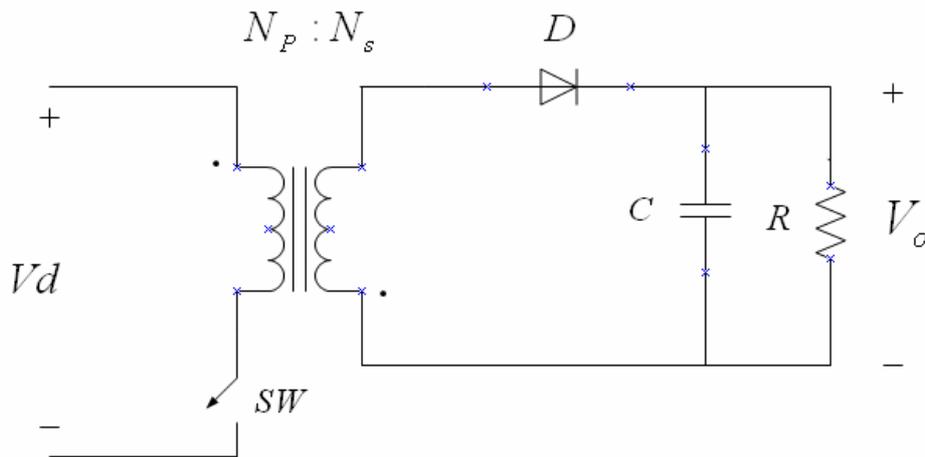
以下將針對最基本的逆磁架構-返馳式(Flyback)跟順磁架構-前向式(Forward)轉換器建立模擬電路，如圖4.13(b)及圖4.16(b)所示。測試變壓器模型是否正確，並觀察磁性材料之儲能情形，其Spice上的等效電路如圖4.13(a)及圖4.16(a)所示。

4.2.1 返馳式轉換器測試

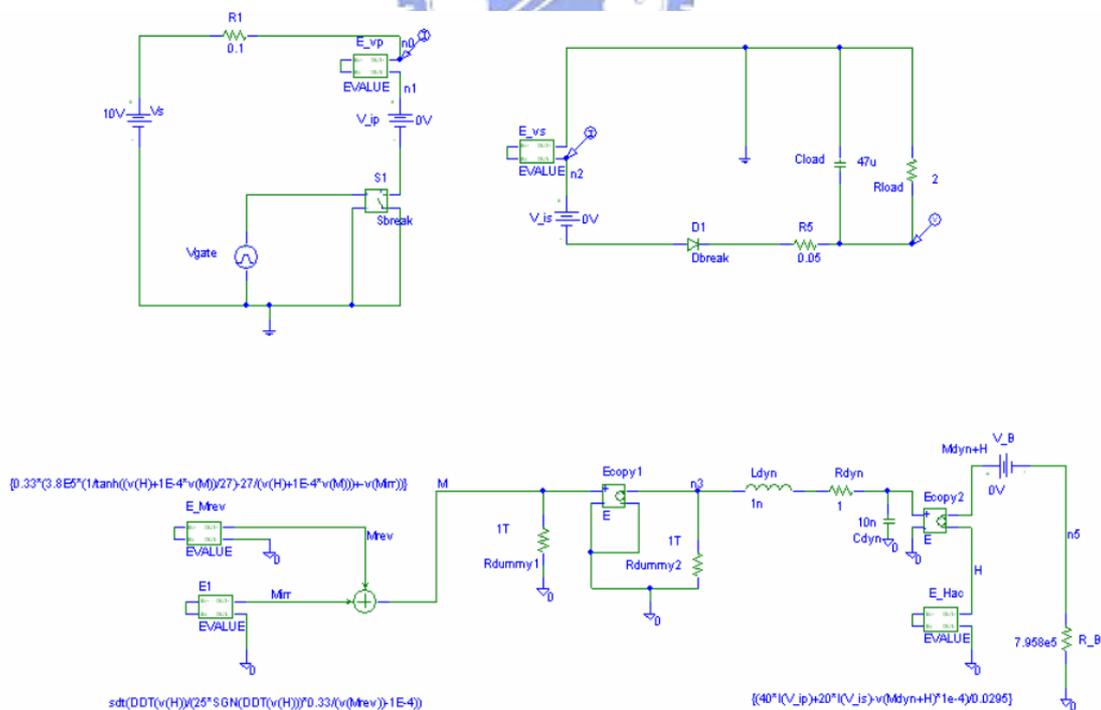
圖4.14(a)是氣隙為0.1mm於穩態時的模擬波形，其中的開關訊號為判斷turn on或off，在開關訊號turn on時輸出電壓會因輸出電容放電而變小，反之開關訊號turn off則輸出電壓上升；由圖4.14(a)的電流波形可以看出因為鐵芯氣隙過小，所以電流變化率很大，並且鋸齒波為磁流密度 B ，其上升時就是變壓器在做充磁，此時因為繞組極性之故，二極體是受到逆向偏壓故off的；而當開關turn off，由於磁流要連續造成繞組極性反向，故二極體導通，此時變壓器在洩磁，將剛剛充磁的能量傳送給二次側，由於模擬時氣隙幾乎是零，所以很明顯的可以看出電流波形的斜率是隨電流值上升而急劇變大。圖4.14(b)說明了因為氣隙過小，所以電流急劇上升使的磁滯曲線用到了飽和區。

於是加大氣隙(0.3mm)，由圖4.15(a)可以看出，因為氣隙上升，

使得電流不再劇烈的上升，而是以固定電流變化率上升，特別的是磁流密度 B 被放磁到零，也就是進入DCM(不連續導通模式)，因此圖4.15(a)磁流密度 B 或是電流波形都有一段時間內是零；由圖4.15(b)可看出因為氣隙變寬所以磁滯曲線不會進入飽和。

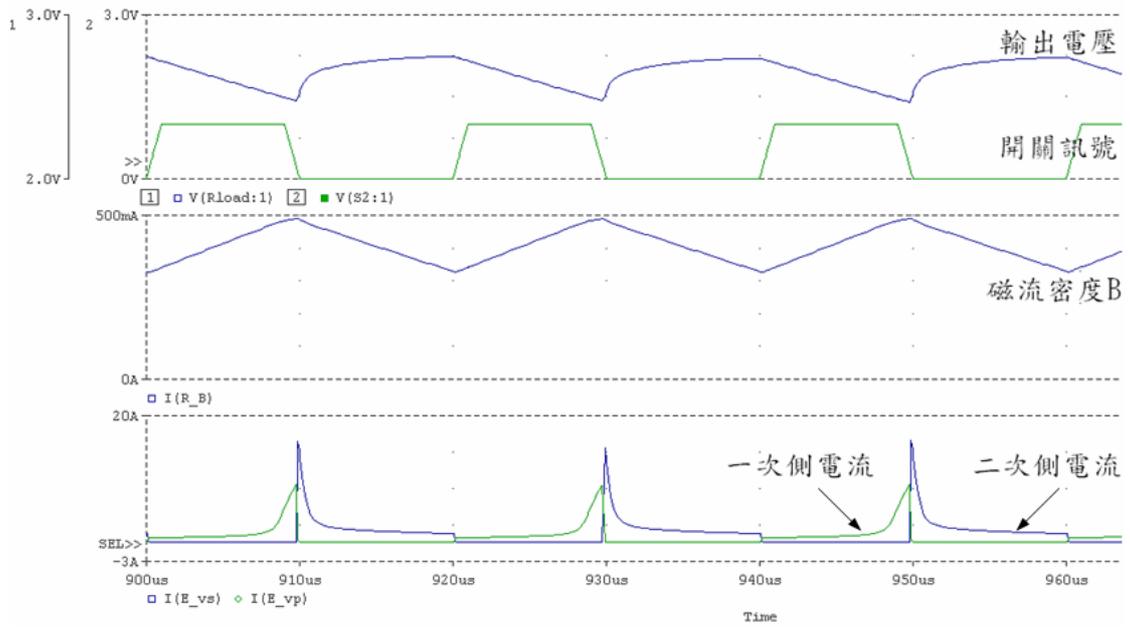


(a) 簡圖

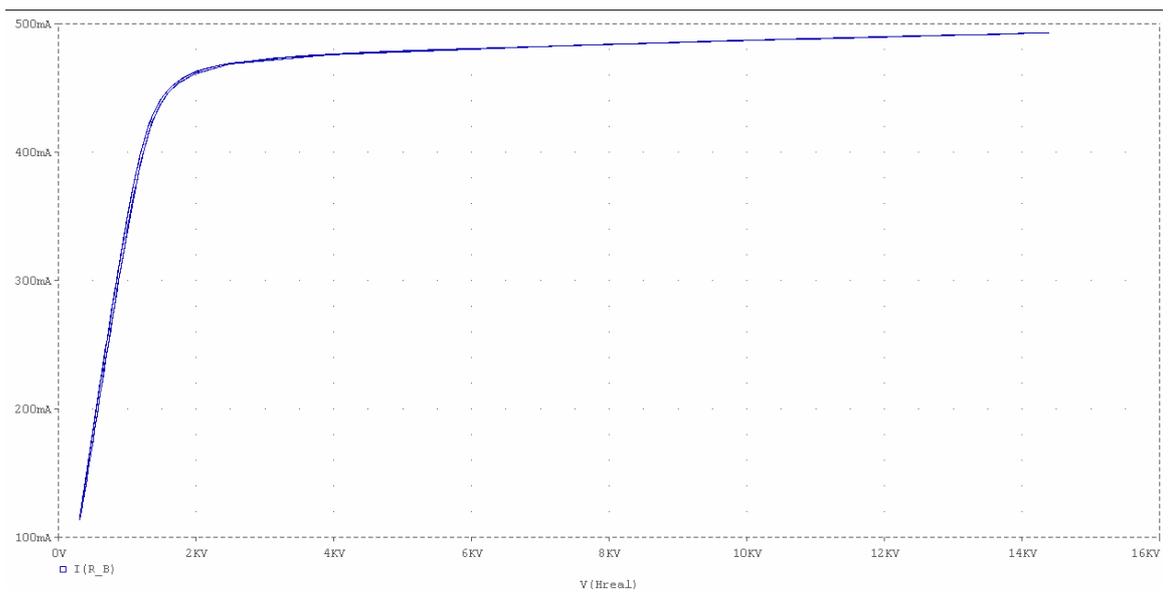


(b) 模擬電路

圖4.13 返馳式轉換器

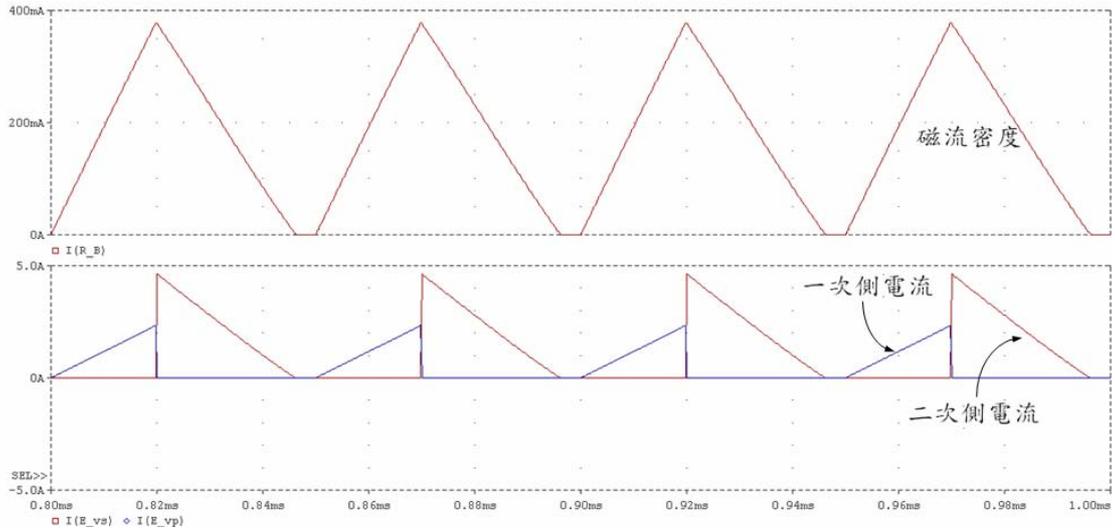


(a) 模擬波形

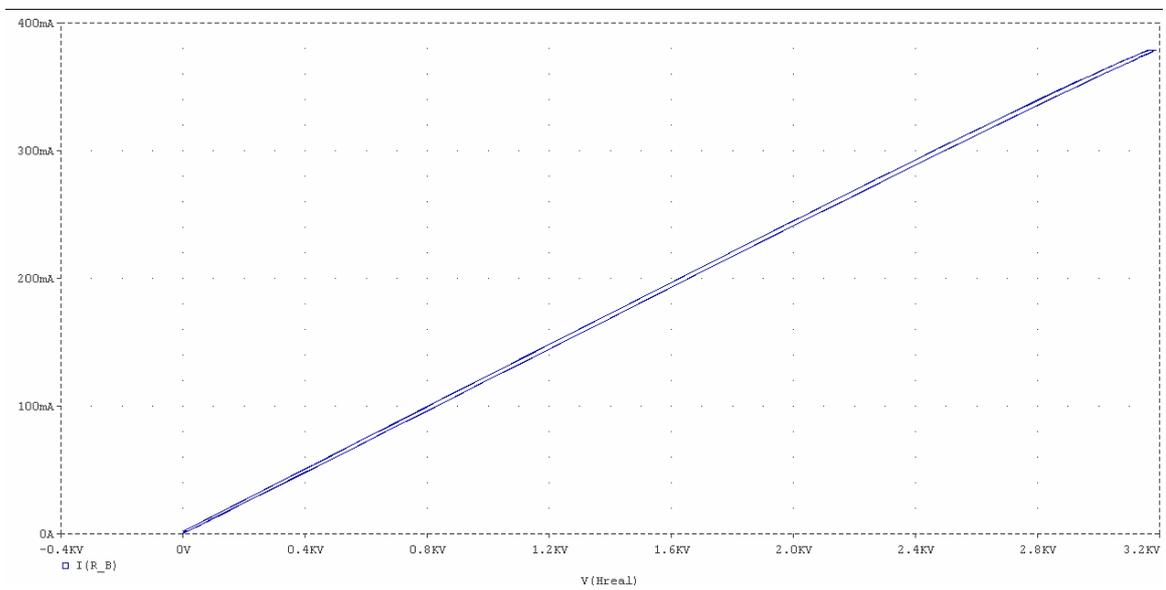


(b) 工作的磁滯曲線

圖4.14 返馳式轉換器在氣隙為0.1mm的模擬



(a)磁流密度跟穩態電流



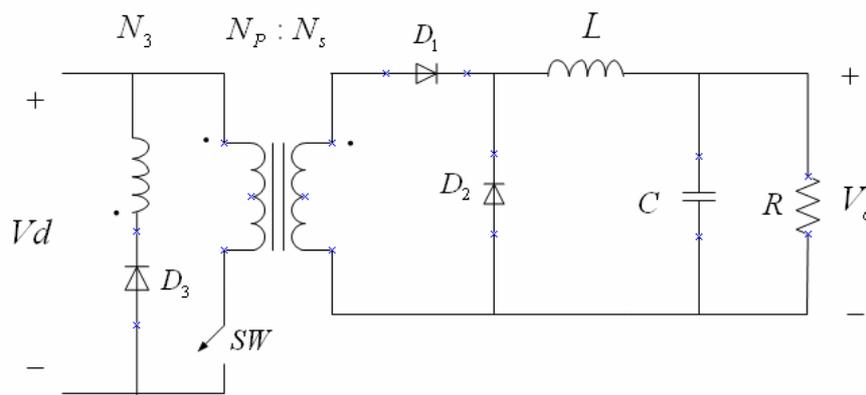
(b)穩態磁滯曲線

圖4.15 鐵芯氣隙為0.3mm的返馳式轉換器模擬波形

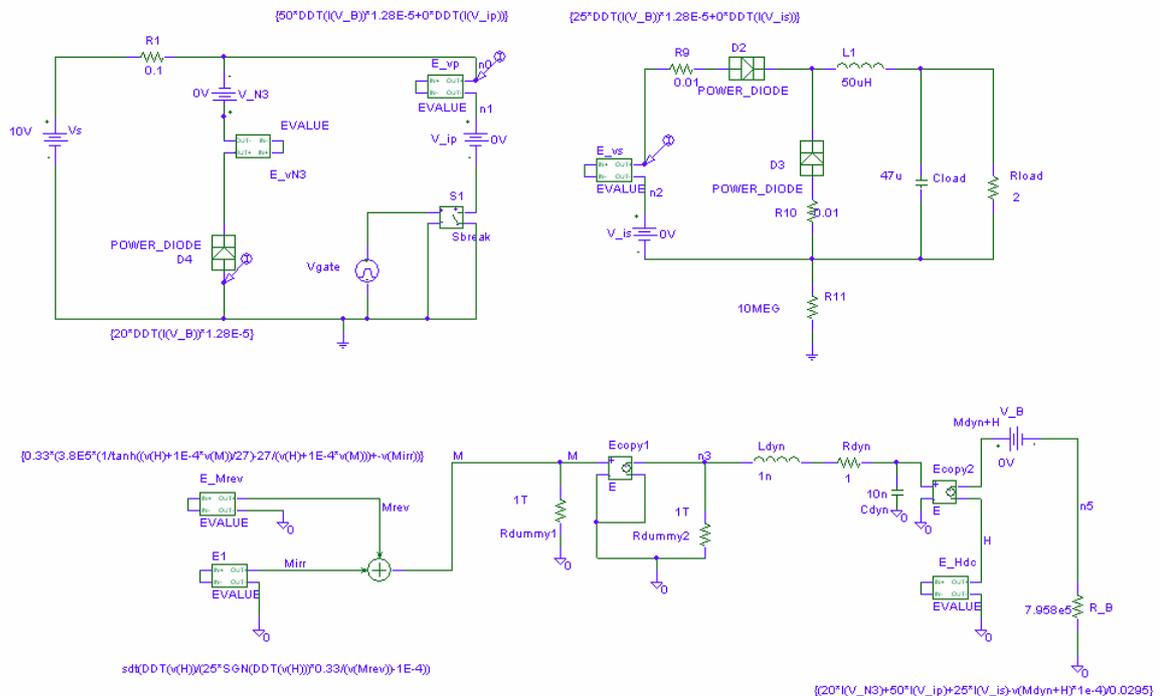
4.2.2 順向式轉換器測試

順向式轉換器的工作原理如下：當開關導通時，變壓器的一次側繞組漸漸會有電流流過，此時變壓器會充磁，由於變壓器二次側繞組有相同之極性，此能量就會直接轉移至輸出，經由二極體 D_1 (圖 4.16(a))，儲存在電感器 L ；當開關切換為off時，變壓器的繞組電壓極

性就會反向，此時變壓器中的殘磁就由圖4.16(a)上的洩磁繞組N3流回給輸入端，因此越流越少，即圖4.17(a)中的洩磁電流，而二次側電感釋放能量將先前的儲能轉移到負載上，因此二次側電感電流越流越少，圖4.17(a)中的開關訊號用來判斷開關此時是turn on還是off，一次側跟二次側電流僅在開關on時同時產生，當開關off就都為零；由圖4.17(b)可以看出順向式轉換器並未進入磁飽和。

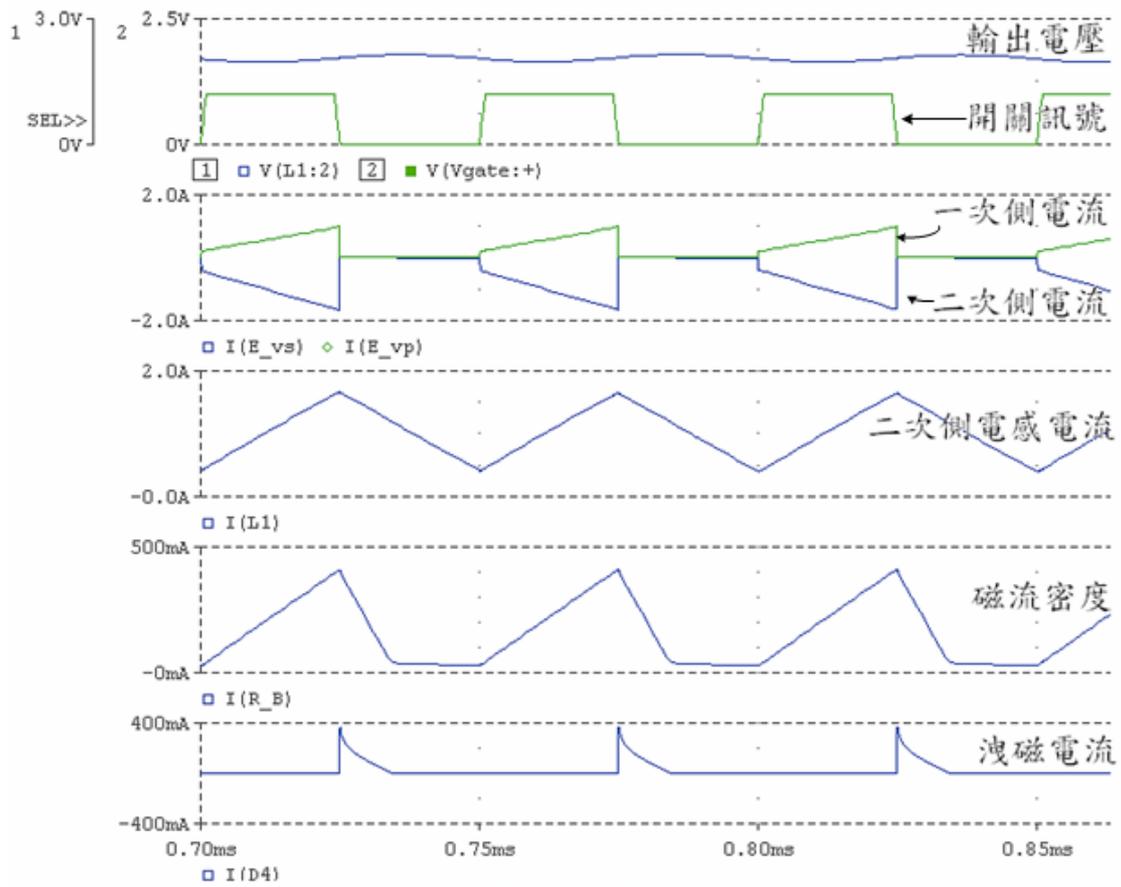


(a)簡圖

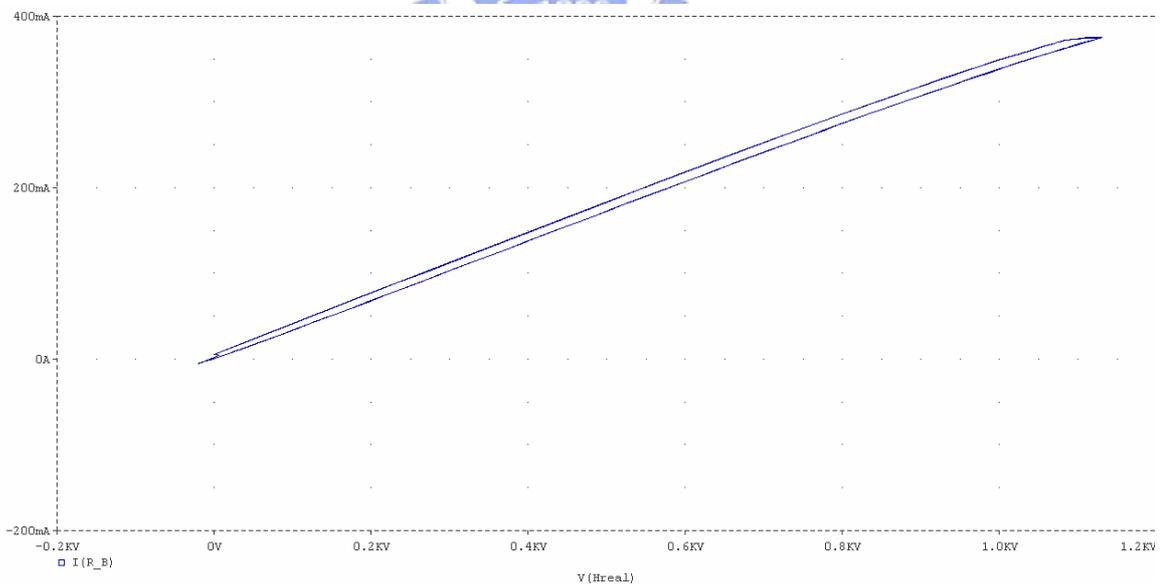


(b)模擬電路

圖4.16 順向式轉換器



(a) 模擬波形



(b) 磁滯曲線

圖4.17 順向式轉換器模擬圖

4.2.3 綜合比較

比較此兩種轉換器，可以延伸出一個觀念，就是因為順向式是開關導通時就將能量傳到二次側(只有少許能量是存在變壓器中)，詳細來說就是因為兩側同時都有電流，並且產生的磁流是反向的，故相消(只有少部分磁流繼續對變壓器充磁)，所以儘管氣隙小，但是磁流密度 B 很難飽和，但是反觀返馳式轉換器，因為開關導通時僅一次側有電流，能量主要是存在氣隙，得在開關截止才釋放給二次側，所以易入飽和，相較順向式就需要較大的變壓器(對於同大小的輸出功率)，因為這兩個轉換器的輸出功率都約2W(因為恰好輸出電壓都是2V)。

4.3 實作電路與模擬對照

表4.2 鐵芯參數

符號	S_c	l_m	c	M_s	a	k	α
數值	83mm^2	75mm	0.33	3.8×10^5	27	25	10^{-4}

其中表4.2內J-A參數乃使用[7]的參數，而鐵芯磁路截面積 S_c 跟磁路長度 l_m 為對測試用變壓器的估算，鐵芯規格如圖4.19所示，用圖4.19來估算鐵芯磁路截面積 S_c 跟磁路長度 l_m ；圖4.18為變壓器上視圖跟下視圖，接下來的電路模擬就是使用表4.2的參數來描述變壓器模型。

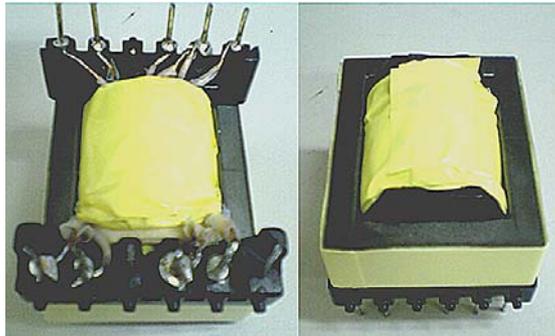


圖4.18 測試用的變壓器外觀

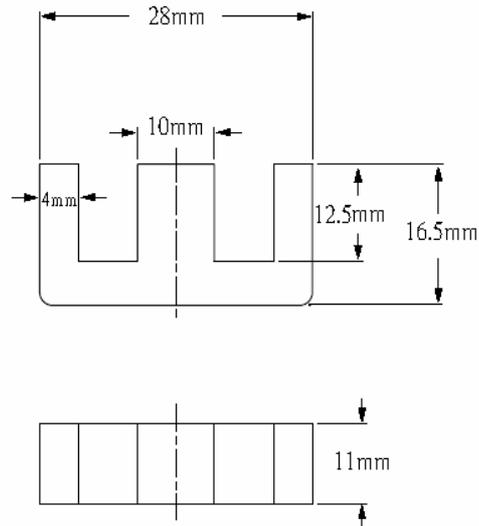


圖4.19 測試用的變壓器鐵芯尺寸

表4.3 感值跟氣隙寬度對照表

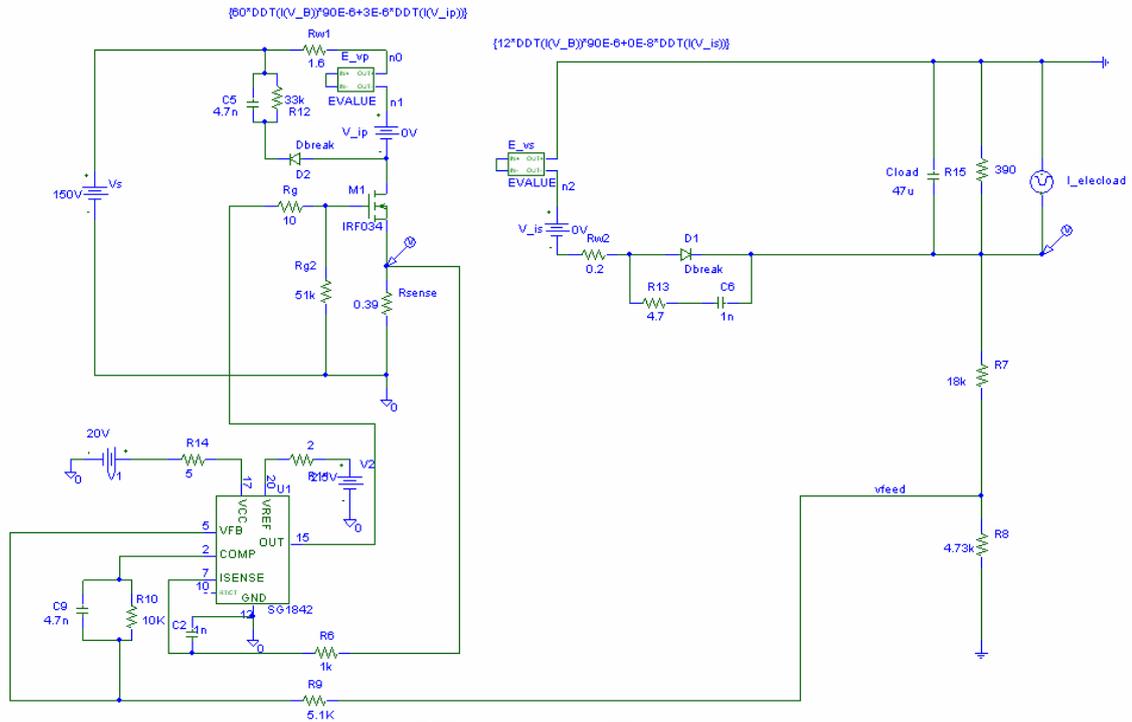
變壓器分類	一次側所量得感值	等效氣隙寬度
理想	37.55mH	0m
有氣隙	0.86mH	$4.266 \cdot 10^{-4} m = 0.4266mm$
無磨氣隙	10.03mH	$2.755 \cdot 10^{-5} m = 0.02755mm$

表4.3是透過2.6節感值分析公式，還原回去抓到等效氣隙寬度，其中分成三種，理想是單純就氣隙為零時去計算出來的，無磨氣隙的變壓器經分析後還是有少量等效氣隙是因為是由兩個E型鐵芯夾緊，中間無論如何還是會有少量氣隙存在，之後分成有氣隙跟無磨氣隙變壓器作模擬跟量測對照。

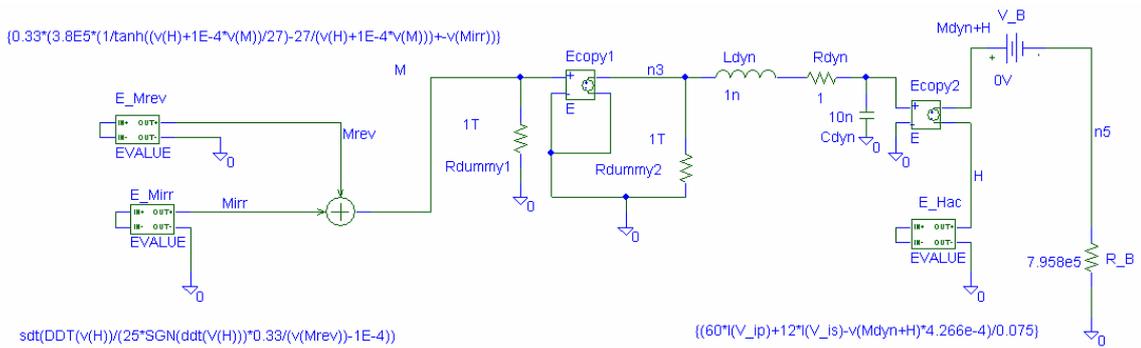
表4.4 轉換器規格

符號	V_{in}	V_o	f_s	N_p	R_{w1}	N_s	R_{w2}
數值	150v	12v	60kHz	60turns	1.6Ω	12turns	0.2Ω

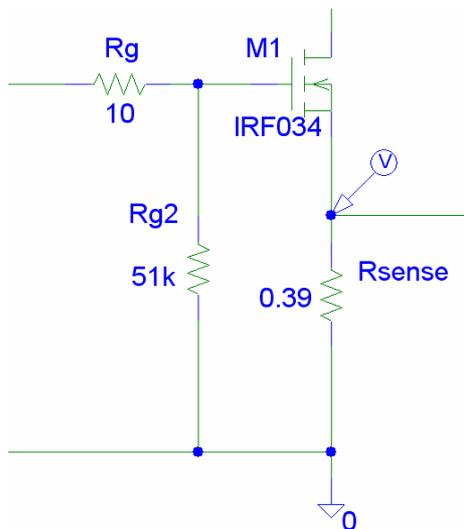
表4.4為實測電路的規格，因此模擬時就以此為依歸，其中 V_{in} 為輸入電壓； V_o 為輸出電壓； f_s 為切換頻率； N_p 跟 N_s 各為一次側跟二次側繞組匝數； R_{w1} 跟 R_{w2} 各是一次側跟二次側繞組電阻值



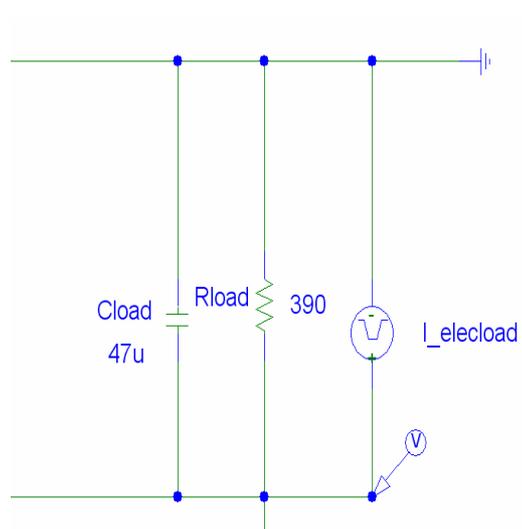
(a)外部電路



(b)變壓器的磁性模型電路



(c)開關M1跟Rsense



(d)模擬電子負載的電流源

圖4.20 模擬電路跟說明圖

圖4.20(a)為模擬實際電路的模擬電路，其中只放界面電路，另外描述磁特性的電路為圖4.20(b)，界面電路在計算時會叫用磁特性電路；圖4.20(d)中的電流源 $I_{elecload}$ 是模擬實際量測電路的電子負載，透過改變電子負載流經的電流，使得一次側電流跟著改變，因此用來當做比較量測跟模擬的控制變數；圖4.21的Rsense電壓是因為模擬電路4.20(c)上開關(M1)的Source端有個0.39歐姆的電阻(Rsense)，在這裡量測跟模擬都是取Rsense的電壓(V_{Rsense})來取代一次側電流，因為這兩個波形幾乎是一樣，可以由圖4.21比較上下兩個波形。

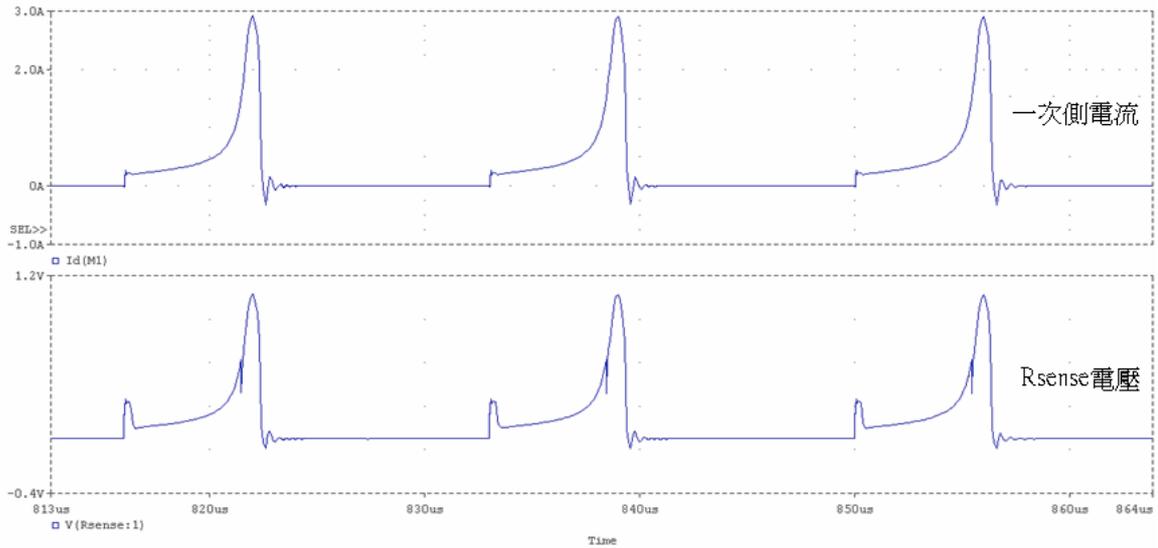


圖4.21 一次側電流跟Rsense電壓比較

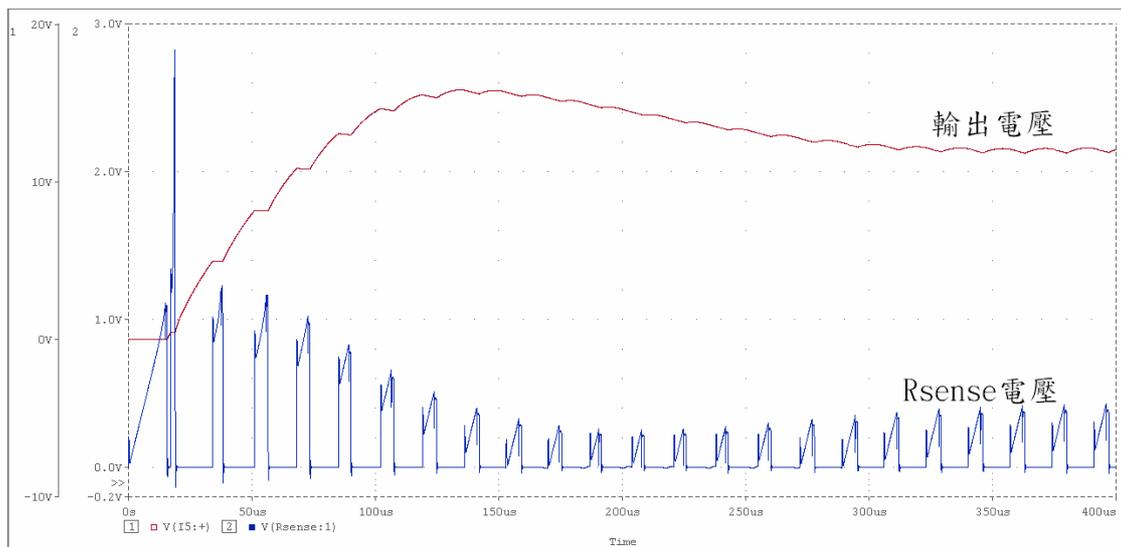
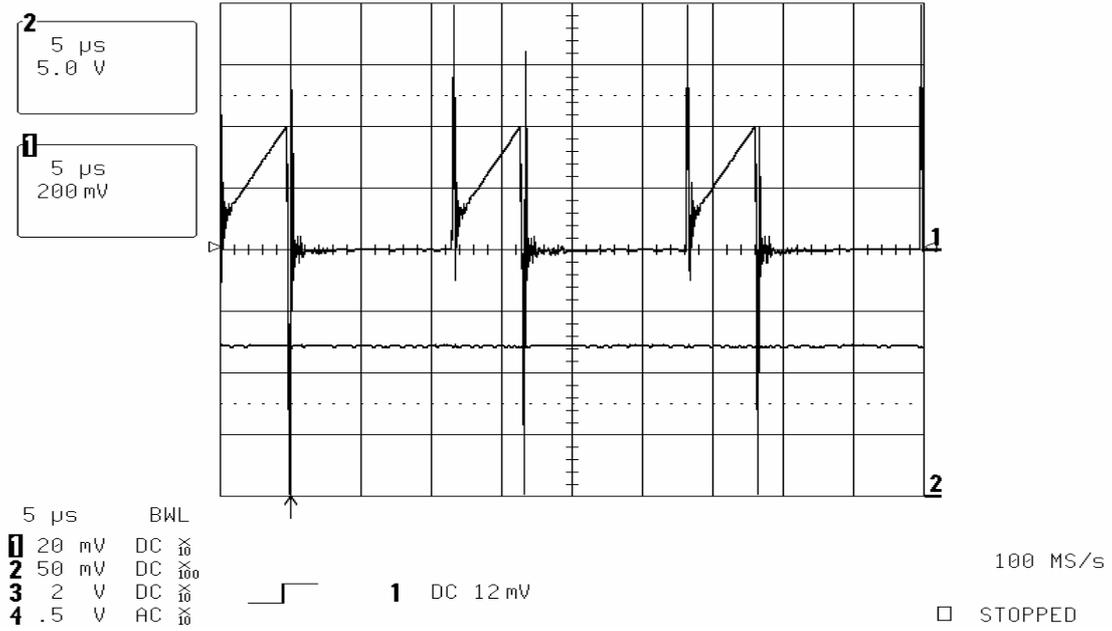


圖4.22 暫態到穩態的輸出電壓跟Rsense電壓

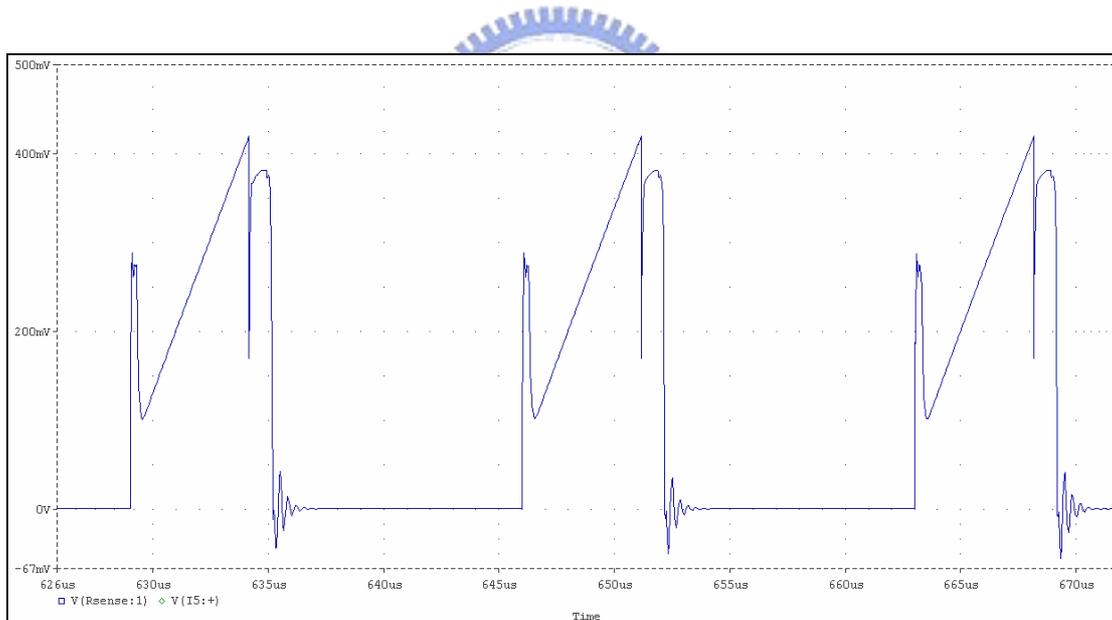
由圖4.22可以看出，由於控制IC在剛開始輸出電壓不足，turn on時間開到幾乎100%，故開始不久電流很大，接著輸出電壓上升到比穩態輸出電壓還大，所以控制IC使的turn on時間變小，把電流壓下來，之後就進入穩態。

以下就是量測跟模擬對照，首先是有氣隙的變壓器：

16-Aug-07
23:17:13



(a)量測波形

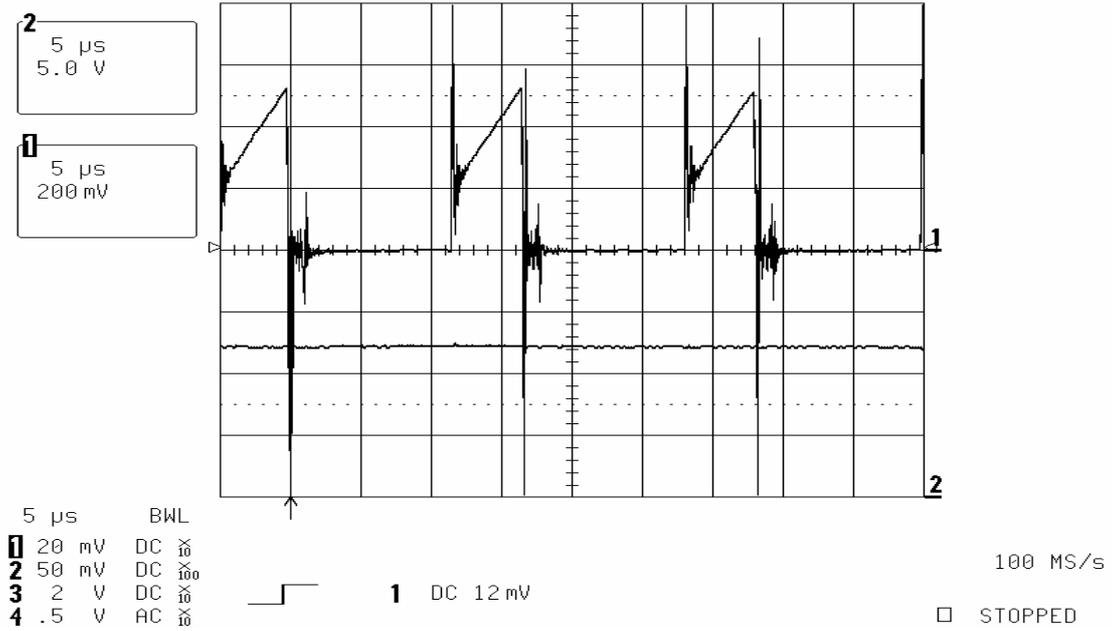


(b)模擬波形

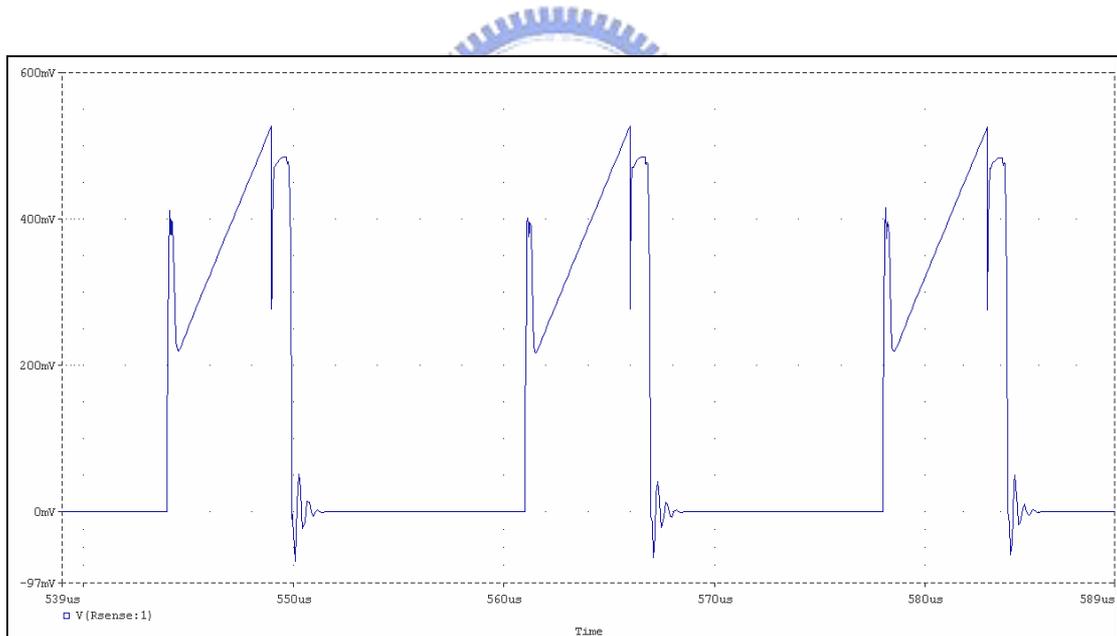
圖4.23 有氣隙的變壓器在電子負載2A的Vrsense波形

由圖4.23可知模擬的Vrsense為416mV，跟量測出來的約有5%的差異。

16-Aug-07
23:58:05



(a)量測波形



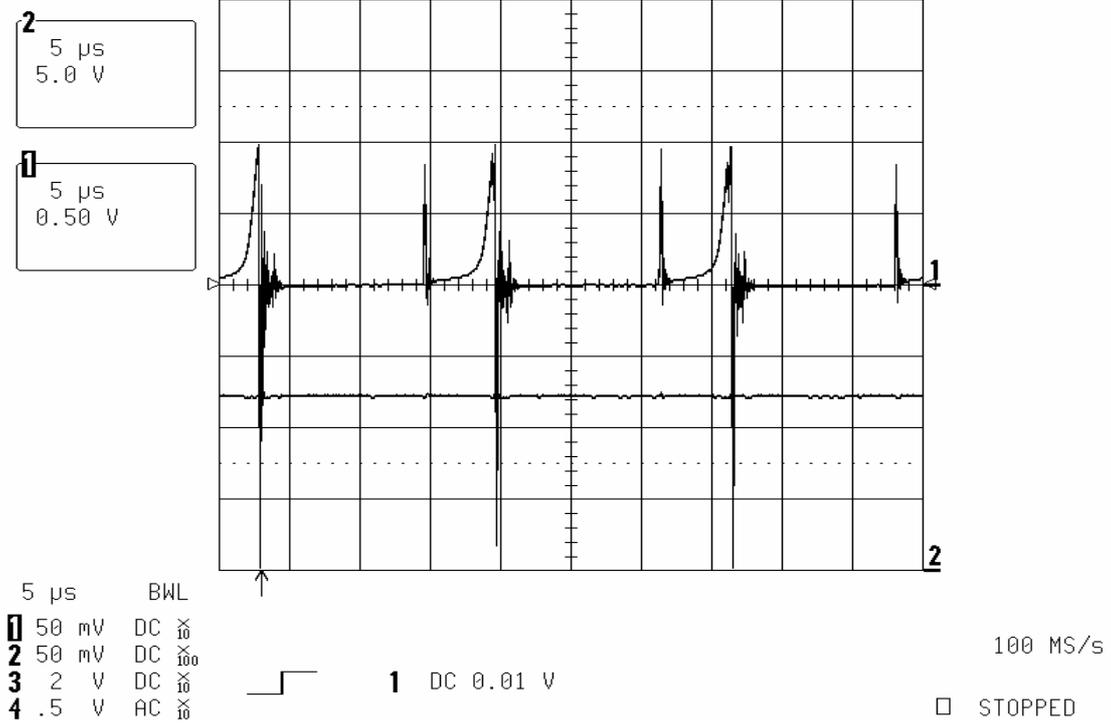
(b)模擬波形

圖4.24 有氣隙的變壓器在電子負載3A的Vrsense波形

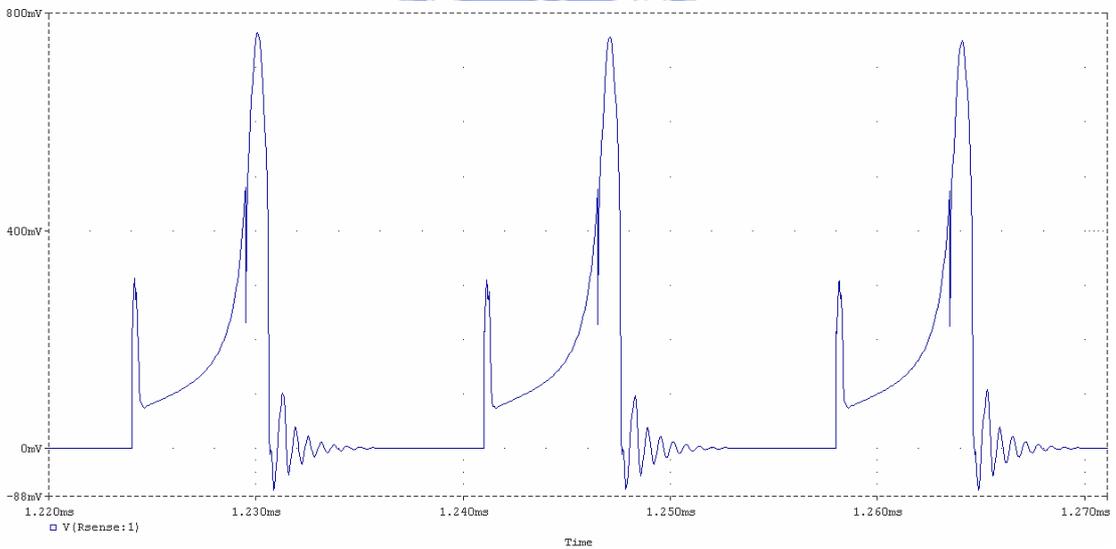
由圖4.24可知模擬出來的Vrsense為523mV，跟量測出來的有1%的差異。

接著換到無磨氣隙的變壓器：

17-Aug-07
2:15:30



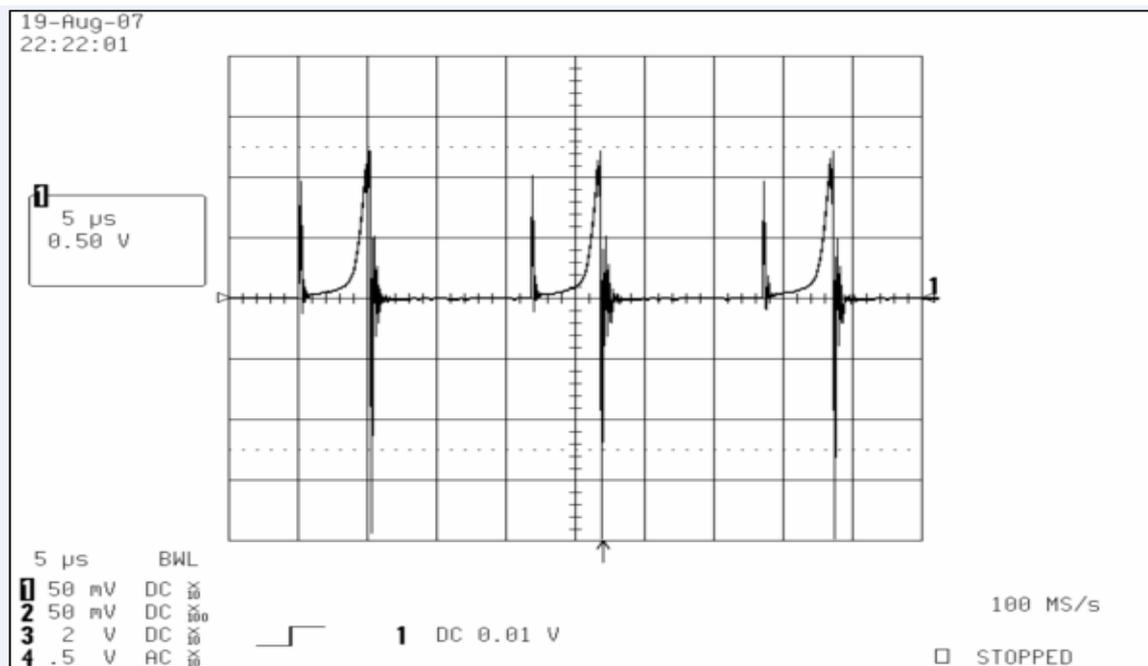
(a)量測波形



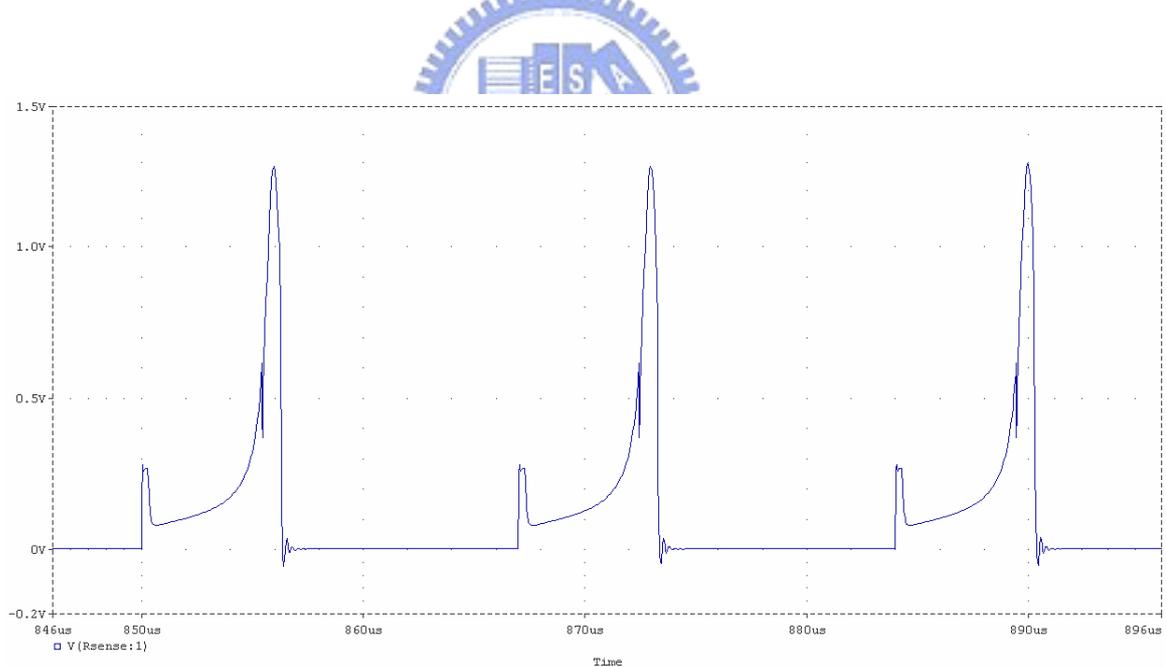
(b)模擬波形

圖4.25 無磨氣隙的變壓器在電子負載1A的Vrsense波形

由圖4.25可知模擬出來的Vrsense為0.76V，跟量測出來的約有10%的差異。



(a)量測波形



(b)模擬波形

圖4.26 無氣隙的變壓器在電子負載1.25A的Vrsense波形

由圖4.26可知模擬出來的Vrsense為1.3V，跟量測出來的約有10%的差異。

接著分別對此兩個變壓器做其磁滯曲線跟感值對照圖，由圖4.27中可以看出，磁場強度大約要大於2000，感值才會有明顯變小，透過安培定律 $\oint Hdl = Ni$ 得到 $i \geq 2.5A$ ，也就是說有氣隙變壓器其感值要在其流超過2.5安培的電流以上，才會明顯變小；圖4.28中磁場強度約大於200，感值會有明顯變小，透過安培定律算出 $i \geq 0.25A$ ，又因為Rsense的電阻值為0.39Ω，因此Vrsense只要大於0.1V感值就會明顯變小，由前面無磨氣隙變壓器的所有量測跟模擬波形都可以看的出來。

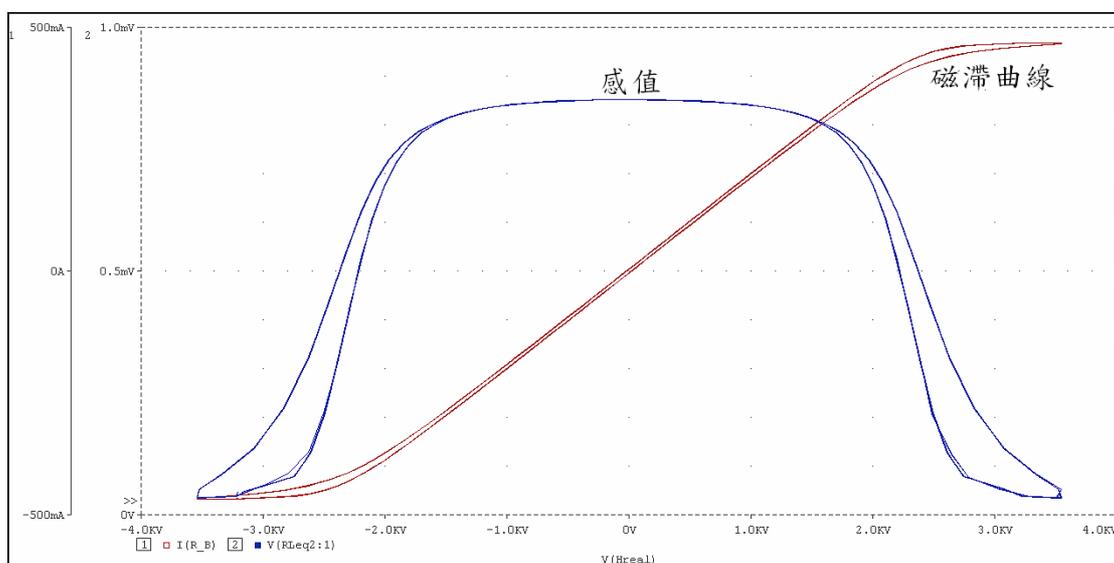


圖4.27 有氣隙變壓器的磁滯曲線和等效感值

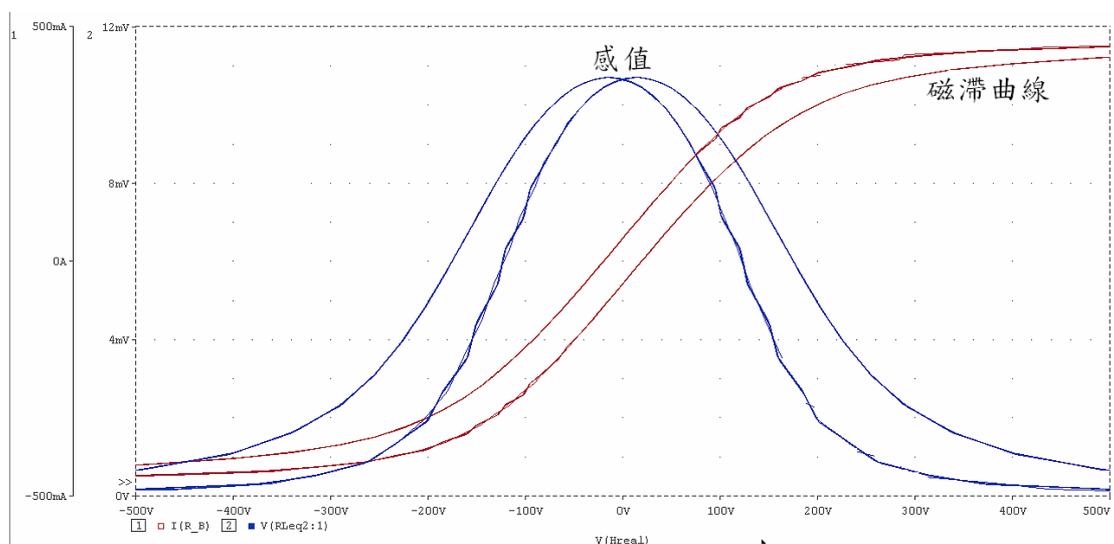


圖4.28 無磨氣隙變壓器的磁滯曲線和等效感值

第五章

結論與未來工作

5.1 結論

現今業界在電子電路的設計過程中，通常會先透過電路模擬來先行分析，雖說軟體供應商有提供元件的模型資料庫，但因磁性材料的種類繁多，當模型資料庫中無法提供所需的磁性元件模型時，使用者就必須自行建立所需的磁性元件模型。本論文使用PSpice中的ABM功能來建立磁性材料之J-A模型及相關參數，並且嘗試結合鐵芯在交變磁場所產生的渦流損及額外損耗於模型之中，以達到頻率修正的目的。故使用者可以直接輸入磁性元件的J-A參數、材料參數(電阻係數)及幾何參數(如磁路長度，截面積等)來自行建立所需之磁性元件資料庫。此外，於本研究中，將磁變數轉變為電壓電流變數，透過模擬可以觀察磁流密度及磁場強度等磁變數之變化，更可以輕易計算等效電感或鐵芯損失等數值。另一方面，因為J-A模型之Mirr方塊中的SGN邏輯判斷式是產生波形不連續，甚至導致發散的原因，故在本論文中為了處理這個問題，採用簡單R-C電路，使原本不連續的跳躍波形變成較平滑的連續波形，如此在模擬時就可以改善不連續所引發的收斂速度緩慢的情況，使得模擬速度大為提升。

5.2 未來工作

由本論文的研究結果得知，所建立的磁性材料模型可模擬實際之磁滯曲線變化，然而影響磁滯曲線變化之因素扣除輸入訊號波形與操作頻率之外，最重要環境變數就屬工作溫度的影響，尤其當磁性材料操作於高頻時，鐵芯損失及繞線損失劇增，導致工作溫度升高，因此在未來的研究方向上，可增加溫度對磁性材料之影響探討。然而，因為模型考慮的越是周詳，整個模擬時間會因此而增加，如何能加速整個模擬時間，以方便套入電路中做模擬是另外可以努力的方向。



參考文獻

- [1] M. Takach and P. Lauritzen, "Survey of magnetic core models," in *Proc. IEEE APEC*, pp. 560-566, 1995.
- [2] D. Jiles and D. Atherton, "Theory of ferromagnetic hysteresis," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, pp. 48-60, 1986.
- [3] D. C. Jiles, J. B. Tholke, and M. K. Devine, "Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 28, No. 1, pp. 27-35, Jan. 1992.
- [4] P. Petrovic, N. Mitrovic, and M. Stevanovic, "A hysteresis model for magnetic materials using the Jiles-Atherton model," in *Proc. IEEE Autotestcon*, pp. 803-808, Aug. 1999.
- [5] "Soft ferrites and accessories" Philips Applications Note, Feb. 2002.
- [6] W. Roshen, "Ferrite core loss for power magnetic components design," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 27, No. 6, pp. 4407-4415, 1991.
- [7] K. D. T. Ngo, "Subcircuit modeling of magnetic cores with hysteresis in Pspice," *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, Vol. 38, No. 4, pp. 1425-1434, Oct. 2002.
- [8] J. G. Zhu, S. Y. R. Hui, and V. S. Ramsden, "Discrete modelling of magnetic cores including hysteresis, eddy current and anomalous losses," *IEE Proceedings A on Science, Measurement and Technology*, Vol. 140, No. 4, pp. 317-322, Jul. 1993.
- [9] H. Saotome and Y. Sakaki, "Iron loss analysis of Mn-Zn ferrite cores," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 33, No. 1, pp. 728-734, Jan. 1997.
- [10] T. L. Mthombeni and P. Pillay, "Physical basis for the variation of lamination core loss coefficients as a function of frequency and flux density," in *Proc. IEEE Industrial Electronics 32nd Annual Conference*, pp. 1381-1387, Nov. 2006.
- [11] W. Chandrasena, P. G. McLaren, U. D. Annakkage, R. P. Jayasinghe, D. Muthumuni, and E. Dirks, "Simulation of hysteresis and eddy current effects in a power transformer," *Electric Power System Research*, Vol. 76, pp. 634-641, May 2006.
- [12] P. R. Wilson, J. N. Ross, and A. D. Brown, "Modeling frequency-dependent losses in ferrite Cores," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 40, NO. 3, May 2004.
- [13] D. C. Jiles, "Modelling the effects of eddy current losses on frequency dependent hysteresis in electrically conducting media," *IEEE Trans. Magnetics*, Vol. 30, No.

- 6, Nov. 1994.
- [14] S. Prigozy, "Pspice computer modeling of hysteresis effects," *IEEE Trans. on Education*, Vol. 136, No. 1, pp. 1-5, Feb. 1993.
- [15] A. Maxim, D. Andreu, and J. Boucher, "A new spice behavioral macromodeling method of magnetic components including the self-heating process," in *Proc. IEEE PESC 99. 30th Annual*, Vol. 2, pp. 735-740, July 1999.
- [16] A. Maxim, D. Andreu, and J. Boucher, "A new analog behavioral spice macromodel of magnetic components," in *Proc. of IEEE ISIE '97*, Vol. 2, pp. 183-188, July 1997.
- [17] G. P. Muyschondt and W. M. Portnoy, "Development of high frequency spice models for ferrite core inductors and transformers," in *Proc. IEEE Industry Applications Society Annual Meeting*, Vol. 2, pp. 1328-1333, Oct. 1989.
- [18] J. T. Hsu and K. D. T. Ngo, "A hammerstein-based dynamic model for hysteresis phenomenon," *IEEE Trans. on Power Electronics*, Vol. 12, No. 3, pp. 406-413, May 1997.
- [19] E. Dallago and G. Venchi, "Analytical and experimental approach to high-frequency transformer simulation," *IEEE Trans. on Power Electronics*, Vol. 14, Issue 3, pp. 415-421, May 1999.
- [20] *PSpice User's Manual*, MicroSim Corp., Irvine, CA, Apr. 1996.
- [21] P. Hammond and J. K. Sykulski, *Engineering electromagnetism : physical processes and computation*, Oxford University Press, Oxford, 1994.
- [22] Chikazumi, Soshin, *磁性物理學*, 張煦譯, 李學養, 聯經, 台北市, 1982。
- [23] 陳淳杰, *從實例中學習OrCAD PSpice*, 儒林圖書有限公司, 台北市, 1999。
- [24] 本間基文, *實用磁性材料*, 鄭振東, 全華, 台北市, 1999。
- [25] D. C. Jiles, "Frequency dependence of hysteresis curves in non-conducting magnetic materials," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 29, pp. 3490-3492, Nov. 1993.
- [26] B. Ahmed, J. Ahmed, and G. Guy, "Computing ferrite core losses at high frequency by finite elements method including temperature influence," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 30, Issue 5, Part 2, pp. 3733-3736, Sep. 1994.
- [27] P. F. Okyere and L. Heinemann, "An advanced SPICE-compatible model for high frequency multiwinding transformers," in *Proc. IEEE PESC 99. 30th Annual*, Vol. 1, pp. 592-597, July 1999.