レーザー解説

チェレンコフ放射による超短光パルス生成

西田 英幸*・森本 朗裕*・小林 哲郎*

(1992年7月2日 受理)

Ultrashort Light Pulse Generation with Čerenkov Radiation

Hideyuki NISHIDA*, Akihiro MORIMOTO* and Tetsuro KOBAYASHI*

(Received July 2, 1992)

In this paper the generation of ultrashort light pulses with Čerenkov radiation (CR) is reviewed. We discuss the pulse width of CR from a point-charged particle, and introduce a technique of pulse compression using conical and cylindrical gratings. It is shown theoretically that subfemtosecond pulses can be generated with this CR compression technique. To increase the intensity of coherent CR pulses, a bunched pulse electron beam containing a large number of electrons is useful. A system of intense far-infrared monocycle pulse generation from a photoelectron beam pulse is also introduced. This system can be used to generate megawatt, femtosecond pulses.

Key Words : Čerenkov radiation, Pulse compression, Subfemtosecond pulse, Coherent radiation, Far-infrared monocycle pulse.

1. はじめに

高エネルギー荷電粒子が媒質中を通過するときに生じるチェレンコフ放射(CR)光は他に類をみない非常にユニークな光源である。その素過程は荷電粒子が媒質中の双極子を“ゆする”ときに生じる双極放射であり、各双極子からの放射光の位相が一致する方向にCR光が生じ、非常に鋭い指向性をもつ¹⁾。CR光の帯域は、双極子が応答できる周波数範囲できまり非常に広帯域($\sim$ PHz)となる。特にHe等のガスを媒質として用いると放射光のスペクトルは真空紫外まで広がり得る。このようなCR光の特徴——鋭い指向性、広帯域——に着目した、マイクロ波領域

から真空紫外領域にかけての連続波生成が数々報告されている。

CRの素過程に要する時間は高エネルギー荷電粒子が媒質中の双極子を通過する時間のオーダーで 10^{-18} s程度と非常に短いため、点電荷より放射されるCR光は非常に短い光パルスである。ところが実際に観測されるCR光のパルス幅はソースとなる電子ビームの空間的(時間的)広がり、媒質の分散のためかなり広がる。このためCRによる超短光パルス生成は、パルス幅の短いパルス電子ビームの生成、分散の補償によるパルス圧縮が鍵となる。そのうち前者は阪大産研放射線実験所⁷⁾、Stanford Liner Accelerator Center (SLAC)⁸⁾等で盛んに研究さ

* 大阪大学基礎工学部電気工学科 (〒560 豊中市待兼山町1-1)

* Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering Science, Osaka University (Machikaneyama, Toyonaka, Osaka 560)

れている。また著者らも独自の方法でパルス電子ビームの生成を検討している^{5, 9)}。しかしパルス圧縮については霜田¹⁰⁾ 小林ら¹¹⁾ および著者ら¹²⁾ が最近理論的研究を始めたばかりである。

現在、著者が知る限り、最短のCR光のパルス幅は7 psである。これは SheppardがSLACでバンチ幅 2 ps のパルス電子ビームにより生成したものである¹³⁾。また大脇により30 psのパルス電子ビームから10 psのCR光が観測されている¹⁴⁾。さらに著者らは独自のパルス電子ビームの生成法で 100 fs程度の遠赤外モノサイクルパルスが^{5, 9)}、霜田及び小林らは点電荷によりサブフェムト秒光パルスが^{10, 11)} 十分生成可能であることを示している。本稿では点電荷からのCRの基本特性について説明を行ったうえで、これらの超短光パルス生成について説明する。

2. 点電荷からのチェレンコフ放射

CRの理論的説明は、1937年にFrank, Tamm¹⁵⁾ によりなされ、さらに詳しい説明が1939年にTamm¹⁶⁾ により与えられている。ここではTammの方法に基づいて点電荷からのCRについて説明する。

屈折率 n の誘電体中を電荷量 e をもつ点電荷が等速度 v で運動しているときのスカラーポテンシャル ϕ に対する波動方程式は

$$\Delta \phi - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{e}{\epsilon_0 n^2} \delta(x) \delta(y) \delta(z-vt) \quad (1)$$

となる。ただし ϵ_0 , μ_0 はそれぞれ真空中の誘電率、透磁率であり、点電荷は z 軸に沿って運動し時刻 $t=0$ での位置を $z=0$ としている。またローレンツゲージを仮定しており、ベクトルポテンシャル A に対しても同様な式が成り立つ。この波動方程式は円筒座標系 (ρ, ϕ, z) で厳密に解くことができ

$$\phi = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\omega) \exp \left\{ -i\omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \right\} d\omega \quad (2)$$

$$\Phi(\omega) = \begin{cases} \frac{e}{4\pi^2 \epsilon_0 n^2 v} K_0(s\rho) & (\beta n < 1) \\ i \frac{e}{8\pi^2 \epsilon_0 n^2 v} H_0^{(1)}(u\rho) & (\beta n > 1) \end{cases} \quad (3)$$

が得られる¹⁶⁾。ただし $\beta = v/c$ (c は真空中の光速)で、

$$s = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \beta^2 n^2}, \quad u = \frac{\omega}{v} \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} \quad (4)$$

であり、 K_0 は0次の変形ベッセル関数、 $H_0^{(1)}$ は0次の第1種ハンケル関数である。ベクトルポテンシャルのゼロでない成分は A_z のみで ϕ と同様な表式となる。場のゼロでない成分は、 ϕ と A_z が角度 ψ に依存しないため、 E_ρ , E_z , H_ϕ となる。

$\beta n < 1$ のとき、 $\Phi(\omega)$ は $K_0(s\rho)$ で ρ に依存しているため、場は急速に減衰する。ところが $\beta n > 1$ のときは、 $\Phi(\omega)$ の ρ の依存性は $H_0^{(1)}(u\rho)$ であるため、エネルギーの流出が生じる。このエネルギー流がCRであり、放射条件は $\beta n > 1$ となる。

放射場はハンケル関数の重ね合わせで表わされるためFig. 1のように円錐状に広がり、 z 軸に対して

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (5)$$

で決まる角度 θ の方向に伝播する(これはポイ

Fig. 1 Čerenkov Radiation from a point-charged particle.

ンティングベクトルの成分の比を計算することにより求まる)^{15,16)}。この角度 θ がチェレンコフ角と呼ばれるものであり、CR光は θ を中心に角度範囲

$$\Delta\theta = \frac{1}{\beta n^2 \sin\theta} \frac{dn}{d\omega} \Delta\omega \quad (6)$$

に集中し非常に鋭い指向性をもつ。

放射エネルギー W は、点電荷の運動軸(z 軸)を中心軸とした円柱表面を通過するエネルギー流を計算することにより求められ、点電荷の誘電体中の走行距離が l のとき

$$W = \frac{e^2 l}{4\pi\epsilon_0 c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega d\omega \quad (7)$$

となる^{15,16)}。

誘電体の分散のため屈折率 n は周波数 ω に対して一定でなく、十分大きい周波数では1となる。このため放射条件 $\beta n > 1$ を満たす周波数領域は必ず有限となる。Tammは放射条件を満たす有限領域で ϕ に対する積分Eq. (2)を近似計算し、CR光のパルス幅に対して

$$\Delta t = \rho \left\{ \left(\frac{du}{d\omega} \right)_{\max} - \left(\frac{du}{d\omega} \right)_{\min} \right\} \quad (8)$$

を導いている¹⁶⁾。これはパルス幅は、 ρ に比例して広がり、また分散が大きいほど広がることを示している。

Tammが導いたEq. (8)を用いて著者が考察した結果について簡単に触れておく。赤外から紫外にかけて透明な誘電体として溶融石英が知られている。これによるCR光は非常に広帯域となるため超短光パルスが生成できる可能性がある。溶融石英の屈折率にMalitsonが導いた分散式¹⁷⁾を用いて、速度 $0.9c$ の点電荷によるCRについて $du/d\omega$ を計算した結果をFig. 2に示す。溶融石英はおよそ $0.2 \sim 4 \mu\text{m}$ の範囲で透明であり、CR光の帯域は約 1.5 PHz にもおよび、この範囲で $\Delta t/\rho = 10^{-9} \text{ s/m}$ となる。この結果、

Fig. 2 Behavior of the $du/d\omega$ as the function of wave length λ when a point charged particle with the velocity $0.9c$ passing through the fused silica. $\rho \{ (du/d\omega)_{\max} - (du/d\omega)_{\min} \}$ gives the pulse width of the Čerenkov radiation.

点電荷からのCR光のパルス幅は $\rho = 1 \mu\text{m}$ で 1 fs 、 $\rho = 10 \mu\text{m}$ で 10 fs となる。

3. チェレンコフ放射光のパルス圧縮

CR光が誘電体中を伝播すると誘電体の分散のためその放射光は広がる。また誘電体からCR光を取り出しても、周波数成分によりチェレンコフ角が若干異なるためCR光の出射方向が若干異なり、CR光が真空中を伝播するだけでそのパルス幅は広がる。このように点電荷からのCR光のパルス幅が広がる要因は2つあり、何らかの方法でCR光の出射方向をそろえ、回折格子対などで誘電体中での分散を補償することによりパルス圧縮が行われる。ここでは霜田¹⁰⁾が考案した方法をもとに、CR光のパルス圧縮について簡単に説明する。

誘電体中のCR光の伝播によるパルス幅広がりをおさえるためには、できるだけ誘電体中のCR光の伝播距離を小さくする必要がある。そこで、できるだけ細い円錐形の誘電体の中心軸に沿って点電荷を入射しCRを起こしその放射光を取り出すことを考える。このときFig. 3

Fig. 3 Pulse compression system using the conical grating on the surface of the dielectric¹⁰⁾

のように円錐の表面に回折格子をつくることにより円錐からのCR光の出射方向をそろえることができる。この結果真空中でのパルス幅がりを防ぐことができ、誘電体が熔融石英で点電荷の速度が $0.9c$ の場合、出射光のパルス幅は前節で示した $\Delta t/\rho = 10^{-9}$ s/mに従う。ここで ρ は回折光が熔融石英から出射する位置の半径方向への距離であり、この位置から出射したパルスは真空中を伝播してもこれ以上広がらない。この場合 $\rho = 1 \mu\text{m}$ の位置から取りだしたCR光のパルス幅は約1 fsとなる。詳細は霜田氏が今後発表される論文を参考にされたい。

このようにして取りだしたパルスは誘電体の分散のためチャープパルスとなっている。このため、例えば、Fig. 4のように円筒状の回折格子対を用いて分散を補償することにより、さらにパルスを圧縮することができる。Fig. 5は、熔融石英中を速度 $0.9c$ で運動している点電荷からのCR光を完全に圧縮した状態のパルス波形

Fig. 4 Pulse compression system using the conical grating and the cylindrical grating pair.

Fig. 5 Complete compressed pulse shape (by magnetic field) with the system as shown in Fig. 4.

(瞬時磁場)を著者が計算したものである。これはサブフェムト秒モノサイクルパルスが生成可能であることを示している。

他にもいろいろな方法での圧縮法が考えられているが、紙面の都合上省略する。

4. パルス電子ビームからのチェレンコフ放射——コヒーレント放射

点電荷からのCR光を圧縮することによりフェムト秒、サブフェムト秒の光パルスの生成が可能であるが、単一電子の場合その放射光は非常に弱い。例えば熔融石英中を速度 $0.9c$ の電子が通過するときの放射エネルギーは電子の走行距離が1 mmで高々300 eV(光子数で約100個)にしかならず、パルス幅が1 fsとしてもピークで50 mW程度となる。より強い放射光を得る方法として、多数の高エネルギー電子を小さい空間内に閉じ込めた(バンチした)パルス電子ビームを用いてCRを起こすことが考えられる。

パルス電子ビームのバンチ幅よりCR光の波長が大きい領域では、パルス電子ビームを1つの点電荷として考えてよい。点電荷からのCRの放射電磁場の大きさは電荷量に比例するため、その放射エネルギーは電荷量の自乗に比例する。したがって N 個の電子を含むパルス電子ビームからの放射エネルギーは単一電子の場合に比べ

N^2 倍増倍される。この効果は N が大きいほど著しく、 N が大きいパルス電子ビームを用いることにより高出力光が期待できる。

この領域での放射光は、各電子からの放射光の位相にずれがないため“コヒーレント”である（ここで用いるコヒーレントとは、光波の位相、進行方向にランダム性がないという意味で、単色性が良いという意味ではない）。これに反しコヒーレントでない短波長領域では放射エネルギーは単に N 倍となるだけである。Fig. 6にバンチ幅 τ 電子数 10^{10} のときの放射スペクトルを示す。このとき放射は $\omega\tau < 10$ のコヒーレントな領域に集中する。

パルス圧縮が有効になるのはコヒーレントな領域だけである。このため圧縮限界パルス幅はパルス電子ビームのバンチ幅程度となり、バンチ幅の小さいパルス電子ビームをいかに生成するかが超短光パルス生成の鍵となる。従来高エネルギーパルス電子ビームの生成は大型の線形加速器で行われており^{7, 8, 13, 14}この方法で電子数 10^6 、バンチ幅 2 ps のパルス電子ビームが生成され、7 ps のCR光が観測されている⁶。このCR光はサブミリ波領域までコヒーレントであり、可視領域ではインコヒーレントである。

Fig. 6 Radiant spectrum of Cerenkov radiation from the electron beam pulse with 10^{10} electrons. Where I_1 and I_N are the radiant intensities from a single electron and 10^{10} bunched electrons, and τ is the bunch length (FWHM) of the electron beam pulse.

コヒーレント領域でパルス圧縮を行うことによりさらに短い光パルスが生成され得る。

大型線形加速器でのパルス電子ビーム生成は非常に大きい装置を必要とし（例えばSLACの線形加速器は3 km にもおよぶ⁸）、バンチ幅をさらに短くするのは困難を伴う。そこで著者らは、高速応答光電面に超短レーザーパルスを照射し光電子を取りだしこれを加速しパルス電子ビームを生成することを検討している^{5, 9}。この方法では小型かつ簡便な装置で100 fs 程度のパルス電子ビームの生成が可能で、これを用いると遠赤外領域でMW級のモノサイクルパルス（パルス幅約100 fs）の生成が可能となる^{5, 9}。Fig. 7にこの方法での超短光パルス生成の基本構成を示す。遠赤外領域では高屈折率低分散の透明な媒質（シリコン、サファイアなど）が存在するため加速電圧は比較的小さくすむ（シリコンの場合最低23 kV）。媒質中での電子の衝突散乱を防ぐために中空円筒をあげ、これに光電子ビームを通しCRを起こすことにより、数THzにピークをもつモノサイクルパルスが生成される。

可視領域でコヒーレント放射を起こすためには数 fs のバンチ幅をもつパルス電子ビームが必要となる。数 fs パルス電子ビームの生成に、霜田¹⁰ および著者らはレーザー光による電子ビームのバンチングを検討している。

Fig. 7 Basic construction of the system of far-infrared monocycle pulse generation using a photoelectron beam pulse.

5. おわりに

CRを利用した超短光パルス生成についての説明を行った。点電荷からのCR光は元来非常に短い光パルスであり、その帯域は、通常超短光パルス生成に用いられるレーザー光と異なり非常に広く、誘電体に熔融石英を用いた例では約1.5 PHzにもおよぶ。このため工夫をすれば、我々が得たことがないサブフェムト秒の光パルス生成も可能となる。本稿では点電荷からのサブフェムト秒光パルス生成、パルス電子ビームからの100 fsの遠赤外モノサイクルパルス生成についての研究を紹介した。いずれの場合も電子ビームの生成、制御などに問題が残っているが、これらを解決することにより非常に有力な超短光パルス生成法となり得る。今後より一層の研究が期待される。

謝 辞

本研究に際し御指導、御討論頂いた霜田光一（東京大学名誉教授、および張吉夫（大阪府立大学工学部）、大脇成裕（大阪大学産業科学研究所）諸先生方に謝意を表します。また日頃有益な御教示を頂いている本学末田正教授に感謝致します。なお本研究の一部は文部省科学研究費補助金総合研究(A)0205006“ライナック・チェレンコフ放射光の圧縮によるフェムト秒光パルス生成”の援助を受けて行われている。

参 考 文 献

- 1) J. V. Jelley : *Cerenkov Radiation and Its Applications* (Pergamon Press, London, 1958), p. 3.
- 2) J. E. Walsh, T. C. Marshall and S. P. Schlesinger : *Phys. Fluids* **20** (1977) 709.
- 3) R. Ulrich : *Z. Physik* **199** (1967) 171.
- 4) 西田英幸, 小林哲郎, 森本朗裕 : 第52回応用物理学会学術講演会予稿集 (1991年, 秋) p. 948.
- 5) 西田英幸, 小林哲郎, 森本朗裕 : 電子通信学会電子デバイス研究会資料, ED92-49 (1992).
- 6) J. C. Sheppard, R. A. Gearhart, G. B. Rothbart, R. H. Pantell, and M. A. Piestrup : *J. Appl. Phys.* **56** (1984) 1277.
- 7) S. Takeda, K. Tsumori, N. Kimura, T. Yamamoto, T. Hori, T. Sawai, J. Ohkuma, S. Takamuku, T. Okada, K. Hayashi and M. Kawanishi : *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-32** (1985) 3219.
- 8) R. F. Koontz, G. A. Loew, R. H. Miller and P. B. Wilson : *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-24** (1977) 1493.
- 9) 西田英幸, 小林哲郎, 森本朗裕 : 第38回応用物理学会関係連合講演会予稿集3 (1991年, 春) p. 911.
- 10) 霜田光一 : 私信.
- 11) 小林哲郎, 霜田光一, 張吉夫, 大脇成裕 : 第37回応用物理学会関係連合講演会予稿集3 (1990年, 春) p. 863.
- 12) 西田英幸, 小林哲郎, 森本朗裕 : 第53回応用物理学会学術講演会予稿集 (1992年, 秋) (掲載予定).
- 13) J. C. Sheppard, R. H. Pantell, R. A. Gearhart, R. H. Miller, L. F. Chase, K. M. Monahan, and B. A. Watson : *Rev. Sci. Instrum.* **51** (1980) 1634.
- 14) S. Owaki : *Jpn. J. Appl. Phys.* **22** (1983) 723.
- 15) I. Frank and Ig. Tamm : *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **14** (1937) 107 [*C. R. de l' Acad. Sci. de l' USSR* **14** (1937) 109].
- 16) Ig. Tamm : *J. Phys. Acad. Sci. USSR* **1** (1939) 439.
- 17) I. H. Malitson : *J. Opt. Soc. Am.* **55** (1965) 1205.