

2005 年度 修士論文

波動方程式を用いた磁気差動コイル の可視化信号処理

Visualized Differential Type Magnetic Sensor Signal Processing by Wave Equation

法政大学大学院 工学研究科
電気工学専攻 修士課程

学籍番号 04R3218

キムラユウジ

氏名 木村祐二

指導教授 齋藤兆古

Abstract

To work out a tough and economical automatic cans classification system, we have previously proposed a magnetic sensor system along with signal visualization methodology. Even though this system is tough and economical, relatively long CPU time is required to visualize the sensor signals.

To overcome this difficulty, this paper tries to find the characterizing parameters of cans. As a result, it is found that the characterizing parameters of cans are simply the length evaluated by the visualized wave forms representing by wave equation. Increasing the number of sensor coils along with the target cans passing through the sensor coils makes it possible to evaluate the length of cans. Thus, we have succeeded in developing the second stage of the fully automatic metallic cans classification system.

目次

1. 序論	1
2. 供試センサーコイル	2
2.1. 差動コイル	2
2.2. 出力信号処理	3
3. 波動方程式を用いた動体の可視化	6
3.1. 波動方程式	6
3.1.1. 概念	6
3.1.2. フーリエ級数による表現	7
3.1.3. 高調波次数の振幅補間	8
3.1.4. 波動方程式	10
3.2. ターゲットの波動方程式による可視化	10
3.3. ターゲットの長さ算出	11
3.4. センサー外のターゲット移動の可視化	12
3.4.1. センサー外の可視化方法	12
3.4.2. 長さ算出	14
4. 差動コイルの解析	16
4.1. 空間軸方向の積分演算	16
4.2. 時間軸方向の積分演算	16
5. ハードウェアウェーブレット変換への応用	20
5.1. 離散値系ウェーブレット	20
5.2. 差動コイルからスペクトラムの算出方法	21
6. まとめ	24
参考文献	25
研究業績	26
謝辞	27

1. 序論

オシロスコープ上で観察される時間領域信号は、波形、周波数、振幅等を吟味することで多くの知見が得られる。しかしながら、原信号を直接観察し、信号全体が持つ統合化情報の抽出は、観察者の信号解析技術の習熟と経験に大きく依存する。医用に用いられる心電図や脳波の波形分析、非破壊検査に用いられる超音波信号の分析などがその典型的な例であろう。

オシロスコープ上で観察される時間領域信号から情報を機械的に分析する手段として周波数スペクトラムアナライザーなどが使われているが、結果として、信号の周波数成分の分析のみにとどまる。このように信号波形を解析する専用機器を用いた場合、信号中の特定情報を抽出可能とするが、信号全体が持つ統合化された情報が失われる[1]。

本論文では、多段差動コイル型磁気センサーを試作し、センサー信号から金属ターゲットの移動状況を可視化し、可視化情報から個々の金属ターゲットの特徴量抽出を試みる。

すなわち、本論文では、従来のシステムのように熟練技術での解析や周波数スペクトラムアナライザーなどを用いて統合化された情報を失ったりする方法ではなく、金属ターゲットがセンサー内を移動する状態を可視化し人間の視覚情報で把握し易い全体の統合化された情報を失うことなく特定情報の抽出を行う方法を検討する。

本論文では、情報源となるセンサー個数を増加し、絶対的に独立な情報量の増加を行う。これは、限られた情報を如何に加工しても本質的で無いことから、具体的にハード情報の増加を意図していることを意味する。センサー個数の増加は時間のみならず空間情報の増加を意味するから、ターゲット缶の移動を時間と空間で表現する波動方程式を用いて可視化する。実際の実験はターゲット缶をセンサー内へ自由落下させて行う。金属ターゲットの特徴量抽出を考えた場合、落下させることでターゲット缶は全てのサーチコイルに感知される。このため、センサー全ての位置でターゲットの情報を得ることが可能となる。本論文では、波動方程式を用いて差動コイルから得られる3個の信号から特徴量を抽出する。さらに、波動方程式を用いて出力信号を補間した出力からドビッシェ2次の基底を用いたウェーブレットスペクトラムがハード的に得られることが可能であることを述べる。以上、磁気センサー信号波形を波動方程式で補間し、金属ターゲットの物理的形状を反映した可視化情報と特徴量の一抽出方法を述べる。

2. 供試センサーコイル

本論文で試作した磁気センサーは図 1 に示すように励磁コイル上に 3 個のサーチコイルを設けた多段型である．表 1 は供試センサーの仕様を示す．

本論文では供試金属缶をセンサー内へ落下させてターゲットの特徴量を算出する．サーチコイルを多段型に設置することで供試金属缶が落下している時のセンサー内の各位置での出力信号を得ることが出来る．それぞれのサーチコイルの出力信号を出力信号 1, 2, 3 とする．次章で詳しく述べるが，各サーチコイルの出力信号を補間することで落下している供試金属缶が落下している状況を可視化する．

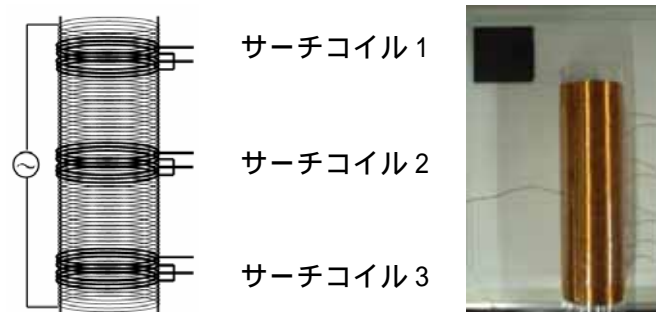


図 1 センサー図

表 1 センサー仕様

	励磁コイル	各サーチコイル
巻数	520	40

2.1. 差動コイル

差動コイルの構成を図 2 (a) に示す．上下にあるサーチコイルは差動接続されており，両者を共通に同一磁束が貫いた場合，出力電圧は生じない．しかし，サーチコイル間の中心からずれた位置にアルミなどの導体が存在すると，導体に生ずる渦電流の磁界が上下のサーチコイルに平等に鎖交せず，差動接続されたサーチコイルに電圧が誘起する．これが差動コイルの原理である．

本論文で作成した差動コイルは図 2 (b) に示すように 2 個のサーチコイルを隣接して設置

した．これはコイル間の距離をなくすことで差動コイルの位置による変化情報を詳細に感知するためである．図 3 (a) には図 3 (b) に示しているアルミ缶を徐々にずらしていった時の位置(差動コイルの中心を 0 として距離を測った)と出力信号の関係を示す．

図 3 (a) から，金属缶が片方のサーチコイルに近づくにつれ出力の振幅は増加し，両サーチコイルの中心でゼロ出力となる．

このように，差動コイル出力は 2 個のサーチコイルの出力をキャンセルするように結線しているため外部からの低周波ノイズをキャンセルする．また変化分だけを抽出するため，本論文のようにターゲットを落下させた時のセンサー内の信号からターゲットの移動状況を可視化する研究に適したコイルといえる．しかしながら，差動出力信号は原信号が微分演算処理をうけているため，信号波形の解析に一定の習熟度を要する[2]．

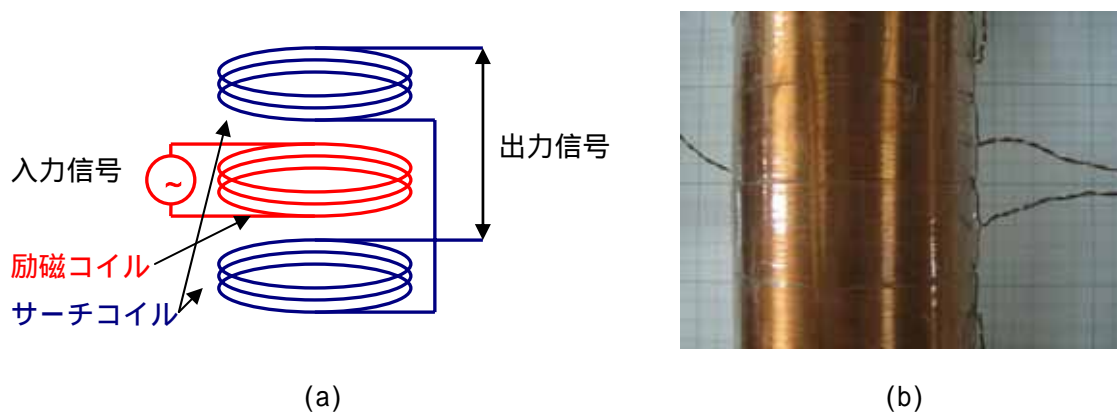


図 2 差動コイルセンサー

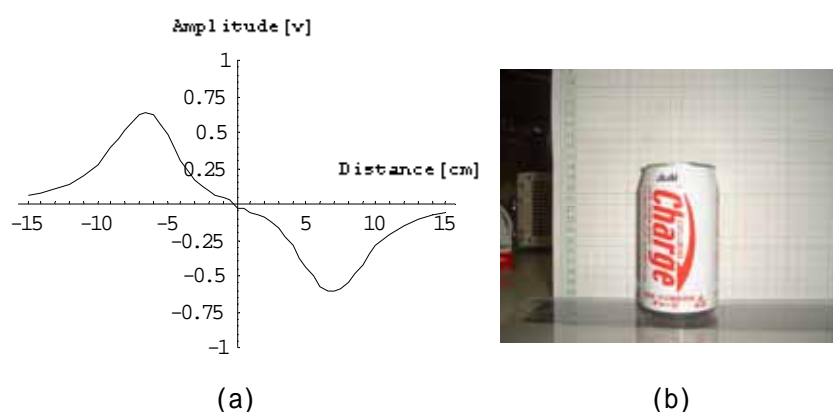


図 3 磁気センサーの各ポイントでの出力信号とその供試金属缶

2.2. 出力信号処理

センサーコイルの励磁コイルに 10kHz の電圧を印可し図 3 (b) の空き缶を落下させた .そ

のときの差動出力信号を図 4 (a) に示す .

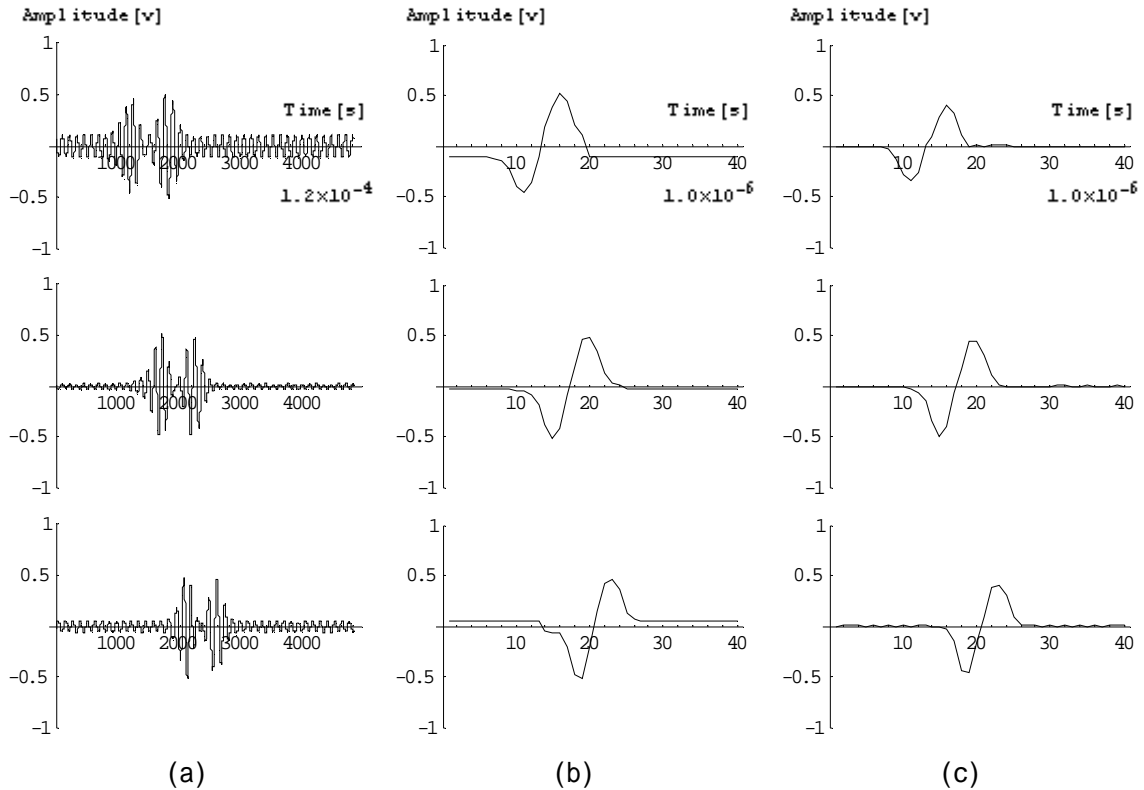


図 4 差動出力信号

得られた出力信号からはピークが 2 個あるような波形を得ることが出来た . これは , 空き缶が差動コイルに入る時と出る時でピークが 2 個あるためである . また , それぞれの出力信号は同じような波形であるが , それぞれのサーチコイルの位置が異なるためにピークの頂点がずれた波形となっている . この波形は励磁コイルに印加されている電圧の周波数の影響から出力信号も励磁周波数の波形である . この出力波形から周波数の影響を除くために輪郭波形を算出する . これは実効値計算と同様な要領で , 瞬時値で表されている交流の大きさを扱うには実効値と同様な値で表す必要がある . 実効値で表すことができないのは出力信号に過渡現象が含まれているために 1 周期の波形を定義することが出来ないためである .

差動コイルの特性として , ターゲットの入出力時で極性が単純に変わるだけでなく位相も変化する . ターゲットが入る時にはプラス方向に位相が進み , 中心では 0 , 出る時にはマイナス方向に位相が遅れ , 再び 0 へ戻る . このため , ピーク頂点がプラスかマイナスかを振り分けるためにこの位相差がプラスかマイナスかを利用する . 以上の方法で算出した波形を図 4 (b) に示す .

差動コイルの出力信号は , 理論的にはターゲットがセンサー内に無い場合 , ゼロである

はずであるが、実際には僅かではあるが出力が出る。これは差動コイルを形成している 2 個のサーチコイルを完全に同一仕様と出来ないことと、励磁コイルの端部で端効果 (Edge Effect, コイル端部で磁束分布がスパイラル状巻きの影響で乱れること) の影響で両サーチコイルに等しい磁束が鎖交しないと考えられる。このハードウェアに起因する誤差出力を除くために、センサー出力信号の初期値を出力全体から差し引いて校正を行う。ただし、校正は単純でなく、信号のマイナス、プラスを勘案しなければならない。これは、図 4 (a) の振幅を 0 にしようとした場合、図 4 (b) の波形からハードウェアに起因する誤差出力を差分演算しただけでは図 4 (a) の波形が上下にずれることを意味し、振幅が 0 にならない。換言すれば出力波形は上下に亘って振動しているから上下からその値を引く必要がある。こうして得られた波形は図 4 (c) のようになり、ターゲットによる変化データのみが得られることになる。本論文では以後、差動コイル出力信号は図 4 (c) と同じ前処理を行った波形とする。

3. 波動方程式を用いた動体の可視化

供試金属缶をセンサー内へ落下させた状態を動画像として可視化画像化することを考える。

センサーコイルから得られる信号は 3 個であり，この 3 個の信号から画像を作成し，各画像を動画像の 1 フレームとすれば，動画像として粗い可視化画像となる．このため，3 個の信号を補間し，連続信号として動画像を生成することを考える．センサーは空間位置 x に沿って配置され，信号は時間 t の関数であるから，全体のセンサー信号を補間する方法として波動方程式を用いることになる[1]．

3.1. 波動方程式

3.1.1. 概念

全センサーを通して，センサーコイルである差動コイルから得られた出力信号を補間することを考える．サーチコイルは空間的に位置が異なるから単純な線形補間は無意味である．実際に出力信号 1 と出力信号 2 の波形を線形補間した結果を図 5 に示す．これでは波形が移動しているとは言えず，変形しており波形が移動しない．これは，センサー出力信号が時間的・空間的に変化する信号であるため，変数が時間と空間の 2 個であることに起因する．時間と空間を含み移動を表す代表的関数は波動関数である．波動関数を表す方程式が波動方程式である．ここでは波動方程式を用いて差動コイルの出力信号を時間・空間の両者を勘案して補間する．

波動とは，ある時系列信号が与えられた場合，信号に空間の位置情報を与える変数 x と時間 t が同時に変化することで波動が空間的・時間的に移動することである．

ごく単純な信号である式 (1) の正弦波を例に取り波動方程式を考える．

$$f(t) = \sin(t) \quad (1)$$

式 (1) で，空間の位置変数 x を勘案すると，波動は式 (2) のように表すことができる．

$$f(t-x) = \sin(t-x) \quad (2)$$

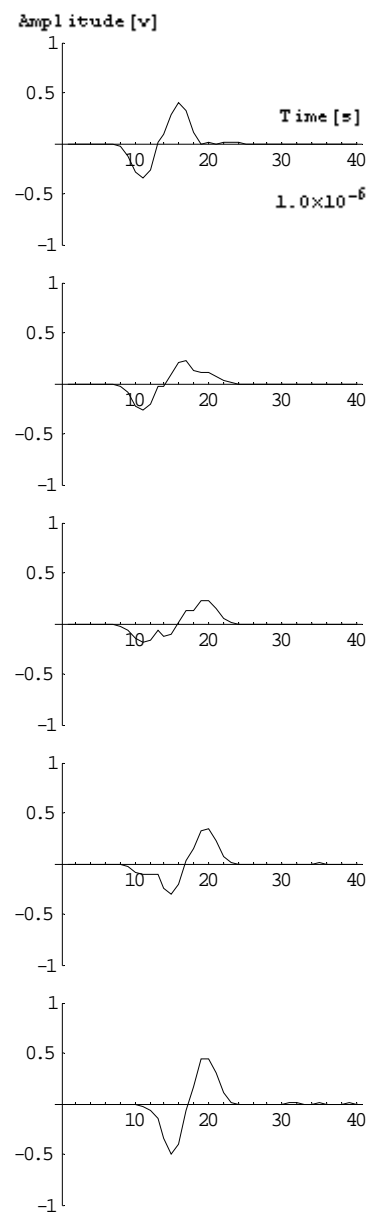


図 5 線形補間

ターゲットの移動は x が変化すると同時に時間 t も変化するから、 $t-x$ が一定となり、図 6 のように波が移動する。これを波動と呼び、波のピークが空間的に移動する。このようにターゲット缶の落下は時間と共に位置が変化するので波動方程式で表現できる[1]。

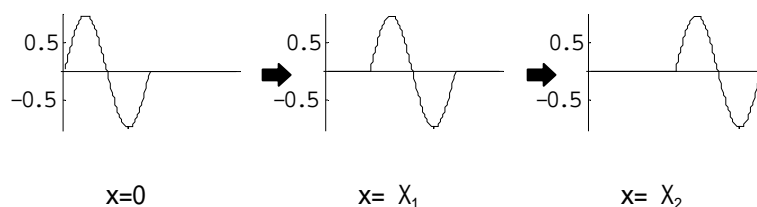


図 6 波動の例

3.1.2. フーリエ級数による表現

実際に異なる位置に配置されたセンサーから得られる 3 個の出力信号はそれぞれ異なる波形である。そのため、3.1.1 で述べたように個々の信号を単純な正弦波の波動方程式では表現できない。従って、ここでは個々のセンサーで得られる信号をフーリエ級数で表現し、フーリエ級数の各項を波動方程式で補間することを考える。

フーリエ級数は任意の波形を周波数の異なる正弦波及び余弦波の和で表現する演算である。そのため、一連のセンサーで得られたそれぞれの出力波形をフーリエ級数で表現し、各フーリエ高調波次数の正弦波、余弦波項をそれぞれ波動方程式で補間して表現可能である。

実際にセンサーコイルから得られた出力信号 1 を波動方程式で補間する方法を述べる。出力信号 1 を $f_1(t)$ とし、フーリエ級数で表すと式 (3) となる。

$$f_1(t) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{n=1}^T \{a_n \cos(nw_0t) + b_n \sin(nw_0t)\} \quad (3)$$

ただし、

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{T} \sum_{n=1}^T f_1(t) \\ a_n &= \frac{2}{T} \sum_{n=1}^T f_1(t) \cos(nw_0t) \\ b_n &= \frac{2}{T} \sum_{n=1}^T f_1(t) \sin(nw_0t) \end{aligned} \quad (4)$$

である。

この式 (3) を 3.1.1 で述べたように波動方程式で表すと、式 (5) となる。

$$f_1(t-x) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{n=1}^T \{a_n \cos(nw_0(t-x)) + b_n \sin(nw_0(t-x))\} \quad (5)$$

3.1.1 で述べたように式 (5) の x, t を変化させると, $f_1(t-x)$ は図 7 のように波動的に移動する. このように, 信号をフーリエ級数で高次の周波数まで勘案しているため, 複雑な波形の信号でも波動方程式で表現される[1].

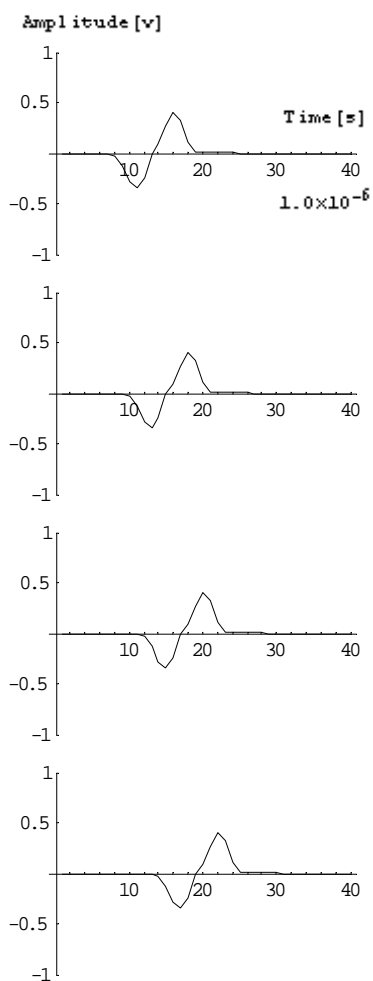


図 7 波形の変形

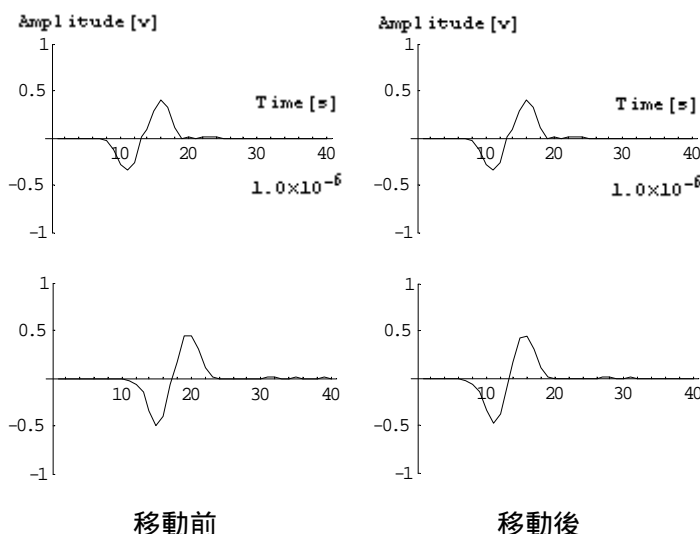


図 8 波形同士的位置を合わせた $f_2(t)$
上は $f_1(t)$, 下は $f_2(t)$

3.1.3. 高調波次数の振幅補間

3.1.2 の波動方程式を用いて $f_1(t)$ と出力信号 2 である $f_2(t)$ 間を補間することを考えた場合, 空間的変位による補間のみならず, 時間的変位による補間もしなくてはならない. 換言すれば, 波を位置に対して単純に平行移動させるだけでなく波形を変形させる必要がある. 波形を変形させるためには, 式 (5) のフーリエ級数の各高調波次数の振幅を位置に対して変化させることで実現可能である. すなわち, 波形の変形は, $f_1(t)$ の高調波次数を $f_2(t)$ の高調波次数へ位置 x に関して線形的に変化させることを意味する.

出力信号 $f_2(t)$ の高調波次数は式 (4) と同様に次のように表すことができる。ただし、空間の変位によるパラメータを削除する必要があるため、 $f_2(t)$ を式 (5) で述べた波動として図 8 のように $f_1(t)$ の位置にまで移動させた信号を $f_2'(t)$ とする。

$$\begin{aligned}
 A_0 &= \frac{1}{T} \sum_{n=1}^T f_2'(t) \\
 A_n &= \frac{2}{T} \sum_{n=1}^T f_2'(t) \cos(nw_0t) \\
 B_n &= \frac{2}{T} \sum_{n=1}^T f_2'(t) \sin(nw_0t)
 \end{aligned} \tag{6}$$

式 (4) から得られた $f_1(t)$ の各高調波次数の振幅を式 (6) から得られる各高調波次数へと線形補間することで振幅を位置に対して変形できる。すなわち、 $f_1(t)$ から $f_2(t)$ までの距離 x 間で各高調波の振幅を一次関数として線形補間する。各高調波次数を線形補間してできるフーリエ係数行列 R, I, C は式 (7) のように表すことができる。ここで、 m は補間点数である。実際に補間点数 m を 32 として計算した結果を図 9 に示す。

$$\begin{aligned}
 R_1 &= [a_1, a_2, \dots, a_n] & I_1 &= [b_1, b_2, \dots, b_n] & C_1 &= [a_0] \\
 \vdots & & \vdots & & \vdots & \\
 R_m &= [A_1, A_2, \dots, A_n] & I_m &= [B_1, B_2, \dots, B_n] & C_m &= [A_0]
 \end{aligned} \tag{7}$$

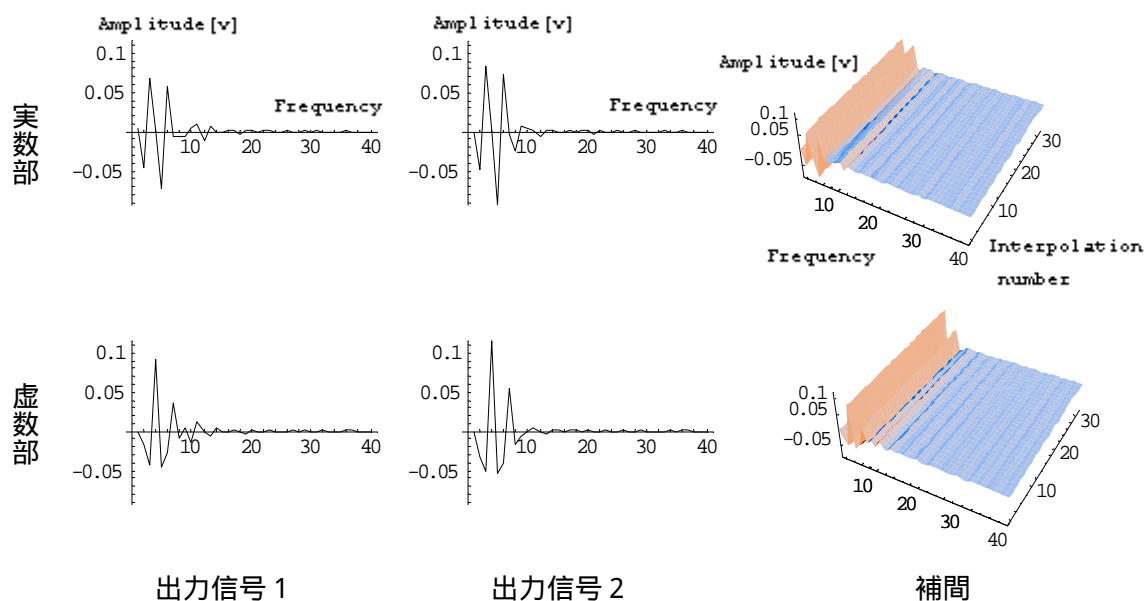


図 9 高調波の線形補間

これらのフーリエ係数行列 R, I, C の第1行から m 行まで順次取り出すことで、 $f_1(t)$ から $f_2'(t)$ までの高調波次数を得ることが出来る[1]。

3.1.4. 波動方程式

3.1.2 の波動と 3.1.3 の各高調波次数の振幅補間を組み合わせることで全体のセンサー信号を時間・空間に関して補間した波動方程式が完成する。すなわち、式 (4) のフーリエ級数表現で、 x が x/m 移動するごとに、式 (7) のフーリエ係数行列から逐次1行ずつ各高調波の代入で補間される。以上の結果は式 (8) の波動方程式で整理される。実際に出力信号 1, 2 を補間したときの各出力信号を図 10 に示す。

$$w_m(t-x) = \frac{1}{2} C_m + \sum_{n=1}^T \{R_n \cos(nw_0(t-x_m)) + I_n \sin(nw_0(t-x_m))\} \quad (8)$$

式 (8) の波動方程式から $f_1(t)$ と $f_2(t)$ を第 m 項まで補間すると、補間データ W は式 (9) の $m \times n$ の2次元データとなる[1]。

$$\begin{aligned} W_1 &= [w_1(1), w_1(2), \dots, w_1(n)] \\ W_2 &= [w_2(1), w_2(2), \dots, w_2(n)] \\ &\vdots \\ W_m &= [w_m(1), w_m(2), \dots, w_m(n)] \end{aligned} \quad (9)$$

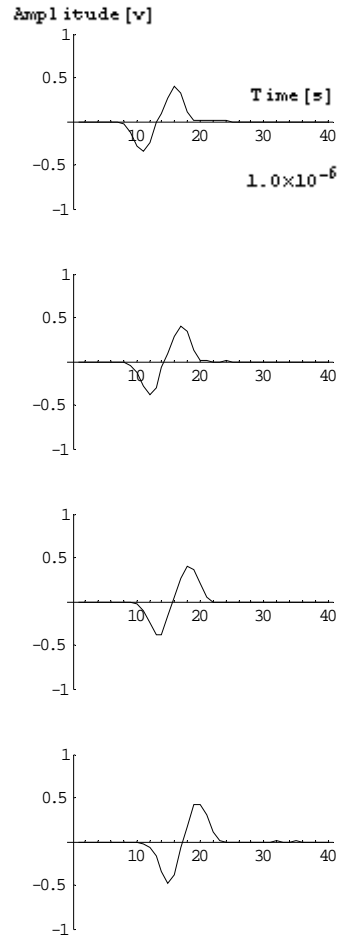


図 10 波動方程式による補間

3.2. ターゲットの波動方程式による可視化

全センサー信号を波動方程式によって補間したデータ W はコイル間の空間も補間している。 W_m は m 番目のセンサーコイルから得られる出力信号の波形である。これをある時間における出力信号の波形、すなわち、センサーの任意の時間における出力信号を表すためには、式 (9) を転置して得られ、その瞬時値は式 (10), (11) で与えられる。

$$S = W^T \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
S_1 &= [w_1(1), w_2(1), \dots, w_m(1)] \\
S_2 &= [w_1(2), w_2(2), \dots, w_m(2)] \\
&\vdots \\
S_m &= [w_1(n), w_2(n), \dots, w_m(n)]
\end{aligned}
\tag{11}$$

実際にサーチコイルから得られる出力信号 1, 2 と出力信号 2, 3 に対してそれぞれ波動方程式を用いて 32 個の信号に補間する . 補間する場合 , 出力信号 2 は重複する . このため , 出力信号 1 から 3 までを 63 個の出力信号で表すことになる . 換言すれば , センサー内のターゲット移動情報も 63 個の信号で表すことになる . 各時間におけるセンサー内のターゲット移動状態を図 11 に示す[1] .

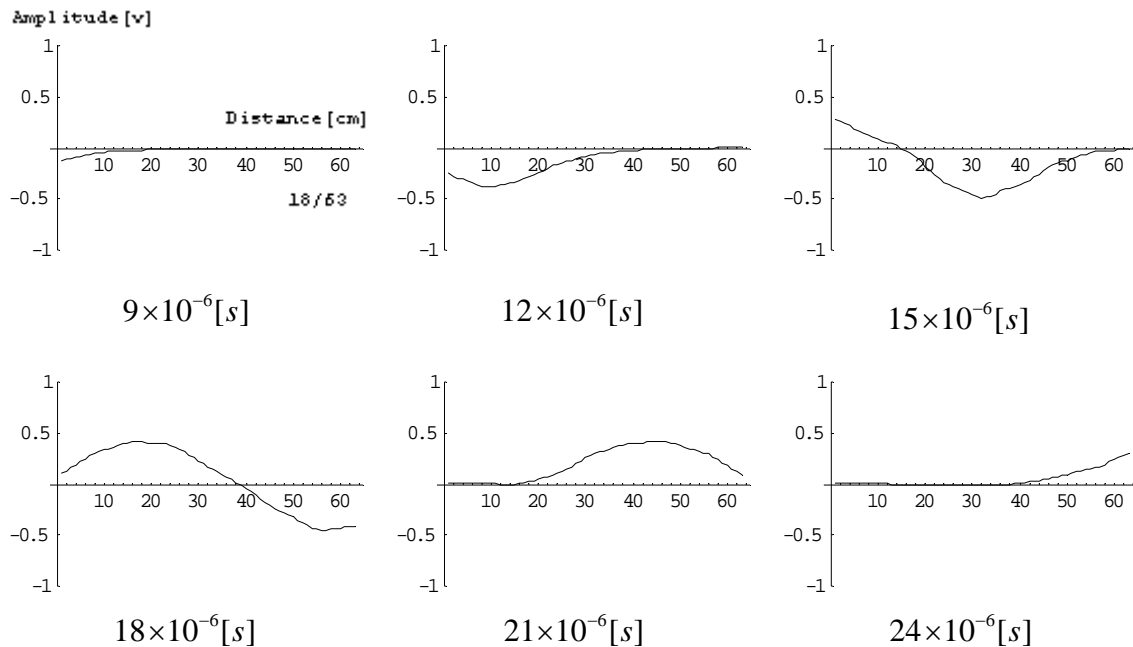


図 11 各時間におけるセンサー内の可視化信号

3.3. ターゲットの長さ算出

ターゲットの長さを算出するには , センサーである差動コイルの特性を把握する必要がある . 2.1 で述べたように差動コイルの出力は一對の同一コイル間の差動電圧であるため , 最大出力はコイル間の誘起電圧が最大となる場合である . すなわち , 片方のコイルに金属ターゲットが存在するために渦電流が起ることで誘起電圧が低下し , 他方のコイルには金属ターゲットが存在しないため誘起電圧が変化しない状態で差動電圧が最大になるときである . これはターゲットが差動コイル内において図 12 にある状態を意味する .

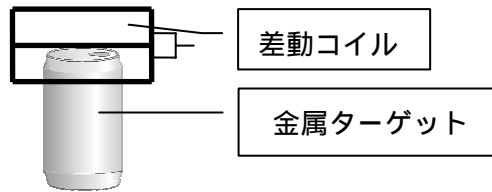


図 12 差動出力信号が最大になるときの金属ターゲットの位置

差動コイルの中心部にターゲットが位置しているとき、差動コイル出力が最大となる。波動方程式でターゲットは可視化されるから、ターゲットの長さは波動のピーク間距離に対応する。

3.2 節の方法によってセンサー内のターゲット移動を可視化する波形から実際に長さを算出する。空き缶全体がセンサー内にある状態全てのターゲット移動の可視化波形のピーク間距離を算出し、全体の平均値を計算する。実際に落下をさせた空き缶が 12.0cm, であつたのに対して算出された長さは 11.2cm であり、ほぼ正しい空き缶の長さを算出することができた。しかし、この方法では対象とする空き缶がセンサーの長さよりも短いことが条件となる[1]。

3.4. センサー外のターゲット移動の可視化

波動方程式による補間方法を応用してセンサー内だけでなくセンサー外のターゲット移動の可視化をすることが出来る。補間はセンサーコイル間の信号を内挿するために用いていたが、それらを外挿することでセンサー外側のターゲット移動信号を得ることが出来、センサー外におけるターゲット移動の可視化が出来る。

3.4.1. センサー外の可視化方法

波動方程式による補間方法は、3.1.3 で述べたように各高調波成分間を線形補間し、各高調波の振幅をさらに空間に対して線形補間する。この線形補間を式 (7) の内挿から外挿する。言い換えれば、その 2 点間を結んだ直線を図 13 のように延長させることでセンサーの外側の架空のコイルの高調波成分を得る。

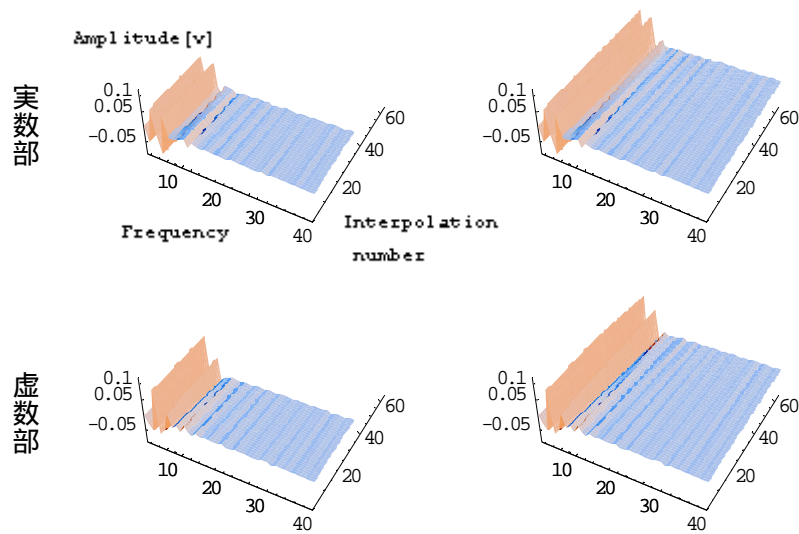


図 13 高調波成分の外挿

外挿して得られた各高調波の振幅を使って振幅が変化する波動方程式を求めることで架空のコイルの出力を得ることが出来る，このためサーチコイルの長さを見かけ上長くすることが出来る．図 11 と同時刻における出力信号を図 14 に示す．

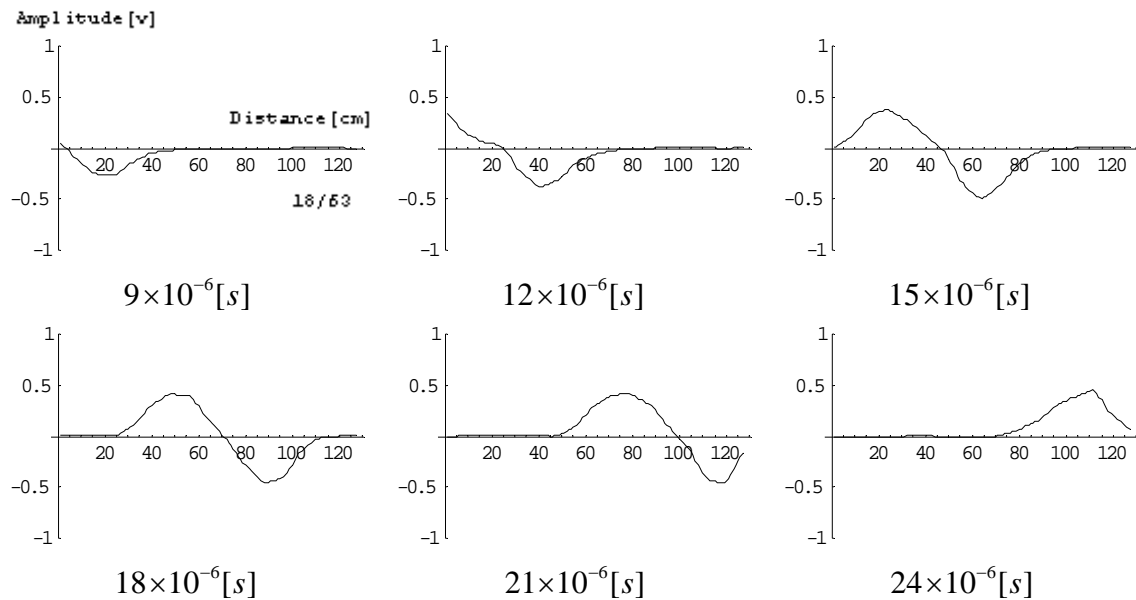


図 14 センサー長を見かけ上長くしたことによるセンサー内の可視化信号

3.4.2. 長さ算出

サーチコイルの数を仮想的に増加し，見かけ上センサーを長くすることで，空き缶が落下する状況を長時間可視化することが可能となり，見かけ上より多くの情報を得ることが出来る．3.3節で行った空き缶の長さ算出においてもサーチコイルの全長を2倍にすることで図14のような波形を得ることが出来，空き缶の長さを算出すると12.6cmとなり，より正確に算出できた．

また，サンプルを増やし図15に示すような9個の空き缶について長さを算出した．結果を表2に示す．



図 15 供試金属缶

表 2 長さ算出結果

サンプル	1	2	3	4	5	6	7	8	9
実測値 (cm)	16.5	12.0	12.0	13.3	10.0	10.4	10.9	16.1	13.1
計算値 (cm)	17.0	12.6	10.9	11.7	9.5	9.1	11.4	13.0	10.3
誤差率 (%)	-2.9	-4.8	10.1	13.7	5.3	14.3	-4.4	23.8	27.2

何れのサンプルについても比較的良好に長さが算出されることがわかる．しかし，サン

プル 8, 9 については他のサンプルに比べ誤差率大きい。これはサンプル 8, 9 の空き缶の形状が均一では無く、先端が尖っているため先端の細い部分の出力が得られないことに起因する誤差と考えられる。そのためサンプル 8, 9 については尖っている部分を除いた長さを測定し誤差率を再計算し表 3 に示す。

表 3 長さ算出結果

サンプル	8	9
実測値 (cm)	13.5	10.0
計算値 (cm)	13.0	10.3
誤差率 (%)	3.8	-2.9

表 3 からサンプル 8, 9 についても他のサンプル同様の良好な結果を得ることが出来たことがわかる。

4. 差動コイルの解析

この章では、センサー内のターゲット移動信号から元のコイルの出力を求めることを考える。ここでいう元のコイルというのは、差動コイルを形成している 2 個のサーチコイルである。差動出力の値から元の 2 個の出力を得ることは通常不可能である。3-2=1 の計算で 1 から 3 と 2 の値を一意的に求めることが出来ないのと同じである。すなわち、既知数よりも未知数のほうが多いためである。しかし、全センサー差動出力を経時的に連続的に並べることで元の出力を求めることが可能となる。

4.1. 空間軸方向の積分演算

2 章で述べたように、差動コイルの出力は元の信号が微分演算を受けた信号であるといえる。そのため元の信号を求めようとするには積分演算を行えば良いわけであるが、積分演算を行うことは積分定数が出るため、本来の元のコイルの出力を求めることはできず元の信号の変化分を求めることとなる。また積分定数も常に一定の値を持つわけではなく、データの初期値に依存して図 16 のように波形が変化するため単純に求めることはできない。

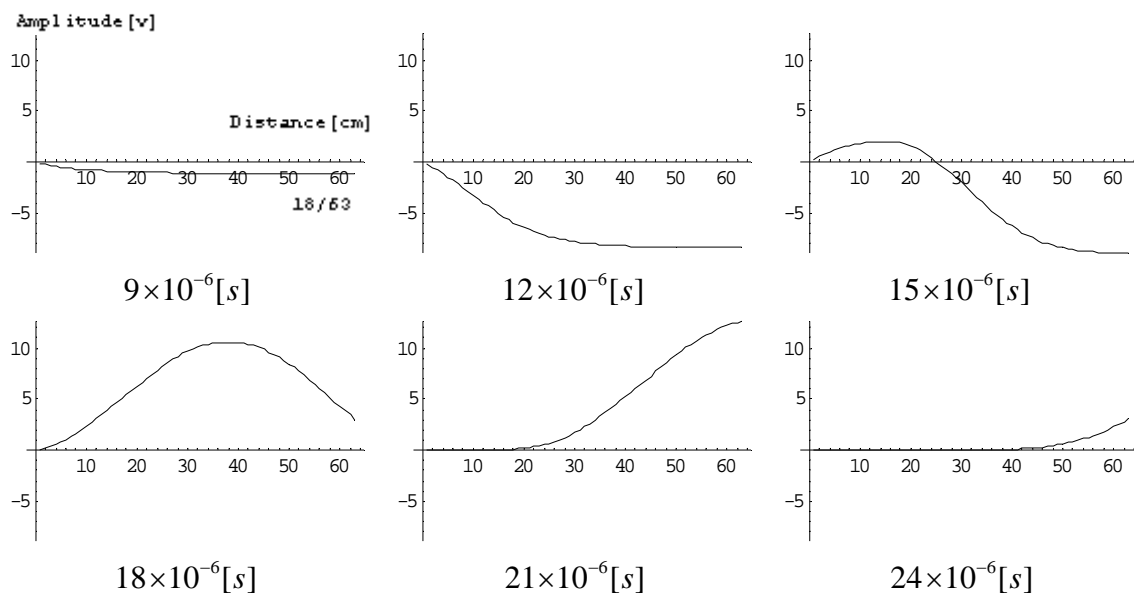


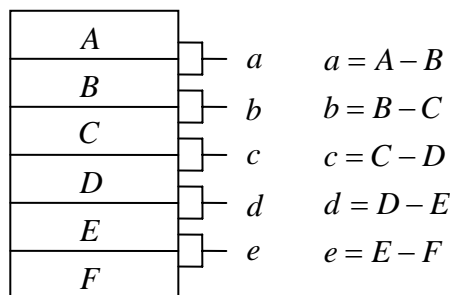
図 16 空間軸方向による積分演算

4.2. 時間軸方向の積分演算

積分演算は数值的に加算処理となるため、空間軸方向に対して積分演算を行うとデータの最初の値に依存してしまい波形が異なる。このため、積分演算を空間軸方向に対して行うのではなく時間軸方向に対して行うことで元の信号を求めることができる。言い換えれば、ある時間におけるターゲット移動信号を同時刻で加算せず、センサー内の出力信号を

時間ごとに加算，すなわち，時間に関する数値積分する．

ここで簡単なシミュレーションを行う．図 17 のように一連の並んだサーチコイルを考える．

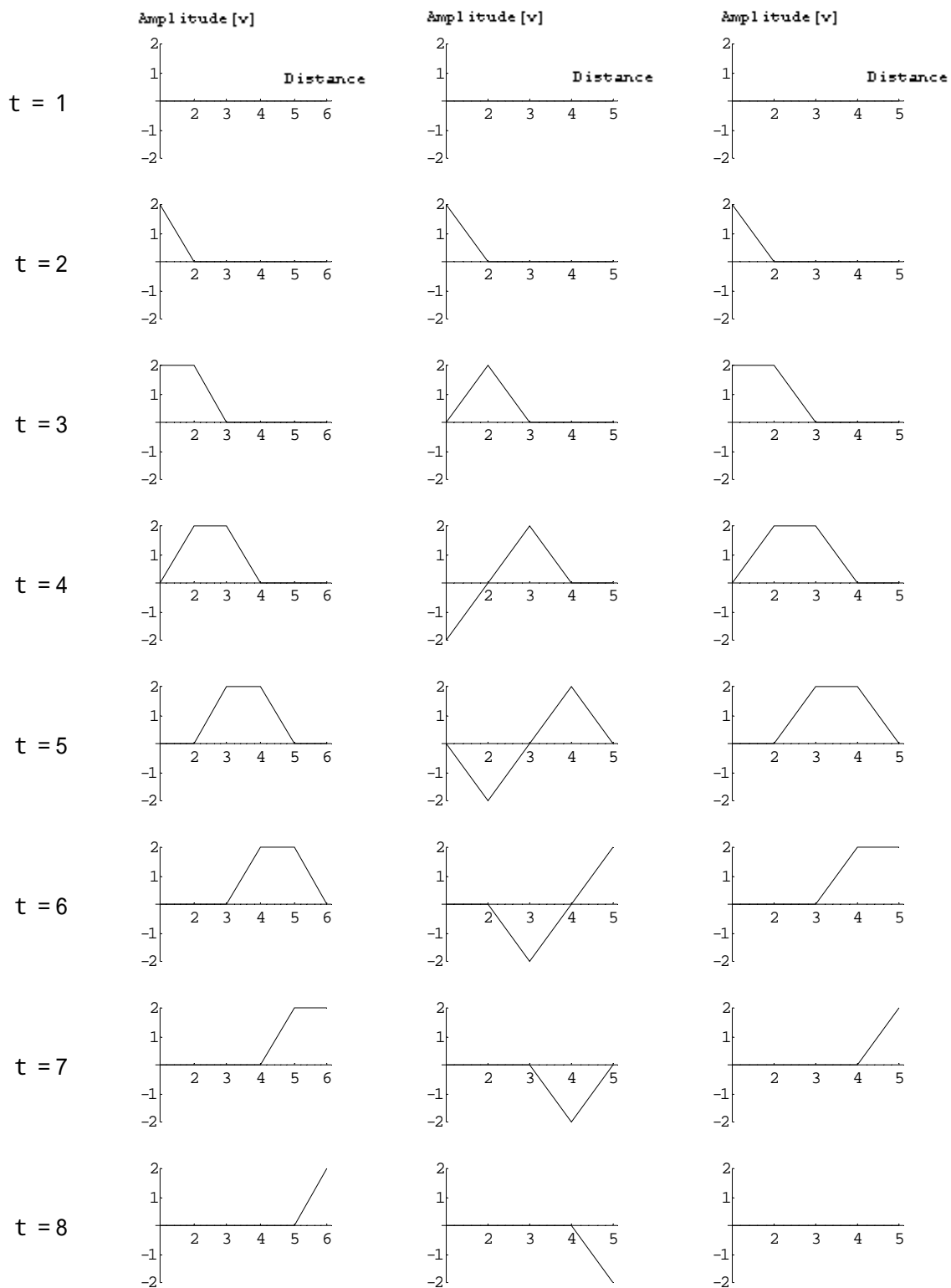


簡略図

関係式

図 17 シミュレーションのセンサーコイル

ここに出力が 2 [V]となるようなターゲットがセンサーを通過する状況を図 18 (a) に示す．隣接するコイルの出力信号間の差分をとると図 18 (b) に示す．これが本論文で用いている差動コイルを用いたセンサー内のターゲット移動信号の原情報に対応する．この差分データの空間軸方向に対する積分は図 16 の結果を与え，元のコイル単体出力信号とならない．この差分データの時間軸方向に対する積分は図 18 (c) の出力を与え，これは元の出力である図 18 (a) と同じ波形となる．しかし，差動出力を加算して求めているためにデータ数は 1 個少なくなる．



(a) コイルの出力信号 (b) (a)の差動出力信号 (c) (b)の積分演算

図 18 出力信号

この時間軸方向の積分演算によって実際に得られた出力信号からもとの出力信号を求めると図 19 のようになる。

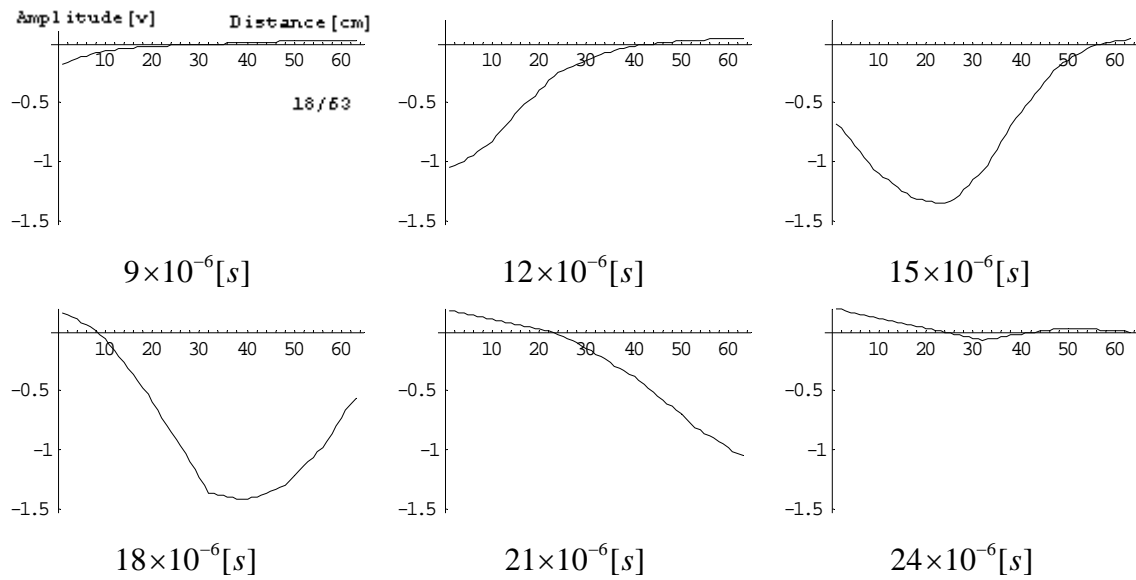


図 19 時間軸方向による積分演算

5. ハードウェアウェーブレット変換への応用

この章では、波動方程式によって表現されたターゲット移動信号の原信号からドビッシ-2 次の基底を用いたウェーブレットスペクトラムがハード的に得られることについて述べる。

フーリエ変換が周波数情報のみの解析にとどまるのに対しウェーブレット変換は位相情報も同時に解析する有用なものであるが、ウェーブレット変換の計算には時間がかかってしまうために現場、たとえば、病院、地下水探査、石油探査、建築工事、船上などでは実用的ではない[3]。

そこで、ソフトウェアでの計算ではなくハードウェアによる測定でウェーブレットスペクトラムを抽出するハードウェアウェーブレット変換を提案する。これにより、ソフトの処理を経ずにウェーブレット変換が活用できる。

5.1. 離散値系ウェーブレット

離散値系ウェーブレット変換は与えられたデータによって、全データの平均値と大きなグループから隣接するデータまでの変化率を抽出する変換である。平均値と変化率の概念はそれぞれ積分と微分に対応するが、積分や微分には重み付きで行う場合がある。この重み付きの概念を導入することで高次の係数を使ったウェーブレット変換へと一般化される[4]。本論文では、2 次のドビッシ-の基底関数を用いたスペクトラムについて述べる。

式 (12) のようなデータ数が 8 個である $data$ を実際にドビッシ-の 2 次基底を用いてウェーブレット変換した時のスペクトラムを式 (13) に示す。ここで DWT は離散値系ウェーブレット変換の演算を示す。

$$data = \{a, b, c, d, e, f, g, h\} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} DWT[data] = & \left\{ \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^3 (a + b + c + d + e + f + g + h), \right. \\ & \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^3 (a + b + c + d - e - f - g - h), \\ & \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 (a + b - c - d), \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 (e + f - g - h), \\ & \left.\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(a - b), \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(c - d), \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(e - f), \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(g - h) \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

式 (13) から、スペクトラムは全データの総和と大きなグループから隣接するデータまで

の差分を表していることが分かる。

5.2. 差動コイルからスペクトラムの算出方法

ドビッシーの 2 次基底から得られるスペクトラムは全データの総和と大きなグループから隣接するデータまでの差分を表している。ここでは差動コイル出力からこのドビッシーの 2 次基底によるウェーブレットスペクトラムを得る方法について述べる。

まず 1 番目の要素の全データの総和を得るには、前章で述べた時間軸方向による積分演算で得た元のコイルの出力の総和で得ることができる。次に差分であるが、最後にある隣接する差分は差動出力信号そのものであるためそのままの値を用いることができる。しかし、大きなグループ間の差分についてはそのままの出力を使うことはできない。このため、差動出力信号にそれぞれの重み付き和で得ることが出来る。この重みを式 (14) に示す。

$$\{1, 2, 3, \dots, \frac{n-1}{2}, \frac{n+1}{2}, \frac{n-1}{2}, \dots, 3, 2, 1\} \quad (14)$$

n はデータ数

ここで図 17 に表したようなターゲット移動信号の原出力信号の簡略図を図 20 に示す。小文字で表したものが大文字で表した単一のコイルの差動出力信号である。

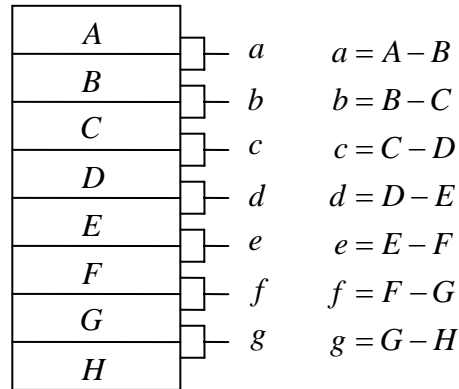


図 20 センサーコイルの簡略図

この出力信号である小文字 $a \sim g$ から前半と後半の差分演算をするために式 (14) の重み付き和を計算する。

$$\begin{aligned} & \{a, b, c, d, e, f, g\} \cdot \{1, 2, 3, 4, 3, 2, 1\} \\ &= \{(A - B) + 2(B - C) + 3(C - D) \\ & \quad + 4(D - E) + 3(E - F) + 2(F - G) + (G - H)\} \\ &= \{A + B + C + D - E - F - G - H\} \end{aligned} \quad (15)$$

これで式 (12) のすべての要素が差動コイルの出力から得られた。

実際に空き缶を落下させたときに得られる差動出力信号からウェーブレットスペクトラムを抽出した結果を図 21 に示す。

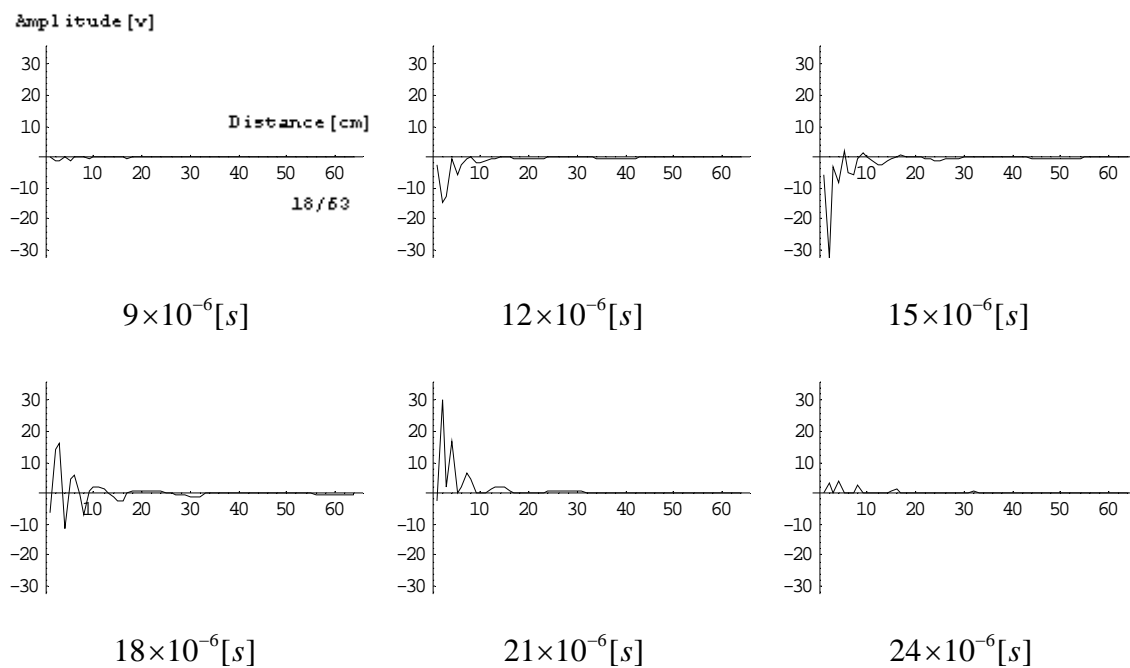


図 21 ウェーブレットスペクトラム

このようにして得られたスペクトラムが正しいものであるのかを確かめるために逆変換をして確かめる。図 22 に逆変換した波形を示す。

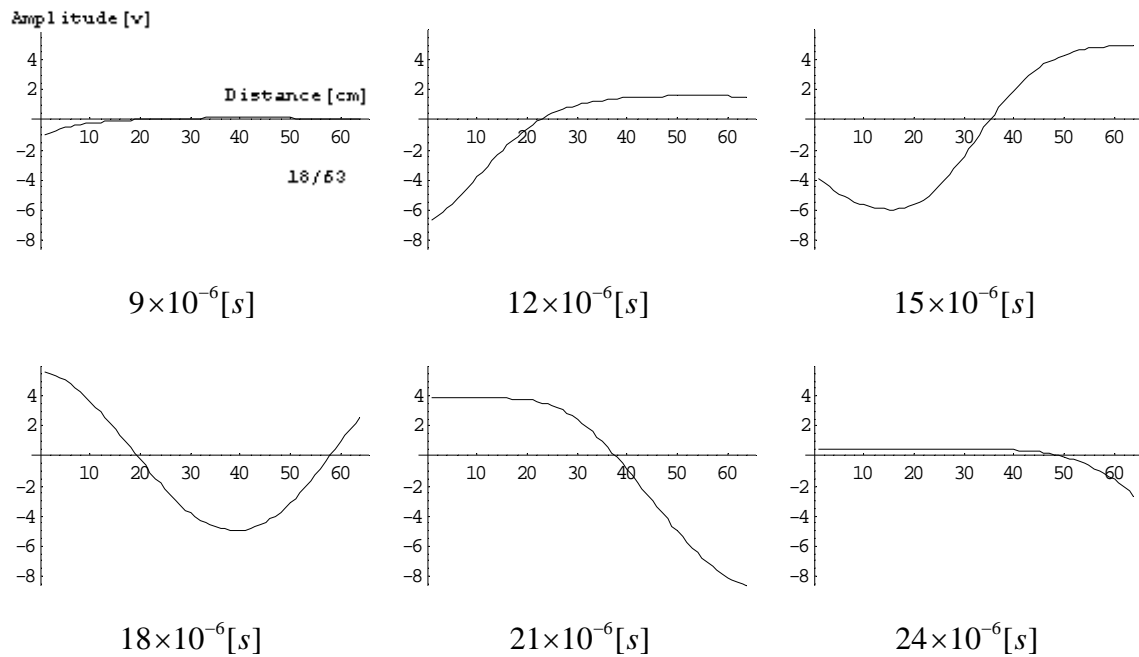


図 22 逆変換された波形

逆変換された波形は図 19 と同じ波形となっていれば正しいが、実際は多少異なる。これは現実のウェーブレット変換が数値のみで行われるのに対し、ハードウェアによるウェーブレット変換はコイル幅などアナログ的情報が反映しているためである。図 22 の逆変換された結果はこの意味で図 19 と比較して良好に再現されている。

6. まとめ

本論文では金属ターゲットを磁気差動コイル内へ落下させたときの状況を可視化動画像として表し、可視化動画像から特徴量の抽出を行った。従来の特徴量の抽出方法は時間領域信号を何らかの形で画像として表しそこから特徴量を抽出していたが、本論文ではその第 2 段階として、信号全体が持つ統合化された情報を失わないことを念頭にしているために、センサー内のターゲット移動情報可視化に重点を置いた。

センサー内のターゲット移動情報の可視化方法については、時間と空間の 2 個の変数を同時に勘案することが出来る波動方程式を用いた。サーチコイルを多段的に設置したセンサーから得られる信号は隣接するサーチコイルへ逐次波形が伝播される出力信号を与える。従って、1 個の波形が時間と空間の 2 個の変数からなると考えられる。このため、3 個のサーチコイルの出力信号は 1 個の波動方程式で表現出来る。波動方程式で表現すれば、空間の変数に値を代入することで時間変数も一意的に決まるので、センサー各点での出力信号を得ることが出来る。また、空間変数の定義域はセンサー長だけでなく、フーリエ級数の周期的波形の仮定からセンサー外も有る程度外挿出来る。このため、センサーを仮想的に長くしたときの出力信号も得ることが出来る。センサーの長さを長くして可視化をすることで落下させている金属ターゲットは、見かけ上、長時間センサーに滞在することが出来、特徴量抽出のばらつきを削減できる。実際に長さ算出においてはセンサー長を長くすることで誤差率を下げる事が出来た。これは積分区間の増加によって見かけ上誤差が平均化されたためである。ハードウェアから得られる情報はハードウェアでしか増加出来ない。本例では、フーリエ級数を適用する場合の周期性から見かけ上ノイズ削減が出来たと考えられる。

また、差動コイル出力信号を波動方程式によってターゲット移動情報信号へ変換した。このターゲット移動情報信号を時間軸方向に積分演算することで元の出力信号やドビッシーの 2 次基底を用いたウェーブレットスペクトラムをハード的に得ることが出来ることを述べた。原理的には、このウェーブレットスペクトラムは多チャンネル入力を持つ計測機器を用いてリアルタイムで得ることが出来る。恐らく、離散値系ウェーブレット変換をアナログ的に実現した例は本論文が最初と考えられる。結果として、アナログ的演算であるため完全な逆変換が不可能である問題点が見いだされた。

参考文献

- [1] 木村祐二, 早野誠治, 齋藤兆古, 堀井清之, “ 波動方程式を用いた動体の可視化 ”, 第 33 回可視化情報学会誌, Vol.25, No.1, pp.161-164, (2005)
- [2] 河内裕記, 早野誠治, 齋藤兆古, 堀井清之, “ 差動磁気センサーのウェーブレットノイズ処理とリサージュ図形による信号波形評価 ” 第 27 回可視化情報学会誌, Vol.20, No.1, pp.265-268, (2000)
- [3] 小峰英一, “ ハードウェアによる磁界分布のウェーブレット変換 ”, 2000 年度法政大学卒業論文
- [4] 齋藤兆古著, “ Mathematica によるウェーブレット変換 ”, 朝倉書店

研究業績

- [1] 2004 年度 可視化情報学会第 32 回可視化情報シンポジウム
木村祐二，早野誠治，齋藤兆古，堀井清之，“ライン信号の可視化と信号認識”
- [2] 2004 年度 法政大学計算科学研究センター研究報告
木村祐二，早野誠治，齋藤兆古，“ライン信号の可視化画像による信号認識”
- [3] 2005 年度 可視化情報学会第 33 回可視化情報シンポジウム
木村祐二，早野誠治，齋藤兆古，堀井清之，“波動方程式を用いた動体の可視化”
- [4] 2005 年度 法政大学計算科学研究センター研究報告
木村祐二，早野誠治，齋藤兆古，“波動方程式による動体の可視化”

謝辞

本論文を作成するにあたり，齋藤兆古教授，早野誠治教授には数多くのご指導，ご支援を受け賜りました．深く感謝いたします．

また，齋藤兆古研究室，早野研究室の皆様には公私にわたりご助言，ご支援を受け賜り厚くお礼申し上げます．ありがとうございました．