講　義

新しい原理のレーザー (1)
――自由電子レーザー――

西　岡　　一

Novel Principles in Laser Physics (1): Free Electron Lasers

Hajime NISHIOKA

The essence of laser action: Light Amplification of Stimulated Emission of Radiation was developed as the negative absorption between population inverted energy levels. This lecture highlighted two new concepts of the lasing action. The coherent electro-magnetic field has gain and loss as a function of phase of alternative current i.e. motional charged particles. The relativistic electrons traveling through alternative magnetic fields resonating with a coherent light field bunch up in a series of sub-light-wavelength electron clouds. The stimulated emission of radiation by the phase-matched bunched electrons is called free electron lasers.

Key words: free electron lasers, new lasers, relativistic

自由電子レーザーは，光速度に近い高速に加速された電子ビームを周期磁場と光電場の中に閉じ込め，光電場に応じた規則的な輻射を得ようとするものである．

自由電子レーザーに関するいくつかの解説があるが，詳細な解析は他の文献[1]に譲り，ここでは，電磁場中を運動する高速電子からの光の放射の基礎的な物理機構[2]について概説する．

1.　振動する荷電粒子からの電磁場の放射

自由電子レーザーでは，メガエレクトロンボルトからギガエレクトロンボルトにおよぶような高いエネルギーで加速された電子を用いる．特殊相対性理論によってこの電子のもつ全エネルギー E は

$$E=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \qquad (1)$$

で与えられる．ここで，v，m_0 はそれぞれ，電子の速度と静止質量，c は光速である．電子の静止エネルギーは m_0c^2 であるから，電子のもつ運動エネルギーを E_k として全エネルギーと静止エネルギーの比 γ を求めると

$$\gamma\equiv 1+\frac{E_k}{m_0c^2}=\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (2)$$

となる．ここで，$\beta=v/c$，γ はローレンツ因子とよばれる．電子の静止エネルギーは 0.511 MeV であるので，1 MeV で加速された電子の速度 v は 0.94 c になる．

はじめに，1つの電子，あるいは大きさをもたない電子群が空間的に周期的な交番磁場中を伝搬する簡単な条件で，こうした荷電粒子からの電磁場の放射について考える．

図1に示すように，z 方向に直線運動をしている電子が横方向に周期的な磁場中を伝搬すると，ローレンツ力により電子は力を受け磁場と垂直方向：x 軸上を周期的に振動する．この振動は，ダイポールアンテナ中で往復する電荷と等しく，この電流によって電磁波が放射される．放射される電磁波は x 方向のみに電界成分をもつ横波である．電子がゆっくりと運動しているときには，一般のダイポールアンテナと同様 x-z 平面上には $\cos^2\theta$ の強度分布で電磁波が放射される．交番磁界を横切るごとに1周期の波が放射されるので，発生電場の振動総数は通過する交番磁場の数に比例する．

電気通信大学レーザー新世代研究センター（〒182-8585 調布市調布ケ丘 1-5-1）　E-mail: nishioka@ils.uec.ac.jp

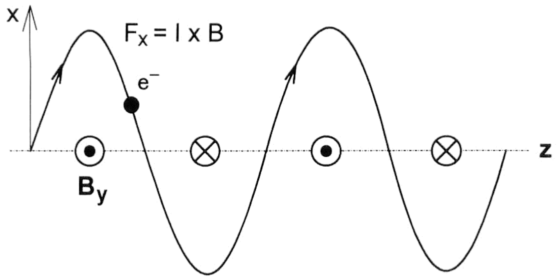

図1　交番磁場中を伝搬する荷電粒子．上下方向（x 軸上）の周期運動により，ダイポール放射が起こる．放射される波の数は交番磁場の周期数と等しい．

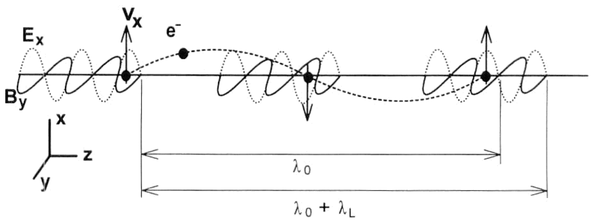

図2　光と荷電粒子の共鳴条件．荷電粒子がアンジュレーターを1周期進む間に1波長の電磁波が放射される．相対論的ドップラー効果により，実験室系で観測される電磁波の波長 λ_L は，光速と荷電粒子の伝搬長の差に等しい．アンジュレーターの周期長が同じでも電子のエネルギーが高ければ放射波長は短くなる．

交番磁界の周期波長を λ_0 として観測者が電子の上に立って発生する電磁界の波長 λ を観測すると，$\lambda = \lambda_0 v/c$ となって，たとえ $v=c$ でも交番磁界の波長程度である．しかし，実験室系で観測するとドップラー効果によって前方に発生する電磁界の波長は短くなる．このときに放射光の指向性をローレンツ変換により計算すると，その広がりは γ の逆数程度になり，きわめて指向性の高い短波長の光が前方方向に集中して放射される．

電子進行方向前方への輻射を考えると，周期数 N の交番磁界中を電子が通過するのに必要な時間を t とすれば，発生した電磁波の先端と電子の間の距離は $(c-v)t$ であり，これが発生した光の周期数 N と波長 λ_L の積に等しい，すなわち

$$\lambda_L = \frac{(c-v)\,t}{N} = \lambda_0 \frac{(1-\beta)}{\beta} \qquad (3)$$

$\beta \cong 1$ の高速電子では，

$$\lambda_L \cong \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \qquad (4)$$

と近似できる．上記の $E_k = 1$ MeV，$\beta = 0.94$ の条件では，$\lambda_L = 0.057\lambda_0$ である．$E_k = 100$ MeV では $\lambda_L = 1.3\times10^{-5}\,\lambda_0$ となって数センチメートル周期の磁場を用いても可視光の発生が可能になる．この様子を図2に示す．電子が交番磁界を1周期進む間に1周期の電磁波を放射し，放射される電磁波の1波長の長さは電磁波に対する電子の遅れに等しくなる．

上記の議論は古典的に行ったが，量子的な説明も可能である．電子が感じる交番磁界を仮想の光子とみなし，この光子が高速の電子によりコンプトン散乱を受けると同様のエネルギーをもつ光子を生成する．

実際の装置では，このような交番磁界を発生させる装置をアンジュレーターとよび，そこからの放射光をアンジュレーター放射光[3,4]とよぶ．アンジュレーター中で電子は蛇行しているので発生する光の波長は正確には次式で与えられる，

$$\lambda_L = \lambda_0 \left(\frac{1 + \frac{K^2}{2}}{2\gamma^2} \right) \qquad (5)$$

$$K = \frac{eB_0\lambda_0}{2\pi m_0 c} \qquad (6)$$

ここで，B_0 は磁束密度である．K は電子の蛇行を示す重要なパラメーターで，蛇行運動する電子の z 軸に対する最大傾きを ϕ_0 としたとき

$$\phi_0 = \frac{K}{\lambda_0} \qquad (7)$$

の関係にある．磁場を強くして蛇行のふれ角を大きくすると電子は遅れ放射光の波長は長くなる．$K \ll 1$ では電磁界は軸上に集中して放射される．

初期の電子ビームのエネルギー広がりを無視すると，得られるスペクトル幅 $\Delta\lambda/\lambda_L$ はアンジュレーターの周期数 N に対して

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_L} = \frac{1}{2N} \qquad (8)$$

で与えられる．アンジュレーター周期数を多く取る，すなわち，アンジュレーターにより光に与えるコヒーレンス長を長くすることにより，光の単色性を高めることができる．

上記の議論では電荷の空間的大きさを無視しているが，実際の加速器で作られる電子群の大きさは発生する光の波長よりも大きい．このため，異なる時間位置から発生する電磁波の位相は整合せず，インコヒーレントな重ね合わせになる．これは一般のレーザーの自然放出光に相当する．

2. 光と電子の相互作用

アンジュレーターで上下に変調を受けた電子は電磁波を放射し，エネルギーを失って減速される．一方，光波長で半波長遅れた位置にある電子群から発生する光の位相は，先の光を打ち消す方向に作用する．このとき，電子は光のエネルギーを受け取って加速される方向に力を受ける．言い換えると，電子と光の位相関係によって光は放出された

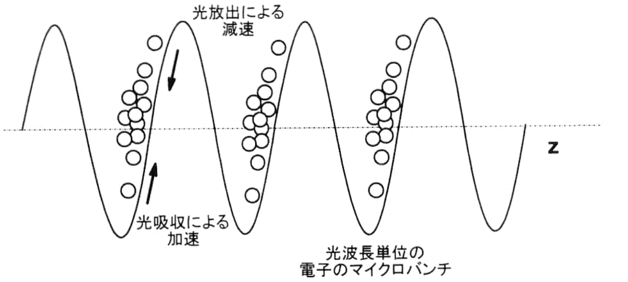

図3　光と電子の相互作用．上下運動により電磁波を放射した電子は減速する．一方，光電場が存在すると，半波長遅れた電子は加速方向に力を受け，光を吸収する．光電場による加速・減速の結果，電子は波長以下の短い空間に分割される．光と電子の位相速度が整合することによって，コヒーレントな光放出が起こる．

り，吸収されたりする．また，電子も光位相につられて加速・減速を起こす．

共鳴波長 λ_L を中心とした光電場の中で，分布した電子群は光の 1 波長ごとに加速・減速を起こすので，光と電子が十分相互作用を起こすと，初期の大きな電子群は波長以下の大きさをもついくつもの小さい集団（マイクロ・バンチ：micro bunch）に分割される．この様子を図 3 に示す．分割の周期は光の波長 λ_L に等しいので，個々の集団から放射される光の位相は整合して，時間的，波動ベクトル的にコヒーレントな光を放射する．与えられた光電場により，その電場周期に合わせて光の放射が起こる[5]．光の誘導放出，すなわち，レーザー装置として光の増幅[6,7]が起こる．

マイクロ・バンチした電子から発生する光強度は，位相整合条件を満たしているので，電子数 n に対して n^2 の強度をもち，同時に，アンジュレーター周期 N に対しても N^2 の依存性をもっている．このように，多数の電子があたかも 1 つの巨大な電子のように振る舞うようになるとコヒーレントな放射が行われる．

ここで放射される光は，初期のアンジュレーター光が増幅されたもので ASE（amplified spontaneous emission）とよばれる．原理的には，長いアンジュレーターを用いればよりコヒーレンス長の長い光を発生できるが，実際にはアンジュレーターの精度や電子ビームの集束，エネルギー広がりの問題から実現できる長さに限りがある．そこで，発生する光のコヒーレンスを向上させるために，一般のレーザーと同様，光共振器を用いて長時間にわたり一定位相で光を閉じ込めておく方法がとられる．

3.　自由電子レーザー装置

実際の自由電子レーザー装置を図 4 に示す．アンジュレーターの前後を高い反射率をもつ光共振器で囲うことによ

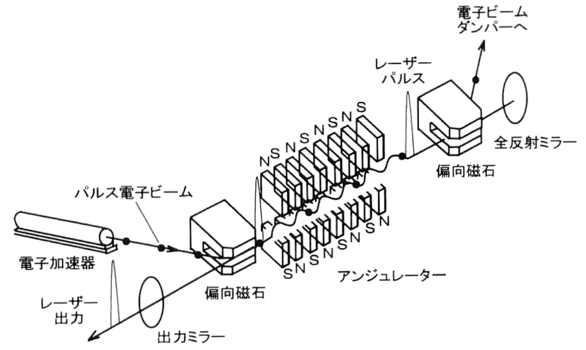

図4　自由電子レーザー装置の例．光速に近い速度をもつ高エネルギー電子と光を共振器中に置かれたアンジュレーターによって相互作用を起こさせる．繰り返しパルスの電子ビームと共振器中の光パルスが相互作用するように，共振器長を調整する．

って，一定位相の光定在波を発生させる．また，光強度を上げてより強い光電場と電子の相互作用を誘起する．こうすることにより，電子も光もより高いコヒーレンスをもつようになる．光強度が十分に強くなると，光を放出した電子は速度が低下して利得を発生させる位相に留まることができなくなる．利得の飽和が生じ，共振器内部の光強度は一定になる．

一般に用いられる電子ビームは繰り返しのパルス列であるため，1 つの電子群は共振器間を 1 度通過するだけである．繰り返して電子と光パルスを相互作用させるために，共振器中で往復する光パルスと電子パルス列の周期が等しくなるように，光共振器の長さを調節する．こうして，共振器内部の光パルスを繰り返し増幅し，レーザー発振を起こさせる．一例として直線加速器を用いた実際のレーザー装置では，電子ビームのパルス幅は数十～数百 ps，繰り返し周期は数百 ps～数 ns の周期である．こうしたパルス列が，バースト状に数 μs の間持続して共振器内に入射される．レーザーパルスと電子ビームとの実効相互作用は数千回におよぶ．

これまでは一定速度の電子が受ける運動量を議論してきたが，実際の電子ビーム装置から発生する電子の速度はある程度エネルギー広がりをもっているため，相互作用中の電子の速度広がりも考える必要がある．速度広がりから個々の電子が光と位相同期せずに，利得を生じる位相（電子位置）と吸収位相との間を渡り歩くようになると実効利得は失われる．電子群が利得位相に保たれるためには，その広がりが相互作用時間を通じて光波長の 1/2 以下の範囲に抑えられる必要がある．すぐにわかるように，周期数 N のアンジュレーターと電子の相互作用を考えると電子のエネルギー広がりは $1/2N$ 以下でなくてはならない．例えば，50 周期のアンジュレーターを用いるときには電子のエ

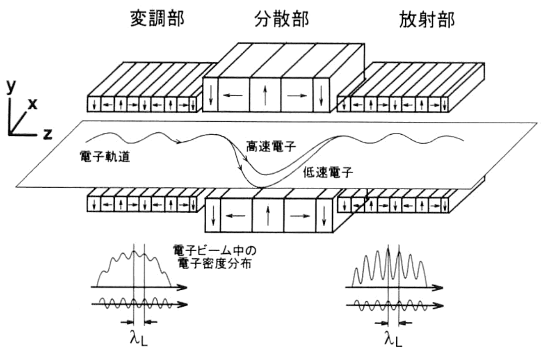

図5　光クライストロン．変調部により加速・減速を与えた電子を分散部内で圧縮（バンチング）させる．放射部へは位相整合の取れた電子ビームを入射させ，高い利得を得る．

ネルギー広がりは1%以下である必要がある．さらに電子ビームには，横方向へのエネルギー広がり（エミッタンス）がある．エミッタンスが大きいとビームを細く集束して光と相互作用できないばかりか，角度広がりをもったビームが蛇行するとこれも進行方向へのエネルギー広がりとなって利得を減少させる．

短波長光の発生にはよりエネルギー広がりやエミッタンスの小さい良質の電子ビーム源[8]が必要になる．このため，可視域以下の短波長光を発生させる場合には，エネルギー広がりの小さい蓄積リング型の電子ビーム装置[9]が用いられる．このときの加速電圧は100 MeV以上である．比較的周期の短いアンジュレーターが用いられる．また，アンジュレーターに代わってより大きな利得の得られる光クライストロン[10]が変調器として用いられる．

光クライストロンは図5に示すように2つのアンジュレーターの間に電子を大きな曲率でゆっくり曲げる磁石が設けられた装置で，それぞれ変調部，分散部，放射部とよばれる．変調部では電子は上記の波長オーダーの加速・減速を受け，マイクロ・バンチを起こす方向に力を受ける．分散部を通過するときには，速い電子ほど短い距離を通るので急速にマイクロ・バンチが形成され，放射部でコヒーレンスのよい光放射を行う．こうした効率のよい，光・電子相互作用によって大きな利得を発生させる．

4. 自由電子レーザーの特徴

自由電子レーザーは特定の媒質によらず，人工的に作られた場の中に電子を捉えて光を放出する．式（5）に示したように，発振波長は電子ビームのエネルギー，磁場強度により任意に変化させることができる．サブ・ミリ波程度に波長が長い場合[11,12]加速電圧は10 MeV以下でよく，数MeV程度のエネルギーレベルでは，線形加速器が有効となる．

一方，短波長（赤外，可視，紫外光）[13,14]では高い加速電圧，小さいエミッタンスが要求されるため，100 MeV以上の高エネルギー電子が必要で加速器は大規模[15]なものになる．また，アンジュレーターの周期を短く[16]高精度に作り上げる必要がある．とりわけ紫外域では，電子ビームの制約に加え，光共振器の光学損失が大きくなるため発振が難しくなる．低損失かつ，レーザーや放射光，X線に対して高い光耐力を備えた光学素子（特に誘電体多層膜鏡）が求められる．現在，発振の得られている最短波長[†]は190 nmである．この波長以下では光学素子の損失の点で短波長化がより難しくなる．

直線型のアンジュレーターを用いた装置を中心に紹介したが，他にらせん状のウイグラ[17]を用いるもの，グレーティング[18]や誘電体[19]を用いて光の位相速度を制御するもの，共振器を用いない方法や，高出力のレーザー光電場をアンジュレーターの代用にする方法なども提案されている．

本稿では，物理的導入に主眼を置き膨大な技術の詳解を割愛した．自由電子レーザーの開発は技術的側面が大きく，とりわけ，高エネルギー加速器，高品質の電子ビーム発生技術等の積み重ねによるところが大きい．他のより詳しい解説なども併せてご覧いただき，技術の歴史的発展や近年の自由電子レーザー開発の詳細を参照いただければ幸いである．

文　　献

1) 例えば：自由電子レーザーとその応用，電気学会，自由電子レーザー調査専門委員会編（コロナ社，1990）．入門 自由電子レーザー，日本原子力学会（1995）．“自由電子レーザーの基礎”，レーザー研究，**26**（1998）350.
2) C. A. Brau: *Free Electron Lasers* (Academic Press, 1990).
3) H. Motz: J. Appl. Phys., **22** (1951) 527.
4) H. Motz, W. Thon and R. N. Whitehorst: J. Appl. Phys., **24** (1953) 826.
5) R. M. Phillips: IRE Trans. Electron. Dev., **7** (1960) 231.
6) C. W. Robertson and P. Sprangle: Phys. Fluids B, **1** (1989) 3.
7) J. M. J. Madey: J. Appl. Phys., **42** (1971) 1906.

[†] The European Storage Ring FEL Project at ELETTRA succeeded in lasing at 190 nm, representing a new world record for the shortest wavelength of a free-electron laser oscillator at February 6, 2001, 2 : 48 a.m. The tuning range was at least 189.7-200.3 nm. The maximum extracted power was of the order 10 mW. The minimum linewidth was 3×10^{-4}. See “http://www.elettra.trieste.it/sites/euprojects/fel/laser190.html.”

8) M. Asakawa, K. Mima, S. Nakai, M. Fujita, K. Imasaki and C. Yamanaka: Appl. Phys. Lett., **64** (1994) 2056.
9) T. Yamazaki, K. Yamada and T. Tomimasu: Nucl. Instrum. Methods A, **309** (1991) 343.
10) N. A. Vinokurov and A. N. Skrinsky: INS 77-59, Novosivrisk (1997).
11) S. H. Gold, H. L. Hardestry, A. K. Kinkead, L. R. Barnett and V. L. Granatstein: Phys. Rev. Lett., **52** (1984) 1218.
12) J. Fajans, J. S. Wurtele, G. Bekefi, D. S. Knowles and K. Xu: Phys. Rev. Lett., **57** (1986) 579.
13) M. Billardon, P. Elleaume, J. M. Ortega, C. Bazin, M. Bergher, M. Velghe, Y. Petroff, D. A. G. Deacon, K. E. Robinson and J. M. J. Madey: Phys. Rev. Lett., **51** (1983) 1652.
14) J. A. Edighoffer, G. R. Neil, S. Fornaca, H. R. Thompson, Jr., T. I. Smith, H. A. Schwettman, C. E. Hess, J. Frisch and R. Rohatgi: Appl. Phys. Lett., **52** (1988) 1569.
15) 今崎一夫：レーザー研究，**26** (1998) 356.
16) C. A. Brau: Nucl. Instrum. Methods A, **393** (1997) 426.
17) 大東延久，綱脇恵章，藤田雅之，今崎一夫，三間圀興：レーザー研究，**26** (1998) 379.
18) G. Doucs, J. H. Mulvey, M. Omori, J. Walsh and M. F. Kimmitt: Nucl. Instrum. Methods A, **331** (1993) 609.
19) E. P. Garate, S. Moustaizis, J. M. Buzzi, C. Rouille, H. Lamain, J. Walsh and B. Johnson: Appl. Phys. Lett., **48** (1986) 1326.

(2001 年 5 月 2 日受理)