レーザーと高エネルギー電子ビームの非線形コンプトン散乱

汲田 哲郎

首都大学東京大学院 理工学研究科物理学専攻 (〒192-0397 東京都八王子市南大沢1-1)

Nonlinear Compton Scattering of Laser and High Energy Electron Beams

Tetsuro KUMITA

Department of Physics, Tokyo Metropolitan University, 1-1 Minami-Ohsawa, Hachioji, Tokyo 192-0397

(Received August 26, 2008)

Compton scattering of high power laser and electron beams is a good test of electrodynamics in the high field region. Compton scattering occurs in the nonlinear regime if ultra high power laser pulse is scattered. Namely, an electron absorbs multiple laser photons before emitting a single photon with higher energy. In addition to the spectral shift, the theories predict the nonlinear process modifies angular distribution of scattered photons. The author's group measured angular distribution of x-ray photons produced in head-on collision of CO₂ laser and 60-MeV electron beams at Brookhaven National Laboratory, Accelerator Test Facility and confirmed that it agrees with theoretical predictions.

Key Words: Nonlinear Compton scattering, Laser Compton scattering, Thomson scattering, γ -ray source, Second-harmonic photons

1. はじめに

高強度レーザーと電子ビームのコンプトン散乱による高輝度X線、 γ 線の生成は、多くの自然科学・工学・医学的研究への応用が期待されている。一例として、円偏光レーザーのコンプトン散乱を利用した、高エネルギー線形加速器のための偏極陽電子生成法が提案されている¹⁾。

また、純粋に科学的な観点からも高強度の電磁場中での電磁相互作用の検証ツールとして興味深い。レーザーと電子ビームの散乱は、古典論と量子論で異なる解釈ができる。古典物理では、レーザーの電磁場中で振動する電子が光をシンクロトロン放射すると解釈され、量子論的には電子による1光子吸収・1光子放出過程として理解される。電子の静止系で、放出される光のエネルギーが電子の静止エネルギーと比べて無視できる場合には、放出光がレーザーと同じ波長を持つトムソン散乱、そうでなければ、電子の反跳が放出光の波長を変化させるコンプトン散乱となる。この記事では、両者を特に区別せずに、コンプトン散乱と記述することにする。高エネルギー電子ビームによるコンプトン散乱では、放出される光子はローレンツ・ブーストによってX線、 γ 線となる。超高強度レーザーが電子ビームに散乱される場合、非線形コンプトン散乱が観測される。非線形コンプトン散乱の寄与は、以下の式で与えられる規格化ベクトル・ポテンシャルで評価される。

$$a_0 = \frac{eA}{m_e c^2} = 0.85 \times 10^{-9} \lambda [\mu m] I^{1/2} \left[(W/cm^2)^{1/2} \right] \quad (1)$$

ここで、 e は電子の電荷、 A はレーザー電磁場のベクトル・ポテンシャルの絶対値、 $m_e c^2$ は電子の静止エネルギー、 λ はレーザーの波長、 I はレーザーのパワー密度である。 $a_0 \ll 1$ の領域では、非線形コンプトン散乱は、ほとんど無視できるが、 $a_0 = 1$ では、非線形過程の寄与が線形過程と同程度となる。

非線形コンプトン散乱は量子論的には多光子吸収・1光子放出過程として理解され、線形コンプトン散乱と比較して高エネルギーの光子が放出される。古典論的には、レーザー電磁場中での電子の運動方程式は以下のように書ける。

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = e \left(E + \frac{v_e}{c} \times B \right) \quad (2)$$

ここで、 v_e は電子の速度、 E 、 B はレーザーの電磁場である。電子が平均的には静止した系で、 $v_e \ll c$ の時は第二項が無視でき、レーザー電場により電子は調和振動するが、 $v_e \approx c$ では、多重極効果が現れる。二次の効果を考慮すると、Fig. 1のように電子が電磁場中で8の字運動するため、放射光の角度分布に変化が現れる。

現在まで、古典論²⁻⁷⁾、半古典論^{8,9)}、量子論¹⁰⁻¹²⁾に基づく非線形コンプトン散乱の理論的な計算が数多く行われて

Fig. 1 A schematic diagram of Compton scattering of an laser field and an electron in the classical view.

いるが、実験的検証は十分とは言えない。

2. 非線形コンプトン散乱の実験

レーザーと電子ビームの非線形コンプトン散乱の最初の実験的検証は、低エネルギー電子（～keV）とNd:glassレーザー（パワー密度： $1.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ）を用いて行われた¹³⁾。この実験では、散乱された光子のエネルギーが2次の非線形散乱によって2倍になることを検出した。

高エネルギー電子ビームによる非線形コンプトン散乱の実験は、SLACの46.6 GeV電子ビームとテラワットNd:glassレーザー（ 10^{18} W/cm^2 ）を用いて、散乱後の電子ビームのエネルギー分布測定によって行われ、4次までの非線形コンプトン散乱が確認された¹⁴⁾。

最近の広島大学グループの実験では、10 keVの電子ビームと大阪大学レーザーエネルギー学研究センターのT⁶レーザーを利用して、 $4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ のパワー密度で、2次の非線形散乱光を観測した¹⁵⁾。この実験では、理論的な予測と比べ、3桁大きい非線形散乱光が観測されている。実験と理論の食い違いについて、古典理論と量子理論の差やコンプトン散乱以外の相互作用による高調波発生の可能性などが検討されたが、明確な結論は出されていない。

非線形コンプトン散乱の理論は線形コンプトン散乱と比較して、散乱光子と電子のエネルギー分布の変化だけではなく、角度分布の変化を预言している^{4,9)}。筆者らのグループは、散乱光子角度分布測定による非線形コンプトン散乱の検証を行った^{16,17)}。この実験に関しては、第4節で詳細を紹介する。

3. 半古典論に基づいたコンピューターシミュレーション

非線形コンプトン散乱により生成される γ 線の性質は、コンピューター・プログラムCAIN¹⁸⁾を用いて詳細にシミュレートすることができる。CAINは、電子ビーム、レーザー光、 γ 線間の相互作用を計算するシミュレーション・プログラムであり、コンプトン散乱は半古典論で計算される。つまり、レーザー光は古典的電磁場として、電子とX線・ γ 線は量子論で扱われる。高強度電磁場中

の電子は、Dirac方程式のVolkov解¹⁹⁾で記述され、 γ 線光子は、Volkov電子から量子論的に放出される。レーザーや電子ビームのサイズと強度等のパラメーターは時間依存も含めて実験条件に合わせて設定することができ、時間ステップごとに放出される光子の数、エネルギー、角度が計算される。レーザーの偏光は、直線偏光、円偏光共に考慮される⁹⁾。

以下に、60 MeVの電子ビームと波長10.6 μm のCO₂レーザーを正面衝突させた時のコンプトン散乱をCAINによってシミュレートした結果を紹介する。電子ビームのエネルギー、レーザー波長、衝突角度は、次節で記述するBNL-ATFにおける実験に合わせている。

Fig. 2に、コンプトン散乱によって生成したX線のエネルギー分布を示す。実線は $a_0 = 0.1$ 、破線は $a_0 = 1.0$ 、点線は $a_0 = 2.0$ に対応する。実線($a_0 = 0.1$)は、クライン仁科の公式で計算されるエネルギー分布を再現しており、ほとんど全てのコンプトン散乱が線形過程であることが分かる。線形コンプトン散乱ではX線のエネルギーは最大6.5 keVとなり、鋭いコンプトンエッジを形成する。破線($a_0 = 1.0$)では、二次、三次の非線形コンプトン散乱により、最大エネルギーが線形コンプトン散乱の約二倍、三倍となるピークが現れている。また、6.5 keV付近に見られるはずのコンプトンエッジが鈍くなり、ピークが低エネルギー側にシフトしているのが分かる。これは、レーザーの強電磁場中で、電子が横方向に振動するために、縦方向の運動量が減少することによる。この現象は、電子の実効質量 $m_{\text{eff}} = m_e \sqrt{1 + a_0^2/2}$ が増加しているとも解釈される。点線($a_0 = 2.0$)では、非線形コンプトン散乱の寄与と電子の実効質量増大効果がさらに大きくなり、ピークが消失している。

前述のように、生成X線のエネルギー分布の違いに加え、非線形コンプトン散乱は角度分布にも変化をもたらす。Fig. 3に、CAINによってシミュレートされたコンプトンX線の散乱角度分布を示す。電子ビームの方向をz軸として、x, y方向の極角をプロットしている。シミュレーションは $a_0 = 1.0$ で行った。(a)は線形コンプトン散乱、(b)

Fig. 2 Simulated energy spectra of Compton x-rays for (solid) $a_0 = 0.1$, (dashed) $a_0 = 1.0$, and (dotted) $a_0 = 2.0$.

は2次の非線形コンプトン散乱, (c) は3次の非線形コンプトン散乱の角度分布を示す。レーザーはX軸方向に直線偏光している。(d)は円偏光レーザーによる2次の非線形コンプトン散乱の極角分布を示す。

線形コンプトン散乱Fig. 3 (a)では、図の中心、即ち完全に後方散乱された方向にピークを持つ。ダンベル型のプロファイルは、古典論的には、電子が偏波面に沿って運動する時の双極子放射がローレンツ・ブーストされていると理解できる。Fig. 3 (b)のように、2次の非線形過程では完全な後方散乱が無くなり、偏波方向に沿ってピークが2つに分かれている。3次の非線形散乱Fig. 3 (c)では、ピークが3個に分離している。レーザーが円偏光している場合の非線形散乱光は、Fig. 3 (d)のように、後方散乱部分が抜けたドーナツ型のプロファイルとなる。

4. 非線形コンプトン散乱光子の角度分布測定

筆者らのグループは、ブルックヘブン国立研究所・加速器試験施設(BNL-ATF)の線形加速器の60 MeV電子ビームと波長10.6 μm のCO₂ レーザーを用いて非線形コンプト

ン散乱の実験を行った^{16,17)}。BNL-ATFでは、以前から線形散乱による高輝度X線生成実験^{20,21)}を行っていたが、CO₂ レーザーのテラワットレベルへのピーク・パワー増強によって、非線形コンプトン散乱の検証が可能となった。

実験装置の模式図はFig. 4に示される。電子ビームのバンチ電荷は0.5 nC、規格化エミッタンスは3 mmrad、バンチ幅は3.5 psecであった。衝突点での電子ビームサイズは45 $\mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ (RMS)であった。フォトカソードRF電子銃による電子生成とCO₂ レーザーのスイッチには、同じNd:YAGレーザーが使用されている。このため、レーザーと電子ビームのタイミングを正確に合わせることが可能となっている。CO₂ レーザーは、塩化カリウム窓を通してチェンバー中に導かれ、焦点距離6.35 cmのパラボラ・ミラーによって集光されて、電子ビームと正面衝突する。レーザーと電子ビームの正面衝突は、X線の強度を最大にするためには最適な配置となる。

実験時のレーザーのエネルギーは4 J、パルス幅(FWHM)は30 psec (FWHM)、焦点サイズは30 μm (RMS)であった。コンプトン散乱によって生成されたX線はミラーの中央の

Fig. 3 Transverse profiles of Compton x-rays simulated by CAIN. X- and y-projections of polar angles of x-rays with respect to the electron beam direction (z-axis) are plotted. (a) the linear process; (b) the second order nonlinear process; (c) the third order nonlinear process. The laser wave is linearly polarized along the x-axis for (a), (b), and (c). (d) the second order nonlinear process for the circularly polarized laser.

Fig. 4 A schematic diagram of the experiment at BNL-ATF.

穴を通過し、厚さ250 μm のベリリウム窓からビームラインの外に取り出される。X線は、ベリリウムと8 cmの空気を通過した後に衝突点から105 cm下流に置かれた検出器で観測される。

検出器は、強度測定に用いられるシリコンPIN検出器とプロファイル測定のためのX線蛍光フィルム(Kodak-2854)とCCDカメラとで構成される。検出器の上流には、厚さ10- μm の銀フィルターが挿入できる。銀フィルターは約6 keV以下のエネルギーのX線を吸収するため、線形コンプトン散乱によるX線を吸収し、非線形コンプトン散乱からのX線を強調するために用いられる。

Fig. 5 Transverse profiles of x-rays (experiment): (a) without filter; (b) with 10-mm Ag filter to highlight contribution from the nonlinear process.

この実験では、焦点でのレーザーのパワー密度が $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ であり、規格化ベクトル・ポテンシャルは約0.7であった。CO₂レーザーの波長が10.6 μm であるため、規格化ベクトル・ポテンシャルは同じパワー密度の固体レーザーと比べて約10倍になる。

Fig. 5に、BNL-ATFの実験で観測された、蛍光板とCCDカメラによるX線のプロファイルを示す。(a)はフィルター無し、(b)は厚さ10- μm の銀フィルターを挿入して撮影した。Fig. 5 (b)では、2次の非線形コンプトン散乱によって、ピークが2つに分かれているのが見える。ピークが分離している方向は、衝突点でのレーザー偏波方向と考えられる。 $\lambda/2$ 板の挿入により偏波方向を90度回転させて、ピークが分離する方向も回転することを確認した。

Fig. 5 (b)からバックグラウンドを引き、検出器上でのX線の2次元強度分布を求めてFig. 6 (a)に表示した。比較のためにCAINを用いてシミュレーションした結果をFig. 6 (b)に示す。シミュレーションでは、実験時のレーザー・電子ビームのパラメーターの他に、X線エネルギーによる、空気、ベリリウム窓、銀フィルターでの減衰の違いも考慮している。実験結果の2つのピーク位置は中心から3 mm離れており、シミュレーションとよく一致している。極角としては、ピーク角度は $\pm 3 \text{ mrad}$ に相当し、Fig. 3 (b)に示した2次の非線形コンプトン散乱角度のピークと一致する。

Fig. 6 2-D normalized occurrence distribution of x-rays in the plane of detector: (a) experimental distribution after background subtraction; (b) simulation.

5. おわりに

2次の非線形コンプトン散乱過程からのX線放出角度分布は、半古典的理論計算の予言と一致することが確認された。非線形レーザーコンプトン散乱は γ 線源としての応用を考えた時、線形過程に比べて、同じエネルギーの電子ビームを使用して、より高いエネルギーの γ 線を生成できる可能性がある。

一方で、線形コンプトン散乱による γ 線の利用において、非線形コンプトン散乱の寄与が問題となる可能性もある。例えば、強電磁場中での電子の実効質量増大によりコンプトンエッジが鈍くなるために、 γ 線形散乱からの線のpeak brightnessは低下する。また、スピン偏極陽電子源としての応用を考えた時、非線形コンプトン散乱の寄与は偏極度を低下させてしまう。このため、用途によっては非線形散乱を抑えながら γ 線強度を増加させる工夫が必要となる。一例として、長パルスレーザーと電子ビームをプラズマ・チャンネル中で衝突させる方法が提案されている²²⁾。

参考文献

- 1) T. Otori, M. Fukuda, T. Hirose, Y. Kurihara, R. Kuroda, M. Nomura, A. Ohashi, T. Okugi, K. Sakaue, T. Saito, J. Urakawa, M. Washio, and I. Yamazaki: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 114801.
- 2) Vachaspati: Phys. Rev. **128** (1962) 664.
- 3) E. S. Sarachik and G. T. Schappert: Phys. Rev. D **1** (1970) 2738.
- 4) E. Esarey, S. K. Ride, and P. Sprangle: Phys. Rev. E **48** (1993) 3003.
- 5) S. K. Ride, E. Esarey, and M. Baine: Phys. Rev. E **52** (1995) 5425.
- 6) Y. Y. Lau, F. He, D. P. Umstadter, and R. Kowalczyk: Phys. Plasmas **10** (2003) 2155.
- 7) A. K. Puntajer and C. Leubner: J. Appl. Phys. **67** (1990) 1606.
- 8) L. S. Brown and T. W. B. Kibble: Phys. Rev. **133** (1964) A705.
- 9) D. Li, K. Yokoya, T. Hirose, and R. Hamatsu: Jpn. J. Appl. Phys. **42** (2003) 5376.
- 10) Z. Fried and J. H. Eberly: Phys. Rev. **136** (1964) B871.
- 11) L. M. Frantz: Phys. Rev. **139** (1965) B1326.
- 12) E. Ugaz: Phys. Rev. A **50** (1994) 34.
- 13) T. J. Englert and E. A. Rinehart: Phys. Rev. A **28** (1983) 1539.
- 14) C. Bula, K. T. McDonald, E. J. Prebys, C. Bamber, S. Boege, T. Kotseroglou, A. C. Melissinos, D. D. Meyerhofer, W. Ragg, D. L. Burke, et al.: Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3116.
- 15) M. Iinuma, K. Matsukado, I. Endo, M. Hashida, K. Hayashi, A. Kohara, F. Matsumoto, Y. Nakanishi, S. Sakabe, S. Shimizu, T. Tauchi, K. Yamamoto, and T. Takahashi: Phys. Lett. A **346** (2005) 255.
- 16) M. Babzien, I. Ben-Zvi, K. Kusche, I. V. Pavlishin, I. V. Pogorelsky, D. P. Siddons, V. Yakimenko, D. Cline, F. Zhou, T. Hirose, Y. Kamiya, T. Kumita, T. Omori, J. Urakawa, and K. Yokoya: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 054802.
- 17) T. Kumita, Y. Kamiya, M. Babzien, I. Ben-Zvi, K. Kusche, I. V. Pavlishin, I. V. Pogorelsky, D. P. Siddons, V. Yakimenko, T. Omori, J. Urakawa, K. Yokoya, T. Hirose, D. Cline, and F. Zhou: Int. J. Mod. Phys. B **21** (2007) 473.
- 18) P. Chen, G. Horton-Smith, T. Ohgaki, A. W. Weidemann, and K. Yokoya: Nucl. Instrum. Meth. A **355** (1995) 107.
- 19) D. M. Volkov: Z. Phys. **94** (1935) 240.
- 20) S. Kashiwagi, M. Washio, T. Kobuki, R. Kuroda, I. Ben-Zvi, I. Pogorelsky, K. Kusche, J. Skaritka, V. Yakimenko, X. J. Wang, et al.: Nucl. Instrum. Meth. A **455** (2000) 36.
- 21) I. V. Pogorelsky, I. Ben-Zvi, T. Hirose, S. Kashiwagi, V. Yakimenko, K. Kusche, P. Siddons, J. Skaritka, T. Kumita, A. Tsunemi, et al.: Phys. Rev. ST-AB **3** (2000) 090702.
- 22) I. V. Pogorelsky, I. Ben-Zvi, X. J. Wang, and T. Hirose: Nucl. Instrum. Meth. A **455** (2000) 176.

レーザーワード

ヴォルコフ解 (Volkov solution)

定常的な単色平面波として与えられた電磁場中でのDirac方程式の厳密解である。コンプトン散乱の半古典論的な理論では、Volkov解で記述される電子(Volkov電子)が電磁場強度に依存した準運動量(quasimomentum)を保存するように光子を放出すると考える。準運動量の二乗平

均平方根を実効質量と呼ぶ。レーザーパルスの電磁場は時間と座標に依存するため、レーザー中の電子を記述するためには、空間分布と時間発展を考慮したシミュレーションが必要となる。

(汲田 哲郎)