

共振器型自由電子レーザー

保坂将人 分子科学研究所 〒444-8585 愛知県岡崎市明大寺町西郷中38
E-mail: hosaka@ims.ac.jp

1. はじめに

放射光ユーザーに光源加速器について解説するシリーズの今回は共振器型自由電子レーザーである。あまり自由電子レーザー (FEL: Free Electron Laser) になじみのない読者に、著者の理解している範囲で、FEL についてできるだけ平易な解説を試みたいと思う。

まず、自由電子レーザーとはどんなものかということであるが、FEL は Fig. 1 に示したように加速器で生成された高エネルギー電子ビームとアンジュレータ (あるいはウイグラー) と光共振器によって構成された装置である。また、FEL の性質であるが、これを大雑把にいうと通常のレーザーと放射光の性質を併せ持った光源といえると思う。よく知られているように、電子蓄積リングからの放射光は遠赤外から X 線の広い領域で利用可能な光源であるが、通常のレーザーのような高いコヒーレンスはもたない。一方、通常のレーザーは空間的、時間的に高いコヒーレンスを持つことで高い単色性や指向性を持ち、さらには超短パルス化可能な光源である。しかしながら、通常のレーザーでは発振に用いるゲイン媒質により発振波長は限定されてしまう。FEL は通常のレーザーのように特定のゲイン媒質を用いず、相対論的な電子ビームを用いて発振にいたらせるレーザーである。したがって通常のレーザーでは得られないような波長領域で発振させることが原理的に可能である。

世界最初の FEL 発振は1977年に Stanford 大学で J. M. J. Madey らによって達成された。彼らは超伝導線形加速からの43 MeV の電子ビームと約5 m のヘリカルアンジュレータを用い波長3.5 μm の赤外領域に成功した。その

後、比較的低エネルギーの線形加速器からの電子ビームと光共振器を用いた FEL は数多くの研究グループで遠赤外から紫外の領域での発振に成功し、すでに利用研究に用いられている。国内では大阪大学、東京理科大学、日本大学の3つの施設で赤外 FEL が利用研究に用いられている。最近の線形加速器を用いた FEL の話題としてはエネルギー回収型の超伝導線形加速器を用いた高出力 FEL で、国内では主に原子力研究所でこの研究は進められている。蓄積リングを用いた FEL は1983年にパリ南大学の ACO において初めて成功した。国内では蓄積リングを用いた FEL の研究は著者の属する分子科学研究所、産業科学総合研究所、兵庫県立大学で行われている。以下は光共振器を用いた FEL の原理について蓄積リング FEL を例にとって説明したい。

2. 自由電子レーザー発振過程

蓄積リングを用いた FEL 装置は Fig. 1 に示すように、蓄積リング内に挿入されたアンジュレータと相対した2つの高反射率ミラーから成る光共振器によって構成されている。よく知られているようにアンジュレータを蛇行する相対論的電子ビームは準単色な放射光を発生する。アンジュレータからの放射光の光軸上での波長は

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K_x^2 + K_y^2}{2} \right) \quad (1)$$

で与えられる。ここにおいて λ_u はアンジュレータの周期長、 γ は電子の運動の相対論因子で $K_{x(or)y}$ はアンジュレータの K 値と呼ばれるもので

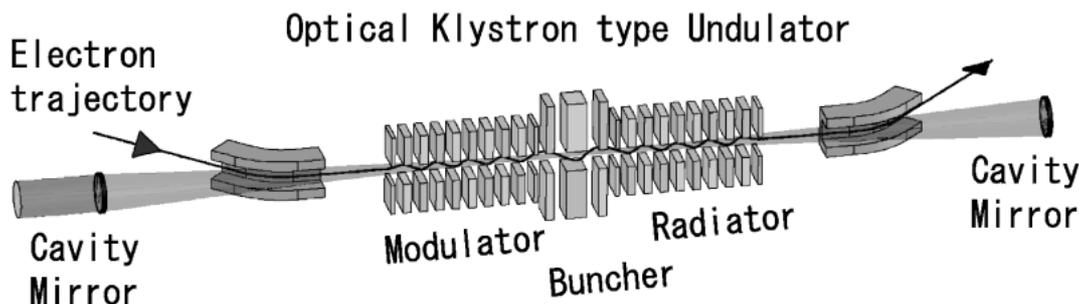


Fig. 1 Schematic layout of an FEL device with an optical klystron.

$$K_{x(\text{or } y)} = \frac{eB_{x(\text{or } y)}\lambda_u}{2\pi mc} \quad (2)$$

で与えられる。ここにおいて電子は z 方向を進行するものとし、 $B_{x(\text{or } y)}$ はアンジュレータの x 方向（または y 方向）の磁場であり、プラナーアンジュレータの場合はどちらかの K 値が 0 である。また e, m はそれぞれ電子の電荷、質量である。電子蓄積リングでは電子ビームはバンチと呼ばれる塊となって電子ビームは蓄積リングを周回している。FEL ではこの電子ビームバンチがアンジュレータを通過する時の放射光を前のミラーで反射させ後ろのミラーに戻す。さらに後ろのミラーで反射された光は、共振器の長さを調整することで、次の周回の電子ビームバンチと一緒にアンジュレータの中を進むことになる。しかし、一般にアンジュレータからの放射光は位相がばらばらで、波長にも広がりがある、つまりインコヒーレントであるために、電子ビームバンチと実効的な相互作用をしない。ところで放射光の中には統計的ゆらぎによる僅かなコヒーレントな成分が存在する。このコヒーレントな光がアンジュレータを蛇行する電子ビームバンチとの相互作用することにより増幅される。増幅度が共振器損失（ミラーの損失等）を上まわるとき、コヒーレント光は、より強い光としてアンジュレータ上に戻ってきて、再び電子ビームとの相互作用し、さらに増幅される。結局、光は共振器を何度も往復して電子ビームと相互作用するうちに、最初のわずかなコヒーレントな光は指数関数的に増大し、これが FEL となる。ところで、FEL のスペクトル線幅やパルス幅はアンジュレータ光に比べると格段に狭くなる。これは FEL の増幅過程において、わずかな増幅度の違いが最終的に到達する強度として指数的な差を生じ、結局もっともよく増幅される波長および時間幅のコヒーレント光の成分だけが残るからである。また、次のセクションで説明するが、FEL の共鳴条件というのは式(1)によって表され、つまり発振する波長はアンジュレータからの放射光の光軸上での波長でおよそ表される。そこで、アンジュレータの磁場強度を変える、あるいは電子ビームのエネルギーを変える（(1)式の γ を変えることに対応）ことで FEL の発振波長を変化させることが可能である。

3. 自由電子レーザー増幅過程の原理

ここで FEL 増幅過程、電子ビームとの相互作用でなぜレーザー光が増幅されるか説明してみたい。これには蓄積リング FEL でよく用いられる、光クライストロン型のアンジュレータを用いた場合を例にとる。Fig. 1 に示すように、光クライストロン型のアンジュレータは二つのアンジュレータとそれらに挟まれた Buncher とよばれる電子軌道を大きく迂回させる部分から成る。最初のアンジュレータは Modulator と呼ばれ、このアンジュレータ内で電子

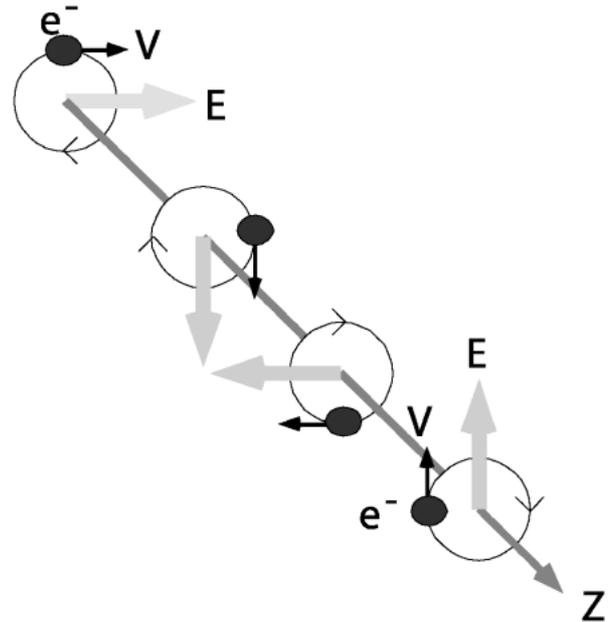


Fig. 2 Interaction between an electron and light in a helical undulator.

ビームは蛇行しながら、同時に入射する光によってエネルギー変調を受ける。まずこのエネルギー変調について考えてみる。一般に電磁場の中の、電子のエネルギーの変化は以下で与えられる

$$\frac{dE_{el}}{dt} = -e\vec{v} \cdot \vec{E}_{\text{wave}} \quad (3)$$

ここにおいて、 E_{el} 、 e 、 \vec{v} はそれぞれ電子のエネルギー、電荷、速度で、 \vec{E}_{wave} は電磁場の電場である。例えば、円偏光アンジュレータの中で電子の螺旋運動を考えてみる。Fig. 2 に示してあるように、電子の進行方向 (z 方向とする) の静止系で見ると電子は進行方向に対して垂直な x - y 平面内で円運動をすることになる。また電子と同時に z 方向に伝播する円偏光な光の電場ベクトルは x - y 平面内で回転する。このことにより(3)式で与えられるエネルギーのやりとりが起こる。ここで入射光の波長が(1)式で与えられる波長でかつ位相のそろった光であるとき、電子の円運動の周期と電子から見た光の電場ベクトルの回転の周期は一致する。これは共鳴と呼ばれ、(3)式の右辺が定数になることに対応する（詳細は付録を参照）。共鳴のとき、例えば Fig. 2 のように、ある電子は速度の方向と光の電場ベクトルの方向が常に一致し、そのことで電子は時間とともにエネルギーを失う（電子の電荷が負であることに注意）。一方、その電子より光の半波長分遅れた z 方向の位置にある電子は、速度と光の電場ベクトルの方向が正反対で時間とともにエネルギーを獲得することになる。結局、光との相互作用によって、電子の z 方向の位置によって入射光の波長間隔ごとにエネルギーの増減が繰り返され、半分の電

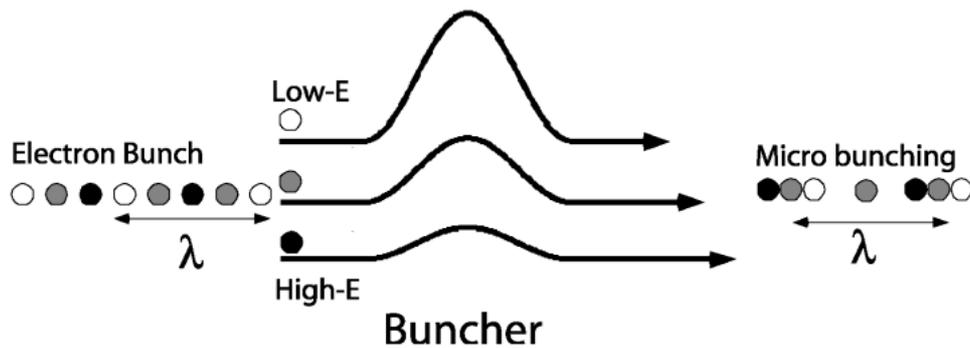


Fig. 3 Schematic drawing of formation of micro-bunching in a buncher. Electrons are shown as circles in the figure. Slower electrons bend proportionally more than more energetic ones.

子はエネルギーを失い、半分の電子はエネルギーを獲得することになる。

最初のアンジュレータでエネルギー変調を受けた電子バンチは Buncher に進行する。Buncher では Fig. 3 で示すように強い磁場によって電子ビームの軌道を大きく外にずらし、また元に戻すという作用をする。Buncher の磁場によってエネルギーの小さい電子は大きく迂回し、いわば遠回りをするので、相対的に遅れることになる。逆にエネルギーの高い電子は相対的に進むことになる。電子バンチはすでに Modulator によって入射光の波長ごとにエネルギー変調を受けているので、この Buncher の作用は Fig. 2 で示すように入射光の波長ごとに密度の濃淡をつくる。これはマイクロバンチングと呼ばれる。

最後に電子バンチは 2 つめのアンジュレータに入射する。このアンジュレータは Radiator と呼ばれる。Radiator では電子が入射光と同じ波長の放射光を放出するときに、Buncher で形成されたマイクロバンチが互いに干渉し合うことによって、強力なコヒーレント放射をする。通常の放射光の強度は電子の数に比例するが、このコヒーレント光は電子数の 2 乗に比例する。放出されたコヒーレント光の位相が入射光の位相と一致するとき、入射光は増幅される。これまで光クライストロン型のアンジュレータを用いた場合を例に FEL の増幅作用について説明してきたが、このメカニズムは光クライストロン型だけではなく通常のアンジュレータでも成り立つ。この場合は Modulator-Buncher-Radiator のそれぞれで起こる作用が、1 つのアンジュレータによって同時に起こることになる。ただし増幅率としては光クライストロン型アンジュレータに比べると小さくなる。線形加速器を用いた FEL の場合、電子ビームバンチのピーク電流値が高く、従って増幅率が大きく、通常のアンジュレータが用いられている。蓄積リングのように電子ビームバンチのピーク電流値が十分に大きくない場合は、増幅率の高い光クライストロン型のアンジュレータが用いられている。

4. おわりに

本稿では共振器型 FEL の入門として、蓄積リング FEL を例にとって主にスモールゲインの仕組みを説明した。蓄積リング FEL についての詳細は文献 1) に書かれている。また、ハイゲインを含めた FEL については文献 2) に詳しく書かれており、参考文献も挙げられている。また最近の FEL の状況について書かれたものとしては文献 3) が挙げられる。最後に本稿に目を通していただいた東北大学の浜広幸教授に感謝します。

参考文献

- 1) 浜 広幸：原子核研究 Vol. 46, No. 1 (2001) 37「蓄積リング自由電子レーザー」
- 2) OHO '98 高エネルギー加速器セミナー
- 3) 浅川 誠：日本物理学会誌 59 (2004) 166「自由電子レーザー研究の現状と展望」

(付録)

円偏光アンジュレータの中での電子と光の相互作用

アンジュレータ磁場のなかの電子と光の進行方向を z 軸にとる。簡単のために、アンジュレータを円偏光とし、光も同様に円偏光の平面波とする。このときの電子のアンジュレータ中のある位置 z における、速度、 $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ は以下の式で与えられるとする

$$\begin{aligned} v_x &= v_t \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_u}\right) \\ v_y &= v_t \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_u}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

ここにおいて、 λ_u は円偏光アンジュレータの周期長である。式(4)は電子がアンジュレータ磁場によりアンジュレータの周期長で螺旋運動をすることを表す。この電子がある時間 t において感じる光の電場 $\vec{E}_{\text{wave}} = (E_x, E_y, 0)$ は

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}z - \omega t + \phi\right), \\ E_y &= -E_0 \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}z - \omega t + \phi\right) \end{aligned} \quad (5)$$

で表すことにする。ここにおいて λ , $\omega (= 2\pi c/\lambda)$ はそれぞれ光の波長, 振動数で ϕ は問題となる電子と光の間の位相である。式(4)と(5)を式(3)に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{dE_{el}}{dt} &= -eE_x v_x - eE_y v_y \\ &= -eE_0 v_t \cos\left[2\pi\left(\frac{1}{\lambda_u} + \frac{1}{\lambda}\right)z - \omega t + \phi\right] \end{aligned} \quad (6)$$

となる。(6)の計算において3角関数の公式を用いた。このとき電子の z 方向の速度が

$$2\pi\left(\frac{1}{\lambda_u} + \frac{1}{\lambda}\right)z - \omega t = const \quad (7)$$

を満たすとき, すなわち(7)の両辺を t で微分して, 電子の z 方向の速度が

$$2\pi\left(\frac{1}{\lambda_u} + \frac{1}{\lambda}\right)\frac{dz}{dt} - \omega = 0 \quad (8)$$

であるとき (簡単のため(7)式の右辺を0として), (6)式は

$$\frac{dE_{el}}{dt} = eE_0 v_t \cos(\phi) \quad (9)$$

となる。(8)はFELの共鳴条件を表し, この式を λ について解くと結局, 式(1)になる。また(9)の ϕ は電子と光の間の位相であり, これにより電子はエネルギーを失うか獲得するかが決まる。