

高平均出力レーザーでのレーザー加工部のその場計測手法の開発

基盤理工学専攻 光工学プログラム 西川和貴

主任指導研究員：米田仁紀 教授 指導教員：中村 信行 教授

1. 背景・目的

レーザー加工では、固体状態の金属や複合材料に高出力レーザーを CW 的もしくはパルスの照射しアブレーションを起こさせプラズマ化させることが行われる。この場合、物質は固体から液体-気体-プラズマへと遷移するが、この遷移過程の中で Warm Dense Matter (WDM) [1]と呼ばれる高エネルギー密度状態を通過していく。この状態では、 $T=0$ で築かれた固体モデルも $T=\infty$ で作られた理想プラズマモデルも使用できない状態となる。例えば、温度的には1万度を超えイオン化温度になっているものの、高密度性のために、電子は局在化と非局在化の間を動的に移動しながら膨張をしていくようなことが起きる。この特性が、加熱レーザーの吸収特性を変えたり、音速が変化することで膨張過程が変化したりする[2]ことで、レーザー加工のそのものの特性も変わってきてしまう。この電子状態を正確に評価するには、固体密度程度の物質中での電子の速度分布関数を直接観測することが求められている。そこで、本研究では、実際のレーザー加工部の金属状態を模擬した状態で数 mm 以上の金属も透過できる 100keV を超える硬 X 線を用いた非弾性散乱計測手法を確立することを目的としている。

2. 高温高密状態(warm dense matter)

レーザーを固体に照射して得られるプラズマは放電をベースにしたプラズマと異なり、密度が比較的高い状態を維持しながら、その加工部分の温度が急激に上昇する。そのため、比較的簡単に 10^{11} Pa 程度の圧力状態を得ることができる。固体は高温化によって液化、気化、イオン化が起こる。イオン化すると、自由電子が増加し、理想的なプラズマに近づくと考えられている。言い換えれば、ある一定の温度以上では物質による依存性が損なわれるということである。その一例として、超短パルスレーザーによって生成されたプラズマのレーザーの吸収率とその照射強度の関係を図1に示した[3]。

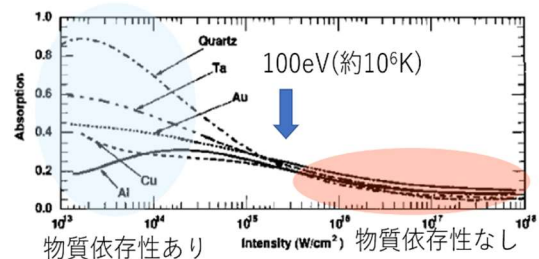


図1 超短パルスレーザーによって生成されたプラズマのレーザーの吸収率の温度特性 [3]

図1では 10^{15} W/cm² (100eV 程度) [2] より高温になると、吸収率の物質依存性がなくなり、比較的単純な温度依存性を持ったグラフになる。この領域では主に自由電子がその特性の

大半を占めており、理想的なプラズマ状態であると考えられる。一方、 $10^{15}\text{W}/\text{cm}^3$ より低温側では吸収率の物質依存性が強く現れている。この領域では固体のフェルミ縮退やプラズマの強結合性が解れ始める領域となっている。一般にプラズマ状態では外側の電子からイオン化し、それらが自由電子として振る舞う。自由電子と正イオンは全電荷中性なので電荷密度は等しく、平衡状態である。しかし、高温高密度条件では電子が自由電子として振る舞ったり、原子に局在したりすることがある。この領域を説明するには固体物理とプラズマ物理学の両方を考慮する必要があるため、定量的な説明は困難である。この領域の物質の状態は高温高密度状態(warm dense matter)と呼ばれ、図2のハッチングされた領域に当たる[2]。

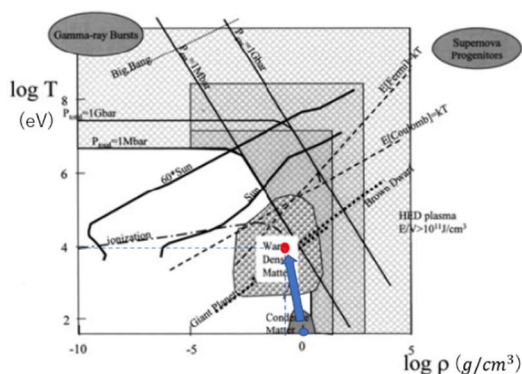


図2 高温高密度状態の位置づけ[2]

常温での固体金属の密度がおよそ $10^0\sim 10^1$ 、温度が300K程度(図2の青点部分)であるのに対して、レーザー加工中の金属の密度は $10^1\sim 10^7$ 、温度が約 10^4K (図2の赤点部分)に達する。

この変化は、図2に表されている矢印の変化に対応しており、金属レーザー加工はこのWDM状態を作り出している。

3. 原理

3.1 非弾性を用いたコンプトン散乱計測

測定方法の概略図を図1に示す。

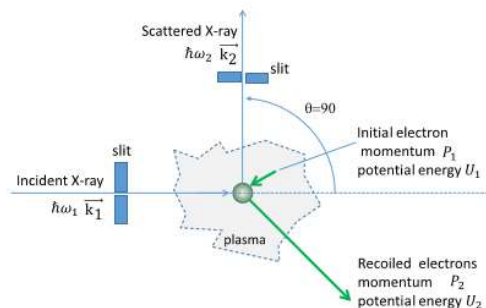


図3 コンプトン散乱測定概略図[4]

この測定は高エネルギー光子のコンプトン散乱に基づいており、電子と光子の関係は運動量とエネルギー保存則を用いて表すことができる。

$$\hbar\omega_1 + \frac{P_1^2}{2m} + U_1 = \hbar\omega_2 + \frac{P_2^2}{2m} + U_2 \quad (1)$$

$$\hbar k_1 + P_1 = \hbar k_2 + P_2 \dots (2)$$

$$\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1 + \frac{\hbar^2 |K|^2}{2m} = -\frac{\hbar k \cdot P_1}{2m} \dots (3)$$

ここで、 m は電子質量、 ω_i 、 P_i 、 U_i 、 K_i はそれぞれプローブのX線光子エネルギー、電子運動量、束縛電子のエネルギー、光子波数ベクトルである。添え字 i は散乱前($i=1$)、散乱後($i=2$)である。 K ベクトルは入射光子運動量と散乱光子運動量の差($k_1 - k_2$)である。放射光施設を利用し、入射光子の運動量を限定し、十分な光量を確保することができる。その結果、ある決められ

た方向に散乱する X 線の非弾性散乱スペクトルを計測することで、電子の運動量の速度分布関数を測定できることになる。

この実験では、レーザー加工部、すなわち高温に加熱された状態が非照射領域の通常の金属に囲われた状態を模擬するように設定されていた。そのため、観測 X 線のエネルギーは、100 keV を超えるものとなるが、その反面、Fe などの原子内のすべての電子の束縛エネルギーを無視しうる大きさになっている。そのため、散乱 X 線スペクトルは、WDM 物理で興味ある再外殻の電子の情報だけでなく、内殻電子の寄与も同時に存在する系でのデータとなるのが普通で、この混合したスペクトルからの WDM 領域の電子の切り出しが重要になってくる。

3.2 電子速度関数のモデル

通常固体金属内の最外殻電子の速度分布関数は、フェルミ-ディラック (F-D) 関数になるとされ、そのフェルミ面の速度は等方一様球では

$$v_F = \left(\frac{\hbar}{m}\right) \left(\frac{3\pi^2 N}{V}\right)^{1/3} \dots \dots (4)$$

と表せる [2]。ここで、 m は電子質量、 \hbar はプランク定数を 2π で割ったものであり、 N/V は伝導電子の密度である。一般の金属の場合、この Fermi 面の速度は 5eV 程度になる。

一方、十分にイオン化が進行し、電子が自由電子となった場合には、マクスウェル-ボルツマン (M-B) 分布に移行

することが考えられる。この速度分布関数は以下ようになる。 [2]

$$f(v)dv_x dv_y dv_z = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m(v_x^2+v_y^2+v_z^2)}{2kT}\right\} dv_x dv_y dv_z \quad \cdot (5)$$

ここで、 $dv_x dv_y dv_z$ は各方向の速度差、 kT は温度である。レーザー加工などの照射強度では、このプラズマ温度は比較的低温で 1eV 前後になっていることが多い。したがって、フェルミ面から自由電子に移行すると速度が低下し、それが 1 つのプラズマ移行の証拠にもなる。

図 4 では、単純に F-D 分布関数であった一部が M-B 分布に移行した場合のコンプトン散乱スペクトルの計算例を示している。このように移行前後で中心付近に差が生じてくると予想ができています。

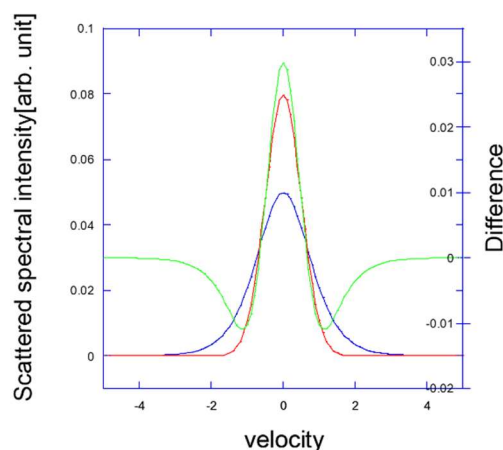


図 4 計算されたフェルミ分布とボルツマン分布 (緑は差分曲線)

4. 実験装置

X線観測非弾性散乱の計測システムの概略図を図4に示す。

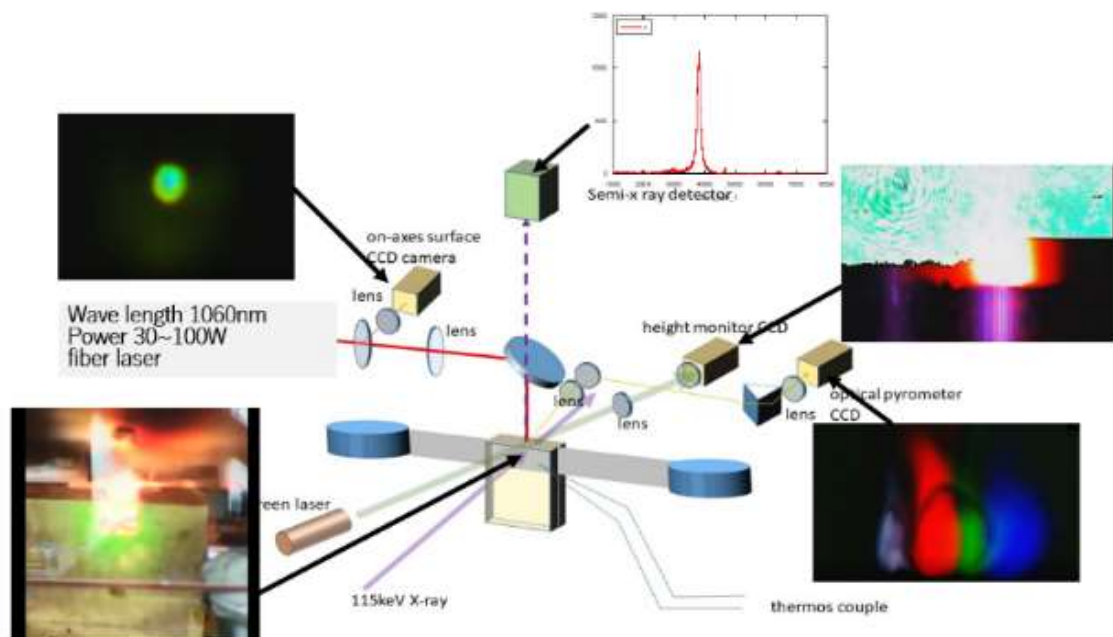


図4 X線観測非弾性散乱の計測システムの概略図

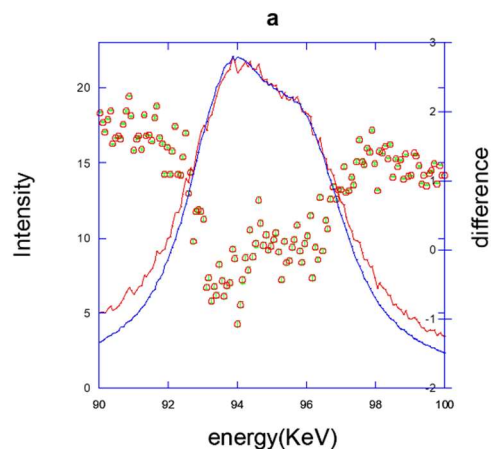
実験ではQスイッチYAGレーザーを利用することでターゲット上に高エネルギー密度状態の生成を行い、生成した高エネルギー密度状態に対してX線プローブの照射を行うことでコンプトン散乱の計測を行った。また、ステンレステープの振動を計測するために、バックライトでステンレステープの影を画面上で記録して高さを計測する系を構築した。

5. 散乱スペクトル評価と考察

図5は、実験データから加工部(hot)と非加工部(cold)のデータを、総散乱量を一定になるように規格化し、その差分をとった例である。

図5中の赤線が加工部、青線が非照射部のコンプトンスペクトルであり、

赤点はその差分量を各エネルギーチャンネルで示している。この差分スペクトルは、前述したように鉄原子の内殻電子を含めすべての電子の散乱が見えているため、変化量としてはわずかなものとなる。



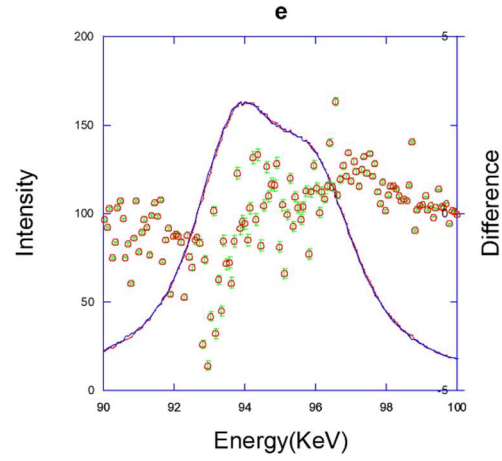
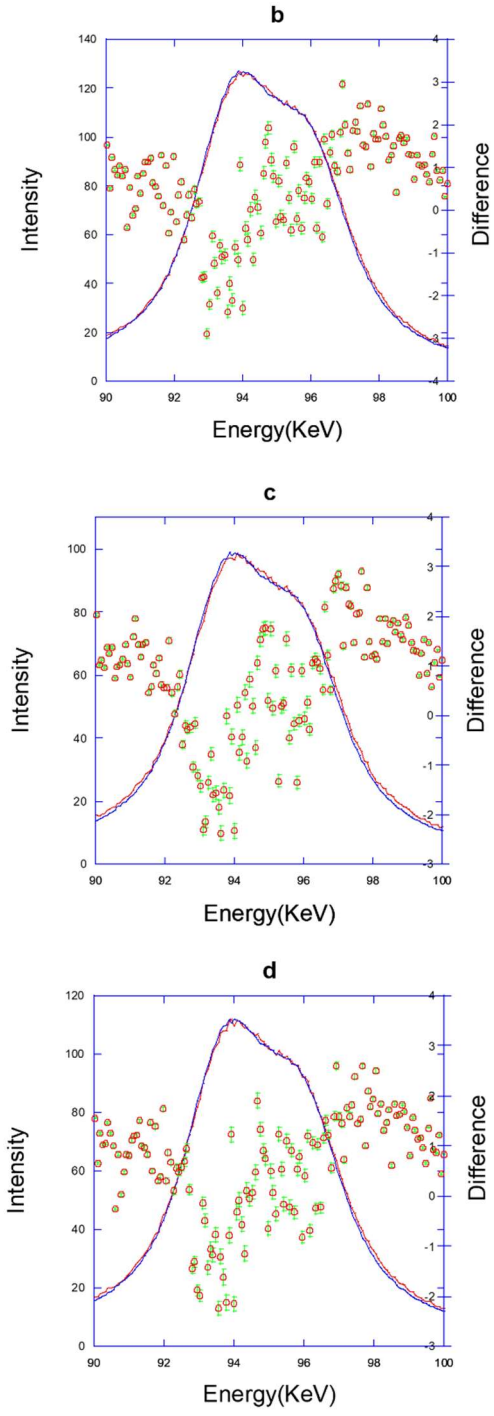


図5 深度 a~e (a=0 μm, b=200 μm, c=400 μm, d=600 μm, e=800 μm) での加工中金属 (赤線) とバルク状態の金属 (青線) から検出された信号強度の比較 (赤ドットは差分値)

次に、得られたピーク付近の差分データを、図4のような形で変位が起きるものとして下に凸の2乗関数と上に凸のガウス関数を組み合わせたもので、フィッティングを行い、M-B 移行した電子の量とその速度広がりを出した。図6にフィッティングした例を示す。

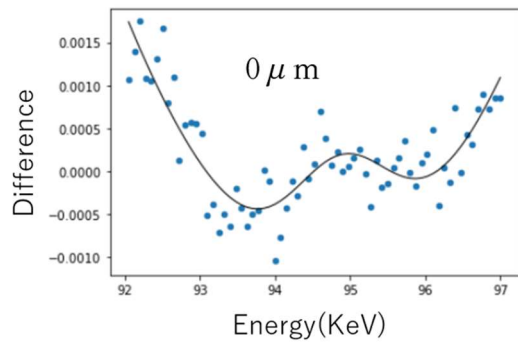


図6 深さ a (0 μm) でのフィッティング結果

また、フィッティング結果の振幅パラメータは図7のようになった。

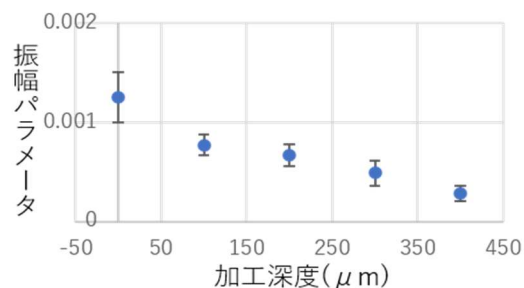


図7 振幅パラメータの変化

一方、レーザー照射にともない、アブレーションにより加工部から物質が膨張し、原子密度が低下する。この原子密度は、コンプトン散乱スペクトルの総量に比例するので、コンプトン散乱観測位置での原子密度は、一様な物体であると仮定して図8のように見積もることができた。

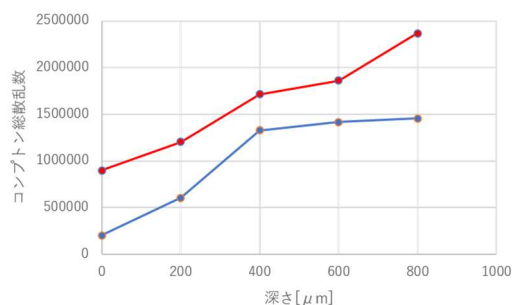


図8 計測位置での原子密度の見積もり

図7では、加工表面から0~800 μmの範囲でのM-B移行をした電子の割合（全電子数に対する移行電子の割合）深さの関数で表したものである。加工位置が深くなるにつれ、金属内電子状態から自由電子となる成分が連続的に低下していることが分かる。一方、図8では表面付近になるにつれて連続的に原子密度が低下するが、図7のように表面付近で急激に変化はしない。また、自由電子を仮定した平均速度は、今回の照射強度では、散乱X線

分光システムの分解能程度になっていて、優位ある空間位置の差は検出することができなかった。

6. まとめ

本研究ではレーザー加工などのWDM状態でのX線散乱スペクトルを用いたその場計測解析手法を提案し、実験で得られたスペクトルデータにより、フェルミーディラック分布からマクスウェル-ボルツマン(M-B)分布へ移行した成分の空間変化を導き出すことに成功した。

7. 参考文献

- [1] Medvedev, N., Ziaja, B. Multistep transition of diamond to warm dense matter state revealed by femtosecond X-ray diffraction. *Sci Rep* 8, 5284 (2018).
- [2] Warm Dence Matter 物性 米田仁紀 *プラズマ・核融合誌*(2005)
- [3] D.F. Price et al., *Phys. Rev. Lett.*, 75-2, 252 (1995)
- [4] Compton Scattering Measurement to Detect Momentum Distribution of Electrons in Warm Dense Matter Hitoki YONEDA and Shigeaki NISHIO *Plasma and Fusion Rsearch: Letters* Volume 12, 130146 (2017)

