

# レーザーコンプトンX線源の高度化に関する研究

Research and Development for the Enhancement of Laser-  
Compton X-ray Sources

2022年2月

小柴 裕也  
Yuya KOSHIBA

レーザーコンプトンX線源の高度化に関する研究

Research and Development for the Enhancement of Laser-  
Compton X-ray Sources

2022年2月

早稲田大学大学院 先進理工学研究科  
物理学及応用物理学専攻 高品質ビーム科学研究

小柴 裕也  
Yuya KOSHIBA

# 目次

1	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	1
1.3	論文構成	2
2	X線とX線源	4
2.1	X線	4
2.2	X線源	5
2.2.1	X線管	5
2.2.2	放射光	8
2.2.3	X線自由電子レーザー	16
2.2.4	プラズマ光源	20
2.2.5	高次高調波発生	21
2.2.6	原子準位レーザー	23
3	レーザーコンプトン散乱	25
3.1	背景、歴史、動向	25
3.2	原理	27
3.2.1	散乱光エネルギー	28
3.2.2	散乱光子数	31
3.2.3	ルミノシティ	34
3.3	LUCXにおける実績	36
3.4	LCS-X線の応用	38
3.4.1	X線イメージング	39
3.4.2	治療	40
3.4.3	Structured X-rayの発生	42
4	加速器システム	43
4.1	加速器システムの概要	43
4.2	クライストロン	44
4.3	カソードドライブレザー	45
4.3.1	発振器	46
4.3.2	パルスピッカー	48
4.3.3	ファイバーアンプ	48

4.3.4	LD アンプ	49
4.3.5	波長変換	49
4.4	冷却水システム	52
4.5	加速器	52
4.5.1	フォトカソード RF-Gun	52
4.5.2	RF-Deflector	55
4.5.3	ソレノイド電磁石	57
4.5.4	四重極電磁石とステアリング電磁石	59
4.5.5	偏向電磁石	60
4.5.6	ファラデーカップと FCT	61
4.6	ECC-RF-Gun	62
5	レーザーの高度化	67
5.1	光蓄積共振器	67
5.2	自発共鳴	72
5.2.1	自発共鳴の概念	72
5.2.2	セットアップ	74
5.3	実験結果	77
5.3.1	蓄積パワー	81
5.3.2	安定度	82
5.4	高品質レーザー増幅器の開発	83
5.4.1	レーザーシステムの概要	83
5.4.2	固体レーザーと超短パルス生成	86
5.4.3	発振器	95
5.4.4	Yb ファイバー増幅器	98
5.4.5	パルスストレッチャー	99
5.4.6	Yb:YAG Thin-disk 再生増幅器	101
5.4.7	パルス圧縮器	109
6	クラブ衝突レーザーコンプトン散乱	112
6.1	クラブ衝突	112
6.2	CAIN を用いた計算	114
6.3	クラブ衝突 LCS 実験	115
6.3.1	実験セットアップ	115
6.3.2	実験結果	117
6.3.3	タイミングドリフトに関する追試験	120

7	総括	123
	補遺 A 中赤外レーザーの開発	126
	補遺 A.1 中赤外レーザーとレーザーコンプトン散乱	126
	補遺 A.2 ツリウムファイバーレーザー	127
	補遺 A.3 中赤外 Thin-disk レーザー	131
	補遺 A.3.1 実験準備状況	132

## 図目次

1	X 線管の原理図	6
2	X 線管のスペクトル	6
3	特性 X 線のエネルギー	7
4	SPring-8 のスペクトル	9
5	世界の放射光施設 [1]	10
6	放射光と観測者の位置関係	11
7	各バンチ長に対する放射光強度	15
8	コヒーレント放射の定性的理解	15
9	放射光と他の光源の輝度スペクトル	16
10	従来のレーザー (a) と共振器型 FEL (b) と SASE-FEL (c) の概念図	17
11	セルフシード XFEL	18
12	セルフシードと SASE におけるスペクトルの比較. [2] より転載.	19
13	HGHG	20
14	LPP を用いた EUV 光源	21
15	高次高調波発生	22
16	レーザー電場の直接観測結果 [3]	22
17	高次高調波発生におけるスリーステップモデル	23
18	高次高調波発生におけるスペクトル [4]	23
19	Cu を用いた原子準位レーザーのスペクトル [5]	24
20	コンプトン散乱	25
21	LCS の原理図	27
22	LCS におけるエネルギー	28
23	衝突角依存性	30
24	散乱角依存性	31
25	電子静止系で見た LCS	31

26	LCS の散乱断面積	34
27	散乱光子エネルギーに対する微分散乱断面積	34
28	ルミノシティの衝突角依存性	35
29	LUCX のイラスト	36
30	LUCX4 枚ミラー光蓄積共振器の外観	37
31	バーストモードの概念	37
32	LUCX における LCS-X 線イメージング	38
33	タルボ・ロー干渉計を使ったブドウの X 線位相コントラストイメージング [6]	39
34	回折格子を使った位相イメージングの構成 [6]	40
35	単色 X 線による効率的な X 線の活用	41
36	光渦の波面 [69]	42
37	加速器システムの全体像	43
38	クライストロンの原理図	44
39	クライストロンモジュレータ内部. 右下に見えるのがサイラトロン	45
40	クライストロンモジュレータ出力波形. Ch3 (紫) が電圧波形で平坦度が重要	45
41	カソードドライブレザーの概要	46
42	Pulrise-V の外観	47
43	カソード用 Yb ファイバーレーザーの外観	47
44	自己相関波形 (カソード Yb)	47
45	LN 強度変調器の原理図	48
46	ファイバーアンプの構成	49
47	LD アンプの外観	49
48	マルチパス LD アンプの光路	50
49	$y = \text{sinc}^2(x)$	51
50	RF-Gun の外観	53
51	RF-Gun の空洞構造	53
52	エミッタンスのイメージ. 右の方が低エミッタンスである.	54
53	x 方向の位相空間分布	54
54	位相空間分布と Twiss パラメータ	55
55	RF-Deflector の外観	55
56	バンチ長計測の概念	55
57	傾き角計測の原理	57
58	ソレノイドによるエミッタンス補償の原理図	57
59	Y-sol の外観	58

60	Y-Sol の励磁特性	58
61	Q-mag の外観	59
62	Q-mag の原理図	59
63	ステアリング電磁石の外観	60
64	偏向電磁石の外観	60
65	偏向電磁石の作用	60
66	FCT の外観	61
67	FCT の原理	61
68	ECC-RF-Gun の空洞構造とバンチ圧縮の原理	62
69	ECC-RF-Gun の外観	63
70	ECC-RF-Gun の加速位相特性	63
71	バンチ長計測のセットアップ	63
72	バンチ長のシミュレーション	64
73	バンチプロファイルの例	64
74	バンチ長計測結果とシミュレーション	64
75	ECC-RF-Gun による 600pC バンチの圧縮	65
76	縦方向位相空間分布計測の概念図	66
77	縦方向位相空間分布 (計測)	66
78	縦方向位相空間分布 (シミュレーション)	66
79	キャビティコンプトンの概念	67
80	LUCX の 4-Mirror Super-Cavity の外観	68
81	ファブリペロー光共振器のモデル	68
82	インピーダンス不整合と蓄積光強度・反射光強度の関係	71
83	蓄積光の Airy Function	72
84	反射光の Airy Function	72
85	一般的な光蓄積	72
86	フィネスと増大率とトレランスの関係	73
87	自発共鳴の概念	74
88	自発共鳴の実験セットアップ	75
89	自発共鳴システムの外観	76
90	シリカガラスの屈折率 (20°C)	76
91	モードロック発振のオシロスコープ画像	77
92	スペクトル	77
93	Airy Function の例	78

94	自発モードロック発振	78
95	自発モードロック発振のスペクトル	78
96	サイドバンド法の原理	79
97	変調周波数とサイドバンド間隔	79
98	共鳴幅の測定	80
99	自己相関波形	80
100	ループ長とパルス幅の関係	81
101	100 秒間のパワーモニタリング結果	81
102	蓄積光強度の時系列データ	81
103	1000 秒間の時系列データの例 1	82
104	温度ログ 1	82
105	1000 秒間の時系列データの例 2	82
106	温度ログ 2	82
107	1000 秒間の時系列データの例 3	83
108	白金測温抵抗体による温度ログ	83
109	チャープ信号の一例	84
110	チャープパルスの一例	84
111	チャープパルス増幅の概念	85
112	高強度レーザーの発展の歴史	85
113	レーザーシステムのブロック図	86
114	チタンサファイアの吸収スペクトルと蛍光スペクトル	87
115	ガウシアンパルスのスペクトル幅とフーリエ限界パルス幅の関係	88
116	縦モード	88
117	モードロックの概念	89
118	縦モードの数とモードロック波形	90
119	排熱に有利な利得媒質形状	90
120	全反射は臨界角より大きい入射角で起こる	91
121	光ファイバーにおける光の伝搬	92
122	SMF の光強度分布 (平面)	92
123	SMF の光強度分布 (立体)	92
124	ステップインデックス光ファイバーにおける V ナンバーと規格化伝搬定数の 関係	93
125	光ファイバー損失の波長依存性	94
126	Yb 添加ファイバーの吸収断面積と誘導放出断面積	95

127	Yb 添加ファイバーのエネルギー準位	95
128	Yb ファイバーレーザー発振器の構成	96
129	Yb ファイバーレーザー発振器の外観	96
130	Yb ファイバーレーザー発振器のスペクトル	97
131	モードロックパルス列のオシロスコープ画像	98
132	1ns/div の拡大画像	98
133	オートコリレータの外観	98
134	FR-103MN の光路	99
135	自己相関波形のオシロスコープ画像	99
136	自己相関波形	99
137	Yb ファイバー増幅器	99
138	チャープファイバーブラッググレーティングを用いたパルスストレッチャー	101
139	Thin-disk の外観	101
140	Thin-disk の構造	101
141	Thin-disk のスペック	102
142	Yb:YAG の吸収断面積と誘導放出断面積	103
143	Yb:YAG Thin-disk 励起用 LD の外観	103
144	DILAS-LD のデシカント変化の様子	104
145	パラボラミラー	104
146	プリズムミラー	104
147	ポンプ光の取り回し	105
148	ポンプモジュールの外観	105
149	再生増幅器の概念図	106
150	ポッケルスセルの外観	106
151	立ち上がり時間の計測結果	106
152	リニア型再生増幅器の構成	107
153	高次横モードのプロファイル	107
154	リング型光共振器設計	107
155	リング型のモードサイズ	107
156	ビルドアップ波形	108
157	再生増幅光のプロファイル	108
158	ビーム品質 $M^2$ の計測結果	109
159	コンパクトレーザーシステム	109
160	パルス圧縮器の構成	110

161	自作オートコリレータの光路図	111
162	パルス圧縮とパルス幅計測の様子	111
163	パルス幅計測結果	111
164	LCS において正面衝突を実現する配置例	112
165	クラブ衝突の概念	113
166	クラブ衝突レーザーコンプトン散乱の概念図	113
167	クラブ衝突の効果	114
168	CAIN を用いた散乱光子数の計算結果	114
169	実験セットアップ	115
170	タイミングダイアグラム	116
171	衝突点周りのセットアップ	117
172	衝突点の写真	117
173	コンプトンチャンバーの写真	117
174	コンプトンチャンバーの図面	117
175	ビームサイズの計測 (25pC)	118
176	電子ビームの傾き角の計測	118
177	首振りミラーのステップ数と位置変化の関係	118
178	タイミングスキャン結果	119
179	RF 周波数と温度の時系列変化	120
180	電子ビームタイミングのログ	121
181	温湿度変化のログ	121
182	$Tm^{3+}$ イオンのエネルギー準位図	127
183	$Tm$ ファイバーの吸収及び誘導放出断面積	127
184	冷却前のサーモグラフ	128
185	冷却後のサーモグラフ	128
186	ペルチェ素子の電流値に対する温度と $Tm$ レーザー出力	129
187	LD の電流出力特性	129
188	$TmFL$ のセットアップ	129
189	$TmFL$ の外観	129
190	モードロックパルス列	130
191	$TmFL$ の外観	130
192	$Tm$ ファイバーレーザーの出力	131
193	Cr:ZnSe と Cr:ZnS の吸収断面積	132
194	Cr:ZnSe と Cr:ZnS の誘導放出断面積	132

195 実験セットアップ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 133

# 1 序論

## 1.1 研究背景

X 線がレントゲンによって発見された 1895 年から 1 世紀を超えてさらに四半世紀が経とうとしている。今や X 線は自然科学はもちろん、医療、工業、農業、さらには考古学や芸術学などでも利用され、現代社会になくてはならないものである。そのような積極的な利用もされる一方で、X 線は放射線の一種であり、過度に被曝すると放射線障害を受ける可能性があるという負の側面も併せ持つ。レントゲンはその思慮深さから火傷で済んだようだが、発見当時は少なくない人数が被害を受けたようである。そのようなリスクを抑え、最大限利用していくためにも X 線源の開発が行われてきた。病院での X 線撮影を始め、工場で行われる非破壊検査など現在広く社会で使用されている X 線源は X 線管である。レントゲンが発見した時の X 線はクルックス管と呼ばれる真空管を使用していたが、基本的な原理は同じである。対して先端科学で使われる明るい X 線は電子加速器を使った放射光である。我が国には 8 つもの放射光施設があり、9 つ目の施設が東北にできようとしている。さらに従来の放射光よりも明るい X 線として現在は X 線自由電子レーザーが続々と世界で建設されている。2011 年には世界で 2 つ目となる X 線自由電子レーザー施設 SACLA が日本で完成した。その明るさは X 線管と比較するとピークで 20 桁以上も明るい。今後の動向としては平均出力の向上や X 線の高品質化が期待されるが、一方でコスト的にもサイズの的にも国家規模であるためこれらを抑えた X 線源も期待される。X 線管よりも明るく、かつ研究室や民間企業、病院などがハンドリングできる X 線源の出現は産業、及び学術研究を飛躍的に発展させるであろう。そのような小型高輝度 X 線源の一つとして本研究のレーザーコンプトン散乱 (LCS) が期待されている。レーザーコンプトン散乱は要求される電子ビームエネルギーが数桁小さいため、放射光施設と比較してコンパクト、低コストを見込むことができる。レーザーコンプトン散乱の最大の課題は強度である。これまで世界中の研究機関の努力により第 2 世代放射光に比肩するコンプトン X 線源が報告されている。しかし広く普遍的に利用されることを視野に入れればさらなる高度化が必要不可欠なのが現状である。

## 1.2 研究目的

上述のように大型の加速器施設に依存しない小型高輝度 X 線源が求められている。レーザー光子を加速器からの電子ビームによって散乱させるレーザーコンプトン散乱は有力候補の一つとして世界中で研究が行われている。LCS は電子ビームとレーザーとい

う 2 つの量子ビームの相互作用であるため、電子ビームとレーザー、双方の高輝度化及び高精度のタイミング同期が求められる。小型線形加速器と光蓄積共振器を用いた KEK の LUCX(Laser Undulator Compact X-ray Source) では様々なアップグレードを経て  $10^8$  photons/sec の X 線フラックスが達成されている。しかしながらイメージング画像の取得では短時間とは言えない時間を要しており、実用 X 線源としての確立のためにはさらなる X 線フラックスの増大が要求される。本研究では LUCX の X 線フラックスを約 2 桁増大することを見据えて、要素技術を開発することが目的である。LCS の散乱光子数はルミノシティと呼ばれるパラメータで決定される。ルミノシティを最大化するためには、ジオメトリとしてはレーザーと電子ビームの正面衝突が理想的であるが、特に光蓄積共振器を用いるときには困難を極める。そこで本研究では衝突角に開きを設けても擬似的な正面衝突が実現できるクラブ衝突と呼ばれる衝突手法を LCS に導入する。クラブ衝突は素粒子実験用のコライダー加速器で培われた技術であるが、LCS に応用された例はない。クラブ衝突による LCS のルミノシティ増大に関して、理論計算と実験の両面から議論する。しかしながらクラブ衝突だけではルミノシティの大幅な増大は見込めないため電子源とレーザーの高度化について議論する。電子源としては電子銃単体で高電荷量の極短電子ビームが生成できる ECC-RF-Gun について論じ、高密度電子ビームによるルミノシティ増大に言及する。レーザーの高度化では光蓄積共振器に自発共鳴と呼んでいる技術を導入し、従来のトレードオフを超えた光蓄積について論じるとともに、クラブ衝突 LCS に有利なレーザー開発として Thin-disk 再生増幅器をメインアンプとしたチャープパルス増幅 (CPA) レーザーシステム開発について述べる。また LCS に有利な長波長光源として  $2\mu\text{m}$  帯中赤外レーザーの研究開発に着手しているので補遺に記す。

### 1.3 論文構成

本論文は 7 つの章により構成される。以下にそれぞれの章の内容を箇条書きにて示す。

**第 1 章** この第 1 章では本研究の背景、目的、論文構成について述べている。

**第 2 章** 第 2 章では X 線についてその性質と歴史について簡単に述べ、現在使われている、あるいは研究されている X 線源として X 線管、放射光、X 線自由電子レーザー、プラズマ光源、高次高調波発生、原子準位レーザーについてそれぞれのメリットとデメリット、原理、強度などに言及する。

**第 3 章** 第 3 章ではレーザーコンプトン散乱の基礎理論と国内外の研究例について述べている。また早稲田大学と KEK が継続的に開発を行ってきた LUCX について達成されている実績を記載する。

**第 4 章** 第 4 章では本研究で用いた早稲田大学喜久井町キャンパスにあるコンパクト加速

器システムについて説明する。中核をなすフォトカソード RF-Gun と RF-Deflector について重点的に説明し、ビーム診断系にも言及する。また極短電子ビーム発生に特化した ECC-RF-Gun の開発について説明し、ルミノシティ増大に有効であることを示す。

**第 5 章** 第 5 章ではレーザーの高度化に関して記述する。新奇なレーザーとして自発共鳴光蓄積共振器について説明し、実験結果、現状を示す。またクラブ衝突に適したレーザーとして Thin-disk 再生増幅器をメインアンプとした CPA レーザーシステム開発に関して記述する。

**第 6 章** 第 6 章ではクラブ衝突 LCS について述べる。クラブ衝突の有用性を議論し実験結果を示す。また加速器とレーザーのタイミング同期についてもここで言及し課題を述べる。

**第 7 章** 第 7 章では本研究で得られた知見についてまとめ、要素技術の開発を通して LCS-X 線フラックスの増大が可能であることを示し、総括する。

**補遺** LCS にとって有利な長波長レーザーとして中赤外レーザーの開発状況を記載する。

## 2 X線とX線源

### 2.1 X線

X線は可視光や紫外線などと同様に電磁波の一種である。X線の波長範囲は厳格には定義されていないが、1pm~10nmとしている文献が多い。波長がこの範囲内でも、原子核で生成されたものは $\gamma$ 線として定義される。X線はさらに軟X線と硬X線に大別され、0.1nmを境に長波長側を軟X線、短波長側を硬X線と呼ぶ。波長と光子エネルギーには次式の関係がある。

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1)$$
$$E[\text{eV}] \approx \frac{1240}{\lambda[\text{nm}]}$$

$h$ はプランク定数、 $\nu$ は周波数、 $\lambda$ は波長、 $c$ は光速である。従ってエネルギーで表現すると軟X線はおよそ100eV~10keVであり、硬X線は10keV~1MeVと言える。また最近では2~7keVあたりのX線は特に”Tender X-ray”と呼ばれ、特にライフサイエンス分野で需要が高いようである。X線のエネルギー領域になると物質に対して電離作用や励起作用が現れるため放射線として扱われる。X線の特徴として、その波長が原子の大きさのオーダー、即ちオングストローム程度(1Å=0.1nm)になるため、物質のミクロな構造を解析するのに使われている。X線回折(XRD: X-ray diffraction)はその代表格である。またエネルギーが高く、透過力が高いため人体や物質の内部を調べるために活用される。病院でのX線撮影、X線CT(Computer Tomography)、空港での手荷物検査、工場での非破壊検査などがこれに当たる。X線を用いた応用技術として代表的なものを以下に列挙する。

- X線回折(XRD: X-ray diffraction)  
X線を照射し、その回折線や回折像から結晶構造を特定する。
- 蛍光X線分析(XRF: X-ray fluorescence)  
X線を試料に照射し、試料から放射される蛍光X線(特性X線)を計測することで試料を構成する元素を分析する。
- X線電子分光(XPS: X-ray photoelectron spectroscopy)  
X線を照射し、試料から飛び出る光電子の運動エネルギーを計測することで試料表面の元素組成や化学結合状態を知る。
- X線吸収微細構造(XAFS: X-ray absorption fine structure)  
試料を透過したX線スペクトルの吸収端近傍の情報から原子の価数や局所構造

などを得る。対象とするエネルギー領域の広狭によって広域 X 線吸収微細構造 (EXAFS: Extended XAFS) と X 線吸収端近傍構造 (XANES: X-ray absorption near edge structure) に区別される。

- X 線小角散乱 (SAXS: Small angle X-ray scattering)  
小角 ( $2\theta < 10^\circ$ ) に散乱される X 線を計測し、ナノスケールの構造を明らかにする。固体だけでなく液体、気体、さらにはソフトマター、非晶質などにも応用できるのが特徴である。
- X 線反射率測定 (XRR: X-ray reflectivity)  
臨界角近傍の X 線反射率を測定することで薄膜の表面粗さや膜密度、膜厚などの情報を取得できる。多層膜、非晶質にも適用可能である。
- X 線タイコグラフィー (XPG: X-ray ptychography)  
X 線照射領域が重なり合う (ptycho はギリシャ語で重なりを意味する) ように試料を走査しながらコヒーレント X 線回折像を取得し、位相回復計算を施すことで優れた空間分解能のイメージングを可能にする手法。従来のコヒーレント回折イメージングでは資料が微小な孤立物体である必要があったが、タイコグラフィーでは広がりのある試料に応用できる [7]。

## 2.2 X 線源

上述のように X 線は様々な分野で応用されている。応用技術の発展とともに X 線源に対する要求も厳しくなり、また新たな線源が新たな応用を生むという形で両者は切磋琢磨している。最近では半導体の微細化のために X 線に近い EUV (Extreme ultra violet) 光源開発が盛んに行われているのが良い一例であり、250W を達成してからさらに 500W あるいは 1kW を求められる現状である [8]。X 線及び  $\gamma$  線領域では光渦 (波面が螺旋状になっている) やベクトルビーム (偏光方向が中心軸の周りで回転する) と呼ばれる特殊な光の発生についての研究が近年盛んである [9, 10]。これらは最新の研究動向であるが、ここでは現在使われている、あるいは研究対象となっている種々の X 線源について説明する。

### 2.2.1 X 線管

X 線管は現在最も広く使われる X 線源である。序論でも触れたが現在の X 線管における X 線の発生原理はレントゲンが X 線を発見した時と同じである。一般的な X 線管ではフィラメントからの熱電子放出によって電子を真空中に取り出し、数 10~数 100kV の高電圧によって電子を加速し、陽極である金属ターゲットにぶつける。X 線管の原理を図 1 に示す。電子はマイナスの電荷を持つので、ターゲット内の原子核近傍を通過する際に

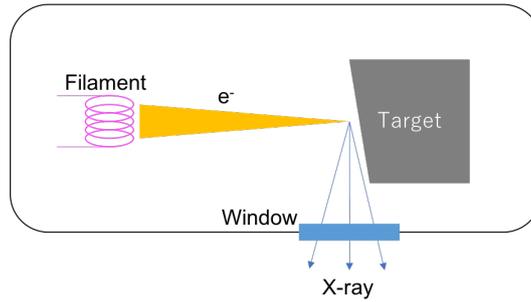


図1 X線管の原理図

原子核のプラスの電荷によって減速される。これを制動と表現し、制動を受けた際に制動放射と呼ばれる X 線を発生する。この描像は加速器電子ビームが磁場中で軌道を曲げられた際のシンクロトロン放射に似ており、シンクロトロン放射を制動放射に含める場合もあるが、多くの場合物質中の原子による制動に関して言う。制動放射はドイツ語で Bremsstrahlung というため「ブレムス」と呼称されることも多い。電子の運動エネルギーの一部が制動放射に寄与するわけであるが、99%以上は熱に変換されてしまい、残りが X 線に変換されるので効率は悪い [11]。また制動の度合いはそれぞれの電子がどのくらい原子核の近くを通過するかによって異なるため、制動放射 X 線はブロードなスペクトルを示す。スペクトルを図 2 に示す [12]。スペクトルが連続なため連続 X 線、白色 X 線とも

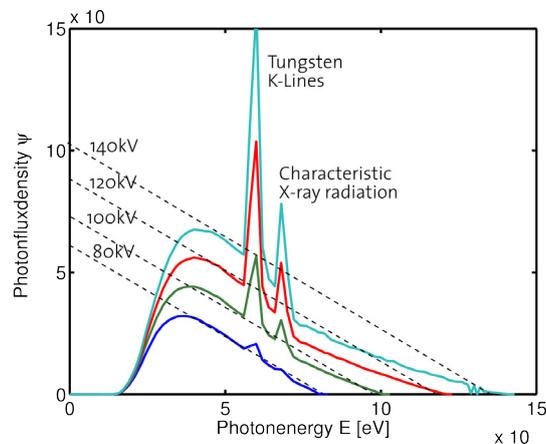


図2 X線管のスペクトル

呼ばれる。その最高エネルギーは電子の運動エネルギーが一度に全て X 線に変換された場合に相当し、波長で表現すると 4 ページの式 (1) と管電圧  $V$ 、素電荷  $e$  を用いて

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV} \approx \frac{1.24}{V[\text{kV}]} [\text{nm}] \quad (2)$$

となる。これはデュエンーハントの法則として知られている。連続 X 線スペクトルのピークはおよそ  $1.5\lambda_{\min}$  の所に位置する [13]。また連続 X 線の強度は管電流  $i$ 、ターゲッ

トの原子番号  $Z$ 、管電圧  $V$ 、定数  $m$  ( $m$  は約 2) を用いて

$$P \propto iZV^m$$

となり原子番号に比例する。これは原子番号が大きい方が原子核の電荷量が大きいためである。また出力を高めるために管電流を大きくすれば良いこともわかるが、管電流を大きくし、光源サイズを小さくするために絞れば陽極ターゲットへの熱負荷が増大する。これらのことから陽極ターゲットとしては  $Z = 74$  のタングステン (W) や  $Z = 42$  のモリブデン (Mo) が熱耐性もある実用的な陽極として使用される。熱負荷の問題を解消するために固定陽極から回転陽極が主流となりかつ水冷するようになった。回転陽極型と呼ばれる。

さて図 2 を見ればピーク構造があることがわかる。これは連続 X 線と区別して特性 X 線と呼ばれ、加速された熱電子が軌道電子と衝突した際に発生する。軌道電子に衝突すると電離あるいは励起によって K 殻に空きができる。するとより高いエネルギー準位の電子が遷移するので、エネルギー差に対応した X 線が放出される。今  $E_2$  のエネルギー準位から  $E_1$  のエネルギー準位に遷移したとすると、特性 X 線の波長は

$$\lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1} \quad (3)$$

となる。エネルギー準位は物質に固有なので特性 X 線は物質に固有のエネルギーを持つ。先に述べた蛍光 X 線分析はこの性質を利用している。遷移の違いに応じて特性 X 線を  $K_\alpha$  線、 $K_\beta$  線、 $K_\gamma$  線、 $L_\alpha$  線などと区別する。図 3 に特性 X 線の呼び名とエネルギーの関係を示す。タングステンの場合  $K_\alpha$  線は 59.3keV、モリブデンの場合  $K_\alpha$  線は 17.4keV

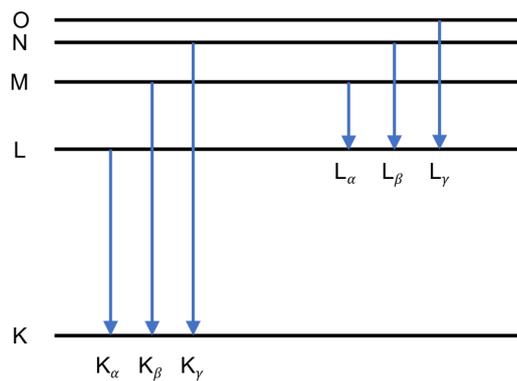


図 3 特性 X 線のエネルギー

である。特性 X 線のエネルギーはターゲット物質の原子番号  $Z$  に対して 2 次の依存性があることが知られており、これはモーズリーの法則として知られている。特性 X 線はそ

の発生原理により鋭いピークとなり、単色性を持つことと連続 X 線と比べて 2 桁程度高強度になることが特徴である。後述の放射光では光源性能を輝度やフラックス、即ち光子数で表すが X 線管では一般的にワットで表す。10keV、1A なら 10kW となる。さらに光源サイズを考慮に入れて kW/mm<sup>2</sup> が使われる。マイクロフォーカスと呼ばれる手法ではサンプルから見た実効的なサイズを 100 × 100μm 以下にすることで数 10kW/mm<sup>2</sup> を実現する。固体の陽極ターゲットでは熱によるダメージが X 線強度を制限していたが、この問題への解決策として MetalJet テクノロジーと呼ばれる技術を Excillum という企業が開発した [14]。MetalJet テクノロジーはもはや陽極がすでに溶けており、80m/s 程度の液体ジェットを陽極とすることで 100kW/mm<sup>2</sup> 以上のパワー密度、10<sup>10</sup> の輝度 (photons/s/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>/spectral line) を実現している [15, 16]。MetalJet の難点は比較的低エネルギーな領域に制限されることである。MetalJet 以外にもラインフォーカス X 線管がフラックスやコヒーレント長の観点で優れており、位相コントラストイメージングやマイクロビーム放射線治療への応用を示唆する報告が為されている [17]。X 線管は発生効率が悪く、放射が 4π 方向に広がってしまうが、そのコンパクトさと簡便さから "laboratory x-ray source" などと言われる。また X 線領域の光学素子の発展とともに着実にハイパワー化しているが、他の X 線源 (放射光) と比べると比較的輝度は低い現状である。

### 2.2.2 放射光

相対論的エネルギーを持った電子が磁場によって軌道を曲げられた際に軌道の接線方向に光を放つ。この現象はシンクロトロン放射として知られ、その光をシンクロトロン放射光あるいは単に放射光と呼ぶ。初めて観測されたのが GE 社の 70MeV シンクロトロンのためシンクロトロン放射の名前が付いた。1947 年のことである [18]。放射光施設は光源性能の違いによって第 1 世代から第 4 世代まで存在する。

#### 第 1 世代

素粒子実験を目的とする加速器において副産物としての放射光を光源とするもの。当時放射光は電子ビームのエネルギーが失われてしまうという観点から厄介なものと考えられていた。

#### 第 2 世代

特に X 線などの短波長領域において従来の光源よりも格段に強力な光が得られることがわかってから放射光を目的とする電子蓄積リングが建設されるようになった。これらを第 2 世代と呼び、偏向磁石から得られる放射光をメインに利用していた。現在 SPring-8 に展示されている SOR-RING (当時の東京大学原子核研究所 (田無市) で 1997 年まで運転) は世界初の第 2 世代リングである。

#### 第 3 世代

高輝度化のために低エミッタンスの電子ビームを生成し、直線部の挿入光源（ウィグラー、アンジュレーター）から発生する放射光をメインとする光源を第3世代としている。フランスの ESRF（6GeV）、アメリカの APS（7GeV）、日本の SPring-8（8GeV）が代表的な施設。SPring-8 は周長が約 1.5km であり世界で最大の放射光施設である。

#### 第4世代

X線自由電子レーザー（XFEL: X-ray free electron laser）が第4世代光源として位置付けられる。ただし XFEL は第3世代までと少し毛色が違うため、回折限界放射光（DLSR: Diffraction limited synchrotron radiation）を第4世代とする資料も多いように思われる。ここでは先に完成しユーザー供給を開始した XFEL を第4世代とする。硬X線領域の XFEL としてアメリカの LCLS（Linac Coherent Light Source）、日本の SACLA（SPring-8 Angstrom Compact free-electron LAsER）、欧州の European XFEL が代表格である。SACLA は 700m という長さでコンパクトな XFEL を実証したのが特徴である [19]。現在は世界中で相次いで XFEL が建設されている。

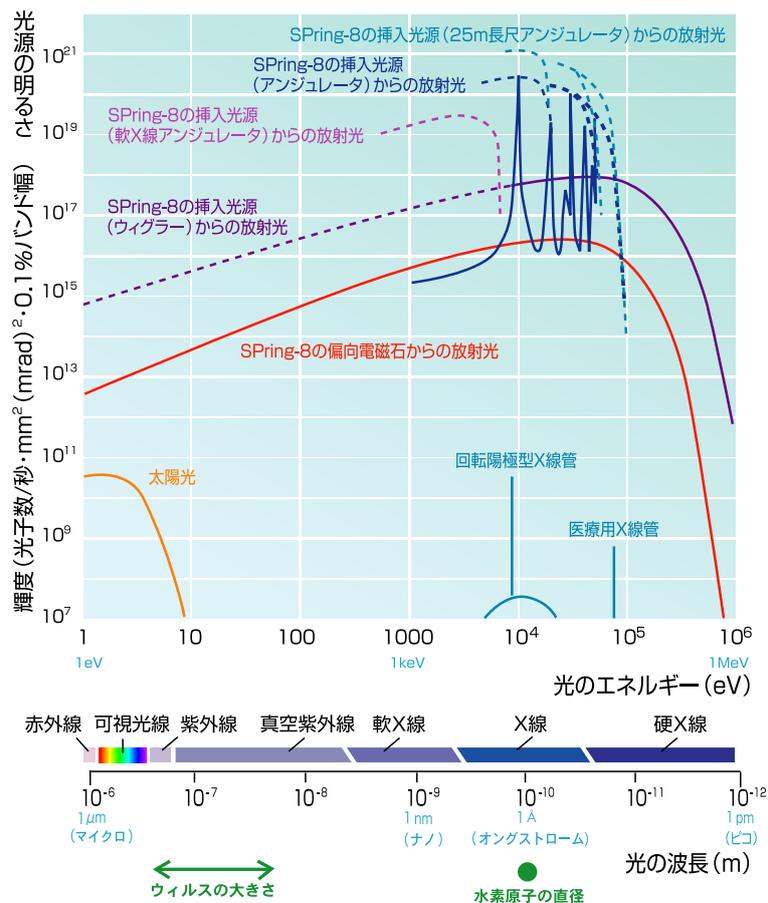


図4 SPring-8のスペクトル

放射光はブロードな波長域で高輝度、高指向性、優れた偏光特性などから魅力的な光源であり多種多様な分野で分析ツールとして使用されている。身近な例では和歌山毒物カレールー事件で亜ヒ酸の分析に SPring-8 の放射光が使われた。放射光を用いた研究成果に関しては例えば [20] によくまとまっている。図 4 に SPring-8 のスペクトルを示す [21]。図 4 の縦軸のように放射光は輝度（英語では Brilliance, Brightness の両方が使われる）というパラメータで定量化される。輝度は 1 秒あたりの光子数を光源の面積、発散角で割り、さらに 0.1%の帯域幅に限定した値として定義されることが多い。よって単位は [photons/s/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>/0.1%BW] となる。平均輝度かピーク輝度か注意する必要がある。またフラックス（光束）もよく使われる。これは 1 秒あたりの光子数 [photons/s] の時もあれば Spectral Flux[photons/s/0.1%BW] を言うこともあるので注意が必要である。フラックスを水平・垂直の発散角で割ったものはフラックス密度（flux density）と呼ばれる。図 5 に [1] から世界の放射光施設をまとめたものを示す。



図 5 世界の放射光施設 [1]

次に放射光の発生原理について簡単に述べていく [22]。一般に荷電粒子が加速度運動すると電磁波が放射される。電荷が運動することで周囲の空間が歪んで電磁場が変動しそれが空間を電磁波として伝搬する。最も単純なものはダイポールアンテナであり、物理的な原理は双極子放射である。運動する電子から生じる電磁ポテンシャルはリエナール・ヴィーヘルト・ポテンシャルとして知られている。

$$\Phi(\mathbf{r}_p, t) = \frac{-e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r - \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}/c} = \frac{-e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})} \quad (4)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_p, t) = \frac{-\mu_0 e}{4\pi} \frac{\mathbf{v}}{r - \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}/c} = \frac{-\mu_0 e c}{4\pi} \frac{\boldsymbol{\beta}}{r(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})} \quad (5)$$

$\Phi(\mathbf{r}_p, t)$ 、 $\mathbf{A}(\mathbf{r}_p, t)$  はそれぞれ位置 P でのスカラーポテンシャルとベクトルポテンシャルである。また  $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$  である。それぞれのベクトルと観測者の位置関係を図 6 に示す。運

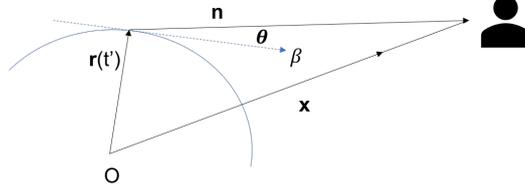


図 6 放射光と観測者の位置関係

動する電子からの放射はリエナール・ヴィーヘルトのポテンシャルから電場  $\mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t)$  を求めれば良い。

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t) &= \frac{-e}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1-\beta^2}{s^3} (r - r\boldsymbol{\beta}) + \frac{1}{s^3 c^2} r \times \{(r - r\boldsymbol{\beta}) \times \dot{\mathbf{v}}\} \right] \\ &= \frac{-e}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta})(1 - \beta^2)}{r^2 (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3} + \frac{\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}}{cr (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3} \right]\end{aligned}\quad (6)$$

磁場は

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_p, t) = \frac{1}{c} \mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t) \quad (7)$$

ただし  $s$  は  $s = r - \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}/c = r(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})$  である。式 (6) において第 1 項は  $1/r^2$  で減衰しており、電子が静止している時、即ち  $\boldsymbol{\beta} = 0$  ではクーロン力を与える。第 2 項は電子の加速度によるもので  $1/r$  で減衰する。運動する電子が発生する電磁波を議論する場合はこの第 2 項のみを考えればよい。これは制動放射と言い換えてもよい。従って制動放射の電磁場は

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t) = \frac{-e}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}}{cr (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3} \quad (8)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_p, t) = \frac{1}{c} \mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t) \quad (9)$$

となる。単位時間、単位面積当たりのエネルギーはポインティングベクトルを計算することにより求められる。今観測者が  $\mathbf{r}_p$  にいて、時刻  $t'$  に発せられた光を時刻  $t$  に受け取るとしよう。

$$\begin{aligned}\mathbf{S}(\mathbf{r}_p, t) &= \frac{1}{\mu_0 c} [\mathbf{E}(\mathbf{r}_p, t)]^2 \mathbf{n} \\ &= \frac{1}{\mu_0 c} \left( \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\mathbf{n}}{c^2 r^2} \frac{[\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}]^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^6}\end{aligned}\quad (10)$$

電子が半径  $r$  の球面へ単位立体角あたりに放射するパワーは  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  として

$$\frac{d^2W}{dt d\Omega} = \mathbf{S}(\mathbf{r}_p, t) \cdot \mathbf{n} r^2 \quad (11)$$

時刻  $t'$  では

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{d^2W}{dt' d\Omega} = \mathbf{S}(\mathbf{r}_p, t) \cdot \mathbf{n} (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) r^2 \quad (12)$$

式 (10) を代入し立体角で積分すると

$$\frac{dW}{dt'} = \frac{1}{\mu_0 c^3} \left( \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \int \frac{[\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}]^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^5} d\Omega \quad (13)$$

電子が非相対論的な速度のとき、即ち  $\beta \ll 1$  ならば  $\mathbf{n}$  と  $\dot{\boldsymbol{\beta}}$  のなす角度を  $\theta$  としてラーモアの公式が導かれる。

$$\frac{dW}{dt'} = \frac{e^2}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \dot{v}^2 \int \sin^2\theta d\Omega = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \dot{v}^2 \quad (14)$$

直線的な加速の場合  $\boldsymbol{\beta}$  と  $\dot{\boldsymbol{\beta}}$  が平行なので式 (14) は

$$\frac{dW}{dt'} = \frac{e^2}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \dot{v}^2 \int \frac{\sin^2\theta}{(1 - \beta \cos\theta)^5} d\Omega \quad (15)$$

となる。式 (15) で電子の速度  $v$  が大きくなり分母の  $\beta$  が 1 に近づくと放射の角度分布は鋭く前方に集中するようになる。次に電子が円運動する場合の放射パワーを導く。式 (12) は

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{\mathbf{v}}^2}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \frac{1}{(1 - \beta \cos\theta)^3} \left[ 1 - \frac{\sin^2\theta \cos^2\phi}{\gamma^2 (1 - \beta \cos\theta)^2} \right] \quad (16)$$

$\gamma$  はローレンツ因子であり  $\gamma = E(\text{ビームエネルギー})/mc^2$  (電子の静止エネルギー) である。この式 (16) は電子の速度が小さい場合はラーモアの公式に帰結し、電子の速度が光速に近い場合は前方に鋭く集中する。式 (16) を  $\theta = 0$  近傍で展開し  $\beta \approx 1$ 、 $1 - \beta \approx 1/2\gamma^2$  を使うと、

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{v}^2 \gamma^6}{2\pi^2\epsilon_0 c^3 (1 + \gamma^2 \theta^2)^3} \left[ 1 - \frac{4\gamma^2 \theta^2 \cos^2\phi}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2} \right] \quad (17)$$

$\theta^2$  の平均は

$$\langle \theta^2 \rangle = \int \theta^2 \frac{dP}{d\Omega} d\Omega / \int \frac{dP}{d\Omega} d\Omega \approx \frac{1}{\gamma^2} \quad (18)$$

よってよく知られているように放射光の大部分は  $1/\gamma$  [rad] の広がりの中にある。全放射パワーは立体角  $\Omega$  について積分し、

$$P = \frac{e^2 \dot{\mathbf{v}}^2}{16\pi\epsilon_0 c^3} \int_{1-\beta}^1 \frac{1}{\beta x^3} \left( 2 - \frac{\beta^2 - 1 + 2x - x^2}{\gamma^2 \beta^2 x^2} \right) \approx \frac{e^2 \dot{\mathbf{v}}^2 \gamma^4}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (19)$$

ただし  $x = 1 - \beta \cos \theta$  と置いた。電子軌道の曲率半径を  $\rho$  とすると一周（全ての偏向磁石）での放射パワーは

$$U_0 = \frac{e^2 \gamma^4}{3 \epsilon_0 \rho} \quad (20)$$

実用的な単位を使えば

$$U_0[\text{keV}] = 88.463 \frac{(E[\text{GeV}])^4}{\rho[\text{m}]} \quad (21)$$

即ちビームエネルギーの 4 乗に比例し曲率半径に逆比例する。ただし偏向磁石の磁場強度が変わらないとすると、曲率半径はビームエネルギーに比例するのでビームエネルギーの 3 乗で効いてくると考えればよい。SPring-8 の場合 8 GeV かつ曲率半径 39.27 m なのでビームエネルギーの損失は 9.2 MeV になる。加えて挿入光源でもエネルギーを失うのでその分を加速空洞で補う必要がある。またビーム電流  $I = e N_e f_{\text{rev}}$  ( $N_e$  は電子数、 $f_{\text{rev}}$  は 1 秒間に電子が何周するか) を考えると時間平均した放射パワーは

$$\begin{aligned} \langle P \rangle &= U_0 \frac{I}{e} \\ \langle P \rangle[\text{kW}] &= 88.463 \frac{(E[\text{GeV}])^4}{\rho[\text{m}]} I[\text{A}] \end{aligned}$$

となる。以上放射光のパワーに関する性質を見てきたが次にスペクトルについて議論する。放射光の波長域は GeV 級の電子ビームの場合赤外から X 線までかなりブロードなものになるが、正しく求めるためには時間領域のパルス波形をフーリエ変換する必要がある。式 (17)、式 (18) で見たように放射光は  $\pm 1/\gamma$  の広がり内にある。 $\theta = 1/\gamma$  におけるパワーはピークの 1/8 である。軌道の接線方向のある一点で観測すると考えると電子が  $2/\gamma$  の中心角を見込む距離だけ移動する時間が放射光のパルス幅と考えることができる。観測者が  $t_1 = t'_1 + r(t'_1)/c$  において放射光の一端を観測し、他端を  $t_2 = t'_2 + r(t'_2)/c$  に観測したとする。電子の移動距離は  $2\rho/\gamma$ 、電子の速さは  $c\beta$  なので

$$t'_2 - t'_1 = \frac{2\rho}{\gamma c \beta}$$

となり、

$$r(t'_2) = r(t'_1 + t'_2 - t'_1) \approx r(t'_1) - \mathbf{cn} \cdot \boldsymbol{\beta} (2\rho/\gamma c \beta)$$

なので観測者に放射光が見えている時間  $\Delta t$  は

$$\begin{aligned} \Delta t = t_2 - t_1 &= (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) \frac{2\rho}{\gamma c \beta} \\ &= (1 - \beta) \frac{2\rho}{\gamma c \beta} \\ &\approx \frac{\rho}{c \gamma^3} \end{aligned} \quad (22)$$

典型的なパルス幅は数 10ps である。簡単のためにパルス波形を矩形と仮定するとパワースペクトルは

$$S(\omega) \propto \frac{\sin^2(\Delta t \omega / 2)}{(\omega / 2)^2}$$

となり連続スペクトルである。実際には観測者が受け取るパルスは矩形波とはならないため複雑になり、次式で表される。

$$S(\omega) \Delta \omega = \left[ \frac{\sqrt{3} e^2 \gamma}{8 \pi^2 \epsilon_0 \rho \omega_c} \int_{\omega / \omega_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta \right] \Delta \omega \quad (23)$$

$K_{5/3}$  は第 2 種変形ベッセル関数である。 $\omega_c$  は臨界角周波数といい、これより高周波では急激に強度が落ちる。

$$\omega_c = \frac{3\gamma^3 c}{2\rho} \quad (24)$$

臨界角周波数  $\omega_c$  は周波数軸で放射エネルギーを二分する点として定義されている。臨界角周波数に対応する臨界波長、臨界エネルギーは

$$\lambda_c = \frac{4\pi\rho}{3\gamma^3} \quad (25)$$

$$u_c = \frac{hc}{\lambda_c} \quad (26)$$

式 (24) からビームエネルギーの 3 乗に比例して高周波の放射光が得られることがわかる。異なるリングを比較する時は曲率半径がビームエネルギーに比例するので 2 乗で比例すると考えるとよい。放射光強度の計算ツールとしては SPECTRA [23] が有名であり、図 7 に筆者がこれを用いて当研究室で見込まれる放射光を計算した時の結果を示す。ビームエネルギーは 4.1 MeV、曲率半径は 0.155 m なので臨界周波数はおよそ 0.24THz であり、図中のインコヒーレントと書かれた線のピークが 0.24THz にあることがわかる。図 7 においてインコヒーレントより輝度が高い線はコヒーレント放射光を表している。コヒーレント放射光は波長がバンチ長に比べて十分長い領域において得られ、バンチに含まれる電子数を  $N_e$  とすると輝度が  $N_e^2$  に比例する。コヒーレント放射の概念を図 8 に示す。バンチ長が長い場合はそれぞれの電子からの放射が重なり合わないため、放射光強度は  $N_e$  に比例する。対してバンチ長が十分短い場合にはそれらが重なり合い、放射光強度は  $N_e^2$  に比例するようになる。電子バンチの電荷量は通常 pC~nC であるため電子数は  $10^8 \sim 10^{10}$  になる。よってコヒーレント成分はインコヒーレント成分よりも桁違いに強くなる。コヒーレント放射光は東北大学で初めて観測され [24]、バンチ圧縮によってフェムト秒領域の極短バンチが得られるようになったことから THz 領域のコヒーレント放射が得られるようになった。加速器ベースの小型 THz 光源は主にこの原理を基本としており、当研究室

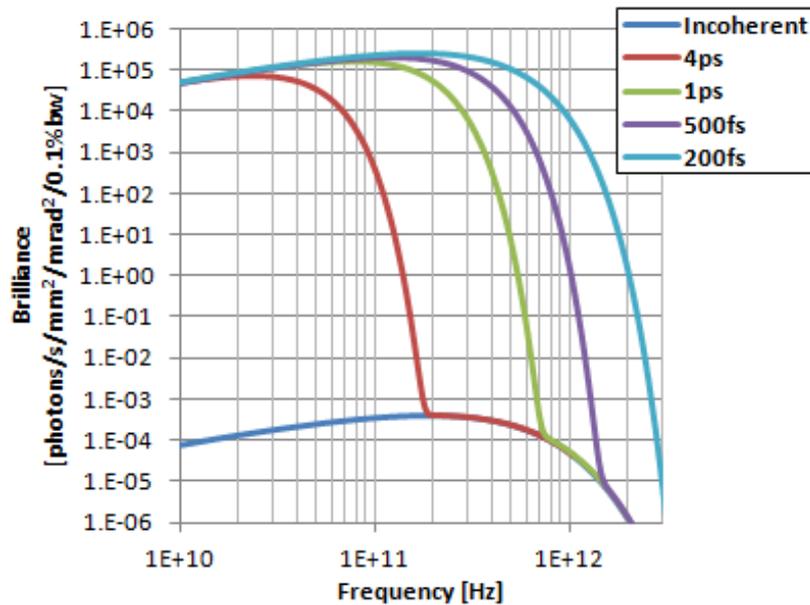


図7 各バンチ長に対する放射光強度



図8 コヒーレント放射の定性的理解

においてはチェレンコフ放射によって高強度コヒーレント THz 光生成の研究を進めている [25]。以上放射光の強度特性とスペクトル特性について述べてきた。第3世代放射光施設においてはアンジュレーターによる高輝度光がスタンダードになっているが、基本原理はシンクロトロン放射である。高輝度化への発展は日進月歩であり、潮流としてはマルチバンドアクロマート (MBA) と呼ばれるラティスで電子ビームエミッタンスを  $\lambda/4\pi$  よりも小さくする回折限界光源が主流になっていく気配である。線形加速器ベースでは後述の XFEL の高度化、エネルギー回収リナック (ERL: Energy Recovery Linac) 光源などが注目されている。加速器ベースの X 線光源に関しては [26] が優れた文献なので参照されたい。最後に [22] から様々な X 線光源の比較を行ったものを図 9 に載せる。図 9 の縦軸は平均輝度だが、平均輝度かピーク輝度かは単位が同じなので注意する必要があることを強調しておく。

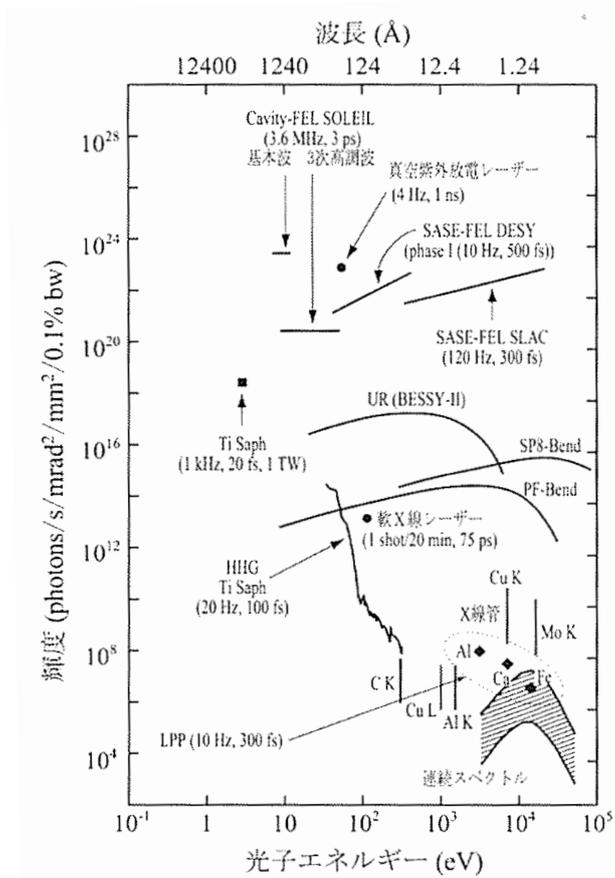


図 9 Bend: 偏向部からの光、UR: アンジュレータからの光、TiSaph: チタンサファイアレーザー、HHG: 高次高調波発生、LPP: レーザープラズマ光源。種々の輝度の図 (I.V. Hertel : <http://www.mbi-berlin.de/lswave2000/>) に、X線管の輝度 (K. J. Kim : "X-Ray Data Booklet" p. 2-15) といくつかの放射光光源の輝度が書き加えられている。

### 2.2.3 X線自由電子レーザー

現在最高輝度の X 線は X 線自由電子レーザー (XFEL: X-ray Free Electron Laser) によって得られている。従来のレーザーはレーザー媒質の電子準位のエネルギー差を利用し、より高いエネルギー準位に多くの電子をポンピングさせることで反転分布状態を作り (負温度とも言う)、誘導放出を可能にする。それゆえ短波長になればなるほど、すなわちエネルギーが高くなればなるほどレーザー発振は難しくなる。そこで X 線領域でも発振が可能なレーザーとして XFEL が長らく期待されていた。その方式として加速器によって生成した電子ビームを、長いアンジュレータに通し、アンジュレータの入り口付近で発生する自発放射と電子ビームの相互作用を利用した通称「サセ」(SASE: Self-Amplified Spontaneous Emission) と呼ばれる方式が研究されてきた [27]。SASE は日本語にすると自己増幅自発放射となる。しかし SASE には極めて品質の高い電子ビームが必要とされ実現

が難しかったが、加速器技術の進展のおかげで現在はアメリカ、EU、日本の 3 極だけでなくそれ以上に XFEL が続々と建設されている。歴史的には FEL は従来のレーザーと同じく可視光や赤外領域でまず発振した。それらの長波長領域では SASE ではなく光共振器内でアンジュレータ放射を起こすことで光増幅を行う。このような方式の FEL を SASE と区別して共振器型 FEL と本論文では言うことにする。図 10 に従来のレーザー、共振器型 FEL、SASE-FEL の概念図を示す。電子ビームをアンジュレータに通すと軸上では次

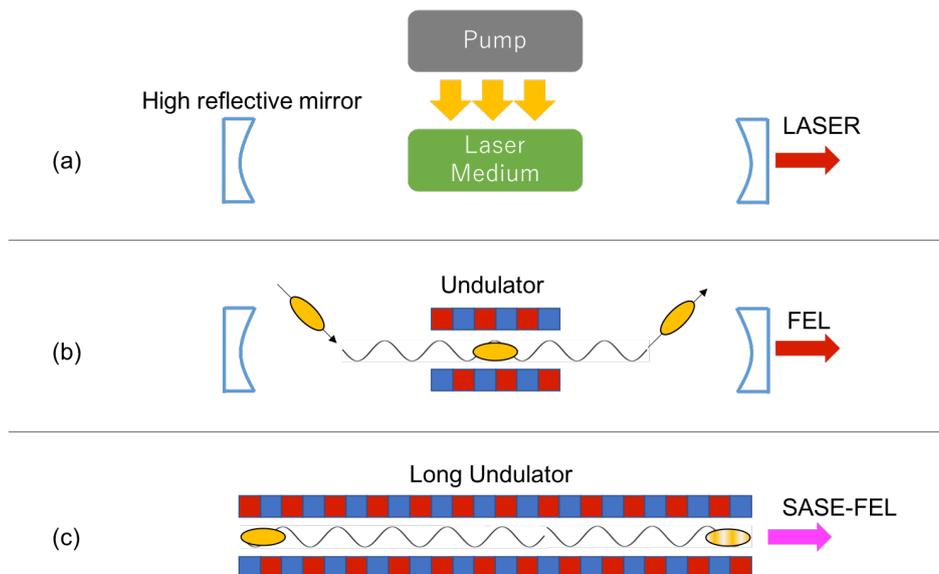


図 10 従来のレーザー (a) と共振器型 FEL (b) と SASE-FEL (c) の概念図

式で示される基本波長の放射（一次光）が得られる。

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (27)$$

$K$  は  $K$  値あるいは偏向定数と呼ばれる重要なパラメータ（英語では undulator parameter）でアンジュレータの磁場強度に関連したパラメータであり、次式で示される。

$$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi mc} \quad (28)$$

実用的な単位を用いると

$$K = 0.934B_0[\text{T}]\lambda_u[\text{cm}]$$

上記の式において  $\gamma$  は電子ビームのエネルギーを表すローレンツ因子、 $B_0$  は磁場強度、 $\lambda_u$  はアンジュレータ周期で典型的には数 cm である。またこれらを用いてビームの蛇行運動の最大傾き角は  $K/\gamma$  と表される。式 (27) を見ればわかるように、アンジュレータ放射の特徴は電子ビームエネルギーや磁極間ギャップを変えることによって波長可変であ

る。短波長のためには電子ビームエネルギーを大きくし、アンジュレータ周期を短くすればよいこともわかる。言い方を変えれば、同じ波長のアンジュレータ放射を生成するのに、アンジュレータ周期を短くすればビームエネルギーは小さくて済む。このため極短周期アンジュレータの開発も進められている [28]。

さて図 10 (b) のように蓄積リング（線形加速器ならばマルチバンチ）によって電子バンチが何度も通過する場合を考える。アンジュレータ放射は共振器によって往復するが、そこに次のバンチがやってくるため相互作用により増幅される。レーザーと同じようにこの時の利得が共振器の損失を上回っていれば発振する。すなわち電子ビームがレーザー媒質の役割を果たすレーザーと言える。このような短いアンジュレータでの増幅率は数%のため Low-Gain FEL とよばれる [29]。共振器型 FEL は特に他の技術では苦手な THz 領域で高強度光源として魅力的であり、mJ 級の THz パルスが生成可能である [30]。共振器型 FEL ではミラーによって光を閉じ込めるため、短波長化への限界はミラーの反射率で制限される。よって 100nm より短波長側では、現在の技術では高反射率のミラーが存在しないために十分な利得が得られず、この方式は適用できない。そこで XFEL には主に SASE 方式が使われる。SASE-XFEL では初期のショットノイズが増幅されるため、原理上スペクトルがノイジーでショット毎に変動し、時間コヒーレンスが比較的低いという性質を持つ。よって別にシード光を用意し、これを増幅して XFEL を得るスキームも存在する。図 11、図 12 にセルフシードと呼ばれる手法の概念図と得られる XFEL のスペクトルを示す。

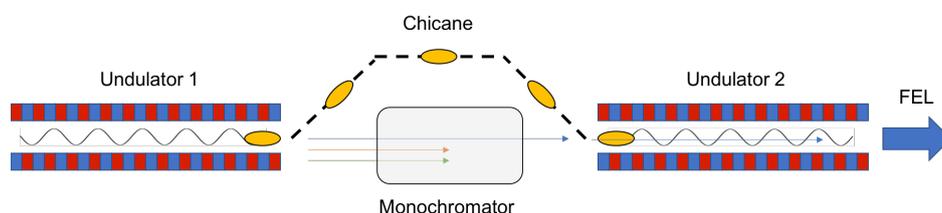
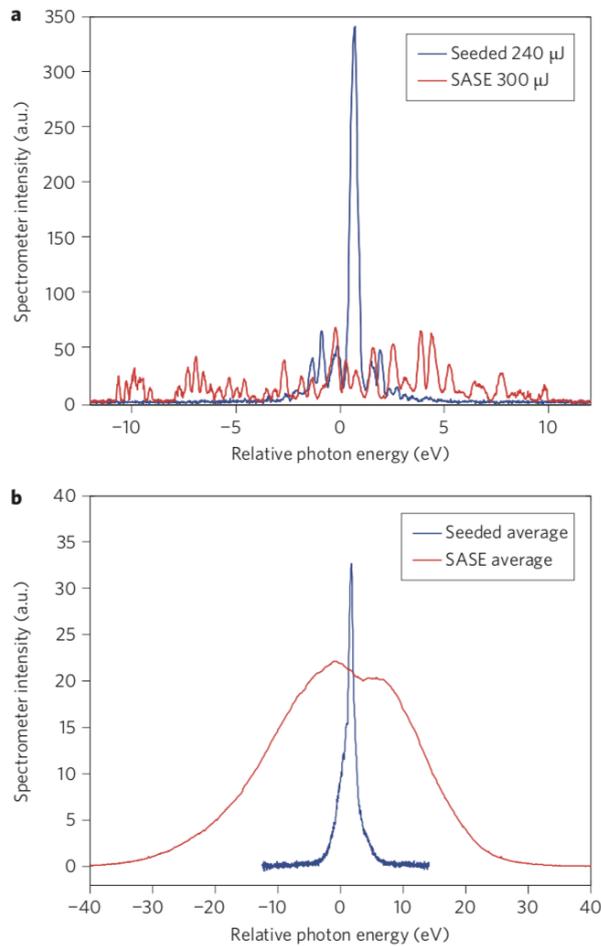


図 11 セルフシード XFEL



**Figure 5 | Measured X-ray spectra. a,b**, Single-shot (a) and averaged (b) X-ray spectrum in SASE mode (red) and self-seeded mode (blue). The FWHM single-shot seeded bandwidth is 0.4 eV, whereas the SASE FWHM bandwidth is ~20 eV. Vertical scales have the same arbitrary units in both a and b. The chicane is turned off for the SASE measurements, but necessarily switched on for the self-seeded mode.

図 12 セルフシードと SASE におけるスペクトルの比較. [2] より転載.

明らかにセルフシードの方が単色度の高い光が得られていることがわかる。セルフシードでは2つのアンジュレータを用いる。1つ目のアンジュレータにて得られる SASE を分光器によって単色性を高め、2つ目のアンジュレータにシード光として入射する。加速器自身でシード光を作り出すため、別途光源を用意しなくても良いことや、他の外部シードで問題となるタイミング同期を取らなくて良いことが魅力である。シード型 XFEL はセルフシードのみではない。別途高品質な（コヒーレンスの高い）光源を用意し、電子ビームと同期してアンジュレータに入射すればよい。外部光源としては後述の HHG（高次高調波）、HGHG(High Gain Harmonic Generation) などが挙げられる。HGHG では基本波長

の異なる 2 台のアンジュレータを使用し、1 台目の基本波長  $\lambda_1$  と同じ波長のレーザーを外部から入射する。2 台のアンジュレータの間にはシケインが置かれ、 $\lambda_1/n$  の密度変調が電子バンチに施される。2 台目のアンジュレータでは基本波長が  $\lambda_1/n$  に設定されているのでこれが増幅されコヒーレントな放射が得られる。図 13 に HGHG の模式図を示す。

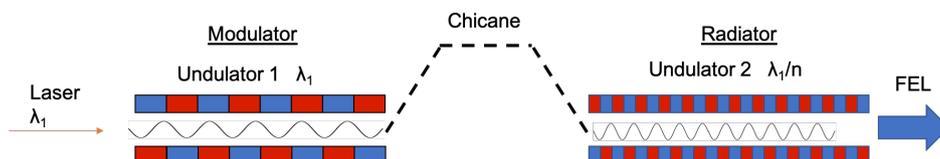


図 13 HGHG

#### 2.2.4 プラズマ光源

プラズマを利用した短波長光源もレーザーコンプトン散乱と並んでテーブルトップ光源の候補となっている。特に 13.5nm (92eV) を目的とした EUV 光源は次世代のリソグラフィ技術としてのニーズが高くギガフォトン社や ASML 社などの企業をはじめ活発な開発競争が行われている。現在の半導体露光の現場では ArF エキシマレーザーによる波長 193nm を用いるのが主流である。パターンの細かさはレイリーの式によって理論的限界が定まる。

$$\text{解像度} = k_1 \frac{\lambda}{\text{NA}}$$

$\lambda$  は波長、NA はレンズの開口数、 $k_1$  はレジスト材料のコントラストなどリソグラフィのプロセス性能を表す定数である。この式を見てもわかるように光源を短波長化することによって微細化が可能になる。13.5nm という数字は Mo/Si 多層膜ミラーの反射率がこの波長で比較的高いことから選ばれている。また EUV リソグラフィ以外にも水の窓軟 X 線顕微鏡のための光源としての開発が行われている。「水の窓」とは 250-500eV、波長で言うと 2.5-5nm あたりの軟 X 線のことを言い、生体を構成する炭素 (284eV:4.4nm)、窒素 (400eV:3.1nm)、酸素 (532eV:2.3nm) の K 殻吸収端が存在する一方で水の吸収係数が小さい。そのため水の窓領域の X 線を用いてイメージングを行えばサンプルを脱水することなく細胞内の炭素、窒素、酸素の分布を観察可能となる [31]。プラズマを生成する方式の中でエネルギー変換効率の高いものとして放電生成プラズマ (DPP: Discharge produced plasma) とレーザー生成プラズマ (LPP: Laser produced plasma) の 2 つが挙げられるが、ここでは現在より研究開発が盛んな LPP に話を絞る。LPP ではレーザーをターゲットに集光照射することによって高温高密度のプラズマを生成する。EUV リソグラフィ用の光源としては錫 ( $_{50}\text{Sn}$ ) の液滴 (ドロップレット) がターゲットとして使われている。これを真空チャンバー内の発光点に供給し続け、レーザーを照射する。この様子を図 14 に

示す [8]。図中の IF は Intermediate focus の略で中間集光点を意味し、その位置でのパワーで光源を評価する。現在主流なのはメインパルスを照射する直前にプリパルスを照射す

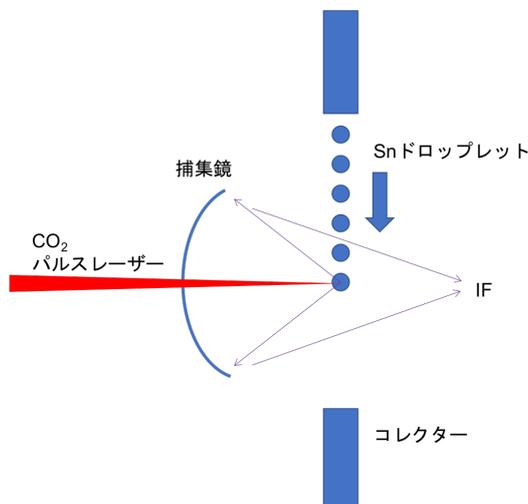


図 14 LPP を用いた EUV 光源

るダブルパルス法で、これによりエネルギー変換効率約 5% が実現されている [32]。この方式の厄介な点はデブリの発生である。デブリとは光源プラズマから放出される高エネルギーなイオンや中性粒子のことであり、捕集鏡を汚したり損傷を与えたりする。従ってデブリをいかに抑制し、いかに除去するかが重要な課題となっている。以上は 13.5nm の EUV を目的とした話だが、ターゲットはドロップレットに限らず固体、クラスター、ガスなど様々なものが研究されている。そしてターゲットやレーザーの特性を選ぶことで様々な波長領域の生成が可能である。例えば [33] では 16mJ、350fs のレーザーを用いてクリプトンガスに照射することで 32.8nm の波長において  $10^{10}$  のフラックスを実証しており、研究室サイズの光源として有用であると主張している。

### 2.2.5 高次高調波発生

高次高調波発生 (HHG: High Harmonic Generation) は  $10^{14}[\text{W}/\text{cm}^2]$  を超える高強度超短パルスレーザーをガスに照射することで発生する。概念図を図 15 に示す。このとき入射レーザーの波長の奇数倍の周波数の光が強い非線形光学効果によって生成される。入射するレーザー光に対して変換効率は高くないが、かなり次数の高い高調波まで観測されていることや、特にアト秒パルスの発生が特徴的である [34]。2017 年には 43 アト秒のパルス発生が報告されている [35]。zeptosecond パルスの発生の可能性について論じている文献もある [36]。極めて短いパルス幅を活かして様々な高速現象が観測されてきた。例えば [3] ではレーザー光の電場の直接観測に成功しており、その様子を図 16 に転載する。これによ

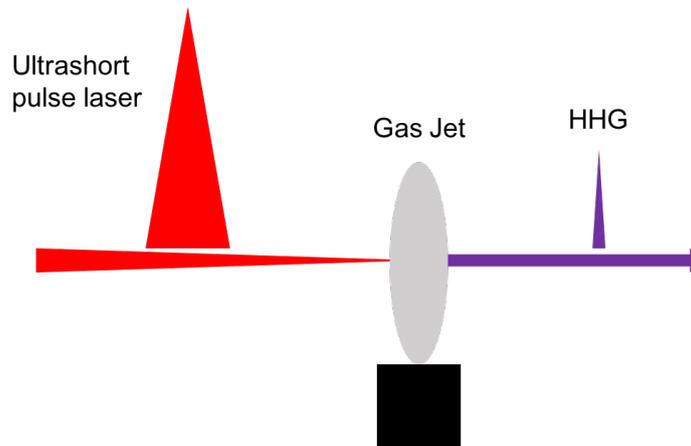


図 15 高次高調波発生

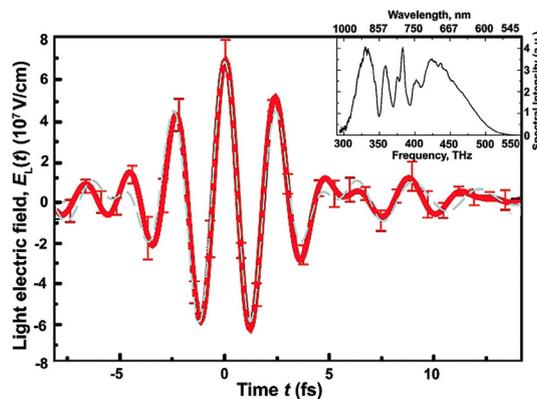


図 16 レーザー電場の直接観測結果 [3]

り光が電磁波であることが直接証明された。HHG は XFEL へのシード光としても応用され、空間コヒーレンスだけでなく時間的にもコヒーレントな高輝度 X 線パルスの生成に役立っている [37]。HHG の原理はスリーステップモデルとして知られており、図 17 に示す。図 17 の左から順に、まず原子に束縛された電子がレーザーの電場によってトンネルイオン化でポテンシャル外に飛び出る。またレーザーの電場によって加速され一旦離れていく。次いでレーザーの電場が反転し（すなわち位相が進み）、電子は減速され原子に向かって戻ってくる。加速エネルギーを持った電子は原子と再結合し、運動エネルギーとイオン化エネルギーの合計に相当するエネルギーの光が放出される。典型的な HHG スペクトルを [4] より図 18 に示すが、このモデルからカットオフが存在することが説明できる。すなわちあるエネルギー以上では加速された電子が戻って来なくなり、それ以上の高次高調波は発生しにくくなる。HHG の強度、すなわち輝度とは言うところ図 9 (16 ページ) を見ればわかるように軟 X 線領域では第 2 世代放射光に匹敵する輝度が得られているが、カットオフのため硬 X 線領域では難しいのが現状である。以上をまとめると HHG はカッ

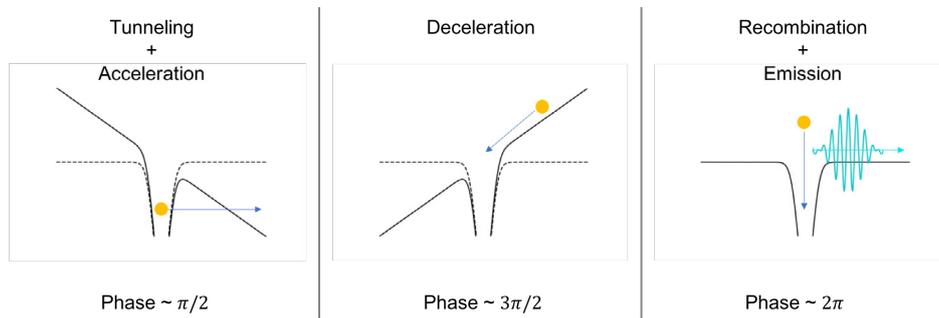


図 17 高次高調波発生におけるスリーステップモデル

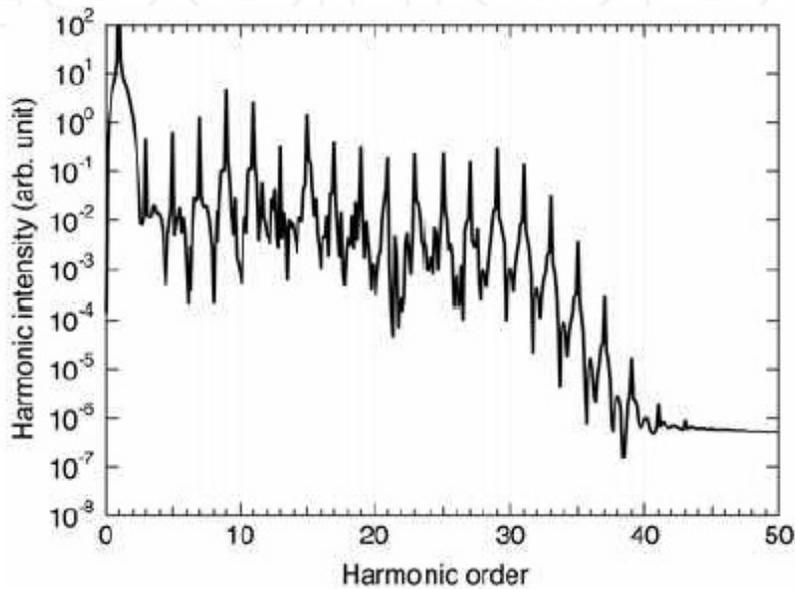


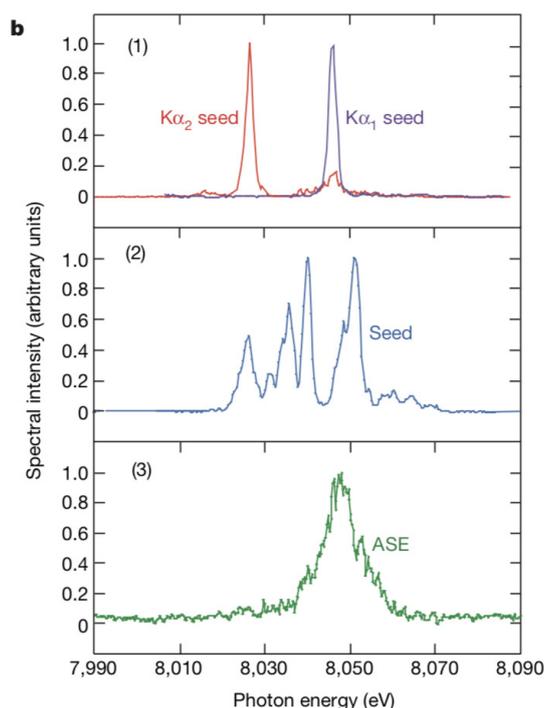
図 18 高次高調波発生におけるスペクトル [4]

トオフのため波長領域は軟 X 線までに限られるが、フルコヒーレントであることと超短パルス性に優れている光源と言える。また高強度超短パルスなレーザーを必要とするが、OPCPA (Optical Parametric Chirped-pulse Amplification) の発展や、光蓄積外部共振器を使う手法 [38] が考案され、平均出力が向上している。

### 2.2.6 原子準位レーザー

原子準位レーザー (atomic inner-shell laser) は原子を構成する軌道電子のエネルギー差を利用して発振させるレーザーである。レーザー発振のためには2つのエネルギー準位において反転分布状態を作り出さなければいけないわけであるが、X 線領域で発振させるには X 線エネルギーに相当する大きなエネルギー差でポンピングしなければならない。従来は高密度のプラズマが活用され、数 nm 程度の軟 X 線レーザーが限界であったが、

XFEL の登場で最も原子核に近い軌道の電子を選択的にかつ効率的に取り除けるようになり、硬 X 線領域の原子準位レーザーが実証されている [5]。文献 [5] では X 線自由電子レーザー SACLA を two color (波長の異なる 2 つの X 線レーザーパルス) と呼ばれるスキーム [39] で運転し、一つ目のアンジュレータで銅の K 殻吸収端に相当する  $1.4\text{\AA}$  を発振し二つ目のアンジュレータにてシード光として  $1.54\text{\AA}$  ( $8\text{keV}$ ) を発振させている。これにより  $K_1$  線と  $K_2$  線において  $1.7\text{eV}$  の線幅のレーザー発振が得られている。その結果を図 19 に転載する。原子準位レーザーの光子数はパルス当たり  $10^9 - 10^{10}$  が報告されてお



**Figure 4 | Typical spectra of amplified  $K\alpha$  emission.** a, The measured spectra of  $K\alpha$  ASE laser observed at different pump intensities. The broader spectral width of  $K\alpha$  emission is observed in higher output intensity, measured at higher pumping intensity. At  $I_p = 4.3 \times 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ , the  $K\alpha_1$  and  $K\alpha_2$  spectra overlap as a result of the broadening. b, Shown are (1) the seeding scheme, (2) the input seeding pulse, and (3) the ASE condition. Each spectrum is normalized by the peak spectrum intensity. Using the seeding method, single-line  $K\alpha_1$  or  $K\alpha_2$  lasers are obtained with a minimum narrowed bandwidth of  $1.7 \text{ eV}$ .

図 19 Cu を用いた原子準位レーザーのスペクトル [5]

り [40]、これは LCS (例えば [41]) のフラックスに匹敵する。また原子準位レーザーはその原理からコヒーレントでありスペクトル純度も高いことが特徴的である。これらは SASE-XFEL よりも優れた特色であり、これを利用して X 線領域における非線形光学や量子光学、超高速スペクトロスコピーなどが進展することが期待されている。

### 3 レーザーコンプトン散乱

#### 3.1 背景、歴史、動向

レーザー光子を、加速器によって生成した電子ビームによって散乱させ、X線や $\gamma$ 線といったより高エネルギーの光子ビームを得る手法をレーザーコンプトン散乱 (LCS: Laser-Compton Scattering) という。 $\gamma$ 線やX線と物質の相互作用の一つにコンプトン散乱があるが、コンプトン散乱では光子エネルギーの一部が物質中の電子に渡されるため、散乱光子エネルギーは小さくなる。すなわち波長は長くなる。図 20 にコンプトン散乱の模式図を示す。コンプトン散乱における波長の関係は次のような式で表現される。

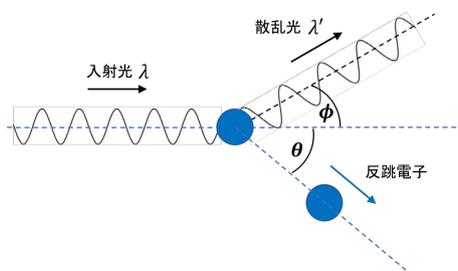


図 20 コンプトン散乱

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\phi) \quad (29)$$

$\lambda$ 、 $\lambda'$  は散乱前後の波長を表し、 $h$  はプランク定数、 $m$  は電子の質量、 $c$  は光速、 $\phi$  は散乱角、 $\theta$  は反跳角を表す。式 (29) 中の  $h/mc$  はコンプトン波長と呼ばれ散乱角  $\phi$  が 90 度の時の散乱波長に対応する。コンプトン波長の値はおよそ  $0.0243\text{\AA}$  となる。これは電子の質量を量子論にとって重要なプランク定数と相対論にとって重要な光速で結びつけた値で、電子の質量を長さの単位で表現した値と解釈できる。コンプトン散乱は A. H. Compton によって詳細に調べられ [42]、アインシュタインの提唱した光量子仮説を実証した功績によって 1927 年にノーベル物理学賞を受賞している。LCS の場合は電子が相対論的エネルギーを持つため、レーザー光子が電子からエネルギーを受け取り、より高エネルギーな光子ビーム、すなわち X 線やガンマ線に変換される。このような現象はコンプトン散乱と逆の過程のため逆コンプトン散乱 (ICS: Inverse Compton Scattering) として知られており、自然界においては宇宙線の起源の一つとして存在する。逆コンプトン散乱という現象をレーザーを使って人為的に起こすことで積極的に利用するのが LCS であると認識しているが、どちらの用語も使われているため区別の必要はないと言って

よい。ICS、LCS 以外にもトムソン散乱という表現も使われる。トムソン散乱もまた電子による X 線の散乱現象の一つであるが、コンプトン散乱と違って散乱光の波長は変化しない。すなわちトムソン散乱は弾性散乱でありコンプトン散乱は非弾性散乱である。トムソン散乱は電子が入射波の電場によって振動し、振動電子がその振動数の電磁波を放射すると解釈される。光子エネルギーが電子の静止エネルギーに比べて十分小さい場合はトムソン散乱になる。光子エネルギーが電子の静止エネルギーと同程度あるいは大きくなればコンプトン散乱となる。一般的なレーザー光子と加速器電子ビームの衝突では電子の反跳が小さく無視できるのでトムソン散乱に近似できる。言い換えればトムソン散乱による X 線生成ではコンプトン散乱の長波長極限である。LCS による X 線、 $\gamma$  線発生 の歴史は [43, 44] など で言及されており、1963 年に提案 [45, 46]、1964 年に実験 [47] されている。国内初は現在の産業技術総合研究所にあった電子蓄積リング TERAS において偏極 X 線生成実験が行われた [48]。それ以来世界中の様々な研究機関・大学で研究開発が進められ、現在も高輝度小型 X 線源として、そして高エネルギー  $\gamma$  線源として追究され続けている。特に  $\gamma$  線領域ではエネルギー可変で高強度な光源としては LCS のみである。表 1 にこれまで試みられた国内のコンプトン X 線源の一覧を載せる。 国外光

表 1 国内のコンプトン X 線源

研究機関	強度
AIST	$10^7$ [photons/s] [43]、 $10^9$ [photons/s] (計画) [49]
東京大学	$10^9$ [photons/s] (計画) [50]
KEK-cERL	$10^7$ [photons/s]、 $10^{11}$ [photons/s] (計画) [51]
KEK-STF	$10^5$ [photons/s/1%BW/in detector] [52]
KEK-LUCX	$10^8$ [photons/s] [53]
関西光科学研究所	$10^3$ [photons/s] [54]
早稲田大学	$10^4$ [photons/s] [55]

源で特筆すべきは Lyncean Technologies 社の Compact Light Source [41] と、マサチューセッツ工科大学 (MIT) の計画 [56]、及び Arizona State University (ASU) におけるコヒーレント LCS [57] である。Lyncean は  $1 \times 2$ m のコンパクトなリング加速器と 4 枚ミラーの光蓄積共振器を用いて  $10^{11}$ [photons/s] を実現しており [58]、最も高輝度なコンプトン X 線源である。MIT の計画はフラックスで  $5 \times 10^{11}$ [photons/sec/5%BW]、ピーク輝度で  $2 \times 10^{12}$ [photons/sec/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>/0.1%BW] を見込んだ計画となっている [56]。一方 ASU の戦略はインコヒーレントな LCS をコヒーレント化するものであり、SASE-FEL のような

マイクロバンチングを作り出す。そのためにまず Si 単結晶による電子ビーム回折によって横方向（空間方向）にナノパターンを作り出す。これをエミッタンス交換の手法で横方向から縦方向（時間方向）に変換する [57] という斬新なアイデアであり今後の動向が注目される。10m という短さで、フラックスは  $10^{11}$  を見込んでいる [59]。

### 3.2 原理

LCS による X 線生成では、レーザー光子が加速器によって生成される相対論的エネルギーを持った高品質電子ビームによって逆コンプトン散乱され、X 線領域の光子ビームに変換される。LCS の原理図を図 21 に示す。  $\theta$  は衝突角（交差角）、  $\phi$  は散乱角である。図

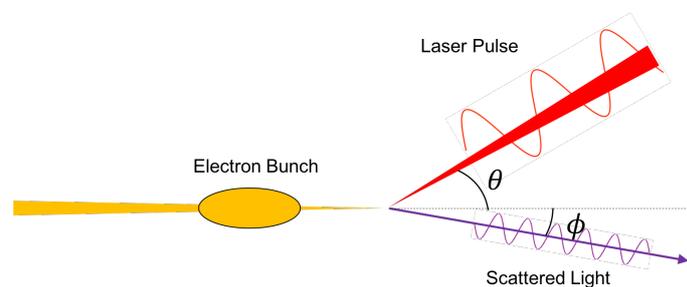


図 21 LCS の原理図

21 では一般化のために散乱角が  $\phi$  の方向に散乱されているが実際は電子ビームの軸方向、すなわち  $\phi = 0$  を中心にコーン状に放射される。LCS の特徴を列挙する。

- 小型
- 指向性がある
- エネルギー可変
- 準単色
- 短パルス
- 微小光源
- 偏光可変

LCS では相対論的な効果によって光子エネルギーが最大  $4\gamma^2$  倍にブーストされるため、シンクロトン放射に比べて必要なビームエネルギーは格段に少なくて済む。そのため加速器は小型線形加速器や小型リングで済むため比較的コンパクトな光源にすることができる。散乱光は放射光と同じように大部分が  $\phi \leq \gamma^{-1}$  内の円錐に収まるため、X 線管などと違って指向性を持つ。よってビームエネルギーを上げればより前方方向に鋭く放射されるが、これは上述の加速器の小型化とはトレードオフになってしまうことには注意せねばな

らない。散乱光の波長は電子ビームのエネルギー、あるいは散乱角を変えることによって連続的に変化させられるためエネルギー可変である。また散乱光の波長と散乱角には相関があるため、軸上の散乱光のみを取り出す（コリメートする）ことによって準単色な光源となる。ここで準単色とは波長広がり（エネルギー広がり）が0.1%から数%のことを言う。X線管で得られる特性X線の単色度は0.1%を下回る。散乱光の偏光は衝突レーザーの偏光が踏襲されるため、偏光を用いた応用実験が可能になる。以下散乱光エネルギー、散乱光子数、パルス幅に関して定量的に導く。

### 3.2.1 散乱光エネルギー

図22に示すように、電子ビームエネルギーとしてローレンツ因子 $\gamma$ 、レーザーの光子エネルギーを $E_L$ 、散乱X線の光子エネルギーを $E_X$ とする。ビームエネルギーと電子の速

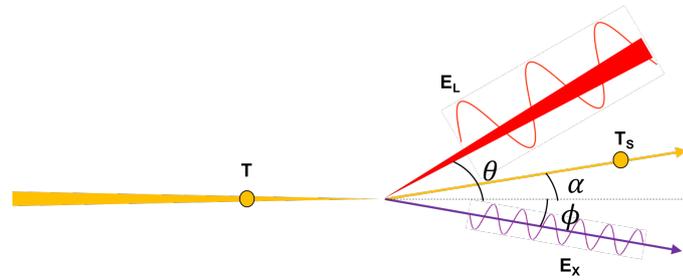


図22 LCSにおけるエネルギー

度の大きさとローレンツ因子の関係は

$$\gamma = \frac{E_e}{mc^2} \approx \frac{E_e[\text{MeV}]}{0.5[\text{MeV}]}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

先に結論を書くと散乱光の光子エネルギーは以下のように書くことができる。

$$E_X = \frac{(1 + \beta \cos \theta) E_L}{1 - \beta \cos \phi + [1 + \cos(\theta + \phi)] \frac{E_L}{\gamma mc^2}} \quad (30)$$

$$E_X \approx \frac{2\gamma^2 (1 + \beta \cos \theta)}{1 + (\gamma\phi)^2} E_L \quad (31)$$

$$E_X \approx \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \phi} E_L \quad (32)$$

特に式(31)からは $\phi = 0$ 、 $\theta = 0$ 、すなわち正面衝突時に軸上でレーザー光子が $4\gamma^2$ 倍までブーストされることがわかり、また散乱X線エネルギーが散乱角 $\phi$ に対してローレンチ

アン（ローレンツ関数）の形をしていることがわかる。そして  $\phi = 1/\gamma$  でちょうど半分のエネルギーに落ちることもわかる。式 (30) は図 22 においてエネルギー保存と運動量保存から導出できる [60]。エネルギー保存より

$$T + E_L = T_S + E_X \quad (33)$$

運動量保存より

$$P - \frac{E_L}{c} \cos \theta = \frac{E_X}{c} \cos \phi + P_S \cos \alpha \quad (34)$$

$$\frac{E_L}{c} \sin \theta = \frac{E_X}{c} \sin \phi - P_S \sin \alpha \quad (35)$$

$P$ 、 $P_S$  は電子の運動量及び反跳電子の運動量を表し、次のように書ける。

$$P = \frac{\sqrt{T(T + 2mc^2)}}{c} \quad (36)$$

$$P_S = \frac{\sqrt{T_S(T_S + 2mc^2)}}{c} \quad (37)$$

式 (34) と式 (35) の両辺に  $c$  を掛けて移項すると

$$cP_S \cos \alpha = cP - E_L \cos \theta - E_X \cos \phi \quad (38)$$

$$cP_S \sin \alpha = E_L \sin \theta - E_X \sin \phi \quad (39)$$

二乗して足すと

$$c^2 P_S^2 = c^2 P^2 + E_L^2 + E_X^2 - 2cP(E_L \cos \theta + E_X \cos \phi) + 2E_L E_X \cos(\theta + \phi) \quad (40)$$

また式 (33) と式 (37) より  $T_S$  を消去すると

$$c^2 P_S^2 = T^2 + E_L^2 + E_X^2 + 2TE_L - 2E_L E_X - 2TE_X + 2mc^2(T + E_L - E_X) \quad (41)$$

式 (40) と式 (41) の右辺同士を見比べて式変形していくのだが、途中で次の関係式を使う。

$$\beta = \frac{\sqrt{T(T + mc^2)}}{T + mc^2}$$

$$\gamma = \frac{T + mc^2}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

最終的に式 (30) に辿りつく。

$$E_X = \frac{(1 + \beta \cos \theta) E_L}{1 - \beta \cos \phi + [1 + \cos(\theta + \phi)] \frac{E_L}{\gamma mc^2}} \quad (30)$$

分母の第 3 項は電子のコンプトン反跳を表現しており、通常のレーザーと MeV 電子ビームの衝突の場合無視することができる。すなわちトムソン散乱に近似できる。よって式 (32) の形になる。

$$E_X \approx \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \phi} E_L \quad (32)$$

また  $\beta \approx 1$  とし、電子ビーム軸近傍において  $\cos \phi$  を展開すれば式 (31) を得る。

$$E_X \approx \frac{2\gamma^2 (1 + \beta \cos \theta)}{1 + (\gamma\phi)^2} E_L \quad (31)$$

逆コンプトン散乱は電子静止系 (electron rest frame) においては通常のコンプトン散乱であるため、電子静止系における散乱光のエネルギー式 (25 ページの式 (29)) をローレンツ変換して我々が興味のある実験室系 (laboratory frame) における値を導出することもできる。式 (30) に関して衝突角  $\theta$  依存性、散乱角  $\phi$  依存性をグラフ化したものをそれぞれ図 23、図 24 に示す。ビームエネルギー 5MeV、10MeV、25MeV に関して示した。図 23 では軸上 ( $\phi = 0$ ) の値、図 24 では正面衝突 ( $\theta = 0$ ) の値である。レーザーの波長は 1064nm (1.16eV) で計算した。衝突角を変えることでエネルギー可変であること、散乱角と散乱

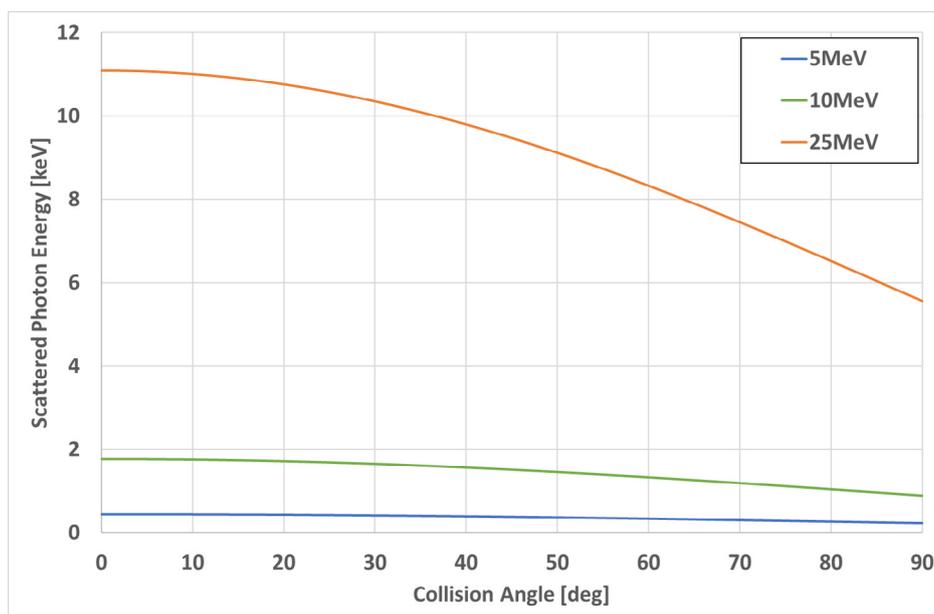


図 23 衝突角依存性

光エネルギーに相関があることを表している。通常軸近傍の散乱光を切り出すことによって準単色な X 線を取り出すことができる。

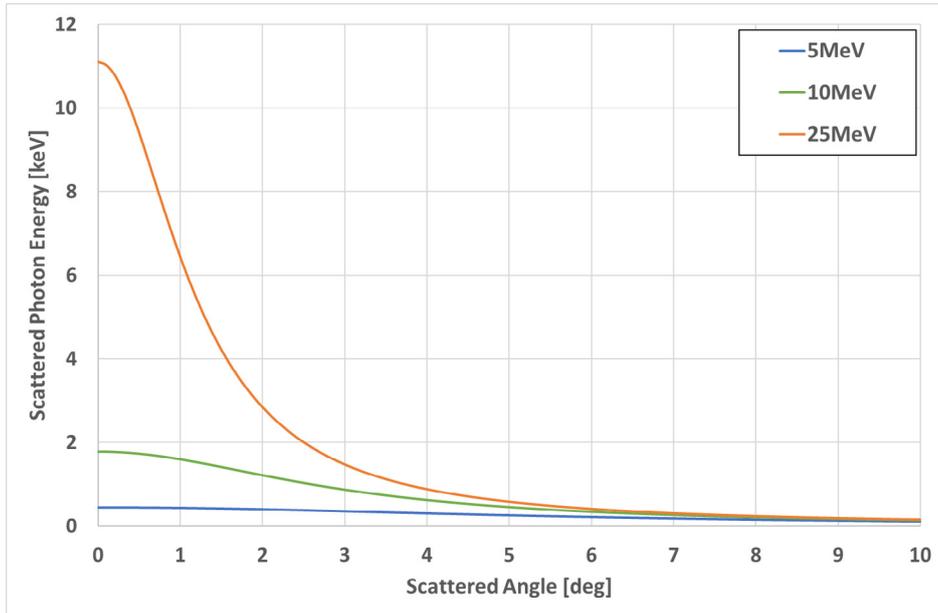


図 24 散乱角依存性

### 3.2.2 散乱光子数

LCS において重要なことは散乱光子数を増やし、フラックス及び輝度を高めることである。散乱光子数は散乱断面積  $\sigma$  とルミノシティ  $\mathcal{L}$  の積で求められる。

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (42)$$

散乱断面積とはある反応が起こる確率を表し面積の次元を持つ。LCS の場合は核物理で使われるバーンを用いることも多く、 $1[\text{barn}] = 10^{-28}[\text{m}^2]$  を意味する。コンプトン散乱における散乱断面積はクライン仁科の式として知られており、これをローレンツ変換によって電子静止系から実験室系に戻すことで導出する。以下では電子ビームはスピン偏極していないものとする。図 25 のようにパラメータを設定すると微分散乱断面積はクライン仁

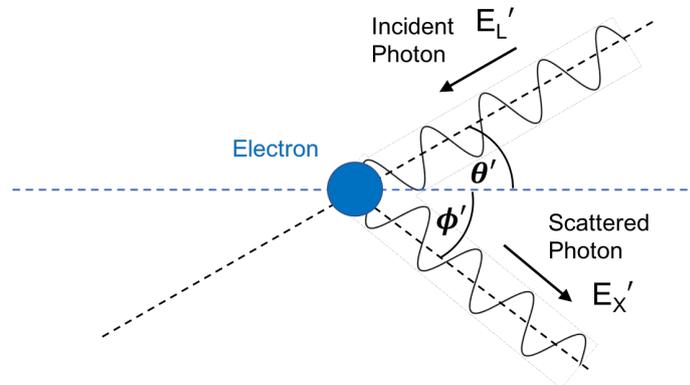


図 25 電子静止系で見た LCS

科の式から

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{E'_X}{E'_L} \right)^2 \left( \frac{E'_L}{E'_X} + \frac{E'_X}{E'_L} - 1 + \cos^2 \phi' \right) \quad (43)$$

ここで  $r_e$  は電子の古典半径、 $\Omega'$  は立体角である。

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2}$$

実験室系での微分散乱断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega'} \frac{d\Omega'}{d\Omega} \quad (44)$$

一般に半頂角  $\phi$  の円錐が見込む立体角は

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \phi)$$

なので

$$\frac{d\Omega}{d\phi} = 2\pi \sin \phi$$

よって

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = \frac{\sin \phi' d\phi'}{\sin \phi d\phi} \quad (45)$$

これを計算するために  $\frac{d}{d\phi} \cos \phi$  を考える。まずはローレンツ変換は次のように書き表せる。

$$\begin{pmatrix} cP_x \\ cP_y \\ cP_z \\ E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cP'_x \\ cP'_y \\ cP'_z \\ E' \end{pmatrix} \quad (46)$$

また逆行列は

$$\begin{pmatrix} cP'_x \\ cP'_y \\ cP'_z \\ E' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cP_x \\ cP_y \\ cP_z \\ E \end{pmatrix} \quad (47)$$

この2つから次の関係が導ける。

$$E_X = \gamma(1 + \beta \cos \phi') E'_X \quad (48)$$

$$E'_L = \gamma(1 + \beta \cos \theta) \quad (49)$$

$$\cos \phi' = \frac{\cos \phi - \beta}{1 - \beta \cos \phi} \quad (50)$$

$\frac{d}{d\phi'} \cos\phi$  は

$$\frac{d}{d\phi'} (\cos\phi) = \frac{d(\cos\phi)}{d\phi} \frac{d\phi}{d\phi'} = -\sin\phi \frac{d\phi}{d\phi'} \quad (51)$$

一方で式 (50) を使って

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\phi'} (\cos\phi) &= \frac{d}{d\phi'} \left( \frac{\cos\phi' + \beta}{1 + \beta \cos\phi'} \right) \\ &= \frac{-\sin\phi' + \beta^2 \sin\phi'}{(1 + \beta \cos\phi')^2} \\ &= -\gamma^2 \sin\phi' (1 - \beta \cos\phi')^2 \end{aligned} \quad (52)$$

式 (51) と式 (52) を比べれば

$$\frac{\sin\phi' d\phi'}{\sin\phi d\phi} = \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta \cos\phi)^2} \quad (53)$$

これを式 (45) に代入して

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta \cos\phi)^2} \quad (54)$$

実験室系における微分散乱断面積は式 (44) に式 (43) と式 (54) を代入して

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{E'_X}{E'_L} \right)^2 \left( \frac{E'_L}{E'_X} + \frac{E'_X}{E'_L} - 1 + \cos^2\phi' \right) \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta \cos\phi)^2} \quad (55)$$

$\cos\phi'$  は式 (50)、 $E'_X$  と  $E'_L$  はそれぞれ式 (48)、式 (49) で与えられる。この式 (55) は [60] の式 (15) に一致する。角度  $\phi_c$  のコーンへの散乱断面積は

$$\sigma(\phi_c) = \int_0^{\phi_c} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi = \int_0^{\phi_c} \frac{d\sigma}{d\Omega} 2\pi \sin\phi d\phi \quad (56)$$

となる。積分範囲を大きくすればトムソン散乱断面積

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \approx 6.65 \times 10^{-29} [\text{m}^2] = 665 [\text{mbarn}] \quad (57)$$

に漸近する。図 26 にビームエネルギーが 5MeV、10MeV、25MeV の場合で計算した散乱断面積を示す。レーザー波長は 1030nm で計算している。

横軸の値は積分の上限  $\phi_c$  に相当し、散乱角  $\phi_c$  の内側に対する散乱断面積を与える。ビームエネルギーが高い方が LCS の指向性が高いことが見て取れる。微分散乱断面積は散乱光子エネルギーに対して考えることもでき、LCS-X 線のスペクトルを表す。衝突角 0、20、45、60、90 度に対する微分散乱断面積を図 27 に示す (計算に使用したパラメータは表 2)。

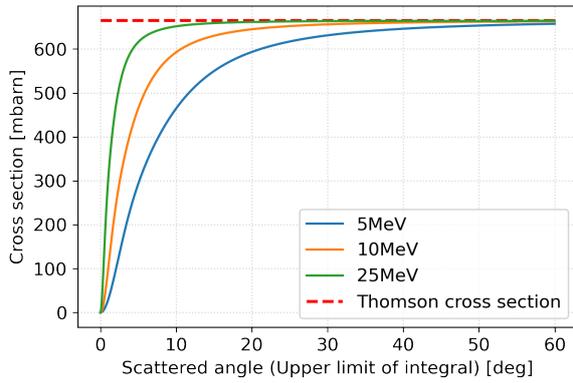


図 26 LCS の散乱断面積

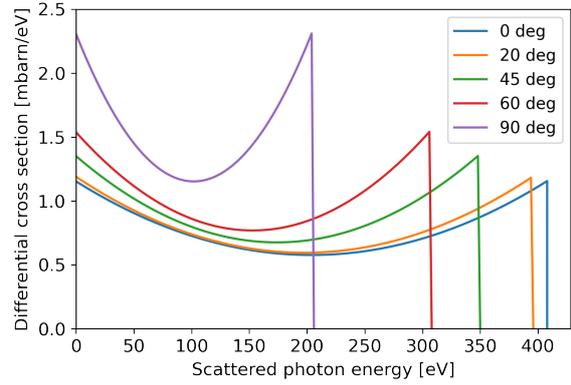


図 27 散乱光子エネルギーに対する微分散断面積

### 3.2.3 ルミノシティ

ルミノシティ  $\mathcal{L}$  は単位面積、単位時間あたりに発生する X 線の量を表し、次式で表される [61]。

$$\mathcal{L} = f N_e N_p \int_{-\infty}^{\infty} \rho_e(x, y, z, t) \rho_p(x, y, z, t) dx dy dz dt$$

$\rho$ 、 $N$  は分布と粒子数を表しており、添字の e と p はそれぞれ電子と光子を表す。f は単位時間あたりの衝突回数である。電子ビーム、レーザー共にガウシアン分布を仮定すればルミノシティは次式で示される。

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{f N_e N_p (1 + \beta \cos \theta)}{2\pi \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_y'^2} \sqrt{\sigma_x^2 (\beta + \cos \theta)^2 + \sigma_x'^2 (1 + \beta \cos \theta)^2 + (\sigma_z^2 + \sigma_z'^2) \sin^2 \theta}} \quad (58) \\ &= \frac{f N_e N_p}{2\pi \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_y'^2} \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_x'^2 + (\sigma_z^2 + \sigma_z'^2) \tan^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (\beta \approx 1) \end{aligned}$$

ここで  $\sigma$  が電子バンチのサイズ、 $\sigma'$  がレーザーパルスのサイズを表す。粒子数が分子に、サイズが分母にあることから衝突点における粒子密度を高めることでルミノシティを高くすることが可能である。衝突角  $\theta$  を横軸に取り、表 2 の値を用いるとルミノシティは図 28 のようになる。

表2 ビームパラメータ

	電子ビーム	レーザー
エネルギー	4.2MeV	1.2eV (1030nm)
粒子数	40pC ( $N_e = 2.5 \times 10^8$ )	10mJ ( $N_p = 5.18 \times 10^{16}$ )
サイズ	40 $\mu$ m	50 $\mu$ m
パルス幅	3ps (rms)	1ps (FWHM)

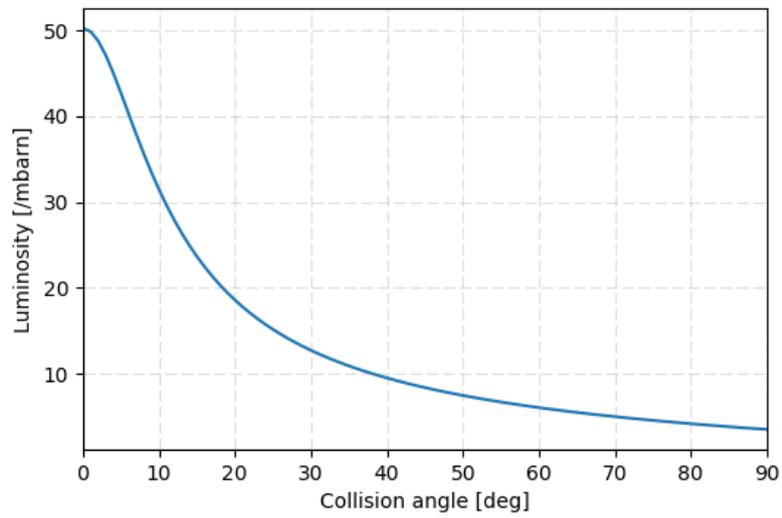


図 28 ルミノシティの衝突角依存性

このようにルミノシティは正面衝突 ( $\theta = 0$ ) で最大値を取り、角度がつくにつれ急激に小さくなる。よって散乱光子数を最大にするためには正面衝突が理想的であり、散乱光子エネルギーも最も大きくなる。

### 3.3 LUCX における実績

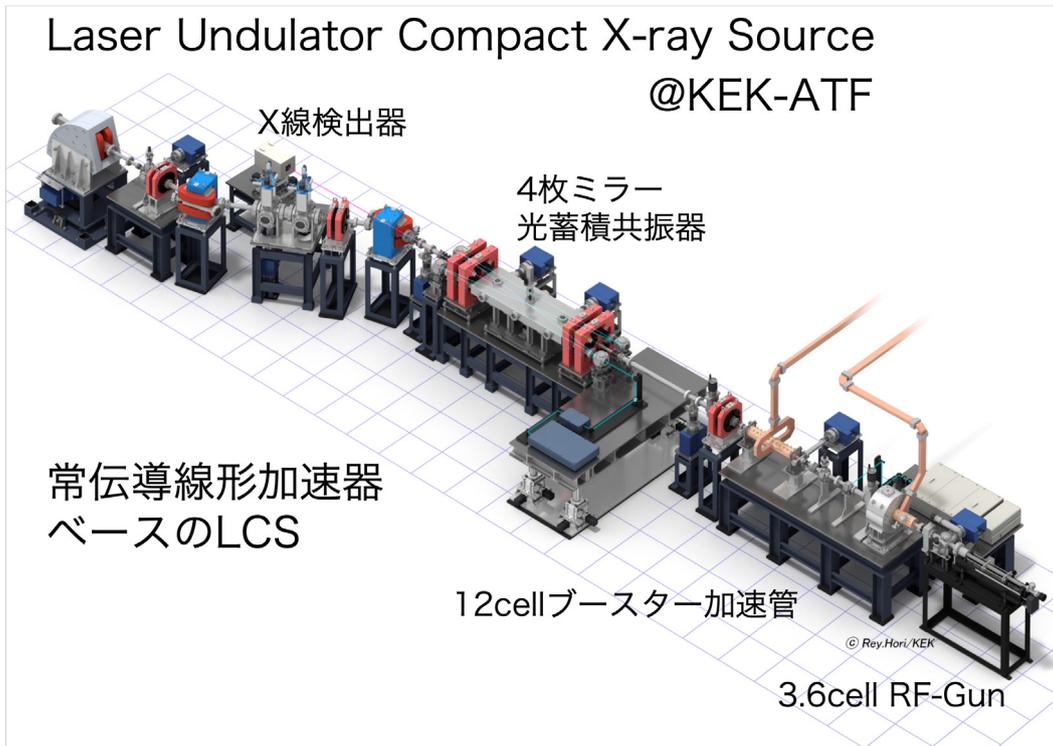


図 29 LUCX のイラスト

当研究室と高エネルギー加速器研究機構（KEK）は小型電子線形加速器と光蓄積共振器を用いた LCS-X 線源開発を継続して行っている。本節では KEK-ATF(Accelerator Test Facility) 内にある LUCX(Laser Undulator Compact X-ray Source) について説明する。図 29 に LUCX のイラストを示し、図 30 に 4 枚ミラー光蓄積共振器の写真を示す。図 30 の中央に衝突点があり、蓄積レーザーが絞られるようにミラーの曲率半径が設計されている。LUCX におけるビームパラメータを表 3 に示す [53]。LUCX の電子源は常伝導 3.6cell のフォトカソード RF-Gun であり、RF の繰り返しは 12.5Hz である。マルチバンチ運転（1つの RF パルスで複数の電子バンチを加速）によって最大 1000 バンチ/トレインのビーム生成が可能で、定在波型加速管である 12cell ブースターによって 23MeV 程度までビームエネルギーを上げることができる。またビームローディング補償 ( $\Delta T$  method) によって後方のバンチほどエネルギーが低下する現象を補償している。常伝導加速では熱負荷の制限により、インターバルを持って電子バンチがやってくる。LUCX では上述のように 1000 バンチで構成されるバンチトレインが 12.5Hz 間隔でやってくる。そこでレーザーのアンブを、バンチトレイン（マクロパルス）のタイミングに合わせて動作させることで効率的

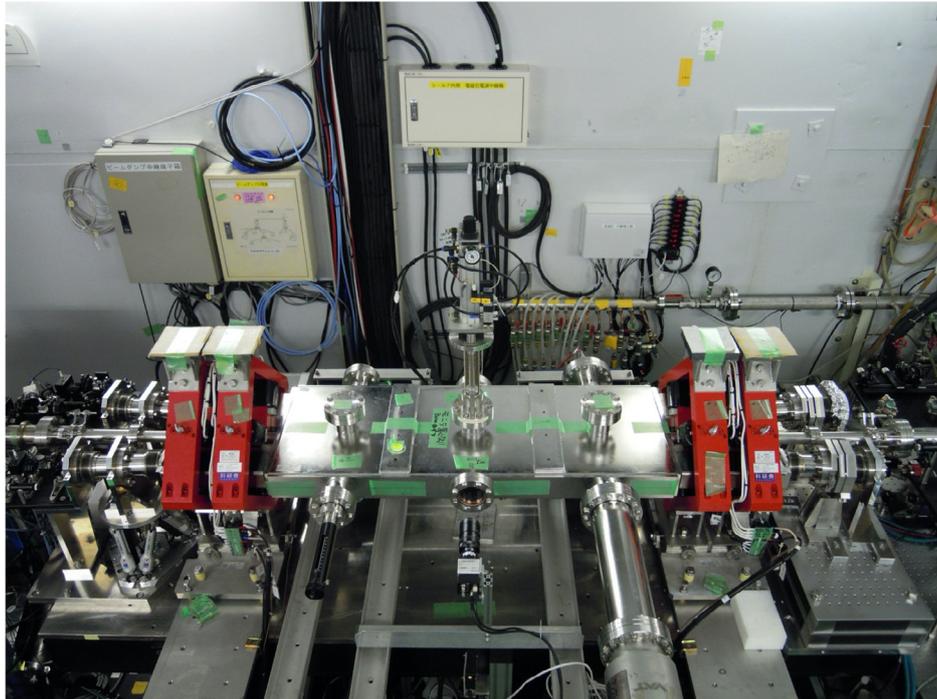


図 30 LUCX4 枚ミラー光蓄積共振器の外観

な LCS を行っている。このような運転をバーストモードと呼んでいる。バーストモードの概念図を図 31 に示す。バーストパルスはフィネスがおよそ 500 の 4 枚ミラー光蓄積共

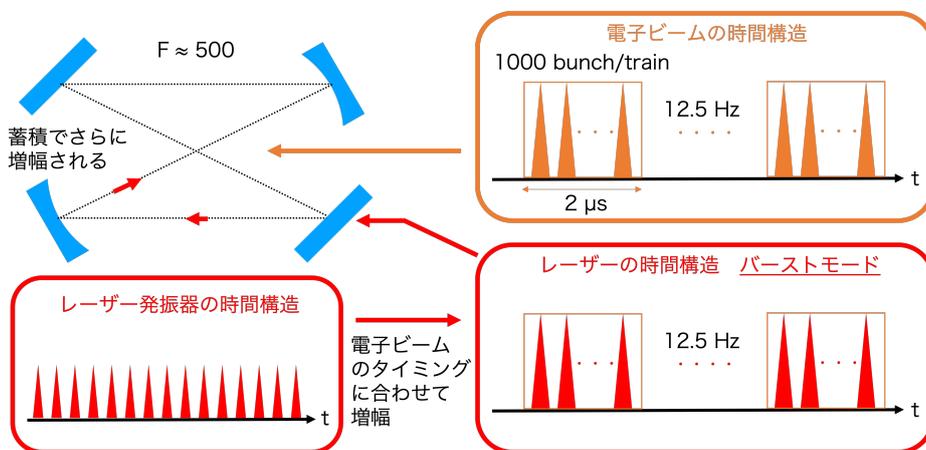


図 31 バーストモードの概念

振器によってさらに 100 倍程度増幅される。これによって 1.3MW 相当の光蓄積が達成されており、これは筆者の知る限り世界最高パワーの光蓄積である。その他にも度重なるアップグレードを経て X 線のフラックスとしては  $1.4 \times 10^8$  photons/s が達成されている。これは線形加速器ベースの LCS-X 線源としては世界一の性能を誇る。イメージング試験

表 3 LUCX のビームパラメータ

	電子ビーム	レーザー
エネルギー	22.8 MeV	1.17 eV (1064nm)
粒子数	600 pC ( $N_e = 3.74 \times 10^9$ )	*2.8 mJ ( $N_p = 5.18 \times 10^{16}$ )
バンチ数/トレイン	1000	-
エミッタンス (水平/垂直)	10/7 $\pi$ mm-mrad	-
サイズ (水平/垂直)	80/60 $\mu$ m	60/25 $\mu$ m
パルス幅	15 ps (FWHM)	7 ps (FWHM)
マイクロパルス繰り返し	357 MHz (2.8ns)	357 MHz (2.8ns)
マクロパルス繰り返し	12.5 Hz (rf)	12.5 Hz (burst)
衝突角		7.5 deg

も行われており、図 32 に 9keV X 線による取得画像の例を示す。電子ビームエネルギー

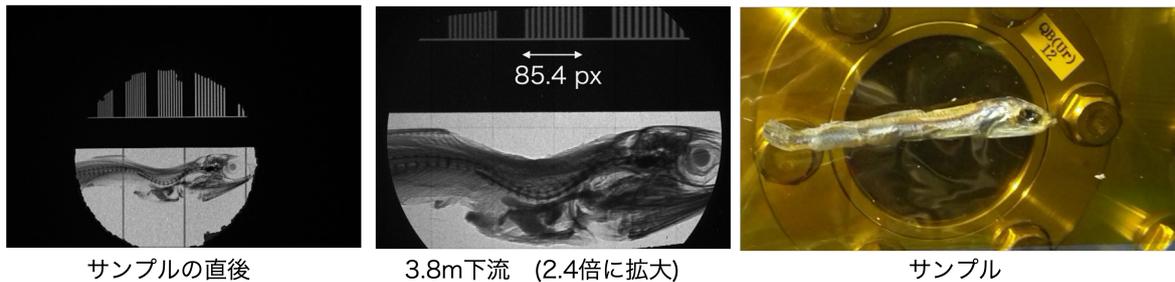


図 32 LUCX における LCS-X 線イメージング

が放射光に比べて低く、発散角が比較的大きいことを利用して、サンプルから離して検出器 (HyPix-3000, Rigaku) を置くことでより高解像なイメージ取得をデモンストレーションしている。またエッジ部分のコントラストが際立っていることもわかっており、微小光源 (空間コヒーレンス) を活用した屈折コントラストイメージングが可能である。しかしながら図 32 のイメージ取得には 15 分の時間を要しており、これを秒単位、あるいはシングルショットに短縮するためには 2 桁以上のフラックス増大が求められる。

### 3.4 LCS-X 線の応用

LCS には他の線源にはない魅力を多く兼ね備えているため、それらを活かした応用が考えられる。いくつか例を以下に記す。

### 3.4.1 X線イメージング

X線の利用として最もシンプルなのが図 32 のような、吸収コントラストによる X 線イメージングである。LUCX では現状図 32 の画像を取得するのに 15 分と決して短くない時間を要しているが、2 桁のフラックス増大が達成されれば一つの X 線パルストレイン（マクロパルス）で同等の画像が取得できるようになる。すなわち、パルストレインの繰り返しが 12.5Hz であれば 0.08 秒で 1 枚の画像を取得できる。

簡単な吸収コントラストイメージングであれば X 線管で十分であるが、これは X 線の強度変化のみを利用したものでエネルギー情報を無視することになる。例えば X 線 CT (computed tomography) ではビームハードニング（硬質化）と呼ばれる現象がアーチファクトの一種として対処が必要であり、これは X 線管の連続スペクトルに起因する。LCS の場合エネルギー可変かつ準単色なため、アーチファクトを低減しつつエネルギー分解のイメージングが可能である。また X 線管を用いたイメージングでは半影 (penumbra blur) によるボケをできる限り抑制するために光源サイズの小さいマイクロフォーカス X 線管が開発・利用されている。しかしながら光源サイズを小さくすることと大強度化はトレードオフの傾向にあり、両立は難しい。LCS では電子あるいはレーザーを絞り込むほどルミノシティは大きくなり両立が可能である。微小光源性は空間コヒーレンスが高いことを意味し、位相コントラストイメージングに有用である。実際に LUCX で取得された画像（図 32）ではエッジ部分のコントラストが強調されていることがわかっている。位相コントラストイメージングでは吸収コントラストが生じにくい、軽い元素で構成される物質、生体軟組織や高分子材料に対して有効である。医療ではリウマチや乳がん（マンモグラフィ）の早期診断に有用と考えられている。位相コントラストを得る手法として、サンプルと検出器の間に距離を設けるインライン法 (propagation-based とも表現) [62]、DEI 法 (diffraction enhanced imaging)、回折格子 (grating-based) を用いる手法 [63] などがある。

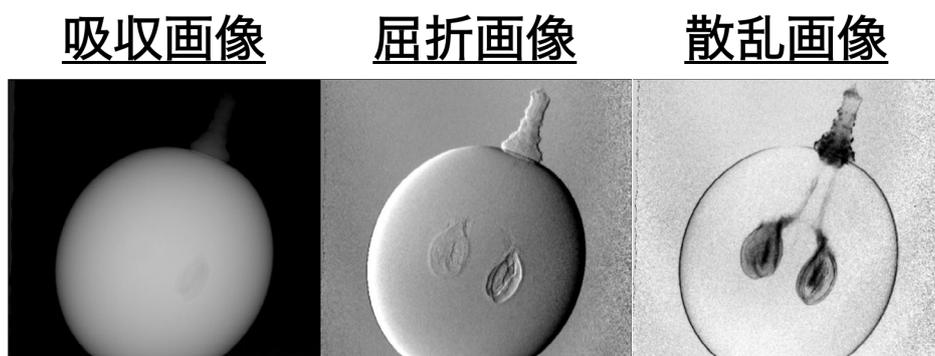


図 33 タルボ・ロー干渉計を使ったブドウの X 線位相コントラストイメージング [6]

回折格子を使ってタルボ・ロー干渉計を組む位相イメージングでは、X 線管をもって図 33

のように複数種類の画像が一度に取得できるため医療診断への応用研究が行われている。空間コヒーレンスの高い放射光を使えばタルボ干渉計を使って様々な情報を得ることができる。X線管ではタルボ干渉計にもう一枚格子を追加したタルボ・ロー干渉計の配置で擬似的に微小光源化することで図 33 のような画像を取得できる。配置を図 34 に示す [6]。

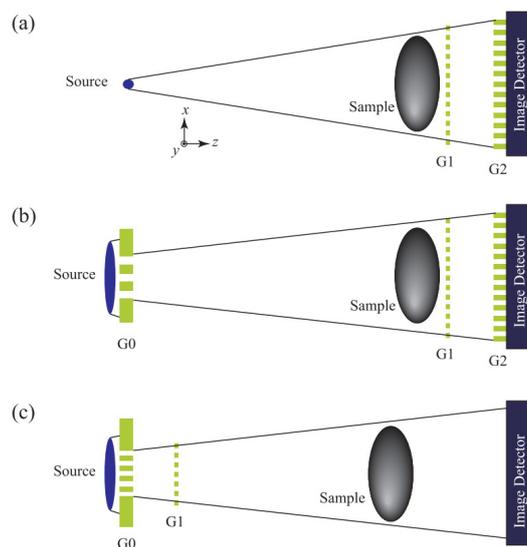


Figure 3. Configuration of grating interferometry for phase imaging: (a) Talbot interferometer, (b) Talbot-Lau interferometer, (c) Lau interferometer.

図 34 回折格子を使った位相イメージングの構成 [6]

LCS ではその微小光源性からタルボ干渉計で済むことが期待され、X線を効率的に使用することが期待される。

### 3.4.2 治療

上記の X 線イメージングは医療診断、臨床検査としての応用が研究されているが、LCS-X 線は治療に資することも考えられる。大型放射光施設では様々な医療応用研究が行われているが、将来的に病院・クリニックに展開するためには放射光と同等の X 線を供給できる小型線源が必要になるため、LCS による実証は意義が大きいと考える。ESRF(European Synchrotron Radiation Facility) の ID17 ビームライン [64] は biomedical beamline として SSRT(synchrotron stereotactic radiotherapy, 定位放射線治療)、MRT(microbeam radiation therapy)、PAT(photon activation therapy, 光子活性化療法)などが治験を含めて行われている。PAT の一つにオージェ治療 (Auger therapy) と呼ばれるがん治療がある [65]。これは腫瘍細胞内の DNA に特定元素 (ヨウ素や白金) を含む薬剤 (Auger therapeutic) を集積させ、単色 X 線を外部から照射してトリガーすることで高 LET

(線エネルギー付与) のオージェ電子群 (Auger cascade) を放出させ、局所的に高い致死増感作用を得る治療法である。トリガーとなる X 線は薬剤の内殻電子を効率的にはじき出すために K 吸収端にエネルギーがチューニングされた単色な X 線が望ましい (図 35 右)。

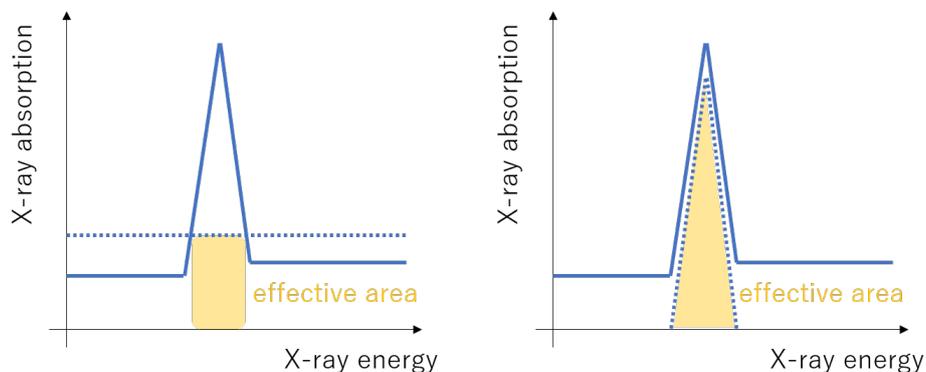


図 35 単色 X 線による効率的な X 線の活用

そのためエネルギー可変性と準単色性を備えた LCS-X 線は相性が良い [66]。図 35 にスペクトルが連続なラボ X 線源 (左) と単色 X 線 (右) の違いを模式的に示す [67]。LCS の医療応用に関しては文献 [68] で論じられており、特に発散角が放射光と比較して大きいことから一度に大きな面積を照射できる点が有利であるとしている。ESRF の例では X 線の垂直方向のサイズが 2mm であることから、サンプルや被験者をスキャンする必要がある。

### 3.4.3 Structured X-ray の発生

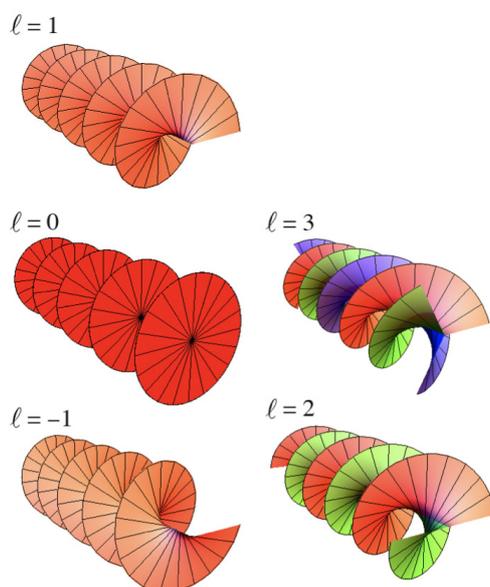


図1 さまざまならせん波の波面。(Wavefronts of vortex beams.)

図 36 光渦の波面 [69]

通常のレーザーによって生成される光の断面は空間的に均一な偏光を持つ。対して空間的に不均一な偏光を持つ光が存在しベクトルビームと言う。また波面が螺旋状になる光渦 (optical vortex, twisted light) は軌道角運動量 (OAM) を運ぶ光として知られている。図 36 に光渦の波面を示す [69]。これら特殊な構造を持った光は”structured light” と呼ばれ、微細加工、超解像顕微鏡 (STEM)、量子情報通信などに応用されている [70]。可視光や近赤外の波長領域ではレーザー光を特殊な光学素子に通すことで structured light を作ることが可能である。LCS ではレーザーの偏光が踏襲されるので、光学的に構造を付与した後で X 線領域に変換することが考えられる。また電子ビームにも軌道角運動量を運ぶ電子ビーム発生 (twisted electrons) が研究されており [71]、これと通常のレーザーの LCS も X 線渦を生成できると理論考察されている [72]。

## 4 加速器システム

### 4.1 加速器システムの概要

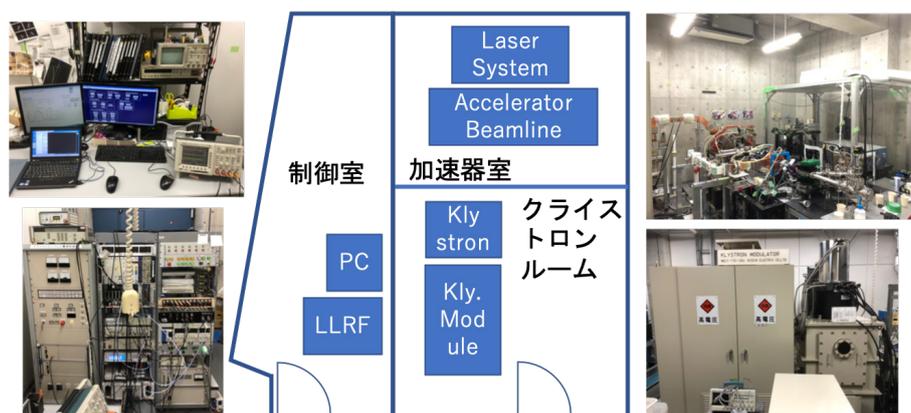


図 37 加速器システムの全体像

早稲田大学喜久井町キャンパス地下 2 階に設置されている電子線形加速器について説明する。その中核をなすのがフォトカソード RF-Gun (光陰極高周波電子銃) であり、RF 源であるクライストロンと電子生成用のレーザーを用いてこれを駆動している。全体で 3 つの部屋から構成され、それぞれ加速器室、クライストロンルーム、制御室 (正式にはそれぞれ高品質電子発生装置室 (B2-02-2)、実験準備室 (B2-02)、研究実験室 A (B2-01)) と呼んでいる。図 37 に図示する。加速器室及びクライストロンルームは放射線管理区域であり、加速器運転中は中に入れないため制御室から PC によって種々の機器を操作、制御する。制御のためのプログラムは National Instruments 社の LabVIEW(Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench) を使用している。制御室には LLRF (Low level RF) 系があり、通常運転時は Keysight 社のマイクロ波アナログ信号発生器 N5183B を Master Oscillator(Master Clock) として運転している。LCS や THz 実験における EO-sampling のようにもう一つレーザーを同期させる必要がある場合はフォトカソード用ファイバーレーザー発振器 (繰り返し周波数 119MHz) をマスターにし、24 通倍した信号 (2856MHz) で RF-Gun を励振する。片や 119MHz を 6 通倍した 714MHz の信号をリファレンス信号としてスレーブレーザー (LCS 用ファイバーレーザー発振器など) のタイミング同期を取る。タイミング同期システムの詳細は後述する。また各機器の温度安定化のための冷却水システムがある。喜久井町キャンパスの一般施設に使われてい

るものを一部使わせていただき、10°C 程度の冷却水を供給してもらっている。以下加速器システムを構成する各コンポーネントについて説明する。

## 4.2 クライストロン

クライストロンは RF の増幅器である。現在の粒子加速器は RF によって加速空胴を励振する RF 加速が主流であり、そのためには必須の機器である。クライストロンの原理図を図 38 に示す。図 37 に示したようにクライストロンはクライストロン本体、クライス

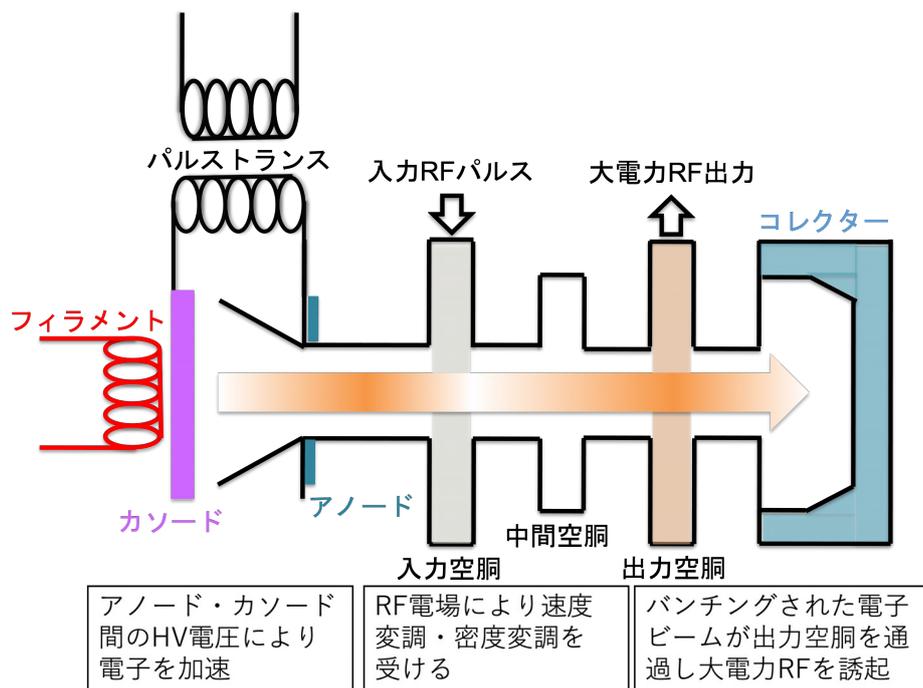


図 38 クライストロンの原理図

トロンに HV (High Voltage) 電圧を供給するクライストロンモジュレータより成る。クライストロンモジュレータはクライストロンに印加するための高電圧パルス (最大 170kV) を生成する。具体的には商用電源 200V を直流化し、共振充電回路によって PFN (Pulse forming network) と呼ばれるコイルとコンデンサを多段に連ねた回路を充電する。サイラトロンと呼ばれる真空管が放電スイッチの役目を果たし数マイクロ秒の高電圧パルスとして取り出される。これをパルストランスによって昇圧する。図 39 にクライストロンモジュレータ内部の写真を示し、図 40 に出力波形を示す。HV パルスはクライストロン本体の熱電子銃のアノード・カソード間に印加され、電子ビームを生成する。電子ビームは入力 RF 信号により、速度変調、密度変調が施され、バンチング (集群) される。これにより出力空胴において大電力 RF パルスが取り出される。クライストロン自体が一種の加



図 39 クライストロンモジュレータ内部. 右下に見えるのがサイラトロン

速器であり、電子ビームと入力 RF 信号、そしてクライストロン内の空胴との相互作用により大電力の RF パルスを取り出す。当研究室のクライストロンは 3 つの中間空胴があり、入出力空胴を含め計 5 つの空胴から成る。2013 年度以降 RF-Deflector がインストールされてからはこちらにも RF を供給する必要性が生じたため、クライストロンの信号を方向性結合器 (Directional Coupler) で 2 つに分けている。RF-Deflector には最大で 750kW をフィードできる。RF-Deflector における偏向強度を、RF-Gun とは独立に制御するためにアッテネータ (減衰器) と Phase shifter (位相器) を、方向性結合器と偏向空胴の間に設けている。この二つは制御室から制御できるようになっている。導波管には SF<sub>6</sub> (六フッ化硫黄、分子量 146) ガスを 0.2MPa 程度の圧力で充填している。電子親和力が強いフッ素が取り囲んでいるため負イオンになりやすく、また分子量が大きいため負イオンは加速されにくく電離作用が非常に小さいため絶縁耐力が優れていると考えられている。

### 4.3 カソードドライブレザー

フォトカソード RF-Gun ではフォトカソードに最適なタイミングで紫外 (UV: Ultra Violet) パルスレーザーを照射することで、真空中に電子を取り出す。当研究室のフォトカソードは高い量子効率と比較的長い寿命を持つ CsTe (セシウムテルル) を採用している。CsTe は半導体カソードの一種で、仕事関数は 3.5eV とされる [73]。式 (1) よりこれは波長に換算すると 354nm に相当する。従って CsTe から電子を取り出すためには 354nm

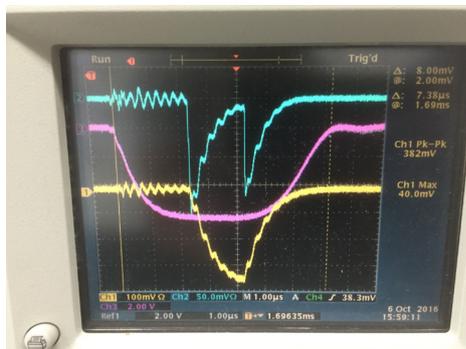


図 40 クライストロンモジュレータ出力波形. Ch3 (紫) が電圧波形で平坦度が重要

よりも短波長な UV 領域のレーザーが必要となる。UV の短パルスレーザーを得るために波長 1047nm の赤外 (IR: Infra-Red) レーザーを波長変換し、波長が 1/4 の 262nm 光を生成する。カソードドライブレザーの全体像を図 41 に示す。

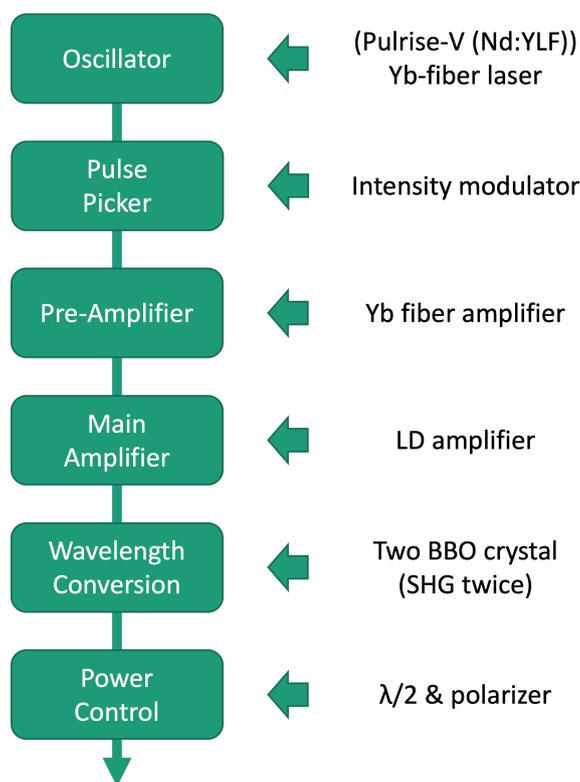


図 41 カソードドライブレザーの概要

#### 4.3.1 発振器

波長 1047nm で発振する Nd:YLF (YLF は YLiF<sub>4</sub>(イットリウム-リチウム-フッライド)結晶を意味し Nd<sup>3+</sup> をドーブしたものが Nd:YLF) レーザーを発振器として従来使用してきた。住友重機械工業と Time-Bandwidth 社が共同開発した Pulrise-V という製品でレーザーダイオード (LD) の 808nm 光で励起を行う。外観を図 42 に示す。Pulrise-V では半導体可飽和吸収ミラー (SESAM: Semiconductor Saturable Absorber Mirror) を光共振器中に配置することで受動モードロックを実現し、10ps のパルス幅の IR パルス列を 119MHz の繰り返し (周期 8.4ns) で生成する。アベレージパワーは 200mW 程度であった。しかしながら 20 年近く利用してきたため SESAM が劣化してしまい、モードロック発振しなくなってしまったからは、home-made の Yb ファイバーレーザー発振器を代替として用いている。Yb ファイバーレーザーは通常 1030nm や 1060nm を発振波長として利用するが、

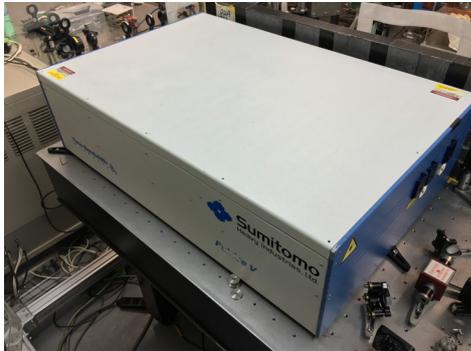


図 42 Pulrise-V の外観

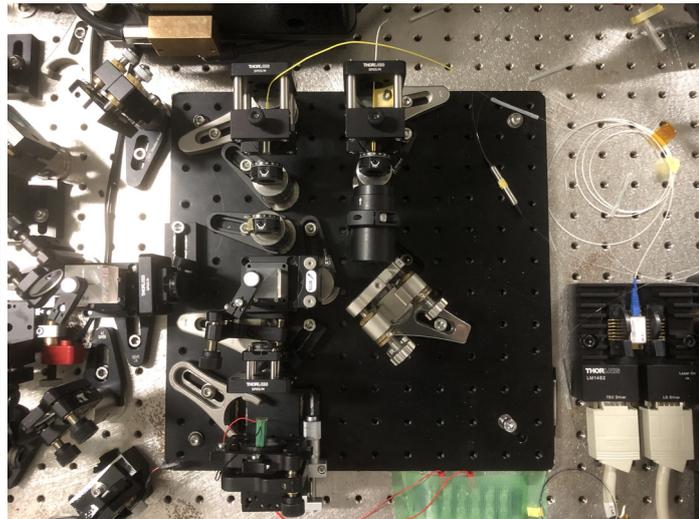


図 43 カソード用 Yb ファイバーレーザーの外観

1047nm のフィルターを挿入することで 1047nm における発振を実現している。よって発振器より下流のセットアップは従来通りに用いることができる。Yb ファイバーレーザーのアベレージパワーは 100mW 程度であり、パルスエネルギーは 0.8nJ 程度となる。外観を図 43 に示す。タイミング同期が取れるようにリング共振器内のミラーの一つは piezo 素子 (PZT) の上に接着している。このようにすることで共振器長を電圧制御によって微調でき、繰り返し周波数を参照信号に合わせ込むことが可能になる。パルス幅をオートコリレータ (Femtochrome, FR-103MN) で計測した時の自己相関波形を図 44 に示す。非常に

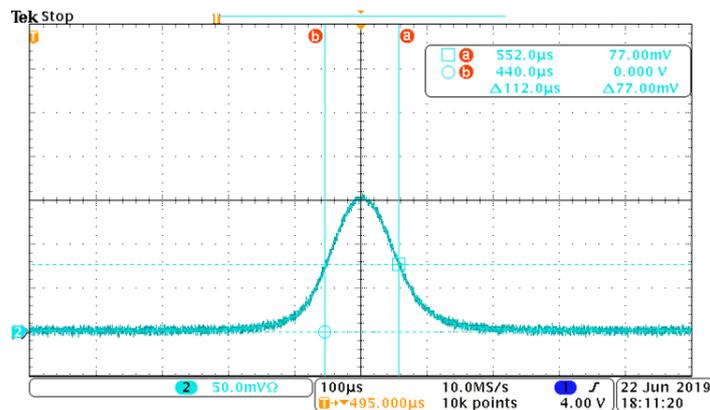


図 44 自己相関波形 (カソード Yb)

綺麗な自己相関波形が得られており、ガウシアン強度形状を仮定してパルス幅は FWHM で 980fs である。

### 4.3.2 パルスピッカー

発振器では 119MHz の繰り返しで絶えず IR パルスが生成される。一方で RF-Gun に供給する RF パルスは繰り返し 5Hz、パルス幅  $2\mu\text{s}$  であるため、パルスピッカーによって必要なパルスのみを切り出す。発振器で出力されるパルス列は空間に出力されるため、一度光ファイバーに入射しパルスピッカーを通す。1 100 個の任意のパルス列を切り出し、後段のファイバーアンプに送る。パルスピックアップにはファイバーベースの LN 強度変調器 (EOSPACE 社製) を使っている。LN は  $\text{LiNbO}_3$  (Lithium Niobate) を表し、強度変調器なので IM(Intensity Modulator) と呼んでいる。IM の原理図を図 45 に示す。マッハツェンダー

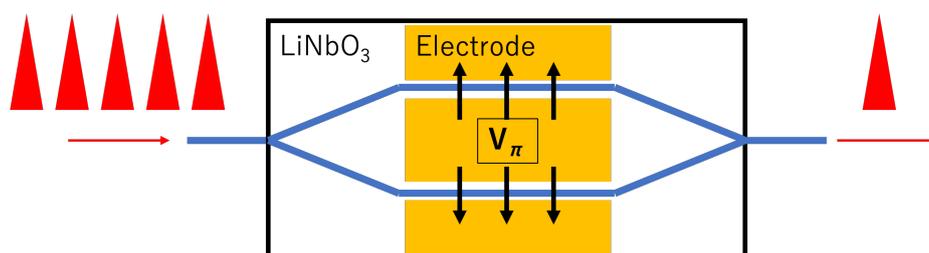


図 45 LN 強度変調器の原理図

として知られる構造になっており、LN に電圧を印加した時のポッケルス効果を利用する。ポッケルス効果は電気光学効果の一種で電圧によって屈折率が変化する効果である。光は Y 分岐で 2 つに分けられ、再び Y 分岐で合成される。半波長電圧  $V_\pi$  が印加された場合、2 つの光の位相差が  $\pi$  となるため、出力光は打ち消しあって 0 になる。デジタル遅延パルス発生器 DG535 を使ってバイアス電圧として常に  $V_\pi$  をかけておき、任意の時間逆電圧をかけることで任意のパルス数をピックアップする。発振器からのパルス列は 8.4ns 周期なので、シングルバンチ運転の時は電圧印加時間幅を 8.4ns にする。マルチバンチ運転の時はバンチ数を N として時間幅を  $8.4 \times N$  ns にすれば良い。なお、半波長電圧は温度に依存して変化することが懸念されるため、周辺環境は温度一定であることが望ましい。

### 4.3.3 ファイバーアンプ

IM によって切り出されたパルスは Yb ファイバーによってプリアンプを行う。Yb ファイバーの励起には FBG(Fiber Bragg Grating) によって波長 980nm に安定化された LD(975033230M2-FBG, OPTOENERGY) が使われ、Yb ファイバーは Thorlabs 社の YB1200-4/125 である [74]。最大で 80 倍の強度増大が確認されている [74]。ファイバーアンプの構成を図 46 に示す。ファイバーアンプ後は大気中に取り出し、後続の LD アンプへと続く。光ファイバーを使うメリットとしてアライメントがずれる心配をしなくて良いという点が挙げられる。

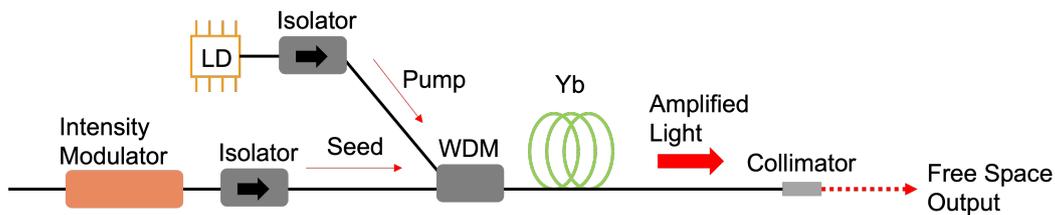


図 46 ファイバーアンプの構成

#### 4.3.4 LD アンプ

IR パルスの強度増幅は主に LD アンプが司っており、メインアンプという位置付けである。実物の写真を図 47 に示す。CEO(Cutting Edge Optronics) 社の REA-6306 という製品

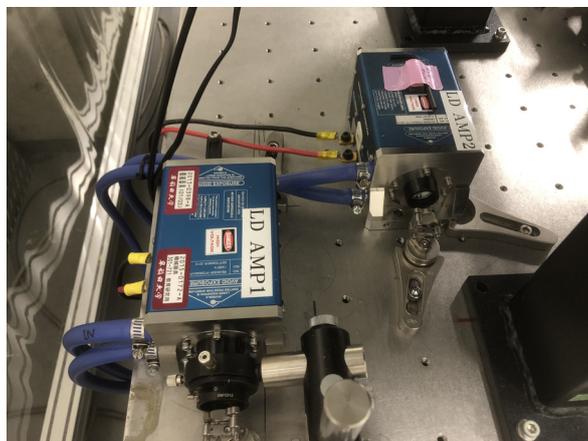


図 47 LD アンプの外観

で、Nd:YLF 結晶を LD バーアレイによって励起する。これにシード光をマルチパスすることでアンプする。水冷が必要であり、Apiste の空冷チラー (PCU-3300R) をクライストロンルームに設置している。過去には LD アンプ 1 台を 4-pass させていたが、現在は 2 台設置しそれぞれ 2-pass させている。マルチパスの光路を図 48 に示す。

#### 4.3.5 波長変換

波長変換部では 1047 → 523 → 262nm のように第二高調波発生 (SHG: Second Harmonic Generation) を 2 度行うことによって IR を UV に変換する。Frequency Doubling とも言われる。SHG は非線形光学効果の一種で、2 次の分極が 0 にならない異方性媒質 (点対称でない物質) に光を通すことで発生する。光電場  $E$  による分極  $P$  は次のように書ける。

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \dots \quad (59)$$

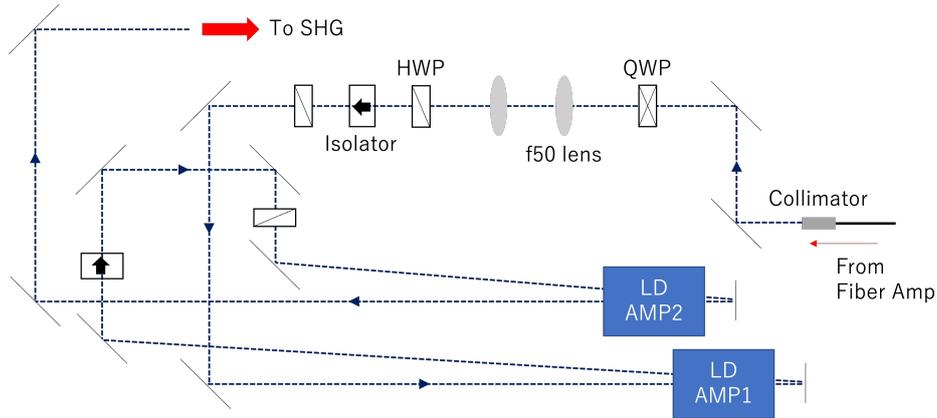


図 48 マルチパス LD アンプの光路

$\chi^{(1)}$  は電気感受率であり、高次の  $\chi^{(n)}$  は非線形感受率と言う。  $E = E_0 \sin \omega t$  を代入すると右辺第 2 項 (2 次の分極) は

$$\frac{\epsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2}{2} (1 - \cos 2\omega t) \quad (60)$$

となり、基本波の周波数  $\omega$  が 2 倍された光波が発生することがわかる。基本波が SHG 結晶を伝搬し、各々の位置で SHG が起こるが、各々の SHG の位相が揃う時に最も効率良く波長変換が達成される。これは位相整合 (phase matching) と呼ばれ、基本波の位相速度と SH 波の位相速度が等しい時に達成される。

$$v_p(\omega) = v_p(2\omega) \quad (61)$$

すなわち

$$\frac{c}{n(\omega)} = \frac{c}{n(2\omega)} \quad (62)$$

であり、波数  $k$  と屈折率  $n$  は  $k = n\omega/c$  の関係にあるから、位相整合条件は

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega \quad (63)$$

が 0 になることである。  $\Delta k$  を位相不整合量と呼び、これを用いて SHG 強度は

$$I_{\text{SHG}} = \frac{2I^2 \omega^2 L^2 d_{\text{eff}}^2 \sin^2(L\Delta k/2)}{A \epsilon_0 c^3 n_\omega^2 n_{2\omega}} (L\Delta k/2)^2 \quad (64)$$

となる。  $I$  は基本波の強度、  $L$  は相互作用長、  $d_{\text{eff}}$  は有効非線形光学定数、  $A$  はビームサイズである。  $\sin x/x$  の形は sinc 関数として知られており、位相整合を表現している。図 49 に sinc 関数を二乗したものを図示する。

式 (64) から位相整合が成り立っている時の SHG の特性として次のことが言える。

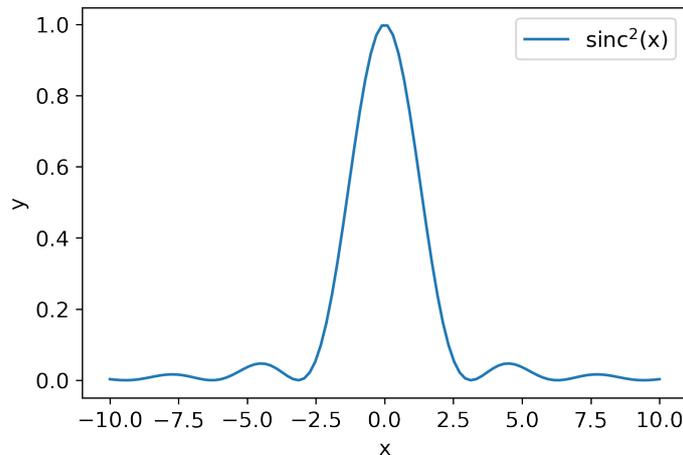


図 49  $y = \text{sinc}^2(x)$

- 基本波強度の二乗に比例
- ビームサイズに反比例
- 相互作用長  $L$  の二乗に比例
- $d_{\text{eff}}^2/n_{\omega}^2 n_{2\omega}$  に比例. 非線形結晶の性能指標 (FOM: Figure of Merit) として使われる.

従って変換効率を上げるためには結晶入射前にレンズを配置して、結晶の中心で焦点を結ぶようにする。しかしながら小さく絞ろうとすると焦点距離が小さいレンズを使うことになり、必然的に発散も大きくなる（回折）。相互作用長の二乗に比例することも考慮に入れると、焦点深度（レイリー長の2倍）と結晶長が一致するような収束が良い。

位相整合を起こすには式 (62) から基本波の屈折率と SH 波の屈折率が等しい必要がある。しかしながら一般的に屈折率は波長依存のため（波長分散）、等しくはならない。そこで複屈折を起こす結晶を利用する。複屈折とは直交する偏光成分で屈折率が異なる現象である。複屈折を生じない方向を光学軸（ $c$  軸）と言い結晶に固有の軸である。光学軸が1本のあるものを一軸性結晶と呼び、2本あるものを二軸性結晶と呼ぶ。一軸性結晶において光学軸に垂直な平面で電場が振動する偏光成分を常光線と呼び、光学軸を含む平面で電場が振動する偏光成分を異常光線と呼ぶ。結晶への基本波の入射角を調整することで式 (62) が成り立つ角度が存在するため、この方式を角度位相整合と言う。これ以外にも温度で位相整合を調整する温度位相整合や、周期反転構造 (PPLN: Periodically Poled Lithium Niobate) を利用した擬似位相整合がある。我々のシステムでは非線形結晶に BBO( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) を利用しており、角度位相整合によって位相整合を起こす。BBO 結晶は CryLight 社製で 6mm 角のキューブである。IR から UV への変換効率は 10%程度である。

## 4.4 冷却水システム

喜久井町キャンパス地下 1 階に氷蓄熱方式の冷凍機が設置されている。これによって温度が 10°C 程度（任意に設定できる）の冷却水を供給してもらっている。水冷式チラーと同様の原理で、この冷却水を 1 次側冷却水として加速器システムを循環している 2 次側冷却水の温度管理を行っている。2 次側冷却水はクライストロン、ダミーロード、電子銃、ソレノイド電磁石、偏向電磁石などを冷却するために使われる。2 次側は 22°C を SV(Set Value) として設定している。

## 4.5 加速器

加速器本体は電子加速を司る RF-Gun、電子ビームを制御するための磁石群と RF-Deflector、ビーム診断系、真空系などからなる。

### 4.5.1 フォトカソード RF-Gun

高品質（低エミッタンス、短パルス）な電子ビーム生成のためには、真空中に取り出された電子が強力な電場によって即座に相対論的エネルギーを獲得することが重要である。そうでないと空間電荷効果によって十分な加速エネルギーを得る前に品質劣化が起こる。銅の加速空洞に大電力 RF を共振させることで加速電場を発生させる RF-Gun はピーク電場として 100MV/m 以上を達成することができる。電子の発生方式としては熱電子放出、光電子放出、電界放出があり、それぞれを担うのが熱カソード、フォトカソード（光電陰極）、冷陰極である。フォトカソードと RF 加速を組み合わせたものがフォトカソード RF-Gun であり、電子ビームの初期条件をレーザーによって制御できるため、短パルス電子バンチの直接生成が可能である。XFEL を駆動するための電子ビーム生成に使われるなど、フォトカソード RF-Gun は高品質ビームが求められる先端研究に用いられる。当研究室の RF-Gun の外観を図 50 に示し、空洞構造を図 51 に示す。

図 51 の空洞形状は縮尺が異なるだけであるが、実際は斜入射 (67.5°) レーザーポートや導波管、真空ポンプ用のポートなどがあり、これらは省略されている。1.6cell の空洞形状で、BNL タイプ IV をベースに改善を施したものである [75]。RF-Gun の性能を表 4 に示す。電子ビームの質はエミッタンスというパラメータで評価される。横軸に位置、縦軸に運動量をとったものを位相空間と呼び、電子バンチを投影した時に、位相空間を占める面積を  $\pi$  で割った値がエミッタンスである。レーザーにおける  $M^2$  や BPP (Beam Parameter Product) と同等の概念である。エミッタンスが小さいほど平行性が良く、応用において原理的なりミットを与えることが多いので、エミッタンスをいかに小さくできるかが重要となる。エミッタンスのイメージ図を図 52 に示し、ガウス分布の場合の位相空間分布を

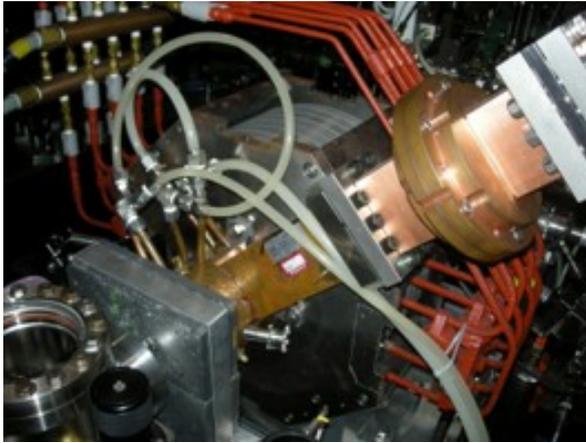


図 50 RF-Gun の外観

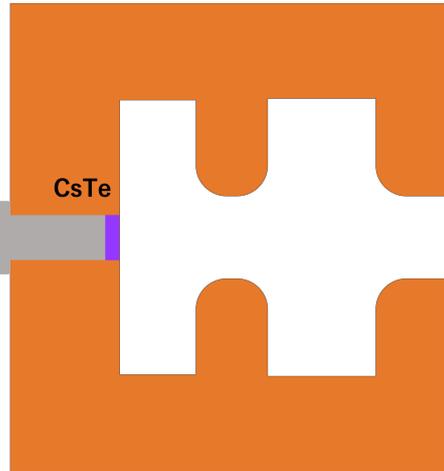


図 51 RF-Gun の空洞構造

表 4 RF-Gun の性能

共振周波数	S-band 2856 MHz
Q 値	12200
シャントインピーダンス	4.51 MΩ
エネルギー	< 5.5 MeV
バンチ長	2-3 ps
エミッタンス	< 10 πmm.mrad

図 53 に示す。

特に横方向エミッタンスが重要となるケースが多く、図 53 のように発散角  $x' = p_x/p$  を縦軸に取ることが多い。位相空間分布は統計的にある楕円を考えることができ、楕円の取り方によって rms エミッタンス、95%エミッタンスなどがあり注意を要するが、通常は rms エミッタンスを用いて議論する。エミッタンス  $\varepsilon$  は位相空間における面積なので

$$\varepsilon = \frac{1}{\pi} \iint dx dx'$$

である。位相空間の楕円はシグマ行列 ( $\Sigma$ -matrix, beam-matrix) で表現でき、

$$\begin{aligned} \Sigma &= \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{bmatrix} \end{aligned}$$

エミッタンスは

$$\varepsilon = \sqrt{\det \Sigma} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}$$

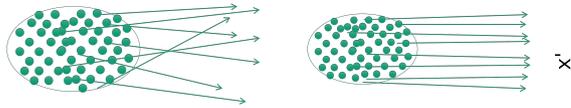


図 52 エミッタンスのイメージ. 右の方が低エミッタンスである.

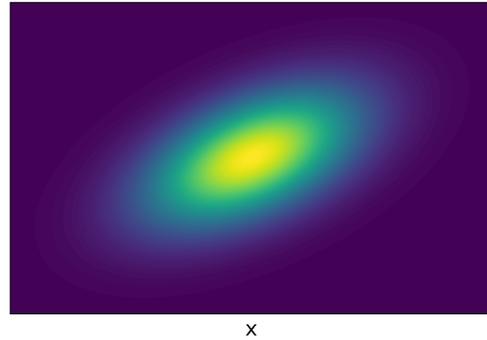


図 53 x 方向の位相空間分布

とかける。楕円のもう一つの表現として Twiss パラメータ ( $\alpha, \beta, \gamma$ , ローレンツ因子と混同しないように注意) がある。Twiss パラメータとシグマ行列の関係は

$$\begin{aligned} \Sigma &= \begin{bmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{bmatrix} \\ &= \varepsilon \begin{bmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{bmatrix} \end{aligned}$$

であり、Twiss パラメータには以下の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} \alpha &= -\frac{1}{2}\beta' \\ \gamma &= \frac{1 + \alpha^2}{\beta} \end{aligned}$$

位相空間における楕円と Twiss パラメータの関係を図 54 に示す。図 54 に示したように  $\beta$  はビームサイズ、 $\gamma$  は発散角に関係したパラメータである。 $\alpha$  は正なら集束、負なら発散を表し、焦点では 0 となる。加速空洞などで加速を受けた場合にはエミッタンスは小さくなる。これは位相空間分布で言うと、横軸方向はそのままに縦軸方向に圧縮されるようなイメージである。したがって異なるビームエネルギーでも議論しやすいように規格化エミッタンス (normalized emittance) が使われる。

$$\varepsilon_n = \beta\gamma\varepsilon$$

この式の  $\gamma$  と  $\beta$  はローレンツ因子及び光速との比であることを注意する。明示的に区別する場合は規格化する前のエミッタンスを幾何学的エミッタンス (geometric emittance) とする。また放射光リングでは平衡状態のエミッタンスを特に自然エミッタンス (natural emittance) と呼ぶ。横方向エミッタンスの計測手法としては Q-scan、ソレノイドスキャン、スリットスキャン、ペPPERポットなどがある [76]。

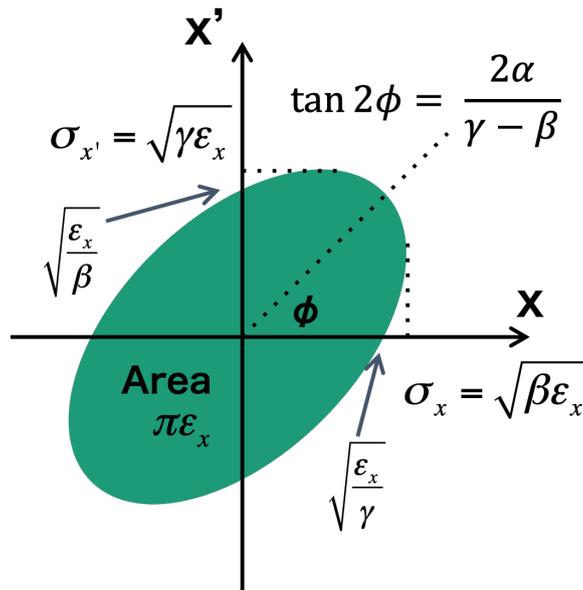


図 54 位相空間分布と Twiss パラメータ

#### 4.5.2 RF-Deflector

RF-Deflector（高周波偏向空胴、Transverse deflecting cavity）は RF-Gun と同様に一種の空胴共振器であり、ビーム軸上に時間的に変化する磁場を生成する。そのようなモードとして  $TM_{210}$  モード（あるいは  $TM_{120}$  モード）を使う。一般的にはバンチ長の計測に使用され、我々の研究室においても ECC-RF-Gun の極短バンチ (<1ps) を評価するために開発された [77]。現在では電子ビームに傾き角を付与するために使用することが多い。電子ビームの傾き角を制御することにより、クラブ衝突 LCS、コヒーレントチェレンコフ THz 発生 [78] などのユニークな研究に応用される。図 55 に外観を示し、図 56 にバンチ長計測の概念を示す。

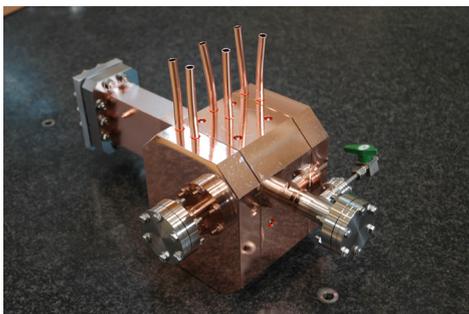


図 55 RF-Deflector の外観

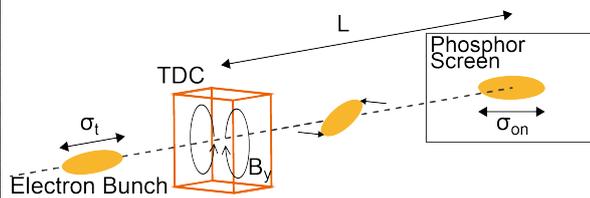


図 56 バンチ長計測の概念

バンチ長計測では RF-Deflector が off の時と on の時のビームサイズの違いを計測すること

でバンチ長の直接計測が可能である。

$$\sigma_t = \frac{pc}{eV_T\omega L} \sqrt{\sigma_{\text{on}}^2 - \sigma_{\text{off}}^2} = \frac{1}{\omega T} \sqrt{\sigma_{\text{on}}^2 - \sigma_{\text{off}}^2}$$

p は運動量、 $V_T$  は偏向電圧 (deflecting voltage)、L は RF-Deflector からスクリーンまでの距離である。T は skewing strength と呼ばれ、

$$T = \frac{eV_T L}{p_z c}$$

である。RF-Deflector における位相を変化させ、バンチ重心位置の変化を測定することで skewing strength を校正することができる。また  $\sigma_{\text{off}}$  が小さいほど計測分解能が良くなるため、RF-Deflector の前に集束マグネットを配置するのが良い。ECC-RF-Gun [79] において 323fs の極短バンチ生成を RF-Deflector によって実証している [80]。

RF-Deflector ではゼロクロス位相でバンチをキックすることで、図 56 に描かれているようにバンチ前方とバンチ後方で異なった方向に力を受ける。ゼロクロス位相近傍では磁場強度はリニアとみなせるため、ドリフトとともに横方向に伸長していく。つまり RF-Deflector のゼロクロス位相を利用して、磁場強度を調整することで傾き角を制御できる。軸上の電子が RF-Deflector の磁場によって受けるエネルギーは

$$V_x = V_T \sin(\omega t + \phi) \quad (65)$$

と書ける。これにより発散角  $x'$  となった電子はドリフト後の x 位置が

$$\Delta x = x' L = \frac{eV_x L}{E}$$

E はビームエネルギーである。式 (65) を代入して RF-Deflector に電子バンチが入った瞬間を  $t=0$  として整理すると

$$\Delta x = \frac{V_T L}{E} \sin \phi = T \sin \phi \approx T \phi$$

となる。我々のシステムでは 1 度の位相変化がおよそ 0.292mm に相当する。

$$1[\text{deg}] = \frac{\text{Wavelength of 2856MHz}}{360} = \frac{c}{2856 \cdot 10^6 \cdot 360} [\text{m}]$$

したがってある RF パワーを投入した時の、位相変化と重心位置変化を測定すれば skewing strength T が求まり、T が求まれば傾き角が求まる。

$$\theta = \arctan \left( \frac{\Delta x}{0.292\text{mm}} \right)$$

図 57 に傾き角計測の原理図を示す。

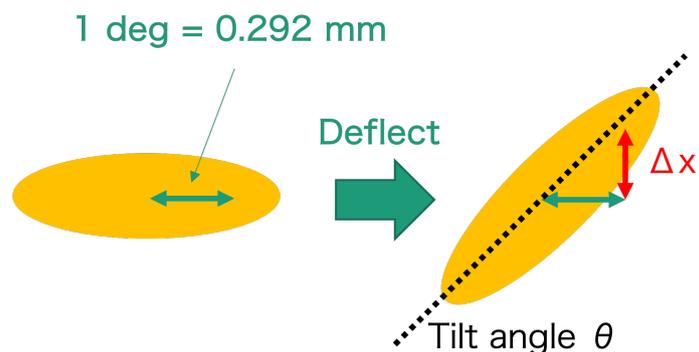


図 57 傾き角計測の原理

アッテネータにより投入 RF パワーを変化させながら skewing strength  $T$  を求めればアッテネータと傾き角の関係を求めることができ、電子ビームの傾き角を制御できる。

#### 4.5.3 ソレノイド電磁石

RF-Gun で得られた電子ビームは直後にソレノイド電磁石を通過する。主たる目的はエミッタンス補償である。図 50 の写真において RF-Gun の奥に見えるのがソレノイド電磁石であり、 $<200\text{A}$  の電流を流すことで磁場強度を調節できる。エミッタンス補償の概念図を図 58 に示す。電子バンチを時間方向に分解したスライスを考えてそれぞれのスライスに対して位相空間分布を考えることができる。電子バンチの横エミッタンスはこれらの重ね合わせと考えることができ、スライスエミッタンスと区別して投影エミッタンスと言う。単にエミッタンスと言う場合は通常投影エミッタンス、かつ rms エミッタンスを意味する。

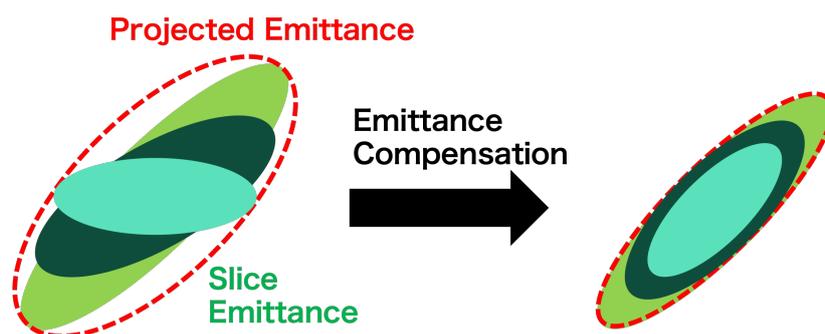


図 58 ソレノイドによるエミッタンス補償の原理図

ソレノイドでは電子ビームの集束と、 $xy$  断面において回転させる作用を持つ。近軸近似

のもとで運動方程式は

$$r'' + k^2(z)r = 0$$

$$k^2(z) = \left( \frac{eB(z)}{2mc\beta\gamma} \right)^2$$

回転の角度は

$$\theta_r = - \int_{z_1}^{z_2} \frac{eB(z)}{2mc\beta\gamma} dz = - \int_{z_1}^{z_2} k(z) dz$$

となる。eは素電荷、Bは磁束密度、mは電子の質量、cは光速、 $\beta$ は電子の速度と光速の比、 $\gamma$ はエネルギーである。集束の焦点距離fは

$$\frac{1}{f} = \frac{r'}{r} = \left( \frac{e}{2mc\beta\gamma} \right)^2 \int_{z_1}^{z_2} B^2(z) dz$$

ソレノイドの中心磁場を  $B_0$  として有効磁場長

$$L_{\text{sol}} = \frac{1}{B_0^2} \int_{z_1}^{z_2} B^2(z) dz$$

を用いると焦点距離は

$$\frac{1}{f} = \left( \frac{e}{2mc\beta\gamma} \right)^2 L_{\text{sol}} B_0^2$$

となり、 $B_0^2$  依存性がある [81]。ソレノイドの集束作用は後述の四重極電磁石と違って一度に x、y 両方向の集束が可能である。この特性を利用して小さい電子ビームサイズを実現するためにもソレノイド電磁石を使用しており、図 59 に当研究室の集束用ソレノイドを示し図 60 に励磁特性を示す。見た目が黄色なので以下 Y-sol と呼称する。Y-sol は NEC トーキン製で励磁電流 35A の時に中心磁場強度 0.63T を生成する [82]。



図 59 Y-sol の外観

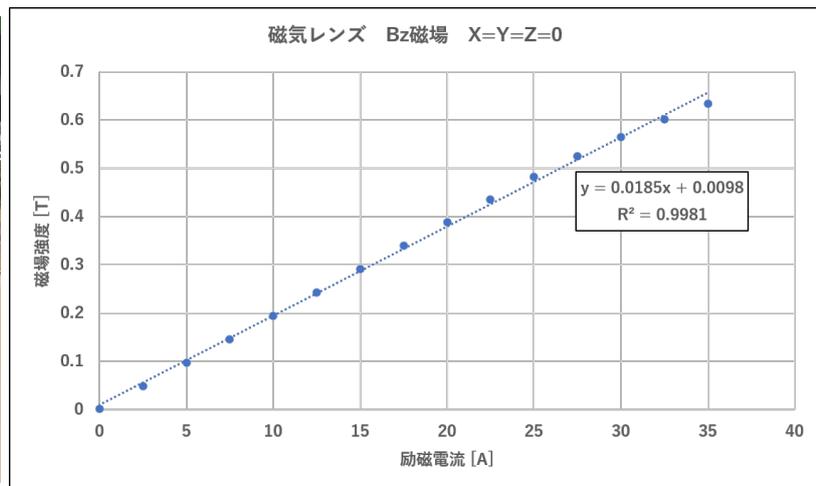


図 60 Y-Sol の励磁特性

#### 4.5.4 四重極電磁石とステアリング電磁石

電子ビームを集束しビームサイズを小さくする目的では四重極電磁石 (Quadrupole magnet) が一般的に使用される。以下 Q-mag と呼称する。Q-mag の外観を図 61 に示し、原理を図 62 に示す。Q-mag では中心からの距離に比例した大きさの外力が電子に作用す

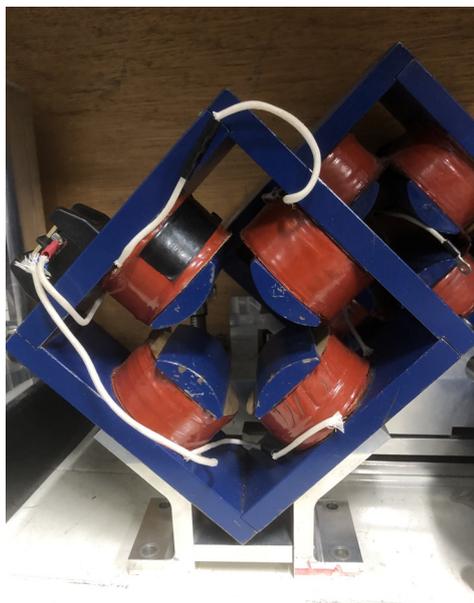


図 61 Q-mag の外観

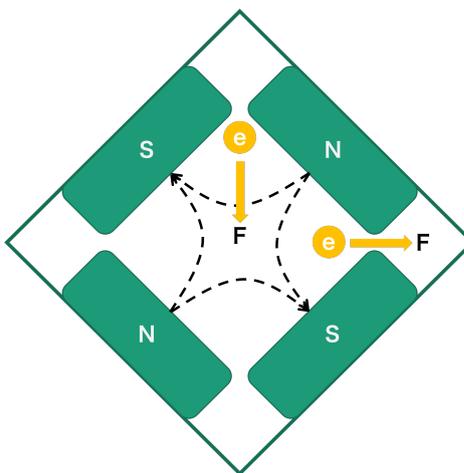


図 62 Q-mag の原理図

る。磁極形状は双曲線である。Q-mag ひとつでは水平垂直のうち一つの方向しか集束できず、もう片方の方向には発散する。図 62 では y 方向に集束、x 方向に発散である。しかし複数の Q-mag を交互に並べることで全体として両方向の集束を行うことが可能である。これは強収束の原理 (alternating-gradient focusing) として知られる。2 個使う場合を doublet と呼び、3 個使う場合を triplet と呼ぶ。元々のビームが真円だった場合、doublet では扁平なプロファイル、triplet では真円のプロファイルにすることができる。Q-mag を 45 度回転させたものはスキュー 4 極と呼ばれ、x-y のカップリングを調整するのに用いられる。6 極磁石は色収差補正に使われる。一般に  $2n$  極磁石では磁極形状は  $n$  次曲線で、磁場中心からの距離の  $n-1$  乗に比例する大きさの磁場を発生させる。

ステアリング電磁石は集束ではなく、ビーム軌道を微調するために用いられる。ステアリング電磁石の外観を図 63 に示す。

左右の電磁石によって水平方向の磁場を生成し、上下の電磁石によって垂直方向の磁場を生成する。これによって電子に外力を与え、ビーム軌道の微調が可能となる。

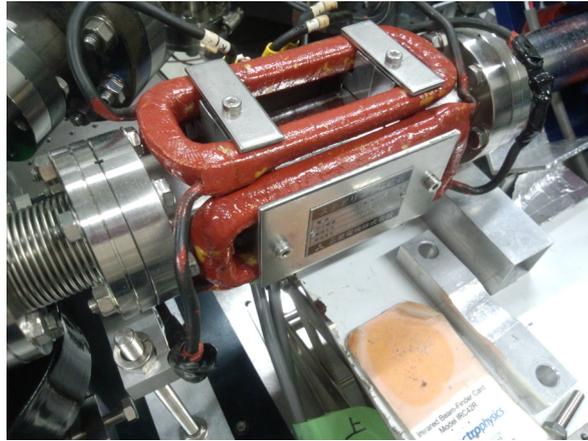


図 63 ステアリング電磁石の外観

#### 4.5.5 偏向電磁石

偏向電磁石 (Bending magnet, dipole) はビーム軌道を曲げるために使われる。当研究室においては主にビームエネルギー測定に用いられるが、LCS においては散乱 X 線と電子ビーム軌道が同一のため、分離するために必要となる。偏向電磁石の外観を図 64 に示し、原理を図 65 に示す。



図 64 偏向電磁石の外観

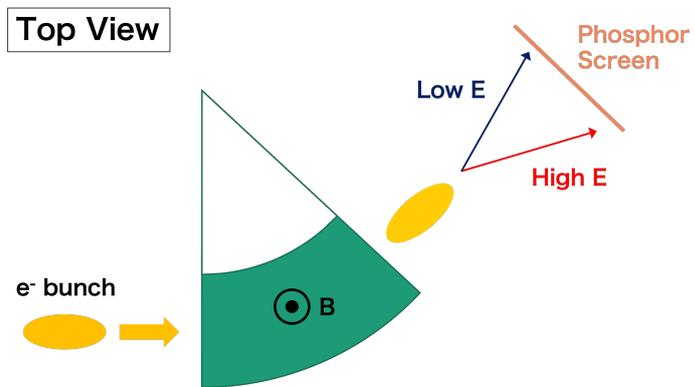


図 65 偏向電磁石の作用

この偏向電磁石の曲率半径は  $\rho = 0.155\text{m}$  であり、磁束密度  $B[\text{T}]$  は電流  $I[\text{A}]$  を用いて

$$B = 9.51 \times 10^{-3} \times I$$

である。電子ビームのエネルギーは

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2} \\ &= \sqrt{m_e^2 c^4 + (e\rho B)^2 c^2} \end{aligned}$$

よって偏向電磁石に流す電流  $I$ [A] を用いてビームエネルギー  $E$ [MeV] は

$$E = \sqrt{0.196 \cdot I^2 + 0.262}$$

となる。電子の偏向角はエネルギーに依存する。従ってプリズムによる分光のように、エネルギーの違いが  $x$  方向の位置に分解される。この特性を活用し、RF-Deflector と組み合わせれば縦方向位相空間分布を蛍光スクリーンに映し出すことができる [80]。

#### 4.5.6 ファラデーカップと FCT

電子バンチの電荷量を計測するための機器としてファラデーカップと FCT(Fast Current Transformer) の二つがある。ファラデーカップは直径 2cm 程度のレセプター部に入射した電子数に応じた電流を抵抗を通して電圧としてピックアップする。レセプターに入らなかった電子は計測できないのでソレノイドで絞って計測する。一つの RF パルスで複数のバンチを加速するマルチバンチ運転では、電子バンチの繰り返しはレーザーの繰り返しである 119MHz(8.4ns) でありこれらを分解して計測することはできない。また破壊的な計測であることも欠点である。マルチバンチ一つ一つを分解して計測可能で、しかも非破壊なのが FCT である。FCT では電子ビームが作り出す磁場を利用してビーム電流を検出する。FCT の外観を図 66 に示し、原理を図 67 に示す。FCT は Bergoz 社製でスペックを表

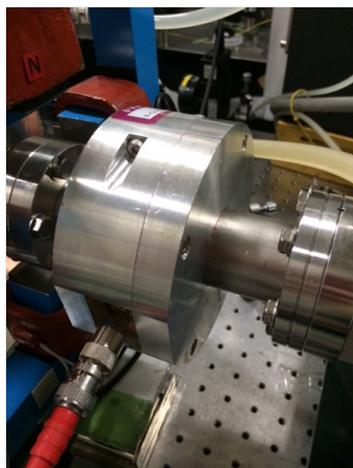


図 66 FCT の外観

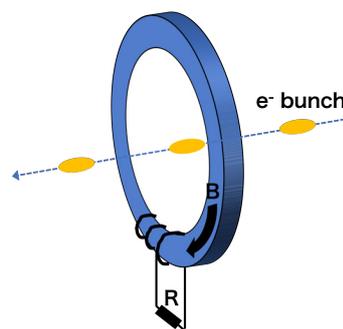


図 67 FCT の原理

5 に示す。

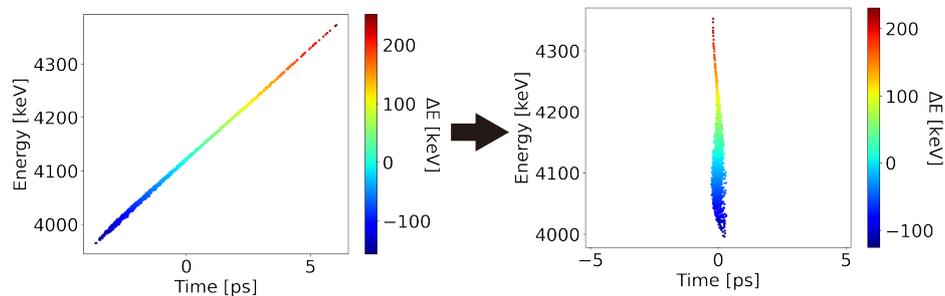
表 5 FCT のスペック

Rise time	400 ps
Upper cutoff frequency	850 MHz
Lower cutoff frequency	1.6 kHz
Max charge	700 nC/pulse
Max current	400 A

#### 4.6 ECC-RF-Gun

フォトカソード RF-Gun は 1.6 セルの加速空洞構造が一般的であり、短パルスかつ低エミッタンスな電子ビームが様々な研究機関で電子源として採用されている。後段に加速管を設置してビームエネルギーを上げ、バンチ圧縮はシケイン磁石によって成される構成が多い。電子銃単体で<1ps の極短バンチ生成を試みる研究例はあるものの、電荷量を犠牲にする必要があった。このような背景を鑑み、電子銃単体で高い電荷量を保ったままフェムト秒バンチを生成することを目的に ECC-RF-Gun の開発を行った。図 68 に ECC-RF-Gun の加速空洞構造を示す。ECC はエネルギーチャージセルの略であり、従来

(a) Phase space



(b) Cavity structure and principle

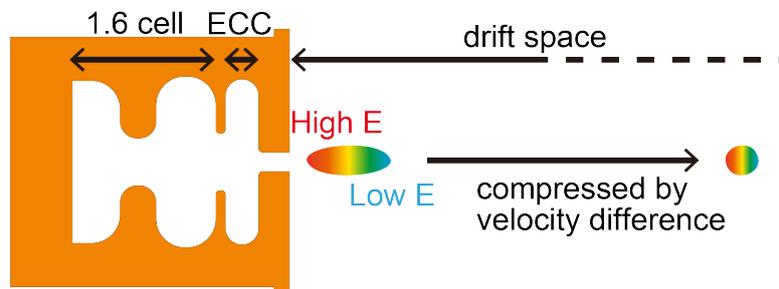


図 68 ECC-RF-Gun の空洞構造とバンチ圧縮の原理

の 1.6 セルに付随する形となっている。このような設計にすることで電子はまず 4MeV 程

度まで加速された後にエネルギー変調（エネルギーチャープ）を受ける。図 68 左上にあるように線形なエネルギーチャープを付与することが ECC の目的である。バンチ後方ほどエネルギーが高いため、その後のドリフトに伴って速度差によるバンチ圧縮を受ける。最も圧縮される位置では図 68 右上にあるように位相空間分布が垂直になる。ECC-RF-Gun の写真を図 69 に示し、加速位相特性 (phase scan) を図 70 に示す。ECC-RF-Gun によって

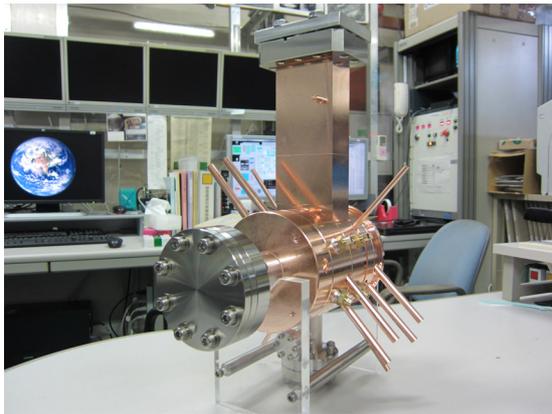


図 69 ECC-RF-Gun の外観

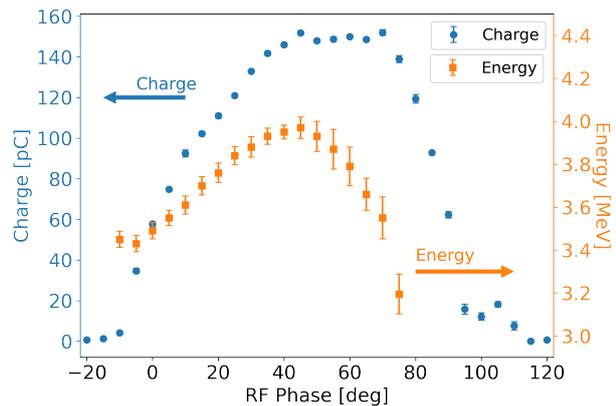


図 70 ECC-RF-Gun の加速位相特性

生成した電子ビームの放射特性からは 500fs 以下にまで圧縮できている結論を得た [83]。バンチ長計測手法としてはストリークカメラ [84] や EO サンプリング [85] などがあるが、RF-Deflector が最も直接的かつ精密な計測が可能である。RF-Deflector の位置（カソードからの距離）を 155cm, 223cm, 300cm と、その都度導波管を付け足して変更することで計測を行い、3つの位置でのバンチ長を評価した。図 71 にセットアップ図を示す。

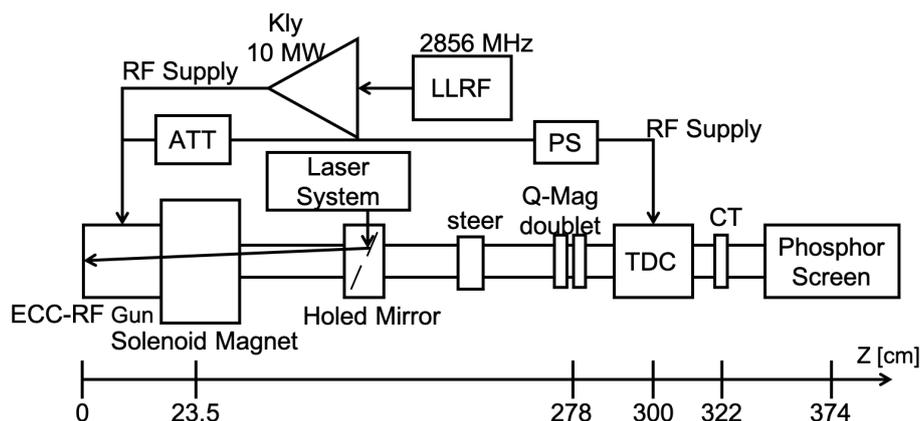


図 71 バンチ長計測のセットアップ

また図 72 に GPT シミュレーションを示す。時間分解能を良くするためには横方向ビームサイズをできる限り小さく絞る必要があるが、空間電荷効果によってバンチ長が伸長し

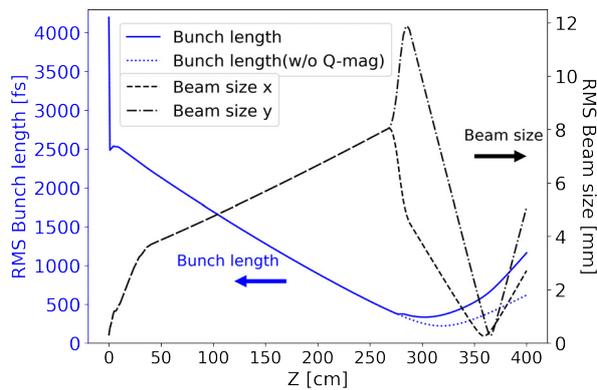


図 72 バンチ長のシミュレーション

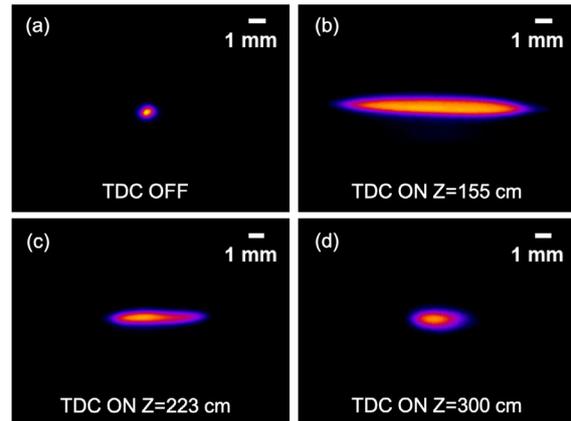


図 73 バンチプロファイルの例

てしまっていることが図 72 よりわかる。蛍光アルミナスクリーンで得られるプロファイルの例を図 73 に示す。それぞれの画像は 5 枚の画像のアベレージであり、暗電流はバックグラウンドとして差し引いている。ドリフトに従って x 方向ビームサイズが小さくなっており、意図したバンチ圧縮が為されていることを表している。

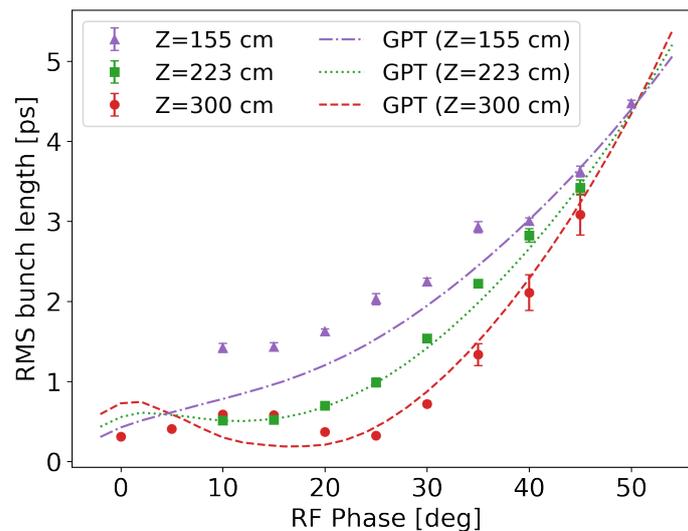


図 74 バンチ長計測結果とシミュレーション

加速位相ごとのバンチ長の計測結果と GPT シミュレーションによる値を図 74 に示す。最も短いバンチ長として  $323 \pm 13$  fs を実証し、またこの時の電荷量は 120 pC (図 70) であり、高い電荷量であることは特筆に値する。このような高密度の電子バンチは LCS においてはルミノシティの増大に寄与し、コヒーレント放射やポンププローブ実験にも有用である。このように電子銃単体というコンパクトな系で、従来より 1 桁以上高い電荷量でフェムト秒の極短電子バンチ生成に成功し、RF-Deflector による精密計測を通してこれを実証

することに成功した。KEK-LUCX においては電荷量は 600pC である (表 3)。電荷量が大きいためバンチ圧縮は難しいものの、ECC-RF-Gun を使用することで従来よりも短い高密度電子バンチの生成を期待することができる。そこで 600pC の電荷量でシミュレーションした結果を図 75 に示す。Z=2.7m において最も圧縮され、バンチ長は 1.3ps というシ

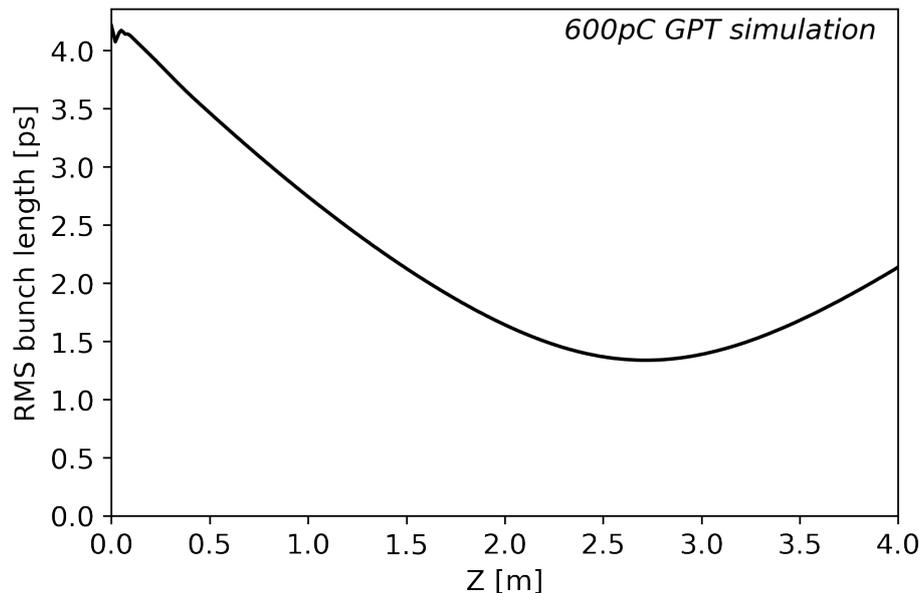


図 75 ECC-RF-Gun による 600pC バンチの圧縮

ミュレーション結果を得た。現状のバンチ長が 15ps(FWHM) であることを考えると約 1/5 に圧縮することが期待でき、従ってルミノシティも最大 5 倍まで増大することが期待される。

ECC-RF-Gun で重要なのは図 68 で示したように線形なエネルギーチャープがついていることである。エネルギーチャープ、すなわち縦方向位相空間分布は実験的に可視化することができ、RF-Deflector と偏向電磁石を組み合わせることで蛍光スクリーンに映し出すことができる。偏向電磁石がエネルギーの違いを空間的 (水平方向) に分離し、RF-Deflector が時間情報を空間的 (垂直方向) に分離する。図 76 にセットアップを示す。

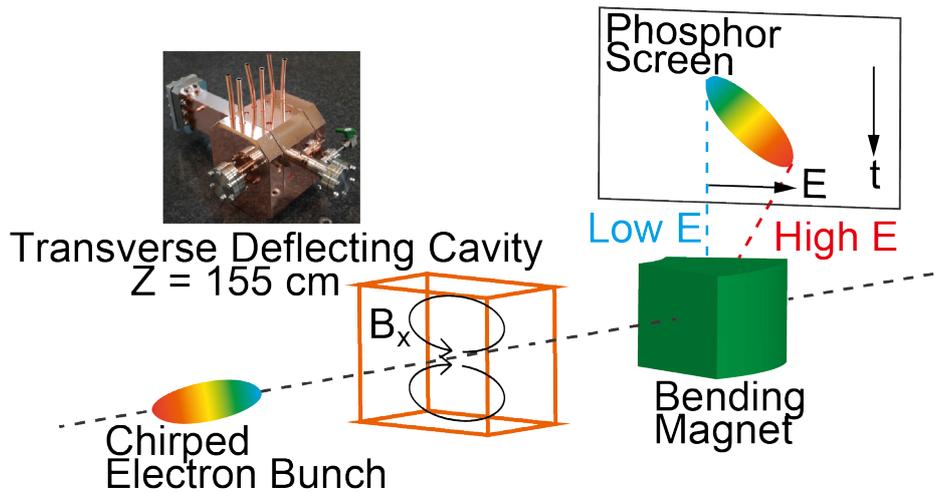


図 76 縦方向位相空間分布計測の概念図

取得した縦方向位相空間分布とシミュレーション (GPT) によって得た分布を図 77 と図 78 に示す。シミュレーション結果ともよく一致したりニアなエネルギーチャープを確認

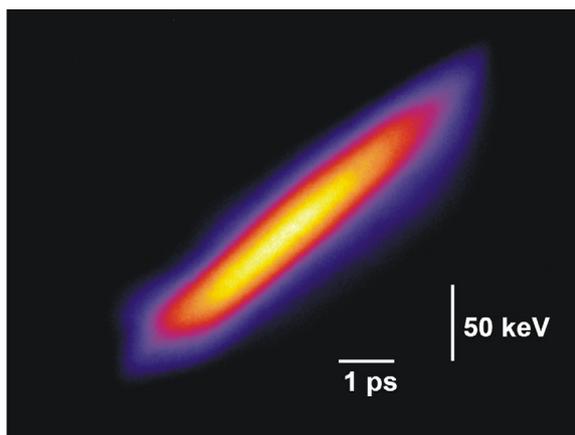


図 77 縦方向位相空間分布 (計測)

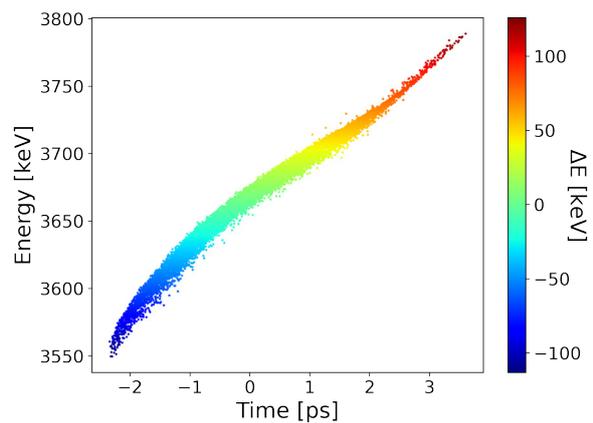


図 78 縦方向位相空間分布 (シミュレーション)

することに成功した。図 77 と図 78 の傾きはリニアフィットからそれぞれ 27.4keV/ps と 35.0keV/ps である。バンチ長の値だけでなく、エネルギーチャープが適切についていることを実験的にも確認することができ、設計通りのバンチ圧縮が為されていることを実証することができた。

## 5 レーザーの高度化

### 5.1 光蓄積共振器

レーザーコンプトン散乱によって高強度な X 線を生成するためには、外部光共振器の中で散乱を行うのが有効である。この概念をキャビティコンプトンと呼んでおり、概念図を図 79 に示す。

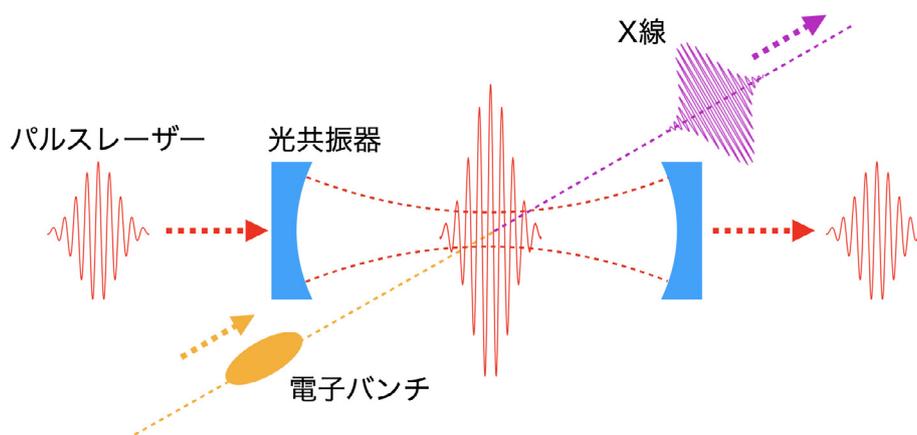


図 79 キャビティコンプトンの概念

光共振器を使うことで、増幅媒質なしに、衝突点においてレーザーの高強度化を行うことができる。また衝突点におけるスポットサイズは、光共振器を構築するミラーの曲率半径や配置で決まる光共振器のモードサイズとなるため、安定的な制御が可能である。図 79 にあるようなファブリペロー共振器は単純な構成であるが、ウェイストサイズ（最も絞られる位置におけるスポットサイズ）を小さくし、また増大率を大きくしようとするとな不安定になりやすいため [86]、複数ミラーを用いた光共振器がよく用いられる。例として KEK-ATF 内の LUCX にある bow-tie 型の 4 枚鏡光共振器 [87] の写真を図 80 に示す。自発共鳴という新たなコンセプトを 4 枚光共振器で試験する段階にはまだないため、以下ではファブリペロー型の光共振器を念頭に議論する。図 81 のようにミラー 1 とミラー 2 で構成される光共振器を考える [88]。

$r_1, t_1, r_2, t_2$  はそれぞれのミラーの振幅反射率、振幅透過率を表し、ミラーには散乱損失がないとする。その代わりに共振器の中に損失のある架空の媒質 (lossy medium) があり、この媒質の振幅透過率を  $t$  とする（損失がない場合は  $t=1$ ）。系の損失は全て lossy medium が請け負っているので  $r_1^2 + t_1^2 = 1$  である。 $E_0$  は共振器に入射する光電場である。共振器

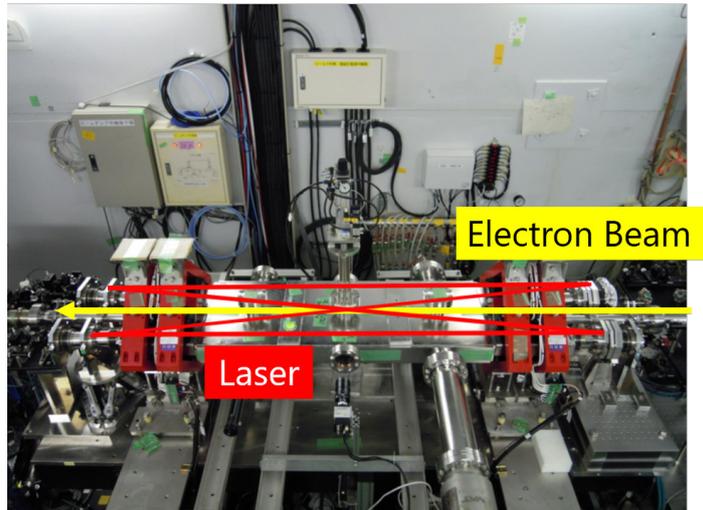


図 80 LUCX の 4-Mirror Super-Cavity の外観

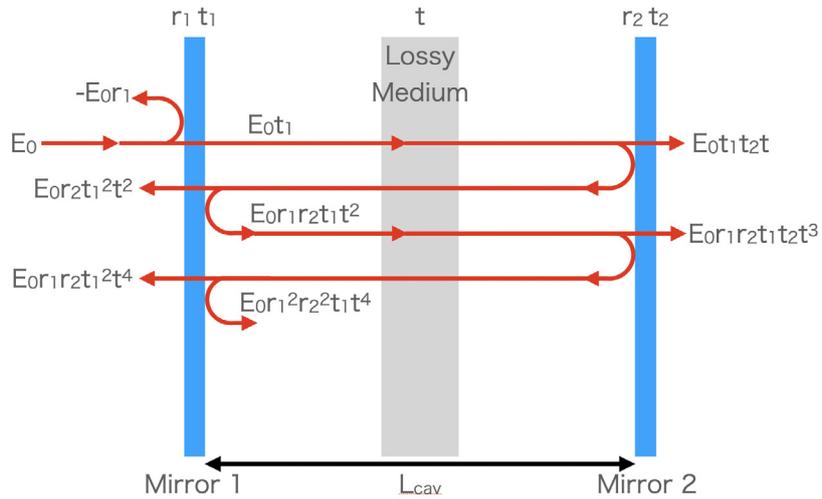


図 81 ファブリペロー光共振器のモデル

によって反射される光の電場は

$$\begin{aligned}
 E_r &= -E_0 r_1 + E_0 r_2 t_1^2 t^2 e^{-i\delta} + E_0 r_1 r_2^2 t_1^2 t^4 e^{-2i\delta} + \dots \\
 &= -E_0 r_1 + \frac{E_0 t_1^2}{r_1} \left( r_1 r_2 t^2 e^{-i\delta} + (r_1 r_2 t^2 e^{-i\delta})^2 + \dots \right) \\
 &= E_0 \frac{r_2 t^2 e^{-i\delta} - r_1}{1 - r_1 r_2 t^2 e^{-i\delta}}
 \end{aligned}$$

同様に共振器に蓄積される光電場  $E_c$ (circulating) は

$$\begin{aligned} E_c &= E_0 t_1 + E_0 r_1 r_2 t_1 t^2 e^{-i\delta} + E_0 r_1^2 r_2^2 t_1 t^4 e^{-2i\delta} + \dots \\ &= E_0 t_1 \left( 1 + r_1 r_2 t^2 e^{-i\delta} + (r_1 r_2 t^2 e^{-i\delta})^2 + \dots \right) \\ &= \frac{E_0 t_1}{1 - r_1 r_2 t^2 e^{-i\delta}} \end{aligned}$$

共振器を透過する光電場  $E_t$  は蓄積光がミラー 2 を透過すると考えて

$$E_t = E_c t_2 = \frac{E_0 t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 t^2 e^{-i\delta}}$$

となる。光強度は電場の 2 乗に比例することを思い起こせば

$$\frac{I_{r,c}}{I_0} = \left| \frac{E_{r,c}}{E_0} \right|^2$$

従って反射光の強度は

$$I_r = I_0 \frac{(r_1 - r_m)^2 + 4r_1 r_m \sin^2 \delta/2}{(1 - r_1 r_m)^2 + 4r_1 r_m \sin^2 \delta/2}$$

同様に蓄積光の強度は

$$I_c = I_0 \frac{t_1^2}{(1 - r_1 r_m)^2 + 4r_1 r_m \sin^2 \delta/2}$$

ここで  $r_m \equiv r_2 t^2$  で  $\cos \delta = 1 - \sin^2 \delta/2$  を用いた。強度反射率、強度透過率として  $R = r^2$ 、 $T = t^2$  (この t は lossy medium の t ではない) を用いると、光共振器に対する反射光強度、蓄積光強度、透過光強度は次のようにまとめることができる。

$$\begin{aligned} I_r &= I_0 \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_m})^2 + 4\sqrt{R_1 R_m} \sin^2 \delta/2}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2 + 4\sqrt{R_1 R_m} \sin^2 \delta/2} \\ I_c &= I_0 \frac{T_1}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2 + 4\sqrt{R_1 R_m} \sin^2 \delta/2} \\ I_t &= I_0 \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2 + 4\sqrt{R_1 R_m} \sin^2 \delta/2} \end{aligned} \tag{66}$$

式 (66) の蓄積強度  $I_c$  は入射光と同じ向きについて考えているので、パルスではなく CW 光を蓄積する場合は後退波も考慮に入れて、共振器内のアベレージパワーは  $2I_c$  となることに注意する。式 (66) を眺めれば、位相  $\delta$ (round-trip phase, phase advance) が  $2\pi$  の整数倍の時に蓄積強度は最大となる (共鳴点)。共鳴の周期を Free Spectral Range(FSR) と呼び位相の観点からは  $2\pi$  である (周波数の観点からは  $\text{FSR} = c/2L_{\text{cav}}$ )。蓄積強度が最大の半分となるのは次式が成り立つ時となる。

$$(1 - r_1 r_m)^2 = 4r_1 r_m \sin^2 \delta/2$$

この時の位相を  $\delta_{1/2}$  として、

$$\delta_{1/2} = 2 \sin^{-1} \left( \frac{1 - r_1 r_m}{2\sqrt{r_1 r_m}} \right) \approx \frac{1 - r_1 r_m}{\sqrt{r_1 r_m}}$$

ここで近似は  $\delta_{1/2} \ll 1$  を使った (フィネス  $\mathcal{F} \gg 1$  で成立)。共鳴の幅として半値全幅 FWHM は

$$\Delta\nu_{1/2} = 2\delta_{1/2} = \frac{2(1 - r_1 r_m)}{\sqrt{r_1 r_m}}$$

光共振器のフィネス  $\mathcal{F}$  は FSR を共鳴の FWHM で除した比として定義され

$$\mathcal{F} = \frac{\text{FSR}}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_m}}{1 - r_1 r_m}$$

損失のない同一のミラーによって構成されるファブリーペロー共振器の場合は

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{r_1^2}}{1 - r_1^2} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R}$$

と書け、よく知られた格好となる。一般の共振現象に対して共振の質が  $Q$  値で表されるように、フィネスは光共振器の質を表すパラメータである。式 (66) から、共鳴時の蓄積光強度を最大化する  $r_1$ 、 $r_m$  の組み合わせがありそうである。これは電気回路のインピーダンス整合 (impedance matching) に相当する。一往復した時のパワー損失を  $L$  とすると  $r_m$  が一往復した後のパワーを表すので

$$L + r_m^2 = 1 \implies r_m^2 = 1 - L$$

これを使って蓄積光強度と反射光強度を書き直すと

$$I_c = I_0 \frac{1 - r_1^2}{(1 - r_1 r_m)^2}$$

$$I_r = I_0 \frac{(r_1 - r_m)^2}{(1 - r_1 r_m)^2}$$

ここで  $r_1^2 + t_1^2 = 1$  である。蓄積光強度の式を微分することで極大値が  $r_1 = r_m$  の時に成り立つことが導かれる。この時反射光強度の式から反射がゼロになることがわかる。すなわちインピーダンス整合は

$$r_1 = r_m \implies L = t_1^2$$

の時に達成される。日本語で表現すると、「入力結合ミラーの強度透過率が、入力結合を除いた全ての損失の和に等しい時に、インピーダンス整合が成り立つ」。そしてこの時、

共鳴時の蓄積光強度は最大となり、反射はゼロになる。現実世界では完全なインピーダンス整合を実現することは不可能に近い (impedance mismatch)。整合時と非整合時の比は

$$\frac{I_c}{I_{c,\text{matched}}} = \frac{(1-r_1^2)(1-r_m^2)}{(1-r_1r_m)^2} \quad (67)$$

$1-r_1 \ll 1, 1-r_m \ll 1$  としてミスマッチパラメータ  $\sigma$  を定義できる。

$$\sigma \equiv \frac{1-r_1}{1-r_m} \approx \frac{1-r_1^2}{1-r_m^2} = \frac{t_1^2}{L} = \frac{T_1}{L}$$

これを用いて式 (67) を書き直すと

$$\frac{I_c}{I_{c,\text{matched}}} = \frac{2(1+r_m)\sigma - (1-r_m^2)\sigma^2}{(\sigma r_m + 1)^2} \approx \frac{4\sigma}{(\sigma + 1)^2} \quad (r_m \approx 1)$$

同様に反射光強度は

$$\frac{I_r}{I_0} = \frac{(r_1 - r_m)^2}{(1 - r_1 r_m)^2} = \left( \frac{\sigma - 1}{\sigma r_m + 1} \right)^2 \approx \left( \frac{\sigma - 1}{\sigma + 1} \right)^2$$

これらをプロットしたものを図 82 に示す。例えば入力結合が 2 倍異なっているとすれば ( $\sigma = 2$ ) マッチング時に比べて 11.1%の強度減少になる。

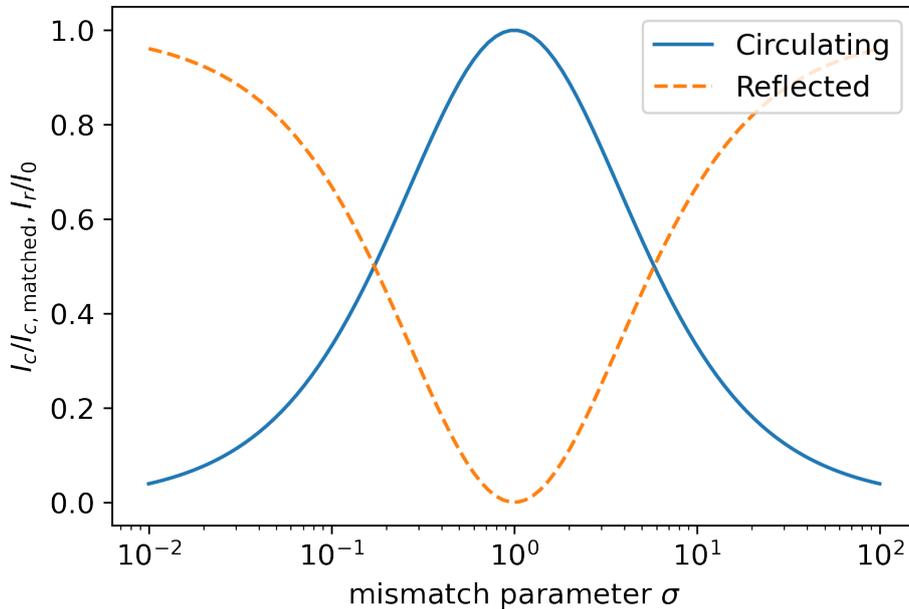


図 82 インピーダンス不整合と蓄積光強度・反射光強度の関係

蓄積光と反射光のスペクトル (Airy Function) を図 83、図 84 に示す。

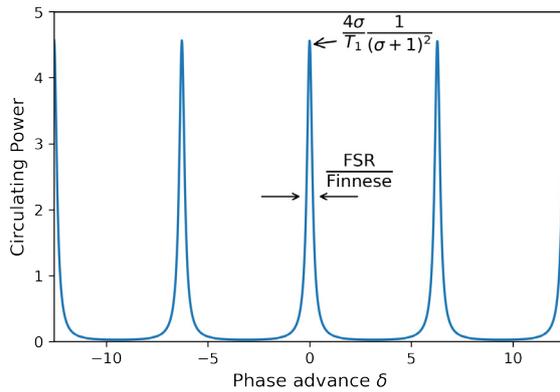


図 83 蓄積光の Airy Function

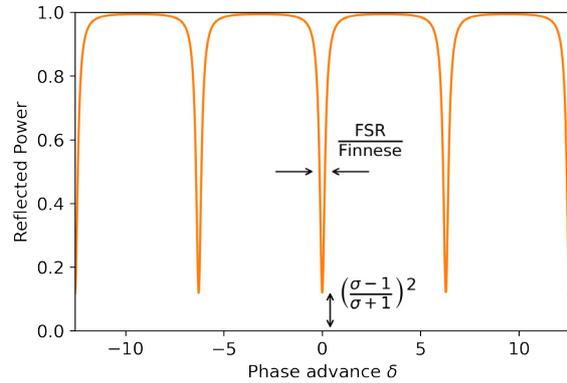


図 84 反射光の Airy Function

インピーダンス整合が取れた状態で増大率 ( $I_c/I_0$ ) はフィネスと結びついており次のように表せる。

$$\frac{I_c}{I_0} = \frac{1}{T_1} = \frac{\mathcal{F}}{\pi} \quad (68)$$

CW の場合はこれの 2 倍になる。インピーダンス整合時は  $T_1 = L$  なので、共振器損失をできる限り低減することが重要である。そのため反射率が高いだけでなく、低損失なミラーを選定し、クリーンルームや真空の環境にミラーがあることが望ましい。たとえクリーンルームであってもミラー損失は一様でなく偏りがあることが報告されている [89]。

## 5.2 自発共鳴

### 5.2.1 自発共鳴の概念

外部共振器に光を蓄積するにあたっては図 85 のような系が一般的である。

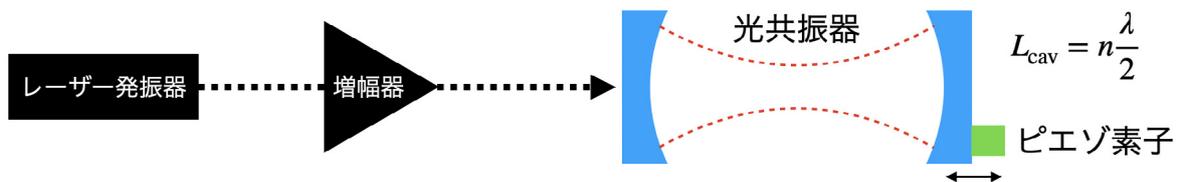


図 85 一般的な光蓄積

モードロック発振器によって生成した短パルスレーザーを増幅器によって強度を高め、光共振器に蓄積する。共鳴条件として共振器長が半波長の整数倍でなければならない。

$$L_{\text{cav}} = n \frac{\lambda}{2} \quad (69)$$

図 85 のような系では光共振器に入射するレーザー波長が決まっているため、式 (69) の  $\lambda$  が定数で、すなわち  $L_{\text{cav}}$  を合わせ込まなければならない。そのためフィードバック回路を組み、 piezo素子を用いてリファレンス周波数にロックすることで共鳴を維持しつつ (frequency locking)、加速器システムとのタイミング同期を取る。高増大率のキャビティでは式 (68) からわかるようにフィネス  $\mathcal{F}$  も大きい。しかしながらフィネスが大きいと図 83、図 84 からわかるように共鳴幅が小さくなり、共鳴維持が難しくなる。そのため高フィネスな共振器ほどフィードバックに求められる要求が厳しくなる。共鳴幅 (FWHM) を共振器長に換算するとトレランスは次式で示される。

$$\Delta L_{\text{cav}} = \frac{\lambda}{\mathcal{F}}$$

フィネスと増大率とトレランスの関係を図 86 に示す。

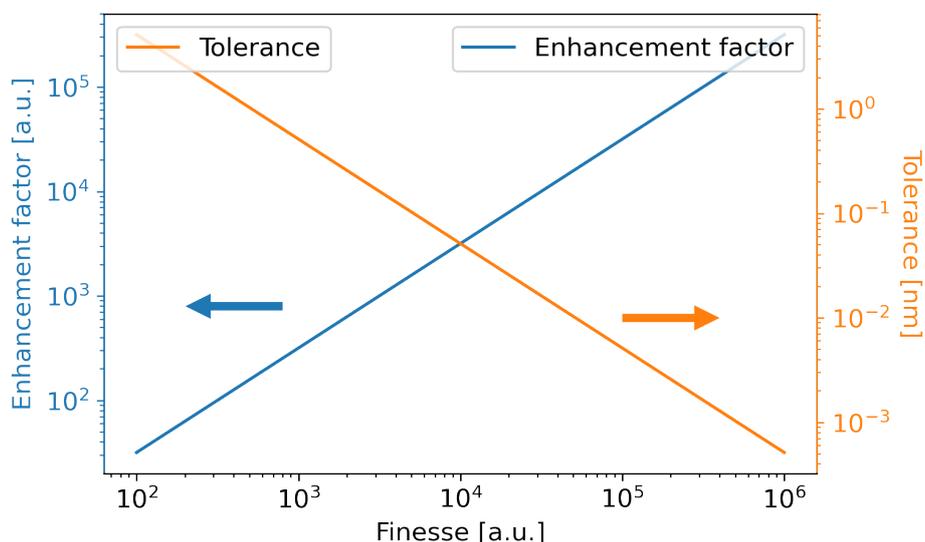


図 86 フィネスと増大率とトレランスの関係

図 86 から増大率として 1000 倍を得ようとするれば、サブナノメートルの共振器長制御が要求されることがわかる。フィードバック技術の高度化によって [90] では 14pm の共振器長制御を達成している。増大率とトレランスのトレードオフを超えてハイパワー光蓄積を実現するためのアイデアが自発共鳴である。自発共鳴のコンセプトを図 87 を使って説明する。

自発共鳴では光共振器を光のループで閉じ、レーザー発振器に内包する。共振器を透過した光が再度共振器に入射される。その間に利得媒質を置くことによって正帰還させることによって系全体としてはレーザー発振器として機能する。図 85 では式 (69) の  $\lambda$  が定数であったが、自発共鳴では共振器が自発的に共鳴波長を選択する。フィードバックフリーと

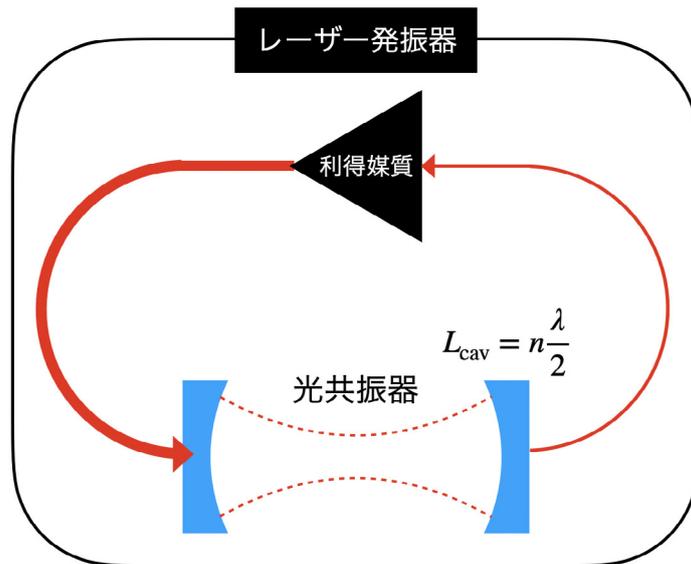


図 87 自発共鳴の概念

なることで従来のトレードオフを超えたパワー蓄積が期待できる。利得媒質には広帯域かつ高利得な媒質が適しており、Yb 添加ファイバーを用いて試験している。過去の先行研究として、上杉氏によって CW 光の蓄積で増幅率 187000、effective finesse 394000 (2pm の共振器長制御に相当) が達成されており [91]、保坂氏によって比較的低い繰り返し周波数で短時間のモードロック発振に成功している [92]。

### 5.2.2 セットアップ

自発共鳴光蓄積共振器の実験セットアップを図 88 に示し、写真を図 89 に示す。KEK-ATF 内のレーザーハットで実験をしており、壁には断熱材が貼られているため、外部との熱交換が抑えられている。またルームエアコンによってハット内の温度管理がラフに行われている。全体としては Yb ファイバーレーザー発振器であり、発振器として安定して発振していれば、光共振器にも安定に光蓄積がされていることになる。一般的な Yb ファイバー発振器と異なるのは、ループ長に対して制限があること、そしてハーモニックモードロック発振になることである。共振器を往復する光パルスに対して入射するパルスが足し合わされなければならないため、ループ長は光共振器長の偶数倍である必要がある。

$$\begin{aligned}
 f_{\text{cav}} &= N \cdot f_{\text{loop}} \\
 \frac{c}{2L_{\text{cav}}} &= N \cdot \frac{c}{L_{\text{loop}}} \\
 L_{\text{loop}} &= 2N \cdot L_{\text{cav}}
 \end{aligned} \tag{70}$$

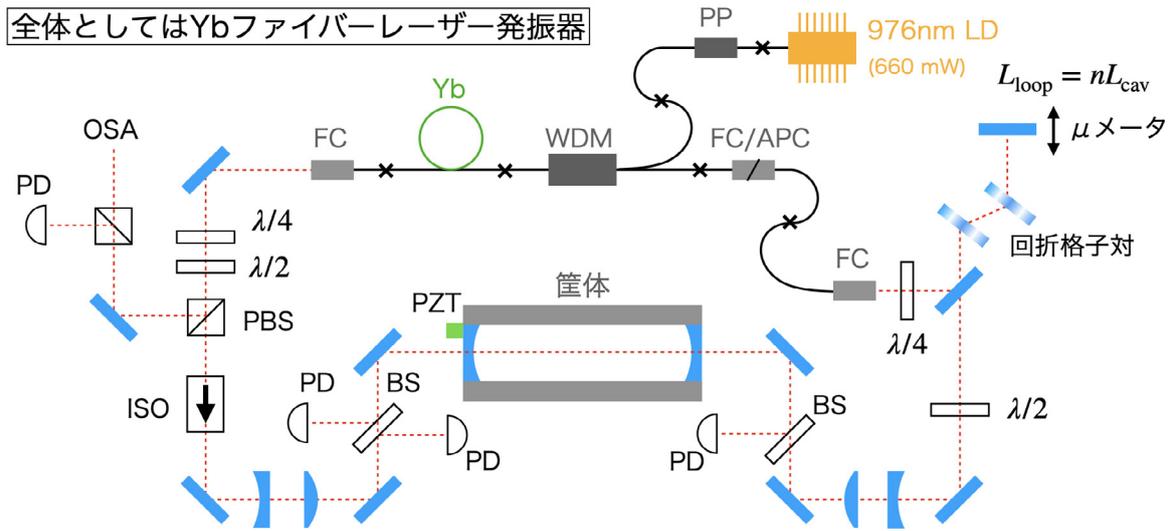


図 88 自発共鳴の実験セットアップ

そのため回折格子対の先にある折り返しミラーはマイクロメータ、あるいは自動ステージによって可変にしてあり、ループ長を可変にしてある。自動ステージ（駿河精機，X 軸クロスローラガイド KXC04015-CC）は 1 ステップで 1 $\mu\text{m}$  の分解能であるが、光は折り返されるためループ長は 1 ステップで 2 $\mu\text{m}$  変化する。光ファイバーの光路長（光が進む距離と屈折率の積）の温度依存性が大きい懸念があり、ファイバー部分ではできる限り水冷ブレッドボード（Thorlabs, MBC6030/M）にアルミテープで固定している。温度が変化すると、光ファイバーの膨張と屈折率の変化の 2 つの作用によって光路長が変化する [93]。

$$\Delta L = \left( n\alpha + \frac{dn}{dT} \right) \cdot l \cdot \Delta T$$

$\alpha$  は熱膨張率である。単位長さあたりの光路長変化に対する温度係数  $dS/dT$  ( $S = L/l$ ) は

$$\frac{dS}{dT} = n\alpha + \frac{dn}{dT}$$

$dn/dT$  は次のように書ける (Lorentz-Lorenz equation)。

$$\frac{dn}{dT} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} + (\phi - 3\alpha)$$

ここで  $\phi$  は polarizability coefficient であり、mean polarizability  $P$  を使って

$$\phi = \frac{1}{P} \frac{dP}{dT}$$

$dn/dT$  は  $\alpha$  に依存することがわかる。文献 [93] ではシリカガラスに対して

$$\frac{dS}{dT} = 9.39 \quad [\text{ppm}/^\circ\text{C}] \quad (71)$$

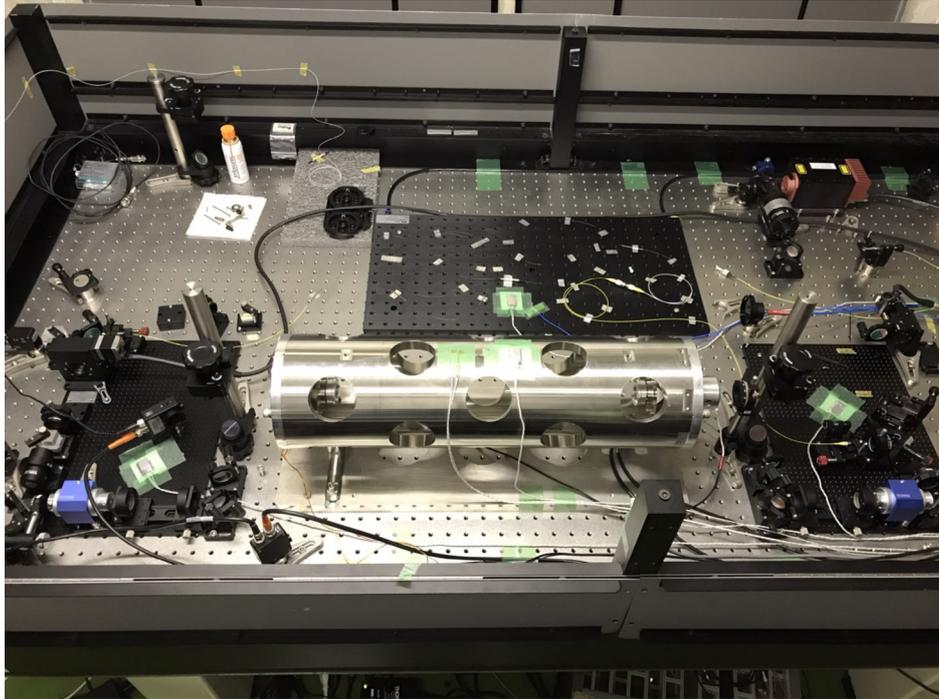


図 89 自発共鳴システムの外観

という結果が示されており、文献 [94] では  $0.33[\text{mm}/30\text{m}/^\circ\text{C}]$  と記述されている。これらは  $1550\text{nm}$  に対する値であるが、 $1\mu\text{m}$  近傍における屈折率は図 90 に示すように横ばいのため、 $1030\text{nm}$  においても成り立つ。

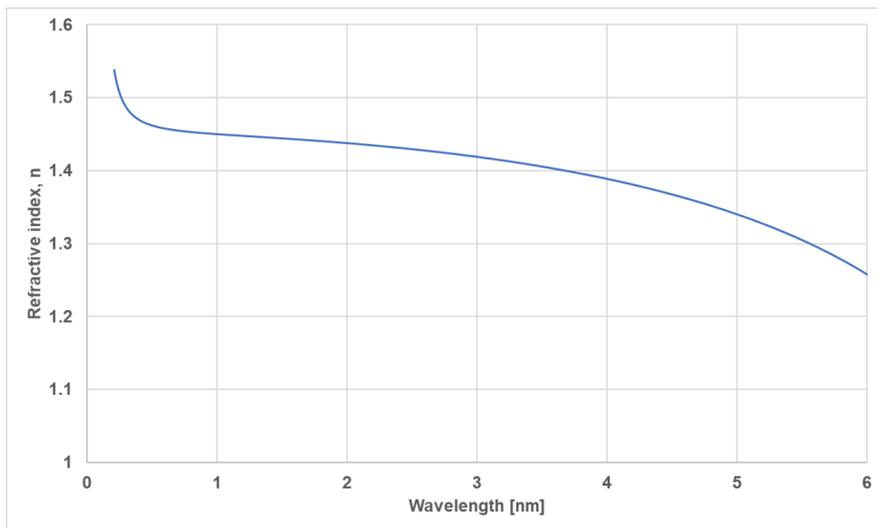


図 90 シリカガラスの屈折率 (20°C)

よって一般的なシリカファイバーに対して、温度依存性は約  $10[\mu\text{m}/\text{m}/^\circ\text{C}]$  と考えられる。実験セットアップ、図 88 においてループのファイバー部分は約  $4.5\text{m}$  と見積もってお

り、 $4.5[\mu\text{m}/0.1^\circ\text{C}]$  の温度依存性が予想される。1030nm を考えると 4.3 波長分に相当する。

### 5.3 実験結果

まず初めに光共振器なしで、すなわち筐体にミラーをセットしない状態でモードロック発振の試験を行った。パルス列のオシロスコープ (Tektronix, DP03054) 画像とスペクトラムアナライザ (Agilent Technologies, N9340B) 画像を図 91、図 92 に示す。



図 91 モードロック発振のオシロスコープ画像

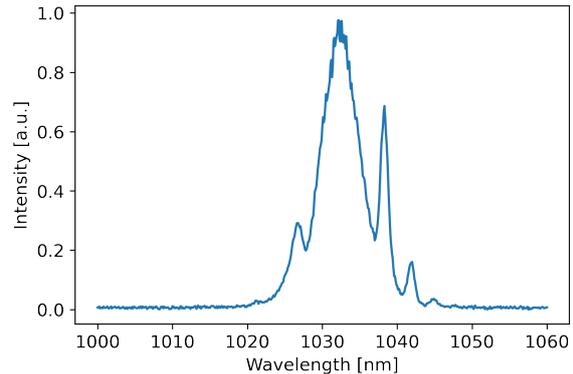


図 92 スペクトル

オシロスコープの分解能で約 33MHz の繰り返しでモードロック発振を確認した。一周の光路長が約 9.1m に相当する。共振器ミラーとしては反射率が 99% のものを使用した (シグマ光機, LCM99-25.4C06-250-1064)。ミラーをセットする時には、透過光をビームプロファイラ (Ophir, SP928) で確認しながら、なるべく綺麗な円形プロファイルが得られるようにセットする。その後透過光を PD(photo-detector) でモニターしながら、入射光のアライメントを調整する。この時アライメント用レーザー (INNOLIGHT, Mephisto OEM200, 1064nm) の単一波長を入射し、ピエゾミラーを駆動しながら Airy Function をモニターする。TEM<sub>00</sub> モードの成分が強くなる、かつ高次のモードのピークが小さくなるようにアライメントする。例を図 93 に示す。ch4 (緑) がピエゾ印加電圧であり、共振器長の掃引を意味する。ch3 (赤) が Airy Function である。

同様に下流からもアライメントレーザーを入射し、下流のアライメントを整えることができればベストであるが、アイソレータを配置しているため難しい。よって Yb ファイバの協同発光を見ながら、できる限り協同発光が見えなくなるようにアライメントを調整する。アライメントを整えた後は、ループ長を動かしながら波長板をランダムに回し、モードロック発振する条件を探す。モードロック発振の様子を図 94 に示し (Tektronix, MSO44)、スペクトルを図 95 に示す (Ocean Photonics, Flame-S)。

繰り返し周波数の測定は外部単一波長レーザーを位相変調し、変調周波数を変化し



図 93 Airy Function の例

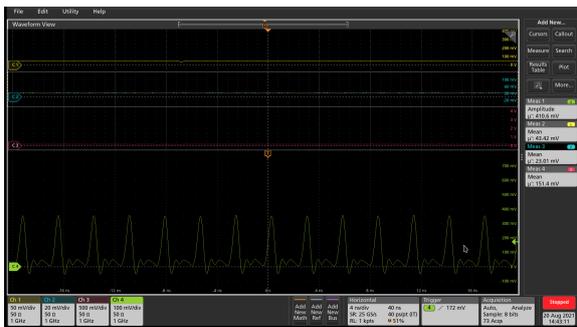


図 94 自発モードロック発振

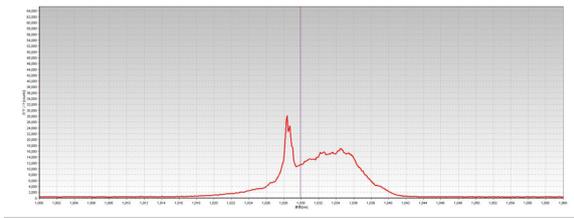


図 95 自発モードロック発振のスペクトル

ながら Airy Function を計測することで求めることができる。図 96 に原理を示す。EOM(Electro-Optic Modulator)として Photline Technologies 社の NIR-MPX-LN-0.1 を使用した。変調度  $\beta$ 、変調周波数  $\Omega$  とすると

$$\begin{aligned}
 E_{\text{mod}} &= E_0 \exp[i(\omega t + \beta \sin \Omega t)] \\
 &= E_0 (J_0(\beta) \exp[i\omega t] + J_1(\beta) \exp[i(\omega + \Omega)t] - J_1(\beta) \exp[i(\omega - \Omega)t] + \dots
 \end{aligned}$$

ここで  $J$  はベッセル関数である。 $\pm\Omega$  の周波数成分が生成され、サイドバンドと呼ぶ。変調周波数を変化させながらサイドバンドの間隔をプロットしたものを図 97 に示す。これにより共鳴周波数はサイドバンドを用いた計測で  $358.880 \pm 0.006 \text{ MHz}$  と求まっており式 (70) の  $N$  (ハーモニック数) は 11 であることがわかった。すなわち光共振器があることで発振器には 11 個のパルスが周回している。このように複数のパルスが周回する描像はハーモニックモードロックと呼ばれる [95]。またこの計測から共振器長は  $417.678 \pm 0.007 \text{ mm}$  と求まる。共鳴周波数の測定から FSR も求まるので、フィネスは共鳴

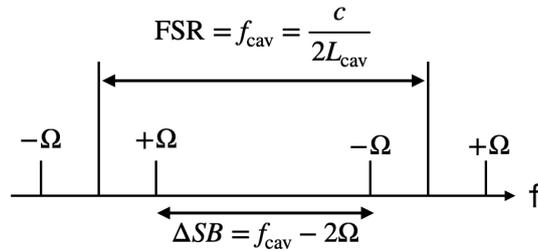
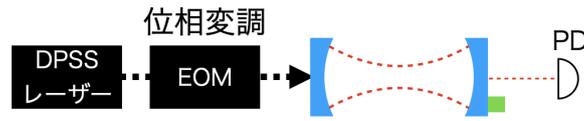


図 96 サイドバンド法の原理

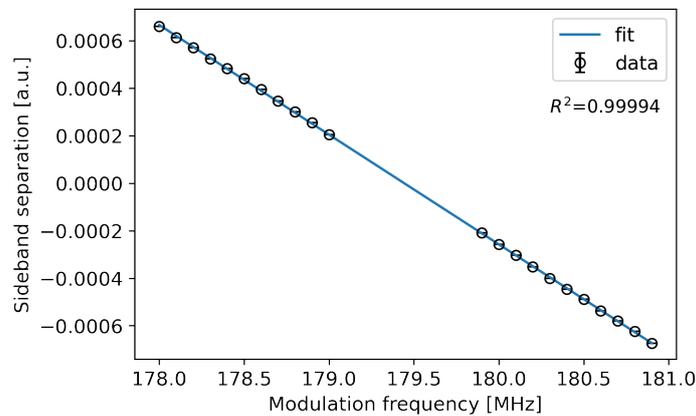


図 97 変調周波数とサイドバンド間隔

幅  $\Delta\nu_{1/2}$  が求まれば良い。図 98 のようにサイドバンドを利用することで共鳴幅を周波数単位で計測可能である。共鳴幅は

$$\Delta\nu_{1/2} = 1.168 \pm 0.029 \quad [\text{MHz}]$$

と求まり、フィネスは

$$\mathcal{F} = \frac{358.880 \pm 0.006}{1.168 \pm 0.029} = 307.2 \pm 7.6$$

と求めることができた。99%のミラーであればフィネスは 312.58 であり、エラーの範囲内で一致している。理論値よりも小さくなる要因としてはコンタミ等で反射率が落ちている（損失が増えている）可能性や、インピーダンス不整合、モードマッチングの不完全性などが考えられる。パルス幅はオートコリレータ (Femtochrome, FR-103XL) を用いて強度自己相関から計測した。図 99 に一例を示す。

sech<sup>2</sup> 型の強度分布を仮定した方がガウシアンよりもよくフィッティングできたため、

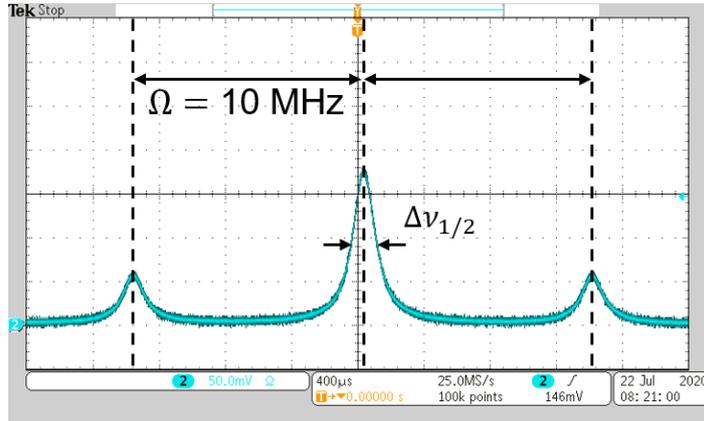


図 98 共鳴幅の測定

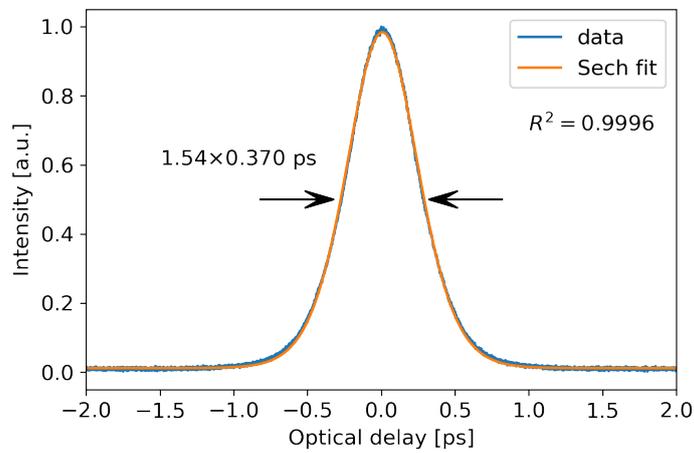


図 99 自己相関波形

sech<sup>2</sup> 型の強度分布を採用している。この時には 370fs というパルス幅が得られている。モードロック発振にはループ長が共振器長の倍数になっていなければならないことは先述した (式 (70))。パルス幅は式 (70) に依存することが予想される。ループ長を変化させながら、モードロック発振がどこまで確認されるか、及びパルス幅を計測した。測定結果を図 100 に示す。最短のパルス幅が得られた点において式 (70) が成り立っていると仮定し、その点からのずれを横軸に取っている。

ずれが大きくなるほどパルス幅が伸びる結果が得られた。これは共振器を往復するパルスと、再度入射されるパルスのタイミングがずれる帰結である。また  $\pm 120\mu\text{m}$  にわたってモードロック発振を確認した。これによりモードロック発振のトレランスはパルス幅と同じ程度であることが示唆され、ハイフィネスにおいても共鳴維持条件の緩和が期待できる結果を得た。

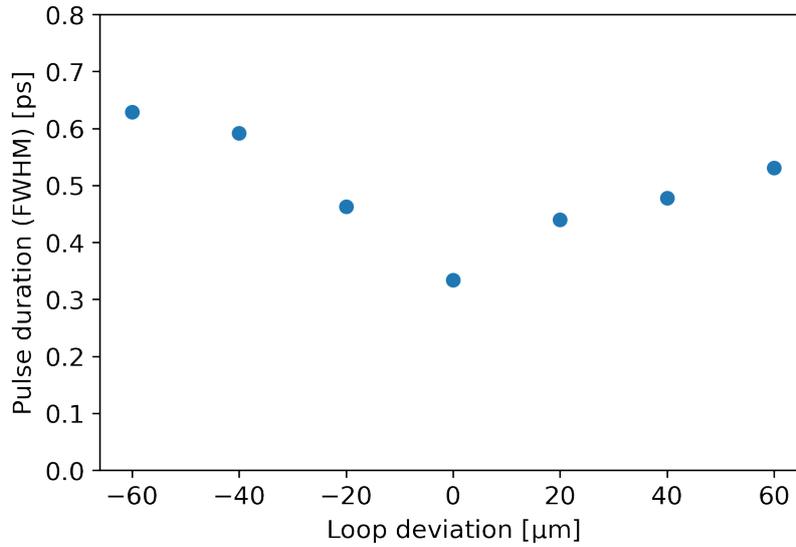


図 100 ループ長とパルス幅の関係

### 5.3.1 蓄積パワー

蓄積強度は透過光の強度とミラーの透過率から求める。発振中に直接透過光強度を測ることはできないセットアップなので、一部をビームサンプラーで外部に取り出し、ビームサンプラーの反射率から透過光強度を求める（図 88 右側の PD）。また PD は電圧出力なので、予めパワーメータを用いて mW 単位にキャリブレーションする必要がある。図 101、図 102 に 100 秒間の PD 測定 (mW 換算) と蓄積光パワーをそれぞれ示す。

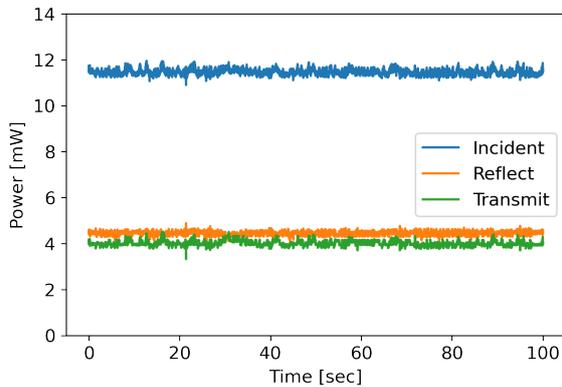


図 101 100 秒間のパワーモニタリング結果

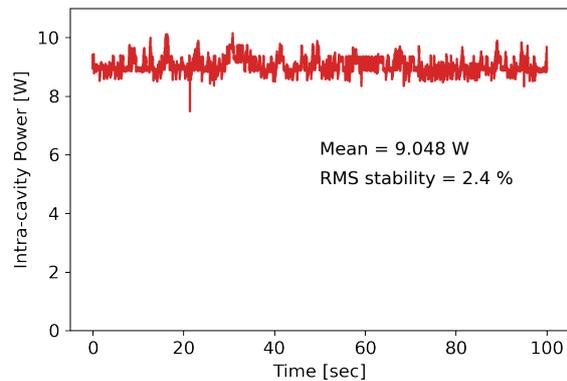


図 102 蓄積光強度の時系列データ

100 秒間に渡って比較的安定なモードロック発振の維持を確認することができ、アベレージパワーとして 9W の蓄積、2.4%の安定度を実証した。

### 5.3.2 安定度

前節で述べたように 100 秒程度の時間スケールではモードロック発振、及び光蓄積を維持できた。しかしながら長時間の発振の維持はできておらず、安定的な蓄積ができたとは言いがたい。レーザー発振に不安定性をもたらす要因として、温度、湿度、振動、電源の変動などが考えられる。中でも特に温度が大きく関わっている懸念があるため、熱電対 (マザーツール, TM-947SD) と温度計 (カスタム, HLT-100BT) で温度をモニターしながら挙動を確認した。図 103、図 104 に 1000 秒間 (16 分 40 秒) の時系列データの一例を示す。

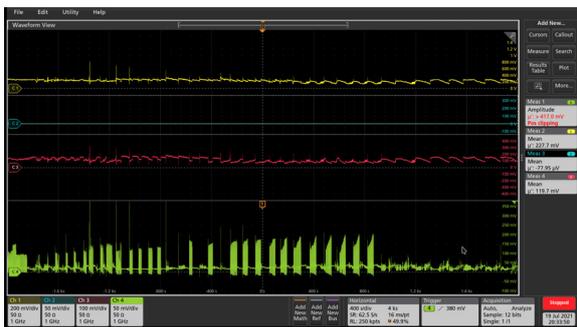


図 103 1000 秒間の時系列データの例 1

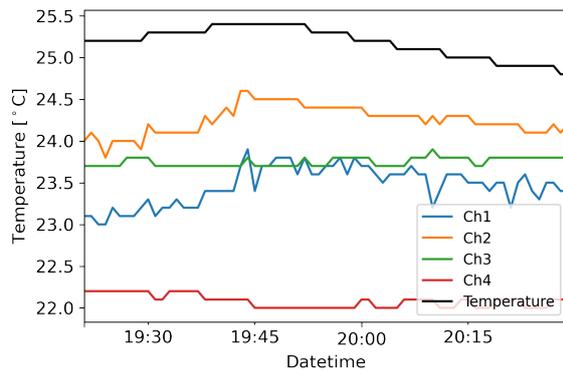


図 104 温度ログ 1

オシロスコープ ch4 (緑) が発振器の出力を表すが、断続的な発振が見られることがわかる。図 104 の黒線が部屋の温度を反映しており、変動していることがわかる。温度計が 0.1°C の分解能のため、ステップ状に変動している。熱源の除去などによってできる限り温度の安定化を図って取得したデータを図 105、図 106 に示す。

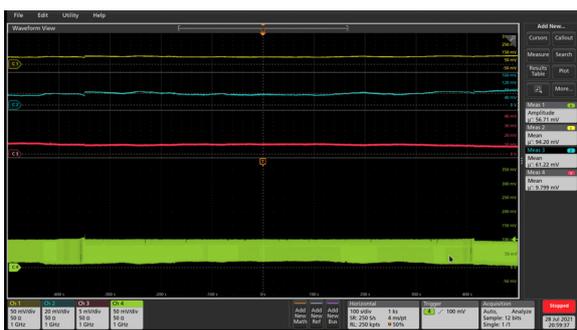


図 105 1000 秒間の時系列データの例 2

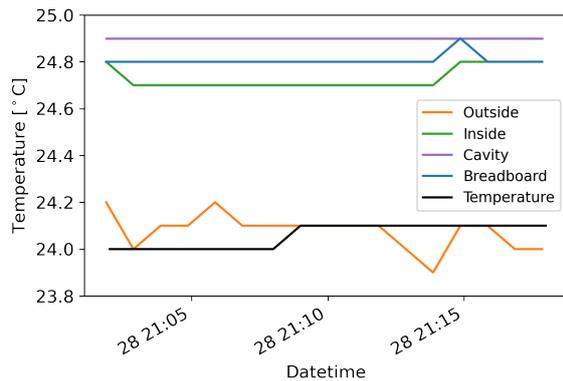


図 106 温度ログ 2

安定性の改善が見られるが、図 106 の 21:15 あたりで温度が変動しているところで、図 105 の ch4(緑) も変動して発振状態が変化してしまっている。このような経験からさらに

高精度に温度をモニターする必要性があり、温度センサーの検討を重ねた結果、白金測温抵抗体の温度センサー（Chino, R060-32, R030-3）と高精度温度計測ユニット（キーエンス, NR-TH08）をロガーとして用いて温度ログを取っている。ロガーの分解能は 16bit であり、Pt100 を温度センサーとして使用する場合、 $0.02^{\circ}\text{C}$  の表示分解能が得られる。測定例を図 107 図 108 に示す。

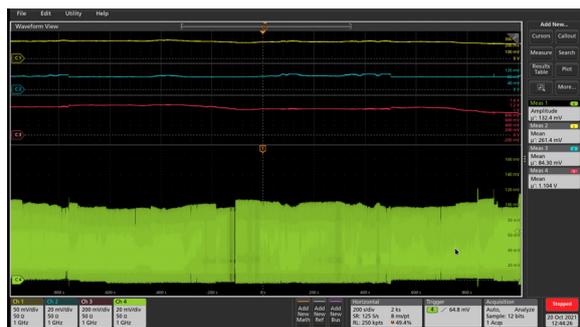


図 107 1000 秒間の時系列データの例 3

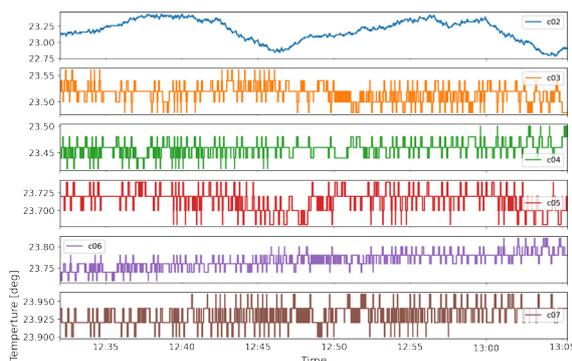


図 108 白金測温抵抗体による温度ログ

今後はレーザーの挙動と温度に関するデータを収録し、温度変化に対する要求を定量的に明らかにするとともに、どの部分が温度にセンシティブなのかを把握する予定である。

## 5.4 高品質レーザー増幅器の開発

LCS には高強度かつ超短パルスなレーザーが求められ、品質を劣化することなくパルスエネルギーを増幅することが求められる。この節では本研究で新たに開発を行った高品質レーザー増幅器として Thin-disk 再生増幅器に関して記述する。Thin-disk 再生増幅器をメインアンプとする CPA レーザーシステムを開発したので記載する。

### 5.4.1 レーザーシステムの概要

前述したようにクラブ衝突レーザーコンプトン散乱には高強度かつ短パルスなレーザーが求められる。過去に当研究室で行われた LCS 実験では加速器用のドライブレーザー（Pulrise-V からの光）を 2 つに分けて片方を衝突用に用いていたため、電子ビームのバンチ長とレーザーパルスは概ね同じとなる。これにはジッターフリーとなり能動的なタイミング同期をしなくても良いというメリットは存在するものの本研究で求められるレーザー性能を満たさないため、新たなレーザーシステムを構築した。レーザーの性能目標を表 6 に記す。

LCS におけるルミノシティはレーザーの光子数に比例するのでパルスエネルギーは大きければ大きいほど良い。パルス幅に関してはクラブ衝突した時の増幅率がパルス幅が短く

表 6 レーザーシステムの性能目標

	値
波長	1030nm (1.2eV)
パルスエネルギー	10mJ
スポットサイズ	50 $\mu$ m
パルス幅	1ps (FWHM)

なれば急激に大きくなるので短ければ短いほど良い。高強度短パルスレーザーを生成するためには一般的にチャープパルス増幅（CPA: Chirped pulse amplification）が用いられる。チャープとは時間と共に周波数（瞬時周波数）が変化するような信号のことをいう。図 109 にチャープ信号の例を、さらに図 110 にチャープパルスの例を示す。図 110 は図 109 に振幅関数としてガウス関数を掛け合わせたものである。パルスの前方（時間軸の小さ

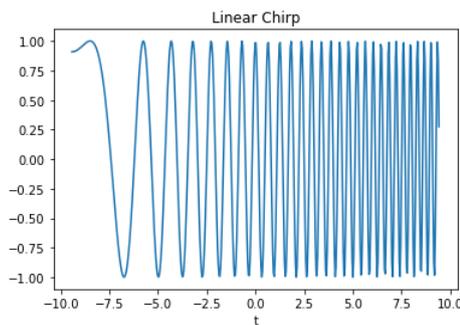


図 109 チャープ信号の一例

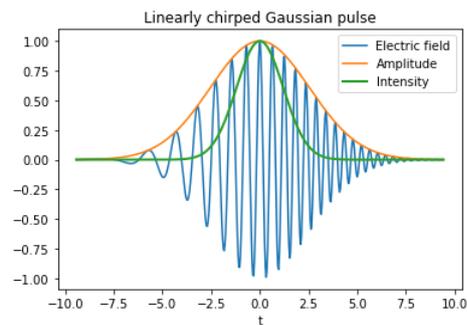


図 110 チャープパルスの一例

い側）で周波数が低く、パルスの後方（時間軸の大きい側）で周波数が高いことがわかる。また図 110 の緑線は強度波形（振幅関数の 2 乗  $|E|^2$ ）を示しており、パルス幅はこの強度波形の幅として定義される。チャープパルス増幅ではパルスストレッチャーによってパルス幅を一度伸長し、その状態で増幅器を通してパルスエネルギーを増大させ、その後パルスコンプレッサーによってパルス幅を圧縮する。一度パルス幅を伸ばすことによってピークエネルギーを小さくすることで結晶やミラーなどの光学素子のダメージ閾値を超過しないようにする。また好ましくない非線形光学効果を抑えることにも繋がる。CPA の手法を開発した Mourou 氏と Strickland 氏には “for their method of generating high-intensity, ultra-short optical pulses”（高強度、超短光パルスの生成手法に対して）として 2018 年にノーベル物理学賞が授与された。図 111 に CPA の概念を示し、図 112 に高強度レーザーの発展の歴史を示す [96]。

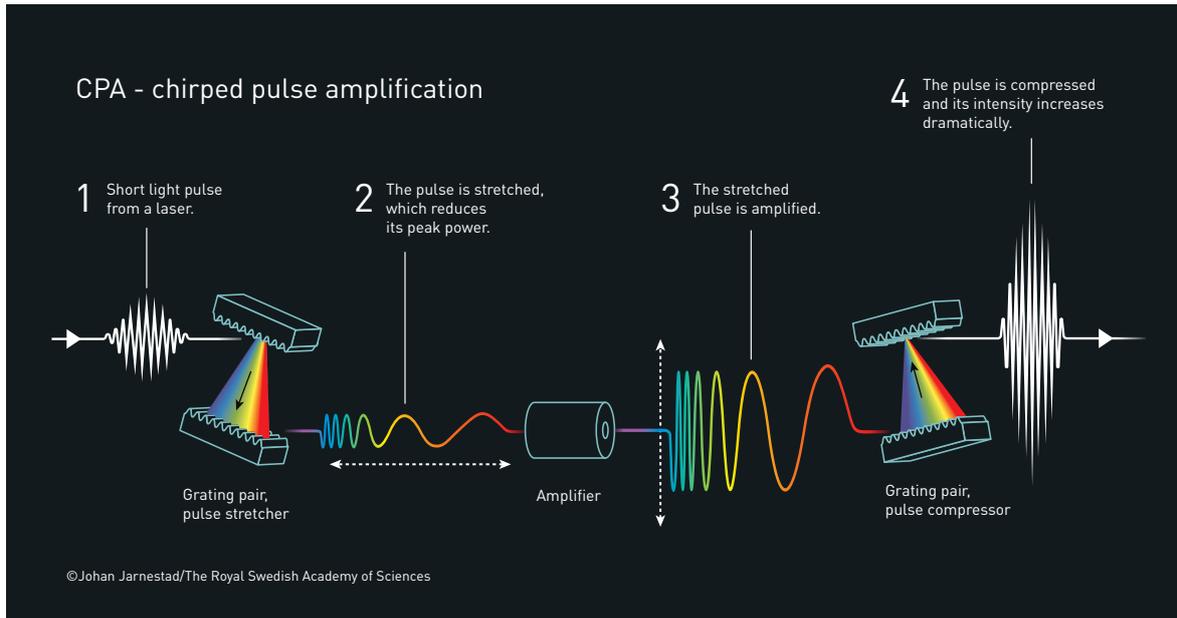
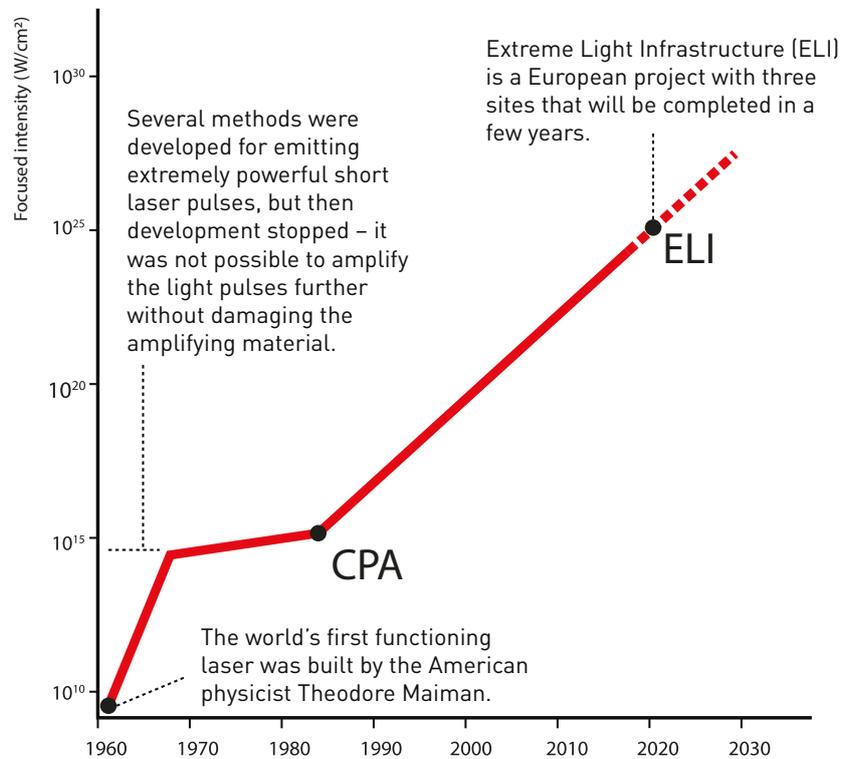


図 111 チャープパルス増幅の概念

## Towards ever higher intensities



©Johan Jarnestad/The Royal Swedish Academy of Sciences

図 112 高強度レーザーの発展の歴史

図 111 には記されていないが、CPA の登場以前には短パルスレーザーを生成する手法として Q スイッチやモードロックがあることを述べておく。我々はレーザー発振器として非線形偏波回転を利用した Yb ファイバーレーザーを構築した。プリアンプとして Yb ファイバー増幅器 (YDFA: Ytterbium-doped fiber amplifier) を挟み、パルスストレッチャーはファイバーブラッググレーティング (FBG: Fiber bragg grating) を用いたファイバーベースの物を使用している。その後プリアンプとして YDFA をもう一つ設け、メインアンプである Thin-disk 再生増幅器にシードされる。Thin-disk の利得媒質は Yb:YAG である。再生増幅器にてパルスを mJ 級に増幅した後はパルス幅を圧縮しなければいけないので回折格子対によってパルス圧縮する。圧縮後のパルスは LCS を行うコンプトンチャンバーに輸送され、AR コート付きの平凸レンズで衝突点に収束される。衝突用レーザーシステムのブロック図を図 113 に示す。

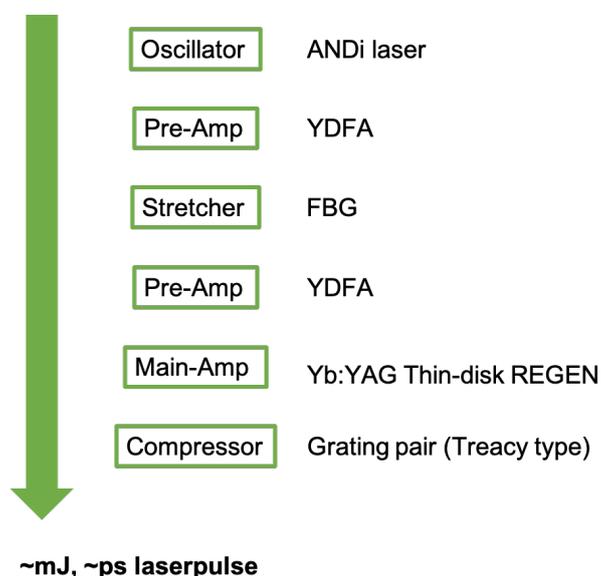


図 113 レーザーシステムのブロック図

#### 5.4.2 固体レーザーと超短パルス生成

レーザーは Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation の頭文字を取った単語であり、誘導放出という現象を利用しているのが特徴である。誘導放出を起こす媒質、すなわち利得媒質の状態によって固体レーザー、液体レーザー、気体レーザー、半導体レーザーに大別される。半導体レーザー (LD: Laser diode) は固体レーザーと励起方法やエネルギー準位が大きく異なるため、分けて考えられることが多いようである。本研究ではファイバーレーザーを含む固体レーザーを扱うため、この節では固体レーザーの一般的事項について簡潔に説明する [97, 98]。固体レーザーは希土類イオンを添加した結晶

やガラスが利得媒質として使われる。以前は励起源として希ガスフラッシュランプが使われていたが、LD の技術が成熟した現在では LD 励起が主流である。そのため DPSSL (Diode pumped solid state laser) と表現されることもしばしばある。本研究で開発した衝突用レーザーも全て LD 励起である。希土類イオンとしてネオジウム ( $\text{Nd}^{3+}$ ) やイッテルビウム ( $\text{Yb}^{3+}$ ) をドープしたものがよく使われる。また母材としてイットリウム・アルミニウム・ガーネット (YAG:  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) がよく使われる。Nd:YAG, Nd:YLF, Nd:YVO<sub>4</sub>, Yb:YAG, Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> などが代表的な固体レーザーである。特に Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>、チタンサファイアレーザーは発振波長が 660~1050nm と帯域が広いので超短パルスの生成を可能とする。図 114 にチタンサファイアの吸収スペクトルと蛍光スペクトルを示す [99]。レーザーパ

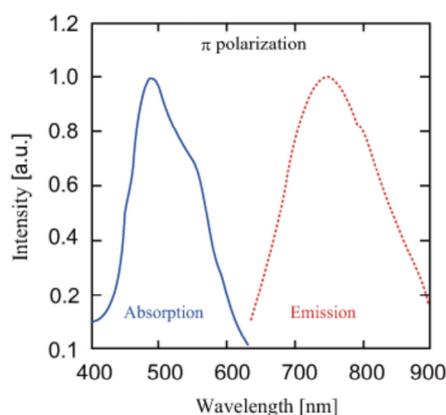


図 114 チタンサファイアの吸収スペクトルと蛍光スペクトル

ルスの時間領域波形とそれを構成する周波数成分はフーリエ変換対の関係にある。従って時間広がり $\Delta t$ と周波数広がり(スペクトル広がり) $\Delta\lambda$ の積には次式の関係がある。

$$\Delta t \cdot \Delta\lambda \cdot \frac{c}{\lambda^2} \geq A$$

A はパルスの包絡線(envelope)によって値が決まり、ガウシアンならばおよそ 0.4413、Sech 型ならばおよそ 0.3148 となる。等号が成り立つ場合をフーリエ限界パルス幅と呼び、あるスペクトル幅が与えられた時に原理的に到達可能な最短のパルス幅を表す。中心波長 800nm において、ガウシアンの時のスペクトル幅とフーリエ限界パルス幅の関係を図 115 に示す。

サブ 10fs のパルスを生成するには 100nm 以上のスペクトル幅が要求されることがわかる。このような超短パルスレーザーはモードロックと呼ばれる技術で生成される。図 116 にあるように、光共振器の共振器長 L は半波長の整数倍でなければならない。この条件を満たす n は無数に存在し、各々を縦モードという。それぞれの縦モードの間隔は FSR(Free spectral range) と呼ばれる。レーザー発振に寄与するのは利得曲線とオーバーラップする

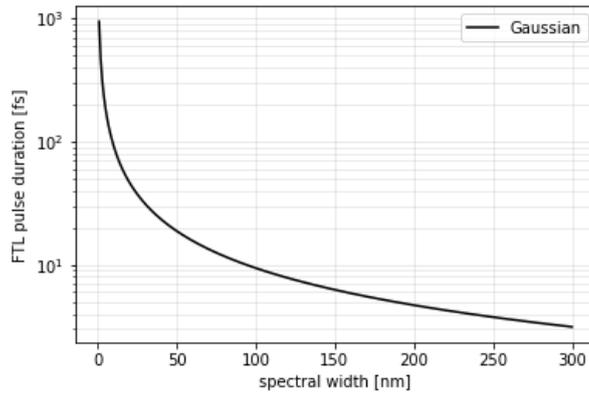


図 115 ガウシアンパルスのスペクトル幅とフーリエ限界パルス幅の関係

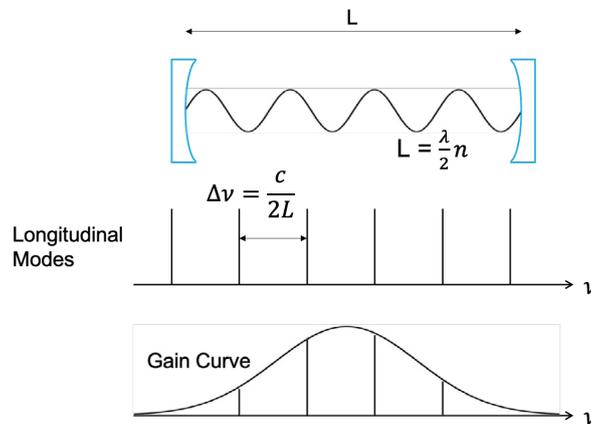


図 116 縦モード

モード、かつ利得が損失を上回るモードである。利得曲線の広がりは一様広がりと呼ばれる要因と不均一広がりと呼ばれる要因によって構成されることが知られている。それぞれの縦モードは一般に独立に発振するが、足並みを揃える（位相を合わせる）ことで鋭いパルス列を出力として取り出すことができる（図 117 左）。これをモードロックないしはモード同期と呼ぶ。モードロックパルス列の間隔は FSR の逆数になり共振器を光が往復する時間に相当する。

$$T = \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{2L}{c} \quad (72)$$

モードロックできていない時は図 117 の右図のように鋭いパルス列は観測されなくなる。モードロックをかけるための手法としてアクティブモードロック（能動モード同期）とパッシブモードロック（受動モード同期）に大別される。アクティブモードロックでは音響光学変調器（AOM）や電気光学変調器（EOM）を用いて周期的な変調を施す。パッシブモードロックでは可飽和吸収体を共振器内に置く。半導体可飽和吸収ミラー（SESAM）を用いた共振器が、高速応答を示すためよく使われる。SESAM では位相の揃った、強度

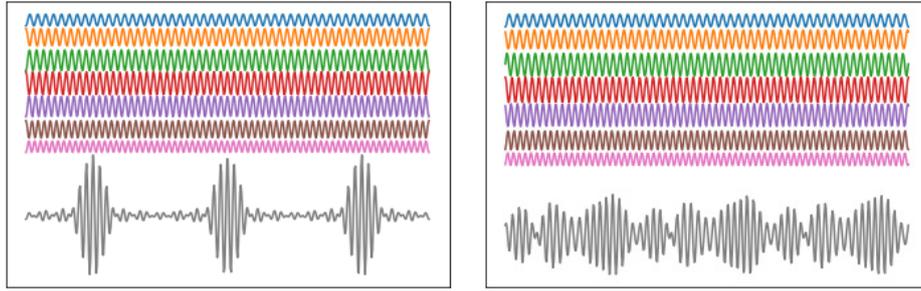


図 117 モードロックの概念

の大きい成分に対して反射率が大きくなるためモードロックをかけることができる。その他のパッシブモードロックとしてカーレンズ効果（自己集束効果）を利用したカーレンズモードロックやファイバー内での非線形光学効果を利用した非線形偏波回転（NPR: Nonlinear polarization rotation）などがある。モードロックではパルス形成する縦モードの数が多いほど鋭いパルスになり時間幅の短いレーザーパルスを生成できる。それぞれの縦モードの足し合わせを考えると

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} E_n \exp [i (\omega_n t + \delta_n)]$$

各モードの振幅が一定 ( $E_0$ ) と仮定し、位相も一定 ( $\delta$ ) と仮定すると、

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 \exp [i\delta] \sum_{n=0}^{N-1} \exp [i\omega_n t] \\ &= E_0 \exp [i\delta] \sum_{n=0}^{N-1} \exp [i(\omega - n\Delta\omega) t] \\ &= E_0 \exp [i(\omega t + \delta)] \sum_{n=0}^{N-1} \exp [-in\phi] \\ &= E_0 \exp [i(\omega t + \delta)] \frac{\sin (N\phi/2)}{\sin (\phi/2)} \end{aligned}$$

強度は電場の 2 乗に比例するので

$$I(t) \propto E_0^2 \left[ \frac{\sin (N\phi/2)}{\sin (\phi/2)} \right]^2$$

となる。N=5 及び N=20 の時の波形を図 118 に示す。

より短いパルス幅を実現するためにはより多くの縦モードをモードロックさせる必要があり、そのためには利得媒質としてより利得帯域幅が広い媒質が求められる。パルス幅  $\Delta t$  は式 (72) のパルス間隔 T と縦モードの数 N を用いて

$$\Delta t \approx \frac{T}{N} \approx \frac{1}{\text{gain bandwidth}}$$

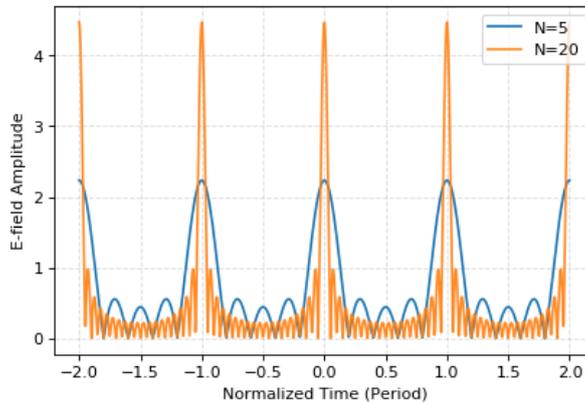


図 118 縦モードの数とモードロック波形

となる。このようにして発生させた短パルスレーザーは増幅させて応用することが多いが、ピークパワーが光学素子の損傷閾値を超過する場合は CPA を用いる。増幅器のレーザー媒質は固体レーザーの場合ロッド形状の物が従来使用されてきた。しかしロッドの場合、パワーが大きくなるにつれて温度勾配を持つようになり、熱レンズ効果や熱複屈折効果等の、通常好ましくない現象が表れる。これを考慮して排熱に有利な利得媒質形状としてファイバーレーザーとディスクレーザーが発展した。図 119 に概要を示す。

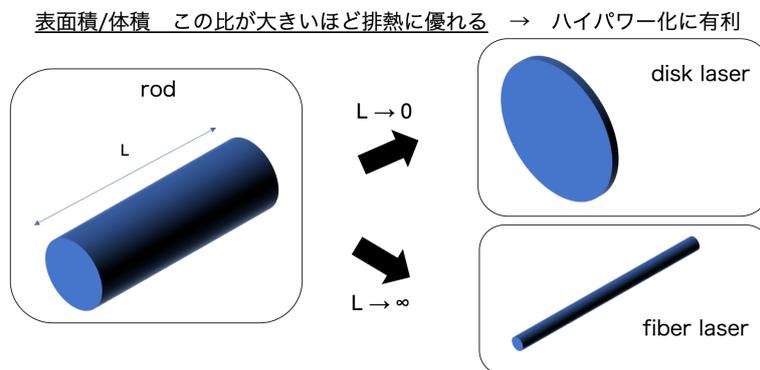


図 119 排熱に有利な利得媒質形状

媒質の体積を一定にして表面積を大きく取ると考えた場合、媒質の長さ  $L$  を大きくする方向と小さくする方向が考えられる。それぞれがファイバーとディスクに対応する。Thin-disk レーザーに関しては本研究で開発した衝突用レーザーのメインアンプであるため詳しくは後述するが、高いビーム品質かつ mJ 以上のパルス生成を可能にする。ファイバーレーザーで使われる光ファイバーはシリカガラス（屈折率 1.45）が材質として使われる。中心部分であるコアとそれを取り囲むクラッドによって形成される。さらに機械強度を上げるため、そして保護を目的にコーティング（被覆）が施される場合も多い。コー

ティングの有無で素線、心線と呼び方が変わる。素線はクラッドの周りにコーティングが施された物であり、さらなる保護のためにポリマーコーティングを施したものが心線である。クラッド径が 125 $\mu\text{m}$ 、1 次被覆と 2 次被覆がそれぞれ 30 $\mu\text{m}$ 、さらに 5 $\mu\text{m}$  の着色コーティングを施した物は直径が 250 $\mu\text{m}$  になり、よく使われる。光ファイバーのコアはクラッドに比べてわずかに屈折率が高く、その屈折率差は 1%未満である。このようにすることで光は全反射を繰り返しながらファイバー内を伝搬する。全反射は図 120 で示すように入射角が臨界角より大きくなると観測される。

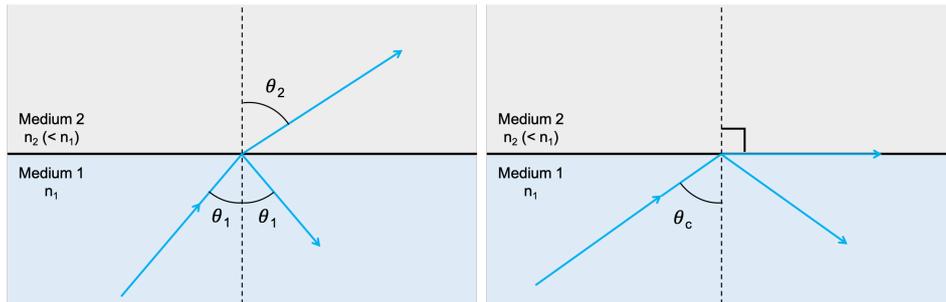


図 120 全反射は臨界角より大きい入射角で起こる

スネルの法則によって異なる媒質の屈折率と入射角、屈折角の関係は

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}$$

臨界角  $\theta_c$  においては  $\theta_2$  が 90 度なので

$$\begin{aligned} \frac{n_2}{n_1} &= \sin \theta_c \\ \theta_c &= \arcsin (n_2/n_1) \end{aligned}$$

と書ける。しかしこの条件は光ファイバーにおける光の伝搬の必要条件でしかなく、実際は許される光路は離散的になる。それぞれの光路に対応したものをモードと呼ぶ。図 121 において実線で描かれた光路と点線で描かれた光路は別々のモードに対応しており、点線のモードの方が長い経路をたどる。

従ってモードによって入射端から出射端までの時間が異なる。これはモード分散と呼ばれる。点線のモードが、コアとクラッドの境界において入射角が最小のものとする、この時の  $\theta_{NA}$  を超過する角度でファイバーに入射した光は伝搬できない。この最大受光角によって特徴づけられる値は開口数 (NA: Numerical aperture) と呼ばれ、次式で表される。

$$NA = \sin \theta_{NA} = \sqrt{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2}$$

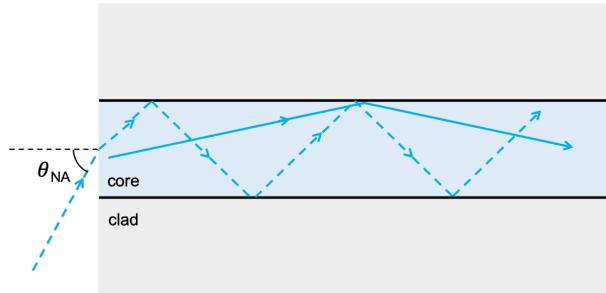


図 121 光ファイバーにおける光の伝搬

コア径が大きいと複数のモードが許容されるのでマルチモードファイバー (MMF) と呼び、逆にコア径が小さく単一のモードしか伝搬が許されないものをシングルモードファイバー (SMF) と呼ぶ。SMF では光強度分布はガウシアンに近いことが理論的に証明されており [98, 100]、 $M^2$  が 1 に近いレーザーがその特性を保ったまま伝送される。ここで SMF の例として Thorlabs 社の 1060XP を挙げ、光強度分布の計算結果を図 122、123 に示す。

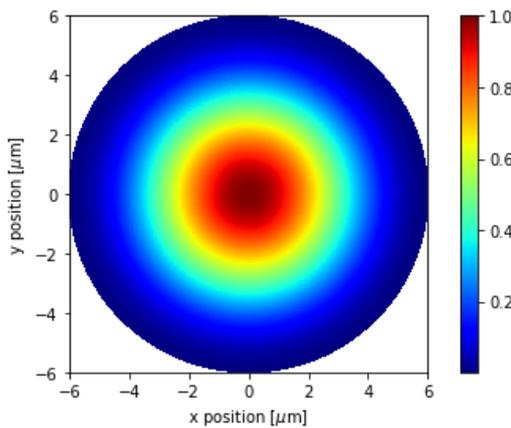


図 122 SMF の光強度分布 (平面)

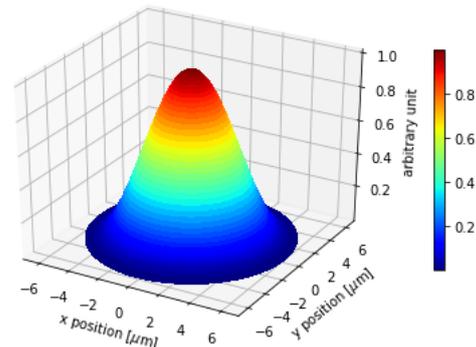


図 123 SMF の光強度分布 (立体)

SMF のモードは  $LP_{01}$  モードと表現される。LP は linearly polarized mode の略であり 2 つの添え字  $m$ 、 $n$  を用いて  $LP_{mn}$  と表記する。 $m$  はアジマス方向の節の数を与え、 $n$  はラジアル方向の節の数を与える。光ファイバーの特性を記述する上で便利なパラメータとして  $V$  ナンバーがある。 $V$  ナンバーは規格化周波数、導波路パラメータなどとも表現される。

$$\begin{aligned}
 V &= \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2} \\
 &= \frac{2\pi a}{\lambda} \text{NA} \\
 &= ka\text{NA}
 \end{aligned}$$

a はコアの半径であり k は波数である。V ナンバーは許容されるモードの数やモードフィールド径 (MFD: Mode field diameter)、カットオフ波長、伝搬定数などと結びついている。モードの数は次のように表される。

$$M \approx \frac{4V^2}{\pi^2}$$

V ナンバーが 2.4048 より小さければ、基本モード (LP<sub>01</sub>) しか許容されず SMF となることが知られている。V ナンバーと並んで重要なパラメータとして規格化伝搬定数  $\beta$  がある。あるモードの伝搬定数  $\beta$  は

$$\beta = kn_{\text{core}} \sin \theta$$

$\theta$  は臨界角より大きく 90 度より小さいので伝搬定数のとりうる値は

$$kn_{\text{clad}} < \beta < kn_{\text{core}}$$

規格化伝搬定数  $b$  は

$$b = \frac{\left(\frac{\beta^2}{k^2}\right) - n_{\text{clad}}^2}{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2}$$

$$0 < b < 1$$

$\beta/k$  は実効屈折率を表す。シングルモードの場合、規格化伝搬定数  $b$  と V ナンバーの関係は

$$V = \frac{1}{\sqrt{1-b}} \left( \tan^{-1} \sqrt{\frac{b}{1-b}} + \frac{\pi}{4} \right)$$

と表される。V ナンバーと規格化伝搬定数の関係を図 124 に示す [101]。V ナンバーが

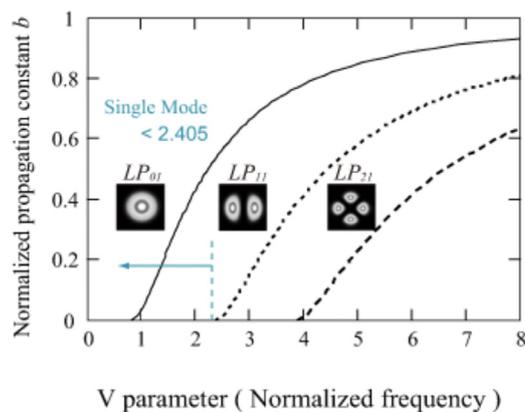


図 124 ステップインデックス光ファイバーにおける V ナンバーと規格化伝搬定数の関係

2.4048 を超えると高次の LP<sub>11</sub> モードの伝搬が可能になってくることがわかる。さて光

ファイバーの損失について考える。光ファイバーの損失は特に長距離伝送や光通信で問題になってくる。そのため通信ではシリカガラスファイバーにおける損失が最も少ない 1550nm 付近の波長を利用している。図 125 に光ファイバーの損失の波長依存性を示す [102]。長さ  $L$  のファイバーを通過した時のパワー損失は減衰定数  $\alpha$  を使って次のよう

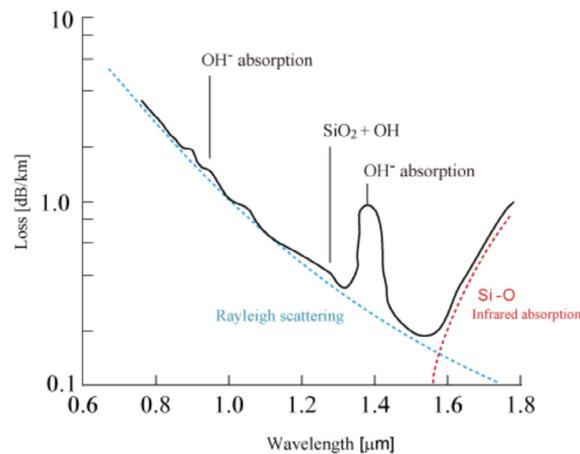


図 125 光ファイバー損失の波長依存性

に表現できる。

$$P_T = P_0 \exp[-\alpha L]$$

減衰定数はデシベル単位で表示されることが多く、その場合

$$\alpha = -\frac{10}{L} \log \left[ \frac{P_T}{P_0} \right]$$

光ファイバーでの損失は材料固有の損失、不純物による損失、曲げ損失、融着損失などの要因が考えられる。材料固有の損失や不純物による損失はメーカーに依存するので仕方がないが、レーザー開発を行う上では曲げ損失、融着損失をできるだけ抑えることが重要と言える。光ファイバーの大きな利点としてリールライト等に巻くことでコンパクトにできることが挙げられるが、曲率半径を小さくしすぎると曲げ損失が大きくなるので気をつける。融着機で光ファイバー同士を融着する場合は、融着機が損失を簡易的に見積もってくれるので、その値が 0.01dB 以下になるようにしている。

主に SMF の一般特性について述べてきたが、レーザーとして活用するには利得（ゲイン）がなければならない。ゲインファイバーとしてレアアース（希土類）イオン ( $RE^{3+}$ ) を添加したファイバーが使用される。具体的には Nd（ネオジウム）、Yb（イッテルビウム）、Er（エルビウム）、Tm（ツリウム）が使われる。また Er に Yb を共添加した物も使われる。本研究では Yb ファイバーを使用しているため、ここでは Yb ファイバーの特性を記

す。Yb ファイバーは上準位寿命が長い (0.95ms 程度)、量子欠陥が小さく熱の発生が少ない、濃度消光が少ない、励起状態吸収・アップコンバージョンが起こらないといった優れた特徴を有している。Yb ファイバーの吸収断面積と誘導放出断面積を図 126 に示し [103]、エネルギー準位を図 127 に示す。

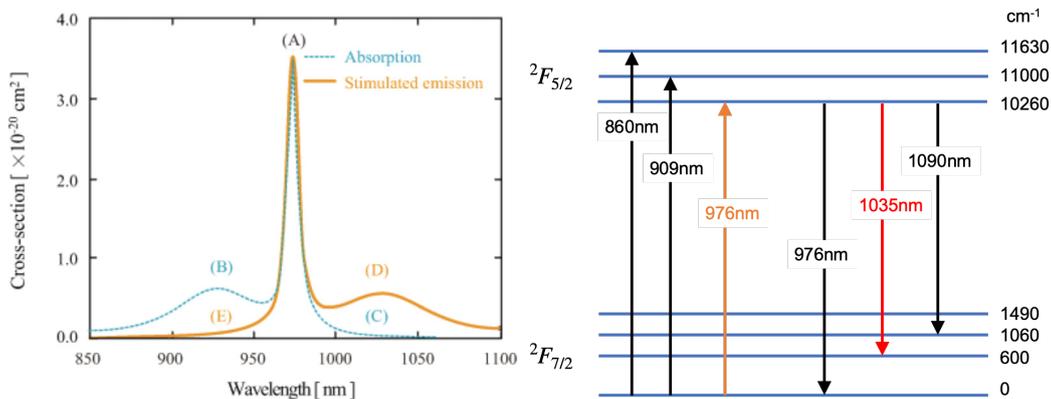


図 126 Yb 添加ファイバーの吸収断面積と誘導放出断面積 図 127 Yb 添加ファイバーのエネルギー準位

975nm 付近に強い吸収があり、この波長の LD によって励起を行う。レーザーとしては 1030nm の光を用いることが多いが、わずかに吸収があるため ASE が発生するのを避けて 1060nm が使われることもある。

### 5.4.3 発振器

本研究の衝突用レーザーシステムのレーザー発振器は Yb ファイバーレーザーである。使用した Yb ファイバーは CoreActive 社の YB406 である。経験的に YB125 よりもドープ率の高い YB406 においてより高強度な発振器の作成に成功している。YB406 の仕様を表 7 に示す。

表 7 YB406 の仕様

Peak Absorption @ 915nm	555dB/m
Numerical Aperture	0.14
Cutoff Wavelength	815nm
Mode Field Diameter @ 1060nm	4.7 $\mu$ m
Clad Diameter	125 $\pm$ 0.6 $\mu$ m
Dual Coat Diameter	251 $\pm$ 1 $\mu$ m

モードロック方式は非線形偏波回転（NPR: Nonlinear polarization rotation）と呼ばれる方式で、ファイバー内で強度に依存した非線形な偏波の回転を利用している。この現象と空間部に配置した波長板、偏光ビームスプリッターにより強度の大きい偏波成分を選択的にループさせることができる。波長板を最適化させれば高強度成分の位相を揃えることができ受動モードロックをかけることが可能となる。Yb ファイバーレーザー発振器の構成図を図 128 に示し、実物を図 129 に示す。図中のバンドパスフィルター（BPF）を入れるこ

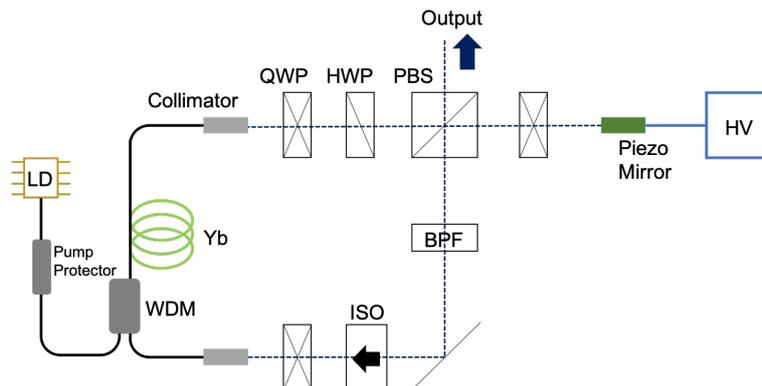


図 128 Yb ファイバーレーザー発振器の構成

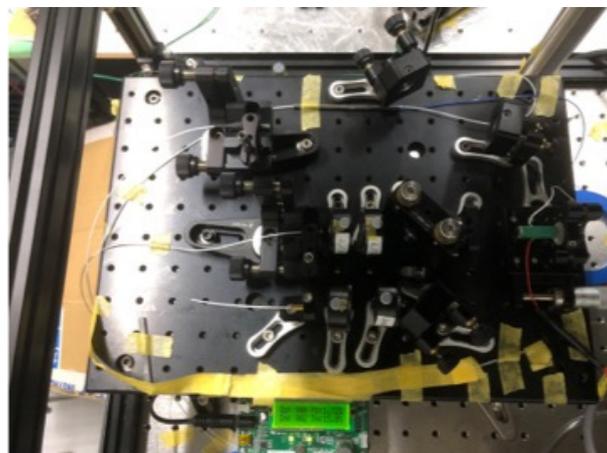


図 129 Yb ファイバーレーザー発振器の外観

とでループに伴い広がり続けるスペクトル幅とパルス幅をカットすることで安定なモードロックが得られる。BPF は Semlock 社の 1030nm、2nm 幅のものを使用している。BPF を用いるタイプはシミラリトン型と呼ばれる。フィルターを用いずに回折格子や異常分散ファイバーなどによって負の分散を与える方式はソリトン型と呼ばれる。またこの図のように光のループする方向に沿って励起光を投入することを前方励起と呼んでおり、Yb に対して反対側に LD を配置した場合を後方励起と呼ぶ。前方励起では効率が劣るもの

の低雑音の面で優れており後方励起ではその逆の特性を示す。Yb ファイバーは一般に 1000~1100nm の波長域で使われるため図 128 の構成は全ての素子において正常分散を示す。よって開発者の名前 Andy とかけて ANDi (All Normal Dispersion) レーザー [104] の名で知られている。本研究で構築した図 129 の発振器の特徴としてはループの途中にピエゾミラーを組み込んでいることである。このようにすることで加速器システムと同期を取ることを可能にしている。図 130 にこの発振器で得られるモードロックパルススペクトルを示す。ファイバーレーザーのスペクトルは非線形光学効果の一種である自己位

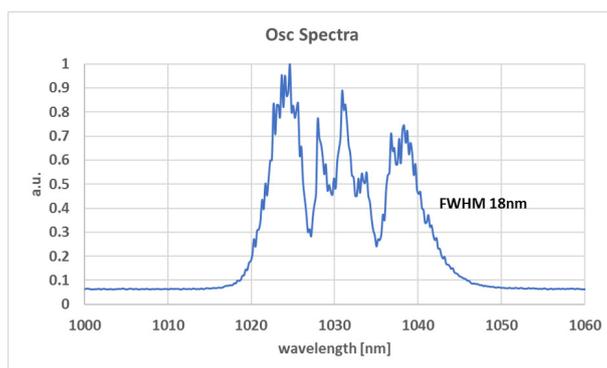


図 130 Yb ファイバーレーザー発振器のスペクトル

相変調 (SPM: Self-phase modulation) によって、このようにピークが複数存在するような波形になる。よって本論文ではガウスフィッティングをせずに FWHM をスペクトル幅として扱っている。18nm のスペクトル幅が得られていることがわかる。モードロックパルス列の繰り返し周波数は通常の固体レーザー同様共振器の長さで決まる。ただし ANDi レーザーはファイバー部と空間部があるため、ファイバー部の屈折率 ( $\text{SiO}_2$  の屈折率は 1.45 である) を考慮して計算する必要がある。実際には Yb ファイバーにはポンプパワーに対応した最適な長さがあるため、Yb が添加されていないファイバー部の長さを融着等で調整することになる。加速器システムと同期することを考えて、59.5MHz をターゲットに調整した。フォトディテクタとオシロスコープを使って測定したものを図 131、図 132 に示す。パワーメータで測定したアベレージパワーとしてはパルス発振時で 150mW、CW 発振時 (モードロックがかかっていない時) で 184mW を得ることに成功している。繰り返し周波数は 59.5MHz なのでパルスエネルギーは約 2.5nJ である。パルス幅は FEMTOCHROME Research 社のオートコリレータ FR-103MN を使って測定した。FR-103MN の外観を図 133 に示し、光路を図 134 に示す。このオートコリレータの特徴として、右側のミラー対が回転することにより遅延が変化するため、オシロスコープ上に自己相関波形が表示され続けることである。そのため繰り返し周波数が低すぎると自己相関波形を測定することができない。写真左下のマイクロメータの先に第二高調波発生用の結

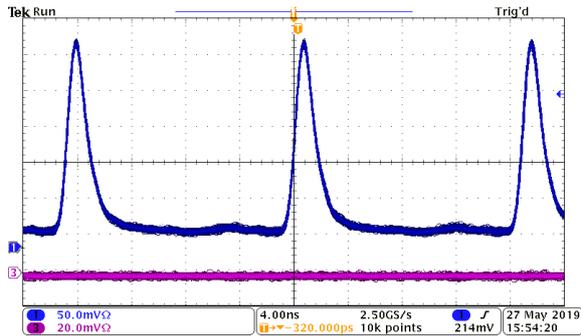


図 131 モードロックパルス列のオシロスコープ画像

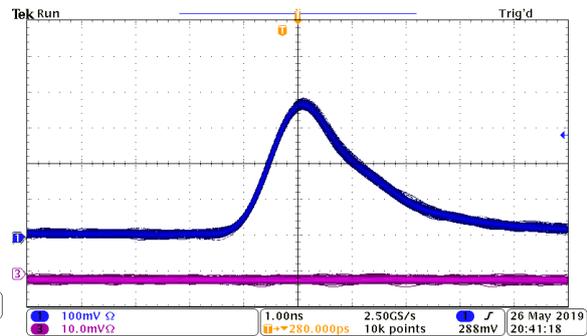


図 132 1ns/div の拡大画像



図 133 オートコリレータの外観

晶が置かれており、その強度変化を測定する。自己相関波形を図 136 に示す。ガウシアンを仮定してパルス幅として 1.213ps という測定結果を得ている。これまでの経験により融着損失を抑えること、ポンプパワーに対する Yb ファイバーの長さを最適にすること、空間部をなるべく短くする（コリメータの working distance 以下）ことの 3 点に気をつければ高出力の発振器を作ることができるかと学んでいる。Yb ファイバーレーザー発振器の性能を表 8 にまとめる。

#### 5.4.4 Yb ファイバー増幅器

発振器で生成したパルスは再生増幅器に輸送されるまでにファイバーへの入力や光学素子、特にストレッチャーで減衰してしまうため、ストレッチャーの前後で Yb ファイバーを用いて増幅している。つまりプリアンプとして配置している。YDFA の構成を図 137 に示す。ポンプ用の LD、ポンププロテクター、アイソレーター、WDM、Yb ファイバーによって構成される。YDFA を構築する際は戻り光が上流に悪影響を及ぼすことを防ぐた

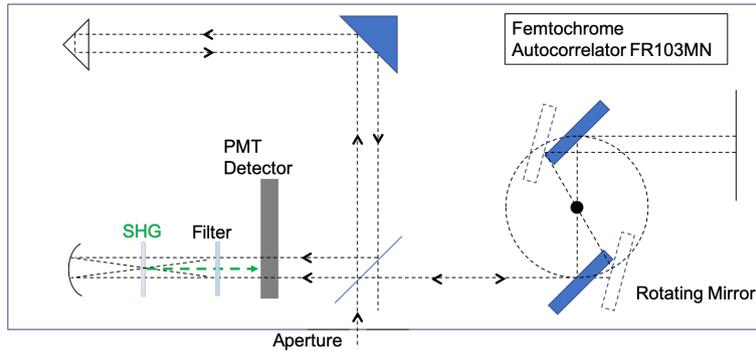


図 134 FR-103MN の光路

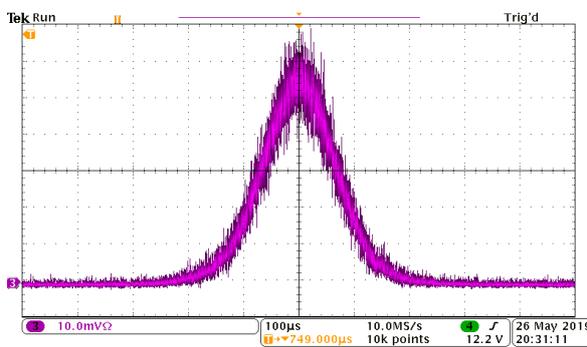


図 135 自己相関波形のオシロスコープ画像

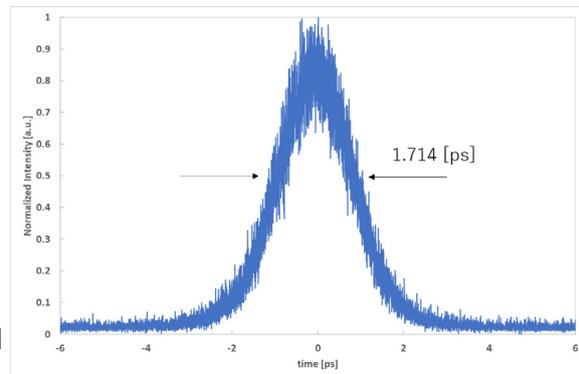


図 136 自己相関波形

めアイソレーターを設置する。発振器からの光は一度空間に出力されるが、ファイバーへのカップリングで半分程度になってしまうため YDFA でパワーを補ってからストレッチャーに入射させる。またストレッチャーでも少なくない損失を伴うので、ある程度のパワーを確保することが必要になる。YDFA によって 200mW 程度の光パワーをストレッチャーに入射できている。

#### 5.4.5 パルスストレッチャー

CPA のために一度パルス幅を伸ばさせる機能を果たすのがパルスストレッチャーである。当初は YDFA からの光を空間に一度取り出し、バルクの回折格子を用いてパルスス

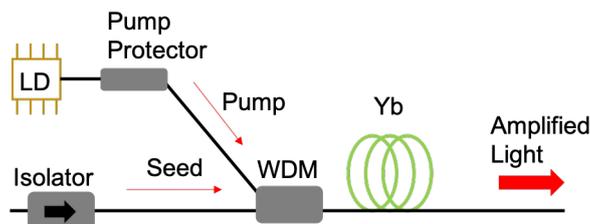


図 137 Yb ファイバー増幅器

**表 8 Yb ファイバーレーザー発振器の性能**

パラメータ	値
ポンプパワー	700mW
出力 (CW)	184mW
出力 (パルス)	150mW
繰り返し周波数	59.5MHz
パルスエネルギー	2.5nJ
パルス幅	1.213ps(FWHM)
スペクトル幅	18nm
フーリエ限界パルス幅	87fs
YB406 の長さ	46cm

トレッチを行っていた。しかしながら再度ファイバーに入射する構成であったためパワー効率が良くなかったことやわずかなアライメントのずれに敏感であったことなどからファイバー型のチャープファイバーブラッググレーティング (CFBG) を採用した。CFBG を採用することで YDFA、CFBG、後段の YDFA を全てファイバーで構成することができるためパワー効率を良くできるとともにアライメントを気にする必要がなくなり安定的にメインアンプにシードできるようになった。CFBG として Teraxion 社の PSR-1030-20(D55.72-0.967) を使用した。スペックを表 9 に示す。CFBG では異なる波長

**表 9 パルスストレッチャーの性能表**

パラメータ	値
中心波長	1030 nm
$D_2$ (群遅延分散 GDD)	-55.72 ps/nm
$D_3$ (3 次の分散 TOD)	-0.967 ps/nm <sup>2</sup>
Fiber Type	PM980

成分が異なる位置で反射されることを利用してパルスを伸長している。光ファイバーの中に回折格子が埋め込まれていると考えることができる。CFBG を用いたパルスストレッチャーの構成を図 138 に示す。発振器の出力では図 130 にあるようにスペクトル幅が 18nm あるので表 9 の GDD 値から、100ps 程度にストレッチされたパルス幅が期待できる。オートコリレータ FR-103MN (図 133) では測定の上限値が 20ps であり、値を確認す

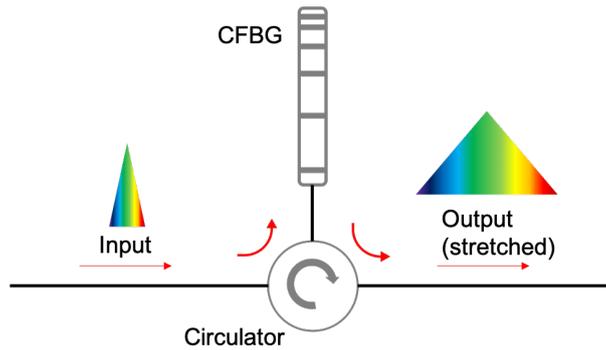


図 138 チャープファイバーブラッググレーティングを用いたパルスストレッチャー

ることができないが、自己相関波形から少なくとも 86ps 以上に伸長できていると見積もられた。

#### 5.4.6 Yb:YAG Thin-disk 再生増幅器

衝突用レーザーシステムのメインアンプとして Yb:YAG Thin-disk 再生増幅器を構築した。まず Thin-disk (disc とも表記される) について説明する。Thin-disk レーザーとは増幅媒質がその名の通り薄いディスク状のものを言う。1994 年にシュツットガルト大学の Adolf Giesen らによって発明され [105]、ファイバーレーザーやスラブレザーと並んで近年の固体レーザーの発展に寄与してきた [106]。図 119 で説明したように Thin-disk 形状にすることで表面積/体積比を大きくすることができ、排熱に有利な形状となる。さらに、disk 媒質をヒートシンクに接着することで効率的に熱を取り除くことができるようになる。また利得のあるミラーとして振る舞うためアクティブミラーとも言われる。本研究で使用している Thin-disk の外観を図 139 に示し、その構造を図 140 に示す。Thin-disk をヒートシンクに接着する技術についても研究が行われており、近年は

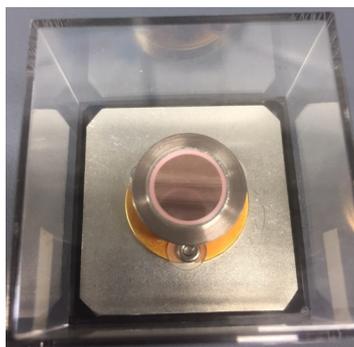


図 139 Thin-disk の外観

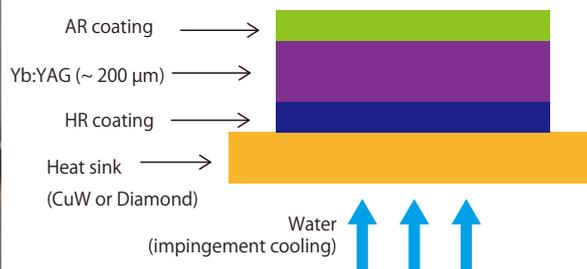


図 140 Thin-disk の構造

ADB(Atomic Diffusion Bonding) と呼ばれる技術が注目を集めている [107]。Thin-disk は

Dausinger+Giesen 社（以下 D+G）の TD12-7 で媒質は Yb:YAG である。D+G が開示しているスペックを図 141 に示す。



### Laser Disks TD 12/20/25-7

	TD 12-7 HD	TD 20-7	TD 25-7
Material:	Yb:YAG	Yb:YAG	Yb:YAG
Doping concentration:	7 %	7 %	7 %
Thickness:	0.215 mm	0.215 mm	0.215 mm
Shape unpumped:	spherical	spherical	spherical
Radius of curvature:	typically around - 10 m, concave; the disk shape is changed in laser operation mainly due to the bending of the heat sink, which is convex. The rule of thumb is a change of refractive power of - 0,05 m-1 per 100 W for pump spot diameter of > 4 mm or - 0,1 m-1 per 100 W for pump spot diameter of about 3 mm 0.1° (between reflected beams),		
Wedge:	parallel surface available on request		
Free aperture:	diameter 8 mm	diameter 15 mm	diameter 20 mm
AR coating:	R@1030 nm < 0.1 %		
HR coating:	R@1030 nm, 0° > 99.9 % R@940 nm, optimized for use with TDM 1.0	R@940 nm, optimized for use with TDM 30	
Optical axis of the disk:	orthogonal to base +/- 0.5°, depends on wedge orientation		
Maximum pump power:	4 kW/cm² for pump spot diameters ≤ 3 mm and 2 kW/cm² for larger pump spot diameters (with top-hat pump profile and in fluorescence mode only; in laser operation as a rule of thumb, the damage threshold increases by the actual extracted laser power with respect to the pump spot area.		
Standard pump spot diameter:	3.2 mm	n.a.	n.a.
Damage threshold:	> 4.7 – 7.6 J/cm² (10 ns pulses, for 10k pulses, tested by institute of Technical Physics (DLR), only tested for HD version)		
Suitable pump module	TDM 10	TDM 30	TDM 30

contact • Dausinger + Giesen GmbH  
Rotebühlstrasse 87  
70178 Stuttgart  
Germany

phone • +49 (0)711 907060-550  
fax • +49 (0)711 907060-99  
email • info@dausinger-giesen.de  
internet • www.dausinger-giesen.de

図 141 Thin-disk のスペック

Yb:YAG は Thin-disk 媒質として最も実績のあるレーザー媒質である。熱伝導率が良く、機械的剛性もあり、蛍光幅が比較的大きいため超短パルスにも向いている。このような性質からよく用いられるが、Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> や Yb:LuAg など Yb:YAG に匹敵するとして研究されている。図 142 に Yb:YAG の吸収断面積と誘導放出断面積を示す。従来は 940nm で励起することが多かったが、969nm の ZPL (Zero phonon line) で励起することでより高品質な動作が可能であると報告され [108]、近年では ZPL で励起するのが主流である。またこれらの帯域は InGaAs-LD がカバーする帯域であるため、ポンプしやすいという特徴も有する。本研究で用いている LD の外観を図 143 に、特性値を表 10 に示す。

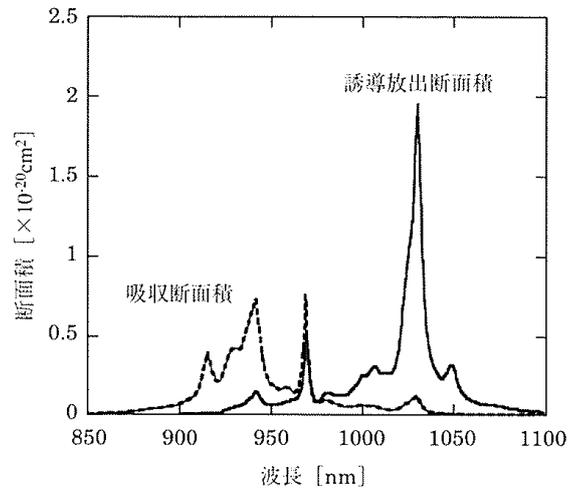


図 142 Yb:YAG の吸収断面積と誘導放出断面積



図 143 Yb:YAG Thin-disk 励起用 LD の外観

表 10 LD のスペック

メーカー	DILAS
動作	QCW (Quasi-Continuous Wave)
波長	968.1nm
線幅	0.3nm
アベレージパワー	627.4W (@70A)
ディーティールサイクル	<30%

図 143 の右側の 2 つのポートは水冷用であり、 $\phi 6\text{mm}$  のチューブが繋がる。20~25°C の冷却水を流量 L/min が要求仕様である。また左側に見えるのはデシカントであり、LD 内の湿気をモニターする役目を果たしている。デシカントの変化前後の様子を図 144 に示

す。ピンク色に変色すると交換する必要がある。Thin-disk はその薄さゆえ、十分に励起



図 144 DILAS-LD のデシカント変化の様子

するためにはポンプ光を幾度も通過させる必要がある。これを可能にする小型なモジュールがパラボラミラー（放物面鏡）とプリズムミラーを組み合わせたものである。D+G のモジュールに使われているパラボラミラーとプリズムミラーをそれぞれ図 145、146 に示す。

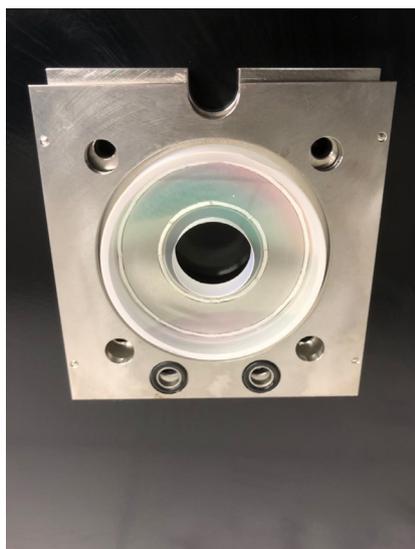


図 145 パラボラミラー

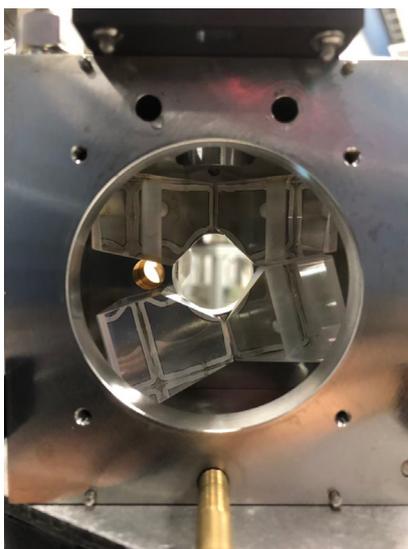


図 146 プリズムミラー

図 146 の左側 2 つのプリズムミラーの間にポンプ光を通すための開口が見える。レンズによってコリメートされたポンプ光がここを通過してパラボラミラーとプリズムミラー、さらには折り返しミラー（folding mirror）によって計 24pass が可能な機構となっている。その様子を図 147 に示す。実際は 3 次元的に光が disk を通過するので、図 147 に光路を全て書くことはできないが、プリズムミラーによってパラボラミラーの別の箇所にも光が戻され、再度 disk に励起光が当たる。D+G のポンプモジュール TDM1.0 の外観を図 148 に示

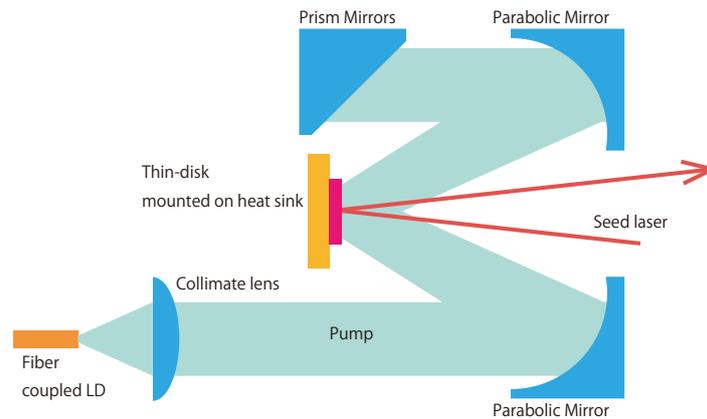


図 147 ポンプ光の取り回し

す。図 148 の右側からファイバーの SMA 端子を装着できるようになっており、レンズを

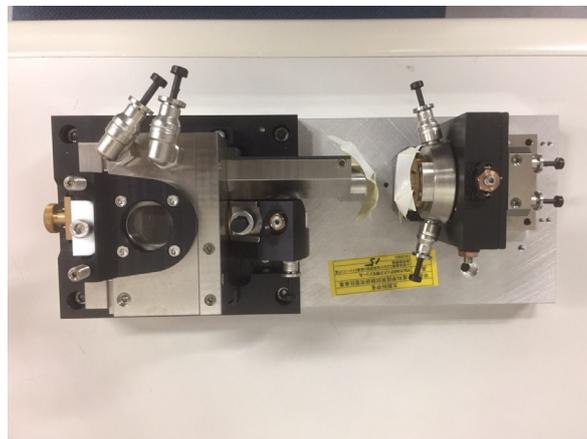


図 148 ポンプモジュールの外観

通してコリメートされたポンプ光がパラボラミラーに送られる。このようにして励起された thin-disk を、光共振器を構成するミラーの一つとして配置することで、再生増幅器を構築する。それゆえ thin-disk はアクティブミラーとも表現される。

ここで再生増幅器に関して説明する。再生増幅器は光共振器、利得媒質、変調器から成る。光共振器に光パルスを閉じ込め、利得媒質を何度も通過させることで高い利得を実現する。光パルスが充分増幅されたところでポッケルスセル（電気光学変調器）の駆動電圧を変化させ、増幅パルスを光共振器の外に取り出す。概念図を図 149 に示す。マルチパス増幅器と違って同じ光路を何度も通過するのでコンパクトな系で高い増幅率を実現することが可能である。光共振器の構成としてはリニア型（往復型）とリング型（周回型）がある。本研究では発振器が 59.5MHz、周期が 16.8ns なのでパルスとパルスの間隔は 5.04m である。再生増幅器で単一パルスを取り込み、増幅を行うためには、リニア型の場合共振

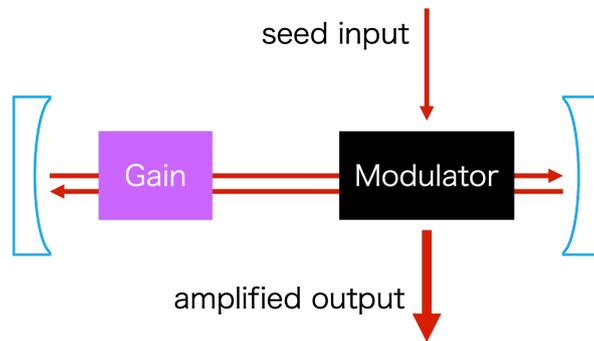


図 149 再生増幅器の概念図

器長の制限として 2.52m 以内にする必要がある。リング型の場合は 5.04m が上限になる。共振器長の下限はポッケルスセルの立ち上がり時間で決まる。使用したポッケルスセルは LEYSOP 社の BBO-6-40-AR1030 であり図 150 に示す。6mm のアパーチャーを持っている。立ち上がり時間を測定したので、その結果を図 151 に示す。誤差関数でフィッティ



図 150 ポッケルスセルの外観

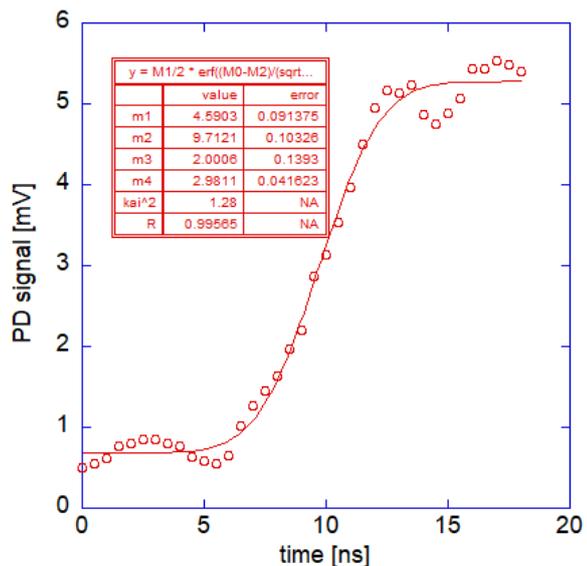


図 151 立ち上がり時間の計測結果

ングし、10-90%の立ち上がり時間は 5.2ns であった。光速をかけると 1.56m になり、これよりも光共振器長は大きくなければならない。共振器長の制限を満たすように光共振器の設計を行う。共振器長以外にはモードサイズ（光共振器内のスポットサイズ）が適切になるように設計を行う。具体的には、ある素子でモードサイズが小さくなりすぎるとダメージが入りやすくなるため避ける。また thin-disk における励起光のスポットサイズとモードサイズのオーバーラップが重要であり、モードサイズがポンプスポットサイズの 8 割程度になるのが良いとされている [109]。光共振器のモードサイズは reZonator というソフト

ウェアを用いて計算を行なった。リニア型再生増幅器の構成を図 152 に示す。リニア型

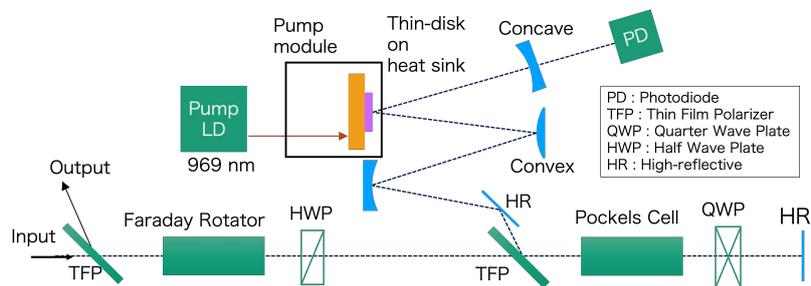


図 152 リニア型再生増幅器の構成

では 95 周回で最大 13.5mJ のパルスエネルギーを得ることに成功している。しかしながらアライメントに敏感で、図 153 に示すような高次横モードが出現しやすい課題を抱えていた。リング型ではより安定的に基本モードで動作できることからリング型再生増幅器を

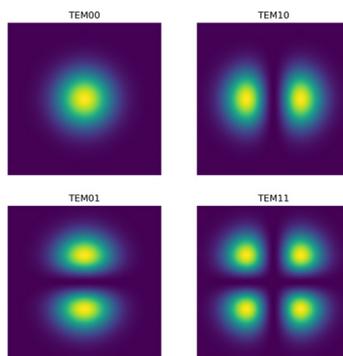


図 153 高次横モードのプロファイル

設計した。リング型の共振器配置を図 154 に示し、モードサイズを図 155 に示す。リン

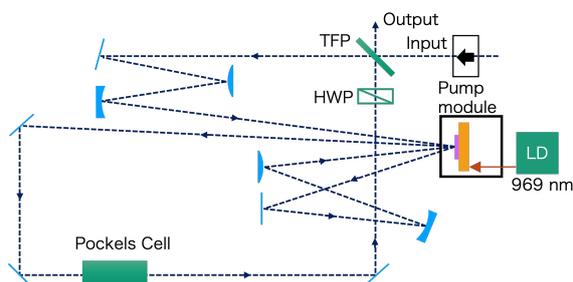


図 154 リング型光共振器設計

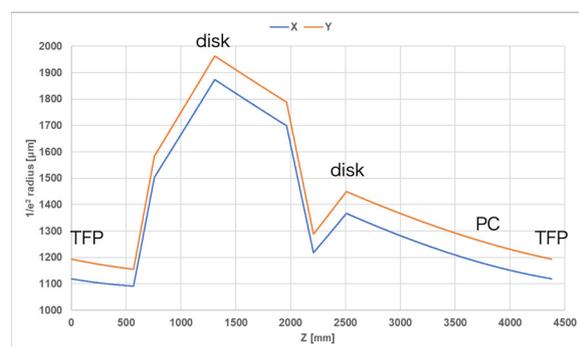


図 155 リング型のモードサイズ

グ型では戻り光がないことやファラデーローテータが不要になるメリットがあるが、ミラーの枚数が多くなりがちで損失はリニア型と比較すると大きい。そのため 1 周回の中に

2度 disk を通過する設計とした。再生増幅を示すビルドアップ波形を図 156 に示す。 120

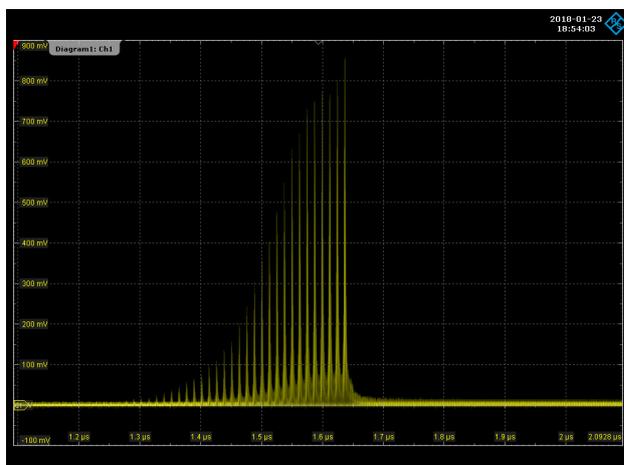


図 156 ビルドアップ波形

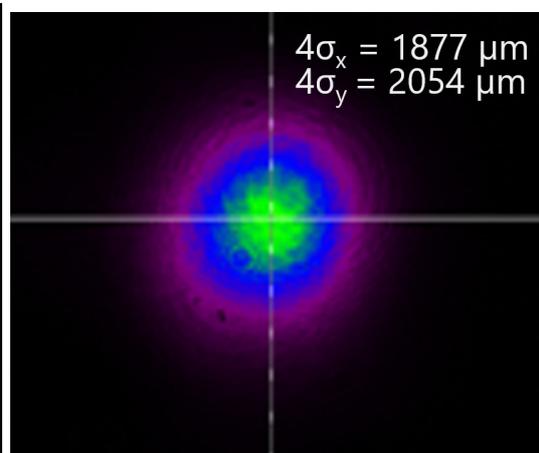


図 157 再生増幅光のプロファイル

周回でパルスエネルギー 10mJ を達成することに成功した。シード光のパルスエネルギーが 1.5nJ であるので、増幅率としては  $6.6 \times 10^6$  倍を達成した。再生増幅光の繰り返しは 100Hz であり、アベレージパワーとしては 1W 程度である。再生増幅後のプロファイルを図 157 に示す。マルチモードにならず、円形に近いプロファイルが得られている。再生増幅光のビーム品質  $M^2$  の評価を行なった。凸レンズ ( $f=150\text{mm}$ ) でレーザーを絞り、ビームプロファイラ (PHOTON INC., USBeamPro Model 2312) の位置をずらしながら  $1/e^2$  直径をプロットし、

$$d(z) = \sqrt{a + bz + cz^2}$$

でフィッティングする。 $M^2$  はフィッティングパラメータを使って次式で求まる。

$$M^2 = \frac{\pi}{8\lambda} \sqrt{4ac - b^2}$$

測定結果を図 158 に示す。x 方向、y 方向ともにおよそ 1.5 という値が得られ、良好な値を得ることに成功した。増幅器に共振器構造を利用していること、thin-disk を使っていることのメリットを実証したと言える。発振器から Thin-disk 再生増幅器までを 70cm×130cm の光学台に収め、コンパクトなシステムを構築することができた。図 159 に示す。

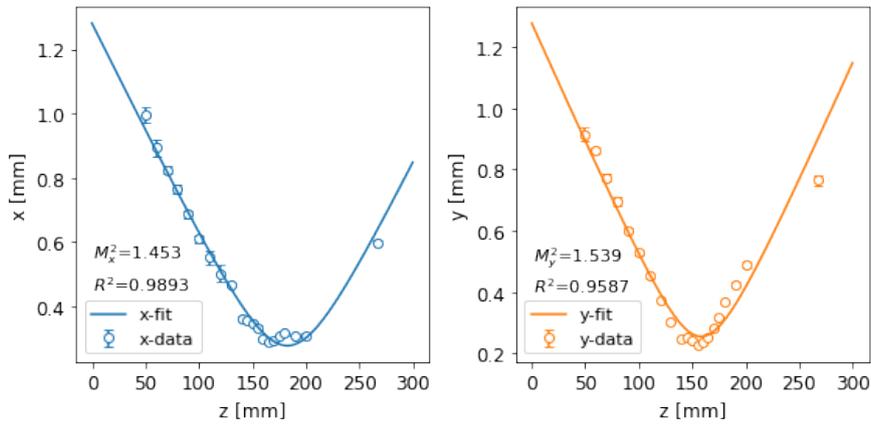


図 158 ビーム品質  $M^2$  の計測結果



図 159 コンパクトレーザーシステム

#### 5.4.7 パルス圧縮器

Thin-disk 再生増幅器で増幅した後はパルス圧縮を行い、高強度超短パルスとする。パルス圧縮器には透過型回折格子を使用した。表 11 に回折格子の仕様を示す。回折格子対によって負の分散を与えることでアップチャープパルスを時間的に圧縮することができる。パルス圧縮器の構成を図 160 に示す。この構成は Treacy タイプとして知られているオーソドックスな構成である。単一パスでは空間的に広がっているため、ミラーで折り返してダブルパスにすることで空間的な分散を補償しつつ倍の分散を付与する。付与される

表 11 回折格子の仕様

メーカー	LightSmyth
型番	T-1739-1030s
Line Density	1739.13 Lines/mm
AOI	63.6±1 deg
Wavelength	1030±10 nm
Optimal Polarization	S
Diffraction Efficiency	>90%

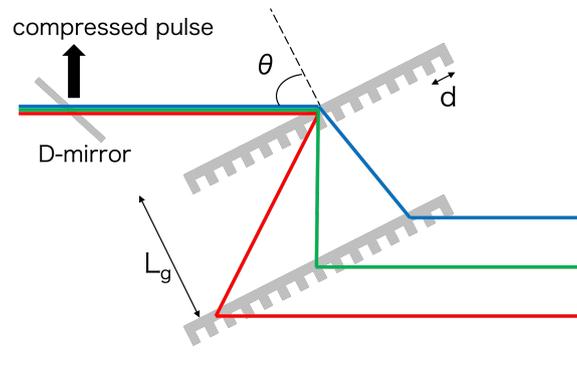


図 160 パルス圧縮器の構成

群遅延分散 (GDD: Group Delay Dispersion) は次のように表される。

$$\frac{d^2\phi}{d\omega^2} = -\frac{\lambda^3 L_g}{2\pi c^2 \Lambda^2} \left[ 1 - \left( \frac{\lambda}{\Lambda} - \sin\theta \right)^2 \right]^{-3/2} \quad [\text{fs}^2]$$

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \quad [\text{ps/nm}]$$

$\Lambda$  は格子周期 (grating period) であり刻線数 (grating density) の逆数である。 $L_g$  は回折格子間距離であり、 $\theta$  は入射角を表す。圧縮前のパルス幅はオートコリレータの仕様上計測できていないが 100ps を仮定し、これとスペクトル幅から最適な回折格子間距離を見積もった。その値を基に自作オートコリレータによる計測から実験的に回折格子間距離を決定した。自作オートコリレータの光路を図 161 に示し、実際の写真を図 162 に示す。折り返しミラーにはルーフトップミラーを使用している。遅延を変化させながら SHG 強度を取得することで自己相関波形を取得する。図 163 に自己相関波形を示す。回折格子間距離が 346.8mm( $780 \times \cos 63.6^\circ$ ) の時にガウシアン強度波形を仮定して 1.5ps(FWHM) という計測結果を得た。

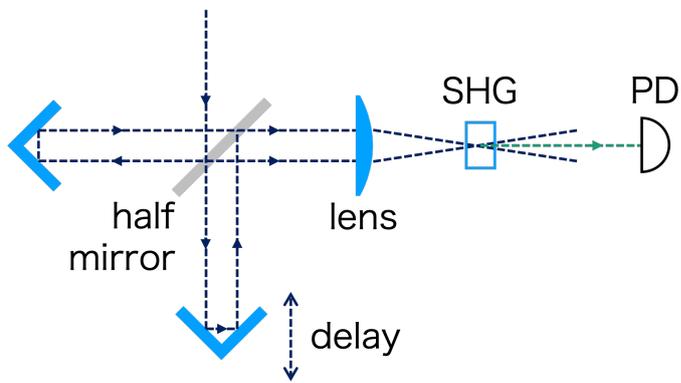


図 161 自作オートコリレータの光路図

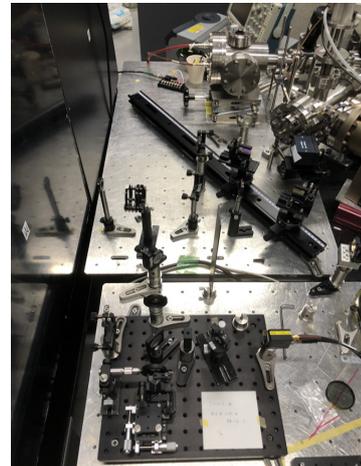


図 162 パルス圧縮とパルス幅計測の様子

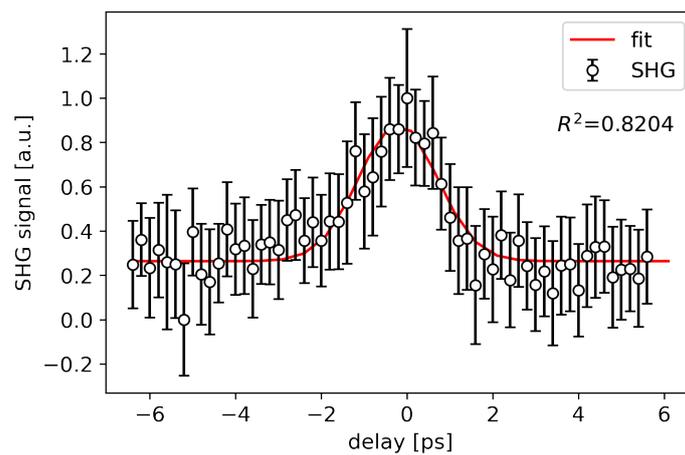


図 163 パルス幅計測結果

## 6 クラブ衝突レーザーコンプトン散乱

### 6.1 クラブ衝突

前章で述べたように LCS の散乱光子数の増大を図る観点からは、電子ビームとレーザーの正面衝突が望まれる。しかしながらこれを実現するのは容易ではない。なぜならば電子ビーム軌道の先にミラーが必要となるからである。工夫を施さなければ電子ビームがミラーに衝突することになってしまう。これを回避し、正面衝突を実現するためのジオメトリ案を図 164 に示す。

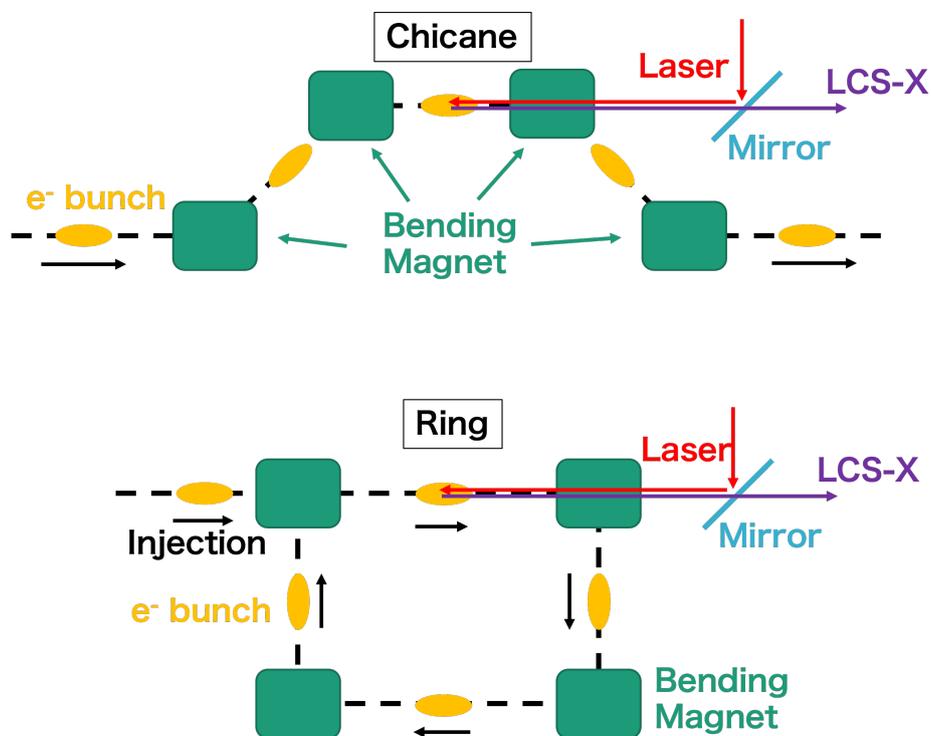


図 164 LCS において正面衝突を実現する配置例

シケインやリングの配置を用意して、直線部を利用してやれば正面衝突を実現することはできる。図 164 においてミラーを対向するようにおけば光蓄積共振器を構成することも可能である。実際 Lyncean Technologies が開発したシステムは小型リング加速器と光蓄積共振器を組み合わせたものである [110]。しかしながら偏向電磁石で軌道を曲げるとエネルギー広がりに応じて分散されてしまうことや、リングで安定的に周回する電子ビームは一般に Linac のビーム品質よりも悪いことなどの難点がある。また散乱 X 線はミラーを透過

する必要があるので、共振器ミラーの長期的なダメージが懸念される。イメージングに応用する場合はサンプルに照射される前にミラーを透過するため、悪影響が生じる可能性もある。このように散乱 X 線光子数の最大化という観点からは正面衝突は理想的であるが、デメリットも付随する。そのような事情からある角度を持ってレーザーを入射する配置も一般的である。しかしながら衝突角が大きくなるほどルミノシティが減少し（図 28）散乱光子数を妥協することになるため回避したい。この課題解決を可能にする技術がクラブ衝突である。クラブ衝突の概念図を図 165 に示す。クラブ衝突は元々電子と陽電子の衝

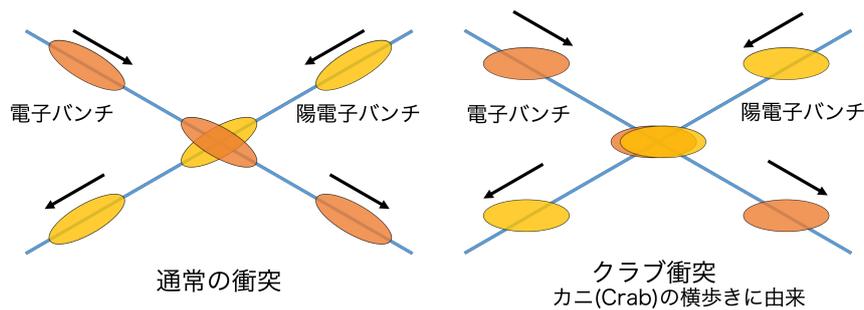


図 165 クラブ衝突の概念

突型加速器である KEKB で実績のある技術であり、カニ (crab) の横歩きに由来する。図 165 右のようにそれぞれのバンチを衝突角の半分に傾けると、衝突点においては正面衝突と同じ絵になる。従って正面衝突に近いルミノシティを実現することが可能である。LCS では図 165 の陽電子バンチがレーザーパルスになる。本研究では電子バンチのみに傾きを付与することを考える。クラブ衝突 LCS の概念図を図 166 に示す。電子バンチの傾き角

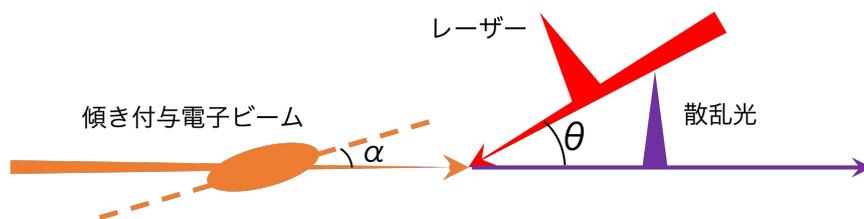


図 166 クラブ衝突レーザーコンプトン散乱の概念図

が衝突角の半分の時 ( $\alpha = \theta/2$ ) にルミノシティが最大になる [111]。クラブ衝突の増大率 (電子バンチの傾き有無の比) は次式で示される。

$$\frac{G_{\max}}{G_0} = \sqrt{\frac{(\sigma_x^2 + \sigma_x'^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + (\sigma_z^2 + \sigma_z'^2) \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\sigma_x^2 + \sigma_x'^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + \sigma_z'^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (73)$$

ここで  $G$  はルミノシティのジオメトリックな因子を意味し、プライム付きの変数はレーザーのパラメータであることを意味する。表 2 の値を使って式 73 を衝突角に対してプ

ロットすると図 167 のようになる。クラブ衝突なしでは衝突角が開くにつれ、急峻にル

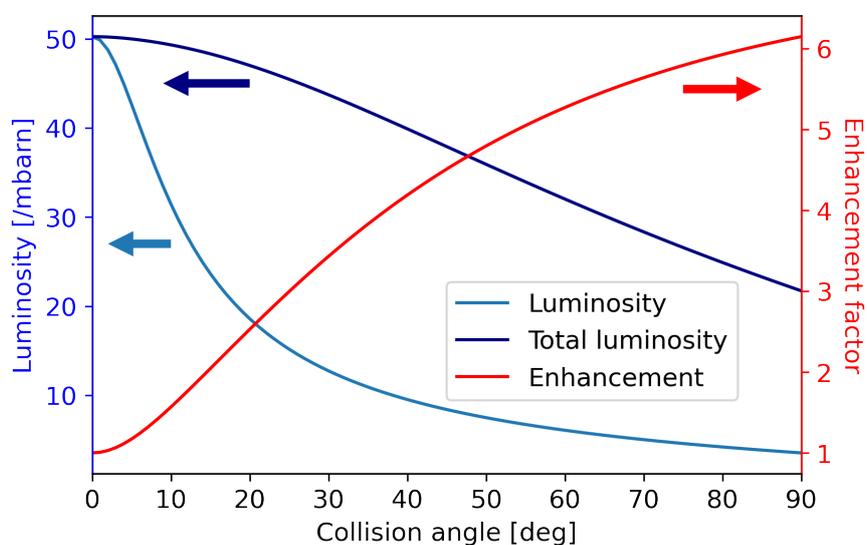


図 167 クラブ衝突の効果

ミノシティが小さくなってしまいが、クラブ衝突を取り入れることによって、より正面衝突に近いミノシティを実現できることが見て取れる。衝突角が大きいとミノシティが小さいので LCS-X 線のシグナルを探すことが困難である一方、クラブ衝突の増大率は大きい。従って実験では 45 度の衝突角を選択した。45 度における増大率は 4.5 倍である。

## 6.2 CAIN を用いた計算

LCS のシミュレーションとしてはモンテカルロコード CAIN [112] がよく使われる。本研究のパラメータ (表 2) を使って計算した結果を図 168 に示す。図 168 において赤線が

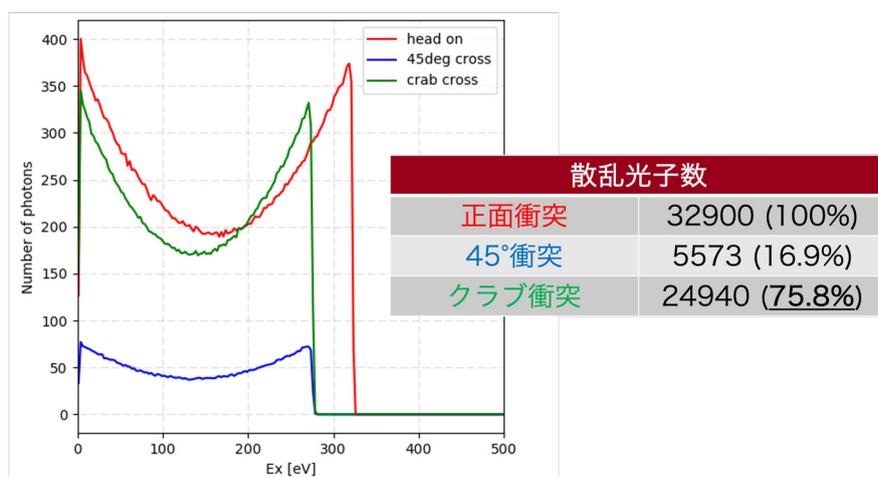


図 168 CAIN を用いた散乱光子数の計算結果

正面衝突、青線が 45 度衝突、緑線が 45 度衝突にクラブ衝突を取り入れた時の散乱光子数である。青と緑を比べるとクラブ衝突によって正面衝突に近い状況を実現できることが明白であり、正面衝突の光子数に対する比は 17%から 75%まで改善できる。また X 線エネルギーの最大値であるコンプトンエッジがクラブ衝突で変化しないこともわかる。これは電子バンチを傾けてもそれぞれの電子とレーザー光子の衝突は 45 度衝突だからである。

## 6.3 クラブ衝突 LCS 実験

### 6.3.1 実験セットアップ

実験セットアップを図 169 に示す。UV パルス（数  $\mu\text{J}$ ）を CsTe フォトカソードに照射

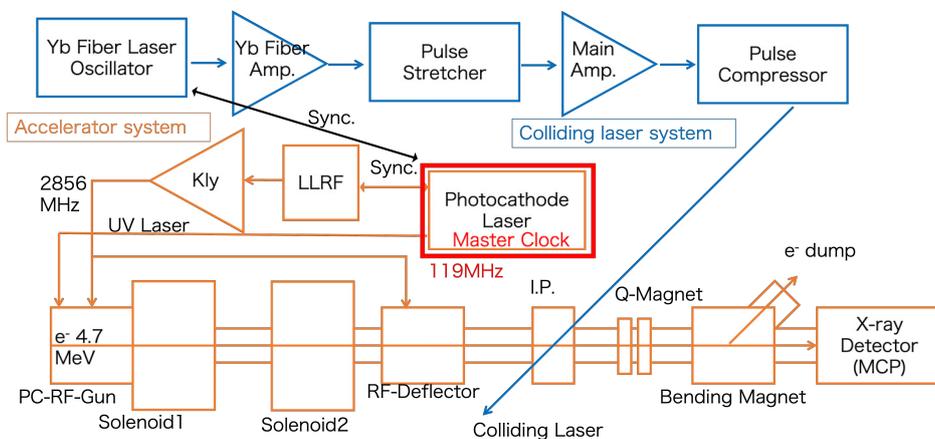


図 169 実験セットアップ

し、RF-Gun で 4.7MeV の電子ビームを発生する。直後のソレノイド電磁石はエミッタンス補償用であり、2 つ目のソレノイド電磁石で横方向ビームサイズの集束を行う。その後の RF-Deflector によって 22.5 度の傾き角を付与する。衝突点 (IP: Interaction point) にはアルミナ蛍光スクリーン（デマルケスト）を導入でき、CCD カメラで観測することによってビームプロファイルの確認、レーザーとの空間的な同期を取ることができる。衝突点の後のビームは発散するため Q 磁石で発散を抑えながら偏向電磁石で 45 度バンドした先のダンプへと輸送する。バンドの先はチタン窓になっており電子ビームは大気中に取り出されるのでカーボンブロックを配置し鉛ブロックで囲うことでバックグラウンドを抑制する。LCS-X 線の検出にはマルチチャンネルプレート (MCP) を用いた。MCP は光電子増倍管をアレイ状にしたものであり、浜松ホトニクス の F2224-21 を使用した。有効径は  $\phi 30\text{mm}$  で、2kV 程度の電圧を印加し計測を行う。MCP の周囲にも鉛ブロックを配置しバックグラウンドを抑制する。MCP の出力信号は制御室のオシロスコープで読み取る。

LCS のためには衝突用レーザーパルスと電子ビームのタイミング同期を取る必要がある。Phase-locked loop(PLL) として知られている方式でタイミング同期を行った。タイミングダイアグラムを図 170 に示す。衝突用レーザーと電子ビームそれぞれのタイミングを決

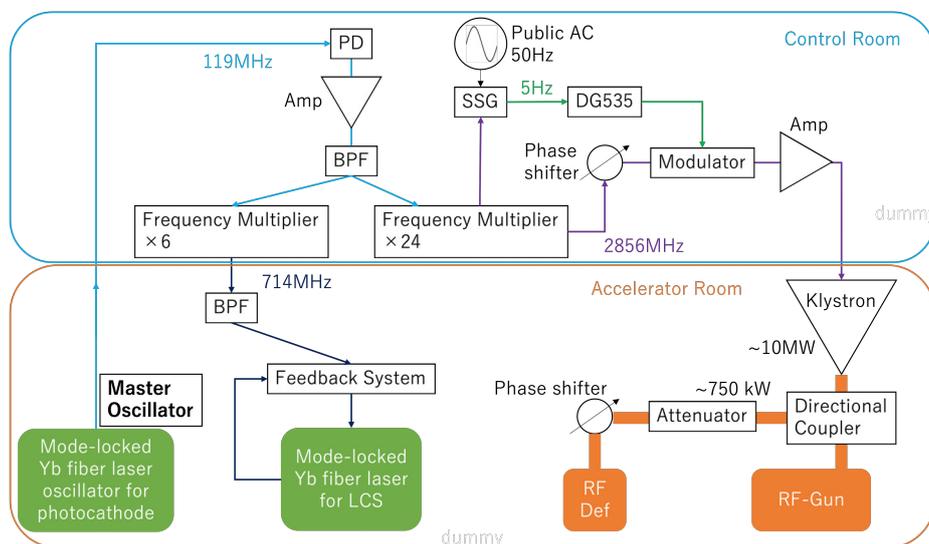


図 170 タイミングダイアグラム

めているのは衝突用レーザーシステムの発振器とフォトカソードレーザーの発振器である。これら2つのレーザーのタイミングを制御する必要があるが、サーボシステムが一式しかないため、図 169 に示したようにフォトカソードレーザー発振器をマスターオシレータとした。すなわちフォトカソードレーザー発振器はフリーランニングで、これを基準信号として他のシステムのタイミング同期を行った。マスターオシレータである Yb ファイバーレーザー (119MHz) の光を二分し、片方を Yb ファイバーで増幅しつつ光ファイバーで制御室に輸送する。制御室にてフォトダイオードで電気信号に変換し、NIM モジュールでアンプした後バンドパスフィルタ (BPF) で 119MHz 成分のみを抽出する。119MHz 成分の片方は 24 通倍され、加速空洞を励振するための 2856MHz を生成し、クライストロンに送られる。もう片方は衝突用レーザーのタイミング同期のためのリファレンス信号として使用するため、714MHz に 6 通倍して位相比較器に送る。高い周波数で PLL を構築した方が位相雑音に対して敏感であり、良いタイミング同期精度を得ることができる。衝突用レーザーパルスのタイミングはリファレンス信号の位相を位相器 (phase shifter) で変化させる、あるいは光学遅延によって可能である。IP 付近の実験セットアップを図 171 に示し、写真を図 172 に示す。図 172 の写真では上から下へ電子ビームが通過する。またコンプトンチャンバーの写真を図 173 に示し、図面を図 174 に示す。衝突角として 30、

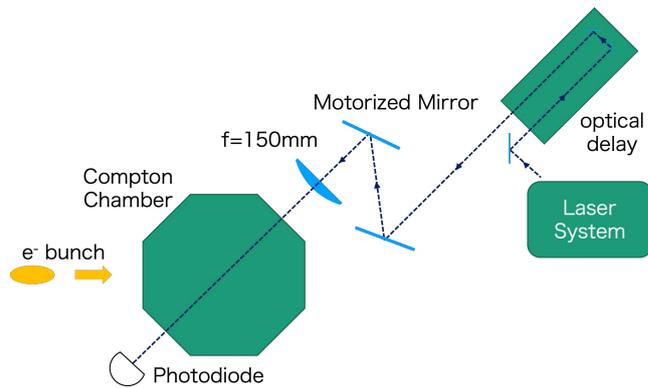


図 171 衝突点周りのセットアップ

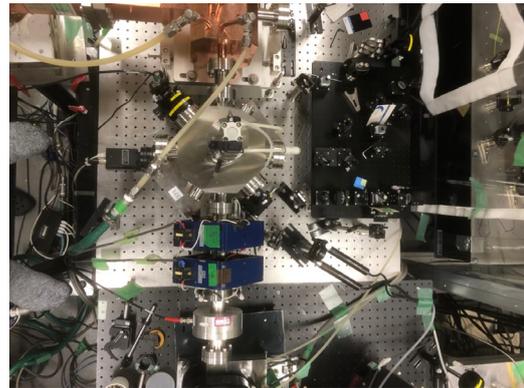


図 172 衝突点の写真

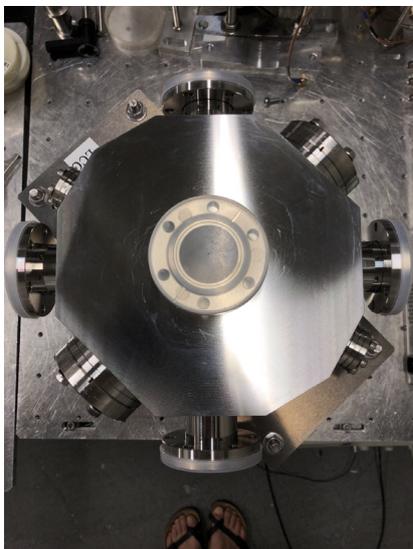


図 173 コンプトンチャンバーの写真

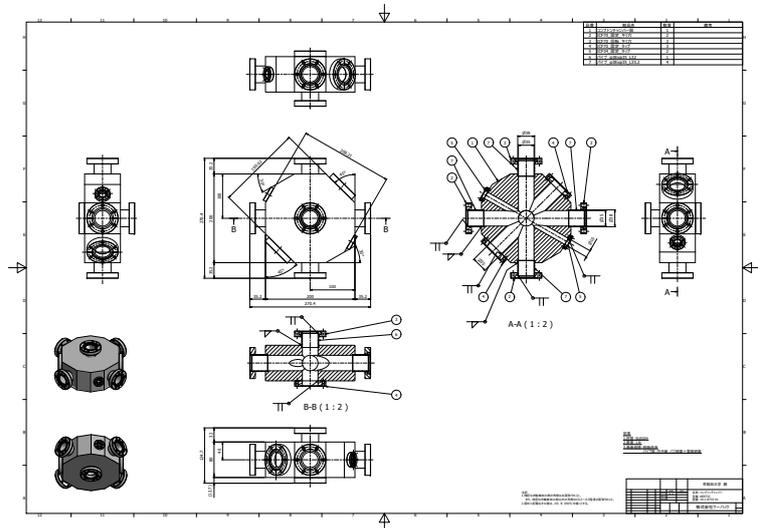


図 174 コンプトンチャンバーの図面

45、60、90 度が選択できる設計となっている。IR レーザーを入射する窓は反射防止膜 (AR コート) を施した窓を取り付けて実験する。

### 6.3.2 実験結果

電子ビーム、衝突用レーザーの調整を行った後、タイミング同期を取り、タイミングをスキャンすることで散乱 X 線のシグナルを探す。電子ビームの調整では IP で最も絞れるように、かつバックグラウンド (BG) が見えなくなるように調整する。その上で傾き角計測を行い、RF パワー (アッテネータ) と傾き角の関係を予め求めておく。横方向ビームサイズの計測結果と傾き角計測の結果をそれぞれ図 175 と図 176 に示す。電子ビームは 25pC で 160 $\mu$ m 程度に絞れており、傾き角 22.5 度に対応するアッテネータの電圧値は

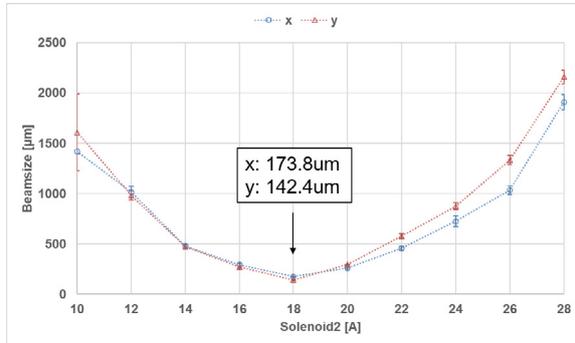


図 175 ビームサイズの計測 (25pC)

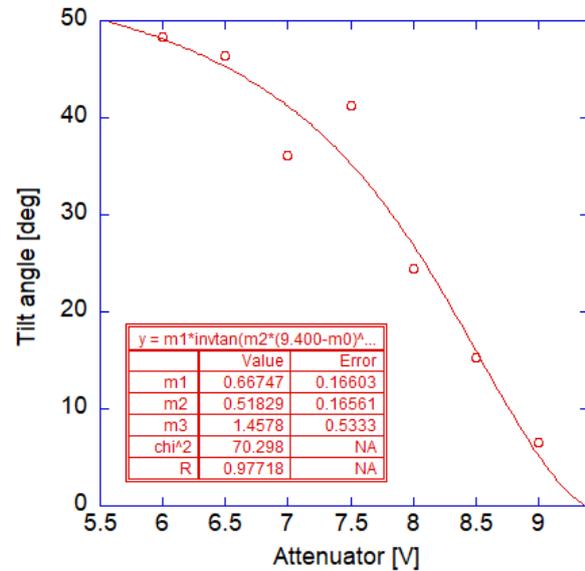


図 176 電子ビームの傾き角の計測

8.28V であった。衝突用レーザーの調整では、主に再生増幅器の共振器アライメントと印加時間幅の最適化を行う。首振りミラーのステップ数と位置変化の関係性を予め取得しておく。図 177 に示す。x 方向、y 方向それぞれのレーザー位置変化は  $20.477\mu\text{m}/\text{step}$ ,

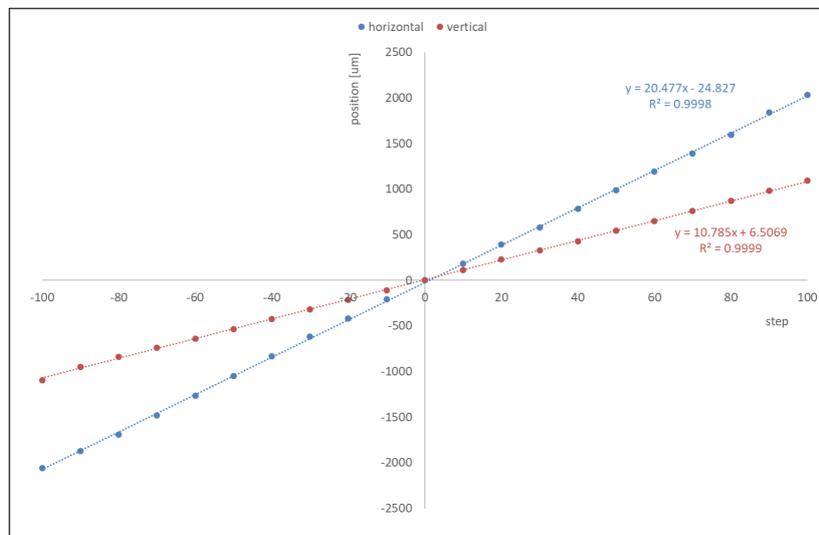


図 177 首振りミラーのステップ数と位置変化の関係

$10.785\mu\text{m}/\text{step}$  であった。実験時の電子ビームとレーザーのパラメータを表 12 に示す。表 12 の値で計算されるクラブ衝突の増大率は 1.5 である。電子ビーム、レーザーそれぞれの調整後、PLL を閉じタイミングをスキャンすることでコンプトンシグナルを探した。しかしながら PLL を閉じて、オシロスコープで観測されるレーザーのタイミングがホッ

表 12 実験時のビームパラメータ

	電子ビーム	レーザー
エネルギー	4.7 MeV	1030 nm (1.2eV)
粒子数	25 pC	6 mJ
ビームサイズ	174 $\mu\text{m}$	38 $\mu\text{m}$
パルス幅	2 ps(rms)	1.5 ps(FWHM)

プする問題に直面したため、RF の繰り返しである 5Hz の信号で再生増幅器のポッケルスセルを駆動した。これによりタイミングがホップする問題は無くなったもののシード光との同期が取れなくなるので強度変動がランダムになってしまった。それゆえデータ数（統計数）を多く取ってタイミングスキャンを行った。結果を図 178 に示す。エラーバーは標準偏差である。この結果から LCS-X 線の生成には成功していると考えている。電子ビー

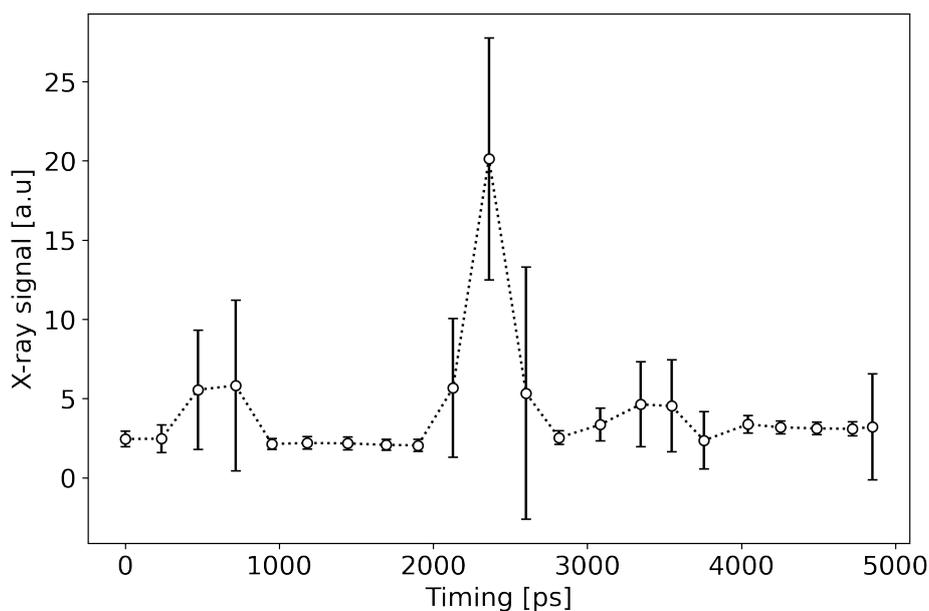


図 178 タイミングスキャン結果

ム、レーザー共にガウシアン的时间プロファイルを持っているので、相対的なタイミングをスキャンして LCS-X 線の信号を取得すればガウシアンになる。表 12 の値から期待される相関幅は 2.1ps である。しかしながら図 178 の相関幅は  $1\sigma$  で約 119ps と大きな値になってしまっている。これに対する考察として電子ビームのタイミングがドリフトしてしまっている点が挙げられる。1 プロットあたりのデータ数を多く取ったため時間がかかり、そ

の間の電子ビームのタイミングドリフトが重畳したものと考えている。この点に関して次の小節で説明する。

### 6.3.3 タイミングドリフトに関する追試験

LCS-X 線の信号を確認したものの電子ビームのタイミングドリフトを制御できず、課題を残す結果となった。これに関して追試験を行った。LCS 実験中にはマスターオシレータであるフォトカソード用 Yb ファイバーレーザー、119MHz を 24 逡倍した 2856MHz がドリフトしていることが、周波数カウンタを通して観測された。想定ではマスターオシレータが変動してもそれに合わせて全てのタイミングが変動するので問題ないと考えていたが、試験したところ相関を持っていることがわかった。RF 周波数と温度のログを図 179 に示す。図 179 のプロットで左端が 13 時 40 分、右端が 18 時で 1 分おきに周波数カウ

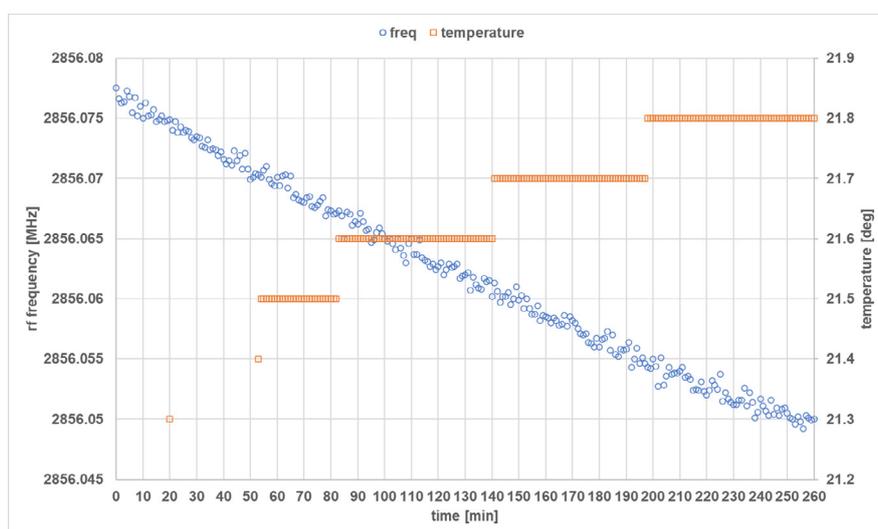


図 179 RF 周波数と温度の時系列変化

ンタの値をメモした。また同時に Yb レーザーの隣に温度計 (HLT-100BT, CUSTOM) を置き温度ログを取った。その結果  $0.1^{\circ}\text{C}/\text{h}$  程度で温度が上昇するとともに RF 周波数が線形にドリフトしていることがわかる。これは Yb 発振器に換算すると  $-0.0742\text{Hz}/\text{sec}$  に相当する。LCS の実験時にはさらに多数の機器が稼働しており、変動はさらに大きかったものと思われる。この結果から温度上昇に伴って特に光ファイバー部の光路長が大きくなり、繰り返し周波数が下がったと思われる。光ファイバーにおける光路長の温度依存性は第 5 章の式 71 で述べたようにセンシティブである。レーザーは精密局所温調機 (PAU-AR2600S, Apiste) で温調していたが故障 (冷媒漏れ) していたため、正常動作する機器と交換した後の結果を図 180、図 181 に示す。

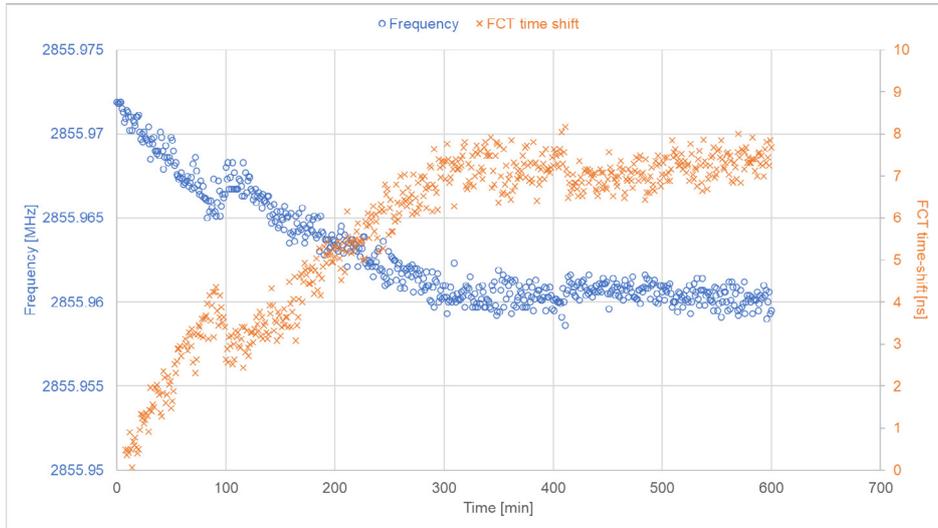


図 180 電子ビームタイミングのログ

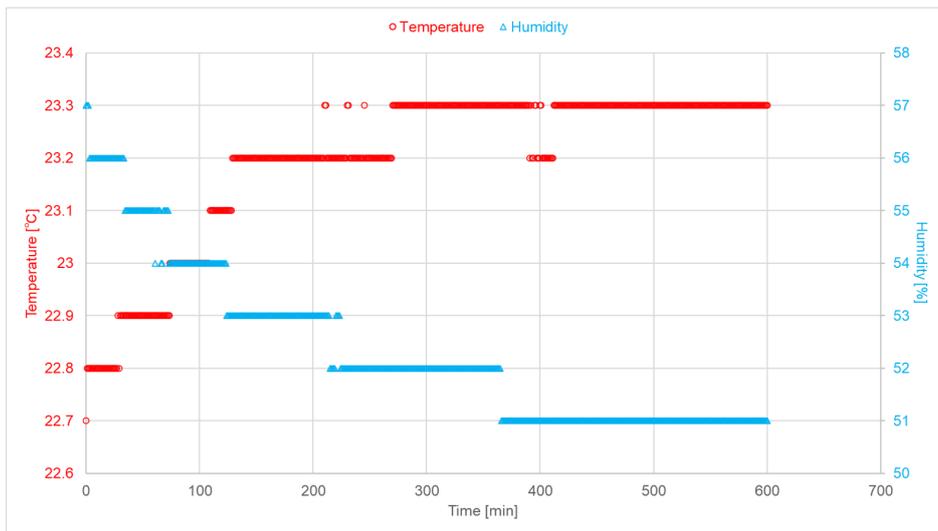


図 181 温湿度変化のログ

温調機によって温度変化が飽和しており、それに伴って電子ビームのタイミングも安定していることがわかる。しかしそれでも  $0.354\text{ns}$  の標準偏差が残ってしまった。これらの試験からフリーランニング状態である Yb ファイバー発振器の共振器長、特に光ファイバーの光路長の温度依存性が電子ビームのタイミングと相関していることがわかった。一つの解決策としてよりタイトな温度制御が考えられるが、加速器室がコンクリートで囲まれているため、LCS 実験のように熱源となる機器が多い状況では現実的ではないと考える。従ってサーボシステムを 2 台用意し、安定な信号発生器 (SG) にフォトカソードレーザー、衝突用レーザー 2 台のタイミングの同期を取ることが望ましい。あるいは、より良

い案として、レーザーを1台にしてどこかでスプリットし、フォトカソード用のパルス、LCS用のパルスが同一の発振器から供給できるようにすれば、原理的にジッターフリーになるので、ベストな解であると思われる。

## 7 総括

小型高輝度 X 線源として期待されるレーザーコンプトン散乱はエネルギー可変性や準単色性など、他の X 線源にはない特色を多く兼ね備えているが、その高フラックス化、あるいは高輝度化が最大の課題となっている。早稲田大学と KEK が継続的に開発を推進してきた LUCX においては加速器、レーザーともに度重なるアップグレードを経て常伝導の線形加速器と 4 枚ミラー光共振器によって  $1.4 \times 10^8$  photons/s の散乱 X 線フラックスが達成された。特に光蓄積共振器はバースト運転によって 1.3MW 相当の光蓄積が達成されており、線形加速器ベースの LCS-X 線源としては世界で最高の性能を成し遂げている。しかしながら X 線イメージング試験では十分な品質の画像を取得するのに 15 分の時間を要しており、同様のイメージング画像を短時間 (1 秒未満)、あるいはシングルショットで取得するためにはさらに 2 桁以上のフラックス増大が求められる。また放射光施設で新技術が開発されたとしても、それを病院や企業等の現場に持ち込み実用化することが大きなハードルとなっている。レーザーコンプトン X 線源の高度化が達成されればこのギャップを埋める現実的な解となりうる。課題解決のためには要素技術の高度化が必須であり、本論文では電子源の高度化として ECC-RF-Gun による電子ビームの高密度化、レーザーの高度化として自発共鳴光蓄積共振器開発と Thin-disk 増幅器開発について論じた。また電子とレーザーの衝突方式の高度化としてクラブ衝突に関してその効果を見積もり、早稲田大学の加速器システムを用いてクラブ衝突 LCS 実験に挑戦した。

電子源の高度化では ECC-RF-Gun による極短バンチによって電子の高密度化が可能になることを述べた。ECC-RF-Gun では ECC(Energy Chirping Cell) によって、1.6 セル部で加速された 4MeV 程度の電子バンチに対して線形なエネルギーチャープを付与する。その後のドリフトによって速度差に応じたバンチ圧縮が起こり、ある地点で最小のバンチ長が得られる。カソードから 3m の近さで 120pC の電子バンチを 323fs(rms) まで圧縮できることを、RF-Deflector を用いて実証した。また縦方向 (時間方向) の位相空間分布を、RF-Deflector と偏向電磁石を組み合わせることで計測した。バンチ圧縮にとって重要な、線形エネルギーチャープを確認することに成功した [80]。LUCX の場合は電荷量が 600pC である。GPT シミュレーションによって 600pC でも 1.3ps(rms) に圧縮できることを確認した。現状の LUCX のバンチ長は 15ps(FWHM) なため約 1/5 に圧縮できることになる。レーザーのパルス幅も考慮する必要はあるがルミノシティとして 5 倍を見込むことができる。

レーザーの高度化として自発共鳴光共振器の開発と Thin-disk レーザーの開発について述べた。従来の一般的なセットアップではモードロックパルスを増幅して (MOPA 構成)

外部光共振器に蓄積する。蓄積増大率は光共振器のフィネスと呼ばれるパラメータで決まり、超高反射率かつ超低損失ミラーを用いて光共振器を構築することで高フィネス、高増大率を見込むことができる。しかしながら高フィネスであればあるほど共鳴幅は細くなり、共振器長に要求される精度が高くなる。すなわち共鳴を維持することが難しくなる。光蓄積共振器の増大率と共鳴維持はトレードオフにある。これまではフィードバック技術の高度化により対処されてきたが、このトレードオフを超えた蓄積増大率の実現のために本研究では自発共鳴というコンセプトを試験している。自発共鳴では光共振器がレーザー発振器に内包された系になっており、全体として一つのレーザー発振器になっている。従来はある決まった波長に対して共振器長をフィードバックにより一定に維持する必要があった。自発共鳴では光共振器が自発的に共鳴波長を選択し、全体として発振器として動作する。フィードバックフリーになることで従来のトレードオフを超えた光蓄積が期待できる。CW 発振においては既にフィネス 39400 が達成されており [91]、本研究ではモードロックを含めた実験となっている。CW と異なりモードロック発振のためには、光共振器を往復するパルスに対して、光共振器に入射するパルスが重なり合う必要があるため、外部ループ長が光共振器長の整数倍になる条件が課される。反射率 99% のミラー 2 枚によって構成されたファブリペロー光共振器を用いた実験でハーモニクス数 11 の自発モードロック発振に成功した。この時の蓄積パワーは 9W であり、RMS 安定度は 2.4% であった。しかしながら安定発振を確認できたのは数分であり、1 時間オーダーの安定発振は再現が難しいのが現状である。この原因として光ファイバーにおける光路長の温度依存性が挙げられ、白金測温抵抗体 (Pt100) を用いた温度モニター系を構築し、表示分解能 0.02°C で温度ログを取得しながら光強度をモニターできる実験系を構築した。今後は温度とレーザーの挙動のデータを集め、再現性のある安定発振を目指す。LCS のルミノシティとしては自発共鳴技術によって 10 倍以上を見込む。

Thin-disk レーザーの開発では Yb:YAG Thin-disk を用いた再生増幅器をメインアンプとしたコンパクトな CPA レーザーシステムの開発を行った。再生増幅では  $6.6 \times 10^6$  の増幅を達成し、10mJ, 1.5ps(FWHM),  $M^2 \approx 1.5$  の高強度パルス生成に成功した。Thin-disk のメリットである排熱性能の高さと共振器構造によるメリットを活かしたレーザーパルス生成を実現することができた。このような短パルス、高強度なレーザーパルスはクラブ衝突 LCS に有用であり、クラブ衝突 LCS 実験に用いた。

クラブ衝突では電子ビームに傾きを付与することで、衝突角に開きがあってもルミノシティの損失を補償する。電子ビームに衝突角の半分の傾き角を付与することで増大率を最大化でき、早稲田大学のシステムでは 45 度衝突で 4.5 倍のルミノシティ増大を見込むことができる。傾き角の制御は RF-Deflector によって可能である。増大率を大きくするためには電子、レーザー双方のビームサイズを小さくすることが求められるため、双方ビーム

品質の良い（高輝度な）ビーム生成が重要になる。また特に電子バンチ長に対して十分に短いレーザーパルスがクラブ衝突には重要になる。そのようなレーザーとして上述の Thin-disk レーザーを活用した。クラブ衝突 LCS 実験を行い LCS-X 線の確認には成功したもののタイミング制御に課題が残り追試験を行った。その結果マスターオシレータにおける温度変化がマスター周波数の変動に寄与し、電子ビームのタイミングと相関していることを突き止めた。今後の課題としてタイミング制御系統を見直す必要がある。具体案としては2つあり、2台のサーボシステムによって安定な RF マスターオシレータ (SG) にフォトカソードレーザーと衝突用レーザーの2台をロックする案が一つである。もう一つはレーザー発振器を1台にしてどこかでパルスを分け、片方をフォトカソード用、もう片方を衝突用とする案であり、こちらの方が原理的にジッターフリーなためベターな案である。KEK-LUCX においてはクラブ衝突を導入すると現状の LUCX のビームパラメータでも 1.5 倍のルミノシティ増大を見込むことができる。また衝突角を緩和することができるため集束マグネットなどのコンポーネントの配置の自由度が増し、さらなるルミノシティ増大の期待があるため2倍以上のルミノシティ増大を見込む。

以上の要素技術の高度化を通して2桁のルミノシティ増大が可能であり、レーザーコンプトン X 線源のパフォーマンスを大幅に向上する見通しがついた。それぞれの要素技術の現状の達成率を表 13 に示す。

表 13 要素技術の達成率

	電子源の高度化	レーザーの高度化	衝突方式の高度化
達成率	100%	60%	75%

電子源の高度化では高密度電子バンチの生成と高精度評価が完了していることから 100% とした。レーザーの高度化では Thin-disk 再生増幅器を用いた CPA レーザーシステムの構築には成功しているが、自発共鳴光蓄積は 10MW 蓄積へ向けて道半ばであることから 60% とする。クラブ衝突では理論検討やシミュレーションを済ませ、実験的にも課題が明らかにしたことから 75% とする。今後はこれらの達成率を高めるとともに、補遺の中赤外レーザーまで糾合することでさらなる LCS-X 線の高輝度化を見込む。これらを通してレーザーコンプトン X 線源を実用的な小型高輝度 X 線源として確立することが大いに期待される。

## 補遺 A 中赤外レーザーの開発

### 補遺 A.1 中赤外レーザーとレーザーコンプトン散乱

高強度超短パルスレーザーとしては波長が  $1\mu\text{m}$  付近の近赤外領域が主に発展してきた。代表格であるチタンサファイアレーザーは  $650\text{-}1100\text{nm}$  で発振し、 $800\text{nm}$  において最も効率よく発振するため、超短パルスが求められる場合によく用いられる。レーザーコンプトン散乱でも  $800\text{nm}$ 、 $1030\text{nm}$ (Yb 系)、 $1064\text{nm}$ (Nd 系) といった波長がよく使われるのが現状である。そのような背景から、光学素子も  $1\mu\text{m}$  付近に対応したものは手に入りやすくマーケットが成熟している。しかしながら近年になって、より長波長の領域である中赤外領域の研究が活発になってきている印象がある [113]。2021 年 7 月には「新材料による中赤外レーザー」特集号がレーザー学会誌として発行されている。中赤外領域は分子の振動モードの共鳴線が多く存在することで分光研究に応用され、樹脂やプラスチックの加工では近赤外よりも効率的な加工が可能である。また水に対する吸収が大きいことから外科治療ではメスやナノ秒パルスよりも正常組織に対するダメージが少なく、綺麗に組織を切り取ることができる。このような利点から中赤外の波長を直接生成できるレーザー開発が近年盛んである。レーザーコンプトン散乱においては、応用において目的とする X 線エネルギーが決まっている場合、電子ビームエネルギーとレーザー波長について考える必要がある。例えばヨウ素の K-edge は  $33.17\text{keV}$  であり、波長が  $1\mu\text{m}$  とすると正面衝突で（つまり最低で） $42\text{MeV}$  ( $\gamma=82.2$ ) の電子ビームエネルギーが必要になる。発散角 ( $1/\gamma$ ) は  $0.7^\circ$  になる。もし波長を  $2\mu\text{m}$  にできれば電子ビームエネルギーを  $60\text{MeV}$  ( $\gamma=117.4$ ) まで上げることができ、発散角は  $0.49^\circ$  と小さくなる。またルミノシティは光子数に比例し、単位パワーあたりの光子数は波長に比例するため、散乱光子数は波長に比例する。以上のようにレーザー波長として長波長の方が発散角が小さくなり、散乱光子数が増える。数式的に表現すると発散角と散乱光子数は波長に対して以下の相関がある。

$$\text{LCS X-ray divergence} \quad \frac{1}{\gamma} \propto \lambda^{-1/2}$$

$$\text{LCS X-ray photons} \quad N_X \propto \lambda$$

さらに輝度という観点からはその定義から光子数に比例して発散角の 2 乗に逆比例するため

$$\text{LCS X-ray brightness} \quad \mathcal{B}_X \propto \lambda^2$$

中赤外の定義は曖昧であるが、概して波長が  $2\mu\text{m}$ - $20\mu\text{m}$  の領域を言う。特に  $2\mu\text{m}$  付近は short-wave mid-infrared(SW-MIR) と呼ばれる。以下では SW-MIR レーザー開発としてツリウム (Tm) 添加ファイバーを使用したモードロックレーザーの開発と、Cr:ZnSe/S 結晶を使った thin-disk レーザーの検討に関して論じる。

## 補遺 A.2 ツリウムファイバーレーザー

従来中赤外領域の高強度レーザーは、近赤外レーザーを使った差周波発生や光パラメトリック過程など非線形光学効果に依存したものが多かった。それゆえ出力や品質の低下、システムの複雑化と大型化などが課題となりがちであった。近年は新材料の開発などにより、直接生成が可能になってきた。ツリウム添加ファイバーは  $1700$ - $2100\text{nm}$  のブロードな蛍光を有するので超短パルス生成に有利である。Tm<sup>3+</sup> イオンのエネルギー準位を図 182 に示し [114]、吸収と蛍光特性を図 183 に示す [115]。1820nm あたりが蛍光ピークとなっている。

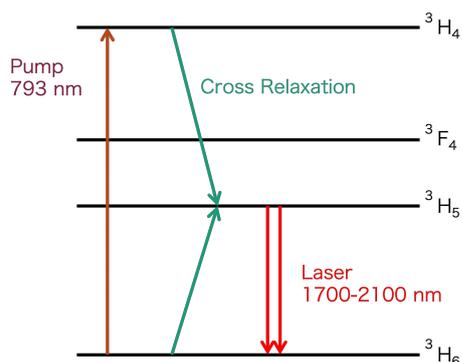


図 182 Tm<sup>3+</sup> イオンのエネルギー準位図

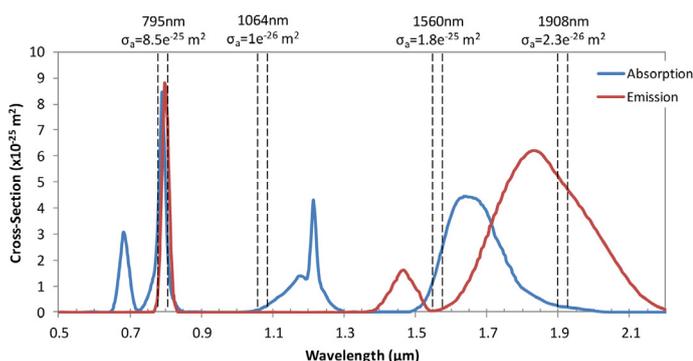


図 183 Tm ファイバーの吸収及び誘導放出断面積

励起光波長として  $793\text{nm}$  と  $1560\text{nm}$ (Er ファイバー) の 2 つが使用されるが、 $793\text{nm}$  励起では交差緩和 (cross-relaxation) により 1 つの励起光子で 2 つのレーザー光子が得られるため、理論的には 82% の効率が可能とされており [116]、高効率動作が見込める。 $793\text{nm}$  はハイパワー LD が売られており、それによるクラッド励起が有効である [116]。そのような背景から本研究でも  $793\text{nm}$ LD による励起を行なっている。表 14 に本研究で用いた励起 LD の仕様を示す。

表 14 Tm 励起 LD の仕様

メーカー	BWT Beijing
型番	K793DA2RN-8.000W
出力	8W (CW, 5.5A)
波長	790-796nm
線幅	3nm (FWHM)
波長の温度依存性	0.3nm/°C
クラッド直径	125 $\mu$ m
コア直径	105 $\mu$ m
動作温度	15-35°C

LD は当初冷却をせずに使っていたが、サーモグラフィカメラ (Teledyne FLIR, E54) を用いて LD の温度を測定すると動作温度を超過してしまっていたので、ペルチェ素子 (Adafruit) の上に LD を置いている。冷却前後のサーモグラフを図 184、図 185 に示す。

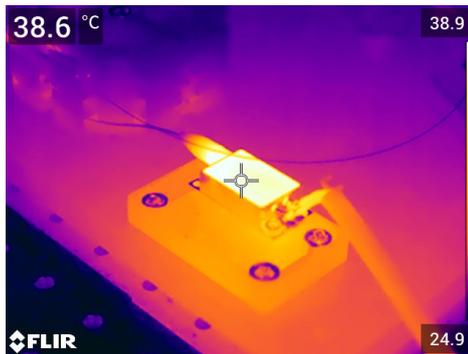


図 184 冷却前のサーモグラフ

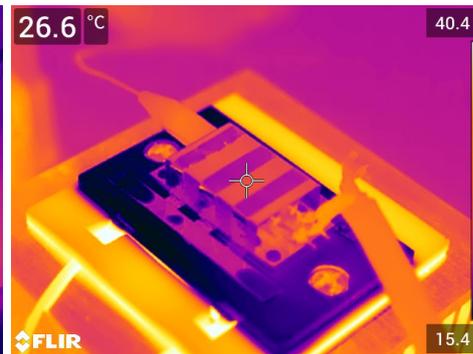


図 185 冷却後のサーモグラフ

冷却前は注入電流 3.7A において 38.6°C となってしまうっており、メーカーが示す動作温度の最大値 35°C を超過してしまっているため、破損の恐れがあった。冷却後は 26.6°C と正常な温度になっている。ペルチェ素子の駆動電流に対する温度と Tm レーザー CW 出力を図 186 に示し、LD の電流出力特性の計測結果を図 187 に示す。

Tm ファイバーレーザーのセットアップを図 188 に示し、写真を図 189 に示す。図 189 の右側にあるように、排熱のために Tm ファイバーと後続の SMF の被覆がない部分を銅に巻き付けている。当初は ABS 樹脂 (プラスチック) のリール (図 189 中央少し左、黒) に巻き付けていたが、サーモカメラで確認したところ最大で 88°C 程度まで上がってしまっていた。その結果リールが溶ける、ファイバーが溶ける、融着箇所が焼損するなどのトラ

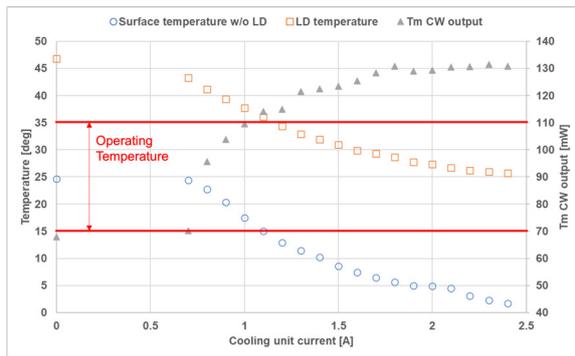


図 186 ペルチェ素子の電流値に対する温度と Tm レーザー出力

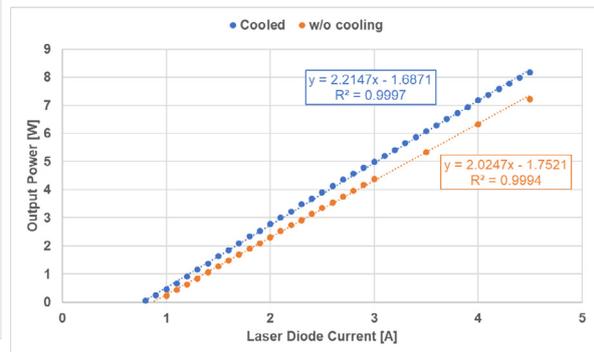


図 187 LD の電流出力特性

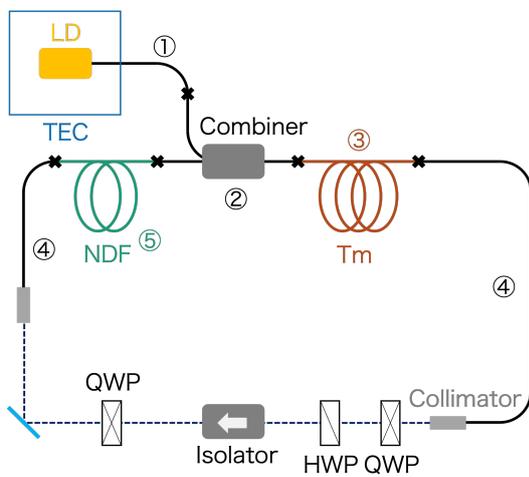


図 188 TmFL のセットアップ

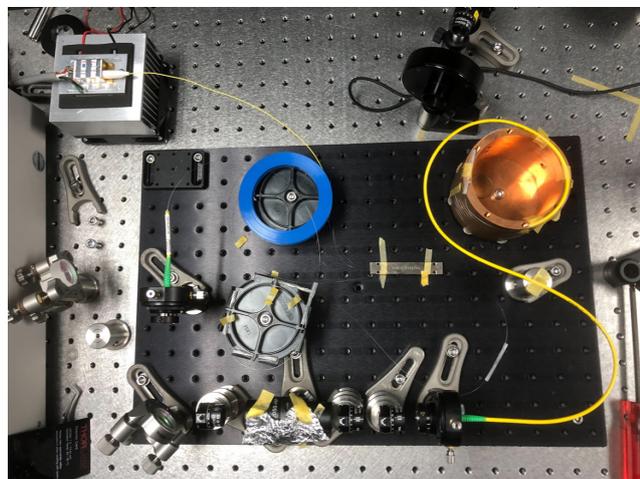


図 189 TmFL の外観

ブルに見舞われたため、熱伝導の良い銅に巻き付けている。ABS、銅、空気の熱伝導率はそれぞれ 0.13、398、0.024W/mK である。また Tm ファイバーはダブルクラッドファイバー (DCF) であるため、IR ビューアで懸念部分を確認しつつリコートを施した。これらの改善により CW 発振、6.08W 励起で 534mW のアベレージパワー (8.8%の効率) を確認している。本セットアップで使用しているそれぞれのファイバーの特性を表 15 にまとめる。丸数字は図 188 と対応している。分散値は [117] による。

表 15 ファイバー特性

	①	②	③	④	⑤
メーカー	BWT	AFR	Nufurn	Thorlabs	Nufurn
型番	-	(MMPC-(2+1)×1)	SM-TDF-10P/130-M	SM2000	UHNA7
コア径	105μm	105μm(Pump), 10μm(Signal)	10μm	13μm(MFD)	2.4μm
クラッド径	125μm	125μm	130μm	125μm	125μm
NA	0.22	0.22, 0.08/0.46	0.15	0.12	0.41
分散値	-	-0.086ps <sup>2</sup> /m	-0.073ps <sup>2</sup> /m	-0.086ps <sup>2</sup> /m	0.093ps <sup>2</sup> /m

Tm ファイバーや SMF で異常分散を示すため、正常分散ファイバー (NDF: Normal Dispersion Fiber) の長さを調整することで、系全体の分散値を制御する。この手法は stretched-pulse mode-lock(dispersion-managed mode-lock) と呼ばれる。熱負荷の対策をする前にモードロック発振を確認しており、その時のパルス列とスペクトルを図 190、図 191 に示す。測定に使用したフォトダイオードは Newport の 818-BB-51 で 10GHz の帯域幅



図 190 モードロックパルス列

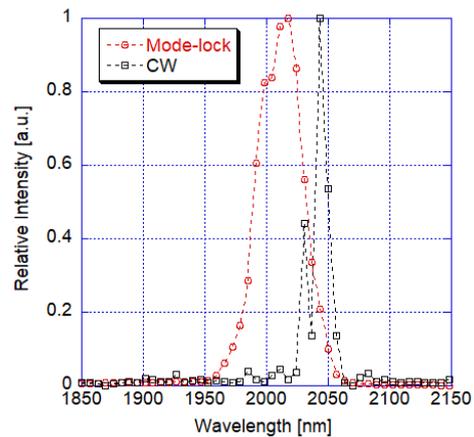


図 191 TmFL の外観

(<28ps rise-time) を持つ。スペクトルはオーシャンフォトニクス の NIRQuest256-2.5 (分解能 9.5nm) で取得した。モードロックによってスペクトルが広がっていることが確認され、中心波長 2011nm、スペクトル幅は 42nm(FWHM) であった。フーリエ限界パルス幅はガウス波形を仮定して 142fs である。繰り返し周波数は RF スペアナによって 21.22MHz (周期 47.13ns) となっており、一周の光路長は 14.13m と見積もられる。この時の系全体の分散値は 0.14ps<sup>2</sup> と見積もられており、少々高い値であった。パワー測定結果を図 192 に示す。最高で 444mW を確認し、モードロック時の光光変換効率は 6%程度であった。繰り返し周波数が 21.22MHz なのでパルスエネルギーは最高で 20.9nJ に相当し、Tm ファイバーレーザーとしては比較的高出力を確認できたと考えている。ただし現在は熱負荷対

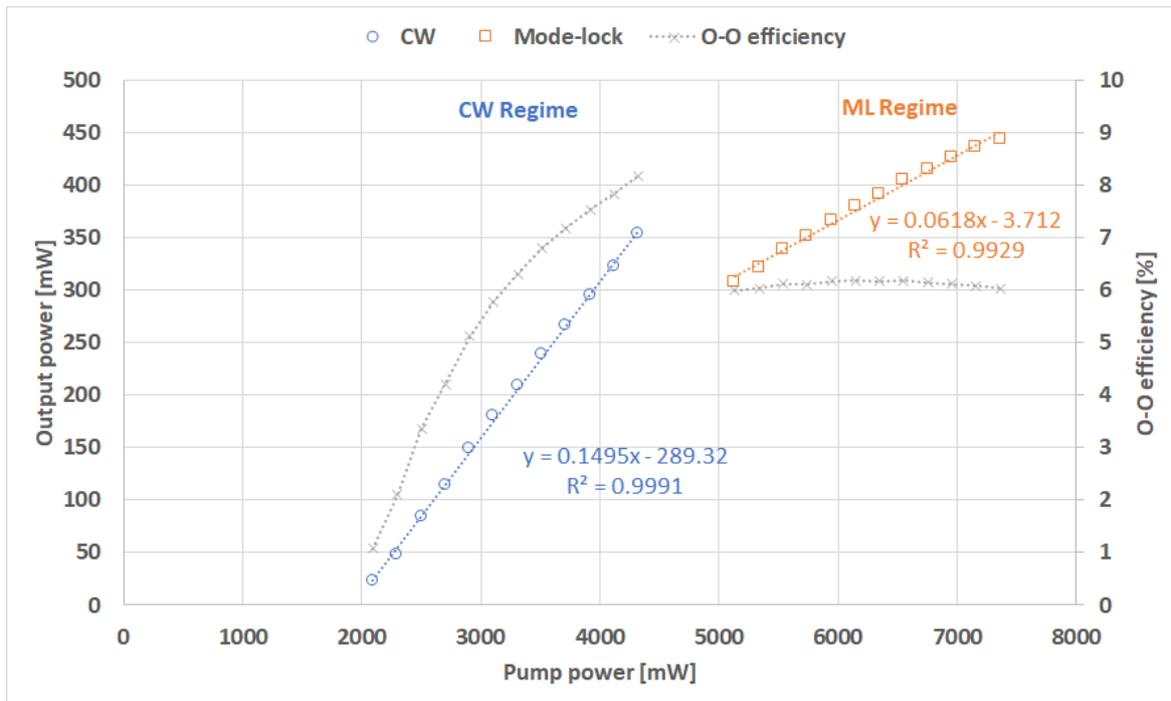


図 192 Tm ファイバーレーザーの出力

策を施し系が変わっているので、モードロックの再現とパルス幅測定が課題として残っている。

### 補遺 A.3 中赤外 Thin-disk レーザー

5.4.6 節では 1030nm の増幅器として Yb:YAG の thin-disk レーザーについて述べた。thin-disk 形状は排熱に優れているため、他の媒質でも同じコンセプトを応用できると考えられる。しかしながら 2 $\mu$ m 帯において thin-disk レーザーはまだ研究例が少なく、今後発展が期待される。特に Cr:ZnSe と Cr:ZnS 結晶は 2-3 $\mu$ m においてブロードな蛍光特性を持つため、“Ti:sapphires of the middle-infrared” とも言われ、超短パルス動作が期待される [118]。図 193、図 194 に Cr:ZnSe と Cr:ZnS の吸収断面積と誘導放出断面積をそれぞれ示す [118]。Cr:ZnSe と Cr:ZnS の特性は似ており、Cr:ZnSe は 1770nm に吸収ピークがあり、Cr:ZnS は 1695nm である。また Cr:ZnSe と Cr:ZnS の利得帯域幅はそれぞれ 850nm と 800nm であり、蛍光寿命はそれぞれ 4.8 $\mu$ s と 4.3 $\mu$ s である [119]。このように Cr:ZnSe と Cr:ZnS は超短パルス動作に優れた特性を持つものの、熱影響を比較的受けやすいのが欠点である。ZnSe と ZnS の熱特性を表 16 に示す [120]。

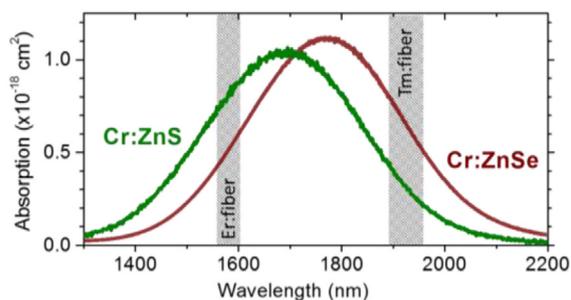


図 193 Cr:ZnSe と Cr:ZnS の吸収断面積

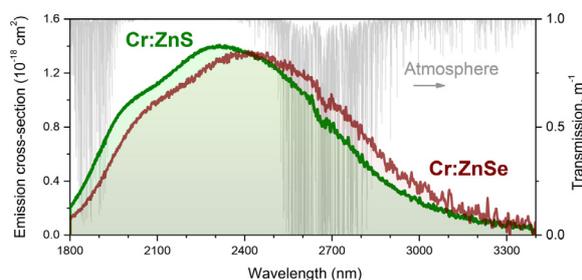


図 194 Cr:ZnSe と Cr:ZnS の誘導放出断面積

表 16 ZnSe と ZnS の熱特性

	$\kappa$ [W/mK]	$R_T$ [W/m]	$dn/dT$ [ $10^{-6}/K$ ]	Lensing factor [ $10^{-6}m/W$ ]
ZnSe	18	5.3	+70	3.9
ZnS	17	7.1	+46	2.7
YAG	10	4.6	+8.9	0.9
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	28	22	+12	0.4

ここで  $n$ 、 $\kappa$ 、 $R_T$  はそれぞれ屈折率、熱伝導率、熱衝撃破壊抵抗係数である。熱伝導率の値は悪くなく、むしろ YAG よりも大きい。しかしながら Lensing factor は大きく、熱レンズ効果が顕著に効いてしまうことが見て取れる。このような背景から Cr:ZnSe/S Thin-disk レーザーにおいて熱影響を計測、評価することは重要な知見をもたらすと考え、本研究ではレーザー動作中の媒質の温度変化をサーモグラフィーで計測することを目的としている。

### 補遺 A.3.1 実験準備状況

本研究では Thin-disk 形状の Cr:ZnSe 媒質を発振させ、温度変化をサーモグラフィーによって計測する。実験セットアップを図 195 に示す。Yb:YAG Thin-disk のプロトタイプの実験に使用したポンプモジュールがあるので、そこに Cr:ZnSe Thin-disk をセットする。ポンプ光は結晶を 12pass し、折り返しミラー (folding mirror) によって折り返されるので、計 24pass する構成となる。結晶は背面のヒートシンクが水冷されるため、効率的に熱が取り除かれる。ポンプ光源としては Cr:ZnSe の吸収ピークである 1770nm に近い波長の光源が望ましいが、図 193 にあるように吸収スペクトルがブロードなため、少し異なっても許容される。候補として LD、ラマンファイバーレーザー、Er ファイバーレーザーがある。LD に関しては 1650nm で 75W の LD スタック (SemiNex, STK-121, CW) を当初購入

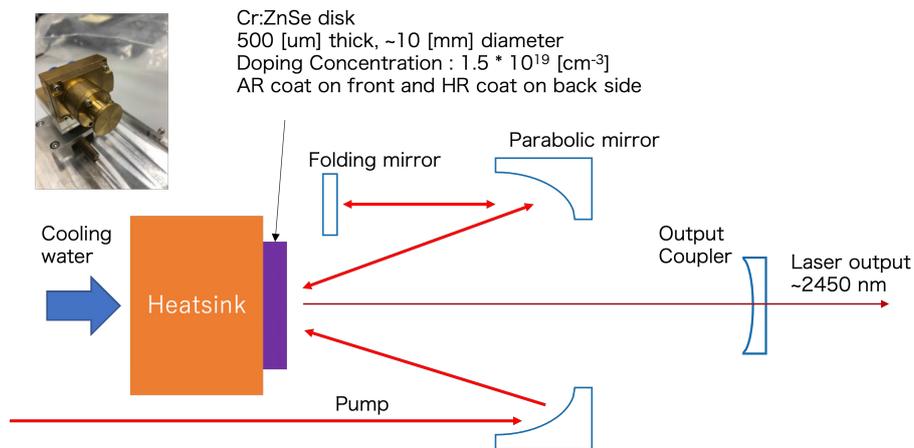


図 195 実験セットアップ

予定であったが、メーカーから部品調達が難しく製造困難との連絡があったため断念せざるを得ない状況である。ラマンファイバーレーザーは誘導ラマン散乱という非線形光学効果を利用したレーザーで、元の波長と異なる波長成分（ストークスピーク）に利得が発生し、それがさらに別の波長成分を誘起する (Cascaded Raman fiber laser) 形で元の波長よりも長波長のレーザー光を得る手法である [121]。FBG を用いた共振器構成で特定の波長成分のみに対して利得を選ぶことが可能である。Yb ファイバーレーザー 500W、1117nm を元にして、1692nm、100W の光生成が報告されている [122]。もう一つの候補は Er ファイバーの 1550nm をそのまま励起光として使用することである。図 193 にも示されているように Er ファイバーや Tm ファイバーの波長はピークに対して半分程度ではあるが吸収される。本研究ではまずは Er ファイバーレーザーの 1550nm、数 10W を励起光として試験することを予定している。その後仮に長波長励起の励起の必要性が生じればラマンファイバーレーザーを検討する。

表 17 Cr:ZnSe Thin-disk の仕様

ドーピング濃度	$2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
厚み	500μm
直径	10mm
面精度	$\lambda/6$
表面コーティング	AR for both 1550nm and 2450nm
裏面コーティング	HR for both 1550nm and 2450nm

Cr:ZnSe Thin-disk は 3photon という結晶メーカーに依頼する。Cr:ZnSe Thin-disk の仕様

で特に重要となるのが厚みとドーパント濃度 (dopant concentration) である。Cr:ZnSe Thin-disk の報告例は少ないが文献 [123] では 500 $\mu\text{m}$  の厚み、 $1.5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  のドーパント濃度で 2.5W 程度の出力が報告されており、この仕様を参考に本研究では表 17 の仕様で調達を予定している。利得を大きくするためにはドーパント濃度と厚みを大きくすることが要求される。しかしながら効率的に熱を逃し熱レンズ効果を低減するためにはドーパント濃度と厚みは小さい方が望ましい。これらはトレードオフであり、ドーパント濃度と厚みの最適化が Cr:ZnSe Thin-disk の課題である。SW-MIR 領域の Thin-disk レーザー媒質としては Cr:ZnSe の他に Ho:YAG も有力であり、CW 動作ではあるが 100W 以上かつ高品質 ( $M^2 = 1.1$ ) が報告されている [124]。

## 参考文献

- [1] Marie Emmanuelle Couprie. New generation of light sources: Present and future. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, Vol. 196, pp. 3–13, 2014.
- [2] J Amann, W Berg, V Blank, F-J Decker, Y Ding, P Emma, Y Feng, J Frisch, D Fritz, J Hastings, et al. Demonstration of self-seeding in a hard-x-ray free-electron laser. *Nature photonics*, Vol. 6, No. 10, pp. 693–698, 2012.
- [3] Eleftherios Goulielmakis, Matthias Uiberacker, Reinhard Kienberger, Andrius Baltuska, Vladislav Yakovlev, Armin Scrinzi, Th Westerwalbesloh, U Kleineberg, Ulrich Heinzmann, Markus Drescher, et al. Direct measurement of light waves. *Science*, Vol. 305, No. 5688, pp. 1267–1269, 2004.
- [4] Kenichi L Ishikawa. High-harmonic generation. *Advances in Solid State Lasers Development and Applications*, pp. 439–465, 2010.
- [5] Hitoki Yoneda, Yuichi Inubushi, Kazunori Nagamine, Yurina Michine, Haruhiko Ohashi, Hirokatsu Yumoto, Kazuto Yamauchi, Hidekazu Mimura, Hikaru Kitamura, Tetsuo Katayama, et al. Atomic inner-shell laser at 1.5-ångström wavelength pumped by an x-ray free-electron laser. *Nature*, Vol. 524, No. 7566, pp. 446–449, 2015.
- [6] Atsushi Momose, Hidekazu Takano, Yanlin Wu, Koh Hashimoto, Tetsuo Samoto, Masato Hoshino, Yoshichika Seki, and Takenao Shinohara. Recent progress in x-ray and neutron phase imaging with gratings. *Quantum Beam Science*, Vol. 4, No. 1, p. 9, 2020.
- [7] Franz Pfeiffer. X-ray ptychography. *Nature Photonics*, Vol. 12, No. 1, pp. 9–17, 2018.
- [8] 東口武史, 遠藤彰, 溝口計. EUV 光源開発の現状. *Journal of Plasma and Fusion Research*, Vol. 89, No. 6, 2013.
- [9] Shunya Matsuba, Keigo Kawase, Atsushi Miyamoto, Shigemi Sasaki, Masaki Fujimoto, Taro Konomi, Naoto Yamamoto, Masahito Hosaka, and Masahiro Katoh. Generation of vector beam with tandem helical undulators. *Applied Physics Letters*, Vol. 113, No. 2, p. 021106, 2018.
- [10] Yoshitaka Taira, Takehito Hayakawa, and Masahiro Katoh. Gamma-ray vortices from nonlinear inverse thomson scattering of circularly polarized light. *Scientific reports*, Vol. 7, No. 1, pp. 1–9, 2017.
- [11] 神戸邦治. X線管装置の技術の系統化調査. 国立科学博物館技術の系統化報告第24集, pp. 188–303, 2017.
- [12] Philippe Cattin. 平成25年通信利用動向調査の結果, 2016. <https://miac.unibas.>

[ch/PMI/01-BasicsOfXray.html#\(1\)](#).

- [13] 菊田惺志. X線散乱と放射光科学（基礎編）. 東京大学出版会, 2011.
- [14] Oscar Hemberg, M Otendal, and HM Hertz. Liquid-metal-jet anode electron-impact x-ray source. *Applied Physics Letters*, Vol. 83, No. 7, pp. 1483–1485, 2003.
- [15] Excillum homepage, 2021. <https://www.excillum.com>.
- [16] Tadeusz Skarzynski. Collecting data in the home laboratory: evolution of x-ray sources, detectors and working practices. *Acta Crystallographica Section D: Biological Crystallography*, Vol. 69, No. 7, pp. 1283–1288, 2013.
- [17] Stefan Bartzsch and Uwe Oelfke. Line focus x-ray tubes—a new concept to produce high brilliance x-rays. *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 62, No. 22, p. 8600, 2017.
- [18] 日本加速器学会（編）. 加速器ハンドブック. 丸善出版, 2018.
- [19] Y Otake and RIKEN SPring. Overview of sacla machine status. In *Proc. LINAC*, pp. 427–431, 2012.
- [20] 日本化学会（編）. 放射光が拓く化学の現在と未来. 化学同人, 2014.
- [21] Spring-8 homepage, 2021. [http://www.spring8.or.jp/ja/about\\_us/whats\\_sp8/whats\\_sr/sp8\\_features/](http://www.spring8.or.jp/ja/about_us/whats_sp8/whats_sr/sp8_features/).
- [22] 佐藤 繁渡辺 誠. 改訂版 放射光科学入門. 大学出版部協会, 2010.
- [23] Takashi Tanaka and Hideo Kitamura. Spectra: a synchrotron radiation calculation code. *Journal of synchrotron radiation*, Vol. 8, No. 6, pp. 1221–1228, 2001.
- [24] T Nakazato, M Oyamada, N Niimura, S Urasawa, O Konno, A Kagaya, R Kato, T Kamiyama, Y Torizuka, T Nanba, et al. Observation of coherent synchrotron radiation. *Physical review letters*, Vol. 63, No. 12, p. 1245, 1989.
- [25] Kazuyuki Sakaue, Mari Brameld, Ryunosuke Kuroda, Mariko Nishida, Yoshitaka Taira, Tomoyoshi Toida, Junji Urakawa, Masakazu Washio, Ryo Yanagisawa, et al. Investigation of the coherent cherenkov radiation using tilted electron bunch. In *8th Int. Particle Accelerator Conf.(IPAC'17), Copenhagen, Denmark, 14–19 May, 2017*, pp. 905–907. JACOW, Geneva, Switzerland, 2017.
- [26] Takashi Tanaka. Current status and future perspectives of accelerator-based x-ray light sources. *Journal of Optics*, Vol. 19, No. 9, p. 093001, 2017.
- [27] R Bonifacio, C Pellegrini, and LM Narducci. Collective instabilities and high-gain regime free electron laser. In *AIP conference proceedings*, Vol. 118, pp. 236–259. American Institute of Physics, 1984.
- [28] Shigeru Yamamoto, et al. Development of very short period undulators. In *9th International Particle Accelerator Conference, IPAC 2018*, 2018.

- [29] Peter Schmüser, Martin Dohlus, and Jörg Rossbach. *Ultraviolet and soft X-ray free-electron lasers: introduction to physical principles, experimental results, technological challenges*, Vol. 229. Springer Science & Business Media, 2008.
- [30] Keigo Kawase, Ryukou Kato, Akinori Irizawa, Masaki Fujimoto, Shigeru Kashiwagi, Shigeru Yamamoto, Fumiyoshi Kamitsukasa, Hiroki Osumi, Masaki Yaguchi, Akira Tokuchi, et al. The high-power operation of a terahertz free-electron laser based on a normal conducting rf linac using beam conditioning. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 726, pp. 96–103, 2013.
- [31] 篠原邦夫. レーザープラズマ x 線による生体の観察. *レーザー研究*, Vol. 20, No. 11, pp. 880–888, 1992.
- [32] 溝口計, 斎藤隆志, 松永隆. リソグラフィ用光源開発の現状と将来. *Komatsu technical report*, Vol. 59, No. 166, pp. 24–30, 2013.
- [33] Adrien Depresseux, E Oliva, Julien Gautier, Fabien Tissandier, Guillaume Lambert, Boris Vodungbo, Jean-Philippe Goddet, Amar Tafzi, J Nejdil, M Kozlova, et al. Demonstration of a circularly polarized plasma-based soft-x-ray laser. *Physical review letters*, Vol. 115, No. 8, p. 083901, 2015.
- [34] Pierre-Marie Paul, Elena S Toma, Pierre Breger, Genevive Mullot, Frédérique Augé, Ph Balcou, Harm Geert Muller, and Pierre Agostini. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation. *Science*, Vol. 292, No. 5522, pp. 1689–1692, 2001.
- [35] Thomas Gaumnitz, Arohi Jain, Yoann Pertot, Martin Huppert, Inga Jordan, Fernando Ardana-Lamas, and Hans Jakob Wörner. Streaking of 43-attosecond soft-x-ray pulses generated by a passively cep-stable mid-infrared driver. *Optics express*, Vol. 25, No. 22, pp. 27506–27518, 2017.
- [36] C Hernández-García, JA Pérez-Hernández, T Popmintchev, MM Murnane, HC Kapteyn, A Jaron-Becker, A Becker, and L Plaja. Zeptosecond high harmonic kev x-ray waveforms driven by midinfrared laser pulses. *Physical review letters*, Vol. 111, No. 3, p. 033002, 2013.
- [37] G Lambert, T Hara, D Garzella, T Tanikawa, M Labat, B Carre, H Kitamura, T Shintake, M Bougeard, S Inoue, et al. Injection of harmonics generated in gas in a free-electron laser providing intense and coherent extreme-ultraviolet light. *Nature physics*, Vol. 4, No. 4, pp. 296–300, 2008.
- [38] Zhigang Zhao, Akira Ozawa, Makoto Kuwata-Gonokami, and Yohei Kobayashi. Efficient high harmonics generation by enhancement cavity driven with a post-compressed fcpa

- laser at 10 mhz. *High Power Laser Science and Engineering*, Vol. 6, , 2018.
- [39] Toru Hara, Yuichi Inubushi, Tetsuo Katayama, Takahiro Sato, Hitoshi Tanaka, Takashi Tanaka, Tadashi Togashi, Kazuaki Togawa, Kensuke Tono, Makina Yabashi, et al. Two-colour hard x-ray free-electron laser with wide tunability. *Nature communications*, Vol. 4, No. 1, pp. 1–5, 2013.
- [40] Nina Rohringer, Duncan Ryan, Richard A London, Michael Purvis, Felicie Albert, James Dunn, John D Bozek, Christoph Bostedt, Alexander Graf, Randal Hill, et al. Atomic inner-shell x-ray laser at 1.46 nanometres pumped by an x-ray free-electron laser. *Nature*, Vol. 481, No. 7382, pp. 488–491, 2012.
- [41] Elena Eggl, Martin Dierolf, Klaus Acherhold, Christoph Jud, Benedikt Günther, Eva Braig, Bernhard Gleich, and Franz Pfeiffer. The munich compact light source: initial performance measures. *Journal of synchrotron radiation*, Vol. 23, No. 5, pp. 1137–1142, 2016.
- [42] Arthur H Compton. A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements. *Physical review*, Vol. 21, No. 5, p. 483, 1923.
- [43] 黒田隆之助, 平義隆, 池浦広美. レーザー逆コンプトン散乱 x 線光源の開発とその応用 (レーザーと量子ビームの技術融合). 光学= Japanese journal of optics: a publication of the Optical Society of Japan, the Japan Society of Applied Physics, Vol. 43, No. 9, pp. 413–418, 2014.
- [44] Changchun Sun. *Characterizations and diagnostics of Compton light source*. PhD thesis, Duke University, 2009.
- [45] Richard H Milburn. Electron scattering by an intense polarized photon field. *Physical Review Letters*, Vol. 10, No. 3, p. 75, 1963.
- [46] FR Arutyunian and VA Tumanian. The compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams. *Physics Letters*, Vol. 4, No. 3, pp. 176–178, 1963.
- [47] OF Kulikov, Yu Ya Telnov, EI Filippov, and MN Yakimenko. Compton effect on moving electrons. *Physics Letters*, Vol. 13, No. 4, pp. 344–346, 1964.
- [48] H Ohgaki, T Noguchi, S Sugiyama, T Yamazaki, T Mikado, M Chiwaki, K Yamada, R Suzuki, and N Sei. Linearly polarized photons from compton backscattering of laser light for nuclear resonance fluorescence experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 353, No. 1-3, pp. 384–388, 1994.
- [49] R Kuroda, E Yamaguchi, Y Taira, E Miura, M Koike, H Toyokawa, K Yamada, and

- M Kumaki. Development of multi-collision laser compton scattering x-ray source on the basis of compact s-band electron linac. In *Proceedings of IPAC2012*, 2012.
- [50] Takuya Natsui, Azusa Mori, Hiroto Masuda, Mitsuru Uesaka, and Fumito Sakamoto. Beam measurement of 11.424 ghz x-band linac for compton scattering x-ray source. In *AIP Conference Proceedings*, Vol. 1299, pp. 538–543. American Institute of Physics, 2010.
- [51] T Akagi, A Kosuge, S Araki, R Hajima, Y Honda, T Miyajima, M Mori, R Nagai, N Nakamura, M Shimada, et al. Narrow-band photon beam via laser compton scattering in an energy recovery linac. *Physical Review Accelerators and Beams*, Vol. 19, No. 11, p. 114701, 2016.
- [52] Hirotaka Shimizu, Mitsuo Akemoto, Yasuo Arai, Sakae Araki, Alexander Aryshev, Masafumi Fukuda, Shigeki Fukuda, Junji Haba, Kazufumi Hara, Hitoshi Hayano, et al. X-ray generation by inverse compton scattering at the superconducting rf test facility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 772, pp. 26–33, 2015.
- [53] K Sakaue, Y Koshiba, M Washio, M Fukuda, N Terunuma, and J Urakawa. Design study on linac-based laser-compton scattering x-ray source. In *Proceedings of IPAC2018*, 2018.
- [54] K Kawase, M Kando, T Hayakawa, I Daito, S Kondo, T Homma, T Kameshima, H Kotaki, L-M Chen, Y Fukuda, et al. Development of a sub-mev x-ray source via compton backscattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 637, No. 1, pp. S141–S144, 2011.
- [55] Kazuyuki Sakaue, Tomoko Gowa, Hitoshi Hayano, Yoshio Kamiya, Shigeru Kashiwagi, Ryunosuke Kuroda, Akihiko Masuda, Ryo Moriyama, Junji Urakawa, Kiminori Ushida, et al. Recent progress of a soft x-ray generation system based on inverse compton scattering at waseda university. *Radiation Physics and Chemistry*, Vol. 77, No. 10-12, pp. 1136–1141, 2008.
- [56] WS Graves, J Bessuille, P Brown, S Carbajo, V Dolgashev, K-H Hong, E Ihloff, B Khaykovich, H Lin, Krishna Murari, et al. Compact x-ray source based on burst-mode inverse compton scattering at 100 khz. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, Vol. 17, No. 12, p. 120701, 2014.
- [57] Emilio A Nanni, William S Graves, and David E Moncton. Nanomodulated electron beams via electron diffraction and emittance exchange for coherent x-ray generation.

- Physical Review Accelerators and Beams*, Vol. 21, No. 1, p. 014401, 2018.
- [58] Geoffrey A Krafft and Gerd Priebe. Compton sources of electromagnetic radiation. *Reviews Of Accelerator Science And Technology: Volume 3: Accelerators as Photon Sources*, pp. 147–163, 2010.
- [59] WS Graves, JPJ Chen, Petra Fromme, MR Holl, R Kirian, LE Malin, KE Schmidt, JCH Spence, M Underhill, U Weierstall, et al. Asu compact xfel. In *38th Int. Free Electron Laser Conf*, 2017.
- [60] J Stepanek. Parametric study of laser compton-backscattering from free relativistic electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 412, No. 1, pp. 174–182, 1998.
- [61] Sakaue Kazuyuki. *Research and Development on a Compact X-ray Source via Laser-Compton Scattering: Development of a Pulsed-Laser Super-Cavity and Demonstration of Multi-Pulse X-rays*. PhD thesis, Waseda University, 2008.
- [62] Regine Gradl, Martin Dierolf, Lorenz Hehn, Benedikt Günther, Ali Önder Yildirim, Bernhard Gleich, Klaus Achterhold, Franz Pfeiffer, and Kaye Susannah Morgan. Propagation-based phase-contrast x-ray imaging at a compact light source. *Scientific reports*, Vol. 7, No. 1, pp. 1–9, 2017.
- [63] Manuel Viermetz, Lorenz Birnbacher, Marian Willner, Klaus Achterhold, Franz Pfeiffer, and Julia Herzen. High resolution laboratory grating-based x-ray phase-contrast ct. *Scientific reports*, Vol. 8, No. 1, pp. 1–8, 2018.
- [64] H Labriet, C Nemoz, M Renier, P Berkvens, T Brochard, R Cassagne, Hélène Elleaume, François Estève, Camille Verry, Jacques Balosso, et al. Significant dose reduction using synchrotron radiation computed tomography: first clinical case and application to high resolution ct exams. *Scientific reports*, Vol. 8, No. 1, pp. 1–7, 2018.
- [65] Anthony Ku, Valerie J Facca, Zhongli Cai, and Raymond M Reilly. Auger electrons for cancer therapy—a review. *EJNMMI radiopharmacy and chemistry*, Vol. 4, No. 1, pp. 1–36, 2019.
- [66] Yoonwoo Hwang. *Characterization and Applications of Laser-Compton X-ray Source*. PhD thesis, University of California, Irvine, 2018.
- [67] Yuya Koshihara, Ryosuke Morita, Koki Yamashita, Masakazu Washio, Kazuyuki Sakaue, Takeshi Higashiguchi, and Junji Urakawa. Study on x-ray enhancement in laser-compton scattering for auger therapy. *International Journal of Radiation Biology*, pp. 1–5, 2020.
- [68] Marie Jacquet. Potential of compact compton sources in the medical field. *Physica medica*, Vol. 32, No. 12, pp. 1790–1794, 2016.

- [69] 齋藤晃, 内田正哉. 軌道角運動量をもつ電子ビーム. 日本結晶学会誌, Vol. 58, No. 2, pp. 79–84, 2016.
- [70] Oleg V Angelsky, Aleksandr Y Bekshaev, Steen G Hanson, Claudia Yu Zenkova, Igor I Mokhun, and Zheng Jun. Structured light: ideas and concepts. *Frontiers in Physics*, Vol. 8, p. 114, 2020.
- [71] Masaya Uchida and Akira Tonomura. Generation of electron beams carrying orbital angular momentum. *nature*, Vol. 464, No. 7289, pp. 737–739, 2010.
- [72] D Seipt, A Surzhykov, and S Fritzsche. Structured x-ray beams from twisted electrons by inverse compton scattering of laser light. *Physical Review A*, Vol. 90, No. 1, p. 012118, 2014.
- [73] Klaus Flöttmann. Note on the thermal emittance of electrons emitted by cesium telluride photo cathodes. Technical report, Dt. Elektronen-Synchrotron DESY, MHF-SL Group, 1997.
- [74] 横山悠久. フォトカソード rf 電子銃におけるマルチバンチ電子ビームの高品質化. Master’s thesis, 早稲田大学, 2011.
- [75] Kazuyuki Sakaue, Hitoshi Hayano, Shigeru Kashiwagi, Ryunosuke Kuroda, Akihiko Masuda, Tatsuya Suzuki, Toshikazu Takatomi, Nobuhiro Terunuma, Junji Urakawa, and Masakazu Washio. Cs-te photocathode rf electron gun for applied research at the waseda university. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 269, No. 24, pp. 2928–2931, 2011.
- [76] 福田将史. エミッタンス測定. Technical report, 高エネルギー加速器研究機構, 2020.
- [77] Y Nishimura, K Sakaue, M Nishiyama, T Takahashi, M Washio, T Takatomi, and J Urakawa. Design of a two-cell rf-deflector cavity for ultra-short electron bunch measurement. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 764, pp. 291–298, 2014.
- [78] Y Tadenuma, T Murakami, M Brameld, M Washio, K Sakaue, R Kuroda, and Y Taira. Quasi-monochromatic thz pulse generation using cherenkov radiation from a spatially modulated electron beam. *Journal of Instrumentation*, Vol. 15, No. 04, p. C04016, 2020.
- [79] K Sakaue, Y Koshiba, M Mizugaki, M Washio, T Takatomi, J Urakawa, and R Kuroda. Ultrashort electron bunch generation by an energy chirping cell attached rf gun. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, Vol. 17, No. 2, p. 023401, 2014.
- [80] Y Koshiba, Y Tadenuma, S Otsuka, M Washio, T Takatomi, J Urakawa, and K Sakaue. High-charge ultrashort electron bunch generation by an energy chirping cell-attached rf electron gun and its measurement using a transverse deflecting cavity. *Physical Review*

*Accelerators and Beams*, Vol. 24, No. 8, p. 083401, 2021.

- [81] 宮島司. ERL のビーム力学. Technical report, 高エネルギー加速器研究機構, 2015.
- [82] 吉田靖史. レーザーコンプトン散乱を用いた高強度レーザーの直接プロファイル計測法の開発. Master's thesis, 早稲田大学, 2013.
- [83] Y Koshiha, K Sakaue, M Mizugaki, M Washio, R Kuroda, T Takatomi, and J Urakawa. Characterization of thz radiation generated by ultra-short bunch from energy chirping cell attached rf electron gun. *Vibrational Spectroscopy*, Vol. 75, pp. 184–189, 2014.
- [84] S Kashiwagi, S Nagasawa, F Hinode, T Muto, H Saito, T Abe, K Nanbu, I Nagasawa, K Takahashi, C Tokoku, et al. Proof-of-principle experiment of velocity bunching for ultra-short electron pulse production. *Energy Procedia*, Vol. 89, pp. 346–352, 2016.
- [85] S Casalbuoni, H Schlarb, B Schmidt, P Schmüser, B Steffen, and A Winter. Numerical studies on the electro-optic detection of femtosecond electron bunches. *Physical review special topics-Accelerators and beams*, Vol. 11, No. 7, p. 072802, 2008.
- [86] Fabian Zomer, Yasmina Fedala, Nicolas Pavloff, Viktor Soskov, and Alessandro Variola. Polarization induced instabilities in external four-mirror fabry-perot cavities. *Applied optics*, Vol. 48, No. 35, pp. 6651–6661, 2009.
- [87] Kazuyuki Sakaue, Masakazu Washio, Sakae Araki, Masafumi Fukuda, Yosuke Honda, Nobuhiro Terunuma, and Junji Urakawa. Stabilization of burst laser pulse storage in an optical enhancement cavity using a counter propagating mode. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 89, No. 2, p. 023305, 2018.
- [88] Warren Nagourney. *Quantum electronics for atomic physics and telecommunication*. OUP Oxford, 2014.
- [89] Federico Della Valle, Edoardo Milotti, Aldo Ejlli, U Gastaldi, Giuseppe Messineo, Livio Piemontese, Guido Zavattini, R Pengo, and G Ruoso. Extremely long decay time optical cavity. *Optics express*, Vol. 22, No. 10, pp. 11570–11577, 2014.
- [90] T Akagi, S Araki, Y Funahashi, Y Honda, S Miyoshi, T Okugi, T Omori, H Shimizu, K Sakaue, T Takahashi, et al. Demonstration of the stabilization technique for nonplanar optical resonant cavities utilizing polarization. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 86, No. 4, p. 043303, 2015.
- [91] Y Uesugi, Y Hosaka, Y Honda, A Kosuge, K Sakaue, T Omori, T Takahashi, J Urakawa, and M Washio. Feedback-free optical cavity with self-resonating mechanism. *APL Photonics*, Vol. 1, No. 2, p. 026103, 2016.
- [92] Yuji Hosaka, Yosuke Honda, T Omori, J Urakawa, A Kosuge, K Sakaue, T Takahashi, Y Uesugi, and Masakazu Washio. Mode-locked pulse oscillation of a self-resonating

- enhancement optical cavity. In *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 1350, p. 012028. IOP Publishing, 2019.
- [93] Akio Koike and Naoki Sugimoto. Temperature dependences of optical path length in inorganic glasses. *Reports Res. Lab. Asahi Glass Co, Ltd*, Vol. 56, pp. 1–6, 2006.
- [94] Nam Quoc Ngo, et al. *Ultra-fast fiber lasers: principles and applications with MATLAB® models*. CRC Press, 2018.
- [95] Xueming Liu and Meng Pang. Revealing the buildup dynamics of harmonic mode-locking states in ultrafast lasers. *Laser & Photonics Reviews*, Vol. 13, No. 9, p. 1800333, 2019.
- [96] The Nobel Prize. Press release: The nobel prize in physics 2018, 2021. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/press-release/>.
- [97] 平等拓範. レーザー学会編:「先端固体レーザー」. オーム社, 2011.
- [98] 住村和彦. 解説ファイバーレーザー-基礎編-. オプトロニクス社, 2010.
- [99] Optipedia. チタンサファイアレーザーとは, 2021. <https://optipedia.info/laser/lasercont/ti-sapphire/>.
- [100] D Marcuse. Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers. *JOSA*, Vol. 68, No. 1, pp. 103–109, 1978.
- [101] Optipedia. 導波路パラメータ, 2021. <https://optipedia.info/laser/fiberlaser/v-parameter/>.
- [102] Optipedia. 光ファイバーの損失特性, 2021. <https://optipedia.info/laser/fiberlaser/loss-1/>.
- [103] Optipedia. Yb ファイバーの分光特性, 2021. <https://optipedia.info/laser/fiberlaser/yb-emission/>.
- [104] Andy Chong, Joel Buckley, Will Renninger, and Frank Wise. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser. *Optics express*, Vol. 14, No. 21, pp. 10095–10100, 2006.
- [105] Adolf Giesen, H Hügel, A Voss, K Wittig, U Brauch, and H Opower. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers. *Applied Physics B*, Vol. 58, No. 5, pp. 365–372, 1994.
- [106] Clara J Saraceno, Dirk Sutter, Thomas Metzger, and Marwan Abdou Ahmed. The amazing progress of high-power ultrafast thin-disk lasers. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, Vol. 15, No. 1, pp. 1–7, 2019.
- [107] Martin Smrž, Ondřej Novák, Jiří Mužík, Hana Turčičová, Michal Chyla, Siva Sankar Nagisetty, Michal Vyvlečka, Lukáš Roškot, Taisuke Miura, Jitka Černohorská, et al. Advances in high-power, ultrashort pulse dpssl technologies at hilase. *Applied Sciences*, Vol. 7, No. 10, p. 1016, 2017.

- [108] Martin Smrž, Taisuke Miura, Michal Chyla, Siva Nagisetty, Ondřej Novák, Akira Endo, and Tomáš Mocek. Suppression of nonlinear phonon relaxation in yb: Yag thin disk via zero phonon line pumping. *Optics letters*, Vol. 39, No. 16, pp. 4919–4922, 2014.
- [109] Jens Mende, J Speiser, G Spindler, Willy L Bohn, and Adolf Giesen. Mode dynamics and thermal lens effects of thin-disk lasers. In *Solid State Lasers XVII: Technology and Devices*, Vol. 6871, p. 68710M. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [110] Zhirong Huang and Ronald D Ruth. Laser-electron storage ring. *Physical review letters*, Vol. 80, No. 5, p. 976, 1998.
- [111] Alessandro Variola, Fabian Zomer, Eugene Bulyak, Peter Gladkikh, Vladislav Skomorokhov, Tsunehiko Omori, and Junji Urakawa. Luminosity optimization schemes in compton experiments based on fabry-perot optical resonators. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, Vol. 14, No. 3, p. 031001, 2011.
- [112] P Chen, G Horton-Smith, T Ohgaki, AW Weidemann, and K Yokoya. Cain: Conglomerat d’abel et d’interactions non-lineaires. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 355, No. 1, pp. 107–110, 1995.
- [113] Jie Ma, Zhipeng Qin, Guoqiang Xie, Liejia Qian, and Dingyuan Tang. Review of mid-infrared mode-locked laser sources in the 2.0  $\mu$  m–3.5  $\mu$  m spectral region. *Applied Physics Reviews*, Vol. 6, No. 2, p. 021317, 2019.
- [114] 戸倉川正樹, 相楽啓, 鈴木杏奈, 原田有生. 波長 2 $\mu$ m 帯中赤外短パルス Tm レーザーの開発. 横幹連合コンファレンス予稿集 第 9 回横幹連合コンファレンス, pp. E-2. 横断型基幹科学技術研究団体連合 (横幹連合), 2018.
- [115] Daniel Creeden, Benjamin R Johnson, Glen A Rines, and Scott D Setzler. High power resonant pumping of tm-doped fiber amplifiers in core-and cladding-pumped configurations. *Optics express*, Vol. 22, No. 23, pp. 29067–29080, 2014.
- [116] C Gaida, M Gebhardt, T Heuermann, F Stutzki, C Jauregui, and J Limpert. Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kw of average power. *Optics letters*, Vol. 43, No. 23, pp. 5853–5856, 2018.
- [117] Jinjer Huang, Yanan Xie, Tong Wu, and Xinlu Zhang. Generation and dynamics of stepped h-shaped noise-like pulses in a mode-locked thulium-doped fiber ring laser. *Optics & Laser Technology*, Vol. 141, p. 107151, 2021.
- [118] Irina T Sorokina and Evgeni Sorokin. Femtosecond cr 2+-based lasers. *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, Vol. 21, No. 1, pp. 273–291, 2014.
- [119] Evgeni Sorokin, Sergey Naumov, and Irina T Sorokina. Ultrabroadband infrared solid-

- state lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 11, No. 3, pp. 690–712, 2005.
- [120] Kenneth L Schepler, Rita D Peterson, Patrick A Berry, and Jason B McKay. Thermal effects in cr/sup 2+: Znse thin disk lasers. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, Vol. 11, No. 3, pp. 713–720, 2005.
- [121] VR Supradeepa, Yan Feng, and Jeffrey W Nicholson. Raman fiber lasers. *Journal of Optics*, Vol. 19, No. 2, p. 023001, 2017.
- [122] Andrew Grimes, Anand Hariharan, Yingzhi Sun, Simona Ovtar, Poul Kristensen, Philip G Westergaard, Steven Rako, Cory Baumgarten, Robert C Stoneman, and Jeffrey W Nicholson. Hundred-watt cw and joule level pulsed output from raman fiber laser in 1.7- $\mu\text{m}$  band. In *Fiber Lasers XVII: Technology and Systems*, Vol. 11260, p. 112601S. International Society for Optics and Photonics, 2020.
- [123] RW Stites, G Cook, PA Berry, and KL Schepler. Power scaling a cr: Znse thin disk laser by increasing pump diameter. In *CLEO: Applications and Technology*, pp. JTU4A–124. Optical Society of America, 2014.
- [124] Sergei Tomilov, Martin Hoffmann, Yicheng Wang, and Clara J Saraceno. Moving towards high-power thin-disk lasers in the 2  $\mu\text{m}$  wavelength range. *Journal of Physics: Photonics*, Vol. 3, No. 2, p. 022002, 2021.

## 謝辞

博士課程に6年費やした結果、その分多くの方々に助けていただきお世話になりました。ここに感謝の意を述べたいと思います。

指導教員であり主査である鷲尾方一教授には多大なるご心配をおかけしましたが温情あるご指導を賜り大変感謝しております。博識で経験豊富な先生からは研究はもとより様々なお知恵をいただいたように思います。

副査として審査いただいた東京大学の坂上和之主幹研究員には実践的な研究アドバイスをいつも授かり、困り事には絶えず相談に乗っていただきました。また研究者として成長できるチャンスをたくさんご用意くださり、幅を広げてくださいました。道筋を示してくださり手本となる存在でした。誠に感謝いたします。

KEKの浦川順治名誉教授には加速器プロジェクトに対する長年の経験から有益なコメントをたくさんいただき、副査をしていただきました。特に自発共鳴光蓄積共振器の開発では日頃よりご議論、ご協力を賜り私を含め当研究室をお支えいただき感謝申し上げます。

本学の片岡淳教授にはお忙しい中副査を務めていただきありがとうございます。私の知識不足を補うご助言をいただき刺激となるコメントをいただきました。幅広い分野に研究を応用されるお姿に少しでも近づきたく思います。

宇都宮大学の東口武史教授にはThin-diskレーザー開発で大変お世話になりました。研究に対する取り組み方、考え方なども学ばせていただいたように思います。当時は思いもよりませんでした。結果的にHiLASEへのきっかけを与えてくださいました。感謝申し上げます。

JAEAの岡壽崇先生には忘年会の場で国際学会のお誘いをいただきました。それをきっかけに一報論文を書くことができ、オックスフォードとマンチェスターはパンデミック前に現地開催で参加できた最後の国際学会となってしまいました。お誘いいただき感謝しております。

産総研の黒田隆之助ラボチーム長、JASRIの大竹雄次サブグループリーダーにもよく気にかけていただきました。また卒業してしまった者を含め当研究室の学生諸氏の働きにも支えられ本研究を行うことができました。お力添えいただき感謝したく存じます。

最後に、元気がない時にも常に笑顔で支えてくれた妻に深謝します。

## 早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 小柴 裕也

印

(2021年 12 月 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
論文	<p>[1] “High-Charge Ultrashort Electron Bunch Generation by an Energy Chirping Cell-Attached Rf Electron Gun and Its Measurement Using a Transverse Deflecting Cavity,” Physical Review Accelerator and Beams, 24, 083401, 2021, August, <u>Yuya Koshiba</u>, Yuichi Tadenuma, Seiya Otsuka, Masakazu Washio, Toshikazu Takatomi, Junji Urakawa, and Kazuyuki Sakaue</p> <p>[2] “Study on X-Ray Enhancement in Laser-Compton Scattering for Auger Therapy,” International Journal of Radiation Biology, 0, 1-5, 2020, September, <u>Yuya Koshiba</u>, Ryosuke Morita, Koki Yamashita, Masakazu Washio, Kazuyuki Sakaue, Takeshi Higashiguchi, and Junji Urakawa</p> <p>[3] “Durability Improvement of Cesium Telluride Photocathode for an Rf-Gun,” Journal of Instrumentation, 15, C05006, 2020, May, Tomonori Tamba, Junya Miyamastu, Kentaro Ezawa, <u>Yuya Koshiba</u>, Kazuyuki Sakaue, Hokuto Ijima, and Masakazu Washio</p> <p>[4] "Deep-hole drilling of amorphous silica glass by extreme ultraviolet femtosecond pulses," Applied Physics Letters 113.17, 171902, 2018, October, Tatsunori Shibuya, Takashi Takahashi, Kazuyuki Sakaue, Thanh-Hung Dinh, Hiroyuki Hara, Takeshi Higashiguchi, Masahiko Ishino, <u>Yuya Koshiba</u>, Masaharu Nishikino, Hiroshi Ogawa, Masahito Tanaka, Masakazu Washio, Yohei Kobayashi, and Ryunosuke Kuroda</p> <p>[5] “Characterization of THz radiation generated by ultra-short bunch from energy chirping cell attached RF electron gun,” Vibrational Spectroscopy, Elsevier, 75, 184-189, 2014, November, <u>Yuya Koshiba</u>, Kazuyuki Sakaue, Masataka Mizugaki, Masakazu Washio, Ryunosuke Kuroda, Toshikazu Takatomi, Junji Urakawa</p> <p>[6] “Ultra-short electron bunch generation by an energy chirping cell attached rf gun,” Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams, 17, 023401, 2014, February, Kazuyuki Sakaue, <u>Yuya Koshiba</u>, Masataka Mizugaki, Masakazu Washio, Toshikazu Takatomi, Junji Urakawa and Ryunosuke Kuroda</p>
講演	<p>[1] “Study on a Self-Resonating Optical Cavity for Laser-Compton Sources,” The 12th International Particle Accelerator Conference, THPAB059, 2021, <u>Y. Koshiba</u>, S. Otsuka, M. Washio, N. Sugarawa, Y. Uesugi, T. Takahashi, Y. Hosaka, K. Sakaue, A. Aryshev, M. Fukuda, Y. Honda, T. Omori, N. Terunuma, and J. Urakawa</p> <p>[2] 「レーザーコンプトン散乱光源に向けた自発共鳴型パルスレーザー共振器の開発」、日本物理学会第76回年次大会、2021年、大塚誠也、<u>小柴裕也</u>、Aryshev Alexander、上杉祐貴、浦川順治、大森恒彦、坂上和之、菅原直人、高橋徹、照沼信浩、福田将史、保坂勇志、本田洋介、山下洗輝、鷺尾方一</p> <p>[3] “Luminosity Enhancement in Laser-Compton Scattering by Crab Crossing,” OSA High-brightness Sources and Light-driven Interactions Congress, JM3A.4-1, 2020, <u>Y. Koshiba</u>, R. Morita, K. Yamashita, K. Sakaue, T. Higashiguchi, M. Washio and J. Urakawa</p> <p>[4] “Luminosity Compensation in Laser-Compton Scattering by Crab Crossing,” The 11th International Particle Accelerator Conference, 2020, <u>Y. Koshiba</u>, R. Morita, K. Yamashita, K. Sakaue, T. Higashiguchi, M. Washio and J. Urakawa</p> <p>[5] 「レーザー加速の特性理解に向けたC-band Linacのシミュレーション」、ビーム物理研究会若手の会、2020年、<u>小柴裕也</u>、大竹雄次、増田剛正、益田伸一、田中俊成、境武志、大塚誠也、坂上和之、鷺尾方一、熊谷教孝</p> <p>[6] “X-ray Generation by Crab Crossing Laser-Compton Scattering,” 16th International Congress for Radiation Research, 2019, <u>Y. Koshiba</u>, R. Morita, Masakazu Washio, Kazuyuki Sakaue, Takeshi Higashiguchi, and Junji Urakawa</p> <p>[7] 「クラブ衝突レーザーコンプトン散乱に向けたリング型再生増幅器開発」、日本加速器学会 第16回年会、WEPI024、2019年、<u>小柴裕也</u>、森田遼介、坂上和之、鷺尾方一、東口武史、浦川順治</p>

## 早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 小柴 裕也

印

(2021年 12 月 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
講演(続き)	<p>[8]「クラブ衝突によるレーザーコンプトン散乱の高強度化」、ビーム物理研究会若手の会、2018年、<u>小柴裕也</u>、太田昇吾、森田遼介、坂上和之、鷺尾方一、東口武史、浦川順治</p> <p>[9]「レーザーコンプトン散乱のクラブ衝突化」、日本加速器学会 第15回年会、WEP109、2018年、<u>小柴裕也</u>、太田昇吾、森田遼介、坂上和之、鷺尾方一、東口武史、浦川順治</p> <p>[10] “ENHANCEMENT OF LASER-COMPTON X-RAY BY CRAB CROSSING,” The 9th International Particle Accelerator Conference, THPMK146, 2018, <u>Y. Koshiba</u>, S. Ota, R. Morita, Masakazu Washio, Kazuyuki Sakaue, Takeshi Higashiguchi, and Junji Urakawa</p> <p>[11] “Enhancement of Laser-Compton X-ray by Crab Crossing,” OSA High-brightness Sources and Light-driven Interactions Congress, JT5A.5, 2018, <u>Y. Koshiba</u>, S. Ota, R. Morita, Masakazu Washio, Kazuyuki Sakaue, Takeshi Higashiguchi, and Junji Urakawa</p> <p>[12]「クラブ衝突によるレーザーコンプトンX線の高強度化」、日本物理学会 第73年次大会、25aK606、2018年、<u>小柴裕也</u>、太田昇吾、森田遼介、坂上和之、鷺尾方一、東口武史、浦川順治</p> <p>[13] “Enhancement of Laser-Compton X-ray by Crab Crossing,” 38th International Free Electron Laser Conference, TUP066, 2017, <u>Y. Koshiba</u>, T. Takahashi, S. Ota, M. Washio, K. Sakaue, T. Higashiguchi and J. Urakawa</p> <p>[14]「クラブ衝突によるレーザーコンプトン散乱のルミノシティ増大」、日本加速器学会 第14回年会、WEP119、2017年、<u>小柴裕也</u>、太田昇吾、森田遼介、坂上和之、鷺尾方一、東口武史、浦川順治</p> <p>[15] “LUMINOSITY INCREASE IN LASER-COMPTON SCATTERING BY CRAB CROSSING METHOD,” The 8th International Particle Accelerator Conference, MOPVA023, 2017, <u>Y. Koshiba</u>, D. Igarashi, T. Takahashi, S. Ota, M. Washio, K. Sakaue and Junji Urakawa</p> <p>[16]「クラブ衝突によるレーザーコンプトン散乱のルミノシティ増大」、日本物理学会 第72年次大会、17aK42、2017年、<u>小柴裕也</u>、五十嵐大裕、高橋孝、太田昇吾、坂上和之、鷺尾方一、浦川順治</p> <p>[17]「クラブ衝突によるレーザーコンプトン散乱X線の高強度化」、第16回放射線プロセスシンポジウム、P1-2、2016年、<u>小柴裕也</u>、五十嵐大裕、高橋孝、太田昇吾、鷺尾方一、坂上和之、浦川順治</p> <p>[18] “LUMINOSITY INCREASE IN LASER-COMPTON SCATTERING BY CRAB CROSSING METHOD,” North American Particle Accelerator Conference, THPOA53, 2016, <u>Y. Koshiba</u>, D. Igarashi, T. Takahashi, S. Ota, M. Washio, K. Sakaue and J. Urakawa</p> <p>[19]「レーザーコンプトン散乱におけるルミノシティ増大のためのクラブ衝突」、日本加速器学会 第13回年会、2016年、<u>小柴裕也</u>、五十嵐大裕、高橋孝、太田昇吾、坂上和之、鷺尾方一、浦川順治</p>