OUKA
Osaka University Knowledge Archive

Title	Ti:サファイアレーザーとNd:ガラスレーザー増噴幅器による短パスル高強度レーザーの開発
Author(s)	羽原, 英明; 児玉, 了祐; 澤井, 清信 他
Citation	電気学会研究会資料. OQD, 光・量子デバイス研究会. 1997, 17, p. 47-52
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/3046
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

OQD- 97- 24

Ti:サファイアレーザーとNd:ガラスレーザー増幅器による短パスル高強度レーザーの開発

羽原英明*、児玉了祐、澤井清信、鈴木健治、森　道昭、辻　宰司
濱田和之、岩田　学、田中和夫[1]、北川米喜、藤田尚徳、加藤義章
（大阪大学レーザー核融合研究センター、大阪大学工学部[1]）

Development of a Short Pulse Intense Laser with a Ti:Sapphire Laser Frontend system coupled to Nd:Glass Amplifiers.

H.Habara,R.Kodama,K.Sawai,K.Suzuki,M.Mori,S.Tsuji
K.Hamada,M.Iwata,K.Tanaka[1],Y.Kitagawa,H.Fujita,Y.Kato
(ILE.,Osaka univ.,Dep. of Eng.,Osaka univ.[1])

Abstract

We developed a short pulse intense Laser by applying Chirped Pulse Amplification(CPA). The front end system consisted of a Ti:Sapphire oscillator, regenerative amplifier and a pulse stretcher, generated chirped pulses(FWHM 8.5nm/600ps)with an energy of 4mJ. This pulse was amplified in high power Nd:Glass Amplifiers to be 20-30J and compressed in time to be 700-800fs by a vacuum compressor. The compressed pulse was focused by an off-axis parabola mirror to be focused intensity of 10^{18}W/cm^2. CPA characteristic in the system also examined by measuring a spectral narrowing in a amplifies,which was computed with a simulation. Taking account of the CPA characteristic,we have propose of a pulse shaping in the system by introducing a spectral control at the front end system. This spectral control will realized a 100TW pulse width at 300fs duration using this laser system.stably.

キーワード:チャープパスル増幅法、短パルス高強度レーザー、B積分、パスル成形

(chirped pulse amplification,short pulse intense laser,B-integral,pulse shaping)

1.はじめに

チャープパルス増幅法により、パルス幅1ps以下の超短パルスで、数TW以上の出力を持つレーザーが実現された。以前、単一モード光ファイバーを用いたチャープパルスを回折格子対で圧縮することで30TWの高出力短パルスが得られた[1),2)]。しかし単一モード光ファイバーで生じる周波数チャープ（分散）は非線形のチャープであるため、回折格子対で２次の分散までを補償するパルス圧縮ではパルスを完全に圧縮することができず、ペデスタルとよばれる背景光を圧縮パルスの前後に生じる[2)]。そのためＳ／Ｎ比が悪く、主パルスがターゲットを照射する前に、背景光がかなり長い時間ターゲットを照射する。このためターゲットを予備加熱して予備プラズマを生成し、固体プラズマとの相互作用において好ましくない影響を与える。

ところが近年になってカーレンズモード同期法の開発で、出力安定で波長帯域が広く波長可変である超短パルスチタンサファイアレーザーが出現した。それにより回折格子対で安定な線形チャープを持ったパルスを得ることができ、パルス増幅後フーリエ変換限界までパルス幅を圧縮することが可能となり[3)]、安定でペデスタルのない短パルス高出力レーザーが可能となった。この短パルス高出力レーザーを集光することにより高強度レーザー光が得られる。

高強度レーザーとプラズマとの相互作用において、光の輻射圧は3×10^8気圧にも達する。光圧で高密度プラズマを圧縮することによってイオンを加速すると、そのエネルギーは数MeVにも達すると予想され、また強磁場中での第二高調波発生、レーザーからの電子対発生など、プラズマ中での今までにない新しい物理現象が予測されている。さらに核物理や高エネルギー物理、物性物理の他、化学、生物、エレクトロニクス、医療、環境保全などの幅広い応用が期待されている。

本研究では、発振器にチタンサファイアレーザを使用し、Nd:ガラスレーザーを増幅器とするチャープパルス増幅システムにより数10ＴＷのレーザーの開発を行った。この論文では高強度短パルスレーザーの開発、及びパルス成形による短パルス化に関して記述する。

2.短パスル高強度レーザーシステム

図1に短パスル高強度レーザーのシステム図を示す。このシステムではアルゴンイオンレーザーで励起されたチタンサファイアレーザーのパルスを回折格子対で線形にチャープし、YAGレーザーの２ω光で励起された再生増幅器で一つのパルスを取り出し数mJまで増幅する。そのレーザー光を大阪大学レーザー核融合研究センターのNd:ガラ

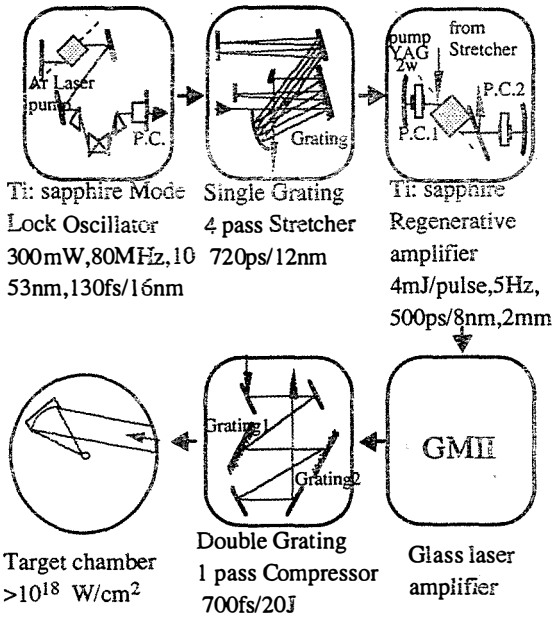

図1　高強度超短パルスレーザーシステム

ス増幅器、激光MII号(GMII)で数10Jまで増幅する。増幅後、回折格子対でチャープを補償しフーリエ限界までパルスを圧縮するとパルス幅数100fsのパルスが得られる。このパルスを軸外し放物面鏡で数10μmまで集光し強度10^{18}W/cm^{2}以上を得るシステムである。またGMIIのシステムはスペシャルフィルター、ロッドアンプ、ディスクアンプ、ファラデーローテーター、オプティカルシャッターからなり、それらの詳しい説明は文献4で説明されており、ここでは省略する。ここで便宜のためシステムを4つの部分にわけて記述する。一つめはフロントエンド部として発振器からストレッチャー、再生増幅器、ビームエキスパンダーとGMIIに入るまでの部分とする。二つめは増幅部としてGMIIガラス増幅器の増幅特性に関して記述する。三つめは圧縮部として回折格子を用いたチャープパルスの圧縮について述べる。最後は集光部としてGMIIでのビームパターン、集光パターンについて簡単に述べる。

a)フロントエンド部

フロントエンド部はチタンサファイア発振器、パルスストレッチャー、再生増幅器、ビームエキスパンダー、スペーシャルフィルターで構成されている。フロントエンド部の役割はパルスをチャープ（波長分散）させることと、ガラス増幅器で効率よく増幅されるようエネルギーをあげ、ビーム径を広げることである。図2にフロントエンドのシステム図を示す。チタンサファイア発振器（Tsunami3960-L2X, Spectra Physics）はアルゴンイオンレーザー（2080-12SA, Spectra Physics）によって励起し、エネルギー3.75×10^{-9}J/pulse、中心波長は後述する理由によって1060nmに調整しており、パルス幅は72fs、スペクトル幅16nm、80MHzのパルス列として出力されている。測定されたパルス幅は72.8fs、スペクトル幅は16.2nmであった。

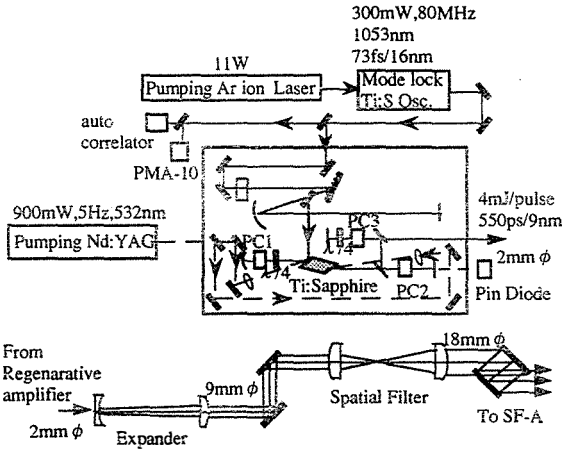

図2　フロントエンドシステム図

次にストレッチャーでパルスを引き延ばす。本実験で用いたストレッチャーは4pathの単一回折格子ストレッチャーであり、線密度は1200 l/mm、入射角度は28°、回折格子間隔は2.36mである。ストレッチャー内ではパルスが波長分散により空間的に拡がりを持つため、十分広いミラーを使わないと完全に反射できない。そのため本実験ではスペクトル幅は12nmに制限されている。回折格子による時間遅延は

$$\tau = \mp\frac{L_0}{c}\left\{\frac{\cos\phi_0}{\cos\phi}(\sin\phi\sin\theta+1)-(\sin\phi_0\sin\theta+1)\right\} \quad (1)$$

で表され[5]、ここで負符号はストレッチャーであり、正符号はコンプレッサーである。これより時間遅延は770psと求まる。一方測定されたパルス幅は720psであったが、この違いは入射角の測定誤差と思われる。

次にチャープ光をTi:サファイア再生増幅器にいれて増幅する。図3にTi:サファイアの波長1μm付近の誘導放出断面積を示す[6]。ガラス増幅器の中心波長は1053nmであるのでフロントエンド出口でも1053nmで発振しなければならないが、入射光が再生増幅器内で何度も往復すると利得断面積に引きずられ中心波長が短波長側にシフトしてしまう。そこで発振器の中心波長を1060nmにすると、再生増幅器出口で中心波長1053nm、波長幅8.5nm、パスル幅600ps、エネルギー4mJのパスルを安定に得た（図4）。レ-

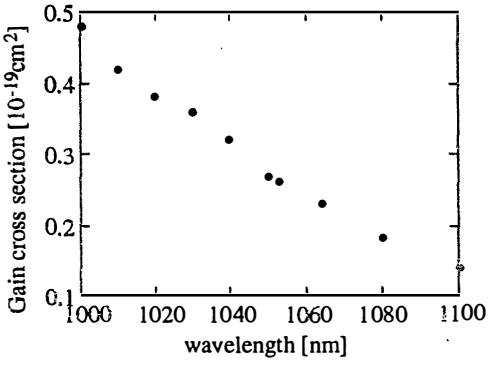

図3　チタンサファイアの利得断面積

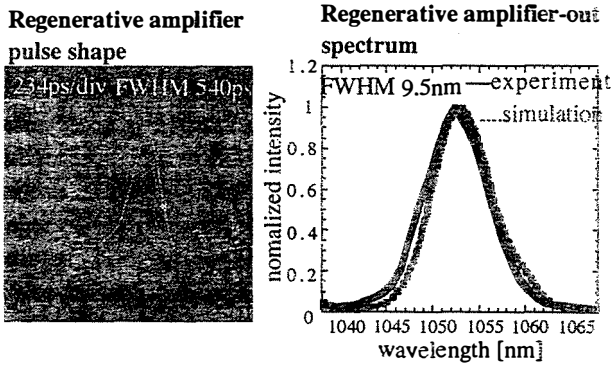

図4　フロントエンド部出口のパルス波形（左）
とスペクトル波形（右）

ザーの増幅は、入射フルーエンスΓ_{in}を用いて

$$\Gamma_{out} = \Gamma_s \ln\left\{1 + e^{\alpha}\left(e^{\frac{\Gamma_{in}}{\Gamma_s}} - 1\right)\right\} \quad (2)$$

と表される[6]。ここでΓ_sは飽和フルーエンスである。この式とTi:サファイアの利得断面積を用いて増幅シミュレーションを行った。実験で得られたストレッチャーからのスペクトルを入射波形とし、パルスのエネルギーが最大になる（増幅飽和と共振器内での反射率のためエネルギーが減衰するので最大値が存在する）時間を、実際の再生増幅器での切り出し時間の450nsになるようにシミュレーションで反射率を決めると86%になった。この条件では切り出したパルスのエネルギーは5.5mJとなり実験値の4mJとほぼ一致し、その波形（図4）も良い一致を得た。

再生増幅器からのパルスのビーム径は直径2mmであった。レーザー増幅では光学素子の損傷を避けるためにビーム径を広げながら増幅しており、かつスペーシャルフィルターにより像転送されているため、ビーム径とビーム拡がりをガラスレーザーに合わせなければならない。またレーザーパターンが出来るだけ均一であるほどエネルギーの充填率が高く、効率良い増幅や集光が出来るため、GMIIでは径を広げたビームをハードアパーチャーでパターンの一様な部分を切り出している。そのためビーム径をアパーチャー径より広げなければならない。そこで、ハードアパーチャーの径は8mmであるので、エキスパンダー（焦点距離200mmの平凹レンズと900mmの平凸レンズ）を用いてビーム径を4.5倍の9mmにし、スペーシャルフィルター（焦点距離1mと2mの平凸レンズ）で2倍の18mmに広げ、強度分布が一様な中心部を切り出した。またビームが平行な場合のエキスパンダーの２枚のレンズ間の距離は700mmであるが、エキスパンダーを出た後に、レンズで平行ビームの集光限界まで絞れるようにレンズ間を調整すると776mmであったことから、再生増幅器のビーム広がりは3.9mradである事がわかった。これは2mm径のビームにおける回折限界発散角の0.31mradの約10倍であった。

b)増幅部

このパルスをNd:ガラス増幅器によって20Jまで増幅させる。そこでガラスレーザー増幅特性を調べた。図5はガラスレーザーの媒質、LHG-8の蛍光フルーエンスである。これは自然放出光であるので誘導放出断面積に比例している[7]。ここで式2と図5よりガラスレーザーにおける増幅シミュレーションを行った。その結果が図6である。左の波形は入射パルスでエネルギーはであった。右の波形は18.4Jまで増幅したときの実験で得られた波形とシミュレーションによる波形である。シミュレーション１は入射波形を増幅したもので、2は同じスペクトル幅のガウシアンを増幅したものである。左図と右図を比較すると利得狭帯化が興起こっている事が解る。またシミュレーションと実験での波形は良く一致している。実験結果をまとめたものが図7で、このシミュレーションは実験結果を忠実に再現していることが解る。右軸はパルスの波形をガウシアンと仮定したとき圧縮波形のパスル幅で、これによると波長幅3.7nmでは理想的な圧縮で500fsまで圧縮できると思われる。

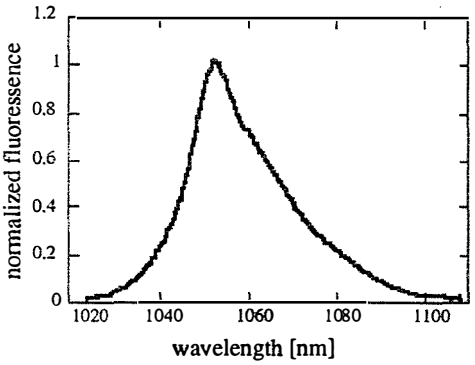

図5　LHG-8の蛍光スペクトル

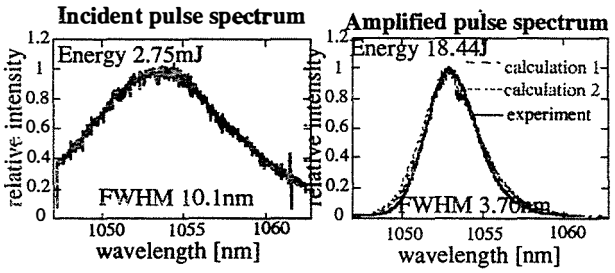

図6　GMII増幅スペクトル

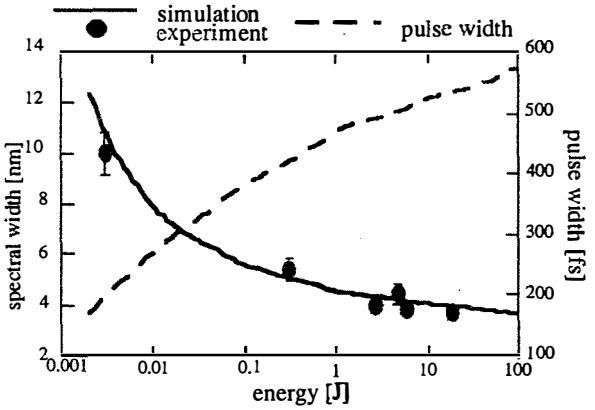

図7　スペクトル狭帯化と圧縮波形のパルス幅

c)圧縮部

増幅されたパスルをコンプレッションチャンバーに導入し、ストレッチャー受けた分散をコンプレッサーで補償する事でフーリエ限界までパスル圧縮する。実際に増幅したパルスを圧縮するために、ストレッチャーで受けたチャープ量を知らなければならない。そこで発振器からの光をストリークカメラ(FESCA, Hamamatu Photonics.Inc.)で測定したところパルス幅357.8ps、スペクトル幅6.35nmのきれいな線形チャープが得られていることが分かった（図8）。これより式1を使って時間遅れを補償するためコンプレッサーの回折格子対を、入射角46.3°、回折格子対間隔2.63mに配置した（図9）。ただしコンプレッサーの溝間隔は1480 l/mmである。増幅後のパルス幅、スペクトル幅は図2.22中のミラーM5の漏れ光をミラーM6で折り返して計測した。

レーザーエネルギーが8.8Jのパスルを圧縮した結果が図10である。スペクトルは分光器で測定し、パルス波形はオートコリレーターで計測した。これによるとスペクトル幅は4nm、パスル幅は970fsであった。これはパルスをガウシアンとしたときのフーリエ限界である400fsの倍である。これはストレッチャーとコンプレッサーの回折格子の線密度の不一致によるものと思われる。図11にストレッチャーの線密度が1200 l/mmで、コンプレッサーが1200 l/mmと1480 l/mmの場合を示す。1480 l/mmの場合、式1のテーラー展開の中心波長での1次式が1200 l/mmの場合と等しいとした。これによると、もとの400fsのガウシアンパルスは、理想的には1200 l/mmの回折格子対では400fsまで圧縮できるが、1480 l/mmの回折格子対ではおおよそ800fsと倍程度の半値幅までしか圧縮できないことが分かった。

図8　チャープ量の測定

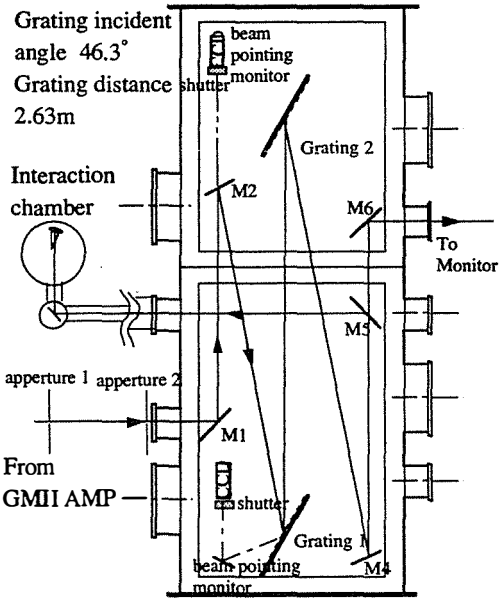

図9　コンプレッッションチャンバー配置図

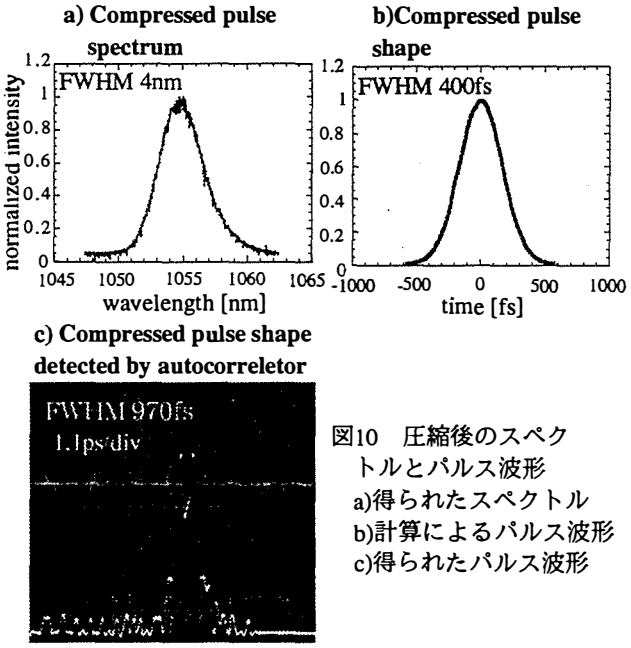

図10　圧縮後のスペクトルとパルス波形
a)得られたスペクトル
b)計算によるパルス波形
c)得られたパルス波形

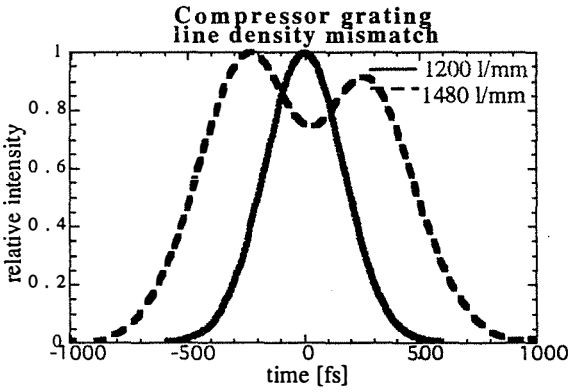

図11　回折格子対の線密度の不一致によるパルス波形への影響

d)集光部

ここでは時間的な圧縮されたパルスを空間的に集光して高いビーム強度を得る。図12に相互作用実験チャンバー（メインチャンバー）の配置図を示す。

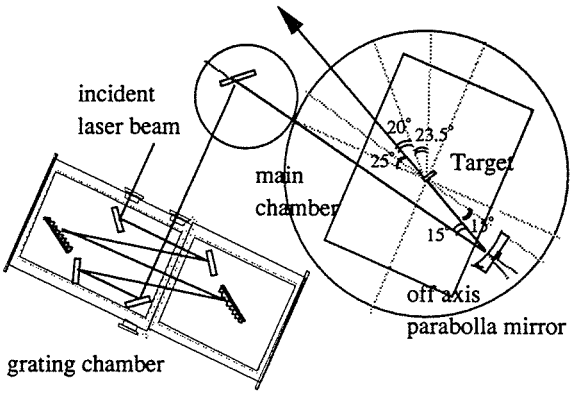

図11　コンプレッションチャンバーと
メインチャンバー

集光にレンズを使用した場合、パルス圧縮後は強度が強いため、レンズの非線形分極によりビームは自己収束し、レンズにダメージを与えてしまう。そのため本実験の集光にはF数が3.3の軸外し放物面鏡を使用している。ここで集光点でのビーム径dは、回折限界の場合、

$$d = 2.44 \times F\lambda \quad ,F = f/b \qquad (3)$$

と表せる。ただしfは焦点距離、bは集光前のビーム径である。本実験では集光前のビーム径は15cmであるので、集光点での集光限界は10μmとなる。しかし、ビームが波面収差を持っていたり、空間的に強度の不均一がある場合、集光限界まで集光できなかったり、ビームが自己収束し光学素子や回折格子のダメージ限界を超える恐れがある。

強度の不均一によるダメージを避けるため、増幅後のビームパターンを測定し、局所的な高強度部分を調べたところエネルギー5.7Jのとき、平均に対するピークの強度は2.30であった。一般に高出力ガラスレーザーに用いられる光学素子の損傷しきい値は数J/cm^{2}であり、本実験で使用した回折格子対の損傷しきい値は0.4～0.2J/cm^{2}であるので増幅できるエネルギーの最大値は、約15～30Jであることが分かった。

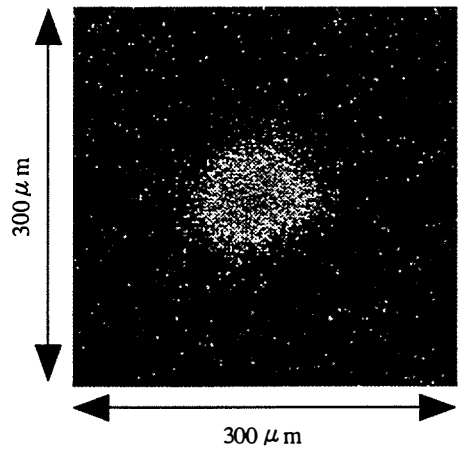

図12　X線ピンホールカメラ像

次にターゲット上での集光パターンを計測するため、レーザー光を金ターゲットに当て、X線ピンホールカメラで発光X線の大きさを見た。その結果が図12である。これによると全エネルギーの1/e^{2}を含むスポット径は80～90μmであることが分かった。これは式3で求められる集光限界の10倍である。

その原因を調べるため、増幅列出口、コンプレッションチャンバー出口で集光パターンを計測したところ、増幅列出口では集光限界の1.5倍から2倍であったが、コンプレッサー出口では回折が起こり横方向にしか絞れなかった。原因としてはコンプレッサーの回折格子の歪みによる線密度の不均一が考えられるが、現在調査中である。

3.位相変化

強度が大きいレーザーが物質を通過する場合、物質の非線形性よりレーザーの位相が変調を受ける。非線形シュレーディンガー方程式を解くことにより電場は

$$E(z,t) = E(0,t)\exp\left(\frac{\alpha z}{2}\right)\exp(iB(z,t))$$

$$B(z,t) = \int \gamma |E|^2 dz = \frac{2\pi}{\lambda}\int \eta_2 |E|^2 dz \qquad (4)$$

という位相の項が現れる[9]。このBは位相変調の量を表しており、B積分と呼ばれて、強度を用いて

$$B = \frac{2\pi}{\lambda}\int_0^L \gamma I(z)dz$$

$$\gamma = \frac{40\pi}{c\eta_0}\eta_2 \qquad (5)$$

と表される。但し単位はradである。ここでこの位相変化がパルスの圧縮、集光に与える影響を評価する。

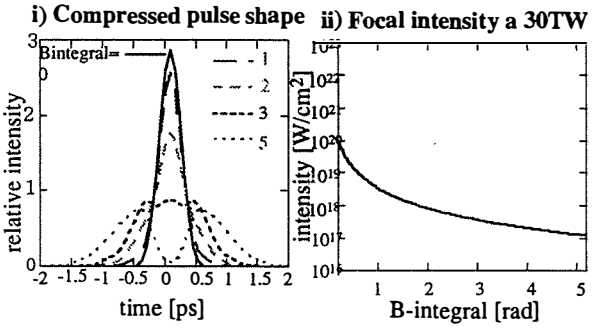

図13　B積分値の圧縮波形と照射強度に対する影響
i)B積分に対する圧縮波形
ii)ピーク強度を30TWとしてB積分値による位相変化でビーム拡がりを評価して求めた集光点での照射強度

i)は圧縮は径に対する影響で、ii)は集光強度に対する影響である。そこで増幅シミュレーションを用い、このシステム全部に渡ってのB積分値を計算したところ、40Jまでの増幅では2以下になることが解った。従って図13より位相変調は無視できる。

4.パルス成形

CPA増幅特性の結果よりこのシステムにおいて、スペクトル波形制御によるパルス波形の成形のシミュレーションを行った。図14のi)のような半値13nmのスペクトルの光を入射し30Jまでガラス増幅器でパルスを増幅したとすると、スペクトルの狭帯化は少なく、5.3nmのスペクトル幅が得られた。これは単純にガウス波形スペクトルを30Jまで増幅したとき、スペクトル幅が4nmに狭帯化する事に比べて広いスペクトルが得られることを示す。従って圧縮波形のパルス幅も500fsから300fsと狭くなると考えられ、レーザー出力が1.7倍上昇すると思われる。

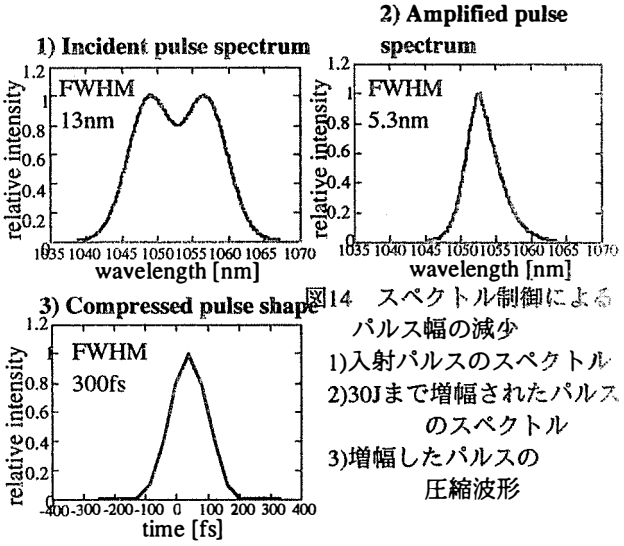

図14　スペクトル制御によるパルス幅の減少
1)入射パルスのスペクトル
2)30Jまで増幅されたパルスのスペクトル
3)増幅したパルスの圧縮波形

そこで図14-i)で示すようなスペクトル制御を行うために、ストレッチャーの空間分散を利用した。ストレッチャーでは波長分散が起こり波長変化は空間的変化になるので、スペクトルフィルターを用いるよりも、空間的にフィルターの透過率を変化させると詳細なスペクトル制御ができるという利点がある。そこでストレッチャー内の最も利得が大きい波長分散の位置にND:フィルターをいれ中心を落としたスペクトルを得た（図15）。

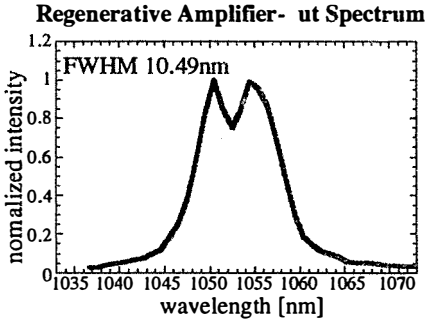

図15　再生増幅器出口のスペクトル波形

スペクトル幅は10.4nmである。これを30Jまで増幅した場合、上記で用いたシミュレーションから増幅波形のスペクトル幅は約5nm、圧縮波形のパルス幅は約330fsとなると予想される。これにより100TWのパルスが得られると考えられている。

5.むすび

本研究ではチャープパルス増幅法による高強度短パルスレーザーの開発と、スペクトル制御によるパルス波形成形を行った。

Ti:サファイアを用いたフロントエンドではスペクトル幅8.5nm、パルス幅約600ps、エネルギー4mJのパルスを安定に得ることが出来た。このパルスをNd:ガラス増幅器に入れエネルギー20-30Jまで増幅すると、スペクトル幅3.5nmのパルスを得ることが出来た。コンプレッサーで圧縮するとパルス幅は0.8～1psまで圧縮することができ、レーザー増幅、圧縮のシミュレーションを行ったところ実験と良い一致を得ることが出来た。

これをもとにスペクトル制御によるパルス波形成形を試みた。ストレッチャー内での空間フィルターにより、本システムで100TWを得るためのフロントエンドでのスペクトルを得ることが出来きた。

文献

1 K.Yamakawa et al,Opt.Lett.16(1991)1593.
2 山川孝一、高強度超短パルスレーザー光の発生とその応用に関する研究、博士論文(1992).
3 O.E.Martinez,IEEE J.Quantum Electron.,QE-23 1(1987)59.
4 山中千代衛監著、レーザー工学（コロナ社）(1981).
5 S.Sakabe,Reserch Report,Institute of Laser Engineering,Osaka University,ILE9501G,1995
6 B.C.Stuart,S.Herman,and M.D.Perry,IEEE J.Quantum Electron.,QE-31 3(1995)528.
7 A.Yariv,Quantum Electronics.2nd ed,(John Wiley & Sons,Inc.)(1975).

原稿受付日　平成9年 2 月10日