

博士論文

ファブリ・ペロー光共振器型位相共役鏡と
無線光エネルギー伝送

川上 言美

謝辞

本論文は様々な方々のお力添えのもとに完成いたしました。まず、熱心なご指導とご鞭撻を賜った指導教員の小紫公也教授に心より御礼申し上げます。博士課程から入学した私が研究を遂行できたのは、的確なアドバイスや研究方針をご指導いただいた小紫先生のおかげです。研究室に迎え実験の機会を与えていただき、ご厚情に心より御礼申し上げます。

小泉宏之准教授、Schonherr Tony 助教には多くのアドバイスを頂きました。研究発表の仕方や英語ガイダンスは非常に参考になり、お二人のご指導に深く感謝いたします。

国際基督教大学の岡村秀樹先生には論文執筆に当たり貴重なご助言をいただきました。卒業後にも関わらずご懇篤なご指導にここに改めて感謝の意を表します。また、東工大時代よりお世話になった内田成明先生には多くの知識を頂きました。論文執筆の際にもご助言を頂き、深く感謝いたします。

活発な議論にお付き合いいただいた小紫研究室の皆様に深謝いたします。特にレーザー装置の使い方を丁寧にお教えいただいた山口敏和先輩と、良き相談相手になっていただいた福成雅史先輩には大変お世話になりました。

最後にいつも支えてくれる家族と友人たちに心から感謝いたします。

本研究は JSPS 特別研究員奨励費 13J04508 の助成を受けたものです。

目次

第1章	序論	- 9 -
1.1	位相共役光の特徴	- 9 -
1.1.1	位相共役光による大気擾乱の補償	- 10 -
1.1.2	位相共役光発生方法	- 11 -
1.2	位相共役光を用いた移動体の追尾	- 13 -
1.2.1	位相共役光以外の既存追尾技術に対する優位性	- 15 -
1.3	飽和利得四光波混合の原理	- 16 -
1.1.1	結合方程式	- 17 -
1.1.2	ホログラフィとの類似性	- 25 -
1.4	飽和利得四光波混合と光エネルギー伝送の先行研究	- 27 -
1.5	ファブリ・ペロー光共振器型位相共役鏡	- 29 -
1.1.3	レーザー媒質の種類と位相共役光発生の容易さの比較	- 30 -
1.6	無線光エネルギー伝送への応用例	- 32 -
1.1.4	微小宇宙デブリ除去への応用	- 32 -
1.1.5	地上一衛星間通信	- 35 -
1.7	本研究の目的	- 36 -
第2章	ファブリ・ペロー共振器型位相共役鏡による位相共役光発生とその集光性能の評価	- 37 -
2.1	光学系の配置	- 37 -
2.2	位相共役光発生実験	- 42 -
2.2.1	出力特性	- 45 -
2.2.2	感度特性	- 45 -
2.3	静的位相物体による波面歪みの補償実験	- 47 -
2.4	空気揺らぎによる波面歪みの補償実験	- 49 -
2.5	まとめ	- 51 -
第3章	位相共役光による対象物体の捕捉性能評価	- 53 -
3.1	多点同時捕捉	- 53 -
3.2	角度方向の物体の捕捉と視野角拡大	- 54 -
3.3	奥行き方向の物体の捕捉	- 56 -
3.4	非協力体の捕捉	- 59 -
3.5	まとめ	- 61 -
第4章	移動体の追尾性能評価	- 62 -
4.1	等速度で動く移動体の視線方向の追尾	- 62 -
4.1.1	連続光発振の場合	- 66 -

4.1.2	短パルスの場合.....	- 69 -
4.1.3	波長チューニングによる移動体追跡.....	- 74 -
4.2	接線速度を持つ移動体の追尾.....	- 75 -
4.3	まとめ.....	- 78 -
第5章	結論.....	- 79 -

目次

図 1-1	普通の鏡（左）と位相共役鏡（右）での反射光の比較	10
図 1-2	空気擾乱によるビームワンダとシンチレーション	11
図 1-3	光吸収による励起，自然放出による光放出，誘導放出	14
図 1-4	四光波混合配置	17
図 1-5	利得回折格子の生成メカニズム	17
図 1-6	四光波混合において生成される四つの回折格子	22
図 1-7	Tomita によるファブリ・ペロー型位相共役鏡	27
図 1-8	Damzen 等によるループ共振器型位相共役鏡	28
図 1-9	ファブリ・ペロー共振器型位相共役鏡による遠隔移動体への無線光伝送	29
図 1-10	Yb:glass と Nd:YAG のエネルギー準位図	32
図 1-11	軌道上レーザー衛星からのデブリ除去	34
図 1-12	初期高度に対するデブリ除去に必要な速度変化	34
図 1-13	初期高度に対するデブリ除去に必要なレーザーエネルギー	35
図 2-1	位相共役光発生のための光学系の配置	38
図 2-2	ビームプロファイラ	39
図 2-3	エネルギーメータと付属アッテネータ	40
図 2-4	フォトディテクタ	41
図 2-5	バーンペーパーとバーンペーパーに焼かれたビームプロファイルの例	42
図 2-6	物体光と位相共役光の強度プロファイル	43
図 2-7	物体光を半分遮光した際に観測された半欠けの位相共役光	44
図 2-8	物体光の偏向方向を参照光や読み出し光と直交させたときの結果	44
図 2-9	物体光に対する位相共役光エネルギー	45
図 2-10	物体光を弱めて位相共役光出力を測定した感度測定の結果	46
図 2-11	増幅器を組み合わせた位相共役鏡（PCM-MOPA）の概念図	47
図 2-12	透明プラスチックシートを用いた波面歪みの補償実験の光学系配置図	48
図 2-13	マスクで切り取った物体光の強度プロファイル	48
図 2-14	位相物体（透明プラスチックシート）による波面歪み効果と位相共役光による波面補償効果の比較	49
図 2-15	ライターの炎を用いた空気揺らぎによる波面歪補償実験の光学系配置図	50
図 2-16	ライターの炎を用いた空気揺らぎによる波面歪補償実験での典型的なビームプロファイル	51
図 3-1	2点同時集光実験の光学系配置	53

図 3-2	2点同時集光実験で現れた2つの位相共役光の強度プロファイル	- 54 -
図 3-3	焦点距離 500 mm と 100 mm のレンズを用いた場合の光線追跡	- 55 -
図 3-4	視野角拡大実験のためのレンズ系を用いた光学系の配置	- 55 -
図 3-5	標的の位置を角度方向に変えたときの位相共役光の中心位置	- 56 -
図 3-6	球面鏡による反射光の振る舞いと仮想点光源の模式図	- 58 -
図 3-7	視線方向の捕捉実験の光学系置図	- 58 -
図 3-8	媒質からの距離に対する位相共役光のビーム径	- 58 -
図 3-9	屈折率の異なる媒質内で生じる光路差	- 59 -
図 3-10	アルミニウム小片を標的とした位相共役光発生実験の光学系配置図	- 60 -
図 3-11	標的として用いたアルミニウムの金属小片の写真	- 60 -
図 3-12	金属小片に対して発生した位相共役光のビームプロファイル	- 60 -
図 4-1	対象物体が位相共役鏡から速さ V で遠ざかる場合の四光波混合の模式図	- 62 -
図 4-2	光波間に離調がある場合に干渉縞が移動する様子	- 63 -
図 4-3	移動体の追尾実験の光学系配置図	- 63 -
図 4-4	追尾実験で用いた光学系の写真	- 64 -
図 4-5	固定標的と移動標的に対して発生した位相共役光のビームプロファイル	- 65 -
図 4-6	$V = 10 \text{ mm/s}$ のときの利得回折格子	- 67 -
図 4-7	$V = 80 \text{ mm/s}$ のときの利得回折格子	- 68 -
図 4-8	$\tau_p = 400 \text{ } \mu\text{s}$ のロングパルスを用いた場合の実験と計算による規格化位相共役光出力	- 69 -
図 4-9	$\tau_p = 18 \text{ ns}$ のパルスを使用した場合で $V = 80 \text{ mm/s}$ のときの利得回折格子	- 70 -
図 4-10	$\tau_p = 18 \text{ ns}$ のパルスを使用した場合で $V = 50,000 \text{ mm/s}$ のときの利得回折格子	- 70 -
図 4-11	$\tau_p = 18 \text{ ns}$ の短パルスを用いた場合の実験と計算による規格化位相共役光出力	- 71 -
図 4-12	移動体の視線速度と、それを追尾するために必要なパルス幅	- 72 -
図 4-13	Markov らによるダブルキャビティレーザシステム	- 73 -
図 4-14	ポッケルスセル (PC) を用いた時間同期方法	- 74 -
図 4-15	波長チューニングによる移動体の追尾	- 74 -
図 4-16	接線方向に速度を持つ場合の模式図	- 75 -
図 4-17	距離が変化せず入射角変化のみ持つ移動体の追尾に必要なパルス幅	- 76 -
図 4-18	水平方向の移動による距離変化がある移動体の追尾に必要なパルス幅	- 76 -

表目次

表 1-1	位相共役光発生メカニズム.....	- 12 -
表 1-2	位相共役光を用いた光エネルギー伝送に関する先行研究.....	- 28 -
表 2-1	ビームプロファイラの仕様.....	- 38 -
表 2-2	エネルギーメータの仕様.....	- 39 -
表 2-3	フォトディテクタの仕様.....	- 40 -
表 2-4	バンドパスフィルターの仕様.....	- 42 -
表 2-5	位相共役光発生実験におけるビームサイズの比較.....	- 44 -
表 2-6	空気揺らぎによるビーム中心位置のずれ量の比較.....	- 51 -
表 3-1	2点同時集光実験で得られた2つの位相共役光のビーム径の比較.....	- 54 -
表 4-1	Markov らによるダブルキャビディレーザーシステム動作諸元.....	- 73 -
表 4-2	無人小型機 (UAV), ソーラープレーン, 国際宇宙ステーション (ISS) の追尾 に許容される最大パルス幅.....	- 77 -
表 4-3	無人小型機 (UAV), ソーラープレーン, 国際宇宙ステーション (ISS) の追尾 における見込み角補正の必要性.....	- 78 -

記号一覧

c	光速 (3×10^8 [m / s])
C_m	運動量結合係数 [N/W]
C_n	大気の構造定数 [$m^{-1/3}$]
D	地上光学系の開口直径 [m]
D_{DLS}	回折限界スポット径 [m]
f	焦点距離 [m]
h	プランク定数(6.63×10^{-34} [$m^2 \text{ kg} / \text{s}$])
k	波数 [rad/m]
K_ρ	反射型格子ベクトル
K_τ	透過型格子ベクトル
n	屈折率
E	電場 [V/m]
I	光強度 [W m^{-2}]
I_{sat}	飽和強度 [W m^{-2}]
l	媒質の長さ [m]
P	分極 [C m^{-2}]
P_p	励起パワー [W]
P_{th}	媒質の熱破断が起こる閾値のパワー [W]
r	位置ベクトル
R	励起レート [s^{-1}]
R_T	熱ショックパラメータ [W/m]
t	時間 [s]
T	明暗反転周期 [s]
U_{sat}	飽和フルエンス [J m^{-2}]
x	光軸と垂直で水平方向の位置座標
Δx	光路差 [m]

y	光軸と垂直で垂直方向の位置座標
z	光軸の方向の位置座標
α	利得係数 [m^{-1}]
$\bar{\alpha}$	利得変調の平均値 [m^{-1}]
α_0	小信号利得係数 [m^{-1}]
$\Delta\alpha$	利得変調の振幅 [m^{-1}]
ε_0	真空の誘電率 ($8.85 \times 10^{-12} [\text{m}^{-3} \text{kg}^{-1} \text{s}^4 \text{A}^2]$)
η_a	吸収効率
η_{diff}	回折効率
η_{pl}	励起効率
λ	波長 [m]
μ_0	真空の透磁率 ($1.26 \times 10^{-6} [\text{m kg s}^{-2} \text{A}^{-2}]$)
ν	周波数 [s^{-1}]
ν_{mp}	四準位系における基底準位とレーザー上準位の差に相当する周波数 [s^{-1}]
$\Delta\nu$	離調 [s^{-1}]
σ	誘導放出断面積 [m^2]
θ	入射角 [rad]
Σ	ビームの踊り量の標準偏差 [m]
τ	励起原子の寿命 [s]
τ_{p}	レーザー発振のパルス幅 [s]
χ	電気感受率
ω	角周波数 [rad/s]

第1章 序論

1.1 位相共役光の特徴

位相共役光はある入射光の波面形状はそのまま進行方向のみ逆になった特殊な光である[1]。光源から出た光は位相共役光となって入射光の光路を正確に逆進し光源の位置に戻る。この性質を利用して対象物体からの光を元に増幅した位相共役光を送り返すことにより、移動体へ光エネルギーを無線伝送することが出来ると考えられる。既存の技術では移動体の捕捉、追尾、集光を機械的・電氣的制御により行っていたが、位相共役光を用いることですべて光の物理現象のみで対応でき、速い応答速度や自動波面補正効果による高い集光能力など既存技術より優位な性能が期待できる。特に高速移動体への光エネルギー伝送に適していると考えられ、地上一宇宙間の無線光通信や、レーザーアブレーションを利用した微小宇宙デブリ除去など様々な応用が考えられる。

位相共役光を式で示すと、 z 軸方向に進む入射光が

$$\mathbf{E}_i = \hat{\mathbf{e}} E_i \exp[i(\omega t + k_i z)] \quad (\hat{\mathbf{e}} ; \text{偏光ベクトル}, E ; \text{電界振幅}, \omega ; \text{角周波数},$$

$$k ; \text{波数}) \text{と表されるとき, 位相共役光は } \mathbf{E}_c = \hat{\mathbf{e}}^* E_i^* \exp[i(\omega t + k_i z)] \text{となり,}$$

空間に依存する項だけが複素共役の関係になっている[2]。したがって位相共役光発生装置（これを鏡に見立てて位相共役鏡とよぶ）に入射した光は通常の鏡と異なり入射角によらず光が来た方向へ反射され、入射光の光路を正確に逆進して光源に戻る（図 1-1）。位相共役光は入射光の伝搬の様子をあたかも時間を巻き戻したかのように進むため、時間反転波とも呼ばれる。この性質は位相共役光が

$$\begin{aligned} & \text{Re}[\mathbf{E}_i(-t)] \\ &= \text{Re}[E_i \exp(-\omega_0 t - k_i z)i] \\ &= \frac{E_i \exp(-\omega_0 t - k_i z)i + E_i^* \exp(\omega_0 t + k_i z)i}{2} \\ &= \text{Re}[E_i^* \exp(\omega_0 t + k_i z)i] \\ &= \text{Re}[\mathbf{E}_c(t)] \end{aligned} \tag{1}$$

の関係を満たすことから理解できる。この時間反転性を応用して光干渉計や光学像伝送，レーザー核融合など様々な研究が発展している[3]。

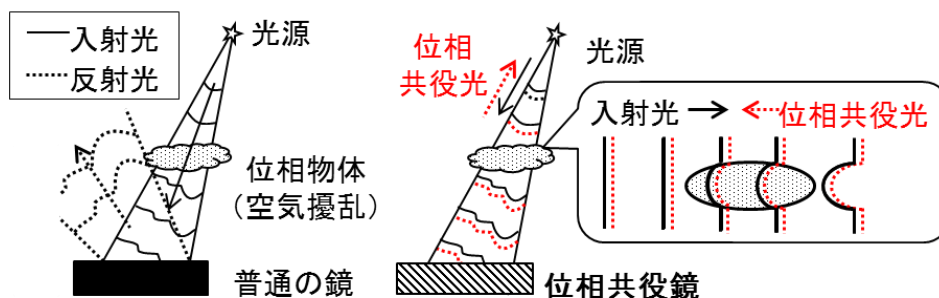


図 1-1 普通の鏡 (左) と位相共役鏡 (右) での反射光の比較

1.1.1 位相共役光による大気擾乱の補償

通常光路上に空気揺らぎなどの位相物体があると透過光の波面を歪ませるが位相共役光を用いると空気揺らぎの影響をキャンセルすることができる (図 1-1 の吹出し参照)。大気中は温度の異なる空気が入り混じっているため場所により屈折率が異なる。光は本来直進するが、このような屈折率揺らぎの存在下では、伝搬した光ビームの到達地点が揺らぎに伴って変動し (ビームワンダ)、受信機から外れて損失になる可能性がある。また、空気の塊がレーザービーム径より小さい場合は図 1-2 のようにビームブレイクアップにより強度が変動する (シンチレーション) [4]。光波面が乱れてビームの径が拡大するため、エネルギー密度が低下して伝送効率が悪化する。空気擾乱の身近な例では日差しの強い日に地上付近で発生する陽炎や、星が瞬いて見える現象がある。

歪んだ波面は位相共役光が再び位相物体を通ることで打ち消されるため、光の伝播に伴って自動的に波面補償が行わる。したがってたとえば点光源からの光に対して位相共役光を発生させると、位相物体の存在下でも元の波面が再現され、回折限界に近い集光能力を発揮する。

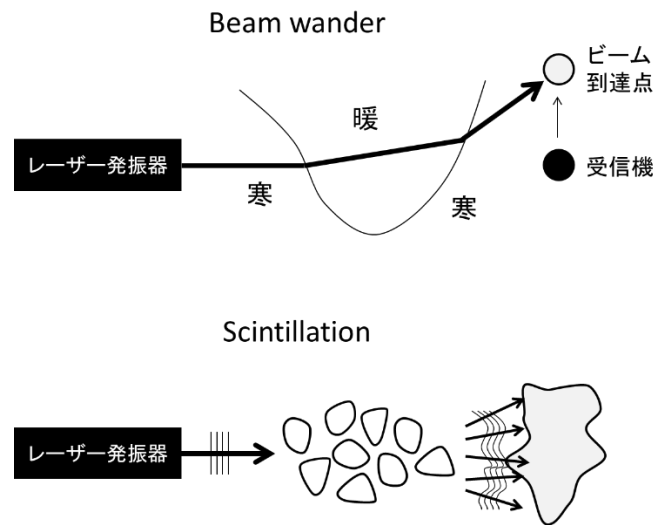


図 1-2 空気擾乱によるビームワンダ（ビームの振れ回り）（上段）とシンチレーション（強度変動）（下段）

1.1.2 位相共役光発生方法

位相共役光は、媒質の非線形応答によって発生するが、非線形光学効果の種類により応答速度や閾値はじめ様々な特徴が変わってくる。よく使われるものにはフォトリフラクティブ効果や誘導ブリルアン散乱（**Stimulated Brillouin Scattering: SBS**）がある。フォトリフラクティブ効果を用いる場合はリチウムナイオベート (LiNbO_3) やチタン酸バリウム (BaTiO_3) などの電気光学 (electro-optic, EO) 結晶が使用される。媒質に光を照射させてできた干渉縞の明暗に依存して光誘起電荷(電子-ホールペア)の分布が生じ、この電荷分布が媒質内に電場を発生させる。ポッケルス効果などの電気光学効果によって屈折率が変調され、回折格子が形成され光が回折されて位相共役光が発生する、という仕組みである。フォトリフラクティブ効果は閾値がなく、弱い光に対して位相共役光を発生させることが可能であるが、応答速度は入射光の強さに依存しており、マイクロ秒～分と遅い。また、媒質が小さいため狭い開口による回折ロスが発生するほか、光吸収があるためハイパワーオペレーション向きでない。

SBS は入射光によってできる音響波の振動によって媒質内で屈折率が周期的に変化する効果（弾性光学効果）を利用した方法である。**SBS** は一本の入射光

だけで位相共役光を発生させられる[5]が、音速で伝搬する回折格子で反射された位相共役光は周波数シフト(100MHz-GHz 程度)が生じる。これは位相共役光を光増幅器で増幅する際、狭いバンド幅の増幅器がシフトした周波数をカバーしていない場合などに問題になる[6]。また閾値があり高いピークパワーが必要になる。さらに、SBS用の媒質には気体、液体、固体合わせて40種類近い種類があるが、ほとんどの媒質に毒性があるため実用化の際に問題になるという点に加え、これらの媒質の純度は分光分析用のウバゾール溶媒レベル以上が要求されており、不純物による媒質の変色などの劣化のため、長期使用できないなどの問題がある[6]。ブリルアン増強四光波混合 (Brillouin-Enhanced Four-Wave Mixing, BEFWM) は誘導ブリルアン散乱 SBS を利用した四光波混合で、SBSとは異なり閾値がなく高反射率達成を可能にする[7,8]。しかしSBS同様周波数シフトをうけるため、BEFWMで発生した光は厳密な意味での位相共役光ではない。また、BEFWMでは周波数シフトした光を用意する必要がありBEFWMセルの他にSBSセルを使用する必要があるなど、装置が複雑化する問題がある。表1-1に代表的な位相共役光発生メカニズム(物理現象)とその原理・特徴をまとめる。

表 1-1 位相共役光発生メカニズム

非線形効果 (物理現象)	応答速度 [s]	原理	特徴
光カー効果 [9]	$10^{-12} \sim 10^{-11}$	異方性分極率を持つ媒質で生じる分子再配向による屈折率変化	高いピーク強度が必要 ($> 10 \text{ GW/cm}^2$)
誘導ブリルアン散乱(SBS) [10]	10^{-9}	光と音響波の相互作用による散乱光の発生	ドップラーシフト、高いピークパワーが必要(10~100 kW)
フォトリフラクティブ効果 [10]	$10^{-6} \sim$ minutes	ポッケルス効果による屈折率変化	遅い応答速度、光吸収など
半導体中の自由電子[9]	$10^{-12} \sim 10^{-7}$	電子-ホールペアの生成による誘電率変化	広い干渉縞間隔が必要($> 10 \mu\text{m}$)

吸収飽和	$>10^{-6}$ [11]	2 準位の利得媒質中の屈折率変化	高い飽和強度が必要
液晶中の分子再配向	$10^{-4} \sim 10^{-2}$ [12]	フレデリクス転移による透過率変化	応答速度が遅い, 温度調節が必要
熱効果 [9]	$10^{-1} \sim 1$	分子密度変化による屈折率変化	遅い応答速度, 熱拡散による回折格子消去
ブリルアン増強四光波混合	10^{-9}	SBS セル中での四光波混合	周波数シフト
電磁誘起透明化 (EIT) [13]	$>\mu\text{s}$	3 準位系において, $ 1\rangle - 3\rangle$ 間, $ 2\rangle - 3\rangle$ 間遷移に共鳴するレーザー光を照射することで量子干渉効果により, $ 3\rangle$ への遷移確率がゼロになる現象	低温での動作. 反射率が理論的に 4% までが限界

1.2 位相共役光を用いた移動体の追尾

位相共役光は, 光源の位置が変化しても必ず光源の位置に位相共役光がもどるため移動体を自動的に(光の現象だけで)追跡する. この自動追跡・集光作用は, 遠隔移動物体への光伝送に向いている[14-16]. ただし, これには以下の要素が要求される. 第一に, 長距離伝搬による回折損失を抑えるために大きな開口をもつ媒質が使用できること, 次に広い視野角を持つこと. そして高速移動物体を追尾できる速い応答速度をもつことが重要である. これに加えて周波数シフトや閾値がないという点もオペレーションを容易にするため望ましい. これらを総合すると, 表 1-1 中の非線形効果は長距離無線光伝送には不向きであることがうかがえる.

遠隔移動物体の追尾に対し, 利得媒質の利得が飽和する利得飽和を用いると上記の要求を満たすことが出来る. 利得媒質中の原子は光を吸収してエネルギーの高い状態に励起され, 光を放出して元の基底状態に遷移する. 図 1-3 のように, 2つのエネルギー準位の差に相当する波長の光が入射すると, それを吸収して基底状態にある原子が励起順位に遷移する(励起). 励起状態はある寿命 τ を持っており, 一定時間経た後に光子を放出して自然と下の準位に落ちる. こ

れを自然放出という。一方自然放出が起こる前に状態間のエネルギーの差と等しい波長が原子に衝突すると入射した光子と同じ波長と位相を持ち、入射した光子と同じ方向に進む光を放出させて励起原子を下の準位に落とす（誘導放出）。一つの光子が二つの同一光子を生成するため、この過程は媒質中に蓄えられたエネルギーを使用した光増幅と言える。レーザーを発振させる場合は、利得媒質を二枚の鏡（うち一枚は一部を透過する部分反射鏡）で挟み込み、媒質をフラッシュランプやレーザーダイオード（LD）で励起し、媒質中の多くの原子が励起状態にある反転分布状態を作る。自然放出光のうち鏡の間で閉じ込められた光が種となって誘導放出を繰り返し、光を増幅させる。光の一部は部分反射鏡を透過してレーザー光として取り出される。ここで媒質に入射する光が強すぎると、上準位の励起原子が不足してすべての光子に対して増幅できなくなるため増幅率が低下する。この現象が飽和である。

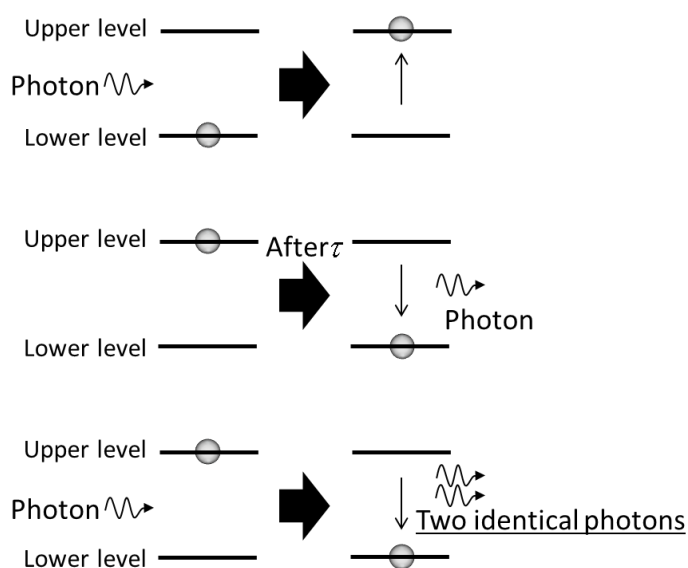


図 1-3（上段）光吸収による励起，（中段）自然放出による光放出，（下段）誘導放出

利得飽和を用いた場合のメリットとしてまず速い応答速度（ns～）が挙げられる[17]。また広い視野角も期待できる。後述するように位相共役光は光の干渉による利得変調を利用して生じさせるが、この利得変調の周期を狭くできると広い視野角が可能になる。たとえば共振器中を行き来する光によってできる定在波の腹の位置で利得媒質中の利得が減少する空間ホールバーニング現象を考え

ると、利得変調が半波長のピッチで生じることがわかり、広い視野角が期待できる。さらに近年注目されている Nd:YAG セラミックス等のセラミックレーザー媒質を用いることが可能である。セラミックレーザーは結晶と遜色ない高い品質を持ち、焼き固めて作成できるため安価で任意の形状・サイズが可能である[18,19]。これより大開口の媒質を利用できるほか、ネオジウムなどの活性イオンの添加量も自由に増やせる。さらにレーザーダイオード励起と組み合わせると従来のランプ励起方式に比べて励起効率を一桁上げることができ[20]高効率レーザー発振が可能となる。また位相共役光発生時に光吸収がないため高強度入射光に対応できるうえ、SBS のような周波数シフトや閾値も存在せず、オペレーションが容易である。

1.2.1 位相共役光以外の既存追尾技術に対する優位性

位相共役光は既存の技術と比べても優位性を持っている。移動体に光を当てる技術として最もよく使用される方法はモーターでミラーを動かすジンバル方式である[21-23]。たとえば地上の 200W レーザー光源から上空 60m のカイトプレーンへ光エネルギー伝送を行った実験では、カイトプレーンの太陽光パネル中央のコーナーキューブからの反射光を 4 分割フォトディテクターで観測して対象物体を捕捉している[24]。はじめ広げていたプローブ光は対象物体捕捉後に 2 枚のレンズを用いて発散角を小さくして集光し、追尾は 2 つの回転ステージを制御して行っている。しかし、このような機械的ビーム偏向方法は重量や指向精度と速度がトレードオフになっており多くの場合遅く、大型で電力消費量が大きい。また回転するステージによる振動やトルクの発生は、宇宙機にシステムを搭載させる場合などにおいて特に問題になる。

非機械的なビーム偏向方法も数多く研究されており、たとえば液晶素子[24]や光フォトニック結晶[26]、電気光学素子を用いたもの[26]など様々な方法が提案されている[27-31]。しかし、これらはいずれも開口サイズが小さく長距離伝搬に向かないうえ、空気擾乱の存在下では図 1-2 に示したようなビームワンドやシンチレーションによるエネルギー損失の問題が残る[32]。

大気擾乱を補償する既存技術としては主に天文分野で用いられている補償光学 (Adaptive optics, AO) がある。補償光学は大気擾乱で歪んだ星の像を補償す

るため、大気の影響が不可避な地上の望遠鏡には必ず必要となる。ハワイに設置されたすばる望遠鏡にもこの補償光学が利用されている。すばる望遠鏡では大気中を伝搬した光の波面形状を 188 個のマイクロレンズアレイからなる波面センサーで計測し、188 個のアクチュエーターを持つ鏡を用いて表面の凹凸を制御し、波面歪みを打ち消すのである[33]。補償光学は成熟した技術であるが装置が高価で複雑な制御にコストがかかるといったデメリットがあるうえ、波面補償の際に基準とするガイド星が必要となるため、移動体への光エネルギー伝送への応用は困難である。位相共役光は機械的制御なしで大気擾乱の影響をキャンセルさせジンバルでは追跡できないような高速移動体への光集光を可能にする。また、位相共役光は複屈折も補償できるが、これは補償光学には不可能なことである[34]。

1.3 飽和利得四光波混合の原理

入射光の情報を媒質中に回折格子の形で記録し、それを読み出すことで位相共役光が発生する。利得飽和を用いて位相共役光が発生させる場合は媒質の利得を変調させて利得回折格子を作る。これには媒質に 3 方向から光を入れて 4 つ目の位相共役光を取り出す四光波混合配置 (図 1-4) を用いる。具体的には、対象物体からの光 (物体光) と、別に用意した参照光を一様励起した媒質に入射する。すると光の干渉によって光強度が強め合う場所と打ち消し合う場所が生じ、光強度に依存して媒質の増幅率が変化する (図 1-5)。つまり、強め合っただけで干渉している場所では誘導放出が盛んに起こり、励起原子が基底準位に落ちる。一方打ち消し合っただけで干渉している場所では励起原子が上準位に残るため、干渉縞の明暗に対応して励起原子の数が変調される。これは媒質の増幅率が空間的・周期的に変調されていることに相当し振幅変調型回折格子として振る舞う。この利得の回折格子が光を回折させて回折光が位相共役光になる。

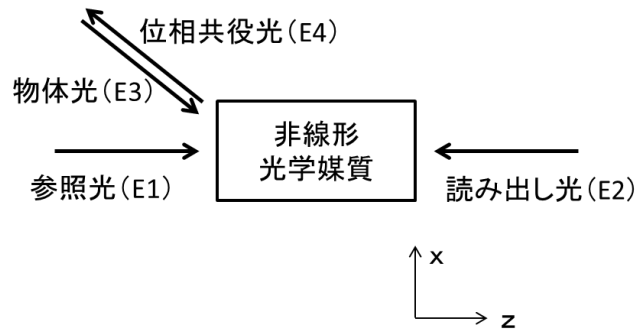


図 1-4 四光波混合配置

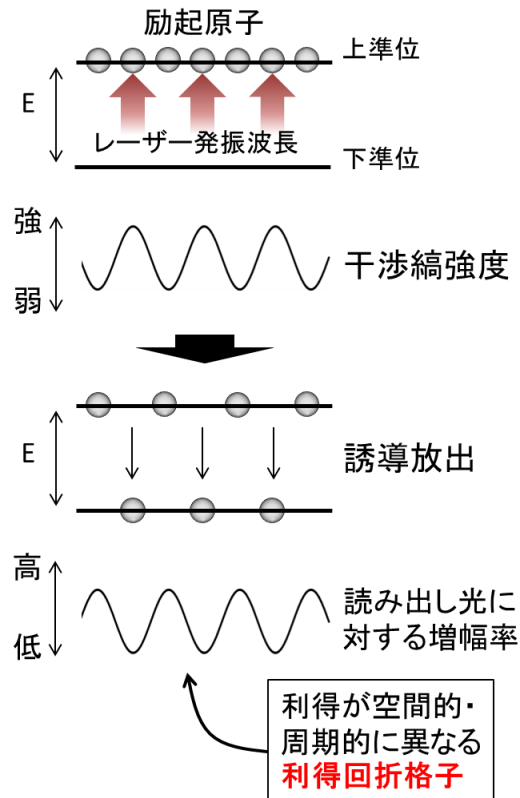


図 1-5 利得回折格子の生成メカニズム.

1.3.1 結合方程式

次に飽和利得四光波混合の理論を光波の成長の様子を記述する結合方程式を用いて説明する. 四光波混合にかかわるすべての光電場と分極は以下のように

あらわせる：

$$\mathbf{E}_{\text{tot}}(r,t) = \frac{1}{2} E_{\text{tot}}(r,t) \exp[-i\omega t] + c.c$$

$$, \text{ここで } E_{\text{tot}}(r,t) = \sum_{j=1}^4 E_j(r,t) \exp[k_j \cdot r] \quad (2)$$

$$\mathbf{P}_{\text{tot}}(r,t) = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}_{\text{tot}}(r,t) \quad (3)$$

ε_0 は真空の誘電率， χ は電気感受率である． また物体光の入射角は小さいとして近軸近似を用いている． 式(2)と(3)は非線形マクスウェル方程式

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (4)$$

を満たす． ここで n は屈折率， c は光速， μ_0 は真空の透磁率である． 式(2)， (3)を(4)に代入し， 電界振幅の変化が光の波長程度の距離に対してほとんど変化しないとして Slowly varying envelop approximation (断熱近似, Born 近似ともいう)

$$\left| k^2 E \right| \gg \left| k \frac{\partial E}{\partial z} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right| ,$$

$$\left| \omega^2 E \right| \gg \left| \omega \frac{\partial E}{\partial t} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right| \quad (5)$$

を適用して 2 階微分を無視すると， マクスウェル方程式の左辺一項目は

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E}^{(1)} &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E_1}{\partial z} \exp[k_1 \cdot r] + ik_1 E_1 \exp[k_1 \cdot r] \right) \exp[-i\omega t] + c.c \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} + 2ik_1 \frac{\partial E_1}{\partial z} - E_1 k_1^2 \right) \exp[(k_1 \cdot r - \omega t)] + c.c. \\ &= \frac{1}{2} \left(2ik_1 \frac{\partial E_1}{\partial z} - E_1 k_1^2 \right) \exp[(k_1 \cdot r - \omega t)] + c.c. \end{aligned} \quad (6)$$

となる (c.c.は複素共役を表す)． 同様に左辺二項目は

$$\begin{aligned}
\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}^{(1)} &= \frac{1}{2} \frac{n^2}{c^2} \left(\frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} - 2i\omega \frac{\partial E_1}{\partial t} - E_1 \omega^2 \right) \exp[i(k_1 \cdot r - \omega t)] + \text{c.c.} \\
&= \frac{1}{2} \frac{n^2}{c^2} \left(-2i\omega \frac{\partial E_1}{\partial t} - E_1 \omega^2 \right) \exp[i(k_1 \cdot r - \omega t)] + \text{c.c.}
\end{aligned} \tag{7}$$

マクスウェル方程式の右辺は、 P が摂動 ($P \ll E$) であることを考えて 1 階と 2 階微分を無視する[35]と

$$\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}^{(1)} = \frac{1}{2} \mu_0 \varepsilon_0 \chi (-E_1 \omega^2) \exp[i(k_1 \cdot r - \omega t)] + \text{c.c.} \tag{8}$$

と展開できる。すべての時間 t で式が成り立つためには $\exp[ikr]$ の係数同士を取り出して式を作ればよいから、

$$\begin{aligned}
2ik_1 \frac{\partial E_1}{\partial z} - E_1 k_1^2 - \frac{n^2}{c^2} \left(-2i\omega \frac{\partial E_1}{\partial t} - E_1 \omega^2 \right) &= -\mu_0 \varepsilon_0 \chi \omega^2 E_1 \\
2ik_1 \frac{\partial E_1}{\partial z} + 2i\omega \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial E_1}{\partial t} &= -\mu_0 \varepsilon_0 \chi \omega^2 E_1 \\
\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_1 &= -\frac{i\mu_0 \varepsilon_0 \chi \omega^2}{2k_1} E_1 = -\frac{i\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2}{2k_1} \left(\frac{2i\alpha}{k_1} \right) E_1 = \alpha E_1
\end{aligned} \tag{9}$$

である。ここで角周波数 ω と波数 k について $c = v\lambda$ より $\frac{\omega}{k} = \frac{2\pi\nu}{2\pi/\lambda} = \frac{c}{n}$ と、 $\chi = \frac{2i\alpha}{k_1}$ の関係式を使った[36]. $E_1 \sim E_4$ について同様に計算してまとめると、

$$\left((-1)^{j+1} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_j = \alpha E_j \tag{10}$$

が得られる。光干渉による増幅率の変調は係数 α に含まれる。つまり $\alpha = \alpha(t, r)$ である。以下で α を導出する。まずレーザーのレート方程式は

$$\frac{\partial \alpha(r,t)}{\partial t} = R(t) - \frac{I_{\text{tot}}(r,t) \cdot \alpha(r,t)}{U_{\text{sat}}} - \frac{\alpha(r,t)}{\tau} \quad (11)$$

である． $\alpha(r,t)$ は利得係数， $R(t)$ は励起項， τ は励起原子の寿命であり $\alpha(r,t)/\tau$ は自然放出項である． I_{tot} ， U_{sat} はそれぞれ4光波全ての光強度と飽和フルエンスを表している．相互作用時間が寿命より短い短パルスを仮定すると第1と3項目は無視できる[37]．したがって式(11)は飽和光強度 $I_s = U_{\text{sat}} \times \tau$ と入射光強度が弱いときの利得である小信号利得 α_0 を用いて

$$\alpha = \alpha_0 e^{-\mathbf{I} \cdot \mathbf{I}_s} \quad (12)$$

となる．

$$I_{\text{tot}} = \frac{1}{2} n c \epsilon_0 |E_{\text{tot}}|^2 \quad (13)$$

より

$$\begin{aligned} \frac{I_{\text{tot}}}{I_s} &= \frac{|E_{\text{tot}}|^2}{E_s^2} \\ &= \frac{1}{E_s^2} \left\{ \begin{aligned} &|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2 + |E_4|^2 \\ &+ E_2 E_1^* \exp[i(k_2 - k_1)z] + E_3 E_1^* \exp[i(k_3 - k_1)z] + E_4 E_1^* \exp[i(k_4 - k_1)z] \\ &+ E_1 E_2^* \exp[i(k_1 - k_2)z] + E_3 E_2^* \exp[i(k_3 - k_2)z] + E_4 E_2^* \exp[i(k_4 - k_2)z] \\ &+ E_1 E_3^* \exp[i(k_1 - k_3)z] + E_2 E_3^* \exp[i(k_2 - k_3)z] + E_4 E_3^* \exp[i(k_4 - k_3)z] \\ &+ E_1 E_4^* \exp[i(k_1 - k_4)z] + E_2 E_4^* \exp[i(k_2 - k_4)z] + E_3 E_4^* \exp[i(k_3 - k_4)z] \end{aligned} \right\} \\ &= \sigma + \frac{1}{E_s^2} \left\{ \begin{aligned} &E_2 E_1^* \exp[-2ik_1 z] + E_1 E_2^* \exp[2ik_1 z] \\ &+ E_4 E_3^* \exp[-2ik_3 z] + E_3 E_4^* \exp[2ik_3 z] \\ &+ E_3 E_1^* \exp[-iK_\tau x] + E_4 E_2^* \exp[iK_\tau x] + E_1 E_3^* \exp[iK_\tau x] + E_2 E_4^* \exp[-iK_\tau x] \\ &+ E_3 E_2^* \exp[iK_\rho z] + E_4 E_1^* \exp[-iK_\rho z] + E_2 E_3^* \exp[-iK_\rho z] + E_1 E_4^* \exp[iK_\rho z] \end{aligned} \right\} \quad (14) \end{aligned}$$

ここで

$$\sigma = \frac{|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2 + |E_4|^2}{E_s^2} \quad (15)$$

とした。式(14)のカッコ内は段ごとに図 1-6 に示す Pump-pump, probe-conjugate, transmission (透過型), reflection (反射型) の 4 つの回折格子を表している。 K_r , K_p を透過型, 反射型回折格子の格子ベクトルとすると, 式(14)は

$$\begin{aligned} \frac{I_{\text{tot}}}{I_s} = & \sigma + (\text{pump-pump \& probe-conjugate grating}) \\ & + \frac{1}{E_s^2} \left[(E_4 E_2^* + E_1 E_3^*) \exp[iK_r x] + (E_3 E_1^* + E_2 E_4^*) \exp[-iK_r x] \right] \\ & + \frac{1}{E_s^2} \left[(E_3 E_2^* + E_1 E_4^*) \exp[iK_p z] + (E_4 E_1^* + E_2 E_3^*) \exp[-iK_p z] \right] \end{aligned} \quad (16)$$

となる。

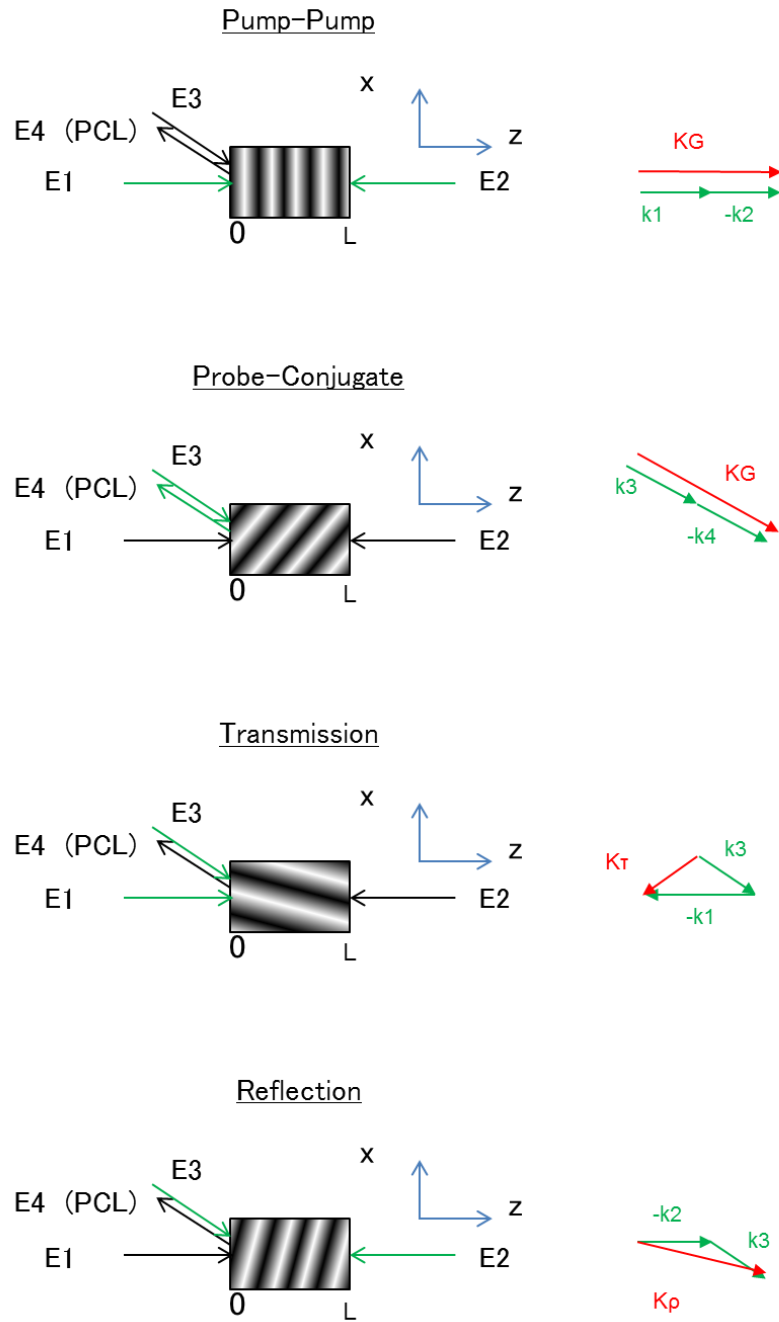


図 1-6 四光波混合において生成される四つの回折格子

Pump-pump, Probe-conjugate 回折格子は時間回折格子であり二光子吸収などを除いては通常は無視できる程度である[38]. したがって式(16)はさらに

$$\sigma + \left[\tau_i \exp[iK_\tau x] + \tau_i^* \exp[-iK_\tau x] \right] + \left[\rho_i \exp[iK_\rho z] + \rho_i^* \exp[-iK_\rho z] \right] \quad (17)$$

となり，利得係数 α は

$$\alpha = \alpha_0 \exp \left[- \left(\sigma + \left[\tau_i \exp[iK_\tau x] + \tau_i^* \exp[-iK_\tau x] \right] + \left[\rho_i \exp[iK_\rho z] + \rho_i^* \exp[-iK_\rho z] \right] \right) \right] \quad (18)$$

のようになる．ここで

$$\begin{aligned} \tau_i &= E_4 E_2^* + E_1 E_3^*, \\ \rho_i &= E_3 E_2^* + E_1 E_4^*, \\ K_\tau x &= (k_1 - k_3) \cdot r, \\ K_\rho z &= (k_1 + k_3) \cdot r \end{aligned} \quad (19)$$

とした．簡単のため，透過型回折格子のみが存在する場合を考えると，

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 \exp \left[- \left(\sigma + \left[\tau_i \exp[iK_\tau x] + \tau_i^* \exp[-iK_\tau x] \right] \right) \right] \\ &= \Gamma_0 \exp \left[- |\tau| \cos(K_\tau x - \phi_\tau) \right] \end{aligned} \quad (20)$$

となり，フーリエコサイン展開を行うと

$$\begin{aligned} \alpha(x, z, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_\tau^{(n)}(z, t) \cos[n(K_\tau x - \phi_\tau)] \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_\tau^{(n)}(z, t) (e^{-in(K_\tau x - \phi_\tau)} + c.c.) \end{aligned} \quad (21)$$

式(10)と上式(21)より，

$$\begin{aligned}
& \left((-1)^j \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_j e^{ik_j r} \\
& = \left(E_{\text{tot}} \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{\tau}^{(n)}(z, t) (e^{-in(K_{\tau} x - \phi_{\tau})} + c.c.) \right)_j \\
& = [\alpha_{\tau}^{(0)} 2(E_1 e^{ik_1 r_1} + E_{21} e^{ik_2 r_2} + E_3 e^{ik_3 r_3} + E_4 e^{ik_4 r_4}) \\
& + \alpha_{\tau}^{(1)} e^{-i(k \cdot (r_1 - r_3) - \phi_{\tau})} (E_1 e^{ik_1 r_1} + E_2 e^{ik_2 r_2} + E_3 e^{ik_3 r_3} + E_4 e^{ik_4 r_4}) \\
& + \alpha_{\tau}^{(1)} e^{i(k \cdot (r_1 - r_3) - \phi_{\tau})} (E_1 e^{ik_1 r_1} + E_2 e^{ik_2 r_2} + E_3 e^{ik_3 r_3} + E_4 e^{ik_4 r_4}) \\
& + \alpha_{\tau}^{(2)} \dots]
\end{aligned} \tag{22}$$

となるので, $k_1 = -k_2, k_3 = -k_4$ を考慮して同じ波数項同士を取り出すと, 以下の四つの積分微分方程式が得られる. これが位相共役光の成長を記述する結合モード方程式である.

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_1 = \alpha_{\tau}^{(0)} E_1 - \alpha_{\tau}^{(1)} E_3 e^{-i\phi_{\tau}} \\
& \left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_2 = \alpha_{\tau}^{(0)} E_2 - \alpha_{\tau}^{(1)} E_4 e^{-i\phi_{\tau}} \\
& \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_3 = \alpha_{\tau}^{(0)} E_3 - \alpha_{\tau}^{(1)} E_1 e^{-i\phi_{\tau}} \\
& \left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_4 = \alpha_{\tau}^{(0)} E_4 - \alpha_{\tau}^{(1)} E_2 e^{-i\phi_{\tau}}
\end{aligned} \tag{23}$$

$$\begin{aligned}
\alpha_{\tau}^{(n)} & = \Gamma_0 I_n(|\tau|) \\
& = \alpha_0 \exp \left[-\frac{1}{\tau_l E_s^2} \int_0^t \sum_{j=1}^4 E_j \cdot E_j^* dt' \right] \\
& \times I_n \left(\frac{2}{\tau_l E_s^2} \int_0^t (E_1 \cdot E_3^* + E_2^* \cdot E_4) dt' \right)
\end{aligned}$$

$I_n(x)$: Modified Bessel function

結合モード方程式右辺一項目は自身の増幅にかかわる自己増幅項，二項目はエネルギーのやり取りを記述するクロスカップリング項である。

1.3.2 ホログラフィとの類似性

位相共役光の発生方法はホログラムの記録と再生の原理と類似している（ホログラムでは虚像を見ているのに対して位相共役光は実像を発生させている違いがある）。また位相共役鏡ではダイナミックホログラムを作って干渉縞の記録と再生を同時に行う点が写真乾板などを使う一般的なホログラムと異なる点である。具体的には、ホログラムは干渉縞記録媒体（フィルム）に物体光と参照光を同時に照射して干渉縞を記録する。そのフィルムに現像処理を施して先の参照光だけを当てると、干渉縞が回折格子の役割をして参照光を回折する。回折光は元の物体光と同じ性質の光になっているため、参照光と反対側からフィルムを覗きこむと、物体があった元の場所に虚像が見えるという仕組みである。透過型回折格子を用いる位相共役光の場合は参照光ではなく物体光を媒質に当てて位相共役光を出す。これを式に表すと以下のようになる。

物体光を

$$E_{\text{obj}}(\mathbf{r}, t) = E_{\text{obj}} \exp(i\omega t - \mathbf{k}_{\text{obj}} \cdot \mathbf{r}) \quad (24)$$

参照光を

$$E_{\text{ref}}(\mathbf{r}, t) = E_{\text{ref}} \exp(i\omega t - \mathbf{k}_{\text{ref}} \cdot \mathbf{r}) \quad (25)$$

とすると、二つの光による干渉縞強度は

$$\begin{aligned}
I(\mathbf{r}) &= \langle E_{\text{obj}}(\mathbf{r}, t) + E_{\text{ref}}(\mathbf{r}, t) \rangle \\
&= \left| E_{\text{obj}}(\mathbf{r}) + E_{\text{ref}}(\mathbf{r}) \right|^2 \\
&= \left| E_{\text{obj}}(\mathbf{r}) \right|^2 + \left| E_{\text{ref}}(\mathbf{r}) \right|^2 \\
&\quad + E_{\text{obj}}(\mathbf{r}) E_{\text{ref}}^*(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{k}_{\text{obj}} \cdot \mathbf{r} + \mathbf{k}_{\text{ref}} \cdot \mathbf{r})} \\
&\quad + E_{\text{obj}}^*(\mathbf{r}) E_{\text{ref}}(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{k}_{\text{ref}} \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_{\text{obj}} \cdot \mathbf{r})}
\end{aligned} \tag{26}$$

となる（式中の $\langle \rangle$ は時間平均を表す）．ここに読み出し光

$$E_{\text{read}}(\mathbf{r}, t) = E_{\text{read}} \exp(i\omega t - \mathbf{k}_{\text{read}} \cdot \mathbf{r}) \tag{27}$$

をあてると，干渉縞の強度分布 I が読み出し光にとって透過率が異なるマスクとなり，読み出し光の振幅を変調する．透過光 $E_t(\mathbf{r}, t)$ は

$$\begin{aligned}
E_t(\mathbf{r}, t) &= I(\mathbf{r}) E_{\text{read}}(\mathbf{r}, t) \\
&= \left(\left| E_{\text{obj}}(\mathbf{r}) \right|^2 + \left| E_{\text{ref}}(\mathbf{r}) \right|^2 \right) E_{\text{read}}(\mathbf{r}, t) \\
&\quad + E_{\text{obj}}(\mathbf{r}) E_{\text{ref}}^*(\mathbf{r}) E_{\text{read}}(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t - (\mathbf{k}_{\text{obj}} \cdot \mathbf{r} + 2\mathbf{k}_{\text{ref}} \cdot \mathbf{r})} \\
&\quad + E_{\text{obj}}^*(\mathbf{r}) E_{\text{ref}}(\mathbf{r}) E_{\text{read}}(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t - (\mathbf{k}_{\text{ref}} \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_{\text{obj}} \cdot \mathbf{r})}
\end{aligned} \tag{28}$$

となる．ここで読み出し光は参照光と対向する光であるため位相整合条件

$$\mathbf{k}_r = -\mathbf{k}_r \tag{29}$$

を用いた．式(28)の第一項目は読み出し光が回折しないで透過する0次回折光であり，第二項は透過後発散する-1次回折光である．第三項目は集光する1次回折光で元の物体光の位相共役光になっていることが分かる．因みに，ホログラ

ムでは薄い写真乾板などを使用するが、位相共役光は厚い媒質が使用される場合が多く体積ホログラムであるため角度選択性が優れている。

1.4 飽和利得四光波混合と光エネルギー伝送の先行研究

四光波混合は様々な配置で実現できる[39]。自己励起型配置は鏡を使って光を折り返すなどして一つの光源で参照光と読み出し光を用意する配置である。利得媒質を用いた位相共役光発生は光源のほかに媒質を用意して増幅器として用いる研究が多いが[40-42]、位相共役光発生媒質とレーザー媒質の役割を兼ねさせ、一つのレーザー共振器中で位相共役光を発生させることも可能である。

ファブリ・ペロー光共振器型位相共役鏡はまず1979年にTomitaにより提案された(図1-7)[43]。Tomitaは直径5mm、長さ7.5cmの媒質を用いて最大 $1\mu\text{J}$ の位相共役光の発生を報告している(ただし詳しい性能評価は行っていない)。Routledgeはrhodamine 6G色素レーザーを用いて590~610nmの間で位相共役光発生を行っている[44]。しかし色素レーザーは時間とともに媒質が化学的に劣化する傾向があり、ハイパワーオペレーションには向いていない。また、rhodamine 6Gでは5nsと上準位の励起原子の寿命が短いため、発振閾値に達するために高い励起パワーを必要とする。triplet-triplet遷移によりレーザー発振波長での吸収もある。それ以降はDamzen等によりループ共振器型が主に研究された(図1-8)[45-47]。ループ共振器型は媒質に入射する光の光路が固定されており、入射角が変化する移動物体からの物体光には対応できない。

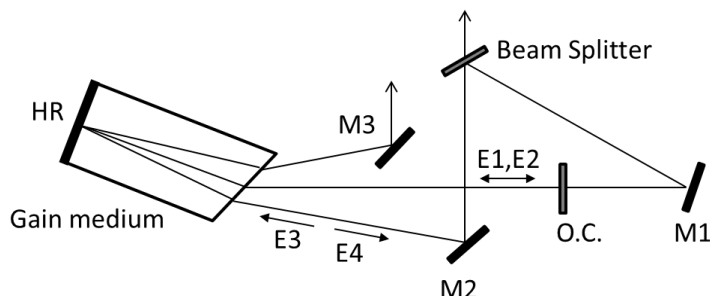


図 1-7 Tomita によるファブリ・ペロー型位相共役鏡。O.C.,出力鏡; M1~3, 鏡; HR, 高反射コーティング

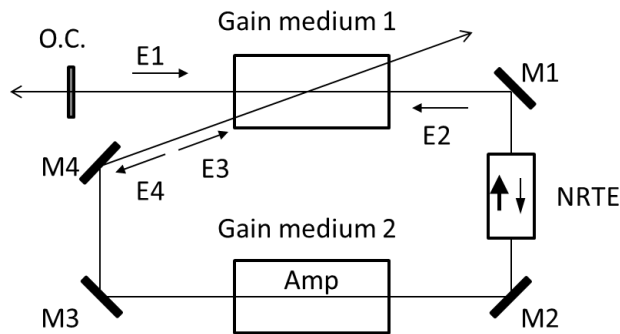


図 1-8 Damzen 等によるループ共振器型位相共役鏡. O.C.,出力鏡 ; M1~4, 鏡 ; NRTE, Nonreciprocal transmission element

位相共役光を用いた光エネルギー伝送に関する先行研究を表 1-2 にまとめる。利得飽和を用いた方式での研究はないが, Markov らの論文に飽和利得四光波混合が有効であることが記されている。また, 実験内容の多くは空気擾乱による波面歪み補償のフィールドテストであるが, Markov らは実際に 800 mm/s で動く標的に対して位相共役光発生を行っている。

表 1-2 位相共役光を用いた光エネルギー伝送に関する先行研究

第一著者	論文 発行 年	発生方法	実験内容
N.F. Pilipetskii[48]	1978	SBS	時間反転性の実証実験
R.C. Lind[48]	1983	飽和吸収(5 アンプ, 4 レーザー)	屋外 2 km の波面補償
P.S. Lebow[48]	1989	ブリルアン増強四光波混合	屋外 560 m の波面補償
H.Bruesselbach[49]	1995	SBS	屋外 6 km の波面補償
V. Kmetik[50]	2002	SBS	屋外 100 km の波面補償
V. Markov[51,52]	2003	熱効果	角度追跡と移動体 (800 mm/s) の追跡
	2006		屋外 6.4km の波面補償

1.5 ファブリ・ペロー光共振器型位相共役鏡

本研究では、フラッシュランプ励起のファブリ・ペロー共振器の利得媒質中で四光波混合を行い、自己励起型で外部光源不必要なシンプルな系を試みた。これによる遠隔移動体への光集光の手順を以下で説明する。

まず図 1-9 にあるようにファブリ・ペロー型光共振器を組む。レーザー出力光は拡大光学系で広げて広い空間を照射するプローブ光として用いる。対象物体がプローブ光に照射されると反射光の一部が媒質に物体光として再入射する。物体光は共振器中を行き来する参照光と干渉して利得回折格子を生成し、参照光と対向して進む読み出し光を回折させて位相共役光が発生する。ファブリ・ペロー共振器型位相共役鏡の利点は、レーザー媒質に位相共役鏡としての役割を兼ねさせることで、プローブ光、物体光、参照光、そして読み出し光すべての光を自身で用意することが出来、外部光源不必要な自己励起型で自動的に位相共役光を発生する極限までシンプルな系が実現されることである。さらに、読み出し光と参照光は対向するため自動的に位相整合条件が満たされておりアライメントの必要がない。また物体光の光路が変化しても対応できるため、移動物体の追尾が可能である。

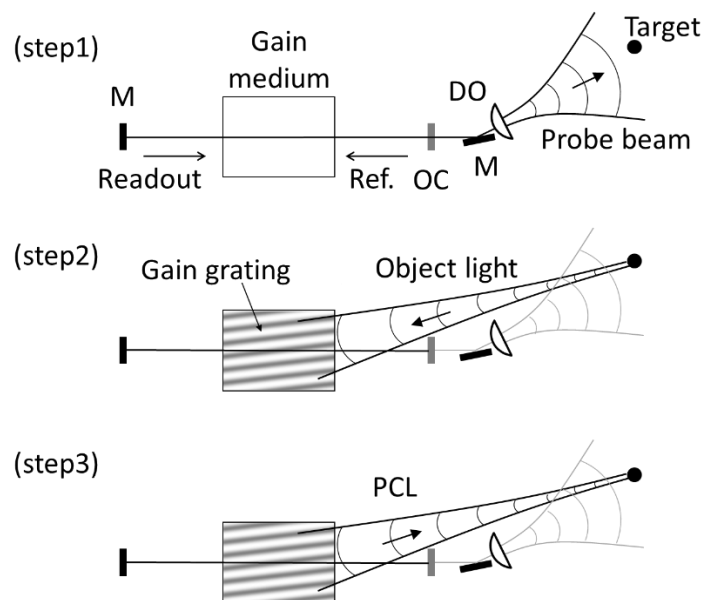


図 1-9 ファブリ・ペロー共振器型位相共役鏡による遠隔移動体への無線光伝送。M, 鏡；OC, レーザー出力鏡；DO, 拡大光学系。

1.5.1 レーザー媒質の種類と位相共役光発生の容易さの比較

レーザー媒質には主に3準位系と4準位系が使用される。それぞれ例としてイッテルビウムを添加したガラスレーザー (Yb:glass) とネオジウムを数% (通常は0.6~1%) 添加したイットリウム・アルミニウム・ガーネット (Nd:YAG) がある。本研究では、熱伝導性の優れた Nd:YAG を使用する。これは将来的に LD 励起の Nd:YAG セラミックスの使用も視野に入れたものである。

固体レーザーにおける熱の発生は主に励起とレーザーフォトンエネルギー差が媒質にたまって熱となる量子欠損が原因である。熱が発生することで熱応力による媒質の熱破断や熱複屈折、熱レンズ効果といった問題が発生する。

Yb:glass はレーザーダイオードによって励起することができ、図 1-10 の吸収と放射スペクトル図からわかるように吸収波長とレーザー発振波長が近いので量子欠損が小さい。たとえば Nd:YAG を波長 808 nm, 250 W の光で励起して 1064 nm でレーザー発振させる場合、吸収効率 η_a を 0.9 (一般的な LD による側面励起の値[53]) として、

$$\eta_a \times 250[\text{W}] \times \left(1 - \frac{808[\text{nm}]}{1064[\text{nm}]}\right) = 54 [\text{W}] \quad (30)$$

の熱が発生する[54]のに対し、Yb:glass を波長 980 nm で励起して 1030 nm でレーザー発振させる場合は同様に計算して 11 W の発熱で済む。

Yb:glass の母材 (ホスト媒質) はガラスである。ガラスレーザーは結晶に比べて媒質サイズを非常に大きくできる。たとえば直径 7.5 cm で長さ 2 m の媒質や、直径 90 cm で厚み 5 cm のディスクレーザーなど様々な形状が可能である[55]。さらに価格は安く[56]活性イオンの添加量も高密度にすることができるなど優れた点が多い。ガラスレーザーの欠点としては一般的に放射スペクトル幅が結晶より広く、発信閾値を高める[57]。また熱伝導率を比べると YAG が 11.7 W/mK なのに対し glass は 1 W/mK と低いため、量子欠損による熱の発生は抑えられても熱ショックに弱いガラスに高強度励起が必要になるのは不利な点である。

Nd:YAG に比べて放射断面積が小さいため、利得回折格子の形成は困難であることも想像される。

また Yb:glass が 3 準位レーザーであることは大きな短所になる。3 準位レーザーは常温で熱励起が起りレーザー下準位に原子が存在するため、反転分布状態を達成するためには強い励起パワーが必要になるため効率が悪い。またこの熱励起された原子によってレーザー発振波長に対して再吸収が起り損失が発生する。さらに波長 980 nm で励起する場合、吸収と放出断面積がほぼ等しいため、誘導放出により励起レベルは最高で 50% までしか達成されない[58,59]。

一方 4 準位レーザーの Nd:YAG は 808 nm のレーザーダイオードまたはランプで励起され、1064 nm でレーザー発振する (図 1-10)。基底準位から励起された原子は非放射遷移によって速やかにレーザー上準位に移行する。この準位の寿命は 230 μ s と比較的長く下準位の寿命は短いため、上準位と下準位の間で反転分布状態が容易に形成されるためレーザー発振閾値が Yb:glass と比べて低く抑えられる。Nd:YAG が耐えられる励起強度は Thermal shock resistance R_T を使用して見積もることができる[60]。

$$P_{th} [\text{W}] = \frac{6R_T [\text{W/cm}] \pi^2 [\text{cm}^2]}{l [\text{cm}]} S \quad (31)$$

ここで P_{th} は媒質の熱破断が起こる閾値のパワー、 l は媒質の厚み、 r はロッド半径、 S は安全係数である。 R_T はガラスでは 1 W/cm であるが Nd:YAG では 7.9 W/cm である[61]。宇宙機に搭載させる場合は、発生した熱の除去が特に問題となる。したがって熱伝導率がよく熱破壊に強い Nd:YAG の使用が望ましいと考えられる。JAXA においても理化学研究所と情報通信研究機構 (NICT) と共同で宇宙機搭載用レーザーとして Nd:YAG レーザーを開発している[62]。

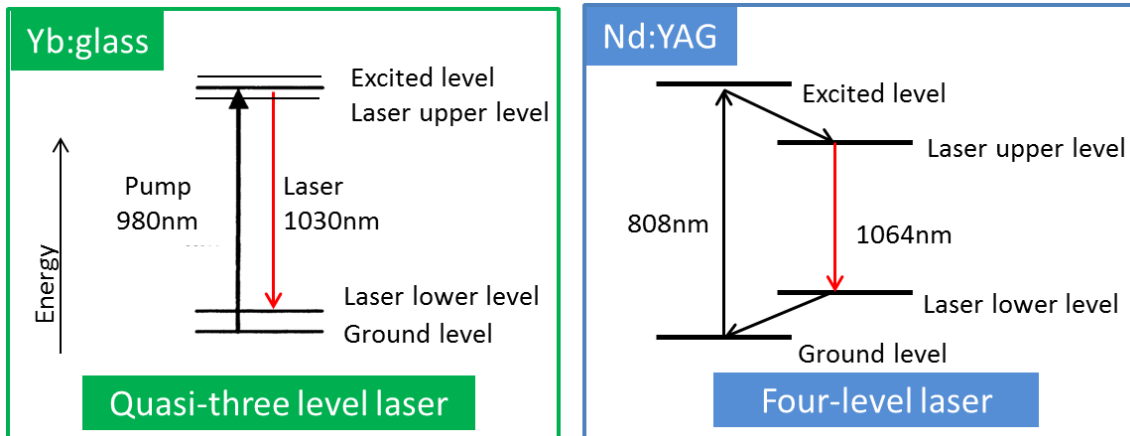


図 1-10 Yb:glass と Nd:YAG のエネルギー準位図

1.6 無線光エネルギー伝送への応用例

1.6.1 微小宇宙デブリ除去への応用

位相共役光の自動標的捕捉・追跡・光集光作用を利用して，微小宇宙デブリ除去を行う案が報告されている．運用停止した人工衛星の残骸や，ロケットの部品や破片など宇宙空間を飛び交う宇宙ゴミ（宇宙デブリ）は，低軌道で秒速約 7~8 km という高速で移動しており，数センチ以下の微小なデブリでも衝突際には甚大な被害（たとえば 1 cm 程度でも宇宙機の構造的破壊をもたらし，有人モジュールの特殊シールドを含むすべての防壁を貫通する．また多数の大きな破片をばらまく [63]）をもたらす可能性がある [64]．デブリ同士は衝突を繰り返すことによりさらに小さな破片をばら撒き新たなデブリを発生させる．ある臨界値を超えると連鎖的に衝突が繰り返されデブリが自己増殖していくと考えられており（ケスラーシンドローム [65]），デブリ除去を早急に行わなければ将来の宇宙開発の大きな障害になると危惧されている．

大型のデブリはカタログ化され，軌道予測して衝突回避が可能であるが，数ミリ程度の微小デブリは観測も困難で正確な数も把握されていない．そのため大きなデブリは主なデブリ発生源であるのに対し，微小宇宙デブリは主な脅威ととらえられる．大きなデブリに対してはロボットアームで回収する方法やレーザーを用いる方法 [66] など様々な除去法が提案されているが，微小宇宙デブリに

対しては対策が遅れているのが現状である。

これに対しデブリ表面にレーザー光を集光させてアブレーションを起こし、発生したプラズマジェットの反動で軌道離脱させる方法が提案されている[67, 68]. Phipps らは、パルス幅 5 ns, 平均パワー 30 kW の高強度レーザー光を地上基地から軌道上の宇宙デブリに照射してレーザーアブレーションを発生させ、その反動でデブリを大気圏に落とす Orion 計画を提案した[69,70]. この計画では低軌道上の 1-20 cm のデブリを 2 年間で除去することを提唱しているが、大気擾乱を補償するための補償光学を利用した直径 4~6 m の大型可変ミラーが必要であり、装置が非常に複雑になるという欠点がある。

これに対し、内田らは軌道上のレーザー衛星から宇宙デブリ除去する方法を提案している[71]. 特に非協力的物体である宇宙デブリに対し、自動標的捕捉・追跡・光集光能力を持つ位相共役光を利用することを考えた。デブリ除去の具体的なシナリオは、まずレーザー衛星から広い空間にデブリ検出用のレーザー光を照射しておき、微小宇宙デブリで反射された光をもとに増幅した位相共役光を発生させる。デブリ上に強い光が集光するとアブレーションが発生し、その反動でデブリに運動量を与え、安定な軌道から離脱させて大気圏に落とすというものである。対象とするデブリは図 1-11 のように軌道が交差するもので、自分に近づいてくるデブリに対して光集光を行うことを想定している。

レーザーアブレーションプルームはレーザー光の入射角に依存せず物体表面法線方向に発生する。従って、速度変化を与える方向を制御することは難しいが、接線減速方向だけでなく半径方向外側に速度変化が与えられた場合であってもレーザー照射後 270 度回転したところで大気圏をこすような軌道変化を与えることが可能である[72].

低軌道上の微小デブリを大気圏に突入させる軌道に変更させるのに必要な速度変化量を考える。微小デブリの重さは一グラムで大気圏高度を 200 km とし、レーザー照射後のデブリが一周する前に大気圏突入する状況を想定する。接線減速方向と半径外側方向に力が加わった場合について運動量とエネルギー保存則から必要速度変化を試算した結果を図 1-12 に示す。図より数百 m/s の速度変化を与えれば良い事が分かった。また運動量結合係数 C_m を 100 N/MW とした場合、数キロジュールのエネルギーをレーザーによって与えればよいことが分かった(図 1-13)。実際には位相共役鏡の前に増幅器を使用することが有効だと

考えられる。一般的に増幅器中では熱がたまることによって屈折率勾配が発生する熱レンズ効果などの問題があるが[73], 位相共役光は増幅器中の熱レンズ効果等を自動的に補償するため, 高いビーム品質を保ったまま高出力化が可能であると考えられる。

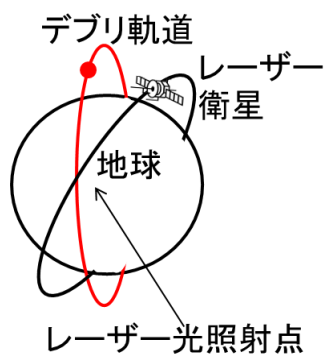


図 1-11 軌道上レーザー衛星からのデブリ除去

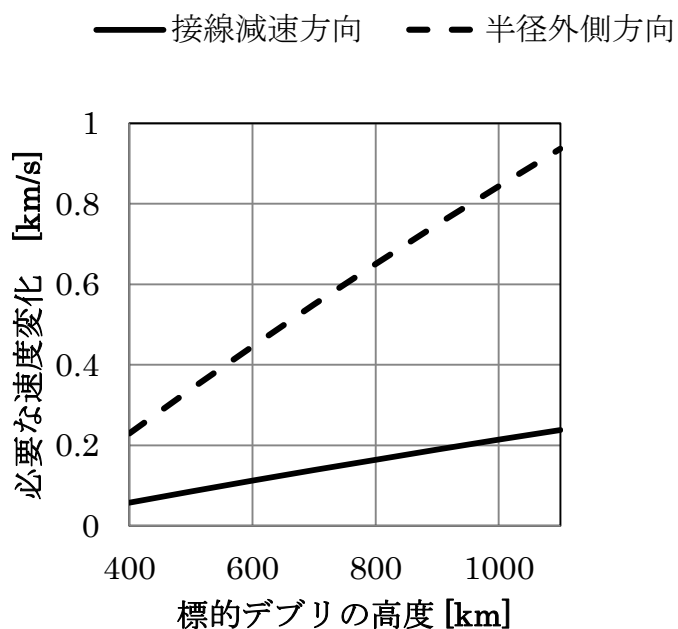


図 1-12 初期高度に対するデブリ除去に必要な速度変化

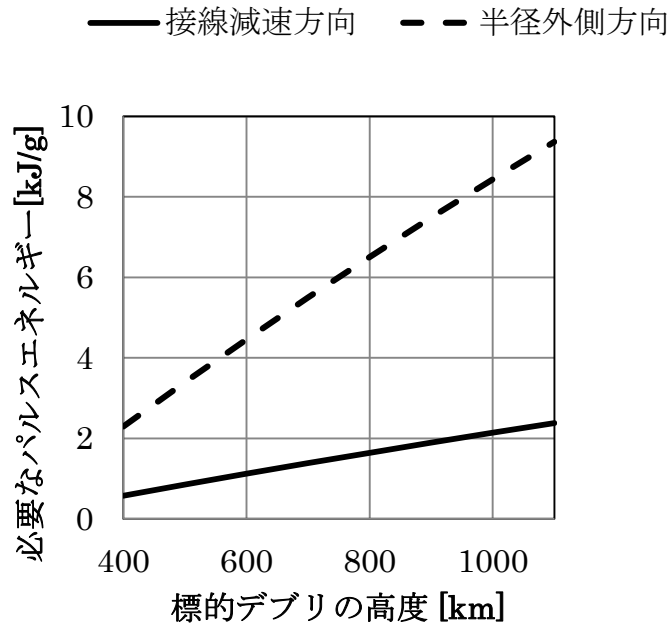


図 1-13 初期高度に対するデブリ除去に必要なレーザーエネルギー

1.6.2 地上一衛星間通信

光通信は電波通信より大容量通信が可能であるほか、広い周波数帯域が使用できセキュリティの面でも優れている。特に宇宙有人活動のサポートや観測衛星との大容量データ通信など地上一宇宙間での光通信の要求が急速に高まっている[74]。地上一衛星間通信など光ファイバで結べない空間での無線光通信の利用は空気揺らぎによる伝送特性の劣化が問題になる。これは特に伝搬路の最初に擾乱の影響を受けるアップリンク（地上から宇宙空間へのデータ送信）で深刻であり、ビームが目標の人工衛星を外れたり、人工衛星が受信できる光パワーが減少する可能性がある。

欧州宇宙機関（ESA）と Instituto de Astrofísica de Canarias（IAC）が 2001 年に行った地上ステーションと静止衛星（ARTEMIS）との相互光通信実験[75]では、大気中の光路が短くなるように地上ステーションを高度 2400 メートルに建設し、大気擾乱の影響を最小限にした。地上ステーションには直径 1 m の大きな受信望遠鏡を使い、シンチレーションによる強度変動を平滑化する効果を持たせている。一方で人工衛星側に届く光は大気を出てから長距離伝搬しているため受信点では平面波になっており、大きな開口を持たせても平滑化することはでき

ない。そのため地上ステーションからは4本の平行ビームを照射してオーバーラップさせている。情報通信研究機構(NICT)と宇宙航空研究開発機構(JAXA)による低軌道上の人工衛星 OICETS と東京小金井の地上基地間の無線光通信実験でも同様に4本のビームを用いている。OICETS の追跡は直径1.5メートルの望遠鏡を制御して行い、OICETS からの信号は受信機を構成している CCD カメラ、4分割フォトディテクター、アバランシェフォトダイオードで検出される。4分割フォトディテクターの情報にはステアリングミラーの制御に用いられる[76]

このような従来の機械的指向方法と比較し、位相共役光を用いるとすべて光の現象のみで一つの光学部品により自動的に通信リンクを確率することが出来ると考えられ、無線光通信を目指した位相共役光発生実験が始まっている。[77, 78].

1.7 本研究の目的

位相共役光を用いると、遠隔移動物体の捕捉・追跡・物体へのレーザー集光を自動的に(光の現象のみで)行うことが出来る。これは位相共役光を用いない機械的あるいは電氣的制御が必要な方法と比べて、簡易で小型、速い応答速度が期待できる。また位相共役光の時間反転性により光路上で受けた波面歪みを打消し回折限界に近い集光も可能となるため、大気中での高速移動体への無線光エネルギー伝送において既存技術に対する大きな優位性がある。本研究ではまず発振中のファブリ・ペロー共振器内で飽和利得四光波混合を行う自己励起型位相共役鏡を組み立てて出力や感度、波面補償能力といった集光性能評価を行う。

また、移動体への無線光エネルギー伝送への応用を視野に同時複数多点集光や3次元的な物体の捕捉、広視野角化やなど対象物体の捕捉性能について調べる。

最後に等速度で移動する物体に対して位相共役光発生を行い、計算と合わせて移動体の追尾能力を議論する。

第2章 ファブリ・ペロー共振器型位相共役鏡による位相共役光発生とその集光性能の評価

2.1 光学系の配置

光学系の配置は図 2-1 のようになる。直径 1 cm, 長さ 10.5 cm の Nd:YAG 結晶は水冷されており 2 本のフラッシュランプで励起される。反射率 100% のリアミラーと反射率 40% の出力鏡の間でファブリ・ペロー共振器が形成される。実験では標的としてビームスプリッタ (反射率 95%) を使用する。共振器長は約 160 cm であり出力鏡からビームスプリッタまでが 18 cm, ビームスプリッタからロッドまでは約 100 cm である。可干渉距離は約 70 cm であるため、レーザー出力光がロッドに再入射するまでの距離と出力鏡とロッドとの距離はこれを超えないように配置されている。実際の応用時には周波数安定化を行った可干渉距離の長い光源を用いることが必要である。過去の研究では 1 Hz 以下の狭線幅が達成されているため、これらを使用すればよい[79,80]。レーザー出力は励起エネルギー 625 J 時に約 11 J まで出せるが、出力測定時以外の実験では 1 J 近辺を使用する。スロープ効率は約 2.5% である。ブリュースターウィンドウ (B.W.) は入射光の P 偏光成分は透過し、S 偏光成分を反射するため、偏向方向を紙面水平方向に合わせるために用いている。ビームスプリッタで一部反射され、物体光となって光が媒質に再入射し、四光波混合により位相共役光 (PCL) が発生する。位相共役光は物体光の光路を正確に辿って標的の位置に戻る。ビームスプリッタで位相共役光が一部透過し、背後にあるビームプロファイラで観測される。発振波長は 1064 nm でシングルショットモードで動作する。パルス幅は Q スイッチ発振でない場合は基本的に約 400 μ s であるが、共振器中にポッケルスセルを入れることで Q スイッチをかけることができ、18 ns まで短縮できる。

共振器の出力鏡の反射率を決定するに当たっては、反射率が 30%, 40%, 50% の 3 つの出力鏡を用いて位相共役光出力を比較した。反射率 40% のときに最も強く位相共役光が発生したため、これを採用した。反射率 40% の出力鏡はもとも

と波長 1053 nm 用のもので型番は BS-1053-R40-UF-1038 (メーカー不明) である (反射率 30%と 50%の出力鏡はそれぞれ CVI 社製高エネルギーレーザー用部分反射ミラーPR1-1064-30-1025 と PR1-1064-50-1025 である)。

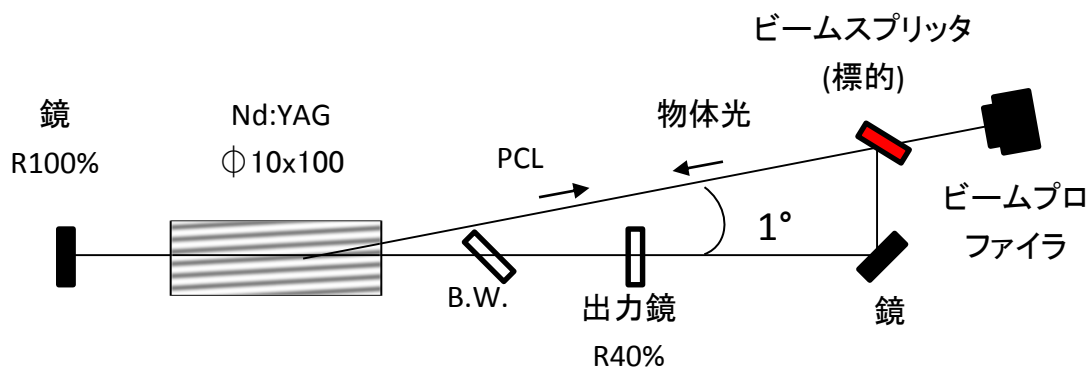


図 2-1 位相共役光発生のための光学系の配置. B.W., ブリュースターウィンドウ.

以下に本実験で使用した計測装置とその仕様を紹介する。

- ビームプロファイラ
 - Ophir-spiricon 社製
 - USB2.0 対応ビームプロファイラ CCD カメラ

表 2-1 ビームプロファイラの仕様

型番	SP503U
測定波長帯域	190 – 1100 nm
最大ビーム径	6.3 mm W x 4.7 mm H
ピクセルサイズ	9.9 μm x 9.9 μm
有効ピクセル数	640 x 480
ソフトウェア	BeamStar



図 2-2 ビームプロファイラ

- エネルギーメータ
 - Gentec-EO 社製
 - 焦電式エネルギーメーター

表 2-2 エネルギーメータの仕様

型番	QE25LP-S-MB
測定波長帯域	0.19-20 μm
感度	10 V/J
付属のアッテネータ (QEA25VA) の透過率	35%(@1064 nm)

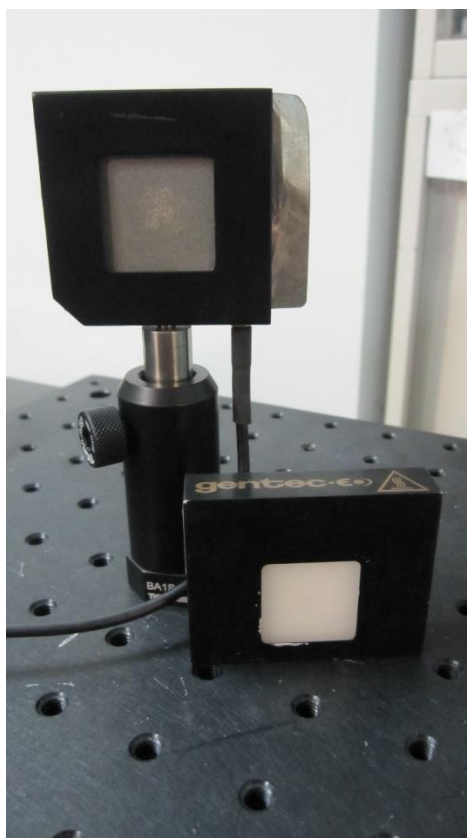


図 2-3 エネルギーメータと付属アッテネータ

- フォトディテクター
 - Electro-Optics Technology 社製
 - Biased Silicon (PIN)ディテクター
 - 50 オームの終端を付けることでオシロスコープによりパルス幅の測定が可能

表 2-3 フォトディテクターの仕様

型番	ET-2030
立ち上がり・立下り時間	300 ピコ秒未満
Active Area Diameter	0.4 mm
Acceptance Angle (1/2 angle)	10°



図 2-4 フォトディテクター

その他；

- バーンペーパー
 - 前期型番不明 (EOR より購入). 後期 : ZAP-IT® レーザーアライメントペーパー (EOR より購入. おそらく Edmund Optics 社製 #90-709 と同じ)



図 2-5 バーンペーパー (左) とバーンペーパーに焼かれたビームプロファイルの例 (直径 1 cm のトップハットビーム) (右)

観測時には次のバンドパスフィルターを用いた：

- バンドパスフィルター：Edmund optics #65-187
- TS ハードコート

表 2-4 バンドパスフィルターの仕様

光学濃度 OD	4 以上
半値全幅 FWHM	10 nm
最小透過率	≥85 %
ブロッキング領域	200 - 1200 nm
中心波長	1064 nm
直径	25 mm

2.2 位相共役光発生実験

本節では位相共役光が本当に発生しているかを確認する。図 2-6 に元の物体光と発生した位相共役光のビームプロファイルを示す。黒い等高線は内側と外側でそれぞれ光強度が半分に落ちるところと $1/e^2$ に落ちるところである。図 2-6 (b), (d) はそれぞれ 3 枚と 10 枚のビームプロファイルを平均したものになっている。物体光はビームスプリッタを透過したものをビームプロファイラで観測した。レーザー光は直径約 1 cm のトップハットビームであり、そのままではビームプロファイラの撮影素子面積より大きいため、光路上にレンズ系を入れ、共振器

内に径 2 mm のアパチャーを入れてサイズ調節を行った. 径 2 mm のアパチャーはテフロン板に穴をあけたものであり, 共振器内に置くことでガウシアンビームを作ることができる. 表 2-5 にあるように, 図 2-6 (a) では物体光サイズが $x: 3.47 \pm 0.02 \text{ mm}$, $y: 4.18 \pm 0.22 \text{ mm}$ なのに対し, 図 2-6 (c) の位相共役光サイズが $x: 3.53 \pm 0.14 \text{ mm}$, $y: 4.34 \pm 0.05 \text{ mm}$. 図 2-6 (b) では物体光が $x: 1.68 \pm 0.04 \text{ mm}$, $y: 1.92 \pm 0.22 \text{ mm}$, に対し図 2-6 (d) の位相共役光が $x: 1.73 \pm 0.01 \text{ mm}$, $y: 2.12 \pm 0.14 \text{ mm}$ であり, ほぼ同形であった. ビームサイズは強度が $1/e^2$ に落ちるところで定義している.

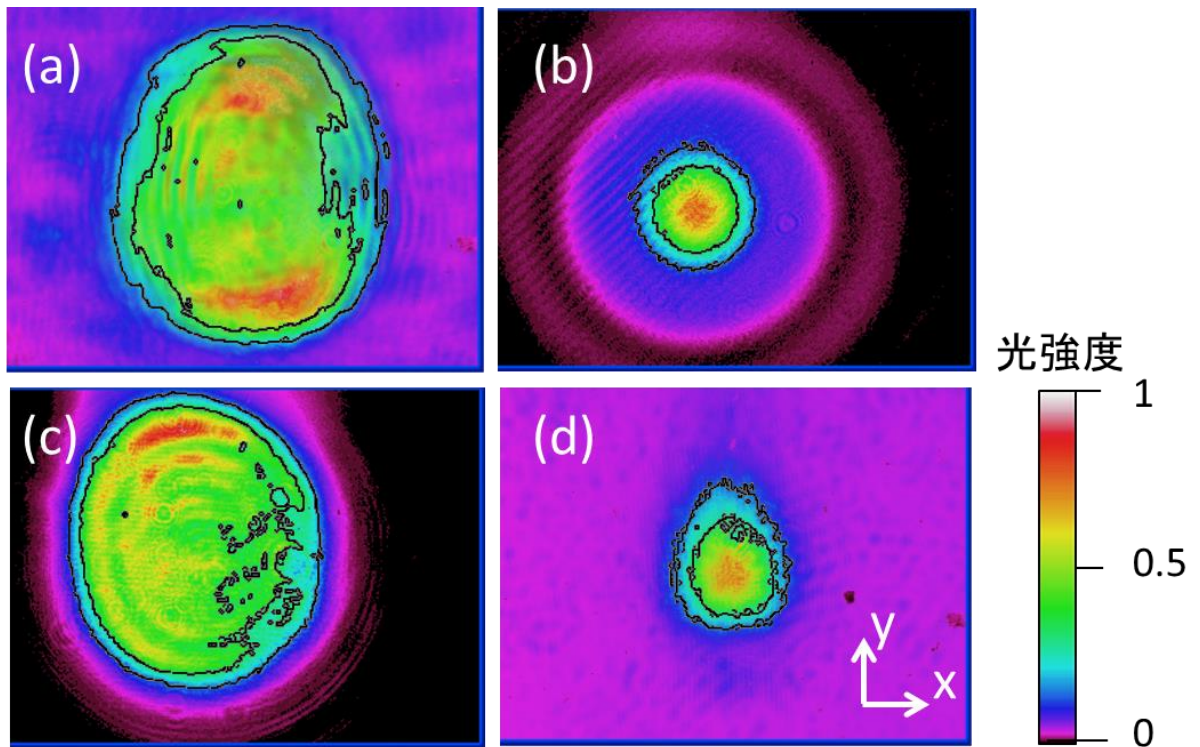


図 2-6 物体光と位相共役光の強度プロファイル. (a)物体光, トップハットビーム, (b)位相共役光, トップハットビーム, (c)物体光ガウシアンビーム, (d)位相共役光, ガウシアンビーム

表 2-5 位相共役光発生実験におけるビームサイズの比較

ビーム形状	物体光		位相共役光	
	x	y	x	y
トップハット[mm]	3.47 ± 0.02	4.18 ± 0.22	3.53 ± 0.14	4.34 ± 0.05
ガウシアン[mm]	1.68 ± 0.04	1.92 ± 0.22	1.73 ± 0.01	2.12 ± 0.14

次にレーザー光の光路上の標的より前の位置に、ビームが半分だけ隠れるように遮光板を置いたところ、図 2-7 のように半欠けの位相共役光が確認された。また、物体光の光路上に半波長板を入れて物体光のみ偏向方向を垂直方向にしたところ、図 2-8 のように位相共役光は確認されなかった。これは、直交する光同士では干渉が起きず、四光波混合が行われなかったことを意味している。これより、発生した光が確かに位相共役光であることが分かる。

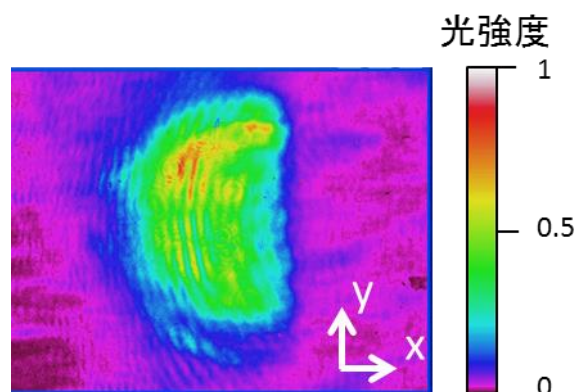


図 2-7 物体光を半分遮光した際に観測された半欠けの位相共役光

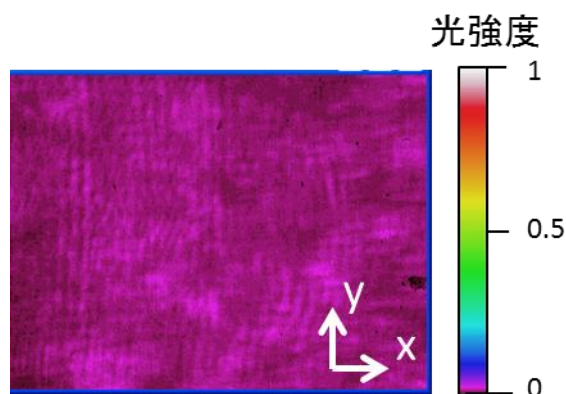


図 2-8 物体光の偏向方向を参照光や読み出し光と直交させたときの結果

2.2.1 出力特性

励起光エネルギーを変えて位相共役光出力を測定した。ノイズ成分の測定に関しては、物体光をカットすると増幅自然放出光の量に変化するため、物体光の光路上に $\lambda/2$ 板を挿入しておき、偏光方向を共振器内部の光波と垂直になるようにしたときに測定した値をノイズ成分として測定値から除いている。図 2-9 に物体光に対する位相共役光エネルギーを示す。フラッシュランプへの入力エネルギーが 625 J の時最高で 320 mJ の位相共役光の発生が確認された。

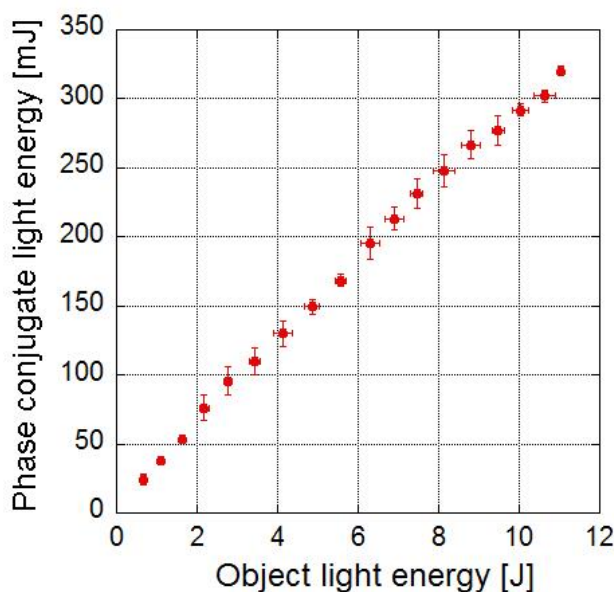


図 2-9 物体光に対する位相共役光エネルギー。

2.2.2 感度特性

次に、フラッシュランプへの入力エネルギーを最小の 64 J に固定し、物体光光路上に挿入した可変 ND フィルターを調節して物体光強度のみ弱めて位相共役光発生可能な最小物体光エネルギー（感度）を測定した。ノイズ成分は前節と同様に測定している。図 2-10 に示すように物体光強度が増すと位相共役光出力が飽和する様子が見えるが、これについては参考文献[81]にもあるように入射光が増すことで過剰な誘導放出によって励起原子の数が減り、位相共役光

の増幅に用いることができなくなるためと考えられる。もっとも弱い物体光強度 0.2 mJ で位相共役光発生を確認した。これ以上物体光を弱めると位相共役光とノイズが判別しにくくなる。このことから数 mJ の物体光があれば十分であることが示唆された。

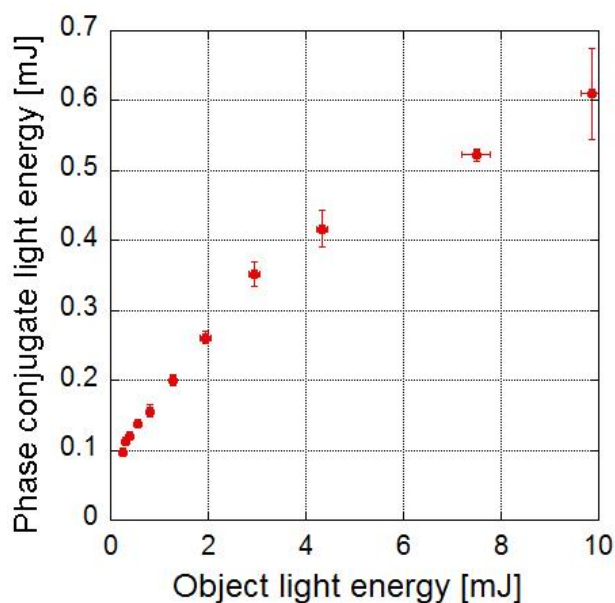


図 2-10 物体光を弱めて位相共役光出力を測定した感度測定の結果

実際のオペレーションでは増幅器を組み合わせる Master Oscillator Power Amplifier (MOPA)システムを導入することが有効だと考えられる。MOPA システムでは高いビームクオリティで一般的に弱い主発振器からのレーザー光を複数の増幅器に通す。これにより種々の高いビーム品質を維持したまま光パワーのみ増幅させることが可能になるが、実際には増幅器にたまった熱による熱レンズ効果や光学部品の歪みによる波面歪みによってビーム品質は劣化する。一方図 2-11 に示すように増幅器を位相共役鏡と組み合わせると、増幅器による波面歪みが自動補償されるため、増幅器入射前の高いビーム品質を損なうことなく容易に高出力化が達成できる。過去の研究では位相共役鏡と増幅器を組み合わせで 2 kW の連続光出力やピコ秒の短パルスで MW 級のピーク出力を得た報告がある[82,83]。本システムの場合移動体からの弱い物体光と発生した位相共役光の両方の増幅が可能である。波面歪みは位相共役光が 2 回増幅器を通過することで相殺されるため、回折限界に近い光を対象物体上に集光させることが出来

る。

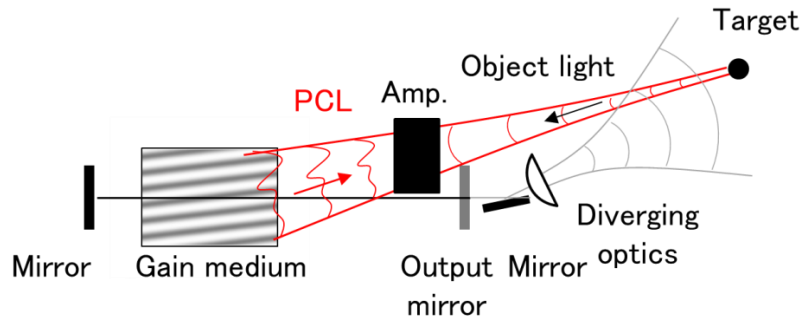


図 2-11 増幅器を組み合わせた位相共役鏡 (PCM-MOPA) の概念図

2.3 静的位相物体による波面歪みの補償実験

位相共役光を用いると位相物体による波面歪みを打消すことができるため、位相物体の存在下でも対象物体に光を集光させることが出来る。本節では静的位相物体を使用して位相共役鏡と比較用の平面鏡での反射光を比べ、位相共役光の特徴である波面歪みの補償能力について調べる。光学系の配置は図 2-12 のようになっており、レーザー光の光路上でビームスプリッタに当たる前の位置に分解能テストターゲットを挿入しておく。物体光は図 2-13 のように切り取られる。物体光の光路上には位相物体として透明なプラスチック板を挿入する。プラスチック表面は小さな凸凹があり、ランダム位相板として利用できる。結果は図 2-14 のようになっている。図 2-14 (a)は位相物体がないときの位相共役光のビームプロファイルであり、(b), (c)は位相物体を挿入した状態での実験結果である。(b)では媒質直前に設置した比較用の平面鏡で物体光を反射させた時の結果であり、(c)は平面鏡をとりぞき、物体光を媒質に入射させて位相共役鏡で反射させた場合の結果である。平面鏡で反射させた非位相共役光では位相物体の凹凸によりビームブレイクアップが生じ大きく波面が乱されるのに対して、位相共役鏡で反射させた場合は位相物体による波面歪み効果が打ち消され、位相物体がないときと同様の波面が再現されることが分かった。この結果より、光学系に歪みがある場合などでも位相共役光によって波面歪みが補償されることが分かった。

もともとの物体光と比べるとエッジ部分がぼやけるのは、位相共役光が不完全であるためと考えられる[84,85,86]。これはつまり、位相共役鏡の開口サイズが有限であるため、エッジ部分で回折した光は媒質に入射せず周囲に漏れてしまい、エッジ部分の情報が失われることによる。この問題は媒質前に集光レンズを置いて回折光を媒質内部に導いて実質的に開口サイズを広げることで改善できると考えられる。位相共役光の集光能力が回折限界で決まることも同様である。

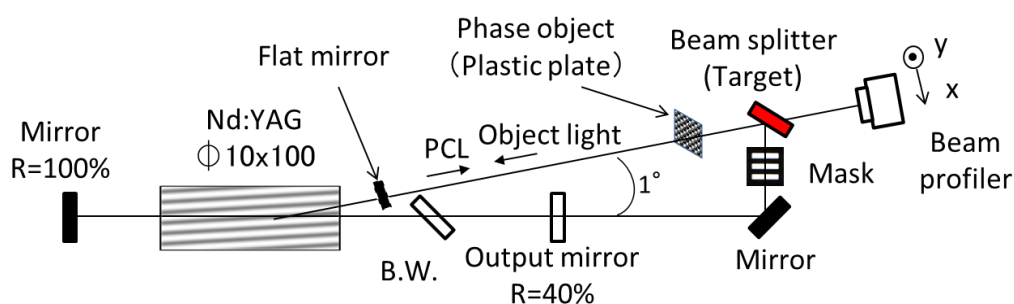


図 2-12 透明プラスチックシートを用いた波面歪みの補償実験の光学系配置図。B.W., ブリュースターウィンドウ。

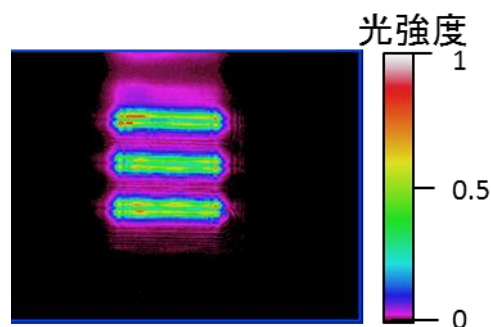


図 2-13 マスクで切り取った物体光の強度プロファイル

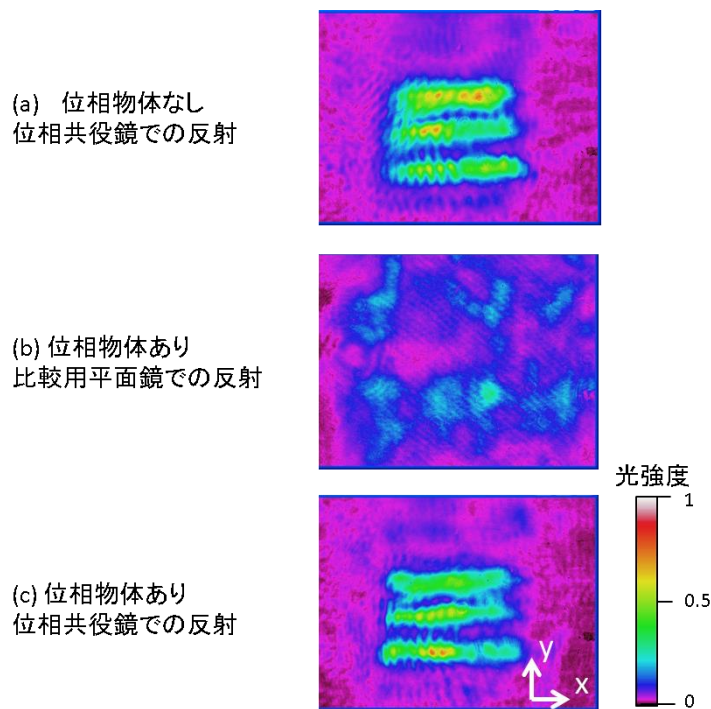


図 2-14 位相物体（透明プラスチックシート）による波面歪み効果と位相共役光による波面補償効果の比較

2.4 空気揺らぎによる波面歪みの補償実験

大気中の光エネルギー伝送を想定して静的位相物体のかわりに空気揺らぎを用いて波面歪みの補償効果を検証する。実験では図 2-15 のようにライターの炎を用いてライター上部の空気を熱し、温まった空気による屈折率揺らぎを用いる。実験方法は前回と同じく位相共役鏡と通常の平面鏡での反射光の様子を比較する。図 2-16 はビームプロファイラで得られた典型的な光強度プロファイルである。上段は空気揺らぎがないとき、下段は空気揺らぎがあるときの結果で、それぞれ左は非位相共役光（平面鏡での反射）で右が位相共役光である。まず位相共役光は非位相共役光に比べビーム径が小さいことが確認できる。これは一般にレーザー光は伝搬とともに回折によりビーム径が広がるが、位相共役鏡で反射されると光は物体光の光路を逆進しながら元の波面を再現するため回折する前のビームプロファイルが観測されたためである。空気揺らぎがある状態での非位相共役光はビーム形、ビーム中心位置ともに空気揺らぎに伴って大きく変化するのに対し、位相共役光では空気揺らぎがないときと同形状で位

置の揺らぎもなかった。30回の試行でビーム中心位置を測定したところ、表 2-6 に示す結果になり、位相共役光を使うことで空気揺らぎによる波面歪みが補償されてビーム中心位置のずれが 1/10 に抑えられ、指向精度が向上したことが確認された。

炎による屈折率揺らぎが実際のどの程度の大気擾乱を模擬しているかを調べた。大気の構造定数 C_n は

$$\Sigma^2 = 1.83C_n^2 \lambda^{-1/6} Z^{17/6} \quad (32)$$

と表される。ここで Σ [m] はビームの踊り量の標準偏差、 λ は波長、そして Z は伝搬距離である [87,88]。測定した到来角変動の標準偏差 172 [μ rad] が 1 km の伝搬路で発生した場合、 $C_n^2 = 5.1 \times 10^{-12} [\text{m}^{-2/3}]$ となり、参考文献 [89] より強い擾乱に相当することがわかった。

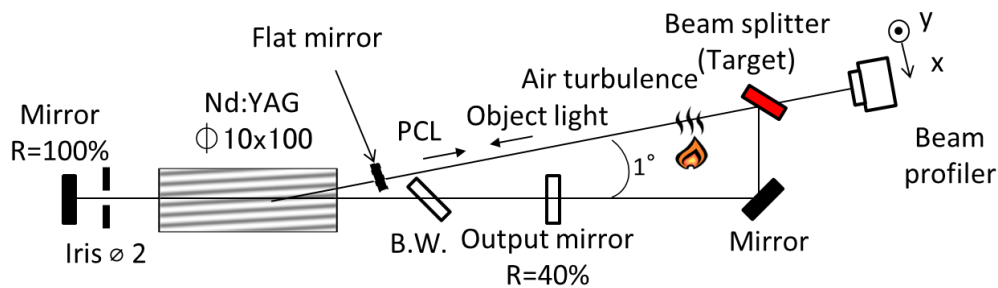


図 2-15 ライターの炎を用いた空気揺らぎによる波面歪補償実験の光学系配置図

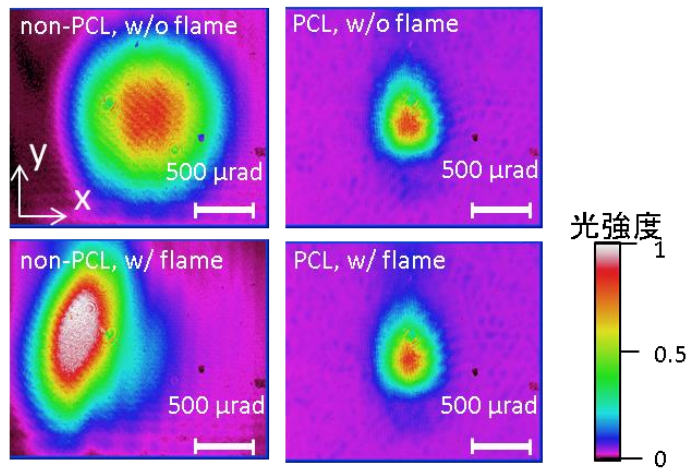


図 2-16 ライターの炎を用いた空気揺らぎによる波面歪補償実験での典型的なビームプロファイル。上段は空気揺らぎがないとき。下段は空気揺らぎがあるとき。右列が位相共役光で左列が非位相共役光

表 2-6 空気揺らぎによるビーム中心位置のずれ量の比較

	W/O turbulence				W/ turbulence			
	non-PCL		PCL		non-PCL		PCL	
direction	x	y	x	y	x	y	x	y
deviation[pixel]	3	5	1	3	43	22	3	2
(1pixel=4μrad)								

2.5 まとめ

フラッシュランプ励起の Nd:YAG 結晶を用いたファブリ・ペロー共振器型位相共役鏡を組み立て、出力、感度、静的位相物体による波面歪みの補償、空気揺らぎによる波面歪み補償について調べた。

位相共役光出力は励起エネルギーを上げることで増加し、フラッシュランプの励起エネルギー625 J のとき最高で 320 mJ を達成した。一方物体光を弱めて感度を測定したところ、励起エネルギー64 J のとき 0.2 mJ の物体光に対して位相共役光発生を確認した。実際の応用時は MOPA システムを用いることで弱い物

体光と位相共役光の両者の増幅が可能であると考えられる。

また透明プラスチックシートを用いて波面歪み補償実験を行った結果、非位相共役光はプラスチックシートを透過することで波面が大きくゆがむのに対し、位相共役光の場合は波面歪みを補償し、プラスチックシートのない場合と同様の波面を再現することを確認した。

最後にライターの炎を用いて空気揺らぎによる波面歪みの補償実験を行った。非位相共役光では空気揺らぎに伴いビームの形状や位置が変動するのに対し、位相共役光では空気揺らぎに関わらず一点にとどまり続け、ビーム中心位置のゆらぎが 1/10 に減少した。

第3章 位相共役光による対象物体の 捕捉性能評価

3.1 多点同時捕捉

第3章では本システムを用いて対象物体の3次元的な捕捉能力や金属小片に対する捕捉能力について調べる。まず初めにプローブ光照射範囲に複数の物体が存在する場合、位相共役光の同時集光が可能であるか調べた。実験では図3-1のようにビームスプリッタ1, 2 (BS1, BS2) と鏡1, 2 (M1, M2) を用いてあらかじめビームを2本にしておく。これを媒質に入射させると図3-2が観測された。表3-1にあるようにそれぞれのビーム径はもとの物体光の約1.2倍に当たり、非位相共役光が同じ距離伝搬した場合2.6倍になることを考慮すると位相共役光の時間反転性が保たれていることが分かり、2つの物体の同時捕捉と光伝送が可能であることが分かった。

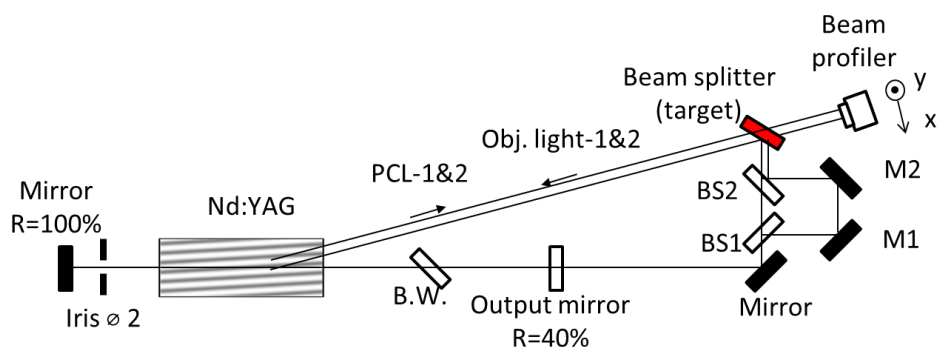


図 3-1 2点同時集光実験の光学系配置. B.W., プリュースターウィンドウ; BS, ビームスプリッター; M, 鏡.

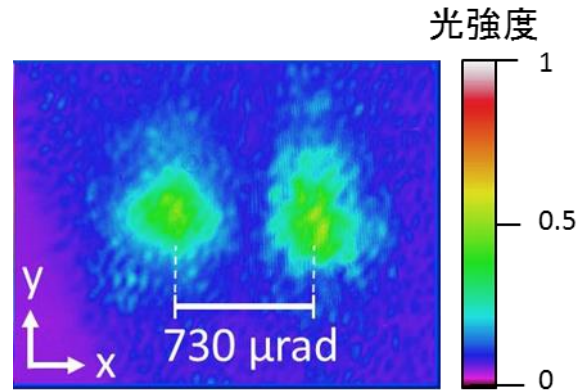


図 3-2 2点同時集光実験で現れた2つの位相共役光の強度プロファイル

表 3-1 2点同時集光実験で得られた2つの位相共役光のビーム径の比較

		物体光	左側 PCL	右側 PCL	Non-PCL
Beam spot size [mm]	x	1.5 ± 0.1	1.8 ± 0.2	1.5 ± 0.2	3.8 ± 0.1
	y	1.5 ± 0.1	1.8 ± 0.3	1.9 ± 0.4	4.0 ± 0.2

3.2 角度方向の物体の捕捉と視野角拡大

光エネルギー伝送システムとしては視野角が大きいことが望まれる。しかし視野角は媒質の大きさに制約を受ける。そこで本研究では図 3-3 のように焦点距離 100 mm と 500 mm の 2 枚のレンズを使用した縮小光学系をもちいて広い範囲からの入射光を小さい入射角に変換して媒質に導くことにした。実験で用いる光学系の配置は図 3-4 のようになっている。発生した位相共役光は標的（鏡）にもどった後さらに反射され、一部がビームスプリッタ（BS）で分かれてビームプロファイラで観測される。実験では鏡の位置を少しずつずらし、位相共役光が観測される範囲を調べた。また、位相共役光が正しく発生していれば位相共役光は鏡の位置に関わらず必ず元の光路上に現れるため、ビームプロファイラ上での位置は変わらないはずである。そこで鏡の位置を変えるごとにビームプロファイラで観測された位相共役光のビーム中心の位置をファーストモーメント法を用いて測定したところ図 3-5 に示す結果を得た。横軸は Lens 1 の焦点の位置を基準に鏡の位置を角度で示したものであり、観測範囲の片端を起点の 0

度とした。まず位相共役光は範囲 20 度以上にわたって観測された。これはレンズがない場合の約 5 倍にあたる。先行研究の視野角 0.7 度と比べると約 30 倍に視野角が拡大された[90]。視野角はレンズ系を改良することで任意に拡大可能であると考えられる。また図 3-5 の左の縦軸は位相共役光のビーム中心位置をプロットしたものであり平均値を 0 にしている。右の軸は標的に戻った位相共役光エネルギーの割合を示しており、正確に戻った場合を 100%としている。位相共役光のビーム中心位置は全体で標準偏差にして 0.12 mrad のすれ幅があることが分かった。これは標的サイズの 8 mrad に比べて十分小さく、ほとんどの光エネルギーは標的に戻ることが分かった。この実験により標的の位置が変わっても確かに位相共役光が標的に戻っていることを示しており、広い視野角にわたり高い捕捉能力があることがわかった。指向精度については標的と位相共役鏡との距離を伸ばして測定する必要がある。

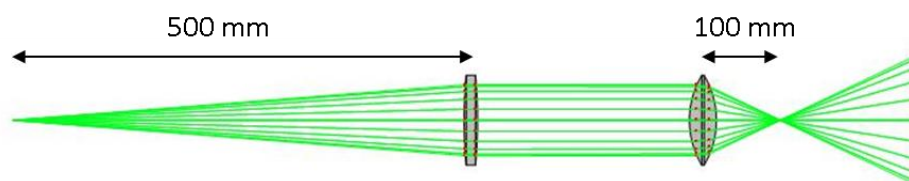


図 3-3 焦点距離 500 mm と 100 mm のレンズを用いた場合の光線追跡

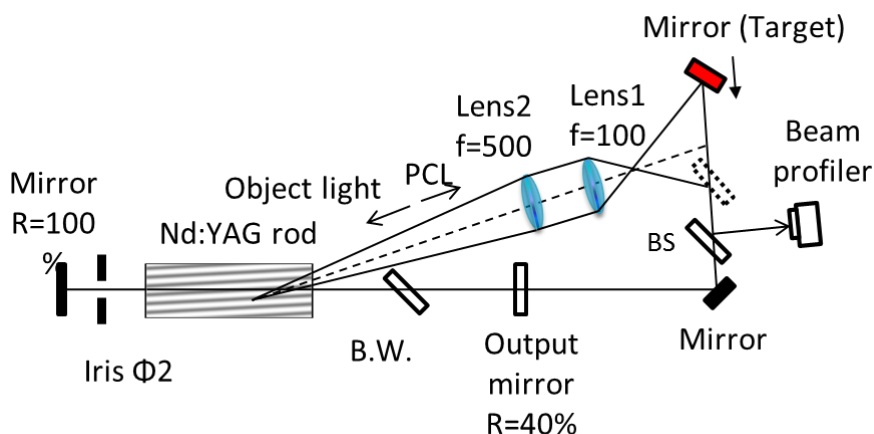


図 3-4 視野角拡大実験のためのレンズ系を用いた光学系の配置

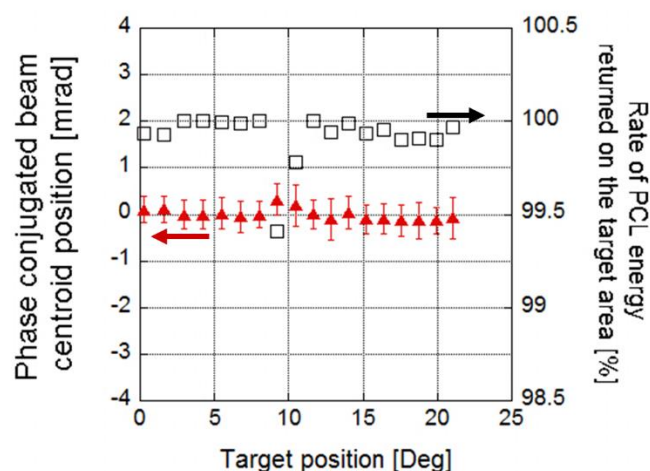


図 3-5 標的の位置を角度方向に変えたときの位相共役光の中心位置と標的に戻る光の割合

3.3 奥行き方向の物体の捕捉

角度方向の捕捉に続いて、物体光の光軸に沿った奥行き方向（視線方向）の捕捉実験を行う。標的として焦点距離 10 cm の球面鏡を用いる(CVI メレスグリオ社製, Y1-1037-0-0.2CX)。球面鏡に入射する平行光線は図 3-6 に示すようにあたかも球面鏡の焦点位置から発せられたように反射されるため、焦点の位置に仮想的に点光源を設けることができる。実験では、発散する物体光に対して集光する位相共役光が仮想点光源の位置で集光することを確認する。

実験で用いる光学系の配置は図 3-7 のようになる。偏光ビームスプリッタ (PBS) を入れることで光の損失なく球面鏡への垂直入射が可能になっている。また共振器長は短縮して約 45 cm にし、出力鏡から球面鏡までが 12 cm、球面鏡からロードまでが 45 cm となっている。光共振器中にはブリュースター窓が挿入されており、出力光は水平方向に統一されている。PBS は水平偏光を透過させ、垂直偏光を反射させるため、共振器から出たレーザー光はまず PBS を透過する。 $\lambda/4$ 波長板を通ったあと球面鏡で反射されて再度 $\lambda/4$ 波長板を通過すると偏光方向は 90 度回転し、垂直偏光となって PBS で反射される。最後に $\lambda/2$ 板で偏光方向を水平に直して共振器内部の光と干渉するように合わせる。球面鏡からの発散

する物体光に対し、位相共役光は集光光になるためビームプロファイラの位置を光軸に沿って動かしてビーム径を測定し、集光点を探す。

結果は図 3-8 のようになる。球面鏡は媒質から 50 cm の位置に設置しており、その 10 cm 背後に仮想点光源がある。図 3-9 のように PBS の屈折率が空気と異なることを考慮して光路差を計算すると

$$\begin{aligned}x \times \tan\theta_2 &= (x - \Delta x) \tan\theta_1 \\ \Delta x &= x \left(1 - \frac{\tan\theta_2}{\tan\theta_1}\right) \\ &= x \left(1 - \frac{1}{n}\right)\end{aligned}\tag{33}$$

となる。ここで入射角 θ が小さいとして近似を使用した。ビームスプリッタの厚み 25.4 mm と屈折率 1.7 を代入すると約 1 cm の光路差があり、仮想点光源までの光路は実質 59 cm とみなせる。実験で測定した位相共役光の焦点も同じく 59 cm の位置に現れたため、仮想点光源の位置に一致し、前節の実験と合わせて三次元的な捕捉能力を持つことが確かめられた。また集光点でのビーム径を測定したところ回折限界の約 1.4 倍であったことがわかり、高い再現性を持つことが示唆された。回折限界スポットサイズを求めるに当たり、物体光が斜めから入射するため、垂直・水平方向で径が異なることを考慮している。また、本実験においても 2.3 節で議論した有限開口による位相共役光の不完全性が影響すると考えられる。物体光はロッド入射時に直径約 2.8 mm に広がっている。ロッド内の相互作用領域はアイリスによって直径 2 mm に制限されているため、回折した物体光の約 70 % のエネルギーが相互作用領域に戻っていることになる。より回折限界に近い位相共役光を得るためには、回折により広がった物体光を径の大きなレンズを用いて相互作用領域に入射させればよいと考えられる。

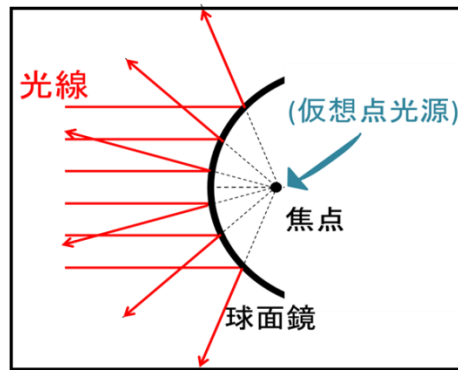


図 3-6 球面鏡による反射光の振る舞いと仮想点光源の模式図

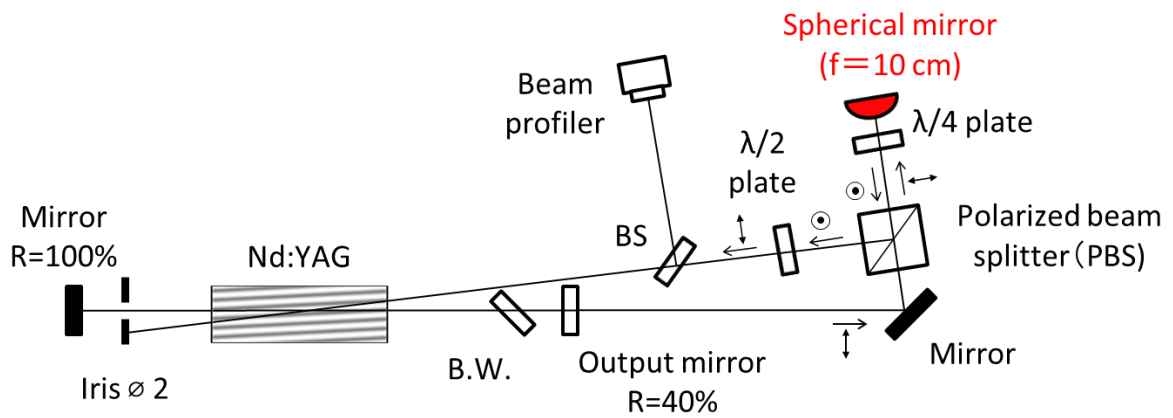


図 3-7 視線方向の捕捉実験の光学系置図

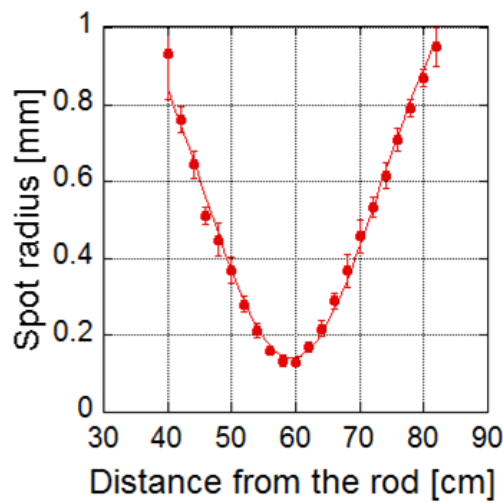


図 3-8 媒質からの距離に対する位相共役光のビーム径

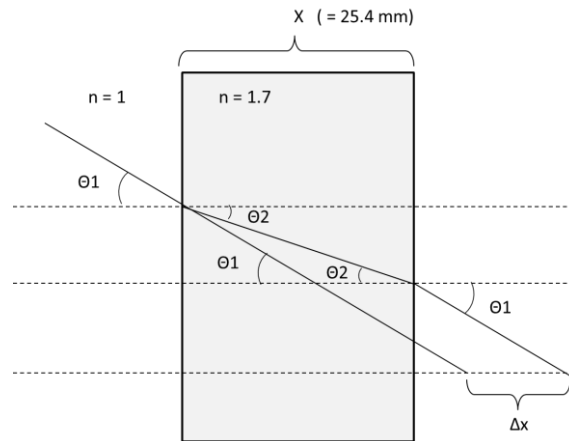


図 3-9 屈折率の異なる媒質内で生じる光路差

3.4 非協力体の捕捉

微小宇宙デブリが標的の場合など，対象物体が鏡面ではない非協力体の場合に位相共役光が発生するかを確かめる．本節では標的に金属小片を用いる．光学系の配置図と標的の写真を図 3-10 と図 3-11 に示す．標的はアルミニウムの小片でヘアライン加工が施されており，表面には一方向の細かい傷とランダムなひっかき傷があるためレーザー光を当てると乱反射する．Nd:YVO₄ のダイオード励起固体レーザー（DPSSL）を用いて 1064 nm の CW 光を当て反射直後の光パワーを測定したところ反射率は約 50%であった．乱反射した物体光の一部がロッドに入射し，図 3-12 に示す位相共役光が発生した．集光強度にムラがあることに対しては，第 2.5 章で述べたように乱反射した光が開口の外に漏れ出て情報が失われたためと考えられ，これは径の大きな集光系を用いることで解決できると考えられる．

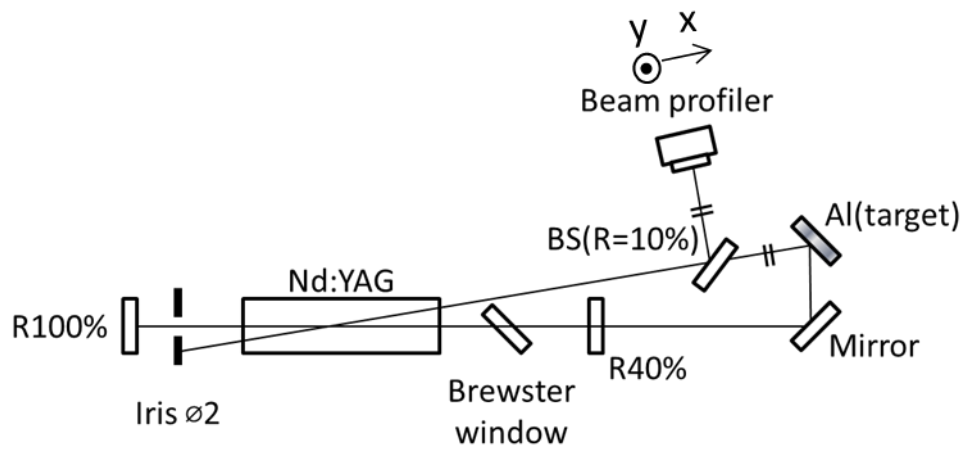


図 3-10 アルミニウム小片を標的とした位相共役光発生実験の光学系配置図

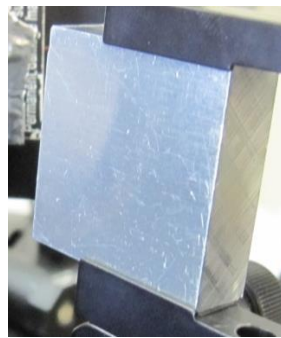


図 3-11 標的として用いたアルミニウムの金属小片の写真

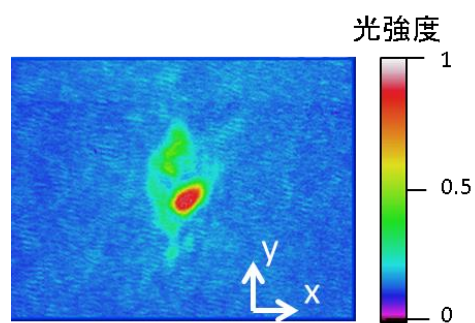


図 3-12 金属小片に対して発生した位相共役光のビームプロファイル

3.5 まとめ

第3章ではファブリ・ペロー共振器型位相共役鏡を用いた標的の捕捉性能の評価を行った。

まず対象物体が複数あった場合について多点同時集光能力の有無を調べた。2つの標的に対して位相共役光が2つ発生することを確認され、2つの標的を同時捕捉できることが分かった。

また2枚のレンズ系を用いて 20° 以上の広い視野角を達成した。接線方向、視線方向の両方について実験を行い、3次元的に物体を捕捉できることを確かめた。標的の位置と位相共役光の位置のずれが標的サイズ以下であり、集光スポット径が回折限界の約1.4倍であることを確かめた。

第4章 移動体の追尾性能評価

4.1 等速度で動く移動体の視線方向の追尾

3.2 節と 3.3 節の実験では標的の位置を変えて位相共役光が標的の位置に戻るかを確かめた。本節では対象物体が連続的に移動する場合について実験と計算を用いて議論する。対象物体が図 4-1 のように連続的に動く場合、物体光はドップラー効果を受け周波数がシフトする。物体光と参照光がそれぞれ

$$E_o = E_o \exp[k_o \cdot r - \omega_o t] \quad (34)$$

$$E_r = E_r \exp[k_r \cdot r - \omega_r t] \quad (35)$$

と表せるとき、この2つの光による干渉縞は

$$\begin{aligned} I &\propto |E_o + E_{ref}|^2 \\ &= (E_o + E_{ref})(E_o + E_{ref})^* \\ &= E_o^2 + E_{ref}^2 + 2E_o E_{ref} \cos[(k_o - k_{ref}) \cdot r - (\omega_o - \omega_{ref})t] \end{aligned} \quad (36)$$

となる。したがって物体光と参照光の周波数に離調があるとき、干渉縞は図 4-2 であらわすように $(\mathbf{k}_o - \mathbf{k}_{ref})$ の方向に一定速度で走行する。

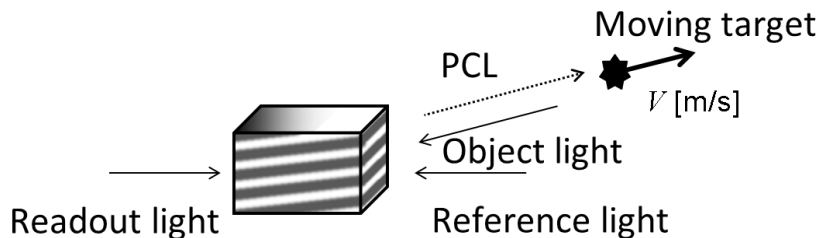


図 4-1 対象物体が位相共役鏡から速さ V で遠ざかる場合の四光波混合の模式図

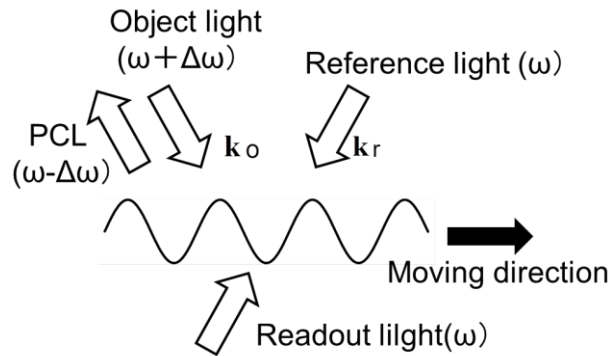


図 4-2 光波間に離調がある場合に干渉縞が移動する様子

飽和利得四光波混合の場合、干渉縞が移動することで利得変調が平坦化され、回折格子が消去される懸念がある。これについて図 4-3 に示す実験系を用いて検証した。図 4-4 は実験系の写真である。標的には平面鏡を用いる。平面鏡は最高 80 mm/s で移動する移動ステージ（シグマ光機 OSMS-26-200）上に乗っている。移動ステージのモーターはステッピングモータを採用し制御方式はオープンループである。実験では励起原子の寿命 $230 \mu\text{s}$ と比べて短いパルス幅 18 ns のショートパルスと $400 \mu\text{s}$ のロングパルスを用いる。これは後述するように干渉縞の明暗反転周期をまたぐようなパルス幅になっている。ショートパルスは共振器中のアイリスとロッドの間にポッケルスセルを挿入して Q スイッチ発振を行うことで発生させた。

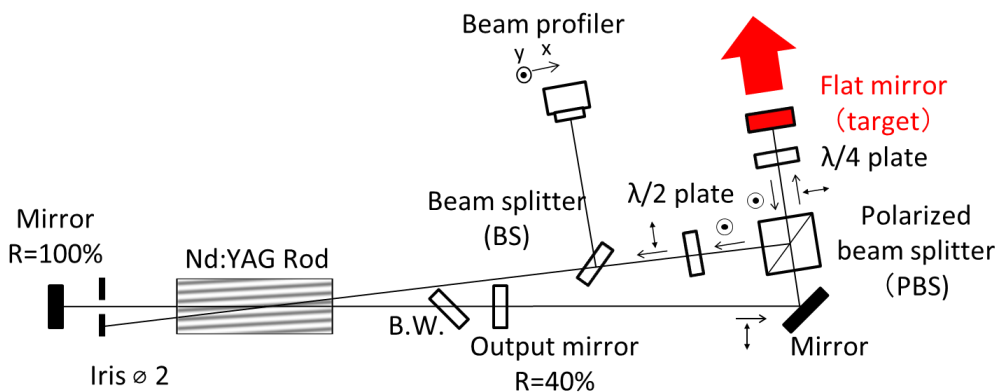


図 4-3 移動体の追尾実験の光学系配置図。平面鏡は移動ステージ上に設置されている

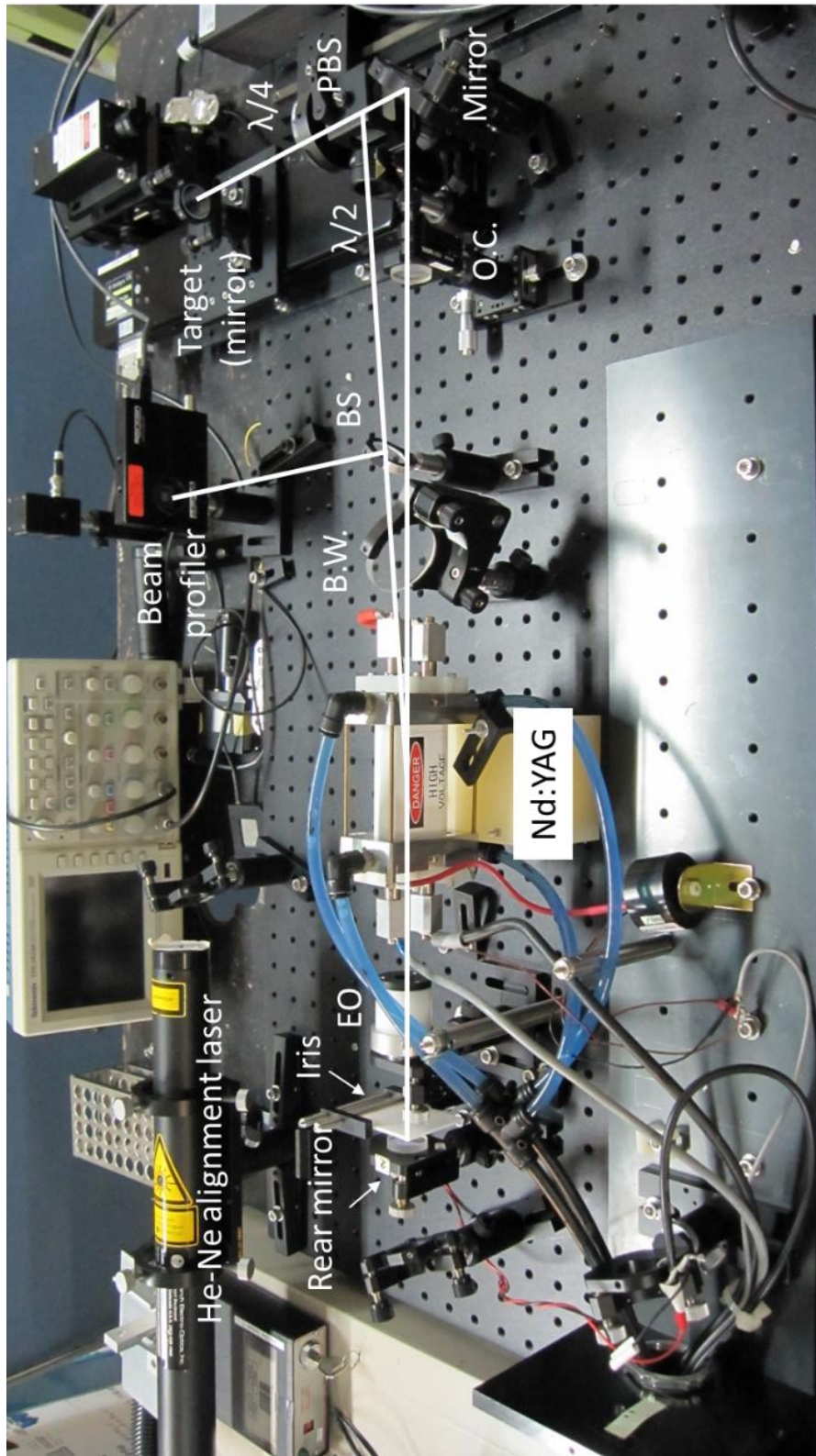


図 4-4 追尾実験で用いた光学系の写真

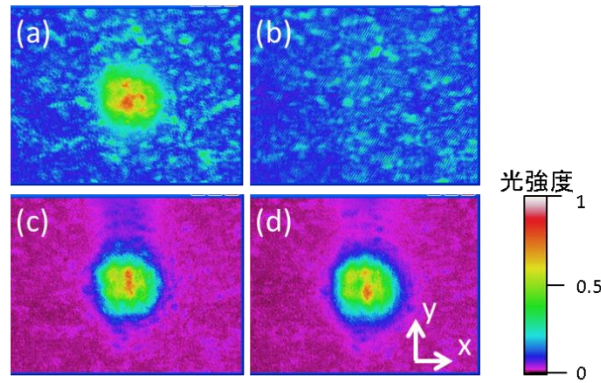


図 4-5 固定標的と移動標的に対して発生した位相共役光のビームプロファイル. (a) $\tau_p = 400 \mu\text{s}$, $V = 0 \text{ mm/s}$, (b) $\tau_p = 400 \mu\text{s}$, $V = 80 \text{ mm/s}$, (c) $\tau_p = 18 \text{ ns}$, $V = 0 \text{ mm/s}$, (d) $\tau_p = 18 \text{ ns}$, $V = 80 \text{ mm/s}$

結果を図 4-5 に示す. (a), (b)がロングパルス使用時, (c), (d)がショートパルス使用時の結果であり, 左右でそれぞれ標的の速度 V が 0 mm/s と 80 mm/s の時に対応する. 標的が動かない時, 両者ともに位相共役光が確認された. 標的の移動速度 V を 80 mm/s にすると, ショートパルスでは変化はないがロングパルスの場合に図 4-5 (b)にある通り位相共役光が消滅した.

対象物体が速度 V で連続的に移動する場合の干渉縞の明暗反転時間は特殊相対性理論における光のドップラー効果の式

$$T = \Delta\nu^{-1} = \left[\nu \left(1 - \frac{\sqrt{1 - (V/c)^2}}{1 - (V/c)\cos\theta} \right) \right]^{-1} \quad (37)$$

を使って得られる. ここで T は明暗反転周期 (うなり周期), $\Delta\nu$ は二波長間の離調である. 対象物体が離れる場合は $\theta = 180^\circ$ とする. これを近似を用いて展開すると明暗反転周期はおおよそ

$$T = 2 \times \frac{\lambda/2}{V} \quad (38)$$

となり, 半波長分移動すると明暗が 1 回反転することがわかる. 標的が 80 mm/s で移動する場合明暗反転周期は約 $13 \mu\text{s}$ であり, これはショートパルスの 18 ns

より十分長くロングパルスの 400 μs より短く、連続移動する標的に対しては明暗反転周期より短いパルスを用いることで干涉縞移動の影響をなくすことが出来たと考えられる。これについて計算により検証する。

4.1.1 連続光発振の場合

一次元のレーザーのレート方程式は

$$\frac{\partial N[x,t]}{\partial t} = R - I_{\text{tot}} \times N[x,t]/U_{\text{sat}} - N[x,t]/\tau \quad (39)$$

で表される。 N は励起原子の数、 R は励起レート、 I_{tot} は全光電場強度、 U_{sat} は飽和フルエンスで Nd:YAG の場合

$$U_{\text{sat}} = h\nu/\sigma = \frac{3.973 \times 10^{-19} \times 0.5/1.064}{2.8 \times 10^{-19}} = 0.67 \text{ [J/cm}^2\text{]} \quad (40)$$

(h , プランク定数; ν , レーザー周波数; σ , 誘導放出断面積) である。 τ は励起原子の寿命で、 Nd:YAG では 230 μs である。式の右辺第一項は励起、第二項が誘導放出、第三項が自然放出項である。 R は励起効率 η_{pl} と励起パワー P_{p} に比例しており、基底準位とレーザー上準位の周波数 ν_{mp} , ロッド半径 a , ビームスポット径 w_0 , ロッド長さ l をもちいて

$$R = \eta_{\text{pl}} \left(\frac{P_{\text{p}}}{h\nu_{\text{mp}}} \right) \frac{\{1 - \exp[-(2a^2/w_0^2)]\}}{\pi a^2 l} \quad (41)$$

と表せる。 η_{pl} はフラッシュランプ励起の場合 3.5 % である[91]。 ν_{mp} は Nd:YAG

の場合 $0.94 \mu\text{s}$ であるので $h\nu_{\text{mp}} = 2.11 \times 10^{-19} \text{ J}$ である. I_{tot} は式(36)に読み出し光と位

相共役光を加えた形になる. $I = \frac{n\varepsilon_0 c}{2} E^2$ より,

$$I_{\text{tot}} = \frac{n\varepsilon_0 c}{2} (E_o^2 + E_{\text{ref}}^2 + E_{\text{read}}^2 + E_{\text{PCL}}^2 + 2E_o E_{\text{ref}} \cos[(k_o - k_{\text{ref}}) \cdot r - (\omega_o - \omega_{\text{ref}})t]) \quad (42)$$

となる. 計算では光強度に実験値を用いた. $k = 2\pi/\lambda$, $\omega = 2\pi\nu$ の関係を用いると入射角を θ として $\mathbf{k}_o - \mathbf{k}_{\text{ref}} = 4\pi \sin \theta / \lambda$, $\omega_o - \omega_{\text{ref}} = 2\pi\nu / \lambda$ となる. 初期条件 $N[x,0] = 0$ を用いて上記の微分方程式を解くと標的の移動スピードが 10 mm/s のとき結果は図 4-6 のようになり, 走行回折格子が維持されていることが分かる. また, 図 4-7 に示す通り, 標的スピードが 80 mm/s になると利得変調深さが減ることがわかる.

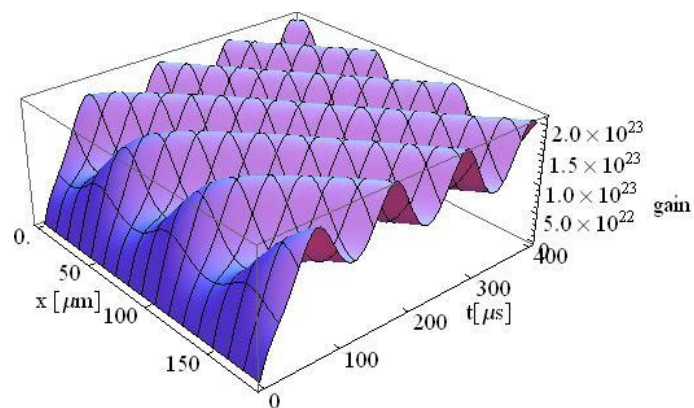


図 4-6 $V = 10 \text{ mm/s}$ のときの利得回折格子

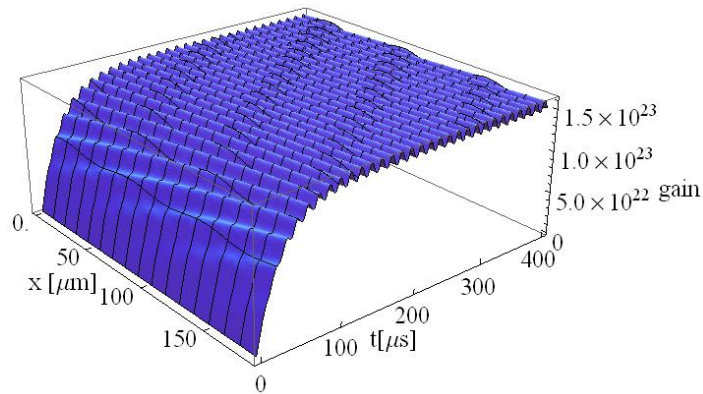


図 4-7 $V = 80 \text{ mm/s}$ のときの利得回折格子

振幅変調型透過回折格子の回折効率 η_{diff} は透過率の振幅の 2 乗に比例する[92]. 利得回折格子の場合は, 透過率に対応する増幅率は $\exp[N\sigma t]$, (σ , 誘導放出断面積; l , 媒質の厚み) で表されるが今は媒質中で光強度が一定の薄い領域を考えているため $l \rightarrow 0$ と近似すると増幅率の振幅は ΔN となり回折効率は $\eta_{\text{diff}} \propto \Delta N^2$ になる. $t = 400 \mu\text{s}$ のときの利得変調深さを 2 乗し, 標的が動いていない場合の実験値を基準にして標的スピードに対する位相共役光出力を見積もる. 図 4-8 はフラッシュランプに印加する電圧を 0.8, 0.9, 1, 1.1 kV と変えたときの標的の視線方向のスピードに対する位相共役光出力の実験値とそれぞれの場合のシミュレーション結果である. 縦軸の位相共役光出力は印加電圧 1.1 kV で $V = 0 \text{ mm/s}$ のときの実験値を基準に規格化してある. 図より位相共役光の減少具合が実験結果と一致することが分かる.

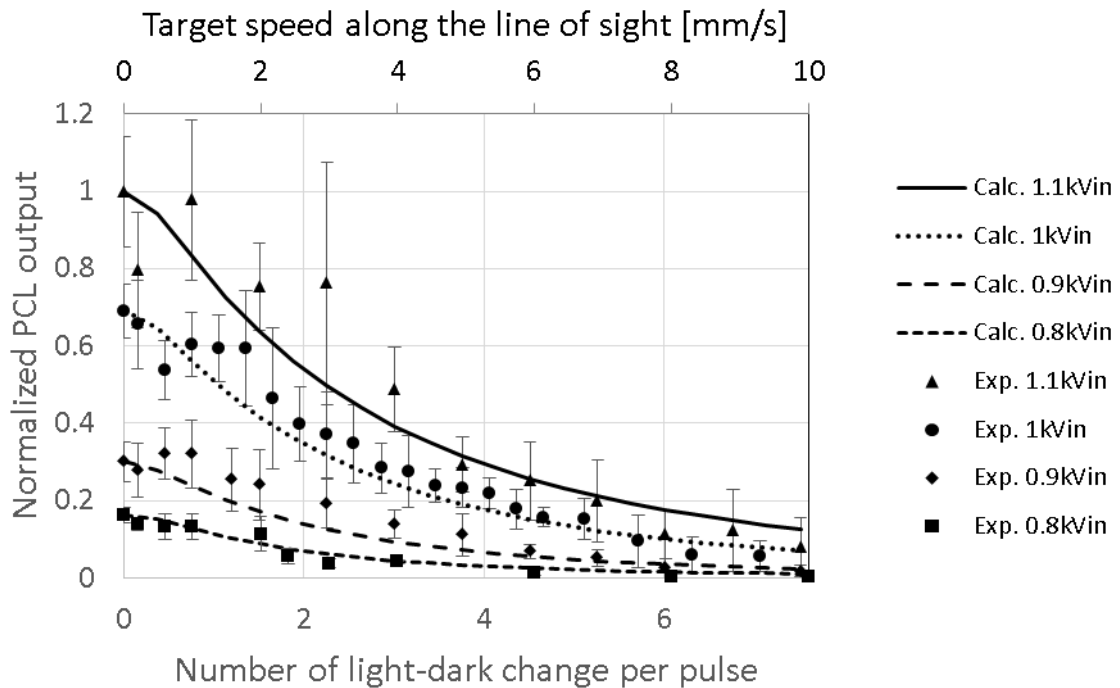


図 4-8 $\tau_p = 400 \mu\text{s}$ のロングパルスを用いた場合の実験と計算による規格化位相共役光出力

4.1.2 短パルスの場合

一方 Q スイッチパルス発振の場合は式(39)の初期値を媒質中の活性イオンの総数 $N[x,0]=N_0=1.38 \times 10^{26} [\text{atoms}/\text{m}^3]$ とし、 I_{tot} をパルス幅 τ_p をもつガウシアンパルス形にして計算する。例えばパルス幅 18 ns のとき、標的スピードが 80 mm/s で移動する場合の結果は図 4-9 のようになり、図 4-6 や 4-7 のような干渉縞移動の影響が見られない。標的スピードを 50,000 mm/s まで上げると図 4-10 のように干渉縞移動による回折格子消去が見え始める。

図 4-5 の実験結果についても、標的スピードが 0 mm/s と 80 mm/s で位相共役光出力の減少率は 400 μs の場合に消滅するのに対し 18 ns パルスの場合ほぼ変化がなかったが、計算を用いても CW の場合は減少率 99%なのに対して 18 ns のパルスでは $4 \times 10^{-4} \%$ であり実験と一致している。

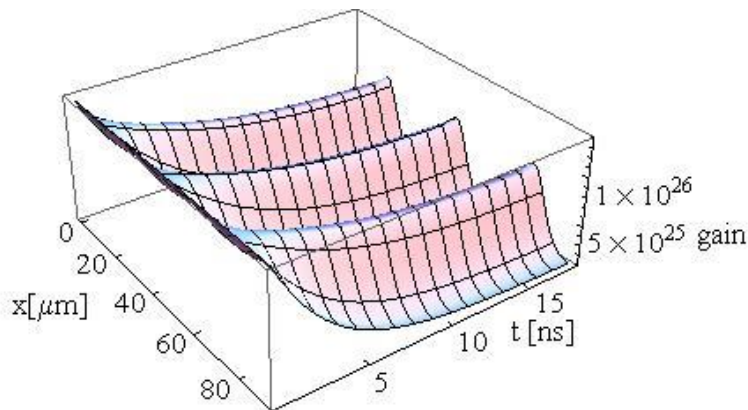


図 4-9 $\tau_p = 18 \text{ ns}$ のパルスを使用した場合で $V = 80 \text{ mm/s}$ のときの利得回折格子

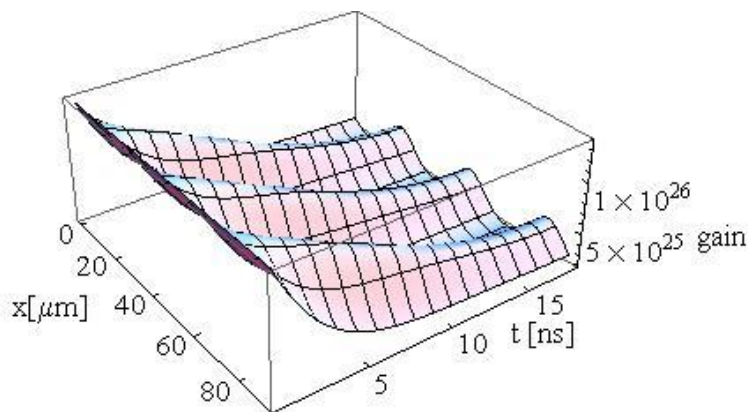


図 4-10 $\tau_p = 18 \text{ ns}$ のパルスを使用した場合で $V = 50,000 \text{ mm/s}$ のときの利得回折格子

続いて利得変調深さから位相共役光出力を見積もる。利得変調の振幅を二乗して1パルスの間積分し規格化すると標的のスピードに対して位相共役光の相対的な出力を算出することができる。図 3-20 の $400 \mu\text{s}$ パルスでは標的の速度が増すと 10 mm/s までの間に位相共役光出力が急激に減少するのに対し、 18 ns のパルスでは 80 mm/s までの観測範囲にわたって出力がほぼ変動しないことが分かった。図 4-11 はパルス幅 18 ns での実験値と計算のプロットであり、比較のために図 4-8 の印加電圧 1.1 kV の場合のデータを合わせて示している。計算の値は図 4-8 同様標的が動いていない場合の実験値を基準に規格化した。計算結果の減少カーブの差は初期値の違いによると考えられる。出力が 1, 2, 5, 8, 9 割に減少する点を目安とし、移動体のスピードに対して追尾するために必要となるパ

ルス幅をプロットすると図 4-12 のようになった。結果より 50 % の出力を維持できるパルス幅は約 $0.8 T$ (T ; 明暗反転周期) で与えられることが分かり、出力を維持するにはこれより短いパルスを用いることが望まれる。

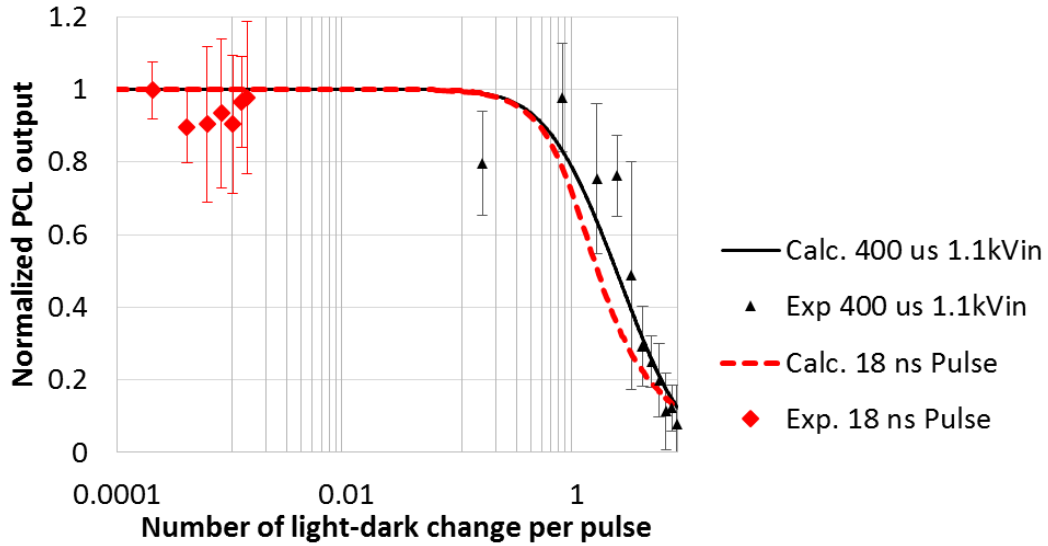


図 4-11 $\tau_p = 18 \text{ ns}$ の短パルスを用いた場合の実験 (ひし形のマーカ) と計算による規格化位相共役光出力 (赤の点線)。黒の三角マーカと実線は図 4-8 にも示した $\tau_p = 400 \mu\text{s}$ で印加電圧 1.1 kV のときの結果。

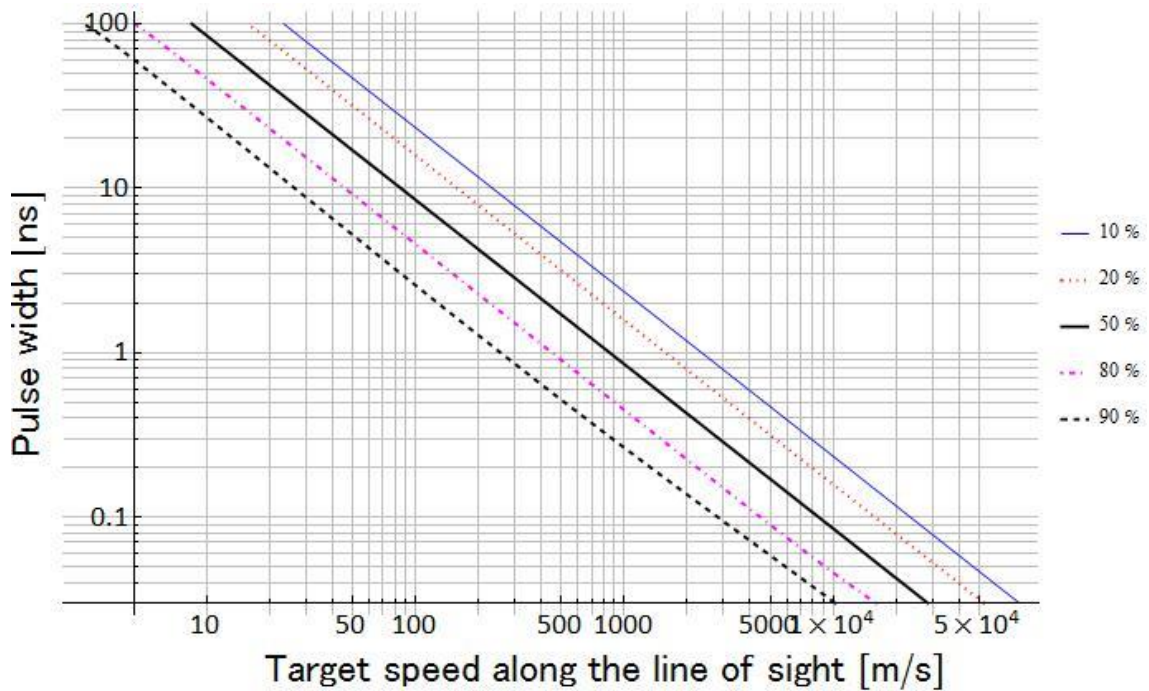


図 4-12 移動体の視線速度と、それを追尾するために必要なパルス幅。直線は位相共役光出力が 1, 2, 5, 8, 9 割に維持される堺を示している。

たとえば微小宇宙デブリ除去に必要な最大パルス幅を試算する。1.1.4 節に記述したように、レーザーアブレーションを用いた微小宇宙デブリ除去では自分自身に近づいてくるデブリを標的にするため、視線速度のみ存在する場合と考えられる。宇宙デブリは低軌道上で約 8 km/s で移動しているため、正面衝突を想定すると衝突速度は 16 km/s となる。このとき、必要なパルス幅は図より数十ピコ秒となることがわかる。

この結果を Markov らの先行研究[93]と比較してみる。Markov らは図 4-13 に示すダブルキャビティレーザーシステムを用いている。Amp1,2 は増幅器として使用するルビーロッド、そして非線形光学媒質はメチルアルコールに溶かした染料溶液のキュベットである。M1 と M2 の間が一つの共振器（主共振器）であり、非線形媒質と M3 が 2 つめの共振器である。この 2 つの共振器は非線形光学媒質を介して結合されている。M3 を標的としており、800 mm/s で移動する M3 と非線形媒質の間で光発振することを確認することで位相共役光発生としている。ダブルキャビティレーザーの動作諸元を表 4-1 に示す。彼らは干渉縞の明暗反転時間 << 回折格子の寿命であるから回折格子が消去されるはずであると主張していたが、実験の結果位相共役光発生が確認された。これについて

標的で反射しドップラーシフトした光が種光となって主発振器に注入され離調がなくなったためであると考察していたが、それであれば本実験でも同様のことが起きロングパルスで動作させている場合において位相共役光が確認されたとはいえない。そうでないため、位相共役光発生は明暗反転時間（430 ns）より短いパルス（350 ns）を用いたためと考えられる。

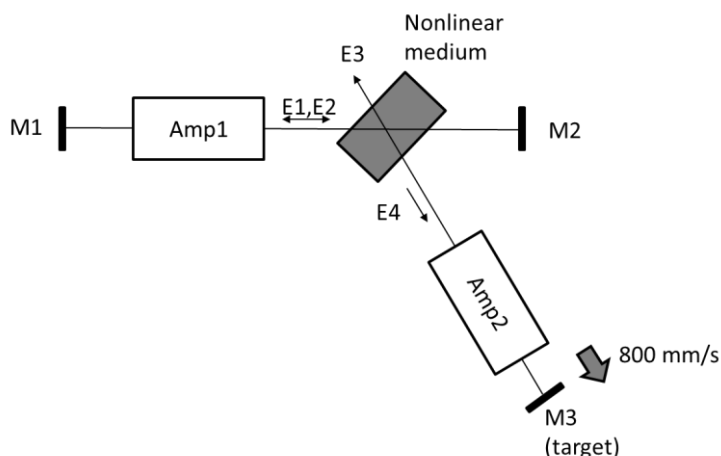


図 4-13 Markov らによるダブルキャビティレーザーシステム. M1~3,鏡, E1,2, 参照光と読み出し光 ; E3,物体光 ; E4, 位相共役光

表 4-1 Markov らによるダブルキャビティレーザーシステム動作諸元

発振波長	694 nm
標的の移動スピード	80 cm/s
明暗反転時間	430 ns
回折格子の寿命	0.5 msec
パルス幅	350 ns

短パルスを使用する際、キャビティ中のパルスと物体光との時間のずれが生じる可能性がある。パルス同士をオーバーラップさせるために図 4-14 のように 2 つのポッケルスセル（PC）を使用して時間同期を行うことができる[94]。ポッケルスセルは電気光学結晶（EO 素子）を使用しており、電圧で駆動する波長板である。ポッケルスセルで偏光方向のスイッチングを行わせ、これを s 偏光は反射させて p 偏光は透過させる偏光ビームスプリッタを用いてループ構造にすることで、光をループ内に閉じ込めたり、透過させることができるようになる。

具体的な原理は以下のようなになる。まずポッケルスセル (PC) 1 と 2 が両方 OFF のとき、物体光はこれらを透過して位相共役鏡に入射する。PC1 のみ ON にすると偏光方向が 90 度回転し、偏光ビームスプリッタで反射されるようになるためループ中に閉じ込められる。最後に PC1 と 2 の両方が ON になると偏光方向は 180 度回転し、偏光ビームスプリッタを透過して位相共役鏡に入射する。

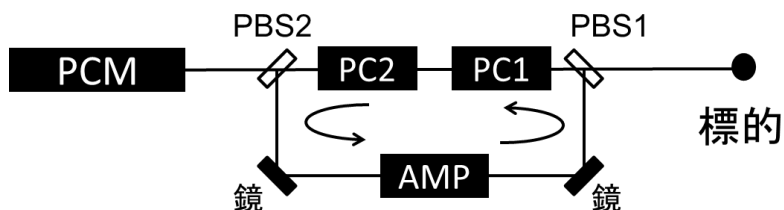


図 4-14 ポッケルスセル (PC) を用いた時間同期方法

4.1.3 波長チューニングによる移動体追跡

干渉縞の明暗反転は元々物体光がドップラーシフトすることで発生する。従って短パルス化以外の方法として最初からプローブ光の波長をチューニングしておくことも有効と考えられる。図 4-15 のようにレーザー出力鏡の直後に波長変換素子を挿入することで、対象物体からの反射光がちょうど共振器内の波長と一致するように調整し、光波間の離調をなくすことが出来ると考えられる。

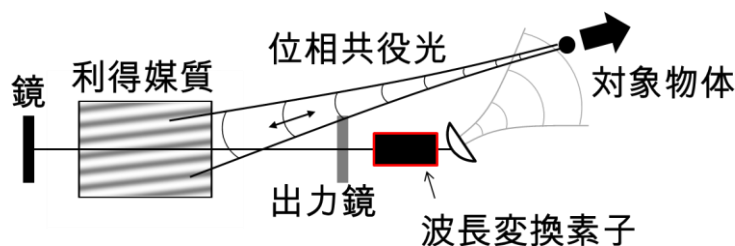


図 4-15 波長チューニングによる移動体の追尾

4.2 接線速度を持つ移動体の追尾

続いて、視線速度のみではなく接線方向の速度を持つ物体（たとえば小型飛翔体など）への光伝送を考える．図 4-16 のように接線速度を持つ物体の場合，自分との距離が離れる効果のほかに，入射角変化の影響が加わる．これについて考察する．

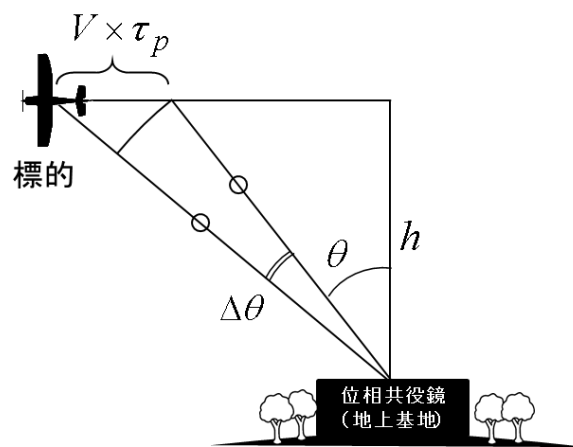


図 4-16 接線方向に速度を持つ場合の模式図（例：地上からの小型飛翔体の追跡）

位相共役鏡の開口サイズを直径 1 m とした場合，入射角のみが変化することによる干渉縞の明暗反転は開口の淵で最も激しい．これを考慮して半径 a の開口の淵で明暗が一度反転する条件を求めると

$$\sqrt{h^2 + a^2 + 2ha \sin(\theta + \Delta\theta)} - \sqrt{h^2 + a^2 + 2ha \sin(\theta)} = \lambda/2 \quad (44)$$

となる．一方距離が変わり視線速度がある場合，移動体が半波長分離れる条件は

$$\sqrt{h^2 + (h \times \tan(\theta + \Delta\theta))^2} - \sqrt{h^2 + (h \times \tan\theta)^2} = \lambda/2 \quad (45)$$

である．式(44)，(45)を用いて移動体が $\Delta\theta$ の角度分だけ動く時間を求めることが

できるので、入射角が変化する場合と距離が変化する場合について明暗反転周期を求めることができ、移動体の追尾に必要なパルス幅の目安が得られる。たとえば高度 400 km, 速度 8 km/s で移動する国際宇宙ステーション (ISS) を追尾する場合を考えると視野角 θ に対して明暗反転周期は図 4-17 と 4-18 のようになり、入射角変化より距離の変化による効果が支配的であることがわかった。

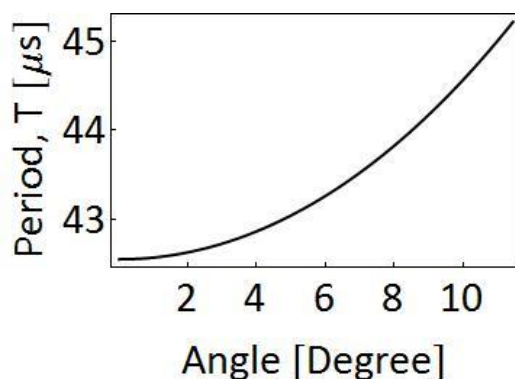


図 4-17 距離が変化せず入射角変化のみ持つ場合の明暗反転周期

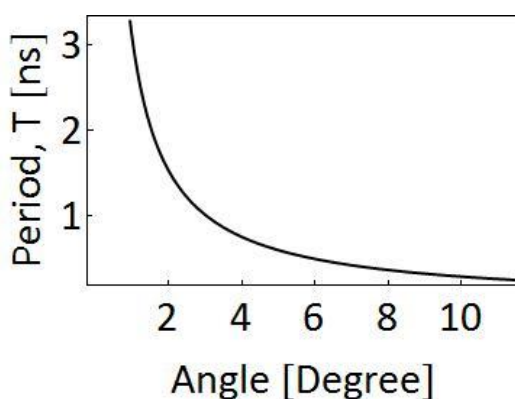


図 4-18 水平方向の移動により距離が変化する場合の明暗反転周期

入射角度が大きい場合に距離変化が激しくなり使用できるパルス幅が短くなることを踏まえて地上から視野角 20 度の範囲で無人小型飛行機, ソーラープレーン, ISS を追尾する場合について考察する. 表 4-2 にある通りそれぞれの高度, スピードを考慮すると追尾に必要なパルス幅は 4.1.2 節の結果を踏まえて出力が 80% を維持する $0.4T$ のところで最大 172 ns, 120 ns, 0.3 ns であった。

対象物体が動くことで見込み角 (Point ahead angle) 補正が必要かどうかについて考察する. 対象物体で反射した光が位相共役光となって往復する間の物体

の移動距離が位相共役光の集光スポット径より大きい場合は見込み角補正が必要になる。地上の光学系の開口サイズを直径 1 m とし、集光スポット径を式(47)で与えられる回折限界スポットサイズとした場合、無人小型飛行機、ソーラープレーン、ISS の高度での集光スポットサイズはそれぞれ 200 μm , 1 cm, 50 cm となる (表 4-3)。

$$D_{\text{DLS}} = 1.22 \times \frac{f\lambda}{D} \quad (47)$$

ここで式(47)の D_{DLS} は回折限界スポットサイズ、 f は焦点距離、 D は地上の光学系の開口サイズである。光が往復する間の対象物体の移動距離はそれぞれ 14 μm , 1 mm, 21 m であるため、ISS の追尾以外では見込み角補正が不要であることが分かった。ISS の追尾では粗調用に回転ステージを併用することが有効と考えられる。

表 4-2 無人小型機 (UAV), ソーラープレーン, 国際宇宙ステーション (ISS) の追尾に許容される最大パルス幅

target	UAV[95]	solar powered airplane[96]	ISS
height from ground	150 m	8.5 km	400 km
target speed[m/s]	14	20	8000
τ_p [ns]	172	120	0.3

表 4-3 無人小型機 (UAV), ソーラープレーン, 国際宇宙ステーション (ISS) の追尾における見込み角補正の必要性

target	UAV	solar powered airplane	ISS
Aperture diameter [m]	1	1	1
illumination area	200 μm	1 cm	50 cm
round-trip time	1 μs	57 μs	2.7 ms
displacement	14 μm	1 mm	21m
need auxiliary mechanism ?	No	No	Yes

4.3 まとめ

第4章では, 視線方向に連続移動する物体の追尾能力を確かめた. 対象物体が移動するとドップラーシフトの影響により干渉縞が移動し利得回折格子が消去される. この問題については短パルスを用いることで干渉縞移動の影響をなくすことができ, 位相共役光発生可能であることを実験と計算により確かめた.

また計算により, 移動体のスピードに対しその移動体を追跡するために必要なパルス幅を求めた.

短パルス化以外の移動体追尾方法として波長チューニングを行うことも可能であることを議論した. 位相共役鏡の前方に電気光学素子を置きドップラーシフトを打ち消すようにあらかじめ波長をチューニングしておくことで, 媒質中で干渉縞が走行することを阻止できると考えられる.

視線方向の速度だけでなく接線方向に移動する物体の追尾について議論した. 計算により入射角変化より距離の変化による効果が支配的であることがわかった. 代表的な例を用いて, 接線方向に移動する物体の追尾に必要なパルス幅を試算した.

第5章 結論

本研究ではまずファブリ・ペロー型レーザー共振器を利用し，フラッシュランプ励起のレーザー媒質中で飽和利得四光波混合を行い，位相共役鏡の基本的性能と集光性能を確かめた．実験ではまず物体光と同じ形状の位相共役光が観測され，元の波面が再現されることが確かめられた．位相共役光出力はフラッシュランプ励起エネルギーを上げることで増加し，励起エネルギー625 Jのとき最高で320 mJを達成した．また感度測定の結果から励起エネルギー64 Jのとき物体光エネルギーを0.2 mJまで弱めて位相共役光発生が確認されたため，数ミリジュールの物体光強度が必要であることが分かった．次にランダム位相板と空気揺らぎを用いて波面歪みの補償実験を行った．ランダム位相板として透明プラスチック板を用いた実験では，位相共役鏡での反射と通常の鏡での反射光の様子を比較した．位相共役光にすることで位相物体による波面歪み効果が打ち消されることが確認された．続いてライターの炎によって温められた空気の揺らぎを利用して空気擾乱を模擬し波面補償実験を行った．通常の鏡での反射光は空気揺らぎに伴って形状，ビーム位置ともに変化するのに対し，位相共役鏡での反射光は空気揺らぎの影響を補償し，揺らぎがないときに比べて変化がなかった．空気揺らぎによるビーム中心位置のずれは位相共役光を使うことで1/10に抑えられ，指向精度が向上したことが確認された．

続いて遠隔移動体への無線光伝送のための捕捉性能評価を行った．まずプローブ光照射範囲に複数の物体が存在する場合を想定し，位相共役光の多点同時集光が可能であるか調べた．実験では2本の物体光を用意して四光波混合を行い，同時に位相共役光が2つ観測されることを確かめた．また追尾システムとしては視野角が大きいことが望まれるが，視野角は媒質の大きさに制約を受ける．そこで縮小光学系をもちいて広い範囲からの入射光を小さい入射角に変換して媒質に導くことを考え，物体光光路上に焦点距離の異なる2枚のレンズを挿入した．標的の位置を物体光の光軸と垂直な方向に少しずつずらして位相共役光を観測した結果，位相共役光は20度以上の範囲にわたって観測された．視野角はレンズ系の改良によりさらなる拡大が可能と考えられる．また，ビーム中心の位置を測定して標的位置とのずれを調べたところ，標準偏差で0.12 mradのすれ幅があることが分かった．これは標的サイズの8 mradに比べて十分小さく，広い視野角にわたってほぼすべての光が標的に戻ることがわかった．続いて球面鏡を用いて点光源を模擬し，奥行き方向の捕捉性能を調べた．位相共役光の集光位置が点光源の位置と一致し，集光スポット径は回折限界の約1.4倍と高い再現性があることが分かった．

最後に、標的が連続的に移動する場合の追尾能力について調べた。標的が移動する場合、ドップラーシフトにより物体光と参照光の周波数に離調が発生して干渉縞が走行する。これにより利得変調が平坦化され、回折格子が消去される懸念がある。そこで実験では明暗反転周期をまたぐような異なるパルス幅(18 nsと400 μ s)のパルス光を用いて標的スピードを徐々に増しながら位相共役光出力の振る舞いを測定した。400 μ sの長いパルスを使用した場合、標的スピードが増すごとに位相共役光出力が減少していくことが分かったが、短い18 nsのパルスを使用すると測定範囲にわたって出力がほぼ一定に保たれることが分かった。この結果から、高速移動体への光伝送を行う場合は、短パルスを使用することが有効であることが示唆された。またあらかじめ波長をチューニングすることでドップラーシフトによる離調を防ぐことも考えられる。4.2節で考察したように、小型飛行機やソーラープレーンなどの追跡は本システムのみで可能と考えられるが国際宇宙ステーションの追跡には見込み角補正のために付加的な機構が必要になる。例えばジンバルステージを補助的に用いて粗調整を行い、位相共役光で微調を行うようにする必要があると考えられる。

本研究は既存技術では対応できない高速移動体への光エネルギー伝送を可能にすると考えられ、将来的には災害地視察用や無線中継器を搭載した小型飛行機などへのエネルギー供給からレーザーアブレーションを利用した微小宇宙デブリ除去など広い範囲の応用が考えられる。

参考文献

- [1] R. A. Fisher, *Optical Phase Conjugation* (Academic Press, New York, 1983).
- [2] C. J. Borde, "Phase conjugate optics and applications to interferometry and to laser gyros," in *Quantum Optics, Experimental Gravity, and Measurement Theory*, Plenum Press, New York, pp269 (1983).
- [3] 左貝潤一, "位相共役光学", エレクトロニクス先端科学技術シリーズ B3, 朝倉書店. P145 (1990) .
- [4] H. Weichel, "Laser Beam Propagation in the Atmosphere," Tutorial texts in optical engineering; v. TT3, SPIE optical engineering press, (1990).
- [5] R. Menzel and H.J. Eichler, "Temporal and spatial reflectivity of focused beams in stimulated Brillouin scattering for phase conjugation," *Phys Rev A* **46**, 7139 (1992).
- [6] A. Brignon and J.-P. Huignard, *Phase Conjugate Laser Optics* (Wiley-Interscience, New Jersey, 2003), p44.
- [7] A.M. Scott, K.D. Ridley, "A review of Brillouin-enhanced four-wave mixing," in *Quantum Electronics*, *IEEE Journal of* , **25**(3), pp.438-459, (1989).
- [8] N. F. Andreev, V. I. Despalov, A. M. Kiselev, A. Z. Matveev, G. A. Pasmanik, and A. A. Shilov, "Wave-front inversion of weak optical signals with a large reflection coefficient," *LETP Lett.* **32**, 625–629 (1980).
- [9] 左貝潤一, "位相共役光学", エレクトロニクス先端科学技術シリーズ B3, 朝倉書店. P127 (1990) .
- [10] A. Brignon and J.-P. Huignard, "Phase Conjugate Laser Optics," Wiley-Interscience, (2003).
- [11] P. R. Hemmer, D. P. Katz, J Donoghue, M. Cronin-Golomb, M. S. Shahriar, and P. Kumar, "Efficient low-intensity optical phase conjugation based on coherent population trapping in sodium," *Opt. Lett.* **20**(9), 982-984 (1995).
- [12] K. Johnson, C. Mao, G. Moddel, M. Handschy, and K. Arnett, "High-speed, low-power optical phase conjugation using a hybrid amorphous silicon/ferroelectric-liquid-crystal device," *Opt. Lett.* **15**(20), 1114-1116 (1990).
- [13] Z. Zhai, Y. Dou, J. Xu and G. Zhang, "Nondegenerate phase-conjugate wave via stored atomic coherence based on electromagnetically induced transparency in solids", *Phys. Rev. A* **83**, 043825 (2011).
- [14] C. R. Giuliano, "Applications of optical phase conjugation," *Phys. Today* **34**, 27-35 (1981).

- [15] C. A. Schäfer, O. Matoba, and N. Kaya, "Tracking system by phase conjugation for laser energy transmission," Proc. SPIE 6454, High Energy/Average Power Lasers and Intense Beam Applications, 64540A (2007).
- [16] Y. I. Kruzhilin, "Self-adjusting laser-target system for laser fusion," Sov. J. Quantum Electron, **8** (3), 359–363 (1978).
- [17] A. Brignon and J.-P. Huignard, Phase Conjugate Laser Optics (Wiley-Interscience, New Jersey, 2003), p. 369.
- [18] J. Lu, M. Prabhu, J. Song, C. Li, J. Xu, K. Ueda, A. A. Kaminskii, H. Yagi, T. Yanagitani, "Optical properties and highly efficient laser oscillation of Nd:YAG ceramics," Applied Physics B: Lasers and Optics, **71**(4), 469-473 (2000).
- [19] 柳谷高公, 八木秀喜, "セラミックレーザー材料の現状と将来," レーザー研究 **36**(9), 544-548, (2008).
- [20] O. Svelto, "Principles of Lasers," Springer, p.227 (1998).
- [21] S. Lee, J. W. Alexander, and M. Jeganathan, "Pointing and tracking subsystem design for optical communications link between the International Space Station and ground," Proc. SPIE 3932, 150–157 (2000).
- [22] T. L. Tidwell, J. T. Gregory, C. H. Chalfant III, F. J. Orlando, and M. Leftwich, "Rapid acquisition, pointing and tracking optical system for free space optical communications," US Patent 8,160,452 B1, (Apr. 17, 2012).
- [23] C. L. Hayes, "High energy laser pointing and tracking system utilizing beam angle/focus dither method of operation," US patent 4,063,819, (Dec. 20, 1977).
- [24] N. Kawashima, K. Takeda, and K. Yabe, "Application of the laser energy transmission technology to drive a small airplane," Chin. Opt. Lett. **5**, S109-S110 (2007)
- [25] A. Fratalocchi, G. Assanto, K. A. Brzdańkiewicz and M. A. Karpierz, "All-optical switching and beam steering in tunable waveguide arrays", Applied Physics Letters, **86**, pp.051112 (2005).
- [26] Y. Kurosaka , S. Iwahashi , Y. Liang , K. Sakai , E. Miyai , W. Kunishi , D. Ohnishi and S. Noda, "On-chip beam steering photonic-crystal lasers", Nature photonics, **4**, pp.447 (2010).
- [27] S. Davis, S. Rommel, S. Johnson, G. Farca, N. Rebolledo, S. Selwyn and M. Anderson "Electro-optic steering of a laser beam," SPIE Newsroom, (2011).
- [28] R. A. Meyer, "Optical Beam Steering Using a Multichannel Lithium Tantalate Crystal," Appl. Opt. **11**(3), 613–616 (1972).
- [29] M. Jarrahi, R. F. W. Pease, D. A. B. Miller, and T. H. Lee, "Optical switching based on high-speed phased array optical beam steering," Appl. Phys. Lett. **92**(1), 014106 (2008).

- [30] A. C. Lehman, D. F. Siriani, and K. D. Choquette, "Two-dimensional electronic beam-steering with implantdefined coherent VCSEL arrays," *Electron. Lett.* **43**(22), 1202–1203 (2007).
- [31] D. F. Siriani and K. D. Choquette, "Electronically Controlled Two-Dimensional Steering of In-Phase Coherently Coupled Vertical-Cavity Laser Arrays," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **23**(3), 167–169 (2011).
- [32] T. Chiba, "Spot Dancing of the Laser Beam Propagated Through the Turbulent Atmosphere," *Appl. Opt.* **10**(11), 2456–2461 (1971).
- [33] 家 正則 "8 m すばる望遠鏡から次世代 30 m 望遠鏡 TMT へ 補償光学の原理と進展" *応用物理* **83**(12), pp. 976-985 (2014).
- [34] R. A. Fisher, *Optical Phase Conjugation*, p5. (Academic Press, New York, 1983).
- [35] 霜田 光一, "レーザー物理入門," 岩波書店 (1983).
- [36] J. Diels, I. McMichael, H. Vanherzeele, "Degenerate four-wave mixing of picosecond pulses in the saturable amplification of a dye laser," in *Quantum Electronics*, *IEEE Journal of*, **20**(6), pp.630-636, (1984).
- [37] K. Syed, G. Crofts, and M. Damzen, "Transient analysis of four-grating copolarized four-wave mixing in saturable gain media with finite probe," *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 1892-1904 (1996).
- [38] 左貝潤一, "位相共役光学", *エレクトロニクス先端科学技術シリーズ B3*, 朝倉書店. P16 (1990) .
- [39] 左貝潤一, "位相共役光学", *エレクトロニクス先端科学技術シリーズ B3*, 朝倉書店. P85 (1990) .
- [40] O. Wittler, D. Udaiyan, G. J. Crofts, K. S. Syed, and M. J. Damzen, "Characterization of a distortion-corrected Nd: YAG laser with a self-conjugating loop geometry," *IEEE J. Quantum Electron.* **35**(4), 656–664 (1999).
- [41] G. Crofts, R. Green, and M. Damzen, "Investigation of multipass geometries for efficient degenerate four-wave mixing in Nd:YAG," *Opt. Lett.* **17**, 920-922 (1992).
- [42] A. Brignon, J.-P. Huignard, "Energy efficiency of phase conjugation by saturable-gain degenerate four-wave mixing in Nd:YAG amplifiers," *Optics Communications*, **119**, 171-177 (1995).
- [43] A. Tomita, "Phase conjugation using gain saturation of a Nd: YAG laser," *Appl. Phys. Lett.* **34**, 463–464 (1979).
- [44] P. A. Routledge, and T. A. King, "Phase conjugation in the gain saturation of a flashlamp pumped dye laser," *Optics Communications*, **62**(5), 357-359 (1987).
- [45] A. Minassian, G. Crofts, and M. Damzen, "Self-starting Ti:sapphire holographic laser oscillator," *Opt. Lett.* **22**, 697-699 (1997).

- [46] M. Damzen, R. Green, and K. Syed, "Self-adaptive solid-state laser oscillator formed by dynamic gain-grating holograms," *Opt. Lett.* **20**, 1704-1706 (1995).
- [47] D. Udaiyan, R. Green, D. Kim, and M. Damzen, "Double-pumped phase conjugation in inverted Nd:YAG," *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 1766-1771 (1996).
- [48] P. S. Lebow and J. R. Ackerman, "Phase conjugation through Brillouin-enhanced four-wave mixing over an extended atmospheric path," *Opt. Lett.* **14**, 236-238 (1989).
- [49] H. Bruesselbach, D. Cris Jones, David A. Rockwell, R. C. Lind, and George Vogel, "Real-time atmospheric compensation by stimulated Brillouin-scattering phase conjugation," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1434-1447 (1995).
- [50] V. Kmetik and M. Niino, "Influence of the atmospheric effects on the lightwave energy transmission link performance," ISTS 2002-f-05.
- [51] V. Markov, A. Khizhnyak, B. Zel'dovich, T. Martinez, Shiang Liu, "Tracking system with PCM-laser for space control applications," *Proc. SPIE 5087, Laser Systems Technology*, (21 August 2003).
- [52] V. Markov, A. Khiznyak, D. Woll, S. Liu, "Field-Testing of an Active Laser Tracking System," *The Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference*, held in Wailea, Maui, Hawaii, September 10-14, 2006, Ed.: S. Ryan, The Maui Economic Development Board, p.E37) .
- [53] O. Svelto, "Principles of Lasers," Springer, p.227 (1998).
- [54] W. Koechner, M. Bass, "Solid-State Lasers: A Graduate Text," Springer-Verlag New York, p246 (2003).
- [55] W. Koechner, "Solid-state laser engineering, " Springer-Verlag New York, p 61 (2006).
- [56] C. Hönninger, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, L. R. Brovelli, and C. Harder, "Efficient and tunable diode-pumped femtosecond Yb:glass lasers," *Opt. Lett.* **23**, 126-128 (1998).
- [57] W. Koechner, "Solid-state laser engineering, " Springer-Verlag New York, p 62 (2006).
- [58] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE journal of quantum electronics*, **33** (7), (1997) .
- [59] R. Paschotta, J. Nilsson, P. R. Barber, J. E. Caplen, A. C. Tropper and D. C. Hanna, "Lifetime quenching in Yb doped fibers", *Opt. Commun.* **136**, 375 (1997).
- [60] C. Tang, C. L. Yang, J. Chen, "Design of diode-pumped 10-kW high-power Nd: YAG disc laser," *Proc. SPIE 5120, XIV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers*, 509 (2003).
- [61] M. Eichhorn, "Laser Physics: From Principles to Practical Work in the Lab," Springer, p139 (2014).
- [62] D. Sakaizawa, Y. Chisiki, Y. Satoh, T. Hanada, S. Yamakawa, T. Ogawa, S. Wada, S.

- Ishii, K. Mizutani, and M. Yasui, "3-Year-Program of 10W-Class Space-Borne Q-sw Laser Technology: Development of Entry Model for Earth Observation," Proc. International Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS), Ajaccio, Corsica, France, October 9 (2012).
- [63] Inter-Agency Space Debris Coordination Committee, "Sensor systems to detect impacts on spacecraft," IADC-08-03, v2.1, April 2013) .
- [64] National Research Council, "Orbital Debris," National Academy Press, (1995).
- [65] D. J. Kessler and B. G. Cour-Palais, "Collision Frequency of Artificial Satellites: The Creation of a Debris Belt". *Journal of Geophysical Research* **83**, pp 2637 (1978).
- [66] Y. Ishige, S. Kawamoto, S. Kibe, "Study on electrodynamic tether system for space debris removal," *Acta Astronaut.* **55**, pp917 (2004).
- [67] T. Ebisuzaki, M. N. Quinn, S. Wada, L. W. Piotrowski, Y. Takizawa, M. Casolino, M. E. Bertaina, P. Gorodetzky, E. Parizot, T. Tajima, R. Soulard, G. Mourou, "Demonstration designs for the remediation of space debris from the International Space Station," *Acta Astronautica*, **112**, pp102-113 (2015).
- [68] S. H. Choi and R. S. Pappa, "Assessment Study of Small Space Debris Removal by Laser Satellites," *Recent Patents on Space Technology*, **2** (2), September, pp. 116-122(7) (2012).
- [69] C. Phipps, M. Birkan, W. Bohn, H.-A. Eckel, H. Horisawa, T. Lippert, M. Michaelis, Y. Rezunkov, A. Sasoh, W. Schall, S. Scharring, and J. Sinko. "Review: Laser-Ablation Propulsion", *Journal of Propulsion and Power*, **26** (4), pp. 609-637(2010).
- [70] C. R. Phipps, J. P. Reilly, "ORION: clearing near-Earth space debris in two years using a 30-kW repetitively-pulsed laser," Proc. SPIE 3092, XI International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference, 728 (April 4, 1997).
- [71] S. Uchida, O. G. Kotyaev, H. Yoshida, and H. Sawada, "Characterization of Brillouin-enhanced four-wave mixing for an application to space debris removal," Proc. SPIE 3760, 68–75 (1999).
- [72] S. Uchida, "パルスレーザーアブレーションによる宇宙デブリ除去," *日本宇宙フォーラム* 2000/10/27.
- [73] H. J. Eichler, A. Haase, R. Menzel and A. Siemoneit, "Thermal lensing and depolarization in a highly pumped Nd:YAG laser amplifier", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26**, 1884 (1993).
- [74] Morio Toyoshima, "Trends in satellite communications and the role of optical free-space communications [Invited]," *J. Opt. Netw.* **4**, 300-311 (2005)
- [75] M. Reyes, S. Chueca , A. Alonso , T. Viera , Z. Sodnik, "Analysis of the preliminary

- optical links between ARTEMIS and the Optical Ground Station,” Proc. SPIE 4821, Free-Space Laser Communication and Laser Imaging II, (2002)
- [76] M. Toyoshima, Y. Takayama, T. Takahashi, K. Suzuki, S. Kimura, K. Takizawa, T. Kuri, W. Klaus, M. Toyoda, H. Kunimori, T. Jono, K. Arai, "Ground-to-satellite laser communication experiments," in *Aerospace and Electronic Systems Magazine*, IEEE, **23**(8), pp.10-18, (2008)
- [77] A. Dudelzak, A. Koujelev, "Nonlinear optics for free-space laser communications," SPIE Newsroom, 10.1117/2.1200702.0545 (2005)
- [78] A. Koujelev, A. Dudelzak, "Double phase conjugation in a liquid crystal at 1.5 μm for optical beam tracking," *Opt. Eng.* **46**(2), 024001 (2007)
- [79] T. Day, E. K. Gustafson, R. L. Byer, "Sub-hertz relative frequency stabilization of two-diode laser-pumped Nd:YAG lasers locked to a Fabry-Perot interferometer," in *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **28** (4), pp.1106-1117 (1992).
- [80] N. Uehara and K. Ueda, "193-mHz beat linewidth of frequency-stabilized laser-diode-pumped Nd:YAG ring lasers," *Opt. Lett.* **18**, 505-507 (1993)
- [81] A. Brignon, J.-P. Huignard, Energy efficiency of phase conjugation by saturable-gain degenerate four-wave mixing in Nd:YAG amplifiers, *Optics Communications*, **119**, Issues 1–2, pp.171-177 (1995).
- [82] Y. A. Zakharenkov, T. O. Clatterbuck, V. V. Shkunov, A. A. Betin, D. M. Filgas, E. P. Ostby, F. P. Strohkendl, D. A. Rockwell, R. S. Baltimore, "2-kW Average Power CW Phase-Conjugate Solid-State Laser," in *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **13**(3), 473-479 (2007)
- [83] K. Nawata, M. Okida, K. Furuki, and T. Omatsu, "MW ps pulse generation at sub-MHz repetition rates from a phase conjugate Nd:YVO4 bounce amplifier," *Opt. Express* **15**, 9123-9128 (2007)
- [84] E. Jakeman and K. D. Ridley, "Incomplete phase conjugation through a random-phase screen. I. Theory," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 2279-2287 (1996).
- [85] D. C. Jones and K. D. Ridley, "Experimental investigation by stimulated Brillouin scattering of incomplete phase conjugation," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2657-2663 (1997).
- [86] K. D. Ridley and E. Jakeman, "Incomplete phase conjugation through a random phase screen. II. Numerical simulations," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 2393-2402 (1996)
- [87] T. Chiba, "Spot dancing of the laser beam propagated through the turbulent atmosphere," *Appl. Opt.* **10**, 2456–2461 (1971).
- [88] 杉井正克, 斉藤英明, "マルチディザー方式補償光学系の制御速度の改善と動的な位相ゆらぎの実時間補償," *レーザー研究* **22**(1), 28-38, (1994).

- [89] H. Weichel, "Laser Beam Propagation in the Atmosphere," Tutorial texts in optical engineering; v. TT3, SPIE optical engineering press, (1990).
- [90] V. Markov; A. Khizhnyak; B. Zel'dovich; T. Martinez; Shiang Liu, "Tracking system with PCM-laser for space control applications," Proc. SPIE 5087, Laser Systems Technology, (2003).
- [91] O. Svelto, "Principles of Lasers," Springer, p.227 (1998).
- [92] R. J. Collier, C. B. Burckhardt, L. H. Lin, "Optical holography," Academic, New York (1971).
- [93] V. B. Markov, A. I. Khizhnyak, E. Scott, Boris Ya. Zel'dovich; Ty Martinez; Shiang Liu "System concept and some characteristics of the coupled-cavity laser system for active target tracking," Proc. SPIE 4825, High-Resolution Wavefront Control: Methods, Devices, and Applications IV, **89** (2002).
- [94] A. Khizhnyak, V. Markov, D. Woll, and O. Kulagin, "Single Frequency Q-Switched Laser with Seeded Wavelength of Oscillation," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2006), paper JThC39.
- [95] R. Miura, M. Inoue, Y. Owada, K. Takizawa, F. Ono, M. Suzuki, H. Tsuji, K. Hamaguchi, "Disaster-resilient wireless mesh network - Experimental test-bed and demonstration," 16th International Symposium on Wireless Personal Multimedia Communications (WPMC), New Jersey, USA, 24-27 June 2013.
- [96] X. Zhu, Z. Guo, Z. Hou, "Solar-powered airplanes: A historical perspective and future challenges," Progress in Aerospace Sciences, **71**, 36-53 (2014).

研究業績

● 学術論文【査読有】

1. Kotomi Kawakami, Hideki Okamura, and Kimiya Komurasaki “Simultaneous optical tracking of multiple targets in a field of view greater than 20°,” *Optics Express* Vol. 23, Iss. 8, pp. 9777–9783 (2015).
2. Kotomi Kawakami, Hideki Okamura, and Kimiya Komurasaki “Optical phase conjugation by four-wave mixing in Nd:YAG laser oscillator for optical energy transfer to a remote target,” *Journal of Applied Physics* Vol.117, Issue 8, pp 083106 (2015).
3. Kotomi Kawakami, Shigeaki Uchida, and Hideki Okamura, "Real-time compensation of phase distortions by digital phase conjugation using CCD and liquid crystal panel," *Applied Optics* Vol. 53, Issue 17, pp. 3663-3667 (2014).
4. Kotomi Kawakami, shigeaki uchida, and Hideki Okamura, "Evaluation of Tracking Ability of Phase Conjugate Mirror using CCD Array and Spatial Light Modulator for Optical Energy Transmission", *Applied Optics* Vol. 51, pp.1572-1580 (2012).
5. 川上言美, 岡村秀樹, 内田成明, 小紫公也 “微小宇宙デブリ除去技術のための飽和利得による位相共役光発生”, レーザー研究 第43巻9号「パワーレーザーの宇宙航空応用」特集号, (2015).
6. 川上言美, 内田成明, 岡村秀樹, 小紫公也 「微小宇宙デブリ除去のための飽和利得四光波混合の基礎研究」 *プラズマ応用科学*, Vol.22 No.1, (2014).
7. Hideki Okamura, Kotomi Kawakami, and Atsushi Mitani, "Optimization of Photothermal Oscillators Based on Thermal Diffusion Analysis", *International Journal of Optomechatronics, Taylor & Francis*. Vol. 5, pp 1-14 (2011).

● 国際会議論文

1. Kotomi Kawakami, Shigeaki Uchida, Hideki Okamura, Kimiya Komurasaki, “Optical phase conjugation for removing small space debris,” *Transactions of JSASS, Aerospace Technology Japan*, ISTS 2015-r-40. 【査読中】
2. Kotomi Kawakami, Shigeaki Uchida, Hideki Okamura, and Kimiya Komurasaki “Phase Conjugate Light Generation for Space Debris Removal,” *Proceedings of 2014 International High Power Laser Ablation and Beamed Energy Propulsion (HPLA/BEP) Symposium*, CD-ROM. 【査読有】
3. Kotomi Kawakami, Hideki Okamura, and Atsushi Mitani, "Thermal diffusion simulations for photothermal oscillators", *Proceedings of International Symposium on Optomechatronic Technologies, IEEE*, pp.1-6 (2010). 【査読有】

● 商業誌における解説

1. 川上言美, 小紫公也「レーザー光エネルギー伝送」月刊『エネルギーレビュー』2015年8月号特集「無線伝送」, 7月20日発行.

● 国際会議における発表

1. Kotomi Kawakami, Shigeaki Uchida, Hideki Okamura, and Kimiya Komurasaki “Optical phase conjugation for small space debris removal,” 30th International Symposium on Space Technology and Science (ISTS), Kobe-Hyogo, Japan, 8 July, 2015. 【口頭】
2. ○Kotomi Kawakami, Shigeaki Uchida, Hideki Okamura, and Kimiya Komurasaki “Phase Conjugate Light Generation for Space Debris Removal,” 2014 International High Power Laser Ablation and Beamed Energy Propulsion (HPLA/BEP) Symposium, BE07-02, Santa Fe, NM, 23 April 2014. 【口頭】
3. ○Kotomi Kawakami, Shigeaki Uchida, and Hideki Okamura, “Generation of Phase Conjugate Light Using CCD Array and Liquid Crystal Panel,” JSAP-OSA Symposia, 13a-G2-8, Ehime, Japan, September 2012. 【口頭】
4. ○Kotomi Kawakami, Hideki Okamura, and Atsushi Mitani, “Thermal Diffusion Simulations for Photothermal Oscillators,” International Symposium on Optomechatronic Technologies, A-3, Toronto, Canada, 27 October, 2010. 【口頭】

● 国内学会における発表

1. ○川上言美, 小紫公也「位相共役光を用いた無線光エネルギー伝送」第34回宇宙エネルギーシンポジウムプログラム, 11, JAXA 宇宙科学研究所, 2015年3月6日. 【口頭】
2. ○川上言美, 岡村秀樹, 内田成明, 小紫公也「無線光エネルギー伝送を目的とした Nd:YAG レーザー共振器中での位相共役光発生」レーザー学会学術講演会第35回年次大会, A311pIII6, 東京都港区, 2015年1月11日. 【口頭】
3. ○川上言美, 内田成明, 岡村秀樹, 小紫公也「高出力位相共役光を用いた宇宙デブリ除去技術の基礎研究」第57回宇宙科学技術連合講演会, 2E10, 鳥取県米子市, 2013年10月10日. 【口頭】
4. ○川上言美, 内田成明, 岡村秀樹, 肖 鋒「宇宙デブリ除去のための飽和利得を用いた位相共役光発生」レーザー学会学術講演会第33回年次大会, A228pVI05 兵庫県姫路市, 2013年1月28日. 【口頭】
5. ○川上言美, 内田成明, 岡村秀樹「CCD と SLM を用いたデジタル方式位相共役光発生」, 第58回応用物理学関係連合講演会, 25p-KT-7, 神奈川, 2011年3月. 【口頭】

6. 岡村秀樹, 会田 森, 川上言美, 三谷篤史「光熱振動子の最適化とエネルギー変換効率の評価」, 第71回応用物理学会学術講演会, 14a-ZC-26, 長崎, 2010年9月. 【口頭・ポスター発表】