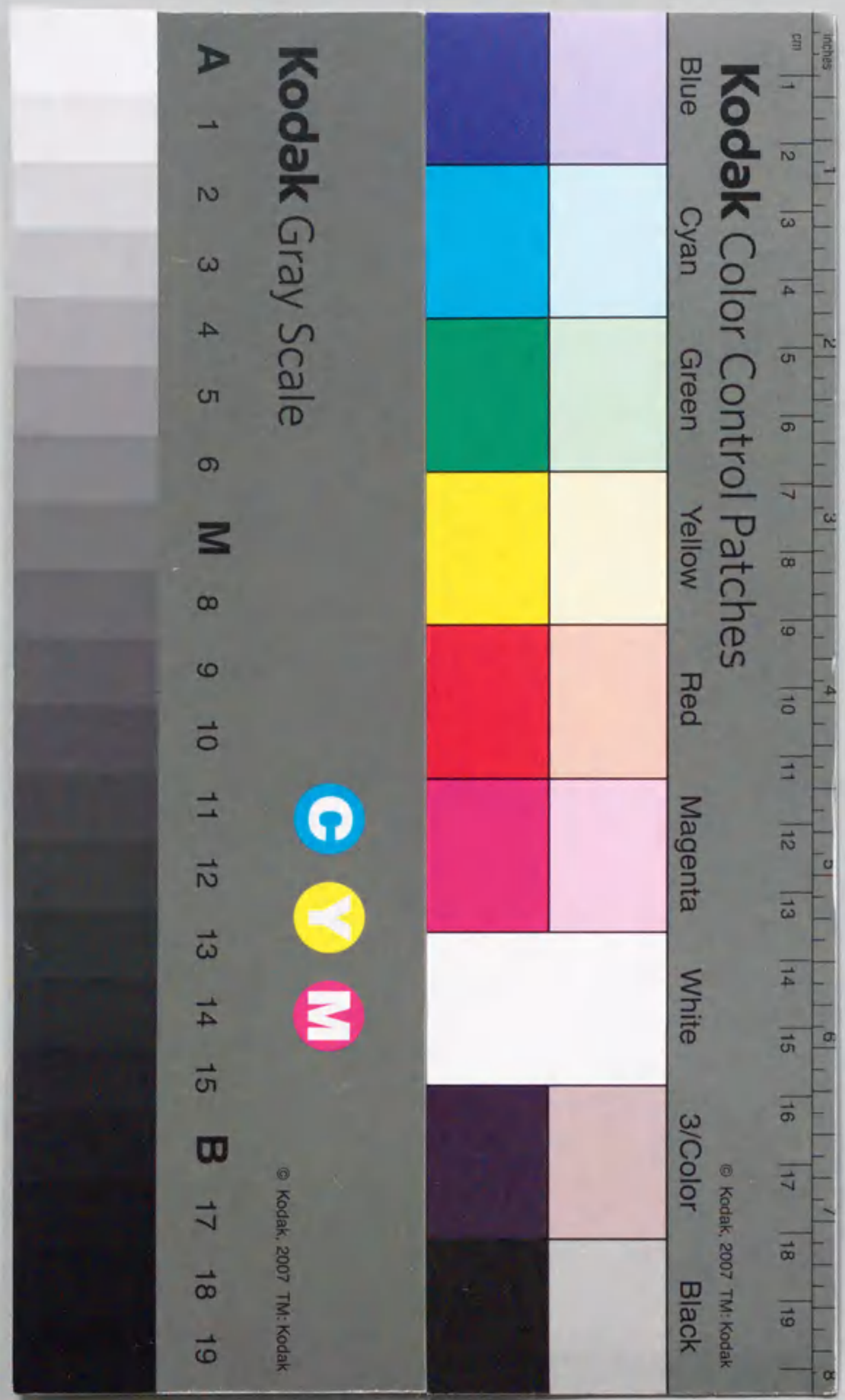


報告番号 甲第 3054

アモルファス磁歪ワイヤの大バルクハウゼン効果による
距離センサに関する研究

水谷政敏



①

アモルファス磁歪ワイヤの大バルクハウゼン効果による

距離センサに関する研究

水谷政敏

目次

第 1 章 概論

1・1	研究の背景	1
1・2	信号変換法則	3
1・3	距離センサ	18
1・4	アモルファス磁性体センサ	31
1・5	アモルファス磁性ワイヤの大バルクハウゼン効果	34
1・6	研究の目的と基本方針	44
1・7	論文の構成	46

第 2 章 アモルファス磁歪ワイヤの磁壁伝搬と磁区消滅

2・1	アモルファス磁歪ワイヤの磁壁伝搬特性と制動	
2・1・1	磁壁伝搬	50
2・1・2	実験装置と実験結果	57
2・1・3	伝搬中の磁壁のモデル	64
2・1・4	制動係数	68
2・1・5	線引ワイヤでの磁壁伝搬特性	74
2・2	アモルファスワイヤの磁区消滅	83
2・3	まとめ	91

第3章	アモルファス磁歪ワイヤのワイヤ電流駆動大バルクハウゼン効果による距離センサ	
3・1	センサ構成	97
3・2	実験結果	103
3・3	ひねりワイヤの磁壁伝搬特性と考察	106
3・4	まとめ	116
第4章	アモルファス磁歪ワイヤのパルス電流列駆動大バルクハウゼン効果による距離センサ	
4・1	センサ構成	117
4・2	実験結果	123
4・3	ステップ状の磁壁伝搬特性	126
4・4	センサの分解能の向上	131
4・5	まとめ	139
第5章	まとめ	139
謝辞		145
本研究に関する発表		146

第1章 概論

1・1 研究の背景

今日の科学技術の高度な発展を支えている基盤の1つは計測技術の進歩であり、これら科学技術の更なる発展のために、計測技術の高度化や多様化にたいする要求はますます高まっている。この計測の目的は、研究対象やプロセスの物理的、化学的な性質に関する情報を得ることや、またその得た情報によって対象またはプロセスを制御することであり、この役割を果たすのがセンサである。

近年、コンピュータや情報処理技術の発展により社会が急速に情報化されており、産業界においても高度の自動化、省力化、省エネルギー化、情報化が急速に進められている。ここでは、計測制御技術の高性能化、知能化が求められており、システムの感覚器にあたるセンサにたいしても測定対象の多様化、高性能化、知能化が強く求められている。とくに、今後の発展においては、知能化制御システムの発展を支える1つの基盤技術として、マイクロコンピュータへの情報入力への役割が重要になる。

これらの社会的要求から、これからのセンサの開発動向は次の2つに大別される。

(1) センサデバイスの革新

(2) センサシステムへの指向

(1)は新しいデバイスで新機能を実現する方向であり，センサのハードウェアの進歩である。(2)はマイクロコンピュータとセンサを有機的に結合し，新しいアルゴリズムにより情報処理機能を備えた従来にない新機能の実現を目指すものである。

センサデバイスの発展のためには，新機能を持った新しい材料の開発が必要不可欠である。センサに使われる材料も，従来の半導体や磁性体だけではなく，ファインセラミックスや酵素，微生物などの新しい材料がどんどんセンサに利用されてきている。特に，バイオテクノロジーによるバイオセンサは，味覚や嗅覚など従来のセンサが不得意であった分野への応用が精力的に試みられている。これらのセンサの中で，磁性体を使ったセンサは磁界検出感度や信頼性にすぐれ，すでに自動車，産業機械などさまざまな分野で利用されている。磁性体センサもこれらのすう勢を反映して，従来からの磁界センサ，電流センサ，圧力センサなどの基本センサに加えて，ロータリエンコーダ，生体情報センサなどの高次センサが種々開発されており，センサマグネティクスと呼ばれるマグネティクスの1分野を築いている¹⁾。これらのセンサマグネティクスの発展を支えている基盤の1つが，アモルファス磁性体や人工格子膜などの磁性新素材である。センサの基本性能は，これら材料の特性で決まる。

本研究は，センサマグネティクスの発展を支えている磁性新材料の1つであるアモルファス磁性体（特にワイヤ材）のセンサ応用に関するものである。本研究は，アモルファス磁歪ワイヤのセンサ応用のための磁気物性の解明と，それを応用した新しい距離センサの基礎特性をまとめたものである。

1・2 信号変換法則

センサは，様々な電磁氣的，物理的，化学的な効果を利用して，それらを組み合わせることにより測定対象を一般には電気信号に変換する。現在までに様々な効果が発見されている²⁾が，それらの中でセンサに応用されているのは一部である。これらセンサに利用されている主な効果の中で，特に磁気センサに利用されている効果（磁気効果と称する）を表1.1に示す³⁾。センサに利用される磁気効果を以下に概観する。

発見年	効果	応用例
1842	磁歪効果	力学量センサ
1846	ΔE 効果	力学量センサ
1847	Matteucci効果	力学量センサ
1856	磁気抵抗効果	磁界センサ（磁気ヘッド）
1858	Wiedemann効果	トルクセンサ，力学量センサ
1865	Villari効果	力学量センサ
1879	Hall効果	磁界センサ
1903	表皮効果	距離センサ，近接センサ
1931	大バルクハウゼン効果	パルス発生素子
1962	Josephson効果	SQUID磁束計

表1.1 磁気センサに利用される主な効果

1. 電流磁気効果 (Galvanomagnetic Effect)

電流磁気効果は、磁界Hとその中を流れている電流Iによって生じる現象であり、次の4つがある。

- (1) HとIとに垂直な方向に電位差を生ずるホール効果
- (2) 電気抵抗がHによって変化する磁気抵抗効果
- (3) HとIに垂直な方向に温度差を生ずるエッティンクスハゼウン効果
- (4) I方向に温度差を生ずるネルンストン効果

これらのなかでは特にホール効果⁴⁾と磁気抵抗効果⁵⁾が重要である。

図1.1にホール効果の概念図を示す。図のように電流Iと垂直に磁束密度Bの磁界がかかっているとす。このとき移動中の電子はその進行方向と磁束の方向に垂直にローレンツ力を受け、電子は電

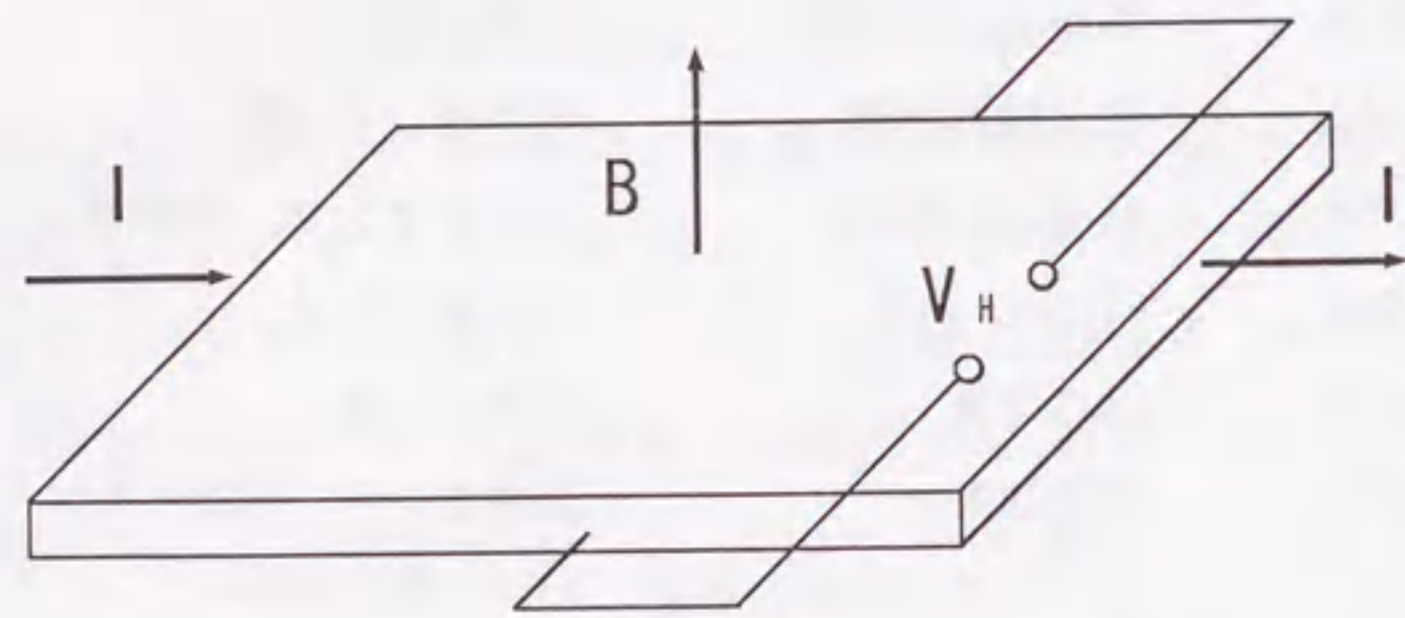


図1.1 ホール素子の概念図

界とある角度をなして流れるようになる。その結果キャリアはある方向に偏り、横方向の電界が発生する。このように発生した横方向の電圧がホール電圧 V_H で、

$$V_H = \frac{R_H IB}{d} \quad (1.1)$$

となる。ここで、 d は試料の厚さ、 R_H はホール定数といわれ

$$R_H \propto \frac{1}{qn} \quad (1.2)$$

となる。ここで q はキャリアの電荷、 n はキャリア密度である。金属のように伝導電子がたくさんある材料では実用化するほどの効果が得られなかったが、半導体では特にIII-V族化合物半導体であるInSbやInAsなど移動度の大きいもので大きな効果が得られ、実用化されている。

磁気抵抗効果には、半導体での磁気抵抗効果と強磁性体による磁気抵抗効果がある。半導体での磁気抵抗効果はホール効果と同様、進行中の、電子に働くローレンツ力によるものである。横方向のホール効果は、全体を平均してみると電子の横方向の動きがないような効果をもたらすが、実際のキャリアはある速度分布を持っているために個々の電子の磁界の下での動きにはその経路に変化があり、幾分か長くなるので磁界の自乗に比例した抵抗の増加がみられる。これが半導体での磁気抵抗効果である。これも電子の移動度が大きいInSbやInAsなどで実用化されており、無接触の磁気式ポテンショメータ⁶⁾や回転数センなど広く実用されている。

強磁性体での磁気抵抗効果は、強磁性体の電気抵抗の異方性を利用したもので、外部磁界によって磁化回転とともに内部抵抗が変化する現象を利用する。電気抵抗率 ρ は、強磁性体の磁化方向と電流のなす角度を θ とすれば

$$\rho = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta \quad (1.3)$$

となる。ここで、 ρ_{\parallel} と ρ_{\perp} はそれぞれ、磁化にたいして電流が平行になったときおよび垂直になったときの抵抗である。一般には $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ であるので外部磁界が加わると抵抗が $\cos^2 \theta$ に比例して減少する。

図1.2に強磁性体磁気抵抗素子の構造と抵抗の磁界特性を簡略に示す。通常、磁化容易方向は素子の長手方向（電流方向）につくられる。実際の強磁性体磁気抵抗素子は、高出力が得られるように薄膜化して抵抗を高くしてあり、パーマロイ薄膜やNiCo合金薄膜などが用いられる。抵抗変化率が150A/mで約2~3%，400A/mで4~5%であり半導体磁気センサにくらべて弱磁界における感度が高いことや、金属であるので半導体に比べ高温まで利用できることなどの特徴があり、また高周波特性に優れ100MHzオーダでも使用する

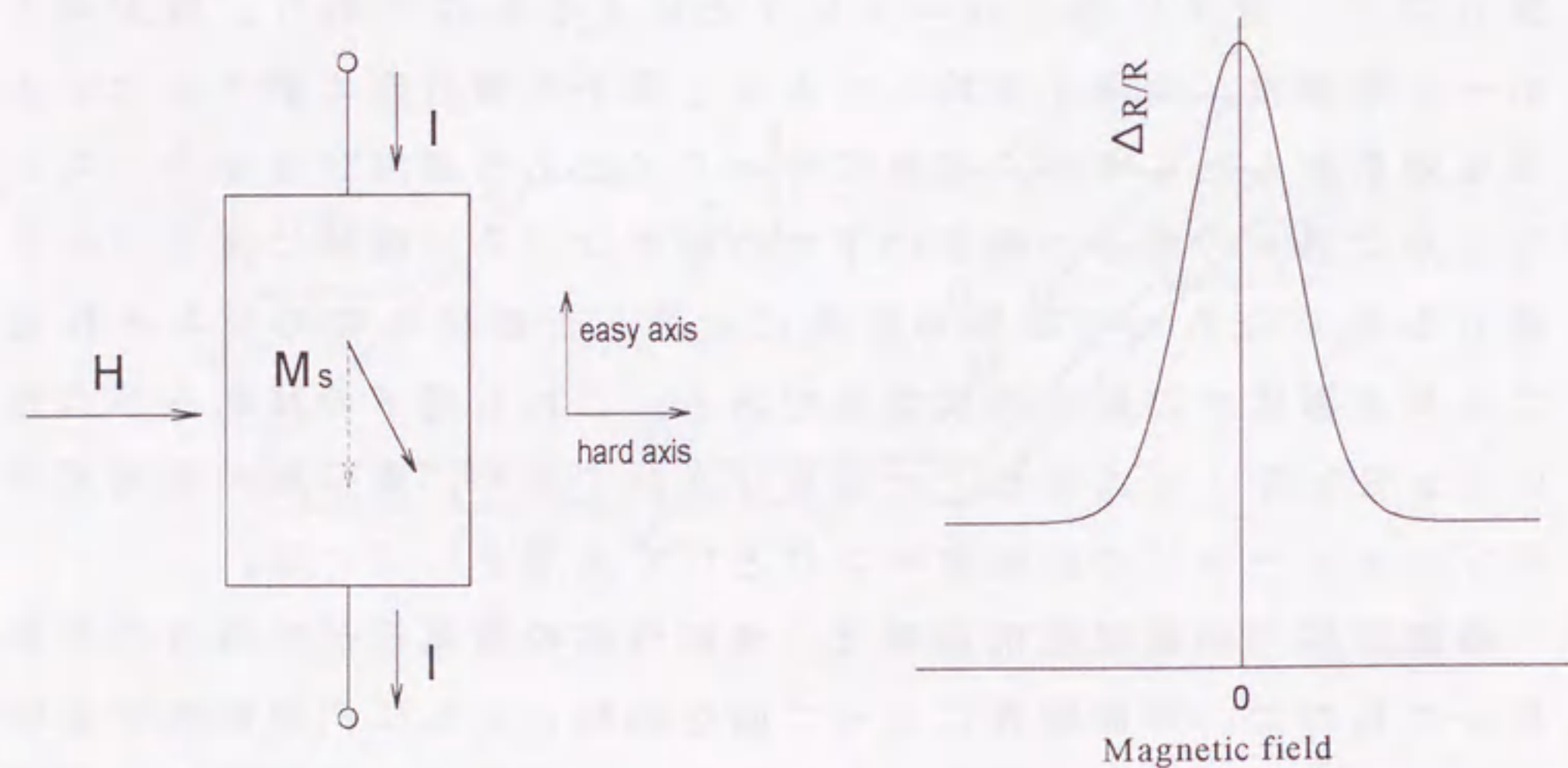


図1.2 強磁性体磁気抵抗素子の構造と磁界特性

ることができる。強磁性体磁気抵抗効果はMR素子としてロータリエンコーダやリニアエンコーダ（マグネスケール）などの磁気ヘッド⁷⁾⁸⁾、回転数センサなどに利用されている。また近年、Fe/Cr⁹⁾、Co/Cu¹⁰⁾人工格子膜などで抵抗の変化率がきわめて大きい巨大磁気抵抗効果が発見され、物性、応用の両面から精力的に研究が進められている。

2. 磁歪および磁気弾性効果 (Magnetostriction and Magnetoelastic Effect)

磁歪とは磁性体が磁界中で磁化される時その試料の寸法が変化することである。試料の寸法を l , 長さの変化を δl とするとき $\lambda = (\delta l / l)_{\max}$ を飽和磁歪定数または磁歪という。磁歪定数の値は $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 程度である。これは1842年にJouleにより発見された¹¹⁾のでJoule効果と呼ばれることがある。

その後、磁性体に磁界を印加することによりヤング率 E が変化することが報告された。これを ΔE 効果という。磁化されていない強磁性体に応力 σ を加えると応力による伸び λ_s だけではなく自発磁化の回転により磁歪による余分な伸び λ_m が生じる。そのためヤング率 E_d は

$$E_d = \frac{\sigma}{\lambda_e + \lambda_m} \quad (1.4)$$

となる。

ここで、飽和した試料では磁歪による伸びはないのでヤング率 E_s は

$$E_s = \frac{\sigma}{\lambda_e} \quad (1.5)$$

これより

$$\frac{\Delta E}{E_d} = \frac{E_s - E_d}{E_d} = \frac{\lambda_m}{\lambda_e} \quad (1.6)$$

となる。

ほかにセンサに応用される磁気弾性効果としてVillari効果¹²⁾, Matteucci効果¹³⁾, Wiedemann¹⁴⁾効果などがある。これらは磁歪

の逆効果を直接または間接に利用したものである。Villari効果とは、試料に張力を加えるとその方向に透磁率が変化する現象である。Matteucci効果とは、ひねりが加えられた軟磁性棒に長さ方向の交流磁界を印加したとき、試料両端間に交流電圧が発生する現象である。これは試料内の円周方向の磁束変化により試料両端に電圧が発生するもので、ひねりを加えるのは磁歪の逆効果により円周方向磁化成分をつくるためである。この効果は結晶質の磁性体では微弱で実用には至らなかった¹⁵⁾。しかし、近年円周方向に磁化成分をもつわずかに負磁歪のアモルファスワイヤ ($\lambda = -10^{-7}$) でMatteucci効果が顕著に現れることが見いだされ¹⁶⁾, またワイヤに垂直方向の磁界によってもMatteucci電圧を得ることができることから、コンピュータへのペン位置入力装置であるデータタブレットへの応用が試みられている¹⁷⁾。

Wiedemann効果とは、長さ方向の磁界中におかれた試料に電流を流したとき (円周方向の磁界を与えたとき) 試料にねじり歪が発生する現象である。Wiedemann効果におけるねじり角 θ は

$$\frac{\theta}{l} = \frac{2}{r} (\lambda_l - \lambda_t) \frac{H_l H_c}{H_l^2 + H_c^2} \quad (1.7)$$

であたえられる。ここで l は試料の長さ, r は試料の半径, λ_l , λ_t はそれぞれ試料の長さ方向及び横方向の磁歪定数, H_l , H_c はそれぞれ試料の長さ方向及び円周方向の磁界である^{18) 19)}。Wiedemann効果はトルクセンサ, 磁気式歪ゲージなどの力学量センサや²⁰⁾ 磁界センサ, 直流電流センサ²¹⁾ などに応用が試みられている。また、これら磁歪の逆効果による磁気弾性波の伝搬も遅延素子^{22) 23)}, データタブレット^{24) 25)} や距離センサ²⁶⁾ などに利用されている。

3. 電磁効果 (Electromagnetic Effect)

電磁効果は特に電磁誘導を利用した現象であり、コイルを鎖交する磁束 Φ の時間変化によりコイルに発生する電圧 V は、

$$V = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.8)$$

であたえられる。ここで N はコイルの巻数である。

この現象を利用したものとしては、磁気ヘッド、サーチコイル式の磁界センサ、フラックスゲート型磁界センサ^{27) 28)}、強磁性薄膜素子²⁹⁾などがある。磁気ヘッドは図1.3に示すように、先端にエアギャップのあるヨークに数ターンのコイルが巻かれたものである。また、サーチコイルには空心のものと磁心入りのものがある。これらは、感度が高く構造が簡単で機械的な衝撃や振動などに強く高温環境下でも使えるなどの利点があるが、微分検出型であるため直

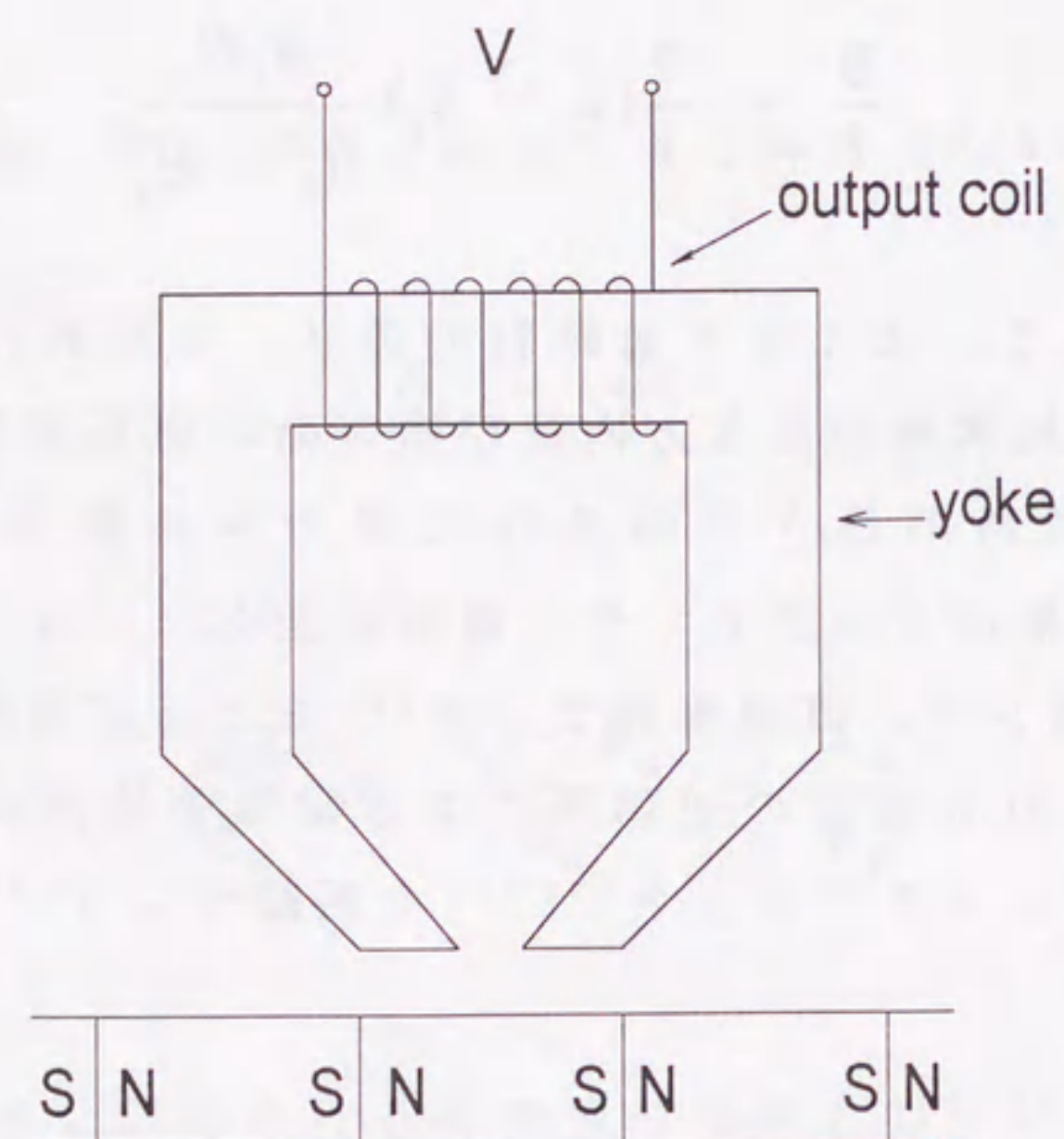


図1.3 磁気ヘッドの構造

流磁界の検出には不向きである。

これに対しフラックスゲート型磁界センサは、倍周波磁気変調法を利用したもので直流磁界から検出でき、 10^{-10} Tの分解能を有するものもある。

また、渦電流センサも、この電磁誘導を利用したものである。この渦電流センサはギャップセンサ等に利用されている。

4. 大バルクハウゼン効果(Large Barkhausen Effect)

大バルクハウゼン効果は、磁化方向が反転するとき核となる逆磁区を生成するのに必要な磁界（反転磁区形成限界磁界 H^* ）が磁壁移動限界磁界 H_0 よりも大きい磁性体において起きる³⁰⁾。このような磁性体では、外部磁界が H^* より小さいときは反転磁区は発生せず磁化の変化は生じないが、磁界が H^* 以上になったとき跳躍的に反転して、角型のヒステリシスループが得られる。この様な角型のヒステリシスループは図1.4に図式的に示すように、最初に張力を印加したFeNiワイヤでPreisachにより報告され³¹⁾、その後これがワイヤ長さ方向の磁壁移動によるものであることがSixtusとTonksにより報告された³²⁾。大バルクハウゼン効果を起こす磁性体の磁化特性を有効磁界に対してプロットすると、図1.5に図式的に示した様な内側がへこんだ磁化曲線（リエントラントループ：re-entrant loop）が得られる³³⁾。

大バルクハウゼン効果は、 H^* の磁界により生成された逆磁区の核が、磁壁移動により急激に成長することによって起きる。 H^* は磁壁の表面エネルギー密度 $\gamma \propto \sqrt{AK}$ （A:交換定数, K:磁気異方性定数）³⁴⁾に比例する。

$H > H^*$ の外部磁界を印加したときの磁壁の移動速度 V は

$$V = \frac{2M_s}{\beta}(H - H_0) \quad (1.9)$$

で与えられ、外部印加磁界の大きさや変化速度に無関係である。ここで、 M_s は飽和磁化、 β は磁壁の制動係数である。また、外部印加磁界 H を $H_0 < H < H^*$ に設定して、磁性体の端部に $H_n > H^*$ の磁界で反転磁区を形成させると、ワイヤ端部から1枚の磁壁

を伝搬させることができる。そのときの磁壁移動速度 V は、

$$V = \frac{2M_s}{\beta}(H - H_0) \quad (1.10)$$

である。

この効果は、外部磁界 $H (> H^*)$ の周波数に関係なく検出コイルに鋭いパルス電圧 $e_p \propto n_w \cdot V$ （ n_w :発生した磁壁枚数）を誘導するパルス発生素子として、ロータリエンコード用ヘッドなどに利用される。

この効果を最初に利用したのはWiegandワイヤである³⁵⁾。Wiegandは、パイクロイワイヤ（ $Co_{52}V_{10}Fe_{38}$ ）に多数回ひねり印加熱処理を施して、外殻（外部シェル）が硬質磁性で内心部が軟質磁性の複合磁性ワイヤを作製し、その二層間の磁氣的結合を利用して H^* を高めることにより、大バルクハウゼン効果を得た。図1.6示す様にWiegandワイヤは外側に硬質磁性の外部シェルと内側に軟質磁性の内部コアを持つ。最初は図(a)のように、外部シェルと内部コアは互いに反対方向に磁化され飽和している。つぎに外部シェルの磁化の方向に磁界を印加したとき、磁界の大きさがあるしきい値に達したとき両層間の磁氣的相互作用にもとずき急激な磁化反転が起き、ワイヤの回りに巻いた検出コイルに鋭いパルス電圧が誘導される。その後適当な大きさの反対方向の磁界を印加することにより、初期状態にリセットされる。図1.7にWiegandワイヤのM-Hヒステリシスループと検出波形を示す³⁶⁾。図に示すように、Wiegandワイヤは適当なリセット磁界 H_R を与えることにより大バルクハウゼン跳躍を示す。検出パルス電圧 V は、内部コアにおける磁壁の伝搬によるもので、磁化の大きさ、磁壁伝搬速度、伝搬磁壁枚数に比例する。しかしこれらは磁化反転のジッタが大きい、磁化反転に1000 A/mほど必要であるなどの問題があり、実用化は余り進んでいない。

1981年に実用化された液中回転紡糸法³⁷⁾により作製されるアモ

ルファスワイヤ（ユニチカ（株）製）は，作製されたままの状態
 ジッタのほとんどない安定した大バルクハウゼン効果をしめし³⁸⁾，
 磁界センサや距離センサ，変位センサ，セキュリティーセンサなど
 に応用されている³⁹⁾。アモルファスワイヤの大バルクハウゼン効
 果については後に詳しく述べる。

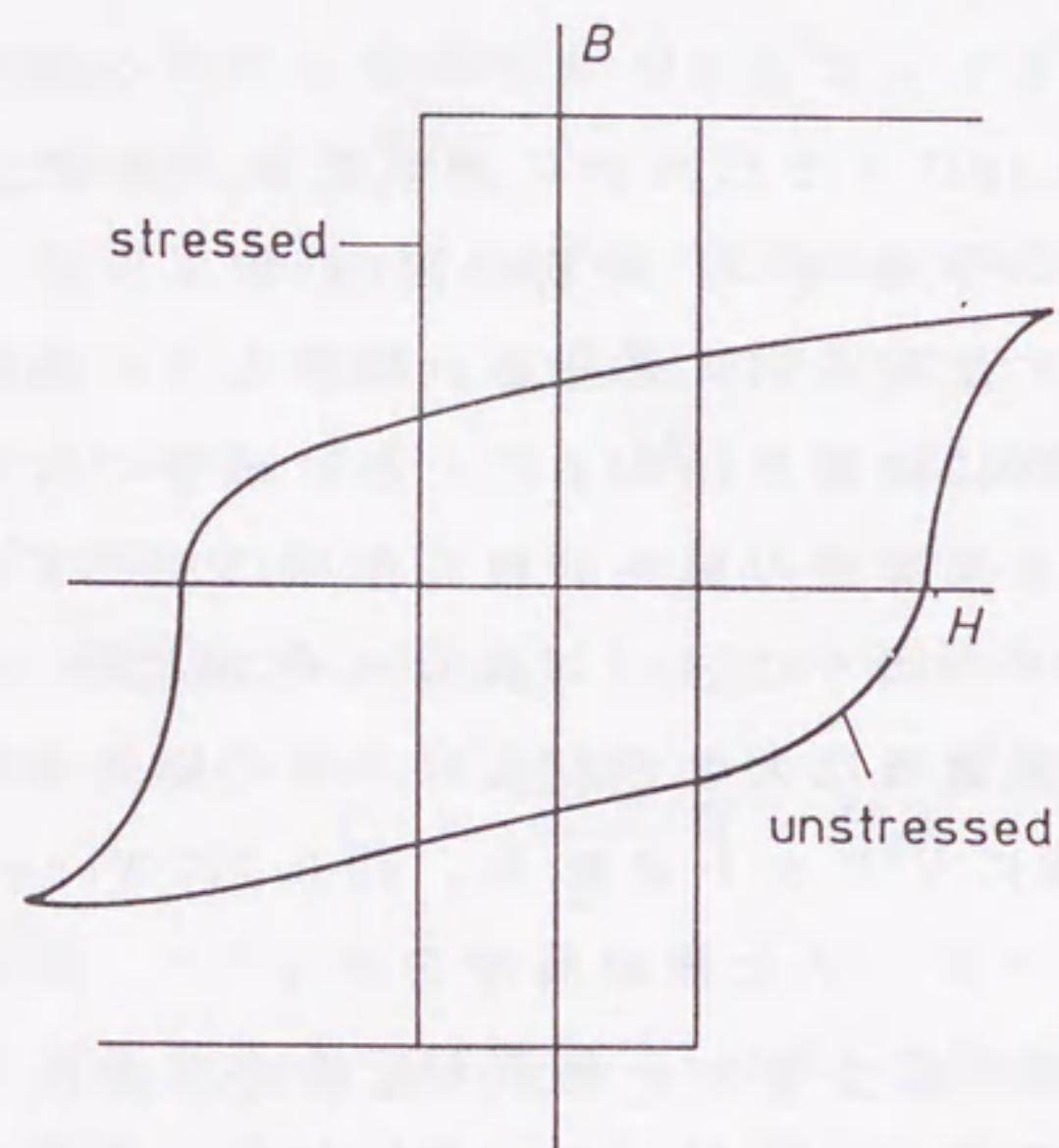


図1.4 角型のヒステリシスループ

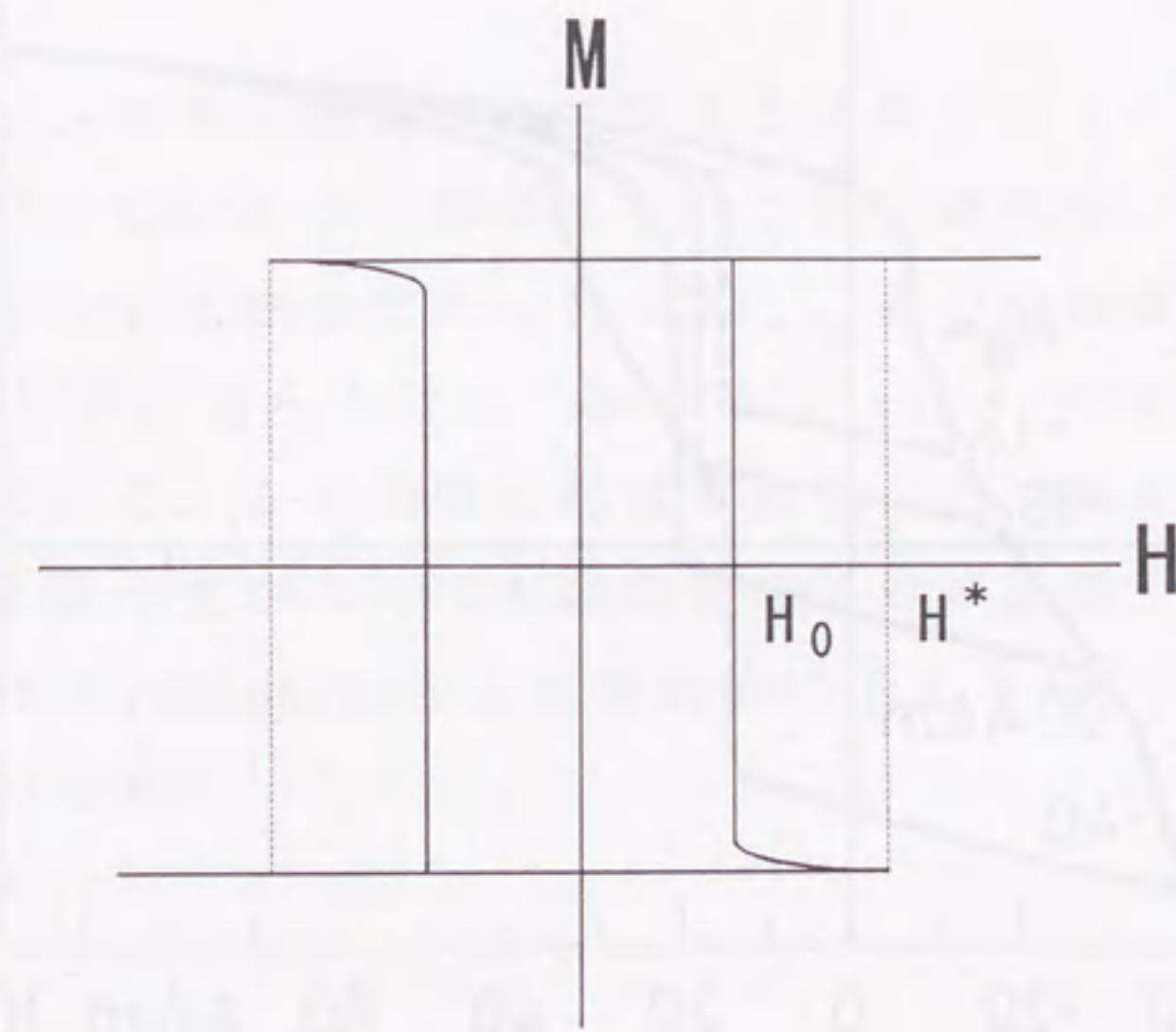


図1.5 リエントラントヒステリシスループ

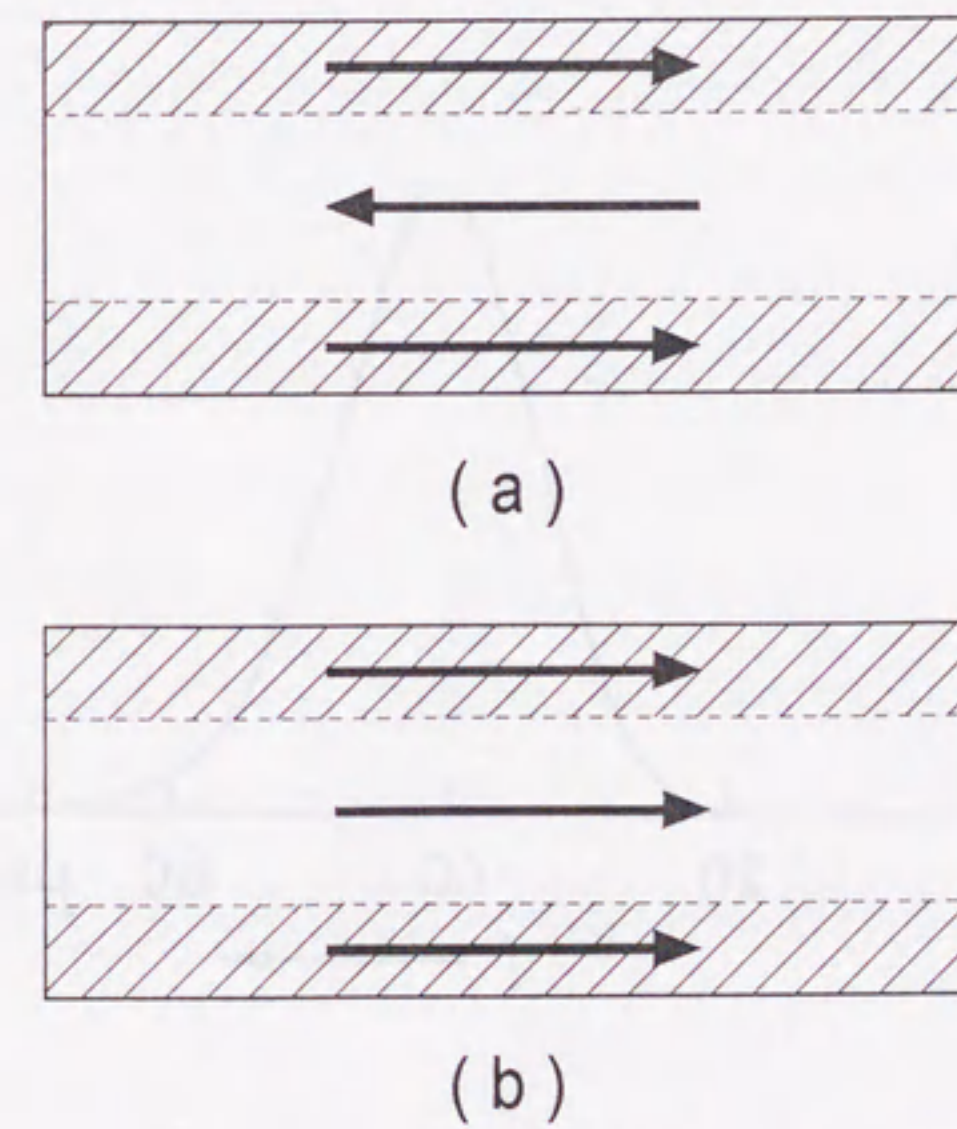


図1.6 Wiegandワイヤの磁化反転モデル

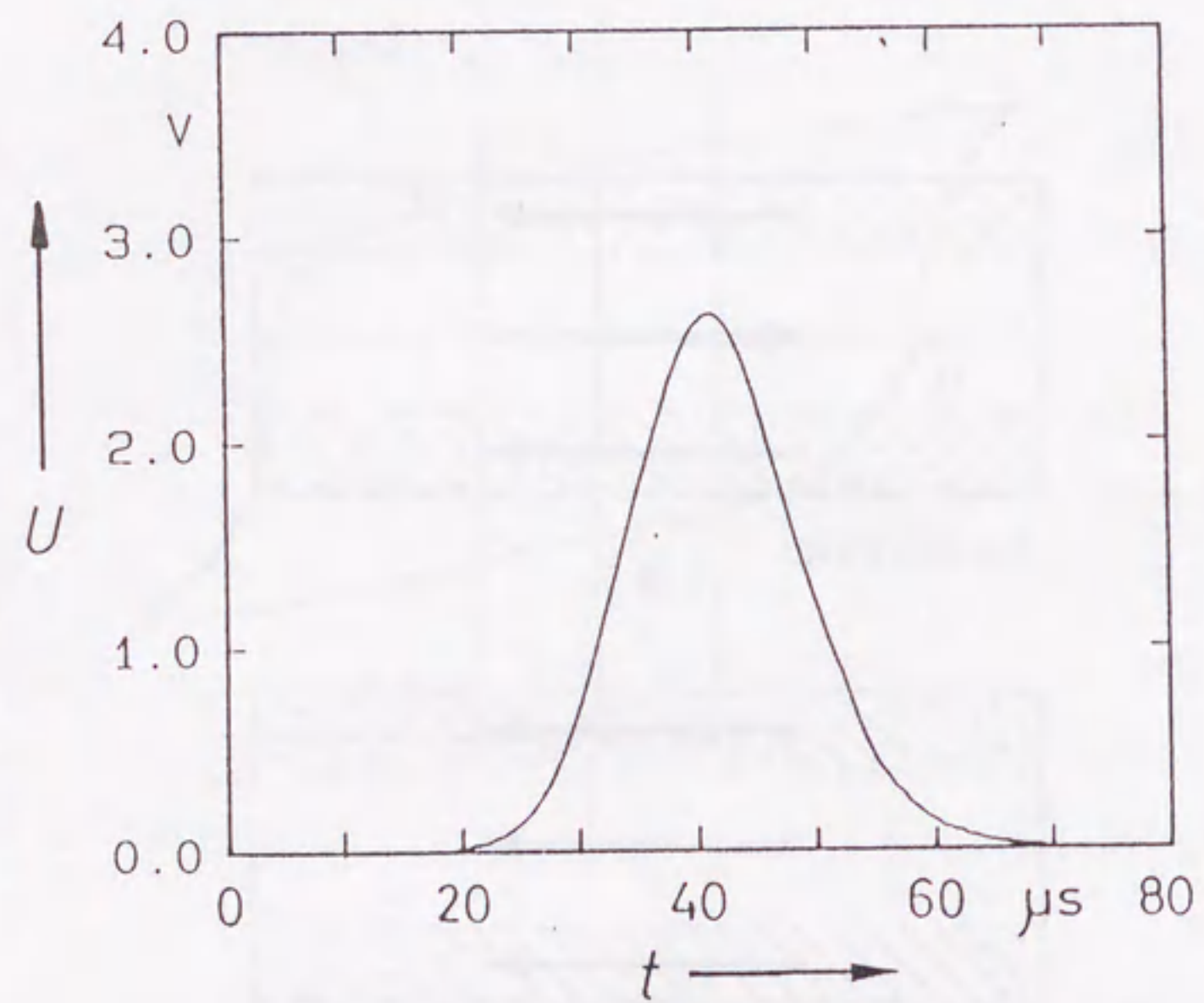
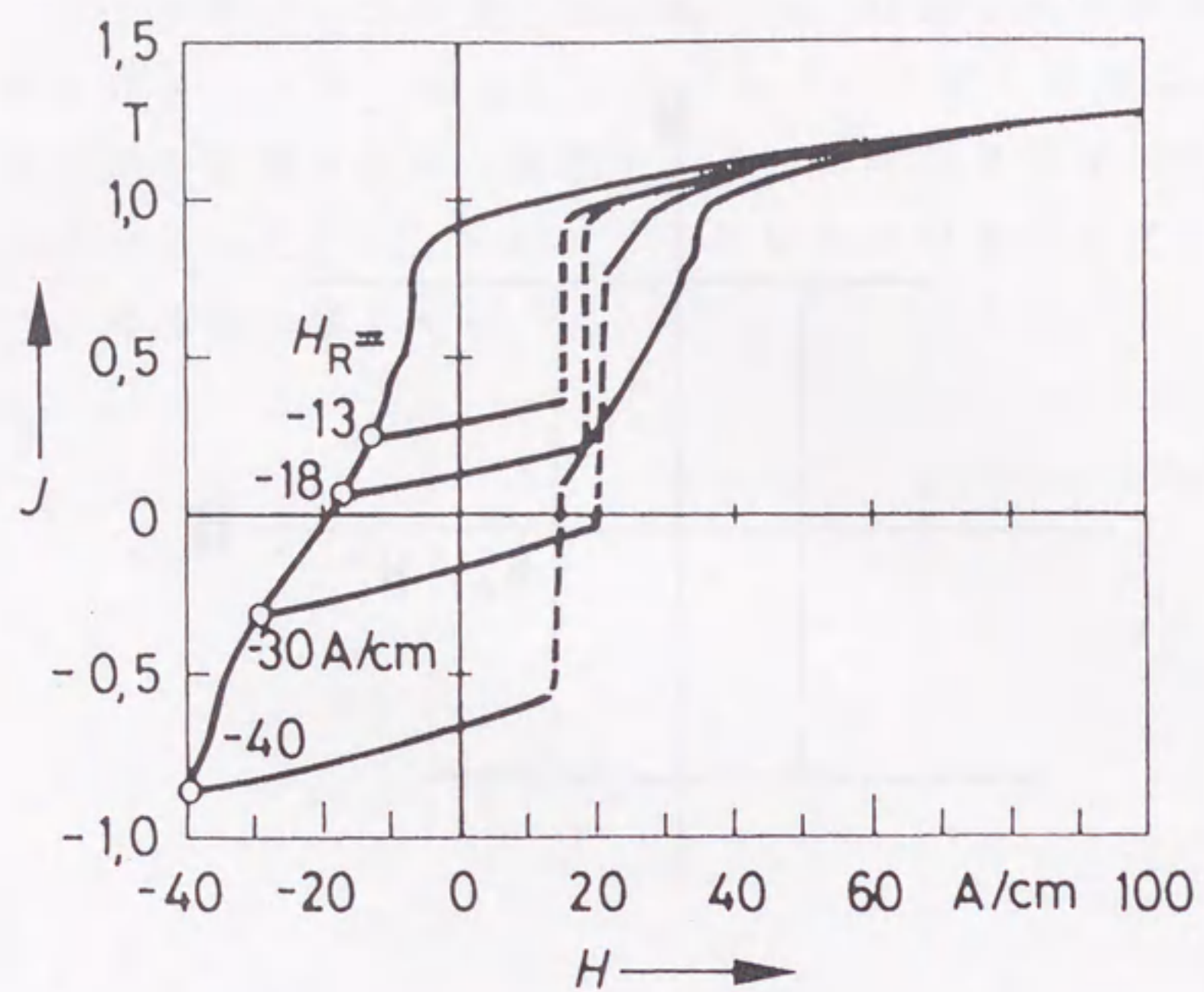


図1.7 Wiegandワイヤのヒステリシスループと検出パルス波形³⁶⁾

5. ジョセフソン効果 (Josephson Effect)

ジョセフソン効果は超電導体で起きる現象であり、これらを利用したセンサはSQUIDと呼ばれているが、磁界センサの中では現在のところもっとも高感度なものである。その分解能は理論的限界とされる 10^{-15} Tに迫ろうとしており⁴⁰⁾、 $10^{-12} \sim 10^{-13}$ Tのものが実用化されている。この効果は超電導体につくられた薄い絶縁膜等のギャップを電位差がなくでも超電導電子対が通過するトンネル現象で、1962年にJosephsonにより理論的に予言され⁴¹⁾、その後実験により確かめられた⁴²⁾。

以上の例からもわかるように新しいセンサを開発するには、新しい材料を開発しそれにより従来の物理効果を実用可能にする場合と新しい効果を発見しそれを実用可能にする場合があり、材料、物性両面からの研究が必要である。

1・3 距離センサ

距離センサ（位置センサも含む）はメカトロニクス，自動計測などの分野で需要が拡大しており，またセンサの種類も多い。距離センサをその検出原理で分類すると磁気式のもの，光学式のものが多く，あとは超音波や静電容量を利用したものやポテンショメータなどがある。磁気式距離センサは信頼性，耐環境性に優れ，工作機械や自動製造行程などに使われている。また，光学式の距離センサは高精度，高分解能のものが得られ，精密計測，精密位置決めなどに使われている。またその性能で分類すると，比較的狭い測定範囲で高分解能で精度よく測定するものと，精度や分解能は劣るが長距離が測定できるものとの分類できる。図1.8に距離センサの分類を示す。以下，現在実用されている距離センサを概観する。

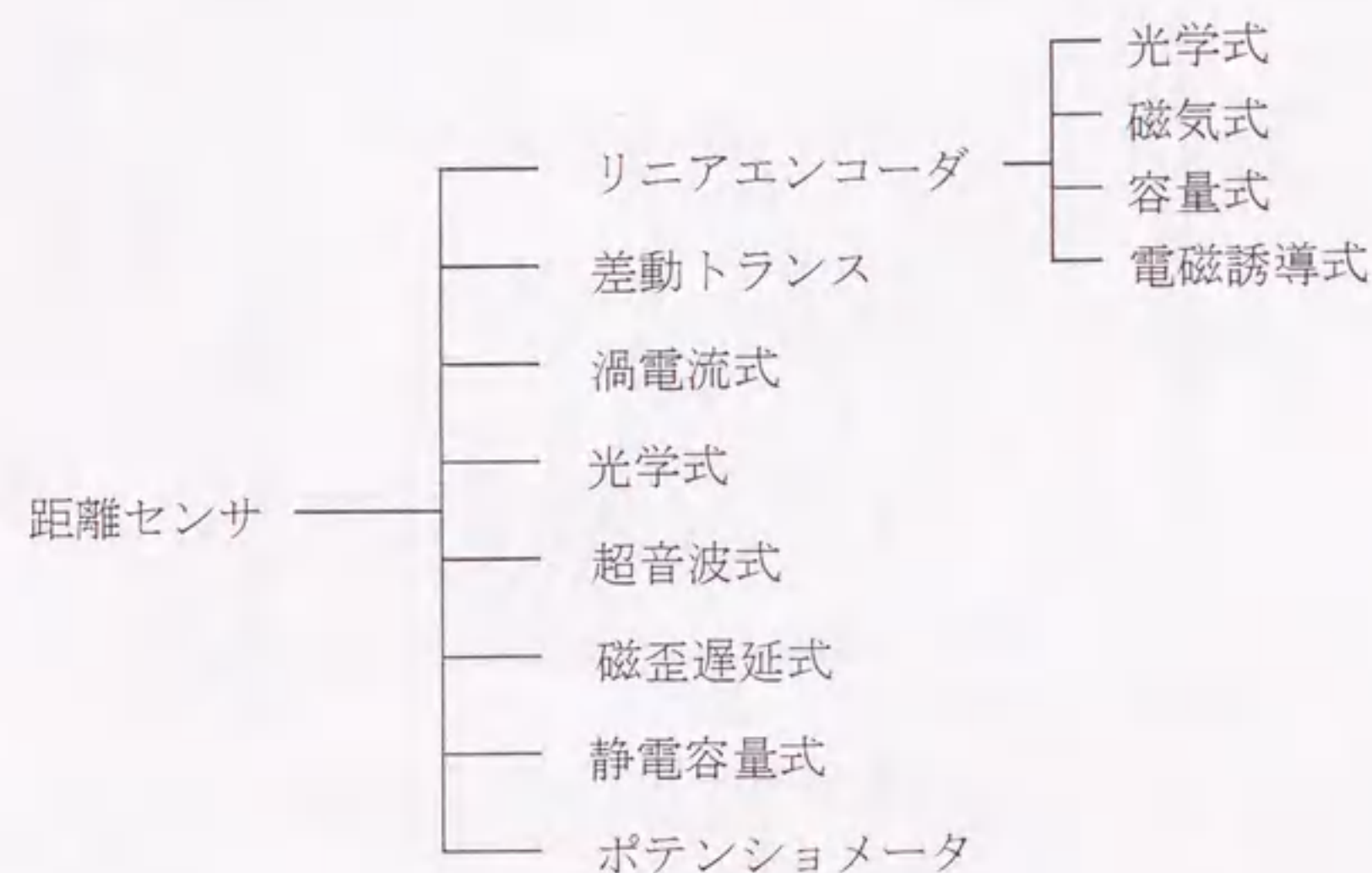


図1.8 距離センサの分類

1. リニアエンコーダ

リニアエンコーダは移動量に比例したパルス信号を発生し，その信号をカウンターにより積算して移動量を求めるものである。高精度を要求する場合は信号を内挿することによって分解能を高める。これにはおもに光学式，磁気式，静電容量式，電磁誘導式がある。この中でおもに使われるのは，光学式と磁気式のものである。光学式リニアエンコーダの基本構成は光源から受光素子（光電変換素子）までの光路内に，メインスケールとインデックススケールを配置したものである。図1.9に透過型の光学式リニアエンコーダの構造を示す。メインスケールとインデックススケールは一定ピッチでスリット状の目盛りが形成されおり，メインスケールの移動にともない受光素子の受光強度は正弦波状に変化する。目盛りピッチは $8\mu\text{m}$ ～ 2mm 程度であるが，出力正弦波信号を内挿することにより分解能 $0.2\sim 100\mu\text{m}$ 程度で利用されることが多い。有効長 1000mm までのものが市販されている⁴³⁾。また，光の回折を利用してメインスケールとインデックススケールの間隔を広げたものや，メインスケールの目盛りピッチの $1/2$ の周期で正弦波信号が得られるようにして高分解能化を計ったものも実用されている⁴⁴⁾。

磁気式のリニアエンコーダは一定のピッチで着磁した磁気テープをメインスケールとして使用する。図1.10に磁気式リニアエンコーダの構成図を示す。検出体の移動にともなうメインスケールの磁束変化を磁気ヘッドや磁気抵抗素子で検出する。スケールの目盛りピッチは $0.2\sim 0.4\text{mm}$ のものが多く，分解能は $0.1\mu\text{m}\sim 0.1\text{mm}$ で使用される。光学式のものよりも長ストロークのものをつくりやすく，有効長が 30m 程度のものも市販されているが，有効長 $500\sim 600\text{mm}$ 程のものが多い。

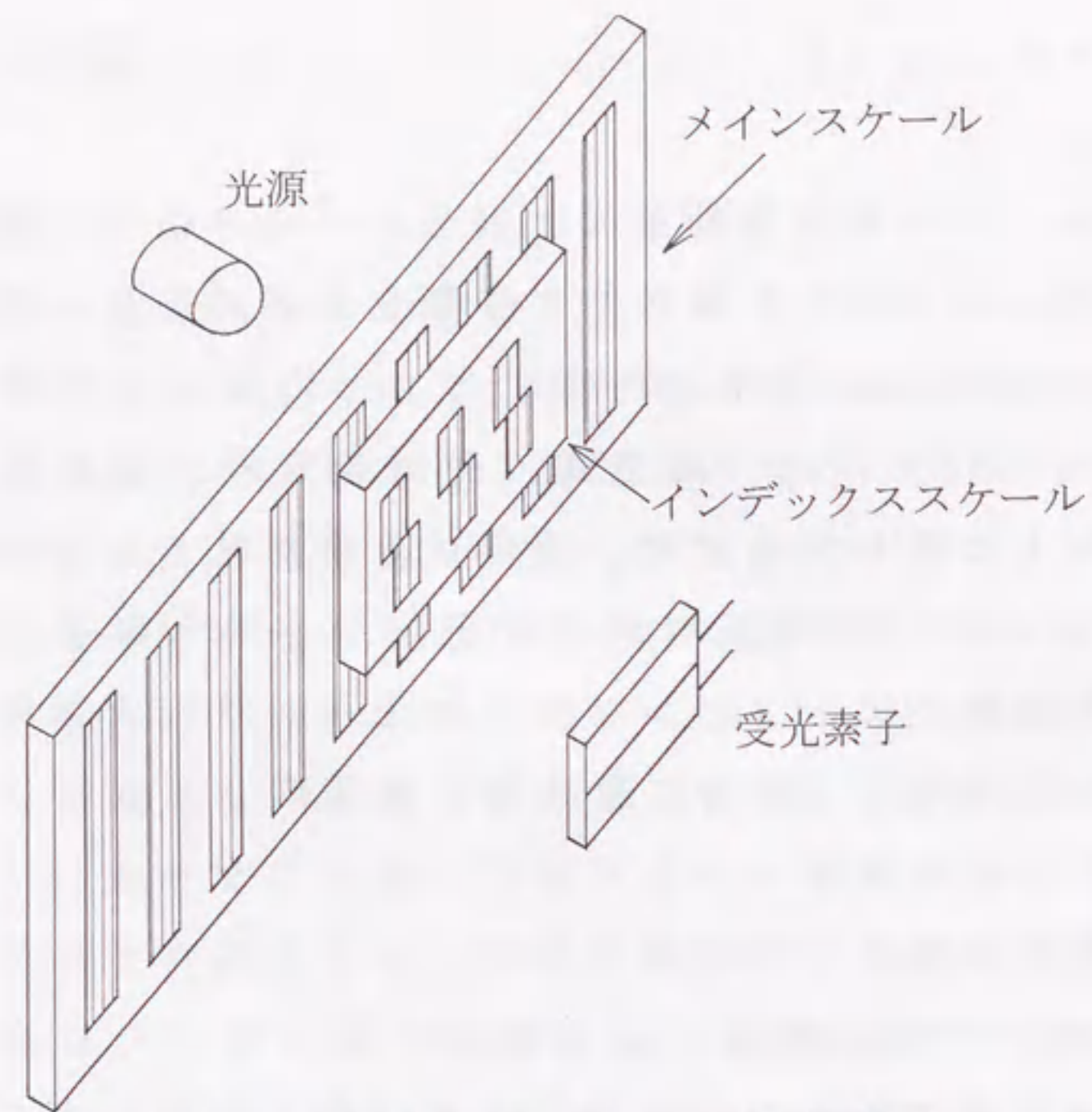


図1.9 光学式リニアエンコーダの構成図

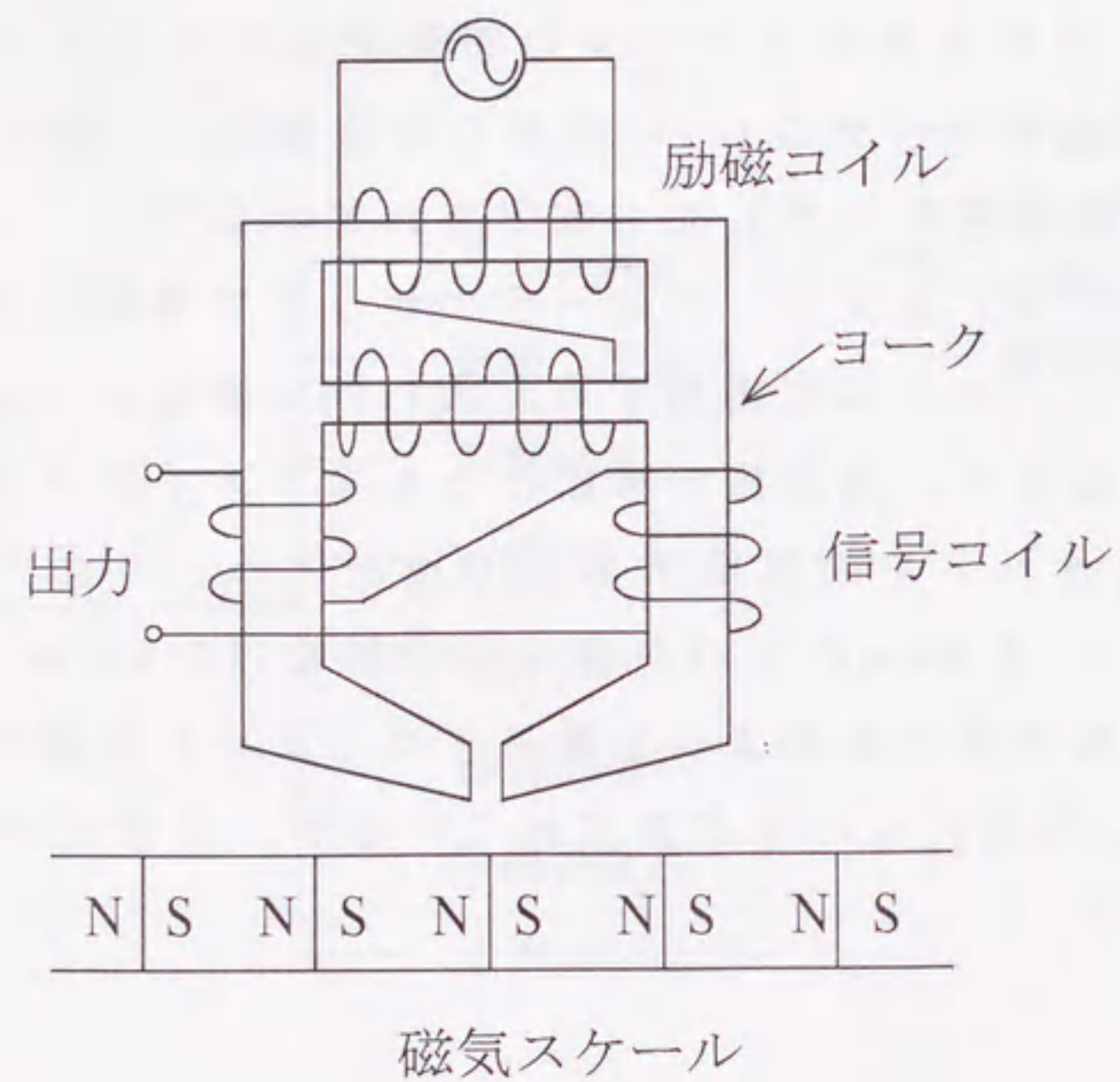


図1.10 磁気式リニアエンコーダの構成図

2. 差動トランス (リニアフォーマ)

差動トランスは電磁誘導を利用したもので、とくにトランスの原理を利用する。その構造は図1.11に示すようにボビンに1次コイルと2つの2次コイルを巻いたもので、ボビンの中には移動することができる鉄心が設置してある。図1.11の2つの2次コイルは、巻き数は同じであるが、巻方が左右逆になっていて直列につながれている。したがって、出力はこの2つの2次コイルに誘導される電圧の差に比例する。コアが中央にあって動かない場合は2つのコイルのインダクタンスが等しく出力は現れないが、鉄心が移動するとどちらか1つの2次コイルの出力が大きくなり、もう1方が小さくなって差の出力があらわれる。測定対象は非磁性体を介して鉄心につながれていて、測定対象の移動にともなって鉄心も移動する。

図1.12に鉄心のバランス位置からの移動距離と出力電圧を示す。図1.12のように鉄心がボビンの端に近づくとも出力が低下するので出力と移動距離の直線性が良いところをセンサとして利用する。

このセンサは精度がよくミクロンオーダーの測定ができる。しかし、長距離を測定できるものは作製しにくく、一般に有効長は150mm程度である。このセンサは応用範囲がきわめて広くさまざまところで使用されている。

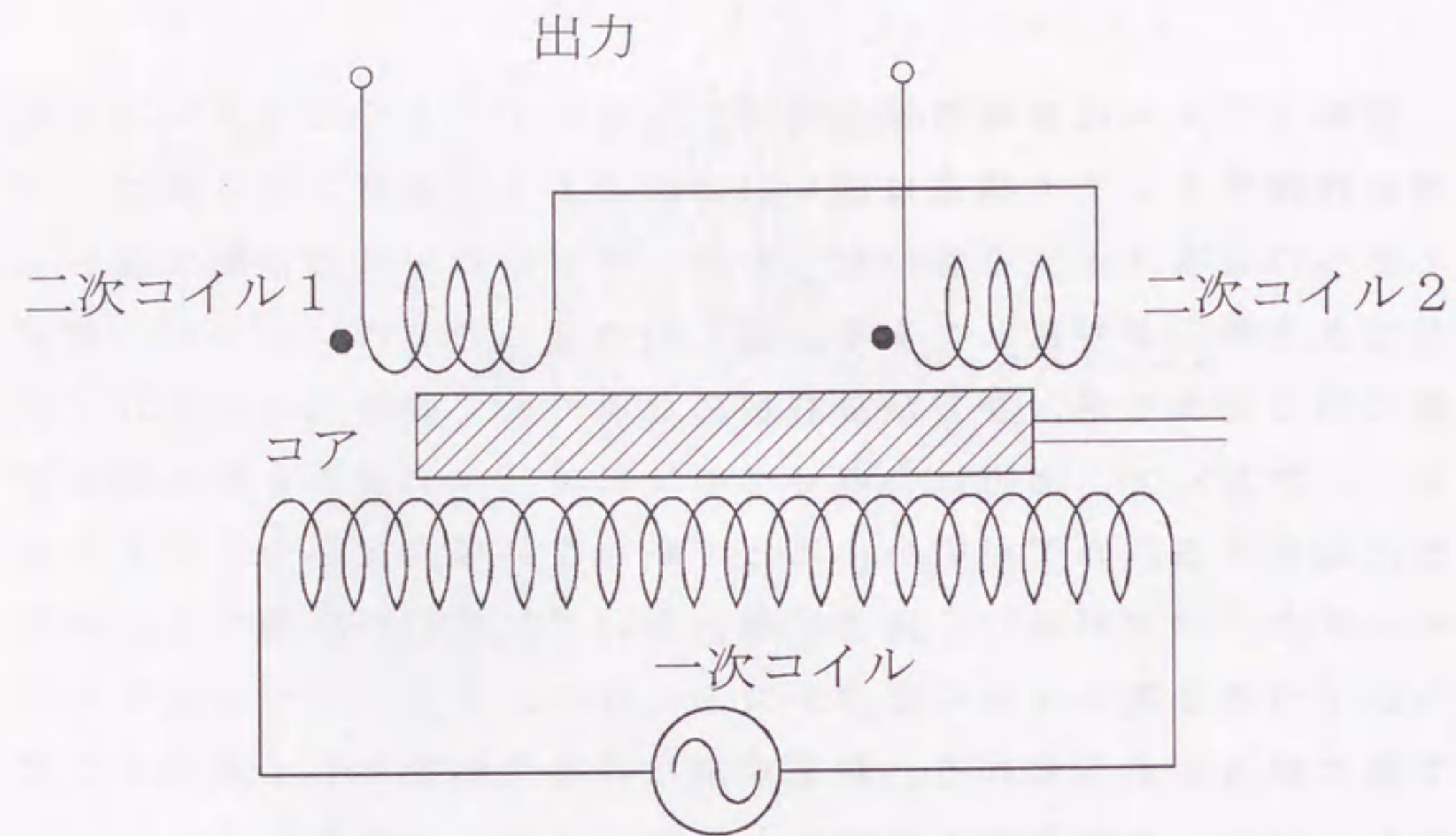


図1.11 差動トランスの原理

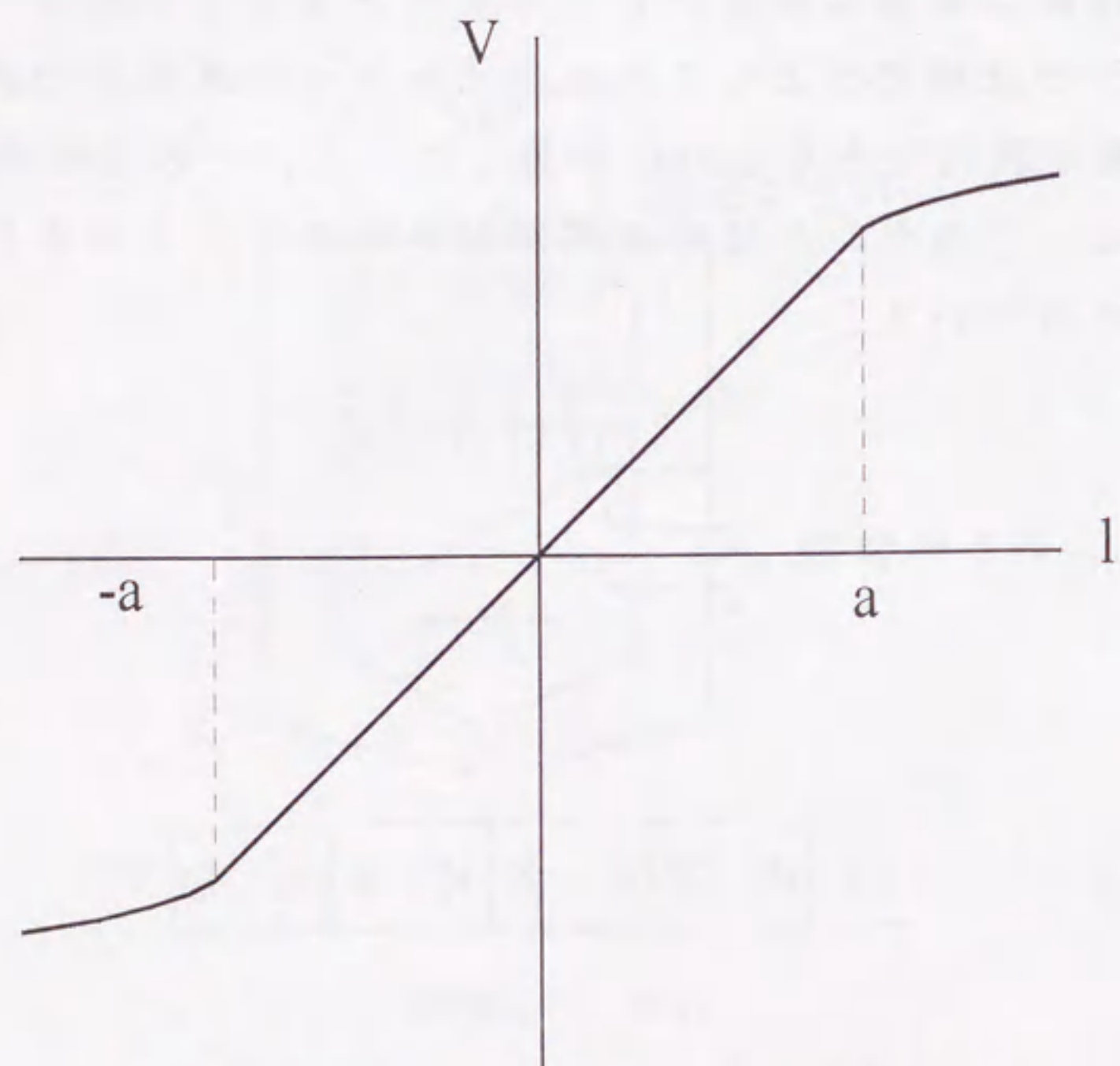


図1.12 差動トランスの距離と出力特性

3. 渦電流式距離センサ

渦電流式距離センサも電磁誘導を利用したものである。高周波で発振しているコイルに導体を近づけると、導体に渦電流が流れてエネルギーを消費するのでコイルのインダクタンスが変化する。このインダクタンスの変化は導体とコイルの距離によって変わるので、これを利用して距離を検出する。このインピーダンスの変化はコイルに接続された発振器の発振周波数または振幅の変化として検出される。このセンサは非接触式で、測定範囲は約10mmと小さいが直線性は高く、ミクロンオーダーの測定もできる。また使用温度範囲は-25~70℃と広く、水や油の進入を防ぐためセンサ部をエポキシ樹脂などで密封してあるので、耐環境性がよい。渦電流式距離センサは、金属体の位置決め、傾き、厚さ測定などに利用される。しかし金属体しか検出できないなどの欠点がある。

4. 光学式距離センサ

光学式距離センサの原理を図1.13に示す。投光素子から出射した光は投光レンズで細かく絞られて、測定対象物に照射される。測定対象物の表面で反射された光は受光レンズで集光され、PSD（位置検出素子）上に結像する。この結像位置は測定対象物の位置により変化するので、これを利用して距離を測定する。この光学式の中で半導体レーザーを用いたものはビーム径が1mm以下と小さくなり、微小物体を高精度に測定できる。その分解能は数 μm ほどで、測定範囲は数十mのものもある。しかし光学式はレンズ面などにチリやゴミが付くと測定できなくなるので、使用環境の悪いところではメンテナンスが必要である。

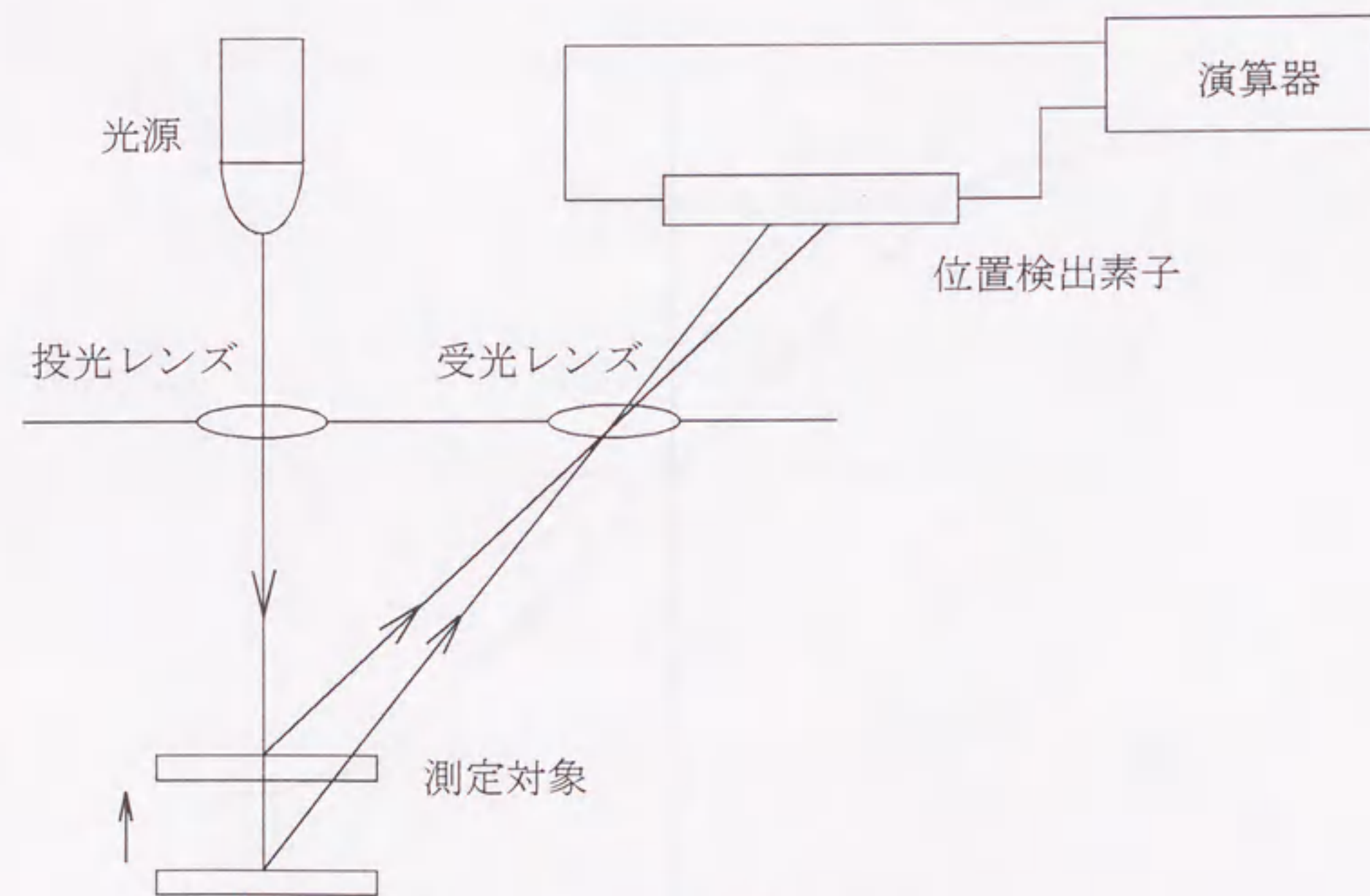


図1.13 光学式距離センサの測定原理

5. 超音波式距離センサ

超音波式の距離センサには、測定原理から2種類ある。1つはパルスエコー方式で、もう1つはFM-CW（周波数変調・連続波）である。

パルスエコー方式は、図1.14に示す様に超音波をパルス変調して送波し、測定対象から反射してもどってくるまでの遅延時間 Δt と空気中の音速から測定対象までの距離を求める。

FM-CW方式は周波数変調を施した連続波を用いる。その測定原理を図1.15に示す。検出対象で反射して遅延時間 Δt 後に戻ってくる受信波と送信波とを乗算して低周波成分のみを取り出すと、距離に比例した周波数差 f_d が得られる。これより、距離を測定する。FM-CW方式は周波数から測定するので、信号レベルの変動による影響が少なく、高精度な測定が可能である。

超音波式距離センサは測定対象の色、透明度の影響を受けずに安定した距離測定ができ、液面の制御や透明フィルムのたるみの制御などに使用される。しかし、空気中の音速は温度によって変化するため、局所的な温度差があり空気の対流現象が激しいところや空気のかく乱があるところでの使用は困難である。

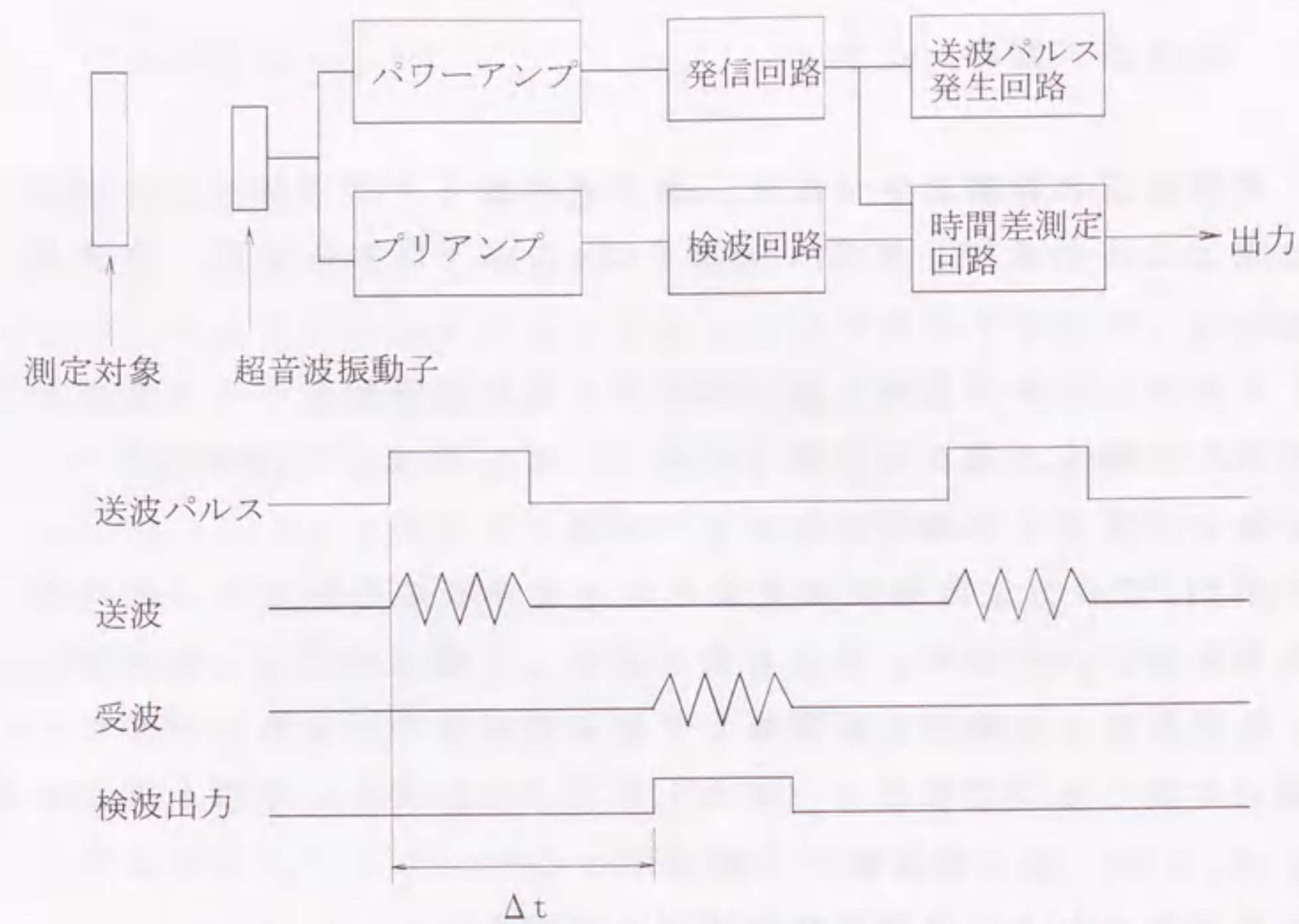


図1.14 超音波式距離センサ（パルスエコー方式）の測定原理

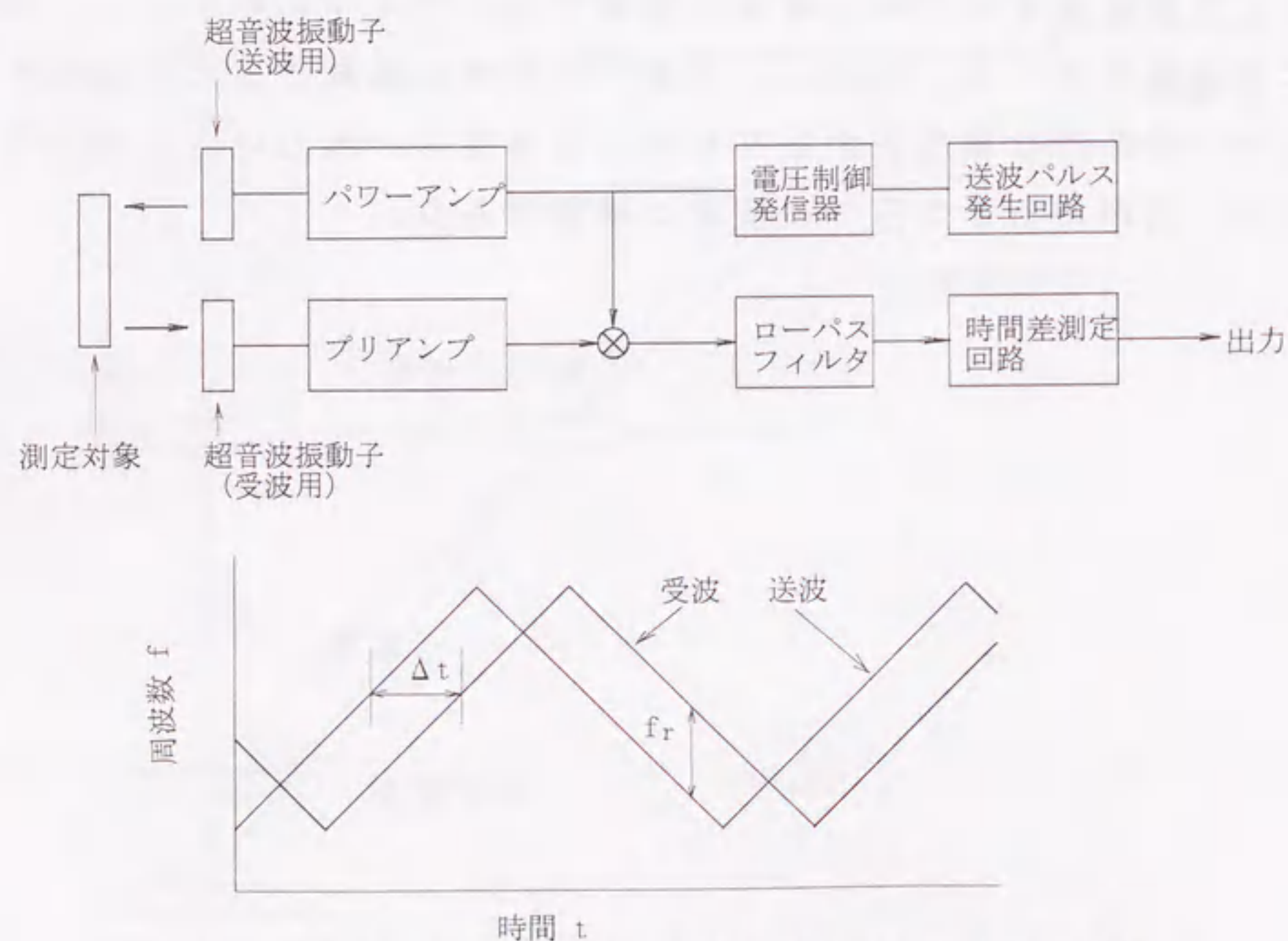


図1.15 超音波式距離センサ（FM-CW方式）の測定原理

6 磁歪遅延線方式距離センサ

これは磁歪線の磁気弾性波の伝搬を利用したものである。磁歪線の2カ所にコイルを巻き、片方にパルス電流を通電するとその磁界により磁歪線がひずみ、そこから弾性波が伝搬する。そして、弾性波がもう1つのコイルに達したとき、この弾性波によって磁化が変化してコイルにパルス電圧が誘起される。この誘導パルスと印加パルスの時間差と磁気弾性波の伝搬速度から距離を検出する。図1.16に測定原理と検出波形を示す。また、測定対象と共に移動する磁石の位置を検出する方式のものもある。これは図1.17に示すようにWiedemann効果を利用したもので、磁歪線にパルス電流を流したとき電流によるワイヤ円周方向磁界と磁石による磁界の合成磁界により磁石の位置にねじり歪が発生し、その伝搬を利用したものである。ワイヤの両端には検出コイルが巻いてあり、その2つの検出コイルに誘導されるパルスの時間差と磁気弾性波の伝搬速度から距離を測定する。このセンサは非接触で耐環境性に優れているので、空圧、油圧シリンダーの内蔵用センサとして利用されている。また、液体ヘリウムなどの液面検出などにも利用されている。有効測定長が2000mm以上で非直線性が1%/FS程のものが市販されている。しかし、ワイヤ端での磁気弾性波の反射があるのでその処理が必要になり装置が複雑になること、磁気弾性波の伝搬速度が数km/sと速すぎて距離検出精度に限界があること、などの問題がある。

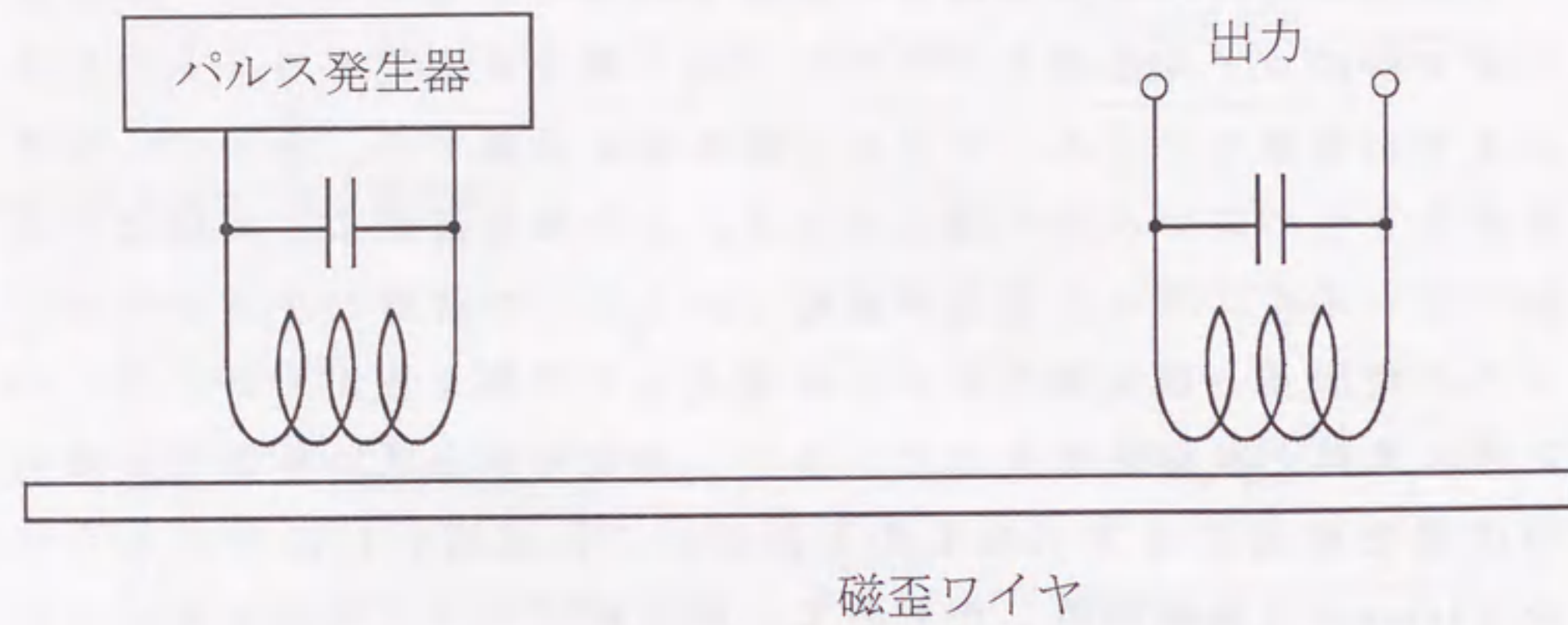


図1.16 磁歪遅延方式の測定原理

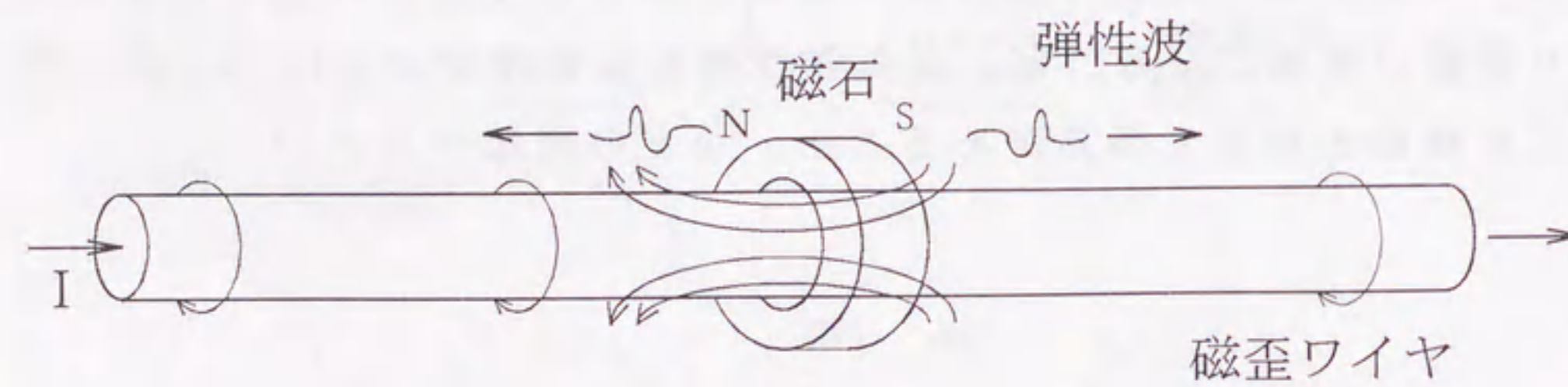


図1.17 Wiedemann効果による距離センサの原理図

7 静電容量式距離センサ

静電容量式距離センサはコンデンサの静電容量 C が電極間の距離により変化することを利用して距離を検出する。図1.18に示すように測定対象を一方の電極とし、もう一方の電極をセンサの電極としてコンデンサを形成する。静電容量 C の変化はブリッジ回路により電圧の変化として測定される。静電容量式は金属体だけではなくあらゆる誘電体も測定対象にすることができる。測定範囲は数mm程度と小さいが、 $1\mu\text{m}$ 以下の微小測定ができるので、半導体ウエハの厚さ測定やハードディスクの形状測定などの精密測定に使用される。また、静電容量式は内容物検知を主とした簡易計測にも用いられる。これは検出電極と大地により形成される静電容量が検出対象により変化することを利用したものである。回路構成が簡単で安価であるため、非金属容器の壁を通して内部の液面や木材のレベルを検出するのに使用されている。

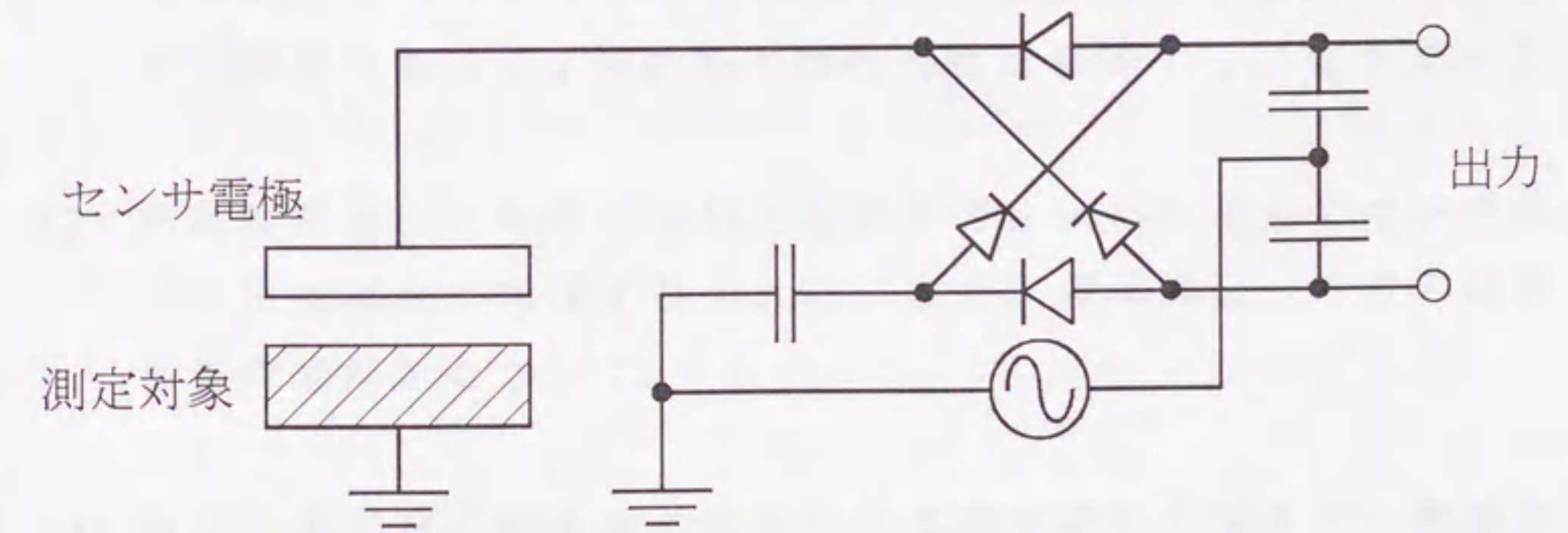


図1.18 静電容量式距離センサの測定原理

ポテンシオメータは抵抗体上を摺動子を移動させることによりその距離によって変化する抵抗値を利用して距離を検出する。抵抗体には金属線や導電性プラスチックが使用される。ポテンシオメータには直線距離と回転距離を測定するものがある。構造が簡単で安価なため、サーボモータの位置のアナログ制御用センサなどさまざまなところに使用されている。しかし接触式であるため抵抗体や摺動子の摩耗など信頼性に問題がある。無接触のポテンシオメータとして磁気抵抗素子を使ったポテンシオメータもある。これは無接触であるため寿命は考えなくて良いが、外部磁界に弱い。

既存のセンサを概観した結果以下のことが明らかになった。

1000mm程度の距離を1%程度の精度で高速かつ高信頼で動作する細型の距離センサが、メカトロニクス分野特ディーゼル機関自動車などの高効率、省エネルギー、知能化制御のために非常に需要が高いが、これまでに開発されていない。

新しいセンサを開発するには新しい高機能材料の開発が必要不可欠であるが、アモルファス強磁性体はかかる高機能材料の1つである。アモルファス金属は結晶構造を持たず、また広範囲の合金組成で作製されており、そのため構造的、化学組成的な特殊性を反映して結晶金属では得難い新しい特性が出現する。1973年米国のアライドケミカル社（現在アライド社）によりリボン材が開発、市販され、1981年にはユニチカ（株）からワイヤ材が開発されており、その優れた機械的、電磁氣的、化学的諸特性を利用してさまざまな応用開発が進められている⁴⁵⁾。とくにセンサへの応用は広く展開されており、アモルファス磁性体のセンサ材としての特徴を列記すると以下のようなになる。

- (1) アモルファス磁性体は、結晶磁気異方性を持たない。結晶磁気異方性は透磁率の低下、保磁力やヒステリシス損失、共鳴損失の増加をもたらすので軟磁性材料としては好ましくない。結晶磁気異方性がないために主な磁気特性は磁歪によって決まるので、磁歪の調整により材料の磁気特性を制御することができる。
- (2) 結晶粒界がなく均質な材料であるので、大バルクハウゼン効果では磁壁移動が円滑に行われる。また、磁気雑音、音波の伝搬損失の軽減をもたらす。
- (3) 結晶粒界がなく結晶面の滑りによる塑性変形が起きず、強靱弾性体（最大抗張力300～400kg/mm²でピアノ線より強い）であるので、微細なワイヤでセンサヘッドを構成することが容易である。既存の磁性体よりも硬度が高く耐摩耗性やバネ性が優れている。

(4) 電気抵抗率がパーマロイの3~4倍あり，また薄帯やワイヤなどの微細形状の相乗効果により渦電流損失が少ないので高周波まで使用できる。

(5) 透磁率（特に回転磁化透磁率）が高く，回転磁化範囲でバルクハウゼン雑音が小さいので，磁界検出感度の高い高速応答型センサが容易に構成できる。

一方，アモルファス磁性体の使用上の留意点は以下のようなになる。

(1) 熱的には準安定状態で結晶化温度が存在する。結晶化温度 T_x は400~500℃であるが長期使用では低温結晶化の可能性があるため，200℃以上での長期使用は避けたほうがよいと考えられる。

(2) 鉄系では耐食性が劣るので，Crなどの添加が必要な場合が多い。

図1.19にアモルファス磁性体を用いた各種センサの分類を示す。図中*印は1991年現在実用されているセンサである¹⁾。アモルファス磁性材はセンサ材としては零磁歪材料と高磁歪材料に大別される。

零磁歪材は高透磁率性，耐食性，応力不感応性にすぐれマグネトメータ，電流センサ，変位センサ，回転数センサなどが実用化されている。変位センサは，0.1μmの分解能を持ち現在月産300台の生産量である⁴⁶⁾。

高磁歪材料は，磁歪及び磁気弾性効果，大バルクハウゼン効果を利用しており，アモルファス磁歪リボンの磁歪波伝搬利用のデータタブレット⁴⁷⁾や盗難防止用のセキュリティーセンサ用タグ⁴⁸⁾，回転数センサなどが実用化されている。特にセキュリティーセンサ用タグは現在では年間生産数千万個に達している。

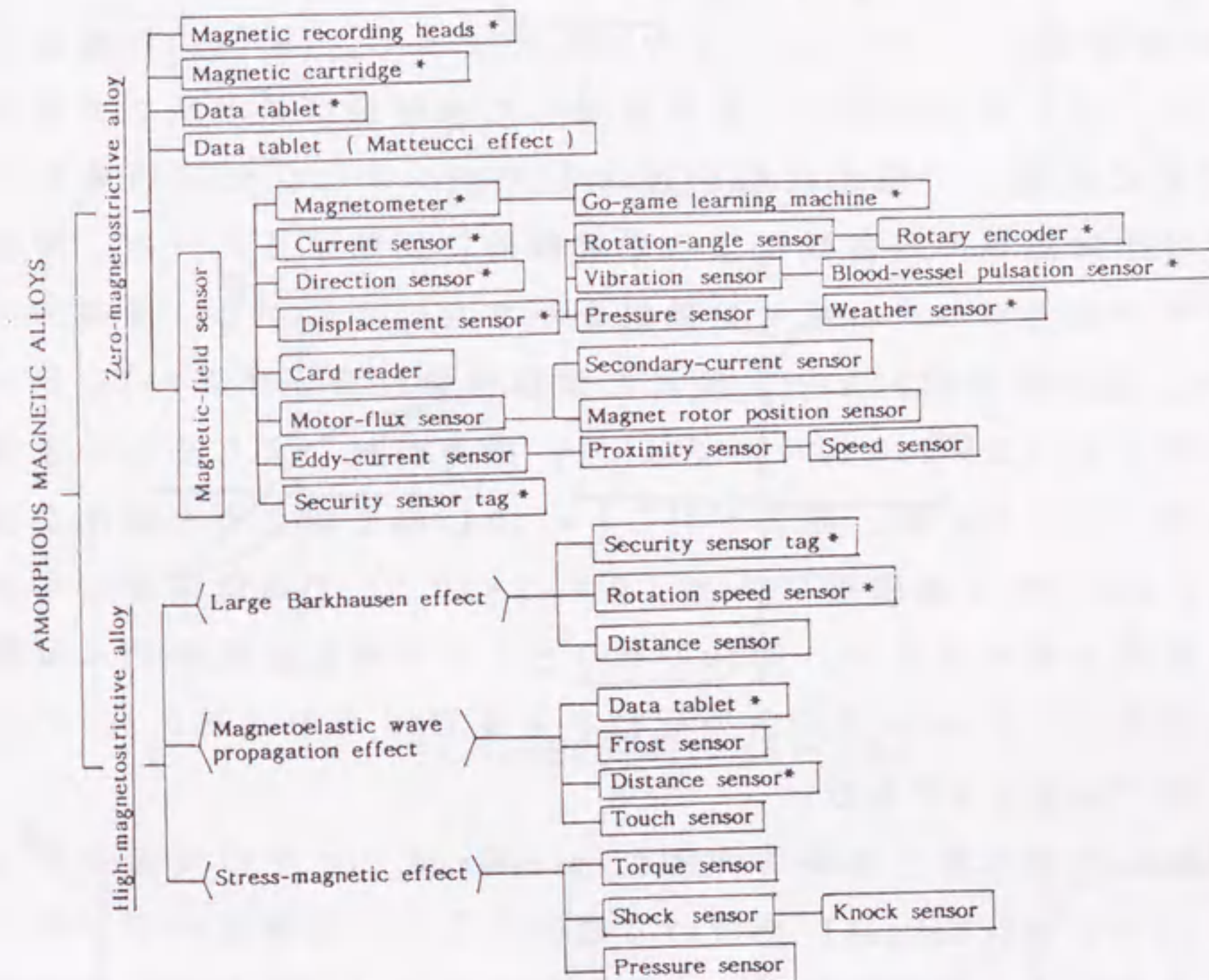


図1.19 アモルファス磁性体を用いたセンサ

1・4 アモルファス磁性ワイヤの大バルクハウゼン効果

回転液中紡糸法で作製されるアモルファス磁歪ワイヤは、作製されたままの状態で大バルクハウゼン効果を示す。図1.20にアモルファス磁性ワイヤのM-Hヒステリシスループを示す。図中(a)は正磁歪のFeSiBワイヤ、(b)は零磁歪のFeCoSiBワイヤ、(c)は負磁歪のCoSiBワイヤのものである。(a)、(c)の磁歪ワイヤでは、 H^* 以上の磁界により発生した磁壁がワイヤ長さ方向に一定速度で伝搬して磁化反転を起こす大バルクハウゼン効果を示し、磁束は印加磁界の周波数によらず跳躍的に反転する。一方、零磁歪ワイヤでは大バルクハウゼン効果を示さない。しかし、保磁力が約1A/m、飽和磁界約20A/mと優れた軟磁性特性を示す。(a)のFe基磁歪ワイヤ($\lambda = 25 \times 10^{-6}$)では¹⁷⁾、磁界が H^* より小さいときは磁化の変化はないが、磁界が H^* (≈ 10 A/m)を越えると磁化が反転する。(c)のCo基磁歪ワイヤ($\lambda = -3 \times 10^{-6}$)では低磁界でもわずかに磁化が変化するが、約10A/mのところ磁化が跳躍的に反転する。またM-Hループの角型比はFe基ワイヤでは約0.5、Co基ワイヤでは約0.3である。

回転液中紡糸法で作製されたas-preparedワイヤの表面をビッタ法(Bitter technique)を用いて観察すると、正磁歪のFeSiBワイヤではメイズ磁区が、そして負磁歪のCoSiBワイヤではバンブー磁区が観察される⁴⁹⁾。また、最近山崎らにより磁気カー効果を用いて、ワイヤ表面およびエッチングしてその後電解研磨したワイヤの研磨面の磁区観察が行われている⁵⁰⁾。これによると、研磨したFeSiBワイヤでは、中心部にコア磁区が観察される。また、ワイヤ表面の磁区構造は、大バルクハウゼン跳躍の前後で大きく変化することはないので、ワイヤ軸方向の磁化反転に寄与するコア磁区を持っていることが推測される。これらのことから考えられるFe基、Co基ワイヤの磁区モデルを図1.21に示す。ここでコ

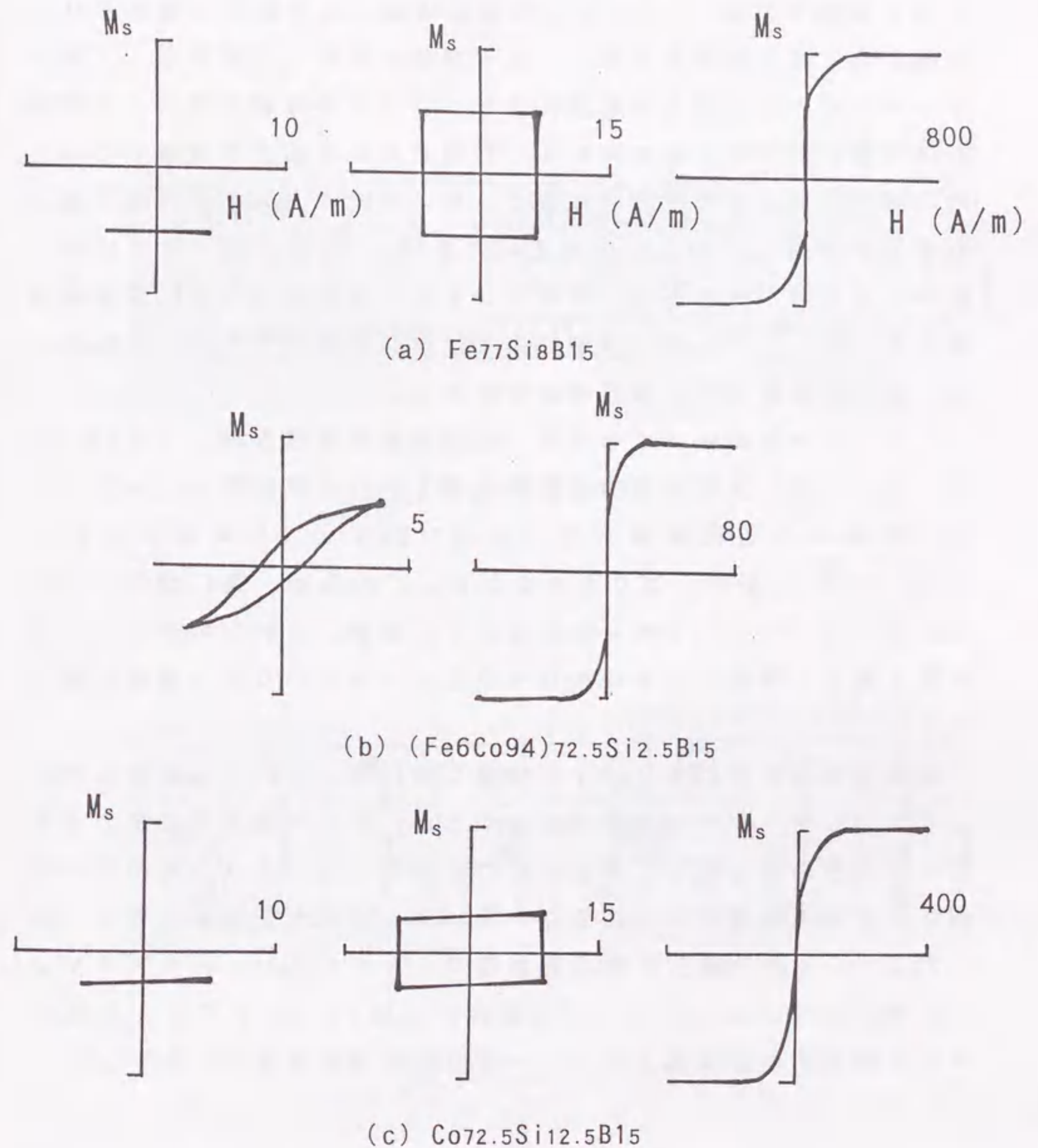
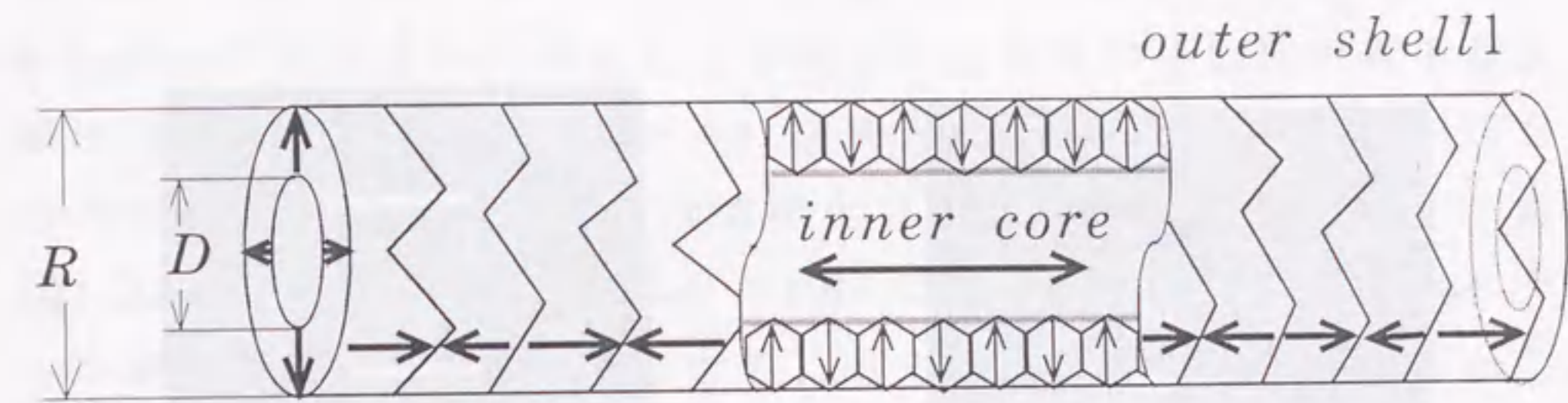


図1.20 アモルファス磁性ワイヤのM-Hヒステリシスループ

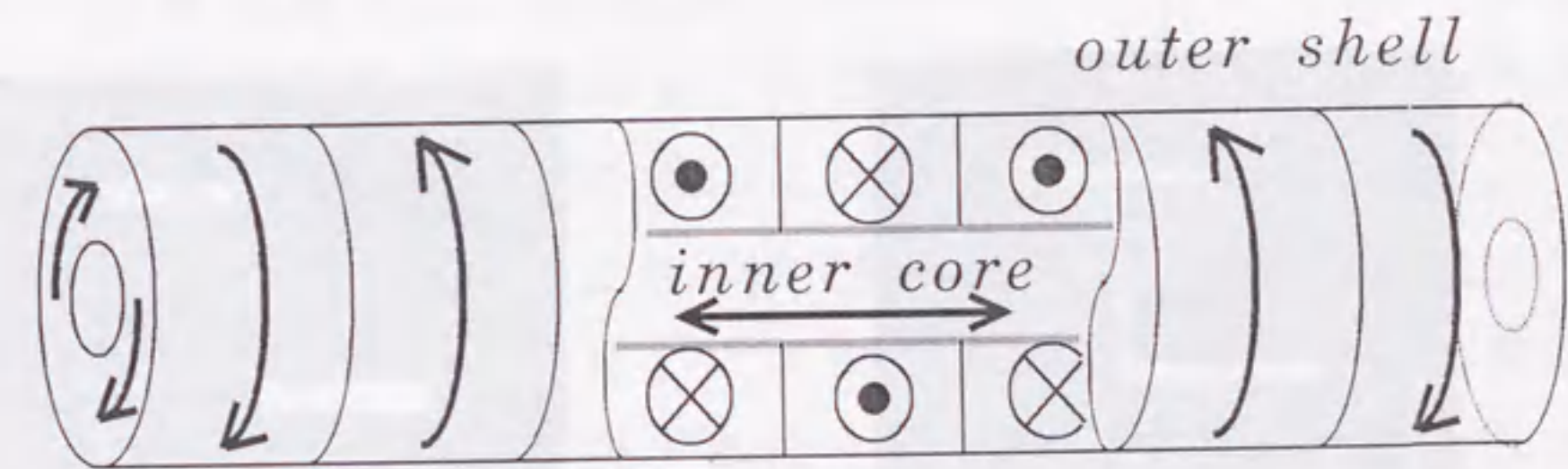
ア磁区の半径は磁化曲線の角型比から推測され、FeSiBワイヤでは $R/\sqrt{2}$ (Rはワイヤ半径), CoSiBワイヤでは $R/\sqrt{3}$ のコア径が推測される⁵¹⁾。これらの磁区構造には作製時に導入される残留応力による誘導異方性とワイヤ形状が大きく関係する。アモルファスワイヤでは超急冷過程により、ワイヤ外殻部ではワイヤ半径方向に張力、ワイヤ軸方向および円周方向に圧縮力が残留しており、内心部ではワイヤ半径方向に張力、ワイヤ軸方向および円周方向にも張力が残留しているもの考えられる⁵²⁾。正磁歪ワイヤでは張力方向に容易軸が誘導され、負磁歪ワイヤでは圧縮力方向に容易軸が誘導される。アモルファス磁性体では結晶磁気異方性がなく応力による誘導磁気異方性が磁区構造を決める。

アモルファス磁歪ワイヤでは、磁壁移動限界磁界 H_0 ($\approx 2A/m$) が小さいため、水中超急冷作製時に導入される残留応力 (σ_r) により誘導される磁気異方性 ($K = (3/2)\lambda\sigma_r$) のために H^* ($\propto \gamma \propto \sqrt{K}$) が H_0 より大きくなる。このため、図1.20のような低磁界で大バルクハウゼン効果を示す。実際、これらのワイヤに熱処理を施して残留応力を緩和させると大バルクハウゼン効果は消失する。

作製後線引きされたワイヤでは線引時に導入される不規則応力により大バルクハウゼン効果は消失するが、ワイヤ軸方向に張力を与えながら熱処理を施して不規則応力を緩和しつつ長さ方向の強い残留応力を発生させることにより、大バルクハウゼン効果を得る。図1.22に $30\mu m$ 径の線引後張力熱処理ワイヤの60Hz M-Hヒステリシス特性を示す。このワイヤの角型比はほぼ1であり、ワイヤ全体がワイヤ軸方向の磁気異方性をもつ単磁区構造が推定される⁵³⁾。



(a) FeSiB ($\lambda > 0$)



(b) CoSiB ($\lambda < 0$)

図1.21 アモルファス磁歪ワイヤの磁区構造

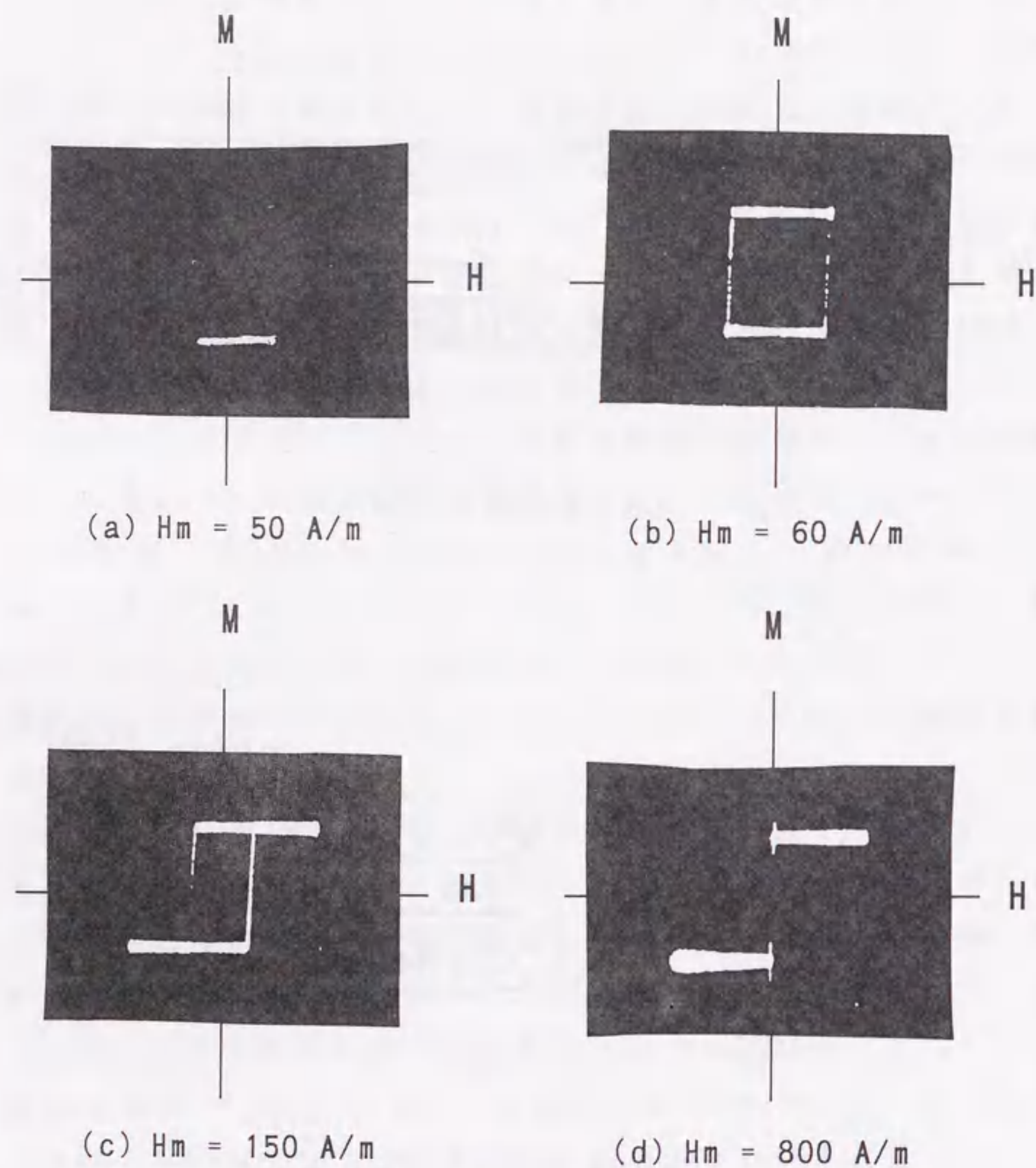


図1.22 線引ワイヤのM-Hヒステリシスループ

磁壁の表面エネルギー密度 γ は応力の平方根 $\sqrt{\sigma}$ に比例することから、張力を印加することにより H^* を大きくすることができる。図1.23に、FeSiBワイヤに張力を与えたときのM-Hループの変化を示す。実線のループが張力を与えないときのものであり、点線のループが張力を与えたときのものである。正磁歪のas-preparedワイヤでは、張力による磁歪の逆効果で外殻部の表面垂直磁化ベクトルがワイヤ磁区方向に誘導されるために内部コアが広がるので、 H^* だけではなく残留磁化(M_r)も大きくなる。一方、図1.23(b)のように線引ワイヤでは、ワイヤ断面の全面で磁化ベクトルがワイヤ軸方向に向いており、さらに張力を印加しても、 H^* は増加するが M_r の増加は生じない。

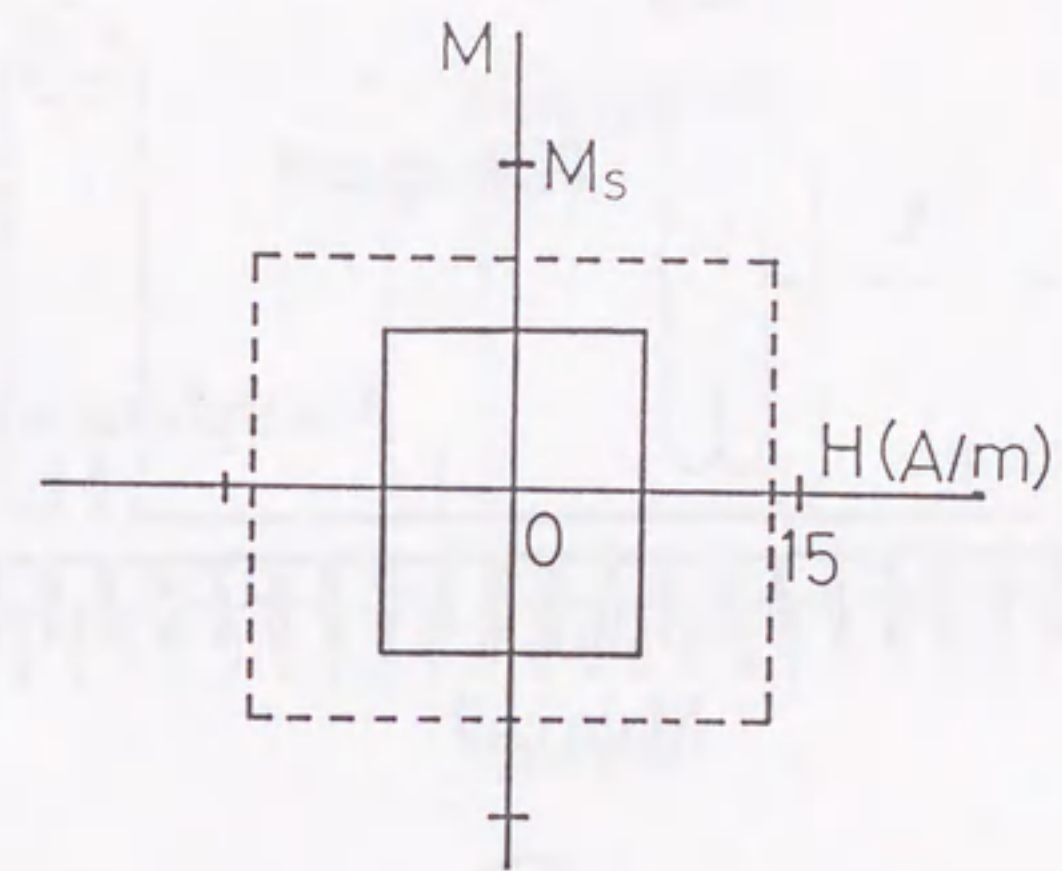
ワイヤの磁化反転の過程を調べるために、図1.24に示すようにピックアップコイルをワイヤの一端からXの距離に設置して、ピックアップコイルに誘導されるパルス e_p を測定した。ピックアップコイルは0.2mm長で巻数は40ターンである。図1.25に、200mm長のas-preparedワイヤの磁化反転時におけるワイヤ一端から $X = 5, 25 \dots, 175, 195$ の位置で測定した検出波形を示す⁵⁴⁾。ワイヤの中央部($x=100$ mm)から等距離の位置の e_p の波形はほぼ一致し、パルスの立ち上がりの位相は、ワイヤの両端に近い位置ほど進んでいる。このことから、アモルファスワイヤの大バルクハウゼン効果はワイヤの両端に残留する逆磁区が成長し、2枚の磁壁がワイヤの中央部に向かって伝搬し、中央部で衝突することによって起きると思われる。

アモルファスワイヤでは $H^* > H_0$ であることから、図1.26に示すように主コイルのつくる磁界Hを $H^* > H > H_0$ に設定し、反転磁区形成コイルにより局部的に $H_n (> H^*)$ の磁界を印加することにより、反転磁区形成コイルの位置から磁壁を伝搬させることができる。反転磁区形成コイルをワイヤ端部に設置すれば、1枚の磁壁をワイヤ長さ方向に伝搬させることができる。アモルファスワイヤでの磁壁伝搬特性は第2章で詳しく述べる。

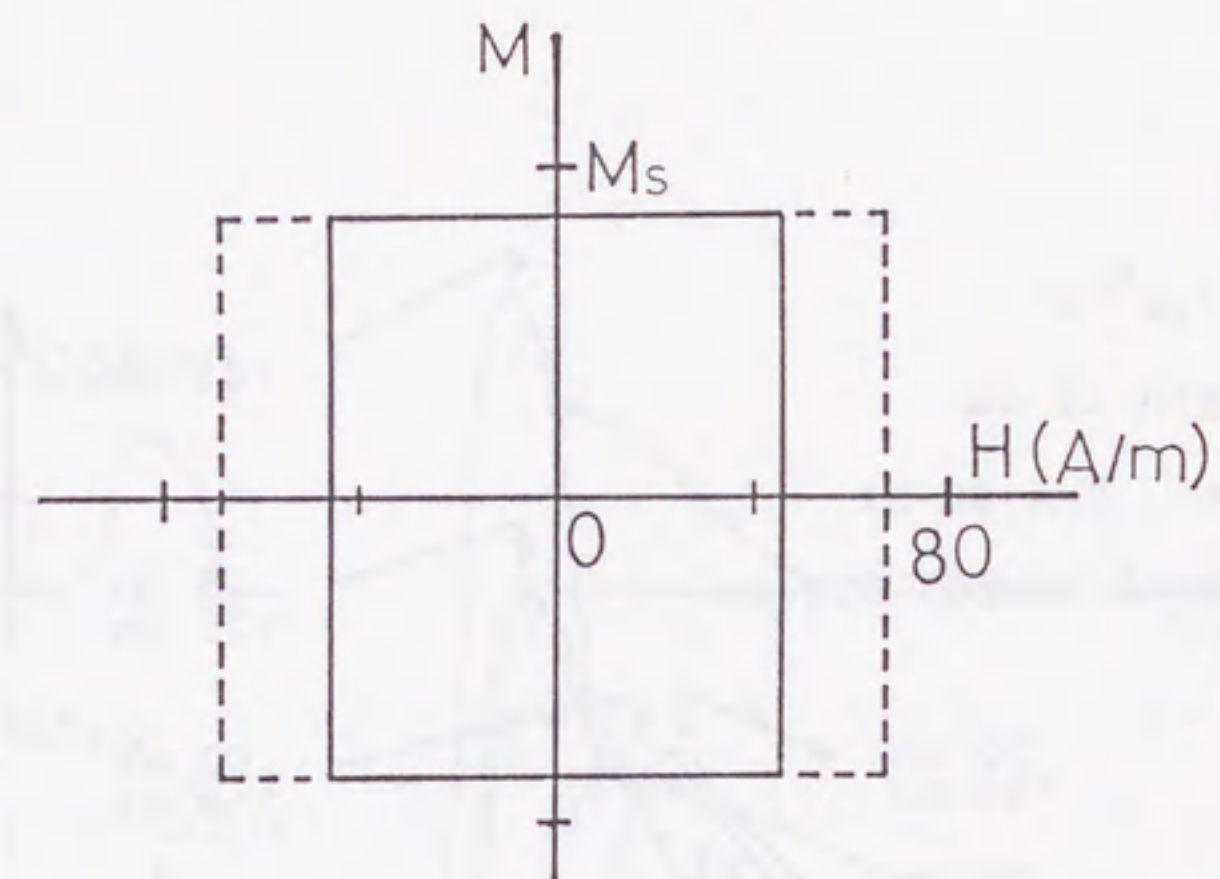
図1.27にas-prepared FeSiBワイヤ(125 μ m径)および線引

ワイヤ（ $50\mu\text{m}$ 径）の検出電圧 e_p の波形と周波数スペクトルを示す as-prepared ワイヤでは数 kHz，線引ワイヤでは 50 kHz 以上のスペクトル帯域を示し，高い高調波成分を持っている。これは，線引ワイヤの H^* が大きいいため磁壁移動速度 V が大きく， e_p が鋭いパルスとなるためである。

アモルファスワイヤでは H_0 が小さく均質性が高いので，低磁界で 1 枚の磁壁を安定に伝搬させることができる。annealing などの熱処理や応力の印加により H^* などの磁気特性を容易に制御でき，また，S/N 比の高い鋭いパルス電圧が検出コイルに誘導される。これらのことから，アモルファスワイヤ内の磁壁の等速伝搬を利用して新しい原理の距離センサを構成できることが期待される。



(a) as-prepared



(b) cold-drawn and tension annealed

図1.23 M-Hループの張力による変化

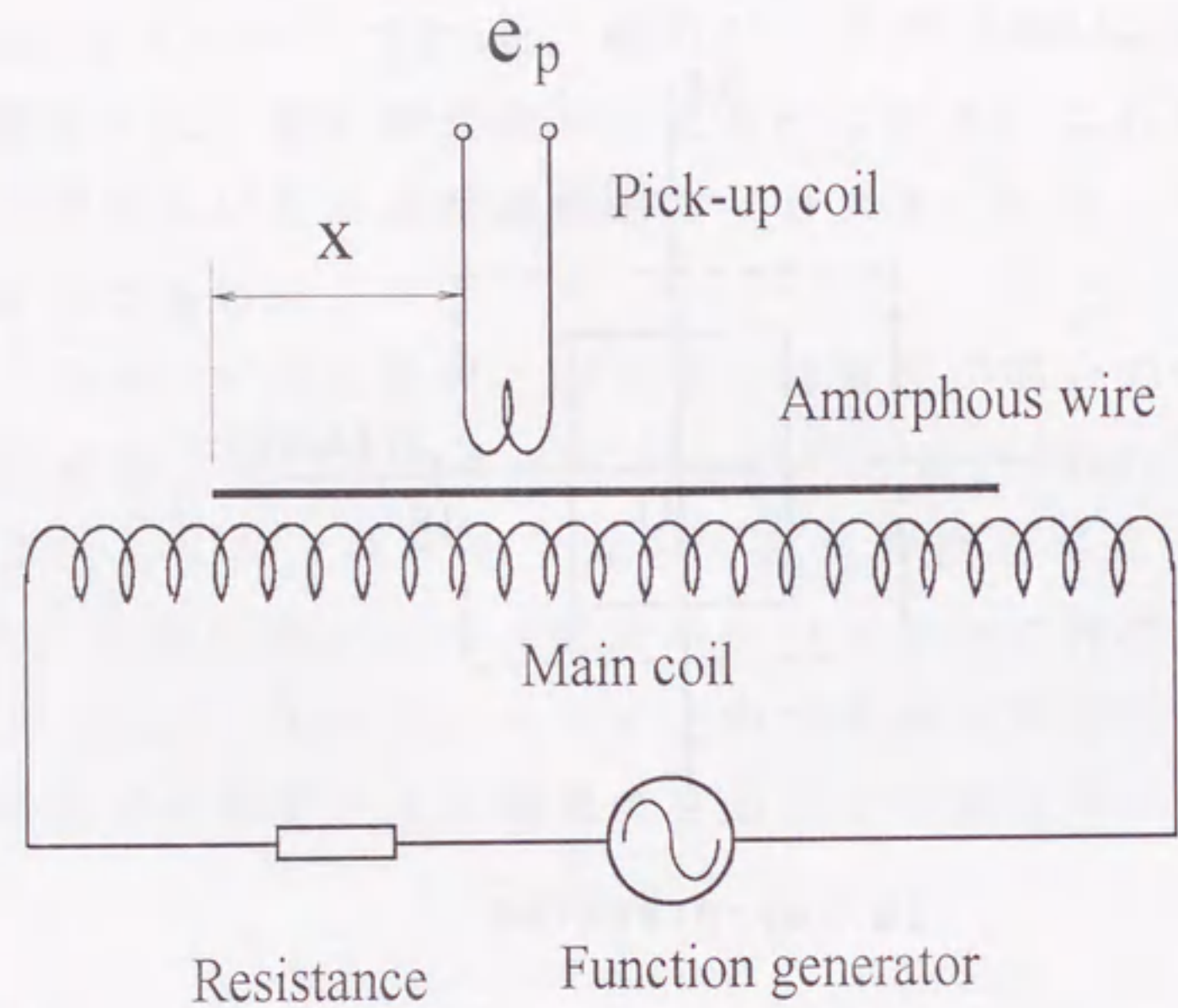


図1.24 実験装置

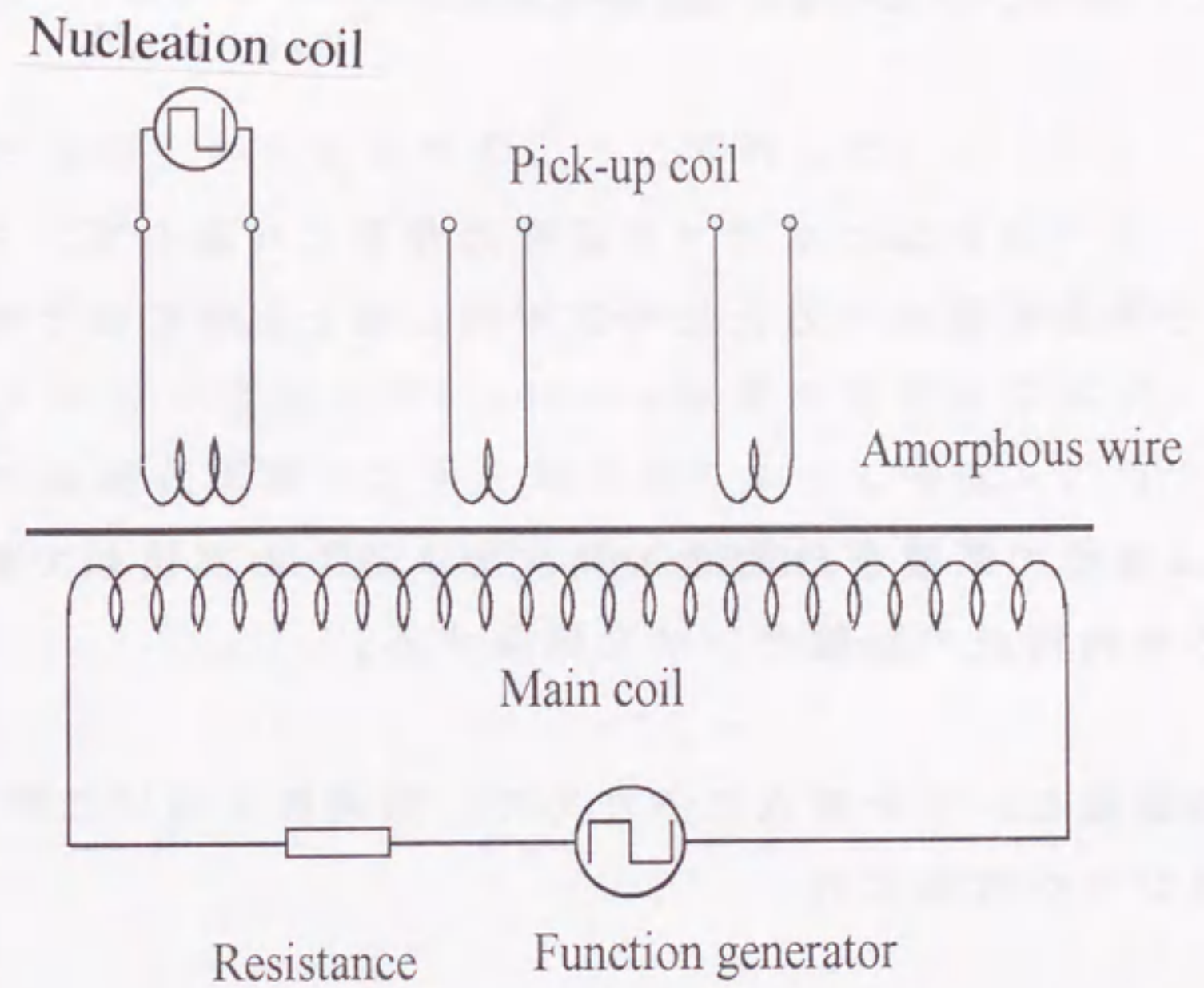


図1.26 1枚の磁壁の伝搬用実験装置

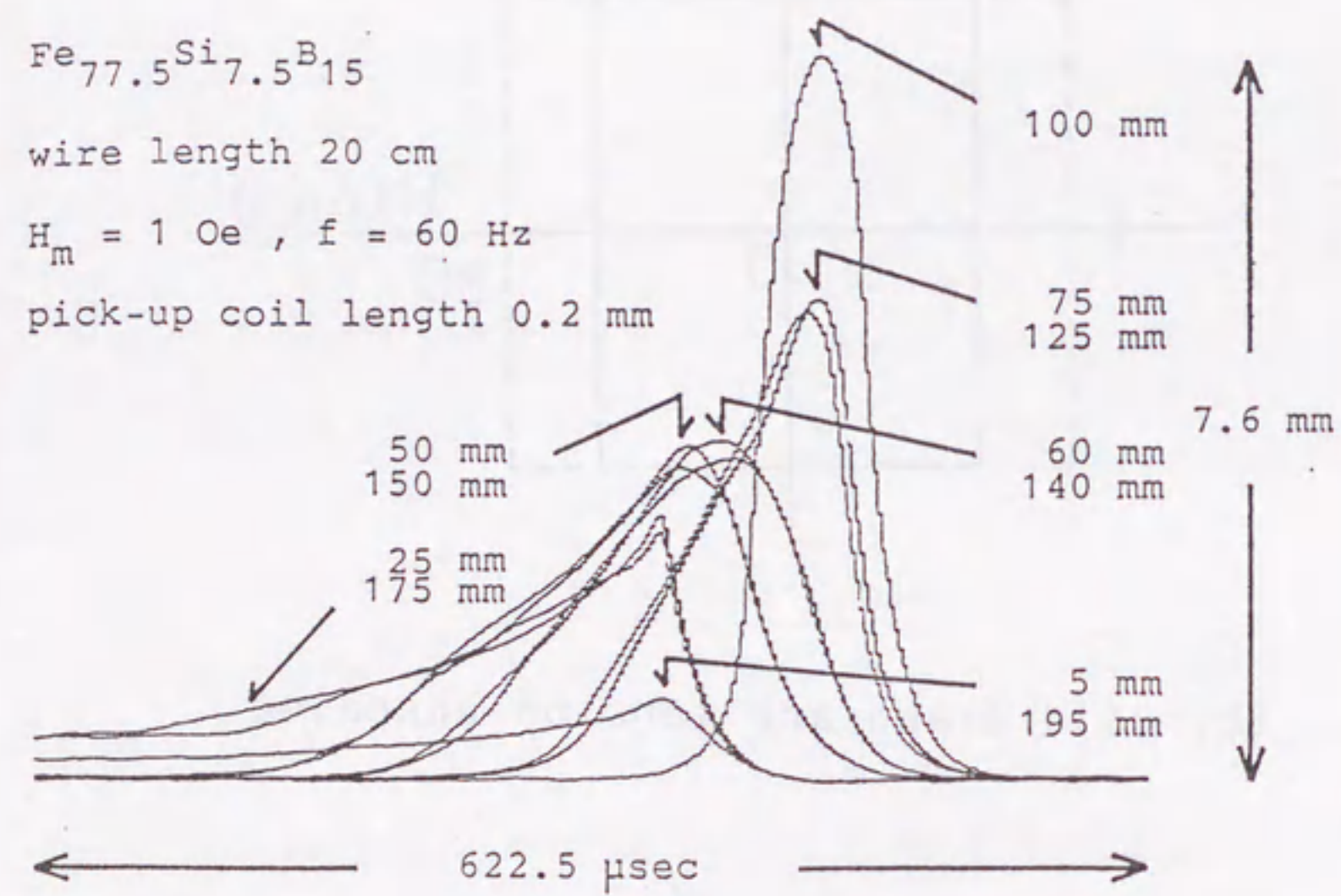


図1.25 ワイヤ端部からの検出波形

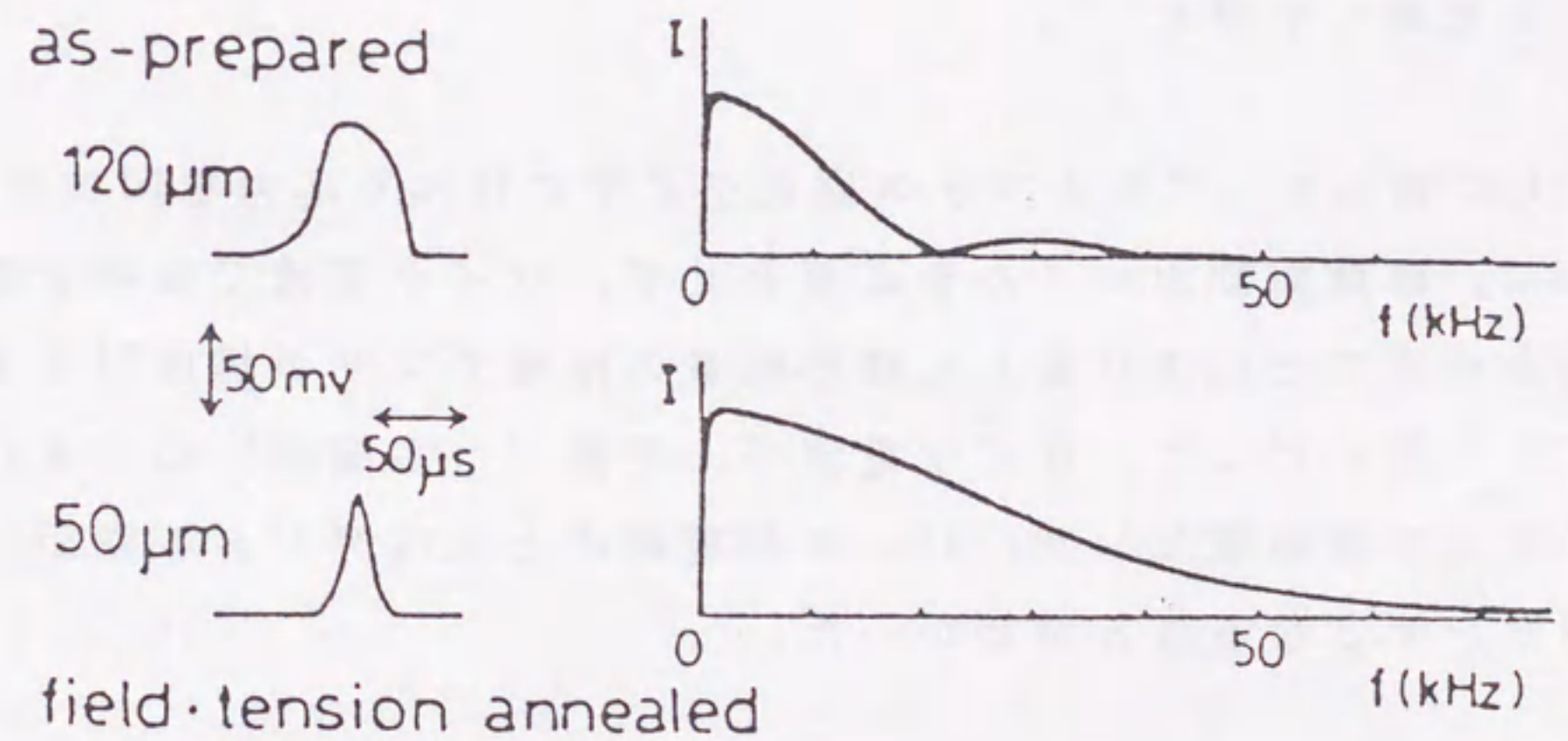


図1.27 検出波形と周波数スペクトル

1・6 研究の目的と基本の方針

1・1～1・5においてのべた研究の背景に立脚して、本研究の目的および目的を達成するための基本的立場を以下のように設定した。

- (1) 1000mm程度の距離を1%程度の精度で高速かつ高信頼で動作する細型の単純構成の距離センサを開発する。
- (2) かかる距離センサを構成するために、新素材を用いた新しい原理のセンサを考案する。
- (3) この観点から、アモルファス磁歪ワイヤとその大バルクハウゼン効果を利用することにより、直径数十ミクロン径の強靱弾性ワイヤ内に1枚の磁壁を等速伝搬させるという全く新しい原理の距離センサを構成することができ、上述の距離センサを実現する見通しを得た⁵⁵⁾。
- (4) さらに新しく、アモルファス磁歪ワイヤにひねり応力を印加させれば、磁壁駆動用コイルを必要とせず、ワイヤ電流で磁壁を駆動させることにより著しく細形軽量の距離センサが構成できることを見いだした。ワイヤ電流が一定値（一定振幅）のときはアナログ型距離センサ、パルス列電流のときはデジタル型距離センサとなることがわかった。
- (5) センサの構成が単純化されるに従って、アモルファスワイヤ中の磁壁の動特性の役割が重要になってくる。このため高性能で単純な構成のセンサを設計するためには、磁壁動特性の物性的解明が必要となってくる。これに対して、磁区モデルを設定して、

磁壁の伝搬式を用いて磁壁制動のメカニズムを解明する。

以上より本研究の目的を次のように要約した。

アモルファス磁歪ワイヤの大バルクハウゼン効果を用いてメカトロニクス分野で需要の高い1000mm程度の高性能で高速、高信頼性の構成が単純な距離センサを新原理によって構成し、センサの高性能化設計にとって重要な磁壁伝搬の動特性を解明する。

1・7 論文の構成

以下, 本研究の目的にしたがって研究結果を5章に整理した。

第1章では, 従来の距離センサの原理と基本的特性および問題点を調査・整理し, 本研究の背景をまとめた。

第2章では, アモルファス磁歪ワイヤの磁壁伝搬特性を調べた結果を述べる。ここではSixtus-Tonksの方法を用いて1枚の磁壁をワイヤ内心部に伝搬させ, その伝搬特性をワイヤに沿って配置した2つのピックアップコイルにより測定した。アモルファス磁歪ワイヤに張力を印加し, その印加張力の値を変えながら磁壁伝搬速度を測定することにより, 磁壁移動の制動を渦電流によるものとスピン緩和によるものとに分離した。また, 検出波形を積分することにより伝搬中の磁壁形状を推定した。これらを基に, 大バルクハウゼン効果の最終段階である磁区の消滅について調べた結果を述べる。

第3章では, ワイヤにひねりを与えてヘリカル異方性を誘導し, ワイヤ電流による円周方向磁界により磁壁を駆動して, 磁壁伝搬による距離センサを構成し, その基礎特性を述べる。また, ひねりワイヤでの磁壁伝搬特性について述べる。

第4章では, 磁壁をパルスワイヤ電流列によりステップ状に伝搬させ, 駆動に必要なパルス数をカウントすることにより構成が簡単なデジタル型の距離センサを構成したので, その基礎特性を報告する。また, 励磁パルス波形をバイアスを用いて調整することによりセンサの特性の向上がはかれることを示す。

第5章では, 本研究の結論を述べる。

参考文献

- (1) 毛利佳年雄: 日本応用磁気学会誌, Vol.16, 5 (1992)
- (2) Schubert, J.: Dictionary of Effects and Phenomena in Physics, VCH Verlagsgesellschaft (1987)
- (3) R. Boll: SENSORS, Vol.5, 3, edited by W. Gopel, H. Hesse, J. N. Zemel, VCH Verlagsgesellschaft (1989)
- (4) E. H. Hall: Am. J. Magn., Vol. 2, 287 (1879)
- (5) W. Tomson: Philos. Trans. R. Soc. London A, Vol. 146, 736 (1856)
- (6) 村上和男: センサ技術, Vol. 10, No. 7, 24, 技術調査会 (1990)
- (7) 池田満昭, 加来久幸: 日本応用磁気学会誌, Vol.16, No.1, 29 (1992)
- (8) ソニーマグネスケール(株) カタログ
- (9) M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas: Phys. Rev. Lett., Vol. 56, 2700 (1986)
- (10) S. S. P. Parkin, R. Bhadra and K. P. Roche: Phys. Rev. Lett., Vol. 66, 2152 (1991)
- (11) J. P. Joule: Ann. Electr. Magn. Chem., Vol. 8, 219 (1842)
- (12) E. Villari: Ann. Phys. Chem., Vol. 126, 87 (1865)
- (13) C. H. Matteucci: Comptes Rendus, Vol. 24, 301, (1847); Ann. Chem. Phys., Vol. 53, 387 (1858)
- (14) G. Wiedemann: Lehre von der Elektrizität, Vol. 3, 680 (1883)
- (15) R. Skorski: J. Appl. Phys., Vol. 35, 1213 (1964)
- (16) 木村宏聖, 川島克裕, 毛利佳年雄, 水谷政敏. 高御堂 一: 日本応用磁気学会誌, Vol.15, 475 (1991)
- (17) K. Mohri, F. B. Humphrey, K. Kawasima, K. Kimura, M. Mizutani: IEEE Trans. Magn., MAG-26, 1789 (1990)
- (18) M. Yamamoto: Sco. Rep. Tohoku Univ. [A], Vol. 10, 219 (1958)
- (19) I. R. Smith and K. J. Overshott: J. Appl. Phys., Vol. 16, 47 (1965)
- (20) V. J. Ruzek: Feinwerktechnik & Messtechnik, Vol. 92, 415, (1984)
- (21) E. Pulido, R. P. del Real, F. Conde, G. Rivero, M. Vázquez, E. Ascasibar, A. Hernando: IEEE Trans. Magn., MAG-27, 5241 (1991)

- (22) K. G. Van den Berg : J. Phys. E, Vol. 15, 325 (1982)
- (23) N. Tsuya, K. J. Arai and T. Ohsaka : IEEE Trans. Magn., MAG-14, 946 (1978)
- (24) A. Mirakami, K. Bosaka, M. Fukushima and N. Tsuya : J. Appl. Phys., Vol. 64, 6062 (1988)
- (25) T. Meydan and M. S. M. Elshebani : IEEE Trans. Magn., MAG-27, 5250 (1991)
- (26) サンテスト (株) カタログ
- (27) H. Aschenbrenner, G. Goubau : Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, Vol. 47, 177 (1936)
- (28) 阿部, 和田 : 計測自動制御学会誌 計測と制御, Vol.17, 690 (1979)
- (29) H. R. Irons, L. J. Schewe : IEEE Trans. Magn., MAG-8, 61 (1972)
- (30) N. Menyuk and J. B. Goodenough : J. Appl. Phys., Vol. 26, 8 (1955)
- (31) F. Preisach : Phys. Z., Vol.33, p.913 (1932)
- (32) K. J. Sixtus and L. Tonks : Phys. Rev., Vol.37, 930 (1931)
- (33) J. B. Goodenough : J. Appl. Phys., Vol. 36 2342 (1965)
- (34) W. Döring : Z. P hys., Vol.1 08, 137 (1938)
- (35) J. R. Wiegand : US Patent 4247 601 (1981)
- (36) C. Radloff and G. Rauscher : IEEE Trans. Magn., MAG-21, 1933 (1985)
- (37) I. Ohnaka et al. : Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals, 81 (1981)
- (38) K. Mohri, F. B. Humphrey, J. Yamasaki, K. Okamura : IEEE Trans. Magn., MAG-20, 1409 (1984)
- (39) K. Mohri : Proc. of MRS Spring Meetings '91 (1991)
- (40) W. W. Webb : IEEE Trans. Magn., MAG-8, 51 (1972)
- (41) B. D. Josephson : Phys. Lett, Vol.1, 251 (1962)
- (42) P. W. Anderson and J. M. Rowell : Phys. Rev. Lett., Vol.10, 230 (1963)
- (43) ハイデンハイン カタログ
- (44) 市川宗次 : 光アライアンス, 2月号, 26 (1991)
- (45) 増本 健 : OHM, Vol.75, No.9, p.25 オーム社
- (46) 川崎テクノリサーチ (K-T E C) カタログ (1990)
- (47) ワコム カタログ (1988)

- (48) ユニチカ カタログ (1987)
- (49) 毛利佳年雄, 山崎二郎, 木下文宏, 山本孝則 : 日本応用磁気学会誌, Vol. 9, No. 2, 157 (1985)
- (50) 山崎二郎 : 日本応用磁気学会誌, Vol. 16, No. 1, 15 (1992)
- (51) 近野 泰, 川島克裕, 毛利佳年雄, 水谷政敏, 木村宏聖, 小笠原 勇, 高御堂 一 : 日本応用磁気学会誌, Vol. 14, No. 2, 197 (1990)
- (52) J. Liu, R. Malmhäll, L. Arnberg and S. J. Savage : J. Appl. Phys., Vol.67, 4238 (1990)
- (53) 真部利裕, 河村秀樹, 毛利佳年雄, ローゲル・マルムヘル, 山崎二郎, 小笠原 勇 : 日本応用磁気学会誌, Vol. 11, No. 2, 259 (1987)
- (54) 木下文宏, ローゲル・マルムヘルム, 真部利裕, 川本浩, 毛利佳年雄, 山崎二郎 : 日本応用磁気学会誌, Vol.10, No.2, 253 (1986)
- (55) 内山 剛, 毛利佳年雄, 近野 泰, 佐藤 駿 : 日本応用磁気学会誌, Vol.13, No.2, 439 (1989)

第2章 アモルファス磁歪ワイヤの 磁壁伝搬と磁区消滅

2・1 アモルファス磁歪ワイヤの磁壁伝搬 特性と制動

2・1・1 磁壁伝搬

アモルファス磁歪ワイヤの大バルクハウゼン効果は、第1章で示したようにワイヤ端部に残留する逆磁区が外部印加磁界によって成長し、磁壁が図1.21に示すコア(inner core)内をワイヤ中央部に向かって軸方向に数百m/sの速度で伝搬することによって生じる。このような磁壁伝搬を最初に調べたのはSixtusとTonksである¹⁾。彼らは、結晶磁気異方性が小さく磁歪が正のNi-Feワイヤに張力を印加してワイヤ軸方向に異方性を誘導して反磁区形成限界磁界 H^* を引き上げることにより、大バルクハウゼン効果を生じさせた。その後、DijkstraとSnoekが同じくNi-Feワイヤ²⁾で、Debloisが鉄のウィスカー³⁾によって同じ方法を用いて磁壁伝搬特性を調べている。この節では、次節以降の理解の助けとするために、磁壁伝搬特性に関する従来の実験とその解析の概要を簡単に述べる。

図2.1にSixtusとTonksの実験装置を示す。全体が一方向(+x方向とする)に磁化されたワイヤ全体に、図中の主コイルによってワイヤ軸に平行に反対方向(-x方向)の一様な磁界Hを印加する。磁界Hが H^* より小さいときは磁化の反転は起こらず、磁化は+x方向を向いたままであるが、 H^* 以上の磁界を印加すると、磁壁が移動した領域の磁化が-x方向に反転する。ここで、印加磁界Hを H^* より小さい値に保ち、 H^* より大きい磁界 H_0 を図中のワイヤ左端に設置した磁化コイルによって印加することにより、磁化コイル部分に反転磁区を形成させることができる⁴⁾。いったん形成された反転磁区は、印加磁界Hによって磁壁が伝搬することによりそこからワイヤ軸方向に急速に広がり、全体を順次反対方向に磁化する。この磁壁の伝搬速度を、ワイヤの外側に巻いた2つの検出コイルをワイヤに沿って離して設置することにより測定する。ワイヤに沿っておかれた検出コイルを伝搬中の磁壁が通過するとき、その検出コイルの局所的な磁化反転によりパルス電圧が発生する。このパルス電圧はアンプにより増幅され、時間測定回路に導かれる。

SixtusとTonksの実験結果の1つを図2.2に示す。それらの実験結果から、磁壁の軸方向移動速度 V_a と外部印加磁界Hとの間にはほぼ

$$V_a = C(H - H_0) \quad (2.1)$$

なる関係が成り立つことがわかった。ここでCは磁壁の移動度、 H_0 は図2.2の直線を外挿したものが $V_a = 0$ と交わる点であり、磁壁移動限界磁界とよばれる。

磁壁の伝搬は渦電流とスピン緩和による制動をうける。William, Shockley, Kittelは、SiFe単結晶を用いて図2.3に示すようなすべての側面が[100]方向を向いた額縁型の試料をつくって磁壁伝搬特性を調べ、磁壁移動による渦電流損失を計算した⁵⁾。一方向(例えば時計回り方向)に磁化されている試料に反対方向の磁界を印加すると一側面(通常は内側の側面)から反対方向の側面に向かって磁壁が移動する。低磁界では、磁壁移動速度Vと印加磁界と

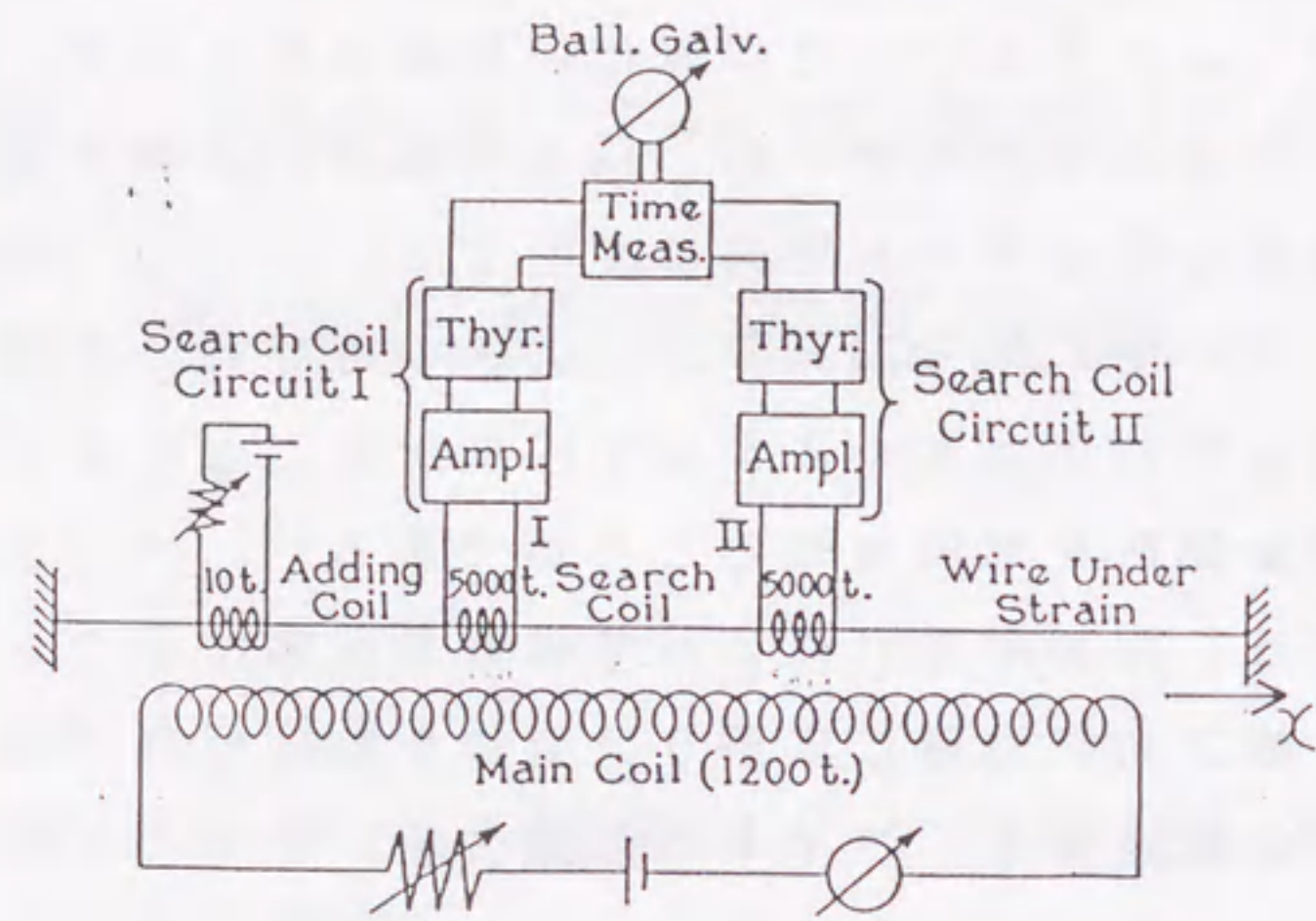


図2.1 Sixtus-Tonksの実験装置¹⁾

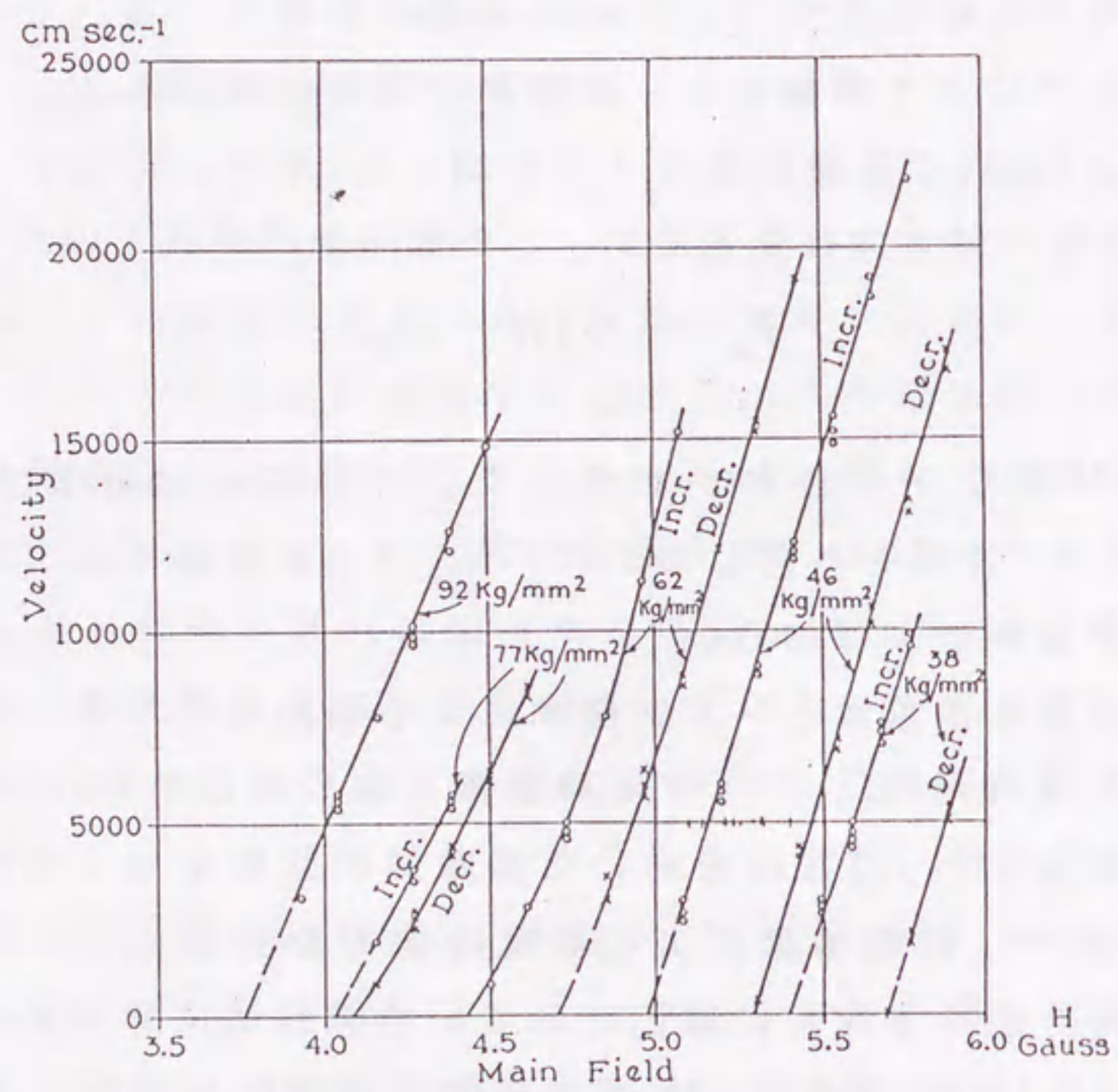


図2.2 $V_a - H$ 特性¹⁾

の間には(2.1)に示される直線的な関係が成り立つことがわかった。四角いフレームの中央を1枚の磁壁が伝搬するときの渦電流損失は、Maxwellの方程式を適当な境界条件のもとで解くことにより求められ、これより渦電流による制動係数 β_e は

$$\beta_e = \frac{16M_s^2 d}{\pi^3 \rho} \quad (2.2)$$

となる。ここで、 M_s は飽和磁化、 ρ は抵抗率、 d は試料の幅である。高磁界の時は渦電流により磁壁が平面ではなく湾曲し、磁壁が試料表面から計算の簡単化のために内部に向かって移動し磁区が消滅する。そのときの渦電流損失を、計算の簡単化のために体積が同じであるシリンダー状の長い試料で、表面から中心軸に向かって移動するチューブ状の磁壁を考え計算すると、

$$\beta_e = \frac{4M_s^2}{\rho} a \ln\left(\frac{R}{a}\right) \quad (2.3)$$

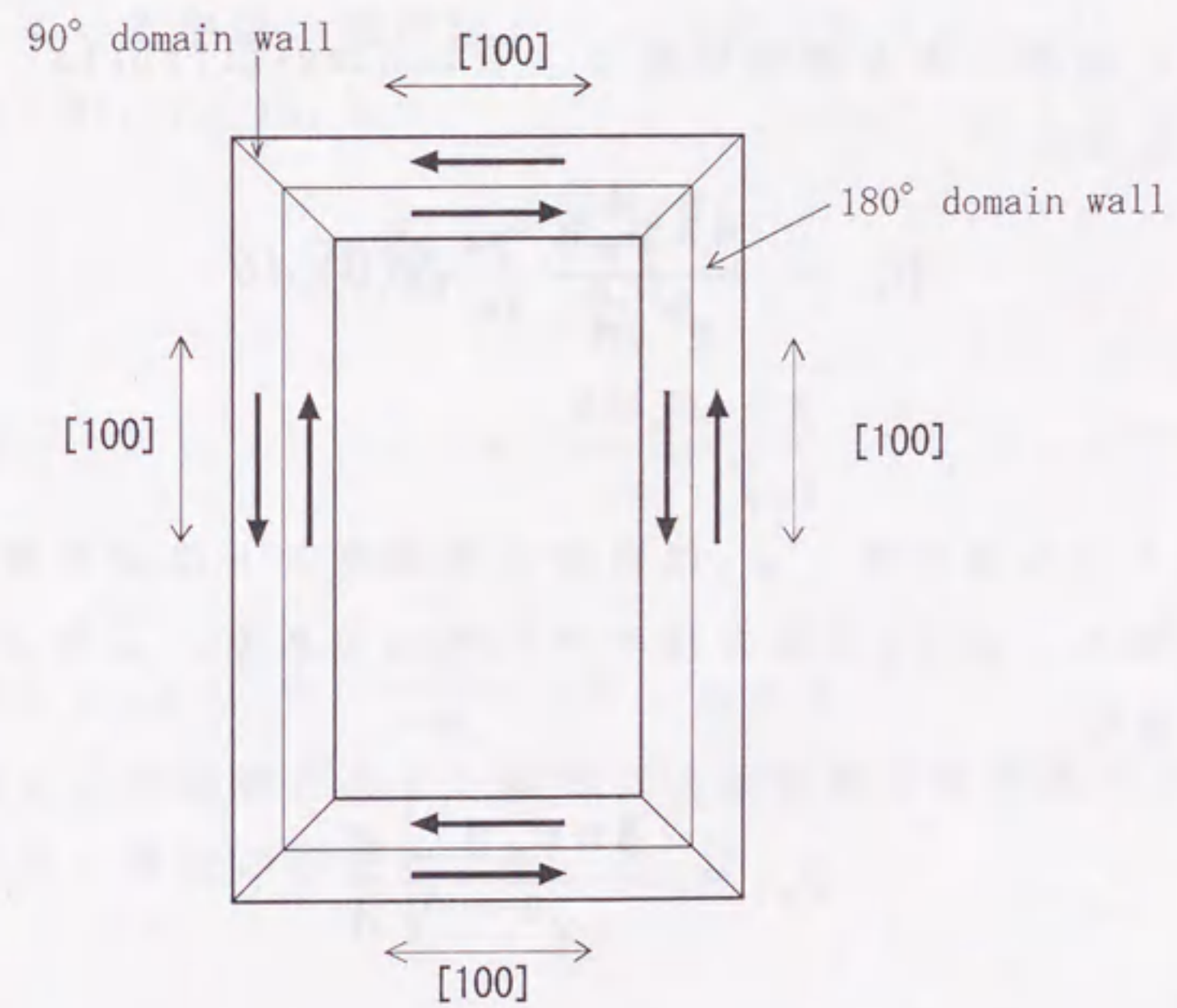


図2.3 額縁形試料

となる。ここで、Rはシリンダーの半径であり、aはチューブ状の磁壁の半径である。アモルファスワイヤを伝搬する磁壁による渦電流制動係数は後に検討する。

これらの結果より、次の線型モデルが成り立つ。制動により損失するエネルギーを印加磁界が単位時間あたりにするエネルギーに等しいとおけば、180°磁壁の場合

$$\beta V^2 = 2M_s V(H - H_0) \quad (2.4)$$

これより

$$V = \frac{2M_s}{\beta}(H - H_0) \quad (2.5)$$

となる。

Galtは絶縁体であるFe₃O₄でKittelらと同様の額縁型の試料をつくり磁壁移動特性を調べた⁶⁾。この試料では渦電流による制動は無視できてスピン緩和による制動が支配的であると考えられる。彼はスピン緩和による制動係数β_rをLandau-Lifshitz⁷⁾の方程式から求めたところ

$$\beta_r = \frac{4\pi\mu_0\eta}{v^2\sqrt{A}} \int_0^\pi \sqrt{g(\theta)} d\theta \quad (2.6)$$

を得た。

ここで、Aは交換定数、μ₀は真空の透磁率、ηは緩和振動数、vは磁気回転比、g(θ)は異方性エネルギーである。これより一軸異方性のときは、

$$\beta_r = \frac{8\pi\mu_0\eta}{v^2} \sqrt{\frac{K}{A}} \quad (2.7)$$

となる。

WalkerはGilbertの方程式⁸⁾から印加磁界Hがある臨界値以下のときの磁壁の定常速度を求めた⁹⁾。これはWalkerの解とよばれており

$$V = \frac{\gamma}{\alpha} \sqrt{\frac{A}{K}} H \left\{ 1 + \frac{M^2}{4\mu_0 K} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{2\mu_0 H}{M\alpha} \right)^2} \right) \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

である。ここで、αはGilbertの制動係数である。これは、 $H < \frac{M_s\alpha}{2\mu_0}$ のもとでは

$$V = \frac{\gamma}{\alpha} \Delta_0 H \quad (2.9)$$

となる。ここで

$$\Delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (2.10)$$

は静止している磁壁の磁壁幅パラメータである。

(2.5), (2.9), (2.10)より

$$\begin{aligned} \beta_r &= \frac{2M_s\alpha}{v\Delta_0} \\ &= \frac{2M_s\alpha}{v} \sqrt{\frac{K}{A}} \end{aligned} \quad (2.11)$$

となる。

(2.7)と(2.11)とは $\alpha = \frac{4\pi\mu_0\eta}{vM_s}$ より一致する。

渦電流による制動とスピン緩和による制動とを考慮すると磁壁に垂直な方向の磁壁の移動速度V_nは、

$$V_n = \frac{2M_s}{\beta} (H - H_0) \quad (2.12)$$

$$\beta = \beta_e + \beta_r$$

となる。

第2章では、上述のことを基にして、アモルファス磁歪ワイヤの大バルクハウゼン効果のメカニズムを明らかにするために、アモルファスワイヤ内部の磁壁伝搬特性を測定し解析する。

2・1・2 実験装置と実験結果

アモルファスワイヤの大バルクハウゼン効果は、ワイヤコア内部を磁壁がワイヤ軸方向に高速度で伝搬することによって起きる。この磁壁伝搬特性を明らかにすることは、ワイヤをセンサ、パルス発生素子などに応用する上で重要なことである。ここでは、アモルファスワイヤの磁壁伝搬特性を Sixtus-Tonks 型の実験装置を使って調べた。図2.4に実験装置の概要を示す。図中の主コイルは、外径約2mm、内径約1.6mm、長さ約1400mmのガラス管に1mあたり7900回被覆銅線を巻いて形成した。このガラス管の中にワイヤを挿入する。ワイヤの両端はコイルから外にでており、一端は固定されている。他端は、滑車でおもりをかけ張力を印加できるようになっている。主コイルには直列に抵抗R(100Ω)を接続し、方形波の磁界を与えている。この抵抗の両端の電圧を測定することにより、主コイルに流れる電流の大きさを測定している。本実験では、ファンクションジェネレータFGにより20~60Hzの方形波電流を主コイルに印加した。反転磁区形成コイルC₀は内径3mm、外径5mm、幅10mmで、被覆銅線を500回巻いて形成し、主コイルの端部に設置した。C₀を流れる電流は、主コイルに流れる電流と同期して向きが変わり、主コイルと同じ向きの磁界をつくる。主コイルとコイルC₀の電流を同期させるには主コイルとC₀を直列に接続すればよいが、コイルC₀による磁界を主コイル磁界と独立に変化させるために2個のFGを用いた。この2つのFGは互いに同期させている。直列に接続された2つの検出コイルC₁、C₂は内径約3mm、外径約6mm、幅0.2mmの100回巻コイルであり、主コイルに沿って自由に動かせるよう設定した。検出波形はオシロスコープで観察した。反転磁区形成コイルC₀のつくる磁界H_nを、H_n > H* (H* : 反転磁区形成限界磁界) に設定し、主コイルのつくる磁界HをH* > H > H₀ (H₀ : 磁壁移動限界磁界) に設定することによって、反

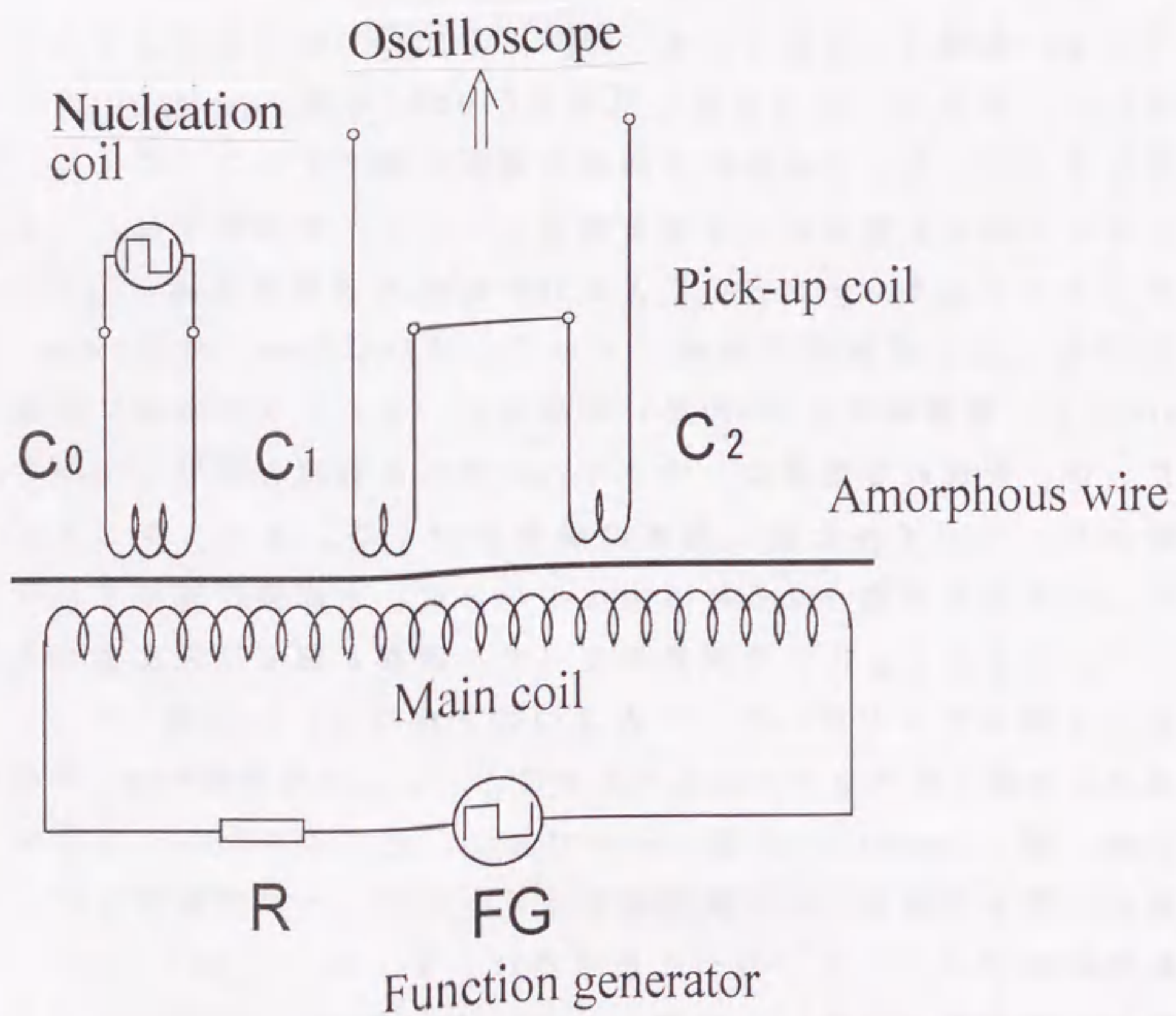
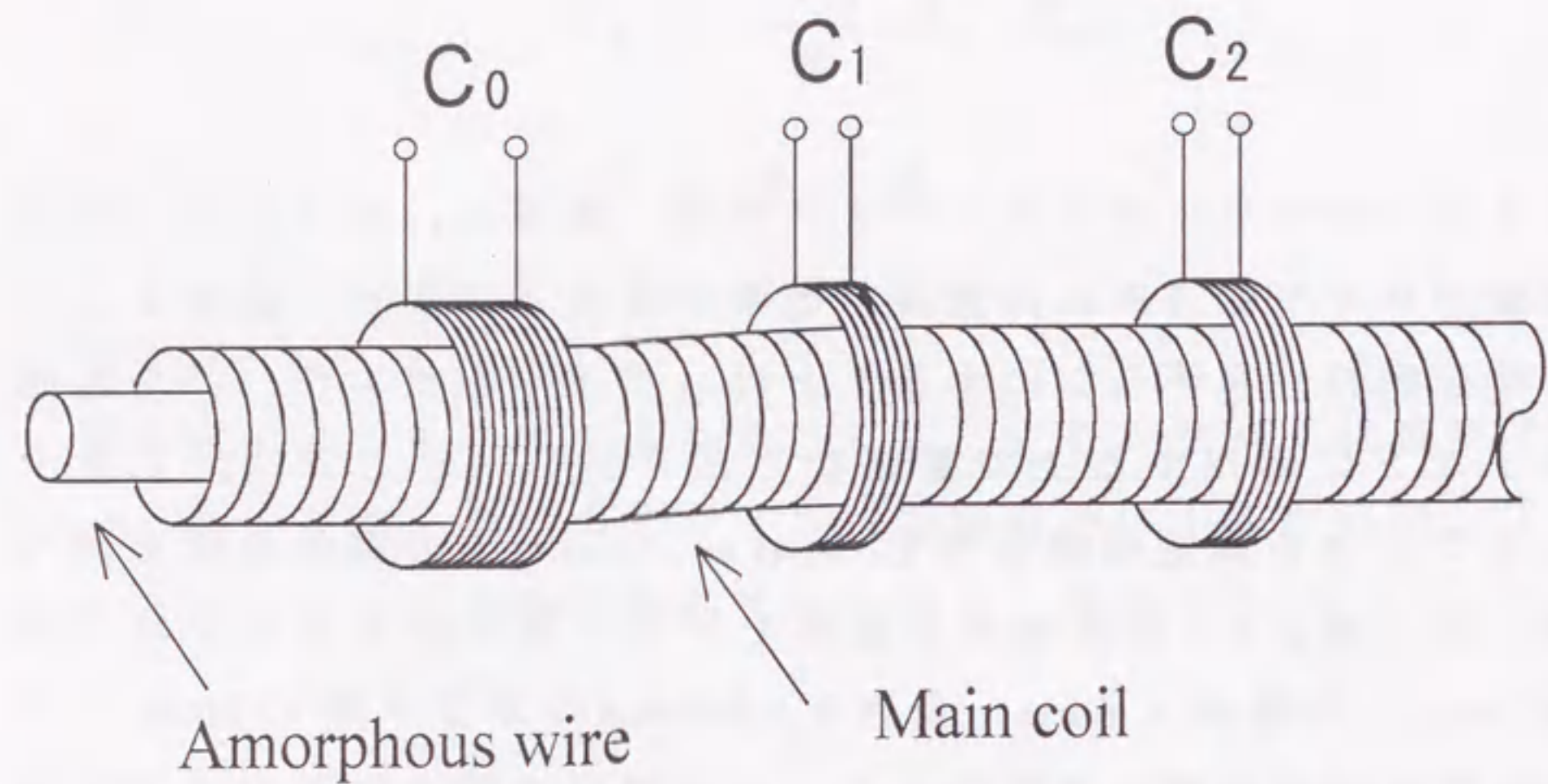


図2.4 実験装置

転磁区形成コイルから1枚の磁壁をワイヤ長さ方向に伝搬させる。有限長ソレノイドコイル C_0 の中心線上の中央部に発生する磁界 H_n は、

$$H_n = \frac{n_0 I}{\sqrt{(2a/h)^2 + 1}} \quad (2.13)$$

で与えられることが知られている。ここで、 a はコイル半径、 h はコイルの高さ、 n_0 は単位長さあたりのコイルの巻数、 I はコイル電流である。実験に用いた C_0 は、 $2a = 4\text{mm}$ とすると $2a/h = 0.4$ であり、 $H_n = 0.93 I \text{ A/m}$ である。

磁壁がワイヤ端に到達するのに十分な時間がたってから電流の向きを変え同様に磁壁を伝搬させて反対方向に磁化する。伝搬中の磁壁が検出コイルを通過するとき、局所的な磁化反転により検出コイルにパルス電圧が誘起される。磁壁のワイヤ軸方向の移動速度 V_a はこの2つの検出コイル間の距離 d と誘起パルス電圧の遅延時間 τ により

$$V_a = \frac{d}{\tau} \quad (2.14)$$

で求めることができる。本実験ではパルスの遅延時間は、オシロスコープ上で2つのパルスの時間間隔を測定することにより求めた。本実験には $120 \mu\text{m}$ 径の $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ as-prepared ワイヤと $100 \mu\text{m}$, $70 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$, $30 \mu\text{m}$ 径の線引ワイヤ (as-prepared ワイヤを線引後、 100kg/mm^2 , 400°C で1分間張力下熱処理したもの) を用いた。

検出パルス波形の例を図2.5に示す。これは、 $d = 150\text{mm}$, $H = 15\text{A/m}$ のときの as-prepared ワイヤの場合を示している。

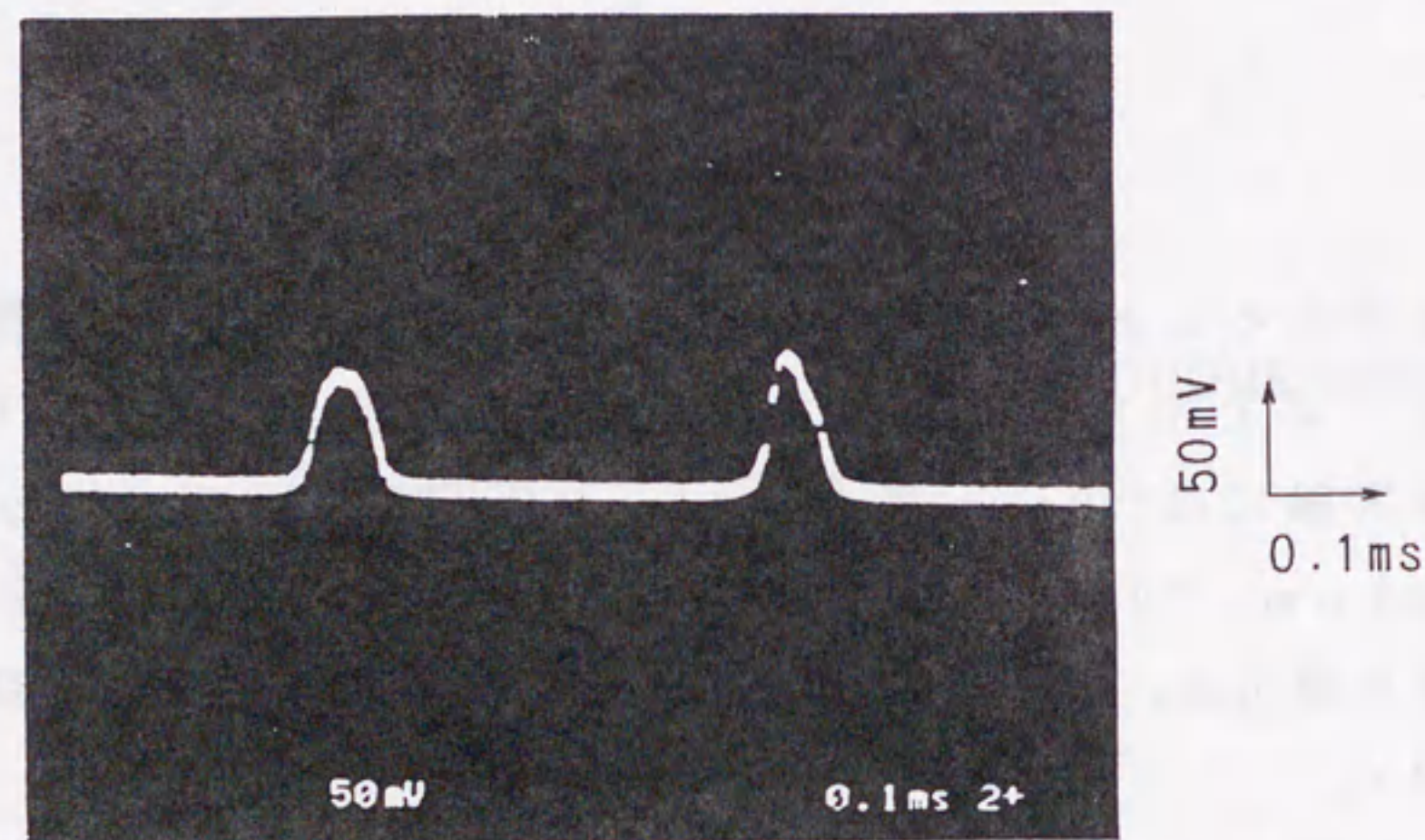
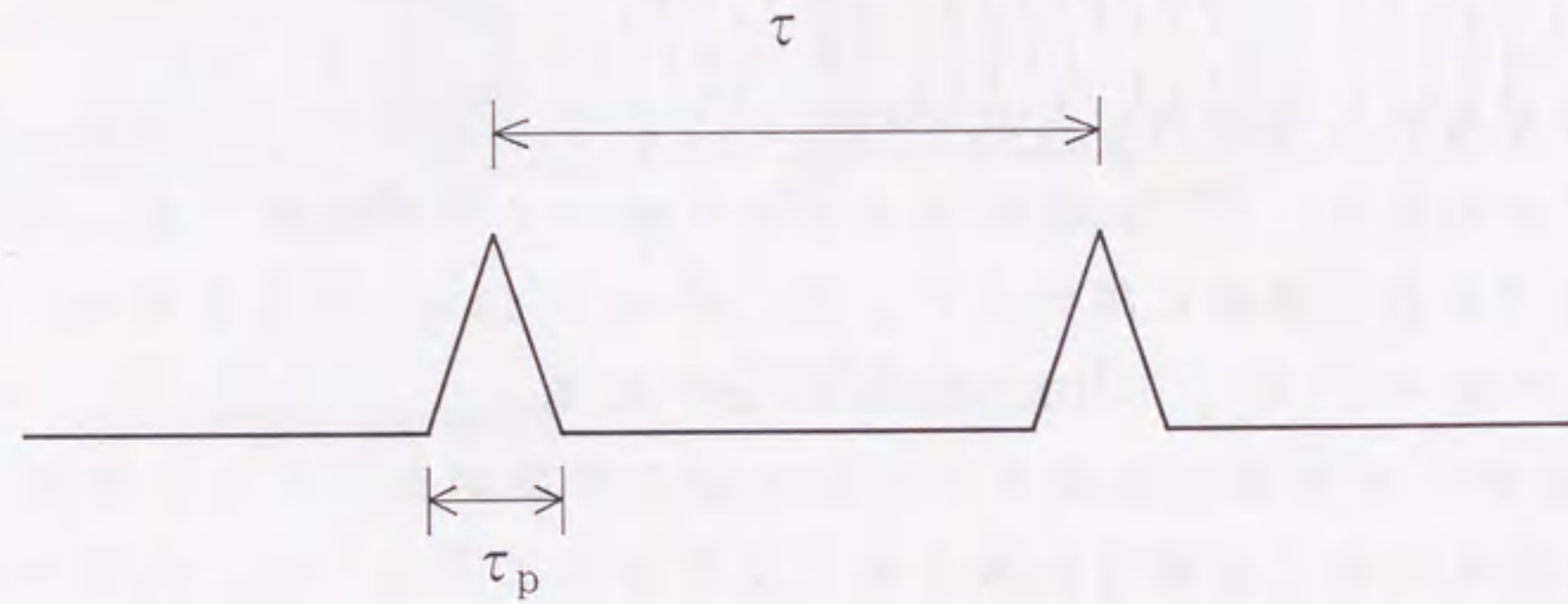


図2.5 検出波形

図2.6に印加張力を変えたときの磁壁のワイヤ軸方向の移動速度 V_a と磁界 H の特性を示す。これよりアモルファスワイヤでも次の線形な関係

$$V_a = \frac{2M_s}{\beta_a}(H - H_0) \quad (2.15)$$

が成り立ることがわかる。ここで図より M_s を一定とすると、 V_a に関する磁壁の制動係数 β_a と H_0 が張力 σ の関数となっていることがわかる。図中の $V_a - H$ 特性の上限の磁界はほぼ H^* に等しく、張力印加の増加とともに大きくなっている。また、張力の増加とともに H^* と H_0 の差が大きくなっており、1枚の磁壁を伝搬させることができる磁界 H の範囲が増大している。

伝搬中の磁壁の形状は検出波形を時間積分することによって推定される。伝搬中の磁壁はワイヤ軸に関して対称であると思われるの

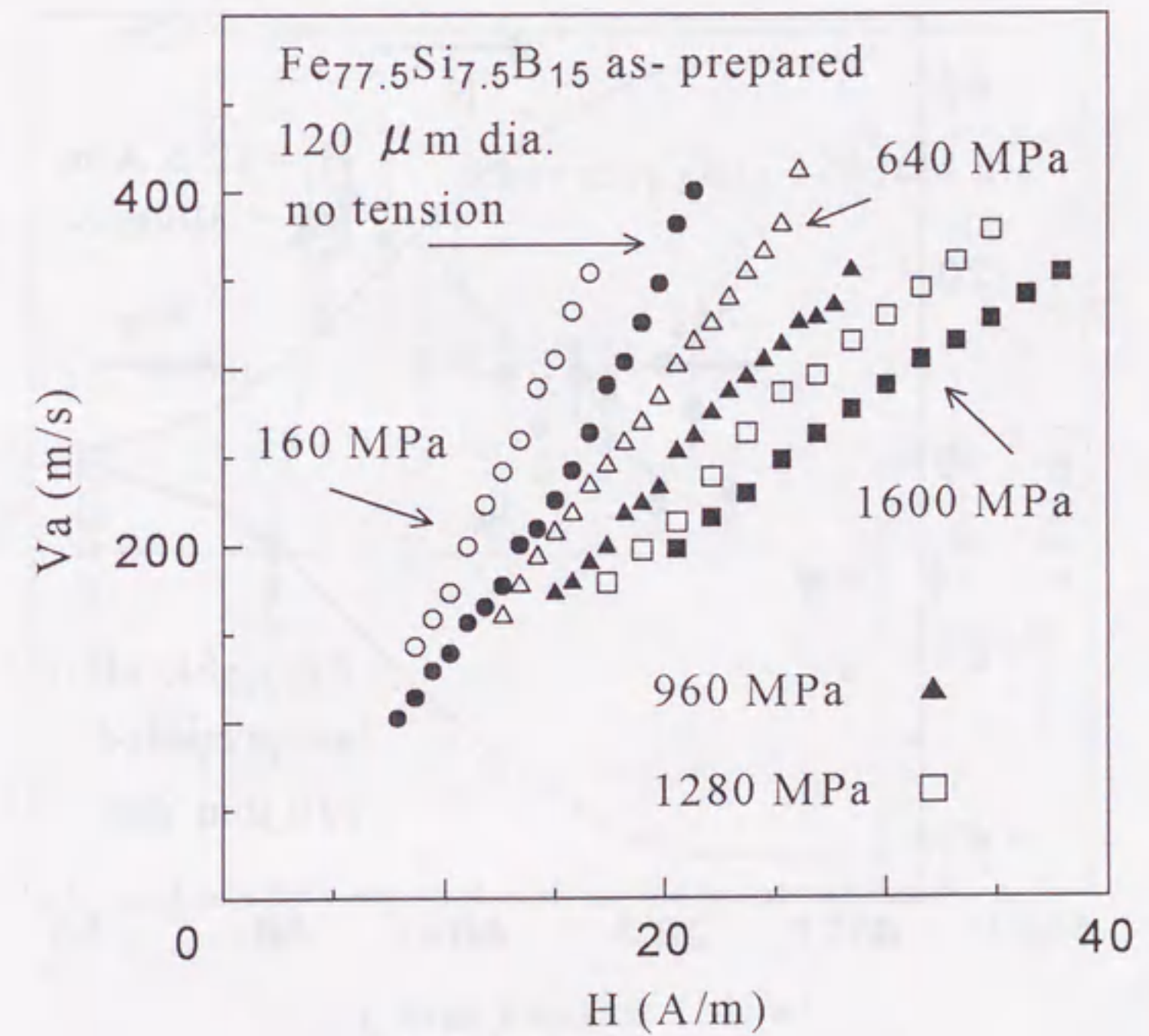


図2.6 $V_a - H$ 特性

で¹⁰⁾, ワイヤ軸での対称性を仮定して検出波形を時間積分することによって推定した伝搬中の磁壁形状を図2.7に示す。磁壁のワイヤ軸方向の長さ l_w は, 磁壁の軸方向の伝搬速度 V_a と検出パルス e_p のパルス幅 τ_p の積より求めた。また, 磁壁の半径 a は, 検出パルス e_p の積分値より求めた。図より紡錘形の磁壁が伝搬していることがわかる。磁歪が正のワイヤに張力を印加するとワイヤ軸方向に異方性が誘導され, ワイヤの内部コアが大きくなる。それにとともに磁壁のワイヤ軸方向の長さ l_w と半径 a が同時に変化する。

図2.8と図2.9にas-preparedワイヤの a と l_w の張力 σ による変化を示す。 $\sigma = 250\text{MPa}$ のところで a がワイヤ半径($60\mu\text{m}$)に一致し, 外部コアが消滅している。磁壁のワイヤ軸方向の長さ l_w は磁壁の半径 a の増加とともに大きくなっているが, 外部コアが消滅してから印加は張力による異方性エネルギーの増加に伴い磁壁の表面エネルギーが高くなるため, 磁壁の表面積を減らすように磁壁の軸方向の長さ l_w が減少するものと考えられる。

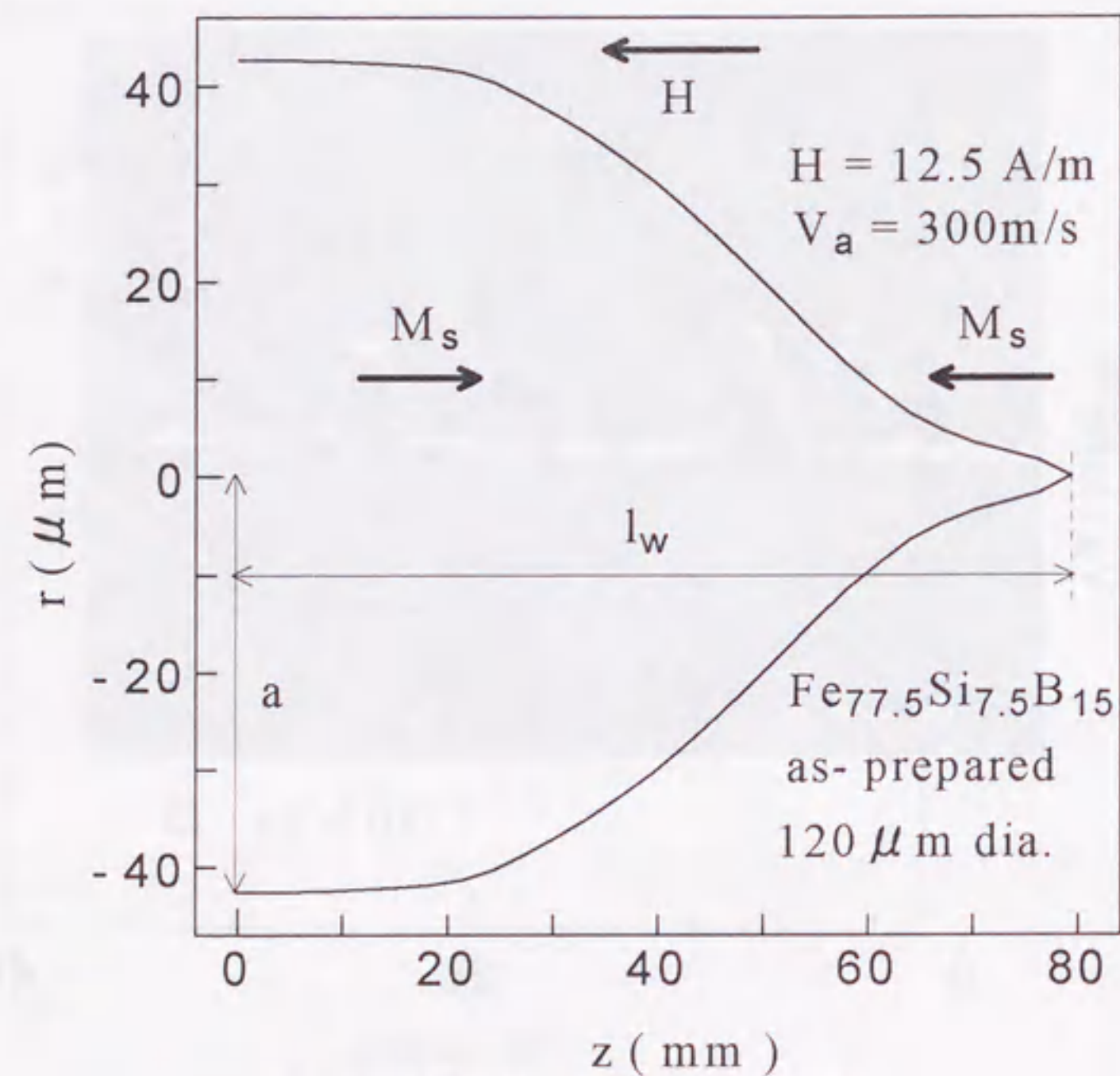


図2.7 伝搬中の磁壁の推定形状

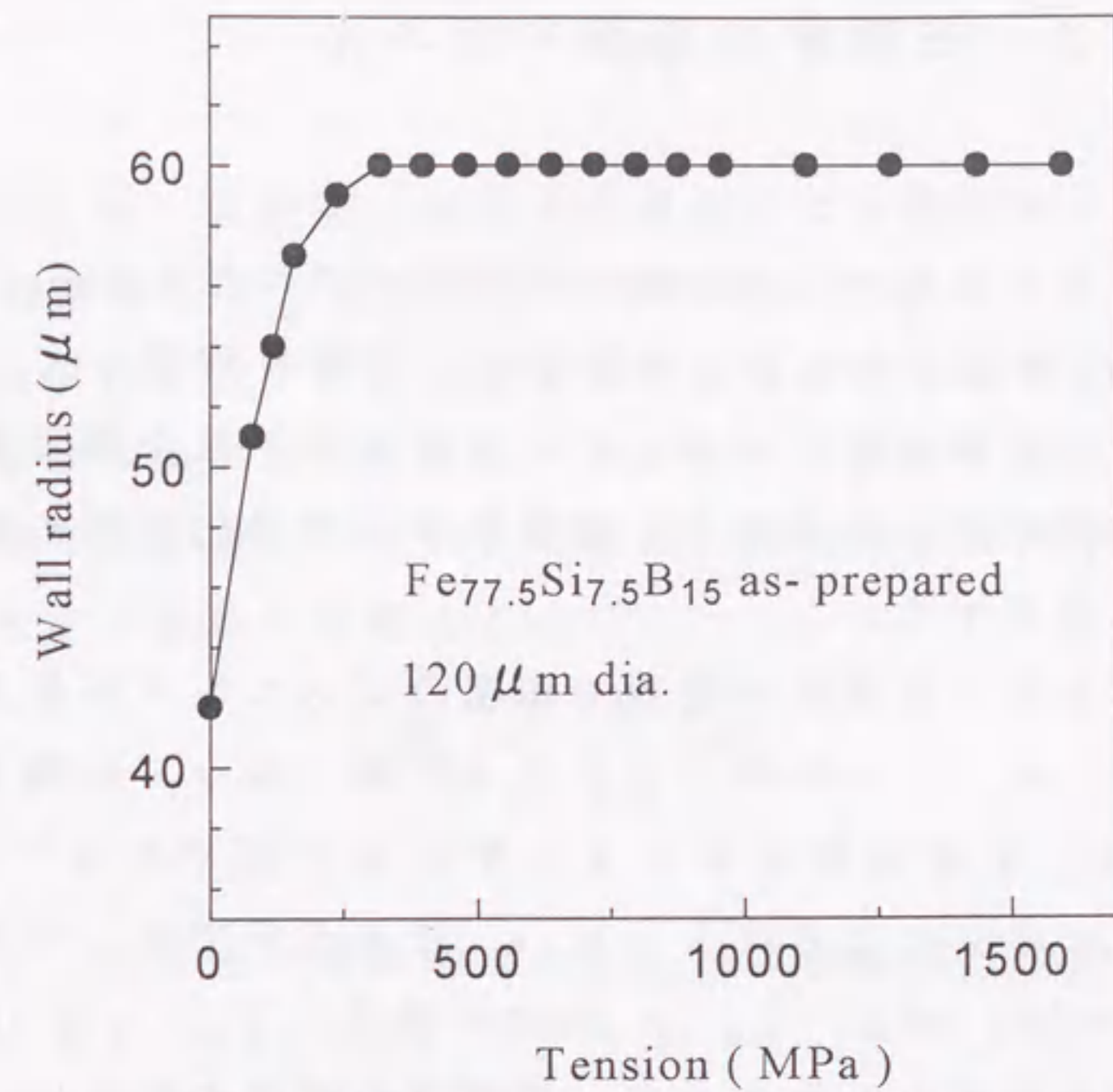


図2.8 磁壁の半径の印加張力による変化

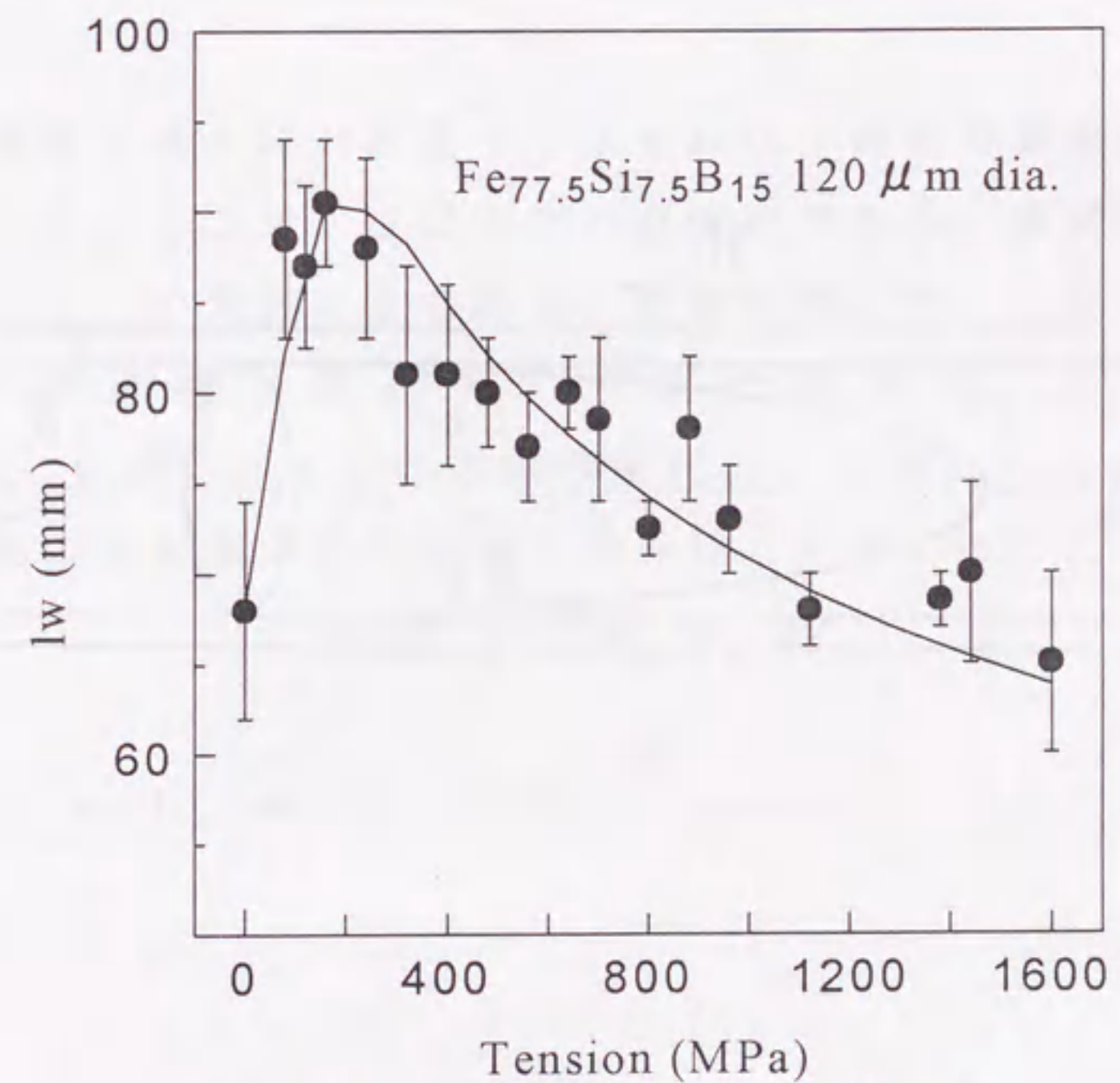


図2.9 磁壁の長さの印加張力による変化

2・1・3 伝搬中の磁壁モデル

アモルファスワイヤでの伝搬中の磁壁モデルが Bishop により提案されているが¹¹⁾、そこでは円盤形状の磁壁を解析している。ここではワイヤ内を軸方向に伝搬している磁壁の形状を解析するために、図2.10の磁区モデルを用いる。磁壁形状は簡単化のため回転楕円体の左半分を仮定する。

いま、内心部と外殻部の境界で磁壁のピンニングが最大であるとす。H ($> H_0$) の磁界によりワイヤ軸に沿って伝搬している磁壁の形状は、磁壁伝搬速度によらずほぼ一定である¹⁰⁾。これは、2・1・2で示したように $l_w \gg a$ であるので V_n が非常に小さい ($V_a = 200 \text{ m/s}$, $l_w = 2000$ の場合, $V_n = 0.1 \text{ m/s}$) ためであると思われる。したがって、伝搬中の磁壁の形状は、 H_0 の磁界が印加されて伝搬をはじめようとしている静止状態での磁壁の形

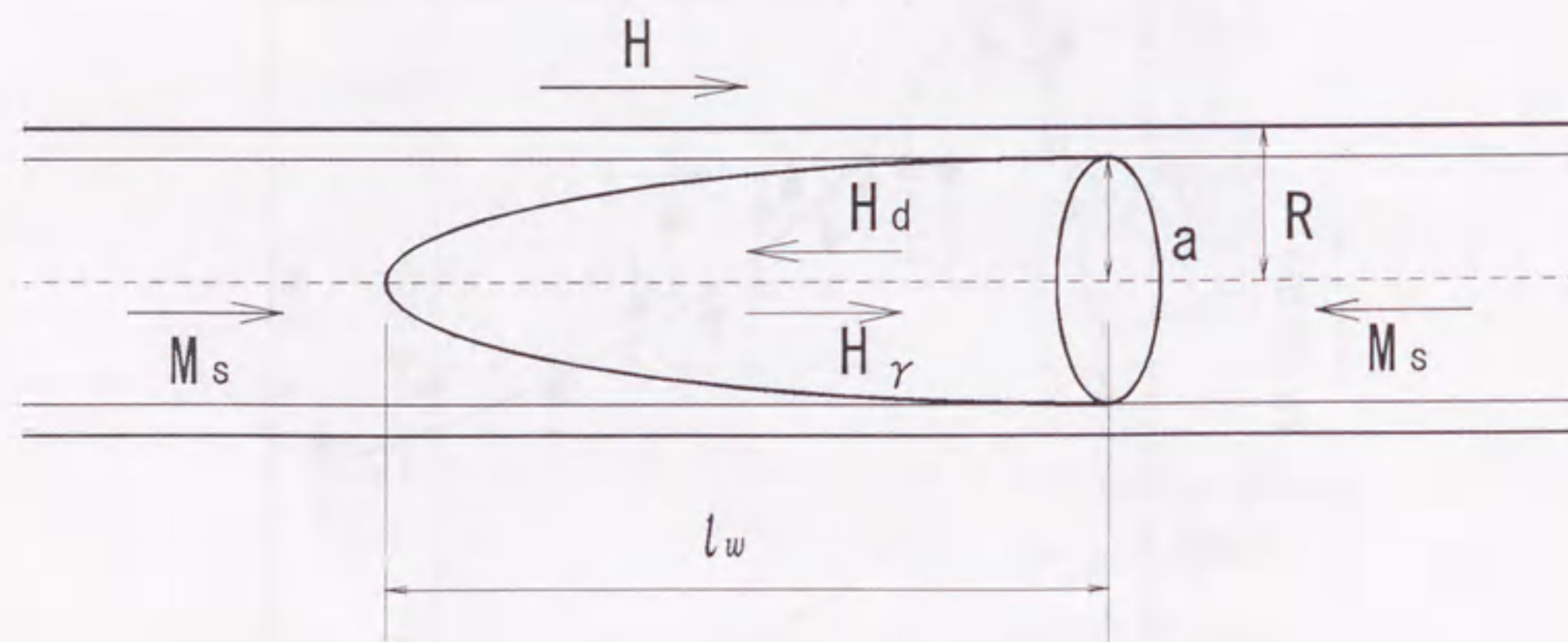


図2.10 磁壁形状の計算モデル

$$H_d + H_\gamma + H_0 = 0 \quad (2.16)$$

ここで、 H_d は、磁壁面に発生する磁極による静磁エネルギーを緩和するため磁壁長 l_w を増加させる等価的な磁界である。 H_γ は、磁壁の表面張力により l_w を減少させる等価的な磁界である。

H_d は磁壁の部位による静磁エネルギーを減少させる磁界であるから、ここでは左向きに $2M_s$ の磁化を持つ回転楕円体の内部の反磁界の大きさであると仮定する。

$$H_d = \frac{N}{\mu_0} 2M_s \quad (2.17)$$

ここで、 μ_0 は真空の透磁率である。N は回転楕円体の反磁界係数で、寸法比を $k (= l_w / a)$ とすれば

$$N = \frac{1}{k^2} (\ln 2k - 1) \quad (2.18)$$

となる。

磁壁の表面エネルギー密度を γ とすれば、磁壁の表面エネルギーは γS となる。ここで、S は磁壁の表面積である。磁壁のワイヤ軸方向の長さ l_w の変化による磁壁の表面エネルギーの変化 $\gamma \cdot dS$ (dS は表面積の変化分) を有効磁界 H_γ による仕事 $2M_s H_\gamma \cdot dV$ (dV は体積の変化分) に等しいとおくことによって磁壁の表面張力に等価的な磁界 H_γ を求めることができる。

$$\gamma dS = 2M_s H_\gamma dV \quad (2.19)$$

ここで、 $a \ll l_w$ より S と V は

$$S \approx \frac{\pi^2}{2} a l_w \quad (2.20)$$

$$V \approx \frac{2\pi}{3} a^2 l_w \quad (2.21)$$

と近似できる。

(2.19), (2.20), (2.21)より, 磁壁の半径 a は内部コアによって決まるとすれば

$$H_\gamma = \frac{3\pi \langle \gamma \rangle}{8 M_s a} \quad (2.22)$$

ここで, 磁壁のエネルギー密度は

$$\gamma = 4\sqrt{KA} \quad (2.23)$$

一軸異方性エネルギーは

$$K = \frac{3}{2} \lambda_s (\sigma + \sigma_i) \quad (2.24)$$

である。また上式で, λ_s は飽和磁歪定数, σ は印加張力, σ_i は残留応力, A は交換定数である。 $\langle \dots \rangle$ は磁壁表面上で平均を表す。これらの磁界の向きは図2.10に示してある。

(2.16), (2.17), (2.18), (2.22)より, 伝搬中の磁壁の長さは次式で一義的に与えられる。

$$\left(\frac{a}{l_w}\right)^2 \left(\ln 2 \left(\frac{l_w}{a}\right) - 1\right) = \frac{3\pi \mu_0 \gamma}{16 M_s^2 a} \quad (2.25)$$

ここで, H_0 は, H_γ , H_d に比べて小さいので省略した。

図2.9の実線は, ワイヤに張力が印加されていないときの磁壁の長さを基準として(2.25)より印加張力 σ による磁壁のワイヤ軸方向

の長さ l_w の値を求めたものである。磁壁の半径は図2.8のデータを使った。実験値と計算値とはよく一致しており, (2.25)式は伝搬中の磁壁の長さを表すのに有効である。

2・1・4 磁壁伝搬の制動係数

この節では、定常状態での磁壁の伝搬速度の制動係数について考察を加える。

アモルファスワイヤでは、図2.8と図2.9に示すように、磁壁のワイヤ軸方向の長さ l_w が半径 a と比べて非常に大きいので ($l_w / a \approx 2000$)、図2.11に示すように磁壁移動の磁壁に垂直な方向の速度 V_n は V_a および磁壁の寸法比 $k (= l_w / a)$ によって簡単な関係で近似され、

$$V_n \approx \frac{V_a}{k} \quad (2.26)$$

となる。また、(2.15)の β_a (V_a に関する制動係数) と V_n に関

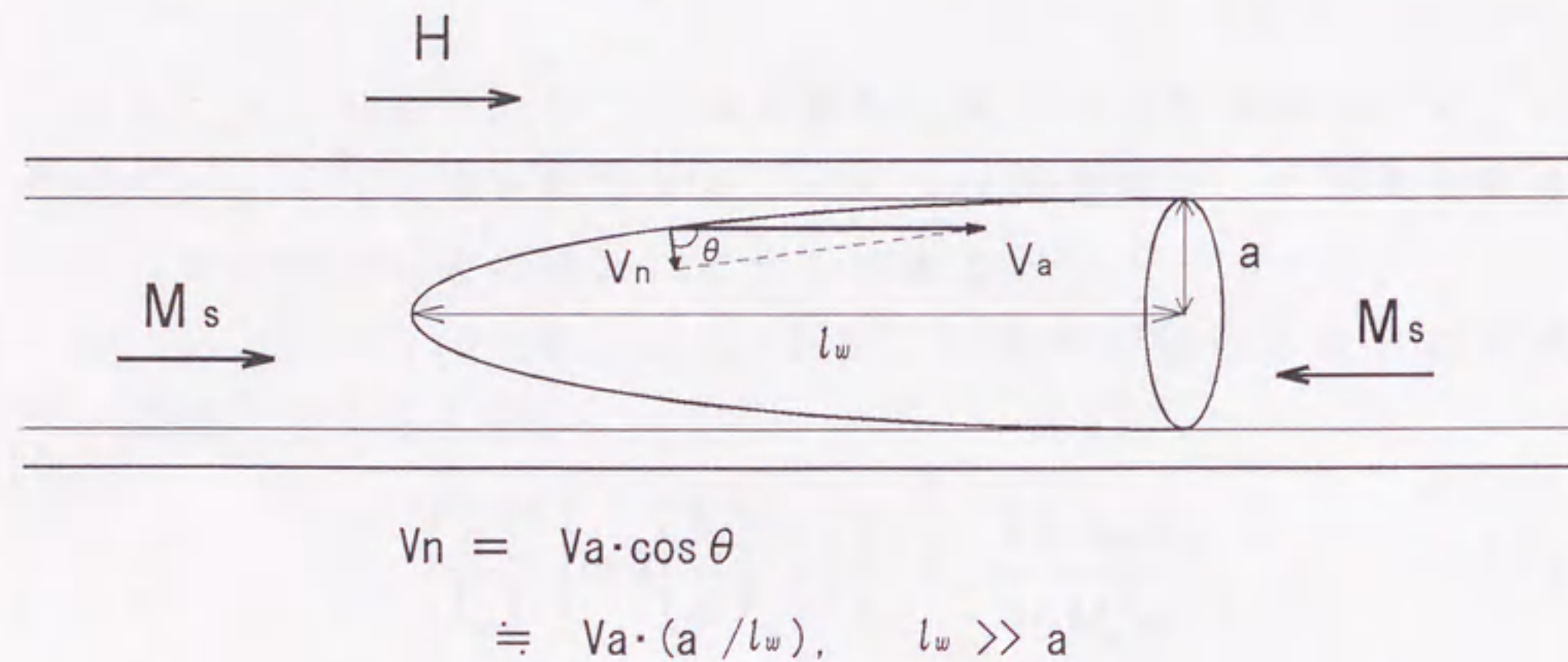


図2.11 V_a と V_n の関係

する制動係数 β の関係は

$$\beta \approx \beta_a k \quad (2.27)$$

で表される。

図2.6, 図2.8と図2.9のデータから(2.15), (2.27)を用いて制動係数 β の張力による変化を求めたものが図2.12ある。全制動係数 β は $\sigma = 250\text{MPa}$ で最小になっている。これは、図2.8よりワイヤの外部コアが消滅するところであり、渦電流損失の減少によるものであると思われる。その後は $\sigma \geq 500\text{MPa}$ では張力の平方根に沿って増加しており、これはスピン緩和の増加によるものであると思われる。

渦電流による制動をKittelらの方法⁵⁾を応用して計算する。磁壁のワイヤ軸方向の長さ l_w は磁壁の半径 a に比べて非常に大きいので

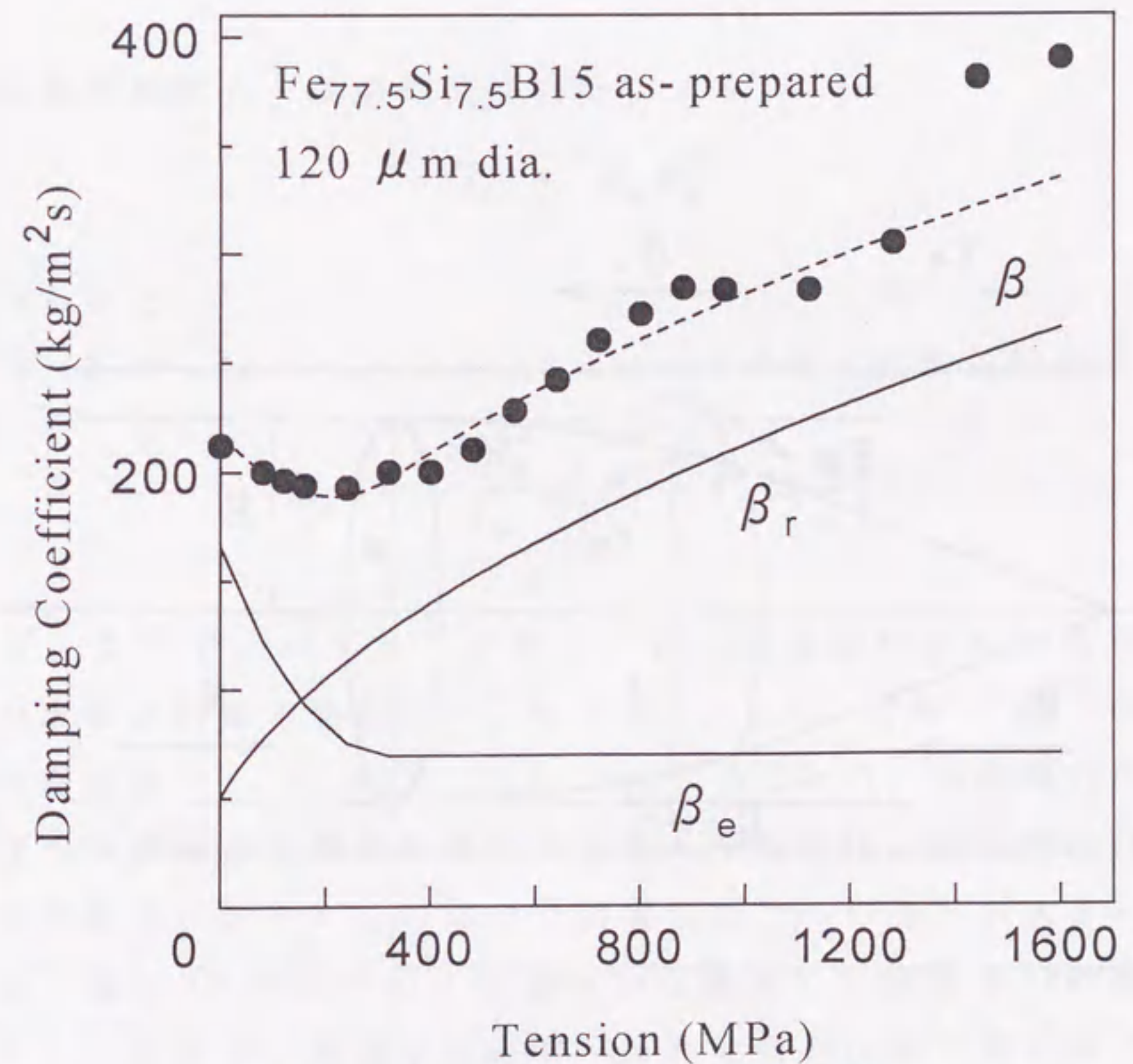


図2.12 制動係数の印加張力による変化

で、筒状の磁壁に近似して渦電流を計算する。図2.13に示すようにワイヤの半径をR、磁壁の半径をa、磁壁のワイヤ軸方向の長さを l_w とし、磁壁のワイヤ軸方向の伝搬速度を V_a とする。ワイヤ軸上に磁壁の進行方向にz軸をとり、円筒座標系で考える。 $z = z$ のワイヤ断面上での磁壁の半径を r_w とし、図中のワイヤ軸から距離rの円C上($r > r_w$)での電界 E_ϕ の積分を考える。

$$\begin{aligned} \oint_C E_\phi ds &= \frac{d\Phi}{dt} \\ &= 2M_s 2\pi r_w \frac{dr_w}{dt} \\ &= 4\pi M_s r_w \frac{dr_w}{dz} \frac{dz}{dt} \end{aligned} \quad (2.28)$$

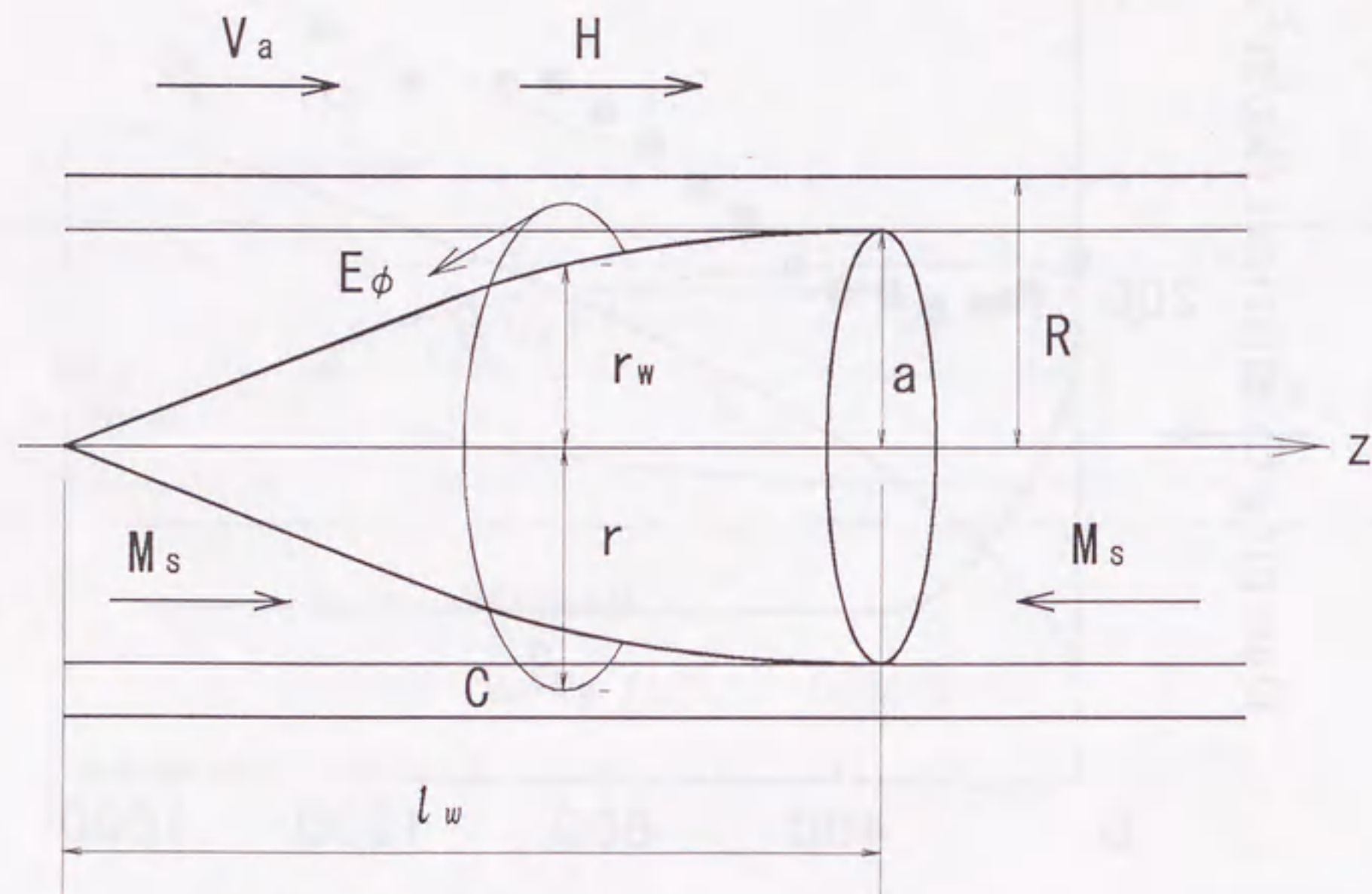


図2.13 渦電流制動係数計算モデル

これより

$$E_\phi(r) = 4\pi M_s V_a \frac{r_w}{r} \frac{dr_w}{dz} \quad (2.29)$$

となる。ここで、ワイヤの抵抗率を ρ とすれば

$$J_\phi(r) = \frac{E_\phi(r)}{\rho} \quad (2.30)$$

これより渦電流損失 Q_e は

$$\begin{aligned} Q_e &= \int_V J_\phi E_\phi dV \\ &= \int_0^{l_w} \int_{r_w}^R J_\phi E_\phi 2\pi r dr dz \end{aligned} \quad (2.31)$$

渦電流制動係数 β_e は渦電流損失 Q_e より

$$Q_e = \beta_e V_n^2 \quad (2.32)$$

で求められる。

(2.27), (2.29), (2.30), (2.31), (2.32)より渦電流制動係数は

$$\beta_e = \frac{8M_s^2}{3\rho} a \left(P_1 + P_2 \ln \frac{R}{a} \right) \quad (2.33)$$

となる。ここで、パラメータ P_1 、 P_2 は磁壁形状の関数である。磁壁の形状が円錐の場合は $P_1 = 1/3$ 、 $P_2 = 1$ であり¹²⁾、回転楕円体の場合は $P_1 = 4/3 - \ln 2$ 、 $P_2 = 1$ である。回転楕円体の場合のほうが円錐より渦電流損失が大きくなるのは、回転楕円体の先端部分の傾きが大きくこの部分の渦電流損失への寄与が大きいためである。図2.7の検出パルスの積分から推定した伝搬中の磁壁形状によると、伝搬中の磁壁は回転楕円体の先端を円錐で置き換えた形状に近いと考えられる。このような形状の磁壁では、(2.33)は

$P_1 < 1/3$, $P_2 > 1$ となる。また、このように回転楕円体の先端を円錐で置き換えることにより、渦電流損失は小さくなる。

スピン緩和による制動は(2.11)より求められる。アモルファスワイヤでは結晶磁気異方性がなく張力による誘導異方性だけであるので、異方性エネルギー K は

$$K = \frac{3}{2} \lambda (\sigma_i + \sigma) \quad (2.34)$$

ここで、 λ は磁歪定数、 σ_i は超急冷時や張力アニールなどによる残留応力、 σ はワイヤ軸方向に印加した張力である。

(2.11), (2.34)より

$$\beta_r = \frac{2M_s \alpha}{v} \sqrt{\frac{3\lambda_s}{2A}} \sqrt{(\sigma_i + \sigma)} \quad (2.35)$$

これより

$$\beta_r \propto \sqrt{\sigma_i + \sigma} \quad (2.36)$$

次に、ここで得られた関係式を用いて、図2.12の制動係数の張力依存性を β_0 と β_r に分離することを試みた。パラメータ P_1 , P_2 , α を適当にフィッティングすることにより、図2.12の破線のように実験結果と非常によい一致が得られ、 $P_1 = 0.23$, $P_2 = 1.4$, $\alpha = 0.3$ となった。ここで、 $\sigma_i = 60\text{MPa}$, $M_s = 1.6\text{T}$, $\lambda = 25 \times 10^{-6}$, $A = 1 \times 10^{-11} \text{ J/m}$ (鉄の単結晶の値), $v = 2.2 \times 10^5 \text{ m/As}$ (鉄の値)¹³⁾を用いた。これらのパラメータを代入して β_r および β_0 をそれぞれ求めると、図中の実線のようになり、異なった張力依存性を有する。張力が小さいときは渦電流による制動 β_0 が支配的であるが、 $\sigma > 500\text{MPa}$ ではスピン緩和による制動 β_r が支配的である。また、全制動係数 β の極小値は張力による外部コアの減少による渦電流損失の急激な減少のためである。磁壁形状を円錐または回転楕円体で近似した場合は P_1 , P_2 の値は決定されるが、

このような β の極小値の存在は説明できない。したがって磁壁形状は、回転楕円体でも円錐でもなく、図2.7のように回転楕円体の頂上を円錐に置き換えた磁壁形状の場合に現れる特性であると考えられる。また、Gilbertの制動係数 α は、強磁性共鳴より得られる値(鉄の単結晶の場合)よりも2桁ほど大きい値が得られた¹⁴⁾¹⁵⁾¹⁶⁾。

2・1・5 線引ワイヤでの磁壁伝搬特性

図2.14に100 μ m径と50 μ m径の線引ワイヤに張力を与えたときの V_a-H 特性を示す。ある大きさより大きい張力を印加することにより V_a-H 特性が非線形になった。この磁壁伝搬特性は2つの直線によって表されるようで、低磁界と高磁界とで異なる移動度を持っているように見える。これを表すのに低磁界と高磁界での移動度を C_1, C_2 とし、低磁界と高磁界での V_a-H 特性を外挿したものとH軸との交点をそれぞれ $H_{0,1}, H_{0,2}$ とする。また、2つの移動度から(2.8), (2.27)より求めた制動係数を β_1, β_2 とする。100 μ m径ワイヤの $\beta_1, \beta_2, H_{0,1}, H_{0,2}$ の張力による変化を図2.15と図2.16に示す。低磁界での制動係数 β_1 は張力の平方根に比例するようであるが、高磁界での制動係数 β_2 は張力に対しほぼ線形な依存性を示し通常のスピン緩和では説明がつかない。 $H_{0,1}$ は張力によって余り変化しないが、 $H_{0,2}$ は張力に対して大きく変化して負の値を示す。

図2.14のような磁壁伝搬速度と駆動磁界の非線形性は、SiFe単結晶¹⁷⁾やパーマロイ薄膜¹⁸⁾¹⁹⁾²⁰⁾、YIG薄膜²¹⁾などいろいろな材料で報告されている。

Baldwinは周期的な障壁を乗り越えて伝搬する磁壁の伝搬速度は、低磁界で非直線性を示すことを示した²²⁾。磁壁は空孔などの格子欠陥や応力の不均一性などによりピンニングを受けながら伝搬するが、これらのピンニングは磁壁に圧力をおよぼす。この圧力による内部磁界を考慮すると磁壁伝搬速度は、磁壁の位置を z とすれば、外部磁界 H と障壁による圧力によって

$$\beta \frac{dz}{dt} = 2M_s H + P(z) \quad (2.37)$$

となる。いま、正弦波状に変化する周期的な障壁を考える。周期を

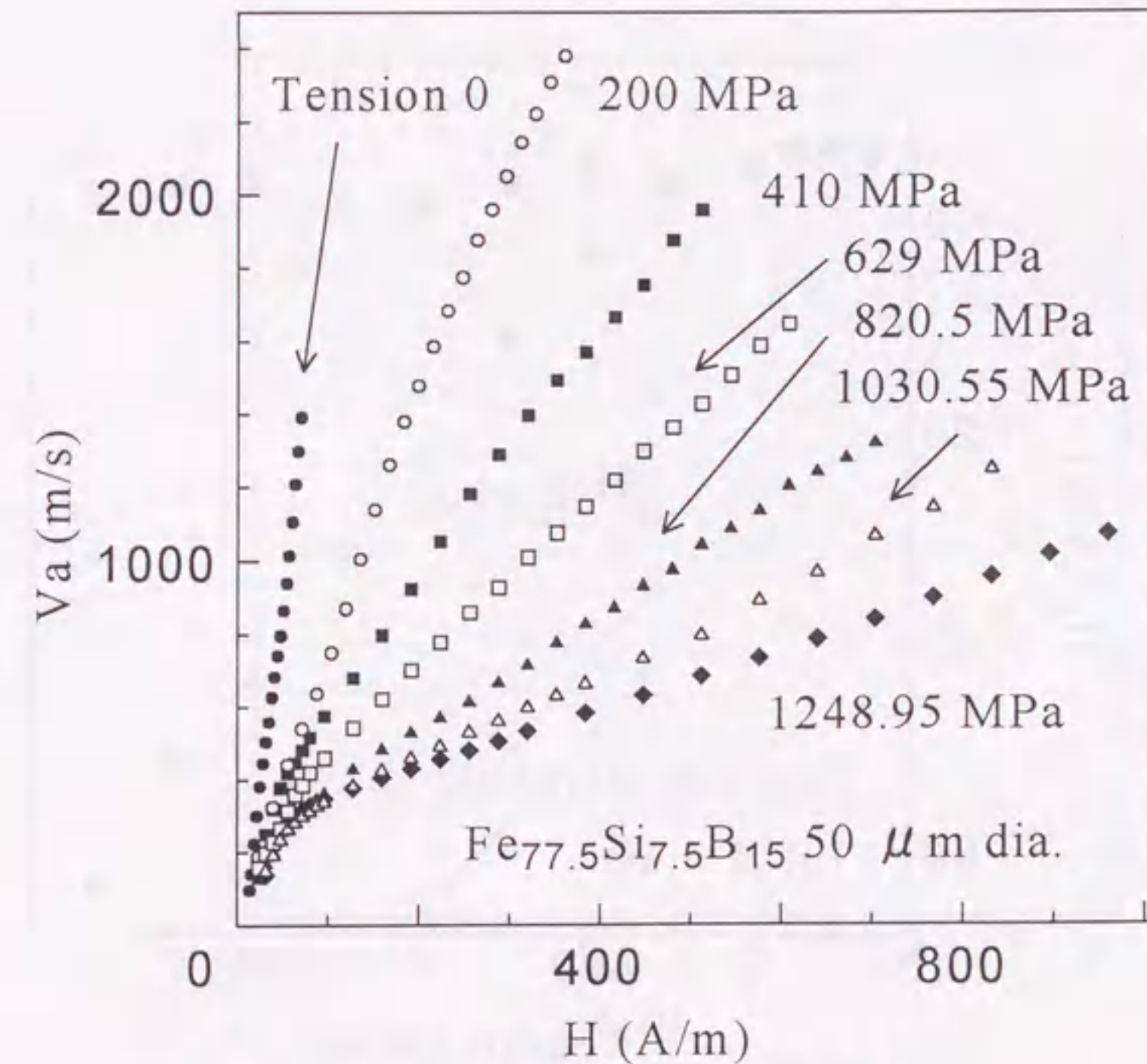
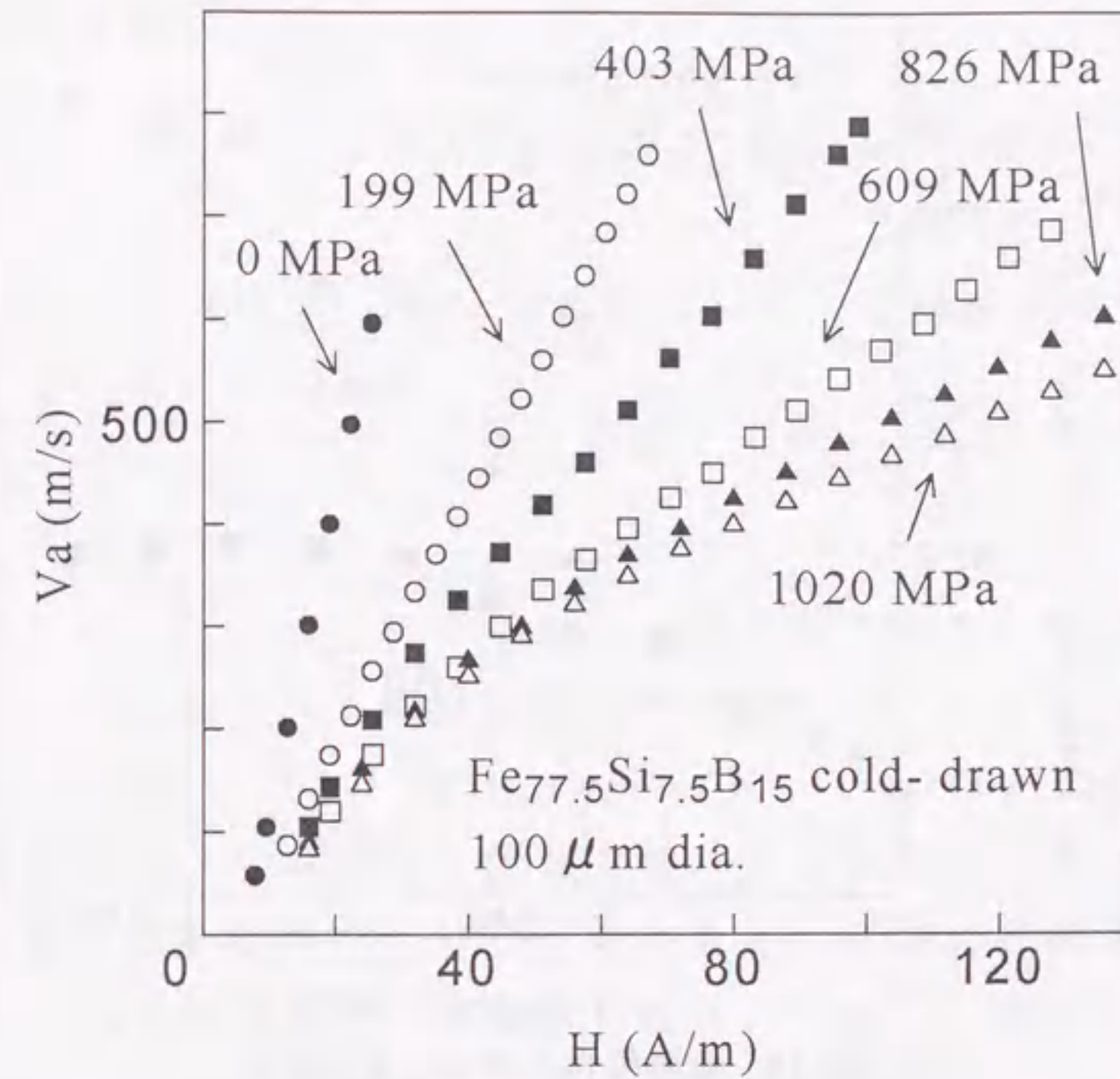


図2.14 V_a-H 特性の張力による変化

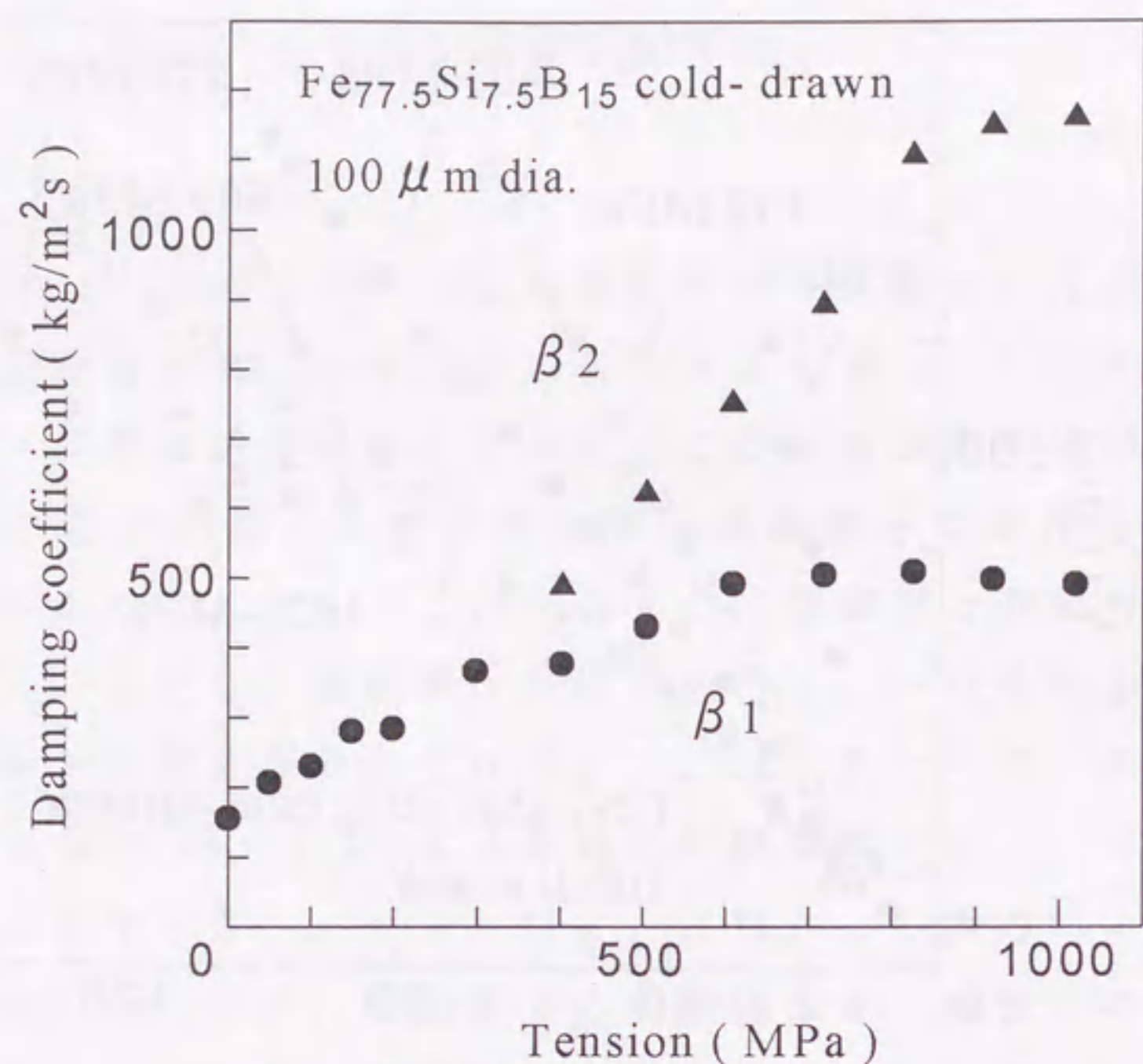


図2.15 制動係数の張力による変化

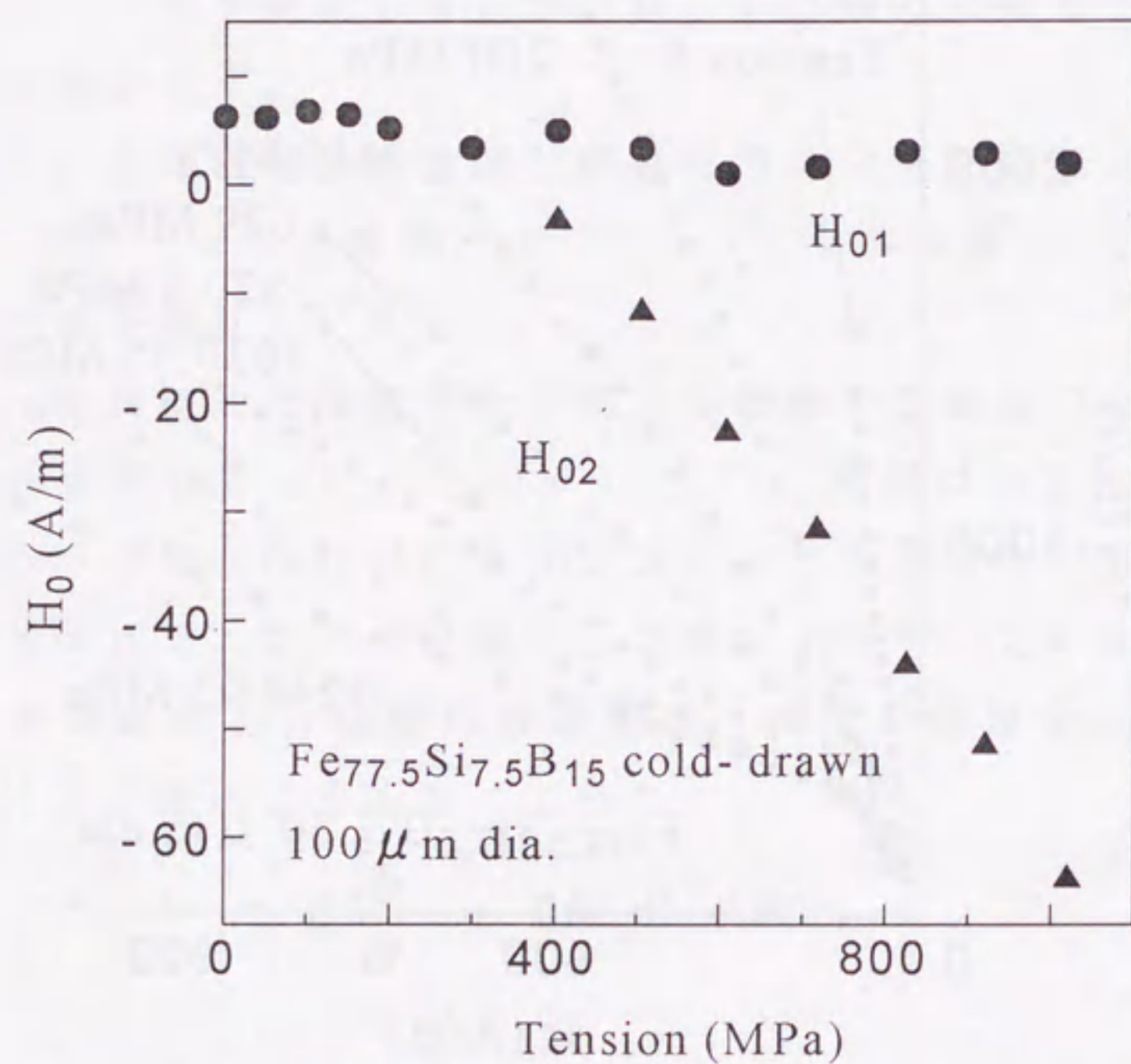


図2.16 H_0 の張力による変化

k とすれば圧力 $P(z)$ は

$$P(z) = 2M_s(H_0 + (H_c - H_0) \sin \frac{2\pi}{k}z) \quad (2.38)$$

で与えられ, (2.37), (2.38)より磁壁の平均の伝搬速度 V は

$$V = \frac{2M_s}{\beta} \sqrt{(H - H_0)^2 - (H_c - H_0)^2} \quad (2.39)$$

となる。ここで H_0 は z によらない一定の項であり, 摩擦に相当する。これより予想される磁壁伝搬特性を図2.17に示す。図(a)は $H_c = H_0$ であり, (b)は $H_c \neq H_0$ ($H_c = 2H_0$) のときである。高磁界側では, 周期的な保存力場による障壁は無視できて線形になる。 H_0 は高磁界での $V-H$ 特性を $V = 0$ に外挿することによって $V = 0$ との交点として求められる。しかし, 図2.14よりアモルファスワイヤでは高磁界の $V_a - H$ 特性を外挿した H_{02} は負の

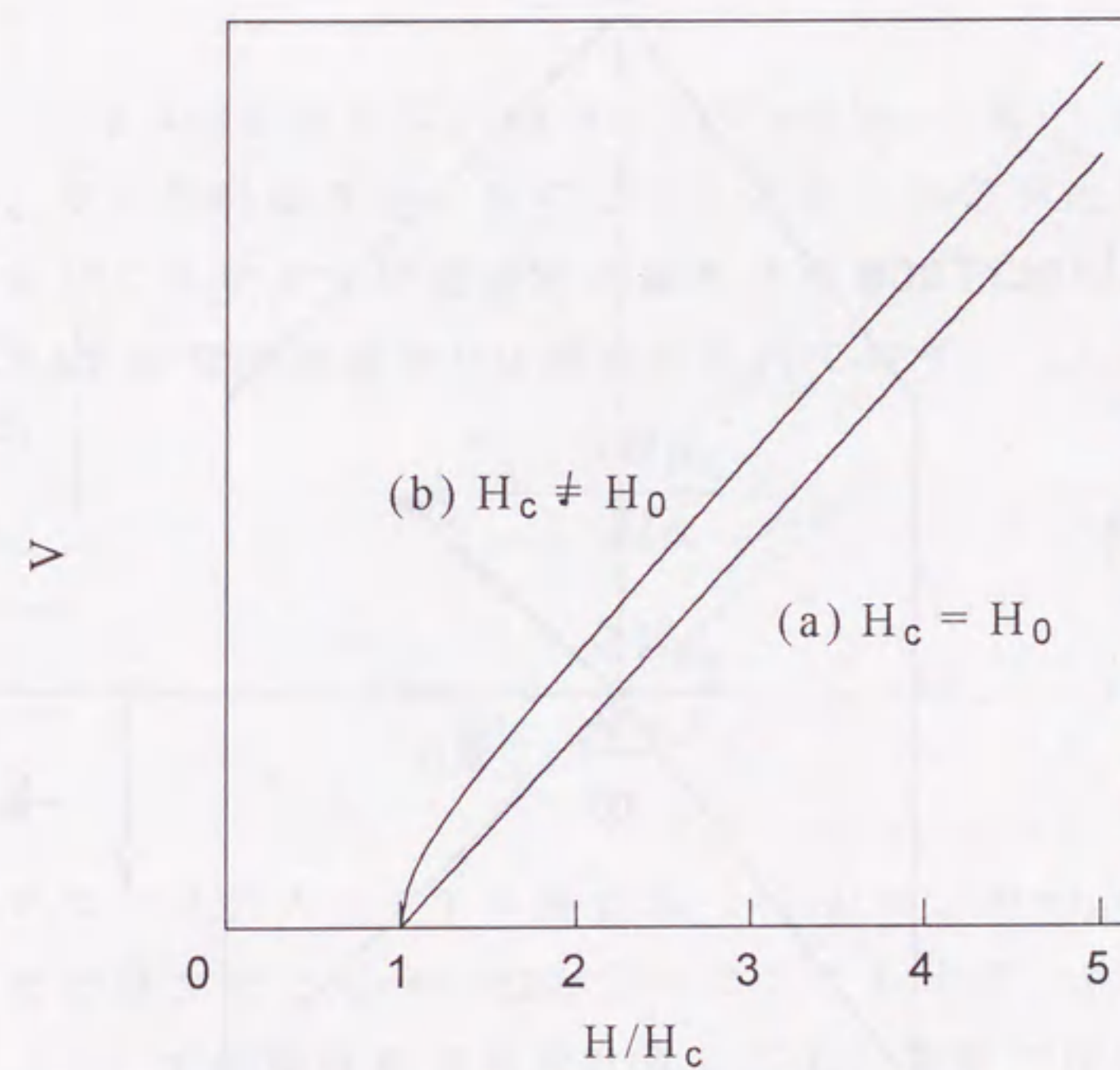


図2.17 周期的な障壁による $V_a - H$ 特性

値になり、周期的な障壁による非線形性では説明できない。

Feldtkellerは負の値を示す H_0 は高速で伝搬中の磁壁の収縮によるものであるとした²³⁾。ここで、一軸異方性を有する磁性体の無限に広い平面 180° 磁壁を考える。静止している磁壁に磁界が印加されると、図2.18に示すように磁壁内部の磁気モーメントの歳差運動によって磁気モーメントが磁壁面から傾き、磁壁に垂直方向の磁化成分 M_n が現れる。これは磁壁内部に反磁界をつくり、これにより伝搬中の磁壁は静磁エネルギーを蓄える。外部磁界による磁壁面からの磁化の傾き角を ϕ とすれば、伝搬中の磁壁の表面エネルギー密度 γ 、磁壁幅パラメータ Δ は次のようになる²⁴⁾。

$$\gamma = 4\sqrt{AK} \left(1 + \frac{\sin^2 \phi}{Q}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.40)$$

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K}} \left(1 + \frac{\sin^2 \phi}{Q}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.41)$$

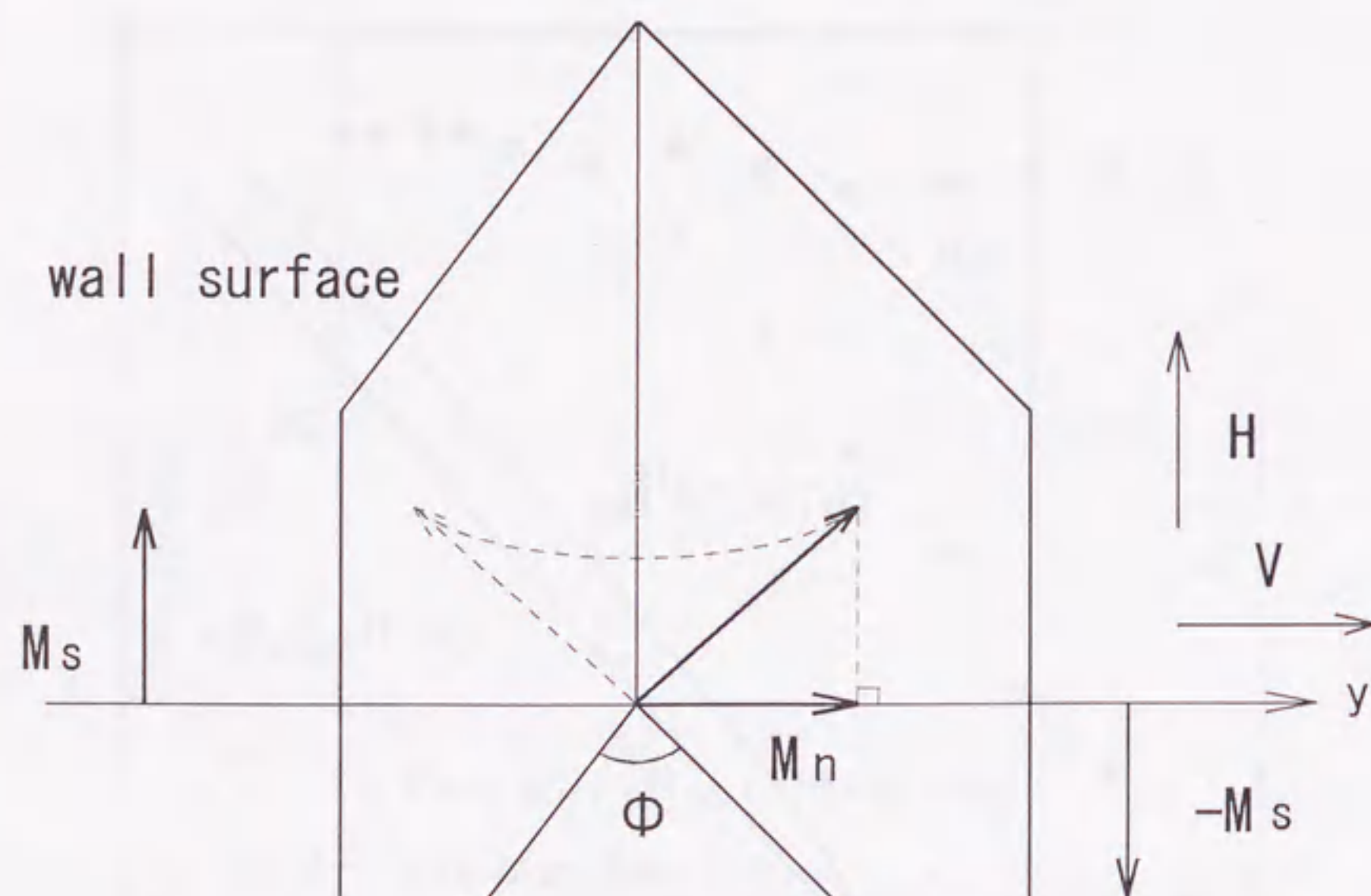


図2.18 伝搬中の磁壁内の磁化の傾き

ここで、

$$Q = \frac{K}{\frac{M^2}{2\mu_0}} \quad (2.42)$$

は磁性体の品質係数である。磁化の磁壁面からの傾きによる反磁界のために磁壁の表面エネルギーが増し、磁壁が収縮しているのがわかる。磁壁面からの傾き角 ϕ は外部磁界 H とGilbertの制動係数 α により

$$H = \frac{M\alpha \sin 2\phi}{2\mu_0} \quad (2.43)$$

となる。また、磁壁移動速度 V はGilbertの方程式より磁壁幅パラメータ Δ をもちいて

$$V = \frac{\gamma}{\alpha} \Delta H \quad (2.44)$$

となる²⁴⁾。(2.40)を使えば、(2.44)よりwalkerの解(2.8)が導かれる。これより、駆動磁界が大きくなったとき、磁壁が収縮することにより図2.19に示すように速度が非線形になることがわかる。図2.19では磁界 h と磁壁移動速度 v は規格化されており、

$$h = \frac{2H\mu_0}{M\alpha} \quad (2.45)$$

$$v = \frac{2V\mu_0}{M\gamma\Delta_0} \quad (2.46)$$

である。アモルファスワイヤの場合 $K=2200\text{J/m}^3$ 、 $M=1.6\text{T}$ として品質係数 Q を計算すると $Q=0.002$ となった。これより、(2.8)を使って $\alpha=0.3$ として磁壁移動速度を計算しても、実験で用いた駆動磁界範囲では非線形性は現れてこない。

以上では、磁壁形状が変化しないとして磁壁伝搬速度の非線形性について検討してきたが、実験結果を十分説明することができなかった。磁壁形状の変化は、磁壁の伝搬速度に影響を与えると考えられる。伝搬中の磁壁形状の変化を調べるために、検出波形を積分して伝搬中の磁壁の形状を推定した。図2.20に張力を500MPa与えたときの V_a-H 特性と図2.21にそのときの推定磁壁形状を示す。高磁界側と低磁界側とでは、磁壁に長さは余り変わらず形状も先端部分に変化しているだけである。これより、この非線形性は伝搬中の磁壁形状の変化によるものではない。

この非線形性については、高磁界側での制動係数の張力に対する急激な増加とともに現在のところ説明がつかず、今後の検討を要する。

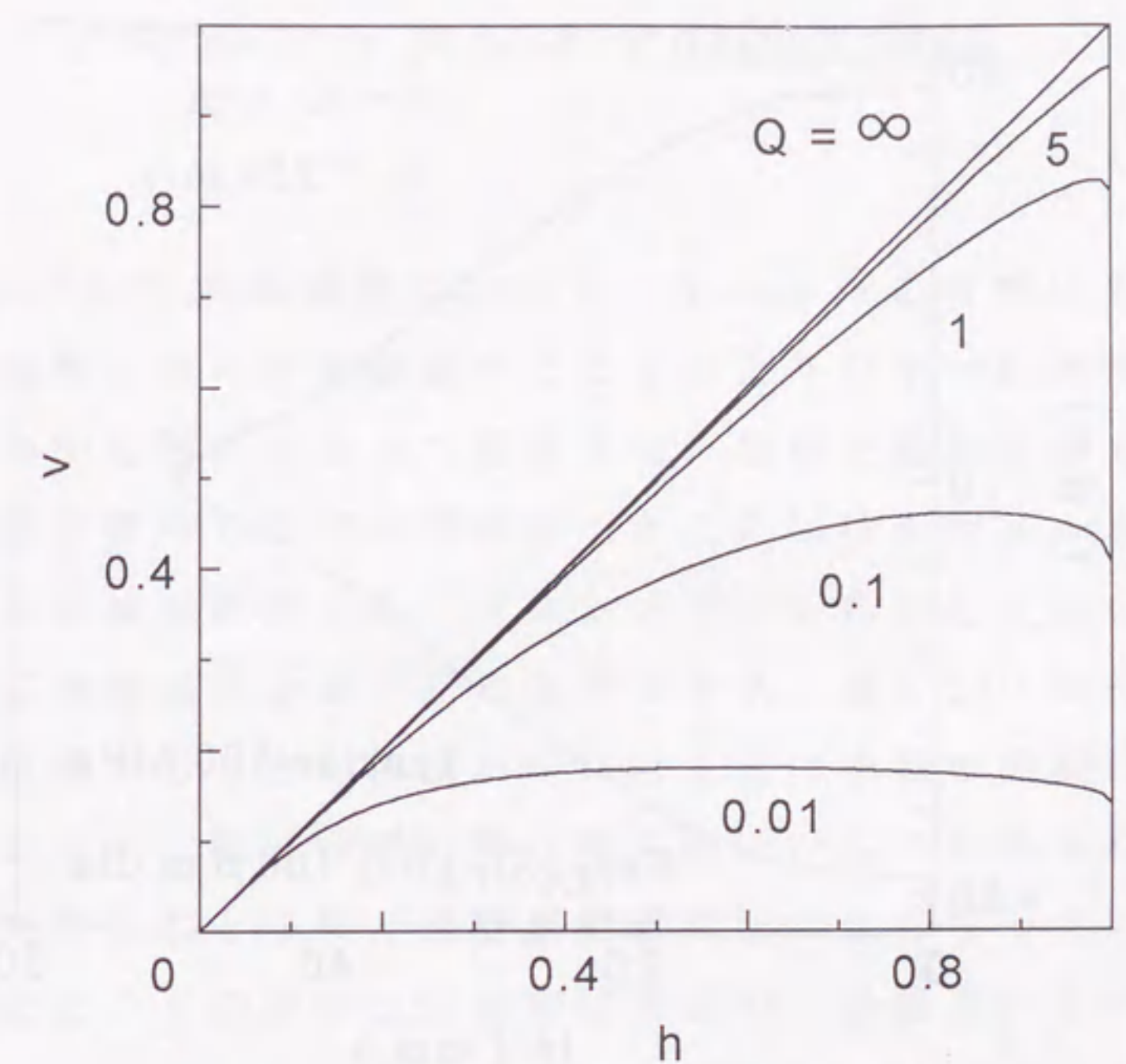


図2.19 臨界磁界以下での V_a-H 特性

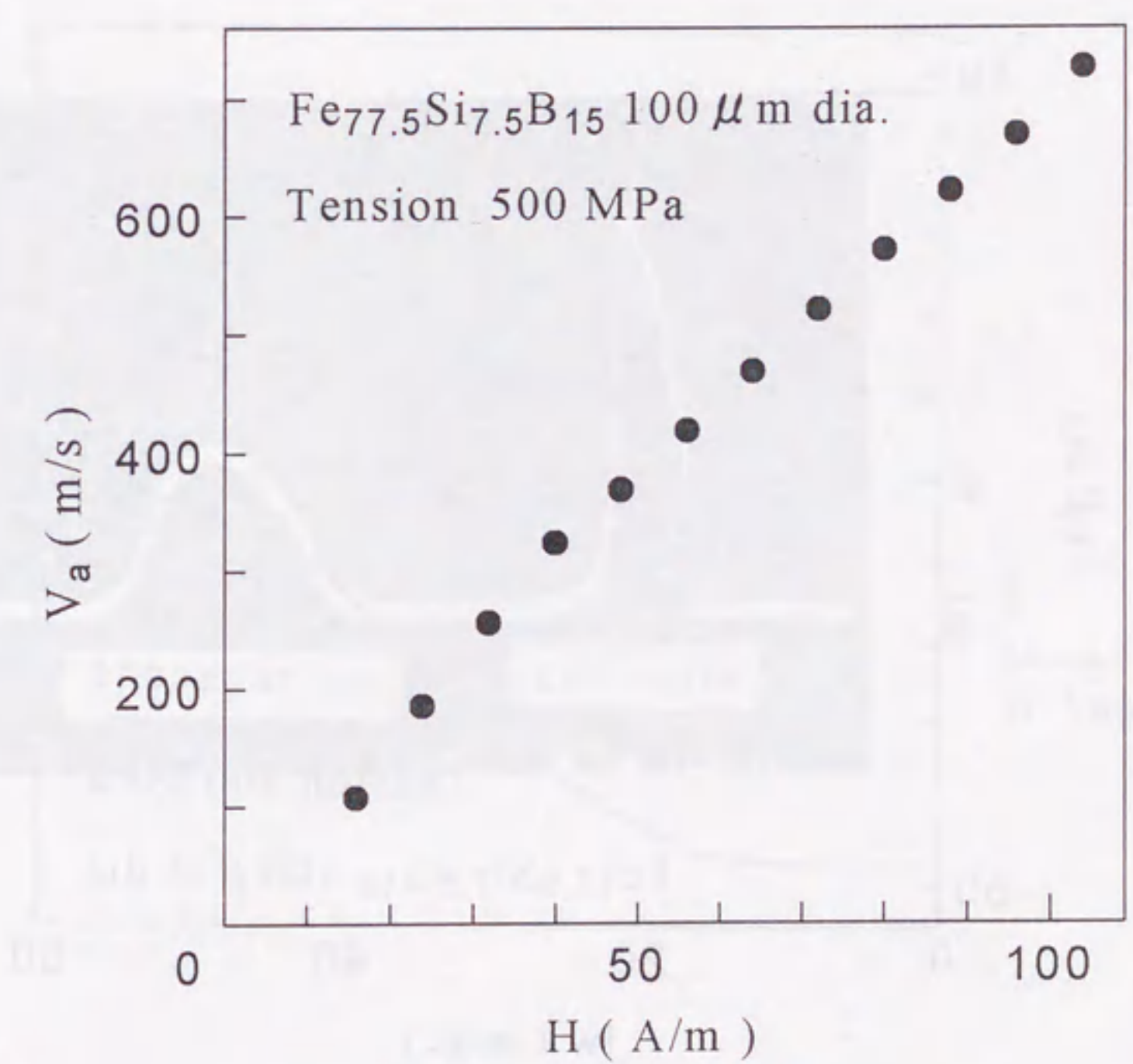


図2.20 V_a-H 特性

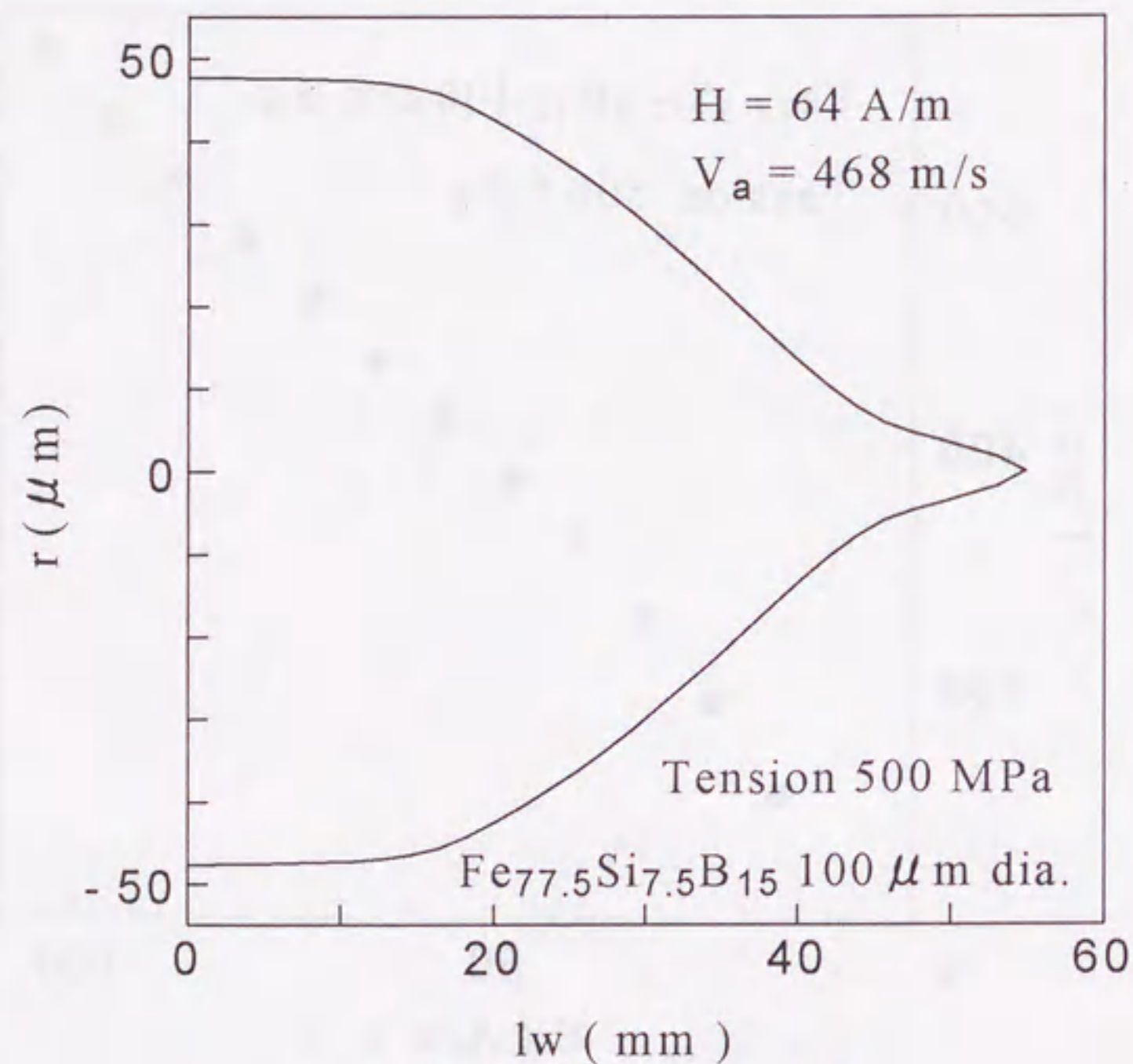
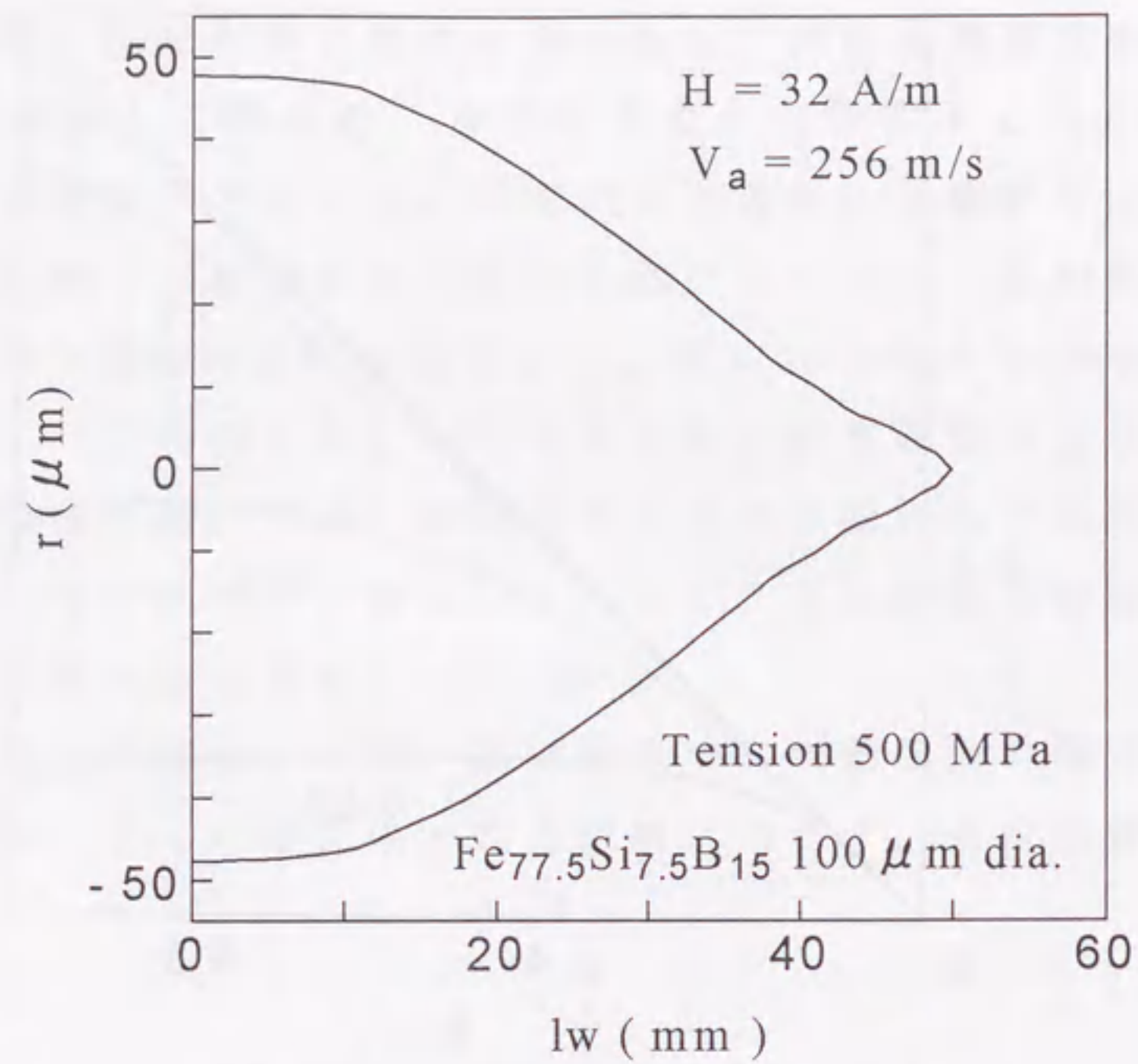


図2.21 伝搬中の磁壁の形状の変化

2・2 アモルファスワイヤの磁区消滅

図2.4に示した実験装置において、主コイルの右端にもう1つ反転磁区形成用のコイルを設置することによりワイヤの両端から磁壁をワイヤの中心部に向かって伝搬させ、磁壁を衝突させることができる。磁壁が衝突し磁区が消滅するところに検出コイルを設置しそこで得られる検出波形より、リエントラントな磁化反転の最終段階である磁区消滅過程を調べることができる。図2.22に磁壁がぶつかり磁区が消滅するときの検出パルスと1枚の磁壁の伝搬による検出パルスとを示す。磁区消滅の時は細く鋭いパルスが得られ、2枚の磁壁が衝突することにより磁壁移動速度が大きくなっていることがわかる。また、この波形は外部印加磁界や印加張力により変化する。

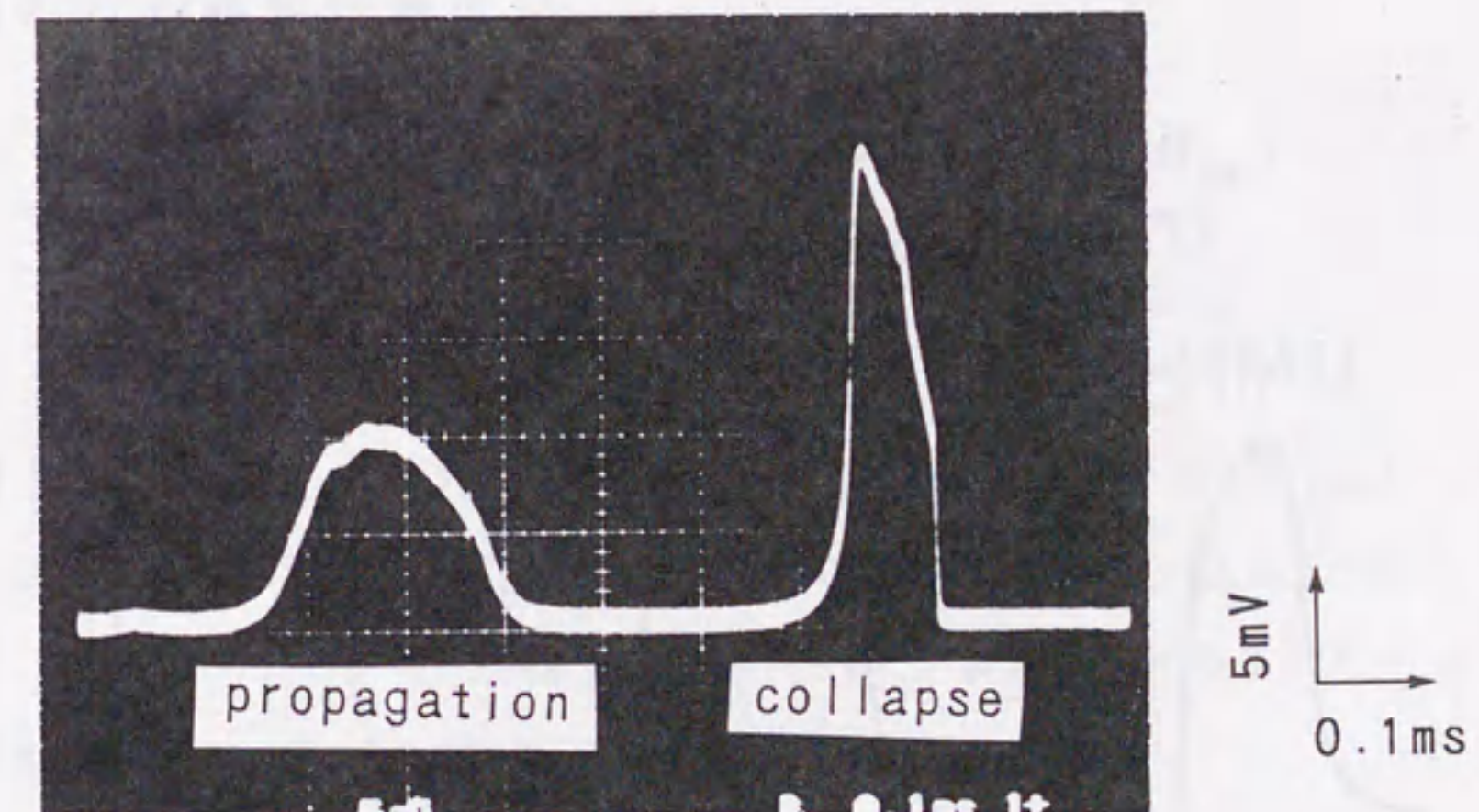


図2.22 磁区消滅時のパルス波形

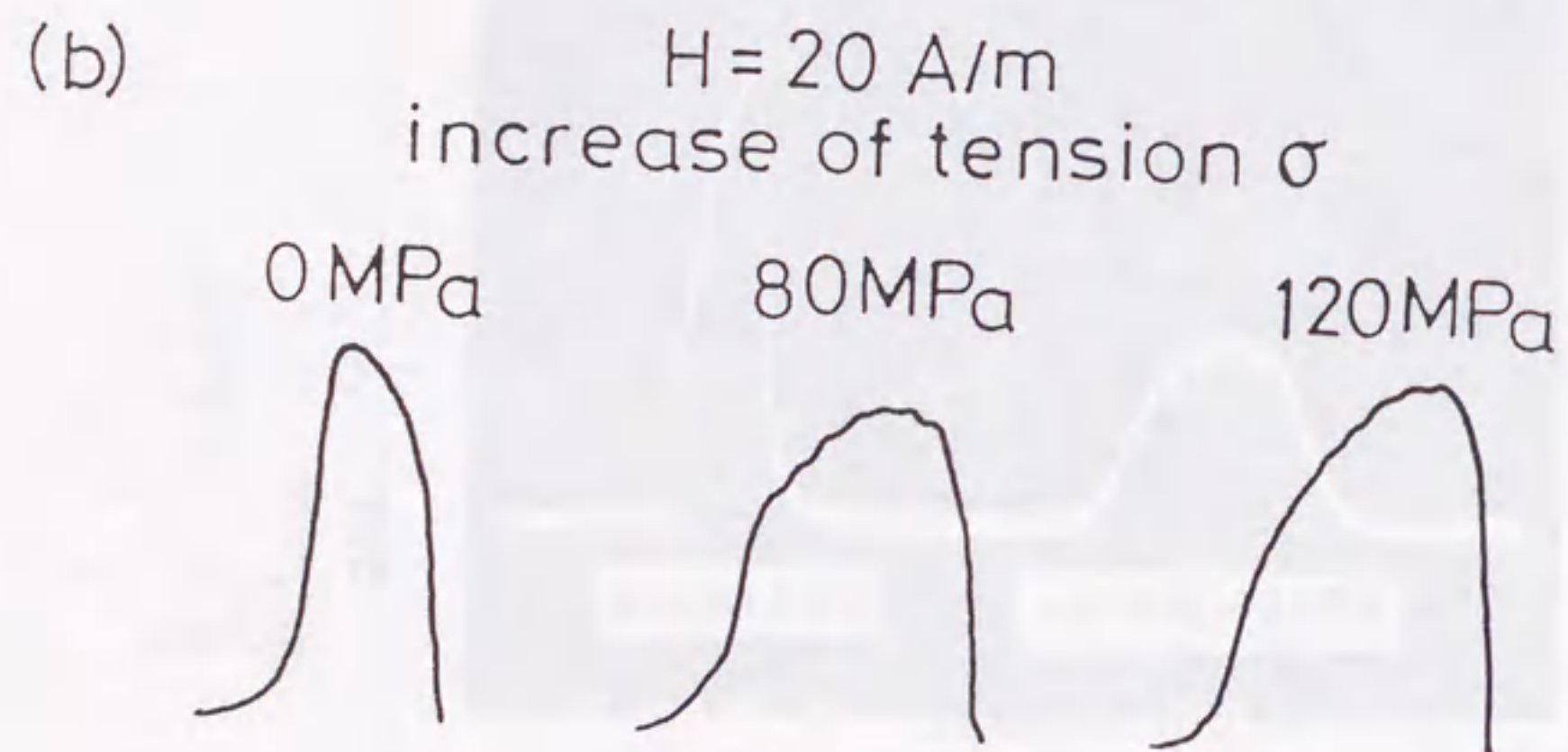
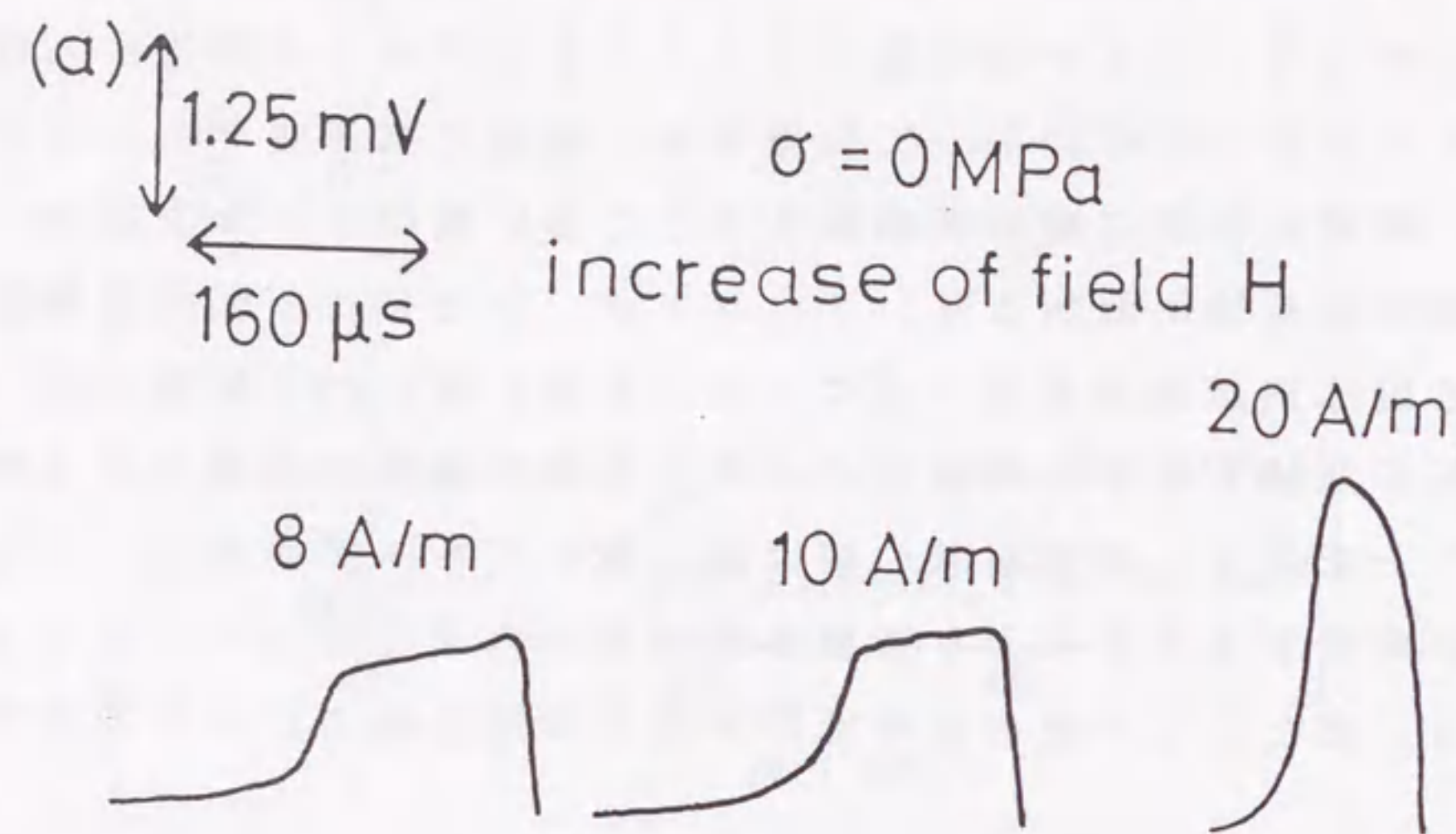


図2.23 磁区消滅パルスの外部磁界、張力による変化

図2.23にその様子を示す。図2.23(a)は張力 $\sigma = 0$ のときの外部磁界による磁区消滅パルス波形の変化であり、(b)は外部磁界 $H = 20 \text{ A/m}$ のときの印可張力による磁区消滅パルス波形の変化である。外部印加磁界の増加にともなってパルス幅は小さくなっており、パルス波形は立ち上がりが緩やかで立ち下がりが急な波形から立ち上がりが急で立ち下がりが緩やかな波形に変化する。しかし、張力の増加に伴うパルス波形の変化はその逆で、張力の増加に伴ってパルス幅は大きくなりパルス波形も立ち上がりが急で立ち下がりが緩やかな波形から立ち上がりが緩やかで立ち下がりが急な波形に変化している。これらのことから、磁区消滅過程は外部磁界だけではなく磁壁の表面張力などの内部磁界の影響を受けていることがわかる。2つの回転楕円体状の磁壁がぶつかり磁区が消滅していくとき、磁区が小さくなっていくにつれて磁壁の表面エネルギーが静磁エネルギーより大きくなり磁壁移動速度が加速され、急速に磁区が小さくなる。そして、ある大きさになったとき磁化回転によって磁区が消滅するものと思われる。これらのことより内部磁界を考慮すると磁区消滅時の磁壁の速度は

$$V_n = -\frac{da}{dt} = \frac{2M_s}{\beta}(H + H_{\text{int}}) \quad (2.47)$$

と表される。

内部磁界 $H_{\text{int}} = H_y + H_0 - H_d$ は磁区の形状によって決まる。図2.24に消滅時の磁区モデルを示す。消滅時の磁区形状は消滅の間中同じであり、ワイヤ軸に対称で $l_w \gg a$ とする。ワイヤ軸に対称な形状は次の式であらわされる。

$$r(t) = a(t)g(\zeta), \quad \zeta = \frac{z}{l_w} \quad (2.48)$$

ここで、 r と a は図2.24に示してある。

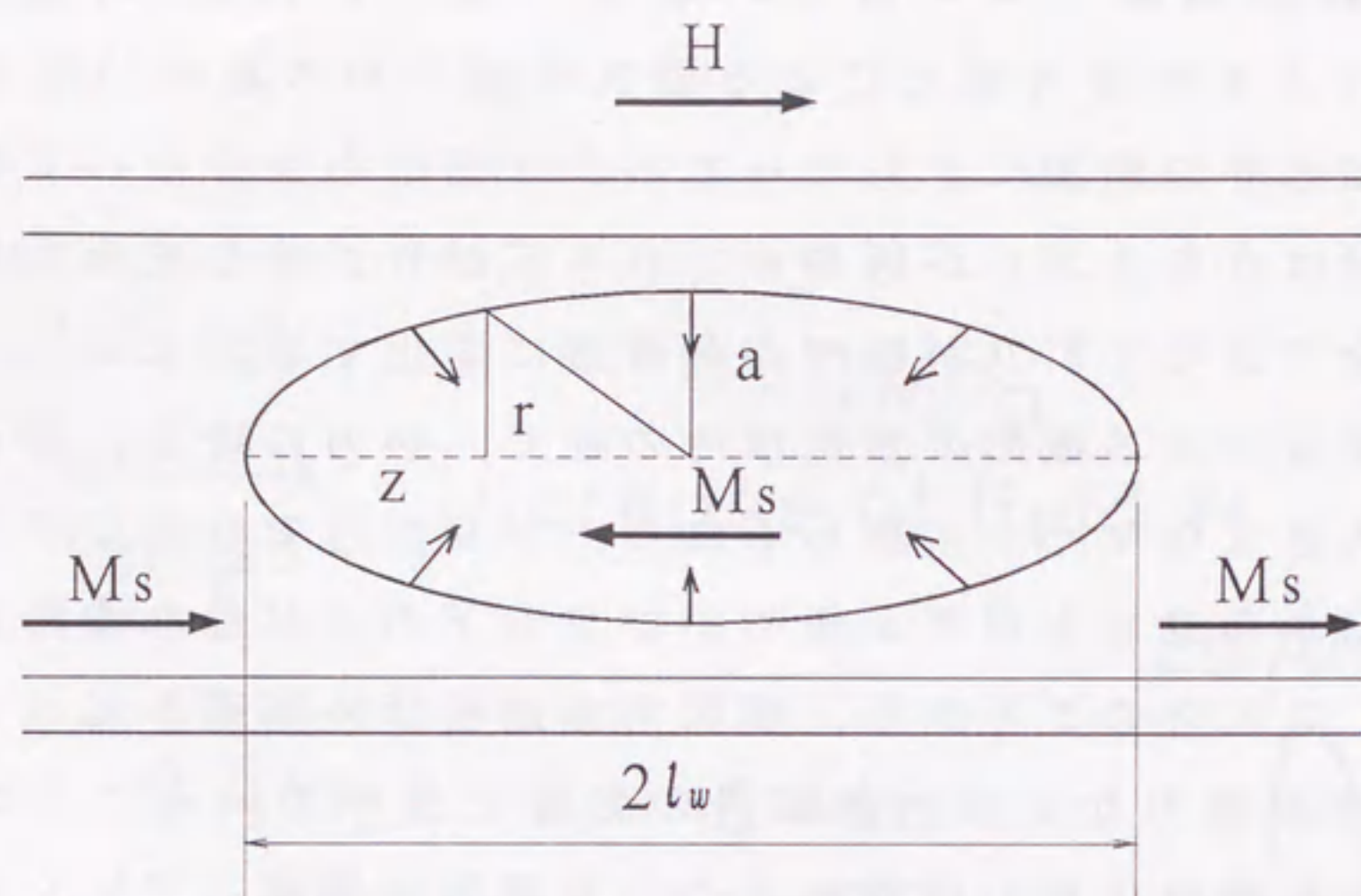


図2.24 消滅時の磁区モデル

円錐もしくは回転楕円体にたいする $g(\zeta)$ はそれぞれ

$$g(\zeta) = 1 - \zeta \quad (\text{円錐}) \quad (2.49)$$

$$g(\zeta) = \sqrt{1 - \zeta^2} \quad (\text{回転楕円体}) \quad (2.50)$$

となる。

磁壁の移動速度 V_n は磁区の大きさの変化 dr/dt の磁壁表面全体での平均値に等しいと仮定すれば、

$$V_n = \frac{da}{dt} = \left\langle \frac{dr}{dt} \right\rangle \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{da}{dt} g + a \frac{dg}{dt} \\ &= \frac{da}{dt} g - \frac{a}{l_w} g' \zeta \frac{dl_w}{dt} \end{aligned} \quad (2.51)$$

ここで $l_w \gg a$ の条件から

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dr}{dt} \right\rangle &= \frac{1}{S} \int \frac{dr}{dt} ds \\ &= \frac{\int_0^1 \frac{dr}{dt} 2\pi a l_w g d\zeta}{\int_0^1 2\pi a l_w g d\zeta} \end{aligned} \quad (2.53)$$

となる。(2.53)に(2.51), (2.52)を代入して整理すると

$$\begin{aligned} \frac{dl_w}{dt} &= \frac{l_w}{a} n \frac{da}{dt} \\ n &= \frac{\int_0^1 g(1 - g^2) d\zeta}{\int_0^1 -g g' \zeta d\zeta} \end{aligned} \quad (2.54)$$

これを $t = 0$ で $l_w = l_{w0}$, $a = a_0$ として解くと

$$l_w(t) = l_{w0} \left(\frac{a(t)}{a_0} \right)^n \quad (2.55)$$

となる。ここで、 l_{w0} , a_0 はそれぞれ(2.16)の伝搬中の磁壁の内部磁界の平衡条件より求められる。また、円錐、回転楕円体につ

いては計算すると、それぞれ $n = 1$, $n = 0.36$ となり、回転楕円体の先を円錐に置き換えたものでは $n = 0.63$ となる。(2.17), (2.22), (2.55) より磁区消滅時の内部磁界 H_{int} を求めることができる。

$t = 0$ での表面張力 H_{γ_0} , 反磁界 H_{d_0} の間には(2.16)の平衡条件が成り立っていることを考慮すると、

$$H_{int} = H_{\gamma_0} \left(\frac{1}{x} - f(x) \right) + H_0 f(x) \quad (2.56)$$

$$f(x) = \left\{ 1 + \frac{(n-1)\ln x}{\ln 2k-1} \right\} x^{2(1-n)}, \quad x = \frac{a}{a_0}$$

となる。これより、 H_{int} が x が小さくなるにつれて大きくなっていくのがわかる。これは H_{int} が H^* より小さい時有効であり、それは $x \geq 0.1$ の時に相当する。これより式(2.40)は磁区消滅過程の大部分をあらわしており、そして最後は磁化の一斉回転によって磁区が消滅するものと思われる。図2.25に上述の実験より得られた制動係数のパラメータを使い(2.35), (2.40)より求めた as-prepared ワイヤの衝突パルス波形の計算結果を示す。パルス波形の変化は外部磁界 H と H_{γ_0} によって決まり、 $H > H_{\gamma_0}$ のとき立ち上がり急な波形から立ち下がり急な波形へと変化する。これらの結果は、図2.23の実験結果と一致する。図2.26に消滅パルスのパルス幅の外部磁界による変化を示す。図中の実線はパルス波形の計算により求めたものであるが、実験と計算値とはよく一致している。図2.26(a)の as-prepared ワイヤで外部張力によってパルス幅がほとんど変わらないのは、内部磁界 H_{int} とスピン緩和制動 β_r とが外部張力の平方根 $\sqrt{\sigma}$ に比例するため外部張力の影響が少なくなるからである。しかし、図2.26(b)の線引ワイヤでは高磁界側で制動が外部張力に対して直線的に急激に増加するためにパルス幅が張力によって変化する。

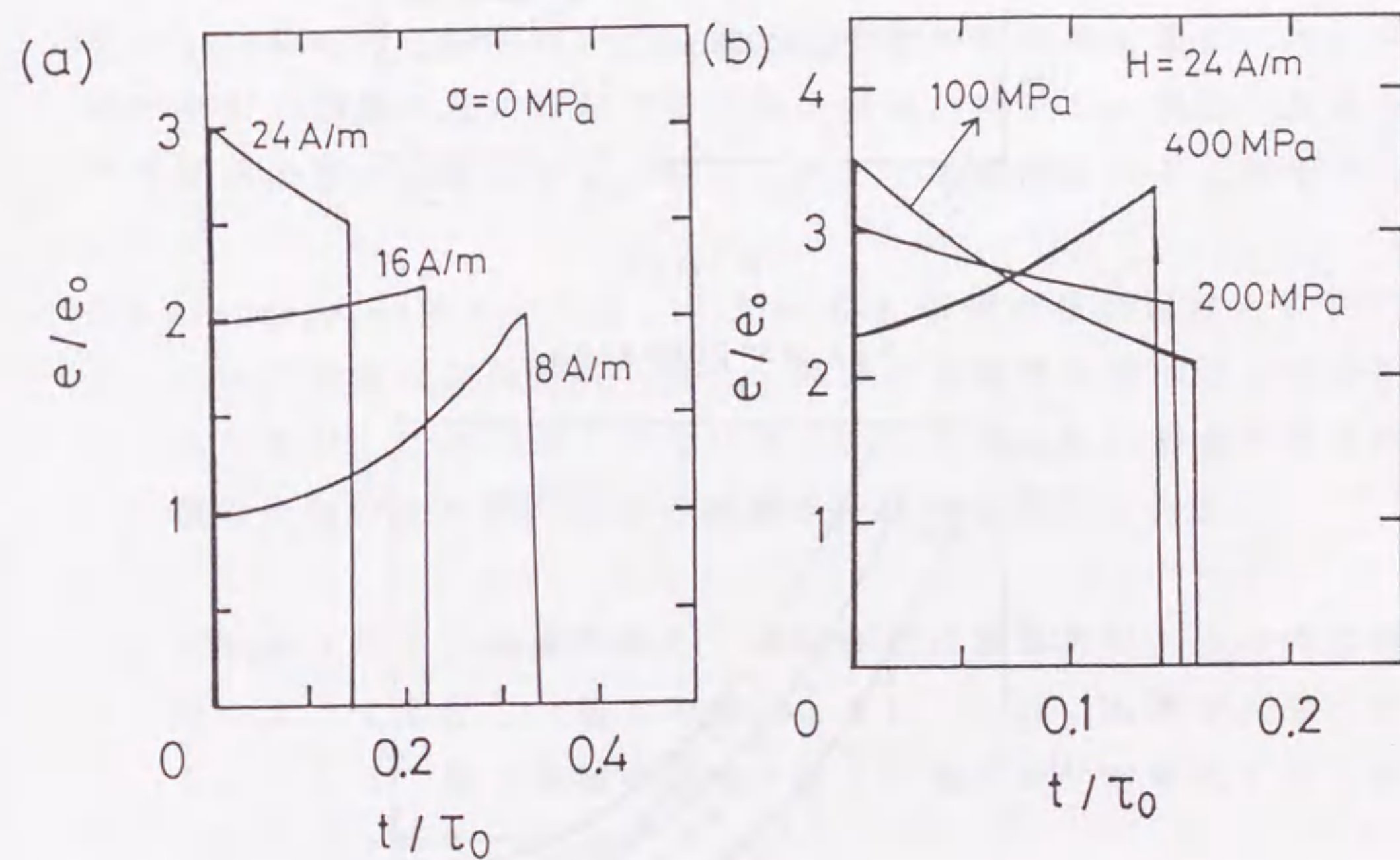
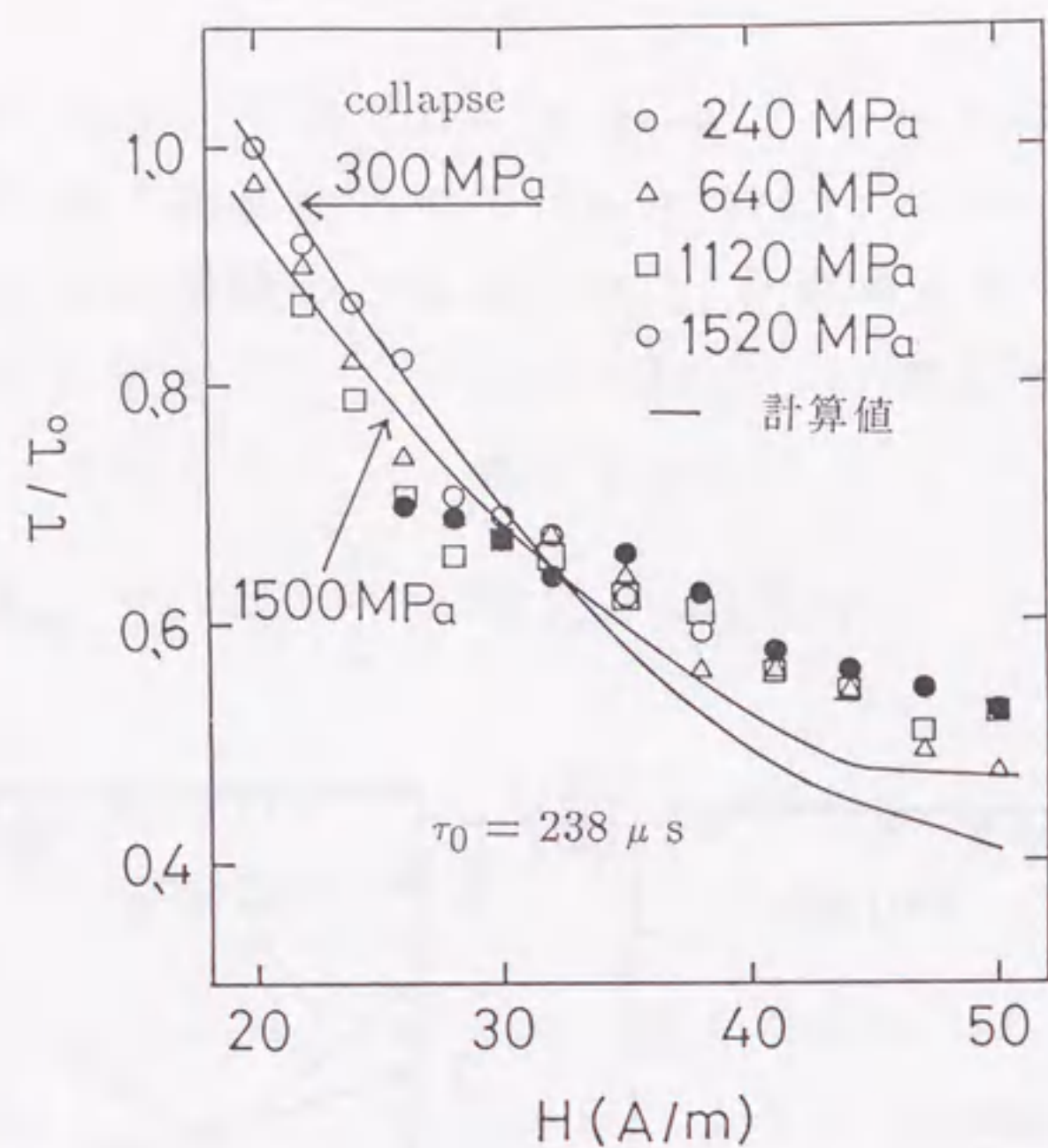
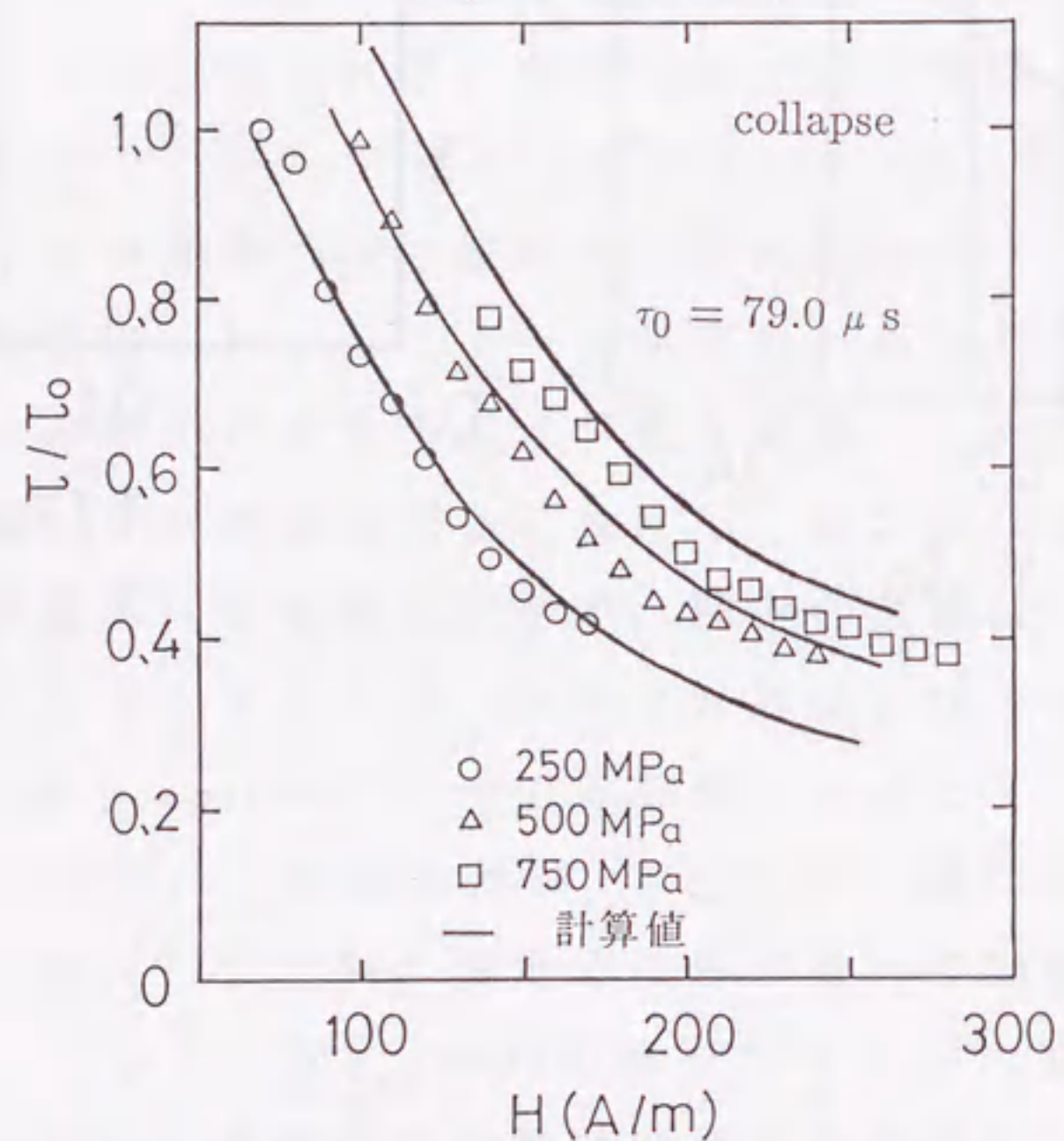


図2.25 磁区消滅波形の計算結果



(a) as-prepared



(b) cold-drawn and tension annealed

100 μm dia.

図2.26 張力による磁区消滅パルスのパルス幅の変化

2.3 まとめ

この章では、アモルファス磁性ワイヤの大バルクハウゼン効果のメカニズムを明らかにするために、 $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ アモルファス磁歪ワイヤ内部の磁壁の伝搬特性を解析した。本研究にはSixtus-Tonksの方法を用いた。また、磁壁の動特性を基に、大バルクハウゼン効果の最終段階である磁区消滅の解析を、実験から得られる検出波形と比較しながら解析した。その結果を以下に列挙する。

- (1) as-preparedワイヤでは、印加磁界と磁壁の移動速度との間にはほぼ線形な関係が得られた。磁壁の移動度は印加張力の関数になるが、これは張力印加による異方性の誘導や磁区構造の変化のために、磁壁の制動が変化するためである。
- (2) 反転磁区形成限界磁界 H^* と磁壁移動限界磁界 H_0 とは印加張力によって変化し、張力印加により H^* と H_0 の差が大きくなる。これは1枚の磁壁を伝搬させて距離センサを構成するときには有益な特性である。
- (3) 伝搬中の磁壁の長さは静磁エネルギーと磁壁の表面エネルギーのバランスによって決まる。
- (4) 磁壁の伝搬は渦電流とスピン緩和によって制動を受けるが、渦電流の計算には伝搬中の磁壁の形状を考慮する必要がある。
- (5) as-preparedワイヤではスピン緩和よりも渦電流による制動が支配的である。しかし、張力を印加すると外部シェルの減少に

ともなって渦電流は急激に減少する。それとは反対に、スピン緩和制動は、張力印加による異方性の増加にともなって印加張力の平方に比例して増加する。そして、500MPa以上の張力を印加するとスピン緩和による制動が支配的になる。また、外部シェルが消滅するところで全制動がいちばん小さくなる。

- (4) 線引ワイヤの磁壁の伝搬速度は駆動磁界に対して非線形な特性を示す。低磁界側での磁壁伝搬の制動の印加張力に対する振る舞いは、通常のスピン緩和により説明がつきそうであるが、高磁界側の制動は張力に対して急激に直線的に増加し、通常のスピン緩和では説明がつかない。また、高磁界側での $V_w - H$ 特性を $V_w = 0$ へ外挿したものは、 $V_w = 0$ の軸と負の磁界の領域で交わる。
- (5) 磁区消滅は磁壁の表面張力などの内部磁界の影響を受ける。内部磁界のために磁壁の伝搬速度が加速される。また、磁区がある大きさ以下になると内部磁界のために外部磁界がなくても磁区消滅は進行する。

参考文献

- (1) K. J. Sixtus and L. Tonks : Phys. Rev., Vol. 37, 930 (1931); Phys. Rev., Vol. 42, 419 (1932); Phys. Rev., Vol. 43, 70 (1933); Phys. Rev., Vol. 43, 931 (1933); Phys. Rev., Vol. 48, 435 (1935).
- (2) L. J. Dijistra and J. L. Snoek : Philips Res. Rep. 4, 334 (1949).
- (3) R. W. DeBlois : J. Appl. Phys., Vol. 29, No. 3, 459 (1958).
- (4) W. Döring : Z. Phys., Vol. 108, 137 (1938).
- (5) H. J. Williams, W. Shockley and C. Kittel : Phys. Rev., Vol. 80, 1090 (1950).
- (6) J. K. Galt : Phys. Rev., Vol. 85, 664 (1952); Bell System Tech. J., Vol. 33, No. 5, 1023 (1954).
- (7) L. Landau and E. Lifshitz : Phys. Z. Sowjetunion, Vol. 8, 153 (1935)
- (8) T. L. Gilbert : Phys. Rev., Vol. 100, 1243 (1955)
- (9) J. F. Dillion, Jr. : Magnetism III, edited by G. T. Rado and H. Suhl, p. 450, Academic Press (1963).
- (10) F. B. Humphrey, K. Mohri, J. Yamasaki, H. Kawamura, R. Malmhall and I. Ogasawara : MAGNETIC PROPERTIES OF AMORPHOUS METALS, edited by A. Hernand, V. Madurga, M. C. Sanchez-Trujillo and M. Vazquez, p. 110, Elsevier Science Publishers B. V. (1987)
- (11) J. E. Bishop : IEEE Trans. Magn., Vol. MAG-13, 1638 (1977)
- (12) R. C. O'Handley : J. Appl. Phys., Vol. 46, 4996 (1975)
- (13) K. Mohri, F. B. Humphrey, K. Kawashima, K. Kimura and M. Mizutani : IEEE Trans. Magn., MAG-26, 1789 (1990)
- (14) D. S. Rodbell and C. P. Bean : J. Appl. Phys., Vol. 26 1318 (1955)
- (15) N. Menyuk : J. Appl. Phys., Vol. 26, 692 (1955)
- (16) R. L. Conger and F. C. Essig : Phys. Rev., Vol. 104, 915 (1956)
- (17) D. S. Rodbell and C. P. Bean : Phys. Rev., Vol. 103, 886 (1956)
- (18) S. Middelhoek : IBM J. Res. Develop. 351 (1966)
- (19) C. E. Patton and F. B. Humphrey : J. Appl. Phys., Vol. 37, 4269 (1966)
- (20) R. V. Teleshin, E. N. Ilyicheva, N. G. Kanavina, N. B. Stepanova and A. G. Shishokov : IEEE Trans. Magn., MAG-5, 232 (1969)

- (21) F. B. Hagedorn and E. M. Gyorgy : J. Appl. Phys., Vol. 32, 282S (1961)
- (22) J. A. Baldwin, Jr. : J. Appl. Phys., Vol. 38, 501 (1967); J. Appl. Phys. Vol. 39, 5983 (1968)
- (23) E. Feldtkeller : Phys. Stat. Sol., Vol. 27, 161 (1968)
- (24) A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski : MAGNETIC DOMAIN WALLS IN BUBBLE MATERIALS, ACADEMIC PRESS, p. 127 (1979)

第3章 アモルファス磁歪ワイヤの ワイヤ電流駆動大バルクハウゼン効果 による距離センサ

本研究のテーマである大バルクハウゼン効果による距離センサは、アモルファスワイヤ内部の1枚の磁壁の長距離伝搬(1000mm以上)を利用したものである。このセンサは、非接触でアブソリュート型のアナログ式距離センサであり、短距離を高精度、高分解能で測定するタイプのものでなく、比較的長距離を簡便に測定するタイプのセンサである。

同じ磁気式でアナログ式の距離センサとして磁歪遅延型の距離センサが知られているが、そのセンサと比較して次の特徴を有する。

- (1) 反射がないのでその処理の必要がない
- (2) 磁壁伝搬速度は磁気弾性波の伝搬速度よりも1桁ほど小さいため、距離検出精度が向上する。

長いソレノイドコイルの中に置かれたアモルファスワイヤの磁壁伝搬を利用した距離センサが毛利らにより報告されている¹⁾。これは1枚の磁壁が1000mm以上の長距離を長いソレノイドコイルのつくる磁界により駆動されるもので、距離検出精度は0.7%/FSであっ

た。しかしこれには、1000mmの長いコイルが必要なことや検出コイルとワイヤの距離が離れることによる信号電圧の低下などの問題点があった。

本研究では、これらの問題を解決するために、ワイヤにひねりを与えて円周方向に異方性を誘導してワイヤ電流による円周方向磁界により磁壁を駆動する方式のセンサを試作し、その基礎特性を測定した。また、ひねりワイヤ中でのワイヤ電流による磁壁伝搬特性を考察した。

3・1 センサ構成

第1章で示したように、線引ワイヤでは線引および張力加熱処理によりワイヤ軸方向に強い異方性が誘導されていて、磁化がワイヤ軸方向を向いている。したがって、ワイヤ電流 I_w による円周方向磁界 H_θ と磁化方向が直行するため、 H_θ ではワイヤを磁化することができない。ワイヤを H_θ で磁化するには、ワイヤに円周方向異方性を誘導しなければならない。本研究では、正磁歪アモルファスワイヤにひねりを印加してワイヤ円周方向に異方性を誘導した。

図3.1にひねりを与えていない $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ アモルファス線引ワイヤ ($30\mu m$ 径) とひねりを与えた線引ワイヤの $M-I_w$ ヒステリシスループを示す。ひねりを与えていない図(a)ではワイヤ電流による大バルクハウゼン跳躍は観察されないが、ひねりを与えた図(b)では、ワイヤ円周方向にひねり応力によって異方性が誘導

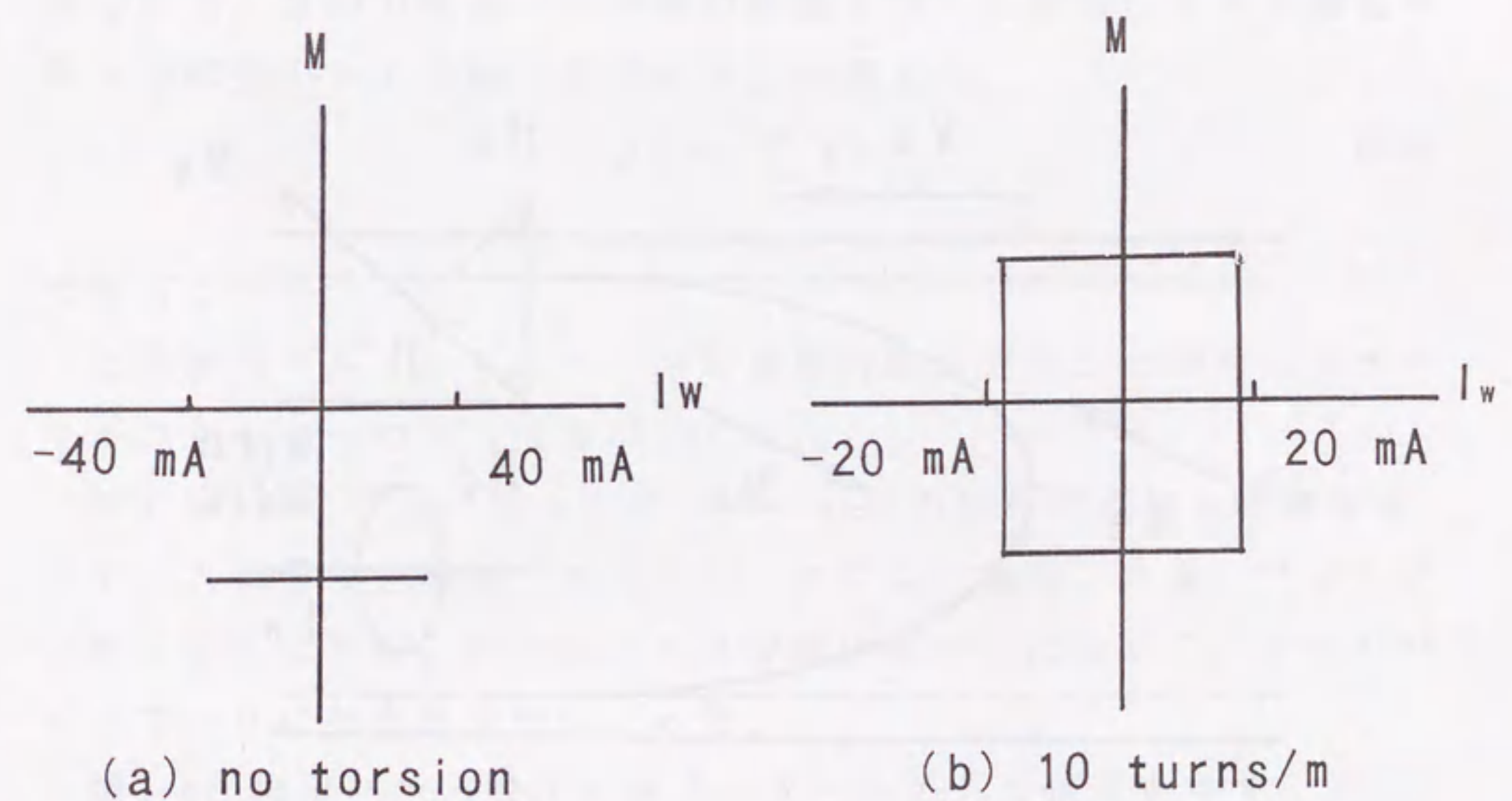


図3.1 ひねり線引ワイヤの $M-I_w$ ループ

されるために、ワイヤ電流による大バルクハウゼン跳躍が観察される。ひねりを与えたアモルファスワイヤでは、ひねりによる誘導異方性のために磁化がワイヤ軸方向からそれ、図3.2に示す様に H_{ϕ} の磁化方向成分 H が現れてくる。この有効成分 H により磁壁がワイヤ軸方向に伝搬し大バルクハウゼン跳躍が起きる。このワイヤ電流による磁壁伝搬を利用して距離センサを構成する。

図3.3にセンサ構成図を示す。磁壁駆動用のソレノイドコイルが不要であり、従来のものに比べて構成が簡素化されている。本実験には試料として $30\mu\text{m}$ 径の $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{1.5}$ アモルファス線引ワイヤ（ $120\mu\text{m}$ 径から線引後 400°C で $100\text{kgf}/\text{mm}^2$ の張力下熱処理を1分間施したもの。ユニチカ（株）製）を用いた。長さ 1400mm のワイヤが外径 2mm 、長さ 1200mm のガラス管の中に入れている。ワイヤの両端はガラス管から外に出ており、一方の端は固定されていて他方はひねりを加えられるようになっている。ワイヤにひねりを加えた後、ひねりを加えたワイヤ端も固定した。ファンクション

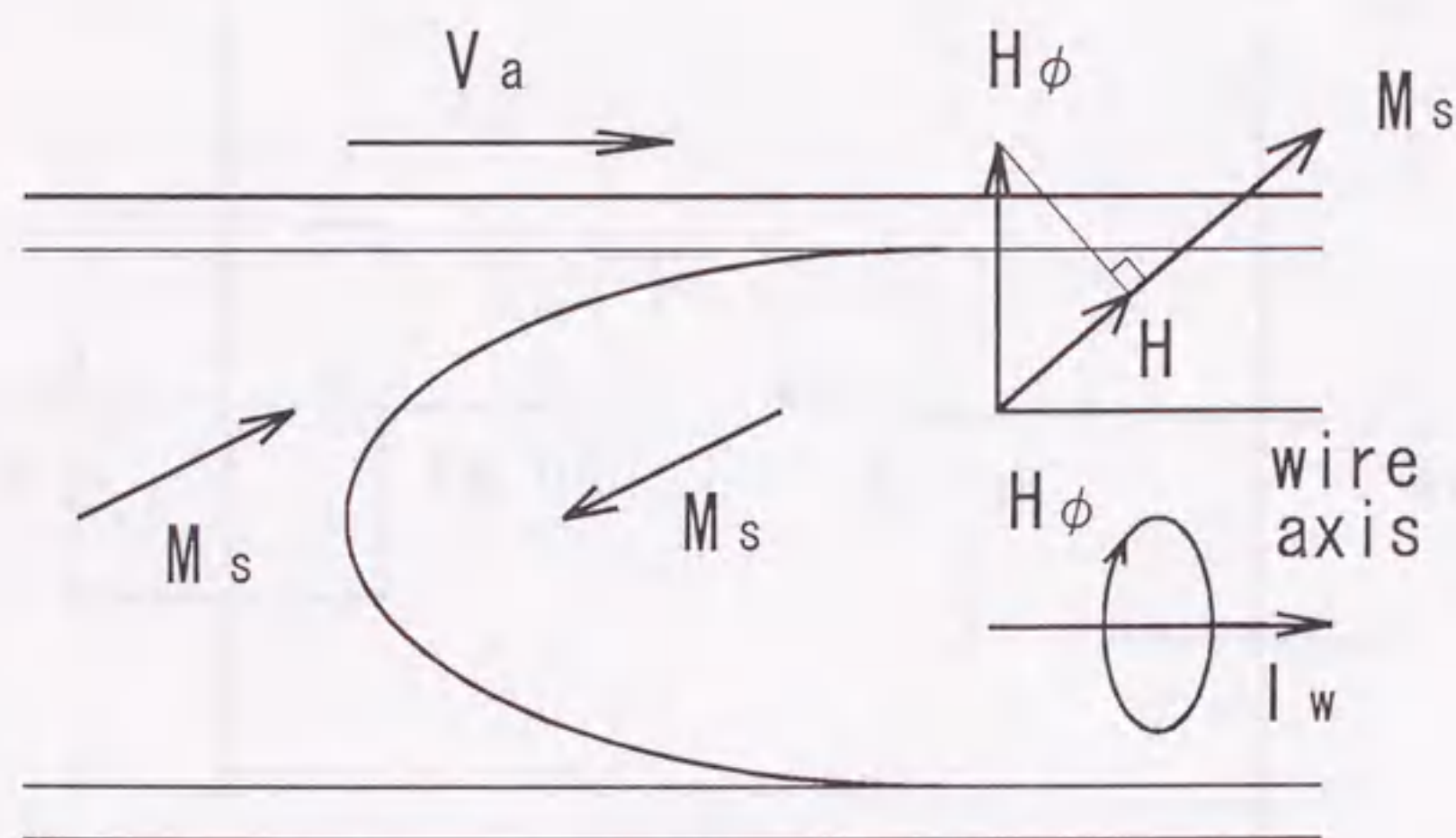


図3.2 ひねり線引ワイヤの磁壁伝搬

ジェネレータFGの方形波交流電流信号をパワーアンプPAで増幅し、ワイヤに通電する。ワイヤの電気抵抗は C_0 のインピーダンスに比べて十分大きいので、ワイヤ電流も方形波になる。抵抗Rは方形波電流の振幅検出用である。コイル C_0 により $H_n > H^*$

（ H^* ：反転磁区形成限界磁界）の磁界をワイヤ軸方向に与えて反転磁区を形成し、そこから1枚の磁壁がワイヤ電流のつくる磁界によってワイヤの長さ方向に伝搬する。磁壁がワイヤ端に到達するのに十分な時間がたった後、ワイヤ電流と H_n の向きを変える。2つの検出コイル C_1 、 C_2 （内径 2mm 、外径 4mm 、幅 0.5mm 、 100 回巻き）は直列に接続されており、 C_1 は C_0 から約 100mm 離れたところに固定されている。 C_2 はリニアスライダ（THK（株）製）によりワイヤ長さ方向に移動できる。 C_2 の位置決め精度は 0.1mm である。伝搬中の磁壁が検出コイルを通過するとき局所的な磁化反転によるパルス電圧が検出される。

図3.4に方形波励磁交流磁界の正および負の期間における検出波形を示す。コイル駆動の場合と同様に単峰形の明確なパルスが得られている。2つの検出コイル間の距離 X はこの検出パルスの遅延時間 τ と磁壁のワイヤ軸方向速度 V_a の積より

$$X = V_a * \tau \quad (3.1)$$

で知ることができる。

この検出パルスから、パルスの遅延時間計測のためのユニヴァーサルカウンタへの入力信号がつけられる。

図3.5にユニヴァーサルカウンタへの入力信号形成用の回路図を示す。入力信号を増幅しコンパレータにより整形した後、フリップフロップにより C_1 からのパルスで電圧がハイになり C_2 からのパルスでロウになる信号をつくった。

図3.6に検出パルス電圧とカウンタへの入力信号を示す。この信号のパルス幅をカウンタにより計測することによりパルスの遅延時間 τ を測定した。

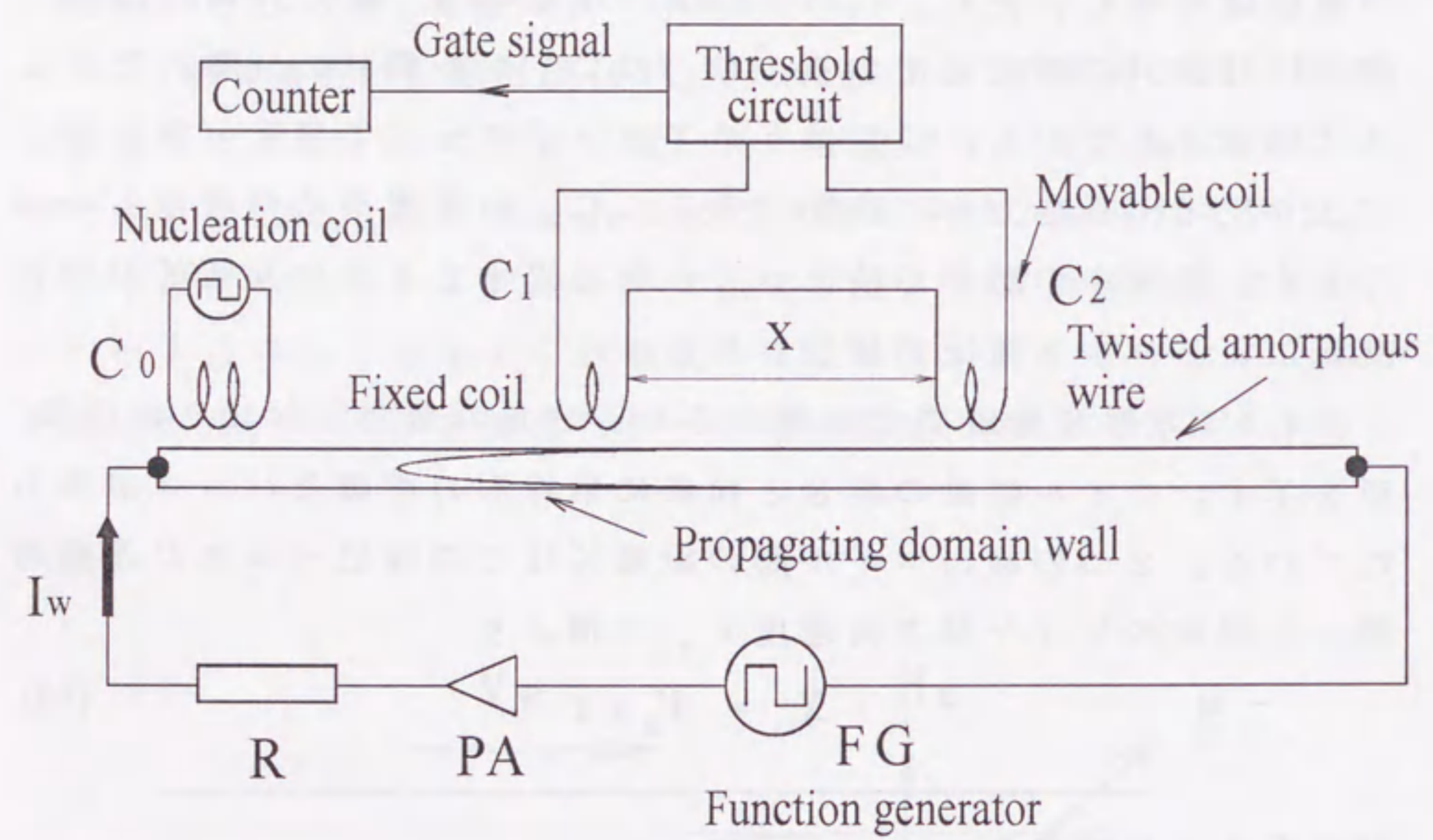


図3.3 センサ構成図

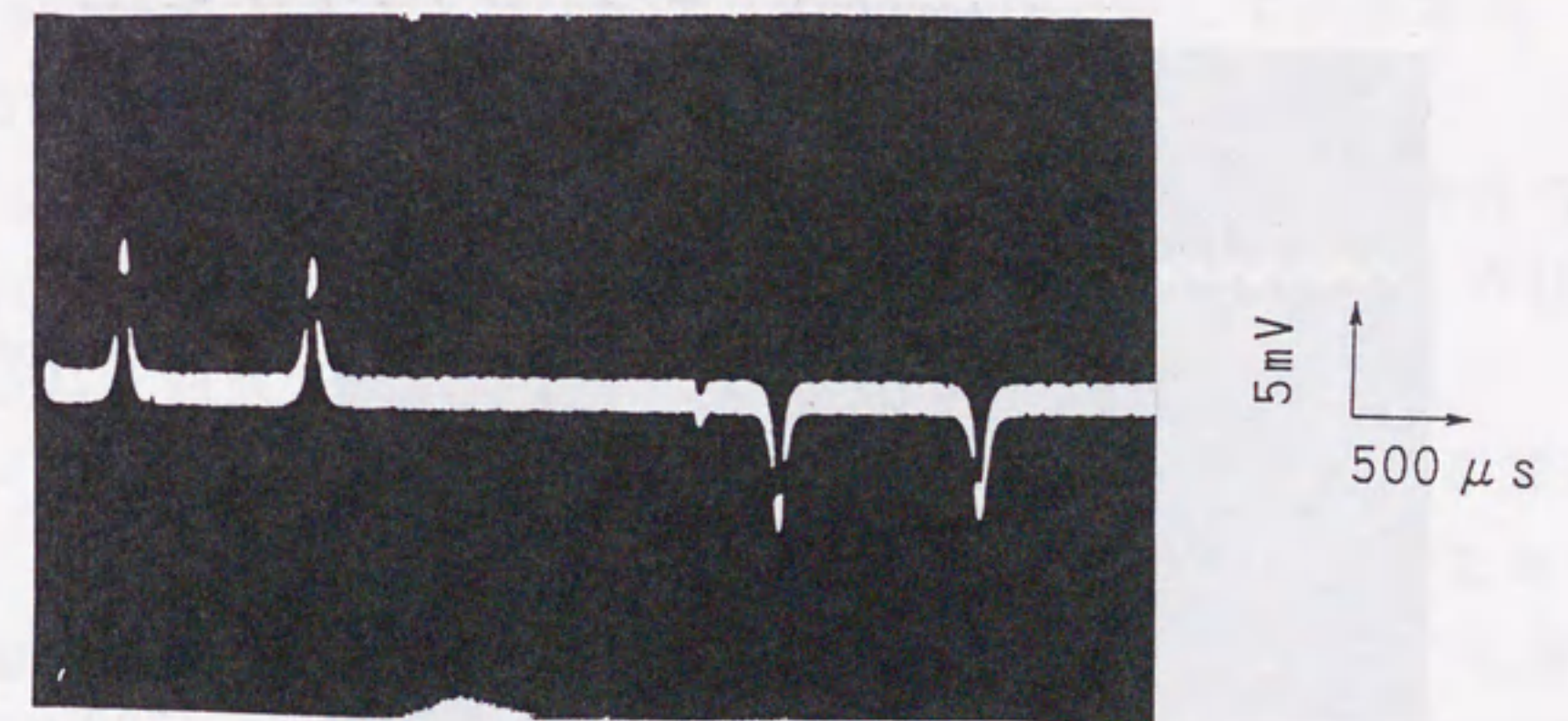
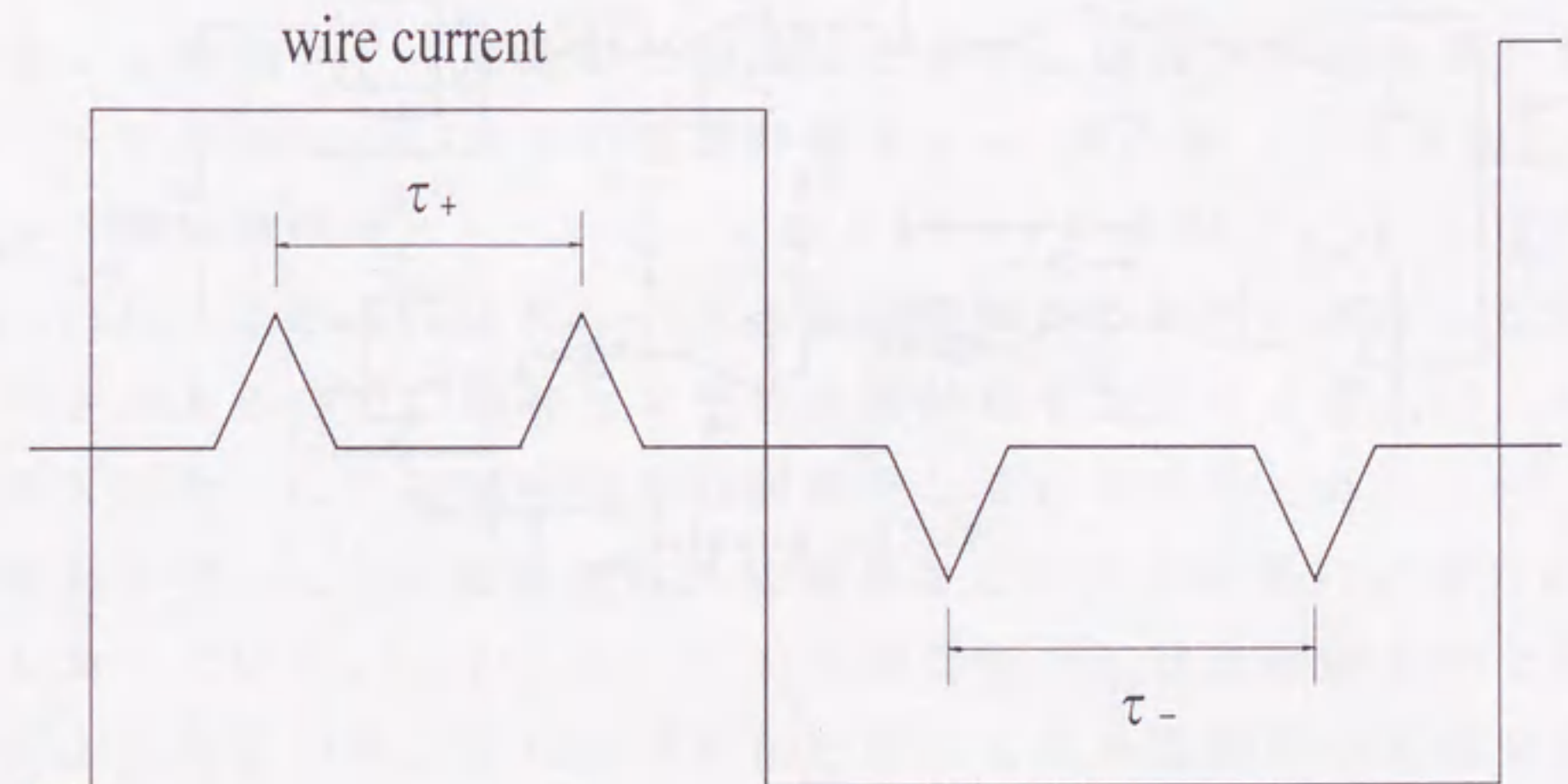


図3.4 検出パルス

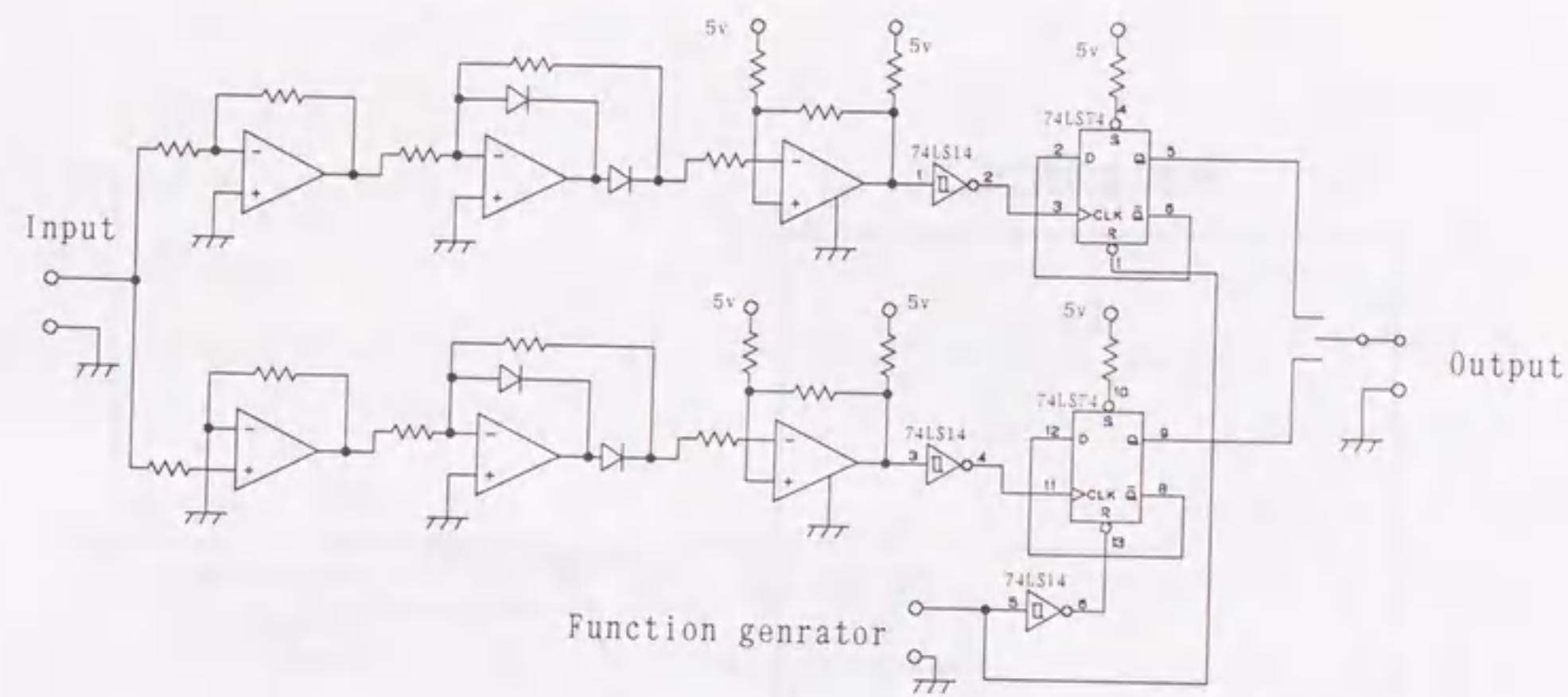


図3.5 カウンターへの入力信号形成回路

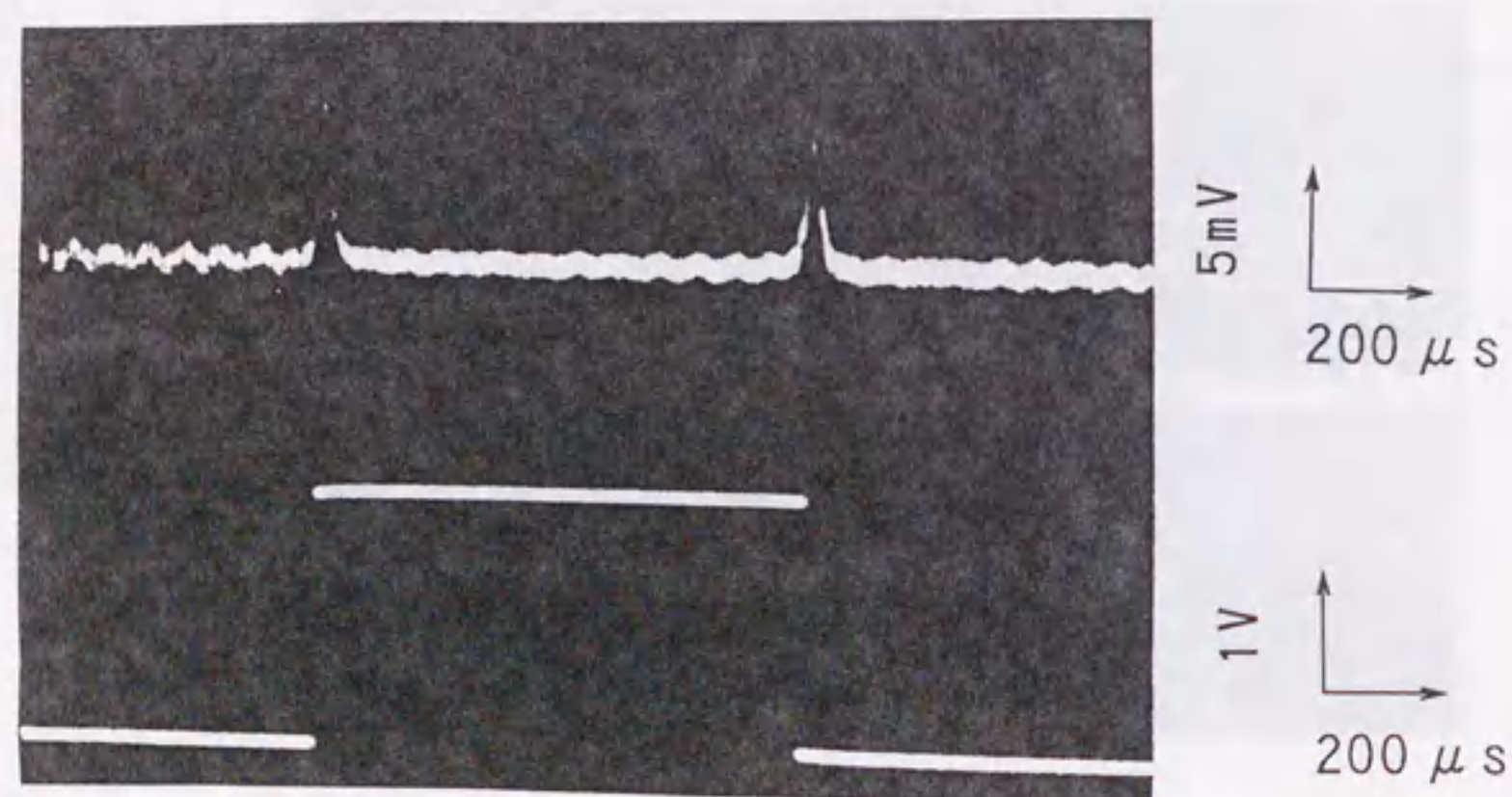


図3.6 検出パルスとカウンターへの入力信号

3・2 実験結果

図3.7に、ワイヤにひねりを5回/m与えたときの検出パルスの遅延時間 τ と検出コイル間距離 X の特性を示す。励磁方形波磁界が正の時(+ X 方向)のパルスの遅延時間を τ_+ 、負の時(- X 方向)のパルス遅延時間を τ_- とした。 τ は τ_+ と τ_- の平均($\tau = (\tau_+ + \tau_-)/2$)である。また、パルス遅延時間にはわずかではあるがふらつきがあるので、距離センサの基礎特性を測定する際には、おのおの X にたいして遅延時間を10回測定しそれを平均した。 $\tau_+ - X$ 特性および $\tau_- - X$ 特性では外乱磁界などのために互いに逆方向にわん曲している。しかしこれらを平均した τ では比較的良好な直線性がえられている。これは平均化処理により外乱磁界の影響を相殺したためであると思われる。この時の非直線性は1000mm長に対して1.7%/FSである。

さらにひねりを増したときの $\tau - x$ 特性を図3.8に示す。ひねりを増すことによって直線性が向上しているのがわかる。このときひねりを10回/m与えることによって、1000mm長に対して非直線性0.4%/FSが得られた。

図3.9にひねり回数と $\tau - x$ 特性の非直線性を示す。非直線性の値はひねり約10回/mのところでも最小値を示している。このように最適なひねり回数が存在することがわかった。

パルス遅延時間のふらつきは距離センサの分解能に大きな影響を与える。図3.10にパルス遅延時間のふらつきとひねりの特性を示す。パルス遅延時間のふらつきは、検出コイルを約1000mm離して配置した後、パルス遅延時間をサンプリングレート約300msで1000回計測したその平均値 τ に対する標準偏差 $\Delta\tau$ の割合($\Delta\tau/\tau$)で示してあり、0.1%程度である。このふらつきは、図3.8と同じようにひねり約10回/mのところでも最小(0.06%)となっている。

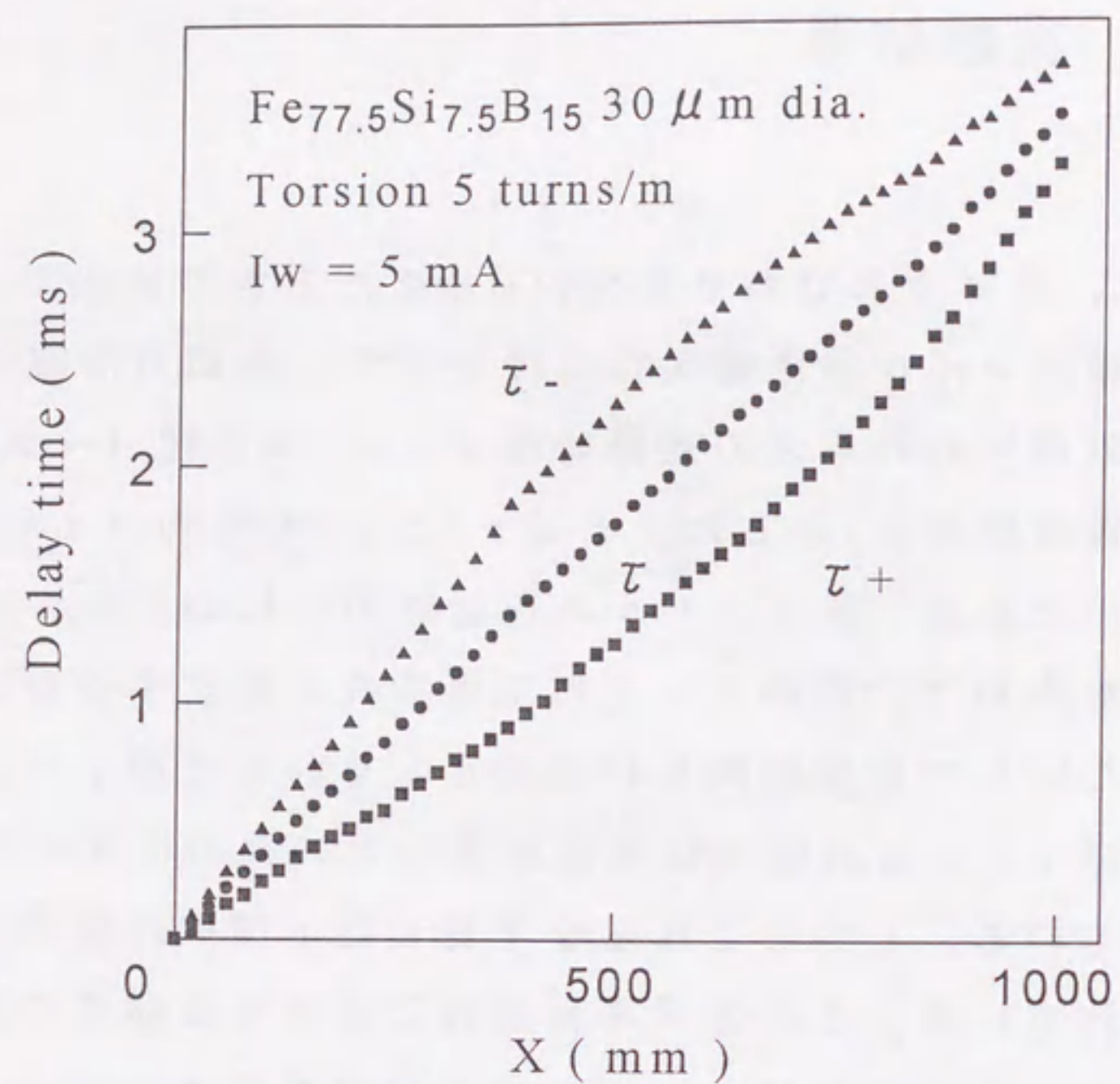


図3.7 パルス遅延時間とX特性

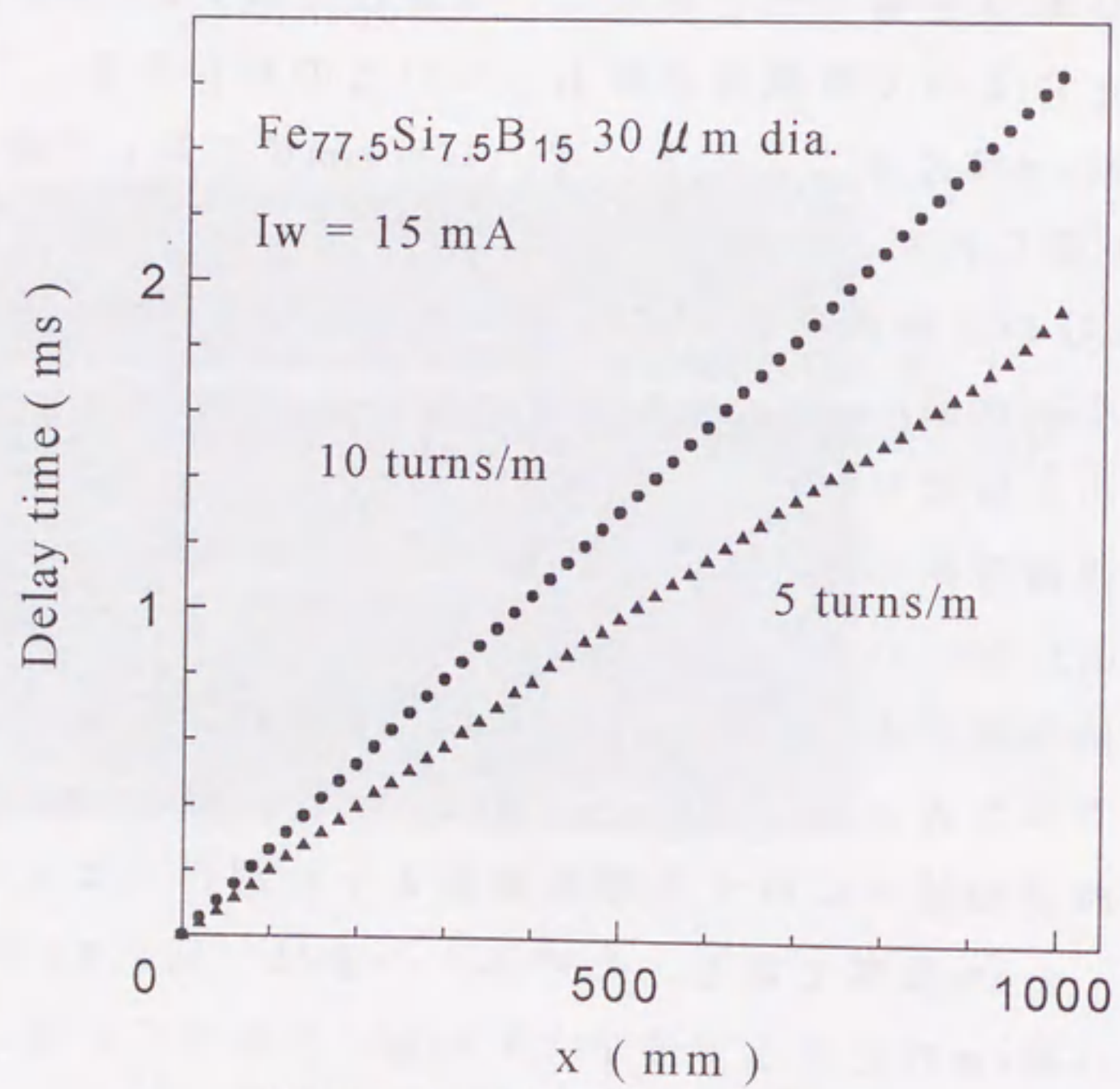


図3.8 パルス遅延時間-X特性

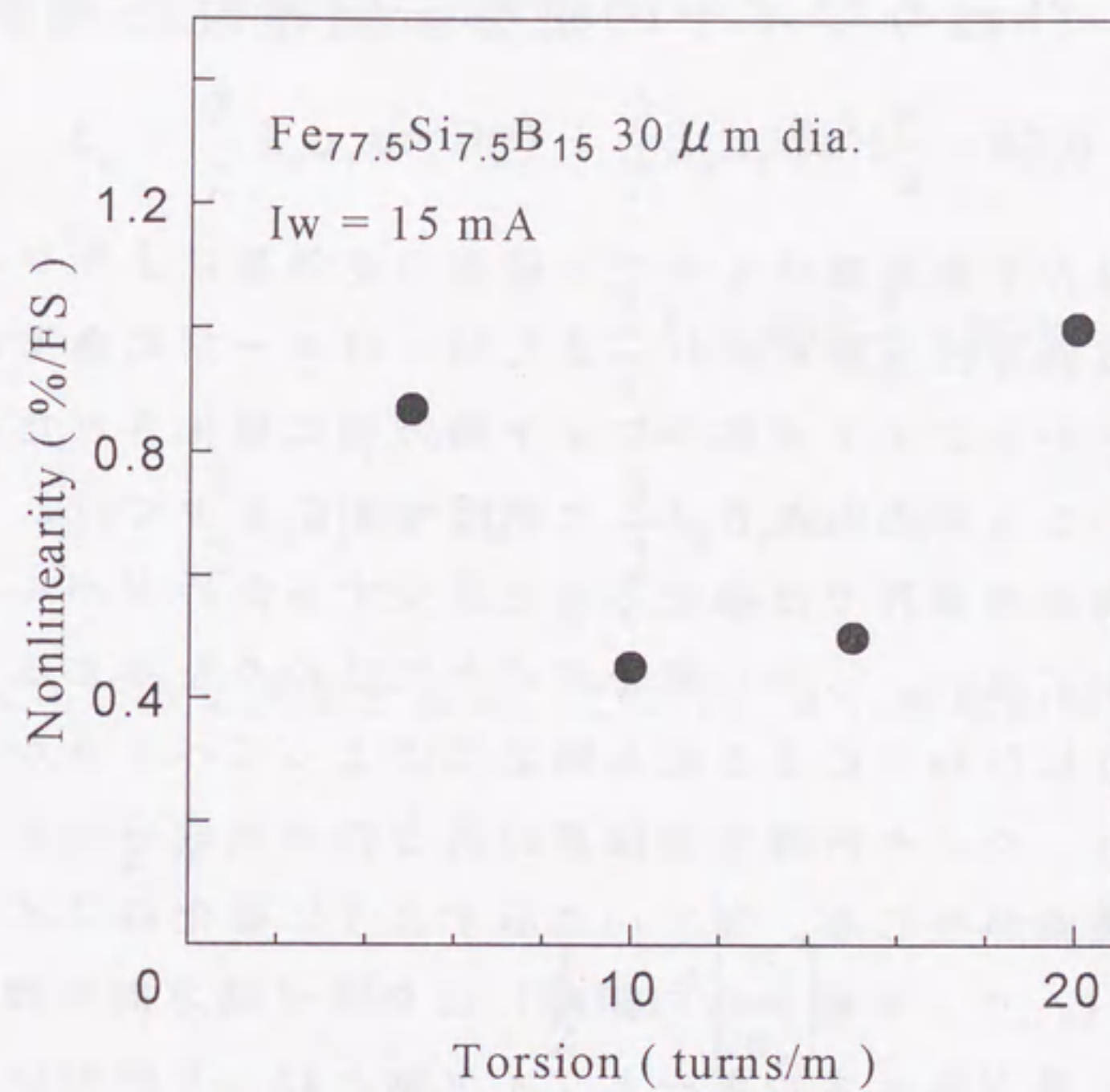


図3.9 ひねりによる非直線性の変化

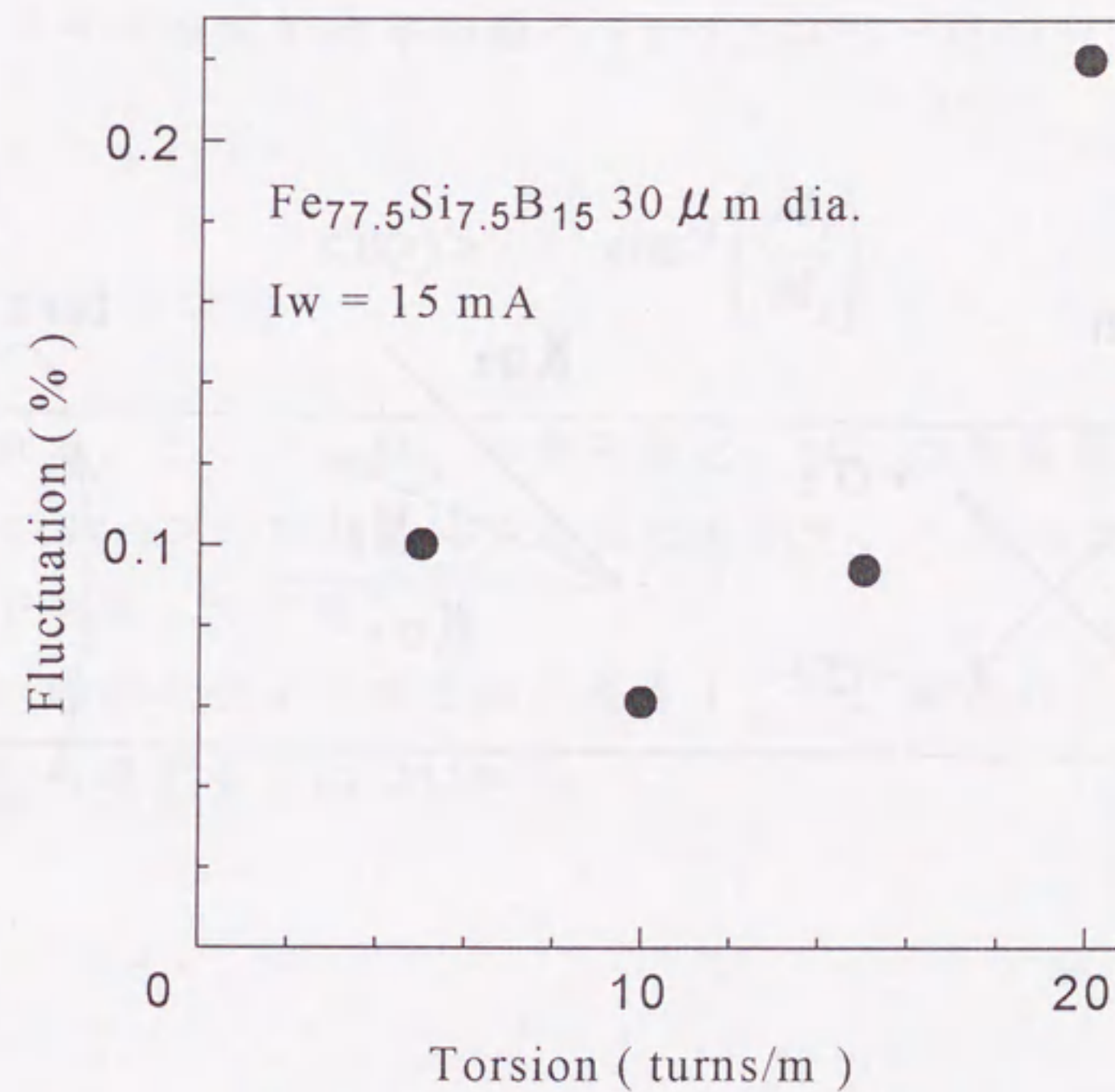


図3.10 ジッタのひねりによる変化

3・3 ひねりワイヤの磁壁伝搬特性と考察

線引後張力下熱処理ワイヤでは磁歪の逆効果によりワイヤ軸方向に強い磁気異方性が誘導され、またM-Hループの角型比がほぼ1であることからワイヤ全体がワイヤ軸方向に磁化された単磁区構造になっていると考えられる。したがって本ワイヤでは、ワイヤ電流による円周方向磁界では磁化方向と直交するため大バルクハウゼンジ跳躍は生じない。しかし磁歪ワイヤにひねりを与えると、図3.11に示すようにひねりによるせん断応力によってヘリカル磁気異方性が誘導され、ワイヤ円周方向磁界の異方性方向成分により大バルクハウゼン跳躍が生じる。図3.11に示すように磁化のワイヤ軸となす角度 $\theta(r)$ (r :ワイヤ軸からの距離)はワイヤ軸方向の残留応力 σ_r による異方性エネルギーとワイヤ軸と 45° 方向のひねり応力 σ_t ($= Gr\phi$ G :ワイヤの剛性率, ϕ :単位長さ辺りのひねり角)

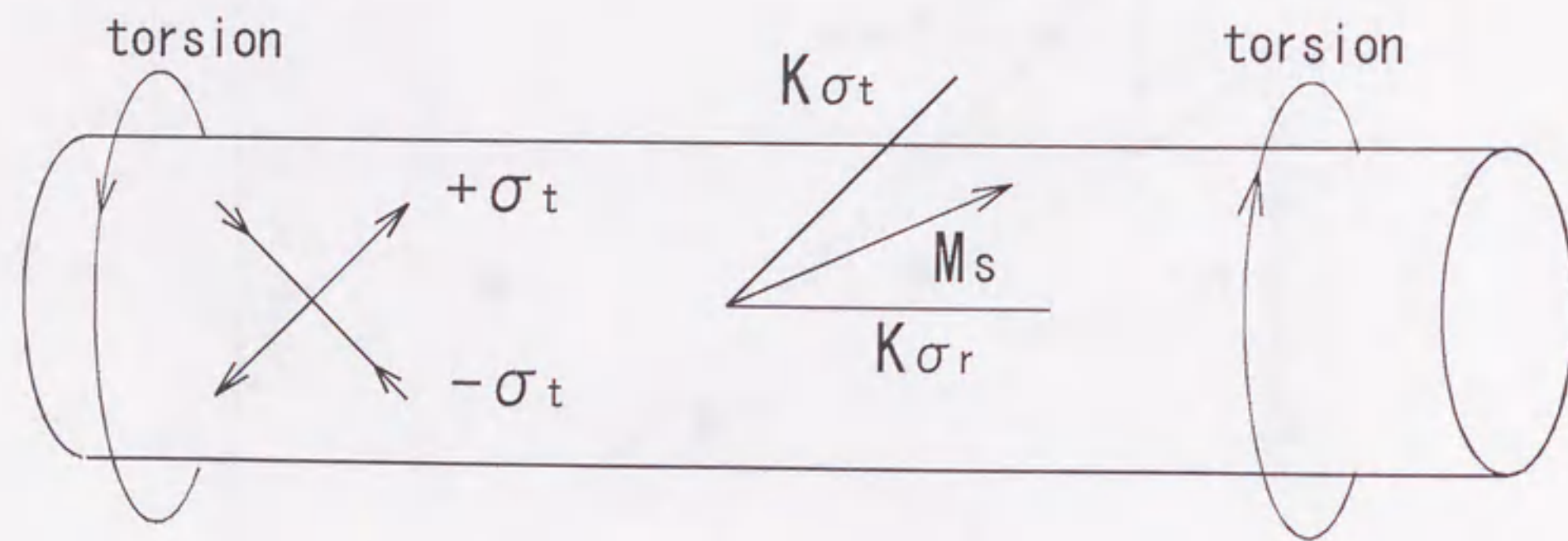


図3.11 ひねりによる誘導異方性

による異方性エネルギーの和

$$E_a = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma_r \sin^2 \theta(r) + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma_t \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} - \theta(r) \right) - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma_t \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} + \theta(r) \right) = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma_r \sin^2 \theta(r) - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma_t \sin 2\theta(r) \quad (3.2)$$

を最小にするように決定される。ここで、 λ_s は飽和磁歪定数である。

$\delta E_a / \delta \theta(r) = 0$ より

$$\theta(r) = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{\sigma_t}{\sigma_r} \right) \quad (3.3)$$

となる。

$\theta(r)$ のワイヤ断面での平均値 $\langle \theta(r) \rangle$ はM-Hループの角型比より

$$\langle \theta(r) \rangle = \cos^{-1} \left(\frac{M_r}{M_s} \right) \quad (3.4)$$

で求められる。ここで、 M_s は飽和磁化、 M_r は残留磁化である。図3.12に $\langle \theta(r) \rangle$ のひねりによる変化を示す。 $\langle \theta(r) \rangle$ は 8° から 25° まで変化している。

伝搬中の磁壁のワイヤ軸方向の長さ l_w は、磁化のワイヤ軸からの傾き θ を考慮すると(2.25)から

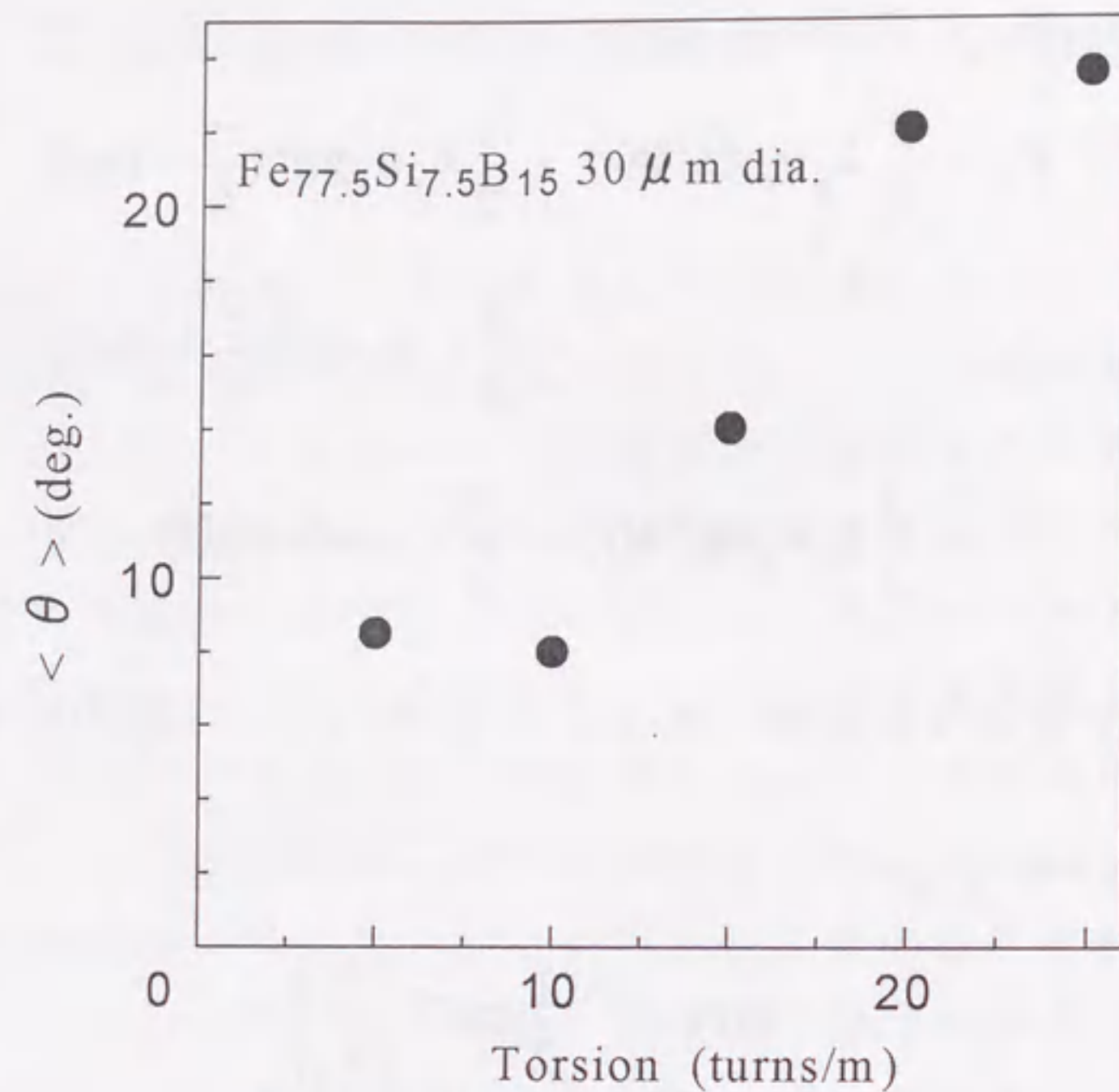


図3.12 ひねりによる $\langle \theta \rangle$ の変化

$$\left(\frac{R}{l_w}\right)^2 \left(\ln 2 \left(\frac{l_w}{R}\right) - 1\right) = \frac{3\pi\mu_0 \langle \gamma \rangle}{16RM_s^2 \langle \cos\theta \rangle^2} \quad (3.5)$$

より求めることができる。ここで $\langle \cdot \cdot \cdot \rangle$ は磁壁表面上での平均をあらわす。ひねり応力がワイヤ軸からの距離 r の関数であることから磁壁の表面エネルギー密度 γ も r の関数になる。

図3.13に伝搬中の磁壁の長さ l_w のひねりによる変化を示す。磁壁の長さ l_w は検出パルスのパルス幅 τ_p と磁壁のワイヤ軸方向の速度 V_a との積から求めた。図中の実線は、ひねりがないときの値を初期値にして、ひねりによる変化を(3.5)から求めたものである。実験値と計算値とが良く一致しており、(2.25)式は、ワイヤからの磁化の傾きを考慮することによりひねりワイヤでも有効である。

図3.14にワイヤ軸方向の磁壁移動速度 V_a とワイヤ電流の特性を示す。反転磁区形成コイルより10cm離れたところから2つの検出コ

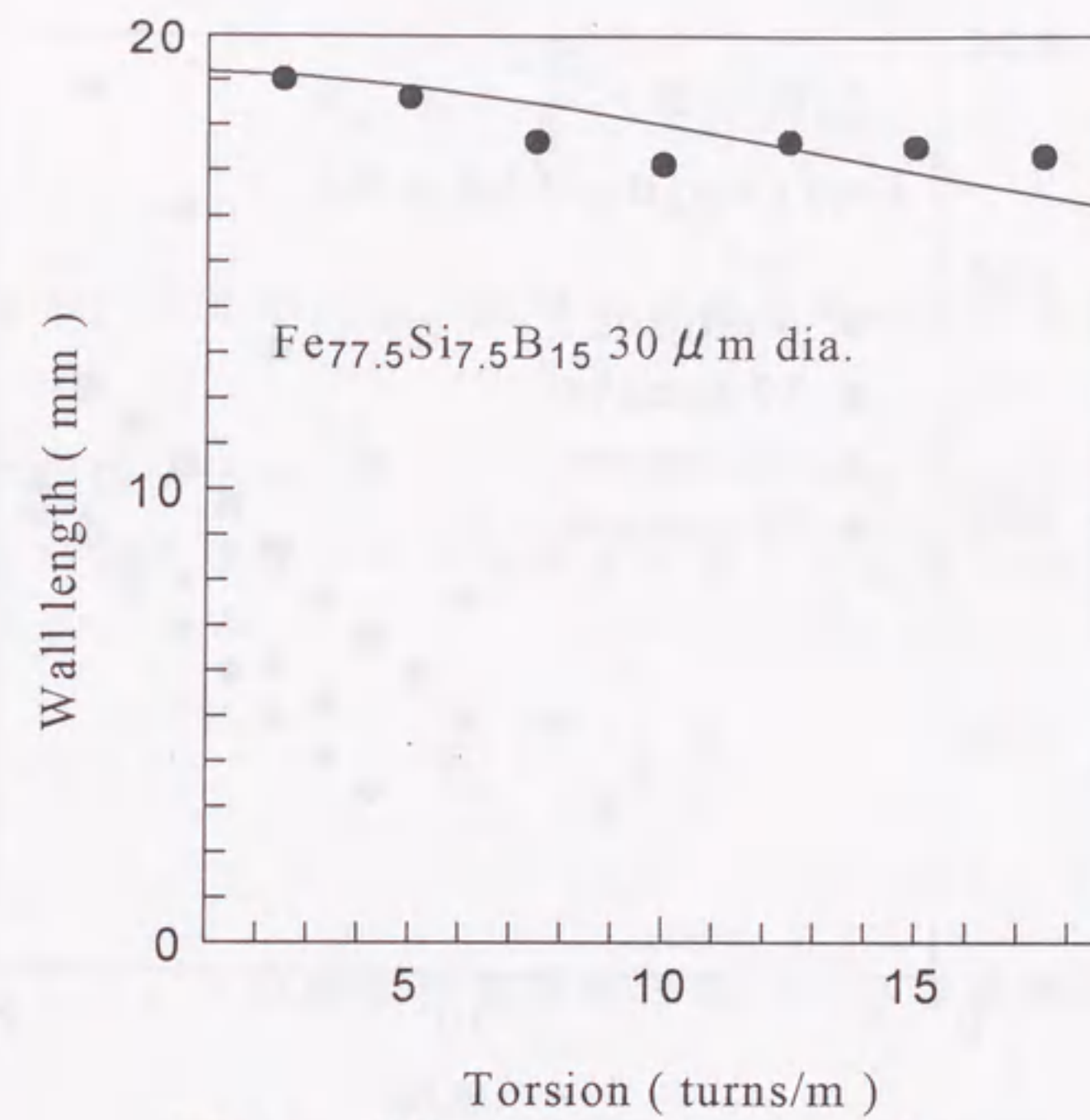


図3.13 磁壁の長さのひねりによる変化

イルを20cm離して配置し、 V_a を $0.2/\tau$ (m/s)で測定した。これよりワイヤ軸方向磁壁移動速度 V_a はコイル磁界で駆動するときと同様に定数 C (移動度)を用いて

$$V_a = C(I_w - I_{w0}) \quad (3.6)$$

と表される。磁壁移動限界電流 I_{w0} は、 $V_a - I_w$ 特性を外挿した $V_a = 0$ での I_w の値である。

図3.15に磁壁の移動度のひねり依存性を示す。移動度はひねりの増加とともに減少しているが、これは磁壁移動に対する制動が増えるためであると思われる。

V_a は(2.15)で示したように駆動磁界 H に対して

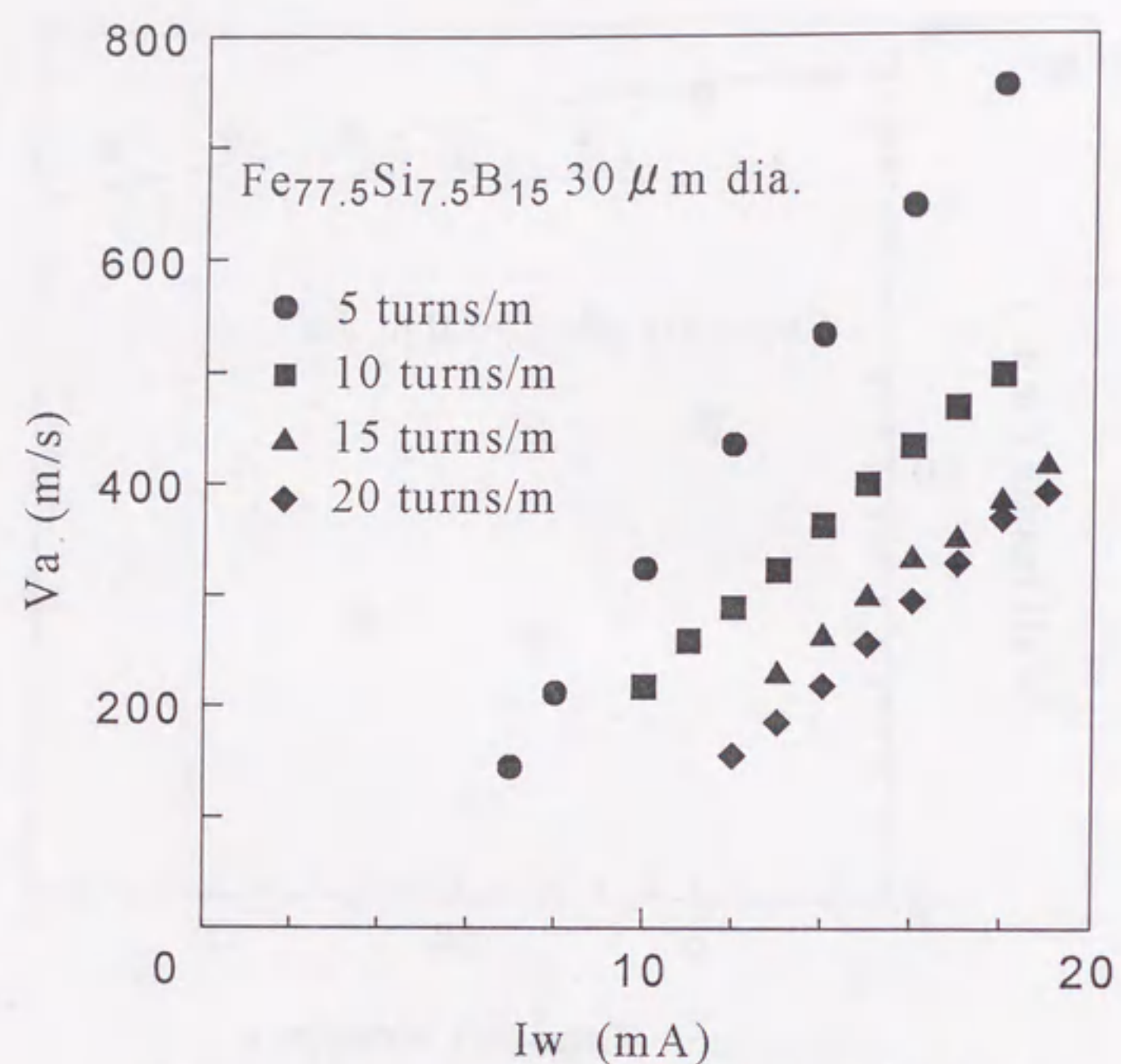


図3.14 $V_a - I_w$ 特性のひねりによる変化

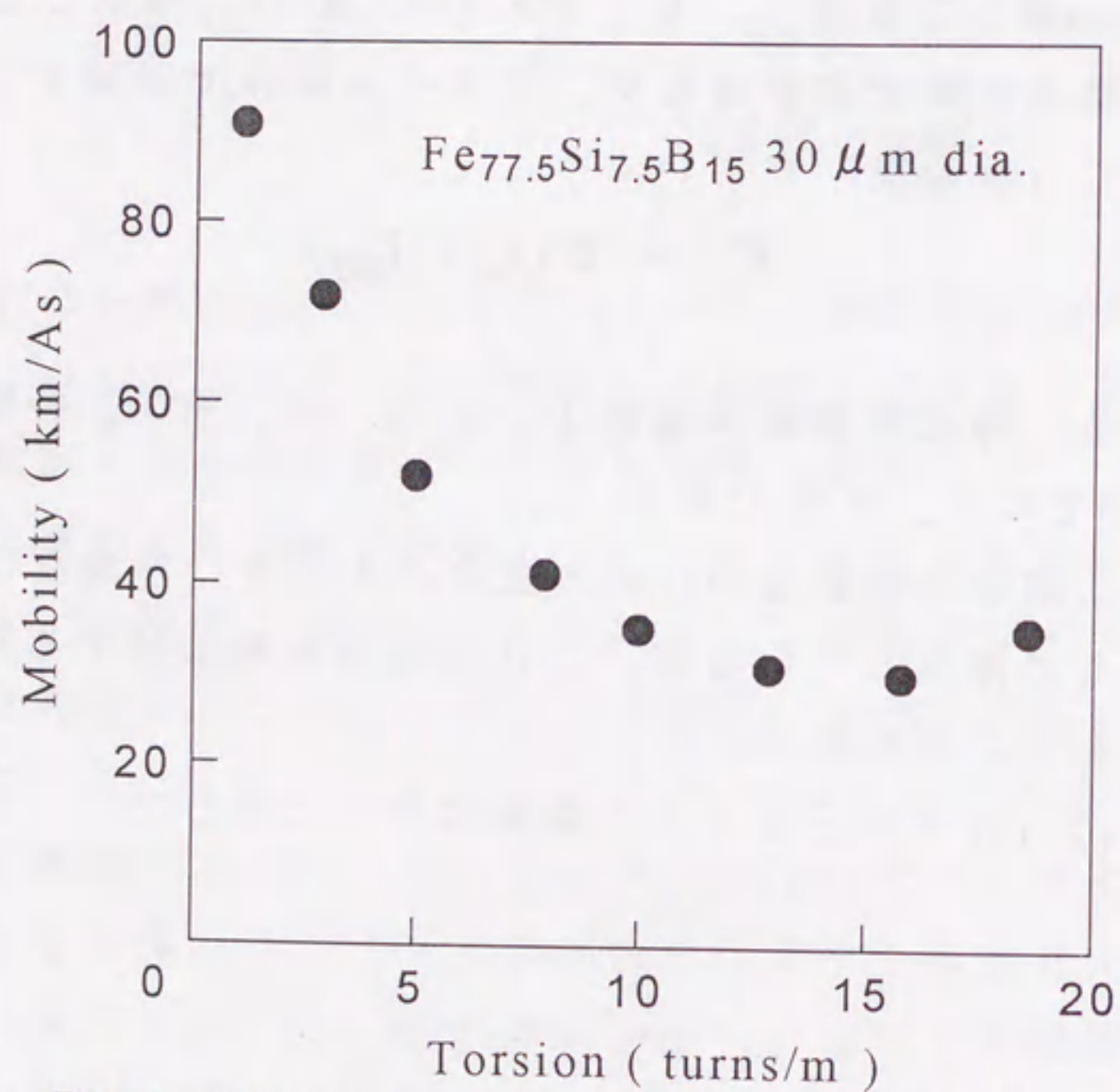


図3.15 磁壁のワイヤ軸方向移動度のひねりによる変化

$$V_a = \frac{2M_s}{\beta_a}(H - H_0) \quad (3.7)$$

で与えられる。ここで、 β_a はワイヤ軸方向の磁壁移動制動係数である。

線引ワイヤではM-Hヒステリシスループの角型比がほぼ1であるので磁壁の半径はほぼワイヤ半径Rに等しいと思われることから、(2.27)より

$$\beta_a = \beta \frac{R}{l_w} \quad (3.8)$$

である。ここで、 β は磁壁移動制動係数、 l_w は紡錘形の磁壁の長さである。

ワイヤ電流のつくる円周方向磁界 $H_\phi(r)$ は

$$H_\phi(r) = \frac{r}{2\pi R^2} I_w \quad (3.9)$$

これより磁壁駆動有効磁界Hは図3.11に示すように

$$\begin{aligned} H &= H_\phi(r) \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta(r)\right) \\ &= \frac{r}{2\pi R^2} I_w \sin\theta(r) \end{aligned} \quad (3.10)$$

となる。

これより

$$\begin{aligned}
 V_a &= \frac{2M_s}{\beta_a} \langle H - H_0 \rangle \\
 &= \frac{2M_s}{\beta_a} \left\langle \frac{r}{2\pi R^2} \sin\theta(r) \right\rangle (I_w - I_{w_0}) \quad (3.11)
 \end{aligned}$$

ここで $\langle \dots \rangle$ は磁壁表面での平均値を表す。これより V_a が(3.6)で表されることが分かる。

このとき

$$C = \frac{2M_s}{\beta_a} \left\langle \frac{r}{2\pi R^2} \sin\theta(r) \right\rangle \quad (3.12)$$

$$I_{w_0} = \frac{H_0}{\left\langle \frac{r}{2\pi R^2} \sin\theta(r) \right\rangle} \quad (3.13)$$

図3.16に I_w^* と I_{w_0} の張力による変化を示す。 I_w^* は図3.1の $M-I_w$ 特性の磁化反転を起こす限界の電流として求めた。この距離センサを構成するためには駆動電流 I_w は I_w^* と I_{w_0} の間に設定しなければならない。 I_w^* と I_{w_0} はほぼ同じひねり回数のあたりで最小となっている。 I_w^* は(3.10)より

$$I_w^* = \frac{H^*}{\left\langle \frac{r}{2\pi R^2} \sin\theta(r) \right\rangle} \quad (3.14)$$

であたえられるので、 H^* と H_0 が磁壁の表面エネルギー密度 γ に比例するとすれば、図3.16の結果は理解できる。まず最初はひねりを増すことにより $\sin\theta$ が大きくなり減少するが、その後は磁壁のエネルギー γ の増加により大きくなる。

磁壁の移動度 C と磁壁の長さ l_w のデータと(3.5), (3.8), (3.12)より求めた制動係数 β を図3.17に示す。ひねりに対して直線的に増

加しているが、これは張力に対する高磁界領域での制動係数と同じ変化である。これについては、今後の検討を要する。

図3.18と図3.19に磁壁の移動度 C と I_{w_0} のワイヤ長さ方向(座標 x)の分布を示す。 C , I_{w_0} の測定はワイヤ長さ方向の各10cm間隔において行った。ひねり回数を5回/mから10回/mに増すことによりワイヤの均一性が良くなっているのがわかる。ワイヤに強いひねり応力を与えることにより線引き後張力熱処理で残留した不規則応力の影響が小さくなり、ワイヤ内部の応力分布の均一性が増すためであるとおもわれる。距離センサの性能は(3.6)よりワイヤの均質性ととも向上するが、ひねりを増すことにより均質性が増すため図3.9のようにひねりの増加により $\tau-x$ 特性の直線性が向上したと思われる。

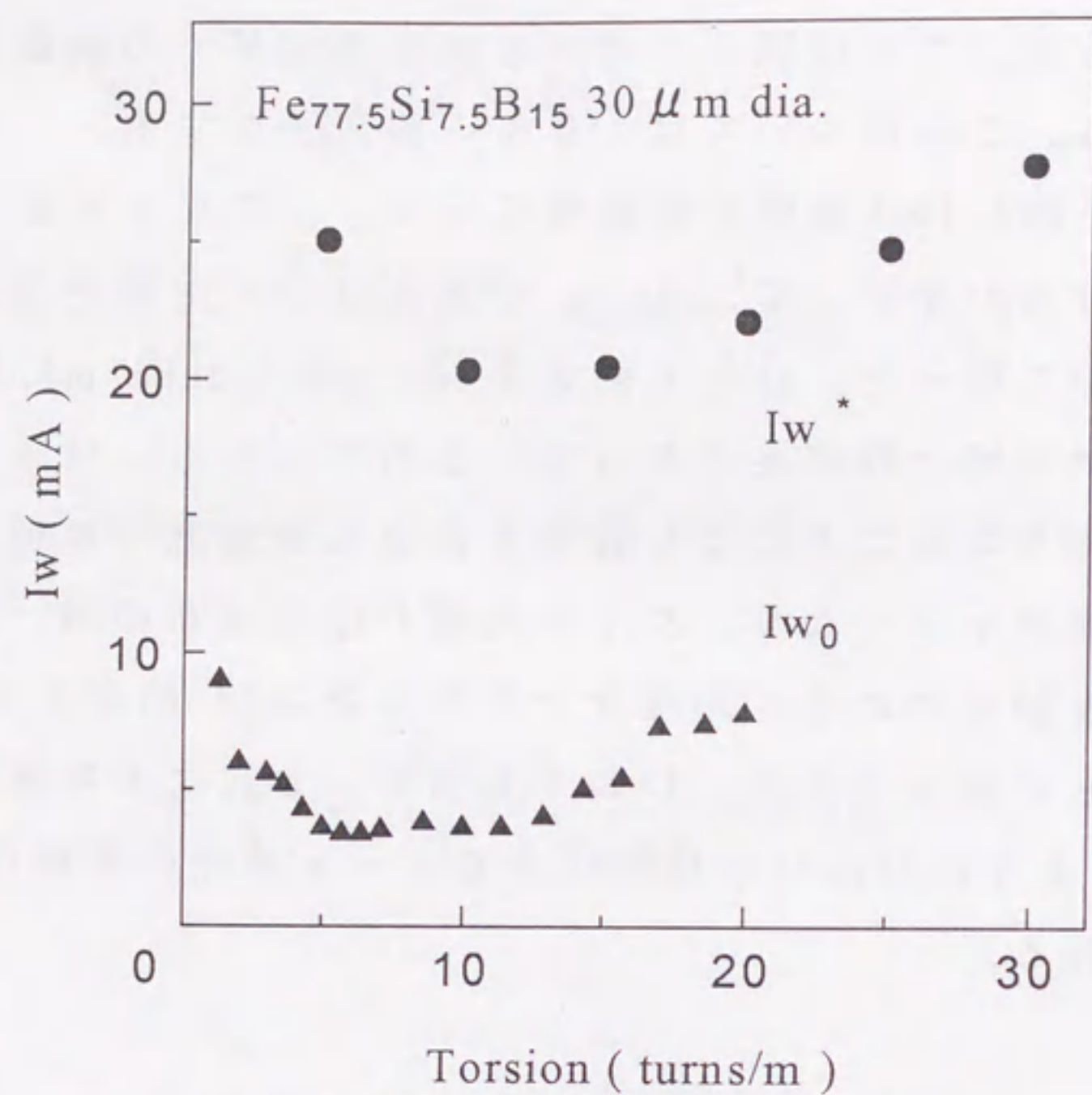


図3.16 I_w^* と I_{w0} のひねりによる変化

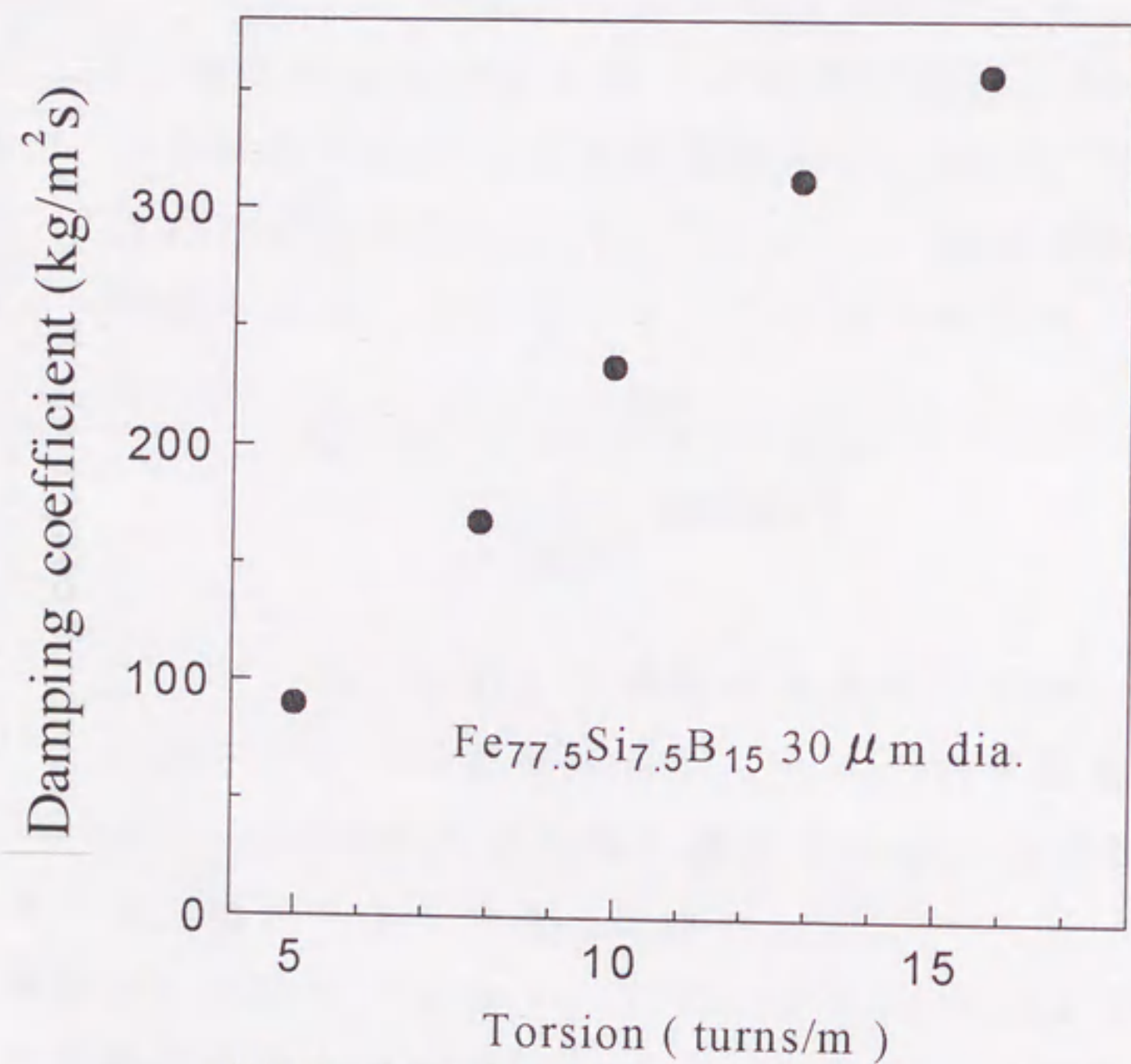


図3.17 制動係数のひねりによる変化

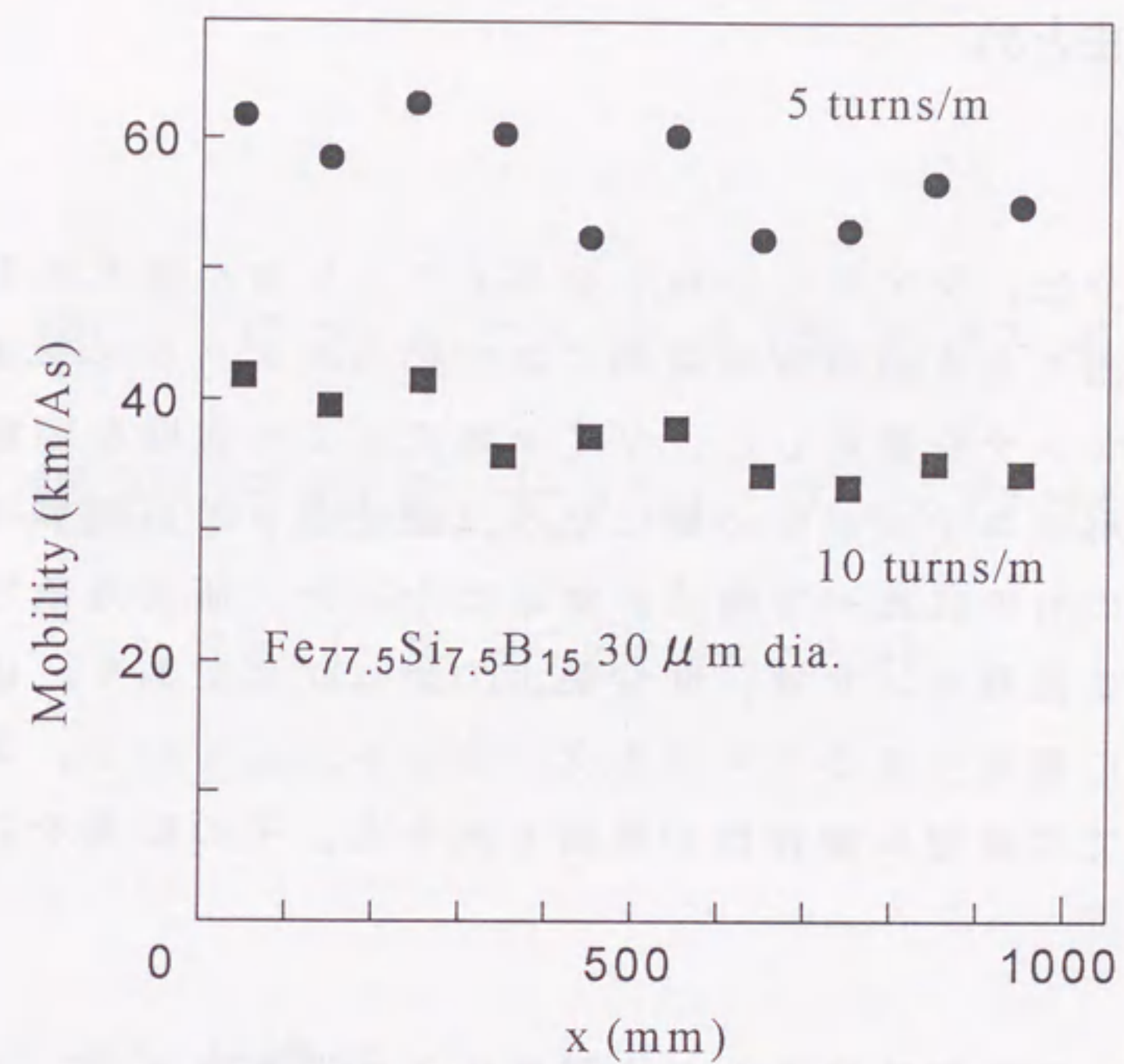


図3.18 移動度のワイヤ長さ方向の分布

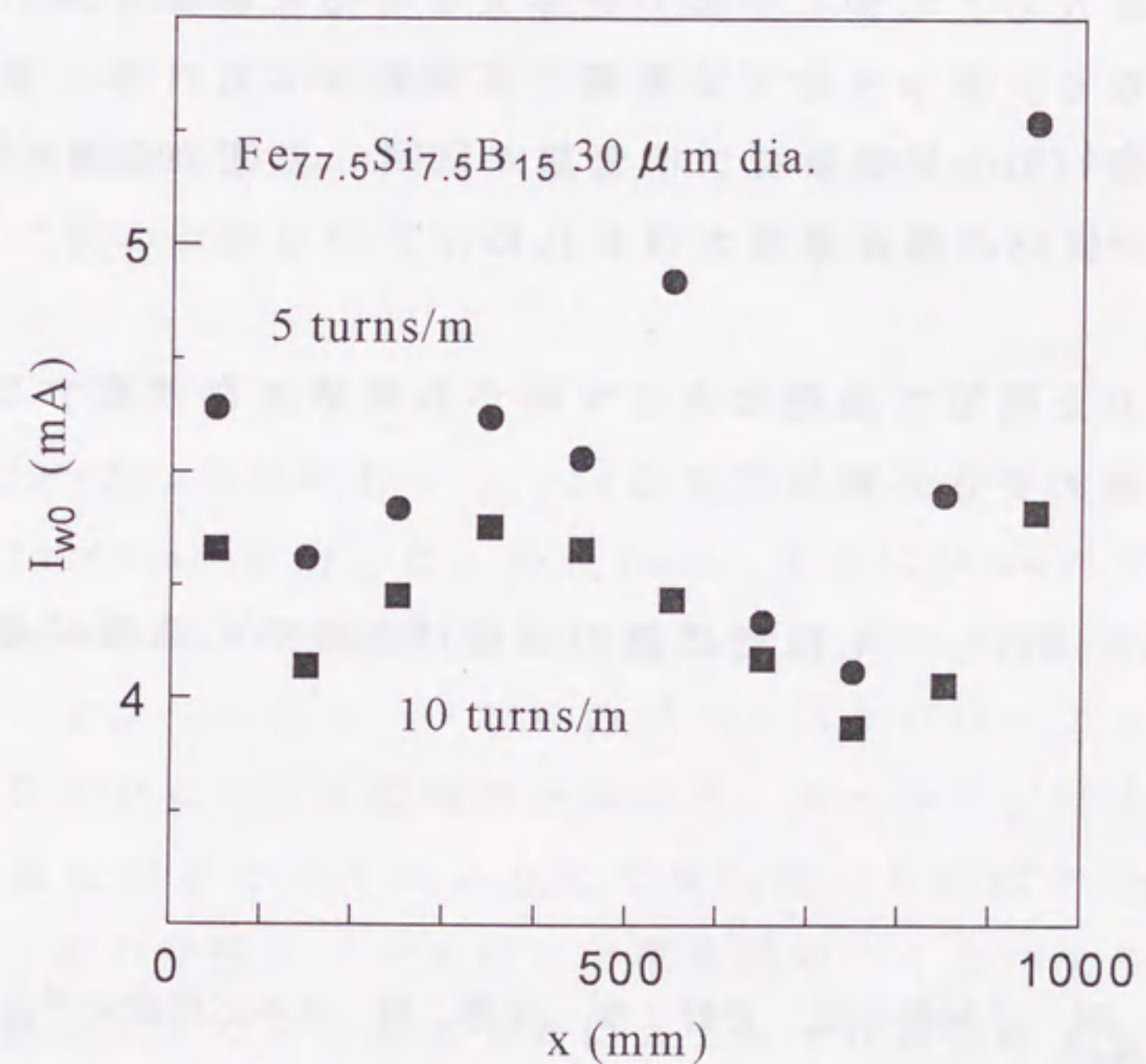


図3.19 I_{w0} のワイヤ長さ方向の変化

3・3 まとめ

この章では、ワイヤにひねりを与えてヘリカル異方性を誘導し、ワイヤ電流による円周方向磁界による大バルクハウゼン効果を利用して距離センサを構成した。ワイヤ電流により磁壁を駆動するため、磁壁駆動用のコイルが不必要になり、磁壁をコイル磁界により駆動する方式のものに比べて構成が簡単になった。研究対象である磁壁伝搬による距離センサは、非接触、アナログ型であり、比較的長距離を簡単に測定できるセンサをターゲットにしている。また、ひねりワイヤでの磁壁伝搬特性の解析も試みた。その結果を以下に列挙する。

- (1) センサの性能はワイヤの均質性によってきまるが、ひねりを与えることによりワイヤ内部の応力分布の均質性が増し、直線性がよくなる。しかしひねりを与えすぎると磁壁伝搬の安定性が悪くなり、ジッタなどの影響で直線性が劣化する。最適なひねり回数 ($30\mu\text{m}$ 径線引ワイヤでは10回/m) で1000mm長に対して0.4%/FSの非直線性が得られた。
- (2) ひねりに対して磁化のワイヤ軸からの傾きを考慮することにより磁壁の長さが解析できる。
- (3) ひねりに対しても磁壁伝搬の制動は直線的に急激に増加する。

参考文献

- (1) 内山 剛, 毛利佳年雄, 近野 泰, 佐藤 駿: 日本応用磁気学会誌, Vol.13, 439 (1989)

第4章 アモルファス磁歪ワイヤの パルス電流列駆動大バルクハウゼン効果 による距離センサ

4・1 センサ構成

この章では、第3章で構成したセンサをもとにして、磁壁伝搬を利用したデジタル型の距離センサを構成する。このセンサは、ワイヤにパルス電流を通電しパルス電流列による磁壁のワイヤ長さ方向のステップ状の伝搬を利用する。センサの基本構成は第3章と同様である。

図4.1にセンサの基本構成を示す。本実験には試料として第3章と同様、 $30\sim 50\mu\text{m}$ 径の $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ アモルファス線引ワイヤ (長さ1400mm) を用いた。外径2mm, 長さ1200mmのガラス管に長さ1400mmのワイヤを挿入しひねりを与えて両端を固定する。ファンクションジェネレータFGのパルス列をパワーアンプPAで増幅し、ワイヤにパルス電流列を与える。コイル C_0 により $H_n > H^*$ の一定な磁界をワイヤに与えて反転磁区を形成する。そして C_0 から1枚の磁壁がパルスワイヤ電流列のつくるパルス磁界列によって駆動され、ワイヤ長さ方向にステップ状に伝搬する。磁壁がワイヤ端に到達するのに十分な数のパルス電流を加えた後、 H_n と

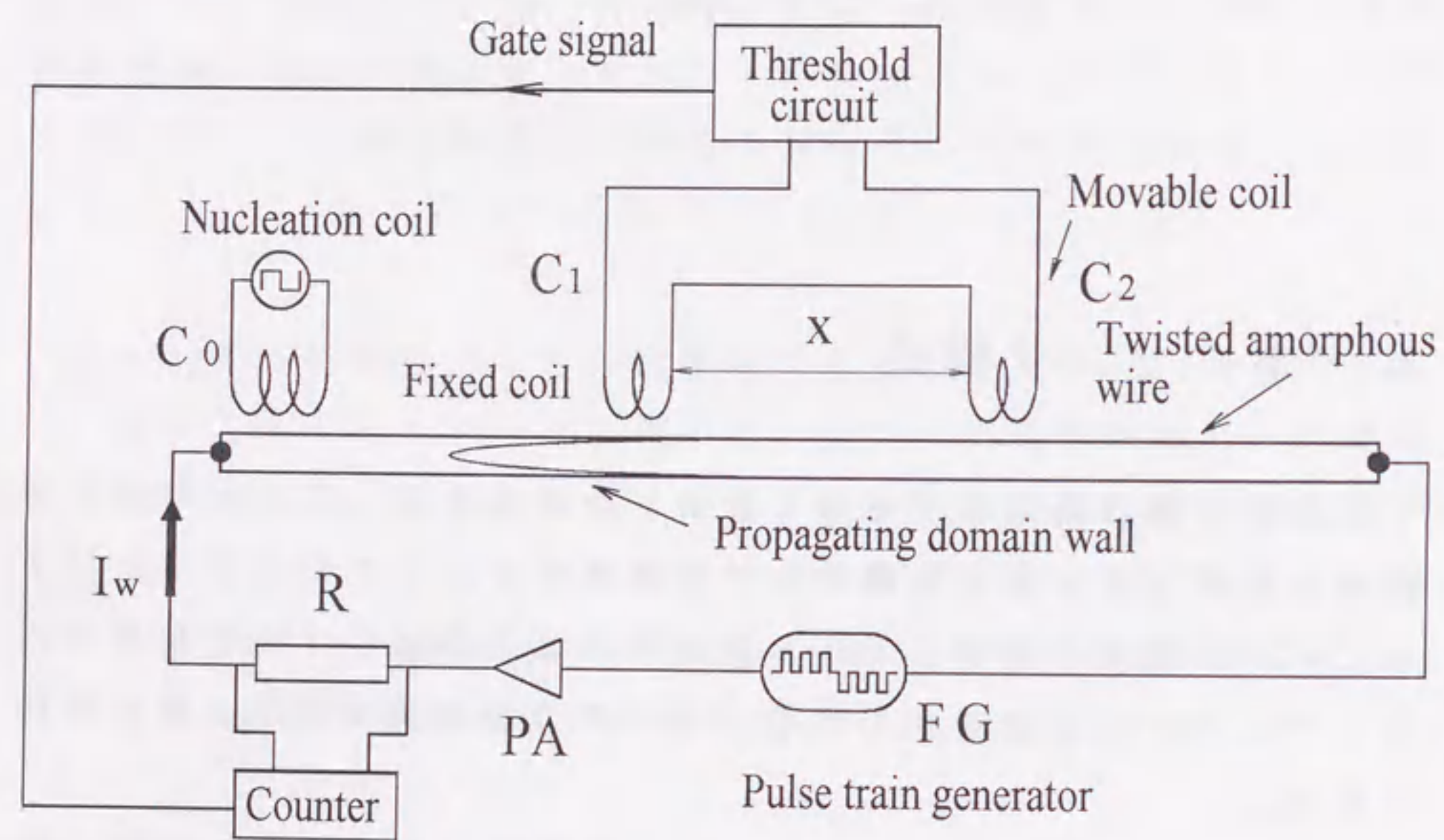


図4.1 センサ構成図

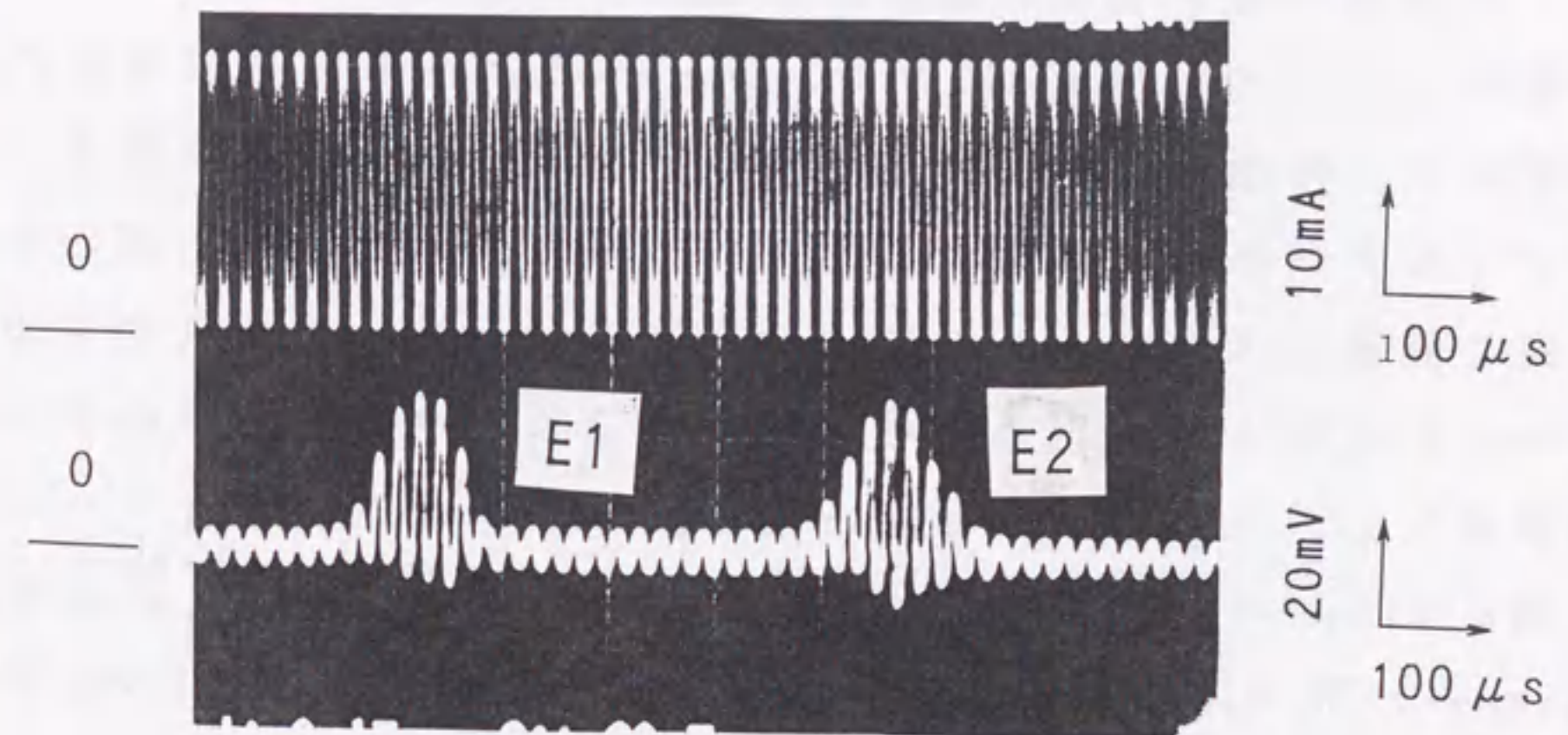


図4.2 パルスワイヤ電流列と検出波形

ワイヤパルス電流の向きを変える。今回は正弦波交流にその振幅の大きさに等しいバイアスを与えてパルス列を形成した。パルス繰り返し周波数は30～50kHz、 H_n とパルス列符号変化周波数は60Hzとした。2つの検出コイル C_1 、 C_2 （幅0.5mm、内径2.5mm、外径4mm、100回巻き）は直列に接続されている。検出コイル C_1 は反転磁区形成コイルより100mm離れたところに固定されている。 C_2 はリニアスライダ（THK社製）によりワイヤ長さ方向に移動させる。このスライダは C_2 の位置決めのためのもので、ストロークは約1000mmで位置決め精度は0.1mmである。

ワイヤ長さ方向に伝搬している磁壁が検出コイルを通過するとき、局所的な磁束変化によりパルス電圧が誘起する。図4.2にパルス電流列と検出パルス電圧を示す。ワイヤに10回/mのひねりを与えてフルバイアスされた正弦波パルス列により磁壁を駆動したときのものである。2つのパルス群が観察され、磁壁が1つの検出コイルを通過するのに数パルス必要である。パルス群 E_1 は磁壁がコイル C_1 を通過したときのものであり、 E_2 はコイル C_2 を通過したときの

ものである。

この検出パルス電圧を波形整形回路で整形しカウンタへのゲート信号をつくる。図4.3にカウンタへのゲート信号形成用の回路図を示す。検出電圧を増幅後半波整流し、そののち包絡線をローパスフィルターにより検波する。この検波された信号を上述のセンサと同じ回路に入力することにより、適当なしきい値を決めてカウンタへのゲート信号をつくる。E₁によりカウンタへのゲート信号がオンし、E₂によりゲート信号がオフとなる。

図4.4に、パルス繰り返し周波数が30kHzのときの(a)入力波形、(b)ローパスフィルターにより検波された包絡線、(c)カウンタへのゲート信号を示す。ローパスフィルターのカットオフ周波数は5kHzに設定してある。今回はワイヤパルス電流の周波数と検出パルスの包絡線の基本周波数が近いためにローパスフィルタ通過後の包絡線は図4.4(b)のようにひずんでいる。

このゲート信号がオン状態の期間カウンタが抵抗Rのパルス電圧数を計数して、磁壁がコイルC₁からC₂に到達するのに必要なパルス数Nを求める。このゲートオン期間のパルス数Nと1パルスで磁壁が進む距離Dにより、検出コイルC₁、C₂間の距離Xを

$$X = D \cdot N \quad (4.1)$$

で知ることができる。

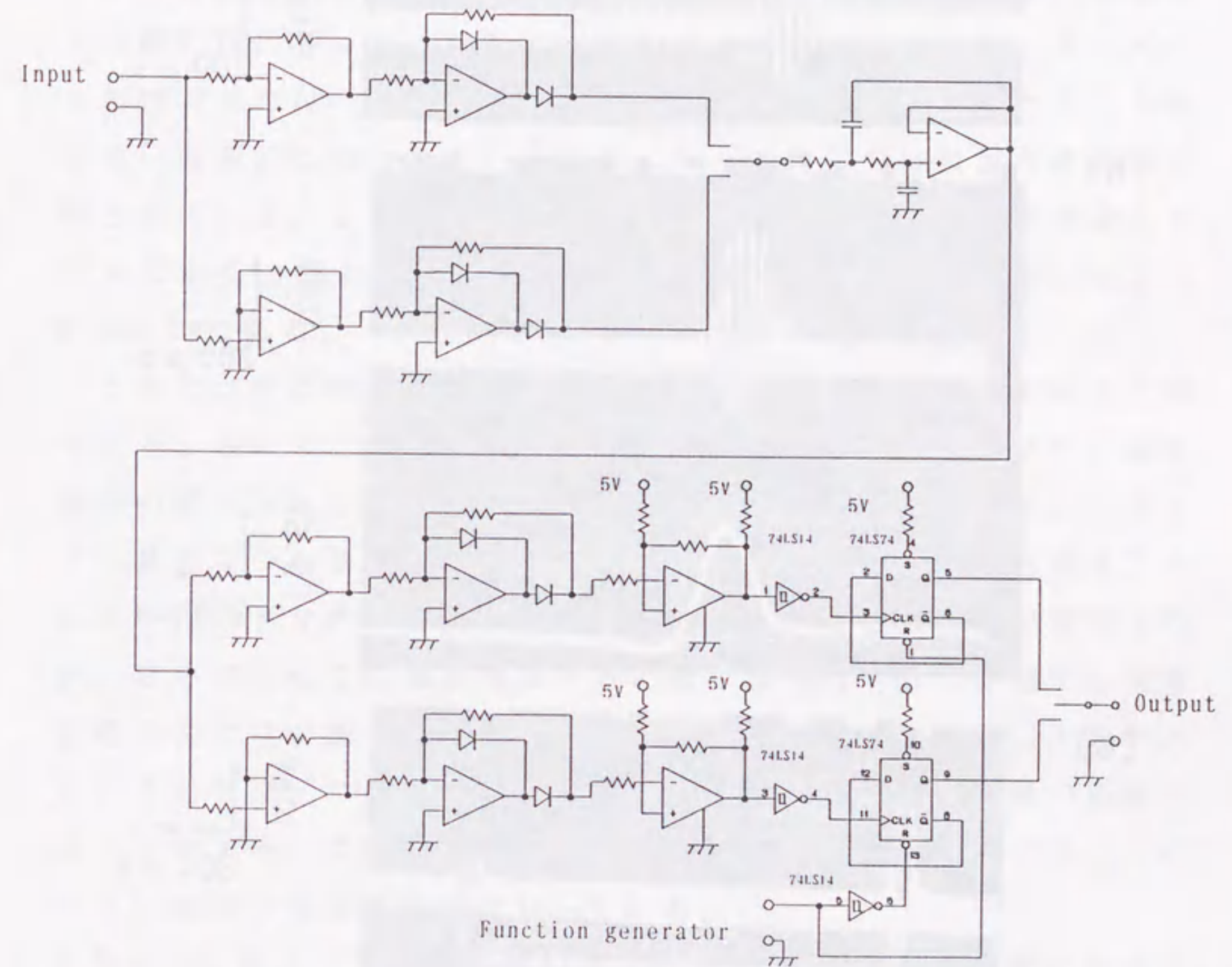


図4.3 波形整形およびカウンタへのゲート信号形成回路

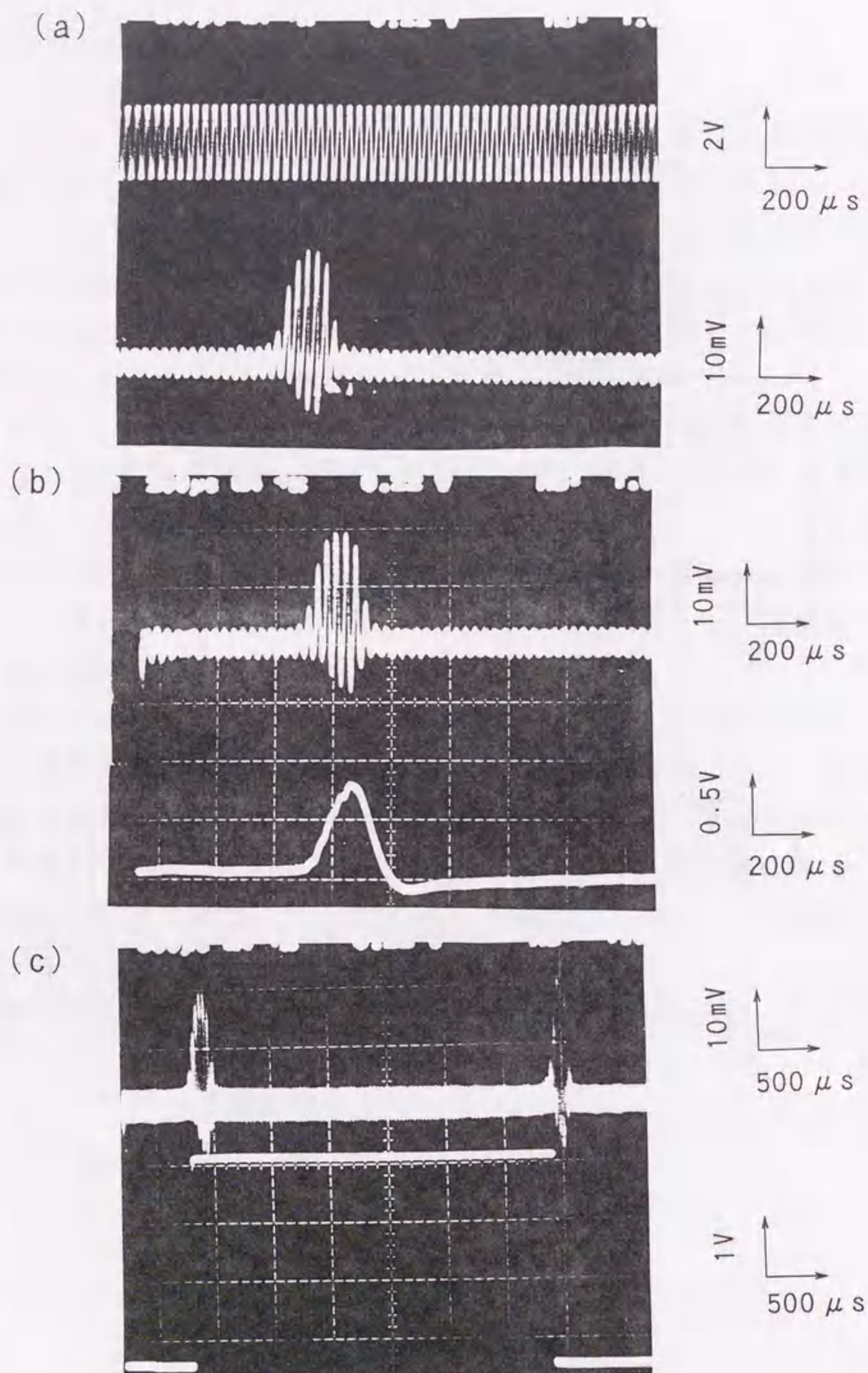


図4.4 検出パルス波形とカウンターへのゲート信号

4・2 実験結果

図4.5に、ワイヤにひねりを10回/m与えたときのカウントパルス数 N と検出コイル間距離 X の特性を示す。 $N+$ はパルス電流が正の期間のカウントパルス数であり、 $N-$ は負の期間のカウントパルス数である。 N は、 $N+$ と $N-$ の平均である。カウントパルス数にはわずかではあるがふらつきがあるので、距離センサの基礎特性を測定する際には、各々 X に対して10回測定しその平均値を用いた。 $N+ - X$ 特性および $N- - X$ 特性では地磁気などの外乱磁界のためにあまりよい直線性は得られない。しかし $N - X$ 特性では良好な直線性が得られている。これは平均化処理により外乱磁界の影響を相殺したためであると思われる。この時の非直線性は、1000mm長に対して0.5%/FSである。

このセンサの特性はワイヤのひねり回数によって制御することができる。図4.6にひねり回数と $N - X$ 特性の非直線性を示す。非直線性の値はひねり約10回/mのところでも最小値を示している。このように最適なひねり回数が存在する。これは、最初ひねりを増すことによってワイヤ内の応力磁気特性の均一性が増し直線性が増加するが、さらにひねり回数を増加すると新たな不均一応力が発生し磁壁伝搬の安定性が悪くなることによって、直線性が低下すると思われる。このセンサの分解能はワイヤ電流1パルスで進む磁壁の距離によって決まる。ここでは1000mm長に対して300パルスほどで、1パルスに磁壁の進む距離は約3mmである。

図4.7にカウントパルス数のふらつきのひねりによる変化を示す。これは検出コイルを1000mm離して設置した後、パルス数を1000回測定したものの平均値 N にたいする標準偏差 ΔN の割合で示してある。非直線性と同様ひねりが10回/mのところでも最小になっている。この結果は、第3章のセンサと同様である。

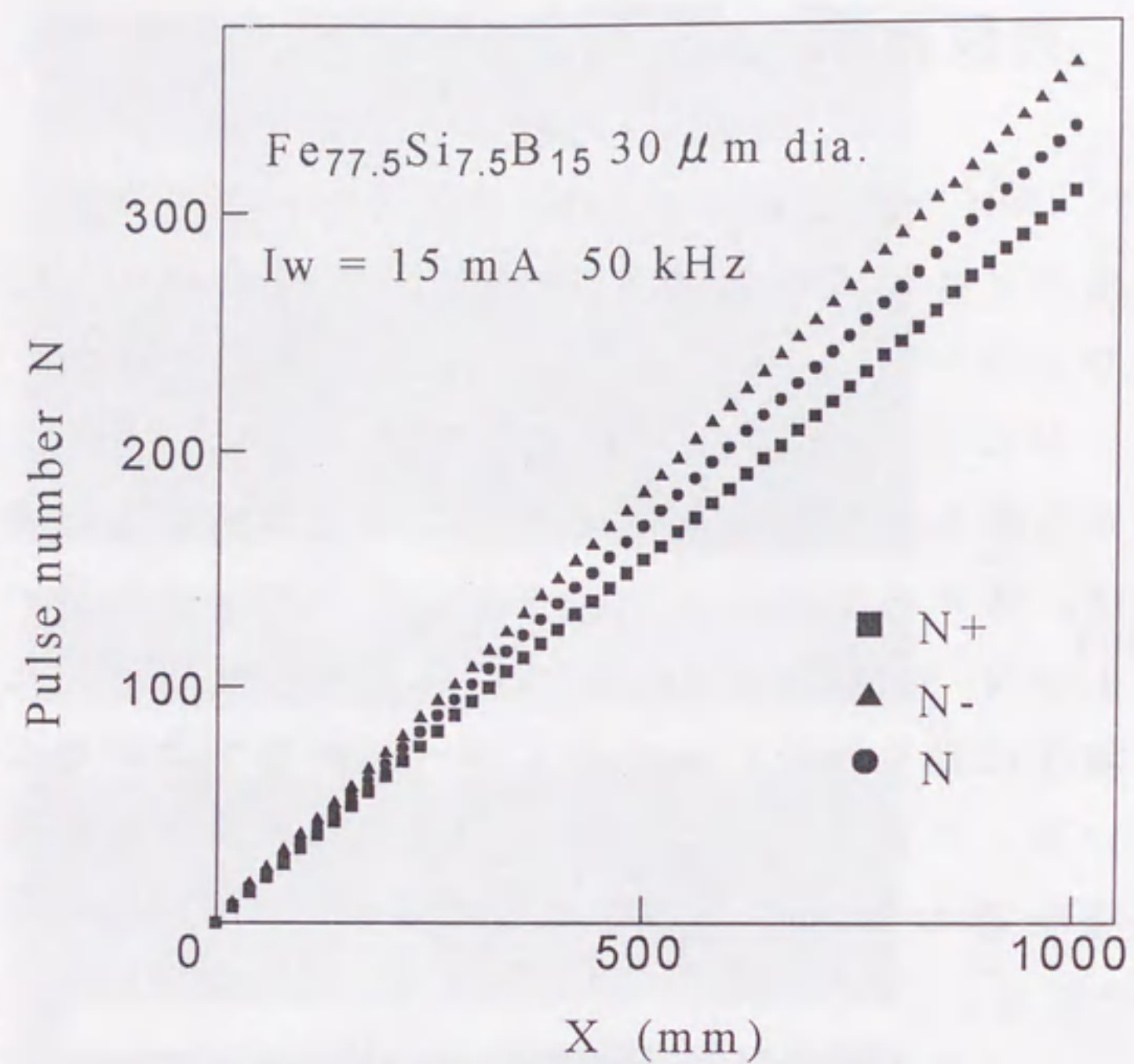


図4.5 N-X特性

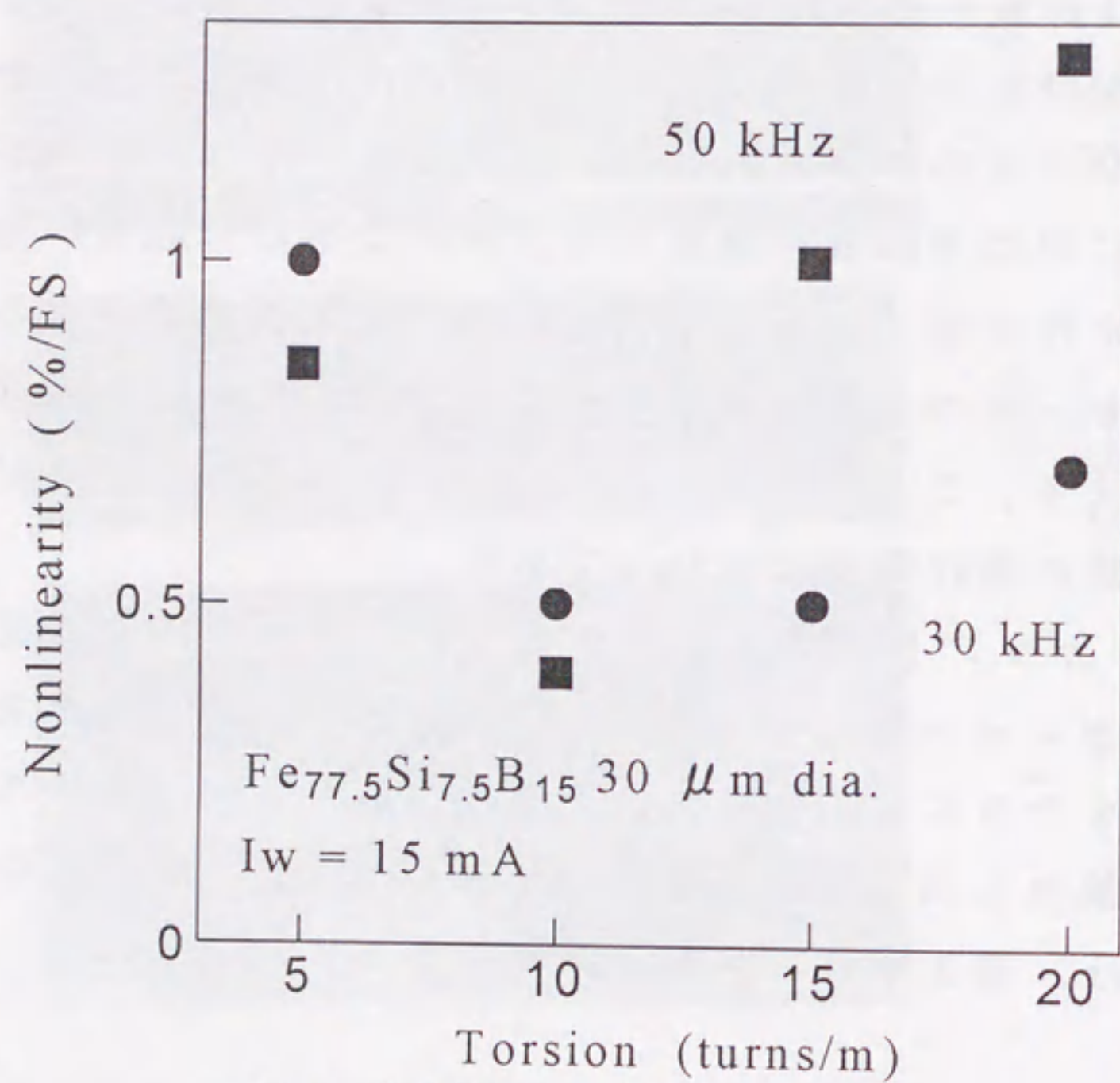


図4.6 非直線性のひねりによる変化

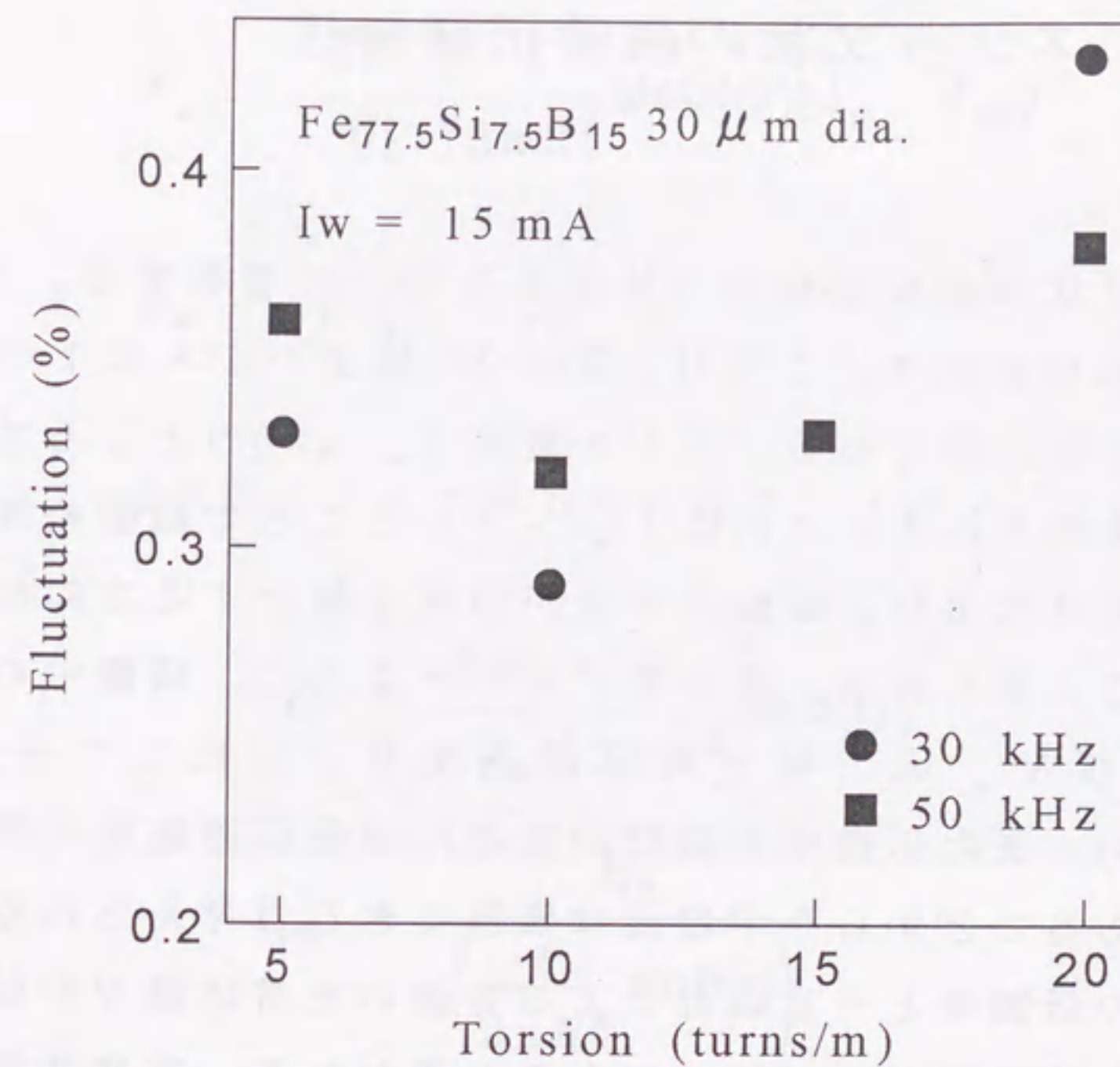


図4.7 ひねりによるカウントパルス数のふらつきの変化

4・3 ステップ状の磁壁伝搬特性

ステップ状の磁壁伝搬を平均速度を用いて解析する。図4.8に検出パルス波形を示す。これは、図4.2の検出パルスの1つのパルス群を拡大したものである。パルス電流 $I_w \approx 0$ のところで負のパルス電圧が観測される。これは $I_w \approx 0$ のところで磁壁の表面張力などの内部磁界により、磁壁の形状が磁束を減少する方向に変化したためであると思われる。第2章で述べたように、伝搬中の磁壁の垂直方向速度 V_n は、軸方向伝搬速度 V_a に比して十分小さく ($\sim 1/1000$)、また伝搬中の磁壁の長さは磁壁伝搬速度に関係なくほぼ一定であることから電流は無視できると考えられるので、ステップ状の伝搬時と一定磁界による等速の定常状態での伝搬時とは磁壁の形状はほとんど同じであると思われる。定常状態での伝搬時の検出波形より長さ約20mmの回転楕円体状の磁壁が伝搬していることが推測される。また、伝搬中の磁壁の長さ l_w のひねりによる変化は式(3.5)よりもとめられる。

図4.9に、磁壁のワイヤ軸方向の平均速度 V_a のパルス電流の周波数による変化を示す。磁壁のワイヤ軸方向の平均速度は、検出コイルを30cm離して設置した後、磁壁が1つの検出コイルからもう1つの検出コイルに到達するのに必要な時間を測定することにより求めた。平均速度は周波数によらずほぼ一定である。

図4.10に、磁壁のワイヤ軸方向の平均速度 \bar{V}_a のパルス電流の平均値 \bar{I}_w による特性を示す。これより定常状態での伝搬特性と同様

$$\bar{V}_a = C(\bar{I}_w - I_{w0}) \quad (4.2)$$

$$\bar{I}_w = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} I_w dt \quad (4.3)$$

とあらわされることがわかる。これより \bar{V}_a は次の式で表される。

$$\bar{V}_a = \frac{2M_s}{\beta_a} \left\langle \frac{r}{2\pi R^2} \sin\theta(r) \right\rangle (\bar{I}_w - I_{w0}) \quad (4.4)$$

$$\beta_a = \beta \frac{l_w}{R} \quad (4.5)$$

ここで、 l_w は磁壁のワイヤ軸方向の長さ、 R はワイヤの半径である。これより

$$C = \frac{2M_s}{\beta_a} \left\langle \frac{r}{2\pi R^2} \sin\theta(r) \right\rangle \quad (4.6)$$

$$I_{w0} = \frac{H_0}{\left\langle \frac{r}{2\pi R^2} \sin\theta(r) \right\rangle} \quad (4.7)$$

ここで $\langle \dots \rangle$ は磁壁表面上での平均を表す。

図4.11に I_{w0} のひねりによる変化をしめす。定常状態の時と同様あるひねり回数のところでは最小になっている。

これらのデータより計算した制動係数を図3.17の定常状態での伝搬時の制動係数と比較して図4.12に示す。両者はほぼ一致しており、ステップ状の磁壁伝搬の平均速度は、定常状態での磁壁伝搬特性とほぼ一致する。

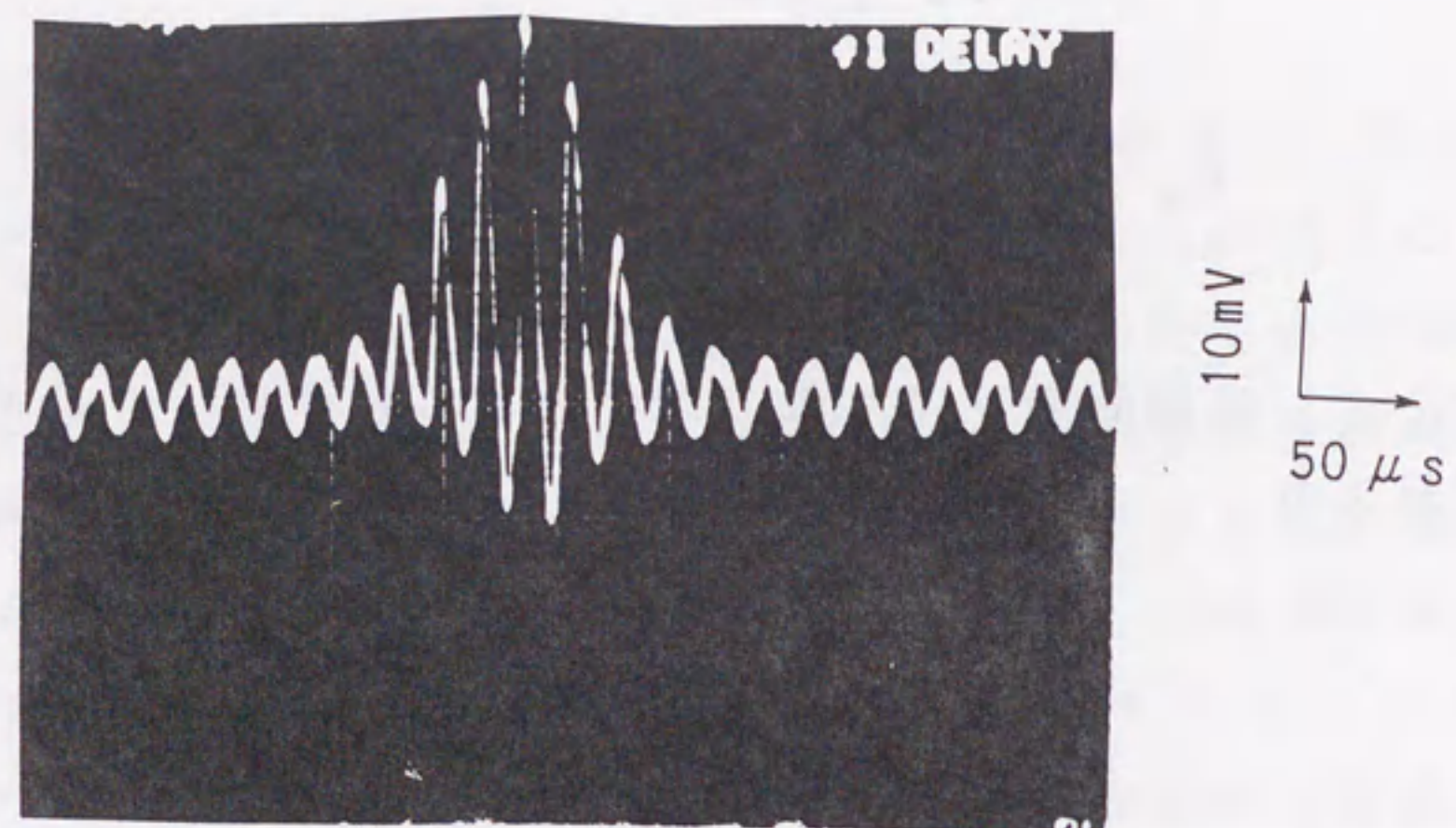


図4.8 ステップ状の伝搬時の検出波形

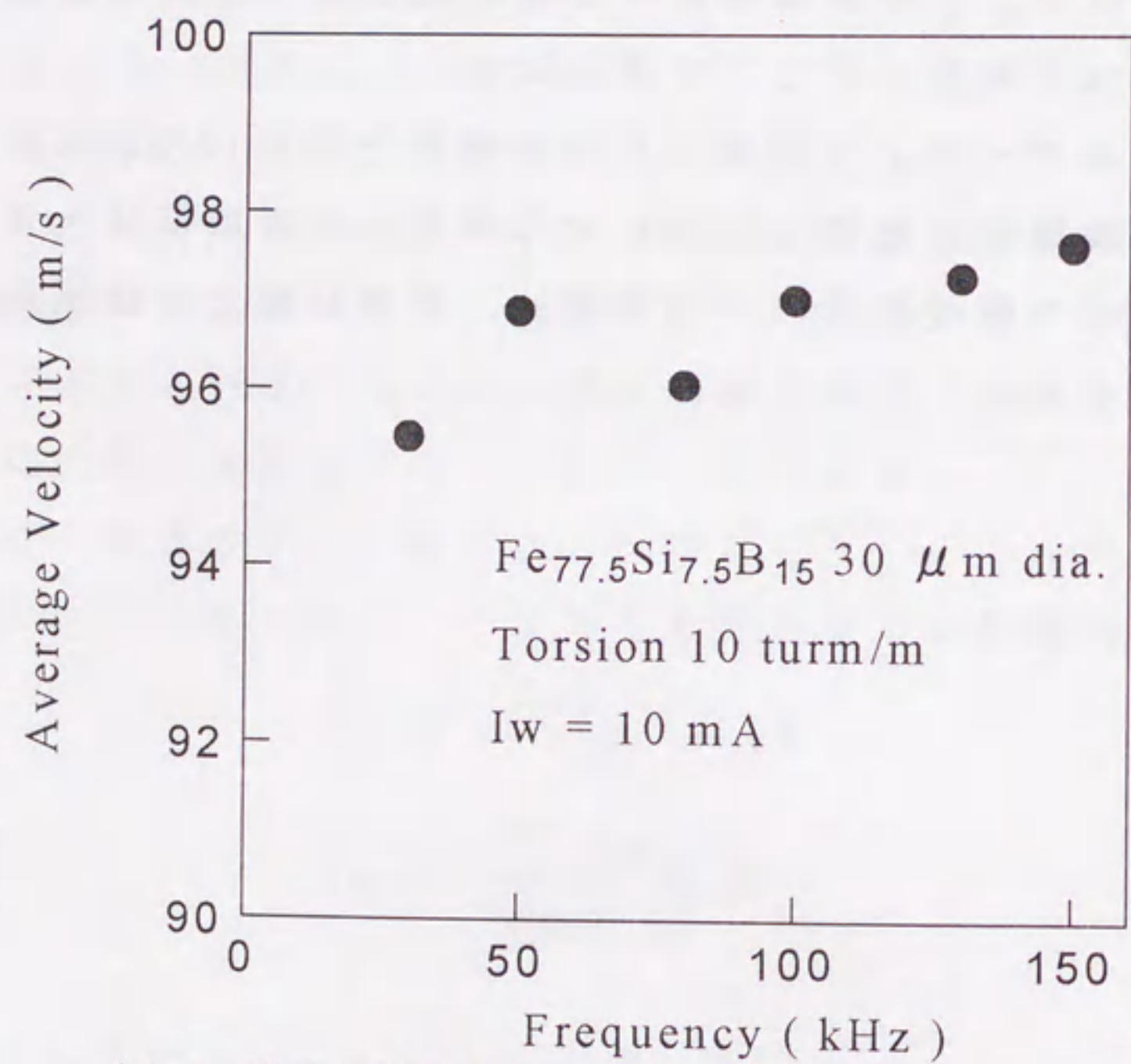


図4.9 磁壁の平均速度のパルス周波数による変化

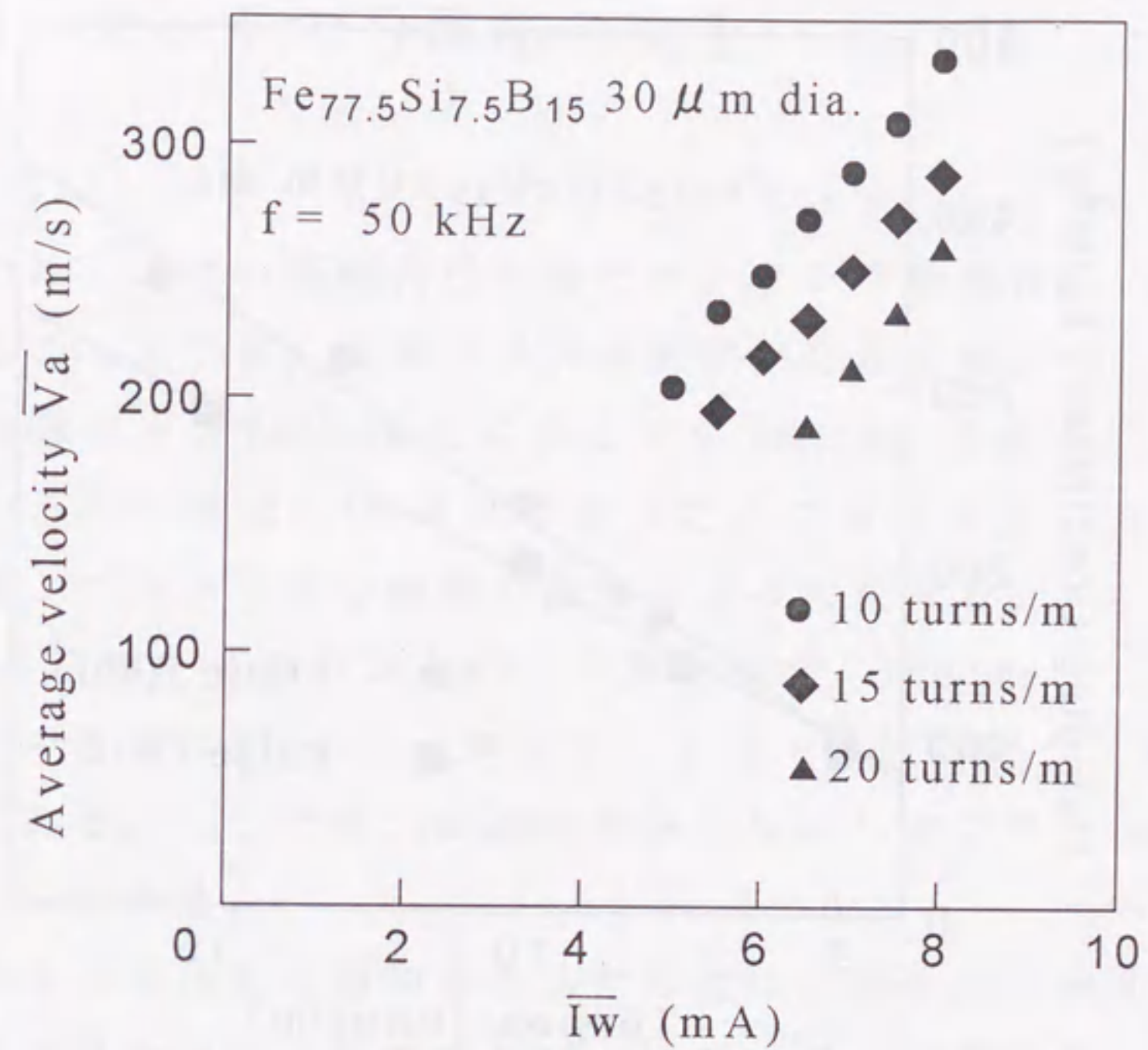


図4.10 $\bar{V}_a - \bar{I}_w$ 特性

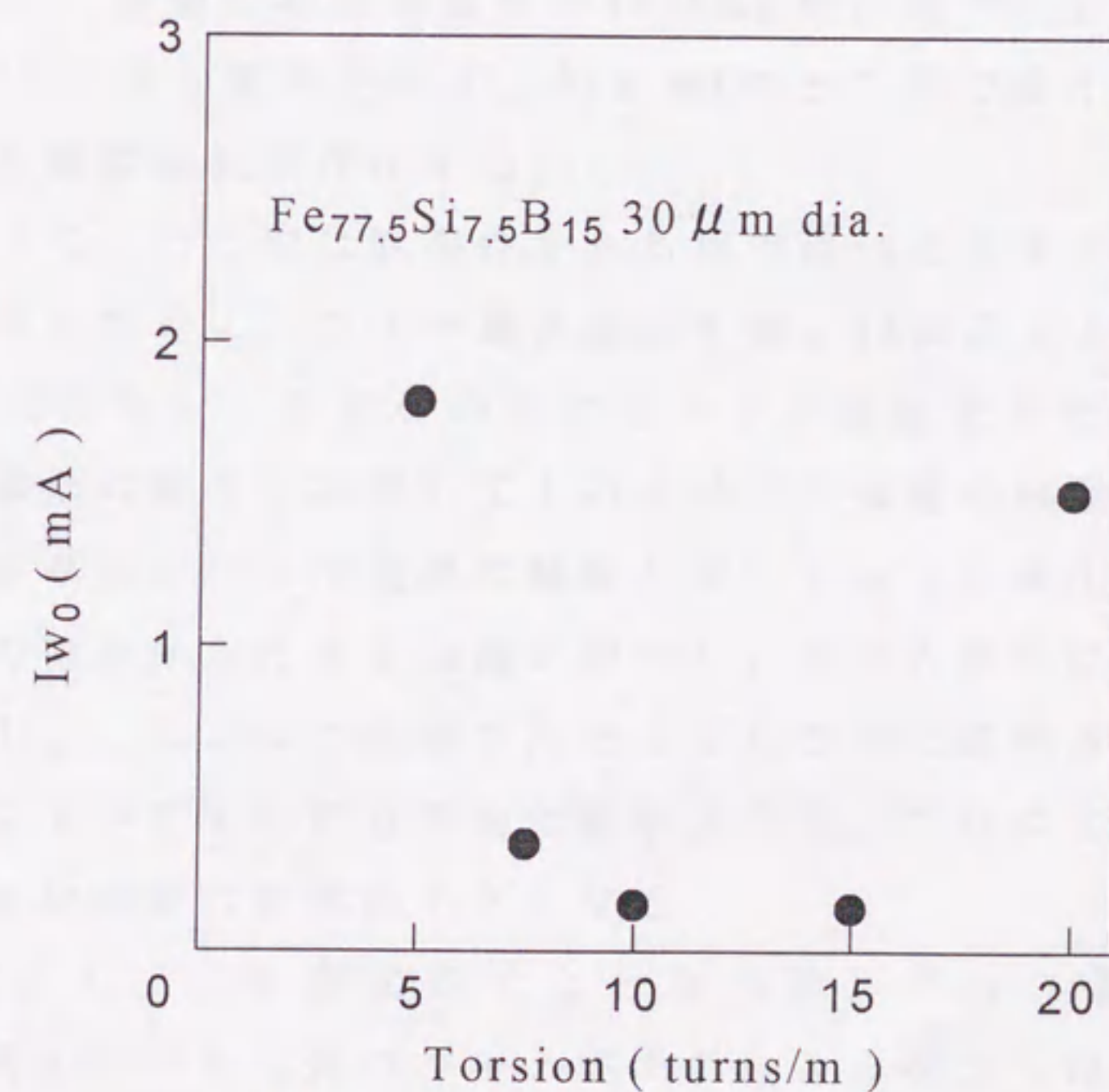


図4.11 I_{w0} のひねりによる変化

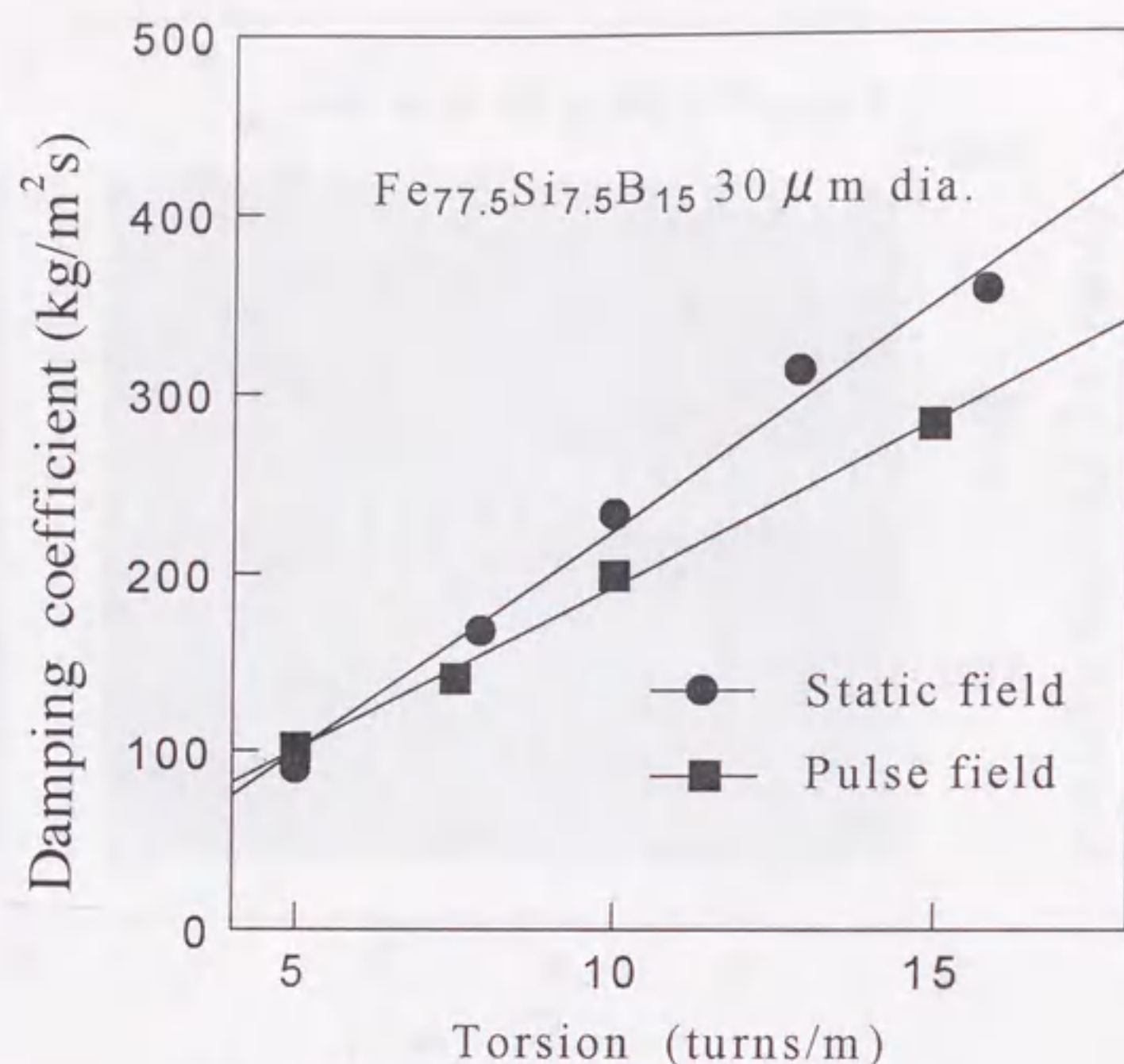


図4.12 制動係数のひねりによる変化

4・4 センサの分解能の向上

前節ではセンサの基礎特性を述べた。センサ特性はひねりにより制御することができ、最適なひねり回数が存在した。そして、最適ひねり回数するとき1000mm長に対して0.5%/FSの非直線性が得られ、測定値のふらつきは0.5%ほどであった。このセンサの分解能はワイヤ電流1パルスで進む磁壁の距離によって決まる。図4.13に1000mm長に対するカウントパルス数を示す。1000mm長に対してカウントパルス数は300パルスほどで、1パルスに磁壁の進む距離は約3mmである。ここでは、直線性を保ちながらセンサの分解能をあげることを試みる。

カウントパルス数を増加させるためには、図4.14に示すようにワイヤ電流の値を小さく設定すればよいが、ワイヤ電流を小さくすると I_{w0} の場所的変動の影響が大きくなり直線性が劣化する。

図4.15に、最適ひねり回数時の1000mm長に対する非直線性のワイヤ電流に対する変化を示す。約15mAのところでは最小になっており、最適な駆動電流が存在する。

したがって、ここでは直線性をある程度保ったままカウントパルス数をあげるために、ワイヤ電流波形を図4.16に示すようにファンクションジェネレータFGのオフセットと振幅を変化させ、各ステップの磁壁の戻りを利用して1パルスでの磁壁の移動距離を下げることを試みた。ワイヤ電流の振幅とオフセットを変化させ、図中の I_{w1} の値を保ったまま破線の波形から実線の波形に変化させた。正の電流 I_{w1} によって磁壁がたとえば右方向に駆動され、負の電流 I_{w2} によってその反対方向に駆動される。これにより、1パルス間に進む磁壁の距離が小さくなる。

図4.17に I_{w2} を変化させたときの検出パルス波形を示す。 I_{w2} が増すにつれて負のパルス電圧が大きくなっており、ピックアップコイルを通過するのに必要なパルス数が増えていることから、

磁壁が I_{w2} により戻っているのがわかる。

図4.18に I_{w2} を変化させたときの平均電流 \bar{I}_w による磁壁の平均速度 \bar{V}_a の変化を示す。磁壁の平均速度が、平均電流によって直線的に変化している。これより、 I_{w2} を増やすことによってカウントパルス数を増やすことができることがわかる。

図4.19に $I_{w1} = 15\text{mA}$ の時の $N-X$ 特性の I_{w2} による変化を示す。 I_{w2} が大きくなるにつれてカウントパルス数が多くなっている。

図4.20に I_{w2} によるカウントパルス数の変化を示す。 $I_{w2} = 10\text{mA}$ でカウントパルス数が約1000と $I_{w2} = 0$ の場合の約3倍となり、1パルスあたりに磁壁が進む距離が約1mmになった。

図4.21に I_{w2} による1000mm長に対する非直線性の変化を示す。 I_{w2} が増すにつれて非直線性が大きくなるが、 $I_{w2} = 10\text{mA}$ で約1% / FSである。

図4.22に I_{w2} による1000mm長に対するカウントパルス数のふらつきひねりによる変化を示す。これは検出コイルを1000mm離して設置した後連続1000回測定したものの標準偏差の平均値に対する割合で示してある。 $I_{w2} = 10\text{mA}$ でカウントパルス数のふらつきも約1%ほどである。

この節では、パルス電流の振幅とバイアスを変えて、各ステップでの磁壁の戻りを利用して、直線性を保ちながら分解能の向上をはかれることがわかった。

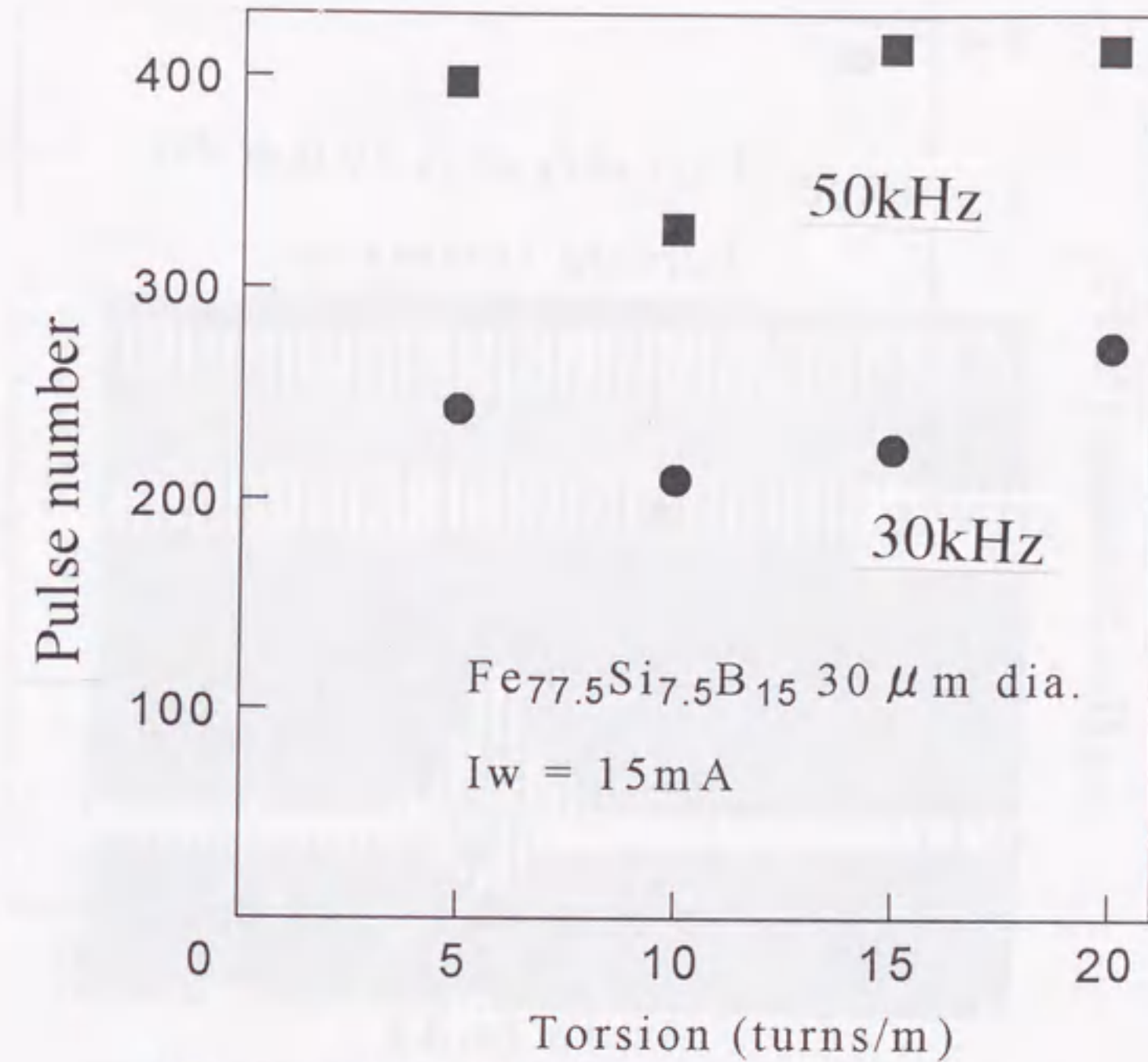


図4.13 ひねりによるカウントパルス数の変化

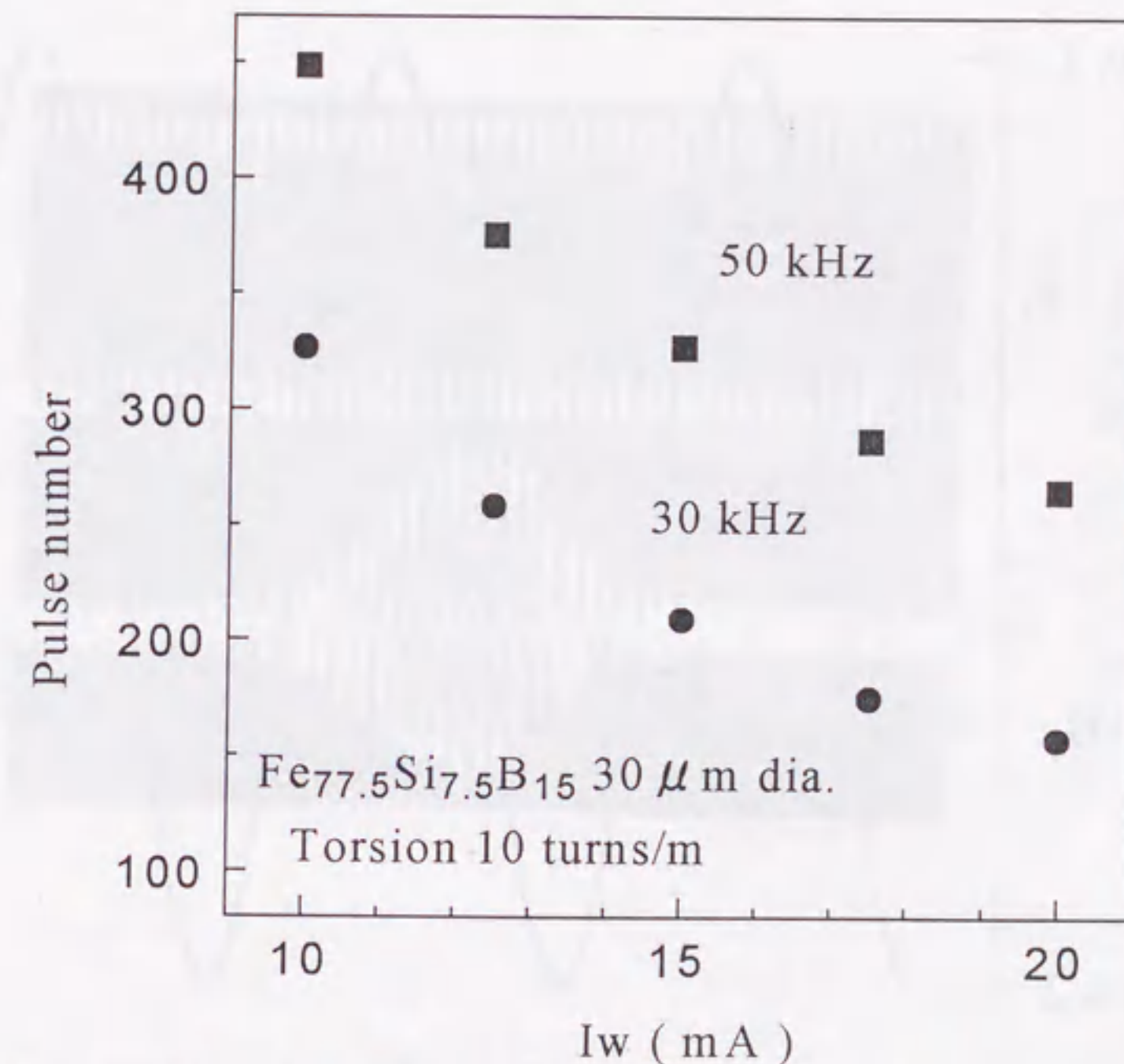


図4.14 パルスワイヤ電流の振幅によるカウントパルス数の変化

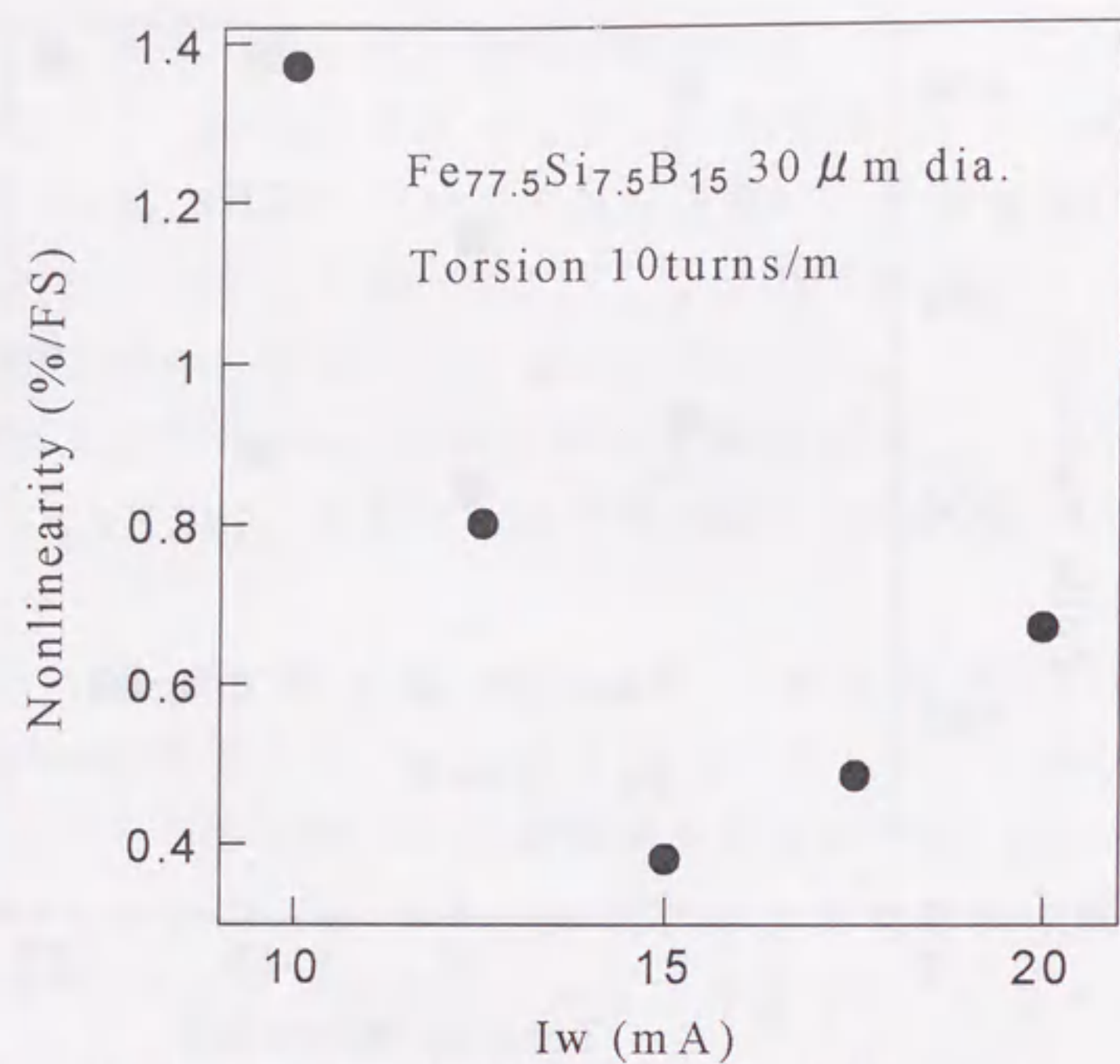


図4.15 パルスワイヤ電流の振幅による非直線性の変化

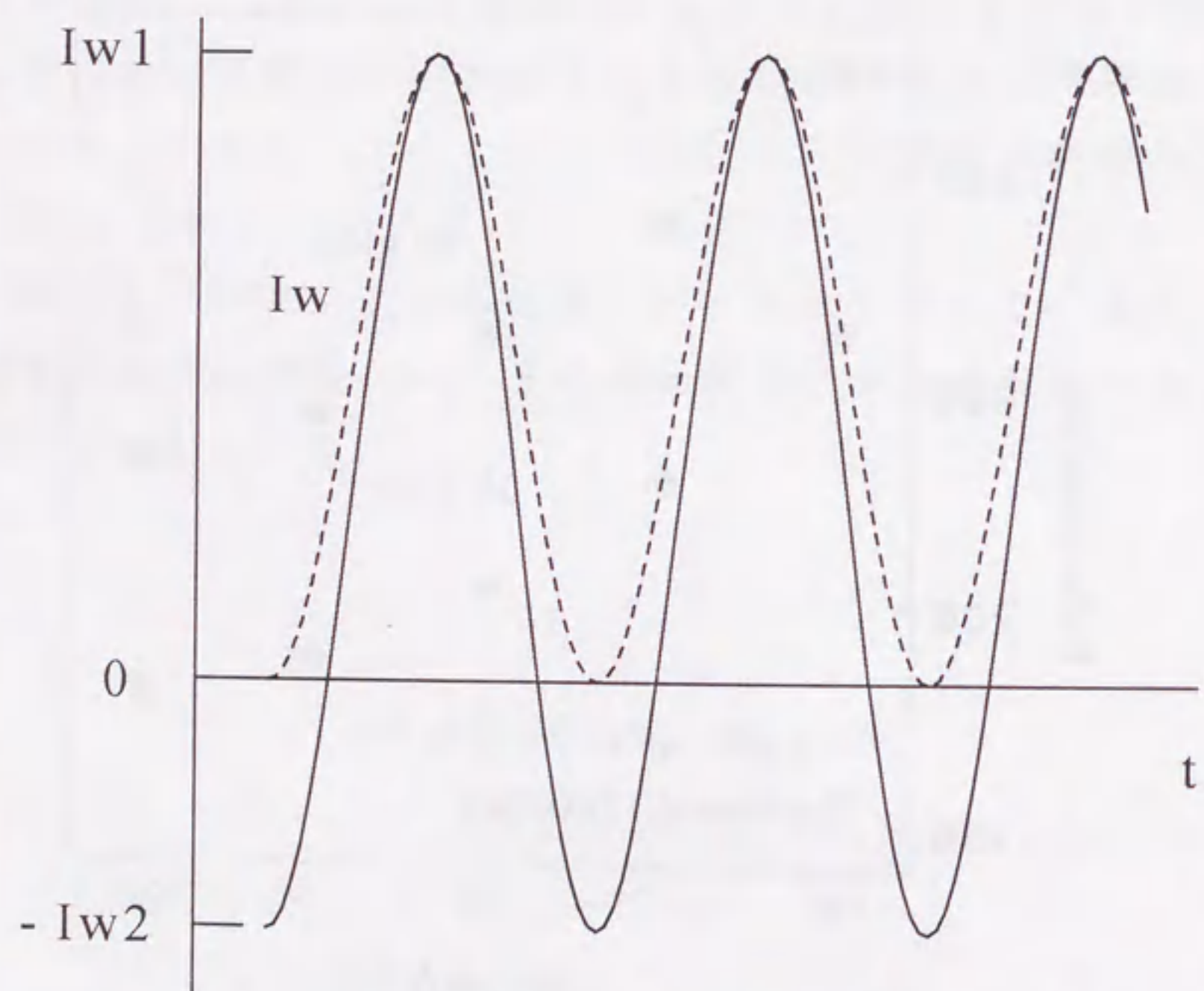


図4.16 駆動パルス波形の変形

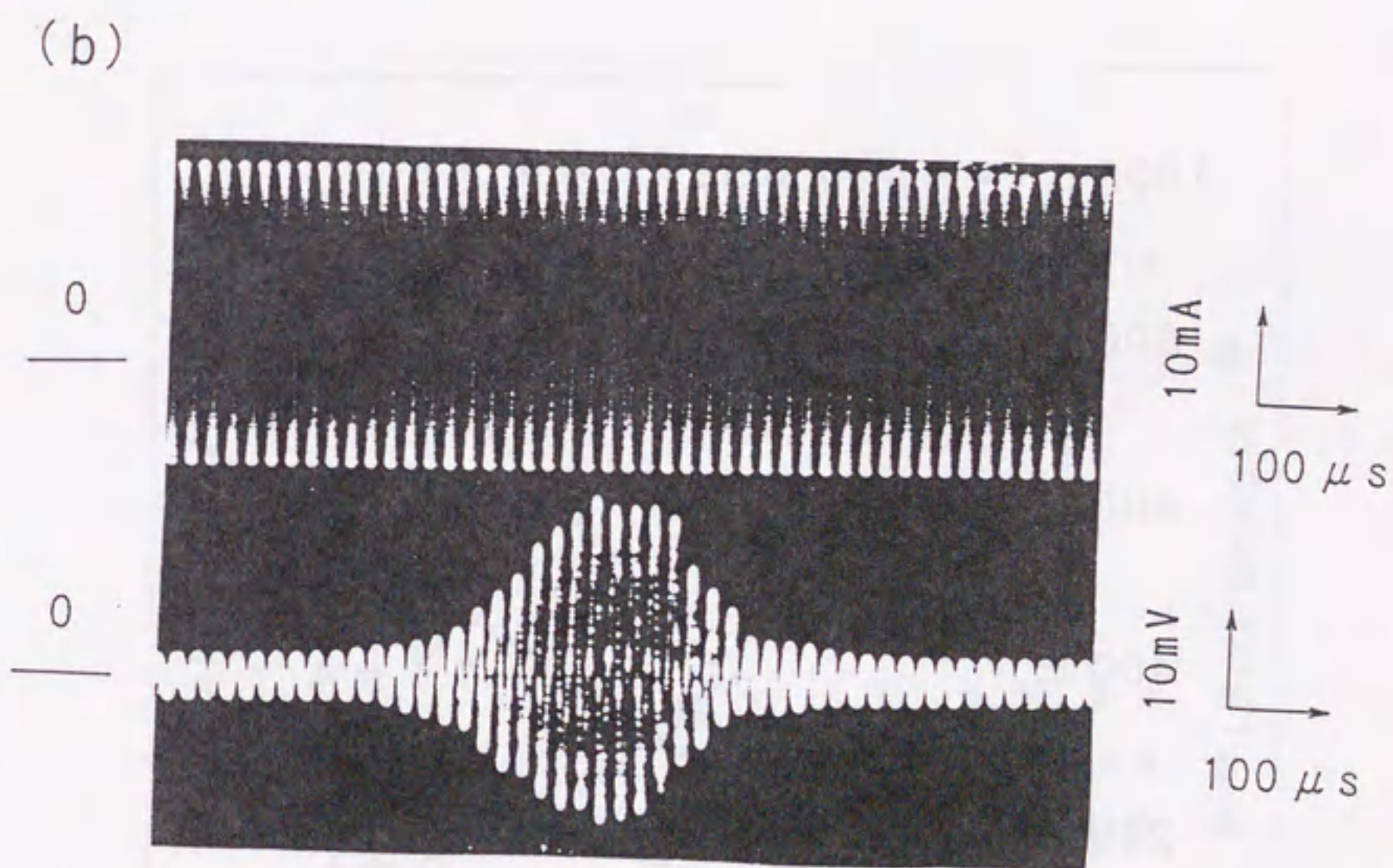
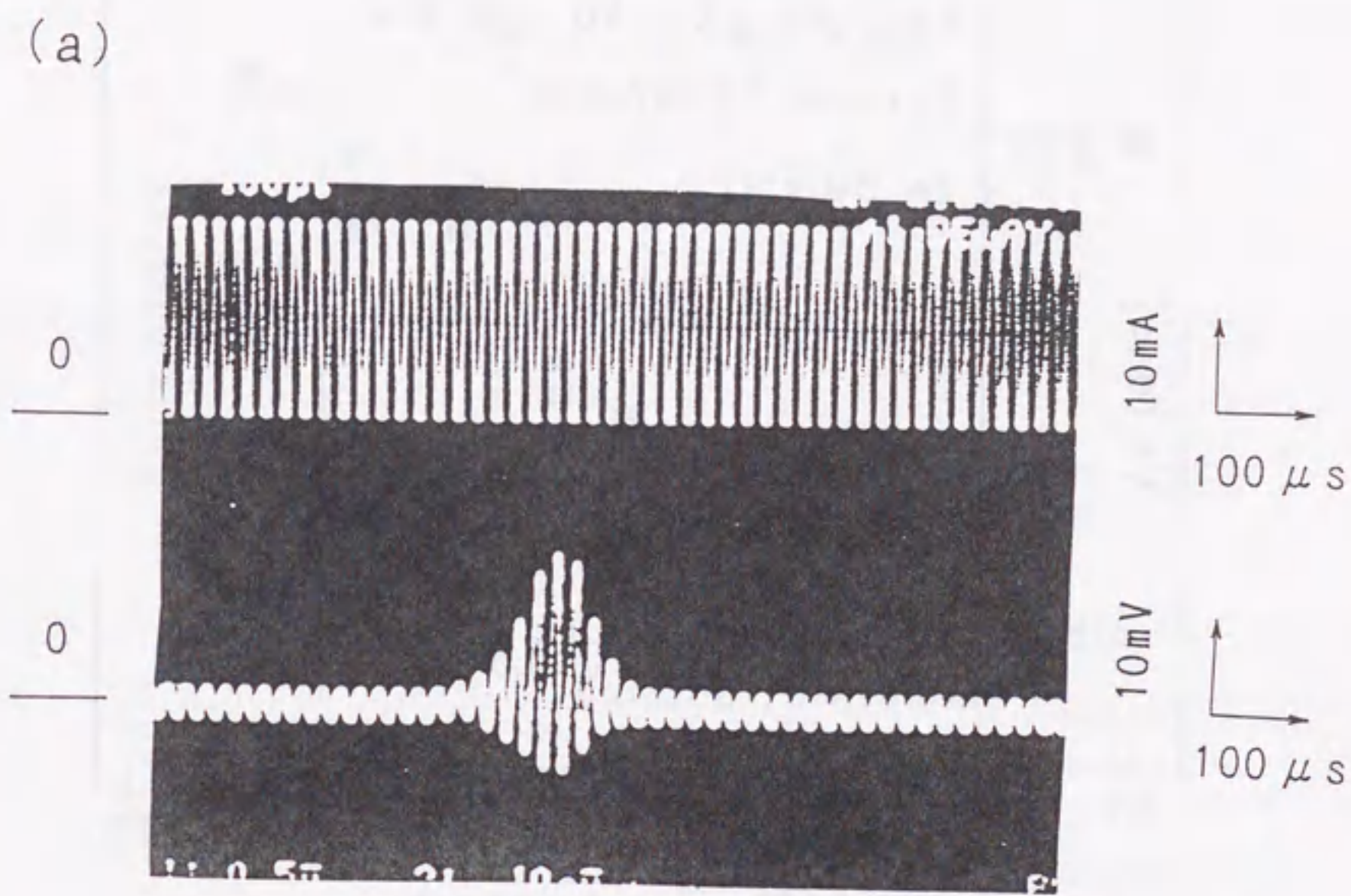


図4.17 I_{w2} による検出パルスの変化

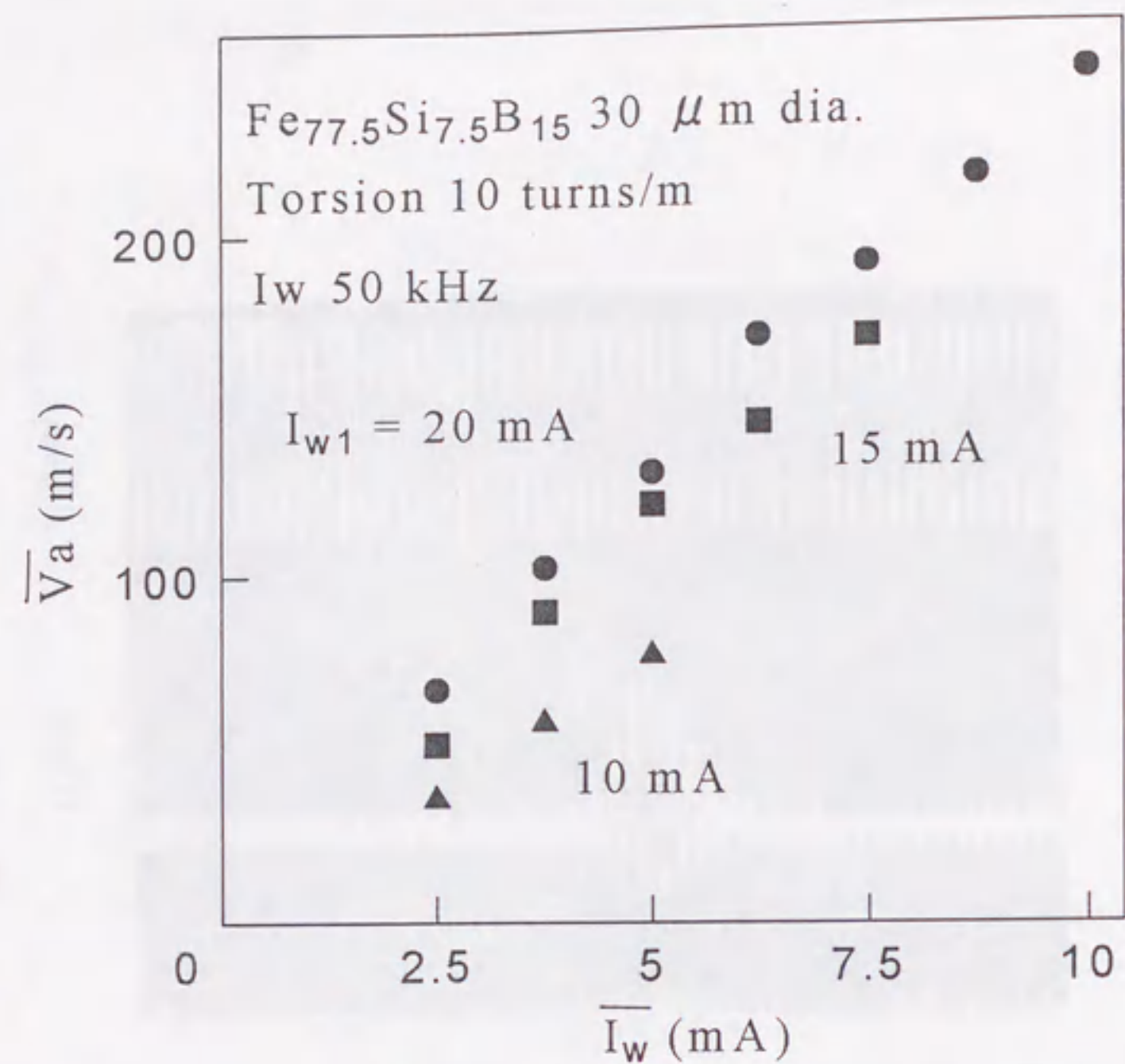


図4.18 I_w-V_a特性

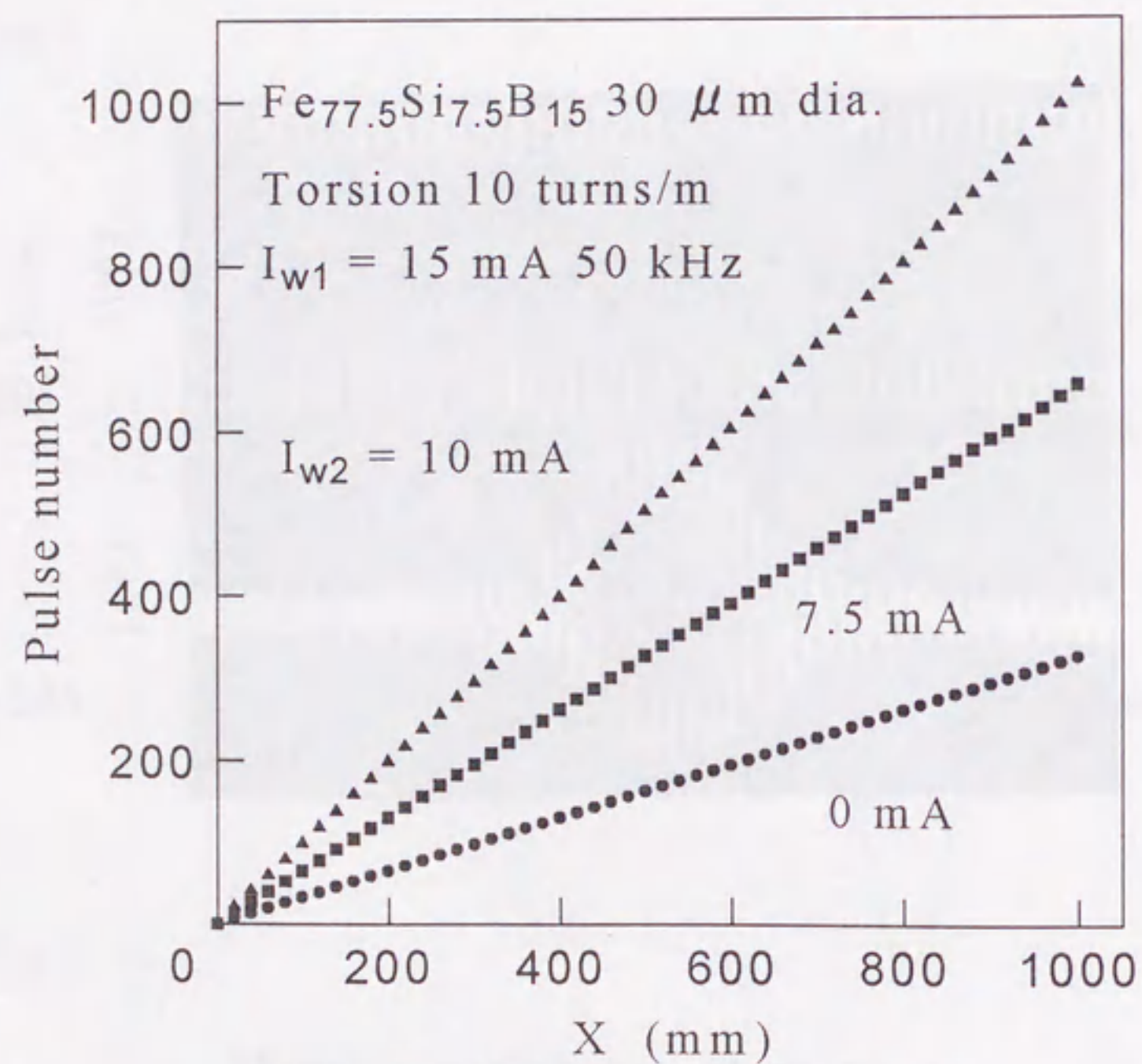


図4.19 N-X特性の I_{w2}による変化

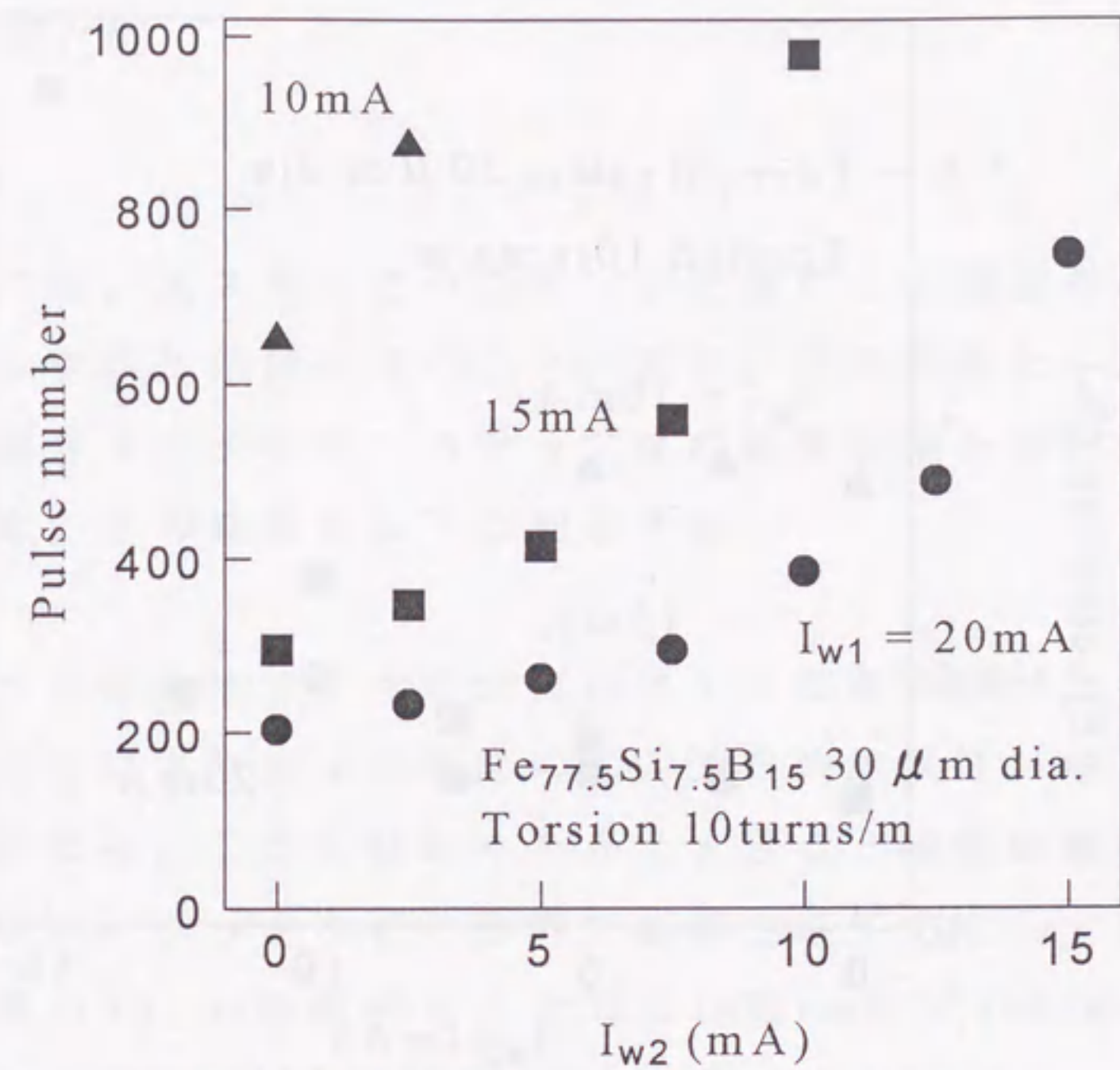


図4.20 カウントパルス数の I_{w2}による変化

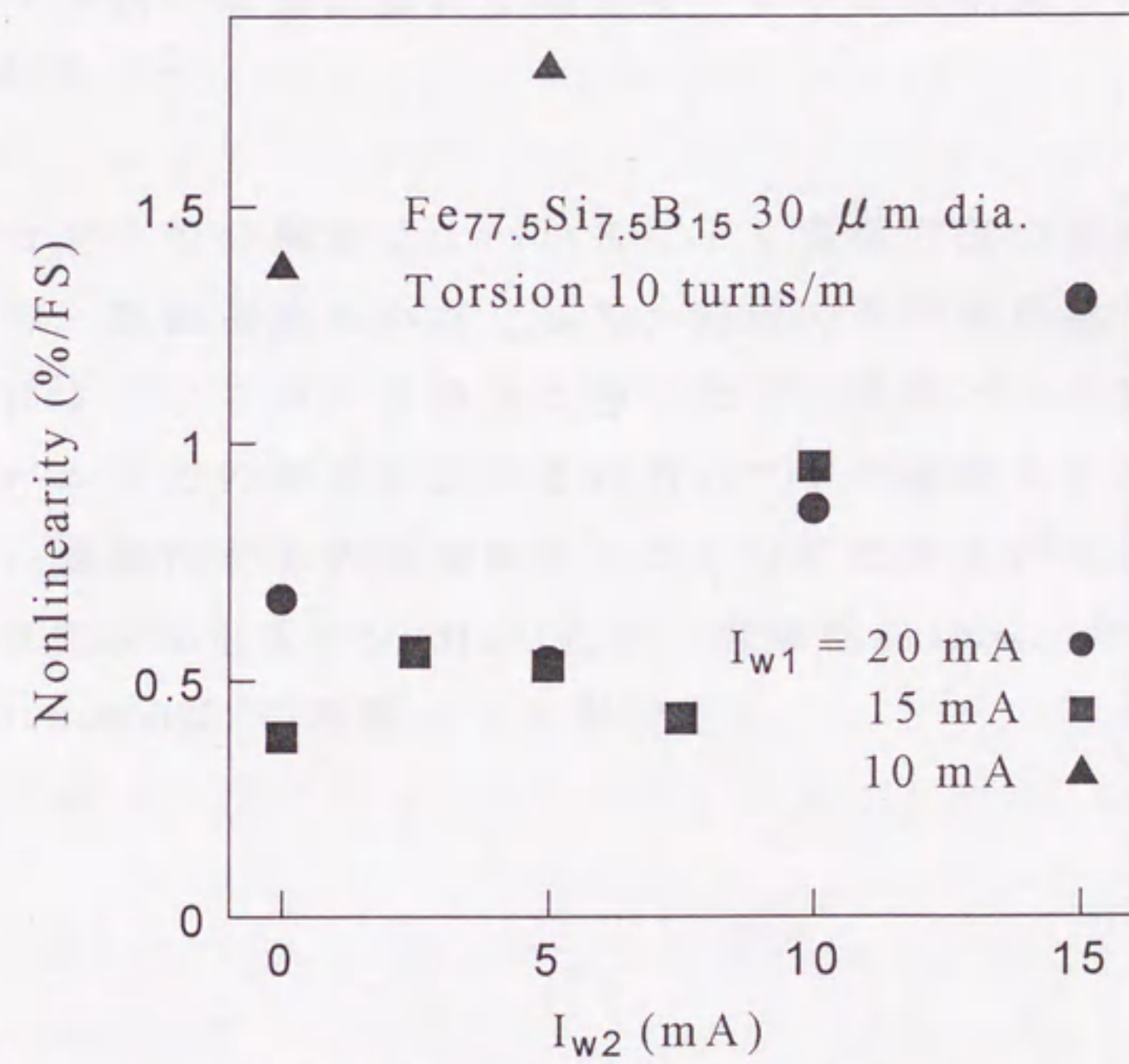


図4.21 I_{w2}による非直線性の変化

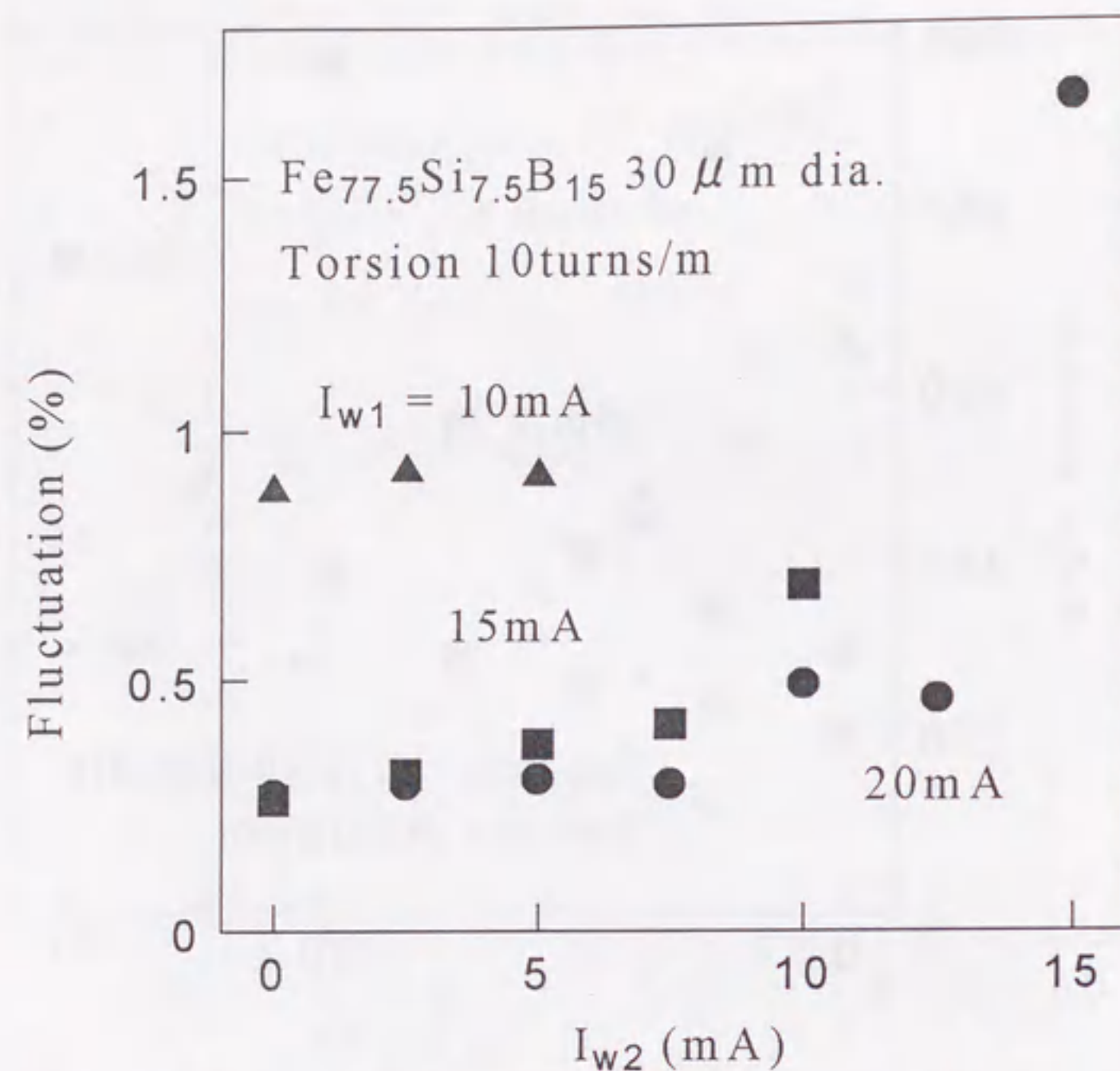


図4.22 カウントパルス数のふらつきの I_{w2} による変化

4・5 まとめ

この章では、第3章で述べたセンサを基にして磁壁をパルス電流列でステップ状に伝搬させることにより、第3章のセンサをデジタル型に発展させた。また、ステップ状の磁壁伝搬を平均速度を用いて解析した。その結果を以下に列挙する。

- (1) センサの性能はワイヤの均質性によってきまるが、ひねりを与えることによりワイヤ内部の応力分布の均質性が増し、直線性がよくなる。しかしひねりを与えすぎると磁壁伝搬の安定性が悪くなり、ジッタなどの影響で直線性が劣化する。最適なひねり回数(30 μm径線引ワイヤでは10回/m)で1000mm長に対して0.5%/FSの非直線性が得られている。
- (2) ステップ状の磁壁伝搬は平均速度により定常状態での伝搬と同じ特性を示す。
- (3) このセンサの分解能は1パルスにより磁壁の進む距離によって決まる。駆動電流を小さくして、磁壁の平均速度を下げると分解能はよくなるが、直線性は悪くなる。駆動パルス波形をかえて各パルスでの磁壁の戻りを利用して平均速度を下げることにより、直線性をある程度保ちながら分解能をあげることができた。現在駆動電流が50KHzのとき、分解能約1mm、非直線性約1%/FS(1000mm長)の距離センサができた。

第5章 まとめ

本論文は、アモルファス磁歪ワイヤの大バルクハウゼン効果による距離センサの基礎特性と、大バルクハウゼン効果のメカニズムであるワイヤ内部の磁壁の動特性をまとめたものである。

第1章は序論で、本研究の背景および目的をまとめた。近年マイクロコンピュータの発展にともない、社会及び産業界全体の情報化が急速に進んでおり、この状況は今後さらに加速されるものと思われる。その中で生体でいえば感覚器にあたるセンサにも多様化、高度化、知能化の要求が増している。センサは様々な物理的、化学的な効果を利用して、測定量を一般的には電気信号に変換する。そこで特に磁気センサに利用される主な効果について簡単にまとめた。これらセンサの発展には新しい機能性材料の開発によるところが大きい。本研究の対象であるアモルファス磁性ワイヤも、かかる新機能性材料として期待されている。ここでは、このアモルファスワイヤのセンサ応用として大切な効果の1つである大バルクハウゼン効果を簡単にまとめた。

距離や寸法はもっとも大切な物理的基本量の1つであり、それを測定するセンサには歴史があり種類も多い。そこで、まず現在使用されている様々な距離センサをまとめて述べ、現在要求されている距離センサの特性を明らかにし、本研究の目的と構成を述べた。

第2章では、アモルファス磁性ワイヤの大バルクハウゼン効果のメカニズムを明らかにするために、 $Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}$ アモルファス磁歪ワイヤ内部の磁壁の伝搬特性を解析した。本研究にはSixtus-Tonksの方法を用いた。また、磁壁の動特性を基に、大バルクハウゼン効果の最終段階である磁区消滅の解析を、実験から得られる検出波形と比較しながら解析した。その結果を以下に列挙する。

- (1) as-preparedワイヤでは、印加磁界と磁壁の移動速度との間にはほぼ線形な関係が得られた。磁壁の移動度は印加張力の関数になるが、これは張力印加による異方性の誘導や磁区構造の変化のために、磁壁の制動が変化するためである。
- (2) 反転磁区形成限界磁界 H^* と磁壁移動限界磁界 H_0 とは印加張力によって変化し、張力印加により H^* と H_0 の差が大きくなる。
- (3) 伝搬中の磁壁の長さは静磁エネルギーと磁壁の表面エネルギーのバランスによって決まる。
- (4) 磁壁の伝搬は渦電流とスピン緩和によって制動を受けるが、渦電流の計算には伝搬中の磁壁の形状を考慮する必要がある。
- (5) as-preparedワイヤではスピン緩和よりも渦電流による制動が支配的である。しかし、張力を印加すると外部シェルの減少にともなって渦電流は急激に減少する。それとは反対に、スピン緩和制動は、張力印加による異方性の増加にともなって印加張力の平方に比例して増加する。そして、500MPa以上の張力を印加するとスピン緩和による制動が支配的になる。また、外部シェルが消滅するところで全制動がいちばん小さくなる。

(4) 線引ワイヤの磁壁の伝搬速度は駆動磁界に対して非線形な特性を示す。低磁界側での磁壁伝搬の制動の印加張力に対する振る舞いは、通常のスピンの緩和により説明が付きそうであるが、高磁界側の制動は張力に対して急激に直線的に増加し、通常のスピンの緩和では説明がつかない。また、高磁界側での $V_m - H$ 特性を $V_m = 0$ へ外挿したものは、 $V_m = 0$ の軸と負の磁界の領域で交わる。

(5) 磁区消滅は磁壁の表面張力などの内部磁界の影響を受ける。内部磁界のために磁壁の伝搬速度が加速される。また、磁区がある大きさ以下になると内部磁界のために外部磁界がなくても磁区消滅は進行する。

第3章では、ワイヤにひねりを与えてヘリカル異方性を誘導し、ワイヤ電流による円周方向磁界による大バルクハウゼン効果を利用して距離センサを構成した。ワイヤ電流により磁壁を駆動するため、磁壁駆動用のコイルが不必要になり、磁壁をコイル磁界により駆動する方式のものに比べて構成が簡単になった。研究対象である磁壁伝搬による距離センサは、非接触、アナログ型であり、比較的長距離を簡単に測定できるセンサをターゲットにしている。また、ひねりワイヤでの磁壁伝搬特性の解析も試みた。その結果を以下に列挙する。

(1) センサの性能はワイヤの均質性によってきまるが、ひねりを与えることによりワイヤ内部の応力分布の均質性が増し、直線性がよくなる。しかしひねりを与えすぎると磁壁伝搬の安定性が悪くなり、ジッタなどの影響で直線性が劣化する。最適なひねり回数 ($30 \mu\text{m}$ 径線引ワイヤでは10回/m) で1000mm長に対して0.4%/FSの非直線性が得られた。

(2) ひねりに対して磁化のワイヤ軸からの傾きを考慮することにより磁壁の長さが解析できる。

(3) ひねりに対しても磁壁伝搬の制動は直線的に急激に増加する。

第4章では、第3章で述べたセンサを基にして磁壁をパルス電流列でステップ状に伝搬させることにより、上記のセンサをデジタル型に発展させた。また、ステップ状の磁壁伝搬を平均速度を用いて解析した。その結果を以下に列挙する。

(1) センサの性能はワイヤの均質性によってきまるが、ひねりを与えることによりワイヤ内部の応力分布の均質性が増し、直線性がよくなる。しかしひねりを与えすぎると磁壁伝搬の安定性が悪くなり、ジッタなどの影響で直線性が劣化する。最適なひねり回数 ($30 \mu\text{m}$ 径線引ワイヤでは10回/m) で1000mm長に対して0.5%/FSの非直線性が得られている。

(2) ステップ状の磁壁伝搬は平均速度により定常状態での伝搬と同じ特性を示す。

(3) このセンサの分解能は1パルスにより磁壁の進む距離によって決まる。駆動電流を小さくして、磁壁の平均速度を下げると分解能はよくなるが、直線性は悪くなる。駆動パルス波形をかえて各パルスでの磁壁の戻りを利用して平均速度を下げることににより、直線性をある程度保ちながら分解能をあげることができた。現在駆動電流が50kHzのとき、分解能約1mm、非直線性約1%/FS(1000mm長)の距離センサができた。

本研究のテーマである距離センサは、アモルファスワイヤ内部の

1枚の磁壁の伝搬現象を利用したものである。この現象は、今から約60年程前に発見されているが、バルク材ではこの磁壁伝搬現象を直接利用したデバイスはほとんどなかった。これは、結晶質の材料では結晶粒界などの影響で安定して磁壁を伝搬させることが難しく、その制御も容易でなかったためである。しかし、アモルファス材では、結晶磁気異方性がないために磁歪材では応力を印加することによりより磁気特性を容易に制御でき、また均質性がきわめて高いので、磁壁を安定して伝搬させることができるため、本研究のような距離センサを構成することができた。さらに、ワイヤ内部の磁壁伝搬のメカニズムの研究が進んで、磁壁の伝搬速度や位置の制御が高精度にできるようになり、新しいデバイスが開発されることを期待する。

謝辞

本研究の遂行および論文の作成にあたり、終始懇切な御指導と御鞭撻を賜った名古屋大学工学部教授 工学博士 毛利佳年雄先生に心から感謝します。

本論文の作成にあたり数々の有益な御教示を頂きました名古屋大学工学部教授 工学博士 綱島 滋先生、同助教授 工学博士 岩田 聡先生に深く感謝します。

本研究に対し、数々の有益な御教示と御討論を頂きましたポスドク大学教授 Dr. F. B. Humphrey 先生に深く感謝します。

本研究の遂行にあたり、数々の御教示、御討論を頂きました名古屋大学工学部 Dr. L. V. Panina 助手に心から感謝します。

また、本研究の遂行および論文の作成にあたり、終始格別な御協力を頂くとともに、十分な機会を与えて頂きましたNTN株式会社メカトロニクス研究所長 舘石博道氏、同生産技術研究所長 大嶋三郎氏、同メカトロニクス研究所主任研究員 恩田 一氏に深く感謝します。

アモルファスワイヤを御提供して頂きましたユニチカ株式会社 小笠原 勇氏に感謝します。

日頃から数々の御示唆、御討論を頂きました名古屋大学工学部 内山 剛助手、ユニチカ株式会社 武士田健一氏、川島克裕氏に感謝します。実験および論文作製にあたり御協力いただいた加藤大明氏（現：日本電装）に感謝します。最後に、NTN株式会社メカトロニクス研究所、名古屋大学工学部毛利研究室 諸氏の協力を得て本研究をなし得たことに感謝します。

本研究に関する発表

I. 学会誌等

	論文題目	公表の方法及び時期	著者
1	Dynamics and Relaxation of Large Barkhausen Discontinuity in Amorphous Wires.	IEEE Transactions on Magnetics, Vol.27, No.6, pp.5331-5333, 1991.	L. V. Panina M. Mizutani K. Mohri F. B. Humphrey I. Ogasawara
2	Analysis for Domain Dynamics in Amorphous Magnetostrictive Wires of the Composition (Fe77.5Si7.5B15).	日本応用磁気学会誌 Vol.16, No.3, pp.551-555 1992	L. V. Panina H. Katoh M. Mizutani K. Mohri
3	Domain Collapse in Amorphous Magnetostrictive Wires.	IEEE Transactions on Magnetics, Vol.28, No.5, pp.2922-2924, 1992.	L. V. Panina H. Katoh M. Mizutani K. Mohri F. B. Humphrey
4	ひねりアモルファス磁歪ワイヤの電流駆動大バルクハウゼン効果型距離センサ	日本応用磁気学会誌 Vol.17, No.2, pp.413-418 1993	水谷政敏 加藤大明 L. V. Panina 内山 剛 毛利佳年雄
5	Distance Sensors Utilizing Large Barkhausen Effect Excited by Wire Current Pulse Train in Twisted Amorphous Magnetostrictive Wires.	IEEE Transactions on Magnetics, Vol.29, No.6, pp.3174-3176, 1993.	M. Mizutani H. Katoh L. V. Panina K. Mohri F. B. Humphrey
6	アモルファス磁歪ワイヤのパルス電流列駆動磁壁伝搬型距離センサ	日本応用磁気学会誌 Vol.18, No.2, pp.489-492 1994	水谷政敏 L. V. Panina 毛利佳年雄

II. 国際会議

	題目	会議名	発表者
1	Dynamics and Relaxation of Large Barkhausen Discontinuity in Amorphous Wires.	The 5th Joint MMM-Intermag Conference, Pittsburgh, Pennsylvania USA., 1991.	L. V. Panina M. Mizutani K. Mohri F. B. Humphrey I. Ogasawara
2	Domain Collapse in Amorphous Magnetostrictive Wires.	International Magnetics Conference, St. Louis, Missouri, USA 1992.	L. V. Panina H. Katoh M. Mizutani K. Mohri F. B. Humphrey
3	Domain Dynamics in Amorphous Magnetic Wires and Application to Sensors	Proceeding of the 4th International ISEM Symposium on Nonlinear Phenomena in Electromagnetic Fields, Nagoya, Japan, 1993.	K. Katoh L. V. Panina M. Mizutani K. Mohri
4	Distance Sensors Utilizing Large Barkhausen Effect Excited by Wire Current Pulse Train in Twisted Amorphous Magnetostrictive Wires.	International Magnetics Conference, Stockholm, Sweden, 1993.	M. Mizutani H. Katoh L. V. Panina K. Mohri F. B. Humphrey

III. その他 (口頭発表と研究会の発表)

	題目	学会名	発表者
1	Domain Dynamics at Large Barkhausen Discontinuity in Amorphous Magnetostrictive Wires.	電気学会 マグネティクス研究会 名古屋大学 1991年8月	L. V. Panina M. Mizutani H. Katoh K. Mohri
2	Analysis for Domain Dynamics in Amorphous Magnetostrictive Wires.	第15回日本応用磁気学会 学術講演会 工業技術院筑波研究 センター 1991年10月	L. V. Panina M. Mizutani H. Katoh K. Mohri
3	ひねりアモルファス磁歪ワイヤの 電流駆動大バルクハウゼン効果形 距離センサ	電気学会 マグネティクス研究会 長良川会館 (岐阜市) 1992年7月	水谷政敏 加藤大明 L. V. Panina 毛利佳年雄
4	アモルファス磁歪ワイヤの大バル クハウゼン効果と磁区消滅	電気学会 マグネティクス研究会 長良川会館 (岐阜市) 1992年7月	加藤大明 L. V. Panina 毛利佳年雄 水谷政敏
5	ひねりアモルファス磁歪ワイヤの 通電励磁磁壁伝搬効果による距離 センサ	電気関係学会東海支部 連合大会 名古屋工業大学 1992年10月	水谷政敏 加藤大明 L. V. Panina 内山 剛 毛利佳年雄
6	ひねりアモルファス磁歪ワイヤの 電流駆動大バルクハウゼン効果形 距離センサ	第16回日本応用磁気学会 学術講演会 名古屋国際会議場 1992年11月	水谷政敏 加藤大明 L. V. Panina 内山 剛 毛利佳年雄
7	ひねりアモルファス磁歪ワイヤの パルス電流列駆動大バルクハウゼ ン効果形距離センサ	電気学会 マグネティクス研究会 スイートピラ踊り子 (静岡県伊豆長岡町) 1993年6月	水谷政敏 L. V. Panina 内山 剛 毛利佳年雄

	題目	学会名	発表者
8	アモルファス磁歪ワイヤのパルス 電流駆動形距離センサ	第17回日本応用磁気学会 学術講演会 日本大学工学部習志野 校舎 1993年 9月	水谷政敏 L. V. Panina 毛利佳年雄
9	アモルファス磁歪ワイヤのパルス 電流駆動形距離センサ	電気関係学会東海支部 連合大会 信州大学工学部 1993年10月	水谷政敏 L. V. Panina 毛利佳年雄

