

電子ストレージリングを用いた可視及び紫外域

自由電子レーザーの研究

木村一彦

博士（理学）

総合研究大学院大学
数物科学研究科
構造分子科学専攻

平成8年度
(1996)

目次

第1章 緒論	1
§ 1.1 研究の背景	1
§ 1.2 研究の目的と成果	5
第2章 ストレージリング自由電子レーザーの概要	10
§ 2.1 自由電子レーザーの原理	10
§ 2.1.1 共鳴条件	10
§ 2.1.2 自然放射光	12
§ 2.1.3 FELの増幅過程	14
§ 2.1.4 FELの利得 (Madeyの定理)	18
§ 2.1.5 光クライストロンの原理	22
§ 2.2 ストレージリングの概要	27
§ 2.2.1 ベータトロン振動	28
§ 2.2.2 エミッタンス	33
§ 2.2.3 分散関数	34
§ 2.2.4 高周波加速	36
§ 2.2.5 放射減衰と量子励起	38
§ 2.2.6 ビーム寿命	42
§ 2.3 UVSORストレージリングの概要	44
§ 2.3.1 UVSORストレージリングのラティス	47
§ 2.3.2 ビーム診断	50
§ 2.3.3 UVSORストレージリングのバンチ長	51
§ 2.4 UVSOR-FELの概要	55
§ 2.4.1 光クライストロン	55
§ 2.4.2 光共振器	57
§ 2.4.3 Filling Factor	60
§ 2.4.4 FEL利得	62
第3章 ストレージリング自由電子レーザーの時間構造とその出力	67
§ 3.1 SRFELの時間構造	67
§ 3.2 2軸掃引ストリークカメラの概要	70
§ 3.3 測定システム	71
§ 3.4 自然発振の時間構造	72

§ 3.5	利得スイッチ発振	75
§ 3.6	SRFELにおける安定性とマクロパルス構造	79
§ 3.7	自然発振におけるレーザー出力の離調曲線	86
§ 3.8	マクロパルス周期	90
§ 3.9	むすび	92
第4章	ストレージリング自由電子レーザーの線幅およびパルス幅	95
§ 4.1	Gain Narrowing	95
§ 4.2	エタロンを用いた線幅測定	98
§ 4.3	干渉リングの空間的掃引によるスペクトルの時間分解測定	101
§ 4.4	自然発振の時間分解スペクトル	104
§ 4.5	利得スイッチ発振の時間分解スペクトル	106
§ 4.6	線幅およびパルス幅のビーム電流依存性	107
§ 4.6.1	利得スイッチ発振	107
§ 4.6.2	自然発振	114
§ 4.7	自然発振における線幅の離調特性	117
§ 4.8	Fourier限界パルス	120
§ 4.9	むすび	123
第5章	紫外域高反射率誘電体多層膜ミラーの開発 とUVSOR-FELの短波長化	125
§ 5.1	誘電体多層膜ミラー	126
§ 5.1.1	誘電体多層膜ミラーの概要	126
§ 5.1.2	蒸着方法による反射率の違い	130
§ 5.1.3	IBSミラーの改良	133
§ 5.2	UVSOR-FELの短波長化	134
§ 5.2.1	電子エネルギーの減少による利得の増大	134
§ 5.2.2	発振実験結果	137
§ 5.3	むすび	139
第6章	ヘリカル光クライストロンの開発	141
§ 6.1	ミラー反射率劣化の問題	141
§ 6.2	プラナー型アンジュレーターからの高次高調波	145
§ 6.3	ヘリカル光クライストロンの開発	146
§ 6.3.1	ヘリカルアンジュレーターの磁気回路	147

§ 6.3.2	磁場分布の計算	150
§ 6.3.3	ヘリカル光クライストロンの提案	154
§ 6.3.4	自然放射光の計算	160
§ 6.4	ヘリカル光クライストロンの製作	164
§ 6.4.1	ホール素子による磁場測定とその調整	164
§ 6.4.2	ヘリカルアンジュレーターの磁場測定	166
§ 6.4.3	ヘリカル光クライストロンの磁場測定	169
§ 6.4.4	ピーク磁場のギャップ依存性	170
§ 6.5	むすび	172
第7章	ヘリカル光クライストロンを用いた自由電子レーザー発振実験	176
§ 7.1	ヘリカル光クライストロンの挿入	176
§ 7.1.1	ヘリカル光クライストロンの収束力	176
§ 7.1.2	ビーム軌道の補正	181
§ 7.2	可視域および紫外域のFEL発振実験	186
§ 7.2.1	マクロパルス of 時間構造	189
§ 7.2.2	ミラー反射率劣化の低減	195
§ 7.2.3	偏光度	198
§ 7.3	240nmへの短波長化	199
§ 7.4	誘電体多層膜ミラーの短波長化	203
第8章	結 論	206
§ 8.1	研究内容と成果	206
§ 8.2	今後の展望	208
記号表		210
謝 辞		213
発表論文		214

第1章 緒 論

§ 1.1 研究の背景

レーザーは時間的および空間的にコヒーレンスの高い光を作ることができる。このコヒーレンスに基づく単色性、指向性、集束性、短パルス性といった優れた特質により、光誘起化学反応や加工、エネルギー、計測制御、非線形光学などの幅広い分野においてレーザーが積極的に応用されている。

レーザーとは別に、ほぼ光速度で運動する相対論的電子が磁場によって円軌道を描く際にその接線方向に発生するシンクロトロン放射光は、遠赤外からX線領域にわたる広大な連続スペクトルが得られる上に、輝度が高く、指向性も鋭いことから、現在では特に真空紫外からX線の波長領域の実用光源として欠かせない存在になっている。

放射光の利用は、Baldwin [1] が電子シンクロトロンにおいて放射光の観測を行って以降、高エネルギー円形加速器の偏向電磁石から発生する放射光をいわば加速器に寄生する形ではじまった。その後、放射光利用専用の円形加速器が相次いで建設され、放射光を用いた研究があらゆる分野に広まっていった。これらの放射光施設では偏向電磁石からの放射光の利用を主体としていたが、やがてこの放射光をさらに高輝度化する挿入光源（アンジュレーターあるいはウイグラー）と呼ばれる装置がHalbach [2] により実用化された。この挿入光源は、偏向電磁石間の直線部に周期的に変化する磁場をつくって電子を多数回蛇行させ、それぞれの磁極から発生するシンクロトロン放射光の干渉を利用してバンド幅の狭い高輝度な放射光を発生させるものである。現在は、挿入光源からの高輝度放射光を主力とする長い直線部をもつ大型の放射光施設が世界各国で建設中である。

無限小のビームサイズをもち、すべての電子が同一方向に進行する理想的な電子ビームからのアンジュレーター放射光は空間的に良好なコヒーレンスを有するものの、時間的には完全なインコヒーレント光である。赤外から紫外までの領域に発振波長が限定されている通常のレーザーが前述のように広範囲の分野で利用されていることから明らかなように、光源がコヒーレント化されることによる

性能の向上や応用範囲の拡大には計り知れないものがある。自由電子レーザー（Free Electron Laser）は、アンジュレーター中で蛇行する相対論的電子ビームと光の電磁場とが共鳴的に相互作用を行うようにしてアンジュレーター放射光を時間的・空間的ともにコヒーレント化するものであり、シンクロトロン放射光の究極の姿と言えるものである。FELは通常のレーザーのような利得媒質を必要とせず、原理的には発振波長域に制限がないことから、次世代の新型光源としてその応用も含めて世界的に注目されている。

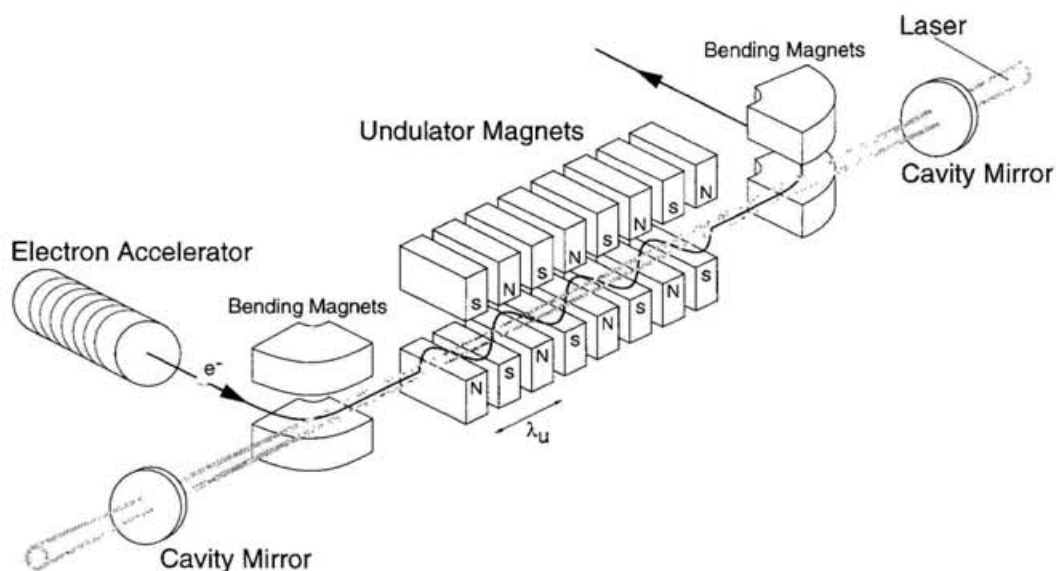


Fig.1-1 典型的なFELの構成

FELの典型的な構成をFig.1-1に示す。発振器型のFELは主に電子加速器、アンジュレーター、光共振器の3つの要素から成り立っている。電子がアンジュレーターの磁場中を蛇行しながら進むとき、電子は光の電場と相互作用してエネルギーを失い、その失われたエネルギーが電磁波のエネルギーに変換されて光の増幅が行われる。この利得が光共振器の損失を上回るときに発振が起こる。X線などの短波長域では高い反射率のミラーが得られないことから、ピーク電流値の高い電子ビームバンチが周期数の大きいアンジュレーターを1回通過する間に自然放射光

を種光としてFEL増幅を起こす方法（Self-amplified Spontaneous Emission：SASE）もいくつか計画されているが [3, 4]、本研究は光共振器が容易に利用できる可視及び紫外域の発振器型FELに主眼をおくことにする。Fig.1-1に示したように、電子が水平面上で蛇行するプラナー型アンジュレーターを用いたFELの発振波長 λ_0 は次式で与えられる（次章参照）。

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (1-1)$$

$$K = 0.934 B_0 [T] \lambda_u [\text{cm}] \quad (1-2)$$

(1-1)、(1-2)式から明らかなように、電子ビームのエネルギーや磁場の強さを変えることによりレーザー波長を広い範囲にわたって自由に設定できることがFELの大きな特徴である。

世界最初のFEL発振は1977年にStanford大学のMadeyらの研究グループによって実現された [5, 6]。彼らは電子エネルギー43MeV、ピーク電流値2.6Aの線形加速器と長さ5mのアンジュレーターを用いて3.5 μ mの赤外光のFEL発振に成功した。FELの利得は理論的に波長の3/2乗に比例することから長波長域では利得が大きく、通常のレーザーが存在しないことも動機となって、その後、数多くの研究グループが赤外を含めた長波長領域のFEL発振に成功した [7]。現在では線形加速器を用いた長波長域のFELは実用化される段階にまで発展している。

FELのレーザー波長は(1-1)式で表されることから、FELで短波長光を発生させるには高エネルギーの電子ビームが必要である。さらに、FELの利得は波長が短くなるほど小さくなるので、電子ビームの性質としてはピーク電流値が高く、収束性が優れていることが要求される。このような良質の高エネルギー電子ビームが得られる加速器としては電子ストレージリングが最も適している。したがって、これまでの可視および紫外域の短波長領域におけるFEL発振は主に電子ストレージリングを用いたFEL（Storage Ring Free Electron Laser）で実現されている。

Fig.1-2は短波長領域で発振したFEL波長と現在計画されているSRFELの波長をまとめたものである。

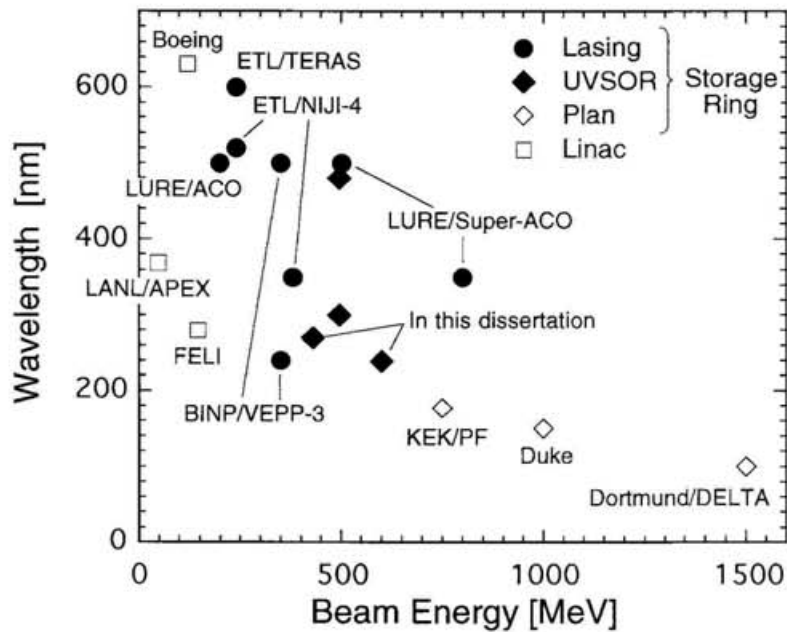


Fig.1-2 短波長領域におけるFELの発振波長
(現在計画中のものも含む)

世界で最初に発振したSRFELはフランスのLUREにあるストレージリングACOを用いたもので、この時得られた発振波長は650nmの赤色光であった[8]。現在では、新たに建設されたSuper-ACOを用いて350nmの紫外域まで短波長化され[9]、生物学や固体物理への応用実験も開始されている[10]。ロシアのNovosibirskにあるストレージリングVEPP-3では1989年に波長240nmの紫外域でFEL発振に成功し[11]、本研究以前まではFELの最短波長として位置づけられていた（これ以降VEPP-3はシャットダウンされた）。

国内における最初のFEL発振は1991年に電子技術総合研究所のストレージリングTERASを用いて598nmの可視域で達成された [12]。1994年には新たに建設されたFEL専用の小型リングNIJI-IVを用いて350nmまで短波長化された [13]。分子科学研究所では1992年にUVSORを用いて460nmの可視域においてFEL発振が実現し [14]、翌年には300nmにまで短波長化された[15]。

FELの利得はアンジュレーター周期数の3乗に比例し、電子エネルギーの3乗

に反比例する（次章参照）。前述したNIJI-IVを除くSRFELにはFEL以外の目的で建設された電子ストレージリングが用いられ、アンジュレーターが挿入できる直線部の長さが制限されていた。限られた直線部において利得を数倍に高める光クライストロンと呼ばれる挿入光源がVinokurovにより考案され[16]、これまでにFEL発振を実現したすべてのSRFELでこの光クライストロンが用いられている。それでも、光クライストロンで得られる利得はわずか数%程度が限度であったため、SRFELの発振波長は光共振器用の誘電体多層膜ミラーにおいて高反射率が得られる可視及び紫外域の波長領域に限定されていた。そこで現在は、長い直線部を有するFEL専用の電子ストレージリングを用いて真空紫外域のFEL発振を行う計画が米国のDuke大学[17]とドイツのDortmund大学[18]で進行している。

§ 1.2 研究の目的と内容

SRFELは線形加速器を用いたFELと異なり、広大な連続スペクトルをもつシンクロトロン放射光が同時に存在することが他の光源にはない最大の特徴である。そこで、SRFELと放射光を組み合わせたポンプ・プローブ実験の試みはすでにSuper-ACOで開始されており、大きな成果を上げている。また、光共振器中を往復するレーザー光とストレージリングを周回する電子ビームを衝突させた場合に生じる逆コンプトン散乱を利用してこれまでにない高輝度の γ 線を生成することも提案されており、UVSORでは可視及び紫外域のSRFELから作られた γ 線の生成量の測定などがすでに行われている[19]。

このように、SRFELが新しい光源として多方面に応用され始めるとともに、SRFELは安定性や出力、波長および時間分解能、短波長化、偏光などの特性においてより高い性能が要求されるようになってきた。そこで、これらの面でSRFELの性能を発展させていくためにはSRFELの増幅過程に関する基礎的な特性が明らかにされている必要があるものの、Fig.1-2に示したように、これまでに発振に成功したSRFELは世界的にみてもわずか数例に限られており、その基礎過程に対して一般的な記述が与えられるまでには至っていないのが現状である。特にSRFELは線形加速器を用いたFELと異なり、ストレージリングを周回する同一の電子ビー

ムが多数回にわたって光と相互作用をするのでその内部動作は非常に複雑である。

本研究は分子科学研究所の電子ストレージリングUVSORを用い、SRFELの時間構造や出力に関する特性、ならびに線幅などの光学的特性を実験的に明らかにするとともに、SRFELを短波長化する上で重要な要素である挿入光源の高度化と、光共振器に使われる誘電体多層膜ミラーの低損失化を目的とした。本論文の内容は以下のようになっている。

第2章では、FELの原理と電子ストレージリングの概要について述べ、実験結果を考察する上で必要となる基礎事項を網羅した。さらにUVSOR-FELの特徴についてもまとめた。

第3章では、SRFELの時間構造を2軸掃引ストリークカメラを用いて実験的に調べた。SRFELの自然発振ではストレージリングを周回する電子バンチと光共振器中を往復するレーザーパルス（マイクロパルス）との同期状態に応じて複雑な時間構造が現れる。UVSOR-FELではこれらが同期した場合にマイクロパルスの光強度がミリ秒オーダーで周期的に変化するマクロパルス構造が観測され、主加速周波数を変えて同期性をわずかにくずすとマイクロパルス光強度がほぼ一定となる連続的発振が得られる。電子バンチ中におけるマイクロパルスの増幅過程とマクロパルス構造との関連性を2軸掃引ストリークカメラを用いて調べ、SRFELにおけるレーザー出力の飽和メカニズムを実験的に示した。また、ストリークカメラによる観測で明らかにされた同期の不安定性がマクロパルスの時間構造に与える影響を計算機シミュレーションにより調べた。さらに、3つの電子エネルギーにおいて同一波長で発振させたレーザー光の平均出力を測定し、レーザー出力の飽和状態を理論的に示したRenieri limitと比較した。

第4章では、SRFELの線幅やマイクロパルス幅に関する光学的特性を実験的に調べた。Fabry-Perot エタロンと2軸掃引ストリークカメラの水平軸掃引機能を組み合わせることにより、SRFELのスペクトル分布を時間分解測定した。SRFELのスペクトル分布と時間分布の両方には内部構造があることを初めて示した。レーザー光の線幅とパルス幅はともにビーム電流の減衰とともに狭くなることを明らかにした。発振開始から飽和に至る時間関係が明確な利得スイッチ発振で得られた線幅とパルス幅の測定結果をgain narrowingの観点から考察した。

第5章では、UVSOR-FELの発振波長を270nmに短波長化することを目標にして

紫外域誘電体多層膜ミラーの低損失化に検討を加えた。紫外域では1光子あたりのエネルギーが高屈折率材料のバンドギャップに近づいて吸収が増加する問題が避けられず、多層膜の表面粗さや不純物に対して特別の配慮が必要である。本研究では蒸着方法による薄膜の吸収量の違いに着目した。イオンビームスパッタリング (IBS) と電子ビーム蒸着 (EBE) で成膜された多層膜ミラーの反射率を比較した。

第6章では、現状のプラナー型光クライストロンを用いた短波長域のFEL実験において、アンジュレーター光に含まれる高次高調波の照射により光共振器ミラーの反射率が劣化する問題を明らかにした。そこで、この問題を低減するために、軸上で高調波成分が放射されないヘリカル磁場を基本にしたヘリカル光クライストロンの開発を行った。ヘリカル光クライストロンでは軸上におけるアンジュレーター放射の大部分が基本波に集中することから利得の増加も期待できる。ヘリカル光クライストロンの利得は、これまで用いられてきた同じ長さのプラナー型光クライストロンに比べて2倍以上であることを数値計算によって示した。

第7章では、ヘリカル光クライストロンを用いた可視および紫外域のFEL発振実験について述べた。初めに、ヘリカル光クライストロンの収束力や不正磁場などがストレージリングを周回する電子ビームに及ぼす影響を調べた。ヘリカル光クライストロンでは大きな利得が得られることから、可視域のFEL発振では伸長したバンチ長にしてマクロパルスの時間構造に現れる違いを調べた。観測されたミラー反射率の劣化速度がプラナー型光クライストロンの場合と比較して減少していることを実証した。また、IBSで成膜されたミラーを用い、FELとしては世界最短波長にあたる239nmでの発振を成功させ、SRFELにおけるヘリカル光クライストロンの有用性を実験的に明らかにした。

第8章では、本研究の成果をまとめ結論とした。

参考文献

- [1] G. C. Baldwin, *Phys. Today* 28 (1975) 9.
- [2] K. Halbach, *Nucl. Instr. and Meth.* 169 (1980) 1.
- [3] R. Tatchyn et al., *AIP Conf. Proc.* 332 (1994) 320.
- [4] J. Rossbach et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 375 (1996) 269.
- [5] L. R. Elias, W. M. Fairbank, J. M. J. Madey, H. A. Schwettman and T. I. Smith, *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976) 717.
- [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 (1977) 892.
- [7] W. B. Colson, *Nucl. Instr. and Meth. A* 375 (1996) 669.
- [8] M. Billardon, P. Elleaume, J. M. Ortega, C. Bazin, M. Bergher, M. Velghe, Y. Petroff, D. A. G. Deacon, K. E. Robinson and J. M. J. Madey, *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983) 1652.
- [9] M. E. Couprie, D. Garzella, A. Delboulbe, M. Velghe and M. Billardon, *Nucl. Instr. and Meth. A* 331 (1993) 84.
- [10] M. E. Couprie, F. Merola, P. Tauc, A. Delboulbe, D. Garzella, T. Hara and M. Billardon, *Nucl. Instr. and Meth. A* 341 (1994) 132.
- [11] I. B. Drobysko et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 282 (1989) 424.
- [12] T. Yamazaki, K. Yamada, S. Sugiyama, H. Ohgaki, T. Tomimasu, T. Nogichi, T. Mikado, M. Chiwaki and R. Suzuki, *Nucl. Instr. and Meth. A* 309 (1991) 343.
- [13] T. Yamazaki, K. Yamada, N. Sei, H. Ohgaki, M. Kawai, M. Yokoyama, S. Hamada, S. Suguyama, T. Mikado, R. Suzuki, T. Noguchi, M. Chiwaki and A. Iwata, *Jpn. J. Appl. Phys.* 33 (1994) L1224.
- [14] S. Takano, H. Hama and G. Isoyama, *Nucl. Instr. and Meth. A* 331 (1993) 20.
- [15] H. Hama, J. Yamazaki and G. Isoyama, *Nucl. Instr. and Meth. A* 341 (1994) 12.

- [16] N. A. Vinokurov and A. N. Skrinsky, Preprint INP77-59 (1977).
- [17] V. N. Litvinenko, B. Burnham, J. M. J. Madey, S. H. Park and Y. Wu, Nucl. Instr. and Meth. A 375 (1996) 46.
- [18] DELTA: a Status Report, DELTA group, University of Dortmund, Institute of Physics.
- [19] M. Hosaka, H. Hama, K. Kimura, J. Yamazaki and T. Kinoshita, Nucl. Instr. and Meth. A (in press).

第2章 ストレージリング自由電子レーザーの概要

§ 2.1 自由電子レーザーの原理

§ 2.1.1 共鳴条件

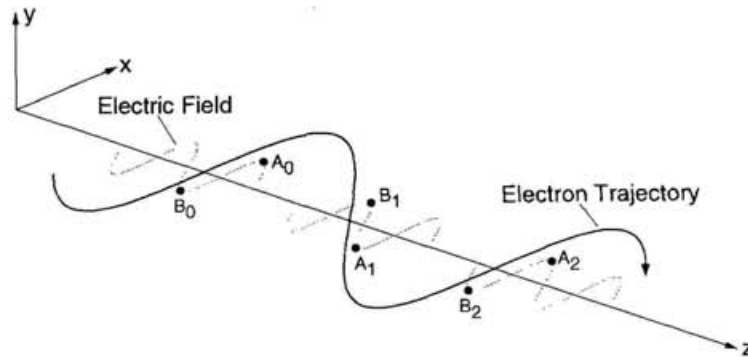


Fig.2-1 アンジュレーター中における電子と電場との共鳴

垂直方向にのみ磁場が分布したプレーナ型アンジュレーター中を運動する電子の軌道はFig.2-1に示したように水平面上で蛇行する。電子の横方向速度成分を v_x 、電子ビームの蛇行と同じ面内に直線偏光している光の電場を E_x とすると、電子は光の電場と相互作用して $v_x \cdot E_x$ に比例したエネルギー変化を受ける。ここで、点 A_0 および点 B_0 において電子軌道と電場がFig.2-1のような位置関係にあったとする。点 A_0 では $-ev_x \cdot E_x$ の値が負となるので電子はエネルギーを失って減速される。電子の z 方向への平均速度は蛇行する分遅くなるので、電子がアンジュレーター磁場の半波長 $\lambda_u / 2$ だけ進んだとき、光の位相に対して半波長 ($\lambda_0 / 2$) 遅れる場合を考えると、 A_0 にあった電子は A_1 の位置にくる。この場合、やはり $-ev_x \cdot E_x$ の値は負となり、電子が A_0 から A_1 に進行する間は連続して減速される。同様に A_1 から A_2 の間でも減速を受けるので、結局 A_0 の位相から出発した電子は減速され続けることになる。一方、 B_0 の位置を出発した電子は逆に $-ev_x \cdot E_x$ の値が常に正となるので加速され続ける。

以上の共鳴条件は、アンジュレーター磁場の1周期分を進行する電子と光との通過時間の差が光の1波長分に等しいときに満たされる。電子のz軸方向の平均速度を \bar{v}_z とすると、この条件は

$$\lambda_u / \bar{v}_z - \lambda_u / c = \lambda_0 / c \quad (2-1)$$

で与えられる。 $\bar{\beta}_z = \bar{v}_z / c$ 、 $\gamma_z = 1 / \sqrt{1 - \bar{\beta}_z^2}$ の関係を用いると、

$$\lambda_0 = \lambda_u / 2\gamma_z^2 \quad (2-2)$$

が得られる。電子の速度を $v = \beta c$ 、その水平方向成分の振幅を v_\perp とすると、 $\bar{v}_z^2 = v^2 - v_\perp^2 / 2$ 、 $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$ であるから、

$$\gamma_z^2 = \gamma^2 / (1 + K^2 / 2) \quad (2-3)$$

となる。ここで、

$$K = \omega_\perp / c \quad (2-4)$$

は偏向定数（K値）と呼ばれてアンジュレーター中の電子の蛇行運動を特徴づけるパラメータである。この式を(2-2)式に代入すると共鳴波長 λ_0 は、

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2-5)$$

で与えられる。

§ 2.1.2 自然放射光

ここでは、自由電子レーザーの利得 (§ 2.1.4) と密接な関係をもつことになるアンジュレーターからの自然放射スペクトルについてまとめる。

相対エネルギー γ の電子が磁場で曲げられると、接線方向を中心とした半頂角 $1/\gamma$ の円錐内には白色のシンクロトロン放射光が発生する。プラナー型アンジュレーター中では電子が蛇行運動をするので、その z 方向への平均速度は光速よりも小さくなるが、電子がアンジュレーターの 1 周期を進む時間と光がアンジュレーターの 1 周期を進む時間の差が光の 1 波長分に等しい場合には、電子軌道の各頂点から出た光の位相が重なり合って強められる。したがって、アンジュレーターから得られる光は前述した共鳴波長 λ_0 にピークを持ったスペクトルになる。また、有限の時間幅 t_L で切り取られた正弦波関数 (角周波数 $\omega_0 = 2\pi\lambda_0/c$) のスペクトルは、そのフーリエ変換 $F(\omega)$ を用いて、

$$|F(\omega)|^2 = \frac{\sin^2\left[\frac{t_L(\omega - \omega_0)}{2}\right]}{(\omega - \omega_0)^2} \quad (2-6)$$

で与えられるので、有限の周期数 N_u をもつプラナー型アンジュレーターの場合 $t_L = N_u \cdot 2\pi/\omega_0$ とすると、その自然放射光のスペクトル分布 $f_{spont}(\omega)$ は、

$$f_{spont}(\omega) \propto \frac{\sin^2(v/2)}{(v/2)^2} \quad v = 2\pi N_u \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \quad (2-7)$$

に比例することが容易に想像できる。ここではさらに、電子の運動方程式から出発してプラナー型アンジュレーター中における電子の運動を求め、この電子から軸上に放射される自然放射スペクトルの一般解を示す。

磁場中を運動する相対論的電子の運動方程式は、

$$\frac{d\vec{\beta}}{dt} = -\frac{e}{m_0\gamma} \vec{\beta} \times \vec{B} \quad (2-8)$$

で与えられる。プラナー型アンジュレーターの垂直磁場分布 $B_y(z)$ を

$$B_y(z) = B_{y0} \sin(k_u z) \quad (2-9)$$

とすれば ($k_u = 2\pi/\lambda_u$)、x 軸方向の運動方程式は

$$\frac{d\beta_x}{dt} = \frac{e}{m_0\gamma} \beta_z B_{y0} \sin(k_u z) \quad (2-10)$$

である。電子の z 方向平均速度を \bar{v}_z として $z = \bar{v}_z t$ 、 $\beta_z \approx \bar{v}_z/c$ と近似すると、(2-10)式を積分することにより、x 方向の速度は、

$$\beta_x = -\frac{eB_{y0}\lambda_u}{2\pi m_0 c \gamma} \cos(k_u z) \quad (2-11)$$

となる。ここでは t の原点を $z = 0$ とし、 $z = 0$ において x 方向の速度成分はないものと仮定している。(2-4)式と(2-11)式から、偏向定数 K は、

$$K = \frac{eB_{y0}\lambda_u}{2\pi m_0 c} = 0.934 B_{y0}[T] \lambda_u[cm] \quad (2-12)$$

であることがわかる。 $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$ の関係から、z 方向の速度 β_z は、

$$\beta_z = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} - \frac{K^2}{\gamma^2} \cos^2(k_u z)} \quad (2-13)$$

(2-11)式と(2-13)式の積分によりアンジュレーター中における電子軌道として、

$$x = -\frac{K\lambda_u}{2\pi\gamma} \sin(\omega_u t) \quad (2-14)$$

$$z = \bar{\beta}_z ct - \frac{K^2\lambda_u}{16\pi\gamma^2} \sin(2\omega_u t) \quad (2-15)$$

が得られる。ここで、 $\omega_u = 2\pi c/\lambda_u$ であり、z 軸方向の平均速度 $\bar{\beta}_z$ は

$$\bar{\beta}_z = 1 - \frac{1 + K^2/2}{2\gamma^2} \quad (2-16)$$

である。

電子の速度ベクトルと軌道が分かれば、古典電磁気学の輻射理論によるLienard-WiechertポテンシャルをFourier積分することで、1個の電子から単位角周波数 $d\omega$ 、単位立体角 $d\Omega$ あたりに放出される放射光のエネルギー $d^2I/d\omega d\Omega$ を計算することが可能である[1]。周期数 N_u のプラナー型アンジュレーターからz軸上で観測されるスペクトル強度は

$$\begin{aligned} \frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = & \frac{2r_0}{c} \frac{E^2}{m_0c^2} \frac{K^2}{1+K^2} N_u^2 \\ & \times \sum_{n=1(\text{odd})}^{\infty} n^2 \left[J_{(n-1)/2}(n\xi) - J_{(n+1)/2}(n\xi) \right]^2 \left(\frac{\sin(v/2)}{v/2} \right)^2 \end{aligned} \quad (2-17)$$

であり[2]、 n は高調波の次数、 J_n は n 次のBessel関数を表している。また ξ は

$$\xi = \frac{K^2}{4 + 2K^2} \quad (2-18)$$

と定義されている。(2-13)式や(2-15)式から明らかなように、アンジュレーター中を蛇行する電子のz方向の速度や軌道は $2\omega_u$ の振動数で変調されており、Bessel関数と高調波の出現はこの位相変調によるものである。また、軸上では偶数次の高調波の電場はすべて打ち消し合うので、奇数次の高調波成分のみが観測される。

§ 2.1.3 FELの増幅過程

ここではプラナー型アンジュレーター中を蛇行する電子と光の相互作用による光の増幅について述べる。光の電場 \vec{E} によってもたらされる電子のエネルギー変化は次式で与えられる。

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{m_0 c} \vec{\beta} \cdot \vec{E} \quad (2-19)$$

アンジュレーター磁場は y 軸方向にのみ分布しているものとして、電子の軌道面と同じ面内に直線偏光した光の電場を

$$E_x = E_{x0} \cos(kz - \omega t + \phi_0) \quad (2-20)$$

で表すことにする。 ϕ_0 はアンジュレーター入口における初期位相である。上式と (2-11) 式を (2-19) 式に代入すると、

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{eE_{x0}K}{2m_0c\gamma} \left\{ \cos[(k_u + k)z - \omega t + \phi_0] + \cos[(k_u - k)z + \omega t - \phi_0] \right\} \quad (2-21)$$

が得られる。右辺の第 2 項は共鳴条件からはずれているのでアンジュレーターの全長にわたって積分するとゼロになる。そこで、電子のエネルギー変化に関しては第 1 項だけを残すことにすると、

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{eE_{x0}K}{2m_0c\gamma} \cos\phi \quad (2-22)$$

$$\phi = (k_u + k)z - \omega t + \phi_0 \quad (2-23)$$

位相 ϕ の z 軸方向の変化率は

$$\frac{d\phi}{dz} = (k_u + k) - \frac{\omega}{(dz/dt)} \quad (2-24)$$

であるが、 dz/dt を z 軸方向の平均速度 $\bar{\beta}_z c$ で近似すると、(2-16) 式を用いて

$$\frac{d\phi}{dz} = k_u + k \left(1 - \frac{1}{\bar{\beta}_z} \right) = k_u - \frac{k}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2-25)$$

が得られる。共鳴条件は $d\phi/dt = 0$ とおいて求めることができる。

$$k_u = \frac{k}{2\gamma_r^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2-26)$$

ここで、 γ_r は共鳴エネルギーであり、上式は定性的に求めた(2-5)式に一致する。

共鳴エネルギーでないエネルギーをもつ電子に対する位相の変化率は(2-25)式と(2-26)式から、

$$\frac{d\phi}{dz} = k_u \left[1 - \left(\frac{\gamma_r}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (2-27)$$

共鳴エネルギーからのずれを $\Delta\gamma$ で表すと $\gamma = \gamma_r + \Delta\gamma$ であるから

$$\frac{d\phi}{dz} = 2k_u \frac{\Delta\gamma}{\gamma_r} = \frac{4\pi}{\lambda_u} \frac{\Delta\gamma}{\gamma_r} \quad (2-28)$$

ここで、 $\Delta\gamma/\gamma_r$ は非常に小さいものとして $(\Delta\gamma/\gamma_r)^2$ を含む項は無視している。(2-22)式を $\Delta\gamma$ について書き直すと

$$\frac{d(\Delta\gamma/\gamma_r)}{dz} = \frac{eE_{x0}K}{2m_0c^2\gamma_r^2} \cos\phi \quad (2-29)$$

が得られる。最終的に、(2-28)式と(2-29)式がFELにおいて光の電場と相互作用する電子のエネルギー変化と位相の変化を表す式である。また、これらの式から $\Delta\gamma/\gamma_r$ を消去すると、

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = k_\phi^2 \cos\phi \quad (2-30)$$

$$k_\phi^2 = \frac{2\pi eKE_{x0}}{m_0c^2\lambda_u\gamma_r^2} \quad (2-31)$$

となり、振れ角 ϕ の単振り子の運動を表す式に似たこの式は、位相空間での電子の振る舞いを表現している。

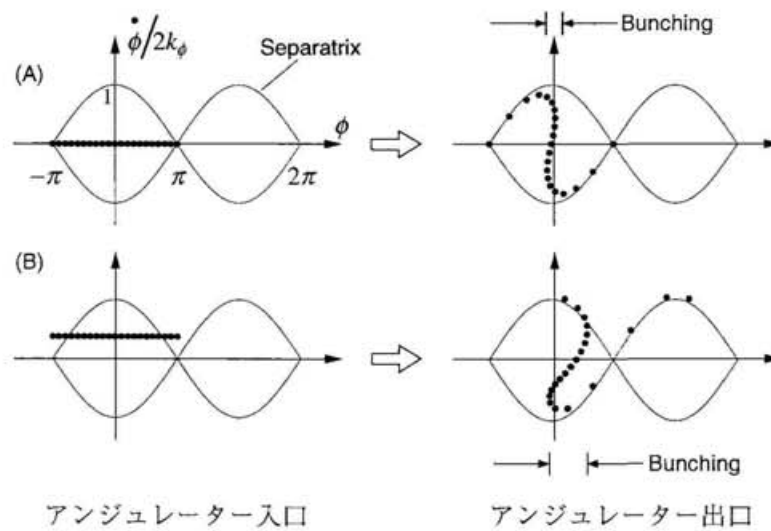


Fig.2-2 位相空間における電子の軌跡

アンジュレーターに入射される電子ビームは均一な位相分布をもち、そのエネルギーはほぼ一定と見なすことができる。この初期条件を満たす代表的な電子について(2-30)式を数値的に計算し、その軌跡を位相空間上で示したのがFig.2-2である。Fig.2-2における実線はセパトリックスと呼ばれ、単振り子の運動でいうならば振り子の振動と回転を分ける境界である。(A)はアンジュレーター入口において電子のエネルギーが共鳴エネルギーに等しい場合に相当するが、これらの電子がアンジュレーター中で光と相互作用すると、半分の電子はエネルギーを失い、半分の電子はエネルギーを獲得するので全体としてエネルギーの変化はない。これに対して、(B)のように共鳴エネルギーよりも大きなエネルギーをもつ電子の場合、電子はより多くのエネルギーを失うのでその分だけ光のエネルギーが増大する。また、初め均一な位相分布であった電子は加速と減速によるエネルギー変調の結果、次第に特定の位相周辺に集群（バンチング）していき、光の波長間隔で電子密度が変調されてマイクロバンチが形成される。このマイクロバンチはあたかも1つの電子であるかのようにふるまうので、これから放出される光は位相がそろってコヒーレントとなる。

§ 2.1.4 FELの利得 (Madeyの定理)

以下では(2-22)式を出発点としてFELの利得を計算する。ただし、電子と光が相互作用する間、光の電場の変化は非常に小さいと仮定する。(2-22)式は次のように書き直すことができる。

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{eE_{x0}K}{2m_0c\gamma} \cos(\Psi t + \phi_0) \quad (2-32)$$

$$\Psi = \omega_u - \omega(1 - \bar{\beta}_z) \quad (2-33)$$

$t = 0$ から $t = z/\bar{v}_z$ にわたる電子のエネルギー変化を $\delta\gamma$ とすると、

$$\delta\gamma(z, \phi_0) = \frac{eE_{x0}K}{2m_0c\gamma\Psi} \left[\sin\left(\frac{\Psi z}{\bar{v}_z} + \phi_0\right) - \sin\phi_0 \right] \quad (2-34)$$

初期位相 ϕ_0 はアンジュレーター入口での光の電場に対する電子の位相と見ることもできるが、通常の場合光から見た電子の位置はその波長の中で均一に分布しているので、 ϕ_0 の値も $0 \leq \phi_0 \leq 2\pi$ の範囲内で均一に分布する。したがって、すべての ϕ_0 について平均をとると

$$\langle \delta\gamma(z) \rangle_{\phi_0} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \delta\gamma(z, \phi_0) d\phi_0 = 0 \quad (2-35)$$

となり、電子の平均的な速度を考慮する限りでは電子と光との間でエネルギーの授受は存在しない。

実際には前述の位相空間を用いて述べたようにある位相の電子は加速され、ある位相の電子は減速されるので、これらの電子の位置は $z = \bar{v}_z t$ の位置から進んだり遅れたりしている。したがって、(2-20)式中の z を

$$z(t) = \int_0^t v_z(t') dt' = \int_0^t [\bar{v}_z + c\delta\beta_z(t')] dt' \quad (2-36)$$

で置き換える。(2-16)式より

$$\delta\beta_z = \frac{1+K^2/2}{\gamma^3} \delta\gamma \quad (2-37)$$

であるから

$$\delta\beta_z = D[\sin(\Psi t + \phi_0) - \sin(\phi_0)] \quad (2-38)$$

$$D = \frac{eKE_{x0}(1+K^2/2)}{2\gamma^4 m_0 c \Psi} \quad (2-39)$$

(2-38)式を(2-36)式に代入すると

$$z(t) = \bar{v}_z t - cD \left[\frac{\cos(\Psi t + \phi_0) - \cos \phi_0}{\Psi} + t \sin \phi_0 \right] \quad (2-40)$$

したがって、電子が実際に感じる光の電場は

$$E_x(t) = E_{x0} \cos[k\bar{v}_z t + \Delta\phi - \omega t + \phi_0] \quad (2-41)$$

$$\Delta\phi = -\frac{\omega D}{\Psi} [\cos(\Psi t + \phi_0) - \cos \phi_0 + \Psi t \sin \phi_0] \quad (2-42)$$

となり位相のずれ $\Delta\phi$ が加わることになる。 $\Delta\phi$ は非常に小さいと仮定すると、

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dt} &= \frac{eE_{x0}K}{2m_0c\gamma} \left\{ \cos(\Psi t + \phi_0) + \frac{\omega D}{\Psi} \sin(\Psi t + \phi_0) \right. \\ &\quad \left. \times [\cos(\Psi t + \phi_0) - \cos \phi_0 + \Psi t \sin \phi_0] \right\} \end{aligned} \quad (2-43)$$

上式をすべての ϕ_0 について平均すると、

$$\left\langle \frac{d\gamma}{dt} \right\rangle_{\phi_0} = \frac{eE_{x0}K\omega D}{2m_0c\gamma\Psi} \left[-\frac{\sin(\Psi t)}{2} + \frac{\Psi t \cos(\Psi t)}{2} \right] \quad (2-44)$$

電子がアンジュレーター全部を通過する時間を $\tau = L/\bar{v}_z$ として、(2-44)式を $t=0$

から $t = \tau$ まで積分するとアンジュレーターを1回通過したときの電子エネルギーの変化 $\langle \delta\gamma \rangle_{\phi_0}$ が求められる。

$$\langle \delta\gamma \rangle_{\phi_0} = -\frac{eE_{x0}K\omega D}{4m_0c\gamma\Psi^2} [2 - 2\cos(\Psi\tau) - \Psi\tau\sin(\Psi\tau)] \quad (2-45)$$

$L = N_u\lambda_u$ 、 $\bar{v}_z \approx c$ とすると上式は $\Psi\tau$ に関する微分形を使って次のように書き直すこともできる。

$$\langle \delta\gamma \rangle_{\phi_0} = \frac{\pi e^2 K^2 E_{x0}^2 N_u^3 \lambda_u^2}{4m_0^2 c^4 \gamma^3} \frac{d}{d(\Psi\tau)} \left[\frac{\sin(\Psi\tau/2)}{\Psi\tau/2} \right]^2 \quad (2-46)$$

ある体積 V の中での電場のエネルギー W_L は

$$W_L = \frac{E_{x0}^2}{8\pi} V \quad (2-47)$$

であり、1個の電子のエネルギー変化量 $\langle \delta\gamma \rangle_{\phi_0}$ がすべて電場に変換されたものとする、 n_e 個の電子が電場に与える全エネルギー ΔW_L は

$$\Delta W_L = -m_0c^2 \langle \delta\gamma \rangle_{\phi_0} n_e \quad (2-48)$$

であるから、FELの利得 $g = \Delta W_L / W_L$ は、

$$g = -\frac{2\pi^2 e^2 K^2 N_u^3 \lambda_u^2 \rho_e}{m_0c^2 \gamma^3} \frac{d}{d(\Psi\tau)} \left[\frac{\sin(\Psi\tau/2)}{\Psi\tau/2} \right]^2 \quad (2-49)$$

で与えられる。ここで、 n_e/V を電子密度 ρ_e で表している。 $\Psi = \omega_u - \omega(1 - \bar{\beta}_z)$ において $1 - \bar{\beta}_z = \omega_u / \omega_0$ であるから $\Psi\tau$ は、

$$\Psi\tau = 2\pi N_u \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) = \nu \quad (2-50)$$

となり、FELの利得は結局

$$g \propto \frac{d}{dv} \left[\frac{\sin(v/2)}{v/2} \right]^2 \propto \frac{d}{d\omega} f_{spont}(\omega) \quad (2-51)$$

となって自然放射スペクトルの周波数微分に比例することがわかる。この関係は、世界で最初にFEL発振を成功させたStanford大学のMadeyによって導かれたのでMadeyの定理[3]と呼ばれている。

FELの利得が自然放射スペクトルの波長微分に比例することは、量子論的に次のように説明されることもある。FEL動作の根本は、電子の運動エネルギーの一部が電磁波に変換されて増幅が起こることにある。この現象は、電子が見るアンジュレーター磁場を等価的な電磁波（擬電磁波）と考えて、電子がこの擬電磁波をコンプトン散乱によって前方散乱していると思なすこともできる。エネルギー E 、 z 方向の運動量 p_z をもつ電子が角周波数 ω_q の擬電磁波と角周波数 ω の光と同時に相互作用しているものとする。前方散乱波の角周波数 ω'_q と ω が一致すれば、光により前方散乱が誘導されて増幅が起こると考える。一方、光はコンプトン散乱により後方散乱されることもあるが、後方散乱波の角周波数 ω' が ω_q と一致した場合には擬電磁波により後方散乱が誘導されて吸収が起こる。

散乱後の電子のエネルギーと運動量をそれぞれ E' と p'_z とすると、光の前方散乱が起きる場合にはエネルギーと運動量の保存則から次式が成り立つ。

$$E + \hbar\omega_q = E' + \hbar\omega'_q \quad (2-52)$$

$$p_z - \frac{\hbar\omega_q}{c} = p'_z + \frac{\hbar\omega'_q}{c} \quad (2-53)$$

これらの式から ω'_q を計算し、前方散乱が起きるときの光の角周波数を ω^- とすると、

$$\omega'_q = \omega^- = \omega_0 \left(1 - \frac{\hbar\omega_0}{\gamma m_0 c^2} \right) \quad (2-54)$$

同様に後方散乱が起きるときの光の角周波数を ω^+ とすると、

$$\omega^+ = \omega_0 \left(1 + \frac{\hbar \omega_0}{\gamma m_0 c^2} \right) \quad (2-55)$$

電子の反跳効果による ω^- と ω^+ の差は非常に小さいので、自然放射スペクトルの分布と一致する前方散乱および後方散乱の確率分布の差分が利得として現れる。この様子を示したのがFig.2-3であり、共鳴波長よりも長い波長では光の増幅を行うことができる。

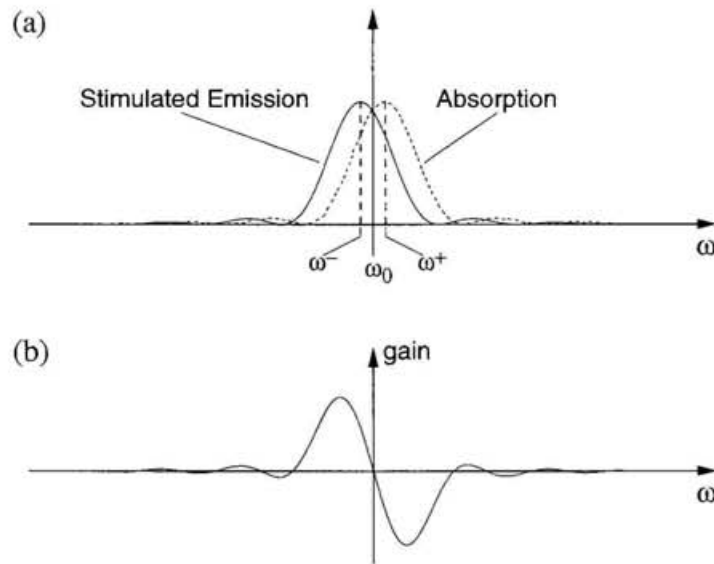


Fig.2-3 (a)前方散乱と後方散乱が起こる確率分布と
(b)利得の周波数依存性

§ 2.1.5 光クライストロンの原理

(2-49)式からわかるように、FELの利得は周期数の3乗に比例し電子エネルギーの3乗に反比例する。ストレージリングの電子エネルギーは一般的に高い上に、これまでにFEL実験が行われてきたストレージリングはFELに対して最適化されていないものが多く、その直線部の長さは短いので、通常のパラナー型アンジュレーターで得られる利得は非常に小さい。UVSORの場合を例にあげると、電子エネルギー500MeVにおいて全長2.1m、周期数19のパラナー型アンジュレーターの利得を

測定したところ波長488nmで約 8×10^{-4} (10mA/bunch)であった[4]。そこで、長さの制限された直線部においてFELの利得を増大させるために、Vinokurovによって考え出されたのがFig.2-4に示す光クライストロンである[5]。

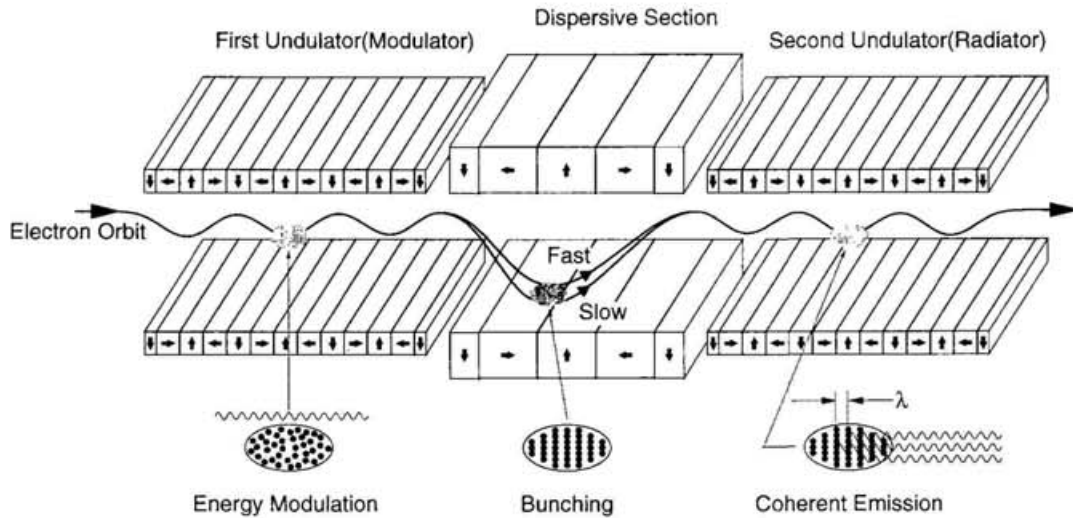


Fig.2-4 光クライストロン中での電子軌道と分散部による密度変調

これは、周期数が同じ2つのアンジュレーターが強い磁場をもった中央の分散部をはさんだ構造になっている。1番目のアンジュレーターでエネルギー変調を受けた電子バンチが分散部を迂回するとき、エネルギーの大きい加速された電子は近道をし、エネルギーの小さい減速された電子は遠回りをする。したがって、1番目のアンジュレーターで受けた弱い密度変調が分散部によって強い空間的集群に変換されるので、2番目のアンジュレーターでのコヒーレントな放射が増大する。この動作はマイクロ波電子管のクライストロンにおいて、電子ビームの速度変調が2つの空洞共振器間のドリフト空間で集群されることに似ている。

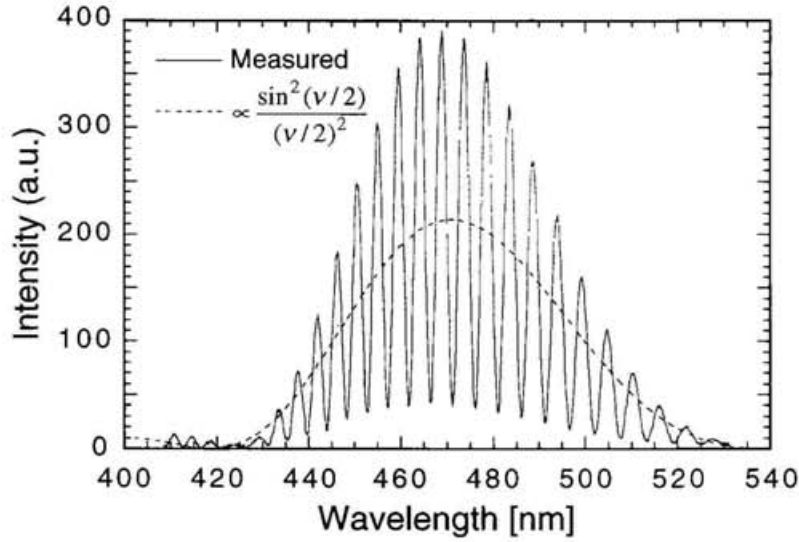


Fig.2-5 光クライストロンからの自然放射スペクトルの例

ここでは基本波のみを考えることにする。光クライストロンから観測される自然放射スペクトルには、Fig.2-5に示すような2台のアンジュレーターから発生する自然放射光同士の干渉による微細構造が現れる。これはUVSORに挿入された光クライストロンを用いて可視域の自然放射光を測定したものである（この光クライストロンの詳細は§2.4.1で後述する）。1台のアンジュレーターの周期数を N_u とすると、光クライストロンから得られる自然放射スペクトルのエネルギー $(d^2I/d\lambda d\Omega)_{OK}$ は、1台のアンジュレーターで得られる自然放射スペクトルのエネルギー $(d^2I/d\lambda d\Omega)_{N_u}$ を用いて次式で表すことができる。

$$\left(\frac{d^2I}{d\lambda d\Omega}\right)_{OK} = 2\left(\frac{d^2I}{d\lambda d\Omega}\right)_{N_u} \left\{1 + f_{mod} \cos\left[2\pi(N_u + N_d)\frac{\lambda_0}{\lambda}\right]\right\} \quad (2-56)$$

Fig.2-5の点線は $(d^2I/d\lambda d\Omega)_{N_u}$ に比例した曲線を示している。(2-56)式の N_d は、自然放射スペクトルの中で極大値をとる波長間隔を $\delta\lambda$ として、

$$N_d = \lambda_0 / \delta\lambda \quad (2-57)$$

で表すことができる。Fig.2-5のスペクトル例では $N_d = 90$ である。この値は分散部の磁場強度 $B_d(z)$ に依存し、分散部の長さを L_d とすると、具体的には

$$N_d = \frac{L_d}{2\lambda_0\gamma^2} \left\{ 1 + \frac{e^2}{L_d m_0^2 c^2} \int_0^{L_d} \left[\int_0^u B_d(z) dz \right]^2 du \right\} \quad (2-58)$$

で与えられる[6]。 f_{mod} はFig.2-5のスペクトルにおいて隣り合った極大値 S_+ と極小値 S_- から

$$f_{mod} = \frac{S_+ - S_-}{S_+ + S_-} \quad (2-59)$$

で定義されて modulation factor と呼ばれる。Fig.2-5のスペクトル例では $f_{mod} = 0.80$ である。すべての電子エネルギーがそろった理想的な場合には $f_{mod} = 1$ となるが、実際の電子バンチには有限なエネルギー広がり σ_γ / γ があるので干渉性が劣化して f_{mod} は 1 以下の値になる。詳しい計算によれば f_{mod} は

$$f_{mod} = \exp \left[-8\pi^2 (N_u + N_d)^2 \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (2-60)$$

で与えられる[6]。(2-56)式と係数部分を除いた(2-17)式を用いて $(d^2 I / d\lambda d\Omega)_{OK}$ の波長微分の最大値を求めると、 $N_d \gg 1$ の場合

$$\left[-\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{d^2 I}{d\lambda d\Omega} \right)_{OK} \right]_{\max} \propto 4 f_{mod} \left(1 + \frac{N_d}{N_u} \right) \quad (2-61)$$

となり、周期数 N_u のアンジュレーターの場合、

$$\left[-\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{d^2 I}{d\lambda d\Omega} \right)_{N_u} \right]_{\max} \propto 0.54 \quad (2-62)$$

であるから、Madeyの定理によれば光クライストロンの最大利得 $[g_{OK}]_{\max}$ は周期

数 $2N_u$ のアンジュレーターの最大利得 $[g_{2N_u}]_{\max}$ を用いて

$$[g_{OK}]_{\max} = 0.926 \left(1 + \frac{N_d}{N_u} \right) [g_{2N_u}]_{\max} f_{mod} \quad (2-63)$$

で表される。(2-17)式と(2-49)式を用いて上式を具体的に計算すると

$$[g_{OK}]_{\max} = 1.12 \times 10^{-13} \frac{\lambda_0^2 (N_u + N_d) N_u^2}{\gamma^3} \rho_e K^2 [JJ]^2 f_{mod} F_f \quad (2-64)$$

となる。ここで $[JJ]^2$ はBessel関数を含む係数を表し、

$$[JJ]^2 = [J_1(\xi) - J_0(\xi)]^2 \quad (2-65)$$

と定義した。また F_f はfilling factorと呼ばれる係数であり、電子ビームと光の断面の重なり具合を表すものであるが、これは§ 2.4.3で後述する。

§ 2.2 ストレージリングの概要

FELの波長は(2-5)式からわかるように γ^2 に反比例するので、一般的には短波長になるにつれて高エネルギーの電子ビームが必要である。また、FELの利得は電子密度に比例することから、電子ビームの性質としては無限小のビームサイズをもち、ビームを形成するすべての電子が同一方向に運動することが理想的である。このような良質の高エネルギー電子ビームが得られる加速器としては、現状においてストレージリングが最も適している。ストレージリングは規模の大小に関わらず、基本的には

- ・電子ビームを安定に円運動させるための磁石系
- ・シンクロトロン放射光を放出して失われたエネルギーを電子に補給するための高周波加速系
- ・ストレージリングに電子を入射するための入射系
- ・電子ビームが気体などで散乱されるのを防ぐための超高真空系
- ・ストレージリングを周回する電子ビームの状態を測定するためのモニター系

から成り立っている。以下では、FELに用いられる加速器としてのストレージリングを理解する上で重要な項目について述べる。なお、本論文におけるストレージリングの記述にはFig.2-6に示した座標系を用いることにする。

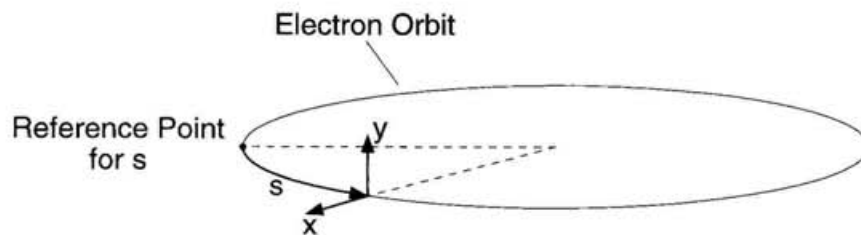


Fig.2-6 ストレージリングを周回する電子軌道や磁場分布を記述するための座標系

§ 2.2.1 ベータトロン振動

一様な偏向磁場 \vec{B} の中を速度 \vec{v} で運動する電子はローレンツ力 $\vec{F} = e(\vec{v} \times \vec{B})$ を受け、遠心力との釣り合いから曲率半径 ρ の円運動を行う。電子の運動量を p_0 とすると $p_0 = eB\rho$ で表される。 p_0 を [GeV/c] で表すと

$$p_0[\text{GeV}/c] = 0.3B\rho \quad (2-66)$$

であるから、例えばエネルギー 1GeV、 $B = 1\text{T}$ では $\rho = 3.3\text{m}$ となる。機能分離型のストレージリングでは、偏向電磁石はビームの偏向のみを行い、ビームの集束作用には Fig.2-7 に示したような四極電磁石が用いられるので、リングの平均半径はさらに大きくなる。

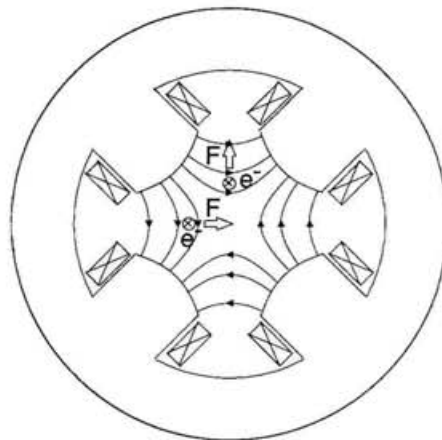


Fig.2-7 四極電磁石の磁場と電子が受けるローレンツ力の例

四極電磁石は双曲線の曲面をもつ磁極を N、S、N、S と交互に配置したものであり、磁場の強さは $B_x = Gx$ 、 $B_y = Gy$ となる。 $G = \partial B_y / \partial x = \partial B_x / \partial y$ は磁場勾配であり、磁石内では x 、 y によらず一定である。また、四極電磁石の中心を通る電子は磁場を感じることはない。 Fig.2-7 に示した四極電磁石の中を、中心からはずれた電子が紙面に垂直に上から下に向かって通過すると、 x 方向には集束され、 y 方向には発散されることが分かる。N極とS極を入れ替えて磁場の向きを

反転させると電子に働く力の向きが逆転する。このように、四極電磁石の集束作用は光のレンズと異なり、 x と y の両方向に対して同時に集束あるいは発散とならない。したがって、ストレージリングでは G の符号を交互に反転させた四極電磁石の組み合わせを用いて電子ビームを絞り込んでいる。

ストレージリング全体では、ある規則性をもって偏向電磁石と四極電磁石が配列されている。これはストレージリングのラティスと呼ばれる。(2-66)式を満たす電子がFig.2-7に示した四極電磁石中を通過する場合を例にとると、運動方程式は

$$\frac{d^2x}{ds^2} + kx = 0 \quad (2-67)$$

$$\frac{d^2y}{ds^2} - ky = 0 \quad (2-68)$$

と書くことができる。ここで $k = G/(B\rho)$ である。四極電磁石の長さを l_m として $\zeta = l_m\sqrt{|k|}$ とおくと、(2-67)式と(2-68)式の解はそれぞれ

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_2 = \begin{pmatrix} \cos \zeta & (1/\sqrt{|k|}) \sin \zeta \\ -\sqrt{|k|} \sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_1 \quad (2-69)$$

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_2 = \begin{pmatrix} \cosh \zeta & (1/\sqrt{|k|}) \sinh \zeta \\ \sqrt{|k|} \sinh \zeta & \cosh \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_1 \quad (2-70)$$

で与えられる。ここで1,2は四極電磁石の入口と出口を表し、'は s に関する微分である。これらの行列は転送行列 (transfer matrix) と呼ばれる。偏向電磁石の中では $k = 1/\rho^2$ 、磁石と磁石の間の自由空間では当然 $k = 0$ であり、それぞれについて x 、 y 両成分の転送行列を定義することができる。ストレージリング中の電子軌道は各転送行列を順々に掛けていけば求められる。

中心軌道から外れた電子は、四極電磁石などにより集束・発散を受けながら中心軌道の回りを振動する (Fig.2-8)。この振動はベータトロン振動と呼ばれる。以下ではこのベータトロン振動について記述する。

リング一周にわたると k は s の関数となるので、ストレージリング中の電子軌道はより一般的に、

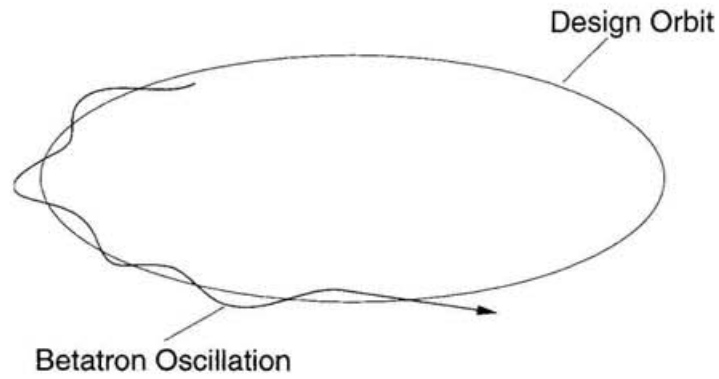


Fig.2-8 ベータトロン振動

$$x'' + k(s)x = 0 \quad (2-71)$$

の微分方程式に従う。ここで、 x は x と y の両方を表すものとする。 $k(s)$ はリングを一周すると元の値にもどるので、リングの周長を C とすると、 $k(s+C) = k(s)$ である。通常のスレージリングのラティスは m 個のセルと呼ばれる基本単位を繰り返して構成されているので、この場合には $C/m = L_C$ とおくと $K(s+L_C) = K(s)$ の周期性をもつ。(2-71)式の解はFloquetの定理により、

$$X_1(s) = w(s)e^{i\psi(s)} \quad (2-72)$$

のように書ける。上式を(2-71)式に代入すると、実部と虚部がそれぞれ0になる条件は

$$w'' + K(s)w - w\psi'^2 = 0 \quad (2-73)$$

$$2\psi'w' + w\psi'' = 0 \quad (2-74)$$

(2-74)式は $(\psi'w^2)' = 0$ と書けるので、積分定数を c_1 とすると $\psi'w^2 = c_1$ である。 c_1 は任意の値をとることができるので、ここでは $c_1 = 1$ としておく。

$$\psi'w^2 = 1 \quad (2-75)$$

(2-72)式の複素共役 $X_2(s) = w(s)e^{-i\psi(s)}$ も(2-71)式の解であるから、(2-71)式の一般解は任意定数 a_1 、 a_2 を用いて

$$x(s) = a_1w(s)e^{i\psi(s)} + a_2w(s)e^{-i\psi(s)} \quad (2-76)$$

あるいは任意定数 a 、 ψ_0 を用いると

$$x(s) = aw(s)\cos[\psi(s) + \psi_0] \quad (2-77)$$

で表される。

次に $s = s_1$ から $s = s_2$ の間の転送行列 $M(s_2/s_1)$ を求める。 $s = s_1$ における $x(s)$ の初期値を x_1 とすると、(2-76)式の a_1 、 a_2 はこれらの値から決めることができ、 $M(s_2/s_1)$ は

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix} = M(s_2/s_1) \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix} \quad (2-78)$$

$$m_{11} = (w_2/w_1)\cos\psi - w_2w_1'\sin\psi$$

$$m_{12} = w_1w_2\sin\psi$$

$$m_{21} = -\frac{1+w_1w_1'w_2w_2'}{w_1w_2}\sin\psi - \left(\frac{w_1'}{w_2} - \frac{w_2'}{w_1}\right)\cos\psi$$

$$m_{22} = (w_1/w_2)\cos\psi + w_1w_2'\sin\psi$$

と計算される。ここで、 $\psi = \psi_2 - \psi_1$ は s_1 から s_2 までのベータトロン振動の位相の変化である。(2-78)式を用いれば、リング1周当たりの転送行列を計算することができる。 $s_1 = s$ 、 $s_2 = s + C$ 、 $w_1 = w_2 = w(s)$ 、 $w_1' = w_2' = w'(s)$ とおき、さらに

$$\psi(s+C) - \psi(s) = \mu \quad (2-79)$$

$$w(s)^2 = \beta(s) \quad (2-80)$$

$$w(s)w'(s) = -\alpha(s) \quad (2-81)$$

によって新しく α 、 β 、 μ を導入する。これらの変数を使うとリング1周当たりの転送行列は

$$M(s) = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha(s) \sin \mu & \beta(s) \sin \mu \\ -\gamma(s) \sin \mu & \cos \mu - \alpha(s) \sin \mu \end{pmatrix} \quad (2-82)$$

$$\gamma(s) = (1 + \alpha^2) / \beta \quad (2-83)$$

となる。 α 、 β 、 μ は Twiss (ツイス) パラメータと呼ばれる。(2-75)式と(2-80)式から得られる式

$$\psi' = 1 / \beta \quad (2-84)$$

を s_1 から s_2 まで積分すると、

$$\psi(s_2) - \psi(s_1) = \int_{s_1}^{s_2} \frac{1}{\beta} ds \quad (2-85)$$

となるが、これは s_1 から s_2 まで進む間のベータatron振動の位相の変化である。 $s_2 = s_1 + C$ とすれば、リング1周当たりのベータatron振動の位相変化が得られる。これを 2π で割った値

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{1}{\beta} ds \quad (2-86)$$

はベータatron振動数またはチューンと呼ばれる。最終的に一般解(2-77)式は

$$x(s) = a \sqrt{\beta(s)} \cos[\psi(s) + \psi_0] \quad (2-87)$$

となり、ストレージリング中を周回する電子の軌道は、 $\sqrt{\beta(s)}$ と $\psi(s)$ によって振幅変調と位相変調を受けた正弦波のような格好になる。 $\beta(s)$ はベータトロン振動の振幅を決める関数であるのでベータ関数と呼ばれる。

§ 2.2.2 エミッタンス

電子ビームの軌道は、中心軌道からの変位 $x(s)$ とその角度 $x'(s)$ を用いて位相平面上で記述できる。そこで、(2-87)式を s に関して微分すると

$$x'(s) = \frac{a\beta'(s)}{2\sqrt{\beta(s)}} \cos[\psi(s) + \psi_0] - a\sqrt{\beta(s)}\psi'(s) \sin[\psi(s) + \psi_0] \quad (2-88)$$

(2-88)式は(2-83)式を用いて

$$x'(s) = a\sqrt{\gamma(s)} \sin[\psi(s) + \varphi] \quad (2-89)$$

と書くことができるので、リングを周回する電子のふるまいは位相平面上で楕円となる。(2-81)式から得られる $\beta' = -2\alpha$ と(2-80)式を用いると

$$\alpha x + \beta x' = -a\sqrt{\beta} \sin[\psi(s) + \psi_0] \quad (2-90)$$

ここで新しく

$$\varepsilon = \frac{1}{\beta} [x^2 + (\alpha x + \beta x')^2] = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 \quad (2-91)$$

を定義すると(2-90)式と(2-87)式から $\varepsilon = a^2$ となり、 ε は s によらない定数であることがわかる。リングのある特定の場所において(2-91)式は位相平面上の楕円の面積を π で割った値に等しい。この ε はビームのエミッタンスと呼ばれる。楕円の x 軸と x' 軸の最大値 x_{max} 、 x'_{max} はそれぞれ(2-87)式と(2-89)式から明らかに

$$x_{max} = \sqrt{\varepsilon\beta} \quad (2-92)$$

$$x'_{max} = \sqrt{\varepsilon\gamma} \quad (2-93)$$

である。

§ 2.2.3 分散関数

実際にストレージリングを周回する電子ビームは多数の電子の塊（バンチ）であり、電子の運動量はすべて同じではない。中心の運動量を p_0 とすると、 $p_0 + \Delta p$ の運動量をもつ電子は中心軌道に対して次式で与えられる量だけずれた軌道を周回する。

$$x(s) = \eta(s) \frac{\Delta p}{p_0} \quad (2-94)$$

ここで、 $\eta(s)$ は分散関数と呼ばれる。 Δp の 1 次の項まで考慮するとストレージリング中における電子の運動方程式は次式のようにになる。

$$x'' + k(s)x = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p_0} \quad (2-95)$$

分散関数は軌道解析におけるベータatron振動の場合と同様に転送行列を用いて求めることができる。ここでは例として運動量誤差 Δp をもつ電子に対する偏向電磁石の転送行列を紹介する。偏向電磁石内では $k(s) = 1/\rho^2$ であるから、(2-95) 式の一般解は特殊解 $x = \rho\Delta p/p_0$ を用いて

$$x = C_1 \cos(s/\rho) + C_2 \rho \sin(s/\rho) + \rho\Delta p/p_0 \quad (2-96)$$

となる。ここで C_1 と C_2 は任意の定数である。 $s = 0$ で $x = x_0$ 、 $x' = x'_0$ を初期条件とすれば、

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ \Delta p/p_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \rho \sin\theta & \rho(1-\cos\theta) \\ -\frac{\sin\theta}{\rho} & \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \Delta p/p_0 \end{pmatrix} \quad (2-97)$$

となる。ここで、 $\theta = s/\rho$ は偏向電磁石の偏向角である。(2-94)式の定義から

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ \Delta p/p_0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \eta \\ \eta' \\ 1 \end{pmatrix}$$

と置換すれば η と η' を s の関数として求めることができる。

ずれた運動量 Δp をもつ電子の軌道は、中心の運動量 p_0 をもつ電子の軌道とは違ったものになるので、当然それらの電子がリングを1周する距離も違ったものになる。この差を ΔC とすると、

$$\left(\frac{\Delta C}{C}\right) / \left(\frac{\Delta p}{p_0}\right) = \alpha \quad (2-98)$$

としてmomentum compaction factor α を定義する。中心軌道から x だけずれている電子が微小偏向角 $d\theta$ の間に進む距離は $(\rho+x)d\theta \approx (1+x/\rho)ds$ であるから、運動量のずれ Δp をもつ電子がリングを1周する長さは

$$C = \oint \left(1 + \frac{\eta(s)}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p_0}\right) ds \quad (2-99)$$

となる。(2-98)式の定義から α は

$$\alpha = \frac{1}{C} \oint \frac{\eta(s)}{\rho(s)} ds \quad (2-100)$$

によって求められる。 α はラティスのパラメータのみで決まる量である。

§ 2.2.4 高周波加速

ストレージリングを周回する電子はシンクロトロン放射光の形でエネルギーを放出する。この失われたエネルギーは高周波加速空洞から補給される。加速空洞はほぼ円筒状の形をしており、高周波電力はループ状のカプラを通して高周波増幅器から供給される。

電子ビームの周回と高周波の位相が同期するように、高周波加速周波数 f_{RF} は電子がリングを1周する回転周波数 $f_{rev} = 1/T_{rev}$ の整数倍にする。 $f_{RF} = hf_{rev}$ とすると h はハーモニック数と呼ばれる。

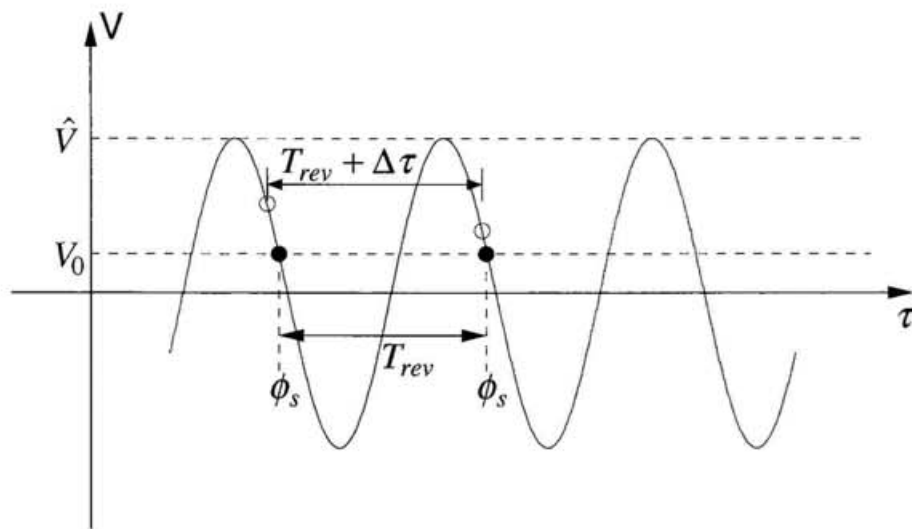


Fig.2-9 加速電圧と電子の位相との関係

運動量誤差をもたない1個の電子が、シンクロトロン放射により、リング1周あたりに失うエネルギー損失を U_0 とすると、Fig.2-9に●で示した電子は加速電圧のピーク値 \hat{V} に対して

$$U_0 = eV_0 = e\hat{V} \sin \phi_s \quad (2-101)$$

の関係を満たし、エネルギーは一定に保たれる。 ϕ_s は同期位相と呼ばれる。例え

ば、同期位相から外れた○で示した電子があったとすると、この電子は余分のエネルギーを受け取るのでリングを1周する周期が $\Delta\tau$ だけ長くなり、 ϕ_s の方へ近づいてくる。さらに ϕ_s を通り越して遠ざかっていくと、今度は受け取るエネルギーが減少するので再び ϕ_s の方へ戻ってくる。このようにして、個々の電子は ϕ_s を中心として振動しており、これをシンクロトロン振動と呼ぶ。以下ではこのシンクロトロン振動の周波数を求める。

電子のエネルギーを E とすると、電子ストレージリングでは $\Delta p/p_0 = \Delta E/E_0$ であるから時間の遅れ $\Delta\tau$ はmomentum compaction factor α を用いて

$$\frac{\Delta\tau}{T_{rev}} = -\alpha \frac{\Delta E}{E_0} \quad (2-102)$$

となる。シンクロトロン振動は時間 T_{rev} に比べて非常にゆっくりしているので、(2-102)式は

$$\frac{d(\Delta\tau)}{dt} = -\alpha \frac{\Delta E}{E_0} \quad (2-103)$$

と近似することができる。同期していない電子がリングを1周する間に受け取るエネルギー ΔE の時間変化は

$$\frac{d(\Delta E)}{dt} = \frac{eV(\tau) - eV_0}{T_{rev}} \quad (2-104)$$

と書ける。 $\Delta\tau$ が小さい微小なシンクロトロン振動の場合、(2-104)式は $e\dot{V}_0 = e(dV/d\tau)$ とすると、

$$\frac{d(\Delta E)}{dt} = \frac{e\dot{V}_0}{T_{rev}} \Delta\tau \quad (2-105)$$

で近似できる。(2-103)式と(2-105)式から

$$\frac{d^2(\Delta\tau)}{dt^2} = -\frac{\alpha e \dot{V}_0}{T_{rev} E_0} \Delta\tau = -\Omega_s^2 \Delta\tau \quad (2-106)$$

が得られる。これは調和振動子の式と同じ式であり、 $f_s = \Omega_s / 2\pi$ がシンクロトロン周波数である。 $\nu_s = f_s / f_{rev}$ はリング1周あたりのシンクロトロン振動の回数を表してシンクロトロンチューンと呼ばれる。

$$\nu_s = \sqrt{\frac{\alpha h e \hat{V} \cos \phi_s}{2\pi E_0}} \quad (2-107)$$

§ 2.2.5 放射減衰と量子励起

曲率半径 ρ で円運動する電子が単位時間に放射するエネルギー、すなわち放射パワーは

$$P_E = \frac{2cr_e}{3(m_0c^2)^3} \frac{E^4}{\rho^2} \quad (2-108)$$

で与えられる。 $E = pc = e\rho B$ として ρ の代わりに B を用いると

$$P_E \propto E^2 B^2 \quad (2-109)$$

となり、放射パワーは電子エネルギーの2乗に比例するので、エネルギーの大きい電子の放射損失はエネルギーの小さい電子に比べて大きくなり、電子エネルギーの広がりやシンクロトロン放射により減衰する。これは放射減衰と呼ばれ、シンクロトロン振動の振幅は時間とともに減衰する。

中心エネルギー E_0 からのずれ ΔE が非常に小さいとして、 ΔE の1次の項まで考慮すると、リング1周あたりの放射損失 U は(2-109)式から

$$U = U_0 + 2 \frac{U_0}{E_0} \Delta E \quad (2-110)$$

となる。これを用いて(2-104)式を書き換えると

$$\frac{d(\Delta E)}{dt} = \frac{1}{T_{rev}} \left(e \dot{V}_0 \Delta \tau - 2 \frac{U_0}{E_0} \Delta E \right) \quad (2-111)$$

(2-103)式と(2-111)式から

$$\frac{d^2(\Delta \tau)}{dt^2} + \frac{2U_0}{E_0 T_{rev}} \frac{d(\Delta \tau)}{dt} + \Omega_s^2 \Delta \tau = 0 \quad (2-112)$$

となり、減衰する調和振動子の方程式が導かれる。したがってシンクロトロン振動の減衰時定数 τ_s は

$$\tau_s = \frac{E_0 T_{rev}}{U_0} \quad (2-113)$$

であることがわかる。 U_0 は(2-108)式から

$$U_0[\text{keV}] = 88.5 E_0^4 [\text{GeV}] / \rho[\text{m}] \quad (2-114)$$

と計算される。

ベータトロン振動も放射損失による減衰を受ける。シンクロトロン放射光は常に電子軌道の接線方向に放出されるので、このことで電子軌道が変化を受けることはない。しかしながら、横方向のエネルギー成分を E_{\perp} として傾き $x' = E_{\perp} / E$ をもつ電子は、加速空洞を通過するとき進行方向（ s 方向）にのみエネルギー U_0 をもらうので、この時の傾きの変化量を $\delta x'$ とすると、

$$x' + \delta x' = E_{\perp} / (E + U_0) \approx x' (1 - U_0 / E) \quad (2-115)$$

すなわち $\delta x'$ は、

$$\delta x' = -x' U_0 / E \quad (2-116)$$

となり、ベータトロン振動の振幅が減少するように加速される。ベータトロン振動は正弦波的であり、加速空洞を通過する時の電子軌道はランダムであることから、リング1周あたりの振幅の減衰率 $\delta x' / x'$ を平均すると

$$\langle \delta x' / x' \rangle = -\frac{1}{2} \frac{U_0}{E} \quad (2-117)$$

となる。したがって、 T_{rev} を周期とする単位時間あたりのベータトロン振動の減衰時定数 τ_β は

$$\tau_\beta = \frac{2E_0 T_{rev}}{U_0} \quad (2-118)$$

で与えられる。

放射減衰しか存在しなければ電子ビームは1点に集中してしまうが、実際の放射光の放出はいろいろなエネルギーの光子がランダムに放出される確率的な過程であるので、シンクロトロン振動やベータトロン振動はブラウン運動のように揺動されてそれらの振幅は増大する[7]。この過程は量子励起と呼ばれる。

偏向電磁石中の水平方向の軌道を、中心軌道とそのまわりのベータトロン振動の重ね合わせとすれば、エネルギー δE の光子が放出されるとその瞬間に電子の中心軌道が

$$\delta x = \eta \delta E / E \quad (2-119)$$

だけ変化する。光子の放出前後で電子の位置は変化しないから、ベータトロン振動の振幅は同じ量の変化を受ける。同様にベータトロン振動の傾きは

$\delta x' = \eta' \delta E / E$ だけ変化する。この変化量を(2-91)式に代入すると、リング1周あたりで平均したエミッタンスの増加量は単位時間あたり

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\dot{N}_\gamma \langle u^2 \rangle}{E_0^2} \langle H \rangle \quad (2-120)$$

$$\langle H \rangle = \frac{1}{2\pi\rho} \oint (\gamma\eta^2 + 2\alpha\eta\eta' + \beta\eta'^2) ds \quad (2-121)$$

になる。 \dot{N}_γ は単位時間に放出される光子数である。ストレージリング中の電子ビームのエミッタンスは(2-118)式の放射減衰と(2-120)式の量子励起が釣り合うところで平衡状態に達する。このエミッタンスを ε_{x0} とすると、

$$\varepsilon_{x0} = \frac{C_q \gamma^2}{J_x \rho} \langle H \rangle \quad J_x = 1 - \alpha R / \rho \quad (2-122)$$

になる。ここで $C_q = 3.8 \times 10^{-13} [m]$ 、 R はリングの平均半径である。

垂直方向の軌道に対してはエネルギー分散がないので量子励起は起こらず、放射減衰だけでは垂直方向のビームサイズは無限小に向かう。しかしながら、実際のストレージリングでは、四極電磁石のわずかな傾きなどによる誤差磁場や、水平方向と垂直方向のベータatron振動の意図的な結合により、 ε_{x0} は水平方向と垂直方向のエミッタンス ε_x 、 ε_y に分配される。これらの比を $\kappa = \varepsilon_y / \varepsilon_x$ とおくと、

$$\varepsilon_x = \frac{\varepsilon_{x0}}{1 + \kappa} \quad (2-123)$$

$$\varepsilon_y = \frac{\kappa \varepsilon_{x0}}{1 + \kappa} \quad (2-124)$$

となる。 κ は結合定数と呼ばれ、通常は $\kappa \approx 0.1$ 程度である。シンクロトロン放射において光子の放出はランダムに起こるので、位相平面上の電子の分布はGauss分布になる。したがって、垂直方向のビームサイズを標準偏差 σ_y で表すと、(2-92)式から

$$\sigma_y(s) = \sqrt{\varepsilon_y \beta_y(s)} \quad (2-125)$$

になる。

シンクロトロン振動についても量子励起があり、光子によるエネルギーの放出は個々の電子エネルギーと無関係にランダムに起こるので電子ビームのエネルギー広がりは増大する。放射減衰と量子励起が釣り合った定常状態におけるエネルギー広がり σ_γ / γ は

$$\left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma}\right)^2 = \frac{C_q \gamma^2}{J_\epsilon \rho} \quad J_\epsilon = 2 + \alpha R / \rho \quad (2-126)$$

で与えられる。水平方向のビームサイズ σ_x は分散関数 $\eta(s)$ があるために、

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s) + \left(\eta(s) \frac{\sigma_\gamma}{\gamma}\right)^2} \quad (2-127)$$

となる。

バンチの長さはエネルギー広がり大きさにより決定される。 $d/dt = i\Omega_s$ であるから(2-103)式より

$$\frac{d(\Delta\tau)}{dt} = i\Omega_s \Delta\tau = -\alpha \frac{\Delta E}{E_0} \quad (2-128)$$

したがって、 $\Delta\tau$ の分布を標準偏差 σ_τ で表すと

$$\sigma_\tau = \frac{\alpha}{\Omega_s} \frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \quad (2-129)$$

が得られる。

§ 2.2.6 ビーム寿命

ストレージリングのビーム寿命を決める要因は主に(1)真空チェンバー内の残留ガスとの衝突、(2)量子寿命、(3)Touschek寿命である。

(1)は真空度で決定される。量子寿命は、シンクロトロン放射が光子という形で

放射されるために、ベータトロン振動やシンクロトロン振動において確率的に大きな振幅をもつ電子が現れることに起因している。したがって、加速電圧を高くすることによって量子寿命は急激に長くなる。

Touschek寿命は電子同士のクーロン散乱に起因するものである。バンチ内における個々の電子は縦方向にも横方向にも互いに異なる速度をもって運動している。したがって、電子は他の電子とクーロン散乱を起こすことによって、運動量のやり取りを行っているが、横方向の運動量が散乱によって縦方向の運動量に変わり、シンクロトロン振動の安定領域から飛び出すという過程も起こり得る。これにより決まるビーム寿命がTouschek寿命と呼ばれる。Touschek寿命はバンチの体積が小さく、電子密度が高くなるほど短くなる。一般的に、電子ビームのエネルギーが低くなるほどTouschek寿命が問題になってくる。

§ 2.3 UVSORストレージリングの概要

分子科学研究所のUVSOR 光源加速器は、真空紫外および軟X線領域のシンクロトロン放射光を供給する最大750MeVのストレージリングと、これに電子を入射する600MeVのシンクロトロン、15MeVの線形加速器から構成されている。

UVSOR施設の平面図をFig.2-10に示す。また、Table 2-1はUVSOR光源加速器の主要なパラメータをまとめたものである。

Table 2-1 UVSOR光源加速器のパラメータ

Linac		
Energy		15MeV
Frequency		2.856GHz
Synchrotron		
Energy		600MeV
Circumference		26.6m
Bending radius		1.8m
Harmonic Number		8
RF frequency		90.1086MHz
Repetition Rate		2.6Hz
Storage Ring		
Energy(max)	E_0	750MeV
Circumference	C	53.2 m
Bending radius	ρ	2.2 m
Revolution frequency	f_{rev}	5.6318 MHz
RF frequency	f_{RF}	90.1086 MHz
Harmonic Number	h	16
RF voltage		46kV
Momentum Compaction Factor	α	0.035
Betatron tune		
Horizontal	ν_x	3.16
Vertical	ν_y	2.63
Natural Emittance(750MeV)	ϵ_{x0}	0.114 π mm·mrad
Energy Spread(750MeV)	σ_E	0.3MeV

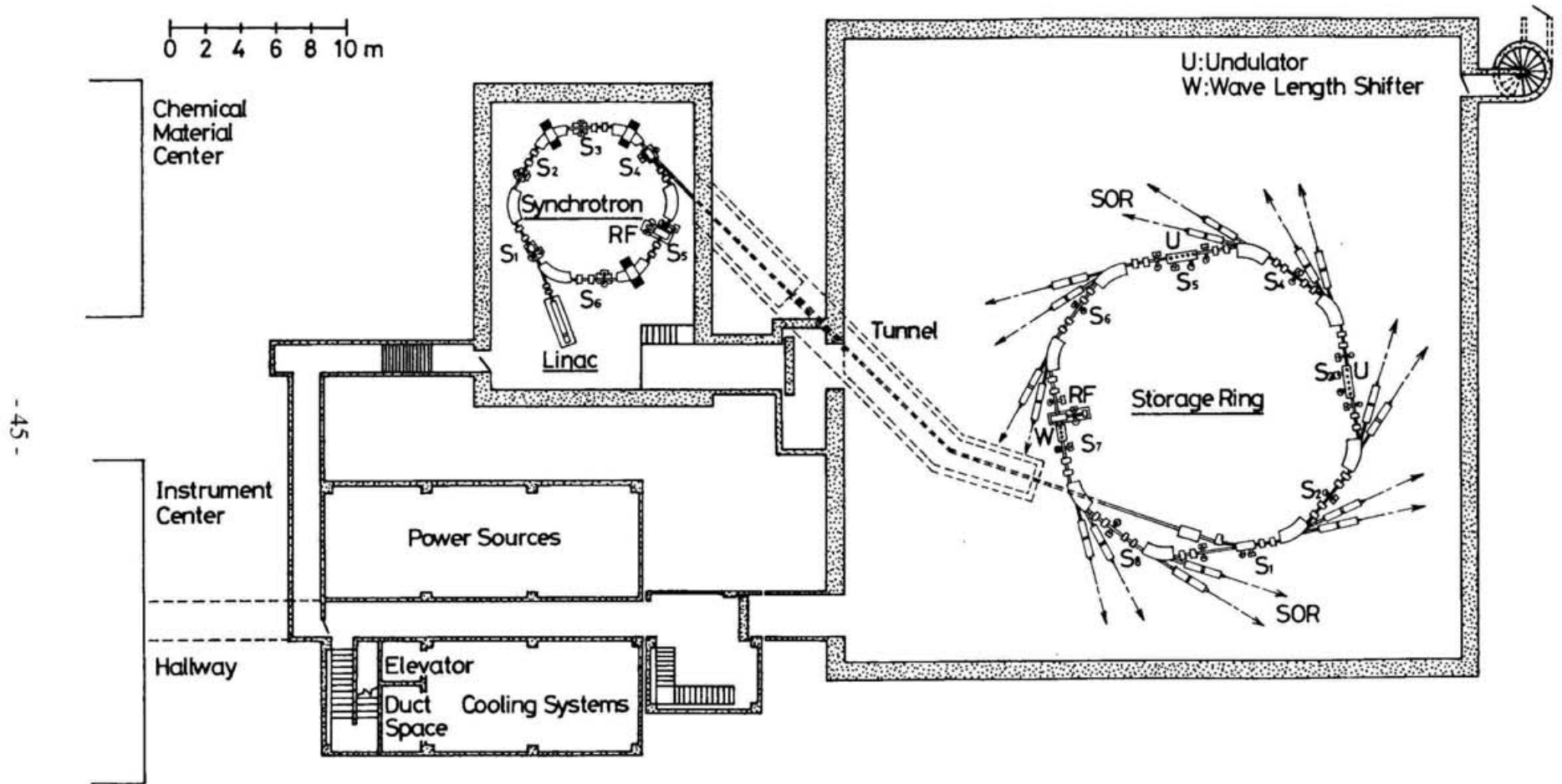


Fig.2-10 UVSOR光源加速器の平面図

電子銃の熱電子陰極を飛び出した電子は、まず最初に線形加速器を用いて15MeVまで加速される。この電子ビームはインフレクターおよびパータベーターと呼ばれるパルス電磁石でシンクロトロンに入射され、最大600MeVまで加速される。シンクロトロンで加速された電子は速い取り出し用のキッカー電磁石で蹴り出され、さらにデフレクターと呼ばれる電磁石によりストレージリングへの輸送路に導入される。シンクロトロンと輸送路の床面はストレージリングの床面よりも2.5m低くなっており、ストレージリングの床下を通ってきた電子は水平方向の磁場を発生する2台の偏向電磁石によってストレージリングと同じ高さまで上昇される。ストレージリングへの電子入射はインフレクター電磁石とパータベーター電磁石を用いて内側から行われる。

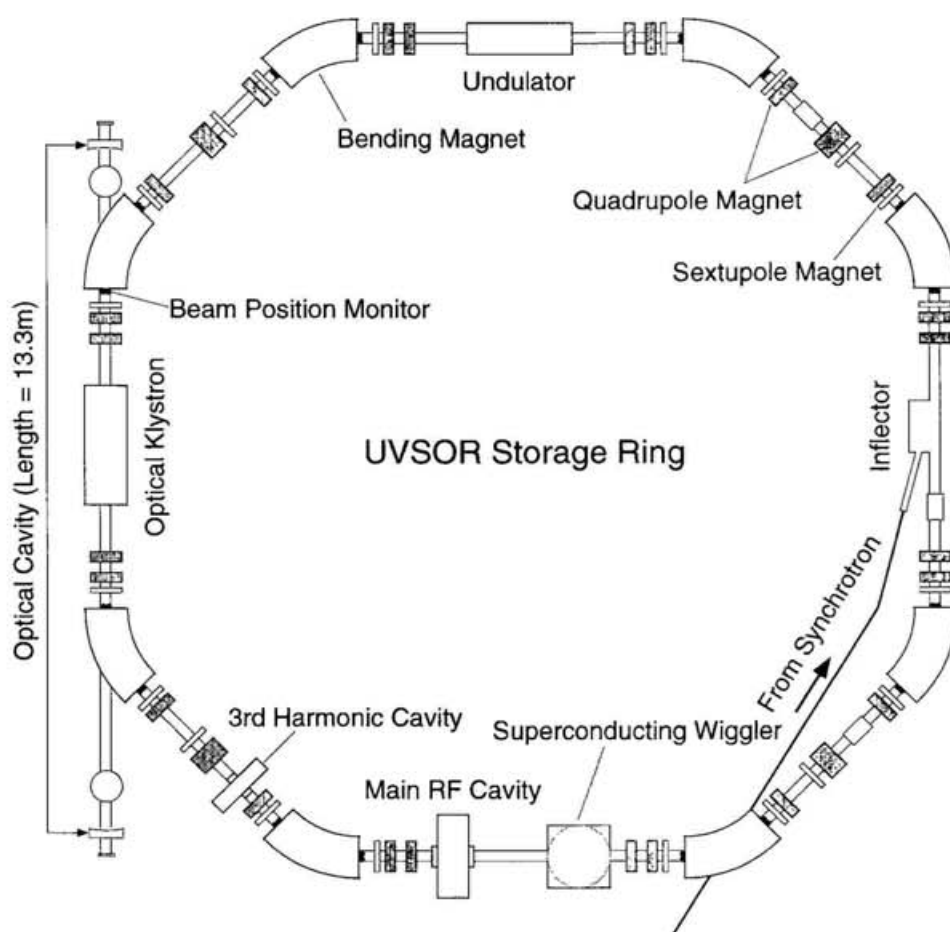


Fig.2-11 UVSORストレージリングの平面図

Fig.2-11はUVSORストレージリングの平面図である。UVSORストレージリングの周長は53.2mで直線部が8ヶ所あり、そのうち4ヶ所が短直線部、残り4ヶ所がアンジュレーターや加速空洞を設置するための長直線部になっている。長直線部の1つは入射用のインフレクター電磁石が置かれている。この入射点から反時計回りに見て2番目の長直線部には周期長85mm、周期数25のプラナー型アンジュレーターが挿入されており、ビームラインにアンジュレーター光を供給している。3番目の長直線部にはFEL実験に使用する光クライストロンが設置されている。4番目の長直線部には加速周波数が約90MHzの主高周波加速空洞と超伝導ウィグラーが設置されている。この超伝導ウィグラーは、最大4Tの磁場が発生可能な3極磁石で構成され、超伝導コイルは液体ヘリウムで冷却されている。4番目と3番目の間の短直線部には主加速空洞に加えられている周波数のちょうど3倍にあたる3倍高調波加速空洞が取り付けられており、電子ビームの安定化やバンチ長の圧縮のために使われている。これについては§2.3.3で後述する。

§2.3.1 UVSORストレージリングのラティス

UVSORストレージリングはもともと偏向電磁石からのシンクロトロン放射光を利用するためのストレージリングであるが、放射光の光源としては光の輝度はできるだけ大きいことが望ましく、そのためには電子ビームのエミッタンスはできるだけ小さくしなければならない。このことはFELの利得を高める上でも特に重要である。定常状態におけるエミッタンスは(2-122)式で与えられる。この式から明らかのように、低エミッタンス化のためにはリングの分散を小さく抑えることが不可欠である。

まずはじめに、偏向電磁石に分散をもたない電子が入ってくる場合を考える。(2-97)式において $x_0 = 0$ 、 $x'_0 = 0$ とおくと、運動量のずれ $\Delta p/p_0$ をもつ電子が偏向電磁石を通過した後の分散関数は

$$\eta = \rho(1 - \cos\theta) \quad (2-130)$$

$$\eta' = \sin\theta \quad (2-131)$$

となる。したがって、入射ビームに分散がなくても偏向電磁石により軌道が曲げられると電子ビームには分散が生じる。したがって、ストレージリングを低エミッタンス化するには偏向角を小さくする必要があり、近年のストレージリングが大型化しているのはこのためである。

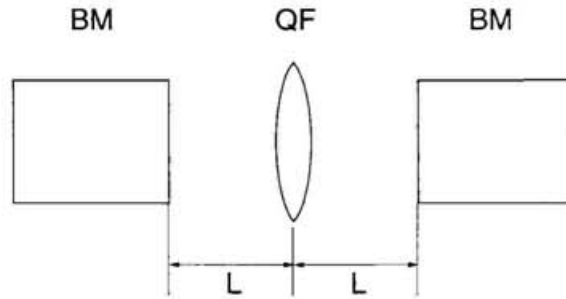


Fig.2-12 非分散性偏向系

次に、Fig.2-12に示すような偏向電磁石2台の中央に水平方向に集束作用のある四極電磁石が置かれている磁石配列を想定する。ここでは問題を簡単化するために、四極電磁石を焦点距離 f の薄肉レンズで近似する。このラティスに入る電子ビームには分散がないものとする、四極電磁石の中心における分散関数は

$$\eta = \rho(1 - \cos\theta) + L\sin\theta \quad (2-132)$$

$$\eta' = -\frac{\rho(1 - \cos\theta)}{f} + (1 - L/f)\sin\theta \quad (2-133)$$

となる。 $\eta' = 0$ となる焦点距離 f は

$$f = \rho \left(\frac{1}{\sin\theta} - \frac{1}{\tan\theta} \right) + L \quad (2-134)$$

である。このラティスは左右対称であるから、四極電磁石の中心で分散関数の傾きを $\eta' = 0$ とすると、四極電磁石を通過した後半部分の分散関数は前半部分と対称となり、2番目の偏向電磁石の出口においても分散関数がゼロになる。したがっ

て、単一の偏向電磁石では必ず分散が生じるのに対し、Fig.2-12の偏向系を通過して軌道を曲げられた電子ビームには分散をなくすることができるので、このラティスはストレージリングを低エミッタンス化する上で一つの基本となっている。

UVSORストレージリングのラティスはFig.2-12の偏向系を基本とし、2台の偏向電磁石 (BM) と7台の四極電磁石 (QF、QD) を1セルとして合計4セルで構成されている。Fig.2-13は1セルのベータ関数と分散関数を示したものである。分散関数は前述のように1つの偏向電磁石で増加した η が四極電磁石で戻されたような格好になっている。さらに、偏向電磁石の外側には直線部でのビームサイズを小さくするために四極電磁石のダブレットが設けられている。このラティスはダブルバンドアクロマーもしくは考案者の名前をとってChasman-Green型のラティスと呼ばれている[8]。

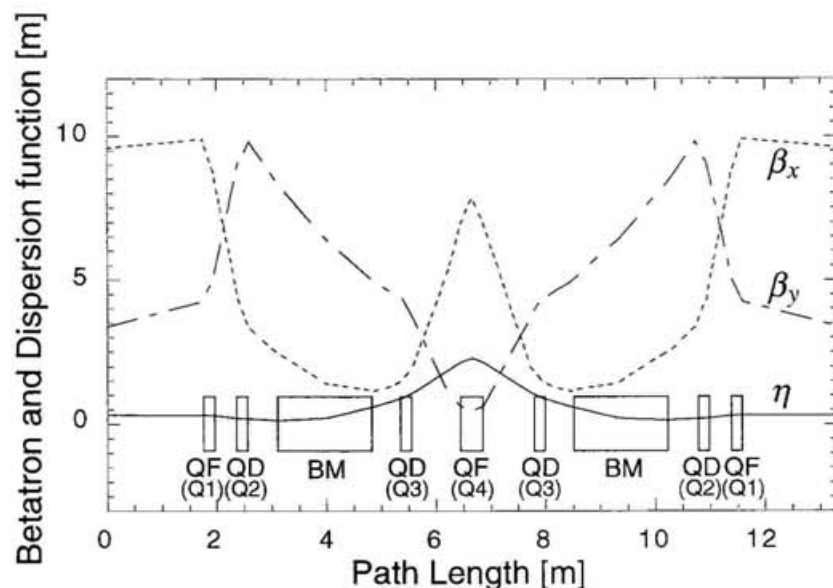


Fig.2-13 UVSORストレージリングのラティス関数

(2-64)式から分かるように、FELの利得は電子エネルギーの3乗に反比例するので、大きな利得を得るためには電子エネルギーは低いほど有利である。しかしながら電子エネルギーを低くするとTouschek効果によりビーム寿命が短くなる問題が生じる。UVSORストレージリングの最大エネルギーは750MeVであるが、FEL実

験では電子エネルギーを500MeVに下げている。この電子エネルギーにおける電子ビームのパラメータをTable 2-2に示す。

Table 2-2 電子エネルギー500MeVにおける電子ビームのパラメータ

Energy(for FEL)	E_0	500MeV
Natural Emittance(500MeV)	ϵ_{x0}	$0.050 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$
Energy Spread(500MeV)	σ_E	0.14MeV
Beam size at the center of long straight section		
Horizontal	σ_x	0.7mm
Vertical	σ_y	0.1mm
Dampting time of synchrotron oscillation	τ_s	35ms
Dampting time of betatron oscillation	$\tau_{x,y}$	70ms

§ 2.3.2 UVSORストレージリングのビーム診断

(1) チューンの測定

チューンの測定にはRFロックアウト法を用いている。ベータトロン振動数と一致する周波数の信号をレッヘル線型の電極に印加してビームのベータトロン振動を励振する。このとき、偏向電磁石から発生するシンクロトロン放射光を4分割されたフォトダイオードの中心に結像させておくと、ビームのベータトロン振動に応じて放射光の像が4分割フォトダイオード上で振動する。したがって、4つのフォトダイオードの出力に含まれる周波数をスペクトラムアナライザーで測定すればチューンの小数部がわかることになる。UVSORでは電極に印可する信号源にスペクトラムアナライザーのトラッキングジェネレーターを用いてチューンの測定を簡単化している。

(2) シンクロトロン周波数の測定

ストレージリングの真空チェンバー内壁に取り付けられた電極からの出力をスペクトラムアナライザーで観測すると、加速周波数の整数倍にあたる周波数の両側にシンクロトロン周波数だけ離れたサイドバンドが現れるので、このサイドバンドと中心周波数の差を測定する。また、この電極からの信号をオシロスコープで観測すれば、ビームの縦方向の安定性を直接確認することができる。

(3) ビーム軌道の測定

ストレージリングの真空チェンバー内壁の上下に2個ずつ取り付けられた合計4個の電極に誘起される電荷を真空チェンバーの外側に取り出し、4つの出力の大きさから電子ビームの位置を計測する。UVSORストレージリングにはFig.2-11に示すように、すべての偏向電磁石の両端にビーム位置モニターが設置されており、リング全周にわたって合計16箇所のビーム位置を測定することができる。

§ 2.3.3 UVSORストレージリングのバンチ長

ストレージリングにおいては、電子ビームが発生する電磁波が真空チェンバーや高周波加速空洞などを介して自分自身はもちろん後続のバンチにも影響を与え、電子ビームが集団的な振動を始めて不安定になることがある。このような不安定性はバンチ結合同型不安定性と呼ばれる。UVSORストレージリングでは、シンクロトロン振動を励振する縦方向のバンチ結合同型不安定性が多バンチ運転時に観測されている。この不安定性を取り除き、安定なシンクロトロン放射光を供給するために3倍高調波加速空洞が設置されている。

ストレージリングを周回する電子から見た主高周波加速電界と3倍高調波加速電界の位相関係がFig.2-14(A)のようになっている場合、電子が加速を受ける位相周辺の合成電界は非線形となり、シンクロトロン振動数が広がりをもつようになることから位相振幅が減少して不安定性は抑えられる[9]。この方法による電子ビームの安定化はユーザー実験時の多バンチ運転で用いられている。

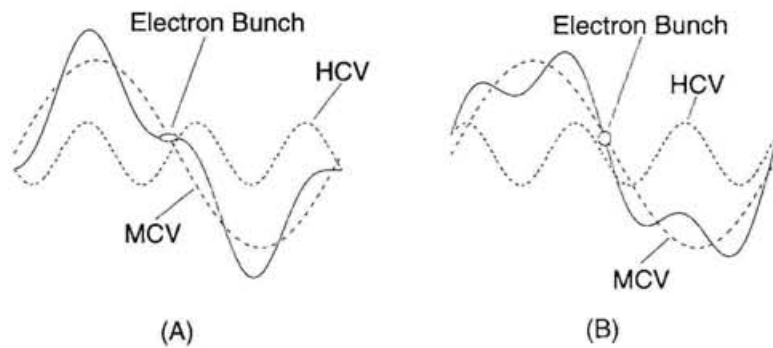


Fig.2-14 主加速空洞 (MCV) と 3 倍高調波加速空洞 (HCV) による加速電界。3 倍高調波のピーク電圧は主加速電圧の約1/3になっている。実線は合成電界を示している。

FELの利得は電子密度に比例するので、利得を大きくするためにはバンチ長は短い方がよい。バンチ長を与える(2-129)式は(2-106)式を用いると、

$$\sigma_b = \sqrt{\frac{\alpha T_{rev} E_0}{e V_0} \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)} \quad (2-135)$$

で表されるので、バンチ長を短くするには加速電界の傾きを大きくする必要がある。(A)の位相関係では加速電界の傾きが小さくなるのでバンチ長は長くなる。そこで、FEL実験時にはFig.2-14(A)の位相関係を(B)のように変更して加速電界の傾きを大きくし、バンチ長の圧縮を行っている。後で述べるが、FEL実験には多バンチを蓄積する必要はないので、バンチ結合型の不安定性は問題にならない。

電子の時間的な分布はシンクロトロン放射光の時間分布と完全に一致するので、バンチ長の測定には時間分解能の点からストリークカメラが有効である (ストリークカメラについては次章で詳述する)。

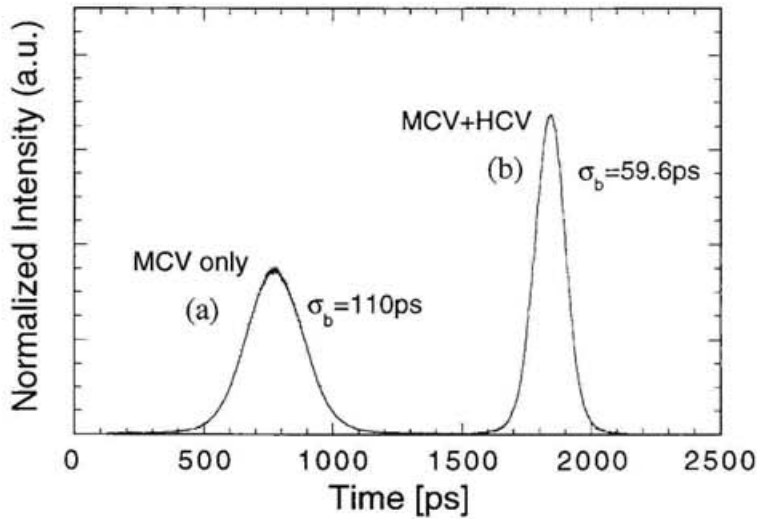


Fig.2-15 主加速空洞だけを用いて得られるバンチ長(a)と高調波加速空洞を用いて圧縮されたバンチ長(b)との比較

Fig.2-15は微小なビーム電流におけるバンチ長をストリークカメラで測定したものである。Fig.2-15の(a)は主高周波加速空洞のみを用いた場合、(b)はバンチが短くなるように3倍高調波加速電界を加えた場合の電子分布である。(b)の場合に測定されたシンクロトロン周波数 f_s は28kHzであった。この値と α 、 (σ_y/γ) から計算されるバンチ長は56psであり、測定値は計算値と良く一致している。縦軸の強度は両者の時間積分値が等しくなるように規格化されている。バンチ長の圧縮により電子密度が約1.7倍に増加しており、利得の増加を期待することができる。

Fig.2-15は微小なビーム電流で測定されたもので、このバンチ長は自然バンチ長と呼ばれる。ストレージリングではビーム電流の増加とともにバンチ長が伸長する現象が観測される。この現象は真空チェンバーと電子ビームとの相互作用によるものである。ビーム電流の影像として真空チェンバーの内壁に電流が流れるが、真空チェンバーのインピーダンスが誘導的であると、影像電流により発生する電界がシンクロトロン振動のポテンシャルを決める高周波加速電界を歪ませることが生じる。Fig.2-16はUVSORにおけるバンチ長の電流依存性を測定した結果である。

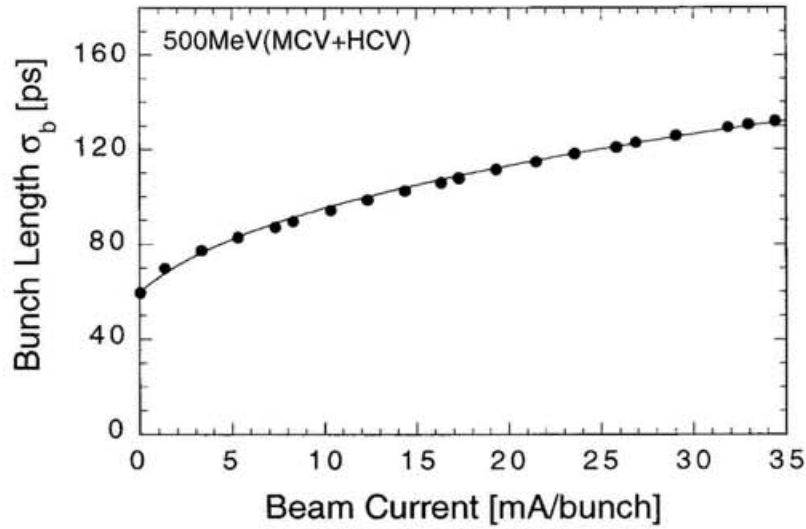


Fig.2-16 UVSORストレージリングで観測されるバンチ長のビーム電流依存性（電子エネルギー500MeV）

ポテンシャル歪み（potential well distortion）に基づくバンチ長 σ_b とビーム電流 I の関係は自然バンチ長 σ_{nb} を用いて

$$I = \frac{\sqrt{2\pi}v_s^2 E_0}{e\alpha R^3} \frac{1}{[Z/n]_{eff}} (\sigma_b^3 - \sigma_b \sigma_{nb}) \quad (2-136)$$

で与えられる[10]。ここで、 $[Z/n]_{eff}$ はストレージリングの縦方向の実効インピーダンスである。真空チェンバーの形状は複雑であるので、通常 $[Z/n]_{eff}$ はバンチ長の測定結果から決定される。Fig.2-16に引かれた実線は $[Z/n]_{eff}$ を未知のパラメータとして(2-136)式をフィッティングしたものである。これによりUVSORストレージリングの $[Z/n]_{eff}$ は約 $2\Omega/m$ と求められた。

§ 2.4 UVSOR-FELの概要

§ 2.4.1 光クライストロン

光クライストロンの主要なパラメータと外観図をそれぞれTable 2-3とFig.2-17に示す。

Table 2-3 UVSOR-FELにおける光クライストロンのパラメータ

Magnets		SmCo permanent magnets
Pole face width		9cm
Undulator section		
Magnet period	λ_u	11.1cm
Number of periods	N_u	8+8
Magnet gap		30~80mm
Peak magnetic field	B_{y0}	0.11~0.47T
Dispersive section		
Magnet gap		30~43mm
N_d		60~85 ($\lambda = 488\text{nm}$)

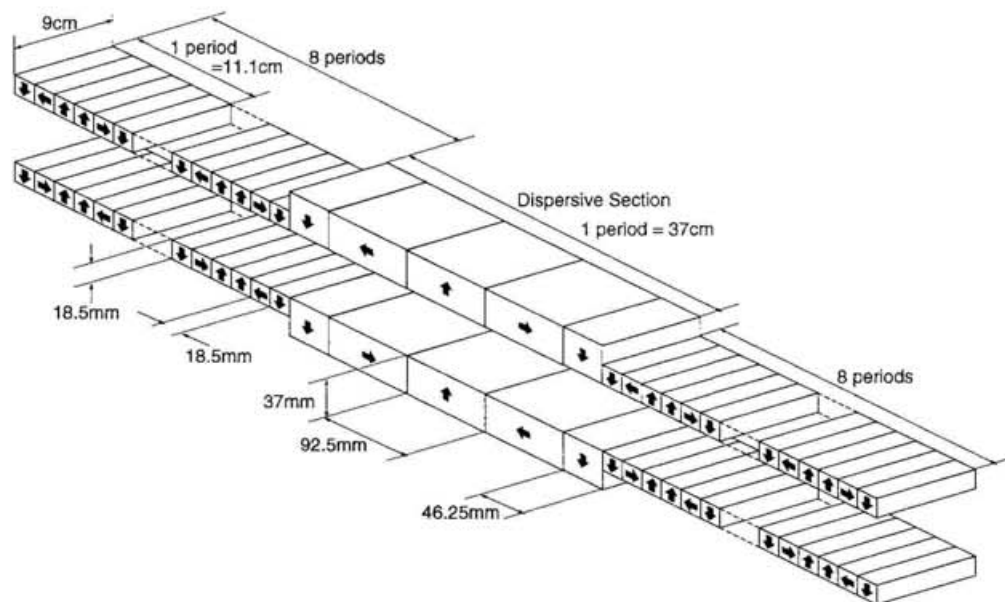


Fig.2-17 UVSOR-FELにおける光クライストロンの外観図

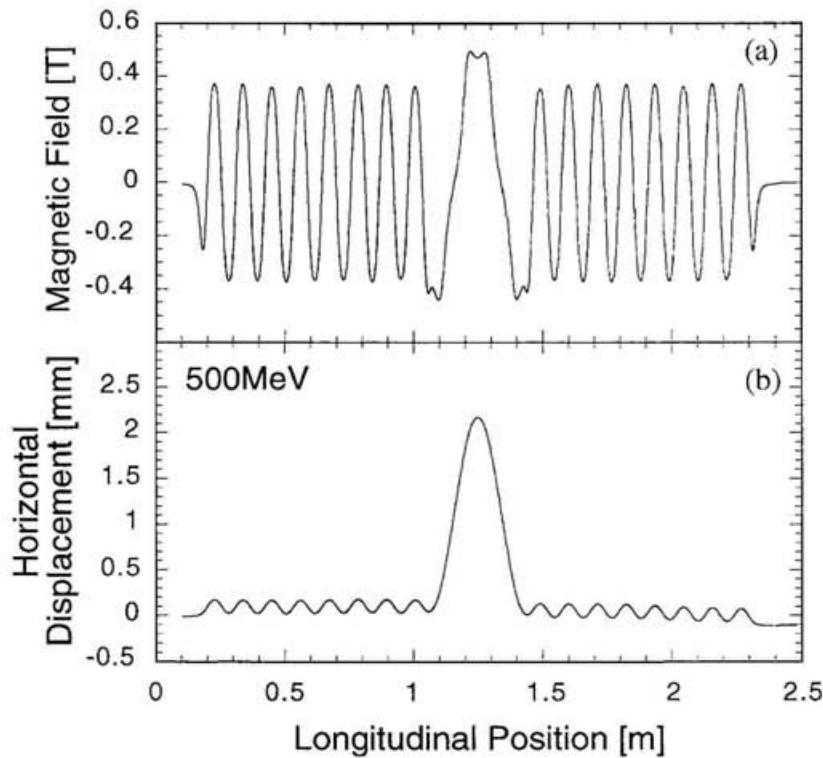


Fig.2-18 光クライストロン中の磁場分布と電子軌道。(a)はホール素子を用いて測定されたギャップ31mmにおける垂直磁場分布である。(b)は(a)の磁場分布から電子エネルギー500MeVにおける電子軌道を計算したものである。

アンジュレーター部と分散部のギャップはそれぞれ独立に変更できるようになっている。また、この光クライストロンの上流と下流の出入口および分散部には垂直方向の磁場を発生する空芯コイルが設置されており、ビーム軌道の補正が可能となっている。Fig.2-18(a)は磁場に比例した電圧を発生するホール素子を用いて測定された光クライストロンの磁場分布である。(b)は(a)の磁場分布を使って(2-8)式を数値積分することにより得られた電子軌道である。

§ 2.4.2 光共振器

光共振器を往復する光とストレージリングを周回する電子ビームとが同期するように、光共振器のミラー間隔 d はストレージリングの周長の 4 分の 1 (13.3m) になっている。この場合 Fig.2-19 に示すようにストレージリングの対向する位置に 2 つの電子バンチを蓄積すれば、光が共振器を 1 往復する間に 1 回の光増幅が行われる。

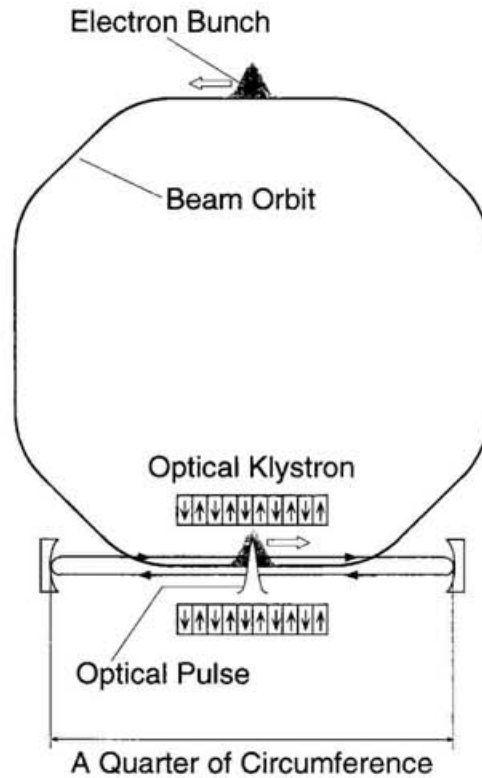


Fig.2-19 FEL実験における電子バンチの蓄積。FEL実験ではストレージリングの対向する位置に2バンチを蓄積する。

2枚のミラーの曲率をそれぞれ R_1 、 R_2 とすると、光共振器を往復する光が発散しないためにはこれらの曲率は

$$0 < \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{d}{R_2}\right) < 1 \quad (2-137)$$

の条件を満足しなければならぬ。また、共振器長が13.3mにもおよぶ光共振器を構成するミラーの曲率は非常に長くなるので、ミラーに使われる基板の研磨を考慮すると、曲率は1mの整数倍であることが望ましい。UVSOR-FELではこれらの条件を満たすように、上流側ミラーの曲率を6m、下流側ミラーの曲率を8mに設定している。曲率を非対称にした理由は、上流側にミラーチェンバーを設置する上で空間的な制限があったためである。

光共振器のミラーは真空内に収められ、その位置や角度の調整はx, y, z軸と上下、左右方向のあおりを合わせた5軸の微調整で行われる。それぞれの軸は1ステップあたりの移動距離が1 μm のステップングモーターで駆動される。光共振器の光軸調整には光クライストロンからの自然放射光を用いている。まず初めに、細い糸を十字に交差させた十字線を用意しておき、この十字線の交点を自然放射光の中心に合わせる。また、下流側のミラーの中心も自然放射光の中心に合わせておく。次に下流側に置かれた望遠鏡を覗きながら、自然放射光と十字線と望遠鏡の光学系に刻まれた十字線の3つが一直線上に並ぶように望遠鏡の位置と角度を調整する。この状態でビーム電流をゼロにして望遠鏡を覗けば上流側ミラーの後方が見えるので、望遠鏡内の十字線と一致する位置にもう一つ別の十字線を置いておく。再びビーム電流をリングに蓄積し、自然放射光が2つのミラー間を往復する状態にすると、光共振器に閉じこめられて光強度が増大する空間的な領域を確認することができるので、この領域が上流・下流に置かれた十字線の中心と一致するように2つのミラーの角度を調整すれば光共振器の光軸調整は完了する。

SRFELの利得は§ 2.1.5で述べたように非常に小さく、光クライストロンを用いてもその利得は1%程度である。したがって、利得がミラーの損失を上回るためには99%以上の反射率をもつミラーが必要である。光共振器用のミラーには高反射率が得られる誘電体多層膜ミラーを用いている（誘電体多層膜ミラーに関しては第5章で詳述する）。誘電体多層膜ミラーの反射率は、例えば可視域において99.9%以上に達する。このような非常に高い反射率を正確に測定するには、光共振器中に蓄えられた光の減衰時間を測定する方法が最も有効である。誘電体多層膜ミラーの反射率はアンジュレーター光に含まれる高次高調波の照射を受けて反射率が劣化するので（反射率の劣化に関しては第6章で詳述する）、ミラーを真空中に入れたまま反射率を測定することが必要である。そこで、UVSOR-FELでは、

ミラーを真空中に保持した状態で、光クライストロンからの自然放射光を光源とした時間減衰法によって反射率を測定している。

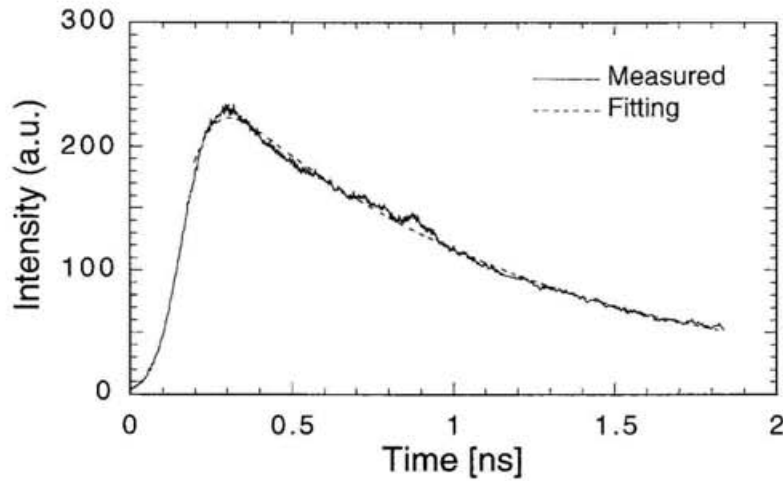


Fig.2-20 共振器長のずれにより観測される自然放射光強度の減衰

共振器を往復する光と電子バンチが完全に同期していると光の減衰を観測することはできないが、この状態から共振器長をわずかにずらすとFig.2-20に示したような光の減衰を見ることができ。これは可視域のミラーで構成された光共振器の共振器長を $350\mu\text{m}$ ずらした場合に観測される自然放射光の減衰をストリークカメラで測定した例である。波長の選択には半値全幅が 10nm のバンドパスフィルターを用いている。電子バンチの時間分布は標準偏差 σ_b のGauss分布で表されるので、光の往復回数を i 、1往復当たりの光と電子バンチとの時間的ずれを Δt 、1往復あたりの反射率を R とすれば、Fig.2-20の減衰曲線 $y(i\Delta t)$ は指数関数的な減衰とGauss分布の畳み込み積分で表される。

$$y(i\Delta t) \propto \int_{t_0}^{\infty} \exp[\ln R(t' - t_0)] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} \exp\left[-\frac{(i\Delta t - t')^2}{2\sigma_b}\right] dt' \quad (2-138)$$

ここで、 t_0 は反射していない自然放射光の時間的な位置である。この積分の結果は誤差関数 $\text{Erfc}(x)$ を用いると

$$y(i\Delta t) \propto \exp\left[\frac{\sigma_b^2 (\ln R)^2}{2}\right] \exp[\ln R(i\Delta t - t_0)] \quad (2-139)$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{\pi}} \operatorname{Erfc}\left(\frac{t_0 - (i\Delta t + \sigma_b^2 \ln R)}{\sqrt{2}\sigma_b}\right)$$

となる。測定された減衰曲線に対して(2-139)式をフィッティングすることで反射率を求めることができる。Fig.2-20に示された点線はフィッティングの実行結果を示しており、この例では1往復あたりの反射率は99.79%であった。Fig.2-21はこの方法を用いて可視域の誘電体多層膜ミラーの反射率分布を測定した結果である。

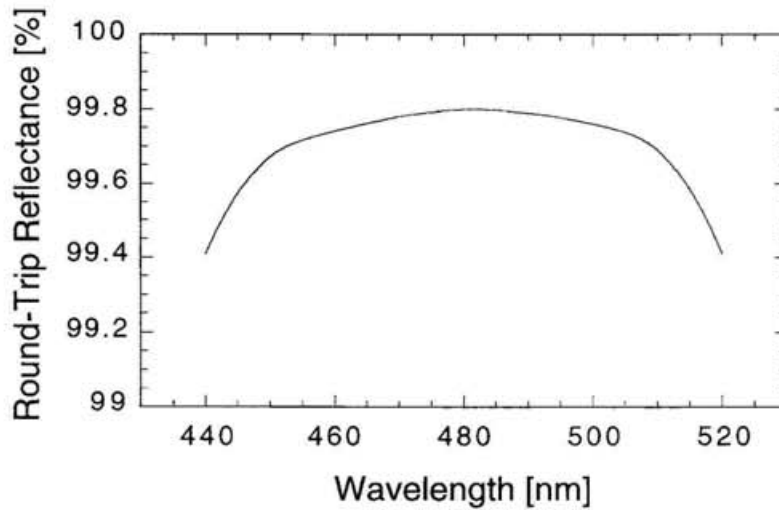


Fig.2-21 時間減衰法により測定された可視域に中心波長をもつ誘電体多層膜ミラーの反射率分布。縦軸は共振器1往復あたりの反射率である。

§ 2.4.3 Filling Factor F_f

電子バンチのビームサイズは光のサイズと必ずしも一致するわけではなく、光の増幅作用に寄与しない電子も存在する。したがって利得は電子と光の断面の重なり具合に依存する。filling factorはこの重なり具合を表す係数である。ここでは

最低次の横モードであるTEM₀₀モードに対するfilling factor F_f を計算する。TEM₀₀モードのウェイトサイズ w_0 は光共振器のパラメータを用いて次式で与えられる。

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)^2} \quad (2-140)$$

水平方向だけについて考えると、ウェイトの位置での規格化された強度分布 $I(x)$ はウェイトサイズ w_0 を用いて

$$I(x) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{w_0} \exp\left[-\frac{2x^2}{w_0^2}\right] \quad (2-141)$$

となる。バンチ内の電子はGauss分布をしているので、最大電子密度を1とすると水平方向のfilling factor F_{fx} は

$$F_{fx} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{w_0} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right] \exp\left[-\frac{2x^2}{w_0^2}\right] dx = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{w_0}{2\sigma_x}\right)^2}} \quad (2-142)$$

と計算される。垂直方向についても同様な計算が行えるので、最終的にTEM₀₀モードに対するfilling factor F_f は次のように表される。

$$F_f = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{w_0}{2\sigma_x}\right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{w_0}{2\sigma_y}\right)^2}} \quad (2-143)$$

実際に光共振器中を往復するレーザー光のスポットサイズ $w(z)$ はビームウェイトを最小値として $|z|$ の増大とともに大きくなっていく。Rayleigh長 $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ を用いると $w(z)$ は次式で与えられる。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2-144)$$

そこで、(2-143)式に示した F_f の計算において w_0 の代わりに実効的なウェストサイズ w_{eff} として光クライストロン中におけるスポットサイズの平均値を用いることにする。 z_R で規格化された光クライストロンの長さを $2L$ とすると、 w_{eff} は

$$w_{eff} = \frac{1}{L} \int_0^L w(z') dz' = \frac{w_0}{2L} \left[L\sqrt{L^2 + 1} + \ln \left| L + \sqrt{L^2 + 1} \right| \right] \quad (2-145)$$

で表される ($z' = z/z_R$)。 (2-143)式と(2-145)式から求めた F_f の波長依存性をFig.2-22に実線で示す。波長が短くなるほど w_{eff} の大きさが小さくなるので F_f は増加する。

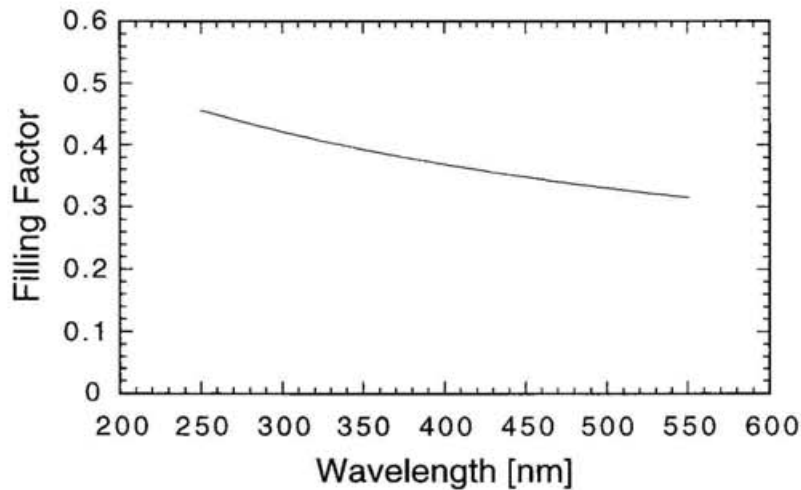


Fig.2-22 UVSOR-FELにおけるfilling factorの波長依存性

§ 2.4.4 FEL利得

UVSOR-FELの利得を評価するために、光クライストロンのギャップを変えて可視域から紫外域にわたる自然放射スペクトルを測定した。分散部のギャップを固定した状態で得られた中心波長と N_d の関係をFig.2-23に示す。(2-58)式から明らかのように分散部の磁場が一定の場合、 N_d は中心波長に反比例する。

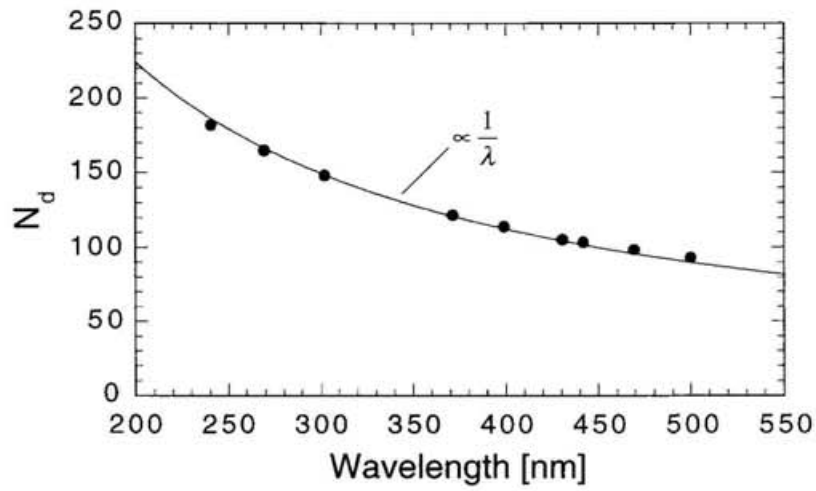


Fig.2-23 分散部のギャップを最小値に固定して測定したNdの波長依存性

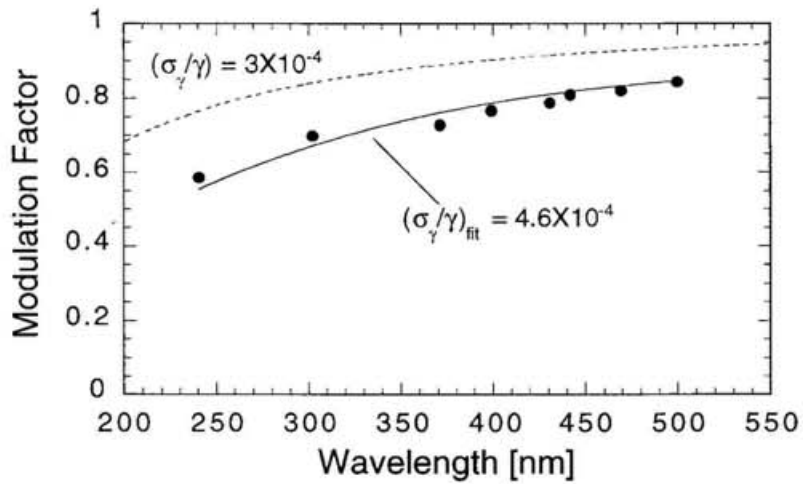


Fig.2-24 測定されたmodulation factorの波長依存性。点線は電子ビームのエネルギー広がりから計算される曲線である。

Fig.2-24は自然放射光の中心波長と modulation factor f_{mod} の関係を示したものである。波長が短くなるとともに、 N_d が大きくなるので f_{mod} の値は減少する。点線はエネルギー広がりを $(\sigma_\gamma/\gamma) = 3 \times 10^{-4}$ として計算された f_{mod} を表している。測定された f_{mod} はあらゆる波長において計算値よりも低い値を示した。 f_{mod} の測定値に対し (σ_γ/γ) をパラメータとして(2-60)式をフィッティングした結果、 $(\sigma_\gamma/\gamma)_{fit} = 4.6 \times 10^{-4}$ という値が得られた。前述のように、バンチ長の測定結果から求められたエネルギー広がりとストレージリングのパラメータから計算されたエネルギー広がりとは良く一致していたことから、実際の電子バンチのエネルギー広がりとは 3×10^{-4} であると判断される。 f_{mod} の大きさは2つのアンジュレーター光の干渉性の指標を与えるものであり、計算値に近い f_{mod} を得るためには、分散部を挟んだ2台のアンジュレーターの磁場分布が正確に一致することが必要である。本実験に使用させる光クライストロンのギャップを全長にわたって実測したところ、2台のアンジュレーター間で最大1mm程度ギャップがずれている箇所も存在した。計算値よりも小さい f_{mod} が測定されたことにはこの不正磁場が大きく影響していると思われる。

Fig.2-25(a)は、分散部のギャップが最小値に固定されている場合にビーム電流を10mA/bunchとして利得の波長依存性を計算したものである。500nm～350nmの範囲内では K^2 の減少と N_d の増加が釣り合うので利得はほぼ一定になる。350nm以下の波長における利得の低下は主に N_d の増加により modulation factor が減少するためである。Fig.2-25(b)は可視域ミラーで最大反射率が得られる波長480nmを例にとり、利得のビーム電流依存性を計算したものである。ビーム電流の増加とともにバンチ長が伸びるので、利得はビーム電流に対して線形ではない。

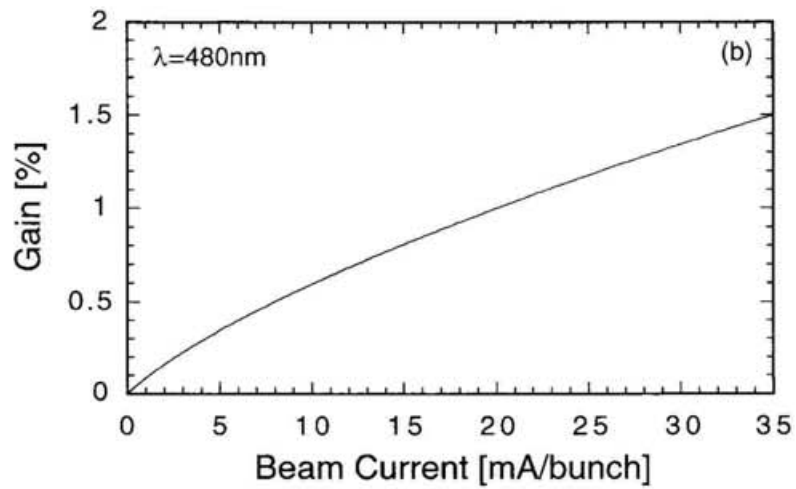
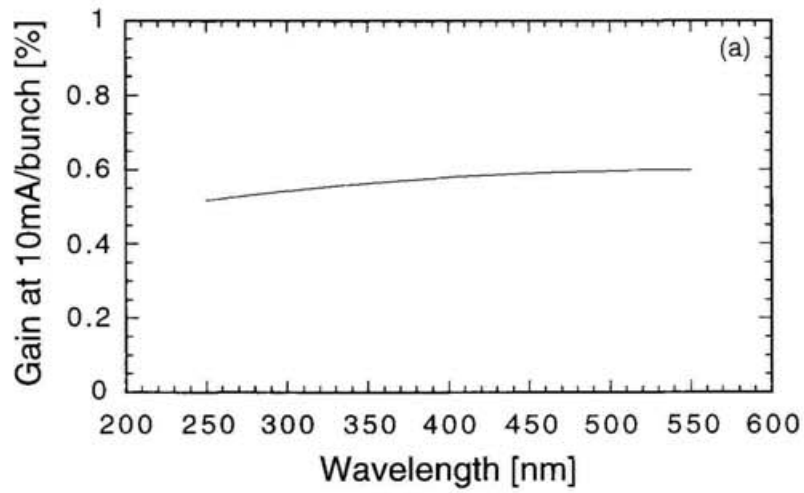


Fig.2-25 UVSOR-FELの利得。(a)はビーム電流10mA/bunchにおける利得の波長依存性、(b)は可視域(480nm)における利得のビーム電流依存性である。

参考文献

- [1] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd Ed. (Wiley, New York).
- [2] H. Kitamura, *Nucl. Instr. and Meth.* 177 (1980) 235.
- [3] J. M. J. Madey, *Nuovo Cimento* 50 (1979) 64.
- [4] S. Takano, H. Hama, G. Isoyama, A. Lin and N. A. Vinokurov, *Jpn. J. Appl. Phys.* 31 (1992) 2621.
- [5] N. A. Vinokurov and A. N. Skrinsky, preprint 77-59 of the Institute of Nuclear Physics (1977).
- [6] P. Elleaume, *J. Phys.* C44 (1983) C1-333.
- [7] I. V. Pinayev, V. M. Popik, T. V. Salikova, T. V. Shaftan, A. S. Sokolov, N. A. Vinokurov, P. V. Vorob'ev, *Nucl. Instr. and Meth. A* 375 (1996) 71.
- [8] R. Chasman and G. K. Green, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22 (1975) 1765.
- [9] K. Tamura, T. Kasuga, M. Tobiyama, H. Hama, G. Isoyama and T. Kinoshita, *Jpn. J. Appl. Phys.* 33 (1994) L59.
- [10] A. Lin, H. Hama, S. Takano and G. Isoyama, *Jpn. J. Appl. Phys.* 31 (1992) 921.

第3章 ストレージリング自由電子レーザーの 時間構造とその出力

§ 3.1 SRFELの時間構造

SRFELの時間構造は線形加速器を用いたFELと様相が異なり、リングを周回する同一の電子バンチが多数回にわたり光と相互作用を行うので複雑である。UVSOR-FELで観測されるFEL発振の時間変化の例をFig.3-1に示す。これは、ストレージリングの主加速周波数をわずかに変えながら、レーザー光強度の時間変化をフォトダイオードで受光したものである。

レーザー光は、Fig.3-2に示すように、電子バンチの中で増幅を受けるので、その時間的な分布はピコ秒のオーダーであり、その繰り返し周期は電子バンチの周期と一致している。UVSOR-FELではFig.2-19に示す相対位置に蓄積された2つの電子バンチが用いられるので、レーザーパルスの繰り返し周期は88.8nsになっている。この電子バンチと同期したレーザーパルスはマイクロパルスと呼ばれている。一方、Fig.3-1に示したような時間的に長い尺度で観測されるパルス構造はマイクロパルス光強度の緩やかな変化として出現するものであり、このパルスはマクロパルスと呼ばれている (Fig.3-2)。

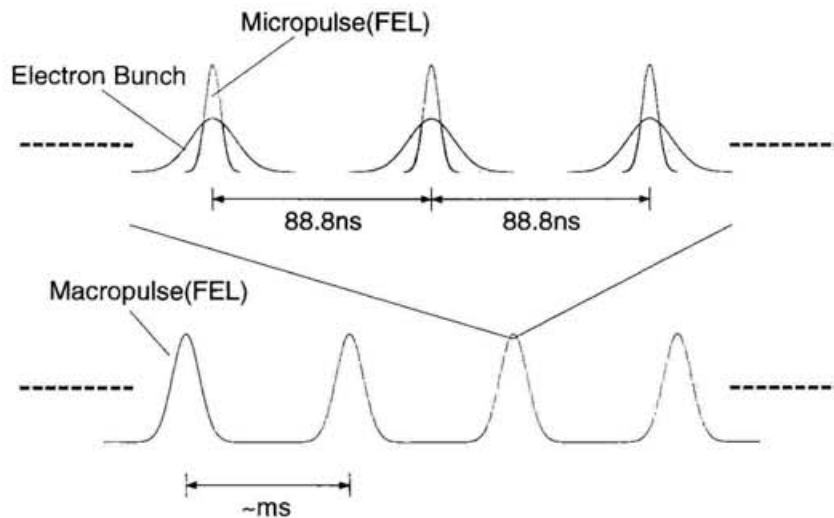


Fig.3-2 SRFELにおけるマイクロパルスとマクロパルスの時間構造

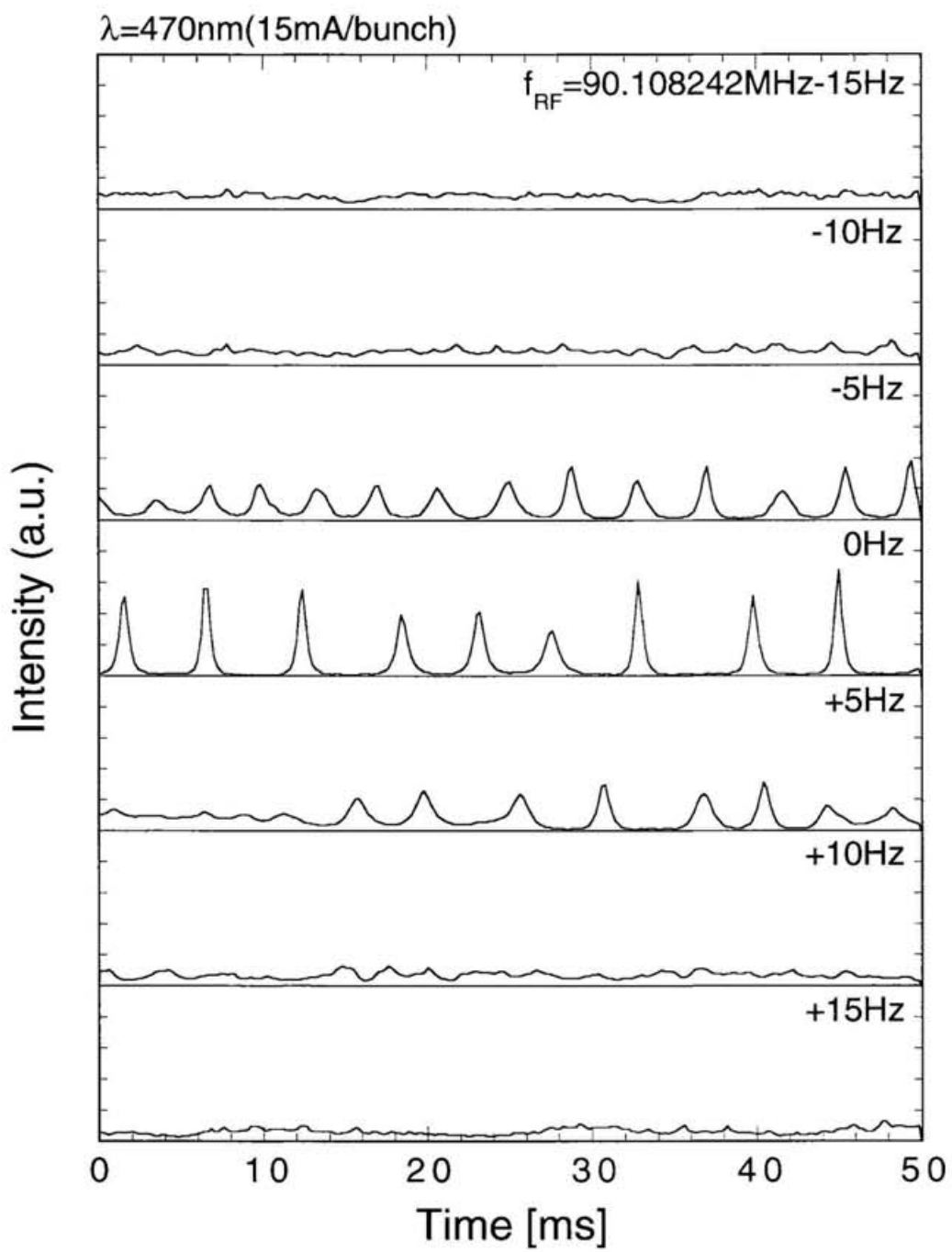


Fig.3-1 UVSOR-FELで観測されるマクロパルス構造の典型例

主加速周波数を変えることは電子バンチの周回時間を変えることに対応する。したがって、光共振器の共振器長が固定されている場合、光共振器を往復するレーザーパルスと電子バンチとの同期状態は主加速周波数の値により変化する。この同期状態に応じてマイクロパルスの強度が時間的にほぼ一定となる発振を連続的発振と呼び、周期的にマクロパルスが現れる発振状態を周期的パルス発振と呼ぶことにする。UVSOR-FELではレーザーパルスと電子バンチの同期がずれている場合に連続的発振が見られるが、最大の光強度が得られる同期条件では周期的パルス発振が観測される。このようなSRFELの時間構造に関してはいくつかのモデルを用いて理論的に調べられている[1~5]。§ 2.1.3で位相空間を用いて述べたように、FEL増幅後における個々の電子のエネルギーはバンチ内で平均すると増幅前に比べて減少しているものの、光の電場に対する位相によっては加速される電子もあるので、光と相互作用した電子バンチのエネルギー広がりが増大する。FEL出力の飽和すなわち利得の低下はこの電子バンチのいわゆる加熱によって引き起こされる。一方、加熱された電子バンチのエネルギー広がりには§ 2.2.5で述べた放射減衰によって時間とともに減少する。したがって、周期的パルス発振ではこれら電子バンチの加熱と放射減衰が時間的に繰り返され、利得が共振器の損失を境に振動していると考えられる。ただし、このモデルによれば電子バンチと光パルスとが同期した状態では電子バンチの加熱と放射減衰が釣り合って最終的には光強度が一定となる定常状態に収束する。SRFELの利得は非常に小さいことから、この定常状態を実現することは困難であると想像されてきたが、これまでにFEL発振を成功させたストレージリングの数は世界的に少ない上に、フォトダイオードのような1次元的な測定方法を用いてマクロパルスの時間構造が議論されているに過ぎず、電子バンチ内におけるマイクロパルスの増幅過程とマクロパルス構造との関連性が実験的に調べられた例はない。本章では、次節で述べる2軸掃引ストリークカメラを用いたレーザー光の測定結果を通じてSRFELの時間構造に関する特徴について明らかにする。また、時間構造と密接に関連しているSRFELの平均パワーについても測定結果と合わせて議論する。

§ 3.2 2軸掃引ストリークカメラの概要

SRFELはピコ秒オーダーとミリ秒オーダーの2つの時間的な構造をもつので、これらを同時に観測するには2軸掃引ストリークカメラが最も有効である[6]。

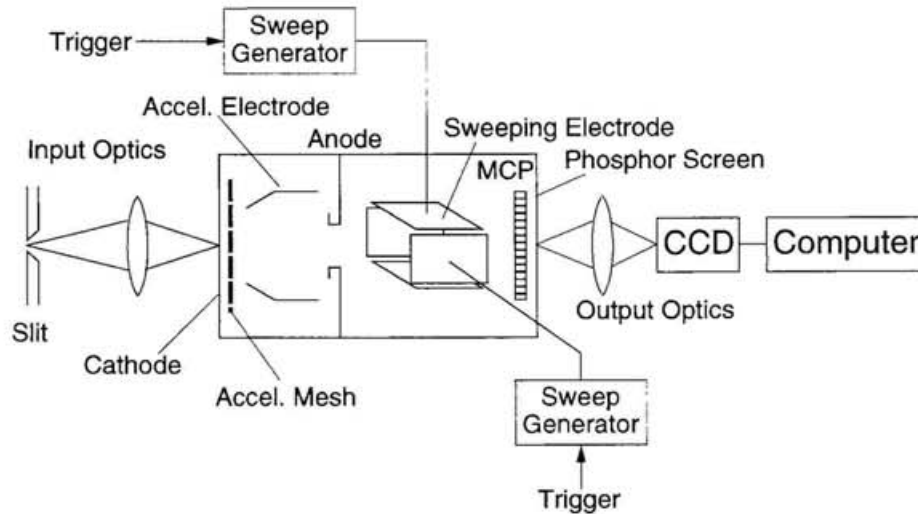


Fig.3-3 2軸掃引ストリークカメラの内部構造

ストリークカメラはFig.3-3に示すように入力結像光学系、ストリーク管、高速掃引電子回路、表示用モニター、データ処理用計算機から成り立っている。入力結像光学系のスリットもしくはピンホールに照射された入射パルス光はリレーレンズによりストリーク管の光電面に結像される。光電面に入射した光子数に比例した数の光電子が放出されるが、これらの電子は加速メッシュにより加速されストリーク管中を進行する。光電子が一对の偏向電極の間を通過する瞬間に高速掃引電圧を偏向電極に印加して光電子を垂直方向に掃引する。掃引電圧と光電子の通過との同期には外部から入力されるトリガー信号が使われる。アンジュレーターからの自然放射光やFELはストレージリングの主加速周波数と同期した高繰り返しのパルス列であるから、本実験で使われるストリークカメラの垂直掃引には主加速空洞から取り出した信号と同期した正弦波信号で掃引されるシンクロスキャン方式を採用している。掃引された電子像はマイクロチャンネルプレート

(MCP)により電子増倍されて蛍光スクリーン面で再び光学像に変換される。こうして得られたストリーク像はリレーレンズでCCDカメラの受光面に再結像される。この結果、入射光パルスの時間的な強度分布はCCDカメラ上において縦軸方向の空間的な強度分布に変換される。

ストリークカメラは2次元の画像情報を与えることができるので、垂直方向に高速な掃引を行いながら水平方向に低速な掃引を加えると、ピコ秒オーダーの高速な時間変化のさらに緩やかな時間変化を捉えることが可能になる。

§ 3.3 測定システム

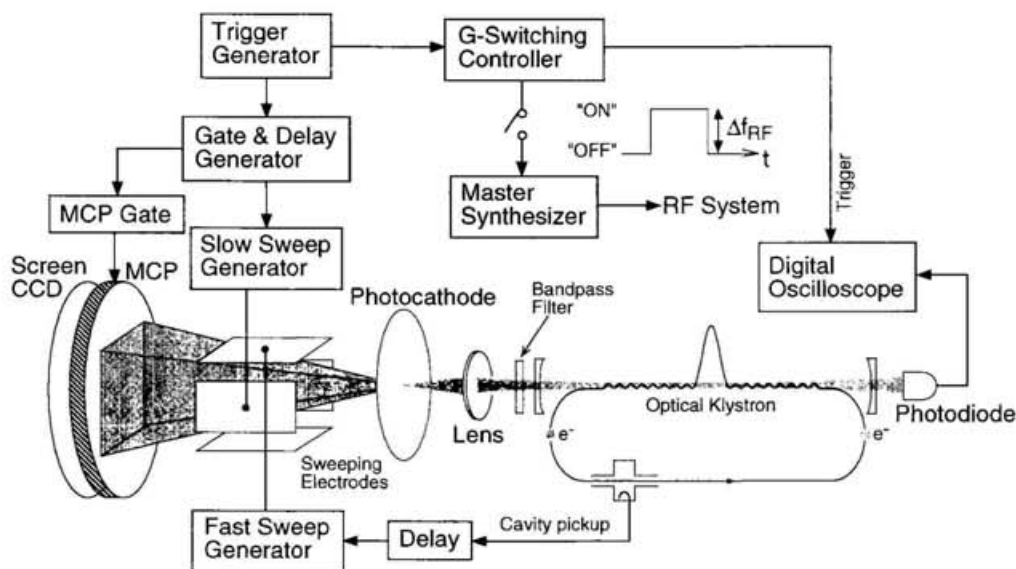


Fig.3-4 2軸掃引ストリークカメラによるマイクロパルスとマクロパルスの観測システム

2軸掃引ストリークカメラ (Hamamatsu-C1587) を用いてマイクロパルスとマクロパルスを同時に測定するシステムをFig.3-4に示す。本実験で用いたストリークカメラの時間分解能は10ps以下である。垂直方向のシンクロスキャンにはストレージリングの主加速空洞から取り出した信号に適当な遅延をかけたものを用いている。水平方向の低速掃引は、手動もしくは一定の間隔で発生させたトリガーパル

スで開始される。マクロパルスの立ち上がり時間などの測定には上流側ミラーの後方に置いた高速のPINフォトダイオードを用いており、その出力波形はストリークカメラの低速掃引の開始と同時にデジタルオシロスコープに取り込まれる。

§ 3.4 自然発振の時間構造

主加速周波数に変調をかけずに得られるFEL発振は、次節で述べる利得スイッチ発振と区別して自然発振と呼ばれる。レーザー波長を480nmに設定して自然発振させた場合に測定された2軸掃引ストリーク画像をFig.3-5に示す。電子バンチとレーザー光が同期する加速周波数からのずれを ± 5 、 ± 10 Hzで表している。また、ストリーク画像の取得と同時にフォトダイオードで測定されたマクロパルスの強度変化を白線で示している。電子バンチとレーザー光が最も同期した場合に現れる周期的パルス発振では、レーザー光はほぼ電子バンチの頂上付近で増幅・減衰を繰り返している。主加速周波数をわずかに変えるとマイクロパルスは電子バンチの頂上付近から裾の方に向かってドリフトしながら増幅・減衰していき、マクロパルスの時間幅が長くなることが明らかとなった。さらに、マイクロパルスの空間的な強度分布にはすじ状の濃淡が見られることから、その時間的な強度分布には内部構造が存在することが分かった。また、この内部構造は加速周波数のずれが大きくなるにしたがって明瞭になった。

Fig.3-6(a)、(b)はそれぞれ、加速周波数のずれを0Hzと+10Hzとした場合に測定された自然発振の2軸掃引ストリーク画像である。この測定ではマイクロパルスの内部構造を明確に示すために、水平軸の掃引時間を0.7msに狭めて掃引速度を上げている。また、マイクロパルスとバンチ長を同時に測定するためにストリークカメラの前にはレーザー波長とずれた中心波長をもつバンドパスフィルターを挿入している。これにより光強度が全く異なるレーザー光と自然放射光を同時に観測することが可能になる。(a)と(b)に引かれた実線の部分をそれぞれ垂直方向に射影したものが(c)と(d)である。電子バンチとレーザー光が同期している場合、マイクロパルスの時間幅は個々のマクロパルスごとに変動することが観測されたが、(a)のストリーク像はマイクロパルス幅が比較的短い場合のものであり、Gauss分布のフィッ

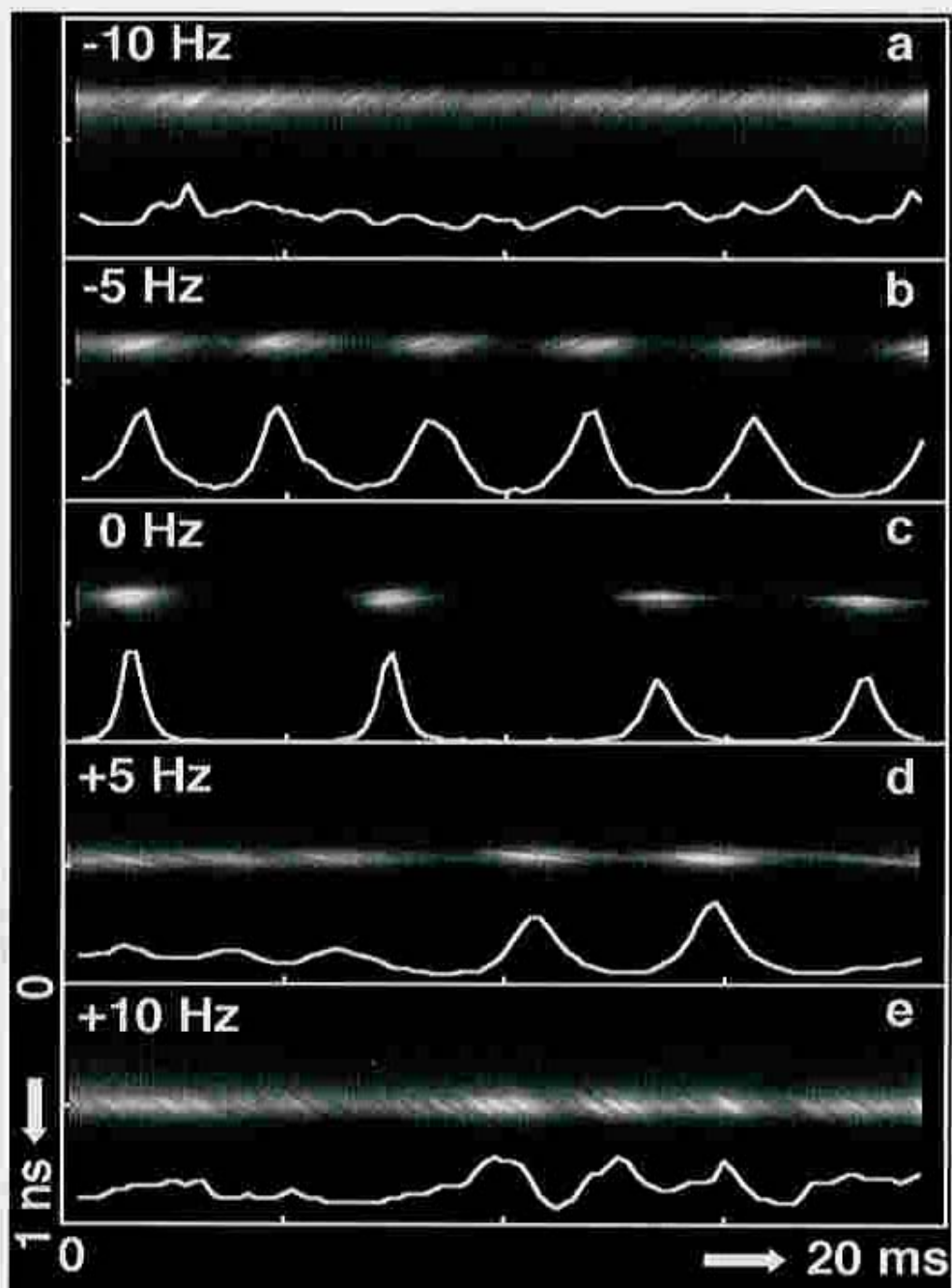


Fig.3.5 可視域の自然発振において得られた2軸掃引ストリーク像。左端に示した周波数は、電子バンチとレーザーパルスが同期する加速周波数からのずれを表している。白線はフォトダイオードで同時に測定したマクロパルスである。

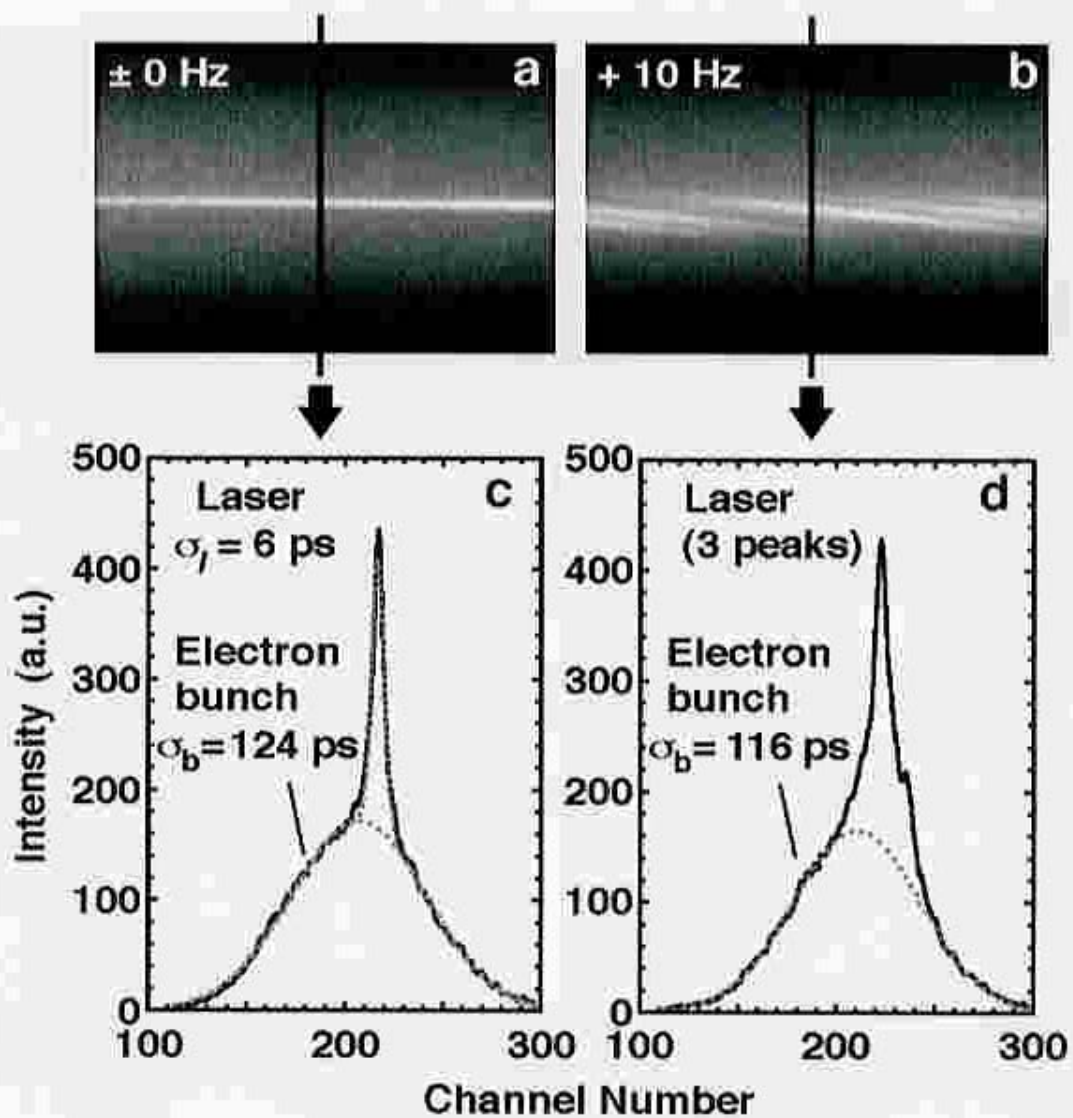


Fig 3-6. (a)(b)水平軸の掃引速度 (0.7ms) を上げて得られた2軸掃引ストリーク像。(c)(d)はそれぞれ(a)と(b)において実線で示した部分を垂直方向に射影したものである。

ディングにより求められたパルス幅は標準偏差で6psであった。加速周波数を+10Hzずらすと明らかな内部構造が見られるようになり、(b)のストリーク像ではマイクロパルス中に3つのピークを確認することができる。

FEL発振を行わないときのバンチ長は95psであったが、電子バンチとレーザー光が同期して自然発振している場合のバンチ長は光との相互作用により加熱されて124psに増大した。また、加速周波数を+10Hzずらした場合のバンチ長はレーザー光強度が減少したために同期した場合に測定されたバンチ長に比べて短かった。

§ 3.5 利得スイッチ発振

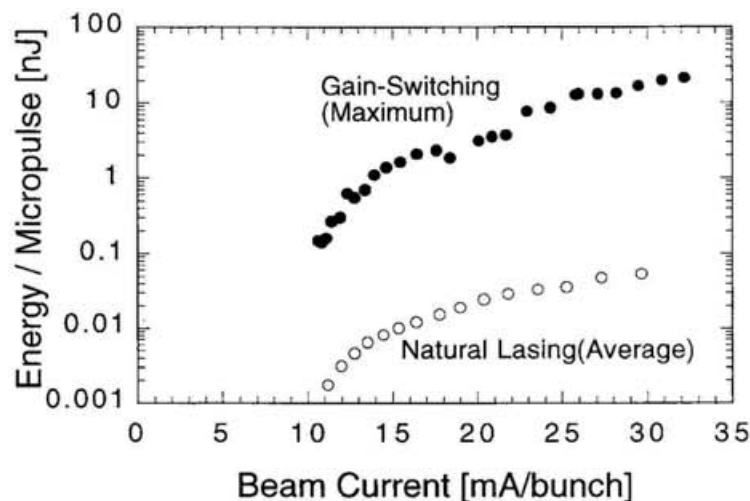


Fig.3-7 利得スイッチ発振及び自然発振 (いずれも可視域) で得られるマイクロパルス当たりのレーザーエネルギー

自然発振では電子バンチの加熱により利得が低下した状態が継続するのに対し、通常の固体レーザーの場合と同様に、FEL発振を止めた状態にして高い利得を維持しておき、ある瞬間にFEL発振を行わせる利得スイッチ発振では尖頭出力の大きなレーザー光が得られる。SRFELにおける利得スイッチ発振には、レーザー光と電子バンチが同期している状態から加速周波数を大きくずらしてFEL発振を抑え、瞬間的にもとの同期状態になるように周波数をジャンプさせる方法が用いら

れる。可視域の利得スイッチ発振で得られた1個のマイクロパルスあたりの最大エネルギーをFig.3-7に示す。利得スイッチ発振で取り出せる1マイクロパルスあたりのエネルギーは同じ発振しきい値電流の自然発振で得られる1マイクロパルスあたりの平均エネルギーの100倍以上である。

UVSOR-FELにおいて自然発振が得られる加速周波数の範囲はビーム電流に依存するが、最大蓄積電流において約±200Hzである（この加速周波数とFEL出力の測定結果は§3.7で述べる）。したがって、利得スイッチ発振を行う時の加速周波数のジャンプは300Hzに設定している。この時、ストリークカメラを用いて大きな振幅のシンクロトロン振動が誘起されないことを確認している。利得スイッチ発振を得るには、まず初めに自然発振の状態電子バンチとレーザー光が最も良く同期するように主加速周波数を調整し、この周波数から300HzずらしてFEL発振を止める。次にFig.3-4の中で示したトリガー信号を用いて主加速周波数の値をもとの値にジャンプさせる。

Fig.3-8(a)は利得スイッチ発振を行った場合に得られたレーザー光の2軸掃引ストリーク画像であり、(b)はレーザー波長とずれた中心波長をもつバンドパスフィルターでレーザー光を遮光してバンチ長の変化だけを測定したストリーク像である。ビーム電流値が高いほど利得も大きいので、利得スイッチが入ってからレーザー光が成長するまでの時間が短く、発振しきい電流値(9.5mA/bunch)付近のビーム電流ではレーザー光の増幅に対してより多くの相互作用回数を要していることがわかる。Fig.3-9はミラー反射率の劣化により発振しきい電流値がFig.3-8の場合と異なる別の利得スイッチ発振実験で測定されたストリーク像からバンチ長の変化を抽出したものである。ビーム電流値が高い場合にはレーザー光強度も高くなるので加熱によるバンチ長の伸長が顕著である。電子バンチの加熱により利得が共振器損失を下回るとレーザー光強度は飽和し、放射減衰によってバンチ長が平衡状態にもどっていく様子が見られる。

利得の時間変化 $g(t)$ はマイクロパルス光強度の時間変化から計算することができる。時間間隔 Δt の間にレーザー光が増幅された回数を Δn とし、この間の利得変化が非常に小さいと仮定すると、ある時刻 t における光強度 I_t は時刻 $t - \Delta t$ における光強度 $I_{t-\Delta t}$ を用いて次のように表すことができる。

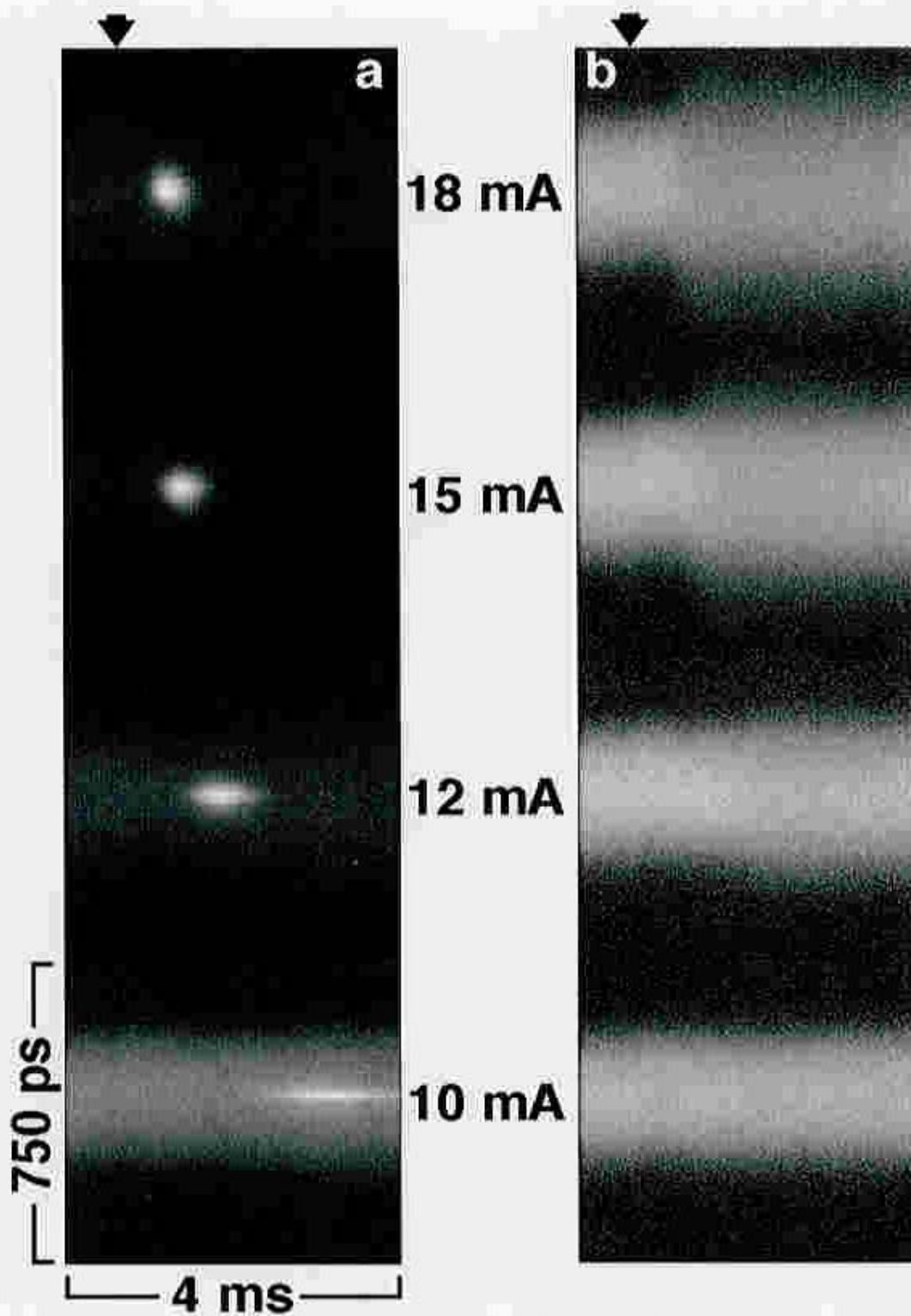


Fig.3.8 利得スイッチ発振で得られた2軸掃引ストリーク像。
 (a)はレーザー光のみ、(b)は電子バンチのみを観測したものである。
 矢印は利得スイッチが入った時間的な位置を示している。

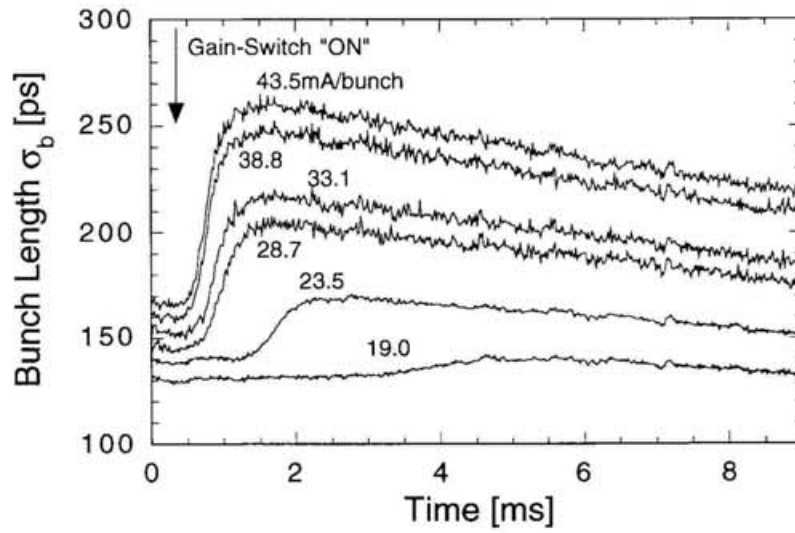


Fig.3-9 利得スイッチ発振において観測された電子バンチの加熱によるバンチ長の増大

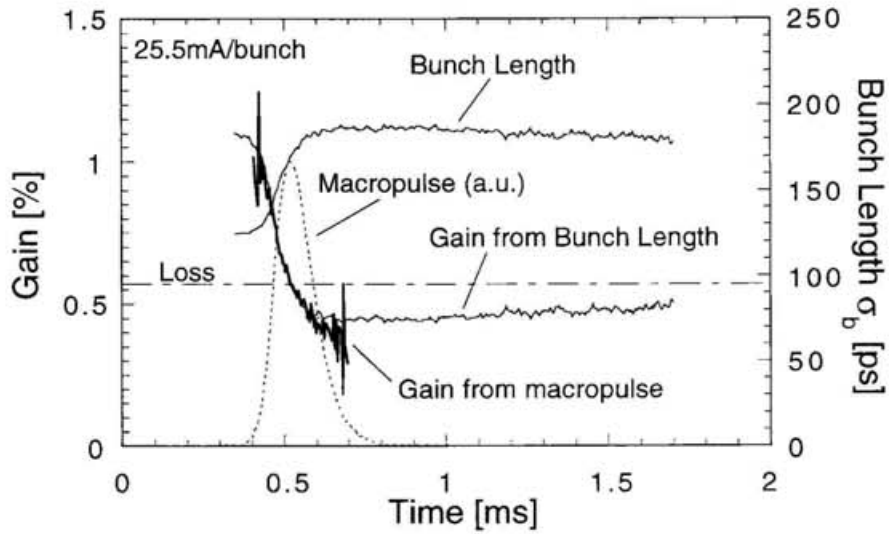


Fig.3-10 利得スイッチ発振におけるバンチ長及び利得の変化。細線はマクロパルスの時間変化から求めた利得、太線はバンチ長の変化から求めた利得である。

$$g(t) = (I_t / I_{t-\Delta t})^{1/\Delta t} \quad (3-1)$$

Fig.3-10に示した太線はフォトダイオードで測定されたマクロパルスから(3-1)式にもとづいて計算された利得の時間変化である。

Fig.3-10にはストリークカメラで同時に測定されたバンチ長 σ_b の変化も示してある。利得の時間変化はこのバンチ長の時間変化からも計算することができる。利得はバンチ長に反比例し、 f_{mod} に比例することから、レーザー発振開始直後の利得を g_0 、バンチ長を σ_{b0} 、エネルギー広がりを $(\sigma_\gamma/\gamma)_0$ とすると、 $g(t)$ は

$$g(t) = g_0 \frac{\sigma_{b0}}{\sigma_b} \exp \left[-8\pi^2 (N_u + N_d)^2 \left\{ \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)_0^2 \right\} \right] \quad (3-2)$$

で表すことができる。ここで (σ_γ/γ) はレーザー発振により加熱された電子バンチのエネルギー広がりである。UVSORストレージリングのバンチ長はポテンシャル歪みにより伸長し、自然バンチ長 σ_{nb} はエネルギー広がりに比例することから (σ_γ/γ) は σ_b を用いて次式から計算することができる。

$$\left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)^2 = \frac{\sigma_b^3 - \frac{Ie\alpha R^3 [Z/n]_{eff}}{\sqrt{2\pi} v_s^2 E_0}}{\sigma_b \sigma_{nb}^2} \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)_0^2 \quad (3-3)$$

測定されたバンチ長から(3-2)式と(3-3)式を用いて利得を計算した結果はFig.3-10に示されている。マクロパルス光強度から求めた利得の時間変化とバンチ長から求めた利得の時間変化は良く一致しており、利得の低下は電子バンチの加熱によるエネルギー広がりの増大とバンチ長の伸長によるものであることが確かめられた。

§ 3.6 SRFELにおける安定性とマクロパルス構造

UVSOR-FELにおける自然発振では電子バンチとレーザー光が同期した場合に周期的パルス発振が得られる。世界で最初にFEL発振に成功したフランスのACOや

ロシアのVEPP-3を用いたSRFELでは同期状態においてUVSORと同様な周期的パルス発振が観測されたが[7]、その後新たに建設されたSuper-ACOを用いたSRFELでは連続的発振となることが報告されている[8]。

一般的に、ある平衡状態が長い時間にわたって持続するには高い安定性が要求される。SRFELは利得が小さい上に装置自体が大型であり、共振器長も10m以上に及ぶことから振動等の擾乱の影響を受けやすく、FEL増幅によるエネルギーの広がりが増大と放射減衰が釣り合う平衡状態は容易に乱される可能性が非常に高い。

UVSOR-FELの同期条件に関する安定性は2軸掃引ストリーク画像上のマクロパルスの傾きから判断することができる。発振しきい電流値付近の低ビーム電流では電子バンチとレーザー光が最も同期した状態でごくまれに数十ms程度の連続的発振を観測することはあったものの、Fig.3-5(c)に示した測定例からも明らかなように、電子バンチの頂上に留まったまま、ストリーク画像上でいうならば水平方向に増幅を受けるマクロパルスの数は非常に少なかった。最良同期条件下における多数のマクロパルスについて同期のずれを統計的に調べたところ、その絶対値は主加速周波数のずれにすると1.6Hzを中心として $\pm 0.6\text{Hz}$ (rms) の範囲内で変動していることがわかった。この周波数のずれは共振器長のずれに換算すると $0.24 \pm 0.1 \mu\text{m}$ に相当し、ほぼレーザー光の半波長分である。このような微小な同期のずれでもマクロパルス構造が現れるのかどうかを調べるために、ここではElleaupe[1]、Billardon[4]が提案したSRFELのマクロパルスモデルをさらに発展させたHaraの計算モデル[9, 10]をもとにして時間領域のみに関する自然発振の計算機シミュレーションを行った。なお、ここでの計算では、同期のずれは共振器長のずれにより生ずるものとし、1回の増幅ごとにレーザーパルスに対して時間的なずれを与えるようにしている。

(1) レーザー光の増幅とエネルギー広がり増大

同期位相にある電子からの時間的なずれを τ とする。レーザー光強度の時間的な分布を $I(\tau)$ 、相互作用回数を n 、利得を $g(\tau)$ 、共振器の損失を α_L 、自然放射光の強度分布を $S(\tau)$ とすると、レーザー光の増幅過程は次式で表される。

$$\frac{dI(\tau, n)}{dn} = [g(\tau, n) - \alpha_L]I(\tau, n) + S(\tau, n) \quad (3-4)$$

$$g(\tau, n) = g_0(n) \exp\left[-\frac{\tau^2}{2\sigma_b^2(n)}\right] \quad (3-5)$$

$$S(\tau, n) = \frac{S_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_b(n)} \exp\left[-\frac{\tau^2}{2\sigma_b^2(n)}\right] \quad (3-6)$$

ここで、電子バンチの時間的な分布としてGauss分布を仮定し、 $g_0(n)$ は利得のピーク値、 $\sigma_b(n)$ はバンチ長、 S_0 はFEL増幅に寄与する自然放射光のエネルギーである。

電子ビームのエネルギー広がり σ_γ は、レーザー光との相互作用により増大し、その時間的な変化は次式に従うものと仮定する。

$$\frac{d\sigma_\gamma^2}{dn} = -2\frac{T_0}{\tau_s}(\sigma_\gamma^2 - \sigma_{\gamma 0}^2) + a_\gamma F \quad (3-7)$$

ここで、 T_0 は電子バンチの繰り返し周期 (=88.8ns)、 $F = \int_{-\infty}^{\infty} I(\tau, n) d\tau$ 、レーザー光のエネルギーと電子バンチのエネルギー広がりとの関係は線形であると過程してその比例係数を a_γ とおいた。

次にこの a_γ を消去することを考える。FEL増幅による σ_γ の増大と放射減衰による σ_γ の減少が釣り合った平衡状態におけるエネルギー広がり $\sigma_{\gamma eq}$ とレーザー光のエネルギーをそれぞれ $\sigma_{\gamma eq}$ 、 F_{eq} とすると、

$$\frac{d(\sigma_{\gamma eq}/\sigma_{\gamma 0})^2}{dn} = -2\frac{T_0}{\tau_s} \left[\left(\frac{\sigma_{\gamma eq}}{\sigma_{\gamma 0}} \right)^2 - 1 \right] + \frac{a_\gamma}{\sigma_{\gamma 0}^2} F_{eq} = 0 \quad (3-8)$$

ただし、上式はレーザー発振をしていない時のエネルギー広がり $\sigma_{\gamma 0}$ で規格化してある。この式から、

$$a_\gamma = 2\frac{T_0}{\tau_s} \left[\left(\frac{\sigma_{\gamma eq}}{\sigma_{\gamma 0}} \right)^2 - 1 \right] \cdot \frac{\sigma_{\gamma 0}^2}{F_{eq}} \quad (3-9)$$

$$\frac{d(\sigma_\gamma/\sigma_{\gamma 0})^2}{dn} = 2\frac{T_0}{t_s} \left[-\left\{ \left(\frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{\gamma 0}} \right)^2 - 1 \right\} + \left\{ \left(\frac{\sigma_{\gamma eq}}{\sigma_{\gamma 0}} \right)^2 - 1 \right\} \frac{F}{F_{eq}} \right] \quad (3-10)$$

レーザーの光強度を F_{eq} で規格化することにすれば、レーザー光の増幅とエネルギー広がりが増大を表す式は以下のようなになる。

$$\frac{dI'(\tau, n)}{dn} = I'(\tau, n)[g(\tau, n) - \alpha_L] + \frac{S(\tau, n)}{F_{eq}} \quad (3-11)$$

$$I'(\tau, n) = I(\tau, n)/F_{eq} \quad (3-12)$$

$$\frac{d(\sigma_\gamma/\sigma_{\gamma 0})^2}{dn} = 2\frac{T_0}{t_s} \left[-\left\{ \left(\frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{\gamma 0}} \right)^2 - 1 \right\} + \left\{ \left(\frac{\sigma_{\gamma eq}}{\sigma_{\gamma 0}} \right)^2 - 1 \right\} F' \right] \quad (3-13)$$

$$F' = \int_{-\infty}^{\infty} I'(\tau, n) d\tau \quad (3-14)$$

(2) バンチ長の計算

エネルギー広がりが増加に伴いバンチ長も変化する。UVSORのバンチ長 σ_b は Potential-well distortion により決定されることが分かっており、ビーム電流とバンチ長の関係は(2-136)式で表される。自然バンチ長はエネルギー広がり に比例するものとするれば、

$$\sigma_b^3 - \sigma_b \left(\sigma_{nb} \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{\gamma 0}} \right)^2 = \frac{Ie\alpha R^3 [Z/n]_{eff}}{\sqrt{2\pi} v_s^2 E_0} \quad (3-15)$$

となる。エネルギー広がりが増大を $\Delta\sigma_\gamma^2 = \sigma_\gamma^2 - \sigma_{\gamma 0}^2$ で表すと、

$$\sigma_b^3 - \sigma_b \sigma_{nb}^2 \left(1 + \frac{\Delta\sigma_\gamma^2}{\sigma_{\gamma 0}^2} \right) = \frac{Ie\alpha R^3 [Z/n]_{eff}}{\sqrt{2\pi} v_s^2 E_0} \quad (3-16)$$

であり、この式を数値的に解くことによりバンチ長を計算することができる。

(3) 利得の計算

利得はバンチ長に反比例し、modulation factorに比例するものとして次式から計算することができる。

$$g(n) = g_0 \frac{\sigma_{b0}}{\sigma_b} \exp\left[-8\pi^2 (N_u + N_d)^2 \Delta\sigma_\gamma^2\right] \quad (3-17)$$

ここで、 g_0 と σ_{b0} はそれぞれFEL発振による電子バンチの加熱がない状態での利得とバンチ長である。

(4) $\sigma_{\gamma eq}$ の計算

定常状態におけるエネルギー広がり $\sigma_{\gamma eq}$ は、利得が共振器損失に等しいとして以下の式を数値的に解くことにより求めた。

$$\begin{cases} \alpha_L = g_0 \frac{\sigma_{b0}}{\sigma_b} \exp\left[-8\pi^2 (N_u + N_d)^2 \Delta\sigma_{\gamma eq}^2\right] \\ \sigma_{\gamma eq} = \sqrt{\sigma_{\gamma 0}^2 + \Delta\sigma_{\gamma eq}^2} \end{cases} \quad (3-18)$$

(5) S_0 / F_{eq} の計算

定常状態におけるSRFELの平均出力はRenieriにより理論的に調べられている[11]。Fig.3-10に示したように、SRFELでは同一の電子バンチがストレージリングを周回する度にレーザー光と相互作用し、次第にエネルギー広がりが増大して利得が減少する結果レーザー光の出力が飽和する。この増大したエネルギー広がりにはシンクロトロン放射に基づく放射減衰により減少し、利得が共振器損失を上回るようになると再びFEL発振が始まる。したがって、SRFELの平均出力は放射減衰の減衰時間を決めるシンクロトロン放射光のパワーに依存することが容易に想像される。Renieriは、プラナー型アンジュレーターを用いたSRFELの最大平均出力とシンクロトロン放射パワーの比がアンジュレーター放射スペクトルの均一幅と一致することを理論的に明らかにした (Renieri Limit)。Elleaumeは光クライス

トロンを用いたSRFELにおけるRenieri Limitを求めており[12]、定常状態での平均出力 \bar{P}_{OK} として次式を与えている。

$$\bar{P}_{OK} = \frac{T}{\alpha_L} 8\pi(N_u + N_d) f_{mod} \Delta\sigma_{\gamma eq}^2 P_{SR} \quad (3-19)$$

ここで T は共振器ミラーの透過率、 P_{SR} はストレージリング1周あたりに放出されるシンクロトロン放射光のパワーであり、偏向電磁石からのシンクロトロン放射光のみを考慮すると

$$P_{SR} = \frac{n_e U_0}{T_{rev}} \quad (3-20)$$

である。これらの式を用いると F_{eq} は

$$F_{eq} = \frac{1}{\alpha_L} 8\pi(N_u + N_d) f_{mod} \Delta\sigma_{\gamma eq}^2 n_e U_0 \quad (3-21)$$

で表すことができる。

単位角周波数、単位立体角あたりに光クライストロンから放出される自然放射光のエネルギーは(2-17)、(2-56)式から計算することができる。例えば中心波長470nmにおいて電子1個から単位角周波数、単位立体角あたりに放出される自然放射光のエネルギーは $2.2 \times 10^{-29} J$ である。ここでは S_0 の値としてレーザー光の線幅と自然放射光の広がり角(=1/ γ)を半頂角とする立体角で積分した自然放射光のエネルギーを用いることにする。次章で詳述されるが、UVSOR-FELにおける可視域の自然発振の場合、レーザー光の線幅はほぼ0.2nm (FWHM)である。

以上の計算モデルをもとに、可視域の自然発振に対して得られた数値計算結果の例をFig.3-11に示す。

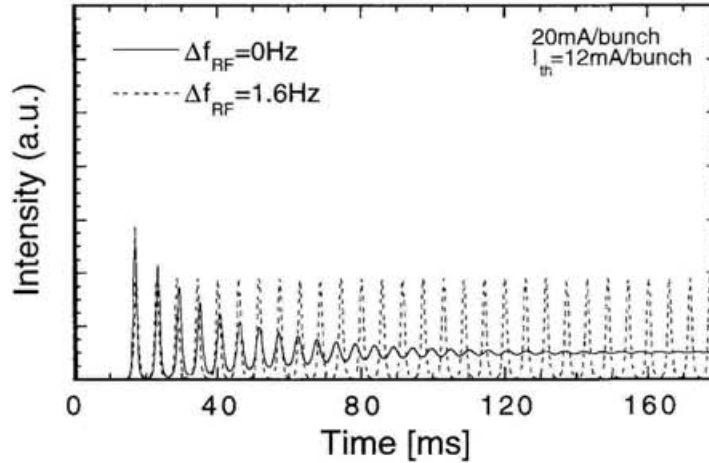


Fig.3-11 マクロパルス構造の数値計算結果。実線と点線はそれぞれ主加速周波数のずれが0Hz、1.6Hzの場合に計算されたものである。

電子バンチとレーザーパルスが完全に同期した理想的な場合、マイクロパルス光強度の振動は定常値に向かって減衰して行くが、わずか半波長程度同期がずれても周期的パルス発振が得られることが明らかとなった。ストレージリング周辺には真空ポンプ類や冷却ファンなどの振動源が無数にあり、同期がずれる原因としては振動等による共振器長のずれが最も可能性が高いと考えられるが、その他にも電源電圧の変動によるビームエネルギーの変動や加速空洞に加速周波数を供給する主発振器の周波数変動等も同期のずれをもたらす原因となり得るので、SRFELで定常発振を得るにはあらゆる面で高度の安定性が要求される。この要求に対する度合いを低減させる一つの方法は、伸長した電子バンチ長を用いてバンチ頂上付近における電子の時間的な分布をなめらかにすることである。これによる定常的なFEL発振についてはヘリカル光クライストロンを用いた実験（第7章）で後述される。

§ 3.7 自然発振におけるレーザー出力の離調曲線

同期のずれに対するレーザー出力の変化はSRFELの離調曲線 (Detuning Curve) と呼ばれており、マクロパルス時間構造とともに個々のSRFELの特徴を表す重要な特性である。ここでは、UVSOR-FELにおける平均出力の離調曲線についてその測定結果と合わせて議論する。

前述したように、SRFELの平均出力は理論的に(3-19)式で示されるRenieri Limitで制限される。Renieri Limitはリング1周あたりに放出されるシンクロトロン放射光のパワー P_{SR} に比例する。 P_{SR} は電子エネルギーの4乗に比例することから、この理論によれば電子エネルギーを上げるほど高い平均出力をもったレーザー光を取り出すことができる。UVSOR-FELの平均出力をRenieri Limitと比較するために、430MeV、500MeV、570MeVの3つの電子エネルギーにおいて同一波長470nmで発振させたFELの平均出力を測定した。

UVSOR-FELの出力には複雑なマクロパルス構造が現れるので、平均出力の測定にはあらかじめ校正されたPINフォトダイオードでレーザー光を受光し、その出力電流を電圧に変換してデジタルオシロスコープ上で積算する方法を用いた。主発振器の加速周波数の変更とデジタルオシロスコープのデータ処理はパーソナルコンピューターにより制御した。光クライストロンを用いたSRFELのRenieri Limitは $(N_u + N_d)$ に比例することから、それぞれの電子エネルギーにおいてほぼ同じ N_d の大きさ (~ 100) が得られるように分散部のギャップを調節した。ただし、570MeVの電子エネルギーではギャップの制限により $N_d = 75$ とした。

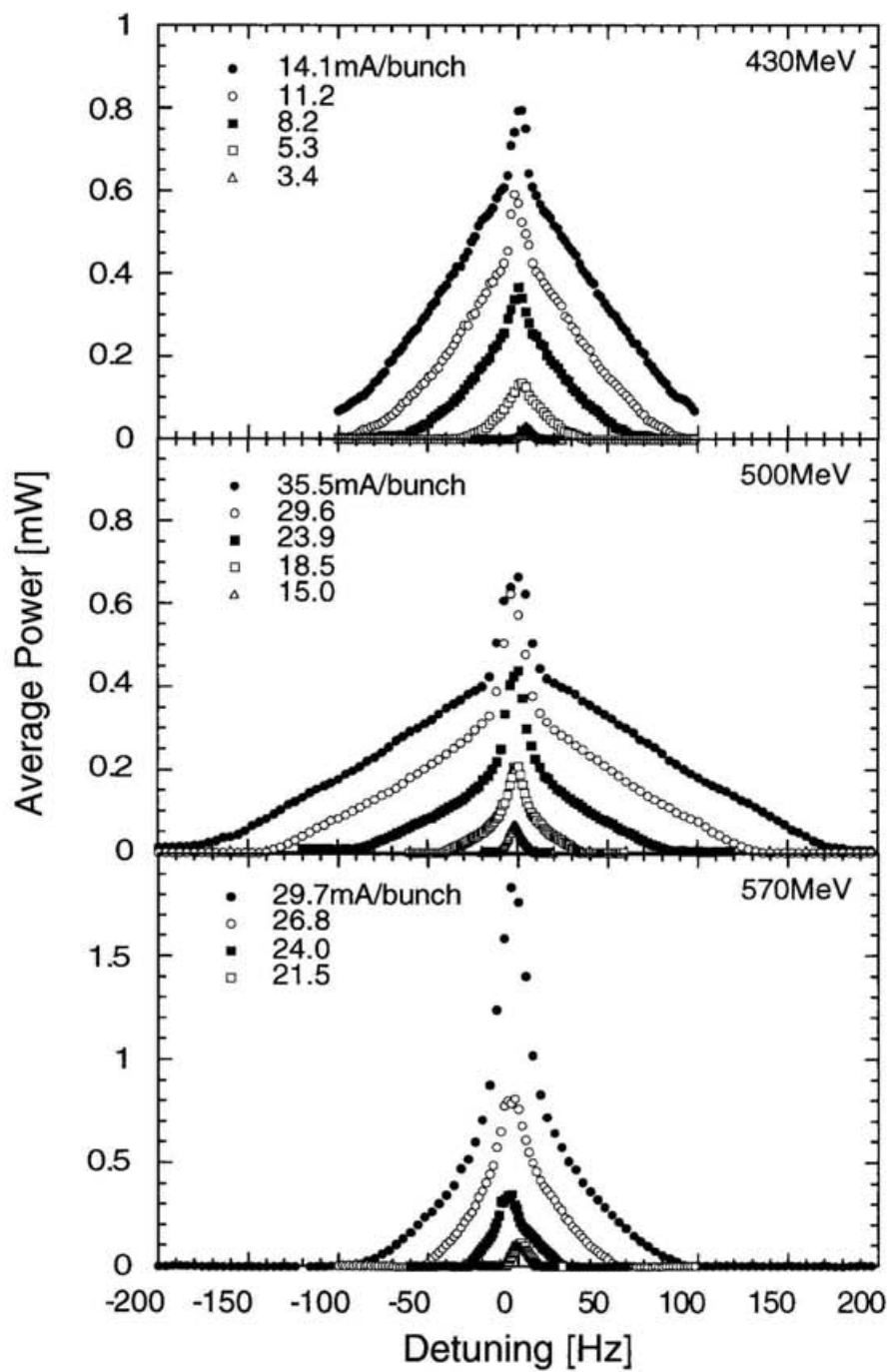


Fig.3-12 可視域におけるUVSOR-FELの離調曲線

測定されたUVSOR-FELの離調曲線をFig.3-12に示す。電子バンチとレーザー光が同期する付近において、加速周波数のずれに対してレーザー出力が大きく変化する領域では周期的パルス発振が観測された。同期のずれに対してレーザー出力が緩やかに変化する領域では連続的発振が見られた。

発振可能な加速周波数の範囲は電子エネルギーが500MeVの場合に最も広いことがわかる。これは以下に述べる理由により相対的に理解することができる。(2-107)式、(2-126)式、(2-129)式から明らかなように、自然バンチ長は電子エネルギーの1.5乗に比例するので、電子エネルギーを下げるほどバンチ長は短くなる傾向にある。したがって、430MeVにおける発振可能な周波数範囲は500MeVの場合よりも狭くなる。また、FELの利得は電子エネルギーの3乗に反比例するので電子エネルギーを上げるほど利得は減少する。加えて、(2-122)式で与えられるストレージリングのエミッタンスは電子エネルギーの2乗に比例し、エネルギー広がりも電子エネルギーに比例することから、電子エネルギーの増大によりFELの利得は急激に減少する。570MeVでのバンチ長は500MeVの場合よりも伸長するが、逆に利得が減少することにより共振器損失を上回る時間的な領域が狭くなっている。

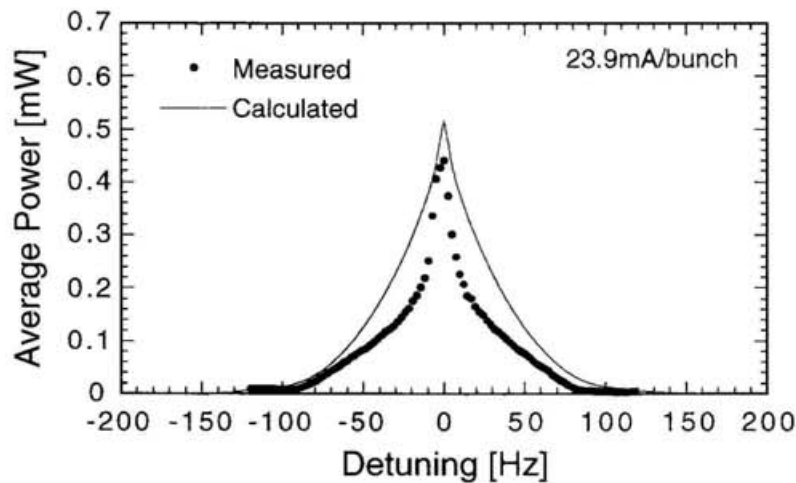


Fig.3-13 測定された離調曲線と計算機シミュレーションにより得られた離調曲線の比較

Fig.3-13は電子エネルギー500MeV、ビーム電流23.9mA/bunchの場合に測定された離調曲線と前節で述べたSRFELの増幅モデルをもとに計算した離調曲線を比較したものである。平均出力の計算に必要な共振器ミラーの透過率にはハロゲンランプと分光器により測定した値 $T = 41ppm$ を用いている。ここで用いた計算モデルはFELの増幅に寄与する自然放射光のエネルギーを大まかに導入し、レーザー光が電子バンチのエネルギー広がりを与える影響を1次まで考慮した比較的単純なモデルであるが、Fig.3-13に示した両者の曲線は本質的に矛盾するものではない。

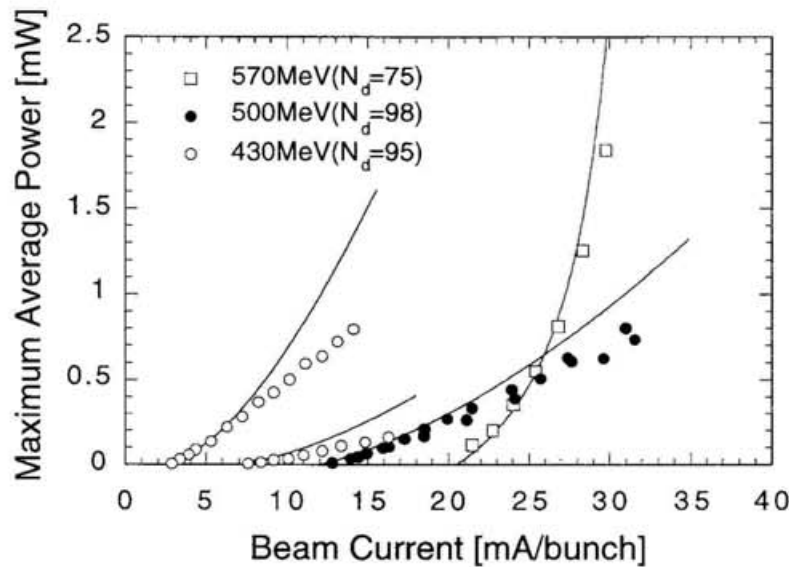


Fig.3-14 電子エネルギーが430MeV、500MeV、570MeVの場合に得られた最大平均出力のビーム電流依存性。レーザー波長はすべての電子エネルギーにおいて470nmに固定されている。実線はそれぞれの電子エネルギーに対するRenieri Limitの計算結果である。

Fig.3-14は最良同期条件で得られたレーザー光の最大平均パワーとビーム電流の関係を示したものである。なお、430MeVにおける発振しきい電流値の違いはミラー反射率の劣化によるものである。図中に引かれた実線は(3-18)式と(3-19)式から計算されたRenieri Limitを表している。ビーム電流の増加に対する平均パワーの傾きは570MeVの場合が最も急峻であり、電子ビームのエネルギーを上げるほど大きな平均パワーを取り出せることが確かめられた。

すべての電子エネルギーにおいて、発振しきい電流値付近で得られた平均パワーはRenieri Limitに近い値であったが、ビーム電流が発振しきい値に比べて大きい領域では平均パワーの測定値はRenieri Limitを下回っていた。この違いに対する明確な理由を示すことは容易ではないが、ひとつには、振動などの不安定性によりUVSOR-FELの自然発振が平衡状態に達していないことが挙げられる。もうひとつには、Renieri Limitの計算において電子の縦方向のエネルギー広がりだけが考慮されており、横方向のエミッタンスの増大による利得の低下が無視されていることも挙げられる。Fig.2-13に示したUVSORのラティス関数からわかるように、光クライストロンが挿入されている直線部の分散関数は完全にゼロになっていないので、エネルギー広がりが増大によりビームサイズが大きくなり、利得が低下している可能性は否定できない。

§ 3.8 マクロパルス周期

周期的パルス発振の状態では、電子バンチの加熱と放射減衰が繰り返されており、放射減衰の減衰時間は電子エネルギーの3乗に反比例することから、マクロパルスの周期は電子エネルギーに依存することが予想される。前述した平均パワーの測定と同じ発振実験において最良同期条件の下で観測されたマクロパルスの周期をFig.3-15に示す。また、電子エネルギーが570MeVと430MeVの場合にモデル計算で得られたマクロパルス構造をFig.3-16に示す。500MeVに対する計算結果はすでにFig.3-11に示されている。

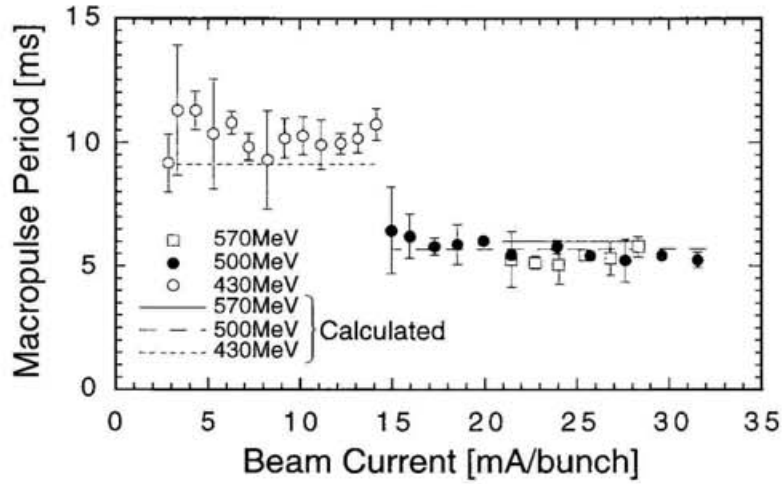


Fig.3-15 430MeV、500MeV、570MeVの電子エネルギーにおいて最良同期条件下で測定されたマクロパルス周期のビーム電流依存性。実線及び点線は主加速周波数のずれを1.6Hzとした場合に計算機シミュレーションにより得られたマクロパルス周期である。

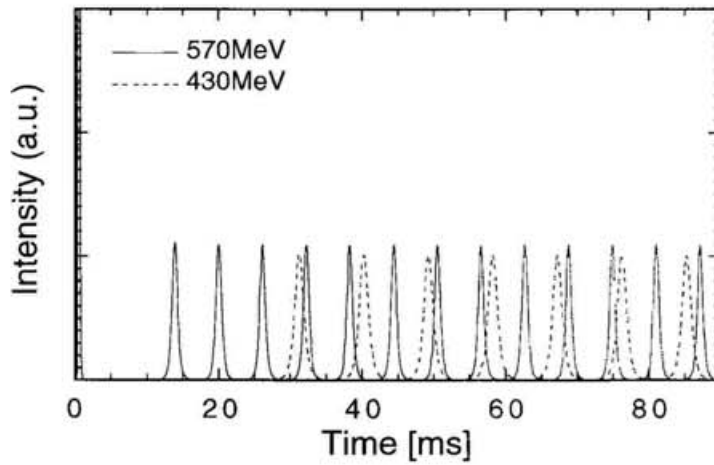


Fig.3-16 電子エネルギーが430MeV及び570MeVの場合に計算機シミュレーションで得られたマクロパルスの時間構造。主加速周波数のずれは1.6Hzとした。

430MeV、500MeV、570MeVにおける減衰時間は(2-113)式からそれぞれ55ms、35ms、24msと計算される。430MeVの電子エネルギーで測定されたマクロパルスの周期は他のエネルギーで測定された周期に比べて長かったが、570MeVにおける減衰時間は500MeVの場合の0.67倍であるにもかかわらず、測定されたマクロパルスの周期には両者の間で顕著な違いが見られなかった。一方、430MeV、500MeV、570MeVの電子エネルギーで計算されたマクロパルスの周期はそれぞれ9.1ms、5.7ms、6.0msであり、測定結果とかけ離れた値ではない。SRFELの増幅過程には数多くのパラメーターが含まれているので、以上の測定結果を定量的に説明することは困難であるが、570MeVにおけるマクロパルスの周期が減衰時間の比率から想像されるほど短くならない理由は、数値計算の結果と合わせて定性的に考えると次のようになる。570MeVにおける減衰時間は他のエネルギーの場合に比べて短くなるが、電子エネルギーを上げるほどより大きなレーザーパワーが得られることから570MeVにおける電子バンチの加熱は他の電子エネルギーの場合に比べて激しく起こっており、その結果エネルギー広がりが増加して利得が回復するまでに逆に長い時間を要していると考えられる。

§ 3.9 むすび

マクロパルス構造と平均出力に関するSRFELの発振ダイナミクスを実験的に調べた。

レーザーマクロパルスの成長・衰退及び電子バンチが加熱される様子を2軸掃引ストリークカメラを用いて観測することに成功した。

(1) UVSOR-FELの最良同期条件下で現れる周期的パルス発振では、レーザー光が電子バンチのほぼ中央で増幅・減衰を繰り返しており、電子バンチとレーザー光の同期性がくずれると、レーザー光は電子バンチの頂上から裾に向かってドリフトしながら増幅・減衰していることが明らかになった。

(2) 自然発振及び利得スイッチ発振いずれの場合にもレーザー光の時間的な強度分布には内部構造があることを示した。

(3) 利得スイッチ発振では加熱による電子バンチの伸長を詳細に調べた。マ

クロパルスの時間変化から計算される利得の変化とバンチ長の変化から計算される利得の変化が良く一致することを示し、SRFELにおける飽和のメカニズムを明確にした。

次にUVSOR-FELにおける安定性とマクロパルス構造の出現について考察した。

(4) ストリーク像の解析から、UVSOR-FELでは共振器長のずれにしてレーザー波長程度の同期変動が常に存在していることがわかった。このわずかな同期変動により最良同期条件においてマクロパルス構造が出現することが計算機シミュレーションにより示された。

時間構造に関連して、SRFELの平均出力を実験的に調べた。

(5) 電子エネルギーを変えて同一波長で発振させたレーザー光の平均出力を測定し、SRFELの平均出力を理論的に示したRenieri limitと比較した。UVSOR-FELの平均出力はRenieri limitに達していなかったものの、電子エネルギーを上げるほど大きな平均出力が得られることを実験的に示した。

参考文献

- [1] P. Elleaume, J. physique 45 (1984) 997.
- [2] P. Elleaume, Nucl. Instr. and Meth. A 237 (1985) 28.
- [3] M. Billardon, Nucl. Instr. and Meth. A 304 (1991) 37.
- [4] M. Billardon, D. Garzella and M. E. Couprie, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2368.
- [5] G. Dattoli, L. Giannessi, P. L. Ottaviani and A. Torre, J. Appl. Phys. 76 (1994) 55.
- [6] A. H. Lumpkin, Nucl. Instr. and Meth. A304 (1991) 31.
- [7] M. Billardon, P. Elleaume, J. M. Ortega, C. Bazin, M. Bergher, Y. Petroff and M. Velghe, Nucl. Instr. and Meth. A 237 (1985) 244.

- [8] D. Garzella, M. E. Couprie, A. Delboulbe, T. Hara, M. Billardon, Nucl. Instr. and Meth. A 341 (1994) 24.
- [9] T. Hara, M. E. Couprie and M. Billardon, Nucl. Instr. and Meth A375 (1996) 67.
- [10] T. Hara, Ph. D. dissertation, Universite de Paris XI (1995).
- [11] A. Renieri, Nuovo Cimento 53 (1979) 160.
- [12] M. Billardon, P. Elleaume, J. M. Ortega, C. Bazin, M. Bergher, M. Velghe, D. A. G. Deacon and Y. Petroff, IEEE J. Quantum Electron. QE-21 (1985) 805.

第4章 ストレージリング自由電子レーザーの 線幅およびパルス幅

SRFELにおける線幅やパルス幅*のふるまいを把握することは、SRFELの発振ダイナミクスを明らかにする上で重要であるばかりでなく、SRFELを新しい光源として応用していく場合に線幅やパルス幅は光源の光学的性能を決める要素となるので不可欠である。

これまでにFEL発振を実現したストレージリングの数は世界的に少ないことから、SRFELの線幅やパルス幅が実験的に調べられた例はごくわずかであり[1~4]、特に利得スイッチ発振に関するこれらのデータは全く報告されていないのが現状である。Dattoli[5]やEllemaume[6]はSuper-Mode理論と呼ばれる理論を用いてFELの線幅やパルス幅を求めているが、この理論は最終的にFourier限界に達した線幅やパルス幅を示しており、SRFELの動特性を取り込んだものではない。最近、フランスのSuper-ACOでは、シンクロトロン放射光とSRFELとを組み合わせたいわゆるtwo color experimentsと呼ばれる利用実験が開始され、安定なレーザー光の供給を目的として自然発振のパルス幅と線幅の測定が行われたが[1]、この測定ではSRFELのレーザーパルスはFourier限界に至っていないことが報告されている。

ここでは、UVSOR-FELにおける線幅とパルス幅の測定結果をもとに、光の増幅に関して線幅とパルス幅を決める一般的な概念であるGain Narrowing [7~9]に基づく計算と測定結果を比較しながらSRFELにおける線幅とパルス幅の振る舞いについて議論する。

§ 4.1 Gain Narrowing

Fourier限界に達していないレーザーパルスの増幅では、時間分布と周波数分布を独立に考えることができるので、SRFELにおけるレーザー光の増幅過程を次式で表すことにする。

*この章におけるパルス幅はマイクロパルスの時間幅を指す。

$$\frac{dI(x,n)}{dn} = [g(n)F(x) - \alpha_L]I(x,n) + S(x) \quad (4-1)$$

ここで、 x は同期電子からの時間的なずれ τ または波長 λ を表すものとする。また、 $I(x,n)$ は電子バンチと n 回相互作用した後のレーザー光強度分布、 $S(x)$ は自然放射光の強度分布、 $F(x)$ はピーク値が1となるように規格化された利得分布である。自然放射光の光強度はレーザー光強度に比べて十分に小さいとすると、(4-1)式を n について積分して次式を得る。

$$I(x,n) = I_0(x) \exp[G(n)F(x) - \alpha_L n] \quad (4-2)$$

ここで、 $I_0(x)$ は $n=0$ における光強度分布であり、 $G(n)$ は

$$G(n) = \int_0^n g(n') dn' \quad (4-3)$$

で与えられる。 $G(n)$ は利得を相互作用回数で積分した量であり、ここではtotal gainと呼ぶことにする。

レーザー光は(4-2)式に示すような指数関数的な増幅を受けるので、利得分布のピーク付近で増幅されるレーザー光は利得分布の裾の方で増幅されるレーザー光よりも急激に成長する結果、レーザー光の線幅およびパルス幅は利得分布の幅よりも狭くなる。はじめに、レーザー光のパルス幅と $G(n)$ の関係を計算する。利得の時間分布は電子の時間分布に一致するとしてGauss分布で近似する。バンチ長を $\sigma_{\tau 0}$ とすると、 $G(n)$ の増幅を受けたレーザー光のパルス幅 $\sigma_{\tau}(n)$ (rms) は次式を τ について解くことで計算できる。

$$I_0 \exp\left[G(n) \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\sigma_{\tau 0}^2}\right) - \alpha_L n\right] = I_0 \exp[G(n) - \alpha_L n] \cdot \exp(-1/2) \quad (4-4)$$

ここで、 $G(n)$ が十分に大きければレーザー光の成長は主に利得のピーク付近で行われ、最終的なレーザーパルスの光強度分布は利得分布の形状で決められることから初期の光強度分布は一様であると見なして I_0 で表した。上式から $\sigma_{\tau}(n)$ と

$\sigma_{\tau 0}$ の比は

$$\frac{\sigma_{\tau}(n)}{\sigma_{\tau 0}} = \sqrt{2 \ln \left(\frac{G(n)}{G(n) - 1/2} \right)} \approx \sqrt{1/G(n)} \quad (4-5)$$

となる。K. J. Kimは別の計算方法により(4-5)式を導出している[10, 11]。ここでは(4-5)式で表される $\sigma_{\tau}(n)$ と $\sigma_{\tau 0}$ の比をgain narrowing factorと呼ぶことにする。

次にSRFELにおけるレーザー光の線幅と $G(n)$ の関係を計算する。光クライストロンで得られる利得の波長分布 $F(\lambda)$ は単純なGauss分布で表すことができないので、ここでは次式を数値計算することにより線幅に対するgain narrowing factorを求めた。

$$F(\lambda) \propto -\frac{d}{d\lambda} \left[\frac{\sin^2 \left\{ \pi N_u \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \right\}}{\pi^2 N_u^2 \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2} \left(1 + f_{mod} \cos \left[2\pi(N_u + N_d) \frac{\lambda_0}{\lambda} \right] \right) \right] \quad (4-6)$$

Fig.4-1の実線と点線はそれぞれ、パルス幅と線幅に関するtotal gainとgain narrowing factorの関係を示したものである。

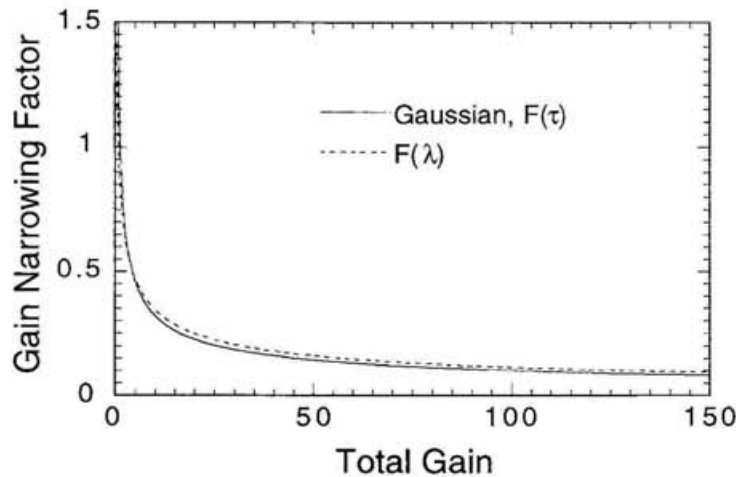


Fig.4-1 Gain narrowing factorとTotal gainの関係

利得の波長分布はGauss分布と異なるにもかかわらず、線幅とパルス幅のgain narrowing factorはほぼ一致することが分かる。これは、レーザー光が利得のピーク付近で主に増幅されるので、十分に成長したレーザーパルスの線幅やパルス幅は利得分布の全体的な形状にはあまり依存しないことによるものである。したがって、(4-5)式は光クライストロンを用いたFELの線幅に関するgain narrowing factorを近似するものと見なすことができる。このgain narrowingの考えに基づくと、レーザー光の線幅およびパルス幅は、Fig.4-1から明らかなようにtotal gainが10以下の領域で急激に減少し、total gainが20以上になるとGの増加とともにゆっくりと減少していくことが予測される。

§ 4.2 エタロンを用いた線幅測定

レーザー線幅の測定には平面ミラー2枚を平行に向かい合わせたFabry-Perot干渉計が用いられる。この干渉計はミラー間の多重反射による干渉を利用して分光を行うもので、高面精度・高反射率が要求させる2枚の平行ミラーは通常エタロンと呼ばれる。エタロンに入射する光の波長を λ 、入射角を θ_m 、ミラーの間隔を l とし、ミラーの間が空気で満たされたエアギャップエタロンを想定すると、光がエタロンを透過する条件式は

$$m\lambda = 2l \cos \theta_m \quad (4-7)$$

である。ここで、 m は任意の整数であり、干渉次数と呼ばれる。(4-7)式によればエタロンのミラー間隔 l を変化させることによりエタロンを透過する共振波長を変えられるので、例えば圧電素子を用いて片方のミラーを移動させながらエタロンを透過する光の強度変化を光電子増倍管などの受光素子で測定すれば入射光のスペクトル分布を測定することができる。この方法を用いたFabry-Perot干渉計は掃引型Fabry-Perot干渉計と呼ばれる。

掃引型Fabry-Perot干渉計は、高速なミラーの移動ができないことから単一パルス光のスペクトル分布を測定することが不可能であり、この干渉計はパルス光強

度のそろったパルス列レーザーのスペクトル測定に適している。前章で述べたように、UVSOR-FELの自然発振ではマイクロパルスの強度が複雑に時間変化したマクロパルス構造が現れる上に、これまで全く報告されていない利得スイッチ発振での線幅も測定するには、次に述べるエタロンの角度分散を利用する方法が有利である。

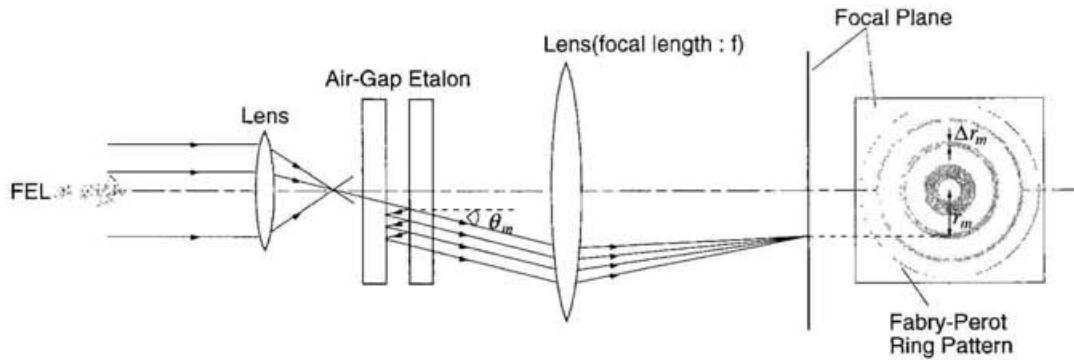


Fig.4-2 エタロンの角度分散を利用したレーザー光のスペクトル測定

エタロンを用いて単一パルス光の線幅を測定する方法をFig.4-2に示す。この方法はエタロンに入射する光を発散させることにより、(4-7)式を満たす多くの異なる θ_m 方向に透過光が現れる現象を利用している。この時スクリーン上にはFig.4-2に示したような同心円状の干渉パターンが観測される。(4-7)式からエタロンの角度分散を計算すると

$$\left| \frac{d\theta_m}{d\lambda} \right| = \frac{m}{2l \sin \theta_m} \quad (4-8)$$

となる。レンズの焦点距離を f 、 m 次の干渉リングの半径を r_m とすると $r_m = f\theta_m$ であるから、

$$\left| \frac{dr_m}{d\lambda} \right| = \frac{mf}{2l \sin \theta_m} \quad (4-9)$$

(4-7)式と(4-9)式から、 m 次の干渉リングの空間幅を Δr_m とすると、入射光の線幅

$\Delta\lambda$ は

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{f} \tan\left(\frac{r_m}{f}\right) \Delta r_m \quad (4-10)$$

で与えられる。すなわち、 m 次の干渉リングの半径 r_m と空間幅 Δr_m を測定すれば入射光の線幅を測定することができる。

(4-10)式から明らかなように、レーザー光の線幅を測定するには正確なレンズの焦点距離を確認しておく必要がある。平行化された光をレンズで絞れば焦点距離を測定することは可能であるが、この方法で測定される焦点距離は入射光の平行度に依存するので大きな誤差が生まれやすい。ここでは、レンズのもつ空間的なFourier変換の作用を利用し、スリット幅の分かっているスリットの回折像をレンズでFourier変換して得られる sinc^2 関数の空間周波数からレンズの焦点距離を測定した。この方法で測定される焦点距離の誤差は理論的に非常に小さいことがHornerにより示されており[12]、本実験に使用したアクロマートレンズの焦点距離は、公称100mmに対して100.9mmと測定された。

可視域におけるUVSOR-FELの線幅測定には自由スペクトル領域 (F. S. R. ; Free Spectral Range) が1000GHz、反射率から計算されるフィネスが77のエアギャップエタロンを使用した。中心波長470nmでFEL発振させた場合、F. S. R.を0.7nmとして約0.01nmの波長分解能が得られる。

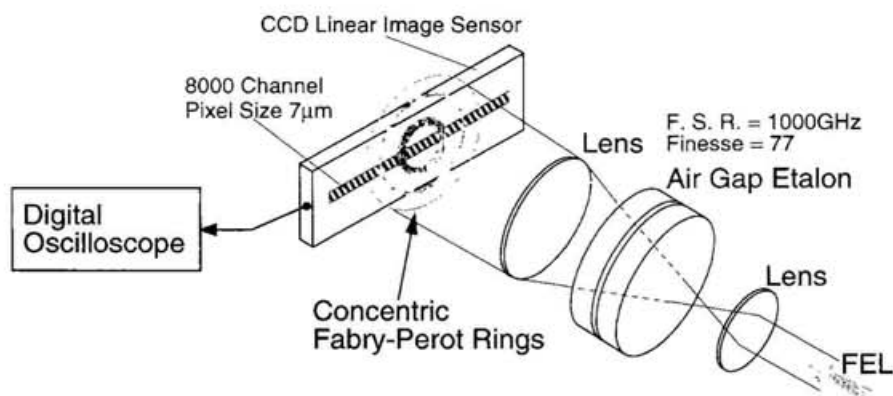


Fig.4-3 CCDリニアイメージセンサを用いた干渉リング半径の測定

エタロンにより形成される干渉リング半径の測定にはFig.4-3に示すように1画素の大きさが $7\mu\text{m}$ のCCDリニアイメージセンサー（SONY ILX508）を用いた。このセンサーの全画素数は8000であり、10mm程度の干渉リング半径を十分な精度で測定することができる。Fig.4-4は波長468nmのFELで作られた干渉リングをCCDリニアイメージセンサーで測定した例である。

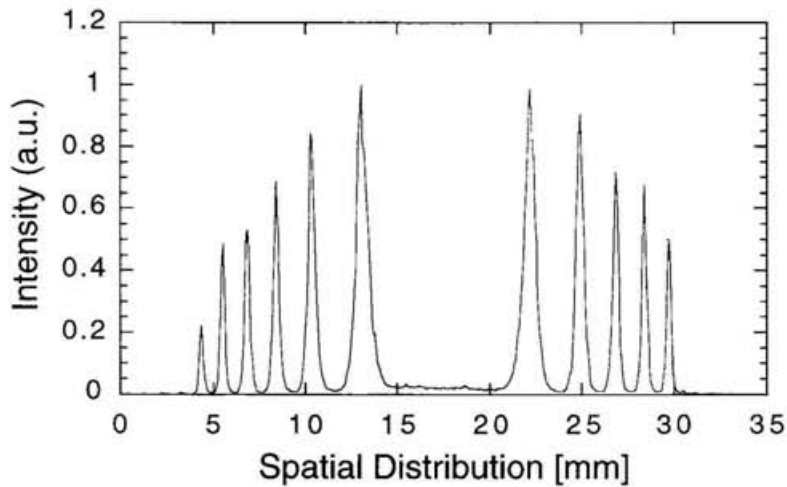


Fig.4-4 可視域のFELにより形成された同心円状干渉縞の強度分布

§ 4.3 干渉リングの空間的掃引によるスペクトルの時間分解測定

前節で述べたエタロンの角度分散を利用した測定方法は、単一レーザーパルスのスペクトル分布を測定することができるので、干渉リングの空間的な強度分布を時間分解測定することにより、個々のマクロパルスのスペクトル分布を分離して測定することも可能である。これまでは、2次元のCCDエリアセンサー上に結像された干渉リングの一部を高速で回転するミラーやプリズムを用いて空間的に掃引する方法によりスペクトル分布の時間分解測定が行われてきた[13~16]。ここでは、前章で述べた2軸掃引ストリークカメラの水平掃引機能を利用してレーザー光のスペクトル分布を時間分解測定する方法を新たに考案した。Fig.4-5はこ

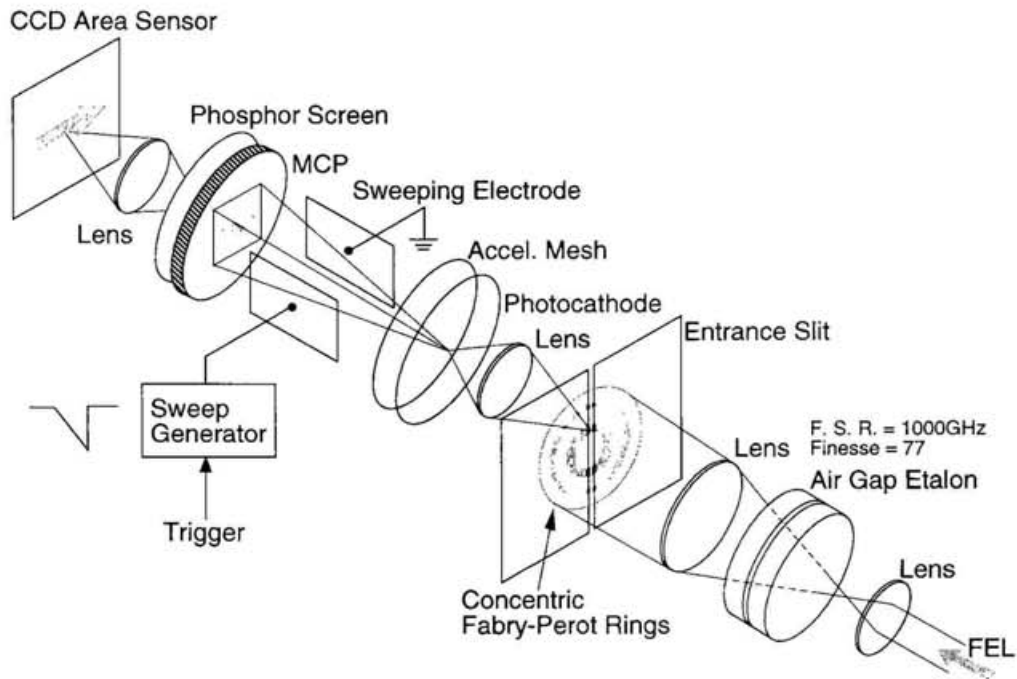


Fig.4-5 ストリークカメラの水平軸掃引機能を利用したレーザースペクトルの時間分解測定システム

の測定方法の模式図である。

掃引方向と直角方向に向けられたストリークカメラ入口のスリット上に、高い空間分解能が得られる最も内側の干渉リングの一部を結像する。このスリット像はストリークカメラ内のリレー光学系によりCCDカメラの受光面に再結像されている。したがって、掃引電極に印可したランプ電圧によりCCD上を掃引された干渉リングのストリーク像は縦軸を波長軸、横軸を時間軸としたスペクトルの時間変化を表すものになる。

約5GHzの線幅で連続発振する市販のアルゴンレーザーを用いて測定されたFig.4-5の分光システムの波長分解能は、フィネスから計算される値と一致することを確認した。

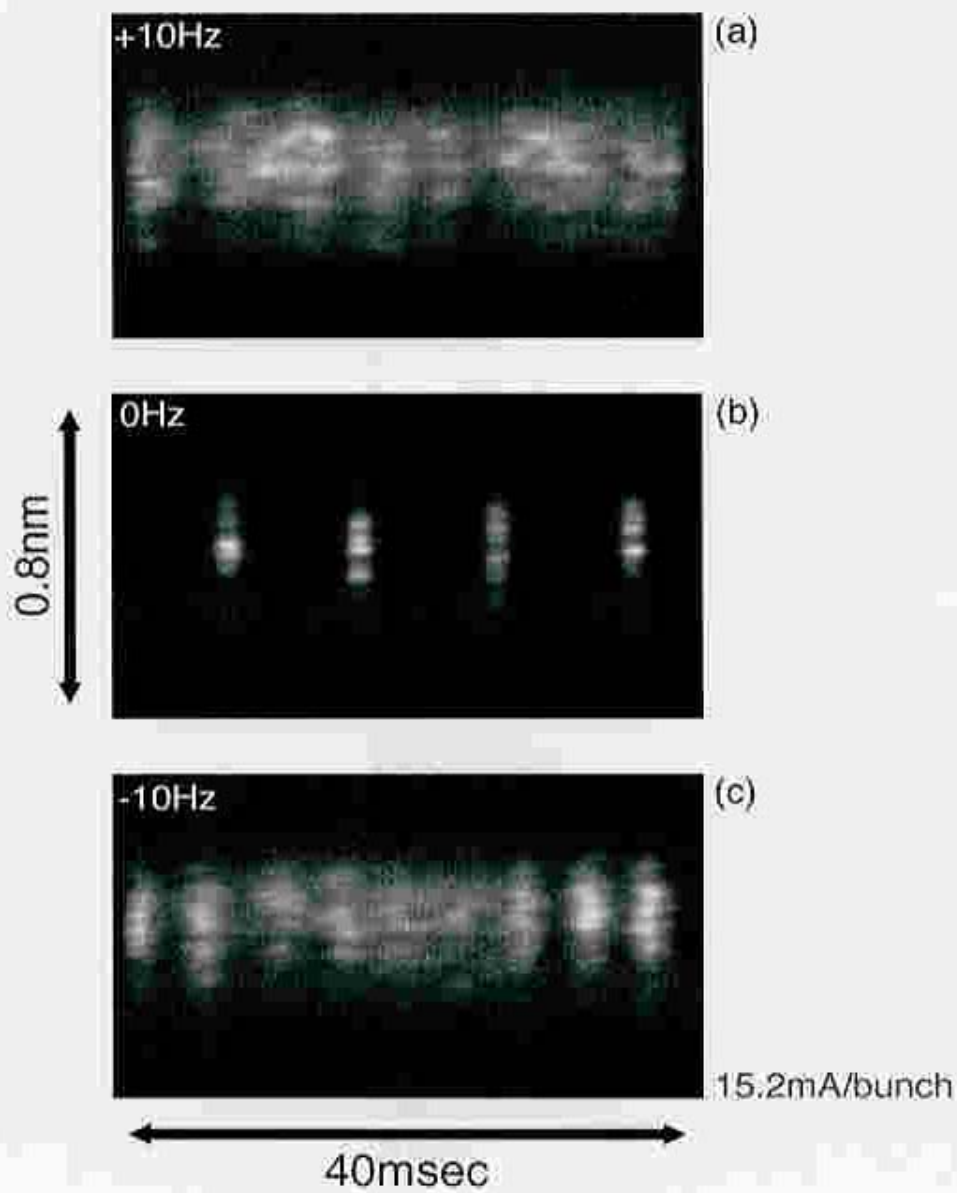


Fig.4.6 可視域の自然発振で得られた時間分解スペクトルの例。左端の周波数は、電子バンチとレーザーパルスが同期する主加速周波数からのずれを示している。

§ 4.4 自然発振の時間分解スペクトル

可視域の自然発振で測定された時間分解スペクトルの例をFig.4-6に示す。また、Fig.4-7はFig.4-6(b)のストリーク画像を縦軸が光強度となるように3次元表示したものである。

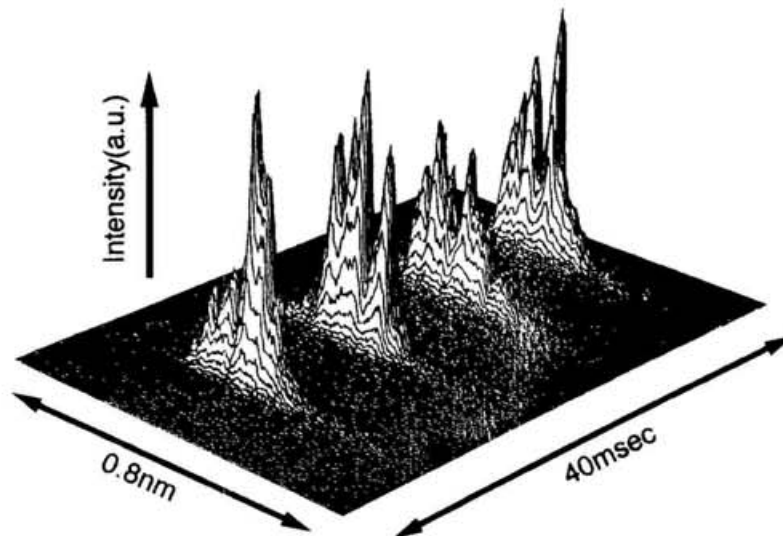


Fig.4-7 自然発振で観測されたレーザー光の時間分解スペクトル

SRFELのスペクトル分布には時間分布で見られたものに酷似した複雑な内部構造があることが初めて示された。周期的パルス発振ではスペクトルの形状がマクロパルスごとに異なっており、1つのマクロパルス中ではほとんど変化しないことが分かった。さらに、連続的発振の場合でもレーザー光のスペクトル分布は一様ではなく、時間とともに変化していることが明らかになった。これらのスペクトル分布に関する特性はあらゆるビーム電流において観測された。

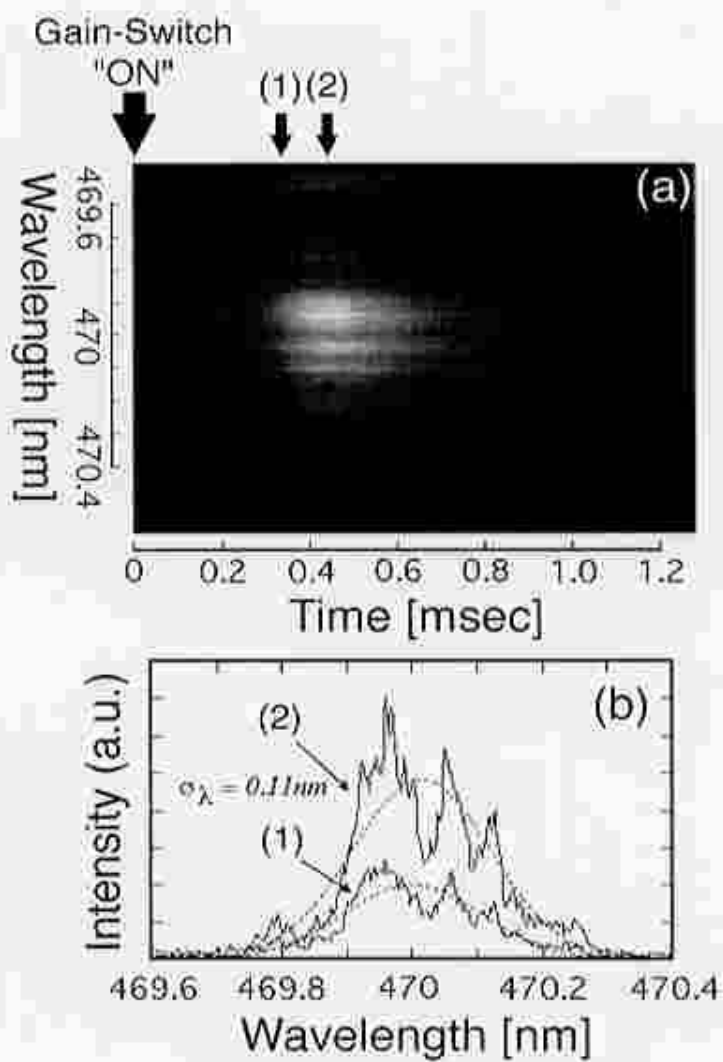


Fig.4-8 (a)利得スイッチ発振で得られた時間分解スペクトルの例。
 (b)は(a)のストリーク像におけるマクドナルドの(1)立ち上がりおよび
 (2)ピーク付近のスペクトル分布を示している。また、点線は(1)、(2)
 のスペクトル分布に対してGauss関数をフィッティングした結果である。

§ 4.5 利得スイッチ発振の時間分解スペクトル

Fig.4-8(a)は利得スイッチ発振で得られたスペクトル分布の時間変化を表すストリーク画像の例である。(b)は(a)に示した2次元画像においてマクロパルスの立ち上がり及びピーク付近を波長軸方向に射影したものである。自然発振の場合と同様に利得スイッチ発振のスペクトル分布にも内部構造が見られた。ここでは、スペクトル分布の全体的な幅に注目することにし、Gauss関数のフィッティングにより求められた標準偏差をレーザー光の線幅とすることにした。Fig.4-8(b)の測定例では、マクロパルスの立ち上がりとピーク付近の線幅は両方とも0.11nmであった。マクロパルス中で線幅が変化しない理由はGain narrowingの考えにもとづいて次のように説明することができる。

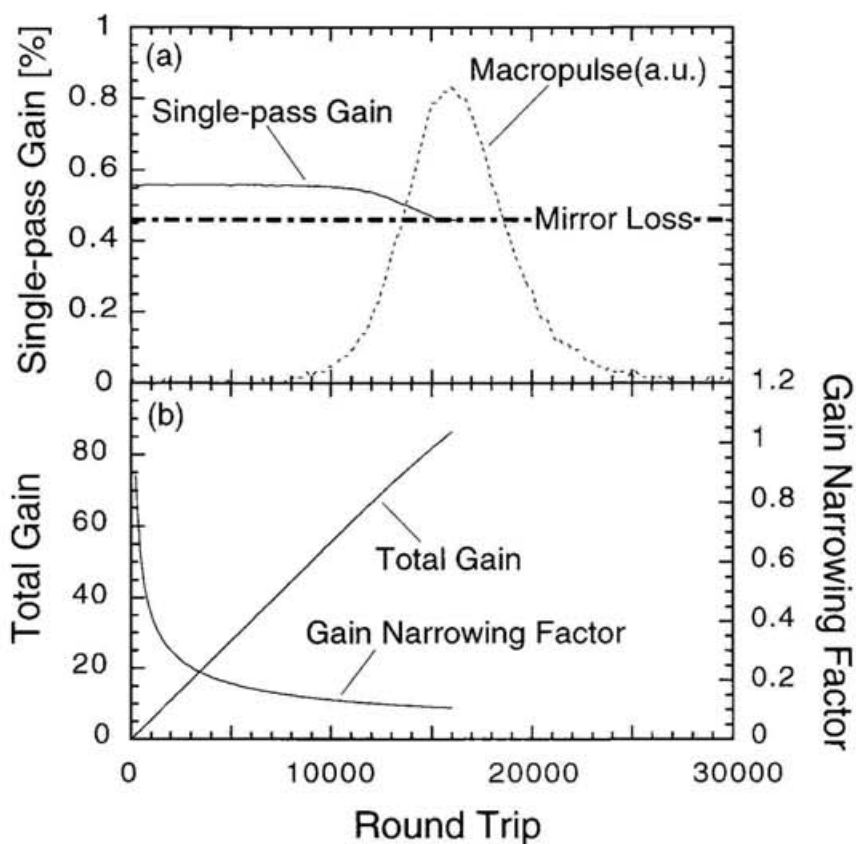


Fig.4-9 フォトダイオードで測定された利得スイッチ発振におけるマクロパルスの時間変化。(a)マクロパルスの時間変化から求めた利得。(b)利得の時間変化から計算されたTotal gain とGain narrowing factor

Fig.4-9(a)に示した点線はフォトダイオードで測定した利得スイッチ発振のマクロパルスであり、実線は(3-1)式を使ってマクロパルス光強度の時間変化から求めた利得を示している。(b)は(a)に示した利得から(4-3)式と(4-5)式を用いて計算したTotal gainとGain narrowing factorである。(b)から明らかなように、線幅はレーザー発振開始直後に急激に狭くなり、光強度が十分に成長した段階ではnarrowingがゆっくりと進行していく。したがって、利得スイッチ発振で得られたSRFELの時間分解スペクトルではレーザー光の立ち上がりから飽和にかけて線幅の顕著なnarrowingは観測されなかった。

§ 4.6 線幅およびパルス幅のビーム電流依存性

§ 4.6.1 利得スイッチ発振

Fig.4-10はビーム電流の減衰にしたがって測定した利得スイッチ発振における時間分解スペクトルのストリーク像と波長軸方向に射影されたマクロパルスのピーク付近におけるスペクトル分布を示したものである。ビーム電流が高い領域では利得スイッチが入ると同時に急激にレーザー光が立ち上がり、発振しきい電流値付近ではレーザー光の成長に多くの相互作用回数を要していることがわかる。また、線幅はビーム電流が減衰するにつれて狭くなり、スペクトル分布の形状も滑らかになってく様子が観測された。ここでは前章で用いた(3-18)式を出発点として利得スイッチ発振におけるgain narrowing factorと利得との関係式を解析的に求め、Fig.4-12に示したビーム電流の変化に対する線幅の振る舞いを定量的に議論する。

まずは(3-18)式からレーザー光が飽和した状態におけるエネルギー広がり $\Delta\sigma_y^2$ の増大を計算する。自然バンチ長の場合を除き、ビーム電流が高い場合のバンチ長は厳密にはポテンシャル歪みによる伸長を表した(3-16)式を解くことで求められるが、ここでは問題を簡単化するために、バンチ長はエネルギー広がり $\Delta\sigma_y^2$ に比例するものとし、さらに $\Delta\sigma_y^2$ については1次の項まで考慮することにする。

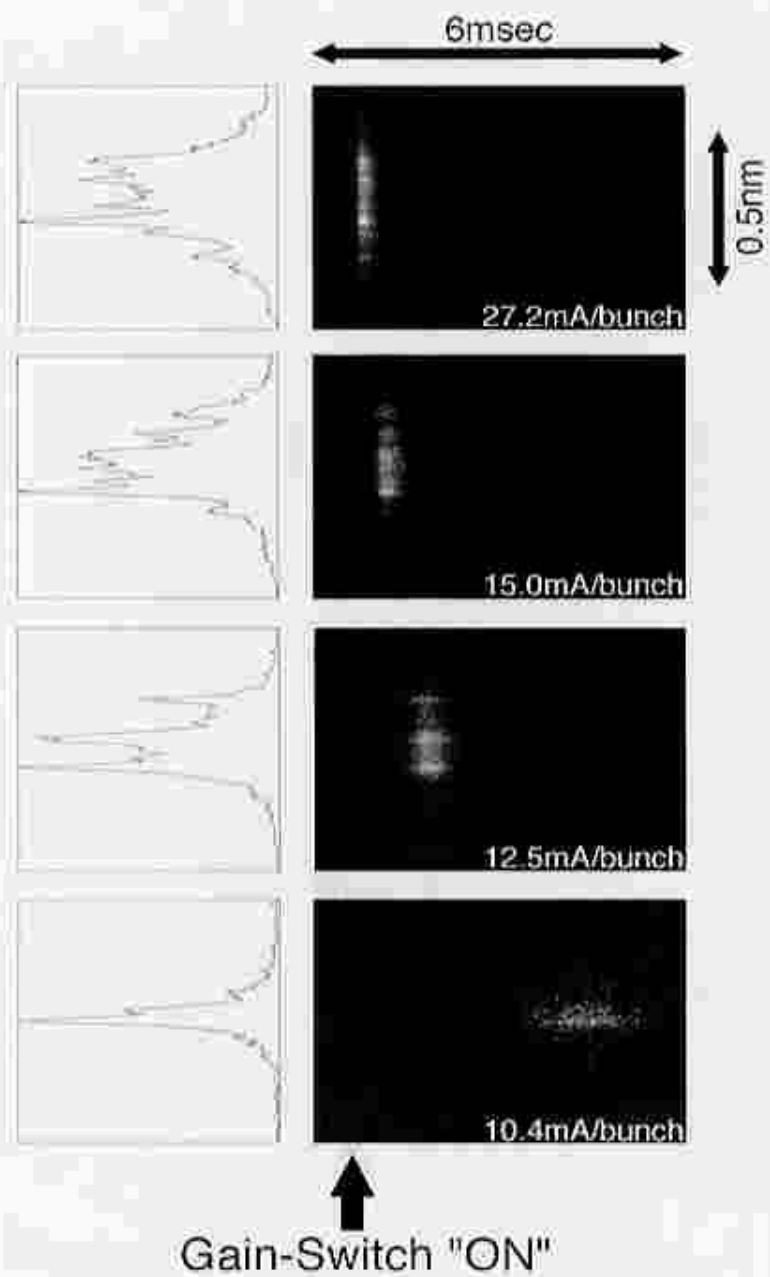


Fig.4.10 利得スイッチ発振における時間分解スペクトル（右）のビーム電流依存性。左はマクロパルスのピーク付近におけるスペクトル分布の射影である。

$$\sigma_b = \sigma_{b0} \frac{\sqrt{\sigma_{\gamma 0}^2 + \Delta\sigma_{\gamma}^2}}{\sigma_{\gamma 0}} \approx \sigma_{b0} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta\sigma_{\gamma}^2}{\sigma_{\gamma 0}^2} \right) \quad (4-11)$$

上式と(3-18)式から $\Delta\sigma_{\gamma}^2$ は

$$\Delta\sigma_{\gamma}^2 = \frac{g_0 - \alpha_L}{\alpha_L} \frac{1}{\frac{1}{2\sigma_{\gamma 0}^2} + 8\pi^2(N_u + N_d)^2} \quad (4-12)$$

となる。ここで、Fig.4-9に示したように利得の時間変化は非常に小さいものとし、利得 g_0 は一定であると仮定する。利得スイッチ発振ではレーザー発振が開始してから飽和に至るまでの時間が非常に短いので放射減衰によるエネルギー広がり減少を無視すると、レーザー光が増幅を受けた回数 n_s と $\Delta\sigma_{\gamma}^2$ の関係は(3-7)式を用いて次式で与えられる。

$$\Delta\sigma_{\gamma}^2 \approx a_{\gamma} F n_s \quad (4-13)$$

(4-2)式を用いると相互作用回数 n_s とレーザー光のエネルギー F の関係は次のように書くこともできる。

$$(g_0 - \alpha_L) n_s = \ln(F/S_0) \quad (4-14)$$

ここで、 S_0 はレーザーエネルギーの初期値である。(4-13)式と(4-14)式から

$$\ln(F/S_0) + \ln(\ln(F/S_0)) = \ln \left[\frac{(g_0 - \alpha_L) \Delta\sigma_{\gamma}^2}{a_{\gamma} S_0} \right] \quad (4-15)$$

なる関係が得られ、この式から $\ln(F/S_0)$ を求めれば Total gain を計算することができる。しかしながら、上式において解析的に $\ln(F/S_0)$ の解を導出することは不可能なので、 F/S_0 の値は非常に大きくなることに着目して $\ln(\ln(F/S_0))$ の項を無視することにする。これにより $\ln(F/S_0)$ の値に見込まれる10%程度の誤差は、この値の平方根に比例する gain narrowing factor の計算において5%程度の誤差とな

るものの、後で示されるバラツキのある線幅やパルス幅の測定結果を議論する上では十分な精度である。最終的に、利得スイッチ発振における gain narrowing factor は(4-12)式で与えられる $\Delta\sigma_\gamma^2$ を用いて次式のようになる。

$$\sqrt{\frac{1}{g_0 n_s}} = \left(\frac{g_0}{g_0 - \alpha_L} \ln \left[\frac{(g_0 - \alpha_L) \Delta\sigma_\gamma^2}{a_\gamma S_0} \right] \right)^{-1/2} \quad (4-16)$$

レーザー光の初期値である S_0 には、単位角周波数当たり、単位立体角当たりには放出される自然放射光のエネルギーを光クライストロンの利得帯域幅及びシンクロトロン放射光の自然広がり角を半頂角とする円錐を囲む立体角で積分し、さらに光共振器に閉じこめられることにより $1/\alpha_L$ 倍に増加した値を近似的に用いることにする。光クライストロンを用いたFELの利得帯域幅は次式で与えられる。

$$\frac{\sigma_{\lambda 0}}{\lambda_0} \approx \frac{1}{2(N_u + N_d)} \quad (4-17)$$

前章で述べた自然発振の計算モデルでは、自然放射光のエネルギーとしてレーザー光の線幅で積分した自然放射光のエネルギーを近似的に用いたが、これはGain narrowingの考えに基づいてレーザー光の線幅はFEL発振開始と同時に急激に狭くなることを前提としていたからである。これに対し、本章ではレーザー光強度は自然放射光の強度に比べてはるかに大きいと仮定することにより、電子バンチが光クライストロンを通過するごとに放射される自然放射光を無視し、FEL発振開始直後における自然放射光を種光としているので、レーザーエネルギーの初期値には利得帯域幅内に放出される自然放射光のエネルギーを与える必要がある。また、SRFELの利得スイッチ発振では主加速周波数をずらすことによりFEL発振を止めているものの、この電子バンチとレーザーパルスの時間的なずれはバンチ長に比べてはるかに小さく、自然放射光は電子バンチが光クライストロンを通過するたびに放出されていることから、利得スイッチが入る前に光共振器に蓄えられた自然放射光強度は電子バンチが光クライストロンを1回通過したときに放出される自然放射光強度のおおよそ $1/\alpha_L$ 倍になっているものと考えられる。

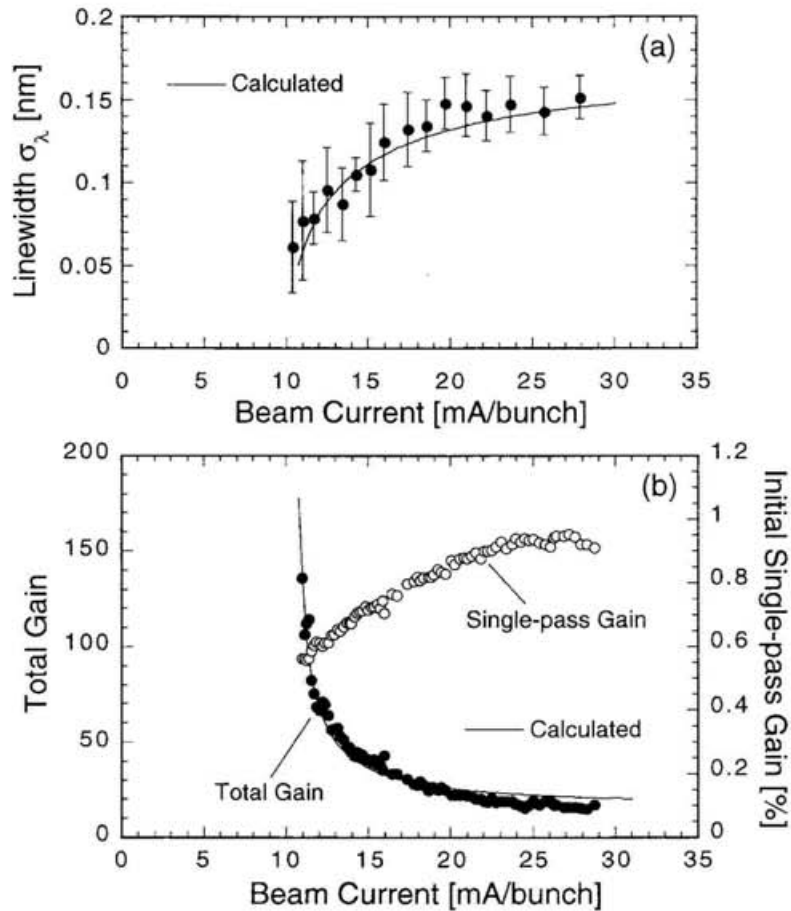


Fig.4-11 (a)利得スイッチ発振における線幅のビーム電流依存性。(b)マクロパルスの時間変化から求めた利得とTotal gainのビーム電流依存性。実線は本文に示した計算によるものである。

Fig.4-11(a)は利得スイッチ発振においてビーム電流の減衰とともに測定されたレーザー光の線幅である。(b)はフォトダイオードで同時に測定したマクロパルスの時間変化から利得とTotal gainを求めたものである。また、(a)、(b)に引かれた実線はそれぞれ(4-12)式と(4-16)式を用いて計算した線幅とTotal gainであり、測定結果と良く一致している。ビーム電流が高い領域においてTotal gainの測定値が計算値を下回っているのは、利得が高くバンチ長も長いことから利得スイッチが完全に切れた状態になっておらず、FEL発振開始前の光共振器中に蓄えられた自然放射光強度が前述した見積よりも大きくなっているために、レーザー光が予想よりも早く飽和した可能性が大きいと思われる。ビーム電流の減衰にともなって利得

は減少するものの、レーザー光が飽和するまでの相互作用回数が増加した結果逆にTotal gainは増大し、線幅は狭くなることが明らかとなった。

Fig.4-12は利得スイッチ発振においてビーム電流の減衰にしたがって測定したマイクロパルスとマクロパルス構造を同時に表す2軸掃引ストリーク像と高速掃引軸方向に射影したマクロパルスのピーク付近におけるマイクロパルスの時間分布を示したものである。パルス幅はビーム電流が減衰するにつれて狭くなり、時間分布の形状も滑らかになってく様子は線幅の場合と同様である。Fig.4-13はビーム電流の減衰とともに測定した利得スイッチ発振におけるパルス幅と(4-16)式で表されるgain narrowing factorにより計算された値を比較したものであり、測定値と計算値は良い一致を示している。

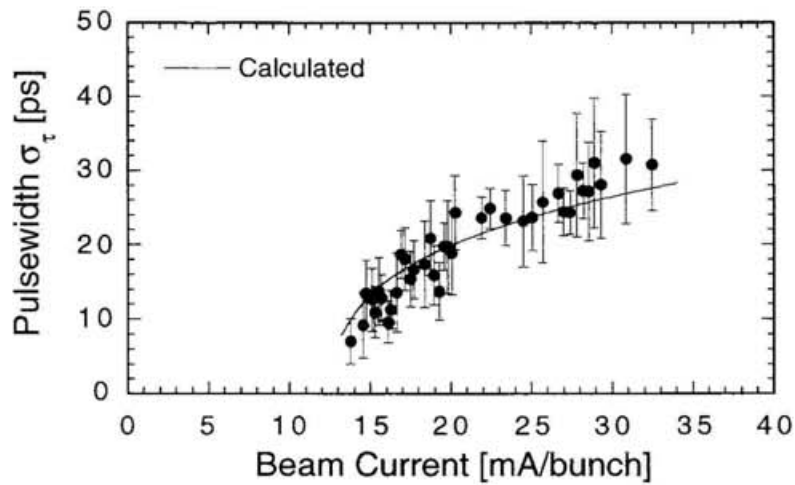


Fig.4-13 利得スイッチ発振で測定されたパルス幅のビーム電流依存性。実線は本文に示した計算によるものである。

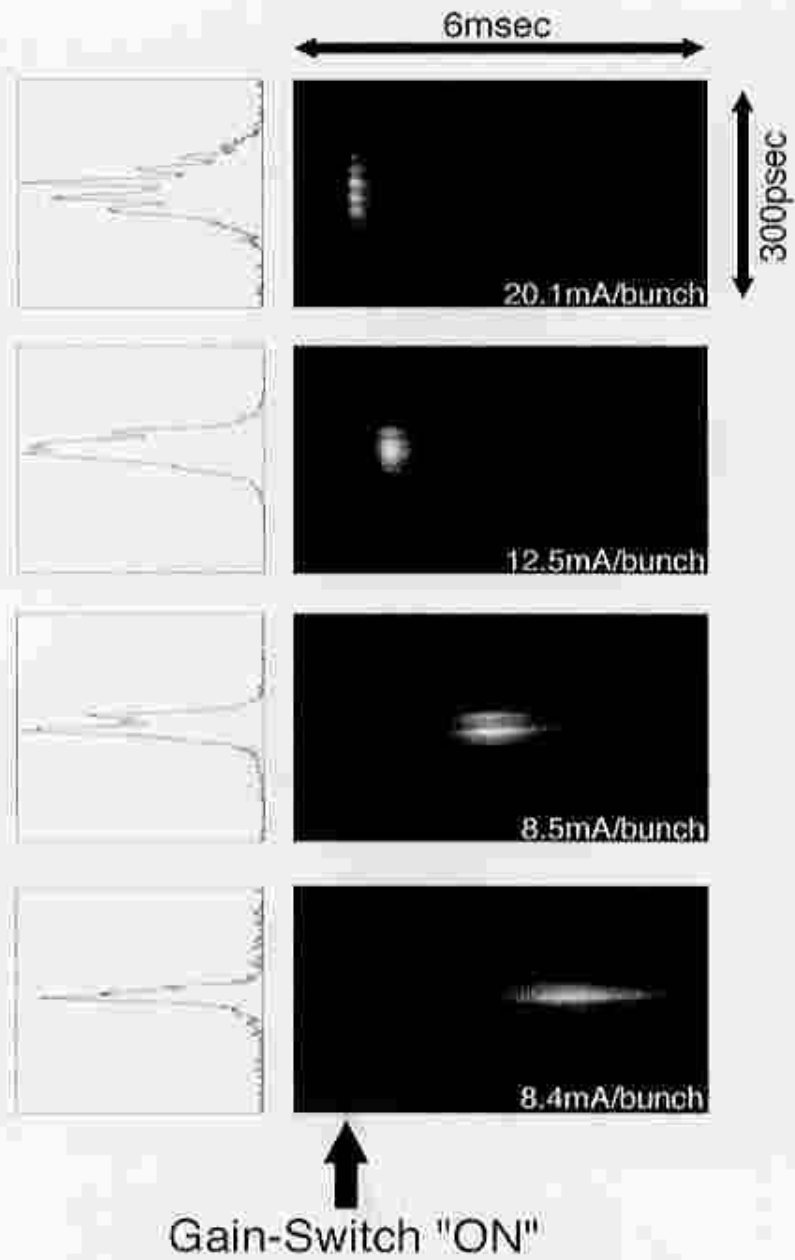


Fig.4-12 利得スイッチ発振における2軸掃引ストリーク像(右)のビーム電流依存性。左はマクロパルスのピーク付近におけるマイクロパルスの時間分布である。

§ 4.6.2 自然発振

自然発振の最良同期条件下においてビーム電流の減衰とともに測定されたレーザー光の線幅をFig.4-14に示す。利得スイッチ発振の場合と同様にビーム電流が減衰するにつれてレーザー光の線幅は減少したものの、利得スイッチ発振の場合に比べるとビーム電流に対する線幅の依存性は緩やかであった。UVSOR-FELにおいて電子バンチとレーザーパルスが同期した場合に現れる周期的パルス発振の状態では利得スイッチ発振の場合と違ってFEL発振の開始時点が不明瞭であり、利得も時間とともに周期的に変化している。そこで、光共振器の損失を上回った利得の平均値を以下のように考慮することで、Fig.4-14に示した測定結果を定量的に説明する。

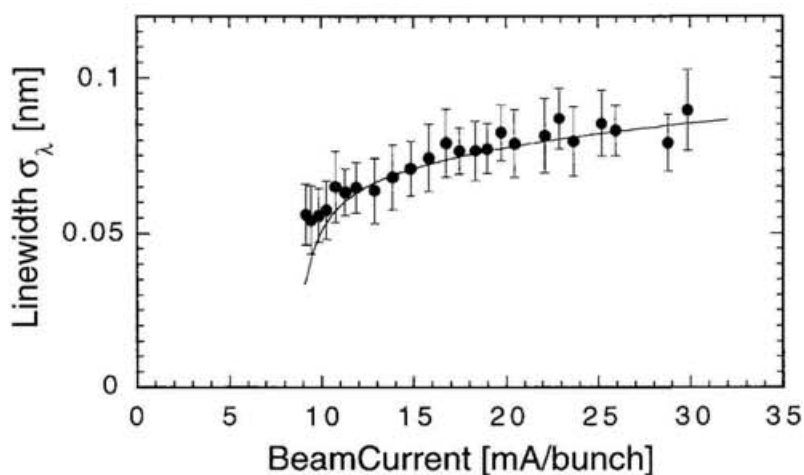


Fig.4-14 自然発振において測定された線幅のビーム電流依存性。
実線はGain narrowingによる計算結果である。

周期的パルス発振における電子バンチのエネルギー広がり、FEL増幅によるエネルギー広がりの増大と放射減衰が釣り合う理想的な平衡状態でのエネルギー広がり $\sigma_{\gamma eq}$ の回りを振動している。Fig.4-15において影をつけた領域では放射減衰によりエネルギー広がりが $\sigma_{\gamma eq}$ から減少し、利得が光共振器の損失を上回って

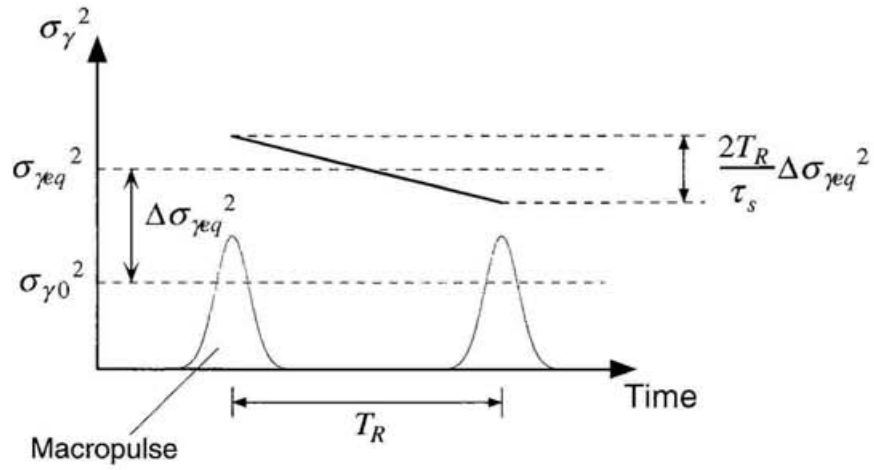


Fig.4-15 周期的パルス発振におけるエネルギー広がりの変時間変化

FEL発振が可能な状態になっていると見なせる。 $\sigma_{\gamma eq}^2$ からのエネルギー広がり
の減少分を時間的に平均して $\langle \Delta \sigma_{\gamma}^2 \rangle$ で表すことにする。マクロパルスの周期を
 T_R とおくと T_R はシンクロトロン振動の減衰時間に比べて十分に短いので、この
 $\langle \Delta \sigma_{\gamma}^2 \rangle$ は近似的に次式で計算することができる。

$$\langle \Delta \sigma_{\gamma}^2 \rangle \approx \left(\frac{2T_R}{\tau_s} \Delta \sigma_{\gamma eq}^2 \right) \times \frac{1}{2} \times \frac{1}{2} \quad (4-18)$$

この領域における利得の平均値 $\langle g_0 \rangle$ は(4-12)式の $\sigma_{\gamma 0}$ を $\sigma_{\gamma eq}$ で置き換えて次式
で表すことができる。

$$\langle g_0 \rangle = \alpha_L \left(1 + \frac{1}{2\sigma_{\gamma eq}^2} + 8\pi^2 (N_u + N_d)^2 \right) \langle \Delta \sigma_{\gamma}^2 \rangle \quad (4-19)$$

レーザー光のエネルギーには前章で示した測定結果を踏まえてRenieri Limitを用い
ることになると、自然発振におけるgain narrowing factor f_{gn} は次式で与えられる。

$$f_{gn} = \left(\frac{\langle g_0 \rangle}{\langle g_0 \rangle - \alpha_L} \ln \left(\frac{F_{eq}}{S_0} \right) \right)^{-1/2} \quad (4-20)$$

UVSOR-FELにおける自然発振のレーザー出力はRenieri Limitに達していないが、レーザー光と自然放射エネルギーの比 F_{eq}/S_0 は非常に大きく、この値にふくまれる誤差は対数をとると小さくなるので、前節で示した利得スイッチ発振における gain narrowing factor の計算結果が測定値と良く一致していたことから明らかなように、レーザー光の出力には大まかな値を用いても何ら問題はない。

Fig.4-14に示した実線はこれらの式を用いて計算された線幅のビーム電流依存性であり、測定結果と良く一致している。また、Fig.4-16は自然発振の最良同期条件下においてビーム電流の減衰とともに測定されたパルス幅の変化を示している。実線は理想的な平衡状態での伸長したバンチ長に(4-20)式で表される gain narrowing factor を掛けて得られた値であり、測定値のバラツキの範囲内で良く一致している。

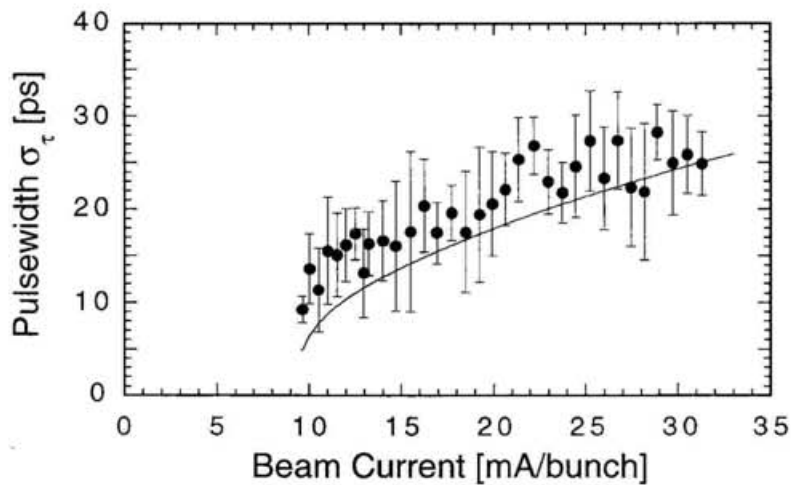


Fig.4-16 自然発振で測定されたパルス幅のビーム電流依存性。実線はGain narrowingによる計算結果である。

§ 4.7 自然発振における線幅の離調特性

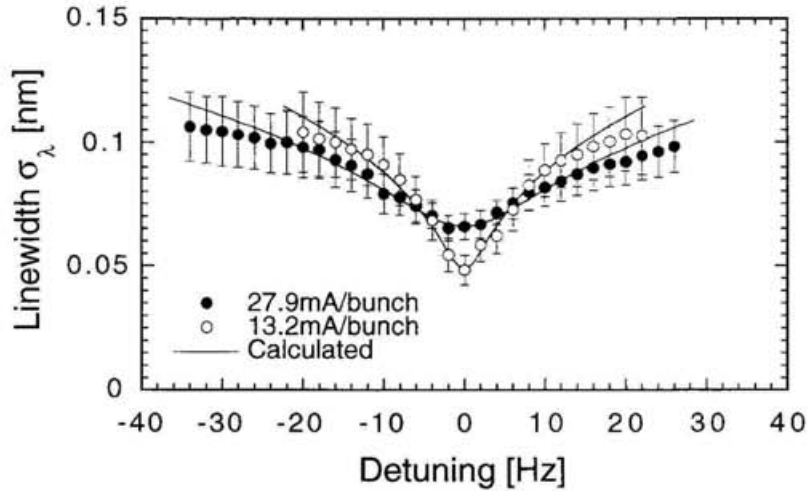


Fig.4-17 可視域の自然発振で測定された離調と線幅の関係

電子バンチとレーザーパルスの同期のずれに対して測定された自然発振におけるレーザー光の線幅はFig.4-17のように変化し、同期のずれが増加するにつれて線幅は広くなった。同期のずれによるレーザー出力の減少はgain narrowing factorの増加をもたらすとしてFig.4-17に示した測定結果を定性的に説明することは可能である。ここでは以下に示す単純な計算と測定結果を比較することにより、SRFELにおける線幅の離調特性を定量的に議論する。

レーザーパルスが光共振器を一往復する間の電子バンチに対する時間的なずれを $\Delta\tau$ とすると、 $\Delta\tau$ がある場合のレーザーエネルギーの増幅過程は最も単純に次式で表される。

$$\frac{dF}{dn} = \left(g_0 \exp \left[-\frac{(\Delta\tau n)^2}{2\sigma_b^2} \right] - \alpha_L \right) F \quad (4-21)$$

この方程式をそのまま積分して得られる解は複雑になるので、ここではSRFELにおける線幅の離調特性を明確にするために、電子バンチのピーク付近における利得の時間分布を放物線で近似して(4-21)式を次のように書き換える。

$$\frac{dF}{dn} \approx \left(g_0 \left\{ 1 - \frac{(\Delta \tau)^2}{2\sigma_b^2} \right\} - \alpha_L \right) F \quad (4-22)$$

レーザー光が電子バンチと相互作用した回数を n_s 、 $n=0$ においてレーザーエネルギーが F であったとすると、

$$S_0 = F \exp \left[(g_0 - \alpha_L) n_s - \frac{g_0 (\Delta \tau)^2}{6\sigma_b^2} n_s^3 \right] \quad (4-23)$$

が得られる。 n_s の大きさが分かれば gain narrowing factor を計算することができる。そこで、(4-23)式から次に示す n_s に関する 3 次方程式を得る。

$$n_s^3 - \frac{6\sigma_b^2 (g_0 - \alpha_L)}{g_0 (\Delta \tau)^2} n_s - \ln \left(\frac{F}{S_0} \right) \frac{6\sigma_b^2}{g_0 (\Delta \tau)^2} = 0 \quad (4-24)$$

この方程式の厳密解（実数）は

$$q = - \frac{2\sigma_b^2 (g_0 - \alpha_L)}{g_0 (\Delta \tau)^2}$$

$$r = \ln \left(\frac{F}{S_0} \right) \frac{3\sigma_b^2}{g_0 (\Delta \tau)^2}$$

$$s_1 = (r + (q^3 + r^2)^{1/2})^{1/3}$$

$$s_2 = (r - (q^3 + r^2)^{1/2})^{1/3}$$

$$n_s = s_1 + s_2$$

で与えられる。 r には非常に大きな値となる F/S_0 の対数を含んでいる一方で、 q は連続的発振において小さな値となる $(g_0 - \alpha_L)$ に比例することから q^3 の項は r^2 に比べて無視することができる。したがって、最終的な(4-24)式の解は近似的に

$$n_s \approx \left[\ln \left(\frac{F}{S_0} \right) \frac{6\sigma_b^2}{g_0 (\Delta \tau)^2} \right]^{1/3} \quad (4-25)$$

となり、gain narrowing factorは次のように表される。

$$\sqrt{\frac{1}{g_0 n_s}} \approx \left[6 \ln \left(\frac{F}{S_0} \right) \right]^{-1/6} \left[\frac{\Delta \tau}{\alpha_L \sigma_b} \right]^{1/3} \quad (4-26)$$

なお、自然発振の場合には電子バンチの加熱により利得が低下した状態になっているので、上式では利得 g_0 を光共振器の損失 α_L で近似している。増幅されたレーザー光のエネルギーが分かれば(4-26)式を計算することができるが、Table 4-1に示すように $\left[6 \ln(F/S_0) \right]^{-1/6}$ の値を正確に求めることには意味がない。この値はレーザー発振していない場合に相当する $F/S_0 = 10^3$ から Renieri Limit を越える $F/S_0 = 10^7$ の範囲においてほぼ一定とみなすことができるので、ここでは $\left[6 \ln(F/S_0) \right]^{-1/6}$ の代表値としてこの範囲内における平均値0.5を用いることにする。これにより最大6%程度の誤差が見込まれるが、線幅の測定結果を議論する上では十分な精度である。

Table 4-1 F/S_0 と $\left[6 \ln(F/S_0) \right]^{-1/6}$ の関係

F/S_0	$\left[6 \ln(F/S_0) \right]^{-1/6}$
10^3	0.538
10^4	0.512
10^5	0.494
10^6	0.479
10^7	0.467

(4-26)式において $\Delta \tau = 0$ とした同期のずれが全くない理想的な状況では、gain narrowing factorが0となり、レーザーパルスがFourier限界に達するまで線幅は狭くなり続ける。UVSOR-FELにおける自然発振の場合には何らかの不安定性によりレー

レーザーパルスと電子バンチとの同期性が常に損なわれている。そこで、主加速周波数のずれによる離調 $\Delta\tau$ に加え、振動などの外乱等による同期のずれを $\Delta\tau_0$ で表すことにすると(4-26)式は次のように書き換えられる。

$$\sqrt{\frac{1}{g_0 n_s}} \approx 0.5 \left[\frac{\sqrt{(\Delta\tau)^2 + (\Delta\tau_0)^2}}{\alpha_L \sigma_b} \right]^{1/3} \quad (4-27)$$

Fig.4-17に示した実線は(4-27)式から計算されるgain narrowing factorを光クライストロンの利得帯域幅に掛けて得られた曲線である。なお、バンチ長 σ_b には(3-18)式から計算される伸長したバンチ長を用いている。また、 $\Delta\tau_0$ の大きさは正確に分からないので、ここでは $\Delta\tau = 0$ として最良同期条件下で測定された線幅から逆に $\Delta\tau_0$ の値を決めることにした。離調が大きい領域において計算値が測定値よりも大きくなっているのはGauss分布を放物線で近似しているためと思われる。レーザーパルスが最もFourier限界に近づく発振しきい電流付近(13.2mA/bunch)で測定された線幅から(4-27)式を使って求めた $\Delta\tau_0$ の大きさは 1.7×10^{-15} sであった。これは主加速周波数のずれにして1.7Hzに相当するが、この量は前章で述べた2軸掃引ストリーク像から求めた不安定性による同期のずれとほぼ一致するものである。

§ 4.8 Fourier限界パルス

Two-color experimentsなどでSRFELを利用する立場からすると、レーザーパルスは与えられたスペクトル分布の中でパルス幅が最短となっており、逆に言うならば、同一のパルス幅としては最も狭いスペクトル幅をもつFourier限界パルスであることが時間分解能や波長分解能の点で有利である。

周波数で表現したレーザーパルスの線幅を $\Delta\nu$ (FWHM)、パルス幅を $\Delta\tau$ (FWHM) とすると、Fourier限界パルスでは時間帯域幅積に対して

$$\Delta\nu\Delta\tau = k \quad (4-28)$$

の関係が成り立っている。ここで、 k は1のオーダーの定数であり、レーザーパルスの時間的な形状に依存する。代表的な形状としてGauss分布の場合 $k = 0.441$ 、 sech^2 型の場合 $k = 0.315$ であることが理論的に示されている[17]。(4-28)式から明らかなように、Fourier限界パルスではパルス幅が短くなるほど線幅は広がり、逆に線幅が狭くなるほどパルス幅は長くなる。UVSOR-FELの場合、利得スイッチ発振と自然発振のいずれにおいても線幅とパルス幅の両方がビーム電流の減少とともに狭くなっているためUVSOR-FELのレーザーパルスはFourier限界に達していない。

Fig.4-18はUVSOR-FELの利得スイッチ発振で測定されたTotal gainを使って線幅とパルス幅の関係を計算したものである。影をつけた部分は中心波長が470nmのレーザーパルスにおけるFourier限界を示している。

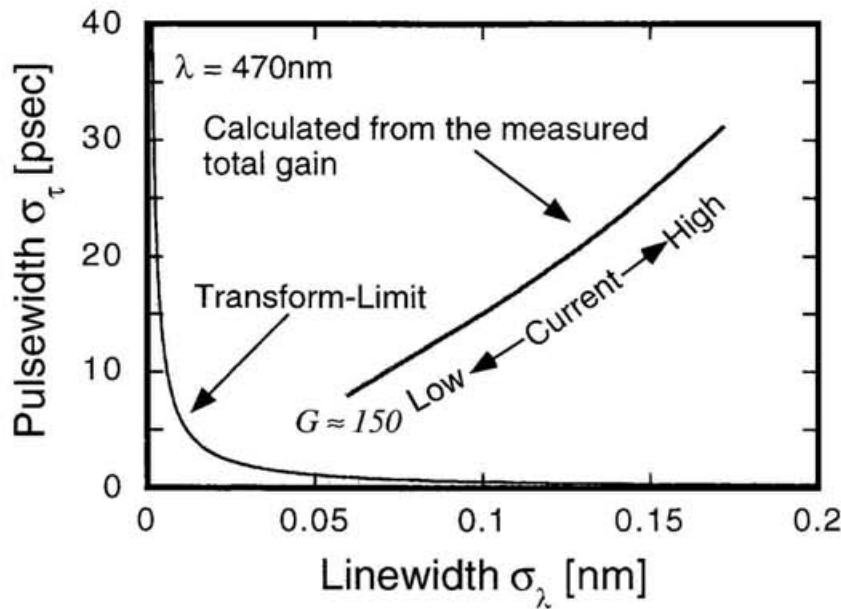


Fig.4-18 可視域の利得スイッチ発振における線幅とパルス幅の関係。影をつけた領域はフーリエ限界を示している。

UVSOR-FELにおいてFourier限界パルスを得るために必要なTotal gainの大きさを見積もってみる。ここでは、SRFELの利得分布を時間領域・波長領域ともにGauss分布で近似することにし、それらの標準偏差を $\sigma_{\tau 0}$ 、 $\sigma_{\lambda 0}$ とする。 Δv を波長に換算すると $\Delta\lambda(c/\lambda_0^2)$ で表され、Gain narrowing factorは $\sqrt{1/G}$ であることからFourier限界における時間帯域幅積は G を用いて次のように書き直すことができる。

$$\frac{\sigma_{\tau 0}\sigma_{\lambda 0}}{G} \frac{c}{\lambda_0^2} = \frac{k}{(2\sqrt{2\ln 2})^2} \quad (4-29)$$

光クライストロンの利得帯域幅は(4-17)式で与えられる。 $\sigma_{\tau 0}$ と $\sigma_{\lambda 0}$ としてUVSOR-FELにおける代表的な値 $\sigma_{\tau 0} \approx 100$ ps、 $N_d \approx 100$ を用いることにすると、中心波長470nmのレーザーパルスがFourier限界に達するのに必要な G の大きさは(4-17)式と(4-29)式から約3700となる。ミラーの反射率が劣化した光共振器の損失を0.5%とすると、 $G \approx 3700$ という値は66msにも及ぶ理想的な定常増幅が行われなければならないことに相当する。前章で述べたようにUVSOR-FELでは振動等の外乱によるものと想像される不安定性から定常発振が得られず、測定された線幅やパルス幅はFourier限界に達してしない。Super-ACOではDissectorと呼ばれる空間サンプリングスリットを内蔵したストリーク管に似た構造をもつ検出器を用いて電子バンチとレーザーパルスの同期のずれを検出し、主加速周波数に対してこのずれを戻すように帰還制御をかけることでSRFELの安定化を行っている[18]。ただし、この方法でも電子バンチとレーザーパルスの同期ジッターが完全になくなるまでには至っておらず、最良同期条件下で得られる連続的発振においてレーザーパルスの時間帯域幅積はFourier限界パルスの約20倍になっている[2]。SRFELでFourier限界パルスを得るには光共振器と加速器を高安定化した上で、さらに効果的に同期ジッターを少なくする帰還制御の方法や光共振器中に波長選択素子を挿入して帯域制限を行う方法[19]などを検討する必要がある。

§ 4.9 むすび

利得スイッチ発振及び自然発振におけるSRFELの線幅およびパルス幅を測定し、これらの測定結果をGain narrowingの観点から考察した。

(1) エタロンの角度分散と2軸掃引ストリークカメラの水平軸掃引機能を組み合わせて、レーザー光のスペクトル分布を時間分解測定した。自然発振及び利得スイッチ発振のいずれにおいてもSRFELのスペクトル分布には内部構造があることを初めて示した。

(2) 利得スイッチ発振における線幅とパルス幅の両方ともにビーム電流の減衰とともに狭くなることが明らかとなった。ビーム電流の減少に伴って利得が小さくなるものの、飽和に至るまでの相互作用回数が増加した結果逆にTotal gainは増大し、線幅とパルス幅が狭くなることが明らかとなった。

(3) 自然発振における線幅の離調特性を測定した。線幅は同期のずれの1/3乗に概ね比例することを理論的、実験的に明らかにした。

以上の結果を踏まえて、SRFELでFourier限界パルスを得るための条件を検討した。

(4) SRFELにおいてFourier限界パルスを実現するには100ms近くに及ぶ安定な定常増幅が必要であることを示した。

参考文献

- [1] M. E. Couprie, R. Bakker, D. Garzella, L. Nahn, M. Marsi, F. Merola, T. Hara and M. Billardon, Nucl. Instr. and Meth. A 375 (1996) 639.
- [2] T. Hara, M. E. Couprie, A. Delboulbe, D. Garzella, L. Nahon and M. Billardon, Nucl. Instr. and Meth. A 358 (1995) 341.
- [3] T. Hara, M. E. Couprie and M. Billardon, Nucl. Instr. and Meth. A 375

- (1996) 67.
- [4] V. N. Litvinenko and N. A. Vinokurov, Nucl. Instr. and Meth. A 304 (1991) 66.
 - [5] G. Dattoli, A. Marino, A. Renieri and F. Romanelli, IEEE J. Quantum Electron. QE-17 (1981) 1371.
 - [6] P. Elleaume, IEEE J. Quantum Electron. QE-21 (1985) 1012.
 - [7] A. E. Siegman, Lasers (University Science Books).
 - [8] David F. Hotz, Appl. Opt. 4 (1965) 527.
 - [9] L. W. Casperson and A. Yariv, IEEE J. Quantum Electron. QE-8 (1972) 80.
 - [10] Kwang-Je Kim, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2746.
 - [11] Kwang-Je Kim, Nucl. Instr. and Meth. A 304 (1991) 458.
 - [12] J. L. Horner, Appl. Opt. 28 (1989) 1047.
 - [13] W. L. Barr and A. L. Gardner, J. Opt. Soc. Am. 51 (1961) 1400.
 - [14] G. G. Shepherd, C. W. Lake, J. R. Miiller and L. L. Cogger, Appl. Opt. 4 (1965) 267.
 - [15] A. Ludmirsky, C. Cohen and Yu. Kagan, Appl. opt. 18 (1979) 545.
 - [16] R. N. Shagam, SPIE vol. 972 (1988) 230.
 - [17] 矢島達夫編、「超高速光技術」 (丸善、1990)
 - [18] M. E. Couprie, D. Garzella, T. Hara, J. H. Codarbox and M. Billadon, Nucl. Instr. and Meth. A 358 (1995) 374.
 - [19] M. E. Couprie, N. G. Gavrilov, G. N. Kulipanov, V. N. Litvinenko, I. V. Pinaev, V. M. Popik, A. N. Skrinisky and N. A. Vinokurov, Nucl. Instr. and Meth. A 304 (1991) 47.

第5章 紫外域高反射率誘電体多層膜ミラーの開発 とUVSOR-FELの短波長化

光誘起化学反応や合成、表面処理、精密光加工などにレーザー光を応用する場合、レーザー波長は1光子当たりのエネルギーが高くなる短波長であることが望まれる。FELは利得媒質を用いないので、原理的には発振波長域に制限はない。しかしながら、短波長域ではFELの利得と共振器ミラーの反射率が共に減少するので、FEL発振を得ることが困難になってくる。これまでにFEL発振で得られた最短波長は、1989年にロシアのストレージリングVEPP-3で達成された240nmである[1]。この発振では、約7mにおよぶ長い光クライストロンが挿入された専用のバイパスをリングに設置することで短波長域における利得の増大が図られた。Stanford大学にある全長3kmに及ぶ線形加速器[2]やドイツのDESYで建設中のTTF[3]では共振器ミラーを必要としないSASEを利用してX線領域のFELを発生させる計画もあるが、いずれの計画でも数十m以上に及ぶアンジュレーターが必要とされているなど、技術的な面において大きな困難が予想される。

UVSORでは1993年に波長300nmにおいてFEL発振が実現し、紫外域に短波長化された。本章では、UVSOR-FELをさらに短波長化する上で重要な役割を担う紫外域高反射率誘電体多層膜ミラーの開発について議論する。挿入光源が利用できるUVSORの直線部の長さは約2mに限られており、この長さの光クライストロンから得られる利得は非常に小さいので、紫外域でFEL発振を実現するためには高反射率のミラーを確保することが重要な鍵である。300nm以下の波長では、光子エネルギーの大きさが多層膜ミラーに使われる高屈折率材料のバンドギャップに近づくことにより吸収が増加する紫外特有の問題が発生する。したがって、短波長域における多層膜ミラーで高反射率を得るには表面粗さや不純物に関する薄膜の質に対して厳しい要求が課せられる。本章ではまず、薄膜の蒸着方法を適切に選択することにより、薄膜の表面粗さや不純物による吸収が低減可能であることを示し、誘電体多層膜ミラーにおける低損失化の方向性を定める。次に、発振波長の目標を270nmに設定し、短波長化に伴う共振器損失の増大を克服する一つの手段として電子エネルギーを減少させることによる利得の増大と発振実験結果について

述べる。

§ 5.1 誘電体多層膜ミラー

§ 5.1.1 誘電体多層膜ミラーの概要

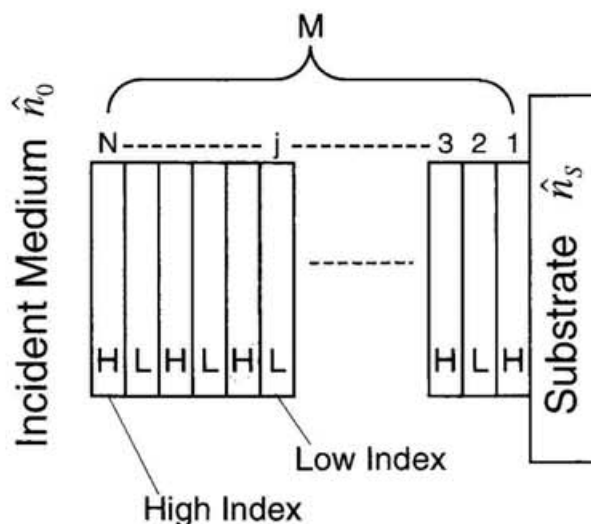


Fig.5-1 誘電体多層膜ミラーの構造

誘電体多層膜ミラーは、Fig.5-1に示したように高屈折率 n_H （厚さ d_H ）と低屈折率 n_L （厚さ d_L ）の誘電体薄膜を交互に積層したものであり、それらの光学的厚さ（ $n_H d_H$ 、 $n_L d_L$ ）は入射光波長の $1/4$ に等しくなっている。高屈折率から低屈折率に入射する境界での反射光は同位相となるが、低屈折率から高屈折率に入射する境界での反射光は位相が反転する。したがって、各薄膜の境界面で生じる反射の位相はすべて揃うので、多重干渉の結果総合的に高い反射率が得られる。

誘電体多層膜の反射率は2種類の材質の屈折率差が大きいほど、また、薄膜の層数が増えるほど高くなるが、現実には薄膜中の吸収や表面粗さに依存した散乱により制限される。可視域では99.9%以上の反射率をもつミラーが比較的容易に入手でき、FEL発振を実現する上で反射率が問題となることは少ないが、紫外領

域になると光学材料の吸収が増加してくるので、高い反射率を得ることが困難になる。

紫外域において実現可能な多層膜ミラーの最大反射率を評価するために、ここでは誘電体多層膜の反射率を計算する方法について述べる。薄膜の吸収は屈折率に複素数を導入することで表現され、この複素屈折率 \hat{n} は

$$\hat{n} = n - ik \quad (5-1)$$

と書かれる。複素屈折率の虚部 (k) は消衰係数と呼ばれる。多層膜の各層は2行2列の特性行列で表される[4, 5]。波長 λ の光がミラーに対し垂直入射する場合、 j 番目の単層膜に対する特性行列を M_j とすれば、

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos \hat{\theta} & \frac{i}{\hat{n}} \sin \hat{\theta} \\ i\hat{n} \sin \hat{\theta} & \cos \hat{\theta} \end{pmatrix} \quad (5-2)$$

で与えられる。ここで

$$\hat{\theta} = \frac{2\pi}{\lambda} \hat{n}d \quad (5-3)$$

であり、 d は膜厚を示す。多層膜全体の特性行列 M は、各層に対する特性行列の積で表される。

$$M = \prod_{j=1}^N M_j = \begin{pmatrix} \hat{m}_{11} & \hat{m}_{12} \\ \hat{m}_{21} & \hat{m}_{22} \end{pmatrix} \quad (5-4)$$

この多層膜で得られる反射率 R と透過率 T は特性行列 M の要素を用いて次のように表される。

$$R = \left| \frac{(\hat{m}_{11} + i\hat{m}_{12}\hat{n}_s)\hat{n}_0 - (i\hat{m}_{21} + \hat{m}_{22}\hat{n}_s)}{(\hat{m}_{11} + i\hat{m}_{12}\hat{n}_s)\hat{n}_0 + (i\hat{m}_{21} + \hat{m}_{22}\hat{n}_s)} \right|^2 \quad (5-5)$$

$$T = \left| \frac{2\hat{n}_0}{(\hat{m}_{11} + i\hat{m}_{12}\hat{n}_s)\hat{n}_0 + (i\hat{m}_{21} + \hat{m}_{22}\hat{n}_s)} \right|^2 \quad (5-6)$$

ここで、 \hat{n}_0 と \hat{n}_s はそれぞれ入射媒質と基板の複素屈折率を表す。無限の層数をもつ多層膜に対し、反射率が最大となる波長における(5-5)式の極限值 R_u は Koppelmanにより求められており (Koppelman limit)、次式で与えられる[6]。

$$R_u = 1 - 2\pi \frac{k_L + k_H}{n_H^2 - n_L^2} \quad (5-7)$$

ここで、 $n_H - ik_H$ と $n_L - ik_L$ はそれぞれ高屈折率材と低屈折率材の光学定数である。

紫外域では1光子あたりのエネルギーが高くなるので、この波長域で透過性を示す光学材料は多くはない。紫外域で用いられる透明な光学材をFig.5-2に示す。

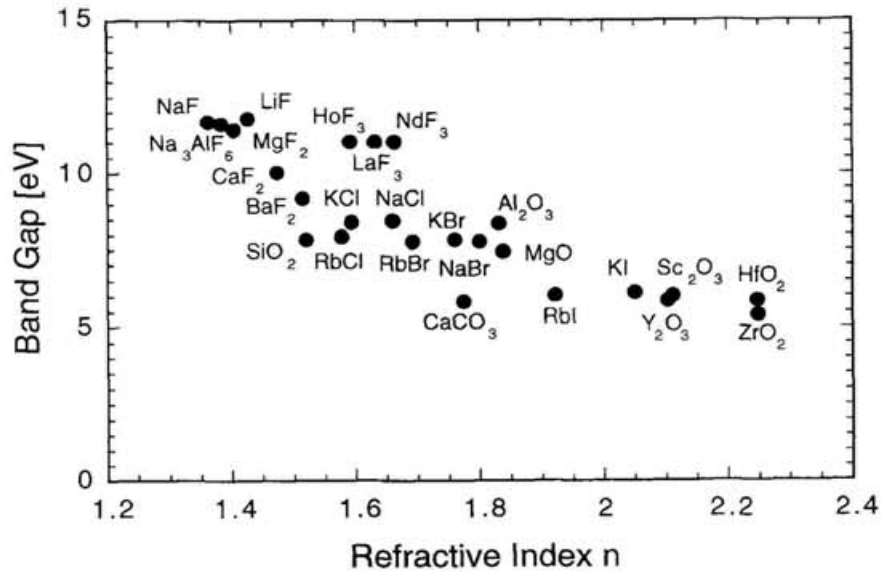


Fig.5-2 紫外域における透過光学材料の屈折率とバンドギャップの関係

屈折率の大きさは波長や蒸着条件に依存するので、Fig.5-2の屈折率には紫外域における代表的な値を用いている[7,8,9]。(5-7)式から明らかなように、誘電体多層膜で高反射率を得るためには、屈折率差が大きくなるような高屈折率材と低屈折率材の選択が行われる。紫外域における高反射率ミラーの膜構成には、 HfO_2 と SiO_2 の組み合わせが広く用いられている[10]。UVSOR-FELでは光共振器用の多層膜ミラーとしてこれらの膜材で蒸着されたミラーを採用している。 ZrO_2 の屈折率は HfO_2 の屈折率とほぼ同じであるが、 ZrO_2 薄膜は強い不均質性を示すので、低損失が要求させる用途には向いていない。

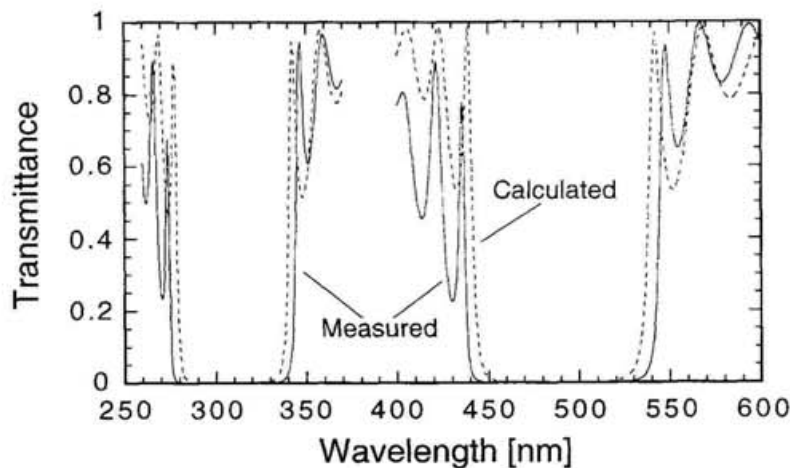


Fig.5-3 分光光度計で測定された $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ 多層膜ミラーの透過率分布（実線）と数値計算で得られた透過率分布（点線）の比較

Fig.5-3は発振実験で使われた $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ ミラーの透過率分布と、Starkeらが測定した HfO_2 の屈折率分散[11]を用いて(5-4)、(5-6)式を直接数値計算することにより得られた透過率曲線を比較したものである。計算上の反射帯域は実際のミラーのそれよりもわずかに狭くなったが、両者の全体的な形状は良く一致している。反射帯域の違いは屈折率比のわずか数%の違いによるものである。なお、計算では SiO_2 の消衰係数は非常に小さく、無視できるものと仮定している[12]。

屈折率の比 n_H/n_L を大きくすることは、単一境界での反射率（Fresnel係数）が高くなるので全層数が少なくて済み、表面粗さに基づく散乱損失を低減させる上

で有利である。計算例として波長300nmにおける $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ 多層膜の層数とミラー損失 $(1-R)$ の関係をFig.5-4示す。この波長付近における $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ 多層膜の反射率は約30層で飽和することが分かる。実際にUVSOR-FELの300nm発振で使用された $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ ミラーは31層で成膜されている。Fig.5-4には膜の層数と透過率の関係も示してある。透過率は層数の増加とともに指数関数的に減少する一方であり、反射率が飽和する層数を越えてさらに薄膜を追加することはFELパワーの共振器外への取り出しを制限する。

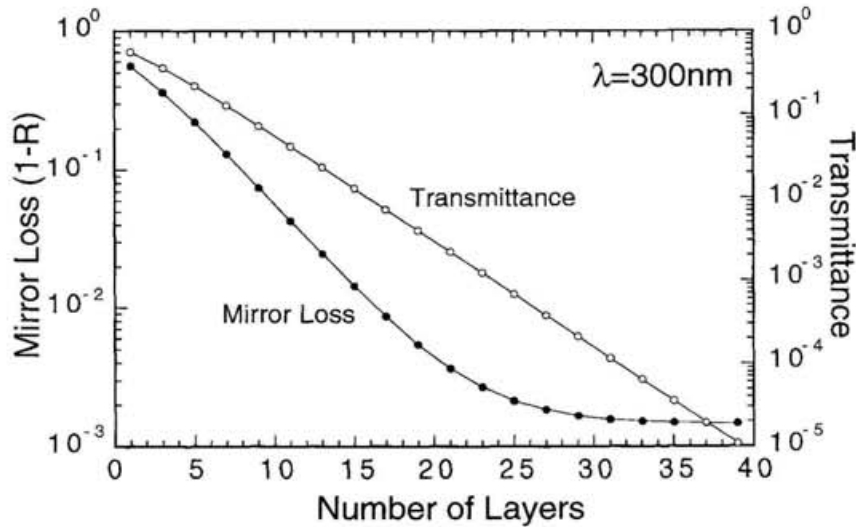


Fig.5-4 $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ 多層膜ミラーにおける薄膜の層数と損失および透過率の関係

§ 5.1.2 蒸着方法による反射率の違い

誘電体多層膜ミラーの反射率を決める薄膜の屈折率や消衰係数はその蒸着方法に大きく依存する。誘電体多層膜ミラーの蒸着には、主に電子ビーム蒸着 (e-Beam Evaporation: EBE) とイオンビームスパッタリング (Ion Beam Sputtering: IBS) の2つの方法が用いられる。

EBE・・・蒸着物質を陽極にして陰極フィラメントから飛び出した電子を数kV

にまで加速させ、集中電極を通して蒸着物質に衝突させる。電子の運動エネルギーは熱に変えられ、局所的な加熱を受けた蒸着物質は蒸発されて基板に付着する。

IBS・・・アルゴンやキセノンなどのイオンビームをターゲット（蒸着物質）に照射して固体表面近傍のターゲット物質を叩き出す。この叩き出された粒子が基板上に堆積する。

これらの蒸着方法の違いが薄膜の光学定数に現れる例として、Starkeらが測定した HfO_2 単層膜の光学定数の波長依存性をFig.5-5に示す[11]。彼らは高強度エキシマレーザーに対する紫外域誘電体多層膜の高耐力化を目的として、EBEとIBSの違いが薄膜の消衰係数に及ぼす影響を調べた。

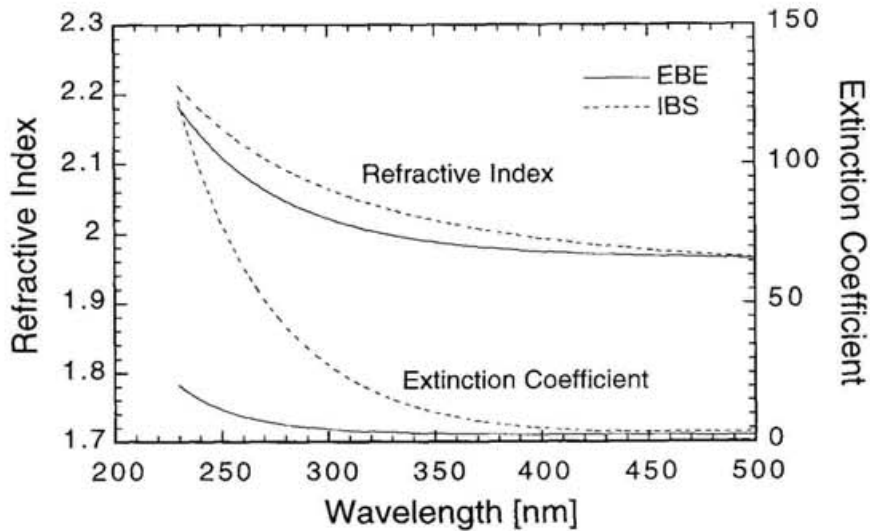


Fig.5-5 EBEとIBSで蒸着された HfO_2 単層膜の屈折率と消衰係数の比較 [11]

EBEとIBSによる方法で蒸着された HfO_2 薄膜の屈折率には両者の間で大きな違いはない。しかしながら、消衰係数については特に紫外域において顕著な差が見受けられ、IBSで蒸着された HfO_2 薄膜の消衰係数はEBEに比べて5~20倍の値を示した。この理由としてStarkeらは、

- (1)ターゲット物質で反射された高いエネルギーをもつイオンが基板や薄膜の表

面に損傷を与えること

(2)IBSで成膜されたHfO₂薄膜にはイオン銃やneutralizerから飛来した不純物が多く含まれていること

の2つを挙げている。

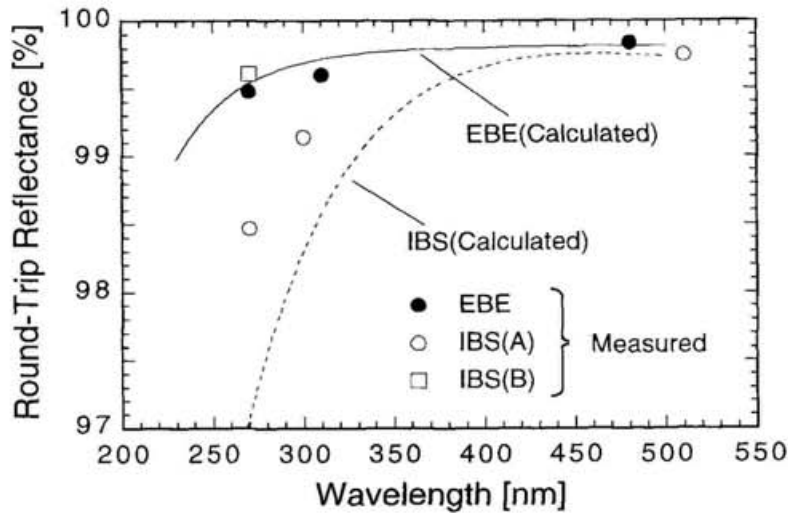


Fig.5-6 UVSOR-FELで測定されたHfO₂/SiO₂ミラーの反射率。縦軸は1往復当たりの反射率を表す。実線と点線は数値計算で得られた最大反射率を示す。

Fig.5-6はUVSOR-FELで測定された500nmから270nmの範囲におけるHfO₂/SiO₂ミラーの最大反射率をまとめたものである。また、Fig.5-6に引かれた実線と点線はそれぞれ、Fig.5-5に示したEBEとIBSによるHfO₂薄膜の光学定数と(5-5)式を用いて数値計算により得られた最大反射率である。

測定されたすべてのミラーの石英基板にはいわゆるスーパーポリッシュ基板とよばれるものが用いられており、表面粗さは約0.1nm (rms) である。波長 λ の光が垂直入射する場合、表面粗さ σ に起因する全散乱量 *TIS* (Total Integrated Scattering) は

$$TIS = 1 - \exp\left[-(4\pi\sigma/\lambda)^2\right] \quad (5-8)$$

で与えられる[13]。波長270nmを例にとると、 $TIS \approx 20\text{ppm}$ と予想されるので、基板の表面粗さに基づく反射率の低下は極力抑えられている。EBEで蒸着されたすべてのミラー（EBEミラーと呼ぶことにする）は国内のメーカーで成膜された。IBSを用いて成膜されたミラー（IBSミラーと呼ぶことにする）は海外および国内の2つのメーカーに依頼して製造されたもので、それぞれ(A)と(B)で区別した。EBEミラーの反射率の測定値は可視域と紫外域の両方で計算値と一致した。可視域で測定されたEBEミラーとIBS(A)ミラーの反射率はほぼ同じであったが、波長が短くなるにつれてそれらの反射率の差は大きくなった。紫外域におけるIBS(A)ミラーの反射率はFig.5-5の光学定数を用いて計算されたIBSミラーの反射率より高かったものの、前述した(1)、(2)の理由によりEBEミラーの反射率よりも低くなった可能性は十分に考えられる。

§ 5.1.3 IBSミラーの改良

Fig.5-5に示された消衰係数の測定例やUVSOR-FELにおける反射率の測定結果を見る限りにおいては、EBEによる蒸着方法は誘電体多層膜ミラーの低損失化に対して有効であると判断される。しかしながら、EBEによる蒸着は、成膜速度を速くできるので生産性の点では優れているが、蒸発粒子のエネルギーが低いことに起因する多結晶化の問題を抱えており、結晶の粒界構造が境界面の平滑性を失わせるので低損失膜の製造には不利であるとされている[14]。一方IBSによる蒸着方法は、飛散されたターゲット粒子の運動エネルギーが非常に高い上に低温プロセスであることから、低損失膜の特性に要求されるアモルファス構造で充填係数の大きい薄膜を成膜できる。

赤外域では、重力波検出用の干渉計やレーザージャイロなどに必要とされる超低損失ミラーの研究開発が活発に行われており[15,16]、これらの分野においてIBSはEBEと比べて圧倒的な優位性を誇っている。ところが、紫外域では高反射率の誘電体多層膜ミラーを必要とする分野が非常に少なく、IBSを用いた多層膜ミラーの低損失化の試みはほとんど行われていないのが現状である。したがって、赤外域の多層膜に用いられる Ta_2O_5 や TiO_2 の高屈折率材料については低損失化のた

めの蒸着条件が確立されているのに対し、紫外域で有用なHfO₂薄膜に対しては蒸着条件の最適化が不十分であったためにIBS(A)ミラーの反射率はEBEのそれよりも低くなった可能性を否定できない。

IBSの蒸着条件には蒸着速度、イオン源の種類、イオンビームのエネルギー、真空度などのさまざまなパラメータが含まれる[11]。HfO₂薄膜の蒸着に関してこれらのパラメータを最適化する成膜研究が行われた結果、ごく最近になって、波長270nmで反射率が99.8%におよぶIBS(B)ミラーを成膜できることが明らかになった (Fig.5-6)。この反射率は同じ波長におけるEBEミラーの反射率を上回ると同時に300nmにおけるEBEミラーの反射率と同じレベルに達するものであり、紫外域誘電体多層膜の成膜に対するIBSの有用性が明確となった。

§ 5.2 UVSOR-FELの短波長化*

§ 5.2.1 電子エネルギーの減少による利得の増大

現状のSRFELでは、アンジュレーター光の中に存在する光子エネルギーの高い短波長光の照射により、光共振器に用いられる誘電体多層膜ミラーの反射率が低下する問題が避けられない（この問題の詳細は次章で述べる）。ここではUVSORにおける波長300nmの発振実験で観測されたミラー反射率の劣化を例に挙げる。アンジュレーター光照射前の反射率を初期反射率と呼ぶことにすると、300nmにおいて99.54%であった初期反射率（1往復当たり）は、わずか23mA・hの照射量（ビーム電流をアンジュレーター光の照射時間で積分した量）で99.37%に低下した。通常のUVSORのFEL実験では、20~30mA/bunchぐらいのビーム電流を蓄積してFEL発振を開始することが多く、ビーム電流の減衰が少ないとすれば前述した照射量の積分時間はわずか30分程度である。電子エネルギーが500MeVの場合、波

*ここではEBEミラーを光共振器に用いることを前提とした電子エネルギーの減少による利得の増大と、波長270nmにおけるFEL発振の実験結果について述べる。これまで使用してきた光クライストロンはこの発振実験を最後として1996年2月に撤去され、その後1996年4月には次章以降で詳述されるヘリカル光クライストロンに置き換えられた。IBS(B)ミラーとヘリカル光クライストロンを用いたFEL発振の実験結果については第7章で述べる。

長270nmでの利得は0.52% (10mA/bunch) と計算される。この値はEBEミラーの初期反射率99.48% (Fig.5-6) から決まる損失と等しい上に、300nmのミラーで観測された反射率の劣化速度を考慮すると、270nmにおけるFEL発振を長時間継続させることは非常に困難である。そこで、反射率の劣化による損失の増大を克服するためには、さらに利得を大きくする工夫が必要である。

光クライストロンの利得は(2-64)式で与えられる。利得はアンジュレーターの周期数 N_u の3乗と電子密度 ρ_e に比例する。 ρ_e はバンチ長とビームサイズに反比例するので、これまでUVSOR-FELでは3倍高調波加速空洞を用いたバンチ長の圧縮により利得を高めている。UVSORのFEL利得を増大させるパラメータとしては電子エネルギー γ が唯一残っている。利得は γ の3乗に反比例するので、電子エネルギーを下げることで利得の増加が可能である。

レーザー波長を固定した場合、(2-64)式に現れるパラメータの中で電子エネルギーに依存するものをすべて書き下すと

$$g_0 \propto \frac{(N_u + N_d)K^2 [JJ]^2 \rho_e F_f f_{mod}}{\gamma^3} \quad (5-9)$$

となる。 ρ_e はビームサイズとバンチ長に反比例するが、ストレージリングのエミッタンスは γ^2 に比例し、バンチ長は $\gamma^{1.5}$ に比例するので電子エネルギーの減少は ρ_e の増大をもたらす。利得を最大にする N_d の大きさは電子ビームのエネルギー広がり σ_γ / γ を用いて

$$N_d = \frac{1}{4\pi \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)} - N_u \quad (5-10)$$

で与えられる[17]。この条件が満足される場合、(2-60)式から $f_{mod} = e^{-0.5}$ となり、 σ_γ / γ は電子エネルギーに比例するので、結局 $(N_u + N_d)f_{mod}$ は電子エネルギーに反比例する。FELの波長を270nmに固定すると、 $K^2 [JJ]^2$ と F_f はそれぞれ電子エネルギーに対してFig.5-7のように変化する。 γ の減少にともなうビームサイズの減少によりレーザー光と電子ビームが空間的に重なる領域が小さくなるので、 F_f は γ とともに減少する。これらの利得に関する電子エネルギー依存性をすべて

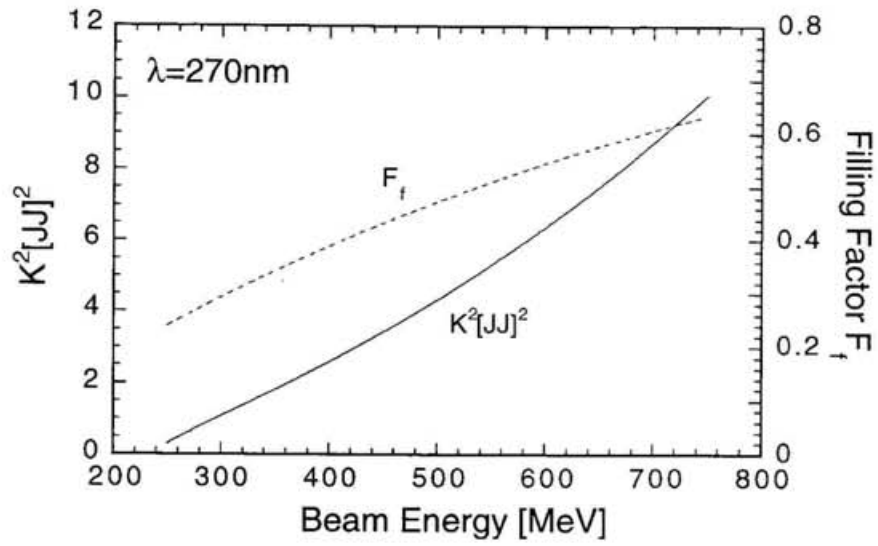


Fig.5-7 電子エネルギーに対する $K^2 [JJ]^2$ と Filling factor の変化

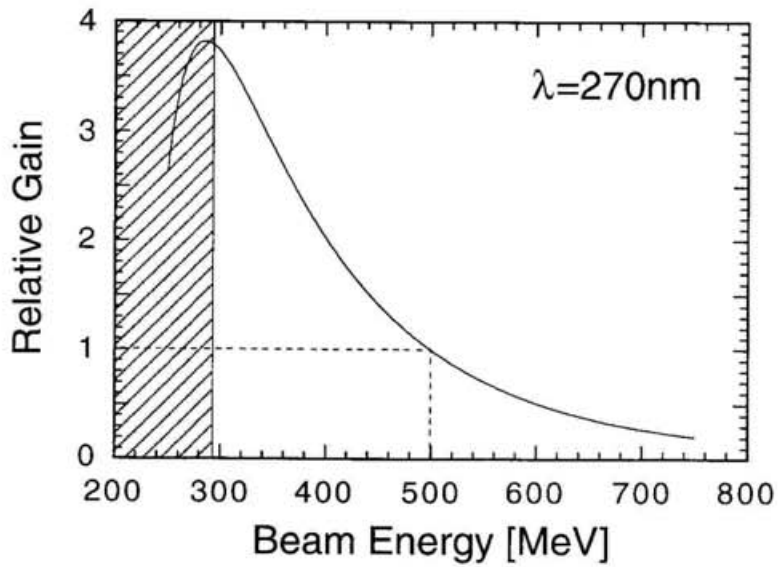


Fig.5-8 電子エネルギー 500MeV に対する 相対利得 の変化

考慮すると、電子エネルギー500MeVに対する波長270nmでの相対利得はFig.5-8のように計算される。280MeV以下の電子エネルギーでは K 値が1以下の値となるので利得は γ とともに減少する。また、斜線部分は光クライストロンのギャップの制限により中心波長270nmの自然放射光が得られない領域を表している。

Fig.5-8に示したように利得は電子エネルギーの減少とともに増加するので、この観点からは電子エネルギーは低いほど有利である。しかしながら、電子エネルギーを下げることはTouschek効果によって電流寿命が短くなる問題を引き起こす。ストレージリングの最大蓄積電流は電子入射器から単位時間あたりに入射される電子数 ΔN とTouschek寿命 τ_T によって決まるものとするれば、蓄積電子数 N の増加率は

$$\frac{dN}{dt} = \Delta N - \frac{N^2}{\tau_T} \quad (5-11)$$

と書くことができる。この方程式の解は

$$N(t) = \sqrt{\Delta N \cdot \tau_T} \tanh \sqrt{\frac{\Delta N}{\tau_T}} t \quad (5-12)$$

となり、最大蓄積電流は $\sqrt{\Delta N \cdot \tau_T}$ で与えられる。詳しい計算によればTouschek寿命は $\gamma^{4.5}$ に比例する[18]。したがって、最大蓄積電流は $\gamma^{2.25}$ に比例するので低エネルギーの領域ではストレージリングの最大蓄積電流が極端に制限されて逆に利得の確保が困難になる。270nmの発振実験には、UVSORの電子入射速度を配慮して電子エネルギー430MeVを選んだ。この場合、Fig.5-8から430MeVにおける利得は500MeVに対して1.6倍に増大することが期待される。

§ 5.2.2 発振実験結果

電子エネルギー430MeVにおいて達成された最大蓄積電流は約30mA/bunchであった。ストレージリングに最大電流を蓄積してからFEL発振を開始した。アンジュレーターギャップの変更により、レーザー光の波長を277nm~272nmの範囲で掃引

することができた。Fig.5-9(a)はこの発振実験で得られた最短波長レーザー光のスペクトルを分光器で測定したものである。また、(b)は発振しきい電流以下のビーム電流で測定された自然放射スペクトルである。270nmを中心とした反射率の高い波長領域の光強度が増加している様子を見ることができる。

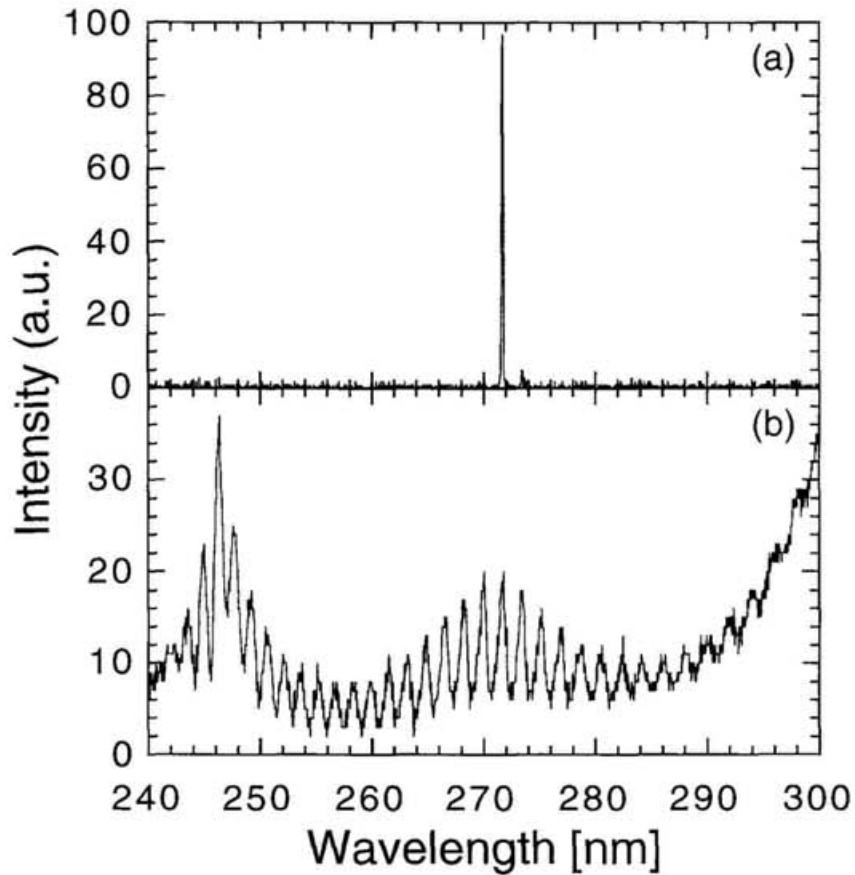


Fig.5-9 (a)ビーム電流22.5mA/bunchにおいて測定されたレーザー光のスペクトル。(b)共振器ミラーを透過した自然放射スペクトル。ビーム電流は発振しきい電流値以下である。

§ 5.3 むすび

UVSOR-FELを短波長化する上で重要な要素である誘電体多層膜ミラーの低損失化に検討を加えた。

(1) 蒸着方法による薄膜の吸収量の違いに着目し、電子ビーム蒸着とイオンビームスパッタリングで成膜された多層膜ミラーの反射率を比較した。紫外領域で高反射率を得るにはイオンビームスパッタリングが優位であることを明らかにした。

波長270nmにおいてFEL発振を実現した。

(2) 反射率の劣化による損失の増大を補うために、電子エネルギーをこれまでの500MeVから430MeVに下げることによって利得の増大を図った。ただし、この方法は低利得のSRFELで発振実験を行うための単なる試みに過ぎず、SRFELで電子エネルギーを減少させることはレーザーパワーの低下や電流寿命の短縮などの点で問題が多い。今後、SRFELの性能を発展させていくには、電子エネルギーを上げてなおかつ高い利得が得られる低エミッタンスストレージリングと挿入光源の開発が必要である。

参考文献

- [1] 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, Nucl. Instr. and Meth. A282 (1989) 424.
- [2] R. Tatchyn et. al., Nucl. Instr. and Meth. A375 (1996) 274.
- [3] J. Rossbach et. al., Nucl. Instr. and Meth. A375 (1996) 269.
- [4] 藤原史郎編、「光学薄膜」(共立出版、1994)
- [5] 小倉繁太郎訳、「光学薄膜ユーザズハンドブック」(日刊工業新聞社、1991)
- [6] G. Koppelman, Ann. Phys. 5 (1960) 388.

- [7] American Institute of Physics Handbook, Third Edition, McGraw-Hill.
- [8] F. Rainer, W. H. Lowdermilk, D. Milam, C. K. Carniglia, T. T. Hart and T. L. Lichtenstein, *Appl. Opt.* 24 (1985) 496.
- [9] D. Smith and P. Baumeister, *Appl. Opt.* 18 (1979) 111.
- [10] P. Baumeister and O. Arnon, *Appl. Opt.* 16 (1977) 439.
- [11] A. Starke, H. Schink, J. Kolbe and J. Ebert, *SPIE Vol.* 1270 (1990) 299.
- [12] S. M. Edlou, A. Smajkiewicz and G. A. Al-Jumaily, *Appl. Opt.* 32 (1993) 5601.
- [13] H. E. Bennett and J. O. Porteus, *J. Opt. Soc. Am.*, 51 (1961) 123.
- [14] 伊沢孝男、山村史彦、内村龍二、葉王輝雄、応用物理、62 (1993) 911.
- [15] G. Rempe, R. J. Thompson, H. J. Kimble and R. Lalezari, *Opt. Lett.* 17 (1992) 363.
- [16] N. Uehara, A. Ueda, K. Ueda, H. Sekiguchi, T. Mitake, K. Nakamura, N. Kitajima and I. Kataoka, *Opt. Lett.* 20 (1995) 530.
- [17] P. Elleaume, *J. Phys. Colloq.* 44 (1983) C1-333.
- [18] C. Bernardini, G. F. Corazza, G. Di Giugno, G. Ghigo, J. Haissinski, P. Marin, R. Querzoli and B. Touschek, *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963) 407.
- [19] M. E. Couprie, M. Billardon, M. Velghe, C. Bazin, M. Bergher, H. Fang, J. M. Ortega, Y. Petroff and R. Prazeres, *Nucl. Instr. and Meth.* A272 (1988) 166.

第6章 ヘリカル光クライストロンの開発

§ 6.1 ミラー反射率劣化の問題

利得の非常に小さいSRFELでFEL発振を起こすには、他の長波長領域におけるFELの場合と大きく事情が異なり、高反射率を有するミラーを光共振器に用いることが必要である。FEL発振時のアンジュレーター光照射に伴うミラー反射率の劣化（低下）がこれまでにFEL発振を実現したすべてのSRFELにおいて観測されており[1, 2]、この反射率劣化はSRFELの発振しきい電流値を増大させる大きな問題となっている。特に短い直線部をもつストレージリングでは、長尺の光クライストロン設置が不可能なことから大きなFEL利得を生み出すことができず、ミラー反射率の劣化はFEL発振を困難にする。

アンジュレーター光の照射量をビーム電流と照射時間の積で表すことにより、UVSOR-FELの発振実験に用いられた可視域ミラーの反射率と照射量の関係を示したのがFig.6-1である。また、Fig.6-2は照射量の増加に伴う反射率の波長分布の変化を測定したものである。

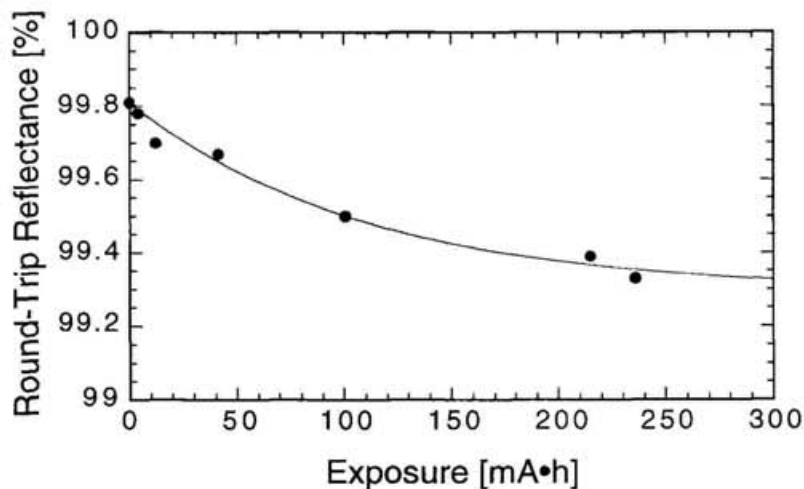


Fig.6-1 可視域のミラーで観測された照射量に対する最大反射率の変化

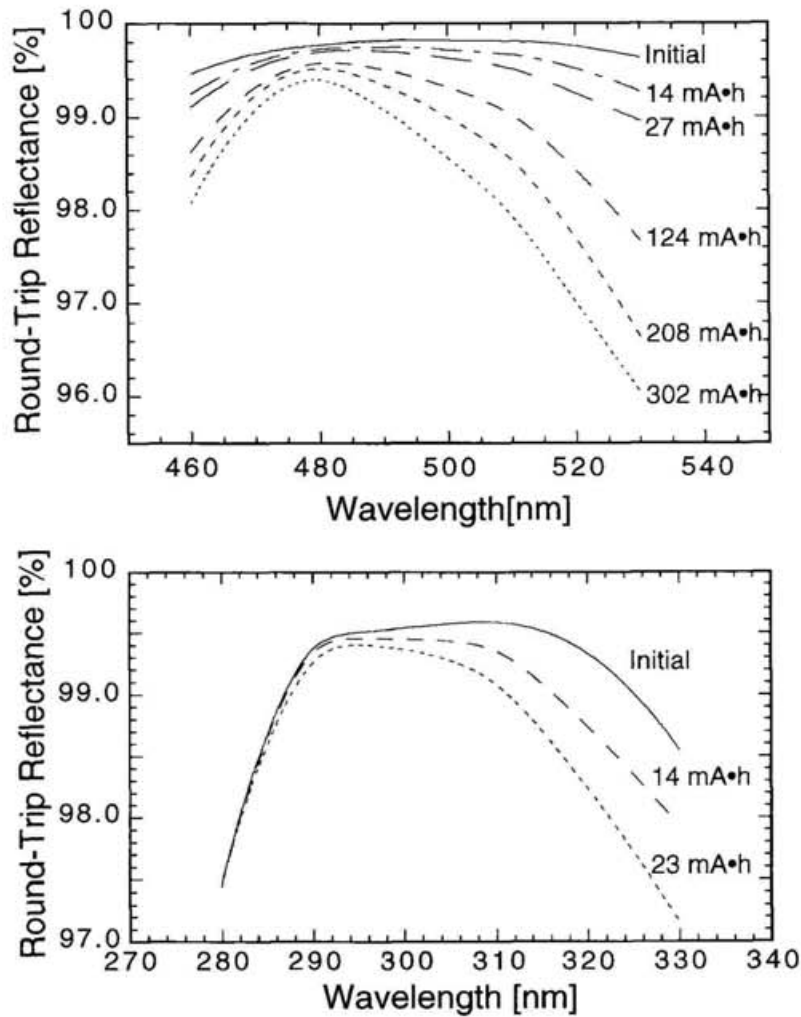


Fig.6-2 照射量の増加による反射率分布の変化

Fig.6-1、Fig.6-2から明らかなように、アンジュレーター光照射によるミラーの性能劣化には照射量の増大による反射率の低下に加え、反射帯域の中心から波長がずれていくにしたがって反射率の劣化速度が増大し、反射帯域が著しく減少する問題がある。これらの劣化により、FEL発振のしきい電流値が増大し、発振の継続時間が短縮されるばかりでなく、反射率の高い波長領域が狭くなることによりFEL最大の特徴である波長可変性も損なわれる。反射率劣化の低減はSRFELを光源として応用していく上で大きな課題の一つである。

ミラー反射率の劣化には、アンジュレーターから放出される高い輝度をもった高次の短波長光が関与しているものと容易に想像することができる。ここで、アンジュレーターから発生する自然放射スペクトルの中で、光強度がほぼ極大値となる波長（臨界波長）を見積もってみる。曲率半径 ρ_0 の電子から放出されるシンクロトロン放射の臨界波長をエネルギー単位で表すと、

$$\varepsilon_c[keV] = \frac{2.22E^3[GeV]}{\rho_0[m]} \quad (6-1)$$

で与えられる。アンジュレーターの最大磁場に対応する正弦波状電子軌道の頂点における曲率半径は

$$\rho_0 = \frac{\lambda_u \gamma}{2\pi K} = \frac{\lambda_u \cdot 1957E[GeV]}{2\pi K} \quad (6-2)$$

で表され、(6-2)式を(6-1)式に代入すると、

$$\varepsilon_c[eV] = 713E^2[GeV] \frac{K}{\lambda_u[cm]} \quad (6-3)$$

が得られる。例えば、通常のUVSOR-FELの場合 $E=0.5$ GeV、 $\lambda_u=11.1$ cm、 $K=3 \sim 4$ であるから、下流側共振器ミラーはFEL発振時常に $\varepsilon_c=48 \sim 64$ eVにも及ぶ高い光子エネルギーをもった高調波の照射を受けていることになる。

世界で最初にストレージリングFELを発振させたLURE（フランス）のACOや電子技術総合研究所のNIJI-IVでは、Auger電子分光[3]やXPS(X-ray Photoelectron Spectroscopy)[4]を用いたミラーの表面分析などにより、反射率劣化の機構が調べられた。それらによれば、ミラー反射率の劣化速度は薄膜の材質やその蒸着方法などに依存するものの、超高真空中にごく微量存在する hidroカーボンがアンジュレーター光に含まれる高い光子エネルギーをもった高次高調波と相互作用することによりミラー表面に堆積し、ミラー損失の増大をもたらすことが明らかとなってきた。加えてアンジュレーター光照射により薄膜内部に生成されるカラーセンターのような吸収性欠陥の増加も反射率劣化の一因となっている。

いずれにおいても、アンジュレーターから発生する高次高調波の存在はミラー

の劣化を引き起こすので、ハイドロカーบอนを極力減少させる真空技術の開発が望まれるものの、早急に解決可能な課題であるとは考えにくい。電子技術総合研究所では前述した劣化機構の調査結果を踏まえ、RF励起O₂プラズマによるミラーの表面処理やアニーリングによる内部欠陥の除去等を行いミラー反射率の回復を観測している[5]。しかしながら、これらの回復技術はSRFELの実用化に対して重要なものではあるが、アンジュレーター光の照射とともに急激にミラーが劣化し、短時間のFEL発振しか得られないような状況では、それらの技術によるSRFELの格段の性能向上を期待することは難しい。現段階では、アンジュレーターからの高調波成分を少なくすることでミラーの劣化を防ぎ、長時間安定なFEL発振を確保することがSRFELにとって現実的に有意義であると思われる。

周期数 N のアンジュレーターから発生する自然放射光の全パワーは次式で表される。

$$P_T[W] = 7.28E^2[GeV] \frac{K^2}{\lambda_u[cm]} NI[A] \quad (6-4)$$

ここで、 I はリングのビーム電流値である。(6-3)式と(6-4)式から明らかのように、高調波の次数とそのパワーを減少させるには、

- (1) 電子エネルギーの減少
- (2) 偏向定数 K の減少
- (3) 周期数の減少
- (4) 周期長の増大
- (5) ビーム電流の減少

等の方法が考えられる。(1)の方法はFEL利得の増大という点では有利であるが、ビームエネルギーの減少はFEL出力の低下とTouschek効果により決まるビーム寿命の減少を引き起こすために、SRFELの高度化とその応用を考慮すると積極的な解決策とはなり得ない。(2)～(5)の方法はすべてFEL利得を減少させてしまうので適当ではない。このような理由から、FEL利得を減少させることなくアンジュレーター自身からの高次高調波成分を減らすような磁場分布を有する

新しい光クライストロンの開発が強く要求される。

§ 6.2 プラナー型アンジュレーターからの高次高調波

これまでに、UVSORを含めてFEL発振を実現したすべてのストレージリングで用いられた光クライストロンの磁場は垂直方向にのみ分布しているので、この中で走行する電子はある水平面上を振動する軌道をとる。プラナー型アンジュレーターからの軸上における放射スペクトル特性は偏向定数 K に依存する。 K 値の大きさとの関連において、高次高調波発生を模式的に示したのがFig.6-3である。

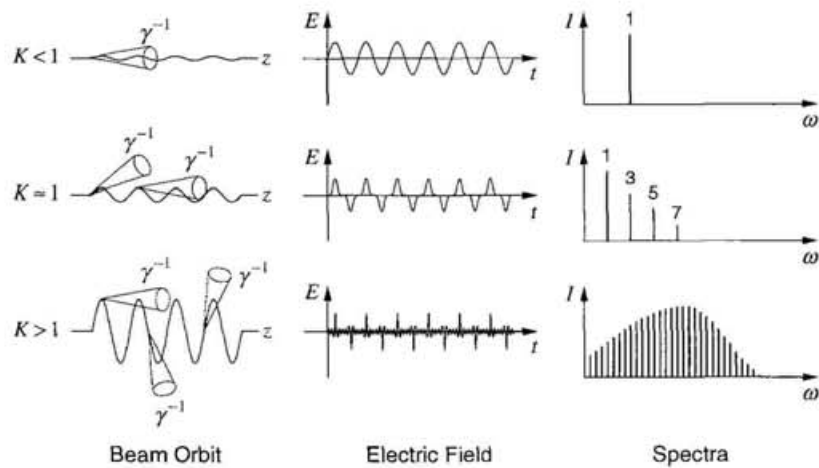


Fig.6-3 プラナー型アンジュレーターからの自然放射スペクトルと偏向定数 K の関係

観測点が z 軸上にあるものとする、相対論的電子から放射される光は軌道の接線方向を中心として γ^{-1} 程度の自然広がり角をもつ円錐内に集中することから、

- (1) $K < 1$ の場合、電子ビームの z 軸に対する最大偏角 ($= K/\gamma$) は自然広

がり角よりも小さいので、正弦波状に運動する電子からの放射はほとんどが観測点に到達する。したがって、観測点に発生する電場の歪みはほとんどなく、これをフーリエ変換して得られるスペクトルには基本波のみが強く現れる。

(2) $K \approx 1$ の場合、電子軌道の z 軸に対する偏角が最大となる近傍（電子が z 軸と交わる付近）からの放射は観測にかからなくなってくるので、電場は歪みの多い波形となり、スペクトルには高調波が生じるようになる。

(3) $K > 1$ の場合、電子が正弦波状軌道の各頂点を通過するときの放射のみが観測可能となってくるので、電場の波形は大きく歪んだパルス状のものとなり、スペクトルには非常に強い高調波成分が含まれる。

FEL動作の根本原理は、アンジュレーター磁場中の蛇行運動により生み出された横方向の速度成分 v_{\perp} をもつ電子が光の電場 E_{\parallel} と相互作用して、 $v_{\perp} \cdot E_{\parallel}$ に比例したエネルギー変化を受けることに帰着する。すなわち、高いFEL利得を得るためには v_{\perp} を大きくする必要があり、必然的に K 値の大きいアンジュレーターにならざるを得ない。しかしながらこの場合、電場の歪みによる高調波成分の増大が伴うので、プレーナ型アンジュレーターを用いる限りにおいてFEL利得の確保と高調波成分の抑制を同時に満足させることは不可能である。したがって、これら2つの要求を相反するものにしないためには、 K 値の大きさに関係なく、観測者が電子からの放射を一定の強度で常時観測できるような電子軌道を生み出す別の磁場分布を考える必要がある。

§ 6.3 ヘリカル光クライストロンの開発

プレーナ型アンジュレーターでは電子の振動方向が一つの平面内に限定されてしまうので、このタイプの挿入光源からは軸上において常に直線偏光の放射光が得られる。一方で、シンクロトロン放射光における偏光特性の多様化に応えるために、円偏光の放射光を発生させる挿入光源としてヘリカルアンジュレーターと呼ばれる装置が考案・製作されている。

水平方向と垂直方向のピーク磁場をそれぞれ B_{x0} 、 B_{y0} とすると、ヘリカルア

ンジュレーターの磁場分布 \vec{B} は次式で表される。

$$\vec{B} = (B_{x0} \sin(2\pi z / \lambda_u), B_{y0} \cos(2\pi z / \lambda_u), 0) \quad (6-5)$$

$B_{x0} = B_{y0}$ の時、上式の磁場ベクトルは円筒内面に接しながら回転して進んでいくものであり、この場合の電子軌道は円筒表面を回転しながら走行する螺旋軌道となる。螺旋の半径はピーク磁場（ K 値）に依存するものの、電子の速度ベクトルは z 軸を中心として回転し、このベクトルと z 軸間の角度は常に一定に保たれる。この場合、 z 軸上にある観測点には電子からの放射が常に到達することになり、歪まない放射電場が観測されて基本波だけが出現する。このヘリカルアンジュレーターの軸上において高調波が現れない特性は、現状のSRFELで問題となっている高次の短波長光によるミラー反射率の劣化を抑制する上で有利であると考えられる。また、この特性は軸上に放出されるアンジュレーター光の大部分が基本波に集中することを意味し、同じ周期数のプラナー型アンジュレーターに比べて高い輝度を持った基本波が得られるのでFEL利得の増加も期待することができる。以後、このヘリカル磁場を基本にした新しい光クライストロンの開発について述べる。

§ 6.3.1 ヘリカルアンジュレーターの磁気回路

円偏光発生のための挿入光源としてこれまでに報告されている代表的なヘリカルアンジュレーターの例をFig.6-4に示す[6, 7]。

Fig.6-4に示したヘリカルアンジュレーターは共通の z 軸をもつ2台のプラナー型アンジュレーターを単純に直交させたものであり、2方向の磁石列（磁場分布）間の位相を変えることにより、任意の偏光状態をもった放射光の発生が可能である。

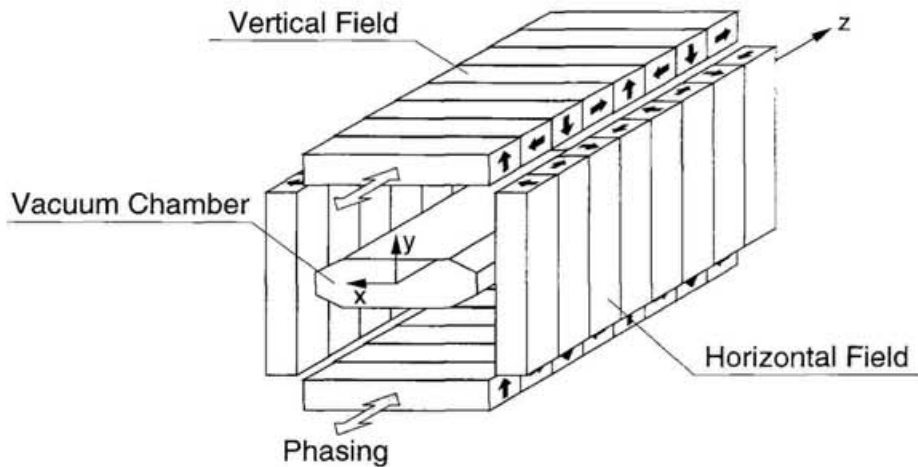


Fig.6-4 直交遅延磁場型円偏光アンジュレーター

このタイプのヘリカルアンジュレーターをUVSORのような短い直線部をもつストレージリングに挿入する場合、次の点を考慮する必要がある。通常、電子ビームが周回する真空チャンバーの断面は、Fig.6-4内に書かれているような水平方向に扁平な形状になっている。UVSORの場合を例にとると、垂直方向は26mmであるのに対し、水平方向は116mm（厚み3mm）のチャンバーが使われている。これは、ストレージリングを周回する電子ビームの断面分布が第2章で述べた量子励起により通常水平方向に細長くなるので、十分な電子ビーム寿命を確保するために要請されるものである。したがって、Fig.6-4に示した磁石配列では水平方向の磁石列間のギャップを狭くすることが不可能となり、ピーク磁場はギャップ値に対し指数関数的に減少するので水平方向の磁場強度は極端に低下する。そこで、水平磁場の強度を上げるには寸法の大きな磁石が必要となるが、これはアンジュレーターの巨大化と周期長の増加につながるので短い直線部をもつストレージリングでは周期数が制限されてしまい、大きなFEL利得を得ることが困難になる。

この問題点を解消するために、Elleaumeは真空チャンバーの上下のみに磁石列を配置させた通常のプラナー型アンジュレーターと同じ外観をもつヘリカルアンジュレーターの磁気回路を提案した[8]。このアンジュレーターでは上側の磁石列

と下側の磁石列の機能が分割され、それぞれ水平方向と垂直方向の磁場成分を発生させる磁気回路となっている。UVSOR-FEL用の新しいヘリカルアンジュレーターには、Elleumeのヘリカルアンジュレーターをさらに発展させたFig.6-5に示すような磁石配列を採用した。

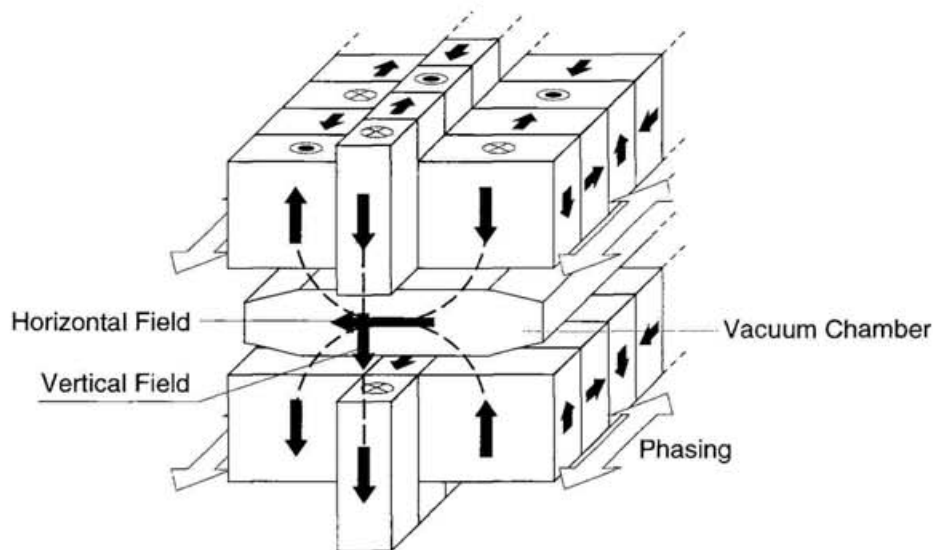


Fig.6-5 真空チェンバーの上下のみに磁石群を配したヘリカルアンジュレーター (SPring-8タイプ)

この磁気回路は、Elleumeの提案したヘリカルアンジュレーターの磁場強度をより大きくするために、現在兵庫県に建設中の大型放射光施設 (SPring-8) の Kitamuraらにより考案されたものである[9]。このヘリカルアンジュレーターの磁気回路は、影をつけた中央の磁石列が垂直磁場を発生し、その両脇に設けられた磁石列は水平磁場を生み出す構成となっている。さらに、両脇の磁石列位置を移動させて垂直磁場と水平磁場間の位相差を変えることにより、直線偏光から円偏光に至る任意の偏光状態をもつ放射光の発生が可能となっている。

§ 6.3.2 磁場分布の計算

一般的に、アンジュレーター中の磁場分布を解析的に計算することは非常に困難である。水平方向に無限の長さをもつ同一サイズの磁石で構成され、かつ z 方向に無限に続くプラナー型アンジュレーターの場合に限りピーク磁場の解析解が求められている[10]。特にFig.6-5に示されたような複雑に磁石が並べられたアンジュレーターで得られる磁場分布を予測するには数値計算に頼らざるを得ない。ただし、Fig.6-5に示したアンジュレーターの永久磁石はすべて直方体であるので比較的容易に磁場分布を計算することが可能である。ここでは、直方体の永久磁石を用いたアンジュレーター磁場の計算方法について述べ、ヘリカルアンジュレーターのパラメーターを決定する。

単一の永久磁石ブロックが生み出す磁場分布は、磁化軸を囲むように磁石表面を流れる電流から生ずる磁場と同一に見なすことができる（等価電流法：equivalent current method）。したがって、この等価的な面電流に対しビオ・サバールの法則

$$\Delta \vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{J \Delta \vec{l} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \quad (6-6)$$

を適用することで永久磁石により得られる磁場分布の計算が可能となる[11, 12]。ここで、 μ_0 は真空透磁率、残留磁場を B_r とすれば $J = B_r / \mu_0$ は単位長当たりの等価電流、 $J \Delta \vec{l}$ は電流素片、 \vec{r} は $\Delta \vec{l}$ から磁場計算点までの位置ベクトルである。磁場の計算例として上向きに磁化された磁石を取り上げる（Fig.6-6）。

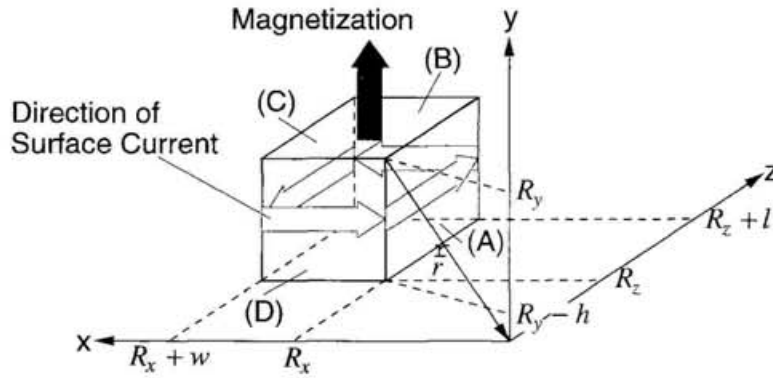


Fig.6-6 上向きに磁化された永久磁石の側面を流れる等価面電流の向き

アンペアの法則に従えば、上向きの磁化軸をもつ磁石を表す等価的な面電流の向きはFig.6-6に示したようになる。ここで、磁場の観測点を原点とし、上図の座標位置に置かれた永久磁石がこの観測点に生ずる磁場ベクトルを計算する。(A)の面電流に対し(6-6)式を適用すると、 $\vec{r} = (-x, -y, -z)$ であるから磁場のx成分 $B_x^{(A)}$ 、y成分 $B_y^{(A)}$ 、z成分 $B_z^{(A)}$ はそれぞれ

$$B_x^{(A)} = \int_{R_y}^{R_y-h} \int_{R_z}^{R_z+l} \frac{y}{(R_x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} dz dy \quad (6-7)$$

$$B_y^{(A)} = - \int_{R_y}^{R_y-h} \int_{R_z}^{R_z+l} \frac{R_x}{(R_x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} dz dy \quad (6-8)$$

$$B_z^{(A)} = 0 \quad (6-9)$$

と書かれる。積分解はおのこの、

$$\iint \frac{y}{(R_x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} dz dy = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{\sqrt{R_x^2 + y^2 + z^2} - z}{\sqrt{R_x^2 + y^2 + z^2} + z} \right| \quad (6-10)$$

$$\iint \frac{R_x}{(R_x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} dzdy = \tan^{-1} \left(\frac{y}{a} \frac{z}{\sqrt{R_x^2 + y^2 + z^2}} \right) \quad (6-11)$$

となり、(6-7)、(6-8)式の定積分は容易に数値計算できる。他の面電流(B)、(C)、(D)に対しても同様な面積分を行い、これらすべてを足し合わせることでFig.6-6に示された1個の永久磁石が原点に生み出す磁場が求められる。任意の磁石列で構成されたアンジュレーターの磁場分布を求めるには、さらに個々の磁石による磁場をすべて重ね合わせればよい。

残留磁場の値は永久磁石の材質に大きく依存する。Fig.6-5に示した磁石配列を構成するために必要な磁石の数はプラナー型アンジュレーターの3倍にも及ぶので、装置を小型化する上では高い残留磁場をもった磁石を用いることが重要である。また、アンジュレーターの磁気回路を構成する永久磁石は反対の極性をもつもの同士が接近して隣り合うことが多く、その保磁力はできるだけ高くなければならない。今回のヘリカルアンジュレーターには、これまでのプラナー型光クライストロンで使われたSmCo₅磁石の2倍の保磁力と、より高い残留磁場を有するNd-Fe-B系合金（住友特殊金属株式会社製、NEOMAX-44H）を採用することにする。

残留磁場を $B_r=1.3$ Tとし、前述の磁場計算方法を用いて決定されたヘリカルアンジュレーター用の永久磁石のパラメーターをTable 6-1に示す。

ヘリカルアンジュレーターの周期数および全長はUVSORストレージリングの直線部の長さからTable 6-1に示した値に決定した。また、磁石の幅や高さなどの寸法は、あらゆるギャップ値において垂直磁場と水平磁場がほぼ等しくなるように最適化されている。計算例として、ギャップ50mmの時得られるアンジュレーター中心 ($x=0, y=0$) での磁場分布（左ヘリカル磁場）をFig.6-7に示す。

Table 6-1 ヘリカルアンジュレーターのパラメーター

Magnet		NEOMAX-44H
Remanent field	B_r	1.3 T
Period	λ_u	110 mm
Number of periods	N	21
Total length	L	2351.2 mm
Minimum gap		30 mm
Width of magnet		
for vertical field		21 mm
for horizontal field		50 mm
Hight of magnet		
for vertical field		55 mm
for horizontal field		40 mm
Beam Energy	E	600 MeV

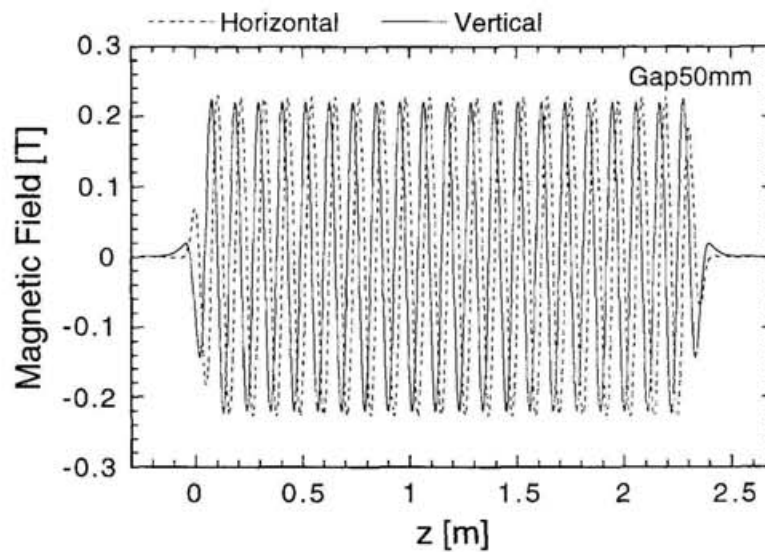


Fig.6-7 ギャップ50mmにおいて計算されたヘリカルアンジュレーターの磁場分布

ヘリカルアンジュレーターを用いて軸上で観測される放射光の中心波長 λ_r は次式で表される。

$$\lambda_r = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K_x^2 + K_y^2}{2} \right) \quad (6-12)$$

ただし、 $K_{x,y} = 0.934 B_{x0,y0} [T] \lambda_u [cm]$ である。SRFELでは、偏向磁石あるいはアンジュレーターからの放射光とFELとが共存するので、例えば放射光を励起光とし、FELをプローブ光とするようなSRFELの新しい応用に対する将来性を考慮すると、両者ともに大きなパワーを得るためには電子エネルギーはできるだけ高いことが望ましい。ヘリカル磁場を用いたFELではより大きな利得が見込まれるので、電子エネルギーをこれまでの500MeVからUVSORの通常入射エネルギーである600MeVに上げることを想定する。この場合、(6-12)式からギャップ50mmにおいて中心波長 $\lambda_r = 251\text{nm}$ のアンジュレーター光が得られる。

§ 6.3.3 ヘリカル光クライストロンの提案

周期数 ($2N_u$) が同じヘリカルアンジュレーターとプラナー型アンジュレーターの利得をそれぞれ G_H と G_P とすれば、これらの比は

$$\frac{G_H}{G_P} = \frac{2}{[JJ]^2} \quad (6-13)$$

で与えられる[13]。ここで、 $[JJ]^2$ は(2-65)式で表されるBessel関数因子であり、通常約0.5~1の値になるので、 G_H は G_P よりも大きいことがわかる。一方、周期数 N_u をもつプラナー型アンジュレーター2台で構成される従来の光クライストロンのFEL利得を G_{POK} とすれば、

$$G_{POK} = G_P \times 0.93 \left(1 + \frac{N_d}{N_u} \right) f_{mod} \quad (6-14)$$

であるから、上式と(6-13)式から G_P を消去すれば、 G_H と G_{POK} の比は

$$\frac{G_H}{G_{POK}} = \frac{2.15}{[JJ]^2 \left(1 + \frac{N_d}{N_u}\right) f_{mod}} \quad (6-15)$$

となる。UVSORの直線部の長さからは $N_u \approx 10$ 程度に制限される。また、可視から紫外域にかけては通常 $N_d \approx 100$ であり、 f_{mod} は1に近い値となるので、直線部の長さが制限されている状況下では(6-15)式によりヘリカルアンジュレーターの利得はプラナー型光クライストロンの利得よりも小さくなる。したがって、ヘリカルアンジュレーターの利得を高めるためにはやはり磁場強度の高い分散部が設けられた光クライストロン構造を採用する必要がある。ただし、円偏光にされたアンジュレーター光の利用実験に対する将来的な要望を想定し、通常のヘリカルアンジュレーターとしても動作できる余地を残しておくためには、磁石列の一部を交換・脱着することで分散部の導入ができれば最も理想的である。そこで、Fig.6-8に示すような磁石群の置き換えにより、ヘリカル光クライストロンとして動作させることが考え出された[14]。

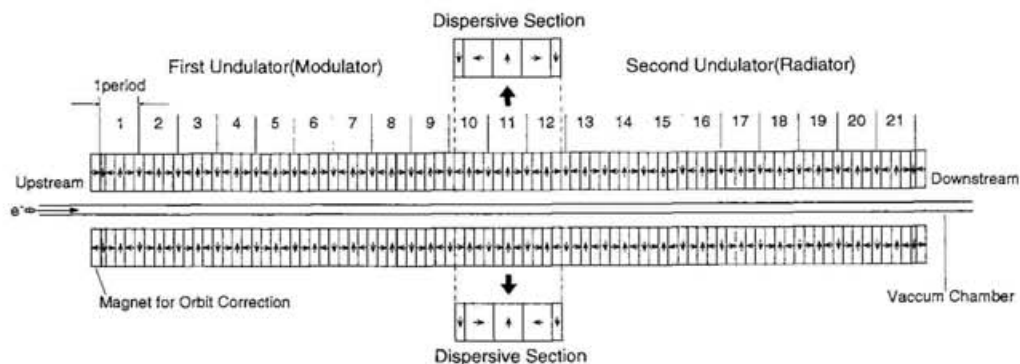


Fig.6-8 ヘリカル光クライストロンの磁石配列

Fig.6-8はヘリカルアンジュレーターの磁石配列を横から眺めたものであり、真空チャンバーを挟んで上下に配置された垂直磁場・水平磁場発生用の磁石列はいずれも矢印の方向に磁化された磁石から成り立っている。10から12周期目にあたる部分の磁石列すべてを、ちょうど3倍の厚みをもつ磁石ブロックで構成された分散部に交換することで、周期数 $N_{\mu}=9$ のヘリカルアンジュレーター2台が分散部をはさんだ形になる光クライストロンが誕生する。Fig.6-9(a)、Fig.6-10(a)、Fig.6-11(a)はそれぞれこのヘリカル光クライストロンが右ヘリカル磁場、左ヘリカル磁場、プラナー磁場を発生させる場合に必要となる磁石配列の外観を示したものであり、同図(b)は例としてギャップ50mmにおける(a)の磁場分布を数値計算したものである。

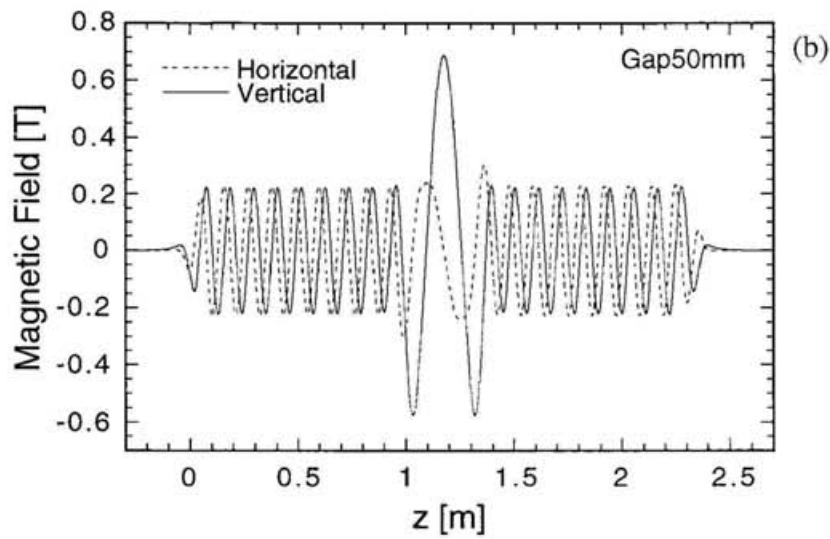
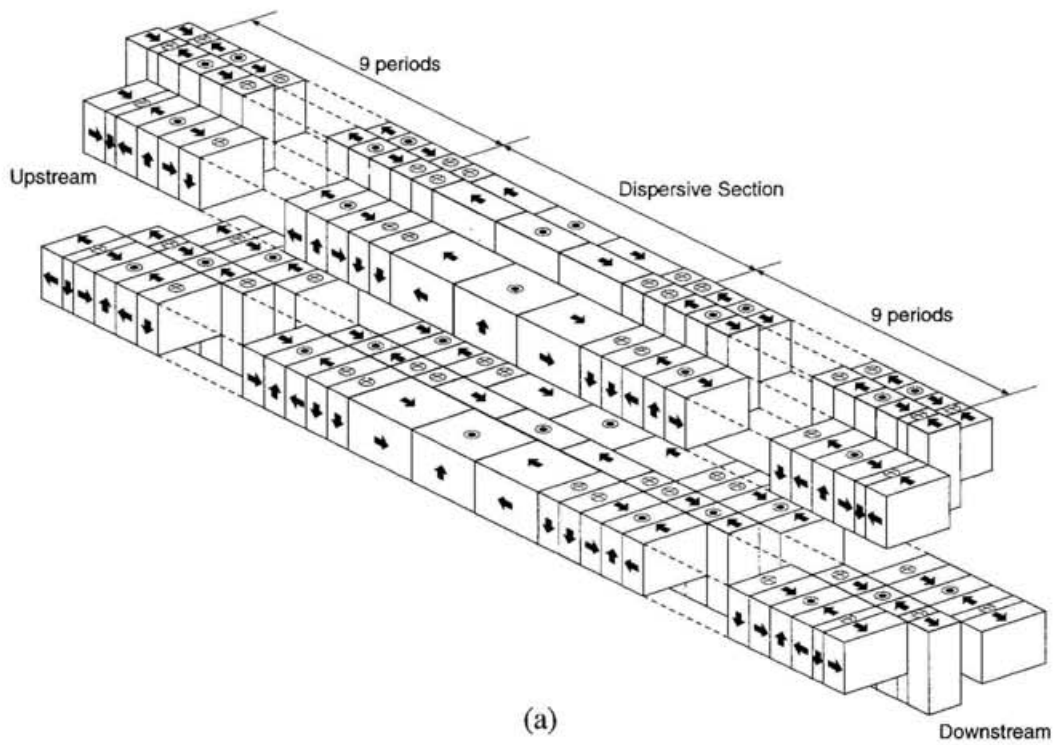


Fig.6-9 (a)右へリカル磁場の磁石配列と(b)ギャップ50mmにおける磁場分布

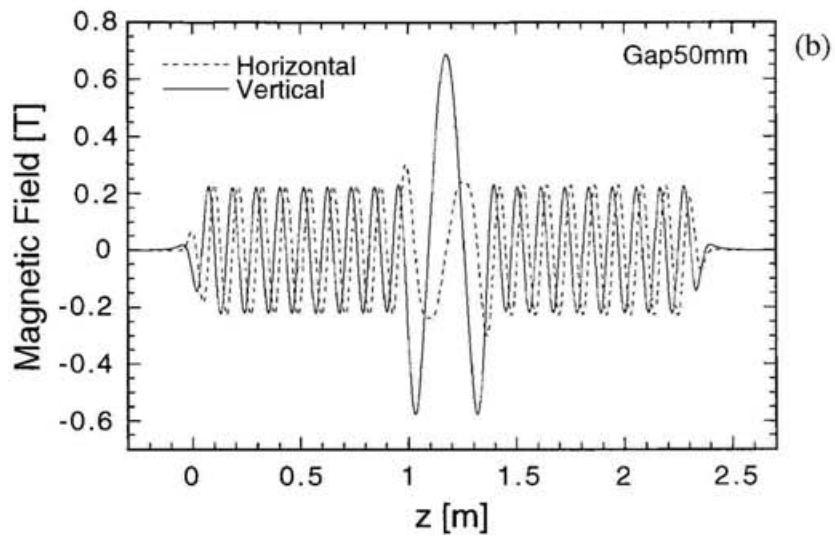
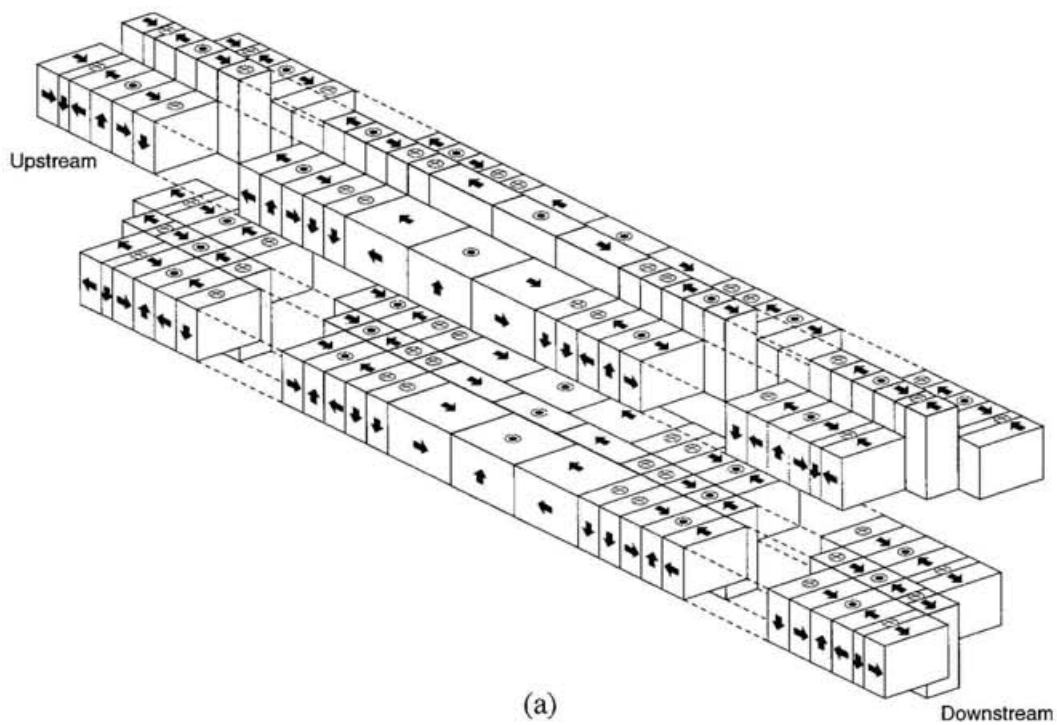


Fig.6-10 (a)左へリカル磁場の磁石配列と(b)ギャップ50mmにおける磁場分布

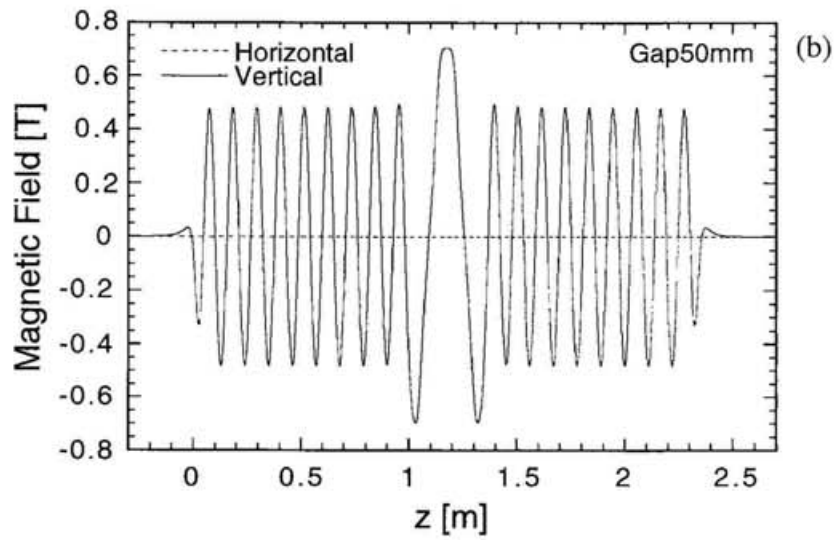
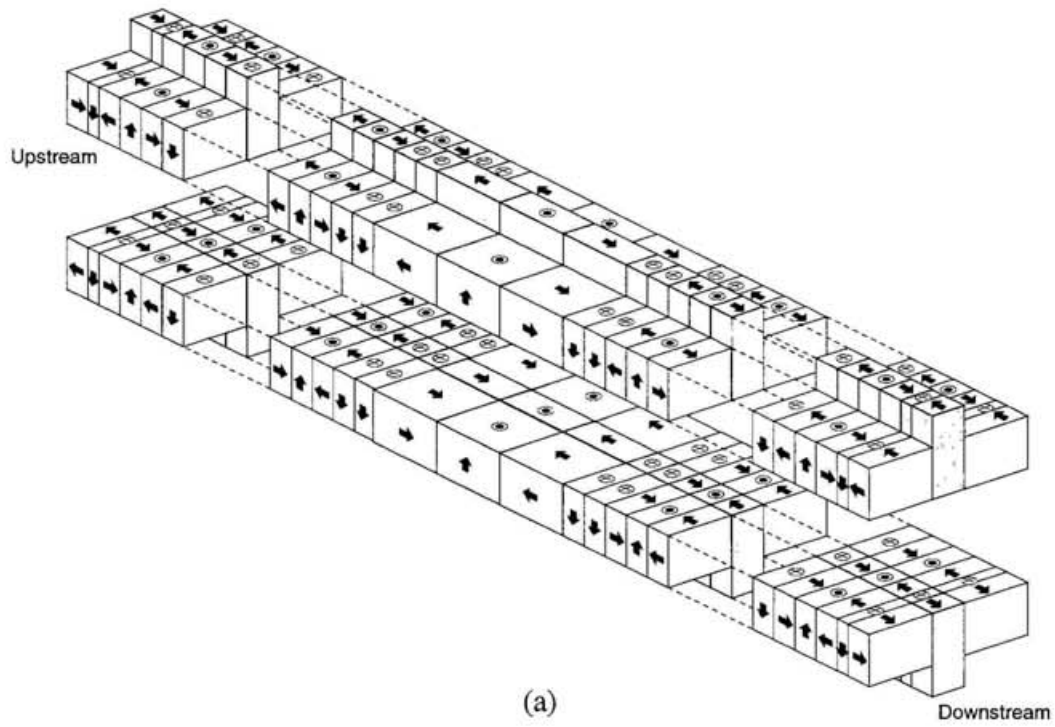


Fig.6-11 (a)プラナーモードの磁石配列と(b)ギャップ50mmにおける磁場分布

§ 6.3.4 自然放射光の計算

アンジュレーター内の磁場分布が分かれば、電子の相対論的運動方程式により電子の軌道を計算することが可能である。アンジュレーターからの自然放射光はこの軌道を基に次式で表されるLienard-WiechertポテンシャルのFourier積分を実行することで得られる。1個の相対論的電子から単位立体角、単位角周波数あたりに放射される光のエネルギーは、

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^2} e^{i\omega[t + R(t)/c]} dt \right|^2 \quad (6-16)$$

で与えられる[15]。ここで、 Ω ：立体角、 ω ：光の角周波数、 ϵ_0 ：真空誘電率、 e ：電荷素量、 $\dot{\vec{\beta}}$ ：加速度ベクトルであり、 \vec{n} と $R(t)$ はそれぞれFig.6-12に示したように、電子から観測点に向かう単位ベクトルと電子から観測点までの距離を表している。

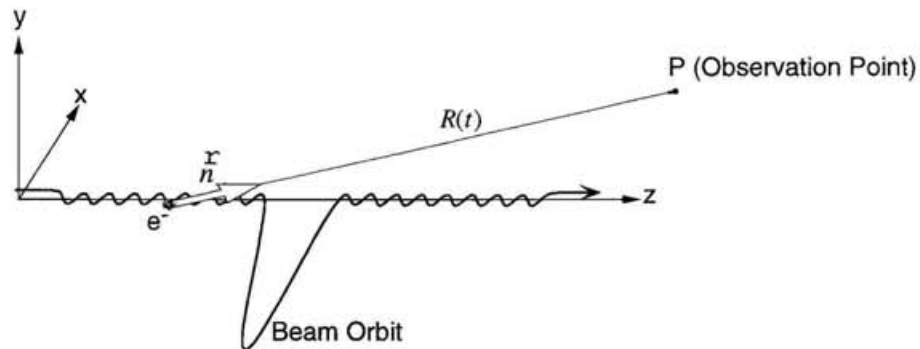


Fig.6-12 電子の運動と放射の観測

ギャップ50mmの時計算されたFig.6-9(b)の右へリカル磁場を用い、電子の運動方程式 $\dot{\vec{\beta}} = (e/m_0\gamma)\vec{\beta} \times \vec{B}$ と(6-16)式を直接数値積分して得られた電子軌道とスペクトルの計算例をそれぞれFig.6-13(a)、(b)に示す。

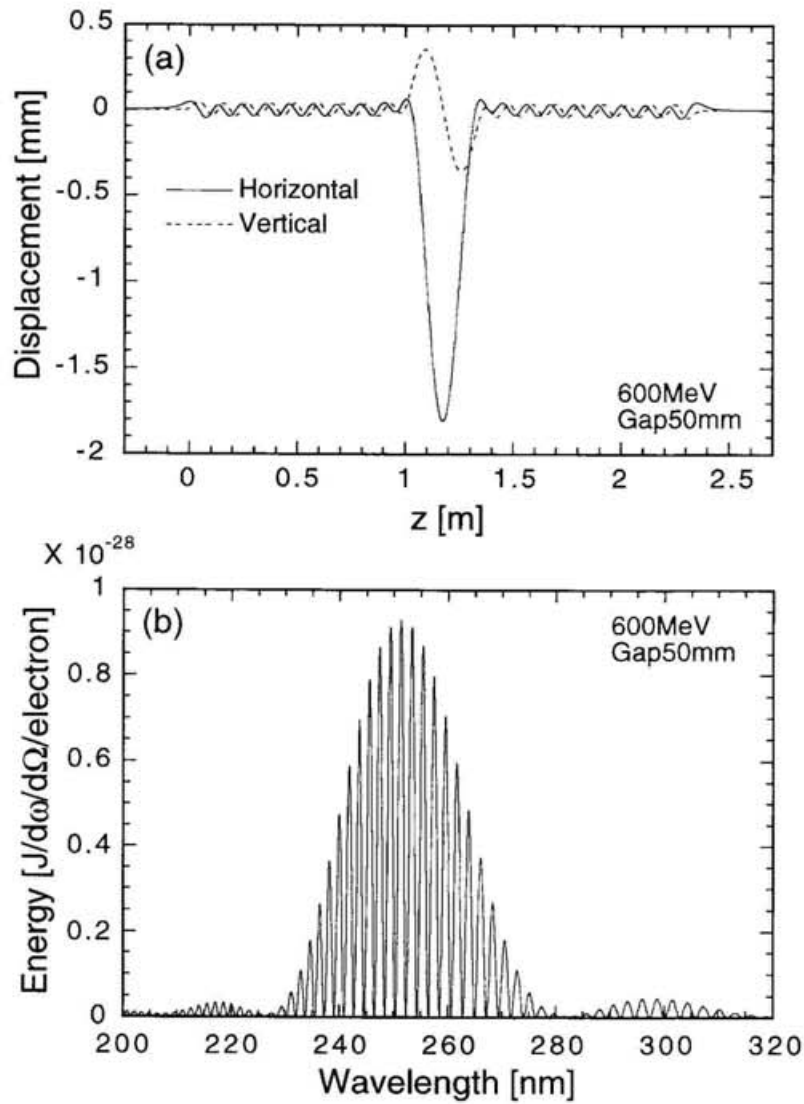


Fig.6-13 電子エネルギー600MeV、ギャップ50mmの場合に計算された
(a)電子軌道と(b)自然放射スペクトル

Fig.6-13(b)に示された自然放射光スペクトルの N_d は126となった。FEL利得の低下は電子ビームのエネルギー広がり σ_γ / γ だけで決まるものとする、光クライストロンによるFEL利得¹⁺次の条件

$$N_d = \frac{1}{4\pi \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)} - N_u \quad (6-17)$$

を満足する場合に最大値となる。同じラティスのストレージリングでは、エネルギー広がり大きさは電子エネルギーに比例するので、500MeVにおけるUVSORのエネルギー広がり 3×10^{-4} から予想される600MeVでの σ_γ / γ は 3.6×10^{-4} となる。この値と $N_u=9$ を(6-17)式に代入すると、利得は $N_d=210$ の時最大となることが予測される。一方、第3章で述べたように光クライストロン構造を用いた利得はエネルギー広がりに対して非常に敏感であり、レーザー光との相互作用による電子バンチの加熱は f_{mod} を減少させてFEL出力を容易に飽和させるので、この観点からすると N_d の値はあまり大きくない方が望ましい。共振器の損失を α_L 、初期の利得を g_0 とすると、SRFELの出力を最適化する N_d の大きさは次式で与えられる[16]。

$$N_d = \frac{1}{4\pi \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \right)} \sqrt{\frac{\alpha_L}{g_0}} - N_u \quad (6-18)$$

安定なFEL発振を得るためには $g_0 / \alpha > 2$ が必要であり、この場合上式からは $N_d < 147$ という条件が得られる。したがって、Fig.6-8に示された磁石群の置き換えにより設けられた分散部の磁場強度は妥当な大きさであると判断される。

Madeyの定理によればFELの利得は自然放射スペクトルの周波数微分値に比例し、次式で表される[17]。

$$g = \frac{16\pi^3 c \rho_e}{m \omega_0 \gamma} \frac{d}{d\omega} \left(\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \right) f_{mod} F_f \quad (6-19)$$

filling factorやmodulation factorなどの利得を低下させる因子を1として、エネルギー600MeV、ギャップ50mm、ビーム電流10mA/bunchの場合にヘリカル光クライストロンで得られる利得の波長分布を計算したものがFig.6-14である。ただし、これまでにUVSOR-FELで用いられてきたプレーナ型光クライストロンの利得と比較す

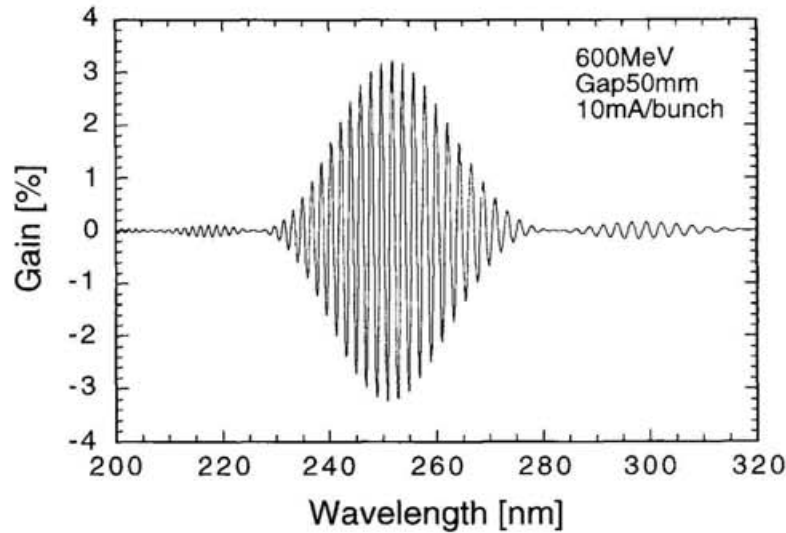


Fig.6-14 ヘリカル光クライストロンで得られる利得の波長依存性

るために、ここでは(6-19)式中の電子密度 ρ_e として電子エネルギー500MeVでの値を用いている*。

電子エネルギー500MeV、波長250nm、 $N_d=130$ 、ビーム電流10mA/bunchの条件の下で計算される従来のプラナー型光クライストロンの利得は1.8% ($F_f=f_{mod}=1$) であるのに対し、電子エネルギーを500MeVから600MeVと上げているにもかかわらず同じ波長で計算されたヘリカル光クライストロンの利得は3.2%となった。600MeVにおけるエネルギー広がり予測値から計算される f_{mod} 、およびこの波長域での F_f はそれぞれ約0.8と0.5である。これらの因子によりヘリカル光クライストロンの利得は減少されるものの、波長250nm付近において1%以上の利得

(10mA/bunch) を見込むことができる。前章で示したミラー反射率の計算によれば、この波長域で99%以上の反射率をもつ多層膜の蒸着は現状のコーティング技術を用いて十分に可能である。これらのミラーとヘリカル光クライストロンを組み合わせることにより、FELとしての最短波長(240nm)に匹敵するFEL発振の実現が可能と思われる。

*ヘリカル光クライストロンを用いたFEL実験(第7章)では、直線部のベータ関数を小さくしたラティスに変更し、電子エネルギーが500MeVの場合とほぼ同じビームサイズを確保している。

§ 6.3 ヘリカル光クライストロンの製作

永久磁石の加工とその着磁は住友特殊金属株式会社（大阪府三島郡）にて行われた。また、それら磁石列を保持する架台や偏光度を可変にする駆動機構の設計・製造は住重テック株式会社（岡山県倉敷市）で行われた。Fig.6-15(a)、(b)はそれぞれ架台装置部の外観図と工場内に置かれたヘリカル光クライストロン本体の写真である。

§ 6.3.4 ホール素子による磁場測定とその調整

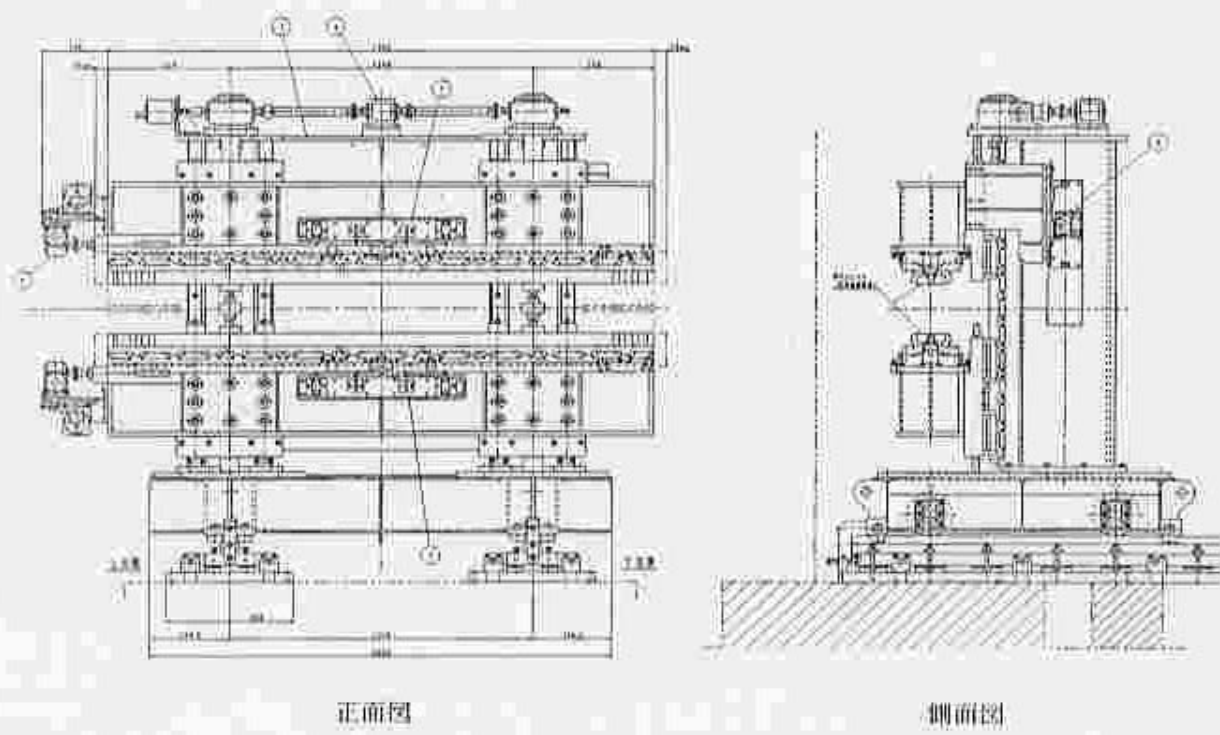
アンジュレーターの性能を十分に引き出し、計算上示される利得を確保するためには、各磁極でのピーク磁場が全長にわたって均一であることが必要である。磁場分布に誤差が生じた場合、アンジュレーター中での電子軌道が歪むことになり利得は低下する。特に光クライストロン構造を用いたFELでは、2台のアンジュレーターから発生する自然放射光が正確に干渉することが重要であり、軌道の曲がりや上流側・下流側の2つのアンジュレーター光の中心波長や空間的重なりをずらすことになるので致命的である。

アンジュレーター中における軌道の歪みに加え、アンジュレーター通過後の電子ビームに対して偏向と変位をなくすことも、アンジュレーターの挿入によりストレージリングが受ける影響を最小限にする上で重要である。これらの要求を満たすためには、x、y方向の磁場分布をそれぞれ $B_x(z)$ 、 $B_y(z)$ とすると、

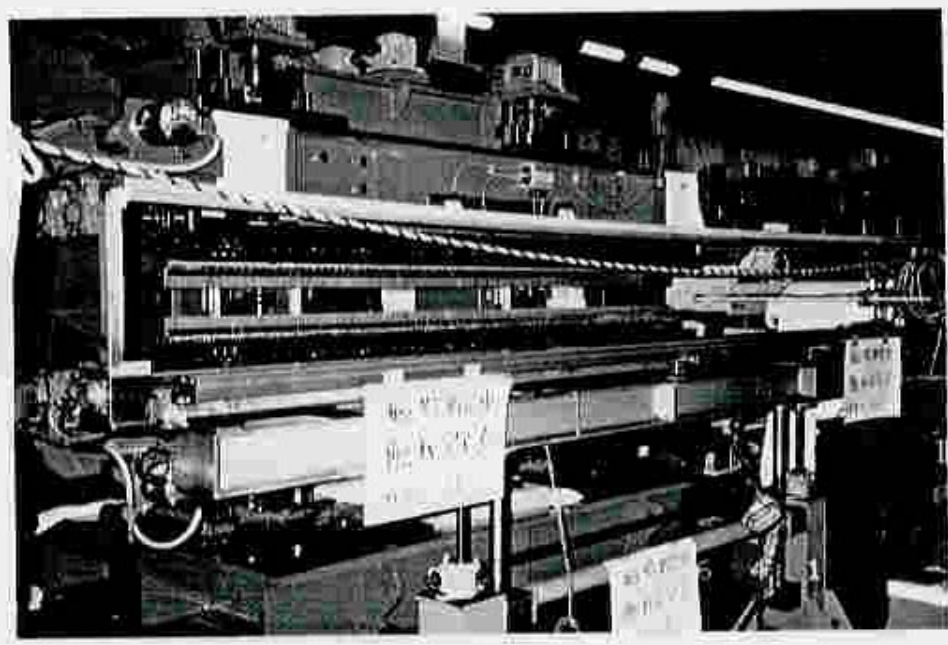
$$\int_0^L B_{x,y}(z) dz = 0 \quad (6-20)$$

$$\int_0^L \int_0^z B_{x,y}(z') dz' dz = 0 \quad (6-21)$$

となる必要があり、アンジュレーターに取り付けられる永久磁石には特性の揃ったものが使われる。しかしながら、残留磁場や磁化軸の曲がり等の永久磁石自身に起因するバラツキに加え、機械加工や組み立て精度に基づくバラツキにより、



(a)



(b)

Fig.6-15 ヘリカル壳クライストロンの(a)外観図と(b)写真

設計図通りに磁石を並べただけでは、アンジュレーターを通過する電子ビームから見れば均一な磁場分布になっていないのが普通である。そこで、アンジュレーター全長にわたって磁場計測を行い、不均一箇所を修正していく磁場調整の作業が必要である。

ヘリカル光クライストロンの磁場測定には、NMRガウスメータを用いて校正されたホール素子（SIEMENS, SBV603）を用いた。ホール素子はホール効果を応用した半導体デバイスであり、磁場強度に比例した電圧を出力する。ホール素子はステッピングモーターによるz軸方向への自動走査を可能にした磁場測定台に取り付けられ、ステッピングモーターの走査とホール素子から発生する電圧の読み取りはパーソナルコンピュータにより制御した。使用したホール素子の磁場感応面積は約1mm×1mmであり、磁場の測定間隔も1mmに設定した。両端の磁石から生じる漏れ磁場も測定するために、ホール素子の走査範囲はヘリカル光クライストロンの全長よりも長くした。また、全長にわたって磁場中心（ $x=0$ 、 $y=0$ ）をホール素子が走査するように、磁石列と素子との相対位置は望遠鏡を用いて精密に調整されている。

アンジュレーターに取り付けられる全永久磁石の表面磁場はあらかじめガウスメータで測定されており、バラツキを（標準偏差／平均値）で表すことにすれば、それらのバラツキは0.3%以内であった。また、磁化軸のずれについても全数測定されており、磁化軸のずれが 1° 以内のものを使用した。

§ 6.3.5 ヘリカルアンジュレーターの磁場測定

磁場調整はギャップを最小値30mmに固定して行った。調整の順序としては、まず初めに通常のヘリカルアンジュレーターとして並べられた21周期分の磁場分布を均一にし、その後中央部分の磁石群を分散部に置き換えて必要があれば分散部の磁場強度を調整することにした。また、今回使用したホール素子は、磁場ベクトルの1成分しか測定することができないので、垂直磁場と水平磁場はそれぞれ独立に調整された。Fig.6-16は垂直磁場用磁石の取り付けが終了した時点で最初に測定された調整前の磁場分布である。

Fig.6-16に示された測定磁場におけるピーク磁場のバラツキは0.14%であり、このグラフを見る限りにおいて磁場調整は必要ないように見える。しかしながら、この磁場分布をもとに電子の軌道を数値計算するとFig.6-17に点線で示したようになり、各磁極のピーク磁場がすべてそろった磁場分布にはなっていない。

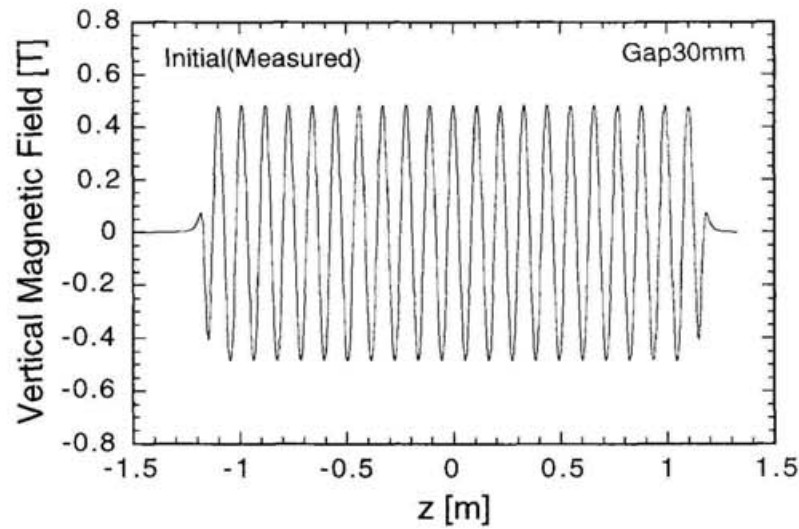


Fig.6-16 磁場調整前の垂直磁場分布

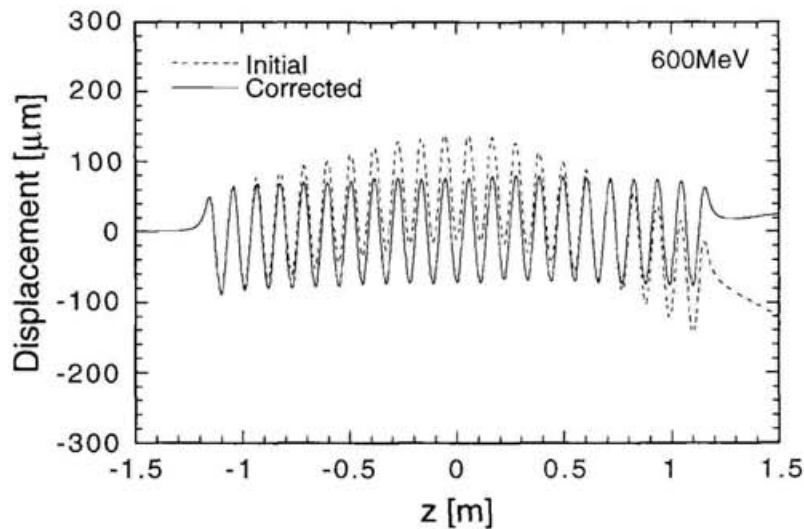


Fig.6-17 磁場調整により補正された電子軌道

従来、アンジュレーターの磁場調整には各ピーク磁場の強弱を相殺するように永久磁石を組み立て直す方法や、磁極面に小さな鉄片を貼り付けるshimmingと呼ばれる方法[18]が用いられてきた。ヘリカル光クライストロンの磁場調整にはFig.6-18に示すように、同じ磁性体（NEOMAX-44H）で作られた磁石の薄片をホルダーに開けられた穴に挿入し、磁石間の吸着と反発を利用して磁場調整を行った。この方法は多数の磁石を並び替える必要がない上に自由に磁場強度を変えられるので効率的であり、また、鉄片の貼り付けによる最小ギャップ値の増加も防ぐことができる。

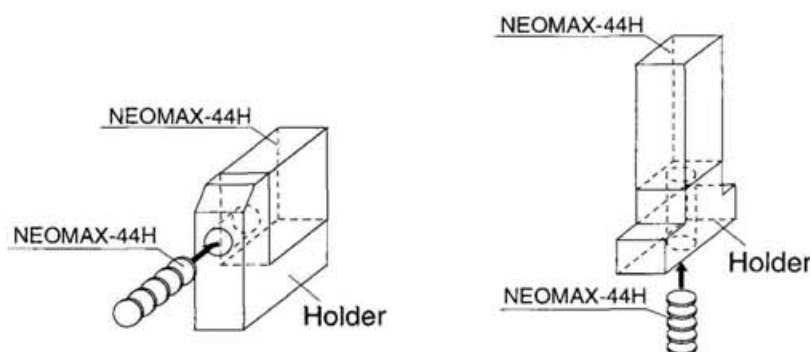


Fig.6-18 チップ磁石の挿入による磁場調整

以上の方法を用いてFig.6-16の磁場分布を調節した結果、Fig.6-17に示された点線のビーム軌道は、同図の実線で表された軌道にまで改善された。アンジュレーター中での曲がりほとんど見られず、アンジュレーター出口での変位は電子エネルギー600MeVに対してわずか $22\mu\text{m}$ であった。

水平磁場に関しては左右両方のヘリカル状態について(6-20)、(6-21)式の条件を満足するように磁場調整を試みた。しかしながら、左ヘリカル磁場と右ヘリカル磁場との間では水平磁場を作ることになる磁石の組み合わせが異なるために、一方の磁石列について積分磁場と変位の両方を最小値にすると、他方の磁石列ではそれらの値が増加するという問題が生じる場合もあった。そこで、水平磁場の調整については、アンジュレーター出口における変位が左右両方のヘリカル磁場で

最小となることを優先し、軌道の偏向はアンジュレーターの前後に設けられた電磁石で補正することにした。

ギャップ30mmにおいて最終的に得られた磁場の積分値とアンジュレーター出口での変位をTable 6-1にまとめた。

Table 6-1 ヘリカルアンジュレーターの積分磁場と変位

	積分値[G·cm]	変位[μ m]
垂直磁場	68	22
水平磁場		
右ヘリカル磁場	-106	-12
左ヘリカル磁場	-152	2

ギャップ30mm、600MeV

§ 6.3.6 ヘリカル光クライストロンの磁場測定

Fig.6-19は、ヘリカルアンジュレーター用磁石配列の中央部分を分散部用の磁石群に取り替えて測定された垂直磁場分布（ギャップ30mm）と、それを基に電子エネルギーを600MeVとして計算された電子軌道を表している。

分散部が取り付けられたヘリカル光クライストロンの出口における変位は21 μ mであり、分散部を取り付ける前に得られた値とほぼ同じであった。前述のように前もって残留磁場のバラツキが非常に小さい永久磁石が選ばれている上に、周期数が1の分散部では磁極間の不均一さが問題とならないので、分散部への置き換えによるアンジュレーター部の磁場分布の乱れはほとんど確認されなかった。

ギャップ30mmにおいて最終的に得られたヘリカル光クライストロンの積分磁場と出口での変位をTable 6-2に示す。

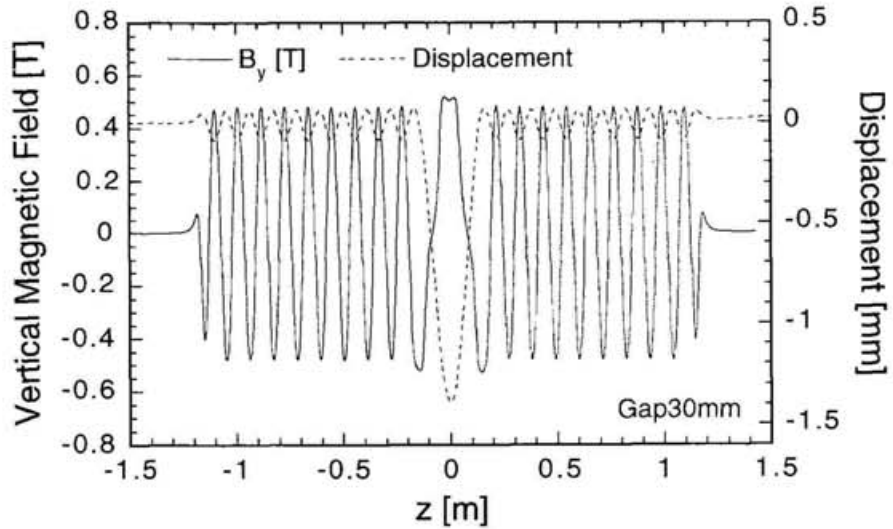


Fig.6-19 測定されたヘリカル光クライストロンの垂直磁場分布

Table 6-2 ヘリカル光クライストロンの積分磁場と変位

	積分値[G·cm]	変位[μ m]
垂直磁場	95	21
水平磁場		
右ヘリカル磁場	43	10
左ヘリカル磁場	-97	38

ギャップ30mm、600MeV

§ 6.3.7 ピーク磁場のギャップ依存性

Fig.6-20はギャップが30、40、50、80mmの場合に測定されたアンジュレーター部のピーク磁場であり、(a)、(b)はそれぞれ垂直および水平ピーク磁場の平均値をプロットしたものである。両図に引かれた実線は残留磁場を1.3Tとした場合の計算値である。

測定値と計算値は非常に良い一致を示しているものの、すべてのギャップにおいて測定値は計算値よりも数%小さかった。無限大の磁石や空隙のない磁石の場合を除き、いくつかの磁石ブロックを組み合わせて磁気回路を構成した場合、ある磁石の磁区は隣接する磁石から生じる磁場の影響を受け、見掛け上の残留磁場 B_r' は真の残留磁場 B_r よりも小さくなると考えられる。Super-ACOに挿入された光クライストロンDOMINOの磁場測定でも $B_r' = 0.977B_r$ となったことが報告されている[19]。厳密には自分自身や他の磁石から受ける磁場の影響を考慮し、Maxwellの方程式を用いて磁石内部の磁化の大きさや向きの変化を逐次計算することが要求されるが、膨大な時間がかかる上に現実には上記数%の違いが問題になることはなく、§ 6.3.2で述べた等価電流法はアンジュレーターの磁場分布を計算する場合に有効な手段である。

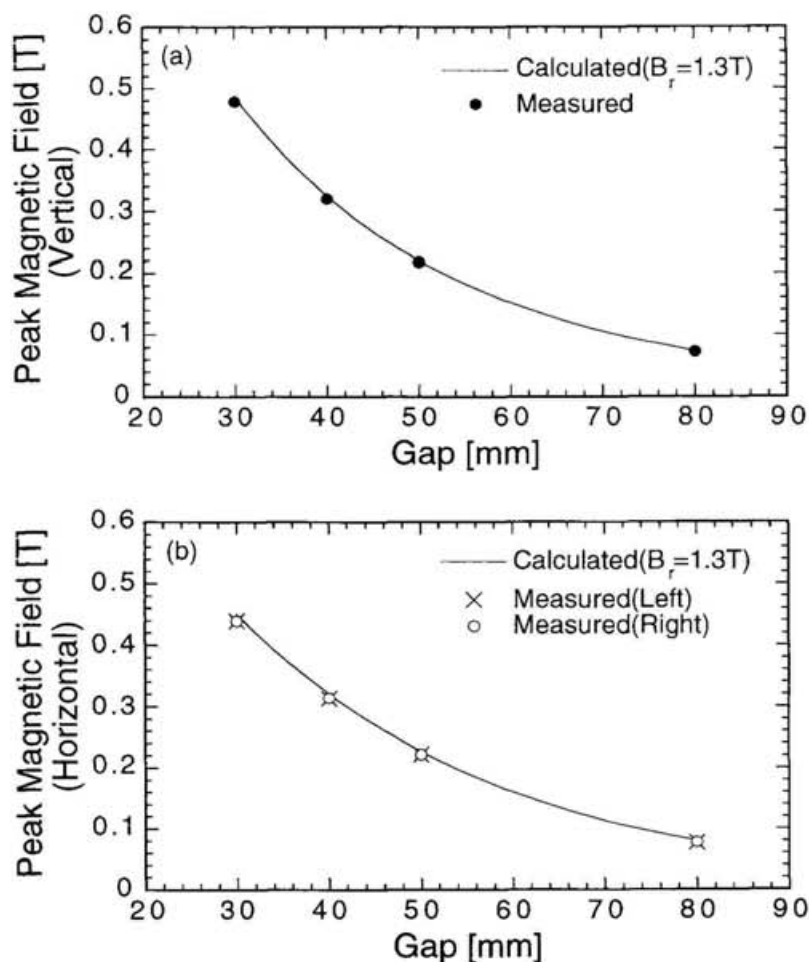


Fig.6-20 アンジュレーター部におけるピーク磁場のギャップ依存性。
(a)垂直磁場、(b)水平磁場

Fig.6-21はギャップ50mmの場合に測定された垂直・水平磁場分布のデータを用いて自然放射スペクトルを数値計算したものである。前述のようにピーク磁場の測定値と磁場計算で得られた値は完全に一致しないので、自然放射光の中心波長はわずかに短波長側にシフトしたものの、そのピーク値やスペクトルの形状は理想的な磁場分布から計算される自然放射スペクトルと比べて違いはなく、今回新しく開発されたヘリカル光クライストロンの磁場分布はほぼ設計値に近いものであると判断される。

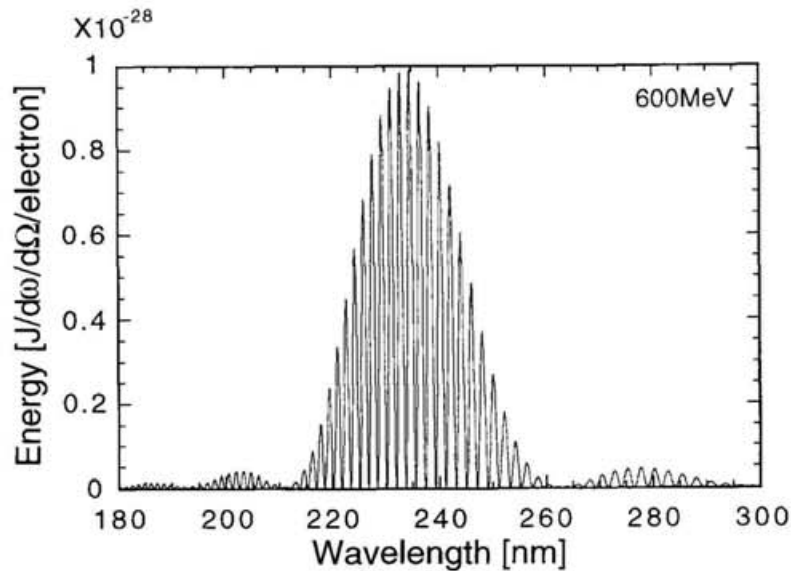


Fig.6-21 ギャップ50mmにおいて測定されたヘリカル光クライストロンの磁場分布から計算された自然放射スペクトル

§ 6.4 むすび

ヘリカル磁場を基本にした新しいヘリカル光クライストロンの設計とその製作上特に重要な磁場分布の測定および調整について述べた。

初めに、現状のストレージリングFELで深刻な問題となっているミラー反射率の劣化とその機構について触れ、ヘリカル光クライストロンの開発に至った動機を示した。

(1) 共振器に用いられる誘電体多層膜ミラーの反射率やそのバンド幅はアンジュレーター光の照射とともに急激に劣化する。反射率劣化の抑制にはアンジュレーター光に含まれる高次の短波長光を低減する必要がある。

(2) プラナー型アンジュレーターからの高次高調波は K 値の増大とともに急激に増加する。十分なFEL利得を得るためには K 値の増大は避けられず、高次高調波の発生を抑えるには他の磁場分布を採用しなければならない。

(3) ヘリカル磁場中を通過する電子の軌道は、 z 軸を回転中心とした螺旋となり、軸上において高調波が観測されない。このことはミラーの劣化を抑制する上で好都合であり、さらに基本波へのスペクトル集中は利得の増大をもたらすのでSRFEL用の磁場分布として最適である。

次に、ヘリカル磁場を発生させる磁石配列と光クライストロン構造について検討した。

(4) 2台のプラナー型アンジュレーターを直交させることによりヘリカル磁場を作ることは可能であるが、真空チェンバーの形状上周期数が制限されるのでUVSORのような短い直線部のリングには不適當である。そこで、真空チェンバーを挟んだ上下の平面上に3列の磁石群が配置されたSPring-8タイプの磁石配列を採用した。その磁気回路は、中央およびその両脇の磁石列がそれぞれ垂直磁場と水平磁場を発生させる構成となっている。

(5) 等価電流法を用い、まずは周期数21のヘリカルアンジュレーターを前提として磁石の寸法を決定した。次に10~12周期目にあたる中央部の磁石群を分散部に置き換えることで、ヘリカル光クライストロンとして機能することを確認した。

(6) 計算された磁場分布をもとにLienard-WiechertポテンシャルのFourier積分を直接数値計算することでヘリカル光クライストロンから発生する自然放射スペクトルを求め、上記置き換えによる分散部の磁場強度は妥当であることを確かめた。

(7) Madeyの定理を用いてFEL利得を計算した。ヘリカル光クライストロンの利得はこれまで用いられてきたプラナー型光クライストロンの2倍以上であることが示された。

以上の考察により、ヘリカル光クライストロンの有望性が確認されたので実際

にこの装置を製作し、磁場調整を行った。

(8) 磁場分布の測定はホール素子の自動走査により行われた。まずは、通常のヘリカルアンジュレーターモードで並べられた磁石列の磁場調整を行った。効率のよい磁場調整方法として、永久磁石を保持するホルダーに開けられた穴に磁石の小片を挿入する方法が採用された。

(9) ピーク磁場のギャップ依存性を測定し、設計値とほぼ等しい値が得られていることを確認した。

(10) 測定された磁場データを用いて自然放射スペクトルを計算した。このスペクトルを見る限りにおいて、新しく製作されたヘリカル光クライストロンの磁場分布は理想に近いものであることが分かった。

参考文献

- [1] M. E. Couprie, D. Garzella and M. Billardon, Nucl. Instr. and Meth. A 358 (1995) 382.
- [2] D. Garzella, M. E. Couprie, T. Hara, L. Nahon, M. Brazuna, A. Delboulbe and M. Billardon, Nucl. Instr. and Meth. A 358 (1995) 387.
- [3] P. Elleaume, M. Velghe, M. Billardon and M. Ortega, Appl. Opt. 24 (1985) 2762.
- [4] 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. Instr. and Meth. A 358 (1995) 392.
- [5] K. Yamada, T. Yamazaki, T. Shimizu, N. Sei and T. Mikado, Appl. Opt. 34 (1995) 4261.
- [6] H. Onuki, Nucl. Instr. and Meth. A 246 (1986) 94.
- [7] H. Onuki, N. Saito and T. Saito, Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 173.

- [8] P. Elleaume, Nucl. Instr. and Meth. A 291 (1990) 371.
- [9] X. M. Marechal, T. Tanaka and H. Kitamura, Rev. Sci. Instr. 66 (1995) 1937.
- [10] G. Brown, H. Winick and P. Eisenberger, Nucl. Instr. and Meth. A 204 (1983) 543.
- [11] H. Jiang and L. R. Elias, Nucl. Instr. and Meth. A 318 (1992) 830.
- [12] Y. Tsunawaki, N. Ohigashi, K. Mima, T. Akiba, S. Kuruma, K. Imasaki, S. Nakai and L. R. Elias, Nucl. Instr. and Meth. A 304 (1991) 753.
- [13] C. Bazin et al., in Physics of Quantum Electronics, Vol. 8 (Addison-Wesley), p. 103.
- [14] H. Hama, Nucl. Instr. and Meth. A 375 (1996) 57.
- [15] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, 2nd Ed. (Wiley, New York).
- [16] M. E. Couprie, C. Bazin and M. Billardon, Nucl. Instr. and Meth. A 278 (1989) 788.
- [17] J. M. J. Madey, Nuovo Cimento 50 (1979) 64.
- [18] S. C. Gottschalk, D. C. Quimby, K. E. Robinson and J. M. Slater, Nucl. Instr. and Meth. A 296 (1990) 579.

第7章 ヘリカル光クライストロンを用いた可視及び紫外域 自由電子レーザー発振実験

ヘリカル光クライストロンを用いたFEL実験では軸上において高次高調波が減少することにより、ミラー反射率劣化の低減と利得の増大が期待できることを前章で述べた。本章ではこの挿入光源を用いた可視及び紫外域におけるFEL発振の実験結果について述べ、SRFELにおけるヘリカル光クライストロンの有用性を実験的に明らかにする。

§ 7.1 ヘリカル光クライストロンの挿入

初めに、ストレージリングへのヘリカル光クライストロンの挿入に際し、この挿入光源が電子ビームに及ぼす影響について述べる。次に、予測値に近い自然放射スペクトルを得るために行ったビーム軌道の補正について述べる。

§ 7.1.1 ヘリカル光クライストロンの収束力

通常のプラナー型アンジュレーターを通過する電子ビームは、蛇行運動により生じる水平方向の速度成分と各磁極端において $y=0$ の中心からはずれて出現する z 軸方向の磁場成分とから垂直方向の Lorentz 力を受ける。このエッジ収束と呼ばれる収束作用はベータ関数を変化させ、ベータトロン振動数の周波数変移 (チューンシフト) をもたらす。

(2-86)式に示したように、電子ビームはリングを1周するごとに水平方向に ν_x 回、垂直方向に ν_y 回のベータトロン振動をする。これらのチューンが整数であると、電子がストレージリングを1周するごとに不正磁場などによって同じ方向にキックされ、ベータトロン振動の振幅が次第に増大する共鳴現象により電子ビームは消滅する。不正磁場としては偏向磁場成分のほかに四極、六極、八極成分な

どいろいろ考えられる。一般に、

$$mV_x + nV_y = k \quad (m, n, k: \text{整数}) \quad (7-1)$$

の関係があるときに共鳴が起こる。 $q = |m| + |n|$ は共鳴の次数と呼ばれる。アンジュレーターをストレージリングに挿入する際には、収束作用に基づくチューンシフトにより(7-1)式で表される共鳴線にかからない v_x と v_y の組(動作点)を選ぶことが必要である。

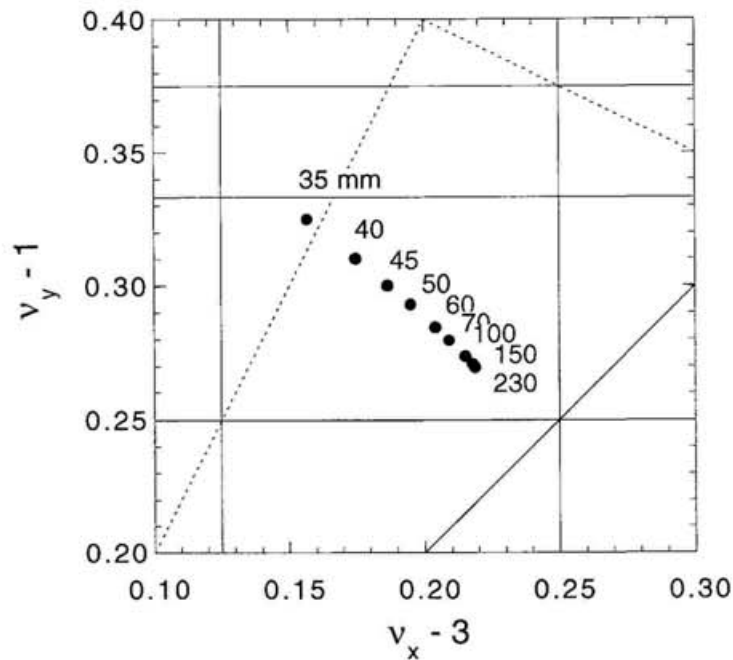


Fig.7-1 ギャップの変化によるチューンシフト。
実線と点線は共鳴線を表している。

ヘリカル光クライストロンのギャップを変えて測定したチューンシフトを Fig.7-1に示す。図中に引かれた実線と点線はそれぞれ低次と高次の共鳴線である。一般に、共鳴が電子ビームの安定性に及ぼす影響は次数が低いほど大きい。Fig.6-4に示したようなプラナー型アンジュレーターを直交させた磁石配列のヘリカルアンジュレーターでは、垂直・水平方向ともに電子ビームに対し収束力が作用する

ので、ギャップを狭めるほど v_x と v_y はともに増加する。これに対し、Fig.6-5に示した磁石配列によるヘリカル光クライストロンでは電子ビームに対して垂直方向には収束力、水平方向には発散力が作用しており、ギャップを狭めるにつれて v_x が減少するのが特徴的である。ギャップを全開（230mm）にした状態で動作点を $(v_x, v_y) = (3.22, 1.26)$ に設定し、このギャップから中心波長約600nmの赤色光が得られるギャップ35mmの範囲において安定に電子ビームが蓄積できることを確認した。ギャップが35mmよりも狭くなるとチューンが低次の共鳴線に近づいて電子ビームは不安定になったが、500nm以下の短波長域におけるFEL発振を目標としていたので、35mm以下のギャップで安定に電子ビームを蓄積するための配慮は行わなかった。

ヘリカル光クライストロンの収束力 $G \cdot l$ はチューンシフトの測定値 Δv からベータ関数 β 、beam rigidity $B\rho$ を用いて次式で計算される。

$$G \cdot l [\text{T/m} \cdot \text{m}] = \frac{4\pi\Delta v}{\beta} B\rho \quad (7-2)$$

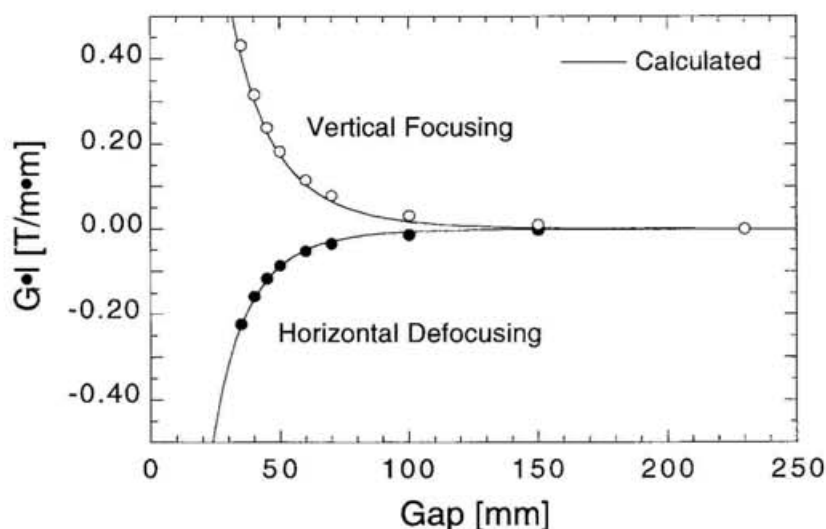


Fig.7-2 チューンシフトから求めた垂直及び水平方向の収束力。実線は磁場分布から数値的に計算された収束力である。

Fig.7-2は測定されたチューンシフト量から求めた垂直方向と水平方向に対する収束力を示したものである。ヘリカル光クライストロンの磁場分布は非常に複雑であるので、前章で述べた等価電流法による磁場分布の計算を利用してヘリカル光クライストロンの収束力を数値的に求めた。実線はこの計算結果を示しており、測定された収束力は計算値と良く一致している。

Fig.7-2から明らかなように、狭いギャップにおけるヘリカル光クライストロンの収束力は非常に大きく、ちょうど発散の四極電磁石をストレージリングの直線部に入れたような状況であるので、狭いギャップではラティスの対称性がくずれてベータ関数が大きく歪むことが予想される。Fig.7-3はFig.7-2に示した収束力を考慮して可視域のFEL実験におけるUVSORストレージリングのラティス関数を計算したものである。また、Table.7-1は電子エネルギーが600MeVの場合の電子ビームのパラメータである。

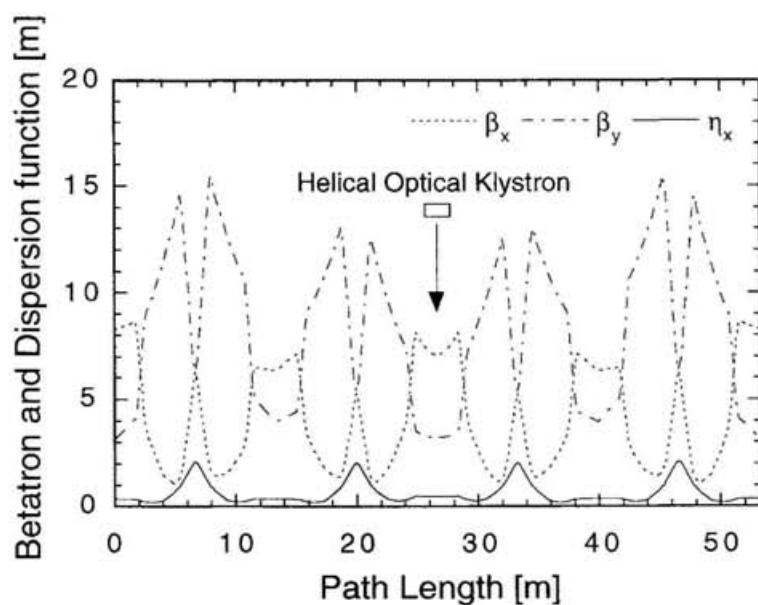


Fig.7-3 ヘリカル光クライストロンの収束力を考慮して計算されたUVSORストレージリングのラティス関数。

Table 7-1 ヘリカル光クライストロンを用いたFEL実験における
UVSORストレージリングのパラメータ

Energy(for FEL)	E_0	600MeV
Natural Emittance (600MeV)	ϵ_{x0}	$0.079 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$
Energy Spread (600MeV)	σ_E	0.20MeV
Momentum Compaction Factor	α	0.037
Beam size at the center of long straight section		
Horizontal (Gap 40mm)		0.75mm
Vertical (Gap 40mm)		0.11mm
Damping time of synchrotron oscillation	τ_s	19ms
Damping time of betatron oscillation	$\tau_{x,y}$	38ms

Fig.7-3に示した計算では、ヘリカル光クライストロンが設置された直線部の4つの四極電磁石 (Q1, Q2) と偏向電磁石のさらに向こう側にある四極電磁石 (Q3) に取り付けられた合計6個の補正コイルを用いてヘリカル光クライストロンの挿入によるラティスの歪みを補正しているが、電流容量不足のために55mmよりも狭いギャップではラティスの歪みを完全に補正できていない。ただし、直線部のベータ関数をできる限り小さくすることで、これまでのラティスにヘリカル光クライストロンを挿入した場合に比べてベータ関数の歪みは小さくなっている。また、電子エネルギーをこれまでの500MeVから600MeVに上げたことにより電子ビームのエミッタンスは増大しているものの、直線部のベータ関数を小さくしたことにより、500MeVにおけるFEL実験の場合とほぼ同じビームサイズを確保している。狭いギャップではベータ関数の大きさが±20%ほど歪んだ状態になっているが、蓄積された電子ビームに不安定性は見られなかったのでFig.7-3に示したラティスでFEL実験を行うことにした。

§ 7.1.2 ビーム軌道の補正

光クライストロンを用いたFEL実験において最大限の利得を得るためには、上流側と下流側の2つのアンジュレーター光の中心波長と伝搬方向の両方がそれぞれ正確に一致することが重要である。そのためには、光クライストロンの磁場調整を慎重に行って不正磁場をできる限り少なくした上で、さらに電子ビームが光クライストロンの中心を通過するようにビーム軌道の補正を行う必要がある。

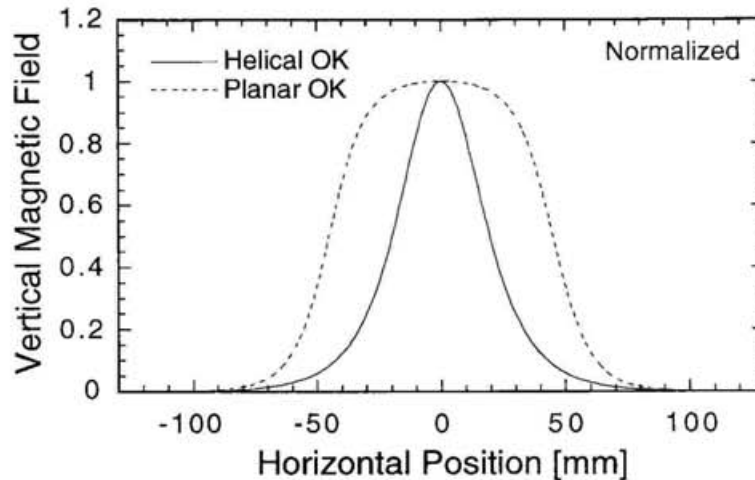


Fig.7-4 ヘリカル光クライストロンの垂直磁場分布（実線）とプラナー型光クライストロンの垂直磁場分布（点線）の比較。

Fig.7-4はヘリカル光クライストロンのアンジュレーター部における垂直磁場分布とこれまで用いてきたプラナー型光クライストロンのアンジュレーター部における垂直磁場分布を比較したものである。ヘリカル光クライストロンにおいて垂直磁場を発生する永久磁石の幅は狭く、プラナー型に比べて磁場分布の空間的な一様性が非常に悪い上に、ヘリカル光クライストロンの収束力は強いことからビーム軌道の補正は特に重要である。実際に、ビーム軌道の補正を全く行わない状態で測定したヘリカル光クライストロンからの自然放射スペクトルには2つのアンジュレーター光の干渉による微細構造が観測されなかった。

ストレージリングを周回する電子ビームの軌道は第2章で述べたビーム位置モニターで測定することができる。Fig.2-11に示したようにUVSORストレージリング

のビーム位置モニターは偏向電磁石の両脇に設置されているのみで、ヘリカル光クライストロンの入口と出口におけるビーム軌道を直接測定できないのが大きな問題点となった。ストレージリングの直線部には四極電磁石や六極電磁石などが多数存在するが、UVSORストレージリングではこれら電磁石のアライメント精度が不十分であると経験的に見なされているので、偏向電磁石の両端におけるビームの位置は測定することができても、直線部の中でのビーム軌道については全く不明である。そこで、以下に述べる手順によりヘリカル光クライストロンの中心を電子ビームが通過するようにした。

まずは、ヘリカル光クライストロンの据え付けに際して、永久磁石列の幾何学的中心とその両脇に置かれている上流及び下流の四極電磁石 (Q1) の幾何学的中心とができる限り一致するように配慮した。四極電磁石の幾何学的中心に対するヘリカル光クライストロンの取り付け誤差は約0.1mmであった。この状態で、2つの四極電磁石の幾何学的中心を電子ビームが通過するようにビーム軌道の補正を行えばよいが、電子ビームの軌道が四極電磁石の幾何学的中心にあることを調べる手段はないので、四極電磁石の幾何学的中心と磁場中心は一致しているものと仮定して磁場中心に電子ビームを通すことにした。この四極電磁石の磁場中心に電子ビームを通す方法にはALS (Advanced Light Source) で実施されている方法 [1]を参考にした。四極電磁石中を通過する電子ビームは磁場中心からのずれ (オフセット) の大きさに比例したキックを受ける。したがって、ある四極電磁石の磁場強度を変えて閉軌道のずれが生じない場合、電子ビームはこの四極電磁石の磁場中心を通過していることになる。この時に四極電磁石の最も近くにあるビーム位置モニターが示す値をビーム位置モニターから見た四極電磁石の磁場中心と見なす。実際に磁場中心を決める方法としては、軌道補正用の電磁石を使って適当な大きさのオフセットを電子ビームに与え、四極電磁石の磁場強度を一定量変えた場合にすべてのビーム位置モニターで観測される閉軌道のずれ $(x - \Delta x)$ の二乗和 $\sum (x - \Delta x)^2$ をオフセットの関数として測定する。この二乗和はオフセットに対して2次関数となるので、二乗和が最小となる位置に電子ビームの軌道を設定することにより、四極電磁石の磁場中心に電子ビームを通すことができる。

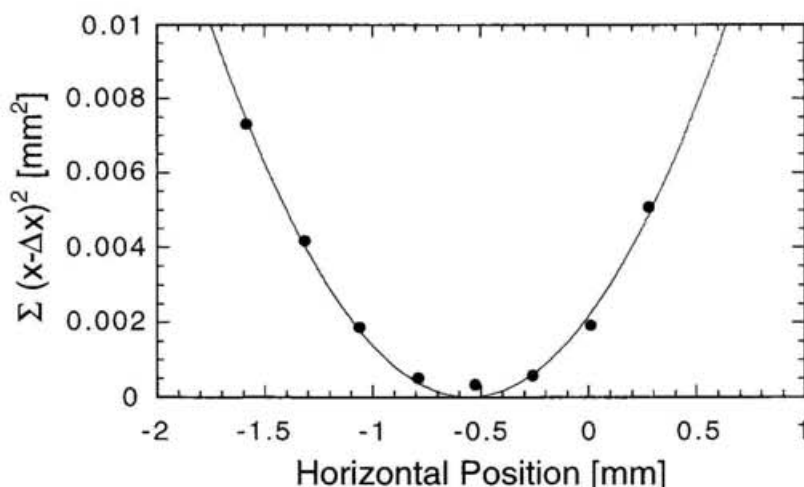


Fig.7-5 四極電磁石の磁場中心を測定した例

Fig.7-5は上流側の四極電磁石（Q2）について水平方向の磁場中心を測定した結果である。このときヘリカル光クライストロンが挿入されている直線部において不必要なキックが電子ビームに加わらないように、直線部に設置されている軌道補正用の電磁石やスキュー四極電磁石はすべて励磁していない。さらに、ヘリカル光クライストロンからの不正磁場の影響を排除するために、レールの上に置かれているヘリカル光クライストロンは直線部からストレージリングの内側に引き抜かれた状態にしている。Fig.7-5に示した例では上流側のビーム位置モニターが $x = -0.55\text{mm}$ を示すようにビーム軌道の補正を行った場合、上流側四極電磁石（Q2）の磁場中心（水平方向）を概ね電子ビームが通過していると考えられる。同様に、ヘリカル光クライストロンの上流・下流にある4つの四極電磁石すべてについて水平方向と垂直方向の磁場中心を計測した。なお、UVSORストレージリングでは四極電磁石のすぐ近くにビーム位置モニターが置かれていないので、測定された磁場中心の位置は真の磁場中心の位置を正確に表していない可能性があるが、大きな目安を与えていることに間違いはない。

次に、測定された4つの四極電磁石の磁場中心を平均的に電子ビームが通るよ

うにビーム軌道の補正を行った後、ヘリカル光クライストロンをストレージリングに戻してヘリカル光クライストロン自身の不正磁場の大きさを評価した。前章で述べた磁場調整方法により、磁場の積分値はかなり小さくなっているはずであったが、ヘリカル光クライストロンをストレージリングに挿入してギャップを狭めたところ、特に水平方向に関して明らかな閉軌道のずれが観測された。この閉軌道のずれをもたらしている不正磁場が分散部とヘリカル光クライストロンの入口及び出口の3箇所に局在していると仮定すると、可視域の自然放射光が得られる狭いギャップにおいて閉軌道のずれから見積もられる垂直方向の不正磁場の大きさは、分散部とヘリカル光クライストロンの両端においてそれぞれ約 $2.5 \text{ G}\cdot\text{m}$ と $2 \text{ G}\cdot\text{m}$ であった。両端のアンジュレーター部分に対して見積もられた不正磁場の大きさはホール素子で測定された積分磁場の値とオーダー的に一致する。前章では、中央部分の磁石群を分散部に置き換えても積分磁場の測定値が大きく変化しなかったことを述べたが、実際に観測した上流と下流の2つのアンジュレーター光は水平方向にずれていた事実からも、分散部において垂直方向にわずかな不正磁場が存在することは明白であった。この原因の一つには磁場調整の不完全さが挙げられるが、他に垂直磁場の空間分布が一様でないことによる影響も考えられる。特に分散部の磁場強度は非常に大きいので、Fig.6-13に示した電子ビームの軌道から明らかなように、分散部では中心軸から水平方向に2mm近くもはずれた軌道上を電子が蛇行する。したがって、実際に分散部で電子を感じる磁場の大きさは中心軸上の磁場強度よりも小さくなり、分散部で遠回りする電子には必然的なキックが与えられることになる。磁場測定においてホール素子が検出した磁場分布は中心軸上のものであり、電子の軌道に沿ったものではないことから分散部の置き換えによる不正磁場は観測されなかったと思われる。等価電流法を用いた磁場分布の計算において電子ビーム軌道上の垂直方向の磁場強度を逐次積分したところ、分散部を通過する電子には必然的に約 $1 \text{ G}\cdot\text{m}$ の不正磁場が加えられることが示された。

アンジュレーター部分の不正磁場はヘリカル光クライストロンの上流と下流の両端に取り付けられた電磁石を用いて補正した。また、直径1mmの銅線を分散部の大きさに合わせて平面上に巻いた薄い空芯コイルを製作し、このコイルを分散部真下の真空チェンバーに取り付けることにより分散部の不正磁場を補正した。

この空芯コイルに流す電流値は上流と下流のアンジュレーター光が空間的に重なるように決められた。

前述のように、測定した四極電磁石の磁場中心は一つの目安と考えるべきものであり、ヘリカル光クライストロンの据え付け精度も考慮すると、これらの磁場中心を通るビーム軌道がヘリカル光クライストロンの中心軸と正確に一致している確証はない。そこで、ヘリカル光クライストロンの収束力は発散の四極電磁石と等価的であることから、最終的には四極電磁石の磁場中心を通過しているビーム軌道からヘリカル光クライストロンのギャップをわずかに変えても閉軌道のずれが見られないビーム軌道に微調整した。この場合、電子ビームはヘリカル光クライストロンの中心を正確に通過していると考えられる。

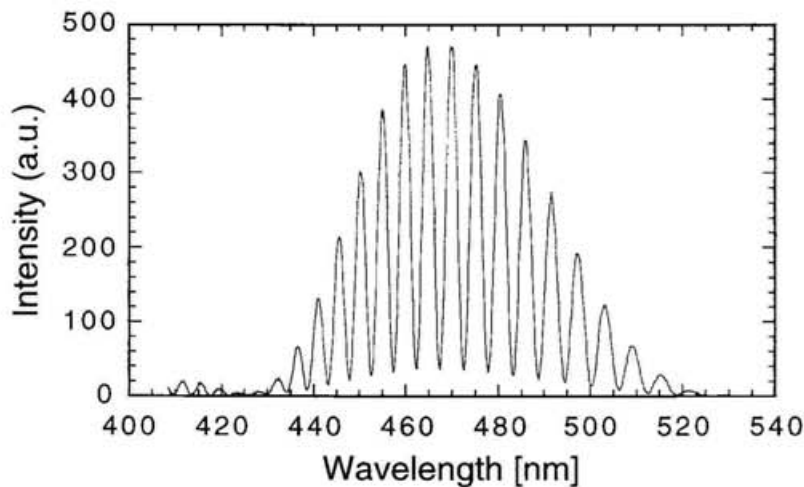


Fig.7-6 可視域において観測されたヘリカル光クライストロンからの自然放射スペクトル

最終的に決定されたビーム軌道において測定した可視域の自然放射スペクトルをFig.7-6に示す。この自然放射スペクトルの f_{mod} と N_d はそれぞれ 0.86 と 91.2 である。高調波加速空洞を用いて圧縮された自然バンチ長の測定値 $\sigma_{nb} = 83.4 ps$ とこの時のシンクロトロン振動数 $f_s = 24 kHz$ から計算される電子バンチのエネルギー広がり 3.5×10^{-4} であり、Table.7-1に示した計算値 3.3×10^{-4} と良く一致する。測定された f_{mod} の値はエネルギー広がりを 3.5×10^{-4} として(2-60)式から計

算される値 0.91 に近いことから、ビーム軌道の補正は正しく行われていると判断した。

§ 7.2 可視域および紫外域のFEL発振実験

Two-color experimentなどのSRFELを応用した実験においてはビーム寿命が長いことが望まれる。前章で述べたように、電子密度が一定であるとする、ヘリカル光クライストロンによるFELの利得は電子エネルギーをこれまでの500MeVから600MeVに上げた条件でもプラナー型光クライストロンの約2倍であることが計算上示されている。ヘリカル光クライストロンをUVSORストレージリングに挿入する際、ベータ関数の歪みを少なくするために直線部のベータ関数を小さくした結果、ヘリカル光クライストロン中のビームサイズはこれまでの500MeVとほぼ同じになった。そこで、ヘリカル光クライストロンを用いたFEL実験では高調波加速空洞によるバンチ長の圧縮を行わず、主加速空洞だけで電子ビームを蓄積してビーム寿命がなるべく長くなるようにした。この場合のビーム電流に対するバンチ長の変化をFig.7-7に示す。

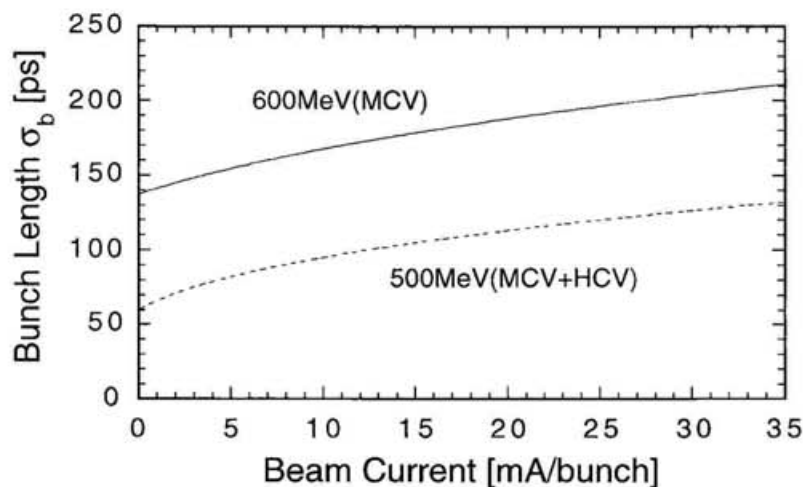


Fig.7-7 電子エネルギー600MeVにおいて主加速空洞のみを用いた場合のビーム電流に対するバンチ長の変化。

600MeVでのバンチ長は、高調波加速空洞を用いて圧縮された500MeVにおけるバンチ長の約2倍になっており、ヘリカル光クライストロンによるFELの利得はこれまでのプラナー型光クライストロンで得られていた利得とほぼ同じになっている。また、ビーム寿命は20mA/bunchで約1時間となり、500MeVにおけるFEL実験の3倍の寿命が得られた。

可視域の発振実験ではコストの面で有利なEBEで蒸着された多層膜ミラー ($\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$) を使用し、270nmを中心とした紫外域の発振実験ではEBEよりも高い反射率が得られるIBSで蒸着された多層膜ミラー ($\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$) を使用した。Fig.7-8は紫外域のFEL実験で得られたレーザー光のスペクトルを示したものである。ギャップの変更により272nmから262nmの範囲で波長を掃引することができた。この波長範囲は誘電体多層膜ミラーの反射帯域により制限されている。

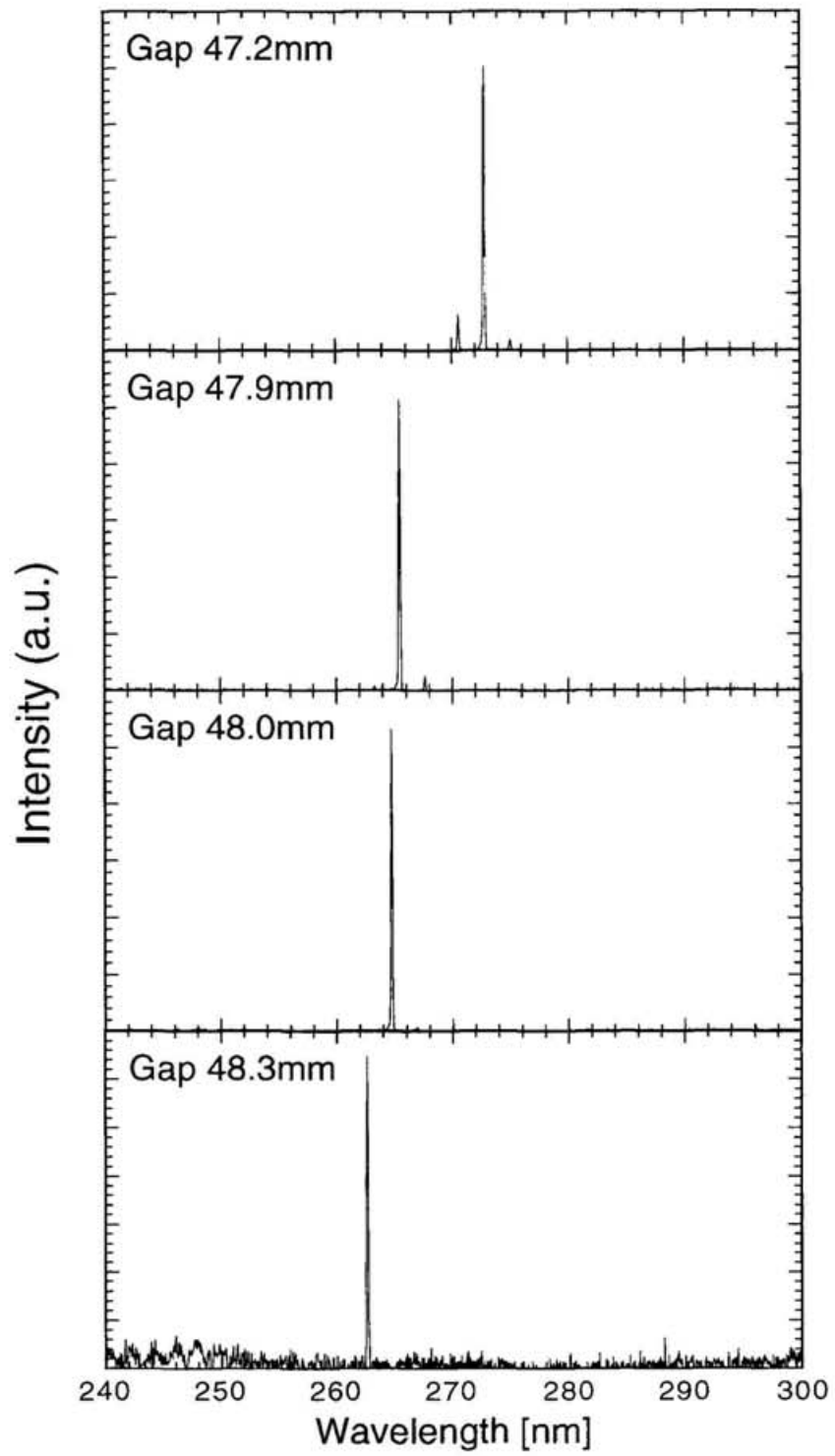


Fig.7-8 ギャップの変更により掃引された紫外域のレーザースペクトル

§ 7.2.1 マクロパルスの時間構造

Fig.7-9は主加速周波数のずれに対するマクロパルス構造の変化をフォトダイオードで測定したものである。500MeVにおけるFEL実験では振動等の影響によるものと想像されるわずかな擾乱により電子バンチとレーザー光が最も同期する条件で周期的パルス発振が観測されたが、電子エネルギーを600MeVに上げて行ったFEL発振では最良同期条件下において連続的発振が得られるようになった。Fig.7-10 (a)はこの連続的発振の状況において電子バンチとレーザーパルスの時間分布を2軸掃引ストリークカメラを用いて同時に測定したストリーク像であり、(b)は(a)のストリーク像の中で白線で示した部分を垂直軸方向に射影したものである。レーザー光は電子バンチの頂上付近で主に増幅されているものの、振動等の外乱により電子バンチの中での時間的な位置が変動していることが分かる。(a)のストリーク像において左端から20msほど経過したところでは何らかの原因により突発的に大きな擾乱が生じ、レーザー光は電子バンチの頂上から裾に向かってドリフトを始めているが、すぐに別のレーザー光が成長している様子も観測された。このように、電子バンチとレーザーパルスが完全に同期していないにもかかわらず、最良同期条件下で連続的発振が得られるようになった。この理由の一つには、電子エネルギーを500MeVから600MeVに上げたことに加え、高調波加速空洞を用いずに加速電圧の勾配が減少してバンチ長が伸長した結果、電子バンチの頂上付近における電子の時間的な分布がより平坦に近づいて外乱の影響が相対的に軽減されたことが挙げられる。もう一つには、電子エネルギーを上げたことでシンクロトロン振動の減衰時間が500MeVにおける35msから19msに減少し、エネルギー広がりが増大により低下した利得の回復が速くなったことも考えられる。

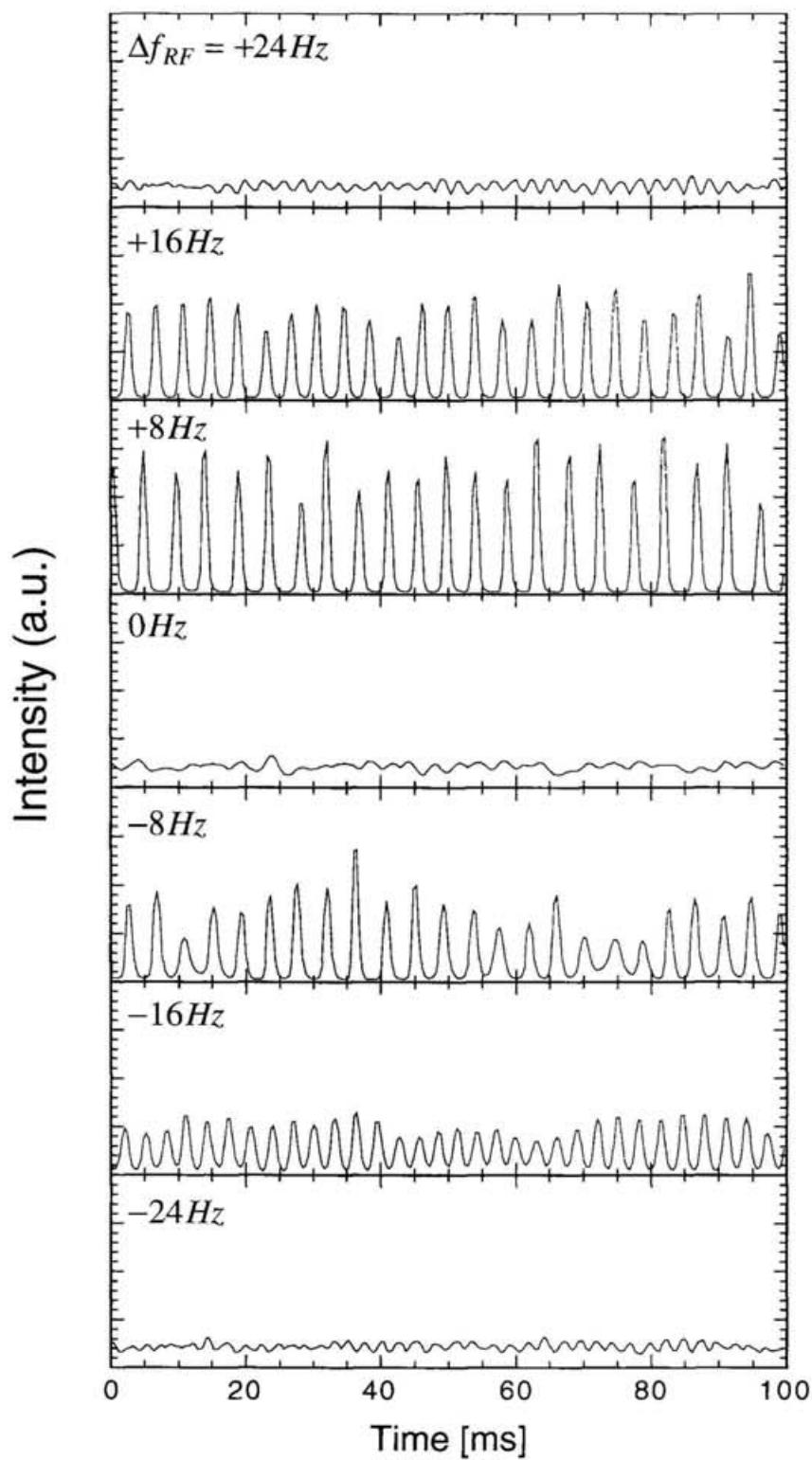


Fig.7-9 ヘリカル光クライストロンを用いた可視域のFEL発振で観測されたマクロパルス構造。左端の周波数は、電子バンチとレーザーパルスが同期する主加速周波数からのずれを表している。

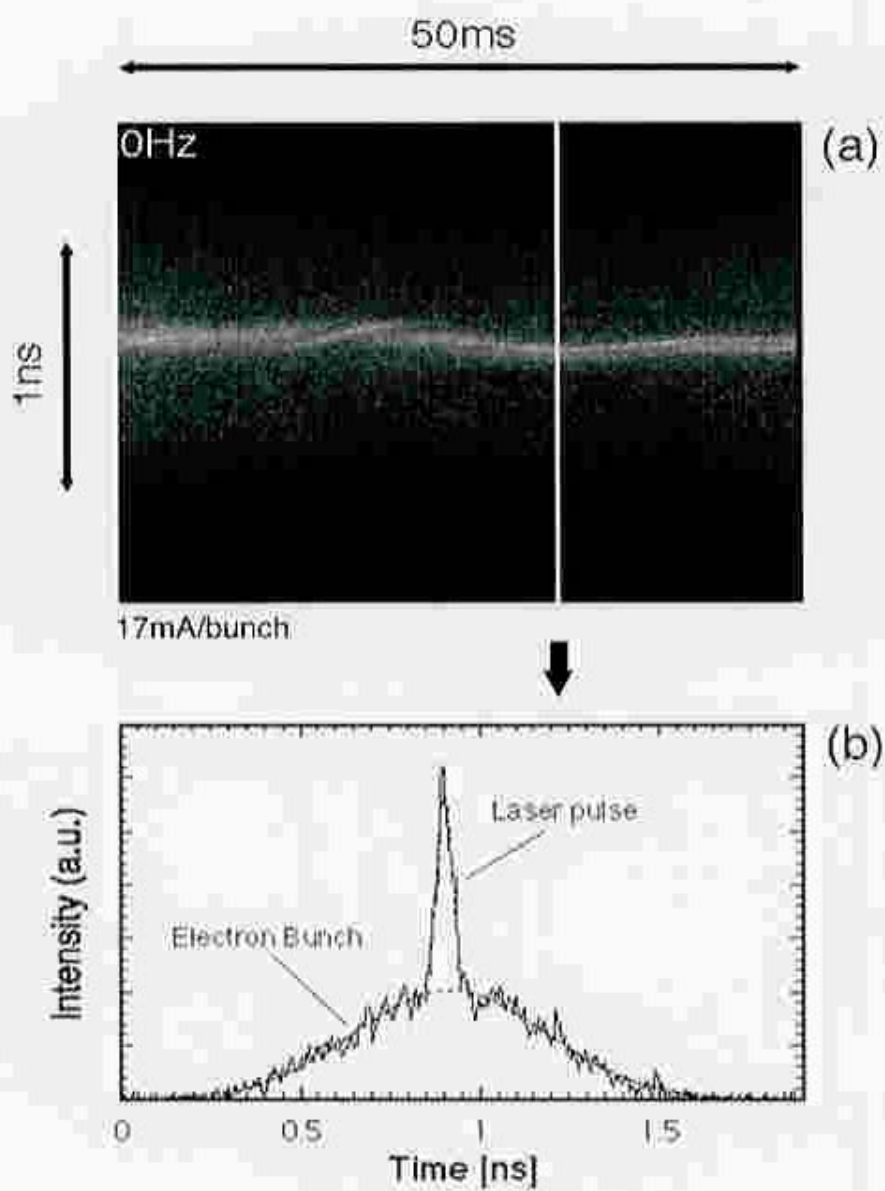


Fig. 7-10 (a)最良同期条件における連続的発振で得られた2軸掃引ストリーク像。(b)は(a)に引いた白線の部分を垂直方向に射影したもの

Fig.7-11は電子バンチとレーザーパルスとの同期のずれに対してレーザー光の平均パワーを測定した結果である。電子バンチとレーザーパルスが同期する付近において見られる離調曲線の谷間では連続的発振になっており、その両側の突出した部分では周期的パルス発振が観測された。さらに同期のずれを大きくすると再び連続的発振となった。これまでのプレーナ型光クライストロンを用いたFEL実験では最良同期条件下で周期的パルス発振となっていたことから、Fig.7-11に示したような中央部分の構造は観測されなかった。

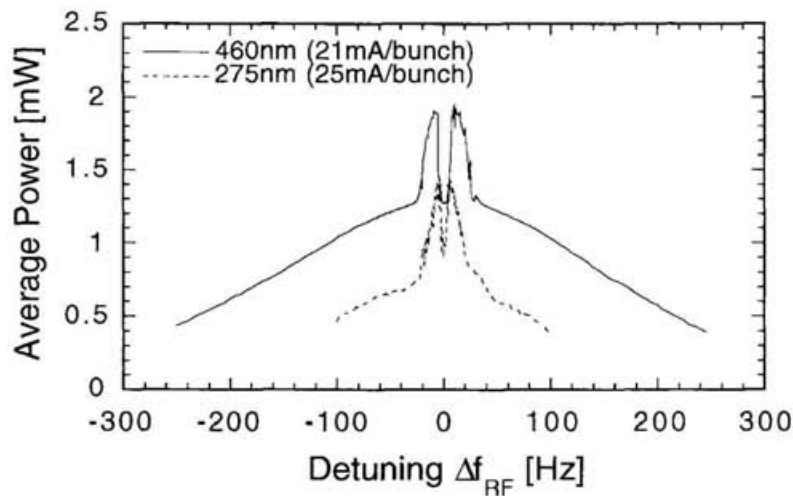


Fig.7-11 可視及び紫外域のFEL発振で測定された平均出力の離調曲線

この離調曲線の中央部分を拡大してより詳しく測定した結果がFig.7-12であり、(a)は同期のずれに対するマクロパルスの時間波形を2次元的に表現したものである。レーザー光のエネルギーは白色に近くなるほど高くなるようなグレースケールで表現されている。(b)は(a)において水平軸方向に積分した値に比例するレーザー光の平均パワーである。電子バンチとレーザーパルスが同期する付近の連続的発振で得られる平均パワーは、マクロパルス構造が現れる発振状態で得られる平均パワーよりも低くなっていることが分かる。Super-ACO FELで測定されている離調曲線もおおよそこのような形状になっている[2]。

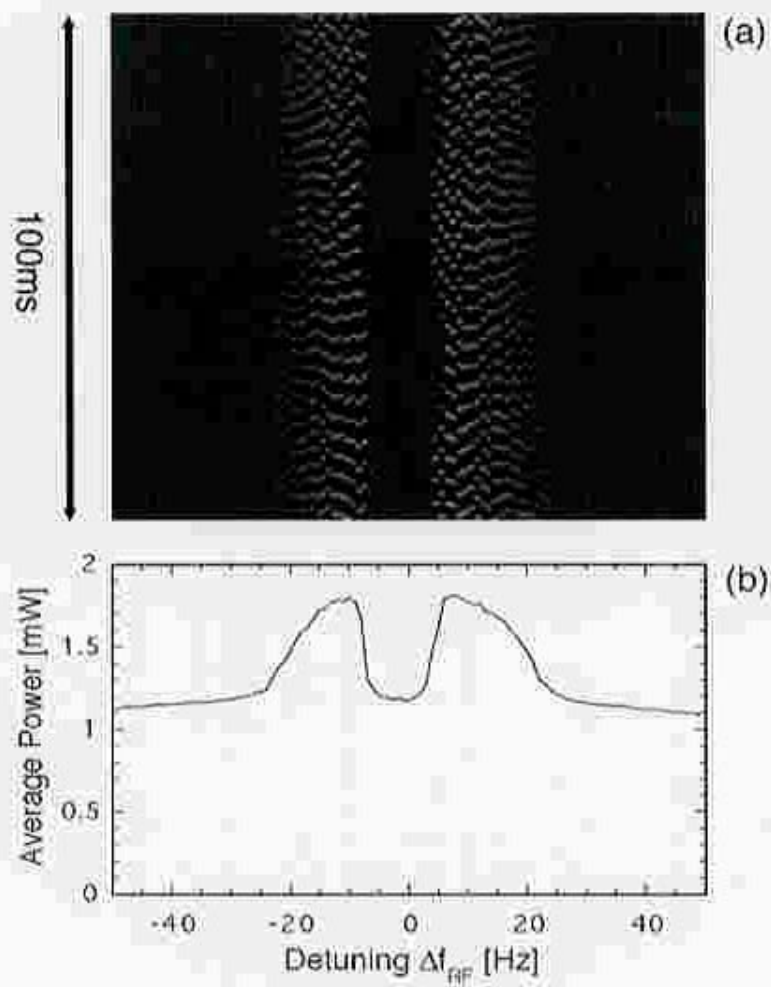


Fig.7.12 (a)同期のずれに対するマクロファブリス構造の変化。白に近づくほどレーザー光強度が高くなるようなグレースケールで示されている。(b)は(a)を水平軸方向に射影して得られる平均出力の離調曲線である。

第3章で示したSRFELの計算モデルはSRFELにおけるマクロパルス構造の出現を定性的に説明することはできるが、Fig.3-13に示した計算例から明らかのように、このモデルから計算される離調曲線は同期のずれが0となる点を最大として離調の増大とともに単調に減少する曲線となる。したがって、Fig.7-11やFig.7-12に示した離調曲線の測定結果を定量的に説明するには、SRFELの発振ダイナミクスに関してより詳細な実験もしくは理論的な研究が必要である。ここでは、前述したSRFELのモデルに含まれている問題点を議論することにより、今後SRFELの発振ダイナミクスを明らかにしていくための方向性を探ることとする。

第一に、レーザー光の光強度と電子バンチのエネルギー広がりとの定量的な関係を明らかにする必要がある。第3章で述べたSRFELのモデルではSRFELの平均出力を計算するために、レーザー光の表現は光強度を時間積分したエネルギーで行い、レーザー光のエネルギーとエネルギー広がり $\Delta\sigma_y^2$ との関係は線形であると仮定することによりSRFELの増幅過程を単純化した。まずは、この線形性に関する検証が必要である。レーザー光のエネルギーと $\Delta\sigma_y^2$ との関係に非線形性があるとするれば、レーザーエネルギーが大きく変化している周期的パルス発振では平均出力が増加する可能性も出てくる。これとは別に、FEL動作は電子と光の電場との相互作用に基づいていることから、厳密には電場の2乗に比例する光強度とエネルギー広がり $\Delta\sigma_y^2$ との関係を考慮する必要があると思われる。第4章で述べたように、マイクロパルスの時間幅は同期のずれ $\Delta\tau$ の1/3乗に概ね比例することから、電子バンチとレーザーパルスが同期する付近で現れる連続的発振ではピーク光強度は最も高くなり、電子バンチが激しく加熱される結果、平均出力としては逆に低下することも想像される。

以上のSRFELの増幅過程に関する物理とは別に、実験上の問題点も考慮する必要がある。すなわち、バンチ長を伸長して振動等の外乱による影響を少なくした結果、電子バンチとレーザーパルスが同期する条件で連続的発振が得られるようになったものの、Fig.7-10(a)に示したストリーク像から明らかのように、レーザー光の完全な定常増幅はまだ実現されていない。連続的発振では電子バンチの加熱により利得が共振器の損失とほぼ釣り合った状態が持続するので、この状態で外乱が加えられると平均出力が容易に低下し、逆に、利得が共振器の損失を上回るマクロパルス発振の方が高い平均出力が得られる可能性も考えられる。

SRFELの実験に関しては、電子バンチとレーザーパルスとの同期変動を高安定化することが今後の重要な課題である。

§ 7.2.2 ミラー反射率劣化の低減

プラナー型光クライストロンを用いたSRFEL実験では、高次高調波の照射によるミラー反射率の劣化が大きな問題となっており、ヘリカル光クライストロンの開発はこの反射率劣化の低減を第一の目的としたものであることは前章で詳述した。そこで、ヘリカル光クライストロンを用いたSRFEL実験では反射率の劣化速度が減少していることを実証するために、実際にプラナーモードの磁石配列でアンジュレーター光を照射し、前述のヘリカルモードにおけるFEL実験で観測されたミラー反射率の劣化速度と比較した。なお、プラナーモードにおける照射では自然放射光の中心波長がレーザー光の波長と一致するようにギャップは調整されている。Fig.7-13はアンジュレーター光の照射量と反射率の変化を示したものである。

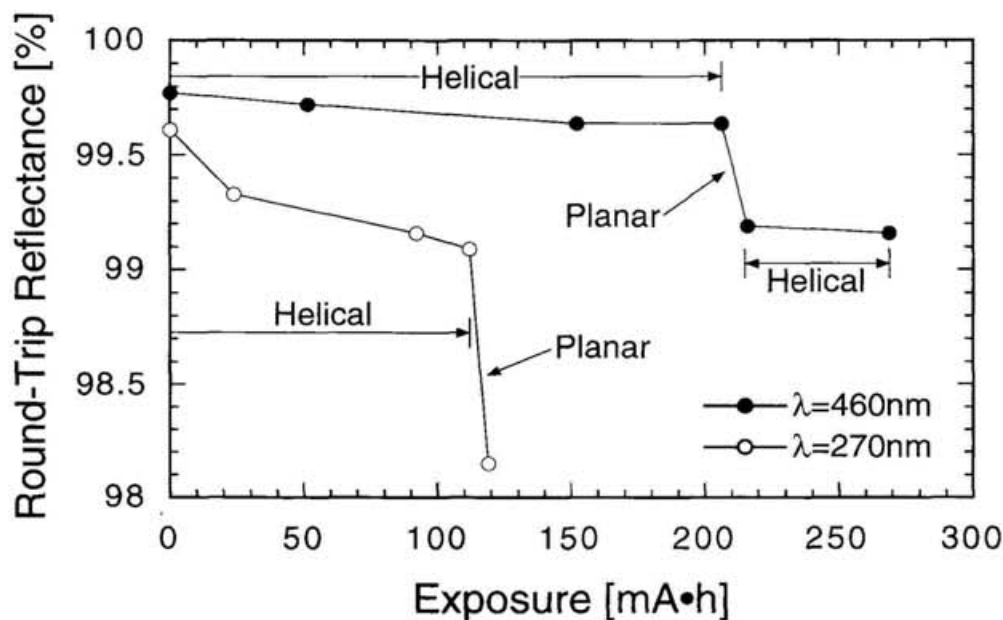


Fig.7-13 ヘリカル光クライストロンを用いたFEL発振で観測された照射量に対する反射率の変化

この測定結果により、ヘリカル光クライストロンを用いたFEL実験ではプラナー型光クライストロンを用いた場合に比べて反射率の劣化はかなり抑えられていることが明白となった。ヘリカルモードにおける可視及び紫外域のFEL実験で観測された劣化速度は、プラナーモードでアンジュレーター光を照射した場合に得られた劣化速度に対してそれぞれ約70分の1と30分の1であった。ヘリカルモードとプラナーモードの照射において観測された劣化速度の違いを定量的に説明することは非常に困難であるが、ここではそれぞれのモードで放射されるアンジュレーター光の空間分布を比較することによってヘリカル光クライストロンによる反射率劣化の低減について定性的に議論する。

Fig.7-14はLienard-Wiechertポテンシャルの Fourier 積分を表した(6-16)式を用いて、下流側のミラー面上における自然放射光の空間分布を数値計算した結果である。(a)、(b)ともに自然放射光の中心波長は270nmである。この計算では電子ビームは $(x, y) = (0, 0)$ を中心に蛇行しているものとし、自然放射光の空間分布はこの軸を中心として左右及び上下対称となることから、ここでは $x > 0$ 、 $y > 0$ の領域についてのみ計算を行った。また、基本波から高次におよぶ広範囲の光子エネルギー $h\nu$ を 10eV を境界値として大まかに分割し、上の列は $0\text{eV} < h\nu < 10\text{eV}$ の比較的低エネルギーの領域における放射エネルギーの積分値を示したものであり、下の列はプラナーモードにおける臨界エネルギー 79eV を上限とした $10\text{eV} < h\nu < 79\text{eV}$ の比較的高エネルギーの領域における放射エネルギーの積分値を示している。波長270nmのレーザー光が TEM_{00} モードで発振している場合、下流側ミラー上におけるレーザー光の強度分布は標準偏差 σ で表すと 0.94mm、 3σ で表すと 2.8mm である。また、UVSOR-FELでは直径が1インチ（半径12.7mm）の多層膜ミラーを用いている。主に反射率の劣化を引き起こしている高い光子エネルギーをもつ短波長光は、プラナーモードでは光軸を中心にミラー全面にわたって照射されているのに対し、ヘリカルモードではレーザー光が反射している TEM_{00} モードの領域から大きくはずれて現れているのが明らかである。さらに、ヘリカルモードでは光子エネルギーの高い高調波の大部分はミラーにさえも照射されておらず、薄膜の吸収による熱的な損傷も抑制される方向にある。したがって、ヘリカルモードにおけるFEL実験ではミラーの外周部分を遮光することによりさらに反射率の劣化速度が減少する可能性も考えられる。

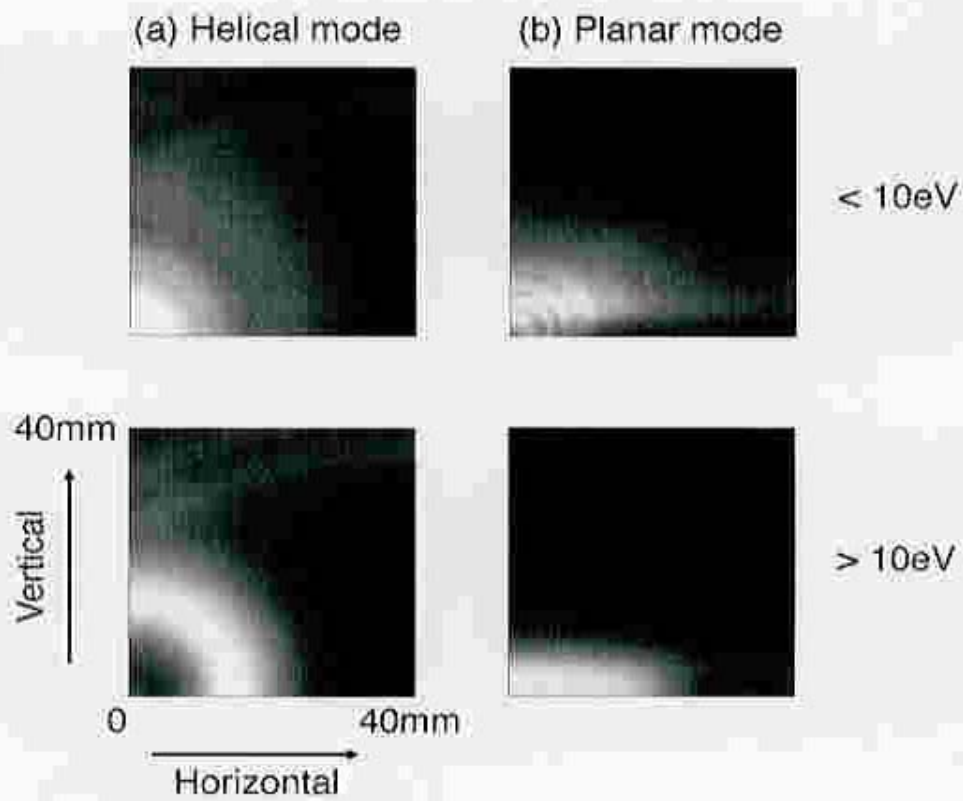


Fig.7-14 (a)ヘリカルモードおよび(b)プレーナーモードの場合に
下流側ミラー面上に照射される自然放射光の空間分布 ($x>0, y=0$)

Fig.7-14から明らかのように、ヘリカルモードのアンジュレーター光照射ではブ
ラナーモードの場合と比較して反射率の劣化は大きく低減されているものの、可
視域と紫外域の発振実験で観測された劣化速度を比べると、紫外域では K 値が小
さくなっているにもかかわらず、反射率の劣化速度は可視域の場合に比べて速い
ことが分かる。これは、270nmのレーザー波長ではレーザー光自身の光子エネル
ギー (4.6eV) が HfO_2 のバンドギャップに近くなっており、レーザー光による劣化
の割合が増加しているためと思われる。

§ 7.2.3 偏光度

光の偏光度 p は、回転検光子を透過した光強度の最大値 I_{max} とこれに直角な方
向で得られる最小値 I_{min} とから次式で表される。

$$p = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (7-3)$$

完全な直線偏光では $p = 1$ であり、円偏光では $p = 0$ となる。回転検光子として偏
光プリズム (グランテラープリズム) を用い、波長275nmで発振するレーザー
光の偏光度を測定した。ただし、回転検光子のみを用いた偏光測定では円偏光と
ランダム偏光の区別がつかないので、円偏光状態にある光の偏光度を厳密に測定
するには $\lambda/4$ 板にレーザー光を通し、透過した光が直線偏光になることを確か
めなければならないが、ヘリカルアンジュレーターからのシンクロトロン放射光
がランダム偏光になることは理論的に考えられないので、ヘリカル光クライスト
ロンでFEL発振しているレーザー光は円偏光もしくは楕円偏光になっているもの
と仮定した。プリズムの回転角とプリズムを透過したレーザー光強度の関係を
Fig.7-15に示す。

この結果からレーザー光の偏光度は6%と測定され、ヘリカル光クライストロン
を用いたUVSOR-FELの偏光状態は円偏光にかなり近い楕円偏光であることが示さ
れた。完全な円偏光のレーザー光が得られなかった理由のひとつには、垂直磁場
と水平磁場のわずかな違いが考えられる。ヘリカル光クライストロンの設計段階

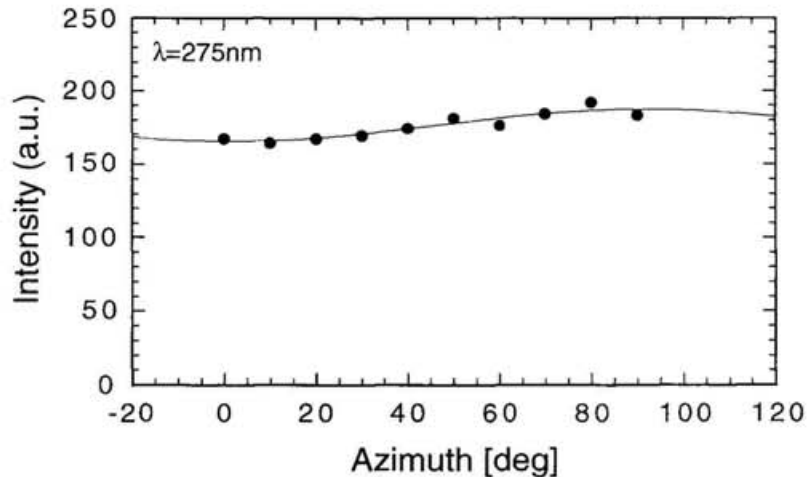


Fig.7-15 紫外域のFEL発振で測定されたレーザー光の偏光度

において、垂直方向と水平方向のピーク磁場はあらゆるギャップでほぼ等しくなるように永久磁石の寸法を最適化したものの、両者の値を数%のオーダーで一致させることは非常に困難であった。また、永久磁石の磁化軸のバラツキや加工・組立精度に起因する垂直磁場と水平磁場間のわずかな位相のずれもレーザー光を楕円偏光にする一因となり得る。さらに、光共振器を構成するミラーや超高真空と大気を隔てる窓材などは光学的に異方性をもたないことも必要である。FELにおいて完全な円偏光のレーザー光を得るためには、これらの要因に対する対策が今後の課題である。

§ 7.3 240nmへの短波長化

光誘起化学反応を介した光化学プロセスにおける局所的微細加工などに波長選択性を有するFELを応用していく場合、低温プロセスを実現する上では、レーザー光の波長は光子エネルギーの高い短波長であることが重要である。現在では紫外域で発振するエキシマレーザーが光化学プロセスの分野で広く利用されている。

ここでは、エキシマレーザーの中でも代表格であるKrFレーザーの発振波長248nmを下回る240nmを中心としたFEL発振について述べる。

第5章では高反射率の誘電体多層膜ミラーを蒸着する上で、EBEよりもIBSの方が有利であることを詳述した。このEBEに対するIBSの優位性をさらに明確にするために、両者の蒸着方法で240nmの多層膜ミラー ($\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$) を成膜し、それらの反射率を比較した。反射率の測定結果をFig.7-16に示す。

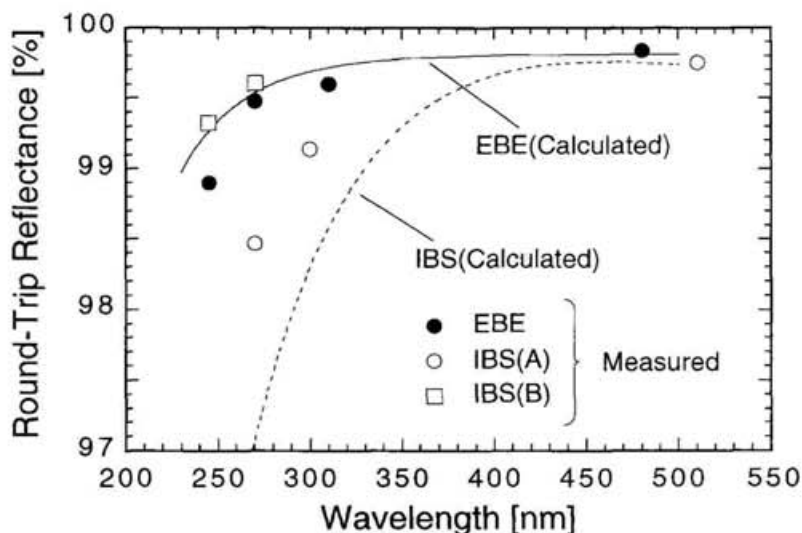


Fig.7-16 240nmにおいて測定されたIBSミラーとEBEミラーの反射率

270nmのミラーで得られたEBEミラーとIBS(B)ミラーの反射率の差は240nmに短波長化されてさらに大きくなった。Fig.7-16に示した実線はEBEで蒸着された HfO_2 の単層膜で測定された消衰係数 [3]を用いて最大反射率の波長依存性を計算した結果である。実際に製造されたEBEミラーの反射率はこの計算値よりも小さくなっているが、IBS(B)ミラーで測定された反射率は270nm、240nmの波長においてともに計算値とほぼ一致している。これらの結果から、IBSを用いて多層膜ミラーを蒸着する場合、高屈折率の薄膜と低屈折率の薄膜を交互に積層していく途中ですべての薄膜の質が単層膜の質と同一に保たれている一方で、EBEによる蒸着では多結晶化の問題により、特に表面粗さに関する薄膜の質が積層されていくにつれて

悪化しているものと推察される。

Fig.7-17はIBS(B)ミラーを用いて得られたFEL発振のレーザースペクトルである。240nmを中心として243nmからFEL発振としては世界最短波長にあたる239nmの波長範囲でレーザー光を掃引することができた。(a)、(b)のスペクトルは新品のミラーを用いたFEL発振で得られたものであり、(c)、(d)、(e)は反射率が劣化したミラーで得られたものである。(a)と(c)ではギャップ値が同じであるにも関わらず、発振波長が異なっているのはミラーの反射帯域がアニーリングにより短波長側にシフトしたためである。アニーリングを行うことにより劣化した反射率がわずかに回復することが知られており、(a)(b)と(c)(d)(e)の発振実験の間ではこの方法による反射率の回復を試みた。多層膜ミラーをアニーリングすると、薄膜の充填係数が大きくなって膜厚がわずかに薄くなり、反射率が最大となる波長が短波長側にシフトすることが報告されている[4]。なお、UVSOR-FELでもプラナー型光クライストロンを用いた可視域のFEL実験においてアニーリングによるわずかな反射率の回復が確認されたものの、ヘリカル光クライストロンを用いた240nmのFEL発振では反射率の回復は観測されなかった。この理由は現段階において不明である。なお、これまでのUVSOR-FELではアニーリング等による反射率劣化の回復に関する調査研究は本格的に取り組まれておらず、UVSOR-FELの利用実験を進めていく上で今後の課題の一つとされる。

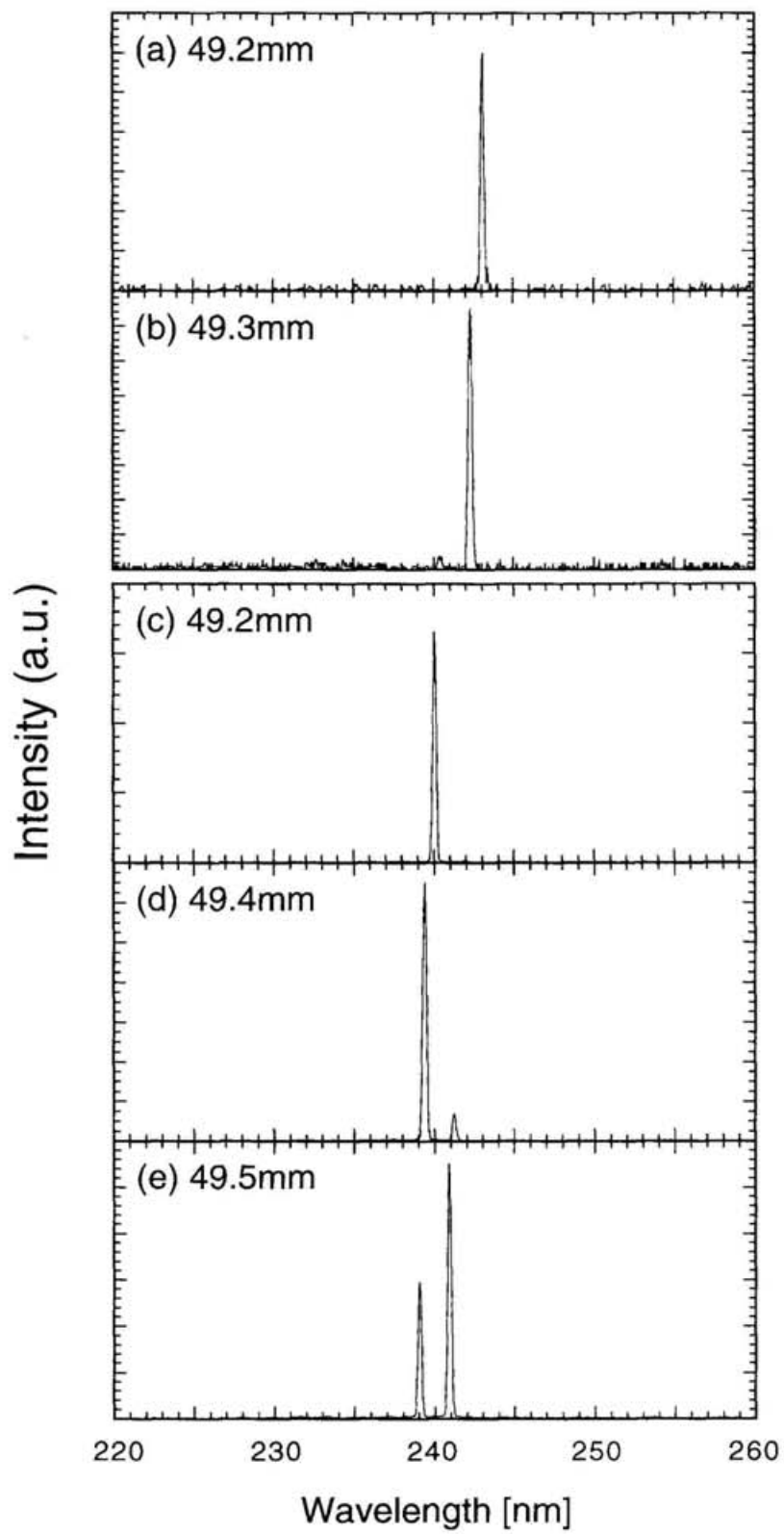


Fig.7-17 240nm付近で得られたFEL発振のレーザースペクトル

§ 7.4 誘電体多層膜ミラーの短波長化

§ 7.2.2で述べたように、ヘリカル光クライストロンを用いたFEL実験ではミラー反射率の劣化が低減されているものの、240nmの発振実験で観測された反射率の劣化速度 $2.2 \times 10^{-2} \% / \text{mA} \cdot \text{h}$ は270nmの場合の劣化速度 $4.6 \times 10^{-3} \% / \text{mA} \cdot \text{h}$ に比べて約5倍であった。240nmのFEL発振では270nmの時よりも K 値が小さくなっており、高次高調波の光子数はさらに少なくなる傾向にあることから、この波長域ではレーザー光自身による反射率の劣化を問題視する必要性が出てきた。このレーザー光による反射率の劣化を防ぐには、残された手段として誘電体多層膜ミラーの改良を行うことが不可欠である。Fig.5-2から明らかなように、光学材料のバンドギャップは屈折率が高くなるほど小さくなるので、特に高屈折率材料の適切な選択が重要である。HfO₂のバンドギャップは約5.6eV (220nm) であることから、UVSOR-FELをさらに短波長化するためには別の高屈折率材料を検討する必要がある。

SiO₂よりも屈折率が高く、光学材料として広く用いられているAl₂O₃はバンドギャップがSiO₂とほぼ同じであることから、短波長域における誘電体多層膜ミラーの高屈折率材料として有力な候補である。ただし、低屈折率と高屈折率の間の屈折率差が小さくなるので反射帯域が狭くなるのが欠点である。Fig.7-18の実線と点線はそれぞれStarkeらが測定したAl₂O₃とHfO₂の屈折率と消衰係数の波長依存性である[3]。

240nm以下の波長ではHfO₂の消衰係数はバンドギャップに近づいて急激に増加する一方で、この波長域におけるAl₂O₃の消衰係数は可視域におけるHfO₂の消衰係数とほぼ等しいことがわかる。ただし、屈折率はSiO₂より大きいものの、HfO₂に比べてかなり小さいので、Al₂O₃/SiO₂の多層膜で高反射率を得るためには薄膜の層数が非常に大きくなることが予想される。ヘリカル光クライストロンによる紫外域の利得は10mA/bunchのビーム電流で約1%であるので、ここでは第5章で述べた計算方法を用い、99%以上の反射率が得られる波長においてAl₂O₃/SiO₂多層膜の層数と反射率の関係を調べた。Fig.7-19はこの数値計算の結果を示したものである。

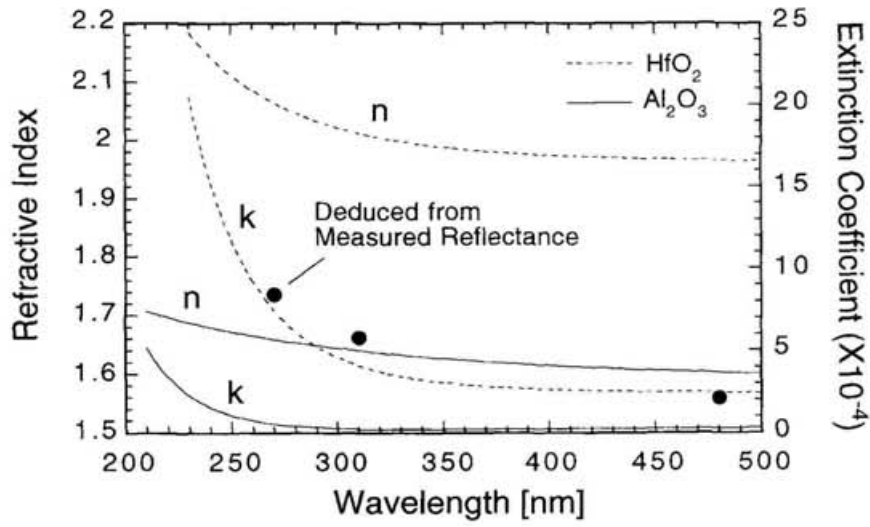


Fig.7-18 Al₂O₃単層膜およびHfO₂単層膜の屈折率分散と消衰係数の波長依存性

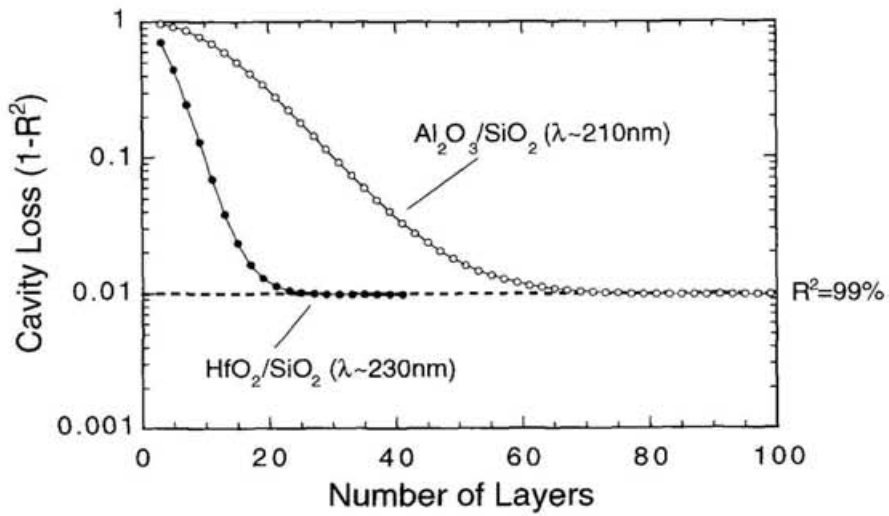


Fig.7-19 Al₂O₃/SiO₂多層膜およびHfO₂/SiO₂多層膜の損失と薄膜の層数との関係

HfO₂/SiO₂の組み合わせでは約30層の層数で99%の反射率が得られるのに対し、Al₂O₃/SiO₂の多層膜で99%の反射率を得るには約70層の層数が必要であることが分かる。前述のように、IBSで蒸着された多層膜ミラーの反射率は単層膜の消衰係数から計算される反射率と良く一致していたことから、IBSで積層された個々の薄膜の質は単層膜の質をそのまま反映すると思われる。したがって、多数の薄膜を積層する必要のあるAl₂O₃/SiO₂多層膜ミラーの蒸着をIBSで行うことにより、真空紫外域に近い波長域において高い反射率が得られるものと期待される。

参考文献

- [1] D. Robin, G. Portmann and L. Schachinger, LSAP-194 (1994).
- [2] M. E. Couprie, T. Hara, D. Gontier, P. Troussel, D. Garzella, A. Delboulbe and M. Billardon, Phys. Rev. E 53 (1996) 1871.
- [3] A. Starke, H. Schink, J. Kolbe and J. Ebert, SPIE vol.1270 (1990) 299.
- [4] P. Baumeister and O. Arnon, Appl. Opt. 16 (1977) 439.

第8章 結 論

本研究はSRFELのマクロパルス構造や平均出力などの増幅特性に加え、線幅などの光学的特性を実験的に明らかにするとともに、SRFELを短波長化する上で重要な要素である挿入光源の高度化と紫外域誘電体多層膜ミラーの低損失化を目的として行われた。

本研究の内容及びその成果は以下のようにまとめられる。

§ 8.1 研究の内容と成果

第3章では、電子バンチ中におけるマイクロパルスの増幅過程とマクロパルス構造との関連性を2軸掃引ストリークカメラを用いて詳細に調べた。最良同期条件下で現れる周期的マクロパルス発振では、加熱によるバンチ長の周期的な変化を伴ってレーザー光が電子バンチのほぼ頂上付近で増幅・減衰を繰り返しており、主加速周波数を微妙にずらすとマイクロパルスが電子バンチの頂上付近から裾の方に向かってドリフトしながら増幅され、マクロパルスの時間幅が長くなることが示された。自然発振に比べて大きな尖頭出力が取り出せる利得スイッチ発振では、FEL発振によるバンチ長の変化を詳細に調べた。マクロパルスの時間変化から計算された利得とバンチ長の時間変化から計算された利得が一致することを示し、SRFELにおける飽和のメカニズムを実験的に明らかにした。2軸掃引ストリーク像の解析から、電子バンチとレーザーパルスが同期していると見られていた状態には、共振器長の変化に換算してレーザー波長程度の同期変動があることがわかった。このわずかな変動がSRFELのマクロパルス構造に与える影響を計算機シミュレーションにより調べた。同期のずれが全くない理想的な状況では、電子バンチの加熱と放射減衰が最終的に釣り合っただけで定常発振が得られるが、UVSOR-FELの場合には振動等の外乱によるものと想像される微妙な同期のずれにより最良同期条件下で周期的パルス発振となることがわかった。さらに、3つの異なる電子エネルギーにおいて同一波長で発振させたレーザー光の平均出力を測定し、レーザー

出力の飽和状態を理論的に示したRenieri Limitと比較した。ビーム電流の高い領域ではRenieri Limitに達していなかったが、電子エネルギーを上げるほど大きな平均出力を取り出せることを確認した。

第4章では、Fabry-Perotエタロンと2軸掃引ストリークカメラの水平軸掃引機能を組み合わせた新しい分光システムを考案し、SRFELのスペクトル分布を時間分解測定した。SRFELのスペクトル分布と時間分布の両方にはこれまでの時間平均測定では観測されていなかった内部構造があることを初めて示した。自然発振および利得スイッチ発振におけるレーザー光の線幅とパルス幅はともにビーム電流の減衰とともに狭くなることを明らかにした。発振開始から飽和に至る時間関係が明確な利得スイッチ発振で得られた線幅とパルス幅の測定結果をgain narrowingの観点から考察した。指数関数的な光の増幅において、利得分布のピーク付近における光強度は利得分布のすそで増幅される光強度より急激に成長する結果、線幅およびパルス幅は利得分布の幅よりも狭くなる。利得を相互作用回数で積分した値を G とすると、gain narrowingは理論的に $\sqrt{1/G}$ の形で進行する。線幅とパルス幅の測定値はgain narrowingに基づく計算値と良く一致することを示した。さらに、UVSOR-FELで得られる線幅とパルス幅をフーリエ限界パルスと比較することにより、SRFELにおいてフーリエ限界パルスを得るためには、非常に安定な加速器と光共振器が必要であることを示した。

第5章では、蒸着方法による薄膜の吸収量の違いに着目し、紫外域誘電体多層膜ミラーを低損失化する上で一つの方向性を定めた。イオンビームスパッタリング(IBS)と電子ビーム蒸着(EBE)で成膜された多層膜ミラーの反射率を比較し、EBEに対するIBSの優位性を明確に示した。アンジュレーター光照射による反射率の劣化を補うために、電子エネルギーを通常の500MeVから430MeVに下げることによって利得を増大させ、波長270nmにおいてFEL発振させることに成功した。

第6章では、プラナー型光クライストロンを用いた短波長FEL実験で大きな問題となっている誘電体多層膜ミラーの反射率劣化について詳述し、ヘリカル光クライストロンを開発するに至った動機を示した。ヘリカル光クライストロンでは軸上で高調波成分が放射されず、アンジュレーター放射が基本波に集中することにより、同じ長さのプラナー型光クライストロンの利得よりも大きな利得が得られることを計算により示した。採用したヘリカル光クライストロンの磁石配列は

3列の磁石群が真空チェンバーを挟むように上下に配置されたもので、ホール素子により測定されたヘリカル光クライストロンの磁場分布は等価電流法による設計値と良く一致することを示した。

第7章では、ヘリカル光クライストロンを用いたFEL発振の実験結果について述べた。ヘリカル光クライストロンの挿入によるストレージリングのラティスの歪みを小さくするために、直線部における水平方向のベータ関数を小さくし、ビームサイズの増大を防いだ。ヘリカル光クライストロンは垂直方向には正の収束力、水平方向には負の収束力をもっており、測定されたベータトロン振動数の変移は磁場分布から計算される値と一致することを示した。また、ギャップを変えても閉軌道のずれが見られないビーム軌道を探すことでヘリカル光クライストロンの磁場中心を電子ビームが通過するようにし、modulation factorの測定値はストレージリングのエネルギー広がりから計算される値と一致することを確認した。可視域のFEL発振では伸長したバンチ長にして振動等による外乱の影響を相対的に軽減した結果、最良同期条件下では連続的発振が得られるようになった。ただし、連続的発振で得られる平均出力は周期的パルス発振の場合に比べて低くなることがわかった。この理由は現段階では明らかにされておらず、SRFELの増幅過程に関するさらに詳細な実験もしくは理論的な研究が必要であることを示唆した。ヘリカルモードのFEL実験で観測されたミラー反射率の劣化速度はプラナーモードのアンジュレーター光照射と比較して減少していることを明らかにした。また、IBSで成膜されたミラーを用い、FELとしては世界最短波長にあたる239nmでの発振を成功させ、SRFELにおけるヘリカル光クライストロンの有用性を実証した。

§ 8.2 今後の展望

以上の成果を今後のSRFEL開発に応用していくことにより、SRFELはシンクロトロン放射光と合わせて特徴的な光源としてその利用範囲が拡大していくと思われる。

SRFELは利得が非常に小さいので、あらゆる種類の外乱の影響を受けやすい。特にSRFELの共振器長は数十mに及ぶので、光源としての安定性を確保するには、

十分な除振対策が要求される。これはSRFELの出力を安定化するだけでなく、内部構造を持たないフリーエ境界パルスを得るためにも重要である。さらに、電子バンチとレーザーパルスの同期ジッターを安定化させる効果的な帰還制御技術の開発も必要である。

SRFELの発振ダイナミクスに関する物理としては、レーザー光のエネルギーもしくは光強度と電子バンチのエネルギー広がりとの定量的な関係を明らかにしていく必要がある。

FEL用の低損失誘電体多層膜ミラーの蒸着には今後イオンビームスパッタリングが主流になっていくと思われる。

光共振器を用いた発振器型のSRFELでは、共振器ミラーの反射率劣化を低減する上でヘリカル光クライストロンの採用が必須になっていくと考えられる。円偏光から直線偏光への変換は偏光素子を用いて容易に行える。

これまではUVSOR-FELも含めて、FELには必ずしも最適化されていない既存のストレージリングでSRFELの実験が行われてきた。今後はいわば第4世代リングと呼ぶべきFEL専用の長直線部をもつ低エミッタンスストレージリングの開発が急務である。現在国外ではDuke大学、Dortmund大学においてこのようなリングの建設が終了したばかりである。国内では姫路工業大学にFEL専用の長直線部をもつストレージリングの建設が予定されている。最後に、本論文の執筆時点でDuke大学のSRFELにおいて可視域ではあるが最初のFEL発振が達成されたことを付記し、真空紫外域のFEL発振が早期に実現することを期待する。

記 号 表

α	Momentum compaction factor
α_L	光共振器の損失
\vec{B}	磁場ベクトル
B_r	永久磁石の残留磁場
B_0	アンジュレーター磁場のピーク値
$\vec{\beta}$	電子の速度ベクトルと光速の比
β	ストレージリングのベータ関数
c	光速
C	ストレージリングの周長
d	共振器長、もしくは 誘電体多層膜ミラーにおける薄膜の厚み
e	電荷素量
E	電子のエネルギーもしくは光の電界振幅
ϵ_0	真空誘電率
ϵ	ストレージリングのエミッタンス
ϵ_c	臨界エネルギー
η	ストレージリングの分散関数
f_{mod}	Modulation factor
f_{RF}	高周波加速周波数
f_{rev}	ストレージリングの回転周波数
f_s	シンクロトロン周波数
f	レンズの焦点距離
F_f	Filling factor
F	レーザー光のエネルギー (Fluence)
g	FELの利得
G	磁場勾配、もしくはTotal gain
γ	電子の相対エネルギー
γ_r	電子の共鳴エネルギー
\hbar	プランク定数
h	ハーモニク数
I	レーザー光強度、もしくはビーム電流

J_n	n 次のBessel関数
$k_0 = 2\pi / \lambda_0$	共鳴波長の波数
$k_u = 2\pi / \lambda_u$	
k	光学材料の消衰係数
K	アンジュレーターの偏光定数 (K 値)
κ	ストレージリングの結合定数
λ_0	アンジュレーター放射光の共鳴波長
λ_u	アンジュレーターの周期長
m_0	電子の静止質量
m	干渉次数 (整数)
μ_0	真空透磁率
n_e	電子数
n	電子バンチとレーザー光の相互作用回数、もしくは光学材料の屈折率
N_u	アンジュレーターの周期数
N_d	光クライストロンの分散部で電子を追い越す光の波数
$\nu = 2\pi N_u (\omega - \omega_0) / \omega_0$	もしくはベータトロン振動の周波数 (チューン)
ν_s	シンクロトロンチューン
ω	光の角周波数
Ω	立体角
p	電子の運動量
P	レーザー光もしくは自然放射光のパワー
ϕ	電子の位相
ϕ_s	同期位相
r_0	古典電子半径
r_m	m 次の干渉リング半径
R	ストレージリングの平均半径、もしくは共振器ミラーの反射率
$R_{1,2}$	共振器ミラーの曲率
ρ	電子の曲率半径
ρ_e	電子密度
$\xi = K^2 / (4 + 2K^2)$	
s	ストレージリング中における電子の進行方向座標
S	自然放射光のエネルギー

σ	標準偏差
σ_b	バンチ長
σ_{nb}	自然バンチ長
σ_γ/γ	ストレージリングのエネルギー広がり
t, τ	時間
T_{rev}	ストレージリングの回転周期
τ_s	シンクロトロン振動の減衰時間
$\tau_{x,y}$	ベータトロン振動の減衰時間
T	共振器ミラーの透過率
U_0	電子1個がストレージリング一周当たりに失う放射損失
v, \vec{v}	電子の速度、速度ベクトル
V	体積
\hat{V}	加速電圧のピーク値
w_0	レーザー光のウェイストサイズ
w	レーザー光のスポットサイズ
$[Z/n]_{eff}$	ストレージリングの縦方向実効インピーダンス
x, y, z	空間座標
$\langle \rangle$	平均

謝 辞

本研究の遂行に際し、すばらしい研究環境を与えて戴き、終始情熱的で親身となった御指導を賜りました 濱 広幸 分子科学研究所助教授に心からの謝意を表します。

研究や実験に関して全力を上げ御協力戴いた 保坂将人 分子科学研究所助手、山崎潤一郎 技官に深く感謝いたします。

UVSORストレージリングの運営や保守・点検などの面において多大なる貢献を戴きました 木下敏夫 技官を初めとする極端紫外光実験施設の職員の皆様に深く感謝いたします。

本研究を行う機会を与えて戴いた 磯山悟朗 大阪大学教授に改めて深く感謝致します。

実験や論文執筆に際して多くの助言や熱心な討論を戴いた 高野史郎 博士 (理化学研究所大型放射光施設) に深く感謝いたします。

SRFELに関する有益な情報や活発な議論を戴き、来日中は実験にも御協力戴いた Dr. Marie-Emmanuelle Couprie (フランス南パリ大学) に深く感謝致します。

1) " Observation of micro-macro temporal structure and saturation mechanism on the UVSOR free electron laser "

H. Hama, J. Yamazaki, T. Kinoshita, K. Kimura and G. Isoyama

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 358 (1995) 365.

2) " Gain narrowing of spectral and temporal widths in the UVSOR-FEL "

K. Kimura, J. Yamazaki, S. Takano, T. Kinoshita and H. Hama

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 375 (1996) 62.

3) " Microscopic study on lasing characteristics of the UVSOR storage ring free electron laser "

H. Hama, K. Kimura, J. Yamazaki, S. Takano, T. Kinoshita and M.-E. Couprie

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 375 (1996) 32.

4) " Testing to qualification of a helical optical klystron for UV storage ring free electron laser "

H. Hama, K. Kimura, M. Hosaka, J. Yamazaki and T. Kinoshita

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (in press).

5) " Demonstration and consideration for UV free electron laser oscillation around 270 nm "

K. Kimura, S. Takano, J. Yamazaki, T. Kinoshita, M. Hosaka and H. Hama

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (in press).

6) " Observation of intracavity Compton backscattering of the UVSOR free electron laser "

M. Hosaka, H. Hama, K. Kimura, J. Yamazaki and T. Kinoshita

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (in press).