

図3-20 磁束密度の変化と転位密度
(応力に換算してあらわす)

察によっても妥当な結果であったと言ふことができよう。

3.5 残留応力測定への応用

以上で磁束密度が塑性ひずみに関係なく、応力によって一義的に定まることを明らかにし、炭素鋼の磁気ひずみ効果が、フェライトの磁気ひずみ効果として理解できることを考察した。本節では、この結果を用いる残留応力測定の可能性について考える。

まず、この方法で求められるのは、断面についての平均的応力であることに注意しなければならない。断面上で変化する応力の分布状態は求めることができない。本章の原理によって求められる断面上で一様な応力および変化する場合には平均的応力の測定法は、次のようになる。

磁束密度はある一定バイアス中では

$$B = B_0 + A\sigma$$

で与えられる。 σ を測定するためには、 B および B_0 を測定する必要がある。そのためには、磁気ひずみ感度および磁気ヒステリシス環線を求めるための図 3-1 に示された装置を用いればよい。応力がまったくないと思われる標準試験片について $B-H$ 曲線および感度 A を求め、つぎ応力を求めようとする試験片について $B-H$ 曲線を求める。実際の測定では $A\sigma \ll B_0$ であるので、測定誤差が大きく入って来ることが予想され、適当な差動測定方式を考える必要がある。この問題については本論文は立入らないが、標準試験片のバイアス磁束密度 B_0 について簡単に述べておく。

一定バイアスでの磁束密度は、組成、組織、加工等

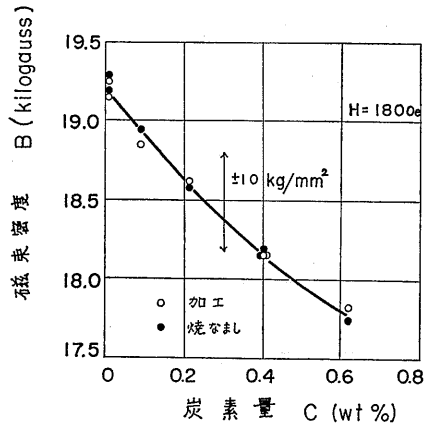


図3-21 バイアス磁束密度と炭素量

によって変化する。同じロットに属している試験片であっても、被測定材が標準試験片とまったく同じ磁気特性を持っていることはあり得ない。図 3-21 は、0.6% C までの炭素鋼の下降曲線上の 180 Oe における磁束密度の測定結果である。図中に $\pm 10 \text{ kg/mm}^2$ の応力による磁気ひずみ出力の幅を記入してある。たとえば、機械構造用鋼 S 20C では、規格によって炭素量が $0.15\% < C < 0.25\%$ があることが規定されている。これは、応力換算で $\pm 4 \text{ kg/mm}^2$ の範囲に相当する。すなわち、炭素量が正確に知られていない場合でも誤差は 4 kg/mm^2 以下である。同じロットの標準試験片を用いれば、誤差は $\pm 1 \text{ kg/mm}^2$ 程度におさえられることが同図より推定できる。

このようにして、断面について一様な残留応力はかなり精度よく測定できるが、一般の残留応力は平均応力が 0 となるものが多い。また、測定したい残留応力が、平均応力ではなく、強度に密接な関係のある表面近くの応力分布状態であることが多い。このような目的には、本章の方法はまったく無力であって、次章以上で述べる交番磁界の表皮効果を利用する方法によらなければならない。

3.6 結言

炭素量 0~0.8% の範囲の炭素鋼のバイアス磁界中での磁気ひずみ効果の実験よりつぎの結果を得た。

炭素鋼の磁気ひずみ効果も最も基本的なものとして、バイアス中の磁束密度の応力による変化について次の基本式を得た。

$$B = B_0 + A\sigma$$

ここで、 B_0 、 A はバイアス磁界の関数であり、材料によって変化する。70kg/mm² の範囲では、 A は一定であり、この関係式は σ についての 1 次式となる。 A は負であり、 B は引張応力により減少する。

磁気ひずみ感度 A は、主として炭素量によって定められる。 A をバイアス=0 に外挿した感度 A_0 については、炭素量 C についての 1 次式

$$A_0 = -42.0 + 20.9C \pm 1.0 \text{ kg/mm}^2$$

が得られた。共析鋼で 40% の感度低下となる。

塑性域における実験より、 B_0 および A に対する塑性ひずみの影響は比較的小さいことを示した。0.62% の高炭素鋼では、 A は加工によって 30% 減少したが、0.2% 以下の低炭素鋼では $\pm 5\%$ 以下の変化であった。これに反し、 B_0 は、30% の塑性ひずみによってもほとんど影響を受けなかった。 B_0 が一定であると見なしたことによる残留応力測定の見誤差は $\pm 3 \text{ kg/mm}^2$ である。

次に、実験結果について考察を行った。まず、炭素量による感度の減少を、パーライト結晶粒のセメントタイト板とフェライトの層状組織による静磁エネルギーによって定性的に説明した。

塑性変形が進んだ領域でも、バイアス磁束密度が塑性ひずみの影響を受けないという実験事実を、転位によるミクロストレスによって説明した。

本章の方法は、被測定物の残留応力が断面上で一様なときのみ適用できる。深さ方向に大きさの変化する一般の残留応力の測定には、次章以下で述べる交番磁界の方法によらなければならない。

第 4 章 交番磁界による応力測定

4.1 緒言

前章では、直流バイアス磁界中の磁気ひずみ効果を測定し、炭素鋼の磁束密度は、塑性ひずみに無関係で、応力のみ関数であることを示した。この結果を用い一様な残留応力を測定することができる。しかしながら、工学的に問題になる残留応力は、深さ方向に分布を持っていることが多いので、この方法では原理的に測定できない。本章では、表面近くの残留応力分布を求めるため、交番磁界の表皮効果を利用する方法についての基礎実験を述べる。

この方法は、導体中のきずによる渦流の乱れによって、きずの検出を行う電磁誘導検査法または渦流検査法⁴⁵⁾と呼ばれている方法に似ている。丸棒に巻いたコイルのインダクタンスを測定するとき、使用周波数が

非常に低いときには、交番磁界は丸棒の中心まで及ぶので、断面全体の透磁率の平均によってインダクタンスがきまる。非常に高い周波数では、磁界は表面だけに浸透するので、表面の透磁率だけでインダクタンスがきまる。中間の周波数では、断面上の各点のある重み付き平均によってインダクタンスが与えられる。このようにしていくつかの周波数において測定を行えば、透磁率の分布に関する情報が得られる。表皮効果についての詳細は次章以下にゆずり、本章では、その基礎となる透磁率と応力の関係を求めることにする。

透磁率と応力との関係は、第 2 章で見た通り、磁束密度と応力との関係に似た 1 次式であることが予想される。また、高磁界では、透磁率および透磁率に関する磁気ひずみ感度に対する塑性ひずみの影響は小さいものと予想される。本章では、炭素鋼の高磁界における可逆透磁率と応力の関係を求め、交番磁界による残留応力測定法の基礎とする。

4.2 実験方法

4.2.1 測定原理

一定直流バイアス磁界 H 中にある炭素鋼に応力 σ を与えると、その磁束密度 B は

$$B = B_0 + A\sigma \quad (4.1)$$

で与えられる。この状態で小振幅の磁界 h を加えると、(4.1) に対応して、可逆透磁率 μ_r について

$$\mu_r = \mu_{r0} + A_r\sigma \quad (4.2)$$

が得られる。(4.1) と (4.2) の定数の間には

$$\mu_r = \frac{\partial B}{\partial h} \quad (4.3)$$

$$\mu_{r0} = \frac{\partial B}{\partial h} \quad (4.4)$$

$$A_r = \frac{\partial A}{\partial h} \quad (4.5)$$

の関係がある。 μ_{r0} が普通の意味の可逆透磁率である。 μ_r は、 h として小振幅の交番磁界を用い、交流ブリッジによって求めることができる。その方法は、渦流検査法の原理とほとんど同じである。

無限長ソレノイドと見なしてよいコイルの中に磁性体を入れたときのインダクタンス L は、空心のときのインダクタンス L_0 を用い

$$L = L_0(1 - \eta + \eta\mu_{obs}) \quad (4.6)$$

であらわされる。 η は充填率であって、磁性体の断面積 S とコイルの断面積 S_0 との比

$$\eta = \frac{S}{S_0} \quad (4.7)$$

である。 μ_{eff} は Förster⁴⁵⁾によって定義された、測定周波数の関数であって、ある周波数で測定した透磁率 μ_{obs} は、 μ_{eff} とその材料の透磁率 μ_{rel} とを用いて

$$\mu_{obs} = \mu_{eff} \mu_{rel} \quad (4.8)$$

であらわされる。(4.6), (4.8) より

$$\begin{aligned} \mu_{rel} &= \frac{\mu_{obs}}{\mu_{eff}} \\ &= \frac{\frac{L-L_0}{L_0} + \eta}{\eta} \frac{1}{\mu_{eff}} \end{aligned} \quad (4.9)$$

が得られ、 μ_{rel} を求めることができる。

μ_{eff} は、試験片が長い丸棒であって、コイルが無限ソレノイドである場合には

$$\frac{f}{f_g} = 2\pi f \mu_{rel} \sigma R^2 \quad (4.10)$$

であらわされる f/f_g だけの関数として計算されている。 f_g は限界周波数 (limit frequency) と呼ばれている。ここで

- σ : 電気伝導度
- R : 磁性体丸棒の半径
- f : 測定周波数

である。 μ_{obs} は本来複素数であり、複素数として測定することができるが、 L を通常の意味のインダクタンスとすれば実数となる。これに対応して μ_{eff} も実数部分を取ればよい。その場合には

$$\mu_{rel} = \frac{\mu_{obs}}{\mu_{eff}(\text{real})} \quad (4.11)$$

となる。

実際に μ_{obs} より μ_{rel} を求めるには、次のようにした⁴⁶⁾。 μ_{rel} を比透磁率、 σ を $(\mu\Omega\text{cm})^{-1}$ 、直径 D を mm であらわせれば、限界周波数 f_g は

$$f_g = \frac{5066}{\mu_{rel} \sigma D^2} \quad (4.12)$$

となる⁴⁵⁾。そこで、(4.11) と (4.12) より

$$\begin{aligned} \mu_{obs} &= \mu_{rel} \mu_{eff}(\text{real}) \\ &= \frac{5066}{f_g D^2} \frac{f}{f_g} \mu_{eff}(\text{real}) \end{aligned} \quad (4.13)$$

が得られる。(4.13) の右辺は、 f/f_g のみの関数となるので、 μ_{obs} の測定値より f/f_g が求まり、さらに (4.12) より μ_{rel} が計算できる。

本章の実験は、表皮効果 μ_{eff} による補正が小さくすすむように、測定周波数は 1000Hz とした。この場合の補正は 8 mm の試験片で 10% 程度である。

このようにして求められた μ_{rel} は (4.2), (4.3)

における可逆透磁率 μ_r 、厳密には、比可逆透磁率 $\overline{\mu_r}$ と同じものである。磁束密度の測定の場合と異なり、磁気ひずみ効果は、段階的に試験片に荷重を加えて、そのときの透磁率を静的に測定することができ、実験が容易である。

4.2.2 測定装置

インダクタンスの測定には、マクスウェルブリッジ (安藤電気製 AE-7AE 型) を用いた。ブロック図を図 4-1 に示す。直流コイルは、第 3 章のものより高磁界が得られる長さ 240mm のソレノイドコイルを用いた。コイルの中央における磁界は

$$H = 460i \text{ Oe} \quad (i: \text{磁化電流(A)}) \quad (4.14)$$

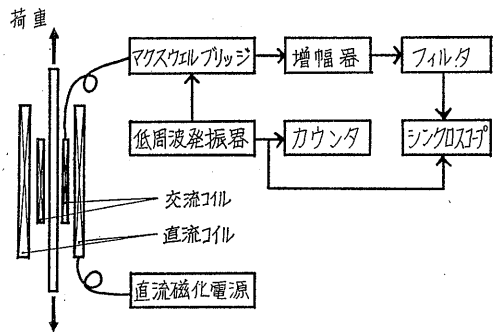


図 4-1 実験装置のブロック図

であって、最大 920Oe の磁界が得られる。

磁界の様な部分は、中央約 100mm である。交流コイルの長さは 100mm、巻数 933 回、空心インダクタンスは 0.871mH であった。

交流コイルには、低周波発振器より 1000Hz, 1mA の電流を流した。交番磁界の大きさは 0.15 Oe (波高値) である。ブリッジ出力は、増幅器、フィルタを通し、不平衡電圧をシンクロスコープで観察しながら平衡を取る。測定精度は $\pm 2 \mu\text{H}$ であった。マクスウェルブリッジは、抵抗分も測定できるが、測定精度がインダクタンス分にくらべ悪く、また、直流コイルの発熱、室温の変化が交流コイルの巻線抵抗に影響を与えるので利用しなかった。

荷重試験機と直流コイルを写真 4-1 に、測定器を写真 4-2 に示す。電気伝導度は実測値を用いた。塑性ひずみは、第 3 章と同様、読取り顕微鏡で測定した。

4.2.3 試験片

試料は、0.10% C および 0.40% C の磨棒鋼よりストレートの試験片を旋盤加工によって製作した。その化学成分を表 4-1 に示す。寸法は、図 4-2 に、交流コイ

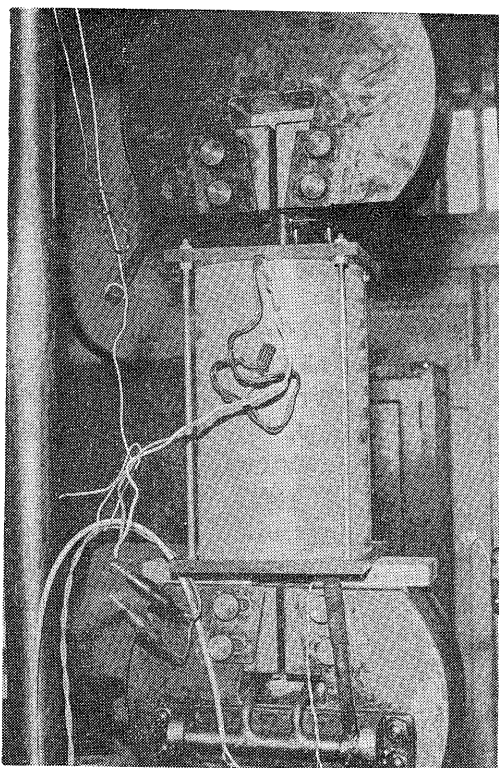


写真 4-1 荷重試験機と直流コイル

ルをはめた状態を写真 4-3 に示す。各試験片は 650°C で2時間焼きなましを基準とし、つぎにこれに塑性ひ

ずみを段階的に局部収縮が生じるまで与え、そのたびに測定を繰返した。

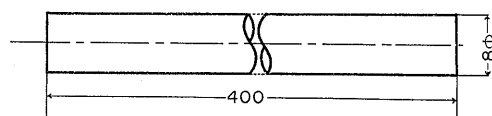


図 4-2 試験片の形状、寸法

表 4-1 試料の化学成分 (%)

試料	C	Si	Mn	P	S
S10C	0.10	trace	0.41	0.007	0.028
S40C	0.40	0.25	0.48	0.009	0.022

4.3 実験結果

炭素鋼の可逆透磁率に対する磁気ひずみ効果を、弾性域および塑性域で測定した。測定項目は、磁気ひずみ効果の直線性、バイアス可逆透磁率 μ_{r0} 、磁気ひずみ感度 A_r 、これらの量のバイアス依存性および加工度依存性等である。また参考のために、磁気ヒステリシス環線より保磁力を求め、塑性ひずみとの関係を求めた。

4.3.1 透磁率と応力の関係式

可逆透磁率と応力の関係式、(4.2)

$$\mu_r = \mu_{r0} + A_r \sigma$$

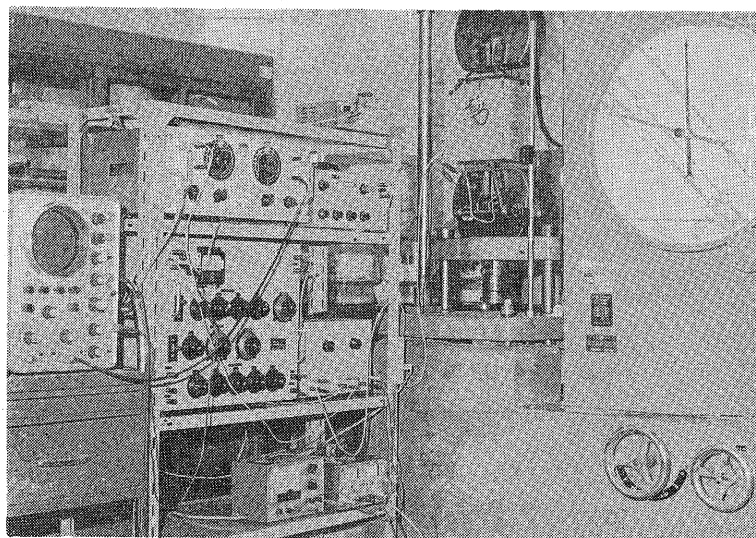


写真 4-2 測定装置

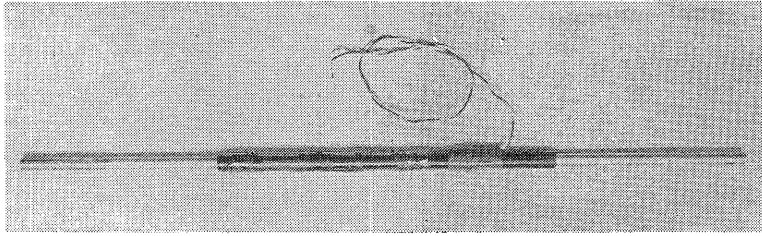


写真 4-3 試験片と交流コイル

を確かめるために、試験片を焼きなましの状態より局部収縮が起るまでの塑性ひずみを与えて、各段階ごとに $\mu_r - \sigma$ の関係を求めた。応力は、各試験片の降伏点まで与えた。結果の一部を図 4-3 に示す。この結果より (4.2) が近似的に成立していることがわかった。直線性は、磁束密度に関する

$$B = B_0 + A\sigma$$

の場合よりやや悪い。 B_0 が塑性ひずみによってほとんど影響されないのに反し、 μ_{r0} については、かなりはっきりと塑性ひずみの影響が観測された。これを図

4-4 に示す。また、非直線性を図 4-5 に示す。

磁気ひずみ感度は非常に大きく、 0.05kg/mm^2 の応力変化を容易に検出することができた。実験中の測定値の再現性も同程度であり、測定精度の点からも磁束の測定による方法よりすぐれている。

4.3.2 バイアス可逆透磁率 μ_{r0}

バイアス可逆透磁率 μ_{r0} のバイアス依存性を図 4-6 に示す。また、 μ_{r0} を炭素量についてあらわしたものが図 4-7 である。 10kg/mm^2 に対する μ_r の変化を図中に記入した。塑性ひずみの影響は、 B_0 に対する

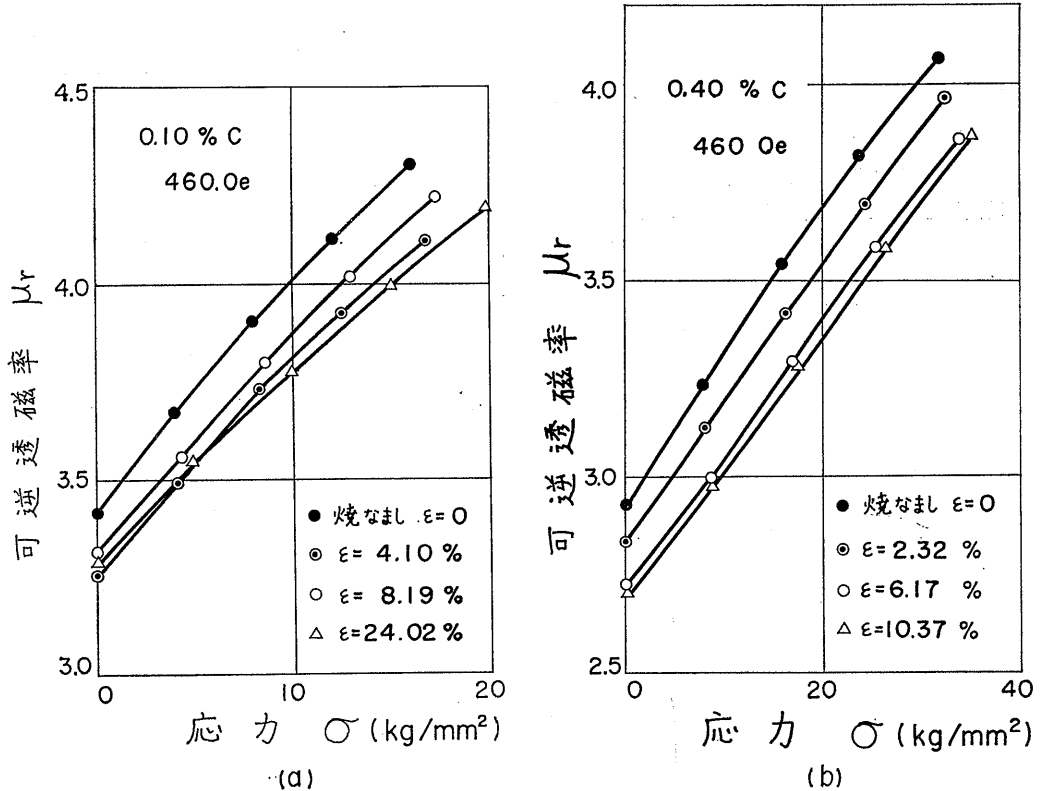


図 4-3 透磁率と応力の関係

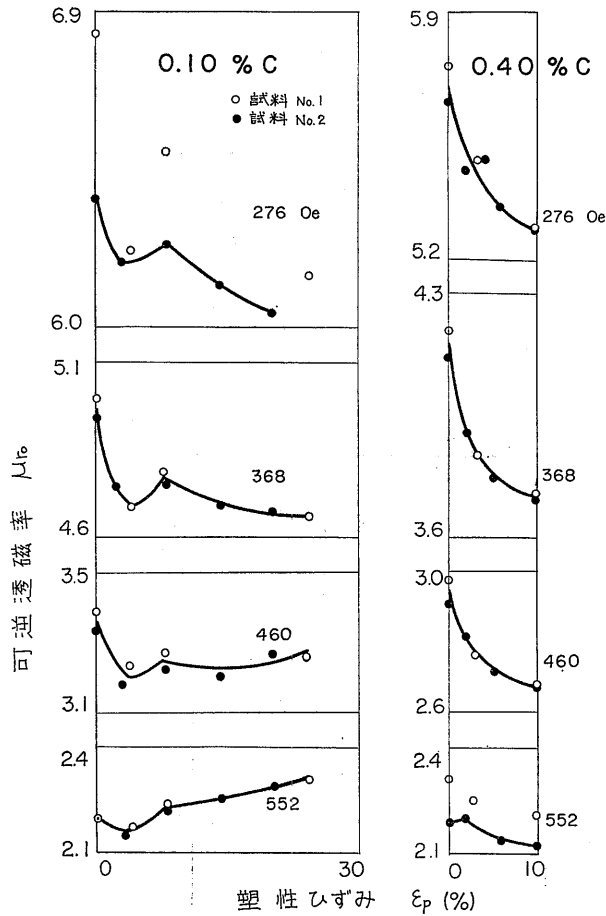


図 4-4 可逆透磁率 μ_{r0} と塑性ひずみ

ものより大きく、バイアス磁界に対して複雑な変化をする。低磁界では、塑性ひずみは μ_{r0} を減少させ、高磁界では増加させる傾向があり、500Oe 付近で逆転する。したがって、応力測定をこのバイアス範囲で行えば、塑性ひずみの影響が比較的小さくてすむ。

4.3.3 磁気ひずみ感度 A_r

磁気ひずみ感度 A_r のバイアス依存性を図 4-8 に示す。 A_r は正であり、可逆透磁率は引張によって増加する。その最大は 500Oe 付近にあり、0.05/kg/mm² 程度である。これらは第 2 章に述べた理論とよく一致する。相対磁気ひずみ感度 $P_r = A_r / \mu_{r0}$ は、やはり 500Oe 付近に最大があり、2%/kg/mm² 程度であって、磁束密度についての相対感度 A/B_0 にくらべれば 1 桁大きい。この実験で観測されたもっとも大きい変化は、0.4% C の試験片で 34.5kg/mm² の引張応力

に対し、460Oe において 43%、522Oe において 41% であった。前者では非直線性は ±1% 以下、後者ではわずかに上をそって約 ±3% であった。

塑性ひずみの影響は、 μ_{r0} に対するものと同様に複雑である。感度が最大となるバイアスではかなり大きな感度低下が起る。たとえば、0.10% C の試験片では 460Oe で感度低下が起る。それより低いバイアスおよび高いバイアスでは、逆に塑性ひずみによって感度が増加する。0.40% C の試験片では、加工材の感度最大のバイアスが、焼きなまし材の最大のバイアスと一致せず、ピークが低バイアス側にずれる。そのため、高バイアス領域まで感度が低下する。このように μ_{r0} と A_r では、塑性ひずみの影響が小さいバイアス領域が一致しないので、応力測定の誤差を小さくするためには、総合的に考えなくてはならない。

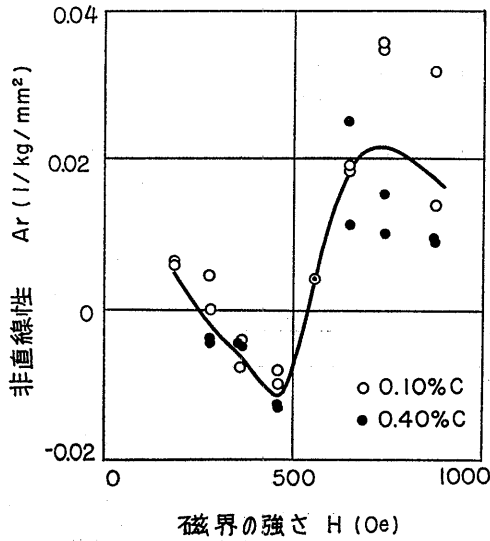


図 4-5 磁気ひずみ効果の非直線性

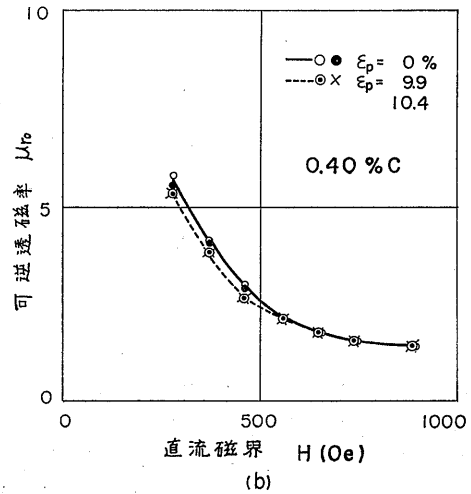
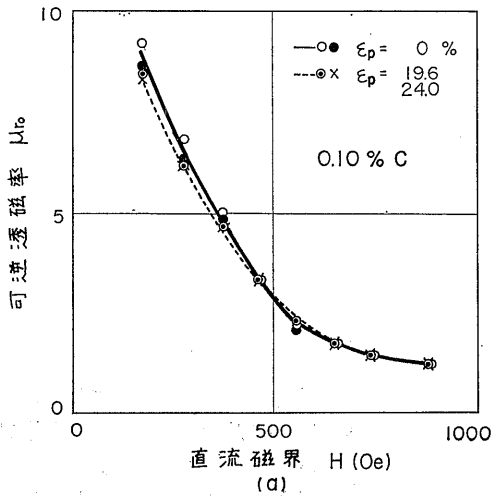


図 4-6 可逆透磁率 μ_{r0} とバイアス

4.3.4 圧縮に対する磁気ひずみ効果

圧縮応力に対する磁気ひずみ効果の実験は、棒状試験片が低応力で座屈するために困難である。しかし、大体のことをつかんでおく必要があるので、図 4-9 に示す方法で圧縮試験を行った。試験片の中央部にひずみゲージをはり、曲げが入らないように監視しながら約 18kg/mm² の圧縮応力を加えることができた。試験片は、S S 34 で、化学成分を表 4-2 に示す。加工材およびこれを 650°C で 2 時間焼きなましたものについて実験した。引張応力についても実験した。

表 4-2 試料の化学成分 (%)

試料	C	Si	Mn	P	S
S S 34	0.13	<0.01	0.62	0.014	0.02

結果を図 4-10 に示す。±20kg/mm² の範囲で、正負両方とも比較的良好なのは 460 Oe 付近である。±10kg/mm² の範囲で感度を求めたものが図 4-11 である。引張および圧縮についての感度は、傾向は一致しているが 460 Oe のピーク以外ではかなり違うので、この

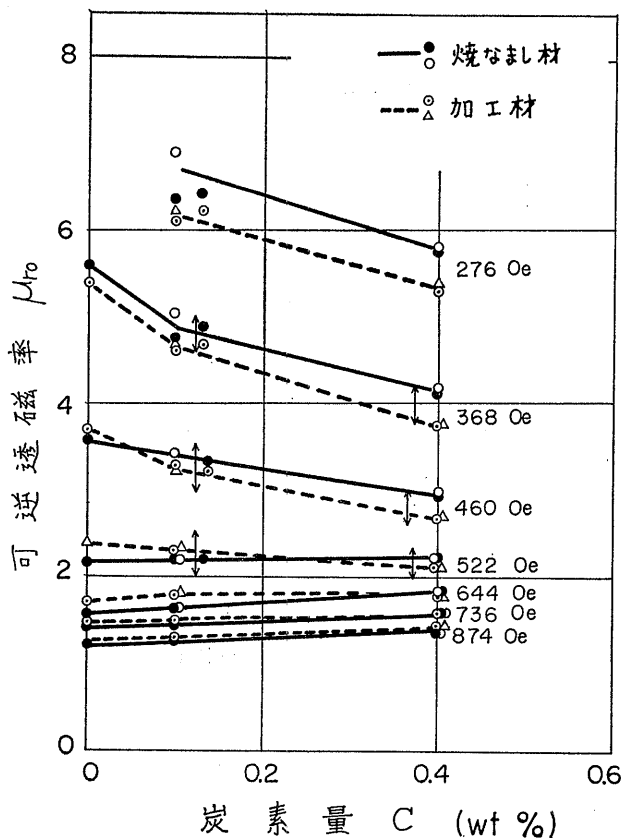


図 4-7 可逆透磁率 μ_{r0} と炭素量

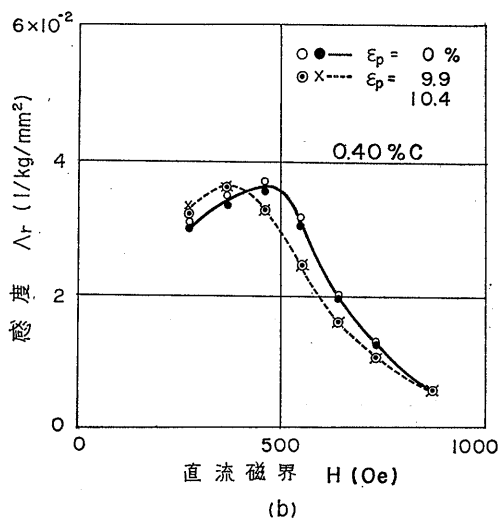
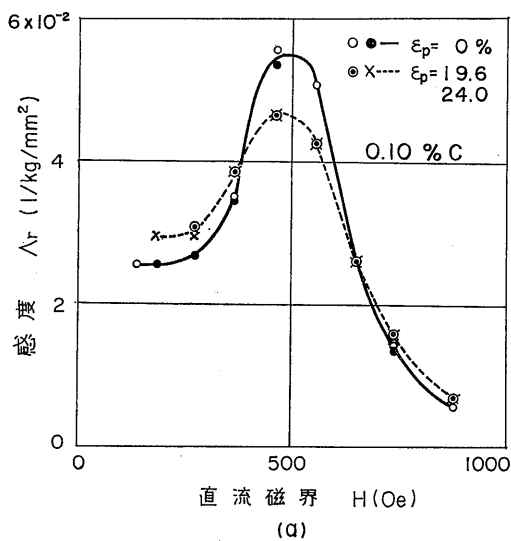


図 4-8 磁気ひずみ感度とバイアス

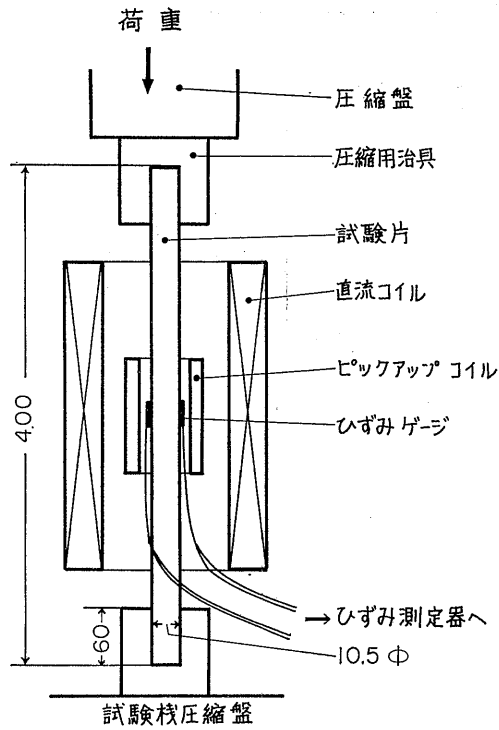


図 4-9 圧縮試験の方法

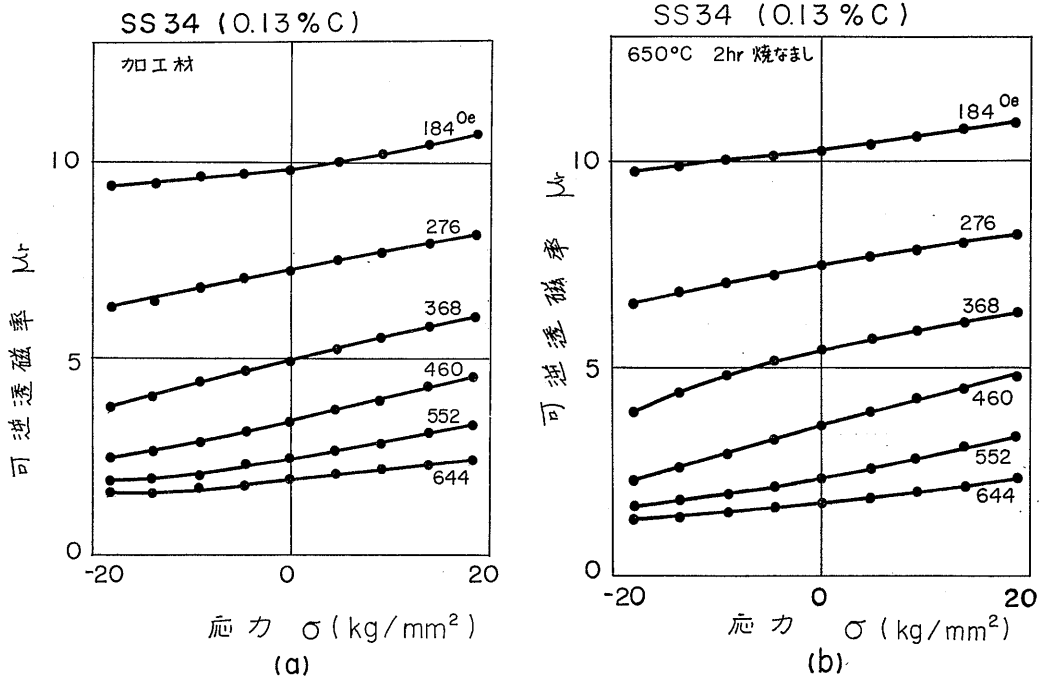


図4-10 引張圧縮による透磁率変化

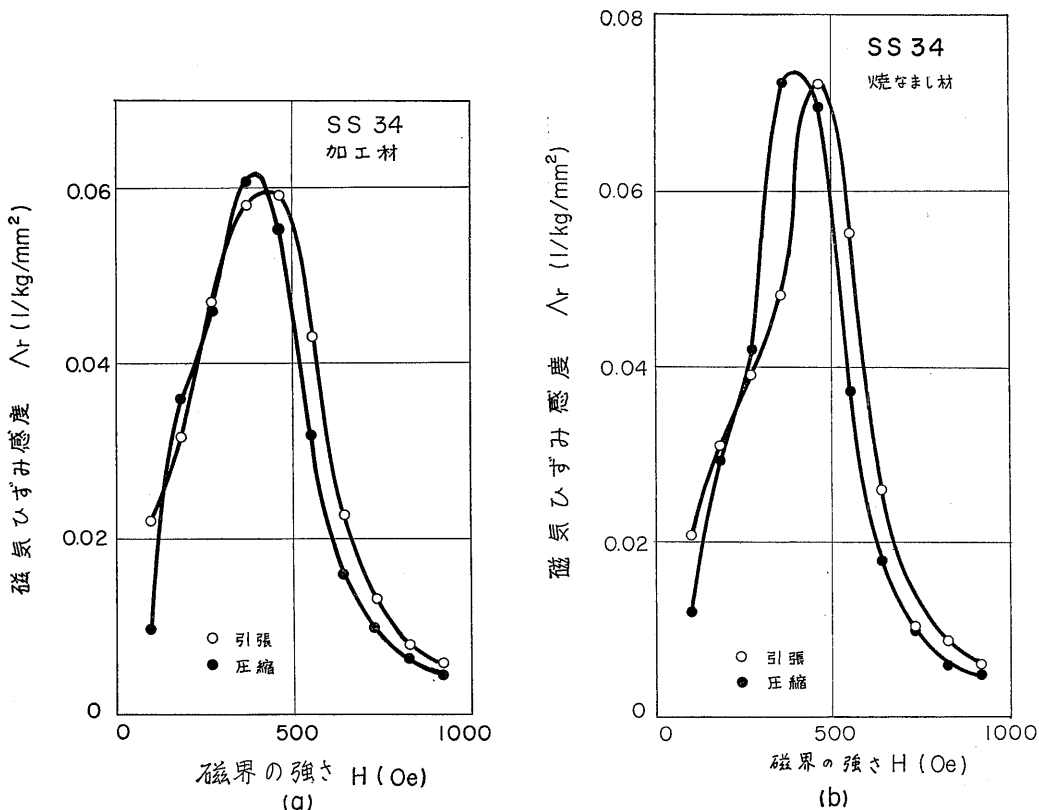


図4-11 引張圧縮に対する磁気ひずみ感度

点からもこのピークを利用するのが有利である。

焼きなまし材について、磁束密度の変化および感度 A を引張圧縮について求めたものが図4-12および図4-13である。直線性は、 B の方が μ_r よりよく、 A の正負の応力での値の差は A_r より小さい。

4.4 考察

前節の実験によって、バイアス可逆透磁率と磁気ひずみ感度およびこれらに対する塑性ひずみの影響をつかむことができた。残留応力測定法の基礎法則として $\mu_r = \mu_{r0} + A_r \sigma$ を使うことができる。そこで問題になるのは、塑性ひずみの影響がかなり大きいことである。この点についてさらに詳しい検討を加える。

4.4.1 塑性ひずみの影響

可逆透磁率と磁気ひずみ感度に対する塑性ひずみの影響は、磁束密度の場合より大きい。また透磁率の測定精度が磁束密度の場合よりよいため、塑性ひずみ

ϵ_p の影響を詳しくしらべることができる。

μ_{r0} に対する影響を見るために、磁化率 χ_0

$$\chi_0 = \mu_{r0} - 1 \tag{4.15}$$

用いる。磁化率の変化の割合 $\Delta\chi_0/\chi_0$

$$\frac{\Delta\chi_0}{\chi_0} = \frac{\chi_0(\epsilon_p) - \chi_0}{\chi_0} = \frac{\mu_{r0}(\epsilon_p) - \mu_{r0}}{\chi_0} \tag{4.16}$$

を計算し、 ϵ_p に対して示したものが図4-14である。 $\chi_0(\epsilon_p)$ および $\mu_{r0}(\epsilon_p)$ は、 ϵ_p を与えたときの磁化率および透磁率である。

磁気ひずみ感度についても相対変化を

$$\frac{\Delta A_r}{A_r} = \frac{A(\epsilon_p) - A_r(0)}{A_r} \tag{4.17}$$

で求めたものが図4-15である。

$\Delta\chi_0/\chi_0$ および $\Delta A_r/A_r$ は、ほぼ $\pm 20\%$ の範囲に入っている。さらに注目すべきことは、これらの変化が約 $\epsilon_p = 5\%$ までに大部分が起り、それ以上の塑性ひずみに対しては飽和の傾向を示すことである。

Keh⁴⁴⁾ の電顕観察による測定によれば、純鉄の転位

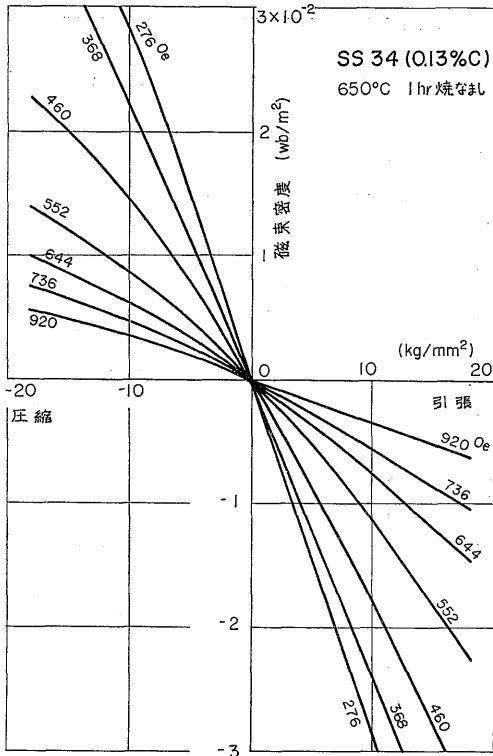


図4-12 引張圧縮による磁束密度変化

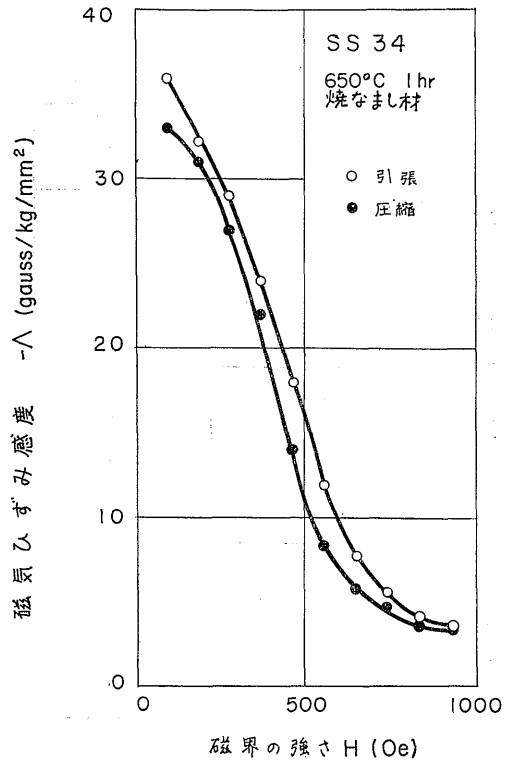


図4-13 引張圧縮に対する感度 A

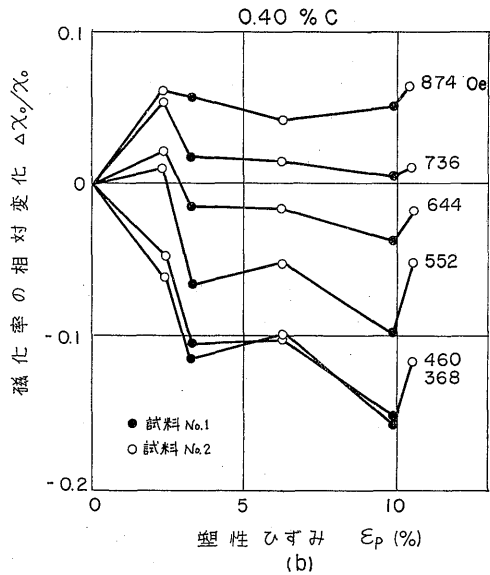
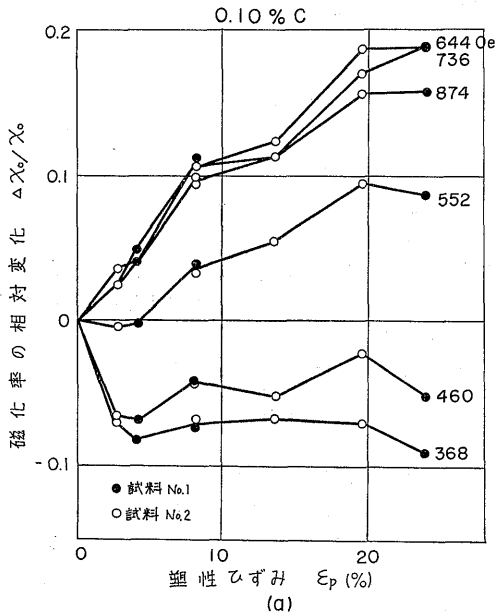


図4-14 塑性ひずみによる磁化率 χ_0 の相対変化

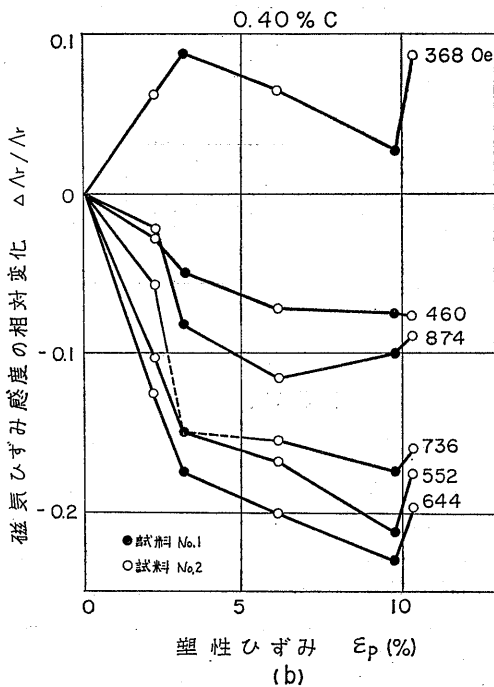
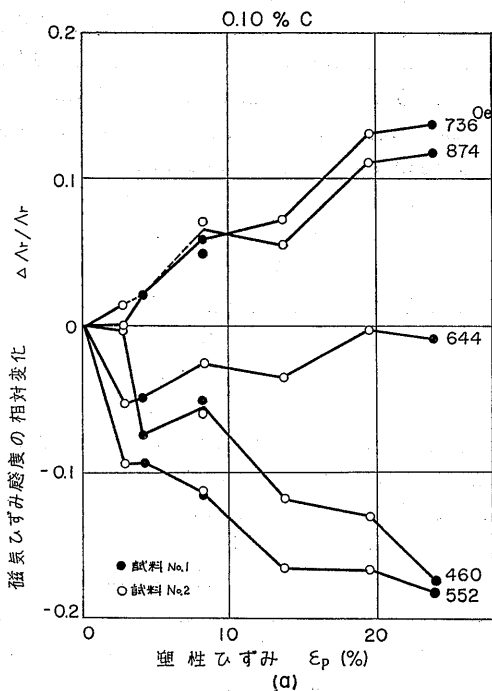


図4-15 塑性ひずみによる磁気ひずみ感度の相対変化

密度は加工度とともに増加するが、 $\epsilon_p=10\%$ 程度で飽和の傾向を示す。また、降伏応力 σ_y もまた同様の傾向を示し、転位密度 N との間には

$$\sigma_y = 7.2 + 1.99 \times 10^{-3} \sqrt{N} \text{ kg/mm}^2$$

の関係が成立する。 σ_y および N と ϵ_p との関係についての Keh の結果を図4-16、図4-17 に示す。 μ_{r0} および A_r の変化が塑性ひずみに伴う転位密度の増加

によって引き起されると考えるならば、図4-14および図4-15の結果が説明される。

いままで、磁気ひずみ効果を炭素鋼の応力測定に利用するために、高バイアス磁界での磁気ひずみ効果は構造感性を持たないという立場を取って来たが、細かく見れば、このような効果が現れる。塑性ひずみの影響は、感度で約16%の減少、零点をきめる μ_{r0} で応力換算 $\pm 3 \text{ kg/mm}^2$ 程度の誤差を生じ、応力測定の場合には無視できない。

これらの影響は ϵ_p とかなり強い相関を持っているので、何等かの方法で ϵ_p の推定ができれば、これら

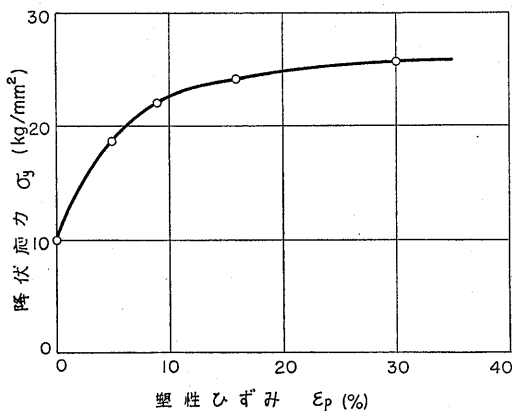


図4-16 降伏応力と塑性ひずみの関係 (A. S. Keh)

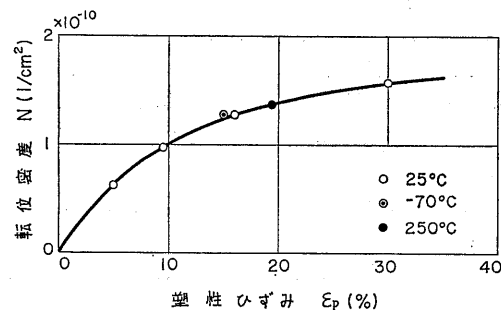


図4-17 転位密度と塑性ひずみの関係 (A. S. Keh)

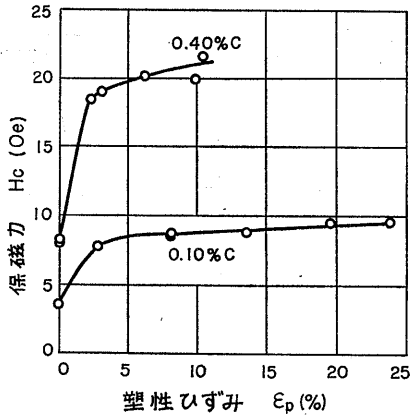


図4-18 保磁力と塑性ひずみの関係

の誤差を大きく減少させることができる。非破壊的に測定可能な物理量として、やはり磁気測定より得られる保磁力が考えられる。Precht⁴⁷⁾は、引張、圧縮、ねじり、圧延による塑性加工による磁気的性質の変化を詳しく研究し、純鉄の保磁力は転位密度の平方根に比例するとしている。

ヒステリシス環線より求めた0.10% Cおよび0.40% Cの試験片の保磁力 H_c と ϵ_p の関係を図4-18に示す。 H_c は、どちらの試料でも $\epsilon_p = 3\%$ まで急激に増加し、それ以上の ϵ_p に対しては徐々に増加する。 $\epsilon_p > 5\%$ でも、 H_c より ϵ_p が推定できるが、多くの試験片についてばらつきを測定していないので、確実なことは言えない。しかし、5%以上の加工を受けているかどうかの判定は可能であり、このことを考慮すれば誤差を大幅に減少させることができる。

4.4.2 誤差

応力測定における誤差としては、つぎの三つものが考えられる。

1. 測定器による誤差
2. 材料のばらつきによる誤差
3. 磁気ひずみ効果自身に含まれる誤差

測定器の精度、再現性は 0.05kg/mm^2 程度であって、第1の誤差は、他の二つの誤差にくらべ無視できる。2番目の誤差は、組成、加工、寸法等のばらつきによるもので、補正できるものとそうでないものがある。一般には、その材料の大体の性質を知るだけで誤差なく測定できるのが理想であろう。3番目の誤差は、磁気ひずみ効果の法則自身に含まれている誤差で、非直線性、ヒステリシス等をさす。すべての因子は μ_{r0} および A_r の両方に影響する。

(108)

(1) 炭素量による誤差

炭素鋼中の化学成分で最も磁気ひずみ効果に影響を与えるのは炭素である。 μ_{r0} に対する影響は、図4-7より求められる。応力測定に適当なバイアスは、368~522Oeの範囲である。炭素量の変化 ΔC により生じる μ_{r0} の誤差は応力換算であらわせば

$$\begin{aligned}\Delta\mu_{r0} &= -81\Delta C\text{kg/mm}^2(368\text{Oe}) \\ &= -46\Delta C\text{kg/mm}^2(460\text{Oe}) \\ &= -14\Delta C\text{kg/mm}^2(522\text{Oe})\end{aligned}$$

となる。感度の誤差を相対誤差であらわせば

$$\begin{aligned}\Delta A_r/A_r &= -25\Delta C\% \quad (368\text{Oe}) \\ &= -110\Delta C\% \quad (460\text{Oe}) \\ &= -173\Delta C\% \quad (522\text{Oe})\end{aligned}$$

である。たとえば、460Oeにおいて標準試験片より炭素量が0.05%多かったとすれば、見掛けの応力 σ_{obs} は、真の応力 σ とつぎの関係にある。

$$\sigma_{obs} = \sigma - 0.06\sigma - 2.3\text{kg/mm}^2$$

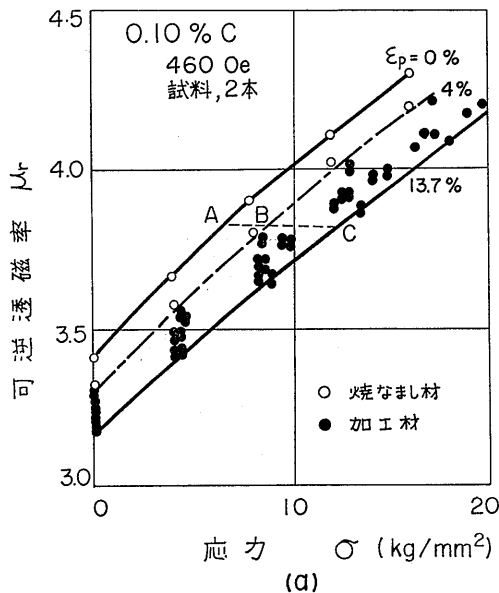
この式より 20kg/mm^2 の引張応力に対する誤差は、 -3.5kg/mm^2 となる。炭素量が $\pm 0.01\%$ 程度でわかっているならば、誤差は $\pm 1\text{kg/mm}^2$ 以下となる。

(2) 塑性ひずみによる誤差

塑性ひずみによる誤差は、前節に述べたように、保磁力の測定等で加工状態を推定することによりかなり減少させることができる。本章の実験に用いた0.10% Cおよび0.40% Cの試験片それぞれ2本は、それぞれが同じロットに属しており、組成はほぼ等しいと思われる。この試験片についての測定結果を $\epsilon_p < 4\%$ および $\epsilon_p > 4\%$ に分けてプロットしたのが図4-19である。A Cは加工度がまったく不明としたときの誤差、A BおよびB Cは塑性ひずみがそれぞれ $\epsilon_p < 4\%$ または $\epsilon_p > 4\%$ であると判定されたときの誤差である。誤差A Cにくらべ、A BおよびB Cは、ほとんど半分である。この誤差には、2本の試験片のばらつきによる誤差を含んでいる。各バイアスごとに、このようにして求めた誤差A CおよびB Cを図4-20に示す。0.10% Cでも0.40% Cでも、誤差は500Oe付近で小さくなり、加工材ではB Cは0.10% Cで 1.8kg/mm^2 、0.40% Cで 3.0kg/mm^2 となる。また試験片間の差を取除いた1本ごとの塑性ひずみによる誤差を図4-21に示す。 ϵ_p が不明でも $2\sim 3\text{kg/mm}^2$ 以下、加工材であることが判明したときにはその半分となる。しかし、試験片ごとのばらつきは当然あるので図4-20で示す誤差は避けられないであろう。

(3) 寸法による誤差

寸法による誤差は、半径が正確に測定できるので、計算によって取除くことができる。8 mmφの試験片とこの2倍の断面積を持つ11.3 mmφの試験片で、表皮効果の補正をして得られた μ_{r0} の値には、試験片間



(d)
A C : ϵ_p がまったく未知
B C : $\epsilon_p > 4\%$

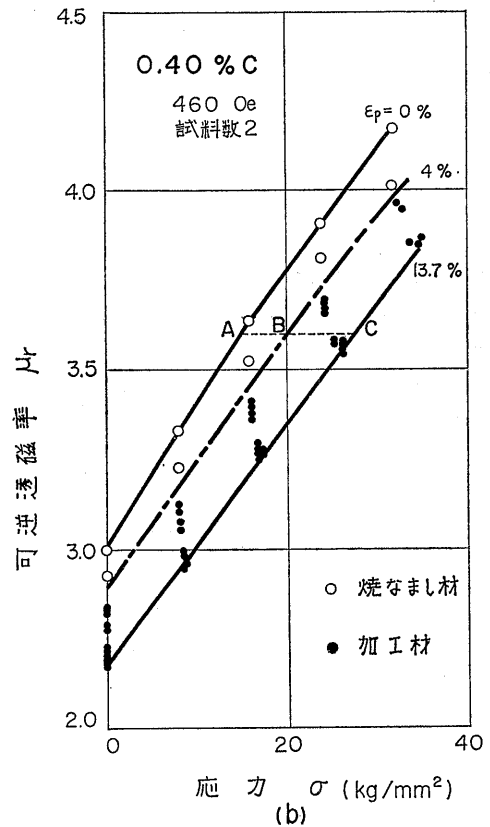


図4-19 透磁率—応力曲線の塑性ひずみによる変化

のばらつき以上の差はなかった。非常に寸法のちがう試験片については、別に校正を行う方がよい。

(4) 非直線性による誤差

非直線性による誤差は、本質的なものである。一様な応力を測定する場合には、 μ_r - σ 曲線をそのまま校正曲線として用いればよいが、深さ方向に応力こう配がある場合は補正はほとんど不可能である。この誤差をへらすためには、できるだけ直線性のよいバイアス磁界を使用する必要がある。 $\pm 20 \text{ kg/mm}^2$ の範囲では、図4-10より 460 Oe がよいようであり、非直線性は $\pm 2\%$ 以下である。

(5) ヒステリシスによる誤差

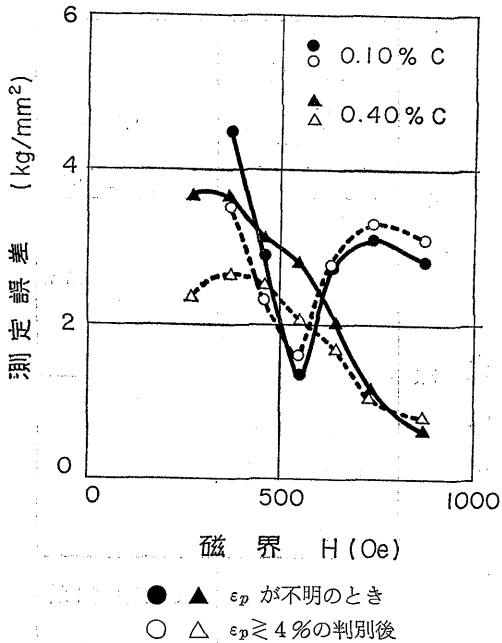
μ_r - σ 曲線をくわしくしらべると、第1回の荷重上昇の曲線だけが、それ以後の上昇下降曲線からわずかに外れることが観測される。この現象は、磁気ひずみ材料の磁気ひずみ出力—応力曲線に一般的に見られるものである⁴⁸⁾。その一例を図4-22に示す。このヒステ

リシスは、460 Oe では小さくなり、 $\pm 1\%$ になる。加工状態では、少くとも荷重が1回加えられた後に取除かれた状態と考えられるので、ヒステリシス誤差として、最大 $\pm 0.3 \text{ kg/mm}^2$ を見こまなければならない。

(6) その他の原因による誤差

以上列挙したほかに誤差の原因として、製造法の差による組織の違いが考えられる。すなわち、結晶粒度、集合組織、フェライトおよびパーライト以外の相の影響等である。これらについては測定値がないので、本論文では入らない。

結局、誤差として大きいのは、炭素量のばらつきによるものと塑性ひずみによるものである。総合的に見れば、低炭素鋼においては約 $\pm 3 \text{ kg/mm}^2$ の誤差で測定が可能であると思われる。



● ▲ ϵ_p が不明のとき
○ △ $\epsilon_p \geq 4\%$ の判別後

図4-20 塑性ひずみによる誤差 (2本の試験片のばらつきを含む)

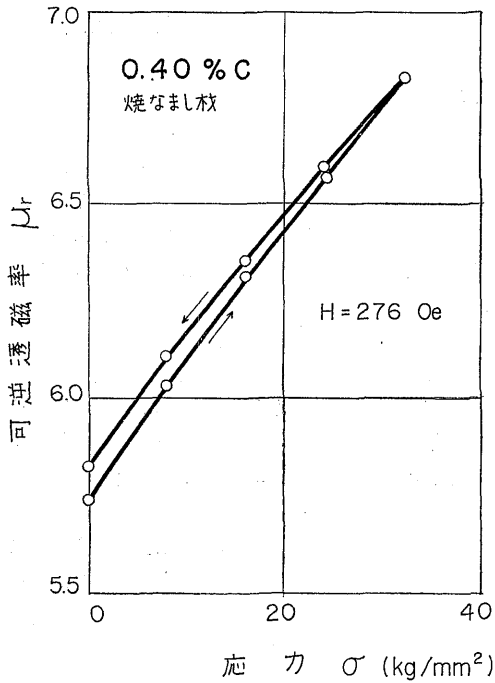
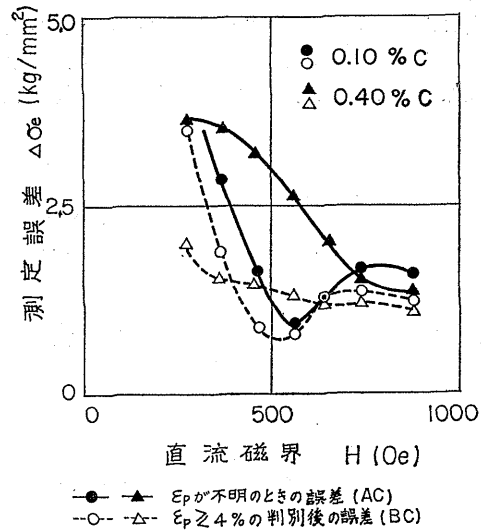


図4-22 透磁率—応力曲線のヒステリシス



● ▲ ϵ_p が不明のときの誤差 (AC)
○ △ $\epsilon_p \geq 4\%$ の判別後の誤差 (BC)

図4-21 塑性ひずみによる誤差 (塑性ひずみ未知の1本の試験片)

4.5 結言

深さ方向に大きさの変化する応力の測定は、第3章に述べた直流磁界による方法では不可能である。第4章では、このような測定が、電磁誘導検査法に似た交番磁界法によって可能であることを述べた。次に、この測定法の基礎となる、一定バイアス磁界中の可逆透磁率についての磁気ひずみ効果の実験を行った。第3章で求められた磁束密度と応力との関係と同様の関係が、可逆透磁率と応力との間に成り立つことを実験的に確かめた。すなわち

$$\mu_r = \mu_{r0} + A_r \sigma$$

の直線関係が、0.10% C および 0.40% C の試料について、少くともそれぞれの降伏点まで近似的に成り立つ。さらに、可逆透磁率 μ_{r0} および 磁気ひずみ感度 A_r について、炭素量依存性、バイアス依存性および塑性ひずみ依存性を求めた。 A_r は、第2章の理論の示すように、5000e 付近に著しいピークを持ち、2% /kg/mm² に達する非常に大きな効果である。

μ_{r0} および A_r に対する塑性ひずみの影響は、 $\epsilon_p < 4\%$ で約半分が起り、 $\epsilon_p > 4\%$ では変化が飽和する傾向がある。この現象は、炭素鋼のフェライト中の転位密度の増加と密接な関係がある。また、加工度は、保磁力等の補助的な測定によってかなりはっきりと $\epsilon_p < 4\%$ か $\epsilon_p > 4\%$ かの判定ができることを示し、正

確な加工度が不明の場合にも、このことを利用して加工による誤差を約半分に減少させることができた。

測定誤差の原因を列挙し、総合的に 460Oe のバイアスが最もよいことを示した。このバイアスで、被測定材の炭素量が 0.05% の幅があるとすれば、低炭素鋼では、 σ を真の応力とすれば

$$\pm(2.3+0.06\sigma)\text{kg/mm}^2$$

の誤差が生じる。また、 ε_p が 4% より大きい小さいかの判別だけができたとすれば

$$\pm 1.8\text{kg/mm}^2 \quad 0.10\%C$$

$$\pm 3.0\text{kg/mm}^2 \quad 0.40\%C$$

の誤差におさまることがわかった。総合的に見れば、低炭素鋼においては $\pm 3\text{kg/mm}^2$ の誤差で測定が可能であると考えられる。

第5章 表面残留応力の測定

5.1 緒言

第3章において、炭素鋼の応力を一定高バイアス中の交番磁界法によって、 $\pm 3\text{kg/mm}^2$ の誤差で測定できることを確かめた。本章においては、この方法を実際に残留応力が発生していると思われる炭素鋼棒状試験片に適用し、表面残留応力に対する出力情報を得ることを試みる。

表面における応力を求めるためには、表皮効果による磁界の浸透深さの周波数による変化を利用する必要がある。まず、磁気ひずみ効果の基本式

$$\mu_r = \mu_{r0} + A_r \sigma \quad (5.1)$$

が成立し、さらに測定される見掛けの μ_r は、使用する磁界の周波数に対する浸透深さ δ の範囲の応力値によって定められると考える。

磁気ひずみ法によって得られた残留応力の値は、X線応力測定法によって求めた残留応力値と比較する。本論文においては、応力を棒軸方向の1軸応力に限っている。しかし、実際の残留応力は、一般に3軸応力であり、本章において用いる試験片の残留応力もまた1軸ではないため、二つの方法で求めた応力値は一致しない。すなわち、ここで述べている磁気ひずみ法は、いわば Sacks⁴⁹⁾法に対する Heyn-Bauer⁵⁰⁾法の段階にあると考えられる。この二つの測定値の不一致について簡単な考察を行う。

5.2 実験方法

5.2.1 測定法

炭素鋼の棒状試験片に1軸引張および700°Cより水

中急冷の2種類の処理を行った後、高周波交番磁界によりその可逆透磁率を測定し、表面の軸方向残留応力を求めた。また、磁界周波数を変化させ、浸透深さを変化させたときの見掛けの応力を求めた。次に、X線応力測定装置により、軸方向および接線方向の残留応力を測定し、磁気ひずみ法と比較した。

磁気ひずみ法は、第4章と同様な交流ブリッジ法で、断面について可逆透磁率が一樣である場合の表皮効果の式を用いて、見掛けの可逆透磁率を計算した。測定周波数は、0.2~100kHzの範囲の9点である。バイアス磁界は、最適磁界 460Oe を用い、周波数比 f/f_0 は、0.5~300の範囲で変化する。浸透深さ δ は

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{f/f_0}} a \quad (5.2)$$

で与えられる。試験片の半径 a は約 5mm であるから、 δ は 0.4~10mm の範囲で変化し、最高周波数での測定値は、深さ 0.4mm までの応力の平均値を示すものと思われる。

X線応力測定装置は、理学電機製ストレンフレックスで、測定面は、 $\alpha\text{-Fe}(211)$ 、 $C_r\text{-K}\alpha$ を用いた。カウンター法で、ピーク位置を半価幅中点法で求め、 $\sin^2\phi$ 法(4点)を用い応力を計算した。X線応力測定数として

$$K = -30.33\text{kg/mm}^2/\text{deg}$$

を用いた。照射面積は、 $4 \times 2\text{mm}$ とした。

5.2.2 試験片

試験片は、0.4% C の炭素棒鋼より旋盤加工で製作した長さ400mm、直径10.5mm ϕ の棒状試験片である。化学成分を表5-1に、寸法、形状を図5-1に示す。表5-2に示す600°C、2時間焼きなまし(No.1)、これを1軸塑性引張によって5.8%の塑性ひずみを与えたもの(No.2)および700°Cより水中に急冷したも

表5-1 試料の化学成分(%)

試料	C	Si	Mn	P	S
C40S	0.40	0.25	0.48	0.009	0.022

表5-2 試験片の種類

試験片	処 理 方 法
No. 1	600°C 2時間 焼きなまし
No. 2	1軸塑性引張 $\varepsilon_p = 5.8\%$
No. 3	700°Cより水中に急冷

の (No.3) の 3 種類について実験を行った。

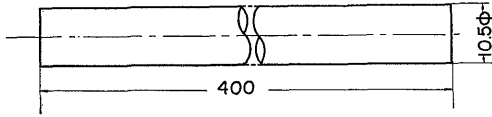
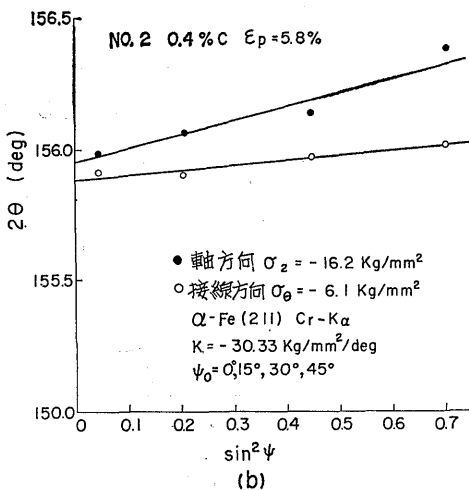
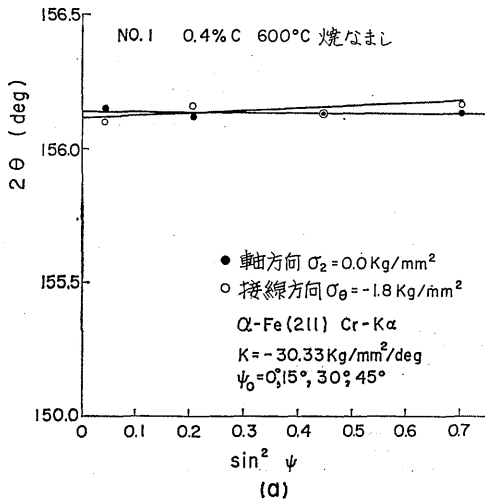


図 5-1 試験片の形状、寸法

5.3 実験結果

5.3.1 X線による測定結果

X線で、軸方向および接線方向の応力を、No.1 試験片では中心で1点、No.2 および No.3 では中心部で30mm おきに3点測定し、平均した。結果を表



5-3 に示す。2θ-sin²ψ 線図を図 5-2 に示す。塑性変形を与えた No.2 では、残留応力は 1 軸に近いが、700°C 急冷の No.3 では、測定点によってばらつきがあるが、平均してほぼ円応力状態と見てよい。回折線プロファイルの半価幅は、塑性加工を受けた試験片では大きい、急冷試験片では、焼きなまし材とほとんど等しく、大きな塑性状態にはないことを示している。

表 5-3 X線による残留応力の測定値

試験片	測定点	軸方向 kg/mm ²	接線方向 kg/mm ²	半価幅度
No.1		0.0	-1.8	1.85
No.2	1	-14.0	-6.1	2.55
	2	-16.2	-6.1	
	3	-15.5	-6.1	
	平均	-15.3	-6.1	
No.3	1	-14.6	-18.8	1.90
	2	-26.1	-26.7	
	3	-20.8	-17.0	
	平均	-20.5	-20.8	

5.3.2 磁気ひずみ法による測定結果

磁気ひずみ法による応力測定は、基本式 (5.1) を基礎とするのであるが、これを実際に適用するにはなお二、三の問題がある。本章の試験片は、同じ素材よりつくったもので、μ_{r0} のちらばりは小さいが、1本の試験片についても、周波数によって μ_{r0}, A_r が変化する

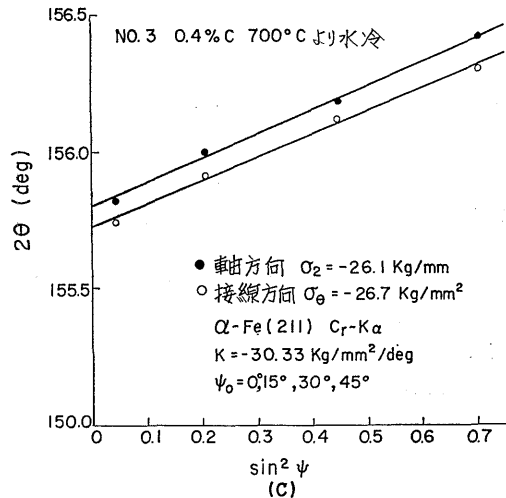


図 5-2 応力測定 の 2θ-sin²ψ 線図

現象が認められた。その詳しい検討は次章にゆずり、本章では、焼きなまし材の各周波数における μ_{r0} を $\sigma = 0$ に対応する基準値として、これからの変化より残留応力を計算した。また、相対磁気ひずみ感度

$$P_r = \frac{A_r}{\mu_{r0}} \quad (5.3)$$

は、周波数による変化が小さいので一定とした。さらに、5 kHz 付近に可逆透磁率のピークがあらわれる。これは、機械的共振によるモーショナルインピーダンスによるものと思われるが、各試験片に同様のピークがあらわれるので、この周波数比においても焼きなまし材との差を取ることにした。周波数の増加とともに、 μ_r は徐々に増加するが、100kHz 付近で急激に減少する。これは、検出コイルの電氣的共振によるものであろう。この周波数での測定値の信頼性は低いと思われる。

(1) 磁気ひずみ感度 A_r および P_r

磁気ひずみ感度の測定値を表 5-4 に示す。相対磁気ひずみ感度は、ほとんど周波数に無関係で、No. 1 と No. 2 の差はない。No. 3 については測定しなかった。 P_r としては、すべて 0.0115 を用いた。

表 5-4 磁気ひずみ感度 A_r および P_r

試験片	測定周波数 kHz	μ_{r0}	A_r 1/kg/mm ²	P_r
No. 1	1	2.75	0.032	0.0116
	20	3.09	0.035	0.0113
No. 2	1	2.56	0.030	0.0117
	20	2.89	0.035	0.0122
No. 3	1	2.84	—	—

(2) 周波数による見掛け残留応力の変化

No. 1 ~ No. 3 について、測定周波数を変化させた μ_r の測定値を図 5-3 に示す。ある周波数比に対する No. 2 および No. 3 の μ_r と、基準値と考えた No. 1 の μ_{r0} との差より次式によって応力 σ を求めた。

$$\sigma(f/f_g) = \frac{\mu_r(f/f_g) - \mu_{r0}(f/f_g)}{\mu_{r0}(f/f_g)} \cdot \frac{1}{P_r} \quad (5.4)$$

この式で $\sigma(f/f_g)$ 等は、その値が f/f_g の関数であることを示す。その結果を図 5-4 に示す。

No. 2, No. 3 ともに周波数比が大きい値に対し、すなわち表面の応力は圧縮であるが、周波数比が小さく

なると、塑性試験片では圧縮のままであるのに反し、急冷試験片では、次第に圧縮の値が減少し、周波数比が 1 では小さい引張となる。この結果より、塑性引張によって、断面について平衡しない様な残留応力が発生し、急冷によって、表面が圧縮であり、中心部にはこれと平衡する大きな引張応力が発生していることが推定できる。 $f/f_g = 100$ で、浸透深さは 0.74mm であり、そのときの値を磁気ひずみ法で求めた表面残留応力とした。

5.4 考察

前節で、X線応力測定法および磁氣的応力測定法による表面残留応力の測定結果および磁氣的測定法による見掛け残留応力の周波数比による変化を述べた。本節では、この二つの方法による測定結果を比較し、考察を行った。

5.4.1 X線応力と磁氣的応力の比較

表面の X 線応力と磁氣的応力を比較すると、軸方向応力について、No. 2 および No. 3 ともに圧縮応力であるが、磁氣的応力は X 線応力の約 1/2 である。単一コイルによる現在の磁氣的の方法で接線応力を求めることは不可能であるが、2.4 で行った 2 軸応力の磁気ひずみ効果についての考察を用いると、この差は次のように説明できる。接線応力 σ_θ の磁気ひずみ効果は、軸応力 σ_z の作用と符号が反対で、大きさが半分である。このことを用いれば磁氣的見掛け軸応力 σ_M は

$$\sigma_M = \sigma_z - \frac{1}{2} \sigma_\theta \quad (5.5)$$

である。 σ_z および σ_θ に X 線の測定値を用いれば、表 5-5 が得られる。最後の欄に、磁気ひずみ法による表面応力の測定値 σ_{obs} を示す。塑性試験片では、 σ_M と σ_{obs} の差が大きいが、急冷試験片ではよく一致している。

表 5-5 磁氣のみかけ軸応力 σ_M と実測値 σ_{obs} の比較

試験片	X線応力		σ_M^* kg/mm ²	σ_{obs} kg/mm ²
	σ_z kg/mm ²	σ_θ kg/mm ²		
No. 2	-15.3	-6.1	-12.2	-7.4
No. 3	-20.5	-20.8	-10.1	-10.5

$$* \sigma_M = \sigma_z - \sigma_\theta / 2$$

5.4.2 急冷試験片

多くの熱処理残留応力の測定結果より知られている

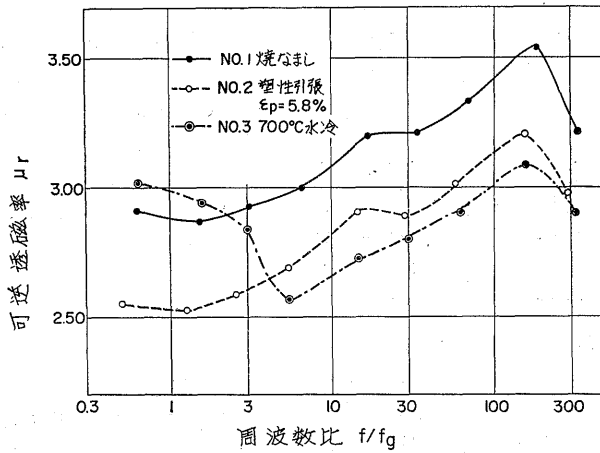


図 5-3 可透磁率の周波数比による変化

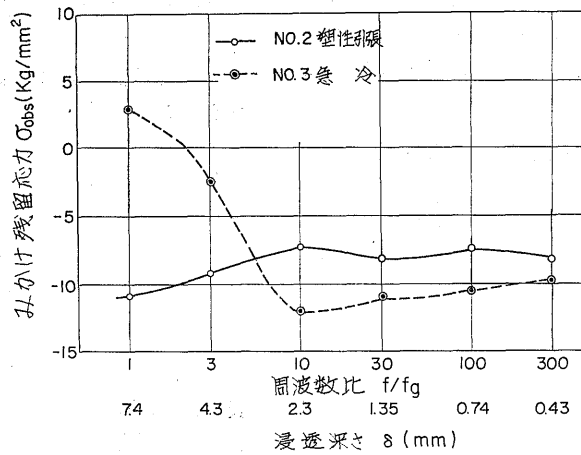


図 5-4 見掛け残留応力の周波数比による変化

ように^{51) 52)}，急冷試験片では，表面の残留応力が円応力状態であると仮定できるので，実際の軸方向応力 σ_z は

$$\sigma_z = 2\sigma_{obs} \tag{5.6}$$

であらわされ， -21.0 kg/mm^2 となり，X線による測定値 -20.5 kg/mm^2 とよく一致する。

図 5-4 より，中心部に近づくにしたがい，圧縮応力が減少し，引張応力が発生していることが想像される。しかし，内部においては 3 軸応力状態となり， $\sigma_z, \sigma_\theta, \sigma_r$ の間の関係は一般的には求められていないので，表面のように簡単な推定はできない。

内部の熱処理残留応力について，近似的に

(114)

$$\sigma_z = \sigma_\theta + \sigma_r \tag{5.7}$$

が成り立つとする。これらは，磁気ひずみ効果に

$$\sigma_M = \sigma_z - \frac{1}{2}(\sigma_\theta + \sigma_r) \tag{5.8}$$

の形で寄与するので，(5.7) より

$$\sigma_M = \frac{1}{2}\sigma_z \tag{5.9}$$

となり，そのときの誤差 $\Delta\sigma_M$ は

$$\Delta\sigma_M = -\frac{1}{2}(\sigma_z - \sigma_\theta - \sigma_r) \tag{5.10}$$

である。 σ_z は，残留応力であるから

$$\int \sigma_z dS = 0 \tag{5.11}$$

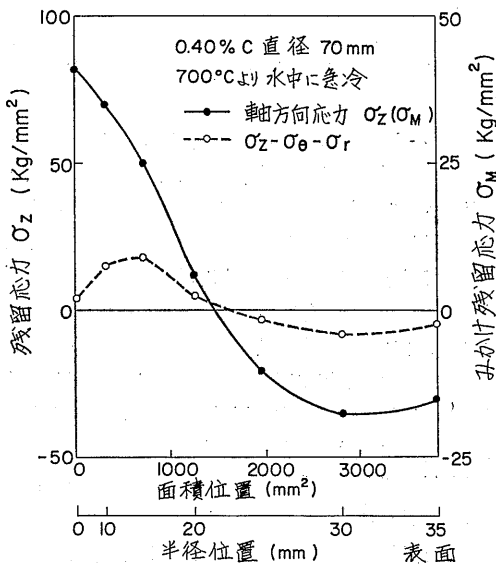


図 5-5 水冷による残留応力測定例 (下田ほか, Sacks 法) $\sigma_M = \sigma_z/2$, $\Delta\sigma_M = -(\sigma_z - \sigma_\theta - \sigma_r)/2$

であるので, $\Delta\sigma_M = 0$ としてよいときには

$$\int \sigma_M dS = 0 \quad (5.12)$$

である。(5.7) の関係式がどの程度成立するかについては、一例として、700°Cより0.40% C, 70mmφの円筒状試験片を水中急冷した実験(下田ほか)⁵³⁾を用いて計算した σ_M および $\Delta\sigma_M$ を図 5-5 に示す。(5.7) は、あらい近似で使用できる関係式であるように思われる⁵⁴⁾。そこで、磁気的な見掛け応力を2倍して軸応力分布を求めれば、実際に近いものが得られると思われる。

見掛け可逆透磁率に及ぼす内部の応力の影響は、(5.12) のような単純な形ではなく、位相を含む因子を掛けて平均しなければならぬ。この問題については、第6章で論じるが、周波数比の小さいところでは、補正因子が全断面にわたって1であるとするならば単純な平均でよい。実際は、図 5-4 で

$$f/f_0 = 1 \quad \sigma_{obs} = 2.9 \text{ kg/mm}^2$$

$$f/f_0 = 3 \quad \sigma_{obs} = -2.5 \text{ kg/mm}^2$$

であり、(5.12) が近似的に成り立っている。そこで軸応力については、図 5-4 より残留応力分布を推定できる可能性がある。軸応力と見掛け応力との関係は、次章で詳しく述べることにする。

$f/f_0 = 100$ に対する見掛け残留応力は、浸透深さ

$\delta = 0.74 \text{ mm}$ の範囲に対応するもので、X線にくらべはるかに深い部分までの応力の平均である。 $\delta = 1.35 \text{ mm}$ までの平均もほとんど変化しないので、表面近くは、かなり深いところまで圧縮応力が生じていることが推定できる。また、この圧縮応力と平衡している中心部の引張応力の値は、表面の圧縮応力にくらべかなり大きいことが予想される。このようにして、表面の応力のみならず、内部の応力が非破壊的に求められるのが磁気的応力測定法の大きな特長である。

5.4.3 塑性引張試験片

塑性引張試験片の σ_M と σ_{obs} との差はかなり大きい。見掛け残留応力の周波数比依存性を見ると、 $f/f_0 = 100$ に対し $\sigma_{obs} = -7.4 \text{ kg/mm}^2$ より $f/f_0 = 1$ に対する $\sigma_{obs} = -10.8 \text{ kg/mm}^2$ と、圧縮ではほぼ一定の値を示す。これは、実際の残留応力も、表面より中心部までほぼ一定の圧縮応力が生じていることを示している。

残留応力は、断面について引張応力と圧縮応力とが平衡するものであるが、1軸引張塑性変形を与えてX線応力測定法で残留応力を測定すると、断面について平衡しない圧縮応力の成分が存在することが報告³⁹⁾されている。その原因としては、フェライトとパーライトの二相のうちX線回折にあずかるフェライト相に圧縮応力、パーライト相には引張応力が生じているとする説、X線回折にあずかる結晶面には圧縮残留応力が生じているが、他の結晶面では引張応力があって平衡するという説、加工によって生じるセル構造のセル壁が引張応力を受け持ち、セルの内部には圧縮応力があると説等が提出されているが結論は得られていない⁵⁵⁾。

1軸塑性引張の後に可逆透磁率が変化する現象は第4章においても述べたが、そこでは、材質の透磁率の変化として、測定誤差として処理した。本章の実験によって、その半径方向の分布が測定され、表面でも内部でもほとんど等しい大きさの透磁率の変化が起っていることがわかった。この変化は、材質の変化とすることもできるが、X線による測定結果を考慮すれば、実在する残留応力によるものであると考えることができる。この考えにしたがって考察を進める。

この種の残留応力、いわゆる第2種の残留応力は、高炭素鋼あるいは合金鋼に著しいことが知られているが、これは二相合金説を支持するように考えられる。可逆透磁率の塑性による変化も、炭素量の増加とともに大きくなり、X線残留応力と対応している。0.40%

Cの炭素鋼は、ほぼ等量のフェライトとパーライトより成っている。フェライトの磁気ひずみ感度は、パーライトの感度より大きいので、フェライト相とパーライト相に等しい大きさの圧縮残留応力と引張残留応力が生じている場合でも、平均すれば、見掛けの圧縮残留応力が残る。パーライトの感度 A_{rP} は0.80% Cの試験片より求め

$$A_{rP} = -2.20/\text{kg}/\text{mm}^2$$

が得られた。また、フェライトの感度 A_{rF} としては、0.10% Cの試験片についての第4章の測定値

$$A_{rF} = -5.60/\text{kg}/\text{mm}^2$$

を用いた。フェライトに σ_F 、パーライトに $-\sigma_P$ の残留応力があるとき測定される見掛け残留応力 σ_{obs} は

$$\begin{aligned} \sigma_{obs} &= \frac{A_{rF}\sigma_F - A_{rP}\sigma_P}{2A_r} \\ &= \frac{\sigma_F}{1.88} \end{aligned} \quad (5.13)$$

となる。実測値 $\sigma_{obs} = -7.4\text{kg}/\text{mm}^2$ より

$$\sigma_F = -13.9\text{kg}/\text{mm}^2$$

が得られる。これは、X線によって測定された軸応力 $\sigma_z = -15.3\text{kg}/\text{mm}^2$ 、および接線応力 σ_θ を考慮した見掛け応力 $\sigma_M = \sigma_z - \sigma_\theta/2 = -12.3\text{kg}/\text{mm}^2$ に近く、上の仮説を支持するようと思われる。

このように、塑性引張を受けた試験片の表面の磁氣的残留応力は、実在するフェライト中の圧縮残留応力、すなわち相応力と考えることができる。したがって、測定された磁氣的残留応力が巨視的残留応力と一致するか否かは、内部まで測定された応力値の平均が0となるかどうかで判断しなければならない。

5.5 結言

前章までの結果を用いて、実際の表面残留応力を磁気ひずみ法で測定する目的で、700°Cより水中急冷および1軸塑性引張の2種類の0.40% Cの炭素鋼円柱試験片に生じた表面残留応力をX線応力測定法および磁氣的応力測定法で測定し、その値を比較した。磁氣的応力測定法では、測定周波数を変化させ、表面付近の残留応力および中心部の残留応力の影響を含んだ見掛け残留応力を測定することができた。

急冷試験片については、表面の熱処理残留応力がほぼ円応力状態であることを考慮して、軸応力については、X線応力と磁気応力がほとんど一致した。また、内部の残留応力について $\sigma_z = \sigma_r + \sigma_\theta$ の関係が近似的に成り立つと仮定すれば、見掛け残留応力の測定値は

軸応力の分布によって定められる。測定結果より、表面近くは、かなり深いところまで圧縮応力があり、中心部では表面よりも絶対値の大きな引張残留応力の存在が推定できた。

1軸塑性引張試験片では、磁気応力はX線応力と同じく圧縮応力であるが、約50%小さかった。周波数比を変化させて見掛け残留応力を測定すると、内部までほぼ一律な圧縮応力が生じていることがわかり、X線によって従来見出されている相応力と類似の現象が観測された。これは、第4章のように、塑性変形による材質の変化に伴う測定誤差と考えることができる。しかし、フェライト相に圧縮、パーライト相に引張の残留応力が生じているとする仮説をとると、このような透磁率の変化が説明でき、X線相応力と磁気応力は、補正を行ってよく一致し、この二相合金仮説を支持するようと思われる。

そこで磁氣的応力測定を行うときには、中心までの応力の平均が0にならないときには、巨視的応力と異なる相応力の存在を考慮しなければならない。

このようにして、実際の残留応力を磁氣的応力測定によって、表面ばかりでなく、表面近くの値を非破壊的に測定できることを示すことができた。

第6章 内部残留応力の測定

6.1 緒言

前章までの研究によって、実際に生じている表面の軸方向残留応力を、高周波の交番磁界を用いて測定できることを確かめた。本章においては、この方法を簡単な応力分布を持つ試験片内部の応力測定に適用した結果について述べる。

加工、熱処理等により、丸棒中に各種の残留応力が発生する。このような場合について実験を行えばよいが、その応力分布は別の測定法で確かめなければならない。ところが、この残留応力測定法そのものが熟練を必要とするものであり、また、測定誤差を伴う。そこで、正確に内部の応力をコントロールできる方法として、断面上で階段状の応力分布を持つ二重管試験片を用いた。

第4章で得られた磁気ひずみ効果の基本式が成り立ち、丸棒二重管試験片内の磁束分布が表皮効果の式によって与えられることを仮定する。そして、試験片に巻いたコイルのインダクタンスの内部の応力分布による変化を、上の仮定にしたがって計算し、これを実験値と比較する。このようにして、この方法による応力

分布の測定が可能であることを示す。以上のことが証明されれば、他の複雑な応力分布の測定にも同様な方法が適用できることになる。

6.2 測定原理

第5章と同様な測定を考える。すなわち、丸棒試験片を一定高バイアス磁界中に入れてコイルのインダクタンスを測定すれば、これより見掛け透磁率 μ_{obs} が求められ、可逆透磁率 μ_{rel} が計算される。周波数を変化させると μ_{rel} の周波数特性が得られる。

非常に低い周波数では、 μ_{rel} は断面上的の各点の可逆透磁率の平均値と考えてよい。非常に高い周波数では、 μ_{rel} は表面の可逆透磁率に近い値となる。中間の周波数では、表面近くの可逆透磁率の重み付き平均となる。

断面上的の応力分布が一様であれば、 μ_{rel} の周波数特性は平坦になる。表面が引張で中心が圧縮なら、周波数特性は右上り、逆に表面が圧縮で中心が引張なら右下りの曲線になるであろう。これを図6-1に示す。このように μ_{rel} の周波数特性を測定すれば、試験片内部の応力分布が非破壊的に求められることになる。

以上の説明は μ_{obs} についてもほとんどそのままあてはまる。本章では、二重管試験片の μ_{obs} の近似式を求めて、これより透磁率分布を求める方法をとった。

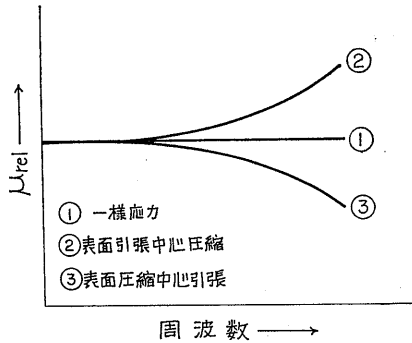


図 6-1 応力分布があるときの透磁率の見掛けの周波数特性

6.2.1 透磁率分布と見掛け透磁率

長い磁性体丸棒に無限長ソレノイドを巻いたときの磁性体内の磁界の強さ H は、軸方向成分だけで

$$\frac{d^2 H}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH}{dr} - i\omega\sigma\mu H = 0 \quad (6.1)$$

であらわされる⁴⁵⁾。ただし

- r : 半径方向の座標
- ω : 測定磁界の角周波数
- σ : 電気伝導度
- μ : 透磁率

である。 H が棒軸に平行なことより、 μ は r の関数であってもよいことが導かれる。第6章で用いる透磁率は、すべて可逆透磁率である。そこで、 μ_{rel} および μ_r の添字をとくにことわらないかぎり省略する。

磁束 Φ は

$$\begin{aligned} \Phi &= \int_0^a \mu H 2\pi r dr \\ &= \frac{2\pi a}{i\omega\sigma} \left(\frac{dH}{dr} \right)_{r=a} \end{aligned} \quad (6.2)$$

で与えられる。 a は、試験片の外径である。

コイルによる磁界が

$$r=a \text{ において } H=H_0$$

ならば、見掛け透磁率 μ_{obs} は

$$\begin{aligned} \mu_{obs} &= \frac{\Phi}{\pi a^2 H_0} \\ &= \frac{2}{i\omega\sigma\mu a^2} \frac{a}{H_0} \left(\frac{dH}{dr} \right)_{r=a} \mu_s \end{aligned} \quad (6.3)$$

であらわされる。 μ_s は標準の透磁率である。たとえば、応力0のときの試料の透磁率ととればよい。

μ が内外2層の中でそれぞれ一定である場合についてはすでに多くの研究がある⁵⁰⁾。これは容易に3層以上の場合にも拡張できる。多周波数を用いる本測定法の説明のために、簡単にその計算を述べる。

試験片は同心円筒状の N 層に分れ、その中では応力が一定で、したがって μ および σ は一定であるとする。また、 σ の変化は μ の変化にくらべはるかに小さいので、試料全体にわたって一定とする。ある周波数でのコイルのインピーダンスの測定より得られる複素透磁率は、(6.3) で与えられる。

(6.1) および (6.3) を

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{r}{a} \\ h &= \frac{H}{H_0} \\ k^2 &= \omega\sigma\mu a^2 \\ k_s^2 &= \omega\sigma\mu_s a^2 = f/f_0 \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

とおいて無次元化すれば

$$\frac{d^2 h}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dh}{dx} - ik^2 h = 0 \quad (6.5)$$

$$\mu_{obs} = \frac{2}{ik_s^2} \left(\frac{dh}{dx} \right)_{x=1} \mu_s \quad (6.6)$$

を得る。透磁率は、すべて比透磁率の意味にとってさ

しつかえない。

第 n 層中の (6.5) の解を $h_n(x) (n=1, N)$ としその層の量にすべて添字 n をつけてあらわす。境界条件は、層の境界を $x_n (n=1, N-1)$ とすれば

$$\left. \begin{aligned} 1. & h_n(x_n) = h_{n+1}(x_n) \quad n=1, N-1 \\ 2. & k_n \left(\frac{dh_n}{dx} \right)_{x=x_n} = k_{n+1} \left(\frac{dh_{n+1}}{dx} \right)_{x=x_n} \\ & \qquad \qquad \qquad n=1, N-1 \\ 3. & h_1(0) \text{ が有限} \\ 4. & h_N(1) = 1 \end{aligned} \right\} \quad (6.7)$$

の $2N$ 個となる。

(6.5) の解は、Kelvin の関数

$$\left. \begin{aligned} B(z) &= \text{ber}(z) + i \text{bei}(z) \\ K(z) &= \text{ker}(z) + i \text{kei}(z) \end{aligned} \right\} \quad (6.8)$$

を用いて

$$h_n(x) B_n B(k_n x) + K_n K(k_n x) \quad (6.9)$$

であらわされる。 B_n, K_n は境界条件 (6.7) より決定される $2N$ 個の定数である。すなわち

$$\left. \begin{aligned} & B_n B(k_n x_n) + K_n K(k_n x_n) \\ & = B_{n+1} B(k_{n+1} x_n) + K_{n+1} K(k_{n+1} x_n) \\ & k_n \{ B_n B'(k_n x_n) + K_n K'(k_n x_n) \} \\ & = k_{n+1} \{ B_{n+1} B'(k_{n+1} x_n) + K_{n+1} K'(k_{n+1} x_n) \} \\ & K_1 = 0 \\ & B_N B(k_N) + K_N K(k_N) = 1 \end{aligned} \right\} \quad (6.10)$$

の $2N$ 元 1 次連立方程式を解けば一義的に定まる。

そこで透磁率は

$$\mu_{obs} = \frac{2}{ik_s^2} k_N \{ B_N B'(k_N) + K_N K'(k_N) \} \mu_s \quad (6.11)$$

で与えられる。 $k_n (n=1, N)$ が与えられると B_N, K_N がその関数として求められるから、 μ_{obs} は k_n の関数となる。 k_n は (6.4) によって μ_n と ω を与えればきまる。 ω を変えれば、 B_N, K_N の μ_n に関する関数形が変るから、 N 個の周波数 $\omega_m (m=1, N)$ に対し

$$\mu_{obs}(\omega_m) = g_m(\mu_1, \dots, \mu_N) \quad (6.12)$$

$m=1, N$

の形の N 個の関係式が得られる。これを逆に解けば $\mu_{obs}(\omega_m) = \mu_{obs, m}$ と書くと

$$\mu_n = G_n(\mu_{obs, 1}, \dots, \mu_{obs, N}) \quad (6.13)$$

$n=1, N$

となる。そこで、 N 個の異った周波数で μ_{obs} の測定

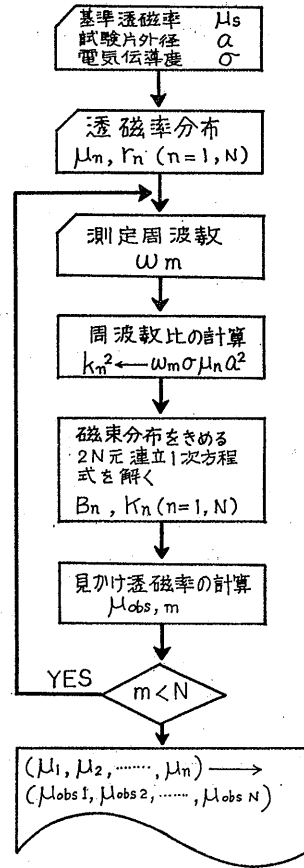


図 6-2 透磁率分布と見掛け透磁率の対応

を行えば、 μ_n がすべて求められる。以上の関係を図 6-2 のフローチャートに示す。

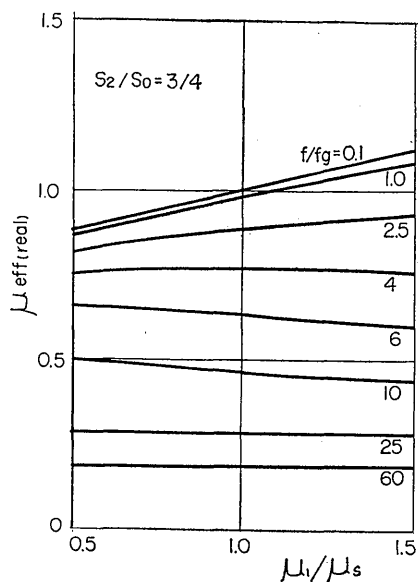
透磁率分布が階段状でなく、連続関数であらわされる場合にも同様な議論を行うことができる。分布が N 次多項式であらわされるときには、 $N+1$ 個のパラメータを含み、 $N+1$ 個の周波数での μ_{obs} の測定値が必要となる。この場合は付録に述べる。

6.6.2 二重管試験片の実効透磁率

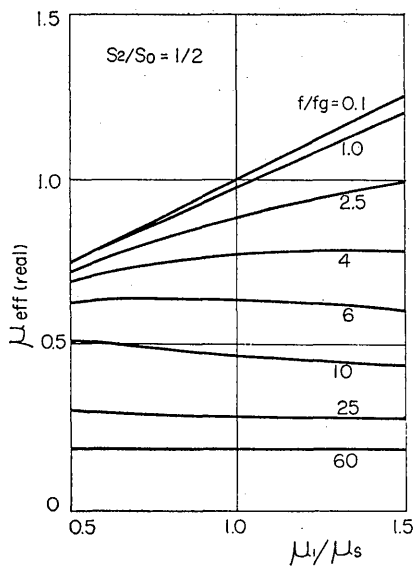
二重管試験片の場合には、Förster の実効透磁率 μ_{eff} にならって

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_{obs}}{\mu_s} \quad (6.14)$$

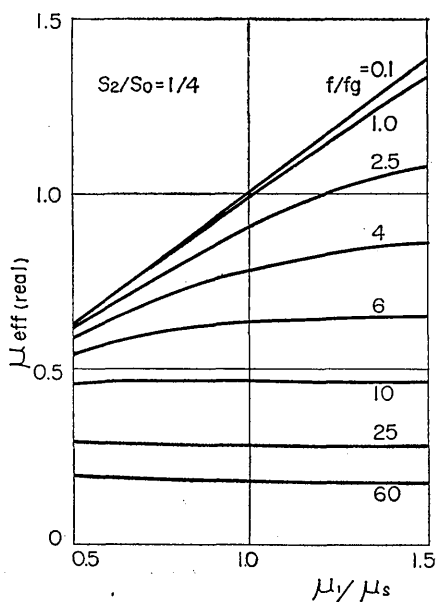
を用いる。これは、 μ_s の取り方によって変化する任意性がある。 μ_{eff} は、(6.12) に対応し、内層および外層の透磁率 μ_1 および μ_2 の関数であるが、その関数形は、境界 x_1 によって変化する。そこで、 x_1 が未知のときには、最小限 3 個の周波数で測定を行う必



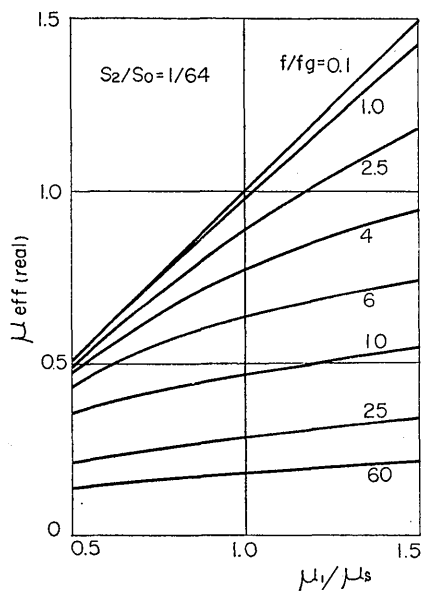
(a)



(b)



(c)



(d)

図 6-3 実効透磁率 μ_{eff} と内棒の透磁率 μ_1 の関係
 S_0/S_2 : 外管の断面積と全断面積の比

要がある。すなわち

$$\mu_{eff}(k_s^2 \cdot m) = g_m(\mu_1, \mu_2, x_1) \quad m=1, 2, 3 \quad (6.15)$$

となる。

外管の透磁率 μ_2 を μ_s にとり、 μ_1 だけを変化させる。また、境界 x_1 により、外管の断面積 S_2 と全断面積の比 S_2/S_0 を変化させて μ_{eff} の実数部分の変化を計算したものを図 6-3 に示す。 $k_s^2 = f/f_g$ が小

さいときには、 μ_1 とともに μ_{eff} は増加する。 k_s^2 が大きくなると、 μ_1 の増加により逆に減少する。ただし、 $S_2/S_0=1/64$ のように外管が非常に薄いと、 μ_{eff} はすべての k_s^2 に対して、 μ_1 とともに増加する。

本章の実験は、磁気ひずみ効果の式および表皮効果の式を用いる応力分布の測定の可能性を確かめるのが目的であるので、応力による透磁率の変化が小さい範囲でこれを確かめれば十分である。そこで、(6.15) を $\Delta\mu_1$ について展開し、1次の項だけ取って

$$\mu_{eff}(f/f_g) = \mu_{eff.0}(f/f_g) + S(f/f_g) \frac{\Delta\mu_1}{\mu_s} \quad (6.16)$$

と書く。ただし、 $\mu_{eff.0}$ は

$$\mu_1 = \mu_2 = \mu_s$$

である場合の実効透磁率である。 $S(f/f_g)$ は、透磁率変化に対する感度をあらわす。式の意味より

$$S(0) = \frac{S_2}{S_0} \quad (6.17)$$

$$S(\infty) = 0 \quad (6.18)$$

となる。このように、 μ_{eff} の $\Delta\mu_1$ についての無次元的な感度 $S(f/f_g)$ を定義し、 x_1 をパラメータとして測定によって求めておけば

$$\Delta\mu_{eff}(f/f_g) = \mu_{eff}(f/f_g) - \mu_{eff.0}(f/f_g) \quad (6.19)$$

を測定することによって

$$\mu_1 = \mu_s + \Delta\mu_1 = \left\{ 1 + \frac{\Delta\mu_{eff}(f/f_g)}{S(f/f_g)} \right\} \mu_s \quad (6.20)$$

より内部の透磁率 μ_1 を求めることができる。この式において、 f/f_g は、 μ_s を用いて計算した周波数比であることを注意する必要がある。

$\mu_2 \approx \mu_s$ のときには、 $\Delta\mu_{eff}(f/f_g) = 0$ であるような周波数で μ_2 を測定して、応力0のときの透磁率のかわりに、この μ_2 を μ_s ととって f/f_g を計算すればよい。

6.3 実験方法

第5章と同様な方法によってバイアス磁界中の二重管試験片に巻いたコイルのインダクタンスを測定し、透磁率を計算して、応力と透磁率との関係を求める。いままで用いてきた、電磁誘導検査法で用いられる3種類の透磁率を使用する。

1. μ : 材料の透磁率。実数。
2. μ_{obs} : ある周波数で測定された見掛け透磁率。主として実数部分だけを扱う。

3. μ_{eff} : 実効透磁率。 $\mu_{obs} = \mu_{eff} \cdot \mu$ で定義される。透磁率分布があるため、 μ の取り方で変化する。

測定されたインダクタンス L より μ_{obs} は

$$\mu_{obs} = 1 - \frac{1}{\eta} + \frac{1}{\eta} \frac{L}{L_0} \quad (6.21)$$

で求められる。 η は充填率、 L_0 はコイルの空心インダクタンスである。

μ_{eff} は、試験片内部が一様であるときは、周波数比のみの関数となるが、内部の透磁率が一様でないときには、さらに別の分布をきめるパラメータの関数となる。本章では、使用する材質について、磁気ひずみ効果を求めた後、この結果を用いて、二重管試験片の実験を行った。

6.3.1 実験装置

実験装置は、第4章、図4-1に示すものと同様である。測定周波数範囲が、第4章より広がるので、必要な変更を行った。使用したマクスエルブリッジは、測定周波数範囲が1kHz以上であって、1kHz以下では感度が低下するとともに、電源周波数50Hzの高調波とのビートによって、ブリッジの平衡点が不明瞭になる。そこで、増幅器の出力回路に、普通のフィルタと直列に数個のメカニカルフィルタを挿入して測定精度をあげた。測定周波数は、175Hz、275Hz、475Hz、975Hz、1975Hz、3975Hzおよび1~100kHz間の任意の周波数である。ピックアップコイルは、寸法13.67φ×100mm、巻数470回で、空心インダクタンス L_0 は0.380mHであった。

高周波の測定では、電気伝導度の値が表皮効果の計算に大きくきくので、ダブルブリッジ（横河電機製2725型）により、使用試験片についてその都度実測した。

6.3.2 試験片

試験片は、S S 34の棒鋼より製作した。その化学成分を表6-1に、寸法、形状を図6-4に示す。外管と内棒は自由に滑るように仕上げ、内棒だけに正確に荷重

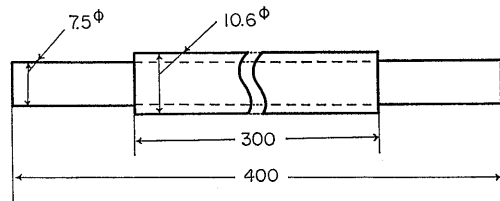


図 6-4 試験片の形状、寸法

が加えられる。機械加工を行ったままの試験片およびこれを650°C、1時間焼きなましたものについて実験を行った。

表 6-1 試料の化学成分 (%)

試料	C	Si	Mn	P	S
SS 34	0.13	<0.01	0.62	0.014	0.021

6.4 結果

最初に、磁気ひずみ効果の関係式

$$\mu = \mu_0 + A_r \sigma$$

を確かめ、 μ_0 と A_r のバイアス特性と加工による変化をしらべた。

次に、 μ を測定周波数全範囲について測定し、その周波数特性を求めた。 μ が材料固有の定数であれば、周波数に無関係に一定になるはずである。

材料の特性を求めた後、内棒に荷重を加えたときの $\mu_{obs}(f/f_0)$ を測定し、(6.16) で与えた、内棒の応力による実効透磁率 $\mu_{eff}(f/f_0)$ の変化についての感度 $S(f/f_0)$ を求め、これを理論値と比較した。

6.4.1 磁気ひずみ効果

二重管試験片の内棒 (7.5 ϕ) について

$$\mu = \mu_0 + A_r \sigma$$

の関係を確かめた。表皮効果の影響を少なくするため

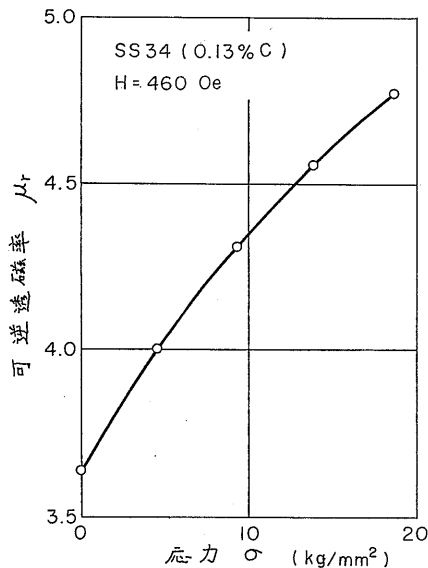


図 6-5 透磁率—応力曲線

に、475Hz で測定した。バイアス 460Oe における透磁率と応力の関係を図 6-5 に示す。ほぼ直線関係が成り立っている。 μ_0 のバイアス特性についての測定結果を図 6-6 に示す。加工材と焼きなまし材との差は、応力換算で約 1.5kg/mm² である。 A_r のバイアス特性を図 6-7 に示す。第 4 章の測定結果と定性的には同じであるが、その最大値が約 20% 大きい。加工材の A_r は、焼きなまし材にくらべ、460 Oe で 15~20% 小さい。

以下の議論には、磁気ひずみ感度かわりに、相対磁気ひずみ感度 P_r を使うのが便利である。これは

$$P_r = \frac{A_r}{\mu_0} \tag{6.22}$$

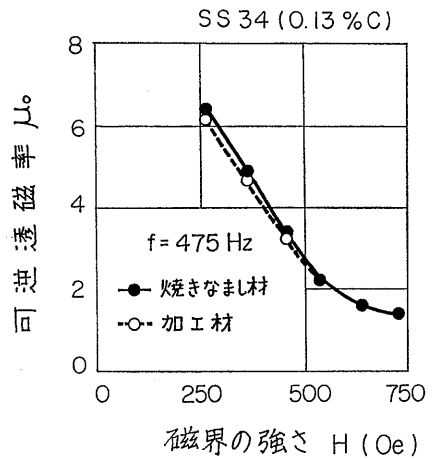


図 6-6 可逆透磁率 μ_0 のバイアス依存性

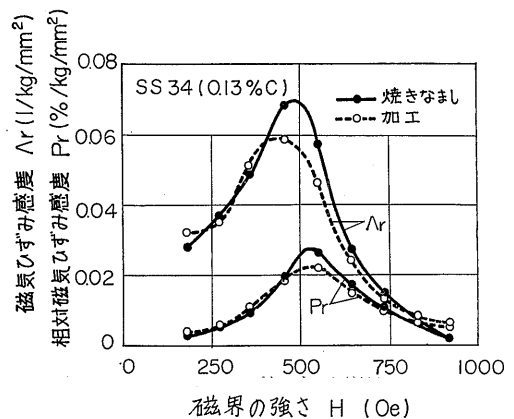


図 6-7 磁気ひずみ感度と相対磁気ひずみ感度のバイアス依存性

で与えられ、磁気ひずみ効果は、 P_r を用いて

$$\mu = \mu_0(1 + P_r \sigma) \quad (6.23)$$
 であらわされる。 P_r のバイアス特性は、図6-7に A_r とともに示す。 P_r は、 A_r と同じ形をしているが、460Oeにおける加工材と焼きなまし材の P_r の差は、 A_r の場合より小さく、5%である。

6.4.2 透磁率の周波数依存性

透磁率 μ は、物質定数であり、周波数には無関係であると考えられる。これを確かめるために、各周波数の μ_{obs} に表皮効果の補正を行って μ の周波数特性を求めたものが図6-8である。 $f/f_g < 10$ の範囲で

は μ は一定であるが、10~100 では徐々に増加し、100 以上になると急激に増加する。

この原因については、次のことが考えられる。

- (1) 測定誤差： f/f_g の増加によりインダクタンスが減少し、(6.21) による μ_{obs} の算出に大きな誤差が入る可能性がある。
- (2) コイルの浮遊容量：ピックアップコイルの浮遊容量による共振のため、共振周波数 f_0 より下では、インダクタンスは増加する。 f_0 は 100kHz 以上であるが、50kHz 以上の μ の上昇には、この影響が大部分を占めるものと考えられる。

(3) 反磁界： f/f_g が大きくなると、磁束は試験片の表面近くに限られ、寸法比が低周波の場合より大きくなる。このため、反磁界が小さくなって見掛けの透磁率は大きくなり真の透磁率に近づく、この影響は、透磁率の大きい低バイアス磁界の場合と、コイルが非常に短い場合を除いては小さいであろう。

(4) 電気伝導度：電気伝導度の測定に誤差があると、高周波側で、表皮効果の補正に大きな誤差を生じる。しかし、いろいろの値を入れて計算しても、 μ が一定になるような電気伝導度の値は見出せなかった。

(5) 材質の μ の周波数特性： μ 自身にも周波数特性が考えられる。初透磁率が、磁気余弦や共鳴によって、ある周波数で損出角に極大が生じることはよく知られている⁵¹⁾。しかし、高バイアス磁界での磁化の回転による磁化現象に同様の現象がおこることは一応考慮の外に置いてよいであろう。

このように、原因はいろいろ考えられるが、これらを考慮して補正を行っても、 μ を完全に一定にすることはできなかった。測定法と計算式の改良によってさらにより結果を得ることは考えられるが、図6-8でわかるように、各バイアスにおける $\mu - f/f_g$ 曲線の傾向が似ているので、むしろこのような周波数特性を仮定した方が簡単である。図6-9に、460Oeにおける加工材と焼きなまし材の周波数特性を示す。焼きなまし材の μ は、ほとんどこの曲線の上

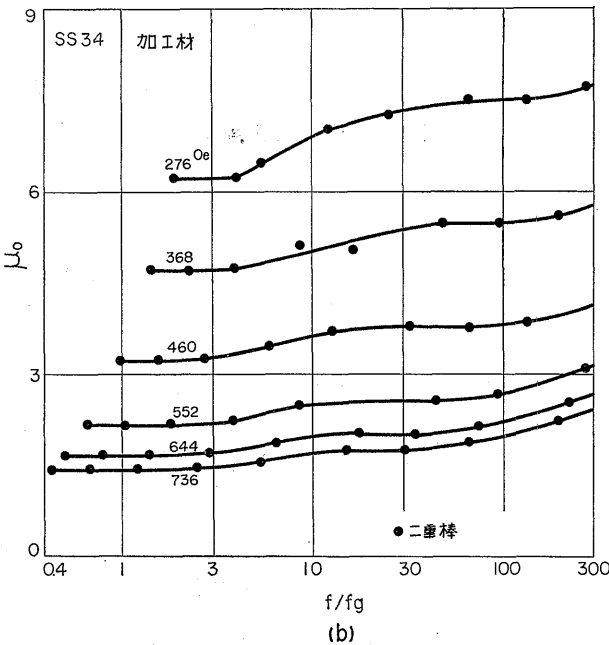
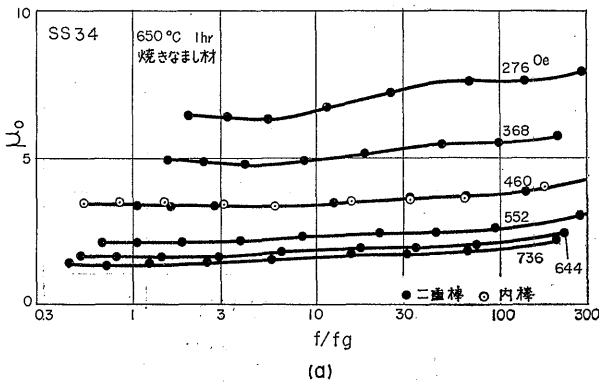


図 6-8 可逆透磁率の見掛け周波数依存性

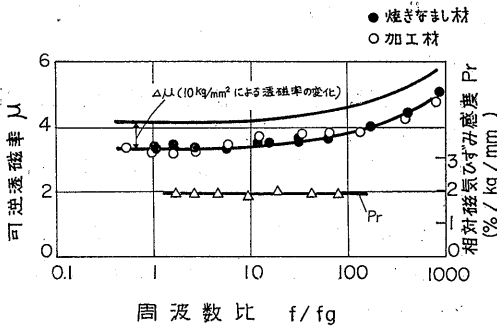


図 6-9 可逆透磁率と相対磁気ひずみ感度の周波数比依存性 (M 曲線)

に乘るが、加工材の測定点は、上下にちらばる。これは、加工による残留応力のためと思われる。そのちらばりは、 3kg/mm^2 に相当する。図中に 10kg/mm^2 の引張応力に対する変化を記入した。

f/f_g に対する相対感度 P_r を図 6-9 の下の曲線で示す。 P_r は f/f_g に対しほとんど変化しない。そこで、以下の議論では、 μ に対しては f/f_g 特性—M 曲線—を仮定し、 P_r は一定であるとする。

6.4.3 二重管試験片

二重管試験片の内棒に荷重を加え、見掛け透磁率を測定する。そのときの応力分布を図 6-10 に示す。実効透磁率の変化 $\Delta\mu_{eff}$ をつぎの式によって求める。

$$\Delta\mu_{eff} = \frac{\mu_{obs}(\sigma) - \mu_{obs}(0)}{\mu_0} \quad (6.24)$$

ここで、 $\mu_{obs}(\sigma)$ は、応力 σ のときの μ_{obs} であり、他の量についても、今後このような表現を用いる。

この $\Delta\mu_{eff}$ は、試験片に一樣な応力が加わったときには、実効透磁率の定義より自然に導かれるもので

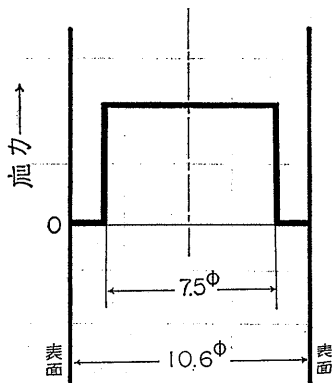


図 6-10 二重試験片断面上の応力分布

あるが、本節の場合には、上式で定義されるものであることに注意する必要がある。

バイアス磁界を変化させ、そのときの σ, P_r に対する $\Delta\mu_{eff}$ より

$$S = \frac{\Delta\mu_{eff}}{P_r\sigma} \quad (6.25)$$

を求める。 S は、(6.16) で与えた $S(f/f_g)$ と一致する。

測定周波数は、175 Hz から 100 kHz の範囲で 6 通り、バイアスは、280 Oe より 460 Oe までの範囲で 10 通り、試験片の種類が、加工材と焼きなまし材で 2 通りである。組合せ総数は、120 組であって f/f_g は、0.3~300 の範囲で変化した。内棒に与えた応力は、 10kg/mm^2 一定とした。この範囲では、直線性は十分成り立っているとしてよい。

周波数とバイアス磁界の一つの組合せに対し、一つの f/f_g が対応する。この試験片では

$$f/f_g \doteq \frac{f\mu}{570} \quad (6.26)$$

である。

S を f/f_g に対してプロットしたものが図 6-11 である。この図より次のことが明らかになった。

- (1) $f/f_g \rightarrow 0$ のとき、 $S \rightarrow 0.5$ となる。
- (2) f/f_g が大きくなるとともに S は急激に減少し、 $f/f_g \approx 5$ 付近で 0 となる。
- (3) $f/f_g > 5$ では、内棒の透磁率 μ_1 が増加しても、 μ_{eff} は減少し、 $f/f_g \approx 10$ の付近に S の極小

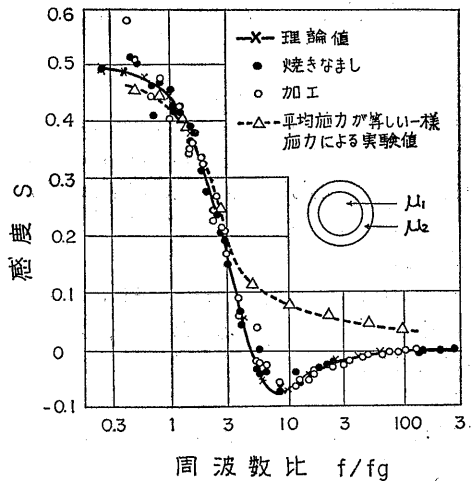


図 6-11 μ_1 の変化による実効透磁率変化の感度 S の周波数比依存性 $S = \Delta\mu_{eff} / \{(\mu_1 - \mu_2) / \mu_2\}$

がある。

- (4) $f/f_g \approx 100$ で、 S は非常に小さくなる。
 (5) S の測定点は、滑かな一つの曲線の近くに集まる。

これらの結果は理論的にも予想できることである。

6.2.1 の表皮効果の計算を行って、(6.16)より求めた $S(f/f_g)$ が図 6-11 の実線であって、測定結果とよく一致している。そこで、 $\Delta\mu_{eff}$ は、 μ と P_r の異なった組合せでも、 f/f_g および内棒と外管の透磁率の比だけできまることが明らかになった。

図中の△印の測定点は、試験片全体に一樣な引張応力が加わったとき $\Delta\mu_{eff}$ を、二重管試験片と等しい外径を持つ試験片について測定したものである。荷重は、二重管試験片と等しく、平均応力は等しいが、中心部の応力は $1/2$ になるように取った。平均応力が等しいために、 f/f_g が小さいときは、二重管試験片の場合と同様に、 S はほぼ 0.5 となる。 $f/f_g=3$ 付近までは、比較的二つの測定値は近いが、それ以上では次第に離れる。 S は常に正であって、ステップ状の応力分布と一樣応力分布との差が、 f/f_g 特性の形にはっきりあらわれる。また、 $f/f_g=100$ においても、表面部における応力変化による μ_{obs} の変化は十分に大きく、この範囲の測定より外管の透磁率 μ_2 が正確に求められる。

f/f_g の小さい範囲で測定点がちらばっているが、これは、バイアス磁界の大きい範囲の測定点であって、図 6-7 よりわかるように、 P_r 、 μ_0 がともに低下し、測定誤差が大きくなったためと思われる。

6.5 二重管試験片の応力分布の計算

前節の実験により、二重管試験片の内棒に一樣応力を加えた場合の階段状応力分布について、実効透磁率の変化 $\Delta\mu_{eff}$ の f/f_g 依存性が求められた。また、全断面にわたって一樣な応力分布に対する $\Delta\mu_{eff}$ との対比を行い、応力分布の差が、このような測定によってはっきり出ることが示された。さらに、二重管試験片の測定値は、表皮効果を考えた理論式と定性的および定量的によく一致することが示された。

本節では、これらの結果を用い、透磁率の測定より二重管試験片の外管および内棒の応力値を求める。

6.5.1 計算法

二重管試験片の測定値より応力分布を求めるために、これまでの研究によって、次のことを仮定する。

- (1) 透磁率と応力の間には

$$(124)$$

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + P_r \sigma \quad (6.27)$$

の関係が成り立つ。

(2) 透磁率は、周波数比の関数で、その依存性は図 6-9 で示される M 曲線で与えられる。

(3) 相対感度 P_r は、周波数比に無関係に、バイアスできまる一定値をとる。

(4) ステップ状応力分布の実効透磁率におよぼす影響は、 $\Delta\mu_{eff}$ の周波数比依存性を示す図 6-11 の S 曲線で与えられる。

さらに、最適バイアスを 460Oe にきめる。その理由として次のことがあげられる。

(1) 感度 A_r が最大である。相対感度 P_r もピークに近く、加工の影響が小さい。

(2) $\mu \approx 3.4$ であって、磁界の浸透深さ δ を大きくすることが容易である。 δ は、棒の半径を a とすれば

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{f/f_g}} a$$

で与えられる⁴⁵⁾。175Hz における δ は 7mm で、十分内部まで磁界が浸透していると考えてよい。また、50kHz では、 $\delta = 0.4\text{mm}$ である。

(3) 透磁率が小さいため、表皮効果による見掛けの透磁率の変化が小さく、 M 曲線が平坦である。

周波数を 175Hz~50kHz の範囲で変化させる。 f/f_g は、1~400 の範囲で変化する。

最初に、高周波の測定より外管の応力を決定する。次に、 S 曲線を用いて、低周波の測定より内棒と外管の透磁率の比を求める。この比と外管の応力より、内棒の応力が求められる。

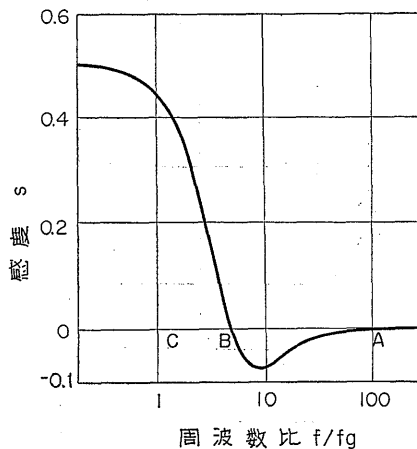


図6-12 内外層の応力値の計算方法

図6-12にS曲線を示す。 $f/f_g > 100$ では、内層の透磁率 μ_1 は μ_{eff} に影響を及ぼさないから、図6-12のA点で μ_{obs} を測定し、一様透磁率 μ_2 に対する表皮効果の計算より、A点の $f/f_g, \mu_2, \mu_{eff}$ が求められる。各周波数比に対する μ_2 をM曲線によって計算しておく。

次に、低周波の測定より μ_1 を求める。測定周波数は、 $S \approx 0$ であればどう選んでもよいが、S曲線の形より、 $f/f_g = 1$ 付近(図6-12のC点)にとると誤差が少ない。まず、測定周波数 f と μ_2 より f/f_g を計算する。 μ_1, μ_2 および見掛け透磁率 μ_{obs} については、(6.20) および (6.24) によって次の関係が成り立つ。

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = 1 + \frac{\Delta\mu_{eff}}{S} \quad (6.28)$$

$$\Delta\mu_{eff} = \frac{\mu_{obs} - \mu_{obs}(\sigma_2)}{\mu_2} \quad (6.29)$$

ここで $\mu_{obs}(\sigma_2)$ とは、二重管試験片が全断面にわたって一様な応力で、透磁率は一様に μ_2 のときに観測されるはずの見掛け透磁率を計算で求めたものである。

μ_1 および μ_2 が求められたので、応力 σ_1 および σ_2 は、磁気ひずみ効果の式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mu_1}{\mu_0} &= 1 + P_r \sigma_1 \\ \frac{\mu_2}{\mu_0} &= 1 + P_r \sigma_2 \end{aligned} \right\} \quad (6.30)$$

によって求められる。

6.5.2 誤差

誤差は、 μ_0 のばらつきによる誤差、相対感度 P_r のばらつきによる誤差、 μ のM曲線による誤差などから生じる。測定器による μ_{obs} の測定誤差は無視できる。

μ_0 による誤差は最も大きく、加工によるものが $2 \sim 3\text{kg/mm}^2$ である。M曲線を仮定しても生じる μ の f/f_g 依存性のばらつきは、約 $\pm 1\text{kg/mm}^2$ 程度であると推定される。 P_r は、加工によって指示値の $\pm 5\%$ の誤差を生じる。これらを総合して、誤差は約 $\pm 3\text{kg/mm}^2$ と推定される。

6.6 考察

前節で、二重管試験片については、2周波数で測定を行って内外の応力を求めることができることを示した。しかし、実際の丸棒試験片に生じている残留応力は、さらに複雑なものであり、これを上述の2段階ステップ状応力分布で近似すれば、きわめてあいまいな近似となる。この点を改善するには、内外の境界面も可変に

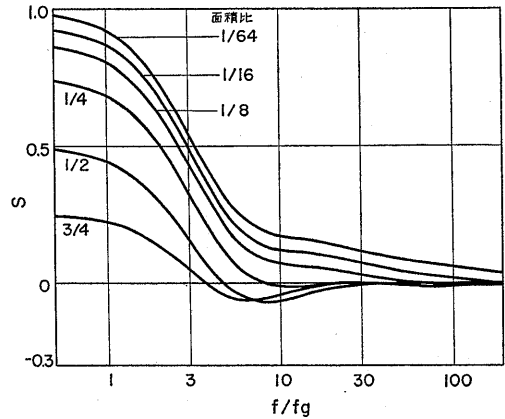


図6-13 外管の断面積と全断面積の比がS曲線におよぼす影響

して3周波数で測定を行うことが考えられる。図6-13は、断面積比を $3/4, 1/2, 1/4, 1/16, 1/64$ と変化したときのS曲線を示す。 10ϕ の試験片について外管の厚さを示せば、 $1/64$ で 0.04mm 、 $1/4$ で 0.67mm である。 f/f_g が増加するときのSの減少のしかたが、外管の肉厚によって変化することがわかる。 $f/f_g = 4$ および 1 のときのSの比を図6-14に示す。S曲線は、内棒と外管の透磁率の比についての感度曲線であり、外管の肉厚が 0.2mm ぐらいになると $f/f_g = 100$ でも、かなり内棒の影響が出るので、 μ_2 の値を高周波の測定より直ちに計算することはできない。しかし、図6-14を用いて2段階ステップ状応力分布で近似した場合の境界面がほぼ求められ、実際の表面近くの応力の推定を行うことができる。

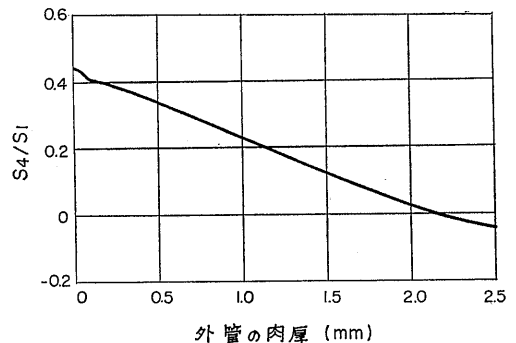


図6-14 周波数比4および1における感度に対する外管肉厚の影響(外径10.5mmの場合)