

博士論文

系外惑星直接観測のための高精度補償光学

Precise adaptive optics operation

for the direct observation of extrasolar planets

平成 27 年 7 月

日本大学大学院理工学研究科博士後期課程

物理学専攻

大矢正人

目次

第 1 章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 太陽系外惑星の観測法	3
1.2.1 間接観測	3
1.2.2 直接観測	7
1.3 本研究の目的	14
第 2 章 ダークホール制御	16
2.1 Speckle Nulling (SN) 法	17
2.1.1 瞳面電場の位相でのサイン波、コサイン波変調の特徴	18
2.1.2 Speckle Nulling (SN) 法	22
2.2 Speckle Area Nulling (SAN) 法	25
2.3 本章のまとめ	28
第 3 章 Speckle Area Nulling 法のシミュレーション	29
3.1 Speckle Area Nulling(SAN) 法のシミュレーションの準備	29
3.2 Speckle Area Nulling(SAN)法のシミュレーション	30
3.1 本章のまとめ	36
第 4 章 Speckle Area Nulling 法の実証実験	37
4.1 実験系の構成	37
4.2 Speckle Area Nulling 法の実証実験	41
4.3 Gradual Area Reduction (GAR)法	44
4.4 本章のまとめ	48
第 5 章 今後の展望	50

付録.....	52
A 天文学での定義.....	52
A.1 天文学で使われる距離の単位.....	52
A.2 系外惑星の分類.....	53
B 偏光の基礎とジョーンズ行列.....	54
C 実験系使用の光学素子と機器.....	58
C.1 光源部.....	58
C.2 Speckle Area Nulling (SAN) 光学系.....	62
D シミュレーションでのスペckルノイズの発生方法.....	66
謝辞.....	68
<i>Reference</i>	69

第 1 章

序論

1.1 はじめに

私たちの住む太陽系は、太陽と 8 つの惑星により構成されている。地球は、その小さな惑星の一つである。広い宇宙空間にも第 2 の地球と呼べるような惑星があると考えられている。太陽系外惑星（以下、系外惑星と記す）の目標は、生命存在の普遍性の調査であり、多くの観測技術が開発・研究され、観測が続けられている。系外惑星探査の歴史は、1930 年代から長期的な系外惑星探査が始まり、1995 年にミッシェル・マイヨールとディディエール・クロエツによって、恒星のペガサス座 51 番星の視線速度に周期的変化（ドップラー法）があることで初めて発見された^[1]。ドップラー法または惑星の恒星前面通過による減光を観測（トランジット法）などのように、恒星の光の変化から惑星の存在を確認する間接観測によって、2008 年までは約 600 個の観測数であったが、2009 年にトランジット法のケプラー衛星が打ち上げられ、データが解析されるにつれ、惑星の発見数が急増した。ケプラー衛星では、それまでに観測されていた惑星の約 2 倍の惑星が発見された。現在までに 1800 個以上の系外惑星が確認されている（図 1-1）。現在観測されている惑星の多くは、木星や土星などの質量の大きな惑星がほとんどである（図 1-2）。ホットジュピター^[2]と呼ばれる恒星から 0.1au（au: astronomical unit、付録 A 参照）未満という非常に近くを公転する地球の 100 倍以上の質量をもつ惑星やホットネプチューン^[2]と呼ばれるホットジュピターの数分の 1 から数十分の 1 の質量をもつ惑星など太陽系には存在しない惑星が非常に多く観測されている（付録 A 参照）。一方、恒星の光を除去し、惑星光を撮像・分光する直接観測は、2008 年に最初の検出に成功し、現在までに約 40 個の惑星が観測されている。これまでに観測されている系外惑星の大半は、間接観測によるものである。直接観測の重要性は、間接観測では得にくい惑星のカラーや光度、スペクトルなどが得られ、温度や大気組成という重要な物理パラメータが得られるところにある。系外惑星探査の目標のためには、地球型惑星の直接観測による惑星大気の実行を行うことが必要とされている。しかし、現在までに直接観測による地球型惑星の観測はなされていない。地球型惑星の直接観測で困難な点は、惑星が恒星から望遠鏡の回折限界分解能の数倍という近い場所にあり、可視光では恒星に比べ約 9~10 桁も暗いことである。そのような高いコントラストの天体を観測するには、恒星の回折光を減

光させるコロナグラフと、光学素子の波面誤差によって発生する焦点面のスペckルノイズを抑える補償光学の両方の光学系を用いることが必須である。ハッブル宇宙望遠鏡には補償光学は搭載されておらず、現在までの直接観測は、補償光学を搭載した地上の大型望遠鏡によってほぼ成されており、達成されているコントラストは約 6 桁である。9 桁のコントラストを達成するには、 $\lambda/10000$ rms (λ は、観測波長) 精度の波面制御が要求されるため、これらの光学系は大気揺らぎの無い宇宙空間の望遠鏡に搭載する必要がある。それは、2026 年頃打ち上げの NASA/WFIRST 計画が最初となる予定であり、高コントラスト光学系と手法の開発は近年世界各地で盛んに行われている。

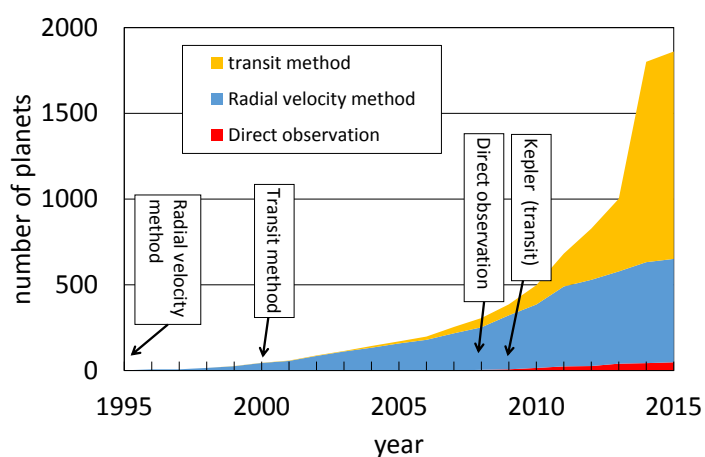


図 1-1: 2015 年 7 月までに観測された系外惑星(1)

The Extrasolar Planets Encyclopedia (<http://exoplanet.eu/>).

縦軸は惑星の発見数、横軸は発見年

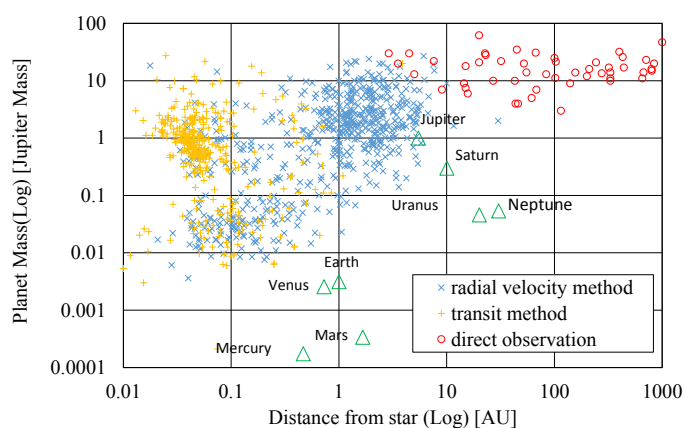


図 1-2: 2015 年 7 月までに観測された系外惑星(2) The Extrasolar Planets Encyclopedia

(<http://exoplanet.eu/>).横軸は恒星と惑星の距離を天文単位 au で、縦軸は惑星質量を木星質量単位で表記

1.2 太陽系外惑星の観測法

1.2.1 間接観測 (indirect observation)

間接的観測とは、惑星自身を観測して系外惑星を検出するのではなく、主星の光を観測して惑星の存在を知る方法である。主な間接的観測の手法として、ドップラー法(視線速度法)、トランジット法、重力レンズ法(重力マイクロレンズ法)、アストロメトリ(天文学的方法)の4つについて説明する。[2][3][4]

(1) ドップラー法 (視線速度法(radial velocity method))

ドップラー法は、1995年に初観測されたペガサス座51番星のb惑星(51 Peg b)を検出した方法である。現在までに約600個の系外惑星を観測する方法である。恒星のスペクトルを分光観測する方法で、惑星の公転運動によって恒星は惑星との共通重心の周りを公転するため、ドップラー効果によって、観測点では恒星スペクトルの波長がシフトする。高分散分光器で波長シフトを観測することで、惑星の存在を間接的に確かめる(図1-3)。質量 M_* の恒星の回りを質量 M_p ($\ll M_*$)の惑星が半径 a の円軌道で公転しているとき、恒星の中心と回転重心の距離 a_* は、

$$a_* = a \frac{M_p}{M_* + M_p} \cong a \frac{M_p}{M_*} \quad (1.1)$$

で表わされ、万有引力定数 G を用いて遠心力と重力のつり合い

$$M_* a_* \Omega_K^2 - G \frac{M_* M_p}{a^2} = 0 \quad (1.2)$$

より、公転角速度 Ω_K は、式(1.1)、式(1.2)より、

$$\Omega_K = \left(G \frac{M_p}{a_* a^2} \right)^{1/2} = \left(G \frac{(M_* + M_p)}{a^3} \right)^{1/2} \cong \left(\frac{G M_*}{a^3} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

となるので、恒星は速度

$$v_* = a_* \Omega_K \cong \frac{G^{1/2} M_p}{M_*^{1/2} a^{1/2}} \quad (1.4)$$

で回転する。このゆれを、連星系の運動速度の視線方向成分 (v_r) の周期的変化として、中心星のスペクトルのドップラー効果を用いて測定するのが、ドップラー法（視線速度法）である（図.1-1）。この方法の利点は、 v_r の周期的変化から、惑星の軌道と（最小）質量が精度良く決められることである。惑星軌道が円軌道の場合、この v_r の時間 t に関する周期変化は $v_r = v_{r,0} \sin(2\pi t / T_K)$ ($v_{r,0}$, T_K は定数) となる。中心の恒星の質量 M_* が別の観測から得られていたとすると、視線速度法の観測量 $v_{r,0}$ [m/s] と T_K [日] は、円軌道の場合、惑星質量 M_p や惑星の軌道長半径 a と、

$$\begin{aligned} T_K &= 2\pi / \Omega_K \cong 365 \left(\frac{a[\text{au}]}{1[\text{au}]} \right)^{3/2} \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right) [\text{日}] \\ v_{r,0} &= v_* \sin i \cong 30 \left(\frac{a[\text{au}]}{1[\text{au}]} \right)^{-1/2} \left(\frac{M_p \sin i}{M_J} \right) \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-1/2} [\text{m/s}] \end{aligned} \quad (1.5)$$

の関係となっている。ここで、 M_\odot は太陽質量 (2.0×10^{30} kg)、 M_J は木星質量 (1.9×10^{27} kg)、 au は天文単位である。 i は、惑星の軌道面法線と視線方向のずれの角度となる。ドップラー法では視線方向の速度だけを見ているので、惑星の軌道面が視線方向に対して傾いているとき、軌道面の傾き i は観測できないので、惑星の質量は $M_p \sin i$ として得られるため、質量は下限値しか求められない。この質量を最小質量(minimum mass)とよぶ。式(1-5)より、軌道半径が小さく、重い惑星のほうが観測されやすいというバイアスがある。太陽系の惑星による太陽の $v_{r,0}$ を比較すると、木星では 13[m/s]、地球では 0.09[m/s] となる。木星型の重い巨大惑星では、10m/s の観測精度が必要となるが、地球型惑星では、0.1m/s の観測精度が必要となる。現在のドップラー法の観測精度は、チリにあるヨーロッパ南天文台の HARPS 分光器で 1m/s を切るものがあるが、地球型惑星の検出には現在の約 10 倍の観測精度が必要となる。

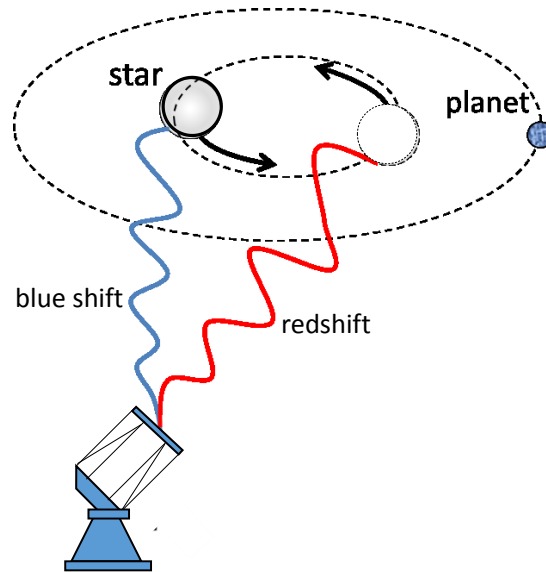


図 1-3: ドップラー法の概念図

(2) トランジット法 (transit method)

惑星が中心恒星を横切る”食”により恒星の光の一部が遮られるため、周期的な恒星の強度の減光を観測することで、惑星を検出する方法がトランジット法である (図1-3)。デイビッド・シャルボノーとグレゴリー・ヘンリーによって、2000年の同時期に別々に初観測された。現在までに約1200個以上の惑星が確認されている。トランジット法の減光率は、恒星と惑星の投影面積の比によって決定される。例えば、太陽系で最大の木星による食を太陽系の大きさに比べて十分遠くから観測した場合、木星と太陽の半径の比が10倍ほどなので、投影面積の比は半径の2乗の比で決まり、減光率は1.0%となる。地球と太陽では、減光率が0.0084%となる。トランジット法で観測される光度曲線は、惑星が恒星の中心付近を通る場合と、端を通る場合で変化する。観測される惑星の軌道によって、恒星光が減光される時間が異なる。その違いから惑星の軌道面と視線方向の傾き i を求めることが出来るため、ドップラー法と併せて観測することで、ドップラー法では求められなかった惑星の真の質量が測定可能になる。トランジット法とドップラー法を併せて真の質量と大きさが分かれば、密度が求められるので、惑星の組成成分の推定が可能になる等の惑星情報が得られる。さらに、トランジットを起こす時には中心星の光が惑星の大気によって一部吸収されるので、惑星大気による中心星の透過スペクトルとそうでない時のスペクトルを比較することで、惑星の大気成分を推定することが出来る。この手法をトランジット分光観測とよぶ。しかし、この方法では、惑星軌道面と視線方向がほぼ一致していないと観測できないので、惑星が存在していても観測できない確率が非常に高い。恒星(中心星)の半径を R_* 、惑星半径を R_p 、惑星の軌道長半径を a_p 、軌道傾斜角 i とすると、惑星が存在するときトランジット法で観測できる確率 P は、

$$P = \int_0^{(R_*+R_p)/a} d(\cos i) = (R_* + R_p)/a_p \quad (1.6)$$

で表わされる。式(1.6)より、中心星に近い惑星軌道を公転し、惑星半径が大きいほど観測する確率は増す。惑星太陽系内の惑星でのトランジットの確率は、地球では0.47%、木星では0.1%となっており、全体では0.01~1%となっている。中心星の大きさが太陽と同等で軌道半径が0.05AUの非常に近くを公転するホットジュピターなどでも発見される確率は10%である。さらに、観測の視線方向で惑星が恒星の前を通過しなければならないので、検出される確率は低下する。2009年に宇宙観測衛星KeplerがNASAより打ち上げられ、観測を行っている。Kepler衛星が登場するまでは、トランジット法の観測で数十個ほどの惑星が確認されるのみであったが、Kepler衛星の観測データが解析されることで、4696個の新たな惑星候補天体が報告され、992個が惑星として確認された(2015年8月28日現在)。ただし、食連星など惑星と似た変光を起こす現象があるため別手法で確認が必要とされ、それまでは惑星候補天体と呼ぶ。今後、更なる解析によって、成果が期待されている。

(3) 重力レンズ法 (重力マイクロレンズ法)

アインシュタインの一般相対性理論では、質量のある物体のまわりでは空間が歪み、光の経路も曲げられる。あたかも重力がレンズの役割を果たすので重力レンズという。そのため、恒星(レンズ天体)が背後にある遠方の恒星(光源天体)に対して運動をしていて、レンズ天体がソース天体の前に来るとき、観測される光は増光する。レンズ天体が惑星を伴った恒星だった場合、中心恒星だけでなく惑星もレンズ天体となる時があるため、観測者から見ると惑星によっても増光を起こす。この増光を観測することで惑星を検出する。観測できる位置関係となっていれば、地球型惑星などの低質量惑星の観測も可能である。しかし、惑星の軌道半径が小さいと中心恒星の増光に埋もれてしまう。さらに、軌道半径が大きすぎると中心星とともに増光する確率は減る。また、一度惑星の増光を観測できる位置関係を外れると追試がほぼ不可能となるため、複数の観測チームによって、共同で観測することで1回の観測イベントを逃さないような観測体制となっている。現在までに、約30個観測されている

(4) アストロメトリ法 (天文学的方法)

視線速度法では、惑星による恒星の速度のふらつきを求めていたが、アストロメトリ法では位置のふらつきを検出する。観測を行う地球から恒星までの距離を d [pc] (付録A参照)とすると、位置のゆれの振幅である角度幅 θ [ミリ秒角]は、式(1.1)より、

$$\theta = \frac{R_*}{d} = \left(\frac{M_p}{M_*} \right) \left(\frac{a_p}{d} \right) \approx \frac{M_p [M_J] a_p [\text{AU}]}{M_* [M_\odot] d [\text{pc}]} \quad (1.7)$$

となる。観測をする地球からの距離が同じ d の星なら、惑星の質量が中心恒星に対して相対的に重いほど、中心から遠い惑星ほど、中心恒星のふらつきが大きくなるのでより検出しやすくなる。一方で、観測距離 d が遠くなるほど、検出が困難になる。例えば、10[pc]の距離から太陽を観測すると、木星の影響だけを考慮すると 0.52 ミリ秒角だけふらつく。太陽系では他の惑星による寄与があるため、太陽は複雑な運動をする。2013 年に打ち上げられた GAIA 衛星では、太陽系のような惑星系で木星型の惑星が検出可能なため、今後の観測に期待される。また、この方法では、軌道面の視線方向に対する傾き i を、観測される恒星のゆれの軌道の楕円率から求めることが出来るため、ドップラー法では最小質量しか得られなかったのに対して、惑星の質量を正確に求められる。

1.2.2 直接観測 (direct observation)

直接観測の重要性は、間接観測では得にくい惑星のカラーや光度、スペクトルなどが得られ、温度や大気組成という重要な物理パラメータが得られるところにある。また、恒星から遠い惑星では、間接観測では数十年単位の観測が必要となるため、直接観測を行うメリットがある。現在までの観測では、恒星から数 AU 以上離れた木星の数倍の質量の大質量の惑星が検出されている。一方で、太陽系内にあるような惑星の直接観測は、これからである。系外惑星観測探査の目標は「生命存在の普遍性の調査」であり、そのためには、直接撮像によって、地球型の系外惑星の大気スペクトルを分光観測し解析する必要がある。直接観測は、地上の 8m を越える大型望遠鏡による観測が主であるが、地球型系外惑星を直接撮像するは、地球の大気揺らぎにより、大きく制限される。そのため、地球の大気揺らぎの影響を受けない宇宙望遠による観測が必要とされるが、地球型惑星を直接撮像するような光学系を搭載したものは存在しない。今後、2026 年頃に口径 2.4m の望遠鏡を打ち上げる NASA の WFIRST 計画があり、それが最初となる。そのため、技術開発が世界各地で行われている。地球質量の数倍の質量で恒星から 1AU より内側にあるようなスーパーアースと呼ばれる地球に似た惑星の直接撮像が期待されている。さらに、現在は無期限延期の状態であるが、NASA の TPF-C や TPF-O、ESA の DARRWIN 計画もあり、技術開発は続けられている。これらの計画では生命存在の可能性のあるハビタブルゾーンにある地球型惑星の直接撮像によって、生命探査を目的としている。地球型系外惑星の直接観測のためには、暗い惑星を観測する検出するための高感度 (検出器)、中心星と惑星を分離できる高分解能 (望遠鏡)、恒星の回折光に埋もれた暗い惑星を検出する高コントラスト (光学系) の 3 つの問題を同時に解決する

必要がある。2つ目の望遠鏡の高分解能のためには、口径の大きな宇宙望遠鏡が必要となる。WFIRST 計画のように口径 $D=2.4\text{m}$ 、観測波長 $\lambda=0.6\mu\text{m}$ の望遠鏡で観測すると、回折限界分解能 λ/D は、0.052 秒角となるため、10pc からの距離から太陽-地球を観測すると約 2 倍に分解されるため、地球型惑星の観測は最低限可能である。特に困難なものは、3つ目の高コントラストな光学系の開発である。そのためには、以下の問題を解決する必要がある。

宇宙望遠鏡での高コントラスト光学系に必要な性能

- (1) 惑星と恒星（主星）のコントラスト差の克服
- (2) スペックルノイズの除去

の2点が挙げられる。2点の問題を解決するため、現在までに行われてきた方法について、以下で紹介する。

- (1) 惑星と恒星（主星）のコントラスト差を克服する光学系

惑星は、恒星に比べてとても暗いため、観測が困難である。地球 - 太陽の惑星系で考えると、図 1-2 のように、9 桁~10 桁ものコントラスト差がある。コントラスト差を克服するには、恒星の回折光を除去し、惑星光を観測するナール干渉計や（ステラ）コロナグラフが必要となる。

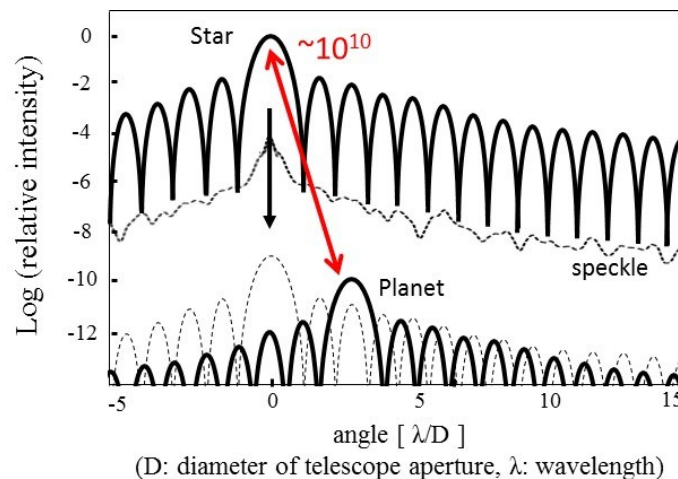


図 1-2: 恒星と惑星のコントラスト比。横軸は、回折限界分解能 $[\lambda/D]$ で表す。
（各望遠鏡で観測波長と開口径は異なるため、この表記で表す）

ここでは、現在までに開発されているナール干渉計やコロナグラフについて、いくつか紹介する。

(i) ナール干渉計

1978年に Bracewell によって、2台の望遠鏡によるナール干渉計で恒星光が打ち消しあうようにして、惑星の光を直接観測する方法が提案された^[5]。恒星光に望遠鏡の光軸を合わせると、恒星光は打ち消されるが、惑星光は光軸に対して θ で入射するため観測できる。望遠鏡の間隔（基線長） B で光軸外の2光波は、検出器上で光路長の差 $B \sin \theta$ を持って干渉する。2光波の位相差 δ は、

$$\delta = 2\pi B \sin \theta / \lambda \quad (1.8)$$

で表される。ここで、 λ は観測波長とする。
干渉後の検出器での強度 I は、

$$I = \sin^2(\delta/2) \quad (1.9)$$

で表され、位相差 $\delta = 2m\pi$ ($m = 0, \pm 1, \dots$) では弱め合いの干渉、 $\delta = (2m + 1)\pi$ ($m = 0, \pm 1, \dots$) では強め合いの干渉となる。 θ が微小角では、惑星光の強度は θ^2 に比例するため、惑星光を取り出すことができる。DARWIN 計画では、4台の宇宙望遠鏡による赤外線ナール干渉を行うことが考えられていた（既に計画は白紙）。

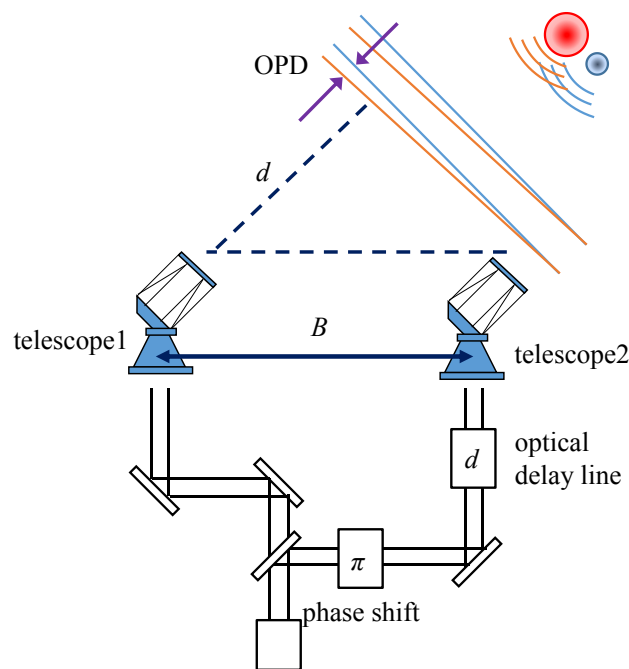


図 1-3: 2 台の地上望遠鏡によるナール干渉計

(ii) ステラーコロナグラフ

単一望遠鏡で、恒星光を除去して周囲の天体構造を映し出すものを総称してステラーコロナグラフという。語源になっているコロナグラフとは、太陽コロナを観測する装置である。太陽のコロナを皆既日食時でなくとも観測する方法として、1930年にフランスのバーナード・リヨによって、コロナグラフが開発された^[6]。太陽だけではなく、明るい恒星の周りの暗い天体を検出するものをステラーコロナグラフと呼ぶが、ここでは単にコロナグラフとする。恒星の回折光や散乱光（スペックル）を除去し、焦点面の検出器で太陽のコロナを観測するものである。以下に、代表的なコロナグラフについて紹介する。

(a) 焦点面マスク型コロナグラフ

図 2-3 のように望遠鏡の光軸を恒星に向け、恒星と惑星を入射させる。古典的な Lyot coronagraph では、望遠鏡の入射瞳を結像レンズで結像させた焦点面にオカルティングマスク（遮蔽円盤）を置く。その後、レンズで再結像された瞳面では、瞳の外周に集中した恒星光を絞り(Lyot-stop)で除去することで、光軸外からの惑星光は検出される。主星からどれだけ近傍を観測できるかという領域を Inner Working Angle (IWA) とよび、Lyot coronagraph では主星を隠すため、IWA が約 $3\lambda/D$ より内側の惑星を検出できない。焦点面電場の位相を変調

させるコロナグラフでは、焦点面を四つの領域に分け、隣り合った領域の位相差を π とするような四分割位相マスク (FQPM: Four-quadrant phase mask)^{[7][8][9][10]} や 8 つの領域に分ける八分割位相マスク (EOPM: Eight-octant phase mask)^{[11][12]}、位相を $0 \sim 4\pi$ まで滑らかに変調させる渦位相マスク (vortex mask)^{[13][14][15][16]} を用いたコロナグラフがある。これらのコロナグラフは、理論的には完全消光が可能である。焦点面の振幅を変調させるものにバンド制限マスク (band-limited mask)^[17] が挙げられる。また、最近の Complex Apodization Lyot Coronagraph^[18] では、高精度な補償光学と共に用いることで、中心波長から 20% の広帯域を $3 \sim 15[\lambda/D]$ の領域を 2×10^{-9} の高コントラストを達成している (IWA は $2.5[\lambda/D]$)。

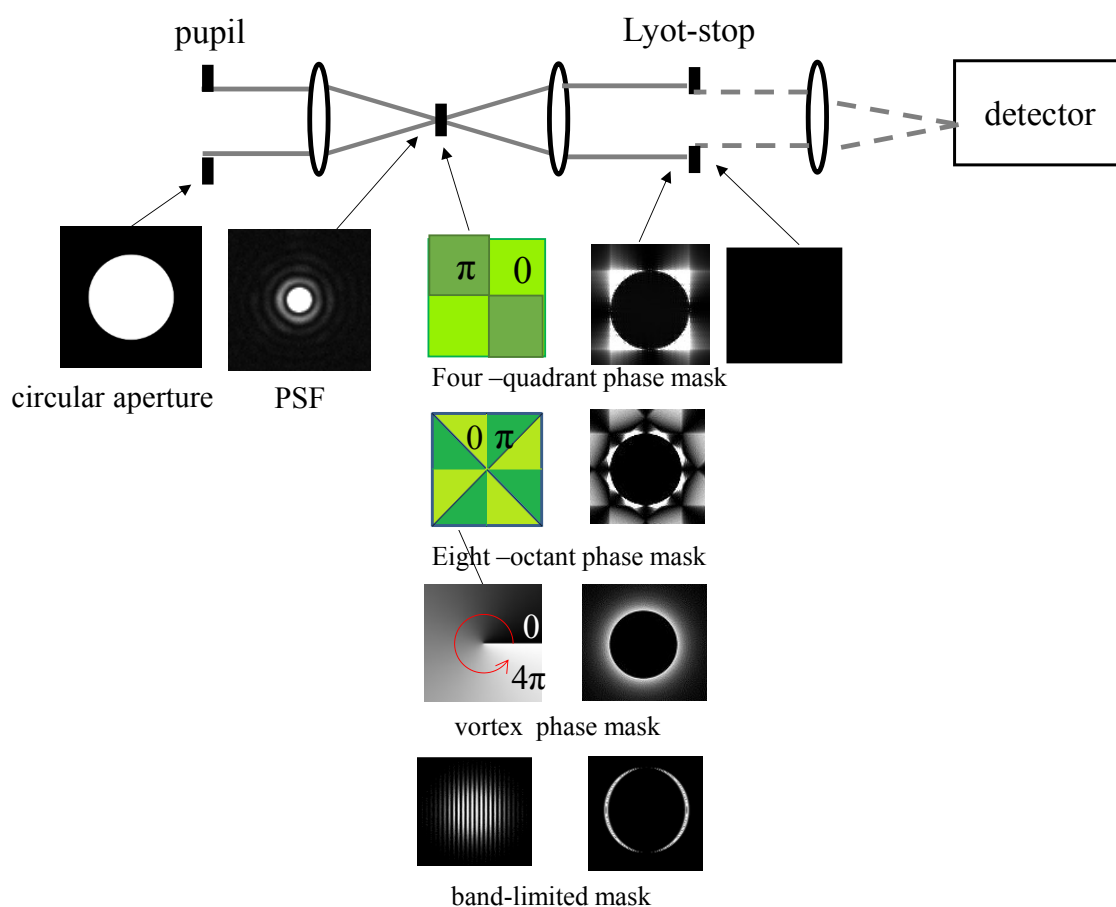


図 1-3: 焦点面マスク型コロナグラフ

(b) 瞳面マスク型コロナグラフ

瞳面の開口の形を工夫することで、焦点面の一部の領域の光強度を抑えられる。例えば、円形開口では、焦点面では PSF の回折パターンが得られるが、矩形開口では、焦点面では

十字型の明るい回折パターンが得られる。十字の明るい領域以外では円形開口にくらべ、暗く抑えることができる。焦点面の全体に明るい PSF のパターンを瞳面の開口の形状を変形するコロナグラフを用いることで、焦点面の一部領域を暗くする。瞳面でのコロナグラフには、焦点面マスク型コロナグラフに比べ、ポインティングの誤差に対して強いという利点がある。Shaped-pupil mask^{[19][20]}や Checker board pupil mask^{[21][22][23]}などがある。それぞれのコロナグラフは、補償光学や差分法などと組み合わせることで、Shaped-pupil mask では $4[\lambda/D]$ 以上の場所で 9 桁のコントラストが得られる。

(c) PIAA コロナグラフ (PIAA: Phase-Induced Amplitude Apodization Coronagraph) ^[24]

2 枚の非球面鏡を使用し、瞳上の恒星光 (主星) の強度分布をガウス型振幅分布に変換することで、焦点面では主星の PSF をコントロールし、コントラストを高める。この方法の利点は、高いスループットを持ち、IWA が小さい ($1.2\lambda/D$) ことである。補償光学を併用することで、 $2\sim 4[\lambda/D]$ の範囲で約 8~9 桁のコントラストが達成されている。

(2) スペックルノイズの除去

(i) ダークホール制御^{[25][26][27][28][29]}

望遠鏡やコロナグラフなどの光学系の表面精度に起因する波面誤差によって、焦点面の検出器上ではスペックルノイズが発生する。コロナグラフで回折光を除去できたとしても、焦点面の検出器で惑星は、スペックルノイズに埋もれてしまう (図 1-2)。そこで、スペックル除去に補償光学 (AO: Adaptive optics) を用いる。地上の補償光学では、望遠鏡瞳と共役な場所に設置した可変形鏡と波面センサーを用いて補正を行うが、時間的に変化の速い大気揺らぎの影響がないため、宇宙空間では焦点面カメラと瞳面の可変形鏡を用いて補正を行う (図 1-4)。これをダークホール制御 (DH: Dark Hole control) と呼ぶ。ダークホール制御では、スペックル画像と可変形鏡で周期的な波面の印加により変調された複数枚のスペックル画像から、焦点面のスペックルを除去するような制御解を求め、制御する方法である。ダークホール制御には、Electric Field Conjugation (EFC)^[31]法や Speckle Nulling 法 (SN)^{[25][26][30]}がある。特に、EFC 法は、NASA の Jet Propulsion Laboratory で研究が行われており、前述の Vortex mask や Shaped-pupil mask、PIAA などのコロナグラフと共に併用することで、地球型系外惑星を検出可能なコントラストに到達するものもある。

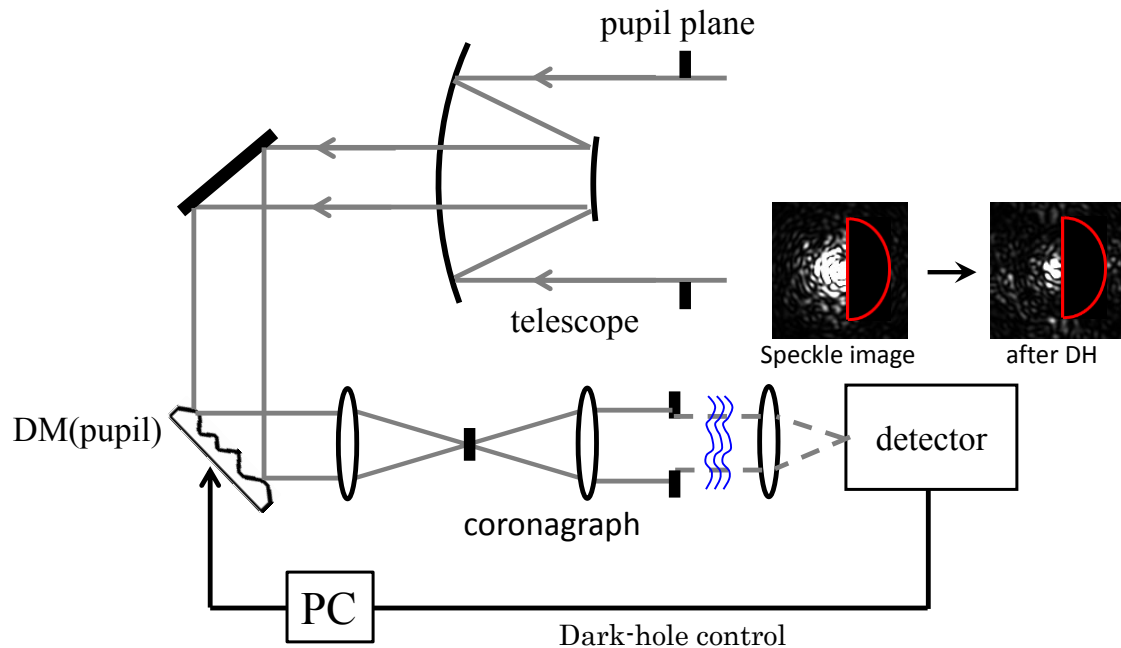


図 1-4: 焦点面波面センサーを用いたダークホール制御

(ii) 差分法^[2]

差分法とは、光学系の表面精度に起因するスペックルノイズなど時間的に安定なスペックルノイズに対して、画像において差分操作を行い、スペックルを除去する方法である。主に地上の望遠鏡で用いられている方法であるが、簡単に紹介をする。主な差分法として、角度差分撮像法、波長差分撮像法、偏光差分撮像法の3つがある。

(a) 角度差分撮像法

ハッブル宇宙望遠鏡で恒星の周りに望遠鏡を回転させ、安定した PSF を利用しながら、異なる時期のデータを差し引く手法 (Role subtraction) を地上望遠鏡用に改良したものである。経緯台式の望遠鏡では、地球の自転に伴って動く天体は、見かけの角度が時間と共に変化する。通常、画像や装置自体を回転させることで、瞳面が回転していない画像を取得する。時間的に安定なスペックルと時間変化の速い大気揺らぎによるスペックルノイズを区別でき、画像上で除去が可能な方法である。

(b) 波長差分撮像法

時間的に変化するスペックルノイズでは、異なる時間 to 取得した PSF を除去するだけではスペックルを除去できない。しかし、波長依存性をもつスペックルノイズでは、同時に異なる波長で取得した画像に特定の吸収線のある波長とない波長がある。波長比のスケーリ

ングを行い、差分をすることで、スペックルノイズを除去可能である。

(c)偏光差分撮像法

惑星からの光は、惑星大気によって部分偏光された恒星光であるが、恒星からの光は無偏光である。特定の偏光成分には惑星光により増光が見られるため、その偏光成分のみ検出を行うと、無偏光の恒星光によるスペックルノイズを除去可能である。

1.3 本研究の目的

地球型の太陽系外惑星の直接観測では、現在までに白色光で 10 桁のコントラストを達成する観測装置は存在しない。恒星の回折光に対して 10 桁も暗い惑星のコントラストを克服するためのコロナグラフが提案・開発されている。無収差の光がコロナグラフを通れば、理論的には完全消光されるものも多く開発されるようになった。しかし、主鏡や副鏡、コロナグラフ光学系では、光学素子の表面精度に起因する波面誤差が発生する。波面誤差を除去するためにはダークホール制御と呼ばれる補償光学を行う必要がある。ダークホール制御では、スペックル画像と可変形鏡で周期的な波面の印加により変調された複数枚のスペックル画像から、焦点面のスペックルを除去するような制御解を求め、制御を行う。ダークホール制御によって、焦点面の一部の領域のコントラストが下がり、惑星を検出する。従来のダークホール制御として **Speckle Nulling (SN)** 法がある。SN 法では、焦点面の制御を行うターゲット領域全体に対して、一括で制御できる方法ではなく、目標コントラストに到達するまで収束の遅い方法であった。そこで、SN 法の拡張として、新たに **Speckle Area Nulling (SAN)** 法を開発した。本法は、ターゲット領域全体を一括で補正する方法となっている。本研究では、コロナグラフとして渦位相マスクコロナグラフと SAN 法を組み合わせた高コントラスト光学系を用いて、SAN 法の実証実験とシミュレーション結果について示し、スペックルを低減する方法であること実証することを目的としている。以下に、第 2 章以降の構成と目的について述べる。

第 2 章の「ダークホール制御」では、新たに開発した SAN 法と SN 法についての説明を行っている。ここでは、SN 法と SAN 法での制御解の導出方法をそれぞれ述べている。

第 3 章の「**Speckle Area Nulling 法 (SAN) のシミュレーション**」では、SN 法についてのシミュレーションを行い、SN 法の問題点と SAN 法との違いについて述べている。

第 4 章の「**Speckle Area Nulling 法 (SAN) の実験**」では、SAN 法の実験を波長 635nm、671nm、705nm の 3 色の光源での実証実験の結果について述べている。SAN 法が原理通りにスペックルが低減できるかを実証した。さらにコントラストを改善させる方法として **Gradual Area Reduction (GAR)** 法を開発した。この方法は、SAN 法と併用して用いるものがある。GAR 法

の実証実験の結果について示した。

第 5 章の「今後の展望」では、SAN 法で改善すべき項目を挙げ、解決策に関する考察をシミュレーションで行った。

第2章

ダークホール制御

本章では、補償光学制御の1つである。ダークホール制御による補償光学について説明する。地上望遠鏡などで用いる通常の補償光学（AO: adaptive optics）では、望遠鏡瞳と共役な場所に設置した波面センサーによって、波面誤差を測定し、位相・振幅誤差を可変形鏡で補正する（図 2-1）。しかし、波面センサー光路と最終像面の検出器に至る光路は異なるため、可変形鏡後のコロナグラフやレンズ、鏡などの光学素子によって瞳面波面センサーを用いた補償光学では除去しきれない波面誤差が発生する。これを、非共通光路誤差（"non-common path error"）と呼ぶ。この非共通光路誤差によって、焦点面の検出器では残留スペckルノイズが発生してしまう。そこで、焦点面の検出器と瞳面に設置した可変形鏡によって残留スペckルノイズを除去する補償光学の方法をダークホール制御（DH: Dark hole control）と呼ぶ。ダークホール制御とコロナグラフの組み合わせによって、高コントラストを達成する。以下に、ダークホール制御法として、Speckle Nulling (SN) 法と新たに開発した Speckle Area Nulling (SAN) 法^[32]について記述する。

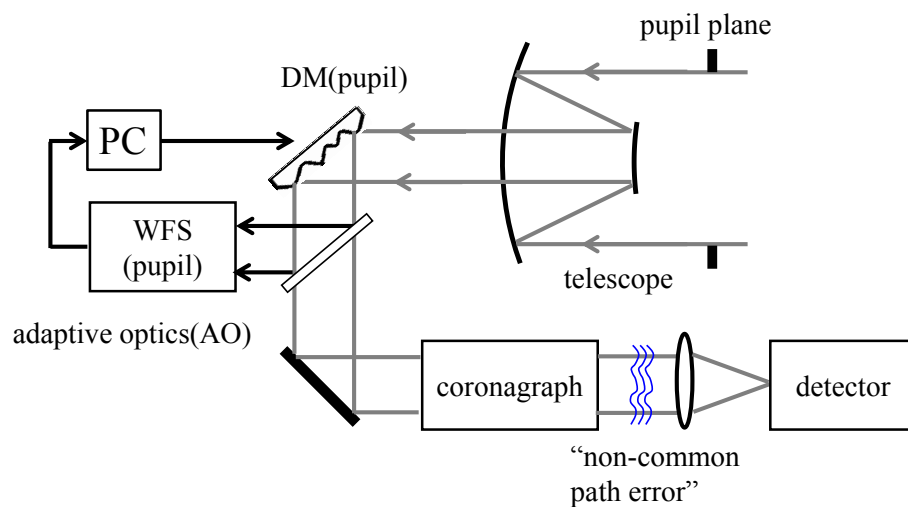


図 2-1: 瞳面波面センサーを用いた補償光学

2.1 Speckle Nulling (SN) 法

光学系の波面誤差によって発生するコロナグラフ後の最終焦点面の残留スペックルノイズの1点の強度を $I_0(x, y)$ 、そのスペックル電場を $E_0(x, y)$ とすると、

$$I_0(x, y) = E_0(x, y) * E_0^\dagger(x, y) = |E_0(x, y)|^2 \quad (2.1)$$

で表される。ここで、 (x, y) を焦点面の座標とする。SN法では、法可変形鏡でサイン波やコサイン波状の周期的な波面を瞳面電場の位相に加えることで、焦点面に発生する変調されたスペックル強度から瞳面電場のスペックル電場を除去するための可変形鏡の制御解を求める。可変形鏡で発生させるサイン波を

$$A \sin(k_x \xi + k_y \eta) \quad (2.2)$$

で表す。ここで、瞳面電場の座標を (ξ, η) 、サイン波の波数を (k_x, k_y) とする。このとき、可変形鏡による変調は微小なので波面の位相変化は、瞳面電場の虚数部の変化に近似できる。そのため、サイン波変調を行った瞳面電場とフーリエ変換の関係にある焦点面では、図2-2のように、2つのピークをもつパターンが発生する。コサイン波の変調を加えた場合も同様にパターンが発生する。サイン波、コサイン波の変調による特徴を2.1.1節に示す。

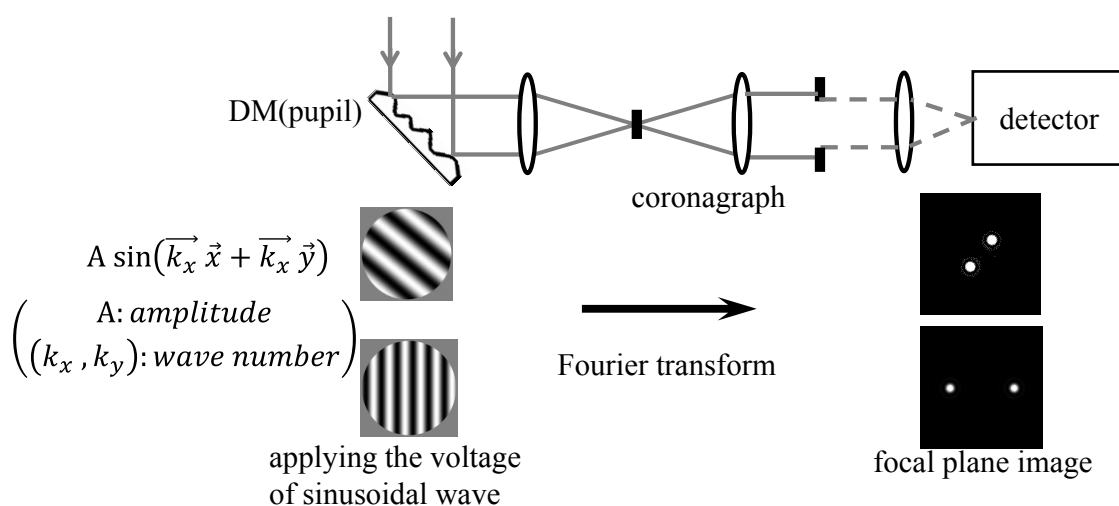


図 2-2: 可変形鏡でのサイン波変調と焦点面の強度画像

2.1.1 瞳面電場の位相でのサイン波、コサイン波変調の特徴

瞳面電場 E_0 の複素振幅を波面誤差がないときの振幅を E^0 、位相誤差を θ 、振幅誤差を α で表わすと、

$$E_0(\xi, \eta) = E^0(1 + \alpha(\xi, \eta))e^{i\theta(\xi, \eta)} \quad (2.3)$$

となる。ただし、 i は複素成分を表わすとする。ここで、可変形鏡で瞳面に位相 $\Delta\theta$ を加えたときの電場 E は、

$$E(\xi, \eta) = E^0(1 + \alpha(\xi, \eta))e^{i(\theta(\xi, \eta) + \Delta\theta(\xi, \eta))} \quad (2.4)$$

で表わせる。ここで、 $e^{i\theta(\xi, \eta)} = \Phi(\xi, \eta)$ として、テイラー展開すると、

$$\begin{aligned} \Phi(\xi, \eta) &= e^{i\Delta\theta(\xi, \eta)} \\ &= \cos \Delta\theta(\xi, \eta) + i \sin \Delta\theta(\xi, \eta) \\ &\approx \left(1 - \frac{1}{2}\Delta\theta(\xi, \eta)^2 + \dots\right) + i\left(\Delta\theta(\xi, \eta) - \frac{1}{6}\Delta\theta(\xi, \eta)^3 + \dots\right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。瞳面電場の位相に加える $\Delta\theta$ は、十分に小さいので、

$$\Phi(\xi, \eta) \approx 1 + i\Delta\theta(\xi, \eta) \quad (2.6)$$

と近似ができる。瞳面電場 $E(\xi, \eta)$ のフーリエ変換後の焦点面電場 $E(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} E(x, y) &= \widehat{E(\xi, \eta)} * \widehat{\Phi(\xi, \eta)} \\ &\approx \widehat{E(\xi, \eta)} * (\delta(0, 0) + i\widehat{\varphi(\xi, \eta)}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。ここで、 δ をデルタ関数とする。瞳面での開口電場と可変形鏡による虚部の変調との重ね合わせは、焦点面でもそれぞれのフーリエ変換の線形加算で表される。瞳面の位相面を可変形鏡で変化させたとき、検出器では対応した強度 $I_0(x, y)$ が観測される。

以下、 $\Delta\theta = \pm A \sin(k_x \xi + k_y \eta)$ 、 $\Delta\theta = \pm A \cos(k_x \xi + k_y \eta)$ とした位相変調を可変形鏡に加えた場合について考える。

(a) $\Delta\theta = \pm A \sin(k_x \xi + k_y \eta)$ の場合

式(2.6)より、

$$\Phi(\xi, \eta) \approx 1 \pm i A \sin(k_x \xi + k_y \eta) \quad (2.8)$$

と表わせるので、焦点面での電場は

$$\begin{aligned} E(x, y) &= \widehat{E(\xi, \eta)} * \widehat{\Phi(\xi, \eta)} \\ &\approx \widehat{E(\xi, \eta)} * \left(\delta(0, 0) + \frac{A}{2} \left(\pm \delta \left(x + \frac{k_x}{2\pi}, y + \frac{k_y}{2\pi} \right) \mp \delta \left(x - \frac{k_x}{2\pi}, y - \frac{k_y}{2\pi} \right) \right) \right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

となる。焦点面では、 $(x, y) = (0, 0)$ 、 $(\pm k_x/2\pi, \pm k_y/2\pi)$ でピークをもつパターンが結像される。 $(x, y) = (\pm k_x/2\pi, \pm k_y/2\pi)$ のとき、結像されるピークは式(2.9)より、焦点面の複素平面で実部のみに変調される。また、 $(x, y) = (\pm k_x/2\pi, \pm k_y/2\pi)$ のとき、焦点面電場 E は、

$$\begin{aligned} E \left(\frac{k_x}{2\pi}, \frac{k_y}{2\pi} \right) &\approx \widehat{E(\xi, \eta)} * \frac{A}{2} \left(\pm \delta \left(x + \frac{k_x}{2\pi}, y + \frac{k_y}{2\pi} \right) \mp \delta \left(x - \frac{k_x}{2\pi}, y - \frac{k_y}{2\pi} \right) \right) \\ &\propto A \end{aligned} \quad (2.10)$$

となり、ピークの電場は、瞳面電場の位相に加えるサイン波の振幅 A に比例するため、強

度は A^2 に比例する。そのため、振幅 A の増加によって、 $(x, y) = \left(\frac{k_x}{2\pi}, \frac{k_y}{2\pi}\right)$ のとき、結像されるピークの成分は、 $\Delta\theta = A \sin(k_x\xi + k_y\eta)$ のとき、焦点面の複素平面で実部の負の方向に変調され、 $\Delta\theta = -A \sin(k_x\xi + k_y\eta)$ のとき、実部の正の方向に変調される。 $(x, y) = \left(-\frac{k_x}{2\pi}, -\frac{k_y}{2\pi}\right)$ のとき、結像されるピークの成分は、 $\Delta\theta = A \sin(k_x\xi + k_y\eta)$ のとき、焦点面の複素平面で実部の正の方向に変調され、 $\Delta\theta = -A \sin(k_x\xi + k_y\eta)$ のとき、実部の負の方向に変調される (図.2-3)。更に、波数 (k_x, k_y) を変化させることでピークの発生場所は変化する。

(b) $\Delta\theta = \pm A \cos(k_x\xi + k_y\eta)$ の場合

式(2.6)より、サイン波を加えた瞳面の電場は、

$$\Phi(\xi, \eta) \approx 1 \pm i \left(A \cos(k_x\xi + k_y\eta) \right) \quad (2.11)$$

と表わせるので、焦点面での電場は

$$\begin{aligned} E(x, y) &= \widehat{E(\xi, \eta)} * \widehat{\Phi(\xi, \eta)} \\ &\approx \widehat{E(\xi, \eta)} * \left(\delta(0, 0) + i \frac{A}{2} \left(\pm \delta\left(x + \frac{k_x}{2\pi}, y + \frac{k_y}{2\pi}\right) \pm \delta\left(x - \frac{k_x}{2\pi}, y - \frac{k_y}{2\pi}\right) \right) \right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

となる。焦点面では、 $(x, y) = (0, 0), \left(\pm \frac{k_x}{2\pi}, \pm \frac{k_y}{2\pi}\right)$ でピークをもつパターンが結像される。

$(x, y) = \left(\pm \frac{k_x}{2\pi}, \pm \frac{k_y}{2\pi}\right)$ のとき、結像されるピークは式(2.9)より、焦点面の複素平面で虚部のみに変調される。また、 $(x, y) = \left(\pm \frac{k_x}{2\pi}, \pm \frac{k_y}{2\pi}\right)$ のとき、焦点面電場 E は、(a)と同様にピークの電場は、位相面に加えるコサイン波の振幅 A に比例するため、強度は A^2 に比例する。そのため、振幅 A を変化させることによって、 $\Delta\theta = A \cos(k_x\xi + k_y\eta)$ のとき、ピークの電場は虚軸の正の方向に、 $\Delta\theta = -A \cos(k_x\xi + k_y\eta)$ のとき、ピークの電場は虚軸の負の方向に変調する (図.2-3)。(a)と同様に、波数 (k_x, k_y) を変化させることでピークの発生場所は変化する。

以上(a)、(b)より、瞳面の位相に可変形鏡でサイン波やコサイン波を加えた場合、検出器で観測する焦点面では、電場はデルタ関数と理想的な point spread function(PSF)との畳み込みで表わされるパターンが検出される。ここで、PSF とは、無収差の瞳の電場のフーリエ変換によって求められ、円形開口（望遠鏡開口）ではいわゆる Airy pattern である。可変形鏡で加えるサイン波とコサイン波の波数と振幅、空間位相を変調させると、焦点面検出器の $(x, y) = \left(\pm \frac{k_x}{2\pi}, \pm \frac{k_y}{2\pi}\right)$ で、光軸に対して点对称な 2 点のピークを持つパターンが発生し、2 点での焦点面電場の位置と振幅、偏角が変調される。これらの関係から、焦点面での任意のスペクル電場の 1 点ずつを自由に選択し、変調することが可能となる。複数点に対して、同時に発生させるときは、サイン波やコサイン波の重ね合わせを瞳面電場の位相に可変形鏡で線形加算することで、焦点面では線形加算として扱える。

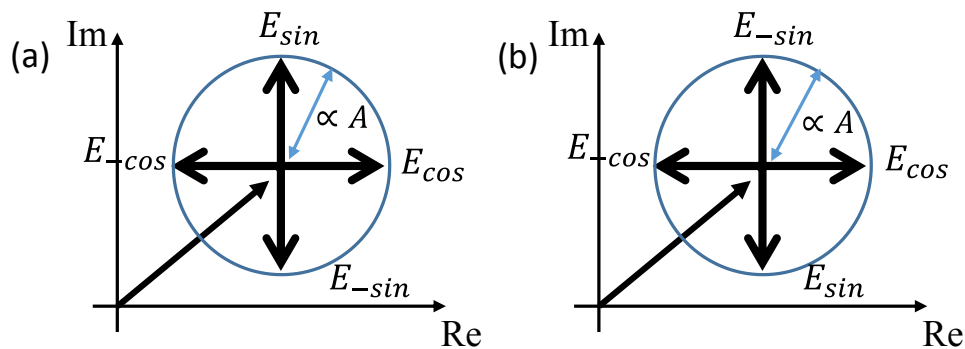


図 2-3: 可変形鏡でのサイン波とコサイン波変調による焦点面の複素電場 (a)焦点面の座標 $(x, y) = \left(-\frac{k_x}{2\pi}, -\frac{k_y}{2\pi}\right)$ での複素電場の変化の様子 (b) $\left(\frac{k_x}{2\pi}, \frac{k_y}{2\pi}\right)$ での複素電場の変化の様子 $E_{\pm sin}, E_{\pm cos}$ は、可変形鏡での \pm サイン波と \pm コサイン波による焦点面での複素電場の変化量に一致している。

コロナグラフを通さずに、可変形鏡でサイン波とコサイン波の変調を行ったが、高コントラストの光学系ではコロナグラフを通過後の焦点面の強度を測定する。コロナグラフの種類によっては、焦点面検出器での電場の位相や振幅が変調される。例えば、焦点面の位相を $0 \sim 4\pi$ まで滑らかに変調させる渦位相マスクでは、式(2.15)で表されるサイン波やコサイン波を用いて変調したときの強度は、式(2.13)で表される。このとき、渦位相マスクは焦点面の回転角によって変調される位相が異なるので、焦点面の複素平面で変調ベクトルが実部、虚部方向には変調されないが、サイン波とコサイン波によって変調される焦点面の 1 点の変調ベクトル ΔE_1 と ΔE_2 は互いに直行する。実際にコロナグラフを用いる場合は、この関係を

用いて SN 法や SAN 法でスペックル電場を除去する可変形鏡の制御解を求める。

2.1.2 Speckle Nulling (SN) 法

SN 法では、瞳面の位相を \pm サイン波、 \pm コサイン波状の 4 種類に変調し、最終像面のスペックル電場の 1 点を $\pm\Delta E_1, \pm\Delta E_2$ の 4 種類に変調させるとすると、それらに対応する 4 個の変調時の強度 I_1^\pm, I_2^\pm は、

$$\begin{cases} I_1^\pm = |E_0 \pm \Delta E_1|^2 \\ I_2^\pm = |E_0 \pm \Delta E_2|^2 \end{cases} \quad (2.13)$$

となる (図 2-4)。このとき、SN 法では $\Delta E_1 \approx \Delta E_2$ として、可変形鏡の制御解を導出する。実際には、フーリエ変換を行うとき、整数周期の波数以外では、振幅と波数が同じサイン波とコサイン波でも、 $\Delta E_1 \neq \Delta E_2$ となる。

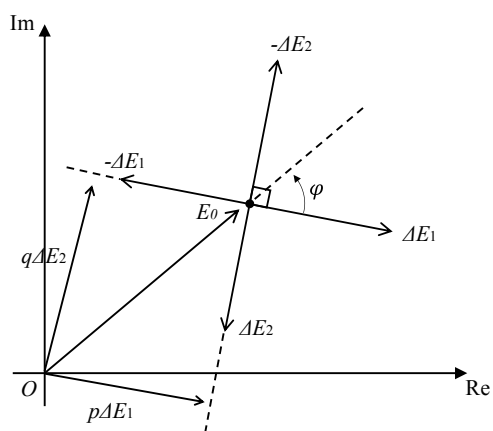


図 2-4: SN 法と SAN 法でのスペックル電場の変調のさせ方

式(2.13)より、複素平面でのスペックル電場と ΔE_1 との成す角 φ は、

$$\begin{aligned}\tan \varphi &= \tan(\arg(E_0) - \arg(\Delta E_1)) \\ &= \frac{I_2^+ - I_2^-}{I_1^- - I_1^+}\end{aligned}\quad (2.14)$$

となる。ここで、焦点面の1点のスペックル電場に対して、 $\pm\Delta E_1$, $\pm\Delta E_2$ だけ変調するときの可変形鏡での印加電圧 Ψ_1^\mp , Ψ_2^\pm は、

$$\begin{cases} \Psi_1^\mp = \mp A \sin(k_x \xi + k_y \eta) \\ \Psi_2^\pm = \pm A \cos(k_x \xi + k_y \eta) \end{cases}\quad (2.15)$$

で表される。スペックルを除去するためのサイン波の振幅は、 $\frac{|E_0|}{|\Delta E_1|}A$ となり、これは変調時の強度で求まる。 $\frac{|E_0|}{|\Delta E_1|}A$ の振幅のサイン波を φ と逆位相に発生させることで、スペックルを除去できる。従って、1点のスペックル電場を除去するための制御電圧 Ψ は式(2.13)と式(2.14)、式(2.15)より、

$$\begin{aligned}\Psi &= \frac{|E_0|}{|\Delta E_1|}A \sin(k_x \xi + k_y \eta + \varphi) \\ &= \sqrt{\frac{2I_0}{I_1^- + I_1^+ - 2I_0}}A \sin\left(k_x \xi + k_y \eta + \tan^{-1}\left(\frac{I_2^+ - I_2^-}{I_1^- - I_1^+}\right)\right)\end{aligned}\quad (2.16)$$

となる。SN法の解では、 $\Delta E_1 \approx \Delta E_2$ としているため、近似解となっている。また、SN法では、複数のスペックルに対して同時に補正する場合は、それぞれのスペックル電場に対して波数の異なるサイン波やコサイン波を重ね合わせた波面を可変形鏡に印加し、焦点面のそれぞれの場所で変調された強度を測定する。このとき、焦点面の*i*番目に対して変調する場合の印加電圧は、式(2.15)で表されるので、焦点面の*N*ピクセル($i=0,1,\dots,N$)に対して、同時

に変調する場合の印加電圧は、

$$\begin{cases} \Psi_1^\mp = \sum_{i=0}^N \mp A \sin(k_{x,i}\xi_i + k_{y,i}\eta_i) \\ \Psi_2^\pm = \sum_{i=0}^N \pm A \cos(k_{x,i}\xi_i + k_{y,i}\eta_i) \end{cases} \quad (2.17)$$

となる。従って、制御電圧 Ψ は

$$\Psi = \sum_{i=0}^N \sqrt{\frac{2I_{0,i}}{I_{1,i}^- + I_{1,i}^+ - 2I_{0,i}}} A \sin\left(k_{x,i}\xi_i + k_{y,i}\eta_i + \tan^{-1}\left(\frac{I_{2,i}^+ - I_{2,i}^-}{I_{1,i}^- - I_{1,i}^+}\right)\right) \quad (2.18)$$

で表される。従来の SN 法は、スペックル 1 点ずつに対して適用していたが、最近では約 $3\lambda/D$ 以上離れた複数のスペックルに対しても同時に制御する。複数のスペックルに対して同時に制御する場合は、焦点面のそれぞれの場所に発生させた制御電場の PSF の裾野が影響し合うため、スペックルの間隔を狭めすぎると制御後のスペックルの強度が発散してしまう (第 3 章 参照)。

2.2 Speckle Area Nulling (SAN) 法

このセクションでは、SAN 法の原理について述べる。SN 法では、制御するスペックル電場の間隔を狭めすぎると、制御後のスペックルの強度は発散してしまうため、約 $3\lambda/D$ 以上離れた点を選んでいく。そのため、SN 法はダークホールへの収束は遅かった。それに反して、SAN 法では λ/D より接近したターゲット領域内の全ピクセルを対象として SN 法を適用する。天体観測では空間分解能を確保できるよう、ピクセル間隔は、PSF の半値全幅の数分の一に設定するため、ターゲット領域内のすべてのピクセルに対応するサイン波状の波面を加算すると、像面ではオーバーラップした PSF 形状の電場を加算したものが変調電場となる。その条件ではむしろ発散せず、速い収束が得られることが発見である。サイン波を加算した波面を記述するのは後にして、強度測定値を用いて、各ピクセルにおける変調電場とスペックル電場との関係を求める方法を先に記述する。SAN 法も SN 法と同様に焦点面の 1 点のスペックル電場に対しては、式 (2.15) と式 (2.18) より変調後の強度とスペックル電場から可変形鏡の制御解を導出する。はじめに、式 (2.15) よりスペックル電場は、

$$E_0 = \frac{\Delta E_1 \cdot E_0}{|\Delta E_1|^2} \Delta E_1 + \frac{\Delta E_2 \cdot E_0}{|\Delta E_2|^2} \Delta E_2. \quad (2.19)$$

となる。ここで、 $\Delta E_1 \cdot E_0$ 、 $\Delta E_2 \cdot E_0$ 、 $|\Delta E_1|^2$ 、 $|\Delta E_2|^2$ には以下の関係が成り立つ。

$$\begin{cases} \Delta E_1 \cdot E_0 = (I_1^- - I_1^+)/4 \\ \Delta E_2 \cdot E_0 = (I_2^+ - I_2^-)/4 \\ |\Delta E_1|^2 = (I_1^- + I_1^+ - 2I_0)/2 \\ |\Delta E_2|^2 = (I_2^+ + I_2^- - 2I_0)/2. \end{cases} \quad (2.20)$$

ここで、電場は 2 次元ベクトルとして扱っているため、直交座標系で \cdot は内積を表す。従って、焦点面の 1 点のスペックル電場は、

$$\begin{cases} E_0 = p\Delta E_1 + q\Delta E_2 \\ p = (I_1^- - I_1^+)/2(I_1^+ + I_1^- - 2I_0) \\ q = (I_2^+ - I_2^-)/2(I_2^+ + I_2^- - 2I_0). \end{cases} \quad (2.21)$$

で表される (図 2-4)。 ΔE_1 と ΔE_2 を発生したときの可変形鏡の電圧このとき、制御解 Ψ は p, q と式(2.15)を用いて、

$$\Psi = pA \sin(k_x \xi + k_y \eta) - qA \cos(k_x \xi + k_y \eta) \quad (2.22)$$

となる。焦点面の 1 点のスペックル電場に対して、SN 法に比べて $\Delta E_1 \approx \Delta E_2$ の近似を行わないため、 ΔE_1 と ΔE_2 が直行 ($\Delta E_1 \cdot \Delta E_2 = 0$) している場合では、厳密解となっている。焦点面検出器に至る過程で、波面誤差に位相誤差のみが含まれる場合では、完全にスペックル電場を 0 にすることが可能であるが、振幅誤差を含む場合では、複数回の制御によって除去する必要がある。

次に、焦点面の広いターゲット領域全体に対して適用する場合を考える。焦点面検出器のターゲット領域全体に対してサイン波とコサイン波状に可変形鏡で変調させるには、

$$\begin{cases} \Psi_1^\mp = \sum_i^N \mp A \sin(k_x \xi + k_y \eta) \\ \Psi_2^\pm = \sum_i^N \pm A \cos(k_x \xi + k_y \eta) \end{cases} \quad (2.23)$$

を与える必要がある。焦点面検出器の $i=0,1,\dots,N$ のターゲット領域の全 N ピクセルに対して、変調を行う。従って、式(2.22)、(2.23)よりスペックル電場除去のための制御解 Ψ は、

$$\Psi = \sum_{i=0}^N [p_i A \sin(k_{x,i} \xi_i + k_{y,i} \eta_i) - q_i A \cos(k_{x,i} \xi_i + k_{y,i} \eta_i)] \quad (2.24)$$

である。これは、全 N ピクセルに対して $-(p\Delta E_1 + q\Delta E_2)$ を発生させる解となっており、焦点面のターゲット領域のスペックル電場を除去できる。それぞれのピクセルに対して同時に制御するため、互いのピクセルに発生させた PSF の裾野のパターンが影響し合うため、波面誤差に位相誤差のみを含む場合においても、複数回の制御によってターゲット領域のスペックル電場を除去する必要がある。

次に、Lyot stop のアライメント不足や瞳面開口が非対称な場合では、サイン波とコサイン波によって焦点面に発生する ΔE_1 と ΔE_2 が直行しない ($\Delta E_1 \cdot \Delta E_2 \neq 0$) 場合がある (図.2-5)。その場合、4つの変調強度とスペックルの強度からでは制御解は求まらない。そこで、図.2-5のように6つの変調強度とスペックル強度から制御解を導出する。 $\pm\Delta E_1$ 、 $\pm\Delta E_2$ の他に、 $\pm\Delta E_3 = \pm(\Delta E_1 + \Delta E_2)$ だけ変調した。このときの測定強度は、

$$I_3^\pm = |E_0 \pm (\Delta E_1 + \Delta E_2)|^2 \quad (2.25)$$

となる。式(2.13)と式(2.25)より、焦点面の1点のスペックル電場は、

$$\begin{cases} E_0 = p\Delta E_1 + q\Delta E_2 \\ p = (I_1^- - I_1^+ - \Delta p_1)/2(I_1^+ + I_1^- - 2I_0 - \Delta p_2) \\ q = (I_2^+ - I_2^- - \Delta q_1)/2(I_2^+ + I_2^- - 2I_0 - \Delta q_2) \end{cases} \quad (2.26)$$

で表される。ここで、 Δp_1 、 Δp_2 、 Δq_1 、 Δq_2 は、

$$\begin{cases} \Delta p_1 = \Delta x(I_2^+ - I_2^-)/2(I_2^+ + I_2^- - 2I_0) \\ \Delta p_2 = \Delta x^2/2(I_2^+ + I_2^- - 2I_0) \\ \Delta q_1 = \Delta x(I_1^- - I_1^+)/2(I_1^+ + I_1^- - 2I_0) \\ \Delta p_2 = \Delta x^2/2(I_1^+ + I_1^- - 2I_0) \\ \Delta x = I_3^+ + I_3^- + 2I_0 - I_1^- - I_1^+ - I_2^+ - I_2^- \end{cases} \quad (2.27)$$

となり、スペックル電場を ΔE_1 と ΔE_2 に成分を分解したときの射影成分 p, q が求まる。従って、焦点面の1点のスペックル電場の制御解は、 ΔE_1 と ΔE_2 が互いに直行した場合と同じく式(2.22)となり、ターゲット領域全体のスペックル電場の除去のための制御解は、式(2.24)で表される。これらの制御によって、どのような光学系に対しても、SAN 法は適用可能な方法であることが示された。

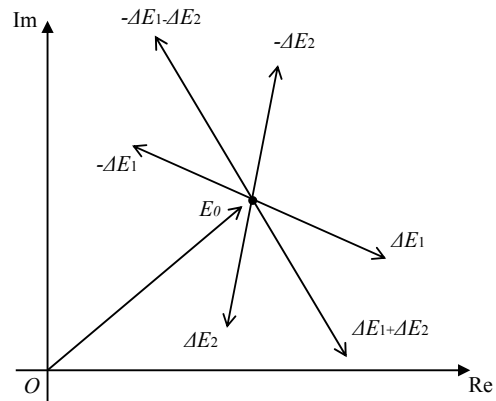


図 2-5: ΔE_1 と ΔE_2 が直行していない場合のスペックル電場の変調のさせ方

2.3 本章のまとめ

地上望遠鏡での系外惑星の直接観測では、大気揺らぎによってコントラストはリミットされるが、宇宙望遠鏡では、主鏡や副鏡、コロナグラフによる波面誤差によって発生するスペックルノイズにリミットされる。スペックルノイズ除去のための新しいダークホール制御の補償光学として、Speckle Area Nulling 法を開発した。SAN 法は、SN 法の拡張であるにもかかわらず、“広い領域を面積的に一括で補正できない”という SN 法の欠点を克服する方法である。さらに、解の導出過程が異なり、SN 法に比べ厳密解となっている。

第3章

Speckle Area Nulling(SAN)法のシミュレーション

3.1 Speckle Area Nulling(SAN) 法のシミュレーションの準備

SAN法のシミュレーションでは、図3-1のように瞳面を望遠鏡開口とし、 512×512 ピクセルのレイを用い、開口の直径を128ピクセルとした。瞳面と焦点面はフーリエ変換の関係にあるので、高速フーリエ変換(FFT)を用いて、焦点面を作った。焦点面では、PSFのパターンが表れる。そこに、電場の位相を $0 \sim 4\pi$ まで変調させる渦マスクコナグラフを設置した。そして、FFTで瞳面を再結像した場所では、瞳の外側に集中する光を直径120ピクセルの絞り(Lyot-stop)によって、除去する。さらに、FFTを行った最終像面を観察する。このとき、望遠鏡開口のある瞳面に可変形鏡を設置し、瞳面電場の位相を変調させる。可変形鏡と最終像面の強度からSAN法を行い、シミュレーション結果を得る。可変形鏡の素子数は、各シミュレーションによって変更する。可変形鏡の素子数を変更すると、最終像面でのターゲット領域の大きさは変更でき、それは素子数に比例する。また、最終像面で発生するスペックルノイズに対応する光学系などで発生する初期の波面誤差の合計を望遠鏡開口の瞳面に加える。初期の波面誤差は、各シミュレーションによって変更する(付録D参照)。評価方法は、ターゲット領域全体のスペックル電場の平均強度を評価する。最終像面のスケールは λD とし、絞りの直径とレイの大きさの比で決まり、4.3ピクセルとなる。

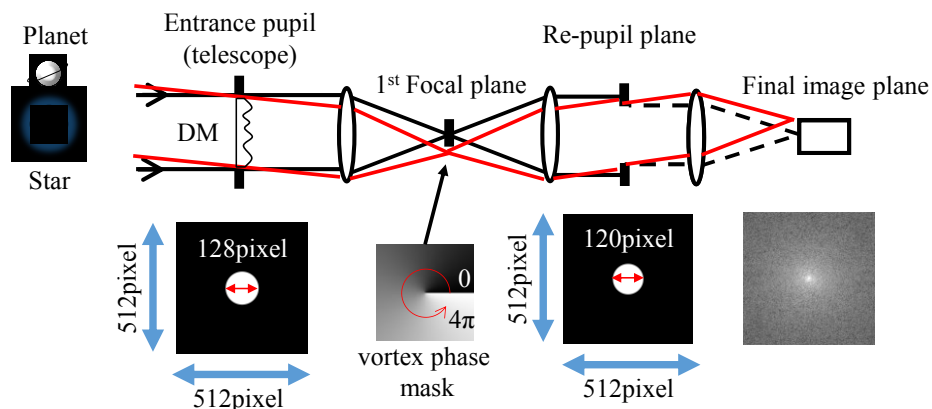


図3-1: SAN法のシミュレーション方法

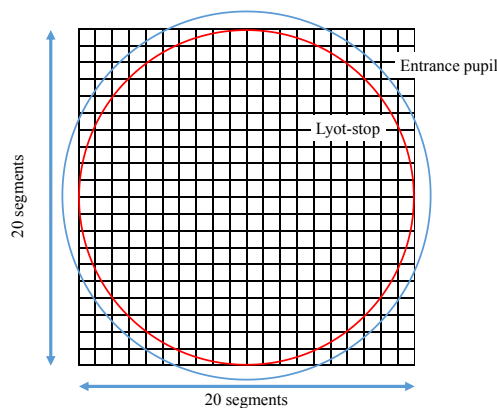


図 3-2: 20×20 素子の可変形鏡と絞り、望遠鏡開口との関係

3.2 Speckle Area Nulling(SAN)法のシミュレーション

まず、SN 法と SAN 法の比較を行った。図 3-2 のように可変形鏡の 1 素子を 6×6 ピクセルとし、絞りの直径に 20 素子入るようにした。初期の波面誤差として、位相誤差を $\lambda/40$ [rms]、振幅誤差を 3% とした。評価領域は、光軸中心から横 $0.93 \sim 5.1[\lambda/D]$ 、縦 $\pm 5.1[\lambda/D]$ をとした。SN 法では、2.1.1 節に従い、数値計算を行った。SN 法は、ターゲット領域のスペックル電場に対して、制御を行う各スペックルとの間隔を離して制御を行う。スペックル同士の間隔を $5.0[\lambda/D]$ (21 ピクセル) から徐々に狭めていき、 $0.23[\lambda/D]$ (1 ピクセル) まで変化させた。結果を図.3-3、図.3-4 に示す。図.3-3 より、スペックル同士の間隔を約 $1.0 \sim 1.6[\lambda/D]$ とすると、平均強度は発散してしまう。さらに、図.3-3、図.3-4 より、約 $1.7 \sim 2[\lambda/D]$ ではスペックルは低減するが、乱高下が大きい。そのため、SN 法では約 $3.0[\lambda/D]$ 以上離して制御する必要がある。従来の SN 法では、ターゲット領域のスペックルを 1 点ずつ制御する方法がされ、収束性の悪い法則だったが、最近では発散の起こさない約 $3.0\lambda/D$ 以上離れたスペックルの制御を行うことで、収束性が改善された。しかし、図.3-4 より、 $0.5[\lambda/D]$ より近づくと平均強度は発散せず、収束する。特に、始めの 5 回の制御で初期のスペックル強度が 7.1×10^5 から約 1.6 桁低減され、低減の幅が大きくなっている。約 20 回～30 回の制御で約 1.9 桁まで低減され、収束する。一方、スペックル同士の間隔を $3.0[\lambda/D]$ 離して制御した場合には、初期のスペックル強度から約 40 回～50 回の制御で約 1.9 桁低減する。制御回数で比較すると、約 2 倍の差が生じた。

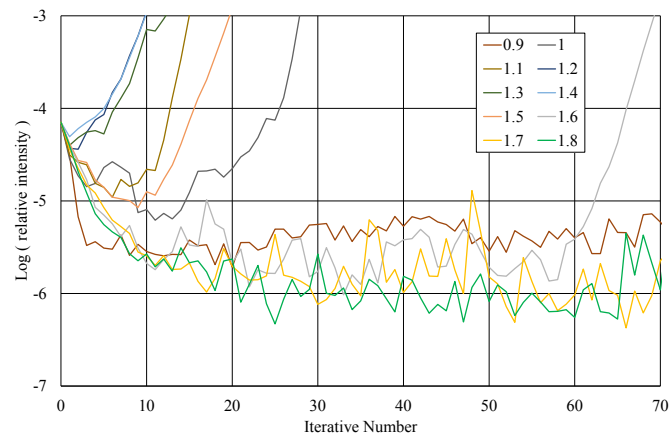


図 3-3: Speckle Nulling 法でのターゲット領域内の制御するスペックルの間隔を変更したシミュレーション結果（制御するスペックル同士の間隔を $0.9 \sim 1.8[\lambda/D]$ とした場合）

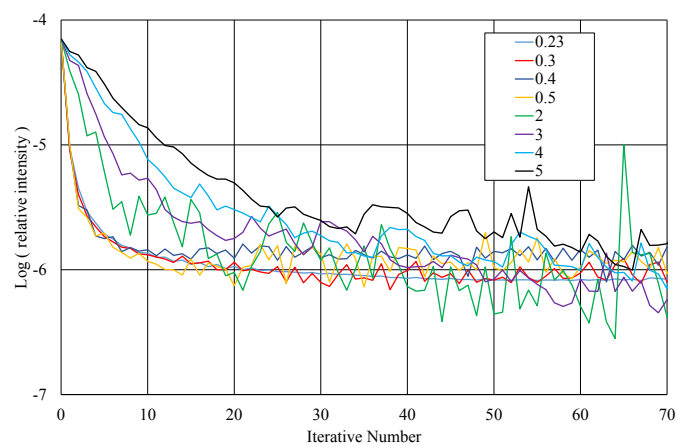


図 3-4: Speckle Nulling 法でのターゲット領域内の制御するスペックルの間隔を変更したシミュレーション結果（制御するスペックル同士の間隔を $0.23 \sim 5.0[\lambda/D]$ とした場合）

SAN 法についても、同様のシミュレーションを行い、結果を図.3-5、図.3-6 に示した。SAN 法では、コントラストに違いは見られたが、SN 法と同様に間隔を狭め方による収束と発散

の仕方については、同様の結果を得られた。図 3-5 より、スペックル同士の間隔が $1.0 \sim 1.6[\lambda/D]$ では、スペックルの強度が発散してしまう。 $0.9, 1.7[\lambda/D]$ では、乱高下をしながらスペックルの強度が低減する。図 3-6 より、SAN 法では約 $0.7[\lambda/D]$ より近いスペックルを制御すると、スペックルは発散せずに、低減する。

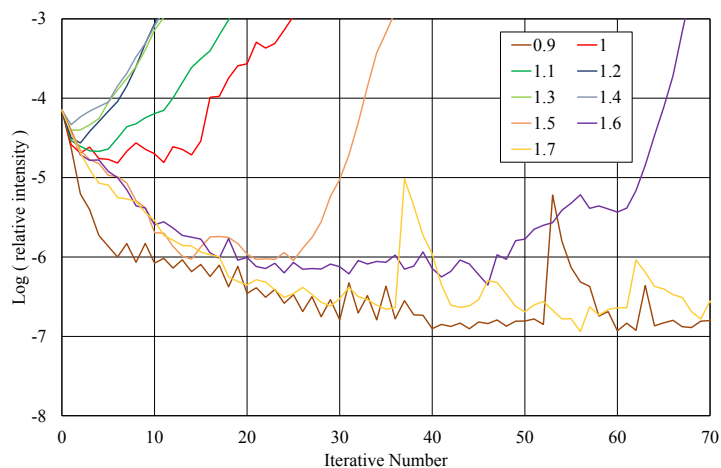


図 3-5: Speckle Area Nulling 法でのターゲット領域内の制御するスペックルの間隔を変更したシミュレーション結果（制御するスペックル同士の間隔を $0.8 \sim 1.8[\lambda/D]$ とした場合）

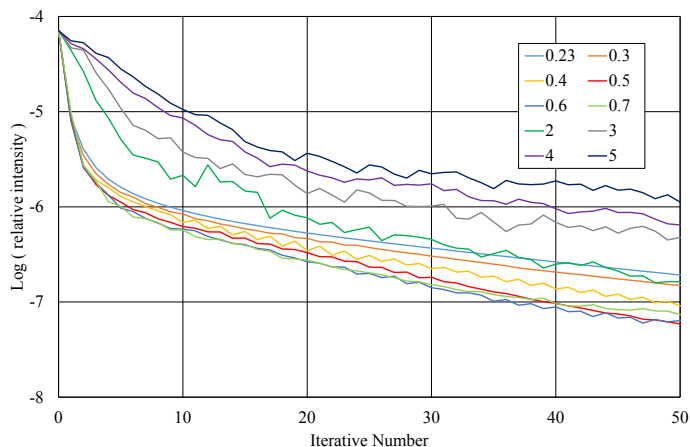


図 3-6: Speckle Area Nulling 法でのターゲット領域内の制御するスペックルの間隔を変更したシミュレーション結果（制御するスペックル同士の間隔を $0.23 \sim 5.0[\lambda/D]$ とした場合）

SAN 法では、ターゲット領域の全ピクセルの制御に当たる $0.23[\lambda/D]$ 間隔離れたスペックルを制御し、SN 法では制御するスペックル同士の間隔を $3.0[\lambda/D]$ として制御を行った。図 3-7~3-9 で比較すると、スペックルの低減の仕方と最終コントラストに大きな違いが見られる。ここで、SAN 法と SN 法での初期のコントラストは、共に 7.1×10^{-5} である。10 回の制御では、SN 法では 5.4×10^{-6} までの 1.1 桁、SAN 法では 9.1×10^{-7} まで 1.9 桁低減し、最終コントラストは約 1 桁良くなる。SN 法での 50 回の制御は 8.4×10^{-7} となり、SAN を 10 回制御したときのコントラストとほぼ同じになる。そのため、SAN 法は、SN 法に比べて約 1/5 の制御回数で最終コントラストも同レベルまで低減する。

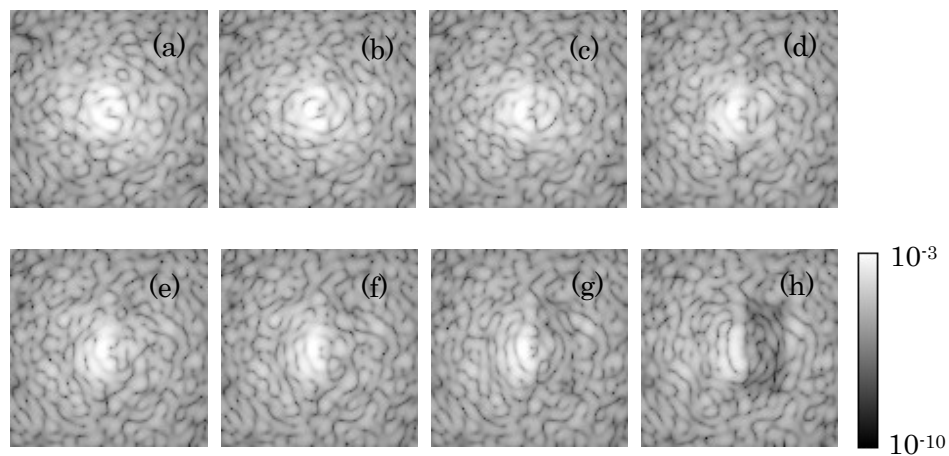


図 3-7: SN 法での制御後の画像 (a)初期のスペックル画像 (b)1 回制御後の画像 (c)2 回制御後の画像 (d)3 回制御後の画像 (e)4 回制御後の画像 (f)5 回制御後の画像 (g)10 回制御後の画像 (h)50 回制御後の画像

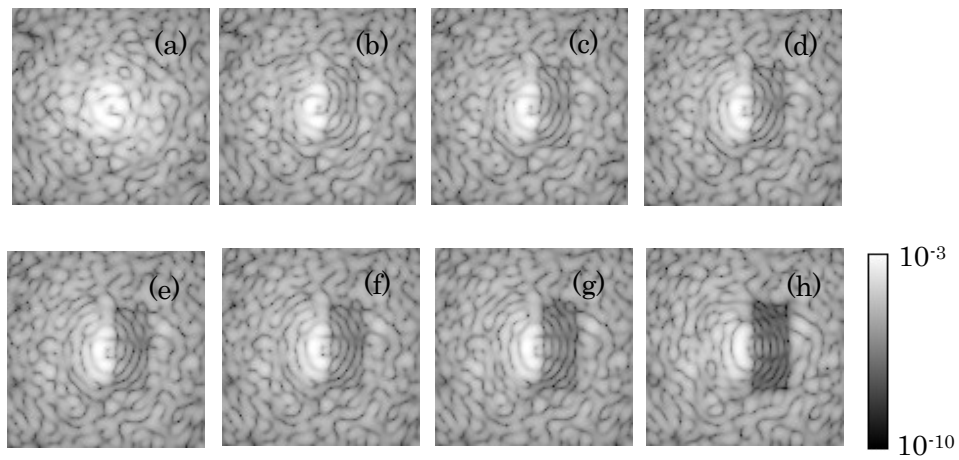


図 3-8: SAN 法での制御後の画像 (a)初期のスペックル画像 (b)1 回制御後の画像 (c)2 回制御後の画像 (d)3 回制御後の画像 (e)4 回制御後の画像 (f)5 回制御後の画像 (g)10 回制御後の画像 (h)50 回制御後の画像

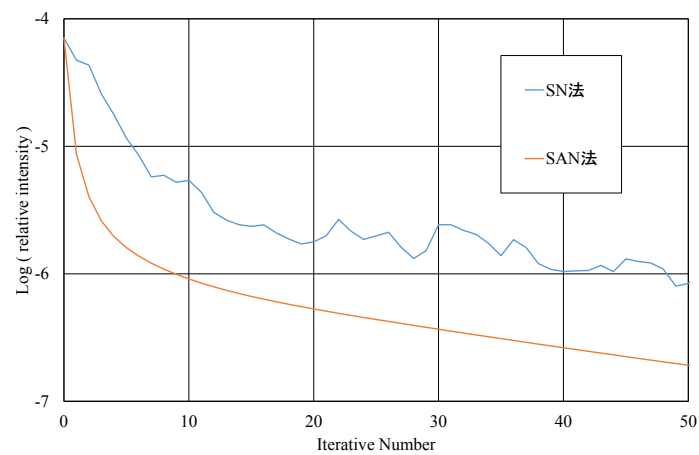


図 3-9: SAN 法と SN 法の比較のグラフ。SN では、制御するスペックル同士の間隔を $3.0[\lambda/D]$ 離して制御した。

また、最終コントラストの違いは、SN 法と SAN 法の解の導出方法が違うことが影響している。焦点面 1 点のスペックル電場の低減のシミュレーションを行った。可変形鏡の素子数や初期の波面誤差については、変更しないで行った。図 3-10 より、SN 法では 10 回の制御により 6.0×10^{-10} で収束し、SAN 法では 3 回の制御により 3.3×10^{-10} で収束する。SN 法は SAN 法に比べ、厳密解ではないので、焦点面 1 点のスペックルを除去すると、SN 法では収束するまでの 10 回に乱高下を繰り返す。収束後のコントラストを比較すると、SAN 法は SN 法の約 0.5 倍のコントラストが得られる。制御回数も SN 法に比べ、約 1/3 の制御回数で最終コントラストまで収束する。

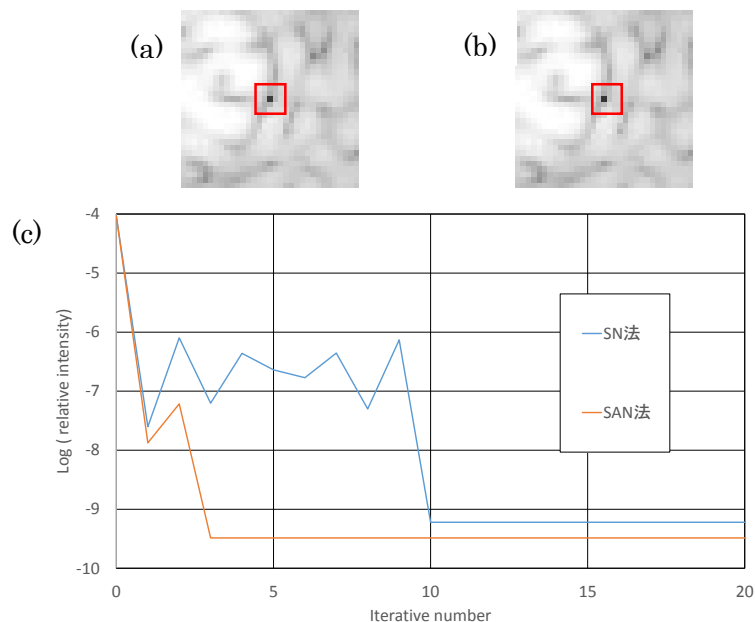


図 3-10: (a)SN 法での焦点面 1 点に対する (赤枠内) 10 回の制御後の画像 (b)SAN 法での焦点面 1 点 (赤枠内) に対する 10 回の制御後の画像 (c)焦点面 1 点のスペックル電場に対する Speckle Nulling 法と Speckle Area Nulling 法でのシミュレーション結果

3.1 本章のまとめ

SN法とSAN法のシミュレーションを行った。SAN法は、原理通りにスペckルが低減されることがシミュレーションによって確かめられた。SN法の問題点として、制御するスペckル同士の間隔が $0.5[\lambda/D]$ より密ではなく、 $3[\lambda/D]$ 以上離れたスペckルに対して適用されていることであることをシミュレーションによって示した。さらに解の導出方法が異なるため、焦点面1点のスペckル電場の制御では、SAN法は収束するまでの制御回数が約3倍速いことを示した。ターゲット領域全体に対する補正では、光軸中心から横 $0.93\sim 5.1[\lambda/D]$ 、縦 $\pm 5.1[\lambda/D]$ の範囲の初期のコントラストが共に 7.1×10^{-5} であり、10回の制御では、SN法では 5.4×10^{-6} までの1.1桁、SAN法では 9.1×10^{-7} まで1.9桁低減し、最終コントラストは約1桁良くなることを示した。

第4章

Speckle Area Nulling 法の実証実験

4.1 実験系の構成

実験系は、光源部と本光路の2つに分けられる(図4-1、図4-2)。まず、光源ではDPSSレーザー(675nm,635nm)、ダイオードレーザー(705nm)の光を対物レンズ(20倍)でシングルモードファイバに集光し、ファイバの出射面を点光源とし、恒星像を模擬した。ファイバの出射面からの拡散光をコリメーターレンズ(焦点距離 $f=70\text{mm}$)でコリメートすることで、無限遠の恒星からのコリメート光をシミュレートしている。コリメート後、絞りで瞳サイズを調整する。本実験では、入射瞳を3.5mmとした。ここで、絞りの中心を光が通過するように2枚の鏡で調整を行えるようにした。その後、2枚のレンズ($f=200\text{mm}$)で入射瞳を再結像した場所に可変形鏡(DM: Deformable Mirror)を配置した。可変形鏡はBoston Micromachines社製の140素子の可変形鏡で、縦横12素子ずつあるものである。ただし、四隅の素子は動かない。1素子当たり0.3mm四方となっており、入射瞳を3.5mmとしたのは、可変形鏡のサイズに合わせたからである。その後、渦位相マスクコロナグラフを通過させる。0~ 4π まで位相を変調させるのが、光渦マスクコロナグラフの原理であったが、実際の実験では、次のような光学系を用いて実現する。まず、ポラライザーP1で0°の直線偏光にし、1/4波長板を光学軸に対して45°回転させ設置する。出射光は、右回りの円偏光となる。その後、レンズ($f=200\text{mm}$)で結像し、光軸中心を対称な同心円状半波長板(AHP: axially-symmetric half-wave plate)を通過させると、左回り円偏光として、通過する。その後、レンズ($f=200\text{mm}$)で再びコリメートする。そして、1/4波長板を光学軸に対して-45°回転させ設置する。透過光は、90°の直線偏光された光となり、さらに90°の直線偏光子で検光する。瞳再結像面ではされた場所では、絞りであるリオストップ(Lyot-stop)の瞳径を3.0mmにし、瞳の外周に集中した回折光を除去する。この渦位相マスクコロナグラフのことをAchromatic Vector Vortex Coronagraphと呼ぶ。リオストップの大きさは3.0mmなので、可変形鏡は直径に10素子並ぶ。最後に、レンズ($f=200\text{mm}$)で結像した焦点面をCCDで観測する。CCDでは、671nmでは $\lambda/D=3.2$ ピクセル、635nmでは $\lambda/D=3.1$ ピクセル、705nmでは $\lambda/D=3.3$ ピクセルとなっている。その後、CCDで検出したスペckル強度と可変形鏡によって変調した強度から、制御解を求めSAN法による補正を行った。可変形鏡で表現できる最高周波数の

2種類のsin波を発生させたとき、図4-2となり、光軸中心から \pm 約 $[5\lambda/D]$ の場所に4点のピークが発生される。この周波数のことをナイキスト周波数と呼び、光軸中心から4点までの距離を半径 r とする円の内側の領域しか制御することはできない。また、各ピクセルに発生させる変調電場を狙ったピクセル上に発生させるために、この最高周波数を利用する。最高周波数によって変化を最も変化を受けている場所での強度の重心のピクセルを計算し、最高周波数との関係から、光軸中心と各ピクセルとの距離と対応するサイン波とコサイン波の波数を求めることで、狙ったピクセルに変調電場を発生させる。このとき、光軸中心は最高周波数によって発生した4点の中心にあるとして計算を行った。

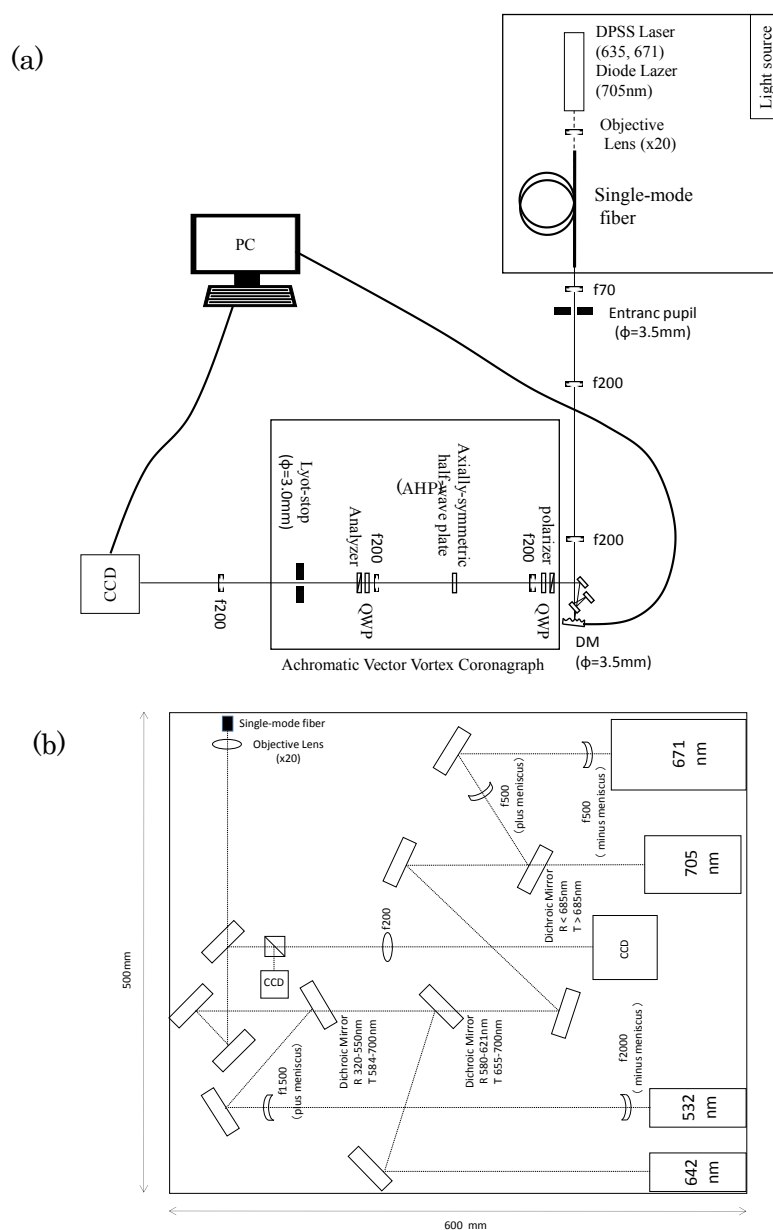


図4-1: Speckle Area Nulling 法の実験光学系 (a)実験用本光路 (b)光源光学系

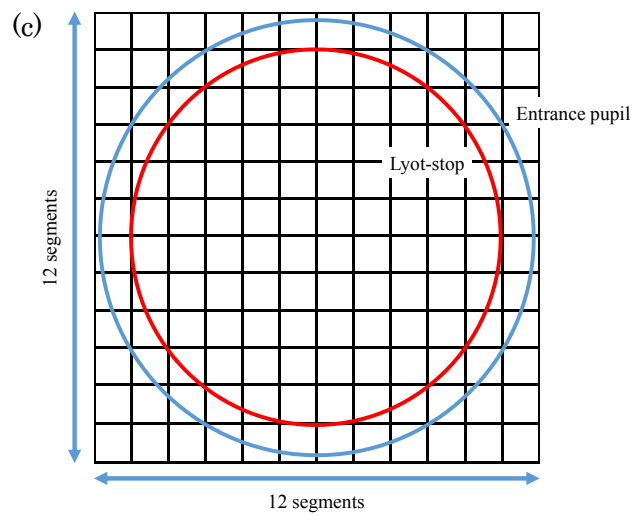


図 4-1: (c)Speckle Area Nulling 法の実験光学系での光源光学系瞳径と可変形鏡の素子数の関係

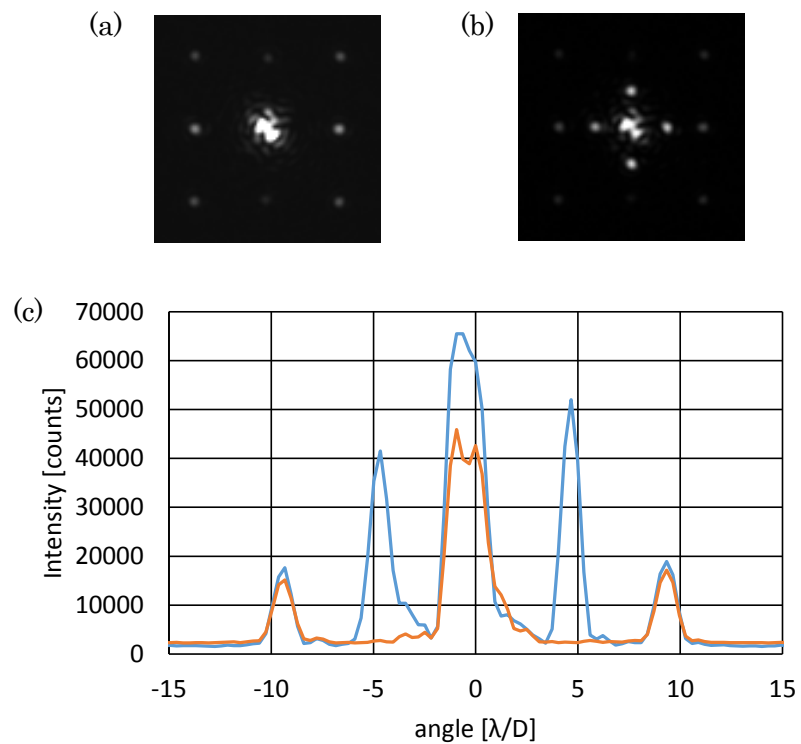


図 4-2: ナイキスト周波数を発生させたときのスペックルの強度
(a)初期のスペックル画像 (b)ナイキスト周波数を可変形鏡に与えたときのスペックル画像(c)離角 vs 強度のグラフ

4.1.1 Achromatic Vector Vortex Coronagraph (AVVC)

実験では、単に $0 \sim 4\pi$ の位相変調を起こさせる渦位相マスクコロナグラフではなく、偏光を用いて同様の効果を得る方法を用いた。原理について、簡単に説明する。AVVC では、アクロマティック性を補償するために、偏光を用いた光学系を組んでいる。(図.4-2)

ジョーンズベクトル (付録 B 参照) で偏光を計算すると、

偏光子 pol1 では 0° の直線偏光なので、電場 $E_i = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ で表される。検光子 pol2 を出射した後の電場 E_0 は、

$$E_0 = P W_{QWP2} W_A W_{QWP1} E_i \quad (5.1)$$

で表される。P は、検光子 pol2 の Jones 行列で表され、

$$P = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

となる。また、 $W_{QWP2} W_A W_{QWP1}$ をまとめて W とすると、

$$W = \begin{bmatrix} \cos \Delta/2 - i \cos 2\theta \sin \Delta/2 & i \sin 2\theta \sin \Delta/2 \\ -i \sin 2\theta \cos \Delta/2 & \cos \Delta/2 + i \cos 2\theta \sin \Delta/2 \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

θ と Δ は、光学軸と位相差を表している。AHP と QWP の位相差を $\Delta_A = 180 + \delta_A$ と $\Delta_Q = 90^\circ + \delta_Q$ とする。ここで、 δ_A と δ_Q を位相誤差とする。 $\delta_Q = 5^\circ$ で $\delta_A = 50^\circ$ の誤差を持っていたとしても、式(5.1)、(5.2)、(5.3)より、 $\alpha = 90^\circ$ のときに消光比が最も良くなる。これは、光源の波長に依存して、QWP や AHP に誤差が含まれていても、消光することを示している。

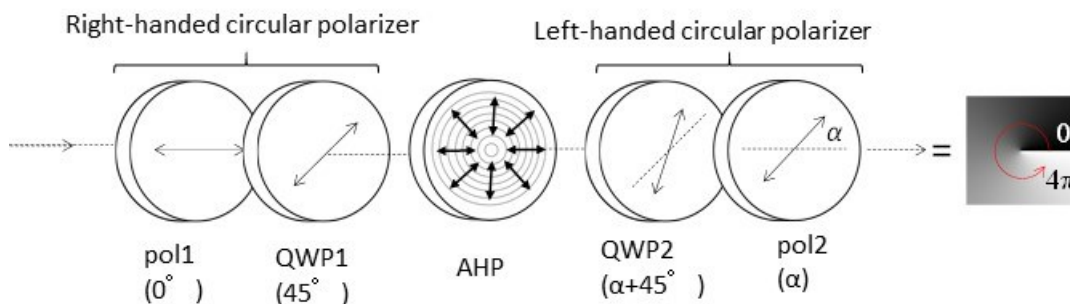


図 4-3: Achromatic Vector Vortex Coronagraph (AVVC) の模式図

4.2 Speckle Area Nulling 法の実証実験

SAN 法の実証実験を図 4-1 の光学系で行った。波長 671nm のレーザーを用いて、焦点面の 1 点について SAN 法による補正を行った。スペックルの強度を I_0 、干サインと±コサインの変調を加えた強度を I_1^\pm と I_2^\pm とする。コロナグラフを通さない場合、焦点面には PSF のパターンが表示される。PSF の最大値とターゲット領域の平均強度とのコントラスト比で評価を行う。図 4-2(a) のような変調を行うと、図 4-2(b)、(c) のようにスペックルのコントラストが低減する。スペックルのコントラストは、2 回の制御で約 2 桁改善する。

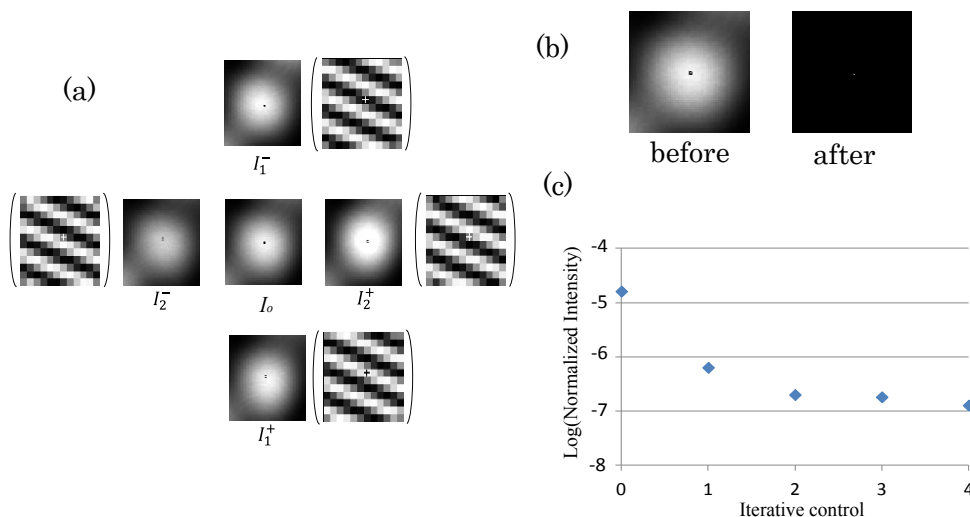


図 4-4: 焦点面 1 点のスペックル除去 (a) スペックルの強度画像と干サインと±コサインの変調を加えた強度画像、対応する干サインと±コサインの可変形鏡で加える電圧マップ (b) SAN 法による制御前と後の画像 (c) 制御回数 vs スペックルのコントラストのグラフ

さらに、制御エリアが $0.62 \sim 5.0[\lambda/D]$ の半月状のターゲット領域を制御した。初期のスペックルのコントラストは、 5.3×10^{-6} である。SAN 法によって、16 回の繰り返し制御を行うと 3.6×10^{-7} と 0.068 倍まで低減した。このとき、シミュレーションも行い、実験結果と比較した。シミュレーションでは、実験と同じ条件にするため、瞳面にある Lyot-stop の直径を 160 ピクセルとした。実験では、 $\lambda/D = 3.2$ ピクセルだった。シミュレーションではアレイの大きさと Lyot-stop の直径の比で決まるため、直径を 160 ピクセルとして、 $\lambda/D = 3.2$ ピクセルとした。さらに、実験では、入射瞳径と Lyot-stop 径の比は、0.86 となる。シミュレーションでも入射瞳径を 186 ピクセルとして、Lyot-stop 径との比を 0.86 とした。シミュレーションでは、初期の波面誤差として、位相誤差を $\lambda/83[\text{rms}]$ 、振幅誤差を 0.3% とした。ターゲット領域も、 $0.63 \sim 5.0[\lambda/D]$ の半月状の領域と実験値に近い値とした。初期のコントラストが 1.2×10^{-5} から 16 回の制御で 2.5×10^{-7} と 0.020 倍低減した。シミュレーション結果は、初期のコントラストに差はあるが、実験結果と近いコントラストカーブを描いた。

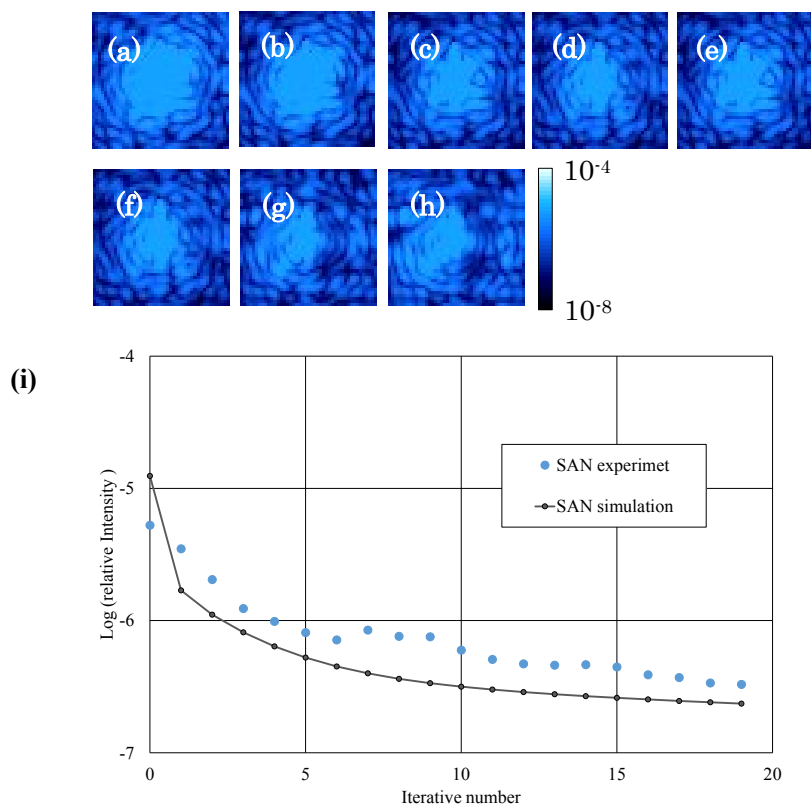


図4-5: 波長671nmのレーザーでのSAN法で制御後の画像 (a)初期のスペックル画像 (b)1回制御後の画像 (c)2回制御後の画像 (d)3回制御後の画像 (e)4回制御後の画像 (f)5回制御後の画像 (g)10回制御後の画像 (h)16回制御後の画像 (i)制御回数 vs スペックルのコントラストのグラフ

波長 635nm で同様の実験を行った。ターゲット領域を $0.97\sim 4.5[\lambda/D]$ の半月状とした。このとき、 λ/D は 3.1 ピクセルである。ターゲット領域内のスペckル電場の初期のコントラストは、 1.9×10^{-5} から 10 回の制御で 1.1×10^{-6} と 0.060 倍低減した。シミュレーションによって、確かめを行った。実験での λ/D は 3.1 ピクセルなので、アレイサイズを 1024×1024 ピクセルとし、Lyot-stop での開口を 330 ピクセル、望遠鏡瞳での開口径を 380 ピクセルとした。初期の波面誤差は位相誤差を $\lambda/20[\text{rms}]$ 、振幅誤差を 5% として、 λ/D は 3.1 ピクセル、ターゲット領域は $0.97\sim 4.5[\lambda/D]$ の範囲でシミュレーションを行った。初期のコントラストが 6.2×10^{-5} から 10 回の制御で 1.2×10^{-6} まで低減した。これは、図 4-6 より実験値と一致する。

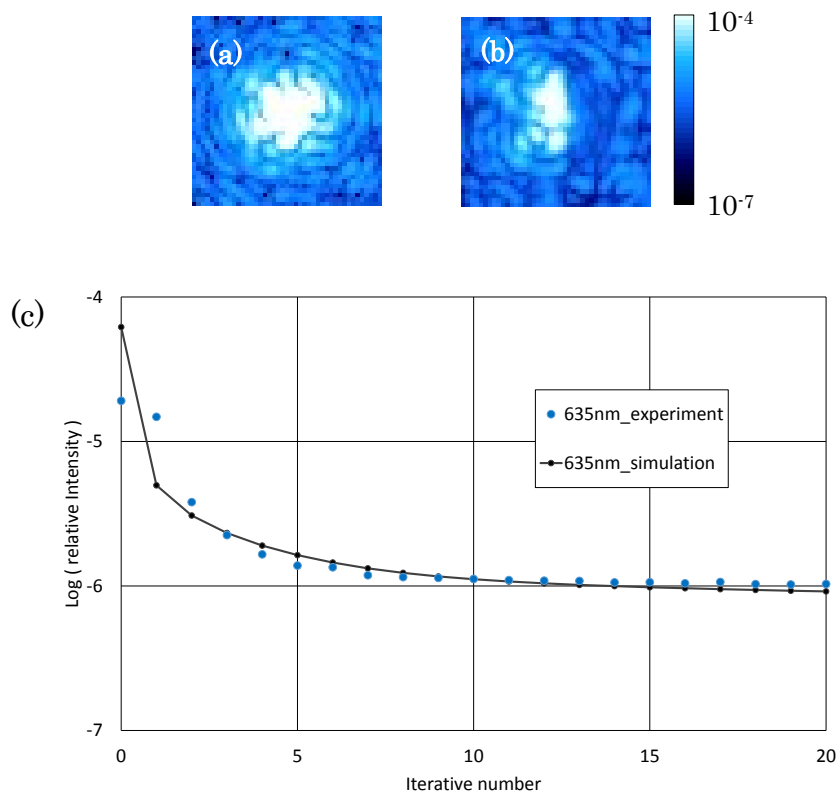


図 4-6: 波長 635nm のレーザーでの SAN 法での制御後の画像 (a)初期のスペckル画像 (b)10 回制御後の画像 (c)制御回数 vs スペckルのコントラストのグラフ

波長 705nm で同様の実験を行った。ターゲット領域を $0.90\sim 4.2[\lambda/D]$ の半月状とした。このとき、 λ/D は 3.3 ピクセルである。ターゲット領域内のスペckル電場の初期のコントラストは、 5.1×10^{-5} から 15 回の制御で 2.9×10^{-6} と 0.056 倍低減した。シミュレーションによって、確かめを行った。実験での λ/D は 3.3 ピクセルなので、アレイサイズを 1024×1024 ピク

セルとし、Lyot-stop での開口を 310 ピクセル、望遠鏡瞳での開口径を 360 ピクセルとした。 λ/D は 3.3 ピクセル、ターゲット領域は $0.90 \sim 4.2[\lambda/D]$ の範囲でシミュレーションを行った。初期の波面誤差として、位相誤差は約 $\lambda/13[\text{rms}]$ 、振幅誤差は 3% とした。初期のコントラストは、 1.1×10^{-4} で 15 回の制御で 2.6×10^{-6} と 0.024 倍低減した。これは、図 4-7 よりコントラストの低減が実験値と一致する。

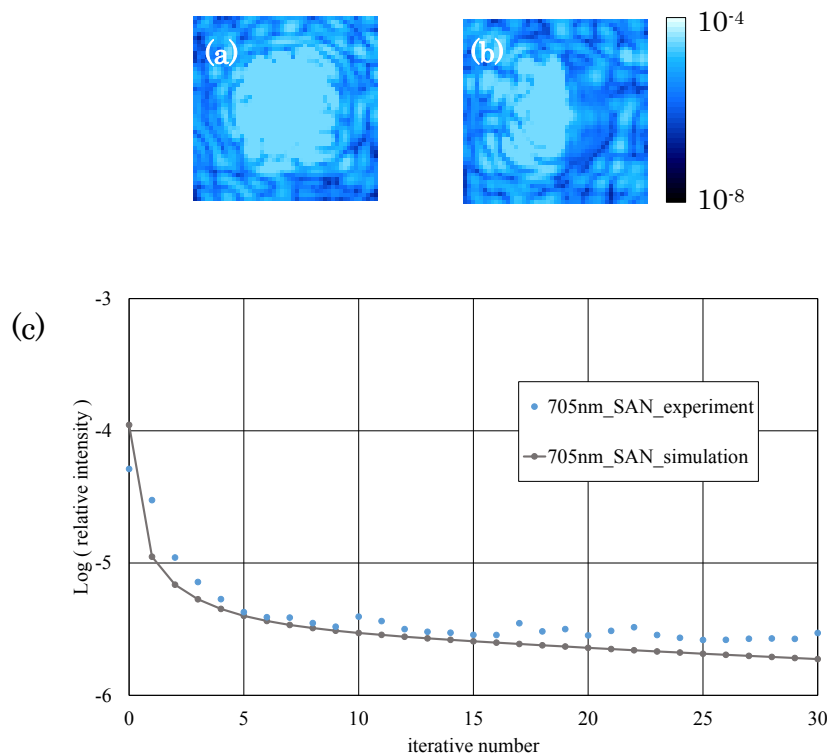


図 4-7: 波長 705nm のレーザーでの SAN 法での制御後の画像 (a)初期のスペックル画像 (b)15 回制御後の画像 (c)制御回数 vs スペックルのコントラストのグラフ

4.3 Gradual Area Reduction (GAR)法

更なるコントラストを改善させる方法として、Gradual Area Reduction (GAR)法を考案した。GAR 法は、制御回数ごとに制御エリアを徐々に狭めていく方法である。決まった領域に対して制御をかけ続けると、ターゲット領域内の外周には明るいスペックルが残ってしまう。そのため、制御をかけても外周の明るいスペックルを除去するように制御が働くため、内側

の暗いスペックルは下がりにくくなってしまふ。そこで、外側のピクセルを放棄していき、内側の領域のスペックルに対して制御を行う。SAN 法で十分にコントラストを下げてから、GAR 法をすることで、ターゲット領域は狭まるが、コントラストは改善する。波長 671nm のレーザーを用いて、実証実験を行った。初期のコントラストは 6.4×10^{-6} だった。SAN 法は 7 回目で 6.4×10^{-7} となり、コントラストがほぼ下がりきっているため、8 回目の制御から SAN 法に GAR 法を追加して制御を行った。GAR 法で制御領域を変更する方法は、図 4-8 に示した。7 回目の制御では、光軸中心から 2~16 ピクセルの半月状の領域 (area1) で制御を行い、8 回目では、3~15 ピクセル (area2)、9 回目では 4~14 ピクセル (area3)、10 回目では 5~13 ピクセル (area4)、11 回目では 6~12 ピクセル (area5)、11 回目では 7~11 ピクセル (area6) の範囲をターゲット領域とした。12 回目以降は、area6 をターゲット領域とした。このとき、評価領域は全ての場合で、area6 の半月状領域の強度平均をコロナグラフ無しの際の PSF 強度の最大値とのコントラストとして表示する。

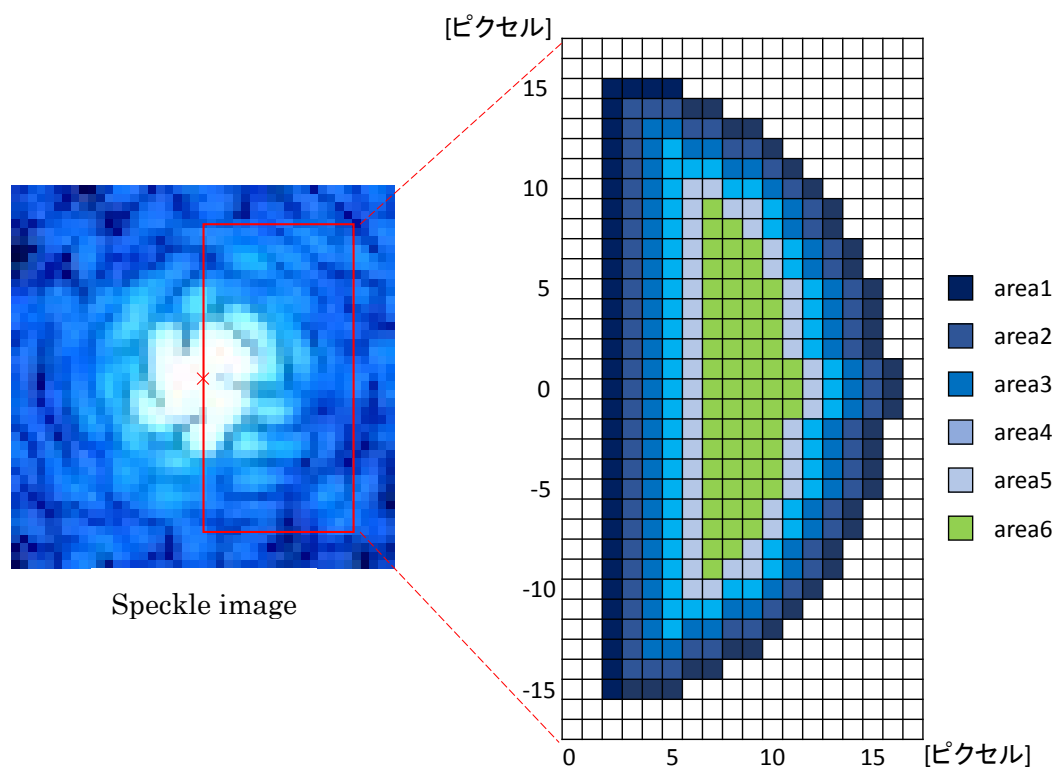


図 4-8: SAN 法に GAR 法を追加するときのターゲット領域

図 4-9 より、初期のコントラストが 6.4×10^{-6} から、7 回の制御で 6.4×10^{-7} まで低減した。GAR 法を追加した 8 回目のコントラストと比較すると、SAN 法のみでは 6.6×10^{-7} のコント

ラスト、GAR 法を追加すると 2.3×10^{-7} までと 0.35 倍改善する。17 回目のコントラストでは、SAN 法のみでは 3.6×10^{-7} 、SAN 法と GAR 法の組み合わせでは 1.5×10^{-7} までコントラストは低減した。

また、GAR 法を評価領域から近い場所から領域を縮小する場合と遠い場所から縮小する場合を比較した (図 4-10)。グラフより、評価領域からより遠い場所から GAR 法で領域縮小をしていく必要があるが、area1 と area2 から縮小していく場合では、結果に違いは見られないので、4 ピクセル以上離れた場所から GAR 法で領域を縮小しなければならない。

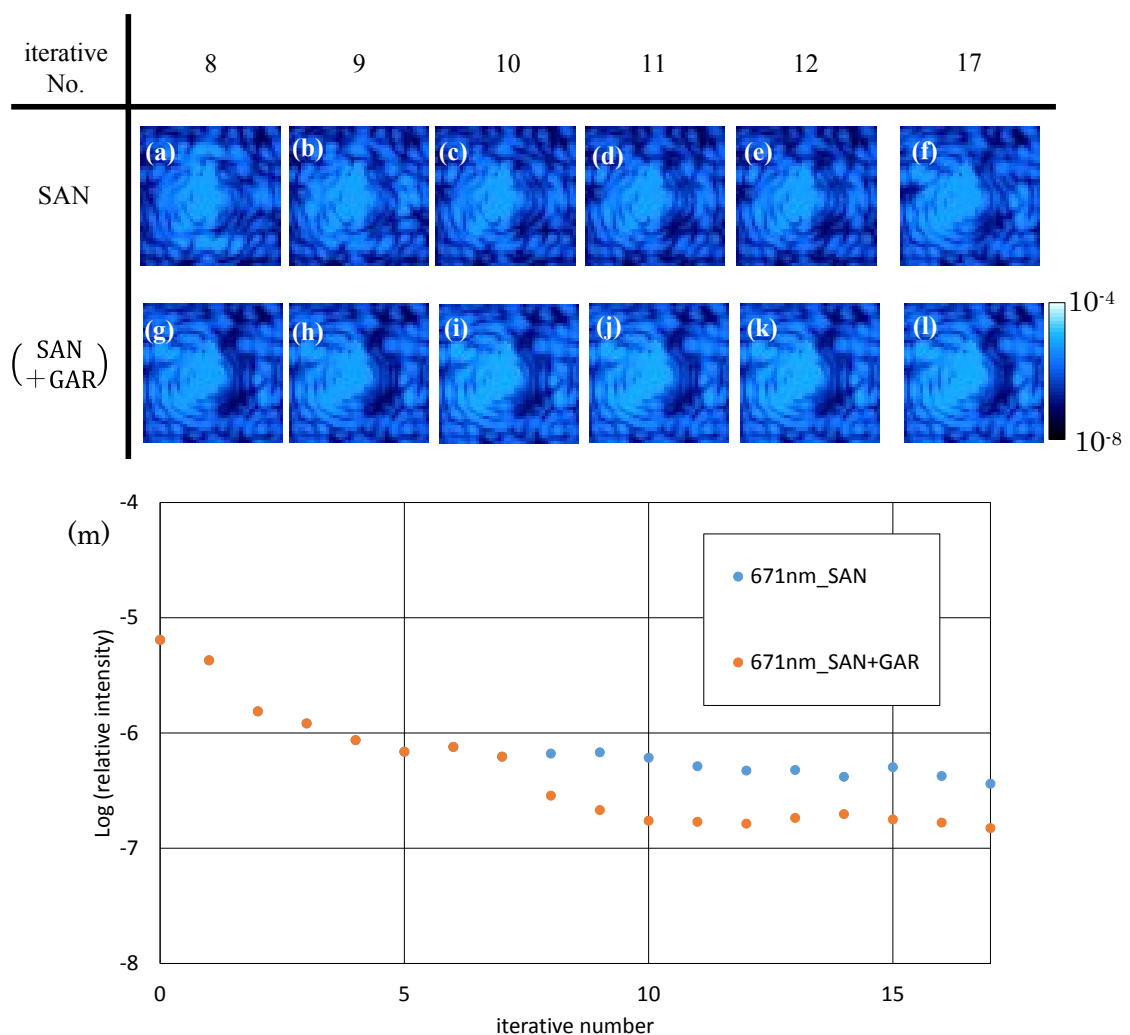


図 4-9: 波長 671nm のレーザーでの SAN 法と GAR 法併用した結果. (a)-(f)SAN 法のみで制御したスペckル画像 (g)-(l)SAN 法と GAR 法の併用で制御したスペckル画像. (m)制御回数 vs スペckルのコントラストのグラフ. 縦軸はスペckル画像のコントラスト、横軸は制御回数とした。

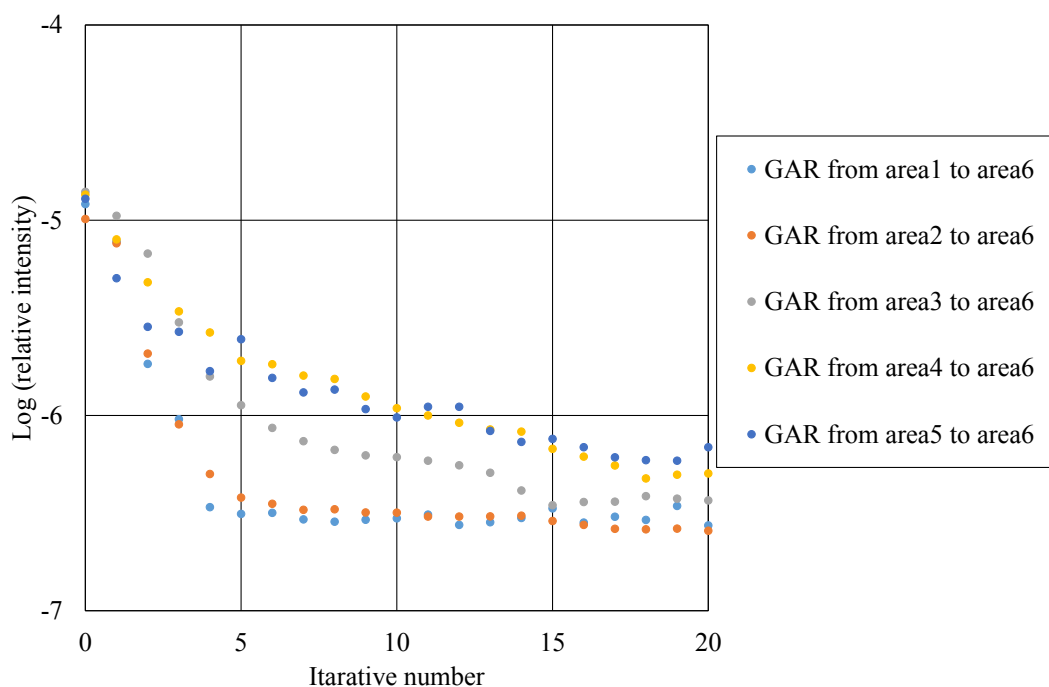


図 4-10: GAR 法の適用領域の大きさによるコントラストの違い. 縦軸はスペックル画像のコントラスト、横軸は制御回数とした。

最後に、671nm のレーザーでスペックルを低減した後、可変形鏡の制御電圧を印加したままで、レーザー光源の切り替えを行った。単色光源で制御した制御解が様々な波長で使うことができれば、実際の観測にも使える可能性が高まる。まず、671nm のレーザーで制御を行う。図 4-11 より、初期のコントラスト 5.3×10^{-6} から 3.6×10^{-7} まで 0.056 倍に低減し、GAR 法の追加によって、 1.5×10^{-7} まで低減した。レーザー光源を 635nm に切り替えると、初期のコントラストが 1.3×10^{-5} で SAN 法のみで 4.5×10^{-6} と 0.35 倍に、GAR 法の追加で 3.0×10^{-6} と 0.24 倍に低減した。さらに、705nm に切り替えると、初期のコントラスト 1.2×10^{-5} から SAN 法のみで 1.6×10^{-6} と 0.13 倍に、GAR 法の追加で 1.8×10^{-6} と 0.14 倍に低減した。ここで、SAN 法は光軸中心から 2~16 ピクセルの半月状のターゲット領域に適用し、GAR 法では光軸中心から 7~11 ピクセルの半月状のターゲット領域に適用した。さらに、評価領域は、光軸中心から 7~11 ピクセルの半月状の領域とした。

レーザー光源の切り替えでは、波長によって消光比が異なる。それぞれの光源によって、異なるスペックルパターンが発生したため、各波長単色で制御したような結果(図 4-5~7)を得られなかった。初期のスペックルパターンが波長によって、変化が少ない光源を選択し、再度検証する必要がある。

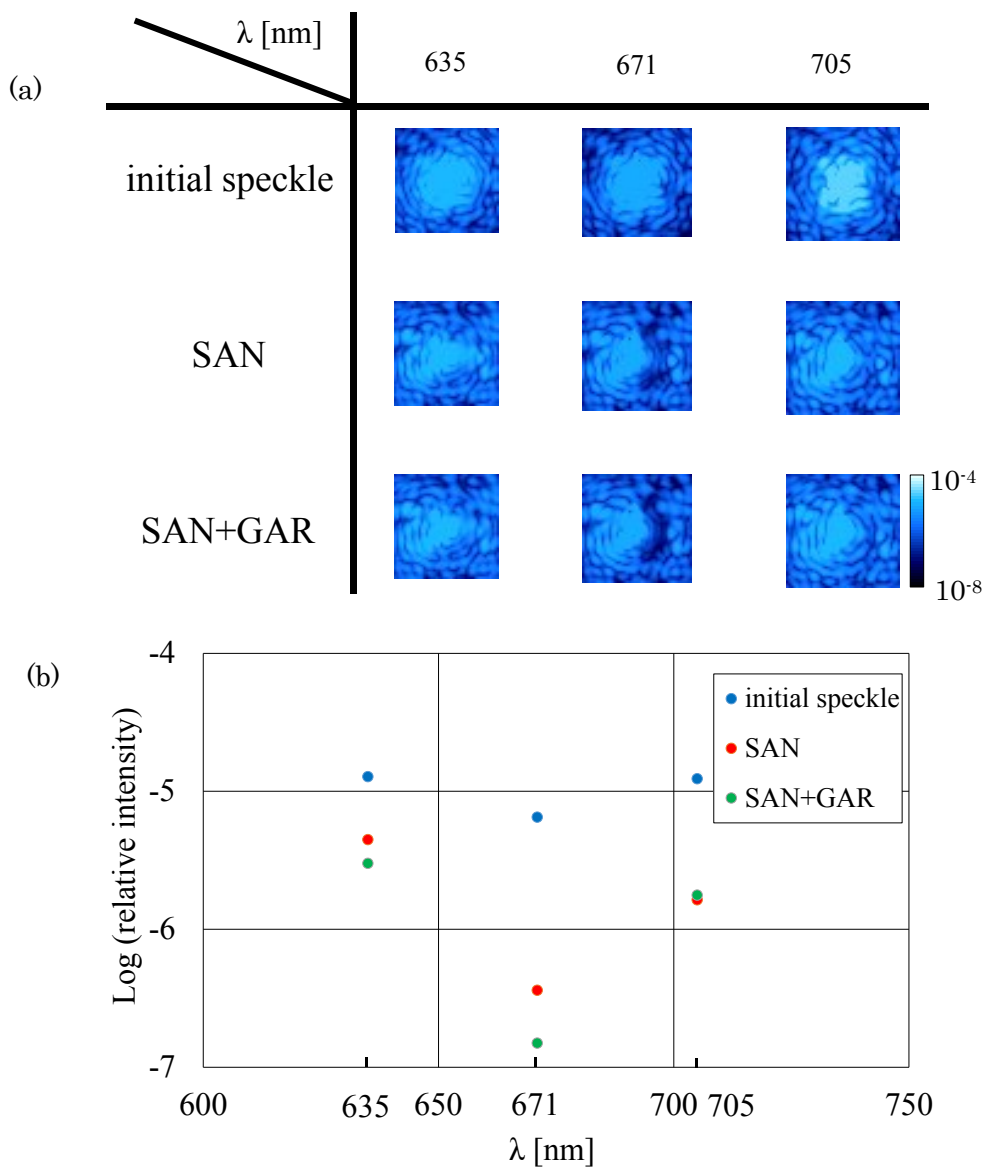


図 4-11: SAN 法と GAR 法の追加によるスペックルの低減
 (波長 671nm の単色光で制御し、635nm と 705nm のレーザー光源へ切り替えだけを行い、それぞれの波長での最終コントラストを比較した。) .(a)635nm、671nm、705nm での SAN 法と GAR 法の追加によって得られた最終像面の画像. (b) (a)の画像に対応するコントラストのグラフ. 縦軸をコントラスト、横軸を波長とした。

4.4 本章のまとめ

本章では、SAN 法の実験結果についてまとめた。SAN 法が原理どおり働くことが実証実験によって示された。波長 671nm の光源では、制御エリアが $0.62 \sim 5.0[\lambda/D]$ の半月状のター

ゲット領域では、初期のスペックルのコントラストは、 5.3×10^{-6} から 16 回の制御で 3.6×10^{-7} と 0.068 倍まで低減した。波長 635nm の光源では、ターゲット領域を $0.97 \sim 4.5[\lambda/D]$ の半月状とし、 1.9×10^{-5} 初期のコントラストから 10 回の制御で 1.1×10^{-6} と 0.060 倍低減した。波長 705nm の光源では、ターゲット領域を $0.90 \sim 4.2[\lambda/D]$ の半月状とし、 5.1×10^{-5} 初期のコントラストから、15 回の制御で 2.9×10^{-6} と 0.056 倍低減した。それぞれの波長での実験に対するシミュレーションを行い、同様に低減することが確かめられた。

また、制御回数ごとに制御エリアを狭める Gradual Area Reduction (GAR) 法を考案し、実証実験を行った。原理どおり、更なるコントラストの低減が確かめられた。波長 671nm の光源では、SAN 法のみで初期のコントラストが 6.4×10^{-6} から、7 回の制御で 6.4×10^{-7} まで低減し、GAR 法の追加を 8 回目の制御から行った。GAR 法をその後 5 回行い、17 回目のコントラストでは、SAN 法のみでは 3.6×10^{-7} 、SAN 法と GAR 法の組み合わせでは 1.5×10^{-7} までとコントラストは 0.4 倍改善した。

第5章

今後の展望

本研究の実験で9桁のコントラストに到達しなかったのは、初期波面誤差と可変形鏡の素子数に大きな要因があると考えられる。今回用いたものより10倍良い表面精度を持つ可変形鏡を用いれば、初期コントラストが2桁改善する。また、可変形鏡の素子数を増やすと、制御領域が広がり、制御領域の境界付近の明るいスペckルの漏れ込みによる影響が改善するため、ダークホール内のコントラストが上がることも分かってきた。初期の波面誤差を $\lambda/100\text{rms}$ 、振幅誤差を1%としてシミュレーションを行った。シミュレーション方法は、第3章と同じ方法で行った。図3-1より、望遠鏡開口の直径を128ピクセル、瞳再結像面のLyot-stopの直径を120ピクセルとした。望遠鏡開口面に置く可変形鏡の素子数を 10×10 素子、 20×20 素子、 30×30 素子、 40×40 素子、 60×60 素子の5つの可変形鏡を用いた。制御領域は素子数によって異なり、それぞれ光軸中心から $0.93\sim 4.9[\lambda/D]$ 、 $0.93\sim 9.8[\lambda/D]$ 、 $0.93\sim 15[\lambda/D]$ 、 $0.93\sim 20[\lambda/D]$ 、 $0.93\sim 29[\lambda/D]$ 。評価領域はどの可変形鏡でも光軸中心から横 $1.4\sim 3.5[\lambda/D]$ 、縦 $-3.5\sim 3.5[\lambda/D]$ の四角形の領域とした。

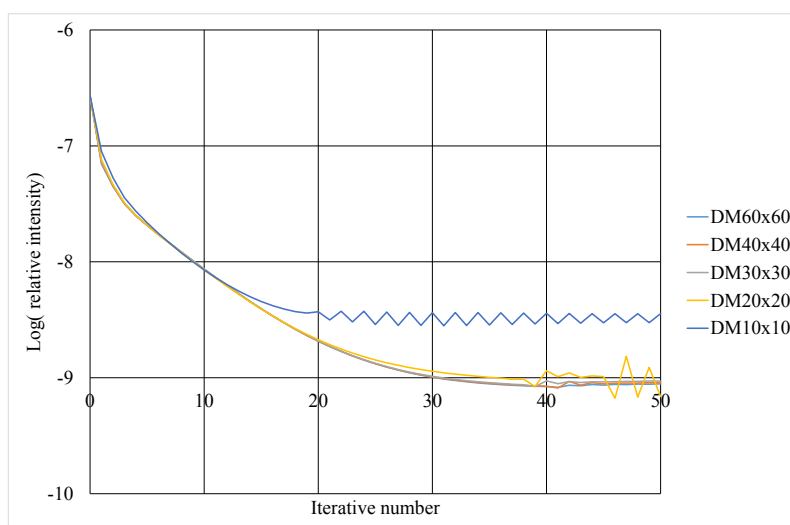


図 5-1:SAN 法での可変形鏡の素子数とコントラストの関係
(位相誤差 $\lambda/100\text{rms}$ 、振幅誤差 1%)

可変形鏡の素子数の増加によって、 30×30 素子より大きくすることで、地球型惑星を検出可能な光軸中心から横 $1.4 \sim 3.5 [\lambda/D]$ 、縦 $-3.5 \sim 3.5 [\lambda/D]$ と非常に近い四角形の領域では、コントラストを低減可能である。さらに、可変形鏡の素子数が 60×60 で、初期波面位相誤差が $\lambda/600\text{rms}$ 、振幅誤差が 0.1% としてシミュレーションした。光軸中心から $1.9 \sim 7.0 \lambda/D$ の四角形の評価領域で、初期のコントラストが 4.4×10^{-8} に対して 8 回の制御で 9.5×10^{-10} までスペckル強度が低減される (図 5-2)。これは、地球型惑星検出可能なコントラストである。NASA Jet Propulsion Laboratory にある可変形鏡は上記のような条件を満たすものであり、SAN 法を適用した実験の可能性を議論しているところである。

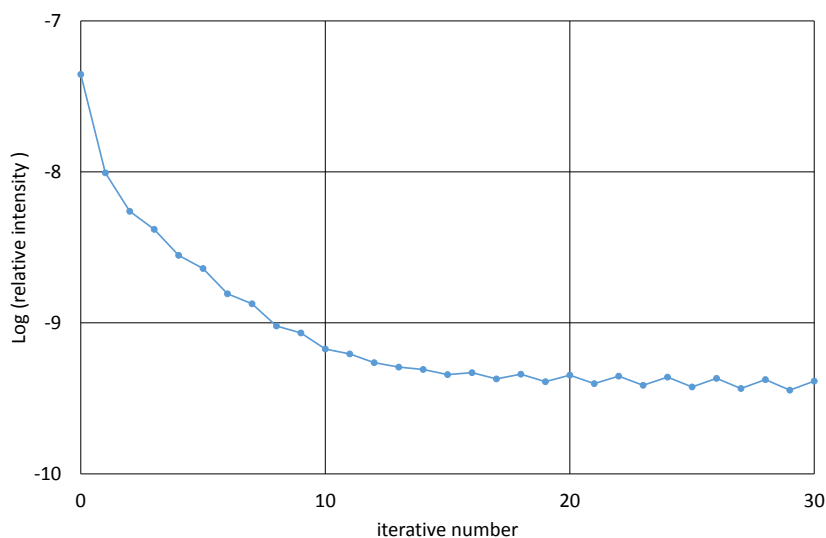


図 5-2: SAN 法のシミュレーション (位相誤差 $\lambda/600\text{rms}$ 、振幅誤差 0.1%)

本研究では円形開口と渦位相マスクコロナグラフを主に用いたが、副鏡による遮蔽がある望遠鏡開口や、他の種類のコロナグラフを用いた場合の **Speckle Area Nulling** 法の特性も調べ、それによって将来の NASA/WFIRST や TPC-C などさまざまなミッションでの有効な活用法を探ることが必要である。すばる望遠鏡などの地上望遠鏡への適用も可能で、主鏡や副鏡などの光学系がもつ初期の大きな波面誤差や、副鏡や副鏡支持構造によって発生する、変動しない回折パターンの除去に有効と考えられる。また、**Gradual Area Reduction** 法は、望遠鏡、コロナグラフ、ダークホール法、などに依存せず、広く適用可能であり、多くの場面に適用されることが期待できる。

付録

A 天文学での定義

A.1 天文学で使われる距離の単位

天文学では、惑星などの近い天体までの距離は、SI 単位系ではなく、普通天文単位 (au: astronomical unit) で表わされ、 $1 [\text{au}] = 1.495978707 \times 10^{11} [\text{m}]$ と定義されている。恒星や太陽系外にある惑星などの諸天体では、パーセク (pc) または光年で表記される。au は、質量が無視できる粒子が摂動を受けずに太陽の周りを完全な円軌道で周期 $2\pi/k$ 日 ($k = 0.0172020985$) ≈ 365.2568983 日で回る半径である。この値は、ほぼ地球-太陽間の平均距離と等しく、図 A-1 より、1au を見込む角度が 1 秒 (arcsec, $1/3600^\circ$) になる距離が 1pc である。そして、1 光年は光が 1 年間かかり到達する距離である。

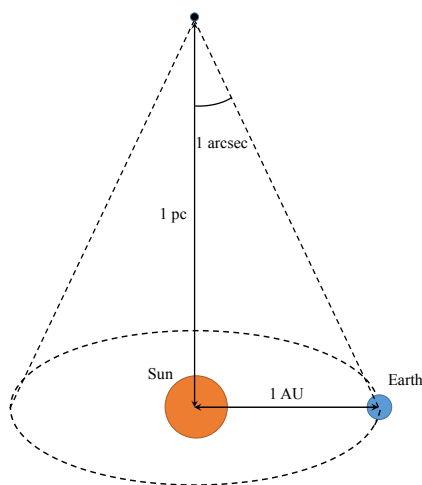


図 A-1: パーセクの定義

表 A-1: 天文学で使われる距離の単位 (有効数字 3 桁で表記)^[2]

SI 単位 [km]	天文単位 [au]	光年	パーセク [pc]
1.00	6.68×10^{-9}	1.06×10^{-13}	3.24×10^{-14}
1.50×10^8	1.00	1.58×10^{-5}	4.85×10^{-6}
9.46×10^{12}	6.32×10^4	1.00	0.307
3.09×10^{13}	2.06×10^5	3.26	1.00

A.2 系外惑星の分類

現在までに、発見された公転距離と質量、周期などが解析によって、何種類かに分類されている(表.A-2)¹⁾。恒星近傍（軌道半径 $r < 0.1$ au）を短周期で公転する木星質量程度の巨大惑星をホットジュピターと呼ぶことが多く、同様に恒星近傍（軌道半径 $r < 1$ au）を短周期で公転するがより軽い海王星質量程度の惑星はホットネプチューン、さらに軽い惑星をスーパーアースと呼ぶことが多い。

表 A-2: 系外惑星と系内惑星の質量と軌道半径¹⁾

分類	質量 [Earth Mass]	公転半径または軌道長半径 [au]
木星型巨大ガス惑星	100 以上	0.1 以遠
海王星型氷惑星	10-100	10 以遠
地球型岩石惑星	1 以下	0.1-10
ホットジュピター	100 以上	0.1 未満
ホットネプチューン	10-100	1 未満
（短周期）スーパーアース	1-10	1 未満
水星	0.387	0.0553
金星	0.723	0.816
地球	1	1.00
火星	1.524	0.107
木星	5.203	318
土星	9.5555	95.3
天王星	19.218	14.5
海王星	30.11	17.2

B 偏光の基礎とジョーンズ行列

平面波は一般に伝搬方向に電場・磁場成分を持たない横波であり、伝搬方向に垂直な面内で電場は振動し、その振動方向の偏りが偏光である。単色の平面波が xyz 直交座標系において、真空中を z 方向に伝播する光波の電場ベクトル $E = (E_x, E_y, E_z)$ は、 ω を角周波数、 ω を波数として、

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y = A_y \sin(\omega t - kz + \delta_y) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (\text{B-1})$$

となる。ここで、 A_x と A_y は、各電場ベクトルの振幅とする。 δ_x と δ_y は、初期位相を表している。これらは、時間に依存しないものとする。完全な偏光状態にある電場ベクトルの位相差を $\delta = \delta_y - \delta_x$ とする。時刻 t を固定した場合の x - y 平面での電場ベクトルの軌跡は、振幅 (A_x, A_y) と位相差 δ によって決まり、その軌跡によって偏光状態が定義される。例えば、振幅 $A_x = A_y$ で位相差 $\delta = \pi/2$ のとき、 $+z$ 方向から $-z$ 方向を観測者が見ると右回りに電場ベクトルが回転するため右回り円偏光、 $A_x = A_y$ で $\delta = -\pi/2$ では、左回り円偏光と呼ばれる (図 B-2)。

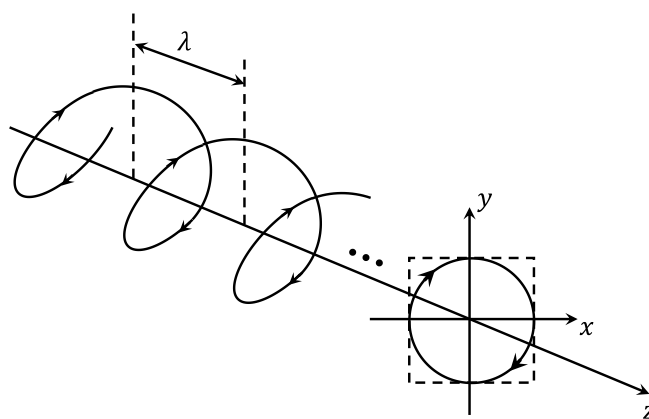


図 B-1: 右回り円偏光の伝搬 (位相差 $\delta = \pi/2$ 、振幅 $A_x = A_y$)

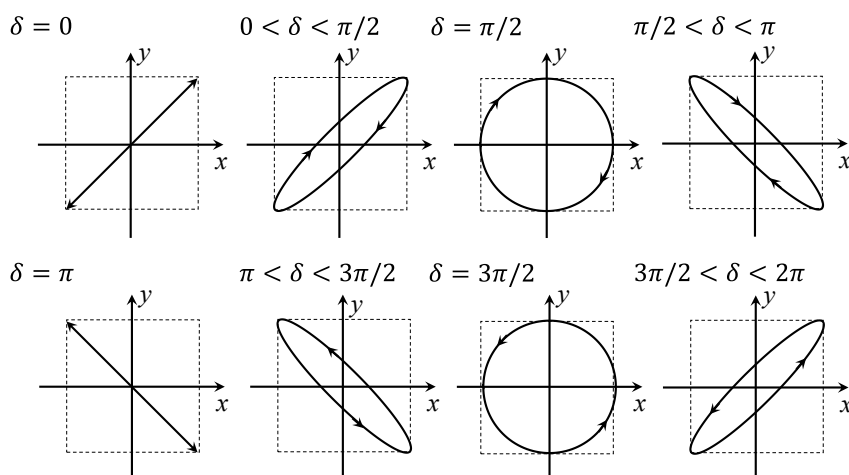


図 B-2: 位相差 δ と x - y 平面での偏光状態の関係 (振幅 $A_x = A_y$)

平面波の偏光状態を表すのに、ジョーンズベクトル \mathbf{J} が用いられる。電場 \mathbf{E} は式(B-1)より、

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\delta) \end{pmatrix} \exp[i(\omega t - kz + \delta_x)] \quad (\text{B-2})$$

一般に偏光状態の記述では、式(B-1)の共通部分である $\exp[i(\omega t - kz + \delta_x)]$ は省略される。さらに $|\mathbf{J}| = 1$ となるように規格化を行うと、式 (B-1) は、

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{A_x^2 + A_y^2}} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\delta) \end{pmatrix} \quad (\text{B-3})$$

となり、規格化ジョーンズベクトルと呼ばれる。例えば、偏光方位角 φ の直線偏光は、 $\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{bmatrix}$ で表される。

直線偏光子などの偏光素子に対する入射電場のジョーンズベクトルを \mathbf{J}_{in} 、出射電場のジョーンズベクトル \mathbf{J}_{out} とすると、

$$J_{out} = T J_{in} \quad (B-4)$$

となる。ここで、 T は

$$T = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \quad (B-5)$$

の2×2行列で表され、ジョーンズ行列と呼ばれる。 x 軸方向の基底ベクトルを $J_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ 、 y 軸方向の基底ベクトルを $J_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ とすると、 $J_{in} = \alpha_1 J_1 + \alpha_2 J_2$ と線形結合で表せる。

N 個の偏光素子を透過したジョーンズ行列 J_{out} は、

$$J_{out} = T_N \cdot T_{N-1} \cdots T_2 \cdot T_1 \cdot J_{in} \quad (B-6)$$

で表される。代表的な光学素子のジョーンズ行列を表B-1にまとめる。ここで、波長板などの補償子(移相子)で屈折率に異方性がある場合、光が相対的に速く進む方向を進相軸(速軸(fast axis))、遅く進む方向を遅相軸(遅軸(slow axis))と呼ぶ。

表 B-1: 主な光学素子のジョーンズ行列

光学素子	軸の方向	ジョーンズ行列
直線偏光子 (Linear polarizer)	透過軸が 0°	$T_{0P} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
	透過軸が 90°	$T_{90P} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
1/4 波長板 (Quarter wave-plate)	遅相軸(slow axis)が 0° または 90°	$T_{(0,90)Q} = \begin{pmatrix} e^{\mp i\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{\pm i\pi/4} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \pm i \end{pmatrix}$
1/2 波長板 (Half wave-plate)	遅相軸(slow axis)が 0° または 90°	$T_{(0,90)H} = \begin{pmatrix} e^{\pm i\pi/2} & 0 \\ 0 & e^{\mp i\pi/2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \pm 1 \end{pmatrix}$

表 B-1: 主な光学素子のジョーンズ行列

光学素子	軸の方向	ジョーンズ行列
鏡 (反射)	z 軸と x 軸の反転	$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$
回転	回転角 φ	$R(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}$

C 実験系使用の光学素子と機器

C.1 光源部

光源部の使用部品と機器について、表 C-1, C-2, C-3 に示す。

(1) レーザー

表 C-1: 光源部のレーザー使用機器の仕様

名称	項目	仕様
671nm DPSS Laser (Shanghai Dream Laser 社製)	型番	SDL-671-050T
	出力	105 [mW]
	波長	671±1 [nm]
	出力安定性 (2 時間以上の ウォームアップ後)	< 1%
	広がり角	< 1.5 [mrad]
	ビーム径	< 1.5 [mm]
	ウォームアップ時間	< 15 [min]
	635nm Diode Laser (Shanghai Dream Laser 社製)	型番
出力		26 [mW]
波長		635±5 [nm]
出力安定性 (2 時間以上の ウォームアップ後)		< 5%
広がり角		< 1.5 [mrad]
ビーム径		< 1.5 [mm]
ウォームアップ時間		< 15 [min]
705nm Diode Laser (Shanghai Dream Laser 社製)		型番
	出力	25 [mW]
	波長	705 [nm]
	出力安定性	< 5%
	広がり角(1m 離れた場所)	0.6×0.3 [mrad]
	ビーム径(1m 離れた場所)	4×2 [mm] (楕円)
	ウォームアップ時間	<30 [min]

(2) 光学素子

表 C-2: 光源部の光学素子の仕様

名称	項目	仕様
広帯域誘電体コーティングミラー (Newport)	型番	10Z40BD.1
	基板材質	超低膨張ガラスセラミック (ZERODUR®)
	大きさ	φ25.4 [mm]
	面精度	λ/20
	波長	488-694 [nm]
	コーティング	誘電体多層膜
凸メニスカスレンズ (Melles Griot)	型番	01LMP037
	基板材質	BK7
	大きさ	φ25.0 [mm]
	焦点距離	500.0 [mm]
	焦点距離公差	±1%
	偏心	3 分以内
凸メニスカスレンズ (Melles Griot)	型番	01LMP053
	基板材質	BK7
	大きさ	φ25.0 [mm]
	焦点距離	1500.0 [mm]
	焦点距離公差	±2%
	偏心	3 分以内
凹メニスカスレンズ (Melles Griot)	型番	01LMN037
	基板材質	BK7
	大きさ	φ25.0 [mm]
	焦点距離	-500.0 [mm]
	焦点距離公差	±2%
	偏心	3 分以内

表 C-2: 光源部の光学素子の仕様

名称	項目	仕様
凹メニスカスレンズ (Melles Griot)	型番	01LMN057
	基板材質	BK7
	大きさ	$\phi 25.0$ [mm]
	焦点距離	-2000.0 [mm]
	焦点距離公差	$\pm 2\%$
	偏心	3 分以内
プランアクロマートレンズ (対物レンズ、OLYMPUS)	型番	MPLN20x
	倍率	20 倍
	開口数	0.4
	作動距離	1.3 [mm]
	視野数	22 [mm]
球面アクロマティックレンズ (シグマ光機)	型番	DLB-30-200PM
	基板材質	BK7,SF2
	大きさ	$\phi 30.0$ [mm]
	焦点距離	200.0 [mm]
	焦点距離公差	$\pm 1\%$
	偏心	1 分以内

(3)光学部品と機器

表 C-3: 光源部の光学部品と機器の仕様

名称	項目	仕様
モノクロ CCD カメラ (Lumenera)	型番	Lm075M
	CCD 素子	Super HAD CCD ICX424 (SONY)
	有効画素数	640 × 480
	ピクセルサイズ	7.4 μm × 7.4 μm
	階調	12 bit or 8bit
	フレームレート	60 fps (640×480) 100 fps (320×240)
	レンズ取り付け	C マウント
	波長領域	可視、近赤外
	画像形式	BMP, JPEG, GIF, RAW, TIFF
	インターフェース	USB2.0
偏波保持シングルモードファイバ (Thorlabs)	型番	P1-630PM-FC
	波長帯	620-850 [nm]
	カットオフ波長	570±50 [nm]
	モードフィールド 径(MFD)	4.2 [μm] @630nm (ニアフィールド, 1/e ²)
	開口数	0.12 PANDA 型
	ファイバ断面	(Polarization-maintaining AND Absorption-reducing)
	コネクタ形状	FC/PC (入射、出射)
	材質	石英 (コア)

C.2 Speckle Area Nulling (SAN) 光学系

SAN 法実証実験での光学系の使用部品と機器について、表 C-4, C-5 示す。

(1) 光学素子

表 C-4: Speckle Area Nulling (SAN) 光学系用の光学素子の仕様

名称	項目	仕様
広帯域誘電体コーティングミラー (Newport)	型番	10Z40BD.1
	基板材質	超低膨張ガラスセラミック (ZERODUR®)
	大きさ	φ25.4 [mm]
	面精度	λ/20
	波長	488-694 [nm]
	コーティング	誘電体多層膜
球面アクロマティックレンズ (シグマ光機)	型番	DLB-30-70PM
	基板材質	BK7,SF2
	大きさ	φ30.0 [mm]
	焦点距離	70.0 [mm]
	焦点距離公差	±1%
	偏心	1 分以内
球面アクロマティックレンズ (シグマ光機)	型番	DLB-30-200PM
	基板材質	BK7,SF2
	大きさ	φ30.0 [mm]
	焦点距離	200.0 [mm]
	焦点距離公差	±1%
	偏心	1 分以内
直線偏光子 (Thorlabs)	型番	LPVISB050
	波長帯	500-720 [nm]
	材質	Nanoparticles in Sodium-Silicate Glass
	大きさ	φ12.5 [mm]
	消光比	1.8E-5 @671nm

表 C-4: Speckle Area Nulling (SAN) 光学系用光学素子の仕様

名称	項目	仕様
広帯域 $\lambda/4$ 波長板 (B. Halle)	型番	RSU 2.4.10
	波長帯	600-2700 [nm]
	材質	Quartz, MgF ₂
	大きさ	ϕ 12.5 [mm]
	透過波面精度	$\lambda/4 \pm 0.25\%$
	光学軸の精度	$\pm 0.1^\circ$

(2)光学部品と機器

表 C-5: Speckle Area Nulling (SAN) 光学系用の光学部品と機器の仕様

名称	項目	仕様	
可変型ピンホール (中央精機) 開口瞳, リオストップ用の絞り	型番	C-47	
	材質	ステンレス(ピンホール部分)	
	絞りの大きさ	0.2, 0.4, 1, 1.5, 2, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 6 [mm]	
冷却 CCD カメラ(モノクロ) (Bitran)	型番	BU-52LN/C	
	CCD 素子	KAI-04022	
	有効画素数	2048 × 2048	
	ピクセルサイズ	7.4 μm × 7.4 μm	
	階調	16 bit	
	露出時間	10ms ~ 18 時間	
	フレームレート		8.4 fps(中央 256×256 pixel)
			5.7 fps(中央 512×512 pixel)
			3.5 fps(中央 1024×1024 pixel)
			2 fps(2048×2048 pixel)
	レンズ取り付け	C マウント	
	波長領域	可視、近赤外	
	冷却方式	2 段ペルチェ冷却	
	冷却温度	自然空冷 外気温-30°C, 強制空冷 外気温-40°C	
インターフェース	USB2.0		

表 C-5: Speckle Area Nulling (SAN) 光学系用の光学部品と機器の仕様

名称	項目	仕様
可変形鏡 (Boston Micromachines Corp.)	型番	Multi-DM 1.5 μ m SDM
	素子数	140 (4 隅を除く 12 \times 12 素子)
	素子ピッチ	300 \times 300 [μ m]
	開口の大きさ	3.6 \times 3.6 [mm]
	最大ストローク	1.5 [μ m]
	最小ストローク	1 [nm]以下 (平均)
	階調	14bit
	コーティング	アルミニウム
	表面精度	40nm RMS 以下
	インターフェース	USB2.0
自動回転ステージ (シグマ光機)	型番	SGSP-40YAW
	移動機構	ウォームギア(1:144)
	移動ガイド	ベアリング方式
	ステージ材質	アルミ, アルミニウム青銅
	分解能	0.0025 [$^{\circ}$ /パルス]
直線偏光子、 $\lambda/4$ 波長板 の角度調整	型番	SOM-C13E
	最大移動量	0.1 [mm/sec]
	最小移動量	0.0015 [mm/sec]
	最小位置決め精度	0.002 [mm]
	分解能	0.001 [mm]
エンコーダー付きオプトマイク (シグマ光機)	型番	SOM-C13E
	最大移動量	0.1 [mm/sec]
	最小移動量	0.0015 [mm/sec]
	最小位置決め精度	0.002 [mm]
	分解能	0.001 [mm]
直線偏光子、 $\lambda/4$ 波長板、 AHP の位置調整	型番	SOM-C13E
	最大移動量	0.1 [mm/sec]
	最小移動量	0.0015 [mm/sec]
	最小位置決め精度	0.002 [mm]
	分解能	0.001 [mm]

Speckle Area Nulling (SAN) 光学系用の鏡と直線偏光子と $\lambda/4$ 波長板、可変形鏡の各光学素子の波面誤差を波面センサーである Zygo GPI (ZYGO Corp.) を用いて測定したデータを図 C-1 に示す。ここで、SAN 法を行う前の DM の電圧 (FLAT 電圧) は、Zygo GPI を用いて、DM の反射波の波面誤差が最小になるように選択した電圧である。また、SAN 法の実験での Lyot-stop の瞳再結像面は、開口径が 3.0mm となっている。図 C-1 より、開口径が 3.0mm での波面誤差は、DM の FLAT 電圧では $\lambda/90.9$ [rms]、鏡 1 枚当たり $\lambda/90.9$ [rms]、直線偏光子では $\lambda/500$ [rms]、 $\lambda/4$ 波長板では $\lambda/143$ [rms] である。SAN 法制御前の波面誤差は、光学系全体で波長の数十分の一のレベルで残存している。

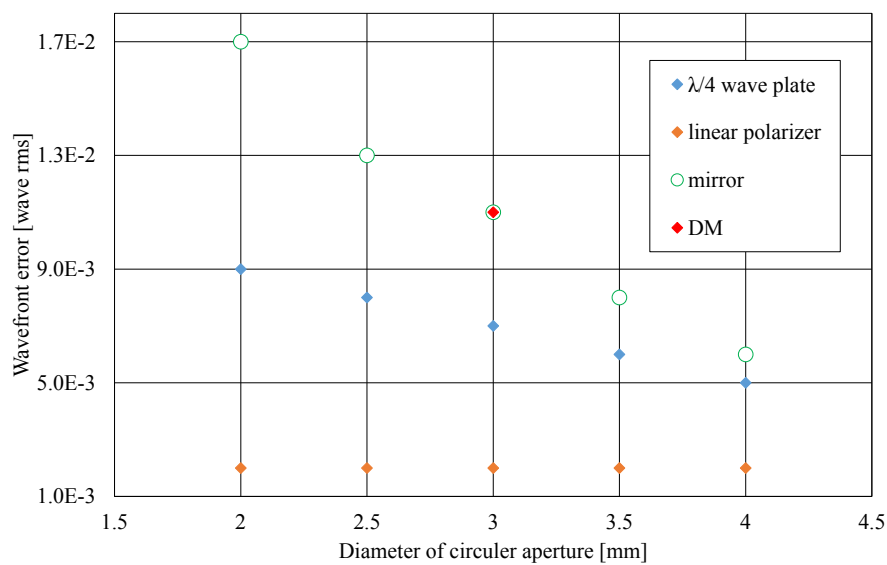


図 C-1: 開口径を変化させたときの波面誤差. 縦軸を波面誤差で rms 単位、横軸を開口径の直径で mm 単位とした。波面誤差は、Zygo GPI で測定した。

D シミュレーションでのスペックルノイズの発生方法

図 D-1 より、正方ピクセルのアレイを作成する。そして、`rand` 関数を用いて、各ピクセルに対して乱数を発生させる。フーリエ変換後の焦点面画像では全ての周波数成分を含むため、一様な画像となっている。実際の光学系では、光学中心からの距離 r に対応して、強度で $r^{3/2}$ に反比例するため、焦点画像を変形する。変形後に、逆フーリエ変換した低周波成分が支配的な瞳再結像後の画像を各シミュレーションに応じて、開口瞳の大きさを決定する。瞳面電場の位相と振幅に加えることで、第 3~5 章のシミュレーションを行った。

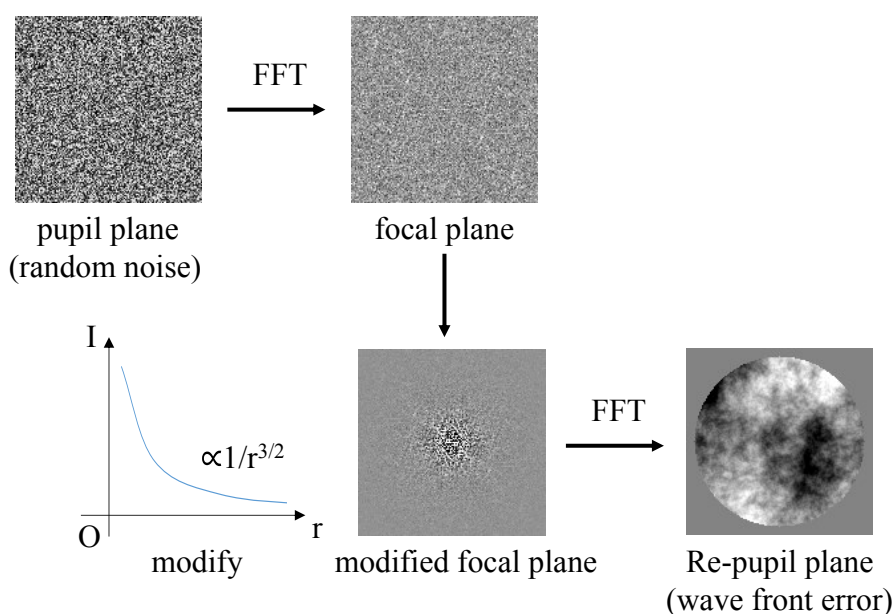


図 D-1: The concept of the method to generate wavefront error

図 3-1 より、瞳面のアレイサイズを 512×512 ピクセルとし、開口径を 128 ピクセル、リオストップ径を 120 ピクセルとした。瞳面に 0.1% の振幅誤差を加え、焦点面の強度画像の作成のシミュレーションを行った (図 D-2)。このとき、位相誤差に $\lambda/10$ 、 $\lambda/100$ 、 $\lambda/1000$ 、 $\lambda/10000$ [rms] の 4 種類を加え比較した。コロナグラフとして、渦位相マスクを用いた。

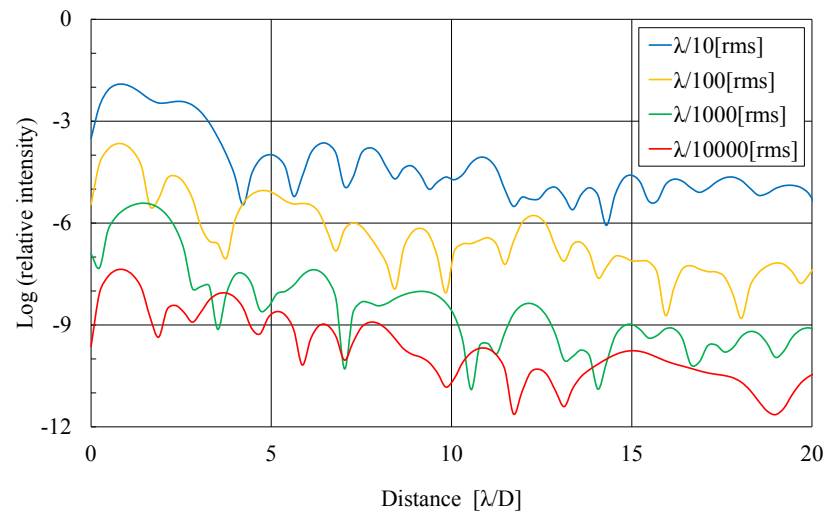


図 D-2: 波面誤差の変化によるスペックルの変化. 縦軸をスペックルのコントラスト、横軸を光軸中心からの距離を λD で表示した。図 3-1 に従い、 D は瞳開口径、コロナグラフとして渦マスクを用いて、シミュレーションを行った。

謝辞

本研究を進めるにあたり、研究の機会を与えて頂き、ご指導を賜りました全ての方々に心より感謝をいたします。

はじめに、日本大学・藤井紫麻見教授には、国立天文台光赤外研究部を紹介して頂き、貴重な経験を積む機会を与えて頂いたほか、研究室のゼミ等での確なご指摘をいただき、本当にありがとうございました。

本研究を進めるにあたり、貴重な時間を割いていただき、光学の基礎から実験の手法のご指導や研究の方向性ととも、研究の細部までのご指導と有意義なご意見を頂きました、国立天文台・西川淳助教に深く感謝いたします。

実験環境を与えて下さった東京大学/国立天文台・田村元秀教授に深く感謝いたします。

北海道大学・村上尚志助教には、渦位相マスクを用いた実験に不可欠な同心円状半波長板を提供いただき、深く感謝いたします。さらに、貴重な時間を割いていただき、ご助言を賜り、ありがとうございました。

ご支援をいただきました東京農工大学・黒川隆志教授、田中洋介准教授に深く感謝いたします。

本研究では、国立天文台・開発実験棟オプトショップを使わせていただき、深く感謝いたします。

研究生活でお世話になりました日本大学宇宙物理研究室の皆様には深く感謝いたします。特に、博士3年の堀江正明さんには、国立天文台に来た当初の頃からご助力いただきありがとうございました。また、制御プログラムの作成にご協力いただき、ありがとうございました。

また、研究生活でお世話になりました国立天文台光赤外研究部の皆様には深く感謝いたします。

最後に、大学に進学させていただき、大学生活を支えてくれた両親に深く感謝いたします。

Reference

- [1] M. Mayor and D. Queloz, "A Jupiter-mass Companion to a Solar-type Star", *Nature*, 378, 355-359 (1995)
- [2] 田村元秀, 「太陽系外惑星」, 日本評論社, 2015
- [3] 井田茂, 系外惑星, 東京大学出版, 2007
- [4] Michael Perryman, "The Exoplanets Handbook," Cambridge University Press, 2014
- [5] R. N. Bracewell, "Detecting Nonsolar Planets by Spinning Infrared Interferometer," *Nature*, 274, 780-781 (1978)
- [6] M. B. Lyot, "A Study of the Solar Corona and Prominences without Eclipse", *MNRAS*, 99, 580-594(1939)
- [7] D.Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clent, and A. Labeyrie, "The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph I. Principle", *Publications of Astronomical Society of the Pacific*, 112, 1479-1486(2000)
- [8] P. Riaud, A. Boccaletti, D.Rouan, F. Lemarquis, and A. Labeyrie, "The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph II. Simulations", *Publications of Astronomical Society of the Pacific*, 113, 1145-1154(2001)
- [9] P. Riaud, A. Boccaletti, J. Baudrand, and D.Rouan, "The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph III. Laboratory Performance", *Publications of Astronomical Society of the Pacific*, 115, 712-719(2003)
- [10] A. Boccaletti, P. Bousoz, J. Baudrand, D.Rouan, D. Gratadour, and F. Lacombe, "The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph IV. First Light at the Very Large Telescope", *Publications of Astronomical Society of the Pacific*, 116, 1061-1071(2004)
- [11] Naoshi Murakami, Jun Nishikawa, Kaito Yokochi, Motohide Tamura, Naoshi Baba, and Lyu Abe, "ACHROMATIC EIGHT-OCTANT PHASE-MASK CORONAGRAPH USING PHOTONIC CRYSTAL", *The Astrophysical Journal*, 714, 772-777 (2010)
- [12] Naoshi Murakami, Ryosuke Uemura, Naoshi Baba, Jun Nishikawa, Motohide Tamura, Nobuyuki Hashimoto, and Lyu Abe, "An EIGHT-OCTANT PHASE-MASK CORONAGRAPH", *Publications of Astronomical Society of the Pacific*, 120:1112-1118,(2008)
- [13] D. Mawet, P. Riaud, J. Surdej, O. Absil, "Annular groove phase mask coronagraph," *Astrophys.J*, 633, 1191 (2005)

- [14] D. Mawet, E. Serabyn, D. Moody, B. Kern, A. Niessner, A. Kuhnert, D. Shemo, R. Chipman, S. McClain, and J. Trauger “Recent results of the second generation of vector vortex coronagraphs on the high-contrast imaging testbed at JPL,” Proc. SPIE 8151 (2011) 81511D.
- [15] N. Murakami, J. Nishikawa, W. A. Traub, D. Mawet, D. C. Moody, B. D. Kern, J. T. Trauger, E. Serabyn, S. Hamaguchi, F. Oshiyama, M. Sakamoto, A. Ise, K. Oka, N. Baba, H. Murakami and M. Tamura “Coronagraph focal-plane phase masks based on photonic crystal technology: recent progress and observational strategy,” Proc. SPIE 8442 (2012) 844205.
- [16] N. Murakami, S. Hamaguchi, M. Sakamoto, R. Fukumoto, A. Ise, K. Oka, N. Baba, M. Tamura, “Design and laboratory demonstration of an achromatic vector vortex coronagraph,” Opt.Express 21, 7400 (2013)
- [17] M. J. Kuchner and W. A. Traub “A coronagraph with a band-limited mask for finding terrestrial planets,” *Astrophys. J.* 570 (2002) 900.
- [18] J. Trauger, D. Moody, B. Gordon, J. Krist and D. Mawet “Complex apodization Lyot coronagraphy for the direct imaging of exoplanet systems: design, fabrication, and laboratory demonstration,” Proc. SPIE 8442 (2012) 84424Q.
- [19] Kasdin N.J., Belikov R., Beall J., Vanderbei R.J., Littman M.G., Carr M., Give'on A, Proc. SPIE, 5905, 128 (2005).
- [20] Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Littman, M. G. & Spergel, D. N. 2005, *Appl. Opt.*, 44, 1117.
- [21] Vanderbei, R. J. 1999, *Optimization methods and software*, 11, 451
- [22] Vanderbei, R. J., Kasdin, N. J. & Spergel, D. N. 2003, *ApJ*, 590, 593
- [23] Vanderbei, R. J., Kasdin, N. J. & Spergel, D. N. 2004, *ApJ*, 615, 555
- [24] O.Guyon, “Phase-induced amplitude apodization of telescope pupils for extrasolar terrestrial planet imaging,” *Astronomy & Astrophysics*, 404, 379-387 (2003)
- [25] F. Malbet, J. Yu, and M. Shao, “High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronagraphy,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107, 386-398 (1995).
- [26] J. T. Trauger, C. Burrows, B. Gordon, J. J. Green, A. E. Lowman, D. Moody, A. F. Niessner, F. Shi, and D. Wilson, “Coronagraph contrast demonstrations with the high-contrast imaging testbed,” Proc. SPIE 5487, 1330-1336 (2004).
- [27] A. Give'on, N. J. Kasdin, R. J. Vanderbei, and Y. Avitzour, “On representing and correcting wavefront errors in high-contrast imaging systems,” *J. Opt. Soc. Am. A* 23, 1063-1073 (2006).
- [28] P. Badoz, J. Mazoyer, M. Mas, R. Galisher, G. Rousset, Proc. SPIE 8446, 84468C 11pp (2012)
- [29] J. T. Trauger, W. A. Traub, “A laboratory demonstration of the capability to image an Earth-like extrasolar planet,” *Nature* 446, 771-773 (2007).
- [30] Borde, P.J., Traub, W.A.: High-contrast imaging from space: speckle nulling in a low-aberration regime. *Astrophys. J.* 638, 488 (2006)
- [31] Give'on, A., Kerna, B.D., Shaklana, S.: Pair-wise, deformable mirror, image plane-based diversity electric field estimation for high contrast coronagraphy. Proc. SPIE 8151, 85110 (2011)
- [32] M. oya, J. Nishikawa, M. Horie, K. Sato, N. Murakami, T. Kotani, S. Kumagai, M. Tamura, Y. Tanaka, T. Kurokawa, “Coronagraph experiment on dark-hole control by speckle area nulling method”, *Optical Review* (2015)