

# レーザー生成高エネルギー密度状態の研究

1233066 西尾茂晃

指導教員：米田仁紀

## 1 序論

固体は高温化されれば液化、気化し、やがてイオン化される。一般にイオン化が起これば、自由な電子が増え、理想的なプラズマに近づくと考えられる。レーザーは白熱灯などの通常光源とは違い、高い指向性を持っている。また、光には質量がなく、レンズ等を用いることによって局所にいくらかでもエネルギーを投入することができる。レーザー光を集光することで単位体積内の光子の数を極限まで高めることで非常に高いエネルギー密度状態を作り出すことが可能となっている。光はエネルギーであり、物質と相互作用することにより物質を高温度にまで加熱することができ、同時に爆縮によって密度も固体以上まで高くすることができる。このように、高温で極めて高密度なプラズマ状態を高エネルギー密度状態と表現している。瞬時にエネルギーを局所に投入することができる高強度パルスレーザーの利点を生かせば、高エネルギー密度状態の物性を研究することが可能となる。本研究ではコンプトン散乱計測から高エネルギー密度状態にある電子の状態について直接観測することが目的である。

## 2 高エネルギー密度状態

### 2.1 Warm Dense Matter

Warm Dense Matter とは固体とプラズマの中間の領域であり、その密度は固体と同程度から十分の一程度、温度は数千から数万 K 程度である。固体の物性については固体物理学が、プラズマの物性についてはプラズマ物理学が高い完成度で存在し、積み上げられた研究成果から物性計算を行うことができる。しかし、Warm Dense Matter はどちらの物理モデルを用いても完全に説明することはできない。また、Warm Dense Matter の実験データはまだ十分に出揃っていないとは言えず、今後の実験に期待するしかない状況である。図 1 に電子密度と温度によるプラズマの分類の様子を示す [1]。本研究の対象とする領域は図 1 に示したように固体からプラズマへと遷移する領域である。

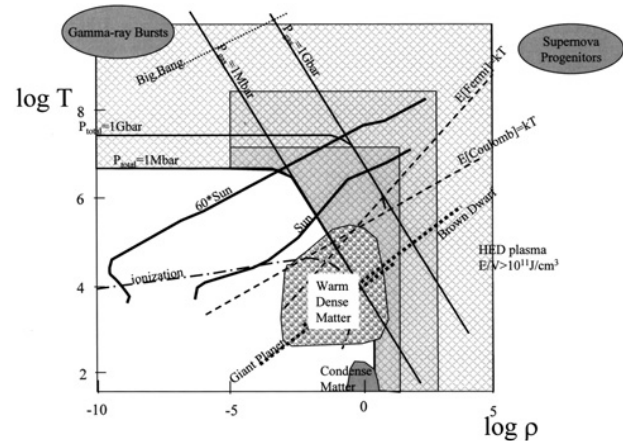


図 1 Warm Dense Matter[1]

## 3 X線と物質との相互作用

### 3.1 コンプトン散乱

コンプトン効果とは X 線を物質に当てたときに物質内の電子と X 線とが衝突することにより、X 線のエネルギーの一部を電子に与え、散乱 X 線の波長が入射 X 線の波長より長くなる現象である。このようなターゲットとのエネルギーのやりとりがある散乱をコンプトン散乱と呼ぶ。コンプトン効果は X 線を電磁波と考えると説明できない。アインシュタインの光量子仮説に基づいて、光をエネルギー  $h\nu$  運動量  $h\nu/c$  の光子と考え、この散乱を光子と電子の弾性衝突として取り扱うことによって、波長のずれを説明した。この場合、衝突の前後において両者の間で、エネルギーと運動量の保存則が成立し、光の粒子性が立証された。

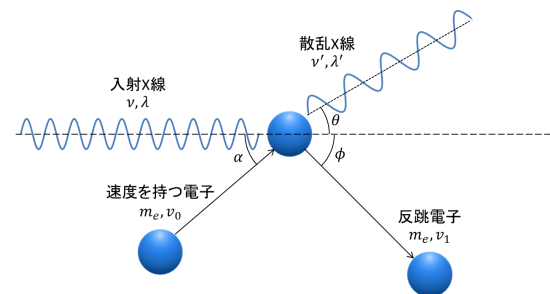


図 2 移動する電子に対するコンプトン散乱

高エネルギー密度状態において電子は静止しておらず、入射 X 線との衝突時に様々な方向への速度 ( $v_0$ ) を持った状態で散乱を起こすのでコンプトン散乱のスペクトルは広がりを持つようになる。このコンプトン散乱のスペクトルの広がり方は電子の速度からの影響で起こっている。この広がり方はコンプトン効果によって変化した X 線のエネルギーをピークとして広がっている。さらにコンプトン散乱による散乱 X 線は不可干渉性のために、その散乱スペクトルの広がりはそのまゝ衝突前の電子の速度についての情報となる。そのためにコンプトン散乱の計測は物質内の電子の速度分布がそのまま反映されることとなる。このことは電子物性の研究において、コンプトン散乱の計測が非常に重要な要素となる。

運動量保存則から移動する電子に対するコンプトン散乱について考えてみる。波長  $\lambda$  の入射 X 線が速度  $v_0$  で移動する電子に衝突し、入射 X 線に対して  $\theta$  の向きに X 線が散乱され、 $\phi$  の向きに速さ  $v_1$  で電子が跳ね飛ばされるとする。運動量保存則より次式が成り立つ。

$$\begin{cases} \text{(水平)} \frac{h}{\lambda} + m_e v_0 \cos \alpha = \frac{h}{\lambda'} \cos \theta + m_e v_1 \cos \phi & (1) \\ \text{(垂直)} m_e v_0 \sin \alpha = \frac{h}{\lambda'} \sin \theta - m_e v_1 \sin \phi & (2) \end{cases}$$

また、エネルギー保存則より次式が成り立つ。

$$h\nu + \frac{1}{2}m_e v_0^2 = h\nu' + \frac{1}{2}m_e v_1^2 \quad (3)$$

$$m_e^2 v_1^2 = 2hm_e c \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) + m_e^2 v_0^2 \quad (4)$$

これを  $v_0$  について整理すると、

$$v_0 = c \frac{(\lambda' - \lambda) - \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)}{\lambda' \cos \alpha - \lambda \cos(\theta - \alpha)} \quad (5)$$

となる。今回の実験では  $\theta = 90^\circ$  であるので、

$$v_0 = c \frac{(\lambda' - \lambda) - \frac{h}{m_e c}}{\lambda' \cos \alpha - \lambda \sin \alpha} \quad (6)$$

であり、式を周波数成分で表すと、

$$v_0 = \frac{c(\nu - \nu') - \frac{h\nu\nu'}{m_e c}}{\nu \cos \alpha - \nu' \sin \alpha} \quad (7)$$

となる。

### 3.2 放射光

放射光はシンクロトロン放射による電磁波の一種で、人工のものでは赤外線から X 線、自然のものでは電波から  $\gamma$  線の範囲のものがある。シンクロトロン放射は高エネルギーの電子等の荷電粒子が磁場中でローレンツ力により曲がるとき、電磁波を放射する現象である。放射光は輝度が高い、指向性大きい、そして偏光しているなどの特徴が挙げられる。

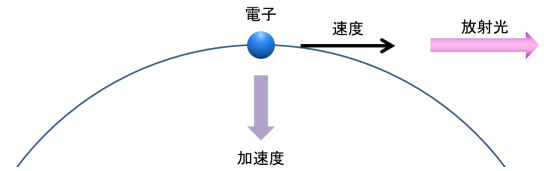


図3 放射光の発生原理

## 4 コンプトン散乱計測実験

### 4.1 実験の概要

コンプトン散乱実験の概略図を図4に示す。実験では Continuous Wave (CW) レーザを利用することでターゲット物質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。

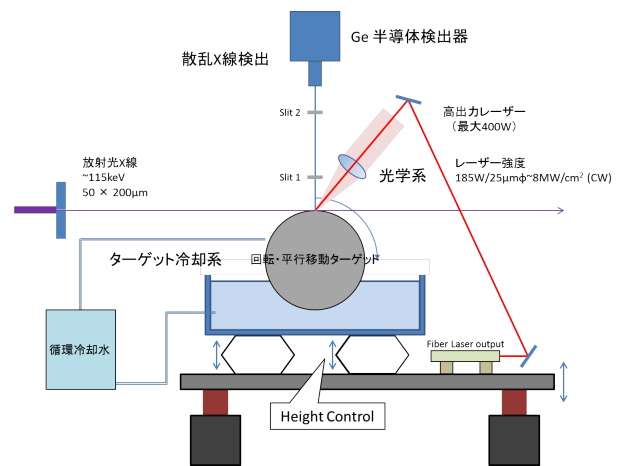


図4 コンプトン散乱計測実験セットアップ

レーザーを物質に照射すると光の吸収によって加熱され、物質は膨張していく。ただ、第1章でも述べたように超短パルスレーザーを利用すると熱による膨張よりも早く光が作用するため密度を維持したまま温度が上昇していく断熱圧縮が起こり、その後熱膨張が起こる。本研究では CW レーザーを用いているため、超短パルスレーザー照射時のような断熱圧縮の過程は観測できないが、CW レーザーで熱を与え続けても物質は膨張し続けるわけではなくその膨張が頭打ちになることが確認されている [2]。これは主に膨張物質と大気の2相流体領域での2相の間での温度差による音速の減少だと考えられているが、詳細についてはわかっていない。この状態が本研究における観測を行う高エネルギー密度状態となる。

### 4.2 高出力レーザー

図5は高エネルギー密度状態生成のための光学系を表したものである。ターゲットに高エネルギー密度状態を生成するための高出力レーザーとして波長 1060nm で最大出力

400W のイッテルビウムファイバーレーザー (YLR-400-SM-WC, IPG Photonics 社) を 185W で照射を行い、焦点距離 200mm のレンズを用いて集光した。レンズは移動可能にし、さらに照射される直前のミラーで微調整を行うことでターゲット表面で正しく集光されるよう設計した。

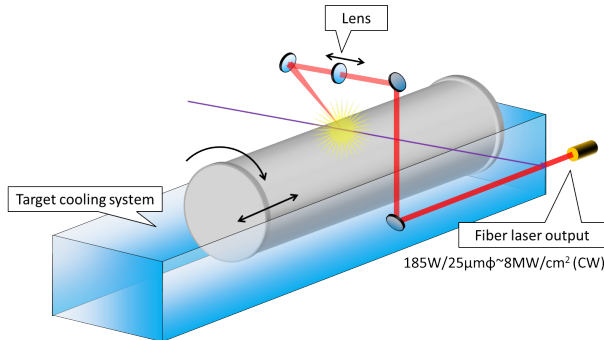


図5 高出力レーザーのセットアップ

10mm 径のスポットサイズを以下の式 8 を用いてレンズによる集光限界のスポット径  $D$  を求めると  $27\mu\text{m}$  となりレーザーのパワー密度  $200\text{ W/cm}^2$  から  $8.0\text{ MW/cm}^2$  の状態でターゲットに照射されて、高エネルギー密度状態を生成している。

$$D = \frac{4f\lambda}{\pi D_0} \quad (8)$$

式 8 について  $D$  は集光限界時のスポット径のことであり、 $f$  はレンズの焦点距離、 $\lambda$  はレーザーの波長、 $D_0$  は集光前のレーザーのスポット径としている。

#### 4.3 ターゲット

本実験における高エネルギー密度状態の生成を行うターゲットは外径が 100 mm、内径が 95mm、長さが 500mm のステンレス (図 6 左) と、外径が 60mm、内径が 55mm、長さが 500mm のニッケル (図 6 右) である。ターゲットは CW レーザーの照射によって照射部は削られてしまう。そのため、同じ位置に照射し続けるとターゲットの高さが変わってってしまうので、ターゲットが常に同じ位置であるように制御しなければならない。そのために、このロッド形状のターゲットを回転させながら平行移動させている。

#### 4.4 高さ位置調整

ターゲットは回転・平行移動することによって高さの位置が少しずつずれていく。このズレを補正するためにターゲット下部に Z 軸ステージを設置し、ターゲットのズレを補正した。補正のためにターゲットが基準となる高さからどれほどずれたのかを確認するためにファイバーレーザーを照射する光学系とは別に高さ調整用の光学系を準備



図 6 実験に用いたターゲット

した。

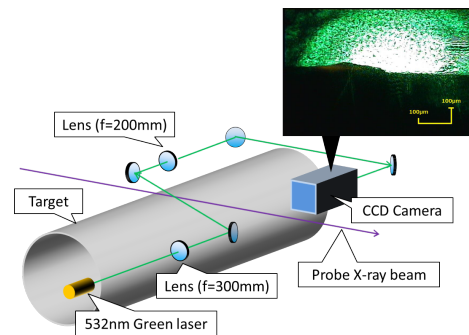


図 7 高さ位置調整

図 7 に示す光学系からターゲットのエッジを検出し、それを Z 軸ステージ (L490MZ Motorized Lab Jack, THORLABS 社) にフィードバックをかけ、高さ位置の調整を行った。グリーンレーザーの波長ではステンレスを透過できないためその部分が影となり、エッジとして検出できる。CCD カメラからの画像は図 7 の挿入図に示す。CCD カメラ側で得た画像データはリアルタイムに処理され、エッジが常に画面中央になるように Z 軸ステージにプログラムを組んだ。実際のプログラムは付録を参照してもらいたい。

まず、ターゲットの実際の移動量が CCD カメラの pixel 数に対してどれほどの量であるのかを見積もるために事前にパラメータを算出した。次図 8 は Z 軸ステージを実際に  $50\mu\text{m}$  だけ動かした場合に CCD カメラの画像上で何 pixel 移動しているのかを調べた際の画像である。

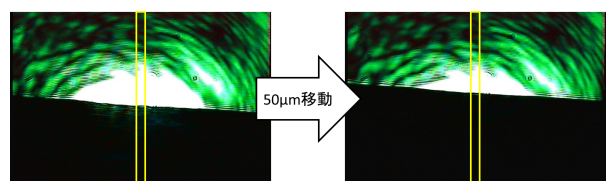


図 8 CCD 画面上における Pixel 数に対する実移動距離の測定



図 8 からグレースケール画像を生成し、Gray level の比較を行った。

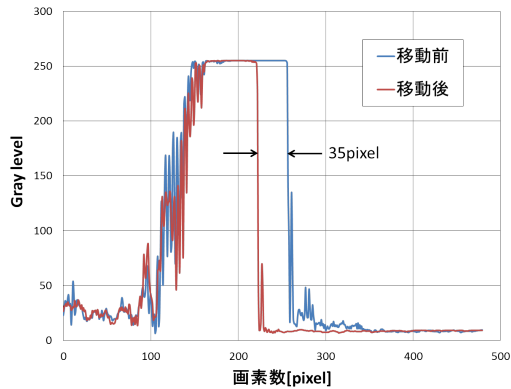


図 9 ピクセル数に対する移動距離の算出

図 9 から  $50\mu\text{m}$  の移動距離に相当する CCD カメラでの pixel 数は 35pixel であると見積もることができた。Z 軸ステージは公称値では  $1\mu\text{m}$  レベルでの制御が可能であり、1pixel 当たりの実際の移動距離が  $1.4\mu\text{m}$  であるので Z 軸ステージを用いてのターゲットの高さ位置調整は十分可能であると言える。

CCD カメラから取り込まれた画像からエッジを検出するためにカラーの画像データを 2 値画像に変換し、画面中央の 1pixel 分の列を取り出し、エッジの判定を行った。図 9 から、エッジにおいて Gray level が著しく変化していることが読み取れる。この部分をエッジとして認識し、位置がずれた場合にそのずれた量だけ元の位置に戻るようなアルゴリズムを考え、プログラムに実装した。

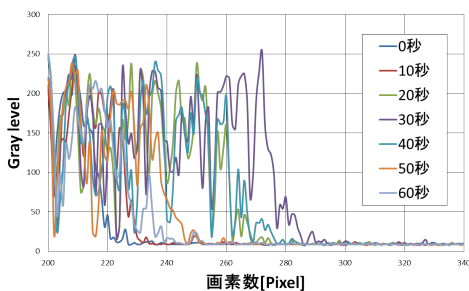


図 10 ターゲット回転による位置の乱れ

高さ位置調整を行わない状態でのターゲット回転による位置の乱れを図 10 に示す。グラフはそれぞれターゲットの回転を始めてからの時間経過毎の様子を示している。ターゲットの回転に伴い時間経過することでエッジの位置が大きく変化していることが読み取れた。

次に、高さ位置調整のプログラムを走らせた状態でターゲットを回転させた場合を図 11 に示す。この結果から、Z 軸ステージによる高さ位置調整がエッジ位置のずれを 15~

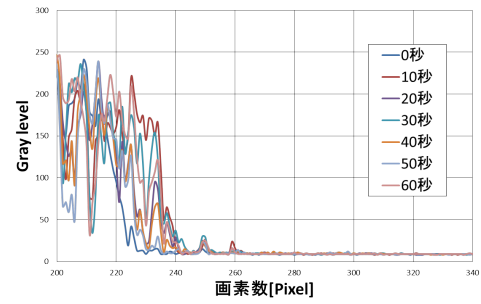


図 11 ターゲット回転による位置の乱れ

$20\mu\text{m}$  の範囲に抑えることに成功した。

## 5 結果と考察

### 5.1 コンプトン散乱スペクトル

コンプトン散乱の計測は高出力レーザーを照射していない cold 状態と、高出力レーザー照射による高エネルギー密度状態について行った。次図 12 に cold 状態におけるコンプトン散乱のスペクトル (以下コンプトンプロファイル) の全体像を示す。横軸は X 線のエネルギーを示しており、縦軸はコンプトン散乱の強度を示している。95keV あたりの最も大きなピークがコンプトン散乱のピークで 115keV の位置にあるピークが入射 X 線とステンレスとのトムソン散乱を示している。ほかのピークに 60keV および 70keV 辺りに小さいピークが出ているが、これはスリットに用いた鉛の特性 X 線である。

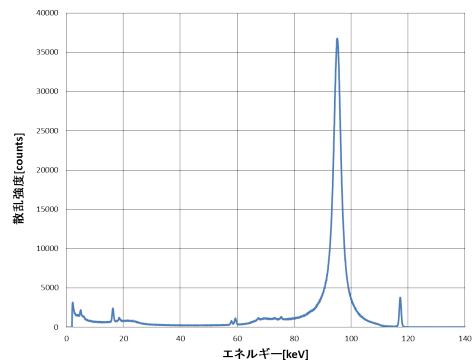


図 12 コンプトンプロファイル

### 5.2 エネルギー分解能

エネルギー分解能とは、X 線などの一定のエネルギー値を持つ放射線を測定するときに、どれほどまでエネルギー値が近い二つの異なる X 線を別のものとして観測できるかを表す量である。一般的にスペクトル中に現れるピークの半値幅で表す。図 12 に示された cold 状態のスペクトルから、エネルギー分解能を求める。図 12 に示された cold 状態のスペクトルから、60keV 付近にある 2 つのピークが区別出来ているのでそこからエネルギー分解能を求めた。

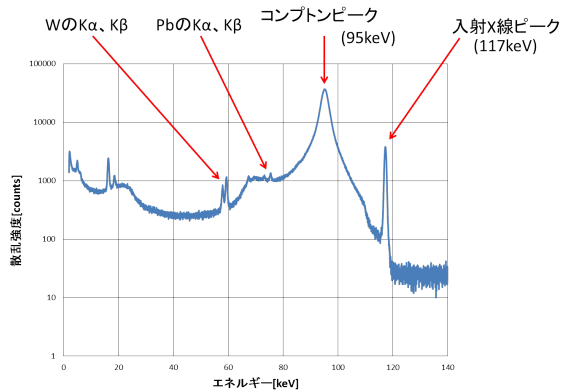


図 13 コンプトンプロファイル (縦軸対数表示)

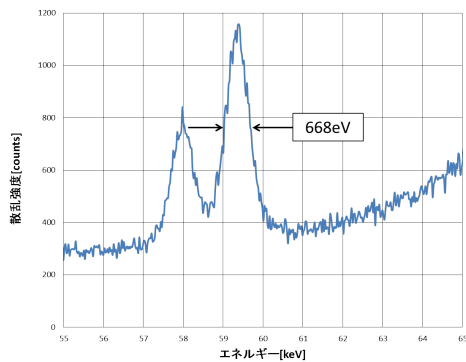


図 14 エネルギー分解能

図 14 より、エネルギー分解能は 668eV であることがわかった。

### 5.3 材料表面付近のコンプトン散乱強度

コンプトン散乱の計測において、ターゲットを設置している定盤の高さを X 線がターゲットの表面に当たり始めた位置を 0 として、ターゲットの内部方向に X 線が照射されるように深さ約 20 $\mu\text{m}$  ごとにコンプトン散乱の計測を行った。

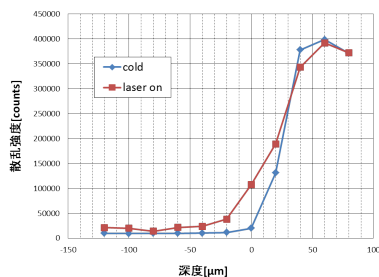


図 15 深度に対する散乱強度

図 15 はターゲットに照射する X 線の深度に対する散乱強度を表している。ターゲットに当たり始める前は空気中をただ X 線が通り過ぎているだけなので散乱は計測されないが、深度が大きくなるにつれ、ターゲットからの散乱が

増えていることがわかる。青線は高出力レーザーを照射していない cold 状態であり、赤線が高エネルギー密度状態である。高エネルギー密度状態については立ち上がりが cold 状態に比べて早い。これは高出力レーザーによりターゲット表面上に高エネルギー密度状態が突起物のよう生成されているからであると考えられる。

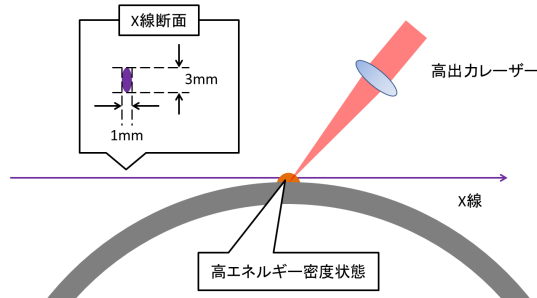


図 16 高エネルギー密度状態生成の概念図

図 16 は高出力レーザーによって高エネルギー密度状態が生成されている様子を模式的に表した図である。ターゲット表面に図 16 にあるような高エネルギー密度状態が生成されているために深度に対する cold との立ち上がりの違いができていていると考えられる。また、さらに深度が大きくなると散乱強度が飽和してくる。これはプローブ X 線の垂直方向の長さが 20 $\mu\text{m}$  であるので、全 X 線がターゲット内部に深く入射するようになるために飽和してくると思われる。すなわち、散乱強度が飽和している部分においては高出力レーザーを用いて高エネルギー密度状態を作り出しても cold 状態と同じであると見なすことができる。

### 5.4 バルクと高エネルギー密度状態のコンプトンプロファイル

バルクと高エネルギー密度状態のコンプトン散乱の比較を行った。まず、両状態での比較を行うために高エネルギー密度状態でのコンプトン散乱のデータをもとにバルク状態のプロファイルの規格化を行った。

$$J_{BN} = NJ_B \quad (9)$$

$$N = \frac{\text{高エネルギー密度状態の総散乱光子数}}{\text{バルク状態での総散乱光子数}} \quad (10)$$

ここで両式について  $J_{BN}$ 、 $J_B$  はバルク状態での散乱 X 線の強度を示しており、 $N$  は規格化を行うための倍数である。この規格化は両状態についての総散乱光子数を同じ値となるようにすることで散乱曲線の比較をするようにしており、高エネルギー密度状態における総散乱光子数をもとにしてバルク状態のデータについて規格化を行っている。高エネルギー密度状態での総散乱数を元に規格化すること

で両状態の残差  $T$  を考えることで両状態についての比較を行う。残差  $T$  は次式から求める。

$$T = \frac{J_{HD} - J_{BN}}{J_{HD-peak}} \quad (11)$$

式について  $J_{HD}$  は高エネルギー密度状態のコンプトン散乱の強度、 $J_{HD-peak}$  はそのスペクトルのコンプトン散乱のピーク値をそれぞれ示している。

### 5.5 ステンレスのコンプトン散乱

ステンレスターゲットにおけるコンプトン散乱の結果を図 17 に示す。

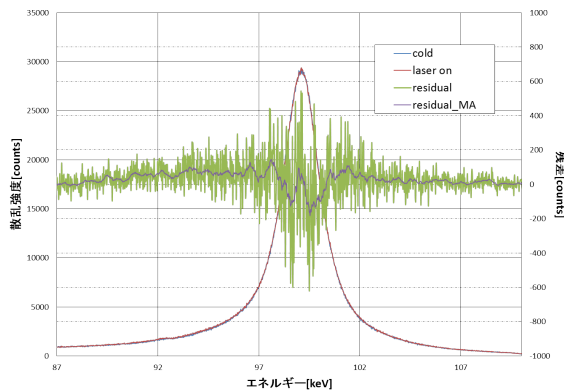


図 17 ステンレスの全散乱強度

cold のデータは高エネルギー密度状態における散乱データと比較するために前節で述べたように正規化を行った。cold 状態と高エネルギー密度状態との散乱強度の差をとると、コンプトン散乱のピークとピークの裾の部分において高エネルギー密度状態の方が散乱強度が増している結果が得られた。コンプトン散乱は物質内の電子の速度分布関数を表しており、ピークの裾部分において強度が増していることから物質内部の速度の速い電子数が増加していることを意味している。

### 5.6 ニッケルのコンプトン散乱

ニッケルターゲットにおけるコンプトン散乱の結果を図 18 に示す。

ニッケルにおいても同様に cold 状態と高エネルギー密度状態との散乱強度の差をとると、コンプトン散乱のピークの裾の部分において高エネルギー密度状態の方が散乱強度が増している結果が得られた。

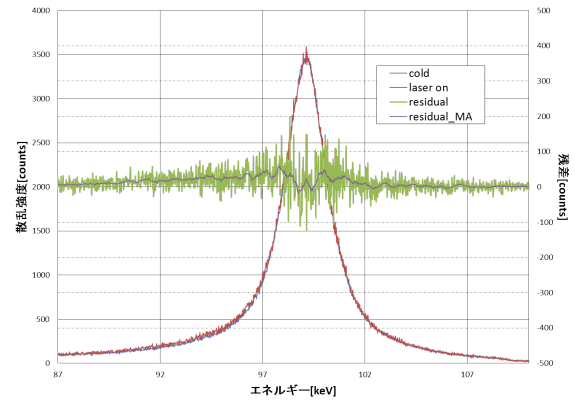


図 18 ニッケルの全散乱強度

## 6 まとめと今後の展望

### 6.1 まとめ

本研究では高エネルギー密度状態の研究手法として高出力レーザーによって生じる複雑な高エネルギー密度状態について、放射光を用いたコンプトン散乱計測を行うためのレーザー光学系、ターゲット制御系の制作を行い、SPRing-8 のビームラインを利用してコンプトン散乱の計測を行った。

高出力レーザーを用いた高エネルギー密度状態に X 線を照射することで得たコンプトン散乱のプロファイルから高エネルギー密度状態における電子の速度分布関数を観測することに成功した。

### 6.2 今後の展望

本研究で用いたターゲットは常に新しい面で高エネルギー密度状態を生成するために回転・平行移動している。そのためにターゲットの真円度の大きさから X 線の照射位置がずれてしまう問題がある。これを解決するために高さ調整のための Z 軸ステージを導入し、リアルタイムで制御を行っているが、完璧にずれを解消できているわけではない。今後ターゲット系についてより高い精度で制御を行えるようにアルゴリズムの改良が必要である。また、今回用いたターゲットはステンレスとニッケルであったが、他の物質についても計測をし、幅広いデータを取っていく必要がある。

### 参考文献

- [1] 米田仁紀, “Warm Dense Matter 物性”, Journal of Plasma and Fusion Research Vol.81, Suppl. 2005
- [2] 米田仁紀, “パワーレーザーを用いた固体-プラズマ中間状態の研究”, レーザー学会誌レーザー研究, Vol.41, No.1 33-38(2013)