

# PWM波励磁における 電磁鋼板の磁気特性に関する研究

高田 俊次

## 目次

第 1 章 緒言	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 インバータとPWM波形	5
1.2.2 インバータ概説	5
1.2.2 PWM波形	8
1.3 インバータ駆動下における電気機器の問題点と 磁性材料特性との関連および本研究の目的	20
1.4 本論文の構成	24
<参考文献>	27
第 2 章 PWM波励磁下における磁気特性	31
2.1 まえがき	31
2.2 供試料および実験方法	32
2.3 交流磁気損失および交流磁気ヒステリシスループ	39
2.4 磁気ひずみ	53
2.5 まとめ	58
<参考文献>	60
第 3 章 磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁下における磁気特性	61
3.1 まえがき	61
3.2 供試料および実験方法	62
3.3 交流磁気損失および交流磁気ヒステリシスループ	67
3.3.1 磁化停止時間長の影響	67
3.3.2 磁化停止位相の影響	70
3.3.3 磁化停止回数の影響	74
3.4 磁気ひずみ	82
3.5 磁化停止が磁気特性に及ぼす影響の持続性と 磁化停止期間における緩和現象	95
3.5.1 磁化停止の影響の持続性	95
3.5.2 磁化停止による損失変化の原因	99
3.5.3 磁化停止期間における緩和現象	104
3.5.4 緩和現象が磁気損失に及ぼす影響	108
3.6 まとめ	113
<参考文献>	115

第 4 章 PWM励磁下における磁気特性と PWMインバータ駆動の実機特性との関連	117
4.1 まえがき	117
4.2 PWM駆動かご型誘導電動機における実機特性	118
4.2.1 かご型誘導電動機内の磁化状態	118
4.2.2 かご型誘導電動機の電気特性と磁気特性	133
4.2.3 素材特性と実機特性との関連	138
4.3 PWM駆動の変圧器の実機特性に関する考察	141
4.4 実機特性の改善に対する提案	143
4.5 まとめ	150
<参考文献>	152
第 5 章 総 括	153
5.1 本論文のまとめ	153
5.2 今後の課題と展望	157
謝 辞	159
研究業績	160

# 第1章 緒言

## 1.1 本研究の背景

近年、各種電動機による動力制御や回転速度および位置などの力学量の制御は、ますます高度化し知能化の方向に向かっている。その主力技術の一つが誘導電動機におけるインバータ駆動方式である。インバータはサイリスタやパワートランジスタなどの電力用半導体スイッチ素子により、電動機駆動用の電圧、電流、電力を直流から種々の交流に変換する変換制御装置であり、任意の周波数や相数を得ることができ、電動機駆動システム系の省エネルギー化の点から、電動機駆動の主役として広範に使用されている。インバータにおける直流-交流変換では、パルス列を交流信号で変調して所望の交流を得ているが、その主要な変調方式がパルス幅変調(Pulse Width Modulation; PWM)方式である。

一方、電動機側の視点に立つと、励磁巻線電圧、電流波形はパルス列または正弦波にパルス列が重畳したような、多量の高調波を含む波形となるため、鉄損や銅損などのエネルギー損や振動および騒音が増加する可能性がある。したがって、電動機側の動作を改めて把握することが重要となる。本研究はこのうち、誘導電動機の鉄心材料として広く用いられている電磁鋼板の、PWM 波励磁下における素材としての磁気特性(磁気損失および磁気ひずみ)を系統的に解明し、素材特性と PWM インバータ駆動の誘導電動機の実機特性との関連について検討するとともに、インバータ駆動における電気機器の損失および騒音低減策への展望を提案したものである。以下にこの主旨をさらに詳しく述べる。

電気エネルギー(電力)を機械エネルギー(動力)に変換する電動機は、動作原理やその構造の点から、図 1.1 のような数種類に分類される<sup>(1)</sup>。この中で、かご型誘導電動

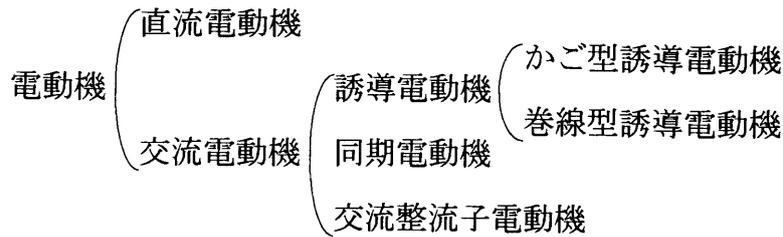


図 1.1 電動機分類

機は、ブラシレスであることから構造が簡単で堅牢であることから、基本的にはメンテナンスフリーであり、悪環境下での使用に耐えるため、広く産業用の動力源として使用されている。この誘導電動機は、全負荷時でも、交流給電周波数を電動機の極対数で除した同期回転数に対して、数%程度遅い回転数で回転するため、通常の駆動電源として用いられる商用電源周波数が 50Hz あるいは 60Hz の一定周波数であることから、基本的には定速度電動機として用いられることになる。したがって、ファンやポンプ、コンプレッサーなどの負荷状態や環境に応じて、かご型誘導電動機を制御運転させるために、従来は、電源のオンオフ制御やバルブ制御などの極めて単純な制御方法が採用されてきた。しかし、オンオフ制御では、電源のオンとオフにともなう速度(トルク)変動が大きく、負荷状態に対する微妙な速度制御ができなかったり、また、バルブ制御では電動機出力の一部を損失として消費させることで負荷への伝達動力の制御を行うために、全負荷時以外では機器全体としての効率が低下したりするなどの欠点があった。

かご型誘導電動機単体を可変速で駆動できれば、効率の低下がなく省エネルギーにつながるが、一定周波数の商用電源駆動下で可変速を実現するには、電動機の極対数を変える程度の方法しかなく、当然この方法では不連続な速度変化しか実現することができず、微妙な速度制御は望むべくもない。しかし、供給電源周波数を連続的に変化できればこれらの問題点が解決されることになる。そこで、パワーエレクトロニクス技術の発展にともない、半導体スイッチング技術によって直流電源から交流電力を作り出す、インバータ電源(以下、インバータと略す)が広く採用され、汎用のかご型誘導電動機をそのままの形で可変速電動機として使用できるようになった<sup>(2・6)</sup>。このインバータは現在、産業分野だけではなく家電分野においても使用さ

れており、特にインバータエアコン<sup>(7)</sup>の普及によって、“インバータ”の意味は別としても、“インバータ”という用語が広く一般に知られるようになったことは周知のことである。パワーエレクトロニクススイッチング技術は、電動機駆動用途のインバータに限らず、交流-直流間の電力変換を利用したスイッチングレギュレータや、商用電源 50Hz-60Hz 間の周波数相互変換、また近年では蛍光灯の点灯回路<sup>(8)</sup>などにも使用されている。

さて、この種のパワーエレクトロニクス関連分野で、インダクタンス要素(磁心材料としての磁性材料)が使用されるものとしては、回転機における固定子、回転子をはじめとして、変圧器の継鉄、電流型インバータや転流用のフィルター回路、スイッチングレギュレータのスイッチングトランスや平滑フィルタ、各種ノイズフィルタのコイル素子など多種多様であり、そこで使用される磁性材料も、無方向性および方向性電磁鋼板をはじめ、アモルファス磁性薄帯やフェライトなど、多岐にわたっている。これらの磁性材料の中でも圧倒的に使用量が多いものは、誘導電動機をはじめとする回転機や変圧器などの、いわゆる電気機械の鉄心材料として使用される、電力用軟質磁性材料の電磁鋼板である。この電磁鋼板の交流磁気特性については、商用電源が 50Hz あるいは 60Hz の正弦波電圧であることから、JIS2552<sup>(9)</sup>に規定されているように、磁束正弦波励磁下での磁気特性を評価するのが常識とされ、低次高調波をわずかに含む程度の磁束正弦波励磁下での特性は、波形ひずみに対応する補正されるべき量として扱われてきた。一方、誘導電動機駆動用の汎用インバータに採用される正弦波近似 PWM 電圧波励磁下での磁気特性については、その測定条件自体が規定されておらず、正弦波励磁状態に比べてスイッチング波形ゆえの多量の高調波を含む励磁条件下での磁気特性を、正弦波励磁条件下での値から波形ひずみとして単純に補正して求めるには、その波形ひずみは極めて大きいことから、非正弦波励磁下における磁気特性については、別途十分な検討を行っておく必要がある。

ブラシレスによるメンテナンスフリーを特徴とするかご型誘導電動機の駆動電源として PWM インバータが採用される理由のひとつに、省エネルギーにつながる可変速駆動の実現がある。しかし 1.3 節で述べるように、電気機器を PWM インバータ

で駆動する場合、微妙な速度制御が可能となることは望ましいが、必ずしも絶対的な省エネルギーを実現しているわけではなく、騒音や振動が増加するなどの問題点が挙げられているのも事実である<sup>(10-13)</sup>。この種の問題点が指摘されながらも、磁性材料の磁気特性の点からは、PWM 波励磁をはじめとする非正弦波励磁下での磁気特性に関する従来の研究<sup>(14-25)</sup>は断片的なものや結果の羅列が多く、系統的には明確にされてはいない。さらに、PWM 波励磁下における素材としての磁気特性とインバータ駆動における電気機器の実機特性との関連性について議論している例も見られない。また、インバータ駆動における振動や騒音の原因としては、一般に電磁振動が挙げられ、磁性材料の磁気特性の点から原因となりうる磁気ひずみについては、考慮されない場合が多かった<sup>(26)</sup>。

次に、本研究の関連する PWM インバータ駆動の電気機器に関する将来的な展望を述べておく。現在、主にかご型誘導電動機の駆動に用いられているインバータではあるが、原理的には同期電動機やブラシレス DC サーボモータなどの多種の電動機の駆動にも適用される。したがって、現在は産業用や一部の家電分野に採用されているインバータ駆動も、将来的に大きな領域を占めるものとして電気自動車の存在があげられる。電気自動車の動力源として交流電動機が使用されるようになれば、必然的にその駆動電源は蓄電池とインバータということになる<sup>(27)</sup>。電気自動車実用化に関しては、現段階では蓄電池の大容量化が最重要課題となっているが、動力源である電動機についても、より高効率すなわち省エネルギー化が切望されることはいうまでもない。したがって、PWM 波励磁をはじめとする非正弦波励磁下での磁気特性および実機特性との関連については、今後さらに重要視されるようになることは明白である。

## 1.2 インバータと PWM 波形

インバータは、直流電源から半導体スイッチング技術により交流を作り出すものであり、その出力電圧あるいは出力電流のいずれかは、方形波やパルス列波などの非正弦波形となる。本論文では、この非正弦波電源であるインバータにより駆動される電気機器の特性を把握するために、電気機器に広く使用される電力用磁性材料である電磁鋼板の PWM 波電圧励磁下における磁気特性を主に扱っているが、第 2 章以降で示すように、正弦波電圧励磁下での特性と大きく異なる原因は、インバータの特徴的な電源出力波形にある。

そこで本節では、インバータの構成について概要を述べたうえで、インバータに広く採用されている PWM 波形の生成原理とその波形の特徴について説明することにする。

### 1.2.1 インバータ概説

交流(AC)電力を直流(DC)電力に変換する順変換(整流)回路をコンバータと呼ぶのに対して、直流電力を交流電力に変換する逆変換回路をインバータ<sup>(28)</sup>と呼ぶが、今日一般的に使われる用語“インバータ”は、交流電力を直流への変換を介して再び交流電力に変換する回路、すなわち順変換回路と逆変換回路をあわせた周波数変換回路を意味する場合が多く、本論文においてもインバータという用語をその意味で使用し、順変換回路および逆変換回路をそれぞれコンバータ部、インバータ部と呼んで区別する。

インバータは、図 1.2 に示すように“電圧型インバータ”と“電流型インバータ”の二種類に大きく分類される<sup>(29)</sup>。電圧型インバータは、コンバータ部の後に容量の大きなコンデンサがインバータ部と並列に入り、コンデンサ端子間電圧が一定に保たれて、負荷側から見た電源の出力インピーダンスがほぼ零となる、電圧源として動作する。一方、電流型インバータは、コンバータ部とインバータ部の間に大きなリアクタンスが直列に入って、リアクタンスに流れる電流が一定に保たれ、電源の出力

インピーダンスが大きな電流源として動作する。

電流型インバータでは、リアクタンスに流れる電流の向きが一定であるため、コンバータ部のサイリスタなどの導通角制御による電圧調整で、電力の回生(電動機の回生運転など)が可能である。一方、電圧型インバータでは、コンバータ部が整流ダイオードで構成されており、コンデンサ端子間電圧の極性が固定されるため、この整流ダイオードと並列に逆接続のサイリスタを接続するなどの方法を探らない限り電力を回生できず、一般の電圧型インバータでは回生すべき電力を抵抗などで熱として消費しているという欠点がある。しかしながら、電圧型インバータの回路構成が比較的簡単であることから、汎用のインバータでは電圧型が主流であり、経済効率を重視する大型のものに電流型インバータが用いられているのが現状である<sup>(30)</sup>。そこで本論文では、電圧型インバータで駆動される電気機器を想定し、以下では、

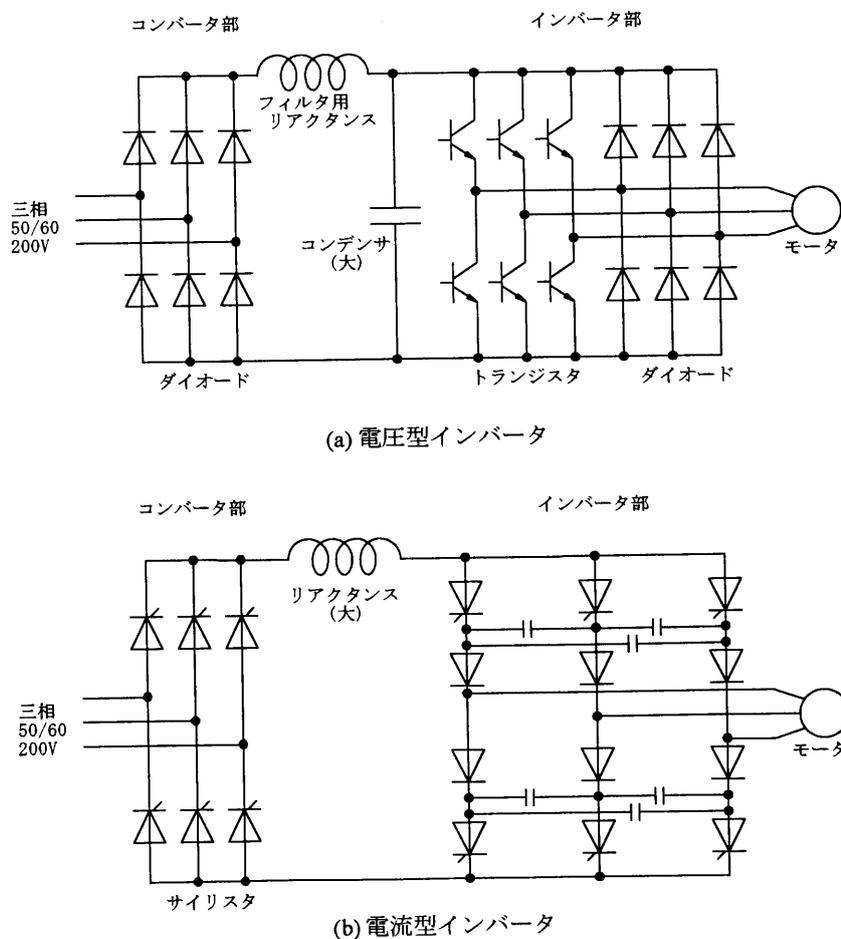


図 1.2 電圧型インバータと電流型インバータ

電圧型インバータが誘導電動機や変圧器などの誘導性負荷に対して使用される場合について考えてみる。

誘導性負荷の一次側抵抗による電圧降下が小さく無視できれば、インバータの出力電圧であり負荷への印加電圧である  $v$  は、ファラデーの電磁誘導の法則により、誘導性負荷に鎖交する磁束  $\Phi$  を時間微分したものとなる。

$$v = -\frac{d\Phi}{dt} = k \frac{dB}{dt} \quad (1.1)$$

ここで、 $k$  は定数、 $B$  は誘導性負荷の動作磁束密度である。 $B$  が正負の最大動作磁束密度  $B_m$  の間の単調増加あるいは単調減少のみである場合、すなわち  $dB/dt$  の極性変化が一磁化周期(電源周期) $T$  の間に二回だけ存在する場合には、(1.2)式のように最大動作磁束密度  $B_m$  はインバータの出力平均値電圧を出力周波数で除した値に比例する。

$$B_m = \frac{1}{4} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right| dt = \frac{1}{4k} \int_0^T |v| dt = \frac{1}{4kf} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T |v| dt \quad (1.2)$$

ただし  $f$  は周波数

したがって、インバータの出力周波数を低下させる場合には、周波数に比例して出力の平均値電圧も低下させないと、動作磁束密度が上昇して磁気飽和を起し過電流が流れることになる。このような理由から誘導電動機の可変速駆動等の際には、出力の電圧と周波数をともに変化できるインバータである VVVF(Variable Voltage Variable Frequency)インバータ<sup>(31)</sup>が用いられる。特に、誘導電動機を定トルク負荷に用いる場合には、動作磁束密度を一定とするため、出力の平均値電圧  $V$  と周波数  $f$  の比を一定とする  $V/f$  一定制御が広く採用されている。

インバータの出力電圧を制御する方法として、電圧振幅を調節する PAM 方式と電圧振幅はそのままにパルスの幅を調節する PWM 方式がある<sup>(32)</sup>。PAM 方式では電圧振幅を調整するために、コンバータ部にサイリスタを用いて制御する必要があつて複雑となる。コンバータ部がダイオードのみから構成される単純な整流方式では、

整流後の直流電圧は入力電圧(一般には正弦波電圧)の振幅に対応した一定値となるため、PWM方式により出力電圧を調節することになる。現在の汎用電圧型インバータには、低次高調波成分の少ない比較的良好な交流出力を得るために、基本波(駆動出力)周波数の10倍以上の周波数をもつ高周波パルスの幅を基本正弦波で変調させた高周波キャリアPWM方式<sup>(31)</sup>が、広く採用されている。

### 1.2.2 PWM 波形

“PWM”とはPulse Width Modulation (パルス幅変調)の頭文字をとったもので、信号波形の変調方式の一つを意味するにすぎず、したがって“正弦波形”という場合とは違って、一口に“PWM 波形”といっても、その波形が規定されるわけではない。電力用の商用電源電圧波形は正弦波であり、正弦波電圧で交流電動機が駆動される場合には、理想的にはなめらかな回転磁界が形成されるが、電圧型インバータの出力電圧の瞬時値は、整流した直流電圧をスイッチングして得られる離散的な電圧値であるため、回転磁界とはなっても磁界変化はなめらかなものとはならない。そこで、汎用電動機駆動用の電圧型インバータの出力電圧波形としては、PWM変調によりスイッチングの時間幅(パルス幅)を調整して、出力の平均的な電圧だけでも正弦波状に変化させて擬似的な正弦波電圧を作り出すように、正弦波変調PWM波形が広く採用されている。ここでは、この正弦波変調PWM波形について、波形の生成原理と特徴について述べる。

図1.3は正弦波変調PWM波形生成の説明図である。図(a)の上側は、基準正弦波と被変調周波数の三角波を重ねたもので、両波形の瞬時値の大小関係の比較により、図(a)の下側に示す正負二値のPWM波形が生成される。この正弦波と三角波の振幅比較によるPWM波形生成法は三角波比較法<sup>(33)</sup>と呼ばれ、正弦波変調PWM波形の基本的生成法である。こうして生成されるパルス列波出力電圧では、基本正弦波の周期よりも短く変調三角波の周期よりも長めの時間内における平均電圧値は、基準正弦波と同位相の正弦波に近似されることになる。図(b)の波形は、同一振幅で位相が

$2\pi/3$  だけ異なる二つの基本正弦波に対して同一の変調三角波を適用し、図(a)の場合と同様にして得られる二つの PWM 波形の差をとった波形で、三相インバータにおける線間電圧波形に相当するものである。

図(a)の波形は単相の正負二値の PWM 波であり、比較的短時間での平均値の変化は正弦波状となるが、実効値は電圧振幅値と等しい一定値をとり、実効値の点からは正弦波変調波形とはいえない。さらに、この波形の電圧を誘導性負荷に印加した場合には、一周期の間に電圧極性の反転が繰り返されて誘導性負荷の動作磁束密度は増減を頻発し、 $B-H$  ヒステリシスループはマイナーループを描いてヒステリシス損失の増加につながる<sup>(34)</sup>など、この波形を採用する利点はない。これに対して、図(c)に示した変調三角波により単相三値の PWM 波形を生成することもできる。この波形では、一周期の間に極性の反転は二度だけでマイナーループを描くことはない。

基準正弦波の周波数に対する変調三角波の周波数の比を変調次数と呼ぶことにすると、図 1.3 に示した波形例はすべて変調次数が 20 のものである。図(c)と(d)の波形

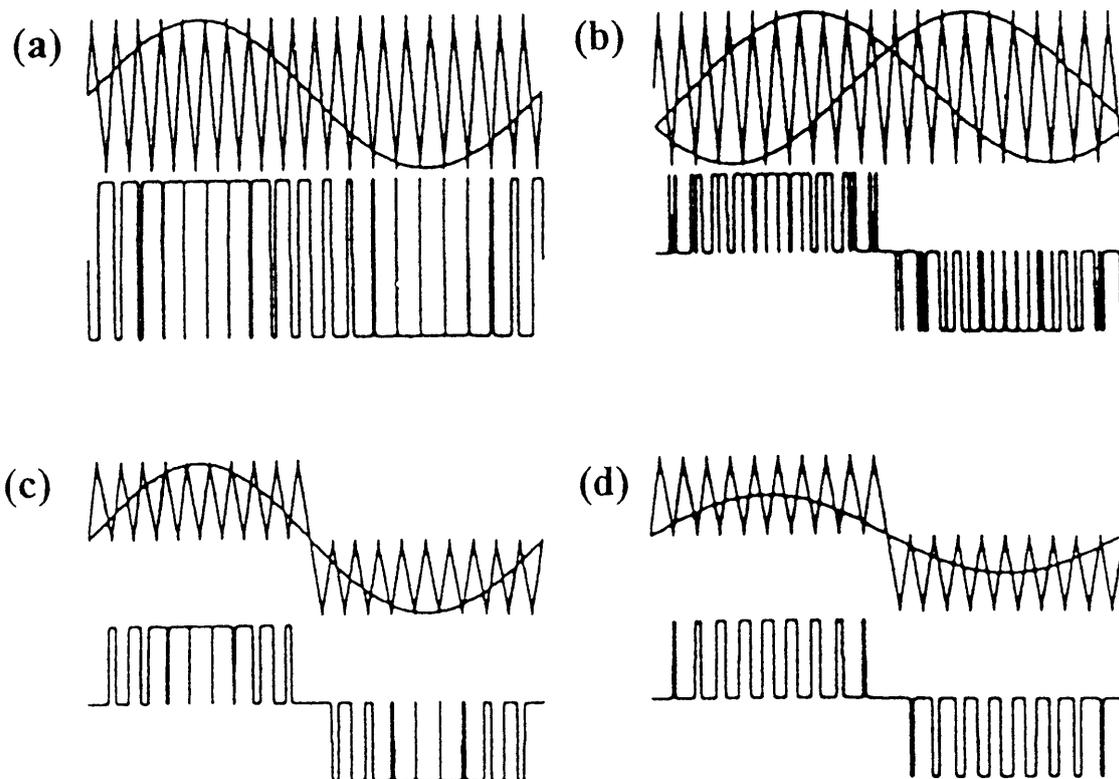


図 1.3 PWM 波形生成原理 (三角波比較法)

は変調三角波の振幅を単極性としている点が図(a)や(b)とは異なる。この図(c)や(d)の場合についての変調三角波を、両極性の周期が二倍で位相が  $\pi$  だけ異なる二つの変調三角波を重ね合わせたものと見なして、変調次数を 10 とみる場合もあるが、PWM 波形に含まれる高調波成分の点からは変調次数は 20 として扱うのが妥当と考えられる。また、基準正弦波の振幅に対する変調三角波の振幅を変調度と呼ぶことにすると、図 1.3 (a), (b), (c)は変調度が 100%, 図(d)は変調度が 50%の波形であり、変調度によっても異なった PWM 波形が生成される。

図 1.4 は、図 1.3 (c)に示した PWM 波形生成法に準じて、変調度を 100%一定として変調次数だけを変化させて、生成される PWM 波形の例を示したものである。図中の波形名称の PWM に付随する数字は変調次数の数値の 1/2 を記したものである。変調次数の増加にともなって、生成される PWM 波形はパルス幅が細く数の多いパルス列波へと変化していく。図 1.4 では、基準正弦波と変調三角波の相対的な位相関係については、開始位相(振幅が零となる点の位相)を同相とした例を示しているが、変調次数が小さい場合には、この位相関係によっても生成される PWM 波形は大きく異なることになる。一般のインバータでは変調次数は数十次以上であるため、この位相による波形の差は考慮する必要はない。以上のように、単に PWM 波といっても、変調次数と変調度により、その波形は多種多様なものとなる。

図 1.5<sup>(35)</sup>は、図 1.4 に示した変調次数を変えた PWM 波形により、無方向性電磁鋼板(JIS 35A300; 旧 JIS S12)を励磁した場合(励磁周波数  $f=50\text{Hz}$ , 最大磁束密度  $B_m=0.8\text{T}$ )の磁束密度波形( $B$  波形)の一部を示したものである。図中に示した波形名称は、SIN が正弦波、PWM1~48 が図 1.4 に例を示した変調次数の異なる PWM 波形による励磁状態を意味している。変調次数の増加に伴い  $B$  波形は正弦波に近づき、PWM32 以上の変調次数では、 $B$  波形で見るとは正弦波といっても問題のない波形である。しかし、変調次数の増加により  $B$  波形が正弦波に漸近していても、磁束電圧( $dB/dt$ )波形は図 1.4 に示したパルス列波であり、決して正弦波形に近づくことはない。

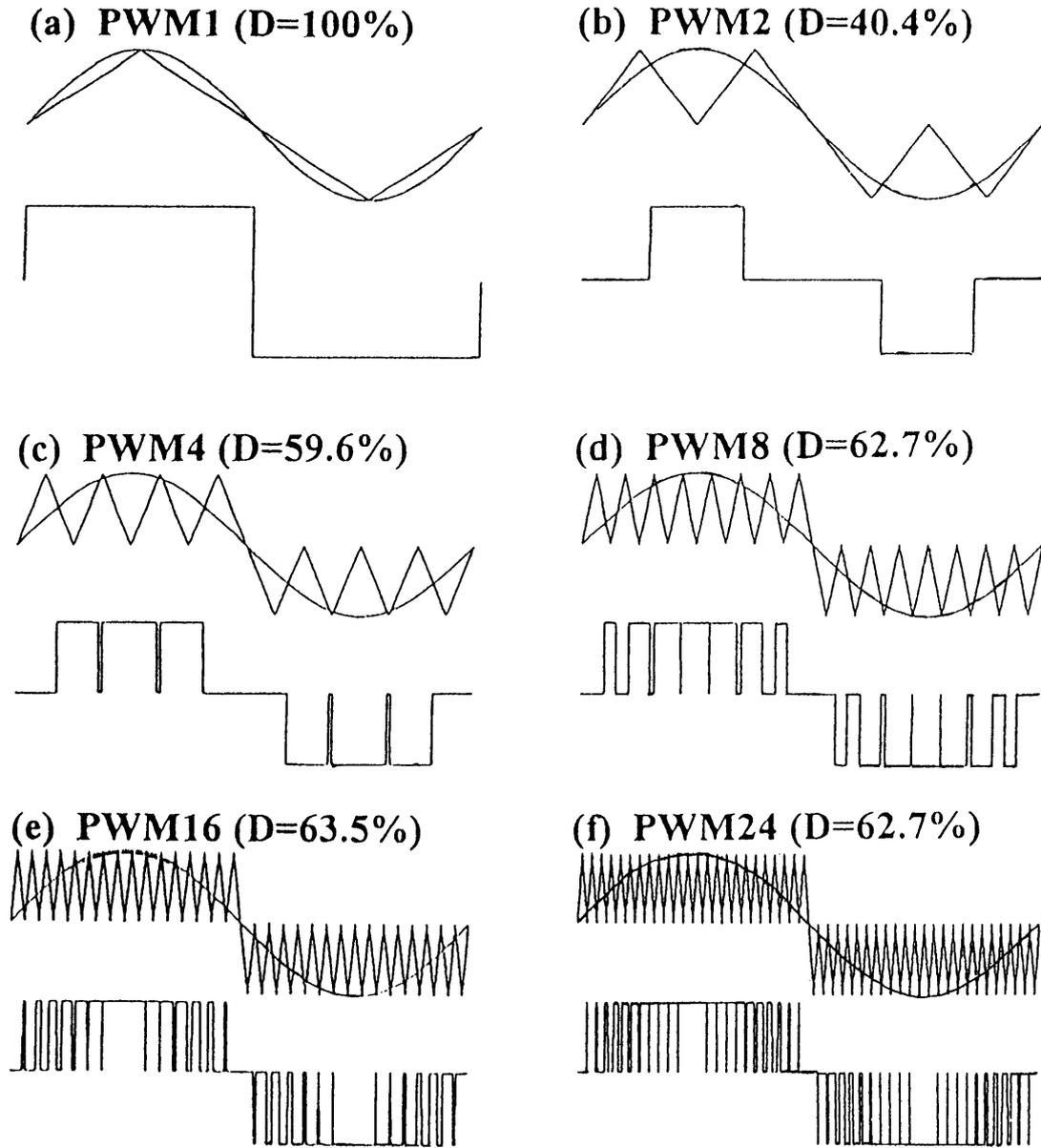


図 1.4 変調次数による PWM 波形の変化とデューティ比

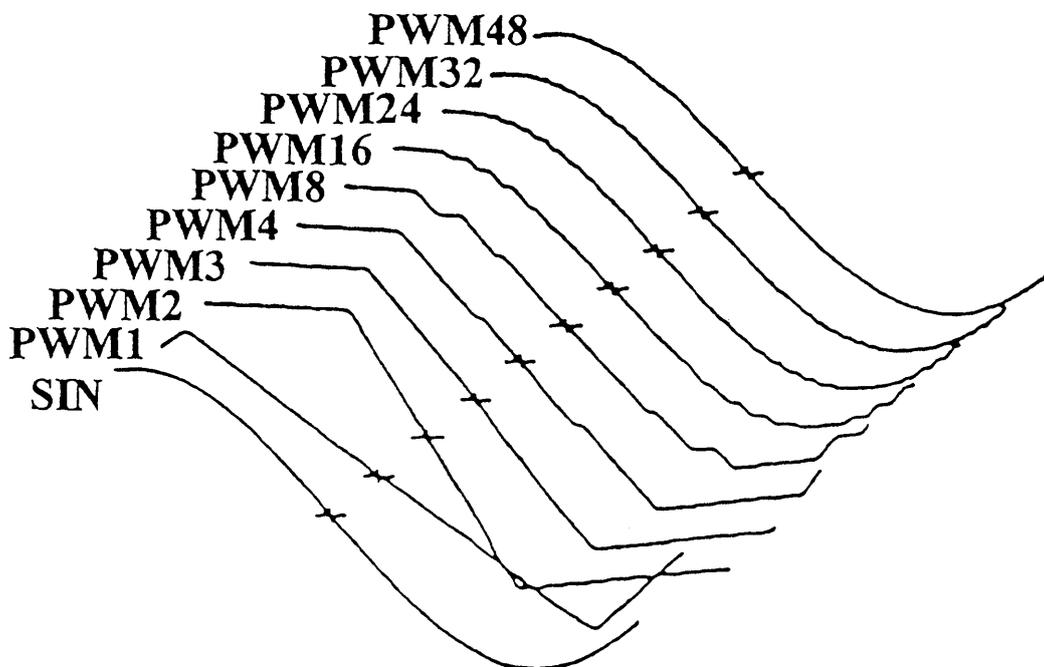


図 1.5 PWM 波励磁による磁束密度波形例

次に、PWM 波形の特徴を表し、第 2 章以降で磁気特性を論じる際に用いる波形のパラメータについて説明しておく。

例示したように、一般に電圧型 PWM インバータの出力電圧波形は正負の一定値と零との三値からなる波形である。そこで、一周期中における非零電圧期間の時間比率をデューティー比と呼ぶことにする。図 1.4 中の各波形名称の後にデューティー比を  $D$  として示したが、変調次数が大きくなるにつれて  $D$  は 60% 近傍の値に漸近していくようにみられる。このデューティー比の漸近極限值は以下のように求められる。図 1.3 (c), (d) の PWM 波形生成においては、PWM 波形の非零期間は、基準正弦波の振幅よりも変調三角波の振幅の方が大きい期間に対応する。したがって、変調次数を無限に大きくした場合のデューティー比の極限值  $D_0$  は、変調度を  $M(\leq 1)$  とすると、(1.3) 式のように求められ、最大出力時 ( $M=1$ ) における正弦波近似 PWM 波形のデューティー比の極限值は 63.7% になる。

$$D_{\infty} = \frac{\int_0^{\pi} M \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi} 1 d\theta} = \frac{2M}{\pi} \cong 63.7M\% \quad (1.3)$$

一方、図 1.4 (b)に示した三相の線間電圧に相当する PWM 波形については、PWM 波形が非零となる期間は、変調三角波の振幅が二つの基準正弦波の振幅間にある期間に対応するため、変調次数を無限に大きくした場合のデューティ比の極限值  $D_{\infty}$  は、(1.4)式により求められ(1.3)式の値よりも小さくなる。これは三角波比較法を用いることによるもので、この点についての詳細は本節の後半で言及する。

$$D_{\infty} = \frac{\int_0^{\pi} M \{ \sin(\theta - \pi/6) - \sin(\theta - 5\pi/6) \} d\theta}{\int_0^{\pi} 2 d\theta} = \frac{\sqrt{3}M}{\pi} \cong 55.1M\% \quad (1.4)$$

次に正弦波、方形波、パルス波について、実効値、平均値、波形率(実効値の対平均値比)を求めておく。振幅  $A_s$  の正弦波については、実効値は  $A_{s\text{rms}} = A_s / \sqrt{2}$ 、平均値は  $A_{s\text{avr}} = 2A_s / \pi$  であり、波形率は  $FF_s = \pi / 2\sqrt{2} \cong 1.11$  となる。振幅  $A_R$  の方形波では、実効値、平均値ともにその振幅値に等しく  $A_{R\text{rms}} = A_{R\text{avr}} = A_R$  であり、波形率は  $FF_R = 1.00$  となる。一方、振幅  $A_P$ 、デューティ比  $D$  の PWM 波形については、実効値  $A_{P\text{rms}} = A_P \sqrt{D}$ 、平均値  $A_{P\text{avr}} = A_P D$ 、波形率  $FF_P = 1 / \sqrt{D}$  となる。ここで実際の PWM インバータの入力である商用電源正弦波電圧値と出力であるパルス波電圧値の関係について考えてみる。コンバータ部でブリッジ整流して得られる直流電圧は、入力交流電圧の振幅値に等しいため  $A_s = A_P$  とおき、単相の場合のデューティ比の極限值として(1.3)式 ( $M=1$ )を適用すれば、PWM 出力電圧の実効値は  $A_{P\text{rms}} = A_s \sqrt{2/\pi} = 2A_{s\text{rms}} / \sqrt{\pi}$ 、平均値は  $A_{P\text{avr}} = 2A_s / \pi = A_{s\text{avr}}$  となる。したがって、単相三値の正弦波近似 PWM インバータの最大出力時の平均値電圧は入力の正弦波電圧と等しくなる。一方、三相の場合の(1.4)式( $M=1$ )のデューティ比極限值を適用すると、PWM インバータ出力の平均値電圧は正弦波電圧の値よりも小さくなる。これは、PWM 波形の生成に三角波比較法を採用する場合に避けられないことであって、三相 PWM 波形の平均値電圧が入力正弦波よりも小さくならざるをえないことを意

味するものではない。三角波比較法は、PWM 波形生成の原理を理解しやすく、実際の PWM 波形を生成する場合にも比較的簡単なアナログ回路で実現できるといった特徴をもっている反面、三相の出力電圧の上限が入力正弦波電圧よりも小さくなるという欠点がある。この問題点を解消する PWM 波形生成法が、三次元空間電圧ベクトル法<sup>(36)</sup>である。

図 1.2 (a)の電圧型インバータの構成からわかるように、インバータ部のスイッチングトランジスタを介して、各相の出力端子は整流直流電圧の正負いずれかの極性に接続される。この二つの出力状態を 1 と 0 に対応させると、三相(UVW)の各相出力の組み合わせにより(000), (001), (010), (011), (100), (101), (110), (111)の八通りの状態が存在する。三次元(XYZ)座標系空間にこの八通りの状態を対応づけると、図 1.6 (a)に示すように原点を一点とする立方体を構成し、(111)と(000)が重なり合うような方向からこの立方体を見ると、図 1.6 (b)のように原点を中心とする正六角形となる。状態(000)と状態(111)は三相の相電圧がすべて同じであるため、三つの線間電圧はいずれの場合も零となって等価であるため、原点を含む七つの出力状態(図 1.6 では原点 O と A~F)が存在することになる。この原点をのぞいた六個の出力状態を A-B-C-D-E-F-A の順に変化させていくインバータが 6 ステップインバータであるが、この場合には出力電圧はもとより、その平均電圧さえ正弦波のようななめらかな変化にはならない。そこで、平均電圧がなめらかな正弦波状に変化するように出力状態を切り替えていく一つの方法が三角波比較法による PWM 波形の生成法であり、今一つの方法が以下に説明する三次元空間電圧ベクトル法である。

いま、図 1.6 において状態 A(001)と状態 B(011)とが等時間になるように高速にスイッチングすると、その平均的な出力状態は線分 A-B の中点である(0½1)となる。さらに、原点 O(000)あるいは Z(111)の状態を加えた高速スイッチングを考えれば、そのスイッチング時間により平均出力状態は正三角形 OAB 内の任意の位置を実現できる。したがって、八つの出力状態の高速スイッチングによって、平均出力電圧ベクトルは正六角形 ABCDEFA 内の任意の位置を実現できることになる。そこで、平均電圧ベクトルが原点を中心とする円上を動くようにスイッチングを制御することで、平均電圧が正弦波状に変化する出力電圧が得られ、この場合、最大出力電圧は正六

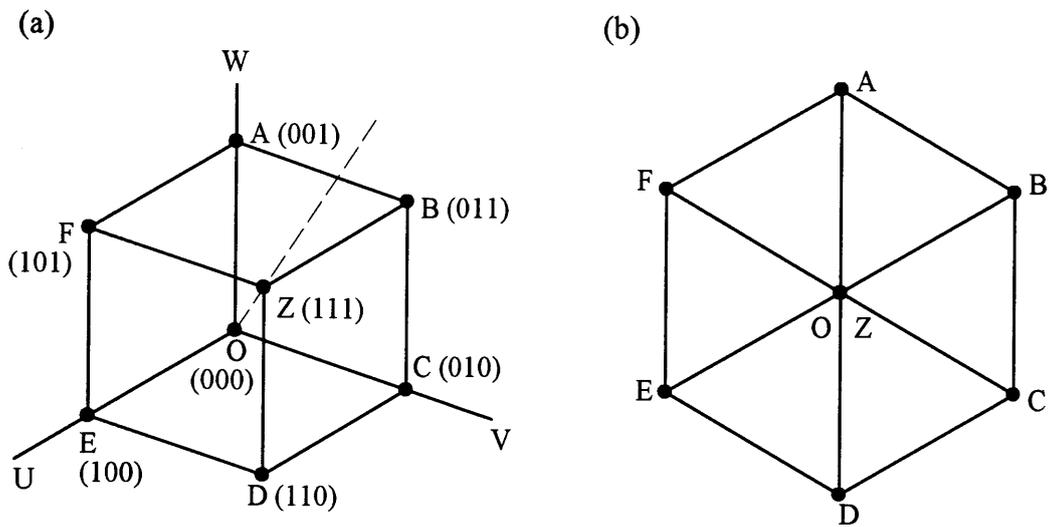


図 1.6 三次元空間電圧

角形に内接する円上を動くように制御した時に得られる。

次に、この空間電圧ベクトル法により得られる PWM 波形のデューティ比と波形の平均値、実効値、波形率を求めておく。平均電圧ベクトルが、半径  $Q$  (円が正六角形に内接する場合を  $Q=1$  とする) の円上で、一周を  $6P$  等分割 (三角形  $OAB$  内で  $P$  等分割) した  $6P$  個の平均出力状態を順番に動いていく場合を考える。この空間電圧ベクトル法では  $Q$  が変調度、 $6P$  が変調次数に相当することになる。一つの平均出力状態にある時間  $\Delta T$  は、周期を  $T$  とすると(1.5)式により与えられる。

$$\Delta T = \frac{T}{6P} = \frac{T}{2\pi} \Delta\theta \tag{1.5}$$

$$\text{ここで } \Delta\theta = \frac{\pi}{3P}$$

正三角形  $OAB$  内で、 $OA$  から角度  $\theta = n\Delta\theta$  の位置に平均電圧ベクトルがある時の、 $O$ ,  $A$ ,  $B$  の三つの状態にある時間  $t_0, t_A, t_B$  はそれぞれ、(1.6)式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 t_0 &= \Delta T - t_A - t_B \\
 t_A &= \Delta T Q \sin\left(\frac{\pi}{3} - \theta\right) \\
 t_B &= \Delta T Q \sin \theta
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

$$\text{ただし } \theta = n \Delta \theta = \frac{\pi n}{3P} \quad n = 0, 1, 2, \dots, P-1$$

ここで  $P \rightarrow \infty$  として  $\theta$  がなめらかに変化する極限状態を考えると、 $\Delta \theta$  を  $d\theta$  と置き換え、状態 A と B にある総時間  $\Sigma t_A$  および  $\Sigma t_B$  は、(1.7)式となる。

$$\Sigma t_A = \Sigma t_B = \frac{TQ}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{3}} \sin\left(\frac{\pi}{3} - \theta\right) d\theta = \frac{TQ}{4\pi} \tag{1.7}$$

したがって、一周期  $T$  の間に A, B, C, D, E, F の各状態にある時間は、隣接している正三角形が二つあることから、すべて(1.7)式で求められる時間の 2 倍で  $TQ/2\pi$  となる。さらに A, B, C, D, E, F の各状態に対応する UV 線間電圧はそれぞれ  $0, -V_{DC}, -V_{DC}, 0, V_{DC}, V_{DC}$  ( $V_{DC}$  は整流直流電圧)であるから、UV 線間電圧の非零電圧時間は  $2TQ/\pi$  であり、デューティ比  $D$  としては  $2Q/\pi$  となる。 $D$  の最大値は、出力電圧が最大となる  $Q=1$  の時に  $2/\pi$  となって、この値は単相正弦波近似 PWM 波形における最大デューティ比に等しくなる。デューティ比  $D$  に対応する電圧の実効値と平均値は三角波比較法による波形の場合と同様であるため、最大出力の場合の実効値と平均値はそれぞれ  $A_{Prms} = A_s \sqrt{2/\pi} = 2A_{Srms} / \sqrt{\pi}$ 、 $A_{Pavr} = 2A_s / \pi = A_{Savr}$  となって、この次元空間電圧ベクトル法により三相の場合にも整流前の正弦波電圧に等しい平均値電圧を得ることができる。

さて、PWM 波形はパルス列波であるから、周波数成分として無限に高次の高調波まで含むことは容易に理解できるが、次にこの PWM 波形に含まれる高調波成分に関して述べておく。例として、図 1.3 (c), (d) に示した PWM 波形生成で変調次数が整数でない場合に一般化して考えることにする。PWM 出力波形  $v(t)$  は基準正弦波の角周波数  $\omega_s$  と変調三角波の角周波数  $\omega_c$  の二重フーリエ級数により、(1.8)式のように表現される<sup>(37)</sup>。

$$v(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{mn} e^{j(m\omega_c t + n(\omega_s t + \theta))} \quad (1.8)$$

ただし、ここでの変調三角波は、正負両極性で位相が $\pi/2$  異なった二つの三角波の重ね合わせと考えており、前述のように実際の変調次数の1/2に相当するものと考えている。一方、実際に生成されるPWM波形 $v$ は、次式により与えられる。

$$\begin{aligned} v &= v_+ - v_- \\ v_+ &= \begin{cases} V_{DC} & (\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_4) \\ 0 & (0 \leq \varphi \leq \varphi_1, \varphi_4 \leq \varphi \leq 2\pi) \end{cases} \\ v_- &= \begin{cases} V_{DC} & (\varphi_2 \leq \varphi \leq \varphi_3) \\ 0 & (0 \leq \varphi \leq \varphi_2, \varphi_3 \leq \varphi \leq 2\pi) \end{cases} \end{aligned} \quad (1.9)$$

ここで位相 $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ は変調三角波の一周期( $2\pi/\omega_c$ )において基準正弦波と変調三角波の交点の位相を表したもので、(1.10)式で表される値である。

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= -(M \sin y + 1)\pi / 2, & \varphi_2 &= (M \sin y - 1)\pi / 2 \\ \varphi_3 &= -(M \sin y - 1)\pi / 2, & \varphi_4 &= (M \sin y + 1)\pi / 2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

ただし $y = \omega_s t + \theta$ ,  $M = V_s / V_c$ (変調度)

$V_s, V_c$ はそれぞれ基準正弦波, 変調三角波の振幅

以上より $x = \omega_c t$ として係数 $C_{mn}$ は以下のように求められる。

$$\begin{aligned} C_{mn} &= \frac{V_{DC}}{(2\pi)^2} \left[ \int_0^{2\pi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_4} e^{-j(mx+ny)} dx dy - \int_0^{2\pi} \int_{\varphi_2}^{\varphi_3} e^{-j(mx+ny)} dx dy \right] \\ &= j \frac{V_{DC}}{2m\pi} \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) \left[ \sum_{k=0}^{\pm\infty} \int_0^{2\pi} J_k(y) \left\{ e^{-j(n+k)y} - e^{-j(n-k)y} \right\} dy \right] \\ &= \begin{cases} 0 & m \neq \pm n \\ -j \frac{V_{DC} J_{|n|}(y)}{m\pi} \left\{ 1 - (-1)^m \right\} \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) & \end{cases} \end{aligned} \quad (1.11)$$

ただし、式中の  $v$  および  $J_n(v)$  は次式による。

$$v = \frac{\pi M m}{2} \tag{1.12}$$

$$J_n(v) = \frac{\pi}{2} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-j(v \sin x - nx)} dx$$

したがって、 $m=2l_1(l_1=1,2,\dots)$ 、 $n=2l_2+1(l_2=0,\pm 1,\pm 2,\dots)$  の成分、すなわち変調三角波周波数の整数倍と基準正弦波周波数の奇数倍の高調波成分のみが含まれることになる。図 1.7 は、図 1.3 および図 1.4 に示した全 PWM 波形について、含まれる高調波成分を基本波成分の振幅で規格化して示したものである。基本波が突出し PWM 正弦波変調となっている。また、変調次数およびその整数倍の近傍を中心とする高調波成分が存在し、(c)と(d)の比較からは変調度の低下により高調波成分が相対的に増加することがわかる。PWM 波電圧励磁において磁束電圧が PWM 波形であると考えれば、磁束波形における高調波成分比は、それぞれ磁束電圧の場合の高調波次数分の一に低下するため、磁束波形としては変調次数が高いほど正弦波に近くなる。

先に  $V/f$  一定制御についてふれたが、これは誘導電動機の可変速制御に採用されるオープンループ制御である。これに対して、トルク制御の高速応答性を増す制御方式としてベクトル制御方式の採用が近年増えつつあるが、これは電動機の瞬時磁束を検出して出力電圧を制御するクローズドループ制御であり、定常的な波形として解析することはできないが、零電圧期間と非零電圧期間を有するという PWM 波形の特徴においては本質的な違いはない。

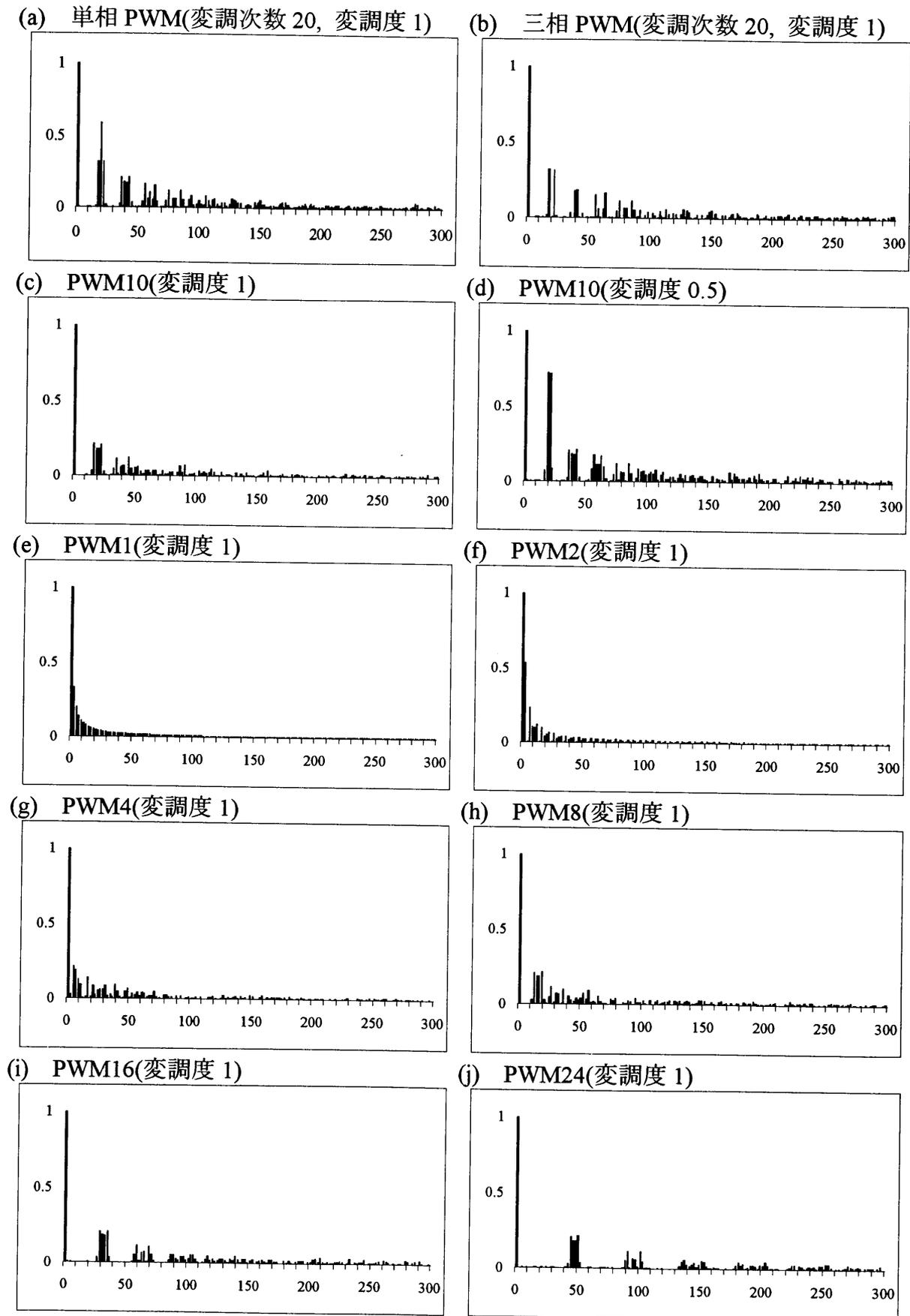


図 1.7 PWM 波形に含まれる高調波成分

### 1.3 インバータ駆動下における電気機器の問題点と

#### 磁性材料特性との関連および本研究の目的

ブラシレスによるメンテナンスフリー性を特徴とするかご型誘導電動機を PWM インバータ電源で駆動することによって、従来のオンオフ制御やバルブ制御の場合に比べて、省エネルギーにつながる可変速駆動を実現できるという利点がある。しかし、以下のような問題点が挙げられているのも事実である<sup>(10-13)</sup>。

誘導電動機を正弦波電圧で駆動する場合には、正弦波が理想的な単一周波数の交流であることから、電力変換効率は最大でなめらかな運転となるのに対して、インバータによる非正弦波電圧で駆動する場合には、6 ステップインバータのようなステップ状交流波形では、その電圧の不連続性および比較的多く含まれる低次高調波成分によって、低速運転時などではトルクリップルが生じて、電動機の内部損失もむしろ増えることになる。正弦波近似高周波 PWM インバータを使用することでトルクリップルを低減することはできるが、この場合でもインバータ出力は電圧レベル的に不連続な波形であることに変わりはなく、高次高調波が多く含まれる。このことから、省エネルギーとはいっても、理想的な正弦波電圧駆動の場合に比べると機器損失が増加することはやむを得ない。

さらに、電圧波形に高次高調波成分が含まれることから、高調波磁束を発生し、正弦波電圧駆動時には見られなかった電磁振動などの振動や騒音も問題となっている。騒音に関しては、高周波 PWM 波の変調次数(スイッチング周波数)を高くして、音域を可聴周波数以上にして対処する方向にあるが、超音波源としての未知の問題を生じる可能性もあり、振動そのものがなくなるわけではないため、本質的な解決法とはいえない。

これらの問題点が指摘されながらも、前説で説明したように、一口に PWM 波形といっても、その波形が多種多様であるために、従来の PWM 波励磁をはじめとする非正弦波励磁下での磁気特性に関する研究<sup>(14-25)</sup>は断片的なものや結果の羅列が多く、系統的には明確にされてはいない。さらに、PWM 波励磁下における素材としての磁気特性とインバータ駆動における電気機器の実機特性との関連性についても明確ではない。また、インバータ駆動における振動や騒音の原因としては、一般に電

磁振動が挙げられ、磁性材料の磁気特性の点から原因となりうる磁気ひずみについては、考慮されない場合が多かった<sup>(26)</sup>。

しかし、インバータ駆動の電気機器が多く使用されるようになるにつれて、この種の非正弦波励磁下における磁気特性はもとより、その素材の磁気特性と機器特性との関連性についても明確に把握しておくことが必要となり、それらの特性を基に、さらに詳細な検討を行わなくてはならない。

電磁鋼板の交流磁気特性については、商用電源が 50Hz あるいは 60Hz の正弦波電圧であることから、JIS2552<sup>(9)</sup>に規定されているように、磁束正弦波励磁下での磁気特性を評価するのが常識とされ、磁気損失については、低次高調波をわずかに含む程度の磁束正弦波励磁下での特性は、波形ひずみに対応する補正されるべき量として扱われてきた。一方、誘導電動機駆動用の汎用インバータに採用される正弦波近似 PWM 電圧波励磁下での磁気特性については、その測定条件自体が規定されておらず、正弦波励磁状態に比べてスイッチング波形ゆえの多量の高調波を含む励磁条件下での磁気損失を、正弦波励磁条件下での値から波形ひずみとして単純に補正して求めるには、その波形ひずみは極めて大きく、非正弦波励磁下における磁気特性については、別途十分な検討を行っておく必要がある。しかし、従来行われてきた研究報告では実験結果の羅列が多く、PWM 波励磁の磁気損失が正弦波励磁に比べて絶対的に増加する結果や、うず電流損失の占める割合が大きな材料ほど損失増加の割合が大きくなるという結果は示されているものの、系統的なことは明確とはなっていない。

また PWM 波励磁下での磁気損失の推定法については、以下のようないくつかの提案がなされている。最大磁束密度と実効磁束密度との関連から、PWM 波励磁を一般のひずみ波磁束として扱って推定する方法<sup>(15)</sup>や、磁気損失を古典的なヒステリシス損失とうず電流損失の他に損失の  $f$  に対する非線形性を異常損失として  $|dB/dt|^{23}$  に比例するとみて加え合わせる方法<sup>(14, 16, 25)</sup>、PWM 波励磁ではなく単純なパルス波励磁についてであるが、正弦波励磁に対する相対波形率  $F$ 、周波数  $f$  のパルス波励磁に対して、周波数  $F^2f$  の正弦波励磁における一磁化周期あたりの磁気損失  $P/f$  の値を適用する<sup>(38)</sup>方法などである。いずれの方法も、推定精度としては 10%以内に収まっている

るが、PWM 波を基本波と高調波の和としてみた場合、基本波に対する磁気特性と高調波に対する磁気特性が完全に独立とはならない重畳効果<sup>(39)</sup>が存在するため、上記の推定法は推定値としては問題なくとも、その推定に物性的な見地からの検討は行われていない。そこで、PWM 波に含まれる高調波成分と同一実効値の単一高調波を重畳した正弦波励磁における損失測定値を PWM 波励磁の損失とする等価正弦波重畳による損失推定も提案されており、この場合の推定精度は数%以内である<sup>(39)</sup>。上記二番目の損失分離による方法は、損失の構成要素別に導出する点からは、他の方法よりも物性的な観点にたった推定法ともとれるが、この推定法によれば同一のデューティ比のパルス波励磁はすべて同一の損失値を示すことになり、本論文の第4章で扱っている、異なる磁化停止期間をもつ定磁化速度励磁における磁化停止期間にともなう損失変化<sup>(40・43)</sup>を説明することができないという問題点も含んでいる。以上の PWM 波励磁における磁気特性および損失推定法については本論文の第3章で扱っている。

いずれにしても、PWM 波励磁における磁化条件を、磁化速度  $dB/dt$  が有限値と零を繰り返すことになる磁化停止期間を持った定磁化速度励磁ととらえたうえで、磁化停止期間の存在が磁気特性に及ぼす影響を、物性的な観点から検討している例は見られない。そこで、この点については本論文の第4章で、磁化停止期間における現象として扱い、その現象が磁気損失に及ぼす影響について検討している。

また、このようにして得られる素材としての磁気特性と、電動機や変圧器などの実機特性との関連について検討しておくことも重要である。そのためには実機における磁化状態を明確に把握しておく必要があるにもかかわらず、実機内部の磁化状態に関しては有限要素法などの解析による検討<sup>(44)</sup>が主であり、特にインバータ駆動における回転子が回転している状態でのかご型誘導電動機について、実測によりその磁化状態の検討が行われている例は見られない。そこで、この点については本論文の第5章で、正弦波電源および PWM インバータ電源駆動のかご型誘導電動機の磁化状態を実測して検討するとともに、素材特性との関連についても検討している。

以上のように本研究は、PWM 波を含む各種電圧波形励磁下における電磁鋼板の素材自身の磁気損失および磁気ひずみを測定し、PWM 励磁下における電磁鋼板の磁気

## 第1章 緒 言

特性について検討し、さらに、インバータの典型的応用分野である、かご型誘導電動機の実機における磁化状態および実機特性との関連について検討して、インバータ駆動の電気機器の問題点解消に対して全般的に考察することを目的として行ったものである。

## 1.4 本論文の構成

本論文の構成の概要を以下に記す。

まず第1章では、本研究の背景について説明した。そして、PWM インバータ駆動下における電気機器特性が、正弦波電圧駆動下のものと異なる原因となり、本論文で扱う PWM 波電圧励磁下における電磁鋼板の磁化条件と、従来から扱われてきた磁束正弦波励磁下での磁化条件の違いの原因となる、PWM 波形について説明するために、インバータの構成の概略について述べ、PWM 波形の生成法、PWM 波形の特徴、および磁気特性に關与する PWM 波形の特徴を表すいくつかのパラメータを説明した。さらに、PWM インバータ駆動の電気機器における問題点と磁性材料特性との關連について簡単に述べたうえで、本研究の目的を示した。

第2章では、実際の PWM 波形あるいはそれに近い波形により電磁鋼板を励磁した場合の磁気特性として、磁気損失と磁気ひずみの測定結果について検討している。その結果、磁気損失の概略値は、正弦波励磁および方形波励磁、PWM 波励磁を通じて、磁束電圧の平均値に対する実効値の比を示す波形率の点から整理でき、うず電流損失の変化が損失値の大小を支配していることを示している。さらに、その結果に基づいて、PWM 波全般の損失値を数%程度の誤差内で推定する方法について提案している。また、PWM 波励磁における磁気ひずみには、振幅は微小であっても正弦波励磁の場合には存在しない高調波成分が存在し、試料形状共振周波数において異常に大きな振動、騒音の発生源となりうることを明確に示している。

第3章では、PWM 波形を零電圧と非零電圧の繰り返しであるパルス列波と見なし、比較的単純なパルス列波形に  $dB/dt$  波形を厳密に制御することで、磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁下における磁気特性を測定して、磁化停止が磁気特性に及ぼす影響について検討している。一磁化周期あたりの磁気損失を、一定値のヒステリシス損失と磁束電圧のみに依存するうず電流損失の和としてとらえた場合に、一磁化周期あたりでは同一の損失値が期待される励磁条件となるような、磁化停止期間

の異なる定磁化速度励磁条件下での磁気損失および磁気ひずみを測定している。その結果、一定の磁気損失が期待されるにもかかわらず、磁化停止期間とともに磁気損失は増加すること、特に最大磁束密度点で磁化停止する場合に限って損失増加が著しいことを見出している。また、第2章でも取り上げた磁気ひずみに関しては、試料形状共振による磁気ひずみを起振源とした異常振動が起こることを別の結果から明確に示すとともに、その異常振動成分を除去して得られる材料本来の磁気ひずみの点から、磁化条件によって磁化過程が異なっていること、磁化停止期間においても内部磁化の変化が存在していることを示している。また磁化停止期間において磁化力の緩和的な減少過程が見られることを見出し、うず電流緩和、磁区構造変化と考えられる拡散磁気余効、および熱ゆらぎ磁気余効がその緩和現象の原因であることを解析的に説明している。さらに、これらの磁化停止期間の存在による磁気特性変化の影響の継続期間について検討し、磁化停止の影響が少なくとも磁化再開後  $3/2$  磁化周期継続していることを示している。また、磁化停止期間における磁化力の緩和的な減少過程が、磁気損失に影響を及ぼし得ることを解析している。

第4章では、第2章および第3章で示した PWM 波励磁下における電磁鋼板の素材としての磁気特性と、その電磁鋼板が用いられる電気機器の実機特性との関連を明確にするため、正弦波電源駆動および PWM インバータ電源駆動における、回転子回転時の三相かご型誘導電動機実機内の固定子および回転子の磁束電圧波形、磁束波形を測定し、その磁化状態について検討している。その結果、磁束波形は、正弦波電源駆動時と PWM インバータ電源駆動時のいずれの場合も正弦波とみなせる状態でも、磁束電圧波形にはインバータ駆動時の場合特に多量の高調波成分が存在すること、また、インバータ駆動時に限って固定子歯部の磁束電圧波形の分布が不均一であることを見出し、正弦波電源駆動時とインバータ電源駆動時の磁化状態の差が、電動機への入力波形の違いだけから推定できないことを示している。さらに、誘導電動機の電気特性、実機における電磁鋼板の磁気特性についても検討し、インバータ駆動時の誘導電動機における鉄損はインバータ駆動周波数に比例することを示している。そして、それまでの検討結果をもとにして、インバータ駆動時の損失増大と振動、騒音の増大という問題点について、磁束電圧波形率の低減、鉄損の低減、銅損

## 第1章 緒言

の低減, 電磁振動の低減, 磁気ひずみの低減, 共振の低減の点から考察し, いくつかを改善策を提案している。

第5章では, 本論分の総括として, 本研究によって得られた結果および検討事項をまとめ, 今後の課題と展望について述べている。

<参考文献>

- (1) 猪狩：「電気機械学」，コロナ社，p.3 (1980)
- (2) 原島：「電動機制御における現状と将来の動向」，電気学会雑誌，102，1，p.33 (1982)
- (3) 中野，泉：「電動機の世界制御とマイクロコンピュータ」，電気学会雑誌，103，5，p.38 (1983)
- (4) 多田隈，大橋：「インバータ技術の現状と将来」，電気学会雑誌，105，6，p.23 (1985)
- (5) 岡土：「モータ可変速ドライブにおける応用例について」，電気学会雑誌，107，7，p.653 (1987)
- (6) 深尾ら：「小特集：交流可変速ドライブシステムの高性能・大容量化技術」，電気学会雑誌，108，2，p.127 (1988)
- (7) 飯尾：「ルームエアコンのエレクトロニクス技術」，電気学会雑誌，109，3，p.211 (1989)
- (8) 乾：「家庭用照明機器のエレクトロニクス技術」，電気学会雑誌，109，3，p.199 (1989)
- (9) 日本工業規格 JIS C2550.1992「電磁鋼板試験方法」 (1992)
- (10) 戸田，寺嶋：「高調波の影響と低減」，電気学会雑誌，103，9，p.27 (1983)
- (11) 見城，加藤，相澤：「インバータの実用設計」，工業調査会，p.163 (1994)
- (12) 三菱電機(株)編：「インバータ応用マニュアル」，p.283 (1985)
- (13) 森，林：「電気機器における低騒音化技術」，電気学会雑誌，111，8，p.659 (1991)
- (14) P. Brissonneau and D. Lebouc： “Core Losses with Trapezoidal Wave Form of Induction”， IEEE Trans. on Magn., 20, 5, p.1484 (1984)
- (15) T. Nakata, N. Takahashi, K. Fujiwara, M. Nakano and K. Matsubara： “Iron Losses of Silicon Steel under Square Wave Voltage Excitation”， Physica Scripta, 39, p.645 (1989)

- (16) F. Fiorillo C. Appino and M. Barisoni : “Power Losses in Magnetic Laminations with Trapezoidal Induction Wave Form”, Anal. de Fisica, Ser.B, 86, p.238 (1990)
- (17) T. Sasaki and S. Takada : “Power losses of electrical iron sheets with quasi-sinusoidal magnetic flux change by PWM voltage excitations”, Anal. de Fisica, Ser.B, 86, p.258 (1990)
- (18) A. Boglietti, P. Ferraris, M. Lazzari and F. Profumo : “Iron losses in magnetic materials with six-step and PWM inverter supply”, IEEE Trans. on Magn, 27, 6, p.5334 (1991)
- (19) 本田, 佐藤, 大山 : 「インバーター駆動モーターの特性に及ぼす素材の影響」, 電気学会計測マグネティックス合同研究会資料, IM-94-47, MAG-94-68 (1994)
- (20) M. Amar and F. Protat : “A simple method for the estimation of power losses in silicon iron sheets under alternating pulse voltage excitation”, IEEE Trans. on Magn, 30, 2, p.942 (1994)
- (21) A. Boglietti, P. Ferraris, M. Lazzari and F. Profumo : “Energetic behavior of soft magnetic materials in the case of inverter supply”, IEEE Trans. on Magn, 30, 6, p.1580 (1994)
- (22) T. Tanaka, H. Yashiki, S. Takada and T. Sasaki : “Effect of metallurgical factors on the magnetic properties of non-oriented electrical steels under PWM excitation”, J. Magn. Magn. Matr., 133, p.201 (1994)
- (23) M. Amar, R. Kaczmarek and F. Protat : “Prediction of power losses in silicon iron sheets under PWM voltage supply”, J. Magn. Magn. Matr., 113, p.140 (1994)
- (24) 永井, 佐藤, 小川 : 「3相鉄心の PWM 波励磁による鉄損特性」, 平成7年電気学会全国大会, 476 (1995)
- (25) M. Amar and R. Kaczmarek : “A general formula for prediction of iron losses under nonsinusoidal voltage waveform”, IEEE Trans. on Magn., 31, 5, p.2504 (1995)
- (26) 石橋, 鈴木, 相沢 : 「インバータ駆動による誘導電動機」, 東芝レビュー, 37, 3, p.246 (1982)
- (27) 藤崎 : 「電気自動車の開発動向と電磁材料への期待」, 第155・156回西山記念技術講座, 日本鉄鋼協会, p38 (1995)

- (28) 例えば 電気学会編：「電気工学ポケットブック」，p.519 (1990) など
- (29) 例えば 見城，高橋：「インバータ実用回路の設計と駆動ソフト」，総合電子出版社，p.39 (1992) など
- (30) 見城，高橋：「インバータ実用回路の設計と駆動ソフト」，総合電子出版社，p.42 (1992)
- (31) 電気学会編：「電気工学ポケットブック」，p.520 (1990)
- (32) 電気学会編：「電気工学ポケットブック」，p.519 (1990)
- (33) 見城，加藤，相澤：「インバータの実用設計」，工業調査会，p.140 (1994)
- (34) A. Boglietti, P. Ferraris, M. Lazzari and M. Pastorelli : “Influence of Modulation Techniques on Iron Losses with Single Phase Dc/Ac Converter”, INTERMAG’96, FD-08 (1996)
- (35) T. Sasaki and S. Takada : “Power Losses of Electrical Iron Sheets with Quasi-Sinusoidal Magnetic Flux Change by PWM Voltage Excitation”, Anales de Fisica, Serie B, 86, p.258 (1990)
- (36) 岡田，大西，仁田，白井：「電気機器(2)」改訂2版，オーム社，p.37 (1995)
- (37) 見城，加藤，相澤：「インバータの実用設計」，工業調査会，p.19 (1994)
- (38) 八木沢，山田，霜村：「ひずみ波磁束鉄損の推定方法」，電気学会マグネティックス研究会，MAG-90-207 (1990)
- (39) 佐々木，佐伯，高田：「高次高調波を重畳した励磁における電気鉄板の磁気損失」，日本応用磁気学会誌，15，2，p.271 (1991)
- (40) S. Takada and T. Sasaki : “Variation of Loss Per Cycle with Pause Time at The Maximum Flux Density in Electrical Iron Sheets”, IEEE Trans. on Magn., 28, 5, p.2784 (1992)
- (41) S. Takada and T. Sasaki : “Magnetic Properties of Electrical Iron Sheet under Controlled Magnetization”, IEEE Trans. on Magn., 29, 6, p.3541 (1993)
- (42) S. Takada and T. Sasaki : “Power Losses of Electrical Iron Sheet under Constant Time Rate Magnetization with Several Magnetization Pauses”, INTERMAG’96, ER-04 (1996)

## 第1章 緒言

- (43) S. Takada and T. Sasaki : “Magnetostriction of Electrical Iron Sheet under Controlled Magnetization”, J. of Magn. and Magn. Mater., 113, p.226 (1994)
- (44) 榎園 : 「インバータ駆動下における三相かご型誘導電動機の磁界解析と実験的検討」, 電気学会論文誌 D, 108, 9, p.821 (1988)

## 第2章 PWM 波励磁下における磁気特性

### 2.1 まえがき

電力用電気機器，特に誘導電動機の可変速制御の分野で PWM インバータの使用が広まっているが，正弦波駆動時に比較して損失の増加や騒音の増大が問題視されている。しかし，電力用磁性材料の磁気特性については，交流磁化特性および鉄損(磁気損失)の測定方法が JIS C 2550<sup>(1)</sup>に規定されているように，磁束正弦波励磁状態あるいはわずかに波形ひずみを含む程度の励磁状態を想定しているにすぎず，一般に交流磁気特性といえは磁束正弦波励磁下での特性値について議論されるのが通例である。したがって，PWM 波励磁下における電力用磁性材料の磁気特性については，その特性測定法さえも規定されていない。

しかしながら，第1章でもふれたように，正弦波電圧励磁と PWM 波電圧励磁とでは，磁束密度波形はいずれも正弦波形となっていて，磁化速度波形は大きく異なり，この違いが磁性材料の磁化過程の点から，両励磁の磁気特性に影響することは，当然予測されることである。

そこで，本章では PWM インバータ励磁における電磁鋼板の磁気特性として，磁気損失，磁気ヒステリシスループおよび磁気ひずみを取り上げ，測定方法，測定条件を明確にして，PWM 波励磁における磁気特性と磁束正弦波励磁における磁気特性とを関連づけて扱う。

## 2.2 供試料および実験方法

本章の実験では、変圧器の鉄心に使用される方向性(高配向性)電磁鋼板と、小型回転機の鉄心に多く使用される無方向性電磁鋼板を試料に供した。具体的には下記の試料であり、本論文中での試料名は旧 JIS 規格のグレードで称することとした。なお、括弧内には現 JIS 規格の対応グレードを記した。

高配向性電磁鋼板	G-9H(35P135)	短冊状	$w$ ;100mm, $l$ ;500mm, $d$ ;0.35mm
無方向性電磁鋼板	S-12(35A300)	短冊状	$w$ ;100mm, $l$ ;500mm, $d$ ;0.35mm
	S-23(50A600)	短冊状	$w$ ;100mm, $l$ ;360mm, $d$ ;0.50mm
	S-30(50A800)	環状	$o.d$ .;200mm, $i.d$ .;100mm, $d$ ;0.50mm
		短冊状	$w$ ;100mm, $l$ ;360mm, $d$ ;0.50mm

本章および次章では、磁気特性として磁気損失、交流磁気ヒステリシスループ、磁気ひずみを扱うが、これらは磁界  $H$ 、磁束密度  $B$ 、磁気ひずみ  $\lambda$  の各信号検出により求められるため、まずこれらの信号の測定および処理方法について述べる。なお、特性の測定項目により使用した具体的な測定機器が異なるため、まず測定原理を図 2.1 の測定系ブロック図により説明したうえで、測定機器についてはまとめて後述する。

試料には磁束密度を検出するための  $B$  コイルと、試料を励磁するための励磁コイルが巻かれる。

マイクロコンピュータでデジタルデータとして生成した励磁波形を、D/A コンバータによりアナログ波形として、パワーアンプで増幅後、試料に巻いた励磁コイルに印加して試料を励磁する。

磁界  $H$  は、短冊状試料の場合には単板磁気試験法<sup>(2)</sup>に準じて、試料直上に置いた磁界検出  $H$  コイルを用いる  $H$  コイル法で、環状試料の場合には励磁コイルに直列に接続した標準抵抗を用いて電流法により検出した。 $H$  コイル法は、試料内外部の境界である試料表面において磁界の境界接線方向成分が連続であることを利用して磁

界を検出する方法である。試料直上に置いた  $H$  コイルに誘起される電圧  $v_H$  は、 $H$  コイルに鎖交する磁束を  $\Phi_H$ 、 $H$  コイルの実効断面積を  $A$ 、 $H$  コイルが検出する平均磁界を  $H$ 、真空中(空气中)の透磁率を  $\mu_0$  とすると、(2.1)式で与えられる。

$$v_H = \frac{d\Phi_H}{dt} = \mu_0 A \frac{dH}{dt} \quad (2.1)$$

したがって、磁界  $H$  は  $v_H$  を時定数  $\tau$  の積分器で積分した出力  $v_1$  から次式により得られる。

$$H = \frac{1}{\mu_0 A} \int v_H dt = \frac{\tau v_1}{\mu_0 A} \quad (2.2)$$

一方、電流法は環状試料のように磁路長が明確で、全磁路長にわたる磁界が均一で

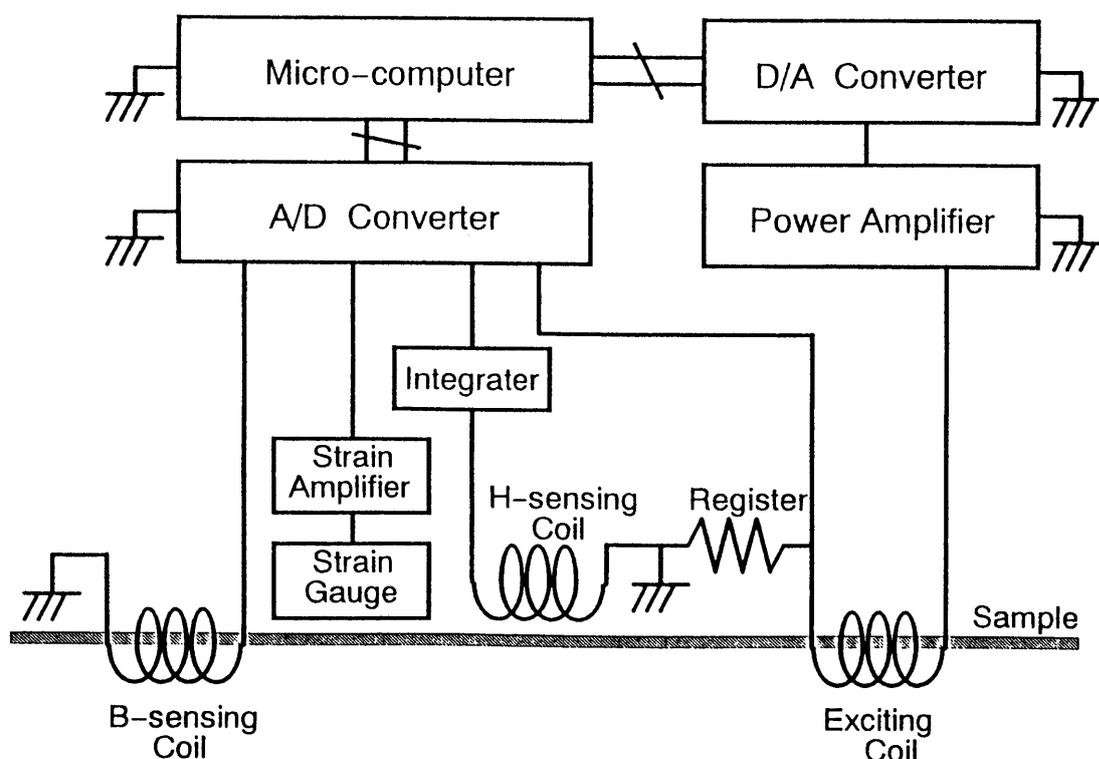


図 2.1 測定系ブロック図

ある場合に限って採用できる方法である。励磁コイルの巻数を  $N_E$ 、励磁コイルおよび直列につないだ標準抵抗に流れる電流を  $i$ 、磁路長を  $l$ 、標準抵抗の抵抗値を  $R$ 、その端子電圧を  $v_E$  とすると、アンペールの法則より、磁界  $H$  は(2.3)式で与えられる。

$$H = \frac{N_E i}{l} = \frac{N_E v_E}{lR} \quad (2.3)$$

磁束密度  $B$  は、試料に巻いた  $B$  コイルに誘起される電圧を  $v_B$ 、 $B$  コイルに鎖交する磁束を  $\Phi_B$ 、 $B$  コイルの巻数を  $N_B$ 、試料の実効断面積を  $S$  とすると、(2.4)式の関係から、(2.5)式として与えられる。

$$v_B = \frac{d\Phi_B}{dt} = N_B S \frac{dB}{dt} \quad (2.4)$$

$$B = \frac{1}{N_B S} \int v_B dt \quad (2.5)$$

磁気損失は、 $H$  および  $B$  の両信号から以下のようにして求められる。磁性材料の単位体積、一磁化周期  $T$  あたりの磁気損失  $W$  は、(2.6)式で与えられる。

$$W = \int_0^T H dB = \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt \quad (2.6)$$

(2.6)式から明らかなように、単位体積、一磁化周期あたりの磁気損失  $W$  は  $B$ - $H$  交流ヒステリシスループの面積に相当することになる。単位時間、単位重量あたりの磁気損失  $P$  は、周波数を  $f$ 、密度を  $\rho$  とすると、(2.7)式のように、 $H$  と  $dB/dt$  信号の積の平均値に比例した量として求められる。

$$P = \frac{W}{\rho T} = \frac{1}{\rho} \frac{1}{T} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt = \frac{f}{\rho} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt \quad (2.7)$$

磁気ひずみ  $\lambda$  の検出は、試料表面に貼付したひずみゲージの抵抗値変化をブリッジ

アンプにより増幅して行った。ひずみゲージのゲージ率を  $K$ , ブリッジ電圧を  $E$ , アンプの増幅率を  $G$ , 出力電圧を  $v_R$  とすると, 磁気ひずみ  $\lambda$  は, (2.8)式で与えられる。

$$\lambda = \frac{4v_R}{KEG} \quad (2.8)$$

図 2.1 の測定系においては,  $B$  コイルの出力電圧  $v_B$  に対して積分器を設置していないが, これは後述のように積分処理をコンピュータ内でデジタル演算により行っているためである。こうして得られる,  $H$ ,  $dB/dt$ ,  $\lambda$  の各信号は A/D 変換器によりデジタルデータ化されて, マイクロコンピュータにより処理される。

次に波形データのデジタル積分処理について説明する。測定はすべて周期信号について行っているため, 以下では信号一周を  $N$  等分サンプリングして得られる  $N$  個のデジタルデータで処理するものとして説明する。したがって,  $H$ ,  $dB/dt$ ,  $\lambda$  の各信号はそれぞれ,  $0 \sim N-1$  に番号付けられたデジタルデータとしてコンピュータに取り込まれる。 $dB/dt$  信号から  $B$  信号を得る場合には, (2.9)式にしたがった台形積分による数値積算処理を行う。

$$B_{(i)} = B_{(i-1)} + \frac{1}{2} \left( \frac{dB}{dt}_{(i-1)} + \frac{dB}{dt}_{(i)} \right) \Delta T \quad (2.9)$$

ここで, 下付き括弧内の添字はデータ番号を意味し,  $\Delta T$  はサンプリング間隔で,  $\Delta T = T/N$  の関係にある。磁気損失を求める際にも積分処理を行うが, 磁気損失は瞬時値ではなく, 一磁化周期あたり, あるいは単位時間あたりの積算値を求めることになるため,  $H$  と  $dB/dt$  の同期性が保たれていれば台形積算でも単純積算でも同一結果が得られる。したがって, (2.6)式に相当する損失値としては(2.10)式を計算することになる。

$$W = \sum_{i=0}^{N-1} H_{(i)} \frac{dB}{dt}_{(i)} \Delta T = T \sum_{i=0}^{N-1} H_{(i)} \frac{dB}{dt}_{(i)} \quad (2.10)$$

また、デジタルデータの FFT 処理により、必要に応じて各信号の調波解析も行うことができる。

使用した具体的な測定機器は以下の通りである。共通の測定機器として、マイクロコンピュータに 16bit パーソナルコンピュータ OKI *if800* を、波形をデジタルデータ化するための A/D コンバータとして 12bit ウェーブメモリ KAWASAKI KE-8201 を使用した。励磁源としては、磁気損失、 $B$ - $H$  ヒステリシス測定の場合には、D/A コンバータに 12bit 任意波形シンセサイザ NF 1237 を、パワーアンプに高速電力アンプ NF 4005 を、磁気ひずみの測定の場合には、実際の電圧型三相 PWM インバータ Toshiba VF10A を使用した。なおインバータ使用時には、インバータ主電源への三相入力前段にスライダックを設置して、インバータの出力電圧振幅を任意に設定できるようにした。磁気ひずみ測定には、ゲージ率が 140(公称値)の豊田工機(株)製半導体ひずみゲージ Sp-3-1000U を、ゲージアンプとして日本電気三栄(株)製 6M92 を使用した。なお、デジタルデータのデータ数はすべての測定において一周期 1024 データで処理した。

次に特性測定時の励磁波形について説明する。磁気損失および  $B$ - $H$  ヒステリシス測定時の励磁波形は、図 2.2 に例を示す正弦波(SIN), 方形波(PWM1), 単発パルス波(PWM2), 単相 PWM 波形(PWM8 など)であり、単発パルス波についてはデューティ比を変化させた種々の波形について、単相 PWM 波形については変調度と変調次数を変化させた種々の波形での励磁により測定を行った。磁気ひずみの測定には実際の三相 PWM インバータの線間電圧(図 1.2(b)に相当する波形)を用いて励磁を行った。特にことわらない場合、本章での測定は励磁周波数を  $f=50\text{Hz}$  で一定として行っている。図 2.2 に示した各波形は、上側が A/D 変換器出力電圧波形であり、下側の波形はそのときの  $dB/dt$  波形( $S$ -12,  $B_m=0.8\text{T}$ )である。励磁コイルの空隙が小さく励磁系のインダクタンスが大きければ両波形は同一形状となるが、本実験では単板試料を用いておりインダクタンスが大きくないため、励磁波形と  $dB/dt$  波形とでは細部で異なった形状となっている。 $dB/dt$  波形を厳密に目的波形とするためのフィードバックによる波形制御法(第 3 章にて記述)もあるが、変調次数が高い PWM 波形や、実際

## 第2章 PWM波励磁下における磁気特性

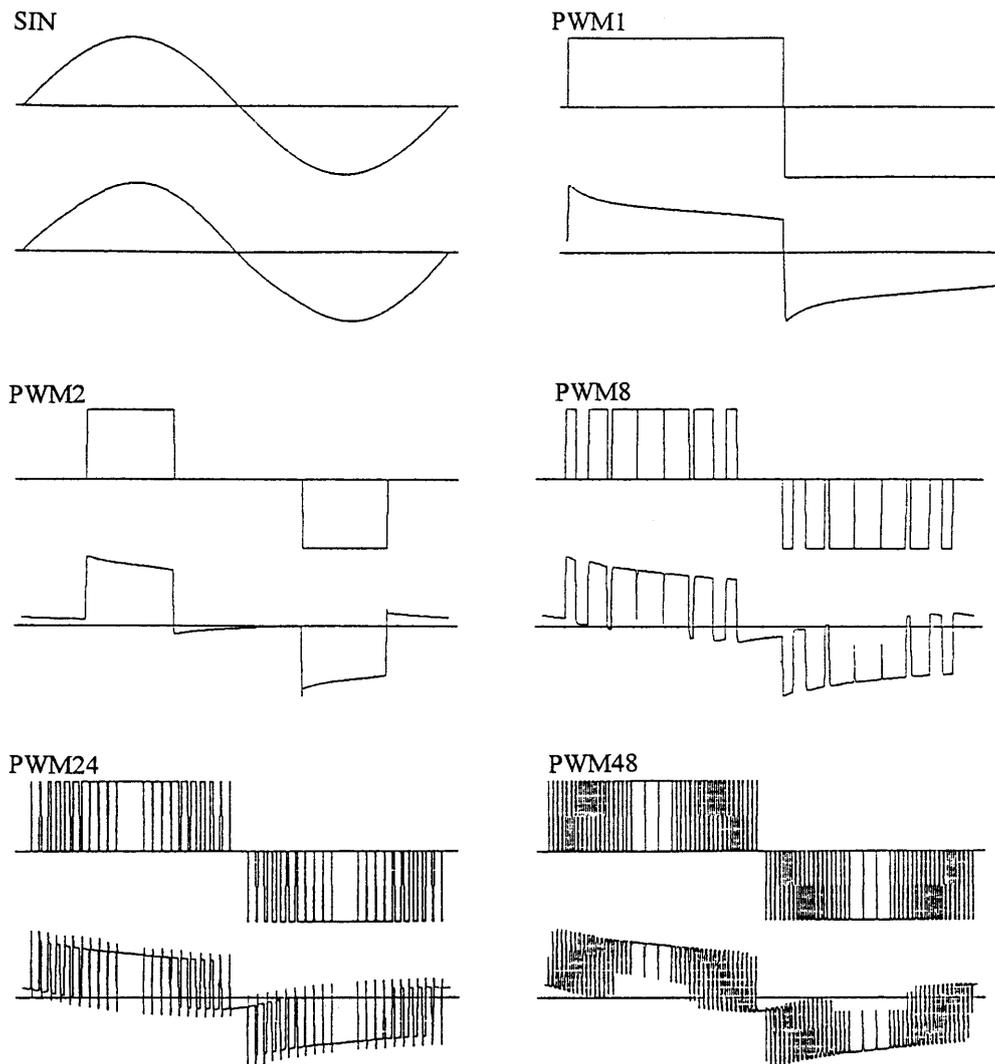


図 2.2 励磁波形(上)と磁束電圧( $dB/dt$ )波形(下) (S-12,  $B_m=0.8T$ ,  $M=100\%$ )

のインバータ出力波形を使用した励磁では、 $dB/dt$  の制御が不可能であるため、本章での実験では特別な波形制御は行っていない。そのため、図 2.3 は図 2.2 の励磁波形による  $B$  波形の一部を示したものであるが、本来であれば零電圧期間、例えば最大磁束密度における  $B$  波形は水平で平坦な形状となるところ、わずかに傾きをもった形状となっている。

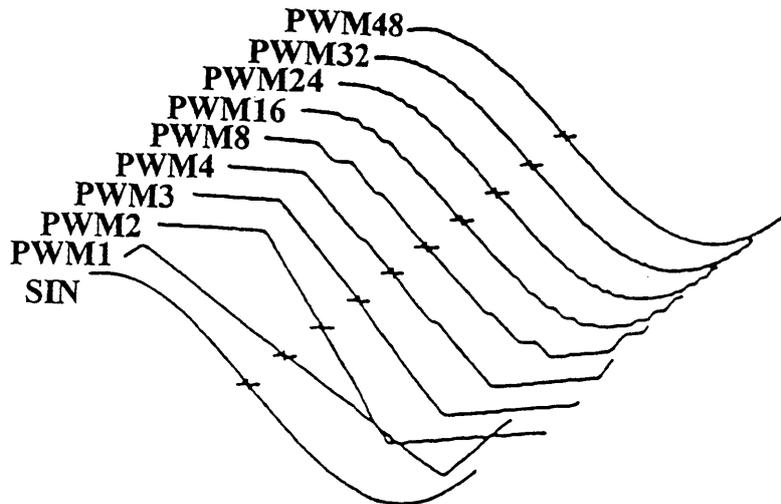
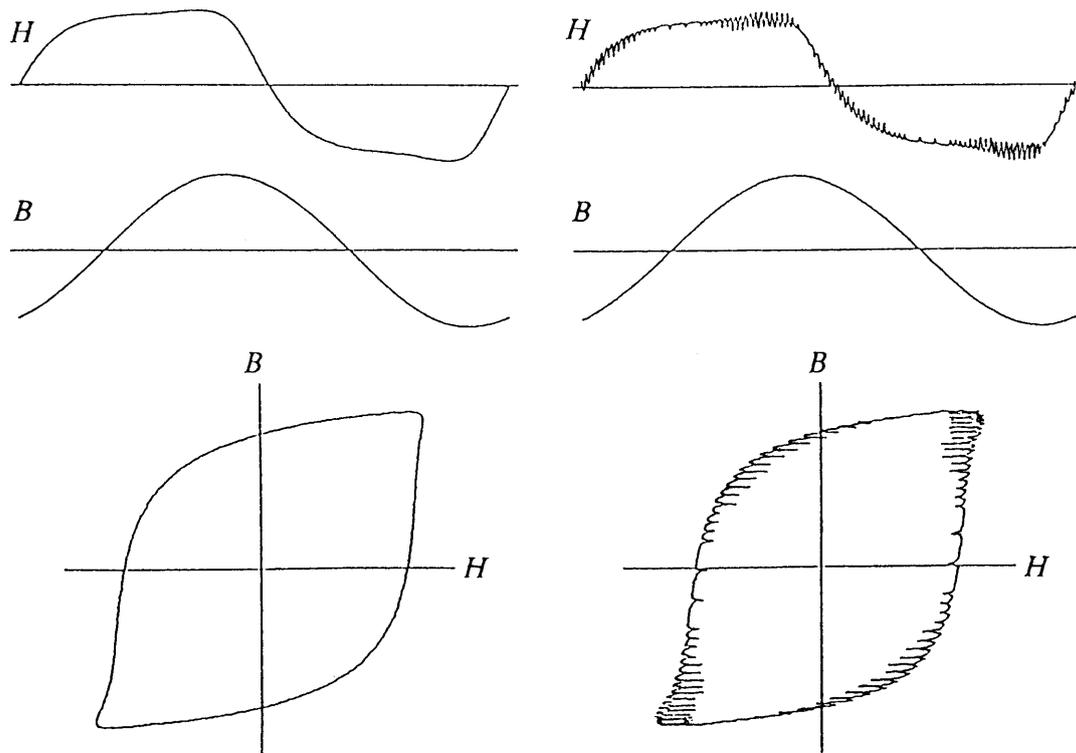


図 2.3 磁束密度( $B$ )波形例 (S-12,  $B_m=0.8T$ ,  $M=100\%$ )

2.3 交流磁気損失および交流磁気ヒステリシスループ<sup>(3)</sup>

図 2.4 に  $H$  波形,  $B$  波形および  $B$ - $H$  ヒステリシスループの一例を示す。いずれも S-12,  $B_m=0.8T$ ,  $f=50Hz$  のもので, (a)は SIN 励磁, (b)は PWM48 励磁におけるものである。 $B$  波形は SIN 励磁, PWM48 励磁のいずれも正弦波と見なすことができる。一方  $H$  波形は, SIN 励磁では  $B$ - $H$  間の非線形性から低次高調波の波形ひずみが見られる程度であるのに対して, PWM48 励磁では SIN 励磁の  $H$  波形に高次高調波が重畳した形となっている。それによって,  $B$ - $H$  ヒステリシスループの形状は, SIN 励磁と PWM48 励磁とで概形としては同様な形状をとるものの, PWM48 励磁には細かなループのくびれが現れている。

ヒステリシスループの面積が一磁化周期あたりの磁気損失に相当することは先に述べたが, ここでは高調波を含んだ励磁における磁気損失について考えてみる。 $H$ ,



(a) SIN 励磁

(b) PWM48 励磁

図 2.4  $H$  波形,  $B$  波形,  $B$ - $H$  ヒステリシスループの例

$B$  とともにひずみ波形として, (2.11)式で与えられる場合を考える。

$$\begin{aligned}
 H(t) &= \sum_i H_{mi} \sin(i\omega t + \theta_i) \\
 B(t) &= \sum_i B_{mi} \sin(i\omega t + \theta_i - \varphi_i)
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

(2.7)式における磁気損失は, (2.12)式のように求められ,  $H$  と  $B$  の同次の項同士で損失を形成することになる。

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{f}{\rho} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt \\
 &= \frac{f}{\rho} \sum_i i\pi H_{mi} B_{mi} \cos \varphi_i
 \end{aligned}
 \tag{2.12}$$

表 2.1 は, 図 2.4 に示した励磁下における磁化力, 磁束密度, 磁気損失を調波解析した結果である。表中の各列において  $i$  は高調波の次数を,  $H_m, B_m$  は磁化力と磁束密度の各次数成分の振幅を,  $P$  は磁気損失の各次数の成分を示している。また, Total とある行には最大磁化力, 最大磁束密度, 全磁気損失を示し, % とある列にはその次

表 2.1 磁気損失測定値 (S-12,  $B_m=0.8T$ )

(a) SIN 励磁

$i$	$H_m(A/m)$	$B_m(T)$	$P(W/kg)$	%
Total	33.78	0.800	0.5022	
1	36.94	0.805	0.5060	100.75
2	0.660	0.001	0.0000	100.75
3	7.079	0.008	-0.0035	100.05
4	0.251	0.000	0.0000	100.04
5	1.717	0.001	-0.0002	100.00
6	0.072	0.000	0.0000	100.00
7	0.476	0.000	0.0000	100.00
8	0.020	0.000	0.0000	100.00
9	0.191	0.000	0.0000	100.00
51	0.007	0.000	0.0000	100.00
91	0.009	0.000	0.0000	100.00
101	0.007	0.000	0.0000	100.00
151	0.000	0.000	0.0000	100.00
201	0.000	0.000	0.0000	100.00

(b) PWM48 励磁

$i$	$H_m(A/m)$	$B_m(T)$	$P(W/kg)$	%
Total	36.875	0.800	0.5100	
1	36.429	0.792	0.4977	97.59
2	0.748	0.001	0.0000	97.58
3	7.242	0.006	-0.0017	97.24
4	0.362	0.000	0.0000	97.23
5	2.162	0.003	0.0001	97.25
6	0.106	0.000	0.0000	97.25
7	0.799	0.001	0.0000	97.25
8	0.050	0.000	0.0000	97.25
9	0.361	0.000	0.0000	97.25
51	0.099	0.000	0.0000	97.33
91	0.324	0.000	0.0001	97.41
101	0.251	0.000	0.0001	99.82
151	0.013	0.000	0.0000	99.84
201	0.048	0.000	0.0000	100.06

数以下の高調波成分損失の累計が全磁気損失に占める割合を示した。磁化力正弦波励磁や磁束正弦波励磁の場合には、磁化力  $H$  あるいは磁束密度  $B$  のいずれかが正弦波であるため、(2.12)式からわかるように他方がどんなにひずんでも損失は基本波成分のみとなる。表 2.1 の結果では波形制御を行っていないため、SIN 励磁の場合でも、磁束密度に波形ひずみによる 3 次、5 次の成分がわずかに見られる。しかし 6 次以上の成分はなく、磁気損失も 5 次以下の成分のみで構成され、実質的には基本波成分損失が全磁気損失を占めているとみなしてよい。一方、PWM48 励磁においては、変調次数である 96 次前後およびその整数倍の次数前後で損失を構成するために、かなり高次の高調波損失まで累計しないと全磁気損失に等しくならない。

図 2.5 は S-30,  $B_m=0.5T$  の PWM 励磁における全磁気損失に占める累計高調波成分損失をグラフにしたもので、横軸に高調波次数を、縦軸に累計損失の全磁気損失に占める割合をとっている。変調次数については 4(PWM2), 32(PWM16), 96(PWM48)のものを示した。前述のように変調次数およびその整数倍近傍の次数で損失を形成している。このことから変調次数の増加にともない磁束密度  $B$  波形が正弦波に漸近し、図 2.3 や図 2.4 の変調次数 96(PWM48)の  $B$  波形では基本正弦波のみのように見えても、磁束電圧( $dB/dt$ )波形は PWM 波であり、図 1.6 に示したように多量の高次高調波を含むため、磁化力  $H$  波形にも変調次数に相当した高調波成分が存在するために高調波損失を形成し、全磁気損失は基本波成分損失よりも大きくなる。

図 2.6 は S-12 および G-9H の SIN 励磁下および各種 PWM 波励磁下( $M=100\%$ )での  $B$ - $H$  交流ヒステリシスループ形状を示したものである。変調次数の増加にともないループの概形は SIN 励磁のそれに近づいていくが、 $H$  波形に含まれる高調波のため、 $H$  軸方向に細かな出入りが重畳した形状になる。

図 2.7 は PWM 波励磁下( $M=100\%$ )における変調次数にともなう磁気損失の変化を示しており、縦軸は同一最大磁束密度の SIN 励磁下での磁気損失値を 100%として示したものである。PWM1 励磁の場合を除いて変調次数の増加にともない SIN 励磁下での磁気損失に近づく傾向にあるが、高調波損失の存在によって正弦波励磁時の損失以下になることはない。磁気損失の変動幅は無方向性試料よりも方向性試料の方が、低級グレードの試料よりも高級グレードの試料の方が大きくなる。また、ヒステリシスループ形状および磁気損失値ともに、PWM1 励磁の場合が特異であるよう

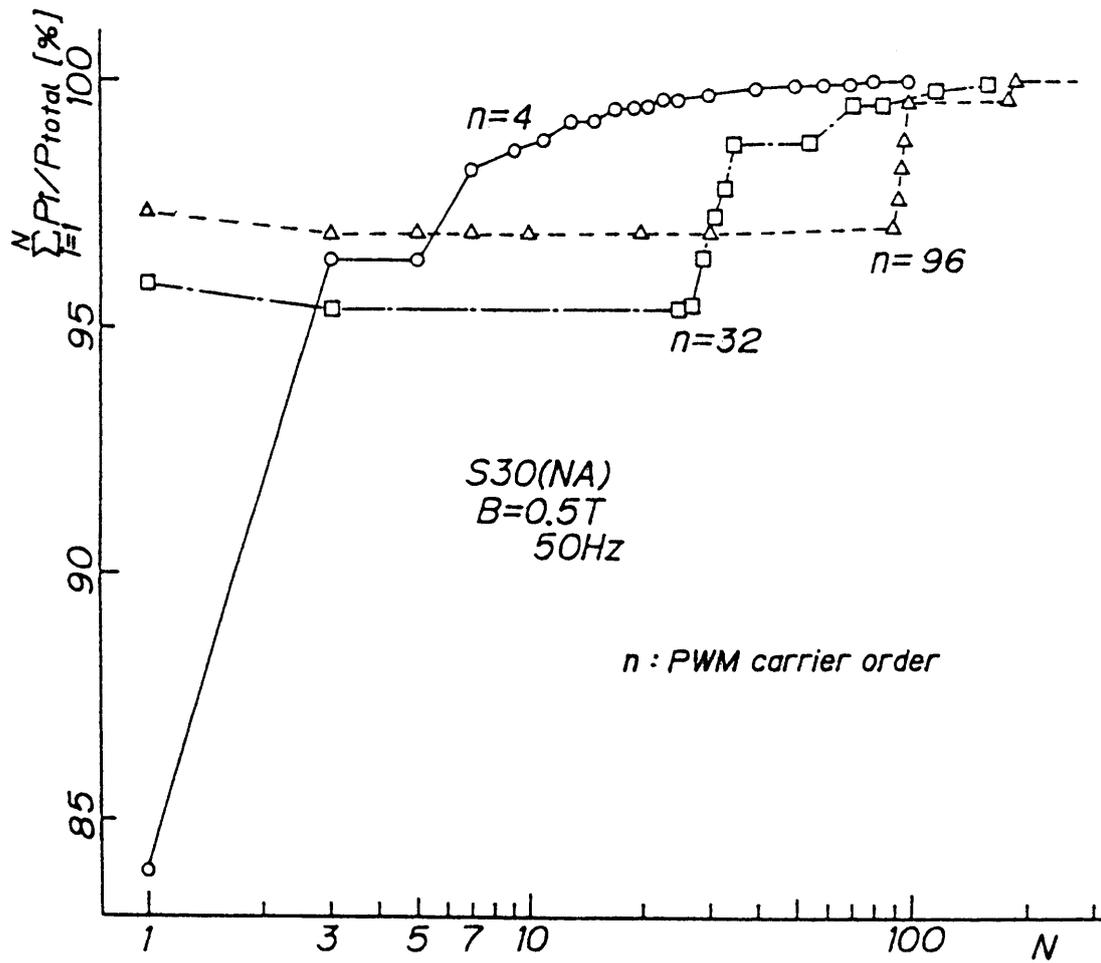


図 2.5 PWM 励磁における全磁気損失に対する累計高調波成分損失

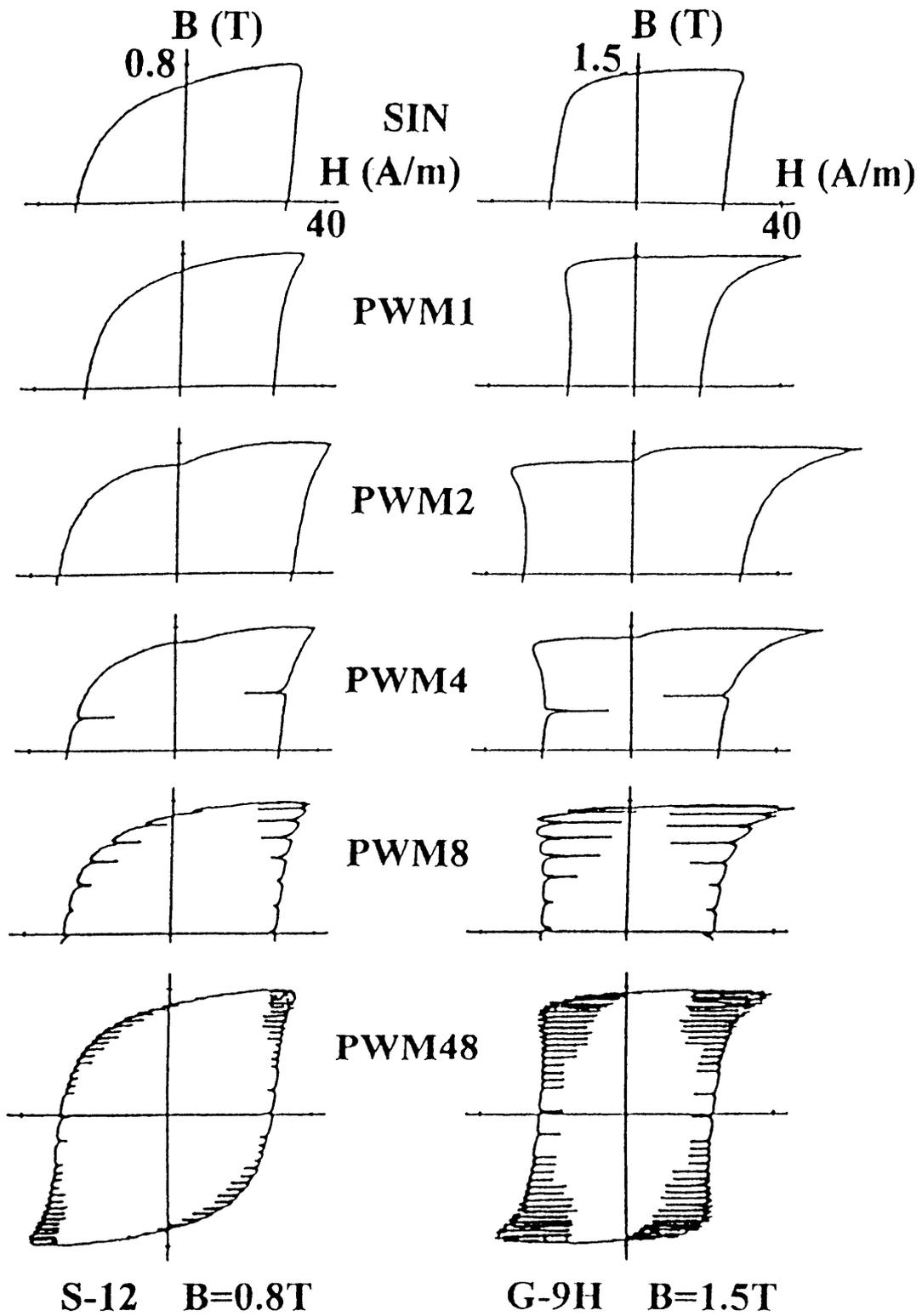


図 2.6 交流ヒステリシスループの例

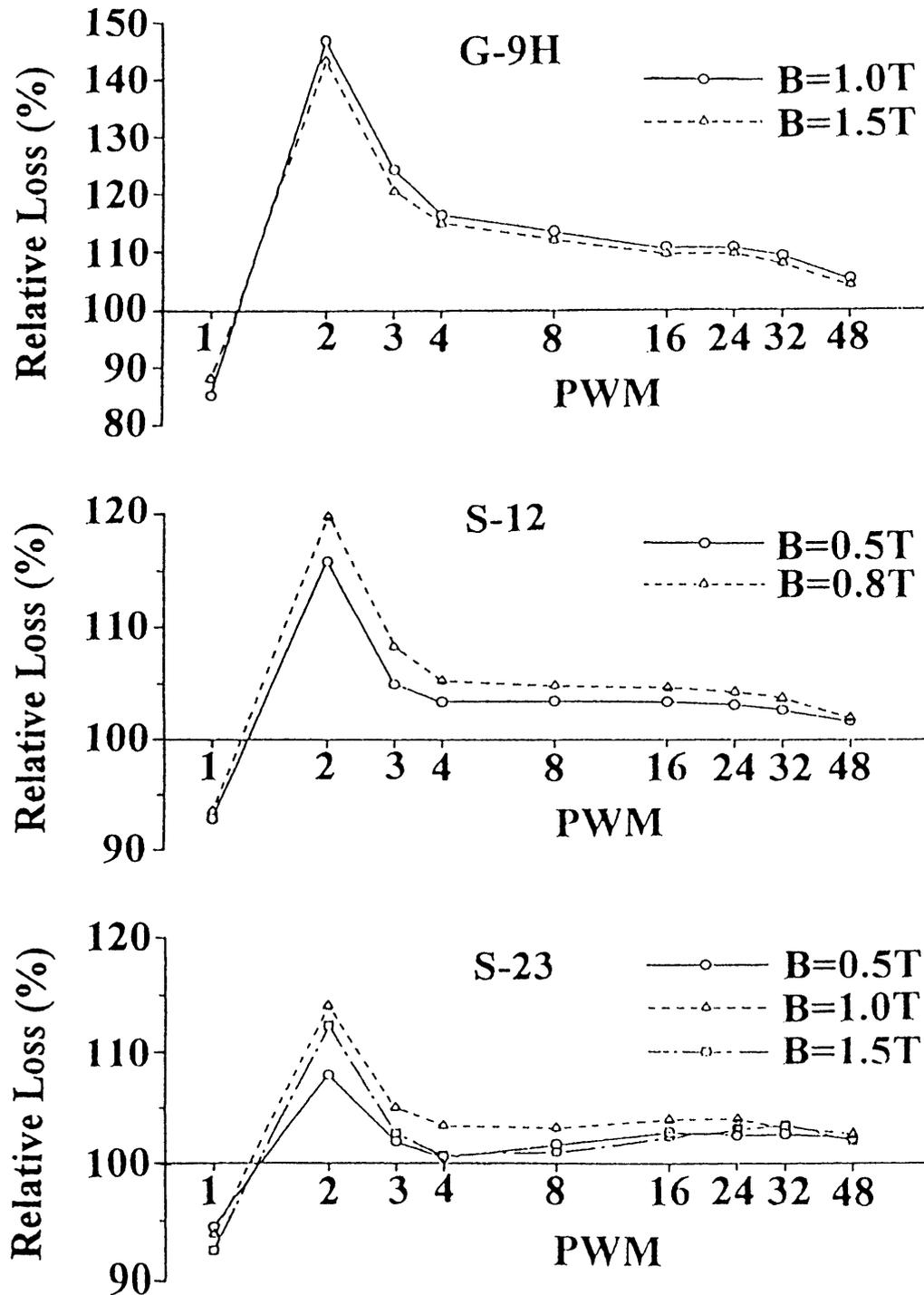


図 2.7 変調次数にともなう磁気損失変化

な印象を受けるが、これは後述するように変調次数によるものではなく PWM 波形のデューティ比によるものである。

図 2.8 は、図 2.7 に示した異なる変調次数の PWM 波励磁の結果にデューティ比の異なる励磁条件での結果も加えて、PWM 波形のデューティ比にともなう磁気損失変化としてまとめたものであり、縦軸は SIN 励磁下での損失値で規格化してある。導電性の軟質磁性材料の一磁化周期あたりの交流磁気損失  $W$  が、一般に励磁周波数によらずに一定と考えられているヒステリシス損失  $W_h$  と磁性材料中での磁束変化 ( $dB/dt$ ) により発生するうず電流損失  $W_e$  の和であるとする、同一励磁周波数、同一最大磁束密度のデューティ比  $D$  のパルス波励磁条件下における損失は、(2.13)式により、(2.14)式として表される。

$$\begin{aligned} W &= W_h + W_e \\ W_h &= \text{const.} \end{aligned} \tag{2.13}$$

$$W_e \propto \int (dB/dt)^2 dt \propto K/D \quad K = \text{const.}$$

$$W = W_h + K/D \tag{2.14}$$

図 2.8 中に示した曲線は(2.14)式にフィッティングさせたもので、それぞれの曲線に対するパラメータは表 2.2 に示すとおりである。図 2.7 において PWM1 が特異な値を示すように見えたのは、PWM1 波形(方形波)のデューティ比が 100%で他の PWM 波形のデューティ比に対して大きいためであり、デューティ比の点から損失値をまとめると、図 2.8 のように特異な測定点は存在しない。また、パルス数による損失の違いはほとんどないが、この点についての詳細は第 3 章で扱う。表 2.2 からわかるように、方向性電磁鋼板や高級グレードの無方向性電磁鋼板で  $K$  の値が大きく、このことはそれらの材料で全磁気損失に占めるうず電流損失の割合が大きいこ

表 2.2 フィッティングパラメータ

	G-9H	S-12	S-23
$W_h$	45%	75%	82%
$K$	40%	18%	12%

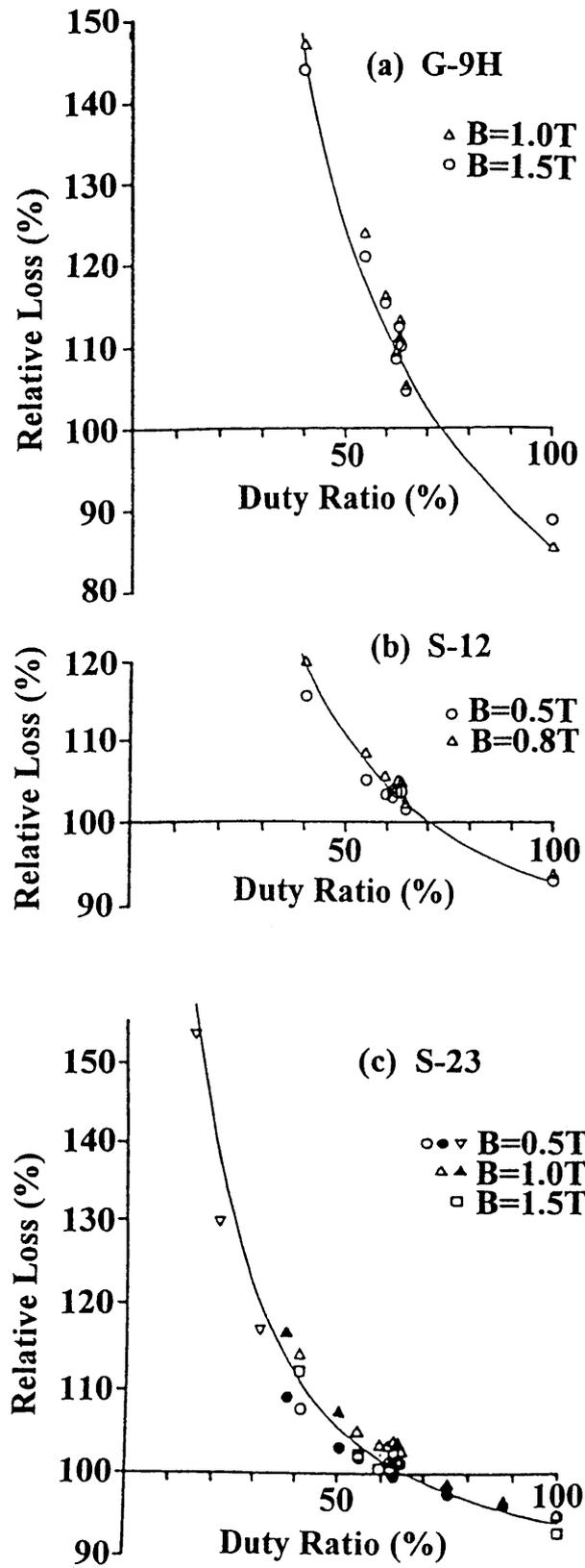


図 2.8 デューティー比にともなう磁気損失変化

とに対応している。

第1章で示した正弦波とデューティー比  $D$  のパルス波における各種の値をあらためて表 2.3 にまとめておく。なお方形波は  $D=100\%$  のパルス波に相当する。ここで、同一周波数条件  $f_s=f_p$  のもとで、最大磁束密度すなわち  $dB/dt$  の一周期の積算値が同一である励磁状態において、波高値の比は正弦波：パルス波 =  $1:0.64/D$ 、一周期の二乗積算値の比は正弦波：パルス波 =  $1:0.81/D$  となる。したがって、正弦波と波高値が同じパルス波のデューティー比は  $D=64\%$ 、正弦波と一周期の二乗積算値が同じパルス波のデューティー比は  $D=81\%$  となる。正弦波励磁とパルス波励磁とで磁化過程が同じであり、ヒステリシス損失は同一値、うず電流損失は  $dB/dt$  の一周期の二乗積算値に比例すると考えると、正弦波と同じうず電流損失を発生するパルス波のデューティー比は  $D=81\%$  となるが、図 2.8 の結果では横軸(Loss=100%)を横切るデューティー比は 70%前後の値を示している。この測定結果では波形制御を行っていないため、デューティー比とうず電流量との対応が明確でないため、Loss=100%を横切るデューティー比が 81%とならないことが、正弦波励磁とパルス波励磁における磁化過程の相違によるものであるとは結論できないが、この磁化過程上の点についての詳細は第3章で扱う。しかし、いずれにせよ(2.14)式の関係が比較的広範囲のデューティー比について成立することから、例えば  $D=100\%$  の方形波と  $D=40\%$  程度のパルス波における損失を測定し、(2.14)式におけるパラメータ  $W_h$  と  $K$  を求めて、任意のデューティー比  $D$  のパルス波励磁における損失値を推定することは十分可能である。

一般に測定される磁気損失は磁束正弦波励磁下での値であることは先にも述べたが、この正弦波励磁下の損失値からパルス波励磁における損失値の推定が可能かどうかについて以下に検討する。図 2.9 は種々の試料について、最大磁束密度を一定として、励磁周波数を 40~200Hz で変化させた正弦波励磁および方形波励磁と、励磁

表 2.3 正弦波とパルス波波形による各種パラメータ値

波形	波高値	周波数	Duty 比	平均値	実効値	一周期の積算値	一周期の二乗積算値
正弦波	$A_s$	$f_s$	—	$2A_s/\pi$	$A_s/\sqrt{2}$	$2A_s/\pi f_s$	$A_s^2/2f_s$
パルス波	$A_p$	$f_p$	$D$	$A_p D$	$A_p \sqrt{D}$	$A_p D/f_p$	$A_p^2 D/f_p$

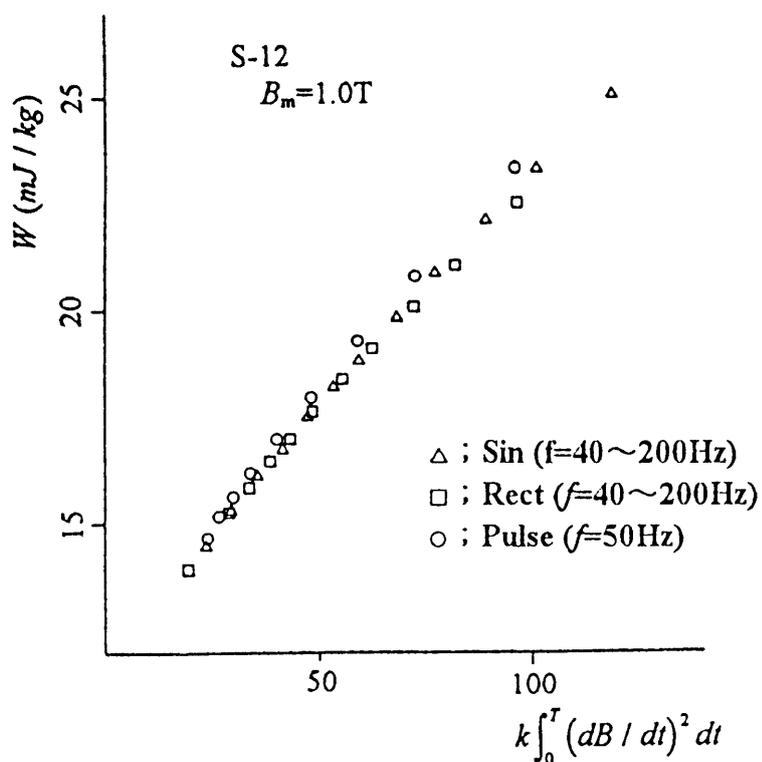
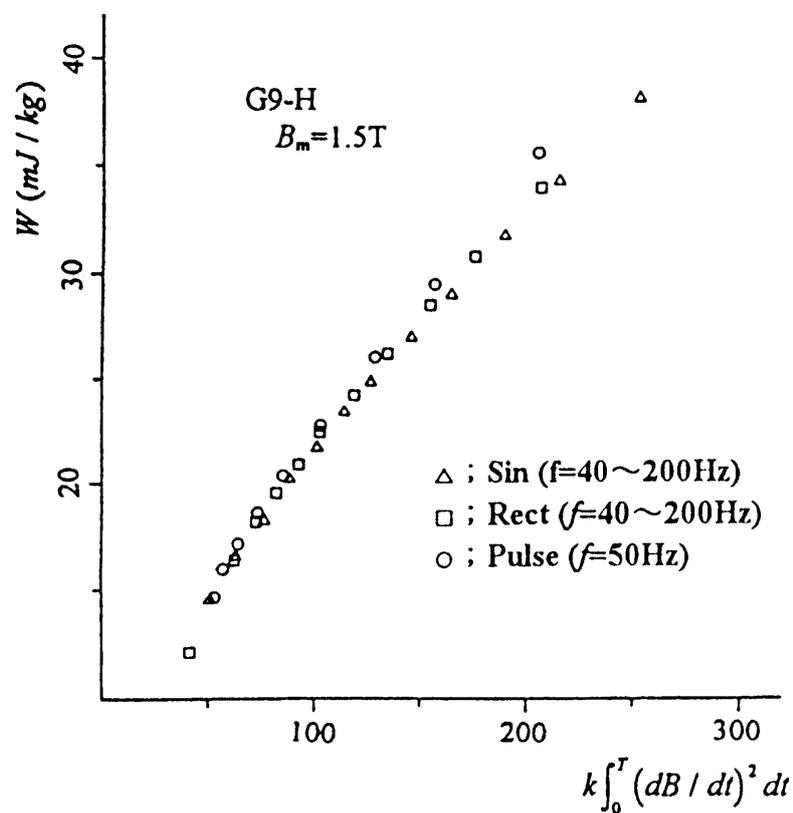


図 2.9  $B_2$  値にともなう磁気損失変化 (1)

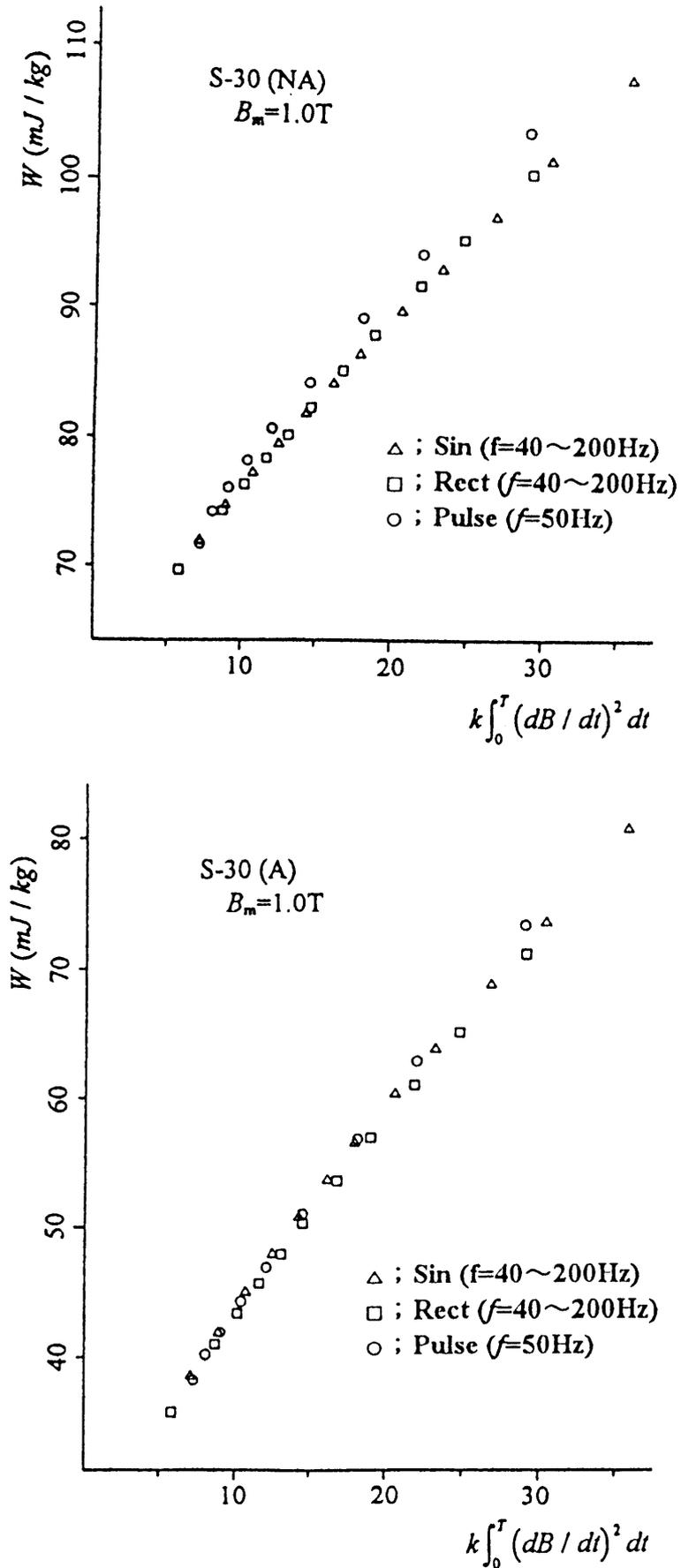


図 2.9  $B_2$  値にともなう磁気損失変化 (2)

周波数を 50Hz 一定としてデューティ比を 25~100%で変化させたパルス波励磁の一磁化周期あたりの損失を、横軸に一磁化周期あたりの磁束電圧の二乗積算値を任意軸として示したものである。図より、一磁化周期あたりの磁気損失  $W$  と一磁化周期あたりの磁束電圧の二乗積算値(以下  $B2$  値と略す)とが、非線形の関係ではあるが励磁波形や励磁周波数にあまり依存することなく対応しており、同一の  $B2$  値におけるパルス波励磁の  $W$  と正弦波励磁での  $W$  が同一の値であるとして扱っても大きな誤差はないことがわかる。表 2.4 は、正弦波励磁の  $W$  に対して同一の  $B2$  値をもつパルス波励磁の  $W$  の増分を示したもので、パルス波励磁の  $W$  が数%程度大きくなるものの著しい違いは存在しない。このことから、正弦波励磁における磁気損失の励磁周波数依存性の測定値を  $B2$  について整理して、パルス波励磁での損失を同一の  $B2$  値をもつ正弦波励磁での損失として概略値を得ることも、一推定法として採用可能である。ただしこの場合、一磁化周期あたりの磁気損失値の対応であるため、単位時間あたりの損失値とする場合には、パルス波の励磁周波数を乗ずる換算が必要である。この推定法と同種の推定法として、単純なパルス波励磁の場合の損失推定法が提案されている。これは、正弦波に対する相対波形率  $F$  の周波数  $f$  におけるパルス波励磁の一磁化周期あたりの損失  $W$  が、周波数  $F^2f$  の正弦波励磁における  $W$  と同一であるとするもので、励磁周波数に対する換算を先に行うか後に行うかの違いがあるだけで本質的な差異はない。

さて上記の損失推定法が適用可能であるということは、パルス波励磁と正弦波励磁とで磁化過程に違いがないことを意味するように思われるが、図 2.9 や表 2.4 の結

表 2.4 パルス波励磁損失の正弦波励磁損失値からの推定誤差

試料	$B_m(T)$	推定誤差 (%)	
		$D=60\%$	$D=25\%$
G9-H	0.5	4.5	3.6
	1.5	4.1	6.6
S-12	0.5	2.0	2.7
	1.0	2.9	2.6
S-30(NA)	0.5	1.4	4.2
	1.0	2.2	4.0
S-30(A)	0.5	0.9	1.9
	1.0	0.5	2.4

果からわかるように、厳密にはパルス波励磁の  $W$  が正弦波励磁の  $W$  よりも若干大きく、磁化過程に違いがあってもこの場合の磁気損失値にはそれほど影響していないだけであると考えられる。

磁化過程の差異については後述するが、上記のように概略としてパルス波励磁における磁気損失がそれほど特異な値をとるわけではない。しかしながら、一般に PWM 波励磁での損失が大きくなると考えられている。この理由については以下のような考え方にある。

先に、各種の  $dB/dt$  波形におけるパラメータ値についての説明で、正弦波と同一波高値で同一の  $B_m$  となるパルス波のデューティ比は 64%であることを述べたが、この値は第1章で求めた正弦波近似 PWM 波形の極限デューティ比そのものである。 $D=64\%$  のパルス波の一周期の二乗積算値( $B^2$  値)は、正弦波に対して 127%となり、磁化過程が同じであれば、うず電流損失が対正弦波比で 27%増となる。したがって、変調次数を大きくして  $B$  波形をいかに正弦波に近づけても、うず電流損失を正弦波と同一の値にまで下げることができないことによる。

さらに、磁気損失の周波数依存性は  $B_m$  一定条件で周波数  $f$  を変化させた測定を行うことになるが、磁束正弦波励磁では  $B_m \propto A_s f$  であり波形はあくまで正弦波のままであるから、振幅  $A_s$  を  $f$  に応じて変化させる。したがって、一周期の二乗積算値( $B^2$  値)は  $f$  に比例し、実効値の二乗は  $f$  の二乗に比例する。一方、パルス波励磁では  $B_m \propto A_p D/f$  であるが、インバータの  $V/f$  一定制御では振幅  $A_p$  を一定として  $f$  を変化させるため、 $D$  を  $f$  に応じて変化させる方法をとる。したがって、一周期の二乗積算値( $B^2$  値)は  $f$  に依存せず一定で、実効値の二乗は  $f$  の一乗に比例することになる。実効値の二乗はうず電流損失に対応するため、パルス波励磁においては、励磁周波数の低下によるうず電流損失の低下の割合が、磁束正弦波励磁における損失低下の割合ほど大きくないことを意味しており、これが感覚的に PWM 波励磁の損失が正弦波励磁に比べて大きくなるという印象を与える主因である。しかし、これは磁束正弦波励磁では振幅を可変するもの、パルス波励磁では振幅を固定するものという励磁条件の違いからくるものであり、必ずしもパルス波励磁ゆえに損失が大きくなるというわけではないことを意味している。

## 第2章 PWM波励磁下における磁気特性

以上の損失差に関する点はいずれも、うず電流損失に関係することであるため、うず電流損失の占める割合が大きな材料ほど、PWM 励磁下での正弦波励磁下に対する相対的な磁気損失は大きくなる。

2.4 磁気ひずみ<sup>(5)</sup>

PWM インバータで励磁される電気機器が、正弦波励磁の場合に比べて振動や騒音が大きくなるという問題点が指摘されていることは先に述べた。励磁波形(磁束電圧波形)に多量の高次高調波が含まれ、その積分となる磁束波形の高次高調波は大きさが次数分の一に減少するとはいえ、基本正弦波以外の高調波が存在することには変わりはない。磁束に高次高調波が含まれることから、磁束密度の二乗に比例して発生する電磁力が振動、騒音の原因として一般に考えられている<sup>(6)</sup>が、磁性材料の磁気特性の点から、振動、騒音の原因となり得るものとして磁気ひずみがある。

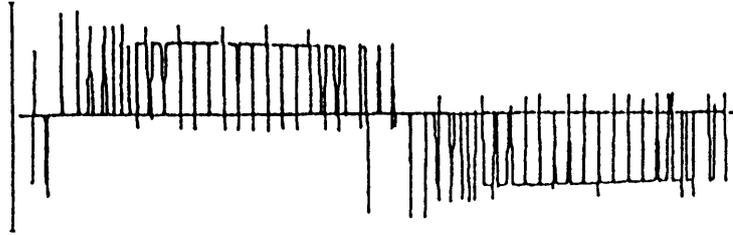
偏磁していない対称磁束の磁束正弦波励磁状態では、磁気ひずみは低次の偶数次高調波として現れる。いま単純に磁気ひずみ  $\lambda$  が磁束密度  $B$  の二乗に比例すると考えれば、磁束波形が基本正弦波と  $n$  次の高調波正弦波のみを成分とする場合には、(2.15)式のようになる。

$$\begin{aligned} \lambda \propto B^2 &= \{B_1 \sin \omega t + B_n \sin(n\omega t + \varphi_n)\}^2 \\ &= \frac{1}{2}(B_1^2 + B_n^2) - \frac{1}{2}B_1^2 \cos 2\omega t - \frac{1}{2}B_n^2 \cos 2(n\omega t + \varphi_n) \\ &\quad - \frac{1}{2}B_1 B_n [\cos\{(n-1)\omega t + \varphi_n\} + \cos\{(n+1)\omega t + \varphi_n\}] \end{aligned} \quad (2.15)$$

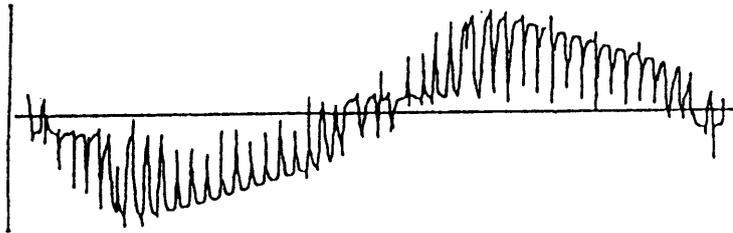
右辺最終式の第一項から第三項は、基本波単独あるいは  $n$  次高調波単独で存在する場合の磁気ひずみに相当する。第四項は、高調波が基本波で変調された形をとる、基本波磁束に高調波磁束が重畳する場合にのみ発生するものである。一般には  $B_1 \gg B_n$  であるから、第二項の磁気ひずみの基本波成分に対して、第三項の磁気ひずみの高調波成分は無視できるほど小さくなるが、第四項の成分は第三項ほど小さくはならない。

PWM 波励磁においては  $dB/dt$  および  $B$  に変調次数前後の多量の高次高調波を含むため、 $\lambda$  にも変調次数およびその整数倍の次数前後を主とした高次の成分を有することになる。図 2.10 は無方向性電磁鋼板 S-30 の 36cm 長の短冊試料を PWM インバータ(基本波周波数 60Hz, 変調次数 48)で  $B_m=1.9T$ (開磁路構成の中心部磁束密度)に励磁

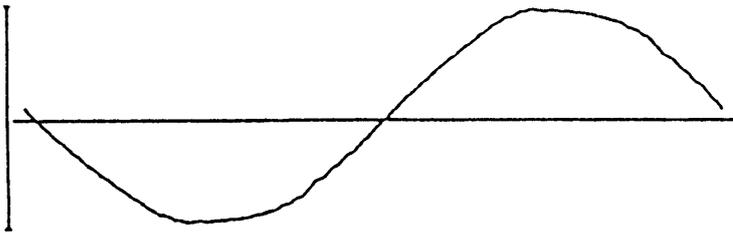
(a) Source voltage



(b) Induced voltage



(c) Magnetic induction



(d) Magnetostriction

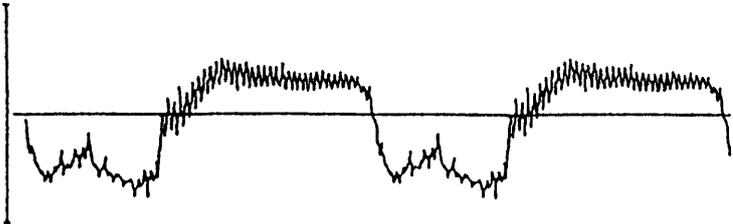


図 2.10 インバータ励磁下における各種波形

した場合の、(a) インバータ出力, (b)  $dB/dt$ , (c)  $B$ , (d)  $\lambda$  の各波形を示したものである。ただし図中の各波形間の相対的な時間関係は対応していないことをことわっておく。本実験では、製品であるインバータを励磁源として使用し波形制御を行っていないため、 $dB/dt$  波形はインバータ出力である本来の PWM 波形とはなっていないが、パルス的であり変調次数を主とする高次高調波を有していることに変わりはない。また  $dB/dt$  波形を積分した  $B$  波形は低次高調波のみを有する正弦波とみなせる。一方、磁気ひずみ  $\lambda$  波形には変調次数とは異なる高次高調波成分を有している。PWM インバータ励磁下における S-30,  $B_m=1.9T$  の  $B$  および  $\lambda$  の調波解析結果を図 2.11(a) および(b)~(d)にそれぞれ示した。横軸には高調波次数をとり、変調次数およびその整数倍に相当する次数の位置に↓を印した。試料は短冊形状のもので、(b)は試料長が 36cm に対する結果、(c), (d)はその試料長をそれぞれ 31cm, 26cm と切りつめた場合の結果である。図 2.10(c)の波形からもわかるように、 $B$  波形には変調次数に相当する成分は基本波成分に比べて十分小さく、図 2.11(a)においては認識できないレベルである。また、図 2.11(b)~(d)の $\lambda$  の調波解析結果では、基本波磁束による低次の偶数次高調波成分の他には、変調次数およびその整数倍に相当する次数に顕著なピークはなく、(b)では 117 次(7.02kHz)前後、(c)では 136 次(8.16kHz)前後、(d)では 163 次(9.78kHz)前後という、変調次数とは無関係な高次高調波域にピークが見られる。試料長が短くなるにつれて、このピークは高域側に移動し、ピークが現れる次数(周波数)と試料長の積はほぼ一定値をとる。一方、36cm 試料においてインバータの出力周波数を 10Hz から 80Hz の間で変化させると、このピークの次数は変化するがそのピーク周波数(7kHz)は変化しなかった。

今、試料長さ方向に振動波が伝搬(伝搬速度  $u$ )して共振を起こす場合を考える。このとき、試料長  $l$  を往復するのに要する時間を  $T$ 、共振周波数を  $f_r$  とすると、 $u$  とは (2.16)式の関係にある。

$$u = 2l / T = 2lf \quad (2.16)$$

この関係から、先のピークの原因となる振動波の伝搬速度  $u$  は約 5.05km/sec と求められる。一方、剛体中の縦振動(音波)の伝搬速度  $u$  はヤング率を  $E$ 、密度を  $\rho$  として、

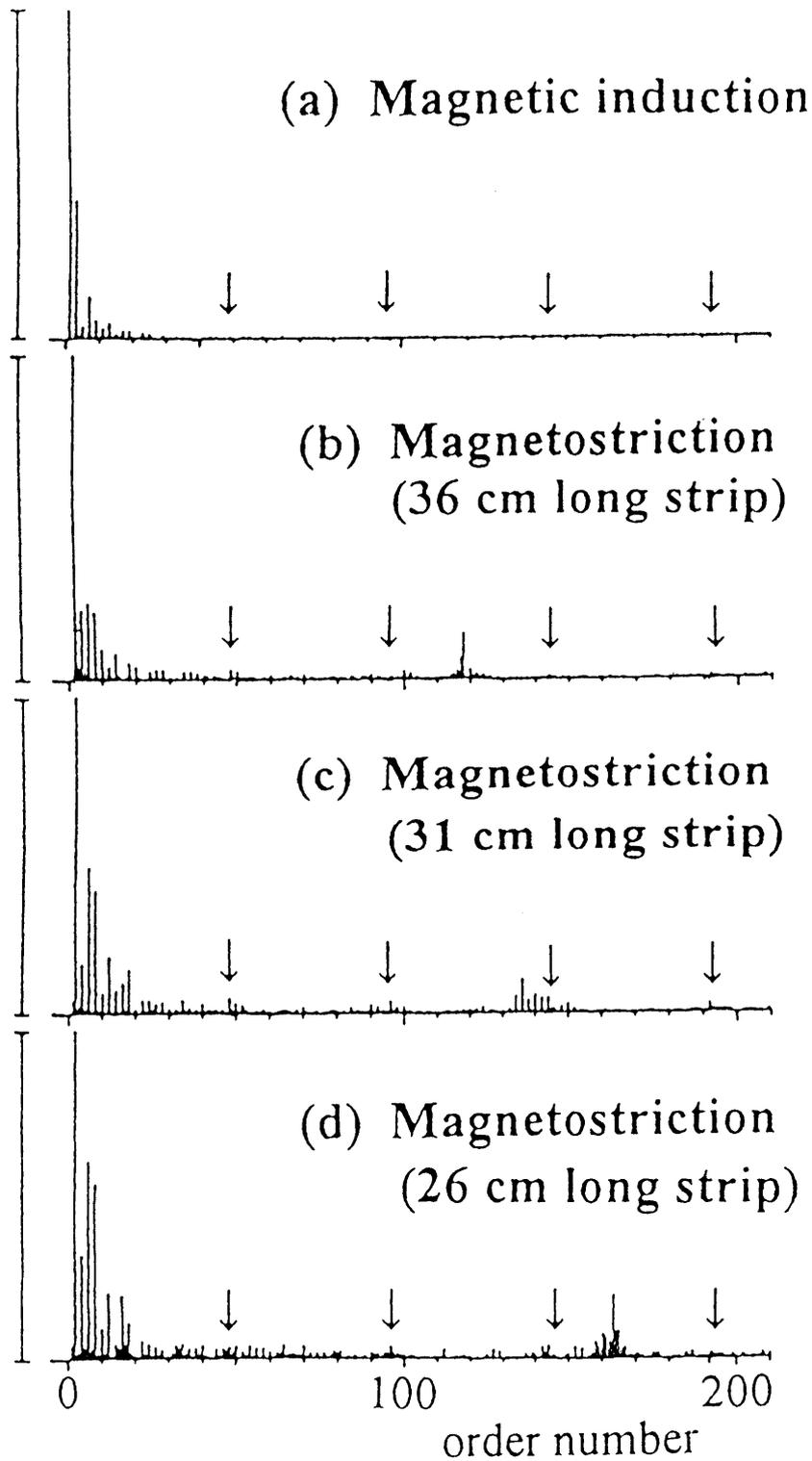


図 2.11 インバータ励磁下における磁束電圧および磁気ひずみの調波解析結果

(2.17)式で与えられる。

$$u = \sqrt{E / \rho} \quad (2.17)$$

典型的な鋼鉄に対して、 $E = 2.10 \times 10^{11} \text{ Pa}$ 、 $\rho = 7.85 \times 10^3 \text{ kg / m}^3$ の値<sup>(7)</sup>を適用すると、 $u$ は約5.17km/secとなって、先の5.05km/secにほぼ一致する。このことから、磁気ひずみ $\lambda$ の調波解析結果に現れた高次のピークは、本来の磁気ひずみ $\lambda$ ではなく、試料形状共振によるピークであることがわかる。PWM インバータ励磁の場合には、磁気ひずみ $\lambda$ に極微量ではあっても無限に高次までの高調波成分を有することから、本来の磁気ひずみとしては検出感度以下の大きさであっても、試料の形状共振を介して検出感度以上に増幅され、その振幅は磁束密度 $B$ の高調波含有比率からは考えられないほど異常に大きなものとなる。このように PWM 波励磁においては、試料固有の形状共振周波数に非常にわずかではあるものの、正弦波励磁では存在しない磁気ひずみがあって、磁気ひずみを起振源とする共振による異常振動を発生し、騒音の原因となりうる点が、磁束正弦波励磁下と大きく異なる点である。この形状共振についてはさらに第3章でも取り上げる。

## 2.5 まとめ

本章では、実際の PWM 波形あるいはそれに近い波形により電磁鋼板を励磁した場合の磁気特性として、磁気損失と磁気ひずみの測定結果について検討した。その結果をまとめると以下のようなになる。

### 磁気損失について

一般に PWM インバータ励磁の場合には、正弦波励磁の場合に比べて磁気損失が増大すると言われるが、これは正弦波に比べて PWM 波形では平均値電圧に対する実効値電圧すなわち波形率が大きくなるため、導電性の材料である電磁鋼板では、実効値電圧に応じたうず電流が流れ、正弦波に比べてうず電流損失が増大することが主因である。

したがって、同一励磁周波数で同一磁束密度の励磁条件においても、PWM 波形の変調次数や変調度によって磁気損失は変化するが、これは変調次数や変調度そのものの変化によるものではなく、波形率の変化によるものである。

また、同一磁束密度で励磁周波数を変化させる場合、正弦波励磁の場合には励磁周波数に応じて正弦波形のまま波高値を変化させるのに対して、PWM 波励磁(インバータ)の場合には波高値を一定として励磁周波数に応じて波形のデューティー比を変化させることを前提とするため、磁化過程が同一であるとしても、単位時間あたりのうず電流損失は、正弦波励磁の場合には励磁周波数の二乗に比例し、PWM 波励磁の場合には励磁周波数の一乗に比例するため、励磁周波数の低下にともなう磁気損失の低下割合は、正弦波励磁の場合ほどではなく、感覚的に損失が大きくなる。

うず電流損失の違いが各励磁における損失値の差の主因であることから、デューティー比の異なる数種のパルス波励磁の損失測定値や、同一の  $B_2$  値をもつ正弦波励磁あるいは方形波励磁の損失測定値をもとにして、PWM 波全般の損失値を数%程度の誤差内で推定することが可能である。

### 磁気ひずみについて

PWM 波励磁の電気機器は正弦波励磁に比べ振動、騒音が大きいと言われ、一般に

## 第2章 PWM波励磁下における磁気特性

はその原因は磁束波形に含まれる高調波による電磁振動にあるとされるが、磁気特性の点から振動の原因となりうる磁気ひずみに関しても、磁気ひずみそのものは微小であるものの、正弦波励磁の場合には存在しない高調波成分が存在することで、試料形状共振周波数においては異常に大きな振動、騒音の発生源となりうる。

<参考文献>

- (1) 日本工業規格 JIS C2550-1992 「電磁鋼板試験方法」 (1992)
- (2) 日本電機工業会規格 JEM1432 「単板磁気試験方法」 (1988)
- (3) T. Sasaki and S. Takada : “Power Losses of Electrical Iron Sheets with Quasi-Sinusoidal Magnetic Flux Change by PWM Voltage Excitation”, *Anales de Fisica, Serie B*, 86, p.258 (1990)
- (4) 八木沢, 山田, 霜村 : 「ひずみ波磁束鉄損の推定方法」, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-90-207 (1990)
- (5) T. Sasaki, S. Takada F. Ishibashi S. Noda and M. Imamura : “Magnetostrictive Vibration of Electrical Steel Sheets under a Non-Sinusoidal Magnetizing Condition”, *IEEE Trans. on Magn.*, 23, 5, p.3077 (1987)
- (6) 例えば 三菱電機(株)編 : 「インバータ応用マニュアル」, p.283 (1985)
- (7) 理科年表 国立天文台編, 丸善 (1989)

## 第3章 磁化停止期間を持つ 定磁化速度励磁下における磁気特性

### 3.1 まえがき

PWM 電圧波は、正負の一定電圧と零電圧の三値からなるパルス列波電圧である。したがって PWM 電圧波励磁は、磁束電圧( $dB/dt$ )波形が PWM 波形となる励磁であり、 $dB/dt$  は磁化速度を意味することから、磁化が正あるいは負の一定速度で変化する期間と、磁化が停止している期間で構成され、その性質からは磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁とすることができる。

第2章では実際の高周波キャリア正弦波近似 PWM 波励磁、あるいはそれに近い励磁状態における電磁鋼板の磁気特性について検討し、一磁化周期あたりの磁気損失は、概略として、励磁周波数や励磁波形に依存しないヒステリシス損失と、磁束電圧( $dB/dt$ , 磁化速度)に依存して生じるうず電流損失の和となること、また磁気ひずみを起振源とする試料形状共振を起こすことを示した。しかし PWM 波形が複雑であることから、実際の  $dB/dt$  波形を厳密な PWM 波形となるように制御することはできず、パルス波励磁における損失値が、うず電流損失の点から推定される損失よりも若干大きくなる傾向があるものの、磁化過程の差異などの詳細な点については明確にすることはできなかった。

一磁化周期内のパルス数が数個程度の比較的簡単なパルス列波励磁であれば、波形制御を厳密に行うことが可能であるため、本章では、波形制御を厳密に行った磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁下における電磁鋼板の磁気特性を扱い、磁化停止期間が磁気特性に及ぼす影響について検討している。

### 3.2 供試料および実験方法

本章での実験試料としては、第2章で扱った無方向性電磁鋼板 S-30 を主に使用し、方向性電磁鋼板 G-9H, 無方向性電磁鋼板 S-12, S-23 に加えて、比較実験として通信機用 Ni-Zn フェライト(TDK 製 K<sub>5</sub> ; 外径 68mm, 内径 44mm, 厚さ 13.5mm の環状試料)を使用した。特にことわらない場合、本章内で示す一連の結果は無方向性電磁鋼板 S-30 に対するものである。

測定系の構成は、第2章で述べた磁気損失測定系と同一のものであるが、本章における実験では波形制御を行うことにより、 $dB/dt$  波形を厳密に制御している点が第2章とは異なる。そこで以下には波形制御法について説明する。

図 2.2 に示したように、励磁系のインダクタンスが大きくなると、励磁出力波形と磁化速度( $dB/dt$ )波形は異なった形状となるため、磁気特性測定時における  $dB/dt$  波形を目標とする波形(目標波形と呼ぶ)になるよう制御することを波形制御と呼んでいる。 $dB/dt$  波形を制御することは  $B$  波形を制御することになるが、場合によっては磁化力  $H$  波形を目標波形とするように制御することもある。さて  $dB/dt$  波形を制御するためには、励磁状態において  $B$  コイルにより検出される  $dB/dt$  波形を目標波形と比較し、その差分を励磁波形に帰還させて励磁を繰り返す、一種の帰還制御を行うことになる。実際の波形制御法としては、アナログ的に行う方法とデジタル的に行う方法がある。アナログ的方法は、発振器から出力される目標波形と  $B$  コイルからの  $dB/dt$  波形との差分をアナログ加算器(減算器)を用いて演算した波形によって励磁を行う方法で、加算器の増幅率を調節して帰還率を適切に設定することにより、 $dB/dt$  波形を制御するものである。しかし、このアナログ的な方法は帰還閉回路内での信号遅延によって、高周波域で正帰還となり正弦波などのなめらかに変化する波形に対しては適用できても、パルス波形のような不連続部分を有する波形では波形の不連続部分がなまってしまったりリングングを生じてしまったりして適用できない。そこで、本実験ではデジタル的な方法、具体的には以下に説明する緩和係数法<sup>(1)</sup>による波形制御を行った。

波形制御で扱う波形データは、目標波形データ、励磁波形データ、 $dB/dt$  波形データの三種類である。図 2.1 に示した測定系において、目標波形はコンピュータ内に保持

される参照波形データ，励磁波形はコンピュータ内で作成され D/A 変換器を介して出力される波形データ， $dB/dt$  波形は B コイルからの  $dB/dt$  波形を A/D 変換器によりデジタル化した波形データであり，すべて一周期 N(実験では 1024)個のデジタルデータで構成される。目標波形データの  $i$  番目( $0 \leq i \leq N-1$ )のデータを  $\text{Ref}_{(i)}$ ， $j$  回目(初回励磁を 0 回目とする)の帰還処理後の励磁波形データと  $dB/dt$  波形データの  $i$  番目のデータをそれぞれ  $\text{Exc}_{j(i)}$ ， $\text{Db}_{j(i)}$  と表すと，(3.1)式にしたがって励磁波形  $\text{Exc}_{j(i)}$  を作成し， $\text{Ref}_{(i)}$  と  $K_2\text{Db}_{j(i)}$  との差分が許容範囲にはいるまで帰還処理を繰り返すことになる。

$$\begin{aligned} \text{Exc}_{0(i)} &= \text{Ref}_{(i)} \\ \text{Exc}_{j(i)} &= \text{Exc}_{j-1(i)} + K_1 \{ \text{Ref}_{(i)} - K_2 \text{Db}_{j-1(i)} \} \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで，係数  $K_1$  および  $K_2$  は任意であるが， $K_1$  は差分が大きい制御当初には制御の発散を防ぐために小さな値とし，制御を繰り返して差分が小さくなるにつれて大きな値とすることで，また  $K_2$  は波形データ  $\text{Ref}_{(i)}$  と  $\text{Db}_{j(i)}$  との振幅を同程度に調整することで，制御収束までの帰還回数を少なくすることができる。なお，(3.1)式では  $i$  番目のデータ同士の比較により励磁データの生成を行っているが，励磁回路から  $dB/dt$  検出系へ間に遅延がある場合には，比較データの前後関係を調節して，制御を収束しやすくすることもある。アナログ的な方法による波形制御がリアルタイムで行われるのに対して，デジタル的な方法では一度励磁して得られる  $dB/dt$  波形データをもとにして次の励磁波形を作成し励磁するという手順を繰り返すオフライン帰還制御となる点が異なる。

次に特性測定時の励磁波形について説明する。図 3.1 は本章での磁気特性測定における代表的な磁化速度( $dB/dt$ )波形および磁束密度( $B$ )波形を示したもので，1/2 磁化周期内のパルス数が多くて四つという比較的単純なパルス列波形である。それぞれの波形には波形名称 REC, PUL0, PUL1, PUL01, PUL2, PUL3 をつけて区別した。図中の  $T_M$  あるいは  $T_{M1} \sim T_{M4}$  と表記した期間は， $dB/dt$  の振幅が有限一定の定磁化速度期間(以下では単に磁化期間と呼ぶ)であり， $T_p$  あるいは  $T_{p1} \sim T_{p3}$  と表記した期間は，

$dB/dt$  の振幅が零の磁化停止期間である。REC は磁化停止期間がない純粋な定磁化速度励磁であり、それ以外はすべて磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁であるが、磁化停止期間の数と挿入位置(位相)に違いがある。以下に図 3.1 に示した各波形の特徴を述べる。

REC ;  $dB/dt$  波形が方形波で、 $B$  波形は三角波となる。REC は Rectangular wave(方形波)を意味する。

PUL0 ;  $dB/dt$  波形が、方形波の極性変化部分に零振幅部分を挿入した形となる励磁で、 $B$  波形は最大磁束密度  $B_m$  において磁化停止する形となる。PUL は Pulse wave(パルス波)、数字 0 は最大磁束密度点で磁化停止することを意味する。

PUL1 ;  $dB/dt$  波形が、方形波の同一極性期間の一カ所に零振幅部分を挿入した形となる励磁で、 $B$  波形は $\pm B_m$  間の一カ所で磁化停止する形となる。PUL の後の数字 1 は最大磁束密度以外の点で一回だけ磁化停止することを意味する。

PUL01 ; 上記の PUL0 と PUL1 の両方の特徴を有する励磁で、 $dB/dt$  波形が、方形波の極性変化部分と方形波の同一極性部分の一個所に、零振幅部分を挿入した形となり、 $B$  波形は $\pm B_m$  とその間の一カ所で磁化停止する形となる。PUL の後の数字 01 は最大磁束密度点とそれ以外の点で一回磁化停止することを意味する。

PUL2 ;  $dB/dt$  波形が、方形波の同一極性期間の二カ所に零振幅部分を挿入した形の励磁で、 $B$  波形は $\pm B_m$  間の二カ所で磁化停止する形となる。PUL の後の数字 2 は最大磁束密度以外の点で二回磁化停止することを意味する。

PUL3 ;  $dB/dt$  波形が、方形波の同一極性期間の三カ所に零振幅部分を挿入した形の励磁で、 $B$  波形は $\pm B_m$  間の三カ所で磁化停止する形となる。PUL の後の数字 3 は最大磁束密度以外の点で三回磁化停止することを意味する。

なお、実際の測定では  $T_M$ (あるいは  $T_{M1} \sim T_{M4}$ )と  $T_P$ (あるいは  $T_{P1} \sim T_{P3}$ )の時間長を種々変化させた励磁下での磁気特性を扱っているため、特性測定時の波形は図 3.1 に示したものを基本とする多種のものであるが、具体的な波形についての詳細は結果を示す前に説明することにする。またほかに、励磁周波数を変化させた正弦波(SIN)励磁

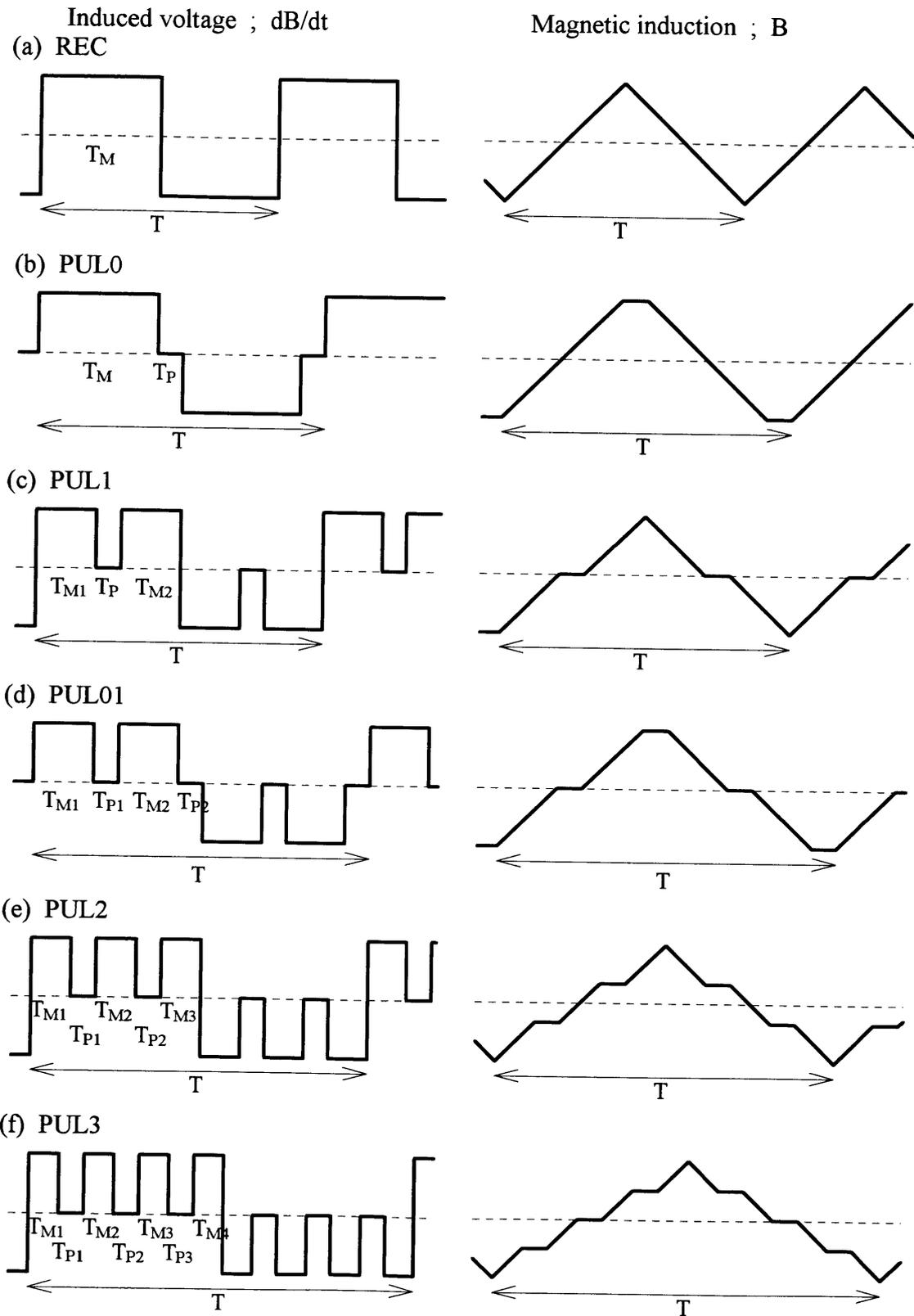


図 3.1 磁化速度( $dB/dt$ )波形と磁束密度( $B$ )波形

と方形波(REC)励磁，磁化停止期間が毎磁化周期には存在しない定磁化速度励磁下での特性測定も行っているが，その点についても，個々の結果を示す前に説明する。

前述のように本章での実験は，波形制御を厳密に行った場合の磁気特性を扱っているため，波形制御については下記の条件が満足されるまで十分に帰還制御を行った。

SIN 励磁；波形率が 1.110～1.112 の範囲

REC 励磁；定磁化速度部分の変動が波高値の 1%以内で，磁化速度変化部分が一磁化周期の 0.5%以内

PUL 励磁；REC 励磁の条件に加え，磁化速度が零となる部分では，その振幅が波高値の 0.5%以内

### 3.3 交流磁気損失および交流磁気ヒステリシスループ

本節では、磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁状態での磁気損失と交流ヒステリシスループについて扱う。まず具体的な測定条件とその測定意図について以下に簡単にまとめる。

- 1) 磁化停止時間長の影響について検討するため、PUL0 励磁において、 $T_M$  を 2.5msec 一定のまま、 $T_P$  を 0~7.5msec で変化させた場合の測定を行った。
- 2) 磁化停止位相の影響について検討するため、PUL1 励磁において、 $T_{M1}$  と  $T_{M2}$  を 1.25msec で一定とし、 $T_P$  を 0~7.5msec で変化させた場合、さらに、 $T_P$  を 1.0msec で一定、 $T_{M1}+T_{M2}$  を 2.5msec で一定として、 $T_{M1}$  と  $T_{M2}$  の比を変えた場合の測定を行った。
- 3) 磁化停止回数の影響について検討するため、PUL1, PUL2, PUL3 励磁において、 $\Sigma T_{Mi}$  を 2.5msec で一定、各  $T_{Pi}$  を 1.0msec で一定とした測定を行った。

第2章では、磁気損失値は、一磁化周期あたり一定値のヒステリシス損失と磁化速度の二乗積算値( $B^2$  値)に比例するはず電流損失の和として考えても、概略としては問題ないことを示したが、正弦波励磁あるいは方形波励磁と同じ  $B^2$  値であっても、パルス波励磁ではわずかに磁気損失が増加する傾向が見られたことも事実である。したがって、本節で扱う磁気損失測定は、すべて同一の  $B^2$  値である励磁条件下におけるものであり、上記の 1)~3)の励磁においては 1/2 磁化周期間の磁化期間  $T_M$  あるいは  $\Sigma T_{Mi}$  ( $i=1,2,3$ )をすべての場合で 2.5msec 一定として、 $B^2$  値一定条件を満たしている。

#### 3.3.1 磁化停止時間長の影響<sup>(2)</sup>

図 3.2 は、PUL0 励磁において  $T_P$  を 0 から 7.5msec で変化させた場合の一磁化周期あたりの磁気損失  $W$  の変化を示したものである。 $T_P$  の変化に応じて、励磁周波数は

200Hz( $T_p=0$ )と 50Hz( $T_p=7.5\text{msec}$ )の間で変化することになるが、 $B_2$  一定条件により、励磁波形によらずに磁化過程が同一であれば、一磁化周期あたりではヒステリシス損失とうず電流損失は一定値となって、 $W$  は一定値をとることが予想される。しかし実際には、 $T_p$  が大きくなるにつれて  $W$  は増加し、 $T_p=0$  から非零で最短の  $T_p=0.25\text{msec}$  の間での跳躍的な損失増加と、 $T_p$  の増加により時定数 $\tau=2\sim 3\text{msec}$  をもって(3.2)式にしたがい緩和的に増加していく二種類の損失増加過程が存在している。

$$W = W_{\infty} - \Delta W \exp(-T_p / \tau) \quad (3.2)$$

ここで  $W_{\infty}$  は図 3.2 中で  $T_p \rightarrow \infty$  の漸近値として示した値、 $\Delta W$  は同図  $W$  軸上に矢印で示した時定数の長い  $W$  の変化幅である。

$T_p=0$  における  $W$  の値  $W_0$  と  $T_p=7.5\text{msec}$  における  $W$  の値  $W_1$  を、種々の電磁鋼板に対して表 3.1 にまとめて示した。表中、(NA)は非熱処理材を、(A)は熱処理材を意味している。パルス波励磁による磁気損失の増加は、 $B_m$  が高くなるにつれて大きくなり、その増加の割合は  $B_m$  が低いほど大きくなる傾向にある。これは  $W_0$  が  $B_m$  の二乗程度に比例するのに対して、 $W_1-W_0$  が  $B_m$  の一乗程度に比例するためで、 $W_1-W_0$  が  $B_m$  の増加により減少するわけではない。しかし、損失の増加割合は大きくて 10%程度であり、電磁鋼板を電力用に使用する場合の常用磁束密度領域である 1T 以上では数%程度である。

表 3.1 各種電磁鋼板の  $W_0$  および  $W_1$

Sample	$B_m$ (T)	$W_0$ (mJ/kg)	$W_1$ (mJ/kg)	$(W_1-W_0)/W_0$ (%)
S30 (NA)	0.3	13.1	14.5	10.7
	0.5	31.2	33.2	6.4
	1.0	101.1	103.7	2.6
S30 (A)	0.5	19.7	20.5	4.1
	1.0	71.9	74.0	2.9
S12 (NA)	0.5	6.38	6.85	7.4
	1.0	22.6	23.4	3.5
	1.3	38.1	39.2	2.9
G9H (NA)	0.5	4.39	4.70	7.1
	1.5	34.0	35.6	4.7

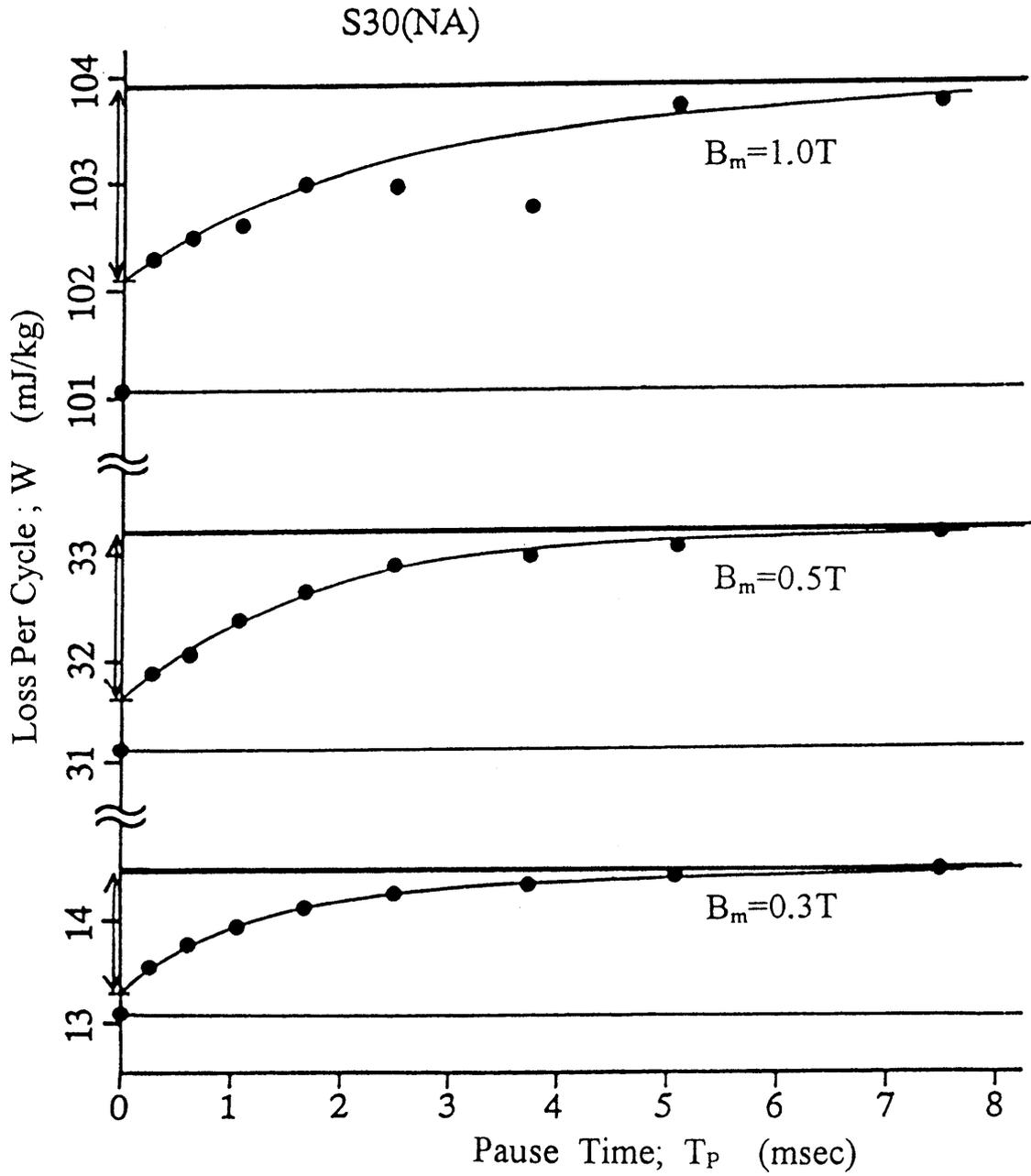


図3.2 磁化停止時間長にともなう磁気損失変化

### 3.3.2 磁化停止位相の影響<sup>(3)</sup>

図 3.3 は、図 3.2 に示した PUL0 励磁における結果とともに、PUL1 励磁( $T_{M1}=T_{M2}$ ) における  $W$  の  $T_p$  依存性を示し、両者の比較を行ったものである。PUL1 励磁においても  $W$  は一定値ではなく  $T_p$  とともに変化するが、PUL0 励磁の場合のような  $T_p$  が零から非零に変化する部分での跳躍的な損失増加は見られず、 $T_p$  が 1msec 前後までは減少しその後徐々に増加していく。

図 3.4 は、 $T_p$  を図 3.3 の PUL1 励磁において  $W$  が極小値を示した 1msec で一定とし、 $T_{M1}$  と  $T_{M2}$  の比率を変えて磁化停止する磁束密度(磁化停止位相)による  $W$  の変化を示したものである。縦軸には REC 励磁( $T_p=0$  の PUL 励磁)での  $W$  で規格化した値を取り、横軸は次式で定義する磁化停止位相をとっている。

$$\text{Pause Phase} = T_{M1} \times \pi / (T_{M1} + T_{M2}) \quad (3.3)$$

なお、この磁化停止位相と、磁化停止する磁束密度  $B_p$  とは次式に示す関係にある。

$$B_p = B_m \times (1 - 2 \times \text{Pause Phase} / \pi) \quad (3.4)$$

磁化停止位相が零である最大磁束密度点で磁化停止する PUL0 励磁の場合を除いて、REC 励磁よりも  $W$  は減少する傾向にあり、 $T_{M1} \neq T_{M2}$  である一般的な PUL1 励磁の場合にも、図 3.3 に示した  $T_{M1}=T_{M2}$  の PUL1 励磁の結果と同様の  $W$  変化を示すものと考えられる。

さて、同一の  $W$  が期待される同一の  $B_2$  値を持つ励磁であるにもかかわらず、REC 励磁、PUL0 励磁、PUL1 励磁では  $W$  が異なることを示したが、 $W$  の値は交流  $B$ - $H$  ヒステリシスループの面積に相当するから、ヒステリシスループ形状にも各励磁の間で差異が見られることになる。図 3.5 は、REC 励磁、PUL0 励磁( $T_p=7.5\text{msec}$ )、PUL1 励磁( $T_{M1}=T_{M2}=1.25\text{msec}$ ,  $T_p=7.5\text{msec}$ )における、ヒステリシスループ形状の例を示したものである。REC 励磁のヒステリシスループを基準にしてみると、PUL0 励磁では磁化が停止している  $B_p=B_m$  において、磁化力  $H$  は減少して水平な部分が存在し、その

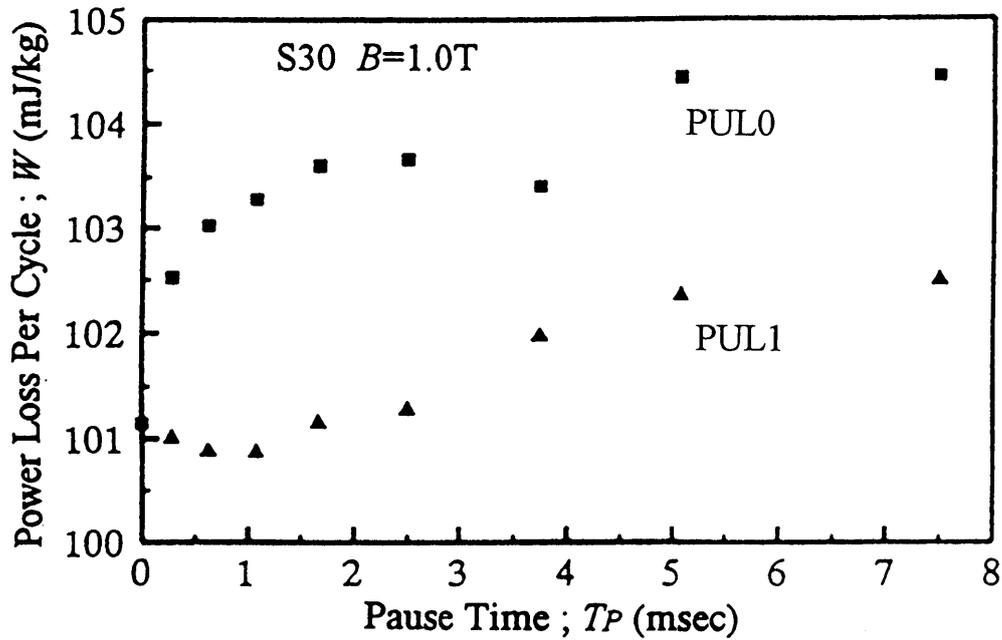


図 3.3 磁化停止時間長にともなう損失変化(PUL0 励磁と PUL1 励磁)

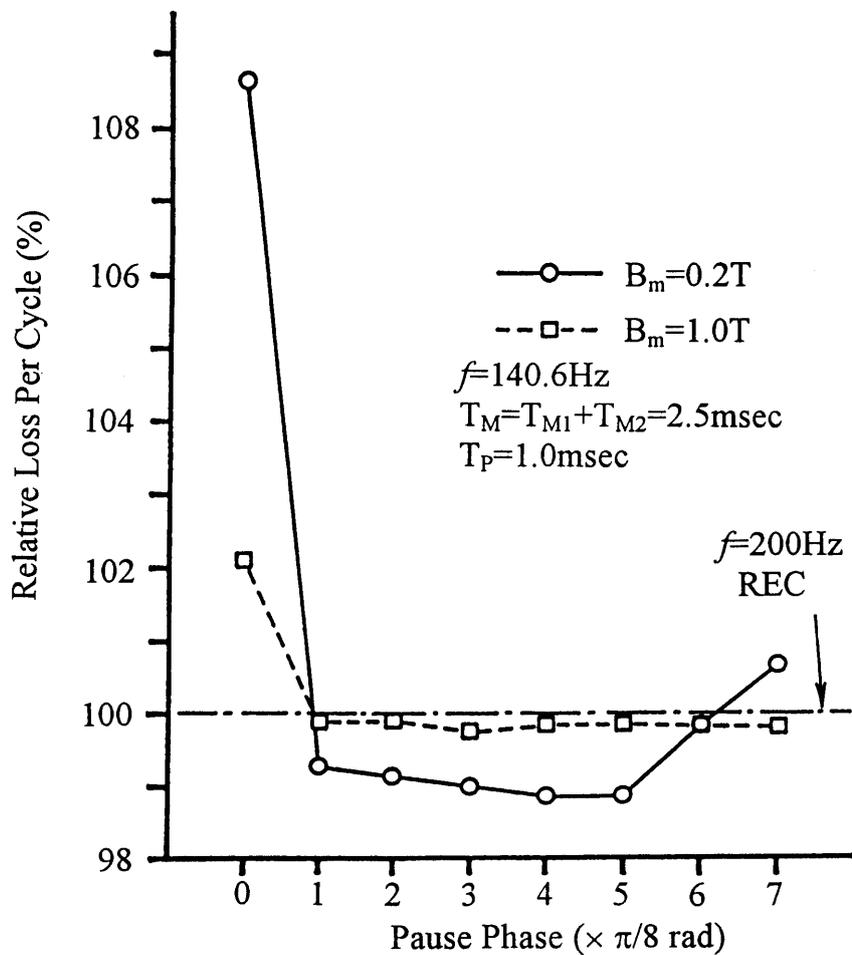


図 3.4 磁気損失の磁化停止位相依存性

後の磁化進行(停止前と逆方向)で REC 励磁よりも外側の軌跡を描くため、ヒステリシスループの面積が大きくなっている。一方 PUL1 励磁では、磁化停止する  $B_p=0$  において  $H$  が減少しループの軌跡が内側に入り込んで、その後の磁化進行(停止前と同方向)ではわずかな  $H$  の増加で  $B$  が増加するために、 $B_p$  の近傍でくさび形のくびれを生じて、この部分が REC 励磁のループに対して面積の減少となる。しかし、PUL1 励磁の場合でも  $T_p$  が増加すると、くびれの部分を除くループ軌跡は REC 励磁よりもわずかに外側を描いて、全体のループ面積は増加する。

図 3.6 はこれらのループ形状変化の特徴を表したモデル的なヒステリシスループの一部で、(a)は PUL0 励磁、(b)は PUL1 励磁に対するものである。図(a)の PUL0 励磁では、点  $\alpha$  において磁化が停止し、主にそれまでの磁化上昇の際に流れていたうず電流が消失することにより  $H$  が減少して点  $\beta$  に移行し、最大磁束密度部分でフラットな軌跡を描き、その後の逆方向への  $H$  変化に対応して  $B$  も変化していく。同図中、点  $\alpha$  から点  $\gamma$  に向かう破線は REC 励磁に対するもので、磁化停止をしないためループにフラットな部分は存在しない。図中の斜線で示した部分が PUL0 励磁による面積(損失)の増加となる。一方、図(b)の PUL1 励磁では、点  $\alpha$  において磁化が停止し、うず電流の消失により  $H$  が減少し点  $\beta$  に移行してフラットな部分が現れる点は PUL0 励磁の場合と変わらない。しかしその後の  $B$  変化は磁化停止前と同方向であり、うず電流が消失していることから、磁化進行再開直後はわずかな  $H$  の増加で  $B$  が増加するため、REC 励磁に対する点  $\alpha$  から点  $\gamma$  に向かう破線よりも内側の軌跡を描いて、図中の斜線部が PUL1 励磁による面積(損失)の減少となる。

ループを詳細に見ると、最大磁化力は、REC 励磁と PUL1 励磁では同程度であるのに対して、PUL0 励磁では小さくなる傾向があるが、PUL1 励磁の REC 励磁に対するその部分での損失減少よりも、上述した損失増加の方が大きく、各励磁におけるヒステリシスループ形状の典型的な特徴は上に記したとおりである。このように  $T_p$  にともなう損失の増加および減少は、定性的には磁化停止期間における磁化力  $H$  の緩和的な変化により説明できるが、この緩和現象とそれが損失に及ぼす影響の詳細については 3.5 節で述べる。

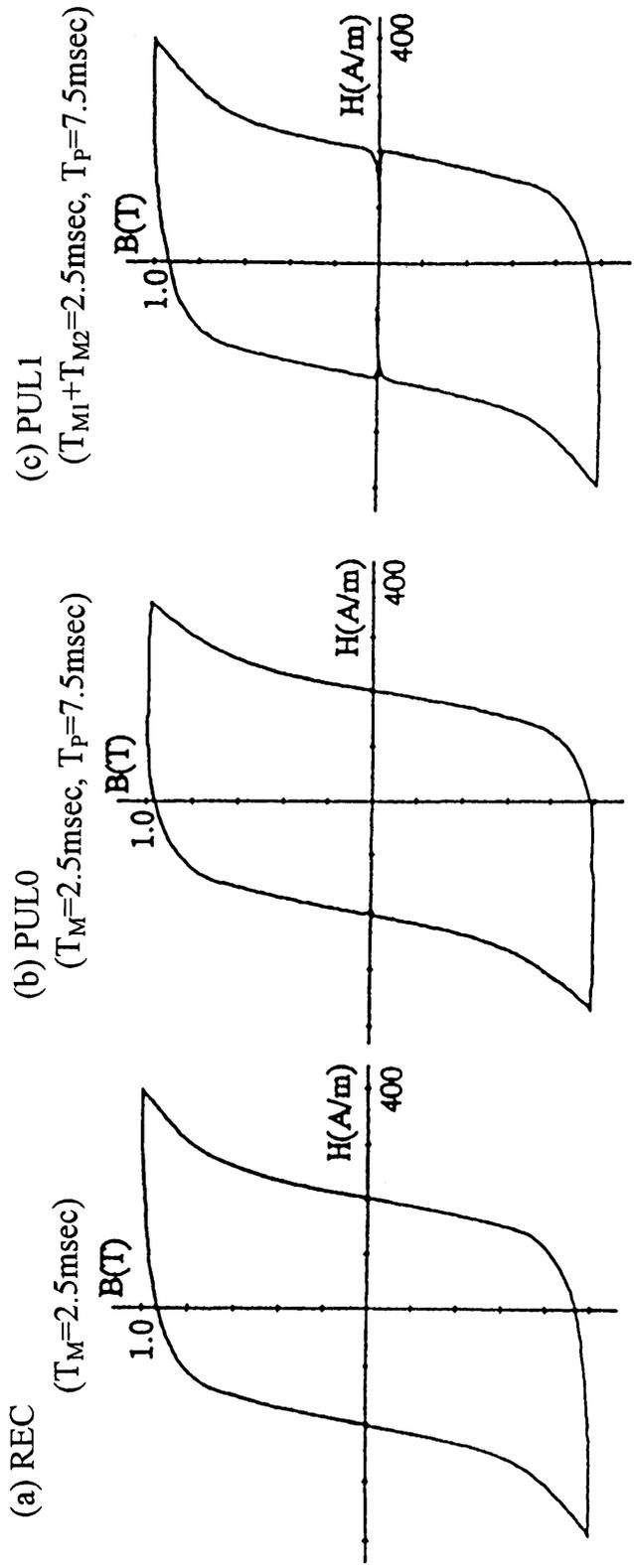


図 3.5 ヒステリシスループ形状の例

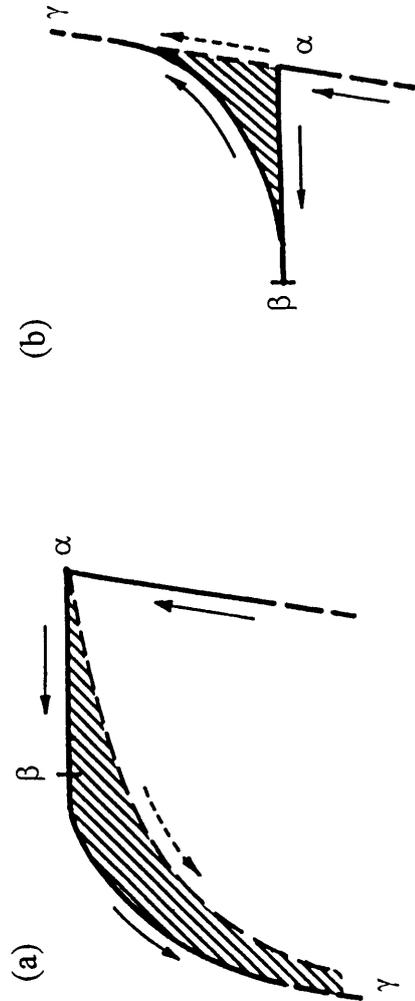


図 3.6 モデルヒステリシスループ

### 3.3.3 磁化停止回数の影響<sup>(4)</sup>

図 3.7 は、図 3.1 で示した各波形に制御励磁した場合の  $W$  を、REC 励磁の  $W$  で規格化して示したものである。波形条件としては、1/2 磁化周期内の磁化期間の総計  $\Sigma T_{M_i}$  ( $i=1,2,3,4$ ) をすべて 2.5msec、各停止期間  $T_{P_i}$  ( $i=1,2,3$ ) をすべて 1msec で一定とした。この  $T_{P_i}=1\text{msec}$  は先述のとおり PUL1 励磁において  $W$  が極小となった条件である。励磁周波数は波形によって異なり、REC 励磁で  $f=200\text{Hz}$ 、PUL0 および PUL1 励磁で  $f=143\text{Hz}$ 、PUL01 および PUL2 励磁で  $f=111\text{Hz}$ 、PUL3 励磁で  $f=91\text{Hz}$  となる。REC 励磁に対する相対的な  $W$  は、PUL0 励磁では増加し、PUL1 励磁では減少することは先に示したが、PUL01 励磁では PUL0 励磁による増加と PUL1 励磁による減少とで、両者の中間的な  $W$  値となる。厳密には PUL0 励磁の増加の方が大きく、平均値より大きな  $W$  を示す。一方、PUL2 励磁、PUL3 励磁では、中間磁束密度での磁化停止回数に比例して損失が減少するというのではなく、停止回数にともなう損失減少は飽和する傾向にあり、 $B_m=1.0\text{T}$  では停止回数にともなって増加する傾向を示す。このことは、各磁化停止が磁気損失に及ぼす影響が独立していないことを示している。

各励磁波形における交流  $B$ - $H$  ヒステリシスループの例を図 3.8 に示す。PUL01 励磁のループには PUL0 励磁の  $B_p=B_m$  におけるフラットな部分に続くループの膨らみと PUL1 励磁の  $B_p=0$  におけるくさび形のくびれが見られ、PUL2 および PUL3 励磁のループにはその各磁化停止部分で PUL1 励磁の場合と同様のくびれが見られるなど、ループ形状の点からでは各磁化停止が独立していないことまでは判別できない。

図 3.9 は、図 3.8 のヒステリシスループを  $H$  波形および  $B$  波形として示したものである。 $B$  が一定値を保持している磁化停止期間において、 $H$  は時定数を持って緩和的に減少していることがわかる。この  $H$  の減少が  $B$ - $H$  ループ形状の特徴と磁気損失に影響していることは先に述べたが、ここではこの  $H$  の緩和的变化について、磁化停止位相による違いを示してみる。磁化停止後の  $H$  における緩和的な変化を、図 3.10 に示すように時定数の異なる二つの緩和現象の和として、(3.5)式にフィッティングさせて求めた各パラメータ( $H_s$ ,  $\tau_s$ ,  $H_L$ ,  $\tau_L$ )の  $B_m$  依存性および磁化停止位相依存性を図 3.11 に示す。

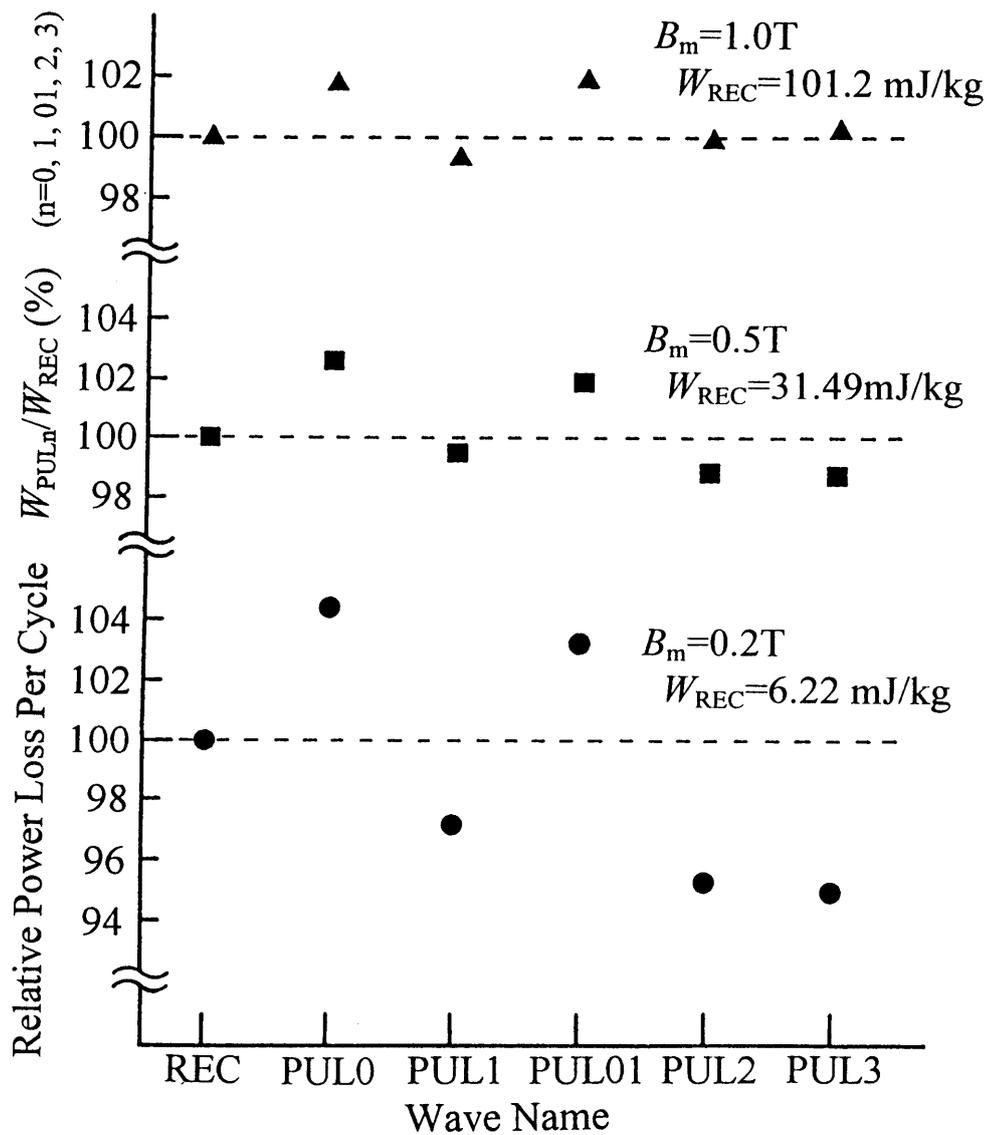


図 3.7 磁化停止回数と磁気損失

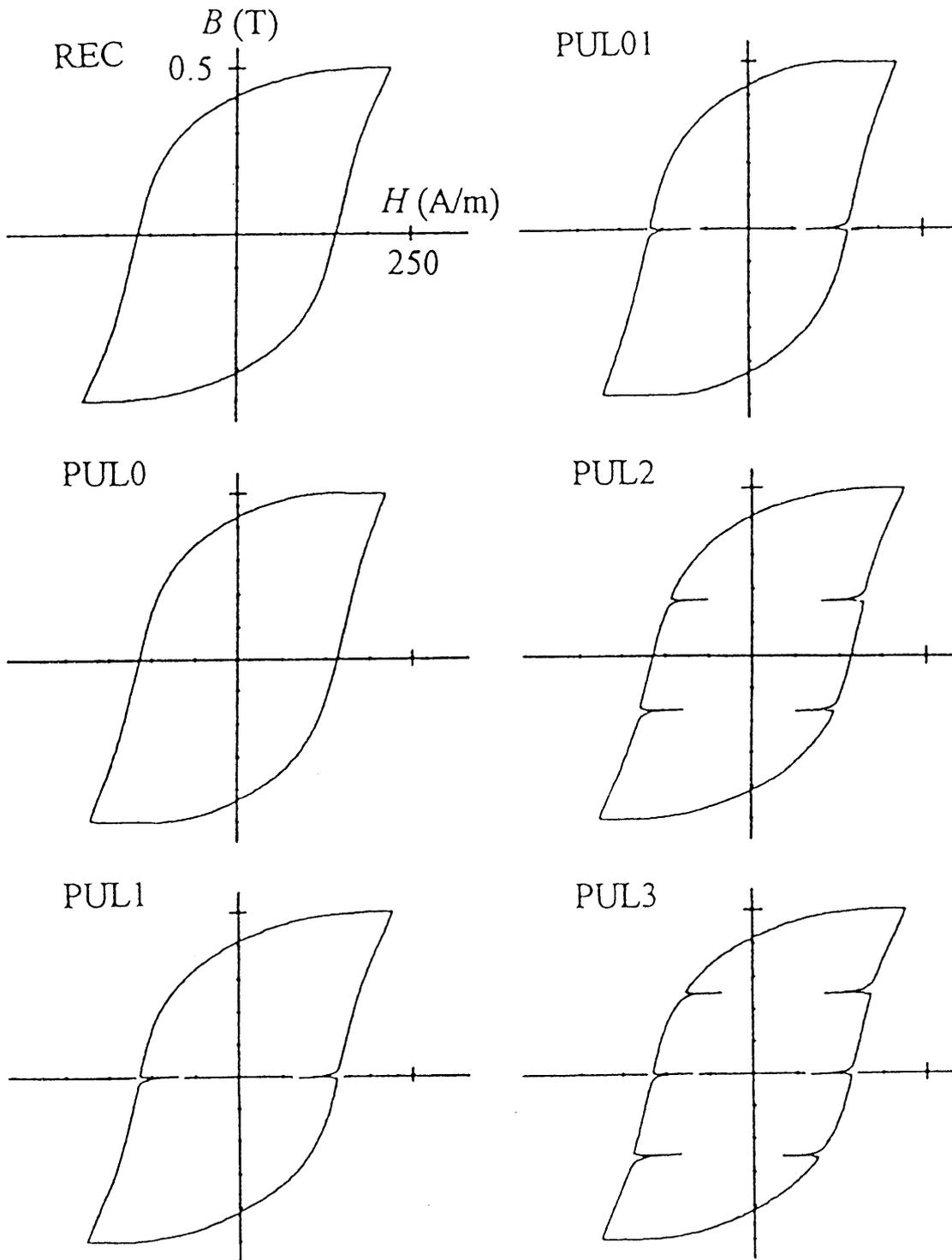


図 3.8 ヒステリシスループ形状の例

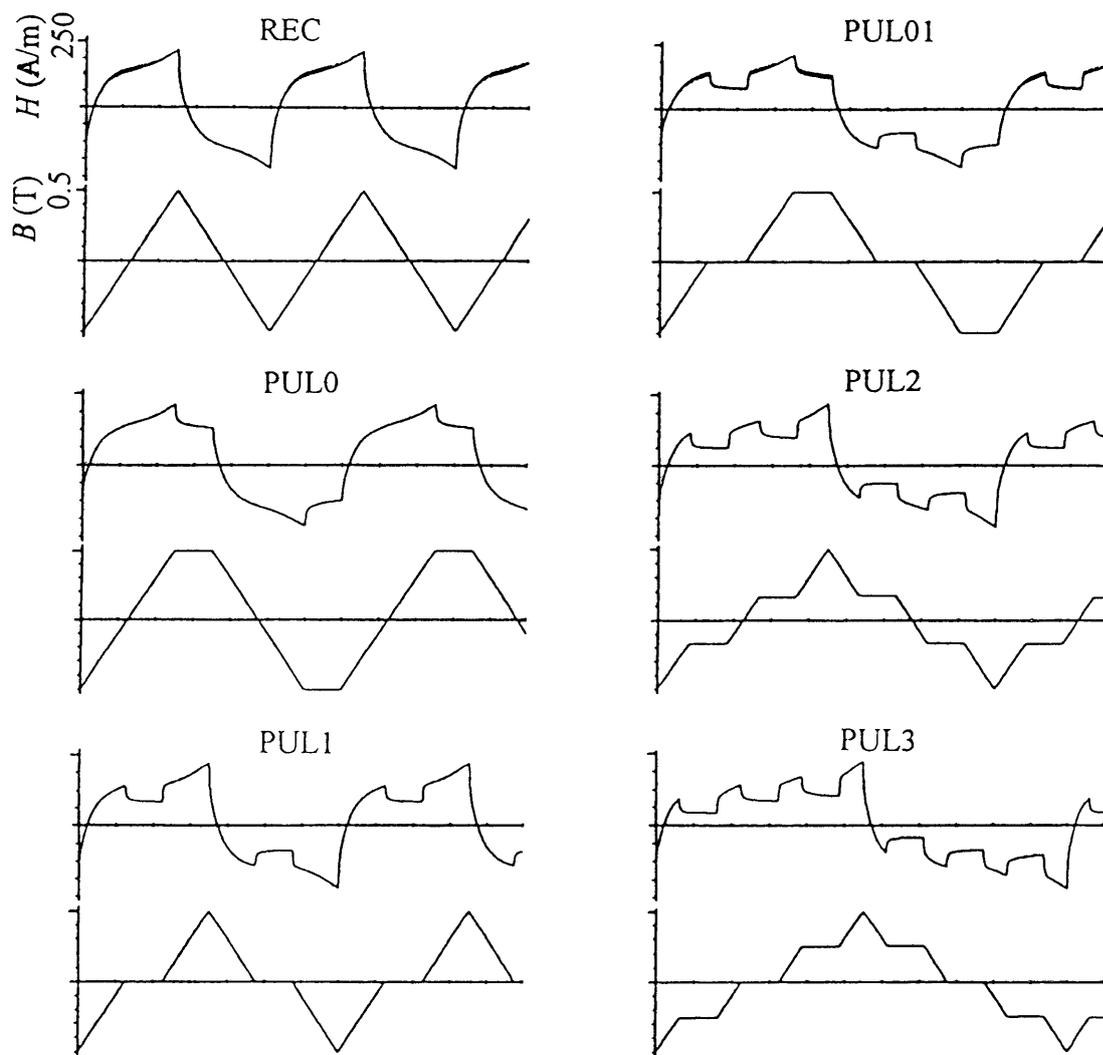


図 3.9  $H$  波形および  $B$  波形の例

$$H(t) = H_S \exp(-t / \tau_S) + H_L \exp(-t / \tau_L) \quad (3.5)$$

なお、パラメータを求めた各磁化停止位相を区別するため、図 3.12 に示す記号 $\phi_1 \sim \phi_6$ を用いた。例えば、PUL01 励磁の $\phi_3$ における磁化停止に関して求めたパラメータには PUL01- $\phi_3$ 、同じく $\phi_6$ における磁化停止に関して求めたパラメータには PUL01- $\phi_6$ と記した。 $T_P=1.0\text{msec}$ と短く波形データ点の少ない結果からパラメータを導出しているためばらつきが大きい。が、 $\tau_S=10 \sim 30\mu\text{sec}$ 程度の時定数の短い緩和減少の振幅 $H_S$ は $\phi_6$ (最大磁束密度点での磁化停止)を除いて $B_m$ に比例し、 $\tau_L=100 \sim 400\mu\text{sec}$ 程度の時定数の長い緩和減少の振幅 $H_L$ もほぼ $B_m$ に比例する傾向を示すが、 $H_S, H_L$ ともに $\phi_6$ に関するものが他よりも大きく、いずれの緩和現象においても最大磁束密度点で磁化停止する場合に特異な値を示している。

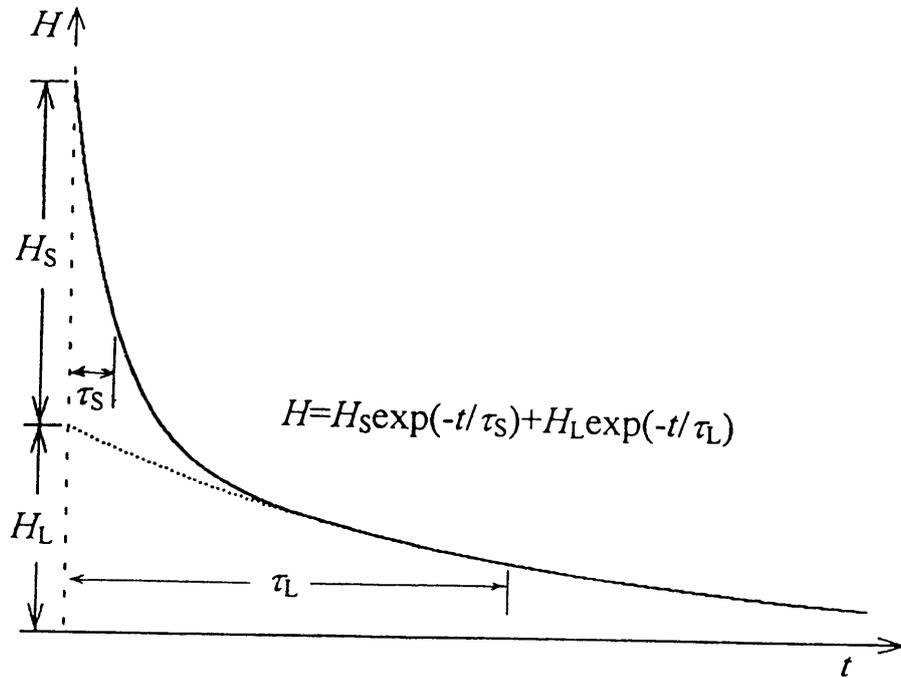


図 3.10  $H$ における緩和曲線

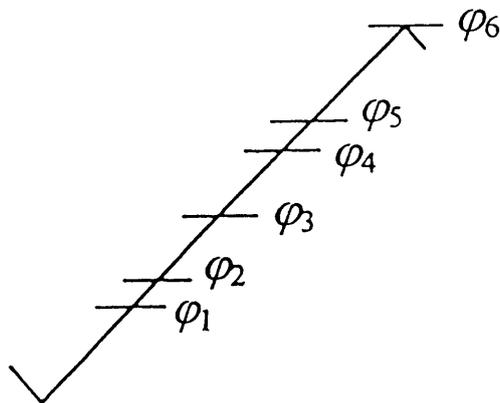


図 3.12 磁化停止位相

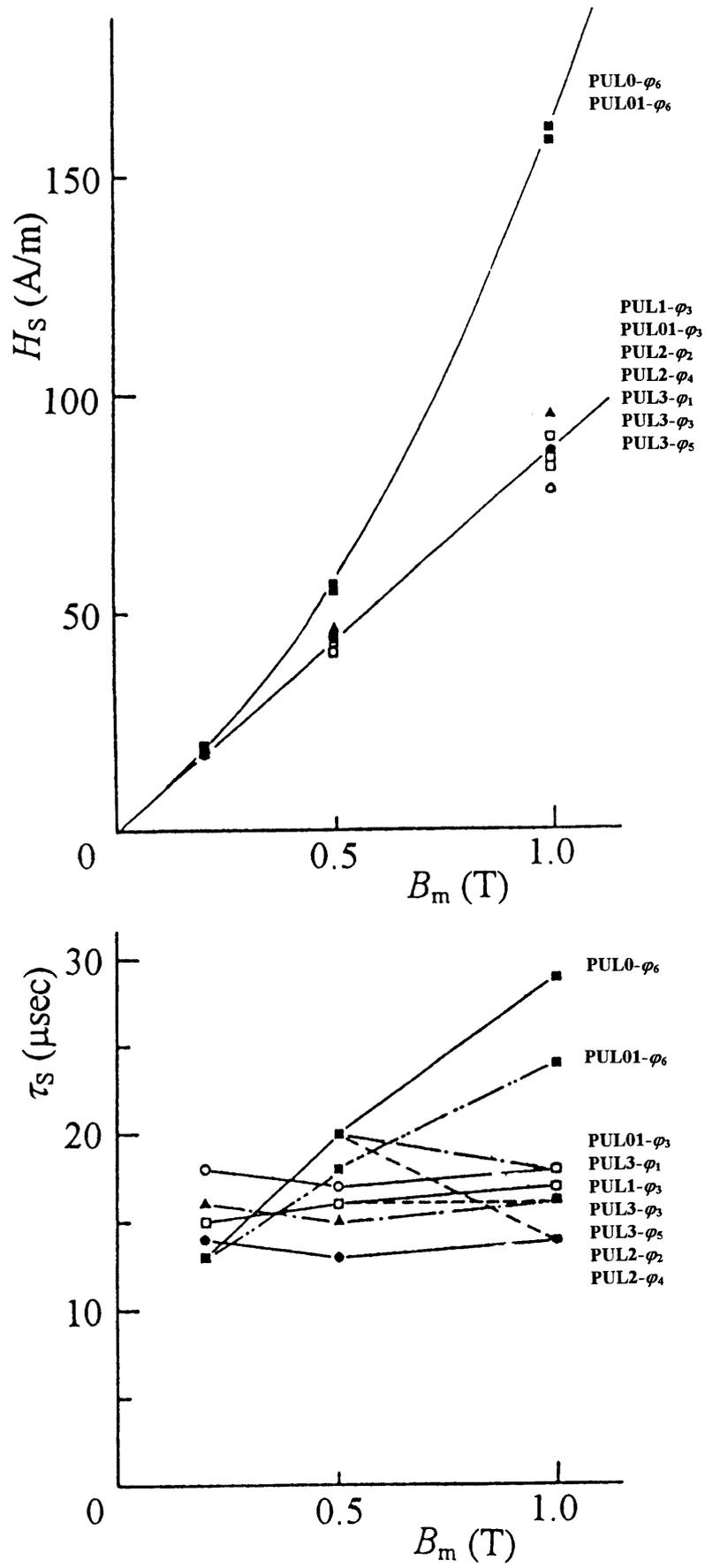


図 3.11  $H$  の緩和変化におけるパラメータの  $B_m$  および磁化停止位相依存性 (1)

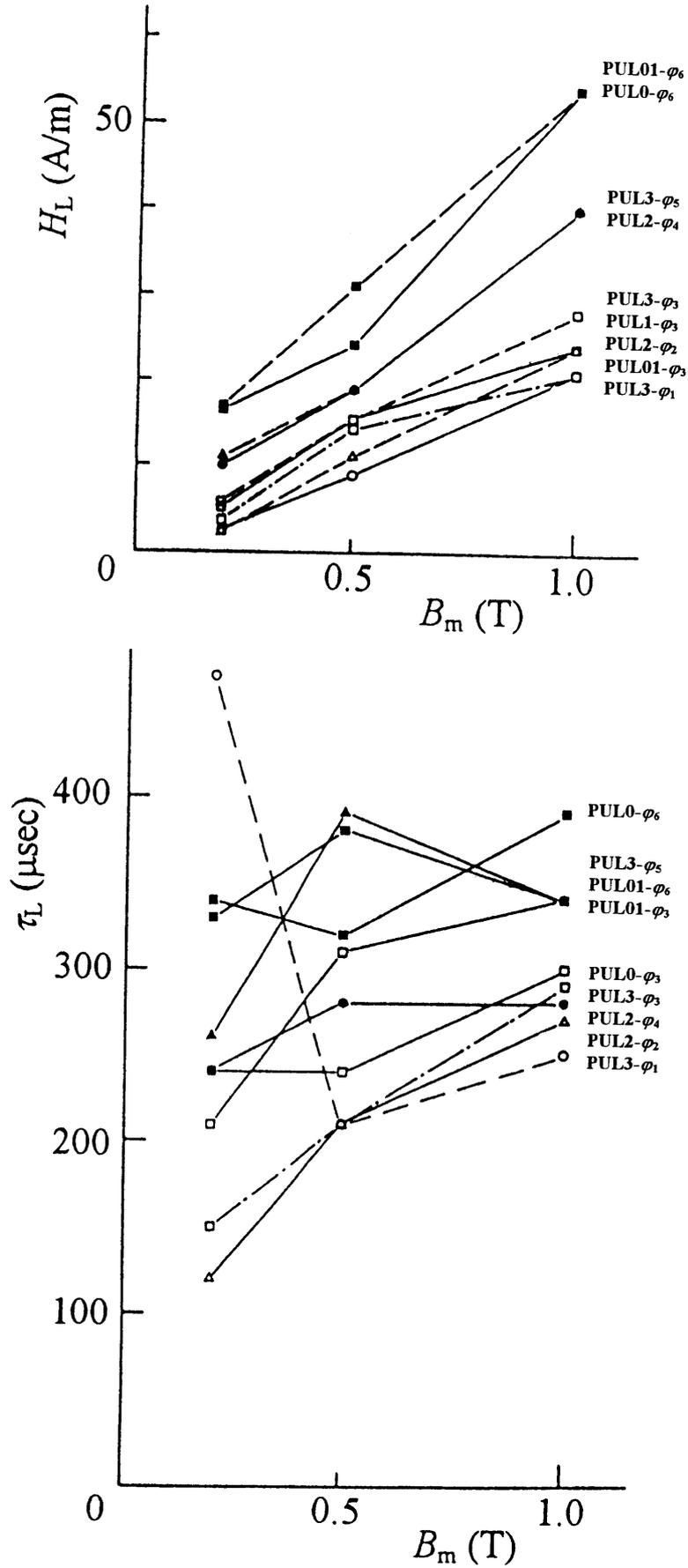


図 3.11  $H$  の緩和変化におけるパラメータの  $B_m$  および磁化停止位相依存性 (2)

### 3.4 磁気ひずみ<sup>(3),(5)</sup>

磁化(磁気モーメント)の発生の起源は電子の軌道運動あるいは電子の自転運動であり、磁気ひずみは磁性材料内部の磁気モーメントの回転により生じるため、磁化にともなって磁気ひずみは変化する<sup>(6)</sup>。180°磁壁の移動においては磁気モーメントの向きが反転するだけで方向は変わらないため原理的には磁気ひずみは発生せず、90°磁壁の移動あるいは磁化回転によりモーメントの方向が変わる場合に磁気ひずみが発生する。したがって、磁気ひずみの振る舞いから磁性材料の磁化過程を推測することができる<sup>(7)</sup>。そこで本節では、磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁における磁気ひずみの測定結果を示し、磁化過程に関して検討する。また、第2章に示した試料形状共振についてもさらに詳細に扱っている。

まず磁化停止時間長による磁気ひずみ変化を測定した際の励磁条件を図3.13に示す。基本的には前節の磁気損失測定時の波形と同一であるが、波形の種類を磁化停止期間が  $T_p=0, 0.3, 2.5, 7.5\text{msec}$  の4種類(励磁周波数はそれぞれ  $f=200, 180, 100, 50\text{Hz}$ ) とした。いずれも最大磁束密度点で磁化停止する PULO 励磁であるが、ここでは磁化停止時間長を区別できるように、各波形に REC, P0.3, P2.5, P7.5 の名称を付けた。また、比較として  $f=200\text{Hz}$  の正弦波(SIN)励磁についても測定を行った。使用した試料は無方向性電磁鋼板 S-30 の外径 200mm, 内径 100mm の環状単板試料で、励磁コイルはトロイダル均等巻きとして円周方向に励磁を行った。試料上には磁気ひずみ検出用の半導体ひずみゲージを図3.14に示す No.1~No.4 の四カ所に貼付した。図中のそれぞれの矢印は磁気ひずみ検出方向を、R.D.は鋼板の圧延方向を示すもので、圧延方向と励磁方向のそれぞれに関して平行、垂直方向の磁気ひずみを検出した。

図3.15は横方向に磁束密度  $B$ 、縦方向に磁気ひずみ  $\epsilon$  をとった、 $B$ - $\epsilon$  バタフライループの一例を示したものである。S-30は無方向性電磁鋼板であるため、励磁方向と磁気ひずみ検出方向の関係から、図3.14に示した No.1とNo.4, No.2とNo.3における磁気ひずみは同じ特性を示すことが予想されるが、実際にはそれぞれ異なった形状となり無方向性試料といえども圧延方向に依存した特性を示すことがわかる。また、励磁条件によってもループ形状は異なり、同一励磁周波数である SIN 励磁と

第3章 磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁下における磁気特性

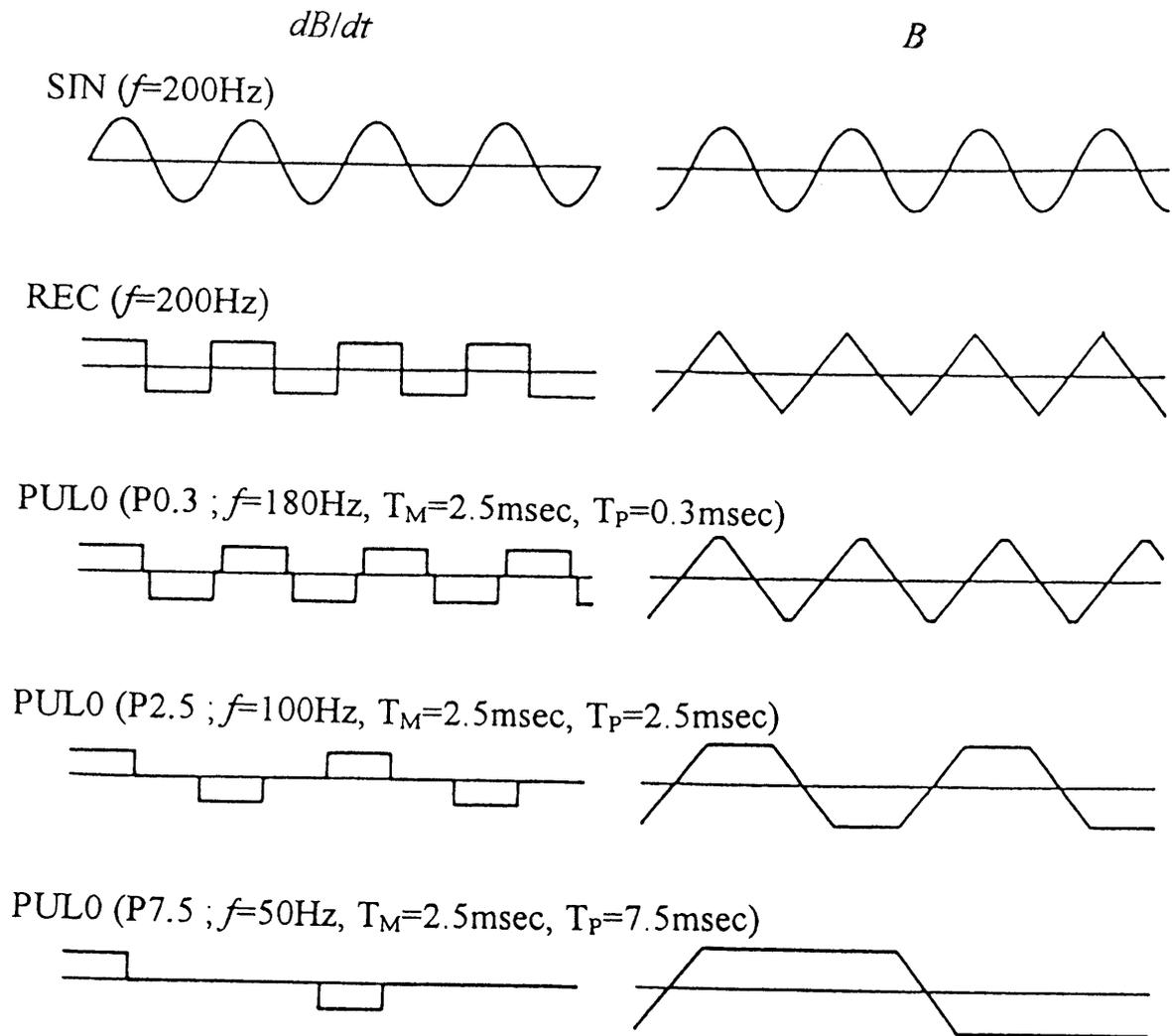


図 3.13 磁気ひずみ測定時の波形条件

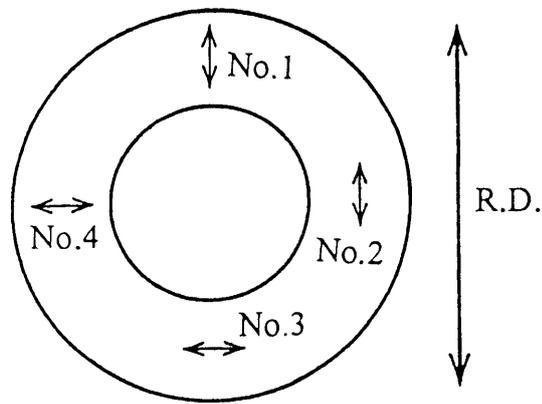


図 3.14 試料形状とゲージ貼付位置

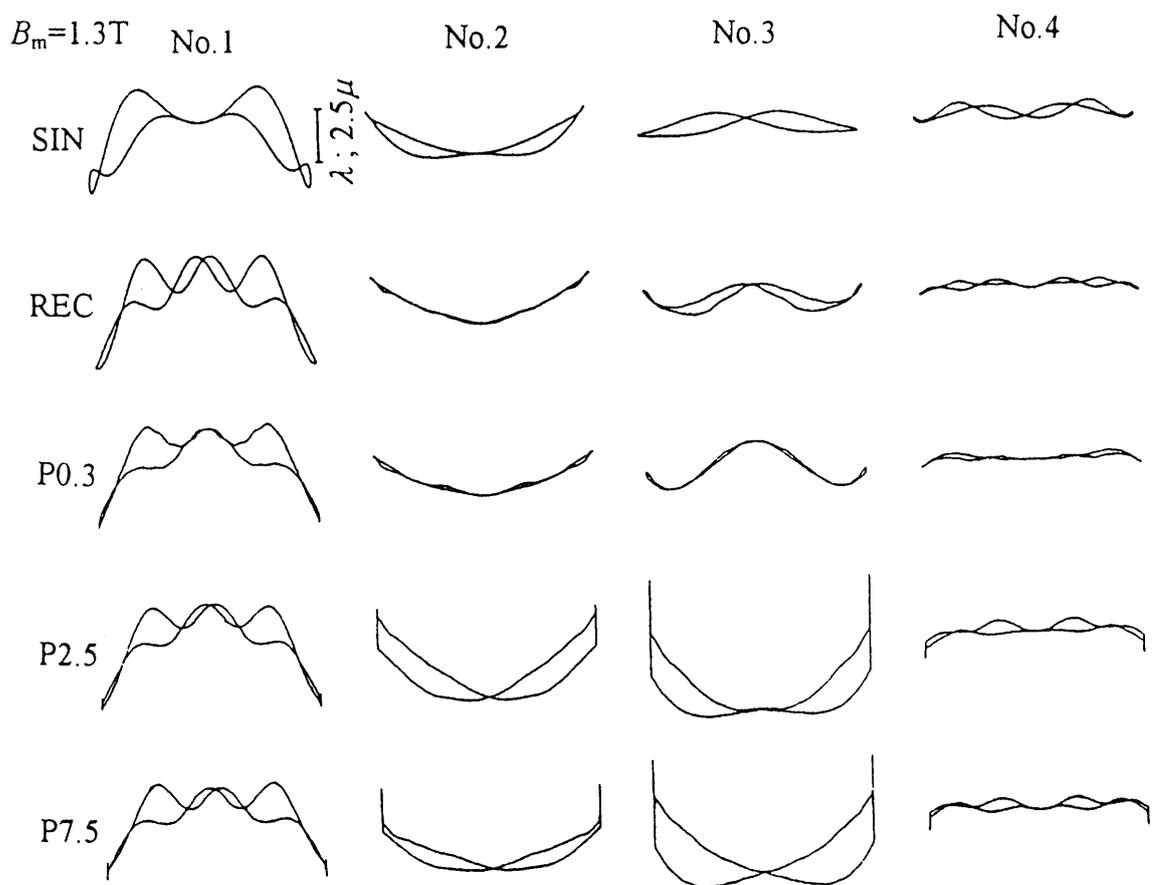


図 3.15  $B$ - $\lambda$  バタフライループの例

REC 励磁における違いは励磁周波数ではなく磁化速度によって磁化過程が異なることを示している。また、特に励磁方向に平行な磁気ひずみである No.2 と No.3 では、磁束密度  $B$  が最大磁束密度  $B_m$  で一定である磁化停止期間においても、磁気ひずみは変動しており、 $B$  が一定となっても内部磁化が即座に停止するわけではないことがわかる。

図 3.16 は各励磁における  $\lambda_{p-p}$  の  $B_m$  依存性を示したもので、 $\lambda_{p-p}$  は  $B_m$  とともに増加し、高磁束密度の磁化停止期間が長い場合に、 $\lambda_{p-p}$  は著しく大きくなる場合がある。

図 3.17 は磁束密度  $B$  および磁気ひずみ  $\lambda$  の時間変化を示したもので、前述のように、P2.5 や P7.5 励磁における磁化停止期間において、磁気ひずみは変動しているのがよくわかる。また、No.1 と No.4, No.2 と No.3 位置での  $\lambda$  にそれぞれ、励磁波形に依存しない周波数成分の高調波が存在している。

PWM 波励磁された短冊状の電磁鋼板において、磁気ひずみを起振源とする試料形状共振現象がおこることは第 2 章で述べた。したがって、図 3.17 の  $\lambda$  波形に見られる高調波成分は、この共振現象に起因するものであると考えられる。以下では、環状および短冊状の電磁鋼板を試料に、励磁周波数を変化させた単一正弦波励磁での磁気ひずみにおいても、同様な共振現象が生じている実験結果を示す。図 3.18 は先の S30 環状試料を、最大磁束密度  $B_m=1.0T$  一定の正弦波励磁で励磁周波数  $f$  を変化させた場合の、 $\lambda_{p-p}$  の  $f$  依存性を示したものである。励磁周波数  $f$  により磁化過程が変化して、 $\lambda_{p-p}$  に  $f$  依存性が表れても不思議ではないが、No.1 と No.4, No.2 と No.3 における特性が特定の周波数にピークを持つ同様の傾向を示すことから、この  $f$  依存性の大部分は試料形状共振であり、試料形状が内外径比 1:2 と比較的大きな環状であるために、共振の鋭さがそれほど小さくなくかつ複雑な共振パターンを示しているものと考えられる。

図 3.19 は 36cm 長の短冊試料に対する同様の実験結果である。短冊試料の場合には試料形状共振のモードが単純であるため、共振のピークは 3.6kHz の整数分の一の周波数に鋭く現れている。第 2 章で述べたように、この 36cm 長試料の共振周波数が約 7.2kHz であるのに対して、3.6kHz の整数分の一の励磁周波数でピークを持つ理由は、磁気ひずみが一般に励磁周波数の偶数次高調波成分を持つことから、励磁周波数の偶数次高調波が 7.2kHz に相当する場合に、7.2kHz の共振成分が現れて検出され

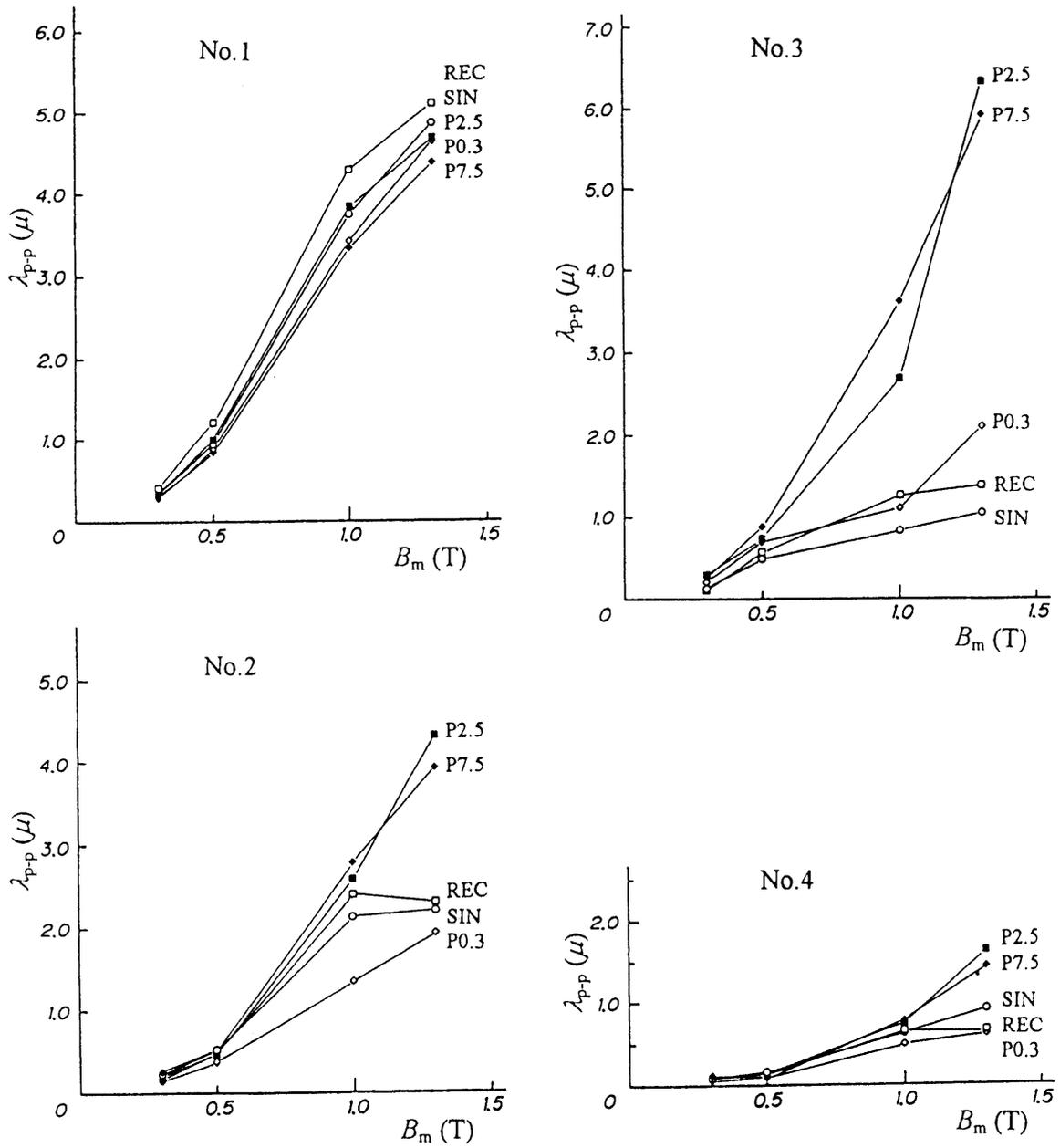


図 3.16  $\lambda_{p-p}$  の  $B_m$  依存性

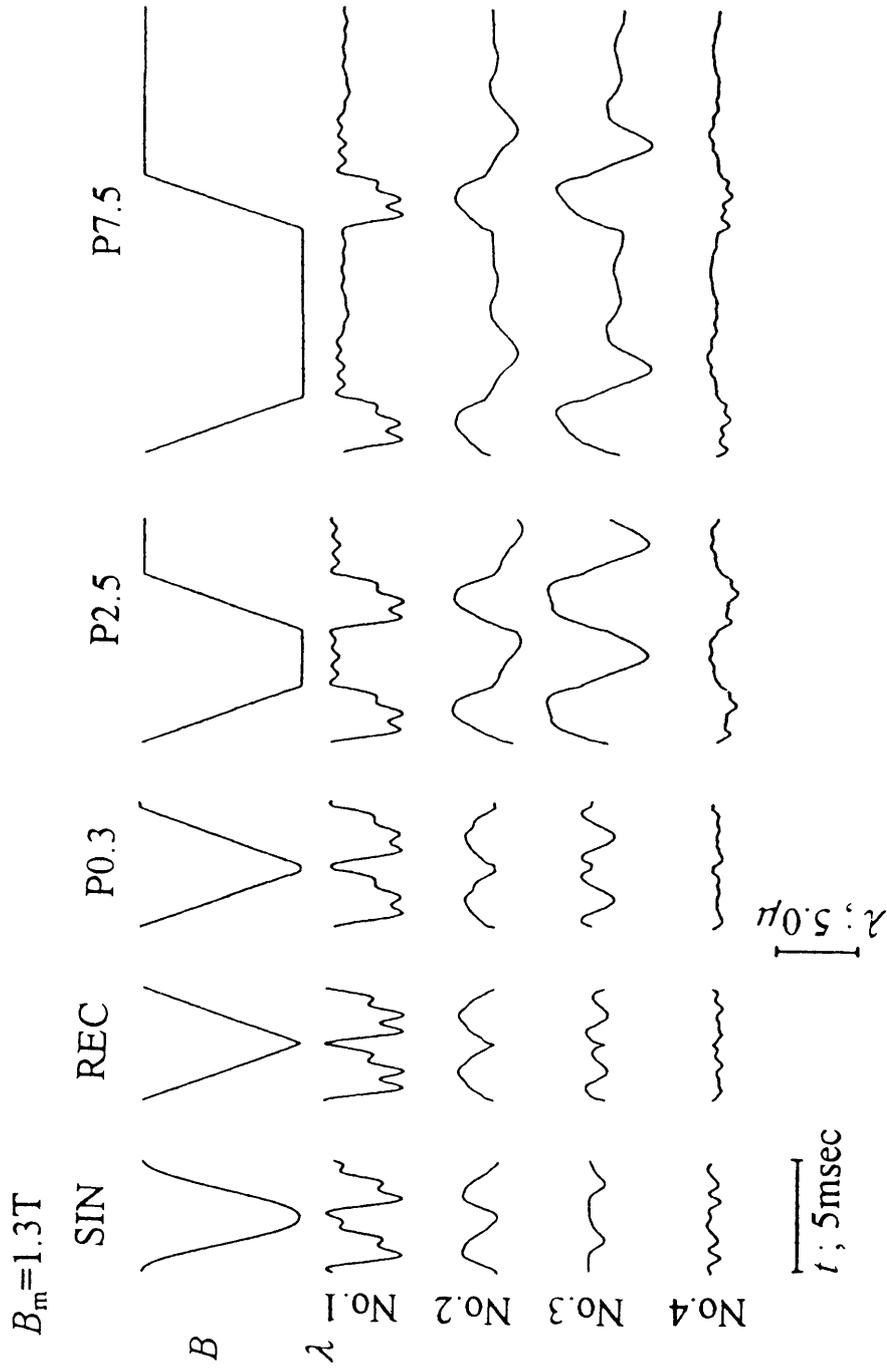


図 3.17  $B$  波形および  $\lambda$  波形

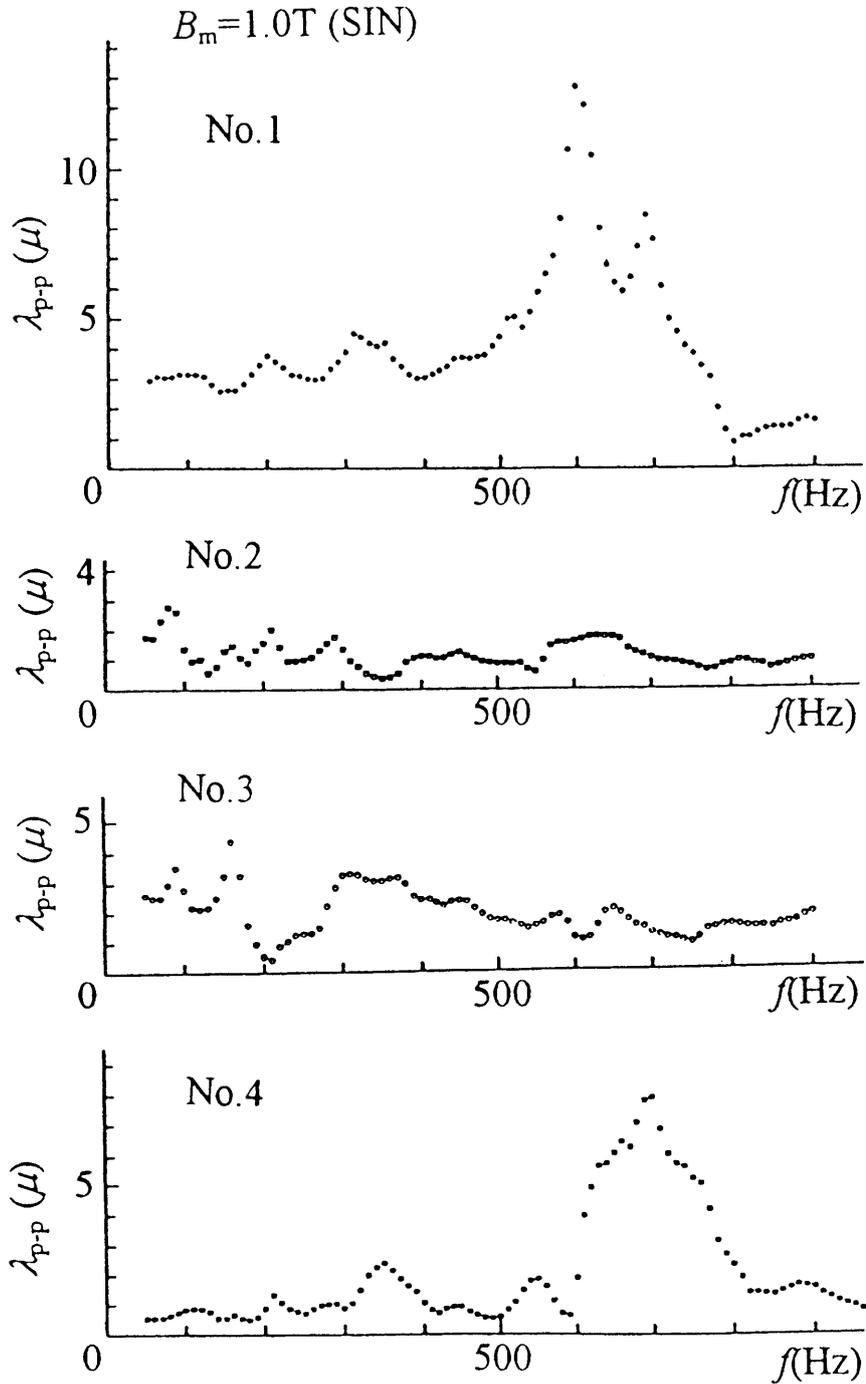


図 3.18 環状試料における  $\lambda_{p-p}$  の  $f$  依存性

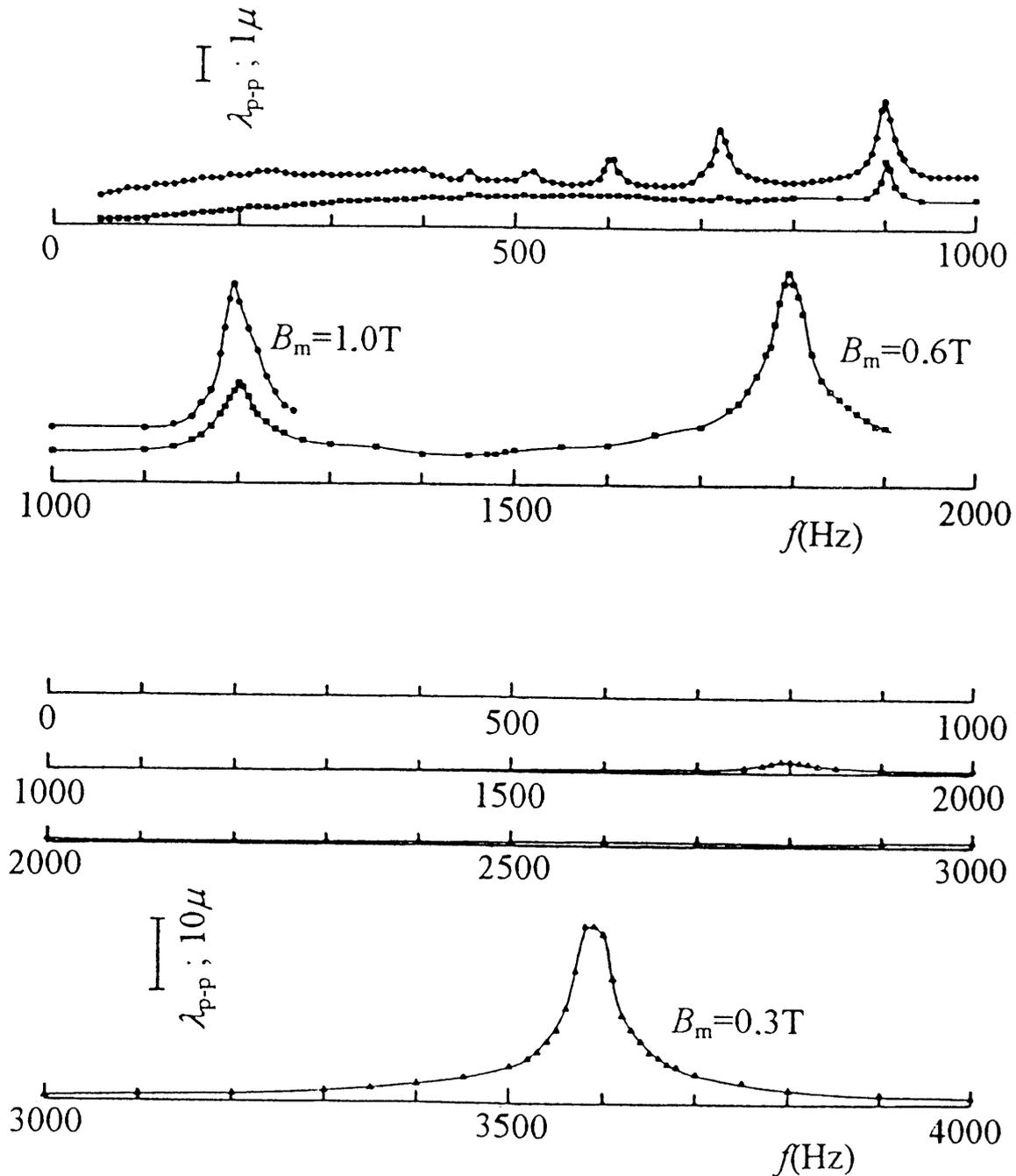


図 3.19 短冊状試料における  $\lambda_{p-p}$  の  $f$  依存性

る磁気ひずみ振幅が大きくなることによる。

上記実験と同じ短冊試料についての 200Hz の SIN 励磁と REC 励磁および 50Hz の P7.5 励磁下での  $B$  波形,  $dB/dt$  波形の調波解析結果,  $\lambda$  波形,  $\lambda$  波形の調波解析結果を図 3.20 に示す。SIN 励磁では  $dB/dt$  は基本波のみで  $\lambda$  も 10 次以下の低次偶数次高調波のみで構成されるが, REC 励磁では  $dB/dt$  は次数分の一で減衰していく奇数次高調波を含み,  $\lambda$  は 20 次以下の偶数次高調波と 7.2kHz には鋭いピークが現れている。また, P7.5 励磁の  $dB/dt$  には 100 次を越える奇数次高調波を含み,  $\lambda$  も 50 次程度までの偶数次高調波で構成されるが, やはり 7.2kHz 近傍に鋭いピークが現れている。この 7.2kHz のピークが形状共振であることは前述のように明らかであるため, この成分は材料の本質的な磁気ひずみではない。そこで 5.0kHz 以上の周波数成分をデジタルフィルタ処理により除去し, 7.2kHz の形状共振成分を取り除いた  $\lambda$  波形を図 3.20 の最下部に示した。また, 同処理前後の  $B$ - $\lambda$  バタフライループを示したものが図 3.21 である。REC 励磁や P7.5 励磁の左側のバタフライループに見られるうねりの成分は 7.2kHz の形状共振によるものであり, 5.0kHz 以上の高調波除去処理によって, 右側に示すうねりのないバタフライループが得られる。共振の影響を除去した後のバタフライループ形状が, SIN 励磁と REC 励磁間で異なることは, 前述のように磁化速度による磁化過程の違いに起因するもので, SIN 励磁よりも REC 励磁の方が振幅  $\lambda_{pp}$  が大きく, 90°磁壁の移動による磁化進行が多いことを示している。一方, 磁化停止期間の有無を除けば REC 励磁と P7.5 励磁における磁化速度は同じであるが, P7.5 励磁のループ形状には先の環状試料の場合にも見られた  $B_m$  点における変動が存在している。ただし, この場合の変動は環状試料の場合ほど大きくはなく, 環状試料において検出された磁気ひずみでは複雑な共振現象が影響していたと考えられる。図 3.20 の最下部に示した P7.5 励磁の  $\lambda$  波形には, 磁化停止直後に磁気ひずみが緩和的に変化する部分が見られ, 外部から検出される平均的な磁化は停止していても内部の局所的磁化は変動していることを示すものである。

磁化停止点の磁束密度が  $B_m$  の場合と 0 の場合における磁気ひずみ変化を示したものが図 3.22 および図 3.23 である。これらの結果は環状試料に対するものであるため, 図 3.18 に示したように複雑な試料形状共振の影響を含んでいる。そのため, 形状共振の影響を取り除いて, 素材としての本質的な磁気ひずみを取り出すことはできな

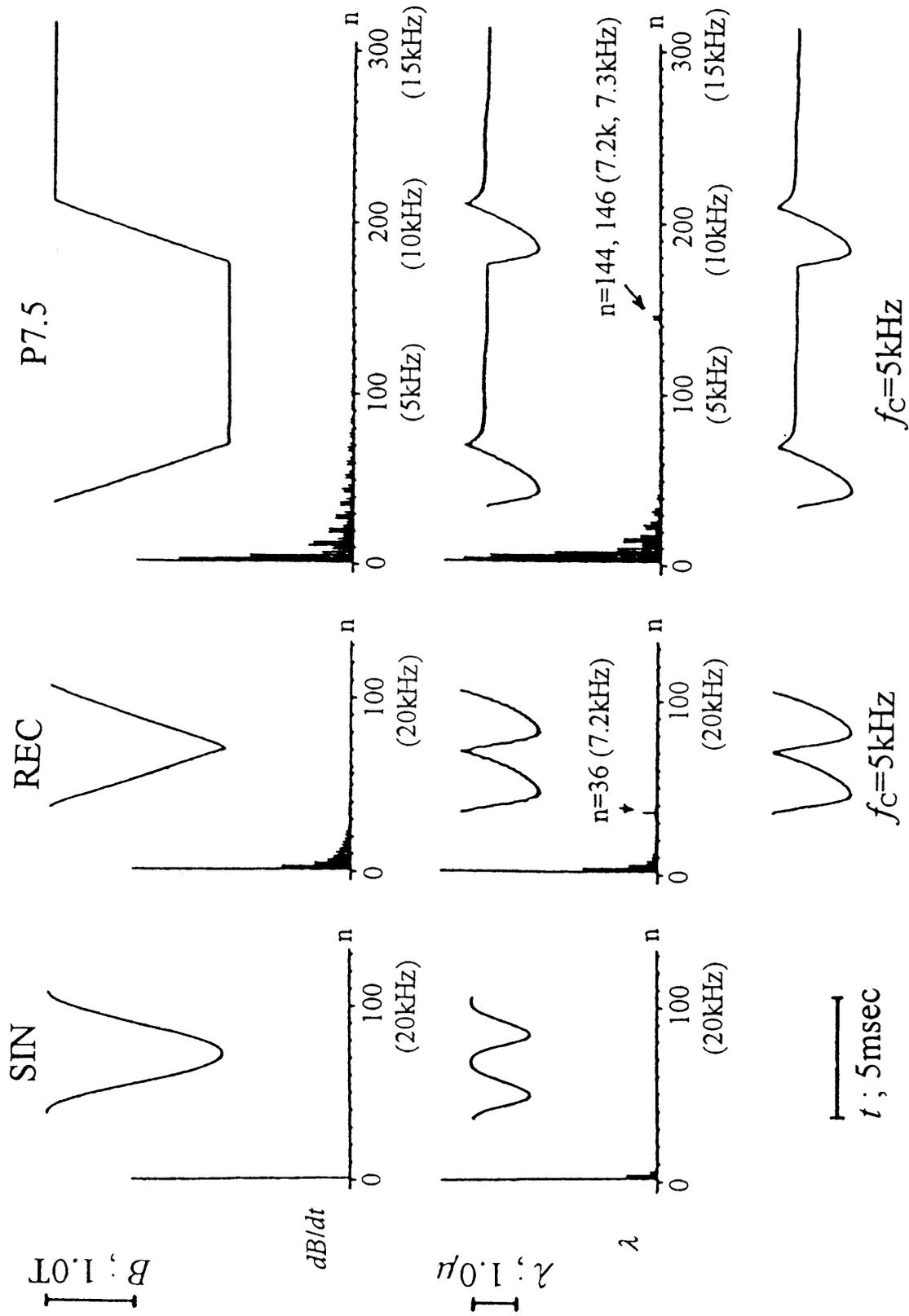


図 3.20 各種励磁下における波形例と調波解析結果

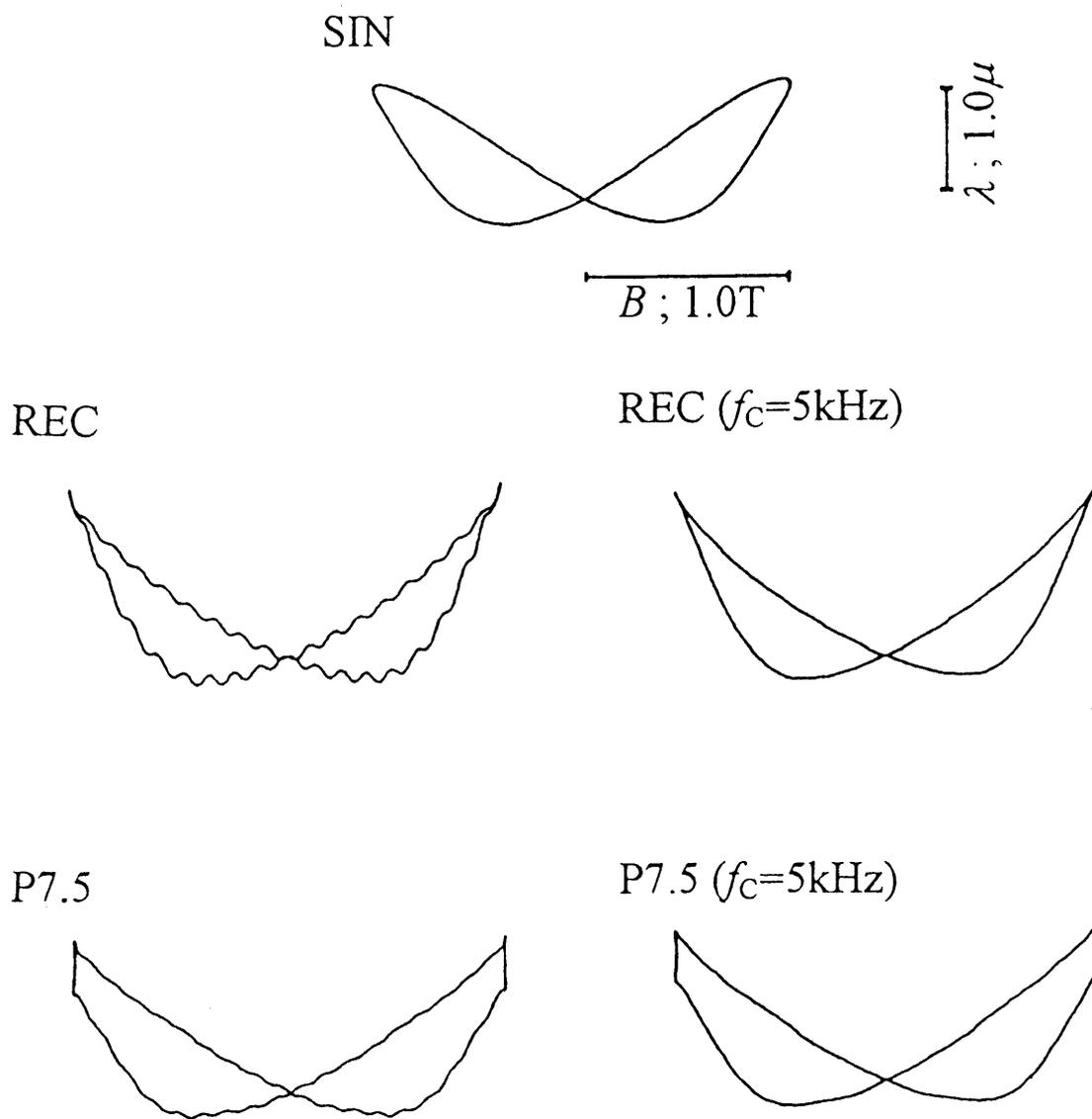


図 3.21 共振除去前後の  $B$ - $\lambda$  バタフライループの例

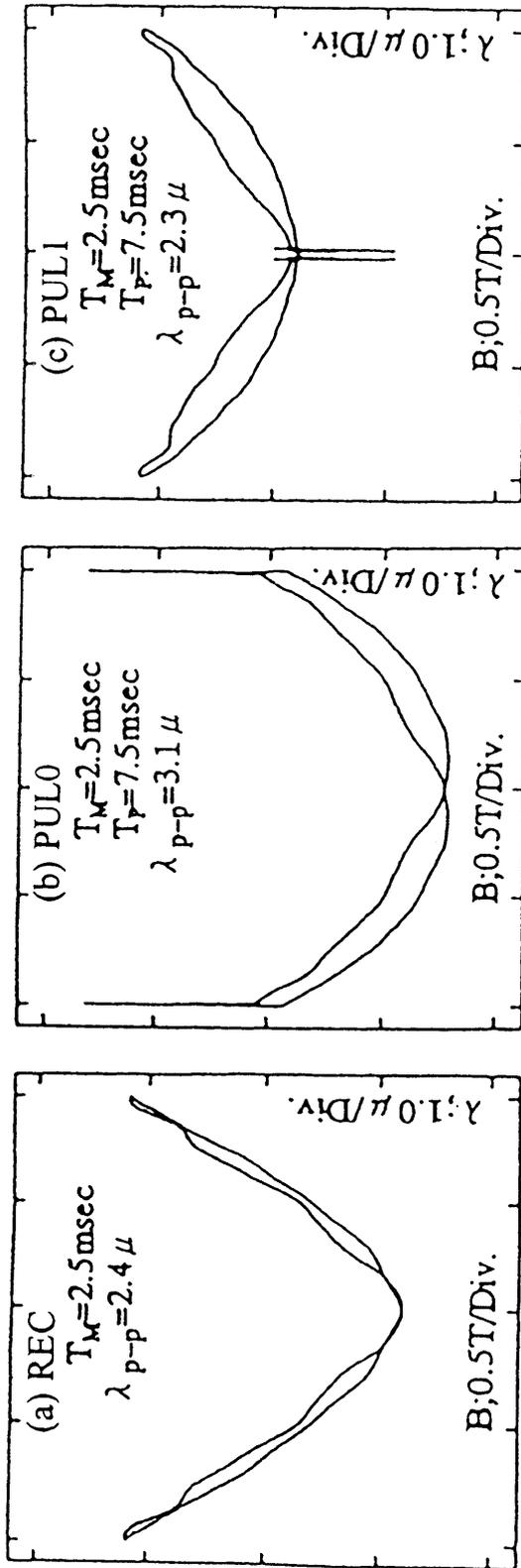


図 3.22 磁化停止位相による B-H ループの変化

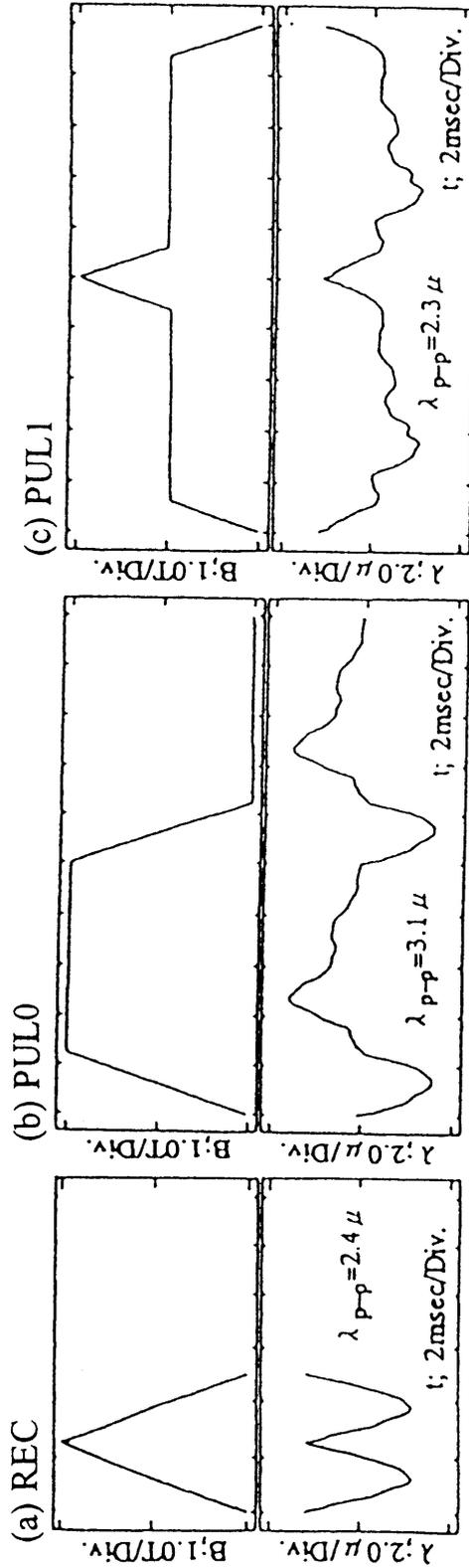


図 3.23 磁化停止位相による B 波形,  $\lambda$  波形の変化

い。しかし、各励磁によって得られる  $B$ - $i$  ループの形状は大きく異なり、励磁条件によって共振現象を含めた磁気ひずみは、磁化停止期間の存在により著しく増加して、振動、騒音の原因となり得ることを示している。

### 3.5 磁化停止が磁気特性に及ぼす影響の持続性と磁化停止期間における緩和現象

前節まで、磁化停止が磁気特性に及ぼす影響について検討し、磁化停止期間において緩和現象が存在することを明らかにしたが、これまで扱ってきた磁化停止期間を持つ磁化条件はいずれも一磁化周期ごとに同一波形を繰り返すもので、磁化停止の影響が異なる磁化周期にわたって続くのかについては明確ではない。また、磁化停止期間における緩和現象についても、長短の二種の時定数の緩和現象が存在することを示したにとどまり、その緩和現象が何に起因するものであるかについては明らかではない。

そこで、本節ではまず磁化停止が一磁化周期以上存在しない励磁条件における磁気特性から磁化停止の影響の持続性について検討し、さらに磁化停止期間における緩和現象の詳細について検討する。

#### 3.5.1 磁化停止の影響の持続性<sup>(8)</sup>

図 3.24 は磁化停止の影響の持続性について検討するために用いた波形であり、(a)は  $T_M=2.5\text{msec}$  の REC 励磁、(b)は  $T_M=2.5\text{msec}$ ,  $T_P=2.5\text{msec}$  の PUL0 励磁、(c)は磁化停止期間( $T_P=2.5\text{msec}$ )が  $3/2$  磁化周期毎に一回存在する励磁(PUL0/3 と称する)の  $dB/dt$  波形と  $B$  波形を示したものである。励磁周波数は、(a)の REC 励磁で  $200\text{Hz}$ 、(b)の PUL0 励磁で  $100\text{Hz}$  となるが、(c)の PUL0/3 励磁では図中 I~III で示した三磁化周期が一信号周期となり、信号周波数は  $50\text{Hz}$  となる。

これらの各励磁下における交流  $B-H$  ヒステリシスと  $B-\lambda$  バタフライループの例をそれぞれ図 3.25 と図 3.26 に、また、各励磁における一磁化周期あたりの磁気損失(PUL0/3 励磁においては三磁化周期間の損失値の  $1/3$ )と最大磁化力(PUL0/3 励磁においては三磁化周期間の最大値)を表 3.2 に示す。前述のように PUL0/3 励磁では一信号周期が三磁化周期に相当するため、図 3.25 および図 3.26 においては(c)に三磁化周期間、(d), (e), (f)には各磁化周期 I, II, III 間のヒステリシスループ形状およびバタフライループ形状を示した。PUL0/3 励磁のヒステリシスループ形状は、三磁化周期の間

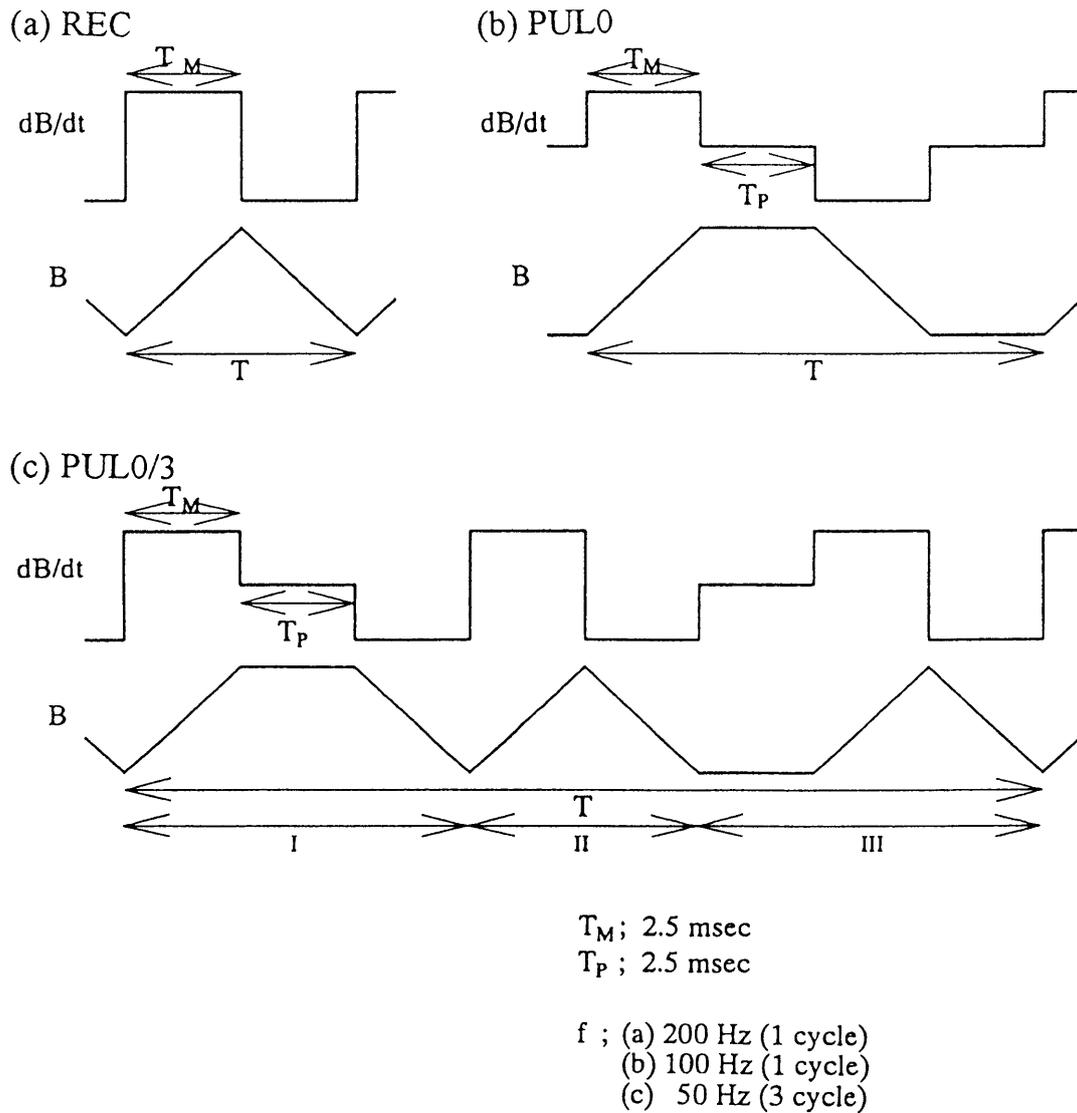


図 3.24 磁化停止の影響の持続性検討のための制御波形

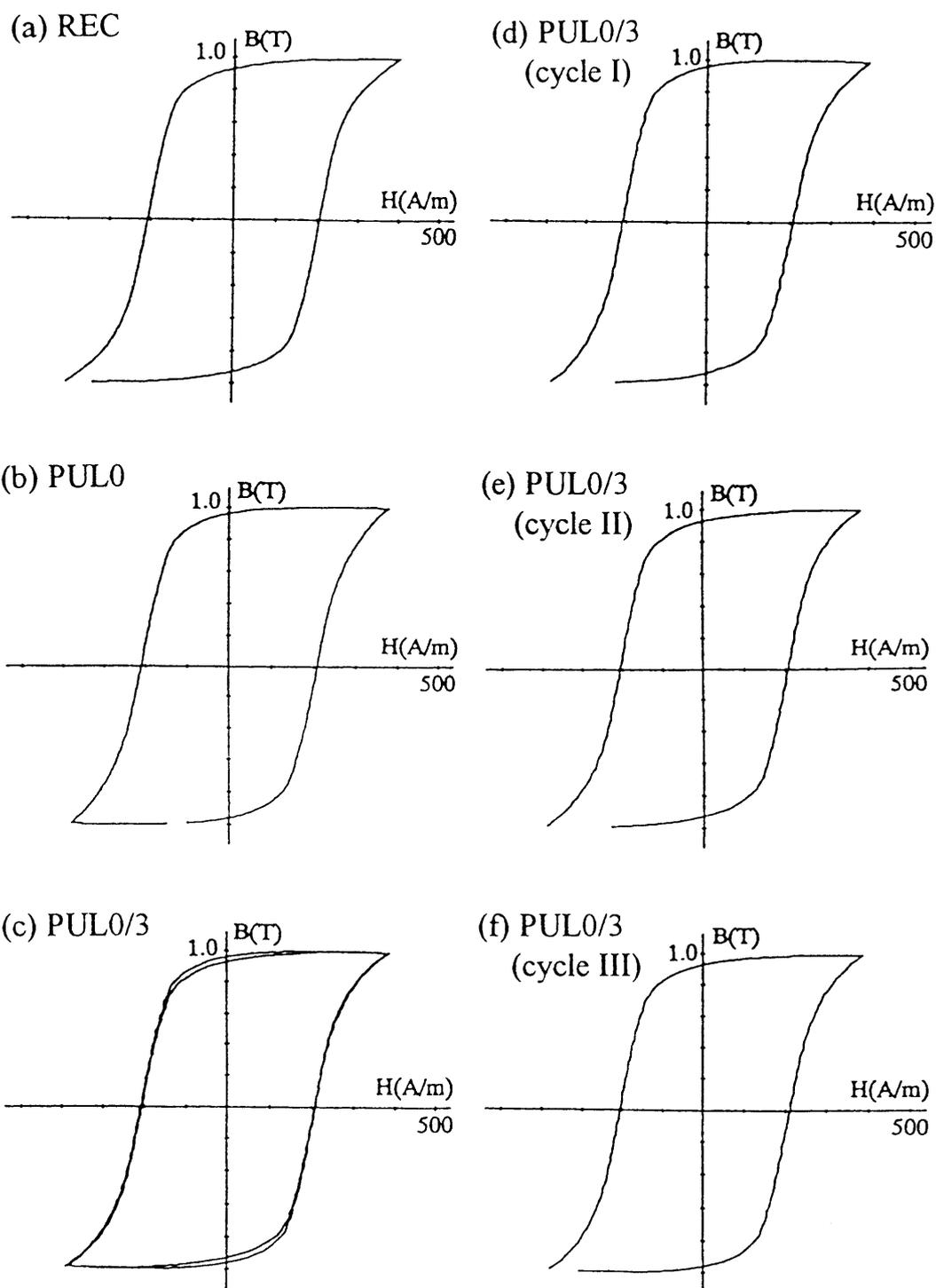


図 3.25 ヒステリシスループ例

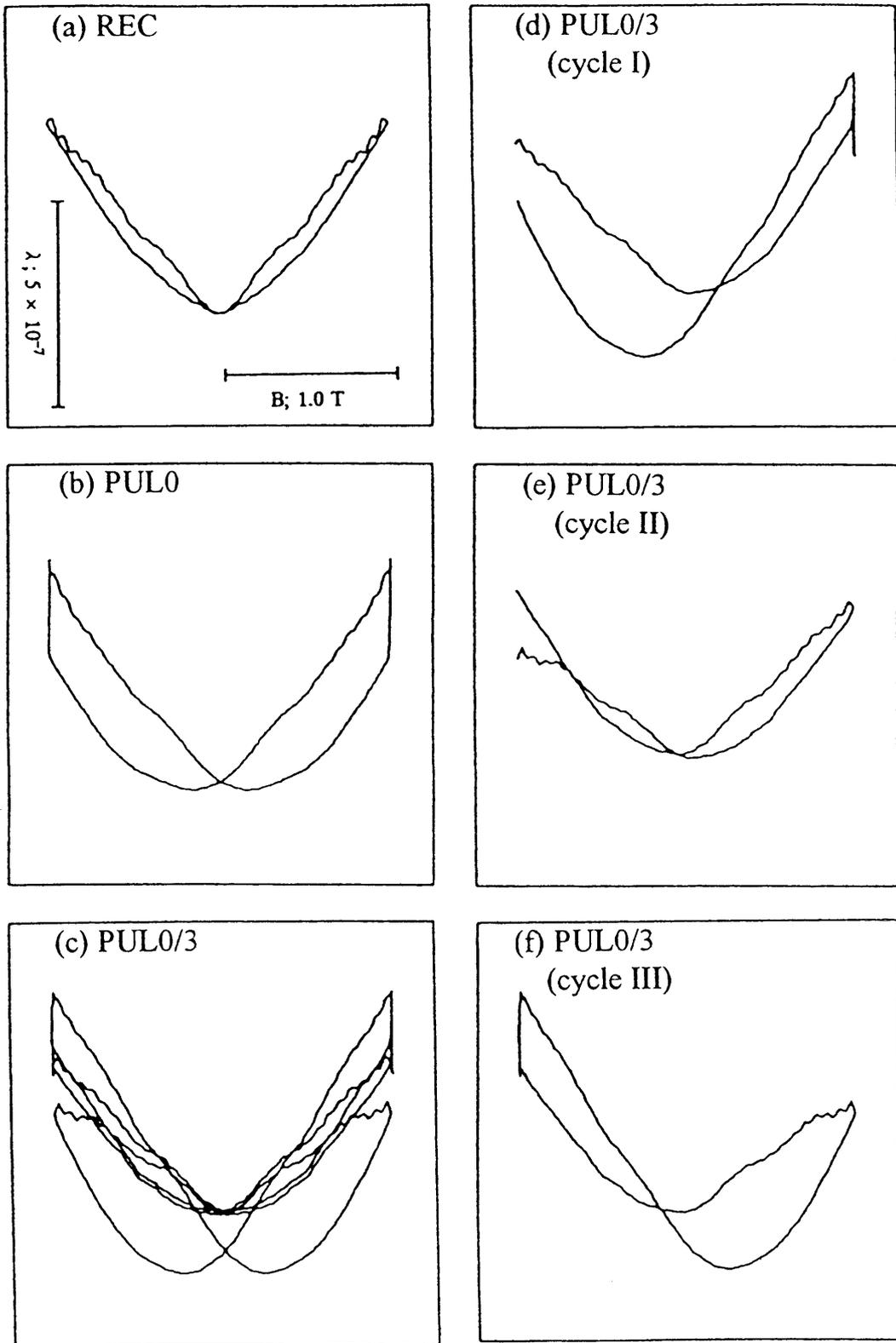


図 3.26  $B$ - $\lambda$  バタフライループ例

に REC 励磁と PUL0 励磁の両者の特徴を持つ形状をとり、PUL0/3 励磁の一磁化周期あたりの磁気損失は REC 励磁と PUL0 励磁の中間の値をとっている。また、 $B$ - $\lambda$  バタフライープは、磁化停止後の 1/2 磁化周期経過後(周期 I と周期 II の間あるいは周期 III の中間)の磁化停止しない部分でも REC 励磁とは異なった形状を示し、磁化停止後の一磁化周期経過後(周期 III と周期 I の間あるいは周期 II の中間)でようやく REC 励磁の形状に近くなっていて、磁化停止の影響は停止後の一磁化周期の間は継続していることがわかる。しかし、最大磁化力  $H_m$  の点からは、PUL0/3 励磁の値が PUL0 励磁のものより大きくはなるものの、依然 REC 励磁のものよりは小さく、厳密には磁化停止の影響は 3/2 磁化周期以上継続している。この磁化停止の影響が少なくみても一磁化周期以上持続することは、3.1 節で取り上げた 1/2 磁化周期間に存在する磁化停止回数の影響が独立していない結果を裏づけるものである。

表 3.2 一磁化周期あたりの磁気損失および最大磁化力

$B_m$ (T)	$W$ (mJ/kg)			$H_m$ (A/m)		
	REC	PUL0	PUL0/3	REC	PUL0	PUL0/3
0.3	13.73	14.63	13.88	182.9	177.5	178.9
0.5	31.72	33.36	32.07	225.7	220.7	222.6
1.0	103.3	106.5	104.0	403.7	382.1	391.0
1.3	164.7	172.3	166.7	656.6	607.6	621.3
1.5	228.5	236.6	231.4	1148	1076	1077

### 3.5.2 磁化停止による損失変化の原因<sup>(9)</sup>

これまでは、電力用磁性材料である電磁鋼板を試料として磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁下での磁気特性について検討してきたが、電磁鋼板は本質的には鉄であり、電気伝導度が高くうず電流の存在を無視できない試料である。磁気損失は一般に、ヒステリシス損失とうず電流損失の和として扱われるが、磁化停止期間にともなう損失変化がそのいずれの変化によるものであるかは明確にできていない。そこで、試料としてうず電流損失が無視できると考える高電気抵抗率の  $Ni$ - $Zn$  フェラ

イトを用いて同様の実験を行った。

図 3.27(a)は Ni-Zn フェライト(TDK 製 K<sub>5</sub>)における、一磁化周期あたりの磁気損失の磁化停止時間依存性(PUL0 励磁および PUL1 励磁)を示したものであり、参考と同図(b)には無方向性電磁鋼板 S-30 の結果を再掲した。K<sub>5</sub> の場合も S-30 の場合と同様に、PUL0 励磁では  $T_p$  とともに  $W$  が増加し、PUL1 励磁では PUL0 励磁ほどの増加にはならない。両試料における違いは、S-30 では  $T_p$  が 1msec 程度の短い PUL1 励磁において  $W$  の減少が見られたのに対して、K<sub>5</sub> ではその減少がみられず REC 励磁よりも常に大きくなる点である。また、K<sub>5</sub> の図中には SIN 励磁の場合の  $W$  も示したが、S-30 の場合には SIN 励磁のうず電流損失が REC 励磁に対して大きく、SIN 励磁の  $W$  は 106mJ/kg と図外の値となる。また K<sub>5</sub> の SIN 励磁の  $W$  は PUL0 励磁の  $T_p$  を零に漸近させた場合の値とみなせる点が特徴である。図 3.28 は K<sub>5</sub> における  $W$  の磁化停止位相依存性( $T_M=2.5\text{msec}$ ,  $T_P=1.0\text{msec}$ )を示したもので、S-30 の場合と同様、最大磁束密度点で磁化停止する PUL0 励磁だけが特異な損失増加を示す。また、図 3.29 は K<sub>5</sub> におけるヒステリシスループ形状の例で、S-30 の場合に見られた  $B_m$  におけるフラットな部分は見られない。これはうず電流が存在しないため、磁化停止期間におけるうず電流の緩和による磁化力  $H$  の減少がないことによっている。

ヒステリシスループ形状の点から K<sub>5</sub> にはうず電流が存在しないと述べたが、その点を確認する実験結果を図 3.30 に示す。横軸に励磁周波数、縦軸に一磁化周期あたりの磁気損失  $W$  をとったもので、SIN 励磁と REC 励磁の結果を示している。うず電流損失が存在すれば少なくとも励磁周波数の増加にともない  $dB/dt$  が大きくなってうず電流損失ひいては  $W$  は増加するが、図 3.30 にはその傾向が見られないことから、K<sub>5</sub> ではうず電流が存在しないとみなしてよい。本論からは逸れるが、一般にヒステリシス損失は励磁周波数に依存しない一定値とされるが、これは言い換えれば、ヒステリシス損失が励磁波形依存性を持たないことを意味し、その点からは SIN 励磁と REC 励磁においても同一の一定値と考えるのが妥当である。しかし、いまこの K<sub>5</sub> 試料においてうず電流が存在しないにもかかわらず、SIN 励磁と REC 励磁とで  $W$  が異なることは、ヒステリシス損失が励磁波形依存性を持つものと考えらるべきであることを意味している。この点から、磁化停止による磁気損失の変化は少なくともヒステリシス損失の変化によるものと考えるのが妥当である。また、図 3.27(a)におい

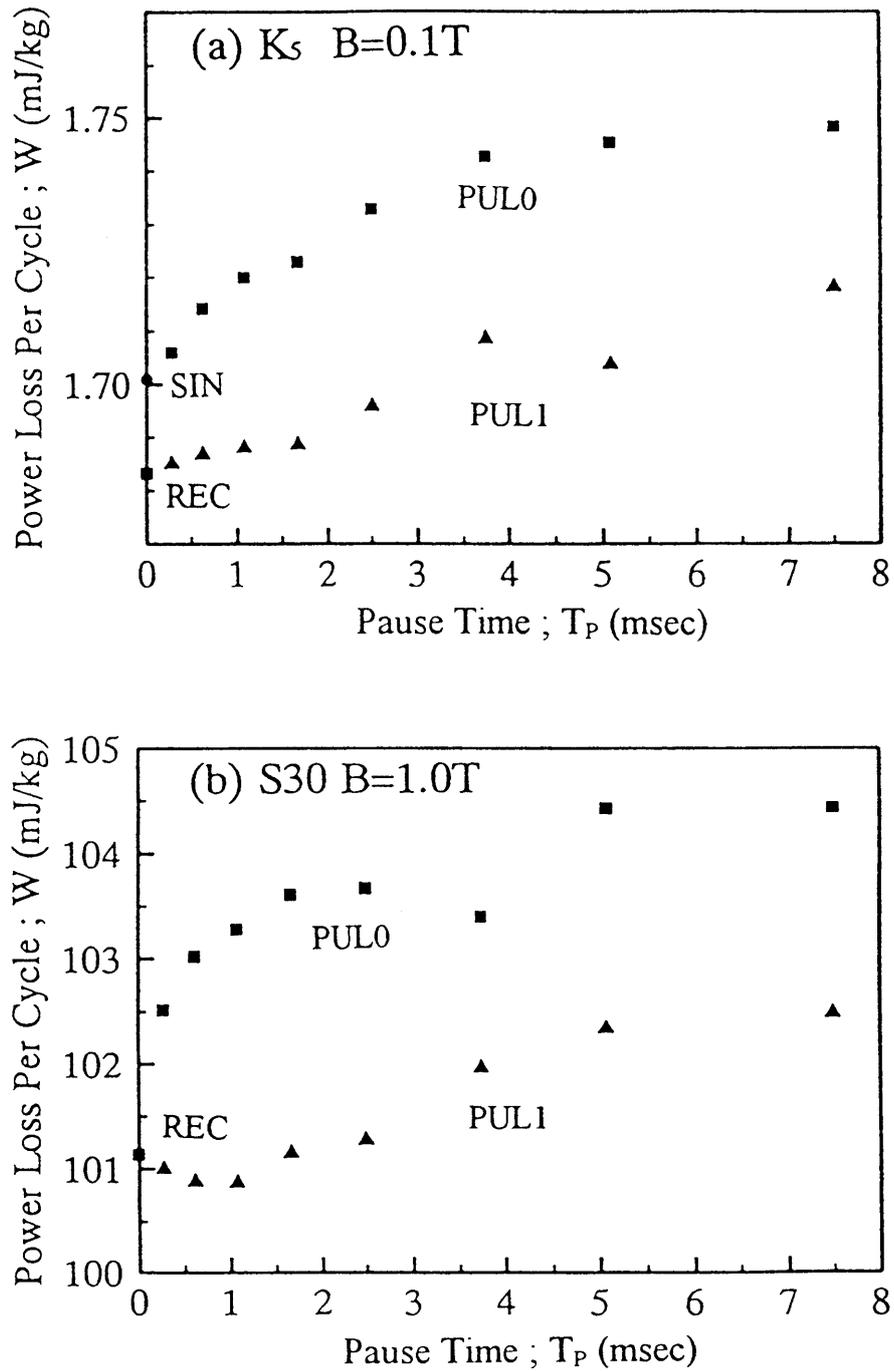


図 3.27 磁化停止時間長にともなう損失変化

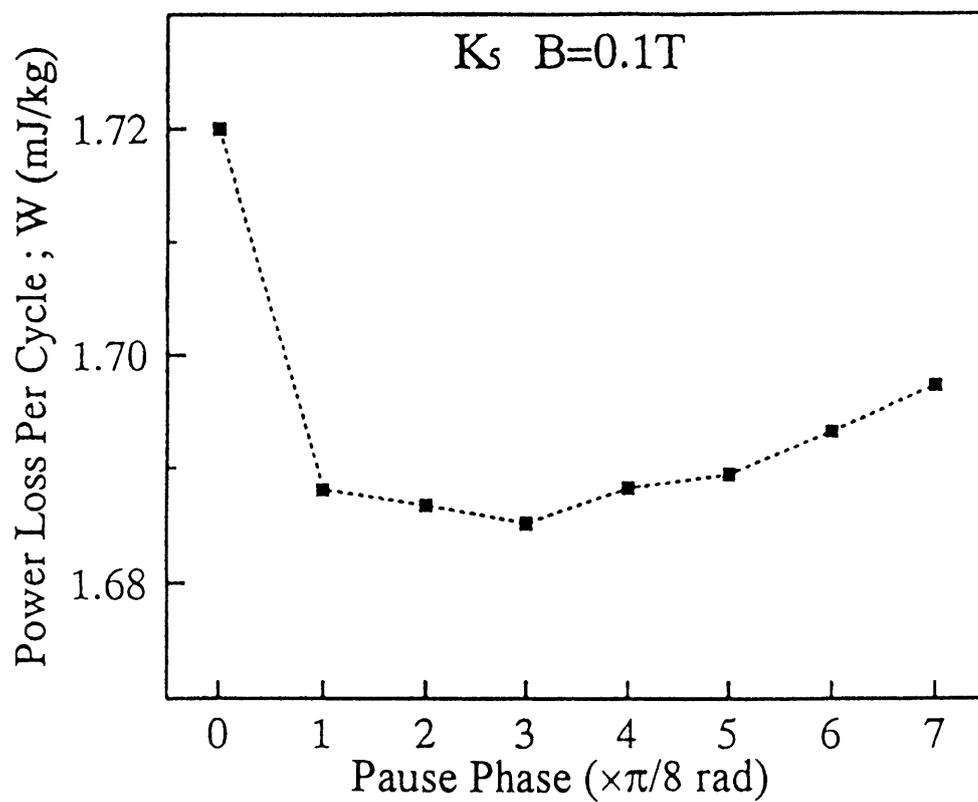


図 3.28 磁化停止位相による損失変化

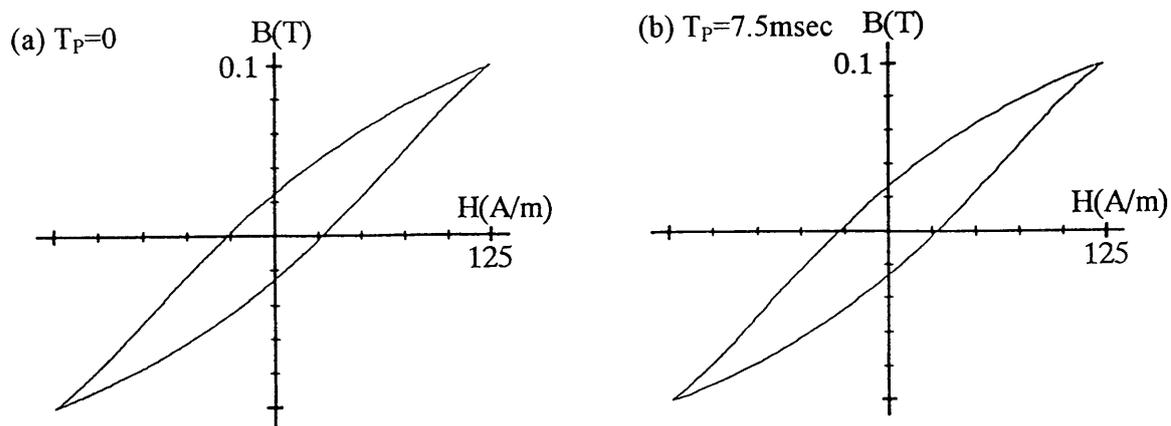


図 3.29 ヒステリシスループ例

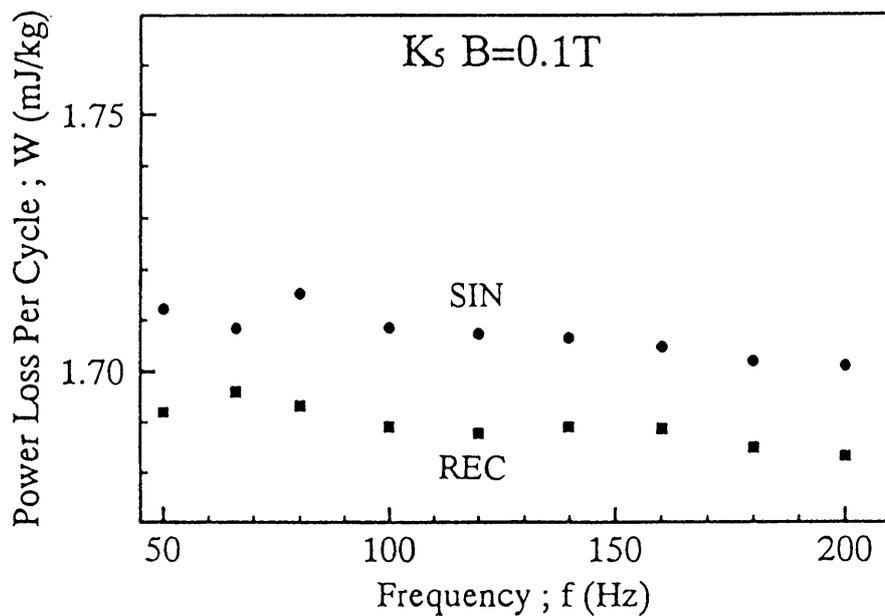


図 3.30 SIN 励磁と REC 励磁における磁気損失の周波数依存性

て SIN 励磁の  $W$  の値が  $T_p \rightarrow 0$  の PUL0 励磁の  $W$  にほぼ等しいことは、SIN 励磁では最大磁束密度点において磁化速度が低下し磁化速度が零近傍の値をとる点で、PUL0 励磁の磁化過程に近いことを意味すると考えられる。したがって、一般には周波数依存性や励磁波形依存性がない一定値とされ、準直流で測定される損失がヒステリシス損失であるとされるが、磁化停止期間にともなう磁気損失の変化の一因はヒステリシス損失の変化にあると考えるのが妥当である。

### 3.5.3 磁化停止期間における緩和現象<sup>(10)</sup>

次に磁化停止期間における緩和現象について詳細に検討する。図 3.31 は電磁鋼板 S-30 の  $T_M=2.5\text{msec}$ ,  $T_p=7.5\text{msec}$  の PUL0 励磁において、試料温度を 0, 25, 70°C に変化させて得られたヒステリシスループである。試料温度の増加によりヒステリシスがやせ、磁気損失が減少していくが、この主因は後述の解析にあるように、試料温度の増加により試料の電気抵抗率が増加してうず電流が減少することによる。各試料温度において、 $dB/dt$  波形すなわち  $B$  波形は厳密に波形制御しているためすべての測定温度で同一波形であり、ヒステリシスループ形状の違いは  $H$  波形によるものである。

図 3.32 は各試料温度における磁化停止期間前後の  $H$  波形を示したものである。この  $H$  波形の  $t=2.5\text{msec}$  以降の磁化停止期間の部分に対して、図 3.11 に示したような緩和過程を当てはめてみると、図中  $a$  と  $b$  の領域( $t=2.5\sim 6.0\text{msec}$ )では、(3.6)式にしたがっていくつかの緩和現象の和で表される。

$$H(t) = H_0 + \sum_i H_i \exp(-t / \tau_i) \quad (3.6)$$

図 3.32 において、領域  $a$  では時定数の短い現象と長い現象が同時に起こっており、領域  $b$  では時定数の短い現象がほぼ終了している領域である。この領域  $a$  と  $b$  について(4.6)式にフィッティングさせると、少なくとも三つの緩和現象の存在が認められた。

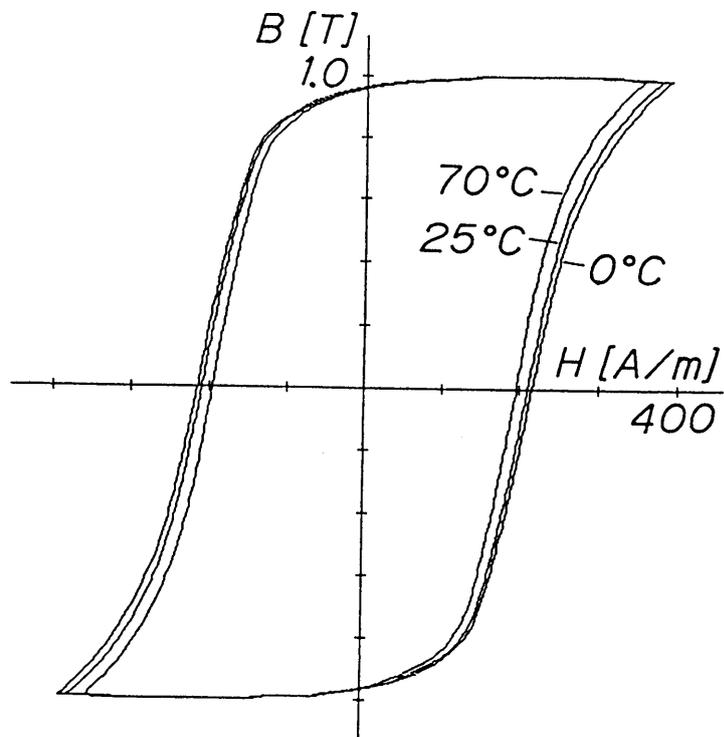


図 3.31 試料温度によるヒステリシスループの変化

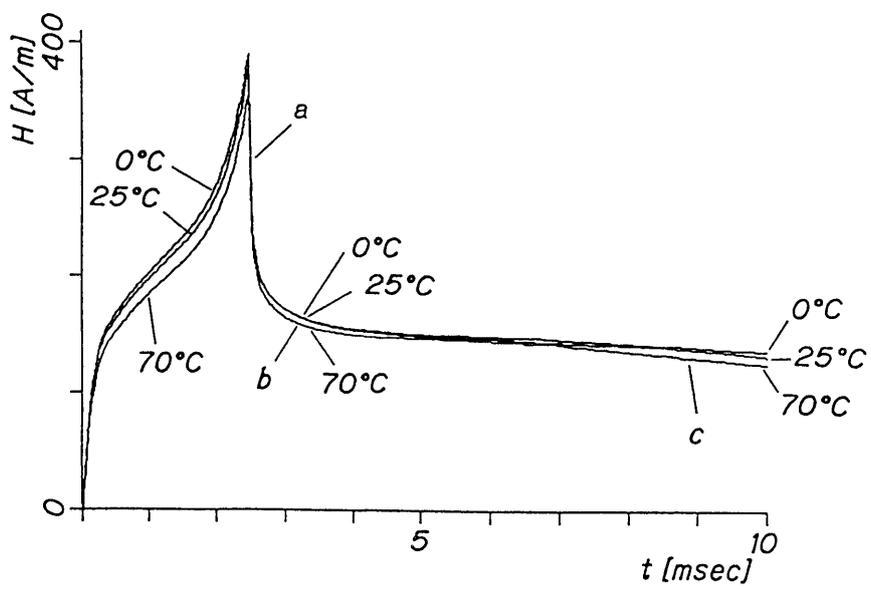


図 3.32 試料温度による  $H$  波形の変化

まず時定数の一番短い現象であり領域  $a$  で支配的な緩和現象( $i=1$ )については、 $H$  の振幅が  $H_1=210\text{A/m}(0^\circ\text{C})\sim 170\text{A/m}(70^\circ\text{C})$  と試料温度の増加にともない減少し、時定数  $\tau_1$  は  $30\mu\text{sec}$  程度であった。この温度にともなう  $H_1$  の変化が試料の電気抵抗率の変化によるうず電流の変化にもとづくものであり、測定した温度範囲で試料の電気抵抗率の温度係数  $\alpha$  が一定であると仮定すると、(3.7)式の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} H_1(T) &\propto 1/\rho(T) \\ \rho(T_2) &= \rho(T_1) \cdot \{1 + \alpha(T_2 - T_1)\} \end{aligned} \quad (3.7)$$

$T, T_1, T_2$  は温度,  $\rho(T)$  は  $T$  における電気抵抗率,  $\alpha$  は電気抵抗率の温度係数

(3.7)式から  $\alpha$  は(3.8)式のように求められる。

$$\alpha = \left( \frac{H_1(T_1)}{H_1(T_2)} - 1 \right) / (T_1 - T_2) \quad (3.8)$$

測定結果を用いて、使用した試料に対して  $\alpha = 3.4 \times 10^{-3} [^\circ\text{C}]$  と求められる。鋼の電気抵抗温度係数が  $1.5 \sim 5 \times 10^{-3} [^\circ\text{C}]$  である<sup>(11)</sup>ことから考えると妥当な  $\alpha$  の値が得られ、この緩和現象 1 はうず電流の緩和によるものであると特定することができる。

次に領域  $b$  においては、二つの緩和現象に分離でき、それぞれの  $H$  の振幅は温度によらずほぼ一定で、時定数が温度によって変化する、下記の値が得られた。

$$H_2 = 60\text{A/m}, \tau_2 = 300\mu\text{sec}(0^\circ\text{C}) \sim 200\mu\text{sec}(70^\circ\text{C})$$

$$H_3 = 30\text{A/m}, \tau_3 = 1.1\text{msec}(0^\circ\text{C}) \sim 0.95\text{msec}(70^\circ\text{C})$$

いま拡散による緩和現象を考えると、拡散速度  $u$  はアレニウスの式により、次式で表される。

$$u = A \exp(-E_a / k_B T) \quad (3.9)$$

$A$  は定数,  $E_a$  は活性化エネルギー,  $k_B$  はボルツマン定数,  $T$  は絶対温度

緩和現象の時定数は速度  $u$  に反比例するため、温度  $T_1, T_2$  における時定数  $\tau_1, \tau_2$  から、 $E_a$  は(3.10)式で求められる。

$$E_a = k_B \ln(\tau_2 / \tau_1) / (1/T_2 - 1/T_1) \quad (3.10)$$

(3.10)式より、緩和現象2に対しては  $E_a=0.05\text{eV}$ 、緩和現象3に対しては  $E_a=0.02\text{eV}$  という値が得られた。電磁鋼板の  $Fe$  以外の構成元素である  $Si$  や  $C$  などの原子が拡散するための活性化エネルギーは数 eV 程度<sup>(12)</sup>であるのに比べて、求められた活性化エネルギーは極めて小さな値であり、浸入型原子の移動による拡散磁気余効であるとは考え難い。したがって、緩和現象2および3は原子レベルの拡散ではなく、さらに活性化エネルギーの小さな緩和、たとえば電子レベルの拡散現象によるものと考えられる。電子のスピンは磁性そのものに関与したものであること、この緩和現象の時定数が、図3.20で示した磁気ひずみの緩和的な変化の時定数と同程度であることから、この領域  $b$  において支配的に起こっている緩和現象は、磁壁を含む磁区構造の動的状態から静的状態への緩和的な変化に対応するものであると考えられる。

図3.32の  $t > 6\text{msec}$  の領域  $c$  では、領域  $a, b$  で収束したと見られる緩和現象に続いて、さらに  $H$  が減少していく傾向が見られる。この減少は磁化停止後 3.5msec 程度経過した時点から始まる、先の緩和現象とは性質を異にするものである。磁気モーメントに対して熱エネルギーが等価磁界として働く熱ゆらぎ磁気余効<sup>(14)</sup>(Jordan型磁気余効)は、永久磁石材料でよく問題とされるが、この等価磁界は(3.11)式で与えられ、時刻  $t = \exp(-Q)$  経過後に余効磁界が働き始めることを意味している。

$$H = S_v(Q + \ln t) \quad (3.11)$$

ここで  $S_v$  は余効定数、 $Q$  は定数、 $t$  は時間

今、 $t=3.5\text{msec}$  とすると、 $Q=5.7$  なる値が得られるが、この値は軟質磁性材料の値として報告されている  $Q=5\sim 6$ <sup>(15)</sup>に対して妥当な値である。またこの領域における  $H$  の減少は温度  $T$  が高いほど大きいことから、この領域  $c$  では熱ゆらぎ磁気余効に起因する磁化力減少が起こっているものと考えられる。

### 3.5.4 緩和現象が磁気損失に及ぼす影響<sup>(16)</sup>

さて本節の最後に、磁化停止期間に見られた緩和現象 1~3 が、交流磁気損失に及ぼす影響について検討する。

図 3.33 は S-30 の SIN 励磁および REC 励磁における  $W$  の  $f$  依存性を示したものであり、周知のように  $W$  が  $f$  に対して非線形な変化を示している。また、磁化停止期間をもつ定磁化速度励磁において磁化停止時間により  $W$  が変化することはすでに示してきたとおりである。これらの磁気損失変化に対する先の緩和現象の影響について以下に解析を行った。

時刻  $t=0$  において、磁化速度  $dB/dt$  をある値  $A$  から 0 に変化させた場合、磁化力  $H$  には、次式で表されるいくつかの緩和的变化が存在することは先に示した。

$$H(t) = \sum_i H_i(t) = \sum_i H_{i0} \exp(-t / \tau_i) \quad (3.12)$$

この  $dB/dt$  と  $H_i$  の対応から、この緩和現象が(3.13)式にしたがうものとする。

$$\frac{dB}{dt} = \alpha_i H_i + \beta_i \frac{dH_i}{dt} \quad (3.13)$$

$$\text{ただし, } \alpha_i = A/H_{i0}, \beta_i = \tau_i \alpha_i = A \tau_i / H_{i0}$$

最大磁束密度  $B_m$  の磁束正弦波励磁では、磁束密度  $B$  および磁化速度  $dB/dt$  はそれぞれ次式のように表される。

$$B = B_m \sin 2\pi f t \quad (3.14)$$

$$\frac{dB}{dt} = 2\pi f B_m \cos 2\pi f t \quad (3.15)$$

各緩和に対する磁化力  $H_i$  は(3.13)~(3.15)式より(3.16)式のように求められる。

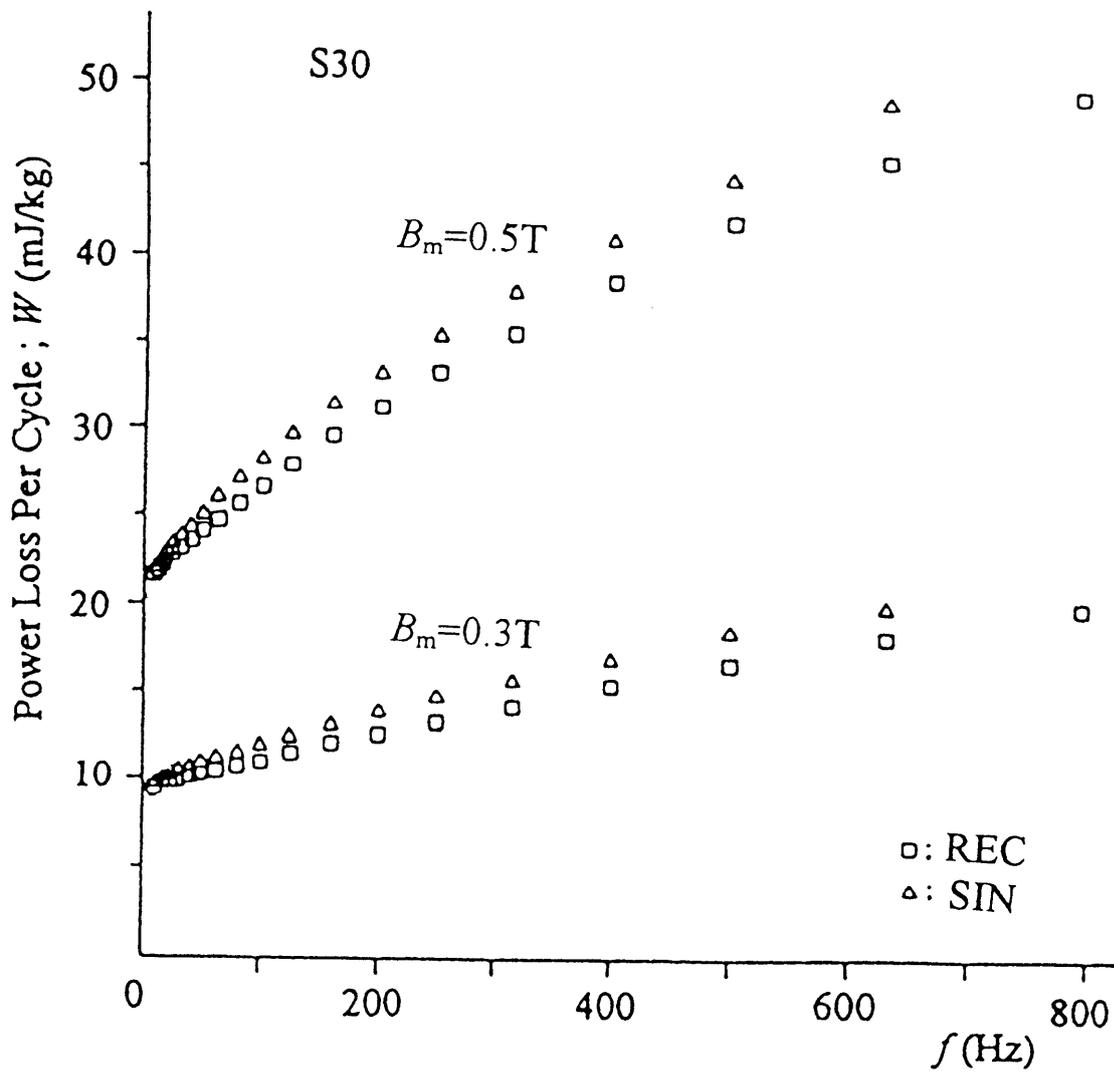


図 3.33  $W$  の  $f$  依存性例

$$H_i = \frac{2\pi f B_m}{\sqrt{\alpha_i^2 + 4\pi^2 f^2 \beta_i^2}} \cos(2\pi f t - \theta) \quad (3.16)$$

$$\text{ただし, } \theta = \tan^{-1}(2\pi f \beta_i / \alpha_i)$$

方形波電圧励磁の場合には, 1/2 周期( $-1/4f \leq t \leq 1/4f$ )に着目して, 以下のように表される。

$$B = 4f B_m t \quad (3.17)$$

$$\frac{dB}{dt} = 4f B_m \quad (3.18)$$

$$H_i = \frac{4f B_m}{\alpha_i} \left[ 1 - \left\{ \frac{2}{\exp(-1/2f\tau_i) + 1} \right\} \exp(-t/\tau_i) \right] \quad (3.19)$$

$$\text{ただし } \tau_i = \beta_i / \alpha_i$$

磁化停止期間をもつ定磁化速度励磁の場合の  $dB/dt$  と  $H_i$  の関係も同様にして求められる。これらの  $dB/dt$  と  $H_i$  を用いて, この緩和現象が関与する一磁化周期, 単位体積あたりの磁気損失  $W_i$  は, (3.20)式で求められる。

$$\sum_i W_i = 2 \sum_i \int_0^{T/2} \frac{dB}{dt} H_i dt \quad (3.20)$$

$$\text{ただし } T=1/f$$

前出の S-30 に対する磁化停止期間における実測結果の  $H_{r0}$ ,  $\tau_i$  および, 導出されるパラメータ  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$  をまとめて表 3.3 に示し, この値により算出した  $W$  についての結果を, 図 3.34 に SIN 励磁と REC 励磁における  $f$  依存性, 図 3.35 に PUL0 励磁と PUL1 励磁における  $T_p$  依存性として示した。

この解析で得られる  $W$  はあくまで  $H$  における緩和現象が関与する部分のみであること, また, この解析における仮定とした(3.13)式の対応におけるパラメータ  $\alpha_i$  と  $\beta_i$  は,  $t=0$  において  $H_i(t)$  が定常となっていることを想定して求めているが, 実際には定

表 3.3 実測値およびパラメータ値

$i$	1	2	3
$H_{i0}$ (A/m)	200	60	30
$\tau_i$ (sec)	$3 \times 10^{-5}$	$3 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-3}$
$\alpha_i$ ( $\Omega/m$ )	4	13	27
$\beta_i$ (H/m)	$1.2 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-3}$	$2.7 \times 10^{-2}$

$$T_M=2.5\text{msec}, T_P=7.5\text{msec} (f=50\text{ Hz}) \quad B_m=1.0\text{T}, \rightarrow A=2B_m/T_M=800\text{T/sec}$$

常とはなっていないため、 $H_{i0}$  は大きな値となり、 $\alpha_i$  と  $\beta_i$  は実際にはさらに小さな値になる。したがって、定量的に見た場合には実測の  $W$  とは一致せず大きな値を示す結果となっているが、 $W$  の  $f$  に対する非線形性や、 $T_P$  の増加にともなう PUL0 励磁での  $W$  増加と PUL1 励磁での  $W$  の減少が現れており、定性的には磁化力の緩和現象が磁気損失変化の傾向の一部を説明しているものと考えられる。しかし、PUL1 励磁においても長い  $T_P$  では損失が増加していくことや、うず電流損失のないフェライト  $K_3$  では PUL1 励磁でも  $T_P$  による損失低下がないことを考えると、第 1 の緩和現象であるうず電流緩和は、上記の解析にほぼしたがって磁化停止前後の磁化進行方向に依存して損失変化に寄与するが、第 2、第 3 の緩和現象は、その緩和の時定数が  $T_P$  にとらなう損失増加の時定数にほぼ対応することからも、PUL0 励磁、PUL1 励磁ともに磁化停止が存在する限り損失増大の方向に働くものと考えられる。この緩和現象の原因であるとした磁区構造の動的状態と静的状態間の変化が磁気損失に与える影響は、PUL0 励磁と PUL1 励磁における損失増加の傾向が異なることから、磁化停止前後の磁化進行方向に依存したものとなると考えられる。

さらに上記の解析では低周波側での磁気損失の非線形性に大きく影響する熱ゆらぎ磁気余効を考慮していないこと、PUL0 励磁と PUL1 励磁において同一値と見なしたパラメータ値が実際には異なること、また一般に周波数依存性を持たないとされるヒステリシス損失いわゆる直流損失の起因については触れていない。したがって、ヒステリシス損失を含む全磁気損失の定量的な説明を行うことが、今後の課題である。

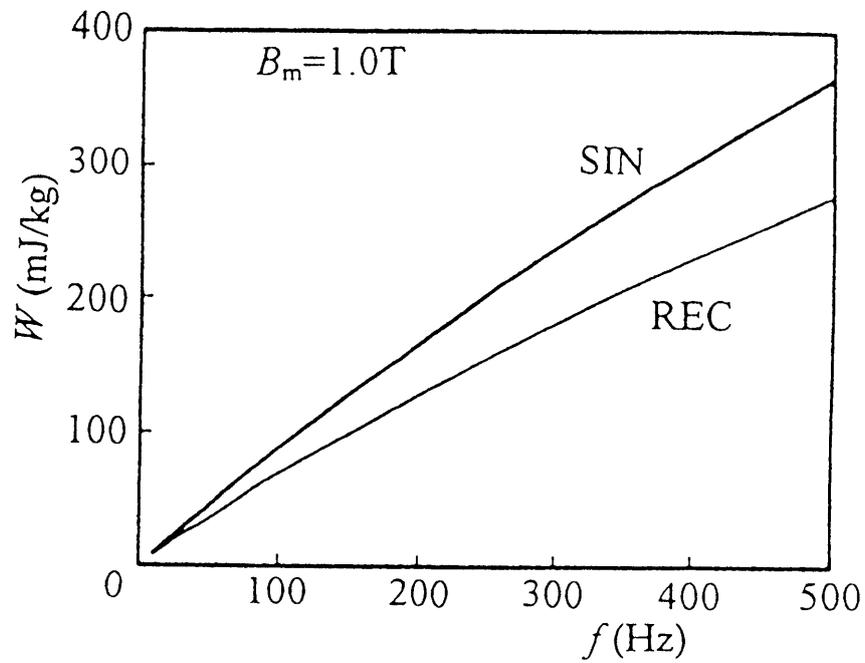


図 3.34  $W$  の  $f$  依存性 (解析結果)

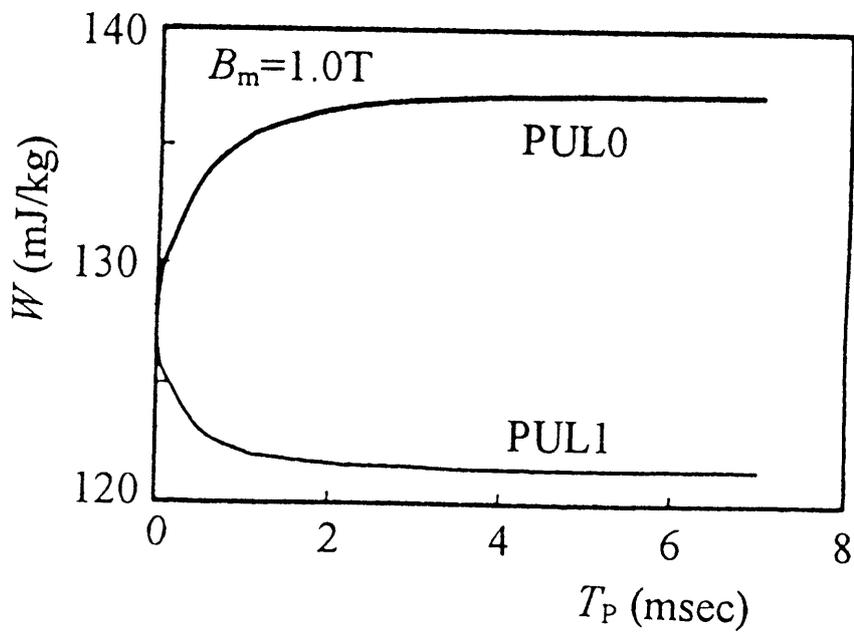


図 3.35  $W$  の  $T_p$  依存性(解析結果)

### 3.6 まとめ

本章では、PWM 波形を零電圧と非零電圧の繰り返しであるパルス列波と見なし、一磁化周期にパルス数が数個である比較的単純な  $dB/dt$  波形に厳密に制御することによって、磁化速度  $dB/dt$  が零である磁化停止期間を持ち、かつその他の期間では一定の磁化速度となる励磁下における磁気特性を測定して、磁化停止が磁気特性に及ぼす影響について検討した。その結果をまとめると以下のようなになる。

#### 磁気損失、交流ヒステリシスループについて

ヒステリシス損失が周波数に依存せず、うず電流損失が磁束電圧のみに依存すると考えれば、磁化停止期間の有無やその長さを除いては同一の磁化条件下における一磁化周期あたりの磁気損失は同一値をとることが期待されるが、実際には磁化停止期間とともに磁気損失は徐々に増加する。ただし、この増加は最大磁束密度点で磁化停止する場合、言い換えれば磁化停止の前後で磁化進行方向が変化する場合に特に大きくなる。また、磁束密度  $B$  が一定である磁化停止期間においても、磁化力  $H$  に緩和的な減少が見られ、その傾向にも最大磁束密度点で磁化停止する場合とそれ以外の場合とで違いが存在する。

#### 磁気ひずみについて

第2章でも述べたように、試料形状共振により磁気ひずみを起振源とする異常振動が起こる。その異常振動成分を除去した磁気ひずみには、磁化停止期間において磁気損失変化やおよび磁化力変化に見られた時定数の長い緩和現象が存在する。これは、磁化停止期間において局所的な磁化変化が起こっていることを示している。

#### 磁化停止期間における緩和現象について

磁化停止期間の存在による磁気特性変化の影響は、磁化停止後の一磁化周期以上にわたって継続する。

磁化停止期間において見られる磁化力の緩和的な変化は、時定数が数十  $\mu\text{sec}$  程度のうず電流の緩和、時定数が数百  $\mu\text{sec}$  程度の動的磁区構造と静的磁区構造間の変化

と見られるいくつかの Richter 型磁気余効, 磁化停止後さらに数 msec 経過して生じる熱ゆらぎ磁気余効などの, いくつかの緩和現象が起因している。そしてこれらの緩和現象は, 磁気損失における  $f$  依存性や  $T_p$  依存性の一因となる。うず電流の緩和が磁化停止前後の磁化進行方向に依存して損失の増加と減少に影響するのに対して, 磁区構造の変化と考えられる時定数の長い緩和現象は, 磁化停止前後の磁化進行方向によらず損失が増加する方向に働くと考えられる。

<参考文献>

- (1) 山口, 松原, 指方: 「マイコンによる磁束波形制御と高磁束密度鉄損測定への応用」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-81-31 (1981)
- (2) S. Takada and T. Sasaki: “Variation of Loss Per Cycle with Pause Time at The Maximum Flux Density in Electrical Iron Sheets”, IEEE Trans. on Magn., 28, 5, p.2784 (1992)
- (3) S. Takada and T. Sasaki: “Magnetic Properties of Electrical Iron Sheet under Controlled Magnetization”, IEEE Trans. on Magn., 29, 6, p.3541 (1993)
- (4) S. Takada and T. Sasaki: “Power Losses of Electrical Iron Sheet under Constant Time Rate Magnetization with Several Magnetization Pauses”, INTERMAG'96, ER-04 (1996)
- (5) S. Takada and T. Sasaki: “Magnetostriction of Electrical Iron Sheet under Controlled Magnetization”, J. of Magn. and Magn. Mater., 113, p.226 (1994)
- (6) 近角: 「強磁性体の物理(下)」, 裳華房, p.112 (1984)
- (7) M. Imamura, T. Sasaki and H. Nishimura: “A.C. Magnetostriction in Si-Fe Single Crystals Close to (110)[001]”, IEEE Trans. on Magn., 19, 1, p.20 (1983)
- (8) S. Takada and T. Sasaki: “Influence of Magnetization Pause upon Magnetic Properties of Electrical Iron Sheet”, J. of Magn. and Magn. Mater., 160, p.33 (1996)
- (9) S. Takada and T. Sasaki: “Power Losses of Soft Magnetic Ferrite under Controlled Magnetizing Condition”, IEEE Trans. on Magn., 31, 5, p.4056 (1995)
- (10) S. Takada and T. Sasaki: “Relaxation Phenomena in Dynamic Magnetization Processes of Electrical Iron Sheets”, J. of Magn. and Magn. Mater., 28, 5, p.2784 (1992)
- (11) 理科年表 国立天文台編 丸善 (1989)
- (12) A. Berkowitz and E. Kneller: “Magnetism and Metallurgy”, vol.2, Academic Press, New York, p.747 (1969)
- (13) O. Yamada, F. Ono, M. Yamada and T. Sasaki: “Thermal Fluctuation After-effect in Soft Magnetic Materials”, J. of Magn. and Magn. Mater., 19, p.293 (1980)
- (14) L. Néel: J. Phys. Rad., 12, p.339 (1951)

- (15) 山田, 佐々木:「極軟磁性材料から希土類磁石までの熱ゆらぎ磁気余効」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-82-8 (1982)
- (16) 高田, 佐々木:「軟質磁性材料の交流磁気損失に関する一考察」, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-95-12 (1995)

## 第4章 PWM励磁下における磁気特性と PWMインバータ駆動の実機特性との関連

### 4.1 まえがき

前章まで、PWM励磁下における電磁鋼板の磁気特性について議論してきた。その結果、PWM励磁下での磁気特性に関して、磁気損失値は正弦波励磁の場合よりも大きくなるものの、その増加の主因は磁束電圧波形から推定されるうず電流損失の増大の点から概略は説明でき、損失値が異常な値をとるわけではないこと、磁気ひずみについては、磁束波形に含まれる振幅的には微少でも高次にまで高調波成分が存在し、その磁気ひずみを起振源として試料形状共振による異常に大きな振動をもたらすこと、磁化過程は連続励磁と磁化停止期間を持つ励磁状態とでは異なり、磁化停止期間における緩和現象が磁気損失に影響することを明らかにした。

しかし一般に、電力用磁性材料の素材としての磁気特性は均一磁化状態で測定されるのに対して、磁性材料が誘導電動機や変圧器などの実機に用いられた場合の磁化状態は均一ではなく、また機器構造からの外部応力を受けるなどの環境条件の違いがあり、実機における損失は素材単独で測定された損失から考えられる値よりも大きくなる<sup>(1)</sup>など、素材特性と実機特性との関連を明確にしておく必要がある。

そこで本章では、正弦波電圧電源およびPWMインバータ電源で駆動されるかご型誘導電動機の実機における磁化状態の測定を通して、前章までで検討を行ってきたPWM電圧波励磁下における素材磁気特性と実機特性との関連性について検討する。そして、最後にそれまでの検討事項をもとにした、PWM駆動実機における特性改善について、いくつかの提案を行う。

## 4.2 PWM 駆動かご型誘導電動機における実機特性

PWM インバータで駆動される電気機器の典型的なものは誘導電動機である。なかでも、かご型誘導電動機はブラシレス構造ゆえに基本的にはメンテナンスフリーであり、インバータとの組み合わせによって可変速駆動が可能となったことから、直流電動機を置き換えるものとして多用されるようになってきている。

この誘導電動機の電氣的な等価回路は、一般に回転子側を二次側として考え、二次側の周波数をすべり周波数を用いて一次側に換算して、変圧器と同様に扱われており、鉄損に関しては二次側がすべり周波数であることから、一次側の鉄損のみを考慮しているのが通例である。しかし磁気特性の点から見れば、固定子と回転子では励磁周波数が異なり磁化状態が異なるのは明らかである。また、変圧器の場合には一相分の一次巻線は特定の鉄心脚に集中的に巻かれるのに対して、電動機の場合には空間磁束の分布を正弦波状にするために分布巻とされるのが普通である。これらの点から、電動機内部の磁化状態は複雑であり、第2章、第3章で扱ったような素材の磁気特性を測定する場合の磁化状態と、実機の誘導機内部における磁化状態は、単純には対応できないことが予想され、さらに正弦波駆動時と PWM 波駆動時の誘導電動機の磁化状態を同様に考えてよいとも言いがたい。しかしながら、誘導電動機内の磁化状態については、有限要素法などの数値解析により検討されている<sup>(2)</sup>ものの、実機の PWM インバータ駆動の回転子回転時における磁化状態は実測されていない。

そこで、本節では回転子回転時のかご型誘導電動機内の磁束波形を中心にした測定結果から、正弦波駆動時と PWM 波駆動時との特性の違いについて検討した。

### 4.2.1 かご型誘導電動機内の磁化状態<sup>(3),(4),(5),(6)</sup>

実験に供した電動機は、1.5kW の三相かご形誘導電動機(安川電機<sup>(株)</sup>製 TYPE-BDQ)で、極数 4, 固定子スロット数 36, 回転子スロット数 44, スキュー角度 16°(2 スロットスキュー)のものである。固定子、回転子の鉄心に使用されている鋼板は前章

までで主に扱った S-30(50A800)クラスの無方向性電磁鋼板である。図 4.1 に示すように、この電動機の固定子鉄心の継鉄部一カ所(S)と一極分に相当する歯部九カ所( $T_1 \sim T_9$ )、回転子鉄心の継鉄部一カ所(R)に磁束検出巻線を施した。なお回転子に巻線を施すために、回転子の表面に深さ 0.5mm の溝を回転子スロットに並行に削り、巻線は回転軸に形成した溝を通して回転軸端部まで導いて、回転軸端面にスリップリングを構成してブラシを介して外部に引き出すことで、回転子回転時における磁束電圧検出を行えるようにした。

この電動機を、商用三相正弦波電源(60Hz, 200V)および汎用電圧型 PWM インバータ電源(Toshiba VFA3-2037P)で駆動した場合の、一次線間電圧、一次線電流、各部磁束電圧を、図 4.2 にブロック図を示す系により測定した。インバータは動作磁束密度を一定とする  $V/f$  一定制御パターンとし、スイッチング周波数は 1.5kHz に固定して使用した。波形測定には IWATSU Wave analyzer SM-2100C を用い、各部の電圧は平均値型電圧計(IWATSU VOAC7412)および実効値型電圧計(IWATSU SC-7401)により測定し、一次線電流波形は一次線の周りに配置した電流センサにより検出した。電動機(IM)には白熱電球を負荷(Load)として接続した直流発電機(DCG)をつないで、接続する白熱電球の数により負荷状態を変えられるようになっており、トルクメータ(TM; 小野測器製 DP-100, PD-860)により出力電力を測定できるようになっている。なお測定時の条件として、商用電源およびインバータの出力電圧は周波数 60Hz 時に、電動機の一次平均値電圧が負荷状態によらずに実効値換算で 200V(平均値としては  $200/1.1107V$ )となるように調整し、インバータ出力周波数を変化させる場合にもその後の特別な調整は行っていない。

図 4.3 は無負荷(発電機のみ接続)時の、正弦波電源(SIN と表記する)駆動時および PWM インバータ電源(PWM と表記する)駆動時の一次線間電圧( $V_1$ )、一次線電流( $I_1$ )、固定子継鉄(S)部磁束電圧( $d\Phi_s/dt$ )、これを積分した固定子継鉄部磁束( $\Phi_s$ )の各波形を示したものである。電源内部インピーダンスが小さく、 $V_1$  は電源出力電圧とほぼ同形であり、SIN 駆動時には正弦波形、PWM 駆動時には PWM 波形となっている。一方  $I_1$  は、SIN 駆動時にはほぼ正弦波形であるが、PWM 駆動時には正弦波形に高調波が重畳した第 2 章の図 2.4(b)で示した PWM 励磁下での  $H$  波形に近い形となる。

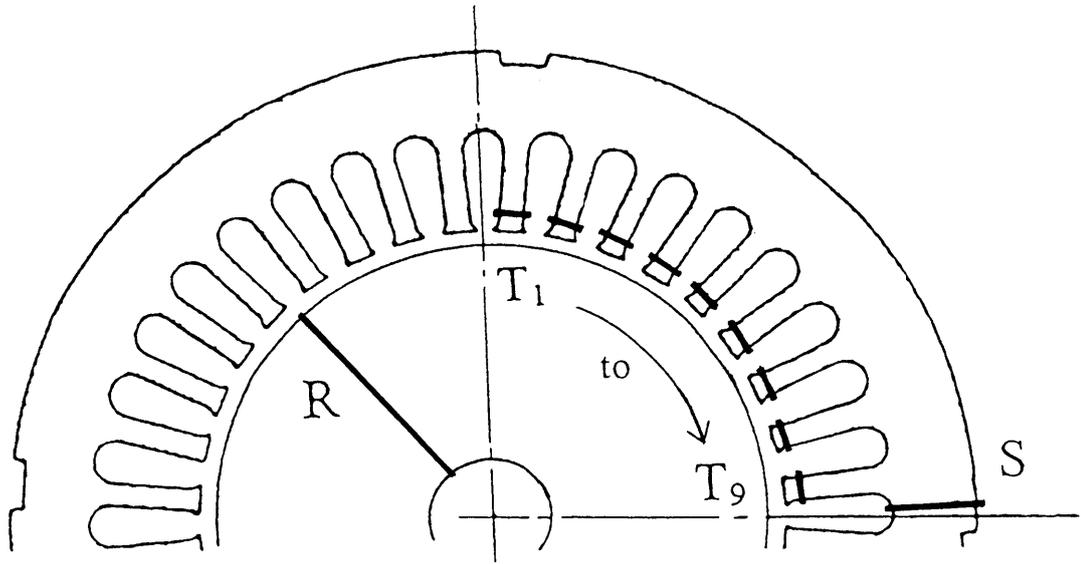


図 4.1 磁束検出巻線位置

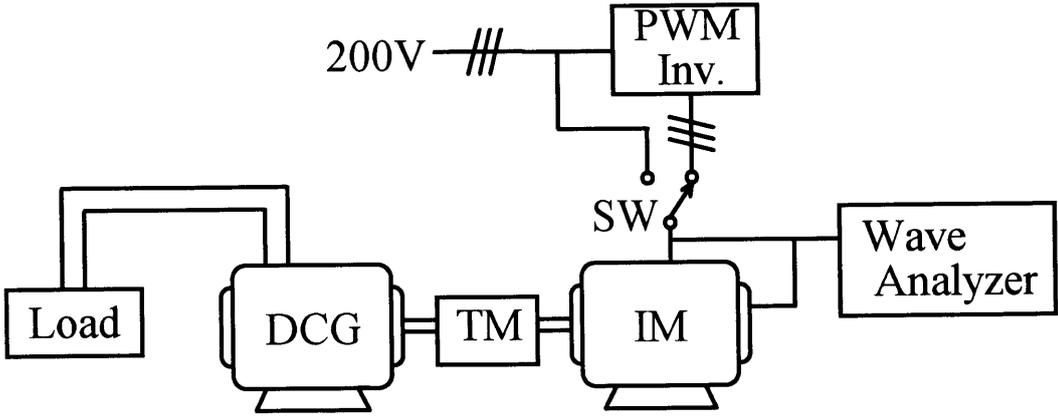


図 4.2 測定系ブロック図

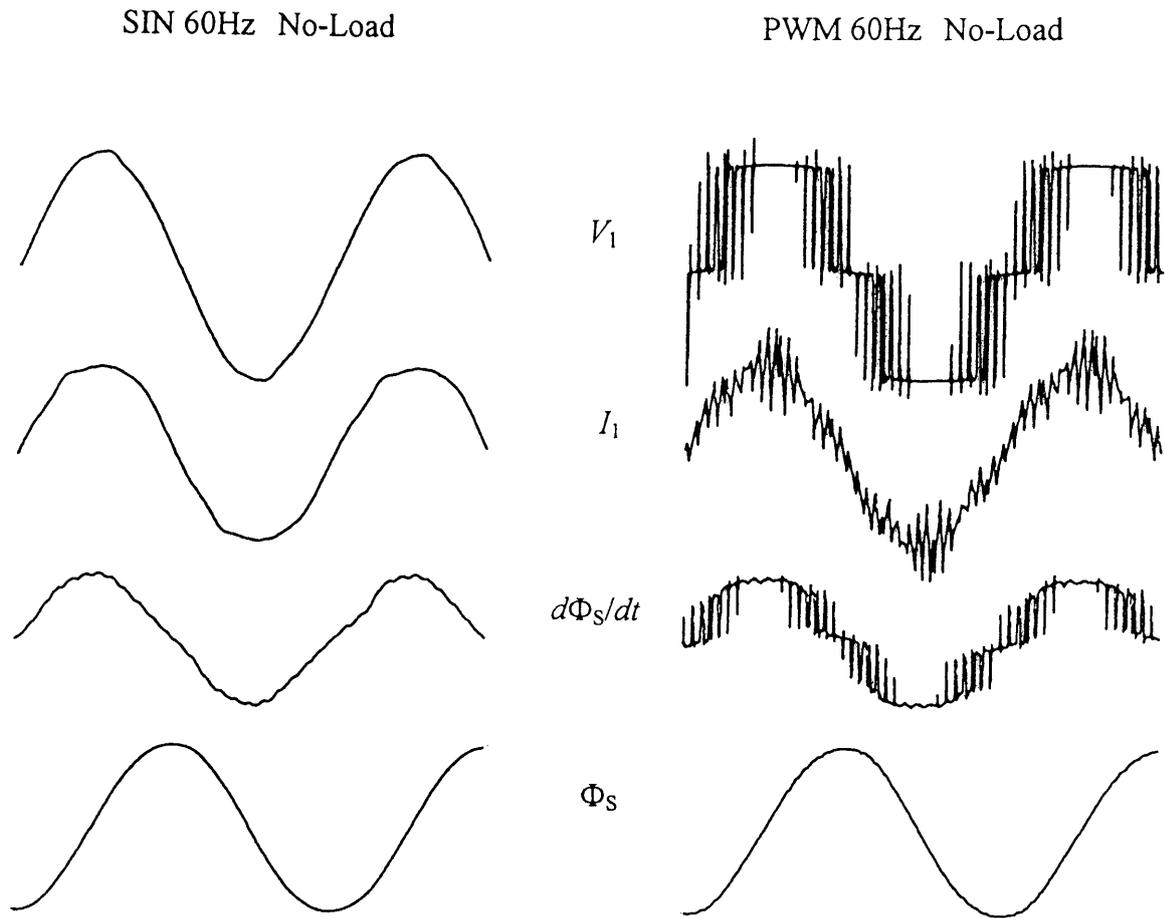


図 4.3 SIN 駆動, PWM 駆動の無負荷時における各種波形例

固定子継鉄部磁束( $\Phi_s$ )波形は、SIN, PWM 駆動時ともに最大磁束値が同じ正弦波とみなせるが、磁束電圧( $d\Phi_s/dt$ )波形は一次電圧波形に近く、PWM 駆動時には正弦波形とは大きく異なり、波形率(実効値/平均値)は、SIN, PWM 駆動時でそれぞれ 1.12 と 1.17 で、PWM 駆動の方が 5%程度大きな実効値を示す。このことは、第2章でも述べたように、PWM 駆動時には磁束波形が正弦波とみなせても、磁束電圧波形がパルス波である以上、波形率は正弦波よりも大きくなって、うず電流損失が大きくなることを意味する。

図 4.4 は負荷状態を変化させた場合の各波形を示したもので、上から順に SIN 駆動の無負荷時, 同全負荷時, PWM(60Hz)駆動の無負荷時, 同全負荷時, PWM(30Hz)駆動の無負荷時の波形で、左から順に  $V_1$  およびその積分  $\int V_1 dt$ ,  $I_1$ ,  $d\Phi_s/dt$  および  $\Phi_s$  と固定子歯( $T_1$ )部の磁束電圧( $d\Phi_{T_1} dt$ )および  $T_1$  部磁束( $\Phi_{T_1}$ )の各波形である。各波形の縦軸のスケールは図中各波形の上下に示したとおりで、時間軸方向はすべて 5msec/DIV である。

測定条件として、インバータ出力平均値電圧を 60Hz 駆動時に実効値換算で 200V としているが、これは概略的にはインバータへの入力三相正弦波電圧を実効値 200V 一定とすることに相当している。したがって PWM 駆動時の  $V_1$  振幅は、200V 正弦波交流を整流したものであり、負荷の有無や出力周波数に依存せずにはほぼ SIN 駆動時の  $V_1$  の振幅に等しい。 $\int V_1 dt$  の波形は SIN, PWM 駆動時ともに正弦波形とみなせ、また PWM60Hz 駆動時と PWM30Hz 駆動時の  $\int V_1 dt$  の振幅は  $V/f$  一定制御により同じである。PWM30Hz 駆動時の  $\int V_1 dt$  波形には細かな階段状の変化が存在しているが、これは第1章で述べたように  $V/f$  一定制御を波形のデューティー比の調整により行っているため、低出力周波数時にはデューティー比が低下することによるものである。

一方、 $I_1$  波形は前述のように SIN 駆動時には正弦波形であるが PWM 駆動時には高調波の重畳した正弦波形となり、SIN, PWM 駆動時とも負荷が大きくなるにつれて、二次電流の増加にともなって一次電流も増加するために、 $I_1$  波形の振幅は無負荷時よりも全負荷時の方が大きくなる。しかし、PWM 駆動時の  $I_1$  に重畳している高調波成分振幅には、負荷の有無や出力周波数による違いはあまり見られない。これは負

第4章 PWM 励磁下における磁気特性と PWM インバータ駆動の実機特性との関連

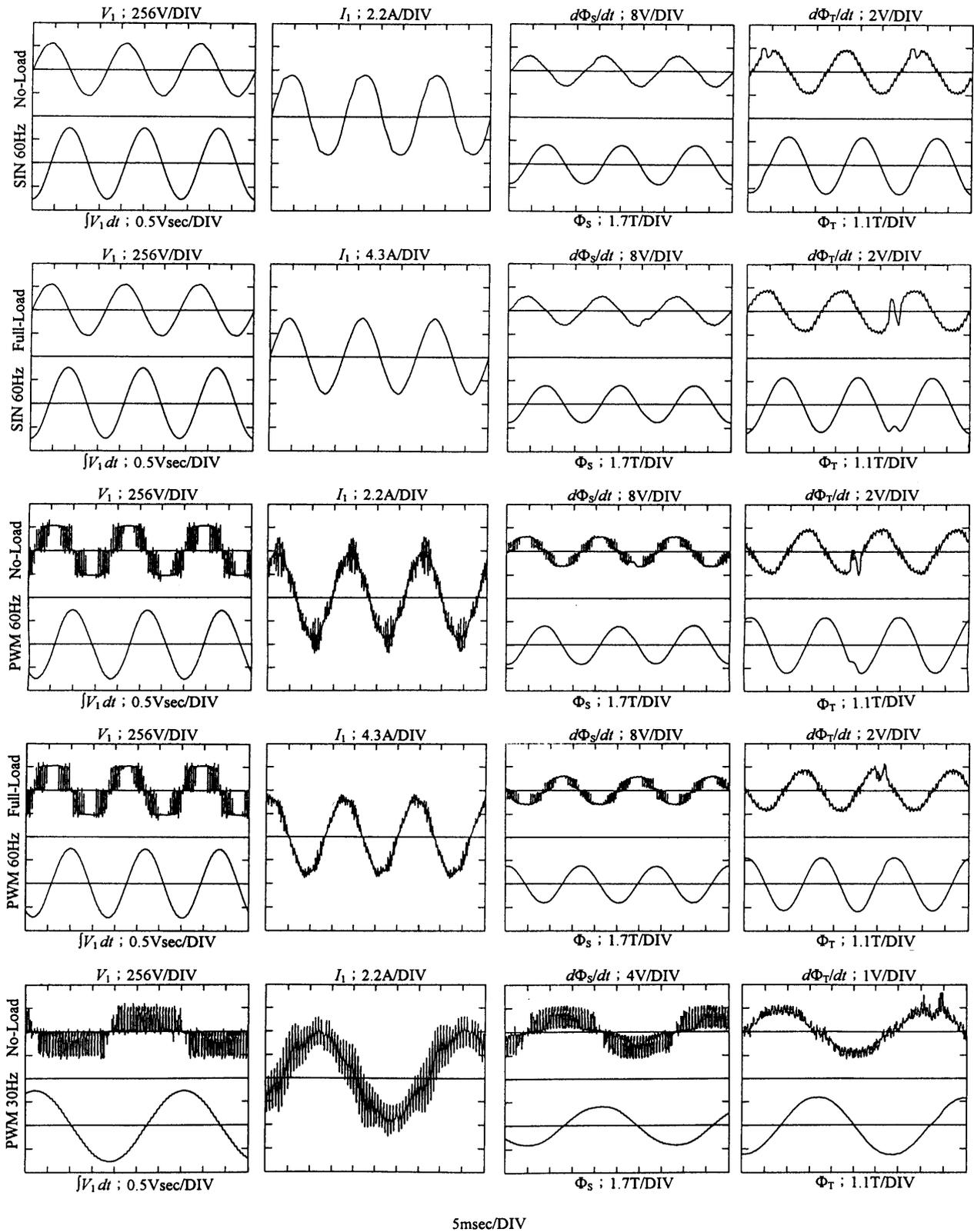


図 4.4 SIN 駆動, PWM 駆動の無負荷時, 全負荷時の波形例

荷の大小や出力周波数によって、 $V_1$  波形のデューティ比は変化するものの  $V_1$  波形の振幅は一定であるため、高調波成分の振幅には変化がなく、高次高調波に対するすべりもほぼ 1 であることから、二次電流の高調波成分振幅は負荷の大小や出力周波数によらないことを示している。

固定子継鉄(S)部の磁束電圧波形は一次電圧に似て、磁束波形は SIN および PWM60Hz 駆動では負荷の大小によらず正弦波形である。また、PWM30Hz 駆動時には周波数は低下するものの波形振幅は 60Hz と同一の正弦波形であり、最大動作磁束密度は  $V/f$  一定制御によって一定に保たれていることを示している。しかし、負荷が大きくなるにつれて磁束波形振幅はわずかに小さくなる。これは、負荷が大きくなって二次電流および一次電流が増加し、一次側インピーダンスによる電圧降下が増加して、実効的な励磁電流が減少することによる。

固定子歯( $T_1$ )部の磁束電圧波形は、SIN 駆動時でも正弦波形に細かな高調波が重畳した形状となっている。また約二周期毎にパルス的な変動が存在しているが、これは回転子磁束検出巻線を施すために回転子に削った溝が、歯部磁束検出部を通過するときにおこる一時的な磁束変化によるものであり、電動機の本質的な特性ではない。したがってこの変動分に関しては以後の議論では無視する。固定子歯部においても固定子継鉄部と同様、負荷の増加により最大磁束密度の若干の低下が見られるが、 $V/f$ 一定制御により励磁周波数による最大動作磁束密度の変化はない。

一極分に相当する全九カ所の歯部に対する磁束波形を図 4.5 に、磁束電圧波形を図 4.6 に示す。各図とも左側が SIN60Hz 駆動時、右側が PWM60Hz 駆動時のもので、いずれも無負荷時のものである。また上から順に、歯部 1( $T_1$ )～歯部 9( $T_9$ )における九つの検出波形と、最下段は  $T_1$  から  $T_9$  の全巻線を直列にして検出した一極全体に対する波形である。図 4.5 の磁束波形では、PWM 駆動時に細かな変動が存在するが、概略は SIN 駆動時と同様の、歯部位置による空間磁束分布に基づいて位相が異なる正弦波である。しかし図 4.6 の磁束電圧波形では、SIN 駆動時と PWM 駆動時とで様相が異なる。前述のように、SIN 駆動時の波形にも正弦波に細かな高調波が重畳しているが、この高調波の次数は 22 次で、電動機の極対数が 2 であることから考えると、

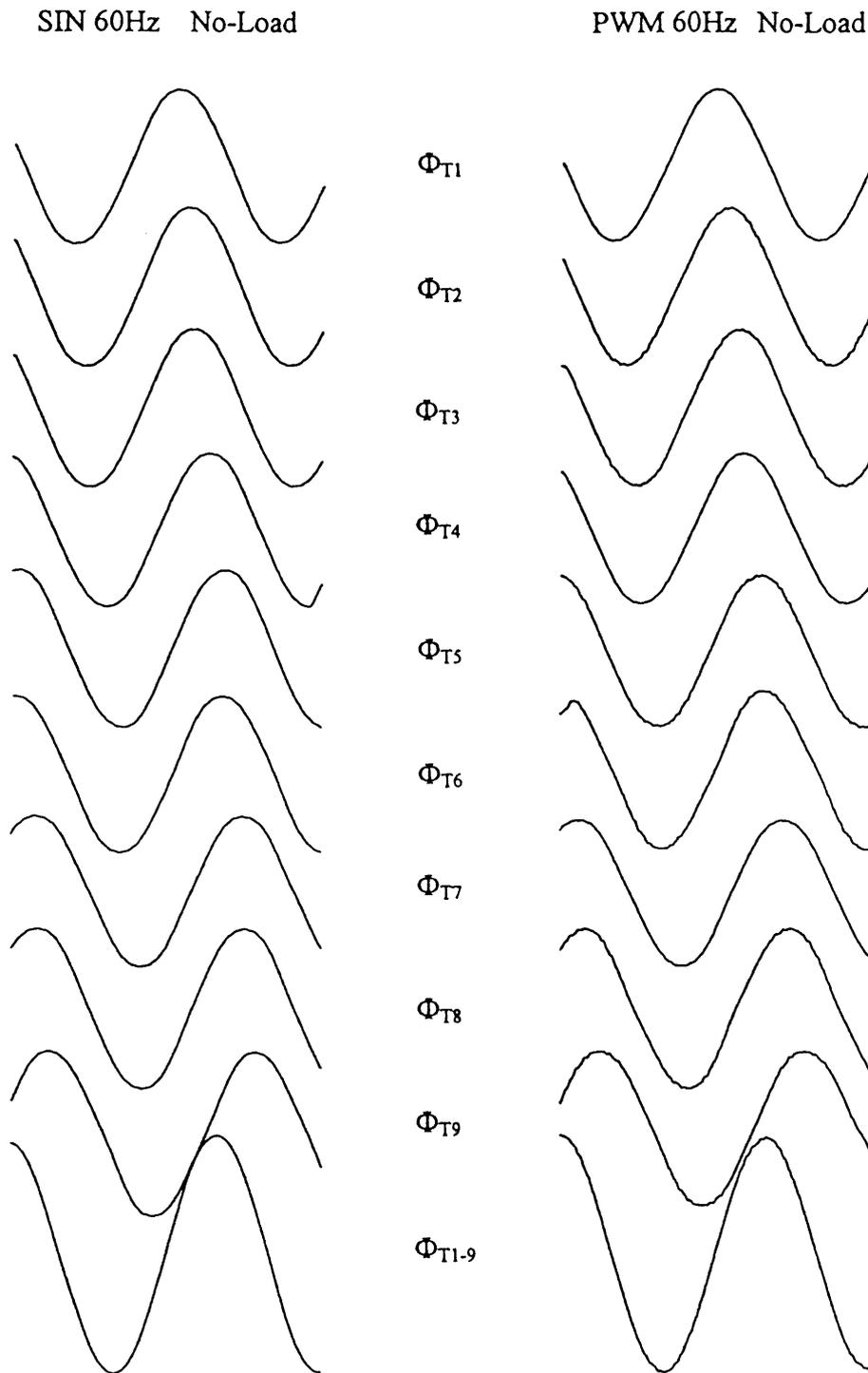


図4.5 固定子歯部磁束波形

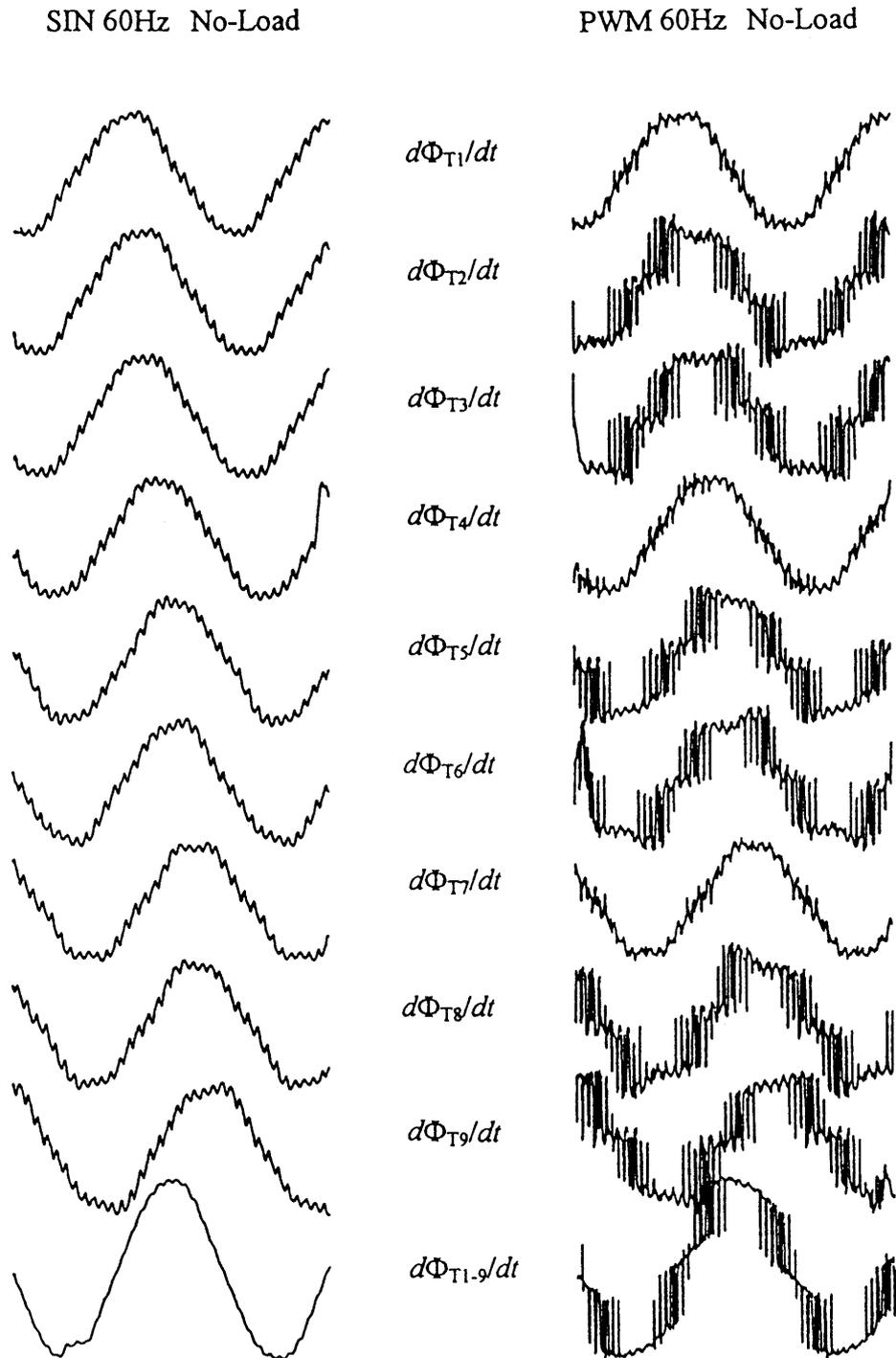


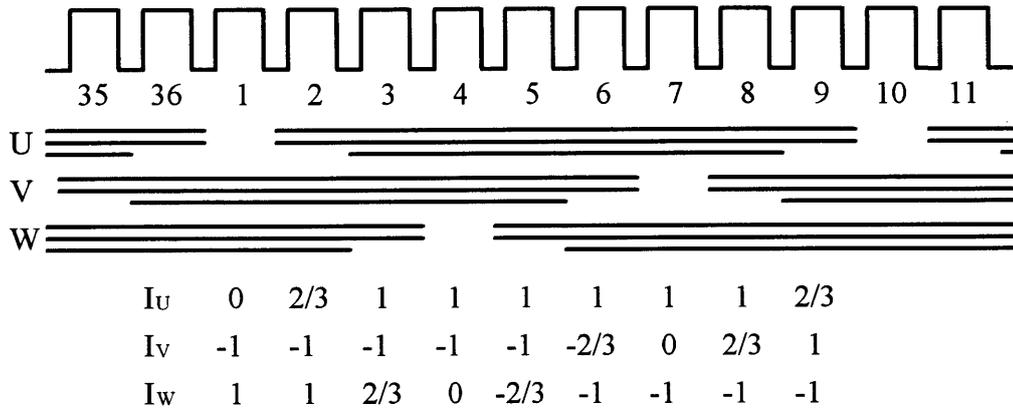
図 4.6 固定子歯部磁束電圧波形

回転子スロット(スロット数 44)によるものである。回転子スロットは非強磁性体である  $Al$  の鋳造により形成されているため、スロット部分での磁束密度低下による磁束分布の変動が起こる。一般には、スロットによる空間磁束分布の変動に起因するトルクリップルを減らすために、回転子スロットにはスキュー角を持たせて、固定子側スロットすなわち固定子歯部と並行にならないようになっている。そのため、回転子スロットによる磁束の変動は複数の歯にわたって分布することになる。実験に供した電動機の回転子スロットは 2 スロットスキューのものであるが、一般の 1 スロットスキューのものでは高調波成分が若干増加するものと考えられる。また前述のように、歯部の位置による位相の差が存在するものの、波形は歯部の位置によらずにほぼ同形状である。一方 PWM 駆動時には、一次線間電圧が PWM 波でありスイッチングによる高調波成分が多いため、SIN 駆動時に見られた回転子スロットの影響と考えられる高調波成分は、スイッチングの高調波に埋もれて明確にはわからない。しかし、SIN 駆動時と著しく異なるのは、歯部の位置により周期的な波形変化が見られる点である。T<sub>1</sub> から T<sub>9</sub> すべての歯部の磁束検出巻線の総出力は、一極分の平均電圧となるため比較的一次線間電圧に近い波形であり、スロットによる高調波も見られず、SIN 駆動時にはほぼ正弦波、PWM 駆動時にはほぼ PWM 波形となっている。

この PWM 駆動時の歯部磁束電圧波形が歯部の位置により異なる原因については以下のように解析した。

誘導電動機の一次(励磁)巻線は分布巻とされるのが一般的であるが、実験に供した電動機は小型電動機ということもあり、その一次巻線は簡易分布巻と呼ばれる構造をとっている。図 4.7(a)に示した分布巻(1)は実験に供した電動機の簡易分布巻の様子を示したもので、図中の方形波は固定子の歯およびスロットを模して歯に対して番号を振ったもの、その下の横線の組は一相分の一次総巻線の 1/3 を一本の線として表したものである。したがって、例えば U 相に関しては歯 2 と歯 9 の間に一相分の一次巻線の 2/3 が、歯 3 と歯 8 の間に残りの 1/3 が巻かれて一極を構成する形となっており、隣接する巻線は逆極性となっている。V 相と W 相の巻線に関しても同様である。その下に示した  $I_U$ ,  $I_V$ ,  $I_W$  は、上記の巻方によって 1~9 の各歯に鎖交する各相の線電流の割合を示したもので、例えば歯 2 には  $I_U$  の 2/3 と逆極性の  $I_V$  と  $I_W$  が鎖交し

(a) Distributed Winding (1)



(b) Distributed Winding (2)

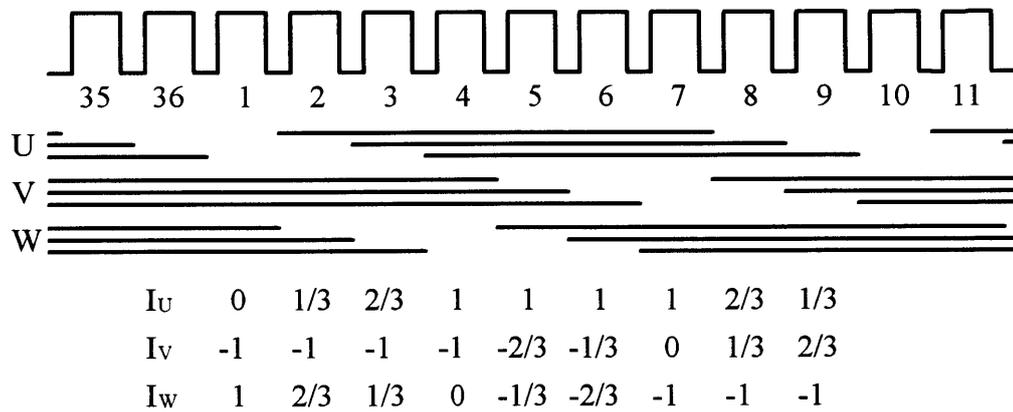


図 4.7 誘導電動機一次巻線の分布巻

ていることを意味している。図 4.7(b)の分布巻(2)は一般的な誘導電動機における分布巻の例を同様に示したものである。

図 4.8 の左側列の三つの波形は各線電流の実測波形を示したもので、同図の中央列と右側列の波形は、図 4.7 に示した分布巻(1)および分布巻(2)において各歯に鎖交する一次電流を、左側列の三つの線電流の図 4.7 中に記した割合による加算処理で導出した波形である。分布巻(1)および分布巻(2)のいずれの場合も、各歯部位置の鎖交電流波形には、図 4.6 に示した PWM 駆動の磁束電圧波形の各歯部位置による波形の違いと同様の傾向が見られ、高調波成分が減少している位置は、三相のうちのいずれか一相の線電流が鎖交せず、残り二相の線電流が逆極性で加わる歯の位置に対応している。SIN 駆動の場合には、各相の線電流は位相が  $2/3\pi$  異なるほぼ正弦波形であり、いかなる割合で加え合わせても、得られる鎖交電流は正弦波形である。それに対して、PWM 駆動の場合には各相の線電流に含まれる高調波成分が加算の割合によって部分的にはあるが打ち消される場合が存在し、起磁力の高調波成分が歯部位置により異なって磁束電圧波形に違いが生じることになる。

図 4.9 には、図 4.4 に示した結果と同一の駆動状態における回転子継鉄(R)部の磁束電圧波形および磁束波形を示した。一番左側の列は一周期全体の波形がわかるようにしたもので、図 4.4 に示した各種波形の周波数がすべて駆動周波数であるのに対して、回転子磁束の周波数はすべり回転数に極対数をかけた値に相当する周波数となる。具体的には、SIN, PWM60Hz 駆動ともに無負荷時で 0.17Hz, 全負荷時で 2.2Hz, PWM30Hz 駆動では無負荷時で 0.12Hz と、固定子側の周波数すなわち駆動周波数に比べて極めて低周波であり、磁束波形はいずれの場合もほぼ正弦波となっている。しかし、磁束波形が厳密な基本正弦波であれば磁束電圧波形も正弦波となるが、図 4.9 に示す磁束電圧波形ではノイズ様の高調波が重畳した正弦波である。この一磁化周期を含む波形では、磁束電圧波形の高調波成分振幅が全負荷時よりも無負荷時で大きく表示されているが、これはデジタル波形測定におけるサンプリング周期が高調波成分の周期よりも長いことによるサンプリング誤差である。

上記の各波形の右側にある三つの波形は、それぞれの波形の一部を拡大採取したもので、時間軸はすべて 5msec/DIV である。この図では磁束電圧波形に含まれる高

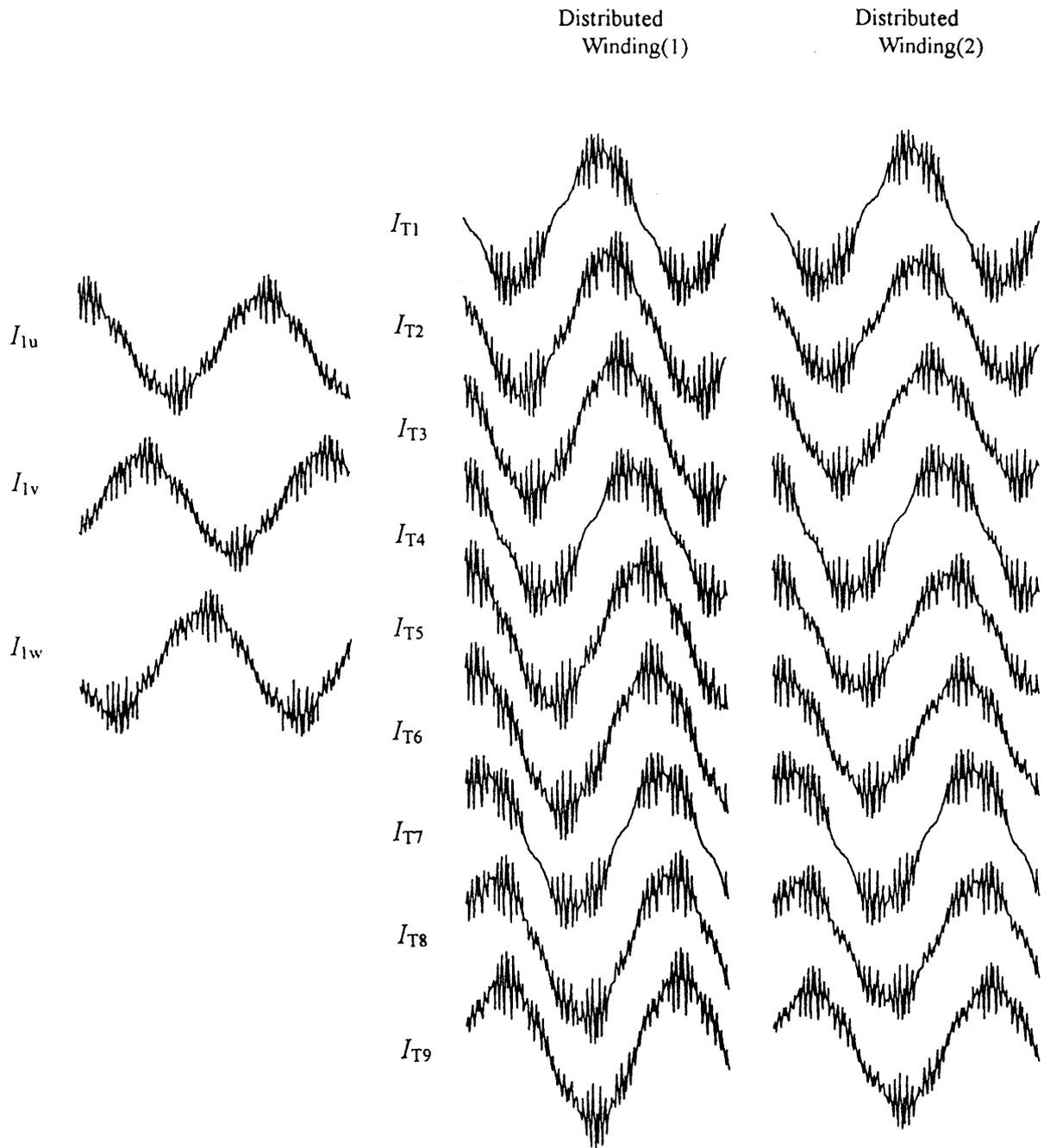


図 4.8 一次線電流および歯部鎖交電流波形

第4章 PWM励磁下における磁気特性とPWMインバータ駆動の実機特性との関連

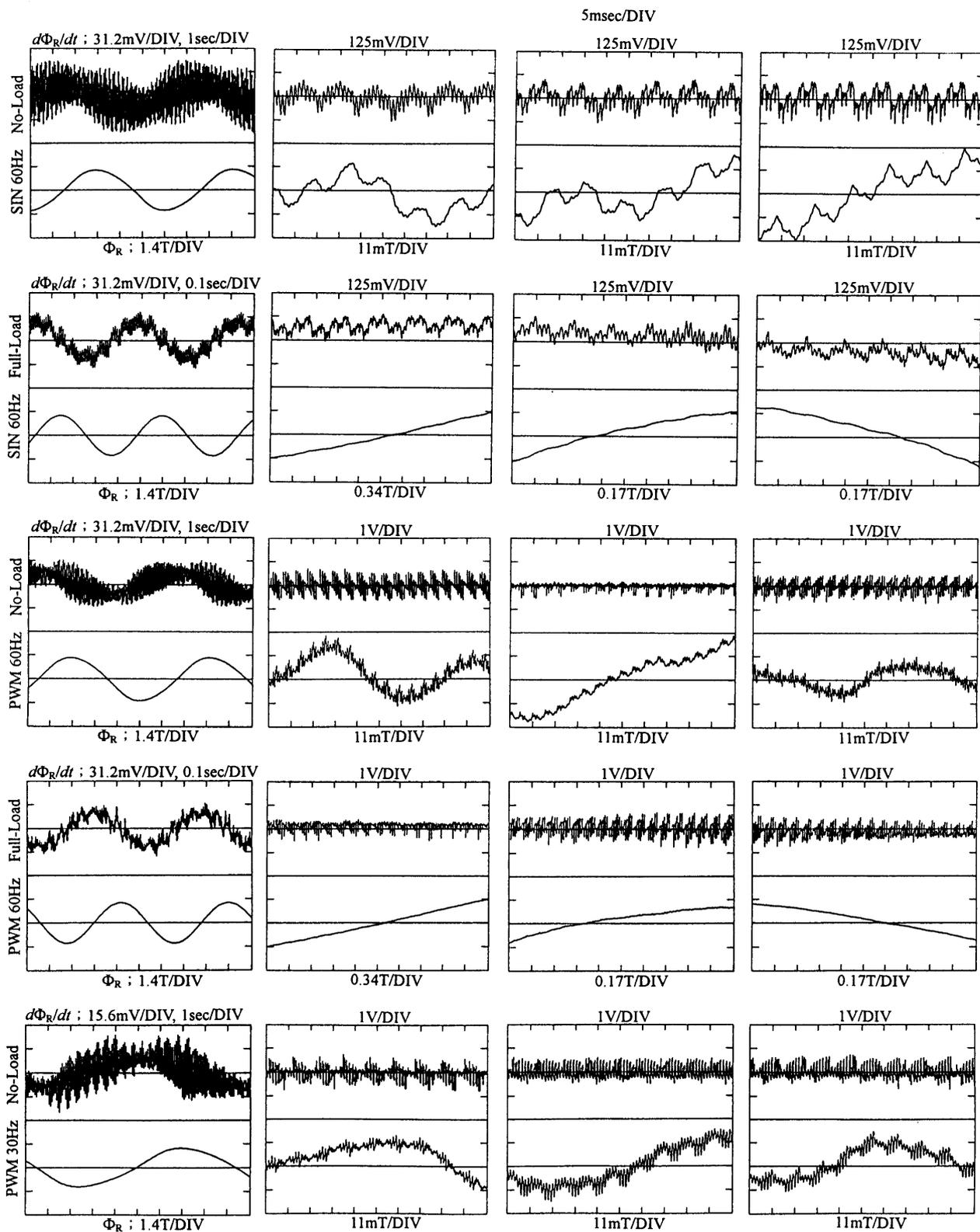


図 4.9 SIN 駆動時, PWM 駆動時の回転子磁束電圧波形および磁束波形

次高調波の振幅は無負荷時と全負荷時ともに同程度で、先に述べたように一磁化周期以上を表示していた波形ではサンプリングによる波形誤差が存在したことを示している。SIN 駆動無負荷時の磁束電圧波形には、励磁周波数 60Hz の 2 次高調波と 18 次高調波成分が含まれているが、このうち 2 次高調波成分については後の磁束波形の点から、PWM 駆動の結果をふまえて考察する。18 次高調波成分は、その次数の数値が固定子スロット数 36 の極対数(2)分の一であることから、固定子スロットによる空間磁束高調波によるものと考えられ、この成分は SIN 駆動全負荷時の波形にも現れている。一方、PWM 駆動時の磁束電圧波形には、駆動周波数の 6 倍を基本周波数とするような、さらに高次の高調波成分が含まれている。これは、SIN 駆動時に見られた固定子スロットによる空間磁束高調波の影響と PWM 波形そのものに含まれる高調波の重畳によるものと考えられる。

一方、磁束波形においては、SIN 駆動の無負荷時には前述の励磁周波数の 2 次高調波成分が顕著であるが、PWM 駆動の無負荷時には 2 次高調波成分はなく、SIN 駆動時にも見られるさらに長周期の変動が顕著である。励磁周波数の 2 次高調波成分に関しては、SIN, PWM 両駆動において共通点がなく、この成分の発生原因は次のように考えられる。SIN 駆動時に用いた商用三相 200V 正弦波電源の電源盤における各相間電圧には大きい場合で数%の偏差があり、実験の際には各相間電圧をスライダックにより調整したが、変動を含めて偏差を完全になくすことは困難であった。一方、PWM 駆動時には、インバータ出力の各相間電圧の電圧源が本質的に同一の整流電圧源であるために偏差はない。したがって、SIN 駆動時には各相間電圧のわずかな違いが磁束密度の変動となって現れるものと考えられる。また、さらに長周期の変動に関しては、その周期が SIN 駆動と PWM60Hz 駆動の無負荷時で 40msec 程度、PWM30Hz 駆動無負荷時で 80msec 程度と、駆動周期よりも長く回転周期に近いことから、誘導電動機の固定子-回転子間のギャップ偏差からくる磁束密度変動によるものと考えられる。なお、SIN, PWM 駆動時ともに全負荷時の波形では、拡大した部分の全磁束変化が大きいため、無負荷時に見られたこれらの変動が認めにくいだけであり、磁束電圧波形の点からはこれらの変動は存在していることがわかる。これまでで検討した回転子磁束は、回転子半径方向にわたる平均的な磁束を検出しているが、回転子表面の局所的な磁束分布はさらに多量の高調波成分を含むものと考えら

れる。

以上のように回転子の磁化状態は、理論上では SIN 駆動時には超低周波の磁束正弦波励磁であるのに対して、実際には、固定子スロットによる空間高調波の影響を受けること、それに加えて PWM 駆動時には PWM 波形に含まれる高調波成分の影響を受けること、PWM 駆動では見られない電源の各相間電圧の不均衡によると思われる磁束変動が SIN 駆動で見られること、さらに固定子-回転子間のギャップ偏差によると思われる磁束変動も存在するなど、変動の大きさはわずかではあるものの磁束正弦波とは異なっていることがわかった。これは言いかえれば、超低周波の磁束正弦波状態に磁束変動が重畳した励磁状態であり、磁束変動周波数の側から見ると偏磁レベルが変化し続けている励磁状態にある。したがって、一般に回転子の鉄損は、超低周波あるいは全負荷時でも数 Hz 程度の低周波励磁であり、固定子側の鉄損に対して無視してもよい値にこの場合なっている。しかしながら、一般に偏磁状態の鉄損が非偏磁状態よりも大きくなる<sup>(7)</sup>こともあり、微小振幅の励磁状態ではあっても、その損失を無視できない場合もありうる。

#### 4.2.2 かご型誘導電動機の電気特性と磁気特性<sup>(8),(9)</sup>

かご型誘導電動機の固定子および回転子の磁束波形および磁束電圧波形から、その磁化状態について検討してきた。以下ではさらに電動機の電気特性と磁気特性について検討を行う。表 4.1 に、各種駆動時の一次電圧、一次電流、各部磁束電圧およびそれらの波形率をまとめて示した。磁束電圧を含めた電圧値はすべて平均値電圧の実効値換算値を、波形率に関しては正弦波の値 1.1107 で規格化した値を示した。

SIN 駆動時と PWM60Hz 駆動時では、いずれも一次平均値電圧をすべて 200V で一定としているが、PWM 波形では波高値および平均値が整流前の正弦波電圧と同じとなるように波形のデューティ比を調節するため、実効値電圧は正弦波よりも大きくなり、PWM 駆動時の波形率は SIN 駆動時に比べて 10%増となっている。

誘導電動機の一次電圧、一次電流、入力電力から求められる SIN 駆動時の一次電圧、一次電流間の位相差(力率角)は、無負荷時の 80°から全負荷時の 40°まで変化し、一次

表 4.1 誘導電動機の各種駆動時における測定値

駆動電源	負荷数	回転数(rps)	すべり(%)	$V_1$ (V)	$V_1$ の波形率	$I_1$ (A)	$I_1$ の波形率
SIN	0	29.91	0.30	201.5	1.00	2.73	1.00
	1	29.66	1.13	200.6	1.00	3.01	1.00
	2	29.43	1.90	201.0	1.00	3.48	1.00
	3	29.18	2.73	200.8	1.00	4.09	1.00
	4	28.88	3.73	200.3	1.00	4.82	1.00
PWM60Hz	0	29.91	0.30	200.4	1.10	2.83	1.02
	1	29.67	1.10	199.8	1.10	3.15	1.04
	2	29.41	1.97	199.5	1.10	3.72	1.02
	3	29.16	2.80	199.6	1.10	4.40	1.03
	4	28.87	3.76	200.0	1.10	5.20	1.02
PWM50Hz	0	24.91	0.36	169.5	1.19	2.88	1.02
PWM40Hz	0	19.92	0.40	136.7	1.33	2.95	1.02
PWM30Hz	0	14.94	0.40	104.6	1.50	2.95	1.02
PWM20Hz	0	9.95	0.50	73.1	1.78	2.98	1.02

駆動電源	負荷数	入力電力 (W)	出力電力 (W)	$d\Phi_s/dt$ (V)	$d\Phi_s/d$ の波形率	$d\Phi_{T1}/dt$ (V)	$d\Phi_{T1}/dt$ の波形率
SIN	0	176	0	3.46	1.01	1.25	1.01
	1	464	292	3.39	1.01	1.28	1.00
	2	764	587	3.36	1.01	1.24	1.01
	3	1070	862	3.33	1.01	1.23	1.02
	4	1280	1131	3.27	1.01	1.21	1.00
PWM60Hz	0	196	0	3.46	1.05	1.27	1.02
	1	478	292	3.43	1.06	1.27	1.01
	2	780	579	3.42	1.05	1.22	1.03
	3	1076	862	3.38	1.05	1.25	1.01
	4	1280	1120	3.33	1.05	1.21	1.02
PWM50Hz	0	162	0	2.88	1.12	1.07	1.02
PWM40Hz	0	136	0	2.29	1.23	0.87	1.03
PWM30Hz	0	110	0	1.70	1.37	0.66	1.05
PWM20Hz	0	76	0	1.15	1.60	0.46	1.10

電流は無負荷時のほぼ無効電流のみの状態から、負荷の増加により実効電流が増加していく。また、PWM 駆動時の一次電流平均値は、SIN 駆動時に比べて無負荷時で数%、負荷時で 10%弱大きく、実効値ではさらに数%大きくなる。入力電力と出力電力の差である電動機の損失は、測定精度上のばらつきが大きいが、ほぼ負荷の大小によらず、平均で SIN 駆動時で 176W、PWM 駆動時で 191W と、PWM 駆動時の損失が SIN 駆動時よりも 15W 程度大きくなる。この PWM 駆動時における損失増加については、後で検討する。

SIN 駆動と PWM60Hz 駆動の同一負荷時における固定子継鉄部磁束電圧および固定子歯部磁束電圧については、ともに平均値電圧が同一で動作最大磁束密度は同じであるが、いずれの駆動においても負荷の増加により最大磁束密度は低下し、全負荷時では無負荷時に対して 5%程度低下する。これは前述のように一次電流の増加にともなう一次インピーダンスでの電圧降下により、励磁電圧が低下するためである。規格化波形率は、SIN 駆動時における 1.00~1.02 の値に対して、PWM60Hz 駆動時には固定子継鉄部で 5%程度の増加、歯部では 1~3%程度の増加となる。しかし、この表中の歯部磁束電圧は高調波成分が少なかった 1 番位置の歯部のもので、1, 4, 7 番以外の位置では高調波成分が多く SIN 駆動の波形率に対して 8~10%増となっている。

PWM 駆動周波数が低下すると、 $V/f$  一定制御により一次電圧の平均値は低下するが、その値は駆動周波数に完全には比例せず、低周波における一次インピーダンスでの電圧降下が相対的に増加することによる励磁電流の減少を防ぐための、インバータのトルクブースト制御によって、低周波では  $V/f$  一定による値よりも若干大きくなっている。また、この平均値電圧の低下はデューティ比の低下によるために、駆動周波数の低下にともない波形率は増加する。一次電流は、駆動周波数の低下によりわずかに増加しているが、これはトルクブースト制御により、低周波側での出力電圧を大きくしていることと、 $f$  の低下により二次側インピーダンスが低下することによるものと考えられる。磁束電圧は一次電圧と同様、駆動周波数の低下にともない波形率が増加するが、トルクブースト制御により平均値は駆動周波数に比例し、最大磁束密度はほぼ一定となる。

駆動周波数を変えた結果はすべて無負荷時のものであるため、入力電力をそのまま電動機の損失と考えて、機械損と銅損を差し引いて鉄損(磁気損失)分について検討

してみる。機械損に関しては風損のみを考え、PWM60Hz 駆動時には 1.5kW 級誘導電動機の SIN60Hz 駆動時の概略値 15W で、回転数の二乗に比例するとし、銅損に関しては無負荷であることから二次銅損を無視して、一次銅損を一次電流実効値の二乗と一次抵抗(実測値 1Ω)の積の三相分として考えて、それらを入力電力から差し引いて得られる電動機の磁気損失(鉄損) $P$ を図 4.10 に示す。図中の直線は、(4.1)に示される回帰直線である。

$$P = P_0 + Kf \quad (4.1)$$

ここで  $P_0 = -4.24 \text{ W}$ ,  $K = 2.65 \text{ W/Hz}$

この直線から、PWM インバータ駆動における誘導電動機の鉄損は、実質的には駆動周波数に比例するとみなせる。

同一駆動周波数である 60Hz の SIN 駆動と PWM 駆動では、負荷の大小に依存せず PWM 駆動の方が 15W 程度大きな損失を示したが、これは負荷の増加にともなう、一次電流と二次電流の増加による銅損の増加と、一次インピーダンスによる電圧降下のための励磁電流の減少による鉄損の減少とが打ち消しあい、損失に負荷依存性

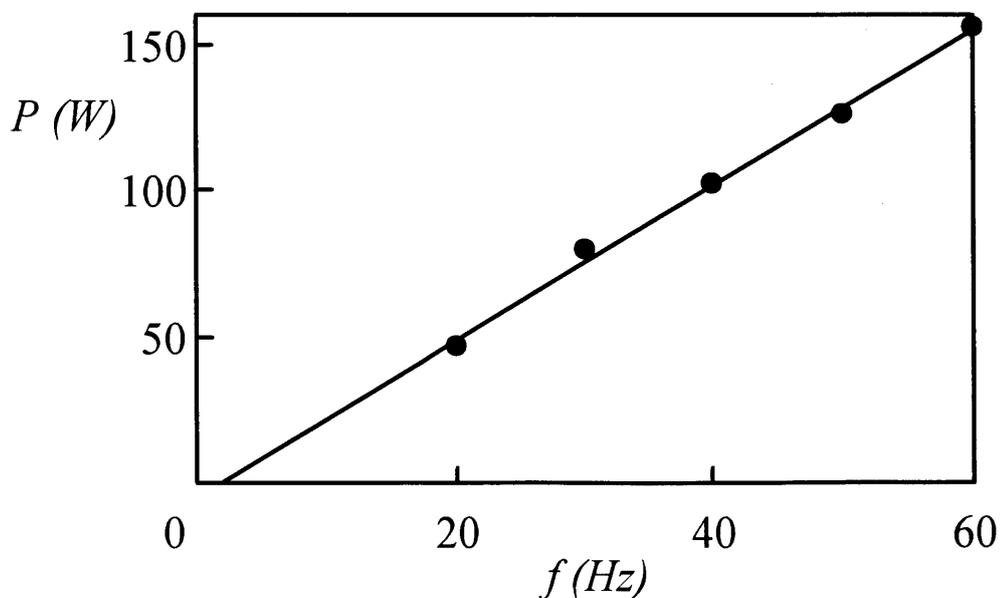


図 4.10 PWM 駆動時鉄損の周波数依存性

が現れなかったと考えられる。60Hzの無負荷時における、この15Wの損失増加には、PWM駆動による銅損と鉄損の増加が含まれるが、銅損に関して一次銅損の増加のみを考えれば2W弱であり、残りの約13Wが鉄損の増加分に相当することになる。SIN駆動時の銅損と機械損を差し引いた残り146Wの鉄損に対してこの増加は約9%である。前章までの検討により、PWM60Hz駆動時の鉄損は、SIN励磁とPWM励磁とで同一のヒステリシス損失とSIN励磁に対して27%増となるうず電流損失の和として概略考えても問題ないことを示した。そこで、SIN駆動時に対するPWM駆動時の鉄損増加がこの27%増のうず電流損失に相当すると考えると、SIN駆動時におけるヒステリシス損失とうず電流損失の比率として67%：33%という値が得られる。この比率は磁束正弦波からわずかにひずんだ場合の波形ひずみに対する鉄損補正<sup>(10)</sup>に採用されるヒステリシス損失とうず電流損失の比率にほぼ等しい。

一方、PWM駆動周波数を変化させた場合の無負荷時の鉄損値は、図4.10に示したように駆動周波数に比例する。固定子の磁化状態は、一次インピーダンスでの電圧降下の存在により負荷の大小に依存して動作磁束密度がわずかに変化するが、磁束波形には変化が見られない。また、回転子の磁化状態は負荷の大小によって、すべりが変化するため、励磁基本周波数が増えるものの、全負荷時においても固定子側の励磁周波数に比べて一桁以上低く、実質的には回転子鉄損を考慮する必要はない。したがって、PWM駆動電動機における鉄損は、負荷の大小にともなう動作磁束密度の変化が大きくなければ、全領域において駆動周波数に比例するものと考えてよい。これは、駆動周波数が増えようともトルクブースト制御を含めたV/f一定制御によって動作磁束密度が一定に保たれれば、一磁化周期あたりについてはヒステリシス損失もうず電流損失も変化せず、単位時間あたりでは駆動周波数に比例することによる。このことは、鉄損が一磁化周期あたり一定のヒステリシス損失とデューティ比に反比例するうず電流損失の和であるとして概略は問題がないとした第2章の結果や、 $T_p$ により一磁化周期あたりの鉄損は変化するものの変化幅は数%程度であった第3章の結果と定性的に一致するものである。

以上のように、誘導電動機のPWM駆動時の損失はSIN駆動時に比べて、一次電流、二次電流の実効値の増加による銅損の増加と、各部の磁束電圧波形の波形率の増

加による鉄損(うず電流損失)の増加が発生するが、定格時(60Hz 全負荷時)の効率では SIN 駆動時に比べて 1~2%程度の悪化にしかならず、軽負荷時ほど効率が低下する。ただし鉄損は負荷状態に依存せず、PWM 駆動時にはヒステリシス損失、うず電流損失ともに駆動周波数に比例する。一方、可変周波数の正弦波電源が使用できる場合の SIN 駆動条件では、SIN 励磁下での素材特性でも述べたように、うず電流損失は駆動周波数の二乗にほぼ比例することになるため、定格よりも駆動周波数が低下する場合の損失減少の割合は、SIN 駆動の方が PWM 駆動よりも大きくなって、PWM 駆動時の鉄損が SIN 駆動時の鉄損よりも相対的に大きく感じるようになる。

#### 4.2.3 素材特性と実機特性との関連

PWM 駆動における誘導電動機の損失は、銅損と鉄損ともに SIN 駆動時に比べて増加するが、銅損に関しては一次電流の増加と一次抵抗値、および一次電流の増加分を二次換算した二次電流の増加と二次抵抗値とから、その概略値を計算で導出することは可能である。一方鉄損については、SIN 駆動時の場合でも、使用される電磁鋼板の素材特性として SIN 励磁下で測定された鉄損(磁気損失)から考えられるよりも、実機に用いられた場合の損失の方が大きくなり<sup>(1)</sup>、その比率をビルディングファクターとして扱っている。実機の損失が大きくなる原因として、電磁鋼板の素材特性は外部から応力が印加されないよう特に注意して測定されるのに対して、誘導電動機の実機に使用される場合には、固定子、回転子ともに鋼板を積層したり外枠や回転軸に固定したりするために、外部から応力、特に圧縮力を受けた状態になっていることや、実機中では回転磁束となる部分が存在するのに対して用いる素材特性は交番磁束下でのものであるなど、素材特性測定時と実機使用時での電磁鋼板の環境に違いがあることが挙げられる。

ここでは実験に使用した誘導電動機について、SIN 駆動(励磁)時と PWM 駆動(励磁)時の素材特性と実機における特性について検討してみる。

先に示したように、実機の磁束密度は局所的に異なるため、概略値として最大動

作磁束密度を固定子継鉄部および固定子歯部ともに  $B_m=1.6\text{T}$  の均一な正弦波磁束状態と想定すると、鉄損値は S-30(0.5mm 厚)の  $W_{15/60}(1.5\text{T}, 60\text{Hz})$  の値  $10.15\text{W/kg}$  に対して  $B_m$  の二乗に比例すると考え  $11.55\text{W/kg}$  となる。回転子の鉄損は無視でき固定子のみの鉄損だけとして考えると、占積率 96%として実機の固定子継鉄の重量は  $6.4\text{kg}$  で全鉄損は  $64.96\text{W}$  と求められる。実機における SIN 駆動時の鉄損が  $146\text{W}$  であったから、ビルディングファクターの概略値として 2.2 が得られる。ここでは固定子のみの鉄損を考えているが、現実には誘導機の構成材であるフレームなどにも磁束が流れてその損失も含まれ、継鉄部と歯部とでは磁化状態も異なるため、固定子構成材のビルディングファクターは単純に 2.2 というわけではないが、ここでは簡単のためそれらの違いを無視した。

一方 PWM 駆動の場合には、磁束波形は正弦波と見なせても、磁束電圧波形は一次電圧である PWM 波形に近い形状で、継鉄部ではやや鈍った形となったり、歯部では場所によって異なるなど、厳密に PWM 波形に制御して測定される PWM 励磁下での磁気損失と PWM 駆動の電動機の実機における鉄損との関連は、SIN 駆動時での関連以上に複雑となることが考えられる。いま PWM60Hz 駆動時の素材の鉄損値として、図 2.9 に示した S-30 における対応を使うと、 $B_2$  値が SIN に比べて+28%として損失の増加は 7~10%となる。PWM60Hz 駆動時の実機の鉄損は前述のように SIN 駆動時の+9%であることから、PWM 駆動時のビルディングファクタは SIN 駆動時と同一と考えて問題ないと考えられる。

したがって磁気損失(鉄損)に関して、素材特性と実機特性との関連の点から、インバータで駆動される場合には、その局所的な磁化状態は SIN 駆動時よりも複雑ではあるが、全体の損失に影響を及ぼすほどではなく、インバータ駆動で特に考慮しなければならないという点はない。このことは、素材としての鉄損と電動機を構成した場合の鉄損が定量的には異なるものの、SIN 駆動(励磁)時と PWM 駆動(励磁)時の損失構成比としては同じで、SIN 励磁の素材鉄損と SIN 駆動におけるビルディングファクターおよび PWM 波形の性質を表すパラメータ( $D$  値や  $B_2$  値)から、PWM インバータ駆動時の鉄損を推定することが可能であることを意味している。

第2章および4.2.2において、損失の周波数依存性の点から、正弦波励磁あるいは正弦波電源駆動時に対して、PWM波励磁あるいはPWMインバータ駆動時の損失が大きく感じられる理由について述べたが、実際の商用正弦波電源周波数は50Hzあるいは60Hzであり、可変周波数の正弦波駆動電源が使用できるという環境はかなり特殊な場合に限られる。その意味からも、素材特性測定時の環境と、実機使用における環境との違いをよく認識しておく必要がある。

実機における騒音、振動の原因として一般に電磁力が考えられるのに対して、磁気特性の点から磁気ひずみが原因となりうることを示してきたが、ここでは両者の大きさに比較してみる。均一な磁束密度  $B$  中で向かい合う磁性体境界面に働く単位面積あたりの電磁力  $F$  は次式で与えられる。

$$F = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (4.2)$$

電磁力による弾性体の伸びはこの  $F$  をヤング率  $E$  で除して求められる。いま  $B=1.0\text{T}$ ,  $E=2.10 \times 10^{11} \text{N/m}^2$  とすると伸びは  $1.9 \times 10^{-6}$  となり、電磁鋼板の磁気ひずみとは同レベルである。大きさ的には同レベルであるが、両者が異なる点は、電磁力による変形(電磁振動)が  $B$  の二次高調波成分のみであるのに対して、磁気ひずみには  $B$  の二次以上の偶数次高調波成分も存在する点である。第2章、第3章で示したように、この種の変形が直接騒音や振動となるよりも、実際には試料の形状共振が大きく影響するため、共振周波数に振動の発生源が存在するかどうかの問題となる。その点から、磁気ひずみは電磁振動よりも高次の高調波振動を発生するため、試料(実機)の形状共振による振動や騒音の発生源となる可能性は高い。

### 4.3 PWM駆動の変圧器の実機特性に関する考察

第2章、第3章における磁気特性測定法において、原理的には試料系そのものが、一次巻線である励磁コイルと二次巻線であるBコイルを有する単相変圧器の構成となっている。ただし、実機の変圧器では二次巻線に接続された負荷に二次電流が流れる状態が通常の駆動状態であるのに対して、前章までの試料系はBコイルには高入力インピーダンスの測定器だけが接続された無負荷状態の変圧器に相当する。したがってこの場合、一次側には鉄損電流と磁化電流からなる励磁電流だけが流れていることになる。二次電流が流れると、一次-二次間の巻数比に換算して一次電流が増加するが、駆動電源が電圧源で、一次インピーダンスでの電圧降下が無視できれば、二次電流によって一次電流が変化しても、磁束電圧は一次電圧に比例し、磁化状態は二次電流すなわち二次側の負荷の大小によらず、一次電圧のみによって決定される。したがって前章までで採用した測定法により得られる特性と本質的には同じことになる。

現実には、前節の誘導電動機の場合と同様に、小さいながらも一次インピーダンスが存在し、負荷によって一次電流が増加すると励磁電流が減少して磁化レベルが低下することになる。また、実際の変圧器では、積鉄心であるか巻鉄心であるか、また鋼板の重ね方(接合法)などの鉄心構造の違いによって局部的な磁化状態が異なる。さらに、前章までで扱った試料系は単相変圧器に相当するが、三相変圧器ではSIN駆動時においても、T接合部などでは交番磁束ではなく回転磁束となって磁気損失が増大することが知られている。

このように、実験における試料系との磁化状態の違いは存在するが、前節の誘導電動機の結果をふまれば、ビルディングファクタの点からはインバータ駆動であるからといって特に考慮すべき点はないものと考えられる。

誘導電動機を含む回転機では磁束方向が変化するため、大型のものを除いては無方向性電磁鋼板が使用されるが、変圧器では磁束方向が決まっているために、方向性(あるいは高配向性)電磁鋼板が使用される。一般に、方向性電磁鋼板では全磁気損失に占めるわず電流損失の割合が無方向性電磁鋼板に比べて高いため、第2章で示

した結果から、変圧器における SIN 駆動時に対する PWM 駆動時の鉄損の増加割合は回転機の場合よりも大きくなることが予想される。

以上は、前節までの結果をふまえての、PWM 駆動変圧器特性の推定であり、真の実機特性については実測を含めて今後検討を進める必要がある。

#### 4.4 実機特性の改善に対する提案

これまでPWM駆動の電気機器の問題点である、損失の増大と騒音、振動の増加に関して、素材特性および実機特性の点から検討してきた。本節ではこれらの電気機器の問題点について、機器に用いられる材料と機器の構造の面から誘導電動機に関する特性改善策を考察する。

PWM駆動時の損失がSIN駆動時に比べて増大する主因は、PWM電圧波形の波形率が正弦波に比べて大きいために、うず電流損失と銅損が増大することにある。したがって、1) 波形率の低減、2) うず電流損失の低減、3) 銅損の低減の3つの観点から改善策について検討する。

まず波形率の低減についてであるが、PWM波形における波形率の増加は高調波成分の増大によるものであるから、本質的には供給電圧の高調波成分を除去すればよい。この点については電気機器側での対応ではなく、電源であるインバータ側での対応しかあり得ない。その意味では本論文の範囲から逸れるが、電圧型インバータは出力インピーダンスがほぼ零の電圧源であるため、出力電圧の高調波をとるには、インバータ出力と機器間にローパスフィルタを設置することになる。ただし、無損失のフィルタは存在しないから、フィルタでの損失増加とフィルタ採用による機器側での損失低減とのトレードオフとなる。また、PWM方式とPAM方式を取り入れ、多段階PWM波とすることでも波形率を改善できるが、この場合もインバータ側での対応であり、インバータの構造が複雑となることは否めない。

一方、実機各部の磁束電圧波形は固定子歯部において周期的に高調波成分の低下が見られ、三相の線電流のうち一相が鎖交せず、他の二相が逆極性となる位置の歯部では、PWM波形に含まれる高調波成分がある程度打ち消し合うことがわかった。したがって、全ての固定子歯においてこの条件を満たすように、図4.11に例示するように4極電動機であれば固定子スロット数12の1スロット短節の集中巻とすればよい。これにより、歯部の磁束波形はPWM波形よりも波形率が低下し、全歯部の高調波成分が低下することで固定子継鉄部における高調波成分も低下することが期

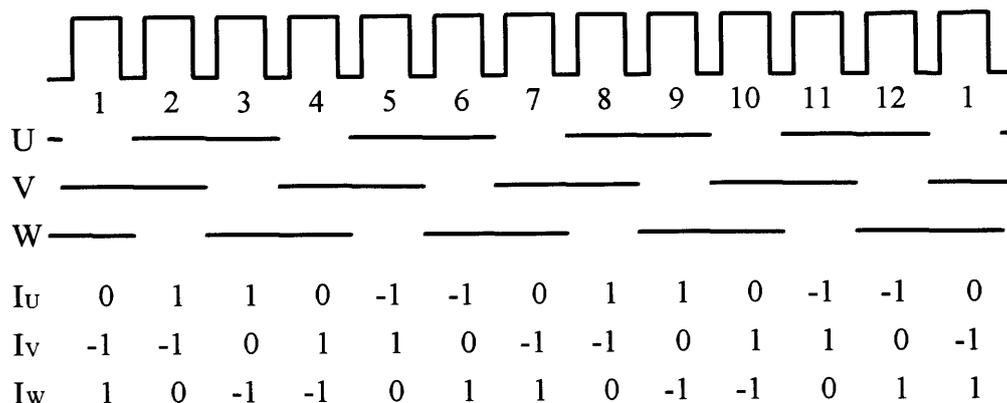


図 4.11 高調波磁束相殺のための一次巻線(4極 12 スロット)

待される。しかし集中巻とすることで、空間磁束分布は逆に多量の高調波成分を持つことになり、回転子側での表面損失の増加となって、必ずしも望ましいとはいえないため、実機における特性の確認とともに今後検討すべき点である。

また SIN 駆動時でも、磁束電圧波形には回転子スロットの影響による高調波が含まれていたが、この高調波と PWM 波形の高調波を重畳させて、トータルの高調波を低減させるという可能性もある。しかし、無負荷時はともかくとしても、全負荷時にはすべりが大きくなり回転数がわずかに低下するため、スロットの高調波に PWM 波形の高調波を逆相で合わせるには、電動機回転子の位置検出とそれに応じたインバータ側での制御が必要となるなど、技術的な面を含めて、この方法に関しては検討すべき点は多いと考える。

次にうず電流損失を低減させる方策としては、素材特性の点から電気抵抗率の高い材料の採用が挙げられる。電磁鋼板では、けい素含有量の増加にともない抵抗率を上げることが可能であり、現実、S-30 クラスの電磁鋼板ではけい素量が 1%未満と少ないのに対して、高グレード(低損失)の電磁鋼板は一般にけい素量が 2~3%程度と高く、高けい素量はうず電流損失の低減だけでなくヒステリシス損失も低減させることになる。しかし、高けい素電磁鋼板の使用はコストアップとなるため、この点においてもトレードオフの問題となるが、インバータ駆動に限った方策というわけではない。

また、電磁鋼板を含んですべての強磁性体は磁区構造をとるため、実際にうず電

流が発生するのは移動しつつある磁壁の近傍のみである。したがってうず電流損失を低減させるためには、実効磁壁数が多く実効磁壁総面積の大きい材料、すなわち磁区の細かな材料が適することになる。電磁鋼板の場合、一般には無方向性のものは結晶粒が小さく総磁壁面積が多いため、同一の鉄損値となる材料では無方向性の方がうず電流損失の比率が低くなる。また、方向性電磁鋼板では、レーザー照射(熱的处理)、スクライブ(機械的处理)、エッチング(化学的处理)により材料に局所的なひずみを導入することによって、磁区細分化してうず電流損失を低減させる技術も開発されている。しかしこれらのうず電流損失低減方法も、単にインバータ駆動に対する改善策ではなく、広く一般の損失低減策である。

インバータ駆動に適した素材選択という面からみると、正弦波励磁において同一損失の材料であれば、うず電流損失の比率が低い材料の使用が PWM 駆動には適していることが挙げられる。その意味では、一般には無方向性電磁鋼板の使用が適することになる。汎用の電気機器設計においては、正弦波駆動を前提として定格周波数での鉄損を考慮しているが、インバータ駆動に適した素材選択基準としては、定格鉄損と同時にうず電流損失の比率を重要視する必要がある。

銅損の低減策については、一次巻線や二次巻線の材料として電気抵抗率の低い材料を使用することは当然として、同じ特性(磁束密度)を得るために必要な電流量を減少させるという点から、磁気抵抗の減少すなわち、継鉄材料の高透磁率化と空隙の縮小が挙げられる。小型誘導電動機の場合には、空隙磁束密度は空隙間隔によりほぼ支配されるため、空隙の縮小化が有効であるが、現実には工作精度などの点から現状の電動機の空隙間隔は限界に近いといえよう。いずれにせよ、この銅損低減策もまたインバータ駆動に限らない一般的な損失低減策である。

インバータ駆動に限定すると、その特有の高調波電流を減少できればよいため、誘導リアクタンスを大きくすればよい。このためには、インバータ側の対応策ではあるが PWM の変調次数であるスイッチング周波数を上げることが考えられる。しかしスイッチング周波数の高周波化によりスイッチング損失も増加するため、インバータと電気機器の総合的な効率の点からのトレードオフの問題である。リアクタンスを大きくするためには、インダクタンスそのものを大きくすることも考えられ、

その意味ではインバータ駆動に対する最適設計は正弦波駆動の場合とは異なるかもしれない。しかし、これは高調波に対してのみではなく、基本波(駆動周波数)におけるインダクタンスも増加することになるため、先のスイッチング周波数の高周波化と対にした方策として考えるべき方法であろう。

PWM 駆動の誘導電動機では、無負荷の場合でも二次側に高調波磁束による電流が流れやすく効率低下やトルクリップルなどの悪影響を及ぼしやすい。したがって、二次側に流れる高調波電流の低減についても考えておく。一次電流の高調波成分を減少させる波形率の改善もこれにあたるが、ここでは二次側すなわち回転子側についての高調波損失の低減について考えてみる。導体内への磁束浸入深さを示す表皮厚さ  $\delta$  は次式で与えられる。

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}} \quad (4.3)$$

ここで、 $\rho$  は抵抗率、 $f$  は周波数、 $\mu$  は透磁率

電動機構成材の表皮厚さを  $f=50, 500, 1500\text{Hz}$  について表 4.2 にまとめて示した。なお、抵抗率  $\rho$  および比透磁率  $\mu_r$  は概略値としてあげた。50Hz においては電磁鋼板は 0.5mm の板厚でも磁束が浸透しているとみなされるが、1.5kHz となると中心部にはほとんど浸透していない。一方、二次導体である Al でも、1.5kHz における表皮厚さは 2.25mm であり、5mm 径の円形断面を持つ Al では中心部で 50%程度の電流しか流れないため、実効的な抵抗が増加することになる。単純に考えると、この表皮効果

表 4.2 電動機構成材の表皮厚さ

		$f$	50 Hz	500 Hz	1.5k Hz
	$\rho (\times 10^{-8} \Omega\text{m})$	$\mu_r$	$\delta (\text{mm})$	$\delta (\text{mm})$	$\delta (\text{mm})$
Cu	2	1	10.06	3.18	1.84
Al	3	1	12.32	3.90	2.25
Fe	10	500	1.01	0.32	0.18
Fe-Si	15	1000	0.87	0.28	0.16
Fe-Si	15	5000	0.39	0.12	0.07
6.5%Fe-Si	50	1500	1.30	0.41	0.24

を利用して二次側に高調波磁束の浸入を防ぐことができそうであるが、表皮効果自体がうず電流に基づく現象であるため、その部分でジュール損失を発生することになって、損失低減策とはなり得ない。電磁鋼板中のうず電流も二次導体中の電流も、その全ジュール損は電流分布が均一である場合が最低となるため、二次導体については一つ一つのスロットを小さくしてスロット数を増やし、回転子継鉄構成材である電磁鋼板もなるべく板厚を薄くすることで損失を低減することができる。また、小型誘導電動機で採用される二次導体はアルミダイキャストで構成され電磁鋼板とは絶縁されていないため両者の間で電気回路を構成し、回転子回転時の実質的な周波数であるすべり周波数においては、電磁鋼板の板厚が有効であっても、駆動周波数を含む高調波に対しては実効的な板厚が減少することから、高調波損失低減のためにはこの絶縁についても考慮する必要がある。

効率の点からは鉄損と銅損の和を最低とすればよく、実機特性の測定から、無負荷時では鉄損が90%を占め、全負荷時でも鉄損が50%以上を占める状況から考えると、全般的に鉄損を低下させる方策をとるのがよい。鉄損を低下させるためには動作磁束密度 $B_m$ を低下させればよいが、同一トルクを維持したまま $B_m$ を低下させると、励磁電流は低下するものの、すべりが大きくなって二次電流が増加するため銅損は増加することになる。試算として表4.3に示すような検討を行った。表4.3の第2行および第3行はそれぞれ、実験を行った電動機の正弦波電源駆動時およびインバータ電源駆動時の損失 $P_{total}$ を、鉄損 $P_{iron}$ と銅損 $P_{copper}$ に分離したものである。ここでインバータ駆動時の鉄損155Wはさらにヒステリシス損失 $P_h=95W$ およびうず電流損失 $P_e=60W$ に分離される。ここでインバータ電源を使用する場合には、デューティ比を変化さ

表 4.3 高効率化に対する試算

Loss	$P_{iron}$		$P_{copper}$	$P_{total}$
SIN 60Hz	142		23	165
PWM 60Hz	155		25	180
65% $B_m$	$P_h$	$P_e$	Fixed Torque ( $T \propto iB_m$ ) $\propto 1/B_m^2$	↓ -23%
	95	60		
	$\propto B_m^2$	$\propto B_m$		
	40	39	59	138

せて意図的に動作磁束密度 $B_m$ を変化させることは可能である。その場合、 $P_h$ が $B_m$ の二乗に、 $P_e$ が $B_m$ の一乗に比例するものと見なし、また定トルクを得るための条件として二次電流 $i$ と $B_m$ の積が一定とすると単純には $P_{copper}$ は $B_m$ の二乗に反比例すると考えれば、 $B_m$ を65%まで低下させれば $P_{total}$ が最小となり23%の低損失化が可能となる。実際には、軽負荷時には $P_{copper}$ は励磁電流による損失が大半を占めるため、 $B_m$ が低下しても $P_{copper}$ の上昇は表4.3の試算ほど上昇しないものと考えられるため、 $P_{total}$ はさらに低下させることが可能であると思われる。いずれにしても効率重視のためには、現状のインバータが $V/f$ 一定制御により $B_m$ を一定にすることを前提にしているが、鉄損と銅損の占有比による総損失を最低とするための、負荷状態に応じたインバータのデューティ比、駆動周波数の最適制御を実現することが有効であると考えられる。

ここまでは、SIN 駆動の誘導電動機を念頭において、PWM 駆動における損失低減策について検討してきた。SIN 駆動の場合には商用電源周波数である 50Hz あるいは 60Hz の定速駆動が誘導電動機設計の前提にあるが、インバータ(PWM)駆動を行う目的は可変速駆動であり、その点から最も有効な損失低減策として、当然の話ではあるが以下の方法がある。誘導電動機の定格回転数は、ほぼ駆動周波数の極対数分の一であり、例えば 60Hz 駆動の 4 極電動機では回転数は 30rps となるが、この場合の固定子継鉄の励磁周波数は 60Hz である。一方、2 極電動機を 30Hz で駆動しても同じ回転数 30rps となり、この場合の固定子継鉄励磁周波数は 30Hz となる。この両者において励磁電流が同一で銅損は同じであるとしても、鉄損は後者の方が概略 1/2 となる。したがって、電動機の極対数を最低の 1 とした電動機設計を行うのが、PWM 駆動における低鉄損化には最も効果的であろう。

次に、騒音、振動の低減については、前述の損失の低減化と同様、波形の高調波を低減できれば、騒音、振動の原因となる高調波成分も低下することができるから、波形率の改善は、ここでも該当する対策となる。一方騒音、振動の原因の点から、1) 電磁振動の低減、2) 磁気ひずみの低減、3) 共振の低減の三点について検討する。

電磁振動の発生源は磁性体境界面であるため、磁性体接合部をなくすことが一番

ではあるが、誘導電動機の固定子-回転子間の空隙をなくすことなどできるはずもないため、実質的に電磁振動を減らすためには動作磁束密度の低下しかあり得ない。

一方、磁気ひずみの減少に関しては、短絡的ではあるが、磁気ひずみの小さな材料の使用が挙げられる。電磁鋼板に関しては6.5%けい素鋼板が零磁歪として知られてはいるが、これは飽和磁気ひずみが零であって、全磁化領域において磁気ひずみが零であるということではない。また、近年の製造技術の発展によりこの6.5%けい素鋼板が大量生産できるようになったとはいえ、低コスト最重視のような小型誘導電動機に使用される低グレードの電磁鋼板に比べるとコストアップとなってしまう。また、磁気ひずみを減少させるためには、上記の動作磁束密度を低下させるという方策も効果がある。

振動、騒音の発生源が上記のいずれであるにせよ、それぞれの単独の大きさは極微小なものであり、機器の形状共振により異常な大きさに増幅されることになる。したがって、振動騒音の対策には共振を起こしにくい機器形状とすることが一番肝要であろう。また、二次的には防振対策もあるが、防振対策によって電磁鋼板に応力がかかることで磁気特性が悪化する可能性がある点に注意が必要である。

以上、素材特性および実機特性の点から、インバータ駆動実機における特性改善に関する提案を羅列的に挙げてみたが、その多くは絶対的な改善というより、いくつかの特性、問題間のトレードオフを含んだ方法である。したがって、インバータ駆動における最適設計は、その使用状況に応じた機器設計という点からは、インバータおよび電動機などの電気機器構成系およびその構造を含めた総合的、システム的な見地から見直すことにより、特性改善の余地は十分あると考える。いずれにしても、素材特性測定時と実機における磁化状態とは異なるため、上記の改善策については今後実機による検討を行っていく必要がある。

## 4.5 まとめ

本章では、正弦波電源駆動およびPWMインバータ電源駆動における、回転子回転時の三相かご型誘導電動機内の磁束電圧波形、磁束波形およびその電気特性、磁気特性について測定し、これまでの結果を含めて検討して、インバータ駆動時の損失増大と振動、騒音の増大という問題点についていくつかの改善策を提案した。その結果をまとめると以下のようなになる。

### かご型誘導電動機の特性について

固定子の磁化状態は、平均的には素材特性測定時の理想波形に近いものとはなるが、歯部では回転子スロットの影響による高調波成分を持ち、PWM駆動時には歯部の位置による局所的な磁化状態の差が存在することがわかった。

回転子の磁化状態は、SIN駆動時には超低周波の磁束正弦波に固定子スロットによる磁束空間高調波と固定子-回転子間のギャップ偏差による磁束変動の影響を受け、それに加えてPWM駆動時にはPWM波形に含まれる高調波成分の影響を受けること、またSIN駆動時には電源の各相間電圧の不均衡によると思われる磁束変動が見られることがわかった。簡潔に言えば、超低周波の磁束正弦波状態に磁束変動が重畳した励磁となっており、磁束変動周波数の側から見れば、偏磁レベルが変化し続けている状態にあることになる。

実機中での磁束波形は、厳密な意味での磁束正弦波励磁やPWM電圧波励磁の場合とは異なっており、特にPWM駆動時の磁束波形は歯部位置により違うなどSIN駆動時の磁化状態から単純に推定される磁化状態ではないものの、総合的な鉄損特性としては、SIN波励磁とPWM波励磁の素材特性の対応からほぼ推定できることがわかった。

### インバータ駆動電気機器の特性改善案について

インバータ駆動の電気機器における損失増大と騒音、振動の増加という問題点の改善策について、磁束電圧波形率の低減、鉄損の低減、銅損の低減、電磁振動の低減、磁気ひずみの低減、共振の低減の点から考察し、いくつかを提案した。至極当然の方

#### 第4章 PWM励磁下における磁気特性とPWMインバータ駆動の実機特性との関連

策も含むが、その多くは絶対的な特性改善というより、いくつかの特性間のトレードオフによる方法である。したがって、今後インバータ駆動における最適設計は、インバータおよび誘導機などの電気機器構成系およびその構造を含めた総合的な見地から見直す余地が残されている。

<参考文献>

- (1) 竹内：「大学課程 電機設計学」, p.4, オーム社 (1979)
- (2) 榎園：「インバータ駆動下における三相かご型誘導電動機の磁界解析と実験的検討」, 電気学会論文誌 D, 108, p.821 (1988)
- (3) 高田, 毛利, 瀧藤, 野村, 佐々木：「PWM インバータ駆動におけるかご形誘導電動機内の磁束波形」, 第20回日本応用磁気学会学術講演会, 22pB-9 (1996)
- (4) 高田, 毛利, 瀧藤, 野村, 佐々木：「PWM インバータ駆動におけるかご形誘導電動機内の磁束波形」, 平成8年度電気関係学会東海支部連合大会, 317 (1996)
- (5) 高田, 毛利, 瀧藤, 野村, 佐々木：「PWM インバータ駆動かご形誘導電動機内の磁束波形」, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-96-250 (1996)
- (6) 高田, 毛利, 瀧藤, 野村, 佐々木：「PWM インバータ駆動におけるかご形誘導電動機内の磁束波形」, 日本応用磁気学会誌, Vol.21, p.605 (1997)
- (7) 高田, 安田, 佐々木：「直流偏磁下におけるけい素鋼板の磁気特性」, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-95-89 (1995)
- (8) 高田, 毛利, 瀧藤, 野村, 佐々木：「PWM インバータ駆動三相かご形誘導電動機における電磁鋼板の磁気損失」, 平成9年電気学会全国大会, 536 (1997)
- (9) S. Takada, K. Mohri, H. Takito, T. Nomura and T. Sasaki : “Magnetic Losses of Electrical Iron Sheet in Squirrel-Cage Induction Motor Driven by PWM Inverter”, INTERMAG97, EQ-11 (1997)
- (10) 日本工業規格 JIS C2550-1992 「電磁鋼板試験方法」 (1992)

## 第5章 総括

### 5.1 本論文のまとめ

本論文は、PWM インバータで駆動される電気機器において問題となる、正弦波電圧駆動時に対する損失の増大と騒音、振動の増加の問題点について検討するため、電気機器に広く用いられる電磁鋼板の PWM 励磁下における磁気特性として磁気損失と磁気ひずみについて、正弦波励磁下での特性との比較を含めて、その特徴を明らかにするとともに、PWM 波励磁下における素材特性と PWM インバータで駆動されるかご型誘導電動機の実機特性との関連について検討した結果をまとめたものである。

以下に本研究により得られた結論を要約する。

第2章では、実際の PWM 波形あるいはそれに近い波形により電磁鋼板を励磁した場合の磁気特性として、磁気損失と磁気ひずみの測定結果について検討した。

正弦波励磁の場合に対する PWM インバータ励磁の場合の磁気損失の増大は、正弦波に比べて PWM 波形では波形率が大きくなるため、導電性の材料である電磁鋼板では、うず電流損失が増大することが主因であること、したがって、PWM 波形の変調次数や変調度にもなう磁気損失変化は、波形率の変化によるものであること、また磁気損失の周波数依存性を議論する場合、正弦波励磁では波高値を変化させるため波形率が一定であるのに対して、PWM 波励磁(インバータ)の場合には波高値を一定として波形のデューティ比を変化させるため波形率が周波数により異なり、単位時間あたりのうず電流損失は、正弦波励磁の場合には励磁周波数の二乗に、PWM 波励磁の場合には励磁周波数の一乗に比例して、励磁周波数の低下による損失低下の割合が小さく、感覚的に損失が大きくなることを明確にした。

また、うず電流損失の違いが各種励磁における損失差の主因であることから、デューティー比の異なる数種のパルス波励磁の損失測定値や、同一の  $B_2$  値をもつ正弦波励磁あるいは方形波励磁の損失測定値をもとにして、PWM 波全般の損失値を数%程度の誤差内で推定する方法を提案した。

一方、PWM 波励磁の場合の振動、騒音の増大の原因として、磁気特性の点から考えられる磁気ひずみを測定し、磁気ひずみそのものは微小であるものの、正弦波励磁の場合には存在しない高調波成分が存在することで、試料形状共振周波数においては異常に大きな振動、騒音の発生源となりうることを明確にした。

第3章では、PWM 波形を零電圧と非零電圧の繰り返しであるパルス列波と見なし、比較的単純なパルス列波形に  $dB/dt$  波形を厳密に制御し、磁化停止期間を持つ定磁化速度励磁下における磁気特性を測定して、磁化停止が磁気特性に及ぼす影響について検討した。

一磁化周期あたり、ヒステリシス損失が周波数に依存せず、うず電流損失が磁束電圧のみに依存すると考えると、磁化停止期間を除いては同一である定磁化速度励磁条件下においては、一磁化周期あたりの磁気損失はすべて同一値となることが期待されるが、実際には磁化停止期間とともに磁気損失は徐々に増加すること、その増加は磁化停止の前後で磁化の進行方向が逆転する場合に特に大きくなることを見出した。また磁束密度  $B$  が一定となる磁化停止期間において、磁化力  $H$  には緩和的な減少が見られ、その傾向にも最大磁束密度点で磁化停止する場合とそれ以外の場合とで異なることを見出した。

第2章でも取り上げた磁気ひずみに関して、試料形状共振による磁気ひずみを起振源とした異常振動が起こることを別の観点から明確にした。この異常振動成分を除去した材料本来の磁気ひずみには、磁化停止期間において磁気損失変化および磁化力変化に見られた時定数の長い緩和現象が存在していることを見出し、磁化停止期間においても局所的な磁化変化が起こっていることを示唆した。

また、これらの磁化停止期間の存在による磁気特性変化の影響は、磁化停止後の一磁化周期以上にわたって継続していること、磁化停止期間においては、時定数が数十  $\mu\text{sec}$  程度のうず電流の緩和、時定数が数百  $\mu\text{sec}$  程度の動的磁区構造と静的磁区

構造間の変化と見られるいくつかの Richter 型磁気余効、磁化停止後さらに数 msec 経過して生じる熱ゆらぎ磁気余効などの、各種現象が生じていることを明確にした。

実験結果を基にした解析により、上記の緩和現象が磁気損失における  $f$  依存性や  $T_p$  依存性の原因の一端となっており、うず電流緩和が磁化停止前後の磁化進行方向に依存して損失の増加と減少に影響するのに対して、磁区構造の変化と考えられる時定数の長い緩和現象は、磁化停止前後の磁化進行方向によらず損失が増大する方向に働くと考えられることを示唆した。

第4章では、第3章までの素材特性と実機特性との関連を明確にするため、正弦波電源駆動および PWM インバータ電源駆動における、回転子回転時の三相かご型誘導電動機内の磁束電圧波形、磁束波形およびその電気特性、磁気特性について測定、検討した。

固定子の磁化状態は、平均的には素材特性測定時の理想波形に近いが、歯部では回転子スロットの影響による高調波成分を持ち、特に PWM 駆動時には歯部の位置によって局所的な磁化状態の差が存在することがわかった。また、回転子の磁化状態は、SIN 駆動時には超低周波の磁束正弦波に固定子スロットによる磁束空間高調波と固定子-回転子間のギャップ偏差による磁束変動の影響を受け、それに加えて PWM 駆動時には PWM 波形に含まれる高調波成分の影響を受けること、また SIN 駆動時には電源の各相間電圧の不均衡によると思われる磁束変動が存在することがわかった。

誘導電動機実機中での磁束波形は、素材特性測定時の、厳密な磁束正弦波励磁や PWM 電圧波励磁とは異なり、特に PWM 駆動時の磁束波形は歯部位置により違うなど SIN 駆動時の磁化状態から単純に推定される磁化状態ではないが、総合的な鉄損特性としては、SIN 波励磁と PWM 波励磁の素材特性の対応からほぼ推定できることがわかった。

また、以上の検討結果をもとにして、インバータ駆動時の損失増大と振動、騒音の増大という問題点について、磁束電圧波形率の低減、鉄損の低減、銅損の低減、電磁振動の低減、磁気ひずみの低減、共振の低減の点から考察し、いくつかを改善策を提案した。至極当然のものも含み、その多くは絶対的な特性改善というより、いくつ

かの特性間のトレードオフを含んだ方法である。なお、実機特性の測定で分かったように、正弦波駆動状態からの単純な推定とは異なる磁化状態となることから、これらの改善案については、今後の実機における検討を必要とする。

## 5.2 今後の課題と展望

本研究では、PWM 波励磁下における電磁鋼板の素材としての磁気特性について、正弦波電圧励磁下における磁気特性および誘導電動機実機における磁化状態との関連を明確なものとし、PWM 駆動時の問題点である、実機の損失の増加と振動、騒音の増大についていくつかの改善案を提示した。

インバータは、本質的には定速度駆動であるかご型誘導電動機を可変速駆動にするものとして、産業分野をはじめ広く採用されるようになったが、その場合、従来の正弦波電源駆動の汎用電動機の使用を想定したもので、改良、発展は、主に従来の誘導電動機の駆動源としてのインバータ単体の回路構成におけるものが主体であったように思われる。正弦波駆動の場合には電動機単体で考慮していた効率も、インバータで駆動される場合には、インバータも含めた全体の効率を議論する必要がある、その意味では、インバータはもとより、電動機に使用される素材およびその機器構造、そして負荷条件なども含めた総合的、システム的な見地からの見直し、改善を進めていくことが、今後の課題であるといえよう。

本論文では、PWM インバータ駆動のかご型誘導電動機を主眼にして、PWM 波励磁下における電磁鋼板の素材特性と、電動機実機の磁化状態および特性について検討してきた。しかし、シンクロナスモータや DC ブラシレスサーボモータなどの交流モータを、DC 電源を用いて可変速駆動する場合にも、その機器構成磁性材料は同種の磁化状態下におかれることになる。その意味では、今後インバータを電源とする駆動システムのうち、最も普及してくるものには電気自動車がある。この場合、将来的に高エネルギー空間転送技術が実用化されればともかく、普及当初は、エネルギー(電力)供給源が、二次電池のような、再充電によるエネルギー補充は可能でも、駆動状態における継続的なエネルギー供給量には限界がある点が、通常の据置型の駆動装置(機器)のように、エネルギー供給源をあまり気にしないものとは異なる。現在、電気自動車開発の一番のネックとなっているのは、この供給電源である二次電池の高エネルギー化であるが、有限である電力量を有効活用するためには、駆動シ

システムにおける低損失化すなわち高効率化の実現が要求されることはいうまでもない。

したがって、現在、インバータなどの駆動電源、電動機や変圧器などの電気機器における素材特性および機器構造の点から、それぞれ個別の範囲で開発、改良が進められることが多い状況から、パワーエレクトロニクス分野のさらなる発展においては、総合的、システム的な開発研究が進められる必要があるだろう。

## 謝 辞

本論文をまとめるにあたり，終始ご懇切なご指導とご鞭撻をいただきました，名古屋大学工学部教授 毛利 佳年雄 博士に謹んで感謝の意を表し，厚く御礼申し上げます。

本論文の作成にあたり，数々のご指導とご助言をいただきました，名古屋大学工学部教授 綱島 滋 博士に心から感謝いたします。

本論文の研究内容について端緒をご教授いただき，研究の遂行において終始ご懇切なご指導をいただきました，岐阜大学工学部教授 佐々木 堂 博士に謹んで感謝の意を表します。

また，本論文の研究内容の多くについて，電気学会マグネティックス技術委員会 電力用磁性材料とその応用に関する調査専門委員会およびその前身である各種委員会の委員の方々には，有益なご議論とご助言をいただきました。深く御礼申し上げます。

## 研究業績

## 1. 本研究に関する論文

論文題目	発表雑誌名	共著者
Magnetostrictive Vibration of Electrical Steel Sheets under a Non-Sinusoidal Magnetizing Condition	IEEE Trans. on Magn., Vol.23, No.5, pp.3077-3079 (1987)	T. Sasaki F. Ishibashi S. Noda M. Imamura
Power Losses of Electrical Iron Sheets with Quasi-Sinusoidal Magnetic Flux Change by PWM Voltage Excitation	Anales de Fisica, Serie B, Vol.86, pp.258-260 (1990)	T. Sasaki
Relaxation Phenomena in Dynamic Magnetization Processes of Electrical Iron Sheets	Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol.112, pp.239-241 (1992)	T. Sasaki
Variation of Loss Per Cycle with Pause Time at the Maximum Flux Density in Electrical Iron Sheets	IEEE Trans. on Magn., Vol.28, No.5, pp.2784-2786 (1992)	T. Sasaki
Magnetic Properties of Electrical Iron Sheet under Controlled Magnetization	IEEE Trans. Magn., Vol.29, No. 6, pp.3541-3543 (1993)	T. Sasaki
Magnetostriction of Electrical Iron Sheet under Controlled Magnetization	Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol.113, pp.226-228 (1994)	T. Sasaki
Power Losses of Soft Magnetic Ferrite under Controlled Magnetizing Condition	IEEE Trans. on Magn., Vol.31, No.5, pp.4056-4058 (1995)	T. Sasaki
Influence of Magnetization Pause upon Magnetic Properties of Electrical Iron Sheet	Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol.160, pp.33-34 (1996)	T. Sasaki
PWMインバータ駆動におけるかご形誘導電動機内の磁束波形	日本応用磁気学会誌, Vol.21, pp.605-608 (1997)	毛利佳年雄 瀧藤宏昭 野村壮志 佐々木堂
Magnetic Losses of Electrical Iron Sheet in Squirrel-Cage Induction Motor Driven by PWM Inverter	IEEE Trans. on Magn. (to be published)	K. Mohri H. Takito T. Nomura T. Sasaki

## 2. その他の論文

論文題目	発表雑誌名	共著者
Measurement of Rotational Power Losses in Silicon-Iron Sheets Using Wattmeter Method	IEEE Trans. on Magn., Vol.21, No.5, pp.1918-1920 (1985)	T. Sasaki M. Imamura Y. Suzuki
Annealing Dependencies of Magnetic and Mechanical Properties in Iron Based Amorphous Ribbons	Phisica Scripta, Vol.39, pp.655-657 (1989)	T. Sasaki T. Hosokawa
Annealing Dependence of Magnetic Properties in an Amorphous Ribbon (Metglas 2605S-3A)	Anales de Fisica, Serie B, Vol.86, pp.196-198 (1990)	T. Sasaki Y. Asano
高次高調波を重畳した励磁における電気鉄板の磁気損失	日本応用磁気学会誌, Vol.15, pp.271-276 (1991)	佐々木堂 佐伯鈴弘
高次高調波を重畳した励磁における電磁鋼板の磁気ひずみ	電気学会論文誌A, Vol.112-A, No.6, pp.539-544 (1992)	佐々木堂 佐伯鈴弘 石橋文徳 野田伸一
Magnetic Anisotropies in Iron-Based Amorphous Ribbons (Metglas)	Electromagnetic Phenomena and Computational Techniques, pp.207-214, Elsevier Science Publishers B.V. (1992)	T. Sasaki H. Nose

研究業績

Stress Dependence of AC Magnetic Properties in Thick Amorphous Ribbons	Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol.112, pp.356-358 (1992)	T. Sasaki F. Tokutake T. Sato
Influence of Demagnetization Frequencies on Magnetic Properties of Amorphous Ribbons	Journal of Tech. Phys., Vol.35, pp.127-131 (1994)	T. Sasaki K. Teramachi
Effect of Metallurgical Factors on the Magnetic Properties under the PWM Excitation	Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol.113, pp.201-204 (1994)	T. Tanaka H. Yashiki T. Sasaki
Estimation of Measuring Error in Digital DC Flux-Meters	Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol.113, pp.446-449 (1994)	T. Yamamoto T. Sasaki
Magnetic Losses in Amorphous Ribbons Excited with Symmetrical and Asymmetrical Rectangular Voltages	Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol.113, pp.450-452 (1994)	F. Tokutake T. Sasaki
Influence of Demagnetization Frequencies on Magnetic Properties of Electromagnetic Steel Sheets	Proceedings of 2nd Japan-Czech-Slovak Joint Seminar on Applied Electromagnetics in Materials, pp.191-199, (1995)	T. Yasuda T. Sasaki
Change of The Magnetization due to a Change of Stress after Demagnetization in Amorphous Ribbon	IEEE Trans. on Magn., Vol.31, No.5, pp.3778-3780 (1995)	K. Yamamoto T. Sasaki
Magnetic Properties of Amorphous Ribbon with Unipolarized Magnetization	JSAEM Studies in Applied Electromagnetics, 4, Proc. of the 4th Japanese and Polish Joint Seminar, pp.276-281 (1996)	T. Sasaki K. Teramachi
Magnetizing Properties of an Oriented Si-Fe Sheet Core in Biased Magnetizing States at Power Frequencies	Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol.157/158, pp.455-456 (1996)	T. Yasuda T. Sasaki
Magnetostriction Measurement Using Interferometer in Open Magnetic Circuits	Nonlinear Electromagnetic Systems, ISO Press, pp.764-767 (1996)	T. Sasaki S. Saiki K. Hibi
誘導電動機のシャフト磁界検出によるトルク制御	日本応用磁気学会誌, Vol.21, pp.673-676 (1997)	瀧藤宏昭 野村壮志 毛利佳年雄 犬塚勝美 松野守保

3. 会議発表 (本論文関係分のみ)

A. 国際会議

題目	会議名	共著者
Relaxation Phenomena in Dynamic Magnetization Processes of Electrical Iron Sheets	Soft Magnetic Materials Conference 10, 3-P-17 (1991)	T. Sasaki
Variation of Loss per Cycle with Pause Time at the Maximum Flux Density in Electrical Iron Sheets	The IEEE International Magnetism Conference, FC-07 (1992)	T. Sasaki
Magnetic Properties of Electrical Iron Sheet under Controlled Magnetization	The IEEE International Magnetism Conference, CD-04 (1993)	T. Sasaki
Magnetostriction of Electrical Iron Sheet under Controlled Magnetization	Soft Magnetic Materials Conference 11, S2-34 (1993)	T. Sasaki
Power Losses of Soft Magnetic Ferrite under Controlled Magnetizing Condition	The IEEE International Magnetism Conference, ER-08 (1995)	T. Sasaki
Influence of Magnetization Pause upon Magnetic Properties of Electrical Iron Sheet	Soft Magnetic Materials Conference 12, PA-19 (1995)	T. Sasaki
Magnetic Losses of Electrical Iron Sheet under Controlled Magnetization with Constant Magnetization Rate and Several Magnetization Pauses	The IEEE International Magnetism Conference, ER-04 (1996)	T. Sasaki

研究業績

Magnetic Losses of Electrical Iron Sheet in Squirrel-Cage Induction Motor Driven by PWM Inverter	The IEEE International Magnetics Conference, EQ-11 (1997)	K. Mohri H. Takito T. Nomura T. Sasaki
--	---	---

B. 国内会議

題目	会議名	共著者
非正弦波励磁における電気鉄板の磁気損失	昭和63年電気学会全国大会, 1610 (1988)	佐々木堂
非正弦波励磁における電気鉄板の磁気損失	昭和63年度電気関係学会東海支部連 合大会, 231 (1988)	佐々木堂
非正弦波励磁における電気鉄板の磁気損失	第12回日本応用磁気学会学術講演 会, 30pE-5 (1988)	佐々木堂
定磁化速度励磁における電気鉄板の磁気損失	平成元年電気学会全国大会, 1779 (1989)	佐々木堂
制御した励磁条件における電気鉄板の磁気損失	第13回日本応用磁気学会学術講演 会, 24aD-10 (1989)	佐々木堂
制御した励磁条件におけるけい素鋼板の磁気特性	平成2年電気学会全国大会, 1611, (1990)	佐々木堂
正弦波および方形波励磁における電気鉄板の磁気ひずみ	平成2年度電気関係学会東海支部連 合大会, 261 (1990)	佐々木堂
磁化休止期間を持つ定磁化速度励磁における電気鉄板の磁気ひずみ	平成3年電気学会全国大会, 1676 (1991)	佐々木堂
磁化休止期間を持つ定磁化速度励磁における電気鉄板の磁気特性	平成3年度電気関係学会東海支部連 合大会, 294 (1991)	佐々木堂
休止期間を持つ定磁化速度励磁におけるフェライトの磁気損失	平成4年電気学会全国大会, 1628 (1992)	佐々木堂
制御励磁状態におけるフェライトの磁気特性	平成4年度電気関係学会東海支部連 合大会, 281 (1992)	佐々木堂
制御励磁状態における電磁鋼板の磁気特性	平成5年度電気関係学会東海支部連 合大会, 312 (1993)	佐々木堂
軟質磁性材料の交流磁気損失に関する一考察	平成6年度電気関係学会東海支部連 合大会, 313 (1994)	佐々木堂
軟質磁性材料の磁気損失に関する一考察	平成7年電気学会全国大会, 479 (1995)	佐々木堂
PWM波励磁における電磁鋼板の磁気特性	平成8年電気学会全国大会シンポジ ウム, S.6-3 (1996)	
PWMインバータ駆動におけるかご形誘導電動機内の磁束波形	第20回日本応用磁気学会学術講演 会, 22pB-9 (1996)	毛利佳年雄 瀧藤宏昭 野村壮志 佐々木堂
PWMインバータ駆動かご形誘導電動機内の磁束波形	平成8年度電気関係学会東海支部連 合大会, 317 (1996)	毛利佳年雄 瀧藤宏昭 野村壮志 佐々木堂
PWMインバータ駆動三相かご形誘導電動機における電磁鋼板の磁気損失	平成9年電気学会全国大会, 536 (1997)	毛利佳年雄 瀧藤宏昭 野村壮志 佐々木堂

研究業績

C. 研究会

題目	会議名	共著者
非正弦波励磁での磁気特性測定について	電気学会マグネティックス研究会, MAG-86-169 (1986)	佐々木堂
非正弦波励磁における電気鉄板の磁気損失	電気学会マグネティックス研究会, MAG-87-198 (1987)	佐々木堂
定磁化速度励磁における電気鉄板の磁気損失	電気学会マグネティックス研究会, MAG-88-173 (1988)	佐々木堂
制御された励磁条件における金属軟質磁性材料の磁気損失	電気学会マグネティックス研究会, MAG-89-204 (1989)	佐々木堂
休止期間を持った定磁化速度励磁における電気鉄板の磁気損失	電気学会マグネティックス研究会, MAG-90-206 (1990)	佐々木堂
休止期間を持つ定磁化速度励磁における電気鉄板の磁気ひずみ	電気学会マグネティックス研究会, MAG-91-124 (1991)	佐々木堂
休止期間を持つ定磁化速度励磁におけるフェライトの磁気損失	電気学会マグネティックス研究会, MAG-92-157 (1992)	佐々木堂
制御励磁状態における軟質磁性材料の磁気特性	電気学会マグネティックス研究会, MAG-92-252 (1992)	佐々木堂
制御励磁状態における電磁鋼板の磁気特性	電気学会マグネティックス研究会, MAG-93-179 (1993)	佐々木堂
非正弦波励磁における軟質磁性材料の磁気特性	電気学会計測マグネティックス合同研究会, IM-94-51(MAG-94-72) (1994)	佐々木堂
軟質磁性材料の交流磁気損失に関する一考察	電気学会マグネティックス研究会, MAG-95-12 (1995)	佐々木堂
PWMインバータ駆動かご形誘導電動機内の磁束波形	電気学会マグネティックス研究会, MAG-96-250 (1996)	毛利佳年雄 瀧藤宏昭 野村壮志 佐々木堂