

## 〔研究〕

# 小型蓄積リングNIJI-IVを用いた紫外域における自由電子レーザーの研究

## Research on Free Electron Lasers in the UV Range Using the Compact Storage Ring NIJI-IV

山田 家和勝	清 紀弘	大垣 英明	三角 智久
K. YAMADA	N. SEI	H. OHGAKI	T. MIKADO
鈴木 良一	大平 俊行	豊川 弘之	山崎 鉄夫
R. SUZUKI	T. OHDAIRA	H. TOYOKAWA	T. YAMAZAKI

Free electron lasers (FELs) have an excellent potential to generate intense coherent radiation with extremely wide wavelength tunability ranging from microwaves to X-rays. At the Electrotechnical laboratory, research on FELs is being performed mainly in the ultraviolet (UV) region on a compact storage ring NIJI-IV. Efforts have been made to shorten the FEL wavelength by improving the machine performance, such as electron-beam quality, stored-beam current, laser-mirror reflectance. Now the NIJI-IV FEL can operate at 212 nm in the deep UV range, the wavelength range which only a few world existing FEL systems can reach. Here we report the present status of the NIJI-IV FEL research as well as some important topics on the storage-ring FELs.

### § 1 はじめに

通常のレーザーが、ある種の原子・分子等のエネルギー準位差を利用して光を増幅することにより、強力なコヒーレント光を発生するのに対して、自由電子レーザー (Free Electron Laser; FEL) は、真空中を光速に近い速さで“自由に”走る高エネルギー電子ビームを、アンジュレータと呼ばれる周期磁場発生装置で蛇行させることによりレーザー光を得るもので、アクティブに任意のレーザー準位を作り出すことのできる光増幅器である。FELはまた、近年注目されているシンクロトロン放射 (放射光) に、レーザーの持つコヒーレンスとハイパワーを付加したものと考えられ、原理的にはマイクロ波から X 線に至る広大な波長域において、連続波長可変で高出力、高効率というある意味で理想的なコヒーレント光源

となる可能性を持っている。FEL が実用化できれば、従来型レーザーと相補い合いながら、長波長域での物性研究や原子力エネルギー開発の他、短波長域では極めて精密な波長選択性を生かした新物質の創製やその反応過程の解明等の材料科学等、幅広い分野で利用できる画期的なツールとなることは間違いのないであろう。

電総研では 1981 年に、国内で 2 番目の放射光発生用電子蓄積リング TERAS が完成し、早くから放射光の利用やその高度化研究が可能となり、その一環として短波長域における FEL 研究が開始された。その開発の歴史は長く、1984 年頃から始まった基礎研究をベースに 1989 年から蓄積リングを用いた可視域の FEL 発振の研究が開始された。この研究はさらに紫外域の FEL 研究へと発展し、現在に至っている。この間、国内初の FEL 発振の実現と発振波長の可視から遠紫

KEY WORDS : Free Electron Laser, Synchrotron Radiation, Storage Ring, Optical Klystron, Dielectric Multilayer Mirror.

外域への拡大等，一連の成果を得，現在更に真空紫外域の FEL 開発へと展開しているところである。本稿では主に 1994 年以降の紫外域における研究成果を中心に，当所における FEL 研究の現状について報告する。

## § 2 電総研における FEL 研究

FELは1977年，スタンフォード大学（米国）の超電導リニアック（SCA）を用いて赤外域（3.4  $\mu\text{m}$ ）で世界初の発振に成功<sup>1)</sup>，その後1983年には LURE（フランス）で電子蓄積リング（ACO）を用いて可視域（650 nm）発振に成功<sup>2)</sup>する等，電総研で FEL の基礎研究が開始された 1984 年当時，世界的には既に幾つかの大きな成果が得られていたが，全体的にはまだ黎明期にあった。当所ではこのような中，既に稼動していた蓄積リング TERAS を用いて FEL 研究をスタートさせた。TERAS は放射光発生用として当時としては十分な性能があったが，FEL で必要となる条件（低エネルギー広がり，低エミッタンス，高ピーク電流）をクリアすることは難しく，またアンジュレータを挿入する直線部が短いため，レーザーゲインも小さく（1パスゲインは  $10^{-4}$  のオーダーであった），FEL 発振を実現することは容易ではなかった。しかし，これが逆に，微小ゲイン測定技術の開発<sup>3,4)</sup>や，超低損失光共振器関連技術<sup>5,6)</sup>等の開発につながり，後の電総研の FEL 技術を支えることとなった。その後，これらの要素技術をもとに1991年3月，当所における可視域（598 nm付近）の FEL 発振が実現し<sup>7,8)</sup>，これがわが国初の FEL 発振となった。TERAS での FEL 発振成功は微小

なレーザーゲインを最大限に利用したものであったが，更に短波長へと波長域を拡大するには，レーザーゲインの不足は決定的であった。このため更に大きなゲインを得るため FEL 専用の蓄積リング NIJI-IV\* が開発された。蓄積リング NIJI-IV の開発は1990年に始まり，翌1991年には初めてのビーム蓄積に成功した。これと並行して開発された長尺の光クライストロン（ETLOK-II）を導入することにより，1992年には TERAS に次いで可視域 FEL 発振が実現した<sup>9)</sup>。以後，当所では NIJI-IV システムを改良・高性能化しながら，FEL 発振波長域を短波長側へ順次拡大してきている。1994 年にはリングの動作パラメータの変更とセプトム・マグネットの改造による，ビームの低エミッタンス化と蓄積電流の増加により 350 nm 付近の近紫外域まで発振が可能となり<sup>10)</sup>，さらに1998年には，電子ビーム不安定性（特にヘッド・テール不安定性）の抑制に成功して<sup>11)</sup>，発振波長は 212 nm 付近の遠紫外域まで一気に拡大された<sup>12,13)</sup>。これは FEL における世界最短波長を更新するものであった。現在更に真空紫外域を目指した研究を進めている。

## § 3 FELシステム

FELは大きく3つの要素から成っている。電子ビームを供給する電子加速器，電子ビームを蛇行させ，光を発生・増幅するアンジュレータ，発生した光を閉じこめアンジュレータにフィードバックして増幅させることにより，光に指向性とコヒーレンスを与える光共振器である。典型的な FEL の模式図を Fig.1 に示す。

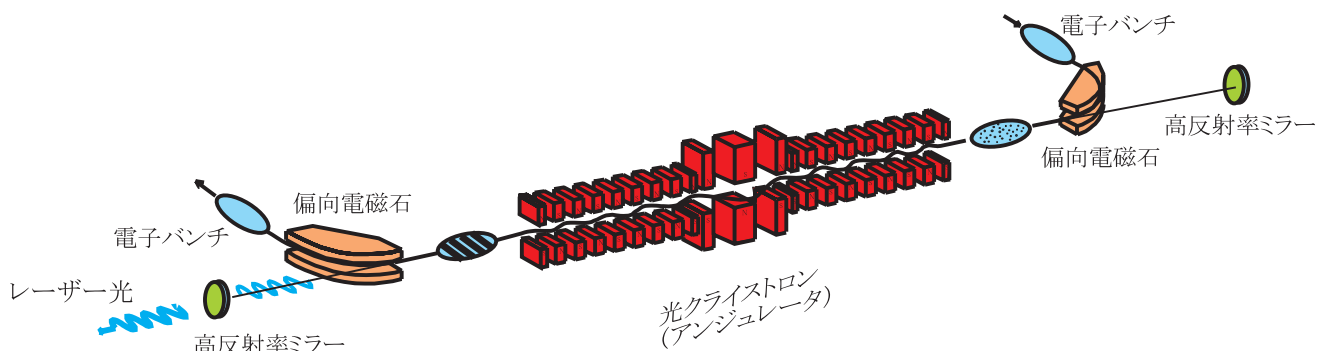


Fig.1 Schematic arrangement of typical free electron laser system.

\* NIJI-IVは世界初のFEL専用リングとして，当所と川崎重工の協力により開発された。

アンジュレータ内を電子が通過したとき、アンジュレータ軸上前方に放出される放射光の波長  $\lambda$  は、

$$\lambda = \lambda_0 / \gamma^2 [1 + K^2 / 2] \quad (1)$$

で表されることは良く知られている。ここで、 $\lambda_0$  はアンジュレータ磁場の周期長、 $\gamma (= E (\text{MeV}) / 0.511)$  は、電子の静止質量エネルギー単位で表した電子ビームのエネルギー、 $K (= eB_0\lambda_0 / 2\pi m_0 c = 93.4 B_0\lambda_0 \text{ (in SI)})$ 、 $e$ : 電気素量、 $B_0$ : アンジュレータ磁場のピーク磁束密度、 $m_0$ : 電子の静止質量、 $c$ : 真空中の光速) はアンジュレータの偏向パラメータで通常 1 のオーダーである。この放射光が光共振器内に閉じこめられ、アンジュレータで繰り返し増幅され FEL となる。従ってビームエネルギー、アンジュレータ磁場周期長、磁束密度のいずれかを変えることにより、任意の波長のレーザーを発生することができる。電総研では現在、電子加速器として小型の電子蓄積リング NIJI-IV を用いている。電子蓄積リングは、一般的にはリニアック等他の加速器より電子ビームのエネルギー広がりやエミッタンス (ビームサイズと発散角の積に対応する量) が小さいなど、ビーム品質が良く、エネルギーも高いことから、短波長 FEL 発生に適している。当所では将来の産業利用を視野に入れて、出来るだけコンパクトな蓄積リングを用いている。アンジュレータは永久磁石を交互の極性で多数並べたものであるが、限られたスペースで出来るだけ高いゲインを得るため、後で述べるように中央部にエネルギー分散部を設けた構造 (光クライストロン) になっている。光共振器には凹面鏡 2 枚で構成したファブリー・ペロー共振器を採用し、小さいレーザーゲインを補うよう、極めて低損失 (高反射率) の誘電体多層膜ミラーが用いられている。これらの要素技術について以下に説明する。

### 3.1 蓄積リング NIJI-IV

NIJI-IV は FEL 専用に開発された小型電子蓄積リングである。NIJI-IV の動作の詳細に関しては、これまでに多くの論文<sup>14-21)</sup>があり、また本彙報特集号でも別に詳しい報告があるので、それらを参照して頂くこととして、ここではリングの概要と最近の話題について述べる。



Photo1 Compact storage ring NIJI-IV

#### 3.1.1 NIJI-IVの基本性能

Photo.1 に NIJI-IV の全景を示す (模式図は前論文の図 1 を参照)。リング 1 周の長さは約 29.6 m と蓄積リングとしては小型で、またできるだけ大きなレーザーゲインを発生するための長尺アンジュレータが設置できるように、長直線部を持つレーストラック型となっている。リングは基本的には 6 台の電子ビーム偏向用 2 極電磁石と 12 台のビーム収束用 4 極電磁石で構成され、2 組の TBA (Triple Bend Achromat) ラティスを構成している。これにより小型ながら、ビームの収束性が良く (低エミッタンス)、電磁石の磁場強度に対する電子ビームの安定領域が広く、エネルギー分散の無い (電子エネルギーが異なっても電子軌道が一致する) 長直線部が採りやすい構造になっている。NIJI-IV のマシンパラメータを Table 1 に示す。最も長い直線部は 7.25 m で、ここに 6.3 m のアンジュレータ (光クライストロン) が設置されている。リニアックで ~310 MeV まで加速された電子ビームは、ビーム輸送系を経てリングに入射・蓄積される。蓄積電子ビームが偏向電磁石やアンジュレータで放射光を放出して失ったエネルギーは RF 加速空洞 (後述) で補われる。RF 空洞では加速位相にある電子のみが加速されるため、リング内のビームは集群化 (バンチング) されている。NIJI-IV では通常 16 個の電子バンチが回っているが、FEL ではこの内 1 バンチのみが使われる。電子バンチは光クライストロンの交番磁場で周期的に蛇行し、準単色の放射光を発生するが、この放射光の特定部分 ((1) 式の波長よ

り若干長い波長)が光クライストロン内で増幅され、非常に高輝度のFELとなる。FELを短波長で発振させるためには、電子ビームのピーク電流を高くし、短波長での大きな光共振器損失に打勝つ十分なレーザーゲインを発生しなければならない。このためには蓄積電流を増やすとともに、電子バンチを短くするのが有効である。電子バンチ長は RF加速空胴の

特性に大きく影響されるため、加速空胴の設計は重要である。電総研では最近、改良型 RF 加速空胴 (3.1.2を参照)を設計・導入した。レーザーゲインはまたアンジュレータを通過する電子ビームのエネルギー広がりとエミッタンスに敏感である。NIJI-IV の低電流時のエネルギー広がりとエミッタンスは  $2.28 \times 10^{-4}$  及び、 $4.913 \times 10^{-8}$  mrad と計算され (Table 1) , 十分小さい値となっているが、高電流時には、ビーム内に発生する不安定性によりこれらの値が増加し、結果的にレーザーゲインが増加しなくなる他、ビーム不安定性が成長して、ついには電子ビームが失われてしまう。従って高出力FELや短波長FELを目指す場合には、ビーム不安定性の抑制が不可欠となってくる。

Table1 Typical machine parameters of the NIJI-IV FEL system.

STORAGE RING	
Lattice type	triple-bend achromat
Periodicity	2
Circumference	29.6 m
Radio frequency	162.1 MHz
Harmonic number	16
Revolution frequency	10.1 MHz
Betatron tune	$\nu_x$ 2.291
	$\nu_y$ 1.214
Natural chromaticity	$\xi_x$ -2.97 (without SQS)
	$\xi_y$ -4.17 (without SQS)
Beam energy	310 MeV
Maximum stored current	330 mA (full-bunch mode)
	30 mA (one-bunch mode)
Momentum compaction factor	0.088
Relative energy spread	$\sigma_E/E$ $2.28 \times 10^{-4}$
Bunch length	$\sigma_l$ 22 mm
Natural emittance	$4.913 \times 10^{-8}$ m rad
OPTICAL KLYSTRON	
Magnetic period	
Undulator section	72 mm
Dispersive section	216 mm
Number of period (in undulator section)	42 x 2
Total length	6.288 m
Minimum gap distance	36 mm
Maximum magnetic field	0.34 T
Maximum deflection parameter	$K$ 2.29

3.1.2 RF加速空胴

シンクロトロン放射あるいはアンジュレータ放射を放出することにより失った電子エネルギーを補うため、蓄積リングでは RF 加速空胴を用いて高周波加速を行なう。このための加速空胴としては、Fig.2 に示すような、pill-box型、ノーズコーン型、リエントラント型などがある。これらに RF パワーを導入することにより、空胴のビーム軸に沿って正弦波電場 (加速電圧) が誘起される。空胴は等価的に LC 並列共振回路で表せる。ただし、Lは抵抗分Rを含むとする。この時Cの両端のインピーダンス (シャント・インピーダンス)  $Z_s$  は空胴の共振周波数  $\omega_0$  では、

$$Z_s = \omega_0^2 L^2 / R \tag{2}$$

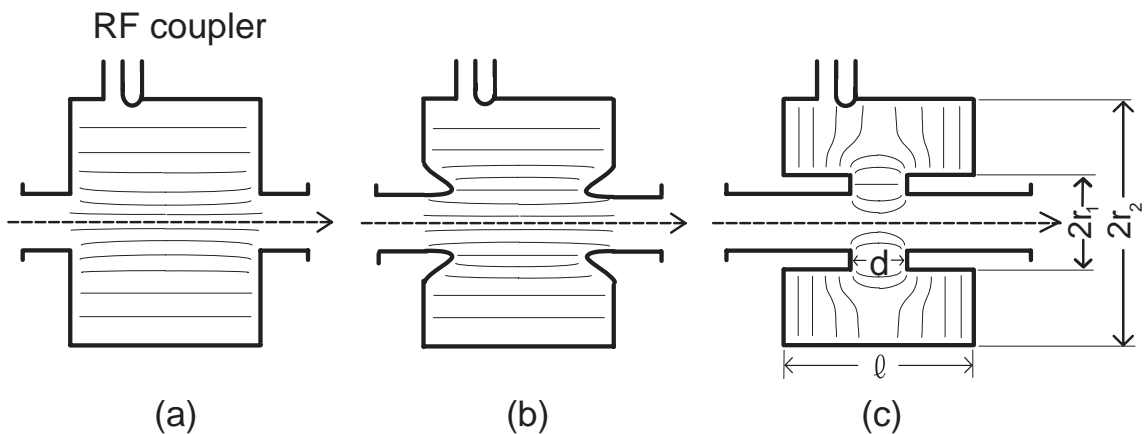


Fig.2 Structure of three different types of RF cavities: (a) pill-box, (b) nose cones, and (c) re-entrant.

と表すことができ、ここに発生する加速電圧の最大値は、空胴への正味の投入 RF 電力を  $P$  とすると、

$$V = (2Z_s P)^{1/2} \quad (3)$$

となる。従って十分な加速電圧を得るためには、シャント・インピーダンスを大きくする必要があり、そのためには空胴内面の電気抵抗を極力小さくして空胴の  $Q$  値を上げることが重要となる。空胴はそのため通常、銅あるいは銅 - クラッド鋼によって作製される。空胴形状はピルボックス型が最もシンプルであるが、この場合、加速ギャップが大きく、電子がギャップを通過する間の電圧変化 (transit time factor, TTF) が無視できなくなり、結果的に加速電圧低下を引き起こす。これに対してノーズコーン型やリエントラント型ではこの効果が抑えられる。当所では TTF 効果がより小さく、かつ加速電極部の冷却や共振周波数のチューニング機構が取り付けやすいリエントラント型を採用している。リエントラント型空胴の共振周波数  $f$  は、

$$f = c/\pi r_1 (2l/d * \ln(r_2/r_1))^{-1/2} \quad (4)$$

と表すことができる<sup>22)</sup> (記号は Fig. 2(C) 参照)。Fig.3 に NIJI-IV に最近導入した改良型 RF 空胴の詳細図を示す。共振周波数の設計値は 162 MHz であるが、電極間隔 ( $d$ ) と空胴側面の 2 個のプランジャーにより周波数を調整できる。シャント・インピーダンスは金属ビーズ摂動法<sup>23)</sup> により、また  $Q$  値は空胴の相対共振線幅の逆数 ( $f/\Delta f$ ) よりそれぞれ、1 MΩ および 6,000 と測定されている。

RF 空胴は電子にエネルギーを供給するだけでなく、ビームに様々な影響を与える。空胴内には正弦波的な加速電圧が発生しており、電子は Fig.4 のように、リング 1 周当たりのエネルギーロスをちょうど補える加速電圧  $V_r$  の回り (RF バケット) に捕捉・集群化 (バンチング) され、また RF バケット内でエネルギー振動 (シンクロトロン振動) しながらリングを周回する。電子ビームのバンチ長  $\sigma_l$  は次式のように表され、

$$\sigma_l = c\alpha(\sigma_\gamma/\gamma)/2\pi f_s \quad (5)$$

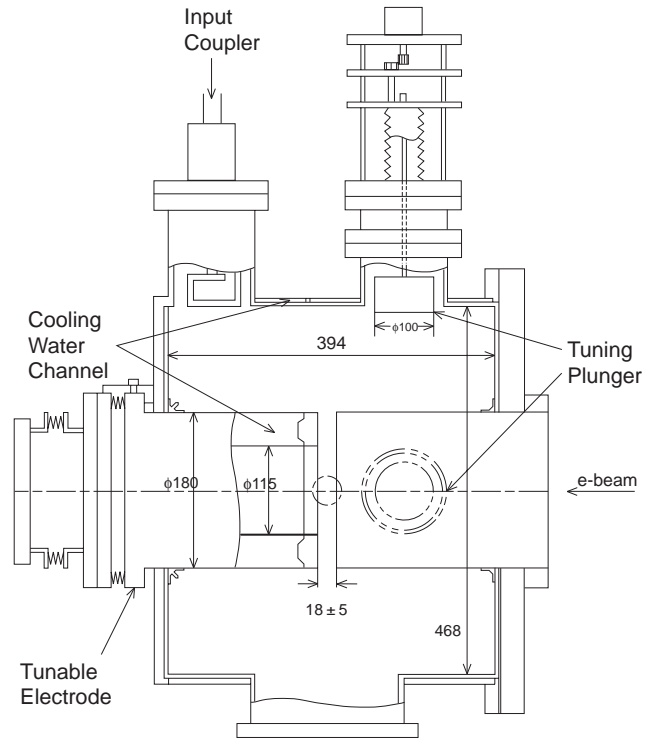


Fig.3 Detailed structure of a new RF cavity for the NIJI-IV.

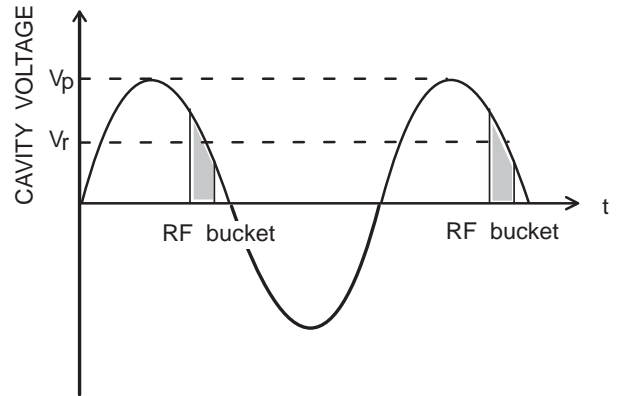


Fig.4 Cavity voltage and beam trapping.

シンクロトロン振動数  $f_s$  に逆比例するが、シンクロトロン振動数は加速電圧の 1/2 乗 (RF パワーの 1/4 乗) に比例するので、RF パワーを増加させることによりバンチ長を短くし、電子ビームのピーク電流を向上させることが出来る。(5) 式中の  $\alpha$  は、モーメントム・コンパクション・ファクターで電子の運動量変化に対する電子の周回軌道長の変化の割合を、また  $\sigma_\gamma/\gamma$  は電子ビームの相対的なエネルギー広がりを表す。Fig.3 の空胴は最大 15 kW (従来のほぼ 10 倍) までの RF 入力

が可能で、これによるピーク電流の向上により、FELゲインの増加が期待できる。また空胴内には加速モードの他に、多数の高次モードの電磁場 (Higher Order Mode; HOM) が電子ビームによって誘起され、これらが、次節に示すようなリングの真空チェンバー内で誘起される電磁場とともにビームの不安定性の原因になる。上記の空胴ではブランジャー2個を用いてHOMを制御することが可能となっている。

### 3.1.3 ビーム不安定性

ビーム不安定性<sup>24)</sup>は、電子ビームがビームを囲む真空チェンバーや加速空胴の内部に自ら誘起した電磁場 (wake field) から力を受けることによって起こる。今、円柱状の導体のパイプ内を、その中心軸にそって真っ直ぐに光速 $c$ で走る電荷 $q$ の単一荷電粒子を考え、これが誘起した電磁場によって、粒子の後方 $z'$ の位置で光速で走る単位電荷のテスト粒子に力を及ぼすとすると、その力の蓄積リング1周にわたる積分 (誘起電圧) を以下のように定義することができる。ただしここでは簡単のため粒子は軸の近傍にあって、横方向の運動は考えないものとする。

$$V_{\parallel}(z') = \int_0^L ds F_{\parallel} - qW_{\parallel}(z') \quad (6)$$

ここで $L$ は蓄積リングの周長、また $W_{\parallel}(z)$ はウエーク・ファンクションと呼ばれる。今、荷電粒子が密度分布 $\rho(z)$ を持つとすると(6)式は

$$V_{\parallel}(z') = - \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(z) W_{\parallel}(z' - z) \quad (7)$$

となる。両辺のフーリエ変換をとることにより、周波数領域では

$$\tilde{V}_{\parallel}(\omega) = - \tilde{I}(\omega) Z_{\parallel}(\omega) \quad (8)$$

と表される。ここで $\tilde{I}(\omega)$ はビーム電流( $I(z) = q\rho(z)$ )のフーリエ変換、 $Z_{\parallel}(\omega)$ はリングのインピーダンスで、ウエーク・ファンクションのフーリエ変換として次のように定義される。

$$Z_{\parallel}(\omega) = 1/c \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{-i\omega z/c} W_{\parallel}(z) \quad (9)$$

従ってビーム不安定性を抑えるには、出来るだけ誘起電圧を小さくするよう、リングのインピーダンスを小さくすれば良い。

インピーダンスは真空チェンバーの電気抵抗や、RF加速空胴、ペローズやチェンバー継目などの不連続部など様々な原因で発生するが、これらの内特に重要な加速空胴やチェンバー不連続部に対するインピーダンスは、下記のような空胴構造に対するインピーダンスを用いて評価できる。

$$Z_{\parallel}(\omega) = R_r / \{1 + iQ(\omega_r/\omega - \omega/\omega_r)\} \quad (10)$$

ここで $R_r$ は空胴の共振インピーダンス (= シャント・インピーダンス) である。RF加速空胴のように $Q$ 値が高い空胴では、上記のインピーダンスは共振周波数近傍に局在するが (ナローバンド・インピーダンス)、ペローズやチェンバー継目等の不連続部等 $Q$ 値の低い ( $Q \sim 1$ ) ところでは、上記のインピーダンスは広い周波数範囲に広がる (ブロードバンド・インピーダンス)。Fig.5 にこれらのインピーダンスの定性的なスペクトルを示す。比較的低周波数ではインピーダンスはインダクティブな成分が主で、共振周波数 $\omega_r$ では完全に抵抗分となる。図の様に高 $Q$ 空胴に対応するナローバンド・インピーダンスのピークも局在するが、加速器内でバンチングしたビームは広い周波数成分を持つので、ブロードバンド・インピーダンスを抑えることが非常に重要となる。ただしインピーダンスをゼロにするのは不可能であるから、不安定性の種類に応じて別の対策も必要となる。

各種のビーム不安定性に起因してバンチ内に起こる現象をTable 2 にまとめてある。不安定性は複数のバンチ間で起こるマルチバンチ不安定性と1つのバンチ内で起こるシングルバンチ不安定性に大別される。NIJI-IV は通常単バンチで運転されるので、シングルバンチ不安定性がより深刻で、このうちのヘッド・テール不安定性とタービュレント不安定性 (マイクロ波不安定性) が大きな問題となる。これらは共に、電子バンチの立ち上がり部が誘起した電磁場で、立ち下がり部の電子内にコヒーレントな振動が成長することによって起こるが、前者は電子ビームの進行方向に対して横振動 (ベータトロン振動)、タービュレント不安定性は縦振動 (エネルギー振

動)という違いがある。この内、ヘッド・テール不安定性はリングの電磁石(主に収束用4極電磁石)が持つエネルギー収差(クロマチシティー)が大きいと、ビームのベータatron振幅を急激に増加させ、ついにはバンチを吹き飛ばしてしまう。NIJI-IV

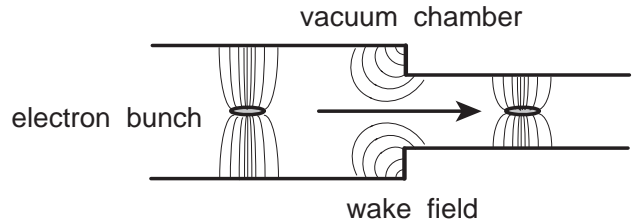


Fig.6 Wake field due to discontinuity on a vacuum chamber.

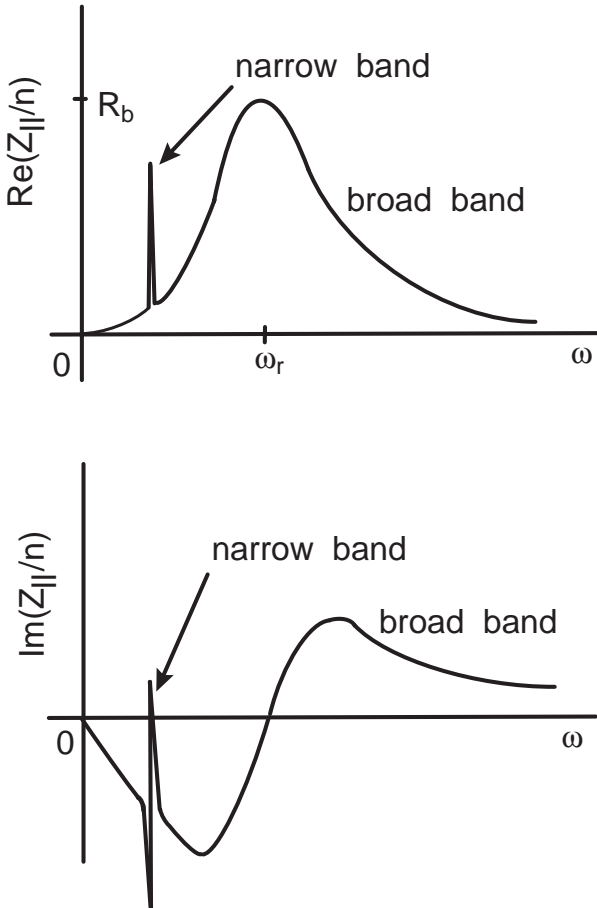


Fig.5 Typical spectra of resistive (upper) and reactive (lower) impedances in an accelerator.  $R_b$  is the broad-band impedance at resonance frequency.

ではこれまでこのタイプの不安定性が、最も強く現れ、ピーク電流が制限されていた。しかし最近では4極電磁石と6極電磁石を組み合わせ( SQS電磁石)<sup>11)</sup>、リングのクロマチシティーをほぼ完全に補正できるようになり、ヘッド・テール不安定性の抑制によって、蓄積ビームのピーク電流が従来の1 A から 5 A へ5倍増加し、レーザーゲインが著しく向上した。タービュレント不安定性では、ヘッド・テール不安定性のように、ビームを一瞬で失うことはないが、ビーム電流の増加とともに電子バンチ長が増加し、レーザーゲインが制限されるため、より高いピーク電流を得るために、これを抑制する必要がある。このためにはリングのブロードバンド・インピーダンスを小さくする必要がある。ブロードバンド・インピーダンスは前述のように主に、Fig.6 のようなチェンバーの不連続部のリアクタンスが原因となり、強いwake field が発生する。このため蓄積リングのチェンバー内面は出来るだけなめらかでなければならない。NIJI-IV の真空チェンバーは現状では不連続部が多く、結果的にインピーダンスは 20Ω 程度と大きな値となっている。今後真空紫外域で安定なレーザー発振を得るためには、これを数Ω 以下程度まで低下させる必要がある。

Table 2 Instabilities in the stored beam.

<b>Multi-Bunch Issues</b>	
Coherent Bunch Oscillation	
- Coupled-Bunch Instability	
<b>Single-Bunch Issues</b>	
Bunch Lengthening	
- Potential-Well Distortion	
- Turbulent (Longitudinal Microwave Instability)	
Sudden Beam Loss	
- Head-Tail Instability (Transverse Microwave Instability)	

### 3.2 アンジュレータ

アンジュレータは、電磁石や永久磁石を交互の極性で多数並べ、更にこれらの磁石列を対向させた周期磁場発生装置で、高エネルギー電子を蛇行させることにより放射光を発生させる。電子が蛇行する度に発生した放射光は干渉によって特定の波長のみが強調され単色性が良くなる。このときの中心波長(共鳴波長)は(1)式に従い、またそのスペクトル幅は  $\Delta\lambda \sim 1/N$  ( $N$ はアンジュレータ磁場の周期数)程度

となる。この状態では放射光はまだインコヒーレントである。アンジュレータが十分長いか或いは、光共振器を用いて発生した放射光を閉じこめ再度アンジュレータに戻すと、アンジュレータ磁場による電子の横方向速度と放射光の電磁場とによるローレンツ力により電子バンチの中にほぼ光の波長の微細なバンチが発生するが(マイクロバンチング)、マイクロバンチが放射光の電場に対して丁度減速位相に入るときには、放射光の電磁場が増幅され、コヒーレントなレーザーとなる。ある電子エネルギーに関して共鳴波長の光に対しては、マイクロバンチ内の電子のうち加速位相と減速位相に入る電子数は同数であるため、光は増幅も吸収も受けないことになるが、共鳴波長より少し長い波長の光に対してはマイクロバンチの大部分が減速位相に入りレーザーゲインが発生する。結果としてレーザーゲインは自発放射光のスペクトルの微分に比例することになる(Madeyの定理)<sup>25)</sup>。より大きなレーザーゲインを発生するには、上述の様なマイクロバンチを強く起こすことが重要であり、このためにはできるだけ長いアンジュレータが必要である。しかし特に蓄積リングを用いる場合はスペースが限られているので、通常、アンジュレータ

の中央部に磁場の強い分散部を設けた構造とすることが多い。分散部では運動量の大きい電子の蛇行は小さく、運動量の小さい電子の蛇行は大きいため、入側のアンジュレータで発生したマイクロバンチが出側のアンジュレータで強調され、より大きなゲインが得られる。この構造を光クライストロンと呼んでいる。NIJI-IVではFig.7に示すような、全長6.3mの光クライストロン(ETLOK-II)<sup>26)</sup>を用いている。アンジュレータ部及び分散部の磁場周期長はそれぞれ72mm, 216mmで、高い残留磁束密度が得られるNd-Fe-B系永久磁石(NEOMAX-35H)を使用している。ETLOK-IIの各種パラメータはTable 1中に示されている。ETLOK-IIの軸上の縦方向磁場の分布とその中を通過した電子ビームの蛇行の様子をFig.8(a),(b)に示す。光クライストロンで発生できるゲインは(11)式で表される<sup>27)</sup>。ただしFELのゲインは光がアンジュレータを1回通過した時の正味の光強度の増加率( $\Delta I/I$ )で定義されている。

$$G = 1.22 \times 10^{-13} \lambda_0^2 (N+N_d) N^2 K^2 [JJ]^2 f \rho_e F / \gamma^3 \quad (11)$$

ここで  $N_d$  は分散部内で電子を追い越す光の周期数、

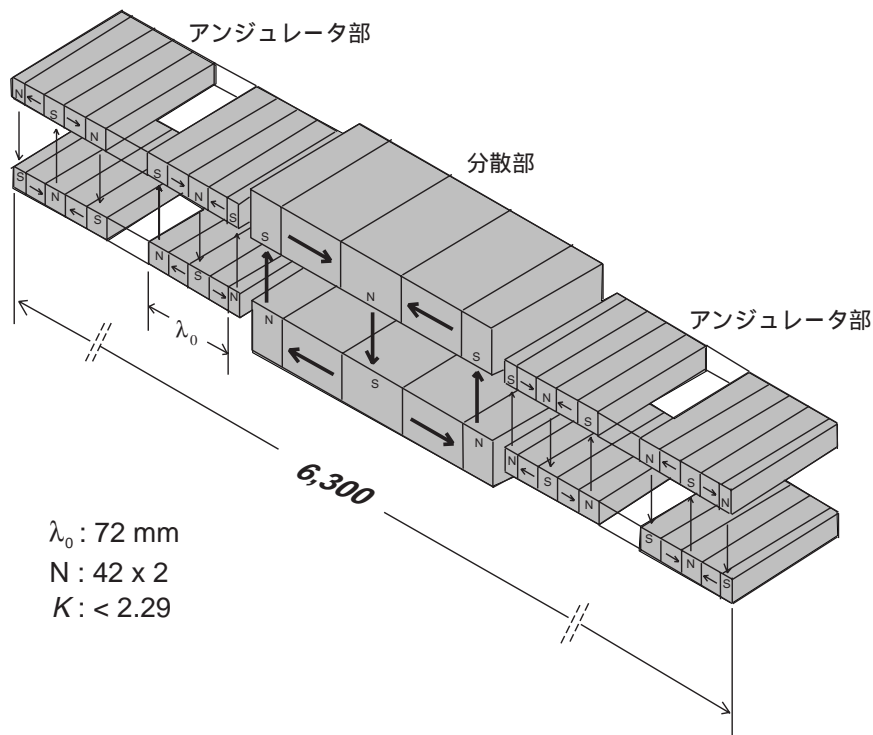


Fig.7 Schematic structure of the optical klystron ETLOK-II.

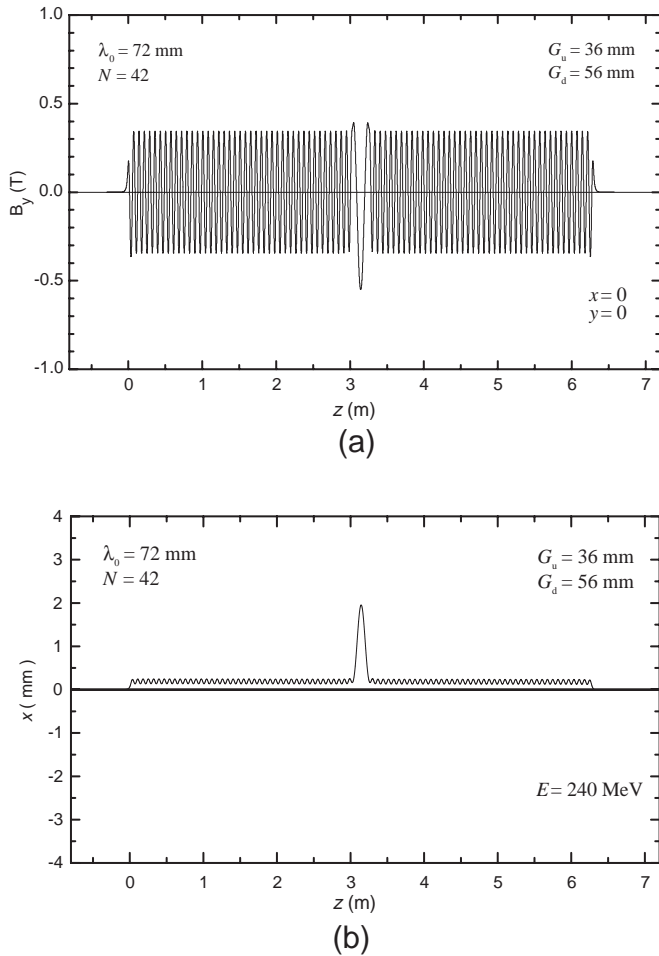


Fig.8 Distribution of vertical magnetic field (a) and trajectory of electron beam (b) in the ETLOK-II.

$\rho_e$  は電子密度， $F$  は電子ビームと光ビームのオーバーラップの程度を表すフィリングファクターである。 $[JJ]$  はベッセル関数因子で0次と1次のベッセル関数を用いて  $[JJ] = [J_1(K^2/(4+2K^2)) - J_0(K^2/(4+2K^2))]$  と書ける。また， $f$  は電子ビームのエネルギー広がり  $\sigma_\gamma/\gamma$  によって決まるゲインの劣化因子である。この内重要な，エネルギー広がり効果は  $f = \exp(-8\pi^2(N+N_0)^2(\sigma_\gamma/\gamma)^2)$  のように表せる。ビームのエミッタンスは上式中に明示的には現れないが， $\rho_e$  と  $f$  を通じてレーザーゲインに大きな影響を及ぼす。これらより，できるだけ大きなレーザーゲインを得るためには，エネルギー広がりとおミッタンスが十分小さい大電流密度の電子ビームを，周期数の多いアンジュレータ（光クライストロン）で蛇行させる必要があることがわかる。

### 3.3 光共振器

X線領域のFEL等，適当な高反射率ミラー材料がな

い場合，光共振器を用いない方式（Self Amplified Spontaneous Emission; SASE）が考えられている。しかし他のレーザーと同じく，通常はファブリー・ペロー型光共振器等がレーザー増幅に用いられる。ただし特に短波長FELではレーザーゲインが非常に小さいため，共振器の損失は極めて低いレベルに抑えなければならないことや，通常のレーザーとは異なり，光を増幅する電子ビームはほぼ光速で走っているので，共振器長を電子ビームと光パルスが正確に同期するようにチューニングしなければならない点などFEL特有の問題がある。

#### 3.3.1 ミラー材質

赤外等の長波長域ではFELゲインが比較的大きいため，金や銅などの金属ミラーで共振器を構成できるが，可視より短波長域ではFELゲインは小さく，低損失が期待できる誘電体多層膜ミラーが使用される。誘電体多層膜ミラーは良く知られるように，基板上に高屈折率と低屈折率の誘電体を1/4波長厚で積層したものである（Fig.9）。低屈折率層としてはバンドギャップが広い  $\text{SiO}_2$  が，可視から真空紫外に亘って使用できるが，高屈折率材料の選択が問題となる。可視域では  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  の多層膜ミラーで数 ppm ~ 数10 ppm の光損失の光共振器を，また近紫外域では  $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$  の多層膜ミラーで数100 ppm オーダーの光共振器を構成できる。また遠紫外域（270 nm 程度以下）では通常  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  が使用される。しかし  $\text{HfO}_2$  も 220 nm 付近が限界で，これより短波長では光吸収

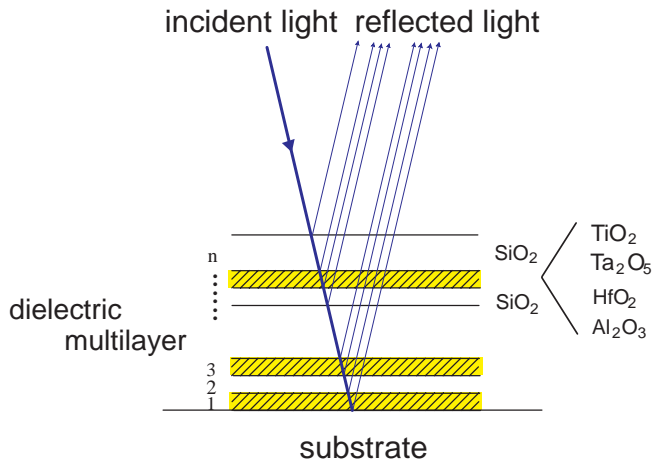


Fig.9 Structure of dielectric multilayer mirrors.

が急激に増加する。NIJI-IV システムでは 220 nm 以下の波長に対して  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$  を採用している。この場合、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  と  $\text{SiO}_2$  の屈折率の差が小さいため高反射率を得るためには層数を大きくとる必要がある。現在使用している誘電体の層数は 79 である。また多層膜ミラーは普通膜厚を  $1/4$  波長に合わせるが、境界面での光電界の集中を避け、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  での光吸収をできるだけ小さくするよう、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  厚  $1/6$  波長、 $\text{SiO}_2$  厚  $1/3$  波長に合わせている。誘電体蒸着にはより低損失で良質の膜が得られる IBS (Ion Beam Sputtering) 技術が用いられることが多い。

FEL用共振器ではミラー劣化を考慮に入れる必要がある。初期状態で非常に低損失のミラーであっても、アンジュレータからの強い放射光にさらされることにより、ミラー表面に微量のカーボンが堆積したり（表面劣化）、誘電体内部に欠陥が生じたり（体積劣化）することによって光損失が大きくなる。これらの問題は当所で開発した劣化回復処理技術<sup>5,6)</sup>を用いれば軽減できるが、特に体積劣化は劣化速度が非常に速いので、レーザーゲインが小さい場合は注意を要する。Fig.10 に 214 nm で最適化した  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$  ミラー 2 枚で構成した共振器の損失曲線を示す。初期には 214 nm において 0.3% 程度と遠紫外用としては良好な値を示しているが、アンジュレータ放射光にさらされることにより 1.7% まで損失が増加し、使用できる低損失の波長帯域が狭くなっている（表面劣化）のがわかる。最適波長（214 nm）での損失増加は体積劣化によるものである。体積劣化は進行が非常に早

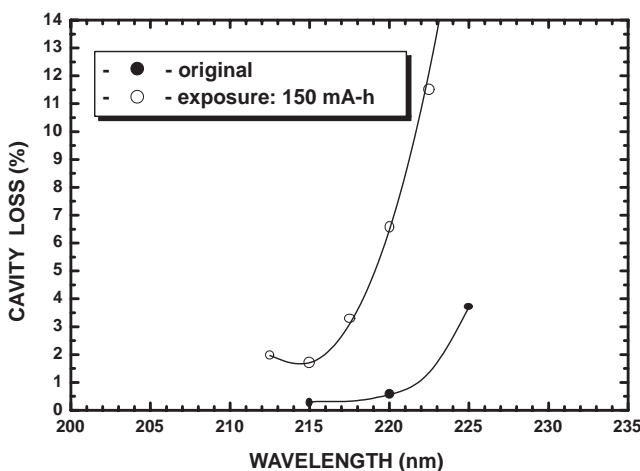


Fig.10 Loss of the cavity composed of two  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$  mirrors.

いが一定値で飽和するため、この値を上回るレーザーゲインを発生することがレーザー発振の目安となる。

### 3.3.2 共振器調整

FEL用光共振器では共振器長を精密にチューニングする必要がある。例えば NIJI-IV システムの場合、共振器長 15 m に対して、精度数  $\mu\text{m}$  の調整が必要となる。このため当所ではストリークカメラを用いて共振器ミラーから漏れ出た光をストリークカメラで観測する。アンジュレータに入射される電子バンチの間隔が共振器長の 2 倍に正確に一致していれば、電子バンチからの光とそれらの共振器内での多重反射光はすべて重なるので、電子バンチ間隔（NIJI-IV では 100 ns）の光パルス列が観測される。しかし共振器長が僅かにずれると、ミラー間で多重反射した光がずれて重なるため、指数関数的に尾を引いた光パルスが観測される。その減衰時定数は  $\tau = -2\Delta l / c \ln(1-P/2)$  で与えられる。ここで  $\Delta l$  は共振器長の変化量、 $c$  は光速、 $P$  は共振器 1 往復の損失を表す。従って共振器損失が小さい程、小さな共振器のチューニングずれが識別できる。実用的にはこの方法で 10 ~ 15  $\mu\text{m}$  のずれが検出できる。ミラー角度のアライメントも高精度を要求される。長尺のアンジュレータを使う場合、Rayleigh range を十分長く採るよう光共振器のパラメータを設定するため、レーザー光の発散角は小さくなる。（NIJI-IV システムの場合 100  $\mu\text{rad}$  のオーダーである。）このため共振器ミラーの角度調整は 10  $\mu\text{rad}$  程度の精度が必要となる。NIJI-IV 用の光共振

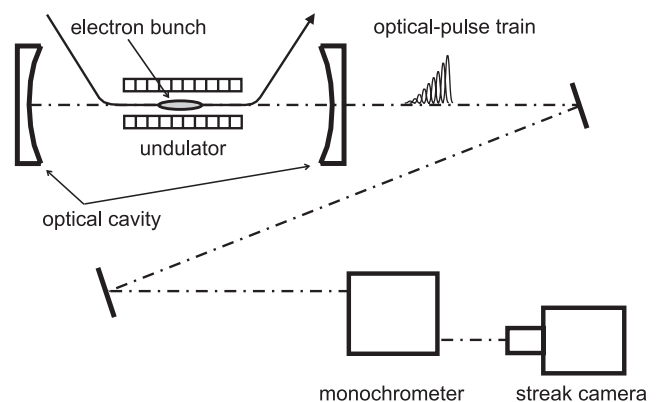


Fig.11 Cavity-length tuning using a streak camera.

器では、パルスモーターとピエゾ素子を用いて超高真空内のミラーを0.2 $\mu$ m及び4 $\mu$ radの制度で微調できるようになっている。

#### § 4 自由電子レーザーの発振特性

NIJI-IVシステムでは、リングの動作パラメータの最適化やビームの不安定性を抑制しつつピーク電流を増加させ、FELを短波長化してきた。現在、発振波長域は可視から遠紫外域(595 - 212 nm)にある。今後さらに150 nm程度の真空紫外域まで短波長化することを当面の目標としている。このためには、ビームのピーク電流を現在の5 Aから更に1桁程度増加させることが必要となる。ここでは現在FELが得られる波長域の内、特に紫外域における発振特性について示す。紫外域ではビームエネルギーは310 MeVに固定し、光クライストロンの磁石ギャップを変化させ、磁場強度の変化によりFEL波長を変化させている。この時光共振器ミラーには目的とする波長に最適化した誘電体多層膜を用いる。

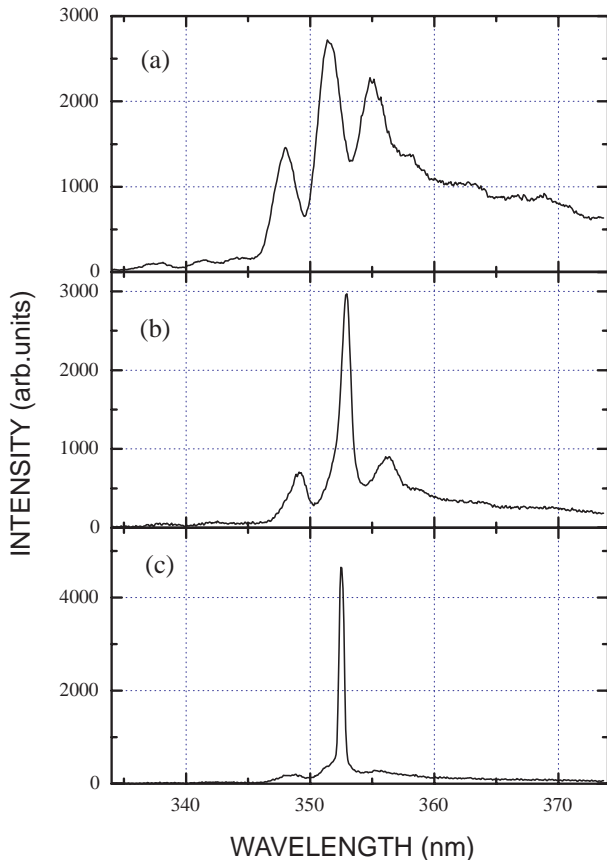


Fig.12 Typical light spectra before lasing (a), on lasing threshold (b), and during lasing (c).

Fig.12は光共振器の調整による、350 nm 付近の典型的な出力光スペクトルの変化を示す。同図(a),(b),(c)はそれぞれ発振前、発振閾条件、発振中のスペクトルである。(a)は自発放出光に対応するもので、スペクトル幅はアンジュレータ磁場の周期数の逆数程度の広がりを持つ。ただしNIJI-IVのアンジュレータは光クライストロン構造であるので、2台のアンジュレータからの光が干渉することにより、スペクトル上に微細構造が観測される。この状態で十分なピーク電流があると、共振器の角度アラインメントと共振器長の精密なチューニングにより光が増幅される。(b)はレーザー増幅の開始を示す。自発放出光のピークより若干長波長の光が増幅され始めた様子が見られる。さらに共振器のチューニングを進めることにより、(c)の様にレーザー発振による鋭い発振線が得られるようになる。

Fig.13 (a),(b)は、300 nm 及び 240 nm で最適化した

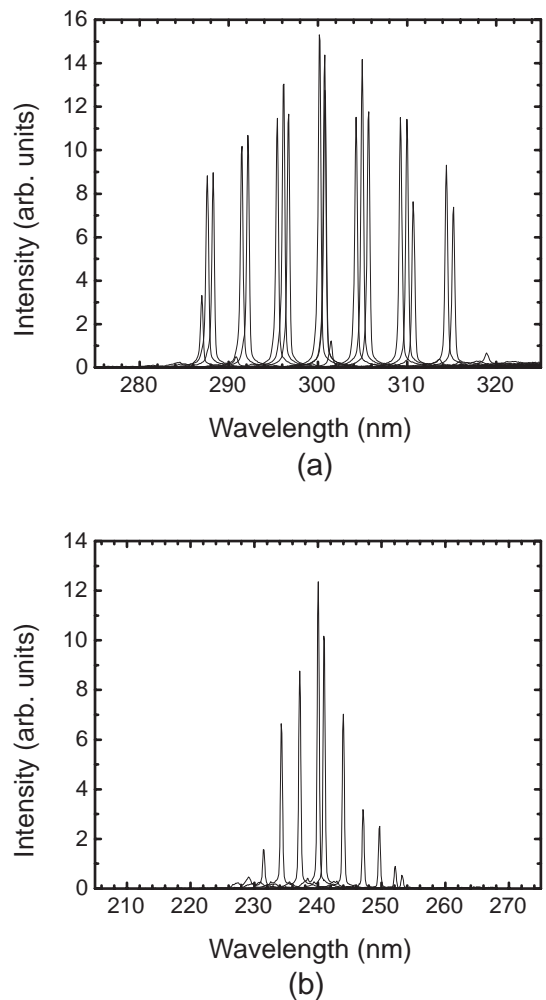


Fig.13 Typical FEL spectra around 300 nm (a) and 240 nm (b).

HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> 誘電体多層膜ミラーを共振器に用いて得られたレーザー発振スペクトルである。これらのスペクトルは光クライストロン磁石列のギャップを変化させたときの発振線を重ねたもので、最適波長のまわりで自在にレーザー波長が変えられることを示している。ただし多層膜ミラーを使用しているため、波長チューニング範囲は最適波長付近の数 10 nm であり、またミラーの中心波長から離れると、ミラーの光反射特性に従ってレーザー強度は低下する。より広い範囲で波長チューニングを行なうには、誘電体多層膜ミラーの最適波長を変えれば良いが、3.3.1 で述べたように 220 nm より短波長ではミラー材質を変える必要がある。Fig.14 は共振器に Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/SiO<sub>2</sub> ミラーを用いた時の 214 nm 付近におけるレーザー発振線を示す。この波長域で得られるレーザーゲインは現状では 2% 程度であり、Fig.10 の共振器の損失曲線からも予想されるように、発振できるバンド幅は 5 nm 程度と狭いが、HfO<sub>2</sub> の光吸収のためこれまで限界となっていた 220 nm を切ることが可能となった。最短波長は 212 nm で、さらに真空紫外域への短波長化も狙える状態となっている。

FEL では光共振器内の光パルスと電子バンチとの同期のずれ（ディチューニング）がレーザー発振特性に大きく影響する。Fig.15 に 300 nm におけるディ

チューニング特性を示す。図の横軸はディチューニングの量、縦軸はレーザー強度を表す。同図には異なるディチューニング条件に対するレーザーの時間波形も同時に示してある。図よりレーザーはディチューニング  $\pm 60 \mu\text{m}$ （共振器長さ  $\Delta l \pm 30 \mu\text{m}$ ）の範囲で得られ、またレーザー時間波形はこの範囲内で変化することがわかる。蓄積リング型 FEL では、リング内を電子が一定のバンチ間隔で連続的に回っているため、レーザー発振も連続的に CW 発振するものと思われるが、実際にはレーザービルドアップに伴う電子ビームのヒーティングと放射光の放出によるダンピングに従ってゲインが変動し、レーザー発振

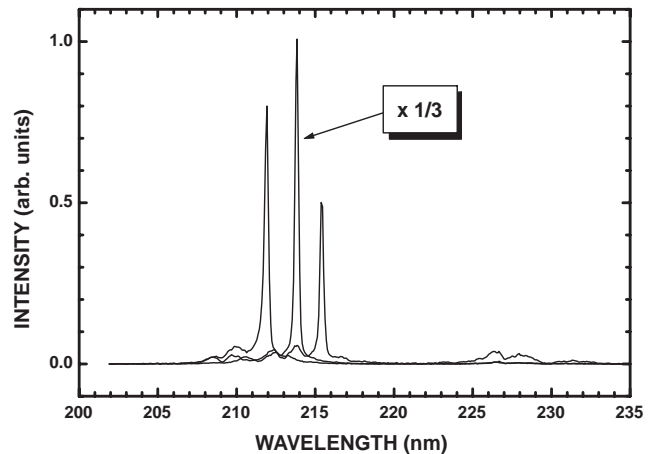


Fig.14 FEL spectrum around 214 nm.

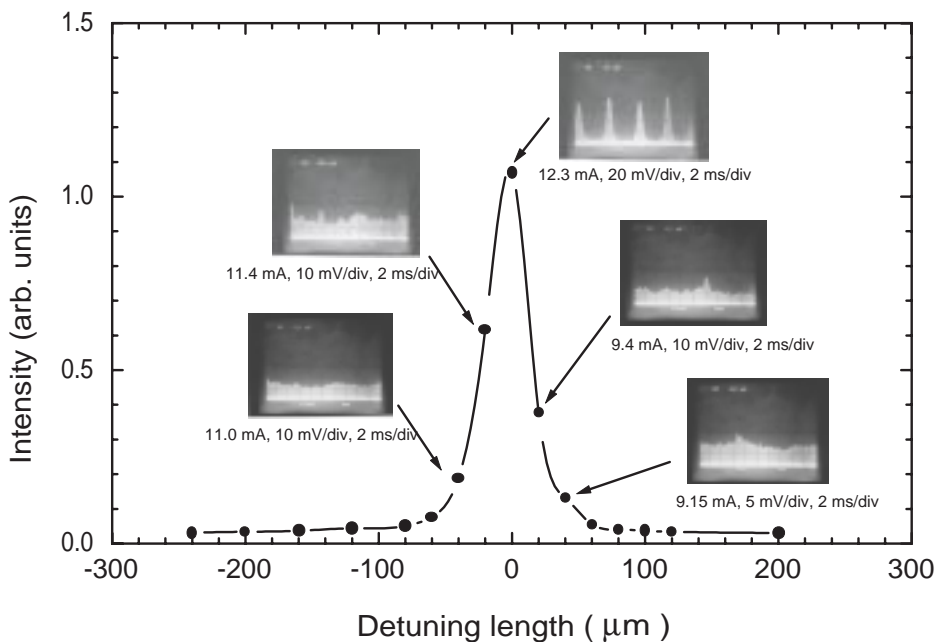


Fig.15 Laser output as a function of cavity detuning length at 300 nm. Temporal laser waveforms at various detuning conditions are also indicated.

も時間的に変動する。共振器が正確にチューニングされている場合は、光は最も強く増幅されるため、発振のピークパワーは大きい、これに伴うビームヒーティングによってゲインが小さくなり、そのため発振は通常、断続的となる。これに対して、共振器のチューニングがずれると、発振のピークパワーは小さくなり、ビームのエネルギー広がりも小さく抑えられるため、CW 発振が可能となる。ただしこの場合でも、実際にはパルス発振の集まりとなっており、レーザーのコヒーレンスは不完全となる。コヒーレンスが良好な状態でCW 発振を得るためには、共振器長のチューニングを出来るだけ合わせた状態で、ビームヒーティングを小さく抑える必要がある。このためには電子ビームエネルギーを高く設定し、電子ビームの放射ダンピングの時定数を短くすることが有効である。また光共振器の機械的安定性を高める<sup>28)</sup>ことも非常に重要になってくる。

Fig.15 に示されたような msオーダーの時間構造（マクロ構造）の中には、更にリング内を回る電子バンチに対応した、100 ns 間隔の短パルス列（マイクロパルス）がある。Fig.16 はストリークカメラを用いたマイクロパルスの観測例を示す。図の波形は電子バンチからの自発放出光とレーザーパルスが重畳したものであり、これをガウス型パルスを仮定して2成分に分解することにより、レーザーのマイクロパルスは92 ps

程度のパルス幅であることがわかる。マイクロパルスのピークパワーはFig.15の最適チューニング条件において 200mW 程度と現状では小さいが、電子エネルギーを上げることで増加でき、またマルチバンチでFEL 発振できれば平均パワーを稼ぐことも可能となる。

レーザー光の横方向の強度分布は CCDカメラで観測される。Fig.17 に 240 nmでのレーザースポットの観測例を示す。光増幅は電子ビームの断面積（1.8 mm × 0.6 mm 程度）と光クライストロンの長さ（～ 6m）で決まる非常に細長い領域でおこり、かつゲインも小さいため、通常は図のように TEM<sub>00</sub>の基本横モードのみでの発振が観測される。213nmにおいて観測されたスポットサイズより、レーザー光の発散角は 0.14 mradと

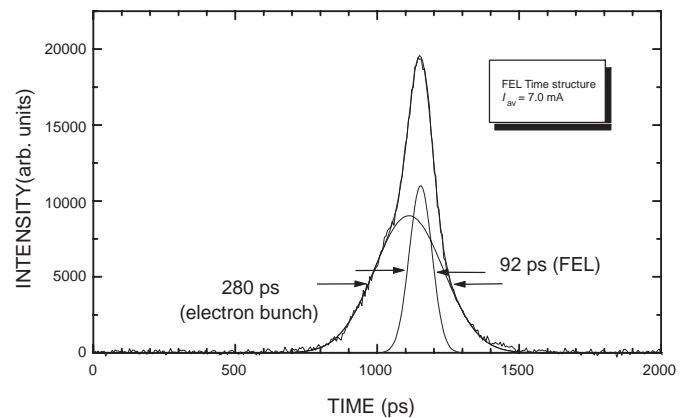


Fig.16 Typical FEL micro-temporal structure.

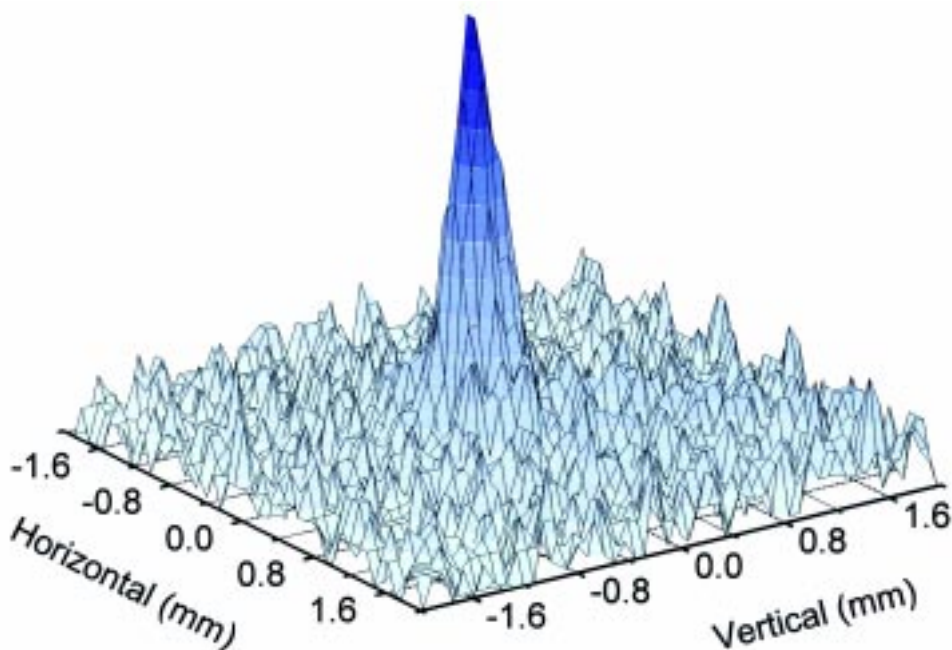


Fig.17 Typical lateral intensity profile at 240 nm.

計算され、光共振器のパラメータによって決まる回折限界(0.13 mrad)にほぼ一致する。現在光共振器に用いている  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$  ミラーは、170 nm 程度まで使用できると思われるので、今後さらに短波長で最適化したミラーを使用することにより、真空紫外域での FEL 発振が実現できるものと思われる。

## § 5 FELの一層の短波長化

NIJI-IV システムでは現在真空紫外域の FEL 発振を目指して研究を進めている。しかしながら、共振器ミラーの損失は真空紫外域に入ると急激に増加する。従って光共振器を用いた FEL 発振は当面 150 nm 付近までを目標とし、これより短波長域での FEL 発生のためには、光共振器を用いない Coherent Harmonic Generation (CHG) 法<sup>29)</sup>の採用を検討している。CHG 法は Fig.18 のようなもので、光共振器で光を蓄積する代わりに、光クライストロン内の電子ビームに外部から別のレーザー光を照射し、外部レーザー光の電磁場成分によって前述のマイクロバンチを発生させる。1組の交番磁石列で構成した平面型の光クライストロンで電子ビームを蛇行させると、蛇行振幅が大きくなるにつれ、軌道は正弦波から歪み、これによって奇数次の高調波が発生するが、外部レーザーの波長に対してマイクロバンチが形成されると、これらの高調波の位相もそろい、非常に短波長のコヒーレント光が得られるようになる。これが CHG 法と呼ばれるものである。この時光クライストロンか

ら放出される  $n$  次の高調波において、インコヒーレントに対するコヒーレント光の比  $R_n$  は次のように表せる<sup>30)</sup>。

$$\begin{aligned} R_n &= I_{\text{coh}}/I_{\text{inc}} \\ &\approx 1/3 * N_e f_n^2 J_n^2 [4\pi n (N+N_d) \Delta\gamma/\gamma], \\ \lambda &= \lambda_L/n, \end{aligned} \quad (12)$$

ここで  $N_e$  は電子バンチ内の電子数、 $f_n$  は  $n$  次高調波に対する劣化因子 ( $= \exp[-8(n\pi(N+N_d)\sigma_v/\gamma)^2]$ )、 $J_n$  は  $n$  次のベッセル関数、 $\Delta\gamma$  はコヒーレントなエネルギー変調 ( $= e^2\lambda_0 B_0 E_L L_u / 4\pi\gamma m_0^2 c^4$ ,  $e$ : 電気素量,  $\lambda_0$ : アンジュレータ周期長,  $B_0$ : アンジュレータ磁場強度,  $E_L$ : 外部レーザー電場,  $L_u$ : アンジュレータ長),  $\lambda_L$  は外部レーザー波長である。

Fig.19 は、Nd:YAGレーザーの3逓倍波(355 nm)を外部レーザーとして電子ビームに照射した時の3次、5次、7次高調波に対する  $R_n$  の計算結果を  $N_e$  に関してプロットしたものである。レーザー強度は  $5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 、電子ビームの平均電流 1mA を仮定している。図より高調波のコヒーレント成分が十分大きくなり得ることがわかる。光クライストロンを基本波波長 355 nm にセットした時の光高調波のスペクトルの観測例を Fig.20 に示す。図より、最短で 50 nm 付近までの真空紫外光が発生していることがわかる。これらの光はインコヒーレントであるが、外部レーザーを導入することにより、コヒーレント光成分の発生が期待できる。現在、NIJI-IV システムの光共振器を外

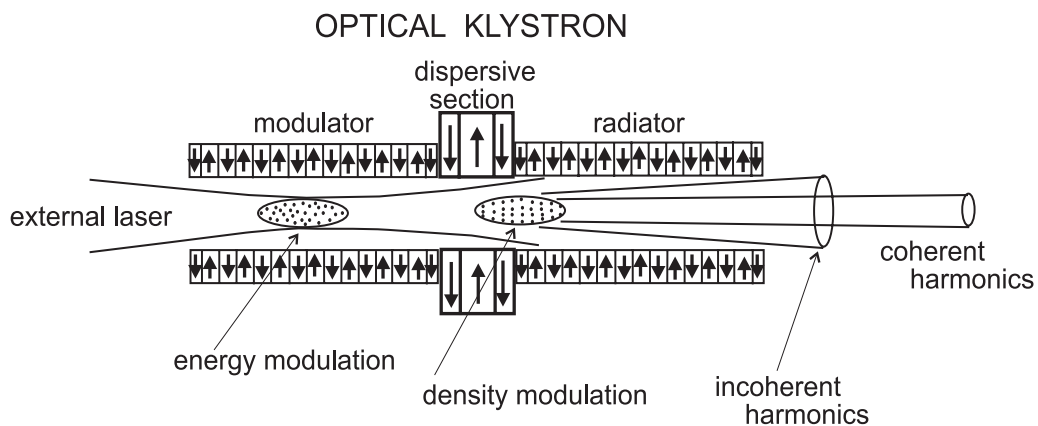


Fig.18 Principle of coherent harmonic generation.

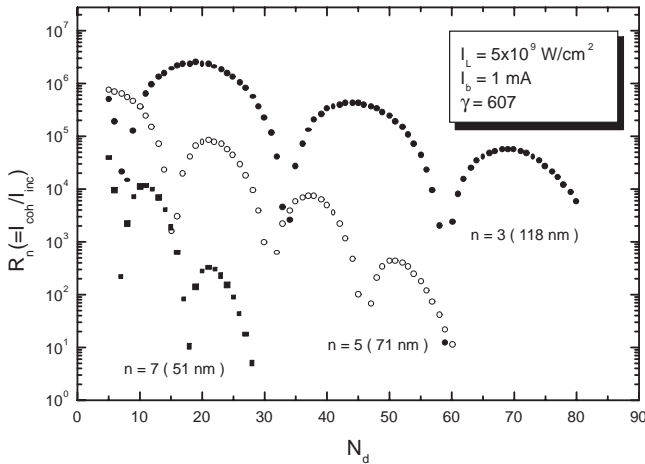


Fig.19 Ratio of coherent harmonic component to incoherent harmonic component as a function of  $N_d$ .

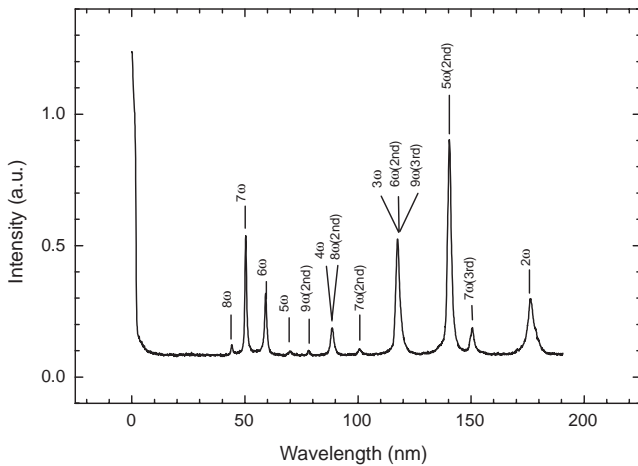


Fig.20 Typical higher harmonic spectra from the ETLOK-II.

して、Nd:YAGレーザーの3 通倍波の導入実験を開始している。光共振器を用いるFEL発振に加えて、CHGのような手法を併用することにより、コンパクトなNIJI-IVシステムを用いて50 nm程度までの短波長FELが発生できるものと思われる。

## § 6 おわりに

FELは、従来型のレーザーに比べ格段に広い範囲で連続波長可変性を実現し得るレーザーであり、本稿で示した蓄積リングの他、リニアック、静電加速器、パルスパワー装置等の加速器を用いて幅広い波長域で研究開発が行なわれている。特にマイクロ波から赤外域では比較的発振が得やすく、数  $\mu\text{m}$  の波長

域では、RFリニアックを用いた比較的小型のFELシステムが実現され、また超伝導リニアックを用いることにより、既にkWオーダーの高平均出力CW FEL発生も可能となっており<sup>31,32)</sup>、FEL利用研究も盛んに行なわれつつある<sup>33)</sup>。短波長域では、上述のように電総研のNIJI-IVシステムで遠紫外域FEL発振に成功している他、デューク大学(米国)やドルトムント大学(ドイツ)でもFEL発生を主目的とするエネルギー1~1.5 GeVの中型リングが開発され、特にデューク大学では当所と同じく遠紫外域での発振ができるようになってきている。これらの機関では更に真空紫外域を目指して研究が進んでいる。

X線FEL発生も検討されている。X線領域では低損失の共振器の製作は難しいため、基本的には光共振器を使わず、非常に長いアンジュレータによるSASE法が用いられる。この場合はアンジュレータの設置スペースの制限から蓄積リングの使用は難しいため、高輝度大電流電子ビームを発生する大型のリニアックを用いる必要がある。ドイツのDESY(Deutsches Elektronen Synchrotron)<sup>34)</sup>や、米国のSLAC(スタンフォード大学の直線加速器施設)、UCLA、ブルックヘブン国立研究所、ロスアラモス国立研究所、ローレンスリバモア国立研究所の共同研究グループでは、SASE法による数nmから数ÅのX線FELが検討され、その基礎実験が始まっている<sup>35)</sup>。

FEL短波長化には高品質の高エネルギー電子ビームが必要となるため、上記のように一般的にはより大型の加速器施設が使用される。電総研ではこれに対して、将来の短波長FELの産業利用を視野に入れ、できるだけコンパクトな加速器を用いたFEL開発を目指している。当所の研究を含めて広い波長範囲で研究が進展することにより、基礎研究から産業利用に至る幅広い分野で利用できる超広帯域FELが実現することを期待したい。

## 参 考 文 献

- 1) 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** (1977) 892.
- 2) M.Billardon, P.Elleume, J.M.Ortega, C.Bazin, M.Bergher, Y.Petroff, M.Velghe, D.A.G.Deacon, and J.M.J.Madey : Proc.

- SPIE **453** (SPIE, Bellingham, WA, 1984) 269.
- 3) T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, T. Tomimasu, T. Mikado, M. Chiwaki, R. Suzuki, and H. Ohgaki : *Proc. 2nd Int. Symp. on Advanced Nucl. Energy Research*, JAERI, (1990) 308.
  - 4) K. Yamada, T. Yamazaki, S. Sugiyama, T. Tomimasu, T. Mikado, M. Chiwaki, R. Suzuki, and H. Ohgaki : *Nucl. Instrum. Methods* **A304** (1991) 86.
  - 5) K. Yamada, T. Yamazaki, T. Shimizu, N. Sei, and T. Mikado : *Applied Optics* **34** (1995) 4261.
  - 6) K. Yamada, T. Yamazaki, N. Sei, T. Shimizu, R. Suzuki, T. Ohdaira, M. Kawai, M. Yokoyama, S. Hamada, K. Saeki, E. Nishimura, T. Mikado, T. Noguchi, S. Sugiyama, M. Chiwaki, H. Ohgaki, and T. Tomimasu : *Nucl. Instrum. Methods* **A358** (1995) 392.
  - 7) T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Tomimasu, T. Noguchi, T. Mikado, M. Chiwaki, and R. Suzuki: *Nucl. Instrum. Methods* **A309** (1991) 343.
  - 8) K. Yamada, T. Yamazaki, S. Sugiyama, T. Tomimasu, H. Ohgaki, T. Noguchi, T. Mikado, M. Chiwaki, and R. Suzuki: *Nucl. Instrum. Methods* **A318** (1992) 33.
  - 9) T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, H. Ohgaki, N. Sei, T. Mikado, T. Noguchi, M. Chiwaki, R. Suzuki, M. Kawai, M. Yokoyama, K. Owaki, S. Hamada, K. Aizawa, Y. Oku, A. Iwata, and M. Yoshiwa : *Nucl. Instrum. Methods* **A331** (1993) 27.
  - 10) T. Yamazaki, K. Yamada, N. Sei, H. Ohgaki, M. Kawai, M. Yokoyama, S. Hamada, S. Sugiyama, R. Suzuki, T. Noguchi, M. Chiwaki, and A. Iwata : *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) L1224.
  - 11) N. Sei, K. Yamada, H. Ohgaki, V. N. Litvinenko, T. Mikado, T. Yamazaki : *Nucl. Instrum. Methods* **A429** (1999) 185.
  - 12) K. Yamada, N. Sei, T. Yamazaki, H. Ohgaki, T. Mikado, S. Sugiyama, M. Kawai, and M. Yokoyama : *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) L1151.
  - 13) K. Yamada, N. Sei, T. Yamazaki, H. Ohgaki, T. Mikado, S. Sugiyama : *Proc. of Int. Symp. on Environment-Conscious Innovative Materials Processing with Advanced Energy Sources (ECOMAP'98)*, Kyoto, (1998) 277.
  - 14) H. Ohgaki, T. Yamazaki, S. Sugiyama, T. Mikado, R. Suzuki, and T. Tomimasu : *Proc. 7th Symp. on Accelerator Sci. and Tech.* (1989) 284.
  - 15) M. Kawai, K. Aizawa, S. Kamiya, M. Yokoyama, Y. Oku, K. Owaki, H. Miura, A. Iwata, M. Yoshiwa, T. Tomimasu, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Yamazaki, K. Yamada, T. Mikado, and T. Noguchi : *Nucl. Instrum. Methods* **A318** (1992) 135.
  - 16) M. Yokoyama, M. Kawai, K. Owaki, S. Hamada, K. Aizawa, Y. Oku, A. Iwata, M. Yoshikawa, T. Yamazaki, S. Sugiyama, H. Ohgaki, K. Yamada, N. Sei, T. Mikado, T. Noguchi, R. Suzuki, and M. Chiwaki : *Nucl. Instrum. Methods* **A331** (1993) ABS34.
  - 17) M. Yokoyama, M. Kawai, S. Hamada, K. Owaki, T. Yamazaki, T. Mikado, K. Yamada, N. Sei, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Noguchi, R. Suzuki, M. Chiwaki, and T. Tomimasu: *Nucl. Instrum. Methods* **A341** (1994) 367.
  - 18) M. Yokoyama, N. Sei, M. Kawai, K. Yamada, S. Hamada, S. Sugiyama, T. Mikado, T. Noguchi, R. Suzuki, M. Chiwaki, and T. Yamazaki : *Nucl. Instrum. Methods* **A358** (1995) 378.
  - 19) M. Yokoyama, M. Kawai, K. Yamada, N. Sei, S. Hamada, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Mikado, T. Noguchi, R. Suzuki, M. Chiwaki, T. Ohdaira, and T. Yamazaki : *Nucl. Instrum. Methods* **A375** (1996) 53.
  - 20) N. Sei, H. Ohgaki, K. Yamada, and T. Yamazaki : *Nucl. Instrum. Methods* **A393** (1997) 38.
  - 21) N. Sei, T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, T. Mikado, and H. Ohgaki : *Nucl. Instrum. Methods* **A407** (1998) 187.
  - 22) J. C. Slaton, *Microwave Electronics* (D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1950) 232.
  - 23) E. L. Ginzton, *Microwave Measurement* (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1950) 391.
  - 24) H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics II* (Springer-Verlag, 1995) 350.
  - 25) J. M. J. Madey : *Nuovo Cim.* **50B** (1979) 64.
  - 26) T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Tomimasu, and M. Kawai : *Nucl. Instrum. Methods* **A318** (1992) 142.
  - 27) M. Billardon, P. Elleaume, J. M. Ortega, C. Bazin, M. Bergher, M. Velghe, D. A. G. Deacon, and Y. Petroff : *IEEE J. of Quantum Electron.* **QE-21**, No. 7 (1985) 805.
  - 28) M. Hosaka, S. Koda, J. Yamazaki, H. Hama ; *Proc. 21th Int. Free Electron Laser Conf., Hamburg, (1999) We-O-04.*
  - 29) R. Coisson and F. De Martini : *Phys. Quantum Electron.* **9** (1982) 939.
  - 30) R. Prazeres, P. Guyot-Sionnest, J. M. Ortega, D. Jaroszynski,

- M.Billardon, M.E.Coupric, M.Velghe, and Y.Petroff : Nucl. Instrum. Methods **A304** (1991) 72.
- 31) E.J.Minehara, M.Sugimoto, M.Sawamura, R.Nagai, N.Kikuzawa, T.Yamanouchi, and N.Nishimori : Nucl. Instrum. Methods **A429** (1999) 9.
- 32) S.Benson, G.Biallas, C.L.Bohn, D.Douglas, H.F.Dylla, R.Evans, J.Fugitt, R.Hill, K.Jordan, G.Krafft, R.Legg, R.Li, L.Merminga, G.R.Neil, D.Oepts, P.Piot, J.Preble, M.Shinn, T.Siggins, R.Walker, and B.Yunn : Nucl. Instrum. Methods **A429** (1999) 27.
- 33) see for example, T.Tomimasu, E.Nishimura, T.Mitsuyu, and K.Awazu, eds. : *Free Electron Laser and Its Application in Asia*, Hirakata, 1997 (IONICS Publishing Co., Ltd., Tokyo, 1997).
- 34) J.Rossbach : Nucl. Instrum. Methods **A375** (1996) 269.
- 35) A.Tremaine *et al.* : *Proc. 21th Int. Free Electron Laser Conf., Hamburg*, (1999) We-O-08.

( 1999.11.30受付 )