

解説

第4世代光源 SASE

磯山 悟朗, 加藤 龍好

大阪大学 産業科学研究所*

Fourth Generation Light Source SASE

Goro ISOYAMA and Ryukou KATO

Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University

Generation and utilization of coherent X-rays by means of Self-Amplified Spontaneous Emission (SASE) have attracted considerable attention as the fourth generation synchrotron radiation source. Since SASE is a free electron laser (FEL) without an optical resonator, or mirrors, it can produce extremely intense and brilliant as well as short light pulses with full transverse coherence, far surpassing the third generation light sources, in the wavelength regions ranging to X-rays. In this article, the principle and characteristics of SASE are briefly introduced and then experimental activities on SASE are reviewed with special emphasis on the SASE experiment in the infrared region at the Institute of Scientific and Industrial Research (ISIR), Osaka University. Finally, the two X-ray SASE projects proposed in USA and Germany are shortly summarized.

1. はじめに

第4世代の放射光光源としてSASE (Self-Amplified Spontaneous Emission) による短波長コヒーレント光の発生とその利用が近年注目を集めている。SASEは、光共振器、すなわち反射鏡を使用しない自由電子レーザー (Free Electron Laser, FEL) であるので、空間的コヒーレンスを持ち、原理的には第3世代光源を桁違いにしたぐ高輝度で大強度、超短時間パルス光をX線領域にいたる広い波長範囲で発生することが出来る。SASEの理論的研究は1980年代半ばに Bonifacio, Pellegrini, Narducci¹⁾ や Kim²⁾ などによって始められた。実験研究は、長波長領域から徐々に短い波長領域を開拓することで進められてきたが、最近ドイツで100 nm 付近の真空紫外線領域でSASEの発生に成功した³⁾。そのためにSASEによるコヒーレントX線の発生と利用施設の建設が、現実味を持って語られるようになった。我が国でもXFEL研究会と名付けられたSASEの研究会がKEKで定期的で開催される一方、SPring-8やKEK、原研では短波長領域でのSASE発生の研究を行う計画が検討されていると聞いている。

木原元央先生による「コヒーレントX線源への挑戦」と題するSASEの解説記事が放射光学会誌に以前掲載された⁴⁾。この解説記事では、少し異なる視点でSASEの解

説を試みる。最初は、放射光発生の基礎である相対論的電子による光の発生の概要を説明する。次にFELの歴史と原理の定性的な解説をしてから、理論で明らかにされているSASEの性質を述べる。SASE発生の実験研究の進展と現状を述べた後、阪大産研の赤外領域でのSASE発生実験を紹介する。最後にアメリカとドイツで提案されているX線SASEの発生と利用施設の概要をまとめる。

2. 相対論的電子による光の放射

電子やその反粒子である陽電子の静止質量は0.511 MeVであるので、この静止質量より十分に大きな数MeV以上の運動エネルギーを持つ電子(陽電子)を相対論的電子(陽電子)と呼ぶ。相対論的電子が力を受けて加速度運動をすると強度が大きく高い輝度を持つ波長の短い光を放射する。一様磁場中で円運動をする相対論的電子が放射する光がシンクロトロン放射であり、アンジュレーター磁場内で蛇行運動する電子が放射する光がアンジュレーター放射である。これらの光の性質は、相対論的効果が大枠を決め、細部は個々の電子軌道により決まる。よく知られたようにアンジュレーター放射は準単色光であり、基本波の波長 λ は、

* 大阪大学 産業科学研究所 〒567-0047 大阪府茨木市美穂ヶ丘 8-1
TEL: 06-6879-8485 FAX: 06-6879-8489 E-mail: isoyama@sanken.osaka-u.ac.jp

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} (1 + K^2) \quad (1)$$

で与えられる。ここで λ_u はアンジュレーターの周期長, $\gamma = E/mc^2$ は相対論的エネルギー, B_{rms} を 2 乗平均磁場とすると, $K = 93.4 \times \lambda_u [\text{m}] \times B_{rms} [\text{T}]$ である。アンジュレーター内を蛇行する電子の z 方向の平均速度は

$$\beta^* = \frac{v^*}{c} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2} (1 + K^2) \quad (2)$$

で与えられる。アンジュレーターの或る磁石周期で電子が放射した光が、次の周期で放射する光と共鳴的に重なるという条件から式(1)を求めることができる。ビーム軸方向の電子の平均速度は光よりも遅いので、電子はアンジュレーター 1 周期ごとに基本波の光より 1 波長だけ遅れる。したがって N 周期のアンジュレーターで 1 電子が放射する光は N 波数の可干渉な波束になり、この波束の時間幅 Δt がスペクトル幅 $\Delta\omega \sim 1/\Delta t$ を決める。

これは 1 個の電子が放射する光であるが、電子が多数存在したり、外部に位相の揃った光が存在する場合はどうなるであろうか？ 電子バンチ内の i 番目の電子が放射する光の電場を e_i 、外部光の電場を E とすると、光のパワー P は電場の 2 乗に比例するので、

$$P \propto \left(E + \sum_{i=1}^n e_i \right)^2 = E^2 + 2E \sum_{i=1}^n e_i + \left(\sum_{i=1}^n e_i \right)^2 \quad (3)$$

と書ける。ここで n は電子数であり、 z 方向に進む波数 k で角振動数 ω の光の電場成分 E と e_i は $\exp[j(kz - \omega t)]$ という時間と空間依存性を持つ。式(3)の右辺第 1 項は、外部コヒーレント光のパワーである。第 2 項は外部光の存在による誘導放射・吸収であり、第 3 項は自発放射である。外部光が存在しない場合は第 3 項の自発放射だけが放射される。電子ストレージリングのバンチ長 10~300 mm は、X 線や軟 X 線領域のシンクロトロン放射の波長 0.1~100 nm に比べて十分に長い。個々の電子が放射する光の位相はランダムになるので、異なる電子が放射する電場は干渉により打消しあいパワーへの寄与は平均するとゼロになる。

$$P \propto \left(\sum_{i=1}^n e_i \right)^2 = \sum_{i=1}^n e_i^2 + \sum_{i=1}^n \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n e_i e_j \approx \sum_{i=1}^n e_i^2 = ne^2 \quad (4)$$

放射光の強度は電子数、即ちビーム電流に比例するという常識的な結論が得られる。他方、電子線形加速器で加速された電子ビームのバンチ長は 1~3 mm である。この電子ビームが放射する波長 1 mm 前後のミリ波・サブミリ波領域のシンクロトロン放射や遷移放射の場合、バンチ長が光

の波長と同程度であるので個々の電子が放射する光の電場がコヒーレントに重なり、放射パワーが電子数の 2 乗に比例するコヒーレント放射となる。

$$P \propto \left(\sum_{i=1}^n e_i \right)^2 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n e_i e_j \approx n^2 e^2 \quad (5)$$

外部にコヒーレント光が存在するときの誘導放射・吸収はどのようになるであろうか？ 原子・分子が光の吸収や放出を担う通常のレーザーでは、誘導放射が起こるか吸収が起こるかは原子・分子の状態により決まるので、レーザー発振を起こすためには、多くの原子・分子が励起状態にある反転分布を実現しなければならない。古典的な描像では、光の吸収と放射は遷移に関する電子が入射光の電場により共鳴的に振動することより起きるので、誘導放射される光は自動的に入射光と同じ位相を持つ。相対論的電子が光を誘導放射・吸収する場合は、これとは少し異なる。アンジュレーター放射の場合を例にとりこの問題を考える。式(3)右辺の第 2 項から分かるように、アンジュレーター内の 1 電子が誘導により光を放射するか吸収するかは、この電子が放射する自発光の電場 e_i と外部光の電場 E との位相関係により決まる。アンジュレーター内の電子は、磁場により蛇行運動をするが、この時の横方向の加速度が自発放射の電場 e_i を作り出すので、外部光の位相とは無関係である。もう少し細部に立ち入ると、外部光の電場中で、蛇行運動のために電子が横方向に移動することにより電子は外部光とエネルギーの交換をする。これが相対論的電子による誘導放射・吸収の中身である。次に多数の電子が存在する電子ビームによる誘導放射を考える。ストレージリングに貯蔵された電子ビームやライナックで加速された電子ビームのバンチが光の波長より十分に長い場合、外部光の位相に対しバンチ内の電子はてたために配置している。ある電子は誘導放射し他のものは誘導吸収をするので電子バンチ全体に対する和をとると式(3)の第 2 項はゼロになる。相対論的電子ビームが誘導放射を起こすためには、電子ビームが光の波長でバンチし、且つ光に対するそのバンチの位相が誘導吸収ではなく、誘導放射の位置になければならない。

3. 自由電子レーザー

自由電子レーザーはスタンフォード大学で Madey らによって 1970 年代に発明・実現された。1976 年に行われた増幅実験で、超伝導ライナックで加速した 24 MeV の電子ビームと共に、波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーを、周期長 3.2 cm で全長 5.2 m の超伝導ヘリカルアンジュレーターに入射すると、レーザー光のパワーが 7% 増幅されるのを観測した⁵⁾。この装置に光共振器を取り付けて、1977 年に波長 3.4 μm で最初の FEL 発振に成功した⁶⁾。歴史的にはこれに先立つ 1960 年に FEL の前身とも言うべきユービット

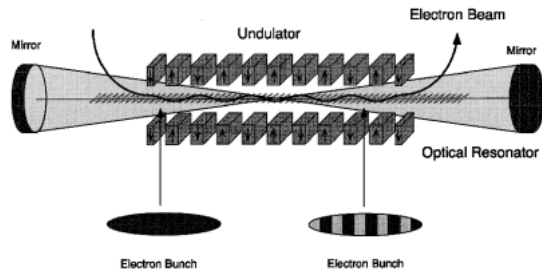


Figure 1. Schematic drawing of the FEL.

ロン (Ubitron) と呼ばれるマイクロ波発振器が開発された⁷⁾。これは非相対論的電子ビームを用いた自由電子レーザーである。

FEL 装置の概念図を Fig. 1 に示す。FEL は、相対論的電子ビームを供給するライナックやストレージングなどの電子加速器と電子ビームに蛇行運動を行わせるアンジュレーター、コヒーレント光を蓄えるための光共振器から構成される。最初の電子ビームがアンジュレーターを通過すると、自発放射のノイズ成分を種光として増幅と発振が始まる。FEL に使われる加速器の多くは高周波電場により電子を加速するので、電子ビームは時間間隔が一定な電子バンチの連なりとなる。光が共振器を 1 往復するのに必要な時間と電子ビームのバンチ間隔を一致させると、光は数多く連続する電子バンチにより引き続き増幅される。光の電場を強くして誘導放射の効率を高めるために、電子ビームとの相互作用点で光ビームが小さく絞られる共中心型の光共振器を使う。通常のレーザーと同様に、増幅の過程で光の縦モードと横モードが光共振器の損失と FEL の増幅作用により選択されて縦・横方向にコヒーレントな光となる。光共振器内に蓄積されたコヒーレント光と共にアンジュレーター内に入射された電子ビームは、アンジュレーター入り口付近で光と相互作用して光の波長の空間周期を持つエネルギー変調を受ける。異なるエネルギーを持つ電子は、その速度差と磁場による経路差により z 方向の平均速度に

$$\delta\beta^* \approx \frac{1}{\gamma^2} (1 + K^2) \left(\frac{\delta\gamma}{\gamma} \right) \quad (6)$$

で与えられる差が生じる。この電子ビームがアンジュレーター中を進むうちに、速い電子が遅い電子に追いつきエネルギー変調が空間密度変調に変換される。密度変調を受けた電子ビームがアンジュレーター出口付近で誘導放射によりコヒーレント光を増幅する。電子ビームのバンチ列が続く限り光の増幅は指数関数的に行われる。やがて誘導放射による電子ビームのエネルギー損失が大きくなるため、光との共振条件がずれて、電子ビームがコヒーレント光からエネルギーを受け取る誘導吸収に変わるのでレーザー出力は飽和に達する。

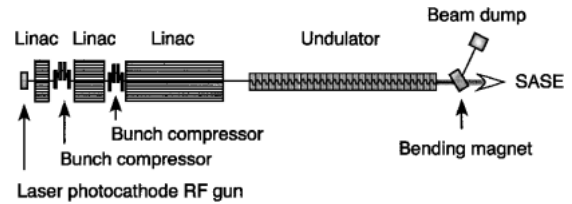


Figure 2. Schematic drawing of a typical SASE system.

4. SASE

4.1 装置の概要

光共振器を使った通常の FEL で実現されている最短波長は、現在のところ 200 nm を少しきる波長である⁸⁾。しかし、これより短い波長領域では、光共振器に使用する鏡の反射率が急激に低下するので、真空紫外線や X 線領域で通常型 FEL の動作を期待することはできない。そこで反射鏡が使えない短い波長領域のレーザーを実現するために、自発放射のノイズ成分を種光にして増幅率の高い FEL 増幅器で一気に飽和パワーレベルまで増幅する SASE が考えられた。SASE 装置の一般的な概念図を Fig. 2 に示す。SASE は電子ビームを供給する電子ライナックとアンジュレーターからなる原理的には単純なシステムである。ライナックで加速した電子ビームのエミッタンス ε_x と ε_y は、電子のエネルギーに反比例して減少するが、 $\varepsilon_n = \varepsilon \cdot \gamma$ で定義される規格化エミッタンスは電子エネルギーに依らずに一定である。加速や輸送の途中で規格化エミッタンスが増加する場合はあるが、ライナックで加速される電子ビームの特性は電子ビームの発生部、すなわち電子銃でその最高性能が規定される。短波長 SASE では高輝度電子ビームが必要なためにレーザーフォトカソード RF 電子銃を用いるのが一般的である。ピコ秒紫外線レーザーの照射により放出される光電子を、RF 空洞内の高電場で一気に光速に近い速度まで加速することにより空間電荷力によるエミッタンスの増大を防ぐことが出来る。この電子銃で発生する時間幅 1~数 ps の電子パルスのピーク電流は最大 100 A 程度であるので、磁気バンチ圧縮でバンチを短くすることによりピーク電流を数 kA まで高める。Figure 2 に示すシケイン型の磁気バンチ圧縮では、バンチの先頭部と後尾部にエネルギー差をつけて磁場中を通過させると、エネルギーの低い先頭部が遅回りをして遅れる一方、エネルギーの高い後尾部が近道をして先頭部に追いつくことによりバンチを短くする。電子の損失が無ければピーク電流を高めることが出来る。その後、主加速管で高いエネルギーまで加速された高輝度・大電流電子ビームをアンジュレーターに導き、アンジュレーター内で大パワーの SASE を発生する。

4.2 1次元理論

Figure 3 に、電子ビームがアンジュレーターを通過す

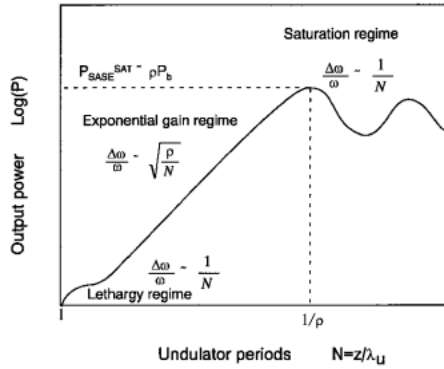


Figure 3. Power evolution of SASE along the undulator.

るときに放射される光パワーをアンジュレーター入口からの距離の関数として模式的に示す²⁾。アンジュレーターの入り口付近では自発放射、すなわちアンジュレーター放射が支配的であり、このパワーは **Fig. 3** に示すように入口からの距離に比例して増加する。この領域は不活発領域 (lethargy regime) とも言われ、スペクトル幅は通常のアンジュレーター放射と同様に光パルス時間幅により決まるので、周期数 N に逆比例して狭くなる。ずっと低いパワーレベルであるがこの領域で SASE の初期過程が進行する。SASE の立ち上りは通常の FEL での発振開始の機構と同様であると考えられる。バンチ内には多数の電子が乱雑に分布しているので、これらの電子がアンジュレーター磁場の中で横方向の加速度を受けるとアンジュレーター放射の卵に相当する時間幅の極端に短い電磁波のパルスを乱雑に発生する。このノイズパワー $(dP/d\omega)_{\text{noise}}$ を種光として増幅が始まる。1次元理論を使い計算したこのノイズ光パワーのスペクトルは

$$\left(\frac{dP}{d\omega}\right)_{\text{noise}} = \frac{\rho E_0}{2\pi} \quad (7)$$

で与えられる^{2,9)}。ここで E_0 は1電子の全エネルギーであり

$$\rho = \frac{1}{\gamma} \left(\left(\frac{\lambda_u K [JJ]}{8\pi\sigma_b} \right)^2 \frac{I_p}{I_A} \right)^{1/3} \quad (8)$$

は FEL パラメーターまたは Pierce パラメーターと呼ばれる SASE の動作を特徴付ける量である。ここで $[JJ] = [J_0(K^2/2(1+K^2)) - J_1(K^2/2(1+K^2))]$, σ_b は電子ビームの半径 (標準偏差, 断面積は $\sigma_A = 2\pi\sigma_b^2$), $I_p = \text{nec}$ はピーク電流, r_c を古典電子半径とすると $I_A = ec/r_c = 17 \text{ kA}$ はアルヴェン電流である。FEL パラメーターの代表的な値は $\sim 10^{-3}$ である。このノイズパワーの周波数分布は統計的に揺らぐが、長時間平均をとると波長に依らず高い周波数まで一定で平坦に延びているであろう。このうち式(1)で

与えられるアンジュレーター基本波の近傍にある FEL 増幅バンド幅内のノイズ光パワーが、電子ビームが光の波長でバンチングするのに伴い徐々に増幅される。通常の FEL では、光共振器を往復して相互作用領域に再び入ってくるコヒーレント光を毎回新しい電子ビームが増幅するので、エネルギー変調から密度変調への変換を再度繰り返さなければならない。SASE では、同じ電子ビームが光との相互作用を続けるので、電子の密度変調は次第に促進される。その結果単位長さ当たりの増幅率が一定で、電子ビームがアンジュレーターを進むに伴いコヒーレント光のパワーが指数関数的に増大する指数関数的増幅領域 (exponential gain regime) に入る。

$$\frac{dP(z)}{dz} = g_s \left(\frac{dP}{d\omega} \right)_{\text{noise}} S(\omega, z) \exp \left[\frac{z}{L_G} \right] \quad (9)$$

ここで $g_s = 1/9$ はノイズパワーの結合定数であり、 L_G は光のパワーを e 倍に増幅するのに必要な距離で、ゲイン長 (gain length) またはパワーゲイン長と呼ばれている。SASE の1次元理論では

$$L_G = \frac{\lambda_u}{4\pi\sqrt{3}\rho} \quad (10)$$

と計算される。 $\lambda_u \sim 0.1 \text{ m}$ とすると $\rho \sim 10^{-3}$ に対してゲイン長は $L_G \sim 5 \text{ m}$ である。 $S(\omega, z)$ は、位置 z での増幅率の周波数依存性を表す関数で

$$S(\omega, z) = \exp \left[- \frac{((\omega - \omega_R)/\omega_R)^2}{2\sigma_R^2(z)} \right] \quad (11)$$

で与えられる。この関数は、指数関数的増幅領域における位置 z での SASE のスペクトル幅

$$\sigma_R(z) = \sqrt{\frac{9}{2\pi\sqrt{3}} \frac{\rho\lambda_u}{z}} \approx 0.91 \sqrt{\frac{\rho}{N}} \quad (12)$$

を与える。この領域では増幅率の高い中心周波数がより大きく増幅されてピークが先鋭化するいわゆる gain narrowing がスペクトル幅を決める。

指数関数的に増幅されるコヒーレント光のパワーは無限に増大するわけではなくやがて飽和に達する。誘導放射によりコヒーレント光を増幅する電子ビームは、その過程で次第に運動エネルギーを失うと共にエネルギー幅が広がる。この2つの要素はそれぞれ SASE の増大を制限するが、理論的な検討によると両方の機構が決める SASE の飽和パワー $P_{\text{SASE}}^{\text{sat}}$ はほぼ等しく

$$P_{\text{SASE}}^{\text{sat}} \approx \rho P_b \quad (13)$$

で与えられる。ここで $P_b = mc^2\gamma I/e$ は電子ビームのパワーである。飽和に達するのに必要なアンジュレーターの周期数 N^{sat} は、

$$N^{\text{sat}} \approx \frac{1}{\rho} \quad (14)$$

である。 $\rho \sim 10^{-3}$ に対しては $N^{\text{sat}} = 1000$ となる。飽和領域では増幅率がゼロになるので、SASE のスペクトル幅は gain narrowing で決まるのではなく、縦方向のコヒーレント長で決まる。SASE が飽和した時には、1 つの種光から増幅された SASE は $N\lambda$ の長さを持つのでそのスペクトル幅は $\Delta\omega/\omega = 1/\omega\Delta t \sim 1/N \sim \rho$ となり、同じ長さのアンジュレーターから放射された自発放射のスペクトル幅と等しくなる。これが SASE の動作と特性に関する 1 次元理論の概要であるが、次にその物理的意味を考えてみる。

先に述べたように自発放射のノイズ成分から SASE の増幅と発振が始まるのは通常 FEL と同様である。通常 FEL と SASE が異なる点は、ノイズ光から飽和パワーに至る増幅の過程で同じ電子ビームを用いる事と、外部に光共振器を持たないことである。通常 FEL では、コヒーレント光を光共振器の中で往復させることにより何度も増幅するので、1 回当たりの増幅率は大部分の FEL で 10% 程度以下である。繰り返し増幅する必要があるため、ライナックを使う FEL では、電子ビームのバンチ (FEL の分野ではマイクロパルスと呼ぶ) が多数連なった多バンチビーム (同じくマクロパルスと呼ぶ) が必要である。SASE では、バンチ長が光の波長より十分長い必要があるが、同じバンチが連続的に光を増幅するので基本的に 1 つのバンチ、すなわち単バンチ電子ビームでよい。加速器として電子ライナックを使う場合、ピーク電流が高くエネルギー広がり小さな電子ビームを発生するためには有利である。FEL では、光共振器を使ってコヒーレント光を FEL 相互作用部分に集束させるので、光が共振器を多数回往復してもコヒーレント光のビームサイズが小さく一定に保たれる。場合によっては 300 m を超える長さを持つアンジュレーターを使うことが計画されている SASE では、光の増幅を連続的に続けるためには回折による光の発散を何らかの方法で抑制しなければならない。これが FEL 動作それ自体により光を閉じ込める光ガイディング (optical guiding) である¹⁰⁾。光ガイディングには増幅率ガイディングと屈折率ガイディングの 2 種類がある。アンジュレーター軸に直交する平面を考えると、指数関数的増幅領域の SASE では電子が存在する場所の光だけが増幅されるし、その増幅率はそこに存在する光パワーに比例する。gain narrowing により周波数空間で SASE のスペクトル幅が狭まるように、指数関数的増幅領域では、増幅率の空間分布により高い増幅率を持つ電子ビームの中心部付近に光の空間分布が集中する。この集束作用を増幅率が

ガイディングと呼ぶ。コヒーレント光の波長でバンチした電子ビームが誘導放射を行うと、増幅を受けたコヒーレント光の位相は真空中を伝播する光の位相より遅れる。このことは電子ビームの実効的な屈折率が 1 よりも大きいことを意味している。SASE の相互作用が強い電子ビーム中心部に行くほど光の位相速度が遅いので、伝播方向に対して光の波面が凹面状に歪む結果、電子ビーム中心部に光が集束される。これは可視光や赤外線が光ファイバー内を伝播していく現象と同様であるので、この集束作用を屈折率ガイディングと呼ぶ。増幅率ガイディングと屈折率ガイディングは共に高い増幅率を持つ FEL や SASE でのみ実現される。SASE の指数関数的増幅領域では、増幅率ガイディングと屈折率ガイディングが共に働き、飽和領域では屈折率ガイディングにより光が集束される。光ガイディングにより電子ビーム中心部に集中した光は、回折効果によりそのビームサイズが小さいほど大きな角度で発散するので、集束と発散のつりあったところで光ビームサイズが決まる。平衡状態では電子ビームのサイズと同程度になるであろう。

SASE の 1 次元理論が成立するためには以下に示す条件が満足されなければならない⁹⁾。

$$\text{条件(1)} \quad \varepsilon_b \leq \frac{\lambda}{4\pi} \quad (15)$$

ここで ε_b は電子ビームの横方向のエミッタンスで、 λ はコヒーレント光の波長である。電子ビームとコヒーレント光が十分に効率よく相互作用するためには、両者の空間的な分布が一致するか、電子ビームがより小さいことが必要である。 σ_b と σ'_b を電子ビームの大きさと発散角とすると $\sigma_b \times \sigma'_b \sim \varepsilon_b$ であり、空間的にコヒーレントな光の大きさと発散角は $\sigma_r \times \sigma'_r \sim \lambda/4\pi$ であるので $\varepsilon_b \leq \lambda/4\pi$ となる。今、光が $\lambda = 0.1 \text{ nm}$ の X 線であるとする、電子ビームのエミッタンスは $\varepsilon_b < 0.008 \pi \text{ nm rad}$ となり、第 3 世代の放射光光源で実現されている値より 3 桁ちかく小さな値である。先に述べたように、電子ライナックの場合のビームエミッタンスは加速エネルギーに逆比例して減少するが、規格化エミッタンスは電子エネルギーにかかわらず一定であり、電子銃でその最低値が決まる。レーザーフォトカソード RF 電子銃で現在実現されている最低の規格化エミッタンスは数 $\pi \text{ mm mrad}$ 程度である。近い将来の目標である $\varepsilon_n = 1 \pi \text{ mm mrad}$ が実現されても、10 GeV に加速したときに得られるエミッタンスは $\varepsilon_b = 0.05 \pi \text{ nm rad}$ であるので条件(1)は完全には満足されない。

$$\text{条件(2)} \quad L_G \leq L_R \quad (16)$$

ここで L_R は光のウエストサイズが電子ビームサイズと等しいときの Rayleigh 長

$$L_R = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma_r^2 = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma_b^2 \quad (17)$$

である。条件(2)は、コヒーレント光が回折により発散してしまう前に増幅する必要があることを意味する。従って増幅率ガイディングによる集束が、回折による発散より大きいことを要求している。 $\lambda=0.1 \text{ nm}$ で $\sigma_b=0.1 \text{ mm}$ と仮定すると、 $L_R=1257 \text{ m}$ となり、回折による損失は無視できるが、同じ電子ビームサイズでも、波長が100 nm に対しては1.26 m となる。

$$\text{条件(3)} \quad \frac{\sigma_y}{\gamma} < \rho \quad (18)$$

この条件は、電子ビームのエネルギー幅 σ_y/γ が増幅バンド幅 ρ より小さくしなければならないことを述べている。すなわち、SASE の増幅可能な相対数周波範囲は ρ 程度であるので、電子にエネルギー変調を与えてバンチングさせるためには、電子ビームのエネルギー幅が許容される最大エネルギー幅より小さくしなければならない。ライナックで加速した電子ビームのバンチ全体に対するエネルギー幅は最低でも0.1%程度であるので、この条件が電子ビームおよび短波長 SASE に対する最も厳しい条件になる。単バンチ電子ビームのエネルギー幅は、加速 RF 電場がバンチ内で一定ではないことや、電子ビームが加速管内に誘起するウエーク場により生み出される。これらの効果は時間依存性があるため、バンチの一部を取り出すとエネルギー幅はずっと小さいが、この中心エネルギーがバンチ内で変化することにより全体のエネルギー幅を大きくする。電子ビームのバンチ長より光波長が十分に短い場合には、バンチ全体にわたり積分したエネルギー幅ではなく、飽和領域まで増幅するのに必要な、 $\Delta l \sim \lambda/\rho$ で与えられる電子バンチの短い1部分だけのエネルギー幅が問題になるので、必要な条件が幾分緩和される。FEL パラメーターは、アンジュレーター内の長さを出来るだけ短くするばかりではなく、SASE を発生させるために $\rho \sim 10^{-3}$ 以上の値でなければならない。

$$\text{条件(4)} \quad N\lambda \ll \sigma_z \quad (19)$$

アンジュレーター内を進む電子は、磁場の1周期毎に1波長だけ光より遅れるので、周期数 N のアンジュレーターで飽和レベルまで達したコヒーレント光の波数は $N\lambda$ である。このような光を作り出すためには電子ビームのバンチ長がこの値よりも十分に長くなければならない。この条件は、次に述べる SASE の強度変動を抑えるためにも重要である。

自発放射のノイズ成分を種光とする SASE の出力強度は統計的に変動する^{11,12)}。電子ビームと光は相互作用しながらお互いに影響を受けるので飽和レベルまで達すると

$$L_c = \frac{\lambda}{2\pi\rho} \quad (20)$$

で定義されるコオペレーション長 (cooperation length) の範囲にある光はコヒーレントになる。SASE の発生は時間的にランダムであるので、統計変動を抑えるためには、長時間の平均を取る必要がある。電子ビームのバンチ長を観測時間と考えると、この中に含まれるコヒーレント光の平均のパルス数は

$$M = \frac{\sqrt{2\pi}\sigma_l \Omega_d}{2\pi L_c \Omega_c} \quad (21)$$

となる。ここで Ω_d は光の検出器が決める立体角で $\Omega_c = \pi\lambda/L_u = \pi\lambda/N_u\lambda_u$ はコヒーレント立体角 (coherent solid angle) である。SASE 強度を I 、その平均値を $\langle I \rangle$ すると、その強度分布はガンマ分布

$$f(I) = \frac{M^M}{\Gamma(M)} \langle I \rangle^{-M} \left[\frac{I}{\langle I \rangle} \right]^{M-1} \exp \left[-M \frac{I}{\langle I \rangle} \right] \quad (22)$$

に従う。ここで $\Gamma(M)$ はガンマ関数、 $M^{-1} = \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle / \langle I \rangle^2$ は規格化された分散である。 M は又光パルスの平均の自由度または平均のモード数と理解される。強度の平均値が $\langle I \rangle = 1$ に等しいとして計算した分布関数を Fig. 4 に示す。バンチ長がコオペレーション長に近い場合には、 $M=1$ の分布になり、SASE の強度分布はゼロに最大値を持つ負の指数関数分布となる。この場合の強度変動幅は100%となり、光が出ないことが頻度高く起こる。バンチ長が十分に長い場合には、図に示す $M=20$ の場合のように、ガウス分布に近い分布関数になるので、強度変動幅は小さくなる。

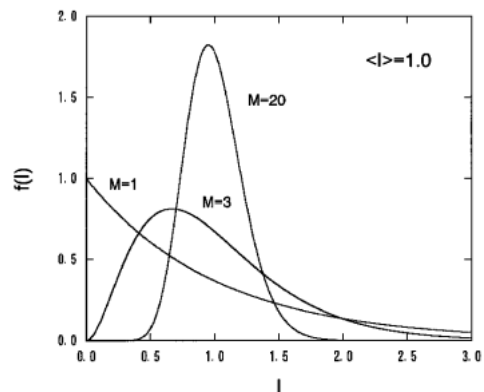


Figure 4. Intensity distributions of SASE. The function $f(I)$ is the gamma distribution function given by Eq. (22) and M is the mean value of the number of modes in a light pulse given by Eq. (21). The mean intensity is assumed to be 1.0.

条件(1)から(4)は SASE の 1 次元理論が適用できるための条件であるが、逆にこれらの条件が成立するような高輝度電子ビームを用いないと SASE によるコヒーレント光が発生できないことを意味する。

短波長コヒーレント光の発生で最近注目を集めているのが、SASE の非線形高調波発生である。SASE の基本波の発振により、アンジュレーター中を進む電子ビームの光波長でのバンチングが進むにつれて、空間密度分布が先鋭化して高調波成分を含むようになる。この電子密度分布によるコヒーレント高調波光の発生を、非線形高調波発生とよび、シミュレーションと理論により研究が行われている^{13,14)}。SASE の基本波が飽和パワーレベルに近づくと、高調波パワーはゲイン長

$$L_G^{(h)} = \frac{L_G}{k} \quad (23)$$

で急速に増大する。ここで k は高調波の次数である。非線形高調波の発生が基本波による電子の密度変調に依存しているため、基本波の飽和に伴って高調波パワーも飽和する。飽和状態では、偶数次の高調波より奇数次の高調波のパワーが大きいが、電子エネルギーが低下するに伴い偶数次も相対的に強くなる。高調波の飽和パワーは最も出力の高い 3 次高調波で基本波の 1% から 0.1% 程度以下であると予想されているが、実用上十分な高いパワーレベルであるため、SASE の利用可能なエネルギー範囲を広げる手法と考えられる。

5. SASE の実験研究

SASE の実験研究が何時頃から始まったかを調べると、1970 年代の後半に盛んに研究が行われたラマン領域の FEL までさかのぼれる¹⁵⁾。ラマン領域の FEL では、電子エネルギーが比較的低いために、空間電荷力による電子間相互作用が電子ビームの空間密度分布の成長を促進するので、高い増幅率が実現できる。1980 年代の半ばには、ラマン領域の SASE でノイズから立ち上がったパワーがアンジュレーター内で指数関数的に増大するのを明らかにした実験が行われた¹⁶⁾。電子エネルギーが高く、空間電荷力が無視出来るコンプトン領域で且つ赤外線領域の SASE 発生実験を行ったのは、我々の知る限り阪大産研が最初である。1991 年に、L バンド電子ライナックで加速した大強度単バンチビームを用い、ビーム電流の増加に対して非線形なパワーの増大を波長 20 と 40 μm で観測した¹⁷⁾。1990 年代の後半には、既存のライナックを用いて赤外線領域の SASE 発生の研究が、アメリカやフランス、日本で行われた¹⁸⁻²⁴⁾。2000 年に入ってから、SASE 研究用の加速器とアンジュレーターを用いた短波長領域の SASE 発生実験がドイツとアメリカで行われた。ドイツの DESY では、波長 80 から 180 nm の真空紫外線領域で

SASE の発生に成功した³⁾。アメリカのアルゴンヌ国立研究所 (ANL) では、波長 530 nm と 385 nm の可視・紫外領域の SASE で、初めて出力パワーが飽和に達する高出力光の発生を観測した^{26,27)}。アメリカのブルックヘブン国立研究所 (BNL) では近赤外の SASE で同じくパワーの飽和を達成した²⁵⁾。これら SASE の実験研究を **Table 1** にまとめて示す。日本で SASE 発生の実験研究を現在行っているのは、阪大産研のみであるので、ここでの実験の概要を紹介する。

阪大産研附属放射線実験所の 38 MeV-L バンド電子ライナックは、3 台の加速空洞で構成されるサブハーモニックバンチャーシステムを持ち、最大電荷量 91 nC の大強度単バンチ電子ビームを加速することが出来る。この電子ライナックを使って赤外 FEL の開発研究を 1990 年頃から行ってきた。その過程で FEL 用アンジュレーターを使い 1991 年に SASE の発生実験を行った¹⁷⁾。この研究はその後一時中断したが、短波長コヒーレント光発生を確立することを目的に、既存の遠赤外 FEL 装置を用いて赤外・遠赤外領域で SASE の発生と特性測定の実験研究を 1998 年頃に再開した。

L バンド電子ライナックと赤外・遠赤外 FEL 装置の模式図を **Fig. 5** に示す。SASE の発生実験を行う前に、ライナックで加速した単バンチ電子ビームのエミッタンスやエネルギー幅、バンチ長、バンチ当たりの電荷量を広い電子エネルギー範囲で測定した。SASE の発生実験では通常バンチ当たり 15~20 nC の単バンチ電子ビームを用いる。この電荷量は、FEL ビームラインのビームストッパーをファラデーカップとして測定した。11~32 MeV の範囲で測定した電子ビームのエネルギー幅は 1.1~4% (FWHM) であり、電子エネルギーの低下と共に増大する。真空中に置いたステンレス板を電子ビームが通過する時に放射する可視遷移放射を、ストリークカメラで測定することにより求めたバンチ長は 20~30 ps (FWHM) である。バンチ当たりの電荷量とバンチ長から計算で求めたピーク電流は 1 kA 前後である。四極磁石掃引法で求めた規格化エミッタンスは水平・鉛直方向共に 150~200 π mm mrad である。永久磁石を用いた水平振動型のアンジュレーターの周期長は 6 cm、周期数 32、全長は 1.92 m である。磁極ギャップを 30~120 mm の範囲で変えることに

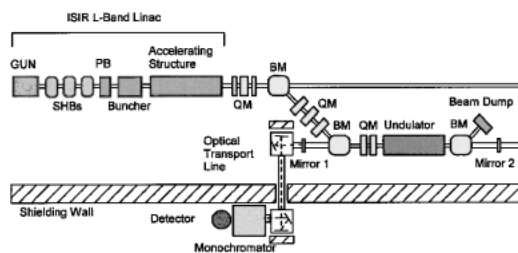


Figure 5. Schematic drawing of the experimental arrangement for SASE at ISIR, Osaka University.

Table 1. SASE experiments

Institute	Wavelength	Gain	Year	Comments
LLNL ^{a)}	8.66 mm (34.6 GHz)	10 ⁴	1985	z-dependence, Exponential growth
ISIR, Osaka University ^{b)}	20, 40 μ m	$\sim 10^2$	1993	Current dependence, Non-linear increase
	70 \sim 180 μ m	$\sim 10^6$	1999 \sim 2000	K-value dependence, Wavelength spectra, 2 nd HG
SUNSHINE, Stanford University ^{c)}	47 μ m	10 \sim 100	1996	z-dependence, Exponential growth
CLIO, LURE ^{d)}	5, 10 μ m	<5	1997	Current dependence, Wavelength spectra
LANL ^{e)}	15.3 μ m	300	1998	Current dependence
	12 μ m	>10 ⁵	1998	
PBPL, UCLA ^{f)}	16 μ m	40	1998	Current dependence, Intensity fluctuation
ATF, BNL ^{g)}	1.064 μ m	2 \sim 6	1998	Current dependence
	633 nm	>1		
VISA, ATF, BNL ^{g)}	830 nm	2 \times 10 ⁶	2001	Saturation
LEUTL, APS, ANL ^{h)}	530 nm	\sim 300	2000	z-dependence, Exponential growth
	530 nm	10 ⁵	2000	Saturation
	385 nm	10 ⁵		Saturation
TTF-FEL, DESY ⁱ⁾	80 \sim 180 nm	10 ³ \sim 10 ⁴	2000	Current dependence, Wavelength spectra

a) Lawrence Livermore National Laboratory, California, USA¹⁶⁾.

b) Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University, Osaka, Japan^{17,19,28)}.

c) SUNSHINE Facility, Stanford University, California, USA¹⁸⁾.

d) CLIO, LURE, Orsay, France²⁰⁾.

e) Los Alamos National Laboratory, New Mexico, USA^{21,22)}.

f) Particle Beam Physics Laboratory, University of California, California, USA²³⁾.

g) Accelerator Test Facility, Brookhaven National Laboratory, New York, USA²⁴⁾. Visible to Infrared SASE Amplifier, ATF, BNL²⁵⁾.

h) Low Energy Undulator Test Line, Advanced Photon Source, Argonne National Laboratory, Illinois, USA^{26,27)}.

i) TESLA Test Facility, Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg, Germany^{3,30)}.

より、K 値を最大1.472まで大きくすることが出来る。計算では、電子ビームとアンジュレーターの K 値を変えることにより基本波のピーク波長を11 \sim 205 μ m の範囲で変えることが出来る。電子ビームとアンジュレーターの特性を **Table 2** に示す。

電子ビームエネルギーが12 MeV の時、**Table 2** に示す数値を用いて計算した FEL パラメーターは $\rho=0.02$ である。この FEL パラメーターは他の大部分の SASE 実験に比べると1桁大きい。ゲイン長は $L_g=0.14$ m で、ピーク出力は $P_{out}=5$ kW、増幅率は $P_{out}/P_{in}=10^6$ となる。パワー飽和長は約3 m であるので、長さ1.92 m のアンジュレーターでは飽和に達することは期待できない。

次に1次元理論により与えられる SASE の発生条件をこの電子ビームが満足するか調べた。**Figure 6(a)** に、電子エネルギーとアンジュレーターの周期長および K 値から計算した光の波長と測定した電子ビームのエミッタンスを比べる。点線は規格化エミッタンスを 200π mm mrad とし計算した値を示す。光ビームと電子ビームの空間的な重なりを与える条件(1)は $K=1.472$ に対して電子エネルギーが20 MeV 以下の領域で満足される。光の回折損失の重要度を評価する条件(2)の式を書き換えると $\lambda L_{gain}/4\pi\beta < \epsilon_{x,y}$ となる。**Figure 6(b)** で、ビーム特性より計算した左辺と実験で求めたエミッタンスを比べる。電子ビームのエミッタンスは全てのエネルギー領域で曲線より大き

Table 2. Main parameters of the electron beam and the undulator for SASE experiments at ISIR, Osaka University

<i>Electron beam</i>	
Accelerating frequency	1.3 GHz
Energy	11–32 MeV
Energy spread (FWHM)	1.1–4%
Charge/bunch	>20 nC
Bunch length (FWHM)	20–30 ps
Peak current	\sim 1 kA
Normalized emittance	150–200 π mm mrad
Repetition	60 Hz
Mode	Single bunch
<i>Undulator</i>	
Total length	1.92 m
Magnetic period	60 mm
No. of periods	32
Magnet gap	120–30 mm
Peak field	0.37 T
K-value	0.013–1.472

いので回折による損失は少なく、光ガイドングが働くことが期待できる。SASE の増幅バンド幅より電子ビームのエネルギー幅が小さいことが必要であるという条件(3)が成立するか **Fig. 6(c)** で調べる。測定した電子ビームのエネルギー幅は、電子エネルギーが低い領域では増大するが、

FELパラメーターも大きくなる。最大のK値に対しては、全ての領域でこの条件は成立する。Table 2に示すようにアンジュレーターの周期数は32であるので、波長100と200 μm の波束の時間幅はそれぞれ11と22 psとなる。これらの値とTable 2に示す電子バンチの半値幅20~30 psを比べると、条件(4)は十分には成立しないが、かろうじて全波束を増幅できるバンチ長である。式(20)で計算するコオペレーション長は0.5~1 mmであり、式(21)で求まるコヒーレント光の平均パルス数は $M=1.7\sim 2.2$ であるのでパルス強度の変動は大きいであろう。以上をまとめると電子エネルギーが20 MeV以下の領域で、SASEの1次元理論が適用出来る。従って、強いSASEの発生が期待できる。

SASE発生と特性測定の実験を行う場合には、Fig. 5に示すFEL用光共振器の上流側の反射鏡を取り外し、SASE強度が大きいアンジュレーター出口付近で発生した光を効率よく集める曲率半径を持つ球面鏡を下流側に取り付ける。単バンチ電子ビームがアンジュレーターを通過する時に放射した光を下流側の反射鏡で反射して上流側に取り出す。空気による光の吸収を避けるために真空排気した光輸送路を通して測定室に導き、回折格子分光器を通した後、液体ヘリウムで冷却したGe:Ga半導体検出器で遠赤外光を測定する。分光測定を行わない場合は、分光器の回折格子を平面鏡に交換する。このように測定した光強度をアンジュレーターのK値の関数としてFig. 7に示す。白

丸と黒四角は異なる2つの条件で測定した光強度の絶対値である。点線はSASEの1次元理論による計算値である。ここで、測定系の立体角は十分に大きく、発生した光を全て検出したと仮定した。また、計算で用いた電子ビームの規格化エミッタンスは、測定値平均より小さい100 π mm mradであるとしたが、強度の規格化は行っていない。絶対値に多少の任意性があるものの、3桁にわたる光強度の変化と異なる2条件共に実験値と理論値はよく一致するので、観測した光をSASEと同定した¹⁹⁾。電子エネルギー11.96 MeVの時に測定したSASEの波長スペクトルをFig. 8に示す。これらの波長スペクトルは、検出器の感度と回折格子の効率の補正は行っていない。それぞれのアンジュレーターギャップに対して1から3つのピークが見える。右端のピークは、電子ビームエネルギー

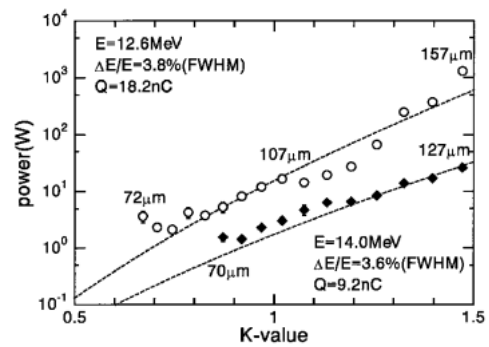


Figure 7. SASE power as a function of the K-value of the wiggler. The parameters of the wiggler are listed in Table 2.

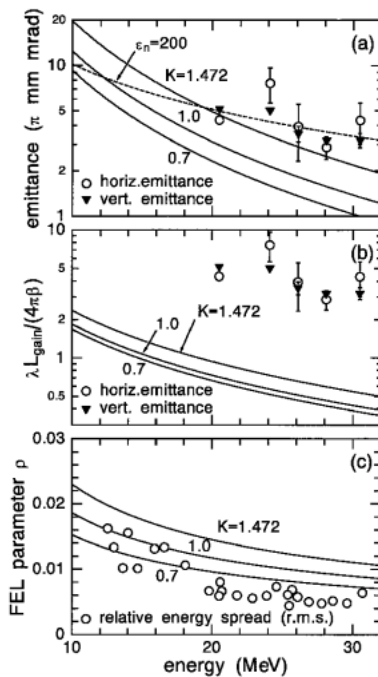


Figure 6. Test for application of the one-dimensional SASE theory. (a) Matching between electron and photon beam sizes given by Eq. (15), (b) gain length and Rayleigh length given by Eq. (16), and (c) condition for the exponential growth given by Eq. (1).

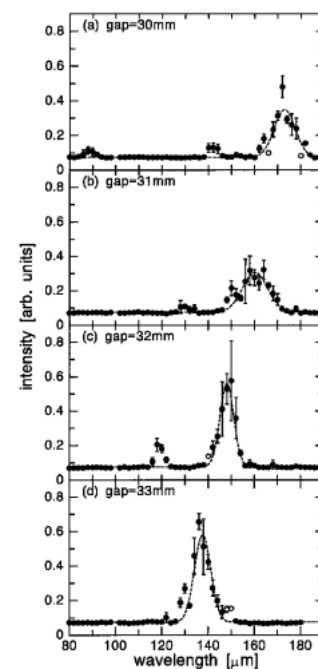


Figure 8. Wavelength spectra of SASE measured by varying the undulator gap. The left-most peak in (a) is the 2nd order peak due to non-harmonic generation of SASE.

とアンジュレーター K 値から計算した基本波の波長とよく一致するので SASE の基本波であることが分かる。

Figure 8(a) の左端の小さなピークは、波長が基本波のちょうど半分であるので、理論的に予言されていた SASE の非線形高調波発生による 2 次高調波と同定した²⁸⁾。これは非線形高調波発生による SASE 高調波の初めての実験的観測である。

6. コヒーレント X 線の発生

SASE に基づいたコヒーレント X 線の発生と利用施設を建設する 2 つの計画が提案されている。アメリカ SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) の LCLS (Linac Coherent Light Source) 計画とドイツ DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) の TESLA-XFEL (TeV Energy Superconducting Linear Accelerator-X-ray Free Electron Laser) 計画であり、それぞれ大部のデザインレポートが作られている^{29,30)}。これらの報告書に基づき、X 線 FEL 計画の概要と期待される性能を紹介する。

6.1 LCLS 計画

LCLS の計画は、1.5 から 15 Å にわたる波長範囲で動作する SASE-FEL の研究開発施設を SLAC のライナックを使って実現するというものである。SLAC の 3 km のライナックの内、最初の 2 km は B-Factory の入射器に使われているが、残りの 1 km を使い加速する 14.3 GeV の高輝度電子ビームと全長 111.8 m のアンジュレーターを使い SASE を発生させる。

この計画の設計性能を Table 3 にまとめる。高輝度電子ビームを発生するために研究開発が進んでいるレーザーフォトカソード RF 電子銃を使い、パルス幅数 ps で電荷量 ~1 nC、ピーク電流 100 A、規格化エミッタンス ~1 π mm mrad の単バンチ電子パルスを 120 Hz で発生させる。電子ビームのピーク電流を最終的に 3.4 kA まで高めるために加速途中の 280 MeV と 6 GeV の 2 ヶ所で磁気バンチ圧縮を行う。磁気バンチ圧縮の過程で短い電子バンチから放射されるコヒーレントシンクロトロン放射によるエミッタンスの増大を防ぐための工夫がされている。SLAC の電子ライナックは、S バンドと呼ばれる加速周波数が 2.856 GHz の常温で動作する銅製の加速管を使用している。この様にしてエネルギー 14.3 GeV でピーク電流 3.4 kA、規格化エミッタンス 1.5 π mm mrad、バンチ長 158 fs (FWHM)、エネルギー幅 0.02% の電子ビームを生成する。電子ビームの時間構造を Fig. 9 上部に模式的に示す。この電子ビームを用いて SASE を発生するアンジュレーターは、周期長 30 mm で周期数 64 を 1 ユニットとして合計 52 ユニットから構成される。1 ユニットの長さは 1.92 m であり、ユニット間の間隔は 0.235 m であるので、全長 111.8 m となる。アンジュレーターの磁極ギャップは 6 mm 固定で、ピーク磁場は 1.32 T、K 値は 2.62 であ

Table 3. Design parameters and performance of LCLS and TESLA-XFEL

		LCLS	TESLA-XFEL (SASE1)	
Electron beam				
Energy	E	4.54~14.35	20~30	GeV
Peak current	I_p	3.4	5	kA
Normalized emittance	$\sigma_n^{a)}$	1.5	1.6	π mm mrad
Energy spread	$\sigma_E/E^{a)}$	2.1×10^{-4}	1×10^{-4}	
Micropulse duration	$\sigma_t^{a)}$	67	83	fs
Undulator				
Period length	λ_u	30	60	mm
Magnet gap	g	6	12~22	mm
Magnetic field	B_0	1.32	0.66~1.25	T
Deflection parameter	K	2.62	1~5	
Unit length	l_U	1.92	5	m
Drift space	l_D	0.235	1.1	m
No. of segments	N_{seg}	52	53	
Total length	L_U	111.825	323.5	m
SASE				
Wavelength	λ	1.5	1	Å
FEL parameter	ρ	4.7×10^{-4}	4.2×10^{-4}	
Power gain length	L_G	5.8	11.2	m
Saturation length	L_s	94.2	220	m
Cooperation length	L_c	51	38	nm
X-rays				
Wavelength	λ	1.5~15	1~5	Å
Peak power	P_{peak}	9	37	GW
Average Power	$P_{average}$	0.31	210	W
Average photon number	N_{photon}	2.0×10^{14}	1.0×10^{17}	phs/s
Average brilliance	$\mathcal{B}_{average}$	4.2×10^{22}	4.9×10^{25}	phs/s/mm ² /mrad ² /0.1%bw
Transverse dimensions	$\Sigma_{x,y}^{b)}$	78	100	μm
Angular divergences	$\Sigma_{x',y'}^{b)}$	1.0	0.8	μrad
Spectral width	$\Sigma_{\omega/\omega}^{b)}$	5×10^{-4}	8×10^{-4}	
Repetition rate	f_{rep}	120	5	Hz
Macropulse duration		—	1.07	ms
No. of micropulse		1	11500	
Micropulse intervals		—	93	ns
Micropulse duration	$\Sigma_t^{b)}$	232	100	fs
Energy in a micropulse	ϵ	2.6	~3.7	mJ

a) The letter σ denotes the standard deviation or the root-mean-squared value.

b) The letter Σ denotes the full width at half maximum (FWHM).

る。FEL パラメーターは、波長 1.5 Å で $\rho = 4.7 \times 10^{-4}$ であり、電子ビームのエネルギー広がりを考慮に入れたゲイン長は $L_G = 5.8$ m である。SASE により発生する X 線の

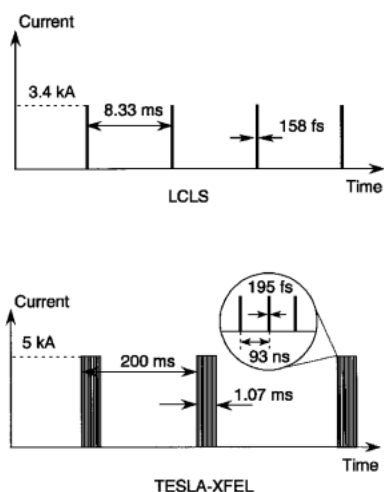


Figure 9. Time structures of electron beams to be used at LCLS and TESLA-XFEL.

波長は、電子ビームのエネルギーを変えることにより1.5から15 Åの波長範囲で可変である。X線は、横方向に対しては回折限界により決まるビームサイズと発散角を持つ。縦方向のスペクトル幅は 5×10^{-4} である。他方光パルスの時間幅は、半値幅で232 fsである。波長1.5 Åでのピークパワーは9 GWで光パルスのエネルギーは2.6 mJである。この光パルスが毎秒120個来るので、平均パワーは0.31 W、平均光子数は毎秒 2.0×10^{14} 個であり、同じく平均の輝度は 4.2×10^{22} (phs/s/mm²/mrad²/0.1%bw)である。平均の光子数と輝度は第3世代の放射光光源の値と大差は無いが、時間的なピーク値は500 MHz/120 Hz = 5×10^6 倍高いので、超高速時間分解実験に威力を発揮するであろう。

6.2 TESLA-XFEL 計画

DESYで提案されているTESLA-XFEL計画では、5台のSASE用アンジュレーターを用いて波長0.85から58 Åの範囲のコヒーレントX線を発生し、それを利用する。速い電子ビーム振り分けによりそのうち4台のSASE装置は同時使用が可能である。TESLA-XFEL計画では、独自の電子加速器を使うのではなく、高エネルギー物理学研究用に提案されている全長33 kmにおよぶリニアコライダーTESLAの一部である電子用ライナックの最初の2.5 km部分を使う。SLACのLCLS計画とよく似ているが、最大の違いは、TESLA-XFEL計画では電子加速器に超伝導ライナックを使う点である。このためにコヒーレントX線のピークパワーが高いたけでなく、平均パワーも第3世代放射光光源に比べて桁違いに大きな値が得られる。

この計画の設計性能をTable 3に示す。レーザーフォトカソードRF電子銃でパルス幅20 psでピーク電流50 A、電荷量1 nC、規格化エミッタンス $\sim 1 \pi$ mm mradの

電子パンチを発生する。電子銃で発生した直後の電子マイクロパルスはz方向に標準偏差1.7 mmのガウス分布を持つが、これを150 MeVまで加速した点で最初のパンチ圧縮を行い250 μmにする。次に500 MeVの点で2回目のパンチ圧縮により100 μmに、最後に2.5 GeVで25 μmに圧縮し、ピーク電流5 kAの電子ビームを主ライナックに入射する。超伝導ライナックは加速周波数が1.3 GHzのLバンドライナックであり、超流動Heで2 Kに冷却した9セルのニオブ製の加速管を1単位とする。ライナックは10 Hzで運転され、SASE用の電子ビームと高エネルギー実験用の電子ビームを交互に加速する。XFEL用のビーム加速の際には、9.2から23.4 MeV/mの範囲にある最適加速勾配で、電子ビームを13 GeVから最高50 GeVまで加速する。主ライナックへの入射点から測った電子ビームの取り出し点は、13~27 GeVのビームに対する1365 mの位置と、20~50 GeV電子ビームに対する2470 mの位置の2点である。波長範囲や偏向特性の異なるX線の発生と利用のために、高エネルギービームラインにはSASE-1とSASE-2の2台のXFELを、低エネルギービームラインにはSASE-3からSASE-5のXFELを準備する計画である。ここでは、このうち最も短い波長を担当するSASE-1を紹介する。当初の計画では、エネルギー20~30 GeVでピーク電流5 kA、規格化エミッタンス 1.6π mm mrad、パンチ長195 fs、エネルギー幅0.01%の電子ビームを使用する。Figure 9下部に示す様に、この電子ビーム、従ってSASEの時間構造は、マイクロパルスの時間間隔は93 nsでマクロパルス幅1.07 ms、繰り返し5 Hzである。SASEを発生するアンジュレーターは、周期長60 mmで磁極ギャップは12~22 mmの範囲で可変である。ピーク磁場は0.66~1.25 T、K値は1~5の範囲で変わる。長さ5 mのアンジュレーターを1ユニットとして合計53ユニットから構成される。ユニットの間隔は1.1 mであるので、アンジュレーターの全長は323.5 mとなる。ユニット間には、電子ビーム集束用の四極磁石や位置モニター、ステアリング磁石、電子-光位相調整器、真空排気ポンプなどが設置される。FELパラメーターは、波長1 Åで $\rho = 4.2 \times 10^{-4}$ であるが、エネルギーの広がり考慮に入れたゲイン長は $L_G = 11.2$ mとなる。電子ビームのエネルギーとアンジュレーター磁場を変えることによりSASE-1では1から5 Åの範囲でX線の波長を変えることが出来る。X線ビームは回折限界で決まるの横方向サイズと発散角を持つが、アンジュレーター出口でその半値幅はそれぞれ100 μmと0.8 μradである。縦方向のスペクトル幅の固有値は 8×10^{-4} であり、光パルスの時間半値幅は、100 fsである。波長1 Åでのピークパワーは37 GWで、光パルスのエネルギーは ~ 3.7 mJである。この光パルスが毎秒11500個 $\times 5$ 回放射されるので、平均パワーは210 W、平均光子数は毎秒 1.0×10^{17} 個であり、平均の輝度は 4.9×10^{25} (phs/s/mm²/mrad²/0.1%bw)となる。ピークパワー

はもとより、平均の光子数と輝度も第3世代の放射光光源の値より桁違いに大きい。

7. おわりに

真空紫外線からX線領域にわたる波長範囲で、空間的および時間的に高いコヒーレンスを持つ光を発生することが出来るSASEは、第4世代であると共に究極の放射光光源である。理論とシミュレーションによる研究で調べられてきたSASEは、ミリ波・赤外から短い波長領域に拡大して行われている実験により原理検証が確立しつつあり、いよいよコヒーレントX線の発生と利用が具体的な目標となる段階にきた。SASEは高いピークパワーを持つ光を発生するばかりではなく、超伝導ライナックを使えば高い平均パワーを持つ装置も実現可能である。TESLA-XFELの設計値によると、波長1ÅのX線の平均パワーは210Wであるが、X線発生に使用する電子ビームの時間割合は連続運転をした場合のわずか0.5%である。もし、この加速器を連続運転して最大パワーを引き出すと、X線の平均出力は42kWにもなる。SASEによるコヒーレント光は、物質と光との相互作用が強い真空紫外線から軟X線領域でも、基礎科学から応用研究、さらに将来の産業利用にも有用であろう。

短波長領域でのSASEの発生と利用には、加速器をはじめアンジュレーターや光ビームラインなど解決すべき多くの問題が存在する。また、従来の放射光光源加速器と比べても、大型で高価な装置である。このような問題を乗り越えて、ここで紹介したSASEの研究センターを実現するために、アメリカとドイツでは多くの機関の協力により開発研究を進めている。我が国では、SASE発生の研究をする人々は強い興味を持っているが、それを利用する研究者の理解が十分でないように思われる。基礎研究や開発研究を進めるためにも、放射光利用者の理解と支持、援助が必須である。この一文がその助けとなれば幸いである。

参考文献

- 1) R. Bonifacio, C. Pellegrini and L. M. Narducci: Optics Comm. **50**, 373 (1984).
- 2) K.-J. Kim: Phys. Rev. Lett. **57**, 1871 (1986).
- 3) J. Andruszkow et al.: Phys. Rev. Lett. **85**, 3825 (2000).
- 4) 木原元央: 放射光 **9-3**, 220 (1996).
- 5) L. R. Elias, W. M. Fairbank, J. M. J. Madey, H. A. Schwettman and T. I. Smith: Phys. Rev. Lett. **36**, 717 (1976).
- 6) D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey, G. J. Ramian, H. A. Schwettman and T. I. Smith: Phys. Rev. Lett. **38**, 892 (1977).
- 7) R. M. Phillips: IRE Trans. Electron Devices **7**, 231 (1960).
- 8) I. Pinayev: Proc. 22nd Int. FEL Conf. Durham, North Carolina, USA (August 13-18, 2000).
- 9) K.-J. Kim and M. Xie: Nucl. Instr. Meth. **A331**, 359 (1993).
- 10) E. T. Scharlemann, A. M. Sessler and J. S. Wurtele: Nucl. Instr. Meth. **A239**, 29 (1985).
- 11) R. Bonifacio, L. De Salvo, P. Pierini, N. Piovella and C. Pellegrini: Phys. Rev. Lett. **73**, 70 (1994).
- 12) E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller and M. V. Yurkov: Optics Comm. **148**, 383 (1998).
- 13) H. P. Freund, S. G. Biedron and S. V. Milton: IEEE J. Quantum Electron. **36**, 275 (2000).
- 14) Z. Huang and K.-J. Kim: Phys. Rev. **E 62**, 7295 (2000).
- 15) P. C. Efthimion and S. P. Schlessinger: Phys. Rev. **A 16**, 633 (1977).
- 16) T. J. Orzechowski, B. Anderson, W. M. Fawley, D. Prosnits, E. T. Scharlemann and S. Yarema: Phys. Rev. Lett. **54**, 889 (1985).
- 17) S. Okuda, J. Ohkuma, N. Kimura, Y. Honda, T. Okuda, S. Takamuku, T. Yamamoto and K. Tsumori: Nucl. Instr. Meth. **A331**, 76 (1993).
- 18) D. Bocek, P. Kung, H.-C. Lihn, C. Settakorn and H. Wiedemann: Nucl. Instr. Meth. **A375**, 13 (1996).
- 19) R. Kato, R. A. V. Kumar, T. Okita, S. Kondo, T. Igo, T. Konishi, S. Okuda, S. Suemine and G. Isoyama: Nucl. Instr. Meth. **A445**, 164 (2000).
- 20) R. Prazeres, J. M. Ortega, F. Glotin, D. A. Jaroszynski and O. Marcouille: Phys. Rev. Lett. **78**, 2124 (1997).
- 21) D. C. Nguyen, R. L. Sheffield, C. M. Fortgang, J. C. Goldstein, J. M. Kinross-Wright and N. A. Ebrahim: Phys. Rev. Lett. **81**, 810 (1998).
- 22) M. J. Hogan, C. Pellegrini, J. Rosenzweig, S. Anderson, P. Frigola, A. Tremaine, C. Fortgang, D. C. Nguyen, R. L. Sheffield, J. Kinross-Wright, A. Varfolomeev, A. A. Varfolomeev and S. Tolmachev: Phys. Rev. Lett. **81**, 4867 (1998).
- 23) M. Hogan, C. Pellegrini, J. Rosenzweig, G. Travish, A. Varfolomeev, S. Anderson, K. Bishofberger, P. Frigola, A. Murokh, N. Osmanov, S. Reiche and A. Tremaine: Phys. Rev. Lett. **80**, 289 (1998).
- 24) M. Babzien, I. Ben-Zvi, P. Catravas, J.-M. Fang, T. C. Marshall, X. J. Wang, J. S. Wurtele, V. Yakimenko and L. H. Yu: Phys. Rev. **E 57**, 6093 (1998).
- 25) <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/VISA/>
- 26) S. V. Milton et al.: Phys. Rev. Lett. **85**, 988 (2000).
- 27) <http://www.aps.anl.gov/aod/mcrops/leutl/>
- 28) R. Kato, T. Okita, R. A. V. Kumar, T. Igo, T. Konishi, M. Kuwahara, M. Fujimoto, S. Mitani, S. Okuda, S. Suemine and G. Isoyama: Proc. 22nd Int. FEL Conf. Durham, North Carolina, USA (August 13-18, 2000).
- 29) The LCLS Design Study Group: SLAC-R-521, 1998/
<http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/>
- 30) TESLA Technical Design Report March 2001, DESY 2001-011, ECFA 2001-209, TESLA Report 2001-23, TESLA-FEL 2001-05, Part II-9, Part V/
http://tesla.desy.de/new_pages/TDR_CD/start.html