

第 4 章

変位ベクトル計測法

組織内部で発生した変位を計測することは、超音波計測の中で非常に重要な位置を占めており、血流速度計測や組織弾性評価などに利用される。この章ではまず、主に血流計測を目的として提案されてきた手法について 4.1 節で概説し、次に 4.2 節で組織弾性評価に関して提案されてきた手法について述べる。4.3 節では本章で提案する 3 次元変位ベクトル計測法で用いる 2 次元アレイプローブに関する現在の研究状況を簡単に概観し、4.4 節以降で、本論文で提案する 3 次元変位ベクトル計測法である、重み付き位相勾配法と Combined Autocorrelation 法について述べる。

4.1 変位ベクトル計測の各種手法

心臓等の活動的な組織によって誘起される組織内変位や、外部から機械的振動を加えた際の組織内変位、静的な圧迫を加えた際に発生した組織内変位は、組織の弾性情報と密接に関係している。この組織の弾性は、特に腫瘍に代表されるように、組織疾病の程度と関係があり、変位計測を行うことで、その疾病の程度を評価できる可能性があることから、以前から盛んに研究されていた。また、変位計測はこのような研究だけでなく、血流速度を計測する際にも適用されている重要な方法論である。血流速度は結局、一定時間内（パルス繰り返し周期）での移動量を時間で割っているだけであるから、変位計測は血流計測や組織弾性計測に共通の技法である。従って、速度計測と変位計測は同義語であると見なしても差し支えないと思われる。

超音波で変位を計測するのは、応用の幅広さに関わらず、1 つの単純な現象を利用している。それは、圧迫や血液の流れによって生じた散乱体の移動に伴って、2 発以上の受信波がシフトする現象を検出することに終始する。この検出方法としては、2 つの代表的な手法があり、それは、位相領域で位相の変化を検出する自己相関法（ドブラ法）と、エコー信号間の相関が最も高いときのラグを検出する相関法がある [33, 34]。ドブラ法は、心臓など体内の血流分布を 2 次元画像として、実時間でカラーマッピングする、カラードブラ法として実用化されており、またこれに関する提案や解析などは多くの研究者によって行われている。相関法の場合、従来は処理時間の多さから敬遠されてきたきらいがあったが、波形サンプリングの高速化や、演算速度の向上によってその利点が見直されてきている。このドブラ法と相関法による変位検出の方法は、組織空間内の 1 方向に連続して照射された超音波ビームからの散乱波を、同一位置で連続して受信した際の波形シフトを検出するため、ビーム軸方向の変位成分しか検出できないという欠点をもっている。これは、ビーム軸方向と変位方向が直交する場合には変位の検出が不可能となることや、本来 3 次元的に移動する散乱体を追跡できずに誤った情報を提供し得る等の問題を引き起こす。こ

のような欠点を克服し、変位をベクトルとして計測する手法としては、リニアアレイプロブ等を用いた2次元の変位ベクトル計測法や、2次元アレイプロブを用いた3次元の変位ベクトル計測法等が盛んに研究されている。本研究でも3次元変位ベクトルを検出することを弾性率再構成への第1段階として位置づけている。そこでこの節では、主に血流計測を対象に、1次元及び2次元、3次元の変位ベクトル計測法について提案されてきた種々の手法について概観する。

4.1.1 1次元変位計測

前節でも述べたように、1次元変位計測の代表的な手法はドブラ法 [12] と相関法 [33] である。また、高分解能速度測定のために、速度計測と DOA (Direction-of-Arrival) に基づいた手法をドブラ法に提供したり、サンプルボリューム内の複数の速度成分を分離する手法も提案されている [35, 36]。ドブラ法による速度あるいは変位計測を行う上で、更にその精度を向上させるための研究も行われており、ドブラ公式においてキャリア周波数も推定し、その公式をフルに利用して速度あるいは変位を求めるものや [37]、ドブラ法で用いられている自己相関関数をウィナー・ヒンチンの関係に基づいてパワースペクトルに変換し、これを自己回帰モデルで定式化する方法 [38] 等がある。

ドブラ法の最大の欠点は、4分の1波長以上の変位はエイリアシングにより計測できないことにある。一方、相関法の場合にはそのような制限はない。ドブラ法を用いた場合でもエイリアシング問題を解決するための手法も提案されている [39, 40] が、多くの処理時間を必要とし、実時間処理できないという欠点がある。

また Wilson は、2次元フーリエ変換を用いてビーム照射方向の成分を検出する手法を提案した [41]。この手法は理論展開が明快であるが、実際に血流の空間分布を実時間で求めることには不向きである。従って臨床応用に関しては、パルスドブラ法における FFT モードと同様な方式下での適用ならば可能であると思われる。

4.1.2 2次元変位計測

multi-beam 法

一般的には、1送信に複数の受信を用い、幾何学的な位置関係を利用してビームに直交する成分を求めようとする手法である。

Anderson により提案された、Spatial Quadrature と名付けられた手法 [42, 43] は、ビームフォーミング前に各素子で得られた受信信号に対して偶関数及び奇関数となる重み付けをして、実部及び虚部の信号を生成し、これらの位相差をとることで、方位方向の速度成分あるいは変位成分を算出しようとするものである。この方法はフローファントムを用いた実験により計測可能であることが示されており、また論文中ではリニアアレイプロブを用いた2次元計測がなされているが、2次元アレイプロブを用いれば、3次元計測にも拡張できることが示されている。

原田らは、セクタプロブを用いて、ビーム軸方向の速度成分とそれに直交する成分を計測する手法を開発した [44]。ビーム軸に直交する成分は隣接するビーム軸方向成分の差をビーム角で割ったものと等しいということが導かれ、水流実験による検証が行われている。実験結果によるとほぼ設定値と一致した計測値が得られているが、計測精度には流れ方向への依存性があることが示されている。

Walker は、Anderson と同様ビームフォーミング前に各素子で得られた受信信号に対して広

帯域の場合に適用される WAVE、狭帯域の場合に適用される NAVE と呼ぶ手法を用いて、速度ベクトルの計測を行っている [45]。

Speckle Tracking 法

Trahey らは、時間的に連続する B モード断層像に対して 2 次元相関演算を行い、2 次元の変位ベクトルを計測する手法を提案している [46, 47, 48, 49]。超音波画像は特有の斑模様（スペckルパターン）を示し、これが相関探索の手がかりとして用いられる。血球などの散乱体の平面外への移動やずり移動によってスペckルパターンが顕著な無相関性を示さない限り、この手法によってモーションを追跡することができる。この手法の欠点は、処理時間の多さである。またこのような画像データに対して方位方向の精度は軸方向の精度と比較して劣ることが文献 [50] に数値的に示されているため、方位方向については高い精度は見込めない。

投影データを用いた手法

片倉らは、超音波 CV 法と名付けた速度ベクトル計測法を開発した [51, 52]。ビームフォーミング前のリニアアレイの各素子で得られる受信波を用いて、まず素子配列方向にフーリエ変換をすると、変換後の面の原点を通る直線が得られる。次にこれを送波番号に関してフーリエ変換すると、変換面に大きなピークが出現するようになる。この位置から速度ベクトルの 2 成分を求めることができる。しかし一方で、CV 法について不均質層の影響が数値的に解析されている [53]。ビーム経路上における屈折等を考慮したシミュレーションにより、エラー解析がなされているが、CV に限らず、multi-beam 法などもこの指摘の対象になると思われる。

Wilson は、2 次元フーリエ変換を用いてビーム照射方向の成分を検出する、文献 [41] の手法を 2 次元計測用に拡張した手法を提案した [54]。これにより平面内の変位ベクトルを求めることが可能となる。また、文献 [55] でも 2 次元フーリエ変換を用いた同様の着眼により、2 次元移動ベクトル計測法についての提案が行われている。

その他、スペckル広がりから非軸成分、すなわち方位方向変位成分を求める手法などが提案されている [56, 57, 58]。

4.1.3 3次元変位計測

multi-beam 法

Fox らは、1 送信 3 受信の送受信システムを構成した [59]。そのうち 1 つは送受信兼用である。ただし彼らはパルスドプラ法を用いずに、連続波ドプラ法により計測を行っている。しかし、プローブの配置が適切でなく、数式的に導かれる速度成分式は非常に複雑なものとなる。また線形処理になっていない。

Hein は、トリプルレンズビームを用いた 3 次元速度ベクトル計測法を提案した。この手法は、空間内の 1 点に焦点化することをせず、ビームを平行に放射して速度ベクトルの算出を行っている [60, 61]。

著者らは、1 送信 4 受信のシステムを構成した [62, 63, 64]。4 受信は 2 次元アレイプローブ上に送信について対称に配置しており、数式的に得られる 3 次元速度ベクトルにおいて、必要とされる既知パラメータは送信ビームラインと受信ビームラインが交わる角度のみであり、非常に簡単な式で速度ベクトルを求めることができる。しかし、この手法によると、送受信系全体の開

口を大きくとる必要があり、また、受信点が対称に4点のみであるので、任意の流れ方向に対して感度が非等方になるという欠点がある。

千原らは、1送信3受信のうち1つが送受信兼用であるシステムを構成した [65, 66]。空間内1点への焦点化は機械的に行われているため、焦点位置のずれ等により、計測値が影響を受ける欠点がある。またこの手法は、[59]で参照した1送信3受信法とは配置が異なり、こちらの速度ベクトル式の方が表記が簡単である。

Bonnefous らは隣接素子での相関から横方向の移動量を推定する手法を提案している [67]。

Calzolari らは、1送信3受信の送受信システムを構成した [68, 69]。これは千原らの手法とは配置はほとんど同一であるが、送信プローブは受信プローブとは別に、中央に設置されている。

また Kraus らは、1送信3受信のシステムを構成し、水流を用いた実験的検討によって速度計測が妥当に行われることを示している [70]。

投影データを用いた手法

Ogura らは、2次元速度ベクトルを求める [51, 52] の手法を3次元的に拡張して、2次元アレイプローブを用いた3次元速度ベクトル計測アルゴリズムについての提案を行っている [71]。このアルゴリズムが理論的に明快であるが、空間内1点の速度ベクトルを算出するのに、2次元フーリエ変換と1次元フーリエ変換を各々1回ずつ必要とし、実時間で血流分布を求めることは困難であると思われる。

Speckle Tracking 法

3次元スペckルトラッキング法は、2次元相関演算をベースとする2次元トラッキング法の拡張であり、すなわち3次元相関演算を行うことになるためその処理時間は膨大となる。この場合処理時間を短縮するために種々のアルゴリズムが考案されている。

1つの方法は、SAD (Sum Absolute Difference) と呼ばれるもので、相関演算の代わりに、ボクセル毎に減算を行い絶対値を算出する。これによって相関演算における乗算が不要となり、その分処理の高速化が図れる。この場合、値が小さい程相関が高いことを意味する。[72]では、このSADを3次元相関法に適用した提案がなされている。

また、FLASH correlation と呼ばれる相関演算法も提案されている [73]。この手法は、ある窓内で最大ピークを探索し、モーション後の窓内でも最大ピークを探索する。このようなピーク情報を基に、ある窓内で移動先の候補を幾つか決めておき、それらに対して通常の相関演算を実行して最大となった部分を最終的な移動先として決定するという手法である。これにより実時間計測の可能性があると述べられているが、基本的には3次元相関は計算コストが高いため、その実用性は未知数である。

4.2 組織弾性計測における変位及び歪み計測

前節で述べた血流計測における速度ベクトルあるいは変位ベクトル計測法は、組織弾性特性を評価する上で非常に重要である。また求めた変位は弾性評価においては歪みに変換され、画像化される。以下では変位または歪みに関する組織弾性計測として提案されている手法をレビューする。

4.2.1 1次元変位及び歪み計測

O'Donnellらは、ドブラ法を変位計測に利用した、スペックルトラッキング法を提案した[74]。ドブラ法は一回圧縮のみの適用では、変位計測のSNR (Signal-to-Noise Ratio) を向上させることが困難であるので、複数回の圧縮ごとにドブラ法、すなわちスペックルトラッキング法を適用してそれらを累積し、SNRを向上させるようにしている。また、位相差を検出する際には、2次元窓の中で実部と虚部を全て加算する方法で行っているため、精度良く変位が得られている。

Lubinskiらは、回顧的 (retrospective) 処理を行って歪みの適応的な推定を行っている[75]。SNRの高い歪みを得るには、大きな圧縮が必要であるが、大きすぎるとスペックル無相関性が増し、逆にSNRは低下してしまう。これは最適の歪みレベルがあることを意味し、これらを選択すれば高い画質の歪み像が得られる。このことは、文献[76]でも指摘されている。また、文献[77]も同様の主旨の研究を行っている。またLubinskiらは、短時間相関、すなわち精度を保ちつつ窓を小さくしてスペックルトラッキング法を実行するための手法も提案している[78]。

Cespedesらは、歪み推定の際の画像ノイズを減らすために、窓内のRF信号を対数圧縮して信号振幅を減らし、かつ時間方向に引き伸ばすことによって、画像ノイズは顕著に改善されることを示している[79]。また、歪み推定精度の理論的な限界や[80]、内挿により相互相関のピーク位置を推定する際、バイアスエラーを抑え、歪み像に縞状のアーチファクトが出現しないような内挿法[81]が示されている。

Alamらは、歪みの計算法として、変位の勾配をとることをせずに、エコーの伸縮パラメータを用いて相関係数が最大となるまで伸縮パラメータを変化させ、最大となったときの伸縮パラメータから歪み成分を求めている[82]。また、デコンボリューションフィルタによる変位推定精度改善法も提案している[83]。

Kallelらは、歪みを求めるのに、変位に対して差分演算をせず、最小二乗1次式近似により求める手法について提案している[84]。

Vargheseらは、圧縮前後の波形間の相関が低くなるのは、波形が圧縮によって歪むことが影響しているとして、圧縮後波形を時間軸方向に伸張させ、圧縮前後波形間の相関係数を向上させようとしている[85]。また[86]では、歪み計測の最適化のために、複数回の圧縮と波形の時間軸伸張を組み合わせた手法についても述べられている。

Pesaventoらは、組織内変位及び歪み計測のための手法として、実時間処理が可能な Phase Root Seeking 法[87]を提案している。

4.2.2 2次元変位及び歪み計測

Libinskiらは、非圧縮性の仮定、すなわち歪みテンソルの垂直成分の和が0となる関係式から方位方向の変位成分を推定する手法を提案した[88]。非圧縮性媒体が平面歪み状態にあるとき、軸方向の歪み成分と方位方向の歪み成分の和は0になることから、高精度の軸方向歪み成分を用いて方位方向の歪み成分が容易に得られる。このように得られた方位方向の歪み成分を積分することで、方位方向の変位成分が求められることになる。一方、同様の手法で非線形の場合の方位方向変位推定法についても文献[89]提案されている。

八木らは、RFエコーをそのまま処理に用いるのではなく、その解析信号に対して2次元相関関数を適用して2次元変位ベクトルを算出する手法を提案している[90]。

その他、歪み画像化においてノイズを低減するための2次元 Compadding なども提案されている[91]。

4.2.3 3次元変位及び歪み計測

Konofagouらは相関係数を最大化するように、反復的手法によって歪みテンソルの主軸成分を推定する手法を提案した[92]。この処理により直ちに弾性率評価が可能となるわけではないが、この主軸成分を求めることで、組織弾性情報をより多く引き出せるとしている。

4.3 2次元アレイプローブ

近年、図4.1(a)のように微小超音波素子を2次元配列させた2次元アレイプローブの研究が盛んである。2次元アレイは将来的に、臨床診断画像の画質改善のための診断超音波装置として不可欠なものである。

2次元アレイの最も直接的な応用は、elevation方向（スライス厚方向）のダイナミックフォーカスにより、Bモードのスライス厚を薄くすることである。従来、このスライス厚を薄くするには、アニュアレイを用いて機械的に走査する他なかった。また従来のリニアアレイにおけるelevation方向のフォーカスは、音響レンズにより固定されており、よって方位方向（lateral）の分解能よりもelevation方向の分解能は数倍劣っていた。このような方位方向とelevation方向の非対称なビームによって、フォーカス以外の領域では、腹部や胎児、心筋といった病変の検出が制限されていた。

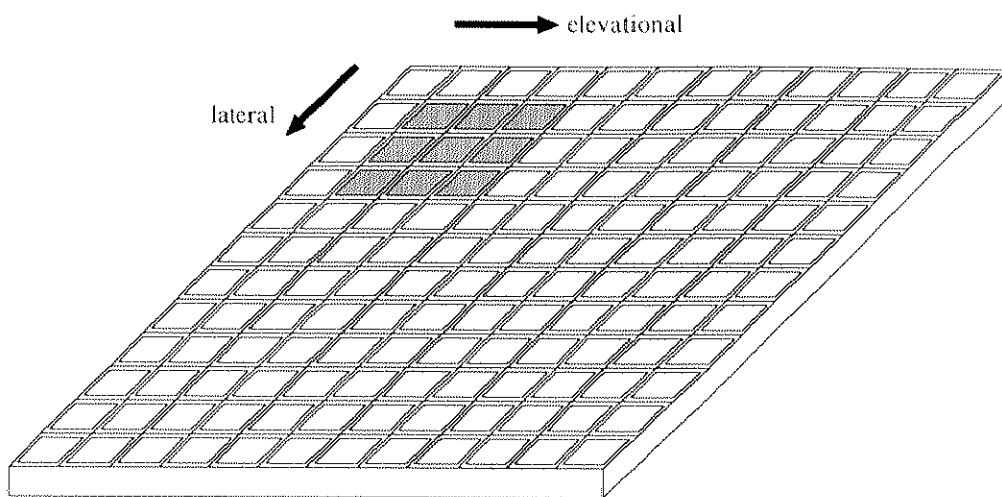
音響レンズによる固定フォーカスの問題を解消し、elevation方向のフォーカス位置を可変にするために、図4.1(b)に示すような1.5次元アレイが開発されている[93, 94]。これはelevation方向に数個（3～4個、最低3個）の素子を並べ、この素子の駆動タイミングを遅延回路によって与えて、elevation方向のフォーカス位置を制御するものである。

2次元アレイの別の応用例としては、不均質組織による位相歪みの補正である。心臓超音波診断の場合、高画質の診断像を得ることは非常に困難である。また同様に乳房像は1cm以下の病変部を検出するには不十分である。これら両者の例で低画質の原因となっているのは、組織内部の音速不均一性が開口面上の各受信素子位置で位相の収差として出現することであり、これらの単純な加算によって合成された受信波は、位相歪みを伴ったものとなる。このような位相歪みを補正した後に開口合成を行うことによって、高画質の診断像を得ることが可能となる。従来のBモードでも、近年この問題はかなり改善されたが、本質的には2次元アレイを用いた補正が不可欠である。

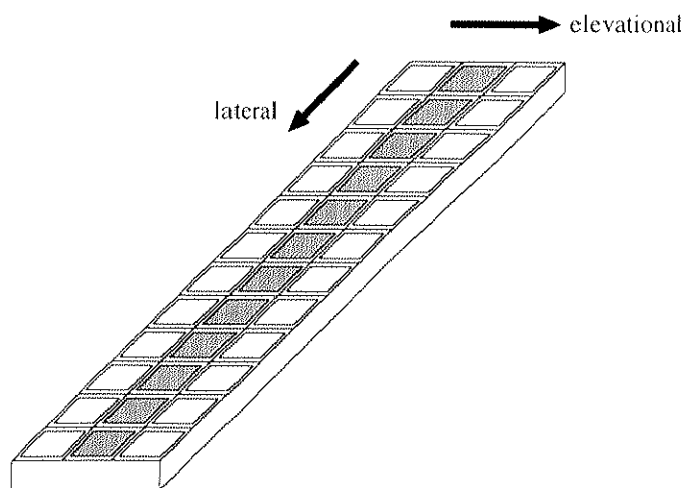
また別の2次元アレイの応用例としては、開口合成像がある。またapodizationなどによりビーム形成も容易に行われるようになり、制限回折ビームを形成する際に2次元アレイは有効である[95, 96]。

更に、2次元アレイはelevation方向及び方位方向にビームを走査するフェイズドアレイを用いた超音波像の新しいモードを開発する上で重要である。新モードとして考えられるものには、以下のようなものが挙げられる。

- (1) あるBモード断層面に直交する断層面が瞬時に得られる。
- (2) スライス厚方向に電子的に走査して複数のBモード断層像が得られる。
- (3) 高速Cモードの開発
- (4) Bモード及び血流分布の実時間3次元画像化



(a) 2-D array



(b) 1.5-D array

図 4.1: 1.5次元アレイと2次元アレイ

特に(4)に関しては、1次元アレイを機械的に振って実時間で3次元像を得ようとする研究もあるが[97, 98]、ビーム走査を電子的に行える2次元アレイの方が3次元像構築には断然有効である。以上のような新モードにより、冠状動脈の流れの可視化と同様、左心室や腫瘍のような解剖学的組織構造の体積計算をより正確に行うことが可能になる。このように2次元アレイの実用化が待たれているところであるが、これを開発する上での基本的な問題点としては、次の3事項が挙げられる。

- (1) 完全な2次元アレイは非常に膨大な数の素子 ($N \times M$) を必要とする。
- (2) 微小なアレイに対して、配線が難しい。
- (3) 微小サイズの素子は高い電気的インピーダンスを示し、その結果トランスデューサの感度が極度に低下する。

上記の問題点に関連して、従来の1次元のフェイズドアレイシステムでは、例えば128チャンネルであり、このように素子配列された開口は、fully sampled aperture と呼ばれる。グレーティングローブを最小に抑えるためには素子間隔を $\lambda/2$ (λ : 波長) 以下にする必要があるが、これは例えば3.5MHz のとき素子間隔は0.2mm、5MHz のときは0.15mm である。

2次元アレイにおいて、1次元アレイを単純に拡張したfully sampled aperture を構築しようとする、128×128チャンネルが必要であるが、素子間隔を $\lambda/2$ に保ちながらこれを実現しようとする、製作上非常に困難である。そのため、素子配列においてはアンダーサンプリングにより素子数を減らす必要に迫られる。すなわち、素子サイズと素子間隔を大きくすることによって、素子数を減らし、かつこのような場合でもサイドローブやグレーティングローブを抑圧して、血管やシスト的構造をもつ組織、あるいは心臓弁や心室等の高いコントラストをもつターゲットを画像化しなければならない。しかしながら、その設計においては、素子サイズと素子間隔を大きくすることによる望ましくない振動モードが出現してしまう。さらに、トランスデューサ感度は、ダイナミックレンジ(メインローブ振幅と非軸部振幅との比)の損失が大きい。このような損失のために、超音波像のコントラストは減少し、小さなターゲットは見えなくなってしまう。

このような問題点を解決するため、Smithらは、適切なサイズ(2~3cm)の開口において、128チャンネル以下に素子数が制限された場合でも素子感度を上昇させ、メインローブ方位方向分解能を向上させる手法を提案している[99]。彼らが製作したプローブは、4×32素子、2.8MHzの1.5次元アレイと、3次元画像化のための16×16素子アレイである。このアレイは送信の96素子、受信に32素子を用いている。ただしこの段階で行われている配線は、hand-wiringであり、PZTチップの裏側にワイヤが接続されている。このような配線は製作に非常に時間がかかり、またリード線同士のクロスカップリングなどにより感度のばらつきが大きくなってしまいう問題点がある。hand-wiringような配線上の問題点を解決するための回路として、多層セラミック(MLC)[100]や多層フレックス(MLF)[101]と呼ばれるコネクタ回路が製作され、これらを搭載した2次元アレイプローブを用いて、シストを模倣したファントム像や心臓断層像等が実際に得られている。

素子配列を周期的にせず、ランダムに配置することによって、素子間隔が $\lambda/2$ 以上の場合でも、グレーティングローブを抑圧する手法なども提案されている[102, 103]。また、ブロック化された素子を用いるとサイドローブが大きくなり画質を低下させてしまうため、複数の受信ビー

ムを用いた object dependent 法と呼ばれる方法を用いてサイドローブを除去する方法も提案されている [104]。

またその他、 50×50 素子、3MHz、素子間隔 0.6λ となるアレイ [105] や、 128×128 素子のアレイ [106] も製作されている。

以上のように、2次元アレイはBモード像の画質改善を第一の目的として研究が進められているが、前節までに述べたように、画質改善の目的に限らず、変位計測等の目的においても2次元アレイを用いる手法が幾つか提案されている。本論文における変位計測でも、この2次元アレイプローブの使用を仮定している。

4.4 重み付き位相勾配法

この節では、5節で述べる弾性率再構成を行う際に必要となる3次元変位ベクトル計測法として、重み付き位相勾配法 [107, 108, 109, 110, 111] を提案する。変位ベクトル3成分は後に述べるように歪みテンソルの全成分を求める上で重要である。また、前節までに概観した変位計測法の内、3次元に関するものでは multi-beam 法に基づく手法が実時間処理に最も近いと思われる。ここで提案する重み付き位相勾配法も multi-beam 法に基づく手法である。

ここではまず、一般的な場合における重み付き位相勾配法に関する導出を行う。

重み付き位相勾配法では、図4.2のように2次元アレイプローブを用い、この面上に構成した座標系に基づいて変位ベクトル $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ を算出する。2次元アレイ面上には受信素子が多数配置されており、原点付近に位置する円形の受信素子群を駆動させて、計測点 P_0 に対して超音波パルス照射する。エコー変化から変位を算出するためには、パルスを複数回照射することが必要であり、照射するたびに計測点 P_0 まわりに位置する散乱点が、 P_1, P_2 と移動していく状況を考える。このときの変位ベクトルは $P_{i-1} \vec{P}_i$ ($i=1,2,\dots$) であり、各計測点まわりの散乱体は全て同一の変位ベクトルをもち、かつ各計測点での変位ベクトルの向きは変化しない、すなわち図4.2の θ_0, θ_1 は不変であるとする。

ここで、計測点まわりに存在する散乱体の変位ベクトルは、本研究で主題とする組織弾性特性推定の場合、図3.2のように、体表に圧縮を与えることによって発生させられる。圧縮の都度、超音波パルス照射すれば、各素子において各圧縮ごとの受信波が連続して得られることになる。連続して得られた受信波は図4.3のように、散乱体の移動に伴って 1st echo、2nd echo、... と一定方向にシフトしたものとなる。また、対象が血流速度計測の場合には血管内を流れる血球が散乱体となり、一定時間分の変位ベクトル、すなわち速度ベクトルが発生させられることになる。

各計測点からの散乱波は、2次元アレイ面上に配置された全ての受信素子 $Q(x, 0, z)$ で受信される。 i 発目のパルスから得られる散乱波が受信点 $Q(x, 0, z)$ に到達したときの位相を $\phi_{i-1}(x, 0, z, t)$ とすると以下のようなになる。

$$\lambda_0 \phi_{i-1}(x, 0, z, t) = 2\pi \left\{ |\vec{P}_{i-1} \vec{O}| + |\vec{P}_{i-1} \vec{Q}| \right\} \quad (i \geq 1) \quad (4.1)$$

ここで、 λ は波長であり、 t は時刻である。生体組織の場合、計測点 P_{i-1} の向かうビーム経路上にも散乱体が存在し、 $Q(x, 0, z)$ での受信波は時系列として得られる。2次元アレイ面上で得られた受信波を同時刻で比較すると、同一の計測点からの受信に対応していないため、受信波に

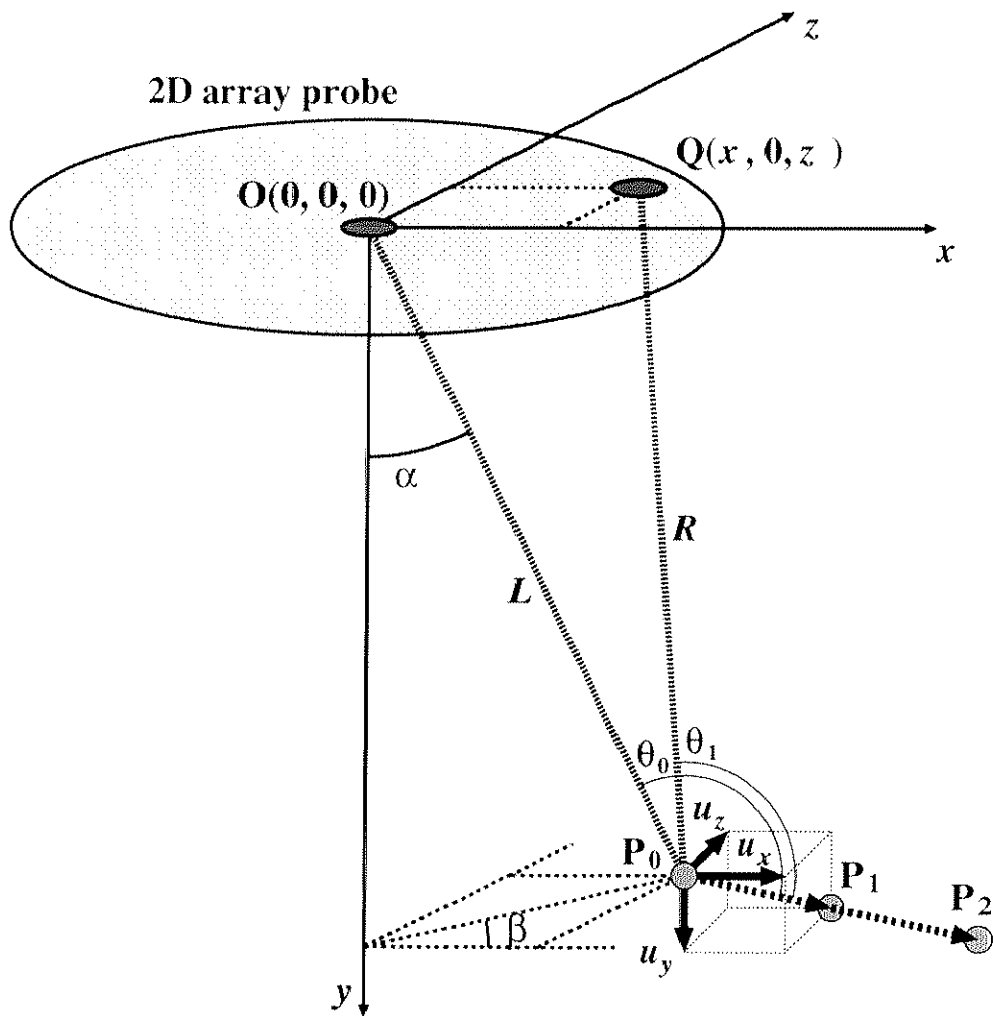


図 4.2: 重みつき位相勾配法の一般座標系

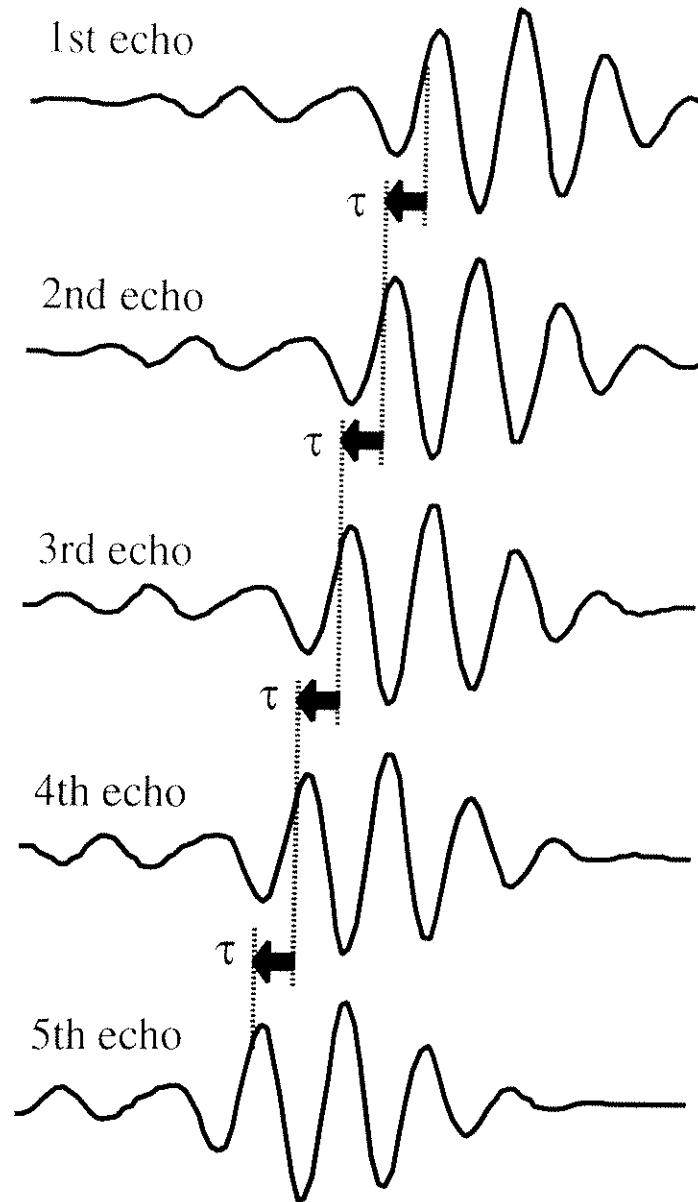


図 4.3: 散乱体の移動に伴ったエコー信号のシフト

対して幾何学的な遅延補正を行い、同時刻でのエコーが同一の計測点からのものに対応するようにしておく。 t は遅延補正後の時刻を表している。

従って $Q(x, 0, z)$ での i 発目と $i+m$ 発目 ($m \geq 1$) との受信波間の位相差 $\Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t)$ は

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t) &= \phi_{i+m-1}(x, 0, z, t) - \phi_{i-1}(x, 0, z, t) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \left\{ |P_{i+m-1}\vec{O}| + |P_{i+m-1}\vec{Q}| - |P_{i-1}\vec{O}| - |P_{i-1}\vec{Q}| \right\}\end{aligned}\quad (4.2)$$

のように表すことができる。

ここで、原点と計測点との距離 $|P_i\vec{O}|$ 、受信点と計測点との距離 $|P_i\vec{Q}|$ は幾何学的な関係と遠距離近似を用いて次のように記述される。

$$\begin{aligned}|P_i\vec{O}| &= |P_{i-1}\vec{O}| - |P_{i-1}\vec{P}_i| \cos \theta_0 \\ &= |P_0\vec{O}| - \sum_{j=1}^i |P_{j-1}\vec{P}_j| \cos \theta_0\end{aligned}\quad (4.3)$$

$$\begin{aligned}|P_i\vec{Q}| &= |P_{i-1}\vec{Q}| - |P_{i-1}\vec{P}_i| \cos \theta_1 \\ &= |P_0\vec{Q}| - \sum_{j=1}^i |P_{j-1}\vec{P}_j| \cos \theta_1\end{aligned}\quad (4.4)$$

式(4.3)と式(4.4)を式(4.2)に代入して整理すると

$$\Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t) = -\frac{2\pi}{\lambda_0} \sum_{j=i}^{i+m-1} |P_{j-1}\vec{P}_j| (\cos \theta_0 + \cos \theta_1)\quad (4.5)$$

が得られる。

一方、 j 発目のビーム経路について、 $P_{j-1}\vec{O}$ と $P_{j-1}\vec{P}_j$ 、 $P_{j-1}\vec{Q}$ と $P_{j-1}\vec{P}_j$ それぞれの内積をとり、加え合わせて変形すると

$$\begin{aligned}|P_{j-1}\vec{P}_j| (\cos \theta_0 + \cos \theta_1) &= \frac{P_{j-1}\vec{O} \cdot P_{j-1}\vec{P}_j}{|P_{j-1}\vec{O}|} + \frac{P_{j-1}\vec{Q} \cdot P_{j-1}\vec{P}_j}{|P_{j-1}\vec{Q}|} \\ &= \left(\frac{1}{|P_{j-1}\vec{O}|} + \frac{1}{|P_{j-1}\vec{Q}|} \right) P_{j-1}\vec{O} \cdot P_{j-1}\vec{P}_j + \\ &\quad \frac{O\vec{Q} \cdot P_{j-1}\vec{P}_j}{|P_{j-1}\vec{Q}|}\end{aligned}\quad (4.6)$$

ここで、変位ベクトルの絶対値 $|P_{j-1}\vec{P}_j|$ は $|P_{j-1}\vec{O}|$ 及び $|P_{j-1}\vec{Q}|$ に比べて十分に小さいとすると、式(4.3)、式(4.4)より以下式が得られる。

$$|P_{j-1}\vec{P}_j| (\cos \theta_0 + \cos \theta_1) = \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{R} \right) P_{j-1}\vec{O} \cdot P_{j-1}\vec{P}_j + \frac{O\vec{Q} \cdot P_{j-1}\vec{P}_j}{R}\quad (4.7)$$

ただし図4.2のように、 $|\vec{P}_0\vec{O}| = L$ 、 $|\vec{P}_0\vec{Q}| = R$ とした。従って、この式を式(4.5)に代入すると

$$-\frac{\lambda_0}{2\pi}\Delta\phi_{i,m}(x,0,z,t) = \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{R}\right) \sum_{j=i}^{i+m-1} \vec{P}_{j-1}\vec{O} \cdot \vec{P}_{j-1}\vec{P}_j + \frac{1}{R} \sum_{j=i}^{i+m-1} \vec{O}\vec{Q} \cdot \vec{P}_{j-1}\vec{P}_j \quad (4.8)$$

ここで原点での位相差 $\Delta\phi_{i,m}(0,0,0,t)$ は、上式で $Q = O$ とおいて

$$\begin{aligned} \sum_{j=i}^{i+m-1} \vec{P}_{j-1}\vec{O} \cdot \vec{P}_{j-1}\vec{P}_j &= -\frac{\lambda_0}{4\pi}L\Delta\phi_{i,m}(0,0,0,t) \\ &= \sum_{j=i}^{i+m-1} |\vec{P}_{j-1}\vec{P}_j| \cos\theta_0 \end{aligned} \quad (4.9)$$

式(4.9)は原点での位相差がビーム軸方向の変位成分 $|\vec{P}_{j-1}\vec{P}_j| \cos\theta_0$ と相等しいことを示している。以上から式(4.8)と式(4.9)をまとめると

$$\lambda_0\Delta\phi_{i,m}(x,0,z,t) = \frac{\lambda_0}{2}\left(1 + \frac{L}{R}\right)\Delta\phi_{i,m}(0,0,0,t) - 2\pi \sum_{j=i}^{i+m-1} \frac{\vec{O}\vec{Q} \cdot \vec{P}_{j-1}\vec{P}_j}{R} \quad (4.10)$$

ここで変位ベクトル $\vec{P}_{j-1}\vec{P}_j$ が不変であるとする、 $\vec{P}_{j-1}\vec{P}_j = \vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ として

$$\lambda_0\Delta\phi_{i,m}(x,0,z,t) = \frac{\lambda_0}{2}\left(1 + \frac{L}{R}\right)\Delta\phi_{i,m}(0,0,0,t) - 2\pi \frac{m(x \cdot u_x + z \cdot u_z)}{R} \quad (4.11)$$

となる。

式(4.11)の L と R は図4.2に示されるように2次元アレイ面上の受信素子と計測点との距離であり、これを重みとして式(4.11)を書き換えると次式が得られる。

$$x \cdot u_x + z \cdot u_z = \frac{\lambda_0}{4m\pi} \{(L+R)\Delta\phi_{i,m}(0,0,0,t) - 2R\Delta\phi_{i,m}(x,0,z,t)\} \quad (4.12)$$

右辺は位相差 $\Delta\phi_{i,m}(x,0,z,t)$ と距離 L 、 R で定まり、位相差は超音波を用いて計測することができ、また L 、 R は設定可能であることから、これを $\mu_{i,m}(x,0,z,t)$ とおくと、右辺は計測値として見なすことができる。すなわち

$$x \cdot u_x + z \cdot u_z = \mu_{i,m}(x,0,z,t) \quad (4.13)$$

ただし

$$\mu_{i,m}(x,0,z,t) = \frac{\lambda_0}{4m\pi} \{(L+R)\Delta\phi_{i,m}(0,0,0,t) - 2R\Delta\phi_{i,m}(x,0,z,t)\} \quad (4.14)$$

である。

式(4.13)は、図4.4に示すように、3次元空間 $(x, z, \mu_{i,m})$ において2変数 x, z に関する平面式を表している。すなわち、平面の勾配は変位ベクトル成分 u_x と u_z に対応している。 x - z 平面上の N 個の受信点 $Q(x_k, 0, z_k)$ ($k = 1, 2, \dots, N$)で受信された散乱波データから位相差 $\Delta\phi_{i,m}(x_k, 0, z_k, t)$ を計測し、これに重み L, R を掛けた $\mu_{i,m}(x_k, 0, z_k, t)$ から、式(4.13)に基づいて最小二乗法を適用し、 u_x と u_z を決定できる。従って

$$A = \begin{pmatrix} x_1 & z_1 \\ x_2 & z_2 \\ x_3 & z_3 \\ \vdots & \vdots \\ x_N & z_N \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

$$\vec{y} = \begin{pmatrix} \mu_{i,m}(x_1, 0, z_1, t) \\ \mu_{i,m}(x_2, 0, z_2, t) \\ \vdots \\ \mu_{i,m}(x_N, 0, z_N, t) \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

のように定義すると式(4.13)は $A\vec{x} = \vec{y}$ となり、これから式(4.18)のように最小二乗法を用いて未知ベクトル \vec{x} が求まる。

$$\vec{x} = (A^T A)^{-1} A^T \vec{y} \quad (4.18)$$

ただし、

$$A^T A = \begin{pmatrix} \sum_{k=1}^N x_k^2 & \sum_{k=1}^N x_k z_k \\ \sum_{k=1}^N z_k x_k & \sum_{k=1}^N z_k^2 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

$$A^T \vec{y} = \begin{pmatrix} \sum_{k=1}^N x_k \mu_{i,m}(x_k, 0, z_k, t) \\ \sum_{k=1}^N z_k \mu_{i,m}(x_k, 0, z_k, t) \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

である。特に、 $Q(x_k, 0, y_z)$ を x - z 軸に関して対称にとると、式(4.19)の非対角成分は0となり、変位成分 u_x と u_z は以下のように得られる。

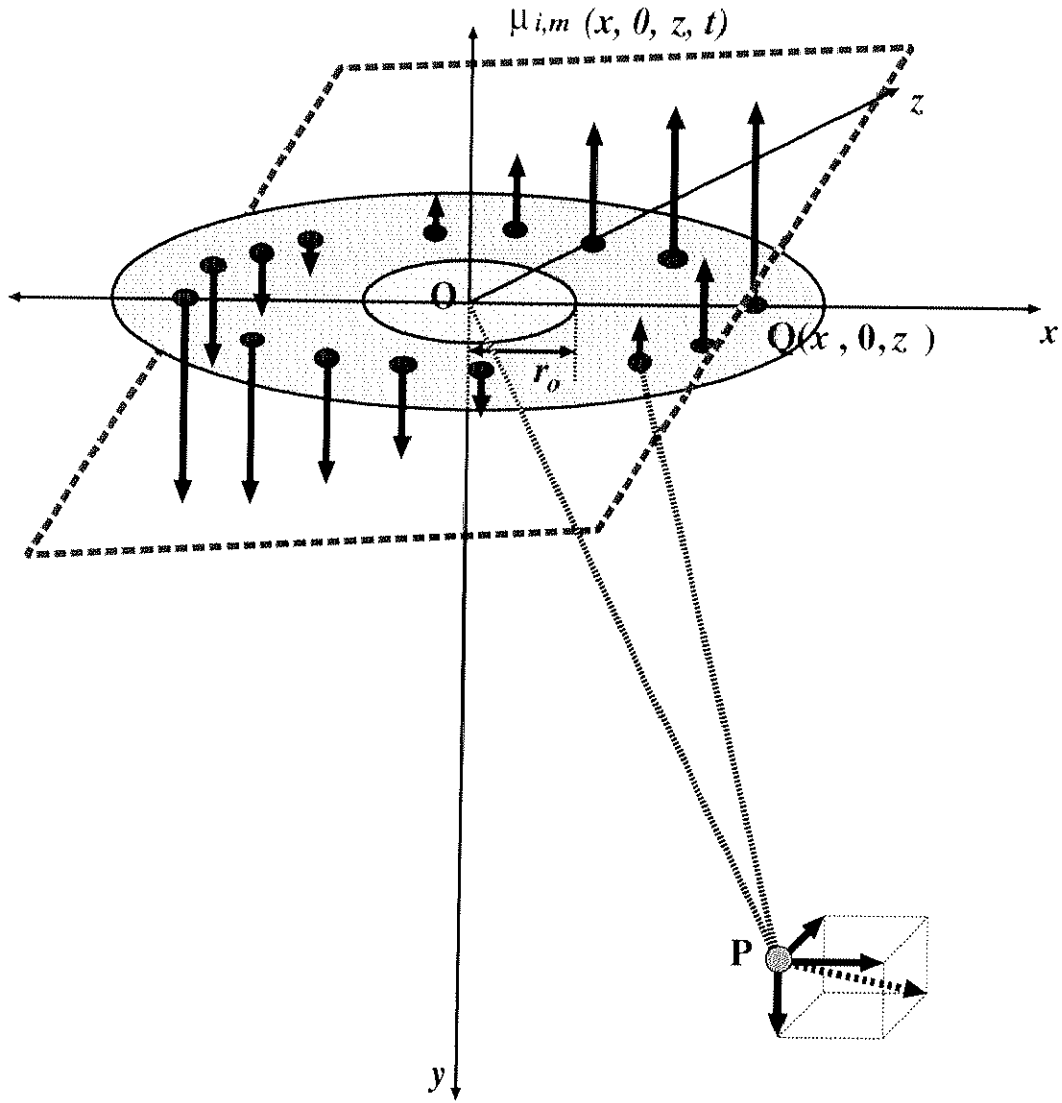


図 4.4: $\mu_{i,m}$ 平面

$$u_x = \frac{\sum_{k=1}^N x_k \mu_{i,m}(x_k, 0, z_k, t)}{\sum_{k=1}^N x_k^2} \quad (4.21)$$

$$u_z = \frac{\sum_{k=1}^N z_k \mu_{i,m}(x_k, 0, z_k, t)}{\sum_{k=1}^N z_k^2} \quad (4.22)$$

以上のように方位方向変位成分 u_x 、 u_z が求められたので、次に u_y を得ることを考える。式 (4.9) において $\vec{u} = P_{j-1} \vec{P}_j$ とおくと

$$\sum_{j=i}^{i+m-1} P_{j-1} \vec{O} \cdot \vec{u} = -\frac{\lambda_0}{4\pi} L \Delta \phi_{i,m}(0, 0, 0, t) \quad (4.23)$$

ここで、 $P_{j-1} \vec{O} = P_0 \vec{O} - (j-1)\vec{u}$ の関係を式 (4.23) に代入して、 $|P_{j-1} \vec{O}| = L \gg |\vec{u}|$ であるとする

$$O \vec{P}_0 \cdot \vec{u} = \frac{\lambda_0}{4m\pi} L \Delta \phi_{i,m}(0, 0, 0, t) \quad (4.24)$$

図 4.2 に示されるように、ビーム方向を角 α 、 β で規定すると、極座標で $O \vec{P}_0 = (L \sin \alpha \cos \beta, L \cos \alpha, L \sin \alpha \sin \beta)$ となることから、 u_y が以下のように求められる。

$$u_y = -u_x \tan \alpha \cos \beta - u_z \tan \alpha \sin \beta + \frac{\lambda_0}{4m\pi} \frac{\Delta \phi_{i,m}(0, 0, 0, t)}{\cos \alpha} \quad (4.25)$$

以上の理論をまとめると次のようになる。まず 2 次元アレイ面上の全受信素子 $Q(x_k, 0, z_k)$ ($k = 1, 2, \dots, N$) で得られた、開口合成前の連続する受信波間の位相差 $\Delta \phi_{i,m}(x_k, 0, z_k, t)$ を検出する。これらに対し受信素子位置と計測点で定まる距離の重みを掛け、式 (4.14) を用いて $\mu_{i,m}(x_k, 0, z_k, t)$ に変換し、式 (4.18)~式 (4.20) から変位ベクトル成分 u_x 、 u_z が得られる。その後 u_y は式 (4.25) から得られ、変位ベクトルの 3 成分が得られたことになる。位相差は自己相関法を用いてリアルタイムに求めることができ、また得られた位相差に重み付けをして抽出した平面の勾配を求めることで変位ベクトルが求められることを示しており、このことから本手法を重み付き位相勾配法 (Weighted Phase Gradient Method、WPG Method) と呼ぶことにする。以下では本計測法を WPG として引用する。

以上、一般的な重み付き位相勾配法の理論について述べたが、その特例として図 4.2 においてビームが垂直入射する場合には $\alpha = \beta = 0$ であるので、式 (4.25) は簡潔に記述されて

$$u_y = \frac{\lambda_0}{4m\pi} \Delta \phi_{i,m}(0, 0, 0, t) \quad (4.26)$$

である。このとき $Q(x, 0, z)$ における位相差は式 (4.11) より

$$\frac{\lambda_0}{2m\pi} \Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t) = \left(1 + \frac{L}{R}\right) u_y - \frac{x \cdot u_x + z \cdot u_z}{R} \quad (4.27)$$

となる。 $\mu_{i,m}(x, 0, z, t)$ は

$$\mu_{i,m}(x, 0, z, t) = (L + R)u_y - \frac{\lambda_0}{2m\pi} R \Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t) \quad (4.28)$$

として得られ、複数受信点での $\mu_{i,m}(x, 0, z, t)$ を用いて最小二乗法より u_x 、 u_z が得られる。一般に、ビーム軸方向で計測された変位は方位方向で計測された変位よりも精度が高い。従って、ビームを任意方向に送信した場合の式 (4.25) に含まれる方位方向成分 u_x 及び u_z による u_y 検出精度の低下を避けてビーム軸方向の変位計測の精度を確保し、また受信素子配置の対称性の良くすることによって方位方向計測精度の低下を抑えるためにも、ビームは垂直方向に入射させるのが望ましいと思われる。また式 (4.27) から分かるように、 $Q(x, 0, z)$ が原点付近にある場合の位相差は大部分が u_y によるものであり、 $Q(x, 0, z)$ が原点から遠ざかるほど u_x 、 u_z の寄与が大きくなる。従って実際の処理においては、図 4.4 に示すように受信開口のうち原点まわりで半径 r_0 以内の素子で合成された受信波から $\Delta\phi_{i,m}(0, 0, 0, t)$ を求め、 u_y を得る。また、その周囲の円環部分で検出された位相差を u_x と u_z を得るために用いることが考えられる。また理論上は単一素子で得られた受信波の処理を前提としているが、十分な SNR が得られない場合は、対象としている受信素子まわりの素子から得られる受信波を局所的に合成して処理を行う等も考えられる。

後に述べるシミュレーション及び実験での変位ベクトル計測においては、ビームを垂直入射させ、方位方向変位成分の算出には開口面上の円環部で検出された位相差を用いて検討を行っている。

4.5 位相差検出

WPG 実装の際、その計測精度に影響を与える要因としては、受信波の遅延補正精度と位相差検出精度が挙げられる。通常のコネクタ、リニア、セクタ等の実際の超音波診断に用いられているプローブは、微小素子が並べられており、これらのいくつかを同時または遅延を与えて駆動してビームを形成したり、個々の素子で受信されたエコー信号に遅延補正を行って合成後、受信波を得ている。WPG の場合は各素子での受信波を開口合成する前に位相差を検出し、それを空間内の 1 点に対応させた遅延補正の後、変位ベクトル検出を行っているため、この遅延補正の精度が変位ベクトル計測精度に大きな影響を及ぼすと考えられる。従来の超音波診断装置におけるビーム形成の際の遅延はアナログ遅延デバイスを用いて行われていたため、各素子に接続されている遅延素子のアナログ的性質、例えば温度依存性や周波数依存性などにより正確な遅延が掛けられず、形成されたビームあるいは受信波は歪んでしまうという問題点があった。しかし、近年の診断装置のデジタル化、すなわち各素子で得られた受信波を高速サンプリング後、遅延を与えるというデジタルビームフォーマーの技術を搭載したものが登場し、遅延精度の問題が解決されている。WPG においてもこの技術を採用入れることにより、遅延精度が変位ベクトル計測に与える影響を最小にできると思われる。

従って、WPGによる変位計測に最も大きな影響を与えるのは位相差検出精度ということになる。本研究のような弾性特性計測の場合、各素子で得られる受信波は、図4.3に示すように一定方向にシフトしたものである。このようなシフトは、位相空間においては位相変化に対応しており、この位相変化を推定するには通常ドブラ法（自己相関法）[12]が用いられる。以下、ドブラ法の原理について述べる。

図4.3に見られるシフト量を τ とし、 i 回目に送信したパルスに対応する散乱波が、2次元アレイ面上の受信素子 $Q(x, 0, z)$ で受信されたときのRF信号を以下のようにモデル化する。

$$s_i(x, 0, z, t) = \text{Re} \left\{ A(x, 0, z, t - (i-1)\tau) e^{j\phi_{i-1}(x, 0, z, t)} \right\} \quad (4.29)$$

ただし、

$$\phi_{i-1}(x, 0, z, t) = \omega_0 \{ t - (i-1)\tau \} + \theta \quad (4.30)$$

ここで、 $A(x, 0, z, t - (i-1)\tau)$ は、 $Q(x, 0, z)$ で得られた i 番目の散乱波の包絡線（envelope）、 ω_0 は中心角周波数、 θ は初期位相である。

この $s_i(x, 0, z, t)$ に対し、 $\sin \omega_0 t$ と $\cos \omega_0 t$ を乗算してローパスフィルタ（Low Pass Filter, LPF）をかける直交検波を行うと、次のような複素解析信号 $a_i(x, 0, z, t)$ が得られる。

$$\begin{aligned} a_i(x, 0, z, t) &= \text{LPF} \left\{ s_i(x, 0, z, t) e^{j\omega_0 t} \right\} \\ &= \frac{1}{2} A(x, 0, z, t - (i-1)\tau) e^{j\{\omega_0(i-1)\tau - \theta\}} \end{aligned} \quad (4.31)$$

このような複素解析信号 $a_i(x, 0, z, t)$ が N 個得られたとし、ラグが m である複素自己相関関数 $R(m)$ を計算すると、

$$\begin{aligned} R(x, 0, z, m) &= \sum_{i=1}^N a_i(x, 0, z, t) a_{i+m}^*(x, 0, z, t) \\ &= \frac{1}{4} \sum_{i=1}^N R_{A_i}(x, 0, z, m) e^{-j\omega_0 m \tau} \end{aligned} \quad (4.32)$$

ここで、

$$R_{A_i}(x, 0, z, m) = A(x, 0, z, t - (i-1)\tau) A(x, 0, z, t - (i-1)\tau - m\tau) \quad (4.33)$$

である。

i 番目の散乱波と $i+m$ 番目の散乱波との位相差は、

$$\begin{aligned} \Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t) &= \phi_{i+m-1} - \phi_{i-1} \\ &= -\omega_0 m \tau \end{aligned} \quad (4.34)$$

となることから、式(4.11)または式(4.27)に見られる位相差は

$$\Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t) = \arg \{ R(x, 0, z, m) \} \quad (4.35)$$

として求められることになる。通常は連続するエコー間の相関をとるので $m = 1$ である。

ドブラ法により式 (4.35) で得られる位相差は $-\pi \leq \Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t) \leq \pi$ の範囲でしか得られず、この範囲を越えた場合はエイリアシングが生じてしまい、真の位相変化量は不定となってしまう。この様子を示したものが図 4.5 である。図のような位相平面において、図 4.5(a) は $\Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t)$ の変化が $\leq |\pi|$ であるため正しく位相差が得られることを示しているが、図 4.5(b) では $\Delta\phi_{i,m}(x, 0, z, t)$ の変化が $|\pi|$ を越えてしまうため、実線に示すように真のシフト方向とは反対方向の位相変化として捉えてしまうというエイリアシングが生じていることが示されている。このことは、大まかには、与えられる変位の最大値が $\lambda/4$ 以下でなければならないという限界を示しており、例えば、中心周波数として 3.75MHz を用いた場合は、0.1mm 以下の圧縮でなければならない。一方、大きな変位を与えるということは、変位計測を実行する際の SNR を向上させる上で必要である。これは、与える変位が小さいと変位推定時の分散レベルと変位レベルが同程度となり、変位成分がノイズ成分に埋没してしまうからである。しかし、大きな変位を与えると図 4.5(b) のようなエイリアシングが生じることになる。従って、大きな変位下でもエイリアシングを生じないような位相差推定法を用いる必要があり、本研究ではこの推定法として Combined Autocorrelation 法を用いることとした。以下その原理について述べる。

4.6 Combined Autocorrelation 法

大変位下でのエイリアシング問題を解決する方法として、Combined Autocorrelation 法（複合自己相関法）[112, 113, 114] を用いた位相差検出を行う。CA は、前節で述べたドブラ法をベースとした手法である。以下 CA と略し、その原理について述べる。

自己相関法では最低 2 個の連続する受信波があれば、位相差の推定が可能である。多数の受信波を式 (4.32) により累積すれば、SNR は N 回の圧縮に対して約 \sqrt{N} 倍になるが、多数の受信波を用いることは波形処理時間の増大につながり、さらに本研究のように 3 次元的な分布をなす受信波を処理する場合にはデータ取得時間の増加も加わるため、実時間計測も困難となってくる。従って、ここでは圧縮前後 2 回の送受信で、連続して得られた受信波のみを用いて位相差推定を行うことを考える。この場合圧縮は 1 回のみでよい。

ここでは、受信素子 $Q(x, 0, z)$ における圧縮前後の複素解析信号を $a_1(x, 0, z, t)$ 、 $a_2(x, 0, z, t)$ とし、波形は局所的には圧縮による変形が無視でき、平行移動するものとして、以下のようにモデル化する。

$$a_1(x, 0, z, t) = A(x, 0, z, t)e^{-j\phi_0} \quad (4.36a)$$

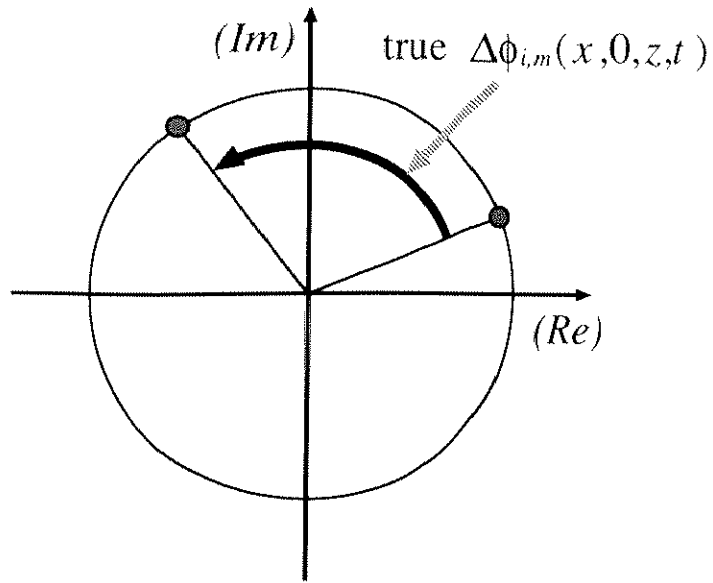
$$a_2(x, 0, z, t) = A(x, 0, z, t - \tau(x, 0, z, t))e^{-j\phi_1} \quad (4.36b)$$

ただし、 $A(x, 0, z, t)$ は包絡線、 ω_0 は送信パルスの角周波数、 $\tau(x, 0, z, t)$ は圧縮による時間推移、 θ は初期位相であり、式 (4.30) より、

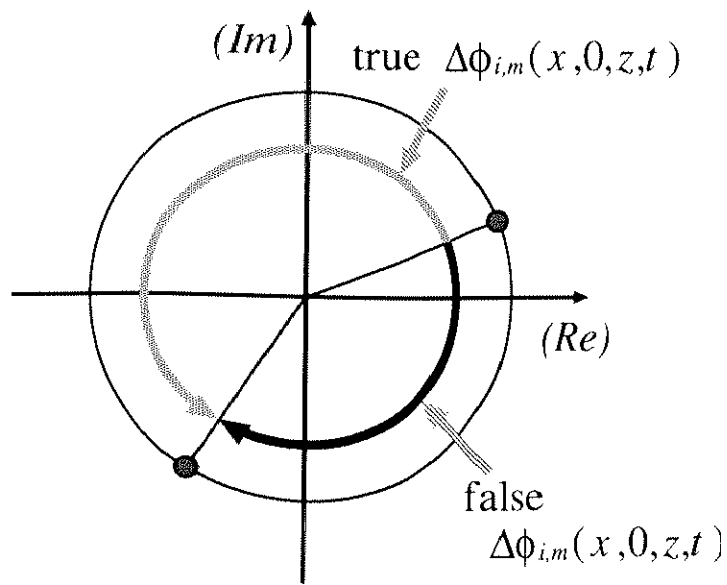
$$\phi_0(x, 0, z, t) = \omega_0 t + \theta \quad (4.37a)$$

$$\phi_1(x, 0, z, t) = \omega_0 \{t - \tau(x, 0, z, t)\} + \theta \quad (4.37b)$$

である。



(a) non-aliasing shift



(b) aliasing shift

図 4.5: エイリアシング

まず、 $a_2(x, 0, z, t)$ を参照信号の半周期 $T/2$ の整数倍だけシフトした波形 $a_2(x, 0, z, t+nT/2)$ と $a_1(x, 0, z, t)$ との相互相関関数 $R_{a_1a_2}(x, 0, z, t; n)$ を次式のように求める。

$$\begin{aligned} R_{a_1a_2}(x, 0, z, t; n) &= \int_{-t_0/2}^{t_0/2} a_1(x, 0, z, t+v) a_2^*(x, 0, z, t+nT/2+v) dv \\ &= \int_{-t_0/2}^{t_0/2} A(x, 0, z, t+v) A(x, 0, z, t+v - \tau(x, 0, z, t) + nT/2) \\ &\quad \cdot e^{-j\omega_0(\tau(x, 0, z, t) - nT/2)} dv \\ &= R_A(x, 0, z, t; \tau(x, 0, z, t) - nT/2) e^{-j\Delta\psi(x, 0, z, t; n)} \end{aligned} \quad (4.38)$$

ただし、 n は整数で、 R_A は $A(x, 0, z, t)$ の自己相関関数である。また、 $\Delta\psi(x, 0, z, t; n)$ は、 $R_{a_1a_2}(x, 0, z, t; n)$ の位相で次のように表される。

$$\begin{aligned} \Delta\psi(x, 0, z, t; n) &= \omega_0(\tau(x, 0, z, t) - nT/2) \\ &= \Delta\phi(x, 0, z, t) - n\pi \end{aligned} \quad (4.39)$$

ここで、 $\Delta\phi(x, 0, z, t)$ は真の位相差であり、式 (4.35) に相当するが、添字の記述は省略してある。特に $n=0$ のときを考えると、前節で述べたドプラ法による位相差検出と全く同じになる。 $R_{a_1a_2}$ の実部 $Q = \text{Re}\{R_{a_1a_2}\}$ と虚部 $I = \text{Im}\{R_{a_1a_2}\}$ はドプラ法において、 a_1 、 a_2 の直交検波出力の複素積として得られるが、これらを用いて $\Delta\Phi(x, 0, z, t; n)$ を次式のように定義する。

$$\Delta\Phi(x, 0, z, t; n) = \tan^{-1}\{I/Q\} \quad (4.40)$$

変位量が小さく $|\Delta\phi(x, 0, z, t)| = \omega_0\tau(x, 0, z, t) < \pi$ となる範囲では、 $\Delta\phi(x, 0, z, t) = \Delta\Phi(x, 0, z, t; 0)$ となる。しかし、 $|\Delta\phi(x, 0, z, t)| \geq \pi$ となるとエイリアシングを生じ、 $\Delta\phi(x, 0, z, t)$ は I 、 Q から一意に求まらない。このため、 t の範囲で、 $\Delta\phi(x, 0, z, t)$ が取りうる最大および最小値を $\Delta\phi_{max}$ 、 $\Delta\phi_{min}$ とし、次式を満たす整数 N 、 M を考える。

$$N = [\Delta\phi_{max}/\pi] \quad (4.41)$$

$$M = [\Delta\phi_{min}/\pi] \quad (4.42)$$

ここで、右辺は $[\]$ 内の整数部分をとる演算を意味する。この N 、 M に対して、

$$M \leq m \leq N$$

$$m = [\Delta\phi(x, 0, z, t)/\pi] \quad (4.43)$$

となる整数 m が存在し、式 (4.39) および (4.43) から $\Delta\phi(x, 0, z, t)$ を $-m\pi$ シフトした $\Delta\psi(x, 0, z, t; m)$ は、 $|\Delta\psi(x, 0, z, t; m)| < \pi$ となりエイリアシングを生じない領域にあることがわかる。これは、 $n = M, M+1, \dots, N-1, N$ に対して式 (4.39) で与えられる $N+M+1$ 個の $\Delta\psi(x, 0, z, t; n)$ の中に必ず $|\Delta\psi(x, 0, z, t; m)| < \pi$ を満たすものがあることを意味する。

そこで、この m を求めるため、以下のような $a_1(x, 0, z, t)$ と $a_2(x, 0, z, t + nT/2)$ の相関係数の絶対値 $C(x, 0, z, t; n)$ を計算する。

$$C(x, 0, z, t; n) = \frac{|R_{a_1 a_2}(x, 0, z, t; n)|}{\sqrt{R_{a_1 a_1}(x, 0, z, t; 0)R_{a_2 a_2}(x, 0, z, t; n)}} \quad (4.44)$$

ここで、 $R_{a_1 a_1}(x, 0, z, t; 0)$ 、 $R_{a_2 a_2}(x, 0, z, t; n)$ はそれぞれ $a_1(x, 0, z, t)$ 、 $a_2(x, 0, z, t + nT/2)$ の自己相関関数で、式 (4.38) と同様にして次のように表される。

$$\begin{aligned} R_{a_1 a_1}(x, 0, z, t; 0) &= \int_{-t_0/2}^{t_0/2} |a_1(x, 0, z, t + v)|^2 dv \\ &= \int_{-t_0/2}^{t_0/2} A(x, 0, z, t + v)^2 dv \end{aligned} \quad (4.45)$$

$$\begin{aligned} R_{a_2 a_2}(x, 0, z, t; n) &= \int_{-t_0/2}^{t_0/2} |a_2(x, 0, z, t + v + nT/2)|^2 dv \\ &= \int_{-t_0/2}^{t_0/2} A(x, 0, z, t - \tau(x, 0, z, t) + v + nT/2)^2 dv \end{aligned} \quad (4.46)$$

また、式 (4.44) 右辺の分子は、式 (4.38) より $R_A(x, 0, z, t; \tau(x, 0, z, t) - nT/2)$ であるから、式 (4.44) は $a_1(x, 0, z, t)$ と $a_2(x, 0, z, t + nT/2)$ の包絡線の相関係数を計算していることになり、さらに、 a_1 と a_2 の包絡線は $\tau(x, 0, z, t)$ 時間推移だけの違いであるから、 $C(x, 0, z, t; n)$ は自己相関関数である。一般に自己相関は時間差 0 の近傍では上に凸の関数であり、包絡線の場合は、周期 T に比して緩やかに変化する。このため、 $C(x, 0, z, t; n)$ が最大となる n で、 $a_1(x, 0, z, t)$ と $a_2(x, 0, z, t + nT/2)$ の時間シフト $|\tau(x, 0, z, t) - nT/2|$ は最小で、かつ $T/2$ 以下つまり位相差 $|\Delta\psi(x, 0, z, t; n)| < \pi$ となる。

したがって、各時刻 t で $N + M + 1$ 個の組 $\{C(x, 0, z, t; n), \Delta\Phi(x, 0, z, t; n)\}$ に対し、 $C(x, 0, z, t; n)$ を最大とする n を m とすれば良く次式が成り立つ。

$$\begin{aligned} m &= \max\{n | C(x, 0, z, t; n)\} \\ \Delta\psi(x, 0, z, t; m) &= \Delta\Phi(x, 0, z, t; m) \end{aligned} \quad (4.47)$$

これより、真の位相差 $\Delta\phi(x, 0, z, t)$ は式 (4.48) で得られる。

$$\Delta\phi(x, 0, z, t) = \Delta\psi(x, 0, z, t; m) + m\pi \quad (4.48)$$

ここで、図 4.2 において、圧縮方向とビーム照射方向が一致しており、かつ原点 O からの送信パルスに対応する散乱波が原点 O で受信された場合、既に述べたようにビーム照射軸方向の変位成分 $u_y(t)$ は次のように求められる。

$$u_y(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\phi(0, 0, 0, t) \quad (4.49)$$

ただし、 λ は参照波の波長である。またこれより歪み $\varepsilon_{yy}(t)$ も計算でき、

$$\varepsilon_{yy}(t) = \frac{du_u(t)}{dt} \quad (4.50)$$

図 3.3 で示されている歪み像 (strain image) は、この処理によって得られたものである。

図 4.6 は、CA 処理を分かり易く示したものである。位相の $n\pi$ のシフトは、ベースラインの $-n\pi$ のシフトと等価である。 $-n\pi$ シフトしたベースラインを中心に $\pm\pi$ の範囲をゾーンと呼ぶことにすると、CA では、まず包絡線の相関でエイリアシングの生じないゾーンを大まかに検出し、次に位相差により細かく位相変化を求めていく方法と言える。図 4.6 は、深さに対応する l が増加するにつれて、位相差も増大し、 $n = m$ となるゾーンが移行していく様子を示している。また、ゾーンの中心間隔は π に対し、幅が 2π で半分ずつ重なるため、ゾーン境界で不連続になるのを回避でき、滑らかな推定が可能となる。

$\Phi(x, 0, z, t; n)$ は式 (4.40) から分かるように、前節で述べたドプラ法を利用して求められる。ドプラ法では、多数回パルスを送信し、 $R_{a_1 a_2}$ に相当する値をフレーム間で平均しているが、ここでは、圧縮前後の 2 回のみなので、式 (4.38) に示すように、時間方向での平均を用いている。また $C(x, 0, z, t; n)$ においても、式 (4.44) の分子は式 (4.38) の計算結果から得られる。通常のドプラ法では位相しか用いないが、ここでは振幅 (包絡線) も利用することになる。また、分母も式 (4.45)、(4.46) に示すように、分子と同様にドプラ法を利用して求めることができる。

CA における包絡線の相関計算では、一般的に行われるような各測定点を中心に設定した ROI ごとにサンプリング時間間隔に相当するラグで相関演算を繰り返す必要はない。半波長ずつシフトさせた波形に対して相関演算を行うため、高々数個の n に対して $C(x, 0, z, t; n)$ を計算し、さらに、自己相関法により深さ方向の $C(x, 0, z, t; n)$ の分布を一度に計算可能であるため、高速処理ができる。

本手法を、実装する場合は、図 4.7 のようなブロック図で表すことができる。すなわち、 $C(x, 0, z, t; n)$ と $\Delta\Phi(x, 0, z, t; n)$ を計算する $N+M+1$ 個の自己相関処理ユニット **QD & COR** と、 $C(x, 0, z, t; n)$ の最大値検出部、各ユニットに出力を統合して、エイリアシングの生じない真の位相差を算出する部分からなる。このように並列処理を行うことで、ドプラ法のように実時間処理が可能でかつ 1 回の圧縮でナイキスト限界以上の大きな位相差も求めることができる。また、このユニット数も高々数個以内であり、従来のドプラ血流計の技術をそのまま利用することができる点で、実用化も容易と考えられる。

4.7 WPG と CA の連結

WPG と CA の連結についての概念図は図 4.8 に示すようなものになる。図中に CA と記されたブロックは、図 4.7 に示す CA のブロック図全体に相当する。2 次元アレイ上の各素子に図 4.7 の CA ブロックが連結しており、ここでエイリアシングの生じない真の位相差を算出する。あとはこの位相差から WPG のアルゴリズムを用いて変位ベクトルを求めることができる。ここで、WPG の場合は変位ベクトル計算が簡単な線形演算に基づくため、実時間性が保たれ、かつ位相差検出においても実時間処理が可能な CA により各素子で並列処理することで、全体として実時間 3 次元変位計測の可能性を有している。

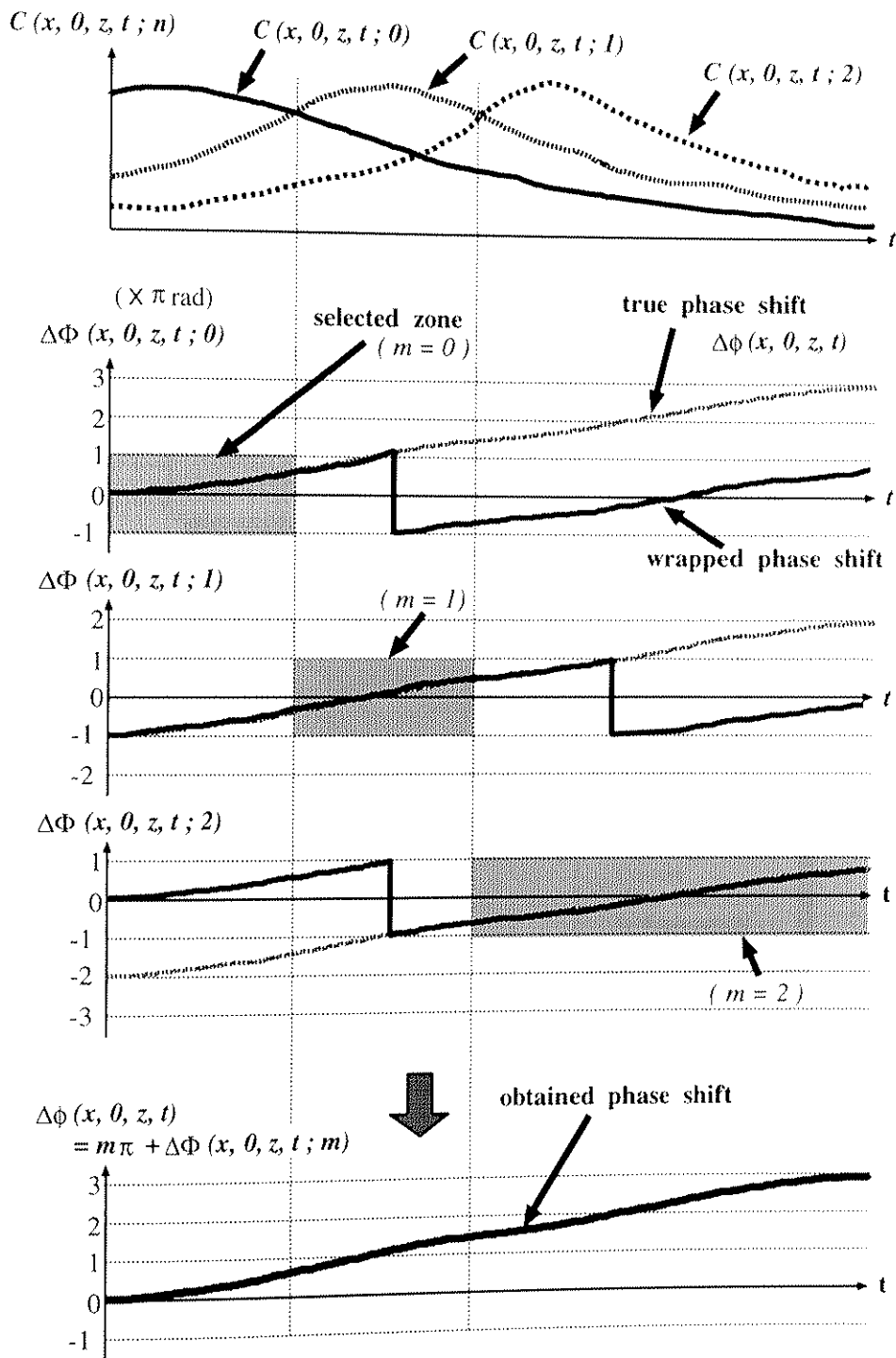


図 4.6: CA における真の位相差検出過程

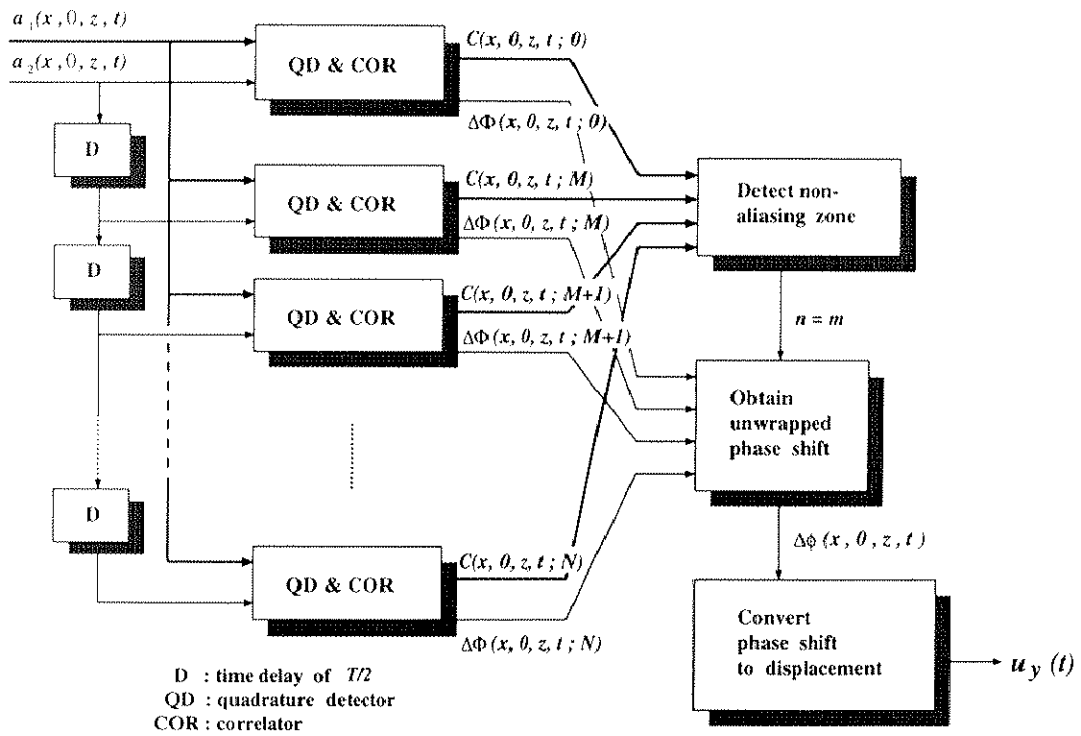


図 4.7: CA のブロック図

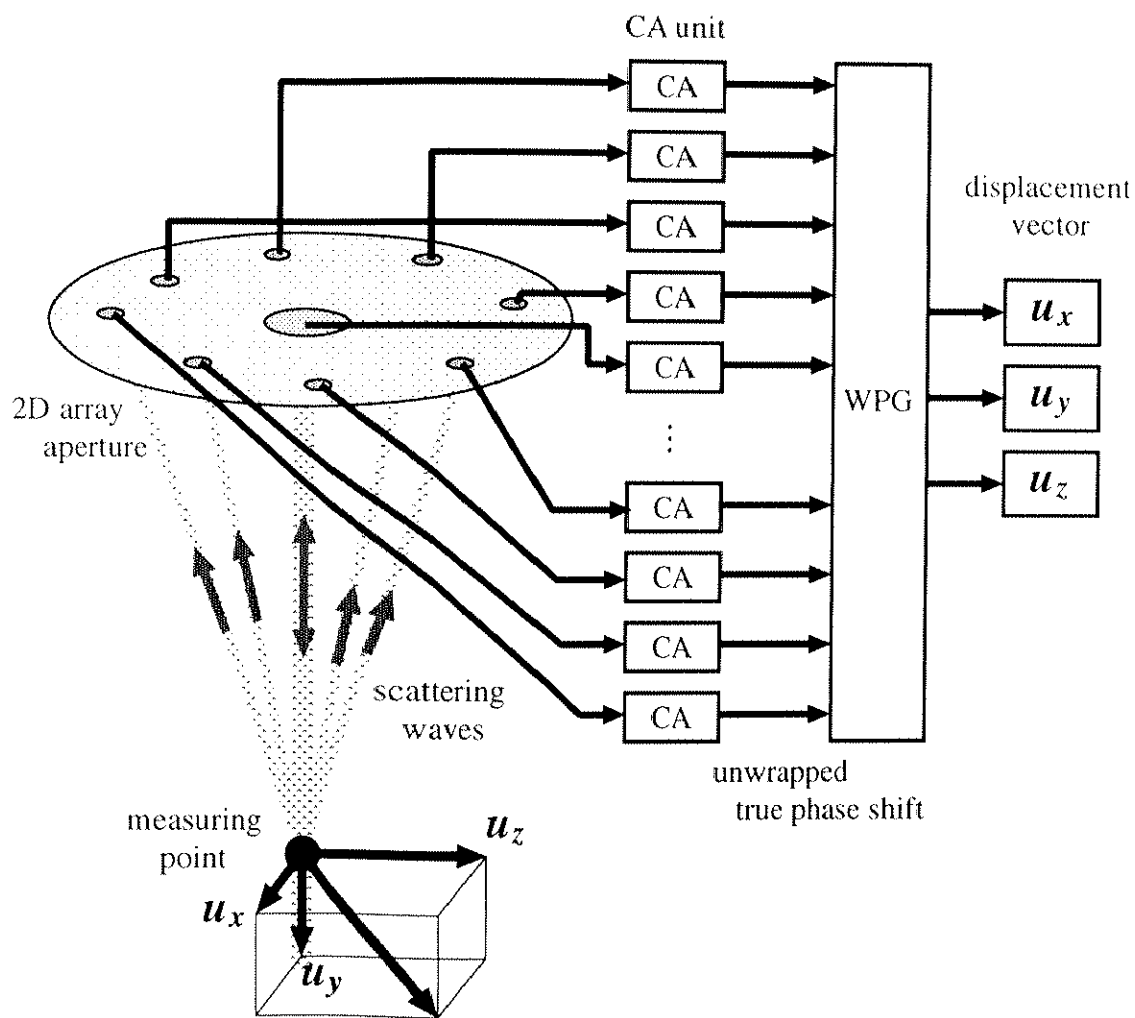


図 4.8: WPG と CA の連結図