

EXPERIMENTAL PLAN FOR OBSERVATION OF LASER INTENSITY DEPENDENT DOPPLER RED SHIFT IN THOMSON SCATTERING

Nobuyuki Nishimori^{1,A)}, Ryoichi Hajima^{A)}, Masaki Kando^{B)}, Sergei Bulanov^{B)}

^{A)} Energy Recovery Linac Development Group, Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

2-4 Shirakata-Shirane, Tokai-mura, Naka, Ibaraki, 319-1195

^{B)} Laser Electron Acceleration group, Japan Atomic Energy Agency

8-1 Umemidai, Kizugawa-shi, Kyoto, 619-0215

Abstract

Thomson scattering wavelength between a single photon at wavelength λ_0 and an electron with velocity $c\beta$ in a head-on collision configuration is given by $\lambda_r = \lambda_0(1-\beta)/(1+\beta)$. As the incident laser intensity increases, the scattering wavelength is Doppler red shifted and given by $\lambda_r = \lambda_0(1-\beta)(1+a_0^2/2)/(1+\beta)$. Here $a_0 = eA/mc$ is the dimensionless laser vector potential. The Doppler red shift is very similar to that in an undulator radiation whose wavelength becomes longer as the undulator gap narrows. The intensity dependent Doppler red shift in Thomson scattering has not been experimentally demonstrated yet to our knowledge. This is in contrast to the undulator radiation whose wavelength can easily be tuned for user experiments. In this paper, an experimental plan for observation of laser intensity dependent Doppler red shift in Thomson scattering is presented.

トムソン散乱におけるレーザー強度依存ドップラー赤方偏移測定計画

1. はじめに

波長 λ_p の光子と速度 $c\beta$ を持つ電子の正面衝突トムソン散乱において、180度後方の散乱波長が $\lambda = \lambda_0(1-\beta)/(1+\beta)$ となることはよく知られている。1光子の代わりにレーザーを用い、レーザー光強度を増やしていくと、散乱波長は $\lambda = \lambda_0(1-\beta)(1+a_0^2/2)/(1+\beta)$ となり^[1]、レーザー強度の関数として赤方偏移する。ここで、

$a_0 = 8.5 \times 10^{-10} \lambda_0 [\mu\text{m}] \sqrt{P_0 / \pi \sigma_L^2} [W / \text{cm}^2]$ はレーザーの無次元ベクトルポテンシャルである。赤方偏移は、アンジュレーター磁場を強くしていくと電子ビームが大きく蛇行し、光速に対する電子のスリッページ量が増え、アンジュレーター共鳴波長が長くなるのと同じ理屈による^[2]。

トムソン散乱におけるレーザー強度依存赤方偏移は著者の知る限り実験的に確認されていない。放射光施設において、共鳴波長の調整が、アンジュレーター磁場を変化させて容易に実現されているのと極めて対照的である。

強度依存赤方偏移は、高強度レーザーによる非線形効果の一例だが、同じ非線形効果の別の現れとして2次以上の高調波成分の発生がよく知られている^[3,4]。トムソン散乱とアンジュレーター放射光の高調波発生メカニズムは極めてよく似ており、どちらも実験的に測定されている。

我々はトムソン散乱における自由電子レーザー相互作用を用いた、トムソン散乱波長での電子マイク

ロバンチングの実験を企画しており、本実験計画をその最初の一歩と位置づけている。トムソン散乱におけるレーザー強度依存赤方偏移が測定できれば、世界初の成果となる。本発表では、原子力機構関西光科学研究所 JLITE-X チタンサファイアレーザー (5TW, 40fs) と我々の所有する Reflection High Energy Electron Diffraction (RHEED) 用の電子銃を用いた実験計画の概要を紹介し、期待される散乱光子数の評価、改良点について考察する。

2. 実験セットアップ

実験セットアップを図1に示す。トムソン散乱のレーザー強度依存赤方偏移を観測するのが目的であるため、測定の容易な散乱波長で実験を行う。レーザーの波長は800nm程度であるため、光電子増倍管の使用可能な可視から紫外領域で実験を行うには、数10keVの電子ビームを必要とする。所有するRHEED電子銃 (RDA-002G, AVC Co., Ltd.)^[5]のエネルギーは30keVであり最適である。

図1に示すように、電子の進行方向に対してレーザーを角度 θ で斜め入射した場合、トムソン散乱波長は次式で与えられる^[6]。

$$\lambda_r = \lambda_0 \frac{1 - \beta_0 \cos(\theta)}{1 + \beta_0} \left(1 + \frac{a_0^2 (1 - \beta_0) [1 + \cos(\theta)]}{4 [1 - \beta_0 \cos(\theta)]} \right)$$

トムソン散乱波長 λ_r をレーザー強度 a_0 の関数として角度 $\theta=0, 30, 60, 90$ 度に対してプロットしたのが図2である。レーザーの入射波長 $\lambda_0=800\text{nm}$ 、電子ビーム

¹ E-mail: nishimori.nobuyuki@jaea.go.jp

のエネルギー30keV ($\beta_0=0.5$)で計算している。実験の目的がドップラー赤方偏移の観測であり、レーザー強度の強弱で比較して、波長シフトが十分に観測できることが重要である。ここでは、 $a_0=0.0$ と $a_0=0.8$ で比較することにする。JLITE-Xレーザーの最大パワーは5TWであるため、ビームサイズ $\sigma_L=11\mu\text{m}$ の時に $a_0=0.8$ となる。入射レーザーのレイリー長は $Z_r=2\pi\sigma_L^2/\lambda_0=1.9\text{mm}$ である。

トムソン散乱の散乱光子数 Y は次の式で表される。

$$Y = \frac{d\sigma}{d\Omega} N_L N_e \Delta\Omega$$

ここで、 N_L はレーザーパルス
の光子数、 N_e は電子数。 $\Delta\Omega$ は検出器の立体角である。トムソン散乱の断面積は次の式で表される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2.82 \times 10^{-15})^2 \frac{1 + \cos^2(\theta)}{2} [m^2]$$

レーザーのパルスエネルギーは最大200mJであり、 $N_L=8 \times 10^{17}$ 個の光子を含んでいる。レーザーパルス長は40fs (12 μm)であり、 Z_r よりも十分に短い。

レーザーパルスと散乱できる電子数 N_e は、正面衝突散乱ではレイリー長に含まれる電子数となる。ところが、図1のような角度 θ 散乱の場合、ビーム直径、及び θ に依存する。想定しているRDA-002Gのビームサイズは直径90 μm であり、レーザーと相互作用できる距離は180 μm である。これは $Z_r=1.9\text{mm}$ に比べて充分短い。この距離に含まれる電子数は $N_e=9.4 \times 10^{10}/\text{m}^2$ となる。図1では立体角 $\Delta\Omega=0.28$ となり、 $Y=0.15/\text{shot}$ となる。さらに、波長フィルターの透過率50%、光電子増倍管の量子効率10%を考慮すると、 $Y_{\text{det}}=0.0073/\text{shot}$ となる。

原子力機構JLITE-Xはメンテナンス等、様々な条件より、10,000shots/dayが目安となる。図1の実験セットアップでは $Y_{\text{det}}=73$ 個/日しか得られないことになる。ここでは、文献[4]と同じ手法でスペクトル測定を行うことを想定しており、異なる波長フィルターを用意して、波長ごとにyieldを測定する。スペクトルの中心波長を求めるため、7波長で測定し、バックグラウンド測定のため、電子ビームON-OFF (レーザーはON)でも測定するには、計14RUNsを必要とする。スペクトルの中心波長を求めるのに、各波長73個では統計的に少ないと思われ、1スペク

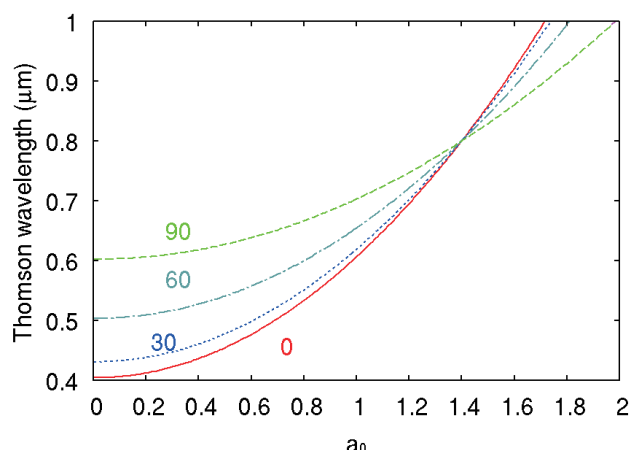


図2 レーザー強度 a_0 の関数としたトムソン散乱波長。様々な角度 $\theta=0,30,60,90$ 度に対して。入射電子ビームエネルギーは30keV。入射レーザー波長は800nm。

トルの測定に、短くとも1ヶ月は要することになる。波長シフトを観測するには、少なくとも異なる2つのレーザー強度で測定を行う必要があり、さらに倍の時間を必要とし、余り現実的でない。

RDA-002G電子銃を使う前提で改良点を考えると、散乱角度を浅くして、レーザーと相互作用する電子数を増やす方法が考えられる。この場合、入射レーザーと電子の軸が重なるため、穴開きミラーを使ってレーザーを集光し、電子ビームを通す必要がある。大きな立体角でのトムソン散乱光取り出しにも困難が伴い、セットアップを考え直す必要がある。

3. パルス高圧高輝度電子銃の利用

$\theta=30$ 度で散乱させる図1のセットアップを崩さずに、トムソン散乱光の数を増やすには、RDA-002Gと同様の輝度を持ち、幅の広い電子ビームを用いるのが一つの方法である。 $Z_r=1.9\text{mm}$ であることから、電子ビームの直径が1mm程度であれば、距離 Z_r 分の電子が散乱に寄与する。この場合、前章のほぼ10倍の $Y_{\text{det}}=0.078/\text{shot}$ が得られる。2種類のレーザー強度 a_0 で測定するのに、ほぼ1ヶ月要する。

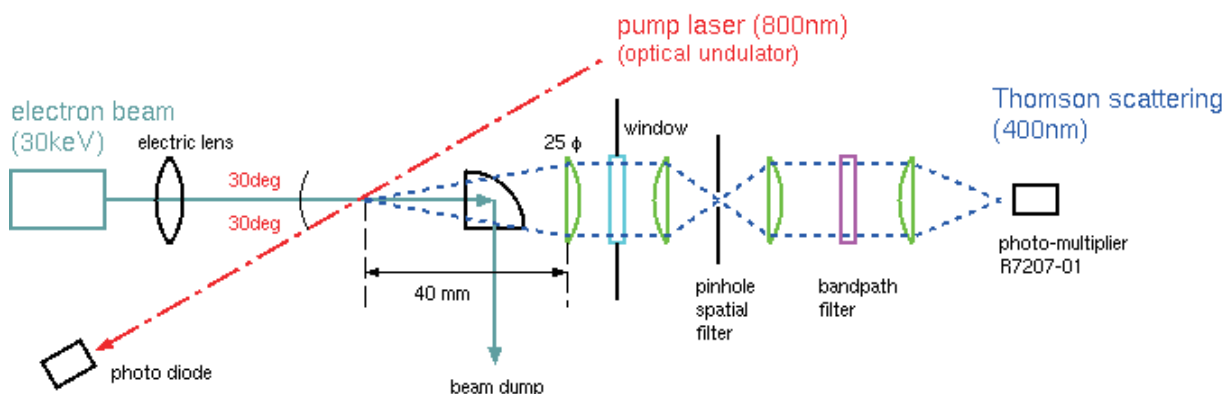


図1 レーザー強度依存ドップラー赤方偏移測定の実験セットアップ。

直径がmm程度で、より輝度の高い電子ビームを用いることができれば、容易な実験が可能となる。実験に用いるレーザーはHz程度の運転であるため、電子銃もCWである必要はなく、パルス運転で輝度が高いことが望ましい。近年、X線自由電子レーザー用高輝度電子銃として、SCSS(Spring8 Compact SASE Source)において、500keVのパルスDC電子銃が開発された^[7]。既にエミッタンス1mm-mradを達成している。

仮に30keVで $\epsilon_n=1\text{mm-mrad}$ のエミッタンスを持つ電子銃が開発されたとする。電子ビームのベータ関数 $\beta=0.1\text{m}$ とすると、 $\gamma_0=1.059, \beta_0=0.328$ であることから、rmsビームサイズは $\sqrt{\epsilon_n \beta / \gamma_0 \beta_0} = 0.54\text{mm}$ 。

SCSSと同様にピーク電流1Aが達成できたとする、 $N_e=4.5 \times 10^{13}/\text{m}^2$ となり、 $Y_{\text{det}}=3.5/\text{shot}$ が実現できる。35,000/dayとなり、1つのレーザー強度でのスペクトル測定に1日かからない計算になる。

このようなパルス電圧高輝度電子銃の一例として、東北大学核理研で開発中の50keV電子銃がある^[8]。SCSSと同様にカソード直径の小さい(1.75mm)、グリッドなしLaB₆カソードを用いており、1mm-mrad以下のエミッタンス達成を目標としている。用途は、スミスパーセルFEL等である。既に装置は完成しており、予備テストでピーク電流400mA、直径2mmの高輝度電子ビーム生成に成功している^[9]。このパラメーターを使ってトムソン散乱光子数を試算する。 $N_e=5.0 \times 10^{12}/\text{m}^2$ であり、 $Y_{\text{det}}=0.39/\text{shot}$ が実現できる。 $Y_{\text{det}}=3900/\text{日}$ ということになり、1日で3,4個の異なる波長フィルターを用いた測定が可能となり、波長シフトの実験は1週間程度で十分に可能と考えられる。

4. まとめ

トムソン散乱の非線形効果の一つである、レーザー強度依存波長赤方シフト測定を企画した。原子力機構関西光科学研究所JLITE-Xを用いることを前提に、トムソン散乱の波長スペクトルを測定し、波長シフトを求めるのに要する時間を見積もった。我々の所有するRHEED電子銃(RDA-002G)では、ビーム径が小さいため、正面衝突でないセットアップでは得られる光子数が少なすぎるため、現実的でないことがわかった。ただし、正面衝突実験では、ポンプレーザーの集光ミラーに電子ビームを通すこと、散乱光を集光ミラーを通して測定すること、立体角が小さいこと、穴でポンプレーザーが散乱することなど、様々な問題をクリアする必要がある。一方、最近開発の進んだ新しいテクノロジーである、パルス高圧高輝度電子銃を用いることで、RHEED電子銃よりも数倍以上の光子数が得られ、迅速に実験を進めることができる。特にMeV以下の低エネルギー電子ビームを使ったトムソン散乱に対して有用なテクノロジーである。

波長シフトは理論的に予言されているものの、未だ実験的に観測されていない。高次高調波発生が実験的にも理論的にも観測されているのと対照的であり、アンジュレーター放射光で、波長シフトが容易

に観測出来るのとも極めて対照的である。トムソン散乱の基本的な物理量である波長シフトを測定することで、トムソン散乱の非線形効果に対する知見が深まると期待できる。

参考文献

- [1] Eric Esarey, Sally K. Ride, and Phillip Sprangle, Phys. Rev. E **48**, 3003 (1993).
- [2] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics II*, (Springer, Berlin, 1995), pp. 406-434.
- [3] S. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, Nature (London) **396**, 653 (1998).
- [4] J. Matsukado, I. Endo, T. Takahashi, and T. Tauchi, Rev. Sci. Instr. **71**, 369 (2000).
- [5] <http://www.rdec.co.jp/e/index.html>
- [6] G. A. Krafft, Phys. Rev. Lett. **92**, 204802 (2004).
- [7] K. Togawa, T. Shintake, T. Inagaki, K. Onoe, and T. Tanaka, Phys. Rev. STAB **10**, 020703 (2007).
- [8] K. Kasamsook, "Study on compact DC electron gun using single crystal cathode of LaB₆", Proceedings of APAC2007.
- [9] K. Akiyama, private communication.