光パラメトリックチャープパルス増幅器における高効率増幅

小菅 淳, 桐山 博光, 下村 拓也, 田上 学, 金沢 修平, 越智 義浩,
森 道昭, 田中 桃子, 岡田 大, 笹尾 一, 杉山 僚, 横山 淳, 河西 俊一
日本原子力研究開発機構 関西光科学研究所 (〒619-0215 京都府木津川市梅美台八丁目1番地7)

Demonstration of A High-Efficiency, Broadband Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification as A Front-End for A High Intensity Laser

Atsushi KOSUGE, Hiromitsu KIRIYAMA, Takuya SHIMOMURA, Manabu TANOUE,
Shuhei KANAZAWA, Yoshihiro OCHI, Michiaki MORI, Momoko TANAKA, Hajime OKADA,
Hajime SASAO, Akira SUGIYAMA, Atsushi YOKOYAMA, and Shunichi KAWANASHI
Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Agency, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto 619-0215

(Received May 25, 2010)

High conversion efficiency of optical parametric chirped-pulse amplification (OPCPA) is demonstrated with the use of a commercial frequency-doubled Q-Switched Nd:YAG laser. In the high energy seeded OPCPA, we have achieved a pump-to-signal conversion efficiency of 28 %. Our result represents, to our knowledge, the most efficient OPCPA to date pumped by a commercial frequency-doubled Q-switched Nd:YAG laser.

Key Words: Optical parametric chirped-pulse amplification, Chirped pulse amplification, High intensity laser

1. はじめに

ちょうど今から50年前の1960年5月16日, T. H. Maiman はルビーレーザーの発振に成功し¹⁾, 人類は非常に純粋な可視光を手に入れることができるようになった. このレーザー光は, 指向性, コヒーレンス性(可干渉性)に優れるなどの特徴を持ち, 学術分野だけでなく日常生活においてもなくてはならない存在となっている. 今日, 時間的コヒーレンス性を生かし複数の波長で位相をそろえて同時に発振させるモード同期レーザーによりフェムト秒(10^{-15} 秒)パルス列が容易に得られており, さらに高次高調波を用いてアト秒(10^{-18} 秒)の領域まで短パルス化が可能になっている. 一方, 空間的コヒーレンス性に優れているため, 指向性の良いレーザー光を回折限界近くまで集光スポットを小さくすることが可能である.

超短パルスレーザーの高出力化において, チャープパルス増幅法(CPA; Chirped Pulse Amplification)²⁾が開発されて以来, 得られるピーク強度は飛躍的に向上し, ピーク強度がTW~PWに達するようなレーザーが開発されている³⁻⁵⁾. このような高ピーク強度レーザーを集光することにより, 原子内クーロン電場よりはるかに強い光電場を生成することが可能になり, レーザー駆動粒子加速などの高強度物理の研究に用いられている⁶⁾. しかしながらCPA増幅過程において, 増幅されるメインパルス

の他に自然放出光(ASE; Amplified Spontaneous Emission)を種光として増幅されるバックグラウンド成分が存在し, このバックグラウンド成分の抑制が重要となる. これは, メインパルスより時間的に前にあるASE成分がターゲット上にプリプラズマを形成し, プリプラズマがメインパルスとターゲットとの相互作用を阻害してしまう. 固体ターゲットがプラズマ化するしきい値強度は 10^{10} W/cm²程度であるので, 10^{20} W/cm²以上の集光強度でターゲットと相互作用をさせるには10桁以上の高いコントラストが必要となる. TW~PW級CPAシステムにおいて前置増幅器部(フロントエンド)は誘導放出過程を用いた再生増幅器が一般的に用いられてきたが, ASE成分を抑制し, かつ高い利得と高いビーム品質を実現できる光パラメトリックチャープパルス増幅法(OPCPA; Optical Parametric Chirped Pulse Amplification)が近年注目されている.

2次の非線形光学効果による和周波発生の逆過程, つまり周波数 ω_p (pump光)の光を非線形光学結晶に入射し, $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ を満たす周波数 ω_s (signal光)と ω_i (idler光)の光を発生させる過程が光パラメトリック過程であり, 特に, pump光とsignal光を同時に結晶中に入射し, signal光を増幅させる過程を光パラメトリック増幅(OPA; Optical Parametric Amplification)という. 一般に, signal光とidler光の周波数は, エネルギー保存則が成り立っている

ということだけで、それぞれ一意的には決まらない。高い効率でsignal光を増幅させるためには、位相整合条件を満たすことが必要となる。位相条件は、入射するpump光と結晶軸のなす角度によって変化し、signal光とidler光の周波数は位相整合条件によってチューニングが可能となる。この増幅過程では、不変換のpump光は光として結晶から排出されるので、結晶中での熱負荷を無視することができ、高繰り返しパルスレーザーの増幅器として注目されている。より高出力の増幅をおこなうため、signal光の時間幅を伸張り非線形結晶中でのピーク強度を下げてOPAをおこなう手法が、光パラメトリックチャープパルス増幅法(OPCPA)と呼ばれる手法である⁷⁻¹⁰⁾。これまで報告されている、一般的なモードロックTi:sapphire発振器と市販の励起レーザーから構成されるOPCPAでは、OPCPAへのSeedエネルギーがサブnJ程度と低いため、7桁以上の高い利得が報告されているが、pump光からsignal光への光-光変換効率は数%しか得られていない¹¹⁾。また、光-光変換効率が20%を超えるような高い変換効率を有するOPCPAシステムも報告されているが、複雑な時間・空間制御を必要とするOPCPA励起用に特化した励起レーザーを用いている^{12,13)}。

本研究では、市販の励起レーザーを用いて高い変換効率を実現するOPCPAシステムの開発をおこなった。OPCPAへのseed光としてCPAシステムで増幅されたパルスを用いることでOPCPAシステムにおいて高い光-光変換効率を実現した。

2. J-KARENレーザー

本研究で用いた、関西光科学研究所における、高強度・高コントラストレーザー(J-KAREN Laser; JAEA Kansai Advanced Relativistic Engineering Laser)のシステム構成図をFig. 1に示す。本システムは、2つのCPAシステムから構成され、2つのシステムの間には非線形フィルターとして近赤外領域の波長は透過しない特性を持つカラーガラスフィルターを挿入し、ASE成分の発生を低減

したクリーンなパルスを2段目のCPAシステムの種光として用いている。2段目のCPAステージで高パルスエネルギーSeedingによるOPCPAをおこなうため、1段目のCPAステージでは、市販のTi:sapphire CPAシステムを用いて数十 μ Jまで増幅をおこない、その後、ポッケルスセルで繰り返し周波数を10 Hzに分周する。2段目のCPAステージは、全反射型パルス伸張器でパルス幅1 nsまで伸張り、OPCPA前置増幅器で増幅される。プリパルス成分を抑制するためのパルススライサー(Laysop Ltd.製, UPC 068)を通り、2段の4パス-マルチパス増幅器(前置増幅器, 主増幅器)により増幅される。2段目の増幅器において、Ti:sapphire結晶の熱歪みを低減するため結晶を100 Kまで冷却している。これら3つの増幅器は、10 Hz動作のNd:YAGレーザーの2倍波で励起される。さらに、シングルショット動作のNd:glassレーザーで励起する3パス-マルチパス増幅器(最終段増幅器)で増幅され、パルス圧縮器により再圧縮される。これにより得られた高ピーク強度パルスを気体や固体ターゲットに集光することにより電子線や陽子線発生などの研究に用いている。

3. OPCPAフロントエンドの実験配置

Fig. 2にOPCPAフロントエンドシステムの概要を示す。OPCPAシステムの高効率化のため、高エネルギーSeed光(シグナル光)にはFemtoLasers社製Femto Power Compact Proを用いた。この発振器自身がCPAシステムであり、CPA発振器は、モードロックTi:sapphire発振器、パルス幅を約10 psまで伸張するストレッチャー、9-パス構成のTi:sapphire増幅器とパルス分周ポッケルスセル、プリズム対を用いたパルスコンプレッサーで構成されている。このCPA発振器から、中心波長800 nm、繰り返し周波数10 Hz、パルスエネルギー数百 μ Jのパルス列が出力される。その後、全反射型パルスストレッチャー¹⁴⁾によりパルス幅を約1 nsまで再度伸張される。その結果、OPCPAへのSeed光のパルスエネルギーは58 μ Jとなり、一般的な商業用ベースのモードロックTi:sapphire発振器

Fig. 1 Diagram of the J-KAREN laser system.

Fig. 2 A diagram of the experimental OPCPA setup.

(FemtoLasers社製Synergy等)と比較して、5桁程度高い高エネルギーシードパルス光を得ることができる。パラメトリック過程に用いる非線形光学結晶は、高利得増幅をおこなうため非線形光学定数が大きいタイプI位相整合のBBO結晶を用いた。本システムでは3段のパラメトリック増幅をおこない、1, 2段目の結晶は7 mm × 7 mm × 19.5 mm, 3段目の結晶は7 mm × 7 mm × 16 mmである。それぞれの結晶には、寄生発振を抑制するため両面反射防止コートとウェッジ加工が施されている。パラメトリック増幅における非同軸角(結晶外交差角)、位相整合角はそれぞれ、3.9°, 23.8°としている。OPCPAシステムの励起レーザー(ポンプ光)はSpectra Physics社製GCR-150であり、Q-スイッチ Nd:YAGレーザーの2倍高調波を用いる。最大出力エネルギー300 mJ, パルス幅5.5 ns, 繰り返し周波数10 Hzで動作し、 $\lambda/2$ 波長板とTFPによりOPCPAへの励起エネルギーの調整をおこなっている。励起レーザーの空間プロファイルはほぼフラットトップであり、GCR-150内のSHG変換結晶の空間プロファイルを、真空チャンバーのイメージリレーテレスコープを用いて、OPCPAの1段目と2段目の結晶の中間地点に像転送をおこなっている。この転送された像をさらに2段目と3段目のある2つ目のイメージリレーテレスコープにより、3段目のBBO結晶中に像転送をおこない、各ステージの結晶上でポンプ光のビーム径が同じになるように調整をおこなっている。ポンプ光は、3段のBBO結晶を連続的に励起する光学系を配置している。

4. 実験結果

一般的なモードロックTi:sapphire発振器(本研究ではFemtoLasers社製のSynergyを用いた)と市販励起レーザー

から構成されるOPCPA(低エネルギーシーディングOPCPA)の増幅特性を測定すると、OPCPAへのSeed光パルスエネルギーは約80 pJと低いため、8桁以上の高い利得が測定された。しかしながら、この時得られた増幅光の最大パルスエネルギーは13 mJとなり、ポンプ光からシグナル光への光-光変換効率はわずか4 %となった。この低い変換効率を向上させるため、本研究では発振器をCPA発振器に置き換え、Seed光のパルスエネルギー上げてOPCPAの増幅特性の測定をおこなった(高エネルギーシーディングOPCPA)。Fig. 3 (a), (b)は、励起レーザーであるGCR-150のパルスエネルギーに対する3段OPCPAの総合出力エネルギーと光-光変換効率を示している。CPA発振器から出力されたOPCPAへのSeed光のパルスエネルギーが58 μ Jであり、ビーム径4.1 mm, パルス幅1 nsから入射ピーク強度に換算すると439 kW/cm²と見積もられる。3段OPCPAの増幅光の最大パルスエネルギーは、GCR-150の最大励起エネルギー306 mJにおいて84 mJが得られた。このときの利得は1400に相当する。一方、励起エネルギーからシグナル光への最大光-光変換効率は、励起エネルギー274 mJの時得られ、変換効率は28 %に達した。これは、OPCPA励起に特化した励起レーザーではなく、商業用励起レーザーを用いたOPCPAシステムとしては最大の変換効率である。また、Seed光のパルスエネルギーが、一般的なモードロックTi:sapphire発振器から得られるpJレベルと比較して、数十 μ Jレベルの高エネルギーSeed光でOPCPAを行うことにより、高いパルスコントラスト比の増幅パルスが得られるという報告がなされている¹⁵⁾。これは、高エネルギーSeedの場合、Seed光の増幅量と比較して、パルス増幅に寄与しないポンプ光による光パラメトリック蛍光の増幅(ASF; Amplified superfluorescence)量が桁違いに小さいためである。なお、ASFは真空の揺らぎをsignal光としたOPAであり、Ti:sapphireを用いた増幅によるASEとは本来異なるものだが、本論文では、プリパルスの起源がCPA発振器からのASEによるものなのか、OPCPAによるASFによるものなのか区別がつかないので、本論文ではバックグラウンド成分をASEと言っている。低エネルギーシーディングOPCPAと高エネルギーシーディングOPCPAの出力安定性は、それぞれ $\pm 10\%$ ⁹⁾, $\pm 5\%$ 以

Fig. 3 (a) Amplified output energy and (b) Pump-to-signal conversion efficiency of OPCPA as a function of incident pump energy.

Fig. 4 Amplified pulse spectra. The inset shows a pulse profile calculated assuming an ideal compression of the amplified pulse. TL: transform-limited.

下¹⁶⁾である。

Fig. 4は3段OPCPA後に得られたシグナル光のスペクトル形状を示している。このスペクトルは、各段のBBO結晶の位相整合角を調整し最も広いスペクトル帯域が得られるように調整した結果である。得られたスペクトルから計算されるフーリエ限界パルス波形をFig. 4の挿入図に示している。その結果得られるフーリエ限界パルス幅は31 fsである。

5. OPCPAフロントエンドとマルチパス増幅器から構成される増幅器のコントラスト

前置増幅器のOPCPAにおいて、高エネルギーシーディングにより高効率で約80 mJまでの増幅に成功したことを示した。ここでは、OPCPAでの増幅エネルギーが、その後のJ-KARENレーザーシステムのマルチパス増幅器における増幅にどのように影響するかについてFrantz-Nodvikの式を用いて数値評価をおこなった。

反転分布の寿命がパルス幅に比べて十分長い場合、自然放光の増幅がほとんど無視できるので、これを前提としたレーザー準位についてレート方程式から導き出されるFrantzとNodvikらによるモデル¹⁷⁾が良く増幅現象を説明する。これによれば、増幅媒質に入射されたビームのフルーエンス J_{in} は、

$$J_{out} = J_{sat} \ln \left[1 + G \left\{ \exp(J_{in}/J_{sat}) - 1 \right\} \right] \quad (1)$$

のように増幅される。ここで、 J_{out} 、 J_{sat} 、 G はそれぞれ出射フルーエンス、飽和フルーエンス、シングルパス小信号利得を表している。ここで、 G は、増幅器長を l として

$$G \equiv \exp(J_{sto}/J_{sat}) = \exp(g_0 l) \quad (2)$$

の関係がある。 J_{sto} は、媒質に蓄えられたフルーエンスを表している。

次に、マルチパス増幅器のようにパルスが何度も利得媒質を通過し、媒質中に蓄えられているエネルギーを抽出する場合を考える。増幅が行われていない状態での蓄積フルーエンス $J_{sto}^{(0)}$ は、励起フルーエンスを J_{pump} とすると、

$$J_{sto}^{(0)} = \eta J_{pump} \frac{\lambda_{pump}}{\lambda_0} \quad (3)$$

である。 J_{pump} 、 λ_0 はそれぞれ励起光と増幅光の波長、また η は励起光から蓄積エネルギーへのカップリング効率を表す。パルスが利得媒質を通る度にフルーエンスは $(J_{out} - J_{in})$ だけ減っていくので、 n 回通過後の蓄積フルーエンスは $J_{sto}^{(n)} = J_{sto}^{(n-1)} - (J_{out}^{(n)} - J_{in}^{(n)})$ となる。 $n+1$ 回目の増幅に対する入力フルーエンス $J_{in}^{(n+1)}$ は、1パス当たりの透過率を R_f とすれば $J_{in}^{(n+1)} = R_f \cdot J_{out}^{(n)}$ と表せ、結局、 $n+1$ 回目の増幅に対する出射フルーエンス $J_{out}^{(n+1)}$ は、

$$J_{out}^{(n+1)} = J_{sat} \ln \left[1 + G^{(n)} \left\{ \exp(J_{in}^{(n+1)}/J_{sat}) - 1 \right\} \right] \quad (4)$$

ここで、

$$G^{(n)} = \exp(J_{sto}^{(n)}/J_{sat}) \quad (5)$$

となる。以上のモデルを用いて数値計算をおこなった結果をTable 1に示す。計算は、実際にJ-KARENレーザーシステムで用いられている増幅器の構成でおこなった。増幅器は、フロントエンドOPCPAシステムの出力を種光とした3段のマルチパス増幅器で、増幅器間の損失はないものとした。励起エネルギーは各段それぞれ~700 mJ、6.5 J、60 Jである。飽和フルーエンスはTi:sapphire結晶の値0.83 J/cm²を用い、波長 λ_0 は800 nmとした。1段目のマルチパス増幅器への入射エネルギーは、

Table 1 Calculated result of amplification using Frantz-Nodvik equation.

	Low energy seeding			High energy seeding		
	preamplifier	power amplifier	final amplifier	preamplifier	power amplifier	final amplifier
Pump energy [J]	0.7	6.5	60	0.5	6.5	60
Pass	4	4	3	2	4	3
Input energy [J]	0.008	0.335	3.45	0.08	0.284	3.41
Output energy [J]	0.335	3.45	32.9	0.284	3.41	32.8
Pulse constant (Main pulse vs. AES)	2.3×10^{-8}	6.0×10^{-8}	1.9×10^{-7}	1.7×10^{-9}	4.3×10^{-9}	1.4×10^{-8}

^{†1} Femtolasers社 FEMTOPOWER™ compact™ PRO

(URL: http://www.femtolasers.com/fileadmin/documents/FP_compact_PRO_HPHR.pdf)

低エネルギーシーディングOPCPA, 高エネルギーシーディングOPCPAの時, それぞれ8 mJ, 80 mJとした。また, メインパルスとASEのコントラスト比は, パラメトリック増幅過程においてSeedエネルギーが高いほど高コントラストになるが, 実際には発振器のコントラスト比によって制限されてしまうため, 高エネルギーシーディングOPCPAの方が低エネルギーシーディングOPCPAに対して1桁高いとし, それぞれ 10^{-9} ^{†1}, 10^{-8} ^{†8}とした。つまり, 両条件ともマルチパス増幅器で増幅される入射パルスには, ASE成分のエネルギーとして80 pJのプリパルスが存在していると仮定した。その他のパラメータは, $R_f=0.95$, $\eta=0.825$ とした。3段増幅後のメインパルスの増幅エネルギーは, 低エネルギーシーディングOPCPA, 高エネルギーシーディングOPCPAともに30 J程度まで増幅し, これは実際に得られている値とほぼ一致した。しかしながら, それぞれのステージでの増幅を比較すると違いがあらわれた。特に, 前置増幅器での増幅特性は高エネルギーシーディングと低エネルギーシーディングで大きな違いがあらわれた。低エネルギーシーディングOPCPAの場合, 前置増幅器へのメインパルスの入射が8 mJと少ないので, 励起エネルギー700 mJで増幅しても飽和領域に達するまでは, 少なくとも4パスの増幅が必要で, 4パス後の増幅エネルギーは335 mJとなった。それと同時に, ASEのエネルギーはメインパルスの増幅量に依存する量である小信号利得の値 $G^{(0)}$ を用いて増幅され, 入射エネルギー80 pJに対して7.7 nJまで増幅された。一方, 高エネルギーシーディングOPCPAの場合, 前置増幅器へのメインパルスの入射が80 mJと入射エネルギーが高いので, 4パスでの増幅計算をおこなうと2パス目で飽和した。そこで, 前置増幅器のパス数を2パスとし, ASEの発生量をより抑えるため励起エネルギーを500 mJとした。その結果, 2パスの増幅エネルギーは284 mJとなった。それに対し, ASEのエネルギーは励起エネルギーを下げパス数を減らしたため, 0.5 nJまで抑えられた。その後の主増幅器, 最終段増幅器は, 低エネルギーシーディングOPCPAと高エネルギーシーディングOPCPAで同じ励起エネルギー, 同じパス数で計算をおこなった。その結果, メインパルスは前置増幅器でほぼ同程度まで増幅されたので, 最終段増幅器から得られる出力エネルギーはほぼ同じになった。それに対し, ASE成分は, 前置増幅器の出力の時点で1桁ほど高エネルギーシーディングOPCPAの場合の方が低く, そのコントラスト比が最終段増幅器からの出力にも反映され, 最終的にも1桁ほどASE成分のエネルギーを抑制することがわかった。最終段増幅器後に得られるASE成分のエネルギーの値は, 低エネルギーシーディングOPCPA, 高エネルギーシーディングOPCPAでそれぞれ, 6 μ J, 0.5 μ Jとなり, メインパルスの増幅エネルギーと比較してコントラスト比は, それぞれ 1.9×10^{-7} , 1.4×10^{-8} となった。これらの計算結果により, 高エネルギーシーディングOPCPAをおこなうことで, メインパルスの増幅エネルギーを30 J程度まで増幅させるのにマルチパス増幅器のパス数, 励起エネルギーを減らせ,

さらに増幅後でも1桁高いコントラストが得られることがわかり, 実験的に同じマルチパスの構成を用いて1桁高いピーク強度でターゲットに照射することが可能となる。

6. まとめ

本研究では, 商用用励起レーザーの用いた高エネルギーシーディングOPCPAシステムにおいて, 28 %の高い光-光変換効率を実現し, 繰り返し周波数10 Hz, 最大出力エネルギー84 mJが得られた。さらに, その後のマルチパス増幅器における増幅特性をFrantz-Nodvikの式を用いて計算し, 高エネルギーシーディングOPCPAが高コントラスト化にも寄与することがわかった。これらの結果から, 高エネルギーシーディングOPCPAシステムが高効率, 高コントラスト化においても有用なシステムであることを実験と計算で示すことができた。

参考文献

- 1) T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, and V. Evtuhov: Phys. Rev. **123** (1961) 1151.
- 2) D. Strickland and G. Mourou: Opt. Commun. **56** (1985) 219.
- 3) M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky: Opt. Lett. **24** (1999) 160.
- 4) Y. Kitagawa, H. Fujita, R. Kodama, H. Yoshida, S. Matsuo, T. Jitsuno, T. Kawasaki, H. Kitamura, T. Kanabe, S. Sakabe, K. Shigemori, N. Miyanaga, and Y. Izawa: IEEE J. Quantum Electron. **40** (2004) 281.
- 5) J. L. Collier, O. Chekhlov, E. J. Divall, K. Ertel, P. Foster, S. Hancock, S. J. Hawkes, P. Holligan, C. J. Hooker, D. Neely, B. T. Parry, and B. E. Wyborn: Annual Report 2006-2007, Central Laser Facility (2007).
- 6) H. Kiriya, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, A. Akutsu, S. Kondo, S. Kanazawa, H. Okada, T. Motomura, H. Daido, T. Kimura, and T. Tajima: Opt. Lett. **33** (2008) 645.
- 7) N. Ishii, L. Turi, V. S. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuska, R. Butkus, G. Veitas, V. Smilgevicius, R. Danielius, and A. Piskarskas: Opt. Lett. **30** (2005) 567.
- 8) S. Witte, R. Th. Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, and K. S. E. Eikema: Opt. Express **14** (2006) 8168.
- 9) H. Kiriya, M. Mori, Y. Nakai, Y. Yamamoto, M. Tanoue, A. Akutsu, T. Shimomura, S. Kondo, S. Kanazawa, H. Daido, T. Kimura, and N. Miyanaga: Opt. Lett. **32** (2007) 2315.
- 10) S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge, and S. Watanabe: Opt. Lett. **32** (2007) 2487.
- 11) I. Jovanovic, C. A. Ebberts, and C. P. J. Barty: Opt. Lett. **27** (2002) 1622.
- 12) M. J. Guardalben, J. Keegan, L. J. Waxer, V. Bagnoud, I. A. Begishev, J. Puth, and J. D. Zuegel: Opt. Express **11** (2003) 2511.
- 13) L. J. Waxer, V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, and J. D. Zuegel: Opt. Lett. **28** (2003) 1245.
- 14) G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker, and L. F. Dimauro: Opt. Lett. **21** (1996) 414.
- 15) F. Tavella, A. Marcinkievicius, and F. Krausz: New J. Phys. **8** (2006) 219.
- 16) H. Kiriya, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, H. Sasao, M. Tanaka, Y. Ochi, M. Tanoue, H. Okada, S. Kondo, S. Kanazawa, A. Sagisaka, I. Daito, D. Wakai, F. Sasao, M. Suzuki, H. Kotakai, K. Kondo, A. Sugiyama, S. Bulanov, P. R. Bolton, H. Daido, S. Kawanishi, J. Collier, C. Hernandez-Gomez, C. J. Hooker, K. Ertel, T. Kimura, and T. Tajima: Appl. Opt. **49** (2010) 2105.
- 17) L. M. Frantz and J. S. Nodvik: J. Appl. Phys. **34** (1963) 2346.
- 18) A. Braun, J. V. Rudd, H. Cheng, G. Mourou, D. Kopf, I. D. Jung, K. J. Weingarten, and U. Keller: Opt. Lett. **20** (1995) 1889.