真空中のレーザアブレーションにより生成された カーボンプラズマプルームの計測

正員 池上 知顯* 非会員 一野 克憲*
学生員 内山 誠* 正員 蛭原 健治**

Diagnostics of the Carbon Plasma Plume Produced by Laser Ablation of Graphite in Vacuum

Tomoaki Ikegami*, Member, Katsunori Ichino*, Non-member
Makoto Uchiyama*, Student Member, Kenji Ebihara**, Member

A carbon plasma plume was produced in a vacuum by ablating a graphite target using KrF excimer laser, Nd:YAG laser second harmonic and fundamental light. Emission spectroscopy, two-dimensional laser induced fluorescence (2D-LIF), spectral absorption and ion probe diagnostics measurements were used to measure C atoms, C^+ ions, C_2 and C_3 molecules in the carbon plasma plume versus laser wavelength and laser fluence. The 2D-LIF images examined the temporal and spatial profiles of C_2 and C_3 near the target surface. It was found that the KrF laser of 248 nm ablated species of carbon atoms and ions with highly excited electronic states from the target, and C_2 and C_3 were also found near the target. Nd:YAG laser light of 532 nm more effectively produced C, C^+ than the fundamental Nd:YAG laser light of 1064 nm. The carbon species produced by the Nd:YAG laser of 1064 nm were thought to result from the thermal evaporation of the target by laser heating.

キーワード：レーザアブレーション、プラズマプルーム、グラファイト、ダイヤモンドライクカーボン、 C_2 、 C_3 、KrF レーザ、Nd:YAG レーザ

Keywords : laser ablation, plasma plume, graphite, diamond-like carbon, C_2 , C_3 , KrF laser, Nd:YAG laser

1. まえがき

パルスレーザアブレーション(PLA)法は、様々な薄膜材料の優れた作製方法として認知され、酸化物、窒化物、炭化物など化合物において優れた特性を持つ薄膜の作製を可能にしている⁽¹⁾。PLA 法による炭素関連材料の作製としては、グラファイトや炭化物をアブレーションターゲットとした、ダイヤモンドライクカーボン(DLC)をはじめ、CN, B_4C , SiC, TiC, WC など高硬度薄膜の作製が行われている。真空中でのグラファイトのレーザアブレーションで生成された DLC は、化学気相成長法による DLC 膜と比較して、炭素間結合が sp^3 によるものが多く、また膜中に水素が含まれた

いために硬度が大きいなどの特性を持つ。また、PLA 法によるダイヤモンド基板へのエピタキシャル成長の報告がある⁽²⁾。さらに近年、単層カーボンナノチューブを高い収率で生成可能な方法として、Ar などの不活性ガス雰囲気中で、Ni や Co を触媒として含有したグラファイトの PLA に関心がもたれている⁽³⁾。グラファイトのレーザアブレーションによって生成されるプラズマプルーム中には、炭素原子やイオン種のみだけでなく、様々な大きさの分子、クラスター、フラグメントなどが生成されるが、それらの振舞いは未だに良く理解されていない。一般に真空中での DLC 成膜にはアブレーションレーザとして短波長レーザが適しており、その理由として sp^3 に富む DLC 膜の堆積に必要な高エネルギーの C^+ が多く生成され、 C_2 の生成が少ないためと考えられている。これまで真空中での DLC 成膜におけるプラズマプルームの分光計測がいくつか行なわれているが、多くは発光分光法によるもので^{(4),(5),(6)}、測定対象が発光種で、しかも測定可能な範囲がターゲット近傍やアブレーション後約 1 μs までなどに制限される。レーザ入射後も多くの未発光

* 熊本大学大学院自然科学研究科 電気システム専攻
〒860-8555 熊本市黒髪 2-39-1
Kumamoto University, Graduate School of Science and Technology
2-39-1 Kurokami, Kumamoto 860-8555

** 熊本大学工学部 電気システム工学科
〒860-8555 熊本市黒髪 2-39-1
Kumamoto University, Dep. of Electrical and Computer Engineering

粒子が存在すると考えられることから、レーザ誘起蛍光法など能動的分光法の適用が必要である。グラファイトのPLAによるクラスター生成機構を調べるために真空から5 TorrまでのHeガス雰囲気中、C₂のC₃の二次元LIF測定⁽⁸⁾の報告があるが⁽⁹⁾、アブレーションにNd:YAGレーザ基本波を用い、比較的高い圧力での計測であるため、真空中におけるDLCの成膜条件とは異なる。そこで本研究では、真空中においてグラファイトターゲットをKrFエキシマレーザ、Nd:YAGレーザ基本波、第二高調波などの波長の異なるレーザでアブレーションし、発光分光法、二次元レーザ誘起蛍光法、スペクトル吸収法、イオンプローブなどを用いて、カーボンプラズマブルーム中に生成されるC₂およびC₃分子、カーボン原子、カーボンイオンなどの振る舞いを調べた。

2. 実験装置および方法

実験装置は図1に示すように球形ステンレス製真空容器(直径30 cm)中に、グラファイトターゲット(純度99.999%)を設置し、容器内を 1.4×10^{-4} Paまで排気した。グラファイトターゲットはレーザによる穿孔をさせるため回転させている。KrFエキシマレーザ(Lambda Physik, ComPex205, $\lambda=248$ nm, パルス幅25 ns)、Nd:YAGレーザ(Spectra-Physics GCR 130-10)の基本波($\lambda=1064$ nm, パルス幅9 ns)、第二高調波($\lambda=532$ nm, パルス幅7 ns)のいずれかのレーザ光を石英レンズ($f=500$ mm)で集光し、ターゲット表面に45°の角度から10 Hzの繰り返し周波数で入射し、ターゲットをアブレートした。ターゲット面上でのレーザエネルギー密度(レーザフルエンス)はジュールメータで測定したレーザエネルギーをターゲット表面でのレーザ照射面積で除することにより求めた。プラズマブルームの自然放光やLIFのスペクトル測定は、測定点からの光を石英レンズで光ファイバーに集光し、ICCDカメラ(Princeton Instruments, ITE/CCD-576G)を装着した分光器(Acton Research Corp., SpectraPro-308i)でマルチチャ

ネル分光を行った。

二次元LIF法によるC₂及びC₃の密度分布計測システム⁽⁸⁾を図1に示す。プローブレザとして色素レーザ(Lambda Physik, SCANMATE 2EC-400, $\Delta k=0.095$ cm⁻¹)を用い、2個の円筒面レンズを用いてレーザビームを幅30-40 mm、厚さ約0.5 mmのシート状に形成し、シートビーム面を垂直または水平(ターゲット表面に平行または垂直)にしてブルームに入射した。C₂計測の場合、プローブレザ波長をC₂ Swan band $a^3\Pi_u(v'=0) \rightarrow d^3\Pi_g(v'=0)$ ($\lambda=516.5$ nm, パルス幅5 ns, スペクトル幅2.5 pm)に同調させ、迷光を避けるため $d^3\Pi_g(v'=0) \rightarrow a^3\Pi_u(v'=1)$ ($\lambda=563.5$ nm)のLIF信号をバンドパスフィルタ($\Delta\lambda_{FWHM}=9$ nm)及びICCDカメラを用いて測定した。C₃計測の場合、プローブレザ波長を 405.3 nm ($X^1\Sigma_g^+(000) \rightarrow A^1\Pi_u(000)$)とし、観測波長を 407.3 nm ($A^1\Pi_u(000) \rightarrow X^1\Sigma_g^+(020)$)とした。アブレーションからの観測までの遅れ時間 τ_d は、ディレイパルスジェネレータ(SRS, DG535)を用いて、プローブレザとICCDカメラのトリガタイミングを制御して調整した。全ての測定でICCDカメラの露光時間は12 nsとした。

カーボン原子の基底準位への遷移スペクトルの多くは真空紫外波長域にあり、LIF法による基底準位からの直接励起は困難であるため、基底準位に二光子吸収によるLIF法を適用した。しかしLIF信号が観測できなかったため、スペクトル吸収法による計測を行った。色素レーザをカーボン原子線CI ($\lambda=247.87$ nm, $3s^2P_1-2p^2S_0$)に同調させ、吸収の飽和が生じない程度に減衰させた後、ターゲット表面のレーザアブレーション点から1 mm離れた点を通り、ターゲット表面に平行に入射した。ブルーム中を透過したレーザ光は、光ファイバーで分光器と光電子増倍管で測光し透過率を求めた。

アブレーションによって生成されるカーボンイオン種の生成を調べるために、ターゲット表面から4 cm離れた場所に-200 Vにバイアスしたイオン集電極を対向させて設置し、電極に流れる電流を電流プローブとオシロスコープで測定した。

3. 実験結果及び考察

〈3-1〉 LIFによるC₂とC₃密度分布測定 グラファイトのレーザアブレーション時の自然放光は、アブレーション後約300 nsまでの間、ターゲット表面のアブレートされた場所の近傍で観測される。レーザフルエンスを 6 J/cm²として、アブレーション後 $\tau_d=100$ nsと300 nsで(Nd:YAG第二高調波の場合は50 nsと100 ns)、ターゲット表面から1 mmで測定した、波長300 nm-700 nmの発光スペクトルを図2に示す。使用したICCDカメラの分光感度は185 nm-900 nmであるが、300 nm以下ではいずれの実験条件においても明らかなスペクトルは観測されなかった。KrFレーザとNd:YAGレーザ基本波では $\tau_d=300$ nsで、またNd:YAGレーザ第二高調波では $\tau_d=100$ nsで発光強度は非常に弱くなっている。KrFレーザの場合には再結合輻射に

図1 プラズマブルームの二次元LIF計測システム
Fig. 1. Two-dimensional LIF measurement system for plasma plume.

図2 カーボンプラズマブルーームの発光スペクトル
(a) KrF, (b) Nd:YAG 532 nm, (c) Nd:YAG 1064 nm
Fig. 2. Emission spectra from the carbon plasma plume produced by various laser wavelengths.

よるブロードな発光スペクトルとともに C_2 Swan band からの強い発光が観測されるが、 C や C^+ からの発光はほとんど見られない。一方、波長の長い Nd:YAG レーザでは C_2 Swan band からの弱い発光とともに、 $\lambda=392\text{ nm}$ と 427 nm に C^+ の強い発光が観測された。Nd:YAG レーザ基本波、第二高調波の光子エネルギーがそれぞれ、 1.16 eV 、 2.33 eV であるのに対し、KrF レーザでは 5 eV と大きく、グラファイトの $C=C$ の解離エネルギーの 6.29 eV に近い。また KrF レーザの波長 248 nm は C 原子の 247.9 nm の吸収スペクトルと近接していることから、KrF レーザは Nd:YAG レーザと比較して、グラファイトのアブレーションが容易で、高い電子エネルギー状態へ励起した C 原子の生成や電離が可能と考えられる。その結果、KrF レーザと Nd:YAG レーザでは観測される発光スペクトルに大きな違いがみられたと考えられる。

図3(a), (b)はそれぞれ KrF レーザ, Nd:YAG レーザ第二高調波を用いてアブレーションした時に、時刻 $\tau_d=300\text{ ns}$ においてターゲット表面から 1 mm 離れた点で測定された LIF と自然放出光のスペクトルを示している。いずれの場

図3 C_2 の自然放出光スペクトルと LIF スペクトル
($\tau_d=300\text{ ns}$, ターゲット表面 1 mm)
(a) KrF 3 J/cm^2 , (b) Nd:YAG 532nm, 6 J/cm^2
Fig. 3. Emission and LIF spectra of C_2 .

(a) 図5での測定 (b) 図6, 図7での測定
図4 二次元 LIF 像の観測方向

Fig. 4. Observation direction of 2D-LIF images in (a) Fig. 5 and (b) Figs. 6, 7.

合も $\tau_d=300\text{ ns}$ 以降では C_2 Swan band による自然放出光は非常に弱くなっているのに対し、LIF 信号が観測されることから C_2 の存在が確認できる。KrF レーザでアブレーションした場合、Nd:YAG レーザ第二高調波の場合よりもレーザーフルエンスが 3 J/cm^2 と小さいにもかかわらず LIF 強度は大きく、またプローブレザの励起波長近傍の $\Delta v=0$ の強いスペクトルだけでなく、 $\Delta v=\pm 1$ の振動準位からも LIF 信号が観測されている。この理由として $\tau_d=300\text{ ns}$ においては、まだ C_2 の密度や温度が高く、衝突によって励起振動準位間でミキシングが生じているためと考えられる。

図4に二次元 LIF 測定時におけるターゲット、シート状のプローブレザおよび観測方向を示す。図4(a)の配置によってターゲット表面に平行な面内での LIF 像(図5)を、ま

図5 C_2 の二次元LIF像(ターゲット表面5mm)
アブレーションレーザー:(a) KrF, (b) Nd:YAG 第二高調波,
(c) Nd:YAG 基本波, レーザフルエンス:(a), (b) 6 J/cm^2 ,
(c) 30 J/cm^2

Fig. 5 Two-dimensional C_2 LIF images at distance of 5 mm from the target surface.
Ablation laser : (a) KrF, (b) Nd:YAG 532nm, 6 J/cm^2 , and (c) Nd:YAG 1064nm, 30 J/cm^2 .

図6 C_2 の二次元LIF像(ターゲット表面に垂直)
アブレーションレーザー(a) KrF, (b) Nd:YAG 第二高調波,
(c) Nd:YAG 基本波(レーザーフルエンスはいずれも 6 J/cm^2)

Fig. 6 Two-dimensional C_2 LIF images.
Ablation laser : (a) KrF, (b) Nd:YAG 532nm, and (c) Nd:YAG 1064nm of 6 J/cm^2 .

た図4(b)の配置によりターゲット表面に垂直な面内でのLIF像(図6, 7)を測定した。図5はそれぞれ(a)KrF レーザ 6 J/cm^2 , (b)Nd:YAG 第二高調波 6 J/cm^2 , (c)Nd:YAG 基本波 30 J/cm^2 でグラファイトをアブレーションしたとき, $\tau_d=100 \text{ ns}$, $1 \mu\text{s}$, $3 \mu\text{s}$ においてターゲット表面から5 mmに離れた平面上での C_2 のLIF像を示している。図中にターゲットの位置を円で、アブレーションレーザービームの入射方向を矢印で示している。 $\tau_d=1 \mu\text{s}$ 以降では拡散により C_2 の分布が広がっているが、KrF レーザの場合、Nd:YAG レーザと分布が大きく異なるのは、KrF レーザビームの形状がターゲット表面で円形ではなく、縦横がそれぞれ約 $7.8 \text{ mm} \times 1.3 \text{ mm}$ と長方形となっていることによる。Nd:YAG 第二高調波の場合、 $\tau_d=3 \mu\text{s}$ で直径3 cm 程度まで広がっており、このときの C_2 の飛翔速度を求めると約 $5 \times 10^3 \text{ m/s}$ となる。

図7 C_3 の二次元LIF像(ターゲット表面に垂直)
アブレーションレーザー (a) KrF レーザ,
(b) Nd:YAG レーザ第二高調波, (c) Nd:YAG 基本波
レーザーフルエンスはいずれも 6 J/cm^2

Fig. 7 Two-dimensional C_3 LIF images.
Ablation laser : (a) KrF, (b) Nd:YAG 532nm, (c) Nd:YAG 1064nm of 6 J/cm^2 .

図6はそれぞれのレーザーのフルエンスを 6 J/cm^2 とし、ターゲット表面に垂直な平面での C_2 のLIF像を示している。KrF レーザでアブレートした場合、早い時刻($\tau_d=100 \text{ ns}$)では、ターゲット表面に強い発光像が観測されているが、これは図2(a)にみられるような C_2 の自然放光や再結合放射光がLIF信号に重畳しているためと考えられる。LIF強度が最大になる時刻はKrF レーザでは $\tau_d < 300 \text{ ns}$ であるのに対し、Nd:YAG レーザ第二高調波では $\tau_d=300 \text{ ns}-500 \text{ ns}$, Nd:YAG 基本波では $\tau_d=500 \text{ ns}-1 \mu\text{s}$ となっており、アブレーションレーザーの波長が長いほど C_2 の生成が遅れる傾向がある。またNd:YAG レーザの場合、 C_2 の位置はターゲット表面からほとんど移動せずに拡散・減衰していることから、この場合、 C_2 の生成がターゲット表面から蒸発的に行われていると考えられる。一方、KrF レーザの場合、レーザービームの形状が長方形であるため、図5(a)でも見られたように非等方的な拡がりを示し、ターゲット表面から C_2 としてアブレートされ、表面に平行方向へ大きな運動エネルギーで広がっていると考えられる。 C_2 の生成機構としてグラフアイトターゲットからアブレートされたC原子が気相中で結合することも考えられるが、本研究のように真空中では、その割合は多くないと思われる。

図7は C_3 のLIF像で C_2 の場合と同様にレーザー波長が長いほど、遅い時刻でLIF強度が大きくなる傾向が見られる。KrF レーザの場合、 $\tau_d=500 \text{ ns}$, $1 \mu\text{s}$ でターゲット表面のアブレーション点の近傍の C_2 密度が低くなっている領域(図5(a))において C_3 密度が高くなっている。このことはKrF レーザの場合、気相中での C_2 とCあるいは C^+ との反応による C_3 の生成が生じていると考えられる。一方、Nd:YAG レーザの場合では、 C_2 密度が大きい領域は C_3 密度も大きいという相関がみられ、 C_2 と同様にターゲットからの放出によるものと考えられる。Nd:YAG 第二高調波の場合、 $\tau_d=100$

図8 C_2 ($d^3\Pi_g(v=1)-a^3\Pi_u(v=0)$, $\Delta v=1$)の回転振動スペクトルの測定結果(図3(a))と計算値($T=2870$ K)との比較

Fig. 8. Comparison of experimental and computed rotational-vibrational spectra of C_2 ($d^3\Pi_g(v=1)-a^3\Pi_u(v=0)$, $\Delta v=1$).

ns と 300 ns にターゲットから速い速度で放出される粒子による発光像が観測されている。これは C^+ からの自然放光(407.6 nm)であり、 C_3 の LIF (407.3 nm)を分光するために用いた干渉フィルタの透過帯域幅が約 9 nm と広く、分離できないためである。Nd:YAG 基本波の場合でも、レーザーフルエンスを 100 J/cm^2 と高にした場合に、 C^+ の自然放光が観測された。

測定によって得られた分子スペクトルと、温度を仮定して計算によって求めたスペクトルを比較することにより、分子の回転温度、振動温度が求まる^{(9),(10)}。図3(a)の C_2 ($d^3\Pi_g(v=1)-a^3\Pi_u(v=0)$, $\Delta v=1$)の波長域の回転振動スペクトルと、 $T=2870$ K として計算により求めたスペクトルを図8に示す。ここで C_2 分子が局所熱平衡状態にあり回転温度 T_r と振動温度 T_v が等しいと仮定した。両者のスペクトルは比較的良く一致しており、 C_2 分子の温度が約 2900 K と推定される。図3(b)の Nd:YAG 532 nm による C_2 のスペクトルを用いて求めた結果、約 2200 K の値が得られた。このことから KrF レーザによって生成された C_2 は $\lambda=532 \text{ nm}$ の Nd:YAG によって生成される場合よりも高温であるといえる。

〈3・2〉 スペクトル吸収法による C 原子計測
スペクトル吸収法を用いてブルーム中の C 原子を測定するにあたり、色素レーザーの波長をスキャンすることにより CI ($3s^2P_1-2p^1S_0$)の吸収スペクトルを測定した。図9に Nd:YAG 第二高調波を用いて、アブレーション後 $\tau_d=50 \text{ ns}$ にターゲット表面から 1 mm で測定した吸収スペクトルを示す。この時の吸収中心波長は 247.87 nm で、その半値幅は約 0.05 nm である。異なるレーザーでグラファイトをアブレーションしたときの波長 247.87 nm でのブルームの透過率の時間変化を図10に示す。KrF レーザの場合、吸収はほとんど観測されず、フルエンスを 9 J/cm^2 と大きくしても変化がなかつ

図9 C 原子の吸収スペクトル

(Nd:YAG 第二高調波, $\tau_d=50 \text{ ns}$, $d=1 \text{ mm}$)

Fig. 9. Absorption spectral profile of C atoms in the plume produced by Nd:YAG 532nm.

図10 CI (247.87 nm)におけるブルームの透過率

Fig. 10. Transparency of $\lambda=247.87 \text{ nm}$ light in the plume measured at 1 mm from the target.

た。これは図2(a)で C からの発光スペクトルが可視波長域で観測されなかったように、KrF レーザの場合、ターゲットから放出された C 原子の多くが高い電子エネルギー状態へ励起したり電離した結果、この波長において吸収が観測されなかったと考えられる。Nd:YAG レーザ第二高調波で

図 11 ピークイオン電流とレーザーフルエンスの関係
Fig. 11. Peak ion current vs. laser fluence of different lasers.

はレーザーフルエンスが 30 J/cm^2 以上では $\tau_d=0\text{--}100 \text{ ns}$ 間で大きな吸収が観測され、ターゲットから C 原子が放出されていることを示している。フルエンスが 50 J/cm^2 の場合、吸収のピークが二つ現れており、これはターゲットから放出される C 原子にアブレーションレーザー入射直後に放出された粒子と、約 30 ns 遅れて放出された粒子があることを示している。Nd:YAG 基本波の場合、第二高調波の場合と比べて $\tau_d=100 \text{ ns}$ までにターゲットから放出される C 原子の数は少なく、レーザーフルエンスにあまり依存しない。また、透過率の時間変化も大きくなく、ターゲットからの C 原子の放出過程が Nd:YAG 第二高調波の場合と異なっていると考えられる。レーザーフルエンスが 50 J/cm^2 以上ではスペクトルの吸収が $\tau_d=300 \text{ ns}$ まで持続している。この理由として、アブレーションレーザーの波長が長い場合、ターゲットが加熱されることにより C 原子が蒸発によって放出され、またその運動エネルギーが小さいためと考えられる。

〈3・3〉イオン電流計測 負にバイアスしたイオン収集電極で測定したイオン電流のピーク値を図 11 に示す。KrF レーザによるアブレーションにおいては 3 J/cm^2 の小さなレーザーフルエンスで大きなイオン電流が流れており、レーザーフルエンスとともに急に増加している。このことから KrF レーザではターゲットからカーボンイオンが放出され、また KrF レーザの光子エネルギーが大きいことから、レーザーフルエンスの増加とともに多価イオンの生成が促進されるため、イオン電流が急増していると考えられる。しかし発光スペクトルには C^+ や C^{2+} などのイオン線スペクトルが観測されなかったが、この原因として C 原子と同様にイオン種が高い励起状態にあり、放射再結合による連続スペクトルや、また 200 nm 以下の短波長域での放射が考えられる。一方、Nd:YAG の場合、低いフルエンスでは KrF レーザと比較してイオン電流は小さく、イオン種の生成があまり多くないことがわかる。しかし、レーザーフルエンスとともに次第に増加し、 50 J/cm^2 のフルエンスで、KrF レー

ザの 3 J/cm^2 と同程度のイオン電流となっている。レーザーフルエンスが 50 J/cm^2 以上の Nd:YAG 基本波ではイオン電流が飽和する傾向にあり、このときレーザーエネルギーはイオン種の生成よりもターゲットの加熱や、C 原子、炭素分子の熱的な生成に費やされていると考えられる。

4. まとめ

真空中においてグラファイトターゲットを異なる波長のレーザーやフルエンスでアブレーションし、そのとき生じたプラズマプルーム中のカーボン種を測定し、以下のことが明らかとなった。

- 1) KrF レーザのアブレーションによって放出される炭素原子やイオンは高い電子励起状態にあり、イオンはアブレーション後早い時刻 ($<100 \text{ ns}$) に再結合放射を行う。レーザーフルエンスとともにカーボンイオンの生成が増加する。
- 2) Nd:YAG ではプルームからの発光は主に C, C^+ によるもので、放出される C, C^+ , C_2 分子はレーザーフルエンスとともに増加する。
- 3) KrF レーザによって放出される C_2 分子は Nd:YAG レーザの場合より高い温度となる。波長の長い Nd:YAG 基本波による C, C^+ や C_2 の生成は、主にレーザーによるターゲットの加熱・蒸発によるものと考えられる。

本研究の一部は 2001 年度日本学術振興会科学研究費 (基盤研究(C), 13680560) によるものである。

(平成 14 年 6 月 5 日受付, 平成 14 年 10 月 9 日再受付)

文 献

- (1) D.B.Christy and G.K.Huber: "Pulsed Laser Deposition of Thin Films", John Wiley and Sons, Inc., (1994)
- (2) M.Yoshimoto, et al.: Nature, 399, pp.340-342 (1999)
- (3) T.Guo, P.Nikolaev, A.Thess, D.T.Colbert, and R.E.Smalley: "Catalytic growth of single-walled nanotubes by laser ablation", Chem. Phys. Lett., 243, pp.49-54 (1995)
- (4) S.J.P.Laube and A.A.Voevodin: "In situ time of flight laser induced fluorescence spectroscopy of carbon by pulsed laser deposition", Surf. Coat. Technol., 105, pp.125-129 (2000)
- (5) Y.Yamagata et al.: "Comparative study of pulsed laser ablated plasma plumes from single crystal graphite and amorphous carbon targets. Part I. Optical emission spectroscopy", J. Appl. Phys., Vol.88, pp.6861-6867 (2000)
- (6) T.Shinozaki, T.Ooie, T.Yano, and M.Yoneda: "Diagnostics of KrF- and Nd:YAG-Laser Produced Carbon Plumes by Time- and Spatially-Resolved Spectroscopy", Jpn. J. Appl. Phys., Vol.39, pp.6272-6276 (2000)
- (7) K.Sasaki, T.Wakasaki, S.Matsui, and K.Kadota: "Distributions of C_2 and C_3 radical densities in laser-ablation carbon plumes measured by laser-induced fluorescence imaging spectroscopy", J. Appl. Phys., Vol. 91, No.7, pp.4033-4039 (2002)
- (8) T.Ikegami, S.Ishibashi, Y.Yamagata, K.Ebihara, R.K.Thareja, and J.Narayan: "Spatial distribution of carbon species in laser ablation of graphite target", J. Vac. Sci. Technol. A 19(4), pp.1304-1307 (2001)
- (9) G.De Boer, S.Arepalli, W.Holmes, P.Nikolaev, C.Range, and C.Scott: "Detection of nickel atom by laser induced fluorescence during carbon nanotube formation in a laser produced plume", J. Appl. Phys., Vol.89, No.10, pp.5760-5768 (2001)
- (10) J.Hornkohl: Tennessee Space Institute, Tullahoma, Tennessee (private communication)

池上 知 顯

一学会, IEEE 会員。

(正員) 1955 年 9 月 1 日生。80 年 3 月九州大学大学院工学研究科修士課程修了。同年 4 月同大学工学部電気工学科助手, 88 年 4 月熊本大学工学部電気情報工学科助手, 90 年 2 月同助教授, 96 年 7 月より 1 年間ミシガン州立大学客員研究員, 現在に至る。レーザ・プラズマによる薄膜作製プロセスの開発, 太陽光発電などに関する研究に従事。工学博士。応用物理学会, レーザ

一 野 克 憲

(非会員) 1977 年 10 月 24 日生。2000 年 3 月熊本大学工学部電気システム工学科卒業, 2002 年 3 月熊本大学大学院工学研究科博士前期課程修了, 同年 4 月東京エレクトロン九州入社。

内 山 誠

(学生員) 1979 年 12 月 5 日生。2002 年 3 月熊本大学工学部電気システム工学科卒業, 同年 4 月熊本大学大学院工学研究科博士前期課程入学, 在籍中。アブレーションプラズマの計測に従事。

蛭 原 健 治

会, MRS 学会会員。

(正員) 1941 年 10 月 27 生。67 年 3 月九州大学大学院修士課程修了。同年大阪市立大学理学部助手, 69 年山口大学工学部講師。75 年 4 月熊本大学工学部助教授, 84 年 2 月同教授, 現在に至る。プラズマプロセスの開発, レーザアブレーションによる機能性薄膜作製プロセスに関する研究に従事。工学博士。電子情報通信学会, 応用物理学会, 静電気学会, 日本物理学会, MRS 学会会員。