

解説

自由電子レーザーの現状と将来

山崎 鉄夫

電子技術総合研究所

Free Electron Lasers—Present Status and Future

Tetsuo Yamazaki

High Energy Radiation Section, Electrotechnical Laboratory

Activities on free electron lasers (FELs) in the world are reviewed with some emphasis on shorter-wavelength region. Basic principle of FEL based on the coupled pendulum and wave equations is introduced. State-of-the-arts is described of three major elements, accelerator, FEL device, and optical cavity. FEL projects are classified by accelerators used. Recent topics such as optical guiding and sidebands, applications of FELs, and developments in the future especially towards the shorter wavelengths are also discussed.

1. はじめに

自由電子レーザー(free electron laser, FEL)は、広い範囲にわたって連続波長可変であり、原理的には高いピーク・パワーがとれ、効率が高く、通常のレーザーでは不可能な短波長域での発振も可能である等の魅力を備えた次世代のレーザーとして注目・期待されている。本稿では、筆者が1986年3月に日本物理学会のシンポジウムで短

波長領域でのFELについて講演した時の線に沿って話を進める。FELの原理については、従来解説(書)も多く、国内でも数編の優れた解説がある^{1, 2)}ので、解説は不要と考えていたが、基本的な数式を知りたいとの数少なからぬ方々の要望もあり、次節で簡単に述べておく。第3節ではアンジュレータ、第4節では加速器別にFELの現状について述べる。第5節では光共振器、第6節で

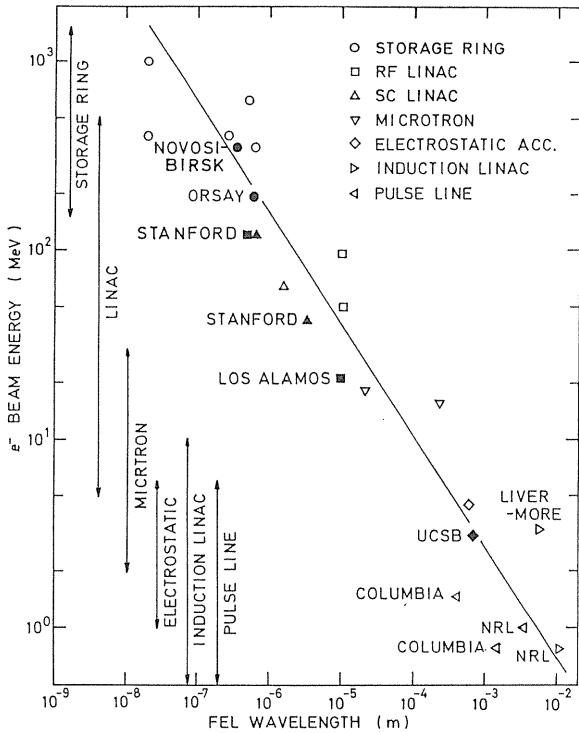


Fig. 1 FEL projects in the world. The ordinate is the electron energy used and the abscissa is the FEL wavelength.

は最近の主な話題について述べる。最後にFELの将来の展望と応用分野に簡単に触れる。なお、本稿の内容は短波長側に偏っており、文献も紙面の都合上十分掲載できないことをお断りしておく。

FELの原点としては、1951年のMotzのアンジュレータの提案や、1960年から始まるPhillipsのユービトロンが考えられる³⁾が、MadeyによるFELの命名⁴⁾と1970年代のStanford大学での実証実験⁵⁾がFELに対する大きな関心と呼ぶ引

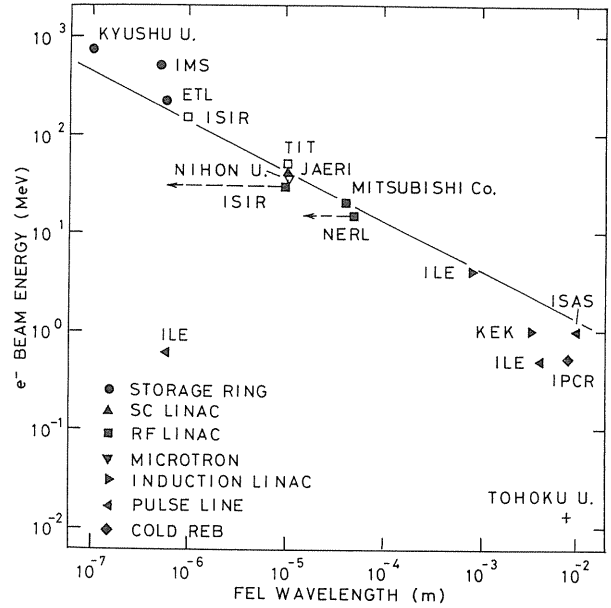


Fig. 2 FEL projects in Japan. The ordinate and abscissa are the same as those in Fig.1

金となり、現在ではFig. 1のように多数のFEL計画がある。図はそれほど厳密ではなく、また全てを網羅してはいない。各加速器のエネルギー範囲が左側に示してあるが、大体的目安である。同様にFig. 2は国内のFEL計画を図示したもので、研究所名の略称は内容共々文献6)を参照されたい。

2. 自由電子レーザーの動作

FEL実験配置の概念図をFig. 3に示す。電総研におけるもので特殊性はあるが、要は相対論的に加速された電子ビームを、周期的な磁場(普通はウィグラーあるいはアンジュレータ)で蛇行させ

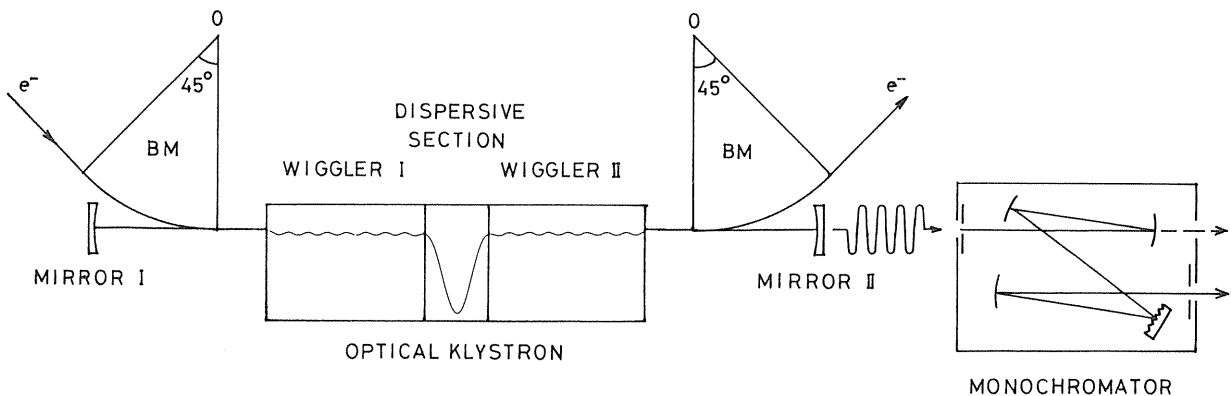


Fig. 3 Conceptual experimental arrangement of FEL oscillation.

て横方向の速度成分を与え、電子ビームと共に走る光の電磁場との相互作用を誘起し、電子ビームにエネルギー変調がもたらされ、それが光の波長程度のマイクロな領域でのバンチングを引き起こし、光を増幅させるものである。この過程で出力光はコヒーレントになる。自由電子レーザーという名称は、電子が通常のレーザーのように原子等の準位に束縛されていないという意味でつけられた。Fig. 3のように光共振器を置いて何度も往復させてその度に増幅する発振型FEL, 上流側から入力を入れてアンジュレータを1回通る間に増幅してコヒーレントな電磁波にする増幅型FEL等がある。

Madeyの理論は量子力学的に導かれた⁴⁾が、その殆どは古典論で説明できることが判明して⁷⁾物理的な描像が鮮明になった。FELの基本的な機構の単純さと、逆に多様な側面が物理学者の興味をそそり、レーザー物理、プラズマにおける分散関係、加速器物理等様々な観点からFELに伴う現象が解明されてきた⁸⁾。以下では、Colsonが提唱した理論⁹⁾を中心に紹介する。

2.1 自発放出光

ここでは、円偏極磁場ではなく、中心軸付近で $\mathbf{B}_m = B_0(0, \sin(k_0 z), 0)$ で表される y 方向直線偏極周期的磁場を中心に考える。 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ で λ_0 は磁場周期、 z は中心軸方向の座標である。高エネルギー電子がこの磁場内に中心軸に沿って入射されると、電子はLorentz力によって x 方向速度 (を真空中の光速 c で割ったもの)

$$\beta_x = - (K/\gamma_0) \cos(k_0 z) \quad (1)$$

を持って蛇行運動をする。 γ_0 は入射電子の全エネルギー (をその静止質量 mc^2 で割ったもの)、 e は電子電荷の絶対値、 K は偏向パラメータと呼ばれ、SI系では $K = eB_0 \lambda_0 / (2\pi mc) = 93.4 B_0 \lambda_0$ である。この蛇行で電子は自発(自然) 放出光 (ア

ンジュレータ放射) を発するが、その強度 W の強度分布は、有名なLienard-Wiechertの積分¹⁰⁾

$$d^2W/d\omega d\Omega = [e^2 \omega^2 / (16\pi^2 \epsilon_0 c)] \times \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{B}) \exp[i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}/c)] dt \right|^2 \quad (2)$$

から導かれる。 $\omega (=ck = 2\pi c/\lambda)$ は放出光の角周波数、 λ はその波長、 Ω は放出方向の立体角、 \mathbf{n} は観測方向の単位ベクトル、 ϵ_0 は真空誘電率、 \mathbf{r} と \mathbf{B} は電子の位置と速度、 t は相互作用時間である。(2)式の適用範囲を調べた例もある¹¹⁾が、中心軸付近では問題無いようである。(2)式に(1)式を代入して積分を実行すれば、干渉効果も必然的に入って強度分布が求まる¹²⁾。磁場の周期数 $N \gg 1$ の場合の中心軸からの角度 θ 方向での n 次高調波の強度分布は、

$$d^2W/d(n\omega)d\Omega = [eN\gamma_0 n / (1 + K^2/2 + \gamma_0^2 \theta^2)]^2 \times (4\pi \epsilon_0 c)^{-1} K_n^2(\xi) \sin^2 \delta_n / \delta_n^2, \quad (3)$$

$$K_n(\xi) = K(-1)^{(n-1)/2} \times [J_{(n-1)/2}(n\xi) - J_{(n+1)/2}(n\xi)] \quad (n=1, 3, 5, \dots), \\ = 2K(-1)^{n/2} (\gamma_0 \theta / K) J_{n/2}(n\xi) \quad (n=2, 4, 6, \dots), \quad (4)$$

となる。 $\xi = K^2 / [4(1 + K^2/2)]$ 、 J_m は m 次のBessel関数である。(3)式の最後の因子は N が有限であることによる項で、 $\delta_n = \pi N(n - n\omega/\omega_r)$ また

$$\lambda_r = (2\pi c/\omega_r) = \lambda_0 (1 + K^2/2 + \gamma_0^2 \theta^2) / (2\gamma_0^2) \quad (5)$$

は共鳴波長と呼ばれ、(5)式が満たされると蛇行している電子が z 方向に λ_0 進む間に直進する光は $n\lambda_r$ だけ電子を追い越す¹³⁾。(4)式によれば軸方向では奇数次の高調波しか現れない。FELでは

殆どの場合中心軸方向のみを考えるので、以下では K_n として(4)式の第1式を暗黙のうちに採ることにする。

2.2 FEL方程式

横方向の電流密度 J が存在する時の、光のベクトル・ポテンシャル A についてのMaxwell方程式は、 μ_0 を真空透磁率として $[\nabla^2 - (1/c^2)\partial^2/\partial t^2] A = -\mu_0 J_{\perp}(x, t)$ である。(1)式の軌道をとる電子によって増幅されていくレーザーの A としては $A = [E(z, t)/(nkc)](\sin \alpha, 0, 0)$, $\alpha = nkz - n\omega t + \phi(z, t)$ が対応すると仮定する。 $E(z, t)$ はレーザー電場の振幅、 ϕ は位相であるが、これらがゆっくりと変化すると仮定すればMaxwell方程式の x 成分のみが残る。光波の数周期分についての平均をとれば速い成分の一部は消えて、

$$\begin{aligned} \partial \mathbf{E} / \partial z + (1/c) \partial \mathbf{E} / \partial t &= -\mu_0 c J_{\perp, x} \exp(i\alpha), \\ \mathbf{E} &= E \exp(i\phi) \end{aligned} \quad (6)$$

が得られる。右辺の (\dots) は数 λ についての平均を意味する。

アンジュレータの静磁場と光の電磁場の中を進む電子に対するLorentz方程式は

$$\begin{aligned} d(\gamma \mathbf{B})/dt &= -(e/(mc)) [E_{op} + c\beta \times (\mathbf{B}_{op} + \mathbf{B}_m)], \\ d\gamma/dt &= -(e/(mc)) \mathbf{B} \cdot \mathbf{E} \end{aligned} \quad (7)$$

である。 \mathbf{E}_{op} と \mathbf{B}_{op} は光の電場と磁場、 γ は電子の全エネルギーである。ここで $\gamma \gg 1$, $\lambda \ll \lambda_0$ と仮定すると、 β_x はやはり(1)式で与えられて光の電磁場の軌道への寄与は無視でき、光の誘導放出による電子のエネルギー変化は(7)式の最後の式から

$$d\gamma/dt = (eKE / (\gamma mc)) \cos(K_0 z) \cos \alpha \quad (8)$$

となり、 $\gamma^{-2} = 1 - \beta_x^2 - \beta_z^2$ を用いて、アンジュ

レータ磁場の1周期にわたって平均化すれば、近似的に $\overline{\beta_z} = 1 - (1 + K^2/2) / (2\overline{\gamma^2})$ が得られる。

ここで、電子についての無次元速度と位相を

$$\nu(t) \equiv L[(k + k_0)\overline{\beta_z}(t) - k], \quad (9)$$

$$\zeta(t) \equiv (k + k_0)\overline{z}(t) - \omega t \quad (10)$$

で定義する。 $L = N\lambda_0$ はアンジュレータ長である。電子の初速度 $\nu_0 = \nu(0)$ はFELの成長に決定的な役割を果たす。また $\nu = 0$ は(5)式の共鳴状態に相当し、この時光と電子の結合が最も強い。無次元時間 $\tau \equiv tc/L$ を導入すれば、 $\dot{\zeta} \equiv d\zeta/d\tau = \nu$ である。

(10)式を t で積分し、長いアンジュレータ中でのエネルギー変化が小さく全長にわたって $\gamma = \gamma_0 = \gamma_r = [k(1 + K^2/2) / (2k_0)]^{1/2}$ であると仮定すれば、

$$z(t) \equiv \overline{z}(t) - (\xi/k) \sin(2\omega_0 t) \quad (11)$$

が得られる。 K は1のオーダーなので、電子は z 方向に平均速度 $\overline{z}(t)$ のまわりで振幅 λ 程度の軸方向の振動をし、これが平面(直線偏極)アンジュレータに特有な中心軸方向での高調波の発生を引き起こす。ヘリカル(円偏極)アンジュレータでは軸方向には基本波しか現れない。(11)式を(8)式に代入して、Bessel関数による展開をし、アンジュレータ1周期分の平均をとり、さらに ζ に関する微分方程式に書き直せば

$$n \ddot{\zeta} = n \cdot d^2 \zeta / d\tau^2 = |a| \cos(n\zeta + \phi), \quad (12)$$

$$|a| = 2\pi N e n K_n(\xi) L E / (\gamma_0^2 m c^2) \quad (13)$$

が得られる。これがFELで有名な単振子の方程式で、位相空間での電子の挙動を表現している。

(1)式で与えられる電子軌道に対して(6)式の $J_{\perp, x}$ は $-ec\beta\delta^{(3)}(x - r_i(t))$ となる。全電流は各電子 i についての和をとれば得られ、平均化は(12)式の時と同様な操作でなされる。ここで、各電子を

その初期条件 (ζ_0, ν_0) で区別すると(6)式の平均化は、以下 $\langle \dots \rangle$ で表す (ζ_0, ν_0) についてのミクロな平均化を行った後マクロな電子密度 $\rho(z)$ の重みをつけることで置き換えられ、さらにマクロな電子密度は一様で $\rho = \rho_0$ 、平均化の中では $\gamma = \gamma_0 = \gamma_r$ と仮定すれば、(6)式は $a = |a| \exp(i\phi)$ として

$$\dot{a} \equiv da/d\tau = -j \langle \exp(-in\zeta) \rangle_{\nu_0} \quad (14)$$

となる。ここで無次元電流密度

$$j = \pi Ne^2 n K_n^2(\xi) L^2 \rho_0 / (\epsilon_0 \gamma_0^3 mc^2) \quad (15)$$

を導入した。(14)式では入射電子のエネルギー幅等無視したので平均化は ζ_0 についてのみなされ ν_0 の関数になっていると考えられる。かくしてFELを記述する非線形連立形微分方程式(12)式と(14)式がレーザー振幅の指標となる a とゲインの指標となる j をパラメータとして得られた。いわゆるFELゲインは a の初期値 a_0 を用いて $G = (a/a_0)^2 - 1$ で与えられる。

2.3 電子の位相空間

位相空間 (ζ, ν) での10個のサンプル電子の挙動の例を Fig. 4 に示す⁹⁾。この様子は ζ 方向に 2π 周期で繰り返される。図は $a_0 = 5, j = 10, \nu_0 = 2.6, n = 1$ の場合の例である。セパトリックスは $\nu_s = 2|a|(1 + \sin(\zeta_s + \phi))$ で与えられ、電子の閉軌道と開軌道を分ける。そのピーク間の幅 $4|a|^{1/2}$ はレーザー振幅を表している。レーザーの位相 (セパトリックスの横方向の位置) は ϕ で表され、 $\phi(0) = 0$ であるが、 ϕ の変化は小さくて読み取れない。入射時に一様に分布していた電子がセパトリックスにガイドされて次第に位相 π にバンチされていく。(14)式を見ると、これはゲインを得るのに重要なことである。また τ の増加と共に電子の位置が下方に移動し、かつ

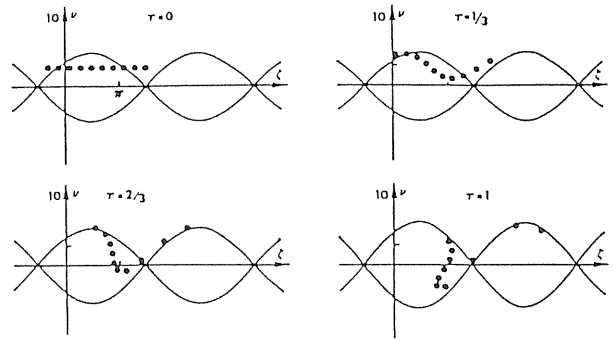


Fig. 4 Electron phase space (ζ, ν). $\tau \equiv tc / L$ is the dimensionless time.

広がっていることから、平均エネルギーが減少し、エネルギー幅が広がり、そしてレーザーの振幅が増加したことがセパトリックスの高さの変化で示されている。増幅が進行すると $|a|$ が大きくなり、ついには全ての電子がセパトリックス内にトラップされ、電子の平均エネルギー変化は殆ど無くなる。これがいわゆる飽和である。このように位相空間図はFELの挙動に関する多くの情報を与える。

小信号 ($|a| \ll \pi$)・小ゲインの場合は a による展開で(12)式と(14)式を解析的に解くことが可能で、

$$\begin{aligned} G(\tau) &= (j / (2\gamma_0^3)) [2 - 2 \cos(\nu_0 \tau) \\ &\quad - \nu_0 \tau \sin(\nu_0 \tau)] + \dots \\ &= -(j/2) \\ &\quad \times (\partial/\partial \nu_0) [\sin^2(\nu_0/2) / (\nu_0/2)^2] \quad (16) \end{aligned}$$

が得られる。右辺の微分の中身は(3)式の自発放出光スペクトルの形である。これは偶然の一致ではなく、この場合には一般にゲインが自発放出光スペクトルの微分に比例することがMadeyによって示された¹⁴⁾。有名なMadeyの定理である。ただし入射電子ビームにエネルギー幅や発散角があるなどの不完全性があると高次の微分項が付加される。 $a_0 = 10^{-3}$ の場合のアンジュレータ通過後 ($\tau = 1$) のゲインを ν_0 の関数として描いた例⁹⁾ を Fig. 5 に示すが、 $j = 1$ の曲線が今の場合に相当し、共鳴点 $\nu_0 = 0$ について反対称で、 $\nu_0 \equiv$

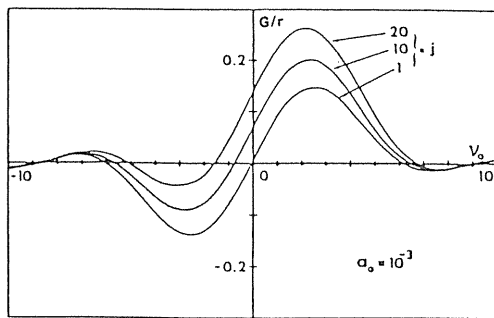


Fig. 5 FEL gain vs. ν_0 in the small-signal regime. j is the dimensionless current density defined by the eq. (15).

2.6で最大ゲイン $0.135j$ が得られる。

Fig. 5では j が大きくなるに従って曲線の対称性が崩れてくる。小信号・高ゲイン($j \gg 1$)の場合も解析的な近似が可能で、

$$G(\tau) \cong \exp[(j/2)^{1/3} 3^{1/2} \tau] / 9 \quad (17)$$

という指数関数的なゲインが得られる。小ゲインの場合は共鳴条件 $\nu_0 = 0$ では電子は $\zeta = \pi/2$ 付近にバンチするのでゲインは殆ど無いが、 $j \gg 1$ の場合はレーザーの位相 ϕ も約 $\pi/2$ 変化して $\zeta + \phi \cong \pi$ となるので高いゲインが得られる。 j が大きな場合のゲイン曲線のバンド幅の広がり ϕ の大きな変化による。これは集団的高ゲイン領域と呼ばれ、レーザーの成長と位相変化を通して電子同士が相互作用するのである。

(15)式まで基本波のみでなく高調波も丁寧に扱ってきたのは、最近高調波の発生が注目されているからである。(12)式と(14)式は信号の強さ、電流密度の大きさに拘わらず正しい。電子エネルギーの変化が大きい高効率のFELの場合は、(12)式は不正確で(7)式に立ち戻る法がより正確である。電子密度が非常に高いいわゆるRaman領域のFELでは、バンチした電子の空間電荷の効果が大きくなる。通常のFELでは劇的な高ゲインの効果が先に起こり、空間電荷効果はミリ波領域を除いてなかなか見えてこない。

3. アンジュレータ

Stanford 大学での最初のFEL実験では超伝導2重コイルのヘリカル・アンジュレータが用いられたが、最近のFELでは平面アンジュレータの方が人気がある。後者の方が製作が容易で、高い磁場が得易く、勾配付アンジュレータや光クライストロンを作る際にフレキシビリティが大きいこと等による。アンジュレータの設計は多様であるが、FELの波長領域を拡大するために B_0 を大きく、また周期数を多くしてゲインを稼ぐためと短波長化のために λ_0 を小さくするのが普通である。

アンジュレータとしては最初電磁石を用いていたが、小さな λ_0 で高い K 値を得ることが困難であった。永久磁石アンジュレータ、特にHalbachが提唱した磁石配置¹⁵⁾(Fig. 7の通常アンジュレータ部の配置)は稀土類磁石 SmCo_5 の進歩もあって至るころで使われるようになった。稀土類磁石は脆くて扱いにくいので、最近住友特殊金属社で開発されたNEOMAX(Nd-Fe-B系)もシェアを広げており、電総研光クライストロンはこれを使用している。これらの永久磁石は、外側から収束用や舵取用の磁場を重畳できるという長所も備えている。

3.1 アンジュレータの誤差

アンジュレータ中のランダムな磁場の誤差については、Kincaidの詳細な研究がある¹⁶⁾が、ここではオーダー程度の概算をしておく。磁場の誤差による K の平均誤差を ΔK とすると、 N 周期でのrandom walkで最終的な軌道誤差は $\Delta x \cong \pi N^{-1/2} \Delta K \lambda_0 / \gamma$ 程度になる。一方レーザーのウェスト・サイズを w_0 とすれば通常Rayleigh長 $\pi w_0 / \lambda$ をアンジュレータ長 L 程度にとるので、 $w_0 \cong (L \lambda)^{1/2} / \pi$ である。従って電子ビームがレーザーのモードからはずれないためには $\Delta K < \pi^{-2}$ が要求されるが、 K は1のオーダーなのでこれは簡単に満たされ、通常はあまり問題にな

らない。電総研でも光クライストロンで $\Delta B/B$ が3%の場合の電子軌道のシュミレーションを行ったが、殆ど問題は無く、むしろ全体の組立誤差が大きな問題になっている¹⁷⁾。

系統的な誤差の一例として電子が中心軸から θ ずれた角度で入射した場合を考える。これは大体アンジュレータ全体の寸法誤差や設置誤差に対応する。アンジュレータの出口では $\Delta x \cong L\theta$ 程度の軌道誤差が生ずる。これがレーザー・モード内におさまるためには $\theta < 1/(\pi\gamma N^{1/2})$ である必要があるが、これは特に短波長領域では $\gamma > 100$ なので相当に厳しい要求で、短波長化の困難の一端がうかがわれる。その他、平面アンジュレータでは磁場分布が実際には複雑で、 y 方向に収束力が存在するので周期 L 程度のベータトロン振動が起り、一方 x 方向には収束力が無い等色々な問題がある。

3.2 勾配付アンジュレータ

2. で電子のトラッピングと飽和について述べたが、飽和以降は光の増幅が効果的に行われず、ゲインの減少さえ引き起こされる。FELの効率を上げるためには、トラッピングが起こった後アンジュレータに勾配を付けることが考えられる。その原理は文献2)にも詳述されているので省略するが、(5)式の共鳴条件を見ると、定性的には電子エネルギーの下降分を補償するためにアンジュレータの磁場か周期を次第に小さくしていけばよい。勾配付アンジュレータは $a \gg 1$ の場合特に有効で、逆の場合にはむしろ勾配無しの方が有利である。

文献2)では、勾配付アンジュレータの例としてTRW社-Stanford大学の複合型¹⁸⁾を挙げているが、その後LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) でFig. 6のような素晴らしい結果が得られた¹⁹⁾。34.6GHz ($\lambda = 8.7$ mm)での増幅実験で、 $\lambda_0 = 98$ mm, $N = 30$ の平面アンジュレータを用いているが、その電磁石は2

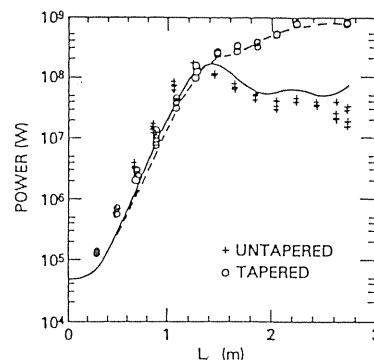


Fig. 6 FEL output power vs. undulator length with tapered and untapered undulators, obtained at LLNL. Curves are from simulations.

周期毎に独立に励磁するので B_0 の勾配が自在に変えられる。Fig. 6は磁場勾配の有無によるFEL出力をプロットしたもので、勾配の効果を実示しており、シミュレーションとの一致も良い。勾配無しの際の効率は6%であったが、勾配をつけて35%にまで向上し、出力も1GWに達した。後者の場合、シミュレーションでは75%の電子がトラップされ、そのエネルギー減少は45%である。

3.3 光クライストロン

(14)式と(15)式によれば、高ゲインを得るためには長いアンジュレータが必要であるが、実験スペース等の関係で制限が加わる場合によく用いられるのが光クライストロン(optical klystron, OK)である²⁰⁾。OKとはFig. 7の様に通常のアンジュレータを2個置き、上流側をenergy modulation用とし、中央に強い磁場のdispersive section (DS)を設けて電子ビームのバンチングを強めて、下流側energy transfer用アンジュレータ部での相互作用を大きくして、ゲインを通常のアンジュレータの数倍まで高めようとするものである。

(2)式に立ち戻って積分を実行する時、DSでの径路長の変化を考慮すれば、

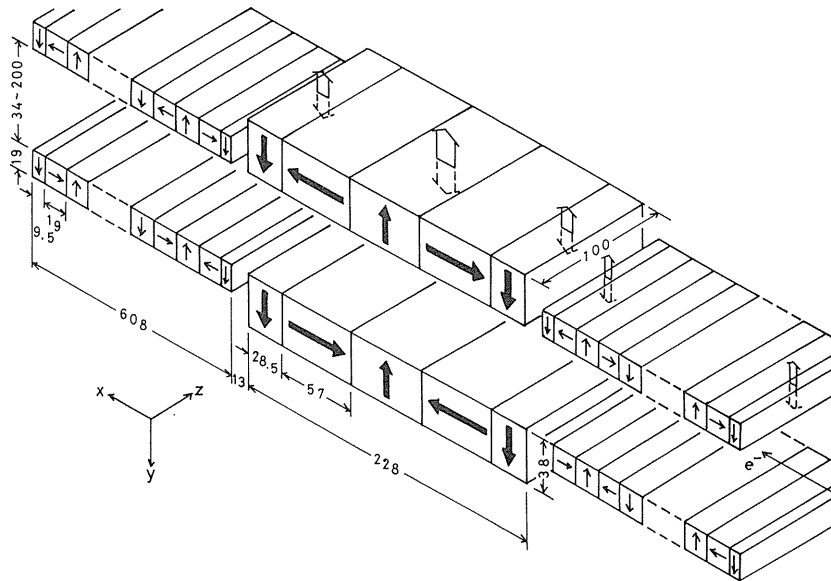


Fig. 7 ETL optical klystron.

$$\begin{aligned}
 d^2 W / d\omega d\Omega (\text{OK}) &= 2 d^2 / d\omega d\Omega (1 \text{ und.}) (1 + f \cos \phi), \\
 \phi &= 2 \pi [N + N_d (\lambda_r, \gamma)] \lambda_r / \lambda \quad (18)
 \end{aligned}$$

が得られる。 N は1アンジュレータ部の周期数, N_d はDS内で光が電子を追い越す周期数で、通常100のオーダーである。これにMadeyの定理を適用すればOKのゲインはDSが無い場合のゲイン G_{2N} を用いて

$$G_{ok} = 0.926 G_{2N} [(N + N_d) / N] f \quad (19)$$

で表される。 $f = f_0 f_r$ はゲイン劣化因数であり、

$$f_r = \exp[-8 \pi^2 (N + N_d)^2 (\sigma_r / \gamma)^2] \quad (20)$$

は電子ビームのエネルギー幅 σ_r によるゲインの劣化を表し、 f_0 はそれ以外に起因するものであるが、後者は1に近い。

電総研OKからの自発放射光スペクトルの例¹⁷⁾をFig. 8に示すが、(18式のcos.の中に N_d という大きな数が入っているためにOK特有の微細構造が見られる。Madeyの定理によればゲインの

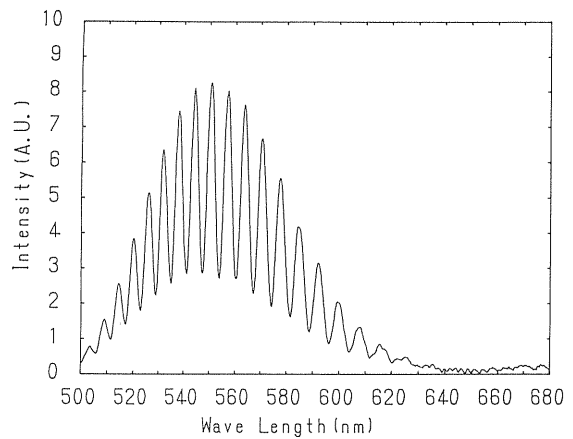


Fig. 8 Spontaneous-emission spectrum from ETL optical klystron.

スペクトルにもこの微細構造が反映し、Fig. 5に変調がかかる。OKを用いると(19式のようにゲインを上げることはできるが、(20式のようにエネルギー幅に非常に敏感である。Fig. 8でスペクトル変調の底が持ち上がっているのは電子ビームのエネルギー幅によるもので、この場合は $N=74$, $f=0.49$ であった。またOKの場合、ビーム・ヒーティングによる飽和現象が低出力で起こるので、長いアンジュレータを用い得る場合には不適切である。

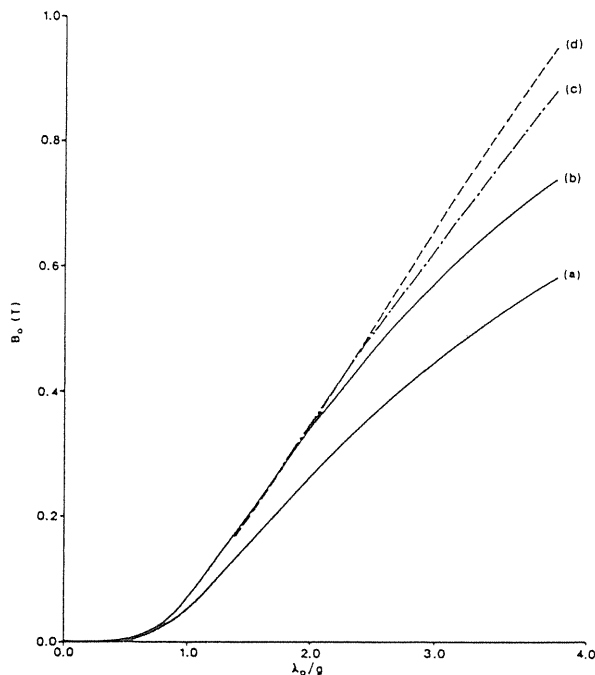


Fig. 9 Magnetic-field amplitude vs. λ_0/g where g =gap: (a) permanent magnet with thickness $\lambda_0/4$; (b) the same with thickness λ_0 ; (c) hybrid type with equal pole length and separation; (d) hybrid type of optimized design.

3.4 ハイブリッド・アンジュレータ

Halbach 型アンジュレータでは、各ブロック毎の誤差が出易く、高い磁場強度が得にくい。そこでハイブリッドアンジュレータが考案された²¹⁾。永久磁石の間にスチールのポールをはさんだものであり、文献²²⁾にも紹介されている。この場合永久磁石の精度はそれほど問題にはならず、ポール個々のギャップを調整することも容易である。さらに磁場の強度はFig. 9のように純永久磁石型より大きくなる²³⁾。(b)の場合には相当高い磁場が得られるように見えるが、これは y 方向の厚さ λ_0 の大きなブロックを使用した場合で、Fig. 7の様な形のブロックで構成したときはFig. 9の(a)になってしまう。ハイブリッド・アンジュレータにも欠点はある。他の磁場を外から重畳できないこと、磁場分布が複雑で設計に時間を要すること、初期の予想に反して、高磁場を得るためには相当高価になってしまうことである。

永久磁石ブロックの形を変形したり、傾けて配置したりして収束力を持たせるようなアンジュレータもある。さらに永久磁石を用いた円偏光アンジュレータ¹⁵⁾や、偏光可変なアンジュレータもある²⁴⁾。

3.5 軸方向磁場

低エネルギーで非常に高密度な電子ビームを用いる長波長域のFELでは、ヘリカル・ウィグラに軸方向の磁場を結合させて使うことが多い。最初の目的は電子ビームの質を向上させることであったが、その後軸方向磁場がFELそのものに大きな影響を与えることが指摘され、実験的にも検証されてきた²⁵⁾。軸方向磁場は、ヘリカル・ウィグラによる電子の軌道に影響を与え、特にサイクロトロン共鳴に近い時にヘリカルな運動を増幅してFELに必要な不安定状態を作る。また電子と光の電磁場との結合にも影響を与え、不安定性を増長させる。さらにサイクロトロン・メーザー不安定性も起こって、FELに大きな影響を与える。

4. 自由電子レーザーの実験

本節では最初に電子ビームの質への要求について触れてから、加速器別に分類してFELの現状について述べる。

4.1 電子ビーム

FEL 一般に電子ビームには大電流、小エネルギー幅、低エミッタンスが要求される。そのため例えばColumbia 大学や理研では後方Thomson 散乱によってエネルギー幅や電子密度を測定している²⁶⁾し、電総研でも電子ビームのパラメータの測定と、不安定性制御のための実験を行っている²⁷⁾。高いゲインを得るためには大きな無次元電流密度 j が必要である。電子ビームのサイズに3.1で述べたような制限をつけると、ビーム電流を I として $j \propto IN^3 \lambda^{1/2}$ となるが、 λ はFELの

用途から決まり、短波長化を狙えば j は小さくなるが、これは避けられない。また I を大きくするとビームの質が劣化し、 N を大きくするとゲインのバンド幅 $1/(nN)$ が小さくなってビームの質に敏感になるなど色々なパラメータが有機的につながっているため、何らかの妥協を強いられる。 I と N をある程度大きくとり、ある程度のゲインの劣化は許容することが多い。既設の加速器を用いる場合にはさらに余分な制約が加わる。

電子ビームの質は(14)式で一定と考えた ν_0 が実は $(\nu_0 + q)$ で q が分布 $f(q)$ を持っていることに対応する。 $a \gg \pi$ の場合はFEL相互作用自体で ν に広がりができるので、電子ビームの質は相対的には重要でないことを考えると、ビームの質が問題になるのは $a \ll \pi$ の場合である。この時は ν を a で展開して(14)式を

$$\begin{aligned} \dot{a}(\tau) &= (ij/2) \int_0^{\tau} u F(u) \exp(-i\nu_0 \tau) \\ &\quad \times a(\tau-u) du, \\ F(u) &= \int f(q) \exp(-iqu) dq \end{aligned} \quad (21)$$

と書き換えられる。例えばエネルギーが標準偏差 σ_r のガウス分布しているビームに対する $f_r(q)$ は標準偏差 $\sigma_r' = 4\pi N \sigma_r / \gamma$ のガウス分布、 $F_r(u) = \exp(-\sigma_r'^2 u^2 / 2)$ になる。角度のガウス分布 σ_θ の場合は $\sigma_\theta' = 4\pi N \gamma^2 \theta^2 / (1 + K^2/2)$ で、 $q < 0$ の時 $f_\theta(q) = \exp(q/\sigma_\theta') / \sigma_\theta'$ で $q > 0$ の時は $f_\theta(q) = 0$ 、 $F_\theta(u) = 1 / (1 - i\sigma_\theta' u)$ となる。0以外のどんな角度でも ν_0 を減ずる方向に効くからである。

エネルギー幅が無く直線的な理想的ビームでは $\sigma = \sigma' = 0$ であり、 $F(u) = 1$ である。この場合(21)式で $a(\tau)$ は成長し、積分の中の a も成長するので成長率はさらに増加する。しかし $\sigma' > 0$ であると F は大体 $1/\sigma'$ で減衰する。普通 $\sigma' \equiv \pi$ が指標であり、 $\sigma' \gg \pi$ の場合はバンチ能力が著しく劣化してゲインのバンド幅が広がり、ピークも減少する。 $j \gg 1$ であると a の成長が速

いのでビームの質には鈍感で、この場合の目安は $\sigma' \equiv j^{1/3}$ である。

こうして、ビームの質のFEL性能への影響は関連量の幅から q に関する σ' を求めることによって評価できる。詳しい情報は(21)式を使って得られる。例えばエネルギー幅の場合、 $\sigma_r' = \pi$ はしばしば言われる限度 $\sigma_r / \gamma = 1 / (4N)$ に相当し、 $\sigma_r' = 8$ ではピーク・ゲインは理想的な場合の $1/10$ に下がる。

4.2 蓄積リング

蓄積リング自由電子レーザー(SRFEL)の長所としては、高エネルギーで良質のビームが得られるので短波長のFELに適していること、全体的な効率が高いこと、実験の場の放射線レベルが低いこと等が挙げられるが、一方光の電磁場との相互作用でエネルギー幅が増大した電子ビームを循環使用するために出力が比較的低いという短所を併せ持っている。FEL出力 P_L は有名なRenieri limit、 $P_L \approx (\Delta\omega / \omega) P_s$ を越えることができない²⁸⁾。 P_s はリング全体でのシンクロトロン放射出力である。 P_s を大きくするためにウィングラをリング中に設置したりすることもある。

SRFELは永久磁石を用いた小型で高ゲインの光クライストロンの出現によって1983年にACOリングで可視領域で初めて発振に成功した。その後リング・パラメーターの変更等でゲインも向上し、波長領域も460mm付近まで短波長化されてきたが、1987年に陽電子蓄積リングSuper-ACOが稼働を開始し、現在は3.2mの光クライストロンを用いて研究中で、最近発振に成功している²⁹⁾。ACOの実験では原理の実証、FELの性能、電子ビームへの影響の研究等多大な成果が挙げられ、方々で引用されている。

NovosibirskのVEPP-3では、光クライストロンの発明²⁰⁾以来長年研究が続けられてきたが、リングにFig.10に見られる長いバイパスを付加して7.2mの電磁石OKを設置することにより

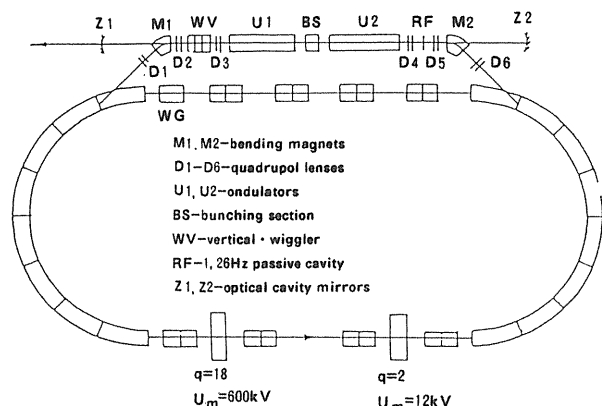


Fig.10 VEPP-3 SRFEL with long bypass.

1988年に発振に成功した³⁰⁾。通常リング部にビーム電流増強用の9倍高調波加速空洞，直線部にはダンピング用ウィグラーが見られる。その後の実験でFig.11のように短波長化されて，FELは初めて紫外領域に突入した。

Frascatiの蓄積リングADONEでは1981年にSRFELの研究が開始され，電磁石アンジュレータ，ゲイン測定，高度な光共振器等精力的に研究が続けられてきたが，1987年にマシンが閉鎖された³¹⁾。BNL (Brookhaven National Laboratory) のUVリングでは，当初発振実験が予定されていたが，現在は増幅実験を行っている。

国内では，電総研と分子研でFEL実験が行われている。電総研では，FELの3大要素技術についての研究を中心に，可視域での実験が行われている^{6, 17, 27)}。FEL用直線部が約1.8mと短いので，Fig. 7に見られる光クライストロンを使用している。分子研では，電子ビームの質の向上の研究と並行してゲインの測定を行っている。

4.3 RFリニアック

RFリニアックは世界中で最もよく使われている加速器であり，既存のものも多い。比較的高エネルギーで大電流のビームが得られる特徴があり，最近の進歩によって短波長域でも有望視されている。前述のStanford大学の超伝導リニアック(SCA)では10.6 μ mでの増幅実験と3.5 μ mでの発振実験に成功した⁵⁾。暫く前まではFELの成功

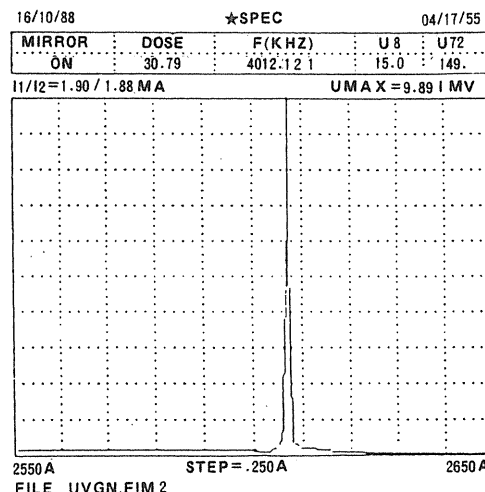


Fig.11 FEL lasing line in ultraviolet obtained at VEPP-3.

例が非常に少く，これらについての解説は枚挙に暇が無い。

LANL (Los Alamos National Laboratory) では1982年に増幅実験を行い，最近はFig.12に示すシステムで発振実験を行っている³²⁾。Lバンド定在波型常伝導リニアックからの電子ビームのエネルギーは20MeV，マクロパルス幅は100 μ sと長く，マイクロパルス幅はエネルギー分散部の効果で16 μ sまで圧縮され，ピーク電流は300Aを記録している。SmCO₅を用いたアンジュレータは $\lambda_0=27$ mm， $N=37$ であるが， λ_0 は12%まで勾配をつけられる。FEL波長は9~35 μ mと可変で，共振器内で最大ピーク出力2000MWを得た。勾配付アンジュレータの場合の効率は2%である。注目されるのは，使用済の電子ビームを減速して加速用マイクロ波に変換するエネルギー回収方式である。試験の結果は大体良く，FELの発振にも影響は見られていない。

Stanford大学のMark IIIでは，35~45MeVの電子ビームと勾配無しのハイブリッド・アンジュレータを用いて2.0~5.5 μ mのFEL発振実験を行っている³³⁾。最大の特徴はFig.13に示すLaB₆カソードを用いたRF電子銃で，これにより，40MeVでピーク電流20~40Aを記録している。マイクロパルス幅は1~2psと短い。3次高調

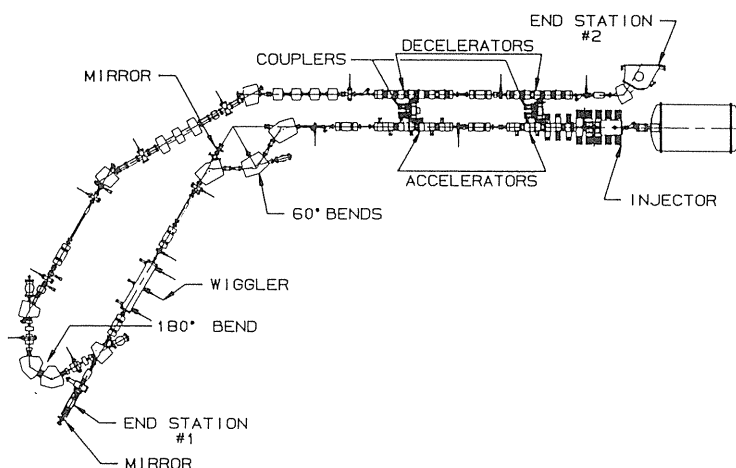


Fig.12 Configuration of the LANL FEL with energy recovery system.

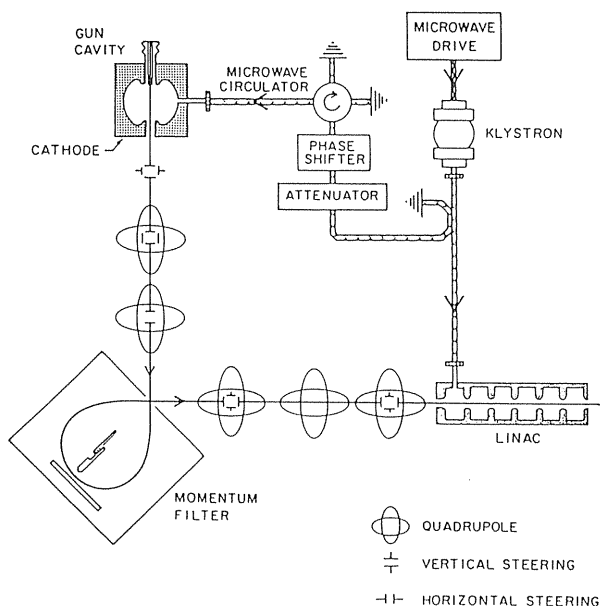


Fig.13 Microwave-gun assembly at Mark III.

波の同時発振や出力カップリングを変えられる構造も注目されている。同じMark IIIでRocketdine社/Stanford 大学共同で、高度な勾配付アンジュレータを用いて $2.7\sim 3.7\mu\text{m}$ のFEL発振実験も成功している³⁴⁾。

Stanford 大学のSCAではTRW社/Stanford 大学のグループがリサキュレーションで115MeVのビームを得て、RFリニアックでは初の可視域(520nm)での発振に成功した³⁵⁾。また、Boeing Aerospace社は120MeVでピーク電流300A、マクロパルス幅 $80\mu\text{s}$ のリニアックを建設し、Spectra Technology社の高度勾配付アンジュレータと微

調整可能な光共振器を組み合わせ、 $0.6\mu\text{m}$ ピーク出力40MW、平均出力2kWのFEL発振に成功したとのことである。

英国でもRFリニアックを用いる発振実験計画があり、ゲインの測定まで行われた³⁶⁾が、 $2.5\mu\text{s}$ という電子ビームのパルス幅では発振の閾値を越えることができなかった。国内では原研でFEL専用の超伝導リニアックの建設を開始し、東大原子力研究施設では既存のリニアックを改造してFEL実験を始めようとしている。

4.4 マイクロトロン

高エネルギー電子ビームを使用するFELは一般に大規模になるが、マイクロトロンを使えば小型で安価な装置が可能になるので、FrascatiのENE A等で実験が行われている³⁷⁾。しかしながら、現状では入射部とビームの収束の困難さのために高輝度ビームは得られず、成功していない。

小型にはならないが、185MeVレストラック型マイクロトロンによるFELは米国のNIST(National Institute of Standards and Technology)で開発しようとしている³⁸⁾。これは広い波長域と高調波のFELに特徴がある。国内では日大でdouble-sidedマイクロトロンの建設が進んでいる。

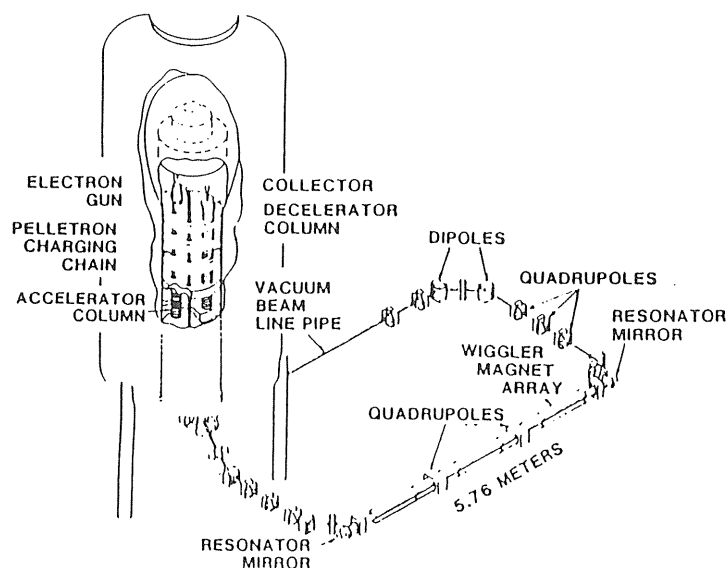


Fig.14 UCSB FEL apparatus with a beam recovery system.

4.5 静電加速器

UCSB (University of California at Santa Barbara)では、van de Graaf型加速器からの高品質な電子ビームを用いてユニークな $100\sim 400\ \mu\text{m}$ のFEL装置を作り、生物学、固体物性等の研究用にレーザーを供給している³⁹⁾。静電加速器は比較的小型で安価、ビームの質が良くパルス幅も μs からDCまで自由に選べるが、小電流ビームしか得られない。UCSBではFig.14の様にFELに使用されたビームを回収して減速管を通し、これを再使用方法をとった。ビームがFEL相互作用で失った僅かなエネルギーを補給するだけでよく、エネルギーが節約されかつビームの安定性が増す。UCSBではさらに電子銃と減速管後の集電極を接地してタンクの外に出し、中に $\lambda_0 = 4\ \text{mm}$ 、ギャップ $2.3\ \text{mm}$ のマイクロ・アンジュレータを組み込んだ小型のFELを提唱し、そのプロトタイプを建設中である。

4.6 誘導リニアックとパルスライン

これらの加速器では比較的低エネルギー領域で非常に高いピーク出力のビームが得られる。しかし、一般にパルス幅は $100\ \text{ns}$ 程度でデューティが低いので発振実験には不向きで殆どは増幅型

FELであり、またビームの質も比較的悪い。

相対論的電子ビームを用いた最初のFELの実験はNRL(Naval Research Laboratory)で自発放出光をそのまま増幅する自己増幅自然放出(self-amplified spontaneous emission, SASE, superradiant)モードで行われ、 $400\ \mu\text{m}$ 、 $1\ \text{MW}$ の出力を得た⁴⁰⁾。その後、Columbia大学、NRL、MIT (Massachusetts Institute of Technology)等によってビームの質の改善、軸方向磁場の適用等の研究がなされ、FEL出力は飛躍的に大きくなって $1\ \text{GW}$ 以上となり、既存のソースからの出力を越えるようになってきた。

NRLでは $2\ \mu\text{s}$ という長いパルスの誘導リニアック(induction linear accelerator, ILA)を開発し、SASEや発振の実験を行っている⁴¹⁾。ILAの飛躍的な進展はLLNLでの開発によってもたらされた。現在LLNLには $4.2\ \text{MeV}$ 、 $10\ \text{kA}$ 、 $30\ \text{ns}$ のETAと $50\ \text{MeV}$ 、 $10\ \text{kA}$ 、 $70\ \text{ns}$ のATAがある。3.3で紹介したFig.6はILAの特徴である高ゲイン・高効率・大出力FELを見事に示している。LLNLではETAを用いて $140\ \text{GHz}$ 、ATAを用いて $10\ \mu\text{m}$ の増幅実験も行っている⁴²⁾。

日本では、阪大のレーザー核融合センターと理研でこの領域での研究が行われている。

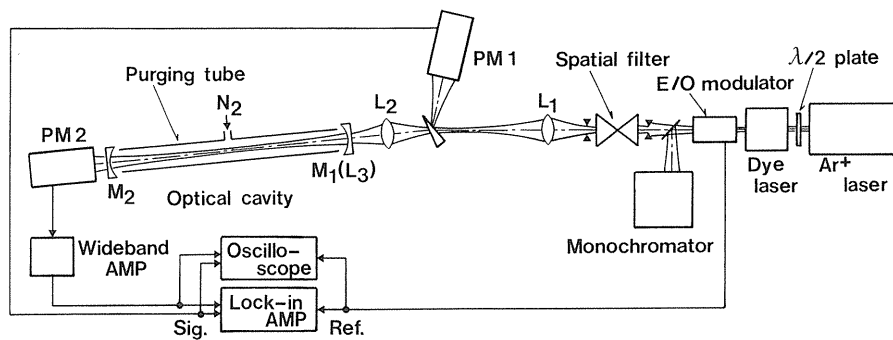


Fig.15 Arrangement for cavity-loss measurement by a decay-time method.

5. 光共振器

発振型FELにおいては光共振器の性能が非常に重要で、特にFELゲインが非常に低い場合は共振器損失が問題になる。電総研の場合はこの損失は1往復で 10^{-4} 以下でなくてはならない。このような微小損失は通常の分光透過法では測定不可能なので、減衰時間測定法⁴³⁾がよく用いられる。電総研での測定配置をFig.15に示す。チョップされたレーザーを光共振器内に導入する。共振器に入る前の光即ちPM1が受ける光は勿論矩形波に近いが、共振器に入った光は往復運動をした後透過するのでPM2が受ける光はその波形がなまったものとなっている。これらの位相差から減衰時間を求めて損失に換算する。可視光域では現在1枚当りの損失40ppm程度のミラーが得られている。

現在短波長域で多用されている誘電体多層膜ミラーはアンジュレータから自発放出光の高調波として出てくる紫外光による損傷が激しい。これについてはACOで詳細に述べられた⁴⁴⁾が、もともと狭い低損失領域がさらに狭くなり、極小値自体も大きくなる。この問題は可視光領域FELでは勿論、将来のFELの短波長化においてはさらに深刻である。また反射率自体も最高記録はともかく、大体は60nmの光に対して約40%程度が現状である。

逆に大出力FELの場合は、熱によるミラーの損傷が問題になる。FELでは、電子密度を高め

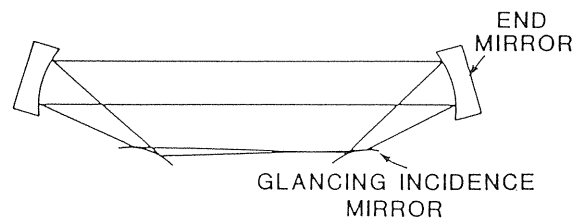


Fig.16 A glancing-incidence ring cavity.

るためにレーザーの径も小さくなるように設計されるので、ミラーでのレーザー密度は非常に大きくなる。これを避けるには通常共振器長を長くして回折による広がりを持つ。前述のBoeing/STの実験では共振器長は55mで⁴⁵⁾、数百mという設計もある。これは長すぎるし、ミラーの角度等の許容誤差は小さく、特に短波長域では神業に近くなる。Fig.16の様な斜入射リング共振器は、共振器長を短くしてかつ許容度を大きくするために考案されたもので⁴⁶⁾、これにさらに共振器長調整やレーザー出力用ミラーを追加したり、総て斜入射にするなどの修正をしたものがよく使われている。これらの方式ではミラーの収差等の許容度も大きくなる。

6. 最近の話題

最近話題になっていて、将来重要になると思われる技術や問題について、以下に簡単に触れる。

6.1 光ガイディング

レーザーには回折による広がりがあるので、長いアンジュレータを用いることには限界があるよ

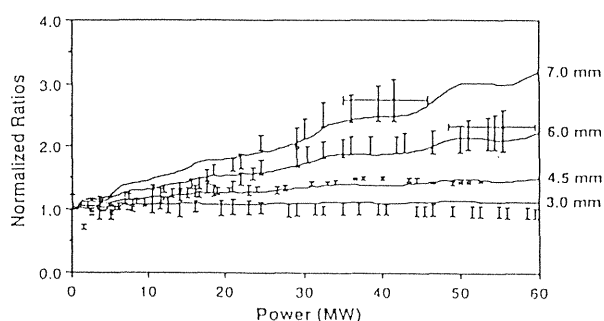


Fig. 17 Ratios of center to outer rod signals for 4 different outer-rod positions vs. optical power. Solid curves are from simulations.

うに思われる。しかし、最近電子ビームが光ファイバのような役目をして回折による広がりを補償する光ガイドング(optical guiding, OG)の存在が理論的に予測された。OGには2種類ある。ゲイン・ガイドングは、簡単には光が回折によって一部ゲイン領域から逃げ去ってもゲインが高い中央部ではさらに増幅が続いて収束力があるのと同じ効果になる現象である。一方屈折ガイドングは、FELに特有な現象で、マイクロにバンチされて蛇行する電子ビームが光にはマイクロな電気双極子に見えて、結果的に電子ビームがマクロな屈折率を持った媒質になることから引き起こされる⁴⁷⁾。

LANLの発振実験ではレーザー・ビームが曲げられた可能性があることが指摘され、Mark IIIでは光共振器からBrewster板でレーザーを取り出し、ビームの中心と外側の光量を比較して直接OGを検証する実験を行った⁴⁸⁾。後者の結果をFig. 17に示すが、双方のOGを考慮に入れたシミュレーションの結果と比較的良く一致しており、OGは実在すると考えても良さそうである。

6.2 サイドバンド

電子が位相空間のセパトトリックス内にトラップされると、その後 $\xi = \pi/2$ あたりを中心に振動数 $\nu_s \cong a_0^{1/2}$ のシンクロトロン振動をして光の振幅や位相の変調を引き起こし、 $\Delta\lambda/\lambda = \nu_s / (2\pi N)$ のサイドバンドを発生する⁴⁹⁾。この不安

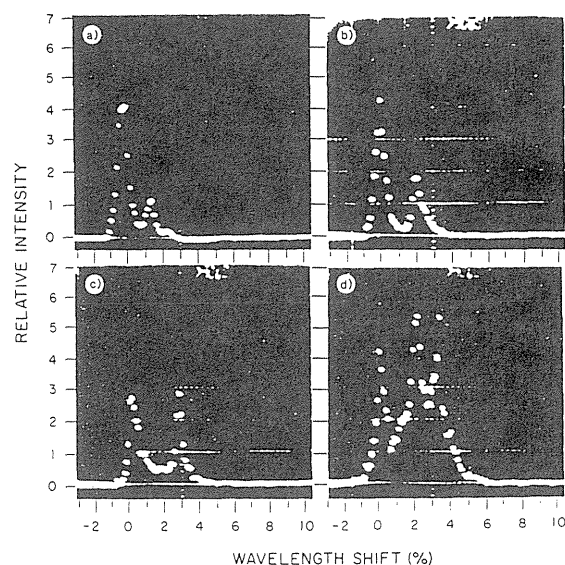


Fig. 18 FEL spectra for peak power a) 25MW, b) 45MW, c) 65MW, and d) 110MW. The abscissa is $\Delta\lambda/\lambda_r$ in %.

定性は電子がアンジュレータを通過する間に1回のシンクロトロン振動が起る位に a_0 が大きくなると発生する。

Fig. 18に示すLANLの発振実験で観測されたFELスペクトルでは、FELの成長に伴ってサイドバンドも成長している⁵⁰⁾。勾配無しアンジュレータではサイドバンドはレーザー出力を大きくするので、スペクトル幅の広がりを我慢すれば済むが、電子エネルギーにチューンされた勾配付アンジュレータでは逆に出力の低下をもたらす、深刻な問題になる。これを抑制するために狭帯域多層膜ミラーを使う方法と、光共振器長をデチューンする方法が考えられている⁵¹⁾。勿論後者の方が魅力的であるが、技術はまだ確率されていない。長波長域では阪大で分布フィードバック方式による抑制に成功している。

6.3 コヒーレントな高調波

短波長域ではゲインが低くなるので発振実験に頼るのが普通ではあるが、5.で述べた様に現状ではミラーの性能によって規制されている。これを避けるためには、光クライストロンによる高調波の発生が考えられる。OKで基本波のFELを発

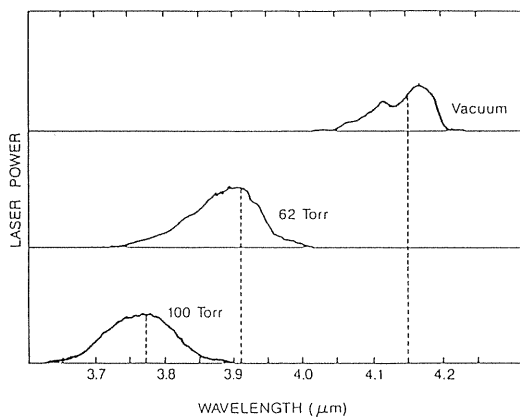


Fig.19 Optical power spectra in a gas-loaded FEL.
The vertical scales are arbitrary.

生させるか外部からOKにパルス・レーザーを導入すると、平面アンジュレータには高調波成分があり、電子のバンチングも強力な光の電磁波で変調されて高調波成分が生じるので、本質的には自発放出光であるがコヒーレントな高調波が発生する。ACOでは電子ビームのバンチ周波数にロックされたNd-YAGレーザーの基本波(1.06 μm)や2次高調波を導入して最短で106nmのコヒーレントな高調波の発生に成功している⁵²⁾。この場合スペクトル幅は0.7nmで、パルス当りの発生光子数は 10^5 と比較的少いが、入射レーザーを波長可変にすれば波長可変にもなり、既存のレーザー技術では到達し得なかった領域に入りつつあると言えよう。なおMark IIIではLiNbO₃や β -BaB₂O₄の結晶を用いてFELの2倍、4倍高調波を発生する実験を行っている⁵³⁾。

6.4 ガス封入型FEL

(10)式は真空中での式であるが、屈折率 n の媒質の中では $(n-1) \pm \lambda_r / \lambda_0 = (1+K^2/2) / (2\gamma^2)$ と書き換えられる。従ってガス中ではFELを短波長化できるはずである。Mark IIIでは水素ガスでこのガス封入型FELの実験を行い、Fig.19の結果を得ている⁵⁴⁾。ゲインは水素圧の増加とともに下がるが、FEL波長は予想通り短くなっている。ただしこの方法はSRFELでは不可

能であろう。

7. 将来の展望と応用

本節ではFELの将来展望とFELへの期待等について述べる。

7.1 将来の展望

今後のFELは、長波長領域では大出力・高効率化、未踏短波長領域では短波長化が焦点になることは疑いない。一方FELの小型化も待望されている。長波長領域においては、目標も定まっいて、電子ビーム大出力化と質の向上、エネルギー回収法の改善等であろう。短波長域については事情が異なり、未解決な問題が多い。

まず、短波長域ではビーム電流当りのゲインが下がるので大電流が必要になる。蓄積リングは現在高エネルギー領域で最も良質なビーム源であるが、それでも短波長域で必要とされているピーク電流300Aあたりでもその質が維持されるかどうか問題になる。RFリニアックの場合は質が多少劣る分を大電流で補うことになる。そのためには入射系、特に電子銃が当面の最大の課題であろう。4.3で述べたRF電子銃は画期的ではあるが、一部の電子が逆流してきて陰極表面に熱を与えるためにマクロパルス幅が2~3 μs に限られたり、全てのRFサイクル毎に電子が発生してしまう欠点もある。LANLで試験中のCs₃Sbフォトカソードを用いた電子銃と入射系⁵⁵⁾はこの欠点を除去するものと期待されているが、現状ではカソードの寿命が非常に短いという問題が残っている。楽観的な予測では500MeVで10nmのFELが可能な輝度は得られるとされている。

アンジュレータについては6.1で述べたOGを考えれば、将来は数十mという長いアンジュレータが製作されるであろう。これは長波長域でも同じであろうが、短波長域ではより高精度のものが要求され、長くなるとランダムな誤差も無視できなくなり、磁場測定法の開発も重要である。

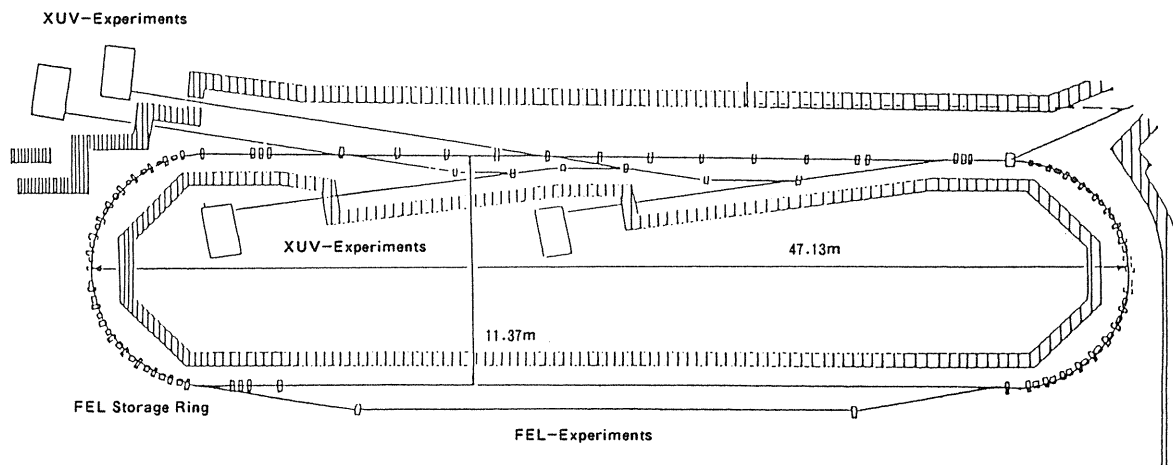


Fig.20 1-GeV storage ring for XUV FEL .

収束力を伴ったアンジュレータも重要性を増す。短波長化するためには電子エネルギーを上げる代わりにアンジュレータ周期を短くする方法もあり、UCSBでの試みはその一つであるが、永久磁石ではこれにも限りがある。電磁波ウィグラはPantell等によって提案され⁵⁶⁾、UCSBでは発振したFELを電磁波ウィグラとして用いる2段階FELも提案されている⁵⁷⁾。日本でもマイクロ波やCO₂レーザーを用いた実験が行われている⁵⁸⁾。

短波長用の共振器ミラーは非常に深刻な開発課題である。FEL発振のためにはミラー当りの全損失60%がぎりぎりの線で、しかも広帯域であることが望まれる。5.で述べた全て臨界角度以上の斜入射リング共振器を発展させるのが、現在では最良の方法かも知れない。

以下では短波長域での野心的なFEL計画をいくつか紹介する。Stanford大学では、Fig.20の1 GeV蓄積リングで20nmまでのFEL発振実験を計画している⁵⁹⁾。このリングはエミッタンスが低いこととピーク電流が270 Aと高いという特徴がある。長い直線部には27mのアンジュレータが設置される。CWモードとQスイッチング・モードが考えられている。

短波長域に適したミラーが難しいことから、蓄積リングに長いバイパスを設けて発振型ではなくSASEモードで高いゲインで一気に増幅しようと

いうBNLとLBL(Lawrence Berkeley Laboratory)の提案がある⁶⁰⁾。この方法はVEPP-3の場合と違ってパルス・バイパスであり、FEL相互作用でエネルギー幅の広がった電子ビームを本来の軌道に戻して冷却する。しかし、高いゲインを得るためにはビームに対する要求が非常に厳しく、750 MeV、ピーク電流 330 A でエネルギー幅 0.2%、エミッタンス $5 \times 10^{-9} \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 程度である。これは、少くとも現状では非現実的なので、光共振器を置いて数回往復させるという妥協案が出されている⁶¹⁾。この場合のミラーの反射率は10%、ピーク電流も約20 A程度でよく、エミッタンスも5倍ほど緩和される。

RFリニアックによる短波長流域FELで大規模なものはLANLで計画されている⁶²⁾。これは500 MeVリニアックの後に数本のFEL共振器を設けていくつかのFELを同時に発振させるものである。短波長の方がビームの質に対する要求は厳しいし、FEL相互作用が起る毎にビームの質は劣化するので、勿論上流側が短波長であり、下流に行くに従って長波長になる。最短波長10nmを目標としている。さらに次段階として、長いアンジュレータを用いる1~10nmのSASEも盛り込まれている。この他にも短波長域での提案は多いが、紙面の都合上省略する。

7.2 応用

自由電子レーザーは現状では未完成である。約10 μ mより長波長域では実用に近いとはいえ、その用途はせいぜい研究所レベルに限られている。利用面ではUCSBとStanford 大学が最も進んでいて、特に前者は、強度は弱いながらも計算機制御を行って利用者に便利なFELを目指している。

FELの応用分野は、その特徴である大出力、高効率、広い波長可変性から、慣性核融合やトカマクの加熱源、同位体分離に代表される原子力分野、原子・分子の基礎的研究、レーザー加工、医学・医療分野、光CVD等の材料創製、X線レーザー、レーザー加速器等、様々なものが挙げられる。

レーザー加速器の原点はおそらくShimodaの提案⁶³⁾であろうが、FELを利用するものとしては、two-beam acceleratorの提案が有名である⁶⁴⁾。これはマグネトロンからの入力を強力に増幅して大型リニアックの高周波源にするものである。日本では高エネルギー研でこの種の研究がなされている⁶⁵⁾。また東北大では逆Smith-Percell効果を利用した高勾配加速器の研究が行われている⁶⁶⁾。

その他の応用面に関して詳細に語る資格は筆者には無く、放射光学会員で特にシンクロトロン放射の強度やコヒーレンスの無さに不満を抱いているユーザ・サイドの方々に執筆をお願いしたい。興味のある方は文献67)を読んで頂きたい。FELの応用の特集である。なお現状では極短波長域を除けば米国での研究が最も進んでいる。これはSDIという巨大な目標もあるからであろう。

8. おわりに

長波長域はともかく、短波長域FELはまだ実証実験から可能性の研究段階にあると言える。ネックは色々あるが、中でも加速器はFEL実験のキーポイントである。従来は既存の加速器に寄生してFEL実験が行われてきたが、これからはFEL専用あるいは少なくともFELを念頭に置い

た加速器が製作されていくであろう。現在でもFELの研究が加速器の進歩を促していることはこれまでの話で明かであろう。FELの応用は現状では特殊目的に限られているが、今後の研究の進展に伴って、その長所・短所、発展性と限界が露になるにつれて応用分野もさらに明らかになっていくであろう。FELの研究者は長期的展望に基づいて革新的な方法を考案せねばならないが、現在の障壁を確実に乗り越えて、安価とは言えないFELの次のステップに進むことへのコンセンサスを得ることもまた重要である。

以上FELの簡単な解説を行い、現状と将来について述べてきたが、筆者の書き方の拙さと、与えられた題名があまりに広範なために、どの部分も中途半端になってしまったことをお詫びする。

なお、電総研におけるFELの研究は、電総研リニアック・蓄積リング・グループの共同で、1988年度までは「科学技術振興調整費による研究」、1989年度からは「原子力試験研究」において行われている。

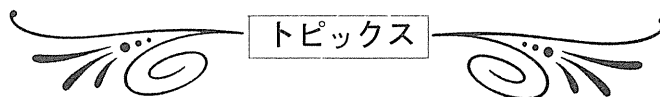
参考文献

- 1) 近藤淳：電子技術総合研究所調査報告第200号 (1979)；近藤淳：月刊フィジックス 4, 295 (1983)；三間罔興：日本物理学会誌 37, 906 (1982)；三間罔興, 今崎一夫：応用物理 57, 1468 (1988)；塚田甲子男：放射線 11, No.3, 3 (1985).
- 2) 宮原義一：固体物理 21, 417 (1986).
- 3) H.Motz：J.Appl.Phys. 22, 527 (1951)；R.M. Phillips:IRE Trans.El.Dev. ED-7, 231(1960).
- 4) J.M.J.Madey:J.Appl.Phys. 42, 1906 (1971).
- 5) L.R.Elias W.M.Fairbanks, J.M.J.Madey, H.A.Schwettman, and T.I.Smith:Phys.Rev.Lett. 36, 717 (1976). 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).
- 6) T.Yamazaki:Proc.Int.Cong.Opt.Sci.Eng.,Paris

- (1989) to be published.
- 7) F.A.Hopf, P.Meystre, M.O.Scully, and W.H. Louisell:Phys.Rev.Lett. **37**, 1215 (1976);W.B. Colson:Phys.Lett. **64A**, 190 (1977).
 - 8) H.Al-Abawi, F.A.Hopf, G.T.Moore, and M. O.Scully:Opt.Comm., **30**, 235(1979); P.Sprangle, C.Tang, and W.Manheimer:Phys.Rev.Lett. **43**, 1932 (1979); P.L.Morton:Physics of Quantum Electronics,Addison-Wesley,vol. 8, p. 1 (1980).
 - 9) W.B.Colson: IEEE Trans.Quant. El. **QE-17**, 1417 (1981).
 - 10) J.D.Jackson:Classical Electrodynamics 2nd ed.,John Wiley & Sons, Ch.14. (1975).
 - 11) R.Tatchyn, A.D.Cox, and S.Qadri: Proc.SPIE **582**, p.47 (1986).
 - 12) D.F.Alferov, Yu A.Bashmakov, and E.G.Bessonov: Sov.Phys.Tech.Phys. **18**, 1336, (1974).
 - 13) 宮原恒昱: 放射光2第2号, 47 (1989).
 - 14) J.M.J.Madey:Nuovo Cim. **50B**, 64 (1979).
 - 15) K.Halbach:Nucl.Instr.Meth. **187**, 109 (1981).
 - 16) B.M.Kincaid:Nucl.Instr.Meth. **A246**, 109(1986).
 - 17) T.Yamazaki,T.Nakamura,T.Noguchi,S.Sugiyama, T.Mikado,M.Chiwaki,and T.Tomimasu:TELL-TERAS Activity Report 1980~1986, Electro-tech.Lab.,p.72(1987); T.Nakamura,T.Yamazaki, T.Noguchi,S.Sugiyama,T.Mikado,M.Chiwaki, and T.Tomimasu:ibid.,p.78. (1987); T.Yamazaki, T.Nakamura, T.Tomimasu, S.Sugiyama, and T.Noguchi:Proc. 3rd Japan-China Joint Symp. Acc.for Nucl.Sci.and Their Appl.,Riken,p.81 (1987).
 - 18) J.A.Edighoffer,G.R.Neil,C.E.Hess,T.I.Smith, S.W.Fornaca,and H.A.Schwettman:Phys.Rev. Lett. **52**, 344 (1984).
 - 19) T.J.Orzechowski,B.R.Anderson,J.C.Clark,W. M.Fawley,A.C.Paul,D.Prosnitz,E.T.Scharlemann, S.M.Yarema,D.B.Hopkins,A.M.Sessler,and J.S.Wurtele:Phys.Rev.Lett. **57**, 17 (1986).
 - 20) N.A.Vinokurov and A.N.Skrinsky:INP77-59, Novosibirsk (1977); P.Elleaume:J.de Phys. **44**, C1-353 (1983).
 - 21) K.Halbach:J.de Phys. **44**, C1-211 (1983).
 - 22) 北村英男:数理科学 No.243, 22 (1983).
 - 23) R.P.Walker:Nucl.Instr.Meth. **A237**, 366(1985).
 - 24) H.Onuki,N.Saito,and T.Saito:Appl.Phys.Lett. **52**, 173 (1988).
 - 25) P.Sprangle and V.Granatstein:Appl.Phys.Lett. **25**, 377(1974);J.Fajans,G.Bekefi,Y.Z.Yin,and B.Lax:Phys.Fluids **28**, 1995 (1985).
 - 26) S.C.Chen and T.C.Marshall:Phys.Rev.Lett.**52**, 425 (1984); Y.Kawamura, M.Kawai, and K. Toyoda:Jpn.J.Appl.Phys. **27**, 2013 (1988).
 - 27) T.Nakamura,T.Yamazaki,T.Noguchi,S.Sugiyama, and T.Tomimasu:Proc. 6th Symp.on Acc.Sci. and Tech.,Tokyo, p.262 (1987).
 - 28) A.Renieri:Nuovo Cim.**53B**,160(1979);G.Dattoli and A.Renieri:ibid. **59B**, 1 (1980).
 - 29) 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**, 1652(1983); M.Billardon,P.Elleaume, Y.Lapierre, J.M.Ortega, C.Bazin, M.Bergher, J.Marilleau, and Y.Petroff :Nucl.Instr.Meth. **A 250**, 26 (1986); M.E.Coupric,C.Bazin,M. Billardon, and M.Velghe :Proc.Int.Cong.Opt. Sci.and Eng.,Paris, (1989) to be published.
 - 30) I.B.Drobyazko,G.N.Kulipanov,V.N.Litvinenko,I. V.Pinayev, V.M.Popik, I.G.Silvestrov, A.N. Skrinsky, A.S.Sokolov, and N.A.Vinokurov: Proc.Int.Cong.Opt.Sci.and Eng.,Paris, (1989) to be published.
 - 31) N.Cavallo,F.Cevenini,M.R.Masullo,M.Castellano, S.Guiducci,P.Patteri,M.A.Preger, and M.Serio: Nucl.Instr.Meth. **A272**, 64 (1988).
 - 32) R.W.Warren,B.E.Newnam,J.G.Winston,W.E. Stein,L.M.Young,and C.A.Brau:IEEE J.Quant.

- El. **QE-19**, 391(1983); R.W.Warren, D.W.Feldman, B.E.Newnam, S.C.Bender, W.E.Stein, A.H.Lumpkin, R.A.Lohsen, J.C.Goldstein, B.D.McVey, and K.C.D.Chan: Nucl. Instr. Meth. **A 259**, 8 (1987); D.W.Feldman, R.W.Warren, W.E.Stein, J.S. Fraser, G.Spalek, A.H.Lumpkin, J.M.Watson, B.F.Carlsten, H.Takeda, and T.-S.Wang: *ibid.*, 26 (1987).
- 33) S.V.Benson, J.Schultz, B.A.Hooper, R.Crane, and J.M.J.Madey: Nucl. Instr. Meth. **A 272**, 22 (1988).
- 34) A.Bhowmik, M.S.Curtin, and W.A.McMullin, S.V.Benson, J.M.J.Madey, B.A.Richman, and L.Vintro: Nucl. Instr. Meth. **A 272**, 10 (1988).
- 35) J.A.Edighoffer, G.R.Neil, S.Fornace, H.R.Thompson, T.I.Smith, H.A.Schwettman, C.E.Hess, J.Frisch, and R.Rohatgi: Appl. Phys. Lett. **52**, 1569 (1988).
- 36) C.R.Pidgeon, D.A.Jaroszynski, D.M.Tratt, S.D.Smith, W.J.Firth, M.F.Kimmit, C.W.Cheng, M.W.Poole, G.Saxon, R.P.Walker, J.S.Mackay, J.M.Reid, M.G.Kelliher, E.W.Laing, D.V.Land, and W.A.Gillespie: Nucl. Instr. Meth. **A 259**, 31 (1987).
- 37) U.Bizzari, F.Ciocchi, G.Dattoli, A.De Angelis, M.Eroclani, E.Fiorentino, G.P.Gallerano, T.Letardi, A.Marino, G.Messina, A.Renieri, E.Sabia, and A.Vignati: J. de Phys. **44**, C1-313 (1983).
- 38) S.Penner, R.Ayres, R.Cutler, P.Debenham, B.C.Johanson, E.Lindstrom, D.Mohr, J.Rose, and M.Wilson: Nucl. Instr. Meth. **A 272**, 73 (1988); P.Debenham, R.Ayres, R.Cutler, B.C.Johanson, R.Johanson, E.Lindstrom, D.Mohr, J.Rose, and M.Wilson: Proc. Int. Cong. Opt. Sci. and Eng., Paris (1989) to be published.
- 39) L.R.Elias and G.J.Ramian: SPIE 453, p.137 (1983); L.R.Elias, J.Hu, and G.Ramian: Nucl. Instr. Meth. **A 237**, 203 (1985); G.Ramian and L.Elias: Nucl. Instr. Meth. **A 272**, 81 (1988).
- 40) V.L.Granatstein, S.P.Schleginger, M.Herndon, R.K.Parker, and J.A.Pasour: Appl. Phys. Lett. **30**, 384 (1977).
- 41) J.E.Leiss, M.J.Norris, and M.A.Wilson: Part. Acc. **10**, 223 (1980); J.A.Pasour, R.F.Lucey, and C.A.Kapetanacos: Phys. Rev. Lett. **53**, 1728 (1984); J.Mathew and J.A.Pasour: *ibid.* **56**, 1805 (1986).
- 42) A.L.Throop, W.M.Fawley, R.A.Jong, T.J.Orzechowski, D.Prosnitz, E.T.Scharlemann, R.D.Stever, G.A.Westenskow, D.B.Hopkins, A.M.Sessler, S.G.Evangelides, and K.E.Kreischer: Nucl. Instr. Meth. **A 272**, 15 (1988); D.Prosnitz: Bull. Am. Phys. Soc. **33**, 1014 (1988).
- 43) J.M.Herbelin, J.A.McKay, M.A.Kwok, R.H.Ueunten, D.S.Urevig, D.J.Spencer, and D.J.Benard: Appl. Opt., **19**, 144 (1980).
- 44) P.Elleaume, M.Velghe, M.Billardon, and J.M.Ortega: Appl. Opt. **24**, 2762 (1985).
- 45) J.Slater, T.Chuchill, D.Quimby, K.Robinson, D.Shemwell, A.Valla, A.A.Vetter, J.Adamski, W.Gallagher, R.Kennedy, B.Robinson, D.Shoffstall, E.Tyson, A.Vetter, and A.Yeremian: Nucl. Instr. Meth. **A 250**, 228 (1986).
- 46) J.M.Eggleston: Proc. Int. Conf. on Lasers '83, STS Press, p.305 (1983).
- 47) H.Kogelnik: Appl. Opt. **4**, 1562 (1965); W.M.Kroll, P.L.Morton, and M.R.Rosenbluth: IEEE J. Quant. El. **QE-17**, 1436 (1981).
- 48) R.W.Warren and B.D.McVey: Nucl. Instr. Meth. **A 259**, 154 (1987); J.E.LaSala, D.A.G.Deacon, and J.M.J.Madey: *ibid.* **A 272**, 141 (1988).
- 49) N.M.Kroll and M.N.Rosenbluth: Physics of Quantum Electronics, Vol. 7, Addison-Wesley, p.147 (1980); W.B.Colson and R.A.Freedman: Opt. Comm. **46**, 37 (1983).

- 50) R.W.Warren, B.E.Newnam, and J.C.Goldstein: IEEE J.Quant.El. **QE-21**, 882 (1985).
- 51) R.W.Warren and C.Goldstein: Nucl.Instr.Meth. **A272**, 155 (1988).
- 52) B.Girard, Y.Lapierre, J.M.Ortega, C.Bazin, M.Billardon, P.Elleaume, M.Bergher, M.Velghe, and Y.Petroff: Phys.Rev.Lett. **53**, 2405(1984); R.Prazeres, J.M.Ortega, P.Guiyot-Sionest, C.Bazin, M.Bergher, M.Billardon, M.E.Couprie, M.Velghe, and Y.Petroff: Proc.Int.Cong.Opt.Sci. and Eng., Paris (1989) to be published.
- 53) B.A.Hooper, S.V.Benson, A.Cutolo, and J.M.J.Madey: Nucl.Instr.Meth. **A272**, 96 (1988).
- 54) A.S.Fisher, R.H.Pantell, M.B.Reid, J.Feinstein, A.H.Ho, M.Özcan, and H.D.Dulman: Nucl.Instr.Meth. **A272**, 89 (1988).
- 55) J.S.Fraser and R.L.Sheffield: IEEE J.Quant.El. **QE-23**, 1489 (1987).
- 56) R.H.Pantell, G.Soncini, and H.E.Puthoff: IEEE J.Quant.El. **QE-4**, 905 (1968).
- 57) L.R.Elias: IEEE J.Quant.El. **QE-23**, 1470(1987).
- 58) T.Shintake, K.Huke, J.Tanaka, I.Sato, and I.Kumabe: Jpn.J.Appl.Phys. **22**, 844 (1983); K.Mima, Y.Kitagawa, T.Akiba, K.Imasaki, S.Kuruma, N.Ohigashi, S.Miyamoto, S.Fujita, S.Nakayama, Y.Tsunawaki, H.Motz, T.Taguchi, S.Nakai, and C.Yamanaka: Nucl.Instr.Meth. **A 272**, 106 (1988).
- 59) H.Wiedemann: Proc. SPIE 582, p.110 (1986).
- 60) J.B.Murphy and C.Pellegrini: Nucl.Instr.Meth. **A 237**, 159 (1985). K.-J.Kim, J.J.Bisognano, A.A.Garren, K.Halbach, and J.M.Peterson: *ibid.* **A 239**, 54 (1985).
- 61) J.C.Goldstein, T.F.Wang, B.E.Newnam, and B.D.McVey: Proc. IEEE Part.Acc.Conf., p.202 (1987).
- 62) B.E.Newnam, J.C.Goldstein, J.S.Fraser, and R.K.Cooper: AIP Conf.Proc. No.118, p.190 (1984).
- 63) K.Shimoda: Appl. Opt. **1**, 33 (1962).
- 64) A.M.Sessler: AIP Conf.Proc. No.91, p.154 (1982).
- 65) S.Hiramatsu, S.Ebihara, Y.Kimura, J.Kishiro, M.Kumada, H.Kurino, Y.Mizumachi, T.Ozaki, and K.Takayama: KEK Preprint 88-72 (1988).
- 66) K.Mizuno, J.Pae, T.Nozokido, and K.Furuya: Nature **328**, 43 (1987); 轟鐘石, 水野皓司: 加速器科学 第2卷第1号9.(1987)
- 67) Nucl.Inst.Meth. **A239**, 371-442 (1985).



内殻励起に伴うオージェ・フリー発光

伊藤 稔

信州大学工学部

Auger-Free Luminescence under Core Level Excitation

Minoru Itoh

Faculty of Engineering, Shinshu University

A new type of luminescence has been found in large band-gap materials. It is attributed to the interatomic radiative transition of valence electrons to outermost-core holes. The term "Auger-free luminescence" is proposed with a view to emphasizing that this transition emits photons without ejecting Auger electrons. The present paper reviews the progress made in understanding the properties of Auger-free luminescence.

1. はじめに

言うまでもなく固体物理の中心課題の一つは多体問題の解明である。このことは光物性の分野においても例外ではない。光を凝縮物質に入射すると価電子帯から伝導帯に電子が励起され、それは価電子帯正孔との間のクーロン引力により励起子を形成する。励起子は同時に格子系と相互作用し、あるいはまた入射光子と結合してポラリトンと呼ばれる量子状態を作る。このように光と物質の相互作用は多体的であり、その結果構造変化を含む多彩な緩和現象を引き起こす。多体効果の研究という観点からすると、内殻電子の励起とその緩和過程は極めて興味ある研究対象と言える。内殻に

正孔が出来ると周囲の電子の軌道は大きく変化し、現象は一段と多体的となる。近年、物質からの光電子放出(photoemission)が内殻準位の電子状態に関する豊富な情報を提供することが分かり、固体電子物性の重要な研究手段の一つとして注目されるようになったのも偶然ではない¹⁾。しかし、光電子放出過程は現象論的には、(i) 固体内電子の光励起、(ii) 電子の表面への移動、および (iii) 表面からの電子放出、の3段階から成る。従って光電子放出スペクトルの測定・解析は、内殻励起に伴う電子状態の緩和現象の知見を得るという意味では多少間接的にならざるをえない。そのような情報をより直接的に得るには、内殻準位