

# A POSSIBILITY OF X-RAY LASER BY USING A 100 MEV ELECTRON LINAC

I. Sato, K. Nakahara, A. Enomoto, K. Furukawa  
T. Kamitani and W. Yuan lin.

National Laboratory for High Energy Physics, Tsukuba 305

## ABSTRACT

A mono-chromatic X-ray generator is proposed to the resuscitation project of the main ring in the KEK. This project is based on a long magnetic undulator in the storage ring over energies of 10 GeV. We have investigated the alternative possibilities. It is the light source of mono-chromatic X-ray generated by electron beams with energies below one hundred MeV. As the survey result, we propose that the new light source based on free electron lasers with two processes, we believe it is likely to be realized with the technological advance and the new propose in the near future. In the first process, an electro-magnetic undulator shall be fabricated round-tripping coherent lights into an optical cavity setting on the beam line, and its coherent light shall be generated by electron beams moving along a magnetic undulator composed into the cavity. In the second process, the X-rays shall be radiated from wiggling electron beams travelling along the electro-magnetic undulator generated in upstream the magnetic undulator. The paper reports about the mechanism of free electron lasers in this process.

## 100 MeV級の電子線形加速器によるX線レーザーの可能性

### 1. はじめに

電子線形加速器を用い、可視光、赤外線、遠赤外線領域を対象にした自由電子レーザーの研究は多いが、軟X線より短波長領域の自由電子レーザーの研究は非常に少くなる。この主な理由は、光の波長が短くなるにしたがって、電子ビームが発生する光効率より、光空洞を形成する反射鏡の光減衰率が大きくなり、発振の原理が成り立たないからである。例えば、光発生効率を上げるために、電子ビームにはエネルギー分散が小さく且つ非常に小さいエミッタンスが要求される、X線のブラック反射を利用した空洞共振器が構造上困難である、等が上げられる。以上の理由から、X線の自由電子レーザーは1回通過型となる。従って、その発生効率も悪く電力利得も小さい。

しかし、放射光利用研究者から短波長領域に対する単色化の要請が強く、最近、KEKのトリスタン主リングの再利用計画に、約20 KeVの単色X線利用が提案<sup>1)</sup>された。これは、約10 GeVのエネルギーの電子ビームを主リングに約100 mA貯蔵して、主リング（直径約900 m）の長い直線部（約194 m）に長大な多極ウイグラー（アンジュレーター）を設置し、ここを通過する電子ビームを蛇行させ電子ビームからX線を放射させる構想である。X線の輝度とその単色度を高めるために、7000極数のアンジュレーターが予定されている。そこで、我々はこの様な巨大施設に依存しない方法がないかを検討した。つまり、もっと低エネルギーの電子ビームを使ったX線レーザーの検討である。その結果、自由電子レーザーを2段階に利用する事によって、光の短波長化が理論的に可能であるとの結論を得た。その方法を提案

しここに報告する。

## 2. 2段階方式に於ける自由電子レーザーの発振，増幅のメカニズム

1979年にL. R. Eliasによって，2段階方式の自由電子レーザー<sup>2)</sup>の最初の提案がなされた。ここに，最も簡単な2段階方式の自由電子レーザーの模型(図1)を示し，この装置の役割を簡単に説明する。この装置は，2台の偏向電磁石を含む電子ビームライン上に，2枚の反射鏡で構成される光空洞を設置し，その中に磁場アンジュレーターを置いた，構造になっている。ここでは，バンチした電子ビームが連続してこの装置に入射すると仮定する。又，この電子ビームはエネルギーの分散もエミッタンスも非常に小さいものと仮定する。

先頭の電子ビームは，最初の電磁石で偏向され，ある空間を通過後，磁場アンジュレーターに突入し，これを通過中に蛇行運動しながら長波長の光を放射し，通り抜けた後に，再び電磁石で偏向され光軸から反れる。電子ビームからは色々な波長の光が放射されるが，電子と共に進行する光はコヒーレントとなり，光軸上に設置された2枚の反射鏡の間を往復しながら減衰する。2枚の反射鏡の間隔をコヒーレントな光の周期長とその光の波長の整数倍に保つと，コヒーレント光の進行波とその逆行波がある決まった場所で干渉し，定在波となる。後続の電子ビームが，光空洞内の空間部を通過する時，光定在波の電磁場はアンジュレーター<sup>3)</sup>の役目を果たす。後続電子ビームは光電磁場で小さな蛇行運動しながらより短波長のコヒーレントな光を放射し，ここを通過後，磁場アンジュレーターで大きく蛇行しながら長波長のコヒーレント光を放射するので，光空洞内に蓄積されるコヒーレントな光は増強される。この区間を進行する電子ビームは，コヒーレントな光の電磁場と相互作用する。相互の位相関係を調整すると，蓄積されたコヒーレント光の進行波，或いは，電子ビームから直接放射されるコヒーレント光に電子ビームが誘導輻射する事も可能となる。これは自己発振型の自由電子レーザーである。即ち，この装置に於ける第1段階自由電子レーザーである。第1段階の自由電子レーザーが発振し，長波長のコヒーレント光の強度が大きくなると，空間部の光定在波の電磁場も強くなる。従って，後続の電子ビームは空間部で大きな蛇行運動をするようになり，電子ビームから放射される短波長のコヒーレントな光も増強される。電子ビームは蛇行運動するために，この光より少しずつ遅れる。即ち，コヒーレント光と電子ビームの間に位相のずれが生じる。アンジュレーターの周期数が大きいと，コヒーレントな光と電子ビームの間の相互作用が強くなり，電子ビームからコヒーレントな光に誘導輻射<sup>4)</sup>が行われ，第2段階における自由電子レーザーとなる。即ち，これは1回通過型の自由電子レーザーである。

## 3. 2段階方式に於ける自由電子レーザーの波長

電子ビームのエネルギーをローレンツ因子 $\gamma$ ，磁場アンジュレーターの周期長を $\lambda_w$ ，磁場アンジュレーターの磁束密度を $B_0$ ，でそれぞれ与えると，第1段階の長波長のコヒーレントな光の波長 $\lambda_p$ は

$$\lambda_p = \lambda_w (1 + K^2) / 2 \gamma^2 \quad (1)$$

で表される。又，ここで， $K = e B_0 \lambda_w / 2 \pi m_0 c^2$ ， $m_0$ は電子の静止質量， $c$ は光速である。第2段階の短波長のコヒーレントな光は電子と長波長のコヒーレントな光とのコンプトン散乱と考えられるので，その波長 $\lambda_x$ <sup>5)</sup>は $\lambda_x \sim \lambda_p / 4 \gamma^2$ で表される。 $K < 1$ と仮定すると $\lambda_x \sim \lambda_w / 8 \gamma^4$ で表される。これが低いエネルギーの電子ビームから短波長のX線が得られる理由である。

#### 4. 2段階方式に於ける自由電子レーザーの強度

自由電子レーザーの強度は最も評価しにくい量である。自由電子レーザーが発振するためには、電子ビームが磁場アンジュレーターを1回通過する間に発生する光の電力量は光空洞を1回往復する間に減衰する光の損失電力の総量より大きくなければならない。小信号におけるレーザー光の電界増幅利得を $G_1$ とすると、第1段階に於けるレーザー光の電力利得 $G_P$ は $G_P = (1 + G_1)^2 - 1$ で与えられ、 $G_1 < 1$ であるから $G_P \sim 2 G_1$ となる。利得 $G_1$ を与えるの方程式は

$$G_1 = \frac{1}{2} F_1^2 \frac{\pi}{\sigma_r^2} \left( \frac{I}{I_A} \right) \frac{\lambda_w^2}{\gamma^3} K^2 N_w^3 \frac{d}{d\nu} \left( \frac{\sin \nu}{\nu} \right)^2 \quad (2)$$

で表される。ここで、 $F$ は $[J_0(b) - J_1(b)]$ であたえられ、 $J_0, J_1$ はベッセル関数、 $b$ は $b = [K^2/2(K^2+1)]$ 、 $\sigma_r$ はアンジュレーター中のコヒーレントな光の平均半径、 $I$ は電子ビーム電流、 $I_A$ はアルフベン電流(17000A)、 $N_w$ はアンジュレーターの周期数、 $\nu$ は共振角周波数 $\omega_0$ で規格化した波長ズレ量を表し $\nu = -N\lambda_P(\omega - \omega_0)/2c$ 、 $\omega_0$ は $\omega_0 \sim [4\pi\gamma^2 c/\lambda_w(1+K^2)]$ 、をそれぞれ表している。又、関数 $d/d\nu(\sin \nu/\nu)^2$ は $\nu = -1.3$ で最大値(0.54)を与える。

一方、短波長コヒーレント光と電子ビームがアンジュレーターを通過する時に短波長コヒーレント光の利得電力スペクトル $dP/d\omega$ は

$$\frac{dP}{d\omega} = e^\tau S\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_m}\right) \left[ g_A \frac{dP}{d\omega} \Big|_0 + g_s \frac{\rho E_0}{2\pi} \right] \quad (3)$$

で表される。ここで、 $\omega_m$ は最大利得の角周波数、 $\Delta\omega = \omega - \omega_m$ 、 $S(x) = \exp(-x^2/2\sigma^2)$ 、 $\tau = 8\pi\mu_1\rho N_L$ 、を与える。 $\mu_1$ は分散関数の解の虚数部で理想値は $\mu_1 = 0.86$ 、 $N_L$ は短波長を放射させる光電磁場アンジュレーターの周期数、 $\rho$ は重要な利得特性でありデメンジョンのない数値

$$\rho = \left[ \frac{e I K_L^2 F_2^2 \lambda_P^2}{128\pi^2 \gamma^3 m_0 c^3 \epsilon_0} \right]^{1/3} = \left[ \frac{n_e r_e K_L^2 F_2^2 \lambda_P^2}{32\pi\gamma^3} \right]^{1/3} \quad (4)$$

で表される。ここで、 $I$ は電子ビームの電流密度、 $K_L$ は短波長を放射させる光電磁場アンジュレーターのパラメーターで $K_L = |e| B_P \lambda_P / 2\pi m_0 c^2$ 、 $B_P$ は磁場に等価な光電磁場の強さ、 $F_2$ は $F_2 = J_0(\xi) - J_1(\xi)$ で表されるベッセル関数、 $\xi$ は $\xi = \{K_L^2/4(1+K_L^2/2)\}$ 、 $r_e$ は電子の古典半径、 $n_e$ はビームの電子密度で $n_e = I/ec$ を、それぞれ表している。

(2)式の第1項は初期電力スペクトル分布 $\{dP/d\omega\}_0$ を持つ角周波数 $\omega$ のコヒーレント光の増幅を表し、 $g_A$ ( $\sim 1$ )はその係数である。第2項はエネルギー $E_0$ の電子ビームが放射する光のうち、自己増幅するのに有効なコヒーレント光を表し、 $g_s$ ( $\sim 1$ )はその係数である。

$\rho N_L \leq 0.1$ の状態では、個々の電子からコヒーレントでない放射光の重ね合わせとなり、単なるアンジュレーターを通る電子の放射光に過ぎない。これは電子ビームの有限なエミッタンスによって部分的な横コヒーレントとなる。バンド幅( $\Delta\lambda_x/\lambda_x$ )は約 $1/N_L$ である。大きい $N_L$ で且つ $\rho N_L \leq 1$ に対しては、自由電子レーザーは電子との相互作用して電子を変調し、その結果、放射光の強度とコヒーレントは強まる。ある種退化した飽和がなければ、放射光の増幅は単一モードが支配し、そのモードは指数関数的に増加し且つ完全に横コヒーレントとなる。指数関数的に増加する状態の相対的なバンド幅は $(\rho N_L)^{1/2}$ だけアンジュレーターのバンド幅より小さい。

又、第2段階に於ける自由電子レーザーは自己発生自己増幅型であるから、 $\{dP/d\omega\}_0 = 0$ となり、上式の積分値の光電力 $P_s$ は

$$P_s = \rho P_{eb} \frac{g_s e^{\tau}}{N_{1c}}, \quad N_{1c} = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{(I / |e| c) \lambda_x}{(\Delta \lambda_x / \lambda_x)} \quad (5)$$

となる。ここで， $N_{1c}$ は限定された位相関係を維持する1コヒーレント長 ( $l_c = \lambda_x^2 / \Delta \lambda_x$ ) 中に存在する電子数， $P_{eb}$ は電子ビーム電力で  $P_{eb} = I E_0 / e$ ， $\lambda_x$ は  $\lambda_x = 2 \pi c / \omega_m$ ， $\Delta \lambda_x / \lambda_x$ は利得スペクトルの  $e^{-1}$ のとなる幅を表す。指数関数的な増加は，最終的に，自由電子レーザーとの相互作用によって生ずる電子ビームの運動量分散の増加によって  $\rho N_L \sim 1$ になる時に停止する。この飽和状態に於ける放射電力は約  $\rho P_{eb}$ となる。

## 5. おわりに

第2段階の自由電子レーザーの利得は(4)から明かな様に， $\lambda_p^{2/3} / \gamma$ に比例し，且つ， $\rho N_L$ の指数関数である。低エネルギーの電子ビームと電磁波アンジュレーターを利用した自由電子レーザーでは， $\gamma$ が小さく，且つ，限られ空間に周期数を大きくとれる理由から， $\rho \sim 10^{-4}$ ， $\rho N_L \sim 1$ にする事は不可能でない。従って，電力利得の高い自由電子レーザーの出現に期待できる。しかし，利得の高い自由電子レーザーでは装置通過後の電子ビームの性質が悪化するために，電子ビームを再び利用するにはダンピングリングで冷却する必要がある。この場合は電子ビームを使い捨てにし，使用後の電子ビームからエネルギーを回収する方法が良策と考える。即ち，自由電子レーザー用加速器としては，エネルギー回復型のCW電子線形加速器が最良である。周辺技術の今後の発展によっては，100MeV，100mAのCW電子線形加速器から数十KeVの単色x線を数KW得る事は夢ではない。具体的な計算例の詳細については研究会で示す。

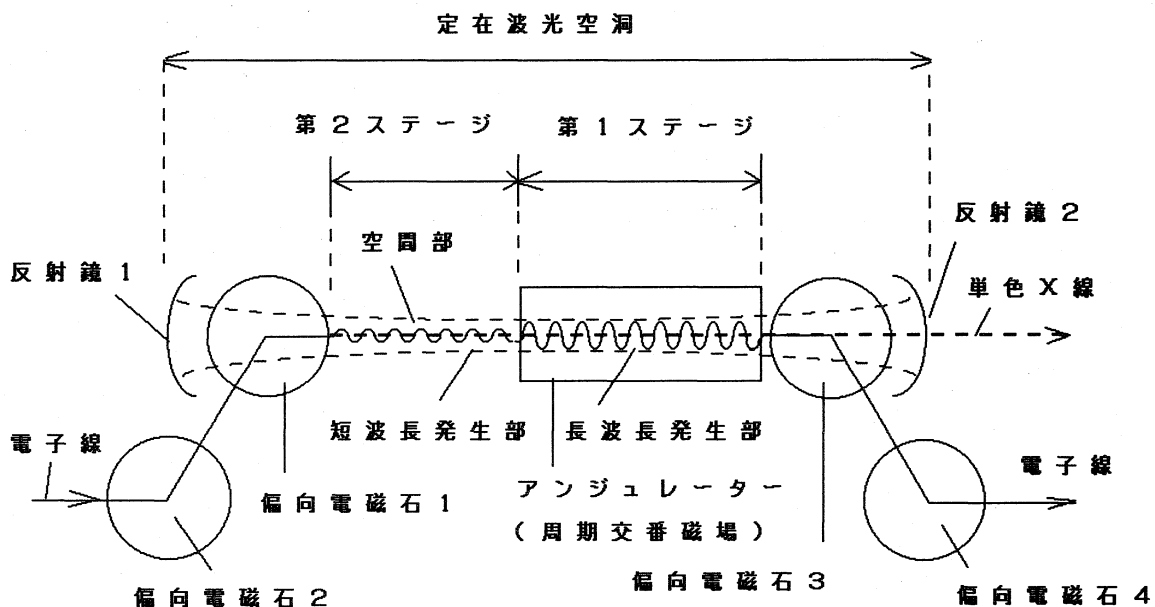


図1 2段階方式の自由電子レーザー

- 1) Private communication with K.Kitamura
- 2) Phy.Rev.Lett. 42, 977 (1979)
- 3) J.J.Appl.Phys. 22, No5, 844 (1983)
- 4) Phy.Rev.Lett. 57, 1871 (1986)
- 5) Phy.Rev.Lett. 10, 75 (1963)