

CHARACTERISTICS AND APPLICATION OF A CHERENKOV LIGHT SOURCE USING
AN ELECTRON LINEAR ACCELERATOR

Shigehiro OWAKI*, Toichi OKADA*, Yoshitake KIMURA**,
Sumio NAKAHARA*** and Kiyoshi SUGIHARA***:

* ISIR, Osaka University

** Applied Physics, Konan University

*** Dept. Mechanical Engineering, Kansai University

Abstract:

It was experimentally proven that Cherenkov radiation arising from intense electron pulses passing through a dielectric material could be utilized for a light source of short pulse width. A linear accelerator at ISIR, Osaka university, which can produce intense single-bunch electron pulses, was used for a Cherenkov radiation exciter. The spectral distribution and pulse shape of the Cherenkov radiation from an air radiator with these electron pulses were investigated with a fast detection system for this purpose. The spectrum showed a peak at 200 nm and a continuous band of which intensity decreased towards the longer wavelength. The minimum pulse width of the Cherenkov radiation with the single-bunch electrons was about 40 ps, and the light peak power was about 10 kW in the spectral region of 200 to 600 nm.

電子ライナックを用いたチェレンコフ光源
の特性 (数十ps幅, UV-可視連続スペクトル) とその利用

1. はじめに

高エネルギーの単一荷電粒子が誘電物質中を通過する際に発生するチェレンコフ放射は、非常に弱い光である。しかし、多数の荷電粒子を短いパルスとして加速する種々の形の最近の加速器の発達によって、それらパルスを用いたチェレンコフ放射は、光強度がかなり強く連続スペクトルをもつパルス光源として応用できるはずである¹⁾⁻⁶⁾。

阪大産研の電子線形加速器 (ライナック) からの電子線の単一バンチパルス幅は、数十 ps と推定され、そのパルス中の電荷量は、数 n から 50 nC、すなわち、 10^{10} — 10^{11} 個の電子が単一バンチされている。この電子パルスがチェレンコフ放射の励起に用いられると、チェレンコフ放射と励起電子パルスの時間構造は、同一であるから、強い短い光パルスが得られる。このライナックの電子のエネルギーを考慮し、適当な誘電物質を使うと、チェレンコフ放射で紫外から赤外のスペクトルをカバーできる。この光源の特質は、1) パルス幅が数十 ps から 1.5 μ s までライナックの運転モードによって可変である。2) パルス繰り返しも任意から 120 Hz まで可変、3) 電子のエネルギーと誘電物質の選択によって、任意の連続スペクトル光が得られる。このライナックによって、得られるチェレンコフ放射のこれら特質のいくつかは、レーザやシンクロトロン放射の特質と相補的であると思われる。

2. チェレンコフ放射体

高エネルギー電子が物質内をそこでの光速を越える速さで通過するとき、チェレンコフ放射は、電子の進行方向を中心とした円錐内に放射される。チェレンコフ角 θ (円錐の半頂角) と、一個の電子が波長 λ_1 と λ_2 内に発生する光子数 N は、次の 2 つの式で表される⁷⁾。

$$\cos \theta = 1 / n \beta \text{ ----- (1)}$$

$$N = \alpha (1 / \lambda_2 - 1 / \lambda_1) (1 - 1 / n^2 \beta^2) L \text{ ---- (2)}$$

nは誘電物質の屈折率、βは電子の真空中の光速に対する相対速度で、微細構造定数 $\alpha = 2\pi e^2 / hc = 1 / 137$ (c.g.s 単位)、そしてLは電子が物質中を通過する距離である。

式(1)と(2)の中の光強度Nと放出角θを決定する変数は、實際上、屈折率nと電子通過距離Lだけになる。なぜなら、ライナックからの電子のエネルギー、即ち、βの値は、加速器運転の技術上それほど大きく変えられない。光源として望ましい特性は、光強度が高く、指向性のあることである。しかし、大きなNと小さなθの値を同時に得ることは明らかに不可能である。そこで、誘電物質の選択は、他の実験条件によって決まる。即ち、チェレンコフ光が放射体から離れた場所で使用されるならば、その輸送のためには光強度よりもむしろ指向性の方が重要である。放射体としての誘電物質に要求されるその他の条件は、放射線照射に強く、耐熱性のあることである。

三種の物質がチェレンコフ放射体としてテストされ、その特性が比較された。そのうち、屈折率のもっとも大きい高純度熔融石英 (Suprasil) の場合、UVから可視領域の光強度は、空気の場合の約1000倍であることが(2)式から計算され、図1に示した。熔融石英放射体は、UV光を有効に取り出すために円錐形とした。しかし、放出角は、波長が短くなるほど大きくなり(例えば、200 nmでは約50度)、UV光を平行度よく前方に放射するのは難しい。室温気体物質中で比較的屈折率の高いキセノンはよい放射体であり、それについては既に報告した⁶⁾。現在、実験所では、これをANLと同じ様なパルスラジオリシス実験のプロープ光として利用している。第3の物質、自由空間の空気は、最も便利で有効なチェレンコフ放射体であることが実験結果から判明したので詳述する。

3. 結果と考察

3. 1. チェレンコフ光の分光

チェレンコフ光の分光分布を図2に示した。実線は(2)式からの計算値、丸印は、放射体から離れた場所での検出器の測定値である。この放射光の絶対強度を評価するのは難しい。なぜなら、この放射に寄与する電子数と光学系の収集効率についてはよく分からないからである。計算値と実測値との大きな差は、放射体物質と光学系の吸収と分散によるもので、短波長で大きい。実験の初期段階では、熔融石英のレンズが2, 3個光学系に使用されていたが、これらは、収集効率の波長依存性を強調した。そこで、焦点距離1000 cm、口径20 cmの凹面鏡がそれらの代わりに用いられ、その差が小さくなった。200 nmより短波長では、酸素や窒素が放射光を強く吸収し、検出器まで到達しない。チェレンコフ光が放射体の近くで使用されるならば、そのスペクトルは計算値に近いものが期待される。

熔融石英放射体中では、多数の電子が散乱され、設計された方向へ放出されるチェレンコフ光は減少する。これは、放射体の真横からかなりの放射光が観測できることから証明できる。さらに、約10時間の電子線照射後の放射体では、400 nm以下の波長域で光吸収が増大した。熔融石英ではこれらの問題と指向性の悪さによって、実際の測定値が計算値に比べて著しく小さい。

3. 2. チェレンコフ放射のパルス波形

このライナックの過渡モード運転ではパルス幅(半値幅)3, 5, 8, 10 nsの電子パルスが他のモードより安定して出力される。ストリークカメラシステムで得られたチェレンコフ光のパルス波形によってこれは明かである。3 ns幅の5個のパルスが図3. a)に重ねられている。パルス波形中の5個の微細構造は、電子が1300 MHzの加速マイクロ波のクレスト上にバンチされていることを示している。時間分解能の劣る通常の光検出器、例えば光電子増倍管では微細構造は表現できず、パルス全体を三角波で表現する。このモードのチェレンコフ

光パルスは、強度、安定性、再現性からみて種々の目的に最も有用と思われる。

単バンチモードでは、3 ns のパルス中の電荷がRFの単一クレストにバンチされるが、その強度は全微細パルスの 1/2 にしか達しなかった。この研究中、加速器の改良により現在、単パルス中に最大 50 nC の電子がバンチされるようになった。運転者は、電子パルスのエネルギー幅を狭く、高強度で完全にバンチされる様にライナックの多くのパラメータを調整しなければならない。そのため、パルスの強度やバンチ幅を完全に再現するのは難しい。どのパラメータがそれらに影響しているかを知るために、チェレンコフ光を運転の各パラメータを変化させながら測定した。電子銃からの電子の入射とプリバンチのRF位相との微妙な時間調整が、それらに有効であるが、そのタイミング変化は、他のビーム特性にも影響を与えることが分かった。運転者が煩わしい調整をうまくやると、25-27 MeV、先頭電流 2.8-3.6 A で 20 ± 3 ps のバンチ幅が得られた。このライナックのバンチ機構については竹田が報告した⁸⁾。

アクロマチック電磁石を通った電子がチェレンコフ放射に利用されることもある。この磁石は電子パルス圧縮器のように働く可能性がある。そのような運転調整を行った結果、電子パルスの最小バンチ幅 13.5 ps を観測した(図3. b)。現在、このパルスを得るのに精微な技術を要しているが、多くのパラメータのモニタの設置によってそれは簡単になるはずである。もちろん、20-30 nC、40 ps 程度のパルスは特別の調整無しにいつでも発生できる。

4. 結論

阪大産研の電子線形加速器と空気などの光学媒質を用いて、パルス幅 20 ps から100 ns、繰り返し 120 Hz から任意まで可変、スペクトルは 200 nm で最大、可視域に連続で、尖頭光出力 10 kw のパルス光源をチェレンコフ効果を利用して完成した^{9, 10)}。

実際にこの光源を利用した実験として、筆者らは超伝導体にこのパルス光を照射し、ここに発生する常伝導抵抗をナノ秒分解能で測定・解析し過渡的抵抗発生・消滅機構についての論文を発表した¹¹⁾。

参考文献:

- 1) J. Aldrich, P. Foldvary, J. Hunt, W. Taylor, R. Wolff ; Rev. Sci. Instrum., 43 (1972) 991
- 2) C. Jonah ; Rev. Sci. Instrum., 46 (1975) 62
- 3) M. Piest 芦係rup, R. Pantell, H. Puthoff, G. Rothbart ; J. Appl. Phys. 44 (1973) 5160
- 4) M. Piestrup, R. Powell, G. Rothbart, C. Chen, R. Pantell ; Appl. Phys. Letters 28 (1976) 92
- 5) J. Sheppard, A. Gearhart, G. Rothbart, R. Pantell, M. Piestrup ; J. Appl. Phys. 56 (1984) 1277
- 6) S. Owaki ; Jpn. J. Appl. Phys., 22 (1983) 723
- 7) J. Jelley ; "Cerenkov Radiation and Its Application" (Pergamon Press, London, 1958) chp.2
- 8) S. Takeda, M. Kawanishi, K. Hayashi, H. Sakurai ; Nucl. Instrum. Methods, 188 (1981) 1
- 9) S. Owaki, T. Okada, Y. Kimura, S. Nakahara, K. Sugihara ; Ultrafast Phenomena 4 (1988) 77
- 10) S. Owaki, Y. Tahara, T. Okada, Y. Kimura, T. Iida, S. Nakahara, K. Sugihara ; Jpn. J. Appl. Phys., 28 (1989) 91
- 11) 田原恭幸、大脇成裕、岡田東一；低温工学 19 (1984) 264

$$dN/d\lambda dl = 2\pi\alpha(1-1/n^2\beta^2) \times 1/\lambda^2$$

図1 高純度熔融石英と1気圧空気の屈折率とチェレンコフ光強度の波長分布

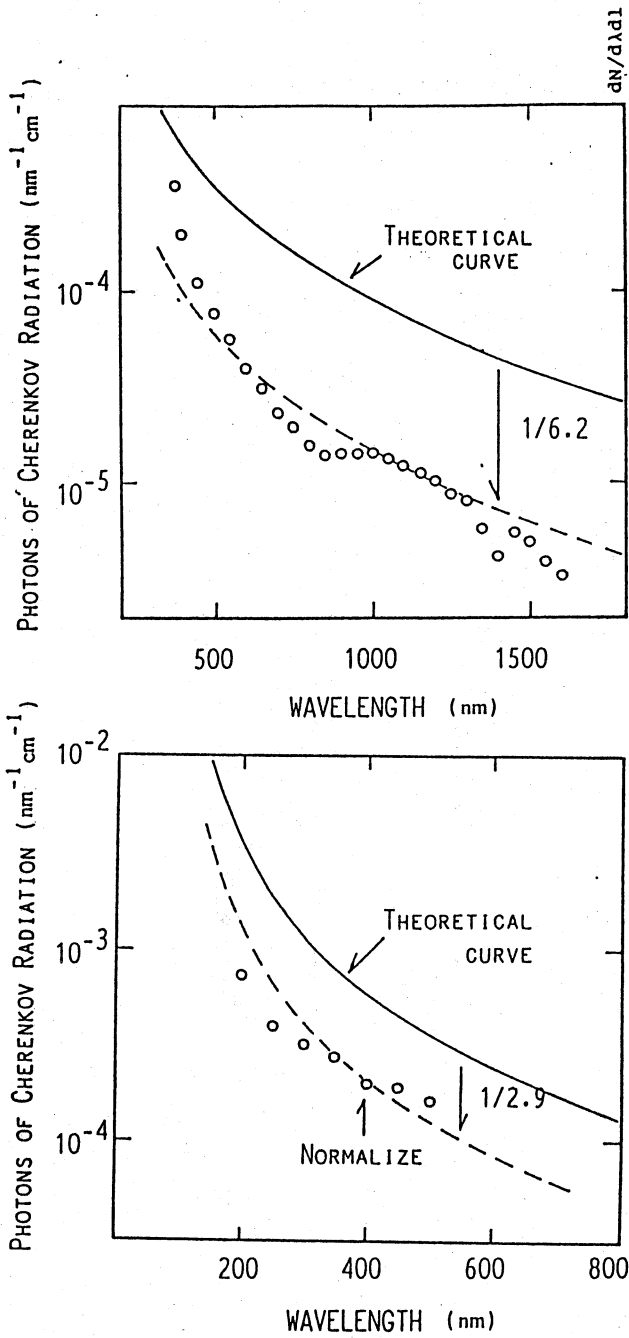


図2 1気圧空気媒質からのチェレンコフ光スペクトル

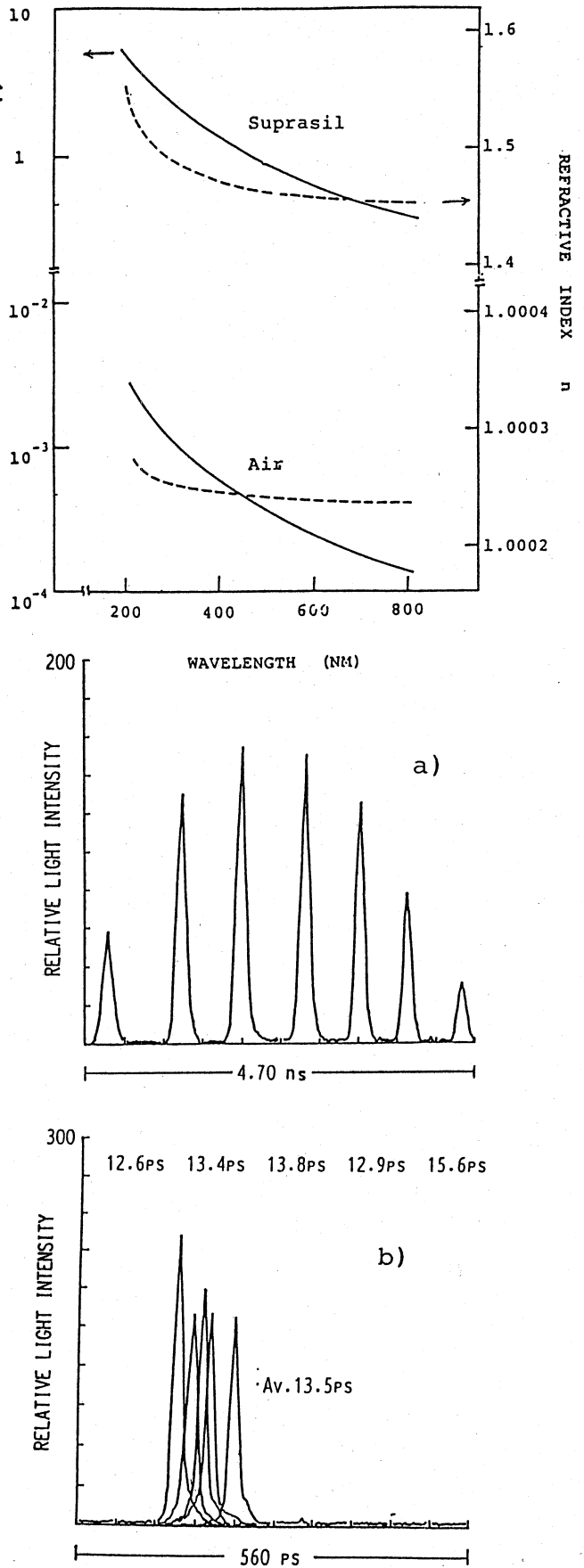


図3 チェレンコフパルス光のストリークパターン