



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	ブラインドデコンボリューション法による大気ゆらぎ劣化した天体像の回復
Author(s)	三浦, 則明
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第4962号
Issue Date	1996-03-25
DOI	https://doi.org/10.11501/3112152
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/51342
Type	doctoral thesis
File Information	000000297343.pdf



ブラインドデコンボリューション法による
大気ゆらぎ劣化した天体像の回復

三浦 則 明

①

ブラインドデコンボリューション法による 大気ゆらぎ劣化した天体像の回復

三浦 則明

目次

第1章 序論	1
1-1 はじめに	1
1-2 ブラインドデコンボリューション法の歴史的概観	2
1-3 高空間分解能観測法の現状	5
1-4 本論文の構成	6
第2章 理論的背景	8
2-1 大気揺らぎによる画像の劣化	8
2-1-1 大気中の光波の伝播	8
2-1-2 大気を通した天体の結像	10
2-2 天体スペckル干渉法と像再生法	13
2-2-1 天体スペckル干渉法	13
2-2-2 Knox-Thompson法	15
2-2-3 Shift-And-Add法	17
2-2-4 その他の像再生法	18
2-3 補償光学	19
2-4 反復ブラインドデコンボリューション法	21
2-4-1 アルゴリズム	21
2-4-2 天体像への適用におけるウィーナフィルタの修正	23
2-4-3 ウィーナフィルタと非負条件の効果	24
2-4-4 ブラインドデコンボリューションの取り扱い	26
2-5 ブラインドデコンボリューションの可能性	27
2-5-1 一般的な画像のブラインドデコンボリューション	27
2-5-2 天体スペckル像のブラインドデコンボリューション	27
2-5-3 天体スペckル像から回折限界像を再生する場合	28
2-6 Z変換とゼロシートによるブラインドデコンボリューションの記述	29
2-6-1 Z変換の定義とゼロシート	29
2-6-2 ゼロシートによるブラインドデコンボリューションの概念	30
2-6-3 他の方法との併用の意義	32
2-6-4 複数フレーム使用の意義	32
第3章 二重星観測と太陽観測の意義	35
3-1 二重星観測の意義	35
3-2 二重星観測法	36
3-3 太陽光球表面の高空間分解能回復の意義	40
3-6 太陽観測法	41
第4章 ブラインドデコンボリューション法と自己相関法との併用による二重星再生	43
4-1 はじめに	43
4-2 自己相関法	44
4-3 ブラインドデコンボリューション法	46
4-4 フレーム選択法	47
4-5 二重星観測データへの適用結果	48
4-6 まとめ	53

第5章 逐次型アルゴリズムによる広がった天体像再生	54
5-1 はじめに	54
5-2 アルゴリズム	54
5-3 計算機シミュレーション	56
5-4 二重星の観測データへの適用	61
5-5 まとめ	62
第6章 並列ブラインドデコンボリューションによる天体像再生	63
6-1 はじめに	63
6-2 アルゴリズム	63
6-2-1 新しい推定の決定	65
6-2-2 初期推定	65
6-2-3 ブラインドデコンボリューションに関する補足	66
6-3 並列ブラインドデコンボリューションの意義	66
6-4 計算機シミュレーション	68
6-5 観測データへの適用	72
6-6 まとめ	77
第7章 部分画像からの劣化像回復および太陽像への適用	78
7-1 はじめに	78
7-2 画像切り出しの効果	78
7-3 画像の切り出しとしみ込み、しみ出し	80
7-4 アルゴリズム	81
7-5 計算機シミュレーション	82
7-5-1 二値物体	82
7-5-2 太陽粒状斑物体	87
7-6 太陽像再生	90
7-7 まとめ	94
第8章 画像切り出しに基づく複数フレームからの太陽像回復法	95
8-1 はじめに	95
8-2 複数フレーム処理と画像切り出しの効果	95
8-2-1 画像エッジの影響の抑制	96
8-2-2 解の一意性	97
8-2-3 誤差関数の低減	98
8-3 アルゴリズム	99
8-3-1 実空間拘束条件	100
8-3-2 デコンボリューションの修正	101
8-3-3 誤差関数のふるまい	102
8-4 計算機シミュレーション	103
8-5 太陽像再生	111
8-6 まとめ	111

第9章 <u>スペクトル位相差からの天体像再生法とブラインドデコンボリューションへの適用の検討</u>	112
9-1 はじめに	112
9-2 アルゴリズム	112
9-3 計算機シミュレーション	114
9-4 二重星像再生	118
9-5 本手法のBDへの適用	120
9-6 まとめ	122
第10章 <u>結論</u>	123
10-1 論文のまとめ	123
10-2 提案した各方法の特徴	124
10-3 他のブラインドデコンボリューション法との比較	125
10-4 他の高空間分解能技術との併用に関する考察	126
付録	128
謝辞	135
参考文献	136

第1章 序論

1-1 はじめに

現在多方面の分野において、様々な現象が画像として観測、処理され、必要な情報が抽出されることが頻繁に行われている。しかしながら、結像系の不完全さや環境の影響によって、観測される像が劣化し、物体情報の一部が欠落してしまうことは、画像観測において普遍的に起こることである。例えば、天体の高倍率観測、電子顕微鏡観察、リモートセンシングなどの分野において、大気揺らぎ、結像系の収差、被写体と検出器との相対運動などの劣化要因によって、高空間周波数情報が失われ、それが装置全体の分解能を規定してしまうことは大きな問題となっている [1-3]。

本研究で主に問題とする地上からの天体観測においては、大気揺らぎの影響によって、望遠鏡に到達する天体からの波面がランダムに揺らいでしまい、焦点面で観測される短時間露光像はその波面がランダムに干渉し合った斑点状（スペックル）パターンとなってしまう [4,5]。この波面揺らぎの空間スケールは、大気の状態と観測波長によって決り、スペックル像の空間的広がりを規定する。この結果、通常の長時間露光観測をした像の分解能は、このスペックルの空間的広がりとはほぼ同じとなってしまう。このため、可視域から赤外での天体観測の分解能はどんな大口径の望遠鏡を用いても改善されず、大気の状態と観測波長によってのみ決ることになってしまう。可視域での波面揺らぎの空間スケールは10cmくらいであり、この場合の分解能は10cmの望遠鏡と同等となる。このように、望遠鏡の本来持つ能力を発揮できないことは、わが国においても8メートル望遠鏡の建設が進む現在、重要問題であり、それを克服する方法の開発が緊急の課題となっている [6]。

従来から提案されてきた解決法の一つとして、大気揺らぎの凍結時間内で短時間露光されたスペックル像から、計算機による画像データ処理によって天体像を再生する方法がある [4,5]。計算機による従来法のほとんどは、参照星のデータと共に多数フレームを使った統計処理によって大気揺らぎの影響を取り除き、物体の高空間周波数情報を得るものであった。しかし、そのため、参照星の存在の有無および参照星観測による全体の観測効率の低下、実時間処理ができない、などの問題点が生じてしまった。

大気揺らぎを克服する別の有力な方法は、瞬間の波面形状を実時間測定し、その波面乱れを打ち消すように可変形鏡を駆動し、実時間で波面補正を行う補償光学系を用いる方法である [7-9]。しかし、この方法では、可視光での観測や、近赤外でもシーイングが悪いときの観測では、波面揺らぎの空間スケールが補償光学系により補償可能な波面のスケールより小さくなるため、完全な補償ができないことが指摘されている [7,8]。このように、補償光学系で完全な補償ができないときに、さらに天体の回折限界情報を得ようとする場合には、従来のスペックル像からの再生法を適用することが考えられる。このとき、補償光学装置が存在する観測系では、各瞬間の波面情報が入手可能という特徴を持つ。このため、従来法のように参照星のデータと共に多数フレームを使った統計処理による方法よりは、この波面情報を生かした像回復法の開発がより望ましい。

さて、一枚のスペックル像に着目すると、それは未知関数である天体像と、大気と望遠鏡を含めた瞬間の点広がり関数 (PSF) とのコンボリューションとなっている [4,5]。このようなコンボリューション像からの真の像の回復 (デコンボリューション) に関しては、過去多くの方法が提案されてきた[1-3]。しかしながら、それらのほとんどの方法はその劣化の性質を決める劣化関数 (すなわち結像系と劣化要因を含めた系の点状分布関数 ; PSF) に関する事前の知識が存在する場合、例えばPSFそのものがわかっている場合、またはPSFが比較的単純な形をしていて何等かの方法でその導出が可能な場合にだけ適用可能なものであった。ところが地上からの天体像観測においては、大気の状態が時時刻刻変化するため、一般にPSFが不明で、過去に提案されてきたデコンボリューション法は適用できない。

このようにコンボリューションを形成する二つの関数が未知の場合に、コンボリューション像のみから、未知関数を再生することを "ブラインドデコンボリューション (BD)" という [10]。BD法では基本的に一枚のコンボリューション像さえあれば物体像の再生の可能性があるため、応用分野が広く、他の方法との共用が容易という柔軟性も合わせ持つ。このような長所のため、BDは現在盛んに研究が行われており、特に天体の高解像観測への応用が主流である。天体像への応用の利点は、参照星データが不要である瞬間の一枚 (もしくは数枚) のスペックル像のみからの再生が可能であること、および他の像再生法や補償光学系との共用が容易であること、である。

本研究の目的は、PSFが未知である場合の劣化像回復、特に大気揺らぎによる場合の回復について、BDを用いた幾つかの方法を提案し、その性能を検証すること、およびそれらの方法を実観測データに適用し、その有効性を確認することである。BDによる劣化像回復法の開発は、それが二つの未知関数のコンボリューション像が観測可能な全ての場合に適用できる方法であるため、天体像のみに留まらず、電子顕微鏡観察、リモートセンシングなど様々な分野への一般的応用につながるものである。さらに、BDは2次元画像ばかりでなく、1次元時系列信号の回復にも適用でき、その潜在的応用の可能性は非常に大きいといえる。

1-2 ブラインドデコンボリューション法の歴史的概観

コンボリューション信号のみから元の二つの信号を回復しようとする試みは、Oppenheimら[11]の1968年の論文に見られるようにかなり以前から行われている。"ブラインドデコンボリューション"という用語も、1975年にStockhamら [10] によって用いられている。ただし、これらの論文では、1次元の音声信号と2次元劣化像のBDが取り扱われているが、そこでは流れ劣化など、PSFを定義する幾つかのパラメータだけが未知で、その概形は既知であるものだけに応用が限定されており、一般的なBDではなかった。

BDが盛んに研究されはじめたのは、1988年にAyersとDainty (A&D) [12] が反復フーリエ変換アルゴリズムに基づいた効率的で一般的なBDの計算法を提案し、その可能性を指摘して以来である。その後すぐにDaveyら [13] によってウィーナフィルタのBDへの使用が提案され、またSeldinとFienup [14] に

よって反復BD法と従来の位相回復法 [15-17] との関係が明かにされた。しかしながら反復BD法では、再生像の確立した評価方法がないため、特にノイズを含む画像に関して、再生像の信頼性があまり高くないという問題がある。これは、反復BDアルゴリズムにおいては真の解への収束と、解の一意性が保証されていないためである。このような欠点を克服するため、多くのBD法が提案されてきた。まず、一般的に適用できるBDに関して紹介する。

勾配探索法を用いたBD (Lane [18]) は、従来位相回復で使われてきた方法をBDに応用したものである。そのアルゴリズムの構成は A&D によるBDとは異なっており、二つの関数を交互に推定するのではなく、同時に二つの関数を修正しながら反復を繰り返すものである。ただし、ある定義した評価関数の極小値には収束するが、それが最小であるかどうかは保証されない。実スペckル画像のようなSNの悪い画像への適用には失敗した。さらに、Thiebaut と Conan [19] は勾配探索法で用いられている非負条件による拘束をより厳密に行う方法を提案した。従来の勾配探索法に比べての収束速度の改善と、この方法による天体スペckル像への適用の成功例を報告している。

最尤法によるBD (Holmes [20]) は、従来デコンボリューションに用いられてきた最尤法をBDに応用したものである。A&D と同様に二つの関数を交互に推定するが、その処理が全て実画面で行われる点が異なっている。デコンボリューション処理においては、最尤法によって最尤解が得られることが保証されている。しかし、BDにおいては、得られる解が局所的な最尤解に収束するものの、それが大局的なものであるかどうかは保証されない。実データへの適用に関しては報告していない。

Lucy アルゴリズム [21] は、ハッブル宇宙望遠鏡で観測された収差によって劣化した像の画像回復などに従来用いられてきたものである。Tsumurayaら[22,23]はこの Lucy アルゴリズムをBDに初めて適用した。これは結果的に最尤法と同じ形を持ち、ほぼ同じ性質を持つ。実測の太陽スペckルデータに適用している。後になって、Fishら [24] によっても、Lucy アルゴリズムによるBDが提案された。

McCallum [25] は物理学や工学における最適化問題で用いられるシミュレーテッドアニーリング法をBDに初めて適用した。シミュレーテッドアニーリング法においては、一般にある拘束条件のもとで、ある解集合に収束することが保証されるが、McCallumの方法においては温度などの幾つかのパラメータの設定方法が明確でなく、非常に計算時間がかかる。そのため、その方法に拘束条件として物体のフーリエスペクトルを使用する方法も提案された [26]。しかし、フーリエスペクトルを使用するこの方法は天体像への応用においては、多数フレームの使用と参照星の存在を仮定しており、BDを使用する利点が失われることになる。

Steriti とFiddy [27] はニューラルネットワークを用いたBDを提案した。これは、ホップフィールド型の二つのネットワークを用いて、物体とPSFの推定を繰り返すものである。しかし、 δ 関数に収束することがあるなど、従来のBDにおける問題点を克服できていない。

また、Nakajima [28] は、従来位相回復に提案されてきた指数型フィルタを用いる方法 [29] をBDに適用した。ここでは、未知関数の一方がエルミートであると仮定し、指数型フィルタを用いて像再生を行う。ただし、この仮定は非常にきびしいもので、この方法が適用できる例は少ない。特に天体スペck

クル像に関しては適用できない。

Yang ら [30] は凸射影法によるBD法を提案した。これは、ある拘束条件を満足する解集合を幾つか定義したとき、それらの間の射影を繰り返すことによって解を求めるものである。ただし、解集合が全て凸であれば、反復によって真の解が得られるが、BD問題においては一般にその条件は成り立たない。

上に述べた方法は、A&Dとは異なるBDアルゴリズムの構築が主題であった。それに対し、筆者ら [31-33] は一枚の劣化像から切り出した複数枚の部分画像に並列にA&Dの反復BD法を適用する方法を提案した。これは、上述の方法とはBD問題へのアプローチが異なっており、BD問題をより単純化するための一つの試みでもある。詳細は本論文第7章で述べる。ここでは、この方法を太陽像に適用した結果 [34] も合わせて述べる。

次に、天体像への応用を主眼としたものについて言及する。

Darling [35] はバイスペクトルから得られる位相情報をA&Dの反復BD法の拘束条件として使用する方法を提案した。ただし、バイスペクトルの使用は多数フレームの存在が仮定されているのに、実際の像再生は1枚の画像だけで行っており、データを有効に利用していないという問題が残っている。

著者ら [36] は自己相関法とBDとの併用を提案した。これは、自己相関法によって二重星の推定を行い、BDによって像の評価と微修正を行うものである。ただし、適用できる物体が二重星および多重星のみに限定されてしまう。詳しくは本論文第4章で述べる。

これらの方法は基本的に一枚のスペckル像からの像再生法であったが、著者らによって、複数枚のスペckル像への逐次的な反復BDの使用（本論文第5章）が提案 [37,38] されて以来、天体像再生に関してはその再生像の質、信頼性の点から複数フレームを用いる方法が主流となっている[38-45]。

Jefferies [39] は Lane によって提案された勾配探索法 [18] を、複数フレームに適用し、解の信頼性を向上させた。このとき拘束条件として、物体のフーリエスペクトルを使用している。ただし、それは多数フレームの使用と、参照星の存在を仮定しており、バイスペクトル法などとの得失が議論されるべきである。Christou ら [40] はこの方法を太陽像や光干渉計からの像の回復に適用した。

Shultz [41] は Holmes の方法 [20] を複数フレームに適用し、解の信頼性を向上させた。同時に、トリビアルな解であるデルタ関数への収束を抑えるための方法も提案した。しかしながら、このとき尤度関数に経験的なパラメータが導入されているため、その上での最尤解への収束性が検討されるべきである。

著者ら [42,43] は複数フレームに反復BD法を並列に適用する方法を、以前の方法 [37,38] の改良として、提案した。詳細は本論文第6章で述べる。また、著者ら [44,45] は、処理対象を太陽粒状斑像に限定した、複数フレーム処理と画像分割法を組み合わせたBD法を提案した。そこでは、解の一意性やアルゴリズムの収束性などの問題が解決されている。詳細は本論文第9章で述べる。

このように、BDの研究は、i) 一般的なBDの構築に向けての様々なアルゴリズムの提案と、ii) 応用を天体像に特定化して、複数フレーム観測可能という天体像の特殊性を活かした再生像の改善へ向けてのアルゴリズムの改良、という二つの方向性を持っているといえる。ここに紹介した論文の他にも、BD法を二重星や太陽などの実データに適用した例も報告されてきており [46,47]、BDの天体像へ適用の可能性

が広がりつつある。また、BD法を修正して、走査型透過電子顕微鏡像の高分解能化を行う方法 [48,49] も提案されており、BD法の広範囲な応用の可能性が示されている。

1-3 高空間分解能観測法の現状

地上の大気揺らぎを克服して、天体の高空間分解能情報を得るための方法として、宇宙望遠鏡、補償光学、天体スペckル干渉法に基づく方法などがある。宇宙望遠鏡に関しては、1990年に打ち上げられた紫外から赤外波長域の観測用ハッブル宇宙望遠鏡を始め、様々な観測目的を持つ十個程度の望遠鏡はすでに軌道上を回っている [50,51]。宇宙望遠鏡は地球大気の影響（吸収、散乱、シンチレーション）を受けないため、所望の波長で高空間分解能で、微弱な天体の観測が可能である。しかしながら、それには膨大な費用がかかるため、現在においても、また近い将来においても宇宙望遠鏡の数が、宇宙全体の観測計画を満足するには十分とはなり得ない。また、その主鏡の大きさが制限されてしまい（ハッブル宇宙望遠鏡で2.4m）、集光力では地上の大望遠鏡の方がまさり、潜在的空間分解能も地上の大望遠鏡が優れているといえる。

補償光学は、1980年ごろから、計算機、可変形鏡などのハードウェアの急速な発展に伴って、盛んに研究が行われており、現在では数メートルの中口径望遠鏡から10メートルの大口径望遠鏡で、必要不可欠な技術であると考えられるまでになっている。1991年には補償光学系を用いた最初の実験的な観測結果が既に報告された [52]。しかし、波面検出法の問題 [53-59]、参照星の問題 [60-62]、可変形鏡のエレメント数 [63,64] など、解決すべき多くの問題をまだ抱えている。また、前述のように可視光観測や近赤外でもシーイングが悪いときの観測では、部分補償となり回折限界分解能は達成できない。補償光学に関する若干詳しい説明は第2章で述べる。

天体スペckル干渉法は、1970年 Labeyrie によって提案された [5]。天体スペckル干渉法は大気揺らぎにもかかわらず天体の高空間分解能情報を得るための一種の後処理技術であり、二重星の観測には大きな威力を発揮してきた [65-71]。しかし、天体スペckル干渉法においては天体のパワースペクトル、すなわち自己相関像しか得られないため、天体スペckル干渉法のアイディアに基づいて天体の実像そのものを回復しようとする研究が盛んに行われてきた。その代表的なものが、Knox-Thompson 法 [72-76]、バイスペクトル法 [77-85]、Shift-And-Add 法 [86-92]、最近研究が盛んなスペckルホログラフィー法 [93-95]、Phase Diversity 法 [96-100] などである。これらの方法の特徴は第2章でまとめて説明する。前三者の方法は大気の統計的性質を利用して大気揺らぎの影響を取り除く方法であり、多数枚のフレームが必要で、さらに Knox-Thompson 法とバイスペクトル法では参照星データも必要となる。また、スペckルホログラフィー法でも多数枚のフレームが必要である。このため、得られるフレーム数に制限がある場合、例えば太陽像のように物体が時間変化する場合には、Phase Diversity 法を除くこれらの方法は適用できないという問題点が生じる。また、補償光学が存在する観測系では、その大気と光学系を含めた統計的性質が現段階で不明であるため統計的性質を利用した方法の適用の可否は未確定である。一方、スペ

ツクルホログラフィー法は補償光学で得られる各瞬間の波面情報を有効に利用した方法となっている。

今後長期にわたって宇宙望遠鏡によって多くの天文学的結果がもたらされることは間違いない。しかし、さらに微細な構造を見たい、さらに暗い天体を見たい、という要求に対しては、地上の大口径望遠鏡が用いられるようになる。その際には、望遠鏡の回折限界までの情報を得るために補償光学と天体スペckル干渉法に基づく像再生法とが併用される事になるであろう。つまり、これら宇宙望遠鏡、補償光学、天体スペckル干渉法に基づく方法はお互いの不備な点を補い得るものであり、今後のそれぞれの方法における研究はお互いの存在を前提として進められていくと考えられる。

このような状況において、BD法は適用できる物体が明るい天体に限られるという制限はあるが、一枚のフレームからでも像再生が可能であるため、他の方法の適用が難しい場合でも適用可能であるという利点を持つ。例えば太陽像では、昼間の観測であるために参照星がなく、さらに太陽表面構造が変化しないうちに多数枚の画像を得ることが困難であるため、補償光学や天体スペckル干渉法による方法の適用は難しい。それに対し、BD法は単独あるいは他の方法との併用でも太陽像への適用が可能である。本論文では、主にBD法だけによる像回復法を幾つか提案するが、それらBDによる方法は従来提案されてきた像再生法と容易に併用が可能である。その併用に関しては、提案した方法の特徴を明確にした後、第10章で考察する。

1-4 本論文の構成

第2章では、まず大気揺らぎによる画像劣化について述べる。次に従来の高空間分解能結像法に言及し、特にスペckル干渉法とShift-And-Add法については、後の章でBDによる結果と比較するため、多少詳細に説明してある。その後、AyersとDaintyによって提案された反復ブラインドデコンボリューション法について述べ、その特徴を明確にした後、天体像のBDの可能性を議論する。最後に、BDの概念をZ変換とゼロシートの概念を用いて説明する。これによれば、2次元画像に関してはほとんど全ての場合にBDが可能であることが示される。また、このゼロシートの概念を用いて、後の章で述べることになる複数フレームを使うことの意義が説明される。

第3章では、後の章で像再生を行なう二重星および太陽粒状斑について、それぞれの観測の天文学的意義を述べる。

第4章では、自己相関法と反復BD法の併用について述べる。この方法においては、まず自己相関法によって二重星パラメータが推定され、その推定値から得られた二重星像がBD法の初期推定として使用される。このとき、初期推定としてかなりよい像が得られることが期待でき、この場合のBDは自己相関法の結果の一種の自己修正法と見なされる。実際の二重星スペckルデータに適用した結果を示してある。

第5章では、複数枚のフレームに逐次的に反復BDを適用することによって、広がった物体の再生を可能にする方法を述べる。この方法は、ある入力に対して複数枚のフレームから得られる複数個の出力像を平均し新しい推定を求める、という処理を反復するものである。この方法の利点は、複数フレームの

使用により、相関計算を用いた再生像の評価が可能になることである。計算機シミュレーションの結果と二重星データへの適用結果を示す。

第6章では、並列ブラインドデコンボリューション法を提案する。これは、逐次型アルゴリズムを、その長所を失うことなく、並列型に改良したもので、計算効率が大幅に改良されている。計算機シミュレーションの結果と二重星データへの適用結果を示し、それらを、Ayers と Dainty による反復BD法、スペックル干渉法、Shift-And-Add 法による結果と比較する。

第7章では、並列ブラインドデコンボリューション法の一枚のフレームへの適用を述べる。この方法は一枚の劣化像から複数枚の部分画像を切り出すことによって、人為的に複数枚の劣化像を作り出すことで、第6章で述べた並列BD法の適用を可能にするものである。ただし、その切り出しに際しての"しみ込み、しみ出し"の効果によって、各部分画像においては厳密にはそのコンボリューション関係が満たされない。この効果の補正方法を述べ、計算機シミュレーションを行った結果を示す。また、本手法を太陽像に適用した結果を示す。ただし、太陽像は視野を越えて大きく広がった物体で、明るいコントラストの低い物体であるという特徴を持つため、前処理の必要がある。ここでは、この前処理の方法についても述べる。

第8章では、複数フレーム処理と画像分割処理を組み合わせたBD法を提案する。この組み合わせによって、従来BDにおいて問題となってきた解の一意性やアルゴリズムの収束性などの問題点が解決されることを述べる。この方法を、太陽の粒状斑画像に適用した結果を示す。

第9章では、スペクトル位相差からの天体像再生の方法を述べる。この方法は、Knox-Thompsonスペクトル位相に関して定義された誤差関数を最小化するような推定像を求めるものであり、参照星データが不要であるため、BDとの結合が可能である。ここでは、計算機シミュレーションと実データへの適用の結果を示し、BDとの結合について議論する。

第10章は、本論文の結論である。

第2章 理論的背景

2-1 大気揺らぎによる画像の劣化

2-1-1 大気中の光波の伝播

大気は地表付近では地形の影響により比較的大きなスケールの温度揺らぎの偏りを持つと考えられる。しかしながら、通常、風の影響によって、大気中に多くの乱流が形成され、それらが混ざり合うことによって、比較的小さなスケールの温度揺らぎを持つようになる。このため、大気の屈折率揺らぎが生じ、大気中を伝播する光波が揺らいでしまうことになる[101-103]。(屈折率揺らぎは湿度の偏りも一因であるが、可視光の場合には温度揺らぎが支配的である。)

Kolmogrov [104] によると、大気の屈折率の3次元空間分布を $n(s)$ としたとき、そのパワースペクトル密度 $\Phi(\kappa)$ は3つの異なる領域からなる。まず、 κ が非常に小さい (s が非常に大きい) 場合である。これは、巨大なスケールでの地理や気象条件によって決るもので、Kolmogrov の理論からは得られない。 s がある値 s_0 より大きくなると、大きな流れの渦をより小さな渦に分解する過程を支配する物理法則によって $\Phi(\kappa)$ の形が決ってくる。このときの $L_0=2\pi/\kappa_0$ を乱れの外側スケールといい、従来は100m位であるとされてきた。いま、望遠鏡の口径は最大で 10メートルであるので、外側スケールより大きな屈折率分布が、望遠鏡口径内の波面形状に与える影響は無視できる。 κ が大きくなると (内部レンジ)、 $\Phi(\kappa)$ の形は Kolmogrov の理論から次のようになる (Kolmogrov スペクトル) [101-104]。

$$\Phi(\kappa) = 0.033 G_n^2 \kappa^{-11/3} \quad (2-1)$$

また、大気の屈折率の1次元分布のパワースペクトル密度を $\Phi(\kappa)$ と書くと、

$$\Phi(\kappa) = 4\pi\kappa^2 \Phi(\kappa) \quad (2-2)$$

という関係があり、これより

$$\Phi(\kappa) \propto \kappa^{-5/3} \quad (2-3)$$

が成立する。ここで、 G_n^2 は大気の構造常数で、揺らぎの強さの測度を与える (図2-1) [103]。 κ がさらに大きくなり、ある値 κ_m を越える場合、小さなスケールの乱流の渦は粘性力の影響でそのエネルギーを散逸する。この結果、 $\Phi(\kappa)$ は $\kappa > \kappa_m$ の領域では急速に減衰するようになる。このときの、 $l_m=2\pi/\kappa_m$ を乱れの内側スケールといい、典型的には数ミリメートルである。以上の議論より、望遠鏡口径内の波面位相のパワースペクトルは、内部レンジにあるスペクトルのみ含んでいることがわかる。ここで、そのパワースペクトルは、スペクトル面の中心からの距離の関数としての1次元 Kolmogrov スペクトル(2-3)式によって支配される。

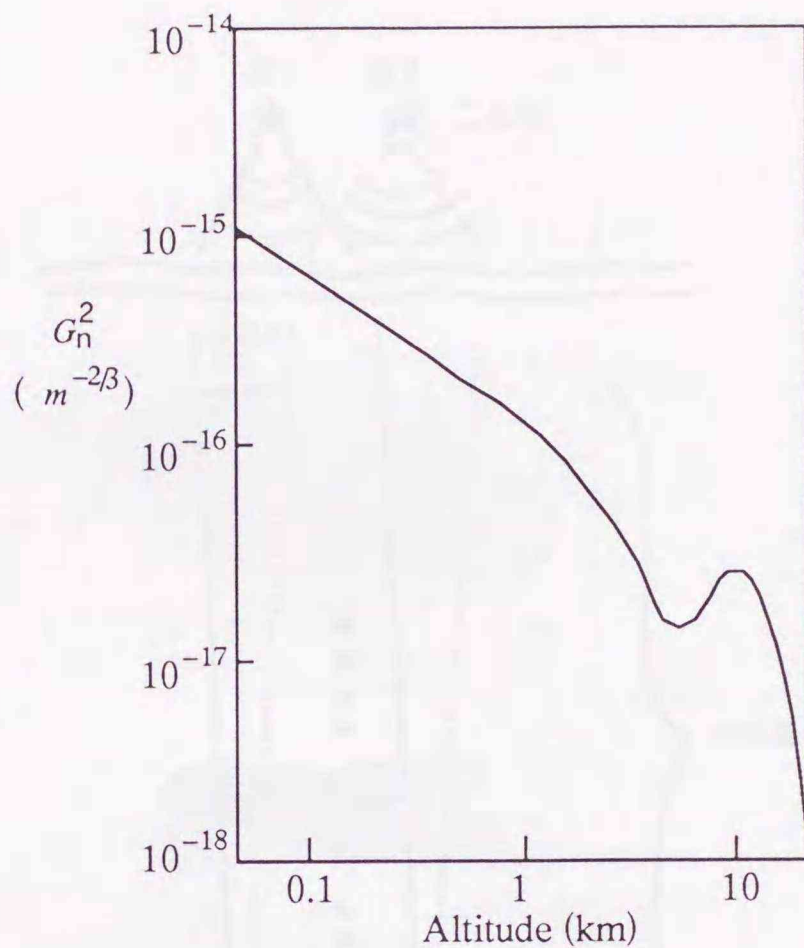


図2-1 大気構造定数

大気をモデル化して考える場合、厚さ100m（外部スケール）程度の揺らぎの層を為しているとするのが一般的である [105-108]。このとき、それぞれの層の中では揺らぎが等方的で、あまり大きな揺らぎが存在しないと仮定される。この結果、各層を通過する光線の曲りが無視でき、瞳面におけるシンチレーション効果は無視できる。これより大気揺らぎの影響は、波面の位相揺らぎだけとなり、その揺らぎは通過してきた大気の屈折率の積分値によって決ることになる。

また、図2-1から、屈折率揺らぎのほとんどは地表付近と高度10km付近（ジェットストリームの影響）に集中していることがわかる。これは、基本的には大気の上層ほど、屈折率揺らぎの空間スケールが大きくなることを示している。

例として二重星の場合に、光波の大気層の伝播についてまとめたのが図2-2である。ここで、濃淡の違いは屈折率の違いを表している。双方の星からの二つの光波は大気中の違う部分を通って望遠鏡に到達する。このとき、その二つの光波のずれは高度が高いほど大きくなる。例えば、二重星の角距離が1秒角とすると、光路のずれは高度10kmで約5cm、40kmで約20cmとなる。しかし、屈折率揺らぎの空間スケールは高度が高いほど大きいので、そこでは光路がかなりずれても同じ屈折率を持つと考えよい。すなわち、大気中の異なる経路を通って望遠鏡上のある同一点に到達した2光線の経路上の屈折率の積分値は、その二つの光線のなす角があまり大きくなければ同じと見なすことができる。このため、望遠鏡の開口面上に生じる波面揺らぎは、二つの星の角距離があまり大きくなければ、ほぼ同じとなる。

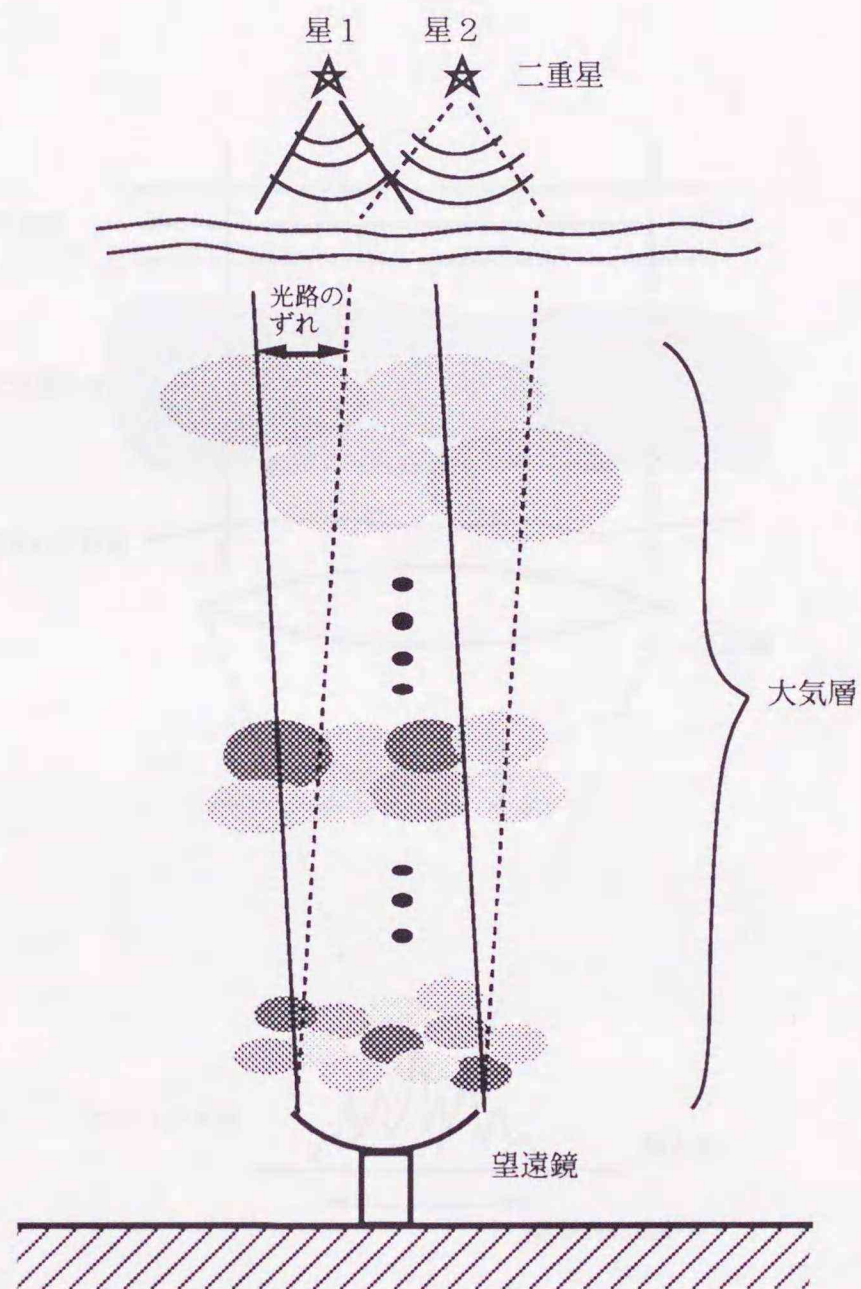


図2-2 大気中の光路のずれ

2-1-2 大気を通した天体の結像

非常に遠くにある星は、点状星であると見なすことができ、そこから発した光波は地球に到達するまでにほぼ平面波になっていると考えられる。そのような平面波が地球大気の揺らぎによって乱され、望遠鏡に入射するときは揺らいだ波面となってしまう。そのような波面は望遠鏡の焦点面上で干渉し合い、ランダムな斑点状のパターンを形成する（スペックルパターン）[5]。図2-3にその様子を示す。望遠鏡の理論的分解能は、波長を λ 、開口の直径を D とすると、 λ/D で与えられる。例えば、波長500nm、口径8mとすると、分解能は約 $0''.01$ となる。それに対し、地上からの観測では、スペックルパターンの広がりを実質的な望遠鏡の分解能を規定してしまい、可視光ではほぼ1秒角となってしまう。これは口径10cm程度の望遠鏡と同等の分解能でしかない。

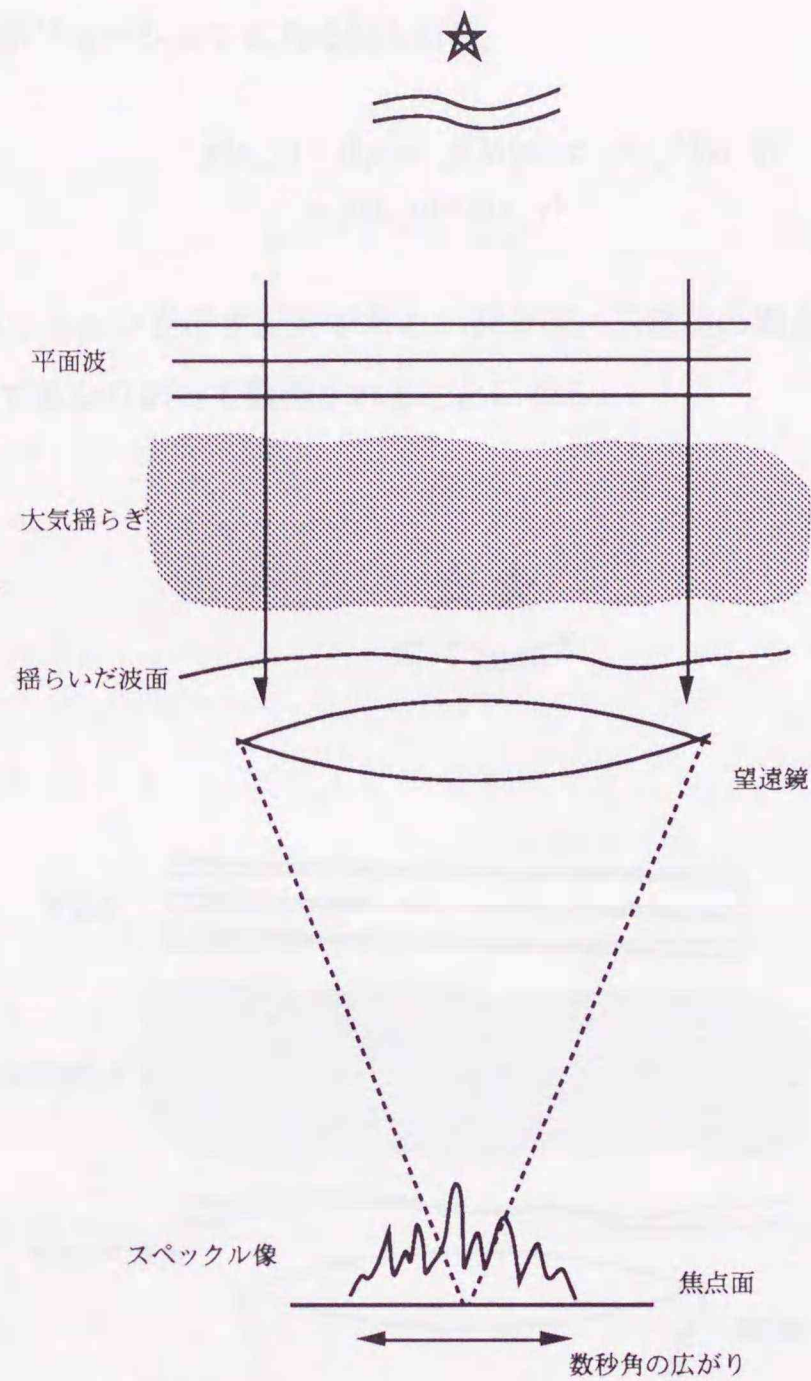


図2-3 大気揺らぎによる像の劣化

一方、広がった天体（二重星のそれぞれの星、銀河や太陽の各部分など）からの光は完全にインコヒーレントと見なすことができる。このため、大気と望遠鏡を含めた結像系は強度に関して線形となり、準単色短時間露光観測で得られる像 $g(x,y)$ は、

$$g(x,y) = \iint f(x',y')h(x',y';x,y)dx'dy' \quad (2-4)$$

となる [1]。ここで、 $f(x,y)$ は天体の強度分布関数、 $h(x',y';x,y)$ は大気と望遠鏡を含めた光学系の点像分布関数（PSF）である。一般にPSFは観測する座標に依存して変化（シフトバリエーション）する。

さて、大気揺らぎが問題となるような非常に高倍率の結像（近軸結像）の場合には、天体上の各点からの光波は大気ゆらぎのほぼ同じ部分を通ってくる（前節を参照）と考えられ、それらに対するPSFの形は結像位置に依存しない（シフトインバリエーション）と考えられる。PSFの形が不変と見なせる領域を isoplanatic 領域といい、シーイングと波長に依存してその大きさは変化する。この場合のPSFの統計に関しては多くの研究がある [4,103,109-112]。さて、シフトインバリエーションな結像の場合には、(2-4)式は物

体関数とPSFとのコンボリューションになる[4,5,113]。

$$g(x,y) = \iint f(x',y')h(x-x',y-y')dx'dy' = f(x,y)*h(x,y) \quad (2-5)$$

ここで*はコンボリューションを示す記号である。例えば、二重星の場合には、図2-4に示すように、同じ形をしたPSFがずれて重なりあって観測されることになる。

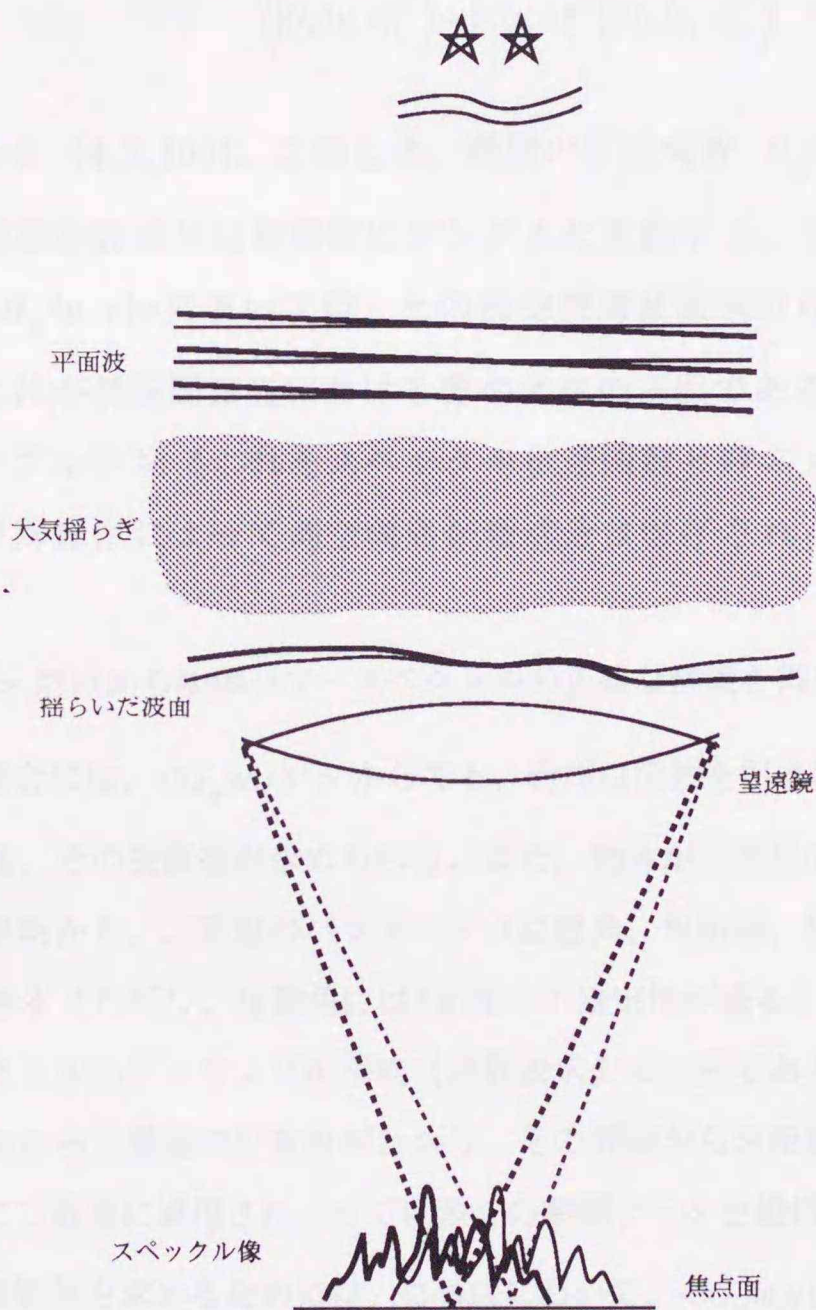


図2-4 大気揺らぎ下での二重星の結像

(2-5)式をフーリエ変換すると、畳み込み定理に基づいて、

$$G(u,v) = F(u,v)H(u,v) \quad (2-6)$$

と積の形になる [114]。ここで、 $G(u,v)$ 、 $F(u,v)$ 、 $H(u,v)$ はそれぞれ $g(x,y)$ 、 $f(x,y)$ 、 $h(x,y)$ のフーリエ変換である。

2-2 天体スペックル干渉法と像再生法

2-2-1 天体スペックル干渉法

天体スペックル干渉法は、高倍率、準単色、短時間露光で撮影された多数枚のスペックル像

$$g_n(x, y) = f(x, y) * h_n(x, y) \quad (2-7)$$

のパワースペクトルのアンサンブル平均

$$\langle |G_n(u, v)|^2 \rangle = |F(u, v)|^2 \langle |H_n(u, v)|^2 \rangle \quad (2-8)$$

を計算するものである [4,5,103]。このとき、瞬間の伝達関数 $H_n(u, v)$ については大気揺らぎのため、その高空間周波数成分は時間的にランダムに変動する。このため、伝達関数の単純なアンサンブル平均 $\langle H_n(u, v) \rangle$ においては、その高空間周波数成分はランダムに打ち消しあい零になってしまう。これが長時間露光における像の劣化の主因である。一方、(2-8)式のパワースペクトルのアンサンブル平均（これをスペックル伝達関数と呼ぶ）においては、絶対値の自乗を計算する処理と平均操作によって高空間周波数成分は保存され、かつ滑らかな周波数分布を持つようになる。

一般に、 $\langle |G_n(u, v)|^2 \rangle$ だけから物体パワースペクトルの正確な情報を得ることは難しい。しかしながら、比較的単純な物体の場合には、 $\langle |G_n(u, v)|^2 \rangle$ からでも、有用な情報を引き出すことができる。例えば、物体が超巨星の場合には、その視直径が求められる。また、物体が二重星の場合には、このパワースペクトルのアンサンブル平均から、二重星のパラメータ（位置角、角距離、等級差）のうち、位置角、角距離を求めることができる（ただし、位置角には180度の不確定性が残る）。図2-5が二重星とそのスペックル像のパワースペクトルのアンサンブル平均（対数表示）の一例である。ここに見られるフリッジにおいて、その並ぶ方向から二重星の位置角がわかり、その間隔から角距離が計算できる。このため、スペックル干渉法は特に二重星に適用され、すでに多くの観測データを提供してきている [65-71]。

さらに、二重星の等級差を求めるためには、(2-8)式において、 $\langle |G_n(u, v)|^2 \rangle$ ではなく $|F(u, v)|^2$ に現れるフリッジのコントラストを求める必要があり、 $\langle |H_n(u, v)|^2 \rangle$ を補正しなければならない。 $\langle |H_n(u, v)|^2 \rangle$ を求めるには、参照星を使う方法と、大気モデルを仮定する方法がある。

参照星（点状星）は、被観測天体の比較的近く（数十秒から数百秒角以内）になければならず、参照星の観測は被観測天体のその直前か直後に行われる。こうすると、その両者の観測における大気統計がほぼ同じであると見なすことができる。すなわち、参照星のパワースペクトルのアンサンブル平均 $\langle |R_i(u, v)|^2 \rangle$ は

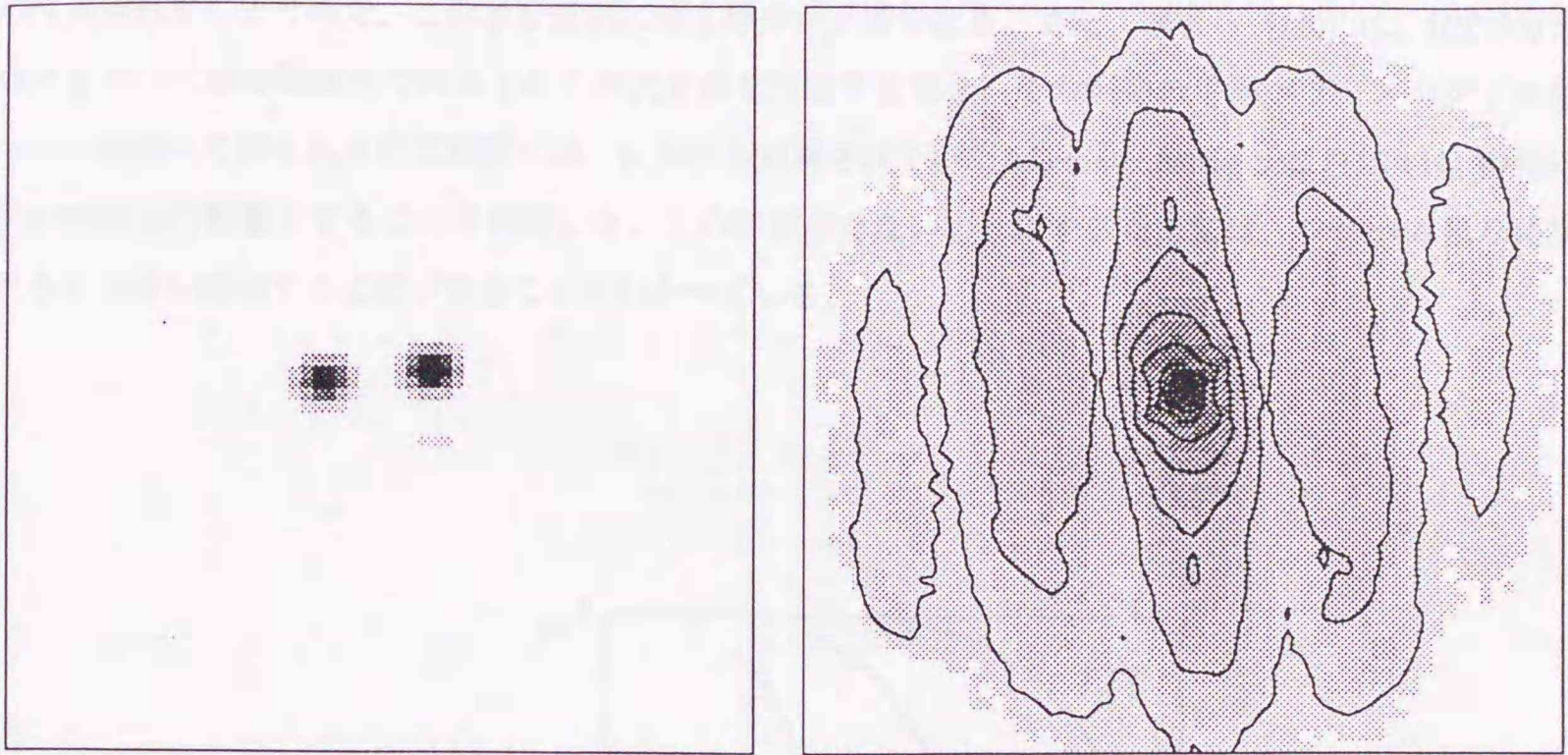


図2-5 二重星とそのスペックル像の平均パワースペクトル

$$\langle |R_i(u, v)|^2 \rangle \approx \langle |H_n(u, v)|^2 \rangle \quad (2-9)$$

となる。よって、天体そのもののパワースペクトルは

$$|F(u, v)|^2 \approx \langle |G_n(u, v)|^2 \rangle / \langle |R_i(u, v)|^2 \rangle \quad (2-10)$$

として求められることになる。

つぎに、大気モデルを用いる方法を考える。最も代表的なモデルは Korff [111] によるもので、スペックル伝達関数は数値計算により、図2-6に示すような形になる。図において、 D は望遠鏡の直径、 r_0 は Fried [110] によって導入された大気の揺らぎの度合を表すパラメータで、

$$r_0 = 0.185 \left[\frac{\lambda^2}{\int_0^{h_0} G_n^2(h) dh} \right]^{3/5} \quad (2-11)$$

という式で定義され、瞳面での波面の相関長を示す。ここで、 $G_n^2(h)$ は大気の構造常数で、図2-1に示されている。いったん大気モデルが決定したならば、あとは何等かの方法で r_0 を推定するか、物体を仮定して観測データにモデルFittingするなどの方法 [115] でスペックル伝達関数が求められる。

さらに、スペックル干渉法は天体が非常に暗く、観測が光子計数で行われるような場合でも適用可能である [4,116,117]。ただし、光子計数モードの場合、得られるパワースペクトルにはフォトンバイアス項が付加されてしまうので、この項を適切に除く操作が必要である。また、著者ら [120] は、ICCDカメラなどを用いて短時間露光での光子の2次元分布を検出する場合、その画像の平均パワースペクトルをフーリエ変換して得られる自己相関には、従来から指摘されていた photon-counting hole [118,119] の他に、高次の相関項の影響がでることを指摘した。この影響がでないようにするためには、フレーム当りに検出する光子数を制限する必要があることがわかっている。

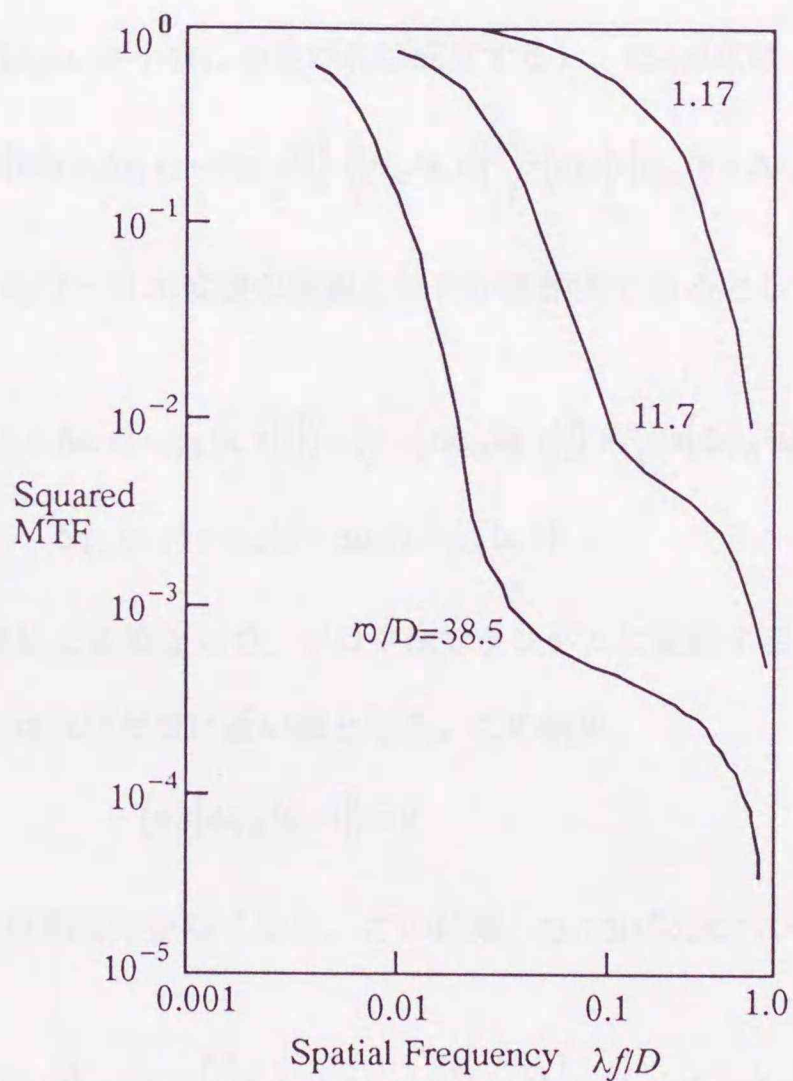


図2-6 スペックル伝達関数

2-2-2 Knox-Thompson法 [72-76]

Knox-Thompson (KT) 法は最初に提案された天体スペックル像からの像再生法である。第10章でKTスペクトルからの像再生法を述べるので、ここでKT法について説明をしておく。KT法はスペックル像から、KTスペクトル

$$KT_{\Delta u}(u, v) = \langle G_n(u + \Delta u, v) G_n^*(u, v) \rangle \quad (2-12)$$

$$KT_{\Delta v}(u, v) = \langle G_n(u, v + \Delta v) G_n^*(u, v) \rangle \quad (2-13)$$

を計算するものである。ここで、 Δu と Δv は周波数空間での微小シフト量である。さて、(2-12)式を書き換えると、

$$KT_{\Delta u}(u, v) = F(u + \Delta u, v) F^*(u, v) \cdot \langle H_n(u + \Delta u, v) H_n^*(u, v) \rangle \quad (2-14)$$

となる。ここで、

$$F(u, v) = |F(u, v)| \exp[i\theta(u, v)] \quad (2-15a)$$

$$H_n(u, v) = |H_n(u, v)| \exp[i\varphi_n(u, v)] \quad (2-15b)$$

と書き、さらに、

$$|F(u, v)| \approx |F(u + \Delta u, v)| \quad (2-16a)$$

$$|H_n(u, v)| \approx |H_n(u + \Delta u, v)| \quad (2-16b)$$

が成り立つと仮定すると（これは Δu が十分に小さければ成立する）、(2-14)式は

$$KT_{\Delta u}(u, v) \approx |F(u, v)|^2 \exp[i\{\theta(u + \Delta u, v) - \theta(u, v)\}] \cdot \langle |H_n(u, v)|^2 \rangle \cdot \langle \exp[i\{\varphi_n(u + \Delta u, v) - \varphi_n(u, v)\}] \rangle \quad (2-17)$$

となる。ここでは、スペックルのフーリエ変換の振幅と位相が無相関であるとしている。ここで最後の位相に関する項を

$$\langle \exp[i\{\varphi_n(u + \Delta u, v) - \varphi_n(u, v)\}] \rangle = \langle \cos[\Delta\varphi_n(u, v)] \rangle + i \langle \sin[\Delta\varphi_n(u, v)] \rangle \quad (2-18)$$

$$\Delta\varphi_n(u, v) = \varphi_n(u + \Delta u, v) - \varphi_n(u, v) \quad (2-19)$$

と書き換える。 $\Delta\varphi_n(u, v)$ は大気による項なので、ゼロ平均でランダムに変動すると考えられる。また、 Δu が小さい場合には、 $\Delta\varphi_n(u, v)$ はほぼゼロに近い値となる。この結果、

$$\langle \sin[\Delta\varphi_n(u, v)] \rangle \approx 0 \quad (2-20)$$

となり、大気揺らぎに関する位相成分がなくなる。この結果、(2-12)式のKTスペクトルの位相を求めると、

$$\text{phase}[KT_{\Delta u}(u, v)] = \text{phase} \left[\langle G_n(u + \Delta u, v) G_n^*(u, v) \rangle \right] \approx \theta(u + \Delta u, v) - \theta(u, v) \quad (2-21)$$

となり、KTスペクトル位相から物体スペクトルの位相差が得られることが分る。また、 v 方向のKTスペクトルについても同様である。

この位相差から、位相を回復するには低空間周波数から高空間周波数に向かって、得られた位相差を積算していけばよい。ただし、この積算過程で、低空間周波数に存在しているノイズも高空間周波数に向かって伝播、積算されてしまう。このため、このような単純な方法によって位相回復を行っても、通常像再生はうまく行かない。このことから、第10章で述べる物体の位相差情報から位相を回復することなく、直接像再生を行う方法には大きな利点があると考えられる。

2-2-3 Shift-And-Add 法

Shift-And-Add 法は1980年にBatesとCady [86] によって提案されて以来、その簡便なアルゴリズムのため多くの研究が行われてきた [87-92]。さらに最近では、その像再生法は、天体スペクトルの高空間分解能再生にも応用されている [121-129]。ここでは、Shift-And-Add 法による像再生法の原理を簡単に述べることにする。

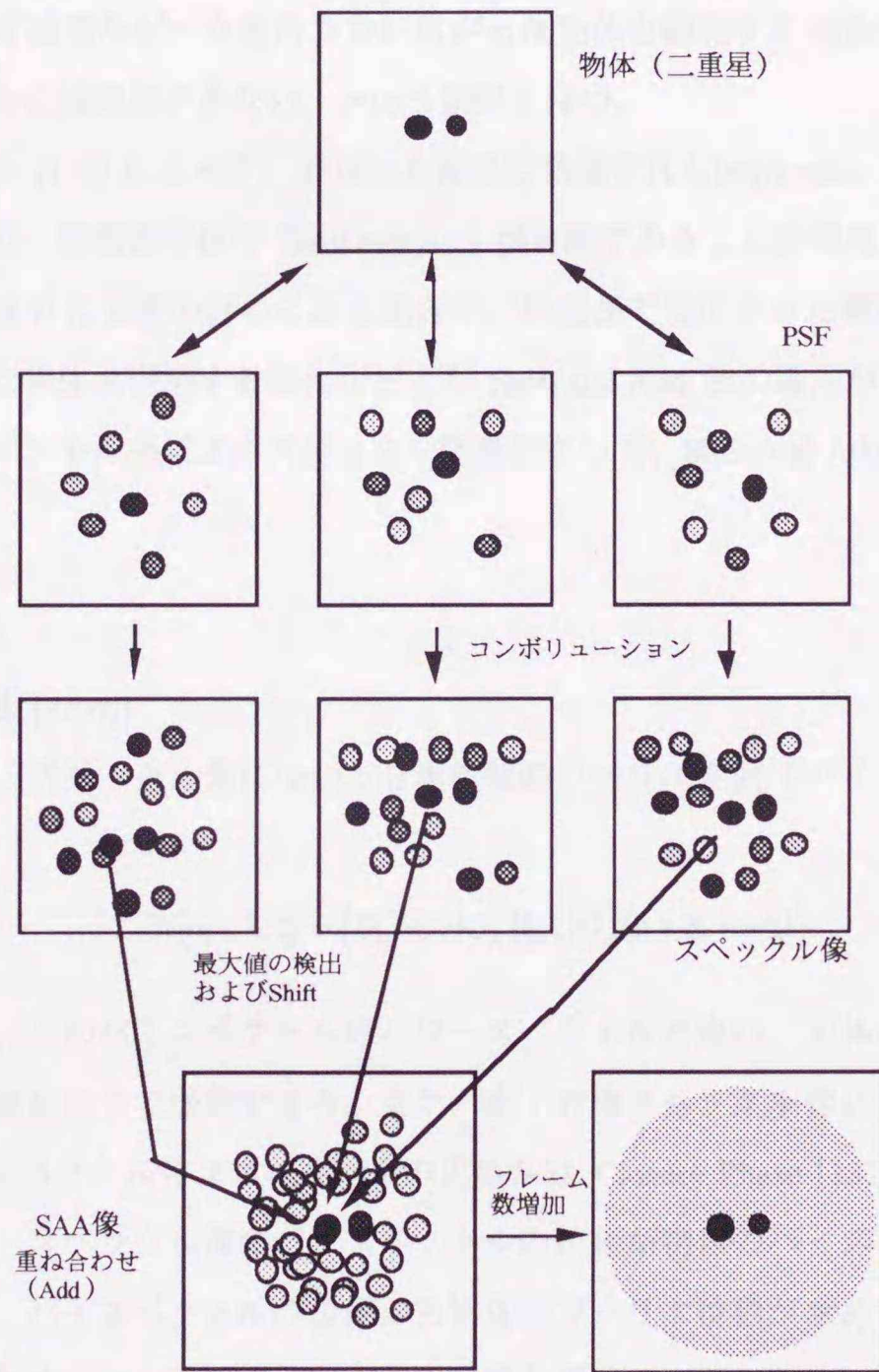


図2-7 Shift-And-Add 法

いま、図2-7において、天体が二重星で、ある瞬間のPSFが2段目の図のようであったとする。これらの図では強度の大きいところが黒で示されている。瞬間のスペckル像はそれらのコンボリューションで表され、3段目の図のようになる。そこでは、スペckルの全体的分布は独立であるが、個々のスペckルに着目したとき、二重星の位置関係に対応するように、どのスペckル像においても二つのスペckルが対になっている。これにより、各スペckル像における最大値の位置を検出して、それが画像の中心で重なるようにシフト (Shift and Add) したもののにおいては、中心に対して伴星に対応する位置で

もスペックルが重ね合わされることになる。このため、さらに加算するフレーム枚数を増加すると、なだらかなバックグラウンドの上に、二重星の回折限界像が現れることになる。このバックグラウンドを除く方法には、バックグラウンド成分を推定して、それを差し引く方法と、デコンボリューションを行う方法とがある。第6章で示す結果は Kuwamuraら [122-128] によるバックグラウンド成分を差し引く方法で求められたものである。

ただし、Shift-And-Add法は、その計算過程に最大値を求める操作があるために、最大値が明確に求められない場合、たとえば顕著なピークを持たない広がった物体を観測する場合や、光子計数で観測されるような暗い天体の場合には適用できない、という制限を持つ。

しかしながら、Babaら [130] によって、異なった波長で観測されたisoplanatic 領域内にある点状星のスペックル像を参照にして、被観測天体の Shift and Add が可能であることが報告された。これは、近赤外の点状星が可視で観測された天体の近くにある場合や、長波長では広がった構造を持つが、短波長では点状の構造を持つような物体を観測する場合などにも Shift and Add 法の適用が可能であることを示している。これより、2チャンネル系によるスペックル観測によって、Shift-And-Add 法の適用物体の制限をかなり緩和できる。

2-2-4 その他の方法

(1) バイスpekトル法 [77-85]

バイスペクトル法は、スペックル像について3重相関のフーリエ変換（バイスペクトル）のアンサンブル平均

$$B_i(u, v, \xi, \zeta) = \langle G_n(u, v) G_n(\xi, \zeta) G_n^*(u + \xi, v + \zeta) \rangle \quad (2-22)$$

を計算するものである。このバイスペクトルはパワースペクトルと違い、天体のスペクトル情報（振幅、位相の両方）を高空間周波数まで保持できる。また、光子計数スペックル像にも適用できるという長所を持つ。さらに、バイスペクトルによる位相回復の正当性は Closure Phase [131] の概念によって明確にされている。すなわち、スペックル像のバイスペクトルの位相が物体のバイスペクトルの位相と等しいことが保証されており、バイスペクトルの位相から物体のフーリエ位相が求められる。しかし、物体のフーリエ振幅を求めるためには、天体スペックル干渉法を用いる必要があり、参照星のデータが必要となる。さらに、(2-22)式を見ればわかるように、2次元画像のバイスペクトルは4次元となり、計算時間が膨大になってしまう、という欠点がある。

バイスペクトル法は、2-2-2節で述べた、Knox-Thompson 法の一般化であると理解できる。このため、両者は同じ様な性質を持つ。

(2) スペックルホログラフィー法 [93-95]

スペックルホログラフィー法のアイディアはかなり古く、1973年にLiとLohmannによって提案された [132]。ただし、そこでは isoplanatic 領域内に参照星となり得る点状星の存在が条件であり、この方法が適用できるのはごく限られた天体のみであった。しかし、近年の補償光学（波面検出技術）の進歩に伴

って、広がりを持つ天体からもその波面情報、ひいてはPSFが得られ、スペックルホログラフィー法がより一般に使用できる見通しが立ってきた。近年研究が行われている自己参照型のスペックルホログラフィー法では、一組のスペックル像 $\{g_n(x,y)\}$ と各スペックル像に対応した一組の推定PSF $\{r_n(x,y)\}$ が得られる。これらを用いて、天体像のフーリエスペクトルの推定が

$$\hat{F}(u,v) = \frac{\langle G_n(u,v) \cdot R_n^*(u,v) \rangle}{\langle |R_n(u,v)|^2 \rangle} \quad (2-23)$$

として求められる。もし、推定PSFが実際のPSFと同じであった場合には、この計算によって正しいフーリエスペクトルが求められる。つまり、得られるフーリエスペクトルの精度は推定PSF（波面検出）の精度に依存することになる。さらに、この方法においては、波面検出の成否は物体形状に依存してしまうため、物体によっては再生が困難となる場合がある。また、暗い天体には適用できないという短所も持つ。

(3) Phase Diversity法 [96-100]

これは、通常観測されるスペックル像と、検出前に既知の位相変化（Phase Diversity）を与えて得られるスペックル像を同時に観測し、その二枚から天体像を回復する方法である。Phase Diversityのアイディアは1975年Gonzalves [96] によって提案されたものであるが、近年また盛んに研究されるようになった。与える位相変化はDefocus、可変形鏡を利用する方法などがある。Phase Diversity法には幾つかの方法があるが、Babaら [99,100] によって提案された方法は、その二枚の像を用いて物体関数およびPSFを推定するBD法に似たループの中に、得られたPSFから波面位相を推定する Gerchberg-Saxton 位相回復アルゴリズム [15] を組み込んだものである。そこでは、それぞれのPSFから得られた波面位相は与えた位相変化を除いて等しいという条件を用いてPSFの推定を更新するもので、効率的な拘束条件として働く。これに対し、Paxmanら[97,98]によって提案された方法は、共役勾配法によって、物体関数と波面を表すゼルニケ多項式の係数を同時に推定するものである。一般に、Phase Diversity法の利点は、天体像のみからの再生が可能であるが、スペックルホログラフィー法と違い必ずしも波面検出の必要がないため、適用できる物体に制限がないことである。また、基本的に、多数枚のスペックルデータを必要としない。しかし、この方法はまだ研究段階にあり、有力な方法が確定していないのが現状である。また、この方法も暗い天体には適用できない。

2-3 補償光学

ここでは、最も一般的な補償光学の配置について、図2-8を用いて説明する。補償光学では、望遠鏡に入射した光波は、波面センサーでその波面が検出される。そうして検出された波面と逆位相の凹凸を持

つように可変形鏡を変形させる。この処理を大気の凍結時間内に行うことで、検出器には大気による揺らぎが補正された像が常に検出されることになる [7-9]。

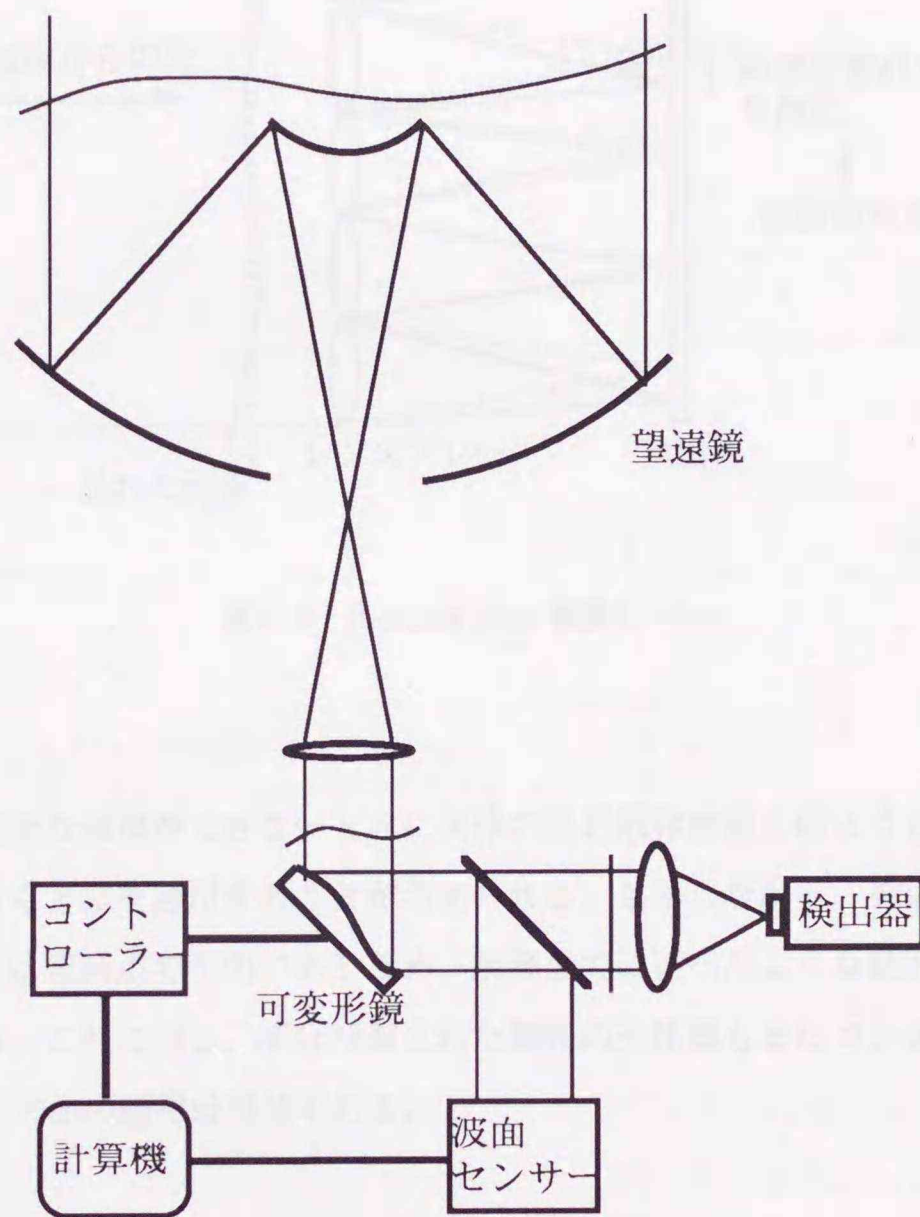


図2-8 補償光学

波面センサーとして有力な方法の一つが、Shack-Hartmann波面センサーで、これは図2-9に示すようにレンズアレーと検出器で構成される [52-55]。この光学系では、レンズアレーによって多数の焦点面の像が検出器上に結像される。ここで、各レンズの口径内で波面の揺らぎがその傾き成分だけであるとすると、検出器上に結像される像はその傾きの度合に応じて検出器上でシフトすることになる。つまり、その結像位置のずれを検出することによって、各部分の波面の傾きがわかり、それから全体の波面揺らぎを計算できる。ただし、この方法では、天体からの光をたくさんのレンズアレーに分割するため、暗い天体には適用できない。また、レンズの口径より小さなサイズの揺らぎが検出できないため、可視光での観測や、近赤外でもシーイングが悪いときの観測では、完全な補償ができないという問題点がある。これらの欠点を克服するため、焦点面強度分布から、波面推定する方法も提案されている [57,58]。

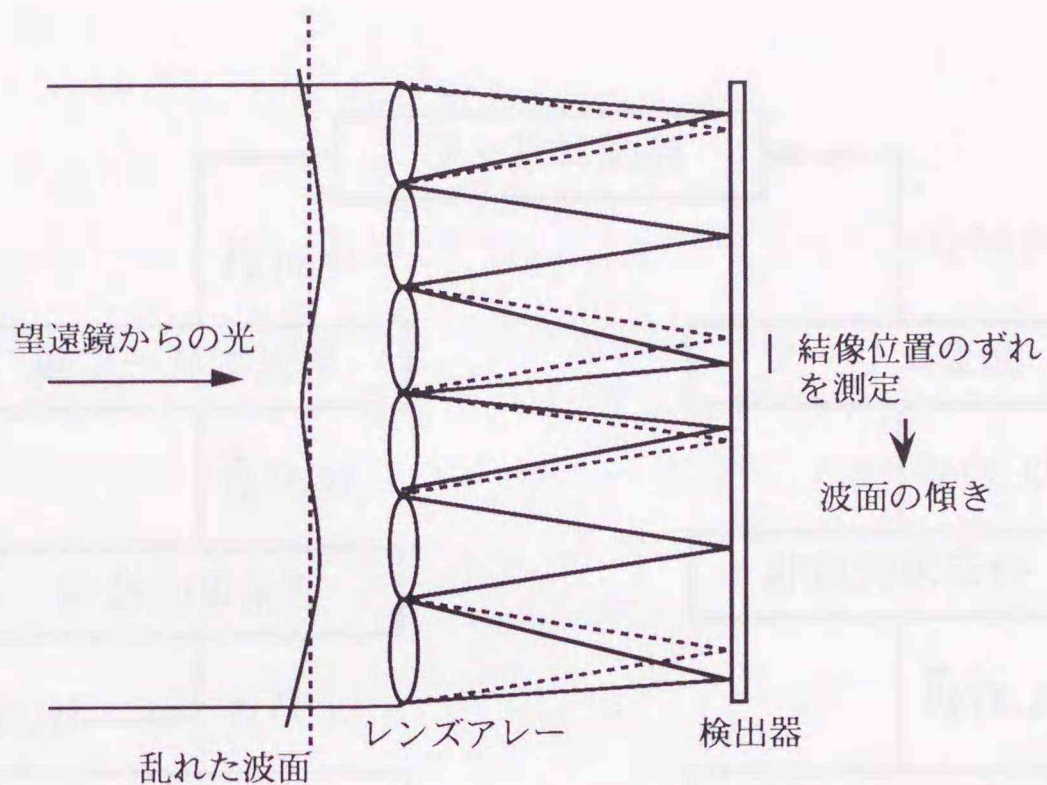


図 2-9 Hartmann-Shack 波面センサー

さて、補償光学で完全な補償ができないときに天体の回折限界情報を得ようとする場合には、天体スペckル干渉法に基づく方法を適用することが考えられる。しかしながら、補償光学系で部分補償された天体像に関する統計は現時点で不明であるため、前節までに述べたような統計処理に基づく方法の適用の可否はわからない。これに対し、部分補償された瞬間の天体像もまたコンボリューションで表されるため、BD法に基づく方法の適用は可能である。

2-4 反復ブラインドデコンボリューション法

2-4-1 アルゴリズム

PSFが既知であるような特別な場合には、(2-6)式から

$$F(u, v) = G(u, v) / H(u, v) \quad (2-24)$$

として、物体のスペクトルが得られ、これを逆フーリエ変換すれば、物体関数を求めることができる。これをデコンボリューションという。しかし、大気揺らぎによる画像劣化の場合には、大気揺らぎが時間変動するため一般にPSFが未知であり、そのような場合には、コンボリューション像のみから、二つの未知関数を求めるBDが必要になる。一般に、BDにおいては物体関数とPSFに関するアприオリな知識に基づいた拘束条件が通常利用される。Ayers と Dainty の反復BD法では、天体像とPSFが強度分布であるという事実から、この二つの関数は非負であるという拘束条件を利用している。

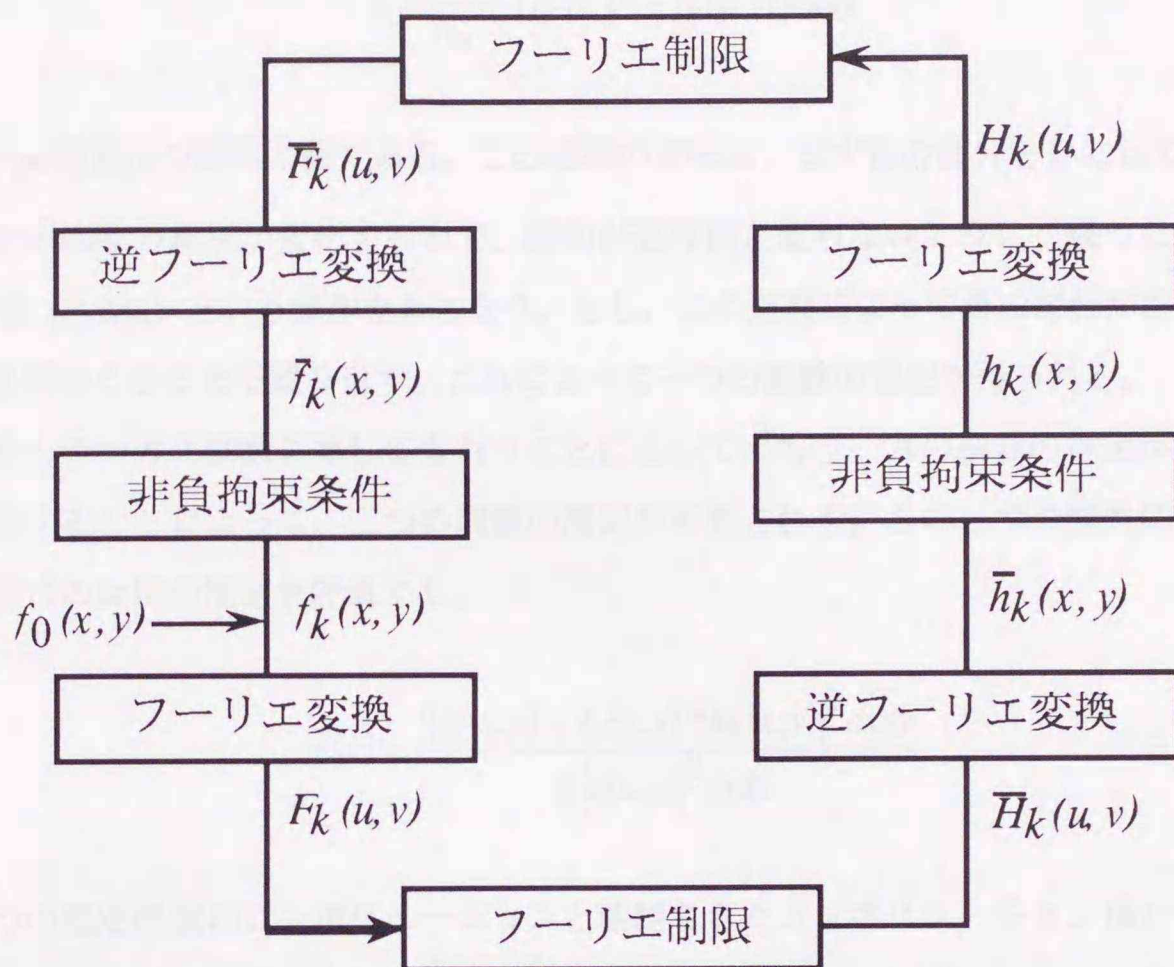


図2-10 反復ブラインドデコンボリューション法

図2-10は Ayers と Dainty による反復BD法である [12]。ここではまず、適当な初期推定を仮定する。その推定関数をフーリエ変換し、次のような疑似ウィーナフィルタ [13,14] を用いて、もう一つの関数のフーリエスペクトルを求める。

$$\bar{H}_k(u, v) = G(u, v)W_k(u, v) \quad (2-25a)$$

$$W_k(u, v) = \frac{F_k^*(u, v)}{|F_k(u, v)|^2 + \epsilon/|H_{k-1}(u, v)|^2} \quad (2-25b)$$

ここで、添え字の k は反復回数を表す。また ϵ はノイズレベルであり、原画像のパワースペクトルの遮断周波数の外側の値の平均値として求められる。こうして得られたフーリエスペクトルを逆フーリエ変換し、一方の関数の推定を求める。しかし、この推定は一般に物体の拘束条件を満足していないので、ここで拘束条件を満足するように次の処理によって得られた推定に変更を加える。

$$f_k(x, y) = \begin{cases} \tilde{f}_k(x, y) & \tilde{f}_k(x, y) \geq 0 \\ 0 & \tilde{f}_k(x, y) < 0 \end{cases} \quad (2-26a)$$

$$f_k(x, y) = f_k(x, y) + a \quad (2-26b)$$

$$a = \frac{1}{N_n} \iint \{\bar{f}_k(x, y) - f_k(x, y)\} dx dy \quad (2-26c)$$

ここで N_n は非負値を持つ画素の数である。この処理の意味は、まず負の部分をも 0 にしてしまう (2-26a)。しかし、このため画像の総和が変化するので、総和が処理前と変わらないように、残った正の部分に負の定数 a を加える (2-26b) という操作をおこなう。もし、この処理によって負の部分が生じたら、再び同じ操作を負の値がなくなるまで繰り返す。これによって一つの関数の推定が得られる。

同様の処理をもう一方の関数に対しても行うことによって、もう一方の関数の推定が求められる。以上の操作を反復することによって、二つの関数の推定が更新される。この二つの関数について、以下の式を用いて k 回目の反復の推定を評価する。

$$E(k) = \frac{\iint |g(x, y) - f_k(x, y) * h_k(x, y)|^2 dx dy}{\iint |g(x, y)|^2 dx dy} \quad (2-27)$$

すなわち、二つの推定関数のコンボリューションと観測されたコンボリューション像との誤差を評価するものである。この $E(k)$ の最も小さいものを再生像として採用する。

この Ayers と Dainty による方法は、BD問題を解く初めての一般的な方法で、FFTアルゴリズムの使用など非常に効率的な計算が可能で、様々な拘束条件を組み込み易いという長所を持つ。しかし、次のような問題点を持つために、前章で述べられたような様々な方法が提案されているのである。

- (1) 反復を繰り返しても、アルゴリズムが収束に向かうとは限らない。
- (2) (2-27)式で定義した評価値が小さい場合でも、収束した解が真の解であるとは限らない。
(特に、トリビアル解への収束)。

ここで、(2) に関しては、2-5-3節で言及する。

2-4-2 天体像への適用におけるウィーナフィルタの修正

天体スペckル像は望遠鏡の口径で決る回折限界までの成分しか含まない。ここで、そのフーリエスペクトルは、(2-6)式の $H(u, v)$ を大気による項と望遠鏡による項に便宜上分けて表すと、

$$G(u, v) = F(u, v)S(u, v)M(u, v) \quad (2-28)$$

となる。ここで、 $S(u, v)$ が大気の伝達関数、 $M(u, v)$ が望遠鏡の振幅伝達関数 (MTF) を表す。これを単純にBDしたとすると、

$$F(u, v)M(u, v) \text{ と } S(u, v)\Pi(u, v)$$

$$F(u, v)\Pi(u, v) \text{ と } S(u, v)M(u, v)$$

の二つの解のどちらかが得られる。ここで、 $\Pi(u, v)$ は遮断周波数内で1、その外側では0の円形関数である。しかしながら、この円形関数のフーリエ変換は負の値を持つために、円形関数がかかっているほうの関数に非負条件を適用することが、その関数そのものの非負拘束条件を満足させる操作ではなくなってしまう。この問題点の解消のためには、推定されるスペクトルを

$$F(u, v)M(u, v) \text{ と } S(u, v)M(u, v)$$

にすることが必要である。これは、MTFのフーリエ変換が非負関数である Airy Disk となるからである。これを実現するためには、(2-25b)式の疑似ウィーナフィルタを次のように変更すればよい。

$$\bar{H}_k(u, v) = \frac{G(u, v)F_k^*(u, v)}{|F_k(u, v)|^2 + \frac{\varepsilon[M(u, v)]^2}{|H_{k-1}(u, v)|^2}} \cdot M(u, v) \quad (2-29)$$

この式は、ウィーナフィルタで得られるスペクトルにMTFを掛けるということを意味している。ただし、 $H_{k-1}(u, v)$ もMTFを含む関数であるため、これで単純に ε を割ると、分母の第二項が高周波で非常に大きな値を持ってしまう。この影響を除くためには、 ε の項にMTFの自乗を掛ける必要がある。

2-4-3 ウィーナフィルタと非負条件の効果

フーリエ拘束条件は数式上では、(2-24)式に示す逆フィルタを使用して実現できる。しかし、ノイズを含む一般的な場合には、特に高周波領域において、信号成分よりノイズ成分の方が大きくなる状況が生じる。このため逆フィルタにおいては、高周波領域で非常に大きな揺らぎを持つようになり、良好な再生像は得られない。

これに対して本来のウィーナフィルタ $W_i(u, v)$ は、

$$E' = \iint |F(u, v) - G(u, v)W_i(u, v)|^2 dx dy \quad (2-30)$$

の誤差を最小にするように定義されたもので、

$$W_i(u, v) = \frac{F^*(u, v)}{|F(u, v)|^2 + P_n(u, v)/P_f(u, v)} \quad (2-31)$$

のような形を持つ [1-3]。ここで、 $P_f(u, v)$ と $P_n(u, v)$ はそれぞれ求めたい関数とノイズのパワースペクトルである。しかしながら、両者とも実際にはわからないので、(2-25b)式のような疑似ウィーナフィルタを使用する。

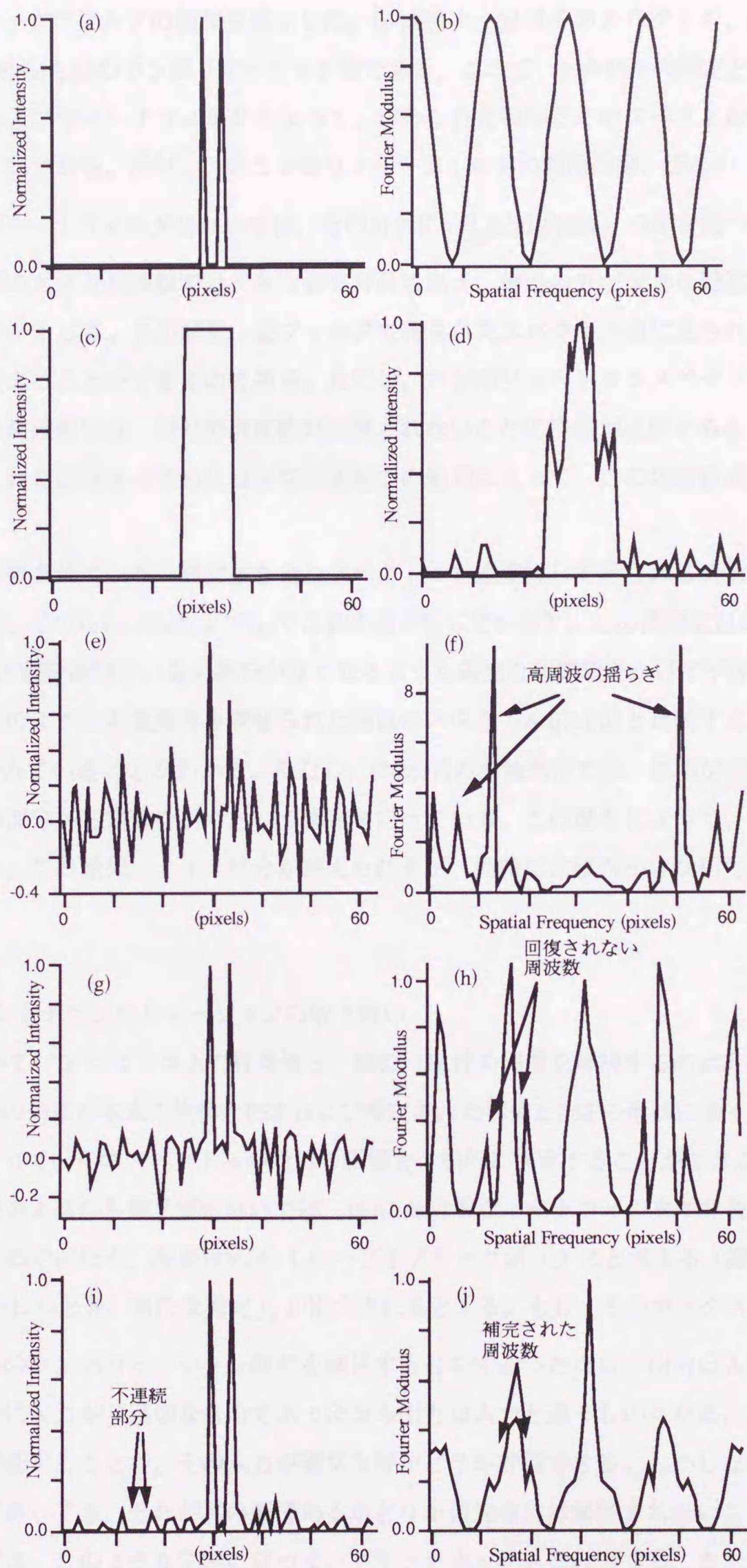


図2-11 ウィーナフィルタと非負条件の効果、(a) 物体、(b) スペクトル、(c) PSF、(d) 劣化像 (ノイズを含む)
 (e),(f) 逆フィルタによる再生物体とスペクトル、(g),(h) ウィーナフィルタによる再生物体とスペクトル
 (i),(j) 再生物体(g) に非負条件を適用した後の再生物体とスペクトル

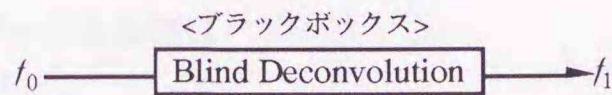
図2-11に、ウィーナフィルタの効果を図示した。(a)は物体、(b)はそのスペクトル、(c)と(d)はそれぞれPSF、ノイズを含む(a)と(c)のコンボリューション像である。ここで、(c)がPSFの推定として得られたとして、逆フィルタおよびウィーナフィルタによって、求められた物体とそのスペクトルの推定がそれぞれ、(e)と(f)および(g)と(h)である。ただし、ここではウィーナフィルタの適用の際、正しい $P_f(u,v)$ と $P_n(u,v)$ を用いている。ウィーナフィルタにおいては、その分母に $P_n(u,v)/P_f(u,v)$ の項を持つことによって、信号に比べてノイズの大きな周波数では大きな値を分母に加え、信号の方が大きな周波数では小さな値を加えるという効果が生じる。この結果、逆フィルタで得られたスペクトル(f)に見られるノイズによる高周波での変動を押えることができるのである。ただし、コンボリューションスペクトルにおいて零になってしまっていた周波数では、信号の周波数が回復されないことに注意が必要である (h)中で矢印で示した周波数)。これを回復するためには実空間領域での処理によって、この周波数成分を推定することが必要となる。

このように、回復されていない周波数を含むスペクトルを逆変換して得られる関数は、一般に実空間の拘束条件を満足していない ((e)および(g)では負の値が生じている)。この関数に(2-26)式の非負条件を課すことは、(g)の連続信号を、負の部分がなくなるような適当な窓関数をかけて不連続信号(i)にすることに相当する。このような非負条件を課せられた関数のスペクトル(j)は(h)と比較すると、欠落していた周波数成分が補われていることがわかる。ただし、(2-26)式の非負条件では、総和が処理前と変わらないように、残った正の部分から定数を引くという操作を行っている。この操作によって、相対的に小さな正の値が抑制される。この結果、ノイズ成分が押えられるが、同時に比較的小さい信号成分が消失する傾向にある。

2-4-4 ブラインドデコンボリューションの取り扱い

反復BD法において、アルゴリズムの収束性と、解の一意性の問題を解決するのは非常に難しい。これは特に、非負条件の効果が本来の物体とPSFおよび推定された物体とPSFの形状に強く依存するため、非負条件の適用によって、そのスペクトルが受ける影響を一般的に決定することができないためである。

そこで、本研究第4章から第7章においては、BDにおけるウィーナフィルタや非負拘束条件など個々の処理に着目するのではなく、反復BD法の1ループをブラックボックスと考える(図2-12)。つまり、ある推定 f_0 を入力したとき、新たな推定 f_1 が出力されるとする。もし、そのボックスへの入力とその非負条件とフレームのコンボリューション関係を満足するものであったなら、出力は入力と同じものになるはずである。逆に入力ที่ไม่適切なものであったなら出力は入力と違うものになる。すなわち、入力と出力の類似性を評価することで、その入力適切な解かどうか評価できる。しかしながら、入力と出力が類似したものであっても、それが真の解であるかどうかは完全には保証されないことは注意が必要がある。本研究では、このような見地に立って、ブラックボックスに入力する、または出力される推定の信頼性をどのように向上させるかが重要な問題となっている。



$f_0 \neq f_1 \rightarrow f_0$ は明かにフレームのコンボリューション関係、
像面拘束条件のいずれかまたは両方を満足しない
解である。

$f_0 \approx f_1 \rightarrow f_0$ はフレームのコンボリューション関係および
像面拘束条件を満足する解である。しかし、それ
が真の解であるとは限らない。

図2-12 ブラインドデコンボリューションの取り扱い

2-5 ブラインドデコンボリューションの可能性

2-5-1 一般的な画像のブラインドデコンボリューション

ここでは、物体関数 $f(x,y)$ および $h(x,y)$ は実空間で有限の大きさのサポートを持つことを仮定する(周波数空間では帯域制限されていない)。この結果、コンボリューション像も、実空間で有限の大きさの広がりを持つ。ここで、 $g(x,y)$ 、 $f(x,y)$ 、 $h(x,y)$ について、サポート内に含まれる画素数をそれぞれ N_g 、 N_f 、 N_h とする。このとき、BDが解ける条件は $N_g > N_f + N_h$ が成立することである。二次元画像の場合、コンボリューション像のサポート領域は通常元の二つの関数のサポートを合わせた面積よりも広くなる。このため、元の二つの関数のサポートが完全に分っているとき、上の条件は常に成立するので、BDは解くことができる。サポートが完全には分らないときには、BDの成否はサポートに関する事前知識の正確さによって決る。また、この場合に関しては、Z変換を用いてより厳密なBDの記述が可能である(2-6節)。

2-5-2 天体スペckル像のブラインドデコンボリューション

天体スペckル像 [(2-5)式 $g(x,y)$] はノイズ項を無視すると、周波数制限された関数である。ここでその遮断周波数を C_f とする。つまり、スペckル像のスペクトル $G(u,v)$ においては、有意な値を持つ領域の面積は半径 C_f の円の面積として πC_f^2 である。ここで、その円形スペクトル領域中に含まれる画素数を $N_s(\pi C_f^2)$ と書くことにする。また、PSF $h(x,y)$ のスペクトル $H(u,v)$ の遮断周波数も C_f であり、有意な値を持つ円形領域中に含まれる画素数も同じくなる。これに対して、物体関数 $f(x,y)$ は周波数制限されておらず、スペクトル領域では全面に広がる。ここでは、 $f(x,y)$ は実空間でスペckル像の広がり程度の弱いサポートを持つことを仮定する。

一見してわかるように、観測で得られるデータ数が $N_s(\pi C_f^2)$ で、未知数の和が $N_s(\pi C_f^2) + N_f$ となり、コンボリューション関係からだけでは、BDは不可能である。このため、解に対する拘束条件が必要となる。ここでは $h(x,y)$ が非負であるという事実を利用して、 $h(x,y)$ は

$$h(x,y) = \psi^2(x,y) \tag{2-32}$$

と書くことができる。このフーリエ変換は

$$H(u, v) = \iint \Psi(u', v') \Psi(u - u', v - v') du' dv' \quad (2-33)$$

となる。この式から、 $\Psi(u, v)$ の幅は $H(u, v)$ の約半分であり、データ点数はほぼ $N_s(\pi C_f^2/4)$ であることがわかる。つまり、周波数制限された関数が非負条件を満たす場合は、そうでない場合に比べて、未知数が $1/4$ になることがわかる。この結果、物体面におけるサポート領域が比較的小さい場合で、

$$Nf < N_s \left(\pi C_f^2 \right) - N_s \left(\pi C_f^2 / 4 \right) \quad (2-34)$$

が成立すれば、一枚のコンボリューション像からのBDが可能であることが分る。この場合に、(2-5)式を書き換えると、

$$G(u, v) = \left\{ \iint f(x, y) \exp[-2\pi i(xu + yv)/N] dx dy \right\} \cdot \left[\iint \Psi(u', v') \Psi(u - u', v - v') du' dv' \right] \quad (2-35)$$

となり、BDはこの式を解くことに相当する。

また、天体スペckル画像のように共通の物体関数を含む複数 (N) 枚のコンボリューション画像が可能なる場合には、(2-34)式は

$$Nf < N \cdot \left[N_s \left(\pi C_f^2 \right) - N_s \left(\pi C_f^2 / 4 \right) \right] \quad (2-36)$$

となる。このため、一枚の画像ではBDができない場合でも、複数枚の画像を用いることでBDが可能となることが分る。

ただし、この節の条件では、求められる像は回折限界像ではなく元の天体像そのものとなる。つまり、この場合は超解像 [133,134] が必要となるため、Ayers-Dainty 法やそれに基づく方法を用いることはできない。これは、Ayers-Dainty 法では、フーリエ面での割算によってデコンボリューションを実現しているために、遮断周波数の外側のスペクトルを推定できないためである。つまり、ここでのBDには、フーリエ面での割算を用いない方法、例えば、最尤法、勾配探索法などを用いる必要がある。

2-5-3 天体スペckル像から回折限界像を再生する場合

(2-6)式に、望遠鏡の伝達関数 $M(u, v)$ を掛けたものを考える。

$$G'(u, v) \equiv G(u, v)M(u, v) = F(u, v)M(u, v)H(u, v) \quad (2-37)$$

とりあえず、この式をBDすることで得られるスペクトルを $F(u, v) [=F(u, v)M(u, v)]$ と $H(u, v)$ であるとする。これらのフーリエ変換 $f(x, y)$ と $h(x, y)$ は、どちらも回折限界で非負条件を満たしている。この結果、前節の議論が物体関数にも適用でき、

$$f(x, y) = \phi^2(x, y) \quad (2-38)$$

と書くことができる。これをフーリエ変換して

$$F'(u, v) = \iint \Phi(u', v') \Phi(u - u', v - v') du' dv' \quad (2-39)$$

となる。この場合、(2-37)式は次のようになる。

$$G'(u, v) = \left[\iint \Phi(u', v') \Phi(u - u', v - v') du' dv' \right] \cdot \left[\iint \Psi(u', v') \Psi(u - u', v - v') du' dv' \right] \quad (2-40)$$

ここで、観測によるデータ数は $N_s(\pi C f^2)$ であり、未知数の数は $N_s(\pi C f^2/4) + N_s(\pi C f^2/4)$ となり、BDが常に可能であることが分る。

さて、(2-37)式からは、拘束条件を考えなければ、可能な各関数の組み合わせとして、

$$\begin{array}{ll} F(u, v)M(u, v) & \text{と} \quad H(u, v) \\ F(u, v)\Pi(u, v) & \text{と} \quad H(u, v)M(u, v) \\ M(u, v) & \text{と} \quad H(u, v)F(u, v) \\ \Pi(u, v) & \text{と} \quad G(u, v) \end{array}$$

が考えられる。ここで、 $\Pi(u, v)$ は円形関数で、そのフーリエ変換は非負関数ではないことに注意。さて、この節の条件では、得られる解は回折限界でかつ非負でなければならないので、

$$\begin{array}{ll} F(u, v)M(u, v) & \text{と} \quad H(u, v) \\ M(u, v) & \text{と} \quad H(u, v)F(u, v) \end{array}$$

の二つだけが可能な解として残る。つまり、(2-40)式を解いて得られる解はこのどちらかであると言える。ここで、下の方の解は明かに間違っており意味がない解なので、トリビアル解という。ただし、このトリビアル解は、再生像を見て、明かに間違った解であると判断できるので、余り深刻ではない。しかしながら、このトリビアル解は、観測像にノイズが含まれる場合には、最も広域的な解であり、アルゴリズムの構築のいかんによっては、この解にばかり収束する可能性がある。このため、トリビアル解に収束しないようにする工夫が必要となる。

また、BDにおいては、物体関数とPSFの推定が入れ替わることがある。これは、どちらかの関数の形に関しての事前の知識がある場合ならば、問題ない。また、天体スペckル像のように複数枚のフレームが使用できる場合には、各フレームから再生された共通の関数の方を物体関数であると完全に決定できる。

2-6 Z変換とゼロシートによるブラインドデコンボリューションの記述

2-6-1 Z変換の定義とゼロシート

サンプリングされた有限のサポートを持つ1次元信号 $p(n)$ (ただし、 $p(0)$ は0でない) のZ変換は

$$P_1(z) \equiv \sum_{n=0}^N p(n) z^{-n} \quad (2-34)$$

と定義される [135-138]。こうして定義されるZ変換はラプラス変換と密接な関係があつて、その相違点

は $z=e^s$ の変数変換と、離散信号で定義されていることだけある。このため、Z変換においてはラプラス変換の性質がほぼそのまま成立する。

さて、 $P_1(z)=0$ は、 z に関するN次の代数方程式であるから、N個の根を持つことがわかる。このN個の根の組 $\{a_k\}$ を用いて、(2-34) 式は

$$P_1(z) = p(0) \prod_{k=1}^N \left(1 - \frac{a_k}{z}\right) \quad (2-35)$$

と書き換えることができる。すなわち、Z平面上でN個のゼロ点の位置が特定できれば、元の関数が求められることになる。

次に2次元のZ変換は、2次元離散画像を $f(m,n)$ とすると、

$$F_2(\xi, \zeta) \equiv \sum_{m=0}^N \sum_{n=0}^N f(m,n) \xi^{-m} \zeta^{-n} \quad (2-36)$$

と定義される。2次元の場合には $F_2(x,z)=0$ は、1次元の場合のように離散的なゼロ点の集合になるのではなく、4次元空間上で曲りくねった連続した一枚のシートとなる（ゼロシート）[139-141]。後のために画像 f のゼロシートを $\Omega(f)$ で表現する。この4次元空間上のゼロシートを図示するのは不可能なので、この4次元空間のある座標の一つを固定したときのゼロシートの3次元断面と、二つの座標値を固定したときの二次元断面をそれぞれ図2-13(a)、(b)に模式的に図示した。このゼロシートの位置が4次元空間上で特定できれば、元の関数 $f(m,n)$ が再生可能である。

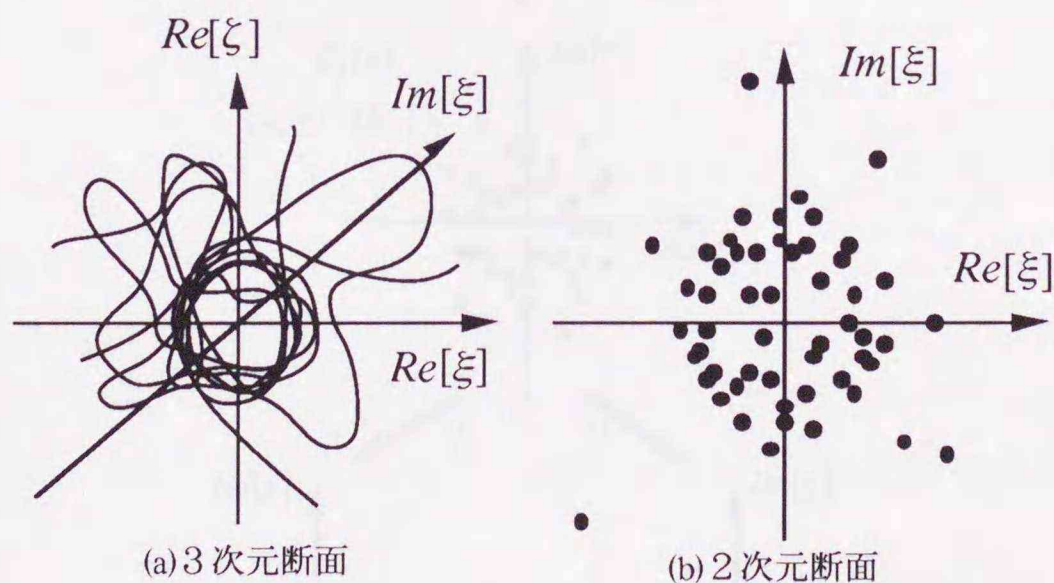


図2-13 ゼロシート（ゼロ点）の模式図

2-6-2 ゼロシートによるブラインドデコンボリューションの概念

Z変換においてはラプラス変換の性質がほぼそのまま成立することは前節で述べた。ここでは、特に合成則の成立が以下の議論で重要である。すなわち、*をコンボリューションとすると、

$$r(n) = p(n) * q(n) \quad (2-37)$$

で与えられる一次元コンボリューション信号のZ変換は、

$$R_1(z) = P_1(z)Q_1(z) \quad (2-38)$$

となる。これを、ゼロ点を用いて書き換えると、

$$R_1(z) = p(0)q(0) \prod_{k=1}^N \left(1 - \frac{a_k}{z}\right) \left(1 - \frac{b_k}{z}\right) \quad (2-39)$$

となる。ここで、 $\{b_k\}$ は $q(n)$ のZ変換により生じた N 個のゼロ点である。この結果、Z平面上には $2N$ 個のゼロ点が分布することになる(図2-14)。これから、 $p(n)$ および $q(n)$ を求めるためには、 $2N$ 個のゼロ点を $\{a_k\}$ と $\{b_k\}$ に分ける必要がある。しかしながら、この組み合わせの数は N が大きくなると非常に大きくなるので、一次元の場合のBDは非常に難しいことがわかる。

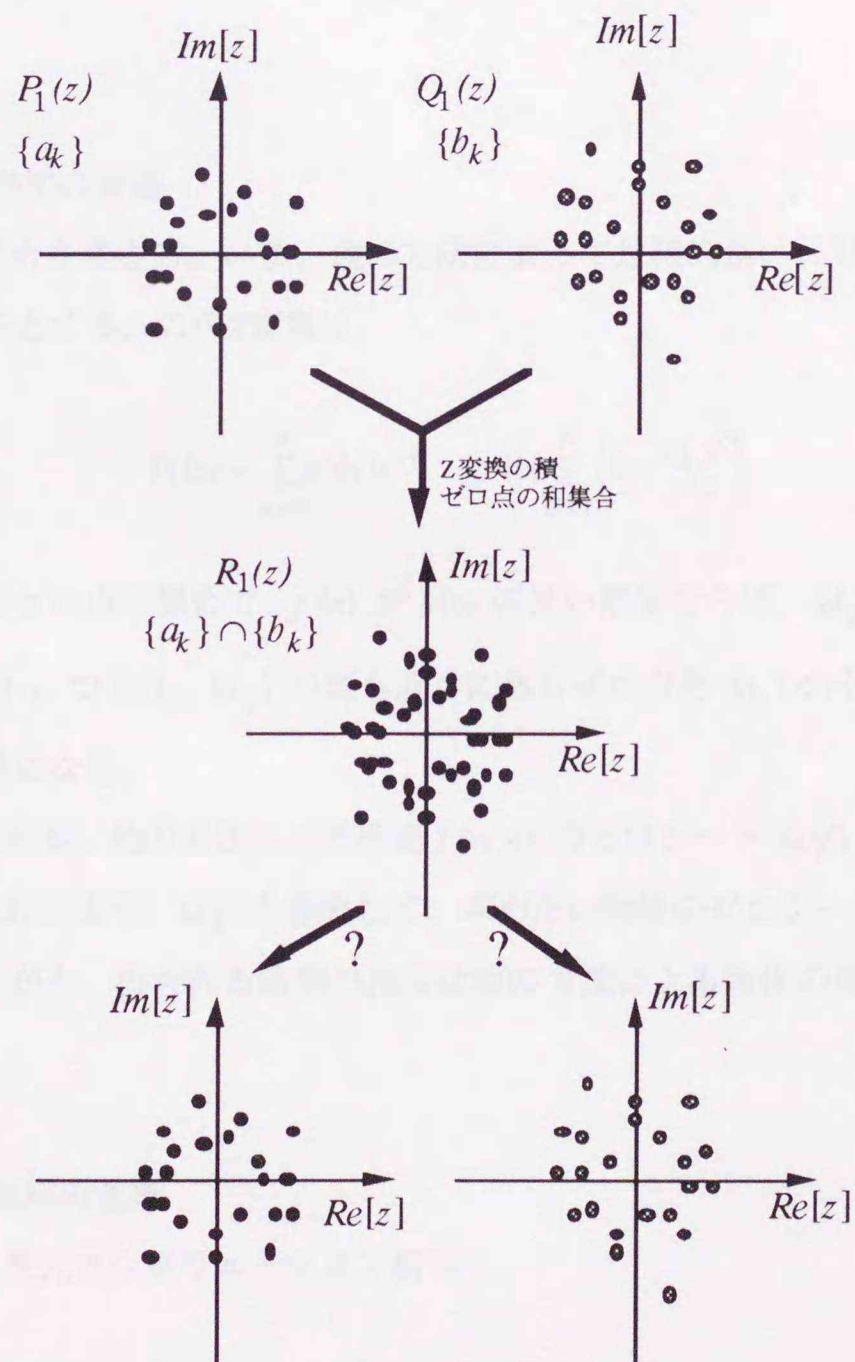


図2-14 ゼロ点による1次元関数のBDの説明

2次元の場合も同様に合成則が成立し、離散的コンボリューション画像

$$g(m, n) = f(m, n) * h(m, n) \quad (2-40)$$

のZ変換は、

$$G_2(\xi, \zeta) = F_2(\xi, \zeta) H_2(\xi, \zeta) \quad (2-41)$$

となる。この結果、 $G_2(x, z)=0$ は2枚の独立したゼロシートとなる ($\Omega(F) \cup \Omega(H)$)。この二枚のゼロシートが4次元空間上で重なり合うことが起きる確率はほぼ0に近い。これは、2次元断面上のゼロ点分布がある点で完全に重なり合うことに対応し、この確率はやはり0に近いことから類推できる。すなわち、これらの二枚のゼロシートはほとんどの場合に完全に分離することが可能なので、一枚の二次元画像からのBDはほとんどの場合に可能であるといえる。しかし、各ゼロシートの位置を4次元Z空間上で特定するためには、あるゼロ点の回りでゼロになる4次元座標値を追跡する操作を、閉じた一枚のゼロシートが得られるまで続ける必要がある。しかし、この操作の計算機上での実現は困難であり、なおかつもし2枚のゼロシートが重なりあっているときには、不可能となる。重なりあうかどうかは、物体とPSFの形状に依存する。

2-6-3 他の方法との併用の意義

他の方法と併用する場合を考える。いま、他の方法によって比較的良い、片方（或は両方）の関数の推定 $p'(n)$ が得られているとする。このZ変換は、

$$P_1(z) = \sum_{n=0}^N p'(n) z^{-n} = p'(0) \sum_{k=1}^N \left(1 - \frac{a_k}{z}\right) \quad (2-42)$$

となる。ここで、 $\{a'_k\}$ はゼロ点の集合で、 $p'(n)$ が $p(n)$ の良い推定ならば、 $\{a'_k\}$ と $\{a_k\}$ はほぼ近い位置に分布している（図2-15）。つまり、 $\{a'_k\}$ の最も近くにあるゼロ点を $\{a_k\}$ のゼロ点と見なすことができるようになり、BDが容易になる。

2次元の場合も同様である。他の方法による推定 $f'(m, n)$ のゼロシート $\Omega(f')$ は、 $\Omega(f)$ とほぼ同じ分布を持つと考えられる。これにより、 $\Omega(f')$ を参照して、求めたい物体のゼロシート $\Omega(f)$ の位置を特定することができる。しかしながら、得られる結果の良否は他の方法による物体の推定精度に強く依存することになる。

2-6-4 複数フレーム使用の意義

次のように、複数の1次元コンボリューション信号

$$r_i(n) = p(n) * q_i(n) \quad (2-43)$$

が観測されることを考える。このZ変換は、

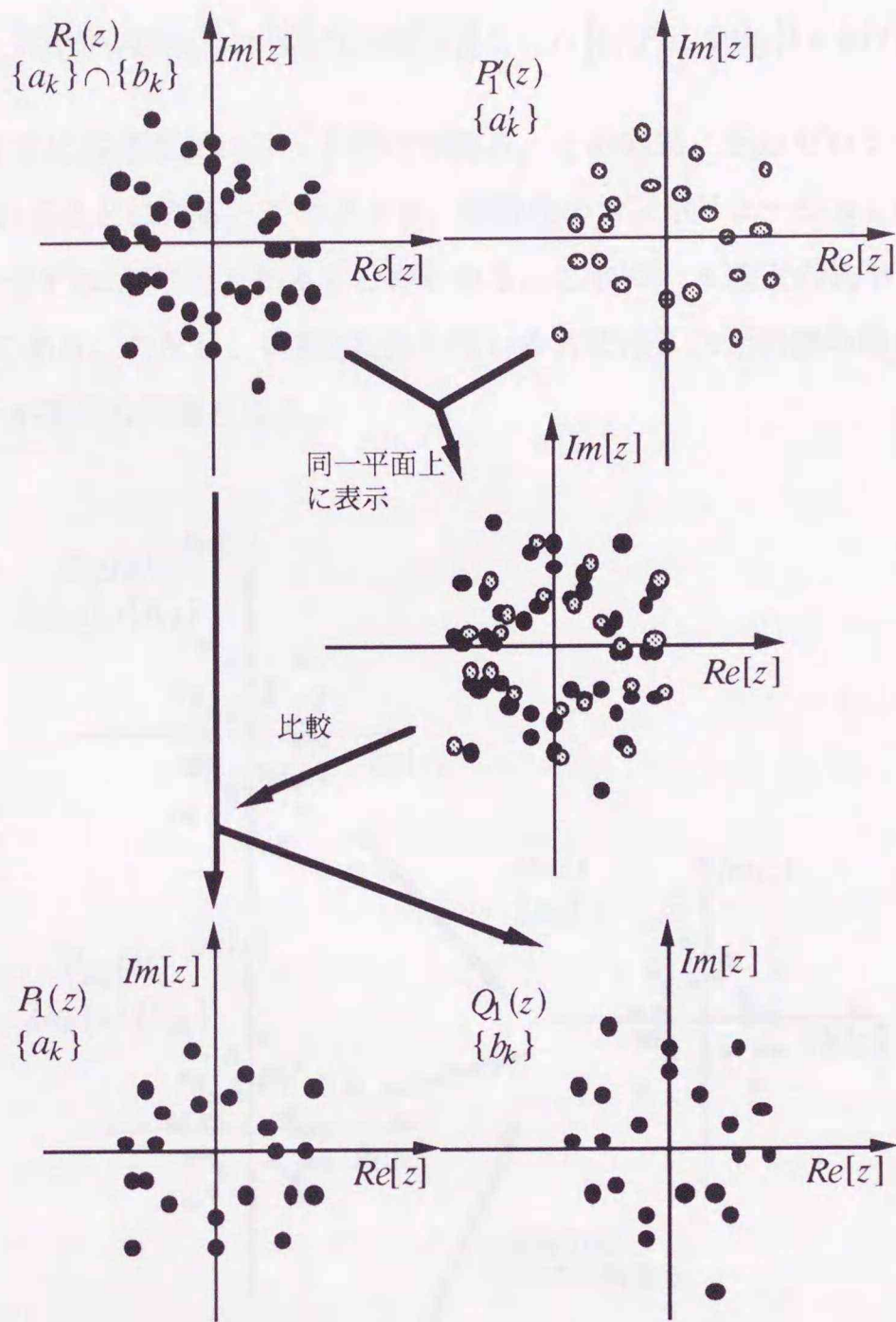


図2-15 他の方法との併用によるHDの概念

$$R_{i1}(z) = p'(0)q_i'(0) \sum_{k=1}^N \left(1 - \frac{a_k}{z}\right) \left(1 - \frac{b_{ik}}{z}\right) \quad (2-44)$$

となる。すなわち、共通なゼロ点集合 $\{a_k\}$ と、各データに特有のゼロ点集合 $\{b_{ik}\}$ が合わさって得られる。このような、Z変換の和を計算すると、そのとき得られるゼロ点集合は、全てに共通して存在するゼロ点の積集合、すなわち $\{a_k\}$ だけとなり、容易にゼロ点の同定が可能となる（図2-16）。これを、Zero-And-Addという[88,141,142]。

さて2次元の場合には、天体スペckル画像のように複数枚のコンボリューション画像が観測可能である場合を考える。これを

$$g_i(m, n) = f(m, n) * h_i(m, n) \quad (2-45)$$

とかく。それらのZ変換から得られるゼロシートは $\Omega(f) \cup \Omega(h_i)$ となる。そして、N個のZ変換の和をとったとすると、その和のゼロシートは

$$\{\Omega(f) \cup \Omega(h_1)\} \cap \{\Omega(f) \cup \Omega(h_2)\} \cap \dots \cap \{\Omega(f) \cup \Omega(h_I)\} = \Omega(f) \quad (2-46)$$

となる。すなわち、全てに共通なゼロシートだけが残る。この結果、そのゼロシートの位置の特定ができ、物体 f が求められることになる。これにより、複数枚のコンボリューション画像が観測可能な場合には物体とPSFに依存せずBDが可能であることがわかる。これが、本論文の後半で述べる複数フレームを使用したBDの意義である。ただし、直接Z変換を用いる方法は2次元画像の場合現実的でないので、これをどう実現するかが重要な問題となる。

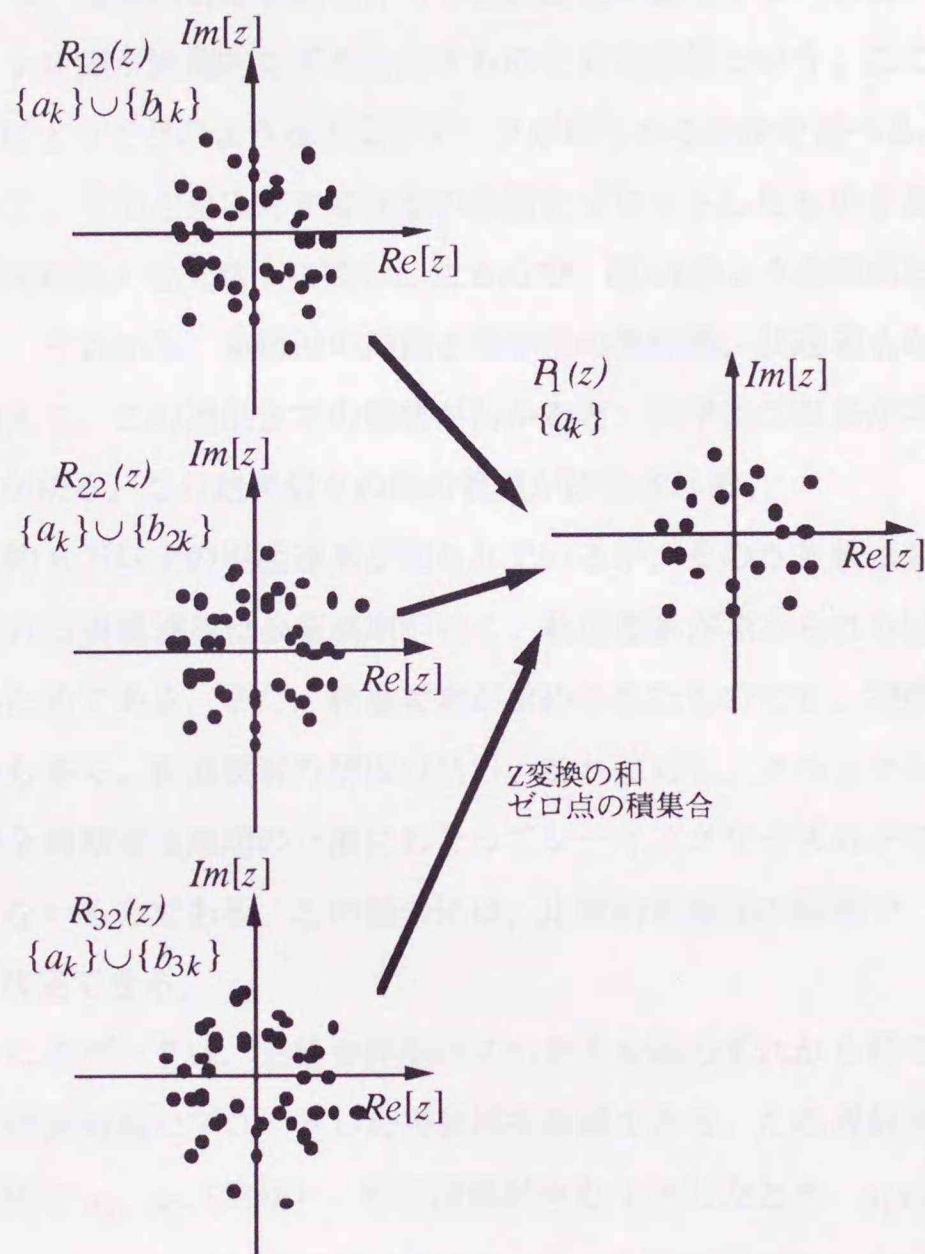


図2-16 複数フレームを用いたBDの概念

第3章 二重星観測と太陽観測の意義

3-1 二重星観測の意義 [51,143,144]

二重星の中で、万有引力を及ぼしあって互いの回りを公転しているものを連星といい、望遠鏡で分離して見えるものを実視連星という。しかし、連星の中には接近し過ぎて大望遠鏡でも分離して見えないものも数多い。このうち、連星の公転軌道に伴って視線速度が変化するために、ドップラー効果によって主星や伴星のスペクトル線が周期的なずれを示すものを分光連星という。ここでは、分光連星、実視連星のスペックル観測によってどのような天文学データが得られるのかを述べる。

実視連星観測において、その主星に対する伴星の位置をプロットしたものを視楕円という。この視楕円は実際の楕円軌道（実楕円）を天球上に投影したもので、図3-1のような関係となる。この視楕円の軌道要素が決定されると、それから、実楕円の周期と長半径の角距離、共通重心からの主星と伴星の距離の比が決る。これに加えて、この連星までの距離がわかると、長半径の実長が求まり、ケプラーの第三法則から両星の質量和が決る。この結果個々の星の質量が決定される。

ところが、現在では約6万以上の実視連星が知られているが、そのうち軌道要素の知られている星は1000個以下である。これは実視連星は公転周期が長く、軌道要素が求められるほど長期間にわたって観測されたものが少ないためである。また、軌道要素が求められたものでも、実際は視楕円の一部のみから求められているものも多く、軌道要素の精度は低い。これに対し、スペックル干渉法で対象となる連星は、両星の角距離が全周期或は周期の一部にわたってシーイングサイズ以下であり、通常の実視観測では二重星を分離できないものである。この場合には、比較的短期間の観測で、公転周期が短い二重星を精度良く軌道要素を決定できる。

分光連星で通常得られるデータは、主星や伴星のスペクトル線のずれから得られるそれぞれの星の視線速度であり、それを観測時刻でプロットした視線速度曲線である。この視線速度曲線の周期と振幅から、主星と伴星の長半径を a_1 、 a_2 （実長）、軌道面傾斜角を i としたとき、 $a_1 \sin i$ 、 $a_2 \sin i$ が求められる。もし、分光連星が同時に実視連星であって、軌道要素（特に軌道面傾斜角）が求められていれば、長半径の実長が決定でき、これを実視観測で得られる角距離と比較すれば、この星までの距離がわかる。同時に、個々の星の質量が決定される。しかし、分光連星は角距離が小さく、大気揺らぎの影響下での通常の実視観測では、二重星を分離できないため、スペックル干渉法による観測が威力を発揮する。

さて、星までの距離を測る代表的な方法は年周視差であるが、年周視差による方法の適用は、比較的近い星（100パーセク、300光年以内）に限定されてしまう。このため、実視観測だけでは遠い星の質量を決定することはできない。それに対し、分光観測と実視観測で同時に連星の情報を求められれば、遠い星の距離（絶対等級）と質量を決定することができ、質量光度関係が決る。質量光度関係が求められ

た星は（1977年の時点で）約50個の実視連星と、食連星でもある僅かな分光連星だけに留まっている。現在でも幾つかの分光連星がつけ加わられただけである。このため、我々のスペックル観測のプログラムの大部分は、分光連星の観測に当てられることになった。

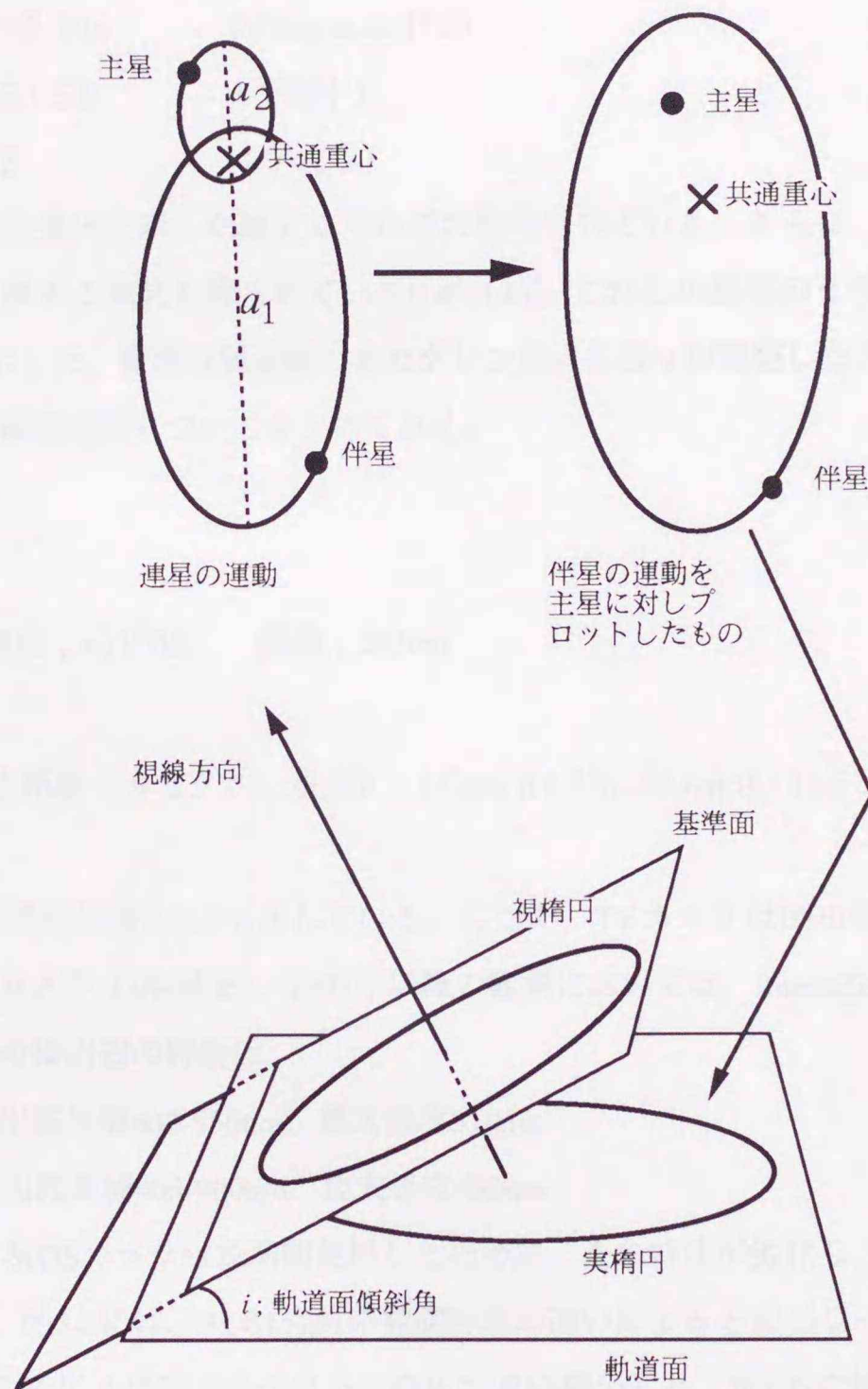


図3-1 連星の運動および視楕円

3-2 二重星観測法

メキシコ、サンペドロ天文台の212cm望遠鏡を用いた、分光連星、実視連星のスペックル観測はこれまで以下の9回行った。

- | | | |
|------|-------------|---------------------|
| 1987 | 6/15-7/11 | (Isobe et al. [67]) |
| 1988 | 10/20-10/25 | (Isobe et al. [68]) |

1989	5/19-5/25	(Isobe et al. [69])
1990	6/7-6/15	(同上)
1990	8/27-9/2	(同上)
1991	7/19-7/25	(Miura et al. [70])
1992	9/7-9/10	(Miura et al. [71])
1993	5/1-5/5	(準備中)
1994	2	(準備中)

これらの観測の結果は括弧内に示した論文にそれぞれ報告されている。さらに、我々の分光連星観測の結果から、三重星系に関する知見も得られている[145,146]。これらの結果のうち以降の章で引用されるものだけを(付録1)に示した。観測は望遠鏡のカセグレン焦点に我々が開発したスペックルカメラを取り付けて行った。ここで観測装置についてまとめておく。

<サンペドロ天文台>

経度; $-115^{\circ}25'$ 、緯度; $+31^{\circ}03'$ 、標高; 2830m

<望遠鏡>

口径; 212cm、焦点距離(カセグレン焦点); 15.8m (f / 7.5), 28.6m (f / 13.5)

<スペックルカメラ>

スペックルカメラの詳細は図3-2に示されている。ここで、TVカメラは1990年までの観測においては Digital Intensified MOS カメラ (DI-MOS)、1991年以降の観測においては、Intensified CCD (ICCD) カメラを使用した。それぞれの検出器の特性は、

DI-MOS 検出波長域400-550nm、最大感度510nm

ICCD 検出波長域400-900nm、最大感度650nm

である。ところで、DI-MOSカメラは長期間使用したために、その特性が劣化し、特に1990年の観測では劣化が顕著である[70]。図3-3には、ADS15281の観測時期の違いによるそのパワースペクトルの変化を示した。DI-MOSカメラの劣化(パワースペクトルの広がり)の縮小)と、ICCDの使用による結果の著しい改良(パワースペクトルの広がり)の拡大、および、フリッジコントラストの改善)がわかる。後者はICCDカメラから生じるノイズが少ないことと、観測が比較的シーイングの良い長波長側で行われた事が理由である。

干渉フィルタには、青、黄、赤(中心波長630nm、波長幅30nm)の3種類があり、天体の等級やスペクトル型によって適宜変えた。また上記の検出器の特性に合わせて、DI-MOSカメラを使用した観測では干渉フィルタは、使用しないか、青フィルタを主に使用し、ICCDカメラを使用した観測では、主に赤フィルタを使用した。ただし、8等級より暗い星については干渉フィルタは使用していない。

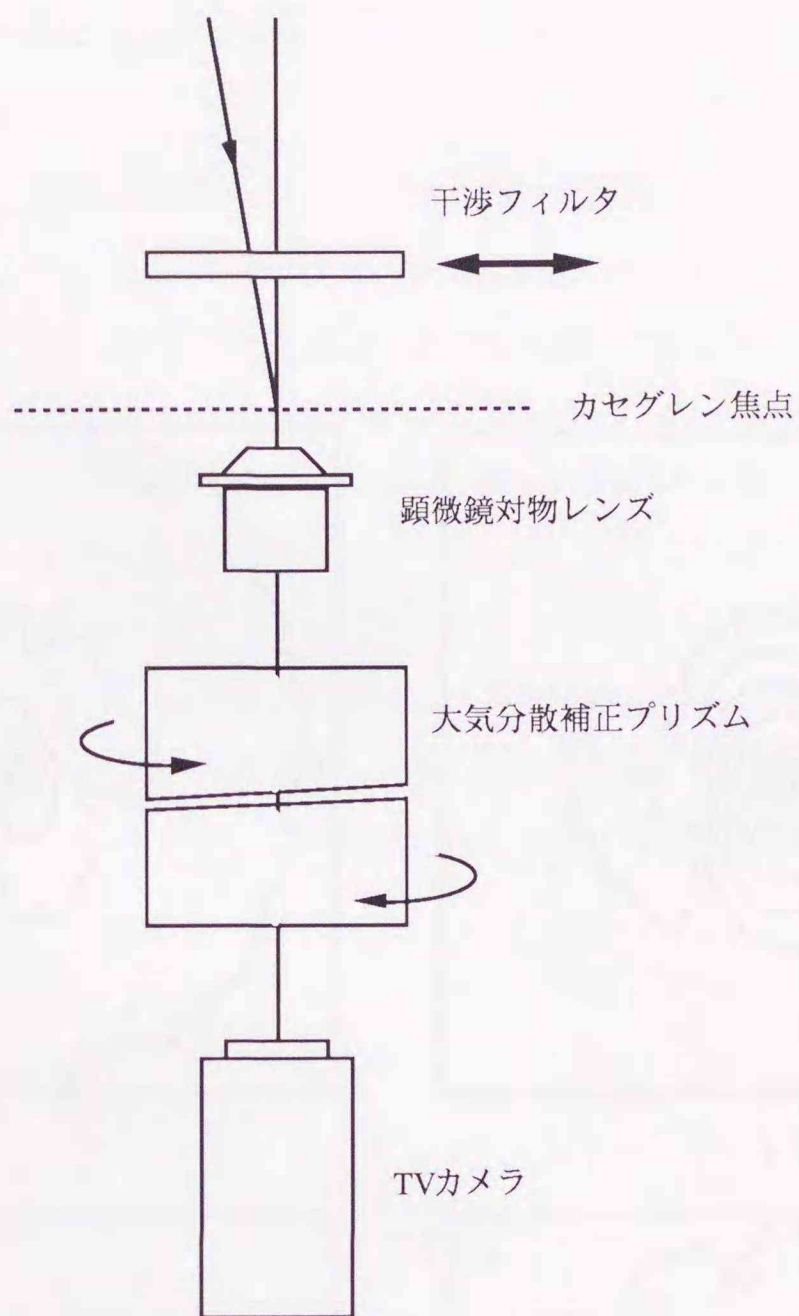


図3-2 スペックルカメラ

大気分散補正プリズムは、天体からの波面が大気層に斜めに入射することによって生じる色ずれ（大気分散）を補正する目的で、天頂からの角度が大きい星を観測するとき使用する。また、NDフィルタは約3等級より明るい星のとき、光量を減少させるため使用した。顕微鏡対物レンズはf/7.5の時は20倍、f/13.5の時は10倍のものを、像を拡大するため使用した。

TVカメラからの信号（30分の1秒、インターレース方式）はカメラコントローラを通してVTRに記録される。ビデオテープに記録されたデータは、研究室のフレームメモリを介して、ワークステーションに蓄積される。その512×478画素8bitグレイレベルのデータは、まずインターレースされ、256×239画素となる。これにより、1フレーム当たりの露光時間は実質的に60分の1秒となり、通常のシーイング状態では、十分に大気の凍結時間内にあると考えられる。さらに、スペックルパターンを含む128×128画素の領域が切り出され、処理される画像となる。

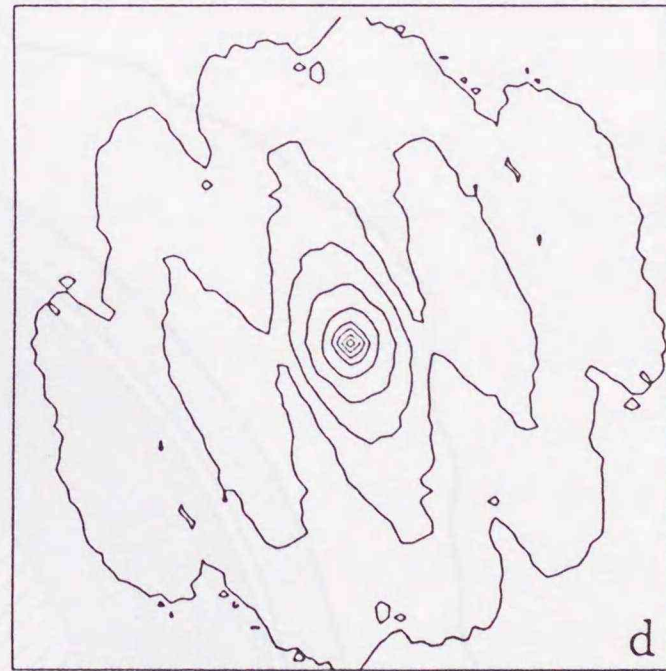
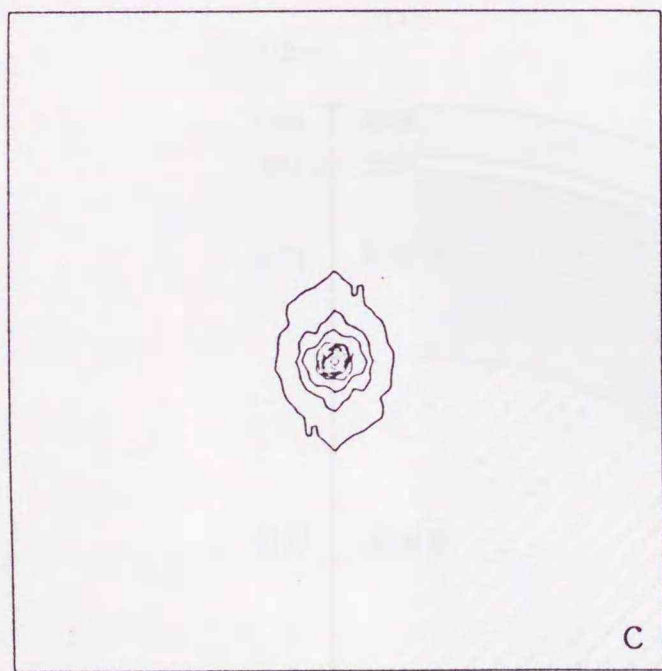
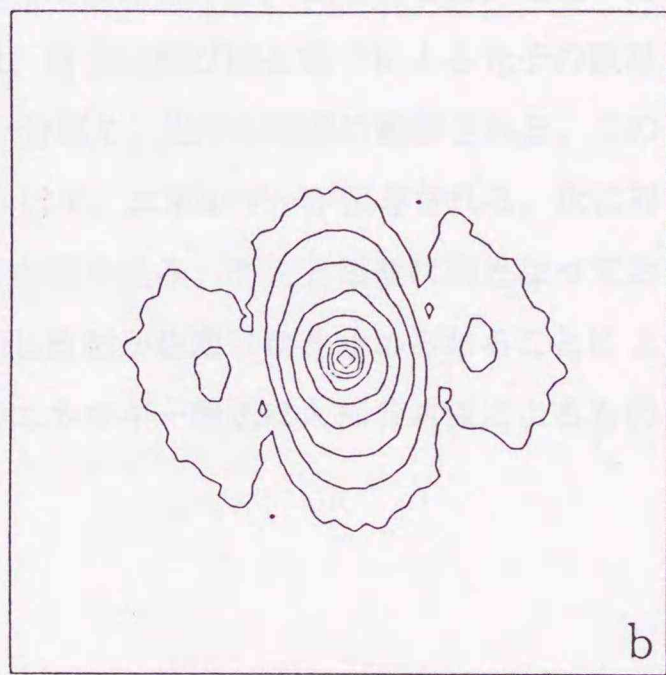
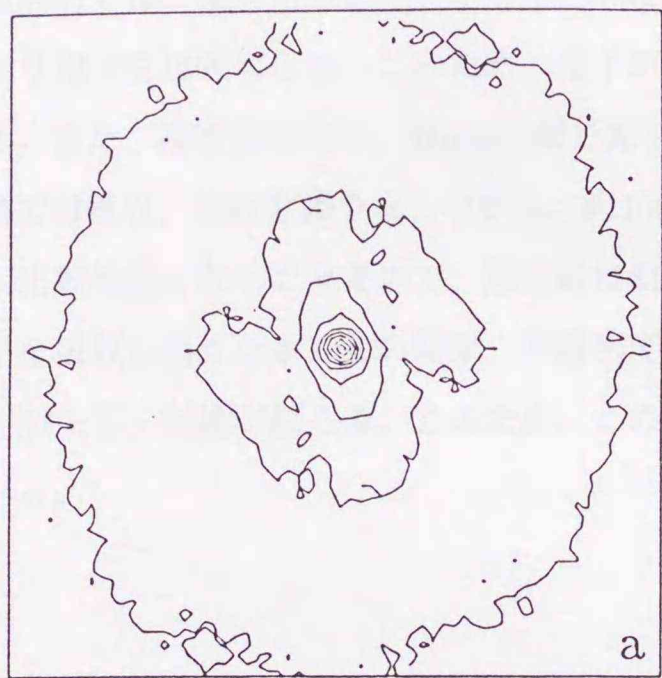


図3-3 パワースペクトルの変化 (実視連星ADS15281)

(a) 1987、(b) 1988、(c) 1990、(d) 1991

3-3 太陽光球表面の高空間分解能回復の意義

太陽は、実視等級-26.74、絶対等級4.83、のG型の主系列星である。その半径は $6.960 \times 10^8 \text{m}$ で、地球からの視直径は約32分角となる[147]。その太陽の構造は現在図3-4のようになっていると考えられている[51,148]。中心部の核には質量の半分が集中し、ここでエネルギーの99%が核融合反応により発生している。放射層では、核で発生したエネルギーが放射によって伝導される。この層では、高温のため原子はすっかり電子をはぎ取られ、このため、光子の吸収は、自由に飛び回る電子による光子の散乱によって起こる。また、高密度のため、数mmの層で光学的に十分厚く、光子が容易に吸収される。このように、放射層では吸収、放射を繰り返しながら、約100万年かけて、エネルギーが伝導される。次に対流層では、温度が比較的低くなって来るので、重元素は軌道電子を取り込み、不完全電離状態となっており、非常に光子を吸収し易くなる。この結果、不透明度が増加し放射が急激にせき止められることにより、温度揺らぎが生じ、対流が起こる。このため、この層でのエネルギー輸送は大部分対流によるものと考えられている。

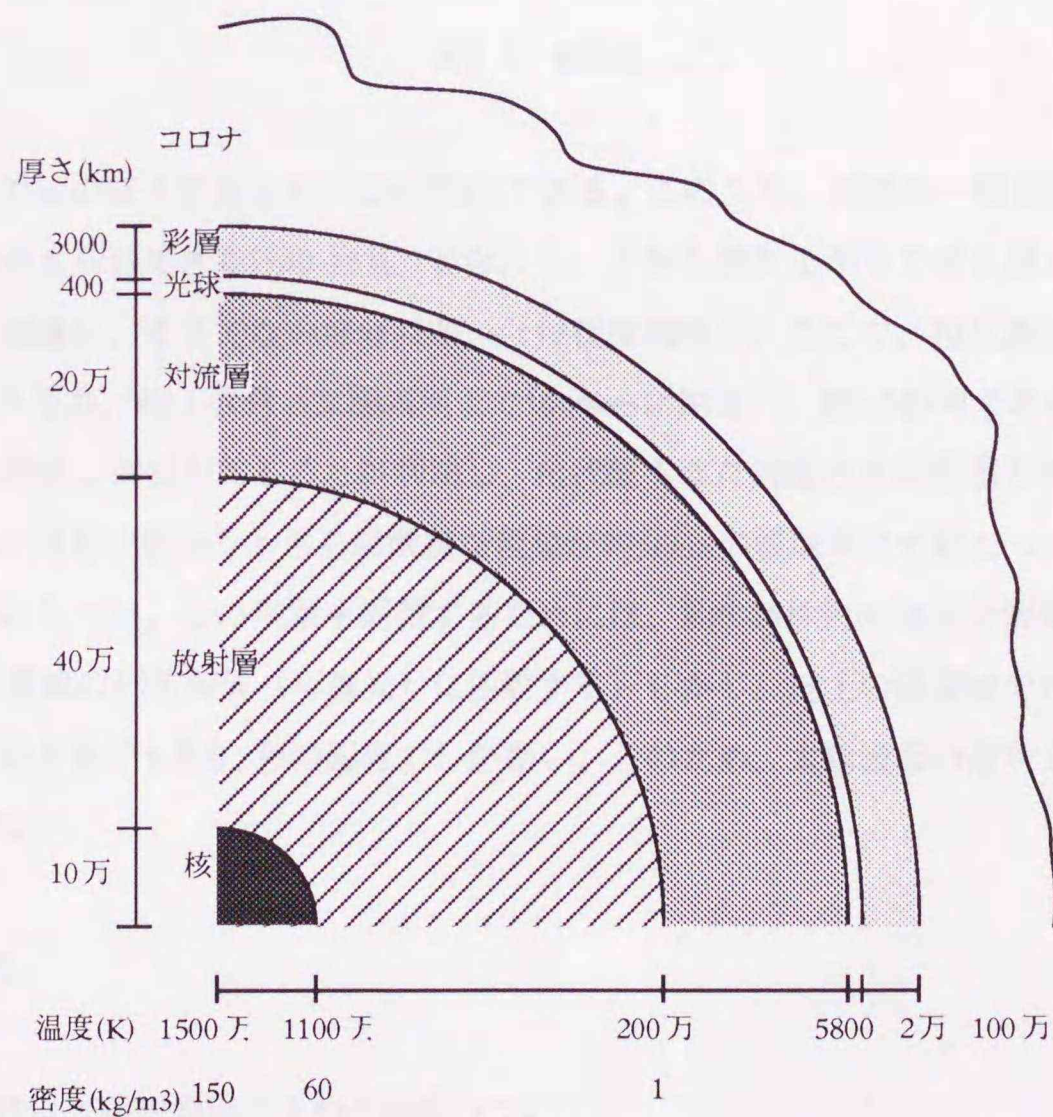


図3-4 太陽の構造

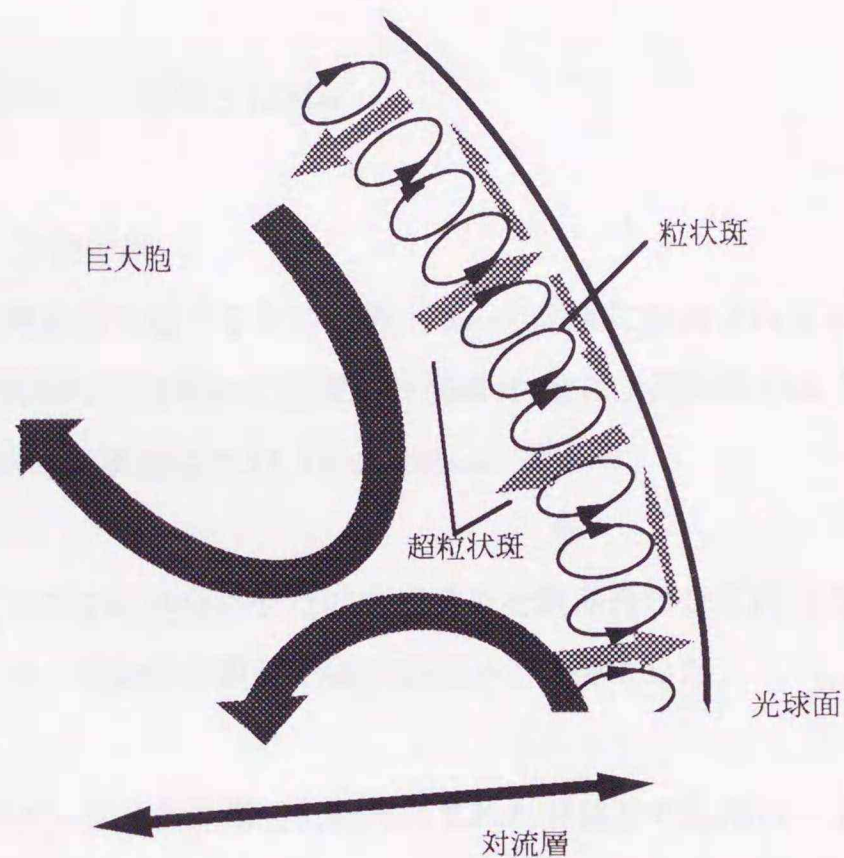


図3-5 粒状斑

太陽表面付近の対流の様子をまとめたのが図3-5である。このうち、対流の一番上層の現象が粒状斑であると、これまで考えられてきた[149-151]。すなわち、下から沸き上がって来る部分では温度が高いため明るくなり（粒状斑）、そうでない部分は暗い（粒状斑間隔）。ここで、粒状斑と粒状斑間隔の典型的なサイズは、それぞれ、約1秒角（太陽表面上で1000kmに相当）、約0.5秒角である。しかし、近年対流と太陽磁場には密接な関係があることが判明し、粒状斑もまた対流と太陽磁場との相互作用の結果であり、太陽表面上には粒状斑よりもさらに微細な現象が約50kmの領域単位で起こっているのではないかと考えられるようになった。この現象を観測するためには、約0.05秒角の空間分解能が必要であり、これは2mクラスの望遠鏡の回折限界（可視光）に匹敵する。しかし、地上の望遠鏡では大気の影響のため、最も良い観測条件のときでも約0.3秒角程度でしかない。このため、太陽表面の高角分解能での像再生が強く要求されている。

3-4 太陽観測法

飛騨天文台における太陽観測は以下の2回行った。

1992年10月22日

1994年7月26～30日

ここで、観測装置についてまとめる。

<京都大学飛騨天文台>

経度；+137°18'、 緯度；+36°15'、 標高；1290m

<望遠鏡>

口径60cm、F値53.7、ドームレス望遠鏡

この望遠鏡は、地上からの熱放射を避けるため、地上20mの高所に設置されている。また、塔体からたちのぼる対流を防ぐため、観測時には塔体の温度が外気温と1度以上変わらないように、冷却装置が付けられている。この望遠鏡の理論的分解能は0".17（波長550nm）である。

<観測装置>

観測は、望遠鏡にカメラレンズを組み合わせた拡大光学系を組み合わせて行った。検出器には、1992年の観測ではレチコンTVカメラ、1994年の観測ではCCDカメラを使用した。

<データ処理>

1992年の観測データは、TVカメラから計算機に組み込まれた画像とり込みボードを介して、画像データとして、計算機のハードディスク上に記録されたものである。画像サイズ128×128で、視野は約20×20秒角以下と考えられる。これらのデータを、平均暗電流データフレームとフラットデータフレームを用いて、校正した。

1994年の観測では、TVカメラからの信号（30分の1秒、インターレース方式）をカメラコントローラを通してVTRに記録する。ビデオテープに記録されたデータを、研究室のフレームメモリを介して、ワークステーションに取り込む。その512×478画素のデータを平均暗電流データフレームとフラットデータフレームを用いて校正する。その後、インターレースを行い、画像サイズは256×239画素となる。これにより、1フレーム当たりの露光時間は実質的に60分の1秒となり、通常のシーイング状態では、十分に大気の凍結時間内にあると考えられる。さらに、適当な位置で128×128画素の領域を切り出し、処理する画像とする。切り出し画像の視野は約18.7×18.7画素である。

第4章 ブラインドデコンボリューション法と自己相関法との併用による二重星再生

4-1 はじめに

第2章で述べたように、BDを容易にする一つの方法が、別の方法との併用である。本章では、反復BD法と自己相関法との併用によって、参照星がなく、さらにただ一枚のフレームから、二重星を再生する方法を述べる[36]。その手順は、まず自己相関法によって二重星像を推定し、次にそれを初期推定として反復BD法を実行する。反復BD法からの出力像を、自己相関法からのそれと比較し、その類似性を評価することによって、再生像の良否を判断する(図4-1)。

また、実際のスペックル観測において、大気のシーイング状態はスペックル観測中に比較的短い周期で変動する。本章で述べる方法のように、1枚のスペックル像のみ使う処理においては、像再生の成否はどれだけ良いシーイング状態にあるスペックル像を使用するか強く依存する。そのため、本章では、スペックルフレームの選択法も提案する。

本章では、実際の二重星データを用いて本手法の有効性を検証する。

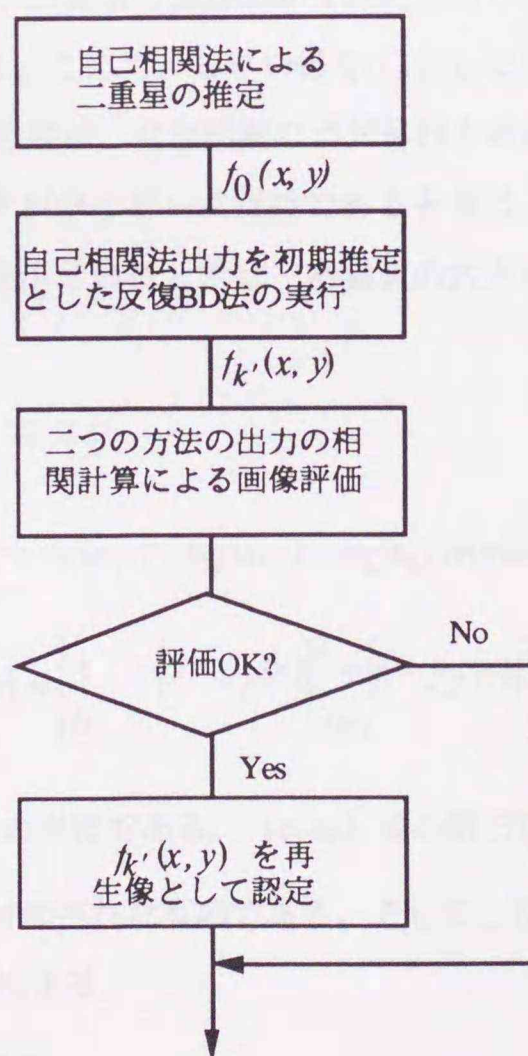


図4-1 処理の流れ

4-2 自己相関法

本手法では物体を二重星と限定し、図4-2に示す手順にしたがって二重星の推定を行う。まず、物体を、 $f(x,y)$ 、PSFを $h(x,y)$ としたとき、観測されるスペックル像

$$g(x,y) = f(x,y) * h(x,y) \quad (4.1)$$

のローパスフィルタリングされた像を計算し、それを元の像から引く。この減算で生じた負値は0にして、 $g'(x,y)$ を得る。このローパスフィルタの遮断周波数 f_c は、画像サイズ N_i に対するスペックルパターンの広がり S_s の比から決定する。

$$f_c = N_i / S_s \quad (4.2)$$

ここで、 S_s は4.4節で定義される。

次に、 $g'(x,y)$ の自己相関を計算する。

$$\begin{aligned} a(x,y) &= \iint g'(x',y') g'(x'-x, y'-y) dx' dy' \\ &= g'(x,y) \otimes g'(x,y) \end{aligned} \quad (4.3)$$

この自己相関像において、あるしきい値より大きなピーク位置を検出する。このしきい値は目安として、中心を1に規格化したとき0.3とし、二重星の強度比が1に近くもっと大きなピーク値が見込めるときには、0.45までの間で適当に設定する。ここで、しきい値を0.3とした時の、検出可能な二重星の等級差は約1.2等級である。このピーク検出処理は、自己相関の点対称性を考慮して、その上半平面でのみ行う。もし、そのしきい値を越えるピークが中心ピークだけであるときは、そのフレームに関する処理はそこで打ち切る。二つ以上のピークが検出されたときは、相関値の大きい二つのピークを選択し、その位置を $(x_p(n), y_p(n), n=1,2)$ とする。

このピーク位置の情報を用いて、マスク

$$m(x,y) = m_1(x,y) + m_2(x,y) - m_1(x,y)m_2(x,y) \quad (4.4a)$$

$$m_n(x,y) = \begin{cases} 1 & [x - x_p(n)]^2 + [y - y_p(n)]^2 \leq r_a^2 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (4.4b)$$

をつくる。ここで、 r_a は Airy Disk の半径である。(4.4a) 式の第三項は $m_1(x,y)$ と $m_2(x,y)$ が重なったとき、 $m(x,y)$ の値を1に保つために付加されたものである。そして、このマスクと $g'(x,y)$ との相関を計算し、その最大値の位置 (x_0, y_0) を検出する。

以上の結果から、二重星の推定像を

$$f_0(x, y) = \sum_{n=1}^2 \frac{s_p(n)}{s_{max}} A[x - x_p(n), y - y_p(n)] \quad (4.5a)$$

$$s_p(i) = \iint m_i(x - x_0, y - y_0) g'(x, y) dx dy \quad (4.5b)$$

として決定する。ここで、 $A(x, y)$ は Airy Disk の強度分布、 s_{max} は (4.5b) 式で求められる $s_p(n)$ の大きい方を表す。

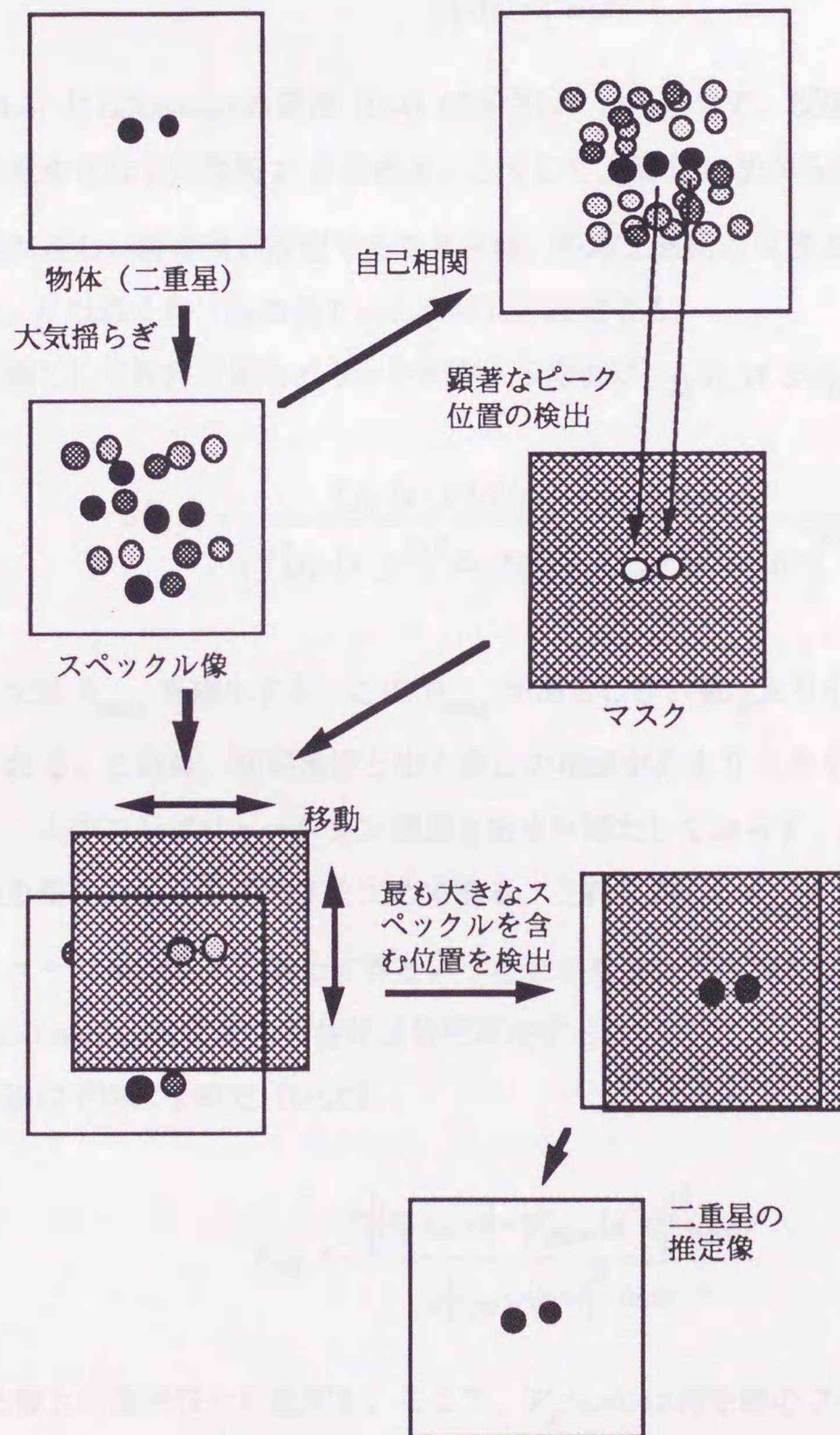


図4-2 自己相関法

4-3 ブラインドデコンボリューション法

自己相関法で得られた推定は、2-3節で述べた反復BD法の初期推定として使われる。その二重星の推定が成功したかどうか、すなわち、ピーク位置の検出が正しく、かつ強度比の推定が正確に実行されたかどうか、に関しては、それが反復BD法の出力と比較されることによって行なう。その収束性の判定には、(2-27)式で定義された $E(k)$ と同じであるが、計算を効率化した

$$Q(k) = \frac{\iint |G(u, v) - F_k(u, v)H_k(u, v)|^2 dudv}{\iint |G(u, v)|^2 dudv} \quad (46)$$

を使用する。(2-27)と(4-6)にはRayleighの定理 [114] が成立している。さて、反復BD法のループを K 回繰り返したとき、 $Q(k)$ が最小となる反復回 k' を求める。こうして、反復BD法からの出力像を $h_{k'}(x, y)$ とする。ここで、初期推定が正しい解の良い推定であるときは、経験上数回の反復で再生が終了することが分っている。このため、 K は数十回（後の例では20回）に設定する。

得られた推定が再生像として許容可能かどうかを判定するために、 $f_{k'}(x, y)$ と $f_0(x, y)$ の規格化相互相関

$$B(x, y) = \frac{\iint f_{k'}(x', y') f_0(x' - x, y' - y) dx' dy'}{\left[\iint \{f_{k'}(x', y')\}^2 dx' dy' \iint \{f_0(x', y')\}^2 dx' dy' \right]^{1/2}} \quad (47)$$

を計算し、この中で最大値 B_{max} を検出する。この B_{max} があるしきい値 t_B より小さい場合には、その解は許容されず、捨てられる。これは、初期推定と出力像との相関があまり大きくないということで、入力した初期推定がフレームのコンボリューション関係をあまり満たしておらず、反復BD処理によって初期推定がかなりの修正を受けたことを意味するためである。これに対し、 B_{max} が大きくなると、入力フレームのコンボリューション関係を満たす解ということになり、再生像の信頼性が向上する。しかしながら、その解が local minimum である可能性は依然存在する。

そこで、フーリエ振幅の平均自乗誤差 (MSE)

$$E_{ms} = \frac{\iint \left[|F_{k'}(u, v)| - |F_{pow}(u, v)| \right]^2 dudv}{\iint |F_{pow}(u, v)|^2 dudv} \quad (48)$$

を計算し、 B_{max} と再生像との関連性を検証する。ここで、 $|F_{k'}(u, v)|$ は再生像のフーリエ振幅、 $|F_{pow}(u, v)|$ はパワースペクトル解析から得られた二重星パラメータを使って計算されたフーリエ振幅である。この E_{ms} は物体が二重星の場合、再生像の質と良い一致を示すので、 B_{max} と E_{ms} の関連性を検証することは意味がある。

4-4 フレーム選択法

この節ではまずフレーム選択のためのパラメータを定義する。ただし、この選択においては、二重星を観測したという知識だけが使用される。まず、スペックルパターンの自乗和と広がりを次のように定義する。

$$E_s = \iint [g(x, y)]^2 dx dy \quad (4.9a)$$

$$S_s = 2.25\pi \left[\frac{\iint \left\{ (x-x_c)^2 + (y-y_c)^2 \right\}^{1/2} g(x, y) dx dy}{\iint g(x, y) dx dy} \right]^2 \quad (4.9b)$$

ここで、 (x_c, y_c) は重心の座標である。 S_s は、スペックルパターンの1次の中心モーメントと等しいモーメントを持つ一様な画素値からなる円盤の面積である。このとき、円盤の画素値の総和はスペックルパターンの画素値の総和に等しいとしている。

次に、スペックルパターンのコントラストを、スペックル像の自己相関の中心ピークの先鋭さとして定義する。このとき、計算時間の節約のため、自己相関を直接計算するのではなく、次のような簡略化した方法を用いる。

$$C_s = 1 - \{C_x + C_y\} / \{2E_s\} \quad (4.10a)$$

$$C_x = \iint g(x, y) g(x - 2r_A, y) dx dy \quad (4.10b)$$

$$C_y = \iint g(x, y) g(x, y - 2r_A) dx dy \quad (4.10c)$$

この計算においては、中心ピークの広がりが、Airy Disk の半径 r_A の約2倍になることを利用している。ただし、このコントラストの定義は広がった天体のスペックル像には適用できない。

また、観測時の不適切なゲインの設定によって、スペックル像の強度が検出器のサチュレーションレベルを越えてしまうことがある。ここでは、そのフレームにおける最大値に等しい値を持つ画素の数をカウントすることによって、サチュレーション画素の数 N_s を求める。

以上のパラメータを用いて、次のような条件を満足するフレームを選択する。

- (1) $F_s (=E_s/S_s) > t_F$ 、(2) $C_s > t_C$ 、(3) N_s が全体のピクセル数の0.5%以下。

ここで、 F_s はスペックルパターンの平均エネルギーを計算するためのパラメータ、 t_F と t_C はしきい値である。このしきい値は、パラメータの絶対値が物体と観測条件に依存するため、一般的に決定することはできない。ここでは、全てのスペックル像を使って計算された F_s および C_s の平均と標準偏差の和を参考にして、それぞれ t_F と t_C を実験的に決定した。

4-5 二重星観測データへの適用結果

この章で解析するスペックル像は、1988年10月メキシコ、サンペドロ天文台212cm望遠鏡で観測したものである(第3章)。ここでは、計算時間の削減とノイズの影響を押えるために、 2×2 画素の平均をとり、画像サイズを 64×64 に縮小する。

実視連星ADS15267の100枚の全フレームを、フレーム選択なしに処理した。その結果、 $E_{ms} < 0.215$ を持つ23枚のフレームで像再生が成功した。ここで、 E_{ms} のしきい値は再生像をディスプレイし、視覚的に決定した。図4.3(a)がADS15267のスペックル像の一枚である。自己相関法によって得られた像が(b)、BD法によって再生された反復10回目の物体とPSFが(c)、(d)である。ここで、 $E_{mse} = 0.149$ 、 $B_{max} = 0.753$ であった。

図4.4はADS15267の100枚のフレームに関して、 E_{ms} と B_{max} の関係を示したものである。特に相関値の大きい領域で、線形性があることがわかる。それゆえ、 B_{max} が再生像の評価値として役に立つことがわかる。次に、フレーム選択による再生効率の改善と、 B_{max} をしきい値処理する効果を表4-1に示す。第1欄目に与えられているしきい値によって100フレームの中から選択されたフレーム数が第2欄目に示されている。第3-6欄目には、幾つかの t_B について、 $B_{max} > t_B$ である成功したフレームの数が示されている。 t_F と t_C が増加すると、成功するフレーム数は減少するけれども、再生効率が改良されることがわかる。また、 t_B をより大きな値にすることで、再生像の信頼性が改善されるのもわかる。フレーム選択のためのしきい値は、各パラメータの平均と標準偏差の和よりちょっと大きく設定される。しきい値、および、パラメータの平均と標準偏差は表4-2に示されている。結果的に、 $t_F=1800$ 、 $t_C=0.2$ 、 $t_B=0.6$ で選択された5枚のフレームの内4枚のフレームで像再生が成功した。

表4-1 フレーム選択としきい値処理の効果

しきい値	選択されたフレーム数	成功フレーム数 (失敗したフレーム数、書いてない場合は零枚)			
		$t_B=0.0$	$t_B=0.6$	$t_B=0.65$	$t_B=0.7$
フレーム選択なし	100	23 (77)	22 (16)	18 (7)	10
$t_F=1400, t_C=0.18$	28	11 (17)	9 (4)	8 (2)	4
$t_F=1600, t_C=0.19$	12	5 (7)	5 (1)	4 (1)	2
$t_F=1800, t_C=0.20$	5	4 (1)	4	3	1

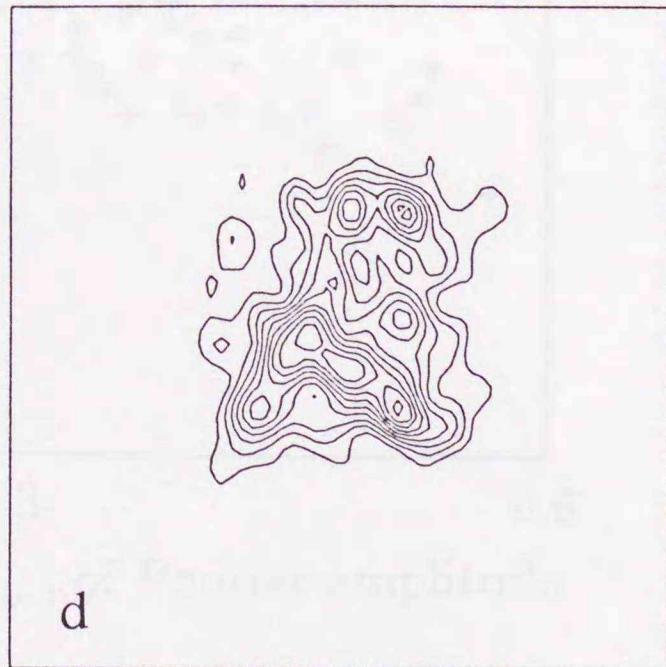
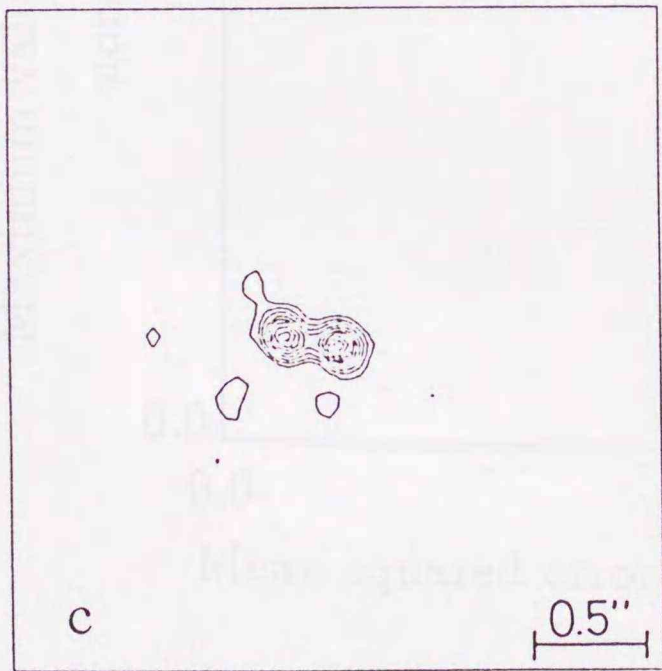
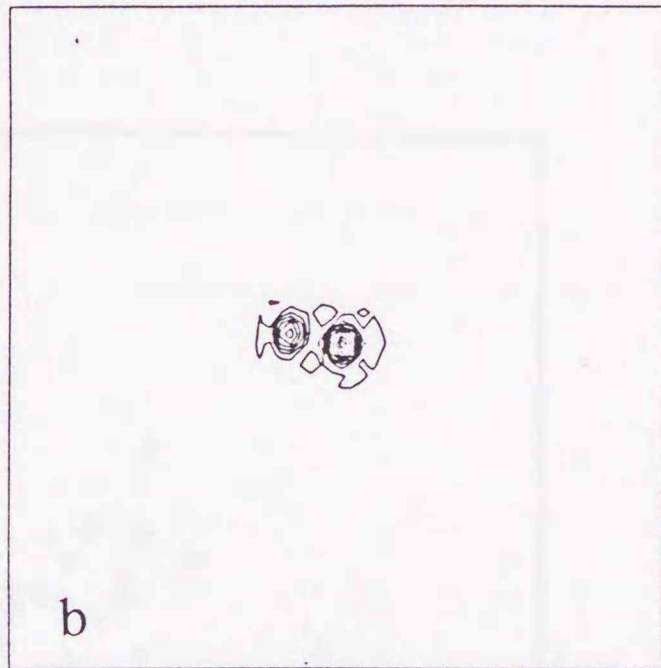
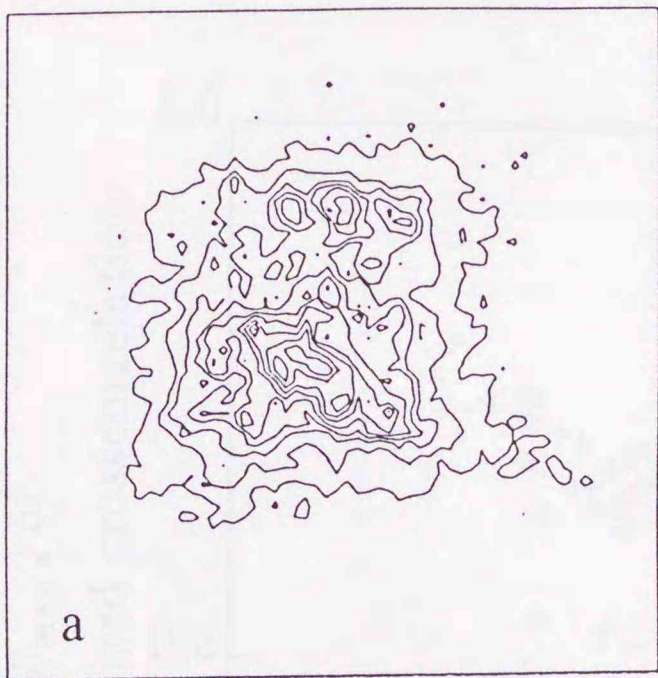


図4-3 二重星ADS15267の像再生

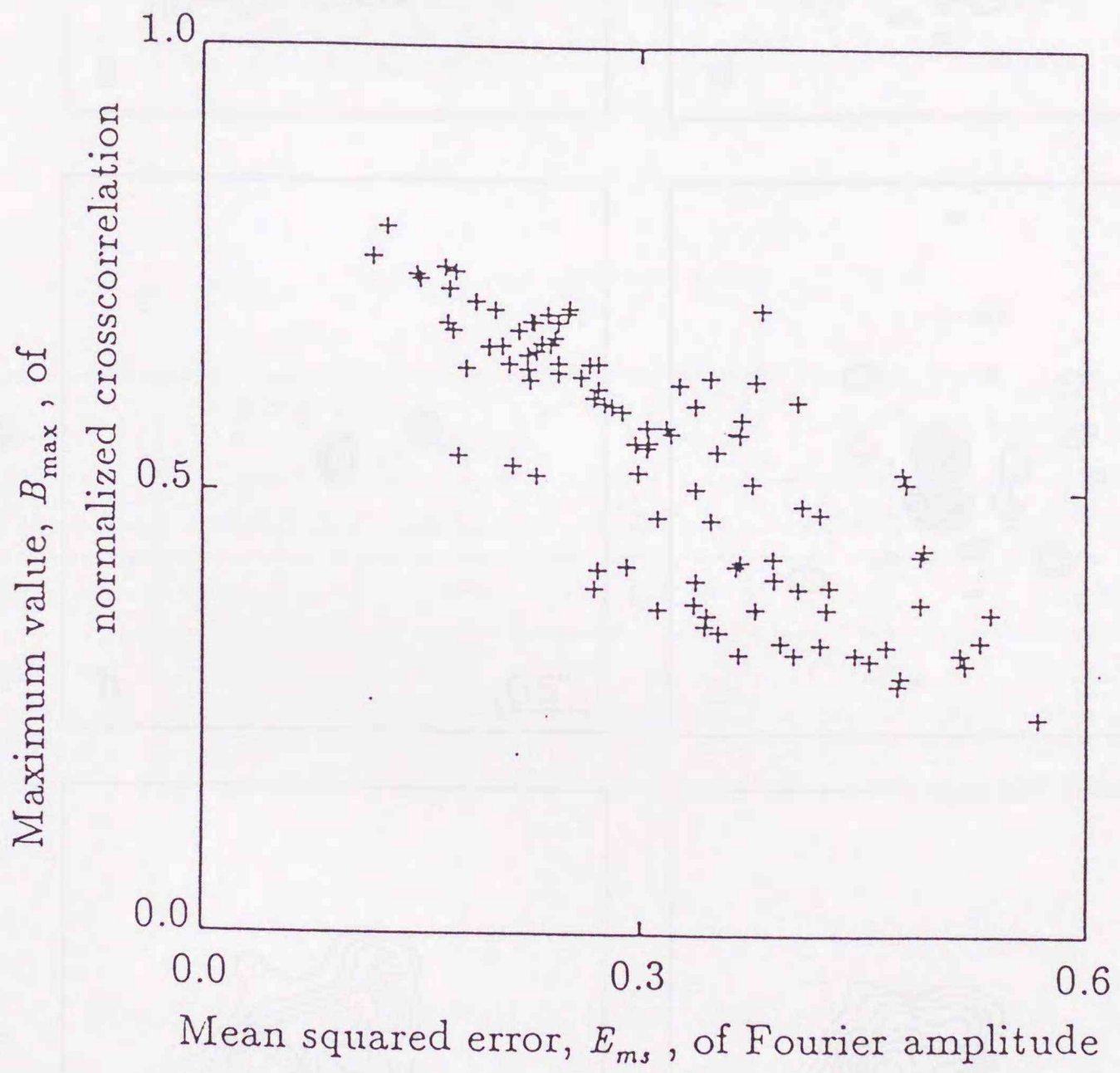
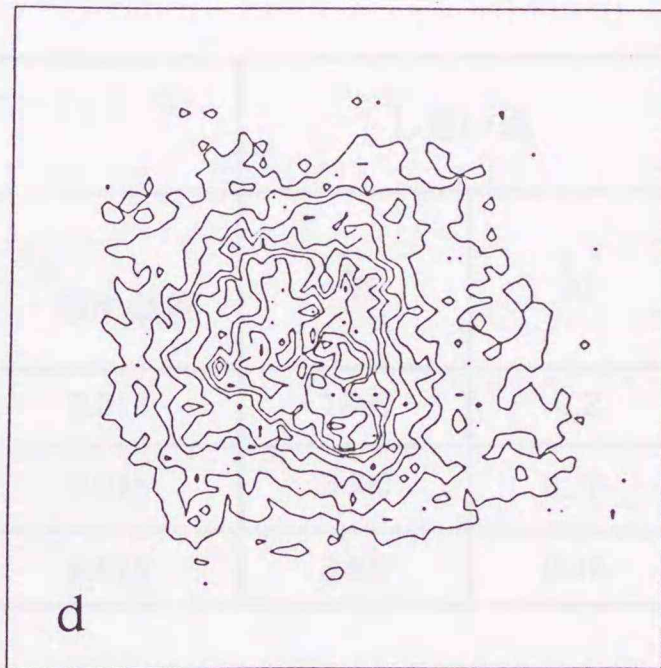
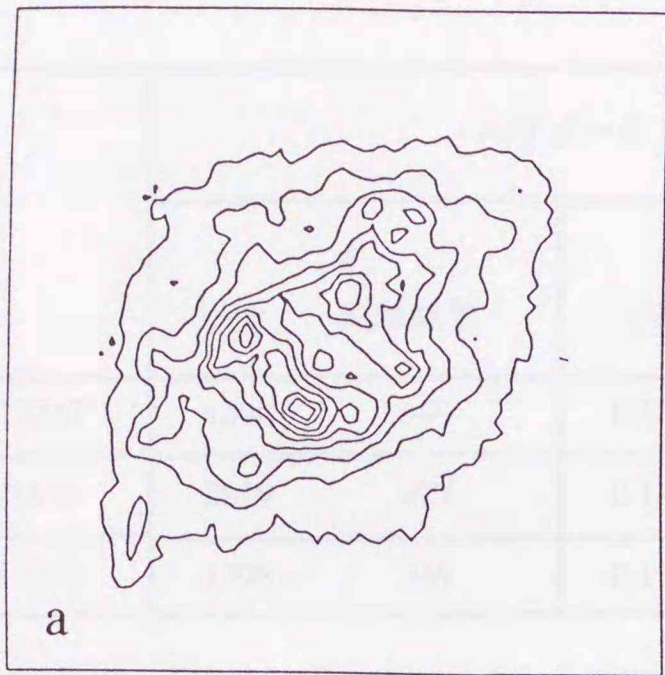
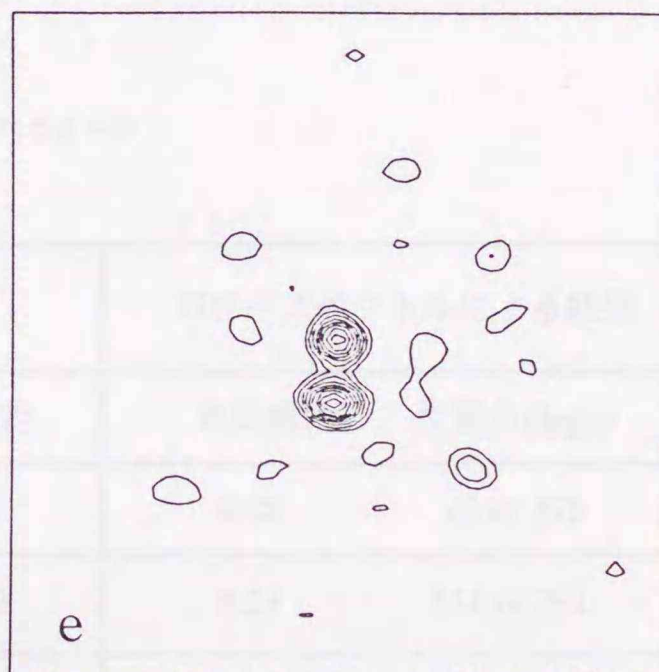
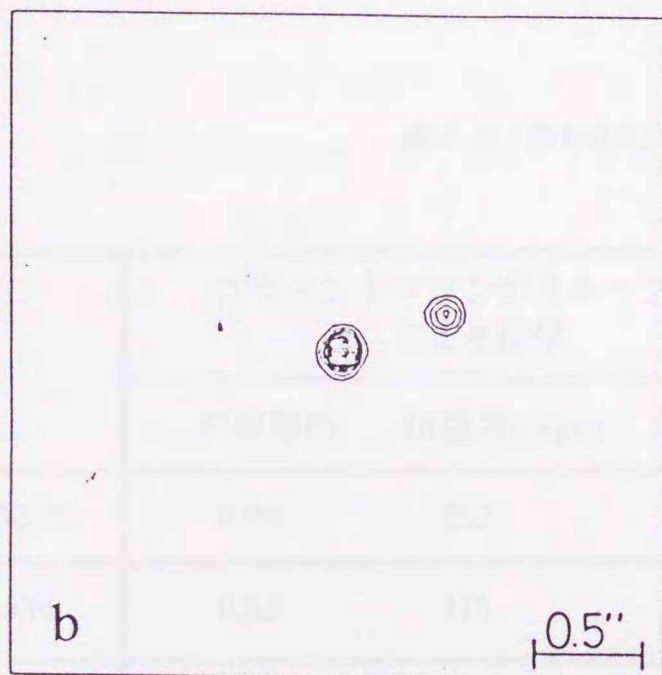


図4-4 E_{ms} と B_{max} の関係 (ADS15267)

スペック
ル像



再生像



再生PSF

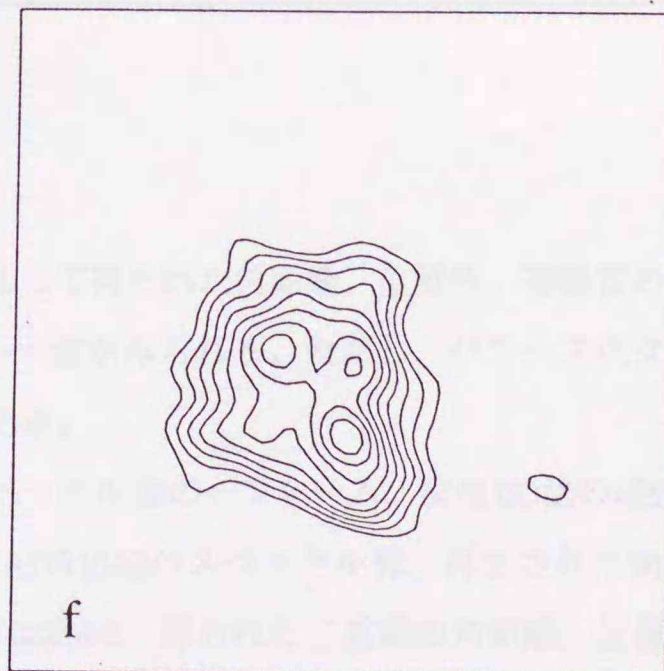
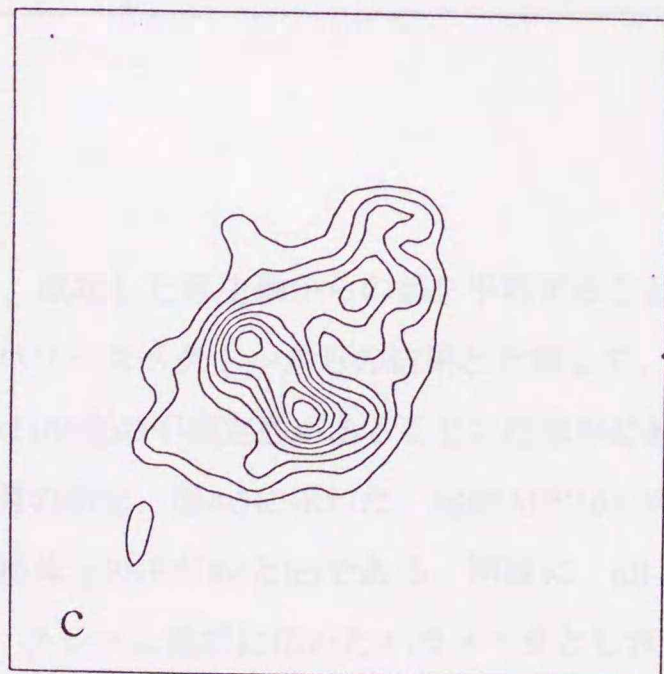


図4-5 二重星像再生、ADS1630 (左)、ADS1522 (右)

表4-2 フレーム選択のためのパラメータとしきい値

	パラメータ				しきい値	
	F_s		C_s		t_F	t_C
	平均	標準偏差	平均	標準偏差		
ADS15267	1398	345	0.176	0.018	1800	0.2
ADS1630	2819	477	0.141	0.015	3400	0.16
ADS1522	1398	345	0.176	0.018	3499	0.16

表4-3 得られた二重星パラメータ

	ブラインドデコンボリューションによる結果			パワースペクトルによる結果	
	角距離(")	位置角(degs.)	等級差	角距離(")	位置角(degs.)
ADS15267	0.29	253	0.1	0.30	75 or 255
ADS1630	0.53	111	1.0	0.53	111 or 291
ADS1522	0.32	167	0.1	0.32	165 or 345

表4-3には、成功した再生像からの値を平均することによって得られた角距離、位置角、等級差の結果を示した。パワースペクトルからの結果と比較して、良い一致がみられる。ただし、パワースペクトルの位置角には180度の不確実性があることに注意が必要である。

像再生の別の例を、図4-5に示した。(a)はADS1630のスペックル像の一フレーム、反復BD法の4回目に再生された物体とPSFが(b)と(c)である。同様に、(d)-(f)はADS1522のスペックル像、再生された物体とPSFである。フレーム選択に用いたパラメータとしきい値は表4-2、得られた二重星の角距離、位置角、等級差の値は表4-3にそれぞれ示されている。それらがパワースペクトルからの結果と良い一致があるの
がわかる。

4-6 まとめ

本章では、自己相関法とBD法の併用について述べた。再生像の評価は、自己相関法からの出力像と、それを入力としたBD法からの出力像との相関によって、その入力像がどの程度解として適当かを判定している。すなわち、BD法によって解が大きく変化したものは解として採用されないため、ここでのBD法は自己相関法からの再生像の自己修正の目的だけに使用されたことになる。二重星ADS15267の結果から、自己相関法での二つのピーク位置が正確に検出されたならば、この自己修正処理は二重星の像再生に有効であることがわかった。しかし、この方法は二重星だけに適用可能であるという欠点を持つ。より一般的な物体に拡張するには、自己相関法の代わりに別の推定法を使用しなければならないが、現時点で、代りとなる方法はない。

フレーム選択の良し悪しは、ここでの方法に大きな影響を及ぼす。本章では、良いシーイング状態で撮影されたフレームの選択のためのフレーム選択法も提案した。この結果、像再生の成功率が改善されることが示され、フレーム選択の有効性が示された。

本章で述べたBD法の特徴を最後にまとめておく。

- (1) 一枚のフレームのみ使用。
- (2) 参照星データは不必要。
- (3) 自己相関法で得られた結果の自己修正法と位置づけられ、単にBD法を適用するよりも像再生の成功率が向上した。
- (4) 相関計算による再生像評価法が存在。
- (5) 結果の成否は自己相関法の結果に依存。
- (6) どのフレームを処理しても像再生が成功するわけではないので、フレーム選択が必要。
- (7) 二重星にのみ適用可能。
- (8) 暗い天体には適用できない。

第5章 逐次型アルゴリズムによる広がった天体像再生

5-1 はじめに

天体スペckル像からのBDにおいて、特徴的な点は、共通の物体関数を持った複数枚の画像が観測可能なことである。そこで本章では、複数枚のフレームに逐次、反復BD法を適用することにより、広がった物体の再生を可能にする方法を述べる [37,38]。本手法は、第2章で述べた複数フレーム使用のBD問題に対する一つの解法である。また、ここでは第4章で述べた再生像評価法を、複数フレームに拡張した手法を使用する。広がった物体を用いた計算機シミュレーションの結果と、二重星のスペckル像に適用した結果を示す。

5-2 アルゴリズム

本手法では、 N 枚のスペckル像

$$g_n(x, y) = f(x, y) * h_n(x, y) \quad ; n = 1, \dots, N \quad (5-1)$$

を使用する。図5-1に本手法の流れ図を示す。図において、BDの部分は Ayers と Dainty による反復BD法の1ループに等しい。このBD処理によってあるフレームから出力される像は次のフレームの入力像として使用される。そして、これが N 枚全てのフレームに逐次的に適用されるというのが、本手法の骨子である。しかし、この逐次型アルゴリズムの採用によって、得られる結果が用いるフレームの順番に依存してしまうことになる。次にアルゴリズムの各部分を説明する。

(1) 初期推定 $f_0(x, y)$

その高空間周波数成分が比較的大きな値を持つという条件で、任意である。

(2) 像の推定

図において、 $f_n^{(j)}(x, y)$ は、 j 回目のループにおいて、 $f_{n-1}^{(j)}(x, y)$ を入力としたときの、 n 枚目のフレームからの出力像である。すなわち、このアルゴリズムでは、 N 個の出力像が得られることになる。これらの出力像を平均して、次のループへの推定を

$$f_{av}^{(j)}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f_n^{(j)}(x, y) = f_0^{(j+1)}(x, y) \quad (5-2)$$

として計算する。ここで、もし $N=1$ であったならば、明かにこのアルゴリズムはAyersとDaintyによる反復BD法に等しい。

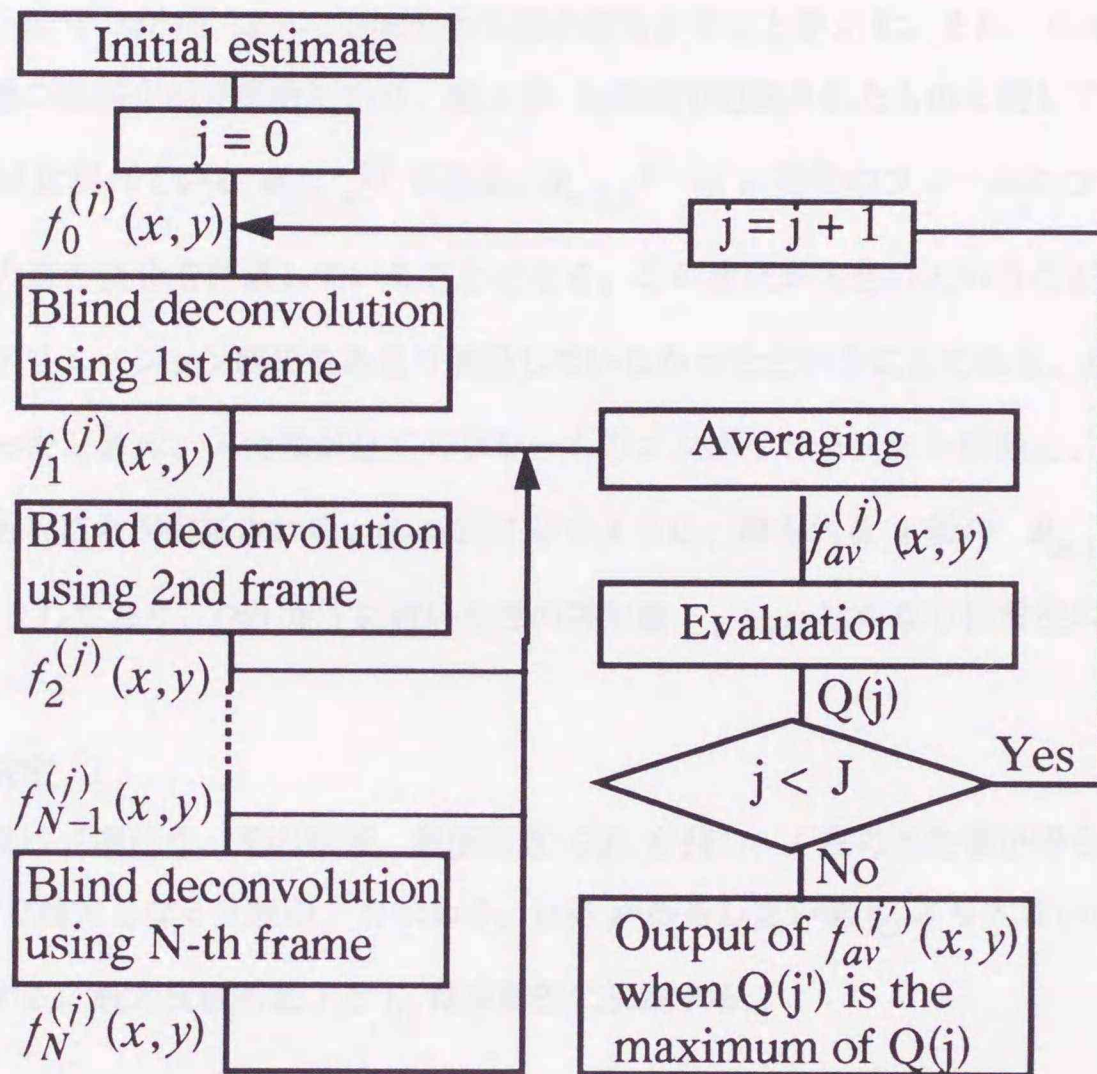


図5-1 逐次型ブラインドデコンボリューション法

この平均法の効果を示すために(5-2)式を次のように書き換える。

$$f_0^{(j+1)}(x, y) = \begin{cases} f_1^{(j)}(x, y) & ; N = 1 \\ \frac{1}{N} f_1^{(j)}(x, y) + \frac{1}{N} \sum_{n=2}^N f_n^{(j)}(x, y) & ; N > 1 \end{cases} \quad (5-3)$$

この2つの式を比較すると、(5-3)下式の第二項が新しい推定に対する一種の拘束として働くのがわかる。しかし、この平均処理が、必ずしも平均像を真の像に近付けるものでない事には注意が必要である。

(3) 像の評価

像の評価関数は、 N 個の出力像を用いて、

$$Q(j) = \text{MIN} [B_{0,1}^{(j)}, \dots, B_{n-1,n}^{(j)}, \dots, B_{N-1,N}^{(j)}] \quad (5-4a)$$

$$B(x, y) = \frac{\iint f_n^{(j)}(x', y') f_{n-1}^{(j)}(x' - x, y' - y) dx' dy'}{\left[\iint \{f_n^{(j)}(x', y')\}^2 dx' dy' \iint \{f_{n-1}^{(j)}(x', y')\}^2 dx' dy' \right]^{1/2}} \quad (5-4b)$$

とする。ここで、記号 $\text{MIN}[]$ はその要素の中で最小値をとることを示す。また、(5-4b)式は、BD処理への入力像と出力像の規格化相互相関であり、第4章 (4-7)式で定義されたものと同じである。また、 $B(x,y)$ の最大値が(5-4a)式に現れている $B_{n-1,n}^{(j)}$ である。 $B_{n-1,n}^{(j)}$ は n 番目のフレームについてのBD処理における入力像と出力像の変化を評価していることになる。この変化が大きいということは、入力像がそのフレームのコンボリューション関係をあまり満足していなかったということである。逆に、 $B_{n-1,n}^{(j)}$ が全て1に近くなったときは、入力像が全てのフレームのコンボリューション関係と、その非負条件を満足している解であることが保証される。(5-4a)式に示すように、得られる n 個の $B_{n-1,n}^{(j)}$ の中の最小値を評価関数 $Q(j)$ としており、 $Q(j)$ が1に近いときの再生像 $f_{av}(x,y)$ はかなり信頼性の高い像であるといえる。

(4) 再生像の決定

ここでは、反復は J 回行う。その結果、評価関数 $Q(j)$ を持つ、 J 枚の再生像が得られる。このとき、 $Q(j)$ が $Q(j)$ の中で最大となる反復回 j' を求める。 $Q(j)$ があるしきい値 t_Q より大きいとき、 $f_{av}(x,y)$ を再生像として採用する。最大反復回数 J と t_Q は実験的に決定する。

5-3 計算機シミュレーション

まず、ある物体について10枚のスペckル像をMcGlameryの方法 [152] に従って発生させる。スペckル像のサイズは 64×64 画素、256グレイレベルを持つ。1フレーム当たりのフォトン数は約40000である。ここで、再生像の評価のため、平均自乗誤差 (MSE)

$$E(j) = \frac{\iint [f_{av}^{(j)}(x,y) - f_D(x,y)]^2 dx dy}{\iint [f_D(x,y)]^2 dx dy} \quad (5-5)$$

を定義しておく。ここで、 $f_D(x,y)$ は $f(x,y)$ の回折限界像である。

最初のシミュレーションのための物体は、強度が1のバックグラウンドに、強度が6,3,3の明るい3つの点を持つものである(図5-2(a))。(b)はその回折限界像で、(c)がスペckル像の中の1枚である。ここで、(c)のみスケールが半分になっている。初期推定を一様乱数値を持つ半径10の円盤として、像再生を行った結果が図5-2(d)である。ここで使用したフレーム数は(c)を含む3枚 ($N=3$)、反復回数 $J=100$ 、しきい値 $t_Q=0.97$ で、得られた再生像のMSEは $E(j')=0.119$ 、評価値 $Q(j')=0.983$ 、 $j'=31$ であった。初期推定に使われる円盤の半径を15(pixels)にしたときの再生像が図5-2(e)で、ここで、 $E(j')=0.072$ 、 $Q(j')=0.983$ 、 $j'=67$ 。初期推定を変えてもほぼ同じ再生像がえられることがわかる。

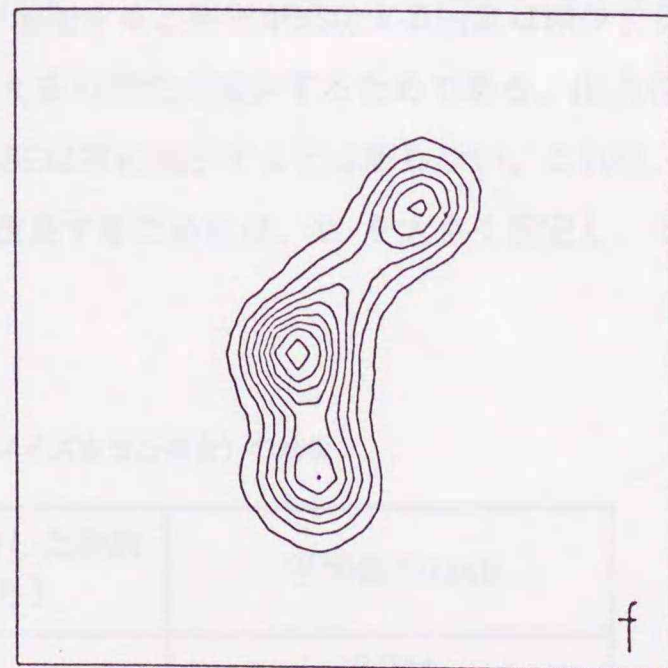
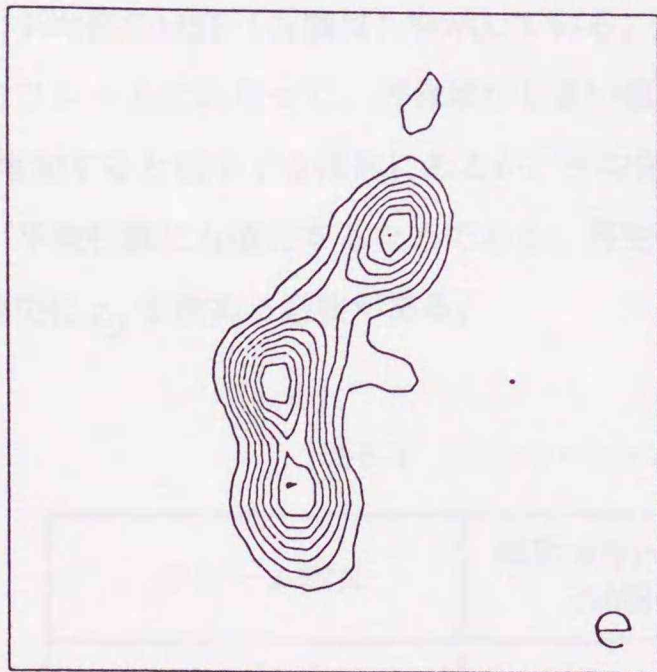
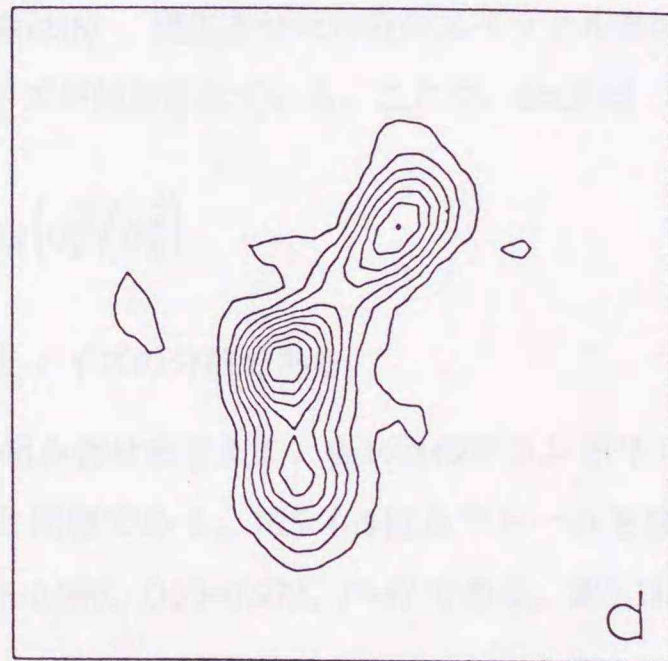
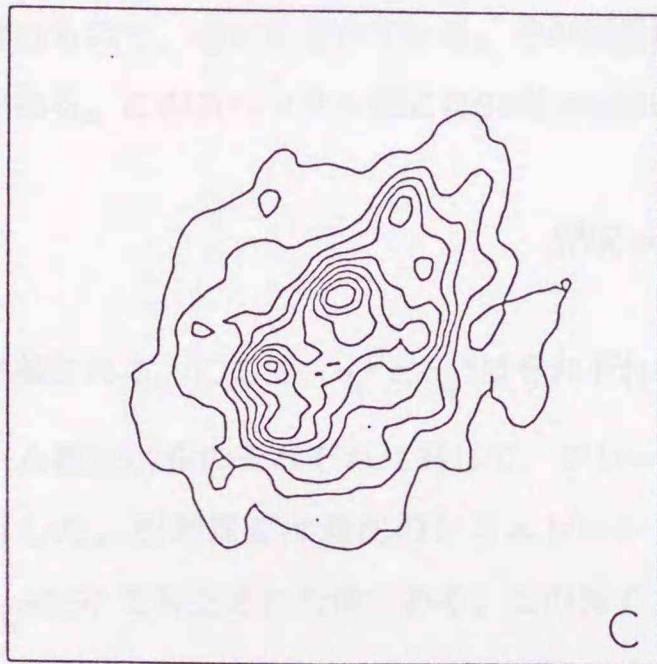
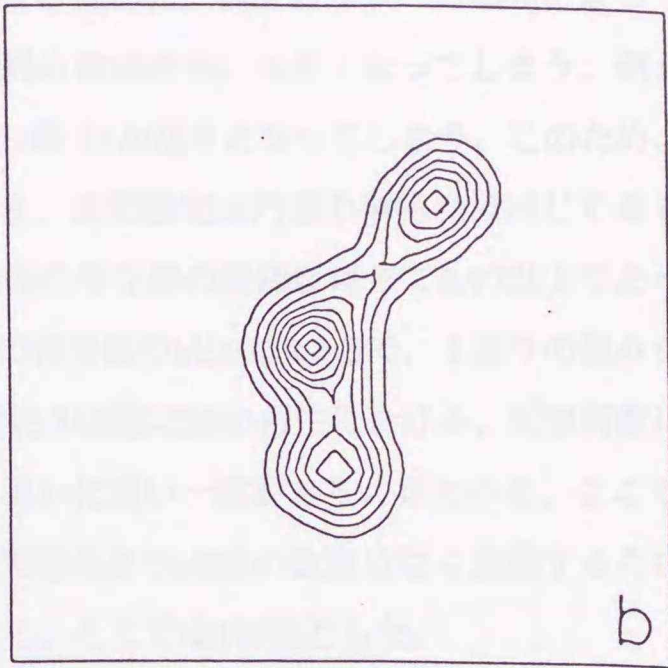
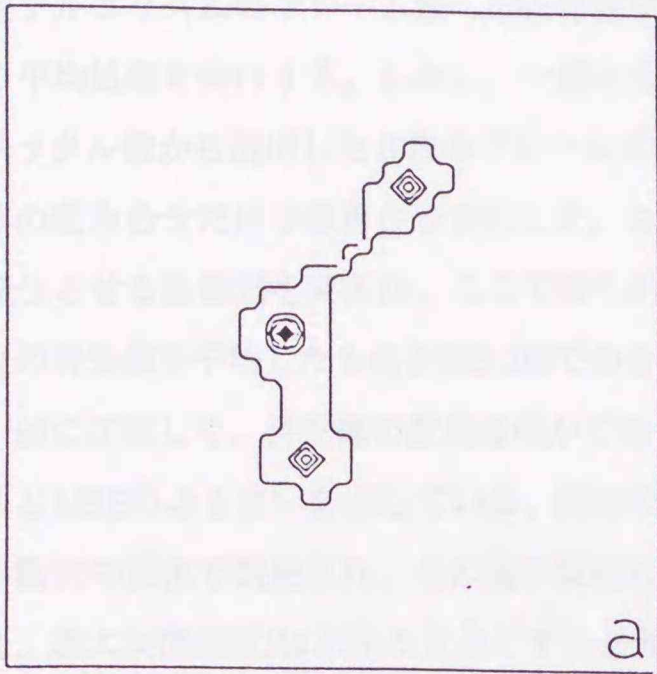


図5-2 計算機シミュレーション1 (ノイズなし)

逐次型アルゴリズムのフレーム順への依存性を緩和するために、異なるフレーム順列によって再生された像の平均処理を実行する。しかし、一般にその順列の数は非常に大きくなってしまふ。例えば、10枚のスペckル像から選出した3枚のフレームの順列の数は120通りとなつてしまふ。このため、ここでは10通りの組み合わせだけで像再生を実行した。このとき、初期推定は円盤の半径10は同じであるが、それぞれ発生させる乱数列を変えた。ここで得られた10枚の再生像の評価値は全て0.97以上であつた。それら10枚の再生像を平均したものが図5-2(f)である。この再生像のMSEは0.045で、1通りの組み合わせだけの結果 (d)に比較して、再生像の改良は明かである。図5-3は図5-2(d)の再生における、反復回数に対する評価関数とMSEのふるまいを示している。両者のふるまいに良い一致があるのがわかる。ここで、MSEは最初の数回の反復で改良され、その後の反復によってはあまりMSEの改良はなく変動するだけである。それゆゑ、最大反復回数Jはあまり大きくする必要はなく、ここでは100回とした。

図5-4は、ノイズを含む場合のシミュレーションを示している。物体は、強度2の円盤上に、強度1の部分を含むもので、(a)に示されている。その回折限界像は(b)、発生させた10枚のスペckル像の中の一枚が(c)である。このスペckル像にはSN比20(dB)のノイズが付加されている。ここで、SN比は

$$SNR = 10 \log \left(\frac{\sigma_s^2}{\sigma_n^2} \right) \quad (5-6)$$

として定義される。ここで、 σ_s^2 と σ_n^2 はそれぞれ信号とノイズの分散である。

フレーム数3,5,7枚のそれぞれに対して、フレームの組み合わせを変えて、各10回のデコンボリューションを実行した。初期推定は最初のシミュレーションと同様である。図5-4(d)は5フレームを使って、 $J=100$ 、 $t_Q=0.97$ で再生された像である。この像で、 $E(j')=0.080$ 、 $Q(j')=0.972$ 、 $j'=47$ である。表5-1には、10回の像再生処理のうち、 $t_Q=0.97$ より大きな $Q(j')$ を持つ再生像が得られた回数(2欄目)と、それらの再生像の平均像のMSE(3欄目)を示している。 N が増加すると再生が成功する回数は減少する。これは全てのフレームにわたって、評価値がしきい値を越える可能性が減少するためである。出力像のMSEは N が増加すると減少する傾向にあるが、平均像のMSEは常に減少するとは限らない。これは、平均像のMSEが平均枚数にも依存するためである。再生像を改良するためには、 N を大きく設定し、それに合わせて適切に t_Q を決める必要がある。

表5-1 シミュレーション2 (ノイズを含む場合)の結果

フレーム数N	成功 ($Q(j') > 0.97$)した回数 (10回のうち)	平均像のMSE
3	8	0.044
5	6	0.029
7	4	0.034

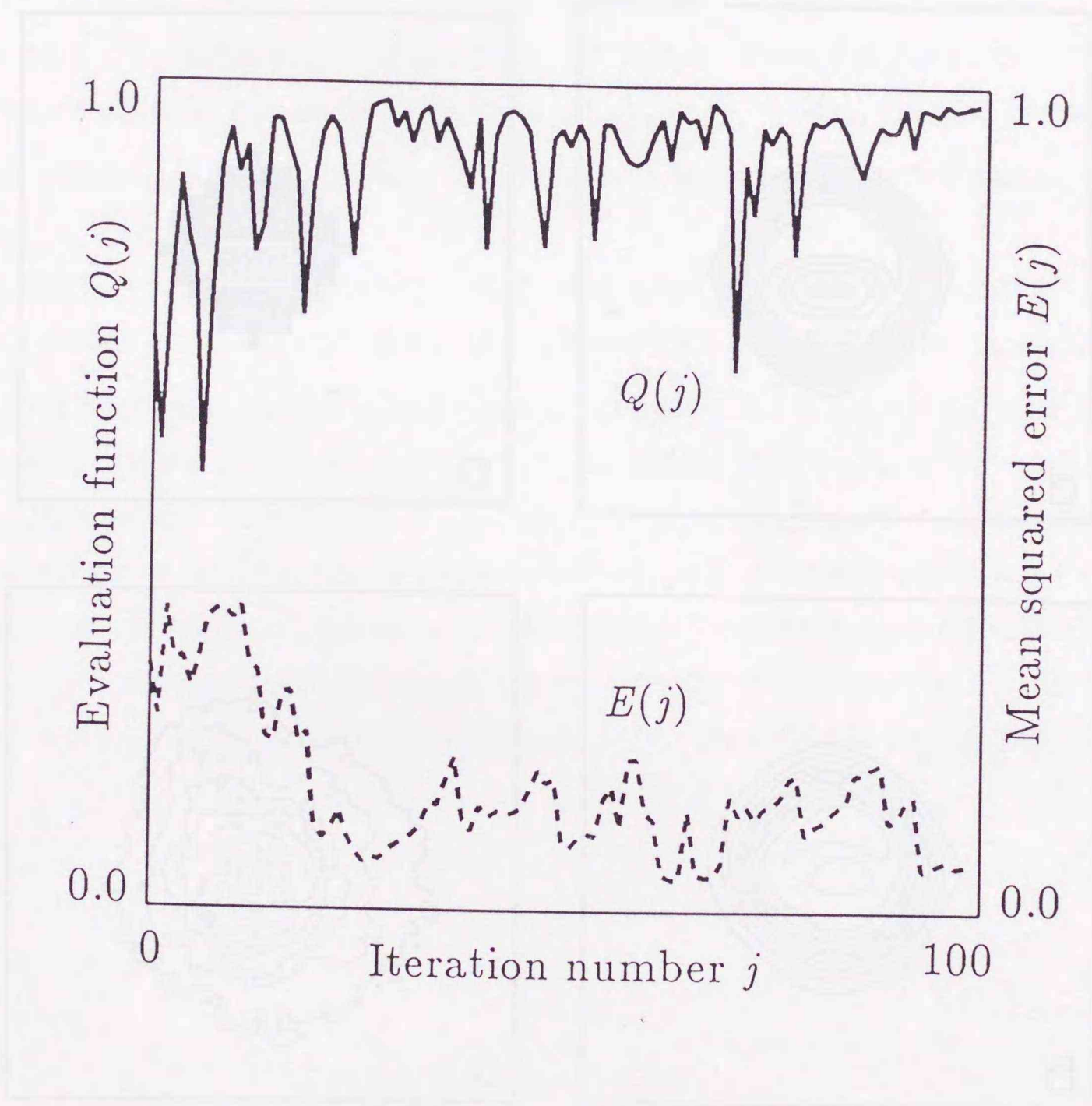
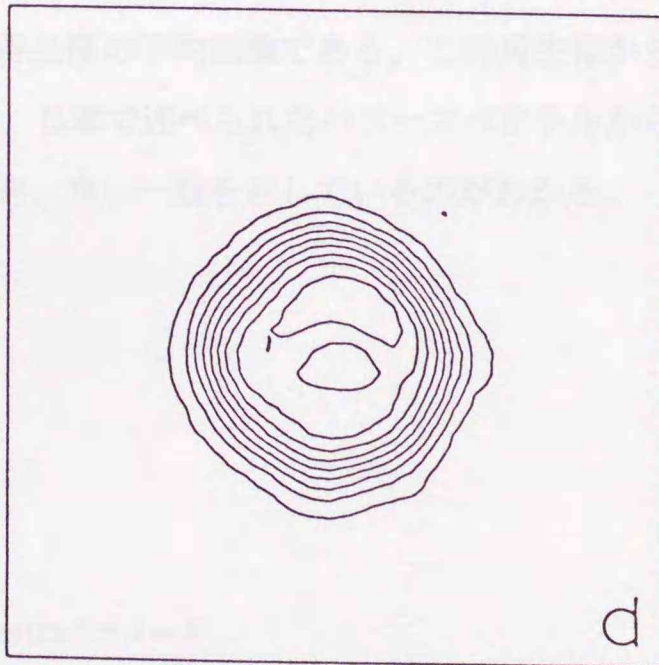
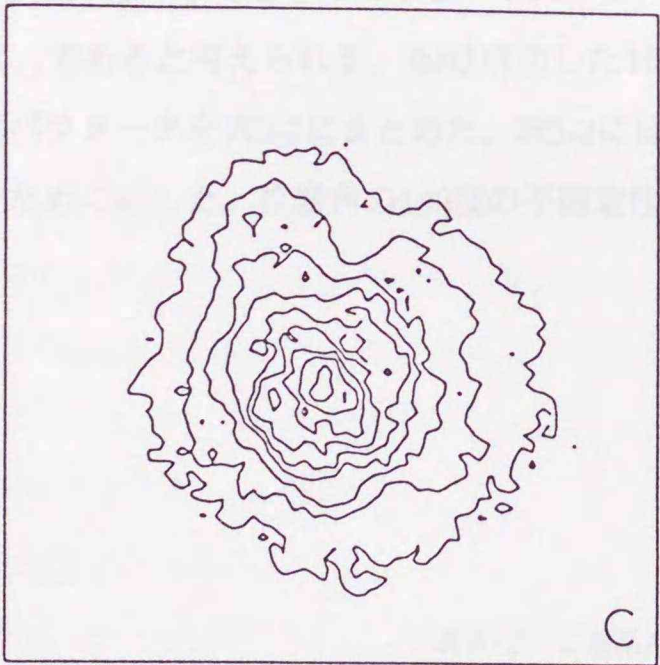
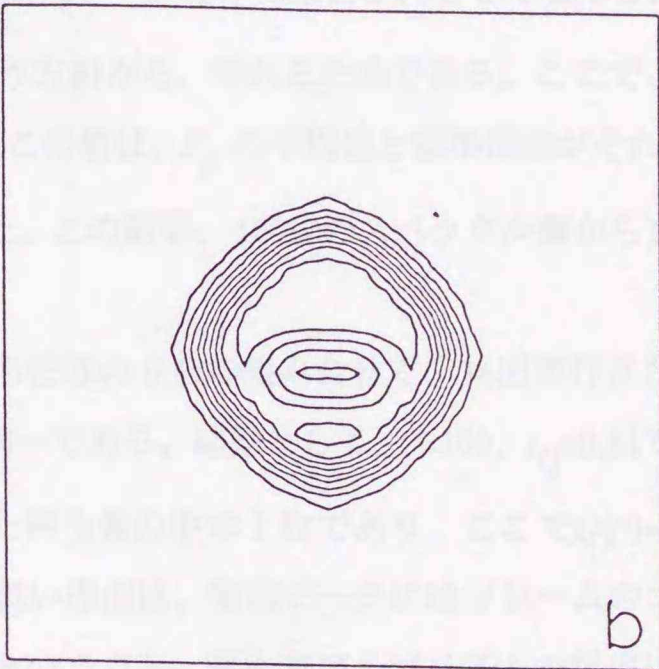
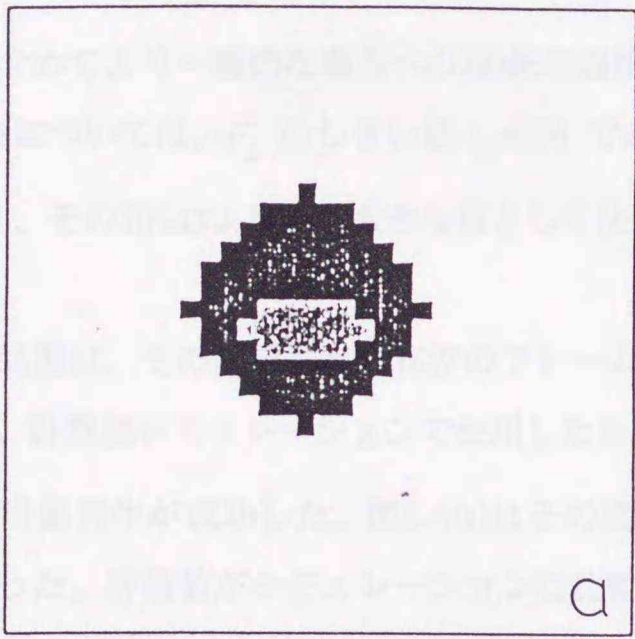


図5-3 評価関数とMSEのふるまい



項目	値	単位	備考
入力画像	111	72	81
出力画像	117	112 x 201	—

図5-4 計算機シミュレーション2 (ノイズ含む)

5-4 二重星の観測データへの適用

この章で解析するスペックルデータは、1991年7月メキシコサンペドロ天文台の212cm望遠鏡で観測されたものである。観測データに対する前処理は、第3章に述べたとおりである。

また、フレーム選択については、第4章で定義されたフレーム選択パラメータのうち、 F_s だけを用いて行う。 N_s を使用しない理由は、データは適正露光で撮影されており、サチュレーションを起こしている画素はないこと。 C_s を使用しない理由は、それが二重星データだけに定義されるものなので、フレーム選択を含めてより一般的な場合へのBD法の適用という方針から、外れるためである。ここで、二重星ADS15281については、 F_s のしきい値 $t_F=950$ である。この値は、 F_s の平均値と標準偏差がそれぞれ813、130であり、その和943より少し大きな値として決定した。この結果、100枚のスペックル像から16枚が選択された。

像再生処理は、その選択された16枚のフレームのうち任意の9枚の組み合わせで、16回実行された。初期推定は、計算機シミュレーションで使用したものと同一である。結果として、 $J=100$ 、 $t_Q=0.81$ で、16回のうち10回像再生が成功した。図5-5(a)はその成功した再生像の中の1枚であり、ここで $Q(j')=0.822$ 、 $j=70$ であった。評価値がシミュレーションに比較して低い理由は、観測データにはフレームのコンボリューション関係を乱すノイズ成分が多く含まれているという点と、逐次型アルゴリズムの採用によって、 N 枚ある出力像の中にはそのようなノイズの多いフレームにおける処理を何回も通ってきたものがあるという点、であると考えられる。(b)は成功した10枚の再生像の平均画像である。この再生像から得られる二重星パラメータを表5-2にまとめた。表5-2にはまた、3章で述べられたパワースペクトルからの結果を比較のために示した。位置角の180度の不確定性を除き、良い一致を示しているのがわかる。

表5-2 二重星ADS15281のパラメータ

	角距離	位置角	等級差
逐次型BD法	0.18	292	0.1
パワースペクトル	0.17	112 or 292	-----

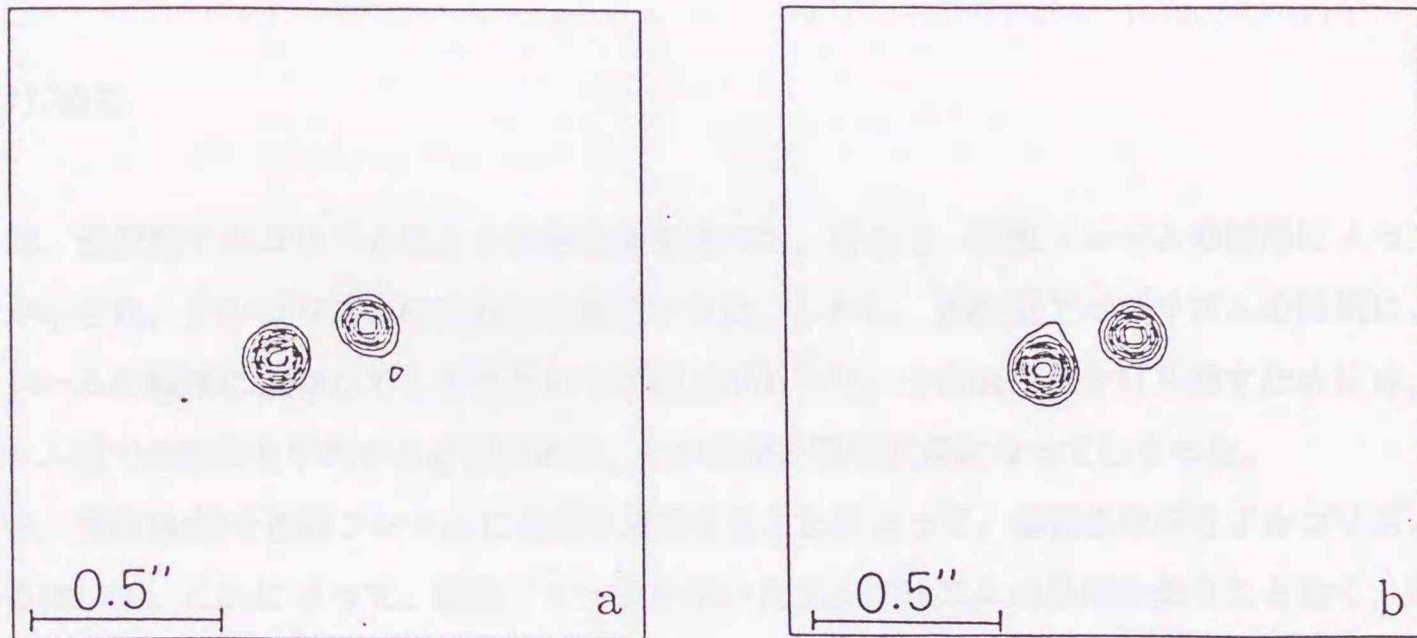


図5-5 ADS15281の像再生の結果、(a) 1枚、(b) 10枚の平均

5-5 まとめ

本章では、複数フレームを使用し、それらに逐次的に反復BD法を適用することによって、広がった物体の像再生を可能にする手法を提案した。また、再生像評価法の複数フレームへの拡張を述べた。そのため、再生像のより信頼性の高い評価が可能となった。実際の二重星データに適用し、その有効性を確認した。本章で述べた手法の特徴をまとめておく。

- (1) 複数枚のフレームが必要。
- (2) 参照星データは不必要。
- (3) 複数フレーム使用により、再生像が改良。
- (4) 複数フレームを使用した再生像評価法により信頼性の高い評価が可能。
- (5) 結果の成否がフレームの順列に依存。
- (6) フレーム選択が像再生の効率を向上。
- (7) 広がった物体に適用。
- (8) 暗い天体は適用不可。
- (9) 逐次型アルゴリズムの採用によって、像再生の冗長性が増加。

第6章 並列ブラインドデコンボリューション法による 天体像再生

6-1 はじめに

前章では、逐次型アルゴリズムによる像再生法を述べた。そこで、複数フレームの使用によって再生像の改良が示され、アルゴリズムの有効性を確認できた。しかし、逐次型アルゴリズムの採用によって、結果がフレームの順序に依存してしまうという問題点があった。その依存性を打ち消すためには、数種類のフレーム順での結果を平均する必要がある、その結果計算が冗長になってしまった。

本章では、反復BD法を複数フレームに並列に適用することによって、像再生を行うアルゴリズムについて述べる[42, 43]。これによって、複数フレームを用いたアルゴリズムの長所を失うことなく、逐次型アルゴリズムに比べて計算効率が大幅に改良できる。また、複数フレームを用いることの意義がより明らかになる。ここでは、計算機シミュレーションの結果と二重星のスペckルデータへの適用結果を示す。後者の結果を、スペckル干渉法、およびShift-And-Add法の結果と比較する。

6-2 アルゴリズム

本手法でも、 N 枚のスペckル像

$$g_n(x, y) = f(x, y) * h_n(x, y) \quad (6-1)$$

を使用する。図6-1(a)は反復BDの並列図式に基づくアルゴリズム（並列BD）を示している。個々のBD処理は従来の反復BD法の1ループに等しい。このアルゴリズムにおいても、 N フレームの使用によって、 N 個の出力が得られることになる。それらは後に示す方法によって、新しい推定を作るために使用される。反復は、毎回評価関数

$$Q(j) = \text{MIN} [B_1^{(j)}, \dots, B_n^{(j)}, \dots, B_N^{(j)}] \quad (6-2)$$

を計算しながら J 回繰り返す。ここで、記号 $\text{MIN}[]$ はその要素の中で最小値をとることを示す。ここで、 $B_n^{(j)}$ は入力 $f^{(j-1)}(x, y)$ とある n 番目のフレームからの出力 $f_n^{(j)}(x, y)$ との規格化相互相関の最大値である。

その規格化相互相関は

$$B(x, y) = \frac{\iint f^{(j-1)}(x', y') f_n^{(j)}(x' - x, y' - y) dx' dy'}{\left[\iint \{f^{(j-1)}(x', y')\}^2 dx' dy' \iint \{f_n^{(j)}(x', y')\}^2 dx' dy' \right]^{1/2}} \quad (6-3)$$

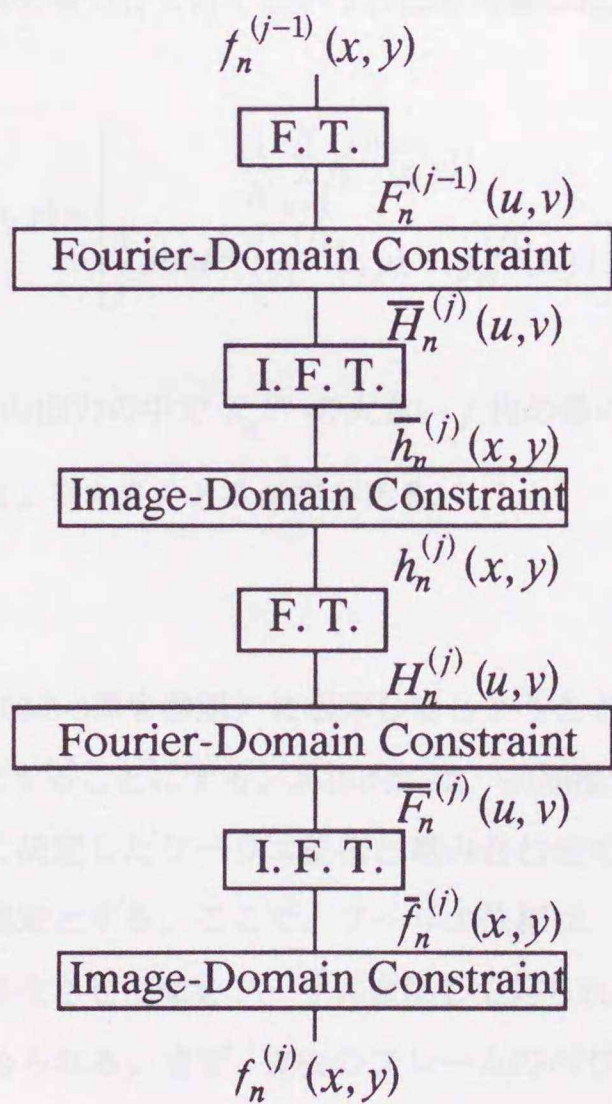
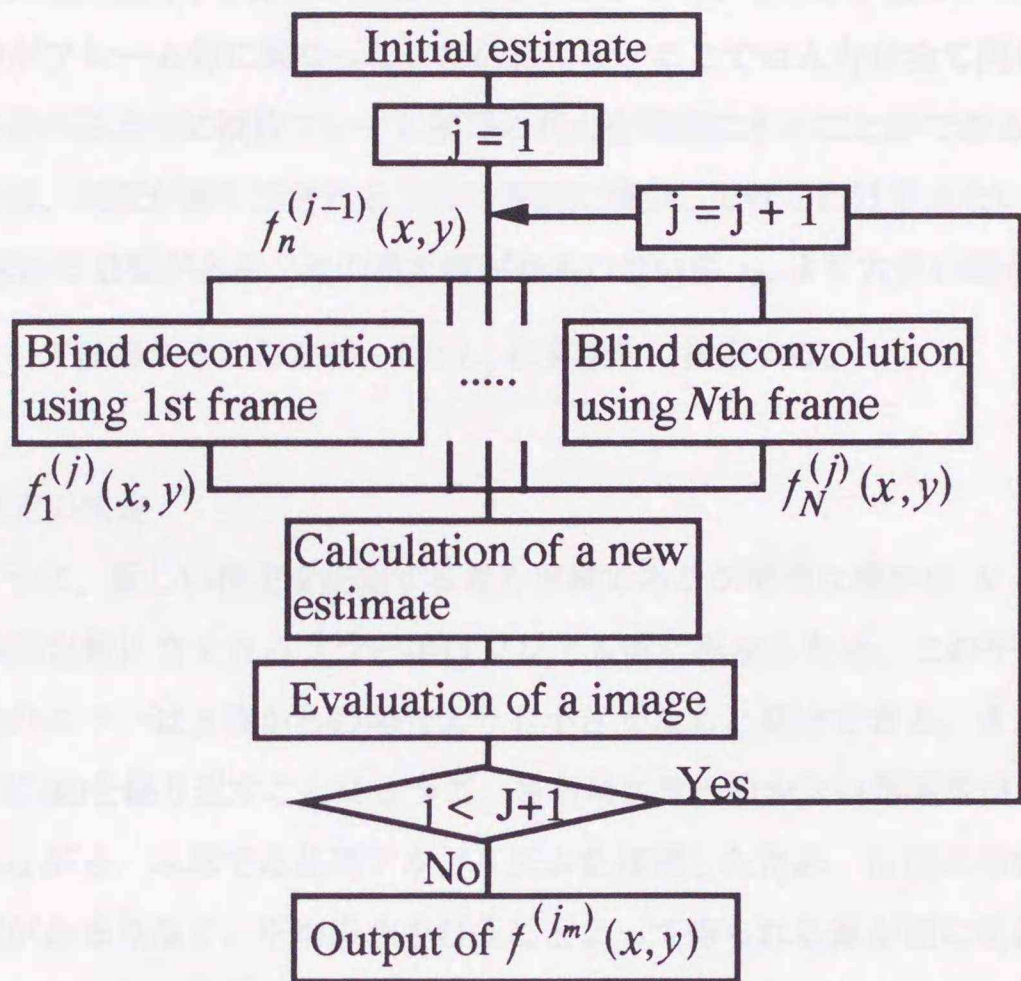


図6-1 (a) 並列ブラインドデコンボリューション法 (上)、(b) ブラインドデコンボリューション処理 (下)

で与えられる。この評価関数は(5-4b)式で定義したものとはほぼ同じである。違う点は(5-4b)式の場合の規格化相互相関の入力がフレーム毎に異なっていたのに対し、ここでは入力は全て同じである。このことによって、後の節で述べるように複数フレーム使用の利点を明確にすることができる。

得られた評価関数は、反復が繰り返されると共に単調に減少して行くわけではないので、 $Q(j)$ が最大となる反復回 j' を求める必要がある。その最大値があるしきい値 t_0 より大きい場合に反復 j' 回目の推定像 $f^{(j')}$ を再生像として採用する。ここで、 J と t_0 は実験的に決定する。

6-2-1 新しい推定の決定

前章でも述べたように、新しい推定を決定する最も単純であるが簡明な操作は N 枚の出力の平均を取ることである。物体推定像に含まれるエラー項はフレーム毎に異なるため、この平均操作によって、 N 枚の平均物体推定像のエラーは1枚からの場合よりも小さくなると期待できる。また、このような平均推定像を用いてさらにBDを繰り返すことによって、さらにエラーの少ない推定像が得られていくものと考えられる。しかしながら、本章では並列アルゴリズムを採用したため、反復の早い段階ではそれぞれの出力像間の類似性があまりなく、平均操作を行うことによって得られる像が逆に乱れてしまう。そして、その結果像再生は失敗する。この欠点を克服するため、反復の早い段階では平均する像の数を少なくし、反復が進むにしたがって平均枚数を増やして行くという方法を考案した。すなわち、 j 回目の反復での推定を

$$f^{(j)}(x, y) = \begin{cases} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f_n^{(j)}(x, y) & ; j \geq N \\ \frac{1}{j} \text{SUM}^{(j)} [f_1^{(j)}(x, y), \dots, f_N^{(j)}(x, y)] & ; 1 \leq j \leq N \end{cases} \quad (6-4)$$

とする。ここで、 $\text{SUM}[]$ は N 枚の出力の中で $B_n^{(j)}$ の大きい j 枚の像の平均をとる事を示す。ただし、反復回数 J は使用するフレーム数より大きくとる必要がある。

6-2-2 初期推定

アルゴリズムがトリビアル解 (2-5-3節を参照) に収束してしまうことを避けるため、ここでは初期推定をなるべく真の解に近いものにするにすることにする。具体的には、初期推定像のフーリエ振幅を N 枚のフレームから推定し、それを適当に決定したフーリエ位相と組み合わせて、逆フーリエ変換し、得られた結果に非負条件を課して、初期推定とする。ここで、フーリエ位相は、物体の広がりよりも大きいと推定される円内で、 $[0, 1)$ の乱数を発生させた像をフーリエ変換して得られる位相を使用する。

フーリエ振幅は次の手順で求められる。まず、 N 枚のフレームのパワースペクトルの平均を計算する。そのパワースペクトルの中心ピークの領域を、(4-10)式を使って N 枚のスペックルパターンの広がりから決定する。そうして、その中心ピークを切り落とし、その領域内の値を、その領域外の最大値の値に

置き換えてしまう。このように処理されたパワースペクトルの平方根を望遠鏡のMTFで割ったものをフーリエ振幅とする。

このような物体の初期推定を用いると、この推定のスペクトルは真の物体のスペクトル情報を反映したものであるため、スペクトル面での割算としてPSFのスペクトルを計算すると、推定したPSFのスペクトルもまた真のPSFスペクトルの情報を反映したものとなる。

6-2-3 ブラインドデコンボリューションに関する補足

図6-1(a)に示される個々のBD処理は、2-4節で述べた反復BD法の1ループに等しい(図6-1(b))。しかし、細かなところでの変更があるので、簡単に補足しておく。フーリエ拘束条件は

$$\bar{H}_n^{(j)}(u, v) = \frac{\{F_n^{(j-1)}(u, v)\}^* G_n(u, v)}{|F_n^{(j-1)}(u, v)|^2 + \sigma^2 / |H_n^{(j-1)}(u, v)|^2} \quad (6-5a)$$

$$\bar{F}_n^{(j)}(u, v) = \frac{\{H_n^{(j)}(u, v)\}^* G_n(u, v)}{|H_n^{(j)}(u, v)|^2 + \sigma^2 / |F_n^{(j-1)}(u, v)|^2} \quad (6-5b)$$

となる。また、初期入力に関しては、

$$f_n^{(0)}(x, y) = f^{(0)}(x, y) \quad (6-6a)$$

$$h_n^{(0)}(x, y) = g(x, y) / \iint f^{(0)}(x, y) dx dy \quad (6-6b)$$

となる。ここで、上に横線のついた関数は非負条件を満足していない関数である。 σ^2 は遮断周波数の外側で、スペックル像のパワースペクトルを平均することで求める。

ここで、遮断周波数は次のように決定する。まず、全てのフレームを用いて平均パワースペクトルを計算し、スペクトル面上で物体情報を含むと思われる円形領域をスペックル像のSN比の理論^{4,102}に基づいて決定し、その領域の境界空間周波数を遮断周波数とする。この結果得られる本手法での遮断周波数は、望遠鏡の口径で決定される理論的遮断周波数よりも少し小さくなる。さらに、本手法での処理は基本的に1枚のフレームを使ったBDに基づいているので、本手法で達成される分解能は、上のように多数フレームを用いて得られた遮断周波数で決る分解能よりも少し悪くなってしまふ。すなわち、その分解能は個々のフレームのSN比で決ってしまうことになる。

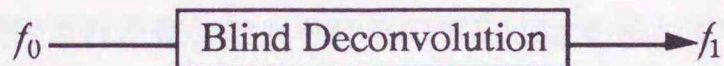
6-3 並列ブラインドデコンボリューションの意義

第2章でも述べたように、反復BD法の1ループをブラックボックスと考える(図6-2(a))。ここで、もし、そのボックスへの入力とその非負条件とフレームのコンボリューション関係を満足するものであったなら、出力は入力と同じものになるはずである。すなわち、入力と出力の類似性を相関値を用いて評価することで、その入力が適切な解かどうか評価できる。しかしながら、相関値の高い解であっても、それが真の解であるかどうかは完全には保証されない。

N 枚のフレームを使用した並列BDの場合が図6-2(b)である。すなわち、入力が全て共通でフレーム毎に異なった N 個の出力が得られる。ここで、もし入力と全ての出力との相関が全て1に近ければ、その入力は全てのフレームのコンボリューション関係を満足する解である。この結果、再生像の信頼性が、複数フレーム使用によって向上することになる。

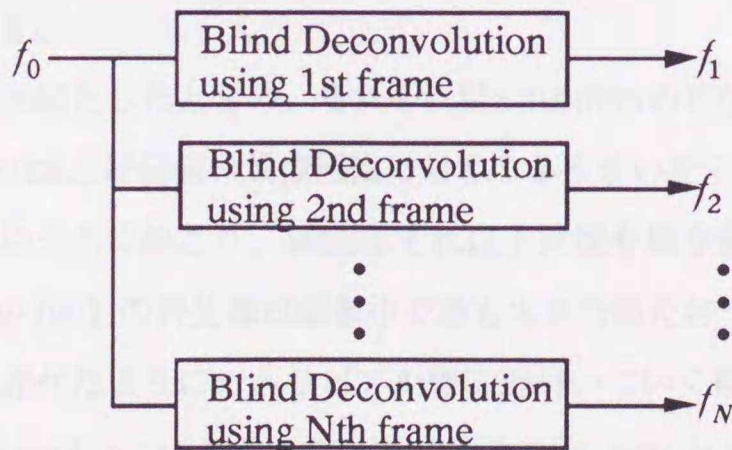
ただし、複数フレーム使用であっても可能な解が二つ、真の解とトリビアル解が存在する。このトリビアル解を避けるために、本章では初期推定に前述のような工夫を加えた。

(a) Conventional method by Ayers and Dainty



もし $f_0 \approx f_1$ ならば、 f_0 はフレームのコンボリューション関係および像面拘束条件を満足する解である。しかし、それが真の解であるとは限らない。

(b) Parallel blind deconvolution using N frames



もし $f_0 \approx f_n$ ($n=1, \dots, N$) ならば、 f_0 は全てのフレームのコンボリューション関係および像面拘束条件を満足する解である。



複数フレームの使用によって再生像の信頼性が向上

図6-2 複数フレーム使用の意義

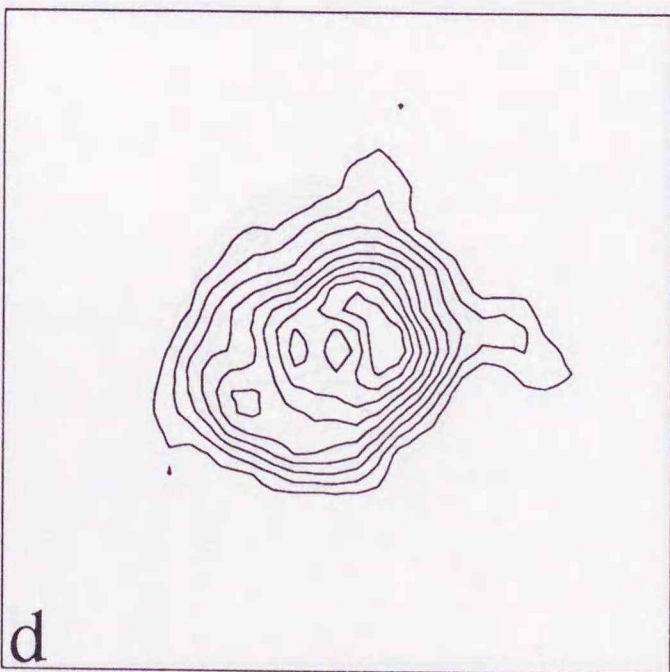
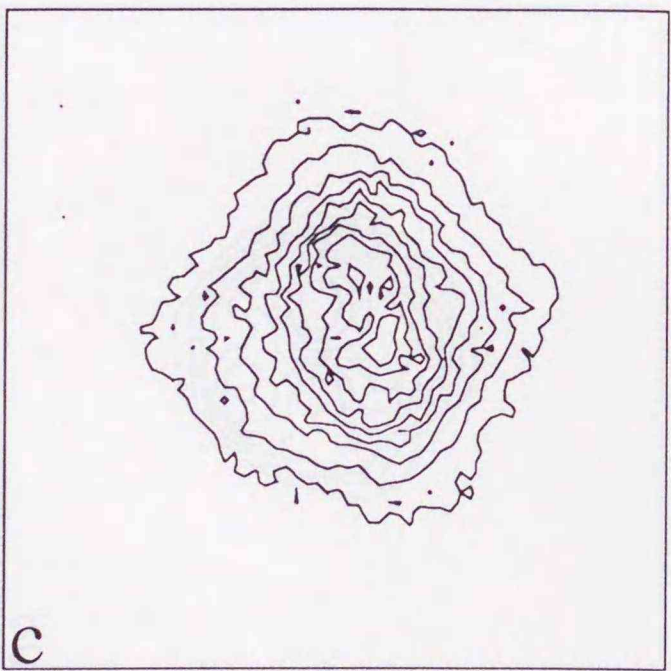
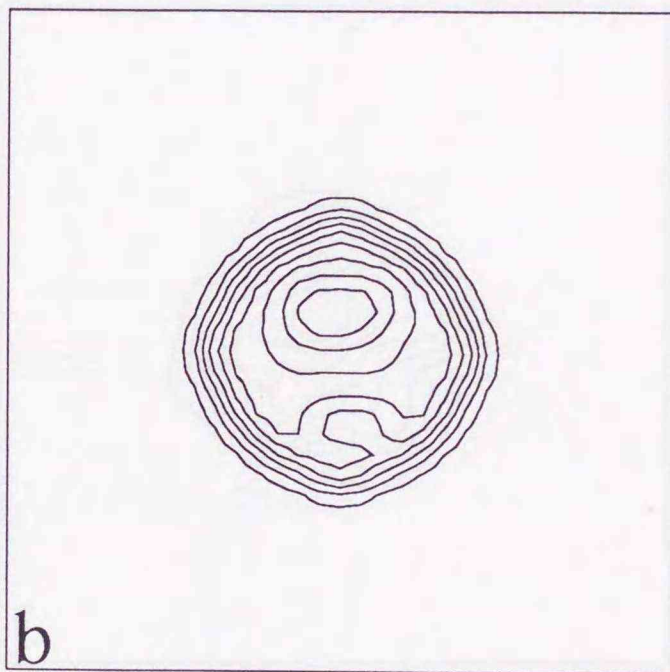
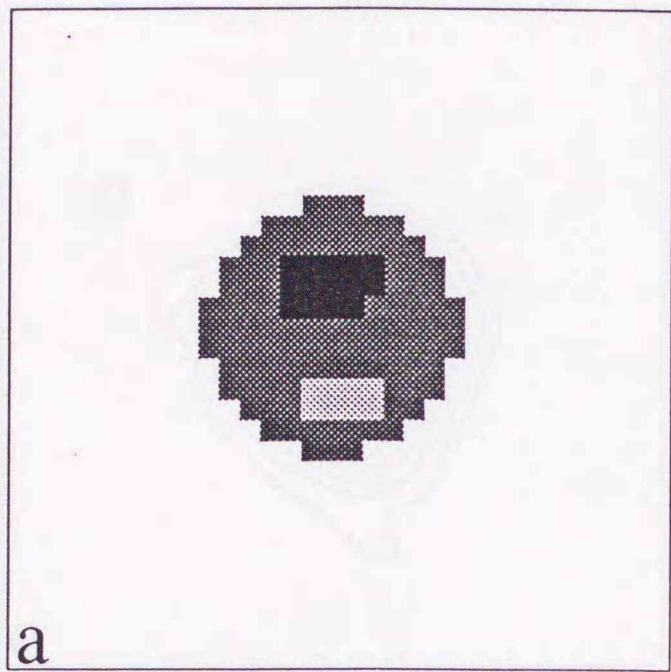
6-4 計算機シミュレーション

図6-3(a)がシミュレーションのための物体で、強度が2の一様な円盤の中に強度が3と1の部分が含まれている。(b)がその回折限界像である。

30枚のスペックル像を、MaGlameryの方法 [152] に従って発生させた。それぞれのフレームは64×64画素からなり、256グレイレベルを持つ。また、各フレームの画素値の総和は約40000である。発生されたスペックル像には約20(dB)のガウスノイズを加えた。ここで、SN比は(5-6)式によって定義されている。(c)が発生させたスペックル像のうちの1枚である。ここで、(c)だけがスケールが半分になっている。

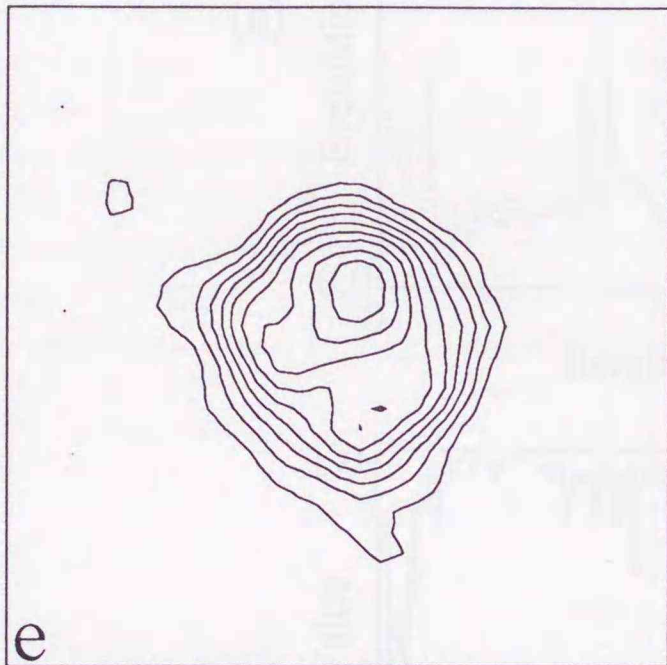
像再生は、5種類の N ($=1, 2, 5, 10, 20$) について、フレームの組み合わせを変えて、それぞれ10回実行した(反復回数200回)。表6-1はその結果を示している。第2欄目と第3欄目は10枚の再生像における評価値の平均とMSEの平均を示している。ここで使用したMSEは(4-5)式で定義されたものと同じである。この結果より、従来の Ayers と Dainty による反復BD法 ($N=1$) に比較して、本手法 ($N>1$) の採用によって、MSEが改良されているのがわかる。 $1 < N < 10$ の時は、平均MSEは N が増加すると減少するのに対し、平均評価値は顕著な変化を示さない。しかしながら、 N が10より大きくなると像再生が失敗する場合が増加し、平均評価値は低くなり、平均MSEは悪くなる。これは、 N が大きくなったとき、 N 枚のフレームのコンボリューション関係を全て満足する適切な像を見つけるのが難しくなるためである。第4欄目と第5欄目は $t_Q=0.975$ で採用された像の数とそれらの平均MSEを示している。以後の欄はしきい値がそれぞれ 0.98、0.985 の場合である。そのしきい値処理によって、採用される像の数は減るが、平均MSEは減少するのがわかる。これらの結果によって、MSEを改良するためには、より大きな N と、 N に合わせて適切に設定された t_Q の両方が必要であることがわかる。図6-3(d)-(h)は $N=1, 2, 5, 10, 20$ の時の最も良い評価値を持つ再生像である。 N の増加に従って再生像が改良されることがわかる。それらの評価値とMSEは図の中に示されている。

図6-4(a)-(c)は、反復回数200回としたときの、それぞれ図6-3(d)(f)(h)の再生に使用したのと同じフレームを用いて、実行したときのMSEと評価値の反復回数に対するふるまいを示している。全ての N について、MSEの最小は数十回の反復のうちに起こり、MSEはそれ以上反復を繰り返しても改良されなかった。反復回 j が大きいとき ($j>50\sim 100$) の再生像は画像中で最も大きな値を持つ1つのピークを持つ傾向にある。これは、解が、前節で述べたように、トリビアル解に近付いていく傾向にあることを示している。このため、ここでのシミュレーションと次章の二重星の再生では $J=50$ とした。また、それぞれの図から、 N が大きいときには細かな部分で違いは見られるが、評価値 $Q(j)$ とMSE、 $E(j)$ との間に良い対応があることは明かである。特に、 $N=1$ の時は完全に整合している。さらに、評価値のふるまいは、 N が増加するとより大きな変動を持つようになる。これはまた、 N が大きくなったとき、 N 枚のフレームのコンボリューション関係を全て満足する適切な像を見つけるのが難しくなる事を示している。



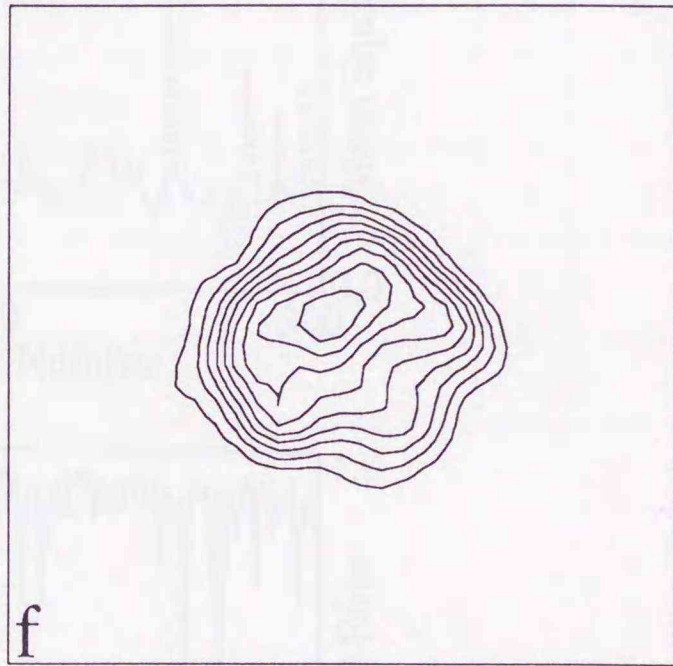
EV=0.994, MSE=0.119

図6-3(1) 計算機シミュレーション、(a) 物体、(b) 回折限界像、
(c) スペックル像 (スケール1/2)、(d) 再生像 ($N=1$)



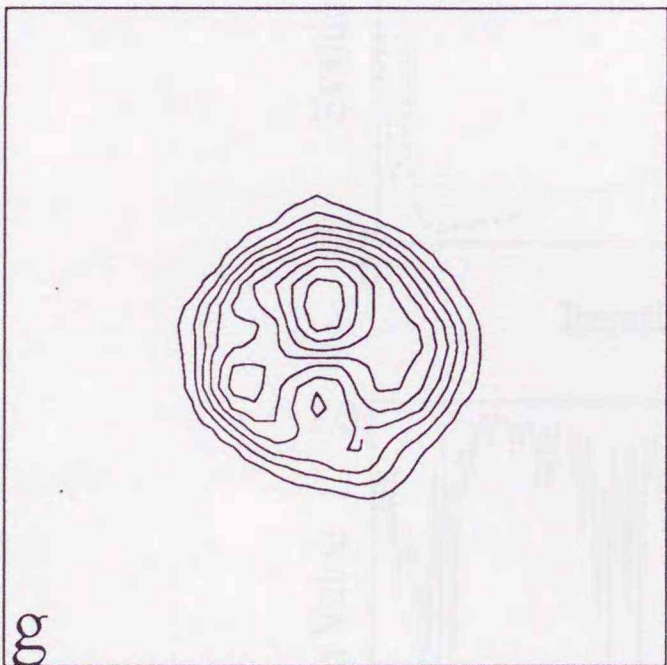
e

EV=0.994, MSE=0.047



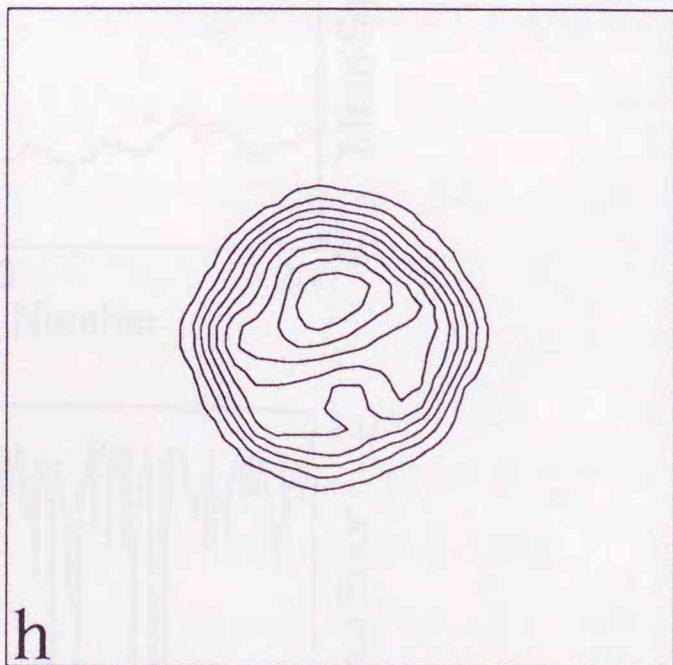
f

EV=0.991, MSE=0.041



g

EV=0.988, MSE=0.041



h

EV=0.980, MSE=0.023

図6-3(2) 計算機シミュレーション、(e)-(h) $N=2,5,10,20$ における再生像

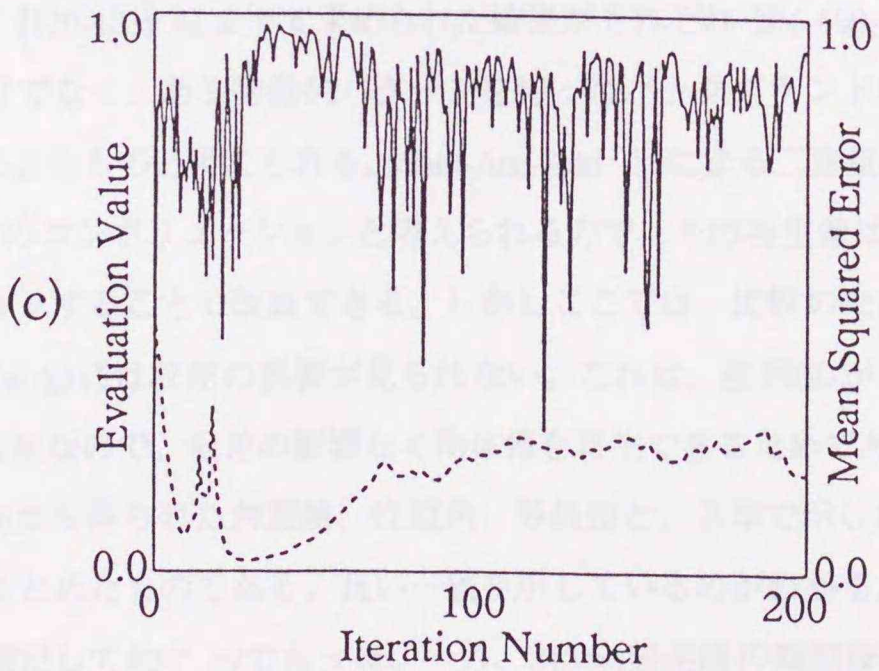
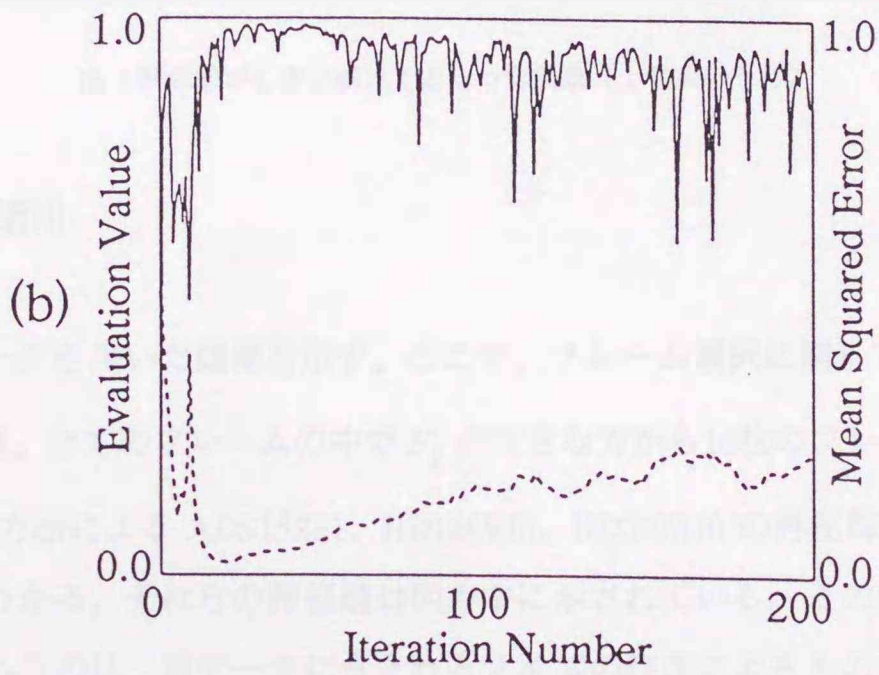
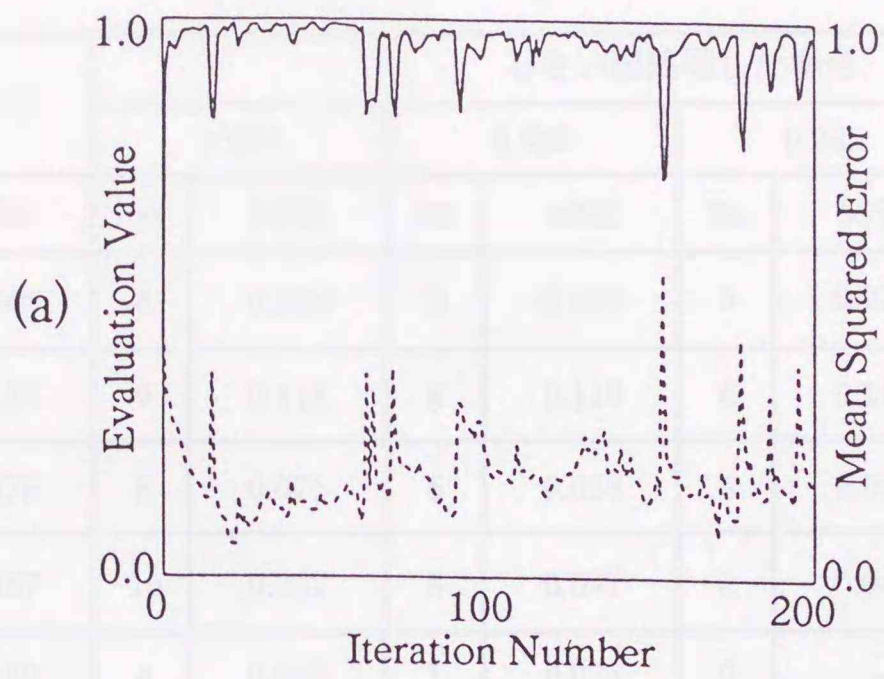


図6-4 評価値とMSEのふるまい、(a)-(c) $N=1, 5, 20$

表6-1 計算機シミュレーションの結果

N	しきい値処理なし		しきい値処理した場合							
			0.975		0.980		0.985		0.990	
	評価値	MSE	Na	MSE	Na	MSE	Na	MSE	Na	MSE
1	0.967	0.346	6	0.324	5	0.272	5	0.272	3	0.200
2	0.985	0.123	9	0.118	8	0.119	6	0.112	3	0.074
5	0.981	0.078	8	0.075	6	0.068	3	0.060	1	0.041
10	0.982	0.047	10	0.047	8	0.047	2	0.045	0	---
20	0.969	0.069	4	0.048	1	0.023	0	---	0	---

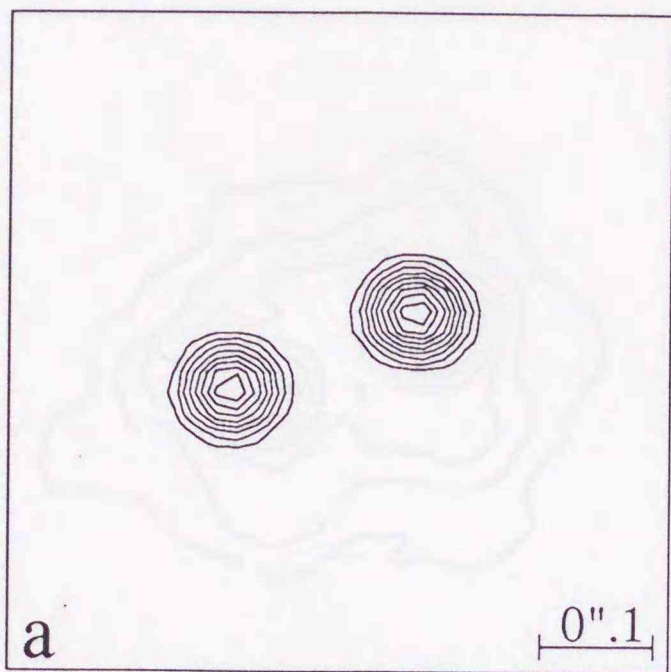
Na ; 評価値がしきい値以上となった回数 (10回のうち)

6-5 観測データへの適用

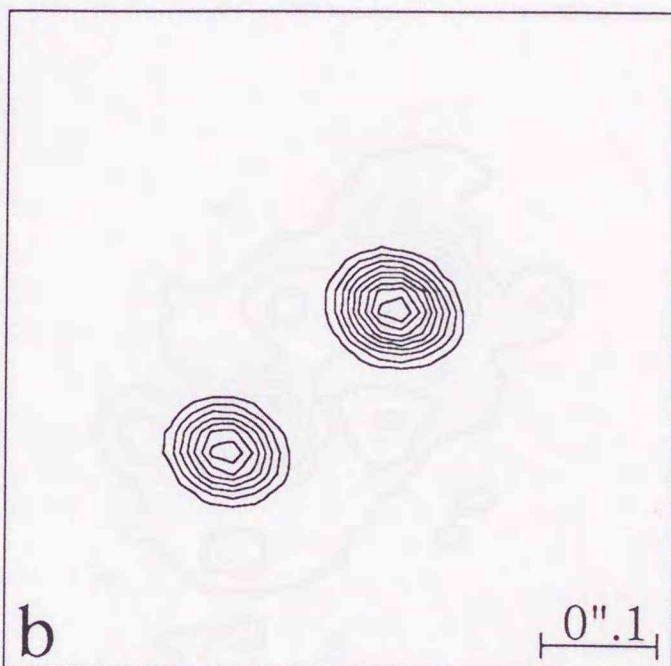
まず1991年の観測データを用いた結果を示す。ここで、フレーム選択に関しては、4-4節で定義した F_s を用いて行う。ここでは、全てのフレームの中で F_s の大きな方から10枚のフレームを選択した。

図6-5(a)-(c)はここでの方法による ADS15281、HD185936、HD207330 の再生像である。二重星がきれいに再生されているのがわかる。それらの評価値は図の中に示されている。その値がシミュレーションでのそれに比較して小さめなのは、実データに含まれるノイズの存在によるものである。同じデータを使用して、Shift-And-Add法 [120-123] によって求められた結果がそれぞれ 図6-6(a)-(c)である。これらの再生像では、二重星成分だけでなく、ある特徴的パターンを持ったバックグラウンド成分も再生されている。これは、望遠鏡の収差によるものと考えられる。Shift-And-Add 法による二重星の再生像は、二重星成分と、望遠鏡によるPSFとのコンボリューションと考えられるので、その再生像は点状星の Shift-And-Add 像でデコンボリューションすることで改良できる。しかしここでは、比較のためにわざとこれをしていない。すなわち、図6-5(a)-(c)には収差の影響が見られない。これは、並列BDがもともとデコンボリューション処理に基づいた方法なので、収差の影響なく物体像を再生できるためである。

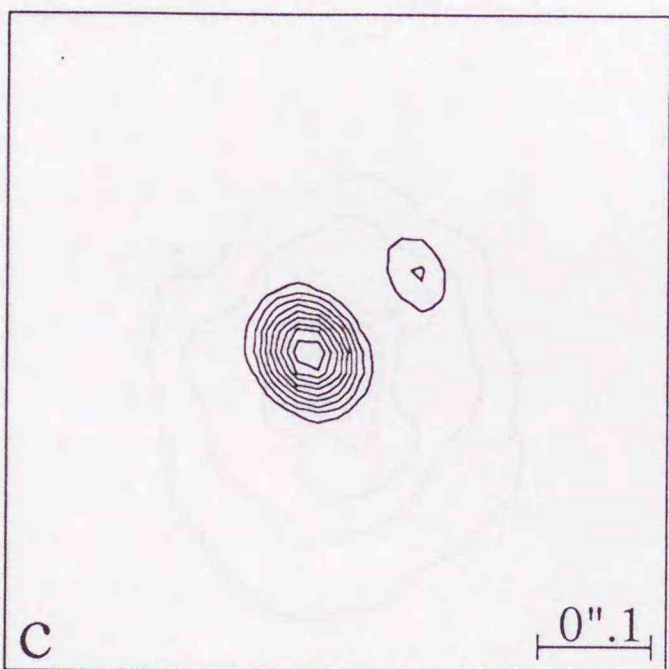
表6-2は、図6-5と図6-6から得られた角距離、位置角、等級差と、3章で示したパワースペクトルの結果から抜粋したものをまとめたものである。良い一致を示しているのがわかる。ここでの分解能は再生像の中心ピークの幅を測定して約 $0''.09$ であった。一方、212cm望遠鏡の観測波長630nmでの分解能は約 $0''.06$ である。この分解能の劣化は個々のスペクル像のSN比が回折限界までの情報を回復するには十分でなかったことによる。



a
EV=0.905

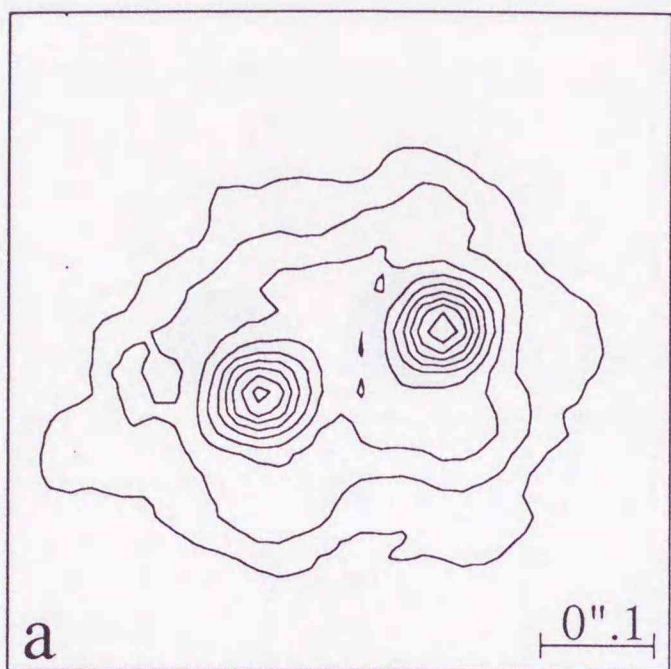


b
EV=0.917

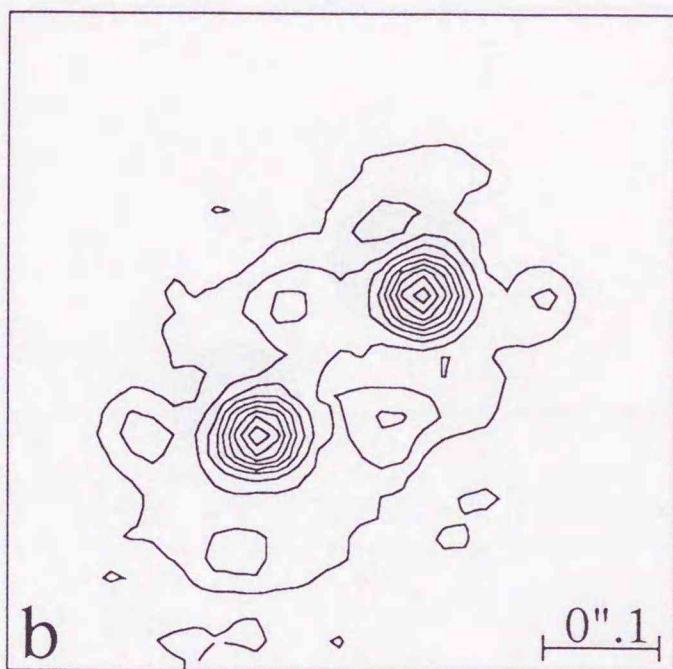


c
EV=0.919

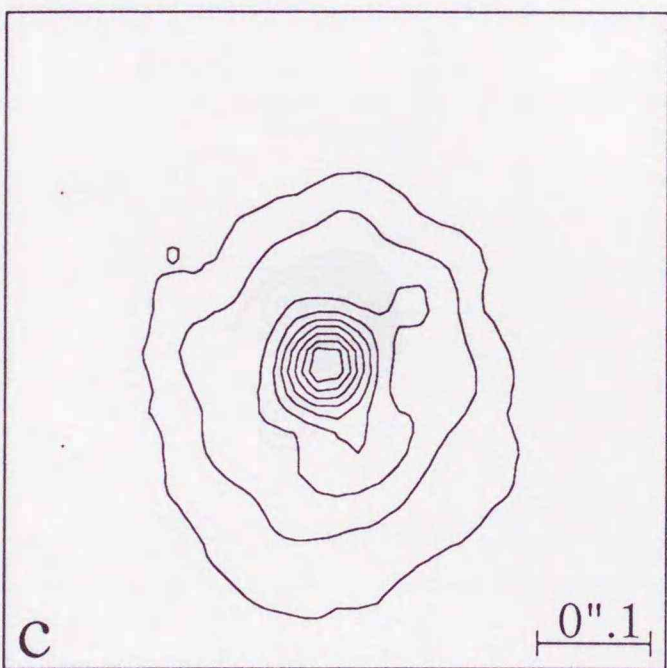
図6-5 1991年観測データからの像再生、(a) ADS15281、(b) HD185936、(c) HD207330



EV=0.905



EV=0.917



EV=0.919

図 6-6 SAA法による像再生 (1991年観測データ)

(a) ADS15281、(b) HD185936、(c) HD207330

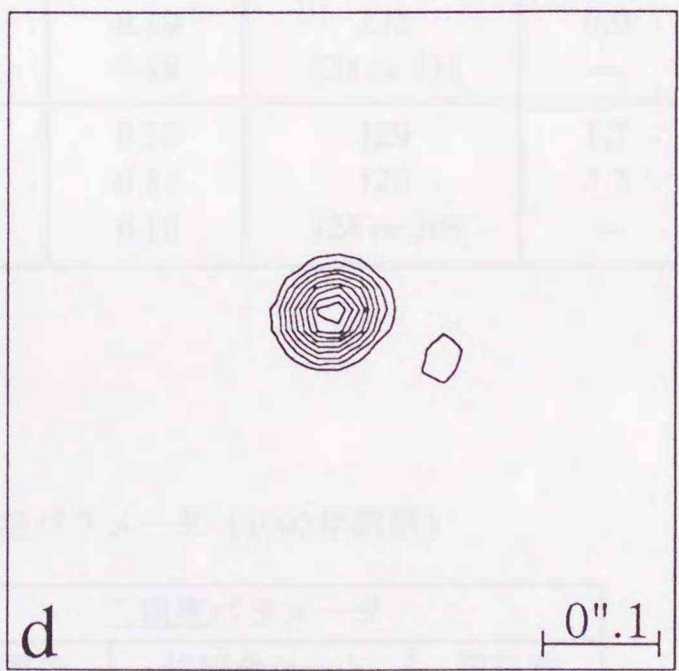
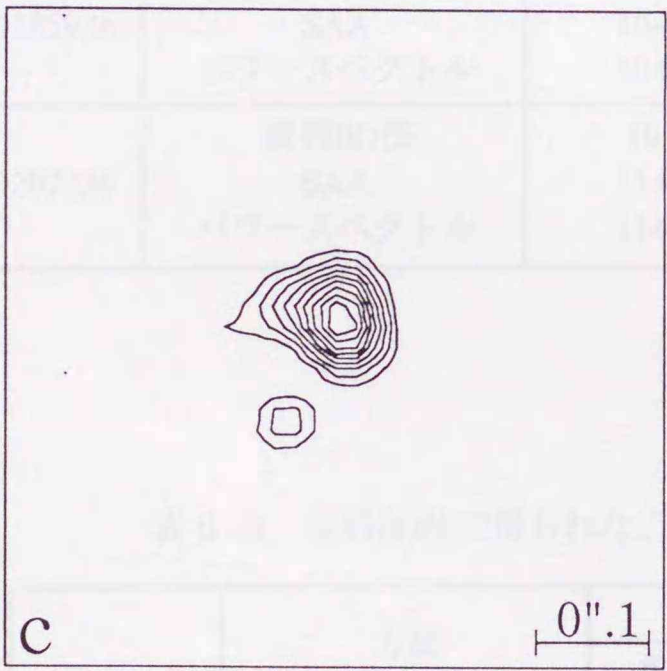
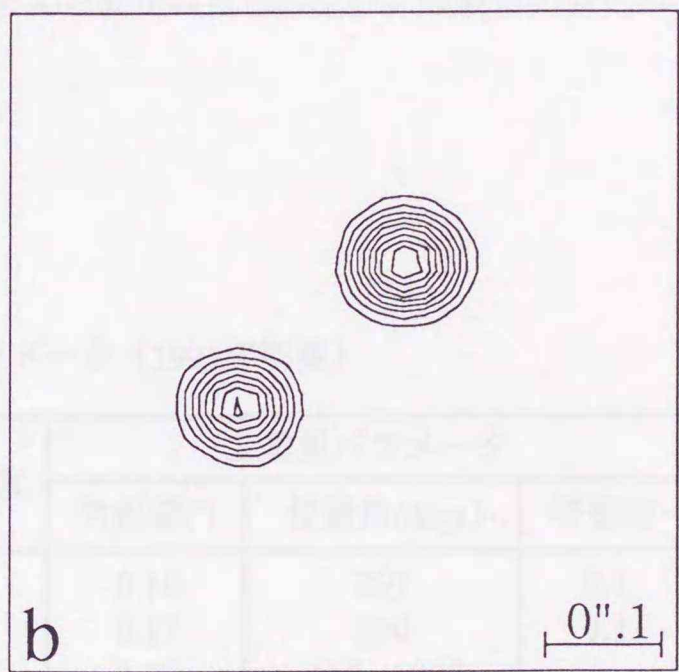
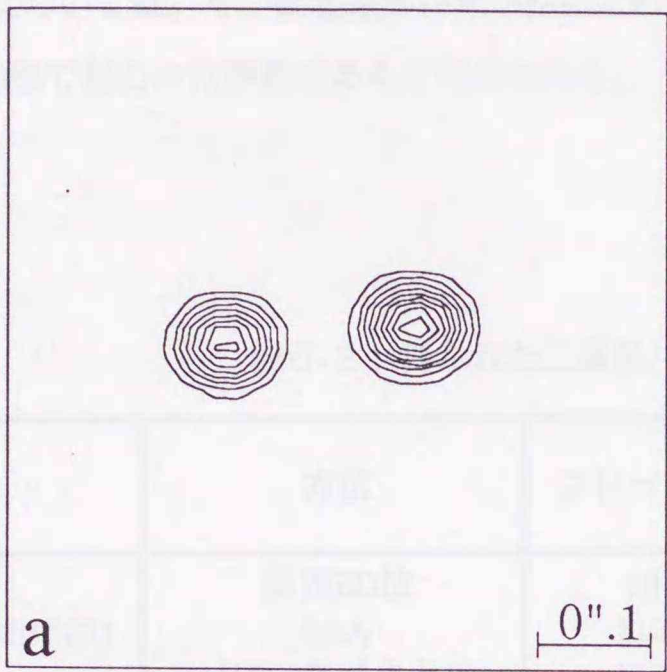


図6-7 1992年観測データからの像再生、(a) ADS15281
 (b) HD185936、(c) HD181470、(d) HD206267

1992年の観測データを用いた像再生の結果を、図6-7に示した。図6-7(a)-(d)は ADS15281、HD185936、HD181470、HD206267の各十枚のスペックル像からの再生像である。これらから得られる角距離、位置角、等級差を示したのが、表6-3である。また、比較のためにパワースペクトルから得られた結果も併載した。ここで、ADS15281とHD185936については1991年にも分解されており（表6-2）、結果を比較することができる。ADS15281については、その軌道運動による角距離と位置角の変化が見られる。一方、HD185936については、その軌道運動周期が長いいためほとんど変化は見られない。等級差の変化は、像再生処理の過程で起こった誤差であると考えられる。

表6-2 得られた二重星パラメータ（1991年観測）

	方法	フレーム数	二重星パラメータ		
			角距離(")	位置角(degs.)	等級差
ADS15281	並列BD法	10	0.18	291	0.1
	SAA	112	0.17	290	0.1
	パワースペクトル	112	0.17	112 or 292	—
HD185936	並列BD法	10	0.19	311	0.3
	SAA	104	0.19	131	0.0
	パワースペクトル	104	0.19	131 or 311	—
HD207330	並列BD法	10	0.12	129	1.7
	SAA	114	0.12	128	1.3
	パワースペクトル	114	0.10	128 or 308	—

表6-3 並列BD法で得られた二重星パラメータ（1992年観測）

	方法	二重星パラメータ		
		角距離(")	位置角(degs.)	等級差
ADS15281	並列BD法	0.16	276	0.2
	パワースペクトル	0.17	95 or 275	—
HD185936	並列BD法	0.19	311	0.2
	パワースペクトル	0.19	131 or 311	—
HD181470	並列BD法	0.10	331	1.6
	パワースペクトル	0.13	162 or 342	—
HD206267	並列BD法	0.11	68	2.1
	パワースペクトル	0.10	80 or 260	—

6-5 まとめ

本章では、反復BD法を複数フレームに並列に適用することにより、像再生を行う手法を提案した。この並列アルゴリズムによって、前章の逐次型アルゴリズムと比較して、計算効率を改善できた。また、複数フレームのBDの概念がより明らかになった。さらに、二重星の観測データに適用し、二重星の高空間分解能像を再生した。この再生像から得られる二重星の角距離、位置角、等級差をShift-And-Add法からの結果、およびパワースペクトルからの結果と比較し、良い一致があることを確認した。ここで本手法の特徴は次のようにまとめられる。

- (1) 複数枚のフレームを使用。
- (2) 参照星データは不要。
- (3) 複数フレーム使用により良好な像再生。
- (4) 複数フレーム使用により、相関計算による再生像評価。
- (5) 並列アルゴリズムの使用により、複数フレーム使用の意義が明確化。
- (6) 広がった物体に適用可。
- (7) 暗い天体には適用不可。
- (8) 並列アルゴリズムの採用により、像再生の効率化。
- (9) 再生像の分解能は個々のフレームのSN比に依存。

第7章 部分画像からの劣化像回復および太陽像への適用

7-1 はじめに

第5章、6章において複数枚のフレームを用いたBD法について述べた。それらは、天体スペckル画像においては共通の物体関数を持つ観測時刻の違う複数枚の画像が観測可能である、という特徴を生かした方法であり、一枚からの結果と比較して、再生像をかなり改良することができた。しかし、複数フレームBD法の適用できる対象は、ほぼ天体スペckル画像だけに限定されてしまう。

本章では、天体像だけに限定されない、1枚の劣化像から複数枚の部分画像を切り出し、それらに並列BD法を適用するという手法について述べる[31-33]。これは、物体の広がり θ がPSFの広がり σ より大きく、かつPSFが画像全体で不変であるという条件が成立する場合には、切り出した部分画像が物体像の一部とPSFとのコンボリューションとなる、という性質に基づいている。しかし、一般に画像切り出しを実行することで、各部分画像は「しみ込み、しみ出し」の効果によって、厳密にはそのコンボリューション関係を満たさなくなる。ここでは、しみ込み、しみ出しの項の補正方法を述べ、計算機シミュレーションを行い本手法の性能を検証する。

また、本手法を太陽粒状斑像に適用した結果を示し、第6章で述べた並列BD法を適用した結果と比較する。太陽像の前処理の方法についても言及する。

7-2 画像切り出しの効果

図7-1を用いて画像切り出しの効果を説明する。(a)-(c)はそれぞれ物体、PSF、およびそれらのコンボリューション画像である。また、(b)と(c)のフーリエ振幅の水平軸上の分布を示したのが(d)、(e)である。ここで、BDの目的は(e)から(d)を求めることである。さて、(c)から劣化した文字Uを囲むように切り出した部分画像のフーリエ振幅の水平軸上の分布を示したのが(f)である。ここで、(f)を(e)と比較すると、切り出しによって物体が単純化したために、そのスペクトルにおいて細かな構造が減少しているのがわかる。すなわち、(d)に示すスペクトルを求めるには、(e)からよりも(f)からの方が簡単であるといえる。さらに、このような部分画像は複数枚切り出すことが可能であり、これがBDを行う上で大きな利点となる。つまり、画像切り出しは物体中の顕著なパターンを囲うように行われるので、それによって物体中の顕著なパターンに関する付加的な位置情報をBD処理に提供し、この結果、処理する物体の単純化と、複数枚の劣化像の生成が実現される。

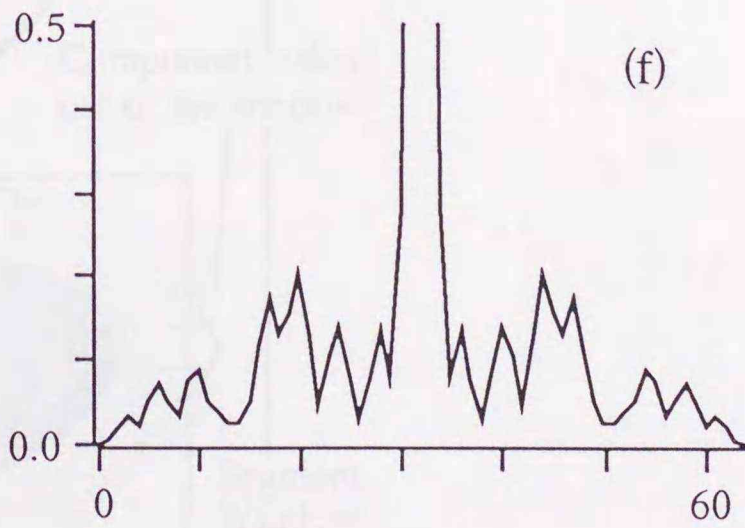
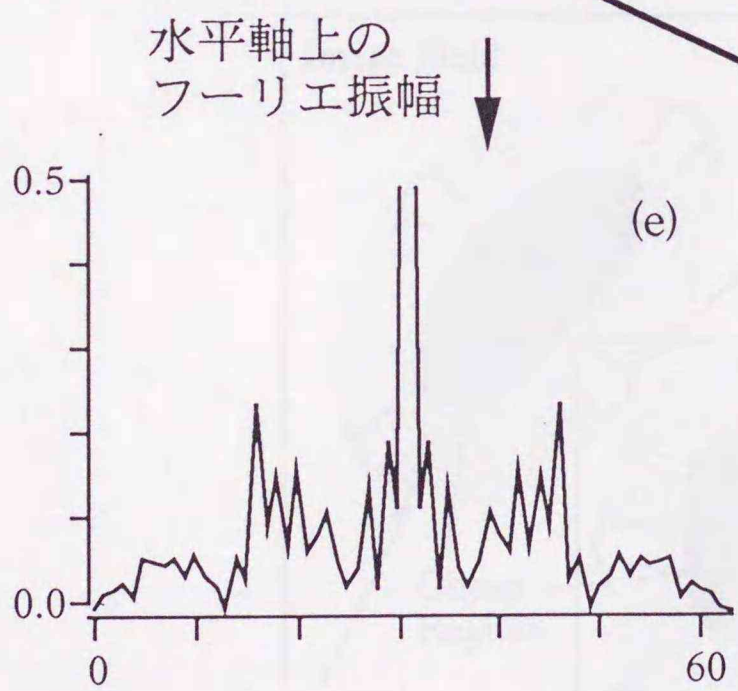
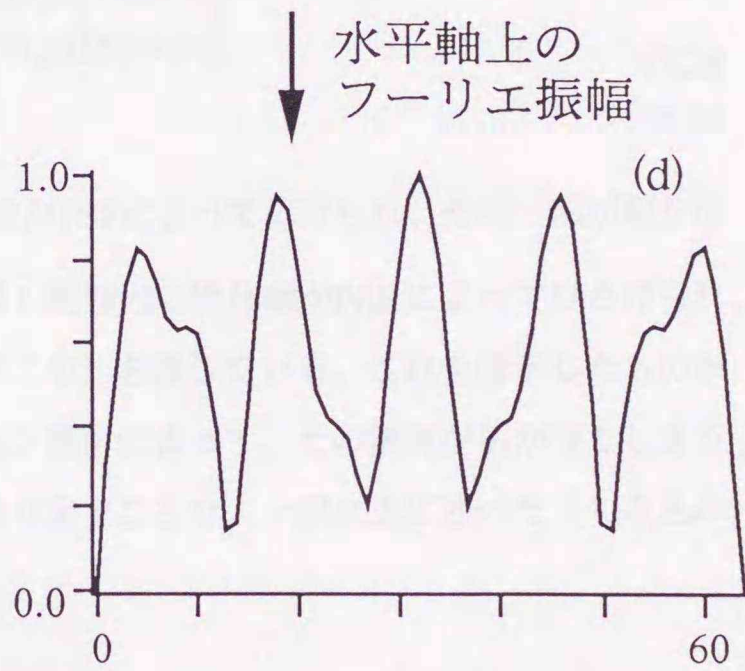
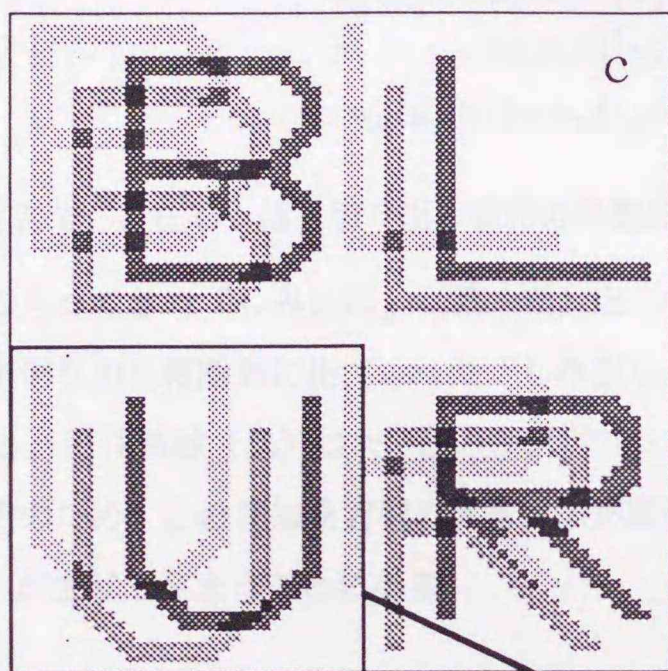
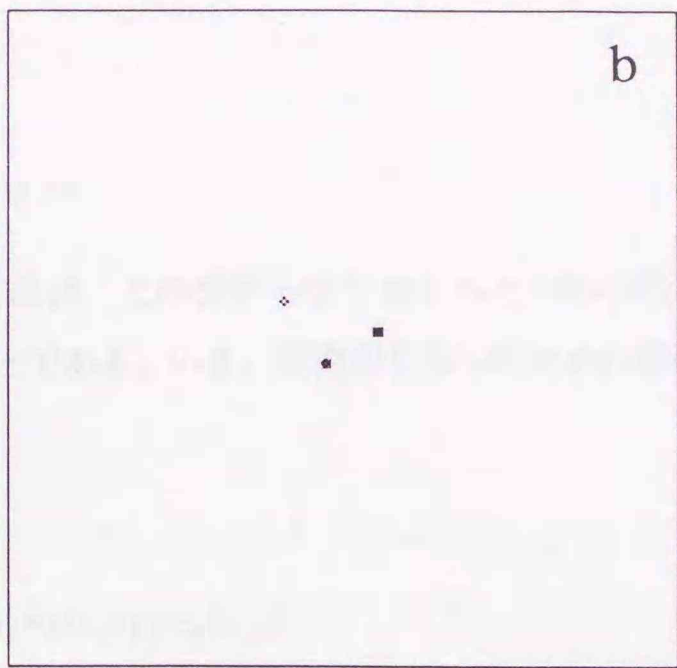
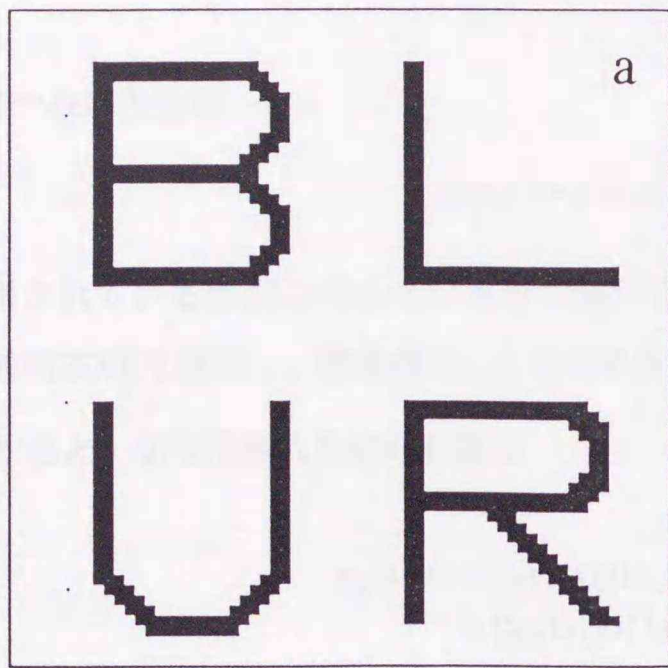


図7-1 画像切り出しの効果

7-3 画像の切り出しとしみ込み、しみ出し

ここでは一枚の劣化像

$$g(x,y) = f(x,y) * h(x,y) \quad (7-1)$$

のみが観測されている状況を考える。本章で述べる方法は、この像から切り出された N 枚の部分画像 $g_n(x,y)$ に並列BD法を適用し、物体像 $f(x,y)$ を求めることである。いま、画像切り出しのための窓関数を $w_n(x,y)$ とすると、切り出された部分画像は

$$g_n(x,y) = w_n(x,y)g(x,y) = \{w_n(x,y)f(x,y)\} * h(x,y) + c_n(x,y) \quad (7-2a)$$

$$c_n(x,y) = w_n(x,y)[\{w'_n(x,y)f(x,y)\} * h(x,y)] - w'_n(x,y)[\{w_n(x,y)f(x,y)\} * h(x,y)] \quad (7-2b)$$

$$w'_n(x,y) = 1 - w_n(x,y) \quad (7-2c)$$

となる。ここで、 $c_n(x,y)$ は、切り出し範囲の外側の物体像がPSFによって広げられ、その一部が切り出し範囲内に入ってきた「しみ込み」(第一項)と、切り出し範囲内の物体像がPSFによってひろげられ、その一部が切り出し範囲外に出ていった「しみ出し」(第二項)を表している。これを図示したものが図7-2である。物体領域(黒)はPSFとのコンボリューション操作によって、その領域が広がってしまう(灰)。そのため、この領域を有限の大きさの窓関数で切り出すことで、一般に上に述べた「しみ込み、しみ出し」が生じてしまうことになる。

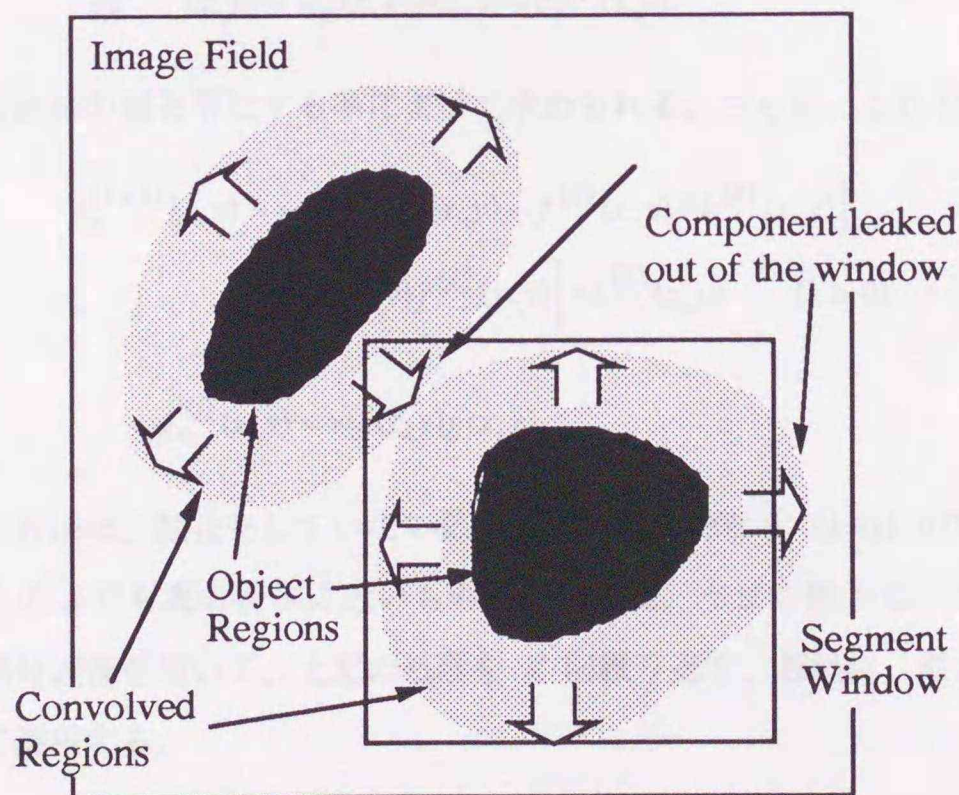


図7-2 画像のしみ込みしみ出し

もし、 $c_n(x,y)=0$ ならば、前章で述べた並列BD法は何の変更もなく、適用可能である。このような状況は次の条件が成立しているとき実現される。(i) PSFが画像全体でシフトインバリエント、(ii) 窓関数の大きさがPSFの大きさよりも十分に大きい、(iii) 物体がPSFの広がりよりも大きな間隔を持つ幾つかの孤立したパターンで構成されている。しかし、これら全ての条件、特に3番目の条件が完全に満足されることは滅多にないので、しみ込み、しみ出しの補正が必要になる。

7-4 アルゴリズム

アルゴリズムを図7-3に示す。この図の中で、並列BD処理は第6章で述べた並列BD法と同じ処理である。まず、初期推定として、各部分画像に共通であるPSFの推定を入力する。つぎに、劣化像を見て適当に定義された窓関数を用いて、部分画像を切り出す。これら複数枚の部分画像とPSFの推定を用いて、並列BD法を実行する。この結果、PSFの新しい推定とその評価値が得られる。そのPSFで劣化像全体をデコンボリューションし、物体の推定を得る。ここでのデコンボリューションにはBD処理に使用されているのと同じウィーナフィルタを使用している。こうして得られた物体とPSFの推定を用いて、しみ込み、しみ出しの項を次のように推定する。

$$c_n^{(k)}(x,y) = w_n(x,y) \left[\left\{ w_n'(x,y) f^{(k)}(x,y) \right\} * h^{(k)}(x,y) \right] - w_n'(x,y) \left[\left\{ w_n(x,y) f^{(k)}(x,y) \right\} * h^{(k)}(x,y) \right] \quad (7-3)$$

これを用いて、 $(k+1)$ 回目の反復における、 n 番目の部分画像は

$$g_n^{(k+1)}(x,y) = w_n(x,y) g(x,y) - c_n^{(k)}(x,y) \quad (7-4)$$

を計算し、負になった画素の値を零にする事によって求められる。さらに、これを変形すると、

$$g_n^{(k+1)}(x,y) = w_n(x,y) \left\{ g(x,y) - f^{(k)}(x,y) * h^{(k)}(x,y) \right\} + \left[w_n(x,y) f^{(k)}(x,y) \right] * h^{(k)}(x,y) \quad (k > 0) \quad (7-5a)$$

$$g_n^{(0)}(x,y) = w_n(x,y) g(x,y) \quad (7-5b)$$

となる。ただし、この方法は、補正をしていない部分画像を用いたとき ($k=0$) の物体推定像が、コンボリューション像そのものよりも真の物体に近いものでなければ、うまく働かないことに注意が必要である。この補正された部分画像を用いて、上記の処理を K 回繰り返す。最後に、最も大きな評価値を持つ推定像を再生像として採用する。

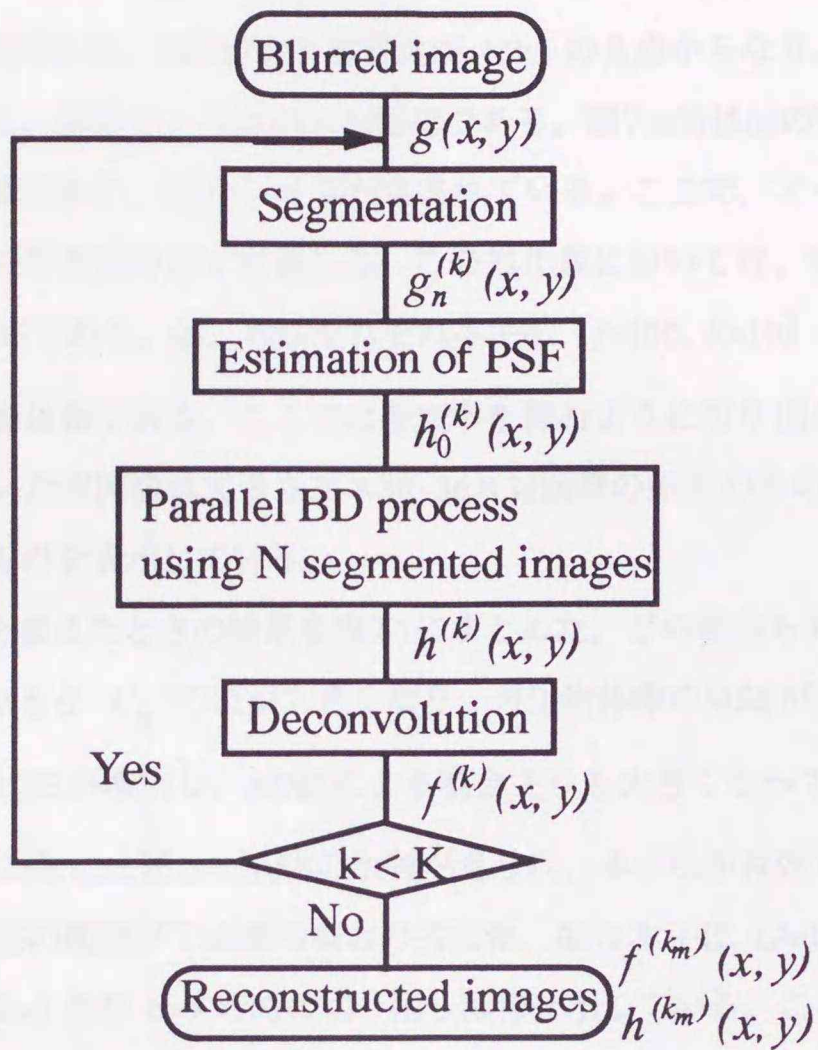


図7-3 部分画像を用いたブラインドデコンボリューション

7-5 計算機シミュレーション

7-5-1 二値物体

はじめに、再生像の平均自乗誤差 (MSE) を

$$E(k) = \frac{\sum_x \sum_y \{h^{(k)}(x, y) - h(x, y)\}^2}{\sum_x \sum_y \{h(x, y)\}^2} \quad (7-6)$$

と定義する。これは、(5-5)式で定義されたものと基本的に同じである。ただし、この式で使用される推定像はこのMSEが最小になるように、画像シフトと画素値を定数倍する操作を行う。また、各部分画像のしみ込み、しみ出しによる汚染のレベルを

$$C_n = \frac{\sum_x \sum_y |c_n(x, y)|}{\sum_x \sum_y |g(x, y)|} \quad (7-7)$$

と定義する。

図7-4(a)が用いた物体の一例で、各文字間の間隔が11画素のものである。他に物体としては、間隔が3画素及び7画素のものを使用する。PSFはまず強度比が1:2:3の3点からなり、その点同志の間隔が8×8画素であるものを使用する。画像サイズは64×64画素である。図7-4(b)は(a)の物体とPSFをコンボリューションして得られた劣化像であり、5%のノイズが含まれている。ここで、ノイズ量は原画像の自乗和の平方根とノイズの自乗和の平方根の比で定義した。この劣化像においては、劣化した各文字同士が重なっておらず、 C_n はほぼ0.05である。(c)、(d)はそれぞれ本手法 ($J=100, K=10$) とAD法 (反復回数100回) を適用して得られた再生物体像である。ここでは各文字を囲むように切り出した4枚の部分画像を用いて本手法を適用した。用いた窓関数は大きさ30×30-36×36画素の矩形のものである。また、AD法の再生像は最もMSEの小さいものを表示している。

物体の各文字間の間隔を変えたときの結果を表7-1にまとめた。どの場合も劣化像には5%のノイズが含まれている。間隔が狭くなると C_n の値が大きくなり、再生物体像のMSEが大きくなる。特に、間隔が3画素になると、急激にMSEが増加し、AD法による場合よりも大きくなってしまふ。しかし、 C_n の値が比較的小さい場合にはAD法に比較してMSEの改善が見られ、本手法が有効であることがわかる。

図7-5(a)は物体の各文字間の間隔が7画素の場合の劣化像、(b)は本手法 ($J=100, K=10$) による再生像である。(c)、(d)はそれぞれ $k=0$ 及び $k=9$ の時の切り出し画像を示している。ここでそれぞれの場合の切り出し画像の汚染レベルは0.24、0.13である。(d)では、切り出し画像補正の反復を繰り返すことによって、(c)に見られるとなりの文字からのしみ込みがかなり補正されている。図7-6は図7-5(b)の再生像を得るときの評価値及びMSEの挙動を示したものである。切り出し画像の補正が行われる度に、MSEが改良されるのがわかる。また、細かい変動を除いて評価関数とMSEとの一致が見られる。PSFを構成する点の数を7点に変えたときの結果も表7-1に示した。ここではPSFの空間的広がりが3点の場合とほぼ同じであるため、 C_n の値にはあまり変化はなく、再生像の評価値、MSE共に大きな変化は見られない。図7-7(a)、(b)は物体の各文字間の間隔が7画素の場合の劣化像、及び本手法 ($J=100, K=10$) による再生像である。

表7-1 計算機シミュレーションの結果

PSF	物体の文字間の間隔 (画素)	C_n				本手法		AD法
		B	L	U	R	再生物体のMSE	評価値	再生物体のMSE
3点	1 1	0.05	0.05	0.05	0.05	0.0071	0.9608	0.1567
	7	0.17	0.36	0.22	0.24	0.0256	0.9535	0.1694
	3	0.23	0.49	0.32	0.32	0.2782	0.9187	0.0901
7点	1 1	0.05	0.05	0.05	0.05	0.0116	0.9486	0.5135
	7	0.18	0.35	0.25	0.23	0.0122	0.9411	0.5547
	3	0.24	0.46	0.34	0.30	0.2739	0.8533	0.1384

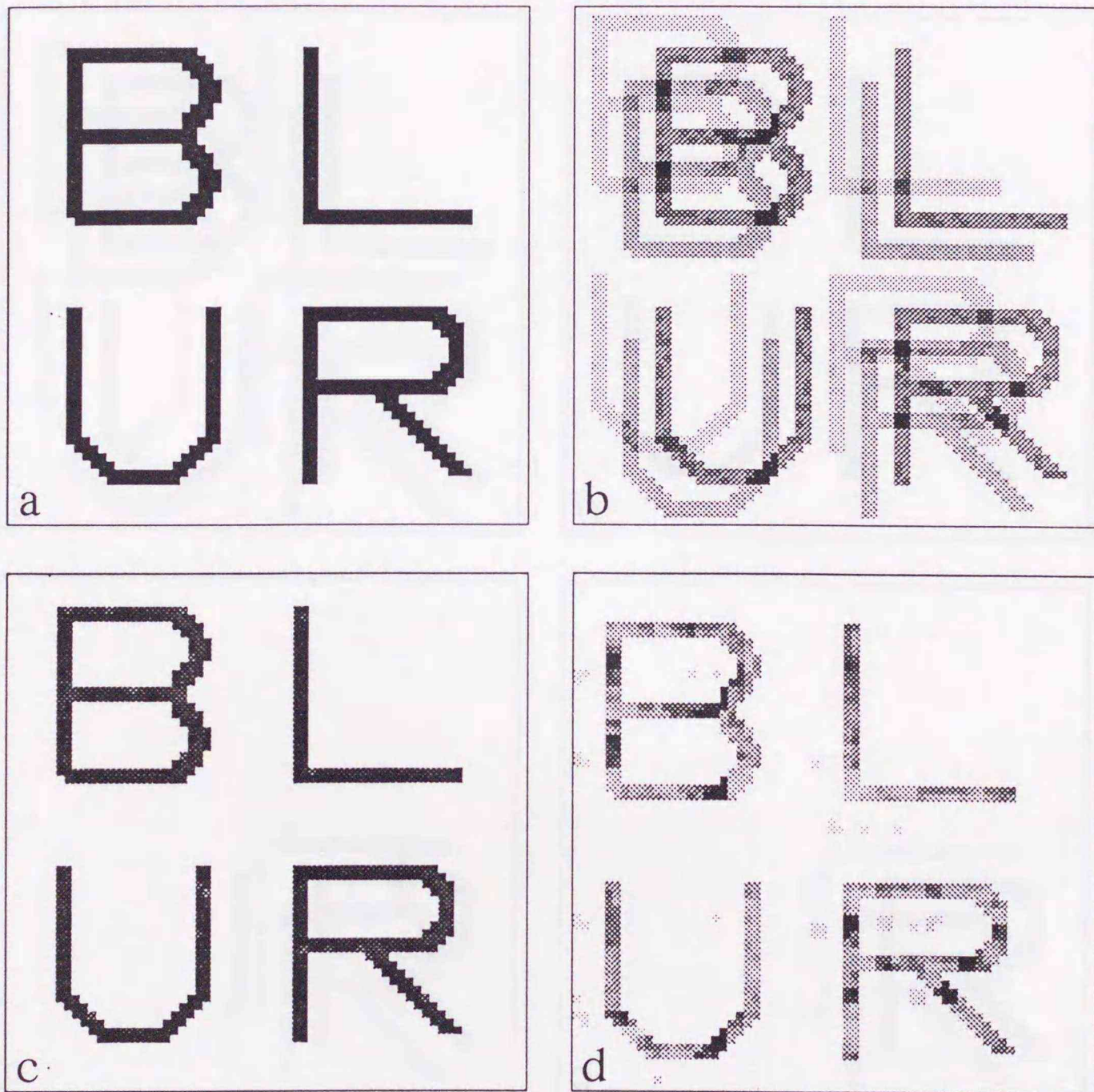


図7-4 文字が重さならない場合の像回復例、(a)物体、(b)劣化像
(c)本手法による回復像、(d)AD法による回復像

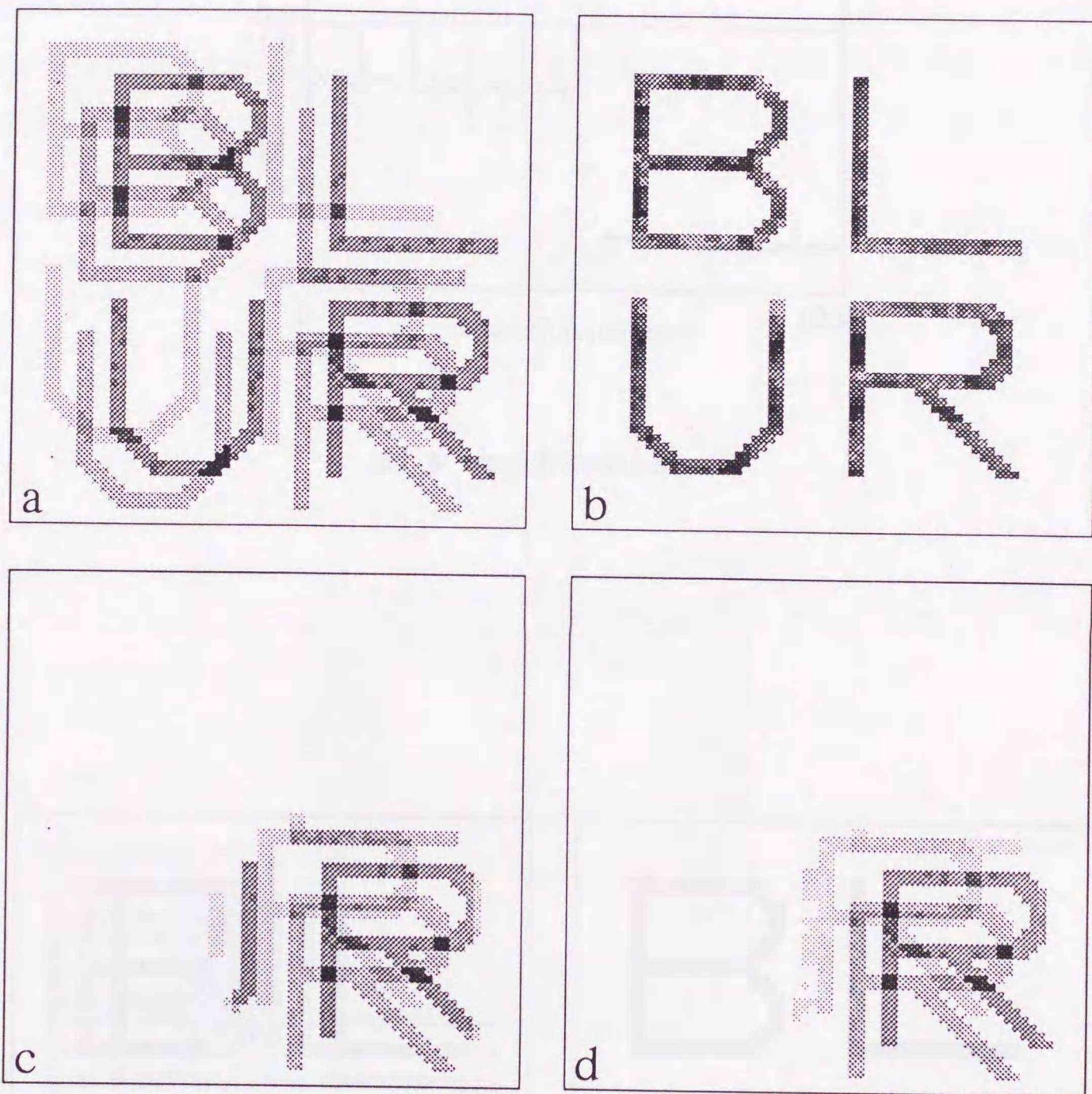


図7-5 文字が重なり合う場合の像回復例、(a)劣化像、(b)回復像
(c)補正前の切り出し画像、(d)補正後の切り出し画像

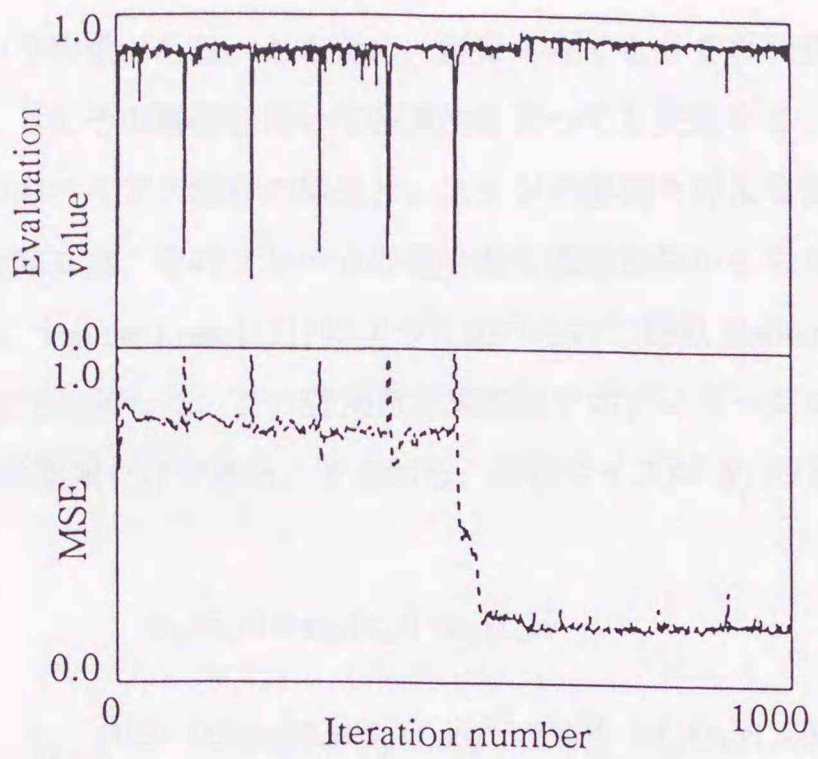


図7-6 MSEと評価値のふるまい

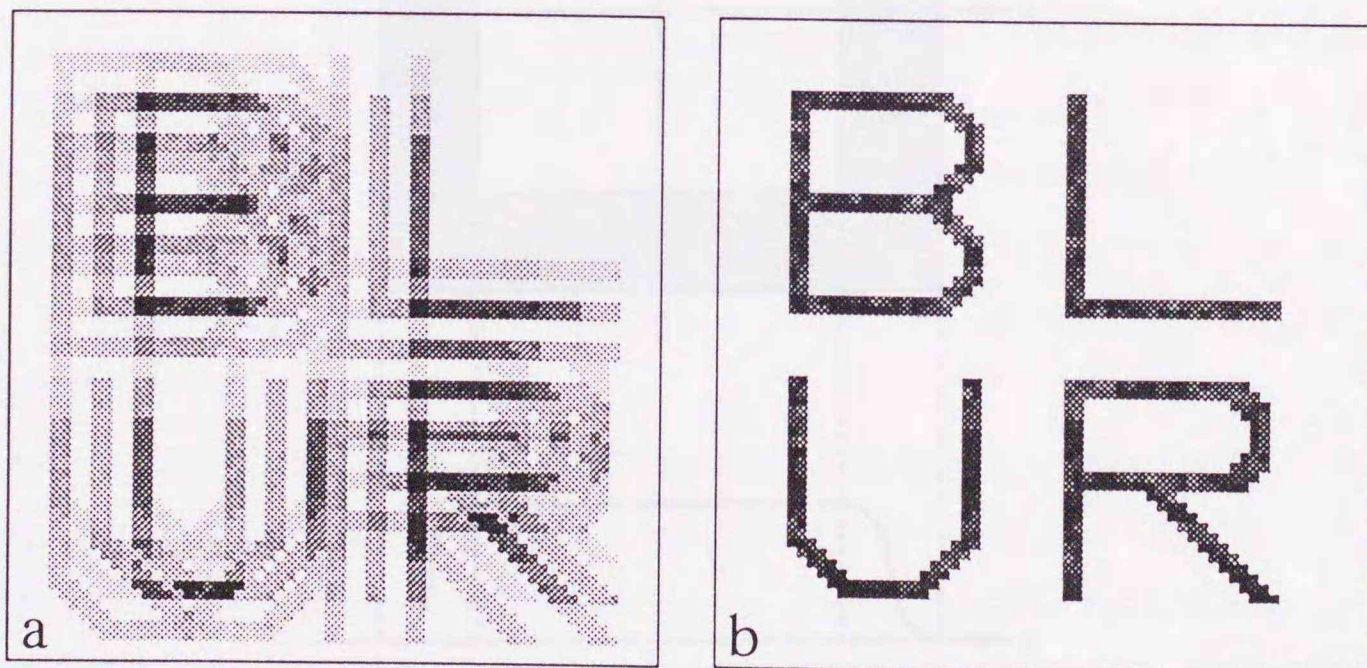


図7-7 PSFが7点の場合の像回復
(a)劣化像、(b)回復像

7-5-2 太陽粒状斑物体

ここで用いる太陽像は、それが視野を大きく越えて広がる像であることと、明るいコントラストの低い強度分布を持つ、という特徴がある。このため、画像の端でも0でない値を持つため、そこでの切り落としの影響が深刻で、単にその画像を用いて像再生を行っても失敗する。ここで行う前処理は、コントラストを改善するためのバイアス成分の除去と、エッジの影響を押えるためのアポディゼーション処理である。バイアス成分除去は、そのフレームの最小値を画像全体から引くことで実現できる。また、アポディゼーション処理は、von der Luhe [151] によって述べられた疑似 Hanning 窓関数 [2,3] を用いて行う。この窓関数の詳細は図7-8に示した。この窓関数で実際にアポディゼーション処理を行う領域は画像の端から画像サイズの10%の領域だけである。すなわち、画像サイズが N_i のときアポディゼーション窓関数は

$$w_a(x,y) = w_x(x,y) \cdot w_y(x,y) \quad (8-1a)$$

$$w_x(x,y) = \begin{cases} 0.5 - 0.5 \cos[0.5\pi d_x(x,y)/(0.1N_i)] & ; d_x(x,y) \leq 0.1N_i \\ 1 & ; d_x(x,y) > 0.1N_i \end{cases} \quad (8-1b)$$

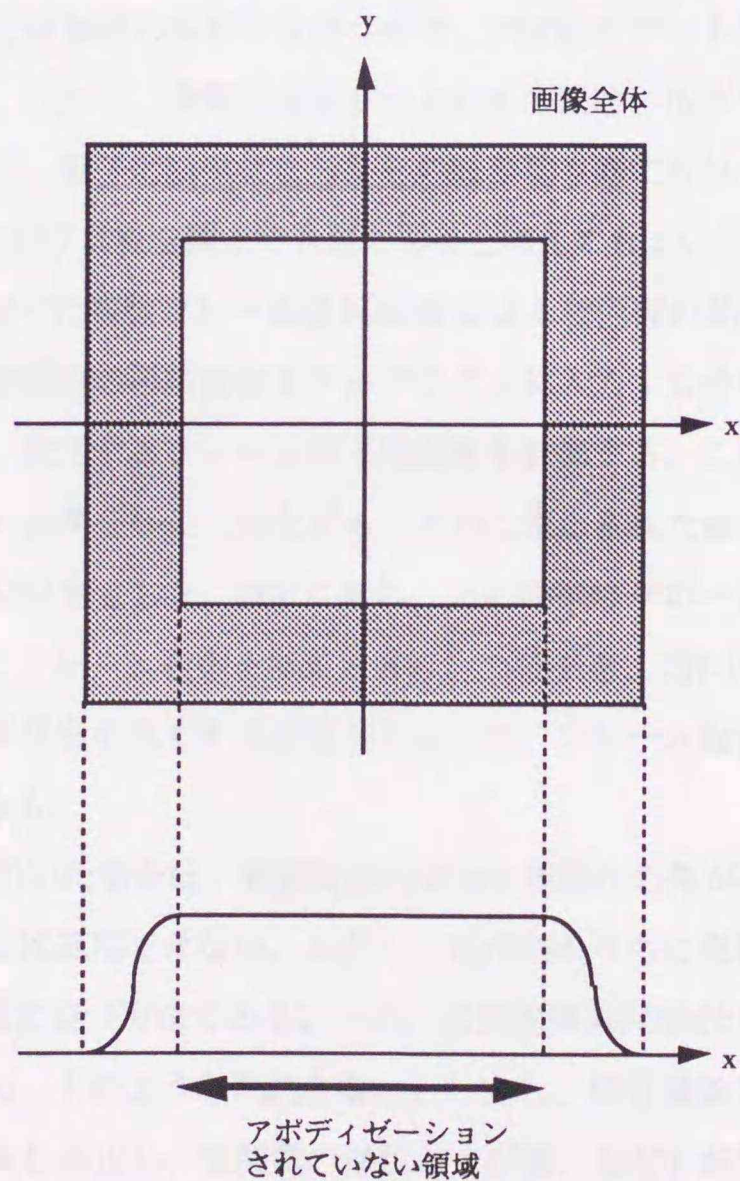


図7-8 疑似 Hanning 窓関数

$$w_y(x,y) = \begin{cases} 0.5 - 0.5 \cos\left[0.5\pi d_y(x,y)/(0.1N_i)\right] & ; d_y(x,y) \leq 0.1N_i \\ 1 & ; d_y(x,y) > 0.1N_i \end{cases} \quad (8-1c)$$

となる。ここで、 $d_x(x,y)$ と $d_y(x,y)$ はそれぞれ座標 (x,y) と最寄りの垂直方向エッジとの距離、最寄りの水平方向のエッジとの距離である。

図7-9(a)が物体、(b)が劣化像である。画像の大きさは 128×128 で、256階調に量子化されている。使用したPSFは約12画素の広がりを持つ。ここでは、観測像の低コントラストを模擬するために、劣化像を32階調に再量子化したものも使用する。この再量子化の結果、高空間周波数領域でのノイズレベルが増加する(図7-10)。図7-9(c),(d)が本章で述べた方法による32階調の劣化像からの回復像(用いた切りだし画像3枚、サイズ60画素)で、それぞれ像再生時の重み関数の半径が20と40画素のものである。ここで重み関数の形は無収差円形開口のOTFを縮小したものである。回復像において、原画像に存在する高周波におけるノイズのために、重み関数の半径が40画素の場合には非常にノイズが多くなってしまっている。これより、1枚の劣化像だけからの像回復では、遮断周波数までの回復ができないことが分る。ここで、初期推定は、半径7の円内で $[0,1)$ の一樣乱数を発生させたものとした。また、PSFに対し、半径7の円内だけにPSFが存在するというサポート拘束条件を非負拘束条件と共に用いた。ここで、周波数制限された関数は実空間上では無限の広がりを持つので、PSFにサポート拘束条件を付けることはそれに矛盾している様に見える。しかし、実際には広がったPSFの値は、広がり外側の点ほど小さくなる。この結果、そのような点では、量子化操作によってその値が切り捨てられたり、ノイズに埋まってしまう。つまり、実際のPSFの広がり実空間上で有限であると考えてもよいことになる。

比較のために、第6章で述べた複数フレーム並列BD法による像回復の結果を示す。ここで、共通関数は物体関数であるので、物体関数の初期推定をアルゴリズムに入力する必要がある。ここで初期推定は次のように決定した。まず、使用するフレームの平均画像を計算する。この中で画素値の大きい方から3分の1の画素を1、残りの画素を0に二値化する。その二値化された画像の1の領域内で $[0,1)$ の一樣乱数を発生させ、これを初期推定とした。PSFに対し、上と同様のサポート拘束条件をつけている。劣化像の階調数、遮断周波数とフレーム枚数を変えて実行した結果を、図7-11(a)-(d)に示した。階調数が少ない場合には、重み関数の半径を小さくする必要があること、フレーム枚数を増加すると、重み関数の半径を大きくできることも分る。

複数フレーム並列BD法を用いた場合は、観測時刻の異なる複数枚の像が必要であるため、各時刻における物体像が変化するときには適用できない。しかし、短時間のうちに複数枚の比較的シーイングの良い像が観測可能な場合には役に立つ方法である。一方、部分画像並列BD法を用いた場合は、1枚のフレームからの再生が可能のため、上のような制約がない。しかし、部分画像切り出しに際して、幾つかの問題(isoplanatism、しみ込みしみ出し、窓関数の形状および数、など)が生じてしまう。このうち、しみ込みしみ出しの問題に関しては、本章で一つの解決方法を提案した。また、重み関数の半径の決定方法に関しては、第8章で言及する。

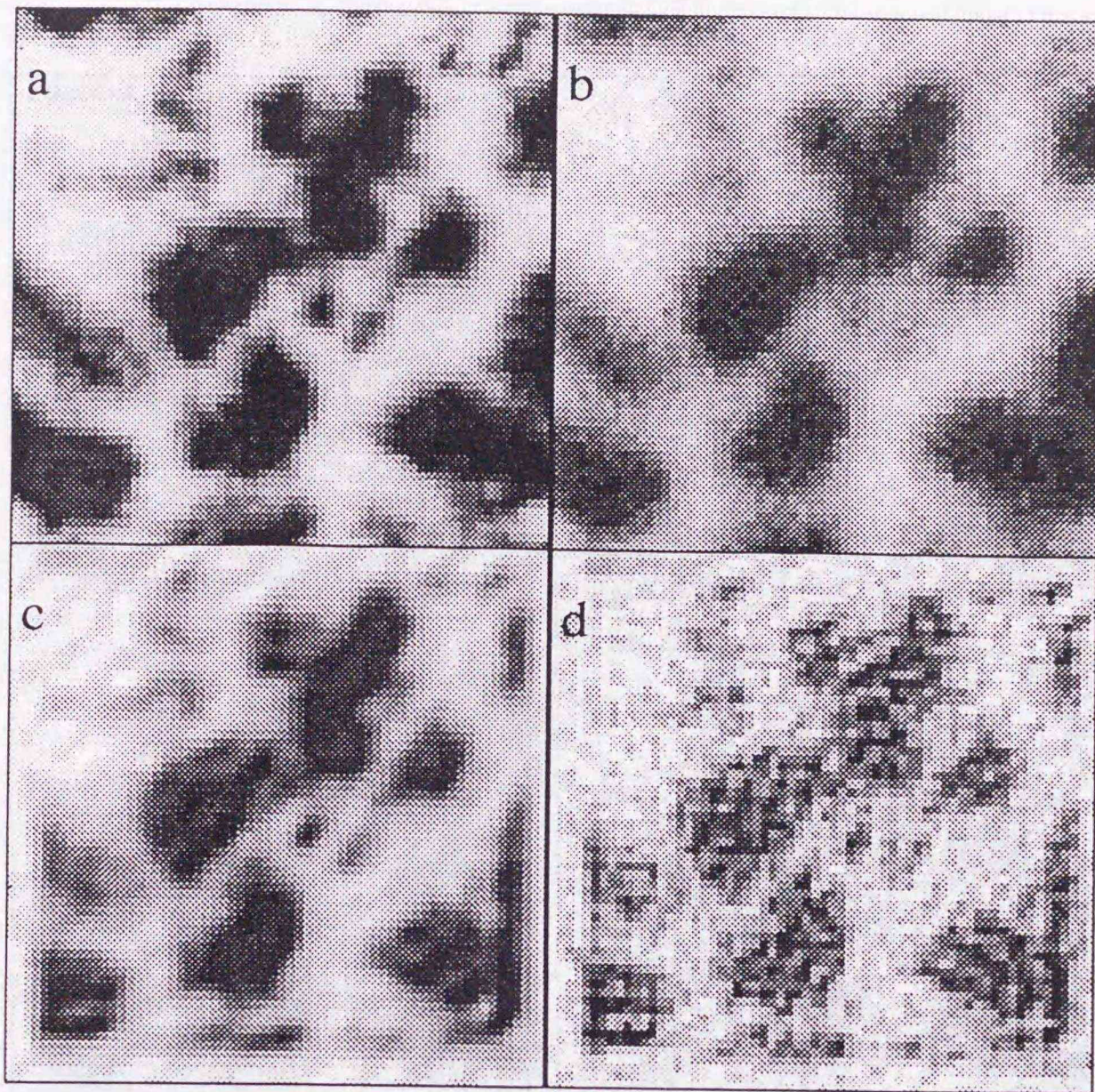


図7-9 (a)太陽粒状斑物体、(b)劣化像(256階調)、(c),(d)本章の方法による回復像、重み関数の半径がそれぞれ20,40画素

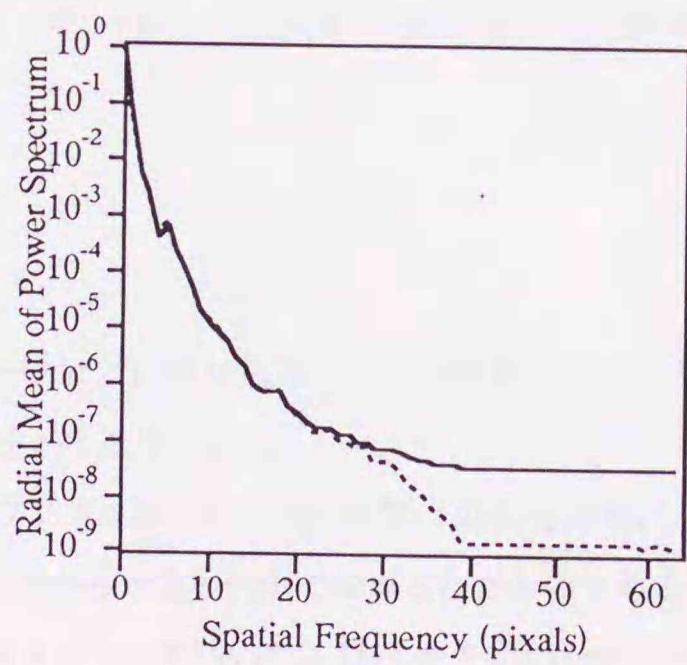


図7-10 劣化像のパワースペクトル

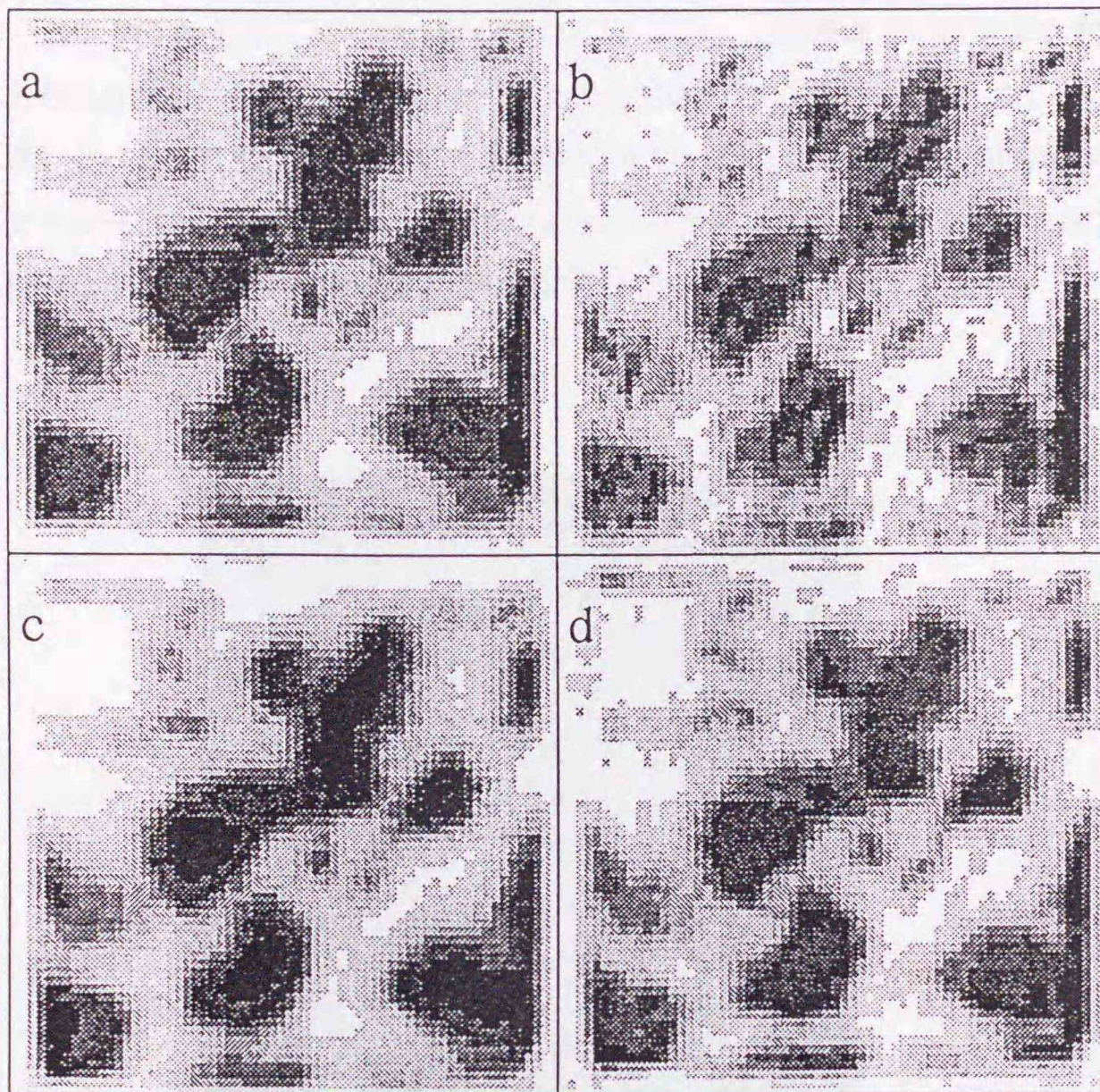


図7-11 第6章で述べた方法による回復像、(a)256階調、フレーム数3枚、重み関数半径40画素、
(b)32階調、3枚、半径40、(c)32階調、3枚、半径30、(d)32階調、6枚、半径30

7-6 太陽像再生

この章で解析する太陽データは、1992年10月22日、飛騨天文台ドームレス望遠鏡で観測されたものである。観測の詳細は3-6節で述べた通りである。

図7-12(a),(b)がバックグラウンドを除いた太陽粒状斑の画像である。これらの画像は、観測中にシーイングの良い瞬間を狙って、数秒から十数秒間隔で撮影されたものである。

まず、第6章で述べた複数フレームを用いた並列BD法を用いた像再生結果について述べる。ここで、初期推定およびPSFのサポート拘束条件はシミュレーションと同様である。PSFのサイズに関して、直径

14画素がここでは約2.5秒角に相当し、通常のシーイング状態ではPSFの広がりがこの円内におさまることが期待できる。ここで処理する画像の場合、太陽像自体が時間変化している可能性はあるが、ここではそれを考えず並列BD処理を行った。こうして得られた物体像が図7-13(a)である。これは図7-12(a),(b)それぞれのフレームからの再生像の平均像となっている。しかし、上記のように物体像が時間変化している可能性も考えられるため、平均をとらないそれぞれの再生像も図7-13(b),(c)に示した。

つぎに、本章で述べた切り出し画像を用いた並列BD法を用いた場合である。初期推定およびサポート拘束条件はシミュレーションと同様である。図7-12(a),(b)から得られた回復像がそれぞれ図7-14(a),(b)である（切り出し枚数は3枚）。細かな構造がより鮮明になっているのがわかる。

(a)



(b)

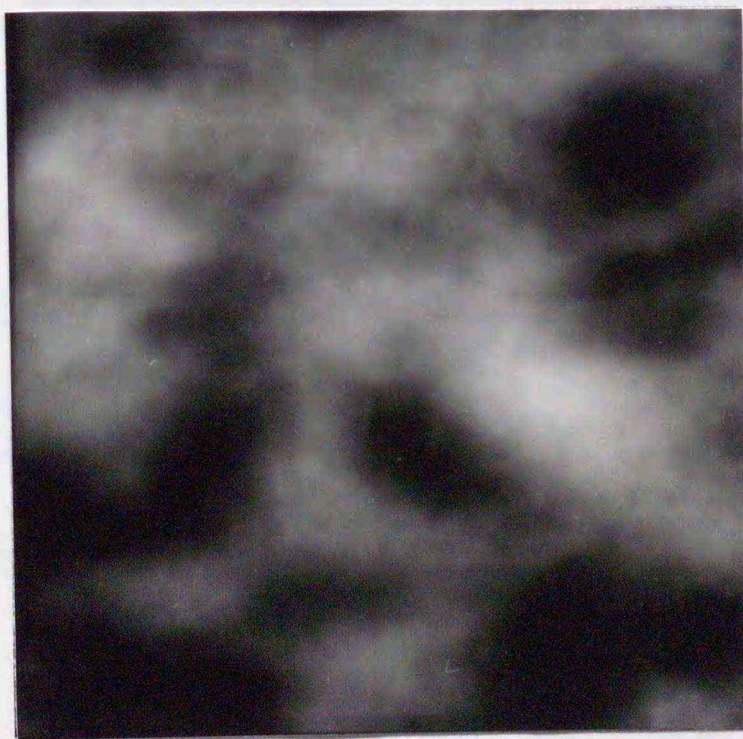


図7-12 観測された太陽像

(a)



(b)

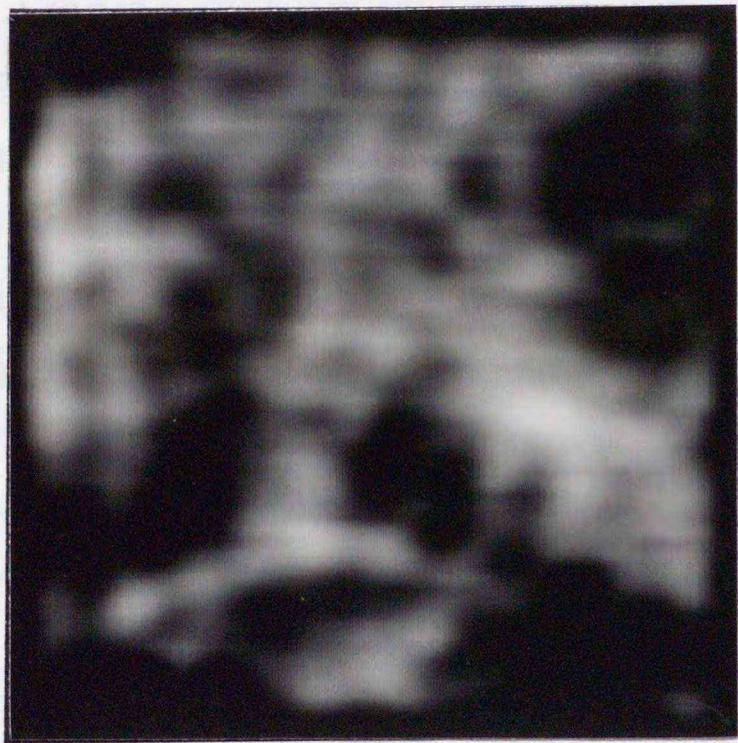


(c)



図7-13 複数フレーム並列BD法による回復像
(a);(b)と(c)の平均、(b),(c);図7-10それぞれからの回復像

(a)



(b)



図7-14 部分画像並列BD法による回復像

7-7 まとめ

一枚の劣化像から複数枚の部分画像を切り出し、それらに並列BDを適用することにより、PSFが未知の場合にも、劣化像回復が可能なアルゴリズムを提案した。また、切り出し画像は一般にそのコンボリューション関係を満足していないが、それを補正する手法を提案した。計算機シミュレーションの結果から、本手法は、切り出した部分画像のしみ込み、しみ出しによる汚染レベルがそれほど高くない場合には従来のBD法よりも良好な再生像が得られることがわかった。ここでは、切り出す部分画像の枚数や、窓関数の形状などの検討は行っていないが、より一般的な画像への適用のためには、これらの問題点をさらに検討する必要がある、今後の課題として残る。また、本手法を実観測された太陽像に適用し、より細かな構造を持つ回復像得ることができた。ここでの結果より、BD法を用いた太陽像再生の可能性が確認できた。BDを用いた方法の特徴は、ほかの太陽像回復法 [153-159] に比較して、特別な観測装置が必要でないという点と、1枚もしくは数枚のフレームから像再生が可能である点にある。そのため、現行の観測装置で太陽活動の時間解析も可能となることが期待できる。

ここで述べた方法の特徴をまとめておく。

- (1) 1枚の画像を使用。
- (2) PSF情報は不要。
- (3) 適用できる物体に制限。
- (4) 相関計算による再生像評価。
- (5) 暗い天体には適用不可。
- (6) 再生像のMSEは、切り出し画像の汚染レベルに強く依存。

第8章 画像切り出しに基づく複数フレームからの太陽 像回復法

8-1 はじめに

前章では、複数フレームBD法（第6章）と画像切り出しBD法（第7章）を太陽観測像に適用し、高分解能な像を得ることができた。しかし、それらのBD法では、トリビアル解への収束、およびアルゴリズムの収束性の問題は完全に解決されたわけではなかった。

そこで、本章では適用対象を太陽粒状斑画像に限定して、それらの問題の解決を図る。ここで、太陽粒状斑画像は次のような特徴を持つ。

- (a) 大気揺らぎの時間スケール（10ミリ秒程度）は、太陽粒状斑が変化する時間スケール（数秒～数十秒）に比べてかなり短い。このため、像回復処理に複数枚のフレームが使用できる。
- (b) 太陽粒状斑画像では、適当な大きさ（1秒角程度）の粒状斑が画像全面に分布する。このため、第7章で述べた画像切り出しBD法が適用可能である。
- (c) 画像は、検出器の視野を越えて広がっているため、画像エッジでの切り落としによって、観測像のコンボリューション関係が乱される。
- (d) 太陽像は、明るい低コントラストであるため、観測像の画素値の分布が狭くなる。このため、物体の高空間周波数の回復が難しくなる。

本章では、(a)と(b)の特徴を考慮した画像切り出しに基づく複数フレームブラインドデコンボリューション（Segmentation-based Multiframe Blind Deconvolution; SMBD）法 [44,160] による太陽像回復について述べる。ここで、画像切り出しと複数フレーム処理を併用することによって、収束性、解の一意性、および画像エッジでの切り落としの問題(c)を解決できることを示す。また、(d)の問題に関する対策法を述べる。計算機シミュレーションと太陽観測像に適用し、本手法の性能を検証する。

8-2 複数フレーム処理と画像切り出しの効果

ここで、図8-1は多数フレームからの画像切り出しを表している。時間順に観測されたN枚の太陽像がスタックとして描かれている。それら個々のフレームは、共通の物体関数とそれぞれ異なったPSFとのコンボリューションである。それぞれのフレームから、M枚の部分画像を切り出すことによって、全体としてM×N枚の部分画像が得られる。明かに、同じフレームから切り出された部分画像は共通のPSFを持つ。また、それぞれのフレームの同じ位置から切り出された部分画像は共通の物体関数を持つ。このことから、以下の節で述べるような効果が生じる。

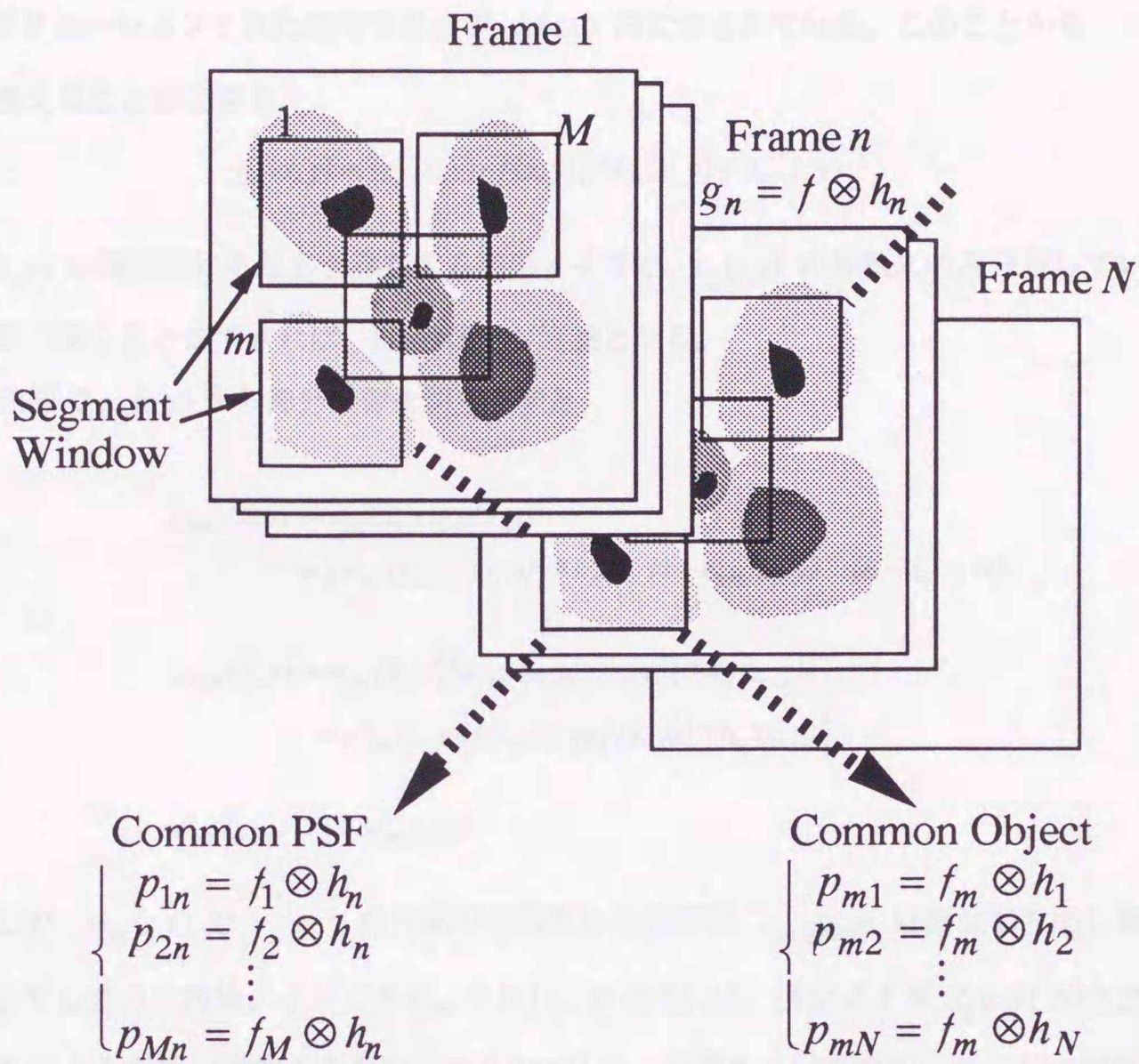


図8-1 複数フレームからの画像切り出し

8-2-1 画像エッジの影響の抑制

地上で観測される天体像は通常物体 $f(x,y)$ とPSF $h_n(x,y)$ とのコンボリューションとなる。

$$i_n(x,y) = f(x,y) * h_n(x,y) \quad (8-1)$$

しかし、物体が視野を越えて広がっている場合には像の一部のみが観測されるため、観測像は次のように表される。

$$g_n(x,y) = z_1(x,y) \cdot \{f(x,y) * h_n(x,y)\} \quad (8-2)$$

ここで、 $z_1(x,y)$ は視野に対応する窓関数で、矩形領域内で1それ以外では0である。この式から、観測像においてコンボリューション関係が厳密には成立していないことが分る。ここで、 $z_1(x,y)$ と共通の中心を持ち、辺の長さが $z_1(x,y)$ より短いある窓関数 $z_2(x,y)$ を考える。ただし、 $z_1(x,y) - z_2(x,y)$ がPSFの広がりよりも大きいという条件を満たしているとする。すると、 $z_2(x,y)$ 内の物体に関する情報は、それが

PSFとコンボリューションされた場合でも必ず $z_1(x,y)$ 内に含まれている。このことから、(8-2)式は次のように書き換えることができる。

$$g_n(x,y) = \{z_2(x,y) \cdot f(x,y)\} * h_n(x,y) + d_n(x,y) \quad (8-3)$$

ここで、 $d_n(x,y)$ は観測像にもともと存在する汚染ノイズで、 $z_2(x,y)$ の外側にのみ分布している。この汚染ノイズを取り除くことができれば、BDの適用が可能となる。

$z_2(x,y)$ の内部で $g_n(x,y)$ から部分画像を切り出すと、

$$\begin{aligned} p_{mn}(x,y) &= w_m(x,y)g_n(x,y) \\ &= \{w_m(x,y)f(x,y)\} * h_n(x,y) + c_{mn}(x,y) \quad (n=1, \dots, N), \end{aligned} \quad (8-4)$$

$$\begin{aligned} c_{mn}(x,y) &= w_m(x,y) [\{w'_m(x,y)f(x,y)\} * h_n(x,y)] \\ &\quad - w'_m(x,y) [\{w_m(x,y)f(x,y)\} * h_n(x,y)], \end{aligned} \quad (8-5)$$

$$w'_m(x,y) = 1 - w_m(x,y) \quad (8-6)$$

となる。ここで、 $w_m(x,y)$ は $z_2(x,y)$ の内部で定義された窓関数、 $c_{mn}(x,y)$ は画像切り出し操作によって人為的に生じてしまった汚染ノイズである。しかし、(8-4)式には、汚染ノイズ $d_n(x,y)$ が含まれていない。この結果、このような部分画像から再生されるPSFには、画像エッジでの切り落としの影響がほとんど現れないと考えられる。ただし、人為的汚染ノイズの補正が必要になる(8-3節)。

8-2-2 解の一意性

人為的汚染ノイズがうまく補正された(またはそれが無視できる)場合には、部分画像は

$$p_{mn}(x,y) = f_m(x,y) * h_n(x,y) \quad (8-7)$$

$$f_m(x,y) = w_m(x,y) \cdot f(x,y) \quad (8-8)$$

と書くことができる。ここで、 $f_m(x,y)$ は切り出された部分物体である。すなわち、全部で $M \times N$ 枚のコンボリューション画像が回復処理に使用できることになる。部分画像のフーリエ変換は

$$P_{mn}(u,v) = F_m(u,v) \cdot H_n(u,v) \quad (8-9)$$

となる。ここで、 $F_m(u,v)$ と $H_n(u,v)$ は $f_m(x,y)$ と $h_n(x,y)$ のフーリエ変換である。さて、これらの式を満足する解の集合は

$$\left\{ \hat{F}_m(u,v) = F_m(u,v) \cdot A(u,v) \quad (m=1, \dots, M), \quad \hat{H}_n(u,v) = H_n(u,v) / A(u,v) \quad (n=1, \dots, N) \right\}$$

となることが分る。ここで、 $A(u,v)$ は便宜上導入された任意の関数である。

ここで、この解集合について考える。(i) $A(u,v)$ が定数ならば、上の集合は真の解を表す。(ii) $A(u,v)$ が定数でない場合、 $A(u,v)$ と $1/A(u,v)$ の両方の関数ともに実空間の拘束条件（非負、サポート）を満足することはない。このため、この場合は実空間の拘束によって避けることができる。(iii) M 個の $F_m(u,v)$ または N 個の $H_n(u,v)$ のすべてが定数になることはない。すなわち、トリビアル解はここでのBDの解とはなりえない。まとめると、(8-9)式を満足する解集合は、拘束条件の適用下で、真の解集合だけとなる。

8-2-3 誤差関数の低減

規格化された誤差関数を次のように定義する。

$$E = \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |\tilde{p}_{mn}(x,y) - \tilde{f}_m(x,y) * \tilde{h}_n(x,y)|^2 dx dy \quad (8-10)$$

$$B = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |\tilde{f}_{mn}(x,y)|^2 dx dy \quad (8-11)$$

ここで、 $f_m(x,y)$ と $h_n(x,y)$ は $f_m(x,y)$ と $h_n(x,y)$ の推定で、 $p_{mn}(x,y)$ は汚染ノイズが補正された部分画像である。この誤差関数 E が0に収束したとき、8-2-2節で述べたように、真の解が得られていることになる。

次に、この誤差関数を減少させるように $f_m(x,y)$ と $h_n(x,y)$ を更新する方法を述べる。まず、(8-10)式を次のように書き換える。

$$E = \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N e_n, \quad (8-12)$$

$$e_n = \sum_{m=1}^M \iint |\tilde{p}_{mn}(x,y) - \tilde{f}_m(x,y) * \tilde{h}_n(x,y)|^2 dx dy \quad (8-13)$$

物体関数の集合 $\{f_m(x,y)\}$ が与えられたとき、パーセバルの定理を使って(8-12)式を書き換え、 e_n の $h_n(x,y)$ による微分を計算する。その微分が0になるような $h_n(x,y)$ において、 e_n が最小となる。こうして計算することにより、 e_n を最小とする $h_n(x,y)$ のスペクトルが

$$\hat{H}_n(u,v) = \frac{\langle \tilde{P}_{mn}(u,v) \cdot \tilde{F}_m^*(u,v) \rangle}{\langle |\tilde{F}_m(u,v)|^2 \rangle} \quad (8-14)$$

として求められる。ここで、括弧は部分画像に関する平均を表す。このようにして得られる解集合 $\{H_n(u,v)\}$ によって、全ての e_n が最小化されるので、誤差関数 E もまた最小化されることになる。

同様に、与えられた $\{h_n(x,y)\}$ に対して、 $\{F_m(u,v)\}$ は

$$\hat{F}_m(u, v) = \frac{\langle \hat{P}_{mn}(u, v) \cdot \hat{H}_n^*(u, v) \rangle}{\langle |\hat{H}_n(u, v)|^2 \rangle} \quad (8-15)$$

として与えられる。結局、(8-15)と(8-14)式を用いて、 $F_m(u, v)$ と $H_n(u, v)$ を交互に推定することによって、誤差関数を減少させることができる。

8-3 アルゴリズム

前節で述べた効果は、画像切り出しに伴って発生した人為的な汚染ノイズが補正されたという条件の下で、有効となる。このため、実際的アルゴリズムでは、この汚染ノイズを補正することが必要となる。ここで提案するアルゴリズムは次のような処理手順を持つ。

STEP 1) N 個のPSFの初期推定を適当に与える。ただし、この初期推定のスペクトルは $W(u, v)/M(u, v)$ によって重みづけることが必要である (8-3-2節)。

STEP 2) 全てのフレームの複数の位置で部分画像を切り出す。切り出しのための窓関数の形と数は、原画像を見て適当に決める。本章では、窓関数の形を適当な大きさの矩形に固定し、部分画像の数の影響を調べる。

STEP 3) とりあえず、人為的な汚染ノイズが0であると仮定して、(8-15)式を用いて、部分物体のスペクトルを次のように決定する。

$$\hat{F}_m(u, v) = \frac{\langle \hat{P}_{mn}(u, v) \cdot \hat{H}_n^*(u, v) \rangle}{\langle |\hat{H}_n(u, v)|^2 \rangle} \cdot \frac{W^2(u, v)}{M(u, v)} \quad (8-16)$$

ここで、重み項 $W^2(u, v)/M(u, v)$ は、回復すべき上限周波数を制限すると同時に、このスペクトルから得られる像が非負拘束条件を満たすようにしたものである。ここで得られたスペクトルを逆フーリエ変換し、それに拘束条件を課すことによって、 M 個の部分物体の推定 $f_m(x, y)$ を得る。

STEP 4) 同様に、PSFのスペクトル

$$\hat{H}_n(u, v) = \frac{\langle \hat{P}_{mn}(u, v) \cdot \hat{F}_m^*(u, v) \rangle}{\langle |\hat{F}_m(u, v)|^2 \rangle} \cdot \frac{W^2(u, v)}{M(u, v)} \quad (8-17)$$

を求める。これを、逆フーリエ変換し、それに拘束条件を課すことによって、 N 個のPSFの推定 $h_n(x, y)$ が得られる。

STEP 5) STEP 3 と 4 を K 回繰り返す (内部ループ)。

STEP 6) 得られた N 個のPSFを使って、物体全体のスペクトルを推定する。

$$\tilde{F}(u, v) = \frac{\langle G_n(u, v) \cdot \tilde{H}_n^*(u, v) \rangle}{\langle |\tilde{H}_n(u, v)|^2 \rangle} \cdot \frac{W^2(u, v)}{T(u, v)}, \quad (8-18)$$

このフーリエ変換を求め、それに拘束条件を適用することによって、物体の推定像 $f(x, y)$ を得る。ここで、観測像 $g_n(x, y)$ には7-6節で述べた方法によって、アポディゼーションを課している。

STEP 7) ここまでに求められた物体とPSFの推定 $f(x, y)$ と $h_n(x, y)$ を使って、(8-5)式の $f(x, y)$ と $h_n(x, y)$ を置き換えることにより、人為的汚染ノイズ項を次のように推定する。

$$\begin{aligned} \tilde{c}_{mn}(x, y) = & w_m(x, y) \left[\left\{ w'_m(x, y) \tilde{f}(x, y) \right\} * \tilde{h}_n(x, y) \right] \\ & - w'_m(x, y) \left[\left\{ w_m(x, y) \tilde{f}(x, y) \right\} * \tilde{h}_n(x, y) \right] \end{aligned} \quad (8-19)$$

これを使用して、切り出し画像を

$$\tilde{f}(x, y) = f(x, y) - \tilde{c}_{mn}(x, y) \quad (8-20)$$

として補正する。

STEP 8) STEP 3~7 を L 回繰り返す (外部ループ)。

8-3-1 実空間拘束条件

ここで使用する実空間拘束条件は、物体に関して非負、PSFに関しては非負とサポートである。非負拘束は、得られた像の負の画素値を0にすることで実現できる。また、サポート領域を、シーイングサイズより少し大きな円とする。このシーイングサイズの大きさは、太陽観測時に、太陽リムをモニターするなどの方法によって、推定できる。

サポート拘束を行う利点の一つは、推定像へ的人為的汚染ノイズの影響の軽減である。その人為的汚染ノイズの項を(8-9)式に書き加えたとき、拘束されていないPSFのスペクトルは

$$H'_n(u, v) = P_{mn}(u, v) / F_m(u, v) + C_{mn}(u, v) / F_m(u, v) \quad (8-21)$$

となる。このフーリエ変換は

$$h'_n(x, y) = h_n(x, y) + FT^{-1} [C_{mn}(u, v) / F_m(u, v)] \quad (8-22)$$

となる。ここで FT^{-1} は逆フーリエ変換を表す。部分物体 $f_m(x, y)$ は窓関数 $w_m(x, y)$ の中でのみ値を持ち、汚染ノイズ $c_{mn}(x, y)$ はエッジ付近でのみ値を持つ。このため、(8-22)式の第2項は窓関数のエッジ付近で大きな値を持つ像になる。すなわち、この窓よりも小さなPSFサポートを課することによって、そのエッ

ジ付近に生じている大きな値の影響を避けることができる。この結果、PSFのサポートによって、人為的汚染ノイズの影響を軽減することができる。

8-3-2 デコンボリューションの修正

ここでは、重み項 $W^2(u,v)/M(u,v)$ の効果を考える。観測された物体のスペクトルは遮断周波数の内部だけで物体のスペクトル情報を含んでいる。このため、観測像を単にBDすると、 $F(u,v)\Pi(u,v)$ と $H_n(u,v)$ の二つのスペクトルが得られる。ここで、 $\Pi(u,v)$ は円形関数である。しかし、 $F(u,v)\Pi(u,v)$ のフーリエ変換は通常、非負拘束条件を満足しない。それゆえ、ここでの天体像回復処理では、天体の回折限界像またはそのスペクトル $F(u,v)M(u,v)$ を求めることを目的とする。ここで、 $M(u,v)$ は望遠鏡の振幅伝達関数 (MTF)。

通常、観測像のスペクトルは高空間周波数領域で、ノイズが顕著になる。このような場合に、デコンボリューションを実行すると、特に遮断周波数近辺でノイズが強調されてしまう。これを避けるためには、回復すべき周波数の上限を遮断周波数よりも小さくする必要がある。すなわち、回復する物体のスペクトルを $F(u,v)M(u,v)$ ではなく、 $F(u,v)W(u,v)$ とする。この重み関数を

$$W(u,v) = M(u \cdot c_f / c_l, v \cdot c_f / c_l), \quad (8-23)$$

と定義する。ここで、 c_l は回復される周波数の上限 (上限周波数) である。重み関数 $W(u,v)$ はMTF $M(u,v)$ を縮小したものである。

さて、 $W^2(u,v)/M(u,v)$ によって重み付けを行うと、結果的に得られるスペクトルは

$$F(u,v)W(u,v) \text{ と } H_n(u,v)W(u,v)/M(u,v)$$

となる。これより、推定される物体像は、遮断周波数が c_l である実際より小さな口径を持つ仮想的望遠鏡で観測された回折限界像に等しい。一方、得られるPSFは、通常非負条件を満足していないが、単に $H_n(u,v)\Pi(u,v)$ から得られるものよりは、含まれる非負値量は少ないことが期待できる。

次に、上限周波数 c_l を決定する方法を述べる。まず、観測像の平均スペクトルの動径方向の平均 $R(r)$ を計算する。ここで、 r は空間周波数面における中心からの距離。また、遮断周波数の外側の環状の領域でのパワースペクトルの平均をノイズレベル n_l をする。こうして得られた、 $R(r)$ と n_l を使って、

$$R(r) - n_l \geq n_l / \sqrt{N_m}, \quad (8-24)$$

を満足する最も大きな周波数 r を c_l とする。ここで、 N_m は N と M の小さい方を示す。この不等式の左辺は空間周波数 r での信号成分に等しい。右辺はノイズ成分を表すが、 N_m の平方根で割られている。

これは、つぎのような考察に基づいて行っている。ここで提案する方法では、複数フレームの使用によって実質的なノイズレベルは n_l より小さくなるはずである。天体スペckル干渉法でのSN比の理論[4]から、パワースペクトルのSN比はフレーム数の平方根で改善されることが分っているので、ここでは(8-24)式のように、ノイズ成分をフレーム数の平方根で割ることにした。この式から、上限周波数を高くするためには、フレーム数と、1フレーム当りの切り出し数の両方を大きくする必要があることが分る。

8-3-3 誤差関数のふるまい

提案したアルゴリズムでの、誤差関数のふるまいについて考える。8-2-3節では、誤差関数が反復と共に減少することを述べた。しかしながら、その性質は、提案したアルゴリズムの全体を通して、完全に保持されていない。この原因の一つは、内部ループでの物体とPSFの拘束 (STEP 3, 4) であり、もう一つは、部分画像そのものの修正 (STEP 7) である。しかし、前者は最初の外部ループ時を除いて、それほど深刻ではない。これはある程度よい推定像が得られるようになると、拘束によってあまり大きな変化が推定像に生じないからである。つまり、誤差減少の性質は、2回目以降の内部ループでは保持されている。これは、後の計算機シミュレーションの結果から確認できる。

後者の問題に関して、部分画像の修正処理が誤差関数にどのような影響を与えるか考える。まず、外部ループ l 回目における内部ループ $k=0$ と K 回目での誤差を E_0^l 、 E_K^l と書くことにする (付録1)。

$$E_0^l = \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |S_{mn}^l|^2 dx dy, \quad (8-25)$$

$$E_K^l = \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |S_{mn}^l + f_m * \delta h_n^l + \delta f_m^l * h_n|^2 dx dy, \quad (8-26)$$

$$S_{mn}^l = w_m [f * \Delta h_n^l + \Delta f^l * h_n], \quad (8-27)$$

$$\begin{cases} h_n^l = h_n + \Delta h_n^l, & h_n^{l+1} - h_n^l = \delta h_n^l \\ f_m^l = f_m + \Delta f_m^l, & f_m^{l+1} - f_m^l = \delta f_m^l \\ f^l = f + \Delta f^l, & f^{l+1} - f^l = \delta f^l \end{cases} \quad (8-28)$$

ここで、 Δf_m^l と Δh_n^l はそれぞれ推定物体および推定PSFの真の物体とPSFからの誤差である。 δf_m^l と δh_n^l は外部ループ l 回目と $(l+1)$ 回目での推定像間での差。 S_{mn}^l は正しくない推定を用いて、汚染ノイズを補正したことによって生じるエラーである。さて、 $(l+1)$ 回目の外部ループでは、誤差は

$$E_0^{l+1} = \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |S_{mn}^l + f_m * \delta h_n^l + \delta f_m^l * h_n + \varepsilon_{mn}^l|^2 dx dy, \quad (8-29)$$

$$\varepsilon_{mn}^l = w_m [\{w'_m f\} * \delta h_n^l] - w'_m (f_m * \delta h_n^l) + w_m [\{w'_m \delta f^l\} * h_n] - w'_m (\delta f_m^l * h_n) \quad (8-30)$$

となる(付録1)。ここで、 ε_{mn}^l は物体とPSFの推定を更新したことによって生じたエラーである。上で述べたように、 E_K^l は E_0^l よりも小さくなることから、 $f_m^l * \delta h_n^l$ と $df_m^l * h_n^l$ は誤差関数を減少させるように働くことが分る。これらの項は Δf_m^l と Δh_n^l がゼロでなければゼロにはならず、 Δf_m^l と Δh_n^l が減少するにつれて小さくなる。また、推定がもう変化しなくなったとき ($\delta f_m^l = \delta h_n^l = 0$)、 E_K^l と E_0^l は同じ値となる。一方、 ε_{mn}^l は通常誤差を増加させる要因となるが、エッジ付近にのみ存在するので、この項の影響は誤差を減少させる項に比べて大きくないことが期待できる。また、この項は Δf_m^l と Δh_n^l の減少と共に小さくなる。これらのことから、誤差関数の収束する値は、部分画像の修正によってほとんど影響を受けないことが分る。

これより、外部ループ1回目を除いて、定義した誤差関数は反復と共に収束に向かう傾向にことがわかる。言い替えると、外部ループ1回目の推定がある程度うまく行った場合には、本手法によって正しい解が得られる、と言える。外部ループ1回目の推定の成否は、切り出し画像がコンボリューション関係をどの程度保持しているかに依存すると考えられる。

8-4 計算機シミュレーション

シミュレーションには太陽粒状斑を模擬した物体を使用する。そうして、その物体にバイアスを加えたものを作成する。ここで、物体の画素値の総和を s_{tot} 、バイアス成分の総和を、 s_{bias} とし、バイアス比を s_{bias}/s_{tot} で定義する。バイアスを加えた物体と、McGlamery [150]の方法にしたがって発生させたPSFとコンボリューションする。ここで、 $D/r_0=6.3$ (D は望遠鏡の口径、 r_0 はFriedパラメータ)である。得られたコンボリューション像に約25dBのガウスノイズを加えた後、255階調に量子化し、劣化像とする。劣化像からその最小値を引いた像を像再生処理に使用する。図8-2 (a)は物体の回折限界像、(b)は発生させたPSF、(c),(d)はバイアス比が0と0.8の場合の劣化像である。それぞれの劣化像における画素値の分布範囲は [0,180]、[0,50]である。画像サイズは128×128画素、窓関数の大きさは50×50画素である。図8-2(e)は画像切り出しのための窓関数である。ここで、実線の四角で表した窓関数は $M=3$ の時に使用し、破線のものは $M=5$ のときに実線のものに合わせて使う。発生させたPSFの平均サイズは約20画素であるので、PSFのサポートは直径26画素の円とした。劣化画像をアポディゼーションする領域は各エッジから18画素の範囲とした。図8-3は図8-2(c),(d)に示す劣化像の平均パワースペクトルの動径方向の平均をプロットしたものである。画素値の分布範囲が狭くなると(実線)、ノイズレベルが非常に大きくなることが分る。ノイズレベルは遮断周波数の外側の幅20画素の環状領域で計算した。

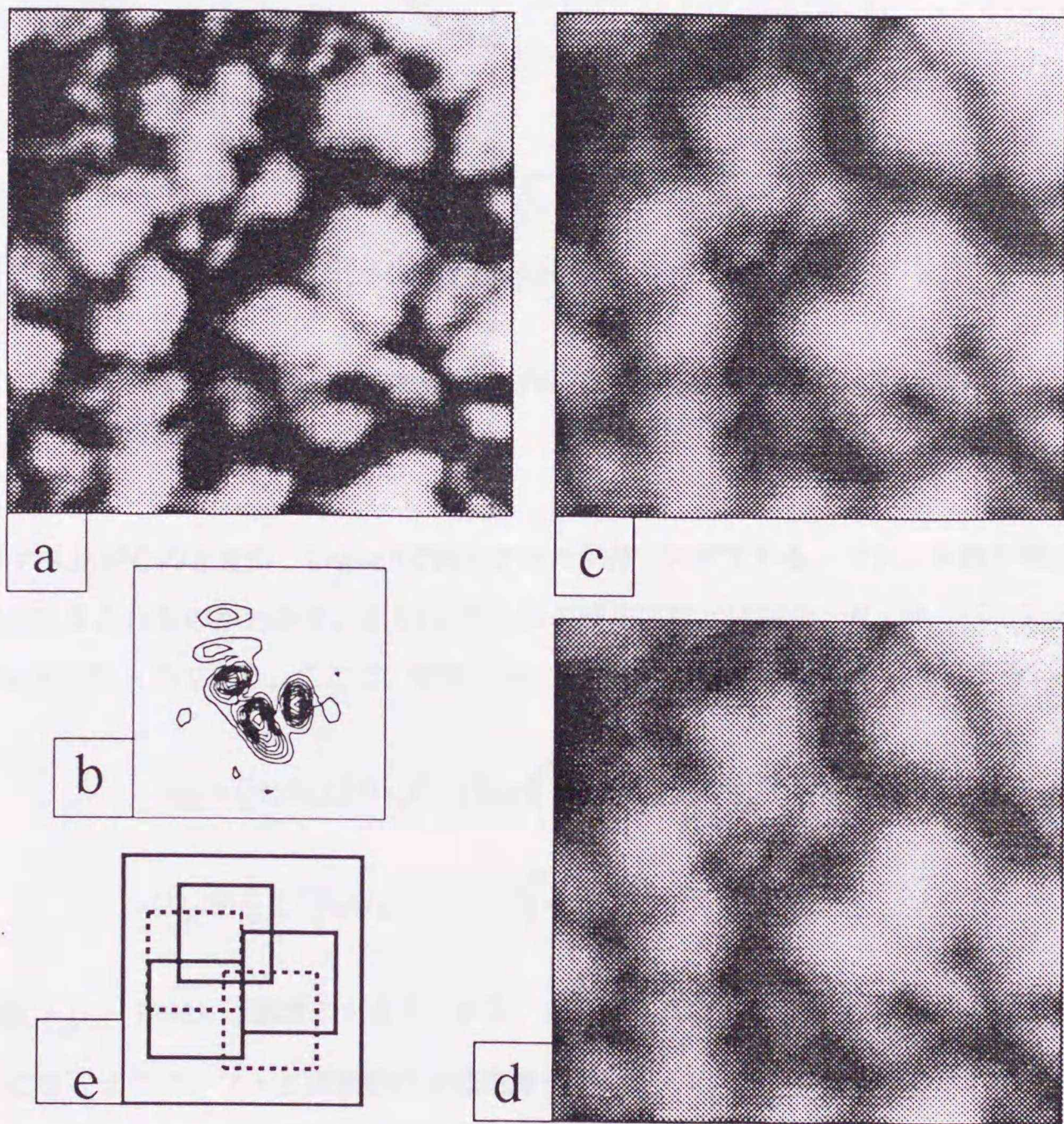


図8-2 (a)回折限界像、(b)発生させたPSF、(c)劣化像(バイアス比0.0)、
(d)劣化像(バイアス比0.8)、(e)使用した窓関数

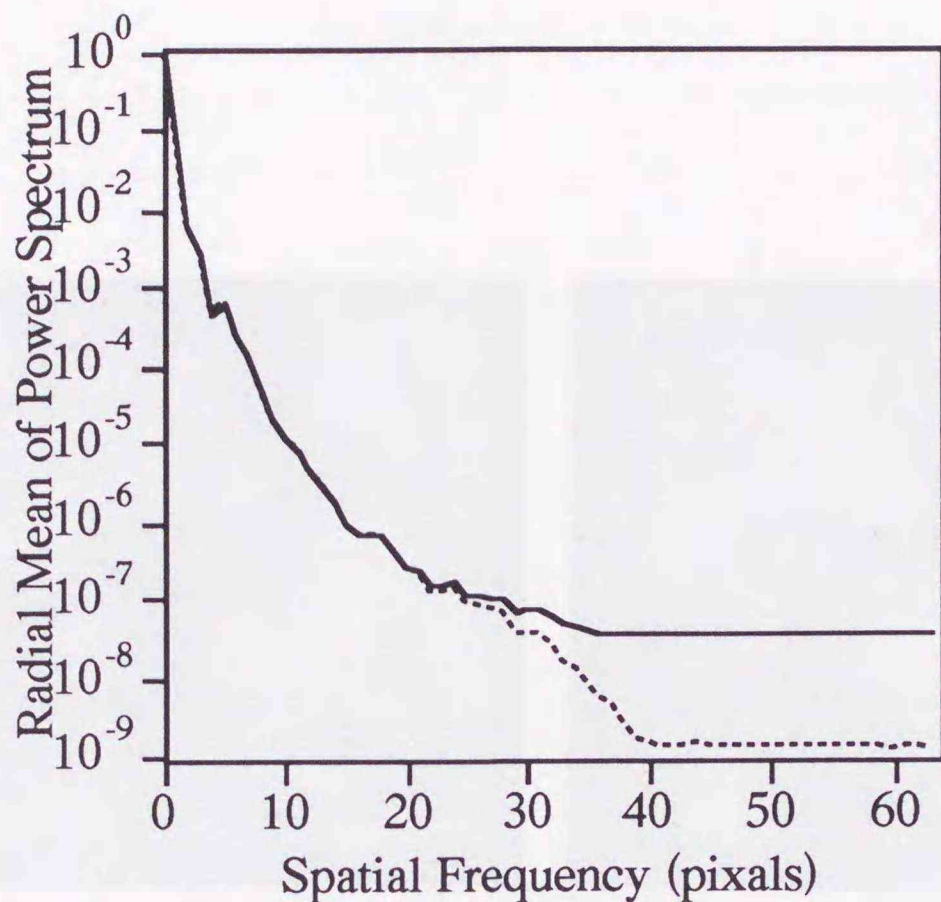


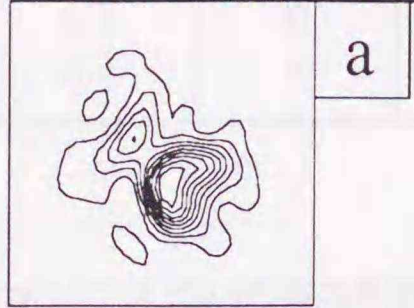
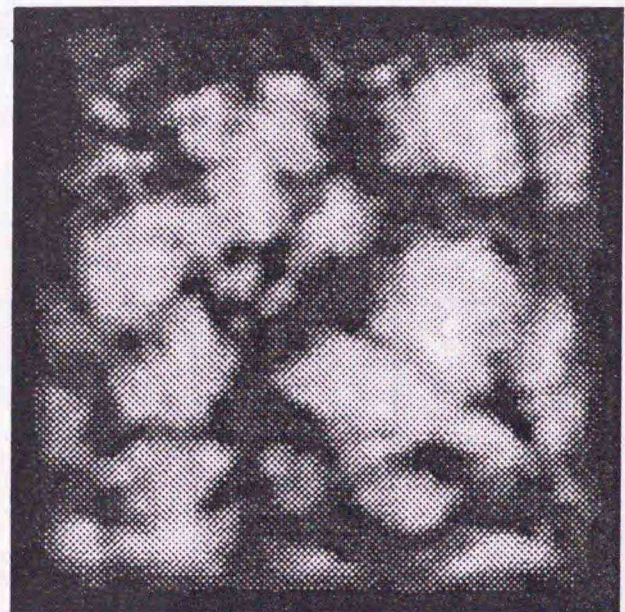
図8-3 平均パワースペクトルの動径方向の平均、バイアス比0.0 (破線)、0.8 (実線)

図8-4はバイアス比が0のときの、 $L=K=10$ で再生された物体とPSFである。フレーム数が増加するに従って、再生像が改良されるのがわかる。表8-1は再生像の誤差関数とMSEを、 N 、 M 、バイアス比の様々な値についてまとめたものである。ここで、物体とPSFのMSEはそれぞれ次の式で計算する。

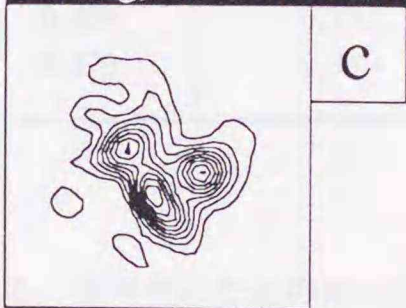
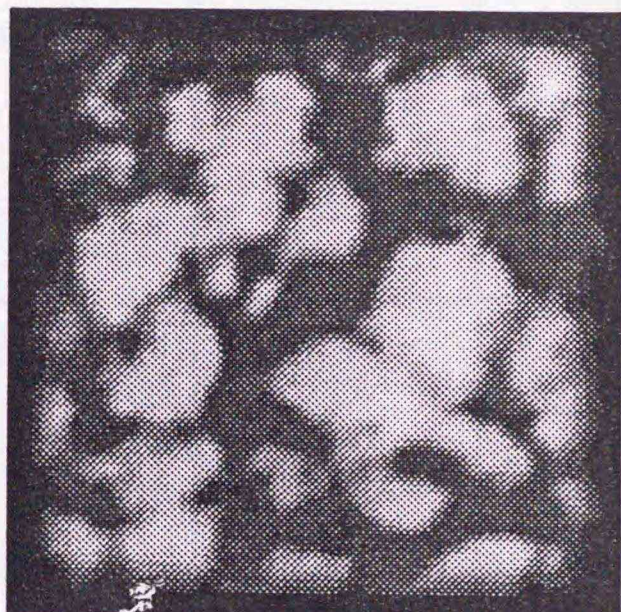
$$Q_0 = \iint z_2(x,y) |\tilde{f}(x,y) - f(x,y)|^2 dx dy / \iint z_2(x,y) |f(x,y)|^2 dx dy \quad (8-31)$$

$$Q_p = \frac{1}{N} \sum_n \iint |\tilde{h}_n(x,y) - h_n(x,y)|^2 dx dy / \iint |h_n(x,y)|^2 dx dy \quad (8-32)$$

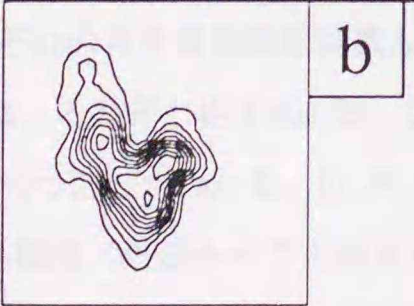
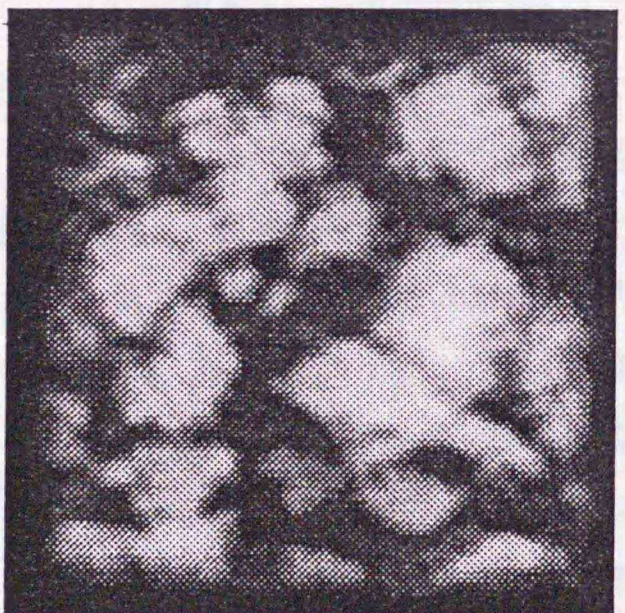
ここで、窓関数 $z_2(x,y)$ は 92×92 画素の大きさである。これらの式に現れる推定、 $f(x,y)$ および $h_n(x,y)$ にはMSEが最小になるようにシフトと画素値の定数倍操作を行っている。物体のMSEはアポディゼーションされた領域を含まないように、像の中心部だけで計算する。表8-1から、 N が大きくなるとMSEが小さくなることと、 M が大きくなっても常にMSEが小さくなるわけではないことがわかる。これは、 M が増加しても新しい情報がそれほど増えないためであると考えられる。つまり、図8-2(d)において、破線の四角で新たに囲まれる領域が小さいからである。また、表中に示した誤差値は大きな N と M に対しては減少する傾向にあるが、それらはMSEと完全には対応していない。



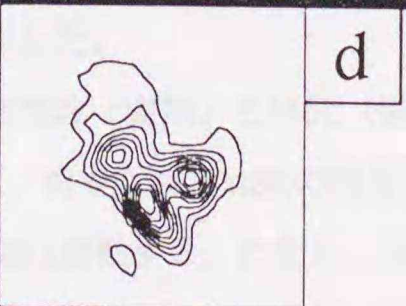
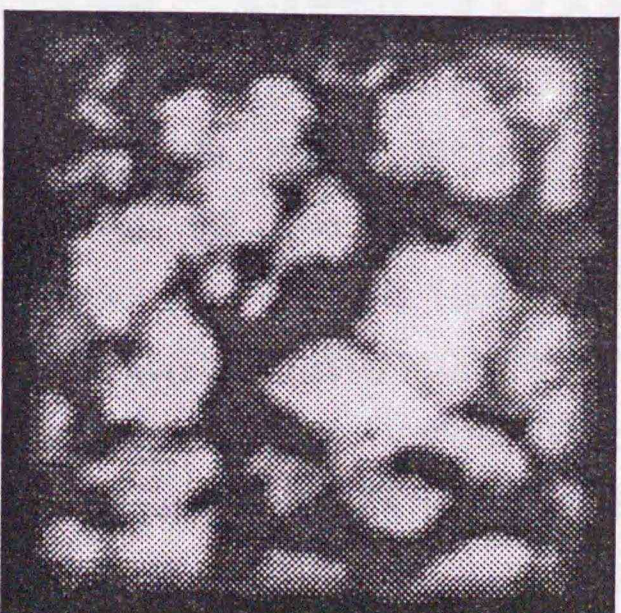
a



c



b



d

図8-4 再生された物体とPSF (N-M) 、(a) 3-3、(b) 3-5
(c) 10-5、(d) 20-5

表8-1 計算機シミュレーションの結果

Parameters		Limit Frequency C_l	Support Region Size	Error Metric ($\times 10^{-2}$)	MSE	
Bias Ratio	N, M				PSF	Object ($\times 10^{-1}$)
0.0	3, 3	36	26	0.194	0.301	0.426
	3, 5	36	26	0.164	0.232	0.844
	10, 3	36	26	0.229	0.144	0.339
	10, 5	36	26	0.196	0.154	0.340
	20, 5	36	26	0.159	0.119	0.306
0.8	3, 3	31	26	0.278	0.306	0.546
	3, 5	31	26	0.244	0.257	0.592
	10, 3	32	26	0.302	0.181	0.404
	10, 5	33	26	0.257	0.171	0.379
	20, 5	33	26	0.218	0.142	0.375
0.8	3, 3	31	40	0.404	0.352	0.491
	3, 3	36	26	0.275	0.339	0.471

図8-5(a),(b)はバイアス比0.8の時の再生物体とPSFである。像再生のための他の条件は図8-4(a),(b)とそれぞれ同じである。この結果から、本手法が低コントラストな画像へも適用可能性であることがわかる。それぞれの再生像の誤差関数とMSEも表8-1に示した。傾向はバイアス比が0.0の場合とほぼ同じであることが確認できる。ただし、バイアス比が大きい場合には、誤差関数、MSE共に増加する。また、ここでは上限周波数とサポート領域の設定の影響についても調査する。図8-5(c)は上限周波数を36画素としたもの、(d)はサポート領域の大きさを直径40画素とした場合の再生像を示している（ほかパラメータは(a)と同様）。両者ともに、アーティファクトが見られる。前者の場合には、高空間周波数でのノイズの影響と考えられる。後者においては、大きなサポート領域のため人為的な汚染ノイズの影響がより深刻になったためと考えられる。このことから、サポート領域は、PSFのサイズよりも十分大きいばかりでなく、できる限り小さいことが望ましい。また、窓関数はPSFよりも十分大きくなければならないことがわかる。それぞれの再生像の誤差関数とMSEも表8-1に示した。

図8-6(a)-(d)は、それぞれ図8-4(a),(b)、図8-5(a),(b)の誤差関数（実線）とMSE（破線）を示している。これらから次の三つことがわかる。(i) N が大きくなると、誤差関数とMSEの両方が反復と共に減少する。(ii) 反復の初期段階（外部ループ1回目）では、誤差関数は振動する。ただし、MSEは単調に減少する。(iii) プロットの形はバイアス比に依存しない。これら結果より、8-3-3節で述べた誤差関数の性質が正当であることが確認できた。

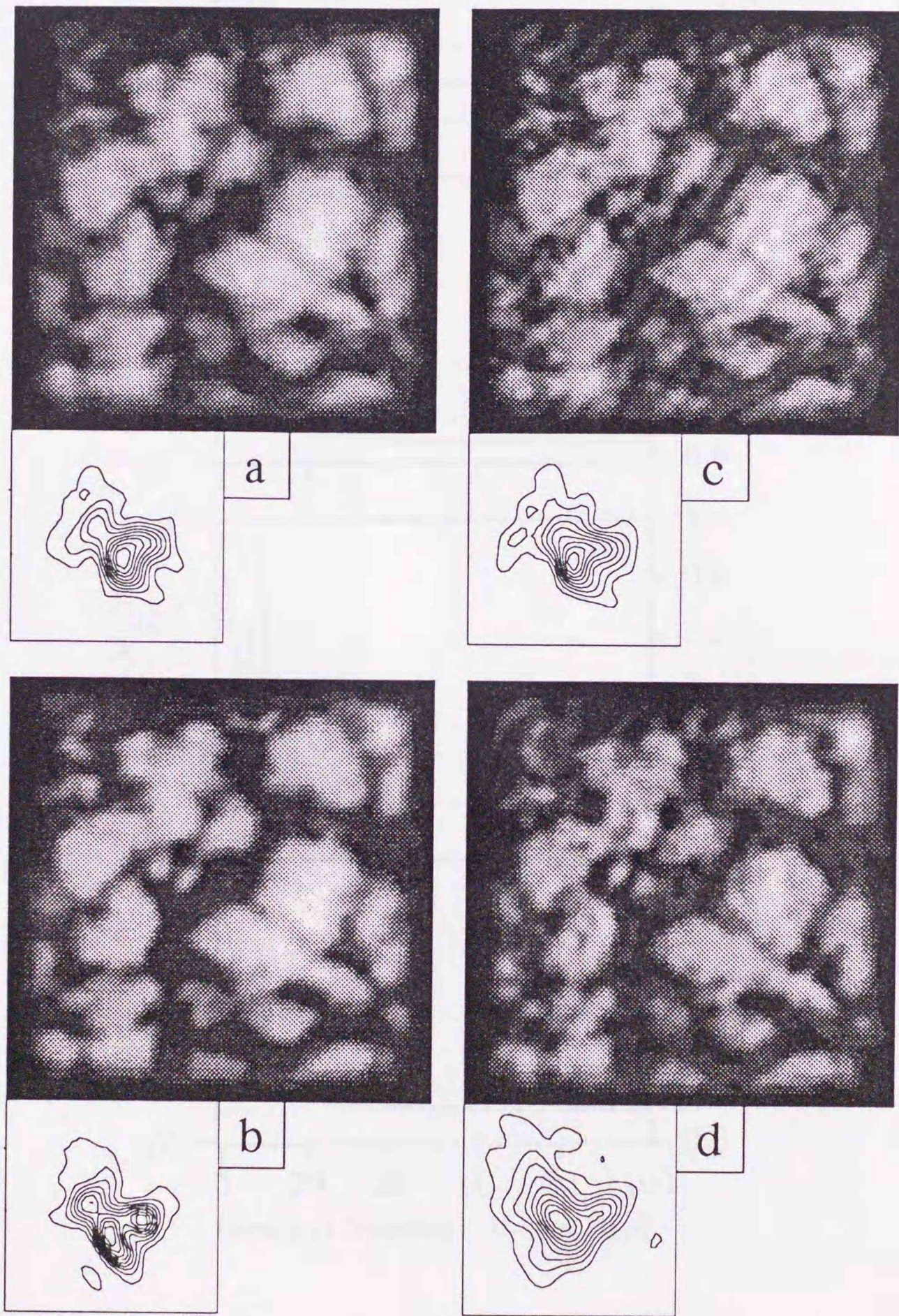


図8-5 再生物体、PSF (バイアス比0.8)、(a) $N=M=3$ 、(b) $N=20$ と $M=5$ 、
(c) $N=M=3$ で上限周波数 36画素、(d) $N=M=3$ でサポート領域半径 13画素

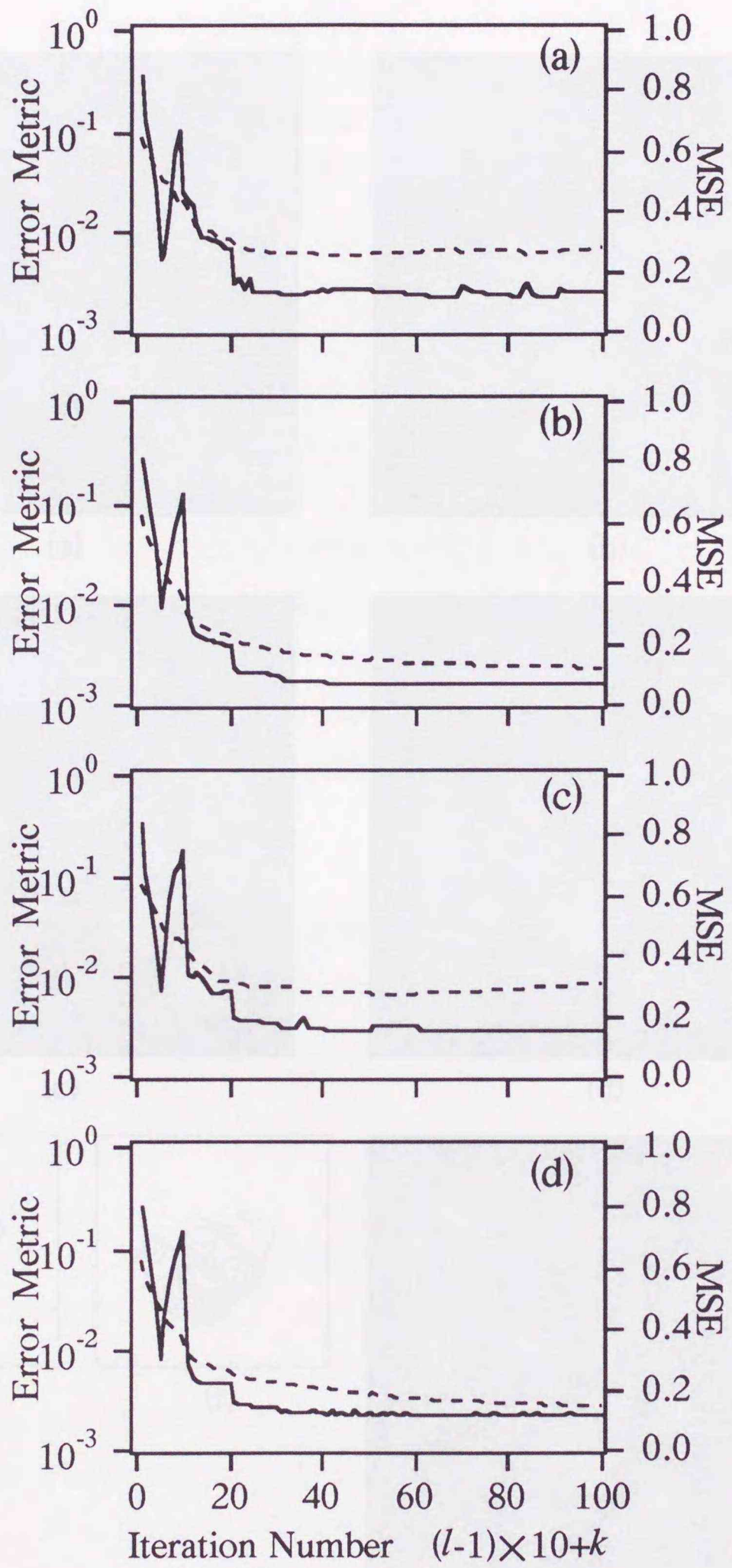
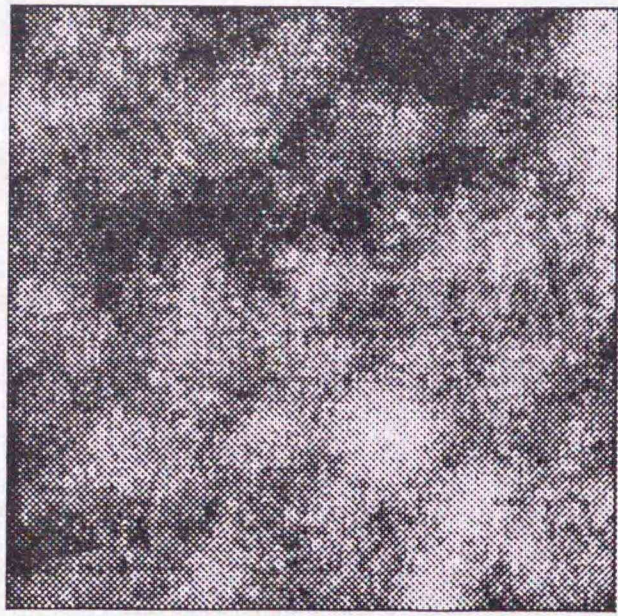
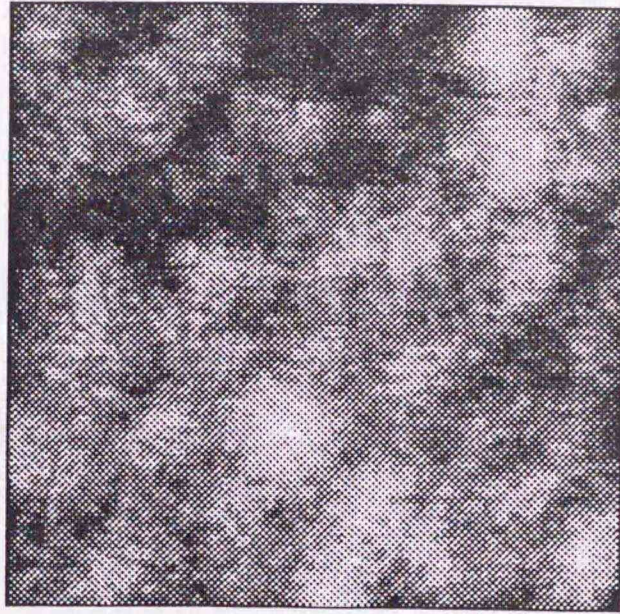


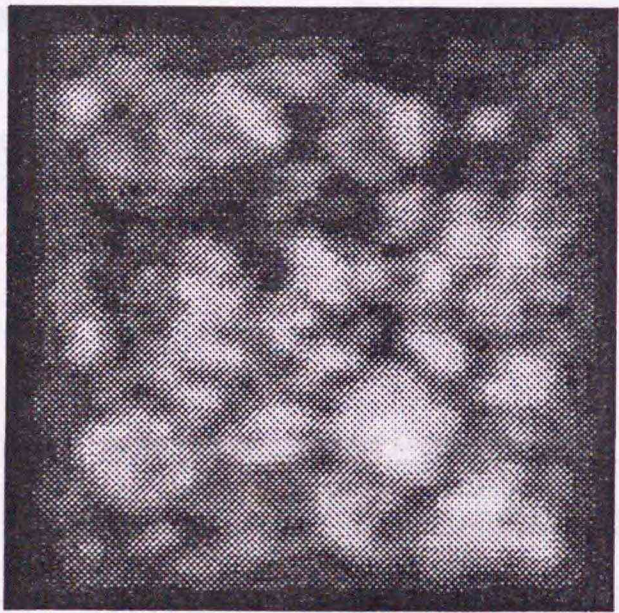
図8-6 誤差関数とMSEのふるまい、(a) Fig. 4(a)、(b) Fig. 4(d)、(c) Fig. 5(a)、(d) Fig. 5(b)



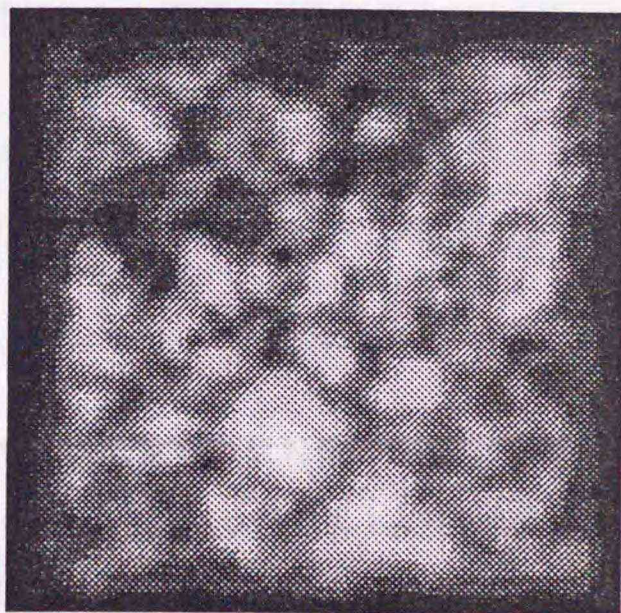
(a)



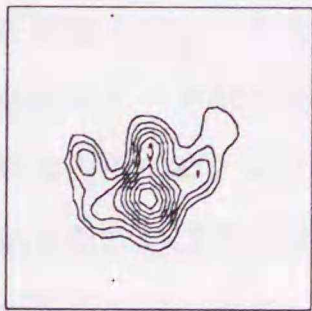
(b)



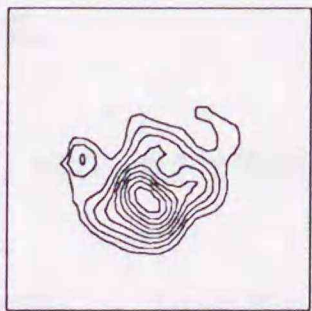
(c)



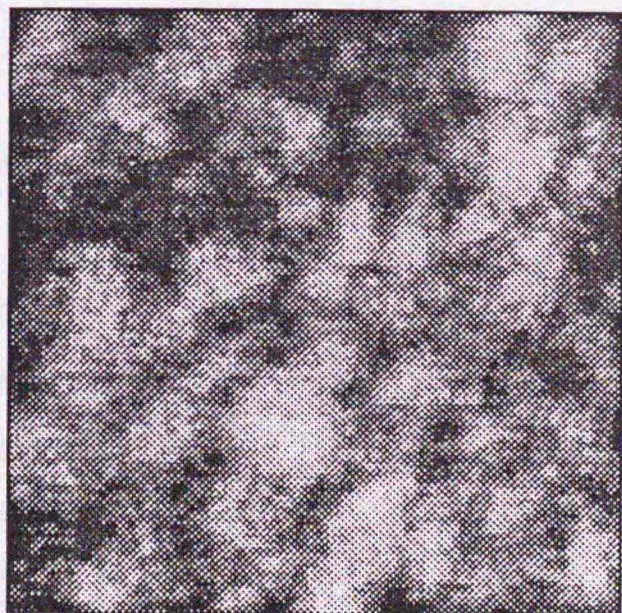
(d)



(e)



(f)



(g)

図8-7 太陽像再生、(a),(b) 観測像、視野のずれ3.7秒角、(c),(d) 再生された物体、
(e),(f) 再生PSF、(g) 最もシーイングの良いときの観測像

8-5 太陽像再生

ここで使用するデータは1994年の観測データである。図8-7(a),(b)は太陽粒状斑の観測像である。ここで、(b)の視野は(a)に比べて、横方向に25画素分(3.7秒角)シフトしている。窓関数は、50×50画素の矩形のものが3枚で、そのうち2枚は(a)または(b)を用いた処理で共通して使用される。アポディゼーションは7-5-2節で述べたものと同じである。PSFのサポートの半径は10画素である。上限周波数は(a)、(b)どちらの再生においても、30画素であった。ただし、今回の観測における遮断周波数は40.7画素である。

図8-7(c),(d)はそれぞれ(a),(b)を含む複数のフレームからの再生物体である。ここで、フレーム数(N)は7枚、切り出し数(M)は3枚、内部ループと外部ループの反復数(L , K)はどちらも10回である。これらの再生像の誤差値は0.012と0.011であった。どちらの図にも細かな構造が生じているのがわかる。また、両者には同じような構造が含まれていることがわかる。図8-7(e),(f)は(a),(b)それぞれからの再生PSFである。両方の図におけるPSFの広がりは約2.6秒角であった。この二つのPSFは僅かに異なっており、両者の間のMSEは0.116である。これらの結果から、視野のずれによるPSFの変化が確認できた。図8-7(g)はここで用いたデータの観測時に最もシーイングがよいと思われる瞬間の観測像である(これは再生処理には用いていない)。これは、(b)の図と比較すると、シーイングは1~1.5秒角くらいであると考えられる。この図と再生像を比べて、像再生処理がうまく行っていることが確認できる。

8-6 まとめ

本章では、複数フレーム処理と画像切り出し処理を用いて太陽粒状斑像のBDを行う方法を提案した。本手法は、誤差関数の減少、汚染ノイズの抑制、解の一意性といった望ましい性質を持つことが明らかとなった。また、本手法を実観測太陽像に適用し、良好な再生像を得た。

本手法の特徴をまとめる。

- (1) 複数枚のフレームを使用。
- (2) 参照星データは不要。
- (3) 誤差関数の導入により、解の一意性が保証される。
- (4) 誤差関数の収束が保証。
- (5) 画像切り出しによって汚染ノイズの影響を軽減。
- (6) 適用できる物体は太陽粒状斑画像のみにほぼ限定。
- (7) フレーム数と切り出し枚数によって、再生像のSNがきまる。
- (8) フレーム数と切り出し枚数に比例して計算時間がかかる。

第9章 スペクトル位相差からの天体像再生法とブライ ンドデコンボリューションへの適用の検討

9-1 はじめに

前章までは、Ayers-DaintyのBD法に基づく天体像再生法を幾つか述べた。しかし、それらのBD法においては、適用可能な天体が限定される、収束性の問題が完全には解決されていない、トリビアル解に収束することがあるなどの問題点があった。これらの解決のためには、収束が保証されたアルゴリズムを用い、かつ非負拘束条件やサポート条件に加えて、天体構造の情報をより端的に反映する拘束条件を導入することが必要であると考えられる。

本章では、2-2-2節で述べたKnox-Thompson(KT)法 [72-76] によって得られたスペクトル位相差のみから、天体像を再生する方法を述べる[161]。具体的には、まずスペクトル位相差に関する誤差関数を定義する。その誤差関数と実空間拘束条件に関する誤差関数の和を最小にするような推定像を求めるものである。最小化のアルゴリズムには共役勾配法を用いる[17,162]。このアルゴリズムでは、位相差から位相を導出する処理が必要がないため、従来のKT法のような位相差から位相を導出する際に生じてしまう誤差の伝播に関する問題はない。また、位相差のみからの再生であるため、参照星のデータは必要ない。ここでは、本手法の性能を計算機シミュレーションで検証する。また、実際の二重星データに適用した結果を示す。

本手法は、KTスペクトルを計算するため多数枚のスペックル像を必要とするが、参照星データが必要ないため、従来から提案されてきた複数フレームを用いたBDへの組み込みが可能である。ここでは、本手法のBD法への適用も検討する。スペクトル位相差に関する誤差関数を用いたBDでは、BDにおける上記の問題点が解消できると考えられる。

9-2 アルゴリズム

まず、2-2-2節で述べたように、天体スペックル像のKTスペクトル

$$KT_{\Delta u}(u, v) = \langle G_n(u + \Delta u, v) G_n^*(u, v) \rangle \quad (9-1)$$

を計算する。ここで、 Δu は周波数空間における微小シフト。この式の位相成分を求めると、

$$\text{phase}[KT_{\Delta u}(u, v)] = \text{phase} \left[\langle G_n(u + \Delta u, v) G_n^*(u, v) \rangle \right] \approx \varphi(u + \Delta u, v) - \varphi(u, v) \equiv \Delta\varphi(u, v) \quad (9-2)$$

となる。ここで、 $f(u, v)$ は物体スペクトルの位相、 $\Delta\varphi(u, v)$ は得られたスペクトル位相差 (測定スペクト

ル位相差)である。

ここでは、このスペクトル位相差の誤差関数を E_u (水平方向の位相差), E_v (垂直方向の位相差) とし、実空間拘束条件に関する誤差を E_i とする。こうして、これらの和

$$E = E_u + E_v + E_i, \quad (9-3)$$

を最小にする像を共役勾配法を用いて推定する。このとき必要となる導関数は

$$\partial_f E(x, y) \equiv \partial E / \partial f(x, y) = \partial E_i / \partial f(x, y) + \partial E_u / \partial f(x, y) + \partial E_v / \partial f(x, y) \quad (9-4)$$

で与えられる。

次に、 E_u を定義する。まず、得られた測定スペクトル位相差と推定された物体のKTスペクトル $F(u, v)$ との積を計算する。

$$\begin{aligned} A(u, v) &= F(u + \Delta u, v) F^*(u, v) \exp[-j\Delta\phi_u(u, v)] \\ &\equiv |A(u, v)| \exp[-j\theta(u, v)] \\ &\equiv R(u, v) + jS(u, v) \end{aligned} \quad (9-5)$$

ここで、 $R(u, v)$ と $S(u, v)$ は実部と虚部、 $\theta(u, v)$ は位相。この位相 $\theta(u, v)$ は測定スペクトル位相差と推定像のスペクトル位相差との差異を表している。つまり、推定像 $f(x, y)$ が真の像ならば、 $\theta(u, v)$ はすべての (u, v) においてゼロになる。これより、誤差関数 E_u を

$$E_u = \iint e_u(u, v) \Pi(u, v) du dv, \quad (9-6)$$

$$e_u(u, v) = \begin{cases} |A(u, v)| - R(u, v) & ; |\theta(u, v)| \leq \pi/2 \\ 2|A(u, v)| - R(u, v) - |S(u, v)| & ; \pi/2 < |\theta(u, v)| \leq \pi \end{cases} \quad (9-7)$$

として定義する。ここで、 $\Pi(u, v)$ は適当な上限周波数を持つ円形関数で、遮断周波数付近のノイズの影響を除くために付け加えた。(9-7)式の上式の場合には、 $|A(u, v)|$ が $q(u, v)$ に依存しないので、誤差関数のふるまいは $R(u, v)$ によってのみ決まる。この場合は明かに、誤差関数とその導関数は $\theta(u, v)=0$ で両方ともゼロである。また、それぞれ $|\theta(u, v)|$ と $\theta(u, v)$ と共に単調に増加する。ただし、導関数が $|\theta(u, v)|=0$ の時ゼロになってしまうので、この表現は $\theta(u, v)$ の全ての領域で有効ではない。一方、(9-7)下式の場合は、上式に $|A(u, v)| - |S(u, v)|$ を付け加えたものとなっている。その付け加えた項とその導関数は $|\theta(u, v)|=0$ で両方ともゼロとなり、それぞれ $|\theta(u, v)|$ と $\theta(u, v)$ と共に単調に増加する。これにより、 $\pi/2 < |\theta(u, v)| < \pi$ の領域における上式の欠点を下式は補正していることが分る。図9-1は $\theta(u, v)$ に対する $e_u(u, v)$ を表示したものである。この図において、誤差関数は $\theta(u, v)=0$ でゼロ、位相誤差に対して単調に連続的に増加するのが分る。この E_u の導関数は付録2に示されているように計算できる。また、垂直方向の誤差関数 E_v とその導関数についても同様に計算できる。

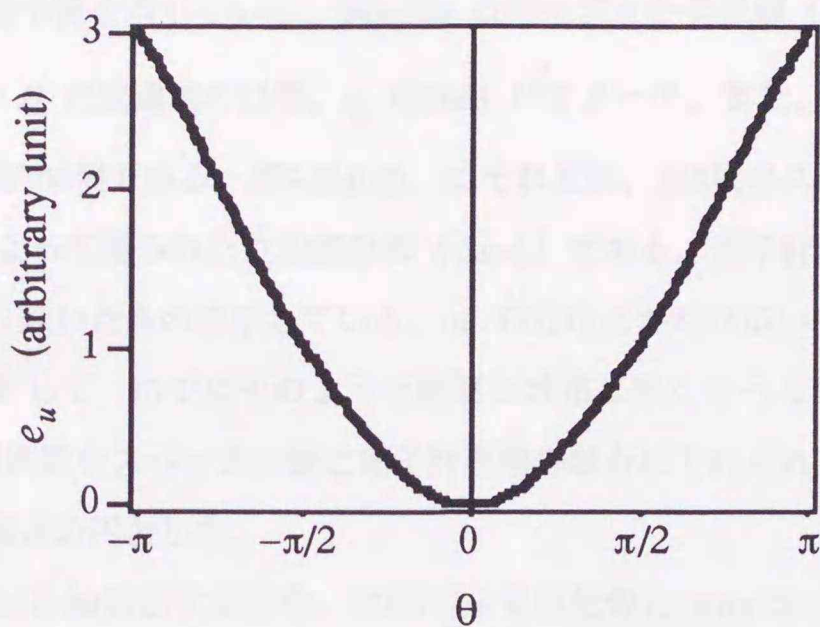


図9-1 ε_u のふるまい

さて、非負とサポート拘束条件についての誤差関数 E_i とその導関数は

$$E_i = \iint_{(x,y) \in \gamma} [f(x,y)]^2 dx dy \quad (9-8)$$

$$\partial E_i / \partial f(x,y) = \begin{cases} 2f(x,y) & ; (x,y) \in \gamma \\ 0 & ; \text{else} \end{cases} \quad (9-9)$$

となる。ここで、 γ は $f(x,y)$ においてその実空間拘束条件が満たされていない点を表す。

この様に定義した誤差関数を最小化するため、ここでは、Fienup [17] によって述べられた共役勾配法を使用する。 k 回目の誤差関数、その導関数、および物体の推定をそれぞれ E_k 、 $fE_k(x,y)$ 、 $f_k(x,y)$ と書くと、 $(k+1)$ 回目での推定は次のようになる。

$$f_{k+1}(x,y) = f_k(x,y) + a_k \cdot D_k(x,y) \quad (9-10)$$

$$D_k(x,y) = \begin{cases} -(1/2) \partial_f E_k(x,y) \\ + \left[\iint \{ \partial_f E_k(\xi, \zeta) \}^2 d\xi d\zeta / \iint \{ \partial_f E_{k-1}(\xi, \zeta) \}^2 d\xi d\zeta \right] \cdot D_{k-1}(x,y) & ; k > 1 \\ -\partial_f E_k(x,y) & ; k = 1 \end{cases} \quad (9-11)$$

$$a_k = E_k / \iint [\partial_f D_k(x,y)]^2 dx dy \quad (9-12)$$

ここで、 a_k はステップサイズ、 $D_k(x,y)$ は共役勾配方向。誤差関数がほぼ収束した時点で反復を止める。

9-3 計算機シミュレーション

図9-2(a)はシミュレーションに用いた4点物体（強度比10:7:5:3）の回折限界像である。ここで、画像サイズは64×64画素である。図9-2(b)はこの物体のスペクトルから得られた位相差を濃度分布で示したも

ので、黒が最大、白が最小値を表している。図9-2(c) は発生させた劣化像 ($D/r_0=5$) で、フォトン数は約1000個である。ただし、 D は望遠鏡の口径、 r_0 はFried パラメータ。また、図9-2(d) は発生させた光子計数像で、フォトン数は約100個である。図9-2(e),(f) はそれぞれ、100枚のスペックル像と1000枚の光子計数像を使って、KT法によって得られた位相差分布 ($\Delta u=1$) である。光子計数像の場合は、フォトンバイアス項 [163,164] を取り除いたものを示している。(e) の分布はかなり広い範囲で理想的な分布(b)にほぼ一致している。それに対して、(f)ではそのような範囲が非常に狭くなっているのが分る。これより、ここでは $\Pi(u,v)$ の上限周波数をスペックル像と光子計数像の場合にそれぞれ30と12画素に設定した。また、サポート領域は半径15画素の円とした。

初期推定には、図9-3(a)と(b)に示すような、BD法による再生像と Airy Disk の二種類を用いた。前者は、Ayers と Dainty による反復BD法を用いて図9-2(c)から得られたものである。初期推定のMSEはそれぞれ0.31 と 0.54 である。図9-3(c)と(d)は、初期推定としてそれぞれ図9-3(a)と(b)を用いた場合の、明るいスペックル像からの再生像である。どちらの像も真の像に近付くことがわかる。しかし、それらの形は初期推定の形に明かに依存している。図9-3(e) は光子計数像からの再生像である。初期推定は Airy Disk である。求められている位相差データがよくないため、再生像はそれほど改善されないが、初期推定には見られない物体の形状が現れている。位相差データの精度を改善するためには、さらに多くのデータが必要である。(c)-(e)における再生像のMSEはそれぞれ 0.20、0.07、0.39である。ただし、MSEの計算においては、MSEが最小になるように、像の定数倍処理とシフト操作を行っている。これらのMSEの値はすべてその初期推定のものよりも小さくなっている。ここで、比較のために、KT法 [72,73] による再生像を図9-3(f)に示す。ここでスペクトルの振幅は、真の振幅を用いた。また、スペクトル位相は、図9-2 (e) から、2 径路に添って位相差を積算することによって求めた。この再生像では、正しい振幅情報を使っているため、物体の各点間の強度比としてよい値が得られている。しかし、積算によって求めた位相データを用いているため、点の形がゆがんでいる。この像のMSEは 0.21 であった。

図9-4は、図9-3(c)-(e)における誤差関数のふるまいを示したものである。ここで、誤差関数は初期推定の画素値の自乗和によって規格化されている。点線で示した曲線(図9-3(d))は単調に減少しているが、他の曲線はすこしガタガタしている。また、どれも反復50回を過ぎるとほとんど変化しなかった。初期推定がBD法による再生像(図9-3(c);破線)の場合、50回目の誤差の値は、初期推定が Airy Disk の場合に比べて、大きくなっている。これは、再生像が初期推定に依存することから起こる。また、実線の曲線(図9-3(e))の最初の値は、同じ初期推定にもかかわらず、破線の曲線におけるものよりも小さくなっている。これは光子計数像から得られた位相差が Airy Disk の位相差に近い分布を持つことを表している。このため、光子計数像から得られた位相差を用いた場合の再生像は中心の点が大きな(Airy Diskに近い)像になってしまう(-> 図9-3(e))。このことから、測定位相差の精度が再生像に重大な影響を及ぼすことが確認できる。以上の結果から、幾つかの問題点はあるが、本手法が誤差関数と再生像のMSEを減少させる能力があることが分る。

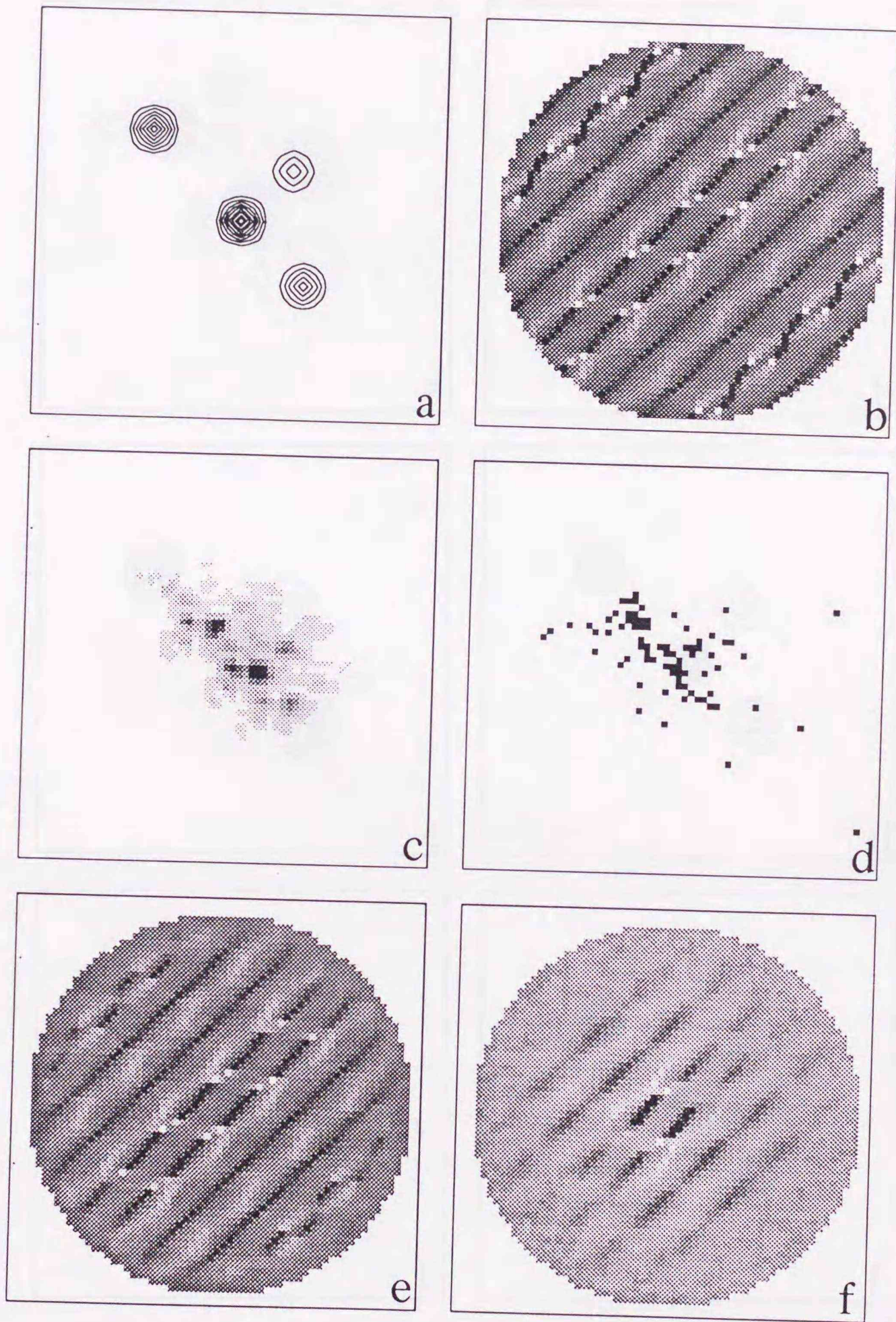


図9-2 (a) 回折限界像、(b) その位相差分布、(c) 発生させたスペックル像
 (d) 光子計数像、(e),(f) 位相差分布 (それぞれ(c)、(d)に対応)

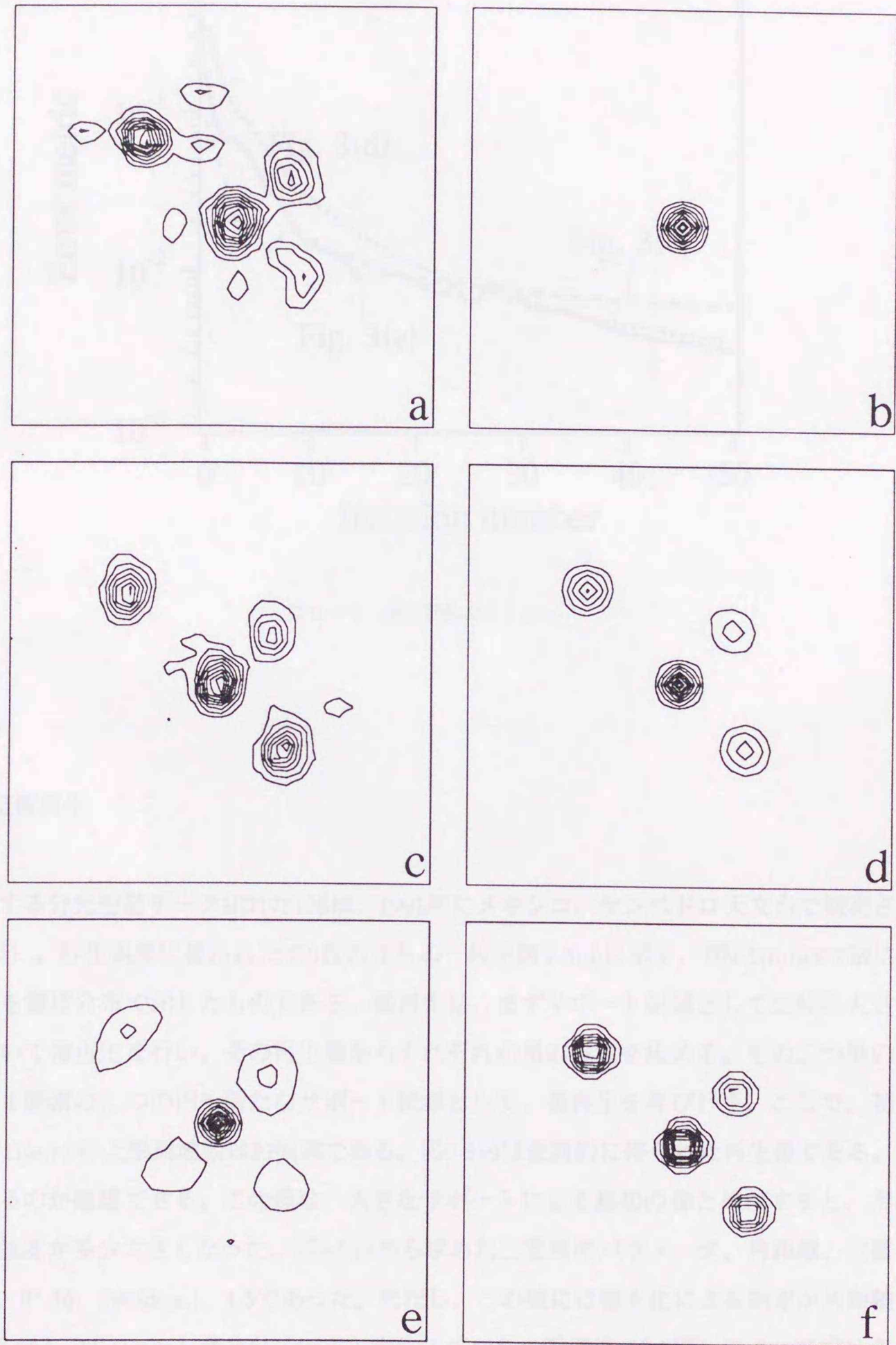


図9-3 シミュレーション結果、(a),(b) 初期推定、(c),(d) スペックル像からの再生像
 (それぞれ(a)、(b)に対応)、(e) 光子計数像からの再生像、(f) KT法による再生像

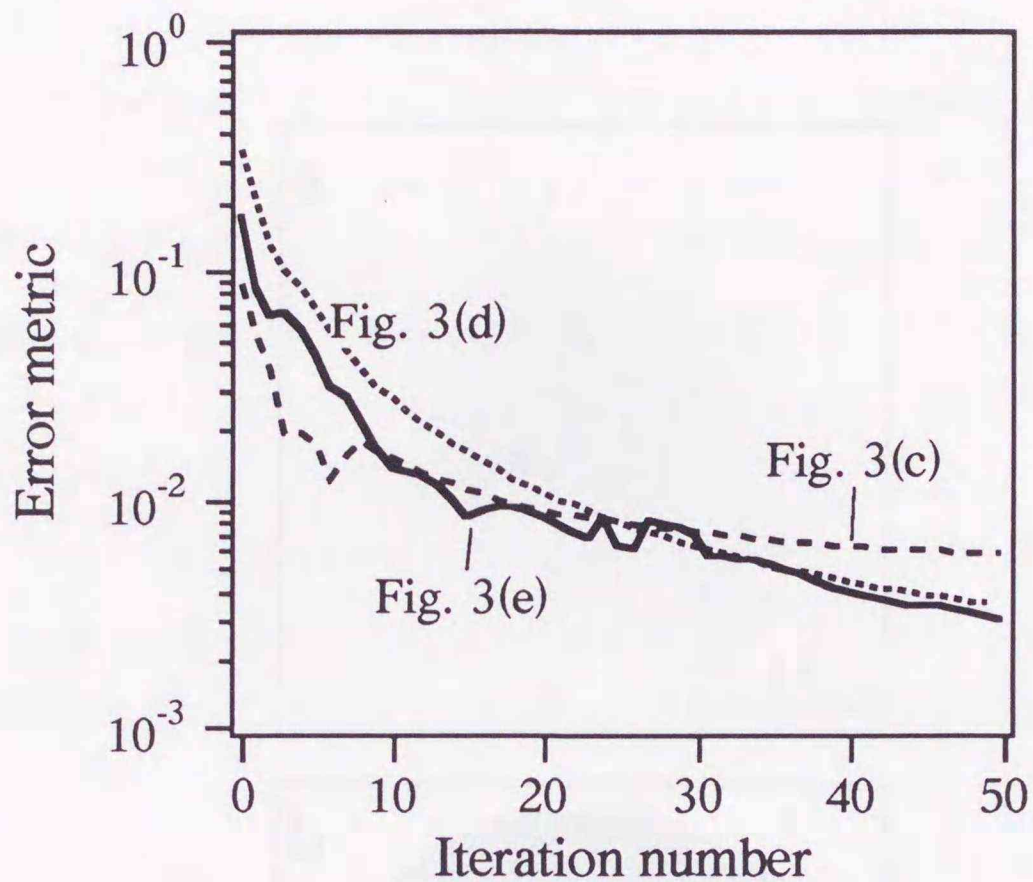


図9-4 誤差関数のふるまい

9-4 二重星像再生

ここで処理する分光連星データHD178125は、1991年にメキシコ、サンペドロ天文台で観測されたものである(3-2節)。再生処理に使われた150枚のうちの一枚を図9-5(a)に示す。図9-5(b)はKT法によって得られた位相差を濃度分布で示したものである。像再生は、まずサポート領域として比較的大きな半径15画素の円を用いて像再生を行い、その再生像からそれぞれの星の位置を決める。その二つ星の位置を中心とする半径4画素の二つの円を新たなサポート領域として、像再生を再び行う。ここで、初期推定はAiry Diskで、 $\Pi(u,v)$ の上限周波数は25画素である。図9-5(c)は最終的に得られた再生像である。二重星成分が現れているのが確認できる。この像は、大きなサポートによる最初の像と比較すると、形は変わらないが、伴星の強度が多少大きくなった。図9-5(c)から求めた二重星のパラメータ、角距離、位置角、等級差はそれぞれ、 $0''.36$ 、 $296(\text{degs.})$ 、 1.5 であった。ただし、この値には標本化による誤差が角距離と位置角にそれぞれ $0''.063$ 、 $11.4(\text{degs.})$ 含まれている。天体スペックル干渉法(2-1節)によって求められた値は、角距離 $304(\text{degs.})$ 、位置角 $0''.31$ であるので、本手法によって求められた値が誤差の範囲内にあることが確認できる。

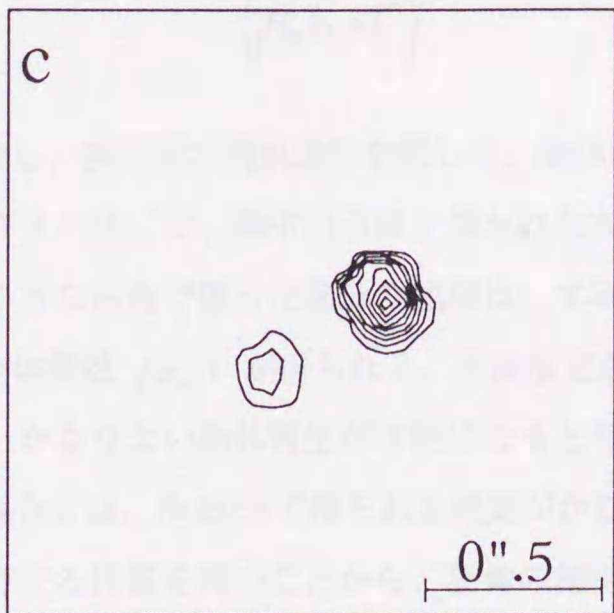
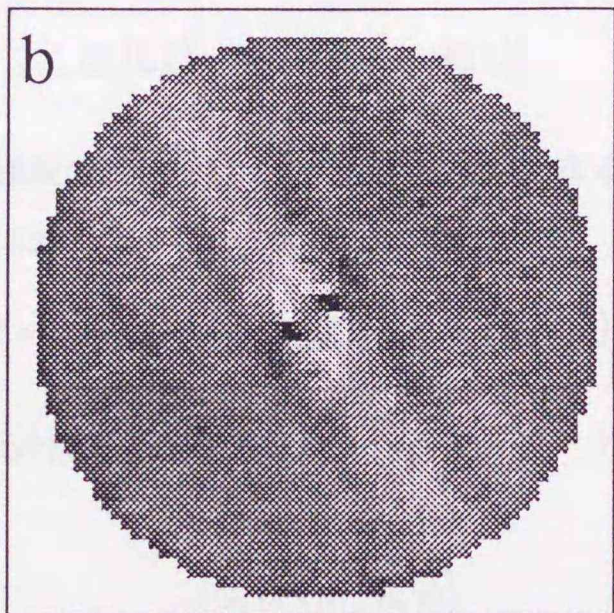
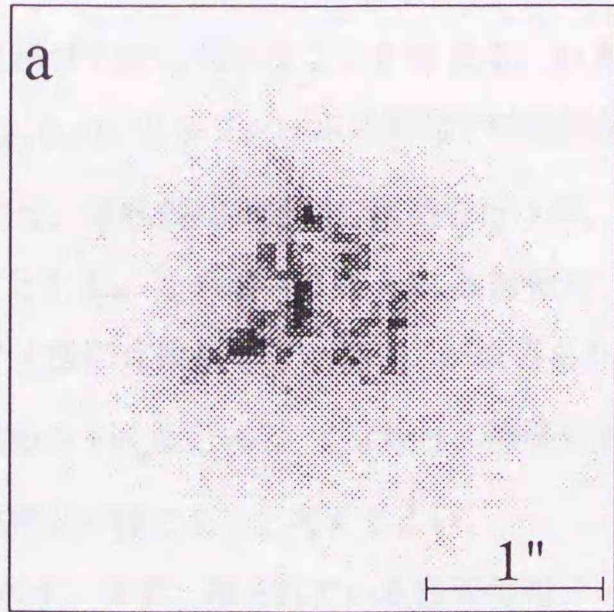


図9-5 二重星HD178125の像再生結果、(a) スペックル像、
(b) 位相差分布、(c) 再生像

9-5 本手法のBDへの適用

ここでは特に、自己参照型のスペックルホログラフィ法 [93-95] や補償光学系 [7-9,52-55] によって部分補償された像の改良に、本手法に基づくBDを用いることを考える。いま、スペックルホログラフィ法のように、多数枚のスペックル像 $\{g_n(x,y)\}$ と各フレームの瞬間での波面位相の推定 $\{\psi_n(\xi,\zeta)\}$ が得られているとする。補償光学系の場合には、通常長時間露光で観測を行うが、ここでは短時間露光によって多数枚のフレームを観測することとする。この場合に得られる情報は、部分補償されたスペックル像 $\{g_n(x,y)\}$ (スペックルホログラフィ法に比較してシーイングが改善されたもの) と波面が補償されれば平面波になっているという知識である $[\psi_n(\xi,\zeta)=0]$ 。すなわち、補償光学系の場合も、自己参照型のスペックルホログラフィ法と同様の処理が可能であると考えてよい。

ここで提案するBD法を図9-6に示す。まず、得られている波面位相データから波面を決定する。

$$Q_n(\xi,\zeta) = A(\xi,\zeta) \exp[-i\psi(\xi,\zeta)] \quad (9-13)$$

ここで、 $A(\xi,\zeta)$ は開口関数で、望遠鏡の開口内で1それ以外でゼロとなる関数である。次に、この波面のパワースペクトルを計算すると、PSF

$$\tilde{h}_n(x,y) = \left| \iint A(\xi,\zeta) \exp[-i\psi(\xi,\zeta)] \exp[2\pi i(x\xi + y\zeta)] d\xi d\zeta \right|^2 \quad (9-14)$$

が得られる。こうして得られたPSF推定と観測されたスペックルデータを用いて、物体スペクトルの推定

$$F'(u,v) = \frac{\langle G_n(u,v) \tilde{H}_n^*(u,v) \rangle}{\langle |\tilde{H}_n(u,v)|^2 \rangle} \quad (9-15)$$

を求める。これを逆フーリエ変換し、実空間の拘束条件を課して、物体の推定 $f(x,y)$ を得る。ここまでの処理は、スペックルホログラフィと同じで、図中の点線で描かれた大きな四角で囲った部分の処理に対応している。これに対して、小さな四角で囲った部分の処理は、本章で述べた処理と全く同じである。この処理によって、更新された物体関数 $f(x,y)$ が得られる。波面推定が比較的良好に行われている場合には、ここまでの処理によって、かなりよい物体再生が可能になると考えられる。しかし、推定した波面がかなりの誤差を含んでいる場合には、(9-15)式で得られる推定がかなりの誤差を含むことになり、本章で述べた処理が初期推定に依存する性質を持つことから、物体の補正が十分に行われなことが考えられる。そこで、ここでは図中の右側に示すように観測された波面位相を修正する処理を付け加えることを考える。

波面位相の修正は次のように行う。まず、PSFに関する誤差を次のように定義する。

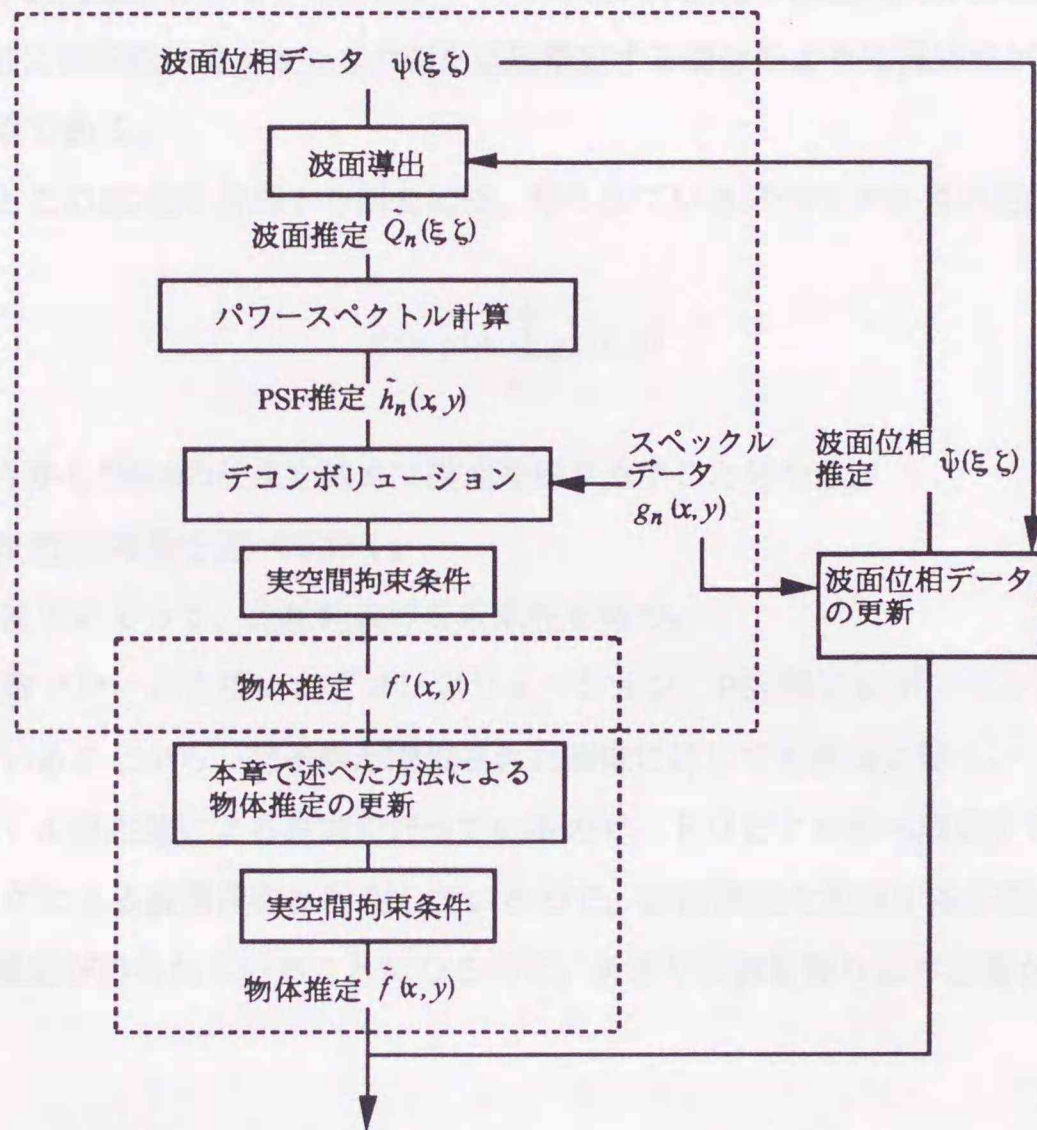


図9-6 本章で提案した方法を用いたBD法

$$\epsilon_n = \iint \hat{g}_n(x, y) dx dy - \iint g_n(x, y) \log[\hat{g}_n(x, y)] dx dy \quad (9-16)$$

$$\hat{g}_n(x, y) = \iint \tilde{f}(x', y') \hat{h}_n(x' - x, y' - y) dx' dy' \quad (9-17)$$

ここで、 ϵ_n は、光子検出をポアソン過程と仮定したとき、観測像 $g_n(x, y)$ に対する推定像 $\hat{g}_n(x, y)$ の尤度に等しい。つまり、この誤差関数 ϵ_n を最小化することは、尤度を最大にすることに相当する。

ところで、PSFは(9-14)式のように、波面位相を用いて表現できる。よって、ここでの方針はこの誤差関数を最小化するように（PSFでなく）波面位相を更新するというものである。最小化には共役勾配法を使用する。共役勾配法に必要な勾配は簡単に計算することができて次のようになる。

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \psi(\xi, \zeta)} = \iint \left\{ \left[1 - \frac{g_n(x, y)}{\hat{g}_n(x, y)} \right] \cdot \iint \tilde{f}(x', y') \frac{\partial \hat{h}_n(x' - x, y' - y; \xi, \zeta)}{\partial \psi(\xi, \zeta)} dx' dy' \right\} dx dy \quad (9-18)$$

$$\frac{\partial \hat{h}_n(x, y; \xi, \zeta)}{\partial \psi_n(\xi, \zeta)} = \frac{\partial h_n(x, y)}{\partial \psi_n(\xi, \zeta)} = 2 \cdot \text{Im} \left[h_n^*(x, y) A(\xi, \zeta) \exp[i\psi(\xi, \zeta)] \exp[2\pi i(x\xi + y\zeta)] \right] \quad (9-19)$$

ここで、PSFでなく波面位相を推定する利点は、得られたPSF推定が自動的に非負条件を満たすこと、得られたPSF推定が常に回折限界像となってPSFを直接推定する場合のように高周波が強調されすぎることがないこと、の2点である。

なお、補償光学とこのBD法を併用する場合には、得られているスペックル像の総和を使って、

$$f'(x,y) = \sum_{n=1}^N g_n(x,y) \quad (9-20)$$

とする。この $f(x,y)$ から図9-6の反復を始めて推定を繰り返すことになる。

ここで提案したBD法の特徴を述べておく。

- (i) 共役勾配法の使用によって、比較的良好な収束性を持つ。
- (ii) 物体推定に複数フレームを用いたデコンボリューション、PSF推定にポアソン過程に基づく誤差関数を使用していることから、光子数が制限された画像に対しても有効に働く。
- (iii) 物体のスペクトル位相差による拘束を行っているので、トリビアル解へ収束することがない。
- (iv) 波面センシングによる波面情報を利用しているため、初期推定を定義する必要がない。また、比較的良好なPSF推定が得られていることになるので、あまり反復を繰り返す必要がない。

9-6 まとめ

KT法によって得られた位相差データから共役勾配法を用いて直接物体を再生する方法を述べた。ここでは、測定位相差データと推定像の位相差データの間の誤差を表現する誤差関数を定義した。計算機シミュレーションと実際の二重星の像再生の結果から、本手法の有効性が確認できた。ただし、本手法には、再生像が初期推定および測定位相差の精度に依存、サポート領域の決定、などの問題点がある。また、KTスペクトルではなく、バイスペクトルの使用がよりよい位相情報を得るため今後検討されるべきである。

しかしながら、本手法は参照星データを必要としないために、自己参照型のスペックルホログラフィ法や補償光学系によって部分補償された像の改良に適用できる。ここでは、その一つの方法を提案した。また、本手法は共役勾配法を用いる従来のBD法 [39,40] に直接組み込むことも可能である。

第10章 結論

10-1 論文のまとめ

本論文では、大気揺らぎによって劣化した天体像のBDによる回復法を幾つか述べた。それらの方法では従来のAyersとDaintyによる反復BD法に比較して、良好な再生像が得られた。同時に再生像の評価方法を提案し、その有効性を示した。また、提案した方法を用いて二重星および太陽表面の像再生を行い、高空間分解能を有する再生像を得ることができた。

第2章では、理論的背景を述べた。まず、大気揺らぎを通した天体像の結像について述べた後、従来の像再生法、特にスペックル干渉法、Knox-Thompson法、Shift-And-Add法について述べた。次に、AyersとDaintyによって提案された反復BD法について、アルゴリズムの性質、特徴を詳説した。また、特に天体スペックル画像についてBDの可能性を議論した。最後に、Z変換とゼロシートの概念を用いて、BDの意味と可能性を明かにした。さらに、以後の章で議論されている、複数フレームを使用した反復BD法と、別の方法との併用法について、Z変換とゼロシートを用いてその意義を説明した。

第3章では、二重星観測と太陽像回復についての天文学的意義を述べた。

第4章では、BD法と自己相関法との併用による二重星の像再生法を述べた。ここでは、BD法は自己相関法からの再生像の自己修正の目的にだけ使用した。また、自己相関法からの出力像と、BD法からの出力像との相関によって、再生像を評価する方法も述べた。しかし、この方法は二重星だけに適用可能であるという欠点を持っていた。また、良いシーイング状態で撮影されたフレーム選択のための方法も提案した。これにより、像再生の成功率が改善されることを示し、フレーム選択の有効性を示した。

第5章では、複数フレームを使用し、それらに逐次的に反復BD法を適用することによって、広がった物体の像再生を可能にする手法を提案した。また、再生像評価法の複数フレームへの拡張を述べた。これにより、より信頼性の高い再生像評価が可能となった。この、評価法は以降の章でも使用されることになる。実際の二重星データに適用し、その有効性を確認した。

第6章では、反復BD法を複数フレームに並列に適用することにより、像再生を行う手法を提案した。この並列アルゴリズムによって、前章の逐次型アルゴリズムに比較して、計算効率が改善された。また、複数フレームのBDの概念がより明らかになった。さらに、二重星の観測データに適用し、二重星の高空間分解能像を再生することができた。この再生像から得られる二重星の角距離、位置角、等級差を、Shift-And-Add法からの結果、およびパワースペクトルからの結果と比較し、良い一致を確認できた。

第7章では、一枚の劣化像から複数枚の部分画像を切り出し、それらに並列BDを適用することにより、PSFが未知の場合にも、劣化像回復が可能なアルゴリズムを提案した。また、切り出し画像は一般にそのコンボリューション関係を満足していないが、それを補正する手法を提案した。計算機シミュレーションの結果から、本手法は、切り出した部分画像のしみ込み、しみ出しによる汚染レベルがそれほど高

くない場合には従来のBD法よりも良好な再生像が得られることを示した。また、本手法を太陽像回復に適用し、BD法を用いた太陽像再生の可能性を確認した。

第8章では、複数フレーム処理と画像分割処理を組み合わせたBD法を提案した。この組み合わせによって、従来BDにおいて問題となってきた解の一意性の問題点が解決されることを述べた。また、ここでは切り出した部分画像を用いた誤差関数を新たに定義した。この章で提案したアルゴリズムによってこの誤差関数が収束することを示した。さらに、太陽像では必ず生じてしまう画像エッジによる切り落としの影響を画像切り出しによって軽減できることを示した。この方法を、実際に観測された太陽の粒状斑画像に適用した結果、良好な回復像が得られた。

第9章では、Knox-Thompson法によって得られたスペクトル位相差からの天体像再生の方法を述べた。この方法は、位相差に関して定義された誤差関数を最小化する像を共役勾配法によって求めるものである。計算機シミュレーションと実データへの適用の結果を示した。ここで述べた方法はBD法ではないが、参照星データが不要であるためBDへの適用が可能である。ここでは、本手法のBDへの適用について議論した。

10-2 提案した各方法の特徴

本論文では、自己相関併用BD法（自己相関併用法、第4章）、複数フレーム逐次型BD法（逐次法、第5章）、複数フレーム並列BD法（並列法、第6章）、部分画像並列BD法（部分画像法、第7章）、画像切り出しに基づく複数フレームBD法（SMBD法、第8章）を提案した。ここでは、これらの方法の特徴を比較して述べる。

(1) 適用対象

自己相関併用法では、物体またはPSFが比較的簡単な多重点で構成されているものに限定される。この結果、興味ある応用対象は二重星および多重星だけとなる。逐次法と並列法においては、物体形状に関しては任意であるが、共通の関数を含む複数枚のコンポリューション画像が必要となる。この条件が一般的に満たされるのは天体スペckル像であり、そのためこの二つの方法の適用は主に天体像となる。部分画像法では、画像の切り出しを効率的に行うため、PSFの広がりよりも大きな間隔を持つ幾つかの孤立したパターンで構成されているような広がった物体にのみ適用できる。これは、天体像の回復よりも、焦点はずれ劣化や、流れ劣化などのより一般的な劣化像回復に適している。ただし、天体像の中でも上の条件を満たすような画像、例えば太陽粒状斑像には適用可能であることを本論文で示した。SMBD法は、複数フレームが必要で、なおかつ孤立したパターンを持つ広がった物体でなければならぬため、ほぼ太陽粒状斑画像だけに適用できる。また、上に列記した全ての方法を通じて、データが光子計数で得られるような暗い天体には適用できない。

(2) 結果を左右する要因

自己相関併用法では、特に自己相関法による二重星の推定精度に大きく依存する。自己相関法によっ

て推定された二重星間の相対位置が正しく推定されることが絶対条件である。逐次法と並列法では、使用するフレームの組み合わせ、枚数などが問題となる。さらに、逐次型法では、使用するフレームの順序に強く依存する。部分画像法では、切り出した部分画像における汚染レベルが深刻な問題となる。また、切り出しに用いる窓関数の個数や形状にも依存すると考えられる。SMBD法では、使用するフレームの枚数、切り出した部分画像の枚数およびその汚染レベルに依存する。

(3) 再生像質の比較

通常为天体スペckル観測のように、複数枚の画像が観測できる場合には、複数フレームを用いる並列法および逐次法を使用するのが、当然のことながら最も良い結果を与える。自己相関併用法は、二重星のみに適用可能で、一枚のスペckルからの再生であるため、再生像も複数フレーム並列BD法よりも落ちる。しかし、他の方法に比較して非常に短時間での処理が可能なので、二重星観測時のモニタリングに使用できる。一方、部分画像法も一枚の画像からの再生なので複数枚使用するものよりは、やはり再生像質は落ちると考えられる。また、太陽粒状斑像の再生では、SMBD法が最もよい。

10-3 他のブラインドデコンボリューション法との比較

(1) 天体像への適用に関して

天体像への適用においては、複数枚のスペckル像を使う方法、すなわち複数フレーム最尤法、複数フレーム勾配探索法、並列法（および逐次法）が最も良い再生像を与える。数学的に収束する解の性質が比較的明白なのは、複数フレーム最尤法と複数フレーム勾配探索法であるが、BDによる最終的な再生像の信頼性に関しては、各方法間で大差なく、使用するフレーム枚数や拘束条件などによって決ってしまう。複数フレーム並列BD法は、FFTの使用などによって他の二つの方法に比べて効率的なBDの計算が可能である。よって、これらの方法の得失に関しては現状では一長一短であると考えられる。複数フレームを使用する方法において、信頼性をより向上させるための今後の重要な課題は、第6章で述べたトリビアル解の問題の解決と、より効率的な拘束条件の検討である。第10章では、この問題に対する一つの回答を示した。

ただし、これらの方法は太陽像への適用が想定されていないため、画像エッジの影響を抑制する処理を含んでいない。このため、基本的にはこれらの方法を太陽像に適用することはできない。すなわち、太陽粒状斑画像の回復にはSMBD法、あるいは部分画像法のみが適用可能である。

(2) 天体像以外への適用に関して

Ayers と Dainty による反復BD法は、本来天体像に限らず、一般的な画像に関する、BD技術であった。この一般的な画像への適用という面では、従来から定評がある最尤法、勾配探索法、シミュレーテッドアニーリング法をBDに応用したものが、評価されている。本論文で提案した部分画像法では、これらの方法とは問題へのアプローチが異なっており、部分画像の切り出し操作によってBDをより容易にしようとする試みである。その意味では、部分画像法は従来法にない独自のものであるといえる。AD法との比

較では、部分画像法における画像切り出しが有効である場合（切り出し画像の汚染レベルがあまり高くない場合）には、良好な結果が得られる。しかしながら、部分画像法の適用においては、どのような物体のときに有効かそうでないかという基準を確立することが、方法の信頼性向上のため重要となる。

ここで、本論文で提案したBD法について、そのBD研究全体における位置付けを下表に示す。

項目 \ 方法	Ayers & Dainty	共役勾配法 [Lane]	最尤法 [Holmes]	自己相関併用法 (第4章)	部分画像法 (第7章)
汎用性 (適用可物体)	○	○	○	× (多重星)	△
収束性	×	○	○	△	△
収束速度 (AD法を1)	△ (1)	×	×	○ (0.1)	△ (M)
トリビアル解の回避	×	×	×	△	△
(上の方法を複数フレームに拡張)					
項目 \ 方法	逐次法 (第5章)	並列法 (第6章)	共役勾配法 [Jefferies]	最尤法 [Shultz]	SMBD法 (第8章)
汎用性 (適用可物体)	○	○	○	○	× (太陽粒状斑)
収束性	△	△	○	○	○
収束速度 (AD法を1)	×	△ (N)	×	×	△ (M×N)
トリビアル解の回避	△	△	△	△	○

N; 使用したフレーム数、M; 1フレーム当たりの切り出し枚数

10-4 他の高空間分解能技術との併用に関する考察

(1) 他の像再生法との併用

<スペckルホログラフィー法との併用>

現状のスペckルホログラフィー法では、多数枚のスペckル像とそれに対応した多数枚の推定PSFが得られ、それらを用いて天体像の推定を行っている（第2-2-3節）。しかし、そこでは、多数フレームを用いたデコンボリューション処理を行っているだけで、像再生の精度は波面検出精度（PSFの推定精度）に強く依存してしまう。これに対して、本論文第10章で、スペckルホログラフィー法とBD法との併用に関する一つの方法を提案した。このように、従来のスペckルホログラフィーの処理に不完全

な推定PSFを補正する処理を組み込むことでよりよい再生像を期待できる。

<Phase Diversity法との併用>

Phase Diversity 法には原理的にすでに BD に似た処理が組み込まれており、BDに関して提案された方法が直接応用できる。つまり、BDの進歩が Phase Diversity の結果を大きく向上させうる。

<バイスペクトル法との併用>

バイスペクトルからのフーリエ位相再生の正当性が Phase closure の概念によって明確にされているため、バイスペクトル法は、現時点で最も定評ある像再生法であるといえる。そのようなバイスペクトルとBDの併用に関しては既に提案されているが、それは多数フレームから得られるバイスペクトルを拘束条件として使用しているのに、BDが1枚のフレームだけを使って実行されるものであったため、データの利用率が良いとはいえなかった。このため、バイスペクトルと複数フレームBDを組み合わせることに大きな利点がある。この一つの方法として、第10章で提案した位相差情報を用いたBD法において、Knox-Thompsonスペクトルを用いる代わりにバイスペクトルを使用することが考えられる。

(2) 補償光学系との併用

将来、地上の大口径および中口径望遠鏡には全て補償光学系が付属されるのはほぼ間違いない。しかしながら、補償光学系が完全に働くのは、大口径望遠鏡で赤外、中口径望遠鏡でも近赤外よりの長い波長に関してのみである。特に、可視光に関しては、現在構築中の補償光学系のスペック上、完全な波面補償ができないことは周知の事実であり、このような場合に望遠鏡の回折限界までの情報を得ようとする場合には、従来提案されてきたスペckル像からの高空間分解能像再生技術との併用が不可欠になると思われる。BD法と補償光学系との併用においては、補償光学系で得られる波面情報が、BD法を適用する際の効率的な拘束条件として働くという特徴を持つ。補償光学の見地からは、BD法は基本的に一枚の劣化像のみで適用可能であり、不完全な波面推定を、瞬間的にBDによって補正できる可能性を持つ。すなわち、両者はお互いの不備な点を補い合うものであると考えられ、BDの研究を現在から進めておくことは非常に重要であると考えられる。第10章において、BD法と補償光学との併用の一つの方法を提案した。

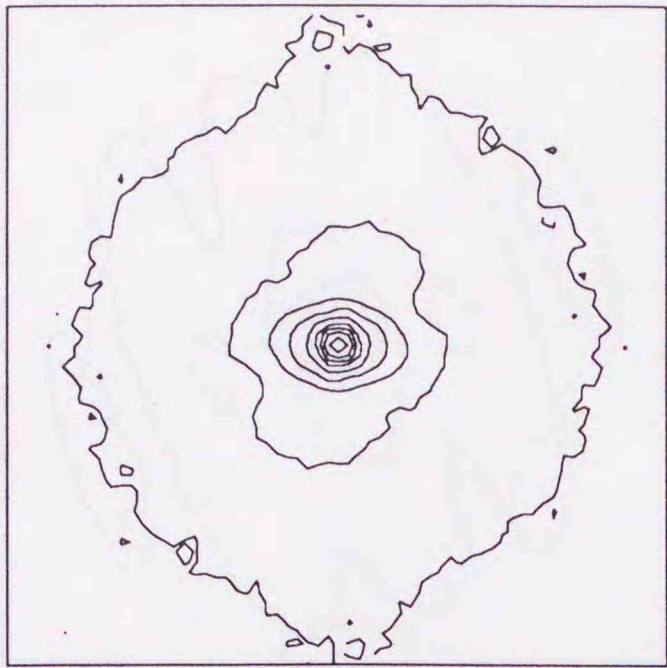
付録

付録1) 二重星の解析結果

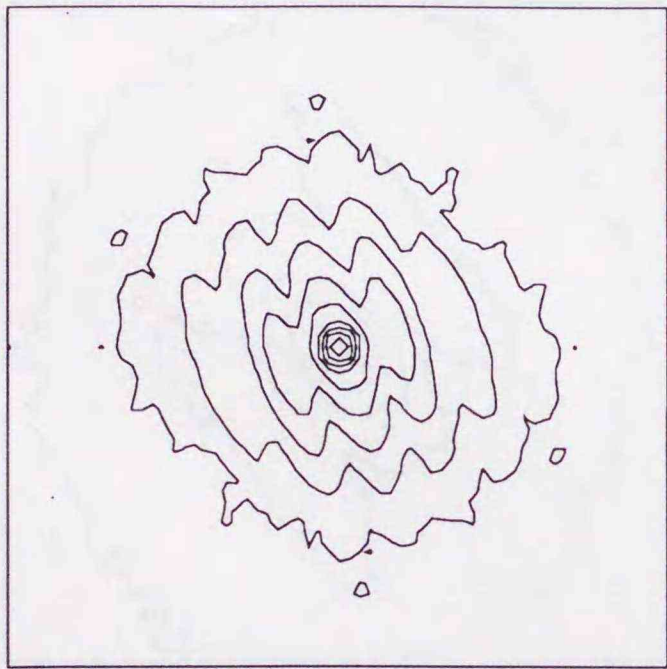
ここでは、本論文で引用された二重星について、2-4節で述べられた天体スペックル干渉法を用いて処理した結果を示す。図A-1は二重星のスペックル像とパワースペクトルである。また、そこから得られた二重星パラメータを表A-1にまとめた。

表A-1 パワースペクトルから得られた二重星パラメータ

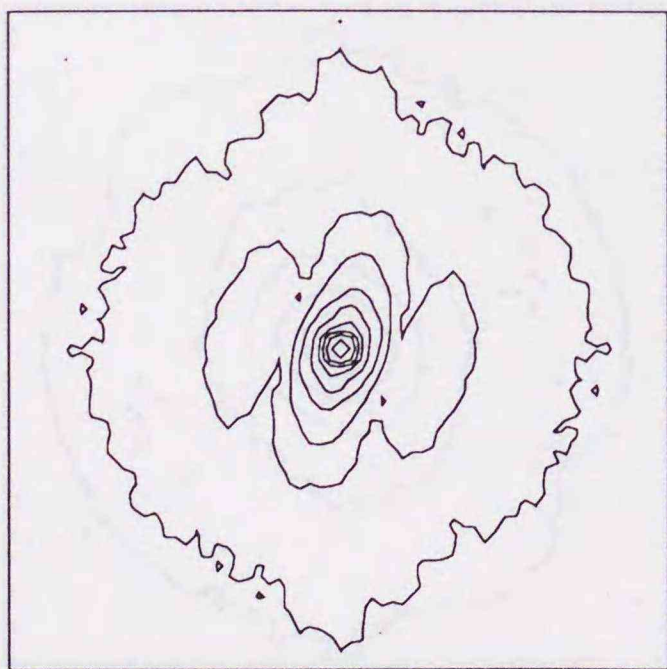
観測年	二重星	二重星パラメータ	
		角距離(")	位置角(degs.)
1988	ADS15267	0.30	75 or 255
	ADS1630	0.53	111 or 291
	ADS1522	0.32	165 or 345
1991	ADS15281	0.17	112 or 292
	HD185936	0.19	131 or 311
	HD207330	0.10	128 or 308
1992	ADS15281	0.17	95 or 275
	HD185936	0.19	131 or 311
	HD181470	0.13	162 or 342
	HD206267	0.10	80 or 260



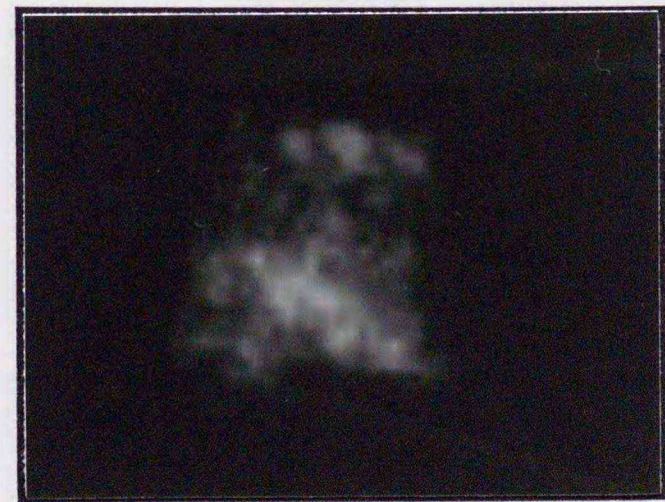
ADS1522



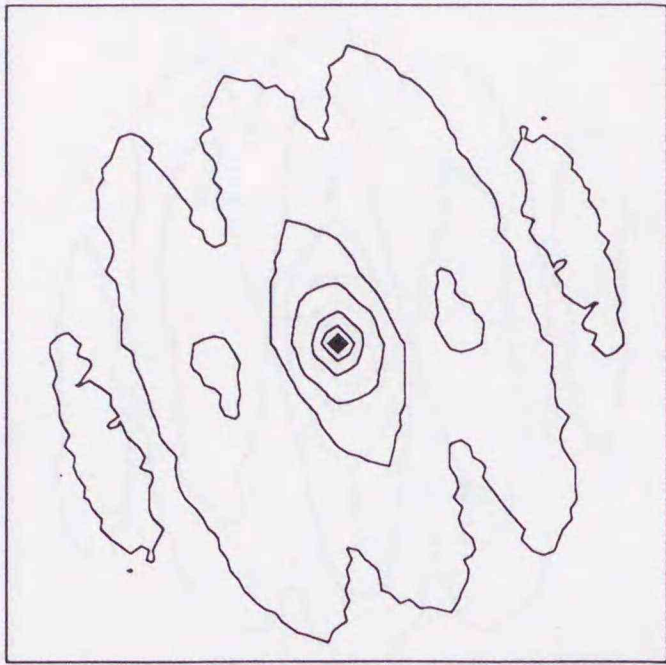
ADS1630



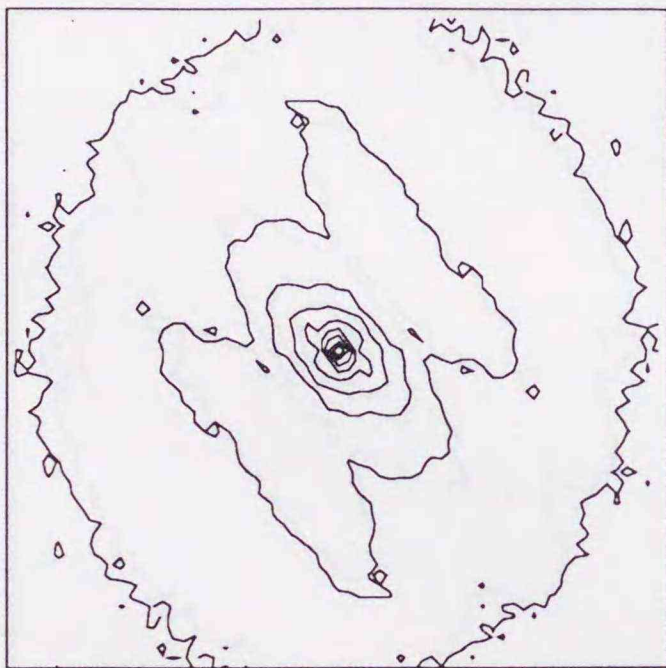
ADS15267



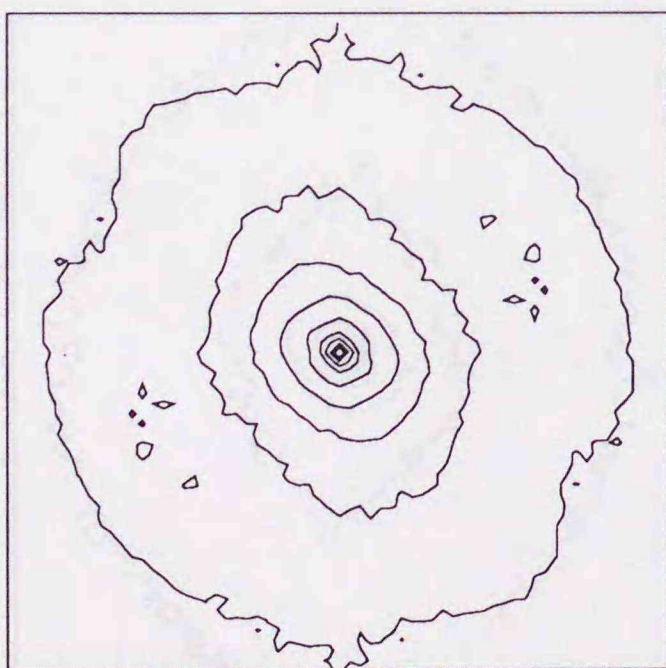
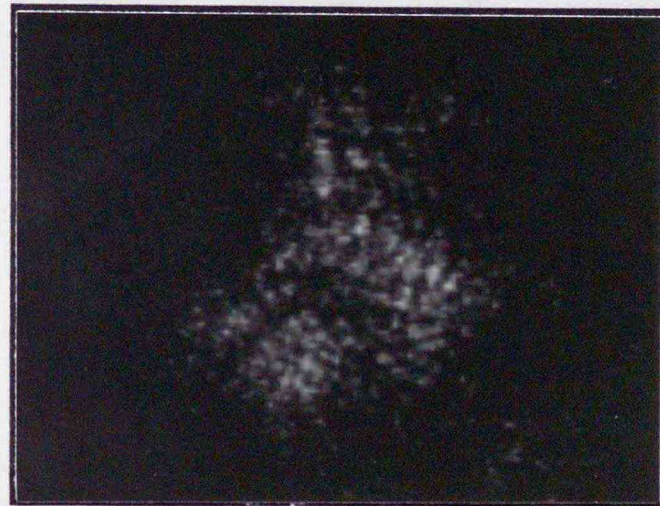
図A-1 (1) 二重星のパワースペクトル (1988年観測)



ADS15281



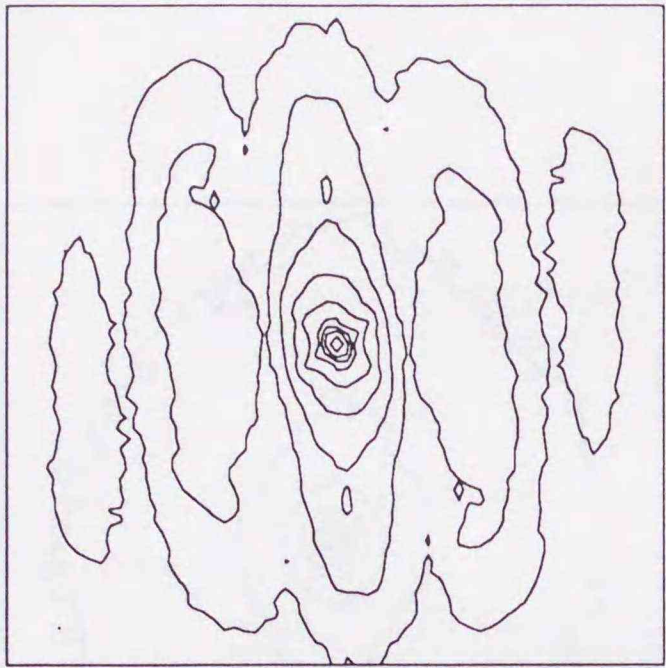
HD185936



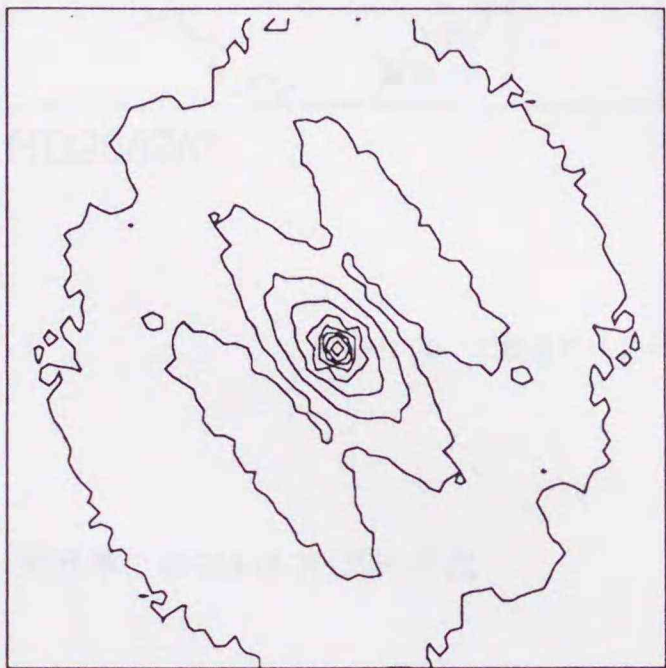
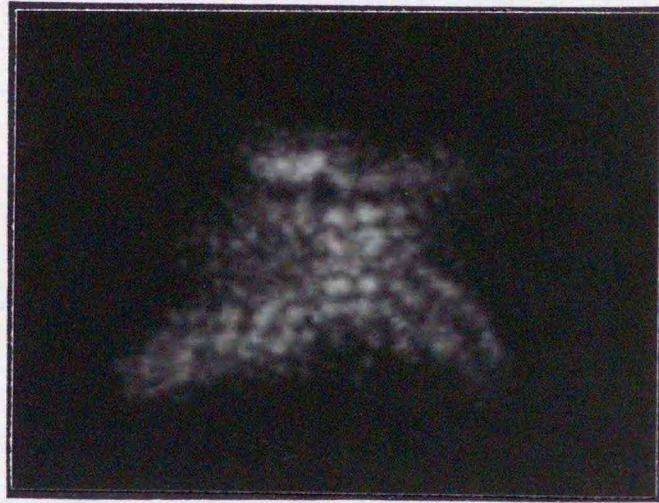
HD207330



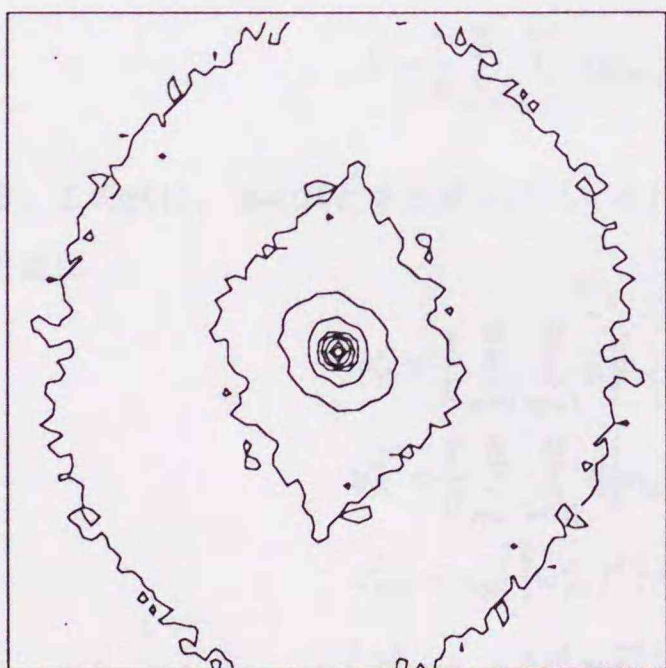
図A-1 (2) 二重星のパワースペクトル (1991年観測)



ADS15281



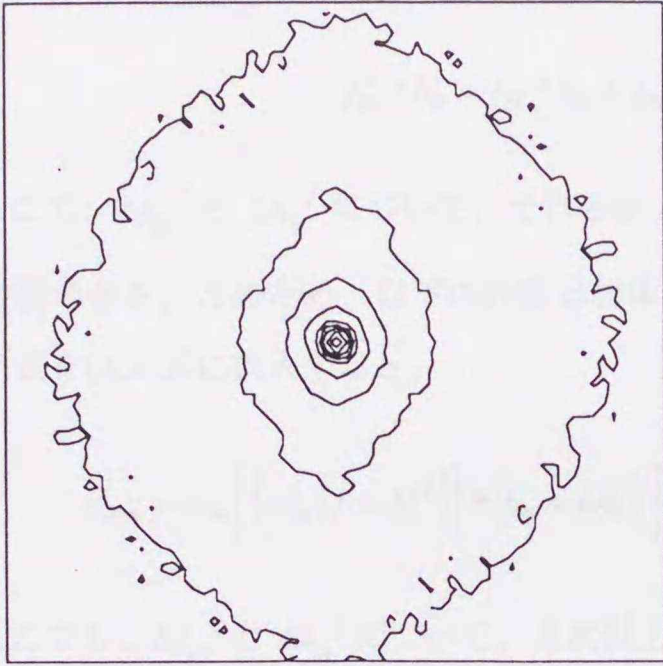
HD185936



HD181470



図A-1 (3) 二重星のパワースペクトル (1992年観測)



HD206267

図A-1 (4) 二重星のパワースペクトル (1992年観測)

付録2) 第8章、(8-25)-(3-30)式の導出

まず、第8章(8-10)式

$$E = \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |\hat{p}_{mn} - \hat{f}_m * \hat{h}_n|^2 dx dy \quad (\text{A.1})$$

から始める。この式に、(8-4)式と(8-8)式を代入すると、外部ループ l 回目における内部ループ $k=0$ と K の時の誤差値は

$$E_0^l = \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |p_{mn} - c_{m,n}^l - f_m^l * h_n^l|^2 dx dy \quad (\text{A.2})$$

$$E_K^l = \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |p_{mn} - c_{m,n}^l - \bar{f}_m^l * \bar{h}_n^l|^2 dx dy \quad (\text{A.3})$$

$$c_{mn}^l = w_m \left[\{w'_m f^l\} * h_n^l \right] - w'_m \left[\{w_m f^l\} * h_n^l \right], \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{cases} h_n^l = h_n + \Delta h_n^l = \bar{h}_n^{l-1}, & h_n^{l+1} - h_n^l = \delta h_n^l \\ f_m^l = f_m + \Delta f_m^l = \bar{f}_m^{l-1}, & f_m^{l+1} - f_m^l = \delta f_m^l \\ f^l = f + \Delta f^l, & f^{l+1} - f^l = \delta f^l \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

となる。ここで、上横線の付いた関数は、ある外部ループにおける内部ループの実行が終ったときの推定を示す。それらは、次の内部ループの初期推定として使用される。(A.5)式の表現を用いると、(A.2)式と(A.3)式の中に含まれるコンボリューション項は

$$f_m^l * h_n^l \approx f_m * h_n + f_m * \Delta h_n^l + \Delta f_m^l * h_n \quad (\text{A.6})$$

となる。ここで、 Δf_m^l と Δh_n^l について、それらが f_m と h_n に比べて小さい場合には、それらの2次以上の項は無視できる。このため、以下の計算は物体とPSFのよい推定が得られているという条件で成立する。(A.5)式を(A.4)式に代入すると、

$$c_{mn}^l = w_m \left[\left\{ w'_m (f + \Delta f^l) \right\} * (h_n + \Delta h_n^l) \right] - w'_m \left[\left\{ w_m (f + \Delta f^l) \right\} * (h_n + \Delta h_n^l) \right] \quad (\text{A.7})$$

となる。ここでも、 Δf_m^l と Δh_n^l について、2次以上の項は無視すると、

$$c_{mn}^l \approx c_{mn} - f_m * \Delta h_n^l - \Delta f_m^l * h_n + S_{mn}^l, \quad (\text{A.8})$$

$$S_{mn}^l = w_m \left[f * \Delta h_n^l + \Delta f^l * h_n \right] \quad (\text{A.9})$$

となる。ここで、 $w_m \Delta f^l = \Delta f_m^l$ が仮定された。(A.6)、(A.8)、(A.9)式を(A.2)と(A.3)式に代入すると、

$$E_0^l \approx \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |S_{mn}^l|^2 dx dy, \quad (\text{A.10})$$

$$E_K^l \approx \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |S_{mn}^l + f_m * \delta h_n^l + \delta f_m^l * h_n|^2 dx dy \quad (\text{A.11})$$

となる。(A.10)式から、 $(l+1)$ 回目の外部ループにおける誤差値は

$$E_0^{l+1} \approx \frac{1}{B} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \iint |S_{mn}^{l+1}|^2 dx dy \quad (\text{A.12})$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} S_{mn}^{l+1} &= w_m \left[f * \Delta h_n^{l+1} + \Delta f^{l+1} * h_n \right] \\ &= w_m \left[f * (\Delta h_n^l + \delta h_n^l) + (\Delta f^l + \delta f^l) * h_n \right] \\ &= S_{mn}^l + w_m \left[f * \delta h_n^l + \delta f^l * h_n \right] \\ &= S_{mn}^l + f_m * \delta h_n^l + \delta f_m^l * h_n + \varepsilon_{mn}^l \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

$$\varepsilon_{mn}^l = w_m \left[\left\{ w'_m f \right\} * \delta h_n^l \right] - w'_m \left(f_m * \delta h_n^l \right) + w_m \left[\left\{ w'_m \delta f^l \right\} * h_n \right] - w'_m \left(\delta f_m^l * h_n \right). \quad (\text{A.14})$$

となる。 δf_m^l と δh_n^l の広がり f_m と h_n にほぼ等しい。これより、(A.14)式で与えられる ε_{mn}^l は窓関数のエッジ付近のみに分布していることがわかる。

付録2) 第9章、誤差関数の導関数の計算

ここでは、第9章で定義したスペクトル位相差に関する誤差関数(9-6)式の導関数

$$\partial_f E_u(x, y) \equiv \partial E_u / \partial f(x, y) = \iint \partial e_u / \partial f(x, y) \cdot \Pi(u, v) du dv \quad (\text{A.15})$$

を求める。ここで、

$$\frac{\partial e_u}{\partial f(x, y)} = \begin{cases} \left[R^2 + S^2 \right]^{-1/2} \cdot \{ R \cdot \partial_f R + S \cdot \partial_f S \} - \partial_f R & ; |\theta| < \pi/2 \\ 2 \left[R^2 + S^2 \right]^{-1/2} \cdot \{ R \cdot \partial_f R + S \cdot \partial_f S \} - \partial_f R - S/|S| \cdot \partial_f S & ; \text{else} \end{cases} \quad (\text{A.16})$$

である。ここで、 R と S は(9-5)式の $A(u, v)$ の実部と虚部である。この節では、座標系の表示 (u, v) は簡単のため除いてある。さて、 $F(u + \Delta u, v)$ を

$$F_{\Delta u} = C_{\Delta u} + jD_{\Delta u} \quad (\text{A.17})$$

と書くことによって、

$$R = (C_{\Delta u} C_0 + D_{\Delta u} D_0) \cos(j\Delta\varphi_u) + (D_{\Delta u} C_0 - C_{\Delta u} D_0) \sin(j\Delta\varphi_u), \quad (\text{A.18})$$

$$S = (D_{\Delta u} C_0 - C_{\Delta u} D_0) \cos(j\Delta\varphi_u) - (C_{\Delta u} C_0 + D_{\Delta u} D_0) \sin(j\Delta\varphi_u) \quad (\text{A.19})$$

となる。これらの導関数は

$$\begin{aligned} \partial_f R = & (C_{\Delta u} \partial_f C_0 + C_0 \partial_f C_{\Delta u} + D_0 \partial_f D_{\Delta u} + D_{\Delta u} \partial_f D_0) \cos(j\Delta\varphi_u) \\ & + (D_{\Delta u} \partial_f C_0 + C_0 \partial_f D_{\Delta u} - C_{\Delta u} \partial_f D_0 + D_0 \partial_f C_{\Delta u}) \sin(j\Delta\varphi_u), \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

$$\begin{aligned} \partial_f S = & (D_{\Delta u} \partial_f C_0 + C_0 \partial_f D_{\Delta u} - C_{\Delta u} \partial_f D_0 + D_0 \partial_f C_{\Delta u}) \cos(j\Delta\varphi_u) \\ & - (C_{\Delta u} \partial_f C_0 + C_0 \partial_f C_{\Delta u} + D_0 \partial_f D_{\Delta u} + D_{\Delta u} \partial_f D_0) \sin(j\Delta\varphi_u) \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

となる。ここで、

$$\partial_f C_{\Delta u} = \cos \left[\frac{2\pi i}{N_i} \{ (u + \Delta u)x + vy \} \right] \quad (\text{A.22})$$

$$\partial_f D_{\Delta u} = \sin \left[\frac{2\pi i}{N_i} \{ (u + \Delta u)x + vy \} \right] \quad (\text{A.23})$$

である。 N_i は画像のサイズである。

謝辞

本論文をまとめるにあたり、北海道大学工学部、田中啓司教授、新保勝教授、大場良次教授には多くの御助言を頂きました。厚くお礼申し上げます。また、村田和美北海道大学名誉教授（現北海道工業大学教授）には、北海道大学在籍当時から数々の御助言および叱咤激励をして頂きました。ここに感謝の意を表します。

北海道大学工学部、馬場直志助教授には、学生時代から現在に至るまで様々な面でお世話になり、心から感謝致します。特に、本研究テーマに関して、天文光学の方面からの様々な有益な助言、討論、また研究方針に対する御示唆を頂きました。馬場先生がいなければ、この論文が形になることはなかったはずです。国立天文台、磯部瑠三助教授には、メキシコでスペックル観測する機会を与えて頂き、深く感謝致します。メキシコのデータは、本研究において非常に重要なものでした。国立天文台、桜井隆教授には一緒に太陽観測をして頂くことで、本研究において貴重なデータが得ることができました。深く感謝致します。また、スペックル観測においていろいろ便宜を図って頂いた、国立天文台、乗本祐慈、野口本和両助手と、太陽観測の機会を与えて頂いた京都大学飛騨天文台のスタッフの皆様に感謝致します。

北海道大学工学部応用物理学科応用光学講座の白峰賢一助手、および学生諸君には様々な面で御協力頂きました。特に、大沢健郎君、沢井真樹君には、第7章および第9章に関して非常に重要な実験をして頂きました。また、桑村進君にはSAA法による像再生を協力して頂きました。円谷文明君には、ブラインドデコンボリューションについて討論し、また太陽観測の協力をして頂きました。さらに、順不同に、金山亘君、中田真君、稲場肇君、小倉勉君、富田博之君、岸野彰文君、穂積網樹君、井上真由美さんの諸兄の仕事で本研究に関する様々な知見が得られました。事務官の松岡暁子さんには学生時代から、事務の面でいろいろお世話になりました。また、中央大学の新野幹典、入部哲史の両君にはスペックル像の解析で多くの仕事をしていただきました。ここに記して深く感謝致します。

最後に、いろいろな面でサポートしてくれた妻と息子、そして両親と姉に心から感謝致します。

参考文献

- 1) R. H. T. Bates and M. J. McDonnell, *Image Restoration and Reconstruction*, (Oxford university press, New York, 1986).
- 2) A. Rosenfeld and A. C. Kak, *Digital Picture Processing*, 2nd ed., (Academic Press, Orlando, 1982).
- 3) W. K. Pratt, *Digital Image Processing*, (John Wiley & sons, New York, 1978).
- 4) J. C. Dainty, "Stellar speckle interferometry" in *Laser Speckle and Related Phenomena*, Topics in Applied Optics, Vol. 9, J. C. Dainty ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1975).
- 5) A. Labeyrie, "Attainment of diffraction-limited resolution in large telescope by Fourier analysing speckle patterns in star images," *Astron. and Astrophys.*, 6, 85-87 (1970).
- 6) 家正則、"動きだした8mすばる望遠鏡計画" 応用物理、62、540-551 (1993).
- 7) F. Merkle, "Adaptive optics developments at ESO," in *Proceedings of the ESO conference on High-Resolution Imaging by Interferometry I*, J. M. Beckers and F. Merkle, ed. (European Southern Observatory, Garching, 1988) 639-656.
- 8) 馬場直志、"天文学における補償光学," 応用物理、61、608-611 (1992).
- 9) C. A. Beichman and S. Ridgway, "Adaptive optics and interferometry," *Physics Today*, 44, 48-51 (1991).
- 10) T. G. Stockham, T. M. Cannon, and R. B. Ingebretsen, "Blind deconvolution through digital signal processing," *Proc. IEEE*, 63, 678-692 (1975).
- 11) A. V. Oppenheim, R. W. Schaffer, and T. G. Stockham, "Nonlinear Filtering of Multiplied and Convolved signals," *Proc. IEEE*, 56, 1264-1291 (1968).
- 12) G. R. Ayers and J. C. Dainty, "Iterative blind deconvolution method and its application," *Opt. Lett.* 13, 547-549 (1988).
- 13) B. L. K. Davey, R. G. Lane, and R. H. T. Bates, "Blind deconvolution of noisy complex-valued image," *Opt. Commun.* 69, 353-356 (1989).
- 14) J. H. Seldin and J. R. Fienup, "Iterative blind deconvolution algorithm applied to phase retrieval," *J. Opt. Soc. Am A* 7, 428-433 (1990).
- 15) R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures," *Optik*, 35, 237-246 (1972).
- 16) J. R. Fienup, "Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform," *Opt. Lett.*, 3, 27-29 (1978).
- 17) J. R. Fienup, "Phase retrieval algorithms: a comparison," *Appl. Opt.*, 21, 2758-2769 (1982).
- 18) R. G. Lane, "Blind deconvolution of speckle images," *J. Opt. Soc. Am. A*, 9, 1508-1514 (1992).
- 19) E. Thiebaut and J. -M. Conan, "Strict a priori constraints for maximum-likelihood blind deconvolution," *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, 485-492 (1995).

- 20) T. J. Holmes, "Blind deconvolution of quantum-limited incoherent imagery: maximum-likelihood approach," *J. Opt. Soc. Am. A*, 9, 1052-1061 (1993).
- 21) L. B. Lucy, "An iterative technique for the rectification of observed distributions," *Astron. J.*, 79, 745-754 (1974).
- 22) F. Tsumuraya, N. Miura, and N. Baba, "Iterative blind deconvolution method with use of Lucy's algorithm," *Astron. Astrophys.*, 282, 699-708 (1994).
- 23) F. Tsumuraya, N. Miura, and N. Baba, "Iterative blind deconvolution method with use of Lucy's algorithm: applications and several examples of analysis," in *Proc. of IAU symp. on Very High Angular Resolution Imaging*, J. G. Robertson and W. J. Tango eds. (IAU, 1994).
- 24) D. A. Fish, A. M. Brinicombe, E. R. Pike, and J. G. Walker, "Blind deconvolution by means of the Richardson-Lucy algorithm," *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, 58-65 (1995).
- 25) B. C. McCallum, "Blind deconvolution by simulated annealing," *Opt. Commun.*, 75, 101-105 (1990).
- 26) J. Ohtsubo and K. Nakajima, "Image recovery by simulated annealing with known Fourier modulus," *Opt. Commun.*, 86, 265-270 (1991).
- 27) R. J. Steriti and M. A. Fiddy, "Blind deconvolution of images by use of neural networks," *Opt. Lett.*, 19, 575-577 (1994).
- 28) N. Nakajima, "Two-dimensional phase retrieval by exponential filtering," *Appl. Opt.*, 28, 1489-1493 (1989).
- 29) N. Nakajima, "Blind deconvolution of a Hermitian and a non-Hermitian function," *J. Opt. Soc. Am. A* 8, 808-813 (1991).
- 30) Y. Yang, N. P. Galatsanos, and H. Stark, "Projection-Based blind deconvolution," *J. Opt. Soc. Am. A*, 11, 2401-2409 (1994).
- 31) 三浦則明、大沢健郎、"部分画像の並列ブラインドデコンボリューション処理による劣化像回復," *光学*, 22, 498-502 (1993).
- 32) 大沢健郎、三浦則明、馬場直志、"並列ブラインドデコンボリューション法による像回復と太陽像再生への適用," *画像工学コンファレンス論文集*, 24, 203-206 (1993).
- 33) N. Miura, K. Osawa, and N. Baba, "Single-frame blind deconvolution by means of frame segmentation," *Opt. Lett.*, 19, 695-697 (1994).
- 34) N. Miura, K. Ohsawa, and N. Baba, "Parallel blind deconvolution applied to solar image," *Opt. Rev.*, 1, 208 (1994).
- 35) A. M. Darling, "Blind deconvolution for referenceless speckle imaging," *Proc. of SPIE*, 1351, 590-599 (1990).
- 36) N. Miura, N. Baba, S. Isobe, M. Noguchi, and Y. Norimoto, "Binary star reconstruction with use of the blind deconvolution method," *J. Mod. Opt.* 39, 1137-1146 (1992).
- 37) N. Miura and N. Baba, "Extended-object reconstruction with sequential use of the iterative blind deconvolution method," *Opt. Commun.*, 89, 375-379 (1992).

- 38) N. Miura, N. Baba, S. Isobe, and M. Noguchi, "Speckle imaging with sequential use of the iterative blind deconvolution method: Application to binary star data," in *Proceedings of the ESO conference on High-Resolution Imaging by Interferometry II*, J. M. Beckers and F. Merkle, ed. (European Southern Observatory, Garching, 1993), 345-352.
- 39) S. M. Jefferies and J. C. Christou, "Restoration of astronomical images by iterative blind deconvolution," *Astrophys. J.*, 415, 862-874 (1993).
- 40) J. C. Christou, E. K. Hege, S. M. Jefferies, and C. U. Keller, "Application of multi-frame iterative blind deconvolution for diverse astronomical imaging," *Proc. SPIE*, 2200, 433-444 (1994).
- 41) T. J. Schultz, "Multiframe blind deconvolution of astronomical images," *J. Opt. Soc. Am. A*, 10, 1064-1073 (1993).
- 42) N. Miura, S. Kuwamura, N. Baba, S. Isobe, and M. Noguchi, "Parallel scheme of the iterative blind deconvolution method for stellar object reconstruction," *Appl. Opt.*, 32, 6514-6520 (1993).
- 43) N. Miura, N. Baba, S. Isobe, and M. Noguchi: "Image reconstruction using parallel blind deconvolution method and its application to binary stars," in *Proceedings of the Sino-Japan Symposium on Engineering Optics*, (Acta Optica Sinica, Beijing, 1992) 232-235.
- 44) N. Miura and N. Baba, "Segmentation-based multiframe blind deconvolution of solar images," *J. Opt. Soc. Am. A*, to be published.
- 45) N. Miura, N. Baba, F. Tsumuraya, and T. Sakurai, "Solar imaging by blind deconvolution of segments from multiple frames," *Signal Recovery and Synthesis V*, OSA Technical Digest Series, Vol. 11, pp. 52-53 (Opt. Soc. Am., Washington, D.C, 1995).
- 46) M. Karovska and S. R. Habbal, "High-resolution studies of the structure of the solar atmosphere using new imaging algorithm," *Astrophys. J.*, 371, 402-407 (1991).
- 47) P. Nisenson, "Single speckle frame imaging using Ayers-Dainty blind deconvolution," in *Proceedings of the ESO conference on High-Resolution Imaging by Interferometry II*, J. M. Beckers and F. Merkle, ed. (European Southern Observatory, Garching, 1993), 299-308.
- 48) S. L. Friedman and J. M. Rodenburg, "Optical demonstration of a new principle of far-field microscopy," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25, 147-154 (1992).
- 49) B. C. McCallum and J. M. Rodenburg, "Simultaneous reconstruction of object and aperture functions from multiple far-field intensity measurements," *J. Opt. Soc. Am. A*, 10, 231-239 (1993).
- 50) C. R. Kitchin, *Astrophysical Techniques*, (Adam Hilger, Bristol, 1991).
- 51) J. B. Kaler、磯部秀三、平山智啓共訳、星の物理、(日経サイエンス、1993).
- 52) G. Rousset, J. C. Fontanella, P. Ken, P. Gigan, F. Rigaut, P. Lena, C. Boyar, P. Jagourel, J. P. Gaffard, and F. Merkle, "First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics," *Astron. Astrophys.*, 230, L29-L32 (1990).

- 53) D. L. Fried, "Least-square fitting a wave-front distortion estimate to an array of phase-difference measurements," *J. Opt. Soc. Am.*, 67, 370-375 (1977).
- 54) W. H. Southwell, "Wave-front estimation from wave-front slope measurements," *J. Opt. Soc. Am.*, 70, 998-1006 (1980).
- 55) R. G. Lane and M. Tallon, "Wave-front reconstruction using a Shack-Hartmann sensor," *Appl. Opt.*, 31, 6902-6908 (1992).
- 56) F. Roddier, "Curvature sensing and compensation: a new concept in adaptive optics," *Appl. Opt.*, 27, 1223-1225 (1988).
- 57) R. Barakat and B. H. Sandler, "Determination of the wave-front aberration function from measured values of the point-spread function: a two-dimensional phase retrieval problem," *J. Opt. Soc. Am. A*, 9, 1715-1723 (1992).
- 58) N. Baba, T. Ogura, and N. Miura, "Wavefront correction from point spread function data," *Appl. Opt.*, 32, 4979-4983 (1993).
- 59) J. G. Walker and Y. Liu, "A novel wavefront sensing method," *Pure Appl. Opt.*, 2, 251-259 (1993).
- 60) B. M. Welsh and C. S. Gardner, "Effects of turbulence-induced anisoplanatism on the imaging performance of adaptive-astronomical telescopes using laser guide stars," *J. Opt. Soc. Am. A*, 8, 69-80 (1991).
- 61) B. M. Welsh, "Imaging performance analysis of adaptive optical telescopes using laser guide stars," *Appl. Opt.*, 30, 5021-5030 (1991).
- 62) M. Tallon and R. Foy, "Adaptive telescope with laser probe: isoplanatism and cone effect," *Astron. Astrophys.*, 235, 549-557 (1990).
- 63) R. K. Tyson, "Adaptive optics system performance approximations for atmospheric turbulence correction," *Opt. Eng.*, 29, 1165-1173 (1990).
- 64) M. C. Roggemann, "Limited degree-of-freedom adaptive optics and image reconstruction," *Appl. Opt.*, 30, 4227-4233 (1991).
- 65) H. A. McAlister and W. I. Hartkopf, *Catalog of Interferometric Measurements of Binary Stars* (Center for High Angular Resolution Astronomy, Atlanta, 1984).
- 66) H. A. McAlister and W. I. Hartkopf, *2nd Catalog of Interferometric Measurements of Binary Stars* (Center for High Angular Resolution Astronomy, Atlanta, 1988).
- 67) S. Isobe, Y. Norimoto, M. Noguchi, J. Ohtsubo, N. Baba, N. Miura, H. Yanaka, and T. Tanaka, "Speckle observations of visual and spectroscopic binaries. I.," *Publ. Natl. Astron. Obs. Japan*, 1, 217-225 (1990).
- 68) S. Isobe, Y. Norimoto, M. Noguchi, J. Ohtsubo, N. Baba, N. Miura, H. Yanaka, and T. Tanaka, "Speckle observations of visual and spectroscopic binaries. II.," *Publ. Natl. Astron. Obs. Japan*, 1, 381-392 (1990).
- 69) S. Isobe, M. Noguchi, J. Ohtsubo, N. Baba, N. Miura, and M. Ni-ino, "Speckle observations of visual and spectroscopic binaries. III.," *Publ. Natl. Astron. Obs. Japan*, 2, 459-474 (1992).
- 70) N. Miura, N. Baba, M. Ni-ino, J. Ohtsubo, M. Noguchi, and S. Isobe, "Speckle observations of visual and

- spectroscopic binaries. IV.," *Publ. Natl. Astron. Obs. Japan*, 2, 561-571 (1992).
- 71) N. Miura, M. Ni-ino, N. Baba, T. Iribe, and S. Isobe, "Speckle observations of visual and spectroscopic binaries. V.," *Publ. Natl. Astron. Obs. Japan*, 3, 153-167 (1993).
- 72) K. T. Knox and B. J. Thompson, "Recovery of images from atmospherically degraded short-exposure photographs," *Astrophys. J.*, 193, L45-L48 (1974).
- 73) K. T. Knox, "Image retrieval from astronomical speckle patterns," *J. Opt. Soc. Am.*, 66, 1236-1239 (1976).
- 74) J. C. Fontanella and A. Seve, "Reconstruction of turbulence-degraded images using the Knox-Thompson algorithm," *J. Opt. Soc. Am. A*, 4, 438-448 (1987).
- 75) O. von der Luhe, "Signal transfer function of the Knox-Thompson speckle imaging technique," *J. Opt. Soc. Am. A*, 5, 721-728 (1988).
- 76) P. Nisenson, "Speckle imaging with the PAPA detector and the Knox-Thompson algorithm," in *Diffraction-Limited Imaging with Very Large telescopes*, D. M. Alloin and J. -M. Mariotti eds. (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1989).
- 77) G. P. Weigelt, "Modified astronomical speckle interferometry: speckle masking", *Opt. Commun.*, 21, 55-59 (1977).
- 78) A. W. Lohmann, G. P. Weigelt, and B. Wirtzner, "Speckle masking in astronomy: triple correlation theory and applications," *Appl. Opt.*, 22, 4028-4037 (1983).
- 79) B. Wirtzner, "Bispectral analysis at low light levels and astronomical speckle masking," *J. Opt. Soc. Am. A*, 2, 14-21 (1985).
- 80) G. Weigelt, G. Baier, J. Ebersberger, F. Fleischmann, K. -H. Hofmann, and R. Ladebeck, "High resolution speckle methods for overcoming image degradation caused by the atmosphere and telescope aberrations," *Opt. Eng.*, 25, 706-711 (1986).
- 81) K. -H. Hofmann and G. Weigelt, "Astronomical speckle masking: image reconstruction by cross triple correlation," *Appl. Opt.*, 26, 2011-2015 (1987).
- 82) G. R. Ayers, M. J. Northcott, and J. C. Dainty, "Knox-Thompson and triple-correlation imaging through atmospheric turbulence," *J. Opt. Soc. Am. A*, 5, 963-985 (1988).
- 83) M. J. Northcott, G. R. Ayers, and J. C. Dainty, "Algorithms for image reconstruction from photon-limited data using the triple correlation," *J. Opt. Soc. Am. A*, 5, 986-992 (1988).
- 84) G. Weigelt, "Triple-correlation imaging in optical astronomy," in *Progress in Optics XXIX*, E. Wolf ed., (1991).
- 85) K. -H. Hofmann and G. Weigelt, "Iterative image reconstruction from bispectrum," *Astron. Astrophys.*, 278, 328-339 (1993).
- 86) R. H. T. Bates and F. M. Cady, "Towards true imaging by wideband speckle interferometry," *Opt. Commun.*, 32, 365-369 (1980).

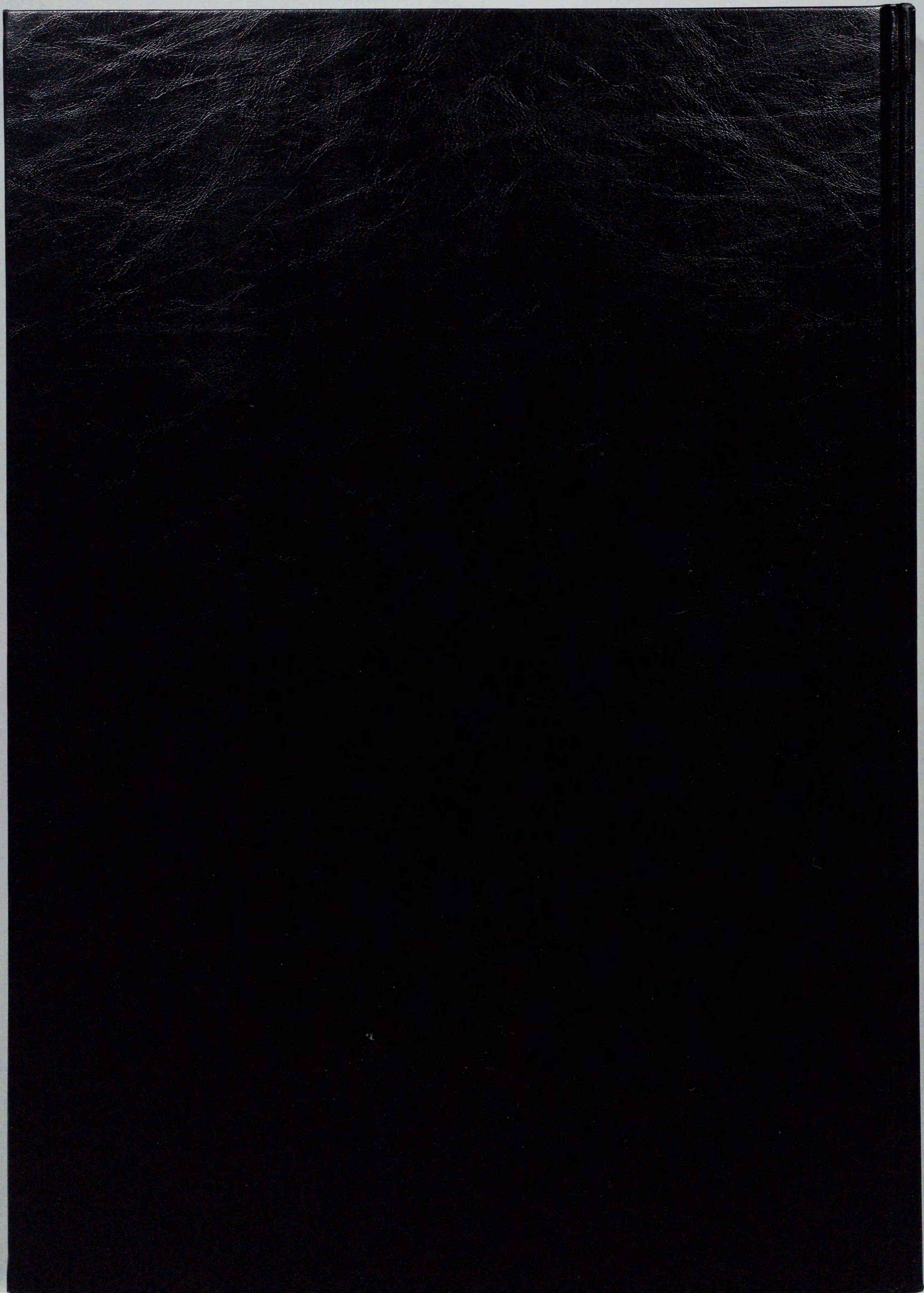
- 87) B. R. Hunt, W. R. Fright, and R. H. T. Bates, "Analysis of the shift-and-add method for imaging through turbulent media," *J. Opt. Soc. Am.*, 73, 456-465 (1983).
- 88) A. M. Sinton, B. L. K. Davey, and R. H. T. Bates, "Augmenting shift-and-add with zero-and-add," *J. Opt. Soc. Am. A*, 3, 1010-1017 (1986).
- 89) J. C. Christou, E. K. Hege, J. D. Freeman, and E. Ribak, "Self-calibrating shift-and-add technique for speckle imaging," *J. Opt. Soc. Am. A*, 3, 204-209 (1986).
- 90) E. Ribak, "Astronomical imaging by filtered weighted-shift-and-add technique," *J. Opt. Soc. Am. A*, 3, 2069-2076 (1986).
- 91) N. Baba, S. Isobe, M. Noguchi, Y. Norimoto, and N. Miura, "Data reduction for stellar speckle interferograms of binary stars based on the shift-and-add method," *Appl. Opt.*, 26, 2306-2310 (1987).
- 92) E. K. Hege, "High resolution imaging results," in *Proceedings of the ESO conference on High-Resolution Imaging by Interferometry I*, J. M. Beckers and F. Merkle, ed. (European Southern Observatory, Garching, 1988) 303-315.
- 93) J. Primot, G. Rousset, and J. C. Fontanella, "Deconvolution from wave-front sensing: a new technique for compensating turbulence-degraded images," *J. Opt. Soc. Am. A*, 7, 1598-1608 (1990).
- 94) B. M. Welsh and R. N. von Niederhausen, "Performance analysis of the self-referenced speckle-holography image-reconstruction technique," *Appl. Opt.*, 32, 5071-5078 (1993).
- 95) M. C. Roggemann and J. A. Meinhardt, "Image reconstruction by means of wave-front sensor measurements in closed-loop adaptive-optics systems," *J. Opt. Soc. Am. A*, 10, 1996-2007 (1993).
- 96) R. A. Gonsalves, "Phase retrieval and diversity in adaptive optics," *Opt. Eng.*, 21, 829-832 (1982).
- 97) R. G. Paxman, T. J. Schulz, and J. R. Fienup, "Joint estimation of object and aberrations by using phase diversity," *J. Opt. Soc. Am. A*, 9, 1072-1085 (1992).
- 98) R. G. Paxmann and J. H. Seldin, "Fine-resolution astronomical imaging with phase-diverse speckle," in *Digital Recovery and Synthesis II*, (SPIE, San Diego, 1993) 2029-2031.
- 99) N. Baba, H. Tomita, and N. Miura, "Iterative reconstruction method in phase-diversity imaging," *Appl. Opt.*, 33, 4428-4433 (1994).
- 100) N. Baba, H. Tomita, and N. Miura, "Phase diversity imaging through atmospheric turbulence," *Opt. Rev.*, 1, 308-310 (1994).
- 101) F. Roddier, "The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy," in *Progress in Optics XIX*, E. Wolf ed. (North-Holland, Amsterdam, 1981).
- 102) J. W. Goodman, *Statistical Optics*, (John Wiley & Sons, New York, 1985).
- 103) R. E. Hufnagel and N. R. Stanley, "Modulation transfer function associated with image transmission through the atmosphere," *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 52-61 (1964).
- 104) A. Kolmogorov, in *Turbulence, Classic Papers on Statistical Theory* (Wiley-Interscience, New York, 1961).

- 105) T. S. McKechnie, "Light propagation through the atmosphere and the properties of images formed by large ground-based telescopes," *J. Opt. Soc. Am. A*, 8, 346-365 (1991).
- 106) T. S. McKechnie, "Atmospheric turbulence and the resolution limits of large ground-based telescopes," *J. Opt. Soc. Am. A*, 9, 1937-1954 (1992).
- 107) V. I. Tatarskii and V. U. Zavorotny, "Atmospheric turbulence and the resolution limits of large ground-based telescopes: comment," *J. Opt. Soc. Am. A*, 10, 2410-2414 (1993).
- 108) T. S. McKechnie, "Atmospheric turbulence and the resolution limits of large ground-based telescopes: reply to comment," *J. Opt. Soc. Am. A*, 10, 2415-2417 (1993).
- 109) R. Barakat and J. W. Beletic, "Influence of atmospherically induced random wave fronts on diffraction imagery: a computer simulation model for testing image reconstruction algorithms," *J. Opt. Soc. Am. A*, 7, 653-671 (1990).
- 110) D. L. Fried, "The nature of atmospheric turbulence through a randomly inhomogeneous medium for very long and short exposures," *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 1372-1380 (1966).
- 111) D. Korff, "Analysis of a method for obtaining near-diffraction-limited information in the presence of atmospheric turbulence," *J. Opt. Soc. Am.*, 63, 971-980 (1973).
- 112) J. Bargnino, C. Aime, F. Mertin, R. G. Retrov, G. Ricort, and M. Lazrek, "Polychromatic transfer functions in stellar speckle interferometry," *J. Opt. Soc. Am. A*, 6, 244-251 (1989).
- 113) J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, (McGraw-Hill, New York, 1968).
- 114) R. Bracewell, *The Fourier Transform and Its Applications*, (McGraw-Hill, New York, 1965).
- 115) Y. M. Bruck and L. G. Sodin, "A method for processing speckle images requiring no reference point source," *Astron. Astrophys.*, 87, 188-191 (1980).
- 116) J. C. Dainty and A. H. Greenaway, "Estimation of spatial spectra in speckle interferometry," *J. Opt. Soc. Am.*, 69, 786-790 (1979).
- 117) J. C. Dainty, "Computer simulations of speckle interferometry of binary stars in the photon-counting mode," *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 183, 223-236 (1978).
- 118) K. -H. Hofmann, "Photon-counting speckle imaging: the photon-counting hole in triple correlation," *J. Opt. Soc. Am. A*, 10, 329-335 (1993).
- 119) E. Thiebaut, "Speckle interferometry with photon-counting detector," *Astron. Astrophys*, 284, 340-348 (1994).
- 120) N. Miura and N. Baba, "Influence of higher-order correlations on average autocorrelation in photon-counting speckle interferometry," *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, (1995) in print.
- 121) N. Baba, M. Tabata, and K. Murata, "Wideband speckle spectroscopy based on shift-and-add method," *Opt. Lett.*, 13, 616-618 (1988).
- 122) S. Kuwamura, N. Baba, N. Miura, and K. Murata, "Stellar spectroscopy with diffraction-limited resolution of

- large telescope," in *Proc. Sino-Japan Symp. on Engineering Optics*, (Acta Optica Sinica, Beijing, 1992) 369-372.
- 123) S. Kuwamura, N. Baba, N. Miura, and E. K. Hege, "Stellar spectra reconstruction from speckle spectroscopic data," *Astron. J.*, 105, 665-671 (1993).
- 124) S. Kuwamura, N. Baba, N. Miura, M. Noguchi, Y. Norimoto, and S. Isobe, "Preliminary observational results of wideband speckle spectroscopy," in *Proc. ESO Conf. on High Resolution Imaging by Interferometry II*, J. M. Beckers and F. Merkle eds., (European Southern Observatory, Garching, 1993) 461-469.
- 125) S. Kuwamura, N. Baba, N. Miura, and Y. Norimoto, "Stellar spectra reconstruction from speckle spectroscopic data II," *Astron. J.*, 106, 2532-2539 (1993).
- 126) N. Baba, S. Kuwamura, N. Miura, and Y. Norimoto, "Imaging spectroscopy with high spatial resolution," *Astrophys. J. Lett.*, 431, L111-L114 (1994).
- 127) N. Baba, S. Kuwamura, N. Miura, and Y. Norimoto, "Speckle spectroscopy under atmospheric turbulence," *OSA proc. on Advances in Optical Imaging and Photon Migration*, R. R. Alfano ed., 21, 60-63 (Opt. Soc. Am., Washington, DC, 1994).
- 128) S. Kuwamura, N. Baba, N. Miura, and Y. Norimoto, "Observational results of stellar speckle interferometric spectroscopy," *Opt. Rev.*, 2, 68-71 (1995).
- 129) N. Baba, K. Hozumi, S. Kuwamura, and N. Miura, "Speckle spectroscopy with tip-tilt operation," *Opt. Lett.*, 15, (1995) in print.
- 130) N. Baba, S. Kuwamura, N. Miura, and Y. Norimoto, "Stellar speckle imaging by reference to different-colored specklegrams," *Opt. Lett.*, 15, 1175-1177 (1995).
- 131) F. Roddier, "Triple correlation as a phase closure technique," *Opt. Commun.*, 60, 145-148 (1986).
- 132) C. Y. C. Liu and A. W. Lohmann, "High-resolution image formation through the turbulent atmosphere," *Opt. Commun.*, 8, 372-377 (1973).
- 133) L. M. Kani and J. C. Dainty, "Super-resolution using the Gerchberg algorithm," *Opt. Commun.*, 68, 11-17 (1988).
- 134) P. J. Sementilli, B. R. Hunt, and M. S. Nadar, "Analysis of the limit to superresolution in incoherent imaging," *J. Opt. Soc. Am. A*, 10, 2265-2276 (1993).
- 135) 小島紀男、篠崎寿夫、z 変換入門 (東海大学出版会、1981).
- 136) M. H. Hayes, J. S. Lim, and A. L. Oppenheim, "Signal reconstruction from phase or magnitude," *IEEE trans.*, ASSP-28, 672-680 (1980).
- 137) M. H. Hayes, "The reconstruction of a multidimensional sequence from the phase or magnitude of its Fourier Transform," *IEEE trans.*, ASSP-30, 140-154 (1983).
- 138) M. H. Hayes, "Signal reconstruction from spectral phase or spectral magnitude," in *Advances in Computer vision and Image processing*, T. S. Hung ed., (JAI press, London, 1984).

- 139) R. G. Lane and R. H. T. Bates, "Relevance for blind deconvolution of recovering Fourier magnitude from phase," *Opt. Commun.*, 63, 11-14 (1987).
- 140) R. G. Lane and R. H. T. Bates, "Automatic multidimensional deconvolution," *J. Opt. Soc. Am. A*, 4, 180-188 (1987).
- 141) R. H. T. Bates, B. K. Quek, and C. R. Parker, "Some implications of zero sheets for blind deconvolution and phase retrieval," *J. Opt. Soc. Am. A*, 7, 468-479 (1990).
- 142) B. L. K. Davey, A. M. Sinton, and R. H. T. Bates, "Zero-and-add," *Opt. Eng.*, 25, 765-771 (1986).
- 143) 吉岡一男、恒星天文学、(共立、1989)
- 144) S. P. Parker ed.、小田稔監訳、宇宙天文大辞典、(丸善、1987)
- 145) S. Isobe and N. Baba, "Speckle observations of triple stars," in *ASP Conference Series*, 32, 555-557 (1992).
- 146) S. Isobe, N. Baba, N. Miura, and J. Ohtsubo, "Detection of triple star systems by speckle observations of spectroscopic binaries," in *ASP Conference Series*, 38, 81-85 (1993).
- 147) 国立天文台編、理科年表、(丸善、1994)
- 148) 平山淳、太陽、(恒星社、1981)
- 149) E. Wiehr and F. Kneer, "Spectroscopy of the solar photosphere with high spatial resolution," *Astron. Astrophys.*, 195, 310-314 (1988).
- 150) H. I. Abdussamatov, "The fine structure of solar granulation and its relationship to large-scale photospheric structures," *Astron. Astrophys.*, 272, 580-586 (1993).
- 151) O. Espagnet, R. Muller, Th. Roudier, and N. Mein, "Turbulent power spectra of solar granulation," *Astron. Astrophys.*, 271, 589-600 (1993).
- 152) B. L. McGlamery, "Computer simulation studies of compensation of turbulence degraded images," *Proc. SPIE*, 74, 225-233 (1976).
- 153) O. von der Luhe, "Speckle imaging of solar small scale structure I. Methods," *Astron. Astrophys.*, 268, 374-390 (1993).
- 154) O. von der Luhe, "Speckle imaging of solar small scale structure II. Study of small scale structure in active regions," *Astron. Astrophys.*, 281, 889-910 (1994).
- 155) C. R. de Boer, F. Kneer, and A. Nesis, "Speckle observations of solar granulation," *Astron. Astrophys.*, 257, L4-L6 (1992).
- 156) D. S. Acton and R. C. Smithson, "Solar imaging with a segmented adaptive mirror," *Appl. Opt.*, 31, 3161-3169 (1992).
- 157) A. Irbah, J. Borgnino, F. Laclare, and G. Merlin, "Isoplanatism and high resolution solar imaging," *Astron. Astrophys.*, 276, 663-672 (1993).
- 158) R. G. Paxmann and J. H. Seldin, "Fine-resolution imaging of solar features using phase-diverse speckle imaging," in *Proc. of the 13th Sacramento Peak Workshop*, (Sacramento Peak, 1992).

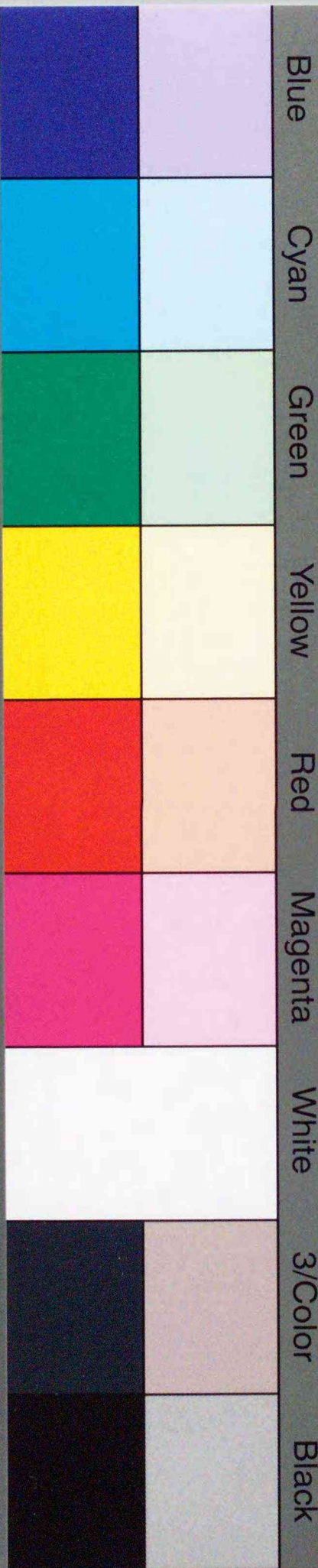
- 159) J. H. Seldin and R. G. Paxman, "Phase-diverse speckle reconstruction of solar imaging," in *Image Reconstruction and Restoration, Proc. of the SPIE*, (San Diego, 1994).
- 160) N. Miura, N. Baba, F. Tsumuraya and T. Sakurai, "Solar imaging by blind deconvolution of segments from multiple frames," in *Signal Recovery and Synthesis, 1995 OSA Technical Digest Series*, 11, 52-53 (Opt. Soc. Am., Washington DC, 1995).
- 161) N. Miura, N. Sawai and N. Baba, "Stellar image reconstruction from phase differences," *Opt. Commun.*, (1995) in print.
- 162) W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in C* (Cambridge Univ. Press, 1988).
- 163) E. K. Hege, in *Diffraction-limited imaging with very large telescope*, D. M. Alloin and J. -M. Mariotti, eds. (Kluwer, Dordrecht, The Netherlands, 1989) 113-124.
- 164) P. Nisenson and C. Papaliolios, "Effects of photon noise on speckle image reconstruction with the Knox-Thompson algorithm," *Opt. Commun.* 47 (1983) 91-96.



Inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

