



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	<a href="https://doi.org/10.11501/3065936">https://doi.org/10.11501/3065936</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

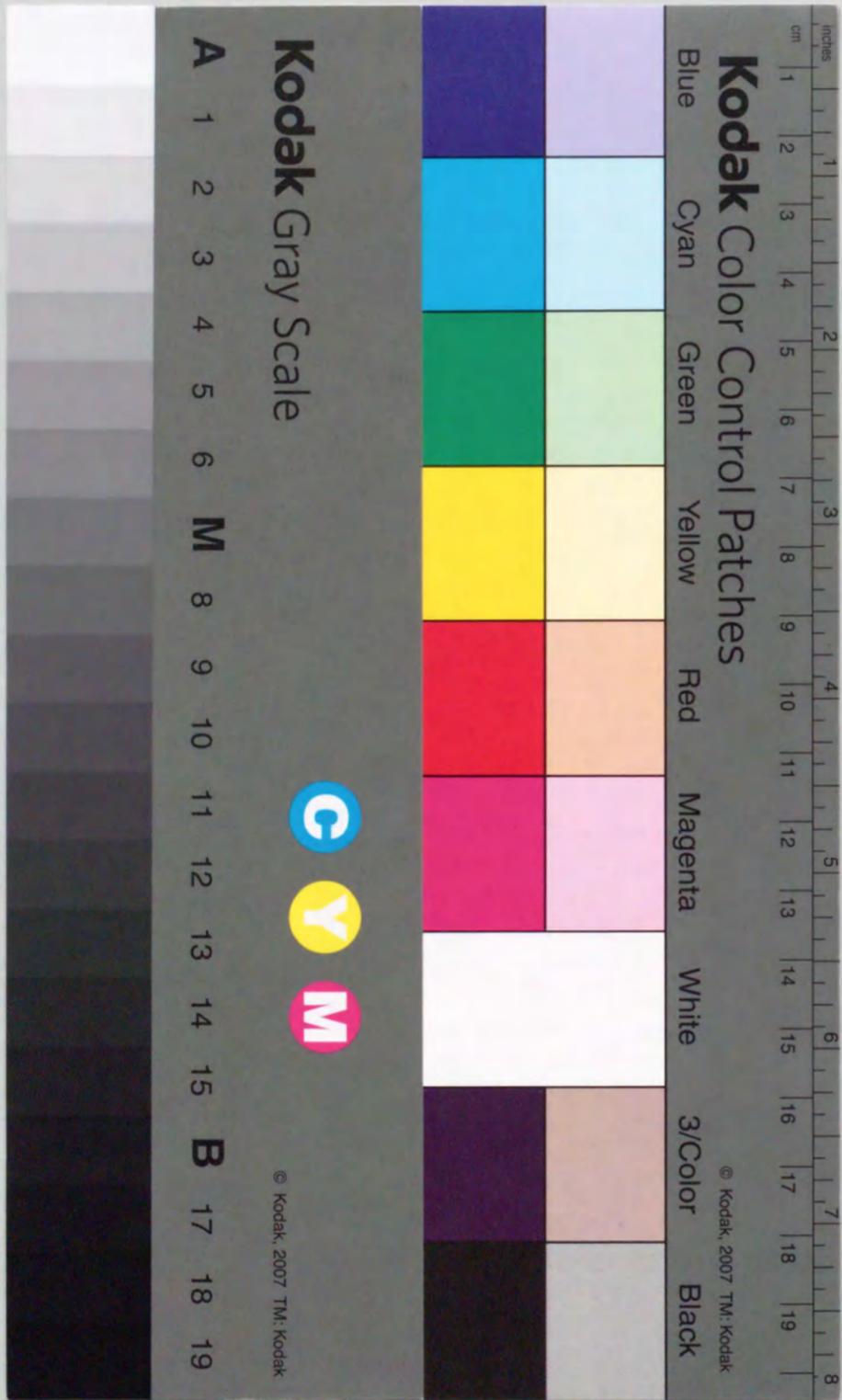
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

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

本論文は、東京大学大学院工学系研究科レーザー工学専攻博士課程修士  
課程修了に際して行った。本論文は、核融合用ハイパワーレーザーの照射均一性  
向上に関する研究の概要を述べ、その意義と重要性を説明する。核融合用  
レーザーの照射均一性は、核融合反応の効率を決定する重要な要素である。  
本論文では、レーザー光の波長制御と照射均一性向上に関する研究の概  
要を述べ、その意義と重要性を説明する。核融合用レーザーの照射均一  
性は、核融合反応の効率を決定する重要な要素である。本論文では、  
レーザー光の波長制御と照射均一性向上に関する研究の概要を述べ、その  
意義と重要性を説明する。

本論文は、核融合用ハイパワーレーザーシステムにおいて、照射均一性を向上  
させるために、波長制御と照射均一性向上に関する研究を行った。まず、  
波長制御と照射均一性向上の重要性を述べ、その意義と重要性を説明す  
ることから始めた。次に、波長制御と照射均一性向上の原理について、ス  
ペクトル分析と照射均一性向上の原理を説明し、その意義と重要性を説  
明する。また、波長制御と照射均一性向上の原理を説明し、その意義と  
重要性を説明する。波長制御と照射均一性向上の原理を説明し、その  
意義と重要性を説明する。

本論文は、核融合用ハイパワーレーザーシステムにおいて、照射均一性を向上  
させるために、波長制御と照射均一性向上に関する研究を行った。まず、  
波長制御と照射均一性向上の重要性を述べ、その意義と重要性を説明す  
ることから始めた。次に、波長制御と照射均一性向上の原理について、ス  
ペクトル分析と照射均一性向上の原理を説明し、その意義と重要性を説  
明する。また、波長制御と照射均一性向上の原理を説明し、その意義と  
重要性を説明する。波長制御と照射均一性向上の原理を説明し、その  
意義と重要性を説明する。

1993年1月

中野人志

本論文は、核融合用ハイパワーレーザーシステムにおいて、照射均一性を向上  
させるために、波長制御と照射均一性向上に関する研究を行った。まず、  
波長制御と照射均一性向上の重要性を述べ、その意義と重要性を説明す  
ることから始めた。次に、波長制御と照射均一性向上の原理について、ス  
ペクトル分析と照射均一性向上の原理を説明し、その意義と重要性を説  
明する。また、波長制御と照射均一性向上の原理を説明し、その意義と  
重要性を説明する。波長制御と照射均一性向上の原理を説明し、その  
意義と重要性を説明する。

## 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。まず、部分コヒーレント光の発生技術を確認し、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

目次

第1章 緒論	1
第2章 レーザー波面の動的制御	6
2-1 はじめに	6
2-2 動的波面制御の原理	7
2-3 電気光学結晶 KD*P を用いた基礎実験	8
2-3-1 変調器の構成	8
2-3-2 電界分布の計算方法	9
2-3-3 空間位相分布の計測	13
2-4 激光XII号レーザーシステム導入のための検討	14
2-4-1 電気光学結晶の選択	15
2-4-2 変調方式と波面制御量	17
2-4-3 高速応答性の評価	18
2-4-4 電界分布形状とシステム導入の検討	19
2-5 まとめ	20
第3章 レーザー照射均一性の向上	22
3-1 はじめに	22
3-2 レーザー照射均一性の評価	22
3-3 照射均一性向上の基本概念	24
3-3-1 照射ビーム数と集光条件	24
3-3-2 ビーム分割照射法	25
3-3-3 集光強度包絡線の制御	26
3-4 ランダム位相板による照射均一性の向上	28
3-4-1 ランダム位相板	29
3-4-2 遠視野像	29
3-4-3 激光XII号における照射均一性の評価	31

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。

3-5 部分コヒ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变化 .....	44
3-5-6 波長角度分散 .....	45
3-6 まとめ .....	47
 第4章 部分コヒーレント光の発生 .....	 50
4-1 はじめに .....	50
4-2 激光XII号ガラスレーザーシステムとビーム伝播 .....	51
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 .....	52
4-3-1 自然放出増幅光 .....	53
4-3-2 ASE 発生器の構成 .....	54
4-3-3 ASE 発生器の空間コヒーレンス .....	57
4-4 ASE 前置増幅部 .....	60
4-4-1 空間フィルターによる像転送 .....	57
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 .....	66
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 .....	73
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 .....	76
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 .....	82
4-5-6 遠視野像 .....	84
4-5-7 エルゴード性の評価 .....	85
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 .....	86
4-6 まとめ .....	87

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 まとめ .....	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

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

## 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倍にのぼる高密度圧縮と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層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 $T_i = 5 \text{ keV}$ 、密度半径積 $\rho R = 0.3 \text{ g/cm}^2$ である[2]。核融合点火に必要なレーザーエネルギー $E_{\text{ign}}$ は、次式により与えられる。

$$\eta \cdot E_{\text{ign}} = \frac{4}{3} \pi \frac{(\rho R)^3}{\rho^2} E_h \quad (1-1)$$

ここに、 $\eta$ はレーザーエネルギーから爆縮プラズマへの結合効率、 $E_h$ は核融合反応が充分生起する温度(5 keV)のプラズマが有する単位質量あたりの熱エネルギー、 $\rho$ 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 $\rho R$ 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 $\rho R$ は、

$$\rho R_{\text{eff}} = \rho R \left( 1 - A \cdot \frac{\delta R}{R_0} \right) \quad (1-2)$$

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 $P \propto I^{2/3}$ であ

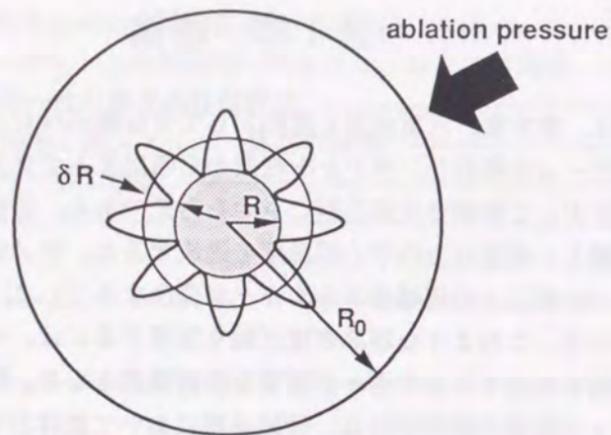


図1-1 レーザー照射強度の不均一性による爆縮コアの変形。  
レーザー照射強度の不均一性は、燃料の非対称圧縮を引き起こす。

る。また、噴出圧力の不均一性 ( $\delta P/P$ ) と爆縮コアの変形率 ( $\delta R/R_0$ ) 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 ( $\delta I/I$ ) で示し得ることができる。

$$\frac{\delta R}{R_0} = \frac{\delta P}{P} = \frac{2}{3} \frac{\delta I}{I} \quad (1-3)$$

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  $E_{ign}$  を式(1-1)から求めると、

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

となる。 $\rho R = 0.3 \text{ g/cm}^2$ 、 $E_h = 0.58 \text{ GJ/g (5 keV)}$ 、 $\rho = 1000 \times$  固体密度、 $\eta = 0.05$ 、 $A = 25$  を式(1-4)に代入し、レーザー照射不均一性  $\delta I/I$  をパラメータにして計算した  $E_{ign}$  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著しく増大する。この図からレーザーエネルギー100 kJ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は無視しても、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

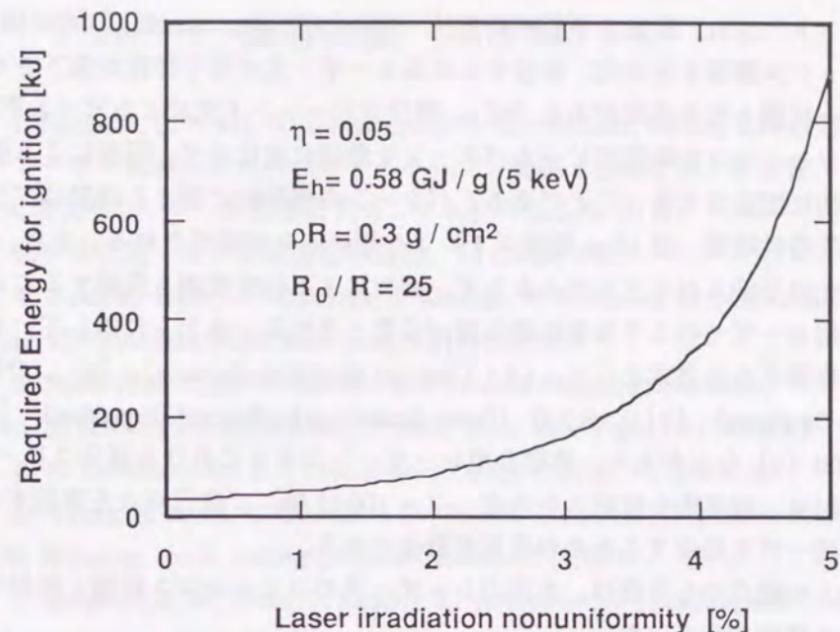


図1-2 核融合点火に必要なレーザーエネルギーとレーザー照射不均一性の関係。  
レーザーエネルギー100 kJで自己点火を達成するためには照射不均一性を3%未満に押えなければならない。

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、ビーム束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 10 ps 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]、SSD (Beam Smoothing by Spectral Dispersion) [8]、Echelon-free 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. Lehberg and S. P. Obenschain, *Optics Comm.*, **46** (1983) 27.
- [7] D. Veron, H. Ayril, 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. Lehberg 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500 $\mu\text{m}$ とし、収縮後300 $\mu\text{m}$ 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

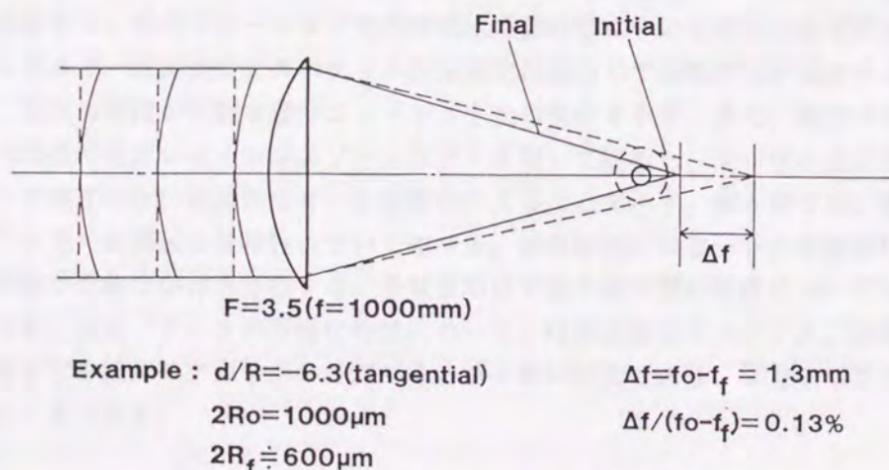


図2-1 レーザー波面の動的制御による集光条件の変化。  
破線が初期設定集光状態、実線がターゲット収縮後の集光状態を示す。

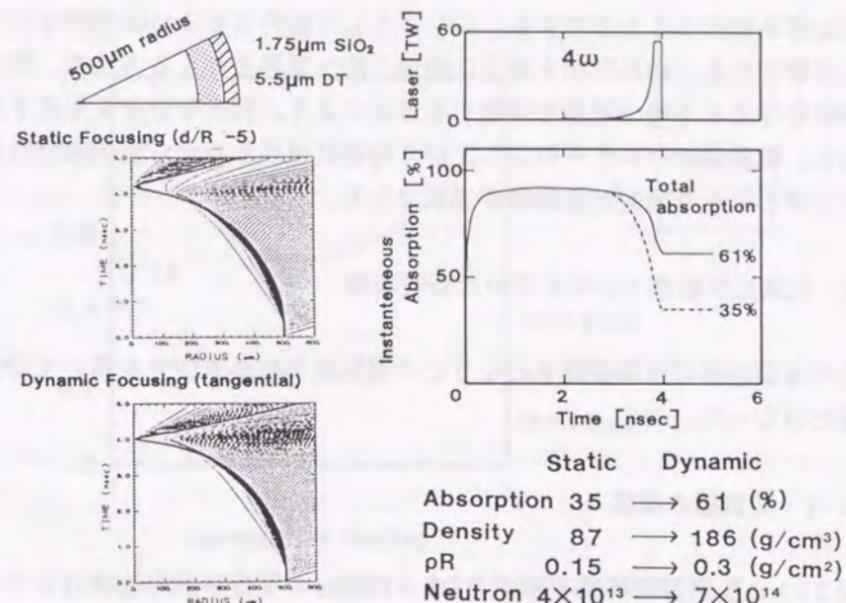


図2-2 3次元光線追跡を含んだ爆縮過程のシミュレーション結果。

入射レーザー光は4 $\omega$  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

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。13φ×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

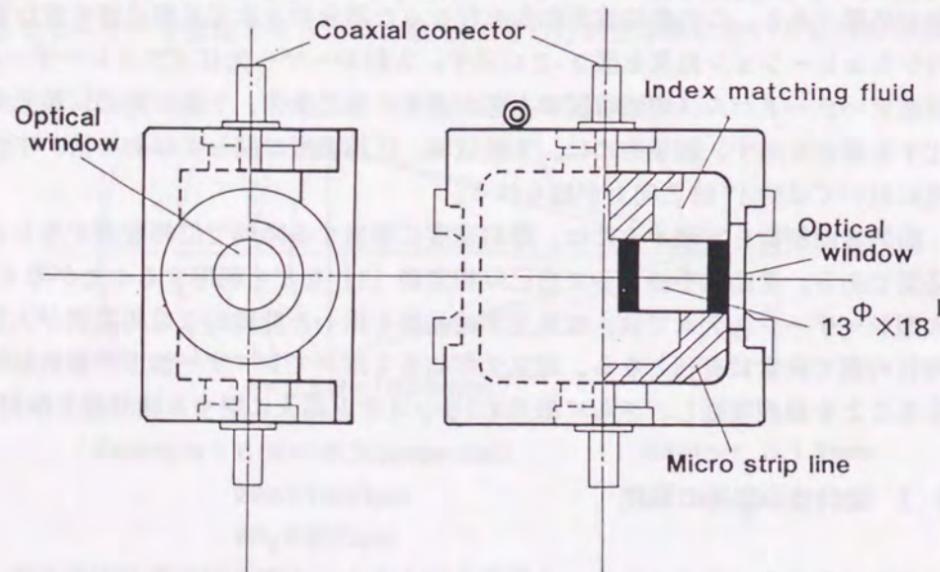


図 2-3 試作変調器の構成図。

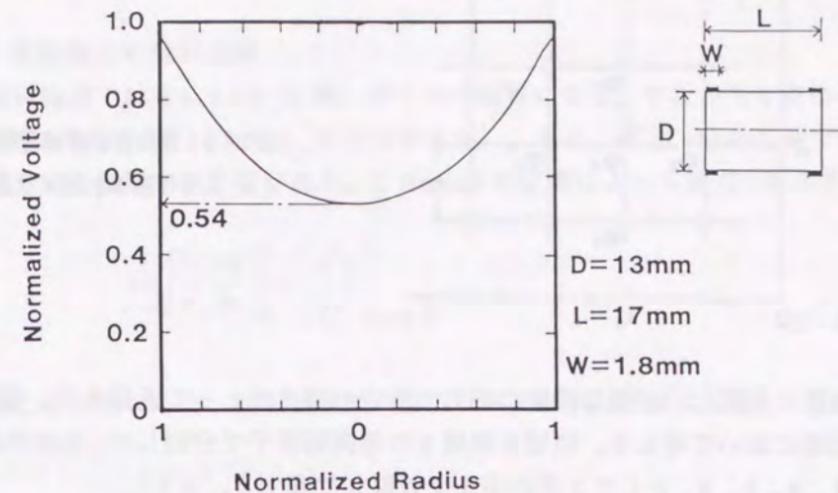


図 2-4 ラプラス方程式による電界分布の計算結果。

リング電極幅 1.8 mm 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  $\Gamma$  は、常光線屈折率を  $n_0$ 、電気光学定数を  $r_{63}$ 、波長を  $\lambda$ 、供給電圧を  $V$  として

$$\Gamma(r) = \frac{\pi n_0^3 r_{63}}{\lambda} V(r) \quad (2-1)$$

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。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2-2)$$

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

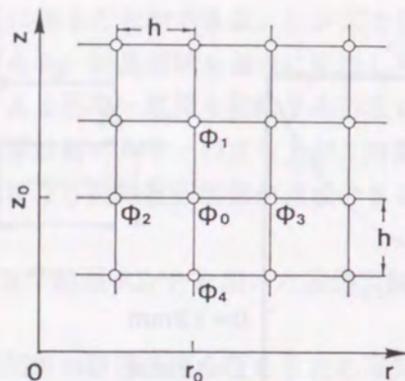


図2-5 差分法の領域分割  
(円柱座標  $(r, z)$  2次元場)。

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  $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$  として2次の項まで近似して表すと、

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \phi_0 + h \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 + \frac{1}{2} h^2 \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right)_0 \\ \phi_2 &= \phi_0 - h \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 + \frac{1}{2} h^2 \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right)_0 \\ \phi_3 &= \phi_0 + h \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_0 + \frac{1}{2} h^2 \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \right)_0 \\ \phi_4 &= \phi_0 - h \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_0 + \frac{1}{2} h^2 \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \right)_0\end{aligned}\quad (2-3)$$

となる。これらを辺々相加えると、

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

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、

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

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变形する必要がある。L'Hopitalの定理によって式(2-4)の右辺第2項が

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left[ \frac{1}{r} \left( \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \right] = \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \right)_{r=0} \quad (2-6)$$

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。

$$2 \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \right) + \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (2-7)$$

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

$$\phi_0 = \left( \frac{1}{6} \right) \cdot (\phi_1 + 4\phi_3 + \phi_4) \quad (2-8)$$

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。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \phi}{\partial r} &= 0 \\ \phi_0 &= \frac{1}{4} [\phi_1 + 2\phi_2 + \phi_4]\end{aligned}\quad (2-9)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \phi}{\partial z} &= 0 \\ \phi_0 &= \frac{1}{4} \left[ \phi_1 + \phi_2 + 2\phi_4 + \frac{h}{2r_0} \cdot (\phi_3 - \phi_2) \right]\end{aligned}\quad (2-10)$$

但し、 $\phi_2, \phi_4$  を領域内の格子点電位とする。

(3) 誘電体境界の処理

一般に、誘電率  $\epsilon$  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、

$$\text{div}(\epsilon \cdot \text{grad} \phi) = 0 \quad (2-11)$$

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、

$$\text{div}(\text{grad} \phi) = 0 \quad (2-12)$$

を適用する。したがって  $\epsilon$  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、

$$\int_S (-D_n) ds = \int_S (\epsilon \cdot \text{grad} \phi)_n ds = 0 \quad (2-13)$$

を計算することである。ここで  $(\epsilon \text{ grad} \phi)_n$  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、

$$\begin{aligned} & -2\pi \frac{r_0 - h}{2} \int_{z_0 - h/2}^{z_0} \epsilon_1 \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} dz \\ & = \pi \epsilon_1 \frac{r_0 - h}{2} (\phi_j - \phi_i) \end{aligned} \quad (2-14)$$

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、

$$E = -\text{grad} V \quad (2-15)$$

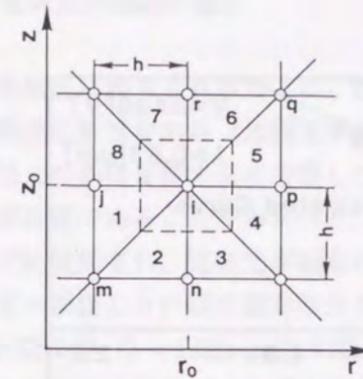


図 2-6 差分法における誘電体境界の処理。

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 6 Hz 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 (600  $\mu\text{m}$ ) 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

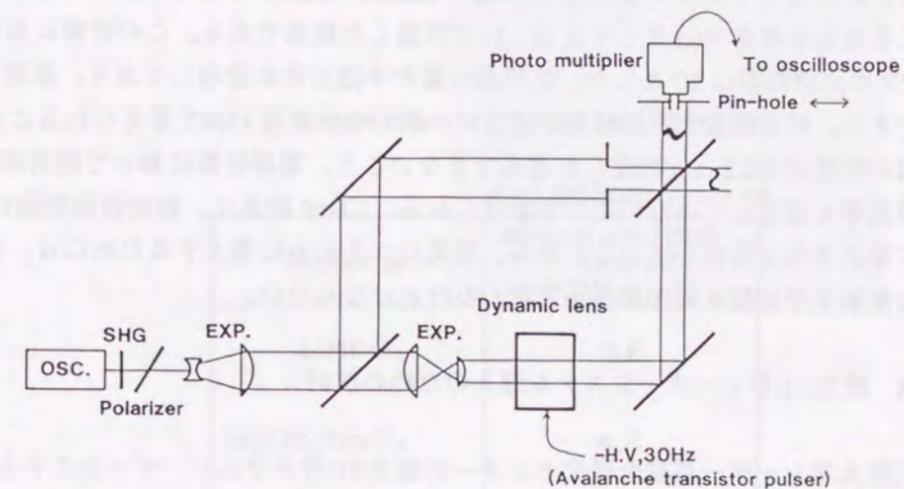


図 2-7 波面制御量の計測配置 (マッハツェンダー干渉計)。干渉縞の暗部分にピンホールを設置し、電界供給時の干渉波面移動量を計測する。

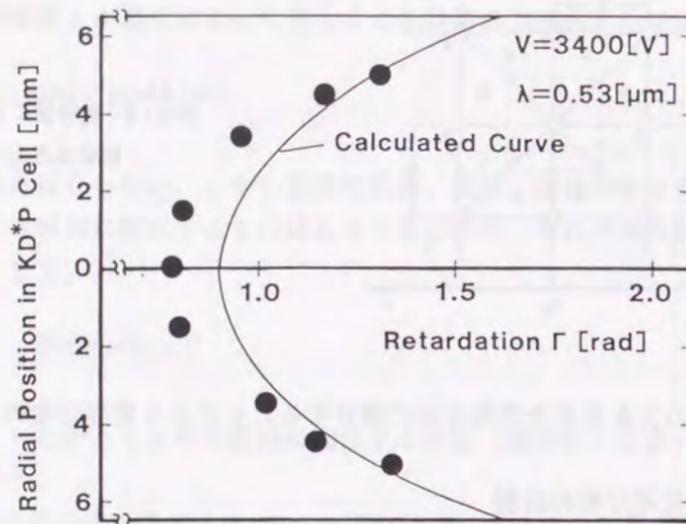


図2-8 光学的位相差の空間分布。  
実線は、電界分布から評価した計算結果である。

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 $\pm 0.2$  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とが挙げられる。以上の条件を踏まえて考察した結果、 $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$  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]、メモリー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 ( $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$ ) 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  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  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  $2 \text{ GW/cm}^2$ ）。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。 $1 \text{ GW/cm}^2$  までの範囲では相対強度の変化は観測され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

$\lambda = 1.053 \mu\text{m}$ $\tau_p = 1 \text{ ns}$	
Material	Optical damage threshold [GW/cm <sup>2</sup> ]
$\text{LiNbO}_3$	0.6
$\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$	4.8
$\text{LiTaO}_3$	1.6

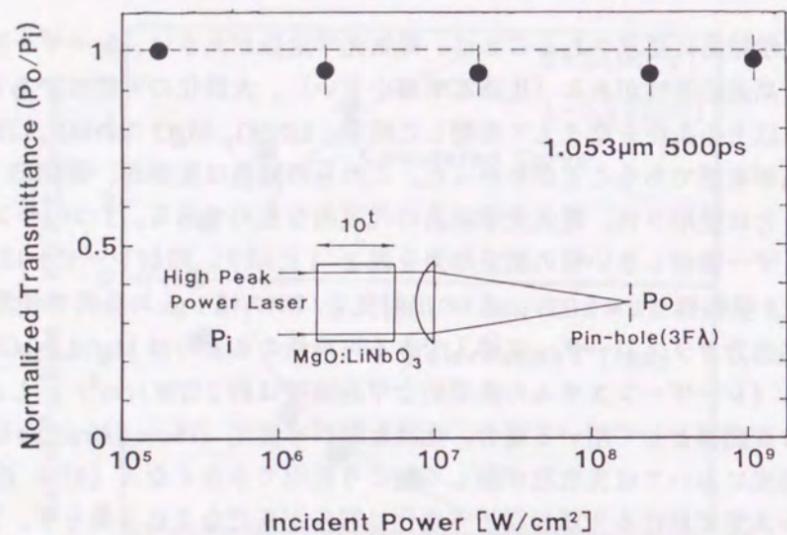


図2-9 高強度領域における光誘起屈折率変化の計測結果。  
ピンホール透過光相対強度の入力強度依存性が観測できないことから  
光誘起屈折率変化は生じていないと考えられる。

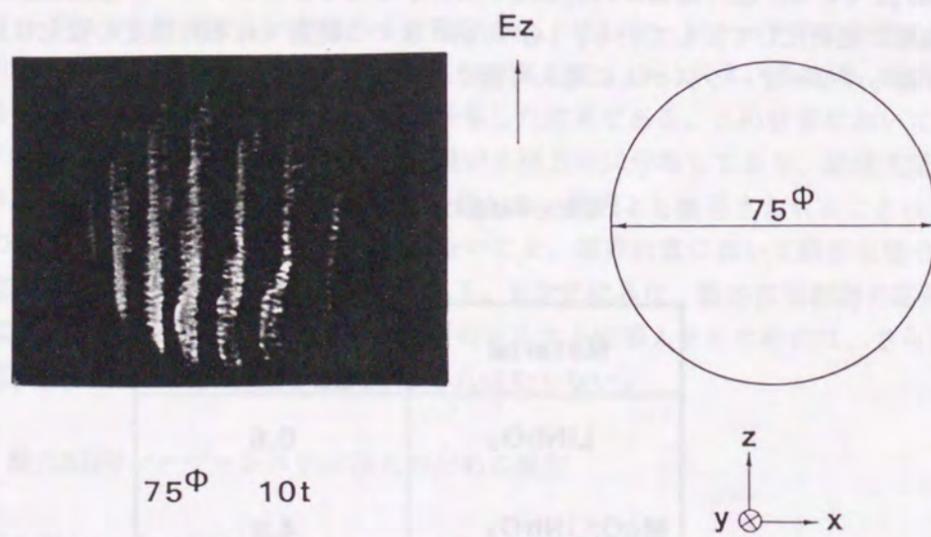


図2-10 MgO:LiNbO3の透過波面歪み計測結果。  
空間10 mm程度なら光学的に均一な結晶を得ることができる。

MgO:LiNbO<sub>3</sub> は現在 80φ × 60 mm 程度の大きさのものが育成可能である。75φ、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を得られる。

#### 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  $\Gamma$  は、異常光線屈折率を  $n_e$ 、電気光学定数を  $r_{33}$ 、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、

$$\Gamma = \frac{\pi n_e^3 r_{33}}{\lambda} \cdot \frac{L}{D} V \quad (2-16)$$

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  $\Delta\theta$  で定義すると、式 (2-16) は、

$$\Delta\theta = \frac{[n_e^3 r_{33} (L/D) V]}{D} \quad (2-17)$$

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

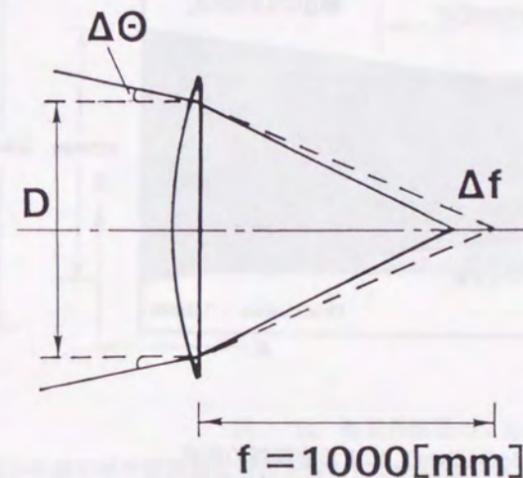


図2-11 変調器挿入時の  
ビーム偏向角。

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  $\Delta\theta = 200 \mu\text{rad}$  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  $\Delta f$  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  $1/\sqrt{2}$  に低下する周波数で帯域幅を定義すると、

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

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  $n_m$  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  $\epsilon_r$  との間に  $n_m = \{(\epsilon_r + 1)/2\}^{1/2}$  の関係がある。MgO:LiNbO<sub>3</sub> では  $n_m = 4.2$  となる [9]。  $L = 50$  mm、 $R = 50 \Omega$ 、結晶の大きさを  $10 \times 50 \text{ mm}^2$ 、電極は平行平板と仮定すると、式 (2-18) から  $\Delta f = 0.29$  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、 $\Delta f > 0.29$  GHz となる。

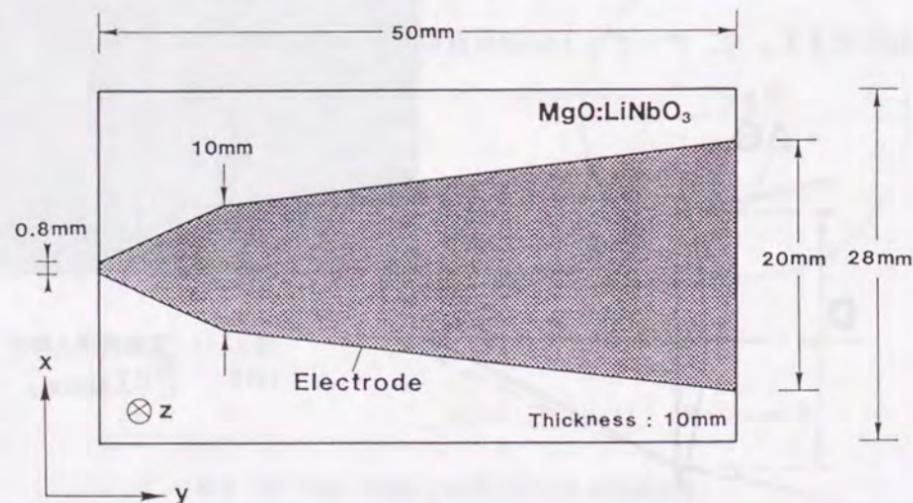


図2-12 MgO:LiNbO<sub>3</sub> による変調器の構成。

$z$  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型を用いることに決定した。図2-12のようなテーパ型電極 [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:LiNbO<sub>3</sub> 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 50 mm 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並び良好なレンズとなる。レンズ動作をする空間幅は約 10 mm となり光学的に均一な結晶の得られる範囲である。

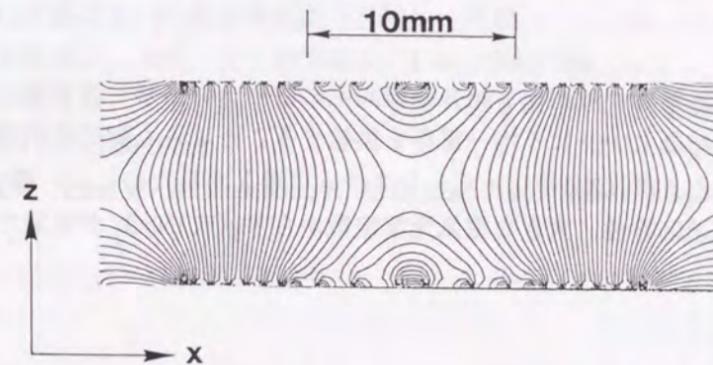


図2-13  $y$  方向光学長の等電界面図。

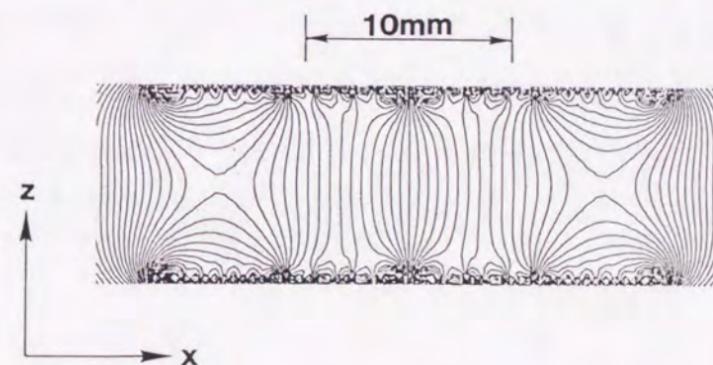


図2-14 等電界面図の  $x$  方向1次微分結果。

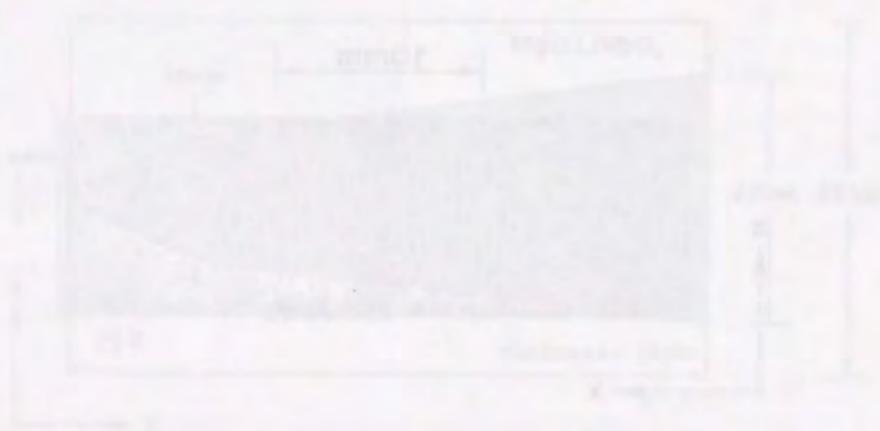
結晶中央部の等間隔直線部分が良好なレンズ動作をする。ビーム径 10 mm での動作が可能である。

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  $\Delta\theta = 200 \mu\text{rad}$  に対する供給電圧  $V$  の値を算出すると  $V = 37.5 \text{ kV}$  となる。但し、 $n_e = 2.20$ 、 $r_{33} = 30.8 \times 10^{-12}$ 、 $L/D = 5$  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  $V = 7.5 \text{ kV}$  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  $320 \text{ mm}$  で、このような大きさの  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  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:  $10 \text{ mm}$ ) での偏向角は式(2-17)により  $6.11 \text{ mrad}$  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  $\text{KD}^*\text{P}$  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  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  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 寛 「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 IIFG 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ー熱伝導時に、波数 k の不均一性は両領域間の距離  $k\Delta R$  により  $\exp(-k\Delta R)$  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 番目のビーム（強度分布  $\epsilon_k$ ）の方向を  $\Omega_k$  とすると球面上の一点  $(r, \alpha_k)$  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、

$$E_k(\alpha_k) = \int_{R_1}^{R_2} \epsilon_k(r, \alpha_k) \cdot r^2 dr \quad (3-1)$$

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、

$$E_k(\alpha_k) = W_k \sum_{\ell} \frac{2\ell+1}{2} E_{\ell} P_{\ell}(\cos \alpha_k) \quad (3-2)$$

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

$$E(r) = \sum_{\ell} \frac{2\ell+1}{2} E_{\ell} \sum_k W_k P_{\ell}(r, \Omega_k) \quad (3-3)$$

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。

$$\sigma = \frac{1}{\langle E \rangle} \left[ \frac{\int |E(r) - \langle E \rangle|^2 dr}{4\pi} \right]^{1/2} \quad (3-4)$$

ここに  $\langle E \rangle$  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  $\ell$  に対する分散と次の関係がある。

$$\sigma = \left( \sum_{\ell \neq 0} \sigma_{\ell}^2 \right)^{1/2} \quad (3-5)$$

このとき  $\sigma_{\ell}$  は次式のように表される。

$$\sigma_{\ell} = \frac{E_{\ell}}{E_0} \left[ (2\ell+1) \sum_{kk'} P_{\ell}(\Omega_k, \Omega_{k'}) \frac{W_k W_{k'}}{W_T^2} \right]^{1/2} \quad (3-6)$$

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

$$G_N = \left[ (2\ell+1) \sum_{kk'} P_{\ell}(\Omega_k, \Omega_{k'}) \frac{W_k W_{k'}}{W_T^2} \right]^{1/2} \quad (3-7)$$

と空間パターンで決まる要素

$$B_{\ell} = \left| \frac{E_{\ell}}{E_0} \right| \quad (3-8)$$

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、

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

となる。ただし、

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

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  $\mu\text{m}$  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

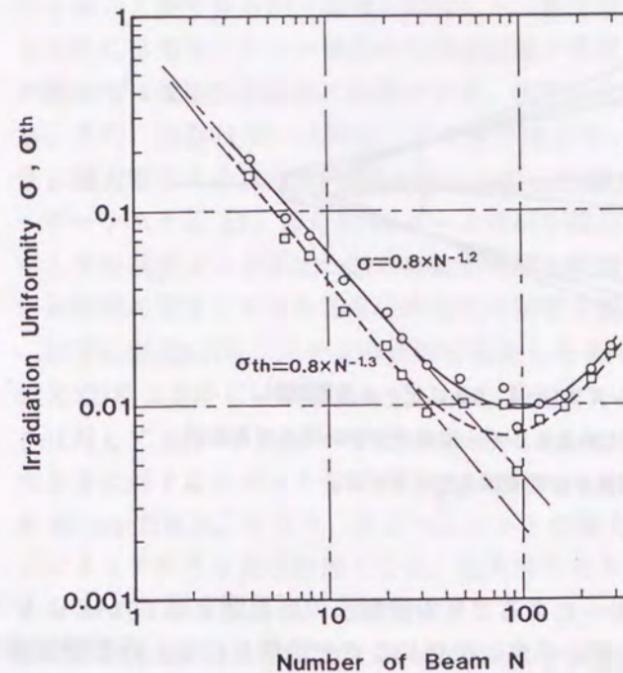


図3-1 レーザー照射不均一性のビーム数依存性。  
3%以下の不均一性を達成するには20本以上のビーム数が必要である。

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50cm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  $\sigma = 0.8 \times N^{-1.2}$  ( $N$  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

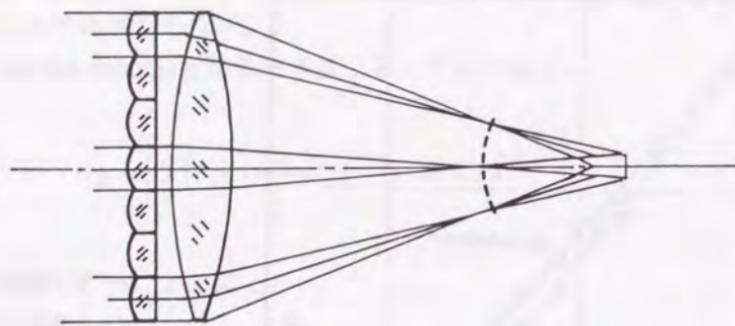


図3-2 レンズアレイによるビーム分割照射。

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にレンズアレイによるビーム分割法の原理図を示す[4]。レンズアレイ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ため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、レンズアレイ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 $\pi$ 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ck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ck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 $l_m = \pi N^{1/2} / 2$ 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 $l_m = 6$ 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らすことが可能である。

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 $W_R (= 2f\lambda / d)$ は約 $530 \mu\text{m}$ 、レイリー長 $(= F^2\lambda / \pi)$ は約 $85$  mm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 $500 \mu\text{m}$ 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

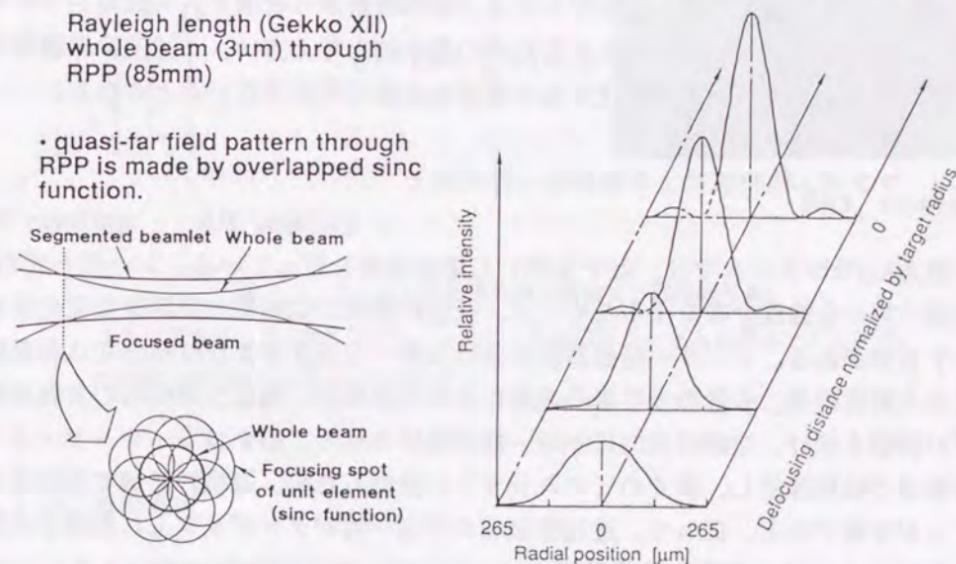


図3-3 レーザー集光条件可変による集光強度包絡線の制御。RPPを用い、分割されたビームレットの相関が無いと仮定している。

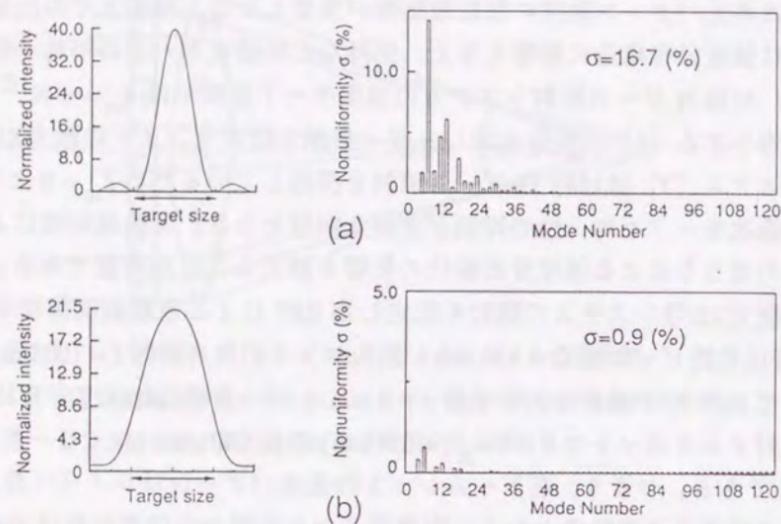


図3-4 異なる包絡線形状におけるレーザー照射不均一性の計算結果。  
(b)図の場合では $\sigma = 0.9\%$ が達成され、低次モードの不均一性も大きく減少した。

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380mm、厚さ15mmのBK-7ガラスである。位相差が $\pi$ 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 $\text{SiO}_2$ 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 $0.53\mu\text{m}$ 、パルス幅1nsにおいて、ランダム位相コーティング面で $2.5 \sim 3.0\text{J}/\text{cm}^2$ である。セルの位相遅れ量 $\phi$ はセルの厚さ $t$ と $\text{SiO}_2$ の屈折率 $n$ で決まり、次式で表される。

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda[t(n-1)]} \quad (3-11)$$

ここで $\lambda$ 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。

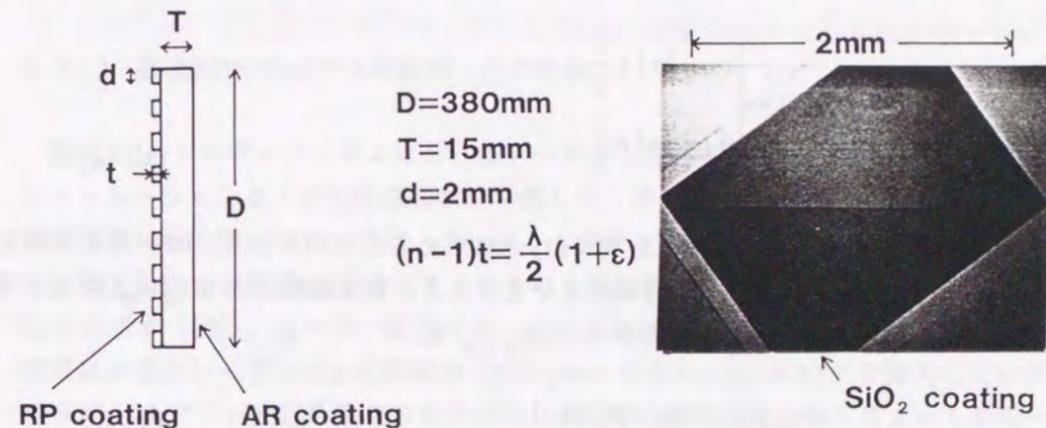


図3-5 ランダム位相板の構造図および顕微鏡写真。

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。

$$U(x,y) = \frac{1}{i\lambda f} e^{ik\{(x^2+y^2)/2f\}} \times \sum_{\ell m} \iint u(x_0, y_0) \cdot g(x_0, y_0) \cdot e^{-i2\pi(f_x x_0 + f_y y_0) + i\phi_{\ell m}} dx_0 dy_0 \quad (3-12)$$

ここで $\lambda$ 、 $f$ 、 $k$ はそれぞれ波長、レンズの焦点距離、波数である。 $u(x_0, y_0)$ はRPPに入射するビームの複素振幅であり、 $g(x_0, y_0)$ 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、

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

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

$$\Pi(x) = \begin{cases} 1 & |x| \leq \frac{1}{2} \\ 0 & |x| > \frac{1}{2} \end{cases} \quad (3-14)$$

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 $u(x_0, y_0)$ はRPP各セルの中では一定であると仮定できる。 $u(x_0, y_0)$ を

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

と置くと、複素振幅の解析解は

$$U(x,y) = \frac{1}{i\lambda f} \exp(ikf) d^2 \operatorname{sinc}(df_x) \operatorname{sinc}(df_y) \times \sum_{\ell m} u_{\ell m} \exp[-i2\pi(f_x a + f_y b) + i\phi_{\ell m}] \quad (3-16)$$

となる。ここで $u_{\ell m}$ 、 $f_{\ell m}$ はそれぞれ $\ell m$ 番目のセルに入射するビームの振幅と位相である。また、 $\operatorname{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$ 、 $f_x = x/\lambda f$ 、 $f_y = y/\lambda f$ 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。 $\lambda f/d$ によって制

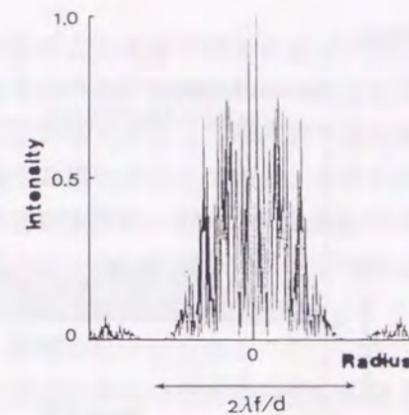


図3-6 ランダム位相板を通過したレーザー光の遠視野像。巨視的には平滑化されたsinc関数型となる。

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ck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 $500\mu\text{m}$ 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( $0.53\mu\text{m}$ )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 $\sigma_{\text{rms}}$ 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ckル構造の発生を示す。 $\sigma_{\text{rms}}$ 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ck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。

Focus Condition  $d/R=5$  Target Diameter  $500\mu\text{m}$

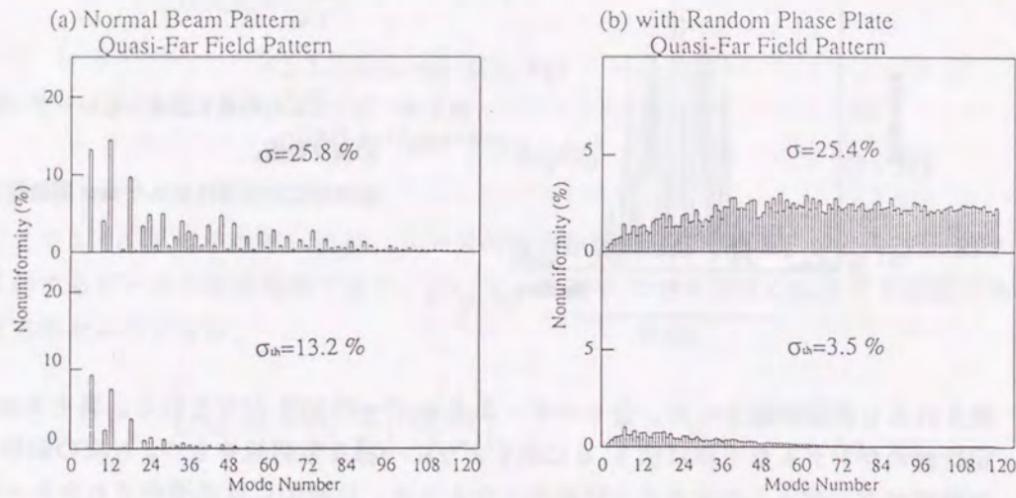


図3-7 (a) レーザー光の場合 (b) レーザー光にランダム位相板を用いた場合の球面モード展開図。ランダム位相板を用いることにより低次モードの不均一性が大きく減少することがわかる。 $\sigma_{th}$  は thermal smoothing を考慮した場合を示す。

### 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ck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ck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れ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  $t_1$  と  $t_2$  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  $\Delta l$ ）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

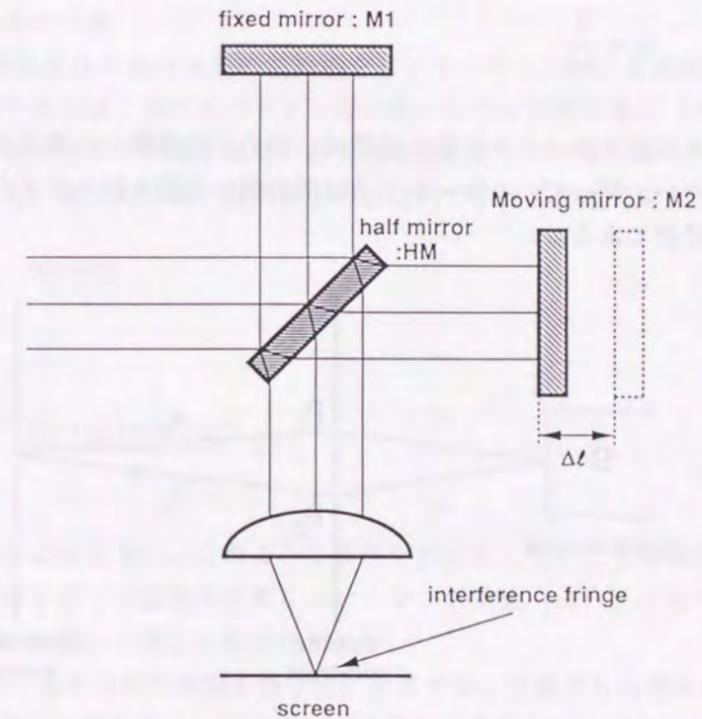


図3-8 マイケルソン干渉計による時間コヒーレンスの計測。

縞が観測できるはずである。これに対し、光束の波長が短く、光路差  $2\Delta l$  より短い場合は2つの波長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  $\lambda_1$  と  $\lambda_2$  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、波長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  $\gamma(\tau)$  として次式で定義された。

$$t_c \equiv \int_{-\infty}^{\infty} |\gamma(\tau)|^2 d\tau \quad (3-17)$$

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  $\Delta\nu$  として次のようになる。

$$t_c = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (3-18)$$

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。

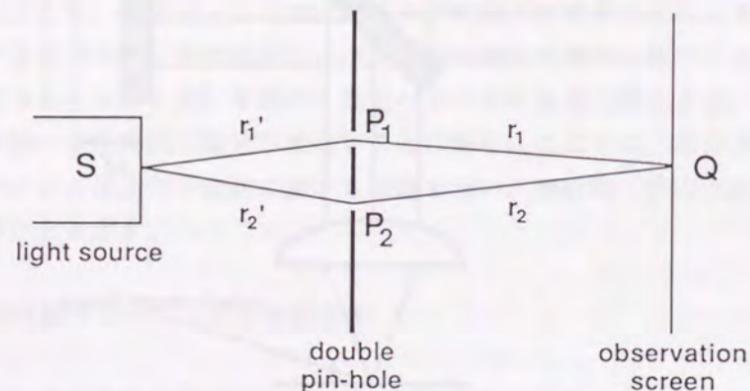


図3-9 ヤングの干渉実験による空間コヒーレンスの計測。

## (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点における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  $P_1, P_2$  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  $I_{max}$ 、暗い部分の最低強度を  $I_{min}$  とすると、

$$|\mu_{12}| = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3-19)$$

で与えられる。もちろんレーザー光の場合は  $|\mu_{12}| = 1$  となる。

## (3) 準単色光の干渉

図3-9の観測点Q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、

$$\Delta\nu \ll \nu \quad (3-20)$$

および

$$\frac{(r_2 + r_2') - (r_1 + r_1')}{c} \ll t_c \quad (3-21)$$

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  $P_1, P_2$  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  $E_1 = E(x_1)$ 、 $E_2 = E(x_2)$ 、 $E_3 = E(x_3)$  とする。伝播因子を無視すると点Qにおける光強度は、

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

となる。ここで、 $\langle \rangle$  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  $\tau$  を要するとすれば、上式の右辺第3項は、

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

で表される。ここに、 $\Gamma_{12}(\tau)$  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

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

で表記される。 $\gamma_{12}(\tau)$  は相互コヒーレンス度と呼ばれる。 $\gamma_{12}(\tau)$  の位相を  $\cos \phi_{12}$  とすると、

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

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。 $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$  であれば2つの光は完全にコヒーレントとなる。 $|\gamma_{12}(\tau)| = 0$  ならばインコヒーレント、 $0 < |\gamma_{12}(\tau)| < 1$  のとき部分コヒーレントと言われる。関数  $\gamma_{12}(\tau)$  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、

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

である。従って  $\gamma_{12}(\tau)$  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、 $I_1 = I_2$  であれば、

$$\begin{aligned} |\mu_{12}| &= |\gamma_{12}(\tau)| \\ |J_{12}| &= |\Gamma_{12}(\tau)| \end{aligned} \quad (3-27)$$

となり、式(3-26)は非常に簡単化されたものになる。ここで、 $J_{12}$  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  $P_1, P_2$  における振動の相関は、 $\gamma_{12}(\tau)$  よりむしろ  $\mu_{12}$ 、すなわち時間差  $\tau$  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、

$$I(x_3) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} |\mu_{12}| \cos \phi_{12} \quad (3-28)$$

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。

$$\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda z} (\Delta x \xi + \Delta y \eta) \right] d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) d\xi d\eta} \quad (3-29)$$

ここで、 $I(\xi, \eta)$  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。

$$\gamma_{12}(\Delta x, \Delta y) = \frac{2J_1(u)}{u} \quad (3-30)$$

ここに、 $J_1$  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  $S =$

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

$$u = \frac{2\pi D_p S}{\lambda 2z} \quad (3-31)$$

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、

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

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。

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

ここで  $f$  は出射レンズの焦点距離、 $d_w$  は集光スポット径、 $D_w$  は出射レンズ透過後のビーム径である。 $\alpha$  はビームの発散角が回折限界の  $\alpha$  倍であることを示している ( $\alpha$  TDL: 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)。 $\alpha$  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  $\alpha$  を用いて  $S = D_w / \alpha$  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 ( $A_c = S^2 \pi / 4$ ) とビーム全体の面積 ( $A_w = D_w^2 \pi / 4$ ) の比は  $\alpha$  を用いて次式で示される。

$$A_c / A_w = 1 / \alpha^2 \quad (3-34)$$

この式は伝播許容発散角の大きなレーザーシステム ( $\alpha$  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ck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ck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  $\omega_i$ 、波数ベクトル  $\mathbf{k}_i$ 、初期位相  $\phi_i$ 、偏光ベクトル  $\mathbf{p}_i$  とし、1つの光束の電界を

$$u_i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{E}_i \cos(\omega_i t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} + \phi_i) \quad (3-35)$$

と定義すると、2つの光束が干渉してできる強度は、

$$I(\mathbf{r}, t) = E_1^2 + E_2^2 + (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2) \mu_{12}(t) \cdot \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} + (\phi_1 - \phi_2)] \quad (3-36)$$

となる。ここで  $\mathbf{r}$  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。まず、 $(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2)$  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 ( $\mu_{12} = 0$ ) 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 ( $|\omega_1 - \omega_2| / 2\pi$ ) 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。干渉縞のフリッジ間隔 ( $\Delta d$ ) は光束入射角度の違いで決まる。 $\Delta d$  は、波数  $k_1 = k_2$  とし、光軸に対して入射する角度を  $\theta$  とすると次式で与えられる。

$$\Delta d = \frac{2\pi}{k_1 \sin\theta + k_2 \sin\theta} = \frac{\lambda}{2 \sin\theta} \quad (3-37)$$

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、

$$V = \Delta d \Delta v$$

(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フリッジ移動に要する時間がフリッ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 ( $\mu_{12} = 0$ ) 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  $f_1$  を通り瞳に達し、2枚目のレンズ  $f_2$  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、

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

で与えられる。ここで、 $\gamma$  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  $P(\xi, \eta)$  とはフーリエ変換の関係で表され、

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

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。 $\gamma$  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

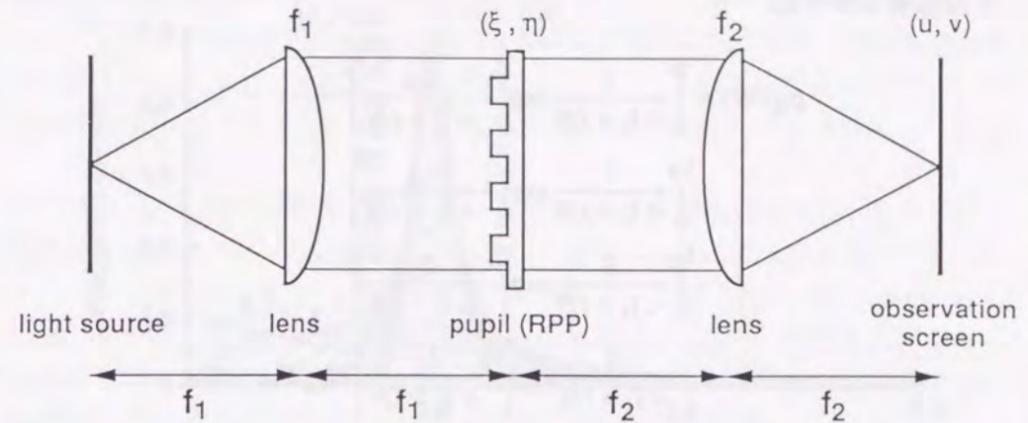


図3-10 スペックルの統計モデルを考えるための光学配置図。

光源、瞳(ランダム位相板)、観測面はそれぞれレンズの共役点に置かれている。

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プ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  $I_i$  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ォークの問題 [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  $(-\pi, \pi)$  の間に一様分布するものとする、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 全体のアンサンプルに対して負指数分布になる [20]。すなわち、

$$\rho(I_i) = \frac{1}{\langle I_i \rangle} \exp\left[-\frac{I_i}{\langle I_i \rangle}\right] \quad (3-41)$$

と表記できる。ここで  $\langle I_i \rangle$  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。 $\gamma$  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

トな加算で表すと、

$$\rho_N(W) = \int_0^W \frac{1}{\langle I_i \rangle / N} \exp\left[-\frac{I_{iN}}{\langle I_i \rangle / N}\right] \cdots \int_0^{I_{i4}} \frac{1}{\langle I_i \rangle / N} \exp\left[-\frac{I_{i3}}{\langle I_i \rangle / N}\right] \cdots \int_0^{I_{i3}} \frac{1}{\langle I_i \rangle / N} \exp\left[-\frac{I_{i2}}{\langle I_i \rangle / N}\right] \frac{1}{\langle I_i \rangle / N} \exp\left[-\frac{I_{i1}}{\langle I_i \rangle / N}\right] dI_{i2} dI_{i3} \cdots dI_{iN}$$

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

となる。ここで、 $I_{ij}$  ( $j=1 \sim N$ ) は各スペckルパターンの強度である。式(3-42)の積分を解くと、

$$\rho_N(W) = \left[\frac{N}{\langle W \rangle}\right]^N \frac{W^{N-1}}{(N-1)!} \exp\left[-\frac{NW}{\langle W \rangle}\right] \quad (3-43)$$

となる。ここに、 $N$  はインコヒーレント加算の回数で、 $\langle W \rangle = N \langle I_i \rangle$  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 ( $\sigma$ ) は減少する。 $\sigma$  は、

$$\sigma^2 = \frac{\int_0^\infty (W - \langle W \rangle)^2 \cdot \rho_N(W) dW}{\int_0^\infty W \cdot \rho_N(W) dW} = \frac{1}{N} \quad (3-44)$$

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、

$$N^{-1} = \frac{1}{A_w} \int_A |\gamma(\Delta\xi, \Delta\eta)|^2 d\Delta\xi d\Delta\eta \quad (3-45)$$

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

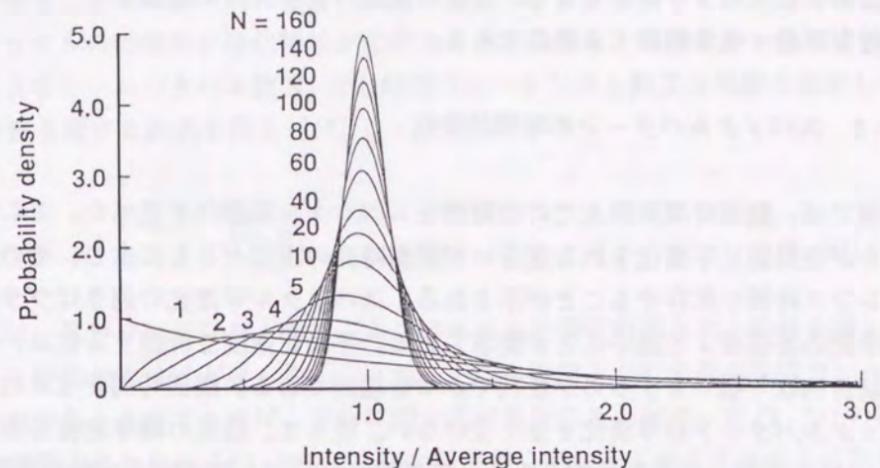


図3-11 スペckルパターンのインコヒーレント加算による強度の確率密度分布変化。インコヒーレント加算回数の増加により、平均強度の周りに集まった鋭い確率密度分布を有するようになり、強度分布の分散が小さくなる。

の式の解はL. Mandel [13] の定義により、

$$N^{-1} = \frac{A_c}{A_w} \quad (3-46)$$

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

$$\sigma(\infty) = \sqrt{\frac{A_c}{A_w}} \quad (3-47)$$

が得られる。ここで $\infty$ 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、 $\sigma(\infty) = (1/1024)^{1/2} \approx 3\%$ 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 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ になる。一方、RPPのセル大きさは2 mmであるので、実質的に $5 \times 5$ のセルがコヒーレンス領域の中に存在する、すなわち、 $5 \times 5$ 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

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变化

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  $t - t_{av}/2 \sim t + t_{av}/2$  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。

$$\rho_{N_T}(W_T) = \left[ \frac{N_T}{\langle W_T \rangle} \right]^{N_T} \frac{W_T^{N_T-1}}{(N_T-1)!} \exp \left[ -\frac{N_T W_T}{\langle W_T \rangle} \right] \quad (3-48)$$

ここで添字 T は時間領域を示す。  $N_T$  は時間コヒーレンス度を  $\gamma_T(t_1, t_2)$  として、

$$N_T^{-1} = \frac{1}{t_{av}} \int_T |\gamma_T(t_1, t_2)|^2 dt_1 dt_2 \quad (3-49)$$

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、

$$\sigma_T(t_{av}) = \frac{1}{\sqrt{N_T}} \quad (3-50)$$

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  $1000 \times t_c$  が必要となる。流体力学的特性時間を 100 ps としても、  $t_c = 0.1$  ps (スペクトル幅:  $\Delta\lambda \sim 37$  nm,  $\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\nu/c$ ) 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  $N_S$  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]。

$$\sigma(t_{av}) = \frac{1}{\sqrt{N_S N_T}} \quad (3-51)$$

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。  $N_S$  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に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。

$$A_{c\lambda} = d_{c\lambda} \times d_c \quad (3-52)$$

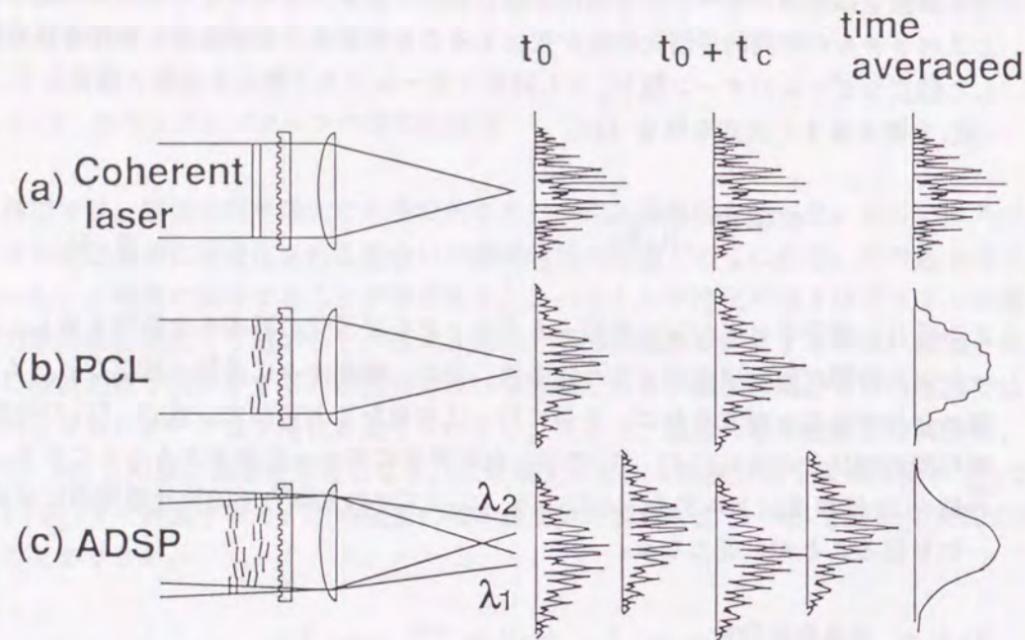


図3-12 ターゲット照射法概念図。

(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、 $d_{c\lambda}$  および  $d_c$  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。

$$d_{c\lambda} = \frac{D_w}{\sqrt{\alpha^2(1+\alpha_\lambda)}}, \quad d_c = \frac{D_w}{\alpha} \quad (3-53)$$

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、

$$\alpha_\lambda = \frac{D_w \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda}{1.2\lambda} \quad (3-54)$$

と表記できる。ここで、 $d\theta/d\lambda$  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  $\sigma$  は、

$$\sigma(\infty) = \sqrt{\frac{A_{c\lambda}}{A_w}} \quad (3-55)$$

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  $\sigma = 1.4\%$  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のように、波長角度分散を用いることで式 (3-51) の  $N_s$  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ck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。

### 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. Lehmburg 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 p 192.
- [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 p 115.
- [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.

## 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ck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ck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	○	×
Random Phase Plate	○	×
Echelon pair	○	×
Mode conversion of optical fiber	○	○
Broadband oscillator	×	○
E/O modulation	×	○
Self-phase modulation	×	○
Amplified Spontaneous Emission	○	○

○ : Possible    × : 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の間で任意に変えられる。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10 μJである。前置増幅列は4台の25 mm ロッド増幅器 (RA 25)、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10 mm) 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ck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ck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。

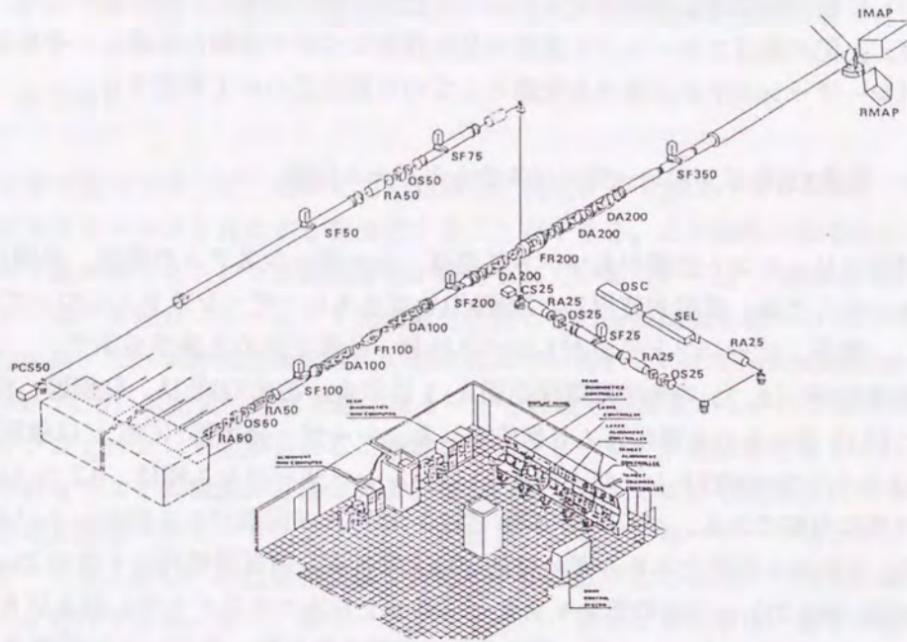


図4-1 激光XII号ガラスレーザーシステムの鳥瞰図。

- (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 (10 μJ/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 自然放出増幅光 [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 ( $L_c$ ) 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  $gL_c = 1$  が成立する。反転分布密度  $\Delta N$  を用いて表すと、

$$\Delta N \cdot L_c = \frac{1}{\sigma(\nu)} = \frac{8\pi\tau_{2R}}{\lambda^2 g_\nu(\nu)} \quad (4-1)$$

となる。ここで  $\sigma(\nu)$  は誘導放出断面積、 $\tau_{2R}$  は上準位の輻射放出寿命、 $g_\nu(\nu)$  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  $\tau_2$ 、 $\tau_1$  とすると定常状態における反転分布密度は、

$$\Delta N = \frac{N_0}{[1 + (I_p + I_n)/I_s]} \quad (4-2)$$

と示される。ここに、 $N_0 = \{(\tau_2 - \tau_1)/\phi\} R$ 、 $I_s = (h\nu/\sigma)\{\tau_2 + \tau_1(1 - 1/\phi)\} - 1$ 、 $\phi = \tau_{2R}/\tau_2$  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。

$$\frac{dI_p}{dx} = g(x)I_p + \rho(x)d\Omega \quad (4-3)$$

ここに  $g(x) = \Delta N(x)\sigma(\nu) - \gamma$  は損失  $\gamma$  を含んだ増幅係数、 $\rho(x) = N_2 h\nu / 4\pi\tau_{2R}$  は、 $\tau_1 \ll \tau_2$  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、

$$I_p = \int dx' \rho(x') d\Omega(x, x') \exp\left[\int g(x'') dx''\right] \quad (4-4)$$

を得る。 $d\Omega(x, x')$  は、 $x'$  から  $x$  における増幅断面積を見込む立体角である。 $I_n(x)$  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  $I_p(x)$ 、 $I_n(x)$  が求められる。

また ASE の発散角は、 $x=0 \sim (L-L_c)$  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に磷酸レーザーガラス (HOYA, LHG-8,  $\text{Nd}_2\text{O}_3 = 1.9\text{wt}\%$ ) 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。

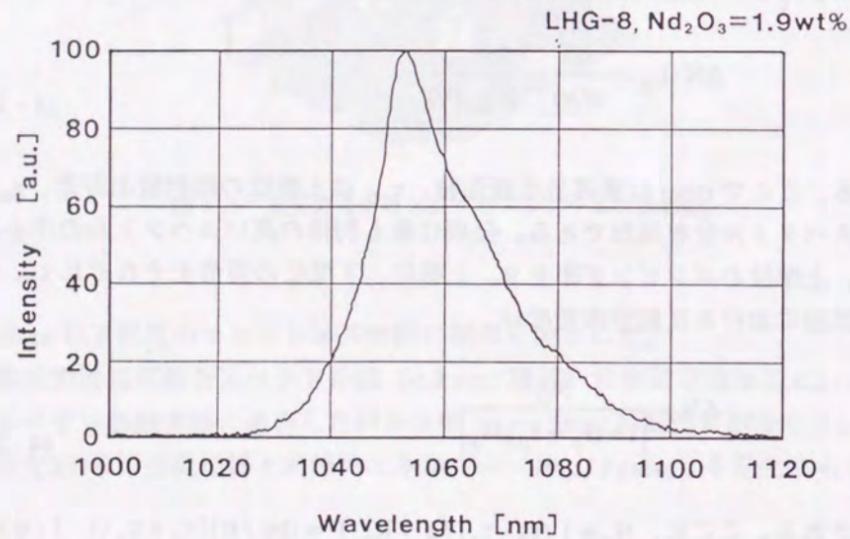


図4-2 ネオジウム磷酸レーザーガラスの蛍光スペクトル。  
スペクトルの半値全幅は 21.5 nm であった。

#### 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 磷酸レーザーガラス ( $\text{Nd}_2\text{O}_3 : 2\text{wt}\%$ ) 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

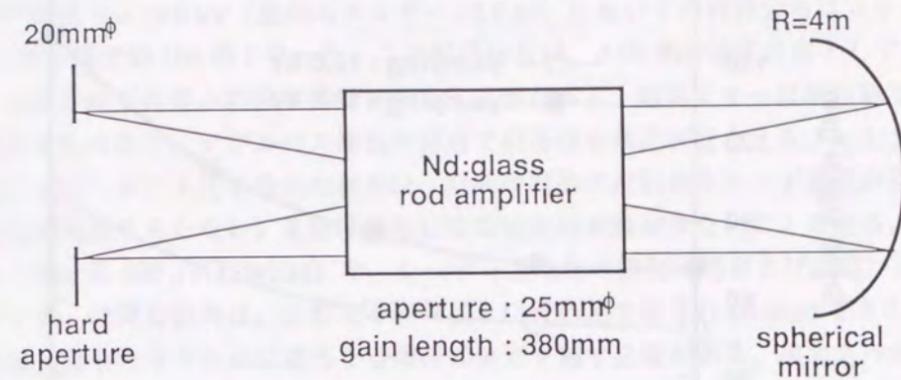


図4-3 ASE 発生器の構成図。

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

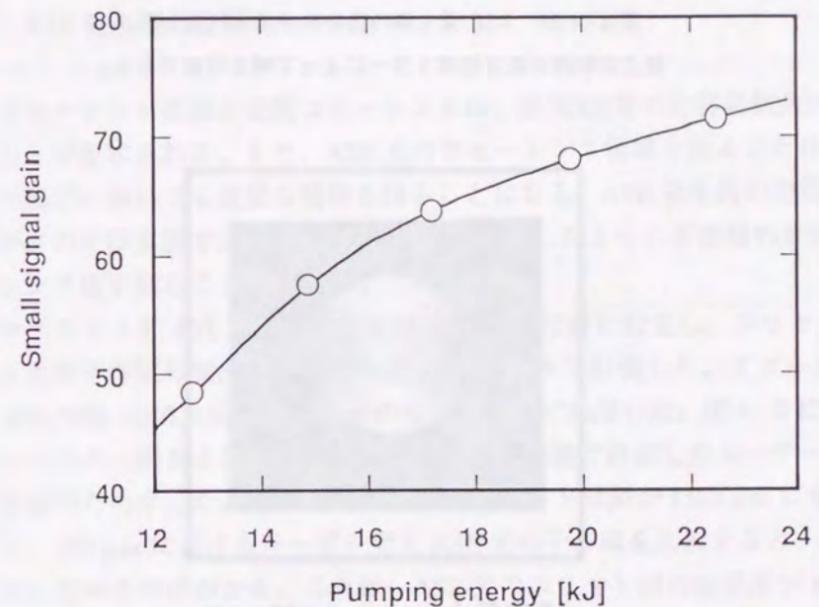


図4-4(a) ASE 発生器の小信号利得の励起エネルギー依存性。  
用いたレーザーガラスロッドは LHG-80 である。フラッシュランプの最小点灯電圧 12 kV (励起エネルギー 12.7 kJ) において 48 倍の小信号利得が得られる。

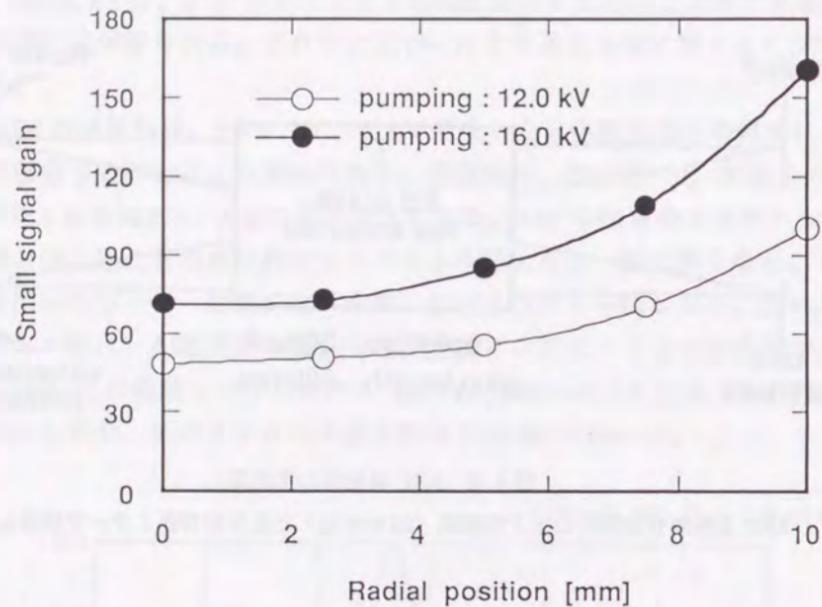
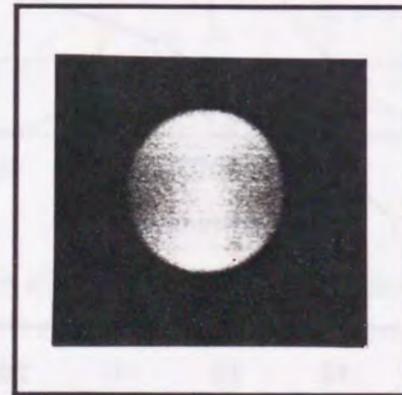


図4-4(b) ASE 発生器の径方向小信号利得分布。  
径方向利得分布は球面ミラーによって補正可能である。



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  $\mu$ s、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) における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、ダブルバ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  $\mu$ m 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  $\mu$ m になると消滅した。また、530  $\mu$ m 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  $\pi$  だけ変化したことを意味し [13]、間隔 530  $\mu$ m 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、

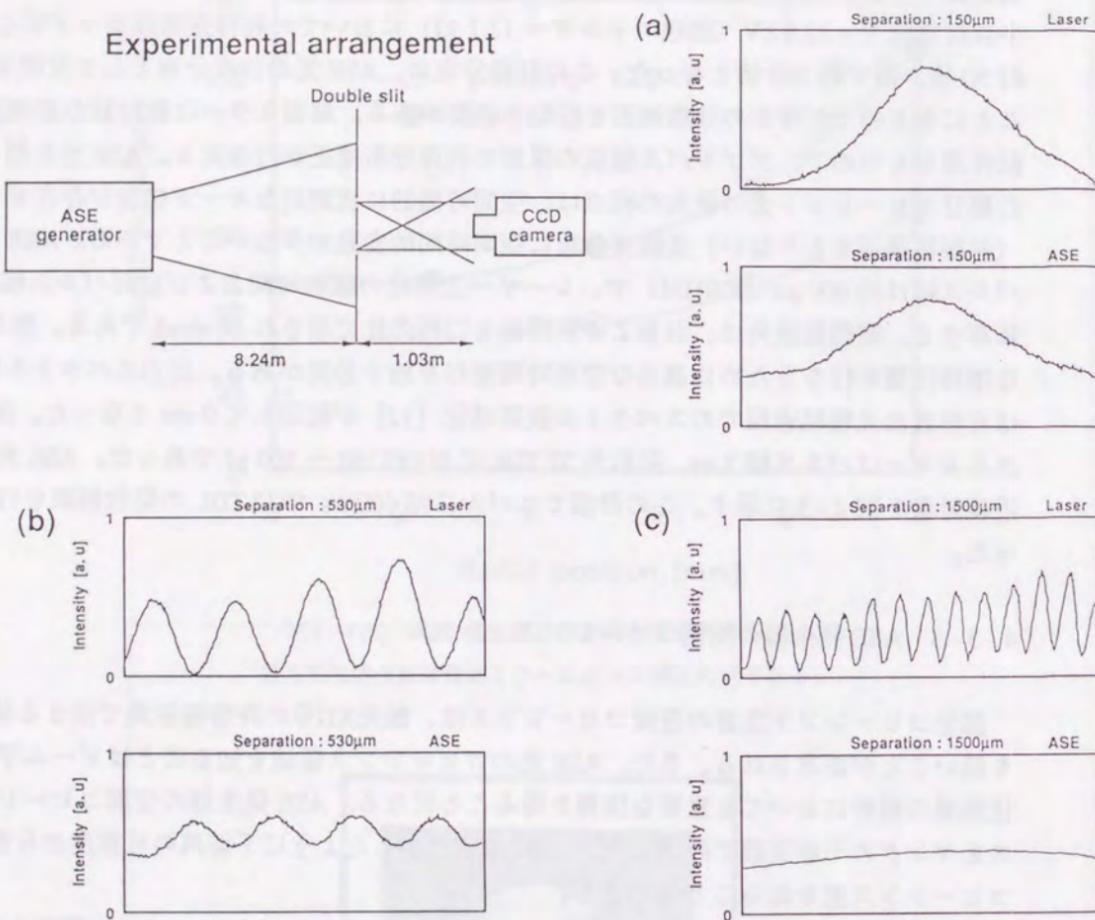
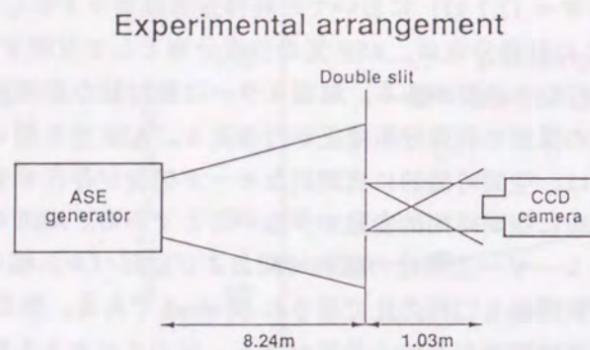


図4-6 ヤングの実験の計測配置と得られたASE光干渉パターンの1次元トレース。  
同配置で得られたレーザー光の結果も比較のため示した。スリット間隔は  
(a) : 150  $\mu\text{m}$ , (b) : 530  $\mu\text{m}$ , (c) : 1500  $\mu\text{m}$  である。

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  $A_c$  は  $0.06 \text{ mm}^2$  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]。

$$A_c = (\lambda z)^2 \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} I^2(\xi, \eta) d\xi d\eta}{\left[ \iint_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) d\xi d\eta \right]^2} \quad (4-5)$$

ここで  $I(\xi, \eta)$  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、

$$A_c = \frac{(\lambda z)^2}{A_w} \quad (4-6)$$

となる。 $A_w$  は光源の面積を示し  $A_w = \pi D_p^2 / 4$  である。 $D_p$  は式 (3-31) で  $S = 0.28 \text{ mm}$  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  $A_{HA}$  として図 4-8 に  $A_{HA} / A_c$  と ASE 発生器からの距離  $z$  の関係を示す。図から明らかのように、ASE 発生器は 32 TDL の許容発散角 ( $A_w / A_c = 1024$ ) 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

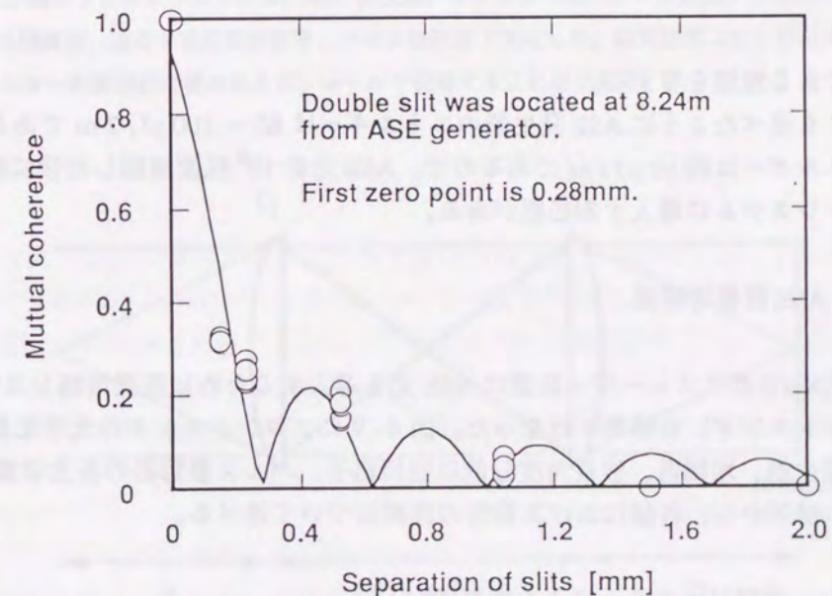


図4-7 相互コヒーレンス度とスリット間隔の関係。  
相互コヒーレンス度は sinc 関数型の振動を有し、ASE 光が一様な強度分布をもつことを示唆する。

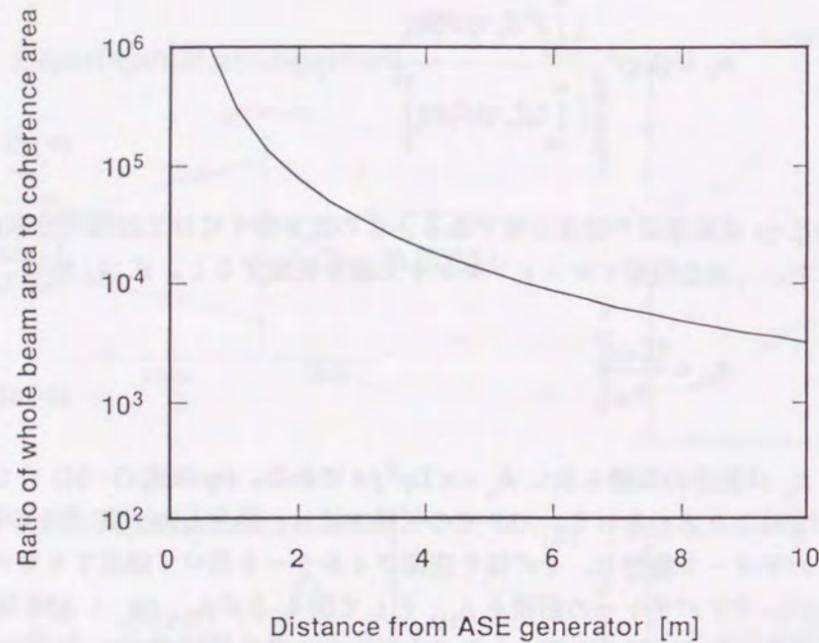


図4-8 コヒーレンス領域とASE発生器からの距離の関係。

ASE光は激光XII号の開口制限(約 $10^3$ )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 $60 \sim 100 \text{ pJ}/2 \text{ ns}$ である。主発振器のエネルギーは約 $10 \mu\text{J}/\text{ns}$ であるので、ASE光を $10^6$ 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前置増幅部

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

まず、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

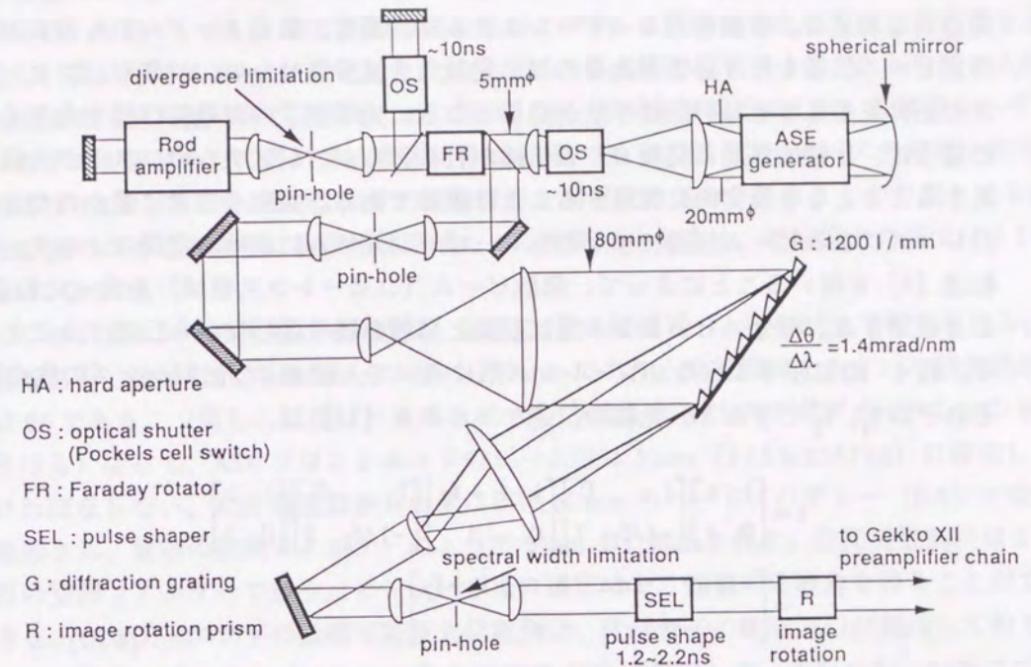


図4-9 ASEフロントエンドシステムの光学配置図。

ASEフロントエンドシステムは、ASE発生器、ファラデーローター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。

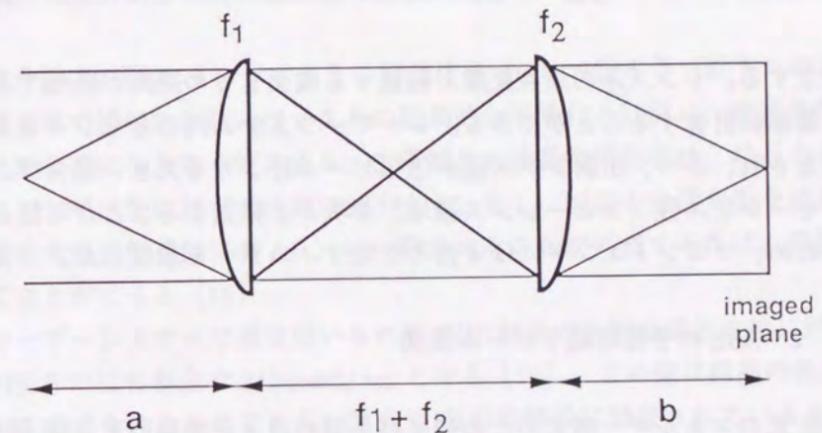


図4-10 空間フィルターによる像転送の概念を用いた部分コヒーレント光の伝播。

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ため、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  $f_1$ 、 $f_2$  とすると、光線の伝達マトリクス [15] は、

$$t = \begin{bmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_1+f_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & b \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} -1/m & -ma-b/m+f_1+f_2 \\ 0 & -m \end{bmatrix} \quad (4-7)$$

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、

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

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)、ポッケルセルによる光シャッター (OS)、 $\lambda/4$ 板および口径25mm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10nsに設定した。 $\lambda/4$ 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  $1.2 \times 10^6$  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2.1nm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行う) 従って、ASEフロントエンドのビーム径は5mm ( $3/2 \times 320/96$ ) 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50TDLである。従って、ピンホール径は50TDL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  $1/50^2$  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。ここでのアポダ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 ( $50 \times 2/3 = 32$  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 ( $d\theta/d\lambda$ ) 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  $d\theta/d\lambda$  は、TYPE II の位相整合で  $210 \mu\text{rad}/\text{nm}$  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350mm、厚さ20mm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  $d\theta/d\lambda$  はNd:YAG ( $\lambda = 1052 \text{ nm}$ ) と

Nd:YLF ( $\lambda = 1053 \text{ nm}$ ) の2台の発振器を用いた計測により  $239 \mu\text{rad}/\text{nm}$  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  $150 \times 100 \text{ mm}$  のブレード型で分散特性は  $1.4 \text{ mrad}/\text{nm}$  であった (分散特性の計測方法は次項に示す)。従って、回折格子上的のビーム径を激光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  $d\theta/d\lambda$  には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  $80 \text{ mm}$  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  $5 \text{ mm}$  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  $0.8 \text{ nm}$  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

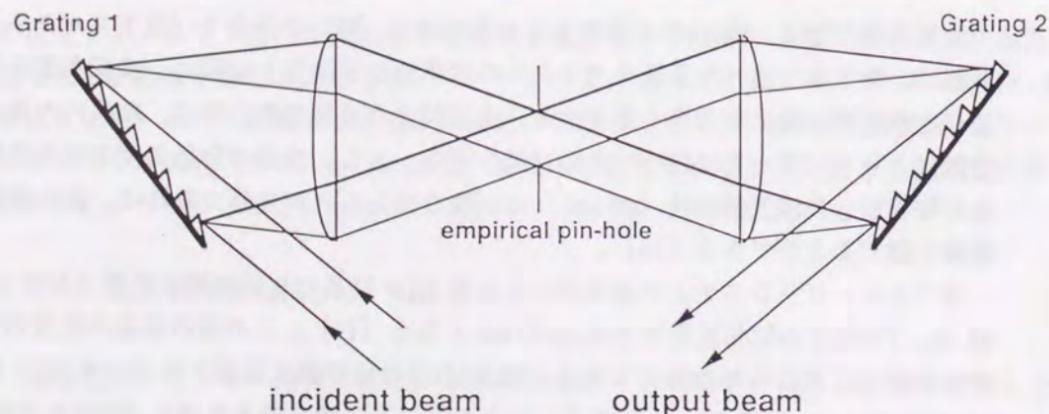


図4-11 回折格子対による ASE 光スペクトル幅制御の光学配置図。

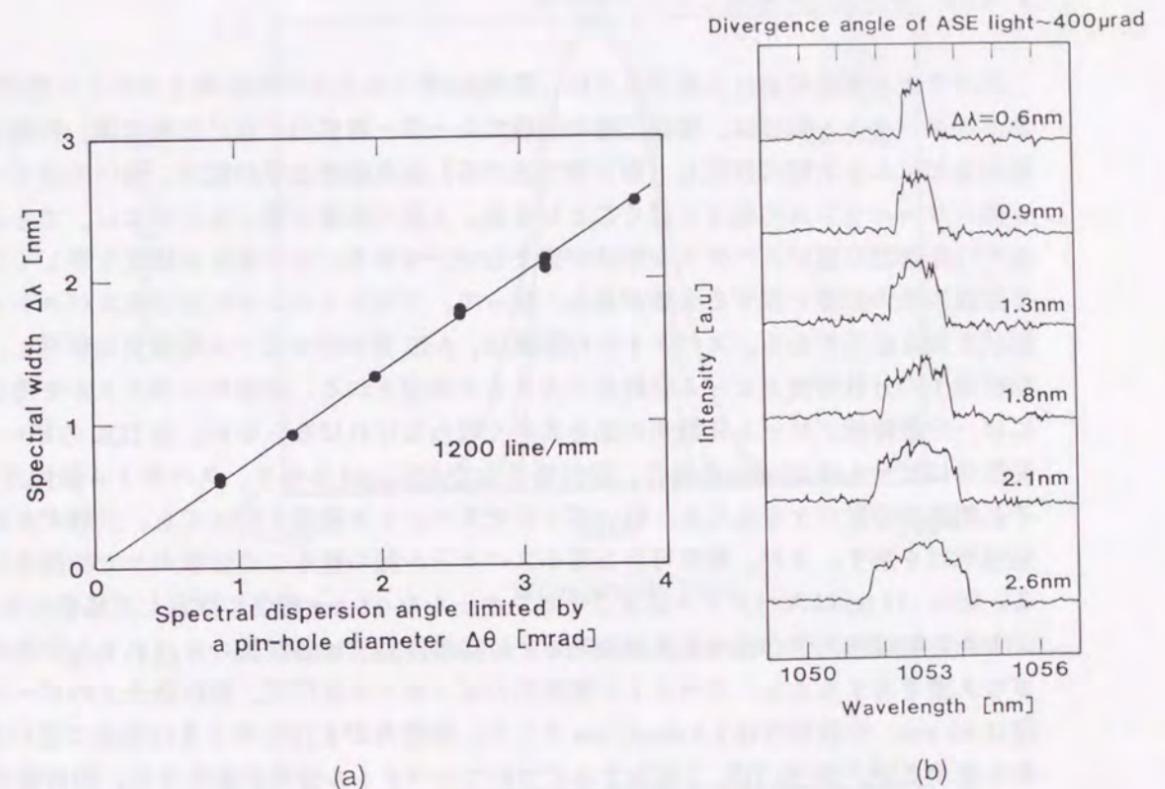


図4-12 回折格子対によるスペクトル制御結果。

- (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  $0.6 \sim 2.6 \text{ nm}$  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 ( $f = 1600 \text{ mm}$ ) 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  $32 \text{ TDL}$ 、スペクトル幅は  $2.1 \text{ nm}$  であり、回折格子上的のビーム径は  $100 \text{ mm}$  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  $\Delta\lambda = 0.71 \Delta\theta$  となった。したがって分散特性は、 $1.40 \text{ mrad}/\text{nm}$  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。

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、できるだけ矩形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 80 mm の場合、回折格子上で 500  $\mu$ rad 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

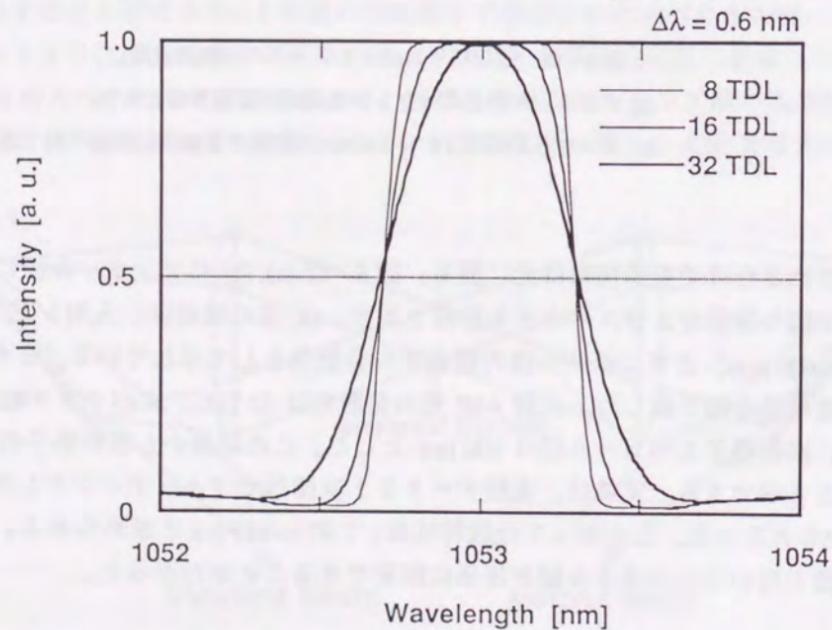


図 4-13 (a) ピンホール径を 0.6 nm 相当の大きさに設定したときのスペクトル形状発散角依存性。

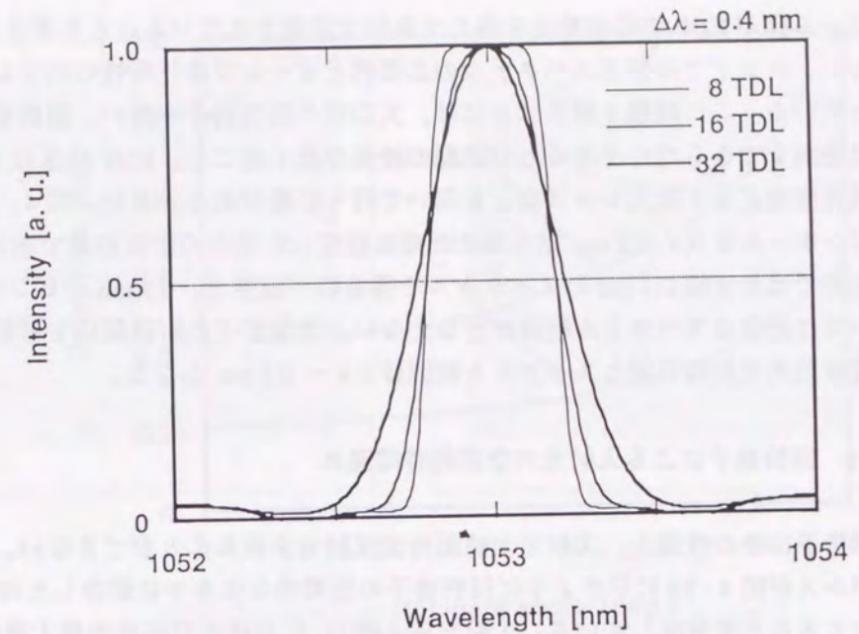


図 4-13 (b) ピンホール径を 0.4 nm 相当の大きさに設定したときのスペクトル形状発散角依存性。

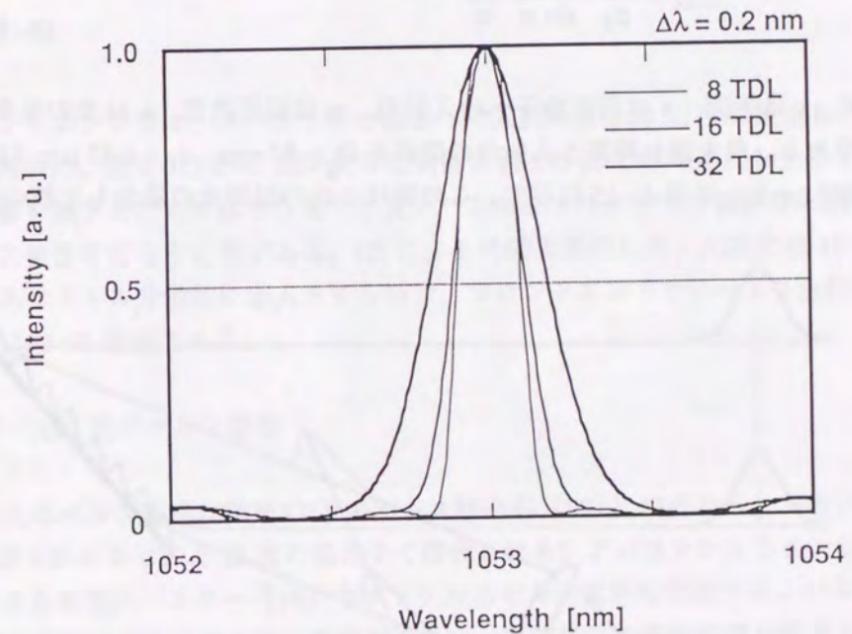


図 4-13 (c) ピンホール径を 0.2 nm 相当の大きさに設定したときのスペクトル形状発散角依存性。

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和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、回折格子上的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、ピンホールを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  $D_g$  における回折光の最大遅れ時間は、次式で与えられる。

$$t_{\max} = \frac{m\lambda}{d_g} \cdot \frac{1}{\sin \alpha} \cdot \frac{D_g}{c} \quad (4-9)$$

ここに、 $c$ は光速、 $\alpha$ は回折格子への入射角、 $m$ は回折次数、 $\lambda$ は光の波長、 $d_g$ は格子定数である。最大遅れ時間と入射角の関係を  $D_g = 80 \text{ mm}$ 、 $d_g = 8.33 \mu\text{m}$  (1200本/mm)、 $\lambda = 1053 \text{ nm}$ 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

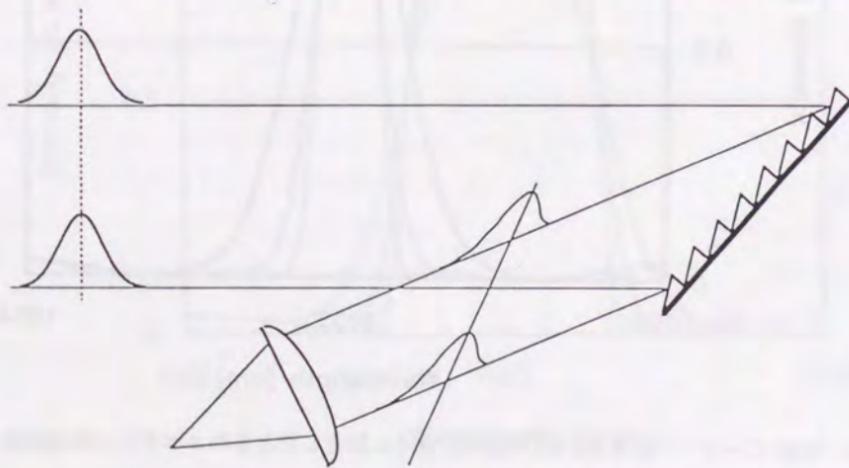


図4-14 回折格子による入射光の空間的時間遅れ。

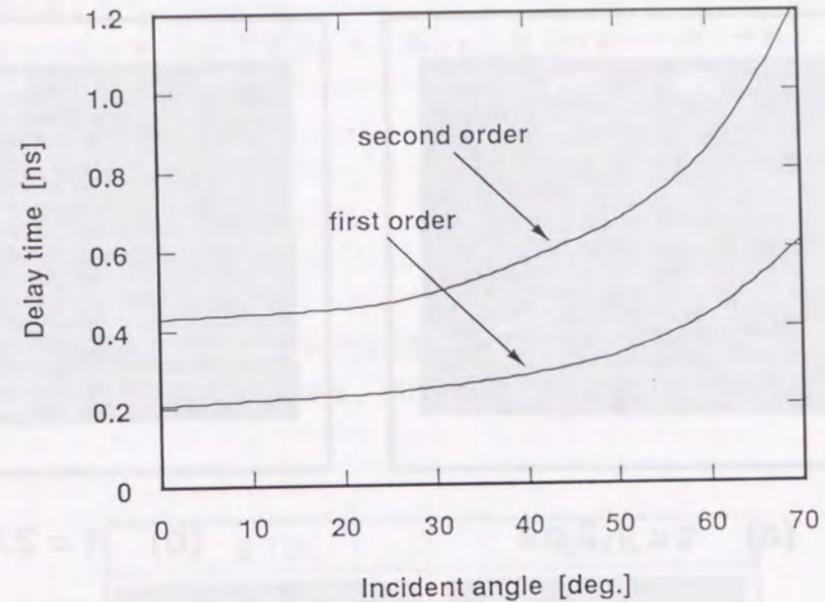


図4-15 最大遅れ時間と回折格子入射角の関係。

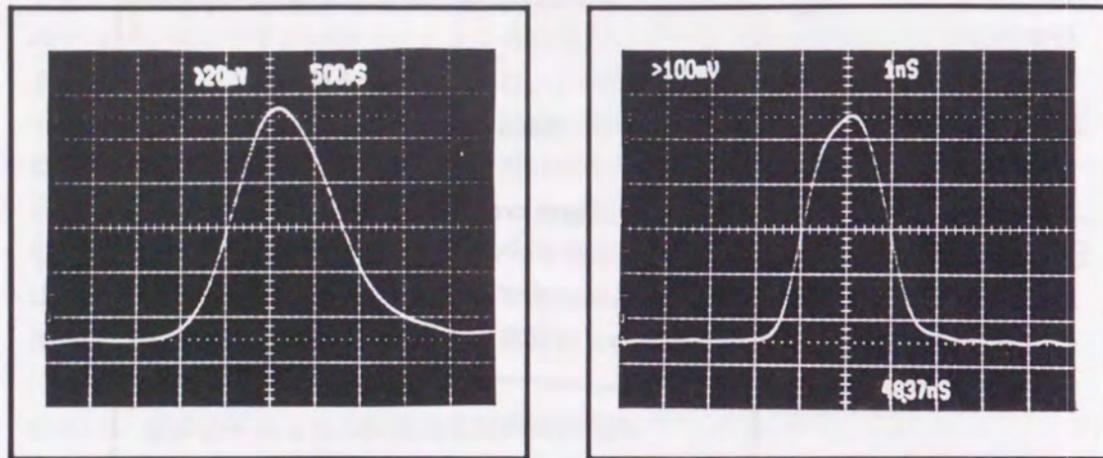
ASE光の回折格子入射角は50度であるため、出射パルスは最大370 psの時間遅れが生じる。

いる。

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370 psの時間遅れを生じさせられる。この影響を減らす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台のポッケルスセルと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ため、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。ポツ



(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。

パ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 ~ 30  $\mu\text{J}$ 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、像回転用ドーププリズム(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 ~ 30 $\mu\text{J}$
パルス幅	> 1.2 ns
ビーム発散角	< 50 TDL
スペクトル幅	< 0.8 nm (波長角度分散)

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。

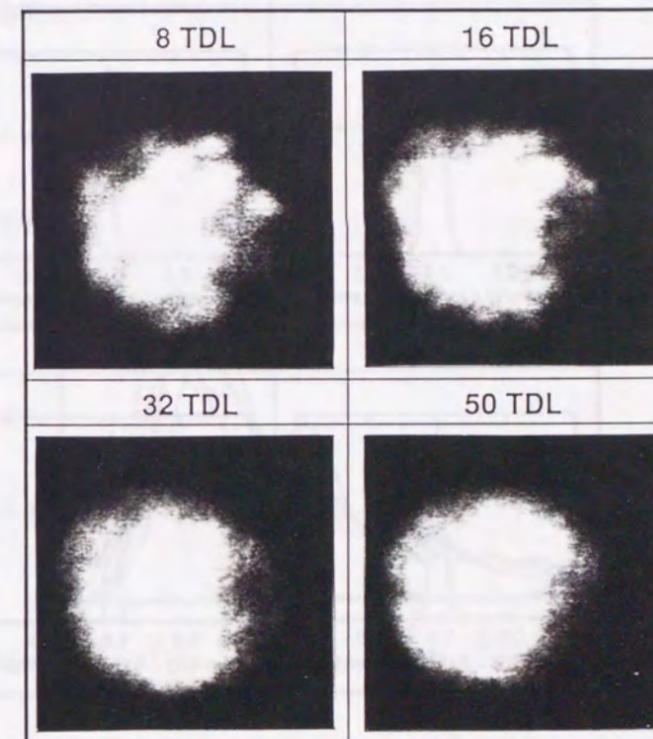


図4-17 ASE光の近視野像。

ビーム発散角の増加とともにパターンが均一化される。

#### 4-4-9 ASE光の近視野像

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とともに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  $\sigma = 6.0\%$  になった。

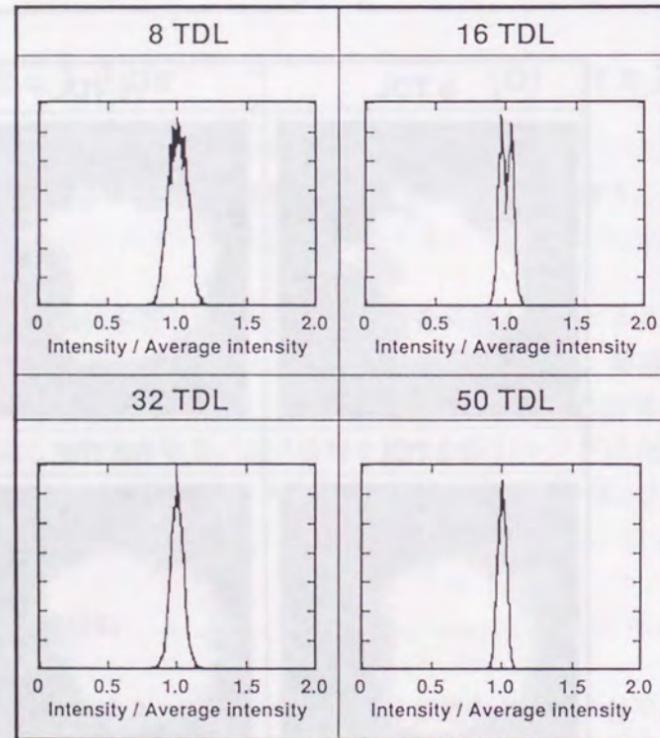


図 4-18 近視野像強度分布の確率密度。

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。

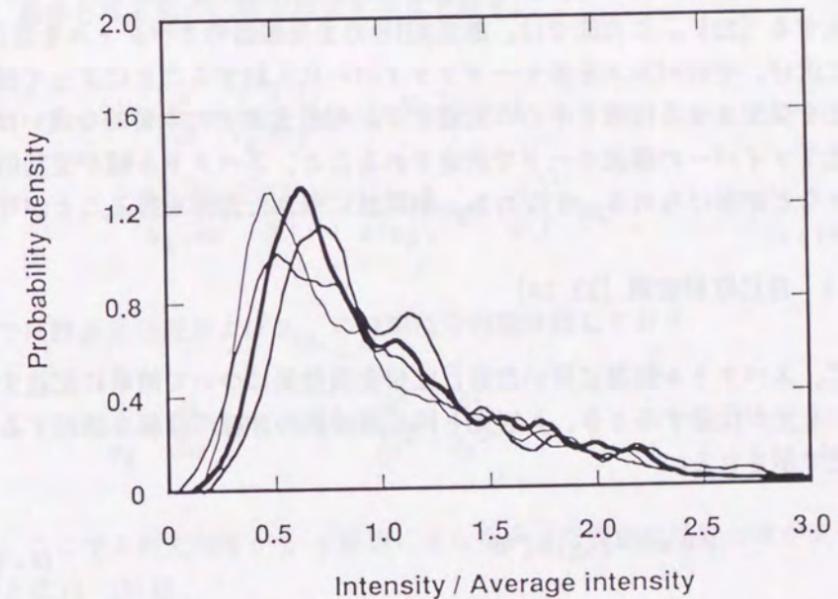


図 4-19 ASE 光のエルゴード性評価。

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。

#### 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ck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ck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、そのパルスが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]

まず、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。

$$P = \epsilon E + \epsilon_{NL} |E|^2 E \quad (4-10)$$

ここで、 $\epsilon$ ,  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_{NL}$  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。 $\epsilon_{NL}$  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  $\epsilon_{NL}$  の関係は、

$$\Delta n = \frac{\epsilon_{NL}}{2n_0\epsilon_0} \quad (4-11)$$

である。 $\Delta n |E|^2$  を  $|E|^2$  で展開したときの 1 次の項を  $\delta n$  と書き、

$$\delta n = n_2 \langle |E|^2 \rangle = \frac{1}{2} n_2 |E(r,t)|^2 \quad (4-12)$$

の形で光カー効果によって生じる非線形屈折率  $n_2$  を定義する。ここで電界  $E$  を

$$E(r,t) = \text{Re} E(r,t) \exp[-j(\omega_0 t + k_0 z)] \quad (4-13)$$

とすると、以上の定義により非線形分極  $P_{NL}$  は

$$P_{NL} = \epsilon_0 n_0 n_2 |E(r,t)|^2 E(r,t) \quad (4-14)$$

となる。

次に、基本となる光の伝播方程式を次式で表す。

$$\begin{aligned} & 2ik_0 \left( \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) E(r,t) + \nabla_T^2 E(r,t) \\ &= -\frac{k_0}{v_g} \frac{\partial v_g}{\partial \omega} \frac{\partial^2 E(r,t)}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \left( \omega_0 + i \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 P_{NL} \end{aligned} \quad (4-15)$$

この式では群速度分散および  $P_{NL}$  の時間積分の項は残しており、

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\partial k}{\partial \omega}, \quad \nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (4-16)$$

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、

$$2ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{\omega_0^2}{c^2 \epsilon_0} P_{NL} \quad (4-17)$$

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  $P_{NL}$  を使うと、 $\epsilon(z,t)$  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  $\delta n$  が短時間に生ずると、それとともに電界  $E$  の

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  $\Delta\omega(t)$  は次式で表される。

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

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  $n_2$  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 of 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  $\mu$ J 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 9  $\mu$ m、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プが入射電界強度 (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  $\mu$ J 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  $\mu$ J) にすると波長 1.1  $\mu$ m 付近に SRS による Stokes 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  $\mu$ J 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]。

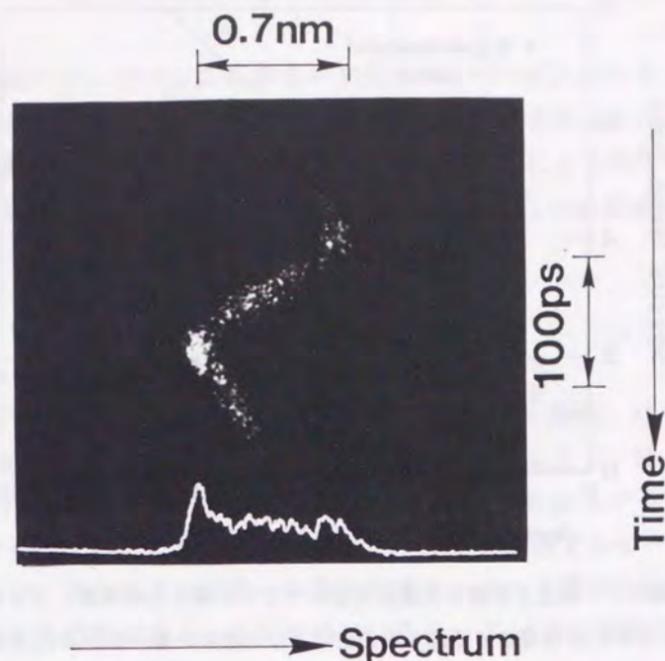


図 4-20 単一モード光ファイバー中での自己位相変調によって得られた周波数チャープパルス。

$$\Delta\lambda = \left( 7.05\sqrt{3} \frac{\lambda^2}{9\pi\tau_0 c} \right) G$$

$$G = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{8\pi P \cdot 10^7 n_2}{2nc A_{\text{eff}}} \quad (4-19)$$

ここで、 $\tau_0$  はレーザーパルス幅、 $c$  は光速、 $L$  はファイバー長、 $\lambda$  はレーザー波長、 $P$  はレーザーパルスのピーク強度、 $n_2$  は非線形屈折率 (シリカ系ファイバーの場合  $1.1 \times 10^{-13}$  である)、 $n$  はファイバーコア屈折率、 $A_{\text{eff}}$  はコアの有効断面積でありコア径を  $D_c$  とすると  $A_{\text{eff}} = 1.26 \pi D_c^2 / 4$  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  $\Delta\lambda$  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]、

$$P_c = 30 \frac{A_{\text{eff}}}{g_r L} \quad (4-20)$$

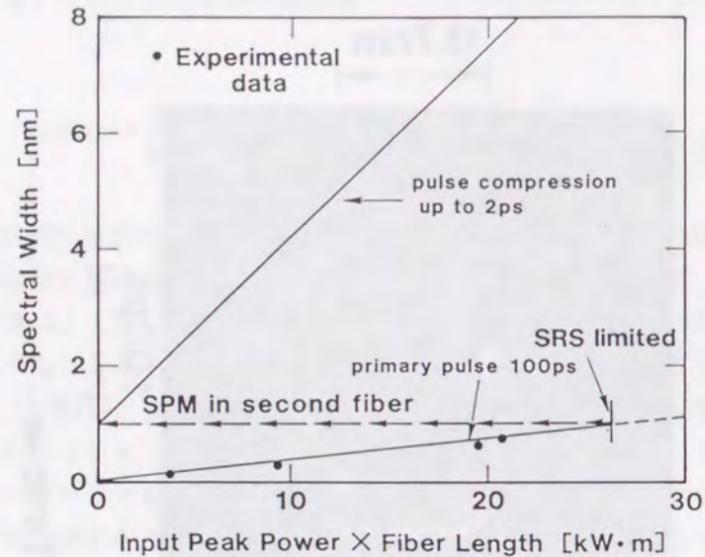


図4-21 誘導ラマン散乱を考慮した達成可能スペクトル幅と入射強度、ファイバー長の関係。  
光パルスを2 ps程度まで圧縮することにより2段目の単一モード光ファイバーで  
誘導ラマン散乱しきい値以前に8 nm以上のスペクトル幅が得られる。

と示される。ここで、 $g_r$  はラマン利得係数であり、シリカ系ファイバーでは  $0.92 \times 10^{11}$  cm/W となる。SRS は入射エネルギー 8.4  $\mu$ J で観測可能となった。結合効率が 60% であるので 5.04  $\mu$ J (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  $P_c = 52.3$  kW が得られ、実験結果とはほぼ一致する。

上記議論から明らかなように、 $\Delta\lambda$  と  $P_c$  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  $\tau_0$  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 $\times$ 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、

$$t_d = \frac{nL_M}{c} \left( \frac{1}{\cos\theta} - 1 \right) \gg \tau_0 \quad (4-21)$$

である。ここで  $n$ 、 $c$ 、 $\tau_0$ 、 $L_M$  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。 $\theta$  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  $t_d = 45 \times L_M$  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ck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  $\tau_M$  が次式を満足すればよい。

$$\Delta\tau_M = \tau_M - \tau_{M-1} \gg t_c \quad (4-22)$$

ここで、 $\tau_M$  は群速度を用いて次のように表すことができる [28]。

$$\begin{aligned} \tau_M &= \frac{L_M}{c} \frac{\partial\beta}{\partial k_0} \\ &= \frac{L_M N_1}{c} \frac{1 + \delta \left( 1 + \frac{\epsilon}{4} \right) \left[ b - 1 + \frac{d(Vb)}{dV} - 1 \right]}{\sqrt{1 + 2\delta(b-1)}} \end{aligned} \quad (4-23)$$

ここに、

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

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  $M_{\max}$  は、ファイバーコア半径  $a$  と開口数を用いて、

$$M_{\max} = [4a \cdot (N.A.) / \lambda] - 1 \quad (4-24)$$

と表される。コア半径を  $50 \mu\text{m}$ 、 $N.A. = 0.2$ 、 $\lambda = 1053 \text{ nm}$  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、 $L_M = 100 \text{ m}$  のとき  $\Delta\tau_{37} \approx 130 \text{ ps}$ 、 $\Delta\tau_{18} \approx 110 \text{ ps}$ 、 $\Delta\tau_2 \approx 20 \text{ ps}$  となり、多モードファイバー入力光のスペクトル広がりには式(4-22)より約  $0.2 \text{ nm}$  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  $t_c$  を  $\tau_0$  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  $t_c = \tau_0$  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  $0.5 \text{ nm}$  に調整し、回折格子対 (1800 本/mm : 格子対の間隔  $2.5 \text{ m}$ ) を用いて約  $15 \text{ ps}$  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 段目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  $25 \text{ cm}$  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。入射エネルギーの変により連続的に  $0.7 \sim 2.5 \text{ nm}$  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、 $32 \text{ TDL}$  であるので  $100 \mu\text{m}$  以上のコア径を選択する必要がある。

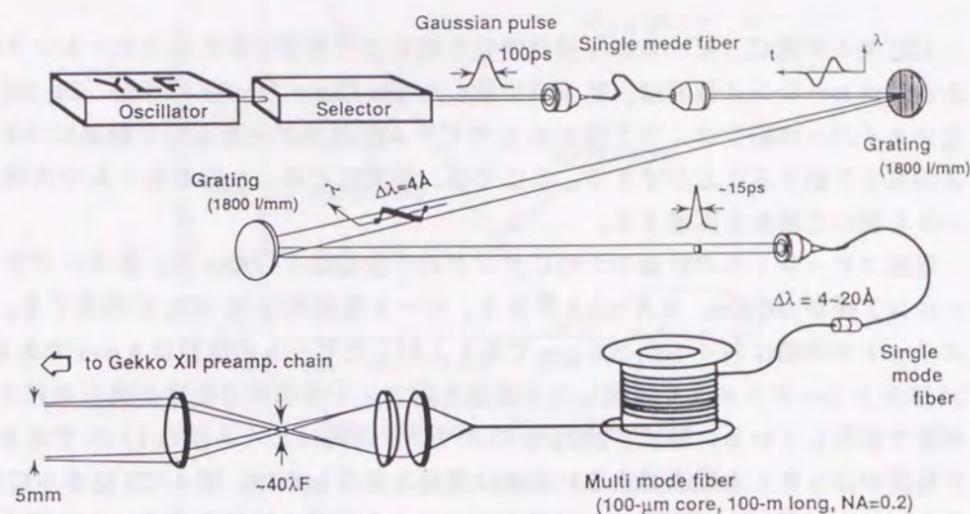


図4-22 光ファイバーによる部分コヒーレント光の発生。

周波数チャープパルスを  $15 \text{ ps}$  まで圧縮してから 2 段目の単一モード光ファイバー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。

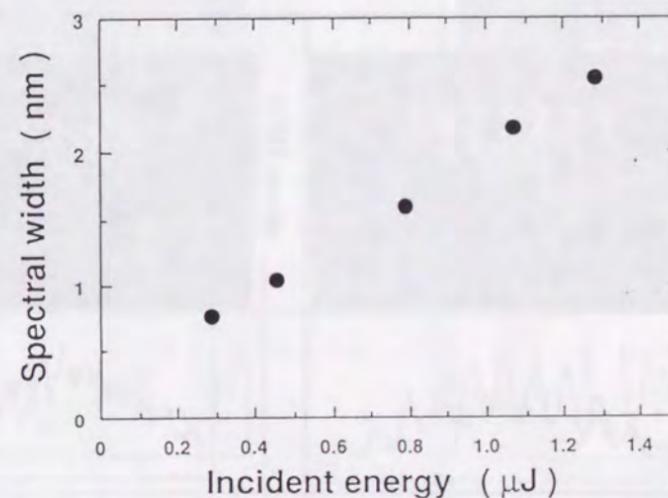


図4-23 2 段目の単一モード光ファイバーで得られるスペクトル幅と入力強度の関係。  
15 ps のパルス入力で最大  $2.54 \text{ nm}$  が得られた。

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測することができる。ここでは、現実にも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  $100\ \mu\text{m}$ 、 $\text{N.A} = 0.2$  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  $120, 200\ \mu\text{m}$  であり入射したビームの直径は  $6\ \text{mm}$  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、 $200\ \mu\text{m}$  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  $18.1\ \text{mm}$  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  $39\ F\lambda$  ( $32\ \text{TDL}$ ) 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 との良好一致を示した [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

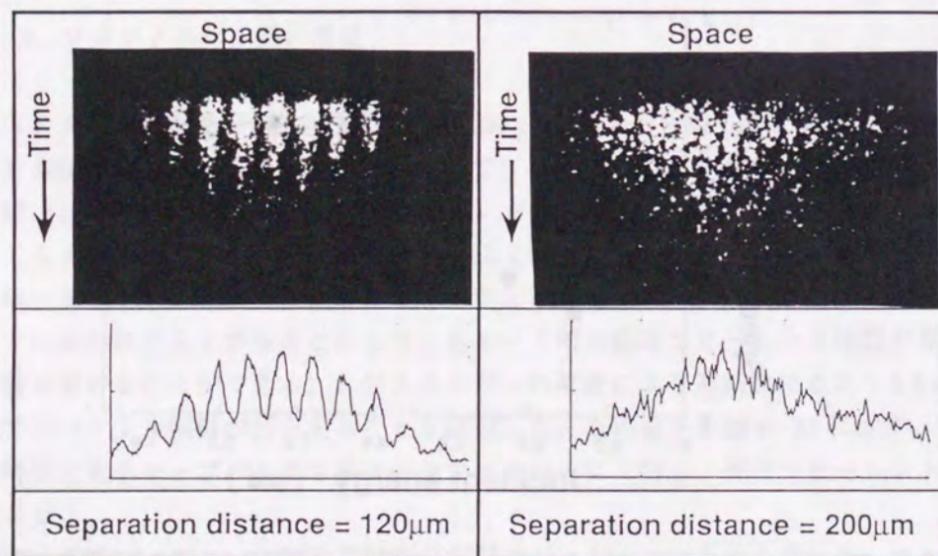


図 4-24 ヤングの実験で観測した干渉縞。  
スリット間隔  $200\ \mu\text{m}$  では干渉縞はほぼ消滅した。

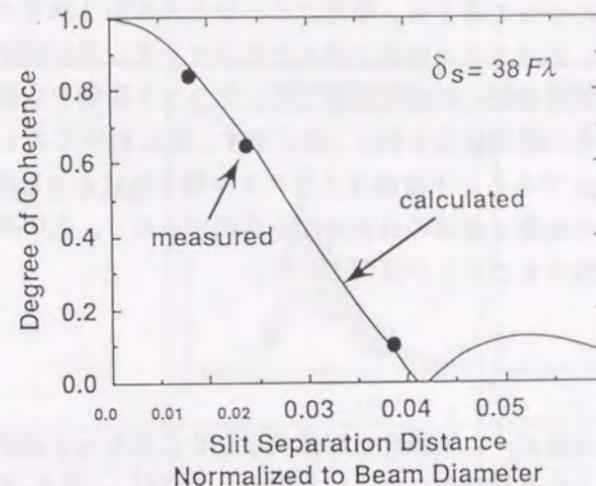


図 4-25 コヒーレンス度とスリット間隔の関係。  
実験結果は理論計算結果と良く一致しており、多モード光ファイバーで空間インコヒーレンス化が達成されることがわかった。

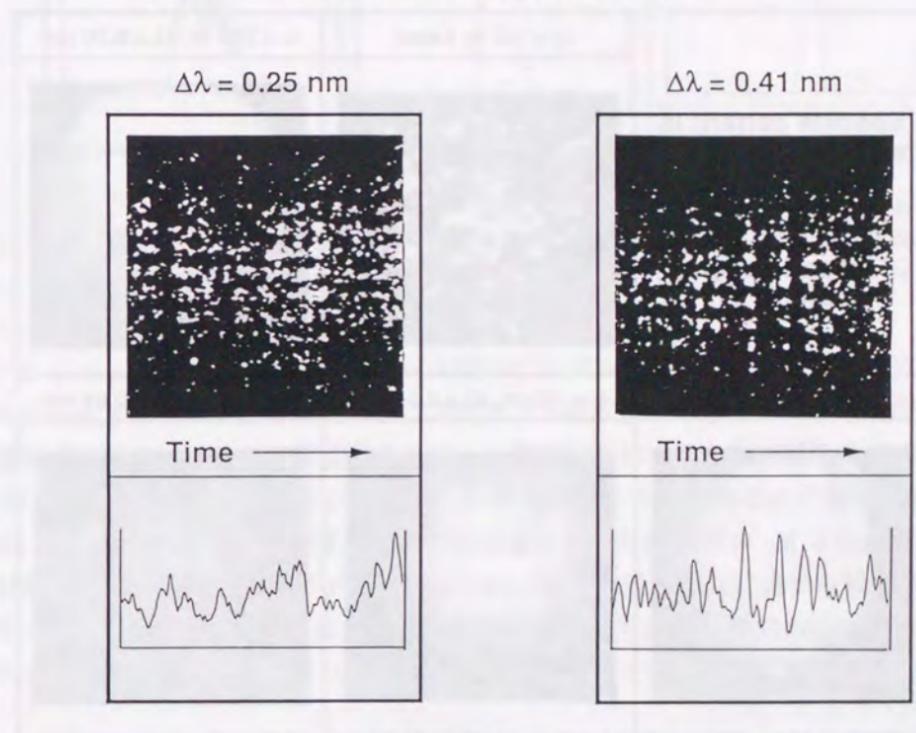


図 4-26 干渉縞継続時間の計測 (時間コヒーレンスの測定)。  
干渉縞の継続時間は広いスペクトル幅の場合に短くなる。

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100 ps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射出パターンを示す。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

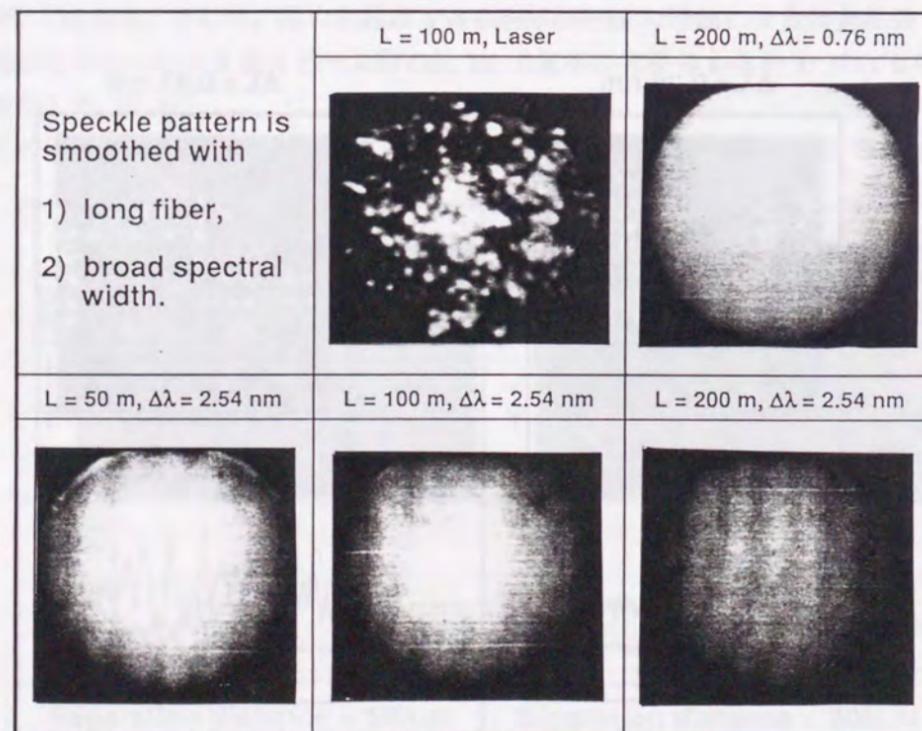


図4-27 多モードファイバー射出パターン。

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。

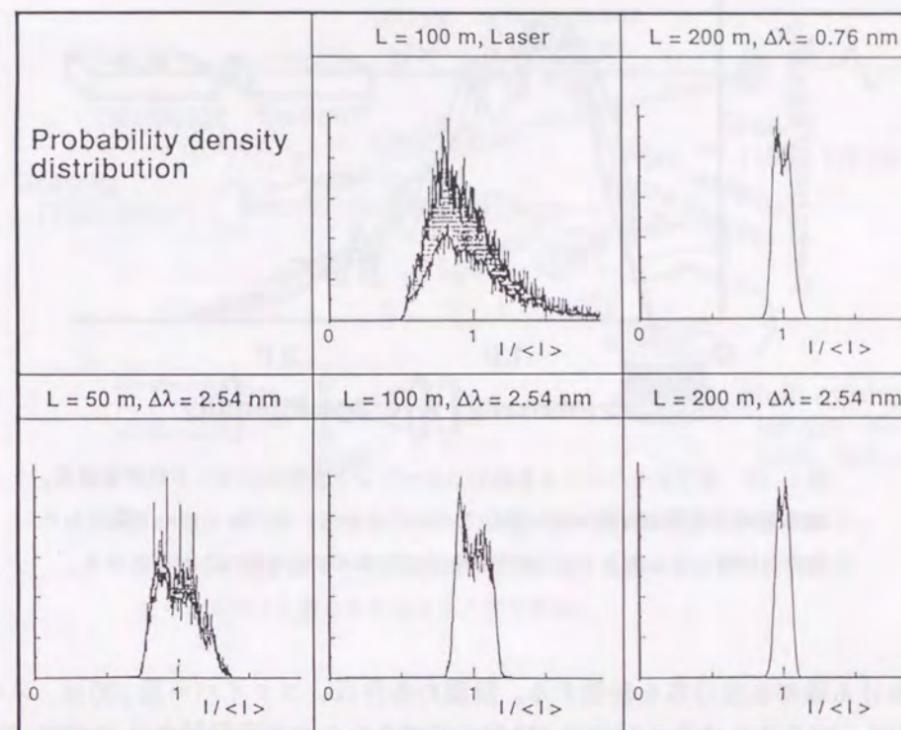


図4-28 ファイバー射出パターン強度の確率密度分布。

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ck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ck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

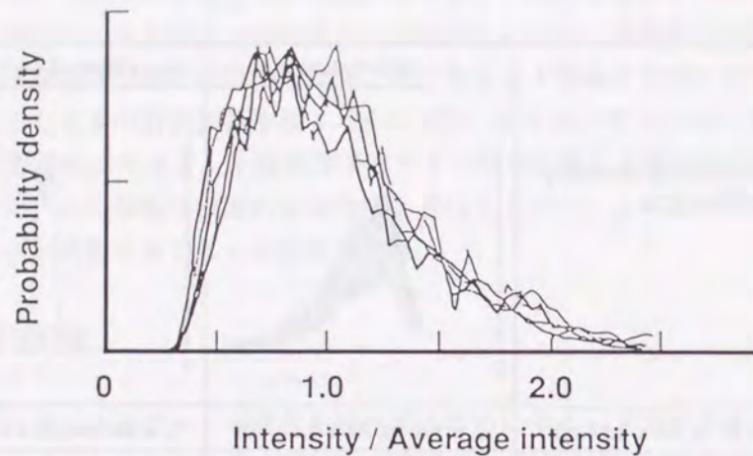


図4-29 光ファイバーによる部分コヒーレント光のエルゴード性評価結果。  
確率密度分布形状が時々刻々変化しないことから、光ファイバーで発生した部分コヒーレント光も ASE 光と同様にエルゴード性をもつことがわかる。

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 100 m、スペクトル幅 0.76 nm である。また、コア径が 100  $\mu\text{m}$  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、立ち下がりが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

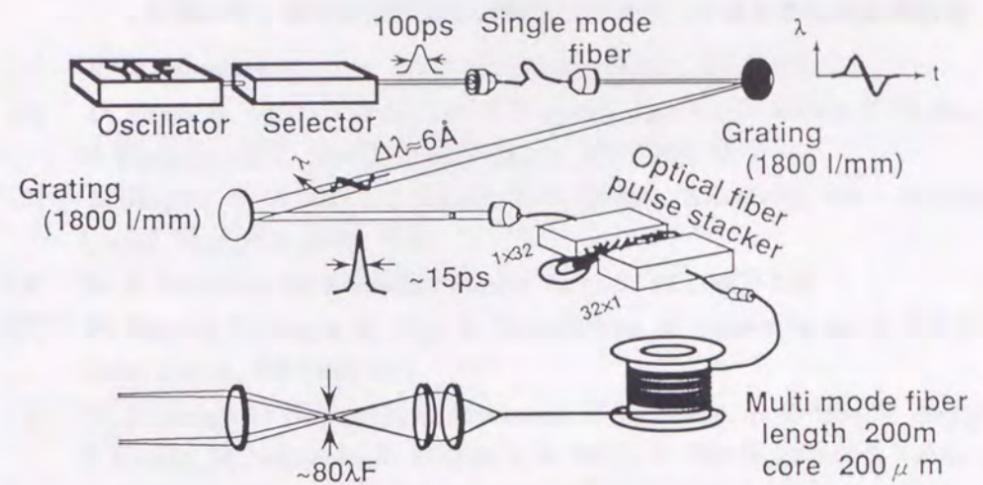


図4-30 多モード光ファイバーの分岐/合成による平滑化特性の向上。  
多モード光ファイバーの分岐/合成を行うことにより、瞬時に独立なビーム束を多く重ね合わせることができる。

-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

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. Ayril, 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. Tomlinson, IEEE J. Quantum Electron., **QE-22** (1986) 682.
- [27] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, J. Opt. Soc. Am., **1** (1984) 139.
- [28] 伊賀健一、国分泰雄 「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) .

## 第5章 部分コヒーレント光の増幅伝播

### 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事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。

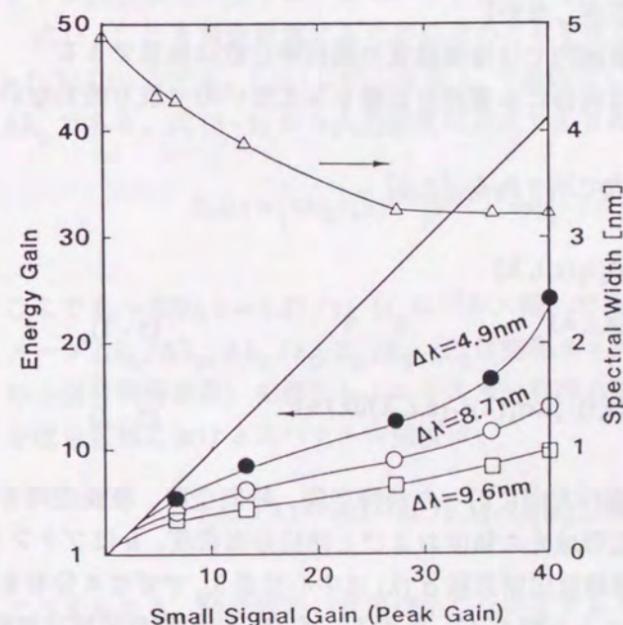


図5-1 エネルギー利得減少とスペクトル狭帯域化。  
広いスペクトル幅の入射でエネルギー利得は減少し、小信号利得を増加させるとスペクトル幅は狭帯域化する。スペクトル特性は $\Delta\lambda = 4.9$  nm入射の場合のみを示している。

ASE 発生器のスペクトル幅を調整し、磷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  $\mu$ s、エネルギーは約 1.4  $\mu$ J 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。スペクトル幅が広が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]。

$$\left(\frac{n}{c}\right)\partial_t i_1(z,t,\lambda) + \partial_z i_1(z,t,\lambda) = \sigma_s(\lambda)N_2(z,t)i_1(z,t,\lambda) \quad (5-1)$$

$$\partial_t N_2(z,t) = -N_2(z,t) \cdot \int \lambda \sigma_s(\lambda) i_1(z,t,\lambda) d\lambda / hc \quad (5-2)$$

ここで  $z, t, \lambda$  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。 $i_1(z, t, \lambda)$  と  $N_2(z, t, \lambda)$  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  $\sigma_s(\lambda)$  は中心波長  $\lambda_0$  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  $\Delta\lambda_F$  とする。式 (5-2) の積分領域は増幅媒

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  $N_2(z, 0) = N_{20}$ ,  $i_1(z, 0, \lambda) = 0$ ,  $i_1(0, t, \lambda) = i_0(t, \lambda)$  とすると光パルス全体の強度は、

$$I(z,t) = \int i_1(z,t,\lambda) d\lambda \quad (5-3)$$

スペクトルエネルギー密度は

$$e(z,\lambda) = \int_0^\infty i_1(z,t,\lambda) dt \quad (5-4)$$

全エネルギー密度は

$$E(z) = \int e(z,\lambda) d\lambda \quad (5-5)$$

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  $\eta = (\Delta\lambda_0 - \Delta\lambda_L)/\Delta\lambda_0$  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、 $\Delta\lambda_L$  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  $\Delta\lambda_0 > \Delta\lambda_L$  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  $i_0(t, \lambda) = f_0(\lambda) I_0(t)$  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  $\Delta\lambda_0$  である。式 (5-3) から入力強度は次式で表される。

$$I_0(t) = \left[4E_0/(\pi)^{1/2}\right] b^{3/2} t^2 \exp(-bt^2) \quad (5-6)$$

ここで  $E_0 = E(0)$ ,  $b = 1.37/\tau_p$  ( $\tau_p$  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),  $g_0 L$  ( $g_0$  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、

$$i_1(L,t,\lambda) = i_0(t - nL/c, \lambda) \exp[\sigma_s(\lambda)N_{20}L] \quad (5-7)$$

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、

$$e(L, \lambda) = E_0 f_0(\lambda) \exp[\sigma_s(\lambda) N_{20} L] \quad (5-8)$$

となる。式(5-5), (5-8)を用いるとエネルギー利得は、

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

で示される。増幅器透過後のスペクトル半値全幅を  $\Delta\lambda_L$  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。

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

式(5-8), (5-10)から出力スペクトル特性は、

$$\Delta\lambda_L = \Delta\lambda_0 [1 + (\Delta\lambda_0 / \Delta\lambda_F)^2 g_0 L]^{-1/2} \quad (5-11)$$

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、

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

と示すことができる。ここで、 $f(z, \lambda)$ は規格化した光スペクトル分布、 $I(z, t)$ は、光パルスの強度である。式(5-12)を(5-1, 2)に代入し、 $(\Delta\lambda_0 / \lambda_0)^2 \ll 1$ の条件を考慮すると、

$$\left(\frac{n}{c}\right) \partial_t I(z, t) + \partial_z I(z, t) = \sigma_s(z) N_2(z, t) I(z, t) \quad (5-13)$$

$$\partial_t N_2(z, t) = -\bar{\sigma}_s(z) N_2(z, t) \cdot I(z, t) / h\nu_0 \quad (5-14)$$

ここで、

$$\bar{\sigma}_s(z) = \frac{\int \sigma_s(\lambda) f(z, \lambda) d\lambda}{\int f(z, \lambda) d\lambda} \quad (5-15)$$

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。

$$\partial_z \ln f(z, \lambda) = \left[ \frac{\sigma_s(\lambda)}{\bar{\sigma}_s(z)} - 1 \right] \cdot \partial_z \ln E(z) \quad (5-16)$$

ここで、

$$E(z) = \int_0^\infty I(z, t) dt \quad (5-17)$$

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。

$$\partial_z E(z) = h\nu_0 N_{20} \cdot [1 - \exp\{-E(z) / \bar{E}_S(z)\}] \quad (5-18)$$

ここに、 $\bar{E}_S(z) = h\nu_0 / \bar{\sigma}_s(z)$ 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  $I(0, t) = I_0(t)$ ,  $N_2(z, 0) = N_{20}$ ,  $E(0) = E_0$ ,  $f(0, \lambda) = f_0(\lambda)$  として  $g_0 L$  と  $\Delta\lambda_0 / \Delta\lambda_F$  が小さいとすると、誘導放出断面積は次式で近似できる。

$$\bar{\sigma}_s(z) = \bar{\sigma}_s = \int \sigma_s(\lambda) f_0(\lambda) d\lambda \quad (5-19)$$

あるいは、

$$\bar{\sigma}_s = \frac{\sigma_s(\lambda)}{[1 + (\Delta\lambda_0 / \Delta\lambda_F)^2]^{-1/2}} \quad (5-20)$$

と示すこともできる。この時点で  $\sigma_s$  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。

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

$$\left[ \exp\left(-\int_0^{\tau} I_0(t') dt' / \bar{E}_S\right) \right]^{-1} \quad (5-21)$$

そして、エネルギー利得は、

$$G = \frac{E_S}{E_0} \ln \left[ \exp(\bar{\sigma}_s N_{20} L) \cdot \left\{ \exp(E_0 / \bar{E}_S) - 1 \right\} + 1 \right] \quad (5-22)$$

と表される。ここに、 $\tau = nL/c$  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。

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

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

$$\Delta\lambda_L = \Delta\lambda_0 \left[ 1 + \left\{ 1 + (\Delta\lambda_0 / \Delta\lambda_F)^2 \right\}^{1/2} \cdot (\Delta\lambda_0 / \Delta\lambda_F)^2 \ln G \right]^{-1/2} \quad (5-24)$$

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  $\mu$ J、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 790 J/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 2 nm 以上であることが推測できる [5]。逆に言えることは、2 nm 以下であれば

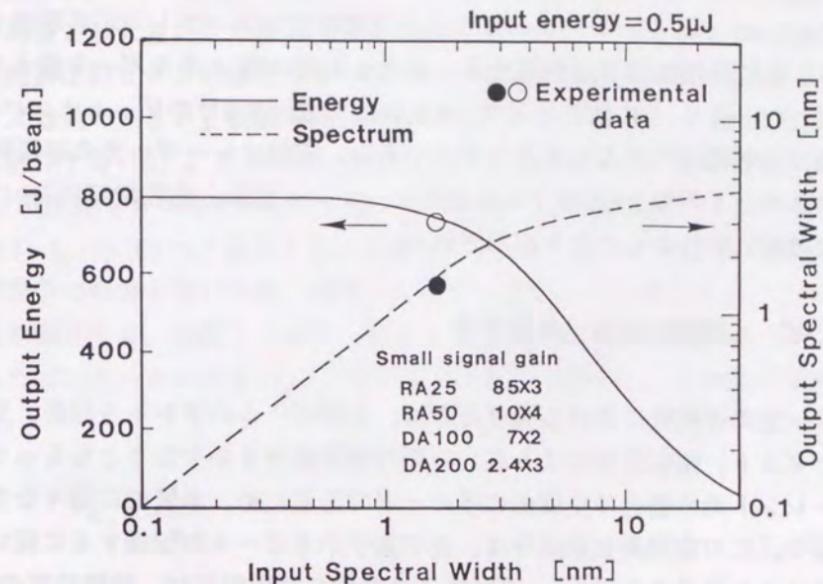


図5-2 2準位系増幅モデルによる激光XII号におけるエネルギー利得とスペクトル狭帯域化の入力スペクトル依存性。

入力スペクトル幅が 2 nm 以下なら利得減少、スペクトル狭帯域化の影響はない。

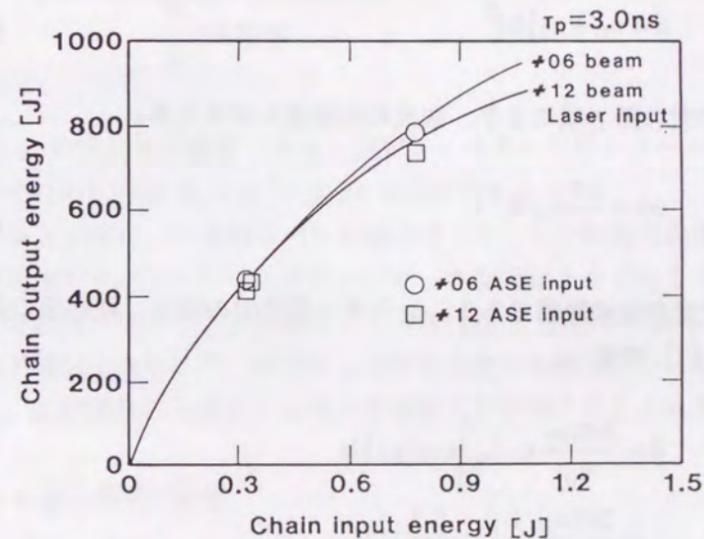


図5-3 部分コヒーレント光の激光XII号入出力特性。実線で示したレーザー光とほぼ同じ特性をもつ。

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 1 ns 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 2 nm 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  $n_2$  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、

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

である。この式の第 2 項により、次式の位相遅れが生じる。

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

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、

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

と示される。ここで、 $n_2$  は esu 単位、 $g$  は利得係数 (単位は  $\text{cm}^{-1}$ )、 $G$  は増幅器の利得、

$I_{out}$  は増幅後のレーザー強度の平均値 (単位は  $\text{W}/\text{cm}^2$ ) であり、 $\eta$  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  $k_m$  における成長率も同時に示している。すなわち、初期強度  $I_0$  で  $k_m$  の振動は距離  $L$  を伝播後  $I = I_0 \exp(B)$  へと成長する。通常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  $k_c$  は共焦点凸レンズの焦点に置かれたピンホールの径を  $D_p$ 、入射レンズの焦点距離を  $f_1$ 、入射光の平均波長を  $\lambda$  とすると、

$$k_c = \frac{\pi D_p}{2 f_1 \lambda} \quad (5-28)$$

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  $P_s$  とすると、空間フィルターの透過率は次式のようにになる。

$$T = \frac{\int_0^{k_B} 2\pi k P_s dk - \int_0^{k_B} 2\pi k P_s dk}{\int_0^{k_B} 2\pi k P_s dk} \quad (5-29)$$

ここで、 $k_B$  は  $P_s$  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、

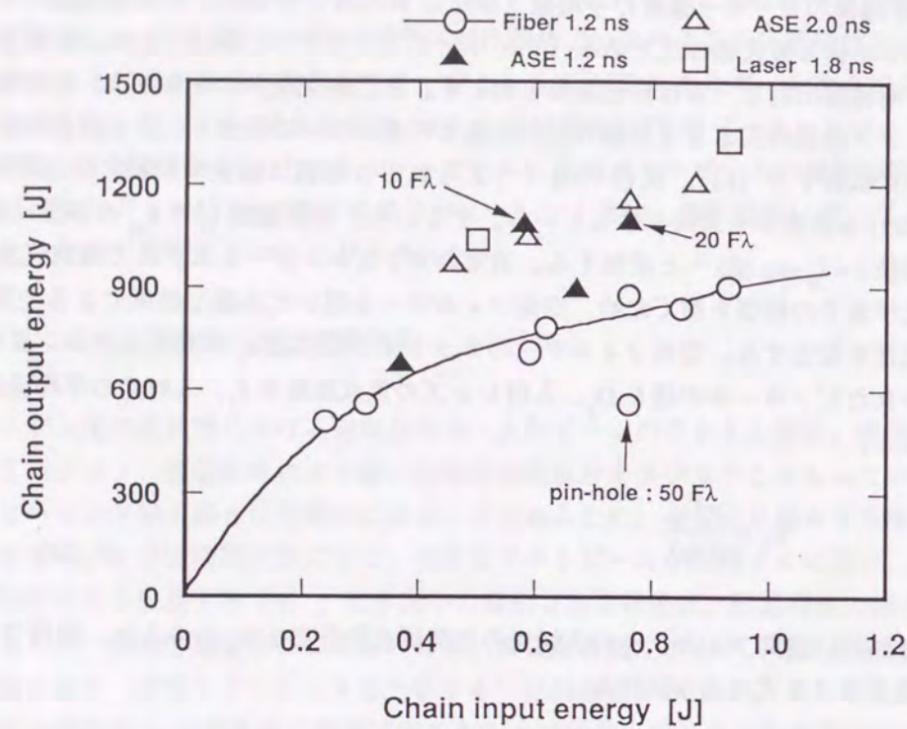


図5-4 部分コヒーレント光の自己集束による出力エネルギーの減少。  
出力エネルギーはビーム発散角とパルス幅に依存する。

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: ○、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、ファイバー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 Fλ

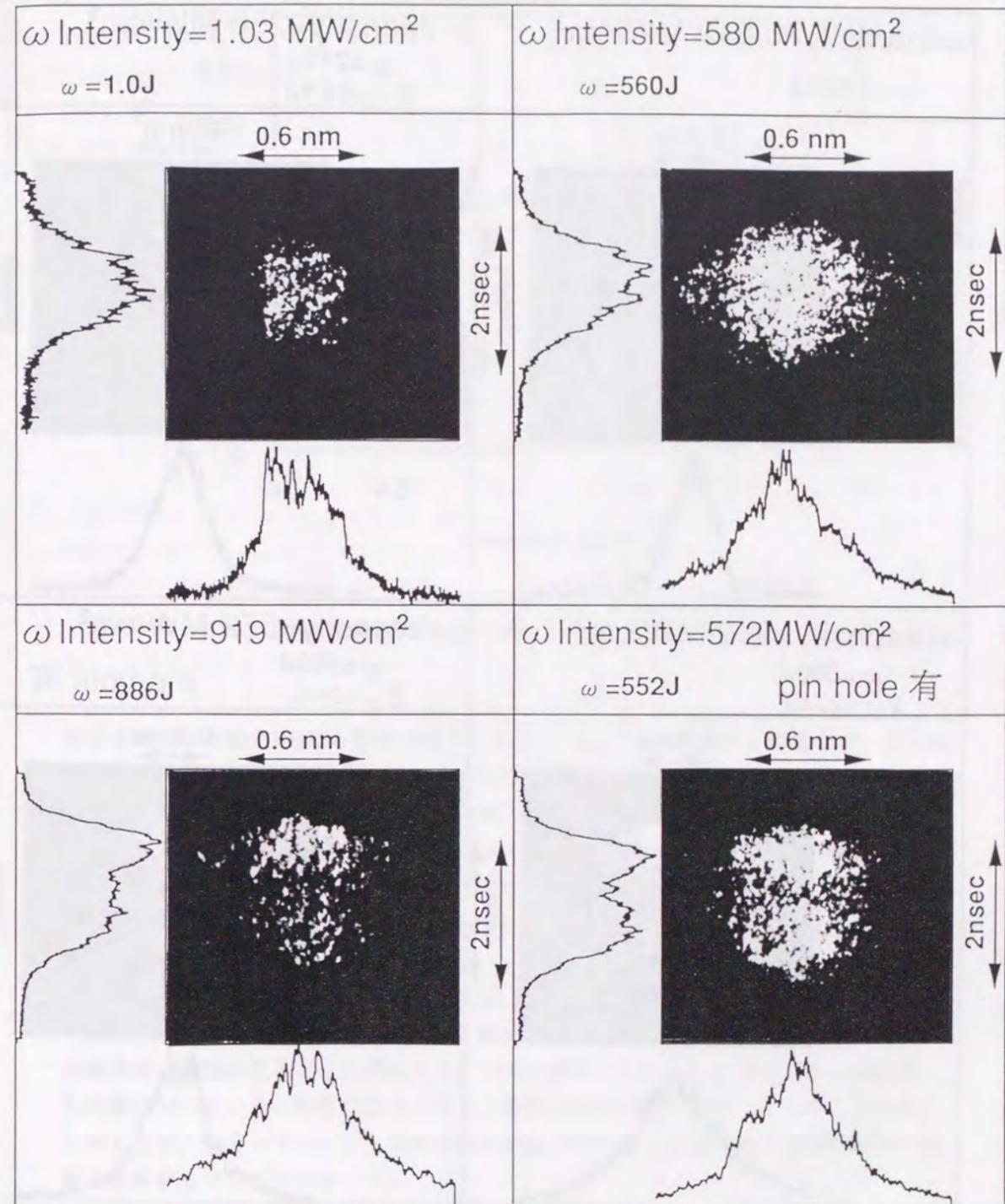


図5-5 自己集束ビームの基本波 (1.053 μm) 分光時間分解像。

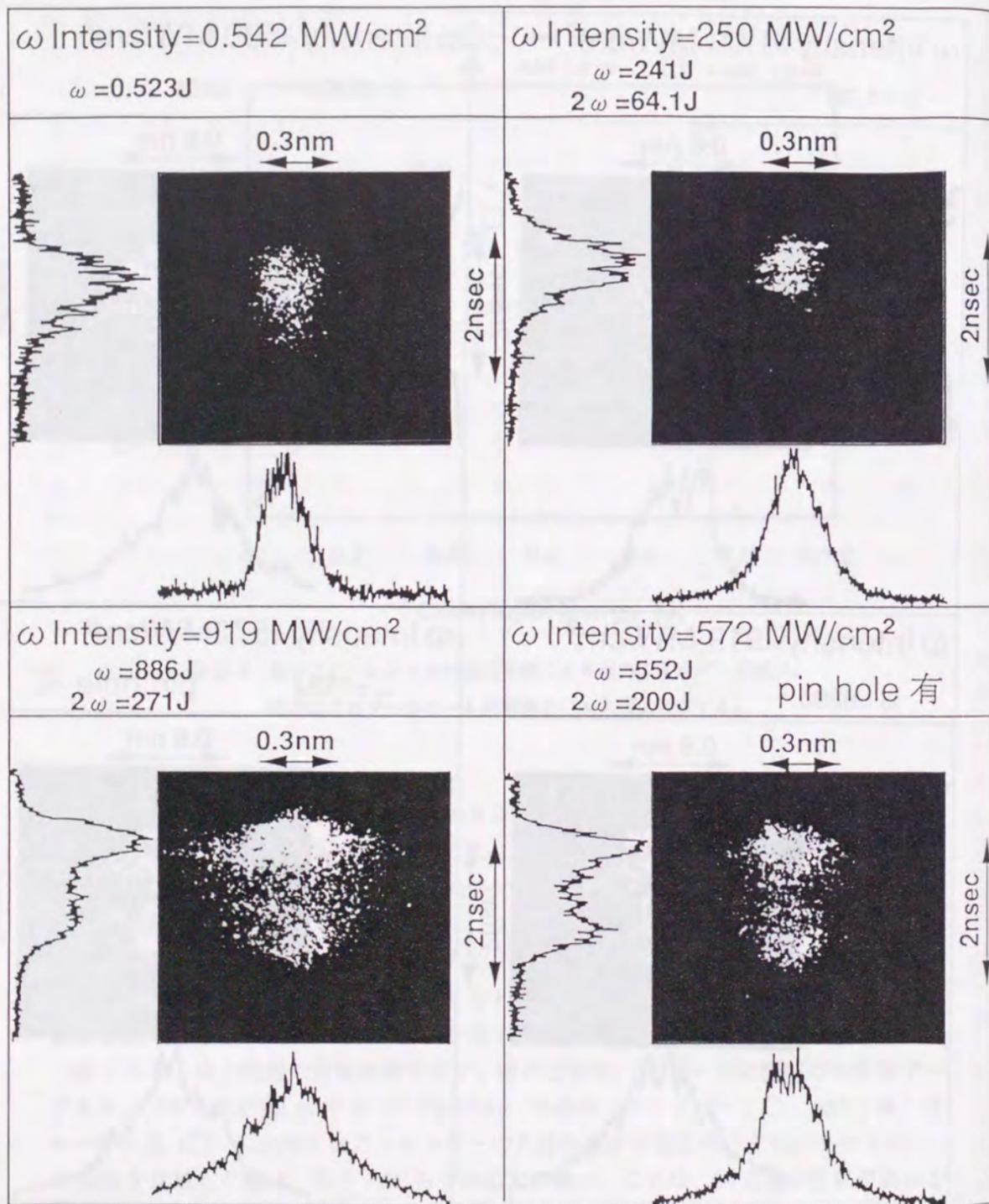


図5-6 自己集束ビームの2倍波 (0.53 μm) 分光時間分解像。

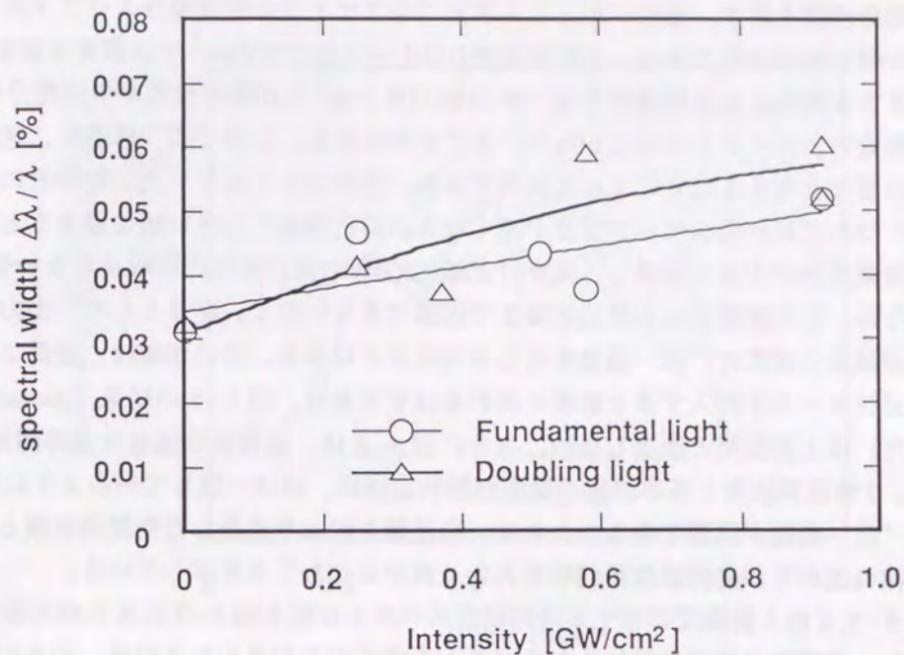


図5-7 自己集束によって広げられるスペクトル幅と入力強度の関係。

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 Fλ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 Fλ (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  $0.001 \sim 0.58 \text{ GW/cm}^2$  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、 $0.92 \text{ GW/cm}^2$  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  $0.6 \text{ GW/cm}^2$  (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

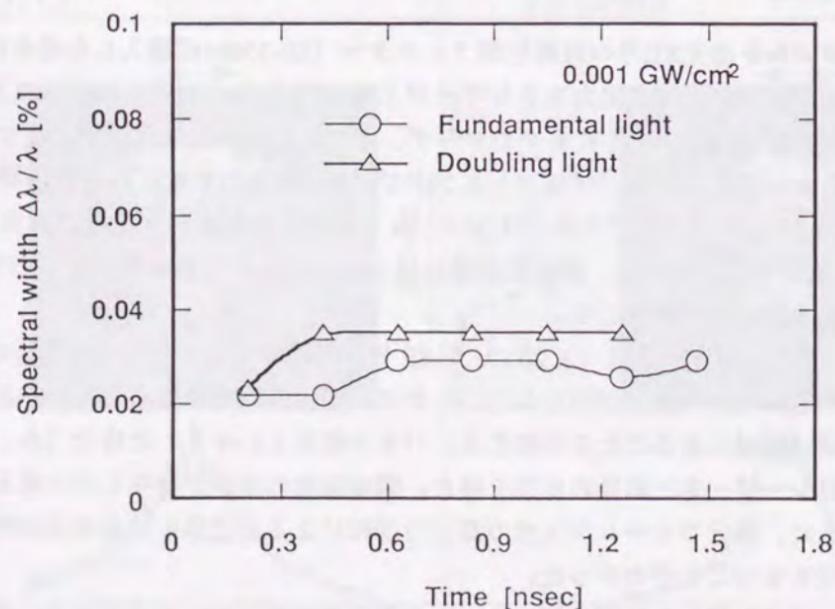


図5-8(a) スペクトル幅の時間履歴。低強度の場合。

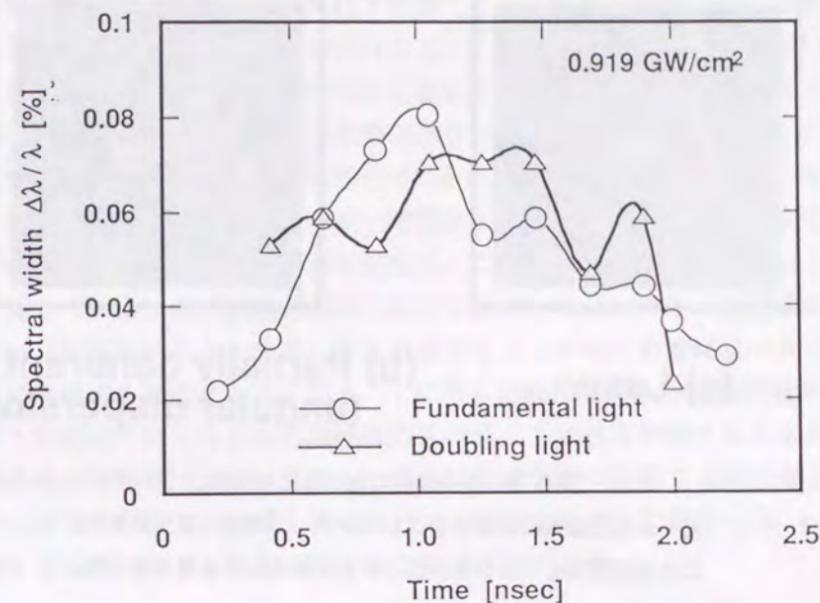
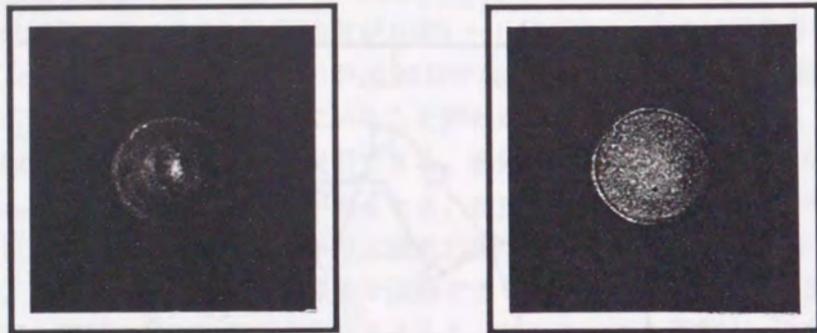


図5-8(b) スペクトル幅の時間履歴。高強度のとき。

は低強度 ( $0.001 \text{ GW/cm}^2$ )、(b) 図は高強度 ( $0.919 \text{ GW/cm}^2$ ) 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1 ns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で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  $0.6 \text{ GW/cm}^2$  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イ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ブレイ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XII号における近視野像。

ビーム自己集束に特徴的なブレイ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

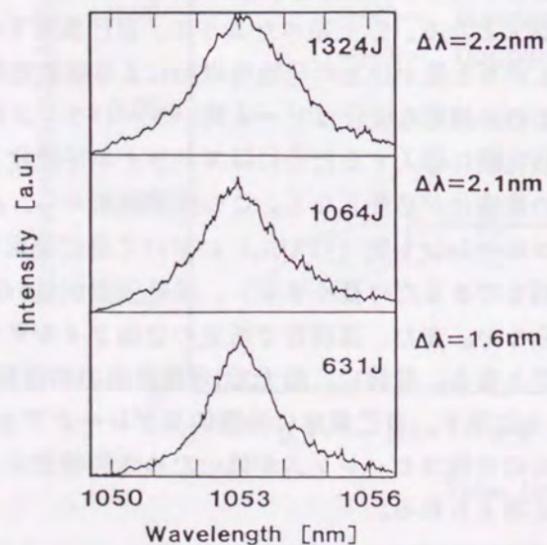


図5-10 スペクトルの飽和  
広がり効果。

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  $2 \text{ J/cm}^2$  程度までは狭帯域化されるが、  
逆に  $3 \text{ J/cm}^2$  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 1324 J 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。

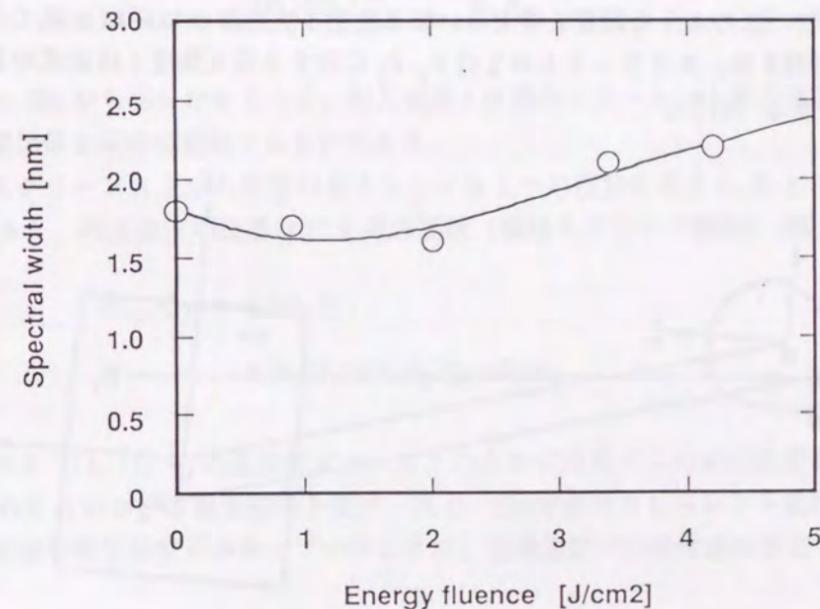


図5-11 飽和広がり効果の出力エネルギー依存性。  
 $3 \text{ J/cm}^2$  を越える辺りからスペクトルが広がる。

### 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光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 $\sigma$ 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 $P_1, P_2$ 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]。

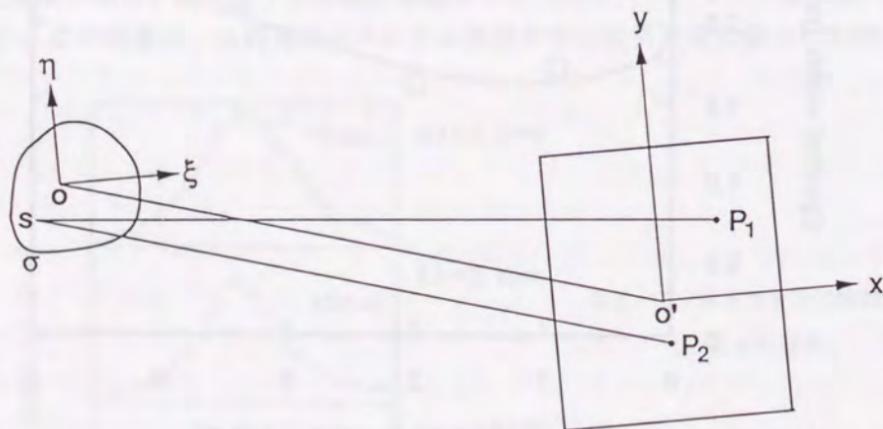


図5-12 準単色光源によるスクリーンの照明。

$$J(P_1, P_2) = \int_{\sigma} I(S) \frac{e^{i\bar{k}(R_1 - R_2)}}{R_1 R_2} dS \quad (5-30)$$

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、 $k$ は媒質中の平均波数である。このとき、 $P_1, P_2$ における強度 $I(P_1), I(P_2)$ は、

$$\begin{aligned} I(P_1) &= J(P_1, P_1) = \int_{\sigma} \frac{I(S)}{R_1^2} \\ I(P_2) &= J(P_2, P_2) = \int_{\sigma} \frac{I(S)}{R_2^2} \end{aligned} \quad (5-31)$$

と示され、 $P_1, P_2$ 間の複素コヒーレンス度は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \mu(P_1, P_2) &= \frac{J(P_1, P_2)}{\sqrt{I(P_1)I(P_2)}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{I(P_1)I(P_2)}} \int_{\sigma} I(S) \frac{e^{i\bar{k}(R_1 - R_2)}}{R_1 R_2} dS \end{aligned} \quad (5-32)$$

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 $Q_1, Q_2$ 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、

$$\begin{aligned} J(Q_1, Q_2) &= \iint_{AA} J(P_1, P_2) \\ &\quad \cdot K(P_1, Q_1) K^*(P_2, Q_2) dP_1 dP_2 \end{aligned} \quad (5-33)$$

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

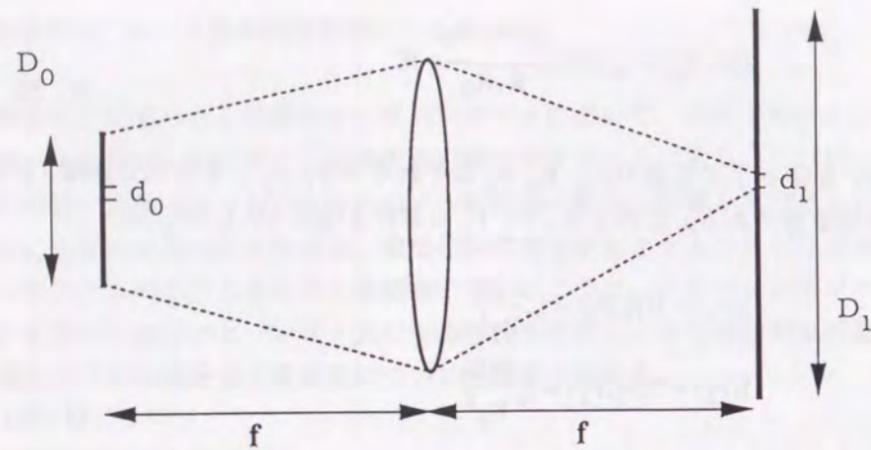


図5-13 コヒーレンス領域の伝播。

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  $D_0$  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  $\xi$  として次式で表される。

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

ここで、 $g(x)$  は光源面の強度分布である。このとき、

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

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

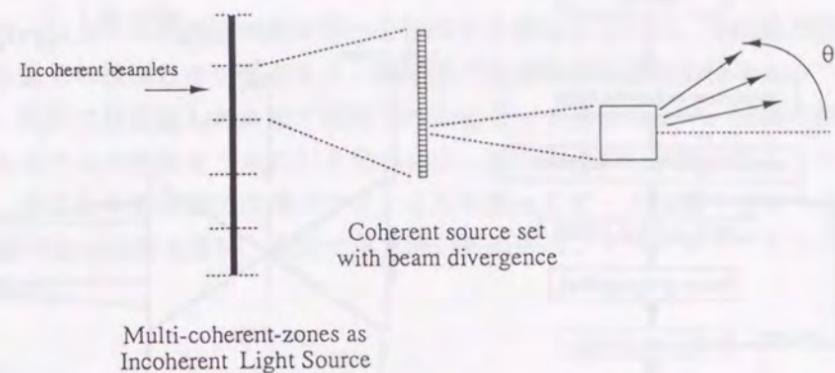


図5-14 コヒーレンスゾーンモデルの概念。

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  $56 F\lambda$ ,  $10 F\lambda$  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。

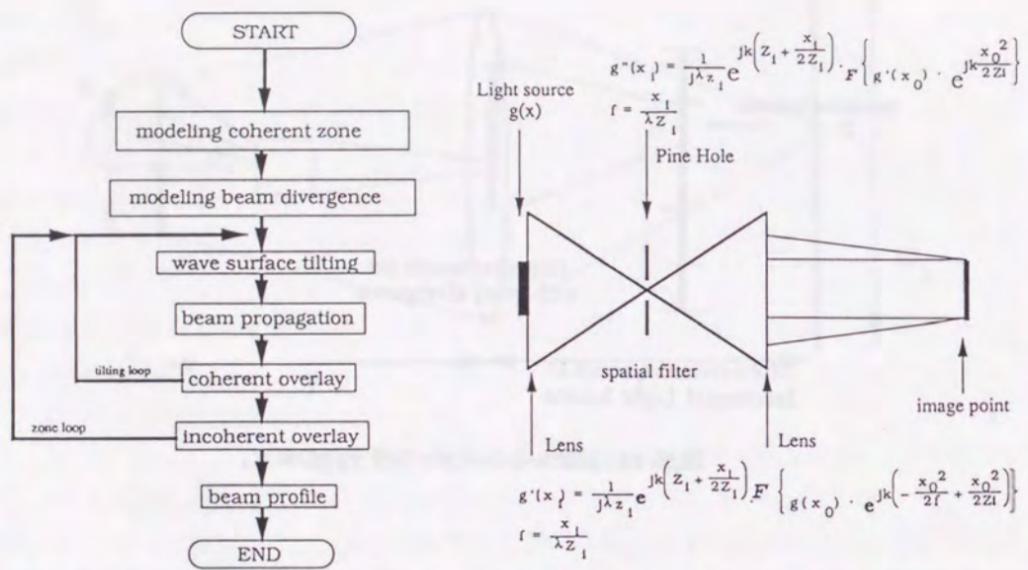


図5-15 コヒーレンスゾーンモデルの計算手法と光学素子の伝達関数。  
コヒーレンスゾーンモデルは計算のほとんどをフーリエ変換で行うことができる。

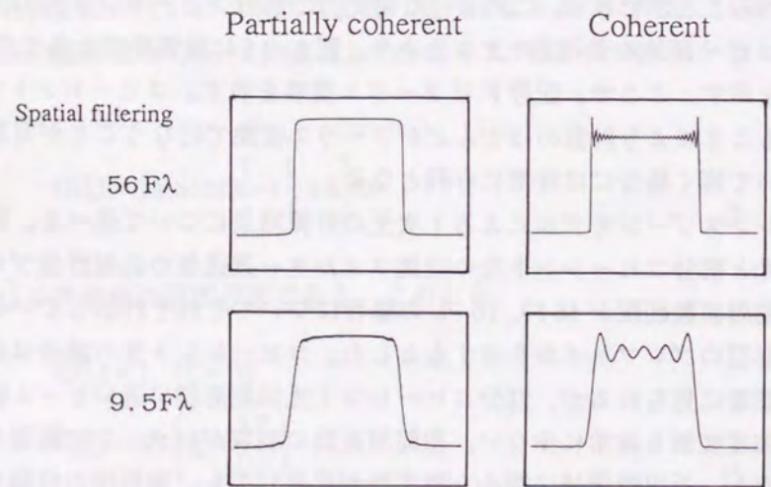


図5-16 コヒーレンスゾーンモデルを用いた近視野像の計算結果。  
部分コヒーレント光は回折による強度変調が顕著に生じない。

### 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。

$$F.F. = \frac{\int_0^R 2I(r)r dr}{I_{max} R^2} = \frac{\text{Average Intensity}}{\text{Peak Intensity}} \quad (5-36)$$

ここで、Rはビーム半径、 $I_{max}$ は最大強度を示す。F.F.が1に近いビーム伝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

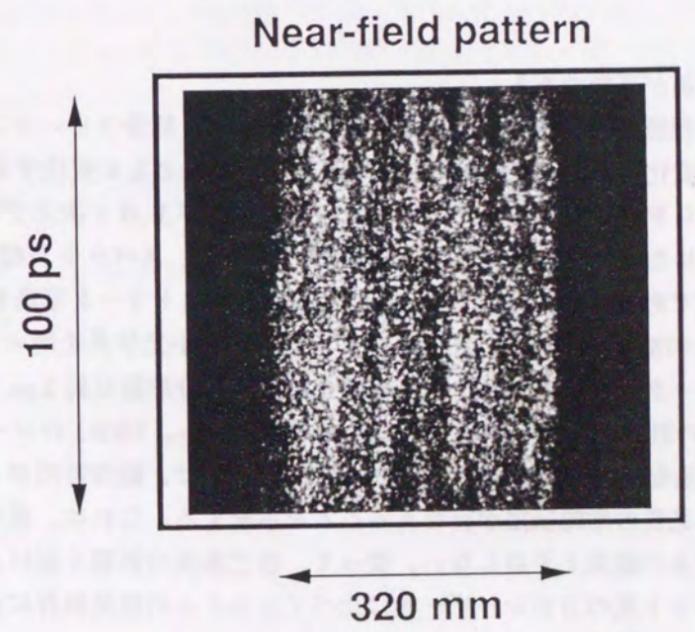


図5-17 ASE光の時間分解近視野像。

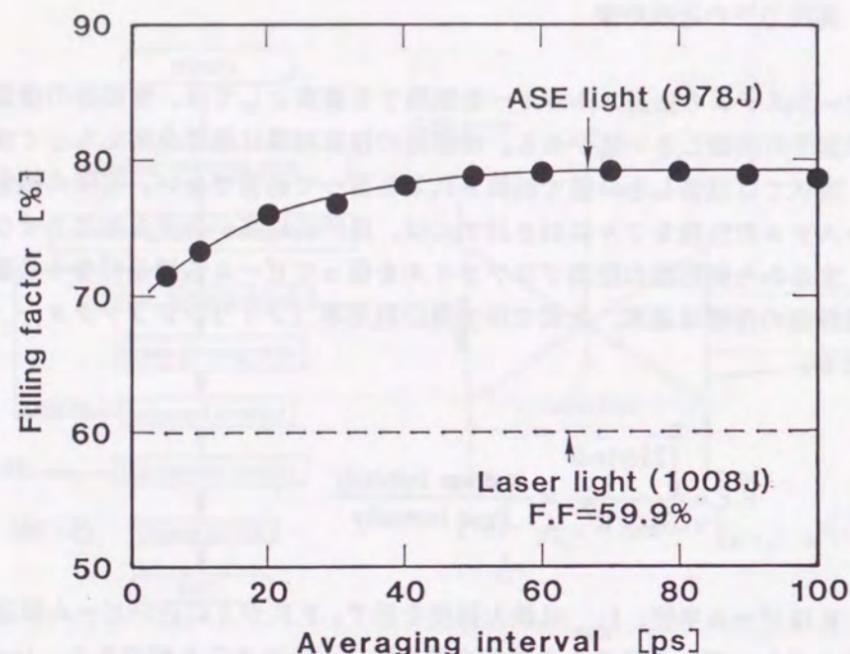


図5-18 ASE光のフィリングファクター。

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2 nm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1324 J/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. Bepalov 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. Guedard, 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和矛盾する。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う。

### 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 ( $\omega$ ) が2倍波 ( $2\omega$ ) 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、

$$\Delta k = k_3 - 2k_1 = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)} \quad (6-1)$$

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、

$$F = \frac{\sin^2(\Delta k z / 2)}{(\Delta k z / 2)^2} \quad (6-2)$$

に比例し、高効率変換のためには  $\Delta k = 0$  を満たさなければならない。 $\Delta k$  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

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  $n_o$  と異常光線屈折率  $n_e$  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  $\theta$  とすると  $\Delta k$  は次式で表すことができる。

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

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  $\theta$  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  $z = 2 \text{ cm}$  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  $2\omega$  の光子が  $\omega$  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]。

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

ここに、 $a$  は群速度の逆数、 $z$  は結晶厚さ、 $V_g$  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、 $a_1 \rightarrow a_o = 0.5539 \text{ ps/cm}$ 、 $a_2 \rightarrow a_e = -0.7669 \text{ ps/cm}$  である。 $z = 2 \text{ cm}$  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  $320 \mu\text{rad}$  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  $126 \mu\text{rad}$ ）、高出力増幅可

能なスペクトル幅（ $< 2 \text{ nm}$ ）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。

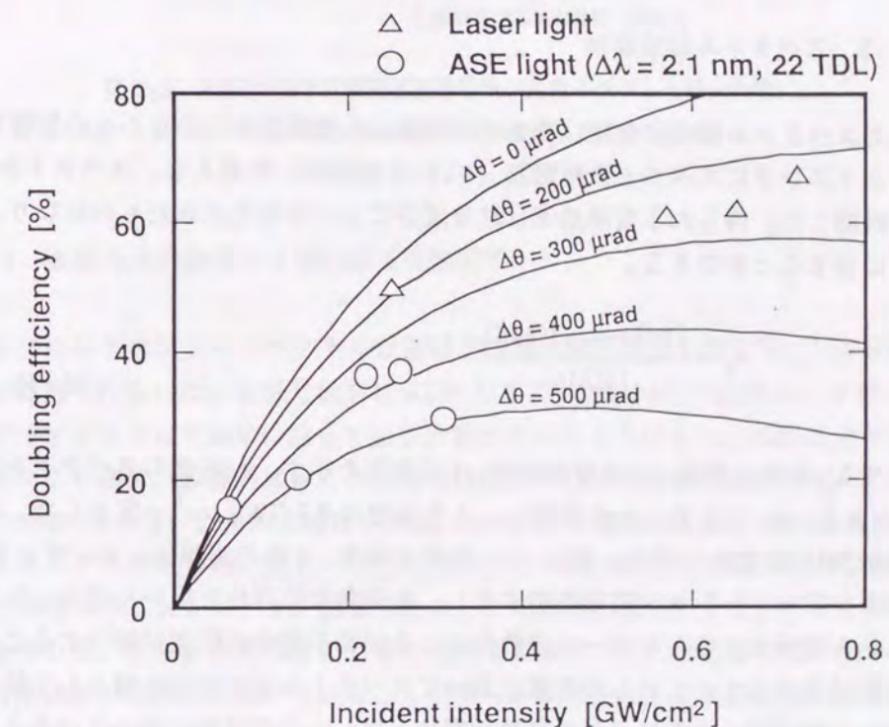


図6-1 ASE 光の2倍高調波変換特性（入力強度依存性）。

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(△)とASE光の場合(○)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の間であると推定できる。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。

$$\eta_a = \frac{\int \eta(\lambda - \lambda_p) I(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) d\lambda} \quad (6-5)$$

ここでλ<sub>p</sub>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%の変換効率を得られた。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。

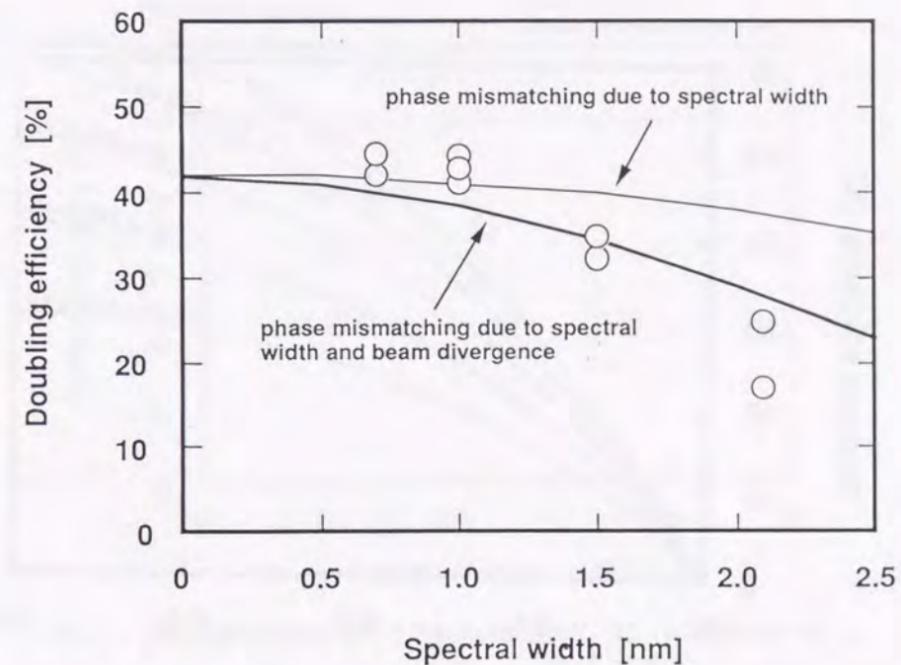


図6-2 ASE光の2倍高調波変換特性(入力スペクトル幅依存性)。  
スペクトル幅1 nm以下で高効率変換が期待できる。

### 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

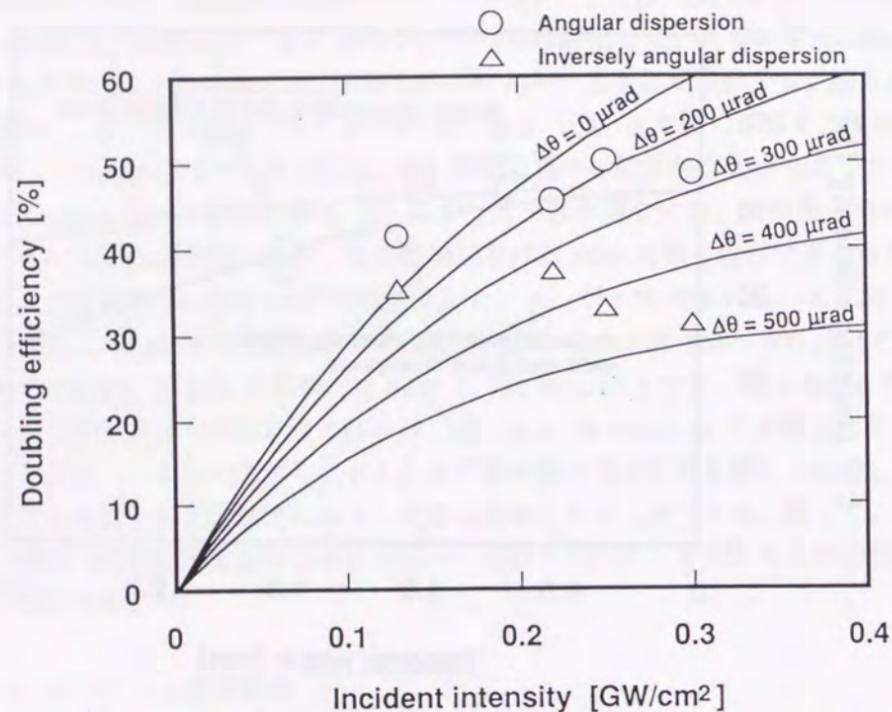


図6-3 波長角度分散ASE光の2倍高調波変換特性（入力強度依存性）。  
波長角度分散の有効性が実験的に確かめられた。

計測において、 $0.25 \text{ GW/cm}^2$  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  $\mu\text{rad}$  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 0 TDL 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  $0.25 \text{ GW/cm}^2$  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かった。

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かった。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す変換効率を減少

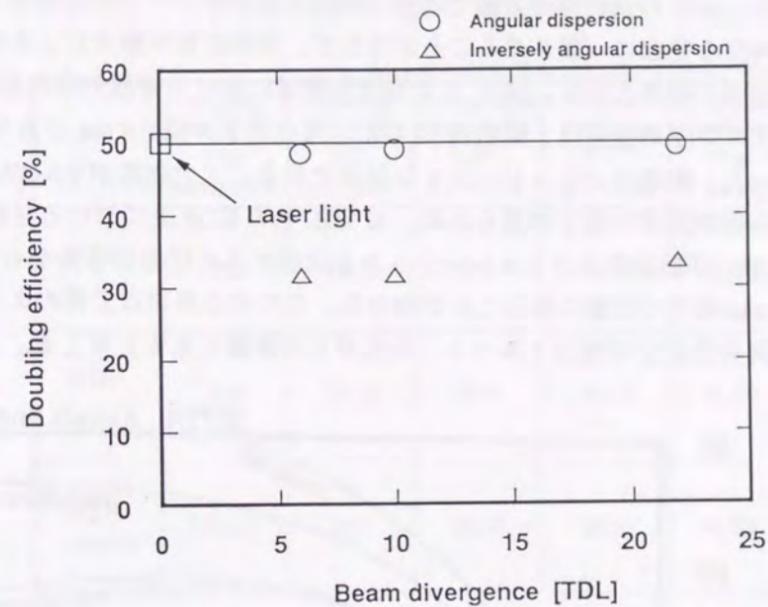


図6-4 波長角度分散ASE光の2倍高調波変換特性（ビーム発散角依存性）。

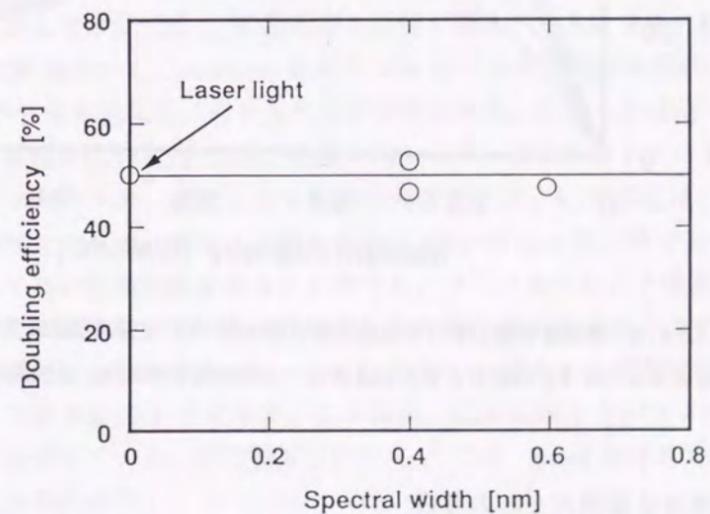


図6-5 波長角度分散ASE光の2倍高調波変換特性（スペクトル幅依存性）。

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 $0.6 \text{ GW/cm}^2$ 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 $130 \mu\text{rad}$ 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 $300 \sim 400 \mu\text{rad}$ 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られる。

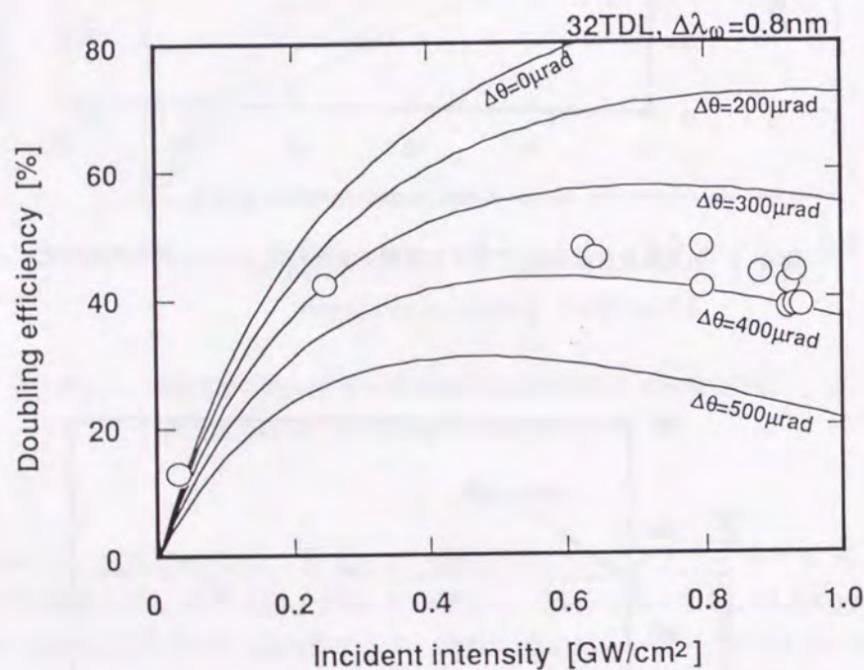


図6-6 高強度領域における波長角度分散ASE光の2倍高調波変換特性。

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、変換効率を低下させる。

#### 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

Acceptance widths are estimated at FWHM.

	Angular bandwidth $L\Delta\theta$ (mrad $\text{cm}^{-1}$ )	Spectral bandwidth $L\Delta\lambda$ (nm $\text{cm}^{-1}$ )	Temperature bandwidth $L\Delta T$ ( $^{\circ}\text{C cm}^{-1}$ )	Phase matching angle @1.06 $\mu\text{m}$	Nonlinear coefficient $d_{\text{eff}}$ ( $\text{pm/V}$ )
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 $2 \text{ GW/cm}^2$ 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 $\Delta k$ について計算した結果である。スペク

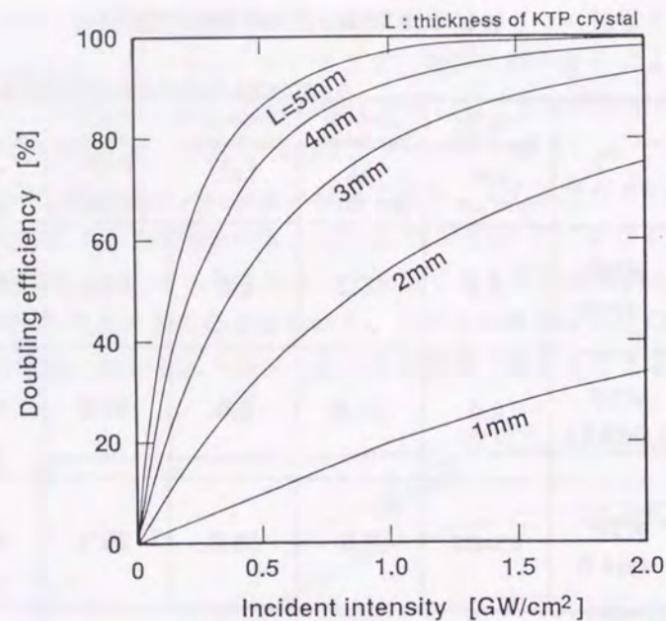


図6-7 KTPによる2倍高調波変換特性のシミュレーション結果。  
短い相互作用長でも高い変換効率を得ることができる。

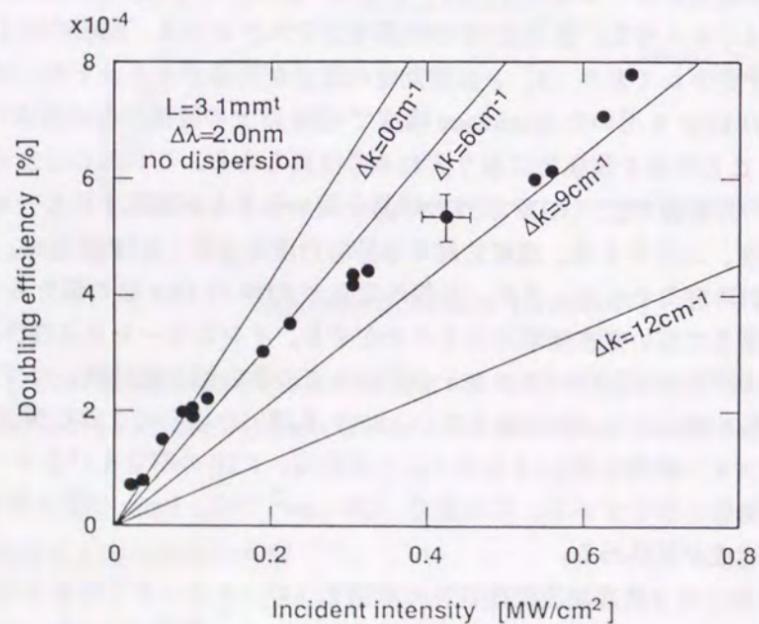


図6-8 KTPによるASE光の2倍高調波変換。  
ビーム発散角の大きさ(10 mrad)は変換効率の低下に寄与しない。

トル幅 2.0 nm は  $\Delta k = 9 \text{ cm}^{-1}$  に相当する。実験結果は、 $9 \text{ cm}^{-1}$  のラインには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、 $9 \text{ cm}^{-1}$  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を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。

## 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. Lehmborg, 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・ブレイクイーブン実験「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とする。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、

$$\sigma(t_{av}) = \frac{1}{\sqrt{N_S N_T}} \quad (7-1)$$

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 $N_S$ 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、

$$\sigma(\infty) = \sqrt{\frac{A_c}{A}} \quad (7-2)$$

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。

7-2-1 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かを観測することが必要となる。まず、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50cm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 $\mu$ m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 $\mu$ m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 $N_S$ に換算すると $N_S = 2.8$ 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 $N_S = 2.8$ 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( $\sigma$ :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

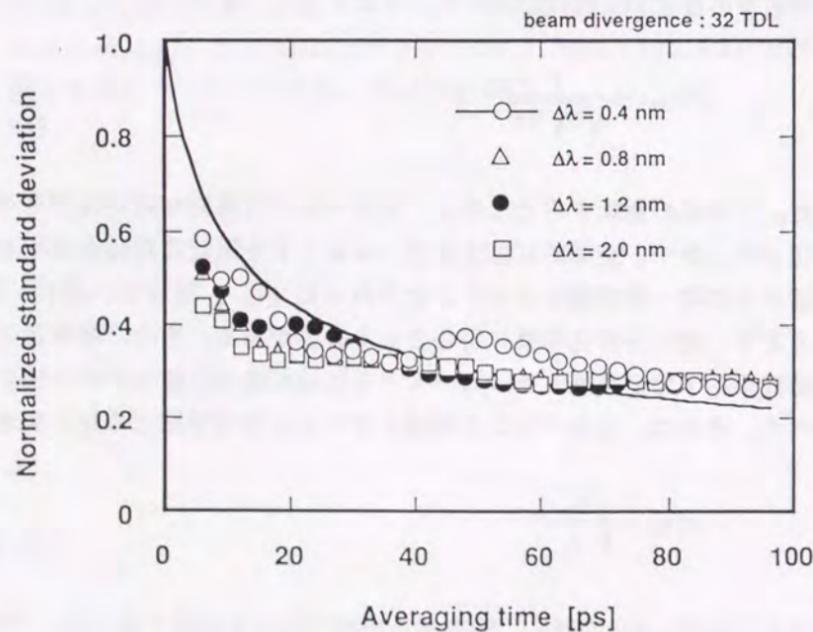


図7-1(a) ASE光強度分布の標準偏差と観測時間の関係。スペクトル幅可変のとき。

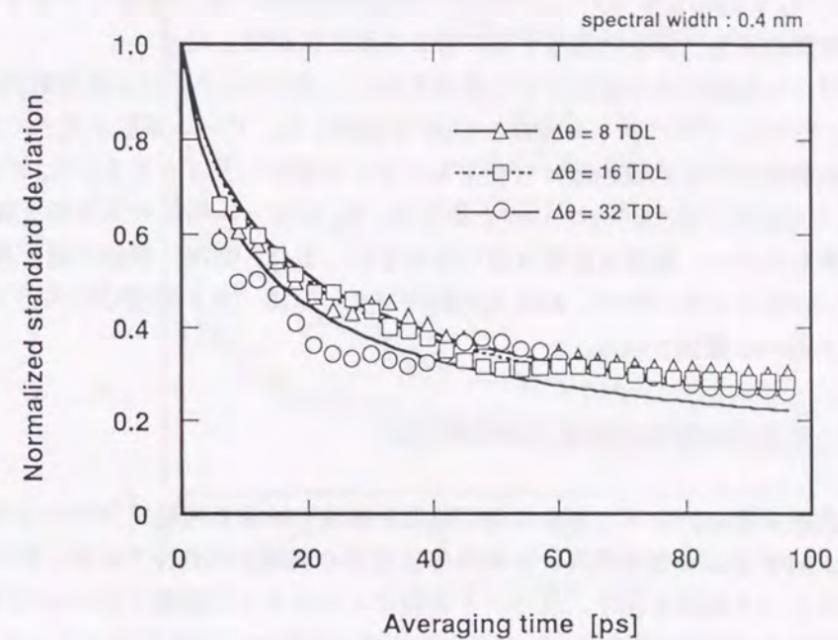


図7-1(b) ASE光強度分布の標準偏差と観測時間の関係。ビーム発散角可変のとき。

TDL一定とした。パターン形状の絶対値より $\sigma$ を求めると、 $\sigma$ 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。 $N_S$ は、式(7-1)で $N_T = \text{観測時間} / t_c$ と置くことにより求め、 $\Delta\lambda = 0.4 \text{ nm}$  ( $t_c = 10 \text{ ps}$ )

において  $N_S = 3.44$  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 $\sigma$ 値をもつことが図から見てとれる。 $N_S$ の値は8, 16, 32 TDLでそれぞれ3.13, 3.19, 3.44となった。 $N_S$ 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 ( $t_{av}$ ) に対する依存性を示して

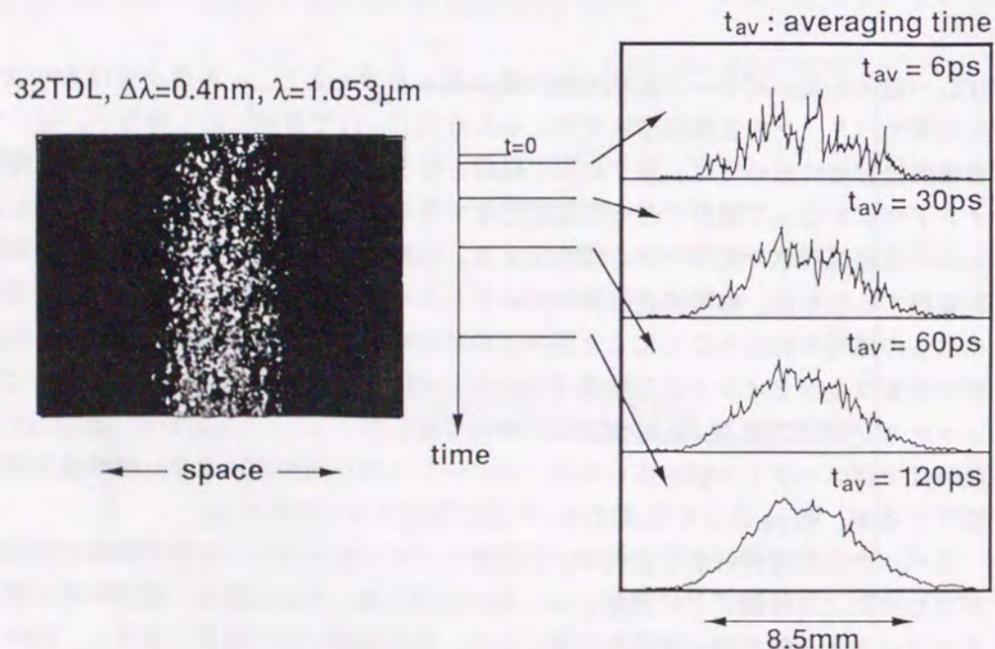


図7-2 波長角度分散 ASE 光の空間時間分解像。  
観測時間を長くすることによってスペックル構造が平滑化される。

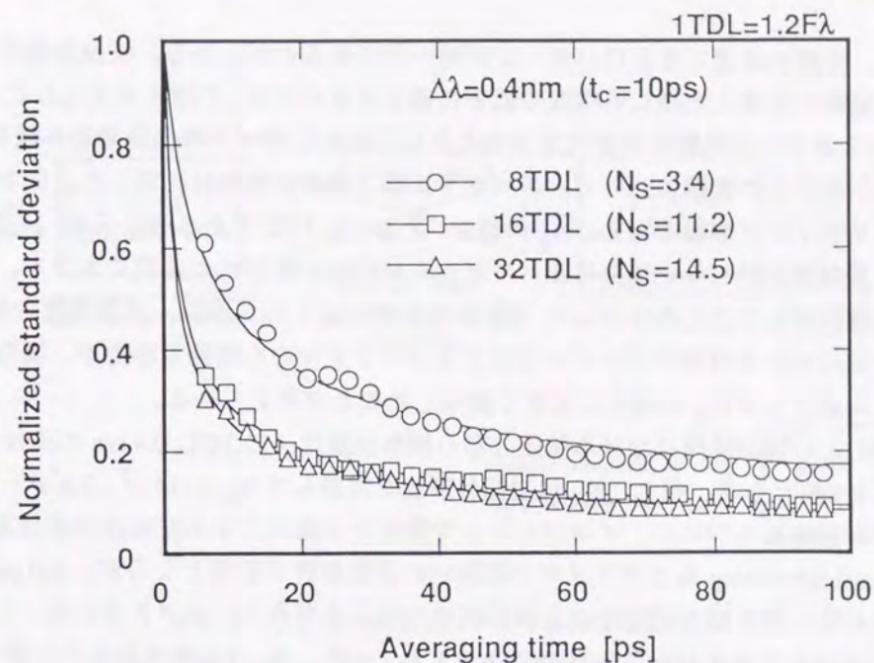


図7-3 波長角度分散 ASE 光の時間的平滑化特性。  
ビーム発散角の増加が速い平滑化特性に寄与することがわかる。

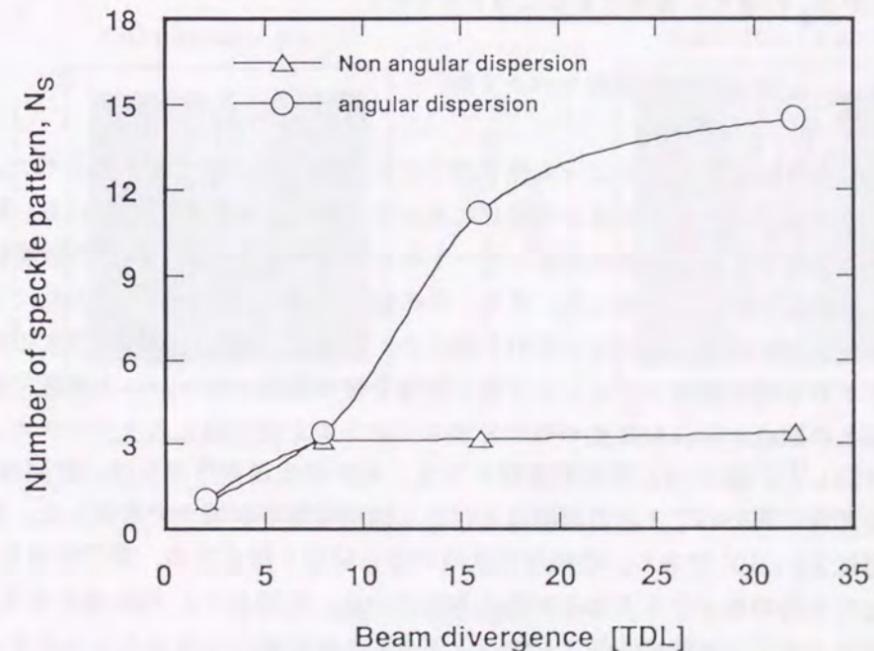


図7-4 ビーム発散角とコヒーレンス時間ごとに重なる独立なスペックルパターンの関係。  
○が波長角度分散を行なった場合、△が行なわない場合をそれぞれ示す。

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  $N_S$  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。 $N_S$  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ckルの空間的な移動が、瞬時の独立なビーム束として  $N_S$  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、 $N_S$  は空間分解能を考慮して  $N_S = (14.5^2 - 2.8^2)^{1/2}$  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、 $N_S$  は光源の本質の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  $N_S$  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、平滑化特性に影響を与える。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、瞬時スペ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  $3.3 \times 10^7$  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 2 ps、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

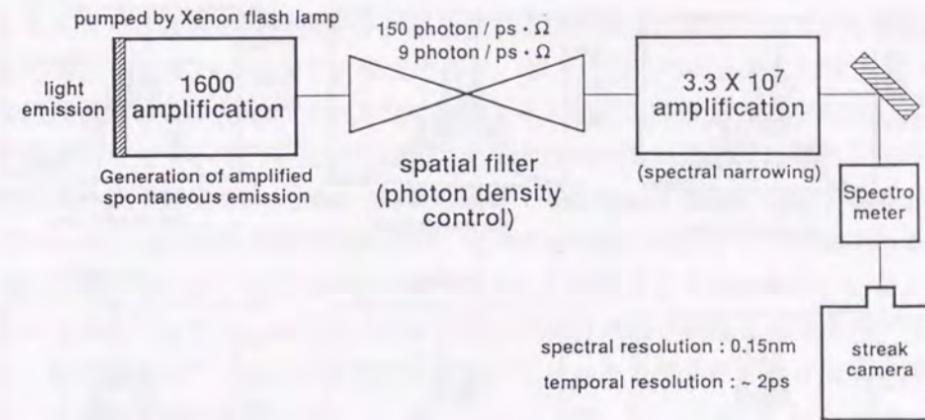


図7-5 ASE 光の時間分解スペクトル計測配置図。  
計測器の感度が低いために ASE 光を高利得増幅する必要がある。

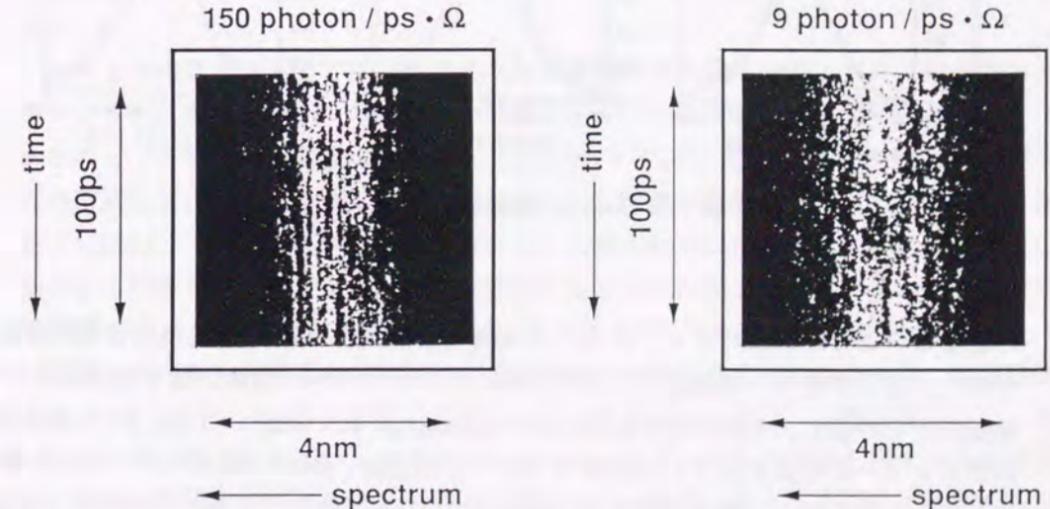


図7-6 ASE 光の時間分解スペクトル。  
ASE 光のスペクトル分布は細かい線スペクトルで構成される。

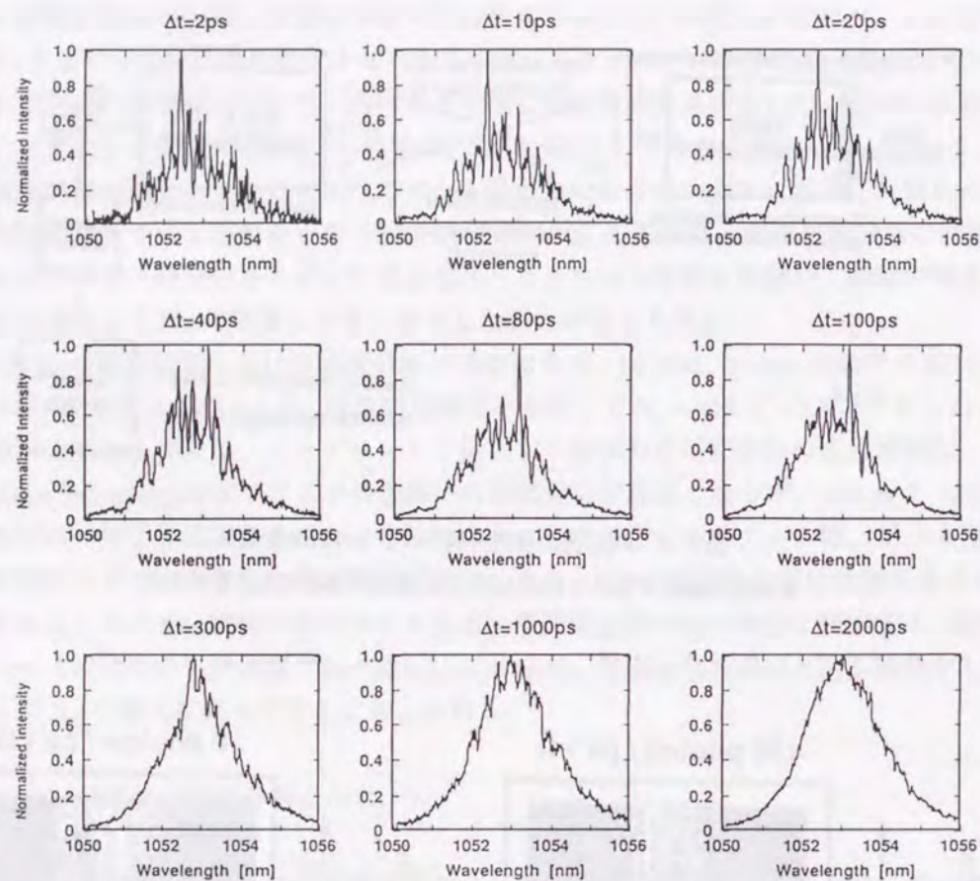


図7-7 ASE光の時間分解スペクトル分布。

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たり、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 $9.84 \times 10^{-9}$ 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 ( $\Delta\nu = 1.8 \text{ cm}^{-1}$ )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

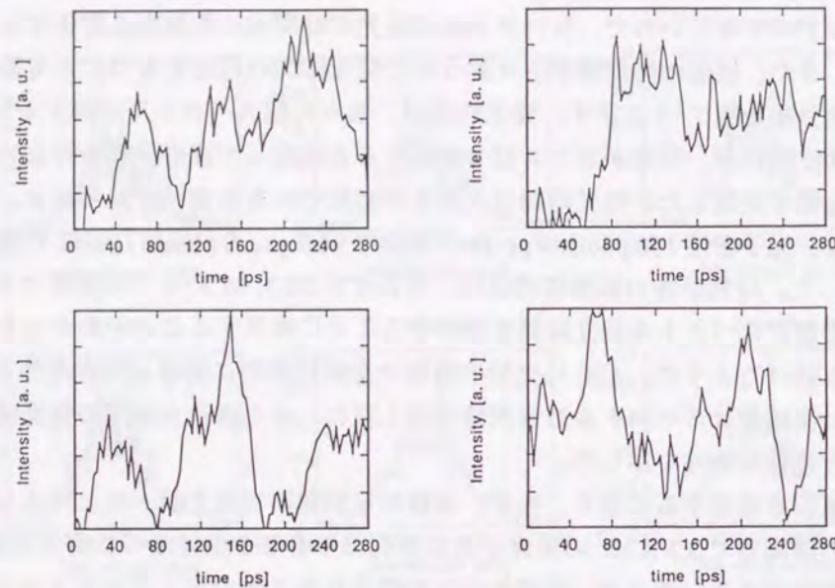


図7-8 4つのサンプルにおける線スペクトルの時間波形。

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。

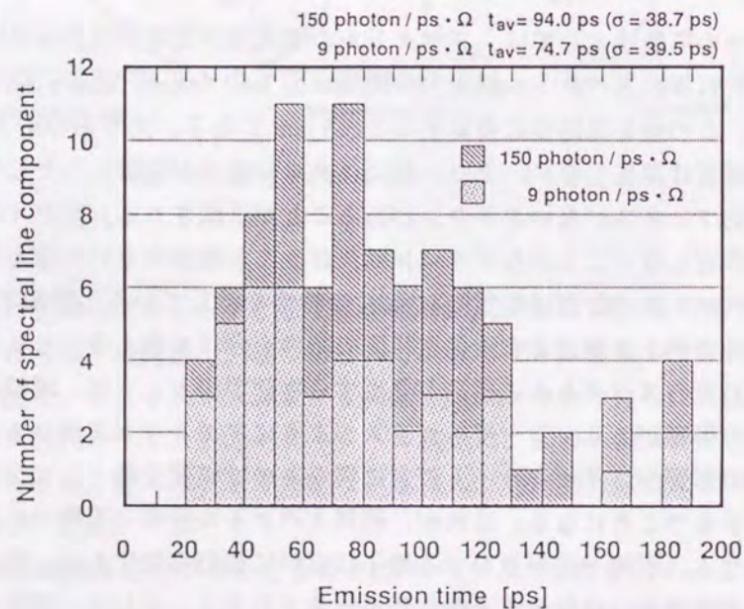


図7-9 線スペクトル発光時間の分布図。

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や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磷酸レーザーガラスにおいては数百  $\mu\text{s}$  のオーダーであり、これはほとんどスペクトル広がりや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、 $\alpha$  [6] で決まる。吸収、放出スペクトルは  $\alpha$  を用いて次式で示される [6]、

$$S_{\text{abs}}(\nu) = \alpha Z_{\text{abs}}(\nu - \nu_i) + (1 - \alpha) V_{\text{abs}}(\nu - \nu_i)$$

$$S_{\text{em}}(\nu) = \alpha Z_{\text{em}}(\nu_i - \nu) + (1 - \alpha) V_{\text{em}}(\nu_i - \nu) \quad (7-3)$$

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、 $\nu_i$  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 の値を取り、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  $< 1 \text{ cm}^{-1}$  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  $> 200 \text{ cm}^{-1}$  程度の広がりやを有する [7, 8]。

磷酸レーザーガラスの均一広がり幅 ( $\Delta\nu_H$ ) 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  $\Delta\nu_H$  は温度の増加とともに広くなり、室温では約  $25 \text{ cm}^{-1}$  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  $1.4 \text{ cm}^{-1}$  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。 $1.4 \text{ cm}^{-1}$  以下の広がりや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れないことから、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 (Fluorescence 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  $\mu\text{s}$  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やを有することとなる。

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。

$$R_{ul} = 2\pi \left| \frac{eE_0 x_{ul}}{\hbar} \right|^2 g(\omega) \quad (7-4)$$

ここに、E<sub>0</sub> は電場の強さ、x<sub>ul</sub> 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<sub>ul</sub> = 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度を求める。図 7-10 に観測時間 10 ps と 2000 ps 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ぼすことはないと思われるが、式 (7-1) の N<sub>S</sub> 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。

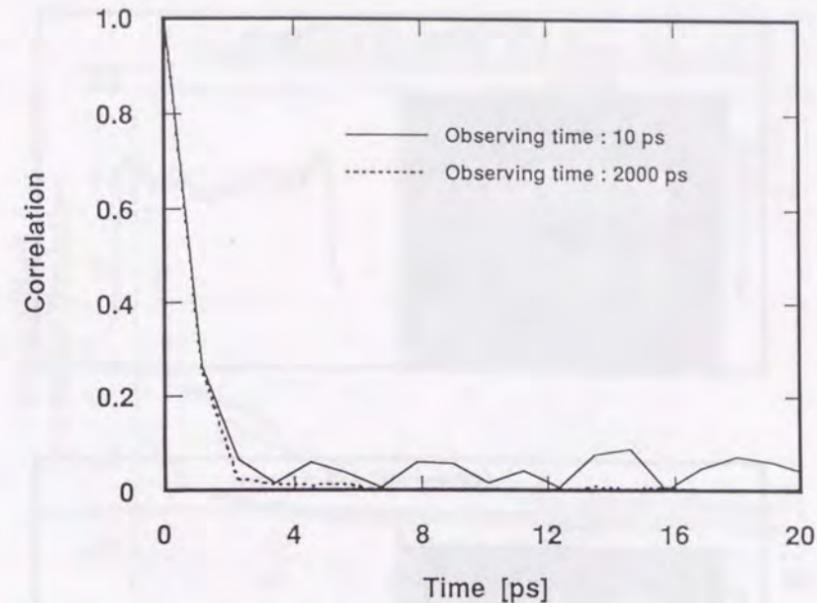


図 7-10 ASE 光のスペクトル分布から求めた時間コヒーレンス度。  
観測時間が短いときはコヒーレンス関数が振動する。

#### 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 100 m、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同様である。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<sub>S</sub> 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 N<sub>S</sub> 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 N<sub>S</sub> 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

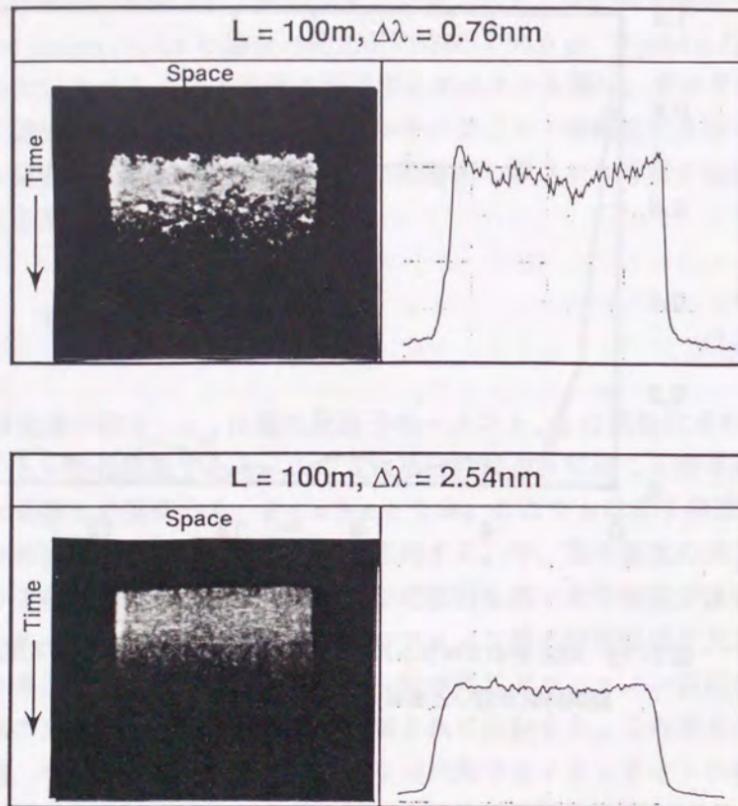


図7-11 光ファイバーによる部分コヒーレント光の空間時間分解像。

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度で  $N_s$  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、多モードファイバーはコア径100  $\mu\text{m}$ 、長さ100 mである。重ね合わせるパターンの数が多いほど、

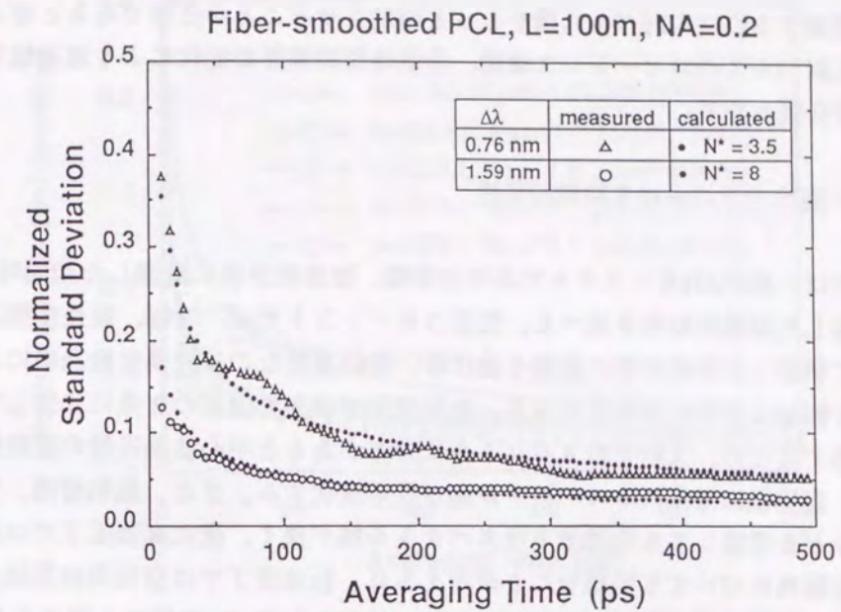


図7-12 光ファイバーによる部分コヒーレント光の時間的特性。異なるスペクトル幅が平滑化特性に変化を与えることがわかる。

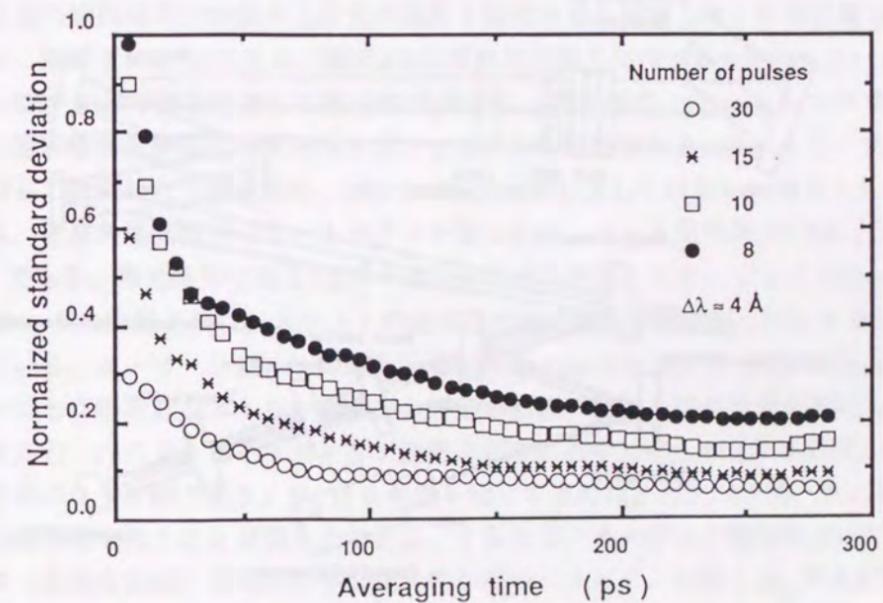


図7-13 多モード光ファイバー入射パルスの分岐/合成による平滑化特性の向上。重ね合わせるパルス数の増加に伴い優れた平滑化特性を示すようになる。

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ではスペクトル幅が狭く、逆に高強度下では広がる。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  $N_S$  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。

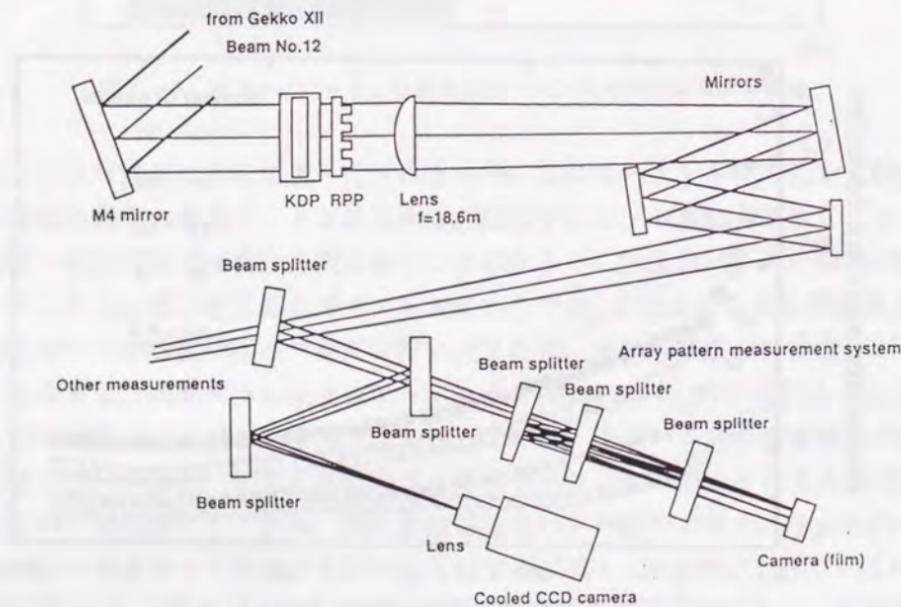


図7-14 激光XII号の集光パターン計測配置。

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。

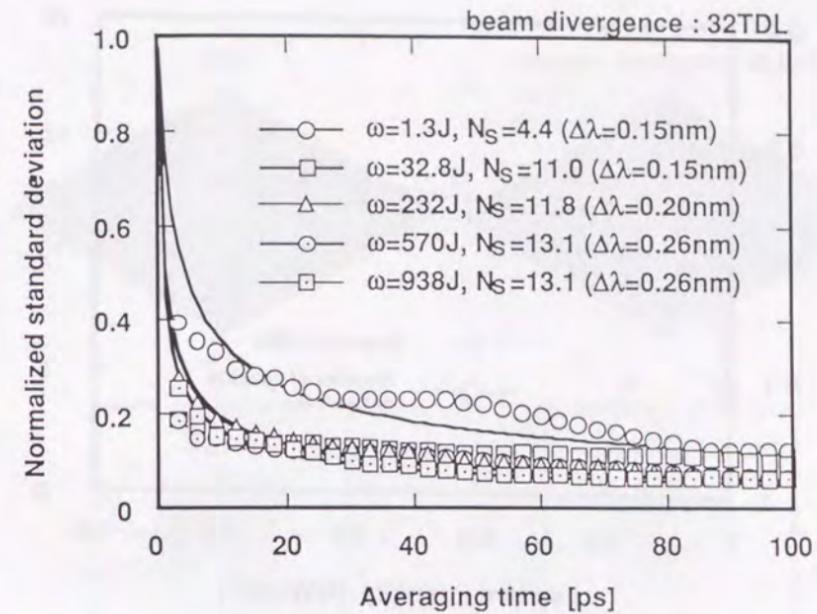


図7-15 2倍高調波変換後の波長角度分散 ASE 光の時間的平滑化特性。波長変換過程の非線形性により平滑化特性が入力強度の違いで変化する。

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  $\mu\text{m}$  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 2 ps 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  $\Delta\lambda$  は実測した2倍高調波のスペクトル幅であり、 $N_S$  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  $N_S$  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  $0.5 \text{ GW}/\text{cm}^2$  を越える辺りから特性が飽和することがわかる。 $N_S$  は低強度下においても比較的大きな値が得られており、

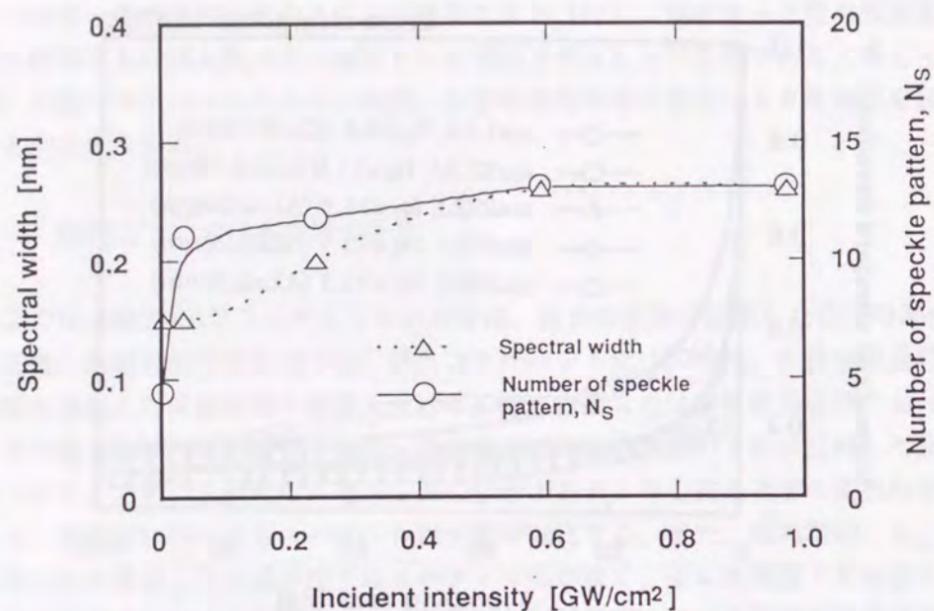


図7-16 スペクトル幅および $N_s$ の入力強度依存性。

非線形性の影響を避けるためには、高速立ち上がりパルスが必要である。また、 $N_s$ 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 $N_s$ 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

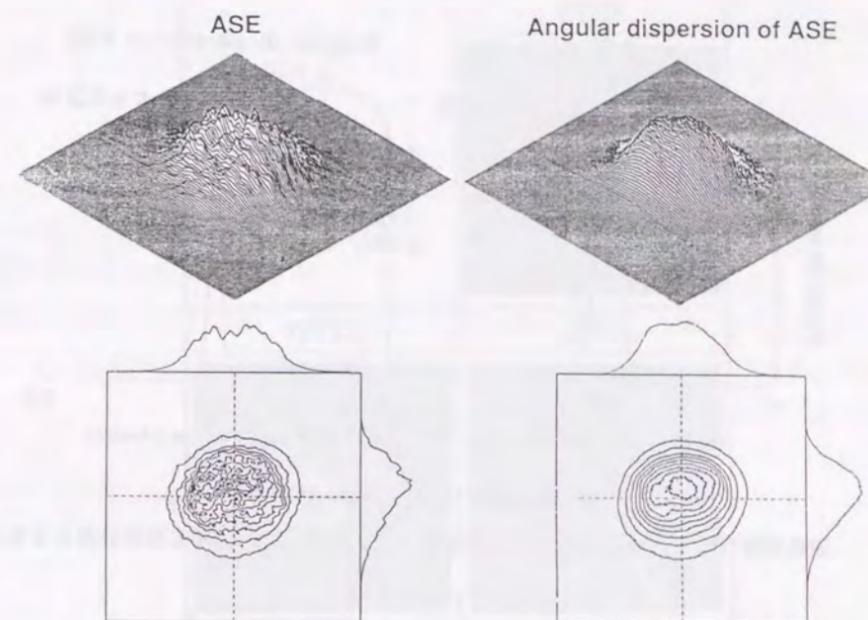


図7-17(a) 集光パターン計測結果（右側が波長角度分散を行なった場合）。

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  $\mu\text{m}$ 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

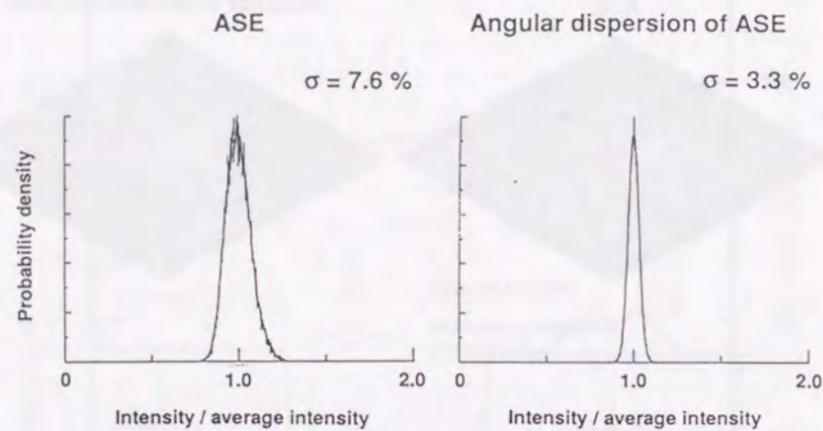
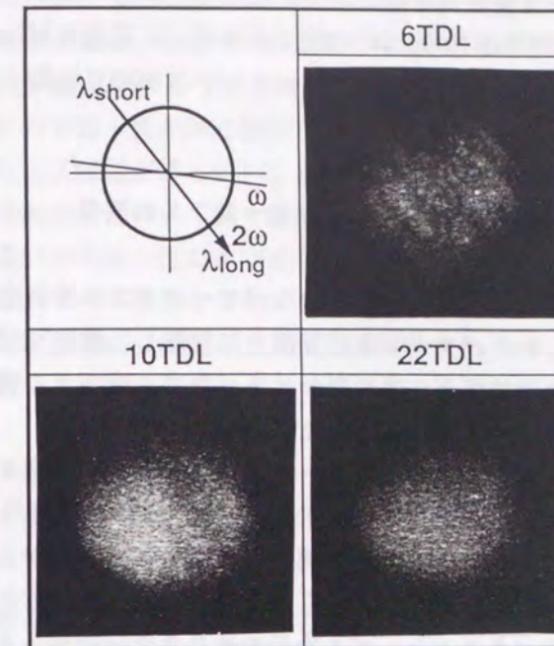
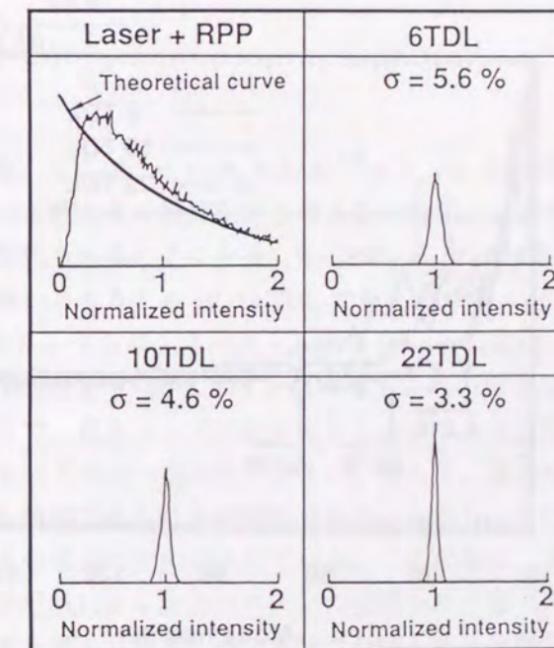


図7-17(b) 集光パターン強度の確率密度分布。  
波長角度分散を行った場合は平均強度の周りに集まった鋭い確率密度分布となる。

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ck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ckルパターン以外に、位相差が $\pi$ 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)



(a)



(b)

図7-18 空間コヒーレンスを変化させたときの集光パターン(a)と確率密度分布(b)。

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。まず、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ckルの移動が生じないので、本質的に楕円構造をもち、こ

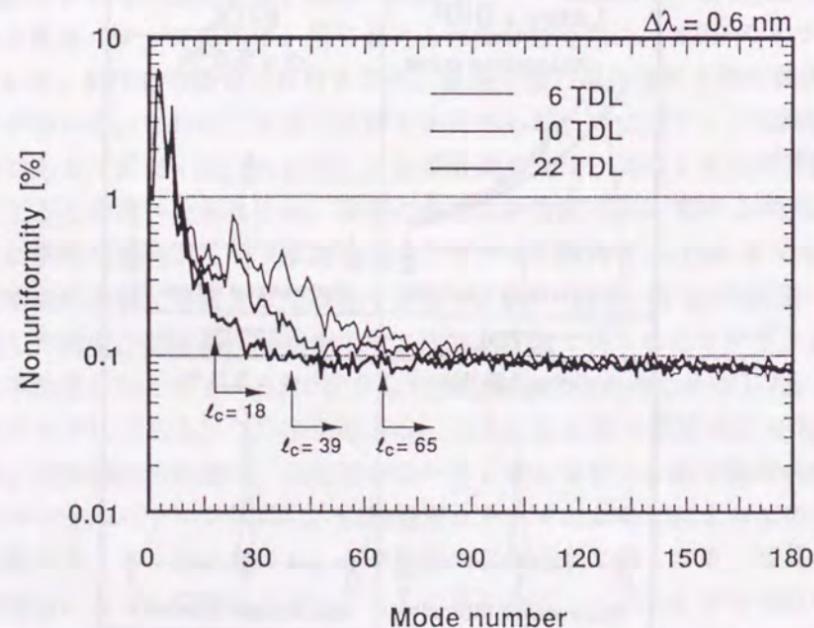


図 7-19 集光パターンの球面モード展開図 (図 7-18 のパターンを用いて計算)。空間コヒーレンスを制御するとモード数 10 ~ 60 の不均一性に差が現れる。

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  $l_m = \pi N^{1/2}/2$  が不均一性に最大寄与し (3-2-1 項参照)、激光XII号では  $l_m = 6$  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  $l$  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  $D_d$ 、ターゲット半径を  $R$  として近似的に次式で与えられる。

$$l = \frac{2\pi R}{2.44 \frac{f}{D_d} \lambda} \quad (7-5)$$

ビームの 2 点間距離がコヒーレンス領域外のビーム束同志は、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  $\alpha$  TDL によりインコヒーレントになるモード数は、

$$l_c > \frac{2\pi R}{2.44 \frac{f}{d_c} \lambda} \quad (7-6)$$

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。 $R = 250 \mu\text{m}$ 、 $f = 1008 \text{ mm}$  (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  $l_c > 65, 39, 18$  となる ( $l_c$  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ck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、 $239 \mu\text{rad}/\text{nm}$  であるので  $f = 1008 \text{ mm}$  から空間シフト量として  $239 \mu\text{m}/\text{nm}$  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  $l_c > 16, 11$  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。

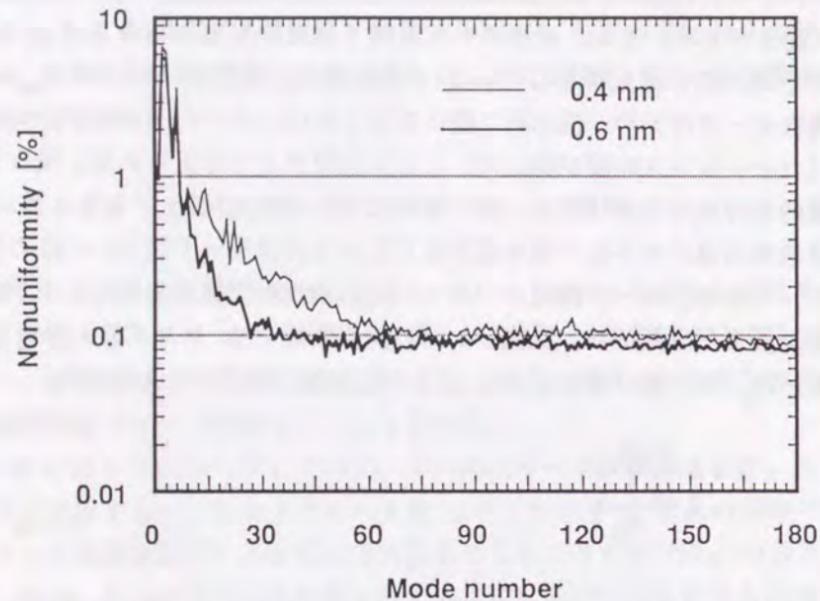


図7-20 集光パターンの球面モード展開図 (スペクトル幅変化)。  
 スペクトル幅の違いは高次モードに差が生じる。

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  $\mu\text{m}$ 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:  $\sigma_{\text{rms}}$ )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、 $\sigma_{\text{rms}}$ 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  $\mu\text{m}$ 程度)がRPPで作られる集光パターン(約500  $\mu\text{m}$ )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 $\sigma_{\text{rms}}$ 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

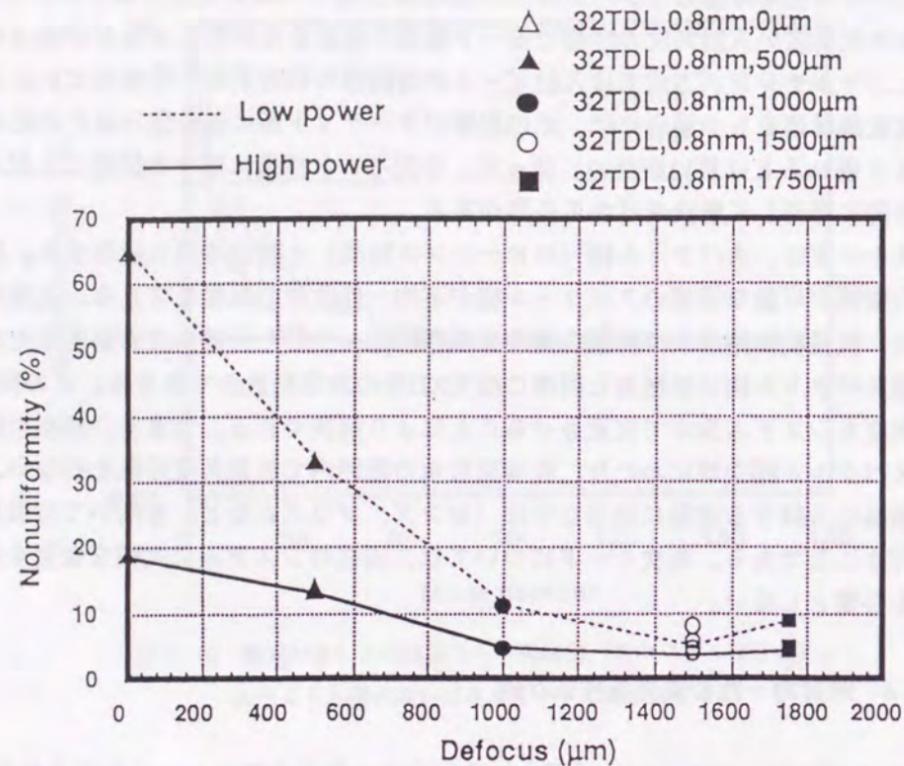


図7-21 照射不均一性の集光条件依存性

不均一性が最小になるのはインフォーカス量 1500 μm のときである。  
これはターゲット径 500 μm に対する  $d/R = -5$  の位置となる。

る。 $\sigma_{rms}$  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 15 ps 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持ち、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。

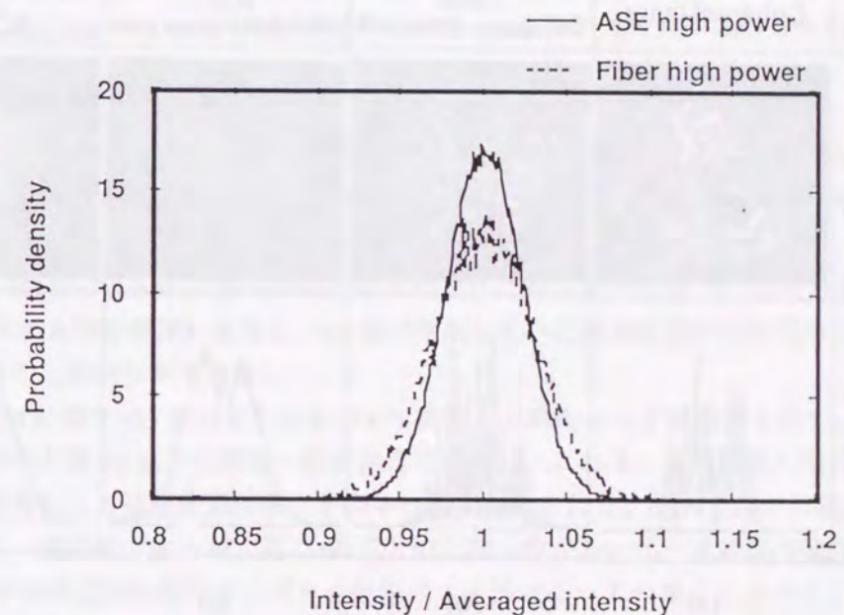


図7-22 ASE、光ファイバーによる部分コヒーレント光源を用いた集光パターン強度の確率密度分布。ASE 光の均一性が光ファイバーによる光源よりも若干優れている。

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 ( $\sigma_{rms}$ ) 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  $500 \mu\text{m}$  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ck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

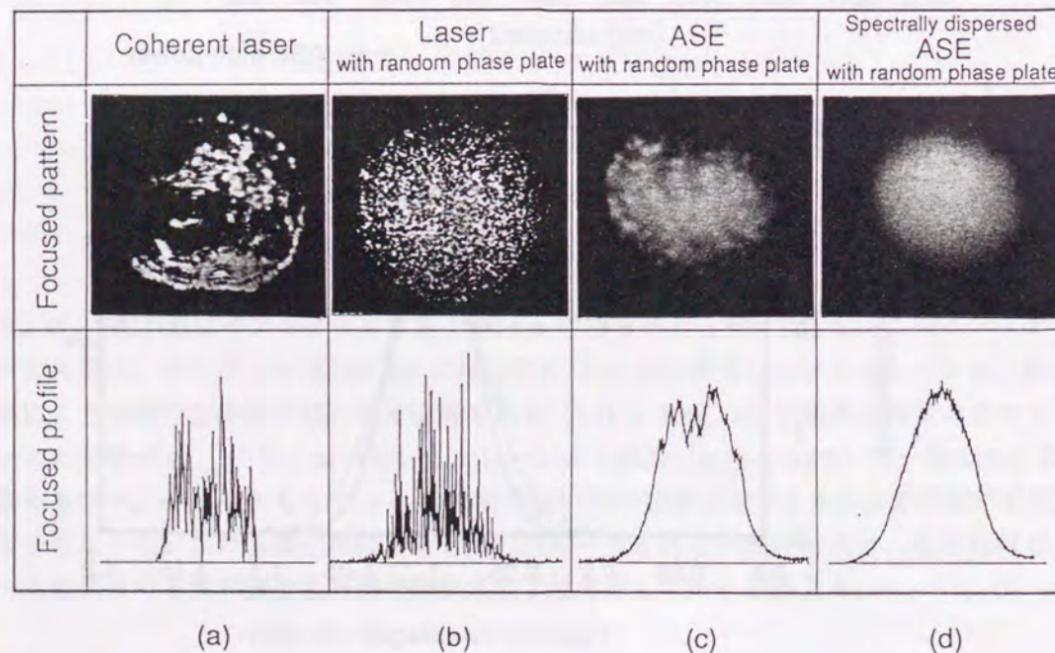


図7-23 激光XII号の集光パターン。  
干渉スペckル構造は部分コヒーレント光の導入で平滑化される。

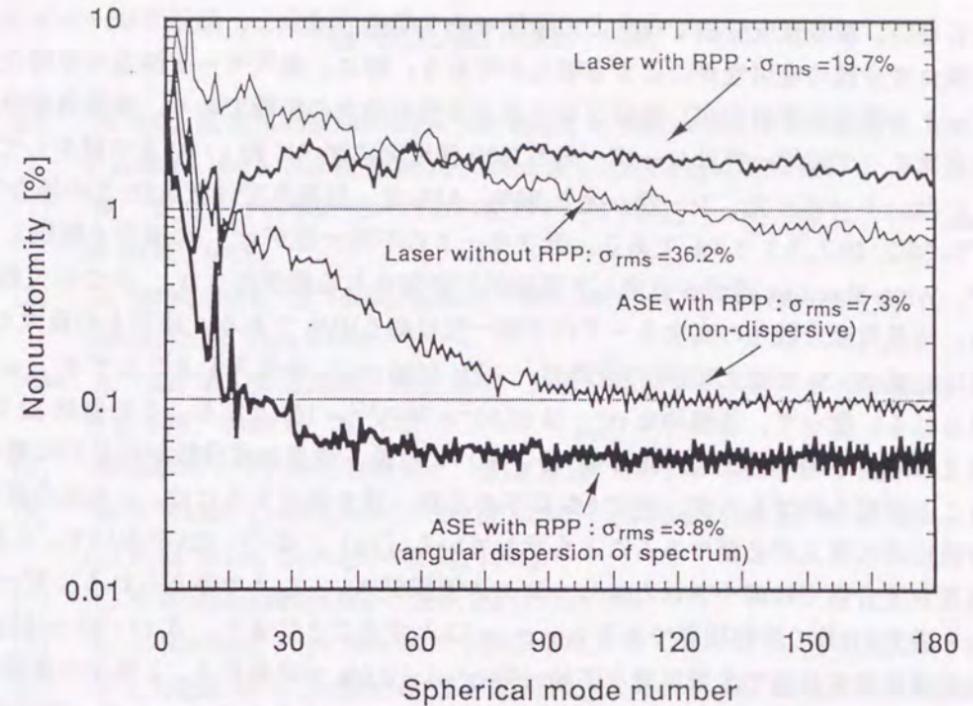


図7-24 集光パターンの球面モード展開図  
部分コヒーレント光の波長角度分散は高次モードの不均一性を大幅に減少させる。

22 TDL,  $\Delta\lambda = 0.6 \text{ nm}$  である。(b) 図の干渉スペck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,  $\Delta\lambda = 0.8 \text{ nm}$ : 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ck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

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ck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。 $\sigma_{rms}$ 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 $\sigma_{rms}$ 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 $\sigma_{rms}$ 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 $\ell_{max} = 389$ が得られる。従って、理想的な $\sigma_{rms}$ は $(0.05^2 \times 389)^{1/2} \approx 1\%$ となる。この値は32TDL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 $A_{c\lambda} = d_{c\lambda}^2$ 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 $\alpha = \alpha_\lambda = 32$ 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 $\sigma(\infty) = 0.6\%$ 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ckルパターン( $N_S$ )を評価した。波長分散されたスペckル幅が0.4nmのとき、ビーム発散角8, 16, 32TDL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ck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、ほぼ完全にスペckル構造を消滅させることが可能で $\sigma_{rms} = 3.8\%$ 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、p 181.
- [3] E. Snitzer 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] 榊田孝司:「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*, 2nd 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  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  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ない。
- (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 2 nm 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られる。

## 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、三間閑興教授、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、富田博之技術補佐員、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、曾 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、筒井昭男君、塩田裕基君、福田浩史君、尹 根榮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 -  
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. 中野人志、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.

