

放射光将来計画検討報告  
—ERL光源と利用研究—

**Study Report on the Future Light Source  
at the Photon Factory  
—Energy Recovery Linac and Science Case—**

高エネルギー加速器研究機構

物質構造科学研究所 放射光研究施設  
加速器研究施設

©High Energy Accelerator Research Organization



放射光将来計画検討報告  
—ERL 光源と利用研究—  
March, 2003

編集

諏訪田剛 (KEK・加速器)

飯田厚夫 (KEK・PF)

〒 305-0801 茨城県つくば市大穂 1 - 1

高エネルギー加速器研究機構

物質構造科学研究所 事務室 (Tel:029-864-5635)

加速器研究施設 事務室 (Tel:029-864-5205)

ホームページ

放射光研究施設 (<http://pfwww.kek.jp/>)



## 序

高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所の放射光研究施設では、1982年から2.5 GeV リングを、また、1986年から6.5 GeV リングも加えて運転し、全国のユーザーに実験機会を提供してきている。最近数年間は毎年、有効課題数 650~700、利用登録ユーザー数 2300~2700 を記録しており、この間多くの成果を生み出してきている。リング、ビームラインの改良も行われ、2.5 GeV リングに7本、PF-AR (6.5 GeV リング) に4本と第2世代リングを持つ施設としては多めの数の挿入光源ビームラインをもち、物質科学、生命科学分野の試料の原子・電子レベルの構造研究に貢献している。

一方、2.5 GeV リングは建設開始から24年、稼働開始から20年を経て、ハードウェアの老朽化も見られはじめ、また、二度のエミッタンス向上のための改造を経ても36 nmradと第3世代リングに僅かではあるが及ばないこと、挿入光源の数が最大7と少ないことなど、気になる点を抱えながらの運転・運営を行っている状態である。現時点の放射光ユーザーのニーズに応える役割は十分果たしながらも、今後10年~20年先まで放射光科学分野のニーズに応えるためには、基本となる光源加速器の性能の大幅な向上が必要であり、それを実現するためには新たな加速器および関連の研究施設の建設が必要である。PF-AR (6.5 GeV リング) も単バンチ大電流 (50 mA) という特徴を持つユニークな存在であり2001~2002年度にかけて行った真空系の改造により性能が大幅に向上したが、もともとがトリスタン計画の主リングへの入射リングとして建設されたためにエミッタンスが現在300 nmrad、改善計画が実施されても約160 nmradであり今後10~20年後も第一線級の放射光源として利用するには限界がある。

このような観点から、PFでは1997年頃から次期の光源加速器の建設の可能性を議論してきた。1997年、1998年のPFシンポジウムでは、4 GeVのストレージリングの可能性、2002年にはストレージリングとエネルギー回収型リニアックの組み合わせの可能性をユーザーと議論した。

その後、物質構造科学研究所運営協議員会の下に「放射光将来計画検討ワーキンググループ」が設けられ、その中に、加速器検討作業グループと利用研究作業グループが組織され検討が行われた。加速器作業グループにはPF光源系スタッフはもとより高エネルギー加速器研究機構加速器研究施設のスタッフが多数参加し、また利用作業グループの作業にはPF懇談会をはじめとする多数の放射光ユーザーの協力がなされた。そして、この検討の中では次のようなことが意識された。

1. 現存する放射光源でできない新たな研究の可能性を切り開く能力を有すること。
2. 多分野にわたる現在の放射光ユーザーの研究も現状あるいはさらに発展した形で実施できる能力・容量を持つこと。
3. X線領域から軟X線領域の放射光を供給でき、物質の原子レベルでの構造および電子状態の研究の両方をサポートできる能力を持つこと。

別の言葉で言えば、物質研究用ツールとしての先端的な性能を要求される研究と、汎用的なツールとして利用される研究を適切なバランスをもってサポートできることが強く意識されている。

本レポートは、「放射光将来計画検討ワーキンググループ」のもとの加速器検討作業グループと利用研究作業グループが協力して行った検討結果を整理してまとめたものである。エネルギー回

収型リニアック (*Energy Recovery Linac*, ERL) という技術的にも未開拓な側面を持つ加速器を前提とした検討であり、詳細なデザインレポートというレベルに到達するにはさらなる時間と労力の投入が必要であるが、物質構造科学研究所放射光研究施設および高エネルギー加速器研究機構として目指す方向性がこのレポートにより明確にできるものと考えている。

本報告書をまとめるにあたっては、PF 懇談会を始めとする多くの PF ユーザーのみならず、国内の放射光科学に携わる関係者の方々の協力を得た。皆様のご協力を深く感謝いたします。

高エネルギー加速器研究機構 物質構造科学研究所  
副所長 松下 正

# 目次

序	i
<b>第1章 将来計画の概要</b>	<b>1</b>
1.1 放射光科学と次期光源計画	1
1.2 PFにおける将来計画の検討	3
1.3 ERL 加速器研究の概要	4
1.4 ERL 利用研究の概要	6
1.5 PF 将来計画に向けての課題	8
<b>第2章 利用研究</b>	<b>11</b>
2.1 短パルス特性を利用した時分割測定	11
2.1.1 概要	11
2.1.2 光誘起構造相転移	18
2.1.3 圧力場中の結晶構造相転移・緩和ダイナミクス	20
2.1.4 固体表面ナノスケール領域サブピコ秒ダイナミクス	23
2.1.5 強光子場中の分子ダイナミクス	25
2.2 X線の位相やコヒーレンスを利用する研究	28
2.2.1 総論	28
2.2.2 X線光子相関分光法	30
2.2.3 X線コヒーレント光学	32
2.2.4 FZPあるいはミラーを用いたマイクロビームとX線顕微鏡について	38
2.2.5 オーバーサンプリング法を用いた物質の構造解析	43
2.3 マイクロビームからナノビームへ	48
2.3.1 概要	48
2.3.2 分光的応用	50
2.3.3 微小領域・微小試料の組織・構造の解析	54
2.3.4 ナノビームのナノテクノロジーへの応用	57
2.4 構造生物学	60
2.4.1 概要	60
2.4.2 目的指向型構造ゲノムプロジェクトと将来に残る重要問題	60
2.4.3 単分子と超微小結晶の高分解能構造解析	63
2.4.4 X線小角散乱による生命科学	66
2.5 高度化された光源を利用した研究の進展	69
2.5.1 概要	69
2.5.2 利用研究の動向	69
2.6 先端的利用研究のための装置技術開発	74
2.6.1 概要	74

2.6.2	光学素子・光学系	74
2.6.3	検出系	81
2.6.4	エンジニアリング・利用	83
<b>第3章</b>	<b>加速器研究</b>	<b>85</b>
3.1	ERLの設計とビーム力学	85
3.1.1	総論	85
3.1.2	主線型加速器のビーム力学	90
3.1.3	アーク部のビーム力学	104
3.1.4	ラティス設計	104
3.2	主線型加速器	114
3.2.1	Overview	114
3.2.2	空洞の選択	120
3.2.3	リニアックのRFパラメーター	123
3.2.4	超伝導高周波数加速空洞	128
3.2.5	クライオモジュール	129
3.2.6	RFシステム	135
3.2.7	冷凍システム	136
3.2.8	インフラストラクチャ	137
3.3	入射部	141
3.3.1	電子銃	141
3.3.2	NEA GaAs 光電陰極	142
3.3.3	エミッタンス増大の抑制	145
3.3.4	レーザー	146
3.4	電磁石	148
3.4.1	はじめに	148
3.4.2	電磁石の検討	148
3.4.3	電磁石電源の検討	150
3.4.4	測定・アライメントおよび軌道変動など	153
3.5	真空系	154
3.5.1	はじめに	154
3.5.2	ERL 真空の概観	154
3.5.3	真空ダクト	156
3.5.4	排気系	160
3.5.5	製作上の課題	162
3.5.6	まとめ	163
3.6	ビームモニター	167
3.6.1	ビーム位置モニター	167
3.6.2	ビームサイズモニター	169
3.6.3	ビーム強度モニター	169
3.6.4	放射光モニター	170
3.6.5	長尺アンジュレータ部ビームモニター	173
3.6.6	ビーム損失モニター	175
3.6.7	フィードバックシステム	176



3.7	制御	177
3.7.1	概算見積り	177
3.7.2	制御システムに含まれる範囲	177
3.7.3	制御システムの構成機器	178
3.7.4	システム規模の推定	178
3.8	挿入光源	182
3.8.1	放射光源としての ERL パラメータ	182
3.8.2	アンジュレータ建設の Standardization	183
3.8.3	回折限界光の生成（放射光スペクトルの紹介）	185
3.8.4	長尺アンジュレータの有効性	186
3.9	放射線安全とビームダンプ	190
3.9.1	放射線遮蔽	190
3.9.2	ビームダンプ	191
3.9.3	放射線モニター	191
3.10	施設、建物	193
3.10.1	建築計画	193
3.10.2	電気設備計画	194
3.10.3	空調設備計画	196
3.10.4	ユーティリティー設備計画	197
3.11	コスト及びスケジュール	201
3.11.1	概要	201
3.11.2	見積りの基礎	202
3.11.3	建設要員	204
3.11.4	建設スケジュール	204



# 第1章 将来計画の概要

## 1.1 放射光科学と次期光源計画

放射光は生物、物理、化学、医学、工学などの広範な分野の研究対象に対して原子・電子レベルでの構造情報を提供する研究ツールとして位置づけられるが、その役割は大きく二つに分けられる。第一の役割はそれまでは他の手法では見ることができなかったものを見えるようにするという先端的な研究・解析・分析（場合によっては加工法）のためのツールとしての役割であり、常にあたらしい可能性を切り開くことが大きな使命となる。そのためにはまさにツールとしての先端的性能向上が必要とされる。第二の役割は、それまでには存在しなかった新しい機能を持つ新物質、新材料について放射光だからこそ得られる原子・電子レベルでの静的・動的構造情報をタイムリーに提供するというものである。放射光が対象とするスモールサイエンスといえる分野ではこのような役割は極めて重要である。当然、対象となる試料も多種多様にわたり利用する解析手法も様々であり、広範な分野の研究者に多様で高度な解析手法を利用し易い状況を実現して提供することが重要となってくる。これまでの放射光分野の歴史をみると、第一の役割としての先端的手法の開発およびその有効性を示す典型的な研究が行われると、徐々に多くの研究者がその手法を利用し始め、ある時間が経つとその手法は第二の役割を果たす研究ツールとしての多くの研究者が試料としての先端性をもつ対象に対して日常的にかつ汎用的に利用しだすということが観察されている。PFにおいても、挿入光源に関する種々の開発（真空封止アンジュレーター、楕円偏光ウィグラーなど）、イメージングプレートのX線回折・散乱実験への適用、MAD (*Multiwavelength Anomalous Dispersion*) 法によるタンパク質構造解析の確立、共鳴磁気散乱の発見、VUV領域での磁気円二色性の検証、異常散乱を利用した軌道秩序研究法の確立など、第一のカテゴリーに属す研究がなされ、それが急速にあるいは徐々に広く多くの研究者に利用されるに至った例を経験している。タンパク質の構造研究はその典型的なものとみることができる。すなわち、MAD法が開発された初期は、特殊な経験と技能をもった限られた研究者が行う英雄的 (*heroic*) 実験といわれたが、構造ゲノム計画のような大型プロジェクトの中では日常的に利用される手法として位置づけられており、放射光はそのために不可欠なものと認識されている。

現在稼動中または建設中の放射光リングは世界で約60に上っている [1] が、各々ある時期には上述の第一の役割を果たし、その後第二の役割に重点を移していった例が多く、またそれ故に物質・生命科学分野にとって不可欠な施設として機能している。偏向電磁石を中心としたいわゆる第2世代の放射光専用リングはそのような色彩が濃い。それと同時に、最先端のツールとしての開発的機能を担う施設の建設・運営の努力も続けられており、挿入光源からの高輝度光源を利用した第3世代リングの時代が現時点ではその役割を果たしつつ第2世代の役割も十分に果たしている。さらに、多くの放射光関連研究者は新たな「光」を求めて、次世代の光源施設の計画・開発に着手しているといえる。

そのような先進的な放射光光源に期待されている特性は、第3世代リングを凌ぐ高輝度、短パルス特性、コヒーレンスである。第2世代から第3世代への更新は、輝度の追及であり、表面界面の研究、マイクロビーム応用研究、特殊条件下の物質構造研究、コヒーレントビームを用いた散乱・イメージングや分光学的応用などの分野が大きく発展した。これらの分野では更に新しい世

界を拓くために第3世代を超えた高輝度光源が望まれている。一方、パルス放射光による時分割手法による生物学・ソフトマテリアル・材料科学などの分野における物質の動的構造研究や、時間領域での分光学的手法による核共鳴散乱や蛍光分光などの研究は、放射光により実質的な研究が開始された分野であり、他の手法では得られないユニークな成果を産み出してきた。更に時間分解能を上げ、結晶中での励起緩和ダイナミクスや超高速化学反応などを追及するための従来の壁を突き抜けるためには、放射光パルスをピコ秒以下の極短パルス化することが不可欠である。しかし放射光加速器技術の立場からは、これらの要求を現在の放射光発生装置の主流であるリング型の放射光光源で実現するのは困難と考えられる。リング型光源の利点は効率の高さにあるものの、電子がリングを周回することにより平衡状態に到達し、エミッタンスとしては数 nmrad、パルス長としては数 10 ps 程度が限界と考えられている。一方、線型加速器（リニアック）におけるエミッタンスは電子銃で決まり、また、加速エネルギーが高いほど小さくなるという特徴を持っている。パルス幅も基本的には電子銃の特性で決まっている。このことから、リニアックを光源とした放射光施設が有力な次世代光源と考えられている。諸外国では 1990 年代初めより SASE (*Self Amplified Spontaneous Emission*) 原理に基づいた X 線 FEL の検討が進められ、LCLS (米) [2] および TESLA (独) [3] 計画が実現に向けて動きだしている。SASE FEL からの X 線パルス光は、第3世代光源に比べてピーク輝度で 10 桁の増加が期待でき、コヒーレンス度もほぼ 100% と X 線の世界では正に画期的な光源となることと予想される。しかし、一方でこの極めて高いピーク強度は試料に与える損傷も従来の比ではないことやこのような FEL 施設では少数のユーザーが専用的に光源を使わざるを得ないことなど、これまで発展してきた放射光科学の視点からの単なる延長線上に位置づけられるものとは異なり、極めて先端的なツールとして先鋭的かつ限られた範囲で利用されるものとなるであろう。

一方、物質科学、材料工学、生物学、医学などの個別分野における先端的な課題を解決していくという要求に応える高度で利便性の高いツールとしての役割を担う光源、施設の必要性は物質・生命科学の発展に伴って今後も増大してゆくであろう。すなわち、放射光が関連する分野では新物質、新材料に関しそれらが開発された直後にタイミングよく放射光ならではの解析結果を示すことがプローブおよび手法の先進性と並んで重要である。汎用的かつ高度な放射光施設として必要な機能は時代とともに進化しているが、一つの解答は最近建設されている SLS (*Swiss Light Source*) [4] などに代表されるコストパフォーマンスの高い新第3世代リング（または 3.5 世代リング）である。PF の次期光源の候補として検討された PF-II [5] はこの概念に近いものであった。物質・生命科学分野のニーズに応えることができる最新の放射光源・施設であり、また、第3世代リングと比較して大変コストパフォーマンスが高い。しかし、光源の性能として飛躍的な変化をもたらすとは言いがたい。

最近、リニアックを利用し一度リニアックを出たビームを一回だけ周回させ再びリニアックに減速位相で導入しエネルギーを回収し電子ビームエネルギーを下げてからダンプするエネルギー回収型リニアック (*Energy Recovery Linac*, ERL) を用い極めて短パルス、高い空間コヒーレンス、高い輝度を実現するというエネルギー回収型リニアックが検討され始めている。リニアックの持つ短パルス、超低エミッタンスという特徴をもちストレージリング光源に比べ 2 桁高い輝度を持ちながら周回軌道に直線部を設けることにより多数の挿入光源を同時に利用できるという特性を持ち先進性と汎用性を兼ね備える光源となりうる可能性がある。しかしながら、この種の加速器は、100 MeV 領域の低エネルギーのものがアメリカの Jefferson Laboratory (JLAB) と日本原子力研究所において稼動した実績しかない。米国の Cornell 大学 [6]、Brookhaven National Laboratory [7]、英国の Daresbury Laboratory [8]、ドイツの Erlangen 大学 [9] などにおいて軟 X 線、X 線領域の光源としての提案があり検討が進められている。

## 1.2 PFにおける将来計画の検討

PFは20年前に運転を開始した第2世代放射光リングである。国内的にみると、SPring-8がX線領域の第3世代リングとして先端的放射光科学の中心的な役割を果たしており、一部は汎用的な光源の役割も果たしている。PFは20年前には先端的であったが、現在では汎用的光源の役割にウェイトが移っている。一方、ユーザーの数でみると、PFとSPring-8はかなりの重複は含まれるもののそれぞれ3000人弱を抱え、国内の放射光に対する需要は2施設により、ようやく満たされている状況である。従って、放射光に対する国内の需要を満たすにはやや性格の異なった大型放射光施設が2つ以上必要であると考えられる。このことはPFとSPring-8の地域性(関東・関西)を反映したユーザー分布からも見て取れる。このような放射光施設を適正な数、世界的な競争力を保ちつつ運営していくことは、日本の放射光科学を担う研究者の責務でもある。

第2世代リングであるPFも2度にわたるリング高輝度化の改造を行い、エミッタンスも建設初期の300 nmradから36 nmradに低下させてきた。またここ数年の内には直線部増強計画を実現し、挿入光源の高性能化とともにミニポールアンジュレータの設置が可能となるように努力している[10,11]。しかし、このような改造を行っても輝度および挿入光源の数や性能において高度化したユーザーの要求に長期間にわたって答えていくことには限界がある。PFは高エネルギー加速器研究機構に属し、加速器の設計・建設・運転のすべてにわたって国内最大の実績と最高の技術水準を有した組織を持ち、また、放射光施設としての豊富な経験と実績も世界的に広く認められている。このような意味において、国内において第3世代の次の展開を担うにはPFが最適であると考えられる。PFでは放射光科学の次の展開の中心的役割を果たすために、1990年代後半より将来計画案を検討してきた。4 GeVの放射光蓄積リングを基にしたPF-IIが提案されPFシンポジウムでも将来計画についての議論が行われた[12]。一方、国内では第3世代リングであるSPring-8が順調に稼働し、東京大学や東北大学が提案している第3世代VUV軟X線放射光源の議論が進展し、国外では英国のDiamond計画、フランスのSoleil計画、スペイン、オーストラリア、カナダなどにおいていわゆる新第3世代ともいえる放射光源建設計画が承認され建設への具体的な作業が開始されている状況や、PFの次期計画としての加速器の稼働時期を2010年頃と想定していることをあわせて、計画の内容の見直しを行った。これらの検討を踏まえ、PFの将来計画においては1.1節にも述べたような、先進的な放射光源開発および先端的な放射光利用研究を推進するという役割と広範な層にわたる多数の物質科学、生命科学分野での放射光利用研究を支えるという役割を、依然として担うことを目指すことが日本のこの分野の発展に不可欠であると認識した。その結果、この2つの要求を同時に満たす可能性があると考えられるERLを有力な次期光源候補として検討することとした。

検討を始めた初期には図1.1に示すmulti-pass型のERLと蓄積リングを組み合わせた案がPF光源系グループより提案され、先進性と汎用性が具体的なイメージとしてユーザーに提示された[13,14]。この案では外周を蓄積リングとして放射光利用実験に供し、内部のMulti-turn Accelerator Recuperator Source(MARS)は4つのエネルギーを持つERL光源として使用するとともにリングへの4 GeVの入射器として機能するというものである。その後加速器研究施設を含んだ検討組織が結成され、装置パラメータや建屋についての具体的な検討を進めた。初期の検討の段階で、この案は建物が大きくなる点や、技術的に高度な開発を伴うことが問題となった。その結果、より単純な構成のERL加速器の検討も必要であると考えられた。また上記のような将来計画に対する考え方に基づき利用研究の立場からは、軟X線からX線領域までの利用が可能であること、挿入光源として20本程度のアンジュレータが利用できること、波長0.1 nmのX線に対して平均輝度で $10^{22}$  (ph/s/0.1%/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>)程度、平均フラックスで $10^{16}$  (ph/s/0.1%)程度が得られること、パルス長は1 ps以下、ビーム安定度はビームサイズの1/10程度などの要望を示した。これらの背景

を経て、本レポートでは図 1.3 のような single-pass 型の ERL を中心に検討を行い、加速器設計原理を提示するとともに、検討課題の整理を行い、問題点の解決法などをまとめた。また ERL 加速器を利用した研究テーマの調査検討を行い、新しい光源が切り拓く研究の地平について概観した。

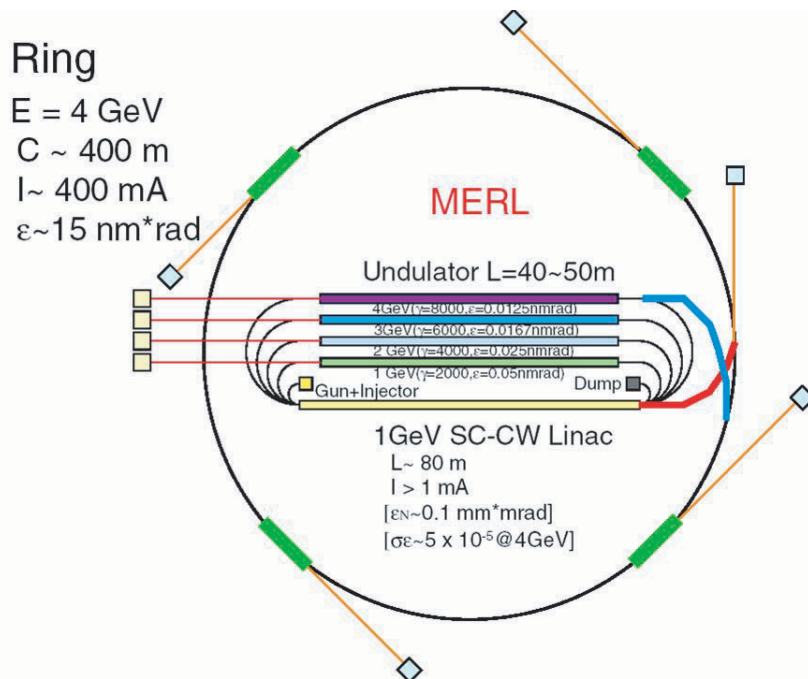


図 1.1: 初期に検討された蓄積リングと MARS の組み合わせの放射光源。

### 1.3 ERL 加速器研究の概要

ERL の基本的概念は図 1.2 に示す通りである。電子銃 1 で生成された電子を入射加速器 2 で比較的低いエネルギー  $E_0$  まで加速し、これを超伝導線形加速器 3 により高いエネルギー  $E$  まで加速する。円形部分 4・6、および直線部分 5 を通過する間に放射光を発生して再び超伝導加速器 3 にもどる。このとき、加速時と 180 度ずれた位相にくるようにすれば電子は減速されて、超伝導加速器の出口でははじめのエネルギー  $E_0$  にもどり、さらに減速器 7 によって十分減速された後、ビームダンプ 8 ですてられる。電子が加速時に消費したエネルギーは、超伝導加速器で減速される際に加速空洞に回収されて次に来る電子の加速に使われるので、理想的には、超伝導加速器に投入されたエネルギーがすべて放射光として放出されることになる。(実際には入射加速器および超伝導加速器の冷却などに要する電力は回収されない。)たとえば、 $E=5$  GeV、電子の電流 100mA の場合、エネルギー回収をしなければ少なくとも  $5$  GV $\times$ 100 mA=500 MW の電力が必要であるが、 $E_0=5$  MeV でエネルギー回収をすれば理想的にはわずか 0.5 MW ですむことになる。ERL は基本的に連続 (CW) 運転される。したがって、放射光のみ見れば ERL は電子貯蔵リングに類似している。

電子貯蔵リングの場合、定常運転時には加速空洞に投入した電力の大部分が放射光になるので、エネルギー収支の観点だけからみれば ERL と似ており、技術的にはるかに容易である。それにもかかわらず ERL が望まれるのは以下のような利点があるからである。電子貯蔵リングの場合、貯蔵後すぐに (1 秒以下) 平衡状態に達する。そのときのビームのパラメータ (ビームサイズ、バ

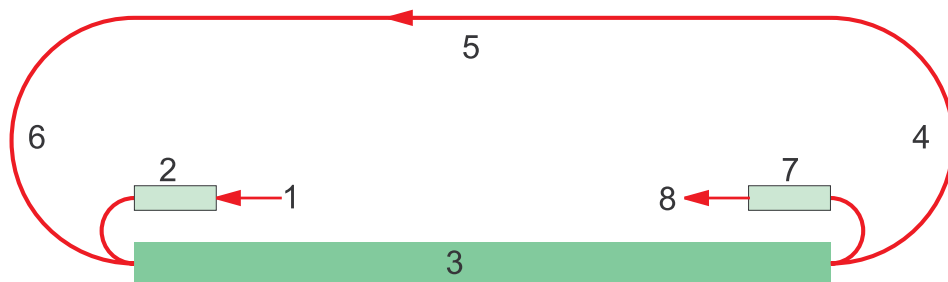


図 1.2: ERL 概念図。

ンチ長、エネルギー幅)は、入射時のパラメータによらず、リングの大きさ、磁場、加速電圧などで決るが、実際に設計できる範囲は限られている。一方、ERLの場合は各電子は1回しか周回しないので、入射時のパラメータがほとんど保持される。したがって、高品質のビームを作れば電子貯蔵リングの限界を超えることができる。たとえば、貯蔵リングの場合、バンチ長は1 cm (30 ps)程度以下にするのは難しいが、ERLでは数 psec は容易であり、100 fsec の領域も可能と考えられる。エネルギー幅は貯蔵リングでは通常 0.1%程度であるが、ERLでは1桁以上小さくすることが可能である。水平方向エミッタンスについては、貯蔵リングでは回折限界に達するのは不可能であるが<sup>1</sup>、ERLでは電子銃さえ作れば可能となる。

貯蔵リングにない特徴を持つ光源として FEL (Free Electron Laser、自由電子レーザー)も重要である。最近特に建設計画の盛んなものは SASE FEL である。これは、ピーク強度が極めて高い反面、パルス運転であり、各パルスの強度は安定しない。一方、ERLからの光は平均強度が高くかつ安定している。SASE FEL と ERL はある意味で相補的關係にある。

ERL においては効率的なエネルギー回収のために超伝導加速空洞の技術が不可欠であるが、幸いわが国はこの点で世界の最先端にある。KEK において電子陽電子衝突器 TRISTAN が 1986 年に建設されたが、そのビームエネルギー増強に超伝導加速空洞が用いられて大きな成功をおさめた。これは超伝導加速空洞を大規模に加速器に使用した世界最初の試みであった。この技術はさらに改良して現在 KEKB において生かされている。また、KEK において開発された電解研磨法はドイツの TESLA 計画において高加速勾配を得るために不可欠な技術になっている。

ERL にはいくつかの変型・発展型が考えられる。これらについては 3.1.1 節に述べるが本計画では技術的難易度および最大電流を考えて図 1.2 に示す基本型を採用し、図 1.3 のようなレイアウトを検討している。おもなパラメータは表 1.1 に掲げる。これは以下のような考察から考えられたものである。

- 現在技術的に可能な最小ピッチ (約 15 mm) のアンジュレータからの基本モード放射光で 1Å の X 線が得られるよう、電子の最大エネルギーを 5 GeV とする。
- 計画第 1 期では、エネルギー回収技術の成熟度・施設の電力消費量・初期建設費などを考慮して、電子のエネルギーを 2.5 GeV とし、これを比較的低い加速勾配 10 MV/m の線形加速器で実現する。周回部分は 5 GeV のビームを通せるようにしておく。
- 第 2 期に、線形加速器の冷却装置などを増強することにより加速勾配を倍にして 5 GeV を達成する。

<sup>1</sup>鉛直方向エミッタンスは貯蔵リングでは十分小さくできるが、水平方向エミッタンスが大きいためこれだけでは利用価値が少ない。

- 基本形では光のビームラインの数が限られるが、長尺アンジュレータ（200m級）1本、中尺（30m級）4本、短尺（5m級）10本が配置できるようにする。
- ビーム電流最大値、エミッタンス、最短バンチ長などは現段階では不確定さを伴うが、表記の値を目標とする。

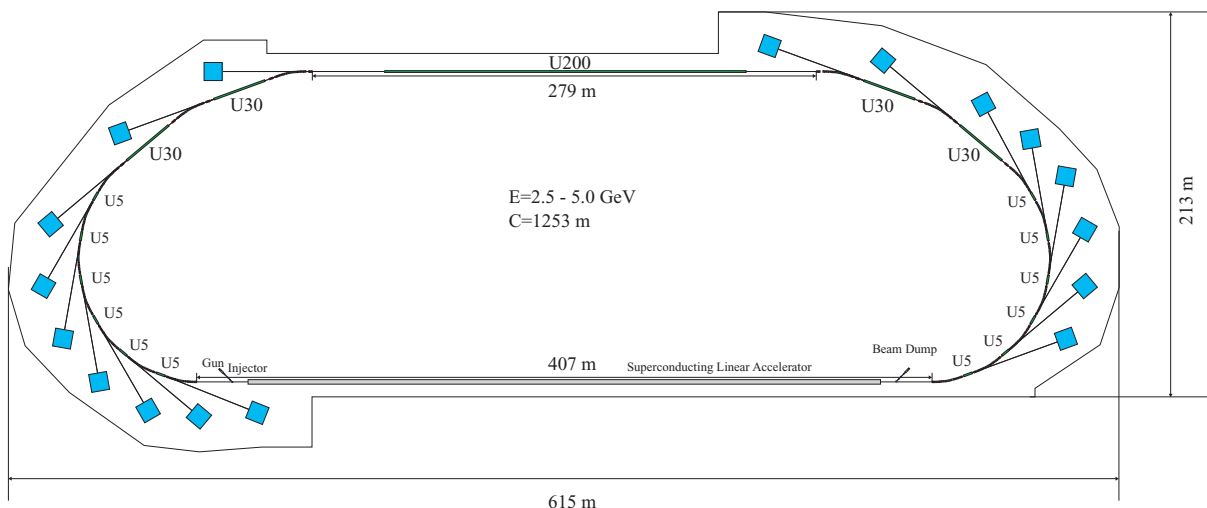


図 1.3: 次期光源計画全体図。

表 1.1: ERL の主要パラメータ

ビーム・エネルギー	2.5~5.0	GeV
入射エネルギー	10	MeV
周長	1253	m
最大電流	100	mA
規格化エミッタンス	0.1	$\mu\text{m}\cdot\text{rad}$
エネルギー幅 (rms)	$5 \times 10^{-5}$	
バンチ長 (rms)	1 ~ 0.1	ps
加速周波数	1.3	GHz
加速勾配	10 ~ 20	MV/m

世界では、コーネル大学、ブルックヘブン研究所、ローレンスバークレー研究所、ブドカー研究所、ダレスベリー研究所、エルランゲン大学、などで数 100 MeV から数 GeV 級の ERL 計画が検討されている。しかし、現在までに実際にエネルギー回収実験が行われたのは、JLAB の 50 MeV クラス、および日本原子力研究所における 15 MeV 前後のもののみである。数 GeV 級の ERL に対しては今後の開発研究を要する問題が多々ある。このため、100 MeV から 300 MeV 程度の試験加速器を建設してこれらの問題を検討することが望ましい。

## 1.4 ERL 利用研究の概要

ERL 光源から得られる放射光の特徴を利用する立場から定性的にまとめると以下ようになる。



1. サブピコ秒のパルス放射光が得られるため時分割手法による物質のダイナミクス研究に著しい発展が期待できる。〈短パルス〉
2. 超高輝度光源であるため、空間的コヒーレンスの高い光源としてみなせ、位相やコヒーレンスを利用した応用研究の大幅な進展が期待できる。〈コヒーレンス〉
3. ビームサイズの自由度が高く丸型のビームが得られるので、集光光学系により 10nm サイズのナノビームが実現される可能性がある。〈ナノビーム〉

以上の3つがビームの質に関する特筆すべき特徴であるが、その他にも

- 平均電流は常に一定で、蓄積リングのように周回電子の減衰という現象が無くなる。
- 入射器技術の改善により、エミッタンスの改良が期待できる。

などの特徴がある。本レポートでは、ERL 光源により新しく拓ける先端的研究の展望を得るために、上記3つの特性に直接かかわる研究領域の具体的研究テーマあるいは方向性をまとめた。

短パルスを利用した研究は、ERL 光源の先端的特徴を最も有効に利用する分野である。レーザーポンプ・放射光プローブ実験としては、特に最近急速に発展している「光誘起構造相転移」における初期過程およびパルス圧力場中での結晶構造緩和ダイナミクスの研究を取り上げた。これらは既に X 線を使った研究が開始され、ERL によって実現されるサブピコ秒 X 線パルスの利用により今後の更なる進展が注目されている分野である。また、固体表面のナノスケール領域のサブピコ秒ダイナミクスと強光子場中での分子ダイナミクスを今後新たに切り拓かれる放射光科学の地平を示すテーマとして検討した。

X 線の位相やコヒーレンスを利用する研究は、放射光の利用により現在既に活発な研究が行われている分野である。X 線光子相関分光法、X 線コヒーレント光学、X 線位相型顕微鏡、オーバーサンプリング法による物質の構造解析について現状と展望をまとめた。X 線光子相関分光法は物質のミクロな動的揺らぎが測定できる方法として精力的に研究されている。ERL によるコヒーレント光成分の増加により、その適用領域と対象が大幅に広がることが期待されている。X 線コヒーレント光学では光源性能の向上に刺激され野心的なアイデアが出されている。注目すべき手法としてフーリエ分光および位相型顕微鏡の開発概念について触れた。さらに構造解析にかかわる多くの分野から熱い視線が寄せられているオーバーサンプリング法による物質の構造解析について触れた。構造生物学への応用が視野に入っており、極めて注目すべきものである。

マイクロビーム利用も放射光利用により初めて実用化され、また逆に放射光を特徴付ける手法である。光源の高輝度特性の恩恵を直接受ける研究手法である。第3世代リングでは 100 nm に近づくビームサイズが既に得られている。ERL 超高輝度光源からの円形ビームと今後の集光光学素子の改良により 10 nm レベルのビームサイズが得られると考えられる。ナノ領域の構造解析・化学状態解明・ナノテクノロジーデバイスへの応用などが視野に入り、究極には単分子構造解析の手段を提供することとなる。一方で、角度発散を考慮すると、一定の条件下でのビームサイズ数  $\mu\text{m}$ ~sub- $\mu\text{m}$  のマイクロビームの強度は、第3世代放射光源での場合に比べても 1~2 桁増加することも期待でき、特殊条件下の X 線計測技術が進むものと思われる。

以上の ERL 放射光の特性に基づいた手法の側面からの検討に加え、今後の放射光利用研究を検討する上で最重点分野の一つである構造生物学についても ERL 計画との関係についてまとめた。現在、構造ゲノム計画として放射光を用いたタンパク質の立体構造の解明が進められているが、構造と機能の関連を解き明かすためにより複雑な複合体の静的動的構造を探るには第3世代光源を越えた光源が期待される。単分子構造解析と極微小結晶構造解析が今後の技術的挑戦課題であり、結晶化が困難な多くの対象がこの方法の恩恵をこうむる。小角散乱の領域においても単一筋原織

維の解析やタンパク質フォールディング過程の動的解析、中間体の構造解析、タンパク質間の相互作用解明などが新たなプローブを必要とする領域として検討されている。

本レポートでは主に ERL 放射光の物質科学研究のツールとしての先端性に焦点をあてた検討結果を報告しているが、既に述べたように放射光分野では新物質、新材料のような試料自体に先端的要素のある研究テーマに対し高度な実験機会を提供する汎用的な施設としての役割も極めて重要である。高度化した汎用的な施設に期待されるものは、新第3世代光源への要求と重複する部分もあるが、現状での研究動向について代表的な研究領域を PF-PAC の分類（電子物性、構造物性、化学・材料、生命科学 I、生命科学 II）に準じて概観した。

一方、これらの先進的放射光利用研究を支える放射光基盤技術の検討課題についても検討を行った。光学素子としては、熱負荷、コヒーレンスの保存、短パルス特性に与える影響などが検討課題として指摘された。第3世代光源を利用した着実な R & D が必要であろう。高速検出器・高位置分解能検出器の開発・高速データ処理が様々な分野で切望されている。また、新施設を建設するにあたって検討すべきエンジニアリングの問題点が検討された。この一部は施設の運営方法とも関係しているが、先端性と汎用性の両立を目指す本計画においては不可欠の部分になっている。

以上に示した研究の展望は PF 内外でこれまで行われたいくつかのシンポジウム・企画・研究会、また PF ユーザーグループからの提案にもとづいた現時点での検討結果であり、今後の更なる深化が期待される。

## 1.5 PF 将来計画に向けての課題

本レポートは ERL を基本とした PF 将来計画に関し、加速器科学の立場からは設計原理の提示・検討課題の整理・問題点の解決法などをまとめ、利用研究の立場からは ERL 光源によって可能となる新しい科学の可能性について検討した結果をまとめたものである。PF 将来計画の最終デザインは現段階では確定していない。PF 将来計画を今後策定するために必要な検討事項を以下にまとめる。

ERL が有力な放射光の次期光源として真剣な検討の対象になり始めたのは世界的に見てもここ3年程のことである。ERL の小型機によるエネルギー回収の原理実証は進んでいるが、本格的放射光利用を目的とした高加速エネルギー・大電流の ERL は存在しない。第3章で検討されている ERL 加速器のアイデアと検討課題を実機において確かめ、ERL の先進性と汎用性に関する見通しを技術的に得る必要がある。この意味で、現在加速器研究施設と PF が共同で提案している「原理実証機」の実現が優先的な課題である。

本レポートでは単純な構成の single-pass 型の ERL を検討の中心においたが、multi-pass 型 ERL および ERL とリング型光源との組み合わせという構成についても比較検討を行い、加速器技術としての課題と利用研究の展開の両面からの議論を経て、最終的なよりよい内容に煮詰める努力を継続すべきと認識している。

一方、放射光将来計画は、当然放射光科学の将来計画である。放射光ユーザーコミュニティに魅力のある、また、放射光関係者以外にも説得力のある研究計画の策定を、ERL の先端的利用および汎用的利用の両側面から進める必要がある。今回は、ユーザーグループに提案を呼びかけ、また、執筆に際しても多大な協力を得たが、今後も継続的かつ広範な協力関係を構築する必要がある。利用分野によっては、研究を推進する拠点を形成する必要があるとも考えられる。また、SPring-8 との継続的協力関係は、特に装置技術開発において不可欠である。

更に、将来計画を確定し、建設予算を申請するためには、PF の既存放射光リング（PF 2.5 GeV および PF-AR）から新施設への移行スケジュールを明確にし、既存リングのユーザーの実験機会をどのように保障するかについても綿密な予定をたてる必要がある。同時に、本計画実現のため

には国内の放射光関連研究者、他分野の研究者、行政当局、さらに広くは納税者としての一般国民あるいは社会の理解と支援を得られるような努力を行うべきと認識している。

飯田厚夫、松下正 (KEK・PF)  
横谷馨 (KEK・加速器)

## 参考文献

- [1] 例えば、[http://www-ssrl.slac.stanford.edu/sr\\_source.html](http://www-ssrl.slac.stanford.edu/sr_source.html) など。
- [2] <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/LCLS/>.
- [3] <http://tesla.desy.de/>.
- [4] <http://sls.web.psi.ch/view.php/about/index.html>.
- [5] 加藤政博、土屋公央、Photon Factory News, 17(1) 20 (1999).
- [6] <http://erl.chess.cornell.edu/>.
- [7] <http://nslsweb.nsls.bnl.gov/nsls/org/PERL/>.
- [8] <http://www.4gls.ac.uk/>.
- [9] <http://www.uni-erlangen.de/docs/FAU/fakultaet/natl/www.ersyn.uni-erlangen.de/>.
- [10] 小林幸則、Photon Factory News, 18(2) 17 (2000).
- [11] 野村昌治、Photon Factory News, 19(3) 8 (2001).
- [12] 「第 16 回 PF シンポジウム報告」(PF 懇談会発行 1999 年 3 月 11 日・12 日).
- [13] 小林幸則、山本樹、「第 19 回 PF シンポジウム報告」(PF 懇談会発行 2002 年 3 月 19 日・20 日) p.51; <http://pfwww.kek.jp/pf-sympo/19/contents.html>.
- [14] 野村昌治、Photon Factory News, 20(2) 7 (2002).



## 第2章 利用研究

### 2.1 短パルス特性を利用した時分割測定

#### 2.1.1 概要

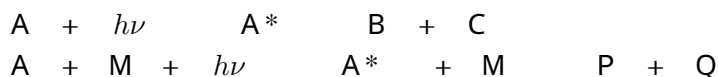
##### 2.1.1.1 ERLの短パルス特性を利用した時分割測定の学術的意義と将来性

物質科学研究で一つの大きい研究手法は、平衡状態にある系を対象として系の電子状態や構造を実験的に定め、その電子状態や構造を理論的に再現することである。この研究手法の成功は大きく、結合の原子間距離や配位状態、電子軌道などが精度高く決定され、多くの重要な分子や結晶の電子状態や構造を明らかにしてきた。これらの研究は静的な立場からの研究であると言えることができる。

一方、安定でない系を対象とし、変化途中の過程を問題とする動的な立場からの研究も進展してきた。分子科学研究に例を取れば反応速度論あるいは反応動力学と呼ばれるような領域であり、



の反応がどのような過程を経て進んでいくかという問題である。ところが短パルス光を用いた研究が始まるより前はA + BからC + Dへ行く途中はいわゆるブラックボックスの中にあり、入口と出口を測定することによってブラックボックスの中を推定することしかできなかった。同様なことが光化学反応についても指摘することができる。すなわち、



の反応についてかつてはA\* → B + C、A\* + M → P + Qの過程の直接測定は不可能であって、波長・圧力・濃度を変え、それによる生成物の量子収率を測定することによって、光化学反応を推定していたのである。上記の反応の途中の過程をはっきり直接的に測定することができなかったのは、その過程の速度が速く、言い換えると途中の状態の寿命が短かったからである。反応中間体あるいは励起状態の寿命が短い場合、寿命中に最も高い精度で測定できる方法を用いて測定する必要があった。

物質科学における動的研究のための測定手段として今日最も発展しているのは、良く知られているように近赤外～普通紫外領域の短パルス光を用いるものである。1950年頃から閃光放電管を用いた研究が始まり、ミリ～マイクロ秒の現象の測定が行われた。1960年のレーザー出現後、1962年にはナノ秒台、1965年にはピコ秒台、1970年台半ばにはフェムト秒台の光パルスが実現した。21世紀に入るやいなや紫外線領域でアト秒台のパルスの実現も報告され、測定できる反応中間体・励起状態の種類は飛躍的に増大していった。レーザーパルス実現から四半世紀の間はパルス制御が不安定であったが、現在ではこの状態は大幅に改善されており、フェムト秒台の時間分解能を持った測定が比較的簡単に行えるようになってきている。光源そのものの発展と比較すると高速

現象の解析についての本質的な手法・考え方と言ったものは閃光放電管の頃から殆ど変わっておらず、励起用と検出用の2つの光源を用いてその2つの光源の間に遅延回路を入れ、励起からの遅延時間を変えて反応中間体や励起緩和状態の状態検出を行うという方法を採用している（ポンプ&プローブ時間分解分光）。これらの研究は殆どの場合励起光・検出光とも近赤外～普通紫外領域の光を利用し反応中間体・励起状態の可視吸収・発光スペクトルを得ており、価電子の励起や低エネルギー素励起を通して超高速現象を見ていることに対応する。より短波長の光を使えば、内殻励起分光や回折現象等を使ったより直接的な情報が得られるものと期待される。このような目的のために、最近では検出光をレーザープラズマX線やレーザー高調波・過渡的衝突励起方式によるX線レーザーに置き換えた研究もすでに一部で開始されている。

PFの将来計画としての新光源ERLは、これまで殆ど近赤外～普通紫外領域を使って行われて来た物質科学の動的研究を一気に真空紫外～X線領域にまで広げる可能性を秘めている。ERL光源の実現により、現在放射光を用いて行われている静的研究全てが原理的にはフェムト秒台の時間分解能を有した動的研究に踏み出す可能性を有することになる。このような放射光を用いた物質科学研究全体の可能性の増大は単に光源の短パルス特性のみならず、1パルス当たりの光子数の多さやエネルギー可変性・同時供給可能な光源数の多さなどが満足されるERLが最も適している。現状の研究の流れを見る限り全ての研究領域で時分割測定が必須である訳ではないが、各研究領域での将来展開の選択肢を広げる上でフェムト秒台の時間分解能を有した動的研究の可能性を内在していることは必要不可欠である。

#### 2.1.1.2 ERLと他の短パルス光源（SASE-FEL、第2・第3世代放射光、X線レーザー、レーザープラズマX線、逆コンプトン散乱X線、レーザー高調波）との比較

通常のレーザー分光の分野では、もっぱら光源のパルス幅だけで時間分解能が決まるポンプ&プローブ時間分解分光が用いられている。時間分解能という観点だけから見ると、ERLやSASE-FEL等の加速器を起源とする短波長短パルス光源よりも、過渡的衝突励起方式によるX線レーザーやレーザープラズマX線、逆コンプトン散乱X線、レーザー高調波X線など、超短パルスレーザーを利用する光源の方がパルス幅が短くなるため優れていると言える。にもかかわらず加速器を利用する光源が将来の放射光源として検討対象となるのは、輝度や強度の点で超短パルスレーザーを利用する短波長光源を圧倒するからである。

ERLとSASE-FEL、第2・第3世代放射光源を利用する光源を輝度とパルス幅で比較したものを図2.1に示す。一般にある光源はそれ自身よりも低輝度・長パルス側をカバーできるので、加速器を起源とする光源としてはSASE-FELが他の放射光源を全て包含しているともできなくはない。しかしながら、同時供給可能な光源数などの点に限界がある。現時点ではSASE-FELは非常に先鋭的な研究のための特殊な光源であると見なすのが妥当であろう。現在の放射光ユーザー全ての要求を満たし、なおかつ短波長短パルス光源として第2・第3世代放射光源の拡張型と見なせるのはERLである。

#### 2.1.1.3 具体的応用例

短パルスX線を用いた時分割測定研究例はレーザープラズマX線源などの発展により近年急増している。また、ALSにおけるUltrafast X-ray Science Facility計画の提案書では、時分割結晶構造解析、固体・ナノクラスターにおける超高速秩序無秩序相転移、warm dense matter（凝縮相とプラズマの中間の状態にある物質）のダイナミクス、強相関物質のキャリアー励起後の電荷・スピ

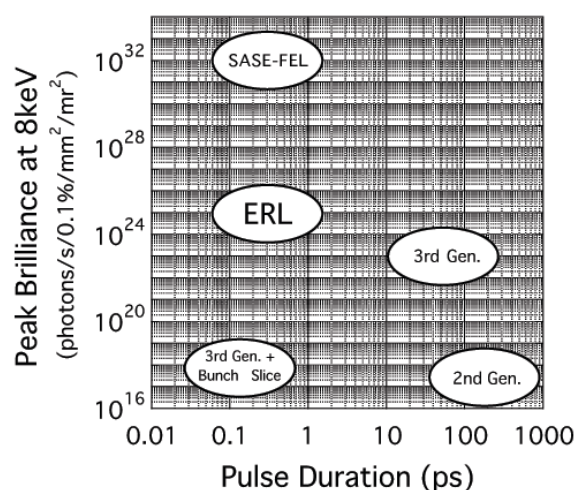


図 2.1: 各世代放射光源のピーク輝度と時間幅。

ン・格子の緩和ダイナミクス、スピנקロスオーバー錯体や溶液内における超高速化学反応、強光子場における分子のダイナミクスなど、先端分野における具体的な提案が詳しく述べられている [1]。本稿では紙数が限られていることから PF 研究会、セミナー、ユーザーグループにおいて議論された具体的な応用例に絞って紹介することにする。これらのテーマに関しては国内に強力なユーザーグループが存在するので、早い段階でオリジナリティの高い成果を挙げられるものと期待される。

レーザーポンプ&放射光プローブ実験における試料としてはレーザー光に反応して構造と電子状態がピコ秒の時間スケールで変化する系が対象として適している。中でも近年最も注目を集めているのは光誘起構造相転移を示す物質群である。この分野の応用に関しては 2.1.2 節で詳しく紹介する。また、高出力レーザーを用いるとパルスの高圧を発生させることができる。そこで、パルス圧力場中の結晶構造緩和ダイナミクスに関して 2.1.3 節で詳しく述べる。一方、ナノ記録素子における超高速情報伝達機構研究という基礎的にも応用としてもきわめて重要な分野に貢献するテーマとして固体表面ナノスケール領域サブピコ秒ダイナミクスを 2.1.4 節で取り上げる。このテーマはマイクロビーム特性も利用している点でも興味深い。また、分子科学からの話題としては近年急速に発展している強光子場中の分子のダイナミクスについて 2.1.5 節で詳述する。

2002 年 10 月 3-4 日に行なわれた PF 将来計画に関する PF 研究会 1 「フェムト秒パルス放射光源の開発と新しいサイエンスの展開」 [2] において検討された具体的な研究テーマと光源に要求される性能を表 2.1 に示す。一方、XAFS ユーザーグループからは光触媒系金属化学種の局所構造解析と反応機構の研究 [3]、核共鳴励起ユーザーグループからは時分割メスbauer分光法の開発とその応用などの具体例を提案していただいた (表 2.2)。この他にも分子性結晶の光誘起構造変化 [4] など有望な研究テーマは数多い。また、ピコ秒パルス磁場発生技術が開発されればナノ磁性体のサブピコ秒時分割 XMCD など新しい分野が拓け、スピンドダイナミクスの解明とスピントロニクスへの応用が大きく発展すると期待される。

#### 2.1.1.4 短パルス利用実験に適した運転モード

前節で述べたようにサブピコ秒時分割測定ではレーザーポンプ&放射光プローブという研究が大多数を占める。高濃度の励起状態を生成できるフェムト秒レーザーとしてはモードロックチタ

ンファイアレーザーと再生増幅システムを組み合わせたものが最も一般的であるが、繰り返し周波数は数 kHz に制限されているのが現状であり、技術革新が進んだとしても 10 kHz オーダーが限度と考えられる。この場合、有効に利用できるのはフェムト秒レーザーと同期している放射光のみである。このため、試料上での短パルス放射光が 1.3 GHz、 $10^{13}$  光子/秒であったとしても実際に利用できる放射光量は 10 kHz、 $10^8$  光子/秒にすぎない。残り 99.999% の放射光は時分割測定に役立たないばかりか、バックグラウンドの増大や試料損傷などの問題を引き起こす。このため、LBL では超短パルス利用実験に特化した LINAC ベースの放射光源として、10 kHz レーザーを利用して 1 nC/10 kHz の電子パルスビームを発生し、LINAC で加速してアンジュレーターに通すことによって 50 fs、 $10^7$  光子/パルス ( $10^{11}$  光子/秒)、10 kHz を発生させることを計画している [5]。同様の運転モードは PF 将来計画の ERL 光源でも原理的に実現可能である。ただし、このような運転モードは短パルス利用以外の研究では光量が少なすぎてメリットがない。短パルス利用実験とその他の研究を両立できる運転モードとしては 1 nC/10 MHz の電子パルスビームで放射光を発生し、短パルス利用実験のビームラインでは 10 kHz まで機械的なチョッパーで間引くことである。ESRF での時分割実験は 16 バンチ運転での放射光 (6 MHz) を機械的なチョッパーで 1 kHz 弱まで間引き、レーザーと同期させて測定を行なっているため [4] 10 MHz までなら機械的に間引くことは可能と考えられる。このような運転モードの検討も今後の課題である。

岩住俊明、間瀬一彦 (KEK・PF)

## 参考文献

- [1] <http://xraysweb.lbl.gov/esg/meetings/umfemto/prop11full.pdf>.
- [2] [http://pfwww.kek.jp/pf-seminar/pf\\_future1/index.html](http://pfwww.kek.jp/pf-seminar/pf_future1/index.html).
- [3] <http://staff.aist.go.jp/motoyasu.imamura/pfxafs/proposal.pdf>.
- [4] S. Techert, F. Schotte, and M. Wulff, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2030.
- [5] A. Zholents et al., [http://erl.chess.cornell.edu/SRI2001\\_proceedings/ZholentsMadisonWS.pdf](http://erl.chess.cornell.edu/SRI2001_proceedings/ZholentsMadisonWS.pdf).



2.1. 短パルス特性を利用した時分割測定

表 2.1: PF 将来計画に関する PF 研究会において提案された短パルス利用研究テーマと要求される光源性能の一覧 [1]

研究分野	研究テーマ	時間分解能	レーザーと放射光のシッター	励起源	周波数	光子エネルギー	分解能 (E/ΔE)	偏光	試料位置での光子数(パルス <sup>1)</sup> )	研究手法	1 試料あたりの標準的な測定時間	備考	文献
原子核物理	原子核励起現象	~1ps		放射光	100k~10MHz	6keV~150keV	~10000	直線偏光	~10 <sup>4</sup>	核共鳴散乱、NEET	3時間以上 (>10000秒)	2)	[2]
構造生物学	光受容タンパク質の時分割 X 線構造解析	1ps~50ps	~1ps	fsTIS レーザー	10 kHz	~12keV	~100	直線偏光	~10 <sup>7</sup>	ラウエ/デバイスエラー X 線回折	17分 (1000秒)	3)	[3]
固体物性	フォノンダイナミクスの時分割 X 線構造解析	~1ps	~1ps	fsTIS レーザー	10kHz	~12keV	100~5000	直線偏光	10 <sup>7</sup> ~10 <sup>8</sup>	ブラッグ X 線回折	シングルショット	4)	[4]
医学応用	細動脈の血流速度場計測	>1ps		放射光	10kHz	<12keV	100~5000	直線偏光	~10 <sup>7</sup>	イメージング	シングルショット	5)	
プラズマ物理	レーザー-固体アブレーション過程の時分割 X 線イメージング	~1ps	~1ps	fsTIS レーザー	10Hz	<12keV	100~5000	直線偏光	~10 <sup>7</sup>	イメージング	シングルショット	6)	
構造物性	光誘起構造相転移、協力現象の研究	100fs~1ps	100fs~0.5ps	100fsTIS レーザー	1kHz	~12keV	~5000	直線偏光	~10 <sup>7</sup>	X 線回折	5~8時間	7)	[5]
高圧物性	量子相転移に伴なう構造揺らぎの研究	100fs~200fs	100fs~1ps	100fsTIS レーザー	1~100kHz	~12keV	~5000	直線偏光	10 <sup>7</sup> ~10 <sup>8</sup>	X 線回折	5~8時間	8)	
表面科学	ハルズ圧力場中の結晶構造緩和ダイナミクス	<1ps	<1ps	YAG>3J YAG<1ps	10Hz	<12keV	~5000	直線偏光	~10 <sup>7</sup>	X 線回折	1条件あたり 1~2分。	9)	[6]
分子科学	半導体における励起キャリアーのダイナミクス	100fs~1ps	100fs~1ps	100fsTIS レーザー	10kHz	50~800eV	>8000	直線 / 円	~10 <sup>7</sup>	内殻光電子分光		10)	[7]
分子科学	極端寿命の分子励起状態を経由した 2重共鳴分光	100fs	100fs	100fsTIS レーザー	10kHz	20~800eV	1000~10000	直線偏光	~10 <sup>7</sup> / 0.1%bw	光電子分光、イオン分光、発光分光	線幅 10meV、寿命 100fs で波長 1点あたり 10秒	11)	[8]

備考

- 1) 試料位置でのスポットサイズは 100 μm、スポット位置の不安定性は 10 μm 以下と想定した。
- 2) 研究手法は核共鳴散乱 (非弾性および前方散乱) NEET (電離による核励起)、高エネルギー分解能分光器を使用した場合に要求するエネルギー分解能 (E/ΔE) は 1,000,000 以上。必要なエネルギーは <sup>155</sup>Ga の場合 60.0keV、<sup>237</sup>Np の場合 130keV。要求するバンチ純度は <10<sup>-8</sup>。ピコ秒時間分解能を持つ検出器、サブナノ幅パルス処理できる回路系の開発が課題。
- 3) 励起レーザーはチタンサファイアモードロックレーザー (増幅は不要、780 nm、20~100 fs、~80 MHz) ビームラインで放射光周波数に合わせて引ききりして使用。時間分解能は光感受部の局所的異性化の場合 ~1 ps、ヘリックスなどの全体の变化をみる場合 >50 ps が必要。試料の損傷に注意。
- 4) 励起レーザーはチタンサファイアモードロックレーザー + 増幅システム (780 nm、50~100 fs、0.1~1TW、10 Hz) 試料の損傷に注意。
- 5) エネルギー分解能 (E/ΔE) は吸収コントラストの場合 <100、位相コントラストの場合 ~5000。
- 6) 励起レーザーはチタンサファイアモードロックレーザー + 増幅システム (780 nm、50~100 fs、~5TW、10 Hz)。エネルギー分解能 (E/ΔE) は吸収コントラストの場合 <100、位相コントラストの場合 ~5000。レーザー 1 回照射で試料が損傷するので位置を変えながら測定する。
- 7) 励起レーザーはチタンサファイアモードロックレーザー + 増幅システム (800 nm、100 fs、1 kHz)。
- 8) 励起レーザーはチタンサファイアモードロックレーザー + 増幅システム (800 nm、100 fs、1 kHz) ないし 100 kHz)。
- 9) 励起レーザーは YAG レーザー (1064 nm、3J 以上、10 ns) モードロック YAG レーザー (ピコ秒) レーザー 1 回照射で試料が損傷するので位置を変えながら測定する。

- 10) 励起レーザーはチタンサファアイアモードロックレーザー + 増幅システム。  
 11) 励起レーザーはチタンサファアイアモードロックレーザー + 増幅システム (10 kHz)。スポットサイズは  $\phi 100 \mu\text{m}$ 、絞らないなら  $\phi 300 \mu\text{m}$ 。例えば線幅 10 meV、寿命 100 fs の励起状態を經由するとき、有効光束が  $\sim 10^6$  photons/pulse と予想すれば、悪くても  $10^5$  cps (10 万) の信号カウンtrate が期待される。したがって長くとも 10 秒で波長 1 点での測定が終了する。アンジユレータの高調波の完全除去が必須。

## 文献

- [1] KEK Proceedings 2002-19 (2003).  
 [2] S. Kishimoto et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 1831.  
 [3] T. Kobayashi et al., NATURE, 414 (2001) 531; 岡俊彦、八木直人、放射光 14 (2001) 384; Tsu-yi Teng et al., Biochemistry. 36 (1997) 12087; B. Perman et al., SCIENCE 279 (1998) 1946; S. Teichert et al., Phy. Rev. Lett. 86 (2001) 2030; T. Oka et al., Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. (1997) 14278; T. Oka et al., Biophysical Society 82 (2002) 2610; H. Luecke et al., SCIENCE 280 (1998) 1934; K. Edman et al., NATURE 401 (1999) 822; F. Gai et al., SCIENCE 279 (1998) 1886.  
 [4] C. Rose-Petruck, R. Jimenez, T. Guo, A. Cavalleri, C. W. Siders, F. Raksi, J. A. Squier, B. C. Walker, K. R. Wilson, C. P. Barty, Nature 398 (1999) 310; C. Rischel, A. Rousse, I. Uschmann, P.-A. Albouy, J.-P. Geindre, P. Audebert, J.-C. Gauthier, E. Forster, J.-L. Martin, A. Antonetti, Nature 390 (1997) 490; A. M. Lindenberg, I. Kang, S. L. Johnson, T. Missalla, P. A. Heimann, Z. Chang, J. Larsson, P. H. Bucksbaum, H. C. Kapteyn, H. A. Padmore, R. W. Lee, J. S. Wark, R. W. Falcone, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 111; Y. Hironaka, T. Tange, T. Inoue, Y. Fujimoto, K. G. Nakamura, K. Kondo, M. Yoshida, Jpn. J. Appl. Phys. 38 (1999) 4950; K. Kinoshita, H. Harano, K. Yoshii, T. Ohkubo, A. Fukasawa, K. Nakamura, M. Uesaka, Laser Part. Beams 19 (2001) 125.  
 [5] S. Koshihara et al. J. Phys. Chem. B 103 (1999) 2592; S. Iwai et al. Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 57402.  
 [6] M. Yoshida, Y. Fujimoto, Y. Hironaka, K. G. Nakamura, K. Kondo, M. Ohtani, and H. Tsunemi, Appl. Phys. Lett. 73 (1998) 2393; Y. Hironaka, K. G. Nakamura, and K. Kondo, Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 4110; Y. Hironaka, K. G. Nakamura, K. Kondo, and M. Yoshida, Appl. Phys. Lett. 74 (1999) 1645; Y. Hironaka, A. Yazaki, F. Saito, K. G. Nakamura, K. Kondo, H. Takenaka, and M. Yoshida, Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 1967.  
 [7] R. Haight et al., Rev. Sci. Instrum 59 (1988) 1941; C. A. Schmuttenmaer et al., Chem. Phys. 205 (1996) 91; M. Marsi, M. E. Couprie, L. Nahon, D. Garzella, T. Hara, R. Bakker, M. Billardon, A. Delboulbe, G. Indlekofer, and A. Taleb-Ibrahimi, Appl. Phys. Lett. 70 (1997) 895; S. Tanaka, S. D. More, J. Murakami, M. Itoh, Y. Fujii, and M. Kamada, Phys. Rev. B64 (2001) 155308.  
 [8] 見附孝一郎、放射光 10 (1997) 463.

表 2.2: ユーザーグループにおいて提案された短パルス利用研究テーマと要求される光源性能の一覧

ユーザーグループ (分野)	研究テーマ	時間分解能	励起源と放射光のシッター	励起源	周波数	光エネルギー	分解能 ( $E/\Delta E$ )	偏光	試料位置での光子数/パルス	研究手法	1 試料あたりの標準的な測定時間	備考	文献
XAFS (触媒化学)	時分割 XAFS 法による光励起金属化学種の局所構造解析と反応メカニズムの解明	0.1~1ps	0.1~1ps	100fs Ti:S レーザー	10kHz	4.5keV~24keV	~100~5000	直線偏光	~10 <sup>9</sup> ~10 <sup>7</sup>	分散 XAFS XAFS	数分 1時間以内	1)	[1]
	スピンドロスオナーバー結体の光誘起磁気相転移の励起配位子場緩和過程の研究	1ps~30ps	<5ps	100fs Ti:S レーザー	10kHz	6keV~40keV	光源: 10 <sup>14</sup> 試料位置: 10 <sup>8</sup>	直線偏光	~10 <sup>5</sup>	メスバウアー分光法	4時間	2)	
核共鳴散乱 (物質科学)	UHF, マイクロ波磁場照射による酸化物磁性体単結晶の非線形磁気相転移の研究	1ps~30ps	<5ps	UHF, マイクロ波磁場、10ps	1.3GHz~10kHz~1MHz	6keV~40keV	光源: 10 <sup>14</sup> 試料位置: 10 <sup>8</sup>	直線偏光	~10 <sup>9</sup> /sec	メスバウアー分光法	5時間	3)	

備考 1) 試料位置でのスポットサイズは 100 $\mu$ m、スポット位置の不安定性は 10 $\mu$ m 以下。励起レーザーはチタンサファイアモードロックレーザー + 増幅システム (800nm, 100fs, 10kHz)。試料の損傷に注意。  
 2) 試料位置でのスポットサイズは 30 $\mu$ m、スポット位置の不安定性は 10 $\mu$ m 以下。励起レーザーはチタンサファイアモードロックレーザー + 増幅システム (800nm, 100fs, 10kHz)。試料の損傷に注意。  
 3) 試料位置でのスポットサイズは 30 $\mu$ m、スポット位置の不安定性は 10 $\mu$ m 以下。

文献 [1] H. Ishida, T. Terada, K. Tanaka, and T. Tanaka, Inorg. Chem. 29 (1990) 905; C. Ishitani, M.W. George, T. Ibusuki, E.P.A. Johnson, K. Koide, K. Nozaki, C. Pac, J.J. Turner, and J.R. Westwell, Inorg. Chem. 33 (1994) 4712; P.C. Ford, T.L. Netzel, C.T. Spillett, and D.B. Pourreau, Pure Appl. Chem. 6 (1990) 1091.

## 2.1.2 光誘起構造相転移

### 2.1.2.1 研究の背景と目的

光によって物質を高効率で変化させたり、逆に変化の情報を光に再び移しかえたりすることは、今日の光物質科学の最も基本的な課題の一つと考えられる。一つの光子できわめて多数の電子や分子が変化する、つまり、微弱な光励起によって相転移（光誘起協力現象、光誘起相転移）を起こしてしまうような物質の研究が、主にレーザー光の反射率・透過率の測定などによって行われている（図 2.2）。光によって引き起こされる構造変化が、光誘起相転移にともなう物性の変化や、そ

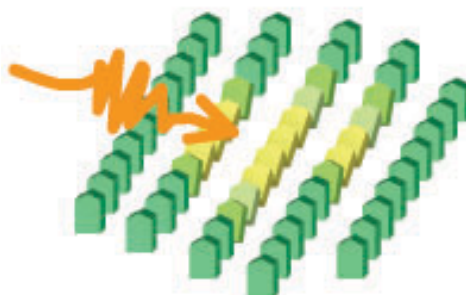


図 2.2: 光誘起によってドミノ倒し的に転移が広がっていく様子の模式図。

の変化の時間スケールの決定にとって大変重要な役割を果たしている。これは、局所的な光励起状態から巨視的な物質相変化に至る緩和過程に、物質に内在する協同的な電子 - 格子相互作用が活躍しているためと考えられる。言い換えれば、基底状態の研究において「黄金律」であった「構造と物性」という関係が、光励起状態という非平衡条件下の物質科学においても、やはり重要であることを示している。

さらにこの研究のより深いところには以下のような物理が潜んでいると考えられる。従来から抱いている通常の物質観では、例えば「鉄は、1050 度以下では強磁性であり、それ以上の温度では常磁性金属である」等々と云うように、常に熱平衡状態のみを議論してきた。しかし、低温である種の絶縁体に光照射すると、この系のどのような平衡状態（低温相、高温相）にも現れない、全く新しいナノ構造秩序を持った半巨視的状态が実現する事が光誘起相転移の研究によって明らかになってきた。つまり、物質の化学的組成を全く変えずに、どの平衡状態にもない非平衡的状态を光で実際に出現させる事が可能になったのである。この機構を解明し一般的概念として確立することでできれば、我々の物質概念はこれまでよりも一層、重層的で多彩なものとなる。このような観点からの光誘起構造相転移の研究を行うことがひとつの柱としての位置づけとなる（図 2.3）。

### 2.1.2.2 手法：フェムト秒レーザーによる励起ドメインの生成 + X 線回折

光誘起による動的・過渡的な物質構造を捕らえるためには、原子間距離程度の波長（X 線）を持つ、短パルス光源の存在と、相転移を誘起させるためのレーザー光源との組み合わせ利用が必要である。すでに ESRF(ID09) において、電荷移動錯体 TTF-CA における光誘起中性 - イオン性相転移（協同的電荷移動）についてピコ秒時間分解構造解析の実験成果があがっている。この系の場合、パルス幅 100 フェムト秒のレーザー光励起によってこの相転移を可逆に引き起こす。これとタイミングを合わせてチョッパーにより切り出されたシングルバンチのビームを試料に照射し、CCD カメラを用いて回折パターンを繰り返し撮影する。レーザー照射の時間とパルス X 線の照射のタイミングをリングからの RF 信号を用いて同期させる事によって、光誘起のある時間部分のみ

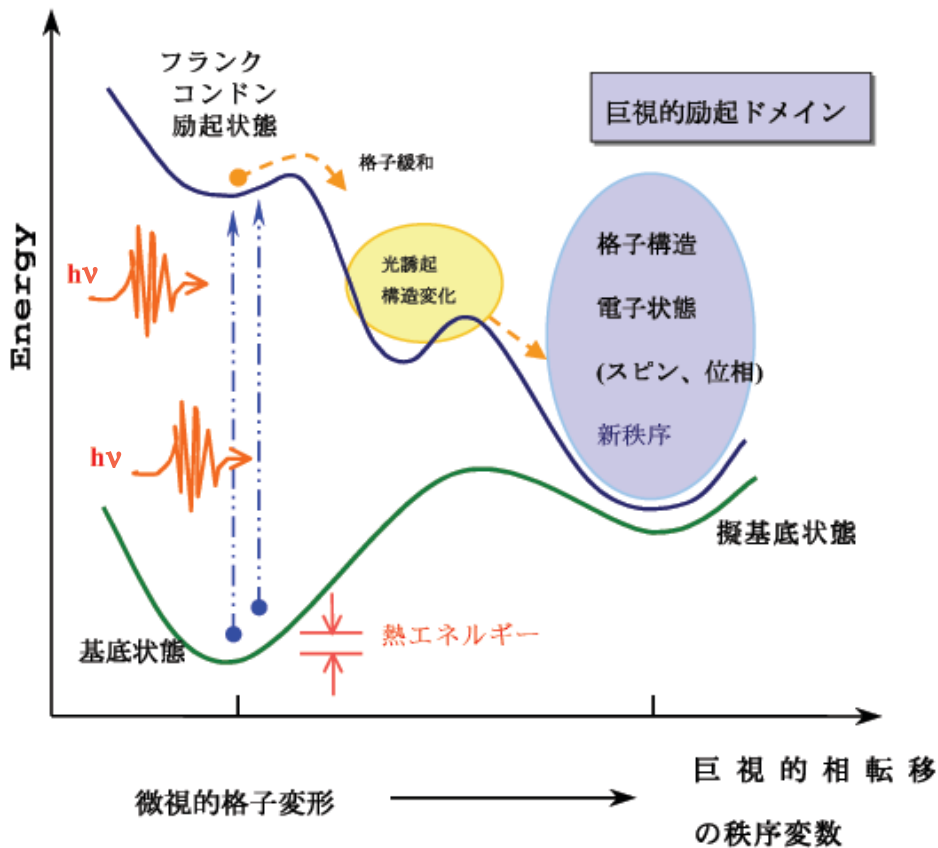


図 2.3: 潜在的な多重安定性と光誘起構造相転移の模式図。光誘起によって観測される状態は単なる中間状態ではなく、自己増殖と秩序形成を伴う擬基底状態である。

の構造解析を行う。ESRF などの結果では、協同的電荷移動ダイナミクスは 2-400 ps 以内で完了することが明らかとなりつつある [1]。

ERL を用いた時分割解析の手法を適用するためには、二通りの方法が考えられる。ひとつは、上述したような可逆過程における繰り返しを用いた回折情報溜め込みを行って、転移の時間軸に沿った構造変化を、解析していく手法である。これは外場に同期させたゲート電圧をパルス的に繰り返し与える CCD などのディテクターと、パルス X 線の切り出しを行う高速シャッターの組み合わせで実現できる。

もうひとつは、新しい時分割ディテクターにより非可逆な過程を一気に測定してしまう方法である。後者は現時点での技術では難しいと考えられるが、ERL などのパルス放射光の発展に伴う新しいディテクター開発に期待をかけた。

また、構造物性の立場からは、物性を議論するためには完全な構造解析が必要とは限らない。共鳴散乱によって軌道・電荷の秩序状態を直接観測する方法は、いまやほぼ確立した回折手法となったが、放射光を用いた特定元素の吸収端付近のエネルギーを用いた局所対称性の融解、成長などを時分割で追いかけることによって、手軽に高い精度の情報を得ることができると期待される。

一方、これらの相転移現象の解析には、格子振動の解析が重要な役割を占める。これらのダイナミクスに関しては、共鳴非弾性散乱による特定元素種の励起状態を時分割解析することで、分散関係などについても議論できるようになると考えられる。この際に必要となる光の高い輝度が

得られることも ERL に大きく期待されることである。

### 2.1.2.3 具体的応用例

#### (ア) Ge 結晶の光誘起超高速固相-液相転移 (研究機関 ALS)

Si(111) 基板上に成長させた Ge 薄膜に可視レーザーを照射し Ti K $\alpha$  線で時間分割構造解析を行った。可視レーザー照射後、約 0.1 ピコ秒で固相特有のブラッグ・ピークが消失した。固相-液相転移が起こった事が判明した。

#### (イ) VO<sub>2</sub> 結晶での光誘起超高速絶縁体-金属相転移 (研究機関 ALS)

低温モノクリニック型絶縁体相に可視レーザーを照射し、Cu K $\alpha$  線で時間分割構造解析を行った。可視レーザー照射後、約 0.1 ピコ秒でルチル型金属相に転移するのをルチル型に特有の回折線を観測することで確認した。

#### (ウ) TTF-CA における光誘起高速中性-イオン性相転移 (研究機関 ESRF Beam Line ID09)

中性相にレーザーを照射し、放射光で時間分割構造解析を行った。可視レーザー照射後、約 400 ピコ秒で、イオン性相に特有の二量体化に伴う超格子反射を観測した。

#### (エ) 光誘起相転移と熱誘起相転移とは異なるという実験的証明 (研究機関 SPring-8, BL02B2)

鉄アンモニア錯体結晶の低温反磁性相にレーザーを照射して得られる光誘起常磁性相と、この物質の温度を上げて出来る高温常磁性とを X 線構造解析で比較したところ、両者で常磁性相の格子定数が明瞭に異なる事が判明した。

腰原伸也 (東工大)、那須奎一郎、澤博 (KEK・PF)

## 参考文献

- [1] S. Koshihara et al., J. Phys. Chem. B 103 (1999) 2592, S. Iwai et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 57402.

## 2.1.3 圧力場中の結晶構造相転移・緩和ダイナミクス

### 2.1.3.1 研究の背景と目的

物質は外界の圧力場・温度場に応じて様々な安定構造を取る。高圧力場における凝縮系物質の結晶構造は、高圧プレス装置やダイヤモンドアンビルセルを用いた静的な圧力発生装置と放射光を用いた X 線回折により調べられ、多くの物質に関して結晶構造を含む平衡相図が得られている [1]。しかしながら、こうして得られた結晶構造はある定まった圧力における平衡状態における安定構造であり、構造相転移過程のダイナミクス (圧力場が変化した際にある安定構造から別の安定構造へ移る途中でどのように原子配置が組み変わって行くのか) については、物性論の立場からも新物質探索の立場からも大変興味深い、ほとんど解っていない。

高圧力場における相転移過程のダイナミクスを調べるためには、瞬間的に高圧力場を発生させ、それによって引き起こされる構造変化の様子を格子応答の時間スケールで測定する必要がある。瞬間的に高圧力場を発生させる方法としては衝撃圧縮による動的な高圧力発生法がある。衝撃圧縮法は高速に加速した飛翔体を試料に衝突させることにより、不連続な立ち上がりを持った衝撃波を発生させ試料内部に瞬間的に超高圧力を発生させる方法であり、飛翔体の加速には爆薬や衝撃銃が

用いられてきた。爆薬の起爆や衝撃銃の発射は、単発の現象であること、また火薬等を用い危険であることから、放射光施設で使用することは事実上不可能に近いものである。近年、こうした方法以外に高強度のパルスレーザー光の照射により瞬間的に超高压状態を発生させる方法（レーザーショック法）が開発された。レーザーショック法は使用する機器が通常のパルスレーザーであり、安全でかつ繰り返し衝撃圧縮状態の発生をすることが可能となった。放射光施設で発生する短パルスX線とレーザーショック法を組み合わせることにより、レーザーショックで固体物質に瞬間的に高圧力場を発生し、その結晶構造変化をX線回折で調べることが可能となる。

本研究の目的はピコ秒以下の短パルスX線を用いた時間分解X線回折により、時々刻々と変化する相転移過程中の結晶構造をサブピコ秒の時間分解能で直接測定することで高圧力場中の結晶構造相転移ダイナミクスを解明することである。

### 2.1.3.2 手法：フェムト秒レーザーによるパルス圧力場の発生 + X線回折

パルスレーザーを用いたレーザーショック法により瞬間的に高圧力場を発生させ、レーザーと同期し任意の遅延時間を与えた放射光X線パルスを探光としてピコ秒時間分解X線回折を行う。時間分解の方法としてはポンプ・プローブ法を用いる。レーザーショック法ではパルスレーザーを高強度で固体表面に照射し、表面で起こるアブレーションの反作用として固体内部に衝撃的に圧力を発生させる（図 2.4）。発生する圧力は経験式（ $P = 0.393I^{0.7}\lambda^{0.3}t^{-0.15}$ ；ここで  $P$  は圧力（GPa）、 $I$  はレーザー強度（ $\text{GW}/\text{cm}^2$ ）、 $\lambda$  は波長（ $\mu\text{m}$ ）、 $t$  はパルス幅（ns））を用いておおまかに求めることが出来る [2]。例えば 800 nm の波長でパルス幅 100 ps のレーザー光を  $10 \text{ GW}/\text{cm}^2$  で金属に集光照射した場合、約 2.6 GPa の圧力を発生することが出来る。発生するパルス圧力場の立ち上がり時間や圧力持続時間は照射するレーザーのパルス波形・パルス幅によって制御することが出来る。

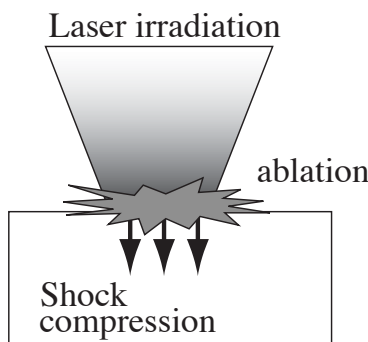


図 2.4: レーザー衝撃圧縮の概念図。

放射光との組み合わせ実験では Ti:sapphire ベースの高強度フェムト秒レーザーおよび YAG レーザーを用い、フェムト秒パルスやパルスストレッチしたピコ秒パルス、またナノ秒の YAG レーザー光を用いることで発生する圧力の保持時間や発生圧力を制御する。レーザーショックの実験はターゲットの駆動等が必要であるため 10 Hz 以下での繰り返し実験が想定される、そのため放射光を用いた X線回折像の積算取得のためにはレーザー光と同期したシグナルにのみゲートをかけた取り込み系を用いる。X線回折の時間分解能は放射光のパルス幅で決まるため、格子の運動を精度良く捉えるためには 1 ピコ秒以下のパルスが必要である。放射光のエネルギーとしては 10 keV 付近で、光強度としては  $10^5 \text{ photons/pulse}$  以上が必要である。

### 2.1.3.3 具体的応用例

#### 1. 衝撃圧縮シリコン結晶の時間分解X線回折

シリコン単結晶の(111)表面に300 psのレーザー光(波長800 nm)を $1.4 \text{ J/cm}^2$ の強度で集光照射した際に発生するレーザー衝撃圧力場における結晶格子のダイナミクスが調べられている[3]。この例では10 psのパルス幅を持つレーザープラズマX線パルス(光エネルギー:8 keV)を用いて測定されているが、1 ps以下の短パルスの放射光を用いればさらに高速の詳細なダイナミクスを調べることが出来る。図2.5に60 ps毎に測定した時間分解X線回折像(ロッキングカーブ)を示す。X線回折像には遅延時間の増加と共に高角度側にシフトした成分が現れ300 ps以降でこのシフト量が徐々に減少していくことが観測される。この測定はBragg回折の条件で測定されているので、格子が圧縮されていることを示している。X線回折像を再現するような内部格子ひずみを求めると、先端の切り立った衝撃的な圧縮パルス波が内部に進展していることがわかる。この時の最大の格子圧縮ひずみは1.05%の圧縮であり、圧力にして2.15 GPaに対応している。また波面の進行速度は9.4 km/sと求められシリコンの音速であることが解る。このように衝撃波的な圧力パルスの内部伝播過程とそれに伴う内部ひずみが擾乱なしに直接観測されている。

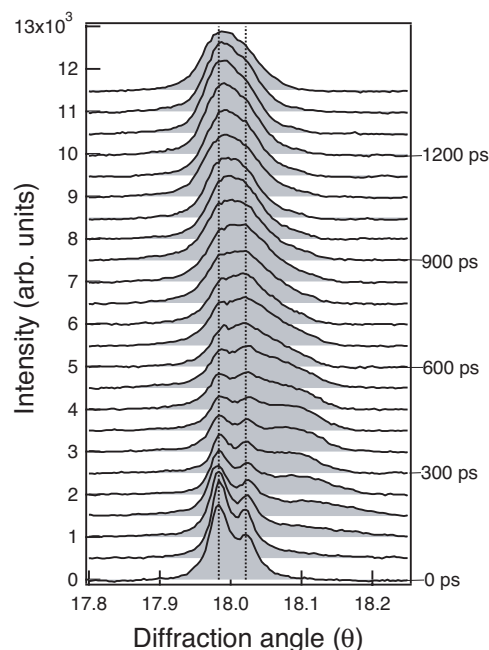


図 2.5: レーザー衝撃圧縮 Si 結晶のピコ秒時間分解 X 線回折。

この実験では発生圧力領域が弾性領域であるために、パルス圧力場印加に回答した結晶の弾性的な運動が観測されている。しかし圧力誘起用レーザーパルスをもさらに高強度化した実験を行うことにより、弾塑性変形や圧力誘起構造相転移過程が調べられると期待される。

#### 2. 衝撃圧縮下の CdS 結晶の構造変化

CdS 結晶は約 3 GPa の圧力でウルツ鉱構造から岩塩構造に構造相転移することが知られている。衝撃銃を用いた衝撃圧縮実験と時間分解分光測定が行われ、構造相転移が起こる前に 100 ps 以下の高速で電子状態の変化が起こることが報告された[4]。分子軌道計算から中間状態として face-centered tetragonal 構造が提唱されているが、その構造は明らかになっていない。レーザー衝撃圧縮法とピコ秒時間分解 X 線回折法を用いると、非平衡な中間状態の



結晶構造が明確に示されるとともに、中間状態の寿命を測定することが出来、CdS 結晶の圧力誘起相転移過程のダイナミクスが明らかに出来ると期待される。

近藤建一、中村一隆、弘中陽一郎（東工大・応セラ研）

## 参考文献

- [1] 例えば「高圧力の科学と技術」4巻1号(1995)：特集-圧力誘起相転移の研究への放射光の応用-
- [2] R. Fabbro, et al., J. Appl. Phys. 68 (1990) 775.
- [3] Y. Hironaka et al., Appl. Phys. Lett. 77 (2000) 1967.
- [4] M. D. Knudson et al., Phys. Rev. B 59 (1999) 11704.

### 2.1.4 固体表面ナノスケール領域サブピコ秒ダイナミクス

#### 2.1.4.1 研究の背景と目的

情報技術におけるナノ記録素子と超高速情報伝達という要請から，固体表面における微小領域時間分解計測技術の抜本的開発は，単に基礎学問の好奇心を超えた研究課題となっている。また，生体に代表される機能性分子素子におけるエネルギー伝達は，素過程が極めて局所的に超高速に進行するものであるから，究極的な分子素子設計に微小領域時間分解計測技術の開発が不可欠であることはいうまでもない。レーザーの発明のおかげで，これまで時間分解分光は紫外・可視・赤外光を中心に発展してきたが，空間分解能は近接場法を用いても nm スケールに届くことは難しい。ERL からの数百フェムト秒の超高輝度パルス X 線を光源とすればサブピコ秒・数 nm の時空間分解能を有するポンプ - プローブ超高速化学・磁気顕微鏡を実現でき，X 線の特長を生かして，元素選択的・化学状態選択的・スピン状態選択的な時空間分解分光という新たな研究分野が創生される。

#### 2.1.4.2 手法

パルス軟 X 線に同期させたフェムト秒レーザーにより表面を励起し，エネルギー分解能の高い PEEM を用いて数 nm 領域の顕微 XPS, XAS, XMCD をサブピコ秒の時間分解能で追跡する (図 2.6 参照)。このため，ERL に要求される性能は，レーザーの繰り返し周波数 1~10 kHz 程度に見合う低繰り返しモードによる運転が可能で，短パルス (ps 以下) かつ ps 以下のジッターで同期できることとなる。また，Flux は  $10^{11}$  photons/s/0.1%bw 程度，200-1500 eV 程度の範囲でエネルギー可変，偏光可変であることが求められる。

#### 2.1.4.3 具体的応用例

ポンプ - プローブ超高速化学・磁気 X 線顕微鏡によりさまざまな角度からの応用研究が可能になるが，ここでは，ひとつの重要な研究対象として，階層構造を有するナノ機能性素子における

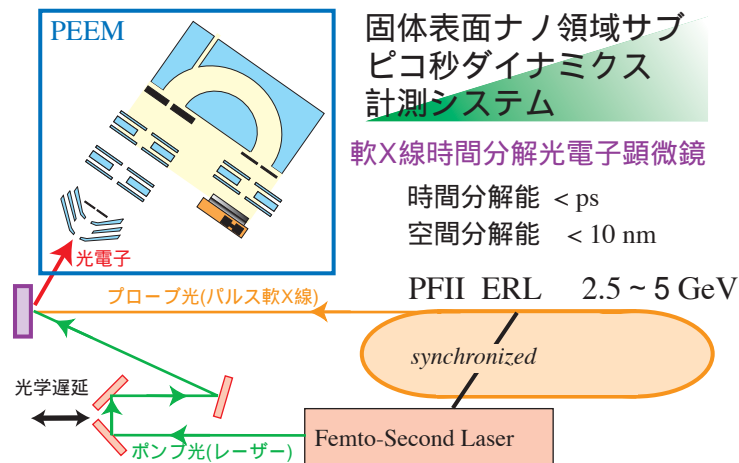


図 2.6: 固体表面ナノサブピコ秒ダイナミクス計測システム。

情報伝達機構の解明に絞って提案する。

### 1. 光合成アンテナモデル化合物の単一分子素子エネルギー伝達機構追跡

生体系にはエネルギー伝達を担うきわめて多彩な生体分子がある。例えば、図 2.7 に示す光合成アンテナは光エネルギーを捕集し効率よく反応中心に伝搬する色素分子とタンパク質の集合体で、全体で数 10 nm 程度の大きさを持ち、励起エネルギー移動の典型的な時間スケールはサブピコ秒から数百ピコ秒である。このような系をモデル化した人工光合成システムやその超高速エネルギー伝達能を手本にした光スイッチング素子などの分子素子の開発が行われている。色素分子としては広く用いられているのはポルフィリン誘導体などである。分子素子としての性能を評価するには単一の分子素子の特性を調べるのが肝要である。フェムト秒レーザーポンプ - 軟 X 線プローブ時間分解光電子顕微鏡法により、受光部での励起光吸収をトリガーにして、次々に隣のユニットに励起状態が伝播していく様子を可視化できる (図 2.8)。このような研究は、生体機能の理解にとどまらず、分子素子を配列・階層化した分子コンピュータの新規開発・性能評価に重要な役割を果たす。

### 2. ナノ磁性体の磁化情報伝達機構追跡

ナノスケール超高速記録においてナノ記録層の磁化を安定化層に情報伝達することは、磁気記録の熱的安定化のため必須である。ポンプ光によって (熱的に) 消磁されたナノ磁性体が弱静磁場中で再び磁化され、その磁化が安定化層まで伝達していく機構を、レーザーポンプ - 軟 X 線プローブ時間分解光電子顕微鏡より追跡する (図 2.9 上)。また、表面分子吸着によってスピン再配列転移が引き起こされる系のスピンドイナミクスを顕微追跡し、磁化伝播メカニズムを検討する (図 2.9 下)。

横山利彦 (分子研) 近藤寛、雨宮健太 (東大・理)

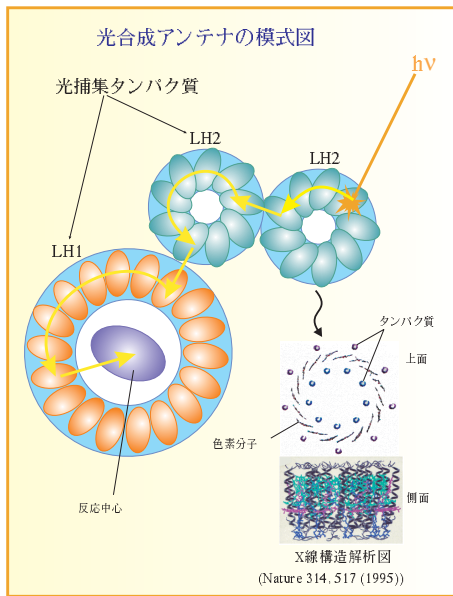


図 2.7: 光捕集タンパク質（光合成アンテナ）の模式図とX線構造解析図。

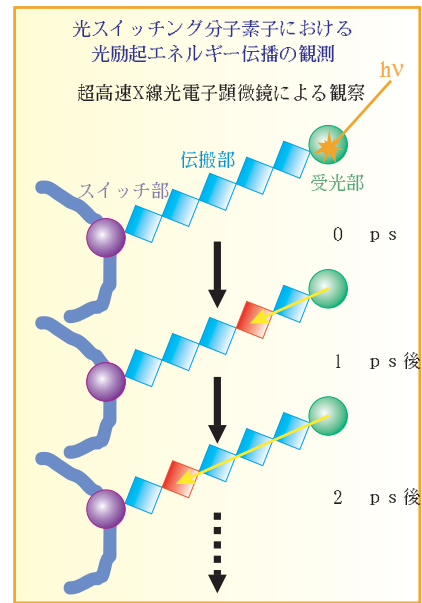


図 2.8: 光合成アンテナを模倣した光スイッチング素子におけるエネルギー伝播の観測。

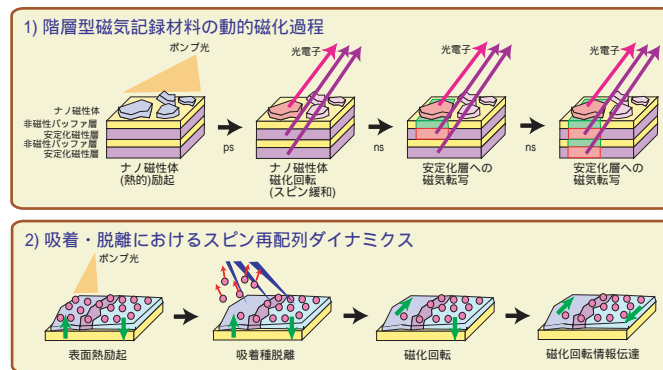


図 2.9: ナノ磁性体の磁化情報伝達機構追跡。

## 2.1.5 強光子場中の分子ダイナミクス

### — 強光子場科学の展開における高輝度短パルスX線・軟X線源の役割

#### 2.1.5.1 研究の背景

近年のレーザー技術の進歩は、それまでのものとは比較にならないほど大きなものである。それは、単位時間あたりの光子数を格段に向上させたことにある。この技術革新の背景には、超短パルスレーザー光の発振に加えて、チャープパルス増幅の導入が決定的であった。今や、原子や分子内のクーロン電場に匹敵する程の電場強度 ( $10^{15} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ) を持つ光子場を発生させることは、規模の小さな大学の研究室でも極めて容易になった。そして、規模の大きな研究施設では、 $10^{21} \text{ W/cm}^2$  を越える光子場強度が得られるようになっている。さらに光子場強度を増加させれば、電子と反電子の対生成が起こることさえ期待されている。

このように、レーザー工学の進歩はとどまるところを知らない勢いであって、世界中で光子場強度の究極的向上をめざして国家規模での努力がなされている。このような光子場の生成は、レーザー核融合などの実用的な側面もさることながら、強光子場・超強光子場下での新しい物理に、基礎学問としての展開が期待されている [1]。

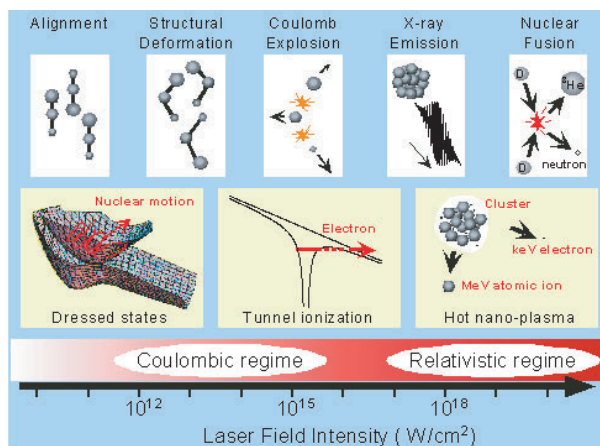


図 2.10: 強いレーザー場と分子・クラスターの相互作用。

### 2.1.5.2 分子科学研究としての意義

これまで光は分子を扱う分野においては、「弱い」ものであった。したがって、光と分子の相互作用は摂動として取り扱われ、原子・分子が一つの固有状態から別の固有状態に状態を変化させる際の仲立ちをするだけであった。分子分光学やレーザー分光学という分野においても、そのように光の役割は理解されてきた。しかしながら、分子内の電場強度と同程度の大きさを持つ光子場下では、分子内の電子は、外場である光子場によって著しく擾乱を受けるので、そのような状況にある原子・分子系を研究することは、「光と物質の相互作用の本質を理解する」という基礎的な問題の理解を深めることになる。そして、そればかりではなく、分子は「光の衣」を纏い、ドレスト状態を生成し、その実効的なポテンシャル面は光子場によって大きく変形するので、光によって分子の反応を制御するという応用的な観点からも極めて重要であると考えられる。光子場と分子を混合し、「新しい種類の分子」をデザインしながら作ることにより、分子の核運動のダイナミクスを制御すること、すなわち、「分子の光マニピュレーション」も可能となると考えられる。

現在この分野では「質量選別運動量画像法」、「コインシデンス運動量画像法」、「タンデム質量分析運動量測定法」、そして、「超短パルス時間分解電子回折法」などの新しい実験手法の開発が進められており、光子場下での分子の配向現象や構造変形のダイナミクスを明らかにする努力が続けられている。

### 2.1.5.3 短パルス軟X線・X線の強光子場科学への応用

超短パルスレーザー光の高次高調波として真空紫外域から軟X線領域の光を生成する技術は、すでに確立している。実際、軟X線領域において、特定の次数の高次高調波を選択し、強光子場を生成することも可能となっており、この短パルス軟X線と近赤外・可視・紫外領域の短パルスレーザー光を同期させる実験も容易に行うことができる。もちろん、放射光施設によって得られる短

パルス軟X線と短パルスレーザーを同期させることによって同様の実験を行うことができる。

### 1. 光電子分光への応用

このような組み合わせを用いた場合、最も有望な実験の一つは、光電子分光計測である。強光子場内では、分子の電子状態は、光子場によって大きく影響を受けることになるが、その影響下にある分子に、軟X線パルスを照射し、光電子を放出させ、その運動エネルギーを観測することによって、強光子場下の分子の電子構造を知ることが可能となると期待されている。価電子は光子場によって大きく影響をうけるものの、内殻電子は光子場の影響を受けにくく、その影響の大きさから、いかに分子の電子状態が光子場による擾乱を受けているかを知ることができると考えられる。この際、強光子場の存在下で光電子を放出させた場合、動重力ポテンシャルによる効果を考慮する必要があるが、十分に高いエネルギーを持つ光電子を放出させれば、その効果を相対的に抑えることができると考えられる。

### 2. X線回折への応用

強光子場下における分子ダイナミクスを研究する場合、回折法が威力を発揮することは、最近の超短パルス電子回折実験が示す通りである [2]。短パルスX線の場合には、X線回折を行うことができる。回折能は電子線に比べればはるかに小さいため、気体分子をターゲットとすることは困難であると考えられるが、X線の強度を増加させることができれば、分子内の電荷分布を時々刻々追跡することが可能となると期待される。

このような短パルスX線は、強光子場と固体との相互作用によって生成することが可能であり、実際、そのようにして生成された短パルスX線によって、結晶構造の変化の実時間観測が行われるようになっている。X線領域の自由電子レーザーの短波長化と高輝度化が実現すれば、それは、短パルスX線源として、強光子場下の分子追跡に威力を発揮するものと考えられる。

山内薫 (東大・理)

## 参考文献

- [1] K. Yamanouchi, The next frontier. Science 295 (2002)1659.
- [2] K. Hoshina, K. Yamanouchi, T. Ohshima, Y. Ose, H. Todokoro, Chem. Phys. Lett. 353(2002)27; ibid, 353(2002)33.

## 2.2 X線の位相やコヒーレンスを利用する研究

### 2.2.1 総論

次世代光源である ERL の大きな特徴の一つは、垂直方向だけでなく水平方向についても回折限界に近いコヒーレントなX線が得られることである。例として、PFで検討されている ERL と SPring-8 との比較 (E = 8 keV) を表 2.3 に示す。

表 2.3: E = 8 keV における、PF-ERL と SPring-8 の比較

ここでは PF-ERL のエミッタンスを  $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 10$  pmrad とした。30m-undulator のパラメータは、 $\lambda_u = 1.6$  cm、 $N = 1875$ 、 $\beta_x = \beta_y = 20$  m、5m-undulator のパラメータは、 $\lambda_u = 1.6$  cm、 $N = 312$ 、 $\beta_x = \beta_y = 5$  m である。なお、PF-ERL のパラメータはまだ確定しておらず、ここに挙げた値は目標値である。

		PF-ERL undulator @ 5 GeV		SPring-8 undulator @ 8 GeV	
Beam current		100 mA	100 mA	100 mA	100 mA
Undulator length		30 m	5 m	25 m	5 m
Source size ( $\mu\text{m}$ )	horizontal	37.8	18.2	892	892
	vertical	37.8	18.2	22.8	10.6
Source div. ( $\mu\text{rad}$ )	horizontal	4.1	9.8	37.4	38.4
	vertical	4.1	9.8	4.3	10
Beam size @ 50 m ( $\mu\text{m}$ )	horizontal	244	510	2761	2813
	vertical	244	510	236	509
Average brilliance(ph/s/0.1%/mm <sup>2</sup> /mr <sup>2</sup> )		$6.0 \times 10^{23}$	$7.6 \times 10^{22}$	$2.2 \times 10^{21}$	$5.0 \times 10^{20}$
% beam coherence		19	15	0.14	0.13

これからわかるように、PF-ERL では水平方向のエミッタンスが大幅に改善されるため、コヒーレント成分の割合が SPring-8 よりも約二桁高くなる。これは他のエネルギー (E = 4 ~ 40 keV) についても同様である (図 2.11)。

1対1の集光をした場合に得られる単位面積当たりの Coherent flux と Total Flux を図 2.12 に示す (E = 8 keV)。PF-ERL では単位面積当たりの Coherent flux は  $10^{17} \sim 10^{18}$  (ph/s/mm<sup>2</sup>/0.01%bw) となり、SPring-8 の  $10^{13} \sim 10^{15}$  (ph/s/mm<sup>2</sup>/0.01%bw) よりも三桁 ~ 四桁高くなる。

このように、ERL は第三世代の放射光よりも優れたコヒーレント特性を有している。したがって ERL が実現されれば、X線の位相やコヒーレンスを利用する研究が大いに進むと期待される。ここでは ERL の利用研究として、X線光子相関分光法、X線コヒーレント光学、X線位相型顕微鏡、オーバーサンプリング法による物質の構造解析について紹介する。

平野馨一 (KEK・PF)

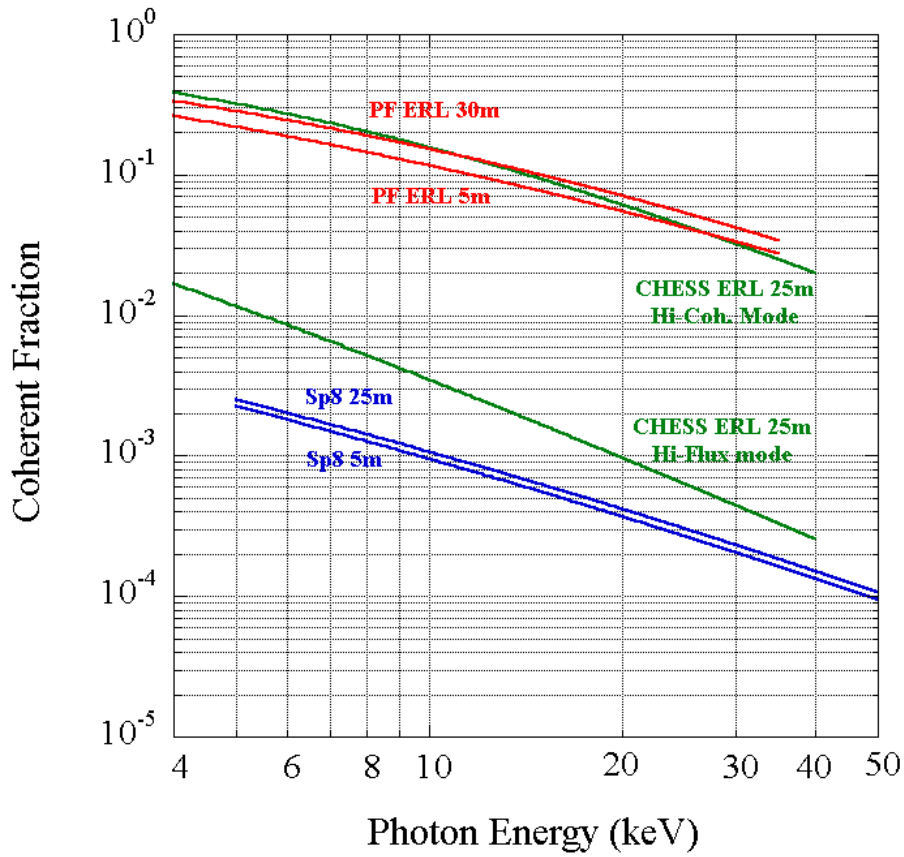


図 2.11: PF-ERL、CHESSE-ERL、SPring-8 で得られるコヒーレント成分の割合。

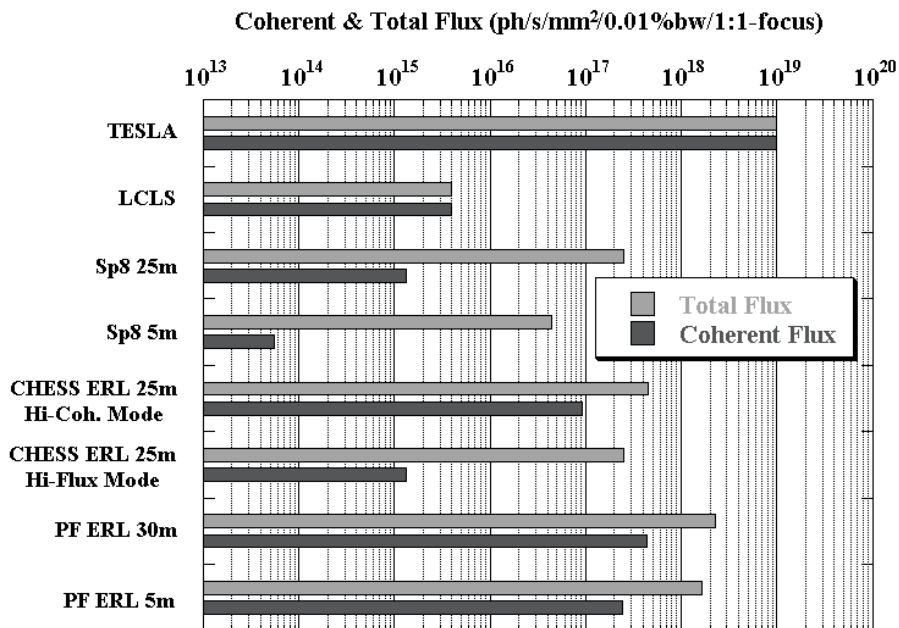


図 2.12: 1:1 の集光をした場合に得られる Coherent flux と Total flux (E = 8 keV)。

### 2.2.2 X線光子相関分光法

X線光子相関分光法はX線の動的散乱に基礎を置いている。物質に動的なゆらぎがある場合には、コヒーレントなX線で照射されると、物質の各部から散乱されたX線の干渉によって散乱強度にゆらぎが現れる。この現象はX線スペckルと呼ばれている。X線スペckルの時間に関する自己相関関数には物質のゆらぎの特性時間を反映した構造が現れる。強度相関分光法では散乱強度の時間自己相関関数

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t+\tau)I(t) \rangle_t}{\langle I(t)I(t) \rangle_t} \quad (2.1)$$

を観察する。この時間相関関数は散乱電場の時間相関関数と

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \quad (2.2)$$

の関係で結ばれ、散乱電場の時間相関関数は動的構造因子  $S(Q, \tau)$  と

$$S(Q, \tau) = S(Q, 0) \times g^{(1)}(Q, \tau) \quad (2.3)$$

の関係にある。よく知られているように、コヒーレント時間  $\tau_c$  で衝突している気体による散乱では

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |c \exp(-\tau/\tau_c)|^2 \quad (2.4)$$

となる。ここで、緩和時間  $\tau_c$  は散乱線のスペckル幅  $\gamma$  と  $\gamma=1/\tau_c$  の関係がある。一般には、 $g^{(2)}(\tau)$  は  $\tau$  が増大するとともに減少し、この現象の様子が物質のゆらぎの特性時間を反映する。このような測定法によって物質の特性時間とそれに関連した物理量を求める手法は、液体コロイドの拡散現象、高分子の動力学、誘電体や磁性体の相転移、合金の相転移、結晶の二次構造の運動などの研究に適用されている。

合金では、例えば、Brauersら [1] による  $\text{Fe}_3\text{Al}$  のオーダーディスオーダー転移に適用した研究がある。彼らは、 $T \geq T_c$  の近傍で分域構造のゆらぎの時間相関関数を求め、 $T_c$  以下の安定構造との違いを見出した。散乱強度は、 $T_c$  を超えると突然ゆらぎ始め、 $T_c$  以下の時間相関関数が安定な長距離秩序を反映し、遅延時間に対しほとんど変化しないのに対し、 $T_c$  以上では臨界領域における短距離秩序のゆらぎを反映して、遅延時間に対する急激な相関の低下を示している。しかしながら、 $\tau=0$  近傍における相関関数の値については定量的に理論とのくい違いがみられ、これは、スペckル信号強度が不十分ため、多数のスペckルについて加え合わせた結果、ゆらぎのコントラストの低下が生じたためであると結論付けている。これは、コヒーレント強度の増大によって解決されるべき問題である。

また、Lurioら [2] は、グリセロール中に異なる体積比で分散したポリスチレン球のスペckルをいくつかの  $Q$  の値について観察し、30 ms から 300 s の時間相関関数を求めた。このデータから  $Q$  の関数として拡散係数を求め、静的な構造因子の  $Q$  依存性と比較して、構造因子のピークに対応する位置で拡散係数が極小になることを見出した。さらに、構造流体力学的相互作用を取り入れた計算と比較して、グリセロール中のポリスチレン球は硬い球のように振舞うことを示した [2]。遅延時間の小さい所の相関関数に関するスペckル信号の S/N 比は、一つのスペckルの計数率に依存するので、光源の輝度と比例して向上する。

磁性体のスペckルの観察は、最近、Yakhonら [3] によって行われた。彼らは、UAs の  $M_4$  吸収



端の共鳴磁気散乱を利用して反強磁性 001 反射の位置を中心とする磁気スペックルの観察を行った。磁気散乱強度が弱いためフレーム当たり最大 10 s の測定を 181 フレームで合算して、スペックルパターンを構成している。この場合にコントラストの高いスペックルの時間相関関数を求めるためにはおよそ二桁程度のコヒーレント強度の増大が必要である。

誘電体についても、スペックルの観察は、つい最近、Tai ら [4] によって行われた。彼らは、プラズマ X レーザーを用いて、BaTiO<sub>3</sub> の瞬間スペックルを観察した。図 2.13 に BaTiO<sub>3</sub> の *a/c* ドメインの分域構造によるスペックルの温度依存性を示してある ( $T_c=122$  )。これは X 線レーザーの短パルス性 ( $\sim 7$  ps) を利用して分域の動的な動きを瞬間的に止めて見たことに相当するスペックルである。このような系の相転移に関する時間相関分光法は ERL の興味ある適用対象である。しかしながら、この場合にも、コヒーレント強度の増大が本質的な役割を果たすことになる。

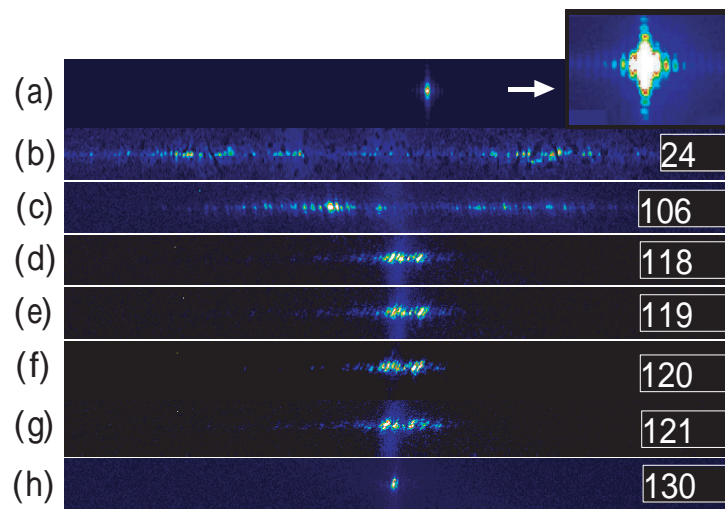


図 2.13: Speckle patterns measured by a single exposure of 7 ps with the TCE soft X-ray laser. (a) The direct probing beam pattern; (b) diffraction patterns via the *a/c* domain region at room temperature 24°C; (c), (d), (e), (f), (g), and (h) correspond to the diffraction pattern from the same region on the sample at temperature 106°C, 118°C, 119°C, 120°C, 121°C, and 130°C, respectively. The Curie temperature of the sample is 122°C. The scattering took place along the horizontal direction *q*, since the domain walls were set vertically. All these pictures are shown in a same scale for comparison.

第三世代光源と ERL を比較すると、ERL では輝度が二桁、コヒーレントフラックスが一桁大きく、空間コヒーレンス及び時間コヒーレンスが格段に向上する。強度相関分光法の精度は格段に向上することが期待できる。さらに、繰り返し周波数が 1 ns 程度になるのでこれまでよりも早い 0.1  $\mu$ s 程度の揺らぎを調べることが可能になる。

結論として、ERL の実現は、強度相関分光法に関してその適用領域と対象を大幅に広げることができ、未知の新しい科学の展開が期待できる。

並河一道 (東京学芸大)

## 参考文献

- [1] S. Brauer, G. B. Stephanson, M. Sutton, R. Bruning, E. Dutresne, S. G. J. Mochrie, G. Grubel, J. Als-Nielsen, and D. L. Abernathy, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2010.
- [2] L. B. Lurio, D. Lumma, A. R. Sandy, M. A. Borthwick, P. Falus, S. G. J. Mochrie, J. F. Pelletier, M. Sutton, L. Regan, A. Malik, and G. B. Stephenson, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 785.
- [3] F. Yakhon, A. Letoublon, F. Livet, M. De Boissieu, F. Bley and C. Vetter, ESRF Newsletter 32 (1999) 12.
- [4] R. Z. Tai, K. Namikawa, M. Kishimoto, M. Tanaka, K. Sukegawa, N. Hasegawa, T. Kawachi, M. Kado, P. Lu, K. Nagashima, H. Daido, H. Maruyama, A. Sawada, M. Ando and Y. Kato, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 257602 .

### 2.2.3 X線コヒーレント光学

#### 2.2.3.1 総論

ERL光源は、蓄積リング型第三世代放射光と同様にカオティックな光源であるが、短パルス、小光源サイズとなることから、現在の放射光利用と類似の形態でコヒーレント利用計測や、高時間分解計測をさらに発展させる場となることが期待される [1]。SASE-FEL光源が、光源としてのコヒーレンスを持つために、現在の放射光利用とは異なる利用形態をとることが予想されるのに対して、ERLでは多くのユーザーがいわば解析接続的に移行することが可能であり、計画通りの性能が出れば広範な学術分野で利用されていくものと思われる。

第三世代放射光源の利用により、X線領域でのコヒーレンスの利用が本格的に開始された。第三世代での小さなエミッタンスと比較的大きな周長は、結果として試料位置から遠くの小さな光源を見ることになり、空間コヒーレンスの増大をもたらすこととなった。ここで注意しなければならないのは、第三世代光源からのX線のコヒーレンスは、レーザー光源がそうであるような光源自体がコヒーレントな機構をもつためにコヒーレント光が発生するというよりはむしろ、小さな光源を遠くで見ることによる伝播に起因するコヒーレンスだということである [2]。試料が光源から遠くに離れると、試料内の小さな体積中ではX線の振幅と位相は良く定義された量となる。このために、その体積内の構造に起因する干渉が観察できるようになる。したがって、全くのインコヒーレント光源であるX線管を用いても、数百オングストロームのコヒーレンス体積内での構造を反映した Bragg 反射が観察できるのであり、また 19 世紀の初頭に Young が有名なダブルスリットの実験をなしえたのも、この伝播に起因するコヒーレンスを利用したからに他ならない [3]。大多数の干渉実験には光源コヒーレンスは必須でなく、伝播コヒーレンスが重要である。現に既存の放射光施設で行われていることから明らかなように、X線ホログラフィにとってさえ光源コヒーレンスは必須なものではない。ERL光源も、従来の蓄積リング光源と同様に、光源がコヒーレントな発生機構を持つものではないが、光源サイズをさらに小さくすることにより伝播によるコヒーレンスを大幅に向上させるものである。

このような高コヒーレントX線の利用に当たってのX線光学の役割には、二面性がある。第一は、光のもつコヒーレンスを崩さずに試料まで運び、いわばビームライン技術の一環としてのコヒーレントX線光学であり、第二はコヒーレントX線で何を見るかという利用技術に直結したX線光学である。後者は前者の基盤の上に成り立つものであるので、ビームライン技術としてのX線光学はおろそかにできない。しかしながら、この点は第三世代放射光でのビームライン技術との共

通点が多く、しかも ERL で予想される光学素子への時間平均熱負荷は第三世代放射光の場合とほとんど変わらないため、第三世代放射光で開発された技術がそのまま利用できよう。第三世代放射光でも、空間的コヒーレンスの向上によって、従来コヒーレンスを保存すると信じられてきたシリコン単結晶回折光学素子においても、表面形状によるスペックル生成が問題になっている [4]。この問題は表面形状のみでほぼ性能が決まる全反射光学素子ではより深刻であり [5]、今後の真剣な R&D が必須であろう。例えば、ビーム集光を考えると、光源ビームサイズを  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$  と仮定し、集光系として 100:1 の縮小光学系を用いれば原理的には  $100 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$  のフォーカスサイズが達成可能であるが、現在普通に用いられている全反射ミラーの表面スロープエラーは  $1 \mu\text{rad}$  程度であるので、すぐに  $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$  程度まで広がってしまう。回折光学素子でも表面形状からのスペックルを抑制するためには、 $0.1 \mu\text{rad}$  以下のスロープエラーが必要となり、さらにこの場合には表面加工により歪が導入されないことが必要となる。スペックルの原因は狭い意味での光学素子のみでなく、真空遮断窓やスリットエッジの表面形状なども問題となる。これらは、第三世代放射光や特別な光学系によって空間コヒーレンスを向上させた第二世代放射光で試験開発研究が可能なので、ERL に行く以前に十分な R&D が行われることを期待する。

次に X 線コヒーレンスを利用の観点から考えてみよう。伝播によるコヒーレンスの向上のひとつの尺度は、光源の空間的サイズ  $a$ 、X 線の波長  $\lambda$ 、光源と観測点の間の距離  $L$  により

$$d \propto \frac{\lambda L}{a} \quad (2.5)$$

で与えられる（空間的）コヒーレンス長  $d$  である。ERL での高いコヒーレンスは光源サイズ  $a$  が小さいことに起因する。特に、水平方向のビームサイズが小さいことに特徴があり、現状の第三世代光源の 1/100 以下になることが期待されている。ERL において、 $L$  が現状の第三世代光源と同程度にとれると仮定すれば、第三世代光源との違いは  $a$  によるものとなる。水平方向の小さなビームサイズは第三世代放射光では垂直方向のみで可能な回折限界集光を水平・垂直の両方向で可能とするので、高効率の X 線集光が可能となろう。また第三世代光源でのコヒーレントイメージング等で問題になっている水平方向と垂直方向でのコヒーレンスの違いによる分解能の違いを解消することになる。

光源サイズが小さくなり、空間的コヒーレンスが向上したことが第三世代光源との明瞭な差異を示すのは、短波長（高エネルギー）領域のように思われる。2.5 式で、 $a$  が小さくなった分  $\lambda$  を小さくしても、第三世代の低エネルギー X 線で得られている程度の  $d$  は得られる。既に、第三世代光源利用においても、低エネルギーで試料との相互作用の大きな X 線の利用は、試料の放射線損傷や熱的損傷の面から望ましくないことが明らかになりつつある。試料の情報を試料と X 線ビームとのエネルギーの授受なしに取得することが重要である。コヒーレント X 線利用の最大の眼目は情報を位相変化に乗せて得ることであり、試料にエネルギーを移行しないことであると個人的には考えている。SASE-FEL ではピークパワーの大きさから、個々の光子と試料との相互作用が小さくても、トータルとしてのエネルギー移行量は大きくなり、単一パルス入射により試料が破壊されることを前提とした計測系を構成する必要がありそうだが、ERL の場合にはその心配はない。したがって、なるべく相互作用の小さい高エネルギー X 線を用いることにより、試料に移行するエネルギー量を減らした状態で、位相情報から試料の状態を知る方法の開発が重要だと思われる。

ERL では、フェムト秒領域に入る X 線パルス幅が期待できるので、時間的コヒーレンスの観点からもいくつかの面白い問題がある。第三世代放射光ではパルス幅は数十ピコ秒程度であり、10 keV 領域の X 線でパルス幅と時間的コヒーレンス長を同程度にするには、 $10^{-9}$  程度のエネルギー分解能 ( $\Delta E/E$ ) が必要となる [5]。これより、2 桁パルス幅の短い ERL では同じエネルギー領域で  $10^{-7}$  程度のエネルギー分解能でパルス幅とコヒーレンス長が同程度になる。すなわち、meV 分解

能の分光器を用いればよい訳で、高分解能分光器の構成がずっと簡単なものになる。このような分光器を通した X 線を、水平・垂直とも空間的コヒーレンス長よりも狭いスリットで切り取れば、ある意味でシングルモードの X 線ビームとなり、様々な新しい応用が生じよう。この場合に単一パルス内に入る光子数は多いとはいえないが、X 線領域での多光子過程の基礎的な研究を行うのには十分であろう。

パルス幅が十分に小さく、10 フェムト秒に届くようになれば、過去 10 年間にフェムト秒レーザーが基礎化学に果たした役割と同様な役割を、構造化学的な側面に関して担うものと思われる [6]。長波長のレーザーでは化学反応の初期過程の電子過程を観察することが主たる役割であるのに対して、フェムト秒 X 線パルスでは、これと相補的な化学反応初期過程での構造変化を追跡することが可能である。この方向の研究では、X 線より物質との相互作用の大きな短パルス電子線の可能性もあるが、スペースチャージによる電荷量の制限等を考慮すると、X 線の入り込む余地は十二分にある。但し、短パルス X 線では回折光学素子を用いた場合に時間遅れが生じ、結晶光学素子の場合 X 線が、消衰距離を走る分だけのパルス幅の広がりが生ずる [7]。これは、数フェムト秒に対応するので、それ以下の時間幅を考える場合には注意が必要である。

石川哲也 (理研・播磨)

## 参考文献

- [1] Proceedings of XRay Science Workshop on an Energy Recovery Linac source of synchrotron radiation (2002); <http://erl.chess.cornell.edu/papers/X-RayScienceWorkshopDec2000.htm>.
- [2] M. Born and E. Wolf: '*Principles of Optics*', Chapter 10, 7<sup>th</sup> Edition, Cambridge University Press, Cambridge (1999).
- [3] T. Young: Phil. Trans. 91 (1801) 23.
- [4] M. Yabashi: private communication.
- [5] M. Yabashi, K. Tamasaku and T. Ishikawa: Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 140801.
- [6] 例えば、E. W.-G. Diau, J. L. Herek, Z. H. Kim and A. H. Zewail: Science 279 (1998) 847.
- [7] H. Yamazaki and T. Ishikawa: J. Appl. Crystallogr. 35 (2002) 314.

### 2.2.3.2 軟 X 線フーリエ分光

シンクロトロン放射光の軟 X 線領域を分光して利用するとき、一般的に回折格子を用いたモノクロメータが使われる。出来るだけ高いエネルギー分解能が必要な研究では、モノクロメータの性能は研究の質を大きく左右する。現在の軟 X 線モノクロメータでは、 $10^{-4}$  程度がエネルギー分解能  $\Delta E/E$  の限界となっており、いわばその先は未開拓領域と言える。

赤外光の領域ではフーリエ分光といった非分散型の方式が発達している。これはビームのバンド幅を広いままに 2 本に分割し、一方の光路長を可変にして再び重ねあわせ、両者の干渉を測定するものである。光路差を変えながら干渉の強度を測定したデータはインターフェログラムと呼ばれ、これをフーリエ変換することにより、入射ビームのスペクトル形状が得られるのである。インターフェログラムに現れる強度振動の数が多ければ、すなわち長く光路差をスキャンできれば、

細かいスペクトルまで見ることができる。軟X線領域でもフーリエ分光が実現できないであろうか？そして、回折格子モノクロメータの限界を打破できないであろうか？

そのためには光路長可変の二光束干渉計の構築が必要である。硬X線領域では結晶で作る所謂Bonse-Hart型X線干渉計が使われており、フーリエ分光のデモンストレーション実験も存在しないわけではない。しかし、結晶を使ったX線光学系ではかなり高いエネルギー分解能まで実現でき、硬X線領域でフーリエ分光を行う意義はすぐには見えてこない。一方、軟X線領域では上で述べた事情があり、軟X線フーリエ分光には大いに期待を寄せたい。しかし、肝心の軟X線干渉計が未だ実現されておらず、まずこれをクリアせねばならない。

軟X線をコヒーレントに分割・結合するには、まずビームスプリッターが必要となる。幸い、近年の製膜技術の進歩により、基板のない薄膜や多層膜が入手できるようになっており、フーリエ分光に好ましい振幅分割によるビームスプリッターとして使用できる。現在我々が進めている予備的研究では、NTT-ATによって試作された、60 nmのSiNを支持膜に2.5 nmのRu半透層を形成したものを試用している。13 nm用に試作されているが、入射角との組み合わせで12 nmから20 nmの範囲で使用可能である。

あとは、各光学素子を配置・保持して、軟X線の波長以下の安定性で光路長を保つ必要がある。我々は、硬X線領域で、従来からある一体成形のBonse-Hart型X線干渉計ではなく、分離された結晶ブロックを配置・調整するステージを用いるX線干渉計を既に開発した経験を有している。軟X線領域においては、より波長が長い電磁波を扱うわけであるから、干渉計構築は十分に実現性があることと考えている。フーリエ分光の場合、波長の一万倍以上の光路差を生成できるステージの開発がさらに必要となる。

干渉が観察できるためには、(1)空間的可干渉距離に比べて干渉光学系の誤差が小さいこと、(2)計測時間中における光学系のドリフトが無いこと、さもなければ追従できること、そして(3)振動による光路長の変動が軟X線波長より十分に小さいこと、が要求される。

言うまでも無く、将来光源を用いれば空間的可干渉距離が増し、(1)に関連して、干渉光学系が構築し易くなる。すなわち、光学素子を配置する際の角度や位置に要求される精度が大きく緩和される。また、構成できる干渉光学系の種類も増す。

計測時間が長くなると、(2)のドリフトが問題となが、高輝度光源を使う場合はそれ程問題にはならないであろう。フーリエ分光の場合は、幅広いスペクトルの光を同時に検出するので、従来のように分光することによってフラックスが減るという問題が無いという特徴も有利に働く。

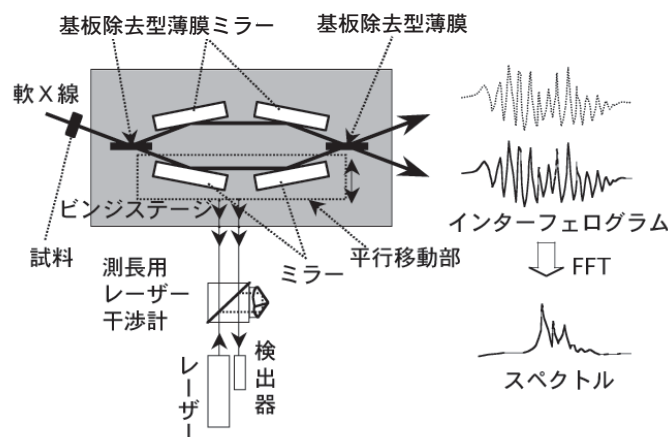


図 2.14: 軟X線フーリエ分光法の構成例

ただし、(3)の振動の影響は深刻であるといえる。光学系が可干渉距離以内の誤差で調整されていて光路が振動してしまえば、振動の方向によっては干渉縞も振動することになり、結果として平均化されて干渉が観察されなくなるからである。高輝度光源を使えば、通常の振動に比べて十分短い時間で計測が可能となるので、一般的に言って干渉の観察は容易になる。したがって、この点からも様々な干渉光学系が構築可能となるであろう。フーリエ分光の場合は機械的な光路長のスキャンが必要となるので、残念ながら振動より高速な計測は難しい。振動をできるだけ除去する手段が望まれるのは当然だが、スキャンの各ステップでは外部振動に比べて一瞬といえる時間で計測できるはずであるので、このデータをスキャンした光路長に対してうまくスケールリングする方法の開発も必要である。

図 2.14 に軟 X 線干渉計の構成例を示した。軟 X 線ハーフミラーで分けられたビームはそれぞれ 2 枚組みのミラーで反射され、再び第 2 の軟 X 線ハーフミラーで重ねあわされる。両者の光路差はミラーを矢印の方向に平行移動することで変えられる。このとき、光路差が変わる以外に、干渉光学系としての変化はない。ミラーの移動量はレーザー干渉計でモニタし、検出器で強度変動を計測してインターフェログラムを得る。インターフェログラムをフーリエ変換して得られるスペクトルは、干渉計に入射する軟 X 線のスペクトルに干渉計の装置関数をかけたものとなる。光学素子の材質に起因する吸収端から離れている限り装置関数はなだらかであるので、干渉計に入射する軟 X 線のスペクトルを知ることができると言ってよい。すなわち、試料と相互作用した後の軟 X 線をこの干渉計で分光するという使い方となる。

本研究が成功すれば、多くの軟 X 線分光研究に影響するであろうことは、容易に想像できる。現在の研究の高度化のみならず、新しい段階の分光研究開拓の契機になるかもしれない。軟 X 線干渉計の開発という課題が最初にあるが、本光源計画の実現により、そのような干渉計がオペレーションしやすくなり、その利用研究も促進されるものと期待される。

百生敦(東大・工)

### 2.2.3.3 X 線回折に伴う位相シフトの応用 超高速 X 線シャッター

X 線の位相は X 線回折学において重要な役割を果たしている。たとえば、X 線がシリコンのような完全に近い結晶に入射してブラッグ・ケースで回折する時、回折 X 線の位相は選択反射領域内で 180 度変化する。この事実は X 線定在波法の理論的基礎をなしているだけでなく、X 線トポグラフィで欠陥像などの解釈を行う際の基本でもある。また透過 X 線(前方回折 X 線)について見ると、その位相は回折条件の付近で急激に変化する [1]- [3]。この事実は X 線透過型移相子の理論的基礎をなしている [4]- [6]。このように、回折に伴って生じる X 線の位相変化は X 線回折学の随所で大きな役割を果たしており、ERL や XFEL のようなコヒーレント光源が実現されれば、その用途が大いに広がると期待される。

ここでは透過 X 線の位相シフトの応用例として、フェムト秒オーダーの開閉スピードを持つ超高速 X 線シャッターの可能性について紹介する [7]。図 2.15 は X 線干渉計を用いた X 線シャッターの構成例である。干渉計に入射した X 線は、干渉計内で二本のコヒーレントなビームに分かれる。一方の光路には結晶を挿入し、その角度を回折条件の近くに合わせる。他方の光路には位相板を挿入し、出射ビーム(O 波)の強度がゼロになるように角度を調整する。ここでレーザーを結晶に照射すると、結晶内の電子分布が変化して分散面の形状が変わり [8]、透過 X 線の位相がシフトして O 波が生じることになる。こうして、干渉計はレーザー光をゲート信号とするシャッターとして機能することになるので、数フェムト秒のレーザーパルスを用いれば、数フェムト秒の X 線パルスが得られることになる。レーザー光をゲート光とポンプ光に分岐させれば、数フェムト秒の精度でポンプ・プローブ実験を行うことも可能になる。

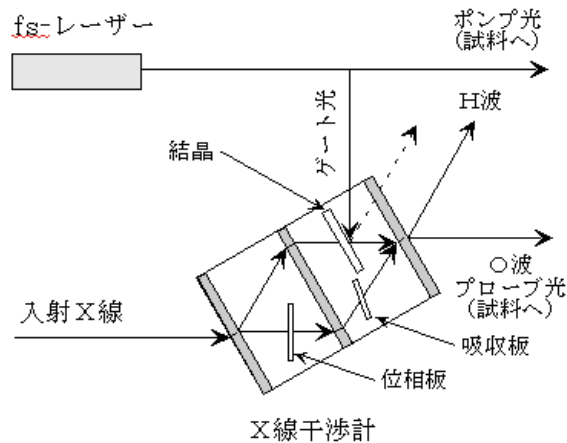


図 2.15: X線干渉計を用いた超高速X線シャッターの例。ここではLLL型干渉計を用いる場合について示しているが、BBB型のような他の型の干渉計を用いることもできる。

このような超高速のX線シャッターを実現するには、レーザーパルスの照射で有意な位相シフトを生じさせる必要がある。そこで、結晶構造因子の大きさ  $|F|$  と位相シフト  $\delta$  の関係について計算を行った。図 2.16 はラウエケースのシリコン 111 反射の場合についての計算例である ( $\lambda = 0.15 \text{ nm}$ ,  $t = 50 \mu\text{m}$ )。オフセット角が  $0.25''$  の点に注目すると、 $|F|$  が 4% 減少した時の  $\delta$  の変化は約 90 度である。これはシャッター機能を実現するのに十分な位相シフト量である。この計算結果から、結晶構造因子を数十ミクロンの厚さにわたって数%変化させることができれば、シャッター機能を実現できることがわかる。今後の課題は、このような条件を満たす最適なレーザーと結晶の組み合わせを見つけることである。

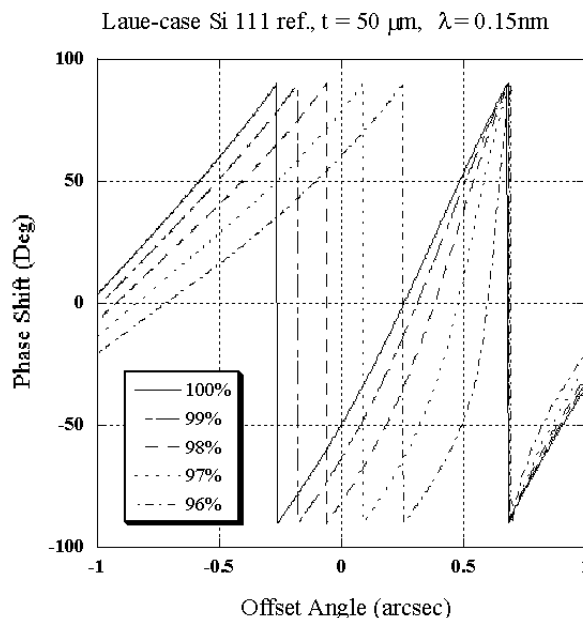


図 2.16: 結晶構造因子の大きさ  $|F|$  と位相シフト  $\delta$  の関係の計算例。

## 参考文献

- [1] K. Hirano and A. Momose : Phys. Rev. Lett., 76 (1996) 3735.
- [2] K. Hirano and A. Momose : J. Synchrotron Rad., 5 (1998) 967.
- [3] 平野馨一、沖津康平、百生敦、雨宮慶幸 : X線分析の進歩 33 (2002) 25.
- [4] K. Hirano, K. Izumi, T. Ishikawa, S. Annaka and S. Kikuta : Jpn. J. Appl. Phys., 30 (1991) L407.
- [5] K. Hirano, T. Ishikawa and S. Kikuta : Rev. Sci. Instrum., 66 (1995) 1604.
- [6] 平野馨一 : 日本放射光学会誌 11 (1998) 238.
- [7] 平野馨一 : 2002 年秋の物理学会 講演予稿集.
- [8] B. W. Adams : Rev. Sci. Instrum., 73 (2002) 1632.

## 2.2.4 F Z Pあるいはミラーを用いたマイクロビームとX線顕微鏡について

## X線顕微鏡の現状

この10年でX線顕微鏡の光学技術は劇的に進歩してきている。例えば硬X線 ( $1\text{\AA}$  前後) のマイクロビームでは  $100\text{ nm}$  程度の回折限界の集光ビームサイズが既の実現されている [1-3]。図 2.17 にその一例を示す。楽観的な予想では10年後にはX線光学系の理論限界に近い  $10\text{ nm}$  の分解能が達成される可能性がある。このような高分解能の実験を行うには実際には第三世代の高輝度光源が必要であった。光学素子としては電子線描画で作成したフレネルゾーンプレート、積層型ゾーンプレート、全反射ミラー等が使われているがこれらの光学素子技術の基礎は第三世代放射光の稼働前に開発されていたものである。しかしながら、光学素子の性能限界を評価することが出来なかつた為に、光学素子の製作プロセスへのフィードバックも出来ていなかったのである。

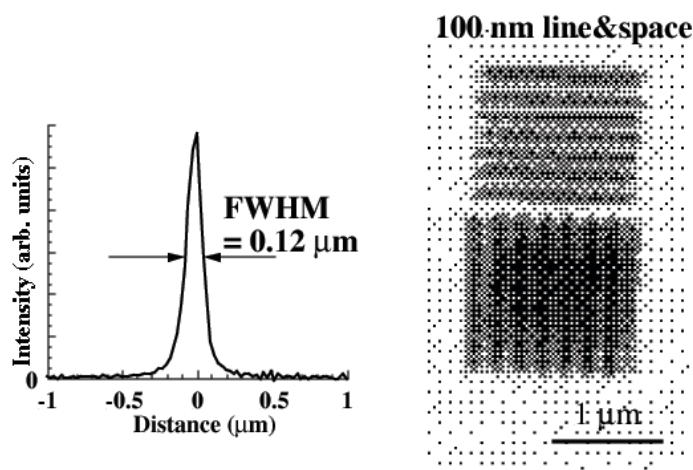


図 2.17: FZP を用いたマイクロビームと走査型顕微鏡画像の例 (X線エネルギー 8 keV)

しかしながら、現状の第三世代光源は硬X線領域の干渉実験を行うに適した光源では無い。例えば SPring-8 の  $6\text{ nrad}$ 、カップリング 1% の条件は波長  $1\text{ \AA}$  のX線に対して回折限界よりはるかに大きい。光の固有エミッタンスを  $\lambda/4\pi$  で定義すると (ただしこれはかなり厳しい条件である) 、



実際に利用可能なコヒーレントフラックスは全フラックスの0.02%程度になる。SPring-8のアンジュレータビームラインでは結晶分光器で単色化した後の全積分強度は $10^{14}$  photons/s程度であるが、コヒーレントなフラックスは $10^{11}$  photons/s以下である。また、現実には分光結晶の振動や歪み、X線取り出し窓の不均一性などにより波面が乱されるために、現実利用可能なコヒーレントフラックスはもっと少ない。さらにコヒーレント成分を切り出すための空間フィルターのマッチングを取ることが困難であるため（理想的なピンホールの位置は光源そのものである）、実際に使えるコヒーレントフラックスは $10^{10}$  photons/s程度にすぎない。このことは放射の99.99%は不要な熱負荷を与えていることを示している。この熱負荷は現実には例えば結晶の歪みの原因となっていると考えられる。

アンジュレータ放射は無限小エミッタンスのビームに対して周期数で決まる単色光になり、周期数 $N$ に対して光のバンド幅は $\Delta E/E = 1/N$ である。しかしながら、有限のエミッタンスのために第三世代放射光源でも実際にはもっと悪くなっている。また、蓄積リングではエネルギー分散が0.1%程度あるために長い直線部で1000周期程度の長直線アンジュレータを使っても放射のバンド幅に限界がある。利用実験の内容にも依るが、結晶分光器で得られるバンド幅は必要以上に狭い場合が多い。通常のSi(111)結晶では $\Delta E/E \sim 10^{-4}$ であるが、高精度の吸収スペクトル測定や精密回折実験を除けば、 $10^{-3}$ 程度のバンド幅でも実験可能である。また、ゾンプレートを光学素子とする顕微鏡では必要なエネルギー分解能はゾンプレートの最外ゾーンのフレネル数で決まり、普通100~1000程度である。微小結晶の構造解析においては、ラウエ関数の広がりを見るとサブミクロンの結晶ではラウエ関数による結晶固有の角度幅が低次反射の場合では完全な結晶でも1 mrad程度になることを考えると、結晶構造解析も不可能ではないだろう。

以上の観点から考えると、ERLはFELと比較した場合でも時間構造によるピーク輝度以外の全ての項目で同程度の性能を持っていると言えよう。実験によってはパルス動作のFELよりむしろCW動作するERLのほうが好都合な場合が多いであろう。ここではERLによって可能となり得る位相計測を含めた顕微鏡について考える。

### ERLによって可能になる研究課題と成果

ERLで10 pmradレベルの低エミッタンスと $10^{-4}$ 以下の電子エネルギーの広がりが実現された場合、ホログラフィーのような位相計測イメージングにおいて画期的な進展が期待出来る。必ずしも切り離して考えることは出来ないが、低エミッタンスによる空間的なコヒーレンスが重要になる場合とアンジュレータ放射のバンド幅（分光器無しで実現される時間コヒーレンス）が重要になる場合がある。

#### 1. 空間コヒーレンスの利用

マイクロビーム：フレネルゾンプレートや全反射ミラーのような集光結像光学素子でマイクロビームを生成するときは、光源の縮小結像を行っている。このときの幾何光学的な集光スポットサイズ $d$ は（十分に縮小率が小さいとすると）、焦点距離 $f$ と光源からレンズまでの距離 $L$ と光源の幾何学的サイズ $S$ によって、幾何光学的な縮小率 $f/L$ で、

$$d = S * f/L \quad (2.6)$$

で定義される。一方この集光光学素子の回折限界の集光スポットサイズ $\delta$ は、光学素子の数値開

口 $NA (= A/f$ , ここで $A$ は光学素子の物理的開口サイズであり、ゾンプレートのような円形開口ではゾンプレート自身の半径である)を用いて、

$$\delta = 0.61\lambda/NA = 0.61\lambda/(A/f) \quad (2.7)$$

と書かれる（いわゆるレイリー条件）。回折限界の集光スポットサイズを実現する条件は幾何学的なスポットサイズが回折限界より小さいこと，すなわち  $\delta < d$  である．この条件は，

$$0.61\lambda f/A > S * f/L \quad (2.8)$$

であり，

$$0.61\lambda L/S > A \quad (2.9)$$

と書き換えられる． $0.61\lambda L/S$  は Zerike の定理による可干渉領域の大きさであり，いわゆる“回折限界の分解能には光学素子をコヒーレントに照明しなければならない”という条件を表している．回折限界の X 線を放射する ERL のような光源では，全フラックスを回折限界のスポットサイズに集光可能となる．もし，蛍光 X 線分析のように  $10^{-2} \sim 10^{-3}$  程度のバンド幅で十分な実験であれば，分光器を使わずに光源をそのまま利用できるので，たとえビーム電流が 1 mA であっても SPring-8 標準的アンジュレータビームラインの 1000 倍以上のフラックス密度が実現できる．ただし，これは現状では例えば集光ビームサイズが 100 nm 以下のマイクロビームに限った場合であり，数ミクロン程度の分解能を要求する実験の場合はほとんど利点が無いことに注意する必要がある．また，必要以上に高いコヒーレンスで照明してもフラックスの損失になるだけであり意味がない．

このマイクロビームの応用としては走査型顕微鏡や微小領域の蛍光 X 線分析が主な応用であろうが，長直線多周期アンジュレータを用いて  $10^{-3}$  程度のバンド幅が実現出来れば，先に述べたように結晶分光器を用いずに直接アンジュレータ放射を用いた場合でも，微小結晶の構造解析や分光実験が可能になり得る．

Gabor 型ホログラフィー [4]：ホログラフィーにはコヒーレントな照明が必要と言われているが，近接型（いわゆる in-line holography）では必ずしも完全コヒーレントな照明が必要な訳ではない．視野内の局所的な領域でのコヒーレンスがあれば可能である．完全なコヒーレンスが要求されるのは図 2.18 に示すような集束ビームの集光点からの球面波で拡大投影する形式のホログラフィー（これが本来の Gabor 型ホログラフィー）の場合である．この場合空間分解能は集光ビームサイズで決定され，検出器の空間分解能に依存しない．また，共役像の影響も小さくなる．しかしながら完全に共役像を消すにはフーリエ変換ホログラフィーのような参照光を別に持つ二光束干渉が必要である．また，Gabor 型ホログラフィーにおける試料の制限，すなわち視野内の一部のみが試料であること，は依然として変わらない．

フーリエ変換ホログラフィー：フーリエ変換ホログラフィーは一種の二光束ホログラフィーであるが，参照波を被写体近くの点光源にする方法である．これによって，拡大投影型の Gabor ホログラフィーと同じように，検出器の分解能に依存せずに参照波点光源のスポットサイズによって空間分解能が決められる．現在普通に行われているフーリエ変換ホログラフィーは図 2.19 に示すように参照点光源を生成するためにフレネルゾーンプレートを用いている [5]- [6]．物体を照明するのはゾーンプレートを透過した零次回折光である．この場合，鮮明な干渉縞を観測するためには物体からの散乱回折光と参照波の強度が同程度であることが望ましい．そのためにはゾーンプレートの回折効率はいささか高くないほうが良い場合がほとんどである（マイクロビーム生成の場合とはここが異なるので，同じゾーンプレートを使うのは適切ではない）．参照光と物体光の強度バランスを取るためには参照光にアブソーバーを入れる必要がある場合もある．また，干渉縞の

イメージにはゾンプレートの  $-1$  次回折や高次回折光が部分的に重なるので適切な空間フィルターやビームストップで切る必要がある。したがって通常は干渉縞を全視野で観測できないためデータに部分的な欠落が生じる。

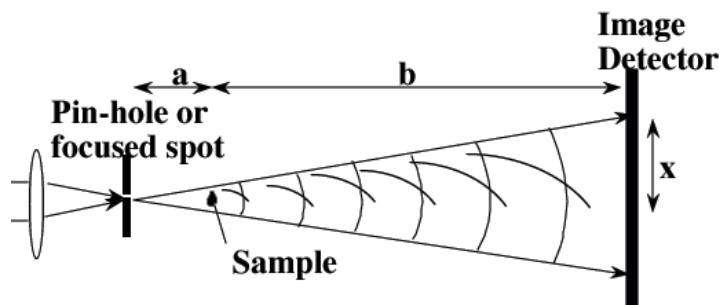


図 2.18: 拡大投影型 Gabor ホログラフィー。

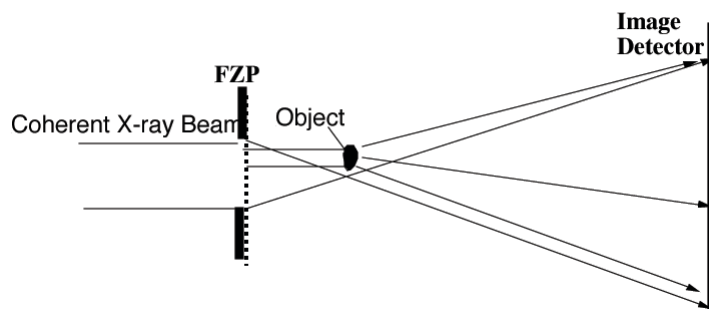


図 2.19: FZP を用いたフーリエ変換ホログラフィー。

二光束干渉計（二光束ホログラフィー）: 共役像の重なりがない完全なホログラフィーとしては、プリズムや半透明鏡でビームを分割して参照波とする Leith-Upatnieks 型のホログラフィー [7] があるが、X線領域ではレーザーのような可干渉光がなかった為実現されていなかった。最近、図 2.20 に示すような屈折プリズムを用いた光学系で、SPring-8 の中尺ビームラインのコヒーレント硬X線ビームを用いて初めて純粋な二光束干渉計が実現された [8]。また、この干渉計はホログラフィーだけでなくシアリング干渉計としての微分位相像の計測にも応用され、可視光領域でのノマスキー微分干渉顕微鏡に対応する画像が得られている [9]。この方法は現状では画像検出器で空間分解能が決められているが、結像光学系と組み合わせることによって高空間分解能の顕微鏡としての発展が可能であろう。これからの可干渉X線を用いた画像計測法のひとつとして発展が期待される。

## 2. 時間コヒーレンス（単色性）の利用

ゾンプレートをを用いた結像顕微鏡の研究も進みつつあり、現在では  $100 \mu\text{m}$  レベルの分解能も得られている。Zernike 顕微鏡のような位相計測法であっても、結像顕微鏡の場合は高コヒーレントな照明は必要なく、逆にスペックルノイズが生じるため不都合な場合が多い。しかしながら、ERL で期待される狭バンド幅のアンジュレータ放射はゾンプレートをを用いた結像顕微鏡に最適である。また、実際の高分解能結像顕微鏡の視野は  $100 \mu\text{m}$  程度であるため、ERL のアンジュレータ放射で得られるビームサイズとのマッチングも良い。これによってマイクロ秒レベルの露光時

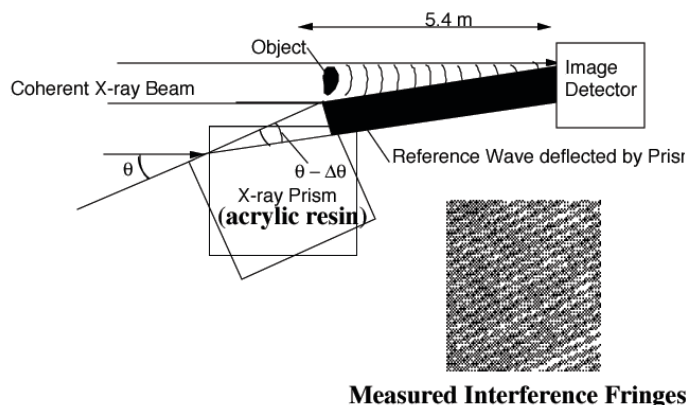


図 2.20: 屈折プリズムを用いた二光束干渉計-X線エネルギー 12.4 keV での実験結果

間で顕微鏡像が得られる可能性がある。

#### 必要な光学技術とビームラインに関する課題

##### 1. コヒーレンスを保存するビーム輸送系

現状では、分光結晶や真空窓がコヒーレントX線の輸送に耐えるだけの精度を持っている保証がない。シリコンの液体窒素冷却分光器でも高エネルギー領域では熱歪みのためにコヒーレンスが乱されていると思われる。全反射ミラーに関しては最近ほとんどスペックルを生成しない高精度研磨が研究室レベルでは実現されているが、これも熱負荷に関しては未知の領域である。分光器無しでアンジュレータ放射をそのまま使う場合でも、電子ビーム軌道に放射される制動輻射ガンマ線をさけるために、なんらかのビーム偏向が必要である。現在の商業ベースの研磨技術ではコヒーレンスを乱さない反射鏡製作は困難である（輝度の保存には大体満足出来るレベルであるが、スペックルの無いミラーは難しい）。偏向角は小さいが屈折プリズムで偏向させることも可能である。現状のプリズムでもスペックルの問題はほとんどない。しかしながら、透過率が高く熱負荷に耐えるプリズムが可能かどうかは未知の問題である。

なお、真空窓に関する問題を解決するもっとも有効な方法は加速器からエンドステーションまでを窓無しで直結することである。これは軟X線では一般的なことであり、技術的な解決が可能であろう。

##### 2. ビームラインと実験ハッチの長さ（Fナンバーのマッチング）

たとえ光源が完全コヒーレントであっても、光を損失しないためには実際の光学素子開口とのマッチングが取れていなければならない。また、広い（mmサイズ）の視野を要求する実験も考えられる。光源サイズと発散角の関係は $\beta$ 関数とアンジュレータの長さで決まってしまうが、 $\beta$ 関数は輝度最大の条件から大体アンジュレータの長さと同程度でなければならないことが分かっている。また、効率が100%近くあってコヒーレンスを保存し、かつ自由に集光/発散を制御出来るような光学素子が困難であることを考えると、Fナンバーのマッチングを取るにはビームラインの長さしか解が無いことになる。ビームラインの全長として1 km程度を確保すると共に、任意の位置に光学素子や実験装置を配置出来るような構成が望ましい。

## 参考文献

- [1] Y. Suzuki et al., to be published in Proceedings of XRM2002.
- [2] A. Takeuchi et al., J. Synchrotron Rad. 9 (2002) 115.
- [3] K. Yamauchi et al., J. Synchrotron Rad. 9 (2002) 313.
- [4] D. Gabor, Nature 161 (1948) 777.
- [5] W. Leitenberger and A. Snigirev, J. Appl. Phys. 90 (2001) 538.
- [6] N. Watanabe et al., to be published in Proceedings of XRM2002.
- [7] E. N. Leith and J. Upatnieks, J. Opt. Soc. Amer. 52 (1962) 1123.
- [8] Y. Suzuki, Jpn. J. Appl. Phys. 41 (2002) L1019.
- [9] Y. Kohmura et al., to be published in J. Appl. Phys.

### 2.2.5 オーバーサンプリング法を用いた物質の構造解析

X線は、その波長の短さから、ナノまたは原子分解能の顕微鏡を実現する潜在能力を持っている。レンズを用いた顕微鏡では、しかしながら、開口数の高いX線レンズは存在せず、その実現は困難である。一方、レンズを用いず、回折像の逆フーリエ変換を計算機上で実行し、実像再生を行う手法もある。この場合、回折像の位相は、実験では直接得られないため、何らかの手段で回復する必要がある。結晶試料に対しては、直接法や同型置換法などの位相回復法が確立されており、X線回折法は、原子分解能での結晶構造解析の主要な方法となっている。

X線回折に基づく結晶構造解析法を、空間的周期構造のない試料に拡張する試みが、近年 Miao 等により実現化した [1]。ここで、位相回復は、オーバーサンプリング法により行われた。このX線回折マイクロコピーの適用範囲は広く、単離された生体分子や、ナノ材料の構造解析にもおよぶ。競合する手法には、電子線顕微鏡が挙げられるが、X線のより高い透過性を活用する事により、例えば細胞全体など、透過型電子顕微鏡でも適用が困難な厚い試料にも、X線回折マイクロコピーを適用する事が出来る。

X線回折マイクロコピーの実現には、50年の歴史がある。標本定理の考察から、回折強度をオーバーサンプリングすることの必要性が、1952年に Sayre により指摘された [2]。オーバーサンプリングされた回折強度からの位相回復は、Gerchberg と Saxton による反復法の提案 [3] と、その後の Fienup による改良によるものである [4]。オーバーサンプリング法を、空間的周期構造のない試料のマイクロコピーに応用するアイデアは、Sayre によって提案された [5]。

図 2.21 上段左の回折像は、Nyquist レートでサンプリングされており、仮に、各サンプリング点で振幅と位相が与えられれば、逆フーリエ変換により試料像 (図 2.21 上段右) が再生される。しかし、実験では位相の情報は失われているため、試料像再生に必要な情報の半分が欠如している。オーバーサンプリング法では、回折強度をより細かくサンプリングする。図 2.21 下段左には、オーバーサンプリングされた回折像を示す。オーバーサンプリングされた回折像に対応する実像 (図 2.21 下段右) には、試料像の周りに、電子密度ゼロの領域が存在する。この電子密度ゼロ領域の情報が、オーバーサンプリング法の鍵を握る。電子密度ゼロ領域が、試料領域よりも大きければ、逆空間で失われた位相の情報よりも多くの情報が、実空間で与えられる事になり、試料像再生の必要条件が満たされる。

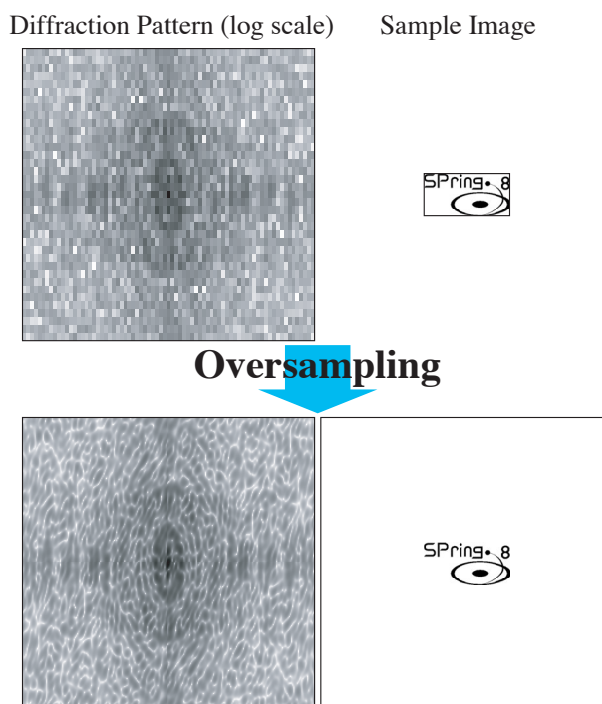


図 2.21: オーバーサンプリングされた回折像と実像の周りの電子密度ゼロ領域

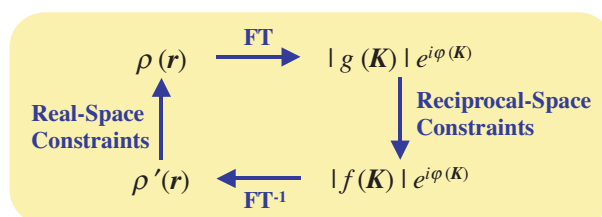


図 2.22: 反復法による試料像再生

試料像再生には、図 2.22 に示された反復法 [3] を用いる。出発点として、第ゼロ近似の電子密度分布  $\rho'(r)$  をとった場合、以下の 4 つの過程を経て、第一近似の電子密度分布を得る。(1)  $\rho'(r)$  に電子密度ゼロ領域の情報による拘束（実空間拘束）を付加し、拘束付き電子密度分布  $\rho(r)$  を得る。(2)  $\rho(r)$  のフーリエ変換から回折像を  $|g(K)| \exp(i\varphi(K))$  得る。(3) 回折像の振幅を、実験から決定された値  $|f(K)|$  に置き換える（逆空間拘束）。(4) 拘束付き回折像  $|f(K)| \exp(i\varphi(K))$  を逆フーリエ変換する。この過程を繰り返す事により、より高い近似の電子密度分布が得られる。反復法における収束の度合いは、 $\rho'(r)$  が電子密度ゼロ領域において、いかにゼロに近いかを指標に取る事が出来る。

空間的周期構造のない試料による回折像は、微弱でかつ、連続に分布している。これは、Bragg 点に局在した強いピークを与える結晶試料の回折像とは対照的である。微弱な回折強度の精密測定には、高輝度コヒーレント光が望まれる。入射 X 線に要求されるコヒーレンスは、試料位置において光源を見込む角 (RMS)  $\Delta\theta \leq \lambda/(2\pi Oa)$ 、相対波長幅 (RMS)  $\Delta\lambda/\lambda < d/(\pi Oa)$  である。ここで、 $\lambda$  は X 線の波長、 $Oa$  は電子密度ゼロ領域も含めた実像領域、 $d$  は空間分解能である。オーバーサンプリング法を用いた X 線回折マイクロコピーの最初の実験は、参考文献 [1] に、Miao 等によって報告された。NSLS において、波長 1.7 nm の軟 X 線を用い、回折強度が測定された。窒化ケイ素膜上に金粒子（直径 100 nm 程）で作られた文字パターンが試料として用いられ、空間分

解能 75 nm での二次元像再生に成功した。また、Robinson 等は APS において、同様の手法で、前方付近の回折強度ではなく、結晶のブラッグ反射点周辺の回折強度データを用い、金結晶（大きさ約  $1 \mu\text{m}$ ）の外形のイメージングを行った [6]。

さらなる空間分解能の向上を目指した、硬 X 線領域での実験が、現在、SPring-8 理研と SSRL との共同研究で、SPring-8 理研ビームラインで行われている。参考文献 [7] では、窒化ケイ素膜の表面および深さ  $1 \mu\text{m}$  の層にある、ニッケルの図形パターン（大きさは共に  $2.5 \times 2 \times 0.1 \mu\text{m}^3$ ）が試料に用いられた。図 2.23 には、波長  $2 \text{ \AA}$  の X 線による回折像と、オーバーサンプリング法による空間分解能 8 nm での二次元再生像を示す。表面パターンと深さ  $1 \mu\text{m}$  のパターンがオーバーラップして見え、X 線回折マイクロコピーが、厚い試料にも有効である事を示している。さらに各層のパターン像を分解するために、三次元フーリエ変換を用いた、三次元像の再生も行われた。図 2.24 には、様々な入射角で測定された、31 個の二次元回折像から得られた、三次元再生像を示す。空間分解能 50 nm が実現し、表面および深さ  $1 \mu\text{m}$  のパターンがはっきりと識別できる。この実験により、X 線回折マイクロコピーが nm オーダーの空間分解能を有する事が実証された。今後、検出器の改良等を行えば、原理的には原子分解能を持たせる事も可能である。

さらに、SPring-8 理研と SSRL との共同研究により、応用を視野に入れた実験も進められている。現在までに、大腸菌の内部構造の観察 [8] や、多孔質シリカ内部の電子密度分布の測定 [9] に成功している。図 2.25 は、オーバーサンプリング法によって再生された大腸菌内部の  $\text{MnO}_4$  で染色された蛋白質の分布構造を示す。波長  $2 \text{ \AA}$  の X 線を用い、25 nm の空間分解能を実現している。これは、生物試料に対する、X 線回折マイクロコピーの最初の適用例である。これまでの実験から、X 線回折マイクロコピーが、生物試料やナノ材料の構造解析に有効である事が示され、今後、これらの分野での研究に威力を発揮するものと期待される。将来的な応用として、結晶化されていない生体分子の構造解析（単粒子解析）も議論されている。生体分子試料に対しては、X 線照射による損傷が大きな問題となる [10]。X 線 FEL の様な、サブピコ秒の時間幅をもつ大ピーク強度 X 線源が実現すれば、単パルス照射時に、試料が破壊される前に回折強度データを取得できるとの試算もある [11]。X 線 FEL を用いた単粒子解析実験のシミュレーションも行なわれており、その可能性が示唆されている [12]。

西野吉則（SPring-8）

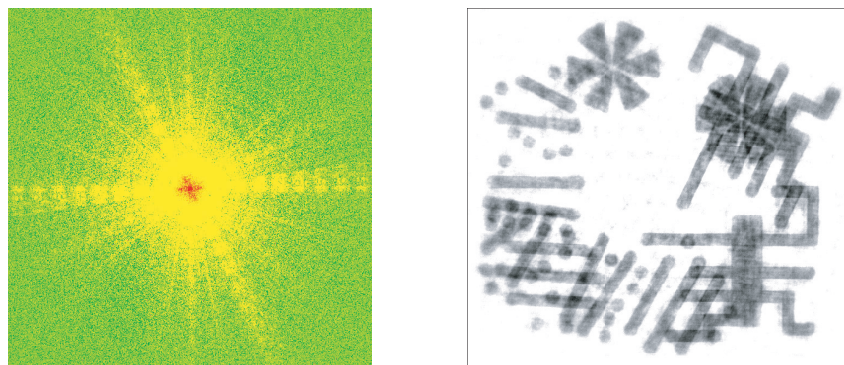


図 2.23: 試料の回折像（左）と、オーバーサンプリング法によって再生された二次元射影像（右）[7]。

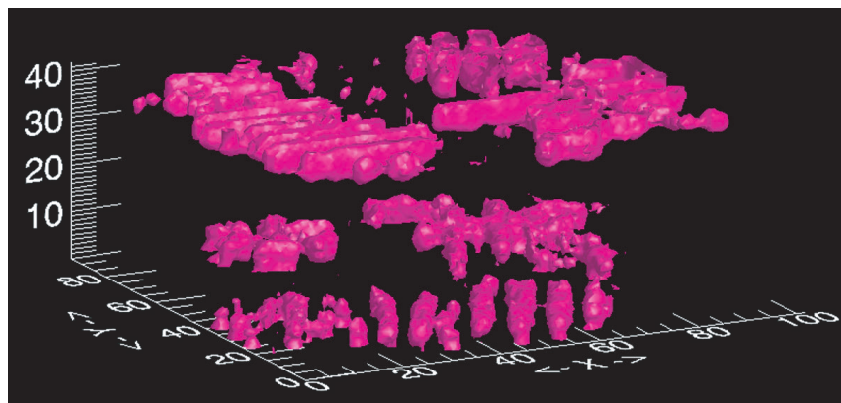


図 2.24: オーバーサンプリング法によって再生された試料の三次元像 [7]。各軸の単位は 25 nm。

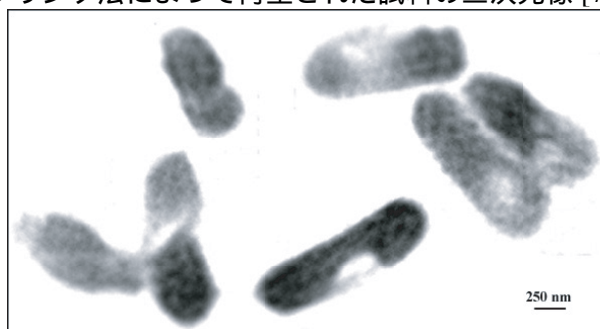


図 2.25: オーバーサンプリング法によって再生された大腸菌の内部構造 [8]。

## 参考文献

- [1] J. Miao, P. Charalambous, J. Kirz, and D. Sayre, *Nature (London)* 400 (1999) 342.
- [2] D. Sayre, *Acta Crystallogr.* 5 (1952) 843.
- [3] W. Gerchberg and W. O. Saxton, *Optik (Stuttgart)* 35 (1972) 237.
- [4] J. R. Fienup, *Appl. Opt.* 21 (1982) 2758.
- [5] D. Sayre, in *Direct Methods of Solving Crystal Structures*, ed. H. Schenk (Plenum Press, New York, 1991) p. 353.
- [6] I. K. Robinson, I. A. Vartanyants, G. J. Williams, M. A. Pfeifer, J. A. Pitney, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 195505.
- [7] J. Miao, T. Ishikawa, B. Johnson, E. H. Anderson, B. Lai, and K. O. Hodgson, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 088303.
- [8] J. Miao, K. O. Hodgson, T. Ishikawa, C. A. Larabell, M. A. LeGros, and Y. Nishino, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* 100(2003) 110.
- [9] J. Miao, J. Amonette, K. O. Hodgson, T. Ishikawa, and Y. Nishino, in preparation.
- [10] R. Henderson, *Q. Rev. Biophys.* 28 (1995) 171.



- [11] R. Neutze, R. Wouts, D. van der Spoel, E. Weckert, and J. Hajdu, *Nature (London)* 406 (2000) 752.
- [12] J. Miao, K. O. Hodgson, and D. Sayre, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* 98 (2001) 6641.

## 2.3 マイクロビームからナノビームへ

### 2.3.1 概要

#### a) マイクロビーム開発研究の経緯

放射光利用研究が本格化した1980年代の初期から、X線マイクロビームによるX線計測技術の展開は放射光装置技術の主要開発目標の一つとされてきた。'80年代にはX線領域では主に放射光蛍光X線分析を目的とした光学系の開発が、また軟X線領域では生物観察を狙いとした軟X線顕微鏡の開発が行われてきた。'90年代は第3世代リングの計画・建設・稼動時期に当たり、第3世代の高輝度特性を生かした新たな集光光学系の提案・実用化が盛んになった。従来からのX線ミラーやゾンプレートに加えて、Bragg Fresnel lens [1] や屈折型レンズ [2] などが実用化されてきた。このようなマイクロビームの性能向上とともに新たな利用研究が発展してきている。X線領域では、単結晶構造解析や多結晶体の解析、応力分布測定などの回折学的手法による解析への展開が行われている。また軟X線領域では材料評価の面から光電子顕微鏡法の発展が著しい。後者では投影型（非走査型）の進歩も目覚しく、相補的な関係が保たれている。

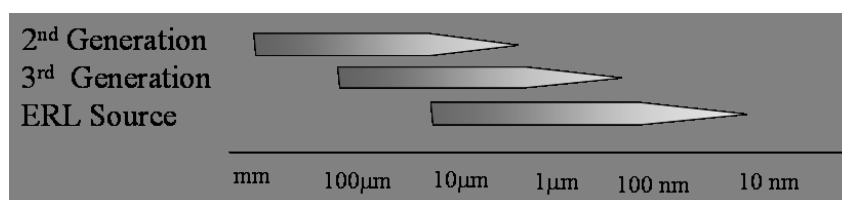


図 2.26: 放射光源とマイクロビームサイズ概念図

超高輝度な ERL 光源によれば、10 nm レベルのナノビームが実現される可能性がある。また使い勝手の良い  $1 \mu\text{m} \sim \text{sub } \mu\text{m}$  における X 線強度の増加が期待できる。

#### b) 集光技術の現状と展望

実用性を視野に入れた放射光マイクロビームは、光源の縮小像を得ていることが多いので、ビームサイズは放射光源のサイズに直接依存する。第2世代で  $10 \mu\text{m} \sim \text{数 } \mu\text{m}$ 、第3世代で  $\text{数 } \mu\text{m} \sim 0.2 \mu\text{m}$  程度である。適当な位置にピンホール（スリットなど）を置き、これを仮想光源とした縮小像を得ている場合もあるが、この場合にも強度の面から高輝度光源が有利である。第3世代での最小ビームサイズは  $0.1 \sim 0.2 \mu\text{m}$  にある [3]。これまで報告されている最も小さいビームは、キャピラリー法によって得られた 50 nm である [4]。

第2世代リングおよび第3世代リングにおいてもビームサイズは多くは幾何光学もしくは光学素子の加工精度で決まっている。しかし ERL では縦・横方向伴にほぼ回折限界に近いビームが得られるので波動光学的な検討が必要となる。X線第3世代リングでも縦方向には現在でも回折限界光が得られており、すでに検討が始まっている。集光ビームサイズを小さくするには開口数が必要であり、この点からは反射型の光学系が有利である。ミラーの形状精度、表面粗さに関して現状では十分なものとはいいがたいが、加工精度の向上（EEM法など）は著しいものがあり、今後の展開に期待できる [5]。一方、ERLの特徴である丸型ビームに対しては zone plate が有利であろう。しかし高分解能を得るためにはやはり開口数のより大きい素子を開発する必要がある。更に、超解像などの考え方の芽生えも見られるので [6]、少し長いスパン（5～10年）での技術開発目標として 10 nm の X 線ビームは可能なものと考えられる。10 nm レベルの X 線ビームを扱うには光学素子のみでなく測定環境、振動対策や試料冷却、精密位置合わせなどの工学的要素が大きくクローズアップされる可能性がある。

一方 X 線マイクロビーム光学素子のアクセプタンスは狭いので、第 3 世代リングの高輝度 X 線アンジュレータからのビームでも、横方向のビームは使い切れていない。ERL では縦横のビームサイズ・発散が第 3 世代リングの縦方向と同程度なので、光学系によっては、ほぼ全てのビームを使い切ることができる。つまり ERL による輝度の向上を生かすことができれば、数  $\mu\text{m}$  ~ sub- $\mu\text{m}$  の X 線マイクロビームの強度は 1 桁 ~ 2 桁程度の増加が期待できる。角度発散までを考慮に入れると、最適条件においては第 3 世代に対する輝度の増加分すなわち 3 桁の向上も原理的には可能である。

### c) 応用の可能性と問題点

10 nm の X 線ビームの形成は、X 線光学技術における興味深い開発課題であるとともに、回折限界光を扱う場合にコヒーレントビームによりもたらされるサイエンスの新しい展開とも密接に関係している。特に最近最もホットな話題の一つと考えられている単分子計測技術 [7] は、対象試料が単分子という点から必然的にナノビームとコヒーレンスが結びついたテーマである。熱い期待が寄せられている構造生物における非結晶性タンパク質の構造解析のみならず、ナノサイエンスが対象とする物質群やナノテクノロジーのプロセス評価においても、新たなプローブを提供する点で画期的である。一方 ERL 高輝度光源は、極限のビームサイズが狙えるだけでなく、 $\mu\text{m}$  程度以下のマイクロビームで大幅な強度増加が期待できる。むしろ実用的には、このようなマイクロビームが広範囲な微小領域解析実験に有用である。ただし実用的には、X 線ナノビームに対する試料損傷の問題が特に重要である [8]。損傷の程度の定量的見積もり、損傷過程の理解、抑制策などの検討が必要である。

微小領域蛍光 X 線 (XRF) 元素分析におけるマイクロビームのこれまでの応用の中心は、非破壊分析の観点から生物学的試料であったが、ナノビーム利用としては損傷の問題などのため、無機材料の分析が中心となると思われる。ナノテクノロジーに関係した材料の分析、超微細半導体素子の局所解析、環境科学の面では超微粒子の複合型解析などがあげられる。

一方マイクロビームの XAFS への応用は岩石中の鉱物の状態分析などが行われているがこれまであまり応用は活発でない。ナノビームの測定対象のある部分は XRF の対象と重なるが、将来的には表面化学反応過程を動的に研究することができる可能性がある。極限まで集光された X 線ナノビームは反応自体を擾乱する可能性があるため、投影型のイメージング手法 (PEEM など) を相補的に利用することがますます重要になるとと思われる。XAFS や XRF 元素分析に限らず放射光利用により新しい分光学的手法がこれまで開発されてきたが、これらの手法とナノビームの組み合わせにより拓ける世界も期待の大きい分野でもある。例えばユーザーグループからは「顕微二次元光電子分光によるナノ粒子の 3 次元バンドマッピング」の提案がある (「固体分光 I」。補遺参照)。

既に  $\mu\text{-XRF}$  と  $\mu\text{-XAFS}$  は相補的に利用されているが、現在発展を遂げつつある各種イメージング手法との複合化は自然な発展と考えられる。ERL によりビーム性質や試料周りの自由度が増したときには、複合化された「放射光分析顕微鏡」が実現されることが期待できる。

X 線回折法による微小試料、微小領域の構造研究も、ビームサイズ微小化に伴って高い空間分解能が実現できる。X 線構造解析の手法による空間的変調構造の解析はこれまではマイクロビームのサイズ 10  $\mu\text{m}$  径程度までに限られていた。X 線ナノビームをこのような系に適用すると無秩序構造における部分構造の解析に新しい展開が期待される。また鉱物の微細構造に示される成因・履歴の研究、超高圧・高温下での物質構造研究なども期待できる。

本節は、PF 研究会 3 (補遺参照) における議論を元にまとめたものである。参加者各位に感謝します。

## 参考文献

- [1] A. S. Nigirev, Rev. Sci. Instrum. 66 (1995) 2053.
- [2] B. Lengeler et al., Nucl. Instr. and Method A467-468(2001) 944.
- [3] A. Takeuchi, Y. Suzuki and H. Takano, J. Synchrotron Rad. 9(2002) 115.
- [4] D. H. Bilderback et al., Science 263 (1994) 201.
- [5] 石川哲也他「放射光」15 (2002) 296.
- [6] L. Kipp, M. Skibowski, R. L. Johnson, R. Berndt, R. Adelung, S. Harm and R. Seemann, Nature 414 (2001) 184.
- [7] J. Miao, P. Charalambous, J. Kirz and D. Sayre, Nature 400 (1999) 342.
- [8] R. Neutze, R. Wouts, D. van der Spoel, E. Weckert and J. Hajdu, Nature 406 (2000) 752.

### 2.3.2 分光学的応用

#### 2.3.2.1 蛍光 X 線分析の展開

放射光蛍光 X 線分析の元素分析法としての特徴は、非破壊分析でかつ検出下限が低いことと感度が高いことである。放射光利用が本格的に始まったころから放射光マイクロビームによる微小領域元素分析は放射光蛍光 X 線分析の主要な開発目標であった。1980 年代には第 2 世代リングで X 線マイクロビームの開発研究が行われ、1990 年代になり実用的な分析が始まった。引き続き第 3 世代リングの稼動により sub- $\mu\text{m}$  領域の分析が可能になってきた。現在検討されている ERL 放射光源では (1)10 nm レベルのナノビームによる分析の可能性、および (2)1  $\mu\text{m}$ ~sub- $\mu\text{m}$  における X 線強度の増加が期待できる。

#### ナノビーム分析とその課題

半導体デバイスの微細加工サイズは 0.1  $\mu\text{m}$  に近づいており解析のためのプローブとしては 10 nm レベルのプローブが必要とされている。活性領域中の金属不純物の分析は実用的な意味が高い。近年開発が盛んな量子ドット・量子ワイヤーなどの量子ナノ構造のデバイスの構成単位とも近づくので、局所的な分析に有効である。またフラーレンや日本発の新材料であるカーボンナノチューブおよびその複合体の単位も 10 nm 程度であるので、内包金属の同定や複合体の分析に有効と思われる。一方 10 nm は巨大分子のサイズであるので生物学的応用では組織と個別の分子の関係が分析できる可能性がある。

10 nm 立方中の原子の数は  $10^4$  程度であるので 0.1% 程度の検出下限が目標となるであろう (10 個程度の原子数に相当)。これは現在の放射光蛍光 X 線分析の検出下限 (sub-ppm) に比べて緩い条件であるので S/B 比の観点からは可能なレベルである。一方高いフォトンフラックス密度による試料損傷の問題は今後の重要な検討課題である。また X 線は透過能が高いので、極限の分解能を狙った場合には試料も十分薄くする必要があり、試料のハンドリング、分析雰囲気 (真空) などの分析上の技術的な問題が大きくなっていく。これらは、従来の蛍光 X 線分析法の特徴である、非破壊・大気中分析・高精度分析などと矛盾する点があるので、他の超微量分析法との比較検討が必須である。

### マイクロビーム分析の高度化

ERLでは縦横のビームサイズ・発散が第3世代リングの縦方向と同程度なので、光学系によっては、ほぼ全てのビームを使い切ることができる。つまりERLによる輝度の向上を生かすことができれば、数 $\mu\text{m}$ ~sub- $\mu\text{m}$ のX線マイクロビームの強度は1桁~2桁程度の増加が期待できる。このことにより、現在の主流であるエネルギー分散型実験でも高速な分析が可能になる。また実際上の利点としては、同じビームサイズに対しては長いworking distanceが確保でき、試料周りの自由度が大幅に向上する。様々な条件下での分析が可能となり、マイクロビーム実験も日常的なツールになると思われる。また高分解能X線分光器（結晶分光器）による高感度分析が容易に行えるようになるであろう（図2.27）。高エネルギー分散型発光分光は主に分光学的興味から研究が進んでいるが、新しい化学情報を得る分光分析手法の開発につながることを期待される。ERLによりビーム操作の自由度が増すことはこれらの手法の実用化に向けて新たな展開が可能になると思われる。

この方向の応用分析実験は、現在X線マイクロビーム蛍光X線分析で行われている分析の自然な延長上で行われ、多くの応用が控えている。環境科学や生物病理に関係した生物試料の分析、やはり環境科学や地球科学に関連した岩石・鉱物試料の評価、これまで十分な感度が得られなかった高純度材料中の微量元素の分析などが迅速に行える。さらに新しい分光学的手法による化学状態分析手法により開かれる新しい分析対象が付け加わることが期待される。現在でも元素分析とXAFS手法による状態分析は非常に近い関係にあり、相補的に行われているが高度な複合化が可能であろう。また、回折的手法との併用も一層加速されると思われる

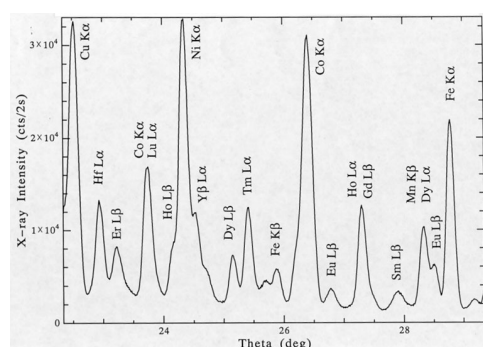


図 2.27: 波長分散法による高分解の蛍光 X 線スペクトルの例。3d 遷移金属と希土類元素の分離。

飯田厚夫 (KEK・PF)

#### 2.3.2.2 X線を用いたナノ領域の直接観察と表面化学反応

表面の反応は、活性点と呼ばれる反応中心で進行している。しかし、選択性の高い高機能触媒は、幾つかの活性点が複合して、働いており、これを開発するには、単に活性点構造を原子レベルで規定するだけでは、十分ではない。このことは、表面構造を一つの組織体として静的にとらえるだけでなく、その反応が起こっている最中の構造や性質を動的に捉え、絶えず変化する組織体として考える必要があることを意味する。すなわち、化学状態を識別しながら、表面各部をリアルタイムに調べることが大切ということなる。本稿では、具体的な現象を取り上げ、ナノ領域の分光学的なアプローチからどのような情報が得られるかを明らかにする。

#### Remote control 触媒

天然ガスなどの主成分である飽和炭化水素は一般に不活性であり、活性な触媒を用いないと、反

反応は進行しないが、触媒活性が高すぎると、 $\text{CO}_2$  にまで酸化されてしまう。したがって、飽和炭化水素を活性化し、含酸素不飽和化合物などの有用な化合物種に高選択的に変換することは高難度触媒反応として、知られている。一方、Sb を過剰に含む  $\text{VSbO}_4$  触媒では、プロパンを選択的にアクリレインに変化させることが知られている。そのメカニズムとして、 $\text{Sb}_2\text{O}_4$  と  $\text{VSbO}_4$  という2つの相が共存し、それぞれの相で異なる役割を演じるという Remote control メカニズムが提案されている。すなわち、 $\text{Sb}_2\text{O}_4$  が酸素を活性化し、そこから拡散してきた酸素を使って、 $\text{VSbO}_4$  がプロパンを穏和な条件で活性化する。これにより、完全酸化生成物である  $\text{CO}_2$  の生成が抑えられる。(図 2.28) こうした系において、酸素の拡散や V, Sb の価数、プロパンから生じる反応中間体の時空間変化やそれぞれの相の大きさ・配置と反応性との関連を知ることが反応機構を決定し、よりよい触媒を開発していくときに必要である。

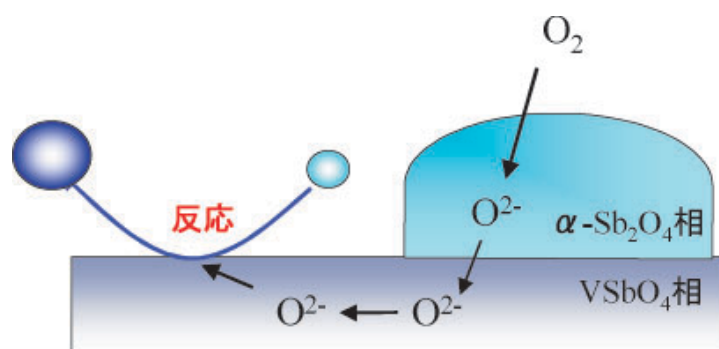


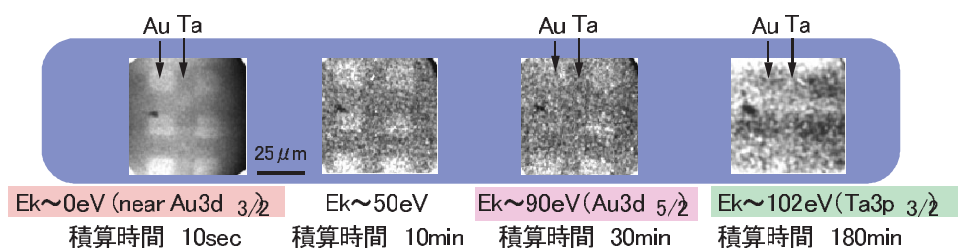
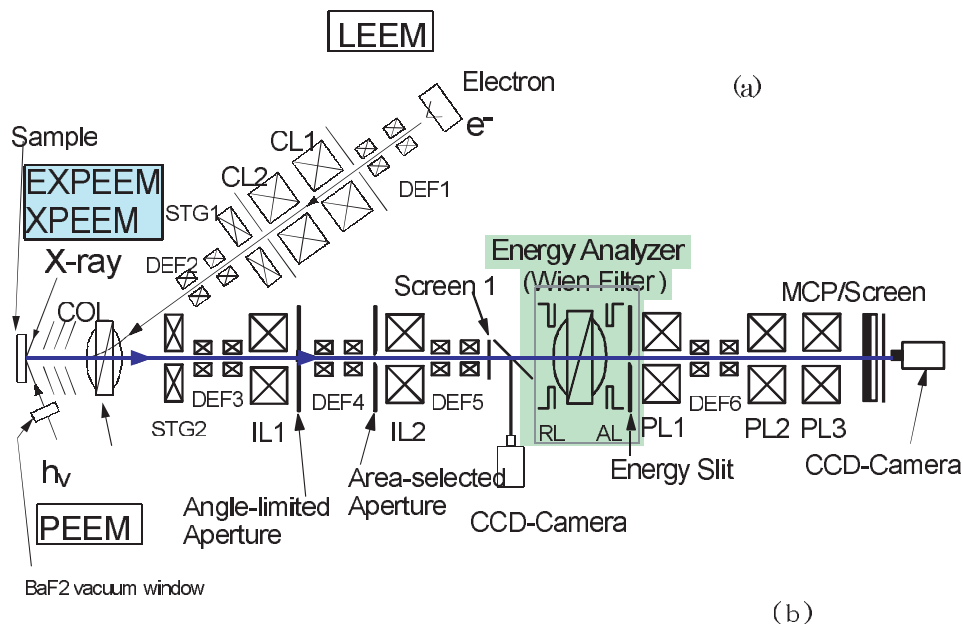
図 2.28: remote control 触媒の図説。 $\text{Sb}_2\text{O}_4$  相で活性化された酸素が  $\text{VSbO}_4$  相に流れ込み、反応する。

さて、こうした現象のサイズは一般に  $100\ \mu\text{m}$ - $10\ \text{nm}$  と考えられる。大きい方は、拡散により制限され、小さい方は、相として結晶サイズに支配される。したがって、 $10\ \text{nm}$  オーダの空間分解能を持ち、化学状態を動的に追跡することができれば、こうした Remote control 触媒の反応機構の解明およびより高機能な触媒設計に役立つ情報が得られることが期待される。特に、元素分析能だけでなく、表面に存在する元素の価数や酸素の状態 (格子酸素、分子状酸素など) を区別することが必要である。すなわち、エネルギー分解能としては、数百  $\text{meV}$ - $1\ \text{eV}$  程度が要求される。放射光を用いた場合、最も簡単には、集光光学系で光を絞りと、放出される光電子のエネルギーを分析するか、吸収端付近で光電子放出量が大きく変わることをうまく利用することにより達成することができる。一方、 $10\ \text{nm}$  領域に光を絞ることで、表面反応を攪乱する恐れがある。また、時間分解能に関しては、ステージを掃引するため、機械的動きに時間を要する。こういう場合、表面の比較的広い範囲 ( $100\ \text{nm}^2$ - $1\ \text{mm}^2$ ) から飛び出した光電子を電子レンズで結像する投影型の顕微鏡いわゆる PEEM 法が有効である。さらに、光電子の運動エネルギーを分析することができれば、吸収端付近を掃引することなく、元素分析や化学状態分析を行うことができる。その一例を図 2.29 に示した。この装置では、Wien filter 型のエネルギー分析を持ち、入射 X 線の波長固定で元素分析を行うことができる。PEEM 法で要求されるビームの条件はビームの空間広がりながら ( $10\ \mu\text{m}^2$ - $100\ \text{nm}^2$ ) で強度が均一であることで、光源、光学系や窓材によるむらはその画質を低下させる重要な原因となる。

#### 担持金属触媒

金属触媒の多くは、ナノサイズの大きさを持つクラスターを酸化物表面に高分散させた担持金属触媒として用いられる。その金属微粒子一つ一つの大きさは  $1\ \text{nm}$ - $10\ \text{nm}$  である。これらが、大

きさや形など分布をもって、広がっている。したがって、光を 1-10 nm まで絞り込み、放出される電子または蛍光を高感度で検出することができれば、金属クラスター 1 個、1 個の XAFS や XPS, XRF を測定することができる。すなわち、ナノビームができれば、その平均構造しか知ることのできなかった従来の担持金属ナノ粒子の構造化学が一変する可能性があることを示唆している。さらに、傾斜ステージと放射光の偏光特性を組み合わせることで、1 ナノ粒子の立体構造、特にその金属と担体との相互作用に関する情報を得ることが期待される。担体には、化学的な効果があると言われてきたが、その解明はなかなか難しく、平坦な酸化物基板を用いたモデル触媒の研究が行われているにすぎない。したがって、実触媒をそのまま用いることができれば、より多くの有用な情報を得ることができ、触媒作用の解明に結びつくことが期待される。



( 入射エネルギー  $h\nu = 2300\text{eV}$   
 エネルギースリット幅 約  $1\text{eV}$  )

	Au 3d <sub>3/2</sub>	Au 3d <sub>5/2</sub>	Ta 3p <sub>3/2</sub>
Binding energy (eV)	2291	2206	2194
Kinetic energy (eV)	4.1	89.1	101.9

work function  
 Au : 4.9eV  
 Ta : 4.1eV

図 2.29: (a) エネルギー選別型 X 線 PEEM 装置の概略図と (b) エネルギー選別 XPEEM 像。

### 2.3.3 微小領域・微小試料の組織・構造の解析

#### 2.3.3.1 はじめに

ビーム径が  $10\text{ nm } \phi$  ( $100\text{ \AA } \phi$ ) であり試料の3辺共にこの値の試料を扱うこととすると、単位胞の各辺の長さを平均で  $10\text{ \AA}$  とすれば、一辺あたりの周期数は10であるから微小領域中の単位胞の数は  $10^3$  である。第2世代光源であるPFにおける回折実験ではミクロン程度の試料からの回折強度を収集し解析しているが、このサイズの試料中には同条件の単位胞の数は  $10^9$  となり、ナノビームを利用する回折実験ではラウエ関数の極大値が  $10^{-12}$  程度減少することになる。従ってこの様な場合においても十分にS/Nの良い回折データが得られることが前提である。

将来実現が期待される放射光によるナノビームは電子線回折で用いられているサイズと同等であるから、現在そちらで行われている手法の幾つかは放射光利用によっても可能となるであろう [1]。放射光ナノビームは現在の電子線によるナノビーム利用に較べて試料を空气中で測定できることから可能となる実験を含めて利点も多いものと考えられる。

#### 2.3.3.2 研究対象

従来のX線回折によって明らかにされる構造は  $100\sim 200\text{ }\mu\text{m}$  径程度の試料の空間的及び時間的な平均である。放射光X線を用いたマイクロビームの場合でも通常は  $10\text{ }\mu\text{m}$  径程度であるからナノビームの利用は更に空間的領域を大きく狭めることになり、これまでは実験的に明らかにされて来なかった幾つかの結晶学上の問題を解決することができよう。その中から数例を以下に述べる。又応用的な視点から多結晶解析の新しい展開及び極限条件下での物質構造の研究の発展に触れる。

##### a) 統計構造 (I)

固溶体 (混晶) と呼ばれる構造は異なる原子が無秩序に同じ席を占める構造であり置換型の統計構造である。近年放射光を利用して効果的に異常分散効果を用いることによって隣接する原子番号を持つ原子種の識別のみならず同一原子の原子価の異なる場合の構造も解析されている [2]。また、A,B という2種の原子の無秩序配列のみならず、2種類の原子の組 (A,B) と他の2種の原子の組 (C,D) との置換による無秩序構造の解析も地球惑星科学分野では重要であり、地球上に広く分布する斜長石の場合は曹長石 ( $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$ ) の ( $\text{Na}^{1+}\text{Si}^{4+}$ ) と灰長石 ( $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$ ) の ( $\text{Ca}^{2+}\text{Al}^{3+}$ ) の置換が行われて固溶体の或る組成領域では複雑な変調構造を示すことが知られている [3]。無秩序構造は秩序構造の空間的な平均であると見なされているが、将来はナノビームによる単結晶を用いた解析によって部分構造である秩序構造の空間分布の様式を明らかにする等の更なる詳細を明らかにすることが可能となるであろうと期待される。従来得られる統計構造は構造組織の実態が図 2.30-(a) の場合であっても図 2.30-(b) の場合であっても区別されない。鉱物間の元素分配或いは相内の席分配が鉱物の生成・履歴を示すことが知られているが、固溶体における原子種の存在様式もまた同様に生成・履歴を反映しているであろう。それらを識別するには図中に示すビーム径 ( $10\text{ nm}$ ; 印) 中の組織の様式を較べれば図 2.30-(a) の場合には A (左上) と B (右下) は殆ど変わらないのに対して図 2.30-(b) においては明らかに異なっており、この様な固溶体中における原子種の存在様式を識別することが期待できる。

##### b) 統計構造 (II)

固溶体の微細構造と同様の結晶学的問題の解決にナノビームが貢献できるタイプの構造がここで述べる統計構造である。この型の統計構造は固溶体と異なり同種の原子が異なる位置に無秩序に配列する構造である。上記の固溶体と同様に制限された極微小領域において



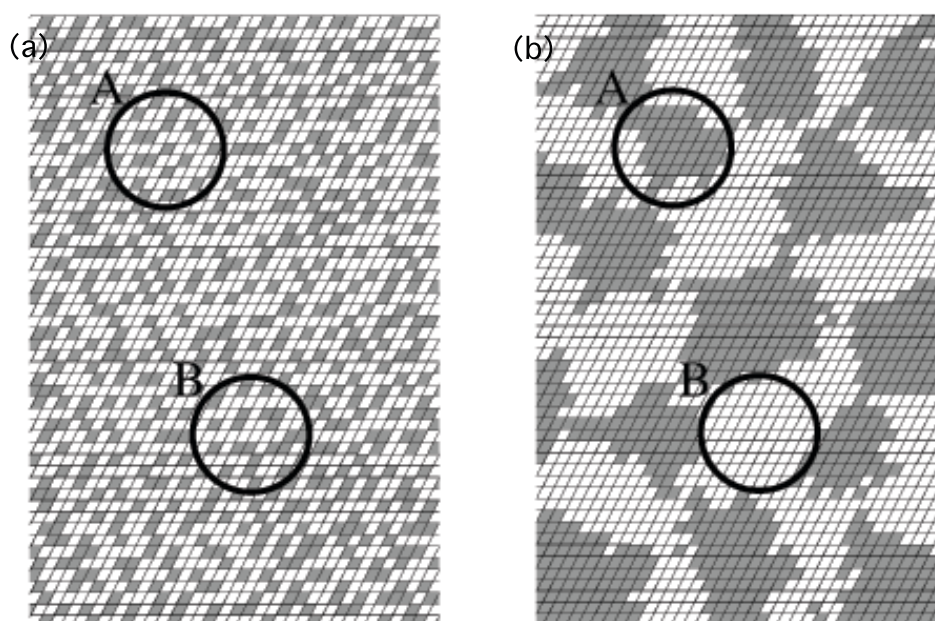


図 2.30: 固溶体における構造組織の模式図。

は秩序構造であることが推測され、これらミクロナ秩序構造とマクロナ無秩序構造の関係、例えば双晶による秩序構造相互の結晶学的方位関係を明らかにすることができるであろう。

一例として、高温型クリストバライト構造 (cristobalite;  $\text{SiO}_2$ ) を挙げると、図 2.31 に示す構造が全体として統計構造であるこの相の予想される秩序構造としての部分構造であり、6 箇の部分構造が双晶した結果が全体の構造となっているであろうと思われる [4,5]。

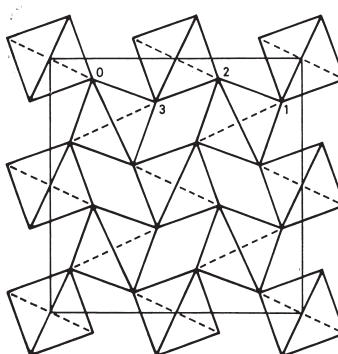


図 2.31: 高温型クリストバライト構造を構成する部分構造の予想モデル。

### c) 微細組織

一般的に固体物質は必ずしも均質ではなく、その程度は観察する機器の分解能で評価される。物質の生成・履歴或いは製法の結果はしばしば微細組織にその痕跡を残している。このような事実から地球惑星科学においては、鉱物の共生関係から成因・履歴を特定し、これらの鉱物を含む岩石が置かれていた時系列上の環境が復元されている。例としては「やまと隕石」のユレイライト (ureilite) に見られるカンラン石 (olivine;  $(\text{Fe}, \text{Mg})_2\text{SiO}_4$ ) からの鉄の離溶を挙げることができる。また惑星間塵 (L2005AG17) の解析により双晶をなす磁硫鉄鉱と粉末状の磁鉄鉱が共存していることが明らかにされたが、試料中におけるこれら両鉱

物の空間的な分布が判れば、この惑星間塵の生成履歴を明らかにすることができよう。

d) 多結晶構造の解析

多くの実用材料は多結晶体であり、構造解析の立場からは精密解析が進んでいる。一方、実用材料で重要な、多結晶を構成するグレインの特性やグレイン間の相関などを調べるには電子線回折の手法が適していると考えられている。一般にはマイクロビームのようにビームサイズが小さくなると、多結晶からの反射は点状になり解析の信頼性が低下する。しかし最近開発されている多結晶体のX線マイクロビーム回折法によれば個々のグレインの方位や歪を非破壊的に立体的に捕らえることができる。例えば各グレインからの反射の距離依存性から試料中のグレインの3次元情報を得たり [6]、白色X線マイクロビームからの回折像を細いワイヤーによって一部を遮り、画像処理の方法によって多結晶試料内の情報を得る試み [7] がある。X線の領域では多結晶は従来統計的に扱われてきたのに対し、多結晶を単結晶の集合体として理解しようとする試みであり、強力なマイクロビームによって実用的な3次元再構成が可能になることが期待される。現在の分解能はミクロンオーダーであり、そのまま sub- $\mu\text{m}$  の領域に応用が可能であるかどうかはこれらの手法の今後の展開によるが、計算手法の開発と相まって期待できる方法である。

e) 超高压実験

ダイヤモンドアンビル装置の発展に伴い超高压実験の圧力領域は飛躍的拡大を遂げ、物性研究・材料化学・地球惑星物理学などの分野における新しい展開が始まっている。圧力領域の拡大はダイヤモンドアンビル装置では試料室容積の減少を意味する。更にこのような条件下では試料室内部に大きな圧力勾配が生じるので、圧力勾配が緩い領域を選択的に観察するためには必然的に小さいX線ビームが必要になっている。さらにレーザー加熱による高温条件を組み合わせた場合には、温度勾配の一様性にも注意を払う必要があり、X線ビームの条件は更に厳しいものになる [8]。現在でも 10~15  $\mu\text{m}$  のマイクロビームが高温超高压実験には利用されており、数  $\mu\text{m}$  のビームも第3世代リングでは利用されている。更に例えば軽元素などへの測定対象の拡大や核共鳴散乱などの新しい測定手法の展開などの最近の例を見るとよりビームサイズの小さい強度の強いマイクロビームに対する要望は高くなる一方である。ERLにより強力なマイクロビームが出現することによる、複合的な極限条件下での物質の構造研究が大きく展開されることが期待できる。

大隅一政・飯田厚夫 (KEK・PF)

## 参考文献

- [1] K. Tsuda, Y. Ogata, K. Takagi, Acta Cryst. A58 (2002) 514.
- [2] T. Toraya, S. Sasaki and M. Tanaka, Amer.Miner. 84 (1999) 294.
- [3] M. Kitamura and N. Morimoto : In: Feldspars and feldsparthoids (W.L.Brown ed.), D.Reidel Publishing Company, Lancaster, 95-119.
- [4] A. J. Leadbetter, T. W. Smith, and A. F. Wright, Nature, Phys. Sci. 244 (1973) 125.
- [5] 大隅一政、沢田俊幸、竹内慶夫、定永両一、岩石鉱物鉱床学会誌、特別号3号、349-355,1982年3月。

- [6] H. F. Poulsen, S. F. Nielsen, E. M. Lauridsen, S. Schmidt, R. M. Suter, U. Lienert, L. Margulies, T. Lorentzen and D. J. Jensen, J. Appl. Cryst. 34 (2001) 751.
- [7] B. C. Larson, W. Yang, G. E. Ice, J. D. Budai and J. Z. Tischler, Nature, 415 (2002) 887.
- [8] 八木健彦、近藤忠、宮島延吉、亀卦川卓美 Photon Factory News, vol.20, No.3 (2002) 15.

### 2.3.4 ナノビームのナノテクノロジーへの応用

#### 2.3.4.1 ナノテク材料解析

##### はじめに

ULSIに代表される半導体やハードディスクなどの磁気記録媒体においては、1つのデバイスの大きさがすでにナノスケールに突入している。研究・開発が急ピッチで進む情報通信技術を支え、さらに次世代の最先端ナノ材料の研究・開発を進めるには、ナノスケールでの解析・観察が必要不可欠である。また、現代の情報テクノロジーでは単にサイズが小さくなるだけではなく、スピード（CPUの駆動速度、HDDの読み出し）の点でも非常に高速になっており、ナノ材料の総合的な評価手法として、ナノスケールの空間分解能を持ち、さらに高い時間分解能を持った測定手法の実現が強く望まれている。また、ERLの特徴である「ナノビーム」というキーワードから最初に思い浮かぶ利用方法として、ナノテクノロジーへの応用あるいはナノ材料の解析が挙げられるであろう。

##### ナノビームを用いた顕微分光

ナノ材料の解析・評価という観点から考えると、ERLから発生する放射光ナノビームは利用者にとって最も簡単であり、非常に有用な光源であると考えることが出来る。なぜなら、通常の測定手法では空間分解能はビームサイズに依存するため、ビームサイズが小さくなればなるほど微小領域での解析が可能になる。また、ナノビームを用いたナノ材料解析においては、試料を走査するステージが整っていれば、通常の放射光の分析手法（光電子分光、X線吸収分光、蛍光X線、X線磁気円二色性など）や測定装置をそのまま用いて顕微分光を行うことが出来る。このためエネルギー分解能などを犠牲にすることなく、ナノメートルの空間分解能での解析・観察が可能になる。このような観点から考えると、ナノビームはナノ材料の解析にとって非常に大きな恩恵をもたらすであろう。また、パルスレーザなどと放射光を同期させることにより、時間分解測定も可能となるであろう。このような、時間分解かつナノビームを用いた実験が可能となることによって、最先端の物性実験が可能になる。たとえば、ナノ磁性体の磁化の歳差運動などのダイナミクスを詳細に研究することが出来るようになり、量子コンピュータなどの次世代のテクノロジーのブレークスルーに大きく寄与することが出来ると思われる。

##### 光電子顕微鏡によるイメージング

一方、光電子顕微鏡では試料から放出される光電子像を拡大、結像する。前述したナノビーム走査による顕微分光と比較したときの光電子顕微鏡の利点として、視野全体の像を観察することが出来るため実時間での観察が可能ということがあげられる。光電子顕微鏡の場合は対象とする試料に応じた視野の大きさを選択し観察を行う。このため、小さい視野のみが必要というわけではなく、視野をある程度の大きさ（100  $\mu\text{m}$  程度）から微小領域観察（100 nm）まで変える必要がある。このため、ナノビームを光電子顕微鏡に応用するためには、ビーム径を100  $\mu\text{m}$  程度まで変化させることが出来るような分光光学系を考える必要がある。光電子顕微鏡では時間分解能は視野の範囲での光強度によって決まってしまうため、ERLのような低エミッタンスかつ大きな光強度を持った光源は非常に魅力的である。このため、現状ではビデオレート（33 ms）で行っている実時

間観察が ERL のナノビームを用いることによって、マイクロ秒からナノ秒の時間分解能での実時間観察を行うことが出来るようになると期待される。

小野寛太 (KEK・PF)

#### 2.3.4.2 半導体デバイス解析への応用

近年の半導体デバイスは、例えば超高集積回路 (LSI) に代表されるシリコン素子のようにゲート長を短くすることで高速化を狙う従来の傾向が今も維持しているように見える。一方、高誘電率の薄膜や、基板と電気的に分離された SOI (Silicon-on-Insulator) 結晶の登場など、より高速化に向けた基盤技術の発展も見逃せない。一般に半導体結晶は、基板結晶の切り出し加工、表面研磨、熱酸化膜の形成、金属電極形成や配線、パッケージングなど、さまざまなデバイスプロセスを経る中で、エピタキシャル層を含む結晶において局所的に応力を受ける機会が増える。このような局所応力はときにすべり転位や析出物の発生を促し、ひいては電気担体のトラップセンターや再結合中心となったりする。したがって、このような局所応力とそれにともなう内部歪みの場所とその量およびゆらぎを知ることは、デバイス設計上非常に重要な知見を与えることとなる。このような結晶歪みを測定するには、X線のブラッグ回折を高精度に実行し、格子定数の変化あるいは格子面の傾斜角変化として数値化することが通常行われているが、これを極く狭い局所領域で行うことは、X線光源の強さ (光子数の不足) の点で従来は不可能に近かった。

最近、高輝度放射光を光源として、単結晶の繰り返し非対称反射 [1] やゾーンプレートと結晶反射組み合わせの光学系 [2] を放射光の両偏光に適用して、ミクロンオーダーの準平行 X 線マイクロビームを形成し、上記の各種半導体結晶の局所格子歪みを  $10^{-5}$  以下の精度で測定できるようになった。これにより、貼り合わせ SOI 結晶、SIMOX (Separation by Implanted Oxygen) ウエハー、青色発光素子や高速デバイスとして期待される GaN エピ結晶、アルミ配線による基板への影響など、各種の半導体結晶の局所歪みとその分布を測定した。図 2.32 の例は、層厚  $5 \mu\text{m}$  の SOI 層の貼り合わせ結晶にマイクロビームを走査しながら測ったロッキングカーブの位置依存、図 2.33 は、図 2.32 で  $Z=125 \text{ mm}$  地点での SOI 層に対する逆格子空間強度マップである。これらの図から貼り合わせ SOI 層では、格子面がおよそ数十  $\mu\text{m}$  の周期で格子面の傾斜としてゆらいであり、その状況は SIMOX 結晶でも同様であることが判明した。このような局所格子歪みを高位置分解能で検出することは、各種プロセスを経た半導体結晶の評価に極めて有用である。

松井純爾、籠島靖、津坂佳幸 (姫工大)

## 参考文献

- [1] Y. Tsusaka, K. Yokoyama, S. Takeda, M. Urakawa, Y. Kagoshima, J. Matsui, S. Kimura, H. Kimura, K. Kobayashi and K. Izumi, Japan. J. Appl. Phys. 39 (2000) L635.
- [2] 栗原英明、竹田晋吾、加藤まどみ、渡辺経子、原伸英、横山和司、津坂佳幸、籠島 靖、松井純爾、第 16 回日本放射光学会年会、10 B 2 (2003 年 1 月).

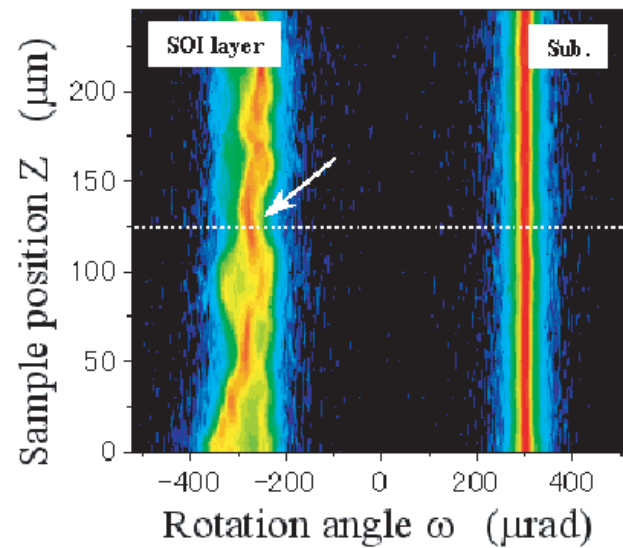


図 2.32: SOI 結晶からの連続ロックングカーブ。SOI 層からの回折ピークは場所によりゆらいている。

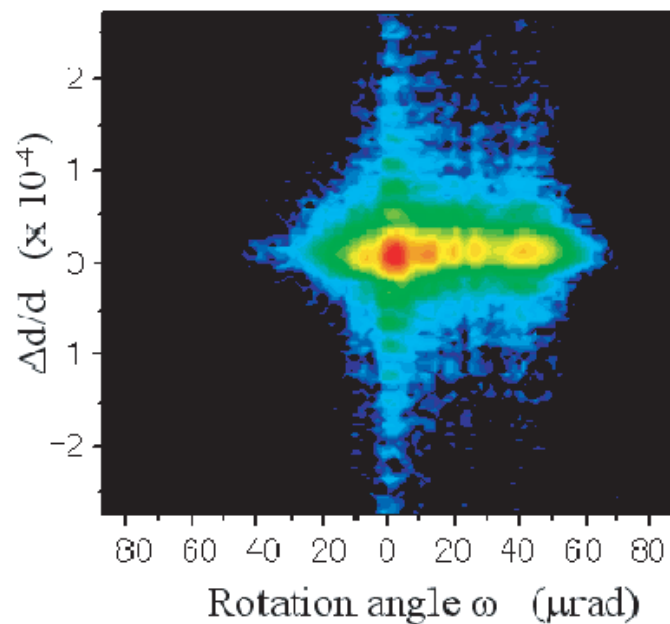


図 2.33: 図 2.32 の 部分の逆格子空間強度分布。実空間換算では、横軸—格子面傾斜、縦軸—格子定数変動。

## 2.4 構造生物学

### 2.4.1 概要

X線回折・散乱を用いた構造生物学は第二世代、第三世代放射光X線施設の充実により過去20年の間に、単に構造を見る科学から構造と機能の関連を解き明かす科学として飛躍的な進歩を見た。ヒトゲノムプロジェクトやその他の広範囲なゲノム解析の成果を受けて、ポストゲノム科学の主要な担い手として35以上の構造ゲノムプロジェクトが全世界で進行中である。迅速に数多くの構造解析を行うためのハイスループット技術開発も急速に進歩し、構造解析の比較的やさしいバクテリア由来のタンパク質の構造解析は数多くの成果があがりつつある。今後の研究の重点は構造解析の困難な真核生物、特にヒトの健康に関わるタンパク質にシフトして来ている。また、タンパク質のシングルドメインの構造解析からタンパク質-タンパク質、タンパク質-DNA、タンパク質-RNA間の相互作用を複合体の構造解析により機能に結び付ける研究が主流となりつつある。これら、複合体は一般にX線構造解析に適した結晶を得ることが極めて困難であり、得られたとしてもミクロン程度かそれ以下の超微結晶であることが多い。また、全ゲノムの30%を占めるといわれる膜タンパク質およびそれらの複合体に関しても構造解析に使えるだけのタンパク質の調製および結晶化は困難を極める。このように、通常の第三世代までの放射光X線を用いても構造解析のできない系は分子生物学、細胞生物学、医学、薬学の分野で極めて多い。

第三世代の放射光では数ミクロン程度の結晶の構造解析が限界であり、ERLから得られる数十から百ナノメートル程度の超高輝度のビームを用いることで超微小結晶や、さらにはマルチドメインタンパク質や超分子複合体の単分子、ウィルス単体やオルガネラ単体の構造解析研究が実現すれば、構造生物学の新領域の開拓に繋がるであろう。これらナノメートルオーダーのサンプルの単分子構造解析で問題になるのはナノスケールのビームサイズ、サンプルサイズに対応してサンプルのハンドリング技術、すなわち、単分子を溶液から単離しビームラインまで運ぶだけでなく、3次元構造解析のために分子配向の制御等が問題となるであろう。

短時間のみ存在するtransientな複合体の構造解析の場合において、どうしても結晶化が不可能であり、単分子構造解析法が確立されるまでは、X線小角散乱を用いることで溶液中でしかも生体内と同様の条件下で複合体の全体構造を解析することができる。加えて、ERLのようにきわめて高輝度のビームが得られるとすると、ミリ秒未満の時分割領域で溶液X線散乱や筋肉単繊維のX線回折実験も可能となるであろう。

このように次世代の放射光X線を用いた構造生物学では、解析手法がブラッグ反射の領域からオーバーサンプリングを必要とする非結晶サンプルへ移行するであろう。そこで開発されるべき新規技術、方法論は、逆にX線散乱を用いた筋肉やマルチドメインタンパク質の構造解析における将来の方向と合致するところがあり、結晶、非結晶の両分野の融合により、構造生物学において新たなquantum leapが期待される。

### 2.4.2 目的指向型構造ゲノムプロジェクトと将来に残る重要問題

ゲノム計画の爆発的な進展に伴い、膨大な数のタンパク質をコードする遺伝子の塩基配列が明らかになりつつある。今後はこのような膨大な次元データをいかにして細胞機能の理解につなげ、さらに生体機能の発現、医学利用等に発展させていくかがポストゲノム科学の緊急課題として問われている。その中核を成すのが、長年の構造生物学の進歩をもとに現在急速に研究が展開されている構造ゲノム科学である。そこでは絨毯爆撃的にタンパク質の基本構造を解いていく網羅的構造ゲノム科学と、ある特定の生物学的機能をターゲットとした目的指向型構造ゲノム科学の二つの考え方がある。いずれの場合もタンパク質の大量発現、精製、結晶化、結晶構造解析、も

しくは NMR 構造解析をバイオインフォマティクスを駆使しながらなるべく迅速に数多く解析することが謳われている。目的指向型構造ゲノム科学の場合はそれに加えて、得られた構造から機能との関連を分子生物学、細胞生物学、生化学的に解析することが重要である。世界各国で 35 以

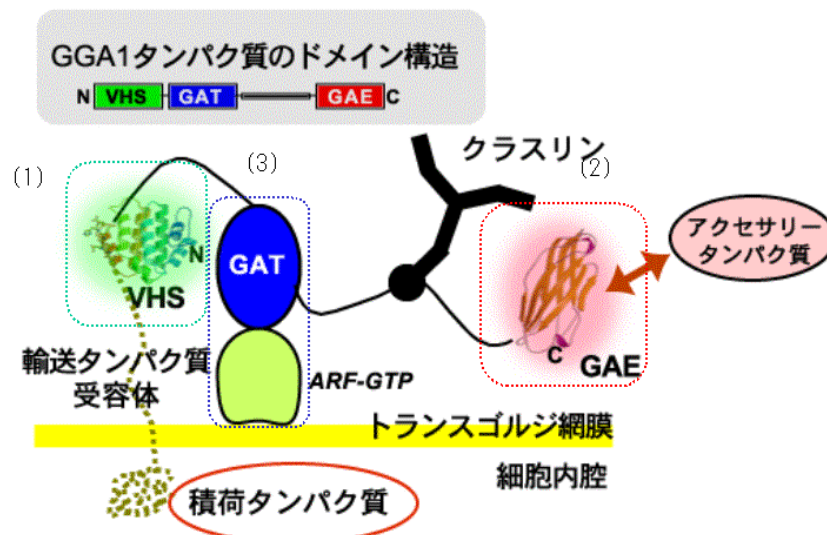


図 2.34: ヒト由来 GGA タンパク質のドメイン構造 (上) と結晶構造および関連タンパク質との相互作用 (下)。 (1) は [1]、(2) は [2] を参照。

上の構造ゲノムプロジェクトが進められている中で、わが国では、平成 14 年度より文部科学省の「タンパク 3000 プロジェクト」における個別解析プログラムとして 7 つのテーマ (発生・分化と DNA の複製・修復、転写・翻訳、翻訳後修飾と輸送、タンパク質高次構造形成と機能発現、細胞内シグナル伝達、脳・神経系、代謝系) について全国の大学等の研究者達からなる 8 つの研究ネットワークが目的指向型構造ゲノム科学プロジェクトを開始することとなった。ここでは研究者の創意と自主性により生物学的・医学的に重要なタンパク質の構造・機能解析を実施し、5 年プロジェクト終了後も構造生物学研究の拠点として機能するよう、X 線結晶構造解析、NMR 構造解析、バイオインフォマティクス、医学、薬学、生化学等の分野の研究者が有機的チームを構成している。構造プロテオミクス解析関連技術の開発・整備を行うと共に、生物学的に重要なタンパク質について 5 年間で 500 の構造解析および機能解析を行っている。

たとえば、高エネ機構が 6 大学、4 研究所と進めている「翻訳後修飾と輸送」に関する目的指向型構造ゲノムプロジェクトでは、真核生物におけるタンパク質の糖鎖修飾と細胞内輸送について構造・機能解析を進めている。真核細胞内でリボソームにより合成されたタンパク質は、付加されたシグナルをもとに、種々の輸送機構によってそれぞれの目的地に輸送されるが、これらの目的地にタンパク質を正確に分配し輸送することは、細胞が生命活動を営むための必須条件である。実際、これらの細胞内輸送に関わるタンパク質に変異が起こり、誤った場所にタンパク質が輸送されることによって引き起こされる病気も多数存在している。従って、これらタンパク質輸送に関与するタンパク質群の機能を理解することは、基礎生物学と医学の両面から重要であり、分子細胞生物学の最重要分野の一つとして位置づけられている。

細胞内輸送で運び屋の実体であるクラスリン被覆小胞の制御を行うタンパク質として、ヒトでは 4 種類の AP 複合体と、近年見いだされた 3 種類の GGA タンパク質が知られている。ここで紹介する GGA1 タンパク質は 3 つのドメインからなり、それぞれが固有の機能を担っている (図 2.34)。

ここでは、X線結晶構造解析の手法を駆使し、それぞれのドメインの結晶構造と目的タンパク質との複合体との結晶構造を決定し、それぞれの構造・機能について明らかにした[1,2]。GGAのような複数のドメインからなるタンパク質で、各ドメインが他の分子と相互作用を行うことで細胞内輸送機能を発揮しているようなタンパク質の構造機能解析においては、実はタンパク質複合体全体の高分解能構造解析が重要である。X線結晶構造解析は分子量の大きなタンパク質複合体の高分解能構造解析に最も適しているが、GGAタンパク質に代表されるような輸送タンパク質とそれらの複合体全体を結晶化するのは極めて困難である。

また、約3割を占める膜タンパク質やそれらと他のタンパク質との複合体の構造解析は現在のところハイスループットに主眼を置いた構造ゲノム科学プロジェクトではほとんどカバーされておらず、少数の専門家グループがしのぎを削って重要な膜タンパク質の結晶構造解析に臨んでいるのが現状である。これまで研究の進んでいる複合体膜タンパク質はサブユニットに分かれているものの機能上サブユニットの組み合わせが変わらないようなものが多い。然るに、細胞内の膜タンパク質は実は、機能を複数のステップで行っており、各々のステップでサブユニットの組み合わせやパートナータンパク質が代わり、しかもそれが時々刻々と変わっていくことが多く、結晶解析用に大量に精製すること、またその後の結晶化が困難である。その最もよい例が真核生物の細胞内で細胞質と核を隔てている核膜に存在する巨大核膜孔複合体であろう(図2.35)。現在のところ、クライオ電顕で単分子構造解析を行う技術が唯一の候補者であるが、電子線のサンプルに与える影響がX線のそれに比べて極めて甚大であることを考えるとERLもしくはX-FELから得られるX線で単分子構造解析が行えるようになることが強く望まれる。上で述べたように、第三世代放射光X線では数ミクロン程度の微結晶の構造解析が限界であり、ERL/X-FELによってサブミクロンの超微小結晶や単分子複合体が解析できるようになれば、生物学上、また医学・薬学上の貢献は計り知れない。

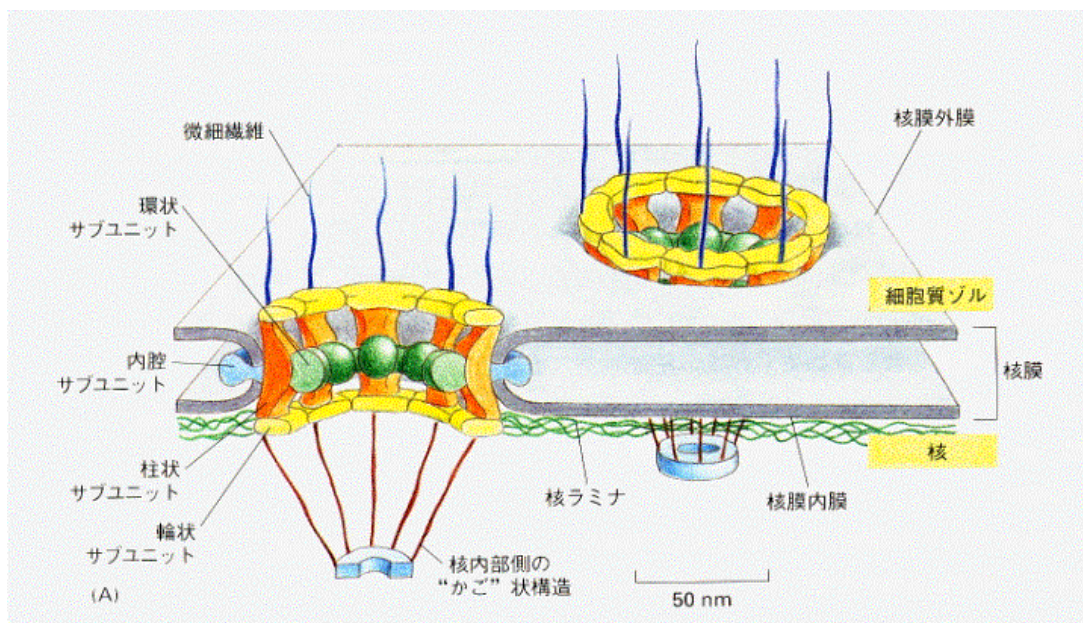


図 2.35: 核膜孔複合体の模式図。



## 2.4.3 単分子と超微小結晶の高分解能構造解析

## 2.4.3.1 オーバーサンプリング法

オーバーサンプリング法については別の章で詳細な記述があるので、ここでは、構造生物学研究に関連したことのみを述べる。

一般にタンパク質結晶の格子定数は数ナノメートルから超高分子複合体で百ナノメートル程度であり、通常の数ミクロンから数百ミクロンの結晶の各辺あたり少なくとも数百のタンパク質もしくは複合体が規則正しく並んでいる。結晶サイズが小さくなるにつれて各辺の分子数が少なくなり、Bragg 反射を生ずるような反射波の constructive addition が有効でなくなる。Bragg 反射の線幅は各辺の分子数  $N$  の逆数に比例し、数分子になると Bragg 反射間の逆格子空間における格子点間の距離、格子定数の逆数と同程度になり、もはや普通の結晶構造解析ができなくなり、オーバーサンプリングを使う必要が出てくる (図 2.36)。

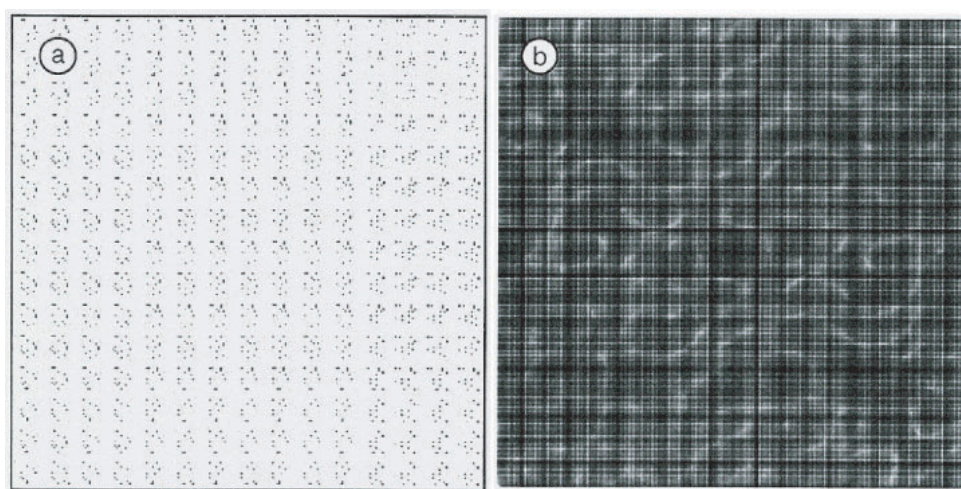


図 2.36: (a). A two-dimensional crystal with  $15 \times 15$  unit cells. Unit cell dimensions:  $5 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$ ; each unit cell contains 25 dummy atoms. Overall array size =  $75 \text{ nm} \times 75 \text{ nm}$ . (b). Simulated continuous (oversampled) diffraction pattern visible between Bragg peaks (logarithmic scale). Taken from the LCLS report.

3次元の構造解析の場合、構造因子  $|F(\mathbf{k})|$  と結晶構造  $f(\mathbf{x})$  との間に

$$|F(\mathbf{k})| = \left| \sum_{x=0}^{N-1} f(\mathbf{x}) \exp(2\pi i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}/N) \right| \quad (2.10)$$

という関係があり、独立の測定値 (X線回折強度、 $N^3/2$ ) と決定すべきパラメータの数  $N^3$  の比率 ( $N^3 \div N^3/2 = 2$ ) からすると一軸あたり  $2^{1/3}$  ( $=1.26$ ) のオーバーサンプリングすることで原理的には全てのパラメータを決めることができる。この方法を用いて、J.W. Miao らが Rubisco という比較的大きなタンパク質単分子についてシミュレーションを行った結果を図 2.37 に示す [3]。

図 2.37(a),(b) は既に普通の方法で解かれた Rubisco の結晶構造からシミュレーションにより単分子回折像を計算したもので、ここで特に注意する必要があるのは、ここでは計算上すべての分子の向きがあらかじめわかっていると仮定していることである。以下で述べるように、実際にはレーザーピンセット等で持ってきた単分子もしくはナノクリスタルの配向が一度以下の精度でわかっている場合はありえず、逆格子空間内でのサンプリングにかなりの誤差が出ることである。もうひとつ重要な点は、計算上、S/N を上げるために約数十万の回折イメージを計算しなければな

らないことで、これは、通常の振動法では百程度でよいのに比べると2桁多い。にもかかわらずこのシミュレーションのオーバーサンプリング法による結果はもとの結晶構造が見事に再現している(図2.37(c))。

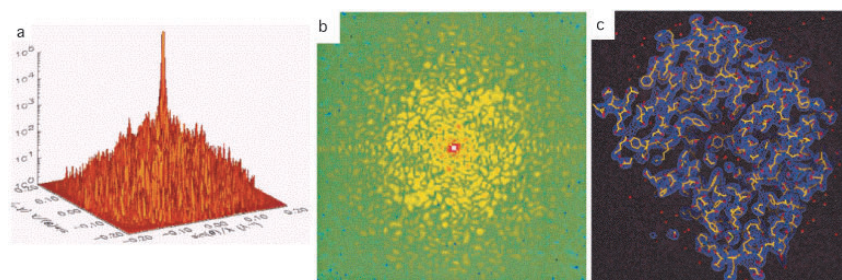


図 2.37: Simulated diffraction images ((a)& (b)) and a structure of Rubisco protein solved by the over-sampling method from the simulated diffraction data [3].

X-ray energy:	12 keV
Integrated X-ray intensity	$3 \times 10^{12}$ ( $3.8 \times 10^6 / \text{\AA}^2$ )
Detector	100 mm by 100mm (128 by 128 pixel)
Sample to detector distance:	100 mm
Resolution limit at the rim of the detector:	2.2 \AA

#### 2.4.3.2 超微小結晶サンプルの可視化・ハンドリングと逆格子空間のサンプリング

放射光施設のタンパク質 X 線構造解析用ビームラインで現在広く使われている顕微鏡では数ミクロンの結晶を可視化するのが限度である。超微小結晶の場合特にコントラストが悪く、その可視化のためには、倍率を高くするだけでなく、トリプトファンからの蛍光や偏光フィルターの併用が考えられる。さらに、全焦点カメラを使うことで、3次元オブジェクトとして結晶の動きを追うことができ、ミクロン以下の超微小結晶の可視化に有効であろう。

単分子の場合の可視化をどのようにして行うかはさらに難題であるが、緑色蛍光タンパク質(GFP)との融合タンパク質を作り、GFPの蛍光を用いて可視化することも考えられる。この際、あらかじめ、GFP融合タンパク質としたときにももとのタンパク質の機能を損なっていないことを確認しておかねばならない。

次に、超微小結晶および単分子複合体のハンドリングであるが、最低でも数ミクロン以上はある結晶を拾うような通常の回折実験に使われているループでは単分子の操作はほとんど不可能である。単分子サンプルのハンドリングに最も有望な方法はレーザーピンセットと電磁場を利用してサンプルの向きをコントロールする方法の併用が考えられる。

現在、最も広く行われている単色 X 線を用いた振動法による結晶構造解析では、ループに入った結晶に X 線ビームを当てながら結晶をある角度ずつ回転させ、その間に得られる X 線回折像を2次元検出器でデータ収集する方法を用いる。完全な3次元データとするためには、回転角範囲が全体として連続かつ必要な逆格子空間を網羅的にサンプリングしている必要がある。また、データ精度をできる限り上げるためには結晶の回転中に X 線ビームが常に結晶の中心に当たっていることも同様に重要である。超微小結晶や単分子複合体の場合にも同様に逆格子空間を効率よくサンプリングする必要がある。この場合にはサンプルの小ささから、実験中常に回転中心を X 線ビームの中心に合わせておくことや、単分子複合体、超微小結晶の一つ一つをナノスケールのビーム中心に持ってきて、なおかつその向きを正確に制御する事は極めて困難である。上記レーザーピ

ンセットと電磁場によるタンパク質の配向の組み合わせにより新しい方法の開発が可能となるかもしれない。

### 2.4.3.3 シグナルの向上と X 線によるダメージ

ERL は X 線自由電子レーザーに比べてピーク輝度では劣るが、コヒーレンスに関しては申し分ない。また、SASE-FEL に比べて時間、波長ともよく制御された X 線が多数のビームラインに供給できるとされており、X 線による単分子のダメージを考慮した場合 ERL で  $10^{23}$  程度の輝度の X 線が出れば、光源におけるビームの形がいわゆる第三世代までの放射光の平たいビームとは違い、縦横のサイズが同じため、数十ナノメートルに効率よく集光でき、それを必要なだけ超微小結晶や単分子複合体に照射して S/N を上げることが可能であろう。

FEL の場合に単パルスで構造解析を行おうとすると X 線によるダメージが極めて大きいことがモデル計算で既に詳細に調べられている。それによると、たとえば Stanford 大学の LCLS から得られるとされる X-FEL のビームをリゾチーム単分子に照射すると、同じ光子数にしても露光時間が長すぎると極めて重篤なダメージがあることがわかった (図 2.38)。X-FEL はピーク輝度にして ERL よりも何桁も高いことから、たとえ X-FEL 単パルスでも構造解析が極めて難しいということになるが、逆に ERL の場合はナノビームの平行度、エネルギー分解能では十分であるはずなので、必要に応じて測定を繰り返すことで X 線によるダメージをある程度コントロールできるであろう。

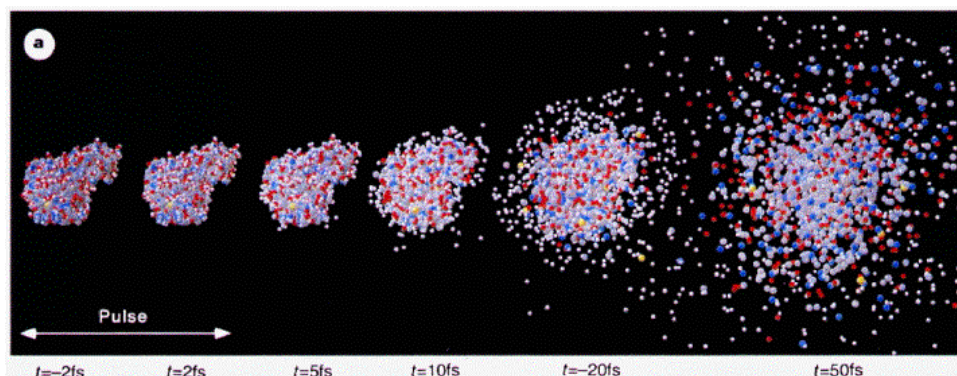


図 2.38: FEL からの X 線強度を想定したリゾチーム一分子の崩壊過程 [4]

若槻壮市 (KEK・PF)

## 参考文献

- [1] T. Shiba, T. Takatsu, T. Nogi, N. Matsugaki, M. Kawasaki, N. Igarashi, M. Suzuki, R. Kato, T. Earnest, K. Nakayama and S. Wakatsuki, *Nature*, 415 (2002) 937.
- [2] T. Nogi et al. *Nature Struct. Biol.* 9 (2002) 527.
- [3] J.Q. Miao, K.O. Hodgson and D. Sayre, *PNAS*, June 5, 2001, vol. 98, 6641・645.
- [4] R. Neutze et al. *Nature*, 406 (2000) 752.

## 2.4.4 X線小角散乱による生命科学

### 2.4.4.1 筋肉の構造研究

ERL から得られる放射光の特徴として筋肉研究に主として有用なものは、超平行極小ビームとサブピコ秒パルス性であろう。

#### (1) 単一筋原繊維の X 線回折実験

第3世代の放射光による筋収縮の構造研究は、太さ  $100\ \mu\text{m}$  の単一筋繊維（単一筋細胞）による研究が主となっている。散乱能が散乱に寄与する試料の体積に比例すると計算すると全筋（厚さ  $1\ \text{mm} \times$  幅  $2\ \text{mm}$ ）のその約  $1/250$  になる。第3世代の放射光と云えども1本の単一筋繊維では強度の点では不十分で特定の強い反射の測定に限られていたり、二次元回折像を記録するのに数十本平行に並べて測定しているのが現状である。したがって輝度の高い極小ビームが利用できないかぎり1本の単一筋繊維による X 線回折実験の所期の目的を達することができない。また筋肉の第4世代的な放射光利用研究では細胞内の太さ約  $2\ \mu\text{m}$  の筋原繊維の X 線回折へ向かうことが期待される。筋原繊維は単結晶に相当する構造を持つから構造解析も単結晶解析的手法が適用される。もしそれが可能になると構造解析そのものが飛躍的に進展する。単一筋繊維に必要な輝度としては現在の PF の少なくとも3桁上の輝度が要求される。これは十分可能とされている。筋原繊維の場合にはまさにマイクロビームによるマイクロ X 線回折ということになり、PF の将来計画で検討されている高輝度マイクロビーム放射光による実験に相応しいかもしれない。しかし、試料の調製の問題から適正波長の選択等実験技術的に克服すべき問題があることと、radiation damage の問題が今以上に厳しくなる。

#### (2) 新しい X 線構造解析法の開発

少し PF 将来計画との関連から離れるかもしれないが、筋肉の構造研究の向かうべき方向性を考えてみる。

筋収縮の構造研究は、1990年代にアクチン、ミオシンのモーター蛋白質さらに今世紀に入りトロポニン、トロポミオシンの制御蛋白質やそれらのコンプレックスの結晶構造が出されつつあり、遺伝子工学、蛋白質工学の技術導入によって超分子システムとしての筋収縮研究もアトミックな分解能での解析に入っている。

筋肉内ではモーター蛋白質は自己集合してフィラメントを形成している。従来の筋肉の X 線解析は X 線回折の宿命でもあるが、フィラメント中の個々の分子の違いを無視した形の平均構造として取り扱うものであった。しかし、最近フィラメント中の個々の分子の構造の違いとか構造揺らぎの異方性が機能とより密接に関係していることに注目が集まってきている。そのような例を挙げてみる。筋細胞中の ATP が消費されると、ミオシンフィラメントから突き出ているミオシン頭部（ATP 分解酵素作用とアクチンとの結合能力を有する）はアクチンフィラメントの対称性の支配を受けてアクチンフィラメント上の特定部位に周期的に結合する。この結合構造形成のメカニズムの要因として、制御蛋白質トロポニンが結合している近傍のアクチン分子がヌクレオチドを失ったミオシン分子に対する親和性が高められているとする解釈がある。そうすると、トロポニン近傍のアクチン分子の状態つまり構造が他の位置にあるアクチン分子のものとは異なっている可能性がある。収縮中にはこの特異性がなくなり、ミオシンフィラメントの周期支配でミオシン頭部はアクチンと相互作用する。そのとき相互作用を直接受けているアクチンと受けていないアクチン分子の構造の違いはどうか？もう一つ最近の話題として、ATP の加水分解エネルギーを使ってアクチンフィラメントの上を一方向に滑るミオシン頭部（ミオシン V）は  $36\ \text{nm}$  ごとのステップで跳躍走行することが *in vitro* 運動計測で見つけられた。この  $36\ \text{nm}$  という距離はアクチ

ンフィラメントをアクチン分子の二重らせん構造とみたときの2本のらせんがクロスオーバーする周期(アクチン分子7個分の周期)に対応しているが、この間隔ごとにミオシン分子に対する“ホットスポット”なる場所がアクチンフィラメントに生み出されている可能性が指摘されている。これもホットスポットなる領域のアクチン分子の構造が他の箇所のものとは異なっていることを示唆している。さらには滑り運動の方向性や力発生に対するミオシン親和性に対する異方性ポテンシャルの形成は、ATPで活性化されたミオシンの相互作用によってフィラメント中のアクチンに誘発される構造的な違いの分布を反映している。

力発生中の筋肉では個々のミオシン分子は非同期的にアクチンとの相互作用をくり返しているとされている。両分子にかかる力もATP分解の化学反応ステップと共役して異なっている。このようなミオシン頭部の分子運動に関わる力学反応と化学反応と関連した構造変化の場所的違いをどのようにして捉えたらよいだろう。従来と違う single-molecule diffraction image analysis のような新しい構造解析が必要である。

### (3) ミオシン頭部 ATP 加水分解反応中間体の構造解析

筋肉から取り出したミオシン頭部のATP加水分解反応のアナログを使ったX線溶液散乱の研究は、ミオシンがATPを結合し、分子内加水分解プロダクトのリン酸、ADPを放出する過程でミオシン頭部の尾部を逆方向に2度振る(～10 nmに及ぶ)ような大きな分子構造変化を行っていることを示唆してきたが、これも最近の結晶構造解析による分子内の局所的なアミノ酸レベルでの反応部位の微小変化が、周囲のドメインの結合構造を変えて最終的に分子全体のグローバルな構造変化に導いている。このような分子内の微小領域の構造変化のダイナミクスと分子のグローバルな構造変化の推移は各反応ステップの時定数の違い(マイクロ秒から秒)もあって今後の時分割測定に興味ある対象である。ATPの分解エネルギーによる分子の活性化と分子の揺らぎの活性化がどのように関係しているかの測定と解析は酵素反応一般と関係して興味もたれる。この点でも高輝度パルス性ビームの利用や非弾性散乱の応用が考えられる。将来的にはZim-Kamが1970年代に提案した希薄溶液系のX線散乱法でのsingle particle analysisが可能になることが夢であろう。それには超パルス性と放射光の強度としてさらに数桁必要になる。

このように筋収縮の構造解析や酵素反応の溶液構造解析も平均構造の解析から局所構造解析ないしは個々の単分子的構造解析に興味に向かっていく。フィラメント中の個々の分子の揺らぎも含めて解析学的手法の開発が急務になっている。

若林克三(阪大)

#### 2.4.4.2 タンパク質フォールディング

溶液中でのX線小角散乱は、タンパク質のフォールディングを測定するのに広く用いられている方法である。一般には、pH・温度・圧力・変性剤濃度などを変えた一定の条件下で測定を行い、溶液中での大きさ・外形などからそのタンパク質の立体構造がどのような状態であるかの情報を得、どのようにして立体構造が形成されているかについての知見を得ることができる。近年、このような静的な状態での測定だけでなく、ストップフローあるいはコンティニューアスフローと組み合わせた時分割測定を行うことで、ミリ秒あるいはマイクロ秒単位でのより詳細な情報が得られるようになってきている。このような測定のためにはよりフラックスの高い光源が必要であり、測定を現実的なものにするためにはサンプルの消費量を少なくする必要があり、より高輝度の光源が必要である。

タンパク質のフォールディングが生理機能に重要であることは改めて述べる必要もないが、近

年、それらと病気との関連が改めてクローズアップされてきている。アルツハイマー病はアミロイドタンパク質の異常な凝集によるものであり、BSEはプリオンタンパク質の立体構造が変化したことによるものである。現在はまだ実用化されていないが、組織片について *in situ* の小角散乱測定を行うことで、このようなフォールディングに起因する病気の発症前診断が可能になる可能性がある。また、フォーカスを絞ったビームを用いることで細胞内の特定の領域について小角散乱測定を行うことができるようになれば、病気（がん化）や環境応答によって生じる細胞の変化を今までと全く異なる側面から測定することができるようになる。この新技術により基礎生物学において新しい知見が得られるとともに、予防医学や発症前診断といった医学的側面への応用も期待できる。このような研究のためには、照射面積を小さくしても十分なフラックスが得られるような輝度の高い光源が必要とされるであろう。

加藤龍一（KEK・PF）

#### 2.4.4.3 マルチドメインタンパク質とターゲットタンパク質の相互作用

タンパク質の多くは複数のドメインから構成されており、それぞれのドメインの機能の組み合わせで最終的な生理機能を発現していると考えられる。例えば、変異が起こると発ガンが誘発される DNA 修復遺伝子 MutS タンパク質は、DNA 結合能がヌクレオチドによって変化することが生化学的解析によって明らかにされ、DNA 結合部位とヌクレオチド結合部位が空間的に隔たっていることが X 線結晶構造解析によって示され、ヌクレオチドの結合により溶液中でのタンパク質の構造が大きく変化することが X 線小角散乱によって示された。また、細胞内のタンパク質輸送で重要な働きをする GGA タンパク質は複数のドメインでそれぞれ異なるタンパク質と相互作用することでその機能を発現させるが、その働きを理解するためには、ターゲットタンパク質と相互作用したときに溶液中の状態で全体としてどのような構造変化が起こるかを知らなければならない。シグナル伝達に関わるタンパク質群については、その作用機構を理解するためには本質的に同じ状況である。溶液中での X 線小角散乱は、この問題を解決する最も重要な手法のひとつである。NMR を用いても似た情報が得られるが、サンプルの同位体ラベルが必要である点・分子量の上限に制限がある点・測定や解析に時間がかかる点などで、X 線小角散乱の方が優れている。この利点をさらに生かすためには、測定ステーションの数を増やしていつでもすぐに測定できる環境を整えることが急務である。また、今まで以上に短時間で測定できるハイフラックス光源や高感度検出器の設置や解析ソフトの開発なども重要であろう。

また、より広角側の散乱を測定できるステーションが整備されれば、現在よりもより高分解能な分子の形状を測定することができる。溶液中で自由にエフェクター分子との相互作用による形状変化を測定できるという点で、小角散乱は結晶構造解析では得られない情報を簡便に得ることができる。タンパク質の機能発現がその構造変化とは切り離しては考えられないことが明らかになってきた現在、X 線結晶構造解析による情報を補完するものとして、小角散乱実験の意義はますます重要性を増すであろう。その際、小角側の情報とより広角側の情報の両方があればそれだけより詳細な情報が得られるので、将来的にはそのような測定ステーションを整備してゆくのが望ましい。

加藤龍一（KEK・PF）

## 2.5 高度化された光源を利用した研究の進展

### 2.5.1 概要

PFの将来計画を策定するにあたっては、先端的な放射光科学の推進とともに、多数のユーザーが展開する広範な放射光利用研究を支える汎用的性格を持った施設を創出することを重要な要素と考えている。先端性と汎用性はシーズとニーズの関係ということもでき、相互に刺激しあいながら発展してきた。先端的な方法論の開発により新しい研究分野や新しい科学の認識レベルを獲得することができる。また新たな手法は時間とともに通常の解析手法へと発展していく。表面回折や磁気散乱の手法や最近では共鳴散乱法の開発が記憶に新しい。一方、方法論的に確立した手法により科学技術上の先端的課題の解決が行われる例も多く見られ、これは放射光源の汎用的特性を利用したものであることが多い。先端的な光源と同様に汎用的な光源も時代に応じた特性が要求される。現在の光源に要求される水準の一つの答えは新第3世代光源である。輝度やリングのエネルギーは第3世代よりもやや低めに設定されているものの、アンジュレータを主体とした構成は、実用的な解析ツールとしての放射光の質として十分なものが確保されている。ビーム強度やビーム軌道の安定性、建設・維持のコストパフォーマンスという要素が重く見られている。ERLは短パルス・超高輝度などの先端的な放射光源特性を持つと同時に、多くのユーザーが要求する放射光の質も満足した汎用的な性格を持ち得る光源である。

本レポートは、ERLの先端的利用における新たな可能性を検討することを目的としているが、以上の観点から高度化した汎用的な光源に期待されるものについてもサーベイを行った。PF-PACの研究分野の分類（電子物性、構造物性、化学・材料、生命科学Ⅰ、生命科学Ⅱ）に準じて概観を試みている。ユーザーグループからの提案（appendix I参照）の中にはこの部分に関して極めて有益なアイデアが含まれている。今後、ユーザーコミュニティとのコミュニケーションを一層強めていく必要がある。

飯田厚夫（KEK・PF）

### 2.5.2 利用研究の動向

#### 2.5.2.1 電子物性

PFでは、光電子分光・軟X線分光・軟X線磁気円二色性分光などにより、いわゆる新機能性物質の電子状態の研究が行われている。今後、第三世代放射光源で隆盛になったこれらの分光法と、イメージング法を組み合わせた電子状態の実空間マッピングが、新機能性物質の実用化のためには必須になってくるものと思われる。ここでは、アンジュレータ ERL 光源を利用した電子物性研究の展望を概観する。

##### 1. 光電子分光

第三世代の高輝度光源をベースにした、高分解能ビームラインにおいては、数 meV のエネルギー分解能で光電子スペクトルが測定できるようになってきた。これらの高分解能ビームラインでは、第三世代高輝度光源における光源サイズの垂直方向のサイズ（約 10  $\mu\text{m}$ ）が小さいことを最大限利用して、高分解能化をはかっている。ERL 光源でも、このコンセプトはそのまま生かされる。ERL 光源の利点は、垂直方向のみならず水平方向に関しても光源サイズが小さいことにある。このために、縮小倍率の大きな非球面鏡を用いて集光しなくとも、スロープエラーの小さな球面鏡で、サンプル上に 10  $\mu\text{m}\phi$  以下に単色光を集光することができる。その結果、エネルギー分解能数 meV で、空間分解能 30 nm の電子状態の実空間マッピングが可能になるであろう。

## 2. 軟X線発光分光

軟X線の発光スペクトルのエネルギー分解能は、サンプル上に集光されたビームサイズの制限を受ける。したがって、ビームサイズが小さければ小さいほど、エネルギー分解能は向上する。ERL光源は、垂直方向のみならず水平方向に関しても光源サイズが小さいので、発光分光器のエネルギー分解能を向上させることが出来るばかりでなく、検出効率も向上させることが出来る。発光スペクトルによる電子状態の実空間マッピングが、ERL光源における課題になることであろう。

## 3. 軟X線磁気円二色性分光

現在、PFでは、偏光電磁石光源からの円偏光放射光を利用して、新規磁性物質・表面および界面の磁気状態の先駆的な研究が行われている。しかしながら、偏光電磁石光源の光源サイズが大きいために、軟X線磁気円二色性分光法を応用した磁気イメージングの観測については、第三世代の光源を有する施設と比較して大きく遅れをとっていると言わざるを得ない。光源サイズの小さなERL光源を使うことによって、磁気イメージングの観測においても、先駆的な研究が展開されることが期待される。

## 4. その他

「コンプトン散乱」ユーザーグループの提案（Appendix I参照）にあるように、新規物質の電子物性を調べようとすると、新規物質であるが故に“小さなサンプル”という制約にしばしば遭遇する。ここでも、高輝度であるERL光源の利点が生かされる。

柳下明（KEK・PF）

### 2.5.2.2 構造物性

構造物性とは、物質の物性とその構造が強く関連した系を、その構造を明らかにする事から、その物性出現の源を解き明かす分野と理解する事が出来よう。物性のもっとも基本的な性質である電氣的、磁氣的性質を与える、電荷、スピンの自由度に加えて、軌道の自由度も放射光を用いた一種の共鳴散乱（ATS散乱）で解明できるようになったことは記憶に新しい。近年では、有機金属錯体物質の金属・絶縁体相転移現象を電荷秩序の形成と言う観点から共鳴散乱を用いて解明した研究が行われてきている。そして、その一歩先には、レーザー光などの光照射によって誘起される秩序状態（励起状態）の解明が目前となっている。これは光誘起相転移現象として注目されていると同時に、すでに別章で詳述されているERL光源によって期待される構造物性の重要な研究分野である。特に構造物性の立場からは、物性を議論するために完全な構造解析が必要とは限らない。共鳴散乱による軌道・電荷の秩序状態を直接観測する方法は、いまやほぼ確立した回折手法となったが、放射光を用いた特定元素の吸収端付近のエネルギーを用いた局所対称性の融解、成長などを時分割で追いかけることは、手軽かつ高い精度の情報を得ることが期待される。

一方、一般に面白い物性を示す新規物質は初期の段階で大きな単結晶を得ることが困難であり、今後特に新しい物質として提案されるであろうソフトマテリアルの場合には、なお顕著である。ERLの超高輝度放射光は、十分な強度及び回折実験に必要な平行性を保ったまま、サブミクロンの集光ビームを可能とする。従ってサブミクロンの微小結晶で現在数百ミクロンの試料で得られている物質中の秩序状態の変化が容易に観測される事が期待できよう。このことは、ERL放射光で強調されているコヒーレンス性でも短パルス性の利用でもないが、構造物性の分野で最も重要な進展を与えると期待される。そして、さらにERLによって得られるであろう回折限界光を利用



する事によって展開されるであろうオーバーサンプリング法は、生物分野のみではなく、新物質探査の立場からも研究手法において革命的な進展を与える。例えば、一昔前と言えば金属内包型フラーレンの構造や、最近ではカーボンナノチューブ中の分子の配列というテーマに関して、これらの結晶を作製することなく構造及びそれらの構造相転移が明らかになれば新物質探索とその外場応答などの応用研究は飛躍的に発展することが容易に想像することができる。

また、狭義の構造物性からはやや外れるが、X線高分解能非弾性散乱実験をベースにした meV オーダーのフォノンやサブ eV オーダーの価電子励起を測定し、その分散関係  $S(q, \omega)$  とその温度依存性から物性を議論する研究は第3世代光源で開花したとあって良いであろう。ERLの超高輝度X線はその延長線上の研究テーマ、表面フォノン状態や高圧下といった極端条件下でのそれらの測定を可能としていくものと期待される。また非常に困難な実験だが、光誘起現象ですでに回折実験で検知されつつある表面融解現象を表面フォノン状態の変化として捕らえる事も夢ではないであろう。

河田洋 (KEK・PF)

### 2.5.2.3 化学・材料

PACにおける課題数はこの分野が全体の1/3～1/4を占めている。放射光による材料解析・評価手法の提供という側面の主要部分を担っている。この分野の対象・手法は多岐にわたるので、主要な手法を通して概観する。

#### 1. XAFS手法による化学

放射光利用研究開始以来、研究課題数の最も多い分野のひとつとして推移してきており、XAFS法は物質の基礎的解析ツールとして定着している。利用の中心は静的な局所構造解析である。

一方新しい可能性を求めた研究開発も進んでいる。化学反応そのものを理解するための各種のその場観察 (in-situ) XAFS手法が発展している。観察対象が準静的な場合には従来法で測定が可能であるが、早い反応過程では時分割の手法開発が必要となっている。これらの分野は必ずしも輝度志向ではないので、先端的な光源よりも安定した強度の強い光源が望まれる。一方不均一系の解析に対する微小領域 (マイクロビーム) XAFSは勿論、斜入射条件下での表面敏感 XAFS などに対しても輝度の高い光源が有利である。一方希薄な系における高感度 XAFS法としての高エネルギー分解能分光器の利用に際しても試料上での光子密度が高いことが必要である。軟X線領域ではPEEMに代表される分光学的手法によるイメージングが発展しているが、マイクロビームによる顕微分光と相補的な関係がある。これも高輝度光源が有利な研究分野である。

#### 2. 蛍光X線分析

非破壊元素分析法として認知された分野であるが、PFにおいても既に10 μm以下のマイクロビームをもちいた分析の割合が通常の分析より多くなっている。要求されるビームサイズは1 μm程度が利用研究の中心と考えられる。分解能とともに強度や偏光特性などのビームの質が要求されている。表面敏感な手法は全反射分析を中心に斜入射手法を用いて新材料の分析に用いられることが期待される。従来のエネルギー分散法に対して波長分散法の比重が増加すると考えられる。これらの方向はいずれも光源の輝度が高いことが望ましい。

### 3. 小角散乱

XAFSと同様に、基本的な材料評価技術としての利用が確立している。PFにおいても常にユーザー要求ビームタイムが運転時間の1.5倍程度という状態が続いており、日常的な分析ツールとして要求の高いものである。

放射光実験の動向としては、他の物理パラメータ測定法（例えば光散乱・Raman散乱・熱分析など）との同時測定による複合化、応力・光照射・温度変化の条件の下での時分割測定、サブミクロンスケールにおける構造不均一に起因する機能のマイクロビーム解析などが発展・計画されている。手法としては小角/高角の同時測定法や斜入射条件での表面敏感手法の開発が進みつつある。それぞれ、高輝度光源は測定に有利に働くが、ソフトマテリアルが対象の場合には試料損傷の観点から、光源と測定系のバランスのとれた発展が必要である。

### 4. その他

「反射率計」ユーザーグループの提案（Appendix I参照）および上記の分野にも見られるように表面敏感な斜入射条件の利用は、X線解析法のほとんど全ての分野に広まっている。新規機能性材料の多くは、表面特性・薄膜などの性質を使っているため材料評価には不可欠な基礎技術になっている。

飯田厚夫（KEK・PF）

#### 2.5.2.4 生命科学I

構造生物学は第二世代、第三世代放射光X線施設の充実により過去20年の間に飛躍的な進歩を見た。ゲノムプロジェクトが進行するにつれその成果を利用するポストゲノムプロジェクトとして、35以上の構造ゲノムプロジェクトが全世界で進行中である。迅速に数多くの構造解析を行うためのハイスループット技術開発も急速に進歩し、構造解析の比較的容易なバクテリア由来の構造解析については数多くの成果があがりつつある。今後の研究の重点は、構造解析の困難な真核生物、特にヒトの健康に関わるタンパク質にシフトしてきている。また、構造解析の流れはタンパク質のシングルドメインの解析から、タンパク質-タンパク質、タンパク質-DNA、タンパク質-RNA間の相互作用を複合体の構造解析を行い機能と結び付ける研究が主流となりつつある。これら真核生物のタンパク質やそれらの複合体は一般にX線構造解析に適した結晶を得ることが極めて困難であり、得られたとしてもミクロン程度かそれ以下の超微結晶であることが多い。また、全ゲノムの30%を占めるといわれる膜タンパク質およびそれらの複合体に関しても構造解析に使えるだけのタンパク質の調製および結晶化は困難を極める。このように通常の第三世代までの放射光X線を用いても構造解析のできない系は分子生物学、細胞生物学、医学、薬学の分野で極めて多く、ERLから比較的容易に得られる超高輝度のビームを用いることで、各辺が1ミクロン程度の超微小結晶の構造解析が可能になれば構造生物学の更なる飛躍が期待される。

さらに、昨今のCCD検出器、ピクセル検出器等のsolid state検出器や、構造解析用の計算機と解析ソフトの格段の進歩と相まって、振動法により5分程度で一データセットの収集を終えるシステムが可能となって来ている。ERLの超高輝度ビームラインでは、イメージごとにX線シャッターを逐次開け閉めする振動法から、一度に必要な逆格子空間をサンプリングする連続回転法に移行し測定時間がさらに短縮化され、秒のオーダーの結晶データ収集が可能となるであろう。従って秒オーダーで起こる酵素反応の時分割実験により常温で酵素反応の原子レベルでの解析が行えることになる。

若槻壮市（KEK・PF）

### 2.5.2.5 生命科学 II

生命科学分野におけるタンパク質構造解析以外の分野については多岐にわたるため、現在の高輝度光源を利用した研究の動向について紹介し、今後の方向性を検討することとする。

利用できるフラックスが大きくなると短時間でも必要な情報を取れることになる。いわゆる時分割計測である。典型的な例は骨格筋X線回折像を高速 CCD 検出器を用いて3.4 ミリ秒で測定した報告がある。さらにシャッターを工夫して5 マイクロ秒のパルスX線を生成している。パルスあたりの光子数は $5 \times 10^9$  となり、十分な情報が得られると思われるので、生体高分子の構造変化を回折・散乱X線からマイクロ秒のオーダーで時分割の研究ができる（高時間分解能）。

医学応用も含めたイメージングについても第3世代放射光での特徴が生かされている。高輝度の特性を生かしてマイクロビームを形成して試料内部の元素分布等を調べる方法がある。この場合、位置分解能はビームの大きさで決まる。SPring-8 では、縦・横とも  $0.5 \mu\text{m}$  程度のビームで、生きた植物細胞内の元素分布が調べられている。高分解能を迫及する別の方向としては、医学応用の面からは微小血管の認識を指標とした高解像度化の研究が行われている。これに必要な高分解能の二次元検出器の開発も進められている（高位置分解能イメージング）。

位相を利用したイメージングの研究は吸収法よりも高いコントラストが得られる。PFでも進んでいるが、高輝度光源を利用した場合にはその特性を生かして、硬X線領域や微小領域への適用が開発されつつある（位相イメージング）。

また、新しい利用方法としては、

1. 生体分子のX線照射による分子変化をオンラインで調べる。
2. 1個の生体分子の動きを実時間で捉える。

という試みがある。

前者はビームラインにESRを据え付け、短時間で消滅してしまう生体分子のラジカルを捕捉してX線による分子変化のメカニズムを研究するものである。研究手法の多様化を示す例として注目される。生体分子の反応機構を実時間で観測するという提案もある。水溶液中で超音波の定在波場を利用して生体分子を局在化させ、それによるX線の散乱から生体分子の反応を追跡するというものである。

後者は、微小な結晶を生体高分子に結合させてそれからの回折X線のスポットを実時間追跡して分子の運動を調べるというものである。この手法は微小結晶からの回折スポットを捉えられるだけの入射X線の強度が必要となる点で高輝度光源が必要である。これに関する実験報告はまだ少ないが、生体内での分子の動きを調べるのに用いられると期待される。

これらの手法はどちらも 生体分子実時間観測 を目指している。

小林克己 (KEK・PF)

## 2.6 先端的利用研究のための装置技術開発

### 2.6.1 概要

2.1 節から 2.5 節までに提案された研究は、高輝度光源が出来れば明日にも出来ると言うことではない。新しい高性能な光源の特性をフルに生かすためには光学系、検出系さらには建屋設計を含めて新しい考え方、新しい技術開発が必要である。別な表現をすれば、この様な乗り越えなければならないハードルが低い計画は「将来計画」ではなく「現在計画」とも言えよう。2.6.2 節から 2.6.4 節に記したことはこれから我々が乗り越えなければならないハードルとそれを乗り越える道筋を検討したまとめである。

光学系・光学素子の開発は最も重要な課題の一つである。ERL 光源ではアンジュレーターが用いられるが、この場合に光学素子、ビームライン要素が処理しなければならない熱負荷はアンジュレーターのデザインに依って現在の第三世代光源並かそれ以上になる。この様な高熱負荷条件下でも ERL 光源から得られる放射光の特性（短パルス、高コヒーレンス、ナノビーム）を損なうことなく、分光、集光して試料まで導き、検出する必要がある。このためには分光結晶、回折格子、ミラー等の光学素子に関してその表面仕上げ精度も従来以上に高い性能のものが要求される。また、種々の素材開発も必要となるであろう。

検出系に関しても同様で、短パルス特性を生かした実験を効率よく行うためには高速なデータ収集システムや高分解能位置敏感検出系の開発が必要となる。

単にこういった実験用機器だけでなく、既に第三世代光源でも問題となっているように振動や熱膨張対策も必要になる。鉄材の線膨張係数は  $10^{-5} \text{ deg}^{-1}$  のオーダーであり、1 m の鉄製架台の上にある光学素子は環境温度が 1 度変化すれば  $10 \mu\text{m}$  偏倚する。室温を 0.1 deg で制御することは技術的にもコスト的にも困難であり、可能な限りコストを抑制して高い性能を出すためには、要所所で新しい素材を採用することが必要となろう。実際、SSRL では SREAR III リングのビームポジションモニター架台にインバー合金を採用している。

ここで提案している計画は単に ERL に特化した研究のためだけでなく、従来の放射光利用の中心である各種物質の評価研究をも包含するものである。この場合、従来の放射光施設では化学反応の追跡、化学的、生物学的、放射線的な潜在的危険性を伴う試料等の研究には安全面から制約が課されていた。PF では非密封ラジオアイソトープを扱えるエリアを整備し、その面での研究が展開されているが、同様な施設を新しい施設建設時から取り入れることによってより学問的、実用的に興味ある系の研究を行うことが可能となると考えられる。また、PF における 20 年の共同利用の経験を生かして効率的に運用出来る施設設計も必要となる。

野村昌治 (KEK・PF)

### 2.6.2 光学素子・光学系

#### 2.6.2.1 X線光学素子および光学系の検討課題

ERL では従来よりも輝度の高い放射光が得られるだけでなく、100 fs ~ 数 ps 程度のパルス幅を持った、回折限界に近いコヒーレントな放射光が得られる。しかし、光源でせっかく良い光が得られても、ビームラインコンポーネントでそれを劣化させてしまっては台無しである。そこで本節では、ERL の光学素子・光学系の検討課題として、熱負荷の問題、コヒーレンスの保存、パルスの伝搬特性などについて概観する。

## 2.6.2.2 熱負荷の問題

第一に考慮すべき問題は熱負荷である。まずX線分光光学系について検討する。PF-ERL と SPring-8 の熱負荷の比較を表 2.4 に示す ( $E = 8 \text{ keV}$ )。これからわかるように PF-ERL の Total Power は SPring-8 と同程度であり、Power Density は SPring-8 よりも小さい。したがって、SPring-8 で熱負荷の問題が解決されれば、その技術を PF-ERL にも転用することができる。SPring-8 の 25m-Undulator ビームラインである BL-19LXU では、液体窒素冷却の回転傾斜型二結晶分光器が使用されているが、そこでの測定結果 [1] を見ると、計算値の 60~70% の flux が得られているようである (ただし、front end slit のサイズを  $0.7 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm}$  とした場合)。

表 2.4:  $E = 8 \text{ keV}$  における、PF-ERL と SPring-8 の比較

ここでは PF-ERL のエミッタンスを  $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 10 \text{ pmrad}$  とした。30 m-undulator のパラメータは、 $\lambda_u = 1.6 \text{ cm}$ 、 $N = 1875$ 、 $\beta_x = \beta_y = 20 \text{ m}$ 、5 m-undulator のパラメータは、 $\lambda_u = 1.6 \text{ cm}$ 、 $N = 312$ 、 $\beta_x = \beta_y = 5 \text{ m}$  である。なお、PF-ERL のパラメータはまだ確定しておらず、ここに挙げた値は目標値である。

		PF-ERL undulator @ 5 GeV		SPring-8 undulator @ 8 GeV	
Beam current		100 mA	100 mA	100 mA	100 mA
Undulator length		30 m	5 m	25 m	5 m
Source size ( $\mu\text{m}$ )	horizontal	37.8	18.2	892	892
	vertical	37.8	18.2	22.8	10.6
Source div. ( $\mu\text{rad}$ )	horizontal	4.1	9.8	37.4	38.4
	vertical	4.1	9.8	4.3	10
Beam size @ 50 m ( $\mu\text{m}$ )	horizontal	244	510	2761	2813
	vertical	244	510	236	509
Brilliance(ph/s/0.1%/mm <sup>2</sup> /mr <sup>2</sup> )		$6.0 \times 10^{23}$	$7.6 \times 10^{22}$	$2.2 \times 10^{21}$	$5.0 \times 10^{20}$
Flux(ph/s/0.1%)		$1.9 \times 10^{16}$	$3.1 \times 10^{15}$	$9.0 \times 10^{15}$	$2.4 \times 10^{15}$
Coherent flux (ph/s/0.1%)		$3.6 \times 10^{15}$	$4.6 \times 10^{14}$	$1.3 \times 10^{13}$	$3.0 \times 10^{12}$
% beam coherence		19	15	0.14	0.13
Total Power		36.4 kW	6.1 kW	31.2 kw	15.7 kW
Power/Area @ 20 m		2680 W/mm <sup>2</sup>	446 W/mm <sup>2</sup>	4687 W/mm <sup>2</sup>	1894 W/mm <sup>2</sup>

PF-ERL では長さが 200 m の Undulator も検討されている。この場合、熱負荷が SPring-8 の BL-19LXU を上回ることになるため、新たに熱負荷対策を講じる必要がある。現在有力視されている方法の一つは、ダイヤモンド結晶の液体窒素冷却である。表 2.5 はシリコンとダイヤモンドの熱特性を比較したものである。室温のダイヤモンドは、液体窒素で冷却したシリコンとほぼ同程度の熱耐性 ( $|\alpha/k|$ 、 $\alpha$  は熱膨張率、 $k$  は熱伝導度) を有している。ダイヤモンドを 100 K まで冷却すると  $|\alpha/k|$  はさらに二桁改善されるので、200m-Undulator でも使用可能だと予想される。

ダイヤモンド結晶を分光に用いる場合、結晶の完全性が重要である。図 2.39 は数年前に撮影された Type IIa の人工ダイヤモンド結晶のトポグラフである [2]。周辺部に積層欠陥が見えるが、中央部はほぼ完全であることがわかる。結晶育成技術の発達により、現在はさらに完全性の高い大型の (10 mm 角程度) 結晶が得られるようになっている [1]。しかし分光結晶として利用することを考えると、さらなる大型化が望まれる。

次に軟 X 線分光光学系の場合であるが、SPring-8 での経験と VUV・SX 高輝度光源計画における検討結果から判断して、回折格子とそれより上流の光学素子を水冷する方式で熱負荷の問題は

表 2.5: シリコンとダイヤモンドの熱特性の比較

$\alpha$  は熱膨張率、 $k$  は熱伝導度である。 $|\alpha/k|$  は熱耐性の指標であり、この値が小さいほど熱負荷に強くなる。ダイヤモンドの場合、結晶の種類によって熱伝導度が異なる。最も熱伝導度が高いのは Type IIa である。

Parameter	Silicon		Diamond	
	300 K	100 K	300 K	100 K
$\alpha(\text{K}^{-1}) \times 10^{-6}$	2.6	-0.4	1	0.05
$k(\text{W cm}^{-1} \text{K}^{-1})$	1.5	8.8	9 - 20	30 - 100
$ \alpha/k  (\text{W}) \times 10^{-6}$	1.7	0.045	0.11 - 0.05	0.002 - 0.0005

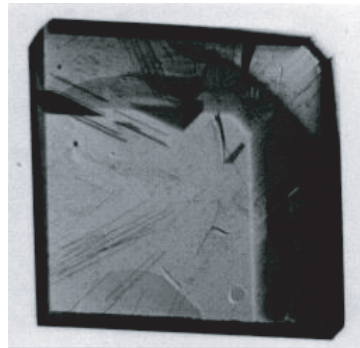


図 2.39: ダイヤモンド結晶のトポグラフ。

使用したダイヤモンドは Type IIa の (001) 結晶で、大きさは  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 0.722 \text{ mm}^t$ 。非対称 220 反射を用いて撮影。 $\lambda = 0.1 \text{ nm}$ 。モザイク度は約 2 秒。

対処できると考えられる [3]。

### 2.6.2.3 コヒーレンスの保存

空間的コヒーレンスを保存するには、X線窓、集光素子（ミラー、屈折レンズなど）、分光結晶、移相子などのビームラインコンポーネントによる波面の乱れを小さく抑える必要がある。軟X線に関しては波長が長くなるためX線より課題が少ない。そこで、以下ではX線の場合についてのみ検討する。

Be 窓に関する計算によると、波長  $0.1 \text{ nm}$  のX線を使用する場合、表面粗さを  $0.2 \mu\text{m}$  (rms) 以下にする必要がある [4]。この条件は Be 窓の表面を研磨することで容易に達成することができる。

ミラーに関しては、まずスロープエラーを小さくする必要がある。PF-ERL の場合、光源から  $50 \text{ m}$  下流でのビームサイズは、 $30 \text{ m-undulator}$  で  $244 \mu\text{m}$ 、 $5 \text{ m-undulator}$  で  $510 \mu\text{m}$  となる ( $E = 8 \text{ keV}$  の場合、表 2.4 参照)。ミラーと試料の距離が  $20 \text{ m}$  だとすると、ミラーのスロープエラーが  $3 \mu\text{rad}$  の場合、ビームサイズは試料の位置で  $60 \mu\text{m}$  広がることになる。現在のミラー作成技術ではスロープエラーを  $2 \mu\text{rad}$  (rms) 以下にすることが可能であるが [5]、熱負荷によってかなりの歪みが生じるおそれがある。次に、表面粗さを小さくすることも必要である。たとえば、波長  $0.041 \text{ nm}$  のX線を  $2 \text{ mrad}$  の角度でミラーに照射する場合、表面粗さを  $0.05 \text{ nm}$  (rms) 以下にしなければならない [4]。これはつまり、一原子層レベルの表面制御が必要だということである。こ

のような厳しい条件を克服するために、大阪大学・超精密科学研究センターでは SPring-8 と共同でプラズマ CVM ( *Chemical Vaporization Machining* ) と EEM ( *Elastic Emission Machining* ) の研究がなされており [6]、ESRF では IBF ( *Ion Beam Figuring* ) の研究がなされている [7]。

分光結晶に関しても、歪みを小さく抑えることが必要になる。図 2.40(a) は Si 111 反射の反射率と位相シフトのグラフである ( $\lambda = 0.15 \text{ nm}$ )。回折 X 線の位相は選択反射領域内で 180 度変化する。したがって波面の乱れを  $\lambda/10$  以下に抑えるには (すなわち位相の乱れを 36 度以下に抑えるには) 入射 X 線の発散と結晶の歪みを選択反射の角度幅  $\omega$  の  $1/5$  以下にしなければならない。図 2.40(a) の計算では  $\omega = 6.6''$  なので、入射 X 線の発散と結晶の歪みを  $1.3''$  以下に抑えなければならない。通常、分光器には (+, -) 配置の二結晶が用いられるが、この場合、位相シフトは結晶一枚の場合の 2 倍になる (図 2.40(b))。なお、波面を保存する分光結晶の配置として、たとえば (+, -, -, +) の四結晶配置を考えることもできる。

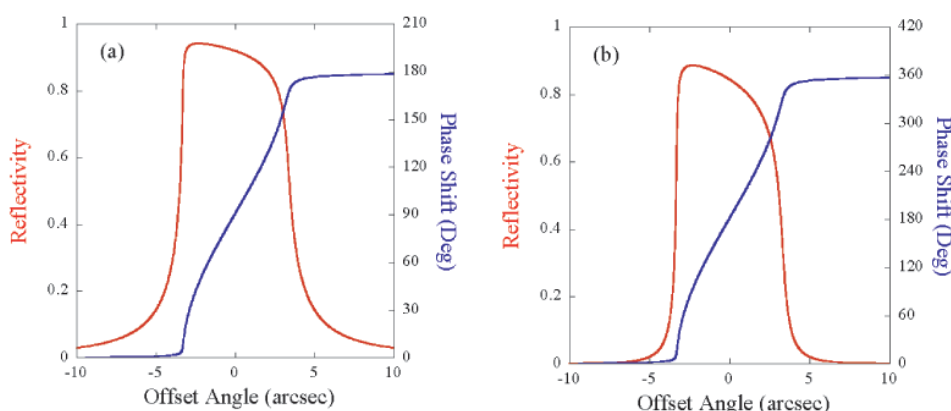


図 2.40: Si 111 反射の反射率と位相シフト。(a) 一回反射の場合、(b) (+, -) の二回反射の場合

#### 2.6.2.4 X線分光光学系におけるパルス伝搬特性

現在 PF では 100 ps、SPring-8 では 30 ps のパルス光が得られているが、ERL ではさらに二桁～三桁短いパルス光が得られる。

そこでまず問題になるのが、結晶における X 線の反射率とパルス長の関係である。Wark らの計算によると [8]、X 線のパルス長が完全結晶の消衰距離 (またはモザイク結晶の吸収距離) よりも短くなると、積分反射強度は減少する。もしこれが事実なら、モザイク結晶を用いる光学系や、完全結晶の高次反射を用いる光学系に深刻な影響を及ぼすことになる。

次に問題になるのが、回折によるパルスの伸びである。結晶の表面で反射される X 線と結晶の内部で反射される X 線は光路長が異なるため、その分パルスが伸びることになる。Si 111 反射の場合 ( $E = 8 \text{ keV}$ )、パルスの伸びは 5 fs 程度なのでほとんど無視することができるが、高次反射になるとパルスの伸びは数十 fs になる [9]。

#### 2.6.2.5 軟 X 線分光光学系におけるパルス伝搬特性

光源でどんなに短いパルスの X 線を発生しても、分光光学系によってそのパルス幅が広がるようなことがあっては意味がない。例えば、単純に考えて光学素子の中心に当たった光と端の方に当たった光とでその光路長に差があったら、その分だけ到達時間に差が生じ、結果的にパルス幅

を広げることになりかねない。そこでここでは、ミラーと回折格子それぞれに対して、そうした効果が本当に現れるのかを検討する。

まず、ミラーについて検討する。いわゆるフェルマーの原理として知られているように、A点で発生した光がミラー上のP点を通ってB点にいたるときの集光条件は、光路長 $AP+PB$ がPの座標によらず一定であることである。従って、集光点で見える限り光路長に差は無く、パルス幅は保存されることになる。これを実際に確認するため、図2.41のような可変偏角の不等刻線間隔平面回折格子分光器を例に、一本一本の光線の光路長をレイトレースによって計算した。ここではミラーの寄与だけを知りたいので、回折格子は平面鏡に置き換えて（入射角と出射角を等しくして）計算を行った。また、一般論としての計算であるため、光源は標準的な蓄積リングとアンジュレータを仮定している。図2.42に光源から試料位置までの光路長の分布を示す。50 eVでも800 eVでも光路長の分布は非常に小さい( $10^{-7}$  m以下)ことがわかる。なお、二つのエネルギー間で光路長が違うのは偏角が違うからであり、本質的な意味はない。この結果からパルス長の広がりを見積もると、図に示した通り fs 以下のオーダーとなり、ほとんど影響は無いことがわかる。

次に回折格子について考えてみると、集光条件は $PA+PB+nm\lambda = \text{一定}$ となる。ここでnは中心から数えた溝の番号、mは回折次数、 $\lambda$ は波長である。つまり、隣りあった溝に当たった光の光路長が、互いに $m\lambda$ だけ異なっているということになる。例えば波長として $30 \text{ \AA}$ (約400 eV)を考えた場合、10000本離れた溝に当たった光の光路長は互いに $30 \mu\text{m}$ 異なっているはずである。これは時間にして100 fsに相当するので、パルス幅に影響を与える可能性がある。この簡単な考察から、もしエネルギー分解能を高めようとして回折格子の照射範囲を広げるとパルス幅が広がってしまうということが予想される。

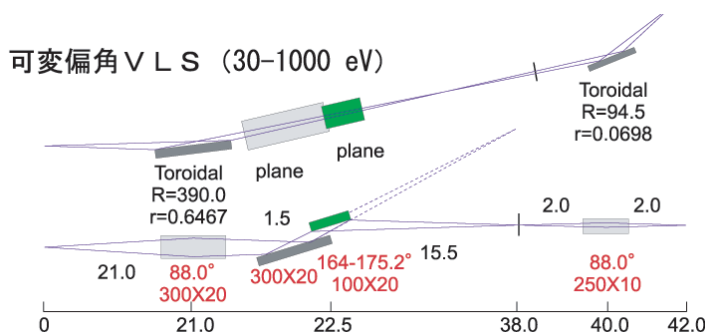


図 2.41: レイトレースに用いた光学系の模式図。回折格子の刻線密度は 600 l/mm。

ミラーの場合と同様にレイトレースで光路長を計算した結果を図2.43に示す。パルス幅の広がりには図に示したように800 fs (50 eV) および37 fs (800 eV) であり、特に50 eVの場合(波長が長い上に回折格子の照射範囲も広い)に無視できない影響が出ている。なお、回折格子の照射範囲は $\sigma$ にして約16.5 mm (50 eV) および12.0 mm (800 eV) で、溝本数に直すとそれぞれ約9900本、7200本に相当する。今、不確定性原理から800 fs, 37 fsがどのくらいのエネルギー分解能に対応するかを見積もってみると、 $E/\Delta E = 9900$  (50 eV), 7600 (800 eV) となり、回折格子の溝本数とほぼ等しくなる。良く知られているように回折格子のエネルギー分解能は照射される溝本数の程度であるから、ここでも我々は不確定性原理から逃げる事が出来ないことがわかる。すなわち、短パルスを必要とする場合には回折格子の照射範囲を不用意に広く取ってはならないということである。



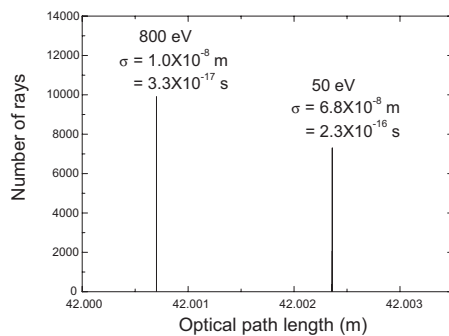


図 2.42: 回折格子をミラーに置き換えた場合の光源から試料位置までの光路長の分布。図 2.41 に示した光学系に対し、レイトレースによって計算した。

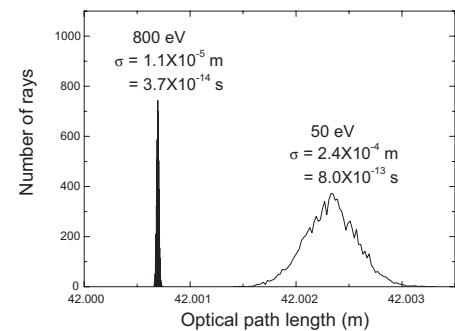


図 2.43: 1 次回折光に対して計算した光源から試料位置までの光路長の分布。

#### 2.6.2.6 レーザーとのポンプ&プローブ実験における同期

PF-ERL を利用したサブピコ秒時間分解実験提案の大多数は、短パルスレーザーで試料を励起し放射光でプローブするポンプ&プローブ実験である(2.1 節参照)。この場合、両者を同期させることが不可欠である。レーザーによるポンプ&プローブ実験では同一のレーザー光を分岐してポンプ光とプローブ光を発生させているため数 fs の精度で同期させることが可能になっているが、この方式を放射光の場合に適用することはできない。

放射光とレーザーを同期するには、基準信号で ERL の電子銃と LINAC、短パルスレーザーを駆動する方式が考えられる(図 2.44) [10]。PF-ERL 放射光源の周波数は 1.3 GHz であるので、基準信号の 1/16 の 81.25 MHz でフェムト秒チタンサファイアモードロックレーザーを発振することにより両者を同期させる。室温の変動と光学素子の振動を低減することも重要である。SPring-8 における放射光・レーザー同期実験ではこのような手法によって数時間にわたりジッターを 2 ps 以内に抑えることに成功している [11]。2 ps 以下の分解能を実現するには放射光とレーザーを同一のストリークカメラでモニターし、時間ジッターをパルスごとに実測してポンプ・プローブ時間差を補正する方法が現実的である。ピコ秒時間分解ラジオリシス実験用に開発された時間ジッター補正システム [12] では最終的な時間分解能として 800 fs が達成されている [13]。将来、超高速 X 線ストリークカメラが開発されれば時間分解能は数百 fs まで改善できると期待される。

PF-ERL の周波数は約 1 GHz、レーザーの周波数はせいぜい 10 kHz であるため、ポンプ&プローブ実験では 99.999% の光を捨てることになる。たとえば PF-ERL の 30m-Undulator では  $E = 8 \text{ keV}$  で  $1.9 \times 10^{16}$  という flux が得られるが(表 2.4)、実際に使用できる flux は  $10^{11}$  程度である(2.1.1.4 節参照)。

#### 2.6.2.7 ナノビーム対応光学素子、集光光学系

ナノビームといっても集光光学系の基本に変化は無く、縮小率、収差、スロープエラーの 3 つによってビームサイズが決まる。ERL の場合には発光点が非常に小さいので、特に縮小率の部分は従来に比べてずっと楽になるのは当然である。すなわち、同じ縮小率でも従来よりもずっと小さい

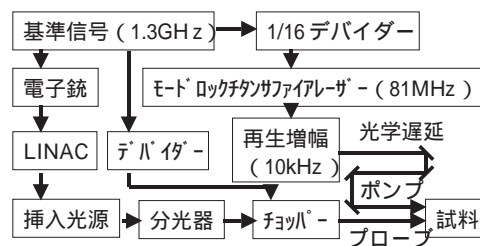


図 2.44: 放射光とレーザーの同期システムの一例。

スポットが得られることになるし、ある大きさのスポットを得るために必要な縮小率もずっと小さくて済むようになる。一方、これも当然のことであるが、スロープエラーには特に留意する必要があると考えられる。というのはスロープエラーの影響は光源がどんなに小さくても変わらないので、相対的にその重要性が増してくるからである。例えば現実的な配置として集光鏡から焦点まで 200 mm を想定すると、 $0.5 \mu\text{rad}$ (約 0.1 秒)のスロープエラーでも像の広がり は 200 nm となり、場合によっては縮小率で決まるスポットサイズよりも大きくなってしまふ。さらに、もう一つ重要なのは光学素子と試料の振動対策であろう。これもスロープエラーと同様、相対的に影響が重要になってくる。集光ミラーと試料との相対的な位置が変わらないようにすることが肝要である。

#### 2.6.2.8 その他の検討事項

この他にも、集光素子・集光光学系の開発と改良、波動光学に基づく計算プログラムの作成など、検討すべき課題はたくさんある。PF だけでこれらの課題をすべて網羅することは到底不可能なので、他の放射光施設との協力が必要であろう。

雨宮健太(東大・理)、平野馨一、間瀬一彦、柳下明(KEK・PF)

## 参考文献

- [1] M. Yabashi, K. Tamasaku, H. Yamazaki, and T. Ishikawa : Proceedings of SPIE, 4500 (2001) 177.
- [2] K. Hirano : private communication.
- [3] 極紫外・軟 X 線放射光源計画検討会議世話人会・加速器仕様策定ワーキンググループ・ビームライン仕様策定ワーキンググループ・利用研究ワーキンググループ編、「極紫外・軟 X 線放射光源計画デザインレポート」(平成 14 年 9 月)。
- [4] Y. Wang, T. Xiao and H. Xu : J. Synchrotron Rad. 7 (2000) 209.
- [5] A. Freund : Summary of Group V, *ICFA Workshop on Future Light Sources*, Argonne National Lab., Argonne, IL, April 6-9 (1999).
- [6] A. Mori et al. : Proceedings of SPIE, 4501 (2001) 30.
- [7] O. Hignette et al. : Proceedings of SPIE, 4501 (2001) 43.
- [8] J. S. Wark and H. He : Laser and Particle Beams, 12(3) (1994) 507.

- [9] S. D. Shastri, P. Zambianchi and D. M. Mills : Proceedings of SPIE, 4143 (2001) 69.
- [10] A. Zholents et al.: [http://erl.chess.cornell.edu/SRI2001\\_proceedings/ZholentsMadisonWS.pdf](http://erl.chess.cornell.edu/SRI2001_proceedings/ZholentsMadisonWS.pdf).
- [11] Y. Tanaka, T. Hara, H. Kitamura and T. Ishikawa, : Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A467-468, (2001) 1451.
- [12] T. Kozawa, Y. Mizutani, M. Miki, T. Yamamoto, S. Suemine, Y. Yoshida and S. Tagawa, : Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A 440 (2000) 251.
- [13] 吉田陽一、古澤孝弘、関修平、田川精一、平成 14 年度理研・日本分光学会装置部会合同シンポジウム「超短パルス電子線・X 線技術の現状と新展開」テキスト (2002) 4.

### 2.6.3 検出系

新しい光源が実現され新しい手法による研究が提案されるとき、計測方法にも飛躍的な進展があれば何 10 倍も効率的に結果が得られるかもしれない。予想していなかった新しい現象も捉えられる可能性がある。新光源計画の中で計測系の開発が重要であることは間違いない。ただし放射光利用実験では計測系への要求は多種多様ですべてを満たす万能検出器や計測システムは存在しない。X 線、光や電子を捕らえる検出器の開発以外にもデータ処理システムの開発など重要な要素がいくつもある。ここでは新光源によって新しい展開が期待される実験手法として「短パルス特性を利用した時分割 X 線測定」と「コヒーレント X 線によるイメージング」に注目して、そのための検出器や計測系の開発テーマについていくつか考えてみる。

#### 2.6.3.1 サブナノ秒応答検出系

物質の構造変化等を放射光短パルス X 線を利用して最短分解時間で調べるためには放射光を発生する電子バンチの最短時間間隔より短い時間で計測すればよい。電子が 1.3 GHz の高周波電場で加速される場合、電子バンチの間隔は 0.77 ns となる。したがって各バンチごとのタイミングで時間変化を観察するならサブナノ秒で応答する検出器が必要ということになる。計測のもっとも基本を考えると、たとえば、ある位置で計測される放射線強度の時間変化を調べるような場合、サブナノ秒で検出器出力 1 パルスを計測することである (図 2.45 参照)。検出器として速い応答を示すものには X 線検出器として使われるシリコン PIN フォトダイオード (Si-PIN PD) やアバランシェフォトダイオード (Si-APD) がある。Si-PIN PD や Si-APD は素子の電気容量が小さければ幅 1 ns 以下の出力パルスも可能である。とくに APD の場合は高周波増幅器との組み合わせにより X 線 1 光子によるパルス出力が可能である。ある 1 個の電子バンチから同じタイミング (ERL を想定して電子バンチの幅は 1 ps 以下と考える) で X 線が入射するときに生じる時間ジッターは検出器の時間分解能による。Si-PIN PD や APD の時間分解能は空乏層中に生じた電荷キャリアの移動時間の差が短いほどよい。つまり素子の厚さが薄いほど良いタイミング性能が得られる。空乏層 100  $\mu\text{m}$  あたり 1 ns というのが時間分解能の目安である。Si-PIN PD, APD を使った X 線検出器なら素子の厚み、大きさの設計によりサブナノ秒応答は可能である。問題はパルス処理回路側にある。たとえばパルスを計数する場合、現存する市販の電子回路系では 300 MHz が限界である。2 つのパルスを別々に処理するのに 3.3 ナノ秒必要ということなので、0.77 ns 以下のパルス処理を実現しようとするときにさらに 4 倍以上速い信号処理を行わなくてはならない。



図 2.45: 電子バンチのタイミング (0.77 ns 間隔) とサブナノ秒検出器の応答。出力波高が時間によって変化していく場合を示す。

### 2.6.3.2 高速データ収集システム

時分割測定として放射線強度分布 (1次元または2次元) の時間変化をできるかぎり短い時間間隔で記録する場合、1次元または2次元検出器の独立・多チャンネルシステムによる高速計測が要求される。そのとき各チャンネルの検出器が1で述べたような高速検出器でデータ収集も電子バンチ間隔以下の時間でできれば時間分割測定におけるもっともよい時間分解能 (最短分解時間) が得られる。高速のデジタルデータ取得の例としてデジタルオシロスコープの波形記録が挙げられる。最近のデジタルオシロスコープでは8ビットの変換精度で数Gサンプル/秒のデータサンプリングを実現しAD変換に要する時間およびメモリへの格納時間は数100 ps以下が可能になっている。開発の難易度および必要なコストはデータ分解能 (AD変換精度)、データ収集速度、必要なチャンネル数につれて上がるが、サブナノ秒またはナノ秒でデータ収集する多チャンネルシステムは分解能が8-10ビット程度ならば独立に処理することで実現可能だろう。ただしシステムの小型化はサブナノ秒パルスのための高周波回路系の集積度がどこまで可能かに依存する。

### 2.6.3.3 高分解能位置敏感検出系

サブミクロン位置分解能やより広い有感領域を有する2次元検出器の開発はイメージングへの応用に必要となっている。現在2次元検出器としてもっともよく使われているCCDの場合、空間分解能は $10\ \mu\text{m}$ から数 $10\ \mu\text{m}$ で有効領域は1辺につきその1000倍から数1000倍である。出力ダイナミックレンジは3桁から4桁である。空間分解能の優れた検出器としてはズームング管が開発され有効領域は数mm径ながら $1\ \mu\text{m}$ 以下の分解能を実現している。単分子構造解析への応用などが期待されるオーバーサンプリング法ではコヒーレントX線を使って微弱な回折強度の精密測定を行う。その場合、回折強度を正確に記録するため検出器には $1\ \mu\text{m}$ 以下の空間分解能、広い有感領域 (1辺数10mm?) とともに出力の比例性が広く確保される (4桁以上?) 必要があるだろう。これらすべての性能を満たすような2次元検出器はまだ存在しないので実験テーマに合わせて必要な性能の検討を行い開発目標を具体化すべきと考える。

### 2.6.3.4 検出器システムの開発体制

検出器本体の開発、信号処理回路系、とくに2次元検出器の場合は $10^6$ を超えるチャンネルを個別に処理するような高集積度、高速データ処理が可能なシステムの開発が必要になるかもしれない。そのためには検出器を応用する研究テーマの専門家だけでなく電子回路やソフトウェアなど各分野での専門家グループによる開発を年限を限って組織的に行うようなプロジェクト研究を進めることが着実な成果を上げるうえで有効だろう。このようなプロジェクトを成功させるには、放射光利用を行う各分野、各施設において計測系開発に軸をおいて研究を進めるような研究者が検出器開発プロジェクトを次々と提案していくようなしくみの検討が必要だろう。KEKでは大規

模な検出器システムの開発を行っている高エネルギー物理分野の専門家の協力を得ることを考慮すべきである。

岸本俊二 (KEK・PF)

#### 2.6.4 エンジニアリング・利用

ERLの特長をフルに発揮するためには、利用サイエンス、光学系、検出系の他に種々の基本的なインフラストラクチャーの性能を向上することが重要である。また、少人数で効率的な共同利用支援を行い、研究対象となる系の特性をフルに生かした研究を行うためには単に光源の性能だけでなく、総合的に研究を支えるシステムが必要となる。ここでは、ERLの特長を生かした新しい放射光源を建設するに当たり検討しなければならないいくつかの点に付いて記す。これらの内のいくつかは新第三世代光源でも技術的開発項目と捉えられており、単に業者に任せただけでは解決が困難ではないかと思われる。従って、放射光コミュニティとして専門家と相談しながら解決策を見出していく必要がある。

##### 1. 振動・熱膨張対策

ERLを光源とする場合、数十 nm 程度のナノビーム光を作ることが出来る。また、回折格子分光器を用いるビームラインでは高いエネルギー分解能を得るためには極めて小さな開口幅の入射スリットを使うことが求められる。この様に微少な位置精度を必要とする場所については熱膨張に依る動き、床振動等による動きを極力抑制する必要がある。

熱膨張に関しては温度の安定化を図れば安定することは自明であるが、実験ホールの環境として  $\pm 0.1$  deg 以下を求めることはコスト面から見て妥当でない。  $\pm 1$  deg 程度の空調環境の中でも熱源のない実験ハッチ内では  $\pm 0.2$  deg 程度で安定している。送風の仕方、熱源の隔離、断熱の仕方の工夫が必要である。また、鉄材の熱膨張係数は  $1.4 \times 10^{-5} \text{deg}^{-1}$  と大きいので、ステンレス鋼、大理石、インバー合金等の材料を適切に選択する必要がある。

振動に関しては床振動に由来するもの、空調等の空気振動に由来するものが等が原因となる。現状の PF 光源棟では機械室が実験ホール、リングトンネルと同じ建屋内にあり、この振動がビームの安定性に影響を与えている [1]。従って、これら機械室は光源棟とは別の基礎とし、震動源にも除震、制震機能を完備する必要がある。これらの機械的床振動の他にも実験に用いるポンプ、チラー類のもたらす影響に関しても研究が必要であるし、空気の流れの変化に由来する振動に付いても研究が必要である。例えば現在の PF 実験ホールの基礎は網目状にコンクリートの枠があり、それに床板が載っている構造であるが、新しい施設ではビームラインを建設し、実験を展開する場所を予め定め、その部分の基礎を強化することも必要であろう。

特に建屋の設計は加速器やビームラインと異なり、建設後 30 年近くの運命を決めることになるので慎重に取り組む必要がある。

##### 2. 電氣的ノイズ対策

機械的な雑音と同時に電氣的な雑音の低減、隔離も重要である。高分解能電子分光実験では「放射光施設では一般的な実験室と比較して高いエネルギー分解能を得られない」ことが通説となっているが、この真の原因は解明されていない。また、これまでの放射光利用経験に照らしても、光子数の統計で決まるだけの S/N 比を実現出来ていない例も多いように見受けられる。

加速器は大電力を使う装置であり、ある意味ではノイズ源である。ERLの特性を十分に生かし

て高精度の実験を行うためには、こういった環境の中で如何にノイズを低減するかという解を見出しておく必要がある。

### 3. 建屋設計の思想

Photon Factory は設計当初に想定した以上の大規模な共同利用を 20 年に亘って行ってきた。日本の放射光施設の職員数は諸外国の施設と比較して数分の一以下であり（例えば ESRF は 600 人、APS は 405 人、SRS は 260 人に対して PF は 80 人）、このような条件下で、少人数で効率的に運転、共同利用支援を行える建屋設計が必要とされる。

一方で、放射光施設の建設費の中に占める建屋建設費の割合は諸外国の場合と比較して大きく、総建設費に大きな割合を占めている。

### 4. 利用実験にOrientした実験環境の構築

放射光は多様な研究に利用されているが、その中でも材料評価へ利用されている割合が大きい。これらの研究では単に常温常圧下のみならず、各種の特殊環境下での実験が求められることも少なくなく、今後こういった方向の研究が拡大する可能性は大きい。現状の PF では排ガス配管を設置することで、各種のガスを利用した実験に対応しているが、今後より複雑で危険性の高い実験を行うことも必要となろう。また、より実環境に近い、例えばエンジン運転中の排ガス触媒の挙動研究や化学反応の追跡、遺伝子操作や放射性同位元素を使用した試料を用いた実験等も求められよう。こういった実験を行うためには、排ガス処理等の環境維持装置、また、万が一の場合も被害が広がらない実験室を予め作っておく必要がある。この良い例が PF の RI エリアであり、これがなければ非密封ラジオアイソトープを使った実験は実現出来なかった。同様にクリーンルーム環境やウエットな実験をその場で行える化学実験室、生物実験室仕様の実験ステーションも求められる。

野村昌治 (KEK・PF)

## 参考文献

- [1] K. Huke, Jpn. J. Appl. Phys., 26 (1987) 285.

## 第3章 加速器研究

### 3.1 ERL の設計とビーム力学

#### 3.1.1 総論

本節では、第1章に概説した ERL 設計に至った過程、採用したパラメータの根拠、今後の研究課題などを列挙する。研究はまだ開始初期の段階にあり、多くの問題はこれから解決すべきものである。

##### 3.1.1.1 ERL の各種の型式

ERL については、第1章図 1.2 に示した基本型のほかに、いくつかの発展した型式が考えられる。それらの概念を図 3.1 に示した。いずれも、電子は番号の順に走る。

図 3.1(a) は同じ線型加速器を 2 回加速（および減速）に使うことで建設費の軽減を意図したものであり、エネルギーの異なる 2 つのビームラインをとれるという利点もある。欠点は 1 つの線型加速器内を同時に 4 つのビームが走るため電流を上げにくいことである。

図 3.1(b) は、基本型（図 1.2）の線型加速器を低エネルギー部分と高エネルギー部分に分割したものである。基本型は、線型加速器の同一点に極端にエネルギーの異なる 2 つのビームが通るためビーム力学上の問題をもつが、(b) はこの比を緩和するものである。

図 3.1(c) は ERL にリングを付設したもので、各電子バンチは線型加速器で加速後、リングを  $n$  回周回した後 ERL にもどされる。これにより線型加速器内での電流はリング内より  $n$  倍低くなる（リングでのシンクロトン放射でエミッタンスを悪化させないために、リング周回時間がリングでの減衰時間より十分短くなければならない。このため  $n$  には上限がある）。通常、リングに蓄積できる電流の方が線型加速器で安定に加速できる最大電流より高いので、放射光挿入光源をリング内に設置すれば基本形の ERL より平均強度の高い光が得られる可能性がある。以上の各種の形式を複合したものも考えられるが、いずれも基本形に比べて技術的難度が高くなる。

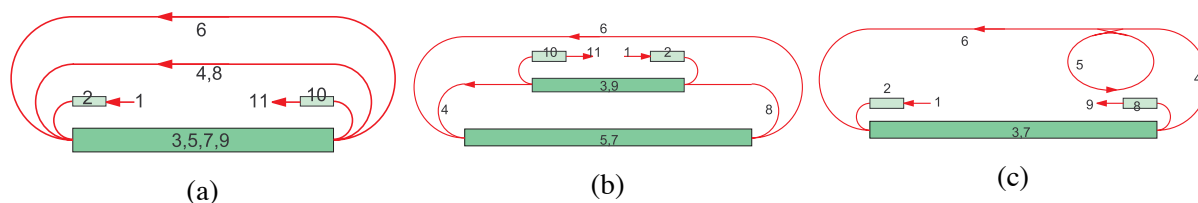


図 3.1: 各種の ERL。

本計画は初めに (c) を検討した。その場合、リングを用いた ERL は技術的に容易でないので、第 1 段階ではリングを通常の第 3 世代放射光リングとして用いることを考えた。これは ERL のような高品質のビームを要求しない利用者（実際は多い）にとって好都合である。当然、リングを用

いた ERL が可能になった時点でも第3世代放射光リングとしての運転を行う場合も考えられる。これは (c) の長所と思われる。しかし、リング自体の建設費がある上に、CW超伝導線型加速器では貯蔵リングへの入射効率を上げにくいので、第1段階でのリング入射のために別にシンクロトロンを建設する必要があると考えられ、当初の建設費が非常に高くなる。このため、本計画では (c) を採用しないことにした。ただし、将来、リングを追加して ERL としての電流を上げる可能性は残されている。

本計画は、第1段階では、線型加速器の加速勾配 10MV/m で 2.5 GeV ビームをつくり、第2段階で 20 MV/m に増強することで 5 GeV ビームを実現することとしているが、第2段階で 2.5 GeV の周回部を加えることにより (a) に移行することも考えられる。建設費の比較 (2.5 GeV の周回部と線型加速器加速勾配増強の比較) は自明ではないが、(a) の場合 2.5 GeV のビームラインも設置できるので、多くの利用者の要求を満たすことができる。しかし、ビーム不安定性から決る最大電流は、加速勾配に比例し、線型加速器を同時に通過するビームの数に反比例すると考えられるので、(a) 型は基本型に比べておそらく 1/4 程度の最大電流になるであろう。このため、本計画では基本型を採用し、かつできる限り多数のビームラインを設けることとした。多数の挿入光源による周回ビームへの影響は十分に研究する必要がある。

(b) はなお考慮に値する。この場合、2つの線型加速器の加速比 (入射エネルギーと加速後エネルギーの比) が同程度になるようにするのがビーム力学上よいと思われるので、低エネルギー側の線型加速器は 200 MeV 前後になると思われる。しかし、この方法はビーム不安定性の問題には効果がないという研究報告もあり、この必要性に関しては試験加速器で経験を得ることがもっとも望ましい。実際、低エネルギー側の線型加速器の規模はちょうどその程度である。

### 3.1.1.2 ビームの性質に関する要請

#### ビームのパルス構造

電子の平均電流の最大値として 100 mA を目標とする。この値は主に線型加速器でのビーム不安定性で決る。一方、この平均電流のバンチへの配分に関しては基本パラメータとしては 1.3 GHz のすべてのバケツに配分して  $77 \text{ pC} \times 1.3 \text{ GHz} = 100 \text{ mA}$  としている。しかし、希望するビームのパルス構造は放射光利用者によってかなり異なる。バンチ内電子数が多くバンチ間隔の広いビームを必要とする利用者もあり、逆の場合もある。したがって、ビームのパルス構造を広い範囲で変えられることが望ましい。この点、ERL は FEL (瞬間電流が閾値を超えないと発振しない) より有利であるがバンチ内電子数については上限がある。ひとつは、電子銃から出る電子のエミッタンスがバンチ内電子数の関数であり、低エミッタンスを必要とする場合はバンチ内電子数の上限が低くなることである。また、入射部および周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射の効果もバンチ内電子数の上限に影響する。

#### エネルギーの拡がり

電子ビームのエネルギーの拡がりは長尺アンジュレータを挿入する場合特に重要である。エネルギーの拡がりを与える原因として

1. 線型加速器入射時の拡がり、
2. 線型加速器内でのバンチ長および短距離ウェーク場の影響、
3. 周回部の偏向磁石におけるシンクロトロン輻射、
4. 周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射、



などがある。(1)は加速とともに(相対値としては)減少するので大きくはないが、加速比が100程度の場合は無視できないであろう。(2)は、バンチ長1 ps(rms)でバンチ電荷が小さいときは $0.5 \times 10^{-4}$ になる。(3)は、周回半分で現在採用しているラティスでは

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.364 \times 10^{-4} \times (E/5\text{GeV})^{2.5} \quad (3.1)$$

であり、5 GeVの場合は無視できない。(4)は、バンチあたりの電荷 $Q$ およびバンチ長による。バンチ長1 psの場合はビームパイプによる遮蔽がないとき、peak-to-peakのエネルギー差

$$\Delta E_{p-p} = 3\text{MeV} \times \frac{Q}{\text{InC}} \quad (3.2)$$

程度と評価される(遮蔽はビームパイプ内径を2 cmにしても効果は薄い。1 cmにすれば顕著な効果があるが、真空の問題があるのでこれはむずかしいであろう)。したがって、バンチ電荷77 pCの場合でも、2.5 GeVではpeak-to-peakの相対幅 $0.9 \times 10^{-4}$ に達する。バンチ長100 fsのバンチを周回させた場合は、上式の係数は約60 MeVになり、かつ遮蔽は全く寄与しない。したがって、線型加速器入口からすでにバンチ長100 fsにするのは望ましくない。バンチ長100 fsを得るためには(エネルギー幅の問題だけからみても)コヒーレント輻射の詳細な研究が必要である。

### バンチの長さ

ERLの利点のひとつはバンチ長を短くできることである。1 psは容易である(これより長いものはエネルギーの拡がりの問題がある)。利用者の側からはより短くできるように設計することが求められる。バンチ長の下限はバンチあたりの粒子数による。下限を決める要因としては、

1. 線型加速器における高次モード損失、
2. 周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射、

などがある。後者に関して、前項のように線型加速器入射以前に短くしておくことは得策でない(したがって前者は考慮する必要はないと思われる)。加速後に周回部の $R_{56}$ (3.1.3節参照)を利用して次第に圧縮するか、あるいはバンチ長圧縮のためのセクションを別に用意する必要がある。後者の方がコヒーレント輻射によるエミッタンス増加を制御しやすいが、建設費が増加する。設計はまだおこなわれていない。

### エミッタンス

ERLにおけるビームエミッタンスは基本的には電子銃で決まるべきものである。その目標値としては規格化エミッタンス $0.1 \mu\text{m}\cdot\text{rad}$ を採用する。これは5 GeVにおける幾何エミッタンスが1 オングストロームの放射光のための回折限界以下であるように決めたものである。この値は現在の電子銃技術より1桁小さいが、将来実現可能と考えられる。

次の問題は、加速時・周回時におけるエミッタンス増加である。その原因としては、

1. 入射器におけるエミッタンス増加(空間電荷・コヒーレント輻射など)
2. 線型加速器入射点付近での空間電荷、
3. 線型加速器における多バンチビーム不安定性(入射位置誤差・加速空洞設置誤差などをタネとして、加速空洞高次モードで増幅される)
4. 周回部の偏向磁石におけるシンクロトロン輻射、
5. 周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射、

(2)(3)は次節3.1.2の課題であり、最大電流を決めるもっとも重要な因子である。(4)については、水平方向規格化エミッタンスの増加は理論式

$$\Delta\epsilon_{nx} = \frac{55}{48\sqrt{3}}r_e\lambda_e\gamma^6 \int_0^L \frac{H_x}{|\rho|^3} ds = 0.060\mu\text{m} \cdot \text{rad} \times \left(\frac{E}{5\text{GeV}}\right)^6 \quad (3.3)$$

$$H_x = \gamma_x\eta^2 + 2\alpha_x\eta\eta' + \beta_x\eta'^2$$

$\rho$ : 軌道曲率半径,  $r_e$ : 古典電子半径,  $\lambda_e$ : Compton 波長,  $\gamma = E/mc^2$

で評価できる。5 GeV においては  $0.1 \mu\text{m}\cdot\text{rad}$  に比べて無視できない。(5)は、重要な課題であるが今後の研究に俟つ。とくにバンチ長が 100 fs の場合は非常にきびしいと思われる。

### 3.1.1.3 エネルギー回収率

エネルギー回収率は ERL の性能を評価する重要なパラメータであるが、線型加速器の加速空洞に入力されたエネルギーの何割が線型加速器にもどされるかという意味ではすでに JLAB において 99.98% という高い値が実現されている。これをはるかに大きな規模の加速器で再現するためには、周回後のビームの減速位相の精密制御、減速完了間際でとくに顕著になるビーム不安定性の緩和、などがとくに重要な課題になる。

一方、実際的には、大電流運転における消費電力を極小化するという観点からは、全加速器に供給した電力の何割が線型加速器にもどされるか、ということが問題である。全加速器に供給した電力とは、入射器が消費するもの、および線型加速器の冷凍機が消費するものなどを含む。前者を下げるには入射エネルギーを下げる必要があるが、加速比が大きすぎるとビーム不安定性のためビームを十分減速させることが難しくなり、エネルギー回収率が下がる。後者は 2.5 GeV (5 GeV) の場合次節(3.2節)に述べるように 2.3 MW (9 MW) に達するので、入射エネルギーが 20 MeV 程度以下であれば、前者の寄与は十分小さいとしてよいであろう。

### 3.1.1.4 ビーム損失

周回ビームの一部が1周の間に失われると当然エネルギー回収率が下がる。しかし、損失率が  $10^{-4}$  のように大きい場合でも、電力損失としては極端に大きなものではない。ビーム損失に関して、これよりはるかに重要な問題は放射線である。後述するように(3.9節)、電流 100 mA の場合、損失率が  $10^{-5}$  でも非常に厚い遮蔽が必要になる。したがって、ビーム損失の許容値としては、十分に集中した場所での損失上限  $10^{-6}$ 、全体に拡散される量の上限としては  $10^{-7}$  程度の値を要求すべきであろう。これは貯蔵リングの1周あたりの損失上限としては厳しいものではないが、1回通過のビームラインとしては非常に厳しい。この要求を満たすためには、ビームハロー生成のメカニズムの詳細な理解が不可欠である。とくに重要な問題は線型加速器入射時に加速位相が大きすぎて、周回時にエネルギー差のために失われるものであろう。これらの粒子は線型加速器入射以前に除去する必要がある。

### 3.1.1.5 今後の研究課題

ERL の技術はビーム力学の点のみから見ても今後の研究を必要とする部分が多い。特に、

- 線型加速器内部・周回部のラティスの最適化、

- 線型加速器におけるビーム力学、とくに加速空洞・磁石・周回部などの誤差を含むビーム不安定性の研究、
- 入射部・周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射の効果、
- フィードバック系の研究、
- ビームハロー生成メカニズム、
- 挿入光源によるビームへの影響（挿入光源として FEL を使うことも原理的には考えられる。そのビームへの影響はとくに興味ある問題である）。

などが重要である。これらの問題は計算機シミュレーションによってかなり研究が進められるが、最終的には 100~300 MeV 程度の試験的 ERL をつくることが望ましい。試験機に用いられる装置はそのまま実機に移すことができるので建設費総額の上でもむだになることはない。

### 3.1.2 主線型加速器のビーム力学

主線型加速器（リニアック）の目的は周回粒子を加速し、減速することである。粒子は一回目（ビームの入射時）にリニアックを通過する時は加速され、二回目（周回ビームの帰還時）に通過する時には減速される。これをリニアックの側から見た場合、2種類のエネルギーの違うビームが通過することになる。つまり、2種類のビームが同時に安定に通過できるようなビーム輸送系（ラティス）を考えることがERLを作る上でとても重要である。本節では、必要なビーム電流値（閾値電流）を得る為にビームが空洞に誘起するウェイク場の効果を評価する。ウェイク場が強いとビームは横或いは軸方向にキックを受け不安定となり、最終的にはビームの散逸に至ってしまう。環流型リニアックでは一度通過した粒子が再びリニアックに戻ってくる為に、同一の粒子が同じ場所で2度のウェイク場を発生することになる。その為、ウェイク場の振る舞いは通常のリニアックとは大きく異なる。ウェイク場の効果がうまく打ち消し合うようなラティスをさがすことがERLでは重要である。ここでは、このような観点からERLでは、最適なラティスは何か？ウェイク場を押さえる上で注意すべきは何か？を考察することにする。

#### 3.1.2.1 主線型加速器のラティス

リニアックのラティスの基本型は、3台の四重極磁石を1組（トリプレット）とした輸送系の繰返しとする（図3.2参照）。これはビームの閾値電流を可能なかぎり上げるために、 $\beta$ 関数を小

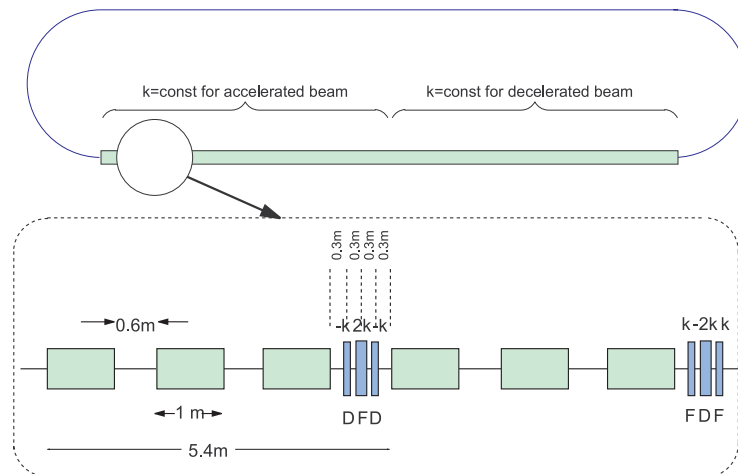


図 3.2: シミュレーションに用いた主線型加速器ラティスのモデル。

さくするためである。四重極磁石の強さ（ $k$  値）については、加速をしない場合に単位セル当たり（10.8 m/セル）の位相進みが  $\pi/2$  になるように設定する。また、加速空洞 1 台に対する加速勾配は 20 MeV/m と仮定し、単位セル通過するごとに 120 MeV 加速されるものとする。リニアック全体ではセル数を 42 とすると全長で約 450 m、加速エネルギーで 5.04 GeV となる。従って、電子の初期エネルギーを 5 MeV とした場合、リニアック通過後の電子のエネルギーは 5.045 GeV まで加速されることになる。ウェイク場によるビーム不安定性を極力押さえるという観点からリニアックの輸送光学系として、以下の 2 つの場合を考える。

1. リニアック部を 2 つに分け、前半分については  $k$  値が加速ビームについて一定になるように磁石を配置し、後半分については減速ビームについて一定になるように配置する (non-RFQ 型)。

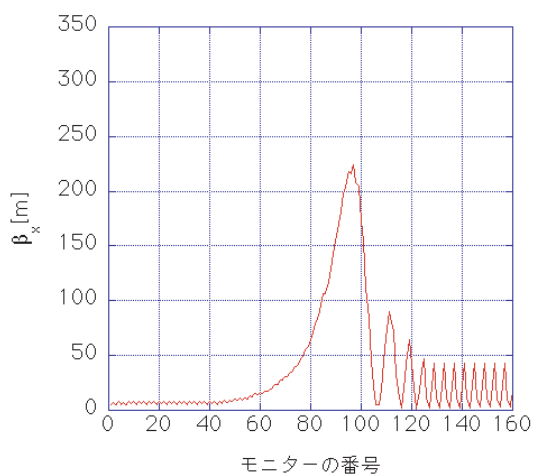


図 3.3: non-RFQ 型の ERL のリニアックに沿った  $\beta$  関数の振る舞いを示す。モニター番号 85 までは、加速ビームの  $\beta$  関数の振る舞いを、モニター番号 86 以降は、減速ビームの  $\beta$  関数の振る舞いを示している。

2. ビームの収束（発散）を RF 空洞により行い、リニアックに沿った各地点で加速ビームと減速ビームが同じ  $k$  値の収束（発散）力を受けるようにする (RFQ 型)。

ここで、RFQ 型の ERL が non-RFQ 型の ERL に比べてもつ難しさについて指摘する。今、RFQ による収束（発散）力が  $A \sin \omega t + B$  で与えられるとする。加速ビームと減速ビームに対して同じ  $k$  値をサイン曲線の山と谷で得るためには、

$$\frac{B + A}{B - A} = \frac{E_{fin}}{E_{ini}} \quad (3.4)$$

でなくてはならない。ただし、 $E_{ini}$  は加速ビームのエネルギー、 $E_{fin}$  は減速ビームのエネルギーである。今、リニアックの入射又は出射端で RFQ を考えた場合、それぞれ、 $E_{ini} = 5 \text{ MeV}$ 、 $E_{fin} = 5.045 \text{ GeV}$  と与えられるので、 $B - A$  は  $B + A$  に比べて 1000 分の 1 小さいことになる。つまり、RF 振幅を少なくとも  $10^{-5}$  以下の精度で安定化させる必要があることを意味する。

閾値電流は、周回（アーク）部の位相進度  $\psi$  にも強く依存するので、常時、最適値に合わせられるようにこの輸送系は柔軟性を持つ必要がある。ここでは、アーク部輸送系の転送行列として、簡単に、

$$R = \begin{pmatrix} \cos(\psi) + \alpha \sin(\psi) & \beta \sin(\psi) \\ -\frac{1+\alpha^2}{\beta} \sin(\psi) & \cos(\psi) - \alpha \sin(\psi) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

とする。ここで、 $\alpha, \beta$  はビームが最初にリニアックを通過した時の出射部での  $\beta$  関数である。non-RFQ 型の ERL の場合についてリニアックに沿った  $\beta$  関数の振る舞いを示したものが図 3.3 である。モニターはリニアックに沿って 85 個並べられていて、各モニターはバンチを 2 回観測する。モニター番号の前半部は加速ビームの  $\beta$  関数、後半部は減速ビームに対する  $\beta$  関数である。

$f$ [GHz]	$R/Q$ [ $\Omega/m^2$ ]	$Q$
2.5751	$23.8 \times 10^4$	$5.0 \times 10^4$
1.8731	$8.69 \times 10^4$	$7.0 \times 10^4$
1.8643	$6.54 \times 10^4$	$5.0 \times 10^4$

表 3.1: TESLA 型加速空洞の高調波。効果の大きい3つの高調波を選択した。

### 3.1.2.2 横方向のビーム不安定性

横方向のビーム不安定性を検討する上で、ドイツ TESLA 型の加速空洞を想定し、この空洞のウェイク場の特性を利用して議論する(表 3.1 [1])。ウェイク場を押さえ、閾値電流を上げるために必要なことは、 $\beta$  関数を小さし、ウェイク場の周波数を共鳴的に1つの周波数に集中させないでばらつきを持たせ、かつアーク部の位相進度を最適値にあわせることである [2]。この方法により閾値電流は、バンチ構造にあまり依存せず、non-RFQ 型のラティスについては 100 mA、RFQ 型については 600 mA 達成できることがシミュレーション結果からわかった。

以下、この3つの条件が、どのようにして理解されるかを簡単な模型を使って述べる。まず、エネルギー  $E$ [eV] の電子が、バンチ当り  $N$  個の粒子からなり、 $\alpha$  バケツごとに  $t_b$  の距離をおいて走っているものとする。環流型リニアックは周長、 $T = (m + 1/2)t_b/\alpha$  で、一か所に長さのない加速空洞が一台設置されているとする。バンチごとに誘起される単一モードのウェイク場がこの空洞に蓄積されるとして表現すると、ビームが安定かどうかは、以下の式でウェイク場の強さ  $W_0$  に対して  $\lambda$  が正の虚部を持つかどうかで表すことができる。

$$1 = \sum_{\pm m} \frac{\pm C}{2i} e^{i(m/\alpha+1)\lambda} \frac{\exp[-\frac{\omega t_b}{2Q}(1 - \frac{1}{2\alpha}) \pm i\omega t_b (1 - \frac{1}{2\alpha})]}{1 - \exp[-\frac{\omega t_b}{2Q} \pm i\omega t_b + i\lambda]} \quad (3.6)$$

$$C \equiv \frac{eNW_0R_{12}}{E} \quad (3.7)$$

ここで、 $R_{12}$  はアーク部の転送行列の 1, 2 成分である。Krafft が最初に示したように [3]、ウェイク場が弱い場合には、

- $R_{12} \sin \omega T > 0$  の時は常に安定。
- $R_{12} \sin \omega T < 0$  の時には閾値電流  $I_{th}$  が存在して、

$$I < I_{th} = \frac{E\omega}{(R/Q)cQ|R_{12} \sin \omega T|} \quad (3.8)$$

で安定となる。

であることが示される。以上から可能なかぎり閾値電流を上げるには  $R_{12}$  を下げることで、つまり、 $\beta$  関数を下げるのが望ましいことが理解される。

しかし、ここで重要な点は、ウェイク場が強い場合で、かつ  $R_{12} \sin \omega T > 0$  の時は、常にビームは安定となるわけではないという事である。これは、式 (3.6) を解くことで理解できる。実際、式 (3.6) を解いてビームの横方向振幅の増大率 ( $\lambda$  の虚部) を求めるとシミュレーション結果とよく一致することが確かめられる(図 3.4 参照)。図 3.4 は、アーク部の位相進度  $\psi$  を変化させることで横

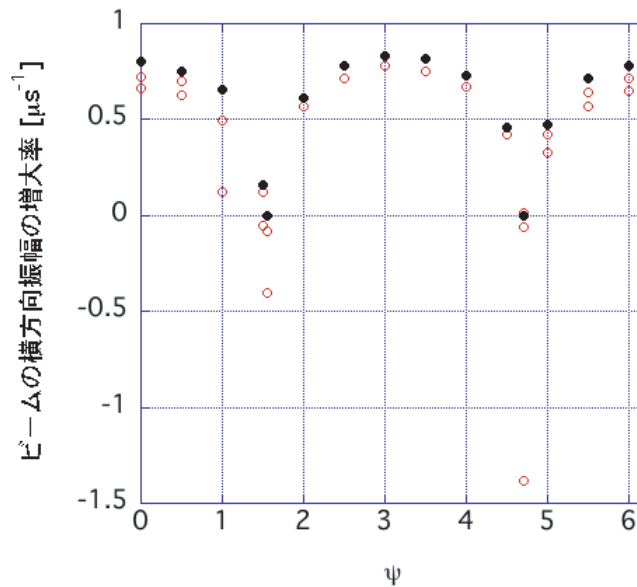


図 3.4: 電流を 100 mA にした時の、ビームの横方向振幅の増大率の理論値とシミュレーション結果。横軸は式 (3.5) の  $\psi$ 。リングの一周は 923 m。ビームのエネルギーは 500 MeV。ウェイク場による高調波は表 3.2 で与えられるとした。初期ビームは横方向に  $20 \mu\text{m}$  ずらして入射した。○は理論解。●はシミュレーションを示す。

f[GHz]	R/Q [ $\Omega/\text{m}^2$ ]	Q
2.5751	$6 \times 42 \times 23.8 \times 10^4$	$5.0 \times 10^4$

表 3.2: TESLA 型加速空洞の高調波。最も効果の大きい高調波を選択した。

方向振幅の増大率が大きく変化することも示している。ここで考えた環流型リニアックは、一か所にウェイク場が蓄積され、収束発散を繰返す (FODO) セルーつからなるリニアック部と式 (3.5) のアーク部から構成され (図 3.5 参照)、ウェイク場による高調波は、表 3.2 で与えられるとした。

ここまで、環流型リニアックで十分な閾値電流を得るためには、 $\beta$  関数を小さくすること、適切な位相進度  $\psi$  を選ぶことが重要であることを議論してきた。これらの考察によって、何故リニアックのラティスとして non-RFQ 型と RFQ 型を考えるのかも理解できる。

ウェイク場によるビーム不安定性を押さえる点で重要なのは、各空洞を起点とした時の一周の  $\beta$  関数の位相進度を適切なものを選んでいくかどうかである。実際のリニアックでは空洞は異なった位置に複数個配置されていて、ウェイク場も異なった位置にたっている。リニアックのどの位置をビームが通過するかによりビームのエネルギーは異なるので、アーク部の位相進度を固定した時、各空洞を起点とした時の一周の  $\beta$  関数の位相進度は各々異なる。このことは、電流を上げていくほどに各空洞が発生するウェイク場にとって適切な  $\beta$  関数の位相進度を選択することが難しくなっていくことを意味している。つまり、 $\beta$  関数の位相進度は、空洞によって大きく異ならないことが望ましい。RFQ 型の環流型リニアックが、non-RFQ 型のものに比べてより高い閾値電流が出せるのは、収束発散力 ( $k$  値) を加速ビームにも減速ビームにも一定になるようにしているか

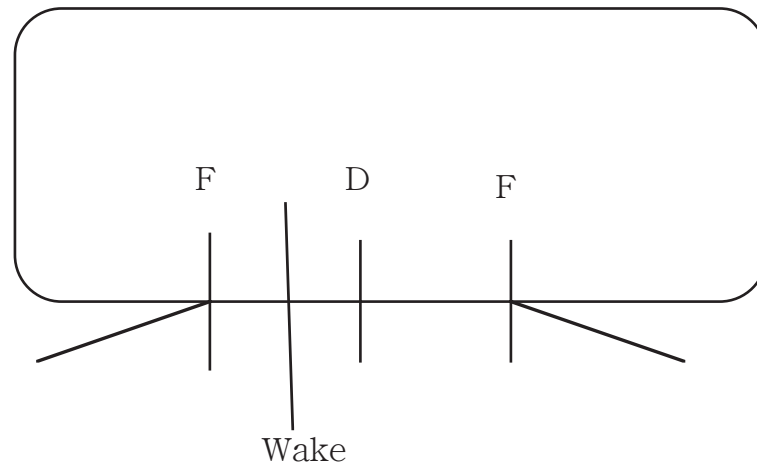


図 3.5: 環流型リニアックの模式図

らである。

しかし、要求される閾値電流を出すには、これだけでは不十分である。図 3.4 を見ても判るように、単一モードのウェイク場がリニアックの一か所でたつ時ですら、ウェイク場が強い場合には、ビームの増大率を負にできる  $\psi$  の領域が極端に狭まる。従って、ウェイク場がリニアックの複数か所でたつ場合には、ビームが安定に存在できるような位相進度  $\psi$  が作れなくなるからである。一般に、加速空洞ごとにたつウェイク場の周波数にばらつきをもたせることで共鳴効果が緩和され、ビームの閾値電流を上げることができる。

以上から、リニアックには複数の種類の加速空洞が必要であるが、加速器の性能をあげるうえで、各加速空洞のウェイク場の周波数のずれがどのくらい必要か、リニアックに各加速空洞をどのように配列したら良いか、また、加速空洞の配列と適切なアーク部の位相進度の関係はどうか、という点について明かにする必要がある。ここでウェイク場の周波数のずれは、ガウス分布に従うものとする。それは、以下の式が示すようにガウス分布は  $Q$  値を下げる効果があるからである。

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(\omega+x)t}{2Q}} \sin(\omega+x)t \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \\ &= e^{-\frac{\omega t}{2Q} - \frac{\sigma^2 t^2}{2}} \left(1 - \frac{1}{4Q^2}\right) \sin\left(\omega t - \frac{\sigma^2 t^2}{2Q}\right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

ウェイク場の周波数のずれの大きさを変化させた時、閾値電流が non-RFQ 型と RFQ 型のラティスでどう変化するかを示したものが図 3.6 である。これから non-RFQ 型のラティスを採用した場合は、ウェイク場の周波数のずれを 10 MHz 程度にすれば閾値電流を 100 mA にでき、RFQ 型のラティスを採用した場合は、ウェイク場の周波数のずれを 5 MHz 程度にすれば閾値電流を 600 mA にできることが判る。

ここで、さらに興味深いのはこのように周波数をずらしたウェイク場をリニアックにどのように配列するかによって閾値電流が異なることである。non-RFQ 型のラティスの場合その依存性は弱い、RFQ 型のラティスの場合には、それは強く現れる。例えば、RFQ 型のラティスで図 3.7 のような配列をした場合と図 3.8 のような配列をした場合とで閾値電流を比較すると、図 3.8 のように配列した方が高い閾値電流を得ることができる。図 3.7 と図 3.8 を比較してその違いを考察すると、リニアックの入出射端に行くほど周波数のずれ ( $\delta f$ ) が大きくなるように規則的に加速空洞が配列されているかどうかによりその違いを見いだすことができる。ある加速空洞に着目したとき、



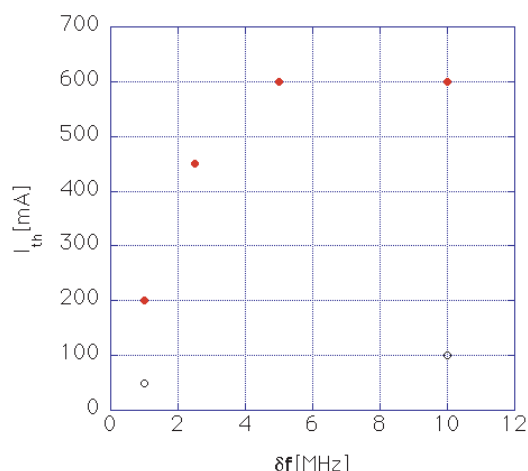


図 3.6: ウェイク場の周波数のずれと閾値電流の関係を示す。横軸はウェイク場の周波数のずれの幅 (rms、平均二乗平方根) を表す。初期ビームは横方向に  $20 \mu\text{m}$  ずらして入射した。○は non-RFQ 型、●は RFQ 型の場合の閾値電流を示す。

その空洞は加速ビームと減速ビームの2つのウェイク場を感じる。リニアックの入出射端では、この2種類のビームエネルギーは大きく異なるが、中央ではあまり異ならない。このことが、ウェイク場の配列を対称においた方が閾値電流が上がる原因と考えられる。

さらに、図 3.7、図 3.8 から最適な  $\psi$  が各配列によって異なることに注意する必要がある。これは実際リニアックを作る際、どの空洞がどのウェイク場の周波数のずれを生成させるかを知っていないと最適な  $\psi$  をアーク部に設定できないことを意味している。

### 3.1.2.3 軸方向のビーム不安定性

軸方向のウェイク場によるビーム不安定性も横方向と同様に議論できる。それは、軸方向のウェイク場を

$$W_{\parallel} = W e^{-\frac{\omega t}{2Q}} \left( \omega \cos \omega t - \frac{\omega}{2Q} \sin \omega t \right) \quad (3.10)$$

と表し、参照粒子が乗る位相  $t_0$  の周りで展開した時、その位相からのずれを  $z/c$  と書くと

$$W_{\parallel} = W e^{-\frac{\omega t_0}{2Q}} \left[ \omega \cos \omega t_0 - \frac{\omega}{2Q} \sin \omega t_0 + \frac{\omega^2 z}{c} \left( \left( -1 + \frac{1}{4Q^2} \right) \sin \omega t_0 - \frac{1}{Q} \cos \omega t_0 \right) + \dots \right] \quad (3.11)$$

と展開できるからである。

$f$ [GHz]	$R/Q$ [ $\Omega$ ]	$Q$
1.3	900	$2.6 \times 10^7$
2.4517	142.488	$2.5 \times 10^5$

表 3.3: TESLA 型加速空洞の軸方向の基本波と高調波。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{基本モードに対して} \\ \text{HOM に対して} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} 1 = -\frac{C'}{1-e^{-\frac{\omega t_b}{2Q}}} - \frac{C'e^{i\lambda(\frac{m}{\alpha}+1)}}{1-e^{-\frac{\omega t_b}{2Q}+i\lambda}} \\ 1 = -D \sum_{\pm} \frac{\pm}{2i} \left[ \frac{e^{(-\frac{\omega}{2Q} \pm i\omega)(1-\frac{1}{2\alpha})t_b}}{1-e^{(-\frac{\omega}{2Q} \pm i\omega)t_b}} \right. \\ \left. - \frac{e^{(-\frac{\omega}{2Q} \pm i\omega)(1-\frac{1}{2\alpha})t_b+i\lambda(\frac{m}{\alpha}+1)}}{1-e^{(-\frac{\omega}{2Q} \pm i\omega)t_b+i\lambda}} \right] \end{array} \quad (3.12)$$

ただし、

$$\begin{aligned} C' &= \frac{eN\omega^2 W_0 R_{56}}{EcQ} e^{-\frac{\omega t_b}{2Q}(1-\frac{1}{2\alpha})} \cos \left[ \left(1 - \frac{1}{2\alpha}\right) \omega t_b \right] \\ D &= \frac{eN\omega^2 W_0 R_{56}}{Ec} \end{aligned} \quad (3.13)$$

を解くことによってビーム安定性の議論をすることができる。ビームの軸方向のウェイク場のパラメータを表 3.3 に示す [2]。

軸方向のウェイク場の振幅は、式 (3.13) によると  $R_{56}$  (アーク部の転送行列の 5,6 成分) に比例するので、ビーム安定性の議論は  $R_{56}$  をどの範囲で 0 にする必要があるかということに関係する。基本モードについては  $C'$  が  $Q$  値に反比例していることから安定性には大きな影響を与えない。高調波 (HOM) については、閾値電流 100 mA に対しては  $-0.04 \text{ m} < R_{56} < 0.06 \text{ m}$ 、600 mA に対しては  $-0.25 \text{ m} < R_{56} < 0.35 \text{ m}$  の制限を与える。しかし、横方向の場合と同様 HOM に関し、non-RFQ 型の ERL に対しては 10 MHz の周波数のずれ、RFQ 型の ERL に対しては 5 MHz のずれが期待できるので、 $R_{56}$  に対する実際上の制限としては、

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{non-RFQ 型の ERL で 100 mA の時、} \\ \text{RFQ 型の ERL で 600 mA の時、} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} R_{56} = -10 \text{ m} \sim 10 \text{ m} \\ R_{56} = -1.5 \text{ m} \sim 3 \text{ m} \end{array} \quad (3.14)$$

となる。これは実質的には  $R_{56}$  に制限を与えないことを意味する。

しかしながら、ビームの入射には注意が必要である。図 3.9 は、 $R_{56} = 0$  の時、リニアックの終端部でビームがどのように振舞うかを示しているものである。図 3.9 よりビームのエネルギーはウェイク場の効果で一時的に設計値のエネルギーよりも大きな値をもつ。その値は  $\omega = 2\pi \times 1.3 \times 10^9$  に対して、

$$\begin{aligned} \text{空洞の数} \times eNW\omega \sum_{j=n-\frac{m}{\alpha}}^{n-1} e^{(-\frac{\omega t_b}{2Q}+i\omega t_b)(n-j)} \\ \simeq \text{空洞の数} \times It_b W\omega T \end{aligned} \quad (3.15)$$

と評価できる。今の場合、閾値電流  $I_{th} = 100 \text{ mA}$  に対して、空洞の数  $252 \times 3.4 \text{ [MeV]} = 0.85$

[GeV] となる。これは、17%のエネルギーのずれをビームに与えることになる。一方、十分時間が経った時のエネルギーシフトは以下のように評価でき、

$$\begin{aligned} & \text{空洞の数} \times eNW\omega \left[ \sum_{j=1}^{n-1} e^{(-\frac{\omega t_b}{2Q} + i\omega t_b)(n-j)} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{j=1}^{(n-j)t_b - T > 0} e^{(-\frac{\omega}{2Q} + i\omega)(nt_b - jt_b - T)} \right] \\ & \simeq \text{空洞の数} \times -eNW\omega \frac{e^{\frac{\pi}{2Q}} - 1}{e^{\frac{\omega t_b}{2Q}} - 1} \end{aligned} \quad (3.16)$$

これは、 $1 \times 10^{-5}$  のエネルギーのずれとなる。

このことから、なるべくエネルギー増加を引起こさずに 100 mA 以上の電流を作ることが要求される。これは、ゆっくりと電流値を増やしていくことによって達成できる。シミュレーションによると、0.1 mA ずつ増やしていくとビームを損失することなく、電流を増加させることができる。ただし、入射する際には前回入射したビームが十分飽和してからでなくてはならない。一回のビームの入射に対し、飽和時間は  $Q/\omega \sim 20$  ms と評価できるので、100 mA にするのは約 20 s 必要なことがわかる。

### 3.1.2.4 単バンチ効果

以上、バンチ間でのウェイク場の効果の考察から、non-RFQ 型の ERL では閾値電流が 100 mA、RFQ 型の ERL では閾値電流が 600 mA を達成できることが判った。100 mA の電流は、1 バンチ当たりの電荷量を 77 pC にしてすべてのバケツにバンチを埋めることによって達成することもできるが、一方で、バンチ間隔を広げて 1 バンチ当たりの電荷量を増やす事でも達成することができる。1 バンチの電荷量を増やせば、バンチ内でのウェイク場や空間電荷の効果は無視できなくなると考えられる。本節では、1 バンチ当たりの電荷量を 1 nC にした時にバンチ内でのウェイク場及び空間電荷効果が、エミッタンス、エネルギー幅及びバンチ長の増加にどの程度影響するかを議論することにする。前節同様、TESLA 型の空洞を用いてその効果について考察することにする。

#### 横方向のビーム安定性

まず横方向のビーム安定性について、ウェイク場を以下の式で表す [1]。

$$w_{\perp}(t) = 1290 \times 10^{12} \sqrt{ct/m} - 2600 \times 10^{12} \times ct/m \quad (\text{V/C/m}^2) \quad (3.17)$$

今、入射ビームのエミッタンスは  $1 \times 10^{-7}$  m とする。一つのバンチが ERL を一周した時のエミッタンスの変化を見ると図 3.10 のようになる。モニターはリニアックに沿って 85 個並べられていて、各モニターはバンチを 2 回観測する。モニター番号の後半部分、つまりエネルギーの低いところではウェイク場の効果が増大する様が見てとれる。放射光に利用するビームはモニター番号が 85 の時のものである。この時エミッタンスの増大は無視できることが判る。

#### 軸方向のビーム安定性

同様にして軸方向のビーム安定性についても検討する。この時、軸方向のウェイク場の式は以下のように与えられる [1]。

$$w_{\parallel}(t) = 38.1 \times 10^{12} \times \left( 1.165 \exp \left( -\sqrt{\frac{ct}{3.65 \times 10^{-3}[\text{m}]}} \right) - 0.165 \right) \quad (\text{V/C/m}) \quad (3.18)$$

図 3.11 では、初期のエネルギー幅を  $10^{-4}$  とした時、それがリニアックに沿ってどのように変化するかを 1 バンチ当りの電荷が 1 nC の場合について示している。軸方向のウェイク場の効果によって周回ビームのエネルギー幅は、最終的には数 10% の広がりを持つようになるが、シミュレーション結果によるとビーム損失は生じない。

#### 空間電荷効果

入射ビームのエネルギーが低い場合には空間電荷効果が効いてくると考えられる。横方向及び軸方向の空間電荷力は、

$$\begin{pmatrix} F_x(z, \vec{r}) \\ F_y(z, \vec{r}) \end{pmatrix} = \frac{eN\lambda(z)}{2\pi\epsilon_0\gamma^2(\sigma_x + \sigma_y)} \begin{pmatrix} x/\sigma_x \\ y/\sigma_y \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

$$E_z(z, 0) = - \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{\lambda(\xi - z)}{4\pi\epsilon_0\sigma^2} \times \left[ \frac{|\xi|}{\xi} - e^{\frac{\gamma^2\xi^2}{2\sigma^2}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\gamma\xi}{\sigma} \left( 1 - \text{Erf} \left[ \frac{\gamma|\xi|}{\sqrt{2}\sigma} \right] \right) \right] \quad (3.20)$$

で与えられるものとする [4, 5]。ここで、 $\sigma_x, \sigma_y$  は横方向のビームサイズ。 $\lambda(z)$  は軸方向のビームの分布関数である。ビームが空間電荷効果を受けるとビームサイズは変化するので、それに応じてビームサイズを変化させて空間電荷効果をシミュレートした。その結果、モニター番号が 85 の時、1 nC のビームに対しては 1.5% のエミッタンス増大が、エネルギー幅については  $10^{-4}$  台に押さえられることが判る。また、バンチ長については 2 倍になることが判る (図 3.12、図 3.13 参照)。このような単バンチ効果はエネルギーに強く依存する。図 3.14 はリニアックに入射する電子の初期エネルギーに対して、モニター番号 85 でのバンチ長の rms がいくらになるかを示したものである。初期エネルギーを増大させることで急速にバンチ長の伸びが鈍化することが判る。

菅蒲田義博 (KEK・加速器)

#### 参考文献

- [1] TESLA, 'Technical Design Report', DESY, Hamburg, Germany, (2001).
- [2] Eds. by S. M. Gruner and M. Tigner, CHESS Technical Memo 01-003, JLAB-ACT-01-04 (2001).
- [3] G. A. Krafft, J. J. Bisignano and S. Laubach, Thomas Jefferson Natl. Accel. Facility, Newport News, VA (1988).
- [4] A. W. Chao, *Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators*, (John Wiley & Sons, New York, 1993).
- [5] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics*, (Springer, Berlin, Heidelberg, 1993).

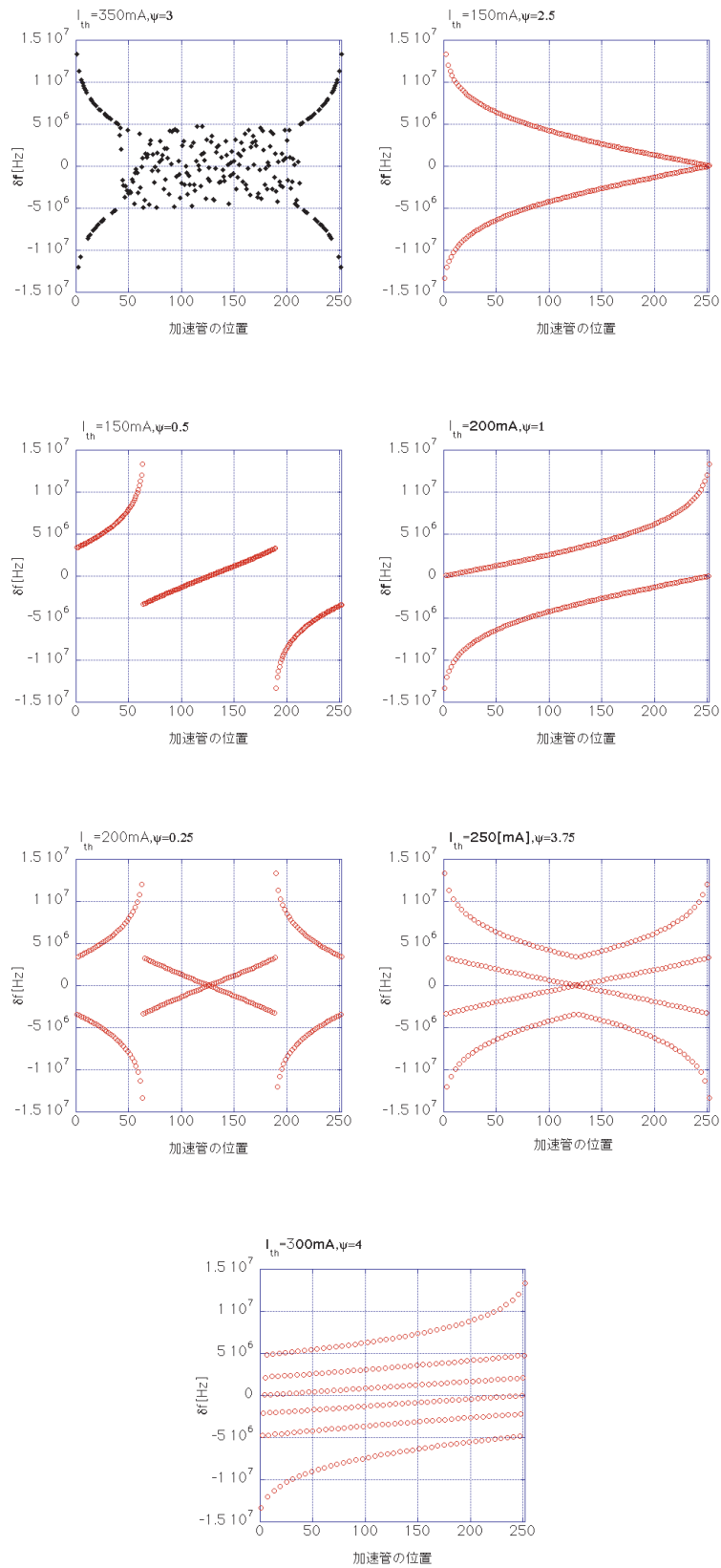


図 3.7: 高調波周波数をずらした加速空洞のリニアックに沿った配列の仕方を示す。7つの図は、配列の仕方及びアーク部の最適位相進度  $\psi$  に依存して閾値電流が変化することを示す。リニアックの加速空洞数は 252 台、各空洞は異なるウェイク場を発生させるものとしている。

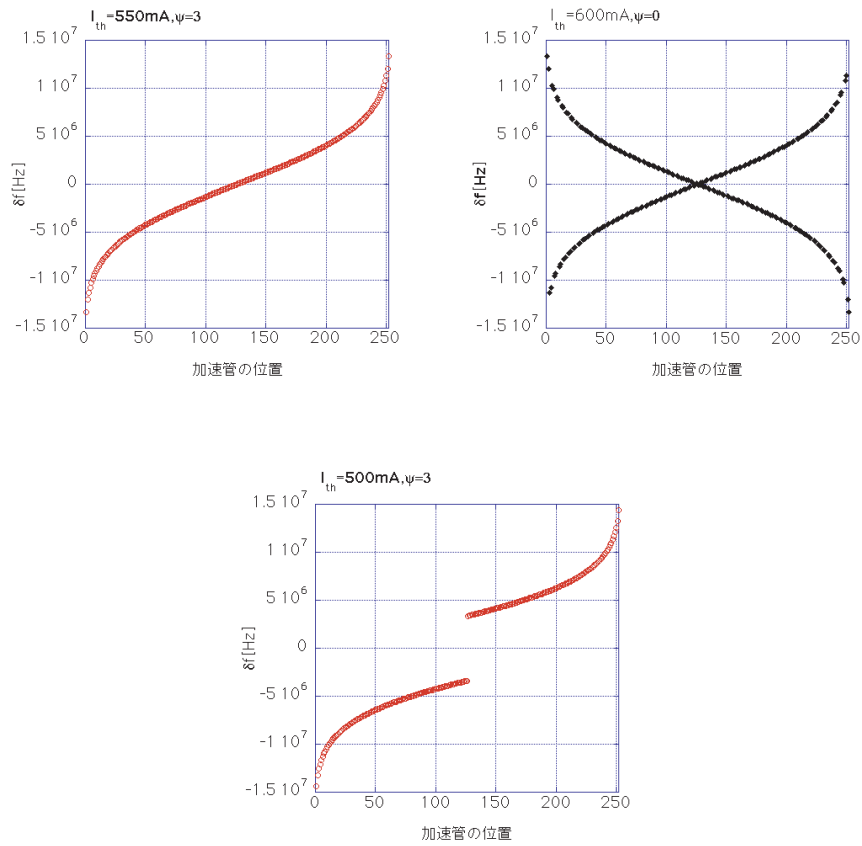


図 3.8: 高調波周波数をずらした加速空洞のリニアックに沿った配列の仕方を示す。空洞配列は、図 3.7 に示した方法に比べ良い対称性を有するので閾値電流が高くなっている。

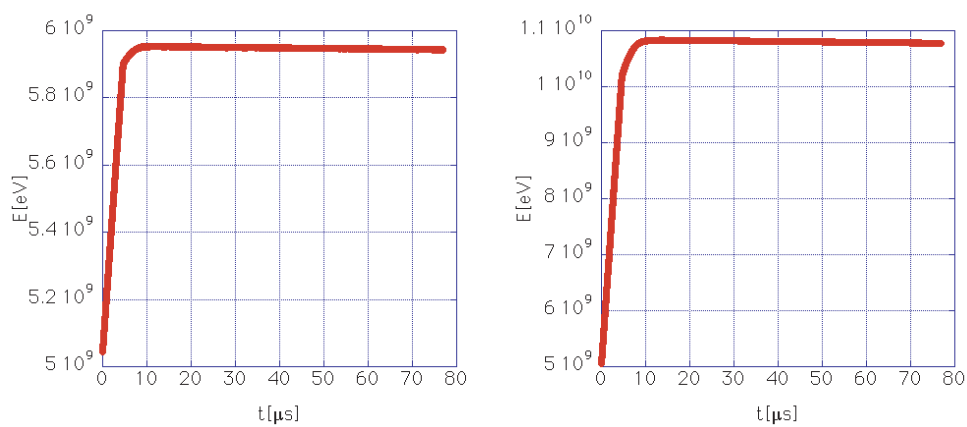


図 3.9: 一気に 100 mA のビームを入射した場合のビームエネルギーの変化 (左図) 及び、600 mA のビームを一気に入射した場合のビームエネルギーの変化 (右図) をそれぞれ示す。

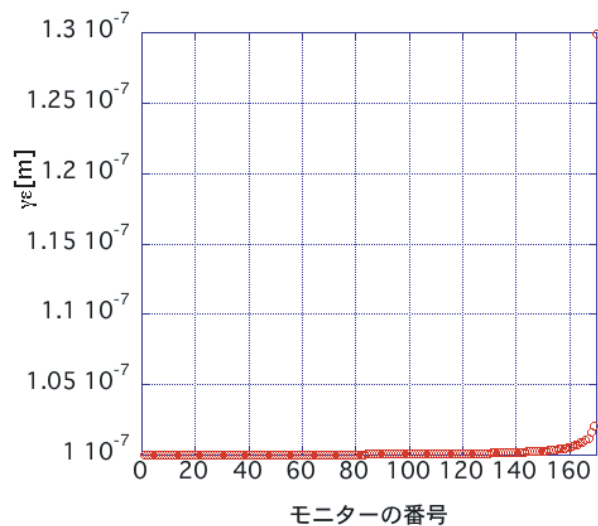


図 3.10: 1 nC のバンチが ERL を周回した時のエミッタンスの変化を示す。モニター番号 85 までは、入射時の加速ビームを、それ以降の番号は、周回時の減速ビームの振る舞いを示す。

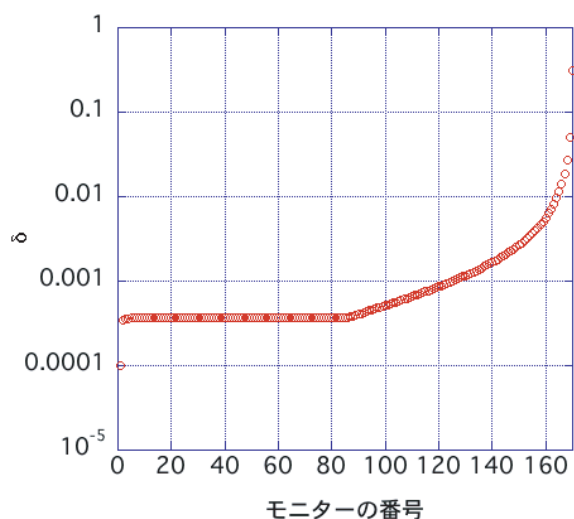


図 3.11: 1 nC のバンチが ERL を周回した時のエネルギー幅 ( $\delta$ ) の変化を示す。モニター番号 85 までは、入射時の加速ビームを、それ以降の番号は、周回時の減速ビームの振る舞いを示す。

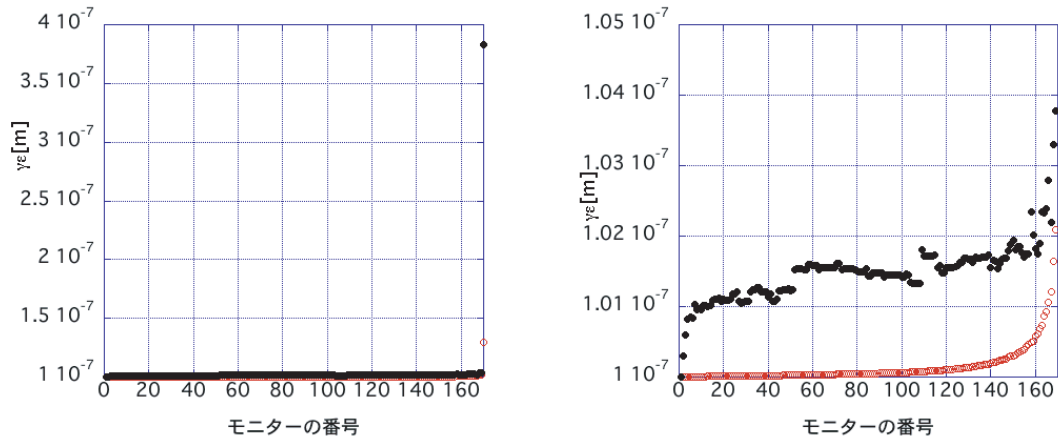


図 3.12: 1nC のバンチが一周した時のエミッタンスの増加 (左図)。右図はそれの拡大図。●は空間電荷効果と単バンチのウェイク場の効果を考慮したもの。○は単バンチのウェイク場の効果のみを考慮したもの。

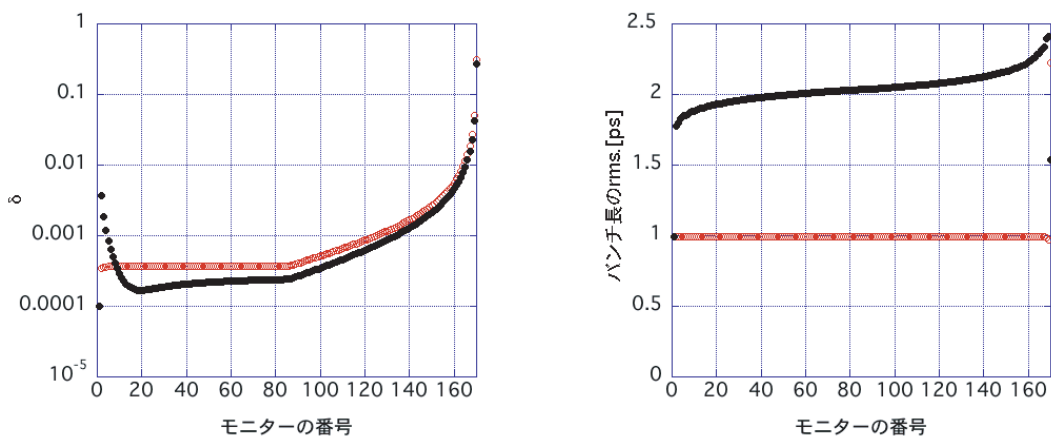


図 3.13: 1nC のバンチが一周した時のエネルギー幅及びバンチ長の変化。●は空間電荷効果と単バンチのウェイク場の効果を考慮したもの。○は単バンチのウェイク場の効果のみを考慮したもの。



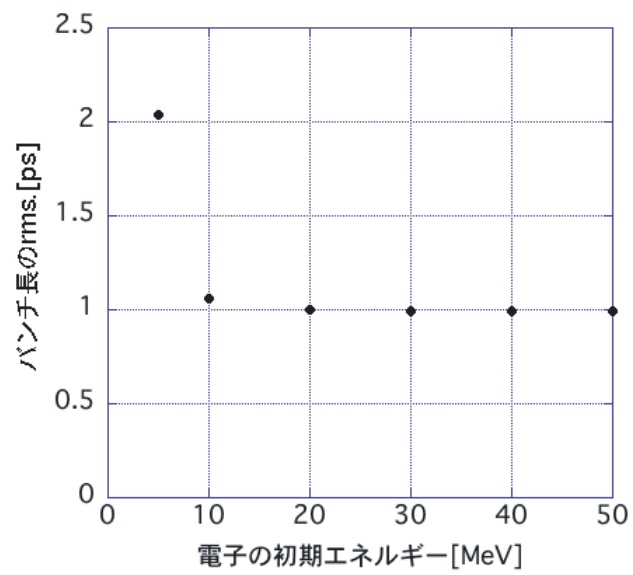


図 3.14: バンチ長の入射電子エネルギー依存性。

### 3.1.3 アーク部のビーム力学

#### 3.1.3.1 はじめに

利用側から ERL に要求される条件を表 3.4 に示す。これらのパラメータを念頭に置き、周回（アーク）部のラティスの設計を行った。

表 3.4: 要求される光源仕様

ビームエネルギー	2.5~5.0 GeV (5.0 GeV Max)
挿入光源の数	5m 級 ~20 本、30m 級 2~4 本
平均輝度@ $\lambda=0.1$ nm(~12 keV)	$10^{22}$ (ph/s/0.1%/mm <sup>2</sup> /mrad <sup>2</sup> )
平均フラックス@ $\lambda=0.1$ nm(~12 keV)	$10^{16}$ (ph/s/0.1%)
パルス長	1 ps 以下、可能なら 100 fs
ビーム安定度	ビームサイズの 1/10 以下

#### 3.1.4 ラティス設計

One-Pass ERL におけるアーク部は、正確にリニアックの減速位相に電子ビームを戻すための帰還路（リターンパス）としての性能に加え、ユーザーに放射光を供給する光源としての性能を備えていなければならない。ERL 計画に対して、利用側から要求されている条件をふまえ、アーク部のラティスに要求される条件を列挙するとおおよそ以下のようなものになると思われる。

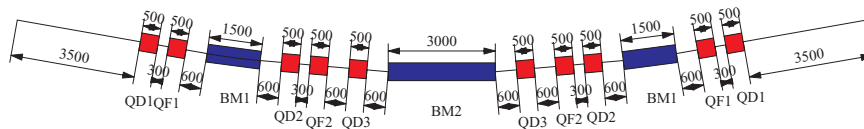
- 20 台程度のアンジュレータが設置できること（利用側からの要求）
- アンジュレータ本数：5 m 級 ~20 本、30 m 級 2~4 本、
- アンジュレータに最適化したラティスであること（無分散かつ最適化ベータ関数）
- バンチ長を制御できること（ $R_{56}$  を制御）
- 帰還後、リニアックの減速位相へ正確にビームを送り込めるよう、周回長を高精度で制御できること、
- KEK サイトに建設できること（敷地制限）。

以上の条件を考慮して、ビームダイナミクス、各種ハードウェア、ビームラインおよび建家の検討を行うに際して、中間報告のたたき台になる基本セル部、拡張セル部、長直線部およびリニアックとのマッチング部のラティスを設計した。

##### 3.1.4.1 基本セル部（7 m 直線部 ~20m）

図 3.15 に基本セルの 1 セル分のラティス（電磁石配置図）を示す。TBA (*Triple Bend Achromat*) を採用し、中央の偏向電磁石は 3 m、両サイドの偏向電磁石は 1.5 m で、偏向角はそれぞれ 10 度、5 度である。四極電磁石は、分散部をトリプレットで、無分散部はダブルレットで構成されている。直線部の長さは、5 m 長のアンジュレータを設置することを想定し、全長 7 m (Q-Q 間) となるように

した。その結果、1セルの長さはおよそ24 mとなる。図3.16に基本セルの典型的なオプティクス  
の例を示す。この例は、*Isochronous* でしかも *Achromat* となるオプティクス  
の例である。なお、



Scale 1/100

図 3.15: 7 m直線部を持つ基本セルのラティス (電磁石配置)

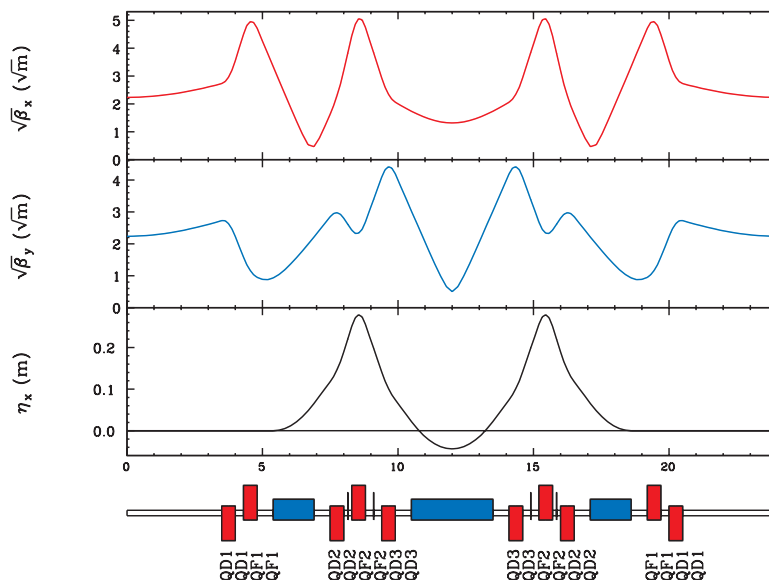


図 3.16: 基本セルのオプティクス。

直線部のベータ関数は、中心で水平垂直方向ともに5 mとしている。*Achromat* にしているのは、  
アンジュレータでのビームサイズをできるだけ小さくしたいためであり、また *Isochronous* にし  
ているのは、電子ビームのバンチ長を一定のままアーク部を通過させるためである。*Isochronous*  
を転送行列の要素で言い換えると、 $R_{56}$  がゼロということである。セルの入り口における進行方  
向の位置を  $z_0$ 、出口を  $z_1$  とすると、 $R_{56}$  を用いて、

$$z_1 = z_0 + R_{56} \cdot \delta \tag{3.21}$$

と書ける。ここで、 $\delta$  は運動量誤差である。上式で、 $R_{56}=0$  と置くと単純に  $z_1 = z_0$  となり、セル  
を進んでも運動量誤差に依存して進行方向の位置は変わらない。すなわち、パス長の変位がない

ということになる。ただし、 $R_{56}$  を零にするにはオプティクス上の工夫が必要で、最も簡単な方法としては、

$$R_{56} = \int_{Bend} \frac{\eta_x}{\rho} ds \quad (3.22)$$

であることより、偏向電磁石部内での上式左辺の積分をゼロにするように分散関数を調整することである。このTBAセルでは、両サイドの偏向電磁石内で水平分散関数を正の値とし、中央の偏向電磁石内で分散関数が負になる部分を作るという方法で比較的簡単に *Isochronous* にすることが可能である。一方、 $R_{56}$  をどの程度変化させることができるかを示したのが、図3.17である。この図3.17は、横軸にセルの中心に水平分散関数の値をとり、縦軸に  $R_{56}$  をプロットしたもので

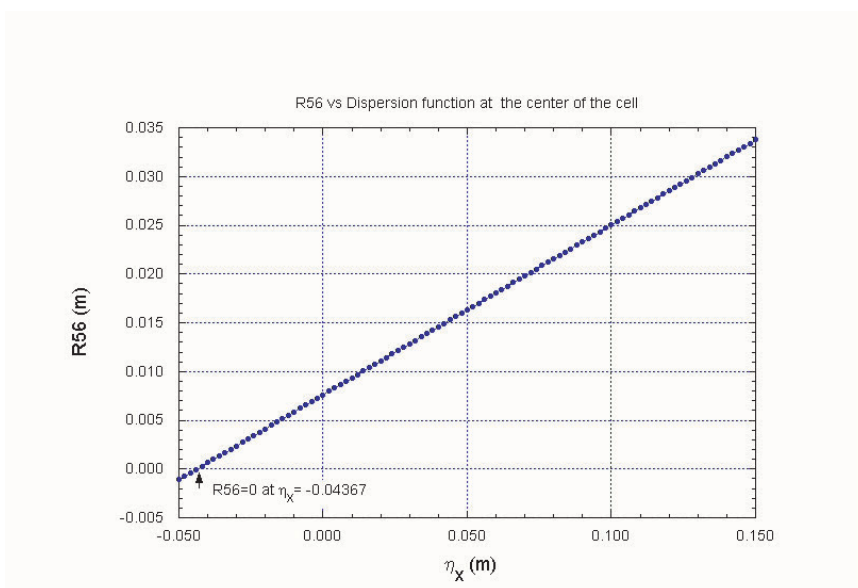


図 3.17: 基本セルにおけるセル中心の水平分散関数と  $R_{56}$  の関係。

ある。ただし、オプティクスの計算にあたっては、直線部の中心のベータ関を 5 m となるように制限を加えている。図 3.17 より、 $R_{56}$  は水平分散関数の大きさに比例して大きくなり、

$$R_{56} = 0.0076123 + 0.17431 \times \eta_x \quad (3.23)$$

なる関係があることが分かる。この関係式を用いて、たとえば  $R_{56}$  を 0.03 m (3.0 cm) としたい場合、セルの中心の分散関数を 0.128 m に設定することによって得られる。

#### 3.1.4.2 拡張セル部

基本セルをベースに 30 m 級のアンジュレータを設置できるように、直線部の長さを拡張したのが、拡張セルである。拡張セルのオプティクスを図 3.18 に示す。分散部はほぼ基本セルと同様であるが、直線部の長さを 35 m とし、オプティクスマッチング用にトリプレット四極電磁石を追加している。図 3.18 のオプティクスは、直線部の分散関数は零の *Achromat* でかつ *Isochronous* となっており、また直線部の中心でのベータ関数は水平垂直ともに 20 m としている。拡張セル長さは、約 60 m となる。

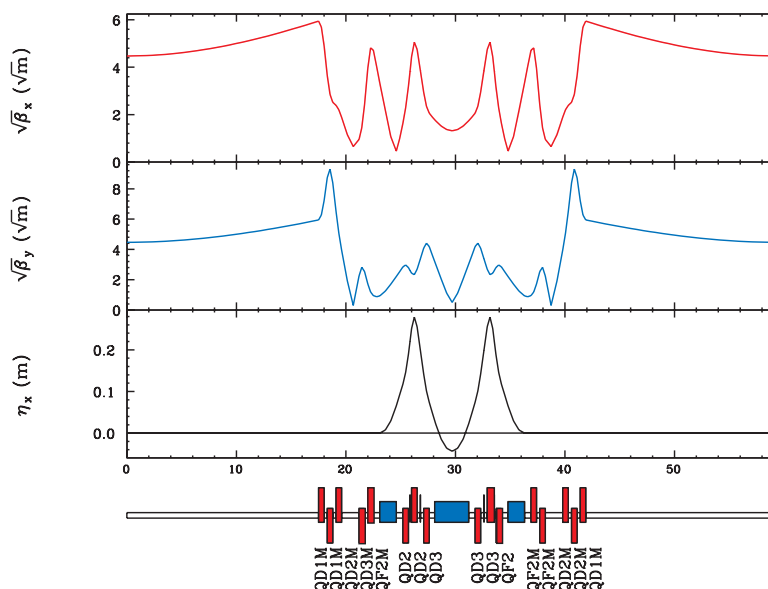


図 3.18: 30 m 直線部をもつ拡張セルのオプティクス。

### 3.1.4.3 $\pi$ アーク部、長直線部およびリニアックとのマッチング部

基本セル 6.5 分と拡張セル 2.5 分をつなぎ  $\pi$  アーク（アーク部半周分）を構成したのが、図 3.19 である。 $\pi$  アーク部に 5 m 級の挿入光源が 6 箇所、30 m 級が 2 箇所設置可能となる。2 つの  $\pi$  アーク部をつなぐ長直線部は、約 280 m を超える長さとなる。ここに、200 m 級アンジュレータを設置することを想定し、直線部中心のベータ関数が水平・垂直ともに 100 m となるようにマッチングをとった。さらに、リニアックとのマッチング部には、アーク部最初と最後の基本セル部とのマッチングをとるためそれぞれ 6 台の四極電磁石を配置した。図 3.20 にリニアックとのマッチング部のオプティクスを示す。リニアック終端のベータ関数は水平・垂直ともに 100 m を仮定し、基本セルで 5 m となるように調整してある。リニアックとのマッチング部から  $\pi$  アーク部、長直線部そして  $\pi$  アーク部およびリニアックとのマッチング部となるアーク部全体のオプティクスを図 3.21 に、主リニアック部を含めた ERL のラティス全体図を図 3.22 に示す。アーク部の長さは約 870 m で、主リニアックを含めると ERL の周長は 1253 m となる。アーク部の電磁石を検討する上で必要となる主要な電磁石のパラメータは表 3.5 に掲載した。

### 3.1.4.4 運動量誤差の影響および補正

通常の蓄積リングの場合と同様に、ERL の場合も線形のラティスがある程度決まった後は、さまざまな誤差の影響を検討し、その誤差の影響が運転上問題となる場合は、何らかの対処を考えていかなくてはならない。ここでは、まず運動量誤差に焦点を絞り、その影響および補正について述べる。ERL で特に運動量誤差に関係して問題となりそうなのは、運動量誤差に依存したパス長の変差 ( $\Delta z$ ) である。その変差は、減速時の RF 位相差となって現れる。ERL では、位相誤差が RF パワーロスにつながるの、特に注意が必要である。また、運動量誤差に依存した水平方向の変差 ( $\Delta x$ ) も重要である。この変差が、減速時にビーム不安定を引き起こす要因となる可能性もある。また、ベータトロン位相進度の変差（リングでいうクロマチシティに相当）も何らかの影響を及ぼすことも予想される。ただし、ERL の場合、運動量誤差をどの程度まで想定すればよいか現時点では定かではないので、ここではとりあえず  $\pm 1\%$  までの範囲で、パス長の変差および水

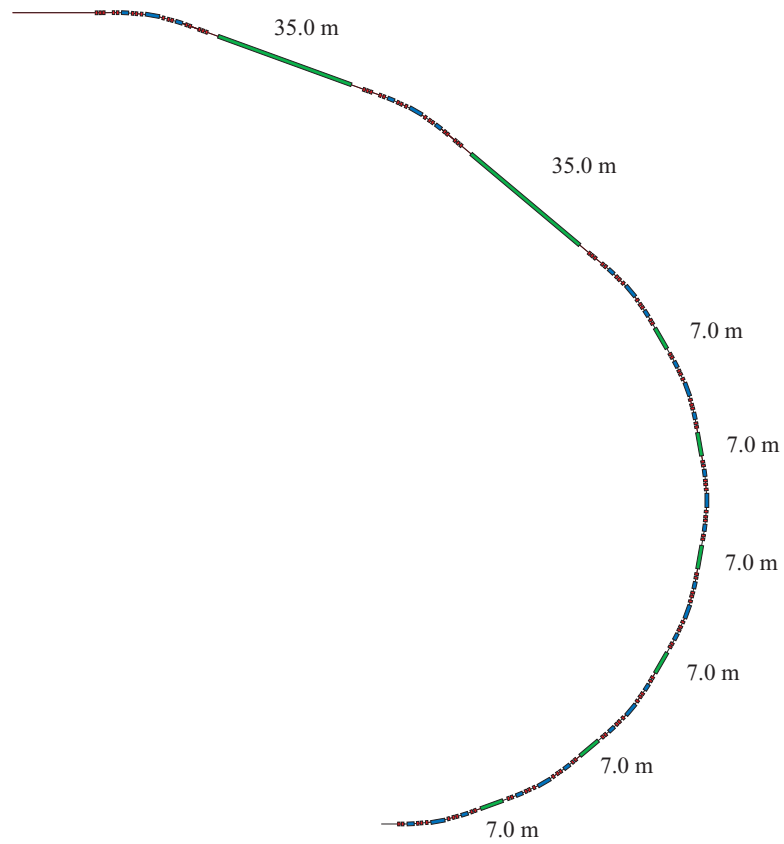


図 3.19:  $\pi$  アークのラティス。

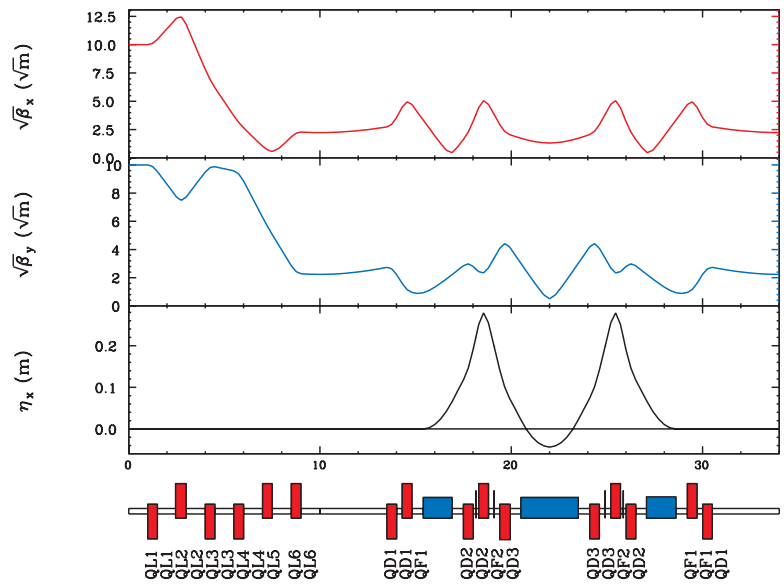


図 3.20: リニアックとのオプティクスマッチング部のオプティクス。

表 3.5: アーク部の主要電磁石パラメータ ( $E=5$  GeV)

偏向電磁石				
	台数	磁石長 [m]	偏向角 [deg.]	磁場強度 [T]
BM1	27	1.50	5.0	0.9696
BM2	18	3.00	10.0	0.9696

四極電磁石				
	台数	磁石長 [m]	$K$ [1/m]	磁場勾配 [T/m]
QL1	2	0.50	-0.1852	-6.1740
QL2	2	0.50	0.4763	15.878
QL3	2	0.50	-0.2124	-7.0813
QL4	2	0.50	-0.2462	-8.2082
QL5	2	0.50	0.0589	1.9647
QL6	2	0.50	0.8507	28.355
QD1	28	0.50	-0.9539	-31.798
QF1	28	0.50	1.1327	37.756
QD2	36	0.50	-0.8088	-26.959
QF2	36	0.50	1.4732	49.108
QD3	36	0.50	-0.9983	-33.276
QF2M	8	0.50	1.4925	49.749
QD3M	8	0.80	-2.4263	-50.549
QD2M	8	0.50	0.4472	14.906
QF1M	8	0.50	-1.2312	-41.041
QD1M	8	0.50	0.7558	25.192
QF2L	2	0.50	1.6185	53.948
QD3L	2	0.80	-2.3712	-49.400
QD2L	2	0.50	0.5437	18.123
QF1L	2	0.50	-0.8917	-29.724
QD1L	2	0.50	0.4175	13.916

六極電磁石				
	台数	磁石長 [m]	$K'$ [T/m <sup>2</sup> ]	磁場勾配 [T/m <sup>2</sup> ]
SF	2	0.20	21.744	1812.0
SD	2	0.20	-22.886	1907.2





け列挙するにとどめる。

- 偏向電磁石からの放射光の影響、
- コヒーレント放射光の影響、
- アンジュレータの影響、
- 誤差磁場、アライメント誤差の影響、
- 軌道安定化の問題、
- アーク部でのビームロスの問題 等々。

小林幸則 (KEK・PF)

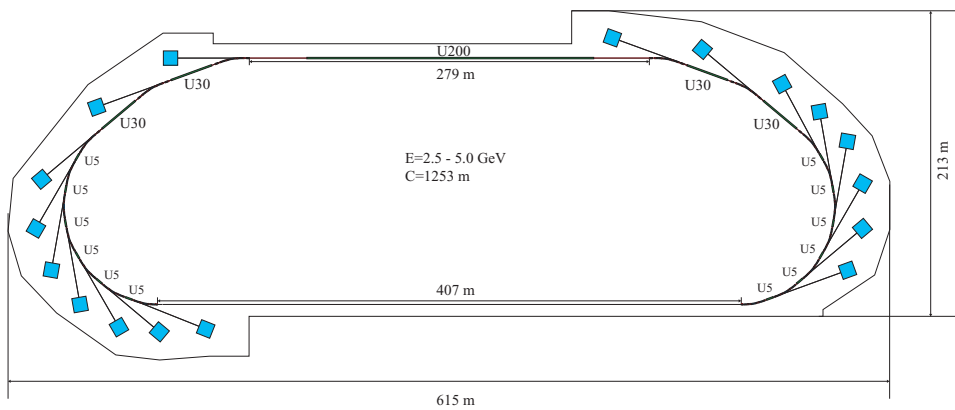


図 3.22: アーク部全体の概略図。

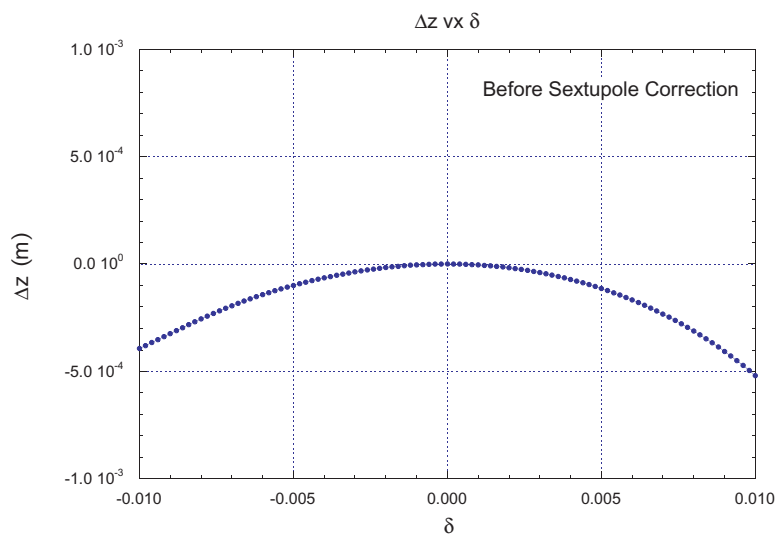


図 3.23: 運動量誤差に依存したパス長の変差 (補正なし)。

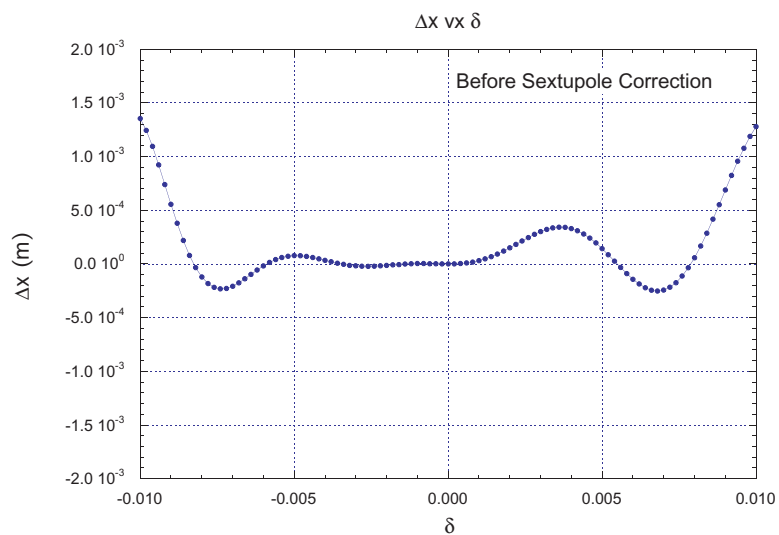


図 3.24: 運動量誤差に依存した水平方向の変差 (補正なし)。

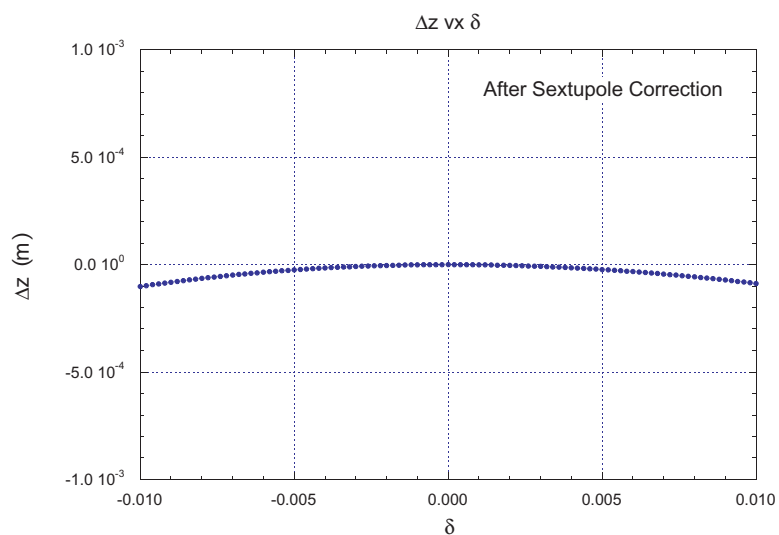


図 3.25: 運動量誤差に依存したパス長の変差 (六極補正あり)。

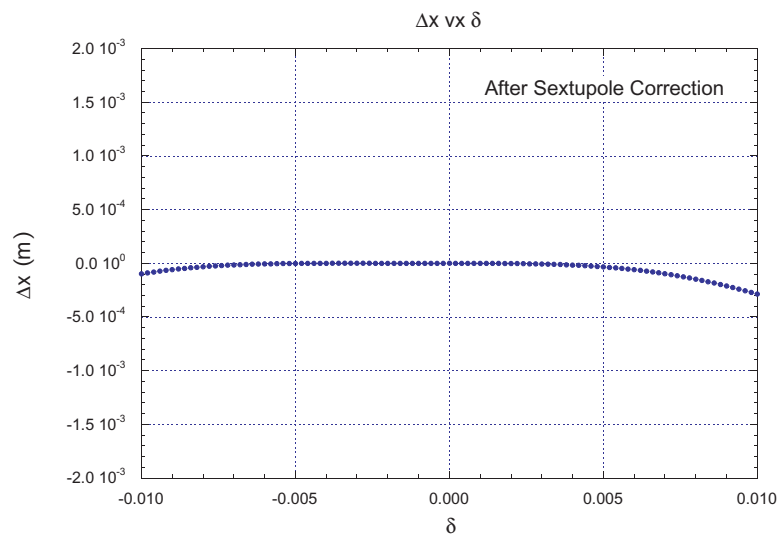


図 3.26: 運動量誤差に依存した水平方向の変差 (六極補正あり)。

## 3.2 主線型加速器

### 3.2.1 Overview

1990年代の電子/陽電子衝突型蓄積リングにおける超伝導加速空洞の大規模応用の成功、トーマスジェファーソン研究所 (JLAB) における原子核物理用環流型超伝導電子線型加速器 (CEBAF) の成功は、超伝導空洞のその後の応用に多くの新分野を開拓した。KEKB のような大電流加速への応用、FEL のような新光源への応用、TESLA 計画への高電界加速空洞への道、SNS の超伝導陽子線型加速器 (リニアック) への応用が上げられる。本 ERL 計画の最重要技術である超伝導空洞によるエネルギー回収は、第二の道、つまり CEBAF のスピノフとして JLAB IR-FEL によって原理実証された [1]。一方、TESLA の開発は 1990 年代当時の加速電界 5 MV/m を 25 MV/m に向上させると同時に、超伝導リニアックの運転に至る多くの成果を生み出している [2]。この成果は、本 ERL 計画でも大いに活用できる。ここでは、この 10 年間の超伝導空洞の研究成果を概観し、本 ERL 計画への超伝導加速空洞の技術的展望を示す。

#### 3.2.1.1 この 10 年の性能向上

図 3.27 は過去 10 年の 1300 MHz (L バンド) 単セルニオブ超伝導空洞で達成された高電界の歴史である。1994 年まで高純度ニオブ材の開発、1400 °C 高温真空熱処理技術の適用、高圧パルスエージング (コネル大学) 等の開発により、加速電界は次第に向上し 30 MV/m に接近した。CERN で原理実証 (1991 年) された超純水高圧洗浄法が 1995 年に KEK、JLAB で L バンド空洞に実用化され、30 MV/m から 40 MV/m への飛躍が起こった。そして、それ以後、加速電界は 40 MV/m 当たりに留まっている。ここに示す 40 MV/m のデータは一例 ( ) を除いて KEK の電解研磨によって達成された結果である。以下の節では、本 ERL 計画の空洞製作で採用されるべき核心技術を紹介する。

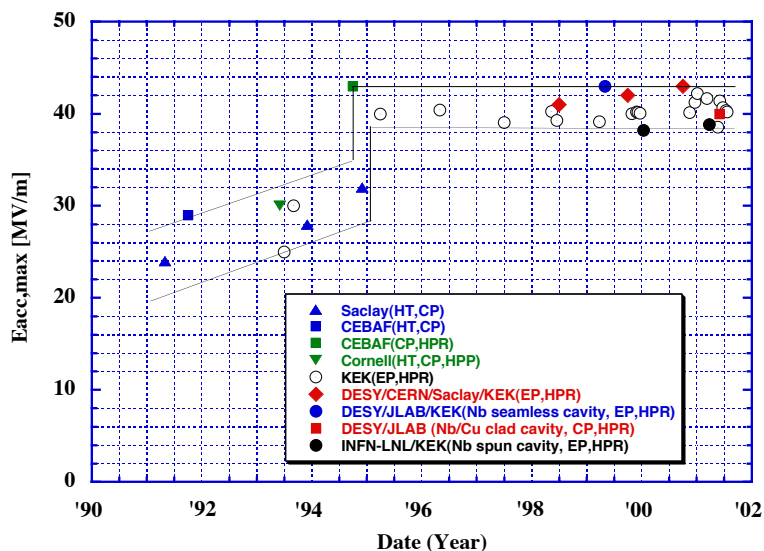


図 3.27: 過去 10 年に渡る超伝導空洞の高電界の向上。

## 3.2.1.2 清浄表面技術：超純水高圧洗浄

図 3.27 に見た様に、超純水高圧洗浄によって超伝導加速空洞の高電界性にステップ的飛躍がもたらされた。この技術は、図 3.28 に示すようにクラス 100 程度のクリーン環境下で、空洞内表面を  $80 \sim 100 \text{ kg/cm}^2$  の水圧で、ジェット洗浄する方法である。この方法により、化学研磨や電解研磨後に空洞内表面に残留するゴミを高率的に除去することができ、清浄表面の製作が容易になった。そして、従来から問題であったフィールドエミッションの問題（主としてゴミが原因で発生する）が解決された。

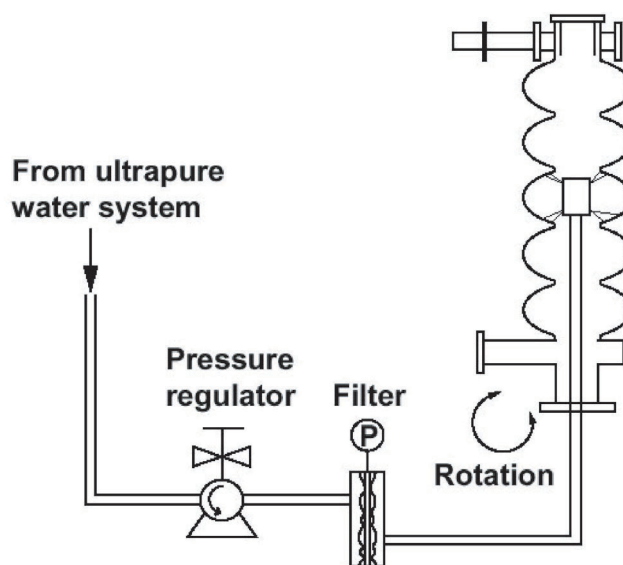


図 3.28: 超純水高圧洗浄技術。

## 3.2.1.3 電解研磨による高電界超伝導空洞

深絞り成形と電子ビーム溶接による従来法で製作したLバンド単セルニオブ超伝導空洞で、KEK は図 3.29 に示すように、電解研磨により世界に先駆けて多数の空洞で  $40 \text{ MV/m}$  の高電界を達成した。一方、化学研磨では  $30 \text{ MV/m}$  以下の高電界しか期待できず、電解研磨が化学研磨よりも高電界性に優れることを明らかにした [3]。その背後には、各々の方法で仕上げられた表面の粗さよりはむしろ、空洞内表面の酸化膜の質が関係していると考えられる。1990 年代には、KEK 以外の研究所では電解研磨より処理法が簡単な化学研磨を採用してきたが、最近では DESY や JLAB でも電解研磨の採用を決め、その設備を建設している。

一方、また図 3.30 に示すように、コネル大学や KEK の研究によりこの  $40 \text{ MV/m}$  の加速電界は、ニオブ材料のスーパーヒーティング磁場 ( $H_{sh}$ ) に由来する理論的限界であることが明らかになった。第二種超伝導体では、下部臨界磁場 ( $H_{c1}$ ) より大きい外部磁場の下では、侵入深さ  $\lambda_L$  の範囲に磁場が侵入する。その侵入磁束は、常伝導と超伝導の混合状態系のエネルギーを最小になるように分布する。超伝導のその応答は、そのエネルギーバランスを決めるために必要な固有時間で決まり、およそマイクロ秒とされている。高周波超伝導空洞では、電磁場の変化がその固有時間に比べて速いので、エネルギーバランスが追い付かず、 $H_{c1}$  よりも高い磁場（高周波磁場）

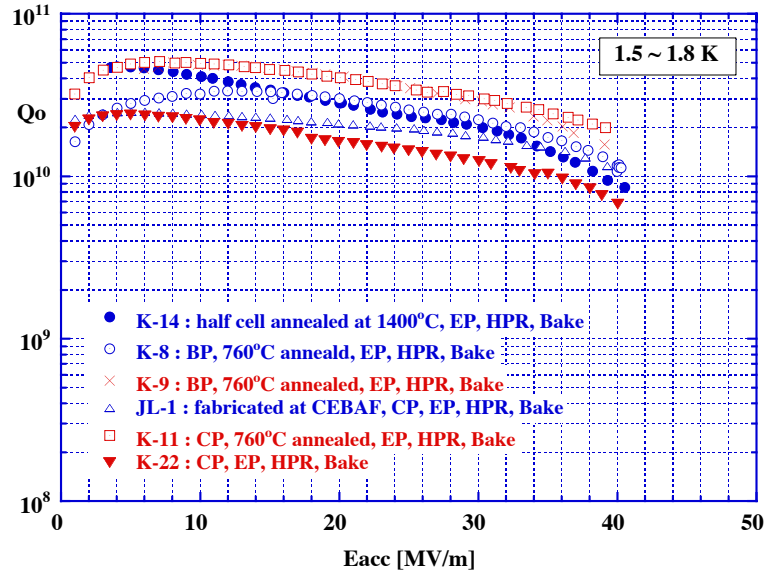


図 3.29: KEK の電解研磨法により達成された高電界 L バンド空洞の性能。

でクエンチすると考えられる [4]。予想される高周波クエンチ磁場の強さは、コヒーレント長  $\xi$  の範囲に凝縮するクーパー対のエネルギーと  $\lambda_L$  の範囲の常伝導磁場のもたらすエネルギーのつり合いで決まり、以下の式で与えられる。ここで  $H_{sh}$  の前の  $1/\sqrt{2}$  は、AC 磁場強さの実効値を考慮する結果である。

$$\frac{1}{2}\mu_0 \cdot \lambda_L(T) \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2}}H_{sh}(T)\right)^2 - \frac{1}{2}\mu_0 \cdot \xi(T) \cdot H_c(T)^2 = 0, H_{sh}(T) = \sqrt{\frac{2\xi(T)}{\lambda_L(T)}} \cdot H_c(T) \quad (3.24)$$

$$H_c(T) = H_c(0) \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right] \quad (3.25)$$

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_{L0}}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}}, \xi(T) = \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} \quad (3.26)$$

図 3.30 は、ニオブの  $H_{sh}$  の温度依存性と各温度でのニオブ超伝導空洞の臨界高周波磁場を比較したもので、臨界高周波磁場はスーパヒーティングモデルで良く説明されることが分かる [5]。超伝導空洞の表面最大磁場  $H_p$  と高周波加速電界  $E_{acc}$  の間には次の線形関係がある。

$$H_p[\text{Gauss}] = a \cdot E_{acc}[\text{MV/m}] \quad (3.27)$$

ここで、定数  $a$  は空洞形状で決まり、KEK の L バンド空洞の場合、 $a = 43.8$  である。 $H_p = H_{sh}$  が超伝導空洞の理論的リミットである。図 3.30 から 2 K では  $H_{sh} = 1800$  Gauss であることから、

$$E_{acc, \max} = \frac{H_{sh}}{a} = \frac{1800}{43.8} \approx 41 \text{ MV/m} \quad (3.28)$$

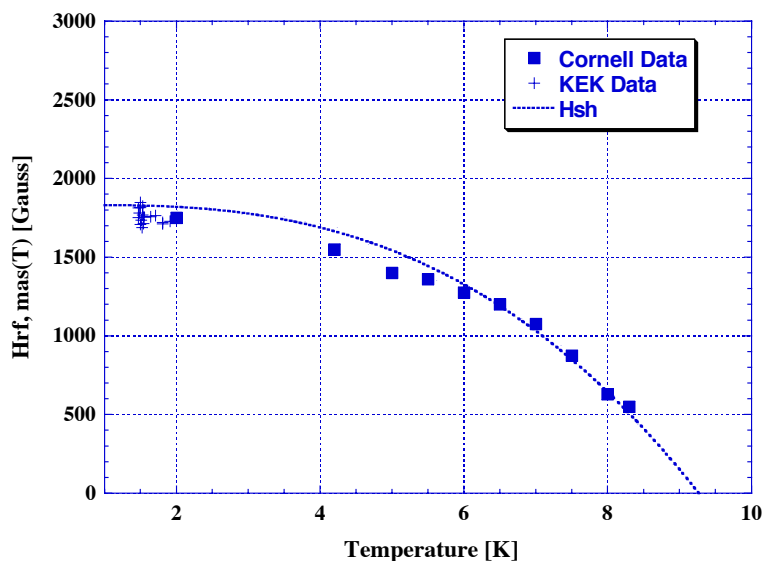


図 3.30: ニオブ超伝導空洞の高周波臨界磁場とス - パ - ヒ - ティング磁場 ( $H_{sh}$ ) の比較。

つまり、40 MV/m はニオブ超伝導空洞の理論的リミットに近く、製作技術は限界に達成していることを示している。

一方、また電解研磨による高電界性は、多連セル空洞でも実証されている。最近の DESY/KEK の共同研究では、4 台の TTF 空洞で図 3.31 に示すように KEK で電解研磨したものは、DESY での化学研磨で得られている性能より明らかに良い結果を示した。本計画では最大 20 MV/m の CW 運転が計画されているが、そうした高電界超伝導空洞の製作技術自体からは大きな問題がないと思われる。

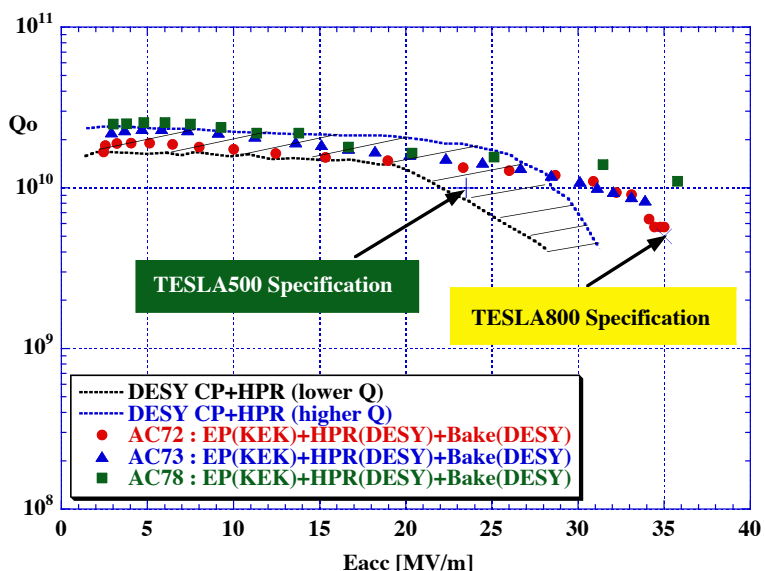


図 3.31: DESY の TTF 空洞を KEK で電解研磨すること達成された性能結果。斜線部が DESY の化学研磨によって得られた従来の TTF 空洞の性能である。

### 3.2.1.4 表面処理法のシンプル化

空洞性能が向上する一方で、複雑な表面処理を簡素化し、そのコスト削減を計る研究の成果が得られている。ニオブ空洞の化学的表面処理（化学研磨、電解研磨）ではその処理中にニオブが水素を吸蔵し、その結果、超伝導空洞が極低温で著しい $Q$ 値の劣化を起こす問題（水素病と呼ばれる）がある [5]。従来技術では、その問題を避けるために、空洞に  $700 \sim 800^\circ\text{C}$  の水素脱ガス真空熱処理を施している。また、DESY では、その他にチタンゲッタ - 作用によるニオブ材の高純度化を目的として  $1400^\circ\text{C}$  の高温真空熱処理を行っている。こうした真空熱処理は、表面汚染の熱拡散防止のために、予め表面をクリーニングしておく必要がある。従って、真空熱処理前に空洞表面処理が必要であり、また、工業炉を使うので真空熱処理自体でも表面汚染が発生する。その除去のためにさらに、仕上げ表面処理が必要になる。現状の表面処理法は高コストであると同時に長期の処理時間（数週間）を要す。また、トリスタンでは、電解研磨の前に半セルに機械研磨を施すことで空洞性能の品質管理に成功したが、その方法は時間がかかり結果的に高コストである。本計画では、3年以内に280台（30台は予備）に及ぶ空洞を製作し、横クライオモジュールに組込まなければならない。そのためには、空洞の表面処理コストの削減の他に処理時間の短縮化が重要課題となる。

我々は、現状の表面処理をシンプル化するために新しい効率的な遠心バレル研磨法（機械研磨）を開発すると同時に、それと化学研磨や電解研磨を組合わせて水素吸蔵のない表面処理法を開発することに成功した [6]。この方法は、表面欠陥を除去するのに非常に有効な機械研磨と電解研磨あるいは化学研磨の組合せ方法で、しかも真空熱処理を省くことができる。図 3.32 は、我々が開発したシンプルな表面処理法による結果で水素病が起きないことを示している。水素を吸蔵した空洞は、それを  $100\text{ K}$  前後の温度に数時間さらすとニオブハイドライドの形成による超伝導特性の劣化のために、著しい $Q$ 値の劣化を生じる。図 3.32 にはその現象は見られない。この表面処理法により処理コストは現状の  $1/2.5$  に、処理時間は  $1/20$  に短縮される。

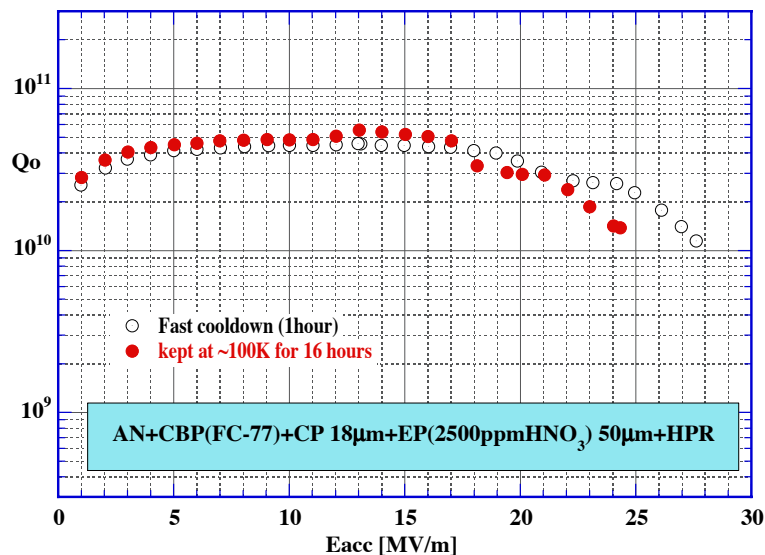


図 3.32: KEK で最近開発された水素病フリ - の表面処理法による空洞性能。この実験では、他の実験で何度も処理され、既に空洞に水素が吸蔵している可能性があるため、実験の最初にアニールしてニオブ空洞中の水素を脱ガスした。実際の空洞製作（新しい空洞）の場合、それを省くことができる。



## 3.2.1.5 最終組立法

上に述べたように空洞自体の性能は、本 ERL 計画の仕様を十分満足する域に到達しつつあるが、クライオモジュールへの組込み作業工程での表面汚染により、加速器の本来の性能が発揮できない事が考えられる。トリスタン超伝導空洞は実際にそれを経験した [7]。この問題について、L バンド単セル空洞で研究した結果、図 3.33 に示すようにトリスタンでは縦精密性能試験の後、純窒素ガスを使って真空を破ってクライオモジュールの組立てを行ったことに問題があったと考えられる。実験結果から純窒素ガスの代わりにアルゴンを使えば空洞の性能劣化が起きないことが期待される。図 3.34 は、アルゴンガスに 10 日曝した結果で、むしろ曝す前よりも良い性能が得られた。他にもアルゴンガスに曝した場合の影響は色々な点から調べられたが、40 MV/m までの高電界性、 $Q$  値に対する悪影響がないことが分かった [8]。ただ、こうした試験を行う中でガスを導入する際に空洞内にゴミを入れないように注意深い操作が必要であるが、人の性格により性能劣化を起こしうることが分かった。作業者の教育の問題がある。

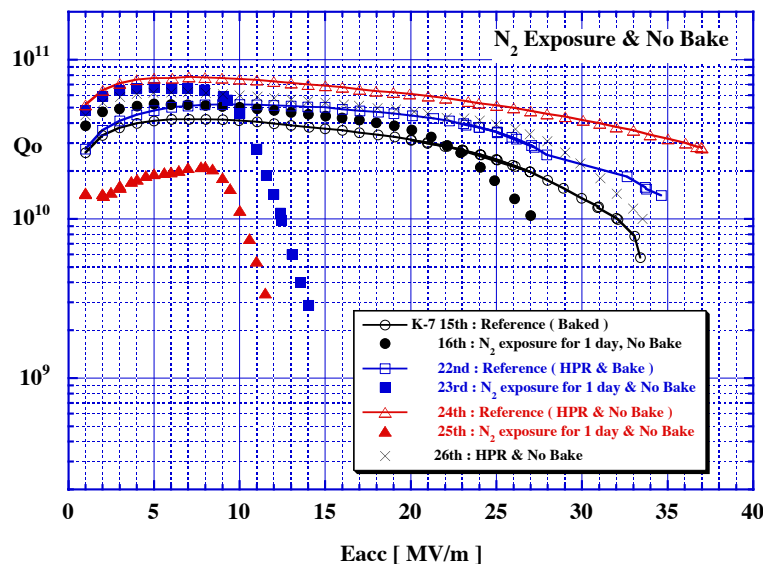


図 3.33: リファレンス性能とその性能測定後純窒素で空洞真空を破り、純窒素に曝した後再測定した空洞性能の比較。

## 3.2.1.6 製作コスト削減法の研究

超伝導空洞の製作コスト削減は大きな課題であり、本研究計画でも重要である。我々はその目的のために、薄肉ニオブパイプを厚肉銅パイプ内面に接合したニオブ/銅クラッド管を液圧成形して、空洞を一体成形する技術を開発している [8]。この方法は、

1. 従来の電子ビーム溶接がいないシームレス空洞であるためにコスト削減が可能であると同時に溶接欠陥がないので信頼性に優れる。
2. 高価なニオブ材の消費量を低減することで大きなコスト削減が可能になる。
3. 空洞自体は、ニオブバルク性を保っているため、上に述べた従来表面処理技術が適用でき、空洞の高性能が保証される等、

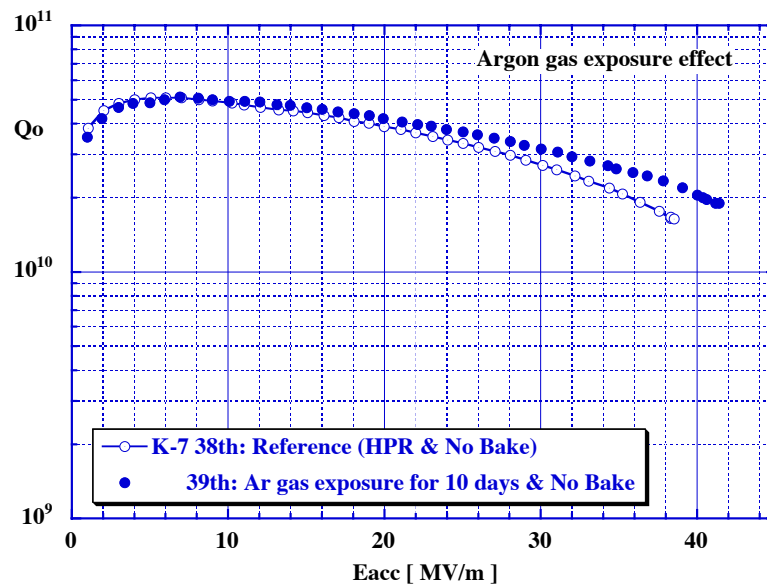


図 3.34: リファレンス性能とその性能測定後アルゴンガスで空洞真空を破り、アルゴンガスに 10 日間曝した後再測定した空洞性能の比較。

多くのメリットがある。KEK/DESY/INFN-LNL/JLAB との 4 研究機関による国際共同研究により、このニオブ・銅クラッドシームレス超伝導空洞で 30~40 MV/m の加速電界が達成され、この製作法の原理実証試験が完了している（図 3.36）。図 3.35 は、KEK で成形した 1300 MHz のニオブ / 銅クラッド・シームレス空洞である。我々の試算では、この方法により従来の製作コストを 1/3~1/2 までにコスト削減できる。この方法の多連化を開発すれば、本 ERL 計画でのコスト削減につながると期待される。

### 3.2.2 空洞の選択

さて、本 ERL 計画で採用する超伝導加速空洞の選択について議論する。ここでは、空洞の周波数、空洞冷却運転温度、加速方式について検討する。これらの検討は、

1. ビームダイナミクス上の観点、
2. 建設・運転コスト、
3. 超伝導空洞の技術開発、

の現状からなされなければならない。1)、2) については、TESLA で十分検討されている。ただ、TESLA と ERL ではパルス運転と連続 (CW) 運転の大きな違いがある。これは冷凍負荷に大きな影響をもたらす。

#### 3.2.2.1 周波数の選択

高電界性から

ERL 主ラナックでは加速電界 10~20 MV/m での連続運転が想定されるので、高電界性と冷凍機容量が周波数の選択に決定的である。表面欠陥無しの理想的な場合でも、液体ヘリウムの冷却効率により超伝導空洞の高電界は、超伝導材特性による理論的制限より低い値に制限される。4.2 K



図 3.35: KEK で開発に成功した 1300 MHz のニオブ / 銅クラッド・シームレス単セル空洞。

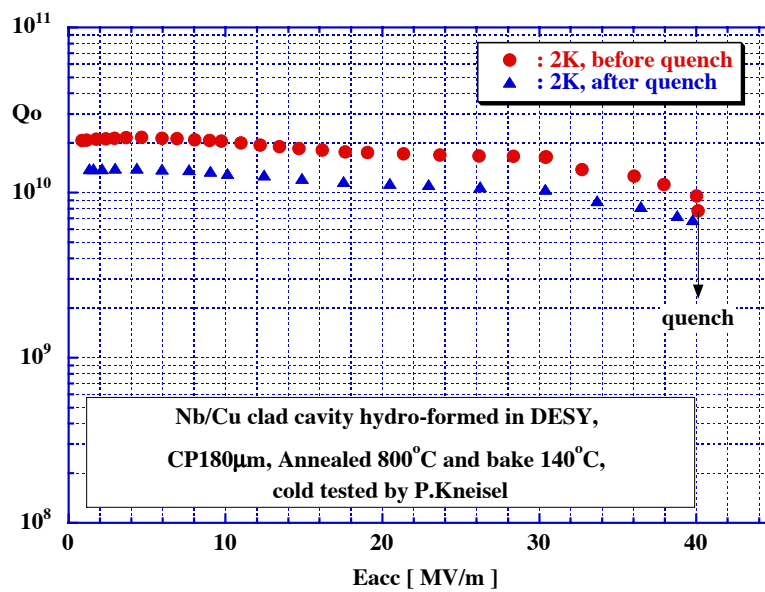


図 3.36: ニオブ / 銅クラッドシームレス空洞の性能 (Lバンド単セル空洞)。

運転では、臨界熱流束以上の発熱 (BCS 表面抵抗による発熱) は、空洞外表面にヘリウムの泡を発生 (核沸騰) させ、冷却効率が低下し空洞がクエンチする。この現象は、おおよそ 20 MV/m に電界を制限する。一方、液体ヘリウム温度を 2.17 K 以下に下げて超流動ヘリウム (He-II) にした場合、液体ヘリウムの熱伝導率が著しく改善されると同時に核沸騰現象がなくなる。そのために高電界性は著しく改善され、40 MV/m さえ可能となる。将来の 5 GeV へのエネルギー増強を重視するならば、He-II での運転は不可欠である。He-II では、生成効率は、He-I に比べて 3 倍悪くなるが、BCS 表面抵抗が一桁以上小さくなるので電力的にも有利である。また、高い周波数の選択が可能になり、このことは空洞製作コスト削減に繋がる。問題は、He-II は粘性が極めて小さいために極小さな穴でも容易にリーク (スーパーリーク) を起こす。そのようなリークは常温では検出できない。このスーパーリーク対策が重要である。

#### 冷凍負荷から

超伝導空洞といえども、高電界での連続運転では大きな熱負荷を与える。超伝導空洞の表面抵抗 ( $R_s$ ) は次の様に BCS 表面抵抗 ( $R_{BCS}$ ) と残留表面抵抗 ( $R_{res}$ ) の和で与えられる。

$$\begin{aligned} R_s &= R_{BCS} + R_{res} \\ &= A \cdot \frac{f^2}{T} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) + R_{res} \end{aligned} \quad (3.29)$$

ここで、 $f$  は高周波の周波数、 $T$  は空洞の冷却温度、 $\Delta(2\Delta)$  はバンドギャップ、 $k_B$  はボルツマン定数である。 $R_{res}$  は表面状態、クライオスタット内の残留磁場 ( $H_{res}$ ) 等により発生し、温度に因らない一定の値を持つ。 $H_{res} < 10$  mG 以下の場合、現状技術では  $R_{res} \sim 5$  n $\Omega$  である。一方、 $R_{BCS}$  は 500 MHz では 100 n $\Omega$  (4.3 K) であり、TRISTAN 5-セル空洞の場合、発熱量は 67 W/m (10 MV/m) であった。この場合、10 MV/m で 2.5 GeV 運転の場合、ダイナミックロスだけでも 16.8 kW (4.3 K) の冷凍機が必要になる。その必要電力は、300 倍の 5 MW である。一方、1300 MHz では 4.3 K では 240 W/m で問題外である。この場合、BCS 表面抵抗を小さくするために 2 K 程度の He-II での運転が有利である。この時発熱量は 10 W/m (10 MV/m @  $Q_0 = 1.0 \times 10^{10}$ ) あるいは、40 W/m (20 MV/m @  $Q_0 = 1.0 \times 10^{10}$ ) である。2 K 運転ではその冷凍効率は 4.3 K の場合の約 1/3 に低下するので、4.3 K 換算すると 10 MV/m 運転で 30 W/m 相当であり、250 台の超伝導空洞で 7.5 kW (4.3 k, 必要電力 2.3 MW) のダイナミックロスとなる。また、20 MV/m の運転では、その 4 倍の 30 kW (必要電力 9 MW) のダイナミックロスとなる。このように冷凍負荷の面からも He-II 運転が有利である。

#### コストから

現状技術では、超伝導空洞は高価なニオブ平板 (銀よりも高価) からプレス成型、トリム加工、電子ビーム溶接で製作される。ニオブ材の材料費は周波数に反比例する。また、電子ビーム溶接量は周波数に比例する。こうして空洞の製作コストは周波数に反比例する。一方、He-II 下での運転の場合、空洞の表面抵抗を考えると周波数の上限は S バンド程度である。S バンドではボア直径が 30 mm 程度と小さくなると同時にセル数が増え、HOM の問題が厳しい。また、クライオスタットのコストは周波数の二乗に逆比例するが、断面が小さくなると He-II への熱侵入が増え、得策とは言えない。クライオスタットのコスト面からも必ずしも S バンドが得策とは言えない。

#### 空洞周波数

以上の検討から空洞の周波数は L バンドが適していると思われる。L バンド帯の中でも 1300 MHz

と 1500 MHz の選択の余地がある。しかし、TESLA の精力的な開発成果を有効に使うことを考えれば、1300 MHz の選択が懸命と言える。

### 3.2.2.2 Two-in-One か One-in-One か

1 台のクライオモジュールの中に二列の超伝導空洞を挿入する方法を Two-in-One と呼ぶ。また、従来通り 1 台のクライオモジュールの中に一列の超伝導空洞を挿入する方法を One-in-One と呼ぶ。Two-in-One 方式では、エネルギー回収ビームと加速ビームがそれぞれ別の加速管を通過するので、ビーム輸送系を独立にでき、ビームコントロール、RF コントロールが容易である。一方、回収された高周波を加速ビームに供給するための大電力結合器（最大 2 MW）の開発が必要である。また、必要空洞台数は One-in-One の 2 倍になる。二セットの空洞列を挿入するためにクライオスタットが大型になりコストがかさむ。Two-in-One はビーム運転の信頼性が高いと思われるが、建設コストが高くなる。

一方、One-in-One では、一つの軌道上を加速ビームと回収ビームのエネルギーの異なる二種類のビームが走るため、ビーム輸送系が複雑になる。特に、収束コイルの強さをリニアック入口側では次第に強く、出口側では次第に弱くする“へ”の字分布が想定されるが、これは加速ビーム電流の制限理由の一つとなる。その欠点を補うために超伝導空洞を使ったビーム収束法 (RFQ) が有効である [9]。これは、サブハーモニクス超伝導空洞を超伝導加速空洞列の片端に挿入する方式であり、新しく空洞を開発する必要がある。こうした空洞が開発できれば、One-in-One でもビーム輸送系の問題が大きく改善される [9]。結論としてはコスト面から考えて One-in-One を選択すべきであろう。One-in-One では、超伝導 RFQ 空洞等の新しいビーム収束の技術開発が大きな課題である。

## 3.2.3 リニアックの RF パラメーター

### 3.2.3.1 必要な電圧と RF 源

主リニアックはエネルギー回収型といえども高周波電力を供給する必要がある。ビーム入射前に加速空洞内に加速電圧をつくるための電力が必要であり、これは、その後の入射や蓄積時にも供給し続ける必要がある。次に、入射中は加速ビーム電流の方が回収ビーム電流よりも大きくなるため、その差によるビーム負荷を保証しなければならない。また、蓄積中に回収ビームがロスした場合もその差分を保証する必要がある。さらに加速空洞の共振周波数がずれたり、回収ビームの戻るタイミングが  $180^\circ$  からずれた場合は加速電圧が変動するので、この動きが速い場合には、供給電力を制御して加速電圧を補正する必要がある。

### 3.2.3.2 電圧をつくるための電力（加速管損失分）

TESLA 型の 1.3 GHz 9 セル超伝導加速空洞を例として、加速電圧をつくるのに必要な電力を考える。超伝導とはいえ空洞には高周波損失があり、それはヘリウム冷凍機への負荷となる。

加速空洞 1 台のシャントインピーダンス  $R_a$  は無負荷  $Q$  値:  $Q_0$  を  $10^{10}$ 、 $(R/Q)$  を 1000 として、

$$R_a = \left( \frac{R}{Q} \right) \cdot Q_0 = 10^{13} \quad [\text{Ohm}] \quad (3.30)$$

加速空洞 1 台当たりの加速電圧を  $V_c$ 、加速空洞壁損失を  $P_c$  とすれば、シャントインピーダンスの定義から、

$$P_c = \frac{V_c^2}{R_a} \quad (3.31)$$

10 MV/m で 10 W、20 MV/m で 40 W となる。加速空洞の有効長が 1 m、総和を 250 m とすれば、10 MV/m の加速電場で 2.5 GeV とするには 2.5 kW (2 K)、20 MV/m で 5 GeV を作るには 10 kW (2 K) あればよいことになる。この 2.5 kW、10 kW が冷凍機への負荷となるが、Two-in-One 方式では 2 本の加速空洞に共にこの電圧をつくることになるため負荷は単純に 2 倍となる。つまり、Two-in-One 方式では One-in-One の 2 倍の冷凍能力が必要である。このことから One-in-One の方がコスト的に有利と言える。ちなみに KEKB で現在稼働中の超伝導加速空洞用冷凍機は 4.2 K で 8 kW の冷凍能力を持っている。

### 3.2.3.3 入射中のビーム負荷

加速器周長  $L$  を 1253 m とすると、どの加速空洞にも回収ビームの到着は加速ビームに対し常に  $T = L/c = 4.2 \mu\text{s}$  だけ遅れる。入射中は徐々に電流値を増加させるとして、途中のビーム損失がなければどの加速空洞にも加速ビームと  $4.2 \mu\text{s}$  前に通過した加速ビームが回収ビームとして逆位相で入射する。そこで入射レート  $\alpha$  (A/s) が一定であれば、各加速空洞には  $\alpha T$  の電流を加速するために必要な電力を供給しなければならない。仮に 100 mA まで 20 秒で入射すると、ビーム負荷は 21 nA となり、主リニアックに要する電力は 5 GeV の場合でも全体で 105 W にしかならず、加速空洞損失 (10 kW) に比べて十分に小さい。留意すべき点として、回収をしないモードでの最大加速電流はこの値に制限されることになる。回収なしで 1 mA を加速するためには、2.5 GeV なら空洞 1 台当りに必要な電力は 10 kW (10 MV/m)、5 GeV であれば 20 kW (20 MV/m) が必要となる。

### 3.2.3.4 ビーム損失

回収ビームの途中での損失は放射線の問題とともに、高周波供給電力にも直接影響する。最大電流が 100 mA のとき、損失を  $10^{-3}$  とすれば 100  $\mu\text{A}$ 、 $10^{-4}$  としても 10  $\mu\text{A}$  であり、加速器全体としての損失は 5 GeV ではそれぞれ 500 kW、50 kW となり、入射時の負荷よりもはるかに大きくなる。

### 3.2.3.5 加速空洞の共振周波数変動

超伝導空洞本体は 3 mm 程度のニオブ薄板で作られる。このためヘリウム槽の圧力変動や外的な振動などにより容易にその共振周波数が変動し、運転周波数からずれる。その結果、各加速空洞の加速電圧も変動する。そのため各加速空洞には周波数チューナーが取り付けられ、空洞を機械的に変形させることによって周波数を自動追尾する。その応答速度は 100 Hz 程度である。それ以上の速い変動に対しては入力電力を加減することで一定電圧を保つことになる。

ここで共振周波数がずれた場合でも加速電圧を一定に保つために必要な高周波電力を考える。超伝導空洞では入力結合器を含めた系全体の  $Q$  値 ( $Q_L$ ) が非常に大きい、これは共振の幅が狭いことを意味する。従ってわずかな周波数のずれでも空洞電圧は大きく減少し、それを補うためには余分な電力が必要となり、その量は  $Q_L$  に依存する。

超伝導空洞自体の壁損失は小さく、従って無負荷  $Q$  値 ( $Q_0$ ) は非常に高い。ここでは  $10^{10}$  を想定している。これに対して入力結合器の  $Q$  値を  $Q_{ext}$  とすると  $Q_L$  は、

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta} \quad (3.32)$$

ここで  $\beta$  は結合定数であり、

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_{ext}} \quad (3.33)$$

周波数のずれを  $\delta f$  とするとチューニングアングル  $\psi$  は、

$$\tan \psi = -2Q_L \frac{\delta f}{f} \quad (3.34)$$

であり、これらを用いると高周波源電力  $P_g$  は式 3.36 で与えられる。

$$P_g = \frac{(1 + \beta)^2}{4\beta} \frac{1}{(R/Q)Q_0} (1 + \tan^2 \psi) V_c^2 \quad (3.35)$$

図 3.37 に加速電圧がそれぞれ 10 MV、20 MV の時の加速空洞 1 台あたりに必要な高周波電力を、 $Q_0$  を  $10^{10}$  とし幾つかの  $Q_L$  について示した。 $Q_{ext}$  が高いと共振時の電力は小さいが、周波数がずれると必要な電力は急激に上昇することが判る。 $Q_{ext}$  が  $10^6$  になると周波数のずれに伴う必要電力の変化は小さくなるが、共振時でも 10 MV なら 25 kW、20 MV のときは 100 kW が必要になる。これでは全体として 25 MW が必要となり、もはや ERL とは言いがたい。高周波電力を全体で 5 MW、加速空洞 1 台あたり 20 kW の電力が可能とすると、 $Q_{ext}$  を  $1 \times 10^7$  にしてもなお 1.3 GHz に対する周波数変動を 100 Hz 程度に押え込む必要がある。なお、ビームが励起する電圧については、加速ビームと回収ビームとが逆位相を保っている限り絶えず打ち消し合うため考慮する必要はない。両者の位相がずれた場合は次節で考える。

### 3.2.3.6 回収ビームの位相がずれたとき

回収ビームと加速ビームの位相が逆位相からずれると空洞内にはビームによる誘起電圧が発生し、高周波源がつくる加速電圧の振幅と位相を変える。これを打ち消すために、周波数チューナーは共振周波数をずらして位相を戻し、高周波源は出力を増して振幅を保証することになる。

実際の加速での入射位相  $\phi$  は  $5^\circ$  程度となるが、ここでは on crest ( $\phi = 0$ ) で入射する場合を考える。加速ビームが 1 本の加速空洞内につくる電圧  $V_b^+$  はビーム入射位相を基準とするとその逆位相となるため、

$$V_b^+ = V_{br} e^{-j\pi} \quad (3.36)$$

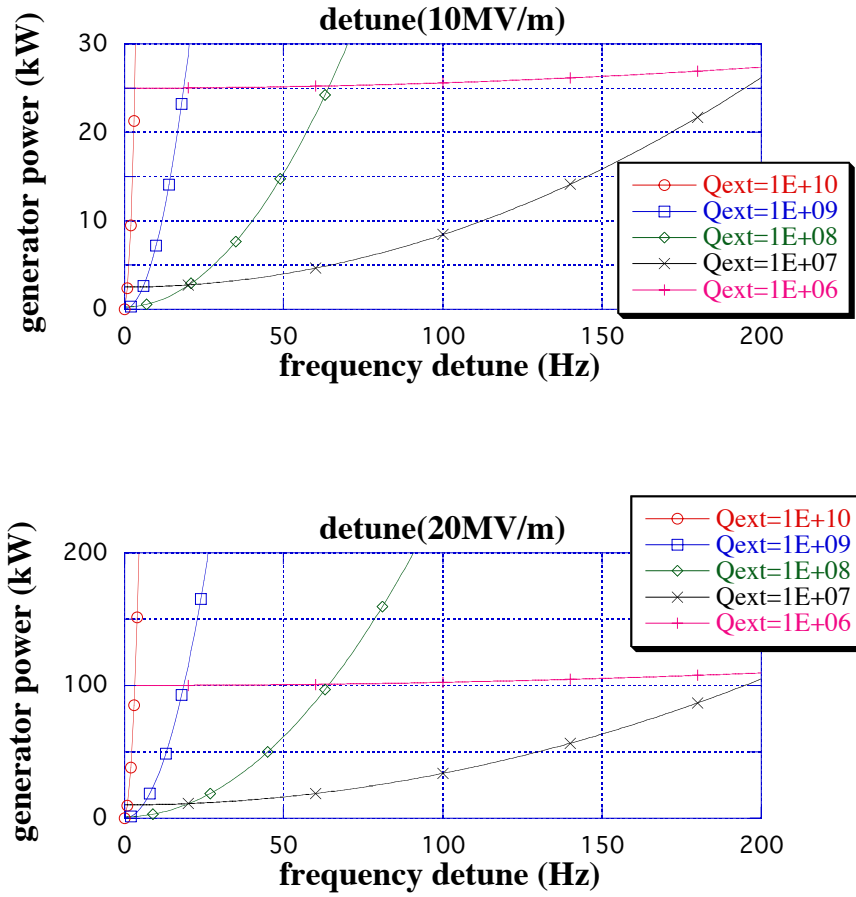


図 3.37:  $Q_{ext}$  を変えたときの必要電力 (上: 10 MV、下: 20 MV)。

である。一方、回収ビームがつくる電圧を  $V_b^-$  は、位相のずれを  $\delta\phi$  として、

$$V_b^- = V_{br} e^{j\delta\phi} \quad (3.37)$$

となり、これらが空洞内で重なり合う。ここで  $V_{br}$  はビームが励起する最大電圧であり

$$V_{br} = I_0 \cdot \left( \frac{R}{Q} \right) \cdot Q_L \quad (3.38)$$

を用いると、100 mA では  $Q_L$  を  $1 \times 10^7$  としても、加速ビームが作る 1 GV と回収ビームが作る 1 GV が相殺していることになる。このため少しの位相のずれでも加速電圧への影響は大きい。

回収ビーム位相が  $\delta\phi$  だけずれると、加速空洞内には高周波源が作る電圧  $V_g = V_{gr}$  と合わせて、

$$V_g + V_b^+ + V_b^- = V_{gr} - V_{br} (1 - \cos \delta\phi) + jV_{br} \sin \delta\phi \quad (3.39)$$



の電圧が励起されていることになる。

ここで周波数離調  $\delta f$  を考える。これによりビームが励起する電圧はそれぞれ、

$$V_b^+ = V_{br} \cos \psi e^{-j(\pi-\psi)} \quad (3.40)$$

$$V_b^- = V_{br} \cos \psi e^{j(\delta\phi+\psi)} \quad (3.41)$$

$$V_g = V_{gr} \cos \psi e^{j\psi} \quad (3.42)$$

ここで  $\psi$  はチューニングアングルであり、式 3.35 で与えられる。これらの重ね合わせから空洞内の電圧は、

$$Real = \cos \psi \{V_{gr} \cos \psi + V_{br} \cos(\psi - \pi) + V_{br} \cos(\psi + \delta\phi)\} \quad (3.43)$$

$$Imag = \cos \psi \{V_{gr} \sin \psi + V_{br} \sin(\psi - \pi) + V_{br} \sin(\psi + \delta\phi)\} \quad (3.44)$$

となり、必要な  $\delta f$  は  $Real = V_c$ 、 $Imag = 0$  と置くことによって得られる。これらから回収ビーム位相のずれを相殺するために必要な周波数離調は、

$$\tan \theta = \frac{V_{br} \sin \delta\phi}{V_g - V_{br} (1 - \cos \delta\phi)} = -2Q_L \cdot \frac{\delta f}{f} \quad (3.45)$$

また、電圧  $V_c$  を保つためには、

$$V_{gr} = \frac{V_c}{\cos^2 \psi} + V_{br} \left(1 - \frac{\cos(\psi + \delta\phi)}{\cos \psi}\right) \quad (3.46)$$

の高周波源電圧が必要であり、そのための投入電力  $P_g$  は、

$$P_g = \frac{1 + \beta}{4\beta} \frac{V_{gr}^2}{(R/Q) \cdot Q_L} \quad (3.47)$$

で与えられる。

表 3.6 には  $Q_L$  を  $1 \times 10^7$  としたときの空洞 1 台当たりの投入電力を、加速電圧が 10 MV と 20 MV について示した。電力の増加は、回収ビーム位相のずれが  $1^\circ$  程度までは目立たないが、それ以上では増大する。ここで  $1^\circ$  は 1.3 GHz では 0.64 mm に相当する。

### 3.2.3.7 まとめ

超伝導空洞は無負荷  $Q$  値 ( $Q_0$ ) が極めて大きく  $1 \times 10^{10}$  である。このため入射レートを小さくすれば、ビーム負荷のみからは空洞 1 台当たり 100 W 程度の入力電力で済むことになる。このとき入力結合器を含めた系全体の  $Q$  値 ( $Q_L$ ) も大きくなり、共振の幅が狭くなる。その結果、わず

表 3.6: 回収ビーム位相のずれと電力。

回収ビーム位相 $\delta\phi$ [deg.]	電力 [kW] @10 MV	電力 [kW] @20 MV
0°	2.5	10.0
0.1°	2.5	10.0
0.5°	2.5	10.1
1.0°	2.6	10.2
2.0°	2.8	10.6
5.0°	4.8	14.2

<備考>  $Q_L$  を  $1 \times 10^7$ 、電流は 100 mA とした。

かな周波数変化でも共振から大きく外れるため、加速電圧を一定に保つために必要な電力は急激に増大する。これが必要電力を決める第一の要因であり、電力と  $Q_L$  値は周波数の安定度から決めなくてはならない。 $Q_L$  を  $1 \times 10^7$  とすると共振状態での必要電力は 2.5 kW(10 MV/m 運転時)、10 kW(20 MV/m) であるが、電力を 20 kW に制限すると、1.3 GHz に対する周波数の安定度は、20 MV/m で 170 Hz、20 MV/m であれば 50 Hz 以内に抑えることが必要である。コネル大学のレポート [10] では 25 Hz rms を仮定している。

また、これと同等な必要電力として、回収しないモードでの電流値を検討する必要がある。回収なしで 1 mA の平均電流を加速するためには、2.5 GeV なら空洞 1 台当りに必要な電力は 10 kW(10 MV/m)、5 GeV であれば 20 kW(20 MV/m) が上記に加わることになる。この電流値はシステム設計に大きく影響する。100~200  $\mu\text{A}$  であれば影響は小さい。

### 3.2.4 超伝導高周波数加速空洞

#### 3.2.4.1 空洞形状とそのパラメーター

本 ERL 計画に最適化した超伝導空洞の設計は、これから検討する予定である。本報告では TESLA 空洞をベースにする。TESLA 空洞の形状 [11] を図 3.38 に、その概観を図 3.39 に示す。また、空洞パラメーターを表 3.7 に示す。本 ERL では、連続運転であるのでローレンツデチューニングの影響はそれほど深刻ではない。TESLA 空洞の外面に電子ビーム溶接付けされている補強リングは製作コストを押さえる点からも不要であろう。

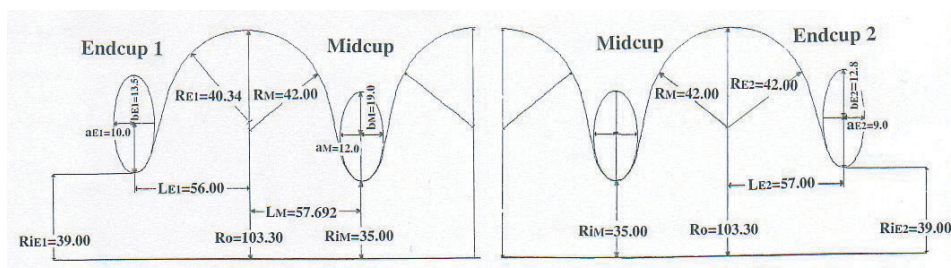


図 3.38: TESLA1300MHz 超伝導加速空洞形状の詳細。

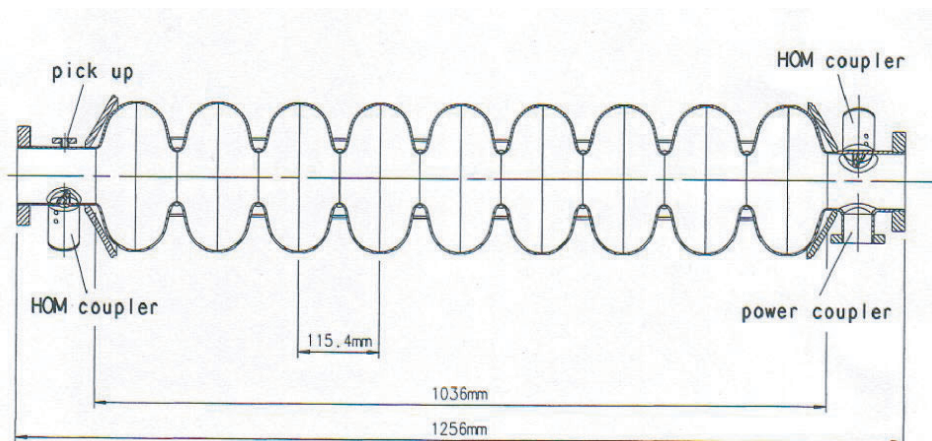


図 3.39: TESLA 空洞の概観形状。

### 3.2.4.2 高周波 (HOM)

本 ERL 計画では主リニアックの臨界電流を上げるために、超伝導空洞に誘起される高調波の  $Q_{ext}$  を  $10^4$  台に下げることが極めて重要である [9]。また、10 MHz 程度の周波数幅内で高調波の周波数が主リニアック全体でガウス分布となるように、高周波の周波数を各空洞で調整できるかが重要である [9]。今後の空洞設計では、これらの事が中心的な課題である。ここでは今後の参考のために、助長を恐れずに TESLA 空洞におけるダイポール、モノポールの高周波の周波数とその  $(R/Q)$  を文献 [12] から与える。

### 3.2.4.3 空洞製作技術

3.2.1 で示したように、超伝導空洞の製作技術はこの 10 年の研究により大きな進歩があった。しかし、その成果は、高電界性を除いて単セル空洞での結果である。本 ERL でその成果を十分に生かすためには、9-セル空洞での十分な実証が必要である。特に、ニオブ/銅クラッド・シムレス空洞はコスト、空洞の機械強度面（銅の肉厚を厚くすることで大きなコストアップなしに空洞の機械強度を上げられる）での魅力があり、9-セル化の開発が必要である。また、加速空洞以外にもビーム収束用 RFQ 超伝導空洞の開発、あるいはコンパクトな超伝導 Q マグネットの開発が重要である。

## 3.2.5 クライオモジュール

超伝導空洞の場合、常温部からビームパイプを通して液体ヘリウムへの熱侵入が起こる。それを減らすために、クライオスタットに挿入された空洞列の両側には断熱エリアが必要である。これはスペーシングファクターを減らす原因である。それを上げるためには、TESLA で設計されているような長いクライオスタット内に多数の空洞列を挿入する方式を採用しなければならない。この方式は、まだ日本では採用されたことがなく、幾つかの開発が必要となる。

### 3.2.5.1 クライオスタット

1 台のクライオスタット内により多くの空洞を挿入する方が、スペーシングファクターが上がる。しかし、1 台のクライオスタットに挿入する空洞の数は、クライオスタット真空槽に使う長

表 3.7: TESLA 空洞をベースにした ERL 空洞のパラメータ

Type of accelerating structure	Standing Wave
Accelerating mode	TM010, $\pi$ -mode
Fundamental frequency	1300 MHz
Operation gradient	10-20 MV/m
Unloaded quality factor $Q_0$	$1.5 \times 10^{10}$
Active length $L$	1.036 m
Cell-to-cell coupling $k_{cc}$	1.87%
Iris diameter	70 mm
$(R/Q)$	1036 $\Omega$
$E_p/E_{acc}$	2.0
$H_p/E_{acc}$	42.6 Gauss/(MV/m)
Tuning range	$\pm 315$ kHz
$\Delta f/\Delta L$	315 kHz/mm
$Q_{ext}$ of input coupler	$1 \times 10^7$
Cavity bandwidth at $Q_{ext} = 1 \times 10^7$	130 Hz (FWHM)
Dynamical heat loss of the cavity at 10 MV/m	7.4W/cavity at 2K
at 20 MV/m	29.6W/cavity at 2K

尺パイプの規格や空洞への高周波電力分配方式、あるいは、加速器への搬入環境によって決まる。TESLA では、パイプの規格から 17 m が最大長と言われている。一方、電力分配方式として KEK では、従来 T 型デバイダーを使ってきた。その方法では空洞数は 2 の指数倍になることが望まれ、規格パイプのことを考慮して 8 台との結論になる。しかし、この方法では、導波管分布が複雑で必要スペースが大きくなる。我々は、それに代わる方法として DESY-TTF で採用されている方向性結合器による分配方式を提案する。

これは後の節（図 3.42）に示すようにメイン導波管から方向性結合器で 20 kW のパワーを取り出す方式である。この方式では、クライオスタット 1 台当たりの空洞数は 10 台まで可能となる。

一方、多数の空洞を 1 台のクライオスタットに挿入する方式では、ヘリウム貯槽量を減らすために空洞にヘリウム槽を溶接したジャケット方式にする必要がある。そのベッセルの材質として TESLA ではニオブと溶接性、膨張率の相性の良いチタンを採用している。日本ではチタンは一般高圧ガス則で、特認材料である。従って、ステンレスを採用すべきであろう。ステンレスとニオブの溶接性は悪いが、我々はニオブとステンレスの間に銅を挟んだ HIP 接合法を既に開発しており、原研 600 MHz 超伝導空洞でそれを使った実績がある。図 3.40 に 10 台の空洞を配置したクライオスタットを示す。また、図 3.41 にその断面図を示す。10 台の空洞はヘリウム回収パイプに吊り下げられる。クライオモジュール長さ（両端のゲートバルブ端面間の距離）は 16 m である。25 台のクライオモジュールを並べるためには、それだけで 600 m の長さが必要である。現状の TTF 空洞形状では、それ以下にすることは困難であり、より短くするためにはスーパーストラクチャー [13] の開発を検討する必要がある。しかし、その場合でも全体で 16 m しか短くできない。

また、空洞が巨大なクライオポンプとなるために、超伝導空洞の運転の安定性を考えると常温部からのガス吸着を避けるべきである。すなわち、主リニアックでの常温部の部分を極力減らした

表 3.8: TESLA 空洞におけるダイポールモードの周波数と  $(R/Q)$ 

Mode	Frequency [MHz]	$(R/Q)$ [ $\Omega/\text{cm}^2$ ]	$Q_{ext}$ by 2 welded HOM couplers on asymmetric cavity [ $1.0 \times 10^3$ ]
TE111 1	1622.2	0.01	193
2	1622.3	0.01	366
3	1629.8	0.14	48
4	1629.9	0.14	77
5	1642.2	0.03	25
6	1642.3	0.03	37
7	1659.1	0.75	42
8	1660.3	0.75	22
9	1681.2	0.04	11
10	1682.2	0.04	23
11	1707.7	10	4.8
12	1707.8	10	5.5
13	1734.0	15.4	3.4
14	1734.3	15.4	4.5
15	1762.1	2.23	2.7
16	1762.2	2.23	3.2
17	1786.5	1.4	2.1
18	1789.4	1.4	2.8
TM110 1	1799.9	0.71	5.2
2	1800.9	0.71	4.2
3	1835.7	0.45	19.8
4	1837.0	0.45	18.9
5	1852.7	0.33	27.7
6	1853.2	0.33	20.9
7	1865.3	6.47	50.6
8	1865.5	6.47	26.5
9	1874.4	8.75	50.2
10	1874.8	8.75	51.1
11	1880.8	1.83	95.1
12	1881.2	1.83	85.5
13	1885.2	0.1	18.1
14	1885.4	0.1	75.2
15	1887.4	0.18	633
16	1887.8	0.18	251
17	1889.1	0.01	1800
18	1889.4	0.01	1500

TE121	1	3075.7	0.11	171
	2	3076.0	0.11	229
	3	3076.5	0.01	408
	4	3076.7	0.01	121
	5	3077.5	0.02	569
	6	3077.6	0.02	79.5
	7	3079.0	0.14	248
	8	3079.1	0.14	35
	9	3081.9	0.92	94.3
	10	3082.1	0.92	44.5
	11	3087.4	1.27	43.7
	12	3087.7	1.27	75.9
	13	3097.0	0.16	33
	14	3097.2	0.16	102
	15	3113.3	0.02	16.8
	16	3113.5	0.02	98.9

表 3.9: TESLA 空洞におけるモノポールモードの周波数と  $(R/Q)$ 

Mode	Frequency [MHz]	$(R/Q)$ [ $\Omega/\text{cm}^2$ ]	$Q_{ext}$ by 2 welded HOM couplers on asymmetric cavity [ $1.0 \times 10^3$ ]	
TM011	1	2379.6	0.00	350.0
	2	2384.4	0.17	72.4
	3	2392.3	0.65	49.5
	4	2402.0	0.65	84.0
	5	2414.4	2.05	32.0
	6	2427.1	2.93	29.1
	7	2438.7	6.93	20.4
	8	2448.4	67.04	27.4
	9	2454.1	79.50	58.6
TM012	1	3720.0	1.26	3.0
	2	3768.9	0.07	5.1
	3	3792.2	0.75	5.2
	4	3811.7	1.43	3.9
	5	3817.5	0.18	15.2
	6	3829.2	2.33	11.3
	7	3839.8	0.77	40.0
	8	3845.3	22.04	240.0
	9	3857.3	6.85	6.1

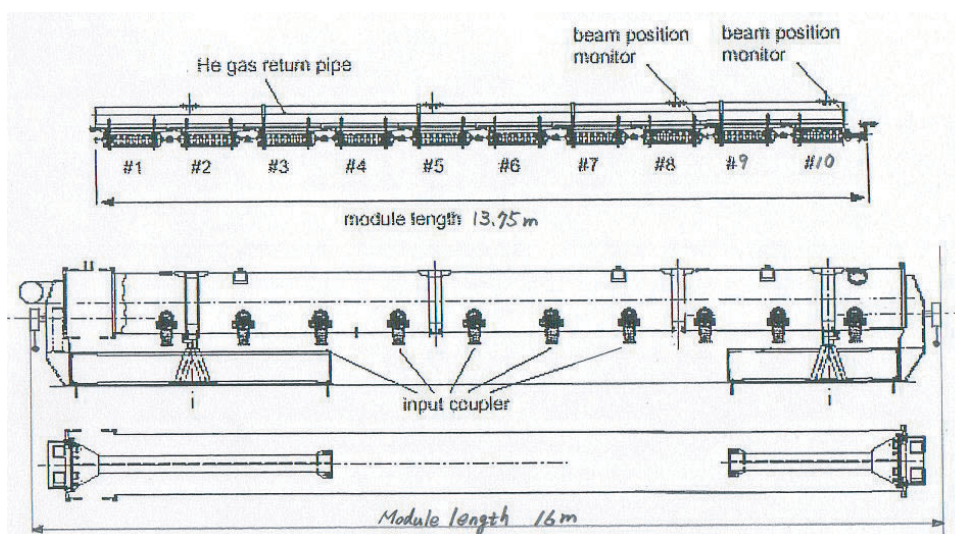


図 3.40: ERL 用クライオモジュール (TESLA からの修正バージョン)。

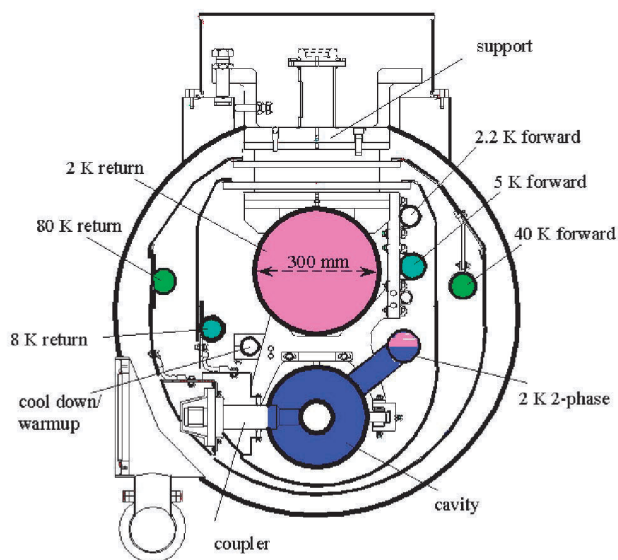


図 3.41: クライオモジュールの断面 (TESLA TDR より転載)。

方が良い。そのためには、常伝導収束マグネットの代わりに超伝導 RFQ、あるいは、超伝導 Q マグネットの検討をする必要がある。また、超伝導空洞の製作コスト削減とは裏腹に、クライオスタットのコスト削減の研究は不十分であり、今後、その方面の研究が急務である。

### 3.2.5.2 入力カップラー

本計画ではビーム強度は 100 mA である。加速電界 20 MV/m で運転する場合、エネルギー回収なしでは入力カップラーは 2 MW (CW) の大電力を供給しなければならない。本計画ではエネルギー回収の御利益で、入力カップラーのハンドリングパワーは、空洞のマイクロフォニクスによるデチューニングから発生する余分な電力、ビームロスによる非回収分、位相誤差による分全体で 15 kW 相当と推定される。20 kW 対応のカップラーが良い。一方、加速ビームがトリップして加速空洞にエネルギー - 回収ビームのみが残る場合、それが誘起した電力 (2 MW/cavity) が入力カップラーを通して外に出てくる。しかし、その時間は、ビームが加速器長を一周する時間  $4.2\mu\text{s}$  であり、エネルギーとしては 8.4 ジュールであり、20 kW カップラーが破壊されるようなことはない。入力カップラーに対しては、KEK はトリスタンや KEKB での大電力カップラーの実績があるので技術的問題はないが、コスト削減のための開発が必要であろう。

また、本計画ではパルスモードでの FEL 試験の可能性を考える必要がある。このとき、ビームローディングが大きく異なるので、その対応のために可動インプットカップラーの開発が必要と思われる。

### 3.2.5.3 HOM カップラー

既に述べたように、HOM の  $Q_{ext}$  を  $1 \times 10^{-4}$  程度に下げる必要がある。そのためには TESLA タイプの HOM カップラーでは不十分であり、吸収体 HOM カップラーを超伝導空洞間に挿入しなければならない。また、ビームパイプ上に設置する HOM カップラー - 自体も新たに検討し、開発する必要がある。

### 3.2.5.4 周波数チューナー

超伝導空洞の運転では、外乱機械振動による空洞周波数の変化をキャンセルして空洞の周波数を一定に保つための周波数チューナーが必要である。KEK では、これまで 1 台のクライオスタットに 2 台の空洞が入るクライオモジュールを使って来たので、クライオスタット端板常温部にメカニカルチューナー、ピエゾチューナーを取付け、ビームパイプを介して空洞に変形を与えている。本計画では 1 台のクライオスタットに 10 台の空洞を挿入するので、空洞に直接変形を加える新しい周波数チューナーを開発する必要がある。DESY-TTF ですでにそのようなチューナーを実用化している。それらの技術を参考にしながら我々のクライオモジュールに適したチューナーを開発する必要がある。周波数チューナーは、 $Q_L$  を  $1 \times 10^7$  と想定するとバンド幅は 130 Hz であり、10 Hz 程度のコントロール精度が必要である。



### 3.2.6 RF システム

#### 3.2.6.1 RF パワーの分配方式

クライストロンから超伝導空洞への高周波供給システムとして、空洞をコントロールする上で最も良いのは、1 空洞 1 クライストロン方式である。20 kW-CW クライストロン 250 台を配置して空洞 1 台毎に位相と電力を制御する。CEBAF ではこの方式を採用している。この方法の問題点は、高コストであろう。

次に 200 kW-CW クライストロン 1 台から 10 台の空洞、つまり 1 クライモジュールに電力を供給方式が考えられる。その方式を図 3.42 に示す。この場合、空洞の個々の位相調整はサーキュレーターと入力カップラーの間に設置した 3-スタブチューナー（図には示されていない）で行われるであろう。この方式では、25 台のクライストロンが必要である。

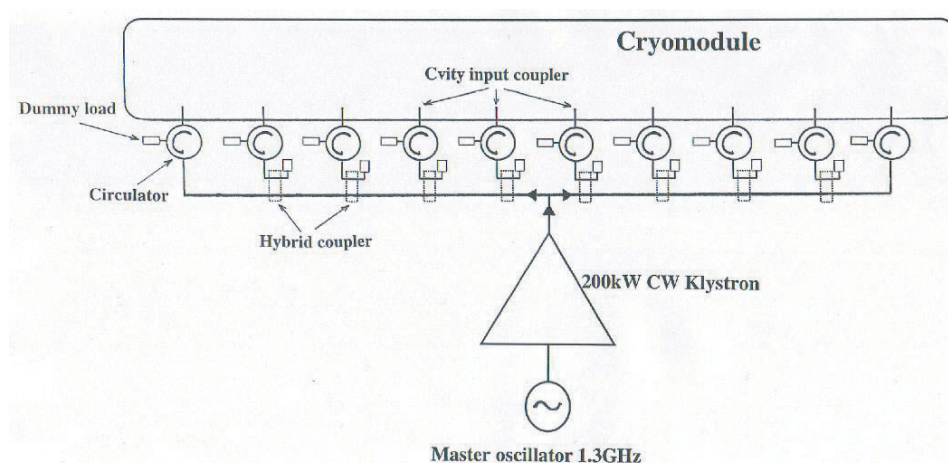


図 3.42: クライストロンから空洞への RF パワーの供給方式の一例。

クライストロンの数を劇的に減らす方法としては、CW-1 MW クライストロン 1 台で 50 台の超伝導空洞にパワーを供給する方式が考えられる。この方法では 5 台のクライストロンで済む。実際、TESLA では 36 台の空洞にパワーを供給する方式が取られている。しかし、こうした方法で ERL に必要な高精度の RF 制御が可能かどうかは疑問である。いずれにしても、RF パワーの分配方式は、低レベル RF 制御とも絡んでいるので、コストと同時に総合的判断が必要であり、検討課題である。

#### 3.2.6.2 RF 低レベル制御

超伝導空洞の RF 低レベル制御は KEK ではトリスタン、KEKB と優れた経験・実績を持っている。また、図 3.43 に示すように、DESY-TTF では、KEK がトリスタンで開発した Vector-Sum 法とデジタルフィードバックを結合したコントロール法を開発している [14]。ERL は CW 運転をするので、TTF や TESLA のパルス運転と比べ、ローレンツデチューニングのコントロールは厳しくない。しかし、主リニアックを FEL 試験に使うことが本計画に中に含まれる場合、パルス運転の必要性も発生するであろう。RF 低レベル制御は、これらの計画全体に適した方法が検討されなければならない。

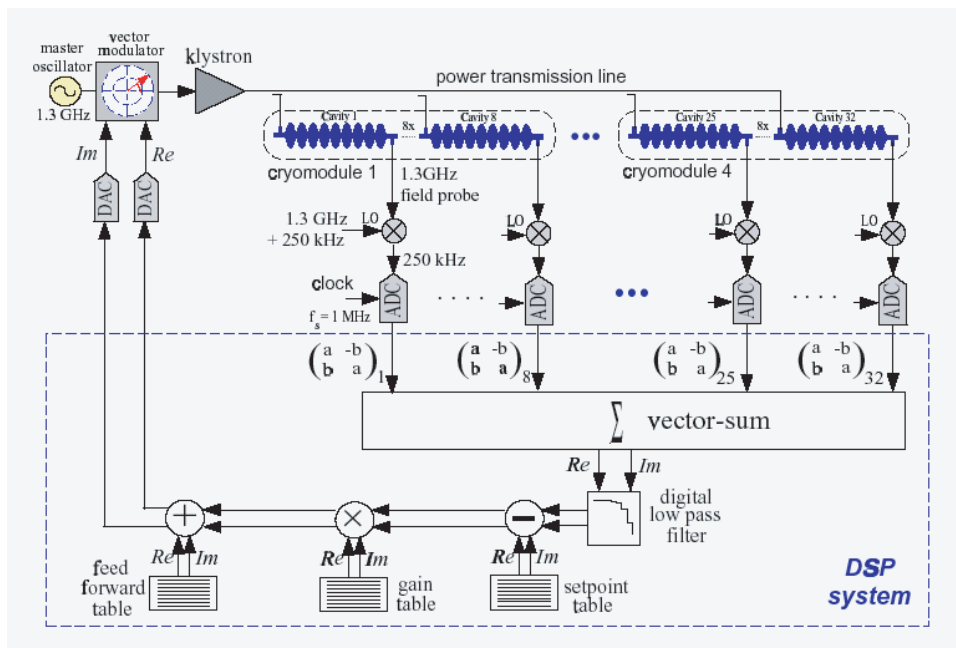


図 3.43: TESLA のデジタルフィードバック方式による RF 低レベル制御システム (TESLATDR からの転載)。

### 3.2.7 冷凍システム

TESLA 空洞とそのクライオモジュールを参考に 10 台の 1300 MHz 9-セル空洞を挿入するクライオモジュールについて、1 台当たりの熱負荷 (4.3 K 換算)、25 台のモジュールに対する冷凍機の必要容量を評価した。結果を表 3.10 に示す。表では常伝導 Q マグネットの代わりに超伝導 RFQ 空洞を入れた場合を含めた。これらの評価から本 ERL 計画では、2.5 GeV の第一期計画で、4.3 K 換算で約 10 kW の冷凍機 1 台が必要である。トリスタン超伝導空洞用の冷凍機は公称 6.3 kW、実際の最大能力は 8 kW である。また、CEBAF では 4.8 kW (2 K)、4.3 K 換算で 12 kW 相当の冷凍機が運転されており、既存技術で実現できる。一方、5 GeV の第二期計画では、加速電界が 2 倍になり、空洞の発熱量が 4 倍になる結果、10 kW 級の冷凍機をさらに 3 台追加する必要がある。

CEBAF の 4.8 kW (2 K) 冷凍機システムの構成を参考に、本 ERL 用の冷凍機概念図を図 3.44 に示す。冷凍システムの補足説明のために図 3.45 にシステムの温度 - 圧力特性を示す。図中の数字は、図 3.44 での場所に対応する。2K の超流動ヘリウムの生成法を簡単に説明すると以下ようになる。ガス貯槽から 20 気圧に圧縮されたヘリウムガスは、液体窒素で冷却された後、4 段の膨張タービンで自ら仕事を行い、内部エネルギーを消費して温度を下げる。例えば、場所 14 では 5.5 K (3 気圧) のヘリウムガスとなっている。そのガスはさらに液体ヘリウムとの熱交換により、場所 16 で超臨界ヘリウムとなり、クライオモジュール内に設置した JT バルブでジュールトムソン効果により 2 K の超流動液体ヘリウム (23 トール) になる。空洞負荷により蒸発したヘリウムガスは 5 段の低温圧縮機により 23 トールから 25 K (1 気圧) に戻され、さらに行きのヘリウムガスと熱交換しながら最終的に常温になり、貯槽に戻る。

日本では、KEK の 4.3 K-6.3 kW ヘリウム冷凍機など 4.3 K のヘリウム冷凍機には、多くの実績と多年に渡る運転経験がある。しかし、超流動ヘリウムの大型冷凍機システムの実績が皆無である。既に実績のある JLAB、DESY、CERN などの研究所との情報交換や共同研究により、信頼性ある冷凍システムを検討する必要がある。概して、冷凍機は高価である。CERN では、これまで

表 3.10: 本 ERL 計画に必要な冷凍機の容量評価

	Phase-I 2.5 GeV	Phase-II 5 GeV
Gradient	10 MV/m	20 MV/m
Dynamical loss/10 cavity	7.4 W × 10 = 74 W at 2 K, $Q_0 = 1.5 \times 10^{10}$ 、 74 × 3 = 222 W (4.3K 換算)	29.6 × 10 = 296 W at 2 K, $Q_0 = 1.50 \times 10^{10}$ 、 296 × 3 = 888 W (4.3K 換算)
RF-Q cavity loss/module	10 W at 2 K 30 W (4.3K 換算)	40 W at 2 K 120 W (4.3K 換算)
Safety factor for Q-value	1.3	1.5
Heat leaks at 2 K shield/module	18 W (4.3 K 換算)	18 W (4.3K 換算)
Heat leaks at 4.5 K shield/module	20 W	20 W
Heat leaks at 80 K shield/module	180 W × 1/18 = 10 W/module (4.3K 換算)	180 W × 1/18 = 10 W/module (4.3K 換算)
Total heat load/module (No RFQ)	222 × 1.3 + 18 + 20 + 10 = 336.6 W (4.3K 換算)	888 × 1.5 + 18 + 20 + 10 = 1380 W (4.3K 換算)
Total heat load/module (with RFQ)	(222 + 30) × 1.3 + 18 + 20 + 10 = 375.6 W	(888 + 120) × 1.5 + 18 + 20 + 10 = 1560 W
Transfer loss 1km	0.5 × 1000 = 500 W (4.5K 換算)	
冷凍パワー (25 modules) (No RFQ)	0.3366 × 25 + 0.5 = 8.915 kW (4.3K 換算)	1.38 × 25 + 0.5 = 35 kW (4.3K 換算)
冷凍パワー (25 modules) (With RFQ)	0.3756 × 25 + 0.5 = 9.98 kW (4.3K 換算)	1.56 × 25 + 0.5 = 39.5 kW (4.3K 換算)

の冷凍機プラントの購入の経験から、4.5 K 換算での冷凍能力とコストの関係式を与えている [2]。

$$\text{Cost[MCHF]} = 2.2[\text{MCHF}] \cdot (\text{cooling capacity[kW]})^{0.6}$$

ここで MCHF は 100 万スイスフランである。10 kW 冷凍プラントの値段は、現在の交換レートで約 20 億円と見積もられる。第二期計画では、冷凍機の増強のみであるので冷凍機をどうコストダウンできるかが重要である。

### 3.2.8 インフラストラクチャ

#### 3.2.8.1 表面処理設備の老朽化対策

超伝導空洞の開発で、今後、特に問題になるのは、既存表面設備の老朽化である。トリスタン以後 17 年使用しており、著しい酸腐食が進行している。また、現状では外注作業であり、高電界と高い Q 値を高信頼度で確保するための一貫した処理が困難である。早期に KEK 内に表面処理、空洞組立、性能評価が一貫して行える設備の建設が必要である。また、超伝導空洞技術を担う若い研究者の育成が急務である。

#### 3.2.8.2 空洞組立用大型クリーンルーム・横性能試験設備

表面処理設備以外にもクラオモジュールへの空洞組立用大型クリーンルーム設備、空洞がクライオモジュールに組込まれた後にその性能を確認するための横型性能試験設備が必要である。この横型試験では、2 k-350 W 冷凍機を直結し、さらには 300 kW クライストロンが必要である。

齋藤健治、古屋貴章 (KEK・加速器)

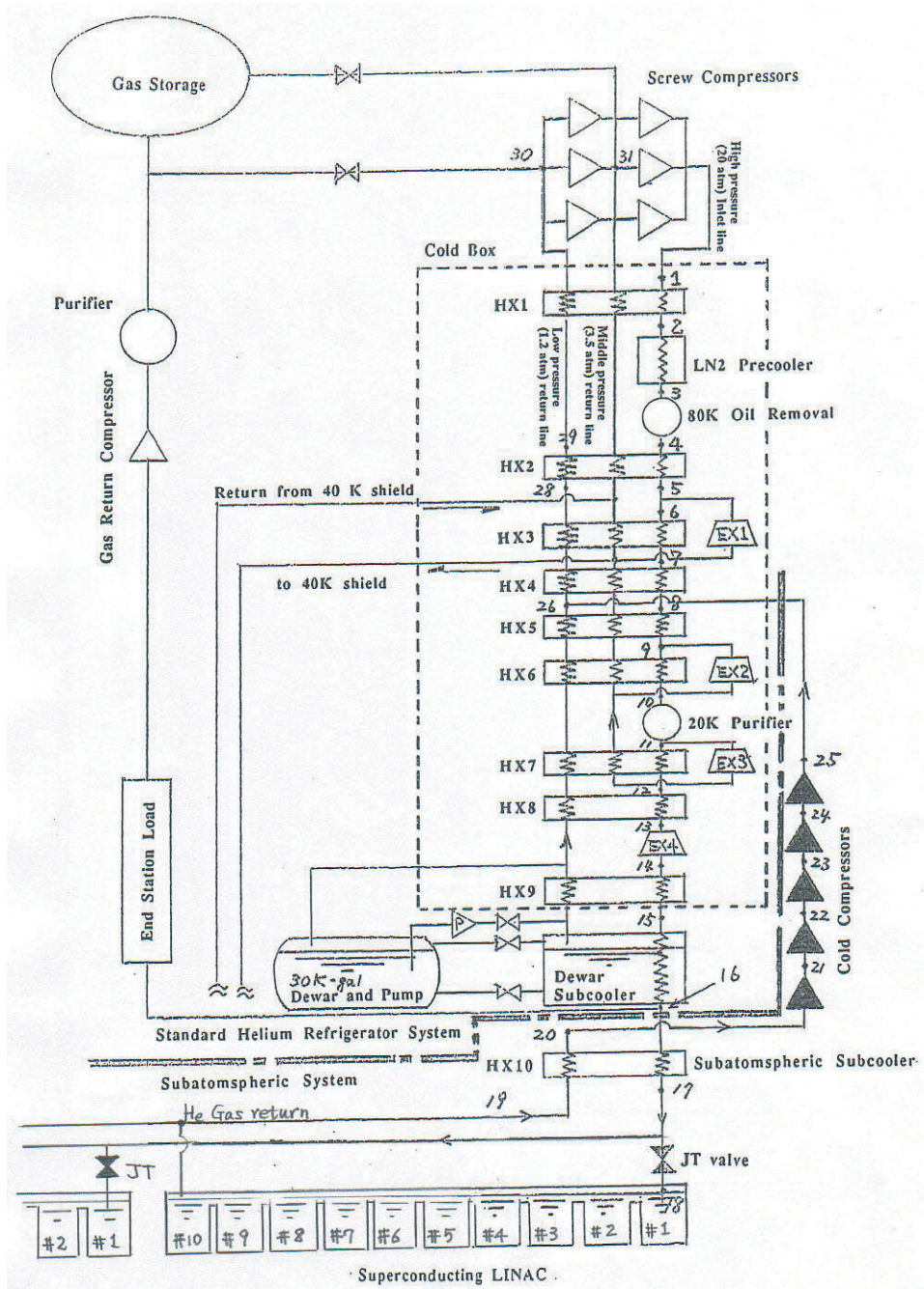


図 3.44: CEBAF4.8 K (2 K) 冷凍器を参考にした場合の ERL 冷凍システム。

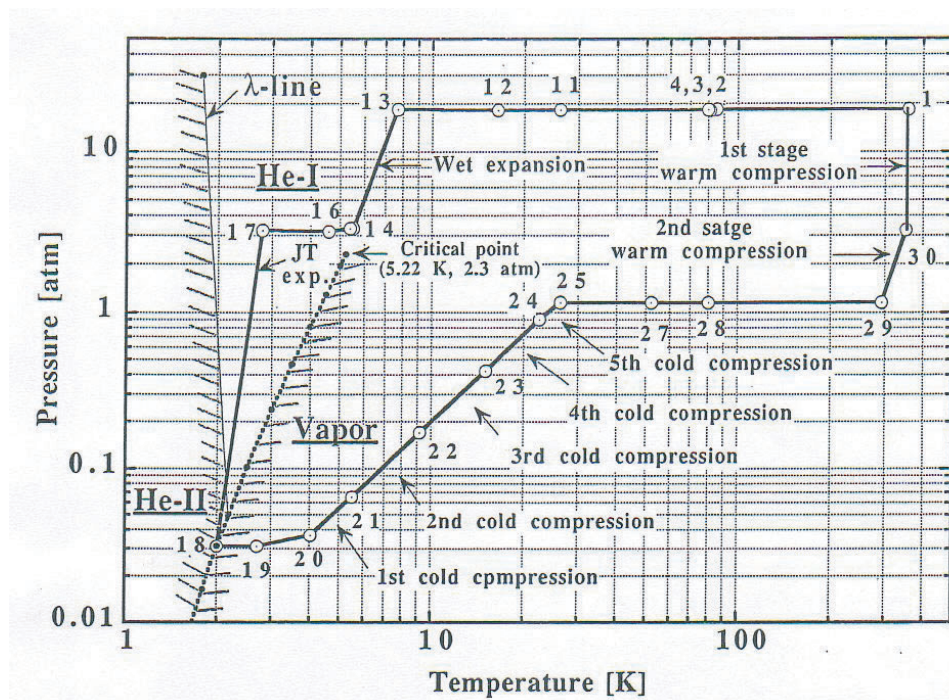


図 3.45: 冷凍システムでの温度 - 圧力特性。

## 参考文献

- [1] G.R. Niel *et al.*, "Sustained Kilowatt Lasing in a Free-Electron Laser with Same-Cell Energy Recovery", *Phys. Rev. Lett.* 84(4) 662.
- [2] in TESLA TDR, March 2001.
- [3] K. Saito *et al.*, "Superiority of Electropolishing over Chemical Polishing on High Gradients", *Proc of the 8th Workshop on RF Superconductivity*, Abano Terme, Italy, Oct. 6-10, 1997, pp.795-813.
- [4] G. Muller, "Superconducting Niobium in High RF Magnetic Fields", *Proc. of the 3rd Workshop on Superconductivity*, Argonne, Chicago, September 1987.
- [5] K. Saito, "Techniques of SC Cavity Preparation for High Gradient", *Proc. of the XXI International LINAC Conference*, Gyeongju, Korea, August 19-23, 2002, <http://linac2002.postech.ac.kr>.
- [6] T. Higuchi and K. Saito, "Hydrogen Absorption in Electropolishing of Niobium", *Hydrogen Workshop*, Newport News, Virginia, USA, Nov. 11-13, 2002 to be published.
- [7] K. Saito, "Basic Study for Degradation Free Final Horizontal Cavity Assembly with High Gradient Niobium SC Cavities", *Proc. of the 10th Workshop on RF Superconductivity*, Sep. 6-11, 2001, Tsukuba, Japan, <http://conference.kek.jp/SRF2001>.
- [8] T. Fujino, "ニオブ・銅クラッドシ - ムレス超伝導高周波加速空洞の研究", 博士論文 (2003), to be published.
- [9] 第 4.1.2 節参照.

- [10] Sol M. Gruner and Maury Tigner eds., Study for a proposed Phase I Energy Recovery Linac (ERL) Synchrotron Light Source at Cornell University, Cornell University Ithaca, NY 14853-2501, July 4 2001.
- [11] D. Proch, "The TESLA Cavity: Design Considerations and RF properties", Proc. of the 6th Workshop on RF Superconductivity, Newport News, Virginia, USA, Oct. 4-8, 1993, pp.382-397.
- [12] J. Sekutowicz, "Higher Order Mode Coupler for TESLA", Proc. of the 6th Workshop on RF Superconductivity, Newport News, Virginia, USA, Oct. 4-8, 1993, pp.426-439.
- [13] J. Sekutowicz *et al.*, "Superconducting Sutructure for the TESLA Collider: A concept", Phys. Rev. ST Accelerators and Beams 2:2062001, 1999.
- [14] S.N. Simrock et al., in TESLA TDR.

### 3.3 入射部

#### 3.3.1 電子銃

ERL への入射用として実現すべきビームは以下のようなものである。

- $\varepsilon_x = 0.1 \pi \text{mm.mrad}$
- 100 mA、連続ビーム
- $\sigma_z \sim 2 \text{ps}$

現在このようなビームを生成できる電子銃はこの世に存在しない。どの種類の電子銃を選択をするにせよさらなる技術開発が欠かせない。しかし ERL は加速器としてあらたな挑戦である一方、そのビームを利用して得られるであろう物質・生命科学の成果というのも一方の極として考えるべきである。すなわち確実に動作するということを可能な限り保証しなければならない。従って ERL 用の電子銃において将来の技術的飛躍を期待して開発を行うのは冒険主義のそしりをまぬがれない。そこで現状の電子銃をスケールアップして対応可能なものを候補として必要な技術開発を考察する。

電子銃は電子の発生原理、取り出し方法などによりおおまかに次のように分けることができる。

- 熱陰極 DC 電子銃。
- 熱陰極 RF 電子銃。
- 光陰極 DC 電子銃。
- 光陰極 RF 電子銃。
- 電界放出 DC(RF) 電子銃。

すなわち電子の発生方法として熱陰極を用いるもの、光陰極を用いるもの、そして電界放出を用いるもの、さらに電子の取り出し(初期加速)について静電場を用いる DC 型、高周波電場を用いる RF 型にわけることができる。

まず電子発生に熱陰極を用いる熱陰極 DC、RF 電子銃について検討する。通常の金属陰極の運転時の温度は 2700 K 程度。酸化物陰極でも 1200 K 程度である。陰極から放出された電子は熱運動によるエミッタンスを持っているが、温度を 1200 K とするとその値はビーム径を 1.0 mm 程度としても  $0.32 \pi \text{mm.mrad}$  となり、我々の目標値である  $0.1 \pi \text{mm.mrad}$  を既に上回っている。目標のエミッタンスを得るには陰極温度を 120 K 程度としなければならない。120 K で十分な電流を発生する熱陰極は現状で不可能であり、熱陰極を使用した電子銃は ERL には不適合である。

次に電界放出電子銃について検討する。最近カーボンナノチューブが電界放出の陰極材料として注目されている。その微細な構造ゆえに従来の電界放出型の電子銃に比べて飛躍的に低い電圧で電流を取り出せる。電子放出は点状であるためにビーム取り出しをうまく行えばエミッタンスの極めて小さいビームが得られる可能性がある。放出点をアレイ状に加工する技術などが検討されているが、電界放出型の電子銃から 100 mA という大電流を安定に取り出すことは現状では困難である。したがって電界放出電子銃は将来的に ERL 電子銃として利用される可能性はあるが見通しは明らかではない。

光陰極 RF 電子銃を ERL 用電子銃として用いる場合には次のことが問題となる。

- 初期エミッタンス、およびRF加速により生じるエミッタンスが大きい。現状ではこれらの成分だけで  $1.0 \pi \text{mm.mrad}$  程度の大きさを持つと思われ、これを ERL が要求するレベルに抑えることは原理的に困難である。
- 数 MW の RF を空洞に入力して得られる  $100 \text{ MV/m}$  以上という極めて高い加速電場が RF 電子銃の最大の特長である。しかし連続ビームを発生させるためには熱収支から入力電力を大幅に引き下げざるをえず、したがって加速電場も大幅に低下してしまう。冷却方法などの工夫を行っても連続運転では  $10 \text{ MV/m}$  程度が限界であると思われる。この電場は、後述する DC 電子銃で目標とする値とほぼ同じレベルであり、加速電場に関するかぎり RF 電子銃の利点はないと言える。
- 熱収支を解決する方法として超伝導空洞で RF 電子銃を構成する方法が考えられる。この銃では液体ヘリウム温度に冷却された超伝導の内壁を真空吸着材として作用し、空洞内が必然的に超高真空に保たれることから後述する NEA GaAs 陰極と組み合わせることで超低エミッタンスが得られる可能性がある。しかし陰極の装着方法など解決すべき問題がまだ多い。

以上の点から光電陰極 RF 電子銃を ERL 用電子銃として採用するのは現状では難しい。

最後の候補は光電陰極 DC 電子銃である。初期の加速に DC 電場を用いることは通常の熱電子銃と同じであるが、電子を得る方法として熱電子放出の代わりに光電効果を用いる。この光電陰極 DC 電子銃で超低エミッタンス、連続ビームを得るための技術的核は次のようなものである。

- 電子の初期横運動量を大幅に低減するため、NEA(Negative Electron Affinity) GaAs 陰極を使用する。また NEA GaAs 陰極の高い量子効率はビーム電流当たりのレーザー出力の低減に寄与する。
- $20 \text{ ps}$  程度の短パルスレーザー光を電子の励起に使用し、短パルス電子ビームを直接生成する。さらに  $2 \text{ ps}$  未満にバンチ長を圧縮するためにバンチャーを使用する。
- $1.3 \text{ GHz}$  モードロックレーザーによりパルス状の連続レーザー光を発生させる。それにより  $1.3 \text{ GHz}$  という加速高周波に同期した連続バンチビームを得る。

NEA GaAs 陰極の詳細については後述するが、ビーム径を仮に  $1.0 \text{ mm}$  とすると  $0.1 \pi \text{mm.mrad}$  を下回るエミッタンスが期待される。また光電陰極型 DC 電子銃は熱電子銃や RF 電子銃にくらべて陰極に対する条件が緩やかであるという特徴がある。熱電子銃の陰極には耐熱性が要求される。そして RF 電子銃は、銃が RF 共鳴空洞であるから、真空ポートなどの設置や形状の設計などに大きな制限をうける。そのため一般的に真空度が悪く、陰極は真空度の悪い状態での使用に耐えなければならない。光電陰極型 DC 電子銃では上記のような制限は存在しない。それゆえ仮に NEA GaAs よりも性能のよい陰極材料が発明・発見された場合も、比較的容易にそれを利用することが可能となろう。

そこで本稿では NEA GaAs 陰極を ERL 電子銃の中心に据えて、この陰極に最適化した電子銃を構成することを基本方針とする。この構成の電子銃は主に偏極電子源として動作実績も充分にあり、現状の技術を発展させていくことで目標を達成することが可能であると予想される。また技術的にも柔軟でありこの挑戦的な目標を達成するための戦略として最も確実な選択であると言える。

### 3.3.2 NEA GaAs 光電陰極

光電陰極物質の表面状態は、物質中の伝導帯の準位と真空の準位との大小関係により正および負の電子親和度に大別される。負の電子親和度 (Negative Electron Affinity, NEA) は、伝導帯の最



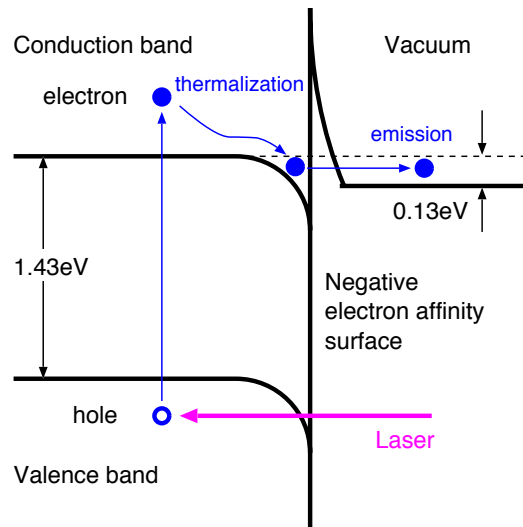


図 3.46: NEA GaAs 表面における光電効果による電子の励起と真空への放出の様子。

低準位が真空の準位よりもエネルギーが高い状態である。それに対して正の電子親和度 (Positive Electron Affinity, PEA) は伝導帯の最低準位より真空準位のほうがエネルギーが高い状態のことである。

図 3.46 は NEA GaAs 陰極の電子準位と光電効果による電子放出の様子を表している。レーザーにより伝導帯に励起された電子のほとんどは熱的にエネルギーを失い伝導帯の最低準位にたまることになる。NEA 表面では伝導帯が真空よりも準位が高いので、これらの電子は容易に真空中へと放出され、比較的高い量子効率を得られる。また、ほとんどの電子は伝導帯の底における熱平衡状態を経由してから真空中へと放出されるために、余分な運動量をほとんど持たない。したがって熱運動量の小さい極小エミッタンスビームが得られる。

他方 PEA 表面では真空準位の方がエネルギーが高いために伝導帯の底にたまった電子は真空中にすることはできず、やがて価電子帯の正孔と再結合して消滅する。ビームとしてとりだせる電子は熱平衡に落ち着く前に確率的に真空中へと放出されるものに限られ、それゆえに量子効率が低くなってしまふ。また、放出された電子はレーザー光子のエネルギーと真空準位との差に相当するエネルギーを運動量という形でもっており、乱雑な運動をしている。従って PEA 表面から得られる電子ビームの初期エミッタンスは比較的大きくなる。ほとんどの純金属、アルカリ金属は PEA 表面を有している。

光電効果により放出された電子の直角座標系における横方向エミッタンス  $\varepsilon_x$  は、

$$\varepsilon_x = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{(h\nu - \phi_0 + C_s \sqrt{E})}{3mc^2} + \frac{kT}{mc^2}} \quad (3.48)$$

で与えられる。ここで  $R$  はビーム径、 $h\nu$  は励起に使用される光子のエネルギー、 $\phi_0$  は電場がない状態での陰極の仕事関数、 $C_s = \sqrt{e/4\pi\epsilon_0} = 3.79 \times 10^{-5}$  は Schottky 効果を表す係数、 $E$  は表面

電場、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は陰極の温度、 $m$  は電子質量、そして  $c$  は光速である。上式で第一項は電子が光子により励起された際の余分なエネルギーのエミッタンスへの寄与を表している。また第二項は陰極物質の熱エネルギーの寄与を表している。

式 (3.48) を用いて比較のため典型的な金属カソードである銅を用いた場合に得られる電子ビームのエミッタンスを求めてみる。銅の仕事関数は 4.30 eV、使用するレーザーは紫外域の 266 nm、表面電場は RF 電子銃を仮定し 100 MV/m、ビーム径を 1 mm とすると、得られるエミッタンスは  $0.35 \pi \text{mm.mrad}$  程度となる。陰極に NEA GaAs を用いた場合、電子は伝導帯における熱的緩和を経て放出されるために式 (3.48) は正確ではない。NEA GaAs から放出される電子の横方向エネルギーは S. Pastuszka [1] らによって実験的に測定されており、その値は 25 meV 程度である。この値を用いて陰極温度を 300 K、ビーム径 1.0 mm として予想されるエミッタンスを求めると  $0.13 \pi \text{mm.mrad}$  となる。さらに陰極を液体窒素温度に冷却したとするとエミッタンスは  $0.09 \pi \text{mm.mrad}$  まで低下することになる。いずれにせよ NEA GaAs を陰極として使用することにより我々の目標である  $0.1 \pi \text{mm.mrad}$  を下回る、あるいは極めて近いエミッタンスが得られるということである。重要なことは NEA GaAs 陰極は液体窒素温度における運転も含めて SLAC 及び名古屋大学において十分な実績を有しているということである。したがって実験的にエミッタンスを確認することは重要であるが、技術開発の核心は NEA GaAs 陰極の長寿命化や高量子効率化、安定化などいかに低エミッタンスビームを破壊せずに安定して取り出すかということに集約される。

### 3.3.2.1 量子効率、寿命

NEA GaAs は生の GaAs 結晶の表面に Cs と酸素を吸着させたものである。非常に繊細であり、イオンによる衝撃などですぐさま破壊されてしまう。したがって長寿命を実現するにはイオン濃度を極めて低くする必要があり、陰極近傍を高真空に保つ必要がある。

寿命を低下させる要因としては暗電流とそれに伴う真空度の悪化がその原因であることがほぼ特定されている [2]。真空中の残存ガスがイオン化されると電場に誘導されて電子とちょうど逆向きの軌道をたどり陰極に衝突する。電場整形用電極などから発生した暗電流は陽極やビームパイプに衝突し、そこからガスを放出させてイオンの種をつくるのである。いずれにしろ真空悪化とそれにより発生するイオンが寿命低下の直接的原因である。

偏極電子源として長年にわたり NEA GaAs 陰極の開発・運転実績を持つ名古屋大学、SLAC の経験からある程度の寿命を維持するためには陰極近傍の真空度を  $10^{-10} \text{Pa}$  以下に抑えることが必要なことがわかっている。また電極からの暗電流の値を  $1 \text{nA/m}^2$  未満とすべきことも分かっている。

一般的に暗電流の値は表面電場が増加すると急激に増加する。したがって暗電流を抑えるにはなるべく表面電場を低くするほうがいいが、主に二つの理由から加速電場をむやみに下げることができない。一つ目の理由は、電子銃から取り出せるビーム電流が陰極の表面電場に依存しているからである。ビーム電流は空間電荷制限により電圧の  $3/2$  乗に比例するため、ビーム電流とパービアンズ (比例係数、陰極面積等により決定) により必要な加速電場が決ってしまう。パービアンズを大きくとることも可能だが、そのためには陰極面積を大きく取らざるをえず、ビームエミッタンスの増大につながる。二つ目の理由は空間電荷効果によるエミッタンスの増大を防ぐためである。均一度の項でも後述するが空間電荷効果によるエミッタンス増大を抑制する上でビームの硬さ、つまりビームエネルギーは実は本質的ではない。しかし不均一な電荷分布から生じる非線形の空間電荷効果によるエミッタンス増大の大きさはビームエネルギーの二乗に反比例する。つまり加速電場が高いほどエミッタンス増大が抑制されるのである。細かい条件については高圧化の項で述べるが、我々としては 33 MV/m という表面電場での運転を目標とする。その状態で暗電流  $1 \text{nA/m}^2$  未満、陰極近傍での真空度  $10^{-10} \text{Pa}$  未満を維持しなくてはならない。

NEA GaAs の量子効率として 10%程度の値が報告されている [3]。現状ではそれを安定的に長期にわたって維持することは困難であるが、酸素や Cs の吸着の条件、電子銃内の超高真空化など高量子効率・長寿命をめざして精力的に研究開発が進行中であり、我々の目標として量子効率 10%を維持しての運転を掲げたい。また寿命については CEBAF の入射器として用いられている NEA GaAs 銃で  $2.0 \times 10^5 \text{ C/cm}^2$  という値が得られている。この値は放出面積を 1 mm 径として 100 mA での運転を仮定すると 5 時間程度に相当する。複数の陰極による運転などを考慮してもこの 5 倍程度の値を達成すべきである。

### 3.3.3 エミッタンス増大の抑制

1.3 GHz 周期で発生するバンチビームの平均電流を 100 mA とするためには、一つのバンチ当たりの電荷量は、

$$\frac{100 \times 10^{-3} [\text{C}]}{1.3 \times 10^9} = 7.7 \times 10^{-11} [\text{C}] \quad (3.49)$$

つまり 77 pC となる。パルス長を 20.0 ps とするとピーク電流は 3.9 A となる。我々の要求するエミッタンスは極めて小さいことから空間電荷効果によるエミッタンス増大が危惧される。以下、電子銃の高圧化とビームの電荷分布を均一化することにより空間電荷効果によるエミッタンス増大を抑制する方法について考察する。

#### 3.3.3.1 高圧化

空間電荷効果による自己発散力は  $\gamma$  の二乗に反比例する。そのため速やかに相対論的領域まで加速してビームを硬くすることが空間電荷効果の抑制には有効である。また、ERL 電子銃は極低エミッタンスが目標であるので、陰極面積を通常の熱電子銃などとくらべると極端に小さくせざるを得ない。ビーム径を 1 mm とするとその面積は  $7.9 \times 10^{-7} \text{ m}^2$  となる。陰極表面からのビーム電流密度は空間電荷により制限され、その大きさは  $3/2$  乗則より陰極-陽極間電圧の  $3/2$  乗に比例する。したがって小さい陰極から大きな電流を取り出すためには高圧化が必要となる。

しかし一方で電圧をむやみに高めると電界電子放出現象などにより暗電流が増加し、真空の悪化、それによる NEA 表面の破壊などが起こり問題が多い。高圧化のためには放電限界が高く、高電圧でも暗電流の少ない材料・表面処理を開発することが必要である。

鈴木 [4] によるとステンレス鋼 (クリーン Z) を材料とし電解複合研磨による鏡面化と温超純水洗浄をほどこした表面から放出される暗電流は表面電場 34 MV/m において  $12.5 \text{ pA/m}^2$  であったという。この値は暗電流としては極めて低い値で、真空悪化による陰極寿命の低下を相当抑制できる値である。また最近 Ti がステンレスに比べて二倍程度の耐高圧・低暗電流性能を有することが明らかとなってきている。このようにこの分野は材料・表面処理方法の研究開発が盛んに行われているので、現時点でどのような選択がベストなのかを決めるのは非常に困難である。将来の技術的發展も含めて 30 MV/m 程度での安定的・長時間運転の可能性も充分にあると思われる。

電子銃のパービアンス  $P$  は、

$$P = 2.33 \times 10^{-6} \frac{S}{d^2} (A \cdot V^{-3/2}) \quad (3.50)$$

とあらわされる。陰極-陽極間隔  $d$  を 1 cm、陰極面積  $S$  を  $7.9 \times 10^{-7} \text{ m}^2$  (ビーム径 1 mm に相当) と

すると、電子銃のパービアンスは  $1.83 \times 10^{-8} (AV^{-3/2})$  となる。

電子銃から得られるビーム電流はパービアンス  $P$  と陰極-陽極間電圧  $V_A$  により

$$J = PV_A^{3/2} \quad (3.51)$$

である。ERL 電子銃のビーム構造は 77 pC、20 ps なのでピーク電流は 3.9 A となる。上記のパービアンスを仮定すると、3.9 A の電流を得るのに必要な電圧は 330 kV となる。その時の表面電場は 33 MV/m である。したがって十分なビーム電流を得る点からも 30 MV/m を超える高い表面電場での運転を達成する必要がある。

### 3.3.3.2 電荷分布の均一化

空間電荷効果における自己発散力は、電荷分布が均一な場合に限りソレノイド等の収束力を外場としてかけることで打ち消すことができる。他方不均一な電荷分布がつくる非線形な自己発散力を外場によって打ち消すことは不可能である。従ってエミッタンスの空間電荷効果による増大は実質的には不均一な電荷分布により生じる非線形の自己発散力により生じる。例えばビームの進行方向に対して軸対称なガウス型にビーム電荷が分布している場合、ソレノイド収束場を最適化してもビームは時間とともに徐々にそのエミッタンスを増加させる。均一な電荷分布とは電荷密度が軸対称でかつ一定の状態、すなわちシルクハットのような分布形状のことである。空間電荷効果の抑制のためには電荷分布の均一性が非常に重要であり、そのためレーザーパワー、陰極の量子効率を陰極表面にわたって均一にすることが必要となる。しかし一方で電子発生が不均一であってもビーム自身の熱運動により分布が均一化するため、エミッタンス増大はある時点で飽和するという指摘 [5] もある。この理論によると 10% 程度の密度の不均一があってもエミッタンスの増大は 10% 以下に抑えられる。この理論の実験的確認はもちろん欠かせないが、彼ら自身が指摘している最大の理論的不定性はビームハローの取扱である。実験的にもレーザーのプロファイルがガウス分布をしている場合と均一な分布をしている状態で得られるエミッタンスに大きな違いがあることが知られている。いずれにしてもビームハローを十分に小さく抑えることが重要と思われる。

以上をまとめると、空間電荷効果によるエミッタンス増大を抑えるためにはビームハローを十分に小さく抑えた上で、中心部の均一度を 10% 程度にすることが必要である。

### 3.3.4 レーザー

ERL 加速器には L-band (1.3 GHz) の超伝導加速空洞が使用される。そのため、その周波数、あるいはその調和周波数に同期してビームを発生させる必要がある。ピーク電流値を抑えて平均電流値を高めるためには全ての RF バケットにビームを入れてやるのがよい。そこで 1.3 GHz モードロックレーザーを使用して連続パルスビームを発生させることとする。

光陰極から得られる平均電流  $I$  [mA] は次のようにあらわされる。

$$I[\text{mA}] = \frac{\lambda_L[\text{nm}]}{124} P_L[\text{W}] \eta[\%] \quad (3.52)$$

ここで、 $\lambda_L$  [nm] はレーザーの波長、 $\eta$  [%] は量子効率、そして  $P_L$  [W] はレーザーの出力である。GaAs 陰極の仕事関数は 1.43 eV と他の光陰極に比べて小さく、UV 光を使用する必要はなく、通

常 800 nm 前後の光を使用する。そのため Ti:sapphire や多くの半導体レーザーが使用可能である。CEBAF では運転に Ti:sapphire レーザー使用しており、780 nm のレーザー光で 2.5 W 出力、1497 MHz 繰り返しという性能を達成している [6]。NEA GaAs の量子効率を 10%、レーザーの波長を 780 nm とすると、100 mA の平均電流を得るのに必要な出力は式 (3.52) から 1.59 W となる。この値は現状の技術でも不可能なものではない。しかしより高い出力のレーザーが実現されれば必要な陰極の量子効率を低く設定でき、また、より長い連続運転時間が確保できるなど利点は多い。従って可能な限りレーザーの出力を高めることには大きな意味がある。

出力だけではなくレーザーには安定性などの高い品質が要求される。空間電荷効果の抑制のための出力の均一さについては既に述べたが、パルス毎の位置変動、出力変動などについても高い安定性が要求される。ERL ではビーム間でエネルギーの受渡しをしながら、あたかも同一のビームが周回軌道をまわっているかのように運転しなければならない。ビーム電流の変動、軌道の変動は直接のビーム損失、あるいは各種のビーム不安定性を通じたビーム損失などを生じる。平均電流 100 mA は従来の 100 Hz 程度で運転するリニアックに比べて桁違いに大きい平均電流であり、「リニアックとして常識的な量のビームロス」が放射線の発生や真空容器への熱負荷など多くの問題を発生する。従って ERL への入射器には従来の線型加速器と比べて大幅に高い安定性が要求される。光陰極型の電子銃ではビーム安定性はレーザーの性能によりほぼ決まってしまう。つまりレーザーには高出力とともに極めて高い位置、出力の安定性、そして均一さが要求される。

栗木雅夫、大沢哲 (KEK・加速器)

## 参考文献

- [1] S. Pastuszka et al., Appl. Phys. Lett. 71 (1997) 2967.
- [2] M. Gruner and M. Tigner edited, “Study for a proposed Phase I Energy Recovery Linac synchrotron light source at Cornell university”, JLAB-ACT-01-04, 2001.
- [3] T. Nakanishi et al., NIM A 455(2000) 109-112.
- [4] 鈴木千尋, 名古屋大学大学院博士論文, 2000.
- [5] S. Lund, J. Barnard, and E. Lee, XX international linac. conference (Linac XX) proceedings, (2000) 290.
- [6] Hovater and Poelker, NIM A 418 (1998) 280.

## 3.4 電磁石

### 3.4.1 はじめに

ここでは、ERL周回部（アーク）のラティス設計から得られた主要電磁石パラメータ（表3.11）をもとに電磁石の検討を行う。

表 3.11: アーク部の主要電磁石パラメータ ( $E=5$  GeV)

	最大磁場強度 (又は勾配)	磁石長 $L$ [m]	偏向角 $\theta$ [deg.]	ギャップ $g$ [mm] ボア半径 $r$ [mm]	NI/pole [A・ターン]	台数
偏向電磁石	$B \sim 1.0$ [T]	1.5	5.0	20	$\sim 8000$	27
偏向電磁石	$B \sim 1.0$ [T]	3.0	10.0	20	$\sim 8000$	18
四極電磁石	$B' \sim 55$ [T/m]	0.5-0.8	-	15	$\sim 6000$	226
六極電磁石	$B'' \sim 2000$ [T/m <sup>2</sup> ]	0.2	-	20	$\sim 2200$	64

### 3.4.2 電磁石の検討

表 3.11 の電磁石パラメータより、偏向電磁石に関しては既存の蓄積リングと同程度の磁場（ $\sim 1$  T）である。しかし、四極電磁石の磁場勾配 55 T/m は第 3 世代放射光源の低エミッタンスリングに比べても 2 ～ 3 倍程度の強度を必要とする。さらに、六極電磁石の 2000 T/m<sup>2</sup> という強度は、約 4 ～ 5 倍程度に相当する。すなわち、ERL では従来の蓄積リングの数倍強い収束力を持つ電磁石システムが必要である。この強い四極電磁石および六極電磁石を実現するため、簡便な方法としてできるだけボア径を小さくする必要がある。ただし、ギャップやボア径を小さくする場合、真空システムに大きな負担を与える可能性が高いので、その点に十分注意する必要がある。そこで安定軌道の確保の観点および真空システムを考慮し、まず表 3.11 に示したようなギャップおよびボア径を仮定して電磁石の概略設計を行うこととした。すなわち、モデルとなる電磁石（偏向、四極、六極電磁石）を設計し磁場計算を行ない、大まかな評価を試みることにした。計算コードには Poisson を使用し、鉄心は珪素鋼板を使用した。なお、今回の計算では、特に、

- 磁場強度（鉄心の飽和の影響）
- 有効磁場領域 ( $\Delta B(x)/B(0) \leq \pm 5 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta B'(x)/B'(0) \leq \pm 5 \times 10^{-4}$ ) の程度、

の 2 点に着目した。

#### 偏向電磁石

図 3.47 にモデル偏向電磁石の断面図を示す。図 3.48 には、磁場計算で得られた励磁曲線を、図 3.49 には、適当な磁場での水平方向の磁場分布をそれぞれ示す。このモデル電磁石の場合、磁場が 1.3 T を超えるあたりからようやく飽和の影響が見られ、8000 A-turns 程度で約 1.0 T の磁場が得られる。また、有効磁場領域は、1.0 T では  $\pm 14$  mm、1.4 T でも  $\pm 12$  mm 得られる。磁場強度に関しては、十分な余裕がある。しかし、現時点のラティスでは、*Rectangular* 型（長方形型）の偏向電磁石の使用を念頭においているため、*Sagitta*（偏向電磁石出入り口を結ぶ直線に対して、軌道が描く円弧のふくらみの最大値）を考慮する必要がある。磁石長 1.5 m の場合、*Sagitta* は 16.4 mm

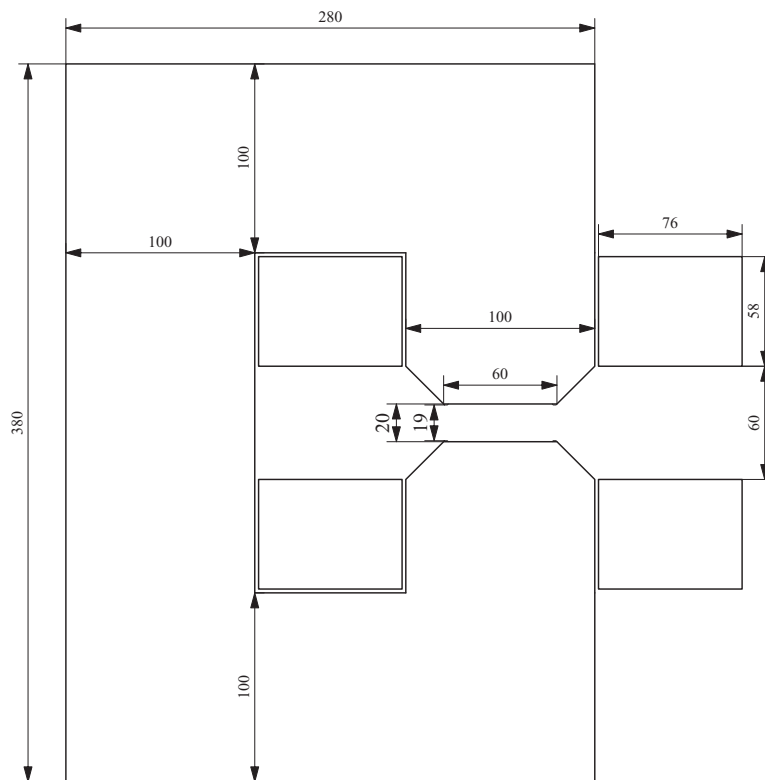


図 3.47: モデル偏向電磁石の断面図 (長さの単位 [mm])。

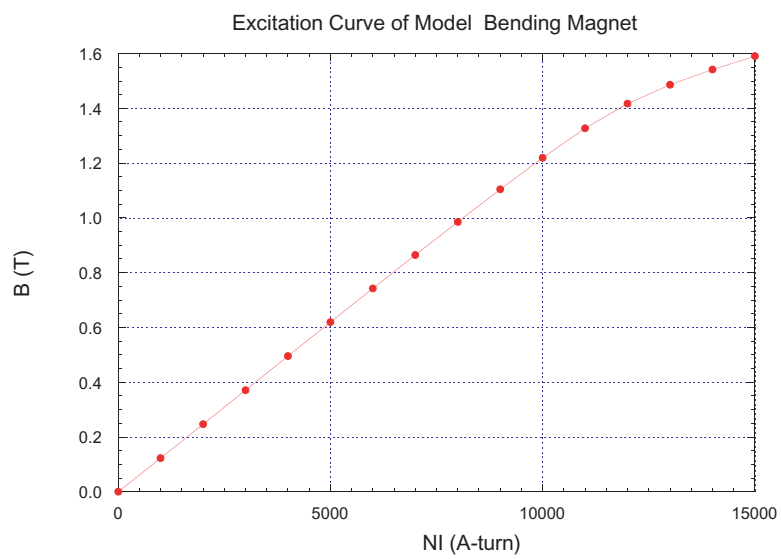


図 3.48: モデル偏向電磁石の励磁曲線。

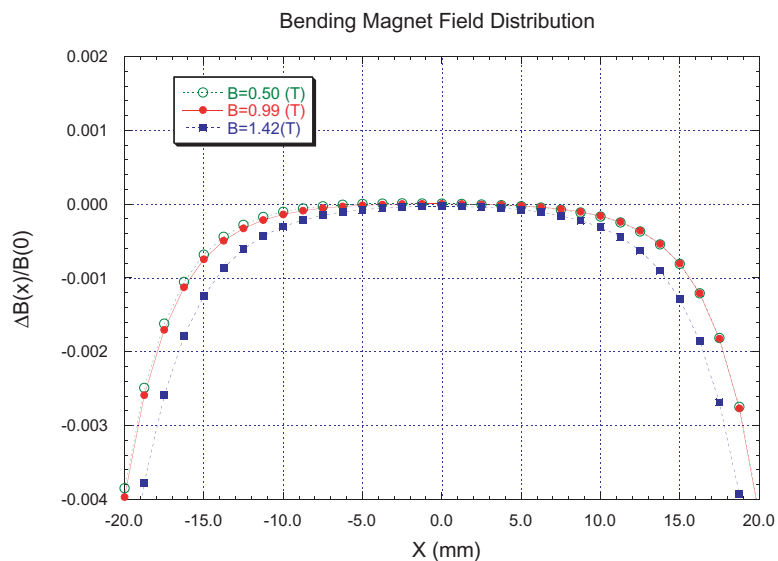


図 3.49: モデル偏向電磁石の磁場分布。

、3.0 m の場合は 65.4 mm になる。したがって、3.0 m の *Rectangular* 型の偏向電磁石では、設計軌道が有効磁場領域から外れてしまうので、再考が必要である。すなわち、*Rectangular* 型ではなく *Sector* 型 (扇型) の偏向電磁石を用いるか、あくまで *Rectangular* 型でいくなら、3 m を 2 分割にするか、もしくは十分な有効磁場領域を確保できる電磁石にするなどの見直しが必要である。

#### 四極電磁石

モデル四極電磁石の断面図を図 3.50 に示し、計算で得られた励磁曲線および磁場勾配分布をそれぞれ図 3.51, 図 3.52 に示す。このモデル電磁石の場合、磁場勾配が 40 T/m を超えるあたりから飽和の影響が見られるが、6000 A-turns 程度で 55 T/m の磁場勾配が得られる。有効磁場領域は、55 T/m でも  $\pm 14$  mm 程度確保できそうである。問題となりそうな個所は、磁極間の間隔が最も狭いところで 10 mm になるという点と、ビームラインとの干渉である。今後、真空ダクトとの取り合いおよびビームラインの干渉を考慮して、電磁石の大きさを再考する必要があるかもしれない。

#### 六極電磁石

六極電磁石の断面図を図 3.53 に示し、計算で得られた励磁曲線を図 3.54 に示す。このモデル電磁石の場合、磁場勾配が 3500 T/m<sup>2</sup> を超えるあたりから飽和の影響が見られるが、2000 A-turns 程度で 2000 T/m<sup>2</sup> の磁場勾配が得られる。よってかなりの余裕の設計となっている。ただし、六極電磁石についても、やはり四極電磁石と同様な点が問題となる可能性が高いので、真空システムとの取り合い等、今後さらに検討する必要がある。

### 3.4.3 電磁石電源の検討

電源の検討はほとんど行っていないが、すべての電磁石は個別励磁で行うことを想定しており、ERL の建家の検討において、東西 6 箇所電源棟から各電磁石に配線する予定である。上述したモデル電磁石ならば、偏向、四極、六極電磁石のコイルの巻き数を 20、40、40 ターン / ポールと仮定した場合、電源の最大電流値はそれぞれ 400 A、200 A、55 A となる。電源容量は、コイルの抵抗値 (断面寸法および長さで決まる) が決まらなると正確な数値は出せないが、最大でも 10 kW



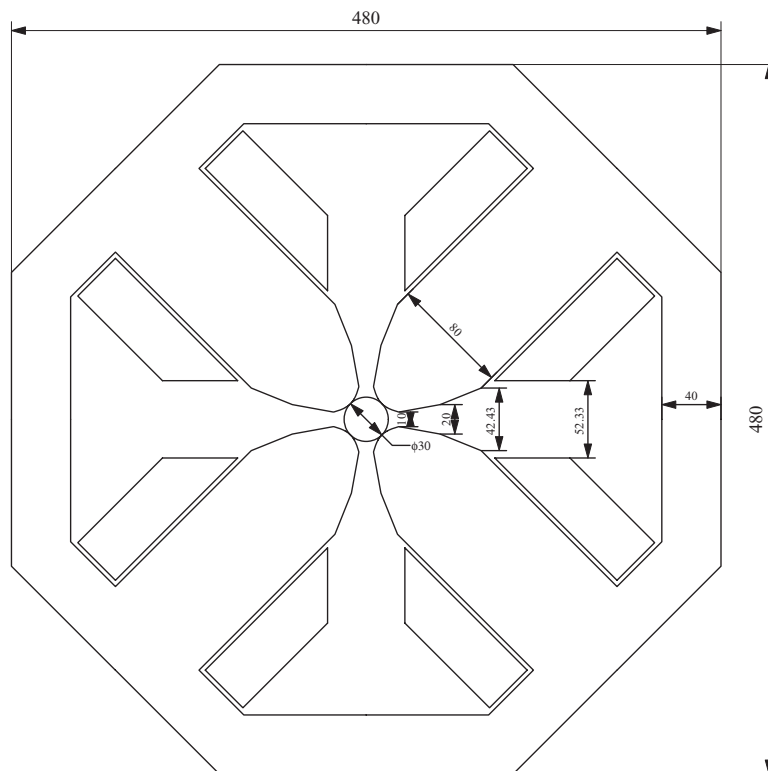


図 3.50: モデル四極電磁石の断面図 (長さの単位 [mm])。

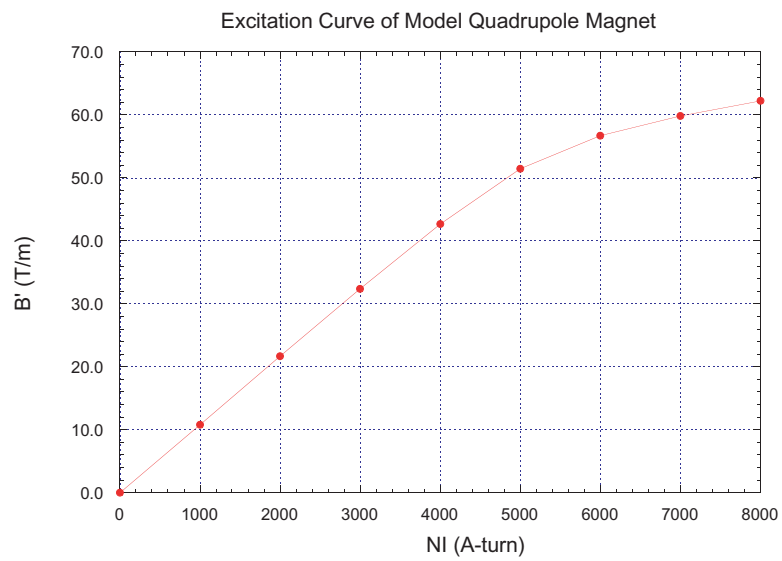


図 3.51: モデル四極電磁石の励磁曲線。

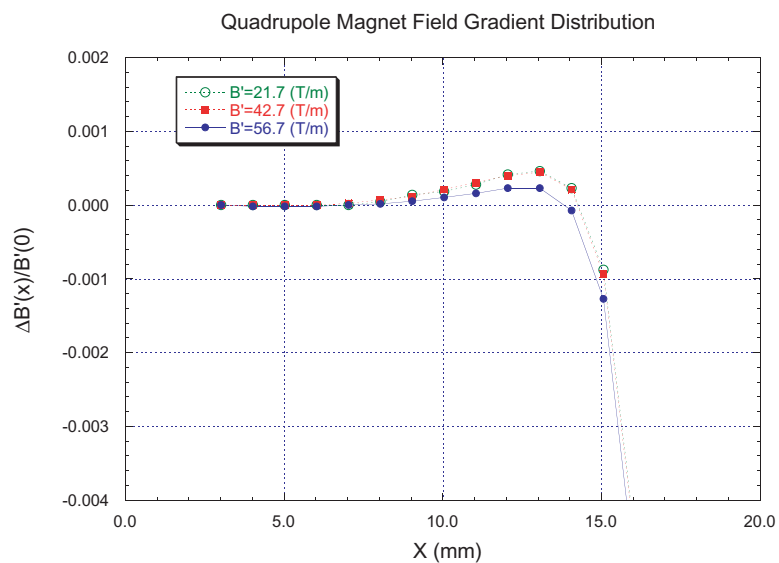


図 3.52: モデル四極電磁石の磁場勾配分布。

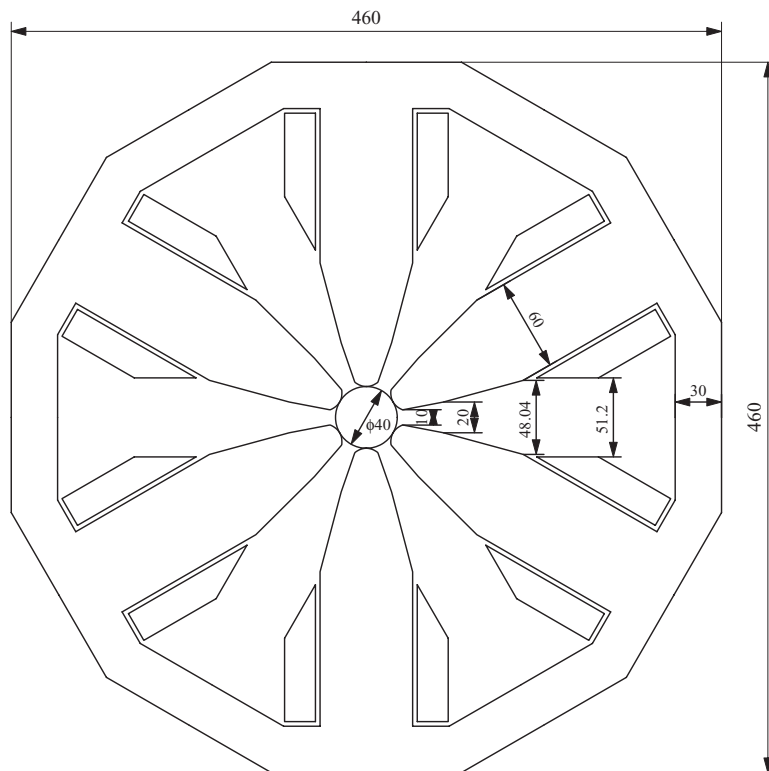


図 3.53: モデル六極電磁石の断面図 (長さの単位 [mm])。

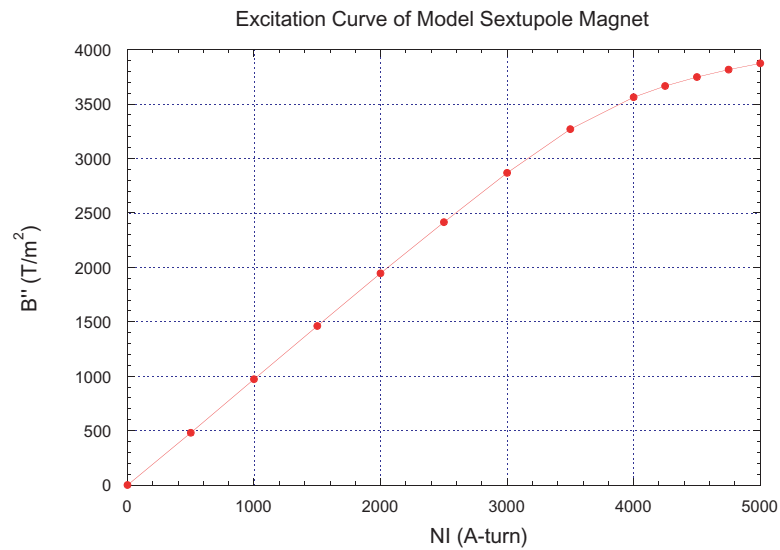


図 3.54: モデル六極電磁石の励磁曲線。

程度と思われる。この程度の電源であれば、長時間安定度およびリップルともに  $10^{-5}$  台の精度もものが、既設蓄積リングですでに使用されている。しかし、ERL のビーム力学の観点から、どの程度の精度が電源に要求されるかによって、電磁石電源の技術的な検討を行っていく必要がある。

#### 3.4.4 測量・アライメントおよび軌道変動など

測量およびアライメントの方法に関しても、まだ検討は行われていない。ただし、電磁石設置におけるアライメント誤差は、従来の蓄積リングと同程度 ( $0.1\sim 0.2$  mm) と予想している。しかしながら、ERL のビームサイズは、水平・垂直方向ともに数ミクロン程度になるので、架台や建物等の振動による軌道変動の抑制レベルは、サブミクロンになる。SPring8 などの第3世代放射光源では、垂直方向がそのレベルに達しており、サブミクロンの軌道安定化が重要なテーマとなっている。今後、ERL でも軌道安定化に関して、モニターおよびフィードバックシステム等、重要課題の一つとして検討を行う必要がある。

小林幸則 (KEK・PF)  
菅原龍平 (KEK・加速器)

## 3.5 真空系

### 3.5.1 はじめに

ERLの「真空系」について検討する。電磁石をはじめ各要素の設計が検討途中段階にあるため、これまでに手に入れた条件の下で真空系の在るべき姿について検討を試みる。まさにこのレポートの内容はゼロ次ドラフトとしての位置付けにある。そうは云いながら基本的な検討課題を列挙し、そのうちのいくつかについては検討を試みた。

### 3.5.2 ERL 真空の概観

#### 3.5.2.1 負荷

ERL 真空系の負荷は放射光照射による光脱離である。室温での熱脱離、さらにはHOMによる発熱に起因する熱脱離も検討の対象とすべきであるが、最も大きいガス放出の源である光脱離の大きさを見積もることとする。放射光強度は、

$$N_p(\text{total}) = 8.08 \times 10^{17} E_B I_B = 4.04 \times 10^{20} [\text{photons/s}/2\pi\text{rad}] \quad (\text{ERL}) \quad (3.53)$$

と与えられる。ERLを $I_B=100$  mA、 $E_B=5.0$  GeVで運転した場合、アーク部のノーマルセル1個分相当(3.5m直線 B-5° B-10° B-5° 3.5m直線)での照射 photon数は $2.2 \times 10^{19}$  photons/s/349mradである。単位開き角度当たりでは $N_p = 6.43 \times 10^{16}$  photons/s/mradとなる。

比較のためにPFリングを450 mA、2.5 GeVで運転する場合の放射光強度は、

$$N_p(\text{total}) = 8.08 \times 10^{17} E_B I_B = 9.09 \times 10^{20} [\text{photons/s}/2\pi\text{rad}] \quad (\text{PF}) \quad (3.54)$$

である。PFリングのノーマルセル(B-mag数=28台)1個分での放射光照射強度は $3.25 \times 10^{19}$  [photons/s/224mrad]であり、単位開き角度当たりの照射光子数は $N_p = 1.45 \times 10^{17}$  [photons/s/mrad]となる。すなわち、単位開き角度当たりの値としてERLとPFリングを比較すればERLはPFリングの41.6%に相当する放射光がダクトを照射し光脱離によるガス放出負荷となる。

ガス放出量はその単位によっていろいろな表現があり、ダクトの単位長さ当たりで評価する場合には $Q$  [Torr l/s/m]あるいは $Q$  [Pam<sup>3</sup>/s/m]、単位開き角当たりの放出気体分子数として評価する場合には $Q$  [molecules/s/mrad]などがある。

放射光の照射強度から光脱離強度を求めるには光脱離係数を用いる。 $Q$ 値と光脱離係数 $\eta$  [molecules/photon]との関係は、

$$Q [\text{molecules/s/mrad}] = N_p [\text{photons/s/mrad}] \cdot \eta [\text{molecules/photon}] \quad (3.55)$$

である。 $\eta$ の値は、「光照射に対して virgin である」アルミ合金表面ではおよそ $\eta = 1 \sim 0.1$  molecules/photonであるが、積分照射量の増加とともに減少し、十分に「潤れた」ダクト表面では $\eta = 10^{-6}$ 以下と小さくなることが知られている。すなわち、

$$\text{Log } \eta = \text{Const.} - \text{Log} \int N_p dt \quad (3.56)$$

の関係で  $\eta$  の値は減少する。真空系の設計としては初期のガス放出の大きいときを十分に考慮する必要がある。例えば、運転の最初において 10 mA のビームが入射されたとする。virgin ダクト表面での  $\eta$  を  $\eta = 1$  と仮定すると、 $Q$  [molecules/s/mrad]= $6.43 \times 10^{12}$  [photons/s/mrad/10 $\mu$ A]  $\cdot$  1 [molecules/photon]= $6.43 \times 10^{12}$  [molecules/s/mrad/10 $\mu$ A] となる。この値を真空工学で用いる圧力単位 Torr で表すとおよそ  $Q = 1.95 \times 10^{-7}$  [Torr l/s/mrad] である。ERL の偏向電磁石 B-mag の偏向半径  $\rho$  は  $\rho = 17.2$  m であるので、 $Q = 1.13 \times 10^{-5}$  [Torr l/s/m] となる。

### 3.5.2.2 必要圧力（主にアーク部）

ガス放出量  $Q$  [Torr l/s/m] と圧力  $p$  [Torr] の関係は単位長さ当たりの実効排気速度  $S_e$  を  $S_e$  [l/s/m] として、

$$p = Q/S_e \quad (3.57)$$

である。ERL ノーマルセル真空系の実効排気速度については後ほど検討するが、仮に 50 [l/s/m] の実効排気速度を与えるような設計が出来たとして、 $\eta=1$  では 10  $\mu$ A のビームでも、系内の圧力は  $p = 2.3 \times 10^{-7}$  Torr となる（実際にはここでは無視している熱脱離の寄与によるガス放出もあるのでこれより大きな圧力値となると考えなければならない）。これらの数字からは、真空系の実効排気速度 50 [l/s/m] を実現できたとして 100 mA を現実のものとするには  $\eta = 10^{-6}$  以下となつてはじめて  $p = 10^{-9}$  Torr 台が可能となると予想される。真空度がビームロスを決めるなら、許容されるビームロスの範囲で初期調整運転を確保するという視点から真空度は重要となる。

### 3.5.2.3 必要圧力（直線部）

ERL は Energy Recovery にその存在意義があるのではなく、エネルギー分散の小さな且つエミッタンスの小さなビーム軌道に挿入設置された光源からの高品質放射光の発生に意義がある。ERL は基本的にシングルパスであるのでビーム寿命という視点から見れば  $p = 10^{-9}$  Torr でも十分に実用になるように見える。しかしながら、残留気体分子による制動放射としてのガンマー線が挿入光源からの放射光と同一直線上に放射され、ユーザーエリアにまで達する。PF リング真空系の設計においてはこのことに配慮してリングのアーク部が  $1 \times 10^{-9}$  Torr 台であっても挿入光源の設置される直線部の真空はそれより一桁以上小さい  $10^{-10}$  Torr 以下の圧力となるよう配慮して設計した。

ERL アーク部とつながる挿入光源直線部において、より低い  $10^{-10}$  Torr の真空を実現するためには、アークの出口付近により大きな排気速度を持つ真空ポンプを配置する必要がある。このためのスペースが不可欠となる。

### 3.5.2.4 ビームロス

ERL での残留気体分子と電子ビームとの衝突の影響は、基本的にシングルパスであるので小さい。5 GeV の電子ストレージリングでは制動放射による散乱断面積  $\sigma_B(Z^2)$  が他の散乱断面積に較べ大きい。したがってビーム寿命  $\tau$  は  $1/\tau = \sigma_B p$  で与えることができ、真空の量 ( $p$ ) と質 ( $Z^2$ ) とがビーム寿命  $\tau$  を決めている。これに対し ERL ではボア 30 mm $\phi$  の四極電磁石が採用され、そこに設置される真空ダクトは内径 23 mm 程度の狭いものにならざるをえない。 $\beta$  関数の大きさにもよるが、残留気体分子と衝突し散乱された電子はその散乱角が小さくても狭い ERL ダクト内では容易にダクト壁に衝突し、失われる可能性が大きい。

電子ストレージリングとの比較においてビームロスの大きさを評価してみる。2003年2月現在、PFリングの平均真空は $2 \times 10^{-10}$  Torrであり、ビーム寿命 $\tau$ は400 mA ストレージ時に3000分である。すなわちこの条件での毎秒当たりのビームの減少率( $-dI_B/dt = -I(t)/\tau$ )は $5.56 \times 10^{-6}$ となる。電流に換算すれば $2.22 \times 10^{-3}$  mA/sが、個数に換算すれば $1.39 \times 10^{13}$  electrons/sの電子がリング(全周で)ロスしている。この程度のビームロスであれば厚さ1 m 弱のシールド壁の外側でユーザーは放射光利用実験を行うことができる環境となっている。

ERL 運転の初期に、 $10 \mu\text{A}$  のビームを連続的に入射して運転調整を行っていると想像すると、 $6.25 \times 10^{13}$  electrons/s の電子のロスがあることになる。すなわち、ERL での  $10 \mu\text{A}$  のビームロスは現状の PF リングでのビームロスより 4.5 倍大きな値 (1800 mA 相当) となる (ロスの評価基準が、加速器全体にわたって一様で、且つ単位長さ当たりであるならば、検討されている ERL の周長約 1200 m と PF リングの周長 187 m を考慮すると ERL での  $10 \mu\text{A}$  のロスは PF のその 70% となる)。調整が上手く進み、10 mA へさらに 100 mA と進む場合でも、ビームロスの絶対値を  $10 \mu\text{A}$  程度とするにはロスの割合としてそれぞれ  $10^{-3}$ 、 $10^{-4}$  と小さな値を実現しなければならないことになる。ビームロスの評価は放射線管理の立場から評価され別章に記される。

### 3.5.3 真空ダクト

電磁石・軌道グループが検討を進めている偏向電磁石のギャップは 19 mm、四極電磁石のボア  $D$  は  $D = 30 \text{ mm}\phi$  と小さく、それらの中に挿入設置される真空ダクトのコンダクタンスは電子ストレージリング用ダクトに較べ小さな値とならざるをえない。真空ダクト全体の構成として、偏向電磁石部ダクト B-duct、四・六極電磁石部ダクト Q-duct、磁石のない直線部ダクト S-duct に分け、それぞれについて検討する。必要に応じて偏向電磁石下流にある Q および S ダクトにビーム進行方向の順に番号を付ける。

#### 3.5.3.1 偏向電磁石部真空ダクト (B-duct)

偏向電磁石 B-mag の断面構造として検討されているものを図 3.47 に示す。磁極の有効幅は 60 mm、長さ 1500 mm および 3000 mm の 2 種類である。偏向半径  $\rho$  は  $\rho = 17.2 \text{ m}$  である。長さ 1500 mm 偏向電磁石用ダクト (B-duct-15) の場合、ダクト外周側を扇形に開いて、議論の対象としている B-mag からの放射光がダクト最下流の内壁を照射することなくダクトの外下流に取り出され、アップソーバーで処理される構造とする。そのためには最下流でのダクトの幅 (スパン) はビーム軌道中心から 66 mm 以上を確保する必要がある。

一方、ダクト内周側には分布排気ポンプ (NEG-module) を内蔵させる。そのスペースの内寸法は  $70 \text{ mm}(W) \times 25 \text{ mm}(H)$  で軌道中心より 50~120 mm とした。磁極部でのダクトの高さはギャップ値 (シムを考慮して) 最大 18 mm しかとれない。これは四極および六極電磁石部真空ダクトの内径 23 mm よりも 5 mm 小さい値である。磁極部の幅  $\pm 35 \text{ mm}$  の範囲ではダクト肉厚を 3 mm とし、それより外の範囲では 10 mm の肉厚とすることで、大気圧によるつぶれを最小にする。この偏向電磁石ダクト外周に冷却水通路を内蔵させる。断面図として上流側を図 3.55(a) に、下流端を図 3.55(b) に示す。

長さ 3000 mm 偏向電磁石用ダクト (B-duct-30) の下流半分部の構造は基本的には 1500 mm 用 B-duct-15 と同じとする。中央部より上流側のダクト外側を放射光照射が無い構造としないのは、最上流を発光点とする放射光 ( $0^\circ$  ライン放射光) が 3000 mm 下流では軌道外側 266 mm を通るので、B-duct-30 の下流部での大気圧によるつぶれ変形が無視できなくなることによる。この偏向電磁石ダクト外周にも冷却水通路を内蔵させる。B-duct-15 と同様に B-duct-30 の内周側に分布排気

ポンプ (NEG-module) を内蔵させる。

押し出し素管を曲げ加工して製作することも考えられるが、ダクト肉厚が一様でなく中心部が相対的に薄いために曲げ加工工程において予期せぬ変形が起こるおそれがある。素材のアルミ合金ブロックを機械加工で製作する方法も候補となる。ダクト全体を水平面内で上下に2分割して素材とし、ダクト内側および外側を切削機械で切削加工をすることによりハーフピースを製作する。加工後、上下のピースを溶接で合わせ一体としてダクトとする。この方法はPF-AR用無酸素銅ダクトに対して採用された方法である。素材はアルミ合金 A5052 が候補となろう。この方法はダクト内周内側に用意する排気スリットの工作が容易であるというメリットがある。ダクト内径が小さいために設置エラーは相対的に大きくなる。位置決めホールを B-duct-15 で2箇所、B-duct-30 では3箇所用意することになろう。

リング全周で発生する放射光パワーは、 $E_B = 5 \text{ GeV}$ 、 $I_B = 100 \text{ mA}$ 、 $\rho = 17.2 \text{ m}$  であるので

$$W = 88.5 \times E_B^4 I_B / \rho = 321.77 \quad [\text{kWatt}/2\pi\text{rad}] \quad (3.58)$$

しがたって、それぞれの偏向電磁石で発生した放射光パワーは、B-duct-15 下流では 4.47 kw、B-duct-30 下流では 8.94 kw である。B-duct-15 からの放射パワーの大部分は B-duct-15 直下流外側に用意される放射光アブソーバーで処理される。B-duct-30 においては、上流半分にある軌道を光源とする放射光が上流半分のダクト壁を照射するので、約 30 W/cm のパワーをダクト外周側に内蔵された冷却水水路で吸収処理する。一方、B-duct-30 の下流半分の放射光のパワーは B-duct-15 下流と同様に外に取り出し、直下流外側に用意される放射光アブソーバーで処理する。しかしながら、偏向電磁石下流端近くでの軌道を光源とする放射光は下流端外側アブソーバーで処理できず、より下流の四極および六極電磁石部の真空ダクト内壁を照射するパワーとなる。

### 3.5.3.2 四極および六極電磁石部真空ダクト (Q-duct-1, Q-duct-2)

#### シングルセルダクト

四極電磁石のボアは  $D = 30 \text{ mm}\phi$  と考えられているので、電磁石とダクトのクリアランスを  $\pm 1 \text{ mm}$  とすると、外径は  $28 \text{ mm}\phi$  となる。肉厚 2.2 mm のアルミ合金 A6063 を用いた押し出し管を想定すると、内径は  $23.6 \text{ mm}\phi$  となる。断面を図 3.56 に示す。リングに設置した際の外周側となる横壁には、放射光パワーを吸収するための水冷アブソーバーあるいは水路を内蔵させる。

直径  $D$  [cm] の円形断面を仮定すると、端部の効果を無視して長さ  $L$  [cm] 当たりのコンダクタンス  $C$  [l/s] は、

$$\begin{aligned} C_1 &= 3.87 \times D^3 (T/M)^{1/2} / L \\ &= 132.4 / L \text{ [l/s] for CO at 300 K} \end{aligned} \quad (3.59)$$

長さ 50 cm の四極電磁石部を貫通しているダクトのコンダクタンスは、 $L = 50 \text{ cm}$  として、 $C_1 = 2.6 \text{ l/s}$  と常識と言えるほどに小さい。ちなみに高輝度化された PF リングの  $L = 50 \text{ cm}$  当たりのコンダクタンスは  $C_{PF} = 41 \text{ l/s}$  である。この ERL 用ダクトのコンダクタンスは高輝度化 PF リングダクトのコンダクタンスの 6.3% ( $\sim 1/15$ ) と異常に小さい値しか確保できないことになる。したがって、ダクト断面構造として「円形断面 (シングルセル)」ではなく「楕円断面」あるいは「円形断面 + サイドチャネル付き」という構造を検討せざるをえない。

### サイドチャンネル付きダクト

一般断面に対するコンダクタンス  $C_2$  は、

$$C_2 = (4/3)(8RT/\pi M)^{1/2} / \int (b/A^2) dx \quad (3.60)$$

で与えられる。ここで  $A$  は一般断面の管の断面積 [ $\text{cm}^2$ ]、 $b$  は断面の周長 [ $\text{cm}$ ] であり、長さ  $x$  で断面を考慮しながら長さ  $L$  までの範囲で積分を行なうことで求めることができる。断面が長さ  $L$  に対して変わらなければ (3.60) 式は、

$$C_2 = 19.4(A^2/b/L)(T/M)^{1/2} \quad [l/s] \quad (3.61)$$

となる。

仮に、 $D = 30 \text{ mm}$  の円形断面シングルセル構造を楕円断面に変えてもコンダクタンスの改善には寄与しないことが見て取れる。基本的にアパーチャが小さいことがその理由である。図 3.56(a) に示すようなサイドチャンネルを軌道内側のみ付加した円断面構造のダクトのコンダクタンス  $C_2$  を (3.61) 式により求めると

$$C_2 = 1101/L [l/s] \text{ for CO at 300 K} \quad (3.62)$$

を得る。 $L = 50 \text{ cm}$  とすると、 $C_2 = 22 \text{ l/s}$  となり、PF リングコンダクタンスの 1/2 程度まで改善される。有限要素法によって正確な応力やつぶれを解析しなければならないが、四極・六極電磁石磁極近傍の肉厚が薄いことからこのままでは大気圧によってつぶれ変形を起こすことは明らかである。肉厚が薄い約 30 mm 幅の近傍には何らかの補強材をダクト内側に挿入してつぶれに対抗しなければならないと考える。このことは、気体分子にとって進行方向に障害物を挿入したことに相当するので、ようやく獲得した上記のコンダクタンスを小さくすることになる。実際に採用する構造でのビームダクト軸方向のコンダクタンスを十分なだけ確保するのは難しい。

### サイドチャンネル付きダクト (分布排気ポンプ内蔵)

次に、図 3.56(b) に示すように、サイドチャンネル内部に NEG (モジュールあるいはストリップ) を内蔵させることで分布排気速度を持たせ、軸方向のコンダクタンスは十分でなくとも実効排気速度を確保することについて検討する。

放射光が照射しないリング内側のサイドチャンネルに、ビームからサイドチャンネルを見たとき、例えば幅 20 mm、高さ 4.6 mm、奥行き 25 mm のつぶれ補強材を 70 mm ピッチで挿入する。このサイドチャンネル奥に 30 mm 幅のストリップを折りたたみ高さ 23 mm とした NEG モジュールを必要数挿入する。市販品のモジュールは折りたたみ高さ 50 mm であるが製作可能と思われる。NEG モジュールへ向かっての窓 (50mmW×4.6mmH×39mmDepth の矩形形状) のコンダクタンスは、

$$\begin{aligned} C_3 &= 30.9K_j(H, W)W^2H^2(W+H)^{-1}(T/M)^{1/2}/\text{Depth} [l/s], \\ &= 43.21 \times (T/M)^{1/2}/\text{Depth} = 36.23 [l/s], \quad \text{この場合 } K_j(H, W) = 1.444. \end{aligned} \quad (3.63)$$



ここで  $K_j(H, W)$  は幾何学的形状に対する実験に基づく補正值である。このような窓が長さ 50 cm の四極電磁石部には 6 個内蔵することが可能なので、 $L = 50$  cm 当たりの窓コンダクタンスとして 217  $l/s$  を用意できることになる。仮に、NEG モジュールの排気速度として  $L = 50$  cm 当たり 100  $l/s$  程度を用意できれば、この部分での実効排気速度を 60~70  $l/s$  程度を期待できる。これは電子ストレージリングと比較しても十分な値である。

#### ダクト外周側の構造（放射光アブソーバー内蔵）

放射光が照射する軌道外側のダクト壁を水冷する必要があるが、四・六極電磁石部では磁極間のスペースが小さく、必要な冷却水量を確保できる水路を設けることは困難である。軌道外側にも内側と同様のサイドチャンネルを付加し、水路が確保できる位置にアブソーバーを挿入したい。この場合にもサイドチャンネルのつぶれ防止の補強材が必要となる。しかしながらこの補強材には放射光照射があるので、水冷されたアブソーバーの一部がつぶれ防止構造材となるように設計する必要がある。放射光パワーは、偏向電磁石下流から Q-mag(No.1) までの直線部 ( $L = 600$  mm) の範囲には 1230 W、Q-mag(No.1) 内部 500 mm の範囲には 462 W と推定できる。したがって補強材の材質としては熱伝導が大きく、かつ温度上昇によっても耐力が落ちない無酸素銅が候補となる。ビームスペースからサイドチャンネルへと続く部分は内法高さが 4.6 mm しかとれないことから、この狭い範囲の構造材に、力学的耐力を確保しながら、且つ冷却水水路を設けようとしても水路の壁厚を十分なだけ確保することはほとんど不可能である。したがって、冷却水を通すことが可能な位置はビーム中心から 65 mm 以上離れた位置となる。

偏光電磁石下流端から 1.5 度から 5 度さかのぼった位置にある光源から放射されるパワーは 3.2 kW である。このパワーを受け止めるためのアブソーバーは、幾何学的制約条件から、5 度 ~ 3.5 度を受けもつアブソーバーと 3.5 度 ~ 1.5 度を受けもつアブソーバーに分けて、偏向電磁石下流端から Q-mag(No.1) 上流部までの直線部ダクトに内蔵する。アブソーバーでのパワー密度を下げるため、受光面は少なくとも 1:5 に傾ける必要がある。この部分の排気はアブソーバー近傍（上下位置）に配置するポンプで排気する。

短パンチによる HOM が排気用スリットを通して侵入することを防止するために、小さな穴径の小穴を採用することになる。しかも、内径わずか 23 mm の円形ビームダクトに排気に必要なコンダクタンスを確保するには小穴を多数開けることが必要となる。しかし、イメージ電流が流れるビームダクトに多数の小穴を穿つことは望ましくない。シミュレーションによる検討が必要であるが、サイドチャンネル内部に排気スリットを設けるほうがこれに較べ自由度が多く、HOM 発熱を防ぎながら実効排気速度を確保することが容易と予想される。

#### 3.5.3.3 直線部ダクト (S-duct)

##### B-mag 下流ダクト (S-duct-1)

直線部ダクトの断面を図 3.57 に示す。材質はアルミ合金 A6063 とし、押し出し加工により成形する。内形状は円形断面で、内径 23.6 mm $\phi$  として四極・六極電磁石部ダクトと同一形状とする。3.5.3.2 節に示したようにこのダクト区間のコンダクタンスは小さい。このダクト内の実効排気速度を確保するために、軌道内側に NEG を挿入できるサイドチャンネルを設けたい。NEG モジュールのためのスペースは 40 mm(W)  $\times$  26 mm(H) 程度必要である。

偏向電磁石下流の Q-mag(No.1) までの直線部には原則として補正電磁石以外の長い磁石は配置されない。外側サイドチャンネル内に放射光アブソーバーを設置することで、アブソーバー区間及び下流区間にあるダクト内壁を保護する。この間の放射光パワー 1230 W を処理するアブソーバー

の構造と配置については3.5.3.2節に述べた(図3.57(a)参照)。構造上の制限のためアブソーバーと排気ポンプの配置については最適化を行いながら設計を進めることになる。図3.57(a)断面と図3.56(b)断面図を、HOM発生を防ぐため断面を滑らかに接続する。

ERL加速器の特性を活かした放射光利用は挿入光源からの放射光利用である。挿入光源はアーク部ノーマルセル(3.5m直線 B-5° B-10° B-5° 3.5m直線)の上流直線部(3.5m×2)に配置されるので、ノーマルセル最上流偏向電磁石ダクト(B-5° B-duct-15)からその放射光を取り出すことになる。下流外側に用意される放射光吸収アブソーバーに放射光取り出し窓を開け、S-1ダクトにビームラインへの接続管を設けて取り出す。

#### 磁石間直線部ダクト(S-duct-2~4)

図3.57(b)に示すように、ビームダクトは外側形状を八角とし、斜め45°方向にビーム位置モニタ(BPM)を取り付けるようにする。この区間への放射光照射強度は低くパワー密度も小さいので、ダクト外側に設ける冷却水水路で冷却することで問題はない。

### 3.5.4 排気系

ERL真空系全体の排気系として、上流から順に、電子銃部、バンチャー、超伝導リニアック部、アーク部、直線部とに分けて検討することになる。超伝導リニアック部はKEKで開発・発展させてきた超伝導加速空洞とその周辺技術の蓄積から加速空洞セルの極低温の表面状態を如何に長時間維持するかを目標に設計することになる。加速空洞前後の真空の量(圧力)と質(水素以外はほとんど無視できる分圧に制御)の制御が求められるが、現状の技術で達成可能と思われる。バンチャー部は、アーク部とは異なり収束電磁石のボアを大きくとる事も可能である。また、磁石間の自由空間長やビームダクト断面形状の自由度も大きいので、ビームブローアップを起こさない程度の真空を実現させるのに必要な排気系を設計するにあたって特に困難はないと思われる。

#### 3.5.4.1 電子銃部

ERL用電子銃から取り出されるビームには、低エミッタンスであり、かつ横方向にも進行方向にもハローが無視でき、電子電流が長時間安定であることが求められる。電子の放出が安定であるためには、残留ガスによる再吸着で表面仕事関数が変化しないこと、ウェネルト電極などから電子衝撃脱離したイオンやイオン化した残留ガスイオンが陰極表面を衝撃し、陰極面をスパッタするなどして電子放出特性が変化しないことなどが要求される。これらの要求を充たすための「雰囲気真空」に関する条件として、チップ状陰極から高電界によって電子を取り出す実験の実情が参考になると考える。カーバイド系金属を用いたチップ陰極での高電界電子放出特性が安定であるには、学会発表によれば $10^{-11}$  Torrでは不十分で $10^{-12}$  Torrが必要であった。仮に $10^{-12}$  Torr台の真空を実用にする場合、日本真空協会会誌「真空」1994年9月号「極高真空特集号」が真空を創り出すうえでの材料選択、排気系の選択、また計測技術においても参考となる。電子の取り出し方式に付いてはいろいろな提案がなされているので、それぞれにおいて最適な真空材料と排気系を検討することになる。なお、カーボンナノチューブCNTあるいはカーボンナノファイバーCNFを陰極に用いた場合の安定性と真空の関係については、現在各種の実験が各地で行なわれているので調査が必要である。

ERL用超伝導リニアックではパルスではなく直流の電子加速が行なわれる。したがって直流の優れた電子放出特性が検討対象となる。直流で100 mAという電子電流を限られた特定の面からと

り続けることは可能であろうか。電子電流をとり続けても安定な表面とはどのようなものであるか。真空と固体表面の視点からも大きな興味がある。(参考: 熱陰極真空計ではタングステンが陰極材として用いられ、その表面積は陰極形状にもよるがおよそ  $0.5 \text{ mm}\phi \times 70 \text{ mm} = 1 \text{ cm}^2$  である。  $10^{-10}$  Torr 台の真空において 5 mA 程度の電子電流を年の単位で安定に取り出し、  $5 \text{ mA/cm}^2$  の電流密度を実用としている。 ERL 電子銃に必要な電流密度は (参考: 面積で 1/100 以下、電流値で 20 倍を考慮してタングステンからの熱電子放出に較べ  $10^4$  倍という大きな値である)  $\text{CeB}_6$  からの熱電子では、また CNT ではどの程度になるのか今後調査が必要である。)

### 3.5.4.2 アーク部

ERL アーク部 (偏向電磁石および四・六極電磁石部) での排気についてはダクトの構造の節 3.5.3.2 で設計方針を述べた。

基本的にはダクト内周側には分布排気ポンプを内蔵させる。偏向電磁石部では、偏向半径  $\rho$  は  $\rho = 17.2 \text{ m}$  であるので、NEG ストリップを張るにあたってダクトの内周側を直線となるようにダクトを製作しなければならない。偏向電磁石がセクター構造をとった場合には、NEG ストリップの代わりに 25 cm 長の NEG モジュールを連結して用いることにする。長さ当たりの排気速度も NEG モジュールのほうが大きい。 B-duct-15 ではダクトを放射光が直射しない構造とし、直下流外側に設けるワイド型放射光アブソーバーからの放出ガスをアブソーバー部に設ける排気ポンプにより排気する。排気ポンプとして、イオンポンプ、チタンサブレーションポンプ、(加えて NEG) から構成される。

これに対し B-duct-30 では下流側半分は (上流半部分を光源とする) 放射光の直射を受ける構造となる。この部分の排気には B-duct-30 外周側から放射光アブソーバーとその陰に隠れたチタンゲッタポンプで排気を強化する。偏向電磁石の下流半部分を光源とする放射光は B-duct-30 下流の外側に取り出す設計なので、B-duct-15 の場合と同様の構成とする。すなわち、下流外側に設けるワイド型放射光アブソーバーとそこからの放出ガスを排気ポンプにより排気する。

$10^\circ$  偏向区間での放射光強度は最大  $1.1 \times 10^{19}$  photons/s/ $10^\circ$  である。比較的初期の段階として 1 mA と仮定し、そのときの光脱離係数  $\eta$  の値を  $\eta = 10^{-3}$  molecules/photon と仮定すると、光脱離によるガス放出量  $Q(10^\circ)$  は、

$$Q(10^\circ) = 1.1 \times 10^{17} \times 10^{-3} = 1 \times 10^{14} \text{ [molecules/s]} = 3 \times 10^{-6} \text{ [Torr l/s]} \quad (3.64)$$

となる。500 l/s という排気速度をこの区間に配置して、ようやく  $1 \times 10^{-8}$  Torr 以下の真空をえることができる。これが初期運転を可能にするに必要な排気速度の見積もりである。放射光強度の分布に見合うために、この排気速度の 2/3 以上を S-duct-1 から S-duct-2 間での区間に配置する。したがって、経路全周では  $360^\circ/10^\circ$  として約 20,000 l/s の排気速度を用意しなければならない。実際には直線部の真空を一桁以上改善することが必要なので、ERL 真空系全体では、この数倍の排気速度を用意することが必要となる。

### 3.5.4.3 直線部

直線部には挿入光源が設置される。制動放射を極力少なくするには挿入光源の前後および挿入光源内部の残留ガス圧力を運転中でも  $10^{-10}$  Torr としたい。今後、挿入光源の構造や寸法が決まれば、必要な排気系を設計することにする。挿入光源の前後には排気ポンプを置くことができる約 50 cm 程度のスペースがあるので排気は可能と考えている。

### 3.5.5 製作上の課題

#### 3.5.5.1 ビーム位置モニターに対する考え方

内径 23.6 mm $\phi$  のボアに挿入設置される真空ダクトに取り付けることが可能なボタン型 BPM 電極のサイズは、4~5 mm $\phi$  とならざるをえない。電極とビームの距離は 11 mm となるが、この小さなサイズの電極で 10  $\mu$ A のビームをハンドリングできる信号を取り出せるであろうか。BPM は S-duct-1~4 までのダクトに配置するが、電極配置は水平・垂直から 45° 方向に 4 電極を配置することを考えている。従って、ダクトの上下には BPM を固定のための取り付け具を配置する。

特にリニアックからアーク部へつながる領域では、ビーム軌道を正しく制御しその先にあるアーク部でビームをロスしないようにハンドリングする必要がある。キッカー・セプタムを用いないリニアックからのビームは電子ストレージリングへの入射ビームとは異なり水平方向に大振幅とはならないので、例えばノーマルセル 3 個分程度の領域（全アークの数%相当）において軌道を正しく制御できれば、その後のアークではビームロスを起こさない程度に軌道を確保することが出来ると期待される。最初の偏向電磁石 3~4 個分程度の領域にはボタン電極型 BPM よりも感度が大きいストリップライン型 BPM も併設することが望ましいのではないかと。しかし、ストリップライン型 BPM を内蔵する円形断面ダクトの内径はどのようなものとなるか。ストリップラインとダクト内径はどれほどの距離を離すべきか。膨らんだ形のストリップライン部ダクトでのインピーダンスはどれほどと評価されるのか。ダクト壁面にセラミックスを溶射しその絶縁膜上にスパッタリングでストリップライン電極を形成するなど、従来の方式にこだわらないあらたな試みがなされてもよい。今後の検討課題である。

ERL ではビームサイズが 10  $\mu$ m 程度であるので、BPM の設置制度は、電子ストレージリングでの BPM 設置精度よりも高精度であることが望まれる。また、BPM の位置分解能もビームサイズの 10%程度は必要となるであろう。これらのことから、ビーム位置モニターの運転中の力学的振動を如何に小さく出来るかが設計上の重要課題となる。振動の源は、冷却水冷凍機および空調機器などの施設機器からの振動、冷却水が流れることによって引き起こされる振動などが考えられる。小さなボア径の故に薄肉にならざるを得ない真空ダクトは特に低周波の振動に弱い。ビーム位置モニター部に誘起される力学的振動を小さくするには質量の大きな電磁石に設置固定することが必要であるだけでなく、「軟らかなベローズ」のような振動吸収体を BPM の前後に配置することが必要となる。HOM 抑制の RF シールドをもつベローズは、振動を吸収する「軟らかな」構造とは両立しがたく、BPM 部に及ぶ力学的振動を抑制するにはあまり有効ではなくなる可能性がある。このような理由から BPM 近傍において力学的振動を吸収するベローズなどの構造体に期待するのは正しくない。建物構造および施設の設計において振動源を隔離するなど振動の抑制に配慮すべきである。

#### 3.5.5.2 HOM 誘起の基になるダクト内段差

ERL ビームはバンチ長がピコ秒あるいはサブピコ秒となることが期待され、この高輝度短バンチ電子ビームをアンジュレータに導き、極短パルス X 線をコヒーレントに発生させることが新光源計画の目的である。このような短バンチビームが誘起する HOM ロスはビーム自体にとっても真空系の発熱という視点からも重要な検討事項である。バンチ長に対するロスパラメータはバンチ長が 3~4 mm 以下になれば急激に増加することが容易に想像できる。正しくはシミュレーションによる事前評価が必要であるが、ピコ秒あるいはサブピコ秒バンチが内径 23 mm 程度の真空ダクトを通過することになるので、ダクト壁段差、RF コンタクト部段差、形状変換部などにおいて誘起する HOM はリング型加速器などでは経験していないほどの大きさになると恐れる。ダクトの

要素（ダクト本体、ベローズ、フランジなど）の組み立ての際、現場でダクト相互を接続する際、さらに設置における予期せぬ不整合など、いろいろな原因があっても段差を 0.2 mm 以下に抑えこめるように考慮した設計や製造方法を現実のものとするにはかなりの労力と費用が必要となる。

挿入光源、ゲートバルブ、ダクトのフランジ接合部、ストリップライン型 BPM 部では四極・六極電磁石部あるいは偏向電磁石部ダクトの断面形状と異なる形状となることが予想される。緩やかな形状変換（例えば 10° 程度の拡り）が可能な「長さの余裕」をあらかじめ見こんで、真空系に關係する要素を配置できるようにすべきである。

ダクト内表面の凹凸や表面電気伝導度にも注意を払い HOM 発生の原因を極力取り除く工法を用意する必要がある。

### 3.5.6 まとめ

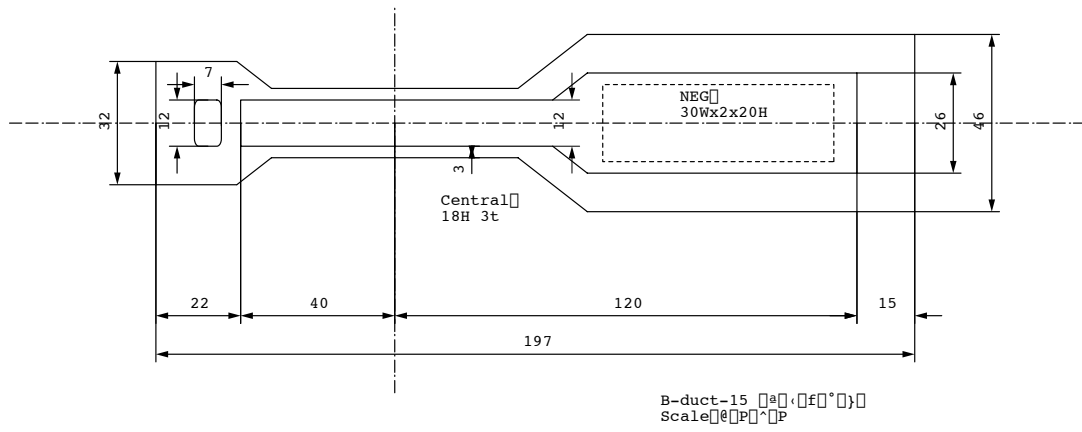
ERL リング真空系は、提案されている電磁石の寸法ならびに配置の条件の下でも、その成り立ちが全く困難というシステムとはならない。放射される放射光強度はユーザー運転中の PF リングの 50% 以下であり、パワーは 1.8 倍である。これらは設計によって処理できる量である。光脱離が主たるガス放出である。さらに短バンチによって誘起される HOM による発熱や熱脱離があるので、設計の初期から考慮に採り入れなければならない。四極電磁石ボアが  $D = 30 \text{ mm}\phi$  と小さいためコンダクタンスが小さく、そのままでは実効排気速度を確保することはかなり困難である。これを解決するために特に上流の四極電磁石ビームダクトはサイドチャンネル付きの構造とし、つぶれ変形防止の構造材を分布させ内蔵させる。このダクトのリング内周側に排気用「窓」を配置し NEG モジュールによる分布排気ポンプを内蔵させる。この分布排気ポンプを内蔵させることにより、実用に耐える実効排気速度を確保できる。また、つぶれ防止構造材と放射光アブソーバーを兼ねる構造をリング外周側に配置する。短直線部ダクトは放射光の照射量に応じて、サイドチャンネル付き円形内断面ダクトとする。光脱離と HOM に起因するガス放出と小さなコンダクタンスの結果、運転当初の圧力上昇は電子ストレージリングのそれよりも大きいと予想され、イオントラップによるビーム不安定性、制動放射によるガンマ線の発生が大きくなると危惧される。

ビーム位置モニターなどは短直線部ダクト（外径八角形）に設置する。各種付属装置に付いては、それらの担当者による設計と真空系設計の擦りあわせが必要である。ERL システムの最大の問題は電子銃である。電子を取り出す方式の検討とともに、陰極の長寿命化を当初から重要視して電子銃およびその真空系を検討し設計しなければならない。100 mA は現状では過大な要求に見えるので、電子放射の物理的機構を含め基礎から研究を進めることが重要である。

今後、各部の設計が具体的化するに合わせて真空系の設計を進める。ERL 真空系の全容が見えてきた段階で、真空系（冷却水系も含む）全体のインターロック系（真空計測系を含む）を検討する設計する。

小林正典（KEK・PF）

(a)



(b)

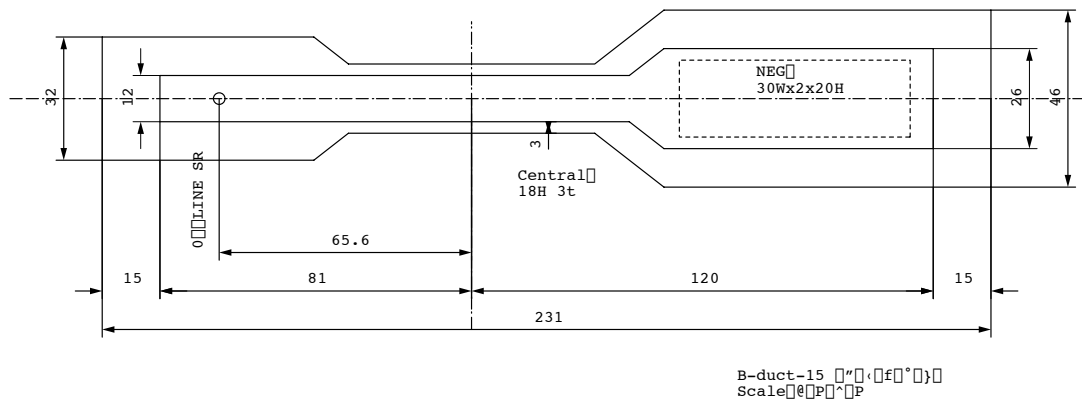
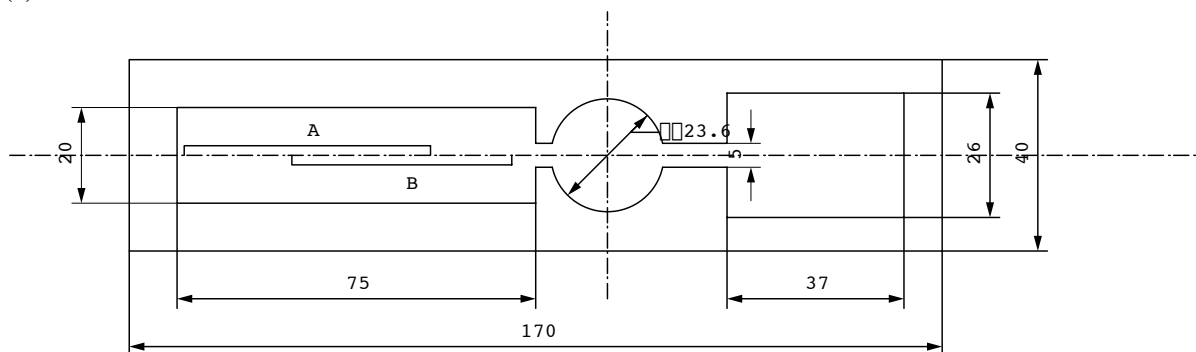


図 3.55: (a) 偏向電磁石部ダクト上流断面。(b) 偏向電磁石部ダクト下流断面。



(a)



(b)

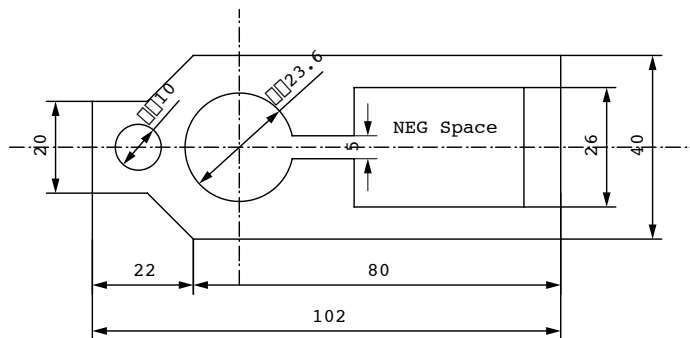


図 3.57: (a) 直線部ダクト断面 (S-duct-1)。図中 A は、上流側用放射光アップソーバ配置位置を、B は下流側用放射光アップソーバ配置位置を示す。(b) 直線部ダクト断面 (S-duct-2~4)。



## 3.6 ビームモニター

### 3.6.1 ビーム位置モニター

ERLの安定動作のための軌道補正、各種の軌道オプティクス・パラメータの測定と補正、放射光実験のためのビーム位置制御及びエネルギー回収のための位相制御などのために、精確・精密で安定したビーム位置計測が重要となることから、一般のリング型加速器と同様ビーム位置モニター(BPM)は最も重要なビームモニタリング・システムである。 $\lambda=0.1$  nmのX線を回折限界で発生可能なように5GeV-ERLの目標を設定するものとする、エミッタンスの目標値は $\epsilon \leq \lambda/4\pi \approx 8$  pm-radとなり、オプティクス関数の値を $\beta = 5-10$  mとして予想されるビームサイズは6.3-8.9  $\mu\text{m}$ である。従ってBPMの測定精度は数 $\mu\text{m}$ 以下を目標とし、アンジュレーター部など更なる位置制御が必要となる箇所では1 $\mu\text{m}$ 程度の精度を目標とする。ただしその前提として、リニアックからアーク部へ入射してくるビームの位置が変動してこないことが重要である。

#### 信号検出ヘッド

信号検出電極としては、ボタン型電極とストリップライン電極が考えられる。ボタン型電極では、ERLの短いバンチ長を考えると電極構造およびフィードスルー構造において、高い周波数領域に極力共鳴が生じないような構造を事前に検討・開発しておく必要がある。このような共鳴はビームに対する共鳴的なカップリング・インピーダンスを生ずるので、インピーダンス特性の素直さからはストリップライン電極の方が望ましいであろう。ただし構造が複雑な分、ボタン電極型より精度の確保が難しく製造コストもかさむ。電極がビームを見込む方位角の広がりがある場合には、ボタン型電極およびストリップライン電極が出力する信号の電気量は等しいので、いずれを採用するかはビームチェンバーの構造および設置スペースの余裕を考慮して、リング要素の設計が具体化していく段階で決定すればよい。計測可能ビーム電流の範囲を10  $\mu\text{A}$ -100 mAとし、80 dB以上のダイナミックレンジを確保することを目指す。

#### オフセット校正

ビーム位置モニター個々のゲインとオフセットは、事前にベンチ上で校正した上で、設置後に個別にビームを使ってビームベスト・アライメントを実施し、デザイン軌道中心に対するオフセットを校正する。このためにはBPMを設置する全ての四極電磁石は、個々の収束力 $K$ を独立に $\pm 1\%$ 程度可変できることが必要であり、このためのトリムコイル及びトリムコイル用電源を装備していなければならない。これは高精度のビーム軌道制御を必要とするERLでは絶対必要条件である。四極電磁石のトリムコイルを使用するビームベスト・アライメントはアークのオプティクスモデルに依存しないので極めて信頼性の高いオフセット補正法である。実際KEKBではこの方法により、BPMオフセットを $\pm 10-30$   $\mu\text{m}$ 程度の精度で確定している。ERLでは更なる精度向上を目指す。

#### ベータートロン位相進みの測定

ビーム位置モニターは、ビーム位置計測及びその制御目的の他に、各種のビーム光学パラメータの計測にとっても重要なものである。特にビームが1回しか通過しないERLのベータートロン振動の位相進み $\psi$ (リングで云うチューンに相当)の測定には、通常リングにおける時間的振動を励起して測定するいわゆるチューンメータは役に立たず、BPMを用いて測定しなければならない。もしもステアリングの励磁で軌道の変位を作り、BPMで観測される振動的な軌道変位パターンから位相進みを $\Delta\psi/2\pi \sim 0.01$ の精度で計測しようとする場合には、 $N=200$ ヶ所ほどBPMが必要となるであろう。これはアーク部の四極電磁石の全数 $\sim 180$ 台に相当することから、BPMは

すべての四極電磁石に設置するのが望ましい。これが困難な場合でも各 TBA セル内で  $\beta$  が大きくなる 6 台 / セルの四極電磁石に BPM を設置することは最低限必要である。しかしながら、ビームが一回しか通過しない ERL ではリングのようなストップバンドは存在せず、ビーム安定性はベータートロン位相進みにはあまり依存しないであろう。横方向ウェークによるビームエミッタンスの増加の度合いが、 $\psi$  に対して如何程敏感であるかを考慮して必要な測定精度を評価すればよいと思われ、さほどの精度は要求されないのではないかと思われる。BPM の設計を確定するためにはビームダイナミクス検討グループにて、ベータートロン位相進みに対する必要測定精度及び測定のアプローチを十分に検討しておくことが必要である。現段階ではビームモニター検討グループとして BPM の必要設置台数を確定することはできない。

ERL のような高精度マシンでは、軌道補正は常時オプティクスモデルと対応させながら行う必要があるので、上記のような多数の BPM を装備していなくても位相進みの測定は可能であると予想される。例えば BPM の感度をセンシティブにするためオプティクス関数  $\beta$  が最大となる四極電磁石に BPM を設置するものとする。ステアリングの励磁で作られる軌道の変位は観測する BPM の場所の  $\sqrt{\beta}$  に比例するので、BPM の測定値をラティスのオプティクスモデルから求めた  $\beta$  でフィットすることで、 $\beta$  の規格化を行う。BPM の測定値を  $x$ 、誤差を  $\Delta x$  とするとベータートロン位相進みの誤差は  $\Delta\psi/\psi \approx \Delta x/x$  程度であると評価できる。従って  $\psi/2\pi \approx 20$ 、 $\Delta x \approx 1 \mu\text{m}$ 、 $x \approx 100 \mu\text{m}$  とするとベータートロン位相進みは  $\Delta\psi/2\pi \approx 0.01$  程度の誤差で求めることが可能と考えられる。実際には位相ファクターも考慮しなければならないので、複数のステアリングとアーク部全体の BPM を用いてモデルをセルフコンシステントに計算する必要がある。実際に KEKB では測定値とモデルとをセルフコンシステントに計算することで、周長 3000 m のリング全周に渡ってベータートロン位相進みを  $\sim 1$  度程度の誤差で測定している。ただしビームが一回しか通過しない ERL においても、リングと同等の考え方が妥当であるか否かは検討を要する。

しかしながら BPM によるベータートロン位相進みの測定では軌道変位が必要なため、物理実験への ERL 放射光供給中にリアルタイムで測定することは不可能である。物理実験との両立アルゴリズムを検討しておかなければならない。以上のように解析の仕方でチューンの測定精度を向上させることが可能であると考えられるが、設置すべき BPM の台数はシミュレーションに基づいてオプティクス補正のアルゴリズムを十分検討した上で決定すべきである。また実際の設置数は、マシンの将来的な性能改善及び不測の事態に備えて余裕をみておくべきである。この余裕はシステムの完成度が十分とは云い難い最初のビームコミッショニングでは重要な問題になり得ることを強調しておく。

### 設置及びビームチェンバー

ビーム位置モニターの現場への設置については、ビーム位置モニター検出部を真空チェンバーの固定点とし、その上下流部をベローズで切り離れた上で四極電磁石に直接固定するのが望ましい。固定が困難な BPM についてはその電極部の位置変動を放射線損傷に比較的強いキャパシタンス型変位計（分解能  $\sim 1 \mu\text{m}$ ）にてリアルタイムで測定し、ビーム位置制御の際の情報の一つとする。ただし現在市販されている変位計はケーブル長が短く指定されているのでそのまま使用することは出来ない。ロングケーブル対応の変位計を開発する必要がある。また光源点からビーム位置モニターを通過して、ビームライン上の光学機器をも見通せる形で、レーザービームを使ったアラインメントが行える機構を考慮しておくことも有用であろう。

検波は、RF 周波数 1.3 GHz の混入を避け、2 倍の 2.6 GHz で行なう。ただし最終的には真空ダクトのサイズ・形状も考慮して決定すべきであろう。ビームチェンバー内部にはビームが誘導する HOM が伝播しているため、BPM 電極はビーム信号と共に必ず HOM を検出しており、これが測定誤差の大きな要因となる。従って BPM の信号検出では HOM 成分が混入しないように、ビーム

パイプのサイズ及び形状によって決まる HOM の遮断周波数より低い周波数成分のみを検出するよう検波周波数を設定しなければならない。ビームチェンバーを半径  $r$  の円形断面とすると、導波管モードで伝播する HOM に対する最低遮断周波数は  $f_c = 1.84c/2\pi r$  であり (TE<sub>11</sub> モード)、 $f_c$  以下の周波数の HOM の電磁場振幅は  $\exp(-\alpha z)$  で減衰する ( $\alpha = (2\pi f/c)\sqrt{f_c^2/f^2 - 1}$ )。従って  $f_c > 2.6 \text{ GHz}$  とするには  $r < 33.8 \text{ mm}$  であることが必要である。 $r=15 \text{ mm}$  ( $f_c = 5.85 \text{ GHz}$ ) の場合には  $2.6 \text{ GHz}$  の HOM の振幅が  $10^{-6}$  以下に減衰する距離は  $12.6 \text{ cm}$  となり、BPM の前後  $13 \text{ cm}$  以内のビームパイプについては、HOM 発生の原因となるペローズや遮光マスク等のインピーダンス源となるような構造を持たないことが必要である。

### 信号処理

信号処理に関しては、各電極からのビーム信号をなるべく早い段階でデジタル化した上で、デジタルレシーバーでフィルタリング及びダウンコンバートを行なうことが望ましい。フロントエンドの回路方式については、ログアンプ IC 等を用いた高速応答型 (ブロードバンド型) とするか、 $1\text{-}100 \text{ msec}$  程度の応答速度ではあるが精度を確保しやすいヘテロダイン方式とするかは、今後の検討課題である。高速応答型は各ボタン信号に各々独立の回路を必要とするので、ドリフト等のため長期間の安定性を確保することが難しい。この場合は運転中の精度を保証するために、頻繁にビームベスト・アライメントが必要であろう。しかしながら同じ S/N 比を得るためには両者とも 1 電極信号当たり同一の計測時間が必要であるので、どちらが有利であるかは性能よりも使い勝手の面から考えるべきである。通常の CW 運転での平均的な軌道変位の計測や、間引き運転でのシングルショット計測など、様々な運転モードにも対応できるものとするのが、マシンのコミッショニングの観点から重要であろう。またそうすることで、リニアック部、アーク部、アンジュレータ部のビーム位置モニターに対して、同一回路での対応が可能となる。

### 3.6.2 ビームサイズモニター

ビームサイズは  $6 \sim 9 \mu\text{m}$  オーダーと予想され、ワイヤー型のモニターで計測し、精度  $1 \mu\text{m}$  を目標とする。エミッタンス測定的首尾一貫性確保の為に、リニアック部出入口でのビームサイズ計測を同一手法で行なうものとし、加速・減速ビームそれぞれに対して、リニアックの出入口の合計 4 ケ所で計測する。低いエネルギーでの計測の信頼性の確保や、デコンボリューションなど信号処理の手法の精度獲得が検討課題である。またコミッショニング開始直後のマシン調整には一般にデマルケスト等の蛍光板によるスクリーンモニターが有用であるが、ワイヤー型モニターおよびスクリーンモニター等のように直接ビームに挿入する破壊型モニターは、ERL が目標とする CW 運転では、例えばスクリーンをヒットする電荷量は  $100 \text{ nC}/\mu\text{sec}$  にも達するため瞬時にして過熱蒸発してしまうので使用できない。これらのモニターはシングルショットに近い運転条件でなければ使用できないので、これらのモニターの設置に関してはマシン調整に如何ほど有用であるか十分検討の上決定する必要がある。なお定常的な  $1.3 \text{ GHz}$  CW 運転でのビームサイズ計測には第 3.6.4 節で述べる放射光モニタを活用することになる。

### 3.6.3 ビーム強度モニター

#### 高速応答ビーム強度モニター

ビーム強度モニターとしては、絶対精度はあまりなくてもよいがある程度バンチ配列が識別できる高速応答のものと、ビームがワンターンする時間程度の時間分解能でよいが高精度で平均的ビーム電流が計測できるものの 2 種類必要である。高速応答のビーム電流モニターとしては BPM

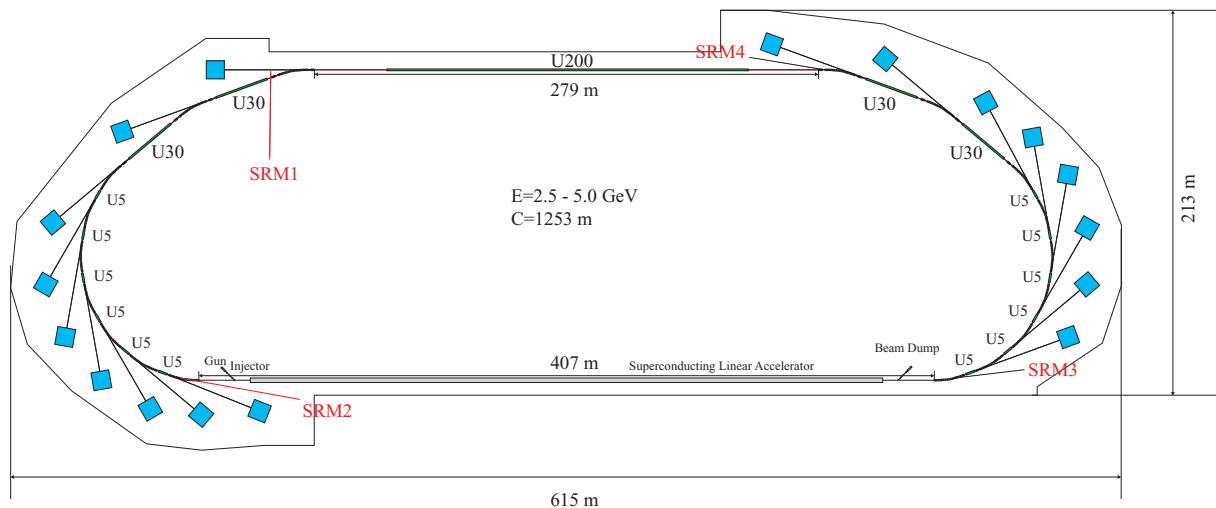
に用いられるボタン電極またはストリップライン電極の信号がそのまま使える。リニアック部、アーク部及び超長尺アンジュレータ部には BPM 用の電極だけではなく、ビーム電流モニター用の電極を配置しておくことが必要である。これらのビーム検出電極は、特にコミッシュニング開始時において最も重要な「最初のビームをワンターンさせる条件」を見つける時に不可欠のものである。どこでビームが失われるかを判定するためにはできるだけ多くの電極を配置するのが望ましいが、最初のコミッシュニング以外あまり出番はなく、またコストもかさむので、BPM 用の電極出力を rf 同軸スイッチにて切り替えて用いるのが経済的であろう。電極設置と同程度のコストがかかるが、必要個数を任意に変更できるのでコストミニマムを図り易い。あるいは BPM フロントエンドモジュールにこのような rf スwitch を組み込んでおけば、さほどコストアップをとまわずにできる可能性がある。検出ヘッドは 4 電極または 8 電極型としてこれらの電極出力を同時に観測できるようにし、高精度は必要ないがビームの位置を判定できるものにしておくことで、スクリーンモニターと同等の機能を持たせることができる。電極からの信号電圧  $V$  は、電極長またはボタン電極直径  $a$  よりバンチ長が十分短い場合には、 $a = 8 \text{ mm}$ 、電極部の実効静電容量を  $C \approx 10 \text{ pF}$ 、ビームバンチの電荷を  $Q_b = 10 \text{ pC}$ 、観測機器例えばオシロスコープの立ち上がり時間を  $\tau \approx 1 \text{ nsec}$ 、チェンバー半径を  $r = 15 \text{ mm}$  とすると、 $V \approx (a^2/2\pi r C \tau)(Q_b/C) \approx 2.3 \text{ mV}$  となり、 $10 \text{ pC}$  程度のバンチ電荷は検出可能であるので十分実用になるものと考えられる。ただし高速応答タイプのモニターでも  $1.3 \text{ GHz CW}$  のバンチを識別することは不可能であるので、ビーム電流の精密測定には高精度 DCCT が必要である。

#### 高精度 DCCT

ビーム電流測定用 DCCT には KEKB 用に開発され実用化されている DCCT が使用可能である。本 DCCT は DC-20 kHz 以上の -3 dB 応答帯域幅を有しているにもかかわらず、これまで最も困難であったパラメトリック磁束変調用の磁性体コアの磁気特性バランスに無頓着であるように設計されているため国内メーカーで製造可能であり、緊急時の対応にも不安はない。200 mA フルスケール測定レンジにて、半年オーダーの長期ドリフトは  $20\text{-}50 \mu\text{A}$ 、分解能  $\sim 20 \mu\text{A}$ 、90%ライズタイム応答  $\sim 20 \mu\text{sec}$ 、絶対値誤差  $\pm 0.5\%$ F.S. である。小さな改造で -3 dB 帯域幅を DC-100 kHz (90%ライズタイム  $\sim 5 \mu\text{sec}$ )、ドリフト  $\sim 10 \mu\text{A}$ 、分解能  $\sim 10 \mu\text{A}$  に性能向上が可能と考えられるので、ERL には十分対応可能である。ERL では DCCT をリニアックと各アークとの接続部、及び長直線部と各アークの接続部に一台ずつ計 4 台を設置してビーム強度を高精度にて計測し、リニアック、アーク部及び長直線部におけるビーム損失を精密にモニタリングするものとする。安定なエネルギー回収のためにビーム回収率 99% 以上を確実に保証しなければならない ERL にとって、ビーム損失の定量的かつ精密測定は必要不可欠である。また、超電導リニアックへのビーム入射にともなうトランジェントローディング効果による位相及びエネルギーの変動を回避するために、ビーム電流のランピングに対して  $dI_b/dt < 100 \mu\text{A}/20 \text{ msec}$  なる制限が提唱されているが、これらを満たすためにはリニアック終端でのビーム電流を分解能  $\sim 10 \mu\text{A}$  程度にてリアルタイムで計測し、常時それを電子銃にフィードバックしなければならない。上記改造予定の DCCT はこの使用にも対応可能である。

#### 3.6.4 放射光モニター

KEK・ERL 計画ではエミッタンス  $\sim 8 \text{ pm-rad}$ 、バンチ長  $0.1\text{-}1 \text{ ps}$  というマイクロビームが計画されている。この様なビームを実現するには精度の高いビーム計測が必要である。ここでは放射光 (SR) を使用したビーム計測について述べる。SR ビームの光源にはアーク部の偏向電磁石を使用することを考えるが、必要に応じてモニター専用のウィグラーを設けることも考える。測定す



SRM1: SR monitor for U200.

SRM2: SR monitor at the last TBA cell of the right arc.

SRM3: SR monitor at the first TBA cell of the left arc.

SRM4: SR monitor at the last TBA cell of the left arc.

図 3.58: SR モニタービームライン

べきビームサイズは  $6\text{-}9\ \mu\text{m}$  程度、またパンチ長は  $30\text{-}300\ \mu\text{m}$  の範囲である。計測装置としては従来の可視光デバイスが中心となるが、ビームプロファイルの観測のために X 線の屈折光学系のシステムも設置することを考える。

#### 光源及び可視光 SR の取出し

SR モニターによるビーム計測を行いたい場所は図 1 に示すように、線形加速器の入口近く（戻ってきたビームを見る）、出口近く、および長尺アンジュレーターの入口および出口の 4 箇所であろう。このうち、リニアックの入口近く、出口近く、および長尺アンジュレーターの入口については主にビームサイズとパンチ長の計測が主な目的となり、また長尺アンジュレーターの出口では長尺アンジュレーター内のビームの計測、アンジュレーター光の光軸の計測が主な目的である。SR 観測に使用する波長域としては可視光用には  $300\text{-}850\ \text{nm}$  を考える。リニアックの入口近く、出口近く、および長尺アンジュレーターの入口については、TBA セルの中央の偏向電磁石からの放射光を光源にするのが良いと思われる。この場合光を取り出す際に出来るだけ上流でミラーによりはねて取り出すデザインが良いと思われるが、場合によってはビームラインと下流の Q マグネットとの整合性を取る必要があるかもしれない。また、最低一箇所には光軸方向にそのままビームを取り出してビームプロファイルを計測するために X 線の屈折光学系も設置する場所を設ける。X 線光学系は比較的長いので、ユーザーのビームラインとの場所のやりくりを考える必要がある。可視光の取り出しは従来通りベリリウムミラーを挿入して行う。また水平方向のビームサイズをフィールドデプスの影響を受けずに計測するには、可視光が出せる程度の弱い垂直ウィグラーを挿入することが望ましく、例えば Q-Q 間の  $60\ \text{cm}$  の短いフリースペースに挿入可能かどうか検討する必要がある。この場合には光は TBA セルの最下流の偏向電磁石から光を取り出すことになる。

長尺アンジュレーターの出口では、大角度に放射されるアンジュレーター放射光のスペクトルの低エネルギーの裾野部分を穴開き鏡を用いて取り出すことになる。この際、長尺アンジュレーターからの芯の光の部分はミラーに開けた穴から遮ることなく下流へ通す。またこのラインについては他の 3 つと異なり光軸変動の計測も行うので、取り出し鏡の熱変形による光軸の変動を差

引くためレーザーによる鏡の変動検出システムを組み入れる。また全てのラインの上流の適当な位置に（取り出し鏡のできるだけ直後に）鏡の熱変形によるフォーカス力をキャリブレーションするためのハルトマン・スクリーンのシステムを設置する。また計測すべきビームサイズは非常に小さいので取り出し鏡の土台の機械的振動、鏡の冷却水による振動の混入を極力避ける設計が必要である。

光を加速器の真空より取り出すにはガラスの光学窓が必要となるが、測定すべきバンチ長が短いことから低分散のガラスを選ぶ必要がある。アッベ数 ( $v_d$ ) が 60 以上であると通常低分散ガラスに分類されるが、手ごろに手に入るものとしては 90 程度の FCD10 (白クラウンガラス) のようなガラスもあるが、放射線に対する強さが不明であるので、調べる必要がある。

### ビーム転送ライン及び暗室

光モニターには計測システムを設置するために暗室が必要であり、測定器フロアーの装置類と干渉しないように設置する必要がある。そのため適当な場所まで光を導くビーム転送ラインが必要となるであろう。また計測するビームサイズが非常に小さいので、ビーム転送ラインおよび暗室の土台床振動は非常に本質的であり、細心の注意を払わなければならない。

暗室は各種の計測装置を設置するために 6 m×4 m 程度の広さが必要である。また塵芥による光の散乱によるバックグラウンドを抑えるために室内は無塵にする必要があるがクラス 1000 程度のクリーンルームで十分である。

### 計測機器

測定すべきビームサイズは 6-9  $\mu\text{m}$  程度であるから、縮小光学系を用いた PF で行った予備的な実験では、可視光を用いた放射光干渉計では 4  $\mu\text{m}$  の beam size を 1  $\mu\text{m}$  の分解能で測定できるのでビームが安定であれば十分に測定できる範囲である。測定に当たっては出来るだけ短い波長 (300-400 nm) を使う方が有利である。そのため屈折デバイスの使用は極力さけることにし、干渉計は反射式とする。また、ビームサイズが大きいため初期段階のためには従来の結像光学系を準備しておく必要があるであろう。

ビームサイズのみだけの計測ではなく、ビーム不安定性の観測などについてビームプロファイルの観測も重要となるため、この観測についても考えておかなければならない。ビームの光学像は観測するのに用いた光の波長での回折により空間分解能が決まるので、ミクロンオーダーのビームについては可視光で幾何光学像は観測できない。短い波長を使用するとしても VUV、SX の領域の光は取り扱いが面倒であるので硬 X 線を使用するのが比較的手軽である。この領域での結像素子としてはピンホール、フレネル・ゾーンプレート、屈折レンズなどがあるが、このうち、ピンホールはミクロンオーダーの分解能をだそうとするとホール径に対して厚さを薄くすることが難しく、ウェーブガイドになってしまう。フレネル・ゾーンプレートは良い条件下ではナノメートル領域の分解能が得られるが、モノクロメーターの波面エラー、ダイナミックレンジなど難しい問題も多い。X 線領域での屈折レンズはロシアのグループが手がけ開発がされているが、暗い（ピンホールよりは明るい）のが欠点である。直径 mm 程度、曲率半径 mm 程度のアリウム製のレンズをシリーズに 30-200 枚重ねることでそれぞれ 10-2 m 程度の実用的な焦点距離を得ることが出来る。焦点像は小角散乱装置の調整に使われているような技術を応用することで、例えば単結晶蛍光板に投影して顕微鏡で眺めるなどして観察することが出来る。このシステムでは硬 X 線領域での屈折率の分散はあまり大きくない（例えばアリウムで 0.999995/10 keV、0.9999985/20 keV、ただし長波長側では分散が急激に大きくなるので 10 keV より小さいエネルギー領域をカットした方がよい）のと理想的な近軸光学系であるので、単色化はバランス型の吸収フィルターで十分であろう。あとは微細加工技術でどこまで幾何学的収差を減らせるかが決め手となるであろう。い

ずれにしても装置としては簡便で半定量的なビームプロファイルの観察に適しているものと思われる。また蛍光寿命の短い蛍光板を用いれば光量にもよるが、高速ゲートカメラとの組み合わせにより、1.3 GHz の繰り返しには対応できないが（切り出せる最高速は 200 psec）、瞬間的なビームプロファイルの観測も可能であろう。

#### 縦方向ビームプロファイルの計測

縦方向ビームプロファイルの計測はパンチ長が 30-300  $\mu\text{m}$  の範囲であることを考えると、従来のようにストリークカメラで手軽に計測するのは不可能である。しかしながら、初期の段階でパンチ長が比較的長い時はやはりストリークカメラが有力な計測手段となるであろう。現在は最高に良い条件のもとで、ストリークカメラの時間分解能は 200 fs に達しているが、1 ps を切ると、ストリーク管内の電子ビームの初速度分布、空間電荷効果により急激に測定は難しくなり、従来のようにレンズで集光して手軽に測定できるようなものではなくなる。まず光学系の分散、すなわち光路長不一致の効果を減らすために全反射光学系の入力光学系が必要であるが、この点はすでに B ファクトリー用に開発したもの（光路長差 6 fsec 以下）があるので、それと同じものを用いれば十分であろう。また、光電子の初速度分布を狭くするために出来るだけ長波長域の入射光を使う必要がある。このために誘電体多層膜ミラーで反射波長域を選択する必要がある。また、光電面での光子密度を減らして、空間電荷効果を減らすために、時間構造をゆがめることなく、入射スリット上に 1 次元的にフォーカスする円柱反射光学系を設計する必要がある。最高に良い条件が達成された時に、フォトンカウンティング・モードに近い状態で 200 fs 程度の時間分解能が期待できる。ただしこのような計測状態での統計的なエラーは大きく、パンチプロファイルの定量的な計測はかなり難しいであろうことを認識しておかなければならない。しかしながら、このような超高時間分解下でのパンチプロファイルの半定量的な測定についてワンパスで計れる唯一のデバイスである。

いずれにしても、100 fs 程度のパルス長になったときは、パルス長を評価する標準的な方法は 2 光子相関計または干渉計を用いる方法である。ERL からの放射光では光子の増幅過程は期待できないから、2 光子相関計はあまり有望ではないであろう。そこで、2 光子干渉計（強度干渉計）を用いて測定することになるが、このシステムでは時間分解能は常に波束の長さ以下であるので時間分解能に不足はないが、PF で実験した経験によると、計測に時間がかかることが欠点である。統計的なエラーを考えて 1 点の計測に 30 秒ぐらいかけるとして、パルスの自己相関波形を計測するのに 10 点計ったとしても 5 分かかることになる。データアキュジションの方式を検討することで数分の 1 以下に短縮することは可能と思われるが、実際問題として秒単位の実時間測定は困難である。強度干渉計による測定では、光子多重度がある程度高い場合、波束相関のピークがパルス相関に重なって観測されるので、場合によってはパルスの自己相関を取るのではなく隣のパルスとの相互相関を取った方がよいかもしい。また、測定しようとするパルスの平均しか観測することが出来ないので、パルスの繰り返しにおいて再現性がないと測定は不正確になってしまう。また、時間軸をスキャンするので、各測定点で入射強度のばらつきがひどいと入射強度をモニターする必要がある。パルスのジッターには感度がないことなど、メリットにもデメリットにもなりうる問題もある。ただし現在のところ、強度干渉計は縦方向ビームプロファイルの計測に最も有力な手段と考えられるので、今後精力的に開発を進めていきたいと考えている。

#### 3.6.5 長尺アンジュレータ部ビームモニター

本 ERL 計画では長直線部に、単色超高輝度硬 X 線 ( $\lambda=0.1 \text{ nm}$ ) 発生のための超長尺アンジュレータ ( $\sim 200 \text{ m}$ ) を設置することが計画されている。アンジュレータは 50-60 cm の間隔を隔てて

設置される多数の5-10 m長のユニットから構成され、各ユニット間のスペースにはビーム収束用のダブルレットまたはトリプレット4極電磁石の組、軌道調整のためのステアリング電磁石またはシケイン、およびBPM、スクリーンモニター等のビームモニターが設置される。シケインは各アンジュレータ・ユニットにおける電子ビームのアンジュレーション位相を光の位相に同期させるために必要不可欠のものである。閉軌道が自動的に決まってしまうストレージリングの挿入光源と違い、ERLのようなワンパス型挿入光源では決まった安定軌道は存在しないため、アンジュレータ中をアンジュレータ光とオーバーラップさせて電子ビームを直進させることに多大な努力を払わなければならない。実際 DESY の TTF-FEL や ANL の APS-FEL 等 ERL と同様ワンパス型のリニアックベース FEL では、最適な条件で電子ビームをアンジュレータ中に通すことに大変な努力が払われている。このことから、~200 mにも及ぶアンジュレータにビームを通す場合には多くの困難が予想される。なお電子ビームプロファイル観測のためのシングルワイヤーモニターあるいはワイヤーグリッドモニターは、スクリーンモニターに比べて優位性が認められないこと及びビームによる加熱に弱いため 1.3 GHz CW 運転時のアクシデントを考慮して設置しないものとする。アンジュレータ中の精密な電子ビームサイズ計測及び光軸調整は、第3.6.4節で述べたように放射光モニター専用ラインに取り出されるアンジュレータ光の長波長成分の一部を用いて行う。

### ビーム位置モニター

#### 「ボタン型電極 BPM」

基本的には、BPM は各アンジュレータ・ユニットの間のスペースに設置される。設置スペースに余裕のないことが予想されるため、ボタン型電極を採用することになる。設置台数は20~40である。理想的にはアンジュレータのギャップ部にも BPM を設置するのが望ましいが、ビームベースト・アライメントが不可能であるため BPM のオフセット校正が出来ず 0.5-1 mm 程度の中心精度しか期待できないため、精密な軌道調整にはあまり役に立たず、コミッショニング初期の軌道調整においておおまかな目安を得るためのものになるであろう。また円偏光アンジュレータの場合にはギャップ部に BPM を設置することは不可能である。電子ビーム軌道と光軸を一致させるためには極めて高精度の軌道制御が要求されるため、アンジュレータ・ユニットの間のスペースに設置される BPM は組となる4極電磁石のトリムコイルを用いてビームベースト・アライメントを実施し、オフセット誤差はビームサイズの数分の1以下、1  $\mu\text{m}$  程度を目指すことが必要であろう。例として KEKB リングの BPM をあげると、オフセット誤差 10-30  $\mu\text{m}$ 、分解能 2-3  $\mu\text{m}$  であることを考えると、かなり厳しい要求ではあるが実現不可能ではない。

#### 「TM<sub>110</sub>キャビティー型 BPM」

ボタン型電極の S/N 比(分解能)は信号伝送ケーブルの特性インピーダンスで制限され、単位帯域幅あたりの S/N 比はおおよそ  $S/N \propto \sqrt{Z_0}$  である。これに対してリニアコライダーの BPM の有力な候補として精力的に研究されている TM<sub>110</sub> キャビティーを用いた BPM は、実効的なインピーダンスを高くとれるために単位帯域幅あたりの S/N を大きくすることが可能であり、実際のビームテストにおいても 20-30 nm と云う極めて高い分解能が報告されている。キャビティー型 BPM は ERL にとって極めて魅力的な BPM であるが、経験が浅いため実用マシンに採用するためには、システムの単純化とコストの低減等、実用化に向けての R&D を精力的に推進しなければならない。さらにビームエミッタンスのブローアップを極限まで抑制しなければならない ERL においては横方向ウェークに関する詳細な検討が必要である。本 ERL 計画においては建設開始予定までの今後3年間、キャビティー型 BPM の実用化を目標とした開発を進めたい。このための予算処置を強く希望するものである。実用化の目途が立てばアンジュレータ部にはキャビティー型 BPM を採用するものとする。



### スクリーンモニター

#### 「蛍光スクリーンモニター」

蛍光スクリーンとしては、残光時間が長い(～msec)ので種々の運転モードに対応して個々のパンチを識別することは不可能であるが、広く用いられているCoイオンをドーブしたアルミナセラミック板(商品名:デマルケスト)が高感度で使いやすい。絶縁体であるためにチャージアップによる放電を防止するために、金属製のメッシュで表面を覆うことが必要である。各アンジュレータ・ユニットの間のスペースに、必要に応じてビーム軌道に出し入れするための駆動機構にマウントしたデマルケスト板を総計20～40台設置し、CCDカメラにてビームイメージのモニタリングを行う。高感度であるためビームヒットによる磁石列へのダメージを最小限に押さえて、長尺アンジュレータ部のビーム調整を行うには最適である。ただし1.3 GHz CW 100 mA 運転では過熱破損してしまうので使用不可能であり、コミッショニング初期のマシン調整以外にはあまり出番はないかもしれない。

#### 「OTR スクリーンモニター」

光量は少ないが時間分解能のよい発光機構としてOTR(optical transition radiation)を利用したOTRスクリーンモニターが広く用いられており、リニアックのパンチ長測定等に多用されている。ERLのアンジュレータ部における電子ビームプロファイル観測あるいは軌道の粗調整にも適しているものと考えられる。設置スペースを考慮して、同一の駆動機構に上記の蛍光スクリーンとセットにして長尺アンジュレータ部に設置するものとする。OTRスクリーンとしては～1 mm厚程度のAl板を用いる(KEKBリニアックではステンレス板が用いられているが、熱伝導が小さく放熱が困難なためERLには適さないと思われる)。パンチ長およびビームサイズについては述べた放射光モニターにて常時観測するので、主に超長尺アンジュレータ部の電子ビーム軌道の粗調整に用いる。OTRの観測は蛍光板観測と同じCCDカメラにて行う。高速ゲーテッドカメラを用いても1.3 GHz CW 運転における個々のパンチを観測することは不可能であるので、特に必要とはしない。1台のカメラを持ち回りで使用することでビーム損失の調査に役立つ可能性はあるであろう。OTRスクリーンも蛍光板と同様1.3 GHz CW 100 mA 運転では過熱焼損するので使用不可である。どの程度のデューティーサイクルまで使用可能かを評価する必要がある。

### 3.6.6 ビーム損失モニター

ERLではビームパワーが極めて大きい( $P_b=5\text{ GeV}\times 100\text{ mA}=500\text{ MW}$ )なので、エネルギー回収後のビームダンプ以外ではビーム損失は許されない。このため厳重なビーム損失モニターを装備して、わずかなビーム損失をも見逃さないようにしなければならない。このためにはリニアック、アーク、長直線部の全てに渡ってビーム損失モニターを配置する必要がある。特に、加速ビームと減速ビームを同時に収束輸送しなければならないリニアック部および各セクションのマッチング部は厳重に監視する必要があるであろう。

損失粒子による放射線を高感度で検出するにはPINフォトダイオードが適している。PINフォトダイオードを用いたビーム損失モニターが製品として安価に入手できるが、カウンティング方式のため、マシンの完成度が向上して、極わずかな損失しかない状態になれば有効である。実際にKEK放射光施設のPFリングで使用され、ビーム蓄積モードでの微少なビーム損失の観測に用いられた実績がある。しかしながら、コミッショニング初期のマシンの完成度の低い時期には、カウントレートの飽和を超えるようなDC的な大きなビーム損失が十分にあり得るので使用に耐えないと予想される。実際にKEKBリングでは蓄積中であっても時たまカウントレートの上限をはる

かに超えるビーム損失が観測されている。そこで KEKB リングのビーム損失モニターと同様、PIN フォトダイオード出力をアナログ的に処理する方式とすべきであろう。ダイオード出力を 100 m 以上のケーブルで計測室に伝送してからアナログ処理を行っても、20  $\mu\text{sec}$  程度の応答を実現できるので十分実用になるものと考えられる (KEKB では 400 m のケーブル長にて 80  $\mu\text{sec}$  の応答が得られている)。KEKB ではトランジェントなロスがメインであることから、トラックアンドホールド回路にて信号検出 / 処理を行っているが、ERL では DC 的なロスが予想されるので信号検出 / 処理方式は今後の検討課題である。

このような PIN フォトダイオード検出器を ERL 全周に沿って、10 m おきに計 130 個程度配置するのがよいであろう。個々の信号は全て独立したケーブルで計測室へ送り、個々独立の計 130 チャンネルのフロントエンド・アナログ処理回路にて信号処理を行う。フロントエンド回路はチャンネル数が多く、ERL 全周に渡るのでいくつかのステーションに分散配置することになる。

また第 3.6.3 節で述べたように 4 台の DCCT にて ERL 各部のビーム強度をモニタリングするので、ビーム電流の減少が 10  $\mu\text{A}$  を超えるような損失 ( $\Delta P_b = 5 \text{ GeV} \times 10 \mu\text{A} = 50 \text{ kW} = 10^{-4} P_b$  のビームパワー損失) は DCCT にても 5-10  $\mu\text{sec}$  程度の応答で検出可能である。

### 3.6.7 フィードバックシステム

電子ビームの軌道フィードバックは、ビーム位置モニターからの位置情報をもとに行なうグローバルフィードバックと、挿入光源ビームラインでの放射光光軸制御のローカルフィードバックの両者を含むシステムを目指す。両者を両立させるアルゴリズムの確立は今後の検討課題である。また、リニアックにおけるパルス毎の位置変動を電子銃部に直接フィードバックできるかどうかかも今後の検討項目であるが、1.3 GHz CW と云う条件ではパルス毎のフィードバックは不可能であるので、ワンターン毎のフィードバックを目指すことになるであろう。

ERL の安定動作のためにはビームローディングによる加速 / 減速の位相変動に対して極めて厳しい制限が課せられている。従ってビームバンチ強度の安定化対策を十分に講じておく必要がある。この件に関しても 1.3 GHz CW と云う条件ではパルス毎の高精度安定化は不可能であるので、電子銃に対するワンターン毎のフィードバックを考えることになる。これにはビーム強度モニター用の DCCT が使用可能である。DCCT の応答は -3dB 帯域幅にして 100 kHz 程度を目指していることから、DCCT の応答速度として 90% 立ち上がりで 5  $\mu\text{sec}$  程度が期待できるものと考えられる。また精度に関しても 100 mA の電流に対して 10-30  $\mu\text{A}$  程度の精度で変動成分を検出することは可能であるので十分な能力を有しているものと思われる。実際に、KEKB 用に開発した DCCT は 20 kHz 帯域幅を有し、200 mA フルスケール時に  $\sim 20 \mu\text{A}$  の分解能を実現していることから、もう少し改良を施し ERL での使用に余裕をもって対応できるものにした。

エネルギー回収のための減速ビームの位相調整は、シケイン部での軌道長の調整で行なう。そのために、減速ビームの位相測定あるいはビーム位置モニターでの軌道長制御が必要となる。

平松成範 (KEK・加速器)

春日俊夫、三橋利行、山本樹、芳賀開一、本田融、帯名崇 (KEK・PF)

## 3.7 制御

### 3.7.1 概算見積り

一般的に加速器の制御システムに要するコストの概算は、加速器本体価格の15~20%と言われて来た。この価格にはハードウェアとソフトウェア両方が含まれている。近年ハードウェアの価格は、大雑把に言って10年間に約3分の1程度に下がって来ているが、逆にソフトウェアの価格が数倍になっている。従ってプラス・マイナスがキャンセルしてほぼ同じ比率が保たれていると考えられる。

### 3.7.2 制御システムに含まれる範囲

最近のハードウェア機器の制御システムでは、従来はハードウェアのみで行われていたインターロック関係の処理についても、インテリジェンスをもったPLC (Programmable Logic Controller) などを用いて行われることが多い。従って、従来はいわゆる制御システムが行っていた機器との直接のインタフェース (アナログやデジタル) もこれらPLCを介して行われるようになっていく。今回のERLの制御システムにおいてもこの方法が採られるものと考えられる。こうなると、制御システムには、全体に亘るネットワーク・システムやPLCなどとのインタフェース、さらにマン・マシン・インタフェースを用意することが要求される。これらの関係を図3.59に示す。この図に示されているものは、いわゆる加速器制御に於ける標準モデルに基づくもので、3階層で構成されている。第1番目の層はプレゼンテーション層でマン・マシン・インタフェースを受け持ち、第二層はプロセス制御層でフロント・エンド計算機 (IOC) とそこから出されるフィールド・バス制御インタフェースによって構成される。最下層は機器インタフェース層で、制御される機器とのインタフェースを司る。

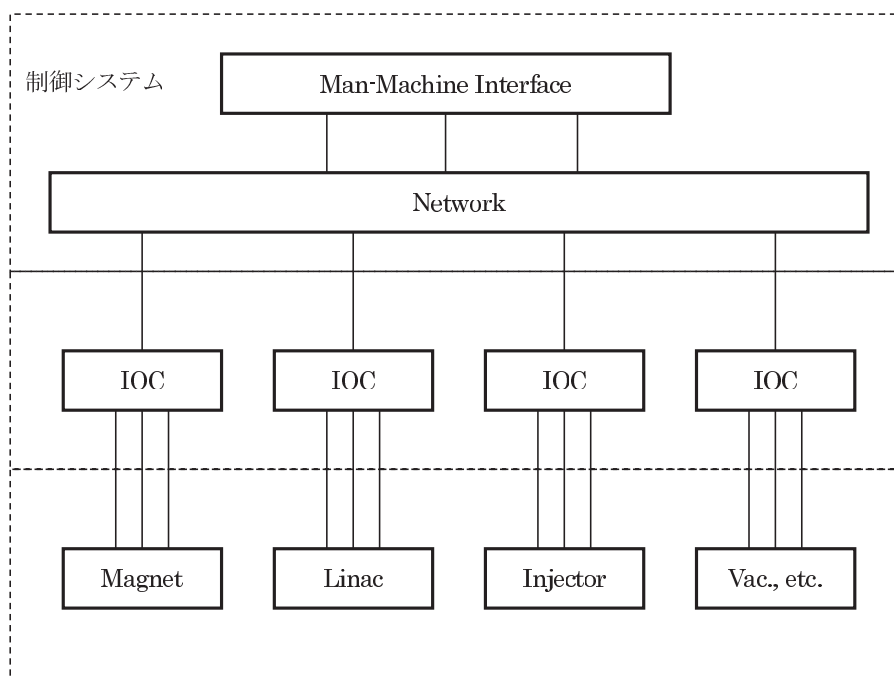


図 3.59: 制御機器システムの全体構成

### 3.7.3 制御システムの構成機器

制御システムは全体としては図 3.59 のように表されるが、その構成要素を示すと表 3.12 の通りとなる。

表 3.12: 制御システム構成機器の一覧

構成機器	機能
ネットワーク	システムの最も重要な要素で、全ての情報の通り道。 使用目的により、階層化も考える。 幹線系：GbE（ギガ・ビットまたは 10 GbE） 一般系：10/100 Base T/TX 無線 LAN についても考慮する。
サーバ計算機	UNIX 系のサーバ計算機 複数の計算機をクラスタ構成にして用いる。 ソフトウェアの開発、軌道計算や総合的なフィードバックなどにも利用する。また、ソフトウェア資源やデータベースの管理を行う。
マンマシン計算機	ローカルなインテリジェンスをもった PC などの計算機を用い、主にオペレーション用入力やグラフィック表示などを行う。
ローカル制御計算機	1 グループの機器との入出力を司るもので、グループの大きさはその計算機の能力と制御する機器の数および必要とする処理速度によって決まる。例えば、RF などは複数の計算機が必要かも知れないし、真空などは 1 台で間に合うかも知れない。
制御用ソフトウェア	加速器制御システムにおいて最も重要なものが、ソフトウェア環境である。ここでは EPICS を用いることを推奨する。これまでの KEK での実績や、国際的な動向を考えると、これ以外の解は存在しない。
応用プログラム	加速器の設計や建設に用いられるソフトウェアは建設後のコミッションングや運転に有効に利用できることが要求される。従って、KEKB 加速器の場合のように SAD など実績のあるツールが用いられることを推奨する。また、加速器のテストや運転用には逐次翻訳型の言語を用いることがその効率を高くするので、Python などの Interpretive Language を使うことも推奨する。
PLC や計測器など	PLC やオシロスコープなどの測定器はシリアル通信などではなく、直接ネットワークに接続して使えるようにすることを推奨する。即ち、10/100 Base の Ethernet で接続する。このことによって、機器の絶縁の問題やソフトウェアの均一性など、ハードウェアとソフトウェアの両面に亘って物事がシンプルになることが期待される。

### 3.7.4 システム規模の推定

システムの規模がどの程度になるかは、接続される加速器の構成要素の数や物理的な配置の広がりなどに依存する。そこで、これまでに持っている情報からこれらを推定することが必要である。

#### 3.7.4.1 ネットワーク

直径 500m の範囲の中に機器が配置されるものとし、そのノードの数を

- ローカル制御ノード      8 箇所

と想定する。これら 8 箇所と中央制御室との間に GbE または数 GbE の光リンクを張る。ケーブル敷設やネットワーク機器の価格を以下の表 3.13 に示す。

### 3.7.4.2 サーバ計算機

UNIX をオペレーティング・システムとするサーバ計算機で、計算サーバ、データベース・サーバ、記録サーバ、コンソール・サーバなどから構成される。サーバの台数や RAID ディスク装置の容量などは建設完了時において表 3.14 の通りと想定される。

### 3.7.4.3 加速器構成機器とのインタフェース

制御システムと加速器の構成機器との接続を考え、それぞれに割り当てる計算機の数を出してみる。

計算機として KEKB と同様に VME 計算機を用いるとすると、一台あたりの単価は 200 万円程度となり、合計で 1 億 7000 万円位が必要である。

上記の計算では、加速器構成機器とのインタフェースがネットワークに接続された PLC や計測器を用いて行われるとしている。もし、それ以上に CAMAC や VXI を用いた回路や機器が必要な場合には追加することが必要である。

このモデルでは、計算機は制御する機器からの情報を取り込んで EPICS データベースの更新を行い、あるいはコンソールからの指示に基づいて機器を制御する。また、各種機器との接続は、計算機から出るバスあるいはネットワークを介して行われる。この様にすることによって、計算機の信頼性を高く保つことができ、同時に入出力信号の品質をも高く保つことが可能となる。

### 3.7.4.4 タイミングシステム

タイミング制御システムはそれだけで独立して機能する。また、加速器全体に亘ってイベント信号や標準信号を配らなければならない。ケーブルについても温度による条長の変化が少ない特殊なケーブルが必要であり、周波数を安定化するための特殊な回路も必要となる。今回はこの部分についての見積りは行っていない。

### 3.7.4.5 安全システム

加速器室への入出管理や、放射線レベルの監視・警報発生など、安全管理についても十分な注意が払われなければならない。この部分も今回の見積りからは除いている。

### 3.7.4.6 通信システム

加速器制御システムにおいて、加速器運転関係者はもちろん、ビーム・ラインのユーザに対しても連絡を確実に行えるよう整備することも重要である。これらは画像情報や音声情報による。実現方法としては計算機用のネットワークに載せて実現するのが簡便ではなかろうか。但し、非常

表 3.13: ネットワーク機器の見積り

	員数	単価 (円)	値段 (円)
ケーブル敷設	500 m × 8 箇所	2,000/m	8,000 k
ネットワーク機器	8 箇所	3,000 k	24,000 k
		合計	32,000 k

に際しての情報伝達とは別である。これも見積りからは省いた。

#### 3.7.4.7 コンソール

加速器の制御はコンソールに向かっているオペレータによって行われる。従って、オペレータや加速器スタディーを行う人達にとって操作性の良いコンソールを設計・構築することが求められる。現時点においても KEKB 加速器のコンソールは十分に柔軟性に富んでおり、将来さらなる電子技術の進展があればより満足のできるコンソール構築が可能となると考えられる。

コンソール装置としては一式あたり、PC 1 台、キーボード 1 台、マウス 1 台、スクリーン 4 台位が順当と考えられる。必要な数量を、コンソール 10 式として、表 3.16 を基本とすると、大型ディスプレイ装置、TV Monitor や什器備品等が必要である。これらのために約 8,000 k 円を見積もって、総計 21,000 k 円となる。

#### 3.7.4.8 まとめ

上記の各項を集計すると表 3.17 の通りとなる。

加藤直彦 (KEK・加速器)

表 3.14: サーバ計算機の見積り

	員数	単価	値段 (円)
計算サーバ	2 台	10,000 k	20,000 k
データベース・サーバ	2 台	3,000 k	6,000 k
記録サーバ	2 台	3,000 k	6,000 k
コンソール・サーバ	5 台	3,000 k	15,000 k
RAID ディスク装置	2 式	20,000 k	40,000 k
		合計	87,000 k

表 3.15: インタフェースの見積り

構成要素	数量	計算機	単価 (円)	値段 (円)
A. Gun + Injector	2 式	1 台	2,000 k	2,000 k
B. Linac	1 式	10 台	2,000 k	20,000 k
C. ERL Magnets	1,300 台	4 台	2,000 k	8,000 k
D. ERL Vacuum	240 式	4 台	2,000 k	8,000 k
E. ERL Beam Monitors	300 式	10 台	2,000 k	20,000 k
F. ERL Undulators	4 式	4 台	2,000 k	8,000 k
G. ERL Beam Lines	37 式	37 台	2,000 k	74,000 k
H. Safety	1 式	2 台	2,000 k	4,000 k
I. Communication	1 式	2 台	2,000 k	4,000 k
J. Consoles	10 式	10 台	2,000 k	20,000 k
K. Timing	1 式	2 台	2,000 k	4,000 k
	合計	86 台	172,000 k	

表 3.16: コンソールの見積り

構成要素	数量	単価 (円)	値段 (円)
PC	10 台	500 k	5,000 k
LCD	40 台	200 k	8,000 k
	合計		13,000 k

表 3.17: 制御システム全体の見積り

項目	金額 (円)
ネットワーク	32,000k
サーバ計算機	87,000k
ローカル計算機	172,000k
タイミング	—
安全	—
通信	—
コンソール	21,000k
合計	362,000k

## 3.8 挿入光源

### 3.8.1 放射光源としての ERL パラメータ

挿入光源の立場からは、ERL は非常に性能の良い電子ビームの供給源である。光源加速器としての ERL は電子ビームを 1 回だけ使用することによって、放射励起によるエミッタンス ( $\varepsilon$ )・エネルギー拡がり ( $\sigma_E/E$ ) の劣化 (増加) を極限まで小さく抑えることができる。従って、電子ビーム源の性能を十分に良いものにすることができれば、通常のリニアック型光源の特性 (エミッタンス、エネルギー拡がりともに加速エネルギーに逆比例して減少する) によって、我々が利用したい数 GeV 領域の電子ビームから回折限界に達した放射光を得ることが可能になると考えられる。

しかしながら、現状では数十 MeV の試験加速器において ERL の原理的利点が確認されている状況にとどまっている。今後、数百 MeV から 1 GeV クラスの ERL において、真に有効なエネルギー回収が可能であるか、電子ビームの  $\varepsilon$  および  $\sigma_E/E$  の劣化は無視できるほど小さくできるか、といった原理検証実験 (または、それらを可能にする研究開発) がなされなければならない。

一方で、将来計画の立場からは ERL が可能な道具立てとなった場合にどのような光源が実現できるかを検討しておくことは非常に重要であろう。ここでは数 keV 領域の回折限界光を得るために必要な電子源の性能として、規格化エミッタンス  $\varepsilon_n = \varepsilon\gamma = 0.1 \times 10^{-6}$  m, および 1 GeV におけるエネルギー拡がり  $\sigma_E/E = 2 \times 10^{-4}$  が実現されたもの (ともに電流値 100 mA において) として光源性能を検討することにしたい。

現状では、ERL の加速器性能は確定していないので、ここでは検討中の目標パラメータを用いて検討を行うことにする。表 3.18 に PF-ERL 計画における光源パラメータを示した。ここでエミッタンスとエネルギー拡がりは、上記の電子源性能が達成され、それが理想的に 5 GeV まで加速された場合に達成される値である。現在の加速器案では 12 箇所 (標準長 5 m) アンジュレータ用直線部、4 箇所 (中尺 30 m) アンジュレータ用直線部、および 1 箇所 (長尺 200 m) アンジュレータ用直線部が用意されている。この ERL 光源がどのようなものかを示すために図 3.60 に標準長アンジュレータから得られる放射のスペクトルを掲げた。基本波で数 keV 以上の放射エネルギーをカバーするために、1.6 cm から 4.0 cm の比較的短い周期長が必要になる。挿入光源の立場からは 7 GeV 程度のビームエネルギーが望ましいが、加速器建設のコストをより現実的なものにするために、現状では 5 GeV を最高ビームエネルギーとして検討を行っている。

表 3.18: PF-ERL 計画の光源パラメータ

Beam energy	5 GeV
Beam current	100 mA
Normalized emittance	0.1 $\mu$ m
Horizontal emittance	10 pm @5 GeV
Vertical emittance	10 pm @5 GeV
Energy spread	$4 \times 10^{-5}$
$N^*$	6250 ( $k=1$ ), 2083 ( $k=3$ )
Bunch length	1 ps ~ 100 fs
Undulators	Standard (5 m) $\times$ 12 Medium (30 m) $\times$ 4 Long (200 m) $\times$ 1



また、アンジュレータから得られる放射のバンド幅は周期数  $N$  に逆比例して減少するため、多周期（長尺）アンジュレータのスペクトルは非常に鋭いものになるが、この効果は電子ビームの  $\sigma_E/E$  によって鈍化する。有限の  $\sigma_E/E$  に対して、 $N$  を増やすことによってバンド幅を減少させることのできる臨界値は、

$$N^* = (4k\sigma_E/E)^{-1} \quad (3.65)$$

で与えられ、 $N^*$  以上ではスペクトル幅はほとんど変わらない。各図（および表 3.18）の中には  $\sigma_E/E = 4 \times 10^{-5}$  の場合の  $N^*$  を示してある。

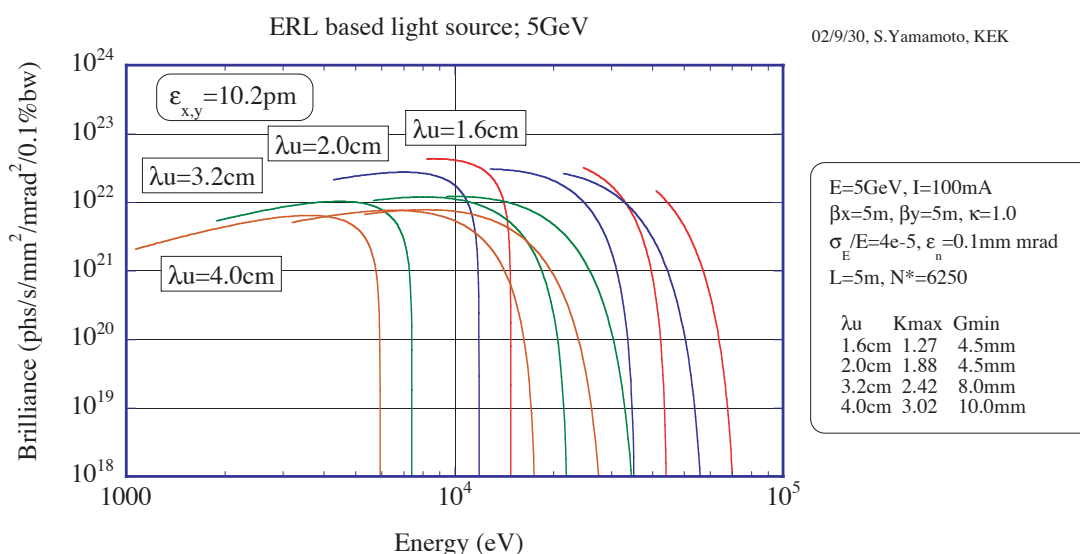


図 3.60: PF-ERL 計画における標準長アンジュレータの放射特性。

### 3.8.2 アンジュレータ建設の Standardization

本計画では同様の長さで異なる性能のアンジュレータを、長さの総和として 400 m 程度（ $380\text{m} = 5\text{m} \times 12 + 30\text{m} \times 4 + 200\text{m} \times 1$ ）製作しなければならない。それらを各々独立に建設するのは経費面から見ても、立ち上げ・運転のマンパワーの面から見ても不経済である。このことから生じる諸問題を解決するために、我々は挿入光源本体をいくつかのコンポーネントに分割し規格化する方針を採用することにした。具体的には、

- 約 5 m 長のユニットアンジュレータ（各ユニットは、共通ベース上に設置される、約 1.7 m 長の規格化された 3 台のサブユニットアンジュレータにより構成される）を建設し、各ユニットが干渉することなくアンジュレータ磁石列の同軸性・平行性を達成できるようにすること、

- および、各ユニットアンジュレータに異なる周期長を持つ磁石列を装着する方式を確立すること、

である。30 m 長および 200 m 長の長尺アンジュレータについては、この 5 m 長アンジュレータを連結することにより同一方式で建設可能となる。

このような方針は、KEK において我々が TRISTAN-MR を用いた超高輝度放射光計画を実現しようとした時に提案したものであり、現在稼働中の第 3 世代光源においても広く採用されている。今後本計画 R & D において、我々は以下の技術的目標を設定して上記問題点の解決を図るべきである。

#### A) ユニットアンジュレータ内の精度・剛性：

各ユニットがアンジュレータ単体として十分な剛性・精度を持つことは、この方式の挿入光源製作において基本的に重要な問題である。アンジュレータにおいて特に重要な部分である磁石取り付け架台の剛性を最適化して磁石の引付け力による歪みを許容値内に抑えるために、架台にかかる最大の引力を見極めなければならない。

本計画の光源を単なる試験機ではなく、多くの利用者をもつ施設ととらえるならば、利用者に提供する放射の波長選択性を確保するためにアンジュレータギャップは可動なものとしなければならない（永久磁石を採用する場合）。したがって、上記の精度・剛性はギャップ可変アンジュレータとして達成すべきものであるが、ERL が基本的に一回通過型であることを考慮してギャップの駆動方向を従来の鉛直方向ではなく水平方向とする方式も検討に値する。

#### B) ユニットアンジュレータ間の規格化：

各ユニット相互の同一性・干渉性が必要である。各ユニットアンジュレータは、機械的に磁石ギャップの送りまで同一となるように製作し、さらに、これを共通ベース上に設置する時に各ユニット間に干渉が生じないようにする技術を確立しなければならない。

#### C) 磁石の取り付け法：

同一のアンジュレータ機械部に異なる  $\lambda_u$  の磁石を取り付ける方法を確立しなければならない（項目 A と関連）。具体的には磁石取り付け架台（全ての可能な  $\lambda_u$  に対応する取り付け穴を設けることはできない）と磁石列（ $\lambda_u$  に対応した取り付け穴が必要）の間に  $\lambda_u$  に対応したスペーサーを装着する。

#### D) アライメント法：

ユニットアンジュレータの共通ベース上に各サブユニットを同軸性・干渉性を保ちつつ、十分な精度で配置する方法を確立しなければならない（項目 B と関連）。さらに、ユニットアンジュレータを複数配置し、長尺アンジュレータとする方法の確立をめざす。

さらに、アンジュレータの規格化とは別の問題であるが、加速器本体からの独立性を高め、挿入光源運転の自由度をできる限り大きくするために、次の事項が重要である。

#### E) 磁石列の片持ち支持法の採用：

挿入光源本体の構造を C の字型にすることによる磁石列の片持ち支持方式の採用は、加速器本体の真空を破らずに挿入光源本体の現場設置・取り外しを可能にするという点で、非常に大きな利点を持っている。しかしこの方法を採用すると、磁石列の駆動軸摺動面に要求されるクリアランスのために、磁石列間の吸引力が高い（狭いギャップ時の）場合には、対向する磁石面間の平行性を確保することが困難になる。この問題を解決するために、これまで我々は、

- 特殊な荷重 - ストローク関係を持つパネシステム（これによって磁石引力を相殺して磁石面間の平行性を保つ）の開発，
- および，従来型より精度の高い摺動機構の開発等，

を行ってきた。今後もこの方向に沿った技術開発が重要である。

#### F) In-vacuum 方式への対応可能性：

大型真空槽，および磁石列のビーム軸方向摺動機構の設置を考慮した本体設計とする。AR に設置した 3 台の真空封止型アンジュレータの成功において示されているように，in-vacuum 方式を採用できることによって得られる利点は，挿入光源を設置すべき加速器の運転上の自由度が，いわゆる通常型挿入光源設置の場合に比べて著しく増加するという点である。これは，この方式で磁石列を直接加速器の真空内に持ち込むことによって電子ビームに対する開口（ギャップ）を自由に設定でき，放射光を利用する場合のみ非常に狭いギャップを使用し，入射やマシンスタディ等広い開口が要求される場合にはギャップを開けばよいからである。ERL のように超低エミッタンスビームを作るために，非常に高度かつ繊細な加速器調整および運転が要求される場合には，この方式の必要性はますます重要になる。

また，本計画の利用実験が最も重視する放射のエネルギー領域をカバーするためには，加速エネルギーが 5 GeV の場合， $\lambda_u = 1 \sim 2$  cm の磁場周期長の採用が必要になる。このような短周期磁場を必要な強度で達成するためにも in-vacuum 方式の採用が重要になる。

#### G) 磁場測定調整法の開発

磁場測定法は基本的に現行の高精度ホール素子によるビームパス上の精密測定を応用したものとなる。しかし，現状でも使用されている 1 点毎の磁場測定の他に，長尺アンジュレータへの応用を目指した“フライ方式”の開発が今後の課題となる。この際の測定精度は，ホール素子の位置決め精度・測定中の温度効果等を含めて全体として， $10^{-4}$  から  $10^{-5}$  である。

一方で，磁場調整の目標精度は，アンジュレータ各極毎の 1 次積分磁場のばらつきで表現して  $10^{-3}$  程度であるが，アンジュレータ放射の強度を最適化するには同じく各極毎の光学位相のばらつきを最適化することの方が効果的である：この目標値は位相のばらつきとして 3 度程度。さらに，一電子からの放射（波長  $\lambda$ ）が理想的な空間コヒーレンス（放射の角度発散  $\sigma'_p$ ，および光源サイズ  $\sigma_p$ ）を持つために，電子軌道が満たすべき，サイン型軌道包絡線の折れ曲がり角度  $\theta_{def}$ ，および段差  $\delta$  に対する条件はアンジュレータ長を  $L$  として以下のように与えられる。

$$\theta_{def} \leq \sigma'_p = \sqrt{\frac{\lambda}{L}} \quad \text{及び} \quad \delta \leq \sigma_p = \frac{\sqrt{\lambda L}}{4\pi} \quad (3.66)$$

アンジュレータ放射の 1 次光で 12 keV ( $\lambda=1 \text{ \AA}$ ) をカバーすることを目標にする場合， $\theta_{def}$  および  $\delta$  の許容値は，各々  $4.5 \text{ \mu rad}$  および  $1.8 \text{ \mu m}$  という非常に小さな値になる。

### 3.8.3 回折限界光の生成（放射光スペクトルの紹介）

電子ビームのエミッタンスを極限まで減少させ，目標の放射の波長  $\lambda$  に対して次式を満足する電子ビームからは空間的（または横方向）に回折限界に達した放射を生成することが可能になる。

$$\varepsilon_{x,y} \leq \frac{\lambda}{4\pi} \quad (3.67)$$

ここでは、周期長 1.6 cm のアンジュレータの場合について放射スペクトルを紹介する（図 3.61 および図 3.62）。ここで示した例では基本波のエネルギーが 9.9 keV となるように、偏向定数を選定してある（ $K=1.0$ ）。したがって上式より 10 pm よりも小さなエミッタンスに対しては基本波で回折限界に達する（図 3.61）。現在の加速器設計で 5 GeV における実エミッタンスが 10 pm となるよう規格化エミッタンスを選定してある理由はここにある。しかし、3 次高調波に対しては回折限界に達するエミッタンスはさらに小さくなる（ $\varepsilon_{x,y} = 3.3$  pm：図 3.62）。

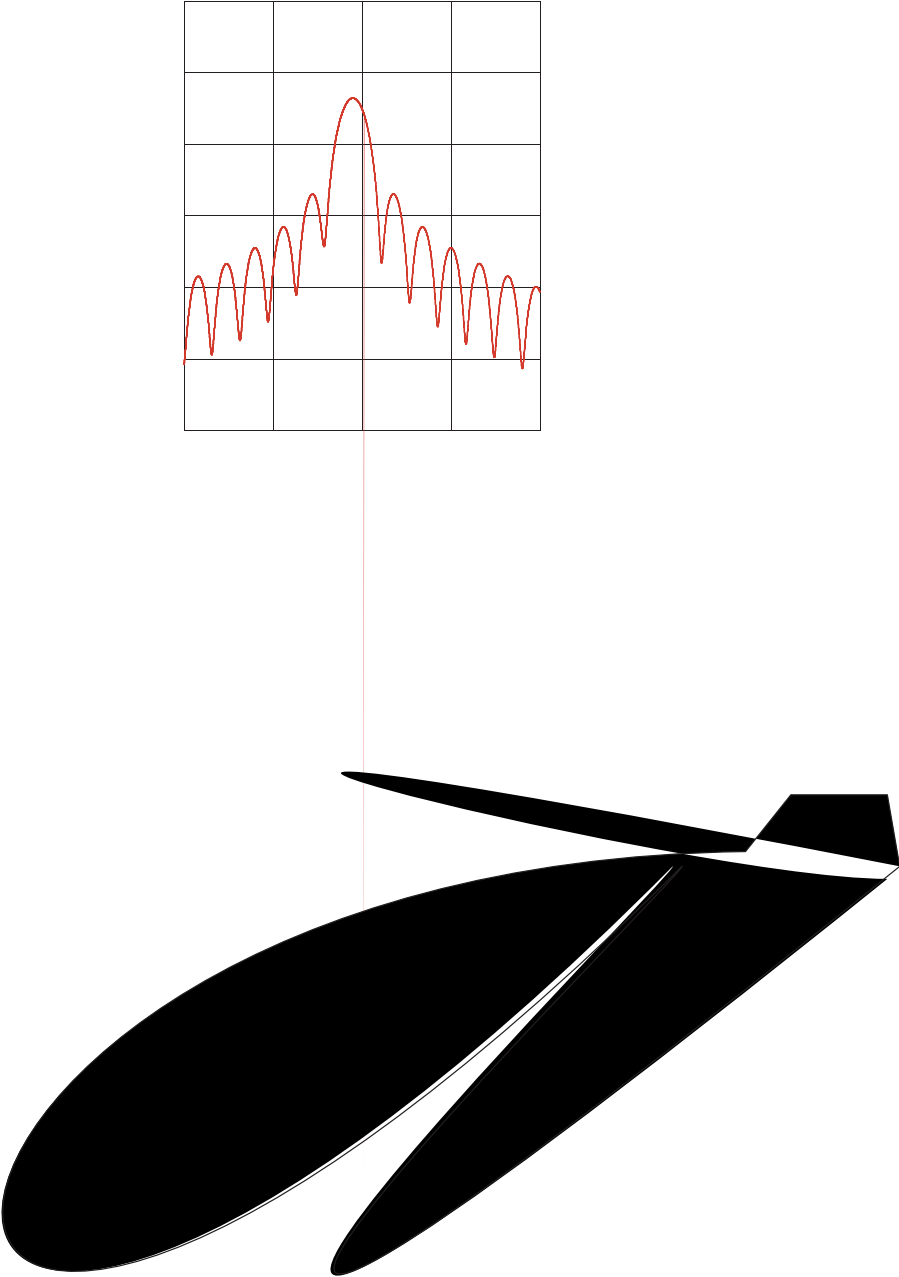
### 3.8.4 長尺アンジュレータの有効性

アンジュレータ放射の輝度は、 $\sigma_E/E=0$  かつ横方向（ $x$  および  $y$  方向）エミッタンスが回折限界に達している場合には、アンジュレータ周期数  $N^2$  に比例して増加する。輝度の追求は、長い直線部に設置された周期数の大きなアンジュレータによってなされることになる。しかし、回折限界から遠い場合は、依存性は低下して単に  $N$  に比例して増加するのみとなる。さらに有限の  $\sigma_E/E$  の効果によって輝度の増強は妨げられる。この状況を本計画の 200 m 長直線部において示したのが図 3.63 および 3.64 である：図 3.63 ではアンジュレータの長さによらず一定の  $\beta$  関数（ $\beta_x = \beta_y = 100$  m：その他  $\varepsilon_{x,y} = 10$  pm,  $\kappa=1.0$ ,  $\sigma_E/E = 4 \times 10^{-5}$ ,  $\lambda_u = 2.0$  cm,  $K=1.0$ ）を仮定した。また、図 3.64 では  $\beta$  関数には想定したアンジュレータの長さに適したものを仮定した。いずれにしても、200 m のアンジュレータからは  $3 \times 10^{26}$  (phs/s/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>/0.1%bandwidth) に達する peak brilliance が得られる（ここでは 1 psec のバンチ長を仮定した：100 mA, 1.3 GHz の CW 動作時）。これは 6 を越える光子縮退度に相当し新しい光の科学が進展することが期待される。

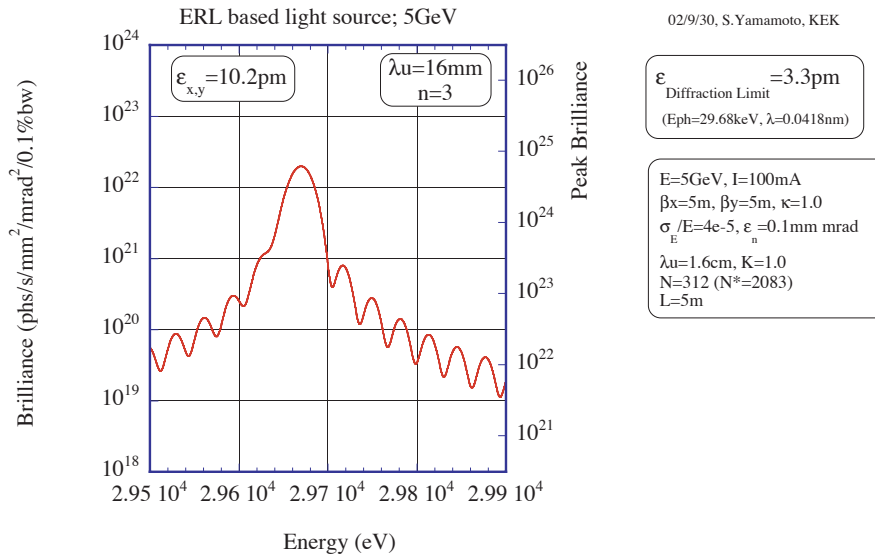
ERL 光源ではエミッタンス条件が回折限界に近い場合、 $N$  が小さい場合にはほぼ  $N^2$  則に近い輝度の増強が得られる。しかし、 $N$  が大きくなると  $N^2$  則からのずれが顕著になる。これは有限のエネルギー拡がりのために、放射のバンド幅の減少が  $N = N^* = (4k\sigma_E/E)^{-1}$  で頭打ちとなるためである。

山本樹（KEK・PF）  
平松成範（KEK・加速器）

(a)



(a)



(b)

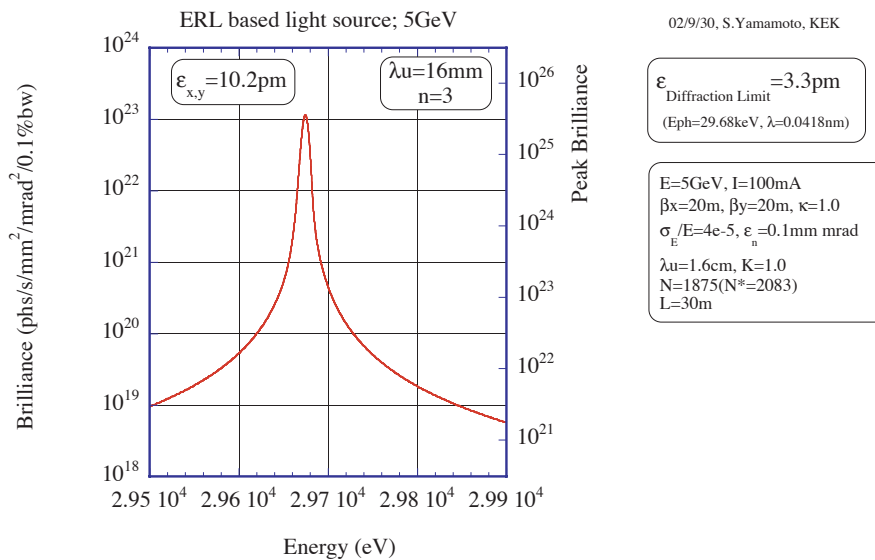


図 3.62: 周期長 1.6 cm のアンジュレータからのスペクトル (3 次高調波  $k=3$ ): 5m アンジュレータ (図 3.62(a)) および 30m アンジュレータ (図 3.62(b))。

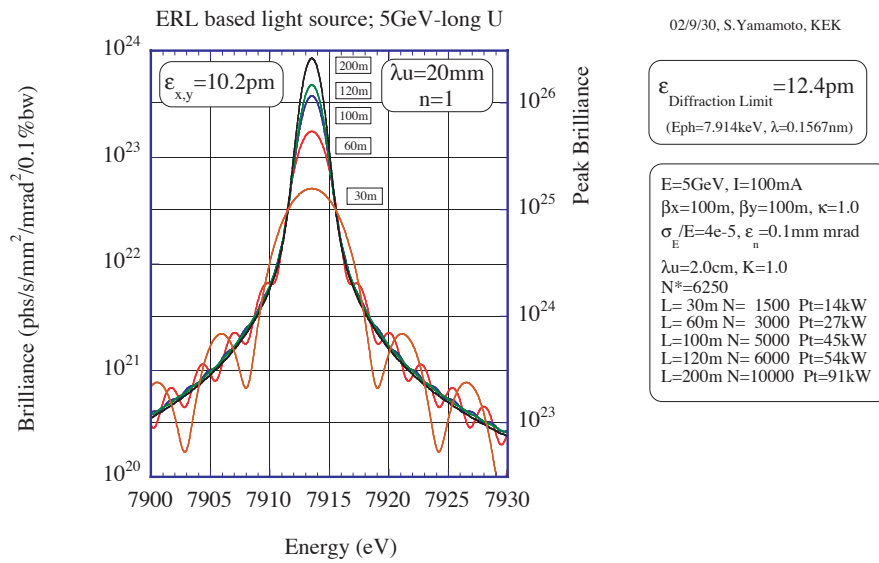


図 3.63: PF-ERL 光源長直線部におけるアンジュレータ長と輝度の関係 ( $\beta_x = \beta_y = 100\text{ m}$  の場合)。

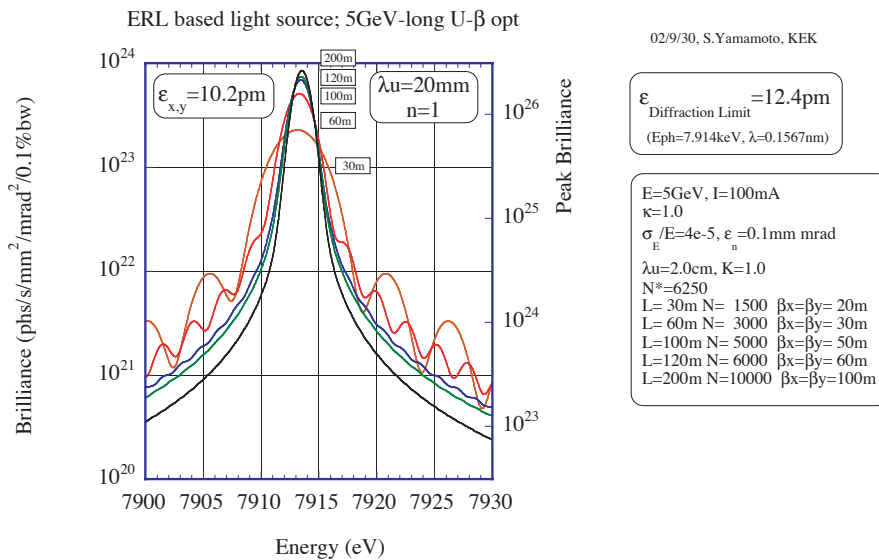


図 3.64: PF-ERL 光源長直線部におけるアンジュレータ長と輝度の関係 (各アンジュレータに最適化した  $\beta$  関数を用いる場合)。

## 3.9 放射線安全とビームダンプ

### 3.9.1 放射線遮蔽

#### 3.9.1.1 実験室遮蔽（ビームライン前面）

ERLの実験室前面の遮蔽厚さとビームロス可能量の関係を表3.19に示す。ビームロスの仮定としてロスの半分が曲線部、半分が直線部に落ち、曲線部でのロスの5%が一箇所に落ちるとした。ソースから実験室内の線量評価点までの距離は8 mとし、評価点での空間線量率が $20 \mu\text{Sv/h}$ となるビームロス量を求めた。この距離はPFでの位置関係から推定した。計算方法は線についてはSakanoの式、中性子についてはJenkinsの方法を用いた。

#### 3.9.1.2 天井

ERLの天井の遮蔽厚さとビームロス可能量の関係を表3.20に示す。仮想線源点から敷地境界上の線量評価点までの距離を230 mとし、仮想線源点に全周ビームロスの50%を一点に集めた。そして、年間運転時間を8736時間とし、線量評価点での年間線量が $10 \mu\text{Sv/y}$ となるビームロス量を求めた。表3.20の第2欄には線源から上方向に10 m離れたA点での線量率を示してある。スカイシャイン計算によるとA点での $1 \mu\text{Sv/h}$ は敷地境界での $2.2 \mu\text{Sv/y}$ に相当する。

表 3.19: 実験室前面の遮蔽厚さとビームロス可能量

遮蔽	1Wロスあたりの線量 ( $\mu\text{Sv/h}$ )	全周ロス可能量 (W)	$10^{-5}$ ロスの場合の最大電流 (A)
Concrete 1m	4.4e3	4.5e-3	9.0e-8
Concrete 2m	35	0.57	1.1e-5
Concrete 3m	0.28	71	1.4e-3
Concrete 4m	1.8e-2	1100	2.2e-2
Conc. 1m+鉛 0.1m	9.0	2.2	4.4e-5
Conc. 2m+鉛 0.1m	8.2e-2	240	4.8e-3
Conc. 3m+鉛 0.1m	2.2e-3	9300	0.19

表 3.20: 天井の遮蔽厚さとビームロス可能量

遮蔽	1Wロスあたりの線量 ( $\mu\text{Sv/h}$ )	全周ロス可能量 (W)	$10^{-5}$ ロスの場合の最大電流 (A)
Concrete 1m	1.0	4.5	9.0e-5
Concrete 1.5m	0.14	32	6.4e-4
Concrete 2m	3.5e-2	130	2.6e-3
Conc. 0.5m+土 1.5m	0.12	38	7.6e-4
Conc. 0.5m+土 2.5m	2.1e-2	210	4.2e-3
Conc. 0.5m+土 3.5m	5.0e-3	900	1.8e-2
Conc. 0.5m+土 4.5m	1.3e-3	3.5K	7.0e-2
Conc. 0.5m+土 5.5m	3.4e-4	13K	0.26



## 3.9.2 ビームダンプ

### 3.9.2.1 概念

エネルギー 10 MeV (又は 5 MeV)、電流 100 mA で 1 MW (または 500 kW) のビームダンプを考える。例としてダンプ表面への入射熱量を、約 200 W/cm<sup>2</sup> にするためには、拡大マグネット、または走査マグネットを用いて、ビームスポット面積を約 4000 cm<sup>2</sup> に拡大する必要がある。拡大マグネット、走査マグネットのどちらかが一時的に故障したときを考えて、短時間は数倍程度に耐えられるビームダンプの設計が必要である。

銅中の 10 MeV (5 MeV) 電子の飛程は 7 mm 弱 (4 mm 弱) であるので、その程度の厚さの銅の平板、円筒などでビームを受け、銅を水冷する。平板を傾ける、または円錐状にして、ビームの入射面積を広くすることも可能である。但し銅中で 15 % (8 %) の電子ビームのエネルギーは、直接には熱としては吸収されず、制動 X 線に変換される。この X 線によって光核反応が起こるが、このうち銅から中性子が生成するしきいエネルギーは 9.91 MeV であり、中性子の生成量は少ない。ビームダンプ中に直接生成する放射能のうち、<sup>64</sup>Cu は半減期が最長で 12.7 時間である。

### 3.9.2.2 主要考慮事項

主に以下の項目について検討する必要がある。

- ビームダンプからの除熱を効率的に行うシステムが必要である。
- ビームを拡大・走査するマグネットとビームラインの設計が必要である。
- 特にビームの拡大・走査のためのマグネットは、ビームダンプに近く X 線に曝されるため、放射線損傷、また空気中に生成するオゾン、NO<sub>x</sub> による損傷に注意をする必要がある。
- 冷却水の流路の検討が必要である。
- X 線に対する遮へいが必要である。
- 冷却水の放射線分解にも注意が必要である。
- ビームダンプ部の真空の悪化がどの程度になるかの、見積もりも必要である。

伴秀一 (KEK・放射線)

## 3.9.3 放射線モニター

現在計画が進められている ERL 施設の放射線モニタリングについて、簡単に述べる。

現在考えられている施設の規模から、20 台程度の空間線量率測定用モニターに加えて排気中放射能濃度モニター並びに排水中放射能濃度モニター各 1 台程度が必要と考えられる。空間線量率は、中性子及び光子線を測定対象として、中性子線検出器として従来より用いられている減速剤付き <sup>3</sup>He 比例計数管が、また光子線測定用検出器として広いエネルギー範囲で平坦な応答特性を持つ空気電離箱が適切と考えられる。20 程度の測定点のうち、ビームロス等が大きいと予想される箇所にはインターロック機能を有するモニターを配置する。インターロック方式として従来から

の1時間積分方式で問題はないと考えられるが、積分時間に関しては装置の運転時間や形態を考慮して、一考の余地が有ると思われる。排気モニターについては、運転中の加速器室空気を常時排気とするのか或いは閉じ込めとするのかにより、モニターの選択が異なる可能性があるが、現段階では法令の定める濃度限度の1/10まで測定可能な高感度型が適当と考えられる。排水モニターについては、排水中放射能濃度が基準値を超える恐れがないと判断されたり、具体的な放射性排水設備を設定しない場合には、必要がない可能性がある。

これらのモニターのデータを収集・解析するために、STATIONと呼ばれるローカル監視装置をERL制御室等に置く。モニターからの測定データは、一旦STATIONに集められ、データの一時保存や解析表示が行われるとともに、放射線管理棟に設置してあるCENTERと呼ばれる監視装置に送られる。すなわちERL関連のモニター全ては、NORMと呼ばれるKEK全体の放射線モニタリングを一元的に管理する連続集中放射線監視装置のネットワークに組み入れられる。さらにSTATIONにはインターロックを統括する装置が設置され、ここからインターロック信号が制御卓に送られる。この装置では、接続された全インターロックモニターの測定線量や状態が監視され、CENTERに送られるとともに制御卓にも情報として送られ、運転や今後のスケジュールに反映される。

佐々木慎一（KEK・放射線）

## 3.10 施設、建物

### 3.10.1 建築計画

#### 1. 配置計画

本施設は、全長約 1.25 km のトンネルとその上屋（以後本体建家と呼ぶ）および本体建家にユーティリティを供給する附帯建家で構成される。本施設の全体図は図 3.65 に示されている。附帯建家は電源棟が 6 棟、機械棟が 5 棟から成り、本体建家の内周部に配置する。本体建家（トンネル）へ振動の影響を伝えないようにするため、本体建家とはエキスパンションジョイントを介して接続する。本体建家の規模が非常に大きいことから、機械棟 1~4 を本体建家内周に分散配置、装置側の機械棟 5 を内周南側中央に、電源棟を両アーク部に 6 棟分散配置する。さらに本体建家内周部へトラック等の出入りが可能なように北側から建家をオーバーパスするブリッジを設置する。

#### 2. 平面計画・断面計画

- 本体建家

トンネルの内周に保守通路を、外周にクライストロンギャラリー及び実験ホールを配置する。実験準備室は、実験ホールとの行き来がしやすいように実験ホールの外側に隣接配置し、さらにその外周に廊下を配置する。また、ほぼ中央部にメインエントランス及び制御室を配置する。各建家の断面図を図 3.66 に示す。

- 附帯建家

機械棟 1~4 には、高圧電気室、空調機械室、熱源機械室、マシン冷却機械室、発電機室及び屋外ヤード等を設置する。機械棟 5 には、装置側のコンプレッサー室、冷凍機室を設置する。各棟の床面積は概ね表 3.21 に示すとおりである。

表 3.21: 本体及び附帯建家の床面積。

本体建家	50,000 m <sup>2</sup>
機械棟 1~5	8,750 m <sup>2</sup>
電源棟 1~6	1,050 m <sup>2</sup>

#### 3. 構造計画

本体建家はトンネルを覆う大スパン構造であり、鉄骨造として計画する。トンネルと上屋は構造的に縁を切り、床にエキスパンションジョイントを設ける。また、支持層が深いためと、地盤変形のトンネルに及ぼす影響を極力なくするために、杭基礎とする。

#### 4. 仕上げ計画

外壁：断熱複合アルミパネル程度

腰壁：コンクリート化粧打放の上吹き付けタイル程度

屋根：断熱 2 重折板（アルミメッキ鋼板）程度

#### 5. 特殊設備計画

下記の特設設備を設置する。

- 2t クレーンおよび 5t クレーン（本体建屋）
- 遮蔽扉
- エレベーター

### 3.10.2 電気設備計画

#### 1. 受変電設備

想定需要電力を下記とする。電源は既存特高変電所より、6.6 kV にて受電する。既存特高

表 3.22: 想定受容電力一覧。

10MeV インジェクター	2 MW
超伝導	10 MW
ビーム用	5 MW × 2
マグネット電源	5 MW
実験用	1.5 MW
空調用、マグネット冷却	5 MW
建屋一般電力	1.5MW

変電所よりの供給系統数は、負荷種別による区分及び 6 kV ケーブルにより送電可能な容量などを勘案して 4 系統とし、各系統 1 回線配電とする。高圧変電設備は、低圧側幹線巨長が概ね 100~150 m 以下となるよう 4 カ所に分散配置する。系統図を図 3.67 に示す。

高圧変電設備の主要機器仕様は表 3.23 に示すとおりである。マグネット電源系統には高調波

表 3.23: 高圧変電設備一覧。

高圧盤	屋内閉鎖キュービクル型
低圧盤	屋内開放型
変圧器	屋外油入変圧器

フィルターと無効電力補償装置を、10MeV インジェクター、超伝導、ビーム用系統などその他の装置用電源系統には高調波フィルターの設置を想定して設置スペースを確保する（屋外ヤードを確保）。

#### 2. 非常用発電機設備

防災及び保安負荷用に非常用発電機設備を設置する。発電容量は、排煙機等の法定負荷や、排水ポンプなど最低限の建屋機能維持に必要なものを想定する。

#### 3. 直流電源装置

受変電制御用、非常用照明の予備電源用に直流電源装置を設置する。

#### 4. 照明設備

各諸室の設計照度は表 3.24 に示すとおりである。加速器トンネル、クライストロンギャラ

表 3.24: 各諸室における設計照度一覧。

加速器トンネル	200 lx
クライストロンギャラリー	200 lx
実験室	500 lx
機械室	200 lx

リーは壁付蛍光灯による全般照明とする。又、実験室は放電灯高天井器具による全般照明とする。加速器トンネルについては、特段の放射線対策は必要ないため、蛍光灯標準器具を採用する。

#### 5. 通信設備

表 3.25 に示す通信設備を設置する。構内 PHS 設備は、メインの構内通信手段として施設

表 3.25: 通信設備一覧。

構内 P H S 設備
放送設備
監視カメラ設備
L A N 用配管設備（空配管のみ）

全域に導入する。加速器トンネルに設置する機器については特段の放射線対策の必要はないが、今後状況に応じて鉛による遮蔽などの放射線対策を検討する。

#### 6. 防災設備

防災設備は、原則として建築基準法、消防法に準拠して下記の設備を設置する。

##### 自動火災報知設備

- 全施設に設置する。
- 感知器は各施設の状況を考慮して選択する。

##### 非常放送設備（非常警報設備）

- 全施設に設置する。

##### 誘導灯設備

- 法規に準拠して設置する。
- 安全確保のため加速器トンネルにも設置する。

##### 非常照明設備

- 法規に準拠して設置する。予備電源は別置の直流電源装置による。
- 加速器トンネルにも設置する。
- 予備電源は別置の直流電源装置による。

## 7. 監視設備

電源設備、動力設備、照明設備など負荷設備の管理ため制御室に中央監視設備を設置する。

## 3.10.3 空調設備計画

## 1. 設計条件

## (a) 室温湿度条件

各室の設計温湿度条件を表 3.26 に示す。

表 3.26: 各室の設計温湿度条件

室内	夏期		冬期		備考
	DB(°C)	RH(%)	DB(°C)	RH(%)	
リニアックトンネル	25.0	50	25.0	40	マシン架台部で ±0.5°C(* 1)
アーク部トンネル	25.0	50	25.0	40	マシン架台部で ±0.5°C(* 1)
実験ホ - ル	25.0	50	22.0	40	床上 3mh 迄 ±1°C(* 2)
クライストロンギャラリー		30	以下、夏季除湿		
電源室		30	以下、夏季除湿		
実験準備室	26.0	50	22.0	40	

<注記> \* 1 : Spr-8 では、±1°C

\* 2 : Spr-8 では、±2°C

## (b) 熱負荷（発熱）条件

各室の発熱条件を表 3.27 に示す。

表 3.27: 各室の発熱条件

場所	機器	外気	備考
	CMH/m <sup>2</sup>		
リニアックトンネル	400 W/m <sup>2</sup>	0.5 回/h	
アーク部トンネル	360 W/m <sup>2</sup>	0.5 回/h	
実験ホ - ル	60 W/m <sup>2</sup>	5.0	
クライストロンギャラリー	125 W/m <sup>2</sup>	2.0	

## (c) 負圧維持管理

放射線管理区域となるトンネル部は室内が隣接エリアより負圧になるように給排気風量を調整し、負圧維持を行う。

## 2. 設備概要

## (a) 熱源設備

- トンネル、実験ホール用として全体を 4ゾ - ンに区分し機械棟に熱源機を設置し、冷水及び温水を供給する。
- 実験準備室はこの熱源を使用せず、ヒートポンプパッケージによる冷暖房とする。

## (b) 空調設備

## (トンネル部)

- リニアックトンネル、アークトンネル部は機械棟設置の空調機により冷却を行う。
- 空調系はリニアックトンネル・長直線部は各2分割、アークトンネル部もそれぞれ2分割とし、計8系統とする。

## (実験ホール部)

- 実験ホールは機械棟に外調機を設置し、実験ホール内の各スパン毎に天井吊エアハンドリングユニットを設置し、循環空調する。

## (実験準備室)

- 実験準備室は十数室毎に外調機(パッケージ)を設置し、各室毎に天井吊空冷ヒートポンプパッケージを設置して冷暖房を行う。

## (c) 換気設備

- トンネル部は空調機、実験ホール、実験準備室は同上空調設備で記載した方式により外調機を設け新鮮外気を導入する。なお、トンネル部は放射線管理区域としての負圧維持管理をし、排気系にはHEPAフィルタを設置する。
- 電気室、空調機械室などの機械室エリアは第一種機械換気方式とするが、特に発熱の大きな電気室は冷房を行う。

**3.10.4 ユーティリティ設備計画**

## 1. 設計条件

## (a) 特殊ユーティリティ

- 装置用の冷却水設備を設置する。
- 実験ホール用の特殊ユーティリティとして実験排気ダクト、ロータリーポンプ系排気ダクト、圧縮空気の基幹機器と主管(ダクト)を設置する。

## (b) 消火設備

- 消火設備は消防法に準拠し、必要な消火設備を設置する。

## 2. 設備概要

## (a) 装置用冷却水設備

- 機械棟に冷凍機を設置し、トンネル内装置へ冷却水を供給する。

## (b) 実験排気ダクト設備

- 実験ホールのハッチ内よりの実験排気用に各機械棟にファンを設置し、主ダクト(硬質塩化ビニール管)をトンネル上部に布設し、ビ・ムライン毎に分岐弁を設ける。

## (c) ロータリーポンプ系排気ダクト設備

- 実験ホールに設置されるロータリーポンプからの排気用に各機械棟にファンを設置し、主ダクトをトンネル上部に布設し、ビ・ムライン毎に分岐弁を設ける。

## (d) 圧縮空気設備

- 各機械棟に圧縮機を設置し、トンネル上部と実験準備室廊下天井裏に主管を布設し、ビ・ムライン及び実験準備室毎に分岐弁を設ける。







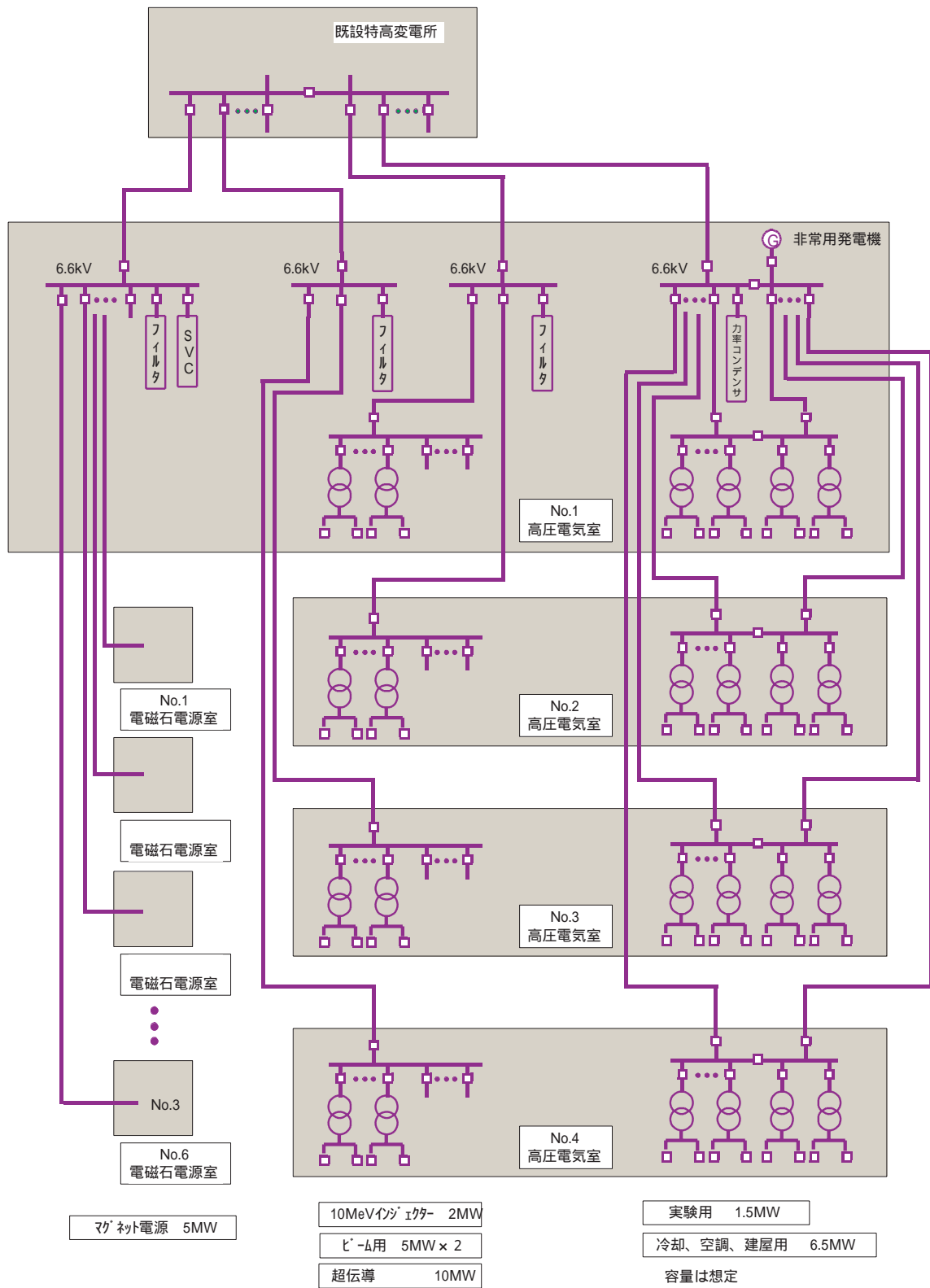


図 3.67: 受変電設備系統図。

## 3.11 コスト及びスケジュール

### 3.11.1 概要

この章では、装置の建設費の概算金額、建設スケジュールと人員の概要、予測される建設後の運転経費と人員について述べる。以下の検討は ERL 計画について初めて行った検討であり、今後、より精度の高い評価や最適化をすることによって、或は設計の進展とともに、改訂を要するものである。

#### 3.11.1.1 見積りの基礎となる装置の概要

ERL 実験施設は、超伝導電子リニアックを用いた入射器と主加速器、挿入光源、実験用の放射光ビームライン、及び、これらの装置のための建物と電気・空調・水の施設から成る。加速器、挿入光源は変形レーストラック状に配置され 1 周約 1.25 km である。入射エネルギーは 10 MeV である。主加速器はエネルギー回収型のリニアックである。主加速器の最大加速エネルギーは 5 GeV として設計されるが、第 1 期計画ではまず 2.5 GeV の加速エネルギーを実現し、第 2 期計画で 5 GeV に増強する。その方法として現在考えているものは、加速空洞の数は変えず、加速利得を 10 MV/m から 20 MV/m に上げる方法である。そのために冷凍機を 3 台追加して冷凍能力を 4 倍に増強する。これは、超伝導加速器では冷凍機が高額なので初期建設コストを抑える上で有効な方法と考えられる。冷凍機関係の装置以外は全て 5 GeV の加速エネルギーで建設される。

以上の装置の建設費用の中には 300 MeV の ERL 実証器等、R & D の費用は含まない。

#### 3.11.1.2 ケーススタディ

ERL の主加速器の超伝導加速空洞については、ビーム集束のために 4 極電磁石でなく RFQ を用いるかどうか、あるいは空洞材料として Nb のバルクとするか銅に Nb を貼りあわせたものにするかどうかなど、現時点で確定できない技術選択肢があり、3 つの場合に分けて建設費を見積った。

#### 3.11.1.3 総費用及び人件費等

2.5 GeV ERL 実験施設の建設費用は 2003 年 2 月段階で概算 723~760 億円であり、5 GeV への増強費用は概算 72 億円と見積られた。建設要員は KEK 職員及び企業等からの建設協力員から成るが、この内 KEK 職員の人件費は建設費用には含まれていない。装置の設計、製作、検査、据え付け、調整等に関わる人件費は全て建設費用の中にも含まれるものとする。この価格は 2003 年 2 月時点のものであり、将来の景気や技術革新等の要因による価格変動は考慮しない。不測の事態による費用増加等に対する予備費は明記しないが個々の費用に含まれるものとする。

#### 3.11.1.4 費用の見積りと内訳

表 3.28 に主要なサブシステムの金額内訳を示す。これは、現在の装置価格等を参考に経験的に判断して、必要な装置毎にざっと概算したものを主要項目別に積算したものである。

## 3.11.1.5 費用見積りメンバー

費用の見積りは、加速器研究施設及び物質構造科学研究所の関連するグループ及び設計会社の協力を得て行われた。

表 3.28: ERL 実験施設建設費用概算 2003.2

項目	金額(千円)	主な装置
(1) 加速器		
入射部 (10 MeV)	1,520,500	加速モジュール 25 台。立体回路、CW クライストロン
主加速器 (2.5 GeV)		
Case 1 (w/o RF-Q, Nb bulk, EBW)	18,382,000	同電源、低電力システム、制御、集束電磁石、真空
Case 2 (with RF-Q, Nb bulk, EBW)	20,424,000	冷凍機、He 輸送ライン
Case 3 (w/o RF-Q, Nb/Cu clad cavity)	16,730,000	
アーク部電磁石及び真空	5,414,480	偏向電磁石、4 極電磁石、6 極電磁石、ステアリング電磁石、電磁石電源
挿入光源	11,080,000	5m 級 12 台、30m 級 4 台、200m 級 1 台
制御及びモニタ	2,080,000	計算機、ネットワーク、タイミング、安全、通信、コンソール、各種モニタ類
小計 Case 1	38,476,980	
Case 2	40,518,980	
Case 3	36,824,980	
(2) 放射光ビームライン	12,000,000	ビームライン光学系、実験装置
(3) 建物及び施設	23,504,000	加速器トンネル(周長 1253 m)、本体建屋(50,000 m <sup>2</sup> )、電源・機械棟(9,800 m <sup>2</sup> )、総電力(35 MW)
合計 Case 1	73,980,980	
Case 2	76,022,980	
Case 3	72,328,980	
(4) 5 GeV 増強費	7,200,000	冷凍機、He 輸送ライン

## 3.11.2 見積りの基礎

以下に見積りに含まれる装置の内容について述べる。見積り費用の中には、それらの装置の設置費用、配線・配管の費用、調整の費用などの人件費も全て含まれるものとする。

## 3.11.2.1 入射器

入射器の主要な装置は、レーザー駆動 RF-DC 電子銃システム、10-MeV 超伝導加速器(1.3 GHz、9 セル空洞が 1 つの小型クライオスタットに収容される。加速利得 10 MeV/m、バンチャー機能を有する)である。入射器はエネルギー回収がない。エネルギーは小さいが直流なので大電力の CW クライストロン(1.3 GHz、1.2 MW)及び大電力電源が必要である。ビーム制御・安全システムと 1 MW 級ダンプも必要である。液体ヘリウムは主加速器と同じ冷凍機から He 輸送ラインで供給・回収される。

### 3.11.2.2 主加速器

主加速器は全長約 400 m で、25 台の超伝導加速モジュール（1.3 GHz、9 セル空洞 10 台が一つのクライオモジュールに収容される）から成る。主加速器はビームエネルギーを回収する。従って RF 源は空洞壁での電力損失を補うためのもので、1 モジュール当り最大 200 kW を供給するクライストロン及び電源が必要である。第 1 期計画では加速利得 10 MeV/m で運転し、1 モジュール当りの加速エネルギーは 100 MeV、主加速器全体の加速エネルギーは 2.5 GeV である。このために必要な冷凍機は 4.5°K、12 kW の冷凍能力のもの 1 台である。第 2 期計画では、同じ冷凍機を 3 台追加して冷凍能力を 4 倍に増強し、20 MeV/m、5 GeV の運転を目指す。

加速ビームの集束方法として 4 極電磁石を用いるのか、加速高周波の磁場を利用するのかという選択肢がある。後者の場合、通常の加速空洞の他に RFQ 空洞の導入が必要である。又、加速空洞の製作方法もまた今後の R & D によるところが大きい。空洞材料及び製作方法としては、ニオブ (Nb) 単体の板材をお椀型の 1/2 セルに整形したものを電子ビーム溶接 (Electron Beam Welding) する従来の方法があるが、より安価で量産向きの製造方法として、銅 (3 mm 厚) とニオブ (1 mm 厚) のパイプを各々外側、内側に重ね、内側から 150 気圧の水圧で外側の型に押し当てて整形する方法を開発中である。これらの選択肢によって、建設費用の見積りは

- Case 1 4 極電磁石による集束、Nb bulk cavity・EBW
- Case 2 RFQ による集束、Nb 単体・Nb bulk cavity・EBW
- Case 3 4 極電磁石による集束、Nb/Cu clad cavity

の 3 つの場合に分けて行った。

### 3.11.2.3 アーク部電磁石及び真空

アーク部は 5 GeV のビームを輸送できるものとする。現在のラティス設計では 3 m 長偏向電磁石 18 台、5 m 長偏向電磁石 36 台、4 極電磁石 210 台、6 極電磁石 72 台を要する。ステアリング電磁石 108 組使用する。又、これらの電源は、偏向電磁石電源 2 台、4 極電磁石電源 210 台、6 極電磁石電源 72 台、ステアリング電磁石電源 216 台用いる。

アーク部は約 700 m あり、真空は組立て、配管配線作業も含め m 当りの単価を仮定して概算した。

### 3.11.2.4 挿入光源

挿入光源はアーク部及び主加速器と対向する 300m の直線部に設置される。5 m 級 11 台、30 m 級 4 台、200 m 級 1 台の合計 16 台である。

### 3.11.2.5 制御及びモニタ

制御システムにはネットワーク、サーバ計算機、ローカル計算機、同期システム、安全システム、通信システム、コンソール装置等を含む。ネットワークは GbE 又は 10 GbE の光リンクでノード数は 8 とする。サーバ計算機は UNIX 系の計算機で、計算サーバ 2 台、データベースサーバ 2 台、記録サーバ 2 台、コンソールサーバ 5 台、RAID ディスク装置 2 台から成る。ローカル計算機は装置の 1 グループに付帯して分散設置される VME 計算機で、入射部用に 1 台、主加速器用 10 台、電磁石用 4 台、真空用 4 台、ビームモニタ用 10 台、挿入光源用 16 台、偏向電磁石も含めた

ビームライン用 40 台、安全系 2 台、加速器及び実験専用の通信システム用 2 台、コンソール用 10 台、同期システム用 2 台の合計 101 台から成る。同期システムは加速高周波に同期した信号を生成、分配する装置 1 式、安全システムは加速器への入出管理、放射線安全システム 1 式である。通信システムは建物に付随する電話・放送設備ではなく、加速器や実験に関する情報を提供するための加速器専用の通信システムである。コンソール装置は各種の表示やオペレータからの入力を行うための PC10 台、液晶ディスプレイ 40 台等を含む。制御システムの建設費用には以上のハードウェア及びその設置、調整費用を含む。制御ソフトウェアは EPICS を用い研究所の資産を活用する。又、応用ソフトウェアについても SAD などの資産を活用する。ソフトウェアの整備、開発については研究所のマンパワーを最大限有効に活用する。

### 3.11.2.6 ビームライン

最近の AR の挿入光源ビームラインの価格を参考に見積りを行った。

### 3.11.2.7 施設

建物は加速器トンネル（加速器周長 1253 m）、クライストロンギャラリー、実験フロア、主制御棟、機械室、電源棟等からなるが、全て地上に建設される。

### 3.11.2.8 5 GeV 増強費

増強方法は主加速器の項に述べた。増強費用は 4.5K、12 kW の冷凍機及び貯蔵用の中圧タンク 3 台、He 輸送ラインの拡張 300 m 分等である。

### 3.11.3 建設要員

表 3.29 は、加速器の建設に必要な職員の数であり、装置の据え付けや調整に必要な要員は物件毎の役務契約や業務委託契約によって確保するものとする。これらの契約に必要な経費は建設費用に含まれるものとする。以下の職員が現在の加速器の職員でまかなえるか、あるいは新規の人員増を要求するかは、今後の他の加速器プロジェクトの進展等に依存する。

### 3.11.4 建設スケジュール

図 3.68 に予測される建設スケジュールを示す。建設は 200 MeV の ERL 実証器を建設する PHASE-I（4 年）と 5 GeV の本器を建設する PHASE-II の 2 段階からなる。

榎本収志、神谷幸秀（KEK・加速器）

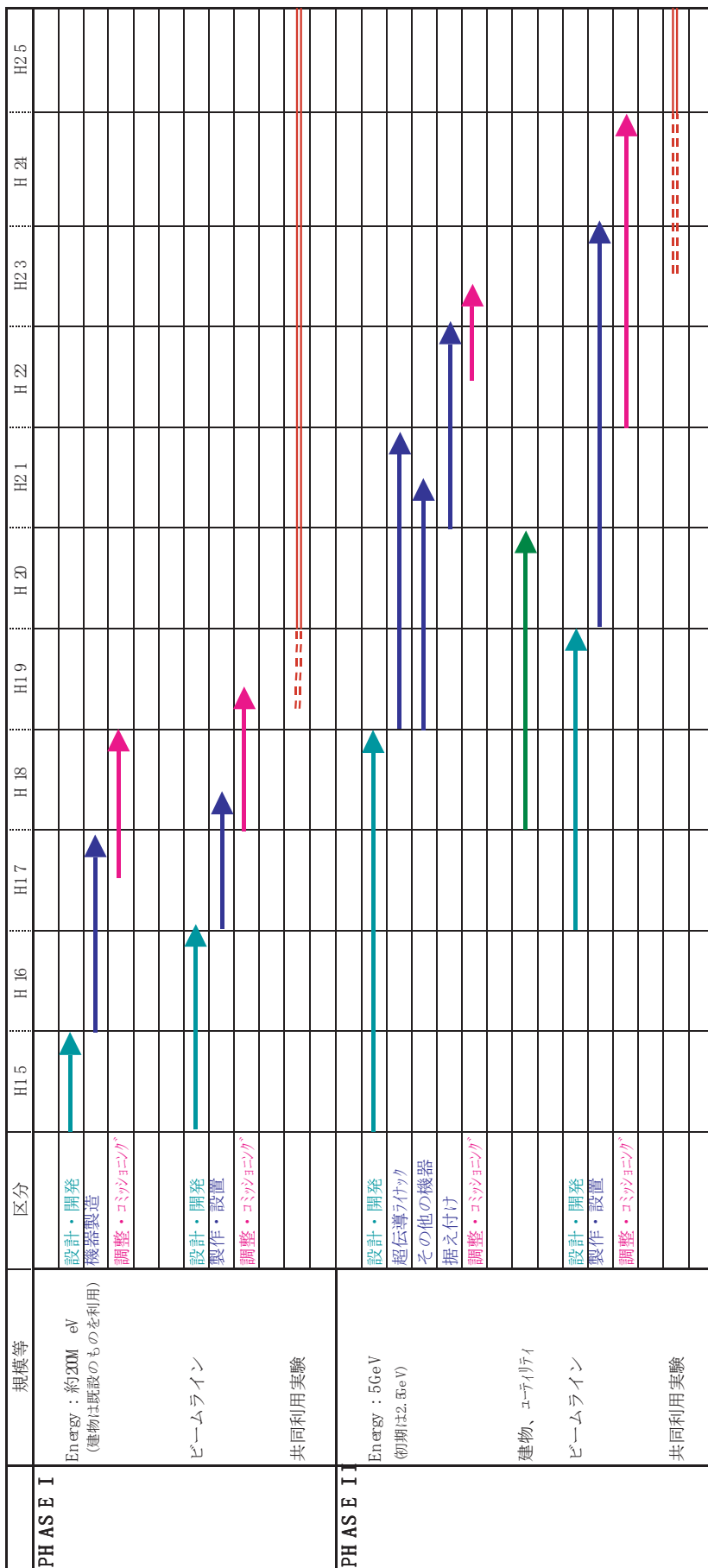


図 3.68: ERL 実験施設建設スケジュール

表 3.29: ERL 実験施設建設要員概算

	人数	備考
入射部		
全体設計	1	入射部全体設計、建物・施設関係
電子銃	1	電子銃、真空、ビームモニター
低電力RFシステム	2	低電力RF、タイミング、フィードバック、レーザー源
大電力RFシステム	1	空洞、導波管、位相器
DC関係電源	1	
<計>	6	
超伝導リニアック		
空洞	6	要求：cavity production(10)、chemistry(7)、vertical test(7)、welding(4)、HOM coupler(2)、input coupler(2)、cavity assembly(4)
冷凍機	5	要求：cryomodule assembly(5)、horizontal test(5)、refrigerator(6)
RF	2	要求：high power(4)
low level	2	要求：low-level control(6)、その他の要求
<計>	15	(magnet, vacuum): 8名 要求計：70名
電磁石	4	
<計>	4	
真空	4	要求：3~5名
<計>	4	
ビームモニター	8	内訳：教官6(100%)、教官1(30-50%)、技官2
<計>	8	
制御		
制御システム	1	要求：core software(1)、機器 software(1)
ネットワーク、データベース	1	要求：計算機、ネットワーク(1)、database(1)
M/P Protection	1	要求：machine protection(1)、personal protection(1)
タイミング	1	
超伝導制御	1	要求：超伝導制御(1)、beam monitor(1)
ソフトウェア、オペレータ・インタフェース	1	要求：operator interface(1)、software 開発(5)
<計>	6	
挿入光源		
チーム#1	3	内訳：教官2+技官1、その他ポストドクとして2名必要
チーム#2	2	内訳：教官1+技官1、その他ポストドクとして2名必要
<計>	5	
加速器関係所要数(職員数)	48	

<備考> 上表には、加速器全体設計(optics, beam dynamics等)の要員は含まれていない。また、ポストドク等の非常勤職員、業務委託等によりマンパワー不足を補うものとする。表の備考で、「要求」とあるのは、各グループからの要求を意味する。





# Appendixes