

Title	核融合用ハイパワーレーザーにおける光波制御と照射 均一性向上に関する研究	
Author(s)	中野, 人志	
Citation	大阪大学, 1993, 博士論文	
Version Type	VoR	
URL	https://doi.org/10.11501/3065936	
rights		
Note		

# Osaka University Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

Osaka University



核融合用ハイパワーレーザーにおける 光波制御と照射均一性向上に関する研究

1993年1月

中野人志

# 核融合用ハイパワーレーザーにおける 光波制御と照射均一性向上に関する研究

0

1993 年 1 月

中野人志

# 内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻博士前期およ び後期課程において行った、核融合用ハイパワーレーザーにおける光波制御と照射均 一性向上に関する研究成果をまとめたものである。

直接照射型レーザー核融合において、高密度圧縮を実現するには高い爆縮効率と爆 縮の対称性が必要となる。レーザードライバーに要求されることは、自己点火条件を 満足することのできるレーザーエネルギーの発生と優れた均一照射技術である。レー ザー照射強度の不均一性は、一様なプラズマ噴出面の形成を妨げ、爆縮過程において 流体力学的不安定性を引き起こす。ペレット表面におけるレーザー集光強度が不均一 となる原因は、長距離伝播による回折効果、光学素子の波面収差、増幅過程での非線 形収差などの影響が近視野領域の位相分布を大きく乱すことにある。また、位相分布 を補正するためのビーム分割照射においては、干渉によるスペックル構造が集光強度 分布中に現れる。これらの問題は、主にレーザー光の高いコヒーレンス特性に起因す る。従って、均一強度分布を得るには、伝播ビームのコヒーレンスを低下させてスペ ックル構造を時間空間的に平滑化する方法が有用となる。

著者は、核融合用大出力ガラスレーザーシステムにおいて、照射均一性を向上する ために、部分コヒーレント光の発生、増幅、伝播、集光諸特性の研究を行った。先ず、 部分コヒーレント光の発生技術を確立し、レーザーシステムの光源として有効である ことを明らかにした。次いで、部分コヒーレント光の高出力化において、エネルギー 利得が入力スペクトルと関係していることを実験的に明らかにし、高効率増幅が可能 な条件を示した。さらに、集光強度分布の平滑化特性と時間空間コヒーレンスとの関 係を統計モデルを用いて評価し、その妥当性を実験的に検証するとともに、部分コヒ ーレント光の均一照射への有効性を実証した。

本論文は8章より構成されている。

第1章は緒論であり、ペレット爆縮の一様性の観点からレーザー照射均一性向上の 必要性を述べ、本論文で扱うレーザー光のコヒーレンス制御に関する研究の重要性を 示す。

第2章では、レーザーエネルギーと爆縮プラズマとの結合効率向上のために提案し たレーザー波面の動的制御について述べ、大出力レーザーシステムへの導入の可能性 を検討する。

第3章では、レーザー照射均一性を向上するための基本概念および種々の改善手法 の詳細について述べ、均一照射を達成するには部分コヒーレント光が最も有効である ことを示す。

第4章は、部分コヒーレント光の発生技術について記述する。著者は、ガラスレー

ザー媒質で発生する自然放出増幅光および光ファイバー中の位相変調と空間モード変 換を用いる手法において、安定で実用性のある部分コヒーレント光源を開発した。各 光源の制御性とコヒーレンス特性について詳細に議論する。

第5章では、部分コヒーレント光の増幅伝播諸特性について述べる。エネルギー利 得減少とスペクトル狭帯域化に着目して増幅特性を調べ、高出力増幅が可能な条件を 明らかにすることにより、レーザー光と同レベルの高出力部分コヒーレント光の発生 が実現されることを示す。また、コヒーレンスゾーンモデルを用いた部分コヒーレン ト光の伝播特性の解析結果から、レーザー光に比べて回折リング構造のない高品質な ビーム伝播が行えることを示す。

第6章では、部分コヒーレント光の高調波変換諸特性について述べる。変換特性の コヒーレンス依存性の計測結果から、高効率変換が可能な条件を考察する。

第7章は、本研究の最重要項目である集光照射特性について記述する。集光強度の 平滑化特性が空間時間コヒーレンスと密接な関係を持つことを実験的に明らかにする。 また、スペックルの統計モデルが平滑化特性の評価に有効であることを示す。 第8章は結論であり、得られた研究成果をまとめ、本論文を総括している。

核融合用ハイパワーレーザーにおける 光波制御と照射均一性向上に関する研究

# 目 次

第1章 緒論
第2章 レーザー波面の動的制御
2-1 はじめに
2-2 動的波面制御の原理
2-3 電気光学結晶 KD*P を用いた基礎実験
2-3-1 変調器の構成
2-3-2 電界分布の計算方法
2-3-3 空間位相分布の計測
2-4 激光XII号レーザーシステム導入のための検討
2-4-1 電気光学結晶の選択
2-4-2 変調方式と波面制御量
2-4-3 高速応答性の評価
2-4-4 電界分布形状とシステム導入の検討
2-5 ±20
第3章 レーザー照射均一性の向上
3-1 はじめに
3-2 レーザー昭射均一性の評価
3-3 照射均一性向上の基本概念
3-3-1 照射ビーム数と集光条件
3-3-2 ビーム分割昭射法
3-3-3 集光強度包絡線の制御
3-4 ランダム位相板による昭射均一性の向上
3-4-1 ランダム位相板
3-4-2 读相野俊
3-4-3 激光XII号における照射均一性の評価

 6
6
 7
 8
 8
 9
 13
 14
 15
 17
 18
 19
 20
 22
 22
 22
 24
 24
 25
 26
 28
 29
 29
 31

3-5 部分コ	レーレント光による照射均一性の向上	32
3 - 5 - 1	空間時間コヒーレンスと準単色光	32
3 - 5 - 2	Van Cittert - Zernike の理論とコヒーレンス領域	37
3 - 5 - 3	干渉縞の平滑化	39
3 - 5 - 4	スペックルの統計モデルと照射均一性の限界値	40
3 - 5 - 5	スペックルパターンの時間的変化	44
3-5-6	波長角度分散	45
3-6 まとめ	)	47
第4章 部分	トコヒーレント光の発生	50
1-1 HIX		50
4-1 泡 U	11号ガラスレーザーシステムとビーム伝播	51
4-2 00,000	7出増幅光を用いた部分コヒーレント光の発生	52
4-3-1	自然放出增幅光	53
4-3-2	A SF 登 年 哭 の 構 成	54
4-3-3	ASF 発生器の空間コヒーレンス	5
4-4 ASF 前		60
4-4-1	空間フィルターによる像転送	5
4-4-2	ASEの予備増幅とビーム伝播	62
4-4-3	波長角度分散と波長変換結晶の波長依存性	63
4-4-4	回折格子対によるスペクトル制御	64
4 - 4 - 5	スペクトル形状とビーム発散角	60
4-4-6	回折格子による入射光の空間的時間遅れ	68
4 - 4 - 7	ASE 光のパルス整形	69
4 - 4 - 8	ASE 光の像回転	70
4-4-9	ASE 光の近視野像	72
4 - 4 - 10	ASE 光のエルゴード性	7
4-5 光ファ	イバーを用いた部分コヒーレント光の発生	74
4-5-1	自己位相変調	74
4 - 5 - 2	周波数チャープパルスの計測	70
4 - 5 - 3	多モード光ファイバーによるモード変換	79
4 - 5 - 4	フロントエンド部の構成	80
4-5-5	コヒーレンスの計測	8
4-5-6	读視野像	8
4-5-7	エルゴード性の評価	8
4-5-8	光ファイバーの分岐/合成による平滑化特性の向上	8
4-6 まとめ		8

第5章 部分コヒーレント光の増幅伝播	91
5-1 はじめに	91
5-2 部分コヒーレント光の増幅特性	91
5-2-1 2準位系増幅モデル	92
5-2-2 激光XII号による増幅特性	96
5-2-3 ビーム増幅時の自己集束効果	98
5-2-4 ビーム自己集束の影響	99
5-2-5 高出力下のスペクトル広がり	106
5-3 部分コヒーレント光の伝播特性	108
5-3-1 相互強度の伝播	108
5-3-2 コヒーレンスゾーンモデル	109
5-3-3 高出力下の近視野像	113
5-4 まとめ	115
第6章 部分コヒーレント光の高調波変換	117
6-1 はじめに	117
6-2 部分コヒーレント状態と位相整合	117
6-2-1 ビーム発散角による位相不整合	117
6-2-2 スペクトル広がりによる位相不整合	118
6-3 2倍高調波変換特性の計測	119
6-3-1 入力強度依存性	119
6-3-2 スペクトル幅依存性	120
6-3-3 波長角度分散光の2倍高調波変換特性	121
6-4 高効率波長変換のための考察	124
6-5 ± 2 b	127
第7章 部分コヒーレント光の集光照射特性	129
7-1 はじめに	129
7-2 部分コヒーレント光によるスペックルの時間的平滑化	129
7-2-1 ASE 光の時間的特性	130
7-2-2 波長角度分散 ASE 光の時間的特性	132
7-2-3 ASE 光の時間分解スペクトル	134
7-2-4 光ファイバーによる部分コヒーレント光の時間的特性	141
7-2-5 高出力下における時間的特性	144
7-3 部分コヒーレント光の照射均一性	146
7-3-1 波長角度分散の有無	146

ü

iii

7-3-2 空間コヒーレンスの依存性	147
7-3-3 ターゲット上の照射均一性とコヒーレンスの関係	150
7-3-4 照射均一性の集光条件依存性	153
7-3-5 ASE 光源と光ファイバー光源の比較	154
7-3-6 照射均一性の現状	156
7-4 まとめ	158
第8章 結論	160
謝辞	163
業績目録	164

iv

第1章 緒論

慣性核融合は、重水素、三重水素を燃料として含む微小ペレットにレーザービーム あるいは粒子ビームを照射し、ペレット表面から噴出するプラズマの反作用で内部の 燃料を圧縮・点火して核融合反応を起こさせる方式である。固体密度の約1000倍にの ほる高密度圧縮と1億度以上の中心部温度を達成すると、ナノ秒以下の短時間に照射 エネルギーの100倍以上の核融合エネルギーが発生する[1-3]。直接照射型のレーザ ー核融合において、このような超高密度圧縮を実現するには、ペレット表面で均一な プラズマ噴出面を形成できるか否かが重要な検討課題となる。照射レーザー強度の不 均一やターゲット形状の非対称性は、爆縮過程において流体力学的不安定性を引き起 こす。レーザードライバーに要求されることは、自己点火条件を満足することのでき るレーザーエネルギーの発生、ペレットとの結合効率向上技術、および優れた均一照 射技術である。

今、重水素(D)と三重水素(T)による核融合反応を考える。自己点火条件を満足 する爆縮プラズマの状態は、イオン温度 T;=5keV、密度半径積 pR=0.3g/cm<sup>2</sup> である [2]。核融合点火に必要なレーザーエネルギーEignは、次式により与えられる。

$$\eta \cdot E_{ign} = \frac{4}{3} \pi \frac{(\rho R)^3}{\rho^2} E_h$$

ここに、ηはレーザーエネルギーから爆縮プラズマへの結合効率、E,は核融合反応が 充分生起する温度(5keV)のプラズマが有する単位質量あたりの熱エネルギー、pは 圧縮密度である。燃料が全く圧縮されない場合は、膨大なレーザーエネルギーが必要 とされるが、爆縮により燃料を1000倍程度に圧縮することにより、技術的に実現可能 なレーザーエネルギーで自己点火が可能となる。レーザーエネルギーは、ペレット表 面の吸収層から噴出層まで電子熱伝導によって運ばれる。照射レーザーが不均一な強 度分布をもつと非一様な噴出層が形成され、流体力学不安定性のためにペレットは非 対称に圧縮される。爆縮コアの変形は、実効的な pR を減少させることになる。ターゲ ットの半径圧縮率をA(= $R_0/R, R_0$ は初期半径)、ターゲット変形の振幅を $\delta R$ とす ると(図1-1参照)実効的なpRは、

$$\rho R_{eff} = \rho R \left( 1 - A \cdot \frac{\delta R}{R_0} \right)$$

と示すことができる。噴出圧力(P)とレーザー照射強度(I)の関係は P∝I<sup>2/3</sup>であ

### (1 - 1)

#### (1 - 2)





る。また、噴出圧力の不均一性(δP/P)と爆縮コアの変形率(δR/R<sub>0</sub>)の関係を流体 力学的不安定性の成長を無視することにより等しいと仮定すると、次式のようにコア の変形率をレーザー照射不均一性(δI/I)で示し得ることができる。

$$\frac{\delta R}{R_0} \approx \frac{\delta P}{P} = \frac{2}{3} \frac{\delta I}{I}$$

(1 - 3)

この式を式(1-2)に代入し、レーザー照射不均一性を考慮した Eign を式(1-1)から求 めると、

$$\eta \cdot E_{ign} = \frac{4}{3} \pi \rho^{-2} \left( \frac{\rho R_{eff}}{1 - \frac{2}{3} \cdot A \cdot \delta I_{I}} \right)^{3} \cdot E_{h}$$
(1-4)

となる。 $\rho R = 0.3 \text{ g/cm}^2$ 、 $E_h = 0.58 \text{ GJ/g} (5 \text{ keV})$ 、 $\rho = 1000 \times 固体密度$ 、 $\eta = 0.05$ 、A = 0.0525 を式(1-4)に代入し、レーザー照射不均一性 δI/Iをパラメータにして計算した Eign の結果を図1-2に示す。核融合点火に必要なレーザーエネルギーは不均一性とともに 著しく増大する。この図からレーザーエネルギー100kJで点火するにはターゲットの 不均一性および爆縮過程での流体力学的不安定性の成長等を無視しても、照射不均一 性を3%未満に押えなければならないことがわかる。

ガラスレーザー光の強度および位相分布は、発振器段においては均一な特性を有す



Laser irradiation nonuniformity [%]

図1-2 核融合点火に必要なレーザーエネルギーとレーザー照射不均一性の関係。 レーザーエネルギー100 kJ で自己点火を達成するためには照射不均一性を3%未満に押えな ければならない。

るが、長距離伝播による回折効果、光学素子の波面収差、増幅媒質中での非線形収差、 波長変換過程の非線形性などの原因により、集光照射段階で不均一強度分布が形成さ れる。静的および動的な位相変化に対応できる光学素子や位相共役鏡を用いれば原理 的には上記問題を解決できるが、極端に高価であるか技術的に困難であるため未だに 利用されていない。照射不均一性を改善する手段として、大阪大学レーザー核融合研 究センターでは、ランダム位相板 (Random Phase Plate; RPP) の導入を行なった [4]。 RPP 照射法は、大口径ビームの位相面をランダムに小ビームに分割し、近視野領域で 発生した大きな位相と強度の不均一分布を補正して、遠視野領域で再び重ね合わせる 画期的な手法である。RPP を用いた爆縮実験において、燃料固体密度の 600 倍の圧縮 が達成された [5] 。しかしながら、この実験では圧縮比が大きくなるにつれて観測さ れる中性子発生数が1次元シミュレーションの予測値を大きく下まわり、圧縮燃料中 心でのホットコア生成が阻害されていることが示唆された。その主な原因は、RPP を 通過したレーザー光の遠視野領域で発生する、ビーム東同志のランダムな干渉による スペックル構造が除去できないことにある。微細なスペックル構造は、ペレットの初 期加速段階において燃料噴出面の不均一を介してターゲット表面の凹凸として"イン

プリント"され、流体力学的不安定性(Rayleigh-Taylor instability)の原因となる。この スペックル構造を平滑化、除去するにはレーザー光の可干渉性を低下させ部分コヒー レント状態とする必要がある[6]。部分コヒーレント光によるビーム平滑化の原理は、 短いコヒーレンス時間でビームパターンを急速に変化させ、干渉による強度不均一を 空間的に固定させないことである。パターンの平滑化に要する時間はプラズマの流体 力学的特性時間(数10ps程度以下)より短いことが要求される。また、部分コヒーレ ント光は干渉スペックルのみならず、回折による強度変調も低減することができ、核 融合用レーザーのような長距離伝播が必要とされるシステムに適していると言える。 既に提案された方式として、ISI (Induced Spatial Incoherence) [6]、OFO (Optical Fiber Oscillator) [7] 、 S S D (Beam Smoothing by Spectral Dispersion) [8] 、 Echelonfree ISI [9] などがある。核融合用レーザーシステムにおける部分コヒーレント光の集 光照射は、現実的な照射エネルギー(~100 kJ 級)で自己点火を実現するのに必要な 照射均一性を確保するための最重要概念である。

以上の観点から著者は、大出力レーザー光のコヒーレンス制御と照射均一性向上に 関する研究を行なった。

第2章は、レーザーエネルギーと爆縮プラズマとの結合効率向上のために提案した レーザー波面の動的制御について述べ、電気光学結晶を用いた動的波面制御の原理実 証とレーザーシステムへの導入の可能性を検討する。第3章では、照射均一性を向上 するための基本的概念、手法の詳細などについて記述し、部分コヒーレント光の照射 が優れた性質をもつことを示す。第4章は、部分コヒーレント光の発生技術について 述べる。ガラスレーザー媒質で発生する自然放出増幅光および光ファイバー中の位相 変調と空間モード変換を用いる手法の詳細を示し、各種制御性とコヒーレンス特性に ついて議論する。部分コヒーレント光の増幅伝播諸特性については第5章で明らかに する。エネルギー利得減少とスペクトル狭帯域化に着目して増幅特性を調査すること により、高出力増幅が可能な部分コヒーレント光の条件を示す。また、部分コヒーレ ント光の伝播特性をコヒーレンスゾーンモデルを用いて解析し、レーザー光に比べて 回折リング構造のない高品質なビーム伝播が行えることを示す。第6章では、部分コ ヒーレント光の高調波変換特性について述べる。変換特性のコヒーレンス依存性から 高効率変換が可能な条件を考察する。最重要項目である集光照射特性については第7 章で論じる。集光パターンの平滑化特性について、時間空間コヒーレンス、照射強度 の依存性などを統計モデルを用いて調べる。第8章は結論であり、以上7章までの成 果についてまとめる。

# 参考文献(第1章)

- [1] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman, Nature, 239 (1972) 139.
- [2] レーザー核融合点火、ブレークイーブン実験「金剛計画」報告書、
- 大阪大学レーザー核融合研究センター、平成2年10月.
- [3] 山中千代衛:電子情報通信学会誌、71 (1988) 697.
- [4] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett., 53 (1984) 1057.
- [5] S. Nakai et al., Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, ed. by H. Hora and G. H. Miley, Plenum Press New York, 19 (1990) 25.
- [6] R. H. Lehmberg and S. P. Obenschain, Optics Comm., 46 (1983) 27.
  - [7] D. Veron, H. Ayral, C. Gouedard, D. Husson, J. Lauriou, O. Martin, B. Meyer, M. Rostaing, and C. Sauteret, Optics Comm., 65 (1988) 42.
  - [8] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J. M. Soures, J. Appl. Phys., 66 (1989) 3456.
  - [9] R. H. Lehmberg and J. Goldhar, Fusion Technol., 11 (1987) 532.

第2章 レーザー波面の動的制御

2-1 はじめに

直接照射型のレーザー核融合において、レーザーシステムに要求されることは、主 に、優れた均一照射技術である。また、爆縮過程における流体力学的効率を低下させ ないために、レーザーエネルギーから爆縮プラズマへの結合効率はできるだけ高く保 たなければならない。これに関してもレーザー光の制御で可能となる。その代表的な ものとして、高調波変換によるレーザー光の短波長化によりプラズマ中での光吸収率 を向上することが考えられてきた。この章では、レーザー光と爆縮プラズマとの結合 効率をさらに向上するために提案したレーザー波面の動的制御について述べ、照射均 一性に関する議論は第3章以下に譲る。

レーザー光がターゲットに照射されると、爆縮によりターゲット径がほぼ音速で時 間的に収縮する。レーザー集光条件は、初期ターゲット径に対して設定するので、タ ーゲット収縮と同時に発生する周辺プラズマによるレーザー光の屈折などが起因し、 有効に照射することのできるレーザーエネルギーが損失する。これは、ターゲットの 実効吸収率低下を導くことになり、初期のターゲット径に対する集光条件は爆縮によ る収縮を考慮した条件に修正する必要がある。この問題は、レーザー波面を近視野領 域で動的に球面波に制御し、時間的に集光条件を変化させることで解決できると考え られる。図2-1にその原理図を示す。初期ターゲット半径を500µmとし、収縮後300 μm までレーザーを追従させるには、激光XII号の照射光学系において 0.13% の焦点移



Example : d/R=-6.3(tangential) 2Ro=1000µm 2R, ≑ 600µm

 $\Delta f = f_f = 1.3 mm$  $\Delta f/(fo-f_f) = 0.13\%$ 





図2-2 3次元光線追跡を含んだ爆縮過程のシミュレーション結果。 入射レーザー光は4ωテーラードパルス、流線図は上図が通常の集光条件、下図が動的集光を示す。 吸収率、圧縮密度、中性子発生数の改善が示されている。

動が必要である。この動的波面制御を行なった場合の3次元光線追跡を含む爆縮過程 のシミュレーション結果を図2-2に示す。入射レーザー光はガラスレーザーの4倍高 調波テーラードパルスで流線図は上図が通常の集光条件、下図が動的に集光条件が変 化する場合を示す。結果的には、光吸収率、圧縮密度に関しては約2倍、中性子発生 数においては約17倍の向上が観られる。

動的波面制御を実現するには、爆縮速度に相当する時間で位相変調が生じる素子が 必要である。受動的手法として自己位相変調[1]などを利用することが考えられるが、 大型レーザーシステムでは、電気光学結晶等を用いた能動的な位相変調が大型化、制 御性の面で非常に有利となる。電気光学結晶を用いてレーザー波面の動的制御が行な えることを原理実証し、さらに激光XII号システム導入に関する諸問題を検討する。

2-2 動的波面制御の原理

電気光学結晶に外部から均一な電界を加えると、内部の屈折率が変化する[2]。こ れは、結晶の方位、供給電界の方向、入射光の偏光方向に依存し、強度および振幅変

7

atic	Dynamic		
5	$\rightarrow$	61	(%)
37	$\longrightarrow$	186	(g/cm <sup>3</sup> )
15	$\rightarrow$	0.3	(g/cm <sup>2</sup> )
1013	$\rightarrow$	7×1	014

調光を容易に得ることができる。レンズとして動作させるには屈折率の空間分布を与 える必要がある。結晶形状を適当に整形し均一電界を与える方法や、均一結晶にレン ズ効果を与える不均一電界を供給する方法により、屈折率分布を形成することが可能 である。電界供給パルサーの立ち上がり時間に追従しながら屈折率分布が時間的に変 化することになり動的波面制御が達成できる。

2-3 電気光学結晶 KD\*P を用いた基礎実験

動的波面制御の原理実証を行なうため電気光学結晶 KD\*P を用いて空間位相分布の 計測を行なった。

2-3-1 変調器の構成

図 2-3 に変調器の構成を示す。13<sup>0</sup>×17 mmの平行平面円柱状の Z カット KD\*P 単 結晶を用い、縦型位相変調方式を採用した。アバランシェトランジスタで構成される 高電圧パルサー(3400 V,立ち上がり時間 5 ns)を電界供給用として使用した。電圧波 は、マイクロストリップラインを経てリング電極に到達する。電極幅は 1.8 mm である。 変調容器内部は屈折率整合液(シリコンオイル)で満たされている。結晶内部の電界 分布は結晶長さ、リング電極の位置、幅によって大きく左右される。そのため次項で 述べる電界計算を行ない、電界分布の形状を決定した。計算結果を図2-4に示す。電





リング電極幅1.8mmにおいて電界分布の不均一性が46%になった。

極幅 1.8 mm の条件で結晶端部と中央部で 46% の不均一性が得られた。KD\*P を用いた 縦型位相変調時での光学的位相差 Γは、常光線屈折率をno、電気光学定数をr<sub>63</sub>、波長 をλ、供給電圧をVとして

$$\Gamma(\mathbf{r}) = \frac{\pi n_0^{3} r_{63}}{\lambda} V(\mathbf{r})$$

と与えられる[2]。

2-3-2 電界分布の計算方法

ここでは変調器設計に用いた電界計算法(差分法)について述べる[3]。座標(r, z) で示される円柱座標系の2次元ラプラス方程式は次式で示される。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0$$

差分法の基本は領域を格子で分割し、ラプラス方程式を各格子点の電位を未知数とす る差分方程式で置き換えることである。そのためには各格子点の電位を近傍の点でテ



L=17mm

(2 - 1)

#### (2 - 2)



イラー級数に展開し、必要な精度に応じて所定の項までとって近似する。図2-5に示 す2次元場において考える。領域を間隔hの等間隔格子で分割して、0点の周りの4点 の電位 \$1,\$2,\$3,\$4 として 2 次の項まで近似して表すと、



となる。これらを辺々相加えると、

$$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4 = 4\phi_0 + h^2 \left[ \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \right)_0 + \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right)_0 \right]$$
(2 - 4)

(2 - 3)

となる。2次元場ではラプラスの方程式(2-2)が成り立っていることから、

$$\phi_0 = \frac{1}{4} \left[ \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4 + \frac{h}{2r_0} \cdot (\phi_3 - \phi_2) \right]$$
(2 - 5)

が導かれる。式(2-5)の全体の連立1次方程式を境界条件を用いて解けば、差分法に

おける格子点電位を求めることができる。以下に境界の処理方法について記述する。

(1) 回転軸上の境界処理

回転対称場では常にr=0(z軸)が1つの境界になる。すなわち4点格子のうちの1 点が存在しない(図2-5の $\phi_2$ に相当する点)。また、式(2-5)の右辺で $r_0=0$ である ので差分式を変形する必要がある。L'Hopitalの定理によって式(2-4)の右辺第2項が

$$\lim_{r \to 0} \left[ \frac{1}{r} \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \right] = \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \right)_{r=0}$$

となることを用いると、回転軸上でのラプラス方程式は次式になる。

$$2\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2}\right) + \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}\right) = 0$$

式(2-7)を用いて偏微分の項を消去すると、等間隔格子では式(2-5)の代わりに

 $\phi_0 = \left(\frac{1}{6}\right) \cdot \left(\phi_1 + 4\phi_3 + \phi_4\right)$ 

を用いる。

(2) 対称面の境界処理

電界が接線方向だけの(電気力線が表面に沿っている)境界ではそれぞれ次の式を 用いる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$$
$$\phi_0 = \frac{1}{4} [\phi_1 + 2\phi_2 + \phi_4]$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$$
  
$$\phi_0 = \frac{1}{4} \left[ \phi_1 + \phi_2 + 2\phi_4 + \frac{h}{2r_0} \cdot (\phi_3 - \phi_2) \right]$$

但し、 \$\phi\_2, \$\phi\_4 を領域内の格子点電位とする。

10

11

$$(2 - 6)$$

$$(2 - 7)$$

$$(2 - 8)$$

(2 - 9)

(2 - 10)

(3) 誘電体境界の処理

一般に、誘電率 ε が場所によって変わるときは場の方程式としてよく知られる、

 $\operatorname{div}(\varepsilon \cdot \operatorname{grad} \phi) = 0$ 

(2 - 11)

(2 - 12)

を使用しなければならない。しかし実際の気体、液体、固体材料を考えると誘電率が 場所によって連続的に変化するものはあまりないので、それぞれの誘電体の内部では 誘電率一定として、

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad} \phi) = 0$$

を適用する。したがってεが不連続に変化する界面(境界面)においてのみ適当な計 算処理を行なう。

界面上i点の差分式を得るには、i点を囲む領域にガウスの定理を適用して求める。 この方法は、

$$\int_{S} (-D_n) ds = \int_{S} (\varepsilon \cdot \operatorname{grad} \phi)_n ds = 0$$
(2 - 13)

を計算することである。ここで(ε grad φ)。は微小面積 ds における外向き法線方向成 分を意味する。例えば、図2-6に示す2次元場(回転対称場)で1~8の各領域の誘 電率が違う場合、領域1における式(2-13)の寄与分は図の点線に沿って、

$$-2\pi \frac{r_0 - h}{2} \int_{z_0 - h/2}^{z_0} \frac{\partial \phi}{\partial r} dz$$
$$= \pi \varepsilon_1 \frac{r_0 - h}{2} (\phi_j - \phi_i)$$

(2 - 14)

と示される。他の領域においても同様な式を使って組み合わせることにより誘電体境 界の差分式が得られる。

以上のように、各格子点上のすべての電位ポテンシャルが数値計算できる。動的波 面制御の応用において、必要なことは結晶中の電界分布である。差分法の場合は電界 の強さを数値微分で求めることができる。すなわち、





である。電界の大きさを光学長方向に積分することにより電界分布の様子がわかる。

2-3-3 空間位相分布の計測

空間位相分布の計測はマッハツェンダー干渉計を用いた。干渉計中に変調器を導入 し電界供給時の干渉縞移動量を計測する。図2-7に光学配置図を示す。光源は、強制 モード同期 Nd: YLF 発振器のモード同期パルス列を2倍高調波に変換したレーザー光を 用いた。高電圧パルサーは6Hzの繰り返しで発振器と同期させた。干渉縞の暗部分に ピンホール(600µm)を設置し、電圧供給時の干渉波面移動による光信号を高速ピン





13

図2-6 差分法における 誘電体界面の処理



図2-8 光学的位相差の空間分布。 実線は、電界分布から評価した計算結果である。

ダイオードにより計測する。空間的な位相分布は、ピンホールを一方向に走査して同 様な計測を行なうことにより得られる。実験結果を図2-8に示す。曲線は、電界計算 による電位分布を V(r)として式(2-1)で計算した結果である。この計算において KD\*Pの比誘電率は 50 とした。位相遅れ量が半径方向に分布しており、原理実証が達 成できた。計算結果と実験結果が完全に一致しない原因として考えられることは、電 極幅の精度が±0.2 mm 程度しか達成できないこと、電界計算において屈折率整合液の 比誘電率を考慮していないことが挙げられる。KD\*P結晶は、動的波面制御の応用にお いて電気光学定数が小さいことから、現実にシステムに導入するためには、さらに大 きな電気光学定数をもつ結晶を選択しなければならない。

2-4 激光XII号レーザーシステム導入のための検討

大阪大学レーザー核融合研究センターの激光XII号ガラスレーザーシステム [4] に おいて動的波面制御を達成するために種々の項目について検討した。電気光学結晶の 選択、大型化の可能性、変調方式の考察を含め以下に述べる。

### 2-4-1 電気光学結晶の選択

電気光学結晶に要求されることは、電気光学定数が大きい、レーザー損傷しきい値 が高い、高速応答性がある(比誘電率が小さい)、大型化の可能性があるなどが挙げ られる。以上の条件を踏まえて考察した結果、LiNbO<sub>3</sub>, MgO:LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub> などの酸 化物結晶が有望であることがわかった。これらの結晶は変調器、偏向器 [5]、メモリ - 素子などに使用され、電気光学結晶の代表的なものである。3 つのサンプル結晶を用 いたレーザー損傷しきい値の測定結果を表2-1に示す。照射レーザーは、単一横モー ド Nd: YLF 発振器 (λ = 1.053 µm) の出射光をパルス幅 1 ns の条件で使用した。この結 果から高出力ガラスレーザーに導入できる可能性のあるのは MgO:LiNbO3 であること がわかる(レーザーシステムの典型的な平均強度は約2GW/cm<sup>2</sup>)。しかし、この種 の結晶は変調器として用いる場合、光誘起屈折率変化(Photo Refractive Effect)が生じ、 特に可視光においては光散乱が激しく起こり使用できなくなる「6」。近赤外領域の高 強度パルス光における光誘起屈折率変化は報告が未だなされておらず、実験的に調査 する必要があった。図2-9に実験配置および測定結果を示す。ほぼ回折限界の大きさ に設定されたピンホールを通過するレーザー光が、強度の増加とともにどのように変 化するのかを計測し、屈折率変化の有無を調べる。入射レーザーは大阪大学レーザー 核融合研究センターの激光IV号ガラスレーザー [7]を用いて発生させた。パルス幅は 300 ps である。図の縦軸は入射強度を上昇させたときのピンホール透過強度を入射光 強度で規格化して示している。1GW/cm<sup>2</sup>までの範囲では相対強度の変化は観測され ておらずレーザーシステムに導入可能であることが確認できた。

#### 表2-1 電気光学結晶のレーザー損傷しきい値測定結果

Realization	λ=1.053µm	
Material	Optical da thre [GW/c	
LiNbO <sub>3</sub>	0.6	
MgO:LiNbO <sub>3</sub>	4.8	
LiTaO <sub>3</sub>	1.6	





Incident Power [W/cm<sup>2</sup>]

図2-9 高強度領域における光誘起屈折率変化の計測結果。 ピンホール透過光相対強度の入力強度依存性が観測できないことから 光誘起屈折率変化は生じていないと考えられる



MgO:LiNbO3 は現在 80<sup>\$\phi × 60 mm</sup> 程度の大きさのものが育成可能である。75<sup>\$</sup>、厚さ 10 mm のサンプルを用いた透過波面収差を図 2-10 に示す。空間 10 mm 程度なら光学 的に均一なものが得られる。

#### 2-4-2 変調方式と波面制御量

変調方式は供給電圧をできるだけ小さくするために横型変調方式を採用する。この 場合、結晶は1次元レンズとして動作する。横型変調時に得られる光学的位相差 Γは、 異常光線屈折率をne、電気光学定数をr33、レーザー伝播方向の結晶長をL、入射ビー ム径をD、供給電圧をVとして、

$$\Gamma = \frac{\pi n_e^3 r_{33}}{\lambda} \cdot \frac{L}{D} V$$

となる [2] 。結晶の縦横比(L/D)を大きく取ることにより、大きな波面制御量が得 られる。L/Dは結晶育成が可能な大きさとその光学的均一性の良否で制限される。D= 10 mm, L = 50 mm が現段階で達成可能であると考えられる [8]。また、図2-11 にお いて波面制御量を偏向角 Δθ で定義すると、式 (2-16) は、



と変形できる。今、ターゲットの初期直径を500µm、爆縮により300µmになるまで



16

空間 10 mm 程度なら光学的に均一な結晶を得ることができる。

17

### (2 - 16)

#### (2 - 17)

図2-11 変調器挿入時の ビーム偏向角。

初期集光条件を追従したとする。激光XII号ガラスレーザーの集光レンズはf≈1000 mm であるので Δθ=200 μrad が必要となる。

2-4-3 高速応答性の評価

結晶の高速応答性は、電極を電気回路的に静電容量として扱う集中定数動作で評価 する。電極容量 C と負荷抵抗 R の時定数により周波数帯域幅 Δf が決まる。変調周波数 が高くなるとインピーダンスが低下し、電極間の電圧が減少する。電圧(変調度)が 直流値の1/√2に低下する周波数で帯域幅を定義すると、

$$\Delta f = \frac{1}{\pi RC} = \frac{1}{\pi n_m^2 C_0 RL}$$
(2 - 18)

と示される。但し、 $C = n_m^2 C_0 L$ であり、Lは電極長、 $C_0$ は電極が自由空間に置かれ た場合の単位長さ当りの静電容量、またnmは変調波に対する実効屈折率でプレーナ構 造では、基板の誘電率  $\varepsilon_{r}$  との間に  $n_{m} = \{(\varepsilon_{r} + 1)/2\}^{1/2}$ の関係がある。MgO:LiNbO<sub>3</sub> で 平行平板と仮定すると、式(2-18)からΔf=0.29 GHzが得られる。この値はパルス立 ち上がり時間 1.1 ns に相当しターゲット爆縮速度(2~3 ns)に比べて十分な応答速度 をもつ。実際には不均一電界を供給するためにテーパー型電極(次項で述べる)を用 いるので静電容量 C は若干小さくなり、∆f > 0.29 GHz となる。



図 2 - 12 MgO:LiNbO2による変調器の構成。 z軸に不均一電界を供給するためにテーパー型の電極を使用する。電極は表裏とも同型である。

### 2-4-4 電界分布形状とシステム導入の検討

空間的に不均一な電界を供給するためには、電気力線が放物線を描くような電極を 配置するのが望ましい。各種形状を検討の結果、電極形状としてテーパー型を用いる ことに決定した。図2-12のようなテーパー型電極[10]を用いたときの電界分布を2 次元ラプラス方程式によって計算した。MgO:LiNbO3 は x 方向 28 mm、 z 方向 10 mm、 y 方向(レーザー光の進行方向)は50mmである(L/D=5)。y方向光学長の等電界面 図を図2-13に示す。等電界面が放物線状になるなら、その1次微分は等間隔に直線が 並ぶことになる。数値微分結果を図2-14に示す。結晶中央付近に直線がならび良好な レンズとなる。レンズ動作をする空間幅は約10mmとなり光学的に均一な結晶の得ら れる範囲である。



図2-13 y方向光学長の等電界面図。



19

図2-14 等電界面図のx方向1次微分結果。 結晶中央部の等間隔直線部分が良好なレンズ動作をする。ビーム径10mmでの動作が可能である。

次に、要求される供給電界の大きさについて考える。式(2-17)より、必要とされる Δθ=200 µrad に対する供給電圧 Vの値を算出すると V=37.5 kV となる。但し、n= 2.20、 $r_{33} = 30.8 \times 10^{-12}$ 、L/D=5を用いた。このような高電圧パルサーの製作は技術 的に極めて困難である。結晶を5個直列につなぎ合わせることによりV=7.5kVとな り実現可能な領域に入る。

激光XII号の最終段ビーム径は320mmで、このような大きさのMgO:LiNbO3結晶の 製作は不可能に近い。レーザーシステムのビーム伝播方法は、空間フィルターによる 像転送 [11] を用いているので、初期像点に変調器を導入することにより偏向ビーム 伝播が可能である。初期像点(ビーム径:10mm)での偏向角は式(2-17)により6.11 mrad にもなり、激光XII号では一部の光学素子を大口径化しなければならない。

2-5 まとめ

レーザー光と燃料ターゲット結合効率向上のため、レーザー波面動的制御を提案し た。電気光学結晶 KD\*P に不均一電界を供給することにより動的波面制御が行える原 理が実証された。激光XII号レーザーシステムに導入するためには、高いレーザー損傷 しきい値、高速応答性、大きな電気光学定数から MgO:LiNbO, が有望であることがわ かった。



# 参考文献(第2章)

- [1] F. Shimizu, Phys. Rev. Lett., 19 (1967) 1097.
- [2] A. Yariv 著 多田邦雄、神谷武志 共訳 「光エレクトロニクスの基礎」 原書3版 丸善 1988年 第8章.
- [3] 河野照哉、宅間 亶 「数値電界計算法」 コロナ社 1980年 第3章.
  - [4] C. Yamanaka, Nucl. Fusion, 25 (1985) 1343.
- [5] T. Kobayashi, H. Ideno, and T. Sueta, J. Quantum Electron., QE-16 (1980) 132.
  - [6] D. Linde, A. M. Glass, and K. F. Rodgers, Appl. Phys. Lett., 25 (1974) 55.
  - [7] 加藤義章、水本洋一、吉田國雄、上田孝寿、門馬 実、山中千代衛 : レーザー研究、7 (1979) 35.
  - [8] 山岸喜代志(三井金属鉱山(株)):私信
- [9] 井筒雅之、末田 正:信学誌 C、J 64 (1980) 264.
  - [10] 小林哲郎、末田 正:レーザー学会 第6回年次大会予稿集 20 a II F G 5 (1986).
  - [11] J. T. Hunt, W. W. Simmons, R. A. Renard, Appl. Optics, 17 (1978) 2053.



## 第3章 レーザー照射均一性の向上

3-1 はじめに

多ビームレーザーシステムの照射均一性は、個々のビームのもつ空間強度分布特性 とビーム照射の幾何学的配置によって決定される [1]。不均一性はターゲット面上の 強度分布を球面調和関数で展開したモード構造から評価され、大まかに低次モード成 分と高次モード成分の不均一性に分けて考えることができる。低次モード成分は、ビ ーム数とその幾何学的照射配置ならびに各ビームの強度包絡線形状に依存する。一方、 高次モード成分は各ビームのもつ強度分布構造によって発生する。高次、低次モード は発生要因が異なるので、不均一性改善手法においても制御する対象が異なる。この 章では、レーザー照射均一性の評価法ならびに均一性向上の基本概念、手法の詳細に ついて議論し、その結果として部分コヒーレント光の照射が優れた性質をもつことを 示す。

3-2 レーザー照射均一性の評価 [1,2]

球ターゲットを均一に照射するためには、球対称Nビーム照射配置が望ましい。均 一性の詳細解析には照射レーザー光の回折や干渉の組み込み、プラズマ中での光路の 変化、吸収率の変化などを考慮する必要があり極めて複雑なものとなる。照射均一性 の評価は、次の仮定を置く。レーザー光強度分布は古典吸収(逆制動輻射)により吸 収領域のプラズマ温度分布に変換される。吸収領域から固体密度噴出面へのエネルギ -熱伝導時に、波数kの不均一性は両領域間の距離 kAR により exp (-kAR) で緩和され る(thermal smoothing)とする。さらに噴出圧力の分布はこの緩和された温度分布に等 しいとする。

今、N本のビームが半径Rのターゲットを対称に照射しているとする。k番目のビ - ム(強度分布  $\varepsilon_{L}$ )の方向を  $\Omega_{L}$ とすると球面上の一点  $(r, \alpha_{L})$ で単位立体角当りに吸 収される照射エネルギーは、カットオフ密度からその0.4倍の位置まで積分して、

(3 - 1)

$$E_{k}(\alpha_{k}) = \int_{R_{1}}^{R_{2}} \varepsilon_{k}(r,\alpha_{k}) \cdot r^{2} dr$$

と示される。この分布を球面調和関数(Legendre 球関数)を用いて展開すると、

$$E_{k}(\alpha_{k}) = W_{k} \sum_{\ell} \frac{2\ell + 1}{2} E_{\ell} P_{\ell}(\cos \alpha_{k})$$

となる。ここで  $W_{\mu}$  は k 番目のエネルギーの相対強度、 $P_{\mu}(\cos \alpha_{\mu})$ は Legendre 球関数 である。全ビームのエネルギーはELの和 (k=1~N) で示され、

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{\ell} \frac{2\ell+1}{2} E_{\ell} \sum_{k} W_{k} P_{\ell}(\mathbf{r}, \Omega_{k})$$

となる。照射不均一性はこの分布を平均照射エネルギーで規格化した分散で評価する。

$$\sigma = \frac{1}{\langle E \rangle} \left[ \frac{\int |E(r) - \langle E \rangle|^2 dr}{4\pi} \right]^{1/2}$$

ここに <E>は平均エネルギーである。各モードエネルギーの寄与は各モード数 ℓ に対 する分散と次の関係がある。

$$\sigma = \left(\sum_{\ell \neq 0} \sigma_{\ell}^2\right)^{1/2}$$

このとき σ,は次式のように表される。

$$\sigma_{\ell} = \frac{E_{\ell}}{E_0} \cdot \left[ (2\ell+1) \sum_{kk'} P_{\ell}(\Omega_k, \Omega_{k'}) \frac{W_k W_{k'}}{W_T^2} \right]^{1/2}$$

ここで $W_T = \Sigma W_k$ で照射ビームの全エネルギーを示す。この式より $\sigma$ , はビーム幾何配 置で決まる要素

$$G_{N} = \left[ (2\ell+1)\sum_{kk'} P_{\ell}(\Omega_{k}, \Omega_{k'}) \frac{W_{k}W_{k'}}{W_{T}^{2}} \right]^{1/2}$$

と空間パターンで決まる要素

 $B_{\ell} = \left| \frac{E_{\ell}}{E_0} \right|$ 

$$(3 - 3)$$

$$(3 - 4)$$

$$(3 - 6)$$

$$(3 - 8)$$

との積で表されていることがわかる。したがって、均一性を向上するにはそのどちら かを抑制しなければならない。

また、thermal smoothing 効果を考慮すると不均一性は、

$$\sigma_{\rm th} = \left[\sum_{\ell} \left\{ \sigma_{\ell} \exp\left(-\sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot \Delta R / R\right) \right\}^2 \right]^{1/2}$$
(3 - 9)

となる。ただし、

$$k = 2\pi/\lambda$$
$$= \sqrt{\ell(\ell+1)}/R$$
(3 - 10)

である。ここに  $\Delta R/R$  は thermal smoothing factor と呼ばれシミュレーションによりレー ザー波長 1.053, 0.53, 0.35 µm に対してそれぞれ 0.1, 0.05, 0.01 程度であることが知ら れている [1] 。

#### 3-3 照射均一性向上の基本概念

式(3-6)より照射均一性は、ターゲット表面上での1本のビームパターンの寄与と 多ビームの幾何配置からの寄与に分離できることがわかった。制御可能な要素として 次のものが挙げられる。照射パターンの制御は、

(1) レーザー光のパターン

(2) 集光条件

(3) ビームパターンの分割

などで行なうことができる。一方、幾何学的要素の制御は、

- (1) ビーム数とその配置
- (2) ビーム間パワーバランス
- (3) ビームの光軸調整
- (4) 集光強度包絡線形状

などで可能となる。

3-3-1 照射ビーム数と集光条件 [3]

均一照射を達成するには、ビームの対称配置が望ましい。正多面体は N = 4, 6, 8, 12, 20, 32 がある。それ以上については球面上の電荷分布法などにより近似的な対称配置が



可能である。1ビームの集光条件としては集光ビーム周辺部が球面に接する時(d/R= -2F,ここでdはターゲット中心からレンズ焦点までの距離、Rはターゲット半径、Fは レンズのF数である)の均一性が比較的高くなる。この理由は、隣接ビーム間の重な りによる強度分布変化の影響が少ないことにある。図3-1に照射不均一性のビーム数 依存性を示す。照射系はビームの占有立体角を5%とし、24ビームのときのビーム口 径が50 cm になるようにした。集光レンズ前のビーム空間分布は矩形型で d/R=-2Fの 条件である。また完全なパワーバランスを仮定している。 $\sigma_{th}$ は thermal smoothing を考 慮した場合である。球対称照射系である4~32での不均一性は $\sigma$ =0.8×N<sup>-1.2</sup>(Nはビ ーム数)の関係となる。さらにビーム数が増えると均一性は良くなるが、100ビーム付 近で 1%程度となり再び悪くなる傾向がある。この原因は数%の均一性を達成している 照射系では、隣接ビームの重なりによる強度分布の微妙な変化の影響が大きく現れる ことと、照射系が正対称でないことが考えられる。この結果から、3%以下の不均一性 を得るためには 20本以上のビーム数が必要とされる。

#### 3-3-2 ビーム分割照射法

レーザー光の近視野像を矩形に保ったままターゲット面上での照射パターンを制御 するためにレーザービームを多数の小ビーム(ビームレット)に分割する方法が提案

25

図3-1 レーザー照射不均一性の ビーム数依存性。

3%以下の不均一性を達成するには 20本以上のビーム数が必要である。



図3-2 レンズアレーによるにビーム分割照射。 近視野領域で用いるためエネルギー損失が少ない利点があるが、 レンズ接合部の回折効果が強度変調を生じさせる。

されている。図3-2にレンズアレーによるビーム分割法の原理図を示す[4]。レンズ アレーにより主集光レンズの焦点面の手前に仮想的な点光源群を作り、近視野領域に おいて多数のビームレットを比較的大きな入射角度差でターゲット表面上に重ね合わ せる手法である。入射角度差が大きいので隣接ビームレット間の干渉による空間長波 長(低次モード)不均一性の影響を緩和できる。また、近視野領域での制御のためエ ネルギー損失が少ない利点も挙げられる。しかし、レンズアレー接合部の回折効果が 強度分布に影響を与えることになる。現在、入射レーザーの波面を静的に制御する手 法(ソフトアパチャーなど)を併用した回折効果の抑制が進められている[5]。

分割したビームレットを遠視野領域で重ね合わせる画期的な手法がある。レーザー パターンが高次モード成分をもたない場合、遠視野像はスムーズな sinc 関数型となる。 これは、ランダム位相板(RPP) [6] を用いることにより達成可能である。(RPP に ついては3-5節で詳しく述べる) RPP は位相差がπのセルがランダムに配置された2 次元配列で構成される。遠視野像は各セルから集光点に到達した光で独立に作られる ため、近視野領域の強度不均一をターゲット上に反映させないことが可能である。RPP 照射の問題点は、入射光のコヒーレンスが高い場合に発生する干渉スペックル構造が 除去できず、高次モードの不均一性を発生することである。現在の研究の中心は、コ ヒーレンスの緩和による干渉スペックル構造の抑制に推移している。

3-3-3 集光強度包絡線の制御

1本のビームのもつ不均一性はビーム分割法などを採用することによって大幅に減少

させることができるが、有限な照射ビーム数で球ターゲット上の不均一性を減少させ るためには集光パターン強度の包絡線制御が重要となる。球面上での近接ビーム同志 の重なりは強度分布構造に影響を与え、例外なしに低次モードの不均一性を発生させ る。また、対称Nビーム照射システムの球面モード展開では ℓ= πN<sup>1/2</sup>/2が不均一 性に最大寄与する[1]。大阪大学レーザー核融合研究センターの激光XII号ガラスレ ーザーシステム [7] は対称12 ビーム照射を採用しているため ℓ=6 となる。いずれ にしても低次モード不均一性の抑制が主要な問題となる。包絡線制御により、近接ビ ーム同志の重なりによる強度分布変化の影響を減ずることが可能である。

以下に激光XII号システムの照射を想定した RPP による包絡線制御について述べる。 激光XII号は最終ビーム径 D=320 mm、集光レンズの焦点距離 f=1008 mm である。こ れに対して RPP の1 セルの大きさは d=2 mm とビーム径に比べて非常に小さい。セル 大きさに対するスポットサイズ  $W_p$  (= 2f $\lambda$ /d) は約 530  $\mu$ m、レイリー長 (=  $F^2\lambda/\pi$ )は 約85mmである。つまり、各ビームレットの集光パターンはレイリー長内ではセル開 口によって決まる遠視野像となる。四角形のセルの場合の強度分布は sinc 関数の2乗 となる(3-4-2項参照)。集光位置をレイリー長内で変化させると、各セルからの遠 視野像が光軸中心からずれて重なり合うことになりビーム全体の強度包絡線は変化す る[8] (図3-3参照)。各セルからの光線が干渉効果を持たないと仮定したときの球 面モード展開図を図3-4に示す。この図はターゲット径500μmに対してd/R=-1(集 光面) (a) と d/R = -5 (b) の位置を比較のため示している。d/R = -5 の位置の不均一性

#### Rayleigh length (Gekko XII) whole beam (3µm) through RPP (85mm)





図3-3 レーザー集光条件可変による集光強度包絡線の制御。 RPP を用い、分割されたビームレットの相関が無いと仮定している。





は0.9%まで減少し、また、12ビーム対称照射配置で支配的となる6次のモードエネ ルギーも大きく減少しているのがわかる。この結果から有限ビーム数のレーザーシス テムにおいて照射均一性を向上するための基本的な考え方は、「強度分布構造の無い 一様なビームパターンを最適化された強度包絡線で照射する|こととなる。

3-4 ランダム位相板による照射均一性の向上

激光XII号システムでは、RPP を用いた爆縮実験を行っている。レーザー光の遠視野 領域で均一な強度分布を得るためには、近視野領域の位相面の空間的な変化を極力無 くす必要がある。レーザー発振器段における均一な強度および位相分布は長距離伝播 による回折効果、多数の光学素子通過による波面収差、高出力増幅時の非線形効果な どの影響を受け、空間時間的に不均一性が誘発される。RPP はレーザービームを近視 野領域で位相補正し、多くのビームレットに分割した後、遠視野領域で再結合させる ことが可能である。従って、近視野領域の不均一性がターゲット上に反映されない。 この節では RPP の構造、遠視野像について述べ、さらに激光XII号システムにおける照 射均一性の評価について議論する。

#### 3-4-1 ランダム位相板

激光XII号で現在使用されている RPP の構造を図 3-5 に示す。RPP 基板は、直径 380 mm、厚さ 15 mm の BK-7 ガラスである。位相差がπのセルがランダムに配置され た2次元配列で構成され、レーザー入射面にSiO2によるランダム位相コーティング、 出射面に無反射コーティングが施されている。1つのセルの大きさは2mmで、形状は 正方形である。レーザー損傷しきい値は波長 0.53 µm、パルス幅 1 ns において、ラン ダム位相コーティング面で2.5~3.0J/cm<sup>2</sup>である。セルの位相遅れ量のはセルの厚さ tとSiO,の屈折率nで決まり、次式で表される。

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda [t(n-1)]}$$

ここでλは入射レーザー光の波長である。RPP を通過したレーザー光の集光パターン は各セルからの複素振幅の和となる。



図3-5 ランダム位相板の構造図および顕微鏡写真。 1 セルの大きさは2mm であり、レーザー入射面にランダム位相コーティング、 出射面に無反射コーティングを施す。

#### 3-4-2 遠視野像

RPP を通過したレーザー光の焦点面上での振幅分布は、Fraunhofer 近似式を使って次 式により与えられる。

#### (3 - 11)



SiO<sub>2</sub> coating

$$U(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{i\lambda f} e^{i\mathbf{k}\left\{\left(\mathbf{x}^2 + \mathbf{y}^2\right)/2f\right\}}$$
$$\times \sum_{\ell} \sum_{m} \iint u(\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0) \cdot g(\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0)$$
$$\cdot e^{-i2\pi \left(f_{\mathbf{x}} \mathbf{x}_0 + f_{\mathbf{y}} \mathbf{y}_0\right) + i\phi_{\ell m}} d\mathbf{x}_0 d\mathbf{y}_0$$

(3 - 12)

(3 - 14)

ここでλ、f、kはそれぞれ波長、レンズの焦点距離、波数である。u(x<sub>0</sub>, y<sub>0</sub>)は RPP に 入射するビームの複素振幅であり、g(xo, yo)は RPP のセル形状に依存する関数である。 正方形セルのときは、

$$g(x_0, y_0) = \Pi\left(\frac{x_0}{d}\right) \cdot \Pi\left(\frac{y_0}{d}\right)$$
(3 - 13)

となる。ここでdはセルの大きさである。また П(x)は rect-angle 関数 [9] と呼ばれ、 次のように定義される。

$$\Pi(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1 & |\mathbf{x}| \le \frac{1}{2} \\ 0 & |\mathbf{x}| > \frac{1}{2} \end{cases}$$

焦点面上の強度分布は式 (3 - 12), (3 - 13) から求めることができる。RPP のセル大きさ が入射ビームの径に比べて非常に小さいとすると、複素振幅分布 u(xo, yo) は RPP 各セ ルの中では一定であると仮定できる。u(xo, yo)を

$$u(x_0, y_0) = u_{\ell m} \exp(i\phi_{\ell m})$$
 (3 - 15)

と置くと、複素振幅の解析解は

$$U(x,y) = \frac{1}{i\lambda f} \exp(ikf) d^{2} \sin c (df_{x}) \sin c (df_{y})$$
$$\times \sum_{\ell m} \sum_{\ell m} u_{\ell m} \exp\left[-i2\pi (f_{x}a + f_{y}b) + i\phi_{\ell m}\right]$$
(3 - 16)

となる。ここでuem、fem はそれぞれ em 番目のセルに入射するビームの振幅と位相で ある。また、 $sinc(x) = sin(\pi x)/\pi x$ 、 $f_x = x/\lambda f$ 、 $f_y = y/\lambda f$ であり、(a, b) は RPP セルの 中心座標である。従って、強度分布は sinc 関数の2乗で与えられる。λf/d によって制



限される0次回折成分には、全レーザーエネルギーの83%が含まれる。各セルからの 回折波のランダムな干渉は図3-6に示すように一様な包絡線をもつ。0次の回折成分 の領域がターゲットの大きさと同程度になるとき、巨視的には平滑化されたレーザー ビームでターゲット照射が行える。但し、微視的にはスペックルパターン(高次モー ド不均一)でターゲットを照射することになる。

3-4-3 激光XII号における照射均一性の評価

激光XII号レーザーシステムにおけるターゲット照射実験では、数多くの爆縮過程の シミュレーションおよび包絡線形状を考慮して、集光照射条件が設定される。現在、 爆縮実験に多く用いられるのは、ターゲット直径 500 µm に対して d/R = -5 である。 この集光条件での激光XII号システムにおける照射均一性のシミュレーション結果を図 3-7に示す[10]。レーザー集光パターンは2次元回折伝播コードを用いて計算し、 波長はガラスレーザーの2倍高調波(0.53 µm)である。(a)は RPP を挿入していない 場合で、12ビーム照射系特有の6次のモードとその整数倍のモードによって不均一性 が決定されている。モード分布の $\sigma_{\rm rms}$ は25.8%であり、thermal smoothingを考慮して も 13.2% である。(b) は RPP を挿入した場合で集光強度分布を Fresnel 近似式を用いて 計算した。全体的に低次モードの不均一性が減少し、逆に高次モードの不均一性が増 加している。これは RPP の本質的な特性で近視野領域の強度分布緩和と干渉スペック ル構造の発生を示す。 $\sigma_{\rm rms}$ は25.4%であるが、thermal smoothingを考慮すると3.5%と なり RPP が有効に働くことがわかる。RPP で発生する高次モードの不均一性は、爆縮 初期段階でアブレーションの不均一性を介してターゲット表面の凹凸としてインプリ ントされ、流体力学的不安定性の種となる。不安定性成長率は高次モード程大きく、 この不均一性は極力抑え込む必要がある。干渉スペックル構造の問題は次節で示すレ ーザー光のコヒーレンス制御に委ねられる。

図3-6 ランダム位相板を通過したレーザー光 巨視的には平滑化された sinc 関数型となる。



図3-7 (a) レーザー光の場合(b) レーザー光にランダム位相板を用いた場合の球面モード展開図。 ランダム位相板を用いることにより低次モードの不均一性が大きく減少することがわかる。 σ<sub>th</sub>はthermal smoothing を考慮した場合を示す。

3-5 部分コヒーレント光による照射均一性の向上

1ビームパターンの強度不均一性は、3-4節で述べたように、主にレーザー光の高い 時間空間コヒーレンスによる回折、伝播中に受ける波面収差がビーム全体の位相面に 影響を及ぼすために生じる。RPP を使用した場合は、干渉スペックル構造が除去でき ない。いずれにしろ、伝播ビームのコヒーレンスを低下させることにより、これらの 問題は解決できる[11]。その原理は、パルス幅に対して非常に短いコヒーレンス時 間の光(部分コヒーレント光)を用いて集光パターンを急速に変化させ、干渉、回折 による強度不均一を空間的に固定させないことにある。ここでは、部分コヒーレント 光によるスペックル構造の平滑化に関する議論を行い、照射均一性向上において優れ た性質をもつことを示す。

3-5-1 空間時間コヒーレンスと準単色光

部分コヒーレント光によるビーム平滑化の議論に入る前に、2つのタイプのコヒーレ ンス、つまり時間コヒーレンスと空間コヒーレンスについて述べる。時間コヒーレン スとは、ある光ビームが自分自身に対して(空間的な横ずれを与えずに)時間遅延だ

けを与えることにより得られるビームとの間に、どれだけ干渉効果をもつかというこ とである。一方、空間コヒーレンスを考えるということは、ある光ビームが空間的な 横ずらしを与えることのみにより得られるビームとの間に、どれだけ干渉効果をもつ か議論する場合のことである。これらの考え方は時間と空間の両方にシフトを与えた 場合を含むように一般化することができる。一般化して得られるのが準単色光に対す る相互コヒーレンス関数の概念である。

#### (1)時間コヒーレンス

今、光束が単色で長時間正弦波振動を成しているとする。ここで、光束中のある一 点において異なる時刻 t, と t, における光波の位相関係が同位相であるとか逆位相とか 常にある一定の関係があれば、この光束は時間的にコヒーレントであるという。 時間コヒーレンスの説明や程度を計るのにマイケルソン干渉計がよく用いられる。 マイケルソン干渉計では、図3-8に示すように異なる経路を通る2つの光束をスクリ ーン上で重ねると、互いに干渉を起こし干渉縞を観測することができる。干渉縞の一 点に着目して、ミラー M2 を光軸方向に移動すると(距離 Δℓ)干渉縞の明暗が変化す る。もし光束がどこまでも連なる正弦波であれば M2 をどんなに遠くまで離しても干渉



図3-8 マイケルソン干渉計による時間コヒーレンスの計測。

編が観測できるはずである。これに対し、光束の波連が短く、光路差 2△ℓより短い場 合は2つの波連がスクリーン上に到達する時刻の違いが生じて重ならない。また波長 のわずかに異なる周波数成分が含まれていると、ある波長λ, とλ, との位相が逆にな るようなことが生じ、振幅に変化を与える(ビート発生という)。このことから干渉 し得る光路差は、その光源のコヒーレンスの優劣に関係することがわかる。この光路 差を光源のコヒーレント長という。また、波連の継続する時間をコヒーレンス時間と いう。時間コヒーレンス関数は光源のスペクトル分布(パワースペクトル)をフーリ エ変換して得られることが知られている [12]。また、Mandel により [13] コヒーレ ンス時間は、光源の時間コヒーレンス度(自己相関係数)をγ(τ)として次式で定義さ れた。

$$t_{\rm c} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} |\gamma(\tau)|^2 \, \mathrm{d}$$

(3 - 17)

18)

矩形型スペクトル分布をフーリエ変換してコヒーレンス関数を求め、それを式(3-17) に代入して積分を実行すると、結果はスペクトル半値全幅を Δv として次のようになる。

$$t_{c} = \frac{1}{\Delta v}$$
(3 -

コヒーレンス時間とスペクトル幅の関係は、波の不確定性から考えられる直感的な関 係と矛盾しない。従って、コヒーレンス時間の短い光源を作り出すためには広いスペ クトル幅が必要である。



図3-9 ヤングの干渉実験による空間コヒーレンスの計測。

(2) 空間コヒーレンス

光束が広がらずに直進し、レンズで集光した場合も拡散した場合も波面が秩序性を もつ光を空間コヒーレンスの良い光という。これは、発光面や光束中の空間的に異な る2点においての場所的な位相関係に相関があるということである。 空間コヒーレンスについて説明したり、その程度を調べるのにヤングの干渉実験が 利用される。図3-9に示すように、波面に沿った2つのピンホール対を作り少し離れ たところにスクリーンを置く。もし、各ピンホールからの回り込む回折光の位相が揃 っていれば、スクリーン上に鮮明な干渉縞が現れる。この現象によって空間的な位相 の相関関係を表すことができる。つまり、干渉縞の可視度から空間コヒーレンスの程 度を判定することが可能となる。可視度は点 P1, P,間における光束で発生した干渉縞 の明るい部分での最大強度を Imax、暗い部分の最低強度を Imim とすると、

 $|\mu_{12}| = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$ 

で与えられる。もちろんレーザー光の場合は1µ121≈1となる。

(3) 準単色光の干渉

図3-9の観測点Oにおける光の波動場をピンホールに入射する波動場の単純な加重 和として表現するには、光のスペクトル幅が狭いことが必要である[14]。すなわち、 光が光源から観測点まで伝播する間の最大光路差に比べてコヒーレンス長が十分長い ことを要求する。数学的には、観測面上の領域内のすべての点に対して、

 $\Delta v \ll v$ 

および

# $\frac{(r_2 + r_2') - (r_1 + r_1')}{c} << t_c$

が成立しなければならない。このような条件を満足する光のことを準単色光という。 準単色光における以下の議論から相互コヒーレンス関数 [14]、すなわち空間コヒー レンスの数学的な扱いが著しく簡素化される。

図 3-9 におけるヤングの実験を数学的に記述する。光源からの光束は点 P1、P2を通 り、Qに達し互いに干渉する。それぞれの位置での電界を $E_1 = E(x_1), E_2 = E(x_2), E_3 =$ E(x3)とする。伝播因子を無視すると点Qにおける光強度は、

(3 - 20)

#### (3 - 21)

$$I(x_3) = \langle |E_1|^2 \rangle + \langle |E_2|^2 \rangle + 2\operatorname{Re} \langle E_1^*E_2 \rangle \qquad (3-22)$$

となる。ここで、<>は時間平均を意味する。もし2つの光が観測点まで伝播するのに、 時間 τを要するとすれば、上式の右辺第3項は、

$$\Gamma_{12}(\tau) = \Gamma(x_1, x_2; \tau) = \langle E_1^* E_2 \rangle$$
  
=  $\langle E^*(x_1, t) E(x_2, t + \tau) \rangle$  (3 - 23)

で表される。ここに、Γ12(τ)は相互コヒーレンス関数または相互相関関数という。ま た、式(3-23)は規格化して

$$\gamma_{12}(\tau) = \Gamma_{12}(\tau) / (I_1 I_2)^{1/2}$$
(3 - 24)

で表記される。 Y10(T)は相互コヒーレンス度と呼ばれる。 Y10(T)の位相を cos \$12 とす ると、

$$I(x_3) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos\phi_{12}$$
(3 - 25)

となる。これは定常的な準単色光に対する一般的な干渉を表す式である。|γ12(τ)|=1 であれば2つの光は完全にコヒーレントとなる。 Ιγ12(τ) I=0 ならばインコヒーレント、 0<1γ10(τ)1<1のとき部分コヒーレントと言われる。関数 γ12(τ)はこのような物理的 意味をもっている。干渉縞の可視度との関係は、

$$\begin{split} u_{12} &| = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \\ &= 2 \left[ \frac{(I_1 I_2)^{1/2}}{(I_1 + I_2)} \right] |\gamma_{12}(\tau)| \end{split}$$
(3 - 26)

である。従ってγ10(τ)は干渉縞の可視度を測定することにより、物理的に同定可能であ る。また、I1=L,であれば、

$$|\mu_{12}| = |\gamma_{12}(\tau)|$$
  
$$|J_{12}| = |\Gamma_{12}(\tau)|$$
 (3 - 27)

となり、式(3-26)は非常に簡単化されたものになる。ここで、J12は相互強度と呼ば

れる。式 (3-20,21)の範囲内では、波動場内の2点P1,P2における振動の相関は、 γ12(τ)よりもむしろμ12、すなわち時間差τには依存しない因子を用いてよい[14]。 従って、時間平均強度干渉の基礎式を書き直すと、

$$I(x_3) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} |\mu_{12}| \cos \phi_{12}$$

と表現できる。

3-5-2 Van Cittert - Zernike の理論とコヒーレンス領域

レーザー光以外の光源は、ほとんどすべての場合において互いに独立に輻射する多 数の要素の広がりをもった集合であると考えられる。このような光源は完全にインコ ヒーレントな光源としてモデル化することができる。インコヒーレントな光源によっ て作られる相互コヒーレンス関数、すなわち準単色光における空間コヒーレンスの特 性は、Van Cittert - Zernikeの理論によって完全に記述することができる [15, 16]。 光源から距離 z 離れた観測領域(遠視野領域)における相互コヒーレンス度は、次 式で与えられる。

$$\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) \exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda z}(\Delta x\xi + \Delta y\eta)\right]}{\int_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) d\xi d\eta}$$

ここで、I(ξ, η)は光源面の強度分布、x, y は観測面の座標をしめす。この式は相互コ ヒーレンス関数が、光源強度分布のフーリエ変換を正規化したもので表されることを 示している。相互コヒーレンス度は、光源が完全にインコヒーレントであると仮定し ているため観測面の位置には依存せず2光束間の距離によって決まることになる。ま た、絶対値は、式(3-26)で示したヤングの干渉実験で得られる干渉縞の可視度と等価 である。光源を一様強度分布の円形インコヒーレント光源として扱い、それが観測面 に対して遠視野領域に置かれている場合、式(3-29)の積分結果は次式に示すように Besinc関数となる。

$$\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y) = \frac{2 J_1(u)}{u}$$

ここに、J,は第1種1次ベッセル関数であり、uは観測面上の2点間の間隔をS=

36

37

#### (3 - 28)

dξdη

#### (3 - 29)

#### (3 - 30)

 $\{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2\}^{1/2}$ 、光源の直径を $D_p$ として、

$$u = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{D_p}{2z} S$$

(3 - 31)

で与えられる。Besinc 関数の特性において、式 (3-30) は u=0 から単調に減少して u= 3.83 で一旦ゼロに達する。従って間隔Sが、

$$S = \frac{1.22 z\lambda}{D_p}$$
(3 - 32)

になると完全にインコヒーレントになると見なすことができる。この式は時間コヒー レンスの説明で述べたコヒーレンス時間に対応する空間的なコヒーレンス領域の大き さを与える。

ここで、コヒーレンス領域とビーム発散角の関係について考える。ガラスレーザー システムでは通常、共焦点位置に置かれた2枚のリレーレンズ系(空間フィルター) によるビーム伝播方式が採用される。2枚目のレンズ(出射レンズ)を透過した発散ビ ームの広がり角は、幾何光学的考察により次式で示される。

$$\Delta \theta = \frac{d_w}{f} = \alpha \frac{1.22\lambda}{D_w}$$
(3 - 33)

ここでfは出射レンズの焦点距離、d.,は集光スポット径、D.,は出射レンズ透過後のビ ーム径である。αはビームの発散角が回折限界のα倍であることを示している(αTDL: 以下から発散角の単位を TDL とする、TDL は times diffraction limited の略である)。α の大きさは、伝播系に設置された光学素子の有効開口径で制限される。今、z=fと置 くと式 (3-32) から、インコヒーレントになる間隔の大きさをαを用いて S=D,,/αと 表すことができる。これは、ビーム発散角からコヒーレンス領域が求められることを 示している。従って、コヒーレンス領域  $(A_{\mu} = S^2 \pi / 4)$  とビーム全体の面積  $(A_{\mu} =$  $D_{\mu}^{2}\pi/4$ )の比は  $\alpha$  を用いて次式で示される。

$$A_{c}/A_{w} = \frac{1}{\alpha^{2}}$$
(3 - 34)

この式は伝播許容発散角の大きなレーザーシステム(αが大きくとれるシステム)が 低空間コヒーレンス光のビーム伝播性能において優れることを示す重要な関係を表し ている。

激光XII号ガラスレーザーシステムの伝播許容発散角は、空間フィルター出力レンズ の開口径で制限され、最大 32 TDL となる。従って、伝播可能なコヒーレンス領域は全 ビーム領域の1/1024である。

#### 3-5-3 干渉縞の平滑化

今までの議論から、時間コヒーレンスは光波のスペクトルに、空間コヒーレンスは ビーム発散角に関係することがわかった。部分コヒーレント光利用の最大の目的は、 RPP で発生する干渉スペックルの平滑化である。部分コヒーレント光による時間、空 間的な干渉スペックルの平滑化を簡単のため2光束干渉を考えることによって論じる。 ここで示されることは、低い時間空間コヒーレンスが急速なビーム平滑化において優 れた特性を発揮することである。周波数ω;、波数ベクトルk;、初期位相φ;、偏光ベク トルp:として1つの光束の電界を

 $u_{i}(\mathbf{r},t) = \mathbf{p}_{i} \cdot \mathbf{E}_{i} \cos(\omega_{i}t - \mathbf{k}_{i} \cdot \mathbf{r} + \phi_{i})$ 

と定義すると、2つの光束が干渉してできる強度は、

# $I(\mathbf{r},t) = E_1^2 + E_2^2 + (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2)\mu_{12}(t)$ $\cdot \cos[(\omega_1 - \omega_2)\mathbf{t} - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} + (\phi_1 - \phi_2)]$

となる。ここでrは位置ベクトルである。右辺第3項が干渉項を示し、幾つかの制御 可能な要素からなっている。先ず、(p1・p2)は偏光の効果を表しており各々の偏光が直 交するとベクトル内積がゼロになるため干渉が生じず、独立のビーム束(µ12=0)と して扱うことができる。次に2つの周波数が等しければ時間に依存する項が無くなる ので干渉縞が空間的に固定されるが、周波数が違えばビート周期(lω<sub>1</sub>-ω<sub>2</sub>|/2π)で波 数ベクトルの差方向 ( $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ ) に移動する。干渉縞のフリンジ間隔 ( $\Delta d$ ) は光束 入射角度の違いで決まる。Δd は、波数 k<sub>1</sub>≈k<sub>2</sub>として光軸に対して入射する角度をθ とすると次式で与えられる。

$$\Delta d = \frac{2\pi}{k_1 \sin\theta + k_2 \sin\theta} \approx \frac{\lambda}{2\sin\theta}$$

初期位相差は干渉縞の平行移動量を決めており、移動速度 Vは2光束の周波数差で決 定され、

39

#### (3 - 36)

#### (3 - 37)

 $V = \Delta d \Delta v$ 

(3 - 38)

となる。ここに $\Delta v = |\omega_1 - \omega_2|/2\pi$ である。この式は干渉縞の1フリンジ移動に要する 時間がフリンジ間隔に関わらないことを示している。入射角と波長の異なる光を重ね 合わせることで、比較的低次の干渉縞でさえも高速で均一化できる。また、生成され る干渉縞の可視度はビーム束間の相互コヒーレンス度に依存する。

このように部分コヒーレント光を用いることにより、時間的、空間的に平滑化効果 が現れる。平滑化の速さは如何に短時間に、より多くの独立なビーム束(µ12=0)を 重ねるかにかかっている。従って、できるだけ広いスペクトル幅と大発散角を有する 部分コヒーレント光を用いなければならない。

3-5-4 スペックルの統計モデルと照射均一性の限界値

部分コヒーレント光を用いて達成可能な照射不均一性は、レーザーシステム最終段 におけるコヒーレンス領域の大きさで決まる。これは、コヒーレンス領域の伝播を準 単色光の理論およびスペックルパターンの統計モデルを考えることによって証明でき る。今、図 3-10 に示す光学配置を考える。準単色光部分コヒーレント光源は、レンズ f,を通り瞳に達し、2枚目のレンズf,で観測面に集光される。光源面、瞳面、観測面 は、それぞれレンズの共役点に置かれているとする。観測面強度は、Hopkins の公式 [17] により、

$$(u, v) = \frac{1}{\sqrt{I(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2)}} \int \int \int_{-\infty}^{\infty} k(u_1, v_1; \xi_1, \eta_1) \\ \cdot k * (u_2, v_2; \xi_2, \eta_2) \\ \cdot \gamma(\Delta \xi, \Delta \eta) \, d\xi_1 d\xi_2 d\eta_1 d\eta_2$$
(3 - 39)

で与えられる。ここで、γは相互コヒーレンス度、kは振幅スプレッド関数(透過関数) で瞳関数 P(ξ, η)とはフーリエ変換の関係で表され、

$$\kappa(u, v; \xi, \eta) = \frac{1}{(\lambda f)^2} \int_{-\infty}^{\infty} P(\xi, \eta) exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda f} (u\xi + v\eta) \right] d\xi d\eta$$
(3 - 40)

となる。今、瞳に RPP を置くことを考える。従って、振幅スプレッド関数は sinc 関数 となる。yが1(コヒーレント)とすると観測面強度は RPP により位相関係がランダ





ムな sinc 関数のコヒーレントなたし合わせになる。その結果、観測面では複雑な干渉 パターン(スペックルパターン)が発生する。RPPからでてくる波面のミクロな構造 の詳細は知るよしもないので、スペックルの特性はその統計的性質を論じる必要があ る。ここでの統計は、同じマクロな性質をもちながらミクロな構造の詳細が異なって いるような多数の物体のアンサンブル平均に対して定義する。スペックルパターンの 統計的な性質の中で最も重要なのは、像の中の1点で観測される強度 I:の確率密度分 布関数である。これは、スペックルの問題が古典的なランダムウオークの問題 [18] とよく似ていることに着目することにより得られる。RPP からの個々の散乱成分の波 の位相が近似的に (-π, π) の間に一様分布するものとすると、観測面の1点で波動場 のどのような直線偏光成分の1つを取ってみても、それは円形複素ガウス確率変数と なっている(中心極限定理[19]による)。従って、観測面強度の確率密度関数は RPP 全体のアンサンブルに対して負指数分布になる[20]。すなわち、

$$D(I_i) = \frac{1}{\langle I_i \rangle} \exp\left[-\frac{I_i}{\langle I_i \rangle}\right]$$

と表記できる。ここで <I.>は平均強度である。この式で表されるスペックルパターン は、ゼロ強度の存在確率が大きく"完全に発達したスペックルパターン" (Fully Developed Speckle pattern: FDS) と呼ばれる。 γが1より低下すると式 (3-41)の分布は 変化する。それは、観測面のある1点で、波動のコヒーレントな加算とインコヒーレ ントな加算を行なう必要が生じることに起因する。式(3-41)を強度のインコヒーレン

41

#### (3 - 41)

トな加算で表すと、

$$W = I_{i1} + I_{i2} + I_{i3} + \dots + I_{iN-1} + I_{iN}$$
(3 - 42)

(3 - 43)

(3 - 44)

となる。ここで、I;;(j=1~N)は各スペックルパターンの強度である。式(3-42)の積 分を解くと、

$$\rho_{N}(W) = \left[\frac{N}{\langle W \rangle}\right]^{N} \frac{W^{N-1}}{(N-1)!} \exp\left[-\frac{NW}{\langle W \rangle}\right]$$

となる。ここに、Nはインコヒーレント加算の回数で、<W>=N<I;>である。図3-11 に式 (3-43)を用いて計算した確率密度分布を示す。Nが大きくなるにつれて平均値 の周りに集まった鋭い分布を有するようになり、平均強度で規格化した標準偏差(o) は減少する。σは、

$$\sigma^{2} = \frac{\int_{0}^{\infty} (W - \langle W \rangle)^{2} \cdot \rho_{N}(W) dW}{\int_{0}^{\infty} W \cdot \rho_{N}(W) dW} = \frac{1}{N}$$

と求められる。Nは部分コヒーレント光の RPP 上における相互コヒーレンス度に依存 する。コヒーレンス度は式(3-19)のように示されるので、式(3-44)との関係から、

$$N^{-1} = \frac{1}{A_{w}} \int_{A} |\gamma(\Delta\xi, \Delta\eta)|^{2} d\Delta\xi d\Delta\eta$$
(3 - 45)

のように表すことができる [21, 22]。ここで、A, は RPP 上のビーム面積である。こ



Intensity / Average intensity

図3-11 スペックルパターンのインコヒーレント加算による強度の確率密度分布変化。 インコヒーレント加算回数の増加により、平均強度の周りに集まった鋭い確率密度分布を 有するようになり、強度分布の分散が小さくなる。

の式の解は L. Mandel [13] の定義により、

$$N^{-1} = \frac{A_c}{A_w}$$

となる。ここに、Acは前述のコヒーレンス領域を示す。式 (3-44)を書き直すと

$$\sigma(\infty) = \sqrt{\frac{A_c}{A_w}}$$

が得られる。ここで∞は、時間平均操作が光波を観測時間無限大の極限で観測するこ とと等価であるため導入した。式(3-47)は、1ビームパターンの不均一性改善の限界 値が RPP 上におけるコヒーレンス領域で決定されることを示す。 激光XII号の場合は、 32 TDL が許容発散角であるので、σ(∞) = (1/1024)<sup>1/2</sup> = 3%となる。改善可能な不均一 性がゼロまで落ちきらない理由は、RPP のセル大きさに比べてコヒーレンス領域が大 きいことにある。 激光XII号の最終ビーム径は 320 mm であり 32 TDL 光のコヒーレンス 領域は約10×10mm<sup>2</sup>になる。一方、RPPのセル大きさは2mmであるので、実質的に 5×5のセルがコヒーレンス領域の中に存在する、すなわち、5×5のセルがコヒーレン トに照明される。1つのコヒーレンス領域からの干渉縞は、ビームレット間の角度が小

43

3.0

#### (3 - 46)

#### (3 - 47)

さいために低次のフリンジをもち、全体の集光パターン内に残留する。この構造が改 善可能な不均一性を制限する理由である。

3-5-5 スペックルパターンの時間的変化

前項では、観測時間無限大での空間的なスペックル平滑化を述べた。ここではスペ ックルが空間的に平滑化される度合いが観測時間の増加とともに生じ、その速さはコ ヒーレンス時間に依存することが示される。スペックル平滑化の速さはプラズマの流 体力学的応答速度より速いことが要求される。平滑化速度を評価するには、前項と同 様に統計的取り扱いをするのが便利でかつ合理的である。観測時間がゼロの極限では スペックルパターンは平滑化を全く受けない。従って、強度の確率密度分布関数は、 式(3-41)と同様に負指数分布となる。広帯域光のビーム強度分布を時間間隔t-t./2 ~ t+tav/2で計測すると、その強度の確率密度分布関数も式(3-42)と同様に次式で示 すことができる。

$$\rho_{N_{T}}(W_{T}) = \left[\frac{N_{T}}{\langle W_{T} \rangle}\right]^{N_{T}} \frac{W_{T}^{N_{T}-1}}{(N_{T}-1)!} \exp\left[-\frac{N_{T}W_{T}}{\langle W_{T} \rangle}\right]$$
(3 - 48)

ここで添字Tは時間領域を示す。N<sub>T</sub>は時間コヒーレンス度をγ<sub>T</sub>(t<sub>1</sub>, t<sub>5</sub>)として、

$$N_{T}^{-1} = \frac{1}{t_{av}} \int_{T} |\gamma_{T}(t_{1}, t_{2})|^{2} dt_{1} dt_{2}$$
(3 - 49)

で与えられる。式 (3-17)から、 $N_T = t_{av}/t_c$ が得られる。従って、標準偏差  $\sigma_T$ は、

$$\sigma_{\rm T}(t_{\rm av}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\rm T}}}$$

(3 - 50)

となる。この式は、コヒーレンス時間ごとにスペックルパターンを構成する複素振幅 の相関関係が無くなり、観測時間を長くとることによって平滑化が進んでいくことを 示す。従って、3%の不均一性を得るには1000×t。が必要となる。流体力学的特性時間 を 100 ps としても、t<sub>o</sub> = 0.1 ps (スペクトル幅:  $\Delta\lambda \sim 37 \text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta v/c$ ) となり、 増幅によるスペクトル狭帯域化、エネルギー利得減少(後述)などを考慮すると、ガ ラスレーザーシステムにおいては現実に達成することが困難である。

時間インコヒーレンス性とともに空間インコヒーレンス性をもつ光の場合は、瞬 間々々においても独立なビームレットが存在するので、コヒーレンス時間ごとの平滑 化とは独立に空間パターンの平滑化が生じる。つまり、空間コヒーレンスが低下する とスペックルの時間的平滑化特性が変化することになる。この効果を空間特性に起因 した独立なビームパターン数N。とし時間コヒーレンスと独立な現象と仮定して、式(3 - 50)を書き直すと次式を得る[23]。

$$\sigma(t_{\rm av}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\rm S}N_{\rm T}}}$$

この式は、部分コヒーレント光によるスペックル平滑化の基本的な特性を表し、コヒ ーレンス時間が短いほど速く均一化され、かつ、瞬間々々に多数の独立なビーム束を 重ね合わせることができれば、さらに均一化が進むことを示す。式 (3-51)の特性は観 測時間の増加とともに式(3-47)で示した限界値に向かって漸近することになる。N。 の値を20倍程度以上にすることにより、プラズマの流体力学的特性時間内に所定の均 一性を得ることが可能となる。

#### 3-5-6 波長角度分散

3-5-3項で示したように、干渉縞を時間的に平滑化するためには異なる波長の光を 異なる角度で入射集光することが効果的である。これは、波長角度分散光を用いるこ とで可能となる [24] 。図 3-12(c) に波長角度分散光によるターゲット照射のイラス トを示す。広帯域光のスペクトルを回折格子などの分散素子を使い空間的に1次元分 布させる。RPP を透過させると集光点では異なる波長で発生したスペックルパターン が連続的に分布する。このスペックルパターンが式(3-36)で示されたように空間的に 移動して平滑化が生じる。移動速度はスペックルの空間大きさに依存しないので、RPP 上の残留コヒーレンスで決まる低次モードの不均一性でさえも高速で均一化される。 時間平均下で考えると、波長角度分散はインコヒーレント(波長が異なる)なスペッ クルパターンを横ずらしして重ねたことに対応し、実質的に光波のコヒーレンス領域 を縮小したことと等価になると考えることができる。(b) 図は波長角度分散しない場合 を示している。3-5-4項の議論のとおり、RPP上の残留コヒーレンスに起因した強度 変調構造が残る。(a) 図はレーザー光の場合を示す。この場合、集光パターンは本質的 に空間、時間的変化が生じない。

以下に波長角度分散によって改善可能な不均一性の限界を考える。1次元の波長角度 分散で縮小されたコヒーレンス領域は、近似的に次式で与えることができる。

 $A_{c\lambda} \approx d_{c\lambda} \times d_c$ 

#### (3 - 51)

(3 - 52)



図3-12 ターゲット照射法の概念図。 (a) コヒーレントなレーザー光にランダム位相板を用いた場合、(b) 部分コヒーレント光 にランダム位相板を用いた場合、(c) 波長角度分散した部分コヒーレント光にランダム 位相板を用いた場合をそれぞれ示す。

ここに、d<sub>Q</sub>およびd<sub>c</sub>はそれぞれ波長分散方向、その垂直な方向の空間的にコヒーレントな幅をしめす。これらは、波長角度分散による平滑化と元々のコヒーレンス領域によるものが独立に寄与するとして次式で示される。

$$d_{c\lambda} = \frac{D_w}{\sqrt{\alpha^2 (1 + \alpha_\lambda)}}, \quad d_c = \frac{D_w}{\alpha}$$
(3)

また、 $\alpha_{\lambda}$ は波長角度分散による実効的な発散角の量(単位 TDL)を示し、

$$\alpha_{\lambda} = \frac{D_{w} \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta \lambda}{1.2 \lambda}$$

(3 - 54)

- 53)

と表記できる。ここで、dθ/dλは波長の分散角度を示す。波長角度分散光の1ビーム

パターンにおける達成可能な σ は、

$$\sigma(\infty) = \sqrt{\frac{A_{c\lambda}}{A_w}}$$

で与えられる。 $\alpha_{\lambda}$ は空間発散角と同様に最大値 32 となるので、式 (3 - 52 ~ 55)から 波長角度分散した 32 TDL 発散光の達成可能な不均一性は $\sigma \approx 1.4\%$ となる。許容発散 角によって決まるコヒーレンス領域が RPP の1 セルよりも大きいレーザーシステムで は波長角度分散による低次モードの平滑化が有効である。また、上記議論からも明ら かなように、波長角度分散を用いることで式 (3 - 51)の N<sub>S</sub>の値を増加させることも可 能である。

波長角度分散のもう一つの特徴として挙げられることに波長変換効率の改善がある。 高調波変換は、ターゲットとの結合効率ならびに噴出圧力の向上の観点から将来の炉 用レーザードライバーには3倍高調波変換が必要とされる。高調波変換の原理上(コ ヒーレント過程)、部分コヒーレント光はレーザー光に比べて大幅な変換効率の減少 をもたらすことになる(詳細は第6章で述べる)。波長の分散角度を波長変換結晶の 波長角度依存性に一致させれば、原理的に位相不整合量をゼロにすることが可能であ り、変換効率の改善が見込める[25]。従って、部分コヒーレント光の波長角度分散 はビーム平滑化、高調波変換の両方の観点から欠かせない技術である。

3-6 まとめ

レーザー照射均一性の評価法ならびに改善方法の基本概念について述べた。有限ビ ーム照射数で照射均一性を向上するための基本的な考え方は、「強度分布構造の無い 一様なビームを最適化された強度包絡線形状で照射する」ことである。レーザー光の 高いコヒーレンスに依存した干渉、回折によって発生する強度変調を除去するには、 急速に集光パターンを変化させることのできる部分コヒーレント光の照射が有効であ ることを示した。プラズマの流体力学的特性時間内に所定の均一性を得るには、短い コヒーレンス時間とともに小さなコヒーレンス領域のビームが要求される。また、ス ペックル統計理論から達成可能な照射不均一性を激光XII号レーザーシステムの場合に ついて考察した。ランダム位相板上における許容ビーム発散角に起因した残留空間コ ヒーレンスが、均一性の向上を制限することがわかった。残留空間コヒーレンスの影 響を減ずるには部分コヒーレント光の波長角度分散技術の導入が欠かせないことを明 らかにした。

#### (3 - 55)

# 参考文献(第3章)

- [1] S. Skupsky and K. Lee, J. Appl. Phys., 54 (1983) 3662.
- [2] 中塚正大: レーザー学会第10回年次大会予稿集、(1990) 26 p I 7, p 134.
- [3] 宮崎 誠:修士論文 大阪大学大学院工学研究科 電磁エネルギー工学専攻 p 31.
- [4] X. Deng, X. Liang, Z. Chen, W. Yu, and R. Ma, Appl. Optics, 25 (1986) 377.
- [5] N. Nishi, T. Jitsuno, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, and S. Nakai, Proceeding of SPIE, Laser Coherence Control : Technology and Applications, 1870 (1993) (to be published).
- [6] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett., 53 (1984) 1057.
- [7] C. Yamanaka, Nucl. Fusion, 25 (1985) 1343.
- [8] K. Tsubakimoto, T. Kanabe, T. Jitsuno, M. Nakatsuka, and S. Nakai, Technol. Rept. Osaka University, 41 (1991) 125.
- [9] 飯塚啓吾 「光工学」 共立出版 1983年 第2章 p 29.
- [10] 椿本孝治:修士論文 大阪大学大学院工学研究科 電磁エネルギー工学専攻 p 20.
- [11] R. H. Lehmberg and S. P. Obenschain, Optics Comm., 46 (1983) 27.
- [12] M. Born and E. Wolf 共著 草川 徹、横田英嗣 共訳「光学の原理 III」 東海大学出版会 1975年 第10章.
- [13] L. Mandel, Proc. Phys. Soc., 74 (1959) 233.
- [14] J. W. Goodman 著 武田光夫 訳 「統計光学」 丸善 1992 年 第5章 p192.
- [15] P. H. van Cittert, Physica, 1 (1934) 201.
- [16] F. Zernike, Physica, 5 (1938) 785.
- [17] H. H. Hopkins, Proc. Roy. Soc., A, 208 (1951) 263.
- [18] K. Pearson, A Mathematical Theory of Random Migration, Draper's Company Research Memoirs, Biometric Series, III, London (1906).
- [19] L. Maisel 著 佐藤平八 訳 「確率、統計、ランダム過程」 森北出版 1980年 第4章 p115.
- [20] E. A. Ennos, Progress in Optics XVI, North-Holland (1978) 239.
- [21] J. W. Goodman, Proc. IEEE, 53 (1965) 1688.
- [22] J. Bures, C. Delisle and A. Zardecki, Can. J. Phys., 50 (1972) 760.
- [23] H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, H. Azechi,

T. Jitsuno, and S. Nakai, to be published in J. Appl. Phys. 73 (1993).,

- [24] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J. M. Soures, J. Appl. Phys., 66 (1989) 3456.
- [25] M. D. Skeldon, R. S. Craxton, T. J. Kessler, W. Seka, R. W. Short, S. Skupsky, and J. M. Soures, IEEE J. Quantum Electron., QE-28 (1992) 1389.

48

## 第4章 部分コヒーレント光の発生

#### 4-1 はじめに

第3章で述べたように、RPPを用いた場合に発生する干渉スペックルは、レーザー 光の部分コヒーレント化により平滑化することができる。この研究の重要性に従い、 世界中で数々のコヒーレンス制御手法が報告されている [1~5]。核融合レーザーシ ステムにおける部分コヒーレント光の発生技術とその特長比較を表4-1に示す。各種 の位相変換、ビーム分割技術を幅広く取り入れている。この中で Amplified Spontaneous Emission [4,5] は光発生過程で縦、横モードを制限する要素がないので本質的な空間 時間インコヒーレント光源となる。複雑な部分コヒーレント化技術を取り入れること なく単純なシステム構成が可能である。また、仏、リメイユ研で提案されたOFO [2] は広帯域発振器と多モード光ファイバーが必要であるが、単一モード光ファイバーに レーザー光を入射し、自己位相変調でスペクトルを広げることにより同等の成果を得 ることが期待できる。単一、多モード光ファイバー組合せの利用は、素子の能動的駆

表4-1 レーザー光のコヒーレンス制御手法

Items	Spatial coherence	Temporal coherence
Lens array	0	×
Random Phase Plate	0	×
Echelon pair	0	×
Mode conversion of optical fiber	0	0
Broadband oscillator	×	0
E / O modulation	×	0
Self-phase modulation	×	0
Amplified Spontaneous Emission	0	0

 $\bigcirc$  : Possible  $\times$  : Impossible

動なしに制御性に優れた部分コヒーレント光源を作り出すことが可能となる。この章 では、上記の部分コヒーレント光源の発生技術について詳細に記述し、それらの核融 合用レーザーシステムにおける光源としての可能性について考察する。

4-2 激光XII号ガラスレーザーシステムとビーム伝播

部分コヒーレント光源がもつべき性能は、レーザーシステムの性能、仕様に左右さ れる。ここでは、著者が使用した激光XII号ガラスレーザーシステムについて簡単に記 述し、部分コヒーレント光源がもつべき性能、仕様を定める基準を示す。 激光XII号 [6,7] の光学配置図を図4-1に示す。激光XII号は、発振器、前置増幅列 および12ビームの主増幅列より構成される。レーザー発振器(OSC)は強制モード同 期QスイッチNd:YLFレーザーである [8]。レーザーパルス幅は、0.1~3.0 nsの間 で任意に可変できる。パルス抽出器 (SEL) はモード同期パルス列から1パルスを抽出 する。1パルスの出力エネルギーは約10µJである。前置増幅列は4台の25mmロッド 増幅器(RA25)、3台の光シャッター(ポッケルスセルスイッチ)および6台の空間 フィルターよりなる。レーザー光はここで増幅された後、12ビームに分割され主増幅 列に導かれる。主増幅列へのレーザービームは前置増幅列最終部でハードアパチャー (AA3:口径10mm)によって空間整形される。これはビーム中央部の強度分布の均一 な場所を後段に伝播させるためである。主増幅列はそれぞれ2台のロッド増幅器(RA 50: 口径 50 mm)、2 台の 100 mm ディスク増幅器(DA 100)、3 台の 200 mm ディス ク増幅器(DA 200)、1台の光シャッター(OS 50)、口径 100、200 mm 各 1 台のファ ラデー回転子(FR 100, FR 200)、3台の空間フィルターにより構成される。出力エネ ルギーは 30 kJ (12 ビーム、パルス幅 1 ns) である。また、爆縮実験の要請により2倍、 3倍高調波変換光の発生が可能である。この装置は完全像転送方式(4-4-1項で述べ る)を採用しており、AA3の開口像を主増幅列に設置された空間フィルターでターゲ ットチャンバーまで像転送 [9] する。最終ビーム径は 320 mm で前置増幅列を含めた 全空間フィルターの積算倍率は96である。

部分コヒーレント光源を激光XII号に導入するには、そのビーム伝播方式と整合をと る必要がある。部分コヒーレント光源が満たすべき仕様を干渉スペックル平滑化の観 点も踏まえて以下に示す。

- (1) 激光XII号の伝播許容発散角(32 TDL)と同等かそれ以上の発散ビームを発生さ せること
- (2) 効果的なスペックル平滑化のために波長角度分散が行なえること。また、波長 変換結晶の位相整合角の波長依存性に一致した波長分散角に制御できること。



図4-1 激光XI号ガラスレーザーシステムの鳥瞰図

(3) 10 ps 以下程度のコヒーレンス時間に制御可能なこと。

(4) 高出力増幅可能なスペクトル幅(<2 nm:後述)に制御可能なこと。

(5) レーザー爆縮実験に適合したパルス幅(1~3ns)に制御可能なこと。

(6) 激光XII号の主発振器と同等のエネルギー(10µJ/pulse)を発生すること。

(1)~(6)を満たすことにより部分コヒーレント光の高出力増幅伝播実験が可能 となる。

4-3 自然放出増幅光を用いた部分コヒーレント光の発生

自然放出増幅光は、レーザー増幅過程におけるノイズとしての研究が盛んに行なわ れてきた [10]。その理由は比較的大きな輻射強度をもつことおよびある程度の指向 性をもつことが入射するレーザー光の誘導放出に影響を与えるからである。逆にこの 性質に着目し、レーザーシステムの光源として利用することが可能である [4,5]。レ ーザー上準位緩和時間の比較的長い(約330 µs)ガラスレーザー媒質における自然放 出増幅光のコヒーレンスがどの程度で、それがビーム平滑化にどのように寄与するの

#### かを調査する必要がある。

#### 4-3-1 自然放出增幅光 [11]

自然放出で発生した光子が増幅器内で誘導放出を起こすと増幅器全体として光子の 発生率が内部損失率を上回り、光共振器がなくても発振状態に至る。このようにして 発生する輻射光を自然放出増幅光 (Amplified Spontaneous Emission : ASE) と呼び、ある 程度の指向性を持った強力な部分コヒーレント光を得ることができる。今、1次元増幅 器を考える。増幅器の長さ(L)を長くしていくと、臨界長(L)以上で増幅媒質端面 から放出される光強度が指数関数的に増加し始める。この状態は、増幅器の一端で自 然放出により発生した光子が他端で誘導放出を起こすことに対応し、増幅係数をgと するとgL\_=1が成立する。反転分布密度ΔNを用いて表すと、

$$\Delta N \cdot L_{c} = \frac{1}{\sigma(v)} = \frac{8\pi\tau_{2R}}{\lambda^{2}g_{v}(v)}$$

となる。ここで  $\sigma(v)$  は誘導放出断面積、 $\tau_{2R}$  は上準位の輻射放出寿命、 $g_v(v)$  は規格化 利得スペクトル分布関数である。発振は最も利得の高いスペクトルの中心周波数で始 まる。上準位のポンピング率をR、上準位、下準位の寿命をそれぞれて2、て1とすると 定常状態における反転分布密度は、

$$\Delta N = \frac{N_0}{\left[1 + (I_p + I_n)/I_s\right]}$$

と示される。ここに、N<sub>0</sub> = {  $(\tau_2 - \tau_1)/\phi$  } R、I<sub>s</sub> =  $(hv/\sigma)\{\tau_2 + \tau_1(1 - 1/\phi)\}-1, \phi = \tau_{2R}$  $/\tau_2$ である。光強度 I は両方向に進行する ASE の寄与  $I_p$ 、 $I_n$ を含む。光伝播は次式で示 すことができる。

$$\frac{I_p}{x} = g(x)I_p + \rho(x)d\Omega$$

ここに g(x) =  $\Delta N(x) \sigma(v) - \gamma$  は損失  $\gamma$  を含んだ増幅係数、 $\rho(x) = N_{2}hv / 4\pi\tau_{2R}$ は、 $\tau_{1} <<$ τ,のときの単位立体角当り、単位周波数当りの自然放出光強度である。式(4-3)を積 分し、

 $I_{p} = \int dx' \rho(x') d\Omega(x, x') \exp[\int g(x'') dx'']$ 

53

#### (4 - 1)

#### (4 - 2)

### (4 - 3)

を得る。dΩ(x, x') は、x' から x における増幅断面積を見込む立体角である。I<sub>n</sub>(x) に対 しても同様の式が得られる。これらと式(4-2)とを連立させて解くと In(x)、 In(x)が求 められる。

また ASE の発散角は、x=0~(L-L)で発生した自然放出光を増幅率に応じた重み をかけて積分することにより求められる。発散角は、開口径(d)と長さの比より大き く、Lが長くなるほどL/dとの差が大きくなる。ASEは媒質のスペクトル曲線の中心 波長近傍で強く起こるため自然放出スペクトル幅よりも一般に狭くなる。しかし、光 共振器を用いたレーザー発振に比べ非常に広いスペクトル幅となる。広い発散角およ びスペクトル幅は、ASE 光が本質的な時間空間インコヒーレンス性を持つことを示し ている。図4-2に燐酸レーザーガラス(HOYA, LHG-8, Nd2O3 = 1.9wt%)の自然放出 スペクトルを示す。スペクトルの半値全幅は 21.5 nm であった。





#### 4-3-2 ASE 発生器の構成

ASE 発生器の構成を図4-3に示す。ASE 発生器は、通常のロッド増幅器と球面ミラ ーによるダブルパス構成である。用いたガラスロッドは、口径 25 mm、利得長 380 mm の HOYA 製 LHG-80 燐酸レーザーガラス (Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: 2wt%) で円周上等間隔に配置され た6本のキセノンフラッシュランプで励起される。球面ミラーは、ロッド増幅器のも つ利得分布補正用としての役割も果たす。図4-4(a)に励起エネルギーに対する ASE



図4-3 ASE 発生器の構成図。 ASE 発生器は通常のロッド増幅器(25mm径)と全反射球面ミラーで構成した。



Pumping energy [kJ]

図 4-4(a) ASE 発生器の小信号利得の励起エネルギー依存性。 用いたレーザーガラスロッドは LHG - 80 である。フラッシュランプの最小点灯電圧 12 kV (励起エネルギー12.7 kJ) において48倍の小信号利得が得られる。



図 4 - 4 (b) ASE 発生器の径方向小信号利得分布。 径方向利得分布は球面ミラーによって補正可能である。



ASE beam pattern

図 4-5 ASE 発生器の出射パターン(近視野像)。 パルス幅 600 μs、ビーム発散角は 32 TDL の条件である。 発生器の小信号利得、(b) にロッドガラス径方向利得分布をそれぞれ示す。ランプの最 小点灯電圧 V = 12.0 kV (励起エネルギー 12.7 kJ) においての利得分布はロッド中心で 約50倍、端で約100倍となった。この利得分布は、ASE 光の強度分布として反映する ことになるので何等かの分布補正を行なう必要がある。球面ミラーは軸対称な空間反 転作用をもつので、ダブルパス構成の採用で利得分布補正が行なえる。ASE 光を用い た部分コヒーレント光の最大の利点は、空間時間的に規則的なモード構造が存在せず (共振器構造をもたない)光強度分布に空間時間的変動が少ないことである。ASE の パルス幅は約 600  $\mu$ s (FWHM) で、レーザー上準位の緩和時間および励起パルス幅に 依存する。空間発散角は、おおよそ利得長と口径の比で示され 66 mrad である。効果的 な増幅伝播を行なうために適当な空間時間整形を施す必要がある。出力スペクトル幅 は自然放出光増幅過程でのスペクトル狭帯域化 [12] が起因して 9 nm となった。出力 エネルギーはパルス幅 2 ns、発散角 32 TDL において 60 ~ 100 pJ であった。ASE 光の 近視野像を図 4 - 5 に示す。この計測ではパルス幅 600  $\mu$ s で 32 TDL の発散制限を行な った。

4-3-3 ASE発生器の空間コヒーレンス

部分コヒーレント光源の空間コヒーレンスは、激光XII号の許容発散角で決まる値よ り低いことが要求される。また、ASE光のコヒーレンス領域を知ることはビーム平滑 化効果の解析においても重要な情報を得ることになる。ASE発生器の空間コヒーレン スをヤングの干渉実験で評価した。3-5-1項に示したように干渉縞の可視度から空間 コヒーレンス度を知ることができる。

ダブルスリットを ASE 発生器から 8.24 m 離れた位置に設定し、スリット間隔を変化 させたときの干渉縞可視度の変化を冷却 CCD カメラで計測した。ダブルスリットは間 隔 150, 230, 530, 1040, 1500, 2000 µm のものをそれぞれ用いた。図 4-6 に得られた干 渉縞トレースの一例および計測配置図を示す。同配置で計測したレーザー光に対する 結果も比較のため示した。ASE 光の干渉縞はスリット間隔が 1500 µm になると消滅し た。また、530 µm におけるレーザー光と ASE 光の干渉縞を比較すると、縞の極大と極 小が反転しているのがわかる。これは、ASE 光のスリット間の位相差が π だけ変化し たことを意味し [13]、間隔 530 µm 以内で一旦完全にインコヒーレントになり、再び 多少コヒーレントになっていることを示す。この結果は、一様な円形インコヒーレン ト光源を仮定したときの sinc 関数型の振動と矛盾しないため(3-5-2 項参照)、ASE 光はスリット上で一様な強度分布を有することが示唆される。図 4-7 に実験で得られ た干渉縞の可視度とスリット間隔の関係を示す。図中の実線はコヒーレンス関数を sinc 関数型で仮定したときのフィッティング曲線である。最初のゼロ点に達する間隔は、



図4-6 ヤングの実験の計測配置と得られた ASE 光干渉パターンの1次元トレース。 同配置で得られたレーザー光の結果も比較のため示した。スリット間隔は (a): 150 μm, (b): 530 μm, (c): 1500 μm である。

この曲線より 0.28 mm と求められた。従って、ASE 発生器から 8.24 m 離れた点のコヒ ーレンス領域 A。は 0.06 mm<sup>2</sup> となる。

次に上記の実験結果を用いて ASE 発生器からの距離とコヒーレンス領域の関係につ いて考察する。光源から任意の距離z離れた点における光波のコヒーレンス領域は、 次式で与えられる [14]。



ここでΙ(ξ,η)は光源面の強度分布である。この式を解くには光源強度分布の情報が必 要であるが、一様な円形インコヒーレント光源を仮定すると、式(4-5)は、

$$A_{c} = \frac{(\lambda z)^{2}}{A_{w}}$$

となる。A<sub>w</sub>は光源の面積を示しA<sub>w</sub>= $\pi$ Dp<sup>2</sup>/4である。Dpは式(3-31)でS=0.28 mm とすることにより求められる。ASE光の伝播方法は、発生した ASE 光を口径 20 mmの ハードアパチャーで整形し、その像を空間フィルターを用いて転送する方式を採用し ている。ハードアパチャーの面積をAHAとして図4-8にAHA/AcとASE発生器からの 距離zの関係を示す。図から明らかなように、ASE発生器は32TDLの許容発散角(Aw /A<sub>c</sub>=1024) に対して十分なインコヒーレンス性をもつことがわかり激光XII号レーザ ーシステムの光源として適当である。また、将来の許容発散角の増大に対しても充分



図4-7 相互コヒーレンス度とスリット間隔の関係。

相互コヒーレンス度は sinc 関数型の振動を有し、ASE 光が一様な強度分布をもつことを示唆する。

#### (4 - 6)


Distance from ASE generator [m]

図4-8 コヒーレンス領域とASE発生器からの距離の関係。 ASE 光は激光XI号の開口制限(約10<sup>3</sup>)に比べて十分なインコヒーレンス性をもつことがわかる。

追従できる性能を有する。

先にも述べたように ASE 発生器のエネルギーは 60~ 100 pJ/2 ns である。主発振器 のエネルギーは約10μJ/nsであるので、ASE 光を10<sup>6</sup>程度増幅した後に激光XII号レ ーザーシステムに導入する必要がある。

4-4 ASE 前置增幅部

激光XII号ガラスレーザー装置に ASE 光を導入するために前置増幅システム(以下、 フロントエンド)の構築を行なった。図4-9にフロントエンドの光学配置図を示す。 ASE 発生器、増幅器、波長角度分散用回折格子、パルス整形器の各光学素子で構成さ れる。以下から、各部における特性の詳細について述べる。

4-4-1 空間フィルターによる像転送

先ず、最初に部分コヒーレント光の伝播方式の基本となる、リレーレンズ系による



図 4-9 ASE フロントエンドシステムの光学配置図。 ASE フロントエンドシステムは、ASE 発生器、ファラデーローテータと光シャッターを用いた 4パス増幅器、波長分散用回折格子、パルス整形器で構成した。時間空間コヒーレンスは空間 フィルターの遠視野に置かれたピンホールで制御することができる。



61



光ビーム伝播と像転送について述べる。部分コヒーレント光は本質的に大きなビーム 発散角を有する。核融合用レーザーシステムは、通常、数百メートルにもおよぶ距離 の光ビーム伝播を行う必要があるので、発散角を減少させない、つまり、コヒーレン スの上昇を生じさせない伝播手法が必要となる。光学素子の有効開口径を大きくとっ た場合は、比較的容易に発散ビーム伝播が行なえるが、システムのコストが大幅に上 昇することとなり現実的に採用することは困難である。共焦点位置に置かれた2枚の 凸レンズによるビーム伝播、すなわちレーザーシステムにおける空間フィルターの像 転送 [9] を用いることによって、発散ビーム(コヒーレンス領域)を次々に転送する ことができる。部分コヒーレント光は収束と発散を繰り返しながら伝播することにな る。図4-10に示すようなリレーレンズ系において入射および出射レンズの焦点距離を それぞれ f<sub>1</sub>、f<sub>2</sub>とすると、光線の伝達マトリクス [15] は、

t = [	1 a 0 1	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1/f_1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$f_1 + f_2$ 1	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1/f_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	b 1	
_[	-1/m	- ma	a - b/m	$+ f_1 + f_2$	2]	2.5	-	
-[	0		- m		]			(4

-7)

で示される。ここに、 $m = f_2/f_1$ で像の倍率を示す。レーザーシステムに多数のリレーレンズ系がある場合、全伝達マトリクスは各リレーレンズ系における伝達マトリクスの積となる。図4-10において、aにあるビームの像がm倍になって距離bに転送されたとすると、

$$-ma - \frac{b}{m} + f_1 + f_2 = 0 \tag{4-8}$$

が成立する。レンズ系の焦点距離と転送する像面までの距離が既知であれば、転送距 離を簡単に計算することができる。レーザーシステム内の全リレーレンズ系で式(4-8) が満足され、かつ、出射レンズ径が伝播ビーム径よりも大きい場合は、光源のもつイ ンコヒーレンス性(コヒーレンス領域)を次々と転送することが可能となる。この目 的のため、フロントエンドには4台の空間フィルターを設置した。

4-4-2 ASE の予備増幅とビーム伝播

ASE 光のエネルギー増大のために4パス型のロッド増幅器を ASE 発生器に結合した。 図4-9において4パス増幅器は、永久磁石で動作するファラデーローテータ(FR)、 ポッケルスセルによる光シャッター(OS)、λ/4板および口径 25 mm のロッド増幅器 で構成される。FR は偏光面を 45 度回転することにより ASE 発生器との光学的結合(寄 生発振)を防ぐ。OS は ASE 光の時間整形および FR と同様に寄生発振防止の役目を果 たし、開口時間は 10 ns に設定した。λ/4 板は、偏光面の回転により FR との間で入射 ASE 光を 4 パス型に閉じ込めるために挿入した。ロッド増幅器は LHG - 8 燐酸レーザ ーガラスを媒質として用いた。単体利得は 33 倍である。従って、4 パスの積算小信号 利得は 1.2 × 10<sup>6</sup> となり激光XII号の主発振器と同程度の出力を得ることが可能となる。 ASE 光のスペクトル幅は有限増幅帯域による狭帯域化を受け、増幅器出力端では 2.1 nm になった。

フロントエンドの伝播ビーム径は、激光XII号の伝播ビーム径に対して整合を取る必要がある。激光XII号の最終ビーム径は320mmであり、全空間フィルターの積算倍率は96である。(但し、伝播ビームはAA3で切り抜き率2/3のアポダイゼーションをうける)従って、ASEフロントエンドのビーム径は5mm(3/2×320/96)に設定しなければならない。ASE発生器からの光は口径20mmのハードアパチャー(HA)で空間整形され、最初の空間フィルターによって5mmまで縮小される。空間発散制限は2台目の空間フィルターで行う。ピンホール径の選択により任意の発散角を得ることができる。フロントエンドの伝播可能最大発散角は、光学素子の有限開口が起因して約50 TDLである。従って、ピンホール径は50 TDL相当に設定した、すなわち、ASE フロントエンドのコヒーレンス領域はビーム全体の面積に対して1/50<sup>2</sup>である。HAの像は、フロントエンド内および激光XII号前置増幅列の空間フィルターにより初期像点(AA3)まで転送される。ここでのアポタイゼーションを考慮するとASE フロントエンドと激光XII号の許容発散角が一致する(50×2/3=32 TDL)。

4-4-3 波長角度分散と波長変換結晶の波長依存性

波長角度分散は、図4-9に示すように回折格子(G)で行なう(以下スペクトル分 散器)。第3章で述べた干渉スペックルの効果的な平滑化とは別に、波長角度分散は 波長変換効率改善にも大きく寄与する。広帯域光の波長変換効率は、結晶内の群速度 分散によりレーザー光に比べて大幅に減少する。もし、波長の分散角度を波長変換結 晶の位相整合角波長依存性(dθ/dλ)に一致させることが可能であれば、変換効率の 低減を防ぐことができる[16]。

ガラスレーザーシステムで通常用いられる KDP 結晶の 2 倍高調波変換に対する dθ / dλ は、TYPE II の位相整合で 210 µrad / nm となる [17] 。この値は結晶の色分散特性 から計算して求められたものである。激光XII号の最終段に設置されている KDP 結晶 は口径 350 mm、厚さ 20 mm である。大きな非線形定数を得るために TYPE II の位相整 合を満たすように切り出されている。この結晶の dθ / dλ は Nd:YAG ( $\lambda$  = 1052 nm) と

Nd:YLF (λ = 1053 nm) の2台の発振器を用いた計測により239 µrad/nmと評価され、 理論値と大差ないことがわかった[18]。

回折格子は、1200本/mm、大きさ150×100mmのブレーズ型で分散特性は1.4 mrad /nm であった(分散特性の計測方法は次項に示す)。従って、回折格子上のビーム径 を激光XII号の最終ビーム径より6倍小さくすることにより上記d0/dλにほぼ一致させ ることができる(ビーム発散角の大きさはビーム径に反比例する)。スペクトル分散 器に入射する ASE 光のビーム径は後のアポダイゼーションを考慮して 80 mm まで拡大 した。そして、後段の光学素子の開口制限と激光XII号とのビーム径整合のために再び 5mmに縮小する。ASEのスペクトル幅は後段に設置された空間フィルターのスペクト ル結像点(遠視野)に置かれたピンホールで制御する。波長角度分散光の伝播可能ス ペクトルは、発散角と同様に光学素子の有限開口で制限されることになる。フロント エンドにおける最大スペクトル幅は約0.8 nm となる。

#### 4-4-4 回折格子対によるスペクトル制御

波長角度分散光の各種の優位性を示すための比較実験として、波長角度分散させな い部分コヒーレント光の増幅伝播実験を行なう必要がある。その場合、前述のスペク トル分散器に代わり回折格子対で構成されたスペクトル整形器を導入する。図4-11に 光学配置図を示す。スペクトル整形器は、波長角度分散を行わずに ASE 光のスペクト ルを制御することができる。1つ目の回折格子で分散されたスペクトルは、空間フィル ターにより2つ目の回折格子に導かれる。レンズ系の共焦点位置に設置したピンホー ルが ASE のスペクトルを制限する。今、回折格子対が各々レンズ系の像点位置にある ならば(式(4-8)を満たすなら)、スペクトル整形器を通った ASE 光はスペクトルが







図4-12 回折格子対によるスペクトル制御結果。 (a) ピンホール径とスペクトル幅の関係は線形性をもつ。 (b) スペクトル幅は 0.6~2.6 nm の範囲で連続的に制御可能である。

制限されるだけで空間情報は元に戻る。図4-12(a),(b)にピンホール径に対するスペ クトル幅の関係およびスペクトル分布を示す。(a) 図の横軸は、入射レンズの焦点距離 (f=1600mm)とピンホール径の関係から発散角として示している。また、スペクト ル幅は半値全幅で表した。入射 ASE 光の発散角は 32 TDL、スペクトル幅は 2.1 nm で あり、回折格子上のビーム径は100mmとした。この結果から回折格子の分散特性を調 べることができる。実線は、実験データを1次関数でフィッティングした結果でΔλ= 0.71 Δθとなった。したがって分散特性は、1.40 mrad/nmと求められる。スペクトル 整形器を用いてスペクトル幅が簡単に調整できることがわかった。

65



(b)

#### 4-4-5 スペクトル形状とビーム発散角

スペクトル制御における重要な点は、激光XII号システム中の伝播スペクトル形状で ある。スペクトル形状は、増幅伝播の過程でレーザー媒質内の自己位相変調、利得の 飽和などにより大幅に変化し(第5章で述べる)波長変換効率の低下、強いてはビー ム間パワーバランスの低下を導くことになる。上記の影響を避けるためには、できる るだけ矩形型に近いスペクトル形状が望ましい、つまり、スペクトル強度を等しくし て非線形性の影響を減ずる必要がある。従って、フロントエンドにおけるスペクトル 形状を知る必要がある。スペクトルの形状は、ASE 光の持つビーム発散角に依存し、 回折格子の分散特性とビーム発散角の大きさで決定される。矩形のスペクトルを得る には、分散特性/ビーム発散角の比を大きく取らなければならない。32 TDLのビーム 発散角はビーム径80mmの場合、回折格子上で500 µradとなり、スペクトル結像点で それ相当の分散ボケを生じる。鋭いエッジでスペクトル整形を行っても、分散ボケが 矩形形状を崩す。また、整形可能な最小スペクトル幅の値もこの分散ボケで制限され る。図4-13(a)はスペクトル結像点のピンホールを0.6 nm 相当に設定した場合のスペ クトル形状発散角依存性の計算結果を示す。この計算では各波長のスペクトル分布が ガウス型を有するとし、スペクトル整形用のピンホールは円形、回折格子上のビーム 径は 80 mm、分散特性は 1.4 mrad / nm とした。発散角が 8 TDL のときは矩形に近い分 布を有するが、16,32 TDLと増加するにつれてスペクトル分布が変化する。回折格子





図 4 - 13 (a) ビンホール径を 0.6 nm 相当の大きさに設定したときのスペクトル形状発散角依存性。









Wavelength [nm]

図 4 - 13 (c) ピンホール径を 0.2 nm 相当の大きさに設定したときのスペクトル形状発散角依存性。

1054

上のビーム径が KDP の位相整合を満たす条件で決定されていることを考えると、現在 のフロントエンドでは矩形スペクトルの必要性とビーム平滑化特性の向上が相反関係 となっている。この問題を解決するには、大口径の回折格子を用い、回折格子上のビ ーム発散角をできるだけ小さくした状態で波長分散を起こし、KDP 結晶に入射する前 に分散角度補正を1次元レンズなどを用いて行う必要がある。また、図4-13(b),(c) は、ビンホールを 0.4. 0.2 nm 相当にそれぞれ設定した場合の計算結果である。32 TDL の発散角では半値幅0.4 nmのスペクトルを得るのが限界で、0.2 nmのピンホール設定 においては完全なスペクトル制御が行なえない。光学素子の有限開口を考慮すると波 長角度分散光で制御可能なスペクトル範囲は 0.4 ~ 0.8 nm となる。

4-4-6 回折格子による入射光の空間的時間遅れ

回折格子はその性質上、入射光と鏡面角で反射光を得ることができない。これは、 反射パルスが図 4-14 に示すように回折格子の空間的な大きさに依存した時間波形シフ トを生じることを意味している。入射ビーム径D。における回折光の最大遅れ時間は、 次式で与えられる。

$$t_{\max} = \frac{m\lambda}{d\ell} \cdot \frac{1}{\sin\alpha} \cdot \frac{D_g}{c}$$

ここに、cは光速、αは回折格子への入射角、mは回折次数、λは光の波長、d, は格子 定数である。最大遅れ時間と入射角の関係を D<sub>g</sub> = 80 mm、d<sub>l</sub> = 8.33 µm (1200 本 / mm)、 λ=1053 nmとして図 4-15 に示す。この図は 2 次の回折光の場合も比較のため示して



図4-14 回折格子による入射光の空間的時間遅れ。 68



図4-15 最大遅れ時間と回折格子入射角の関係。 ASE 光の回折格子入射角は50度であるため、出射パルスは最大370psの時間遅れが生じる。

いる。

(4 - 9)

フロントエンドでは、スペクトル分散器への入射角度を約50度に設定し、1次の回 折光を用いた。図4-15から ASE 光は空間的に約370psの時間遅れを生じさせられる。 この影響を減ずるためにはできるだけ長いパルスをスペクトル分散器に入射し、その 後パルス整形を行なう必要がある。OSによる時間整形のため、ASE光は 10 nsのパル ス幅でスペクトル分散器に導入されるので、フロントエンドでのパルス全体の波形シ フト量は約4%程度である。

4-4-7 ASE 光のパルス整形

ASE 光のパルス整形は激光XII号のパルス抽出器 (SEL) で行なう。パルス抽出器は 3 台のボッケルスセルと 12 枚の偏光子で構成される。アバランシェトランジスタ縦列 接続による高電圧パルサー [19] でポッケルスセルに電界を供給する。パルサーの立 ち上がり時間は 300 ps である。整形パルスは、電気光学的振幅変調の結果として得る ことができる。パルス幅は、高電圧パルサーがブルームライン放電方式を採用してい るので、放電ケーブルの長さを変えることにより任意に調整することができる。ポッ



70 60 50



(a)  $\tau = 1.2 \text{ ns}$ 

(b)  $\tau = 2.0 \text{ ns}$ 

図4-16 パルス整形後のASE 波形。 バルス幅は放電ケーブルの選択により連続的に可変できる。

ケルスセルの静電容量に起因した周波数帯域が整形可能な最短パルス幅を決め、1.2 ns となった。また、ストリークカメラによる空間時間分解像から、前項で記述した波形 の空間的シフトの顕著な影響が無いことを確認した。図4-16に放電ケーブルを1.2、 2.0 ns 相当に設定したときの整形パルス波形を示す。掃引レンジは (a) 図では 0.5 ns / div, (b) 図は 1.0 ns / div である。パルス整形後の出力エネルギーは、パルス幅 2.0 ns で 10~30µJであった。

4-4-8 ASE 光の像回転

激光XII号の波長変換結晶 KDP は TYPE II の位相整合が採用されているため波長分散 方向は異常光線軸(e軸)と並行に、偏光方向はe軸に対して45度に設定する必要が ある[17]。ASEの偏光方向は、電界の短絡による反射率低下を防ぐため回折格子溝 に対して P 偏光で入射しなければならない。従って、波長分散方向と偏光方向が一致 することになり上記条件を満足しない。そこで、像回転用ドーブプリズム(R)をフロ ントエンド最終段に導入し分散方向の調整を行なう。Rを透過すると分散方向の回転 と同時に偏光面の回転も伴うが、後段に設置された激光XII号の多数の光シャッターと FR 内の偏光子、およびブリュースター角設置ディスクガラス等で偏光方向は自動的に

#### 修正が行なえる。

以上フロントエンドについて記述した。得られた結果は以下の通りである。

出力エネルギー	$10 \sim 30  \mu J$
パルス幅	> 1.2 ns
ビーム発散角	< 50 TDL
スペクトル幅	< 0.8 nm (2

これらは、時間および空間コヒーレンスの制御性とともに激光XII号のフロントエンド として要求される性能を満たしており、高出力増幅実験が可能である。



図4-17 ASE 光の近視野像。 ビーム発散角の増加とともにパターンが均一化される。

皮長角度分散)

ASE フロントエンド端において、ビーム発散角を変化させたときの ASE 出射パター ンを冷却 CCD カメラを用いて計測した。波長角度分散を行ない、ビーム発散角は、50, 32,16,8 TDLと変化させた。また、スペクトル幅は 0.8 nm 一定である。図 4-17,18 に 得られた近視野像と強度の確率密度分布計算結果を示す。ビーム発散角の増加にとも ない均一な強度分布を有するパターンを出射することが明らかにわかる。確率密度分 布は、大きなビーム発散角のときに平均強度の周りに集まった鋭い分布を有する。許 容発散角の最大値 50 TDLでは、強度分布の標準偏差が σ = 6.0% になった。



図4-18 近視野像強度分布の確率密度。 ビーム発散角の増加とともに平均強度の周りに集まった鋭い分布となり、 強度の標準偏差が低下する。

# 4-4-10 ASE 光のエルゴード性

部分コヒーレント光は、時間的に定常な特性、すなわちエルゴード性をもつことが 望ましい。エルゴード性をもたないということは、空間的な強度分布が時々刻々異な ることを示し平滑化特性に悪影響をおよぼす。フロントエンドの性能として今までに 述べた特性の他にエルゴード性を調査する必要がある。 ASE 光の近視野像を時間分解計測し、ある時刻における空間強度の確率密度分布を 評価した。図 4-19 に ASE 強度の確率密度分布評価結果を示す。ASE 光の条件は、ビ ーム発散角 32 TDL、スペクトル幅 2.1 nm であり、波長角度分散は行っていない。計算 に用いたサンプルは4つで、計測データから無作為に抽出し(計測データーの全時間 領域は100 ps)、それぞれの積分時間を10 psとした。図からわかるように、確率密度 分布は、4サンプルともほぼ同じ形状であるので ASE 光が時間的にエルゴード性をも つことが確認できた。



図4-19 ASE 光のエルゴード性評価。 強度の確率密度分布形状が時々刻々変化しないことから ASE による 部分コヒーレント光がエルゴード性をもつことが明らかとなる。

3.0

#### 4-5 光ファイバーを用いた部分コヒーレント光の発生

フランス、リメイユ研究所において、広帯域発振器と多モード光ファイバーを用い た時間、空間コヒーレンスの劣化を示す実験結果が発表されている[2]。この原理は、 多モードファイバーのモード分散による各モード間の遅れ時間が広帯域光のコヒーレ ンス時間よりかなり大きい場合、ファイバー中で発生する干渉スペックルパターンが 各々インコヒーレントに結合し、空間的に均一な多モードパターンが得られるという ことである。広帯域発振器は通常ネオジウムガラス媒質が用いられ、その広い蛍光ス ペクトル分布により、発振状態において広帯域光が発生する [20, 21]。しかしながら、 ガラス媒質は誘導放出断面積が小さく発振しきい値が高いため、電源の大型化、レー ザー出力の不安定性などを導き、発振器用の媒質としてはあまり適さない。通常ガラ スレーザーシステムで用いられる発振媒質は、ガラス増幅器の中心波長にほぼ一致し た波長で発振する Nd:YLF、Nd:YAG などの結晶媒質である。これらの結晶は、蛍光ス ペクトル幅が非常に狭く、空間、時間的にコヒーレントな光が発生するために多モー ドファイバーとの結合では、各モード間のランダムな干渉によりスペックルパターン が発生する [22] 。この節では、激光XII号の主発振器のスペクトルを自己位相変調に よって広げ、そのパルスを多モードファイバーに入射することによって部分コヒーレ ント光を発生させる技術を中心に記述する。ASE 光源との本質的な違いは、空間モー ドが光ファイバーの導波モードで決定されること、スペクトル幅が受動的に制御でき ることなどが挙げられる。すなわち、制御性に優れた光源を得ることが可能となる。

4-5-1 自己位相変調 [23, 24]

先ず、スペクトル制御に用いた自己位相変調効果について簡単に記述する。非線形 媒質中を光が伝播するとき、入射光と同じ周波数の非線形分極を誘起する。全分極 P は次式で示される。

# $P = \varepsilon E + \varepsilon_{NL} |E|^2 E$

(4 - 10)

ここで、E, EO, ENL は線形誘電率、真空誘電率、非線形誘電率である。Eは、入射光の 電界強度である。ENL は入射光の強度に依存する。これを屈折率の形で表すと、電界が 供給されない場合の屈折率 $n_0$ に $\Delta n | E|^2$ だけ屈折率変化を生じたことになる。 $\Delta n$ と ENI の関係は、

74

$$\Delta n = \frac{\varepsilon_{\rm NL}}{2 n_0 \varepsilon_0}$$

(4 - 11)

である。An1EPを1EPで展開したときの1次の項を Sn と書き、

$$\delta n = n_2 \langle |E|^2 \rangle = \frac{1}{2} n_2 |E(r,t)|^2$$

の形で光カー効果によって生じる非線形屈折率n2を定義する。ここで電界 Eを

 $E(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = \operatorname{Re} E(\mathbf{r}, \mathbf{t}) \exp\left[-j(\omega_0 \mathbf{t} + \mathbf{k}_0 \mathbf{z})\right]$ 

とすると、以上の定義により非線形分極 PNL は

 $P_{NL} = \epsilon_0 n_0 n_2 |E(r,t)|^2 E(r,t)$ 

となる。

次に、基本となる光の伝播方程式を次式で表す。

$$2ik_{0}\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{v_{g}}\frac{\partial}{\partial t}\right)E(r,t) + \nabla_{T}^{2}E(r,t)$$
$$= -\frac{k_{0}}{v_{g}}\frac{\partial v_{g}}{\partial \omega}\frac{\partial^{2}E(r,t)}{\partial t^{2}} - \frac{1}{c^{2}\varepsilon_{0}}\left(\omega_{0} + i\frac{\partial}{\partial t}\right)^{2}P_{NL}$$

この式では群速度分散および PNIの時間積分の項は残しており、

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\partial k}{\partial \omega} \quad , \qquad \nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

である。ここで入射光強度が x-y 座標によらない(空間的な強度分布が変化しない) とすると式(4-15)は、

$$k_0 \frac{\partial E'}{\partial z} = -\frac{\omega_0^2}{c^2 \varepsilon_0} P_{NL}$$

2i

となる。非線形屈折率が入射光の電界に遅れなく瞬時に応答するとして、式(4-14)の  $P_{NI}$ を使うと、ε(z, t)は強度変化が起こらず位相のみが変化する。つまり、式(4-12) に示した光カー効果による屈折率変化 δn が短時間に生ずると、それとともに電界 Eの

75

(4 - 12)

(4 - 14)

(4 - 15)

(4 - 16)

### (4 - 17)

位相が変化する。これを自己位相変調効果という。角周波数の変化 Δω(t) は次式で表さ れる。

$$\Delta\omega(t) = -\frac{\partial}{\partial t}\Delta\phi(t) = -\frac{2\pi n_2}{\lambda}\frac{\partial}{\partial t}|E(t)|^2L \qquad (4-18)$$

ここに、Lは非線形媒質の長さ(相互作用長)である。この式は、非線形屈折率 n2の 比較的大きな物質に高強度の短パルス光を入射すると、短時間に急激な位相変化が生 じ、周波数が時間とともに低周波側から高周波側にシフトする(周波数チャープ)光 パルスが発生することを示す。単一モード光ファイバーでは高強度状態と長い相互作 用長を得ることが容易となり、パルス圧縮[24]などの応用に優れた性能を発揮する。

発振器からのコヒーレントな光パルスを単一モード光ファイバーに入射し、得られ た周波数チャープパルスを多モード光ファイバーに入射することにより空間的に独立 な導波モードの形成が可能となり、空間パターンの均一化が達成できる。

#### 4-5-2 周波数チャープパルスの計測

周波数チャープパルス発生の励起源として、激光XII号の主発振器である強制モード 同期 Nd:YLF 発振器 [8] を用いた。パルス幅は 100 ps で出力エネルギーは 9 µJ である。 ガウス型の100 ps パルスがもつスペクトル幅は、波の不確定性による簡単な計算で約 0.02 nm と見積もられる。この光パルスを開口数(N.A)が 0.25 の対物レンズを用いて コア径9µm、長さ50 cmの単一モード光ファイバーのコア上に集光した。誘導ラマン 散乱 (Stimulated Raman Scattering: SRS) による波長シフトが生じないように ND フィル ターで入射光量を調整した。図4-20に分光器、ストリークカメラによる周波数チャー プパルスの分光時間分解像を示す。逆S字型の特性は式(4-18)に示したように周波数 チャーブが入射電界強度(ガウス型パルス)の微分型で表されることと矛盾しない。 入射エネルギーは、7.5 µJに調整し、単一モードファイバーとの結合効率は約60%で あった。これ以上のエネルギー(8.4 µJ)にすると波長1.1 µm付近にSRSによるスト ークス光の観測が可能となった。図4-20において波長広がりは 1053 nm を中心に半値 全幅 0.7 nm である。SRS のしきい値付近であるので光ファイバー中の自己位相変調が 複雑に変化し、短波長側のスペクトル強度が長波長側に比べて強い非線形チャープと なった [25] 。入射エネルギーを減少させると波長広がり幅は徐々に狭くなり、0.67 uJで観測分解能以下となった。

周波数チャープ量は、単一モードファイバーの長さとレーザー強度に比例するので、 この実験より広いスペクトル幅を得ることは可能である。自己位相変調による線形領 域のスペクトル広がり幅 $\Delta\lambda$ は、R. Thurston らによって次式で示されている [26]。



図4-20 単一モード光ファイバー中での自己位相変調によって得られた周波数チャープバルス。

$$\Delta \lambda = \left(7.05\sqrt{3}\frac{\lambda^2}{9\pi\tau_0 c}\right)G$$
$$G = \frac{2\pi L}{\lambda}\frac{8\pi P \cdot 10^7 n_2}{2 n c A_{\text{eff}}}$$

ここで、toはレーザーパルス幅、cは光速、Lはファイバー長、λはレーザー波長、P はレーザーパルスのピーク強度、n2は非線形屈折率(シリカ系ファイバーの場合1.1× 10<sup>-13</sup>である)、nはファイバーコア屈折率、A<sub>eff</sub>はコアの有効断面積でありコア径を  $D_c$ とすると  $A_{eff} = 1.26 \pi D_c^2 / 4 となる。この式を用いてファイバー長、入射エネルギ$ ーをパラメータにしてチャープ量が数値計算できる。この式からΔλは無限に広げる ことが可能であるが、実際には SRS の影響を考慮しなければならない。SRS しきい値 強度は、SRS 強度と励起光強度が等しくなる点で定義され [27]、

 $P_c \approx 30 \frac{A_{eff}}{g_r L}$ 

76

77

Lim

#### (4 - 19)

(4 - 20)



図4-21 誘導ラマン散乱を考慮した達成可能スペクトル幅と入射強度、ファイバー長の関係。 光バルスを2ps程度まで圧縮することにより2段目の単一モード光ファイバーで 誘導ラマン散乱しきい値以前に8nm以上のスペクトル幅が得られる。

と示される。ここで、g.はラマン利得係数であり、シリカ系ファイバーでは0.92×10-<sup>11</sup> cm / Wとなる。SRS は入射エネルギー 8.4 µJ で観測可能となった。結合効率が 60% であるので 5.04 µJ (50.4 kW) 付近が SRS しきい値と考えられる。式 (4-20) に各々 の値を代入するとP。= 52.3 kW が得られ、実験結果とほぼ一致する。

上記議論から明らかなように、Δλ と P。は反比例の関係となるので、スペクトル広 がりに関して相互作用長、すなわち単一モードファイバーを長くするメリットは無く 入射エネルギーの損失を引き起こすだけである。用いた単一モードファイバーで得ら れる SRS を考慮した最大スペクトル広がり幅は、式(4-19,20)から約1.0 nm となる。 これ以上のスペクトル幅を得るためには、チャープパルスを回折格子対などの負の分 散媒質を用いて圧縮し、再び単一モードファイバーに入射することが必要となる。つ まり、式(4-19)でτοの値を小さくすることにより SRS しきい値以前に急速にチャー プを生じさせなければならない。図4-21に式(4-19)で計算したチャープ量と入力強 度の関係を示す。図中の実験結果(●)は計算結果と非常に良く一致している。今、2 ps までチャープパルスの圧縮が可能であるとすると、2段目の単一モードファイバー 中で SRS しきい値までに 8 nm 以上のチャープ量が得られることが計算結果よりわかっ た。

4-5-3 多モード光ファイバーによるモード変換

次に、周波数チャープパルスを多モード光ファイバーに入射することにより空間的 インコヒーレンス化をはかる。空間コヒーレンスを低下させるには、ファイバー出射 端でパルスの時間情報が崩れる必要がある。モード分散による時間遅れはファイバー の長さと開口数 (N.A) に依存する。インコヒーレント化の必要条件は、

$$t_{d} = \frac{n L_{M}}{c} \left( \frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) >> \tau_{0}$$

である。ここでn、c、to、LMは、それぞれコア屈折率、光速、パルス幅、ファイバー 長さである。θはファイバー光軸と光線のなす最大角度であり、N.A できまる。N.A= 0.2 ( $\theta$  = 7.66) とすると t<sub>d</sub> = 45×L<sub>M</sub> ps となる。  $\tau_0$  を 100 ps とするとファイバー長は 3 m以上あればよい。しかし実際には、ファイバー中を伝播するモードが互いにランダ ムに干渉しあい、スペックルパターンを出射する。モード間の干渉を防ぐには、各モ ードが独立である必要がある。このためには主モード Mの伝播時間 TM が次式を満足 すればよい。

## $\Delta \tau_{M} = \tau_{M} - \tau_{M-1} >> t_{c}$

ここで、T<sub>M</sub>は群速度を用いて次のように表すことができる[28]。

$$\tau_{M} = \frac{L_{M}}{c} \frac{\partial \beta}{\partial k_{0}}$$
$$= \frac{L_{M}N_{1}}{c} \frac{1 + \delta \left(1 + \frac{\epsilon}{4}\right) \left[b - 1 + \frac{d(V b)}{dV} - 1\right]}{\sqrt{1 + 2\delta(b - 1)}}$$

ここに、

 $N_1 = n \left[ 1 - (\lambda/n) (dn/d\lambda) \right]$  $\delta = (n^2 - n_{clad}^2)/2n^2$  $V = k_0 a n \sqrt{2\delta}$  $b = (\beta^2 - k_0^2 n_{clad}^2) / (k_0^2 n^2 - k_0^2 n_{clad}^2)$  $\varepsilon = -(n/N_1)(2\lambda/\delta)(d\delta/d\lambda)$ 

#### (4 - 21)

(4 - 22)

(4 - 23)

であり、 $N_1$ は群屈折率、 $\delta$ は比屈折率差、bは規格化伝播定数をそれぞれ示す。モー ド間の時間遅延差は低次の伝播モードほど小さくなる。従って、最低次モードが式(4-22)を満足すればよい。また、伝播モードの最大値 Mmax は、ファイバーコア半径 a と 開口数を用いて、

## $M_{max} = [4a \cdot (N.A)/\lambda] - 1$

(4 - 24)

と表される。コア半径を 50 µm、N.A = 0.2、 λ = 1053 nm とすると最大 37 個程度のモ ードの重ね合わせが可能となる。式(4-23)による数値計算では、L<sub>M</sub>=100mのとき  $\Delta \tau_{37} \approx 130 \text{ ps}$ 、 $\Delta \tau_{18} \approx 110 \text{ ps}$ 、 $\Delta \tau_2 \approx 20 \text{ ps} \text{となり}$ 、多モードファイバー入力光のスペク トル広がりは式 (4-22) より約 0.2 nm 程度あれば良いことになる ( $t_c = \lambda^2 / \Delta \lambda c$ )。こ こで考慮すべきことは、入力広帯域光として周波数チャープパルスを利用することで ある。チャープパルス励起光源のパルス幅が長いときは、式 (4-22) において t を τo で置き換えて考えるべきであり、結果として、所要ファイバー長が長くなり出射パル ス幅が必要以上に広がる。パルス幅の増加はモード間の時間差が大きくなること、つ まり平滑化時間が長くなることを意味する。光ファイバーを用いた部分コヒーレント 光の発生では、上記問題の解決のためte=toとなるようにチャープパルスを圧縮した 後、再び単一モードファイバーに入射する方式を採用した。この方式は、4-5-2項で 議論した SRS の影響を避ける意味でも重要である。

### 4-5-4 フロントエンド部の構成

システム構成の概略を図4-22に示す。100 psパルスから得られた周波数チャープパ ルスをNDフィルターによる入射光量制御でスペクトル広がり0.5 nm に調整し、回折 格子対(1800本/mm:格子対の間隔2.5m)を用いて約15psまで圧縮する。この圧縮 パルスをより広いスペクトル幅を得るために2段めの単一モードファイバーに入射す る。単一モードファイバーの長さは25 cm である。励起パルス幅が短いので周波数チ ャープは瞬時に立ち上がることになり、各モード間の瞬時コヒーレンス時間が長くな る影響を避けることができる。入射エネルギーの可変により連続的に 0.7 ~ 2.5 nm の 範囲でスペクトル制御が行なえることを確認した。この様子を図4-23に示す。得られ た瞬時周波数チャープパルスを多モードファイバーに入射し、部分コヒーレント光を 発生させる。

多モード光ファイバーは階段屈折率分布型で N.A は 0.2 のものを用いた。N.A を光 学系のF数で表現するとF=2.45に相当する。激光XII号の発散角制限は、32 TDLであ るので100µm以上のコア径を選択する必要がある。



図4-22 光ファイバーによる部分コヒーレント光の発生。 周波数チャープパルスを15 ps まで圧縮してから2段目の単一モード光ファイバ に導入し瞬時チャープパルスを発生させる。次に多モード光ファイバーでモード 変換効果により空間インコヒーレンス化をはかる。



15 psのパルス入力で最大 2.54 nm が得られた。

#### 4-5-5 コヒーレンスの計測

ASE 光と同様に、ビームの平滑化特性を知る上で重要なことはコヒーレンス特性で ある。コヒーレンス領域は、第3章で示した Van Cittert-Zernikeの理論 [29,30] に従う。 光ファイバーの場合は、コア径とN.A でビーム発散角が決まるので簡単にコヒーレン ス領域を予期することができる。ここでは、現実にどのようなコヒーレンス特性をも つかを調べた結果を記述する。

空間コヒーレンスの計測のためにヤングの干渉実験を行なった。多モードファイバ ーはコア径が100µm、N.A=0.2 であり、ビーム発散角は32 TDLに相当する。ダブル スリットの間隔は各々120,200μmであり入射したビームの直径は6mmである。図4-24 にストリークカメラで観測した干渉像を示す。干渉縞の可視度が明らかにスリット 間隔で変化している、特に、200 µmのスリット間隔はビーム径の1/30であるので、 可視度がはっきりと観測できない現象は理論と矛盾しない。図4-25はさらにビーム径 を18.1 mmに拡大して測定した可視度とスリット間隔の関係を示す。この測定系はス リットの手前に拡大倍率を持つ空間フィルターを構成し、焦点位置のピンホール径を 39 Fλ (32 TDL) とした。図の曲線は Van Cittert-Zernike の理論による計算結果である。 空間的なコヒーレンス長はビーム径の約3%であり、光源の大きさ32 TDLとの良い一 致を示した [6,31]。



このように空間コヒーレンスは、ほぼ設計通りの値を示すことが確認できた。次に

図4-24 ヤングの実験で観測した干渉縞。 スリット間隔200 µmでは干渉縞はほぼ消滅した。





図4-26 干渉縞継続時間の計測(時間コヒーレンスの測定)。 干渉縞の継続時間は広いスペクトル幅の場合に短くなる。



時間コヒーレンスについて考える。時間コヒーレンスは第3章でスペクトル分布で決 まることを述べた。おおまかな情報を得るためにヤングの干渉縞がどの程度の時間継 続するのかを高時間分解能の計測で調査した。スリット間隔を空間コヒーレンス長よ り充分短くしたときの計測結果を図4-26に示す。図においてストリーク像の時間フル スケールは約100psである。干渉縞はスペクトル幅を広げると短時間の振動をもつこ とがわかった。この振動は波連の継続時間を意味するので、広いスペクトル幅が低い 時間コヒーレンス性をもつことが証明された。

4-5-6 遠視野像

光ファイバーによるビーム平滑化を確認するために多モード光ファイバー出力のコ ア像(ターゲット上の遠視野像に対応)を観測した[6]。図4-27にファイバー長と スペクトル幅を変化させたときの出射パターンを示す。計測は、冷却型の CCD カメラ を用いて行なった。上部左側の写真は周波数チャープさせないレーザー光を多モード



図4-27 多モードファイバー出射パターン。 広いスペクトル幅の光と長い多モード光ファイバーを用いることによりパターンは均一化される。



図4-28 ファイバー出射パターン強度の確率密度分布。 広いスペクトル幅と長い多モード光ファイバーで強度分布の分散が小さくなる。

ファイバーに入射した場合で、モード間のランダムな干渉によりコントラストの高い スペックルパターンとなっている。スペクトル幅が広く、多モードファイバーが長い 場合には、スペックルが平滑化され均一な強度分布になることが明らかにわかる。こ れらの像で、縦縞模様が弱く現れているのは、CCD カメラ内での干渉によるものであ る。図4-27のパターン強度の確率密度分布を求めたのが図4-28である。ファイバー が長いほど、また、スペクトル幅が広いほど平均強度の回りに集まる鋭い分布を有す るようになる。2重ピークになっているのは前述の干渉の影響である。このように、光 ファイバーを用いた部分コヒーレント光で顕著なパターン均一化が認められる。

4-5-7 エルゴード性の評価

ASE 光の場合と同様に時間的エルゴード性を調査した。空間時間分解像の、ある時

85



図4-29 光ファイバーによる部分コヒーレント光のエルゴード性評価結果。 確率密度分布形状が時々刻々変化しないことから、光ファイバーで発生した 部分コヒーレント光も ASE 光と同様にエルゴード性をもつことがわかる。

刻における確率密度分布を評価する。計測の条件は、ファイバー長100m、スペクトル 幅 0.76 nm である。また、コア径が 100 um であるので空間発散角は 32 TDL である。 サンプルデータを無作為に5つ抽出したときの確率密度分布を図4-29に示す。各サン プルの積分時間は 5.2 ps である。分布形状がほぼ同じであることから光ファイバーに よる部分コヒーレント光も ASE 光と同様にエルゴード性をもつことがわかった。

4-5-8 光ファイバーの分岐/合成による平滑化特性の向上

多モード光ファイバーによる部分コヒーレント光の発生では、各モード間の相関関 係を如何に低くできるかが重要である。ファイバー端に速く到達するのは、低次モー ド成分であるので、極端に多モードファイバーを長くするとモード分散による波形広 がりのため、パルス立ち上がりは低次モード、立ち下がりは高次モードが支配的とな りエルゴード性を破壊することになる。しかしながら、導波モード相関関係の残留に よるスペックルパターンを完全に平滑化するためには、長いファイバーが必要である。 この問題を解決するには、トレイン状の連続パルスを多モードファイバーに入射する 方法が得策である[32]。多モードファイバー入射の直前に導波型の分岐器を用いて パルスを分割し、それぞれのパルスにコヒーレンス時間よりも大きな時間差をつけて 互いに相関の無いような状態にし、再び分岐器を用いてパルスを合成する。概略を図4



図4-30 多モード光ファイバーの分岐/合成による平滑化特性の向上。 多モード光ファイバーの分岐/合成を行うことにより、瞬時に独立な ビーム束を多く重ね合わせることができる。

- 30 に示す。この配置で、モードの時間分布が一様化され長いファイバーに充分対応で きる性質を備えることができる。従って、重ね合わせるパルスの数を多くすることに より優れた平滑化特性が望める。

このように光ファイバーによる部分コヒーレント光の発生は、多くの制御パラメー ターが存在し、それも比較的容易に達成することができる。また、レーザーシステム の運転上、主発振器が励起源として使える大きなメリットがある。激光XII号システム に導入するためには、ファイバー伝播中の光損失を補う程度の増幅が必要であるが、 ビーム発散角はコア径の選択、スペクトル幅は単一モードファイバーへの入射強度の 可変で任意に調整できるので、ASE 光と同等の条件は簡単に満たすことができる。

4-6 まとめ

核融合用レーザーシステムにおける部分コヒーレント光源として、ASE、光ファイバ ーによる手法を開発し、それらの諸特性について記述した。両光源とも時間空間コヒ ーレンスの制御性とともにフロントエンドシステムとして満たすべき性能を満足し、 激光XII号レーザーでの高出力化が可能である。従来、困難であるとされていた部分コ ヒーレント光の発生技術が確立したことは、臨界核融合レーザーシステムの設計にお

Grating Optical fiber (1800 l/mm)

> Multi mode fiber length 200m core 200 µ m

いて大いに意義のあることと考える。両光源の優劣を決定するには高出力下での集光 特性評価が必要であり、それらの定量的な評価結果は第7章に譲る。

参考文献(第4章)

- [1] R. H. Lehmberg and S. P. Obenschain, Optics Comm., 46 (1983) 27.
- [2] D. Veron, H. Ayral, C. Gouedard, D. Husson, J. Lauriou, O. Martin, B. Meyer, M. Rostaing, and C. Sauteret, Optics Comm., 65 (1988) 42.
- [3] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J. M. Soures, J. Appl. Phys., 66 (1989) 3456.
- [4] R. H. Lehmberg and J. Goldhar, Fusion Technol., 11 (1987) 532.
- [5] H. Nakano, T. Kanabe, K. Yagi, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, and S. Nakai, Optics Comm., 78 (1990) 123.
- [6] N. Miyanaga, H. Nakano, K. Tsubakimoto, K. Takahashi, M. Oshida, H. Azechi, T. Kanabe, M. Nakatsuka, K. Nishihara, K. Mima, C. Yamanaka, and S. Nakai, Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, ed. by H. Hora and G. M. Miley, Plenum Press New York, (1992) (to be published).
- [7] C. Yamanaka, Nucl. Fusion, 25 (1985) 1343.
- [8] D. J. Kuizenga, IEEE J. Quantum Electron., QE-17 (1981) 1694.
- [9] J. T. Hunt, W. W. Simmons, R. A. Renard, Appl. Optics, 17 (1978) 2053.
- [10] A. Yariv, Quantum Electronics, 2nd Ed., New York, Wiley (1975).
- [11] 加藤義章:月刊フィジックス、6 (1985) 278.
- [12] M. D. Rotter and R. A. Haas, Optics Comm., 71 (1989) 311.
- [13] M. Born and E. Wolf 共著 草川 徹、横田英嗣 共訳 「光学の原理 III」 東海大学出版会 1975年 第10章.
- [14] J. W. Goodman 著 武田光夫 訳 「統計光学」 丸善 1992 年 p 216.
- [15] A. Yariv 著 多田邦雄、神谷武志 共訳 「光エレクトロニクスの基礎」 原書3版 丸善 1988年 第2章.
- [16] M. D. Skeldon, R. S. Craxton, T. J. Kessler, W. Seka, R. W. Short, S. Skupsky, and J. M. Soures, IEEE J. Quantum Electron., QE-28 (1992) 1389.
- [17] R. S. Craxton, S. D. Jacobs, J. E. Rizzo, and R. Boni, IEEE J. Quantum Electron., QE-18 (1981) 1782.
- [18] 金辺 忠:博士論文 大阪大学 p.54.
- [19] T. Kanabe, M. Nakatsuka, Y. Kato, C. Yamanaka, Technol. Rept. Osaka University, 32 (1982) 349.
- [20] H. Roskos, T. Robi, and A. Seilmeier, Appl. Phys. B, 40 (1986) 59.
- [21] M. C. Richardson, IEEE J. Quantum Electron., QE-9 (1973) 768.
- [22] E. G. Rawson, J. W. Goodman, and R. E. Norton, J. Opt. Soc. Am.,

70 (1980) 968.

- [23] F. Shimizu, Phys. Rev. Lett., 19 (1967) 1097.
- [24] R. H. Stolen and C. H. Lin, Phys. Rev. A, 17 (1978) 1448.
- [25] T. Nakashima et al., Optics Lett., 12 (1987) 404.
- [26] R. N. Thurston, J. P. Heritage, A. M Weiner, and W. J. Tomlinston, IEEE J. Quantum Electron., QE-22 (1986) 682.
- [27] W. J. Tomlinston, R. H. Stolen, and C. V. Shank, J. Opt. Soc. Am., 1 (1984) 139.
- [28] 伊賀健一、国分秦雄 「光ファイバー」 オーム社 1986年.
- [29] P. H. van Cittert, Physica, 1 (1934) 201.
- [30] F. Zernike, Physica, 5 (1938) 785.
- [31] H. Nakano, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, K. Takahashi, K. Tsubakimoto, K. Yagi, T. Kanabe, T. Jitsuno, C. Yamanaka, and S. Nakai, Proceeding of IAEA Technical Commit Meeting on Drivers for ICF, Osaka, Japan, PI-06 (1991) (to be published).
- [32] 高橋健一、宮永憲明、中野人志、椿本孝治、中塚正大、中井貞雄、 レーザー研シンポジウム 1992 報告書(掲載予定).



5-1 はじめに

核融合用レーザーシステムにおける部分コヒーレント光の増幅伝播特性は未知の分 野である。部分コヒーレント光の高出力化を達成するには、高利得の増幅において時 間、空間、スペクトル的にどのような影響を受けるか、レーザー光と比べてどのよう に異なるかを調べることが重要な研究課題となる。この章では激光XII号における増幅 伝播諸特性を中心に記述する。

#### 5-2 部分コヒーレント光の増幅特性

広帯域光の増幅で検討すべき課題は、増幅によるスペクトル幅狭帯域化とエネルギ ー利得の実効的減少である[1]。増幅器に入射した光のスペクトル幅は、有限増幅帯 域のために狭帯域化する。スペクトル狭帯域化は、増幅媒質の均一広がり幅、飽和強 度に依存し、第3章での議論から出射光の時間コヒーレンス性に変化を与える。また、 利得の大きい中心波長近傍以外でも増幅を受けることになるので、実効的エネルギー 利得の減少が生じる。従って、レーザーシステムの出力、性能の低下を招かない入射 光のスペクトル幅の範囲を評価する必要がある。



91

図5-1 エネルギー利得減少と スペクトル狭帯域化。 広いスペクトル幅の入射でエネルギ -利得は減少し、小信号利得を増加 させるとスペクトル幅は狭帯域化す る。スペクトルの特性は Δλ=4.9 nm 入射の場合のみを示している。

ASE 発生器のスペクトル幅を調整し、燐酸レーザーガラス増幅器に入射した。入射 ASE 光のパルス幅は 600 µs、エネルギーは約 1.4 µJ であった。エネルギー利得および スペクトル幅を増幅器の小信号利得で規格化した結果を図5-1に示す。スペクトル幅 が広くなると小信号利得に比してエネルギー利得は小さくなり、また、小信号利得が 大きい場合のスペクトル幅は狭帯域化を受けている。入射した ASE 光のパルス幅がレ ーザー上準位の緩和時間と同等であるため、実際の核融合レーザーシステムの条件と は一致しないがスペクトル幅狭帯域化とエネルギー利得の減少が実験的に示された。

5-2-1 2準位系増幅モデル

部分コヒーレント光の増幅特性を評価するには、利得スペクトル分布、各スペクト ルにおける飽和強度、均一広がり幅などを考慮しなければならず、極めて複雑なもの となり今まで完全な解析を行なった例が無い。以下から示す2準位系の部分コヒーレ ント光増幅モデル[1]は、次の仮定を置く。

- (1) レーザー媒質は均一広がりをしている
- (2) レーザー上準位の寿命は入射パルスに対して非常に長い
- (3) 増幅媒質は均一に励起され定常的な反転分布状態を有する
- (4) 増幅器の前方および後方から発生する ASE の影響はない
- (5) レーザー下準位の緩和時間は短く、このレベルには分布が形成されない (下準位には原子が存在しない)
- (6)入力スペクトル幅の範囲内では増幅媒質の屈折率分散は無視できる
- (7)入射光の広い発散角は利得に本質的な影響を与えないので取り扱わない

広帯域光パルスの増幅は、次式で示される [2,3]。

$\binom{n_{c}}{\partial}\partial_{t}i_{1}(z,t,\lambda) + \partial_{z}i_{1}(z,t,\lambda)$	
$=\sigma_{s}(\lambda)N_{2}(z,t)i_{1}(z,t,\lambda)$	(5 - 1)
$\partial_t N_2(z,t) = -N_2(z,t) \cdot \int \lambda \sigma_s(\lambda) i_1(z,t,\lambda) d\lambda / hc$	(5 - 2)

ここで z, t, λ はそれぞれ入射光進行方向に沿った利得空間、時間空間、波長空間を示 す。i<sub>1</sub>(z, t, λ) と N<sub>2</sub>(z, t, λ) は、広帯域光の強度および上準位分布密度、h はプランク定 数、cは真空中の光速である。誘導放出断面積 σ<sub>c</sub>(λ) は中心波長 λ<sub>0</sub> でガウス分布をす ると仮定する。また、そのスペクトル幅をΔλ とする。式(5-2)の積分領域は増幅媒

92

質の利得スペクトル領域である。式(5-1,2)で示される光パルスはフーリエ変換極限 では無いパルス、つまり部分コヒーレント状態の光パルスである。初期条件および境 界条件を N<sub>2</sub>(z, 0) = N<sub>20</sub>, i<sub>1</sub>(z, 0, λ) = 0, i<sub>1</sub>(0, t, λ) = i<sub>0</sub>(t, λ) とすると光パルス全体の強度 は、

 $I(z,t) = \int i_1(z,t,\lambda) d\lambda$ 

スペクトルエネルギー密度は

 $e(z,\lambda) = \int i_1(z,t,\lambda)dt$ 

全エネルギー密度は

 $E(z) = \int e(z,\lambda) d\lambda$ 

となる。

増幅器の利得長をL、エネルギー利得をG=E(L)/E(0)、スペクトル狭帯域化係数を  $\eta = (\Delta \lambda_0 - \Delta \lambda_1) / \Delta \lambda_0$ とする。 $\Delta \lambda_0$ は増幅器に入射するパルスのスペクトル半値全幅、 Δλ は出力スペクトル半値全幅である。広帯域光を入射すると利得分布に応じたスペ クトル狭帯域化を受ける。したがって $\Delta\lambda_0 > \Delta\lambda_1$ の状態で $\eta > 0$ となる。 式(5-1,2)を数値計算するために次のことを仮定する。入力スペクトル強度をio(t, λ) =  $f_0(\lambda) I_0(t)$ とする。 $f_0(\lambda)$ は中心波長 $\lambda_0$ で規格化したガウス分布を示し、半値全幅は Δλ である。式 (5-3) から入力強度は次式で表される。

$$I_0(t) = \left[ 4E_0 / (\pi)^{1/2} \right] b^{3/2} t^2 \exp(-b t^2)$$

ここで $E_0 = E(0), b = 1.37 / \tau_n$ ( $\tau_n はパルス幅$ )である。増幅諸特性における無次元パラ メータ $\Delta\lambda_0/\Delta\lambda_F$ ,  $\Delta\lambda_F/\lambda_0$ ,  $E_0/E_S$  ( $E_S$ は飽和エネルギー密度),  $g_0L$  ( $g_0$  は中心波長で の小信号利得係数)を導入し、エネルギー利得およびスペクトル出力特性を求める。 小信号領域におけるスペクトル強度は、

 $i_1(L,t,\lambda) = i_0(t - nL/c,\lambda) \exp[\sigma_s(\lambda)N_{20}L]$ 

で与えられる。時間波形の変形は生じないとすると、スペクトルエネルギー密度は式(5 -7)を(5-4)に代入して、

93

(5 - 3)

(5 - 4)

(5 - 5)

#### (5 - 6)

#### (5 - 7)

$$e(L,\lambda) = E_0 f_0(\lambda) \exp[\sigma_s(\lambda) N_{20}L]$$

となる。式(5-5),(5-8)を用いるとエネルギー利得は、

$$G = \exp(g_0 L) \cdot \left[ 1 + (\Delta \lambda_0 / \Delta \lambda_F)^2 g_0 L \right]$$
(5 - 9)

(5 - 8)

で示される。増幅器透過後のスペクトル半値全幅を Δλ とすると、スペクトルエネル ギー密度は次式で表すことができる。

$$\frac{\mathrm{e}(\mathrm{L},\lambda_0 \pm \Delta \lambda_{\mathrm{L}}/2)}{\mathrm{e}(\mathrm{L},\lambda_0)} = \frac{1}{2}$$
(5 - 10)

式(5-8),(5-10)から出力スペクトル特性は、

$$\Delta \lambda_{\rm L} = \Delta \lambda_0 \left[ 1 + \left( \Delta \lambda_0 / \Delta \lambda_{\rm F} \right)^2 g_0 \, {\rm L} \right]^{-1/2} \tag{5-11}$$

となる。式 (5-9), (5-11) は入力エネルギー密度に依存しないことがわかる。一方、大 信号領域におけるエネルギー利得、スペクトル特性は、入力エネルギー密度に依存す るので出力スペクトル強度が増幅器の利得によって異なる。従って、

$$i_1(z,t,\lambda) = f(z,\lambda)I(z,t)$$
(5 - 12)

と示すことができる。ここで、f(z, λ)は規格化した光スペクトル分布、I(z, λ)は、光パ ルスの強度である。式 (5-12)を(5-1,2)に代入し、(Δλ0/λ0)2 <<1の条件を考慮する Ł,

$\binom{n}{c}\partial_t I(z,t) + \partial_z I(z,t)$	
$= \sigma_{s}(z)N_{2}(z,t)I(z,t)$	(5 - 13)
$\partial_t N_2(z,t) = -\overline{\sigma_s}(z) N_2(z,t) \cdot I(z,t) / h v_0$	(5 - 14)

ここで、

# $\overline{\sigma_s}(z) = \frac{\int \sigma_s(\lambda) f(z, \lambda) d\lambda}{\int f(z, \lambda) d\lambda}$

は、スペクトル分布で正規化した誘導放出断面積である。fは式(5-1)を時間積分する ことによって求めることができる。式 (5-12), (5-14)を用いて次式を得る。

$$\partial_{z} \ln f(z, \lambda) = \left[ \left\{ \frac{\sigma_{s}(\lambda)}{\overline{\sigma_{s}}(z)} \right\} - 1 \right] \cdot \partial_{z} \ln E(z)$$

ここで、

$$E(z) = \int_{0}^{\infty} I(z,t) dt$$

である。E(z) はエネルギー密度を示す。式 (5-13) を時間積分し、式 (5-14) を使って 次式を得る。

 $\partial_z E(z) = hv_0 N_{20} \cdot \left[1 - \exp\left\{-E(z)/\overline{E_S}(z)\right\}\right]$ 

ここに、 $E_s(z) = hv_0 / \sigma_s(z)$ であり飽和エネルギー密度 [4] を示す。式 (5-13~18) は 式 (5-12) から近似的に導かれた。初期条件、境界条件をそれぞれ I(0, t) = I<sub>0</sub>(t), N<sub>2</sub>(z, 0) =  $N_{20}$ ,  $E(0) = E_0$ ,  $f(0, \lambda) = f_0(\lambda)$  として  $g_0 L \ge \Delta \lambda_0 / \Delta \lambda_F$  が小さいとすると、誘導放出断 面積は次式で近似できる。

$$\overline{\sigma_{s}}(z) = \overline{\sigma_{s}} = \int \sigma_{s}(\lambda) f_{0}(\lambda) d\lambda$$

あるいは、

$$\overline{\sigma_{s}} = \frac{\sigma_{s}(\lambda)}{\left[1 + (\Delta\lambda_{0} / \Delta\lambda_{F})^{2}\right]^{-1/2}}$$

と示すこともできる。この時点で o。は z に無関係の量となる。式 (5-13, 14, 18) を積 分し [2] 光強度を得る。

 $I(L,t) = I_0(\tau) \cdot \left[ 1 - \{1 - \exp(-\sigma_s N_{20}L) \} \right]$ 

(5 - 15)

(5 - 16)

(5 - 17)

(5 - 18)

(5 - 19)

#### (5 - 20)

$$\cdot \exp\left(-\int_{0}^{\tau} I_{0}(t') dt' / \overline{E_{S}}\right)^{-1}$$
(5 - 21)

そして、エネルギー利得は、

$$G = \frac{E_S}{E_0} \ln \left[ \exp(\overline{\sigma_s} N_{20}L) \cdot \left\{ \exp(E_0 / \overline{E_S}) - 1 \right\} + 1 \right]$$
(5 - 22)

と表される。ここに、τ=nL/cである。スペクトルのエネルギー密度は次式で与えら れる。

$$\frac{e(L,\lambda_0 \pm \Delta \lambda_L/2)}{e(L,\lambda_0)} = \frac{f(L,\lambda_0 \pm \Delta \lambda_L/2)}{f(L,\lambda_0)} = \frac{1}{2}$$
(5 - 23)

式 (5 - 22, 23) を用い、 $\Delta \lambda_0 / \Delta \lambda_F$  が小さいとすると、

$$\Delta\lambda_{\rm L} = \Delta\lambda_0 \Big[ 1 + \Big\{ 1 + (\Delta\lambda_0 / \Delta\lambda_{\rm F})^2 \Big\}^{1/2} \\ \cdot (\Delta\lambda_0 / \Delta\lambda_{\rm F})^2 \ln G \Big]^{-1/2}$$
(5 - 24)

が求められる。エネルギー利得Gは式(5-22)から入力エネルギー密度に依存するの で式(5-24)のスペクトル特性にも同じような依存性が存在する。

このようにして、小信号領域では式(5-9,11)、大信号領域では式(5-22,24)を使っ てエネルギー利得およびスペクトル特性の数値計算が可能となり、利得減少、スペク トル狭帯域化が生じない入力スペクトル幅を評価することができる。

#### 5-2-2 激光XII号による増幅特性

波長角度分散しない状態の ASE 光のスペクトル幅を 1.6 nm、ビーム発散角を 5 TDL、 入力エネルギーを0.5 µJ、パルス幅を3 ns に設定し激光XII号に導入した。図5-2 に激 光XII号全増幅器の特性を式(5-22,24)に入れた計算結果と実験結果を示す。この図は、 最終出力エネルギーと最終出力スペクトル幅を入射スペクトル幅の関数として示して いる。入力エネルギーは全スペクトル領域にわたって一定として計算した。実験結果 は出力エネルギー790J/beam、出力スペクトル幅1.6 nm で計算結果と良く一致した。 計算結果からスペクトル狭帯域化とエネルギー利得減少が生じるのは、入力スペクト ル幅2nm以上であることが推測できる [5]。逆に言えることは、2nm以下であれば







図5-3 部分コヒーレント光の激光XI号入出力特性。 実線で示したレーザー光とほぼ同じ特性をもつ。

97

レーザー光と同様の利得が得られる。(レーザー光のスペクトル幅はパルス幅1nsに おいて 0.002 nm である) レーザーガラスが比較的広いスペクトル応答特性をもつこと がわかる。次に全増幅器の励起電圧を一定とし入力 ASE エネルギーを変えて入出力特 性を計測した。図5-3に結果を示す(#6,#12は激光XII号のビームナンバーを表す)。 図の横軸は主増幅列への入力エネルギーである。実線はレーザー光の増幅特性を示し ている。スペクトル幅2nm以下の部分コヒーレント光は、飽和増幅においてもレーザ ー光とほぼ同じ特性をもつことが示された。

5-2-3 ビーム増幅時の自己集束効果

レーザー光の近視野における強度分布は、入射ビームのフレネル回折、光学素子に 付着したダスト、損傷跡等により高い空間周波数成分を多少なりとももっている。部 分コヒーレント光の場合は空間的に多モードであるため、本質的に様々な空間周波数 成分をもつ。この空間周波数成分は、光学素子中をビームが伝播するに従い、非線形 屈折効果により成長する [6]。光学素子の静的な波面収差は、研磨精度の向上等で修 正できるが、非線形屈折率によるものはビーム強度を低くするか、空間周波数に適当 な制限を施す(空間コヒーレンスを上昇する)以外修正できない。

非線形屈折率n,の媒質中に電界強度Eをもつ光波が入射したときの屈折率は、式(4 -12)で示したように、

$$n = n_0 + n_2 |E|^2$$
(5 - 25)

である。この式の第2項により、次式の位相遅れが生じる。

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 |\mathbf{E}|^2 \mathbf{L}$$
(5 - 26)

ここに、Lは光の伝播距離である。レーザー増幅器の場合、増幅後の非線形位相遅れは 通常 B 係数 [7] で表し、

$$B = \frac{248 n_2}{n_0} \eta \cdot I_{in} \int_0^L \exp[gz] dz$$
$$= \frac{248 n_2}{n_0} \cdot \frac{1}{g} \left(1 - \frac{1}{G}\right) \cdot \eta I_{out}$$
(5 - 27)

と示される。ここで、 $n_{n}$ は esu 単位、g は利得係数(単位は cm<sup>-1</sup>)、G は増幅器の利得、

Iout は増幅後のレーザー強度の平均値(単位はW/cm<sup>2</sup>)であり、ηは増幅後のビーム 強度の平均値と最大値の比である(フィリングファクターと呼ばれる)。位相遅れに 伴ない増幅器出射ビームは自己集束を起こす。自己集束効果の大きさは、位相遅れに よるレンズ効果の大きさと波動の回折現象との兼ね合いで決まり、その成長率は空間 周波数に依存する[6]。式(5-27)で与えられるB係数は成長率が最大な空間周波数 k\_における成長率も同時に示している。すなわち、初期強度 Ioでk\_の振動は距離L を伝播後 I=Ioexp(B)へと成長する。通常のガラスレーザーシステムでは自己集束に よる光学素子の損傷を防ぐため、空間フィルターを用いて非線形効果による空間周波 数の成長を除去する。空間フィルターのカットオフ周波数k。は共焦点凸レンズの焦点 に置かれたピンホールの径をD<sub>n</sub>、入射レンズの焦点距離をf<sub>1</sub>、入射光の平均波長をλ とすると、

$$k_{c} = \frac{\pi D_{p}}{2 f_{1} \lambda}$$

で表される。空間フィルターの入射光の空間周波数分布を P.とすると、空間フィルタ ーの透過率は次式のようになる。

$$\Gamma = \frac{\int_{a}^{b} 2\pi k P_{s} dk - \int_{a}^{b} 2\pi k P_{s} dk}{\int_{a}^{b} 2\pi k P_{s} dk}$$

ここで、kpはP.の成長限界波数である。空間フィルターのピンホール径は、像転送を 効果的に行なうために通常  $D_{p} = 20 \sim 50$  F $\lambda$  の径が用いられる。 部分コヒーレント光は、本質的にパルス幅内でコヒーレンス時間程度の強度揺らぎ をもち、同平均強度下のレーザー光と比べてピーク強度が大きくなるので各種非線形 効果が生じる可能性が高いことが指摘されている [8] 。また、先にも述べたように空 間的に多モード構造であるので、成長する空間周波数の初期値がレーザー光に比べて 非常に大きく、指数関数的な成長では重大な問題を引き起こすことになる。

#### 5-2-4 ビーム自己集束の影響

自己集束の効果を確かめるためには、スペクトル広がり、波形変形、近視野像等の 計測が必要である。また、激光XII号の許容発散角は 32 TDL であるので、この発散角 に相当する値以上に成長した空間周波数の成分は出力端まで到達することができず、

99

#### (5 - 28)

#### (5 - 29)





入力エネルギーに対して得られる出力エネルギーが減少する。従って、先ず、激光XII 号入出力特性の測定結果から議論することにする。入射部分コヒーレント光のパルス 幅、ビーム発散角を変化させ、さらに光ファイバーによる光源、ASE 光源の双方につ いての調査を行なった。スペクトル幅は、フロントエンドで 0.8 nm に設定し、波長角 度分散を行なった。この値は、ガラスの均一広がり幅よりも十分狭いので飽和広がり によるスペクトル変形の影響は無視できると考えられる。また、激光XII号主増幅列に 設置された空間フィルターのピンホールはすべて除去して実験を行なった。

図 5-4 に入出力特性の計測結果を示す。図の横軸は、12 ビーム分割前のエネルギー である。パルス幅が1.2 ns で 39 Fλ (32 TDL) の場合 (ファイバー:〇、ASE:▲) は、 レーザー光(□)に比べて出力エネルギーの大幅な減少が生じた。また、ファイバー と ASE を比較した場合、若干 ASE の方が出力が高い。これは、両光源の性質が異なる ことを示しており、両光源共に同じ空間周波数成分をもっていたとすると、ファイバ -の方がピーク強度が大きく、時間的に細かい振動構造があることを意味する。50 FA



図5-5 自己集束ビームの基本波(1.053 µm)分光時間分解像。



図5-6 自己集束ビームの2倍波(0.53 µm)分光時間分解像。



図5-7 自己集束によって広げられるスペクトル幅と入力強度の関係 入力強度 0.6 GW / cm<sup>2</sup>を越える辺りからスペクトル幅が広がる。

のピンホールを激光XII号の最終空間フィルター(SF-350)に導入した場合は、ピンホ ールが無い状態に比べて出力エネルギーが 37% 減少した。入射した部分コヒーレント 光の発散角が 39 FA であるにもかかわらず、この値以上の強度成分が存在する要因は、 以下のことが考えられる。フロントエンドでは 60 FA (50 TDL)の発散を有するが(第 4章参照)、近視野領域でアポダイゼーションが行なわれるので発散角は実質的に 39 Fλまで減少する。しかし、遠視野領域には 39 Fλ 以上の成分が残留するので、その残 留空間周波数の成長が生じる。

フロントエンドの発散を10,20 Fλ (ASE 光) にそれぞれ変化させた場合は、レーザ ー光と同じレベルの出力が得られた。これは、増幅器内で成長しやすい空間周波数が 比較的高い領域にあることを示唆する。パルス幅を 2.2 ns とした場合(△:ASE 光) も同様にレーザー光と同等の出力を得た。瞬時強度の減少が寄与したと考えられる。 このように、部分コヒーレント光の高出力増幅による自己集束効果は空間時間的に複 雑な特性をもつことがわかった。

次に、同時計測した時間分解スペクトルの計測結果について検討する。図5-5に光 ファイバーを用いた部分コヒーレント光 (パルス幅:1.2 ns)の各入射強度に対する分

光時間分解像を示す。図中に示した1次元プロファイルは時間積分スペクトルとスペ クトル積分時間波形である。入射強度が0.001~0.58 GW/cm<sup>2</sup>では顕著な波形変形、 スペクトル変形ともに観測できないが、0.92 GW / cm<sup>2</sup>では時間波形が中央部分から"段" 構造をもち、スペクトルも広がっていることがわかる。この"段"構造は、定性的に 以下の要因を考えることによって説明できる。部分コヒーレント光が時間的に立ち上 がるにつれて局所的にピーク強度が高くなる。自己集束のしきい値に達すると高い空 間周波数成分が大きく成長し、見かけ上激光XII号の開口制限内に収まらない発散ビー ムとなる。この発散ビームは出力端まで伝播できないので、結果として、出力エネル ギーが減少し波形に"段"構造を生じさせることになる。この現象は、空間フィルタ ーにピンホールを挿入すると顕著に現れるはずであり、図5-5の結果(pin hole 有りと 示した)は上記説明と矛盾しない。さらに図5-6は、波長変換後の分光時間分解像で ある。2倍高調波光と基本波光の波形の形状自体は、ほぼ一致しているように見えるが、 幾分"段"構造が顕著である。これは、自己集束により成長した空間周波数とスペク トル幅の広がりが高調波変換効率を大きく減少させたことを示している。

図5-5,6の入射強度に対する時間積分スペクトル幅を図5-7にまとめて表す。この 図から、本実験で自己集束によりスペクトル幅広がりが見られるのは、約0.6 GW/cm<sup>2</sup> (エネルギー 600 J 以上)付近からであることが伺える。また、スペクトル幅の時間変 化を追うことにより自己集束の時間履歴を調べてみた。図5-8に分光時間分解像から 評価した基本波、2倍波におけるスペクトル幅とパルス時間履歴の関係を示す。(a)図





図5-8(b)スペクトル幅の時間履歴。高強度のとき。

は低強度(0.001 GW/cm<sup>2</sup>)、(b)図は高強度(0.919 GW/cm<sup>2</sup>)の場合をそれぞれ示す。 低強度の場合は基本波、2倍波ともに時間全領域にわたって一定の幅となるが、高強度 になると時間的に変動していることが明らかにわかる。基本波のスペクトル幅は、パ ルス立ち上がりからほぼ1nsで最大となる。以上述べたように、自己集束下のビーム は波形変形と同時にスペクトル広がりと見かけ上の発散角増加による変換効率の低下 を導く。また、スペクトル、波形の非線形な変化はビーム間パワーバランスの制御を 極めて困難とする。従って、爆縮実験に導入するためにはスペックル平滑化とは別の 次元で、空間時間コヒーレンスの最適化が必要となる。この実験結果から、ASE ある いは光ファイバーを用いた部分コヒーレント光(32 TDL)において自己集束を防ぐに は、ピーク強度を下げ(パルス幅をできるだけ長くする)、最終強度が0.6 GW/cm<sup>2</sup> を越えない運転をしなければならない。また、遠視野で所定の空間フィルタリングを 行ない増幅伝播させることが必要となる。最後に、激光XII号最終出力の近視野像をレ ーザー光の結果と比較して図 5-9 に示す。自己集束に特徴的なブレークアップ構造は 見られない。これは、入射ビームの空間コヒーレンスが低いため時間積分によりプレ ークアップ構造が平滑化されたと考えられる。



(a) Laser

(b) Partially coherent light (angular dispersion)

図5-9 激光XI号における近視野像。 ビーム自己集束に特徴的なブレークアップ構造は見られない。 これは空間コヒーレンスが低いことが起因したと考えられる。

5-2-5 高出力下のスペクトル広がり

自己集束の他に、高出力下の非線形な振るまいとしてスペクトルの飽和広がりがあ る [9] 。この現象は、入射光のスペクトル強度が中心波長を最大値として分布をもつ



場合、飽和増幅領域において、中心波長近傍の利得が低くなることに起因し、パワー バランス制御の困難と波長変換効率低下を導くことになる。飽和広がり効果を ASE 光 のスペクトル幅 2.1 nm (波長角度分散はなし)、発散角 22 TDL、パルス幅 2.2 ns の条 件で計測した。この条件では、発散角が小さいことに加えてパルス幅が長いので自己 位相変調によるスペクトル広がりの効果は小さいと考えられる。図 5-10 にスペクトル 形状の変化、図5-11に出力エネルギー(エネルギー密度)とスペクトル幅(半値全幅) の関係を示す。スペクトルはエネルギー密度が2J/cm<sup>2</sup>程度までは狭帯域化されるが、 逆に3J/cm<sup>2</sup>を越える辺りから広がりが生じ、この計測の最大エネルギー1324Jでは 2.2 nm に達している。波長変換結晶に入射する光は、各スペクトル強度成分ができる だけ等しい(矩形スペクトル分布)ことが望ましく、そのため増幅前のスペクトル形 状を適当に制御する必要がある。図5-11に示した飽和広がり効果の詳細解析から種々 のスペクトル形状に対して高出力増幅後のスペクトル形状を予測することが可能とな るが、最終的に矩形に近いスペクトルを得ることは現実に困難であると考えられる。 フロントエンドで出来るだけ矩形状のスペクトルになるように設定し(4-4-5項参照)、 飽和増幅によるスペクトル変形を押えることが得策である。



図5-11 飽和広がり効果の出力エネルギー依存性。 3J/cm<sup>2</sup>を越える辺りからスペクトルが広がる。

#### 5-3 部分コヒーレント光の伝播特性

長距離伝播が課せられる核融合レーザーシステムにおいて、部分コヒーレント光の 利用が優れる理由は、回折による強度変調が緩和できることにある。これは、位相分 布の乱れが低い空間コヒーレンスのためビーム全体に顕著な影響を及ぼさないことに 起因する。近視野領域の強度変調は、集光照射性能を劣化させることだけに留まらず、 レーザーシステムの出力エネルギーを制限する。ここでは、コヒーレントゾーンモデ ル [10] を用いて部分コヒーレント光の伝播特性を解析し、その有効性を確認する。 また、高出力下の近視野像計測結果についても考察を加える。

5-3-1 相互強度の伝播

光の伝播を議論するとき、コヒーレント光の場合には複素振幅表示が用いられる。 また、インコヒーレント光では、光強度の伝播のみを考えればよい。部分コヒーレン ト光の場合には、統計的表現により複素振幅の相関関係がよくわかるように式(3-27) で示した相互強度(Mutual intensity)を導入する。

今、図 5-12のような配置を考える。準単色光1次光源σは距離R隔てたスクリー ンAを照明する。スクリーン上の2点P1,P2に対する相互強度Jは次式のように表す ことができる「11」。



図5-12 準単色光源によるスクリーンの照明。

$$J(P_1, P_2) = \int_{\sigma} I(S) \frac{e^{i\overline{k}(R_1 - R_2)}}{R_1 R_2} dS$$

ここで、Sは $\sigma$ 上の任意の点、 $R_1$ ,  $R_2$ はそれぞれ $P_1$ ,  $P_2$ とSの間の距離、kは媒質中 での平均波数である。このとき、P1, P2における強度 I(P1), I(P2)は、

$$I(P_1) = J(P_1, P_1) = \int_{\sigma} \frac{I(S)}{R_1^2}$$
$$I(P_2) = J(P_2, P_2) = \int_{\sigma} \frac{I(S)}{R_2^2}$$

と示され、P1, P2間の複素コヒーレンス度は次式のようになる。

$$u(P_1, P_2) = \frac{J(P_1, P_2)}{\sqrt{I(P_1)I(P_2)}}$$
$$= \frac{1}{\sqrt{I(P_1)I(P_2)}} \int_{\sigma} I(S) \frac{e^{i\vec{k}(R_1 - R_2)}}{R_1 R_2} dS$$

式(5-31,32)から明らかなように、相互強度Jは部分コヒーレント光の強度と複素振 幅の相関関係を同時に表現するものである。

次にスクリーンA上から任意のスクリーンB上への投影を考える。B上の2点をQ1, O。とすると、相互強度の伝播は K を透過関数(振幅スプレッド関数)として、

$$Q_1, Q_2) = \iint_{AA} J(P_1, P_2)$$
  
 
$$\cdot K(P_1, Q_1) K^*(P_2, Q_2) dP_1 dP_2$$

で表される[11,12]。透過関数Kは、A上の点Pに位相ゼロの単位光源を置いた場合 の B 上の点 Q における複素振幅を表す。式 (5-33) が部分コヒーレント光の伝播を表す 式で、光源の相互強度がわかっているときは、透過関数が伝播性能を左右する。

5-3-2 コヒーレンスゾーンモデル [10,13]

部分コヒーレント光の伝播特性を調べるには、式(5-33)を解けば良いわけであるが、 透過関数が事前にわからない場合は8次元の積分を解く必要があり、複雑な光学系に 置いては実用的でない。適当な手法を用いて式(5-33)を変形するか簡略化することが

## (5 - 30)

#### (5 - 31)

#### (5 - 32)

#### (5 - 33)



図5-13 コヒーレンス領域の伝播。

必要となる。コヒーレント光の場合は回折計算で大幅に計算量を減らすことが可能で あるが、コヒーレンスの変化を考慮できない。そこで、コヒーレンス変化を考慮した 場合の回折計算について考える。図5-13にコヒーレンス領域とその伝播の概念図を示 す。大きさD<sub>0</sub>の部分コヒーレント光源面を焦点距離fのレンズで伝播させる。簡単の ため光源面と投影面が互いにフーリエ変換の関係になるように配置し1次元で考える と、投影面上の強度分布 G(x)は光源面上の座標をx、投影面の座標ををとして次式で 表される。

$$G(\xi) = \int g(x) \exp\left[-i\frac{k}{f}x\xi\right] dx$$
(5 - 34)

ここで、g(x)は光源面の強度分布である。このとき、

$G(\xi)=1$	$(\xi = 0)$	
$G(\xi) = 0$	$\left(\xi = \frac{\lambda f}{D_0}\right)$	(5 - 35)

であり、光源面の大きさ $D_0$ は投影面では $d_1 = \lambda f/D_0$ の大きさになる。次に、光源面上の小さな領域 $d_0$ の伝播を考える。上記議論と同様に $d_0$ は $D_1$ として変換されるが $d_0$ のもつ大きな発散のため投影面上では $d_1 \ll D_1$ となる(図 5 - 13 参照)。すなわち、光源面上の全強度分布が投影面上の微小構造を、光源面上での微小構造が投影面上の全強度分布を形成する。多数のレンズによるビーム転送では、微小領域とビームの強度



図5-14 コヒーレンスゾーンモデルの概念。

分布は互いに変換されながら伝播する。そこで、部分コヒーレント光をコヒーレンス 領域に分割して考え、コヒーレンス領域中では位相の相関があるが発散をもつとする (図5-14参照)。コヒーレンス領域の1つの発散成分だけを考えると通常の回折計算 で対応でき、その後、インコヒーレントな重ね合わせを行なうことにより観測面上の 様子を調べることができる。このような考え方で部分コヒーレント光の伝播を評価す る方法をコヒーレンスゾーンモデルという。図5-15に計算手法と各光学素子が与える 伝達関数を示す。ここで、記号Fはフーリエ変換を表す。コヒーレントゾーンモデル を導入することにより計算のほとんどがフーリエ変換で行なうことが可能となり、計 算機を用いて解く場合には非常に有利となる。

コヒーレンスゾーンモデルによる1次元の計算結果について述べる。図5-16にコヒ ーレント光と部分コヒーレント光の空間フィルター透過後の近視野像プロファイルを 示す。空間周波数制限が56FA,10FAの場合についてそれぞれ示している。光源は空 間的に矩形型のプロファイルを有するとした。コヒーレント光の場合は回折による強 度変調が顕著に見られるが、部分コヒーレント光は矩形型に近いビーム転送を達成し ており、強度変調も非常に少ない。空間周波数の制限がパターンに顕著な影響を与え ないことから、近視野領域に微小な障害物が存在しても、矩形型の性能を保持して伝 播することを示している。従って、部分コヒーレント光は開口利用率(フィリングフ ァクター)[7]を大きくとることが可能であり、レーザー光伝播よりも優れた特性を 得ることができる。





図5-15 コヒーレンスゾーンモデルの計算手法と光学素子の伝達関数。 コヒーレンスゾーンモデルは計算のほとんどをフーリエ変換で行うことができる。



図5-16 コヒーレンスゾーンモデルを用いた近視野像の計算結果。 部分コヒーレント光は回折による強度変調が顕著に生じない。

### 5-3-3 高出力下の近視野像

レーザーシステムの出力エネルギーを制限する要素としては、増幅器の積算利得お よび光学素子の損傷しきい値がある。増幅器の積算利得は通常余裕をもって設計され るので、現状では損傷しきい値で制限されると言って過言でない。有限の損傷しきい 値内でシステムの性能をフルに引き出すには、局所的に高い強度を生じさせないビー ム伝播、すなわち矩形型の空間プロファイルを保ってビーム伝播を行なう必要がある。 近視野像評価の指標は通常、次式で示す開口利用率(フィリングファクター:F.F.)が 用いられる。



ここで、Rはビーム半径、I<sub>max</sub>は最大強度を示す。F.F.が1に近いビーム転送を行なう ことによってレーザーシステムの性能を最大限に引き出すことができる。レーザー光 を伝播させた場合、回折効果によりF.F.は1より大きく低下する。部分コヒーレント 光は、前項で示したように回折による強度変調が顕著に現れないためF.F.を低下させ





#### (5 - 36)



図 5 - 18 ASE 光のフィリングファクター。 部分コヒーレント光を用いて高品質な増幅伝播が行なえることが証明された。

ないビーム転送が可能である。

ASE 光の近視野像を計測し、F.F.の評価を行なった。部分コヒーレント光のパター ンは時間的に変化しながら伝播するので、F.F.も時間とともに変化する。従って、空間 時間分解像から F.F.を評価することにした(この場合 F.F.は1次元プロファイルから 評価することになる)。計測条件は、発散角が22 TDL、スペクトル幅が2.1 nm、パル ス幅が2.2 ns である。図5-17に得られた近視野像のストリーク写真を示す。ASEの エネルギーは978 J であった。320 mm のビーム径を縮小光学系を用いて約7 mm にし てからストリークカメラのスリットに転送した。時間分解能は約2 ps である。図5-18 は、図5-17の計測結果から評価した F.F.を示している。1008 J のレーザー光における F.F.の評価結果も比較のため図中に示す。ASE の F.F.は、観測時間が40 ps 程度で 80% まで達し、高品質の増幅伝播が行なえることを示唆する。これは、前項のコヒーレン スゾーンモデルの結果と矛盾しない。従って、自己集束の影響を避けられる領域では、 部分コヒーレント光の方がレーザー光に比べてシステムの性能限界に近い出力を発生 させられることが明らかとなった。

# 5-4 まとめ

フロントエンドで得られた部分コヒーレント光を激光XII号ガラスレーザーシステム に導入し、高出力増幅伝播実験を行なった。増幅特性は増幅帯域を考慮した2準位系 の増幅モデルとの良い一致を示した。エネルギー利得減少とスペクトル狭帯域化の影 響を避けるためには、入射光のスペクトル幅を2nm以下に設定しなければならない。 本実験で得られた最高出力エネルギーは1324J/beamで、これはレーザー光と同等の出 力を達成している。部分コヒーレント光の自己集束は、同平均強度下のレーザー光に 比べて生じる可能性が高いことがわかった。自己集束を防ぐことのできる部分コヒー レント光の条件を実験的に明らかにし、今後の指針を得た。また、部分コヒーレント 光の伝播特性をコヒーレンスゾーンモデルを用いて調べた。部分コヒーレント光は回 折効果の減少において優れた性能を示し、激光XII号においてフィリングファクター 80%の値を得た。

# 参考文献(第5章)

- [1] M. D. Rotter and R. A. Haas, Optics Comm., 71 (1989) 311.
- [2] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, J. Appl. Phys., 34 (1963) 2346.
- [3] L. M. Casperson, J. Appl. Phys., 47 (1976) 4563.
- [4] W. E. Martin and D. Milan, IEEE J. Quantum Electron., QE-18 (1982) 1155.
- [5] H. Nakano, T. Kanabe, K. Yagi, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, and S. Nakai, Optics Comm., 78 (1990) 123.
- [6] V. J. Bespalov and V. I. Talanov, JETP Lett., 3 (1966) 307.
- [7] W. Seka, J. M. Soures, O. Lewis, J. Bunkenburg, D. Brown, S. Jacobs, G. Mourou, and J. Zimmermann, Appl. Optics, 19 (1980) 409.
- [8] P. Donnat, C. Gouedard, D. Veron, O. Bonville, C. Sauteret, and A. Migus, Optics Lett., 17 (1992) 331.
- [9] A. Yariv 著 多田邦雄、神谷武志 共訳「光エレクトロニクスの基礎」 原書3版 丸善 1988年 第5章.
- [10] R. H. Lehmberg and J. Goldhar, Fusion Technol., 11 (1987) 532.
- [11] M. Born and E. Wolf 共著 草川 徹、横田英嗣 共訳「光学の原理 III」 東海大学出版会 1975年 第10章.
- [12] H. H. Hopkins, Proc. Roy. Soc., A208 (1951) 263.
- [13] 八木孝介:修士論文 大阪大学大学院工学研究科 電磁エネルギー工学専攻 p 36.

第6章 部分コヒーレント光の高調波変換

#### 6-1 はじめに

核融合用ガラスレーザーシステムでは、多くの場合ターゲット照射前に非線形結晶 による高調波変換を行なっている。その主な理由は、高効率爆縮を行なうためのペレ ットとの結合効率の向上とプラズマ噴出圧力の上昇であり、将来の核融合点火ドライ バーには3倍高調波変換が課せられる。高調波変換は異方性結晶中を伝播する光子の 周波数の和で与えられるコヒーレントな過程であり、位相整合条件を満たすためには 入射ビームのコヒーレンスが高いことが要求される。このことは部分コヒーレント光 照射の必要性と矛盾する。高調波変換効率が低下すると大幅な照射エネルギーの損失 となり、たとえ照射均一性が向上したとしてもレーザーシステムの性能を最大限に発 揮した状態での爆縮実験は行なえない。この章では、部分コヒーレント光の高調波変 換特性の実験結果からその問題点を議論し、高効率波長変換を得るための考察を行な j.

6-2 部分コヒーレント状態と位相整合

2倍高調波変換を考える。非線形パラメトリック相互作用を示す基本式 [1] から基 本波(ω)が2倍波(2ω)に変換される過程が説明できる。位相整合を満足する条件 は、各周波数における波数をkとして、

# $\Delta k = k_3 - 2k_1 = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)}$

で示され、異方性結晶中の屈折率差を利用することにより達成できる。高調波変換効 率は、相互作用長をzとして基本波の減衰を無視すると、

# $F = \frac{\sin^2(\Delta k z/2)}{(\Delta k z/2)^2}$

に比例し、高効率変換のためには Δk≈0 を満たさなければならない。 Δk は、基本波の 入射角度、中心波長からのずれに依存する。すなわち、部分コヒーレント光のビーム 発散と広いスペクトル幅は位相不整合を引き起こす。

6-2-1 ビーム発散角による位相不整合

#### (6 - 1)

#### (6 - 2)

非線形結晶を用いた場合において位相整合条件を満足させるための基本的な考え方 は、常光線屈折率n。と異常光線屈折率n。の差を利用することである。このとき結晶軸 と光線のなす角をθとするとΔkは次式で表すことができる。

$$\frac{\Delta k z}{2} = \frac{\omega z}{c} \left[ n_e^{2\omega}(\theta) - n_o^{\omega} \right]$$
(6 - 3)

上式の位相整合条件は TYPE II と呼ばれる。非線形結晶は、結晶軸と光軸との関係が位 相整合を満たすように切り出されシステムに導入される。従って、光軸のずれ、つま り入射ビームの波数ベクトルに発散成分があると(ビーム発散を有すると)位相整合 条件を満足しなくなる。ビーム発散角の許容値は式(6-3)をθで1次微分することによ り容易に得られる[2]。激光XII号で用いられている非線形結晶は KDP 結晶であり z =2 cm に設定されている。この条件での許容角度幅は、3.64 mrad(半値全幅:1.60 mrad)となる。さらに効率が10%低下する条件での許容幅は0.32 mrad である。

## 6-2-2 スペクトル広がりによる位相不整合

基本波が中心波長以外のスペクトルをもつと、群速度分散の影響により結晶伝播中 に2ωの光子がωの光子に再び戻る逆変換が発生する。TYPE II の位相整合では異常光 線および常光線上に伝播する光子の進行方向が反対となるため、各光線間の位相ずれ が大きくなり逆変換が顕著に発生する。従って、スペクトル広がりによる位相不整合 量は結晶の色分散特性に大きく依存することになる。Pronko らは群速度分散と結晶厚 さの関係を示し、次式に示すように非線形結晶の周波数帯域を定義した[3]。

$$\Delta v_{\rm cr} \equiv \frac{2/z}{a_1 + a_2} = \frac{1/z}{1/2 \left( V_{g1}^{-1} + V_{g2}^{-1} \right) - V_{g3}^{-1}}$$
(6 - 4)

ここに、aは群速度の逆数、zは結晶厚さ、Vgは群速度を示す。KDP 結晶の TYPE II に おける a は常光線において、 $a_1 \rightarrow a_0 = 0.5539 \text{ ps/cm}, a_2 \rightarrow a_e = -0.7669 \text{ ps/cm} である。$ z=2 cm として式(6-4)から結晶の帯域幅17.4 nm(半値全幅:7.6 nm)が得られる。 この計算で中心波長は1053 nm とした。さらに10%低下の条件における帯域幅は1.5 nmとなる。

以上から激光XII号において部分コヒーレント光で80%以上の2倍高調波変換効率を 得るには発散角 320 µrad 以下、スペクトル幅 1.5 nm 以下の条件に制限されることがわ かる。これらは許容発散角 32 TDL (ビーム径 320 mm では 126 urad)、高出力増幅可

能なスペクトル幅(<2nm)の範囲内であるが、実際には、KDP内部の吸収による基 本波の減衰に起因した変換特性の飽和、KDPの取り付け精度などが変換効率の上昇に 影響を与え、各許容幅は幾分狭くなる。

#### 6-3 2倍高調波変換特性の計測

ASE 光を激光XII号ガラスレーザーシステムに導入し、2倍高調波変換効率の計測を 行なった。変換特性計測のパラメータとしては入力強度、発散角、スペクトル幅が挙 げられる。また、波長角度分散の有無でも変化する。以下にそれぞれの特性について 記述する。

#### 6-3-1 入力強度依存性

KDP 結晶に入射する ASE 光の強度を変化させて変換効率の測定を行なった。フロン トエンドでのスペクトル幅を 2.1 nm に設定し、パルス幅は 2.2 ns (FWHM) とした。



Incident intensity [GW/cm<sup>2</sup>]

図 6-1 ASE 光の2 倍高調波変換特性(入力強度依存性)。 高効率変換を達成するには、時間および空間コヒーレンスを高くする必要がある。

基本波のエネルギーは体積吸収型カロリーメーター、2 倍波のエネルギーは SHM (Second Harmonic Monitor) [4] を用いてそれぞれ計測した。エネルギーの測定精度 は 2% 以下である。変換効率は、それらのエネルギー比として算出する。図 6-1 に計 測結果をレーザー光の場合( $\Delta$ ) と ASE 光の場合( $\bigcirc$ ) を比較して示す。横軸は平均 強度でパルス波形はガウス型を仮定した。実線は種々の位相整合角からのずれ角に対 するシミュレーション結果である [5] 。レーザー光の場合には、位相整合角からのず れ角 200 ~ 300 µrad の間にあり、この実験における KDP の取り付け精度であることが 伺える。入力強度 0.25 GW / cm<sup>2</sup> で比較すると、レーザー光 50% に比べて ASE 光 37% である。また、ASE 光の変換効率は位相整合角からのずれ角 400 ~ 500 µrad の間にあ ると推定できる。22 TDL の発散角は KDP 上で約 88 µrad となり、基本波中心波長のシ フトと位相整合角からのずれ角の関係は、dθ / dλ = 239 µrad / nm と実測されている。 ビーム発散とスペクトル広がりによる位相不整合量が別々に寄与したと仮定し、取り 付け精度を考慮すると定性的にはこの結果を理解することができる。従って、レーザ ー光と同等の変換効率を得るためにはビーム発散かスペクトルのどちらかに制限を与 える必要がある。

6-3-2 スペクトル幅依存性

入力スペクトル幅の変化は、今までの議論から変換効率に少なからぬ影響を与える。 フロントエンドにスペクトル整形器(4-4-4項参照)を導入し、スペクトル幅の依存 性を計測した。得られる変換効率は波長成分ごとに平均化されたものになり、次式の ように表すことができる。

$$\eta_{a} = \frac{\int \eta(\lambda - \lambda_{p}) I(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) d\lambda}$$

(6 - 5)

ここで $\lambda_p$ は中心波長、ηは変換効率、Iは強度を示す。ASE 光のスペクトル幅は、0.7, 1.0, 1.5, 2.1 nm になるように調整し、入力強度は 0.3 GW / cm<sup>2</sup> 一定とした。またビーム発散角は 22 TDL である。図 6-2 に結果を示す。2本の実線は、レーザー光の場合におけるシミュレーション結果を基本とし、波長角度依存性を用いた式(6-5)によるたたみ込み積分と、さらにビーム発散角による位相不整合が独立に寄与するとした場合の計算結果を示す。これらの計算においてスペクトル分布は矩形型として扱った。スペクトル幅が狭くなるにつれて変換効率は上昇し、この実験の最小スペクトル幅 0.7 nm では、45% の変換効率が得られた。以上から、所定の変換効率を得るためにはスペクトル幅を 1.0 nm 以下に設定しなければならないことがわかった。





図 6-2 ASE 光の 2 倍高調波変換特性(入力スペクトル幅依存性)。スペクトル幅 1 nm 以下で高効率変換が期待できる。

#### 6-3-3 波長角度分散光の2倍高調波変換特性

ASE フロントエンドのスペクトル分散器で波長角度分散光を発生し、2 倍高調波変換 特性の計測を行なった。波長分散角は KDP 上で 239 µrad/nm に設定し、フロントエン ドのドーブプリズムで e 軸に沿って波長分散が生じるようにした。ASE 光がビーム発 散を持たない場合、原理的にはこの波長角度分散で位相不整合を完全にゼロにするこ とができる [6~8]。パルス幅は 2.2 ns、スペクトル幅は 0.6 nm、ビーム発散角は 22 TDL にそれぞれ設定した。図 6-3 に得られた入力強度依存性の結果を示す。実線は図 6-1と同様のシミュレーション結果である。この図は、波長の分散方向を e 軸の位相 整合条件の長、短波長方向に対して逆に設定した場合(△)を比較のため示しており、 波長角度分散が効果的に働いていることが明らかにわかる。変換効率は、シミュレー ション結果と比較すると位相整合角からのずれ角 200 µrad 程度に相当する。波長角度 分散光が高調波変換特性の改善に寄与することが実験的に証明された。 次に、ビーム発散角を変化させた場合の変換効率を計測した。入力強度はすべての

## ]





計測において、0.25 GW/cm<sup>2</sup> 一定とした。発散角は、フロントエンドで 6, 10, 22 TDL にそれぞれ調整した。これらは、KDP上の発散角に換算すると、22,44,88 µradとなる。 図 6-4 に発散角依存性の計測結果を示す。比較のためにレーザー光で得られた結果を 発散角0TDLの点にプロットした。シミュレーション結果でも明らかなようにこの実 験における入力強度では、発散角の違いがほとんど変換効率に影響しない。また、ス ペクトル幅を変化させたときの変換効率を図6-5に示す。発散角変化の場合と同様に 入力強度 0.25 GW / cm<sup>2</sup> 一定とし、また、レーザー光の結果をスペクトル幅 0 nm の点 にプロットした。スペクトル幅は、0.4, 0.6 nm にフロントエンドで調整した。スペク トル幅の変化も変換効率に影響しないことが分った。

これらの結果から、発散角22 TDL以下、スペクトル幅0.6 nm以下においてレーザ ー光と同程度の変換効率を達成し得ることが分った。しかし、第5章で述べたように 部分コヒーレント光は、高強度領域で自己集束が生じる。自己集束効果は見かけ上の ビーム発散角の増加、偏光方向のずれ、スペクトル広がりをもたらし変換効率を減少







させる。また、ASEの波長角度分散では個々の波長成分がビーム発散を有しているた め波長分散角度を完全に一致させることができず、初期位相不整合による逆変換の影 響が高強度領域で顕著となる。図 6-6 は高強度領域における変換効率の測定結果であ る。フロントエンドの条件は、発散角 32 TDL、スペクトル幅 0.8 nm であり、波長角度 分散を行なった。実線はシミュレーション結果である。入力強度が 0.6 GW / cm<sup>2</sup>を越 える辺りから変換効率の低下が見られる。32 TDL 光の KDP 上における発散角は 130 µrad であるが、実験結果はシミュレーションと比較すると位相整合角からのずれ角 300~400 µrad 相当の位置にあることがわかる。この主な原因は上述のように自己集 束による空間発散成分の増加とスペクトル広がりの影響であると考える。





6-4 高効率波長変換のための考察

これまでに述べた実験結果は、パターン均一化のためのインコヒーレンス性と高調 波変換とが互いに相反関係にあることを示している。従って、インコヒーレンス性を 保持した状態で高効率変換を行なうには新たな手法、技術の導入が必要となる。対策

#### 表 6-1 KTP および KDP 結晶の諸特性

	Angular bandwidth LΔθ (mrad cm <sup>-1</sup> )	Spectral bandwidth LΔλ (nm cm <sup>-1</sup> )	Temperature bandwidth LAT (c cm <sup>-1</sup> )	Phase matching angle @1.06µm	Nonlinear coefficient d <sub>eff</sub> (pm/V)
KDP (type II)	3.2	15.2	6.0	53.5	0.45
KDP (type I)	2.4	31.0	6.0	41.0	4.60
KTP (type II)	15~68	0.6	25.0	25.0	4.60

としてあげられることの1つにビーム径の拡大がある。空間フィルターによるビーム 転送では発散角がビーム径に反比例するので、拡大により波長変換結晶上での実効的 な発散角は小さくなる。激光XII号の次期増力システムでは、現在の約1.6 倍程度のビ ーム径が予定されており [9] 、変換効率の改善が期待できる。また、NRL で提案され た2枚組の KDP を用いた Quadrature 構成で 60% 以上の変換効率の達成が報告されてお り[3]、この手法を積極的に取り入れる必然性もある。これらとは全く違う観点から、 位相整合の許容幅が広い KDP 以外の結晶を用いることが提案されている。表 6-1 に KTPの角度、スペクトル、温度に対する許容角度を示す。KTP 結晶は、KDPより約10 倍広い入射許容角をもつ。また、非線形定数が KDP の 10.4 倍の値をもつので [10] 比 較的薄い厚さで高い変換効率を得ることができ、インコヒーレンス性許容幅の増大に 有利に働く。しかし、広いスペクトルに対しての許容幅が幾分狭いので、現実には波 長角度分散を採用しなければならない。KTP を用いた場合の2倍高調波変換特性のシ ミュレーション結果を図6-7に示す。この図は、KTPの厚さをパラメータにして入力 強度との関係を示している。平均強度2GW/cm<sup>2</sup>では、3mmの厚さでも80%以上の 変換効率達成が見込める。

KTP を用いた2倍高調波変換特性の計測をフロントエンドで行なった。図6-8にそ の結果を示す。入力 ASE 光のスペクトル幅は 2.0 nm、発散角は 10 mrad (全角) で波 長角度分散は行なっていない。KTPの厚さは 3.1 mm である。実線は、スペクトル広が りのみを考慮した場合の種々の位相不整合量 Δk について計算した結果である。スペク



トル幅 2.0 nm は  $\Delta k = 9 \text{ cm}^{-1}$ に相当する。実験結果は、9 cm<sup>-1</sup>のラインにほぼ一致して おり発散角の大きさ (10 mrad) が変換効率の低下に寄与しないことがわかった。しか しながら、9 cm<sup>-1</sup>の位相不整合量は高強度領域で変換効率が 50% 程度に制限されるこ とになる。大きなビーム発散角は KTP の場合全然問題とならないので、波長角度分散 方式が有効である。KTP は現在の技術で 10 cm 級の大型化に成功しているが [11] 、 激光XII号システムに導入するためにはアレー化が必要となる。1 つのセグメントの大 きさが入射光のコヒーレンス領域よりも大きいときは回折による強度変調は生じない。 従って、部分コヒーレント光はアレー化に十分対応できると考えられる。

#### 6-5 まとめ

高出力増幅した部分コヒーレント光を波長変換結晶 KDP に入射し、2 倍高調波変換 効率の計測を行った。高効率波長変換を達成するには、部分コヒーレント光のスペク トル幅とビーム発散角に制限を与えなければならず、波長角度分散においてスペクト ル幅 0.6 nm 以下、ビーム発散角 22 TDL 以下の条件が必要であることを実験的に明ら かにした。また、高強度下の自己集束によるスペクトル広がりと見かけ上のビーム発 散角の増加は、変換効率を大きく減少させることがわかった。以上の結果、ビーム平 滑化のための部分コヒーレント光に必要な特性は、必要なエネルギー量と trade-off で ある。非線形結晶 KTP は KDP 結晶に比べて許容角度幅が大きく部分コヒーレント光 の高効率変換に見通しを与えることがわかった。



図 6-8 KTP による ASE 光の 2 倍高調波変換。 ビーム発散角の大きさ(10 mrad)は変換効率の低下に寄与しない。

0.4

Incident intensity [MW/cm<sup>2</sup>]

0.6

0.8

0.2

0

127

# 参考文献(第6章)

- [1] A. Yariv 著 多田邦雄、神谷武志 共訳 「光エレクトロニクスの基礎」 原書3版 1988年 第8章.
- [2] R. S. Craxton, S. D. Jacobs, J. E. Rizzo, and R. Boni, IEEE J. Quantum Electron., QE-18 (1981) 1782.
- [3] M. S. Pronko, R. H. Lehmberg, S. P. Obenschain, C. J. Pawley, C. K. Manka, and R. Eckardt, IEEE J. Quantum Electron., QE-26 (1990) 337.
- [4] M. Nakatsuka, T. Jitsuno, T. Kanabe, S. Urushihara, N. Miyanaga, and S. Nakai, Proceeding of SPIE, Pulse Power Laser III, 1441 (1990) 580.
- [5] 広瀬佳生:修士論文 大阪大学大学院工学研究科 電磁エネルギー工学専攻 第3章.
- [6] M. D. Skeldon, R. S. Craxton, T. J. Kessler, W. Seka, R. W. Short, S. Skupsky, and J. M. Soures, IEEE J. Quantum Electron., QE-28 (1992) 1389.
- [7] V. D. Volosov, S. G. Karpenko, N. E. Kornienko, and V. L. Strizhevskii, Sov. J. Quantum Electron., 4 (1975) 1090.
- [8] V. D. Volosov and E. V. Goryachkina, Sov. J. Quantum Electron., 6 (1976) 854.
- [9] レーザー核融合点火・ブレークイーブン実験「金剛計画」 研究基本計画報告書、大阪大学レーザー核融合研究センター、平成2年10月.
- [10] F. C. Zumsteg, J. D. Bierlein, and T. E. Gier, J. Appl. Phys., 46 (1976) 4980.
- [11] 佐々木孝友:レーザー研究、20(1992)207.

第7章 部分コヒーレント光の集光照射特性

#### 7-1 はじめに

直接照射型のレーザー核融合では、ターゲット面上における集光照射パターンの良 否が爆縮効率を決定することになる。特に、集光パターン強度の不均一に起因するプ ラズマ噴出面の不均一性は流体力学的不安定性の成長を誘起し、圧縮燃料中心でのホ ットコア生成を阻害する。部分コヒーレント光の照射では集光パターンが均一化する のにどの程度の時間を要するか、最終的に照射不均一性がどの程度改善されるかが議 論の対象となる。この章では、部分コヒーレント光の集光照射特性を時間的平滑化特 性を含めて記述する。

7-2 部分コヒーレント光によるスペックルの時間的平滑化

部分コヒーレント光は RPP で発生する干渉スペックルの抑制に効果的である。ここ での興味の対象としては干渉スペックル平滑化の時間的特性に焦点を絞ることにする。 スペックル構造が平滑化する度合いは統計的解析方法により時間空間コヒーレンスに 依存することを第3章で示した。部分コヒーレント光による時間的スペックル平滑化 の特性を表すのは式(3-51)より、

$$\sigma(t_{\rm av}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\rm S} N_{\rm T}}}$$

であった。この式の意味するところは、コヒーレンス時間が短いほどスペックルは速 く均一化され、かつ、空間的に独立なビームレットを瞬時に重ね合わせることが可能 となればさらに均一化が進むということであった[1]。従って、式(7-1)のNcの量 を大きくとり、速い平滑化特性に寄与させる必要がある。また、準単色光の理論にお いて、時間平均下で定義されるコヒーレンス領域が改善可能な不均一性を決定するこ とを述べた。それは、コヒーレンス領域とビーム全体の領域との比で決まり、

$$f(\infty) = \sqrt{\frac{A_c}{A}}$$

と示された(式(3-47)参照)。時間的な平滑化特性を議論するには、どのような経過 でこの漸近レベルに達するかが重要な問題となる。部分コヒーレント光の集光強度の 統計解析結果を中心に以下に記述する。

### (7 - 1)

#### (7 - 2)

#### 7-2-1 ASE 光の時間的特性

集光強度の時間的な平滑化特性を知るには、強度分布の標準偏差が時間的にどのよ うに変化するのかを観測することが必要となる。先ず、高出力増幅する前の特性、す なわちフロントエンドにおいての特性について調査した。

波長角度分散しない ASE 光の空間時間分解像をフロントエンドにて計測した。パル ス整形器を通過した ASE 光を焦点距離 50 cm のレンズで S1 ストリークカメラのスリッ ト上に集光する。1 セルの大きさが 100 µmの RPP を集光レンズ前に挿入し、集光条件 は激光XII号におけるターゲット径 500 µm に対する d/R = -5 の位置と等価な状態にし た。RPP上のASE光ビーム径は約16mmである。従って、集光スポットは約10mm の広がりをもつ。計測の時間分解能は約2ps、空間分解能はカソード上の分解能 20lp/ mm がガウス型の M.T.F. (Modulation Transfer Function) で伝達すると仮定して計算で 求めた。この結果は式(7-1)のNsに換算するとNs≈2.8となる。したがってこの計 測で得られる集光パターンは見かけ上Nc≈2.8まで均一化されていることになる。

図7-1(a)に測定結果から評価された標準偏差(σ:平均値で規格化)を平均化時間 (観測時間)の関数として示す。この図はスペクトル整形器でスペクトル幅を0.4, 0.8, 1.2, 2.0 nm に各々設定した場合を比較して示している。ビーム発散角はそれぞれ 32







図7-1(b) ASE 光強度分布の標準偏差と観測時間の関係。ビーム発散角可変のとき。

TDL 一定とした。パターン形状の絶対値より σを求めると、σの最小値は RPP で作ら れる集光パターンの包絡線形状で決まるため式(7-1)で単純に示し得ない。従って、 標準偏差評価においては、以下に示す処理を行なった。ストリークカメラの全時間ウ ィンドウにわたって積分した空間強度分布をさらに移動平均法を使って平滑化し、得 られた包絡線形状で元データを規格化する。包絡線の裾部分では移動平均による誤差 が蓄積するために、標準偏差計算の際はビームパターン全領域の2/3の範囲を用いる。 これらの処理を行なうことにより理論との対比が可能となる。実線は式(7-1)で実験 データをフィッティングした結果(スペクトル幅0.4 nmの場合のみ)を示す。このフ ィッティングでは式 (7-2)の漸近レベルは考慮していない。(a) 図から、20 ps 以下の観 測時間ではスペクトル幅が広いほど(コヒーレンス時間が短いほど)標準偏差は速く 低下するが、80 ps 以上ではほぼ同一の値に到達するのがわかる。 スペックルの時間的な平滑化は、発生するスペックルパターン複素振幅の相関関係 がコヒーレンス時間ごとに消滅することに起因する。実験結果は、観測時間が短いと きはスペクトル幅の違いが顕著に現れるが、観測時間が比較的長くなると、RPP 上の 残留空間コヒーレンスで決まる値に漸近し始め、さほど大きな変化が見られなくなる。 N<sub>c</sub>は、式(7-1)でN<sub>r</sub>=観測時間/t<sub>c</sub>と置くことにより求め、 $\Delta\lambda = 0.4 \text{ nm}$  (t<sub>c</sub> = 10 ps)

131


において Nc=3.44 となった。この値は計測空間分解能で決まる値より大きく、ビーム 発散が時間的平滑化特性に寄与することを実験的に証明した。

次にビーム発散のみを変化させた場合を図7-1(b)に示す。ビーム発散角は、それぞ れ8,16,32 TDL でスペクトル幅は0.4 nm に固定した。ビーム発散が大きくなるにつれ て短い観測時間でも比較的低いσ値をもつことが図から見てとれる。Ncの値は8,16, 32 TDL でそれぞれ 3.13, 3.19, 3.44 となった。N。はビーム発散の依存性を有すること が確かめられたが、極端な変化は認められない。また、空間分解能の値と比べても大 きな違いが見られないので、ASE 光の瞬時パターンは"良く発達したスペックルパタ ーン"に近いと推測される。

### 7-2-2 波長角度分散 ASE 光の時間的特性

波長角度分散を行なった場合の空間時間分解像の計測を同様にフロントエンドで行 なった。RPPを用い集光条件、計測器等は前項の実験と同条件である。図7-2に得ら れたストリーク写真を示す。スペクトル幅はスペクトル分散器で 0.4 nm に設定し、ビ ーム発散角は 32 TDL である。波長分散方向はストリークカメラのスリット方向に対し て45度になるようにした。図中の強度分布は観測時間(t.,)に対する依存性を示して







図7-4 ビーム発散角とコヒーレンス時間ごとに重なる独立なスペックルパターンの関係。 ○が波長角度分散を行なった場合、△が行なわない場合をそれぞれ示す。

おり、時間の経過とともにパターンが均一化されるのがわかる。波長角度分散光はビ ーム発散の効果と同様に可視度の低下に寄与するので Nsの増大を見込むことができる。 図7-3はビーム発散角を変化させたときに得られたデータの標準偏差と観測時間の関 係を示す。この実験において、スペクトル幅と波長分散角は固定した。図中の実線は、 フィッティング曲線である。Nsの値は、8,16,32 TDL でそれぞれ 3.40, 11.2, 14.5 とな り波長角度分散しない場合に比べてビーム発散角の依存性が非常に大きく、優れた平 滑化特性をもつことがわかった(図7-4参照)。この要因は、波長角度分散に特徴的 なコヒーレンス時間のオーダーで生じるスペックルの空間的な移動が、瞬時の独立な ビーム束としてNsの増大に大きく寄与したことが考えられる。

100 ps の観測時間における強度分布の標準偏差は、32 TDL, 0.4 nm の条件で式(7-1) より 8.4% となる。但し、Ns は空間分解能を考慮して Ns = (14.5<sup>2</sup> - 2.8<sup>2</sup>)<sup>1/2</sup> とした。こ の値が意味をもつには、インプリントで発生する流体力学不安定性の成長率飽和、 Thermal Smoothing などプラズマの振舞いの詳細解析が必要となるが、100 ps で 10% 以 下の不均一性を達成できることは特筆すべきことであり、スペクトル幅、ビーム発散 角の増加などでさらなる改善が期待できる。また、N。は光源の本質的性質に大きく左 右される、つまり、瞬時のスペクトル分布、空間周波数分布の特性に依存する(瞬時 スペクトルについては次項で述べる)。これらが、時間積分の場合と同じ特性をもつ ことがN。の増大に寄与できると考えられる。

#### 7-2-3 ASE 光の時間分解スペクトル

ASE 光は時間的にエルゴード性を持つことが4-4-10項で確かめられた。従って、 ASE 光の瞬時スペクトルはどの時刻においても同一であると考えられる。瞬時スペク トルに構造があると隣接波長間のビートなどにより比較的長い時間の強度振動を誘発 し、平滑化特性に影響与える。また、その強度振動はピーク強度の上昇につながり増 幅過程において自己集束などを引き起こす。従って、優れた特性を示すのは、瞬時ス ベクトルと時間積分スペクトルが同じ特性を持つ部分コヒーレント光源である。

以上の観点から、ASE 光の時間分解スペクトルを分光器とストリークカメラを用い て計測した。図7-5に計測配置図を示す。ASE発生器からの光は、計測器の感度に比 べて非常に弱いので3台の増幅器を付加し観測可能な領域まで増幅した。積算小信号 利得は 3.3×107 である。増幅器相互間の寄生発振を防ぐため、開口時間を 10 ns に設 定した3台のポッケルスセルが導入されている。増幅された ASE 光を分光器に入射し、 そのスペクトル結像点の像を対物レンズで約5倍に拡大してストリークカメラのスリ ットに転送した。この配置で時間分解能は約2ps、分光分解能は0.15 nm であった。 ASE 発生器の光を高利得増幅するので得られるスペクトルは著しく狭帯域化されたも



図7-5 ASE 光の時間分解スペクトル計測配置図。 計測器の感度が低いために ASE 光を高利得増幅する必要がある。







図7-7 ASE 光の時間分解スペクトル分布。

のとなる。この計測のパラメータとしては増幅器に入射する ASE 光の光子密度を変化 させた。光子密度は、増幅器出力端で得られたエネルギー、積算小信号利得および伝 播損失から評価し、それぞれ 150 および 9 photon / ps·Ω の条件にした。図7-6 に得ら れたストリーク写真を示す。ASE のスペクトル構造は、細かい線スペクトルから構成 されることがわかる。線スペクトルの幅は約 0.15 nm (分光分解能)、スペクトル線間 隔は約 0.20 nm である。

図7-7に観測時間を変化させたときの ASE スペクトル分布を示す。この図は光子密度 150 photon / ps・Ω の場合のみを示している。観測時間が 80 ps 程度までは線スペクト ル構造が顕著に観られるが、100 ps を越える辺りから構造の平滑化が始まり 2000 ps で はほとんど観測できない。この現象は、線スペクトルが短い緩和時間を有することを 示している。図7-8に4本のスペクトル線サンプルにおける時間波形を示す。図の時 間原点はすべて等しいので、スペクトルの発光が時間的に無秩序に発生することを示 唆する。また、波形の時間幅が各々違うので発光時間の分布をもつことも推測できる。 発光時間分布を図7-9に示す。発光時間は、個々の線スペクトルに対する図7-8のよ うな時間波形から、発光がガウス型で継続すると仮定して波形分離を行ない [2]、そ の半値全幅で定義した。発光時間は入力光子密度で大きな違いが見られる。時間分布 平均値は、光子密度 150 photon / ps・Ω の場合で 94.0 ps、9 photon / ps・Ω の場合で 74.7 ps であった。時間分布の標準偏差値は、それぞれ 38.7, 39.5 ps と同程度であるので高 い光子密度がスペクトル発光時間を長くすることに寄与することがわかった。

先にも述べたように、ASE は光発生過程で空間時間的に明確な境界条件がない。しかし、計測結果はスペクトルの選択性が強く現れ、その構造が有限の発光時間を有す るという複雑な特性を示した。

この原因を考察するに当り、先ず、実験的な問題の有無を調べた。発生した ASE 光 は3台の増幅器で $3.3 \times 10^7$ の非常に大きな利得の寄与を受けるので寄生発振が生じて いた可能性がある。そこで、増幅器内に設置された3台のポッケルスセルの消光比を 調査したところ、それぞれ1/358,1/521,1/545 であった。3台分の積算消光比は9.84 × $10^{-9}$ となる。また、増幅器内の積算線形損失は、約30% であった。これらの値は寄 生発振を抑制するのに十分であり、計測結果に寄生発振の影響があったとは考えられ ない。

もう1つの可能性としては、スペクトルの選択性が光学系内のエタロン効果である 疑いがもたれる。スペクトル線同志の間隔は図7-7から約0.2 nm (Δv=1.8 cm<sup>-1</sup>) で あるので、この値を光路長に換算すると5.5 mm になる。光学系の中で5.5 mm 厚さ付 近の透過媒質は存在しない。また、仮にエタロン効果が影響したとしても、実験結果 から比較的フィネスが高いエタロンがあることが予測される。高フィネスを有する反 射素子も存在しないことからエタロン効果は生じる理由がないと言える。従って、時 間分解スペクトルの計測は本質的な ASE の特性を示していると結論する。

以降、スペクトル構造と有限発光時間の特性を分けて考えることにする。増幅媒質 を透過した光のスペクトルに構造が発生する物理要因としては、増幅媒質のもつ不均 一広がりの影響がある。レーザーガラスのようにアモルファス構造を有する増幅媒質 は、電場の影響が各イオンサイトごとに異なるので媒質全体として少しずつ異なる共 鳴周波数をもつことになる。これが、利得スペクトル分布に不均一広がりを生じさせ る原因となる。不均一広がりをする原子は互いに識別可能である。今、不均一広がり を有する増幅媒質に白色光を入射し誘導放出を行なう。そして、媒質を透過した白色 光のスペクトルを計測するとその分布に構造が現れる(ホールバーニングという[3,4])。 この現象は、利得曲線のある周波数で放射している原子応答は、異なった周波数に共



図7-8 4つのサンプルにおける線スペクトルの時間波形。 個々の線スペクトルが時間的にランダムな振動を有することが示唆される。



光子密度が高いときは発光時間が長くなる傾向が伺える。

鳴している原子の応答と独立であるがゆえに生じる。従って、透過スペクトルの構造 は不均一広がり増幅媒質中の均一広がり幅に依存する。

この考え方を ASE スペクトル構造発生要因の考察に導入する。増幅媒質の均一広が り幅を決めるのは、レーザー上準位の寿命広がりと媒質内原子とフォノンの衝突によ る散乱の影響である [4]。励起状態の自然寿命はネオジウムドープの燐酸レーザーガ ラスにおいては数百 µs のオーダであり、これはほとんどスペクトル広がりに寄与しな いと考えることができる。媒質内原子とフォノンが衝突すると、原子振動の相対的な 位相および電磁界の位相を乱すので均一広がり幅が広がる。フォノンの影響は格子振 動の変位量に依存することになるので、均一広がり幅は媒質温度と相関関係をもつ。 そして、レーザー媒質の吸収および放出スペクトルは、ゼロフォノン線と呼ばれるラ インとフォノンサイドバンドと呼ばれる多くのラインからの寄与で量子化される [5]。 全スペクトル強度の中でゼロフォノン線が占める割合は、デバイワラー因子、α [6] で決まる。吸収、放出スペクトルはαを用いて次式で示される [6]、

> $S_{abs}(v) = \alpha Z_{abs}(v - v_i) + (1 - \alpha) V_{abs}(v - v_i)$  $S_{em}(v) = \alpha Z_{em}(v_i - v) + (1 - \alpha) V_{em}(v_i - v)$

ここで、Zはゼロフォノン線スペクトル強度、Vはフォノンサイドバンドのスペクトル 強度、 $v_i$ は*i*サイトにおけるゼロフォノン線の中心周波数を示す。 $\alpha$ は温度によって0 ~1の値をとり、低温であるほど大きな値となる。すなわち、低温下ではゼロフォノ ン線スペクトル強度が支配的となる。ゼロフォノン線の均一広がり幅は非常に狭く、 低温下では<1 cm<sup>-1</sup> である。フォノンサイドバンドは逆に、広い幾つかの均一広がり 幅をもつ構造からなり、全体として>200 cm<sup>-1</sup>程度の広がりを有する[7,8]。

燐酸レーザーガラスの均一広がり幅 (Δν<sub>H</sub>) は Nikitin [9]、Brawer [10] らによっ て以前に報告されている。それによると Δν<sub>H</sub> は温度の増加とともに広くなり、室温で は約 25 cm<sup>-1</sup>の値をもつ。計測データにおいて、10 ps の観測時間における線スペクト ル構造の幅は 1.4 cm<sup>-1</sup> である。この値は分光分解能であるにも関わらず既刊文献の値 と 1 ケタ以上の差が生じている。 1.4 cm<sup>-1</sup> 以下の広がりがもたらされる物理要因はゼロ フォノン線による影響しか考えらないことから、フォノンサイドバンドの寄与はこの 観測時間領域では生じていないことが推測できる。均一広がり幅の計測方法は、通常 FLN 法 (Fluoresence Line Narrowing) [11] や前述のホールバーニングが用いられるが 観測時間領域は数百  $\mu$ s オーダーであり、ストリークカメラを用いたこの計測と条件が 著しく異なる。ASE の高利得増幅で初めて観測された時間分解スペクトル構造は、レ ーザーガラスにおける原子とフォノンの相互作用に新しい知見を与えた。 次に、線スペクトルの有限発光時間について簡単に考察する。発光時間寿命をもつ ということは、波の不確定性からそれ相当のスペクトル広がりを有することとなる。

139

#### (7 - 3)

これは、分光分解能で制限されたゼロフォノン線スペクトルの幅が推定できることを 意味する。150 photon / ps·Ω の場合の発光平均時間は 94.0 ps、9 photon / ps·Ω の場合は 74.7 ps であった。これらの発光時間に相当するスペクトル幅は、それぞれ 0.35, 0.44 cm<sup>-1</sup>であり、低光子密度の場合が若干広くなる。ここで、増幅器に入射する光子密度 の違いによる発光時間分布の変化を誘導放出遷移率の観点から考察する。レーザー上 準位の誘導放出遷移率は、次式で表される。

$$R_{u\ell} = 2\pi \left| \frac{e E_0 x_{u\ell}}{\hbar} \right|^2 g(\omega)$$
(7)

- 4)

ここに、Eoは電場の強さ、x,,は電気双極子モーメント、gは規格化されたゼロフォノ ン線のスペクトル特性関数である。この式は単位時間当りに生じる誘導遷移の確率を 示す。またB係数との関係から、R,=Bnとなる。ここでnは光子密度である。遷移 率は誘導放出断面積と入射光の光子密度に比例する。今、光子密度の増大はスペクト ル発光時間の長寿命化につながっている。この原因を高い光子密度が誘導遷移を促進 し、各イオンサイトで共鳴周波数が同じゼロフォノン線の相関関係を大きくすること に起因すると考えてみる。つまり、共鳴周波数が同じゼロフォノン線同志のスペクト ル強度は全体のスペクトル分布に対して強調されて出射する。この考え方は低光子密 度の極限状態、すなわち誘導光が入射されない状態ではイオンサイトの相関関係が全 く無く、増幅器から出射したスペクトル幅が自然放出増幅光程度の広がりをもつこと となるので原理的に矛盾しない。線スペクトル幅を広げ、発光時間の短い部分コヒー レント源を得るには ASE 光を低光子密度下で増幅する必要があることが前記の定性的 議論から推測できる。現実的には、低光子密度の増幅は出力エネルギーの減少を伴う ので比較的大口径の ASE 発生器、増幅器を使用することが望ましい。

結果として、ASE 光の時間分解スペクトルと積分スペクトルは特性が異なることが わかった。スペクトルの特性がスペックル平滑化を決める指標は、コヒーレンス時間 である。3-5-1項で時間コヒーレンス度はスペクトル分布のフーリエ変換で求められ ることを示した。実験的に得られたスペクトル分布から、ASE 光の時間コヒーレンス を求める。図7-10に観測時間10psと2000psのスペクトル分布から求めた時間コヒ ーレンス度を示す。観測時間が短いときは、一端ゼロ近くまで相関が落ちるが再び多 少上昇する傾向がある。これは、離散的なスペクトル構造が起因していると考えられ るが、振動構造が0.1以上になることは無い。また、2つのコヒーレンス度を比較する と最初のゼロ点の位置はほとんど変わらない。この振動構造がスペックル平滑化に極 端な悪影響をおよばすことはない思われるが、式(7-1)のNcの値が増加することに対 して制限を与えることが7-2-2項の議論から示唆される。



図7-10 ASE 光のスペクトル分布から求めた時間コヒーレンス度。 観測時間が短いときはコヒーレンス関数が振動する。

7-2-4 光ファイバーによる部分コヒーレント光の時間的特性

光ファイバーを用いて発生させた部分コヒーレント光の時間的特性について ASE と 同様に調査した。図7-11に多モード光ファイバーの長さを100m、コア径100 µmと したときの空間時間分解像とその時間積分強度分布を示す。この計測においては、RPP を使用していない。スペクトル幅は、0.76, 2.54 nm、ビーム発散角は両者ともに 32 TDL 一定である。Δλ=0.76 nm の場合は、強度分布に比較的空間周波数の低い不均一 性が見られる。また、ストリーク像には時間的にゆっくり変動する成分が存在するこ とが見てとれる。これらは、ファイバーの導波モードが完全にインコヒーレント化さ れていない、つまり、多モード光ファイバーに入射した圧縮パルスの情報が依然とし て残っているものと解釈できる。一方、Δλ=2.54 nmの場合はコヒーレンス時間が短 くなるためにストリーク像、時間積分強度分布も一様である。図7-12は、図7-11か ら評価した空間強度分布の標準偏差と観測時間の関係を示す。式(7-1)で評価したN。 はそれぞれ 3.5,8 となり空間分解能より大きい値が得られ、スペクトル幅の変化でも Nsの増大を見込めることが明らかとなった。スペクトルの変化がNsの値に影響を与 える可能性としては、多モードファイバー伝播中のモード間結合がある。ファイバー



図7-11 光ファイバーによる部分コヒーレント光の空間時間分解像。

の導波モードは波長に対して量子化されるので、広いスペクトル幅の光を入射すると 各波長単位で独立の導波モードが発生する。伝播中にモード間結合が生じると、パタ ーンの均一化に対しては良い方向に働くことになる(入射圧縮パルスの情報が破壊さ れる)。しかし、逆に考えるとスペクトル広がりで N。が大きくなる実験結果は、完全 に各導波モードが独立に存在できていない(または、各モード成分の強度比が違う) ことを意味する。瞬間々々に独立なモードを多く得るには4-5-8項に述べたように、 ファイバーの分岐/合成が最も簡素なやり方である。圧縮パルスを導波路型の分岐器 を用いてパルス分割し、それぞれのパルスにコヒーレンス時間よりも大きな時間差を 与えて互いに無相関にしてから、再び分岐器を用いて再結合させた。それらのトレイ ン状のパルスを多モード光ファイバーに入射する(図4-28 参照)。図7-13 にパルス 分割間隔を 50 ps に設定したときの標準偏差と観測時間の関係を示す。この実験では重 ね合わせるパルスの数をパラメータにしている。スペクトル幅は 0.4 nm、多モードフ アイバーはコア径100μm、長さ100mである。重ね合わせるパターンの数が多いほど、





パターン均一化の速度を速めることが確認できる [12] 。導波モード間の相関関係を 完全に破壊するには入射パルス数をもっと増加させることが必要であると考えられる。 今後、入射パルスのコヒーレンス時間、分割時間間隔等の変化により最適値を評価す ることが必要となる。

#### 7-2-5 高出力下における時間的特性

ここでは、激光XII号システムで高出力増幅、波長変換後に計測した空間時間分解像 から評価した時間的特性を述べる。部分コヒーレント光は、増幅、波長変換過程で入 力強度に依存した非線形性の影響を受ける。特に重要なのは波長変換過程におけるス ペクトル幅および形状の変化である。低強度下では入力強度の2乗に比例して変換効 率が上昇するため、入射光のスペクトルに分布があると中心波長近傍の変換効率が高 くなり、変換後に得られるスペクトル幅が狭帯域化する。また、飽和増幅、自己集束 の効果などを考慮しても低強度下はスペクトル幅が狭く、逆に高強度下では広くなる。 ビーム発散角についても同様なことが考えられ、低強度下では空間周波数強度比の大 きい成分が波長変換において支配的となり、結果として Ns の値にも変化を与える。こ れらの現象は、照射パルス前半と後半におけるパターンの時間的平滑化特性が異なる ことを意味する。



図7-14 激光XI号の集光パターン計測配置。 ストリークカメラの設定位置は図中に Other Measurements として示している。



図7-15 2 倍高調波変換後の波長角度分散 ASE 光の時間的平滑化特性。 波長変換過程の非線形性により平滑化特性が入力強度の違いで変化する。

ASE 光の空間時間分解像を入射光の強度を変化させて計測した。計測配置を図7-14 に示す。増幅された ASE 光は、激光XII号最終出力部で口径 500 mm のミラーで取り出 され、KDP 結晶で波長変換した後 RPP を通過し、焦点距離 18.6 m のレンズで集光さ れる。空間時間分解像は、ビームスプリッタからの反射光をS-20ストリークカメラ に入射して計測した(図中では、other measurement と示している)。フロントエンドの 条件は、波長角度分散を行ないスペクトル幅 0.6 nm、ビーム発散角 32 TDL、パルス幅 1.2 ns である。集光条件は激光XII号の集光レンズに換算してターゲット 500 µm に対し てd/R=-5の位置とした。スリットの空間方向は、波長分散方向に対して45度に設定 されている。ストリークカメラの時間分解能は約2psである。図7-15に各入射エネ ルギーごとに得られたストリーク像から評価した標準偏差と観測時間の関係を示す。 実線は式(7-1)によるフィッティング曲線を示す。図中に示したΔλは実測した2倍高 調波のスペクトル幅であり、N。はこの値を使って求めた。パターン均一化の時間的特 性に非線形性を伴うことが明らかである。すなわち、ターゲット照射において、パル ス前半(低強度領域)は時間的平滑化特性が悪い。スペクトル幅とN。の入射平均強度 との関係を図7-16に示す。この図から両者とも0.5 GW/cm<sup>2</sup>を越える辺りから特性 が飽和することがわかる。N。は低強度下においても比較的大きな値が得られており、





非線形性の影響を避けるためには、高速立ち上がりバルスが必要である。また、N<sub>S</sub>は非線形性の影響を 大きくは受けていない。このことは ASE 光の空間周波数が比較的一様に分布していることを示唆する。

ASE 光の空間周波数がほぼ一様に分布することを示唆する。スペクトル幅とN<sub>S</sub>の値を 大きくとりパルス前半で効果的なスペックル平滑化を行なうには、パルスの立ち上が り時間を速くする必要がある。このことは、爆縮過程における Rayleigh - Taylor 不安定 性の成長を抑制する観点からも重要である。

7-3 部分コヒーレント光の照射均一性

照射不均一性を評価するために、図7-14に示した光学配置でターゲット面上の集光 パターンを直接計測した。得られたパターンがコヒーレンス、波長角度分散とどのように関わっているか、集光条件でどのように変化するのかを示す。

7-3-1 波長角度分散の有無

波長角度分散を行う場合と、そうでない場合の集光パターンを 1024×1024 ピクセル、 12 ビットの冷却 CCD カメラを用いて計測した。波長角度分散する場合はスペクトル分



図7-17(a) 集光パターン計測結果(右側が波長角度分散を行なった場合)。

散器を、波長角度分散しない場合はスペクトル整形器をフロントエンドにそれぞれ導入した。スペクトル整形用のピンホールは同じ物を使用し、フロントエンドで 0.6 nm になるように設定した。ビーム発散角は 22 TDL、パルス幅は 2.2 ns である。パターンの測定位置はターゲット径 500 µm に対して d/R = -5 である。図7 - 17 (a) に得られた 集光パターンの等高線分布と 3 次元ディスプレイ図を示す。(b) 図は (a) で示した集光 パターン強度の確率密度分布である。波長角度分散をしない場合は比較的低次の強度 不均一分布が残留するが、この構造は波長角度分散で平滑化されることが明らかにわ かる。また、確率密度分布においても波長角度分散の方が平均値の周りに集まった鋭 い分布を有している。平均強度で規格化した強度分布の標準偏差は 3.3% となり、波長 角度分散を行なわない場合 (7.6%) より低い値が得られた。波長角度分散によるスペ ックルの平滑化が効果的であることが実験的に証明された。

7-3-2 空間コヒーレンス依存性

時間積分パターンでは、ビーム中のコヒーレンス領域の大きさが照射均一性を左右 する。従って、ビーム発散角を変化させた場合の集光パターンを前項と同じ配置で計





測した。フロントエンドでは波長角度分散を行ない、スペクトル幅は 0.6 nm、パルス 幅は 2.2 ns にそれぞれ設定した。図7-18 (a) にビーム発散角が、6,10,22 TDL の場合 に得られた集光パターンを示す。図における波長分散方向は、 KDP のイラストを用い て表している。6 TDL の場合に注目すると、波長分散方向の垂直方向に強度変調が生じ ているのがわかる。これは、波長分散が1次元であるためにパターン方向性が起こる 顕著な例である(式(3-52,53)参照)。波長分散方向は、スペックルの移動が開口制 限内で生じるため均一化されるが、移動の生じない垂直方向は RPP 上の残留空間コヒ ーレンスに依存した低次モード構造が残る。ビーム発散角を22 TDL まで増加すると強 度変調は平滑化され、写真上では観測できない。図7-18(b)は(a)の計測パターンを用 いて評価した強度の確率密度分布を示す。同計測配置で得られたレーザー光と RPP の 場合の確率密度分布と式(3-41)で計算した理論曲線を比較のため示した。実験結果は、 理論と若干のずれがある。この主な原因は、使用した RPP の膜厚精度が悪いことが考 えられる。膜厚精度の誤差は、位相差がないランダムなビーム束の組み合わせで生じ る干渉スペックルパターン以外に、位相差がπからずれることによって生じる非干渉 成分が重畳することを引き起こし、ゼロ強度の存在確率を低くする。波長角度分散光 の確率密度は、ビーム発散角の増加とともに平均値近くにピークをもつ鋭い分布にな る。標準偏差は、6,10,22 TDL でそれぞれ 5.6,4.5,3.3% となる。式 (3-52~55)より、 22 TDL の標準偏差は 2.3% が達成できると予測される。実験結果と理論のずれは主に7 -2-5項に記述した波長変換過程の非線形性が起因したと考えられる。また、式(3-55)





で不均一性は、ビーム発散角増加比の平方根に反比例して減少することが示された。6 TDL から 22 TDL の標準偏差の比は 1.70 でありビーム発散角増加の比の平方根 1.91 と 大差ない。このことから空間と時間のコヒーレンスが独立に均一性改善に寄与するこ とが推測できる [1]。

#### 7-3-3 ターゲット上の照射均一性とコヒーレンスの関係

ターゲット上照射均一性の評価は完全なパワーバランスを仮定して以下の手順で行 なった。計測で得られたパターンを計算機上に投影し、激光XII号の照射配置に合わせ てパターンを回転させ球面上に重ね合わせる。次に、球面上の強度分布をルジャンド ル球面調和関数でモード展開する(3-2節参照)。

図7-19に図7-18(a)で示したパターンの球面モード展開図を示す。モードエネル ギー分布に着目すると、おおよそモード数10以下および60以上の不均一性は3つの 条件(ビーム発散角変化)ともにほぼ同じ値になることがわかる。10以下の低次モー ド不均一性は、以下に示す発生要因からこの実験において定常的なものであると推測 する。先ず、考慮すべきこととして1次元の波長角度分散がある。集光パターンは、 波長分散方向にしかスペックルの移動が生じないので、本質的に楕円構造をもち、こ





れが低次モード増大に寄与する。他には、前述の RPP 位相誤差によるゼロ位相成分の 低次モード発生がある。また、球面モード展開では対称Nビームシステムの場合 !=  $\pi N^{1/2}/2$ が不均一性に最大寄与し(3-2-1項参照)、激光XII号のでは $\ell_m = 6$ となる。 一方、高次モードの不均一性が同じ値になることは、スペクトル幅が3つの条件と

も等しい(コヒーレンス時間が等しい)ことに起因すると考えられる。従って、広帯 域光で特徴的な時間的平滑化のよく利く領域はモード数60以上であると言える。

ビーム発散角の違いで不均一性の差が生じているのはモード数10~60の間(以下、 中間モード)であり、モード構造とコヒーレンス領域が関係をもつことを示唆する。 焦点面での球面モード数化は、集光レンズの焦点距離をf、レンズに入射するビームの 2点間距離をD、ターゲット半径をRとして近似的に次式で与えられる。

$$\approx \frac{2\pi R}{2.44 \frac{f}{D_d} \lambda}$$

ビームの2点間距離がコヒーレンス領域外のビーム東同志は、互いに完全にインコヒ ーレントと見なせる。ビーム発散角 α TDL によりインコヒーレントになるモード数は、

$$\ell_{\rm c} > \frac{2\pi\,\rm R}{2.44\frac{\rm f}{\rm d_c}\lambda}$$

と表すことができる。ここで、 $d_c = (A_c \times 4/\pi)^{1/2} = D_w/\alpha$  ( $D_w$  は激光XII号の最終ビー ム径)である。ビーム数とその幾何配置を考えない場合、上式で決まるモード数以上 の構造は完全に平滑化されることになる。R = 250 μm、f = 1008 mm (激光XII号の主集 光レンズの焦点距離)とすると 6,10,22 TDL でそれぞれ l > 65,39,18 となる (l を 図7-19中に示した)。さらに、スペクトル幅を0.4 nm に変化させたときの集光パタ ーン球面モード展開図を図7-20に示す。スペクトル幅の縮小はコヒーレンス時間が長 いことを意味するので、高次モードに差が生じるはずである。図7-20は0.4 nmのス ペクトル幅の高次モード不均一性が若干大きい。従って、高次モード領域は時間コヒ ーレンスに依存する領域であることが確定できた。しかし、スペクトル幅の可変にも 関わらず中間モードの構造に変化が生じている。この現象は、スペクトル幅を変える ことにより波長角度分散による集光パターンの空間シフト量 (スペックル移動量)が 異なったことが原因と考えられる。今、実験における波長分散角度は、239 μrad /nm で あるのでf=1008mmから空間シフト量として239μm/nmが求められる。式(7-6)と 同様の考え方で、0.4, 0.6 nm のスペクトル幅において lc>16, 11 となる。従って、波 長分散角度の変化は空間コヒーレンスの変化と同じような効果を生じることがわかる。

151

#### (7 - 5)

## (7 - 6)





部分コヒーレント光の各種パラメータを変更した以上の実験結果から、今後の進展 すべき方向が自ずと明らかになる。上記議論と同様、球面上のモード領域を3つに分 けて考える。

低次モード不均一性の発生原因は、1次元波長角度分散による楕円歪みを除いて定常 的なものである。低次モード不均一性を除去するには照射システムの大幅な変更が必 要となる。第3章で3%以下の不均一性を得るには20本以上のビーム数が必要である ことを述べた。照射ビーム数は多ければ多いほど低次モードは緩和されるが、現実的 には、集光強度包絡線制御との併用でビーム数を選択する必要があると考える。また、 今後の課題として、包絡線形状決定の際は、プラズマの動的な特性、吸収率分布など を考慮しなければならない。さらに、1次元波長角度分散による楕円歪みを解消するた め、2次元の波長分散技術を導入する必要がある。波長分散の2次元化は楕円歪みだけ ではなく、達成可能な不均一性の限界値を低下させ、また、時間的平滑化特性の改善 も望めるので現システムで究極のアプローチとなりえる。

中間モード成分は、空間コヒーレンスに依存する。従って、コヒーレンス領域の小 さいビーム転送が必要となる。これは、RPP を使用することを前提とすれば、激光XII 号の許容発散角の増大を待たなければならない。現実的な対応としては、ターゲット 径とランダム性を考慮しながら RPP セル形状を大きくすること並びにマルチレンズの ような比較的広い入射角度の分割でモード構造の減少をはかることなどが挙げられる。 しかし、マルチレンズ方式では入射ビームが増幅器の利得不均一分布などによる低次 の強度変調構造をもつ場合には、その影響がターゲット面に直接現れるため必ずしも RPP より優れるとは言いがたい。従って、中間モード構造に関する問題は上記のこと を総合的に評価して解決をはかる必要がある。

高次モードは、スペクトル幅(コヒーレンス時間)と積分時間に依存する。従って、 高出力増幅が可能な領域のスペクトル幅が不均一性改善の限界を与える。波長角度分 散では、波長変換結晶の位相整合角波長依存性に一致した分散角度が必要なため、伝 播可能スペクトル幅は発散角と同様に激光XII号の許容発散角できまる。この問題は、 分散角度をシステム途中で変更させることにより解決できる。つまり、高出力増幅可 能なスペクトル幅全域にわたり、許容発散角の範囲内で波長角度分散を行ない、波長 変換結晶に入射する直前に適当な手法(レンズ、プリズムなど)を用いて分散角度調 整を行うことである。高次モードについては、現在のシステムに大幅な変更を加える ことを必要としない。

#### 7-3-4 照射均一性の集光条件依存性

3-3-3項で述べたように、球面上の強度分布は集光条件によって左右される。その 主要因は、集光強度包絡線が変化することである。

波長角度分散 ASE 光の集光パターンを集光点およびインフォーカス方向に 500, 1000, 1500, 1750 µm と観測位置を変化させて計測した。フロントエンドは、32 TDL、  $\Delta\lambda = 0.8 \text{ nm}$  でシステムの許容限界である。また、パルス幅は 1.2 ns とした。低強度お よび高強度照射におけるそれぞれのパターンから評価した球面モード分布の分散(照 射不均一性: $\sigma_{rms}$ )を図 7-21 に示す。集光点におけるパターンを用いて計算した結果 は、 $\sigma_{rms}$  値が非常に大きい。この理由は、RPP 位相誤差の影響と包絡線形状の変化が 原因と考えられる。32 TDL 相当の大きさのゼロ位相集光パターン(スポット径:130 µm 程度)が RPP で作られる集光パターン(約 500 µm)に重なり合うために、低次モ ードの不均一性が大きくなる。観測位置をインフォーカス方向に変化させたときの  $\sigma_{rms}$  が低いのは、ゼロ位相 32 TDL 成分がスポット径を広げた状態で RPP で作られる 集光パターンに重なりあうために低次モード不均一性が大きく低下することと包絡線 形状が激光XII号におけるビーム照射の最適値に近づくからである[13]。 また、低強度と高強度の不均一性は大きく異なる。低強度の不均一性が高いのは、 波長変換過程の非線形性による時間および空間コヒーレンスの上昇が1 ビームの集光 パターンを悪化させたことと強度包絡線形状を変化させたことが原因として考えられ





る。σ<sub>rms</sub>最小値はインフォーカス量 1500 µm で得られた 3.8% である。このインフォ ーカス量は、ターゲット径 500 µm に対して d/R=-5 に相当し、シミュレーション結 果により最適な包絡線形状となる位置である [13]。RPP の位相誤差と残留コヒーレ ンスの影響が $\sigma_{rms}$ の値においてシミュレーション結果( $\sigma_{rms} = 0.9\%$ )と一致しない要 因をもつが、少なくともd/R=-5の位置で高い均一性が達成できることが実験的に明 らかとなった。また、集光条件で著しく照射均一性が異なる実験結果は、有限照射ビ ーム数における集光強度包絡線の制御の重要性も示していると言える。

7-3-5 ASE 光源と光ファイバー光源の比較

ASE と光ファイバーを用いて発生させた部分コヒーレント光の集光パターンを同様

に激光XII号最終段で計測した。フロントエンドの条件は両光源ともに、スペクトル幅 0.8 nm、ビーム発散角 32 TDL、パルス幅 1.2 ns で波長角度分散を行った。集光パター ンの計測位置はターゲット 500 µm に対して d/R = -5 である。光ファイバー光源は、 単一モード光ファイバーで周波数チャープパルスを発生させ、約15psに圧縮後、分岐 器を用いて 32 パルスに分割し、それぞれ 100 ps の時間差をつけてから合成したパルス を多モード光ファイバーに入射させたものを使用した。図7-22に得られた集光パター ンから評価した強度の確率密度分布を示す。ASE 光の確率密度分布が平均値の周りに 集まった優れた特性をもつことがわかる。強度分布の標準偏差は、ASEの場合で2.3%、 光ファイバーの場合で3.1%となった。光ファイバーを用いた部分コヒーレント光源が 若干高い不均一性を示すのは、導波モード残留の影響が完全に除去しきれていないた めと考えられる。従って、分割パルスの数をさらに増加させるなどの対応をする必要 がある。

現状では、ASE 光源の方がビーム平滑化特性において優れることが証明された。し かし、第4章でも述べたように光ファイバー光源は優れた制御性をもち、主発振器を 励起光源として使用できるシステムとしての大きなメリットもある。また、瞬時のス ペクトルにおいても原理的に ASE 光のような微細構造が発生しないため、最適化に向 けたシステム設計が今後の課題となる。



Intensity / Averaged intensity

図7-22 ASE、光ファイバーによる部分コヒーレント光源を用いた集光パターン強度の確率密度分布。 ASE 光の均一性が光ファイバーによる光源よりも若干優れている。

155

#### 7-3-6 照射均一性の現状

最後に、照射不均一性改善の技術手法の段階について得られた集光パターンをそれ ぞれ解析し、現在の激光XII号システムの照射不均一性(orms)の現状を示す。すなわ ち、レーザー光だけの照射の場合、レーザー光と RPP を用いた場合、部分コヒーレン ト光と RPP を用いた場合、部分コヒーレント光に波長角度分散を併用し RPP を用いた 場合の比較を行なう。図7-23に均一性評価を行なった集光パターンおよび1次元強度 分布を示す。集光パターンの計測位置はすべての場合においてターゲット径 500 µm に 対してd/R=-5である。

(a) は通常のレーザー光を使用した場合である。増幅器の利得不均一分布、回折、光 学素子の積算波面歪み、ビーム自己集束などの影響を直接受け、強度変調が非常に大 きい。

(b) は、レーザー光と RPP を用いた場合を示す。特有の干渉スペックル構造をもつが、 強度分布の包絡線自体は比較的均一でレーザー使用時のような回折リング構造は完全 に消滅している。



(c)は ASE を用いて波長角度分散をしない場合のパターンを示し、フロントエンドは

干渉スペックル構造は部分コヒーレント光の導入で平滑化される。



図7-24 集光パターンの球面モード展開図 部分コヒーレント光の波長角度分散は高次モードの不均一性を大幅に減少させる。

22 TDL, Δλ = 0.6 nm である。(b) 図の干渉スペックル構造が空間インコヒーレンス性に より平滑化されている。しかし、RPP 上の残留コヒーレンスによる低次の強度変調が 発生していることが1次元強度分布からわかる。

一方、(d) 図は、ASE で波長角度分散を行なった時の集光パターン(32 TDL, Δλ = 0.8 nm:システム許容限界)を示し、(c) 図で発生していた強度変調がほぼ完全に平滑化さ れていることが明らかである。

図7-24に図7-23のパターンを用いて計算した球面モード展開図を示す。レーザー 光は、モード数60以下の不均一性が非常に大きい。これは、主に回折と増幅器の利得 不均一分布による強度変調の発生が寄与したと考えられる。RPP を用いた場合は 60 以 下の不均一性は減少するが、逆に60以上の不均一性がレーザー光に比べ増加する。こ れは RPP の本質的な特性で、ビーム分割による低次モードの減少とスペックル構造の 発生による高次モードの増加を示している。

波長分散しない ASE 光の場合は、レーザー光と RPP に比べて大幅な不均一性減少が 見られるが、10~60程度の空間コヒーレンスに起因した中間モード不均一性が下がり

157

きらない。波長角度分散では、この中間モード構造も減少し、部分コヒーレント光と 波長角度分散の有用性がここでも明らかである。特に、高次モード構造の平滑化が(ス ペックル構造の平滑化が)部分コヒーレント光の最大の特徴であり、波長角度分散光 の高次モード不均一性はレーザー光と RPP 使用時に比べて約1/40まで減少している。 σ<sub>rms</sub>は、レーザー光、レーザー光と RPP、ASE 光、波長角度分散 ASE 光の場合でそれ ぞれ 36.2, 19.7, 7.3, 3.8% である。低次モードの不均一性が σrms の減少を制限している が、White Spectrum 達成を仮定して実験的に評価される理想的な Grms について検討す る。波長角度分散光の高次モードの不均一性は約0.05%である。球面上の最大モード 数は、式(7-5)で激光XII号の最終ビーム径(320mm)を代入することで ℓmax = 389 が 得られる。従って、理想的な σms は (0.05<sup>2</sup>×389)<sup>1/2</sup>≈1% となる。この値は 32 TDL で 決まる照射不均一性改善の限界値(~3%)より低く波長角度分散が効果的に働いてい ることが明らかであるが、逆に1%以下の不均一性を達成するには、2次元の波長角度 分散技術の導入が必要であることも示している [14]。式(3-52)において、2次元の 波長角度分散では縮小されたコヒーレンス領域がAca≈dca<sup>2</sup>で与えられる。ビーム発散 角を激光XII号の許容限界である α = α<sub>1</sub> = 32 とすることにより、式 (3 - 52 ~ 55) から 2 次元波長角度分散で改善可能な不均一性 σ(∞) = 0.6% が導かれる。2 次元の波長角度分 散技術は、互いに独立な異なる波長の部分コヒーレント光を光ファイバーで伝送し、 レンズアレーを用いて再結合させることにより達成可能である [15]。

#### 7-4 まとめ

空間時間分解像からコヒーレンス時間ごとに重なる独立なスペックルパターン(N<sub>c</sub>) を評価した。波長分散されたスペクトル幅が0.4 nmのとき、ビーム発散角8,16,32 TDL においてそれぞれ  $N_s = 3.4, 11.2, 14.5$  となりビーム発散角とともに大きくなる。 スペックル平滑化時間を短くするための手法としてビーム発散および波長角度分散が 有効なことを実験的に明らかにした。激光XII号システム最終段で直接計測した集光パ ターンからターゲット上の照射不均一性を評価した。球面モード展開図から、低次モ ードについては集光パターンの楕円歪みと幾何学的照射配置、中間モードは空間コヒ ーレンス、高次モードについては時間コヒーレンスに依存することを実験的に検証し た。部分コヒーレント光の波長角度分散では、ほほ完全にスペックル構造を消滅させ ることが可能でσms=3.8%までの改善が図れることを示した。球面モード分布を White Spectrum と仮定して、実験的に評価される理想的な  $\sigma_{rms}$  の値を検討し、現在の 部分コヒーレント光源で1%の照射不均一性が達成可能であることを明らかにした。ま た、2次元の波長角度分散の導入で0.6%の照射不均一性が達成できることを示した。

# 参考文献(第7章)

- [1] H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, H. Azechi, T. Jitsuno, and S. Nakai, to be published in J. Appl. Phys., 73 (1993).
- [2] 南 茂夫 「科学計測のための波形データ処理」 CQ 出版社 1986 年 第10章、p181.
- [3] E. Snizer and C. G. Young, Lasers, Vol.2, ed. by A. K. Levine (dekker, New York 1966).
  - [4] A. Yariv 著、多田邦雄、神谷武志 共訳「光エレクトロニクスの基礎」 原書3版 1988年 第5章.
  - [5] 櫛田孝司: 「光物性物理学」 朝倉書店 1991 年 第4章 P 88.
  - [6] M. J. Weber, Laser Spectroscopy of Solids, 2 nd edition, ed. by W. M. Yen and P. M. Selzer (Springer-Verlag, 1986).
- [7] L. A. Riseberg, Phys. Rev. Lett., 25 (1972) 789.
  - [8] L. A. Riseberg, Phys. Rev. A, 7 (1973) 671.
- [9] V. I. Nikin, M. S. Soskin, and K. I. Khizhnyak, Sov. Tech. Phys. Lett., 3 (1977) 5.
  - [10] A. Brawer and M. J. Weber, Appl. Phys. Lett., 35 (1979) 31.
- [11] R. I. Personov, E. I. Al'shits, and L. A. Bykovskaya, Optics Comm., 6 (1972) 169.
- [12] 高橋健一、宮永憲明、中野人志、椿本孝治、中塚正大、中井貞雄、 レーザー研シンポジウム 1992 報告書(掲載予定).
  - [13] K. Tsubakimoto, T. Kanabe, T. Jitsuno, M. Nakatsuka, and S. Nakai, Technol. Rept. Osaka University, 41 (1991) 125.
  - [14] 中野人志、椿本孝治、宮永憲明、金辺 忠、中塚正大: 核融合研究、68 (1992) 199.
  - [15] 松岡伸一:私信

## 第8章 結論

直接照射型レーザー核融合において、超高密度圧縮を達成するには、球対称で一様 なプラズマ噴出面を形成する必要がある。これには、極めて均一な強度分布をもつレ ーザー光を集光照射しなければならない。レーザー光の高いコヒーレンスは、例外な しに回折、干渉による強度不均一分布を発生させる。従って、コヒーレンス制御によ る強度分布の平滑化が核融合点火に向けての重要な研究課題となる。著者はこの観点 から、部分コヒーレント光の発生、増幅、伝播諸特性を解明し、集光照射強度の均一 性向上に関する研究を行った。

各章で得られた主要な成果について以下にまとめる。

第2章 レーザー波面の動的制御

- (1) レーザーエネルギーから爆縮プラズマへの結合効率向上のためにレーザー波面 の動的制御を提案した。
- (2) 電気光学結晶 KD\*P に不均一電界を供給することにより動的波面制御が可能で あることの原理実証を行った。
- (3) 激光XII号レーザーシステムにおいて動的波面制御を実現するための電気光学結 晶として、高いレーザー損傷しきい値、高速応答性、大きな電気光学定数を有 する MgO: LiNbO, が有望であることを示した。

第3章 レーザー照射均一性の向上

- (1) ランダム位相板で発生する集光パターンの干渉スペックル構造を除去するには、 部分コヒーレント光による時間的および空間的な平滑化が有効であることを示 した。優れたスペックル平滑化特性を得るには、できるだけ短いコヒーレンス 時間と小さなコヒーレンス領域をもつ部分コヒーレント光を用いなければなら tevia
- (2) スペックルの統計理論から激光XII号で改善可能な不均一性の値を検討した。 ランダム位相板上での残留空間コヒーレンスが、改善可能な不均一性を制限す ることがわかった。残留空間コヒーレンスの影響を減ずるには、部分コヒーレ ント光の波長角度分散技術の導入が欠かせないことを明らかにした。

第4章 部分コヒーレント光の発生

- (1) ガラスレーザーからの自然放出増幅光 (ASE) および光ファイバーの自己位相変 調と空間モード変換を利用した、安定で実用性のある部分コヒーレント光源を 開発した。
- (2) 両光源ともに、激光XII号ガラスレーザーシステムとの良い整合性を示し、爆縮 実験の要求にも対応できる優れた制御性をもつことを明らかにした。

第5章 部分コヒーレント光の増幅伝播

- (1) エネルギー利得減少とスペクトル狭帯域化の側面から部分コヒーレント光の増 幅特性を調べ、入力スペクトル幅2nm以下の条件において高出力化が可能なこ とを理論的、実験的に明らかにした。
- (2) 部分コヒーレント光の高出力増幅実験で、自己集束効果が抑制できる条件を実 験的に示し、今後の指針を得た。
- (3) 部分コヒーレント光の伝播特性をコヒーレンスゾーンモデルにより解析し、部 分コヒーレント光はコヒーレント光に比べて回折による強度変調構造の低減に 優れていることを示した。また、部分コヒーレント光の近視野像を直接計測し、 開口利用率80%以上が達成できることを確認した。

第6章 部分コヒーレント光の高調波変換

- (1) 部分コヒーレント光でレーザー光と同程度の2倍高調波変換効率を達成するに は、波長角度分散を用い、スペクトル幅0.6 nm以下、ビーム発散角が22 倍の回 折限界 (22 TDL) 以下の条件を満たすことが必要であることを示した。
- (2) ビーム自己集束効果は位相不整合を引き起こし、高調波変換効率を大きく低下 させることがわかった。
- (3) 非線形結晶 KTP は大きな非線形定数と許容発散角を有し、インコヒーレンス性 を保持した状態での高効率波長変換に見通しを与えることを示した。

第7章 部分コヒーレント光の集光照射特性

(1) スペックルの時間的平滑化特性を空間時間分解像から評価した。スペックル平 滑化時間を短くするには空間コヒーレンスを低下させ、かつ、波長角度分散を 導入することが有効であることを実験的に検証した。

- (2) 激光XII号最終段における集光パターンを直接計測し、その球面モード構造から 低次モードの不均一性については集光パターンの楕円歪みと幾何学的照射配置、 中間モードの不均一性は空間コヒーレンス、高次モードの不均一性については 時間コヒーレンスに依存することを明らかにした。
- (3) 波長角度分散した部分コヒーレント光は、ほぼ完全にスペックル構造を消滅さ せることが可能で、照射不均一性を 3.8% まで改善できることを示した。
- (4) 球面モード分布を White Spectrum と仮定して、実験的に評価される理想的な照射 不均一性の値を検討し、現在の部分コヒーレント光源で1%の照射不均一性が達 成可能であることを示した。
- (5) 2次元の波長角度分散技術を導入することにより、0.6%まで照射不均一性の改 善が見込めることを示した。

以上の結果は、自己点火に向けた爆縮実験の進展と臨界核融合用レーザーシステム の設計、構築に大きく寄与するものと考える。

# 謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜った中井貞雄教授に深厚な る謝意を表します。

研究の端緒を開いて戴いた山中千代衛名誉教授、論文作成にあたり御教示戴きまし た加藤義章教授、西原功修教授、直接細かな御指導、数々の有益な御助言、御討論を 戴いた中塚正大助教授に深甚な謝意を表します。

あわせて、大学院在学中御指導、御教示戴きました山中龍彦教授、井澤靖和教授、 三間圀興教授、西川雅弘教授、三宅正宣教授、権田俊一教授、青木亮三教授、佐々木 孝友教授、故渡辺健二名誉教授、横山昌弘名誉教授に謝意を表します。

本研究を通じて一貫して御指導、御助言を戴いた宮永憲明助教授、金辺 忠助手に 心から謝意を表します。

常に著者を啓発し続けて戴いた實野孝久講師、疇地 宏助教授、田中和夫助教授に 心より感謝いたします。

さらに御指導戴いた山中正宣助教授、吉田國雄元助教授(現大阪工業大学助教授)、 北川米喜助教授、西村博明助教授、藤田尚徳助教授、中島信昭助教授、乗松孝好助教 授、高部英明助教授、阪部周二講師、大道博行助手、白神宏之助手、中井光男助手、 児玉了祐研究員に謝意を表します。

レーザー核融合研究センターの研究生活で熱心な討論、激励を戴いた北村寿男教務 員、吉田英次技官、漆原新治技官、森尾 登技官、川崎鉄次技官、川上加奈技官、坂 本高保氏、浅原浩雄氏、鈴木和浩氏、小島 敦氏、波多野潤一氏、松尾悟志氏に心か ら御礼申し上げます。

激光XII号レーザーシステムにおける実験で、レーザー運転、計測器調整等多大な御 協力を戴いた木村孝志技術補佐員、冨田博之技術補佐員、久保山 忠技術補佐員、大 橋健太郎技術補佐員、川野英樹君、杉尾英昭君に厚く感謝いたします。

研究生活の苦楽を共にし、討論と協力を戴いた金 炳泰氏(現清州大学校助教授)、 内藤健太氏、宮崎 誠氏(現ミノルタ)、大石橋 康雄氏(現三洋電機)、高橋正雄 氏(現東芝)、永本浩一君、島田義則君、本越伸二君、加道雅孝君、曽 観明君、椿 本孝治君、八木孝介君、多田雅一君、西 紀昭君、押田正樹君、麻田信孝君、月野徳 之君、高橋健一君、石川浩司君、松岡伸一君、藤本靖君、简井昭男君、塩田裕基君、 福田浩史君、 尹 根栄君他研究室の方々に深く感謝の意を表します。 本研究に際し、様々な形で御協力戴いた大阪大学レーザー核融合研究センターの方々 に深く感謝いたします。

最後に、この研究生活を援助して下さった両親に感謝します。

# 業績目録

## 主要論文

1. H. Nakano, T. Kanabe, K. Yagi, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, and S. Nakai, " Amplification and Propagation of Partially Coherent Amplified Spontaneous Emission from Nd:glass "

Optics Communications, Vol. 78, No. 2, (1990) p 123.

2. K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, H. Nakano, T. Kanabe, T. Jitsuno, and S. Nakai, " Suppression of Interference Speckles Produced by a Random Phase Plate, using a Polarization Control Plate "

Optics Communications, Vol. 91, No. 1, 2, (1992) p 9.

3. H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, H. Azechi, T. Jitsuno, and S. Nakai,

" Spectrally Dispersed Amplified Spontaneous Emission for Uniform Target Irradiation into Nd:glass Laser System "

(to be published in Journal of Applied Physics, Vol. 73, 1993).

- 4. 中野人志、椿本孝治、宮永憲明、金辺 忠、中塚正大 "核融合用ガラスレーザーにおける部分コヒーレント光の発生、増幅、伝播 核融合研究 Vol. 68, (1992), p 199.
- 5. 椿本孝治、中塚正大、中野人志、中井貞雄 " 偏光制御による照射均一性の改善 核融合研究 Vol. 68, (1992), p 217.

#### 発表論文

1. H. Nakano, N. Miyanaga, and M. Nakatsuka, " Partially Coherent Light Generated by Optical Fibers " ILE Quarterly Progress Report ILE-QPR-90-34, p 26.

- 2. H. Nakano, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, K. Takahashi, K. Tsubakimoto, K. Yagi, T. Kanabe, T. Jitsuno, C. Yamanaka, and S. Nakai, " Partially Coherent Light Generated by Optical Fiber " Proceeding of IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for ICF, Vol. 2, (1991), p 509.
- 3. N. Miyanaga, M. Nakatsuka, K. Nishihara, H. Nakano, K. Yagi, K. Tsubakimoto, K. Takahashi, M. Oshida, T. Jitsuno, and S. Nakai, " Improved Irradiation Uniformity using Partially Coherent Light " Proceeding of IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for ICF, Vol. 2, (1991), p 513.
- 4. N. Miyanaga, H. Nakano, K. Tsubakimoto, K. Takahashi, M. Oshida, H. Azechi, M. Nakatsuka, K. Nishihara, K. Mima, T. Kanabe, M. Murakami, C. Yamanaka, and S. Nakai

" Partially Coherent Light for Improving Irradiation Uniformity in Directly Driven Laser Fusion Experiments "

Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 19, ed. by H. Hora and G. H. Miley, Plenum Press, New York, (1992) (to be published).

- 5. H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, T. Kanabe, and M. Nakatsuka, " Angularly Dispersed Partially Coherent Light for Improving Irradiation Uniformity " ILE Quarterly Progress Report (to be published).
- 6. M. Nakatsuka, N. Miyanaga, T. Kanabe, H. Nakano, K. Tsubakimoto, and S. Nakai " Partially Coherent Light Sources for ICF Experiment " Proceeding of SPIE, Laser Coherence Control : Technology and Applications, Vol. 1870, (1993) (to be published).
- 7. K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, N. Miyanaga, T. Jitsuno, T. Kanabe, H. Nakano, and S. Nakai,

" Evaluation of Irradiation Uniformity on Spherical Target using Angularly Dispersed, Partially Coherent Light in Direct-drive Laser Fusion " Proceeding of SPIE, Laser Coherence Control : Technology and Applications, Vol. 1870, (1993) (to be published).

その他

1. 西岡 一、谷脇 学、葦立修一、岡本達樹、中野人志、宮崎健創、岡田龍雄 "CLEO '91 / QELS '91 報告 III " - ガスレーザー、レーザー核融合、強フィール ド効果、レーザー分光ー レーザー研究、Vol. 19, No. 7, (1991), p 96.

### 国際会議発表

1. T. Jitsuno, H. Nakano, N. Miyanaga, T. Kanabe, K. Yagi, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, and S. Nakai " Improvements of the Irradiation Uniformity in the Gekko XII Glass Laser System "

32 nd Annual APS Meeting of the Division of Plasma Physics, Nov. 12-16, 1990, Cincinnati, USA.

2. M. Nakatsuka, H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, T. Kanabe, T. Jitsuno, and S. Nakai

"High Power Partially Coherent Light for Fusion Experiments" International Workshop '91 on Optical Beam Transformation, Dec. 20-23, 1991, Sheng Zhen, China.

3. H. Nakano, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, K. Takahashi, K. Tsubakimoto, K. Yagi, T. Kanabe, T. Jitsuno, C. Yamanaka, and S. Nakai, " Partially Coherent Light Generated by Optical fiber " IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for ICF, April 15-19, 1991, Osaka, Japan.

4. N. Miyanaga, M. Nakatsuka, K. Nishihara, H. Nakano, K. Yagi, K. Tsubakimoto, K. Takahashi, M. Oshida, T. Jitsuno, and S. Nakai,

" Improved Irradiation Uniformity using Partially Coherent Light " IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for ICF, April 15-19, 1991, Osaka, Japan.

5. H. Nakano, M. Nakatsuka, T. Jitsuno, T. Kanabe, N. Miyanaga, K. Yagi, K. Tsubakimoto, and S. Nakai

"High Power Partially Coherent Source of Glass Laser Amplified Spontaneous Emission and Its Propagation "

Conference on Lasers and Electro-Optics 1991 (CLEO '91), May 12-17, 1991, Baltimore, Maryland, USA.

6. N. Miyanaga, H. Nakano, K. Tsubakimoto, K. Takahashi, M. Oshida, H. Azechi, M. Nakatsuka, K. Nishihara, K. Mima, T. Kanabe, M. Murakami, C. Yamanaka, and S. Nakai

" Partially Coherent Light for Improving Irradiation Uniformity in Directly Driven Laser Fusion Experiments "

International Workshop on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Nov. 11-15, 1991, Monterey, CA., USA.

7. H. Nakano, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, N. Miyanaga, T. Kanabe, H. Azechi, T. Jitsuno, and S. Nakai

" Spectrally Dispersed Amplified Spontaneous Emission with Spatial Incoherency for Uniform Target Irradiation at Gekko XII " Conference on Lasers and Electro-Optics 1992 (CLEO '92), May 12-17, 1992, Anaheim, CA, USA.

国内学会発表(著者による発表のもの)

1.「フォスフェートレーザーガラスの増幅特性」 第35回応用物理学関係連合講演会、法政大学、1988年3月.

2.「高速電気光学レンズによるレーザー光の動的制御」 電気関係学会関西支部連合大会、同志社大学、1988年11月.

3. 「高速電気光学レンズによるレーザー光の動的制御」 第36回応用物理学関係連合講演会、千葉大学、1989年4月.

4.「高速電気光学レンズによるレーザー光の動的制御 II」 第 50 回応用物理学会学術講演会、福岡工業大学、1989 年 9 月.

5.「ガラスレーザーシステムにおける ASE 光の増幅と伝播」 レーザー学会学術講演会第 10 回年次大会、東京国際貿易センター、1990 年 1 月.

6.「短パルスレーザーのコヒーレンス制御による空間パターンの均一化」 第 37 回応用物理学関係連合講演会、東洋大学、1990 年 3 月.

7.「部分コヒーレント光の発生と増幅」第 51 回応用物理学会学術講演会、岩手大学、1990年9月.

8.「部分コヒーレント光によるレーザー照射均一性の改善」 プラズマ・核融合学会第8回年会、名古屋大学、1991年3月.

9. 「レーザー照射均一性の向上 VI」 第 38 回応用物理学関係連合講演会、東海大学、1991 年 3 月.

10.「レーザー照射均一性の向上 X」第 52 回応用物理学会学術講演会、岡山大学、1991 年 9 月.

- 11.「波長分散 ASE 光による均一照射 I」第 39 回応用物理学関係連合講演会、日本大学、1992 年 3 月.
- 12.「高出力部分コヒーレント光の発生」第 53 回応用物理学会学術講演会、関西大学、1992年9月.
- 13.「部分コヒーレント光による集光照射ビームの平滑化」
   レーザー学会学術講演会第13回年次大会、大阪千里ライフサイエンスセンター、
   1993年1月(発表予定).

## 研究会報告等

 
 1. 中野人志、椿本孝治、宮永憲明、中塚正大、金辺 忠、実野孝久、中井貞雄 「ガラスレーザーにおける ASE 光の増幅」

 レーザー研シンポジウム'91 大阪大学、1991 年 7 月.

 
 2. <u>中野人志</u>、椿本孝治、宮永憲明、金辺 忠、中塚正大 「波長分散 ASE 光によるターゲット均一照射」 レーザー研シンポジウム'92 大阪大学、1992 年 7 月.

