

Title	フェムト秒・アト秒電子線パルス発生に関する研究
Author(s)	菅, 晃一
Citation	大阪大学, 2009, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/23468
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

フェムト秒・アト秒電子線パルス
発生に関する研究

2009 年

大阪大学大学院 工学研究科

菅 晃一

フェムト秒・アト秒電子線パルス
発生に関する研究

2009 年

大阪大学大学院 工学研究科

菅 晃一

概要

本論文は、フェムト秒・アト秒領域での量子ビーム誘起高速反応の解明を目指して、フェムト秒・アト秒電子線パルス発生に関する研究の内容と成果をまとめたものである。本研究で、超短パルス電子線発生のための磁気パルス圧縮器におけるビームダイナミクスを理論的に明らかにし、フォトカソード RF 電子銃加速器を用いて最短 98 フェムト秒の電子線パルス発生に成功した。また、電子ビームを低エミッタンス化し、アト秒電子ビームダイナミクスやシミュレーションの研究を行い、アト秒電子線パルスの発生方法を確立した。

第 1 章では、研究背景や研究の位置づけ、意義と研究目的について説明した。

第 2 章では、磁気パルス圧縮器におけるフェムト秒・アト秒電子ビームダイナミクスの研究について説明した。超短パルス電子線を発生するためには、パルス幅増大に寄与する効果を考慮する必要がある。そこで、本研究では、磁場の高次効果、ビームのエミッタンス、空間電荷効果、Coherent Synchrotron Radiation (CSR) などの効果による、パルス幅の増大を理論的に明らかにした。六極電磁石と非線形エネルギー変調による高次効果の補正方法を考察し、フェムト秒電子線パルス発生方法を確立した。また、フェムト秒・アト秒電子線パルス発生には空間電荷効果と高次効果のほかに、ビームエミッタンスと CSR によるパルス幅の増大が支配的になることが分かった。

第 3 章では、フェムト秒電子線パルス発生の実験と測定結果について説明した。フェムト秒電子線パルスを生成するために、本実験では、フォトカソード RF 電子銃を用いて低エミッタンスの電子ビームを発生し、加速管における電子線パルスのエネルギー変調および磁気パルス圧縮器における電磁石の磁場を最適化することにより、高次効果および CSR の影響を低減し、電荷量が 0.2 nC のとき、最短 98 フェムト秒の電子線パルスの発生と計測に成功した。また、得られたパルス幅を理論研究の結果と比較し、空間電荷効果とエミッタンスによるパルス幅の影響が明らかになった。

第 4 章では、アト秒電子線パルス発生に関する研究を説明した。磁気パルス圧縮器におけるアト秒電子ビームダイナミクスを理論的に解明し、アト秒電子線パルス発生方法を確立した。そこで、フォトカソード RF 電子銃からフェムト秒電子線パルスを発生し、磁気パルス圧縮器に六極電磁石を導入することにより、アト秒電子線パルスを発生する方法を考察した。しかし、極低エミッタンスかつフェムト秒電子線パルスの発生源が必要である。そのため、本研究では、電子銃におけるフェムト秒電子線パルス発生メカニズムを明らかにし、新しいフェムト秒レーザーフォトカソード RF

電子銃を開発した。この電子銃は、従来の電子銃よりも加速空洞の対称性が改善し、共振周波数におけるQ値を1割程度向上することに成功した。最後に、フェムト秒レーザーでカソードを励起することにより、フェムト秒の電子線パルスが発生し、磁気パルス圧縮器によりアト秒電子線パルス発生シミュレーションを行った結果、電荷量が0.01 pCで780アト秒の電子線パルスが発生できることがわかった。

第5章では、本研究で得られた結果をまとめた。

目次

第1章 序論.....	1
1.1. 超短パルス電子線の応用	1
1.1.1 パルスラジオリシスによる電子ビーム誘起反応の研究	2
1.1.2 時間分解電子線回折と構造変化ダイナミクスの研究	3
1.1.3 アト秒電子線パルスによる集団イオン化	3
1.2. 超短パルス電子線の発生	4
1.2.1 フォトカソードRF電子銃	5
1.2.2 パルス圧縮	6
1.3. 本研究の目的	7
第2章 フェムト秒電子ビームダイナミクスの研究.....	8
2.1. 磁気パルス圧縮器によるフェムト秒電子線パルスの生成	8
2.2. 磁気パルス圧縮器における高次効果	11
2.3. エミッタンスによるパルス幅	16
2.4. 空間電荷効果によるパルス幅	19
2.5. Coherent Synchrotron Radiation (CSR)によるパルス幅	20
2.6. エミッタンス、空間電荷効果、CSRによるパルス幅の増大	22
第3章 フェムト秒電子線パルスの発生と計測.....	24
3.1. レーザーフォトカソードRF電子銃ライナック	24
3.1.1 レーザーフォトカソードRF電子銃	25
3.1.2 S-band 進行波型線形加速管	27
3.1.3 磁気パルス圧縮器	28
3.1.4 カソード励起用 ND:YLF ピコ秒レーザー	29
3.1.5 電子ビーム計測システム	30
3.1.6 クライストロンおよび同期回路	31
3.2. ビームエミッタンスの測定	32
3.2.1 Q-スキャン法による測定方法	32
3.2.2 測定結果	38

3.3.	ビームエネルギーとエネルギー分散の測定結果	41
3.3.1	測定方法	41
3.3.2	測定結果	43
3.4.	フェムト秒電子線パルス幅の測定	45
3.4.1	ストリークカメラによる測定	45
3.4.2	半導体の反射率変化によるパルス幅測定	50
第4章 アト秒電子線パルス発生の研究		60
4.1.	アト秒電子線パルスの発生	60
4.2.	アト秒電子ビームのダイナミクス	60
4.2.1	高次効果とエミッタンスによるパルス幅	61
4.2.2	空間電荷効果と CSR によるパルス幅	63
4.3.	アト秒電子線パルス発生システム	65
4.3.1	フェムト秒電子銃の製作	66
4.3.2	アト秒電子線パルス発生シミュレーション結果	71
4.4.	アト秒電子線パルスの応用と展望	73
第5章 結論		75
謝辞		77
業績リスト		78
参考文献		81

図 表 目 次

表 1	カソード励起用 ND:YLF ピコ秒レーザーの性能	30
表 2	それぞれの測定項目と電子線パルス照射および Xe ランプの照射の有無	57
表 3	第 2 章と本章におけるの初期ビーム径と圧縮後のビーム径	64
表 4	測定条件と目標共振周波数 [MHz]	68
表 5	切削による共振周波数の変化 [MHz]	69
表 6	ロウ付けとチューニングによる共振周波数の変化 [MHz]	69
表 7	チューニングによる共振周波数の変化 [MHz]	69
図 1	フェムト秒・アト秒電子線パルスによる極限状態の観測	2
図 2	磁気パルス圧縮器における軌道と圧縮メカニズム	11
図 3	achromatic を満たすときの四極電磁石(Q3,Q4)の磁場強度	14
図 4	四極電磁石(Q3)の磁場強度に対する、2 次効果(T_{366})と 3 次効果(U_{5666})の変化	14
図 5	その他の 2 次効果の例	15
図 6	高次効果によるパルス幅の増大	15
図 7	エミッタンスによるパルス幅増大のメカニズム	18
図 8	六曲電磁石の効果	18
図 9	径方向エミッタンスのパルス幅への影響	19
図 10	空間電荷のパルス幅への影響	20
図 11	偏向電磁石における CSR の影響	21
図 12	CSR のパルス幅への影響	22
図 13	本ライナックの構成	25
図 14	レーザーフォトカソード RF 電子銃の写真と断面図	26
図 15	加速管におけるエネルギー変調	28
図 16	磁気パルス圧縮器の写真	29
図 17	カソード励起用 ND:YLF ピコ秒レーザーの写真	30
図 18	四曲電磁石の断面図と発生する磁場	37
図 19	位相空間での粒子の分布	
図 20	四極電磁石(Q2)とスクリーンの位置関係	37
図 21	ソレノイドによるエミッタンス補正	39
図 22	電子銃でのレーザー入射位相によるエミッタンス変化	40
図 23	加速管での RF によるエミッタンスの変化	40

図 24	エミッタンスの電荷量依存性	41
図 25	エネルギー分散の測定原理図	43
図 26	エネルギーとエネルギー分散の加速管での加速位相依存性	44
図 27	エネルギー分散の電荷量依存性	45
図 28	ストリークカメラのセットアップ	47
図 29	ストリークカメラの動作原理と写真	47
図 30	最短 98fs の電子線パルスの時間分布	49
図 31	エネルギー分散とパルス幅	49
図 32	電荷量と圧縮後のパルス幅の依存性	50
図 33	光誘起による反射率変化測定光学系とその写真	53
図 34	信号のフロー図	53
図 35	光誘起反射率変化の測定結果	54
図 36	電子線パルス誘起反射率変化の測定光学系	57
図 37	電子線パルス誘起による発光スペクトル	58
図 38	880nm における Xe ランプと電子線パルスの組み合わせ	58
図 39	電子線パルス誘起による反射率変化	59
図 40	圧縮後のパルス幅の初期パルス幅依存性	62
図 41	圧縮後のパルス幅の径方向エミッタンス依存性	63
図 42	空間電荷効果によるパルス幅の増大	64
図 43	CSR によるパルス幅の増大	65
図 44	アト秒電子線パルス発生システム	66
図 45	冶具によって固定された RF 電子銃の写真	70
図 46	軸方向電場強度の測定結果	70
図 47	完成した RF 電子銃の写真	71
図 48	電荷量が 0.01 pC の時の位相空間分布(rms パルス幅 : 780 as)	72
図 49	電荷量が 0.1 pC の時の位相空間分布(rms パルス幅 : 3.2 fs)	72
図 50	パルス幅の電荷量依存性	73

第1章 序論

1.1. 超短パルス電子線の応用

フェムト秒時間領域でのダイナミクスの解明は、新しい物質の創製や物質科学にとって極めて重要である。ここ数年、フェムト秒短パルスレーザーの登場により、ピコ秒、フェムト秒での時間分解構造変化が追跡可能となり、「フェムト秒短パルスビーム」は今まさに物質科学の新しい時代を切り開き始めている。最近になって、加速器から生成した「短パルス電子ビーム」も、物質内超高速反応・現象の解明などのさまざまな先端的な研究に欠かせない道具となっており、また、荷電粒子性といった見地からレーザーと異なった短パルスビームとして注目されている。

加速器から生成したピコ秒・フェムト秒短パルス電子ビームは、高輝度電子ビームとして、主に、リニアコライダー¹、X線自由電子レーザー(X線FEL)^{2,3,4,5}、THz光の発生^{6,7,8}、レーザーコンプトン散乱によるX線の発生⁹などさまざまな先端的な加速器科学やビームテクノロジーへ利用されている。特に、次世代放射光源と言われるX線FEL研究分野では、100フェムト秒またはその以下の短パルス電子ビームを発生し、利用しつつある。それ以外の応用として、図1に示すような時間、空間、エネルギー的な極限状態または反応・現象の観測への利用が期待されている。具体的には、以下のような応用が挙げられる。

- パルスラジオリシスの手法を通して、フェムト秒・アト秒時間における電子ビーム誘起による超高速反応の観測。
- フェムト秒時間分解電子線回折(FED, Femtoscond Electron Diffraction)の実現とナノ空間内の構造変化ダイナミクスの追跡。
- アト秒超短パルス電子ビームによるエネルギー付与過程の非線形性の研究(集団イオン化現象)。

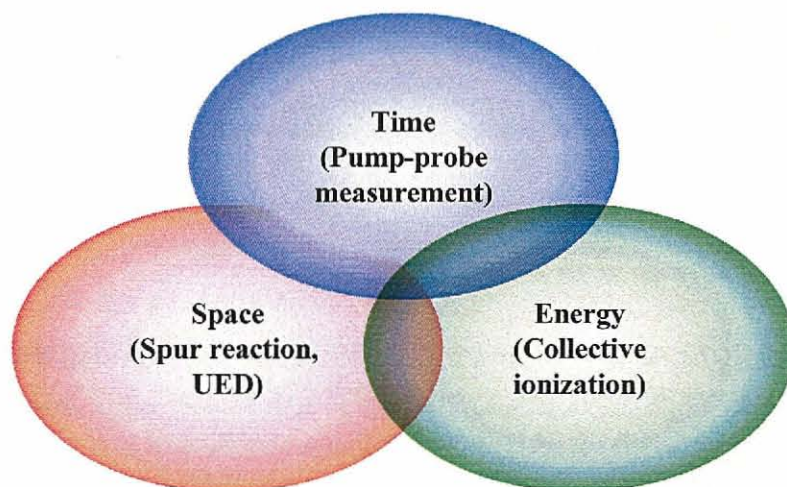


図1 フェムト秒・アト秒電子線パルスによる極限状態の観測

1.1.1 パルスラジオリシスによる電子ビーム誘起反応の研究

量子ビーム誘起作用の物理過程から化学過程に繋がるイオン化、電子の熱化過程、水和・溶媒和過程、ジェミネートイオン再結合などの初期反応過程の解明は、イオン化や電子の熱化過程を測定することにより、その後続反応を制御し、がんやDNAへの照射効果の制御(医療)、原子力における水の放射線化学初期過程(環境・エネルギー)の解明を行うことができる。また、放射線による超微細加工プロセスを確立することが可能なため、ナノテクノロジーにおけるナノファブリケーションの分野からも強い要請がある¹⁰。

電子線パルスとレーザーパルスを組み合わせたパルスラジオリシス法は、量子ビーム誘起現象を直接的に測定する手法である^{11,12,13}。パルスラジオリシス法では、電子線パルスは励起源として利用され、電子ビーム誘起高速反応が時間同期されたレーザーパルス(分析光パルス)を用いて測定される。この手法は、量子ビームによって引き起こされる反応初期過程を解析する手法として、これまでに、加速器から発生したピコ秒とサブピコ秒の短パルス電子ビームを利用して、ピコ秒及びサブピコ秒時間領域での放射線化学初期過程や量子ビーム誘起現象の解明に大きく貢献してきた。高時間分解能パルスラジオリシスの研究については、日本および欧米(米国、フランスなど)で行われているが、その中で日本はリードする立場にある。

阪大産研では、1990年代後半、L-band電子ライナックと磁気パルス圧縮方法を用いてサブピコ秒電子線パルスを発生し、フェムト秒レーザーシステムとの組み合わせにより800フェムト秒の時間分解能を報告された¹⁴。さらに、2008年、本研究で発生したフェムト秒電子線パルスを利用し、それまでの記録を更新する750フェムト秒の時間分解能を高S/N比で得ることに成功した¹⁵。

1.1.2 時間分解電子線回折と構造変化ダイナミクスの研究

時間分解電子線回折^{16,17,18}は、光により物質を励起し、光誘起による引き起こす結晶構造変化を、短パルス電子ビームの電子線回折により観測する方法である。

この数年、光誘起によって発生した構造変化や相転移を原子レベルかつフェムト秒時間領域まで直接的に追跡することができるため、フェムト秒時間分解電子線回折の研究開発が欧米に急速に広がっており、研究成果が Nature や Science に相次ぎに発表されてきている。最先端の電子線回折法では、DC フォトカソード電子銃から発生されたエネルギーが 30~60keV、電子パルス幅が最短 600 フェムト秒、電子数がパルス当たり 1000~数 1000 個の電子パルスを利用して、600 フェムト秒の時間分解能まで達成している。

しかし、現在の短パルス電子ビームの発生には、DC フォトカソード電子銃と DC 加速を利用しているため、DC 加速電場の限界は放電限界によって決められ、低エネルギーのため、電子線パルス幅は空間電荷効果によるパルス幅の増大から決められている。時間分解電子線回折の時間分解は、DC フォトカソード電子銃や DC 加速を使う限り、600 フェムト秒より短くするのは非常に困難である。現在、大阪大学産業科学研究所では、高 RF 電場を発生可能なフォトカソード RF 電子銃を利用して 100 フェムト秒の短パルス MeV 電子線を発生し、100 フェムト秒の時間分解能をもつ時間分解 MeV 電子線回折の開発を行っている。実現すれば、光誘起によって発生した構造変化や相転移を原子レベルかつフェムト秒時間領域まで直接的に追跡する事が可能となる。

1.1.3 アト秒電子線パルスによる集団イオン化

集団イオン化とは、荷電粒子が物質への局所的かつ爆発的にイオン化を起こす現象である。 N 個の電子を含む超短パルス電子線を「電荷素量が $N \times e$ の 1 つの電子」とみなすことができれば、Bethe の式に従い阻止能が N 倍になる。この場合、物質中では局所的かつ爆発的なエネルギー付与、つまり、イオン化が起こると予想される。アト秒電子線パルスでは、微小な領域に電子が高密度で存在することになる。その結果、電子線パルス近傍の電場は非常に強く、物質のポテンシャルの曲線を曲げることで、イオン化ポテンシャルが低くなることが予想される。クラスターイオンビームなどではこのような事例が観測されているが^{19,20,21}、電子線パルスによる集団イオン化はまだ観測されていない。したがって、このような現象を観測するためには、アト秒電子線パルスが不可欠であると考えられる。もし、パルス幅の制御により集団イオン化を制御することができれば、照射線量を制御することが可能となる。例えば、がん細胞への局所的集中照射(医療)、食品などへの放射線直接照射の高効率化(生物、植物)

などへ応用できると考えられる。また、電子ビームによるレジスト材料照射や排気ガス処理における高効率化(ナノファブリケーション、環境)などにも応用できる。

しかし、現在のパルスラジオリシス及び時間分解電子線回折のいずれに対しても、時間分解能が不足しており、量子ビーム誘起反応過程や構造変化を解明するためには、少なくとも 100 フェムト秒またはそれ以下の時間分解能が必要である。例えば、レーザーフォトリシスにおいては、水和電子の前駆体(水和前電子)の生成時間は 110~240 フェムト秒、水和電子の生成時間は 240~540 フェムト秒と報告されている^{22,23,24}。しかし、それらを生成および観測に用いられたレーザーのパルス幅は 100 フェムト秒程度であり、高精度に測定するためには、さらに短パルスのレーザーが必要であると考えられる。また、パルスラジオリシスにおいても同様に、そのような生成過程を観測するためには、少なくとも 100 フェムト秒またはそれ以下の短パルス電子線の発生が不可欠である。そのような短パルス電子線発生の実現により、次世代のフェムト秒やアト秒時間領域における量子ビーム誘起時間分解分光または電子線回折が可能となる。これにより、

- 量子ビーム誘起現象のフェムト秒・アト秒時間領域における直接的なイオン化、熱化、溶媒和過程追跡の実現、
- 量子ビーム誘起現象に対する本質的理解の達成、

という、極めて独創的内容を有する工学的かつ学術的成果が期待でき、放射線物理化学、材料科学における大きなインパクトを与えると共に、特にアト秒時間領域では、量子効果や不確定性原理が顕著になる初めての時間領域に到達することになり、新しい発見とその応用への道を拓くことができる。

1.2. 超短パルス電子線の発生

近年では、次世代コヒーレントな放射光源として、X 線 FEL^{23,45}やエネルギー回収型リニアック(ERL)^{25,26,27}などの開発に伴い、サブピコ秒・フェムト秒短パルス電子ビーム発生の研究は国内外で行われている。大型加速器の研究では、数 10 フェムト秒まで電子パルスの発生に成功した報告がある。例えば、Freie-Elektronen-LASer in Hamburg (FLASH, DESY)では、L バンド(1300 MHz)レーザーフォトカソード RF 電子銃と chicane 磁気パルス圧縮器の組み合わせにより、エネルギーが 700 MeV で 60 フェムト秒の電子線パルス発生が報告された²⁸。Linac Coherent Light Source (LCLS, SLAC)

では、Sバンド(2856 MHz)レーザーフォトカソード RF 電子銃と chicane 磁気パルス圧縮器の組み合わせにより、エネルギーが 28 GeV で 80 フェムト秒の電子線パルス発生が報告された²⁹。加速器以外では、高強度レーザーによりプラズマを発生させ、プラズマの航跡場加速により、フェムト秒電子線パルスの発生も行われている^{30,31}。アト秒電子線パルスに関しては、まだ成功した例はないが、スリットを用いた発生方法が検討されている³²。

また、フェムト秒時間領域での高速現象の解明やフェムト秒高輝度 X 線発生のために、国内外の多数の研究機構では、小型加速器でフェムト秒電子線パルス発生の研究が行われている^{33,34,35,36}。

1.2.1 フォトカソード RF 電子銃

短パルス電子線パルスを発生するために、低エミッタンスという高品質な電子ビームが必要である。低エミッタンス電子ビームの生成には、従来の熱電子銃を利用した加速器の代わりに、光電子陰極(レーザーフォトカソード)と RF 加速空洞を組み合わせたレーザーフォトカソード RF 電子銃が主に用いられている。

本レーザーフォトカソード RF 電子銃は、1980 年半ばに、Fraser と Sheffield によって開発された³⁷。熱電子銃のピーク電流密度(輝度)は数十年で $100 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ から $20 \text{ A}/\text{cm}^2$ に発展してきたのに対し、レーザーフォトカソード RF 電子銃のそれは、 $100 \text{ kA}/\text{cm}^2$ 程度であり、熱電子銃よりも 3 桁程度高いピーク電流密度となる。これは、電子線パルスの発生機構の違いにより、電子銃で発生した電子線パルス幅が大きく異なるためである。熱電子銃では、熱されたフィラメントから発生する熱電子を、グリッドに DC 電場(<数 kV)をパルス的にかけることで、ナノ秒程度の電子線パルスを発生する。さらに、陽極間との加速電場で加速を行う(<数 100 keV)。それに対し、レーザーフォトカソード RF 電子銃は、レーザーのパルス幅に対応する、例えば、ピコ秒程度の電子線パルスを発生することができ、発生と同時に RF による加速電場で加速を行う(~数 MeV)。したがって、レーザーのパルス幅により決定される初期分布のために、レーザーフォトカソード RF 電子銃のパルス幅は短い。また、光陰極 RF 電子銃では、ピコ秒レベルに短パルス化するために熱電子銃では必要であった、バンチャーやプリバンチャーは使わないため、装置を小型化できる利点がある。光陰極 RF 電子銃における加速電場は、RF 加速電場(>100 MV/m)をかけることができ、DC 加速では問題であった放電限界の電場を大きく上回る。よって、高電場で短い距離で加速することができ、空間電荷によるエミッタンスの増大を抑え、指向性の良いビームを生成できる。しかし、大電流、高繰り返しが必要とされる場合は、レーザーフォトカソード RF 電子銃ではレーザーにも負担がかかるため、熱電子銃が使われることもある。

現在、X線 FEL や ERL ではフォトカソード RF 電子銃は国内外で広く使われている。典型的なフォトカソード RF 電子銃は BNL で開発された S バンド 1.6 セルの RF 電子銃であり、世界中にも広く使われている。本電子銃は、 π モード RF 共振のフルセル(セル長 \approx 5 cm)とハーフセルから構成され、ハーフセルの長さはフルセルの 0.6 倍(セル長 \approx 3 cm)となっており、これにより、RF の収束力は強くなり、ビーム発散角が小さくでき、エミッタンスが一層低くなる。また、空洞内の RF 電場は 100MV/m 以上になり、空間電荷効果によるエミッタンスの増大が抑えられる。1990 年代では、5 ピコ秒のレーザーを入射した時、電荷量が 1 nC で、5.6 mm-mrad のエミッタンスをもつ電子ビーム発生が報告された。2000 年以後、レーザー整形技術の発展の伴い、レーザービームプロファイルの整形(空間整形、ガウス分布から一様な分布へ)により、電荷量約 1 nC で 2.4 mm-mrad のエミッタンスが報告された。その後、2002 年にレーザーパルス波形の整形(時間整形、ガウス分布から一様な分布へ)により電荷量が 1 nC で、1.2 mm-mrad の低エミッタンス電子ビームの発生が報告された³⁸。現在、大阪大学では、レーザー整形なしで、電荷量が 1nC で 3.2 mm-mrad の低エミッタンス電子ビームを発生に成功している³⁹。

1.2.2 パルス圧縮

電子パルスの圧縮には、磁気パルス圧縮が多く使われている。磁気パルス圧縮器は、個々の電子のエネルギー偏差(相対エネルギーの違い)により、通るパスが異なることを利用し、そのパス差により、パルス圧縮を行う装置である。磁気パルス圧縮器は、代表的な chicane タイプがあり、国内外^{40,41}で広く採用されている。FLASH では、2 台の chicane 磁気パルス圧縮器を用いて 60 フェムト秒の電子線パルス²⁸の発生に成功した。LCLS では、chicane タイプの磁気パルス圧縮器を用いて 80 フェムト秒の電子線パルス²⁹を発生した。

chicane タイプの他に、通常はアークと呼ばれ、ビーム輸送のために利用されている輸送系も、磁気パルス圧縮器として用いられることがある⁴²。3 台以上の偏向電磁石から構成されるアークでは、isochronous(等時性、 $R_{56} = 0$)を満たし、パルス幅を保存しながら、ビーム輸送を行うという研究も行われている^{43,44}。本研究における磁気パルス圧縮器は、2 台の偏向磁石と 4 台の四極電磁石から構成されるアークであるが、本論文では磁気パルス圧縮器と呼ぶことにする。この磁気パルス圧縮器が、chicane タイプの圧縮器と大きく異なる点は 2 次効果である。chicane タイプの圧縮器における 2 次効果(T_{566})と線形効果(R_{56})の関係は、 $T_{566} \approx -3R_{56}/2$ の関係式により、一意に定まる⁴⁵。これに対して、この磁気パルス圧縮器では、線形効果(R_{56})は一定となるが、2 次効果(T_{566})は、圧縮器における電磁石の磁場の調整により、高次効果を制御できるという特徴を持っている。

1.3. 本研究の目的

本研究では、パルスラジオリシスや超高速電子線回折の手法を通して、フェムト秒・アト秒時間における量子ビーム誘起の高速反応・現象の観測および集団イオン化の研究のために、レーザーフォトカソード RF 電子銃ライナックと磁気パルス圧縮を用いてフェムト・アト秒電子線パルスを発生することを目的とする。また、本研究における目標は、実験的に 100 フェムト秒電子線パルスを発生し、シミュレーションではサブフェムト秒電子線パルス発生方法を確立することにある。そのために、以下の項目について研究を行う。

- (理論的)磁気パルス圧縮におけるフェムト秒電子ビームダイナミクス(高次効果、エミッタンス、空間電荷効果、CSR などの影響)を、シミュレーションにより理論的に解明する。
- (実験的)レーザーフォトカソード RF 電子銃と磁気パルス圧縮を用いてフェムト秒電子パルスの発生および計測を行う。そのため、レーザーフォトカソード RF 電子銃を用いて低エミッタンス電子ビームを発生し、磁気パルス圧縮によりフェムト秒電子パルスの発生方法を確立し、フェムト秒電子パルスの発生および計測を行う。
- 最後に、アト秒電子線パルスの発生について研究を行う。そのため、フェムト秒レーザーフォトカソード RF 電子銃の開発を行い、フォトカソード RF 電子銃における低エミッタンス・フェムト秒短パルス電子ビームの発生方法を確立する。また、磁気パルス圧縮におけるアト秒電子ビームダイナミクスを解明し、アト秒電子線パルスの生成システムを構築する。

第2章 フェムト秒電子ビームダイナミクスの研究

2.1. 磁気パルス圧縮器によるフェムト秒電子線パルスの生成

本研究では、レーザーフォトカソードRF電子銃で低エミッタンス電子ビームを発生する。さらに、加速管で加速すると共にパルス圧縮に必要なエネルギー変調をかける。最後に、磁気パルス圧縮によりフェムト秒電子線パルスを発生する。本章では、フェムト秒電子線パルスを発生するために、磁気パルス圧縮器におけるビームダイナミクスの研究を行った。

図2に、本研究における磁気パルス圧縮器と圧縮メカニズムを示す。本磁気パルス圧縮器は、2台の45°偏向磁石(B1,B2)と4台の四極電磁石(Q3~Q6)から構成される。磁気パルス圧縮器を用いて超短パルス電子線を生成するためには、パルス先頭の電子がより高いエネルギーを持ち、後ろの電子がより低いエネルギーを持つように、軸方向(進行)に適切なエネルギー変調をかけておく。そうすることで、磁気パルス圧縮器中で、高い運動エネルギーを持つ電子は外側のパスを通り、低い運動エネルギーを持つ電子は内側のパスを通り、その結果、先頭の電子は圧縮器出口への到達時刻は遅れ、逆に後ろの電子の到達時刻は早くなる。到達時刻のずれは、4台の四極電磁石の磁場強度を調整することによってパス差を調整することができる。パス差を調整することで、すべての電子が同時に圧縮器出口に到達することで、圧縮を行うことができる。図2の(a)と(b)は、パルス圧縮のメカニズムを軸方向位相空間分布で表したものである。軸方向の位相空間は、横軸は軸方向の相対位置、縦軸はエネルギー偏差である。ただし、横軸では、左がパルスの先頭、右がパルスの後ろに相当する。したがって、横軸における分布(幅)が、パルス幅となる。(a)の分布を持つパルスは、圧縮されることにより、位相空間分布の回転が起こり、(b)の分布となり、(a)より横軸における分布が狭くなる、つまり、パルス圧縮されることを意味する。また、縦軸における分布はエネルギー分布(スペクトル)である。磁気パルス圧縮器では加速や減速は行っていないので、圧縮前後のエネルギー分布は変化しない。本磁気パルス圧縮器では、線形効果(R_{56})は一定となるが、2効果(T_{566})は、圧縮器における電磁石の磁場の調整により、高次効果を制御できるという特徴を持っていることが分かった。

しかし、磁気パルス圧縮によりフェムト秒電子線パルスを生成するとき、パルス内での電荷密度が圧縮前より高くなることから、今までは問題にならなかった影響が出ると予想している。例えば、磁場による高次効果(2次以上)、エミッタンス、空間

電荷効果、Coherent Synchrotron Radiation(CSR、コヒーレントシンクロトロン放射)によるパルス幅の増大が無視できない。それらの影響を明らかにする必要がある。

また、電子線パルスを圧縮するとき、microbunching instability という不安定性が出てくることも報告されている^{46,47,48,49}。microbunching instability とは、空間電荷効果や CSR の影響によって、電子線パルス内で局所的なエネルギー変調が起こることである。電子線パルス内での局所的なエネルギー変調は、磁気パルス圧縮における、本来電子の通るパスがずれることになる。しかし、その効果はパルス内でのエネルギー変調であるので、パルス全体に影響するわけではなく、パルス幅への寄与はそれほど大きくないと見ており、本研究ではその効果については、計算していない。

そこで、本研究では、磁気パルス圧縮器における高次効果は、TRANSPORT 計算コード⁵⁰を用いて計算した。高次効果とは、電磁石のフリンジングフィールド(淵における磁場)が、現実には理想的でないことに起因する。例えば、理想的な水平に電子線パルスを偏向する偏向電磁石の淵では、垂直方向の成分しか持たないはずである。しかし、電磁石の淵では、もれ磁場により磁場曲線にひずみが生じ、垂直方向以外の成分も生じることになる。このフリンジングフィールドは、磁気パルス圧縮器出口における収差となり、パルス幅の増大を引き起こすことになる。高次効果は、転送行列により評価することができ、TRANSPORT 計算コードは最適化アルゴリズムを含んでおり、3 次までの高次効果の転送行列を計算することができる。

エミッタンスと空間電荷効果によるパルス幅の増大は、PARMELA 計算コード⁵¹を用いて計算した。空間電荷効果とは、電子間に生じるクーロン斥力による効果である。PARMELA は、Phase And Radial Motion in Electron Linear Accelerators の略である。このコードの特徴は、加速器において粒子のさまざまな輸送系をコードとして入力できる。また、マクロパーティクル(電子の塊)数を決めると、マクロパーティクルの総電荷量が、パルスあたりの電荷量に相当するとして、マクロパーティクルを発生させる。その発生させたマクロパーティクルの分布をメッシュで区切り、メッシュ間の斥力を計算する。最後に、ある時間ステップで、メッシュ間での空間電荷効果を計算しながら、ビーム軌道を計算するシミュレーションコードである。また、ビーム輸送を行ううえで、電子は空間電荷効果以外にも RF 電磁場分布(例えば、電子銃や加速管)や定電流による磁場分布(例えば、ソレノイド電磁石)を通るときのビームダイナミクスも考慮しなければならない。このように、電子はさまざまな電磁場を受けることになるが、これらの電磁場は Poisson Superfish 計算コード⁵²から計算されたファイルを用いた。磁気パルス圧縮器における偏向電磁石や四極電磁石における磁場分布も、Poisson Superfish 計算コードにより計算することができるが、これらの磁場分布は PARMELA の既存のモジュールを用いた。

CSR によるパルス幅の増大は、ELEGANT 計算コード⁵³を用いて計算した。ELEGANT は、ELEctron Generation ANd Tracking の略である。偏向電磁石中では、CSR は直線的に進むのに対し、電子線パルスは弧を描いて進む。つまり、相対論的に運動する電子線パルスは光速で進むため、電磁場と同じ速度で進むことになる。したがって、電子線パルスがある到達点へ達したとき、CSR は電子線パルスよりも早く到達することになり、電子線パルスは自ら出した CSR によって影響を受ける。このコードを用いることにより、3 次までの高次効果と CSR を考慮することができる。このコードも PARMELA 計算コードと同様にマクロパーティクルを発生させてビーム軌道を計算するが、PARMELA とは異なり、電子の 6 次元の座標 $(x, x', y, y', z, \delta)$ を、転送行列によりビーム軌道を計算するコードであるため、PARMELA 計算コードより計算時間は短くなる。また、計算結果は、Self-Describing-Data-Set (SDDS)を用いて、汎用性の高い出力結果の表示をすることができるのも、このコードの特徴である。このソフトはフリーであるが、PARMELA のように、空間電荷効果や電子銃や加速管での RF 電磁場によるビーム加速を計算することはできない。ELEGANT 計算コードでも同様に、偏向電磁石や四極電磁石における磁場分布は既存のモジュールを用いた。

このように、ビームダイナミクスを研究するために計算コードを用いて、パルス幅増大の解析を行った。しかし、いずれのコードも、計算条件を記述するファイルの単位系、記述の仕方、結果の単位系、結果の出力のフォーマットは同一ではない。したがって、計算結果を比較するためには、計算条件を一致させ、最終的に得られる結果を一定のフォーマットにする方が便利である。また、手動でパラメータを決定しながら計算を行うと、人為的な入力や読み取りのミスも起こりうる。そこで、PARMELA 計算コード、ELEGANT 計算コードを用いたシミュレーションでは、電磁石などのパラメータを最適化し、結果の出力するためのプログラムを作成した。以下に述べる計算では全て、計算前のパラメータを決定する pre-processor は、perl を用いて記述を行った。また、計算結果を読み取る post-processor は、PARMELA では delphi を、ELEGANT では既存の SDDS を利用することにより、計算プロセスを確立した。

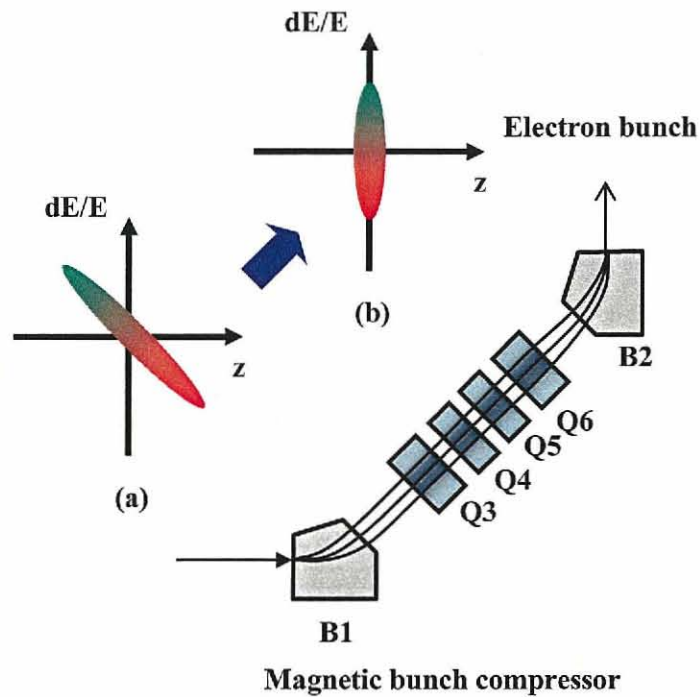


図2 磁気パルス圧縮器における軌道と圧縮メカニズム
ただし、Bは偏向電磁石、Qは四極電磁石を示す。

2.2. 磁気パルス圧縮器における高次効果

高次効果とは、電磁石のフリッジングフィールド(軸方向での末端における磁場強度)が、現実には理想的でないことに起因する。例えば、現実には偏向電磁石の軸方向の末端で純粋に垂直な磁場ではなくなる、四極電磁石の軸方向の末端で磁場強度が中心からのずれに対して純粋な1次でなくなることなどがあげられる。このフリッジングフィールドは、磁気パルス圧縮器出口における収差となり、パルス幅の増大を引き起こすことになる。

高次効果による影響は転送行列による位相空間分布の変換により表すことができ、6次元座標(3次元座標と3次元の運動量)を、3次の高次効果まで考慮すると、次式のように書くことができる。

$$X_{i_f} = \sum_j R_{ij} X_{j_0} + \sum_{jk} T_{ijk} X_{j_0} X_{k_0} + \sum_{jkl} U_{ijkl} X_{j_0} X_{k_0} X_{l_0}$$

$$X_{i_f} = \begin{pmatrix} x_f \\ px_f \\ y_f \\ py_f \\ z_f \\ \delta E_f \end{pmatrix} \quad X_{i_0} = \begin{pmatrix} x_0 \\ px_0 \\ y_0 \\ py_0 \\ z_0 \\ \delta E_0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots(1)$$

ただし、ここで X_{i_f} と X_{j_0} はそれぞれ変換(圧縮)後と変換前の座標で、 R_{ij} と T_{ijk} と U_{ijkl} はそれぞれ 1 次、2 次、3 次の転送行列の成分である。しかし、パルス幅(軸方向座標に関する情報)のみに着目すれば、5 行目の成分と位相空間分布の原点から最も外れた粒子のみを考慮すればよいので、高次効果によるパルス幅(σ_{zf})は、

$$\sigma_{zf} = \sigma_{zi} + R_{56} \delta E + T_{566} \delta E^2 + U_{5666} \delta E^3 + f(T_{511} \dots T_{565}), \quad \dots\dots\dots(2)$$

と表すことができ、 σ_{zi} は圧縮前のパルス幅、 R_{56} は線形効果、 T_{566} は 2 次の効果、 U_{5666} は 3 次の効果、 $f(T_{511} \dots T_{565})$ は T_{566} 以外の 2 次効果、 δE はエネルギー分散である。

$f(T_{511} \dots T_{565})$ の項は、径方向のビーム径(σ_x 、 σ_y)やビーム発散角(σ_{px} 、 σ_{py})などを用いて、 $T_{511} \sigma_x^2$ 、 $T_{512} \sigma_x \sigma_{px}$ 、 $T_{522} \sigma_{px}^2$ 、 $T_{533} \sigma_y^2$ 、 $T_{534} \sigma_y \sigma_{py}$ 、 $T_{544} \sigma_{py}^2$ などを含み、径方向のパラメータに寄らない、 $T_{565} \delta E \sigma_{zi}$ という効果も含んでいる。式(2)は、転送行列における 5 行目の 4 成分が 0 ($R_{51} = R_{52} = R_{53} = R_{54} = 0$)かつ $R_{55} = 1$ 、いう条件で成立するが、そのような条件は満たしていることが分かっており(後述)、右辺の最初の 2 項は上式のようになる。

そこで、本研究では、TRANSPORT 計算コードにより、転送行列の成分を計算し、さらに高次効果によるパルス幅への影響を計算した。計算条件として、四極電磁石 Q3~Q6 の磁場強度、ビームのエネルギーを定めた。また、図 2 に示すように、圧縮器における軌道の対称性から、磁場強度に関して Q3=Q6、Q4=Q5 とした。また、ビームのエネルギーは 35 MeV とした。更なる条件として、achromatic(x 軸での到達点がエネルギーによる収差がなく、 $R_{16} = R_{26} = 0$)を満たすことにした。その結果、Q3 の磁場強度に対する Q4 の磁場強度変化を図 3 に示す。Q3 の磁場強度に対する Q4 の磁場強度は一意に定まる事が得られた。また、転送行列における 5 行目の 4 成分については、 $R_{51} = R_{52} = R_{53} = R_{54} = 0$ であり $R_{55} = 1$ となった。

また、線形効果(R_{56})は一定(62.6 mm)となった。線形効果(R_{56})が一定ということは、あるパルス幅に対してあるエネルギー分散が必要であることを意味する。例えば、初期パルス幅が FWHM で 5 ps であれば、rms で 2.1 ps (0.62 mm)の初期パルス幅(σ_{zi})に相当する。式(2)において、右辺の第 3 項以降を無視すると、 $\sigma_{zf} = \sigma_{zi} + R_{56} \delta E$ である

ので、 $\sigma_{zi} = -0.62$ 、 $R_{56} = 62.6$ を代入すると(本来、パルス幅は正であるが、便宜上負とする)、圧縮するときに必要なエネルギー分散は、1.0 % (0.01)と見積もることができる。このとき、位相空間分布の端の粒子がそのようなエネルギー分散としたとき、位相空間分布における傾きが最適となり、式(2)における右辺の第1項と第2項が相殺し、線形効果によるパルス幅の増大を0にすることができる。

図4に、四極電磁石(Q3)の磁場強度に対する、2次効果(T_{566})と3次効果(U_{5666})の変化を示す。Q3 = 180 G/cm のとき、2次効果(T_{566})は560 mm となり、2次効果によるパルス幅は、極小を持つことが分かった。3次効果(U_{5666})は、この範囲では極値を持たないことが分かった。

図5に、その他の2次効果の例を示す。実線は T_{511} 、一点差線は T_{515} 、鎖線は T_{533} を示す。図5では、全部で36個ある係数のうち T_{566} を除いた、3通りしか示していないが、曲線の形は大きく分けるとこの3通りになる。つまり、Q3 = 300 G/cm に極値を持つかどうか、常に0であるかの3通りに分けられた。しかし、増大するパルス幅は、これらの係数にビーム径やビーム発散角を掛け合わせなければならないため、パルス幅の増大もこれらの極値に相関があることが予想される。最後に、これらの係数から、パルス幅への高次効果の影響を計算した。

図6に、式(2)における、それぞれの高次効果によるパルス幅の増大を示す。実線は3次効果($U_{5666} \delta E^3$)、一点鎖線はその他の2次効果($f(T_{511} \dots T_{565})$)、破線は2次効果($T_{566} \delta E^2$)によるパルス幅の増大を示す。ただし、圧縮前の電子線パルスのパラメータは、エミッタンス 1 mm-mrad の電子線パルスを、エンベロープマッチングという最適化(後述)を行ったときに得られた、ビーム径(0.4 mm)やエネルギー分散(1.0 %)などの値を用いた。その結果、2次効果によるパルス幅の増大($T_{566} \delta E^2$)は Q3 = 180 G/cm のとき、最小となるが、200 fs となる。その他の2次効果によるパルス幅の増大($f(T_{511} \dots T_{565})$)は、Q3 = 300 G/cm、Q4 = -346 G/cm のとき、6 fs となり最小となる。そのときの3次効果によるパルス幅の増大($U_{5666} \delta E^3$)は3 fs である。したがって、超短パルス電子線を発生するためには、2次効果(T_{566})の補正は不可欠であることが分かった。そこで、六極電磁石による2次効果の補正を行った。六極電磁石を用いることで2次効果の係数(T_{566})を自由に調整することができる。図2において、六極電磁石を考慮する位置は、軌道の対称性から mid-plane に対して対称になるようにし、偏向電磁石 BM1 の下流および BM2 の上流とした。さらに、補正に必要な磁場 40 G/cm² を考慮した。よって、その他の2次効果によるパルス幅の増大($f(T_{511} \dots T_{565})$)を抑えるため、最小となる四極電磁石の磁場(Q3 = 300 G/cm、Q4 = -346 G/cm)を用いた。

以下のビームダイナミクスの計算での初期条件は、パルス幅を 2.1 ps (rms)、エネルギーを 35 MeV、エネルギー分散を 1 % (rms)とした。

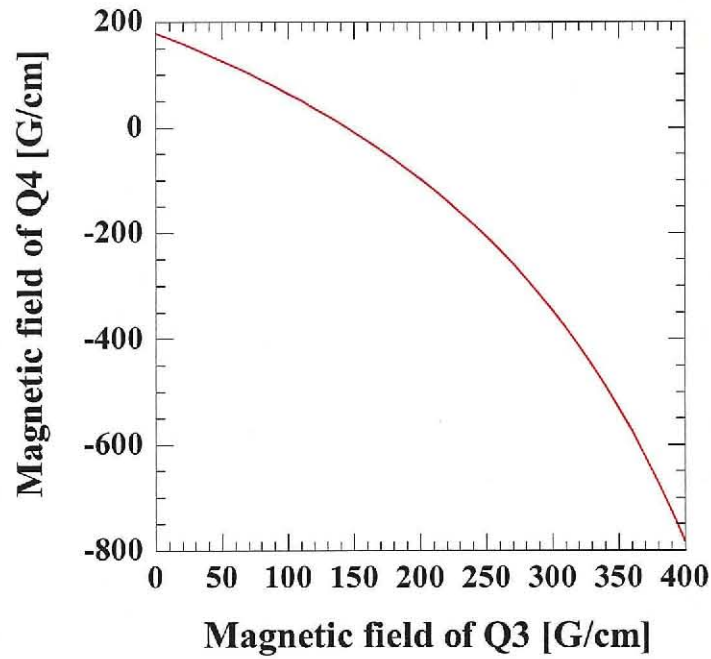


図3 achromatic を満たすときの四極電磁石(Q3,Q4)の磁場強度

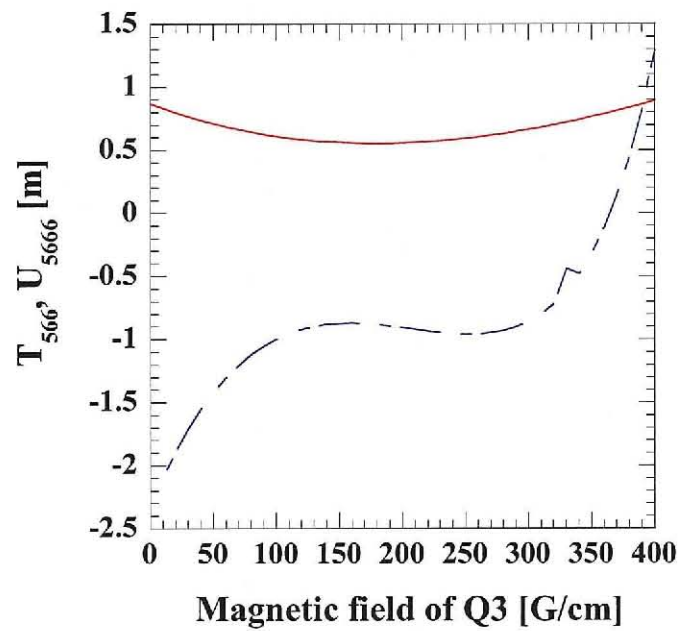


図4 四極電磁石(Q3)の磁場強度に対する、2次効果(T_{566})と3次効果(U_{566})の変化
 実線は2次効果(T_{566})、一点鎖線は3次効果(U_{566})を示す。

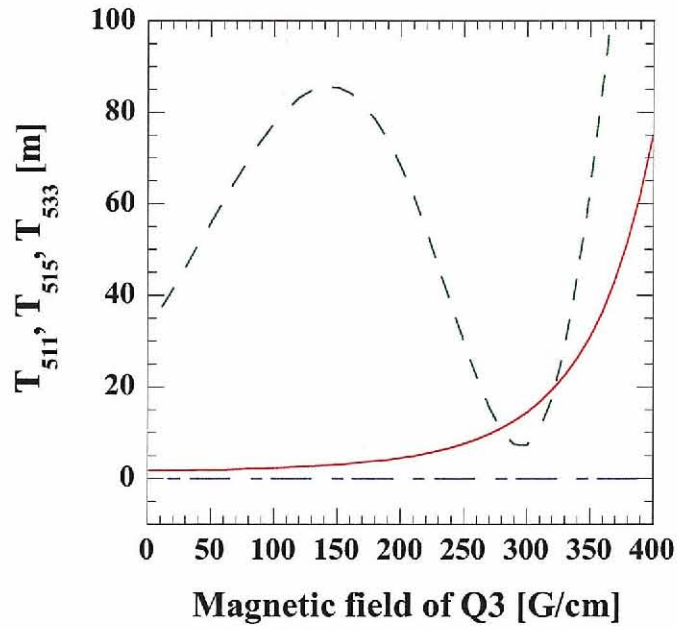


図5 その他の2次効果の例

実線は T_{511} 、一点差線は T_{515} 、破線は T_{533} を示す。

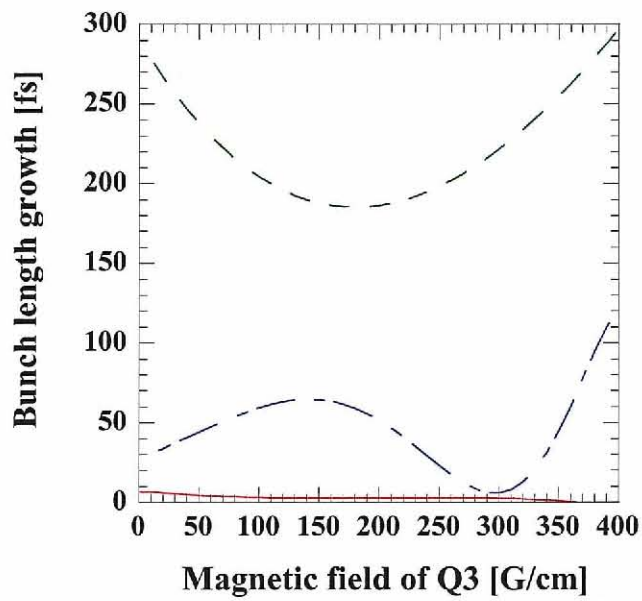


図6 高次効果によるパルス幅の増大

実線は3次効果($U_{5666} \delta E^3$)、一点鎖線はその他の2次効果($f(T_{511} \dots T_{566})$)、破線は2次効果($T_{566} \delta E^2$)によるパルス幅の増大を示す。

2.3. エミッタンスによるパルス幅

図7に、エミッタンスによるパルス幅増大のメカニズムを示す。エミッタンスとは、ビームの指向性であり、位相空間分布の面積で表される。横軸と縦軸は、個々の電子がある径方向の位置で、ビームの軸方向の運動量に対してどれだけずれた運動量を持つかを、分布図によって示している。つまり、エミッタンスが増大すると、当然ビーム径も増大する。よって、式(2)における、その他の2次効果によるパルス幅の増大($f(T_{511}...T_{566})$)には、ビーム径やビーム発散角のパラメータも含まれているので、当然その影響は大きくなる。これを、個々の電子のパス差から考慮してみる。ある電子の進行方向に対するずれは、径方向と軸方向の運動量をそれぞれ px 、 pz とすると、 $x' = px/pz$ により表される。そのとき、同じ径方向の位置($x=0$)から軸方向へある運動量(pz)で進行する電子について考えてみる。図7の位相空間分布において、 $x=0$ においては $\Delta x'$ の幅があるとすると、同じ径方向の位置($x=0$)から進行したとしても経路は異なってくる。また、進行方向の運動量は径方向の運動量より十分に大きい ($\Delta x' \ll pz$) ので、その経路差は、 $\Delta x'$ の差が生まれることになる。そのため、到達点における軸方向の収差が生まれ、その他の2次効果によるパルス幅の増大 ($f(T_{511}...T_{566})$) により、パルス幅が増大する原因となる。

そこで、エミッタンスによるパルス幅の増大を研究するために、PARMELA 計算コードを用いた。ただし、空間電荷によるパルス幅の増大と区別するために、空間電荷効果は考慮せずに計算を行った。2.2 節で述べたように、高次効果によるパルス幅の増大も抑えるために、六極電磁石による2次効果の補正を行い、圧縮器は achromatic を満たす磁場 ($Q3 = 300\text{G/cm}$ 、 $Q4 = -346\text{G/cm}$) を用いた。図8に、六極電磁石の効果を示す。六極電磁石は、高次効果の補正に必要な磁場 40 G/cm^2 を考慮した。六極電磁石を使うことで、2次効果(T_{566})による位相空間分布の曲がりが見えなくなり、パルス幅が短くなることが確認された。しかし、圧縮器内でのビームエンベロープしだいでは、エミッタンスが大きく増加することが明らかになった。ビームエンベロープとは、ビームが進行するときどのようにビーム径が変化するかを表す。つまり、圧縮器における mid-plane に対して、ビーム径が対称に変化するよう、エンベロープマッチング²⁶⁵⁴を行い、軌道の対称性を満たすようにした。ここでの、エンベロープマッチングは、ビームのツイストパラメータ(位相空間分布における傾きやビーム径のパラメータ)を最適化することである。それにより、軌道の対称性を満たすとき、全ての電子は mid-plane に対して垂直に入射し、エミッタンスの増加を抑えることができる。その結果、エミッタンスの増加はほとんど無視でき、エンベロープマッチングを行った後の位相空間分布の傾きは、エミッタンスによらないことが分かった。最後に、軸方向のエネルギー変調および六極電磁石の磁場強度の最適化を行った。これは、マクロ

パーティクルの初期分布は乱数で発生させられるので、必ずしも最初に見積もった値が最適値とならないので、このような最適化を行った。そのとき、軸方向エミッタンスも保存し、パルス幅が最小となることが分かった。圧縮前後で軸方向エミッタンスが増加すると、軸方向位相空間分布での面積が増加し、パルス幅が増大することは図2から明らかである。

図9に、エミッタンスによるパルス幅の影響を示す。ただし、実線は5、一点鎖線は10、破線は30 deg-keVの軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。この結果から、パルス幅は、軸方向エミッタンスのみならず、径方向エミッタンスによっても増加することが明らかになった。特に60 fs以下のパルス幅になると、径方向エミッタンスの影響は顕著に現れることが分かった。また、20 fs以下の電子線パルスを発生するためには、径方向エミッタンスは5 mm-mrad以下であることが必要である。ここで、図9の結果を、

$$\sigma_z = \sqrt{(a\varepsilon_l)^2 + (b\varepsilon_r)^2} \dots\dots\dots(3)$$

を用いてフィッティングを行った。ここでは、 σ_z は圧縮後のパルス幅、 ε_l は軸方向エミッタンス、 ε_r は径方向エミッタンス、 a と b はパルス幅増大にエミッタンスが寄与する係数ある。つまり、右辺のどちらかの項が十分に大きいとき、小さいほうの項は無視できるため、パルス幅は線形に増加する。

その結果、式(3)において、 $a=3.4 \pm 0.3$ fs/deg-keV、 $b=1.7 \pm 0.04$ fs/mm-mradと得られた。つまり、軸方向エミッタンスが1 deg-keV増加するとパルス幅は3.4 fs増加する。径方向エミッタンスが1 mm-mrad増加するとパルス幅が1.7 fs増加することになる。実験的に軸方向エミッタンスを得るのは困難であるが、本研究で実験的に得られる径方向エミッタンスは、大きくて5 mm-mrad程度であるので、径方向エミッタンスによるパルス幅の増大は数fsであると見積もることができる。したがって、フェムト秒電子線パルスを発生するときは、エミッタンスによるパルス幅の増大は、問題にならないと考えられる。しかし、アト秒領域の超短パルス電子線を発生するときは、この効果は無視できなくなることが本研究により明らかになった。

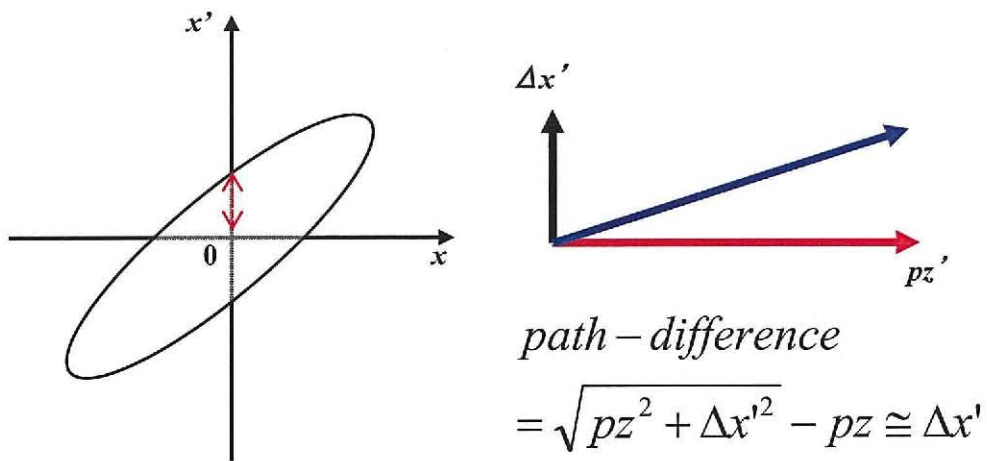


図7 エミッタンスによるパルス幅増大のメカニズム

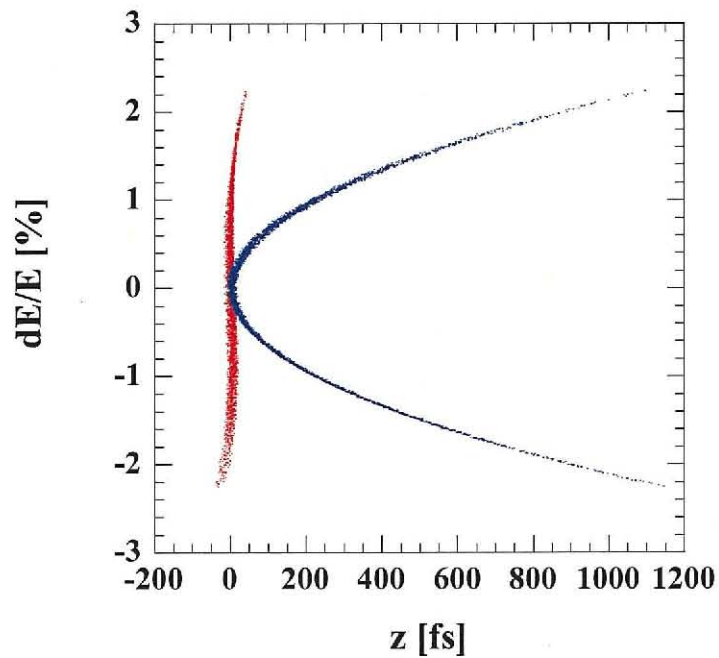


図8 六極電磁石の効果

ただし、六極電磁石を使った場合(赤)と使わない場合(青)の位相空間分布を示す。

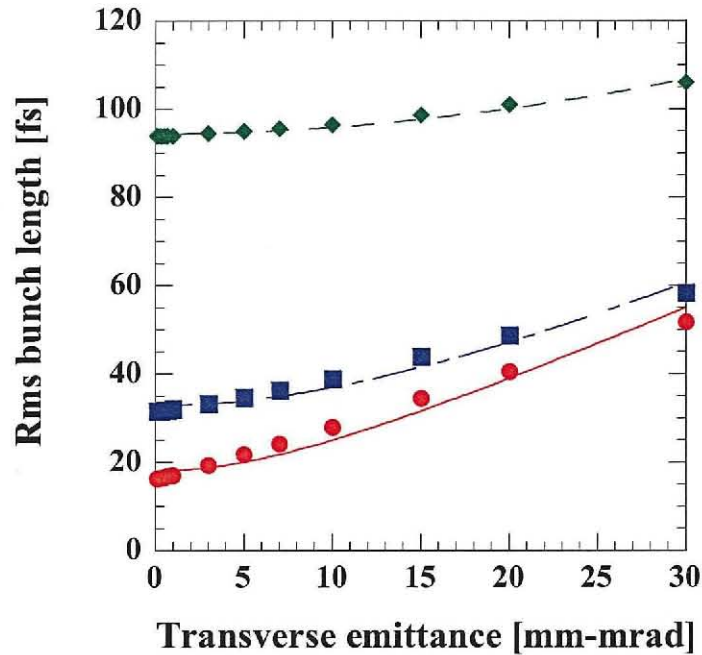


図9 径方向エミッタンスのパルス幅への影響

ただし、実線は5、一点鎖線は10、破線は30 deg-keVの軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。曲線は、式(3)によるフィッティング結果である。

2.4. 空間電荷効果によるパルス幅

電子線パルスは、パルス内の電子間でクーロン斥力が働いていて、その斥力によってパルス幅が増大する。磁気パルス圧縮を行うとき、電子線パルス内の電荷密度が圧縮前に比べ10～倍に高くなる。つまり、圧縮後の斥力は、圧縮率が高いほど斥力もそれだけ大きくなる。そのとき、ビームエネルギーが32 MeVでも電子線パルス幅が100 fs以下になると空間電荷効果が無視できなくなることが予想される。そこで、空間電荷効果によるパルス幅の影響を計算した。ここでも、同様に、エンベロープマッチングを行い、電荷量を変化させて計算を行った。

図10に、空間電荷のパルス幅への影響を示す。ただし、径方向エミッタンスは1 mm-mradに固定し、実線は5、一点鎖線は10、破線は30 deg-keVの軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。この結果から、パルス幅は、高電荷量(>0.2nC)のときは空間電荷による影響が支配的であるのに対し、低電荷量(<0.2 nC)では軸方向エミッタンスが支配的であることが分かった。ここでも、図10の結果を、

$$\sigma_z = \sqrt{(a'\epsilon_t)^2 + (b'\epsilon_t)^2 + (c_1 Q)^2} \quad \dots\dots\dots(4)$$

を用いてフィッティングを行った。ここでは、 σ_z は圧縮後のパルス幅、右辺の最初の2項はエミッタンスによるパルス幅の増大、 Q は電荷量、 a' と c_1 はパルス幅増大に軸方向エミッタンスと電荷量が寄与する係数ある。しかし、径方向エミッタンスによるパルス幅への寄与($b' \epsilon_r$)は、径方向エミッタンスは固定(1 mm-mrad)したので、径方向エミッタンスによるパルス幅の増大は1.7 fs となるので無視した。

その結果、式(4)において、 $a' = 3.2 \pm 0.1$ fs/deg-keV、 $c_1 = 107 \pm 10$ fs/nC と得られた。つまり、電荷量が1 nC のとき、107 fs 増加することが分かった。軸方向エミッタンスによる効果は、式(3)における効果とよく一致している。

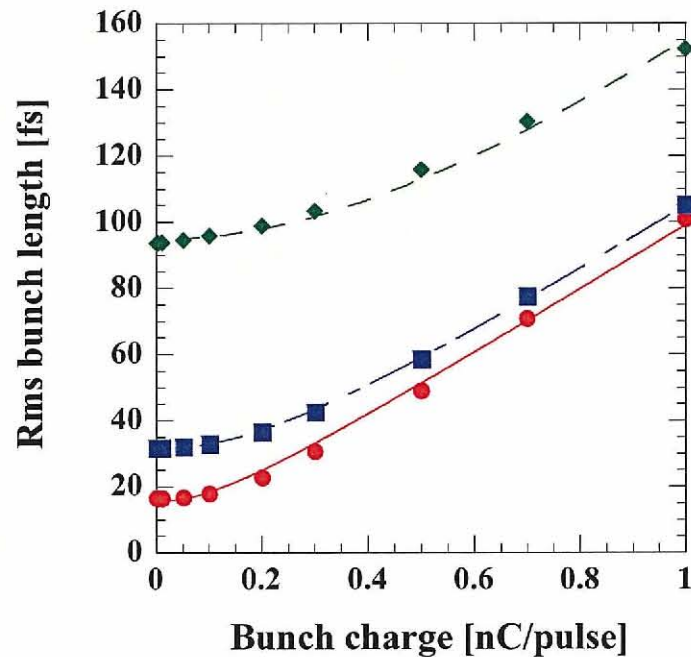


図 10 空間電荷のパルス幅への影響

ただし、径方向エミッタンスは1 mm-mrad に固定し、実線は5、一点鎖線は10、破線は30 deg-keV の軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。曲線は、式(4)によるフィッティング結果である。

2.5. Coherent Synchrotron Radiation (CSR)によるパルス幅

CSR とは偏向電磁石などによって、相対論的速度で運動する電子の軌道が曲げられたときに発生する、Synchrotron Radiation(シンクロトロン放射光、SR)のうち、位相が揃っている成分の光である。このCSRの波長特性は、パルス幅以上の波長でコヒーレント性が高くなるため、パルス幅が短いほど強い放射光となる。よって、CSRはパワーが強く、コヒーレント性の高い放射光源として利用されている^{55, 56, 57, 58}。

その反面、CSR による電子線パルスのビーム品質の劣化が議論されている。偏向電磁石中では、CSR は直線的に進むのに対し、電子線パルスは弧を描いて進む。つまり、相対論的に運動する電子線パルスは光速で進むため、電磁場と同じ速度で進むことになる。したがって、図 11 に示すように、電子線パルスがある到達点へ達したとき、CSR は電子線パルスよりも早く到達することになり、電子線パルスは自ら出した CSR によって影響を受ける。加速器物理ではこの摂動を wake(航跡場)と呼ぶ。wake とはチャンバーや加速空洞など、電子ビームを取り巻く環境によって電磁場に歪みが生じ、ビーム物理に影響を与えることを指す。通常の wake では先に通過した電子によって引き起こされ、後続の電子に影響を与えるが、CSR による wake の場合はパルス後方の電子が、パルス先頭の電子に影響を及ぼす。この影響によって、電子線パルス内のエネルギー分布や軌道が変化し、エミッタンスの増加やパルス幅の伸長などの悪影響を及ぼしてしまうことが報告されている^{59, 60, 61}。そこで、CSR によるパルス幅の増大は、ELEGANT 計算コードを用いて、計算を行った。ここでも同様に、エンベロープマッチングを行い、電荷量を変化させて計算を行った。

図 12 に、CSR によるパルス幅への影響を示す。ただし、径方向エミッタンスは 1 mm-mrad に固定し、実線は 5、一点鎖線は 10、破線は 30deg-keV の軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。図 12 の結果を、

$$\sigma_z = \sqrt{(a''\varepsilon_l)^2 + (b''\varepsilon_l)^2 + (c_2Q)^2} \quad \dots\dots\dots(5)$$

を用いてフィッティングを行った。ここでは、 σ_z は圧縮後のパルス幅、 ε_l は軸方向エミッタンス、 Q は電荷量、 a'' と c_2 はパルス幅増大に軸方向エミッタンスと電荷量が寄与する係数ある。先ほどと同様に、径方向エミッタンスによるパルス幅への寄与($b''\varepsilon_l$)は、同様に無視した。

その結果、式(5)において、 $a'' = 2.9 \pm 0.3$ fs/deg-keV、 $c_2 = 72 \pm 8$ fs/nC と得られた。CSR によるパルス幅への影響(c_2)は、空間電荷によるパルス幅への影響(c_1)よりも低いことが分かった。しかし、超短パルス電子線を発生する上では考慮しなければならない。



図 11 偏向電磁石における CSR の影響

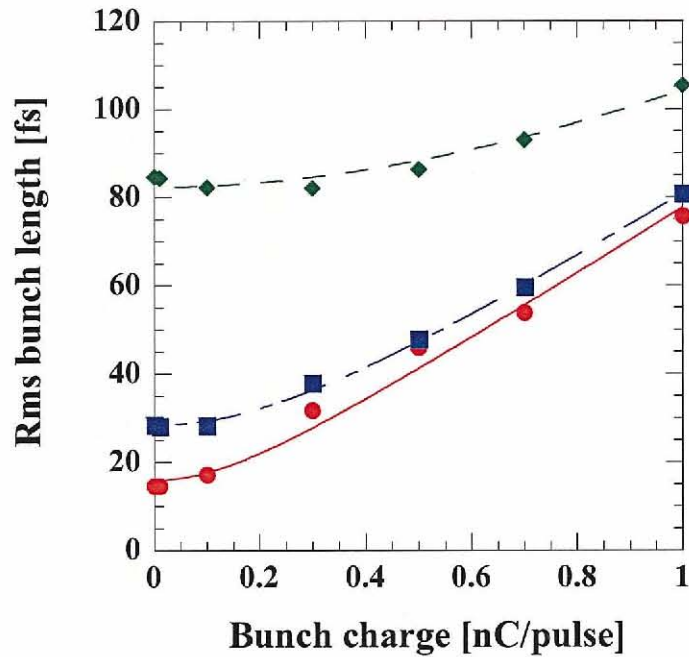


図 12 CSR のパルス幅への影響

ただし、径方向エミッタンスは 1 mm-mrad に固定し、実線は 5、一点鎖線は 10、破線は 30 deg-keV の軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。曲線は、式(5)によるフィッティング結果である。

2.6. エミッタンス、空間電荷効果、CSR によるパルス幅の増大

2.2 節から 2.6 節までの研究により、これらの効果のパルス幅への影響が明らかになった。

$$\sigma_f = \sqrt{(a\varepsilon_l)^2 + (b\varepsilon_r)^2 + (cQ)^2}$$

$$c = \sqrt{c_1^2 + c_2^2} \quad \dots\dots\dots(6)$$

ただし、 σ_z は圧縮後のパルス幅、 ε_l は軸方向エミッタンス、 ε_r は径方向エミッタンス、 Q は電荷量、 a と b はエミッタンスが寄与する係数、 c_1 と c_2 は空間電荷効果と CSR が寄与する係数である。

また、これらの効果によるパルス幅の増大は、以下のように得られた。

- エミッタンス $a = 3.2 \text{ fs / deg-keV}$, $b = 1.7 \text{ fs / mm-mrad}$

• 空間電荷効果 $c_1 = 107 \text{ fs / nC}$

• CSR $c_2 = 72 \text{ fs / nC}$

フェムト秒電子線パルス発生のためには、低電荷量のみでなく、低エミッタンスであることが必要であることが明らかになった。

第3章 フェムト秒電子線パルスの発生と計測

3.1. レーザーフォトカソードRF電子銃ライナック

図13に、阪大産研のS-band(2856 MHz)レーザーフォトカソードRF電子銃ライナックの構成を示す。本ライナックは、2002年度に産研に新規に導入された新しい線形加速器である。本ライナックはレーザーフォトカソードRF電子銃、2m進行波型ライナック、磁気パルス圧縮器、Nd:YLFピコ秒UVレーザー、35 MWクライストロンより構成されている。また、パルスラジオリシスのためには、分析光源としてTi:Sapphireフェムト秒レーザーを導入している。

レーザーフォトカソードRF電子銃ライナックにより発生した電子線パルスは、従来のLバンドライナックに比べ、低エミッタンスのため高輝度になる。従って、これから行う予定であるパルスラジオリシスにおいては、高S/N光吸収分光の実現が期待できる。また、パルスラジオリシスの性能向上のために、電子線パルスを高安定化する必要がある。本システムでは、冷却水システムとクライストロンシステムの安定化も図った。

第2章で得られた結果では、超短パルス電子線を発生するためには、圧縮器における低エミッタンス化、最適なエネルギー変調、高次効果の低減、空間電荷効果の低減が必要であった。

そこで、加速管出口における電子線パルスのエミッタンスをQスキャン法⁶²により測定を行った。Qスキャン法は、四極電磁石(Q2)の磁場強度とスクリーン上でのビームサイズの相関からエミッタンスを計測する最も一般的に用いられている方法である。

次に、偏向電磁石(B1)とスクリーンを用いて、エネルギーとエネルギー分散の測定を行った。偏向電磁石中では、磁場とエネルギーに応じて、電子の曲率半径が定まる。また、電子のエネルギー偏差に応じて、中心軌道からのずれが定まる。したがって、偏向電磁石の下流に設置したスクリーンを用いて、偏向電磁石の磁場によりエネルギーを求めることができ、スクリーン上でのビーム径(軌道のずれの広がり方)からエネルギー分散を求めることができる。

最後に、パルス幅の測定を行った。まず、ストリークカメラによる測定では、電子ビームが空気中で発生するチェレンコフ光を測定した。チェレンコフ光は、電子線パルスのパルス幅の光パルスとなるので、そのパルス幅を測定すれば、電子線パルス

のパルス幅を測定できる。また、実験的に得られたパルス幅の結果と計算結果との比較を行った。次に、半導体の反射率変化を応用した測定を考案した。半導体における反射率変化は、伝導帯における過渡的に高密度な励起キャリアは荷電子帯からの励起を防ぐことによって、光の吸収が減少し、過渡的に反射率が増加する。GaAs における、光励起と電子線パルス励起による反射率変化を測定した。

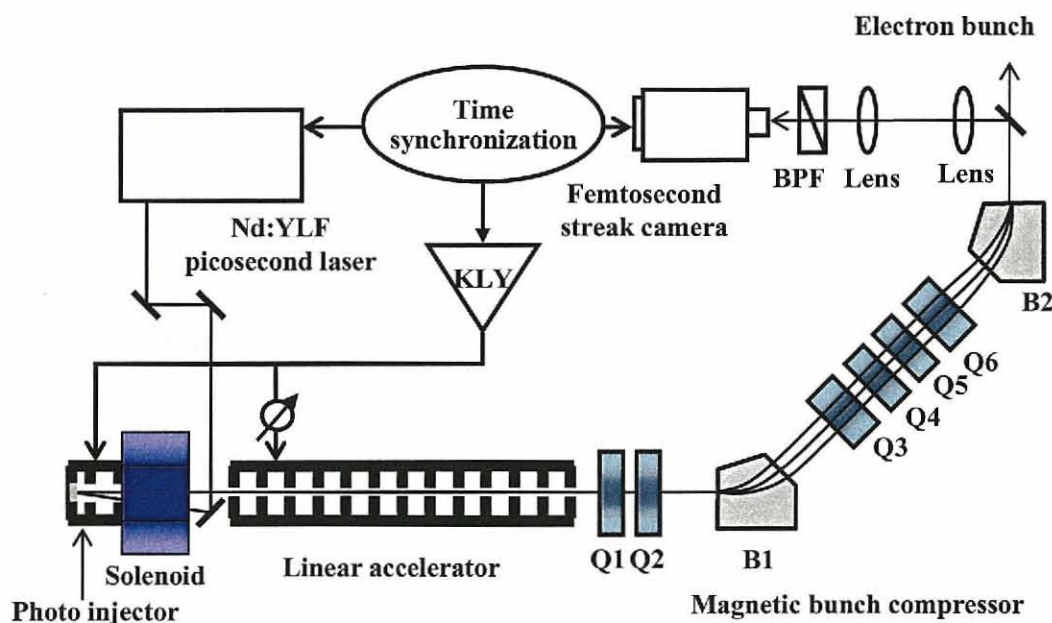


図 13 本ライナックの構成

3.1.1 レーザーフォトカソード RF 電子銃

図 14 に、電子発生源であるレーザーフォトカソード RF 電子銃の写真と断面図を示す。本レーザーフォトカソード RF 電子銃は、住友重機械製の BNL-GunIV タイプ^{38,63,64}である。加速空洞は 1.6 セルの S-バンド空洞で構成され、高い加速エネルギーの利得と広い範囲の初期速度の電子ビームが加速できるために、定在波型 π モードの共振空洞を採用している。フォトカソードはハーフセル側に取り付けられている。加速空洞の材質は無酸素銅であり、フォトカソードも同じ無酸素銅材が用いられている。フォトカソードで発生した電子線パルスは、加速空洞の電場により加速される。例えば、図 14 に示すように、ある時刻にハーフセルでは加速電場が生じ、フルセルでは減速電場が生じている。また、ある時間(175 ps : 2856 MHz の半周期)後には、加速電場と減速電場は逆転する。つまり、電子がカソードで発生する位相(時刻)を調整することにより、両セルで加速を行うことができる。フルセルとハーフセルの最大電場は一樣になるように各空洞の大きさをチューニングされている。

本 RF 電子銃では、導波管をフルセルに取り付け、クライストロンから分配された RF は導波管を通してフルセルとハーフセルに供給されている。加速空洞内には 100 MV/m 以上の高電場が作られ、カソード表面から発生した電子がその電場によって比較的の高いエネルギー(4 MeV)に加速される。したがって、低エネルギー時に問題となる空間電荷効果によるエミッタンスの増大を抑えることができる。したがって、RF 電子銃から発生した電子ビームは、熱電子銃に比べて、低エミッタンスの特性を持っている。また、生成される電子ビームのパルス幅はレーザーのパルス幅に依存するため、ピコ秒レーザーを用いているので、ピコ秒の電子線を発生することができる。

RF 電子銃では、空洞内の電場が高いため、RF 電子銃運転時、空洞の温度上昇により構造体に変形し、空洞の共振周波数がずれて電子加速電場強度が変化する。それにより、電子ビームエネルギーの変動が生じることになる。その変動を抑えるためには、空洞の温度を一定に制御する必要がある。そのため、カソードプレート、フルセル、ハーフセルにそれぞれ冷却配管を取り付け、本実験では、高安定化の冷却循環装置を用いて RF 電子銃の温度を $37 \pm 0.1^\circ\text{C}$ に制御している。RF 電子銃から発生した電子ビームのエネルギーは、熱電子中から発生する電子ビームエネルギーより高いが、ビーム輸送中空間電荷効果によるエミッタンスの増大を生じる。これに対しては、電子銃出口にソレノイド磁石を取り付けられ、ソレノイド磁場強度を最適化し、空間電荷効果によるエミッタンスの増大を補正する。ソレノイド電磁石は、8 枚のパンケーキコイルと純鉄のヨークで構成されている。ソレノイド電磁石中心の最大磁場強度は、電流 200 A で 3 kG である。

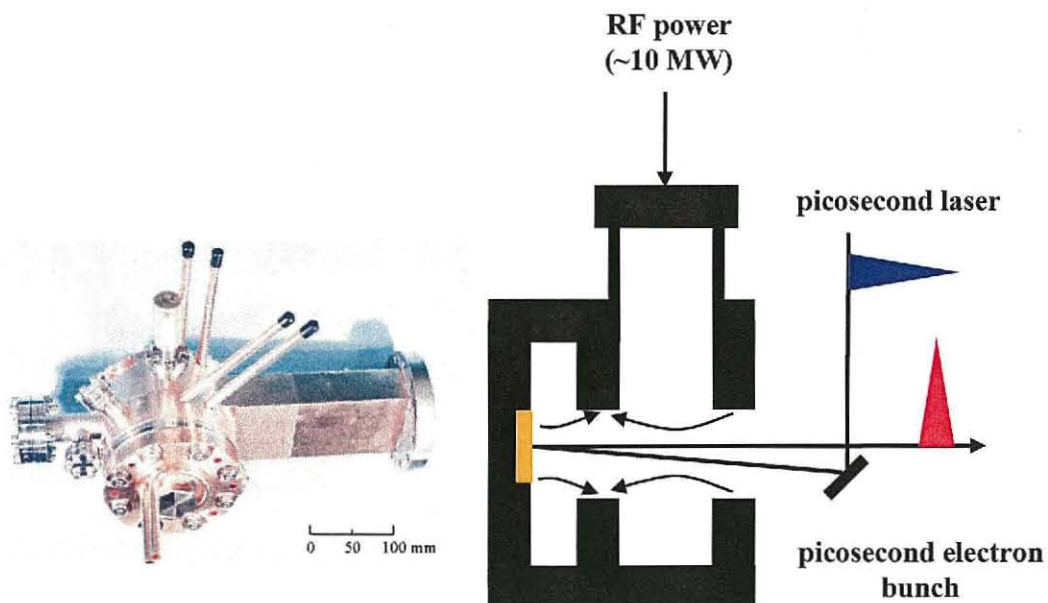


図 14 レーザーフォトカソード RF 電子銃の写真と断面図

3.1.2 S-band 進行波型線形加速管

電子ビーム加速用の加速管は、三菱重工製の長さ 2 m の S-band 進行波型線形加速管を採用している。本加速管は、54 個の空洞で構成され、第 1 空洞に RF 入力導波管を取り付け、第 54 空洞に RF ダミーロードを取り付けている。加速管と RF 電子銃には、同一クライストロンから 2 分配された RF がそれぞれ供給される。ライナックと RF 電子銃に供給される RF ピークパワーはそれぞれ 25 MW と 10 MW であり、RF パルス幅は 4 μ s で、運転繰り返しは 10 Hz である。加速管の RF 位相調整は、ハイパワー RF 伝送ラインに取り付けられた位相器によって行われている。

図 15 に、加速管におけるエネルギー変調の仕組みについて示す。加速管では、電子ビームを加速するとともに、パルス圧縮のため、RF 位相調整により電子線パルスのエネルギー変調を行う。加速管では、S-band の波長(0.105 m)に相当する、サインカーブの加速電場が光速で軸方向に進行する。つまり、相対論的な速度で運動する電子は、加速電場と同時に進行するため、加速管中では常に加速されることになる。また、電子線パルスの受けるエネルギー変調は、そのサインカーブに沿った形になり、加速管におけるパルス幅の変化はそれほど大きくないことが、計算からも実験からも分かっている。そのため、図 15 に示すように、位相器を調整することにより、電子線パルスの加速位相を変化させると、パルス幅はほぼ同じなので、エネルギー分散のみが変化することになり、変調も変化する。したがって、位相空間分布における傾きを調整することができる。

また、電子ビームを安定化させるためには、クライストロン出力を安定化する必要がある。そのため、クライストロンのパルス電源には、パルスフォーミングネットワーク(PFN)を 10 段設置し、充電電源を安定化させることにより出力パルス電圧の安定度を 0.2 %以内に抑えた。RF 電子銃とライナックの温度安定化については、高精度冷却装置を導入した。加速空洞の温度制御を 0.1°C以内に抑えた。

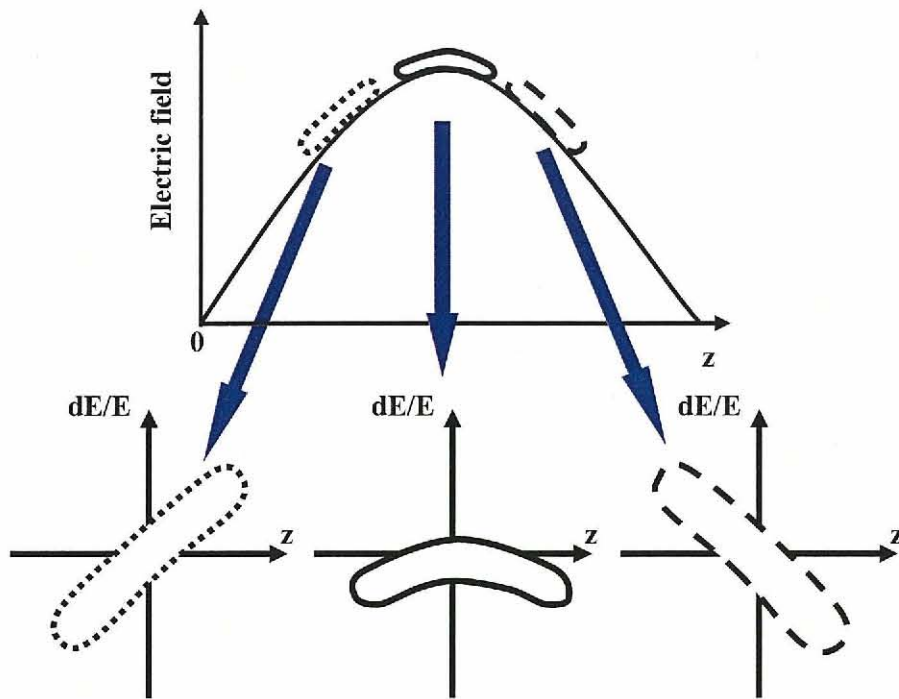


図 15 加速管におけるエネルギー変調

得られるエネルギー変調は加速 RF の crest(頂上)とその近辺の加速位相で加速した場合の例である。

3.1.3 磁気パルス圧縮器

図 16 に磁気パルス圧縮器の写真を示す。電子線パルスの圧縮は、2 台の 45° 偏向磁石(B1,B2)と 4 台の四極電磁石(Q3~Q6)から構成される磁気パルス圧縮システムを用いて行われている。図 2 と図 13 に示すように、磁気パルス圧縮器中で高い運動エネルギーを持つ電子は外側のパスを通り、低い運動エネルギーを持つ電子は内側のパスを通り、磁気パルス圧縮器中の 4 台の四極電磁石の磁場強度を調整することによってパス差を調整し、生じたパス差により、すべての電子が同時に圧縮器出口に到達することで、圧縮を行うことができる。圧縮メカニズムの詳細は第二章で述べた。

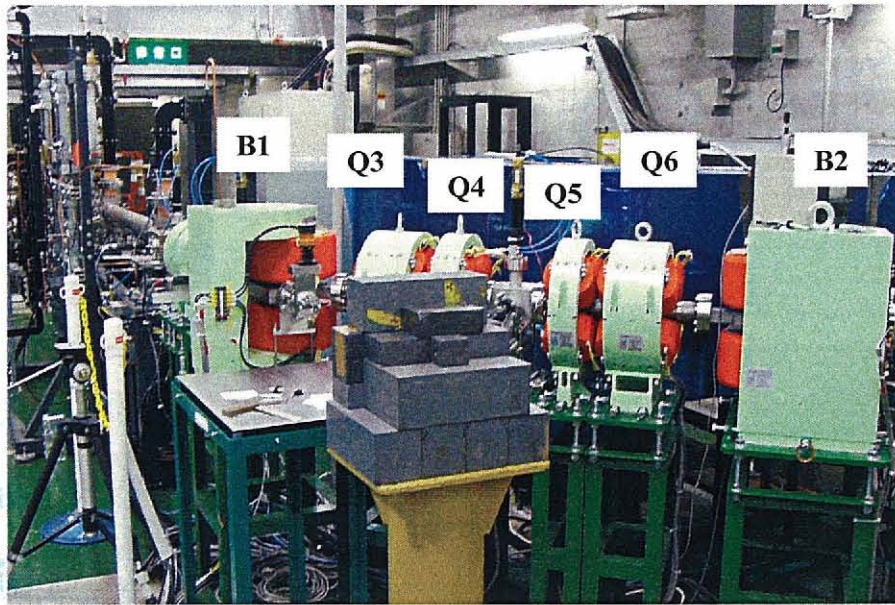


図 16 磁気パルス圧縮器の写真

3.1.4 カソード励起用 ND:YLF ピコ秒レーザー

表 1 にカソード励起用 ND:YLF ピコ秒レーザーの性能を、図 14 にカソード励起用ピコ秒レーザーの写真を示す。電子線パルス発生のため、フォトカソードの励起光源として、LD(半導体レーザー)励起ピコ秒 Nd:YLF レーザーを用いた。モードロック Nd:YLF 発振器、再生増幅器と波長変換器が一体化されており、非常にコンパクトにまとめられている。発振器の繰返し周波数は電子線発生と加速用の S-バンド RF 周波数(2856 MHz)を 1/36 に分周した 79.3 MHz であり、タイミングスタビライザーにより時間ジッターが 0.5 ps 以下に抑えられている。発振器から出た光パルス切り出しは、ポッケルセルを用いて行われている。ポッケルセルに 79.3 MHz RF に同期した 10 Hz のトリガー信号を入力する。切り出した光パルスは、再生増幅器で 3 mJ まで増幅され、非線形結晶によって 4 倍高調波(262 nm)に変換される。

本 RF 電子銃では、レーザー入射角度 68° の入射ポートが取り付けられているが、レーザー光をそのままに入射するとカソード面でのレーザープロファイルが楕円になり、発生した電子ビームのプロファイルも楕円になり、エミッタンス増大の原因になる。そのエミッタンス増大を避けるために、本システムでは RF 電子銃下流の真空チャンバーに光反射用のプリズムを設置し、図 13 に示すようにカソード面に対して垂直のレーザー照射方法を採用した。本電子線パルスの発生実験では、カソードに照射するレーザーのビームサイズは直径 2 mm である。

表1 カソード励起用 Nd:YLF ピコ秒レーザーの性能

レーザー媒質	Nd:YLF
パルス出力エネルギー	300 μ J @UV
パルス幅(FWHM)	10 ps @UV
出力エネルギーの安定度	<3 %
同期時間ジッター	<0.5 ps
運転繰り返し	10 Hz(最大 30Hz)



図17 カソード励起用 Nd:YLF ピコ秒レーザーの写真

3.1.5 電子ビーム計測システム

レーザーフォトカソード RF 電子銃ライナックを用いて電子線パルスが発生する際、ビーム調整や実験精度向上の観点からビーム電荷量やビームの安定性をリアルタイムで知ることが必要である。電荷量測定のために、RF 電子銃の出口とライナックの出口にコアモニターを設置した。電子ビームの位置の微調整のためには、RF 電子銃の出口と加速管の出口に2組のステアリング電磁石を取り付けている。ビームプロファイルの確認には、スクリーンモニターと電荷結合素子(CCD)カメラを用いた。スクリーンモニターは RF 電子銃の出口、加速管の入口と出口、磁気パルス圧縮装置の中央に設置された。また、圧縮後のビームサイズの調整は、加速管出口にダブレット四極電磁石を設置した。

電荷量の測定は、非接触型のアモルファスコアモニターを使用した。そのモニターは、アモルファスコア、電波吸収体、鉛シールド、セラミックスシールより構成され、出力コネクタは、50 Ω 終端にマッチングされている。そのモニターの特徴は、モニターを電子線パルスが通過する際、電磁誘導により(電圧)信号を誘起し、微少の電荷量(0.01 nC/pulse)から測定できることである。また、時間応答性が速く、信号の立ち上がりがナノ秒以下である。電子線パルスのパルス幅は、ピコ秒程度なので、観測

されるのはモニターのインパルス応答関数であると考えられる。したがって、電荷量を測定するために、オシロスコープを用いて、その波形の積分値もしくはピーク値を測定し、換算を行った。

電子ビームのプロファイルとビームサイズの測定は、薄型のスクリーンモニターと CCD カメラを用いて行われた。スクリーンは、ビームプロファイルの測定精度を向上するために、デマルキャスト製の耐放射線の蛍光板を利用した。厚さは、100 μm と 20 μm の 2 種類を用いた。ビームエミッタンスの測定のために、加速管出口に厚さ 20 μm のスクリーンを採用している。そのほかの場所に厚さ 100 μm のスクリーンを採用した。薄いスクリーンは、厚いスクリーンよりも発光のにじみが少なく、より正確にビームプロファイルを測定できるため、薄いスクリーンをエミッタンス測定用に用いた。

3.1.6 クライストロンおよび同期回路

RF 電子銃とライナックに供給する高周波(RF)は、一台のクライストロンを用いてつくられ、立体 RF 伝送回路を用いて分配される。RF 電子銃側にサーキュレーターを取り付け、ライナック側に RF 位相調整器とサーキュレーターを取り付けている。RF 電子銃とライナックから反射した RF はサーキュレーターにより吸収される。

レーザーと RF の時間同期システムでは、オシレーターから 2856 MHz の CW の RF 信号を作って、2 系統に分配した。一系統の RF は、位相器を通して RF アンプを用いて増幅され、クライストロンのドライブ用の RF 信号として用いられている。位相器を調整することによって、クライストロンの出力 RF の位相が変えられ、電子銃とライナックの RF 位相を同時に調整することができる。もう一系統の RF は、1/36 に分周し、79.3 MHz RF を発生させ、レーザーのモードロック RF 信号とトリガーの同期信号としている。レーザー、クライストロン及び計測用のトリガー信号は、トリガジェネレータから 1 kHz のトリガー信号(パルスラジオリシスの分析光用のレーザーが使われている)を、NIM 規格のスケイラーを用いて分周した 10Hz のトリガー信号を利用した。この 10 Hz トリガー信号は、79.3 MHz の RF 位相と同期させ、タイミングディレイを通してピコ秒レーザーとクライストロンを作動させる。このトリガー信号を基準にして、レーザーのポッケルセル ON と OFF の信号を作っている。ポッケルセル ON と OFF の信号の時間差が数 100 μs あり、時間ジッターを減らすために、ポッケルセル OFF の信号をレーザーのタイミングスタビライザーを用いて 79.3 MHz の RF と再度同期させている。

3.2. ビームエミッタンスの測定

3.2.1 Q-スキャン法による測定方法

エミッタンスを測定するために、一般的な Q-Scan 法を用いて測定を行った。測定には、ライナック出口以降の収束系の四極電磁石とスクリーンを用いた。その他の測定方法としては、同様に収束形を用いるソレノイドスキャン法^{65,66,67}やスリットにより位相空間分布を解析するスリットスキャン法^{68,69}などがある。ここでは、Q-Scan 法の測定方法について述べる。

図 18 に、四極磁石の構造を示す。四極電磁石は x 方向、又は y 方向どちらか一方に対して収束作用、逆にどちらか一方に対して発散作用を持つような磁場を生じる。ライナックにおけるビームの収束系には、そのエネルギーに応じてのいくつかの典型的なタイプの収束系が使われている。本ライナックでは加速された電子ビームは、約 32 MeV のエネルギーを持っており、ライナック出口以降の収束系では、四極電磁石による収束を行っている。ライナックにおいては一般に 2 組又は 3 組の磁石を組み合わせ、 x, y 方向両方に収束効果を持たせている。四極電磁石 2 台 1 組にしたダブルレットや 3 台 1 組にしたトリプレットがよく用いられている。

電子が紙面の表から裏へ進むとき x 軸方向で収束し、 y 軸方向で発散する。このとき、

$$\begin{aligned}
 B_y &= \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} \right) \cdot x = g \cdot x \\
 B_x &= \left(\frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \cdot y = g \cdot y \quad (g > 0)
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

なる磁場が発生している。 g は磁場勾配である。これにより、 x 軸方向に関しては、中心軌道からのずれが x の電子に対して垂直方向の磁場が大きくなるので、ローレンツ力により、 x 軸方向では収束し、 y 軸方向では発散する。また、四極電磁石の中心軌道 ($x = y = 0$) において、磁場は発生していないため、中心軌道を通る電子ビームは、磁場による力は受けない。

よって、中心からずれた電子が、ある速度 (v) で進む時に受ける力は、ローレンツ力により記述でき、

$$\begin{aligned}
 F_x &= m \frac{d^2 x}{dt^2} = -evB_y \\
 F_y &= m \frac{d^2 y}{dt^2} = -evB_x
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

となる。

また、速度(v)が一定ということから、軸方向へZ進行したときの、ある粒子のx座標の変化は、

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{dZ}{dt} \frac{dx}{dZ} = v \frac{dx}{dZ} \\ \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{d}{dt} \left(v \frac{dx}{dZ} \right) = v \frac{dZ}{dt} \frac{d^2x}{dZ^2} = v^2 \frac{d^2x}{dZ^2} \\ \therefore mv^2 \frac{d^2x}{dZ^2} &= -evB_y = -evgx \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(9)$$

となり、またy座標の変化についても同様に、

$$mv^2 \frac{d^2y}{dZ^2} = evgy \quad \dots\dots\dots(10)$$

と得られ、式(9)と式(10)は2階の微分方程式で、これらを解くと、四極電磁石内での電子の軸方向の座標と、径(x,y)方向の運動量が求まり、 $k^2 = eg / mv = eg / p$ として、また、 x_0, x'_0, y_0, y'_0 を初期条件として次式の記述でき、

$$\begin{aligned} x(Z) &= x_0 \cos kZ + \frac{x'_0}{k} \sin kZ \\ x'(Z) &= -x_0 k \sin kZ + x'_0 \cos kZ \\ y(Z) &= y_0 \cosh kZ + \frac{y'_0}{k} \sinh kZ \\ y'(Z) &= -y_0 k \sinh kZ + y'_0 \cosh kZ \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(11)$$

となり、 $x(Z)$ は収束し、 $y(Z)$ は発散することがわかる。

これらを行列表示すると

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x(Z) \\ x'(Z) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos kZ & \frac{1}{k} \sin kZ \\ k \sin kZ & \cos kZ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} = M_f \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} y(Z) \\ y'(Z) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cosh kZ & \frac{1}{k} \sinh kZ \\ k \sinh kZ & \cosh kZ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} = M_d \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(12)$$

と表され、 M_f と M_d は、それぞれ、収束(focus)と発散(defocus)を行う転送行列である。

さらにここでthin lens(四極電磁石の長さが0)での近似を行う。長さZの四極電磁石を考慮し、 $kZ = const.$ で、 $Z \rightarrow 0$ という極限をとると、

$$M_f = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

$$M_d = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

$$\frac{1}{f} = k^2 Z = \frac{eg}{p} Z \quad \dots\dots\dots(13)$$

と表すことができ、 f は焦点距離で、 p は電子の運動量である。

また、長さ L の自由空間(drift)の転送行列は、

$$M_{drift} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots(14)$$

となる。

これらの転送行列を、ビームが通る順に左からかけることで、ビームの軌道を計算することができる。初期値が (x_0, x'_0) のビームが x 方向に収束の四極電磁石を通過し、更に L の自由空間を通過した場合のその粒子の (x, x') は、

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = M_{drift} M_f \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots(15)$$

として求まる。

次にエミッタンスとツイスパラメータについて考える。先程から見てきた、転送行列の行列式は全て1である。次にこのことの意味を考える。まず、 (x, x') 平面を考える。ここでは、1つの粒子に対して、平面上の1点が決まるので、ビームの発散角をビームの粒子数と同じ数の点の分布として表すことができる。この時、 x 方向のビームの発散角は、位相空間での分布の x 方向への射影となる。 $Z=0$ の平面で $d\vec{x} = (0 \ dx)$ 、 $d\vec{x}' = (0 \ dx')$ のベクトルで作られる微小な平行四辺形の面積は

$$|d\vec{x} \times d\vec{x}'| = dx dx' \quad \dots\dots\dots (16)$$

で与えられる。 $Z=Z$ の位相空間では $M(Z)$ によって、

$$d\vec{X} = M(Z) \cdot d\vec{x} = \begin{pmatrix} C(Z) \\ C'(Z) \end{pmatrix} dx$$

$$d\vec{X}' = M(Z) \cdot d\vec{x}' = \begin{pmatrix} S(Z) \\ S'(Z) \end{pmatrix} dx' \quad \dots\dots\dots (17)$$

に移る。ここで、 $d\vec{X} d\vec{X}'$ によって作られる平行四辺形の面積は

$$\begin{aligned}
|d\bar{X} \times d\bar{X}'| &= [C(Z)S'(Z) - C'(Z)S(Z)] \cdot d\bar{x}d\bar{x}' \\
&= d\bar{x}d\bar{x}' \\
\therefore C(Z)S'(Z) - C'(Z)S(Z) &= \det M(Z) = 1 \quad \dots\dots\dots (18)
\end{aligned}$$

となる。

従って位相空間での分布の面積は一定である。そして、転送行列による変換は線形変換であるから、 $Z=0$ での平行四辺形の内部は全て $Z=L$ の平行四辺形の内部に移される。

そこで、点の密度を考えると、平行四辺形的面積は変わらないので、1つの粒子に着目して、この粒子の付近での位相平面の粒子密度は不変であることがわかる。このように、位相平面での粒子密度が運動にそって不変であることはリウヴィルの定理と呼ばれている。実際のビームの位相空間での分布は図 19 のように楕円になっている。そして、この楕円的面積、又はそれを π で割ったものをエミッタンスと呼ぶ。また、この分布は、

$$\gamma x^2 + 2\alpha xx' + \beta x'^2 = \varepsilon \quad \dots\dots\dots (19)$$

で与えられ、 ε はエミッタンスであり、 α 、 β 、 γ はツイスパラメータと呼ばれている。

粒子の軌道に沿った曲線座標 Z が移動すると、この楕円の傾きは変化するが、面積は変化しないのでエミッタンスは保存する。エミッタンスはビームの横方向の発散角の尺度を与える定数である。

次に四極電磁石におけるビーム半径 $\sigma = \sqrt{\beta\varepsilon}$ と集束力 $\delta = 1/f$ との関係を調べ

る。簡単の為、thin lens での近似が成立する場合を考え、式が複雑にならないよう式(12)式を使用するのは避け、式(15)により四極電磁石の中心からスクリーン間の距離を L として、自由空間 L の転送行列を左からかける。この時、 $Z=0$ と $Z=L$ の間の転送行列は

$$\begin{aligned}
M(L) &= \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\delta & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 1-\delta L & L \\ -\delta & 1 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (20)
\end{aligned}$$

となる。

$Z=0$ の時のツイスパラメータをそれぞれ α_0 、 β_0 、 γ_0 とすると、初期の楕円の分布は、

$$\gamma_0 x^2 + 2\alpha_0 xx' + \beta_0 x'^2 = \varepsilon \quad \dots\dots\dots (21)$$

となり、この楕円は $Z=L$ では

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon \quad \dots\dots\dots (22)$$

の楕円に変換される。

$\det M(L)=1$ であるから、 $M(L)$ の逆行列は、

$$M^{-1}(L) = \begin{pmatrix} 1 & -\delta \\ L & 1-\delta L \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (23)$$

従って

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\delta \\ L & 1-\delta L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(L) \\ x'(L) \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (24)$$

となり、最終的に、

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (1-\delta L)^2 & -2L(1-\delta L) & L^2 \\ \delta(1-\delta L) & 1-2\delta L & -2L \\ \delta^2 & 2\delta & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (25)$$

が得られる。

ビーム半径は $\sigma = \sqrt{\beta\varepsilon}$ より、 σ と δ の関係は、

$$\sigma^2 = A(\delta - B)^2 + C \quad \dots\dots\dots (26)$$

で表すことができる。ここで

$$A = \beta_0 \varepsilon L^2 \quad B = \frac{1}{L} - \frac{\alpha_0}{\beta_0} \quad C = \frac{\varepsilon L^2}{\beta_0} \quad \dots\dots\dots (27)$$

である。

実際に、集束力(δ)は四極電磁石に流す電流値によって決められ、ビーム径(σ)は収束力を変化させた時のビーム径を測定することによって得られる。従って、様々な集束力に対するビーム径を測定し、式(26)でフィッティングすることによって、二次曲線の係数 A 、 B 、 C を求めることができる。そして、式(27)と得られた係数を用いて、

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{AC}}{L^2} \quad \dots\dots\dots (28)$$

により、エミッタンスを求めることができる。また、連立方程式よりツイスパラメータも求めることができる。

このビームの発散角の尺度を与えるエミッタンスは、 $\varepsilon \propto 1/p$ となるため、ビームのエネルギーが大きくなれば当然小さくなる。このままでは、その系におけるビームの発散角の指標を表す為には不便である。そこで、規格化エミッタンス(ε_n)というエネルギー(運動量)依存性がなく、 ε と次元が同じ量を次のように定義する。

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

$$\beta = \frac{v}{c}$$

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

..... (29)

なお、規格化エミッタンスは、ビームの恒量であり、加速や収束などでは変化しない。したがって、電子銃が本来持つビームの質を表す尺度といえる。

図 20 に、四極電磁石(Q2)とスクリーンの位置関係を示す。エミッタンスの測定は、加速管出口における四極電磁石(Q2)とスクリーンにより行った。四極電磁石とスクリーンモニターの距離(L)は 0.51 m であった。

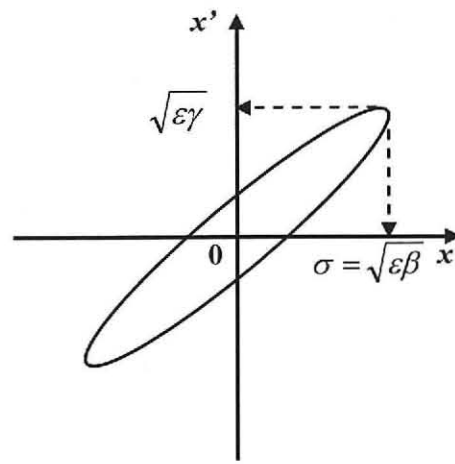
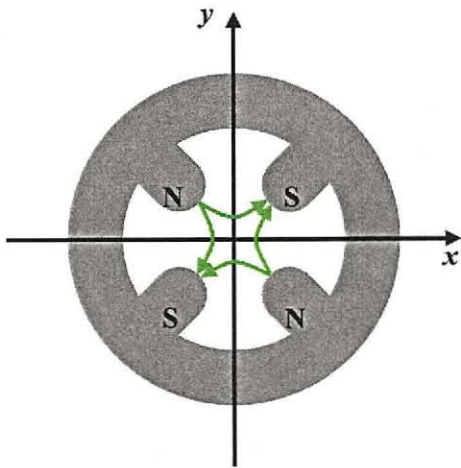


図 18 四曲電磁石の断面図と発生する磁場

図 19 位相空間での粒子の分布

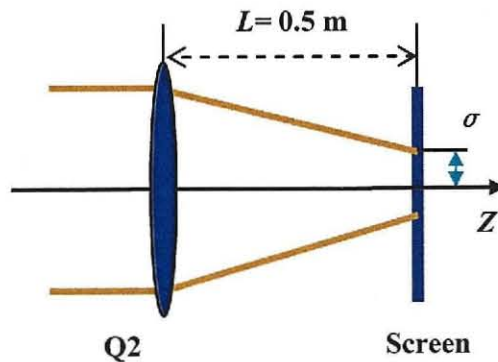


図 20 四極電磁石(Q2)とスクリーンの位置関係

3.2.2 測定結果

図 21 に、ソレノイドによるエミッタンス補正の実験結果を示す。測定時のレーザーのスポットサイズは半径 1 mm、発生電荷量は 1 nC/pulse、電子銃でのレーザー入射位相は 30°、ライナックでの加速位相は 85°(エネルギー分散最小)、ライナック出口でのビームエネルギーは 31.6 MeV であった。このとき、ソレノイドの磁場強度を調整し、磁場強度が 1750 G のとき規格化エミッタンスは最小となり、3.2 mm-mrad と得られた。この値は、一般的な熱電子銃の規格化エミッタンスが約 100 mm-mrad であるのに対し、一般的な熱電子銃の数 10 倍指向性の良い電子ビームが得られていることがわかる。ソレノイドは電子銃における空間電荷によるエミッタンスを補正することができる。空間電荷は電子間の斥力であり、パルス前方と後方で斥力も異なる。そのため、パルス前方と後方(スライスされた)位相空間分布は異なる。実験的に得られるエミッタンスは、パルス前方と後方の位相空間分布を全て考慮した投影エミッタンスである。つまり、パルス前方と後方でスライスされた位相空間分布が同一であればエミッタンスは最小となる。ソレノイドの電磁石を調整することにより(1750 kG)、電子銃における収束を制御し、パルス前方と後方でスライスされた位相空間分布が調整され、エミッタンスのが最小となることを確認した。

図 22 に、電子銃でのレーザー入射位相によるエミッタンス変化の実験結果を示す。測定時のレーザーのスポットサイズは半径 1 mm、ライナックでの加速位相は 85°(エネルギー分散最小)、としたときに、電子銃でのレーザー入射位相を変化させた。このとき、電子銃へのレーザー入射位相が 10° から 30° まで変化させたときのエミッタンスの変化は 2.6~3.3 mm-mrad であるが、電子銃での加速位相を増加させると、発生電荷量は増加し空間電荷によるエミッタンスが増加した。また、RF によるエミッタンスも増加し、これらの合計により、実験的に得られるエミッタンスが増加した。RF によるエミッタンスとは、電子銃に入射するレーザーパルス幅が 0 でないことに起因するエミッタンスである。電子銃で生成される電子線パルスは、レーザーパルス幅に相当する 5 ps のパルス幅を持つ。電子銃における軸方向の電場は同一ではない、つまり、径方向の発散や収束の電場も同一ではない。そのために、空間電荷によるエミッタンスと同様に、パルス前方と後方でスライスされた位相空間分布が異なってくる。したがって、RF による(投影)エミッタンスの増大が起こる⁷⁰。

図 23 に、加速管での RF によるエミッタンスの変化の測定結果を示す。加速管での加速位相を 88° より大きくするとエミッタンスの増大が観測された。加速管でも電子銃と同様に RF による加速を行っている。そのため、加速電場がパルス前方と後方では同一ではなく、スライスされた位相空間分布が変化し、RF によるエミッタンスが変化した。

図 24 に、エミッタンスの電荷量依存性を示す。加速管での加速位相をパルス圧縮に用いる位相(95°)に固定し、電荷量を変えた時のエミッタンスの変化を測定した。測定時のレーザーのスポットサイズは半径 1 mm、電子銃へのレーザー入射位相は 30°、加速管出口でのビームエネルギーは 30.8 MeV であった。電荷量が低くなると、空間電荷によるエミッタンスが小さくなり、ゼロ電荷量でのエミッタンスはカソードの熱エミッタンス⁶⁵と加速 RF によるエミッタンスとなる。

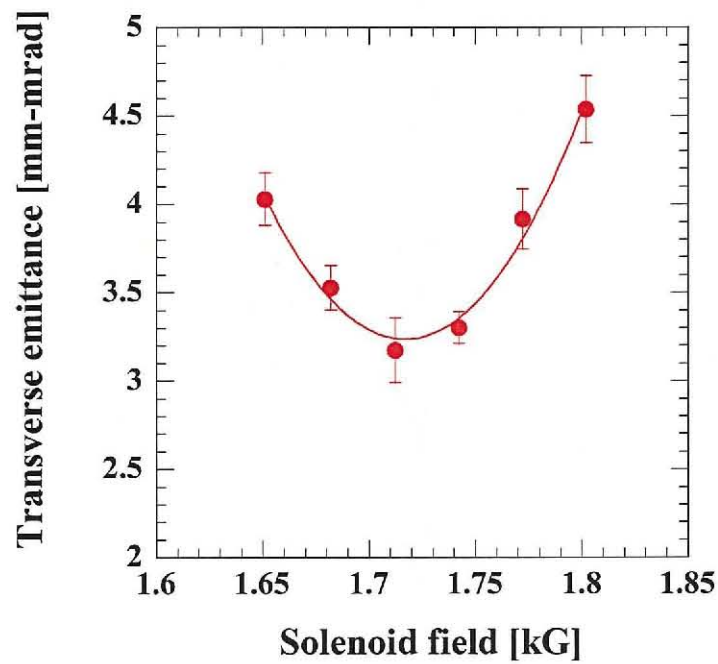


図 21 ソレノイドによるエミッタンス補正

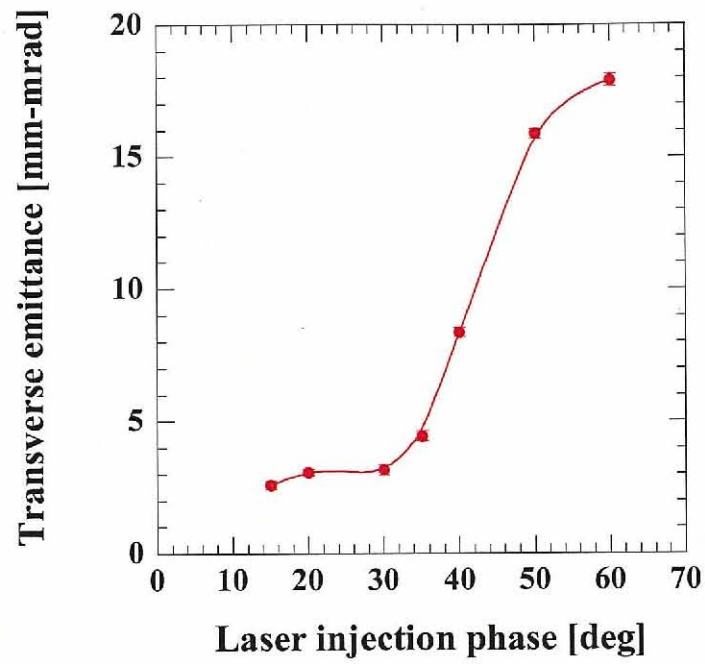


図 22 電子銃でのレーザー入射位相によるエミッタンス変化

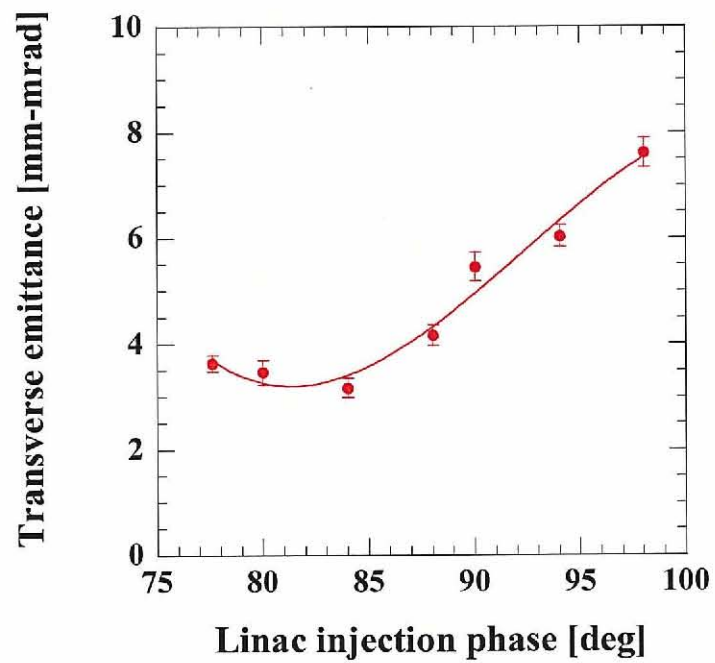


図 23 加速管での RF によるエミッタンスの変化

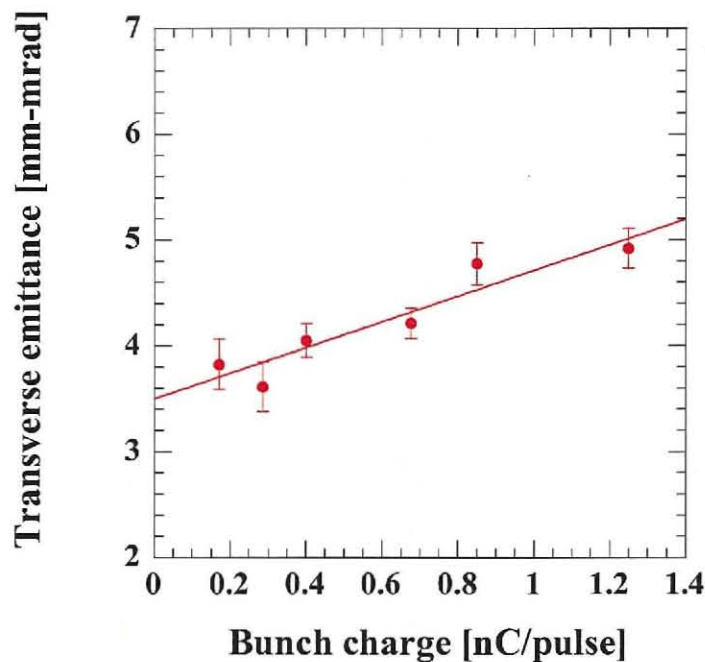


図 24 エミッタンスの電荷量依存性

3.3. ビームエネルギーとエネルギー分散の測定結果

3.3.1 測定方法

図 25 に、エネルギー分散の測定方法を示す。ビームエネルギーとエネルギー分散の測定は、磁気パルス圧縮器の上流の 45° の偏向電磁石(B1)と、偏向電磁石から 0.69 m 下流にあるスクリーンを用いて行われた。偏向電磁石の磁場とスクリーン上に中心軌道が一致するときの曲率半径(0.4 m)によりエネルギーを求めることができ、スクリーン上でのビーム径(中心軌道のからのずれの広がり方)からエネルギー分散を求めることができる。

パルス圧縮を行うためには、パルス圧縮における線形の効果(R_{56})による制約から適切なエネルギー変調が不可欠である。図 15 に示すように、エネルギー変調とエネルギー分散は、加速管への入射位相により変化する。測定原理としては、偏向電磁石中を通過する電子は、ローレンツ力を受け、曲率半径(0.4 m)と偏向電磁石の磁場が分かれば、エネルギーが決定される。スクリーン上における強度分布の中心がエネルギーとなり、ビーム径がエネルギー分散となる。つまり、スクリーンの中心にビームプロファイルが存在する時、偏向電磁石の電流(磁場)によりエネルギーを計測し、ビームプロファイルの径によりエネルギースペクトルを計測した。

ここで、ビーム径とエネルギー分散を換算するために、圧縮器の四極電磁石(Q1,Q2)から偏向電磁石を通過しスクリーンまでの転送行列を考える。転送行列は、3.2.1節と同様に、ビームが通過する順に左からかければよいので、自由空間(R_{drift})、偏向電磁石(R_{bend})、圧縮器前の四極電磁石($R(Q1,Q2)$)の転送行列を順にかけると、スクリーン上での電子の位置 x は、

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ \delta E \end{pmatrix} = R_{drift} R_{bend} R(Q1,Q2) \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \delta E_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{26} \\ R_{61} & R_{62} & R_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \delta E_0 \end{pmatrix}$$

$$R_{drift} = \begin{pmatrix} 1 & D & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$R_{bend} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \rho \sin \theta & \rho(1 - \cos \theta) \\ -\rho^{-1} \sin \theta & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \dots\dots\dots(30)$$

となる。ただし、 δE はエネルギー偏差、 ρ は偏向電磁石の曲率半径 0.4 m、 θ は偏向される角度 45° とする。 D は偏向電磁石とスクリーン間の距離で、0.69 m であった。スクリーン上での電子の位置 x は、

$$x = R_{11}(Q1,Q2)x_0 + R_{12}(Q1,Q2)x'_0 + R_{16}\delta E \dots\dots\dots(31)$$

となるが、 R_{16} に関しては、圧縮器前の四極電磁石($R(Q1,Q2)$)の転送行列には R_{16} の成分は含まれていない。したがって、自由空間(R_{drift})と偏向電磁石(R_{bend})しか考慮しないため、 R_{16} は定数となり、さらに圧縮器前の四極電磁石を調整することにより、第1項と第2項を相殺することで、

$$x = 0.60 \times \delta E_0 [m] \dots\dots\dots(32)$$

と得られる。つまり、エネルギー偏差(δE_0)に比例してスクリーンにおける位置 x が大きくなり、その結果、エネルギー分散に比例して、スクリーン上のビーム径が大きくなる。

次に、ビーム径 (rms)を求める方法として、ビームプロファイルから分散を求める必要がある。計算方法としては、図 25 のようなプロファイルが得られたとき、位置 x_i における強度を I_i としたとき、積分値で規格化された強度分布関数(f)を統計的に処理し、重心の x 座標(\bar{x})および分散(σ)により評価することで、エネルギー分散を求めることができる。

$$f_i = \frac{I_i}{\sum_{i=0}^n I_i}$$

$$\sum_{i=0}^n f_i = 1$$

$$\bar{x} = \sum_{i=0}^n x_i f_i$$

$$\sigma^2 = \sum_{i=0}^n (x_i - \bar{x})^2 f_i \quad \dots\dots\dots(33)$$

実験では式(31)と式(33)を用いて、ビーム径(σ)からエネルギー分散(δE_0)を算出した。例えば、ビーム径が 1 mm とき、の $0.001 = 0.60 \cdot \delta E_0$ により、エネルギー分散は 0.16 %(rms)となる。

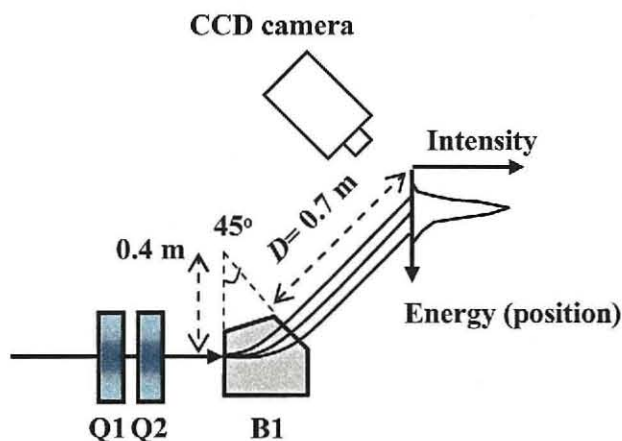


図 25 エネルギー分散の測定原理図

3.3.2 測定結果

図 26 に、エネルギーとエネルギー分散の加速管での加速位相依存性の測定結果を示す。測定時のレーザーのスポットサイズは半径 1 mm、発生電荷量は 1.6 nC/pulse、レーザーの電子銃への入射位相は 30° である。ビームエネルギーは加速管への入射位相が 90° のときに最大である。一方、エネルギー分散は 85° のとき最小となる。また、加速管への入射位相が 85° より小さいとき、前の電子より後ろの電子のほうがより加速されるようなエネルギー変調を受ける。一方、加速管への入射位相が 85° より大きいとき、後ろの電子より前の電子のほうがより加速されるようなエネルギー変調を受ける。

図 27 に、エネルギー分散の電荷量依存性を示す。電荷量とエネルギー分散の依存性を測定した。発生電荷量を、ピコ秒レーザーの再生増幅器のアンプを調整することにより、レーザーパワーを調整することにより、変化させた。測定時のレーザーのスポットサイズは半径 1 mm、電子銃へのレーザー入射位相は 30°、加速管での加速位相は 95°(パルス圧縮に最適な位相)である。これにより、低電荷量により、エネルギー分散が小さくなることがわかった。

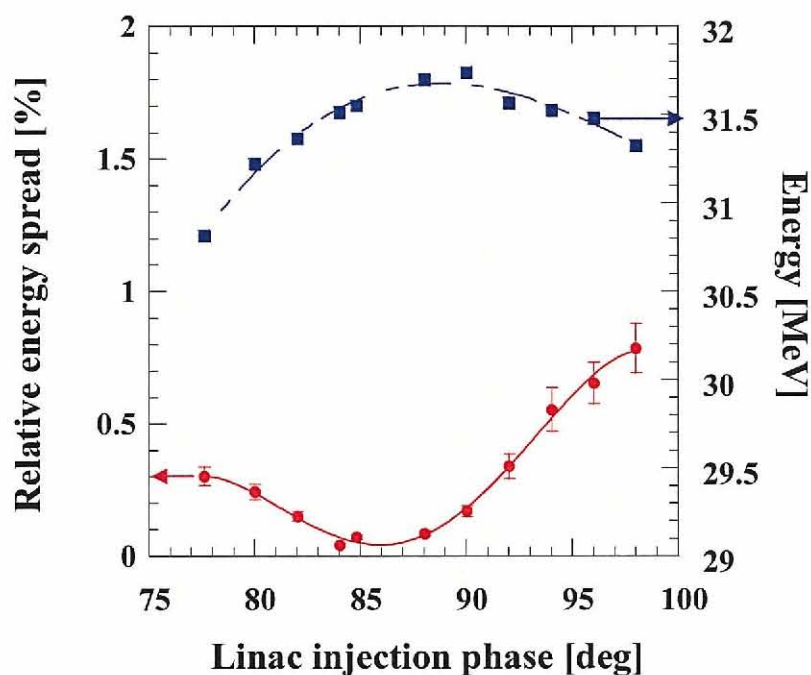


図 26 エネルギーとエネルギー分散の加速管での加速位相依存性

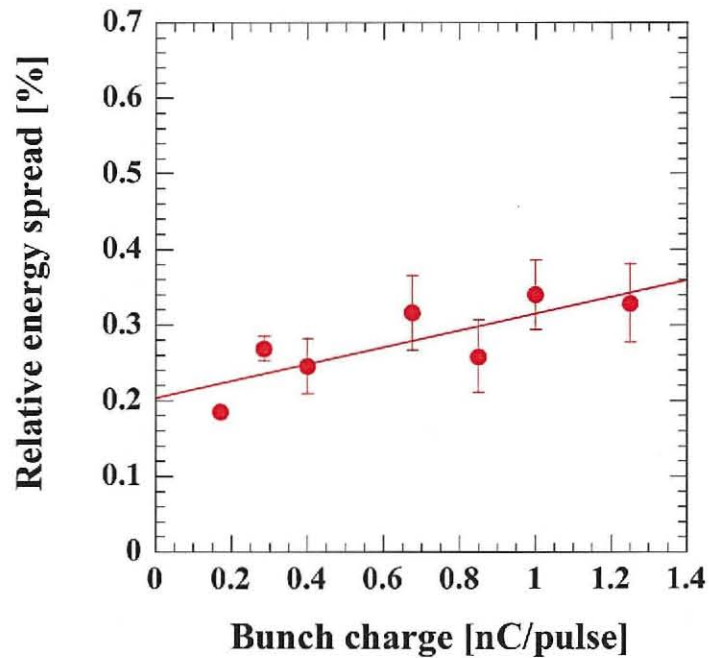


図 27 エネルギー分散の電荷量依存性

3.4. フェムト秒電子線パルス幅の測定

3.4.1 ストリークカメラによる測定

3.4.1.1. 測定方法

図 28 に、本研究でのストリークカメラのセットアップを示す。磁気パルス圧縮器出口で発生するチェレンコフ光を、2 枚のレンズとミラーを用いて、ストリークカメラへ導いた。2 枚のレンズの焦点距離は、200 mm として、圧縮器出口でのチェレンコフ光をストリークカメラのスリットにおいて、イメージ転送している。ストリークカメラの感度は 500 nm 前後の波長でピークを持つため、光学バンドパスフィルター(BPF)の帯域は $480 \text{ nm} \pm 11 \text{ nm}$ とした。また、十分な強度と時間分解能を得るために、ストリークカメラのスリット幅は $15 \text{ }\mu\text{m}$ とした。

電子線パルスの時間分布とパルス幅は、圧縮した電子線パルスが空気中に通過するとき発生したチェレンコフ光を、浜松フォトニクス製のフェムト秒ストリークカメラにより測定した。ストリークカメラは、微弱なパルス光を高時間分解能で検出できる装置である。本研究では、電子ビームが、空気中に出たときに発生するチェレンコフ光を検出するために用いた。チェレンコフ発光現象は相対論的電子(荷電粒子)が屈

折率 n の媒質中を c/n 以上の速度で通過する際に発する光である。ミクロ的には媒質構成分子の電気分極の振動によって起こる。一方、遷移放射は電子が誘電率は異なる媒質の境界を通過するときに生じる発光現象である。荷電粒子による発光現象の多くは、電子の加速度による電磁成分に起因する。荷電粒子が作る電磁場を計算すると、速度のみによる項と加速度による項が得られる。それぞれはクーロン場(あるいは速度場)、放射場(加速度場)と呼ばれ、前者は粒子周辺に局在し、後者は遠方まで到達できる。しかし、チェレンコフ発光は相対論的ではあるが、電子の速度は等速でもおきる。

図 29 に、ストリークカメラの動作原理を示す。ストリークカメラに入射した光パルスは、Photocathode で電子に変換され Accelerating Mesh (Accel. mesh) で約 9 keV 加速される。次に Sweeping Electrode で直線的に時間変化する垂直電場が付加され、電子線パルスの時間プロファイルが縦方向空間プロファイルに変換(掃引)され、Micro Channel Plate(MCP)で増幅され、Phosphor Screen(Screen)に像が映し出される。それを SIT カメラや CCD カメラによって 画像化する。SIT カメラのほうが感度、耐放射線性の点で優れ、加速器分野ではそれを選択する場合が多い。

測定の時間分解能を決定する重要なポイントは、ストリークカメラのスリット幅と光学バンドパルスフィルターである。ストリークカメラのスリット幅は、Phosphor Screen での時間軸分解能を決めるのみならず、ストリークカメラ内の低エネルギー電子の空間電荷効果によるパルスの広がりを抑えるため極力狭く設定しなければならない。スリット幅を狭くすると光量が減り、パルス波形が困難になるため、S/N 比の限界で設定する。ストリークカメラ前の集光レンズは光強度を上げるために不可欠であるが、そのガラス材質の屈折率が光の波長に対して大きく単調減少する。そのため、連続スペクトル光であるチェレンコフ光には、それによる分散によってパルスの伸長が生じてしまう。

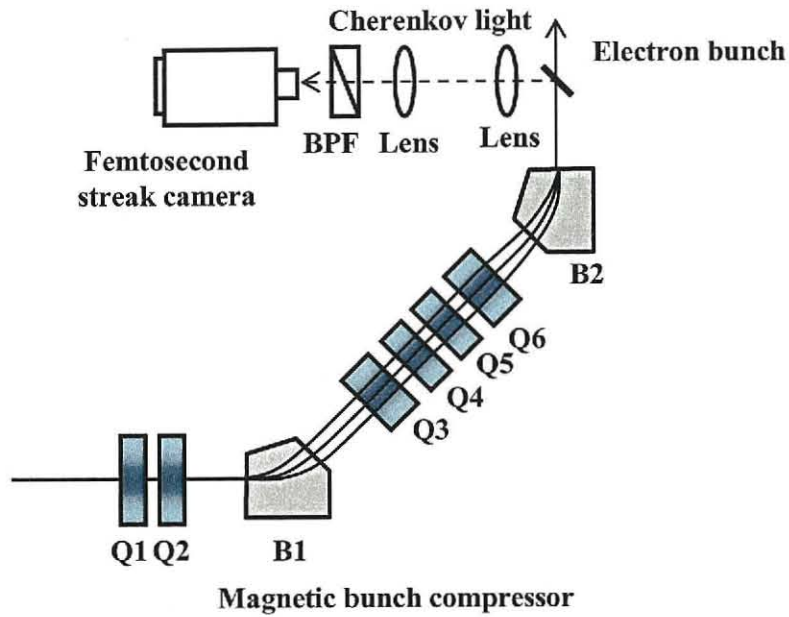


図 28 ストリークカメラのセットアップ

ただし、2枚のレンズの焦点距離は200mm、BPFの帯域は 480 ± 11 nm、ストリークカメラのスリット幅は $15 \mu\text{m}$ であった。

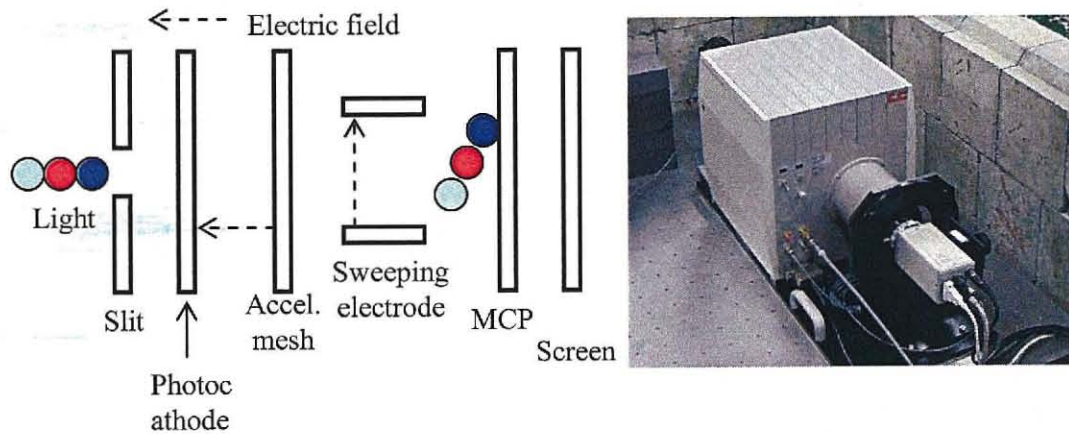


図 29 ストリークカメラの動作原理と写真

3.4.1.2. 測定結果

図 30 に、空間電荷効果の低減と高次効果の補正を行うことでえられた、最短 98 fs の電子線パルスの時間分布を示す。測定時のレーザーのスポットサイズは半径 1 mm、電子銃へのレーザー入射位相は 30° 、加速管での加速位相は 95° (パルス圧縮に最適な位相)、電荷量は 0.17 nC/pulse であった。この結果は、小型加速器では世界最短

であった。また、パルス幅の加速管での加速位相依存性および電荷量依存性を測定した。

図 31 に、パルス幅の加速管での加速位相依存性の測定結果を示す。パルス圧縮を行うためには、適切なエネルギー変調と高次効果の補正が不可欠である。エネルギー分散は加速管での加速位相により変化する。発生電荷量は 1.0 nC/pulse とした。パルス幅は加速管での加速位相とともに変化し、 95° のときエネルギー変調は非線形であり、非線形エネルギー変調による 2 次効果の補正により、パルス幅は 400 fs(rms) と最小となった。また、同時にエネルギー分散も変化した。

図 32 に、パルス幅の電荷量依存の測定結果とシミュレーション結果を示す。加速管への加速位相は 95° (一定) とした。電荷量の調整は、カソード励起ピコ秒レーザーのパワーを調整し、発生電荷量を変化させた。測定結果およびシミュレーション結果から、低電荷量で空間電荷効果によるパルス幅の伸張を抑えることで、フェムト秒電子線パルスが発生できることがわかった。このシミュレーション結果(曲線)は、実験と同じ条件から PARMELA を用いて計算したもので、エンベロープマッチングは加速管出口の四極電磁石(Q1、Q2)のにより行われた。四極電磁石(Q1、Q2)を変化させると、圧縮前のツイスパラメータが変化し、第 2 章で述べた、エンベロープマッチングに相当する。エンベロープマッチングを行わないとき(点線、 $Q1 = -Q2 = 0 \text{ G/cm}$)と、最適化する方向に変化させたとき(破線、 $Q1 = -Q2 = 100 \text{ G/cm}$)(一点鎖線、 $Q1 = -Q2 = 150 \text{ G/cm}$)と、最適化したとき(実線、 $Q1 = 250 \text{ G/cm}$ 、 $Q2 = -260 \text{ G/cm}$)を示した。測定結果は、シミュレーション結果の曲線($Q1 = -Q2 = 100 \text{ G/cm}$)とよく一致した。低電荷量においては、エンベロープマッチングによるパルス幅の違いはあまり見られないが、高電荷量においては有効であることが分かった。しかし、測定では、四極電磁石(Q1、Q2)によるエンベロープマッチングは行っていないので、高電荷量ではさらに短い電子線パルスが発生可能であると考えられる。

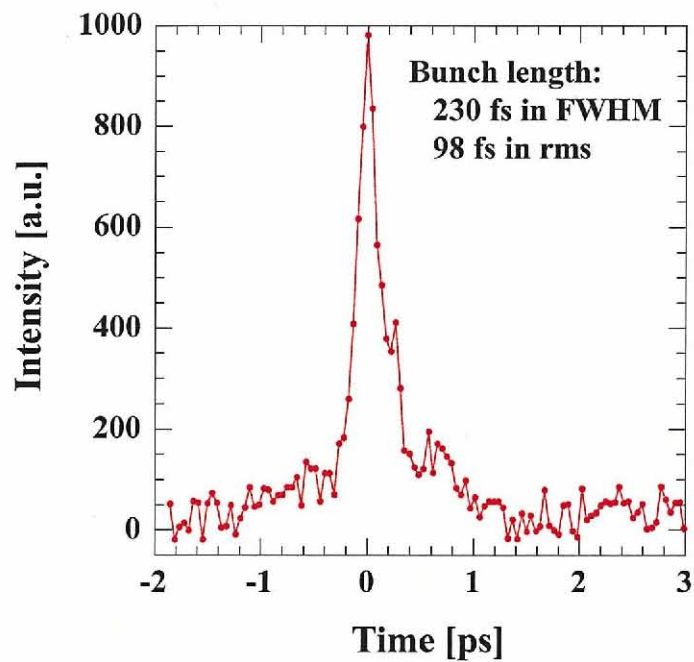


図 30 最短 98fs の電子線パルスの時間分布

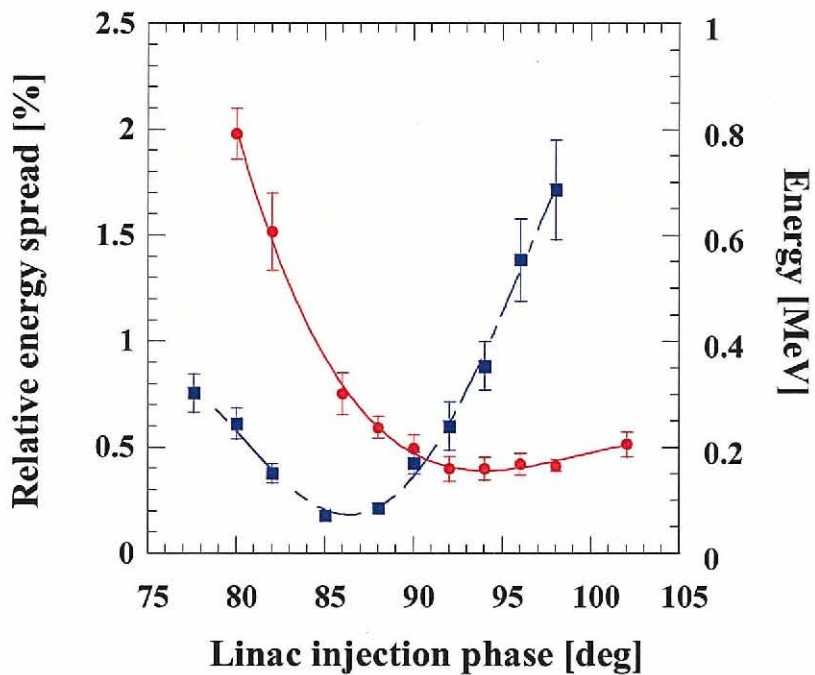


図 31 エネルギー分散とパルス幅

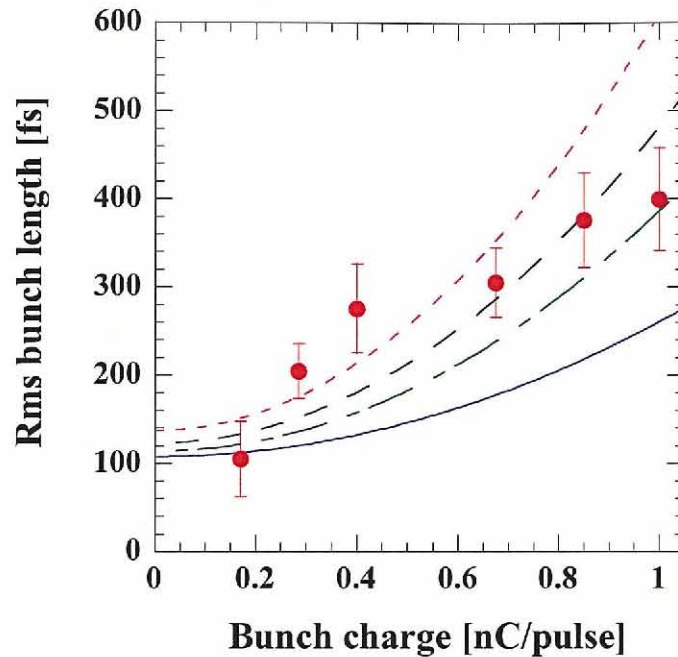


図 32 電荷量と圧縮後のパルス幅の依存性

エンベロープロープマッチングを行わないとき(点線、 $Q1 = -Q2 = 0$ G/cm)と、最適化する方向に変化させたとき(破線、 $Q1 = -Q2 = 100$ G/cm)(一点鎖線、 $Q1 = -Q2 = 150$ G/cm)と、最適化したとき(実線、 $Q1 = 250$ G/cm、 $Q2 = -260$ G/cm)を示した。

3.4.2 半導体の反射率変化によるパルス幅測定

3.4.2.1. 測定方法

3.4.1.2 節では、最短 98 fs の電子線パルス発生に成功したが、放射線誘起高速反応を観測するためにはさらに短い電子線パルスが必要である。しかし、ストリークカメラの時間分解能はほぼ限界に達しており、100 fs 以下のパルス幅を計測するためには新しい手法の開発が必要である。現在、電子線パルス幅計測の手法としては、CSR のスペクトル測定⁷¹、Coherent Transition Radiation (CTR、コヒーレント遷移放射)のスペクトル測定^{72,73,74,75}、deflecting cavity による軸方向分布の径方向分布への変換^{76,77}、加速管における加速位相とエネルギー分散の測定⁷⁸、electro-optic (EO、電気光学)結晶によるパルス電場の測定^{79,80,81}などの研究が精力的に行われている。最近では、EO 結晶を利用した測定で、60 fs の分解能を持つシステムが報告されている⁸¹。しかし、EO 結晶を利用した測定では、電子線パルスのクーロン電場の開き角が電子線パルスのエネルギーに反比例する。つまり、低エネルギーの電子線パルスでは開き角が大きくなるため、100 fs の分解能を持つシステムの開発は非常に困難である。

そこで、GaAs 等の半導体の反射率変化の高速応答性を着目した測定方法の研究を行った。GaAs 等の半導体材料は、高速応答するの光検出器に応用として古くから研究されている。高速応答性を研究するために、光励起による発光や不純物のドーパなどが研究されてきた^{82,83,84}。1980 年後半から、フェムト秒レーザーの発展により、ポンプ・プローブ測定を用いた、過渡吸収飽和による透過率変化が、フェムト秒の時間分解能で測定されるようになり、理論的研究も行われてきた^{85,86,87}。また、フェムト秒レーザーにを用いて、光励起により生成したキャリアのみならず、全固体光パラメトリック発振器(OPO)を用いて赤外光のプローブを生成することにより、透過率変化および反射率変化の測定により、ホールのダイナミクスも計測されるようになった⁸⁸。

光誘起による透過率変化および反射率変化においては、光励起キャリアによって引き起こされる。フェムト秒レーザーを半導体表面に照射すると、励起キャリアが荷電子帯から伝導帯へ励起される。励起された励起キャリアは荷電子帯からの遷移を防ぎ、その結果半導体でのバンド間遷移による光吸収が減少し、過渡的な反射率の増加がレーザー照射と同時に起こる。さらに、励起された電子は、伝導帯内か荷電子帯へ遷移し、再びバンド間遷移による光吸収が増加し、その結果反射率が減少する。また、光誘起による反射率変化および透過率変化は 100 fs 以下で立ち上がり観測されている。もし、同様な立ち上がりを電子線パルス誘起でも観測することができるとすれば、その立ち上がり時間からパルス幅を見積もることができると考えられる。そこで、本研究では、GaAs における、光誘起と電子線パルス誘起による反射率変化の研究を行った。

GaAs のサンプルは、0.5 mm 厚のバルクで、(411)表面上に分子線エピタキシー成長されたものを用いた。光誘起による反射率変化の測定では、ポンプとプローブ共に、Ti:Sapphire フェムト秒レーザーを用い、パルス幅は、80 fs(FWHM)であった。また、ポンプとプローブのパワーは、それぞれ、180、6 mW とした。電子線パルス誘起による反射率変化での測定では、ポンプとして、阪大産研 L-band ライナックからの電子線パルスを用い、パルス幅は 20 ps、電荷量は >10 nC であった。プローブとして、Xe フラッシュランプを用いた。

3.4.2.2. 光誘起による反射率変化

図 33 に、GaAs における光誘起による反射率変化測定光学系とその写真を示す。ここでは、ポンプとプローブに、Ti:Sapphire フェムト秒レーザーを用いた。レーザーパルス幅は、80 fs(FWHM)であり、中心波長は 800 nm、繰り返し周波数は 79.3 MHz である。フェムト秒レーザーは、最初に、偏光スプリッター(PBS)により、ポンプとプローブに分岐された。ポンプパルスは、光チョッパー(C)により、0.8 kHz でチョッピングされた。プローブパルスは、さらにスプリッターで分岐され、反射率変化の信

号の読み取りとレーザーパワー変動を補正するために、それぞれ、フォトディテクター(PD-sig、PD-ref)に入射した。ポンプパルスとプローブパルスの偏光成分は直交しており、反射率変化の信号用の検出器の前の偏光板(P)によりポンプパルスからの測定ノイズを減少させた。ポンプパルスとプローブパルスは、GaAs 表面にスポットサイズ 110 μm (rms)で照射された。

図 34 に、信号のフロー図を示す。それぞれの PD からの信号は、時定数 30 μs の RC 結合型積分回路により、平坦化された。それらを差動増幅器で反射率変化分を増幅し、増幅された信号とチョッパー(C)からのトリガーを用いてロックインアンプによる測定を行った。

図 35 に、光誘起による反射率変化の測定結果を示す。ただし、反射率変化(プロット)と時間幅 70 fs のガウシアン(破線)を示す。立ち上がり時間は、ガウシアンで、70 fs の高速応答性が観測された。また、反射率変化の最大値は、 2.7×10^{-4} であった。測定精度はロックインアンプによる測定で、 10^{-6} オーダーであった。

ここで、反射率変化の応答関数の立ち上がり時間について考えてみる。反射率変化の応答関数の立ち上がり、ポンプパルスとプローブパルスの時間分布がガウシアンであると仮定を行い、それぞれの立ち上がり時間を σ_{rise} 、 σ_{pump} 、 σ_{probe} とすると、実験的に得られた立ち上がり時間(σ_{exp})との関係式は、応答関数とパルス波形の畳み込み積分となるので、

$$\sigma_{exp} = \sqrt{\sigma_{rise}^2 + \sigma_{pump}^2 + \sigma_{probe}^2} \dots\dots\dots (34)$$

となり、実験的に得られた立ち上がり時間(σ_{exp})が 70 fs、ポンプとプローブの立ち上がり時間(σ_{pump} 、 σ_{probe})が、34 fs(FWHM で 80 fs)であるとすると、応答関数の立ち上がり時間(σ_{rise})は、51 fs と見積もることができ、反射率変化の応答性は<100 fs と得られた。

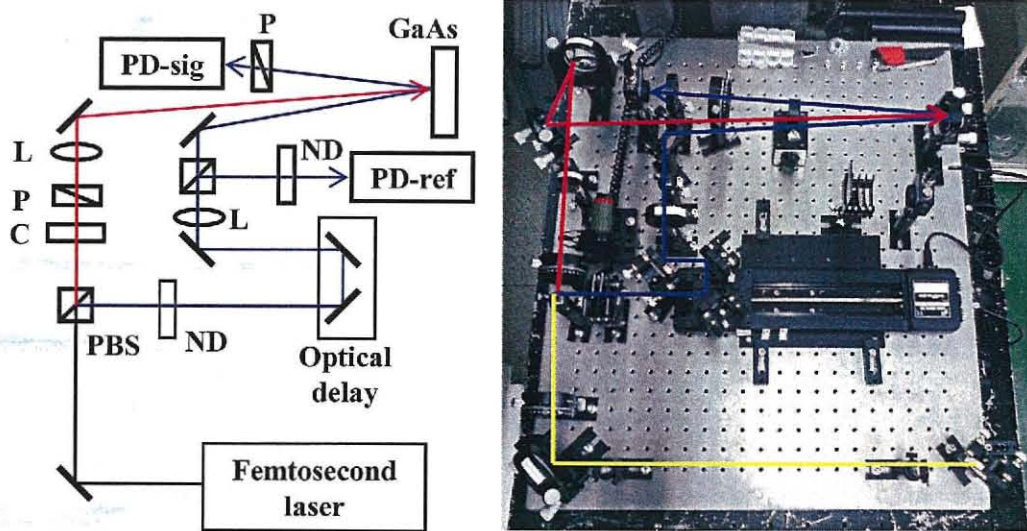


図 33 光誘起による反射率変化測定光学系とその写真

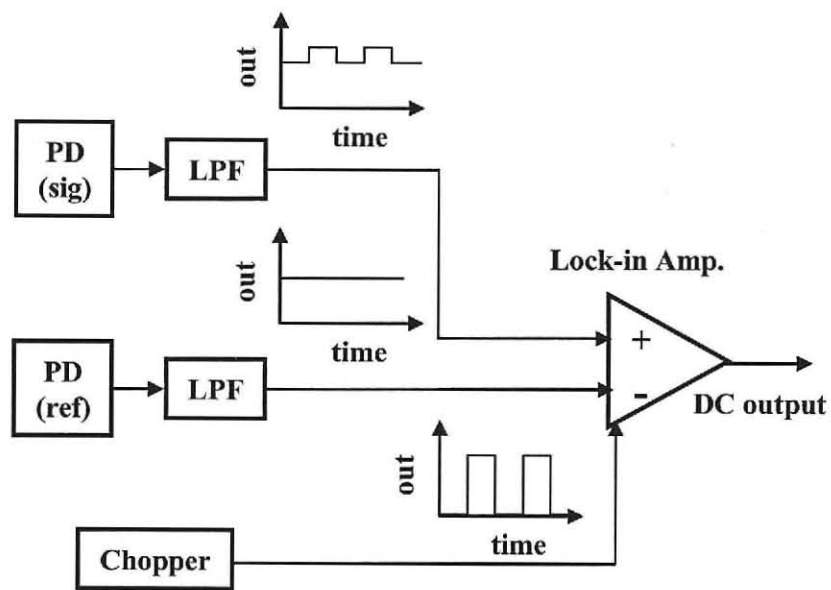


図 34 信号のフロー図

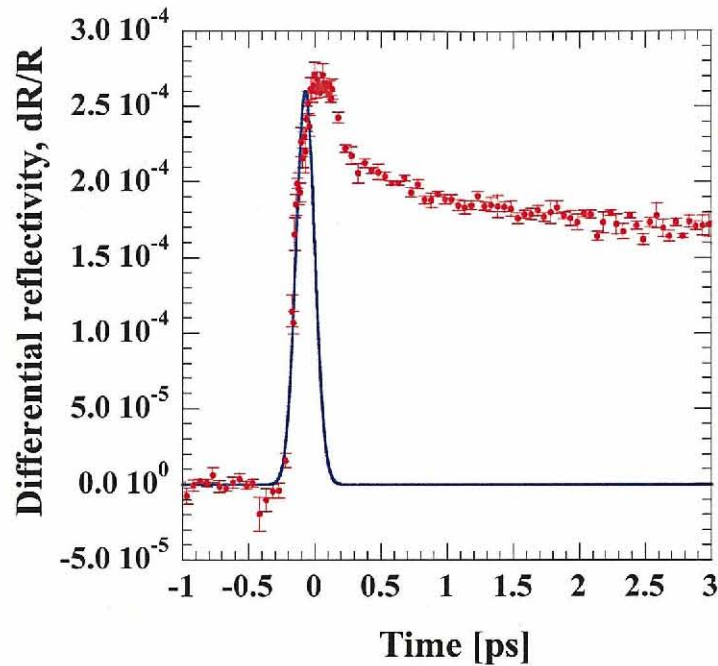


図 35 光誘起反射率変化の測定結果

ただし、反射率変化(プロット)と時間幅 70fs のガウシアン(破線)を示す。

3.4.2.3. 電子線パルス誘起による反射率変化

図 36 に、電子線パルス誘起による反射率変化測定システムの光学系を示す。L-バンドライナックからの電子線パルスと同期した Xe ランプの分析光を空气中で GaAs へ照射した。電子線パルスのエネルギーは 27 MeV、パルス幅は 20 ps、電荷量は 12.5 nC であった。Xe ランプは GaAs 上で焦点を結び、偏光板を通り、分光器と Si フォトダイオード(PD)により検出される。GaAs による発光は Xe ランプの光量よりも非常に大きく、測定ノイズとなるので偏光板により、電子線パルスによる発光が検出されにくいように調整を行った。反射率が電子線パルス励起により変化するとすれば、反射率変化($\Delta R/R$)は次式により定義できる。

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{I}{I_0} - 1 \quad \dots\dots\dots (35)$$

ここで、 I は電子線パルス照射時の光量、 I_0 は電子線パルス照射がないときの光量である。

表 2 に、反射率変化を測定するための測定項目を示す。パルスラジオリシスを行う場合と同様な測定、つまり、電子線パルスの照射と Xe ランプの照射の有無を組み合わせ、PD による測定を行えばよい。さらに、反射率変化は表 2 に示すような、4

種類の測定項目(LB、B、L、Back)を用いて、式(35)を次のように書き換えることができ、

$$I = LB - B$$

$$I_0 = L - \text{Back}$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{I}{I_0} - 1 = \frac{LB - B}{L - \text{Back}} - 1 \quad \dots\dots\dots (36)$$

となる。Xe ランプと電子線パルス照射したときの光量(LB、Xe ランプ+電子線パルスによる発光+反射率変化)から、電子線パルスのみを照射したときの光量(B、電子線パルスによる発光)を引いた時の差が変動すれば、反射率変化がおこることを意味している。

図 37 に、GaAs の電子線パルスによる発光スペクトルと分光光度計により得られた透過率スペクトルを示す。発光スペクトルの強度は、PD で測定されたオシロスコープのピークの値を用いた。バンドギャップ間エネルギーは 1.4 eV であり、波長に換算すると 870 nm となる。発光スペクトルは 890 nm にピークが観測された。透過率スペクトルの測定では、920 nm において大きな減少が見られた。よって、電子線パルス励起により伝導帯へ励起キャリアが生成され、励起キャリアは熱化により伝導帯端に遷移する。その結果、発光スペクトルでは、伝導帯-荷電子帯間のバンド間遷移により、バンドギャップに相当する波長の近辺でピークが観測された。透過率スペクトルでは、920 nm における長波長領域ではバンドギャップ間遷移の減少により透過率の増加、短波長領域ではバンドギャップ間の遷移の増加により透過率の大きな減少が観測された。以上の結果から、電子線パルス励起により、キャリアが生成することと、それによる発光が確認された。発光スペクトルの測定結果から、励起キャリアは熱化した後に、伝導帯端に分布することが得られ、荷電子帯-伝導帯のバンドギャップ間遷移に相当する近辺の波長(880 nm)で、反射率変化の測定を行った。しかし、880 nm における発光は大きくノイズとなる可能性があるので、分光器前の偏光板を調整することにより、PD で測定される発光を小さくした。その結果、GaAs による発光は偏光特性が観測され、Xe ランプの観測される光量が最大となる偏光板の角度と、発光の観測される光量が最低となる偏光板の角度は、30° のずれがあった。そこで、偏光板は発光の光量が最低となる角度で測定を行った。これは、GaAs のサンプルの角度や、検出器に対する面方位などに依存するためであると考えられる。

図 38 に、880 nm における、30 回積算の電子線パルスと Xe ランプの測定結果を示す。それぞれの曲線は表 1 に示すような 4 種類の測定を PD により測定した結果である。図 38 において、L は電子線パルスと同期されている Xe ランプのみの測定であり、測定の時間領域では定常光源とみなすことができる。LB は Xe ランプに電子線パ

ルスによる発光と反射率変化を足し合わせたものである。 B は電子線パルスのみでの発光である。 $Back$ はいずれも照射しないときのものである。 LB と B では、電子線パルスによる発光が観測され、電子線パルスはほぼ0 nsに照射されていることがわかる。

図39に、880 nmにおける、12.5 nCと15 nCの電子線パルス励起による反射率変化($\Delta R/R$)の計算結果を示す。計算には、式(36)を用いた。電荷量の高い方が、大きな反射率変化が観測された。この結果、電子線パルス励起により、伝導帯に励起されたキャリアは熱化した後で伝導帯端に分布し、ほぼバンドギャップに相当する波長(880 nm)における反射率変化が確認された。

しかし、このシステムでの時間分解能は、光検出器の時間分解能であり、nsオーダーである。よって、時間分解能を高めるために、フェムト秒レーザーをプローブに用いる必要があると考えられる。また、880 nmでプローブされるキャリアは、励起されたキャリアが熱化して伝導帯端にたまったキャリアである。また、過去の研究では、光誘起の透過率変化で伝導帯端にたまったキャリアをプローブした場合、ポンプ光を照射後2.5 psのときに、0.13程度の透過率変化が観測されている。よって、本研究でも同様に、0.1程度の反射率変化が観測されたと考えられる。しかし、光検出器の時間分解能のために、プローブされたキャリア密度の時間挙動は明らかにならなかった。したがって、高速応答性を利用するためには、ロックインアンプに測定が有利になる、高繰り返し電子ビームに適用できると考えられる。また、同時に電子線パルス励起によるキャリアの初期分布を観測することも重要であると考えられる。

ここで、電子線パルスでの励起密度について考えてみる。電子線パルスの線エネルギー付与(LET)が全て、キャリア生成に寄与したと仮定する。この場合、生成するキャリア密度(n)は、電子線パルス内の電子数(n_e)、は線エネルギー付与(LET)、は電子線パルスのスポット径(S)、バンドギャップ間のエネルギー(E_g)を用いて、

$$n = \frac{n_e \cdot LET}{S \cdot E_g} \quad \dots\dots\dots (37)$$

となる。ここで、ある。30 MeVの電子線に対する水でのLETは2 MeV/cm程度であり、GaAsの密度は5 g/cm³程度であるので、GaAsにおけるLETは10 MeV/cm(水の5倍)程度であると考えられる。したがって、電子線パルス内の電子数(n_e)、は線エネルギー付与(LET)、は電子線パルスのスポット径(S)、バンドギャップ間のエネルギー(E_g)を、それぞれ、 9.4×10^{10} (15 nC/pulse)、0.01 cm²、10 MeV/cm、1.4 eVとすることにより、励起密度は 6.7×10^{19} /cm³となる。実際には、生成効率のファクターも考慮しなければならないが、過去の光誘起反射率および透過率変化においては $10^{18} \sim 10^{19}$ /cm³と見積もられている^{85,88}。それらと同程度のキャリアが生成されていると考えられる。

表2 それぞれの測定項目と電子線パルス照射およびXeランプの照射の有無

測定項目	Light+Beam (LB)	Beam (B)	Light (L)	Background (Back)
電子線パルス	○	○	×	×
Xeランプ	○	×	○	×

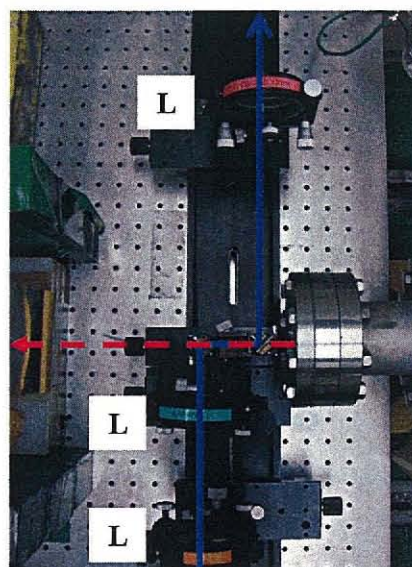
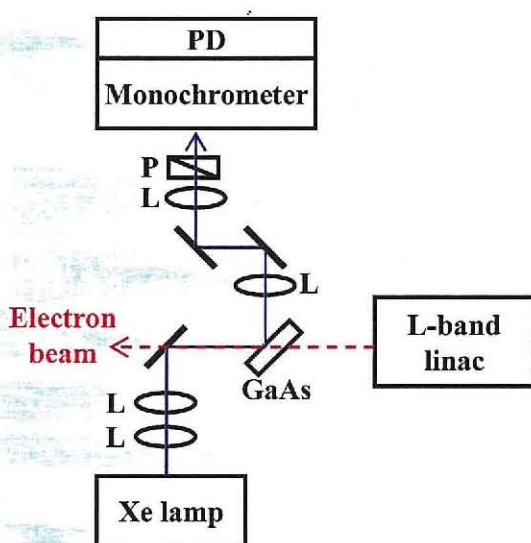


図36 電子線パルス誘起反射率変化の測定光学系

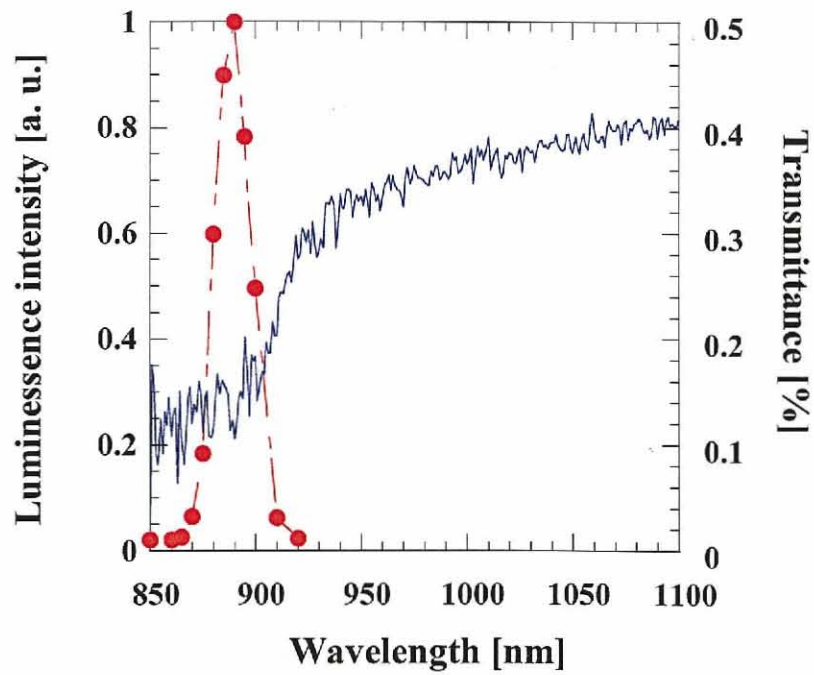


図 37 電子線パルス誘起による発光スペクトル

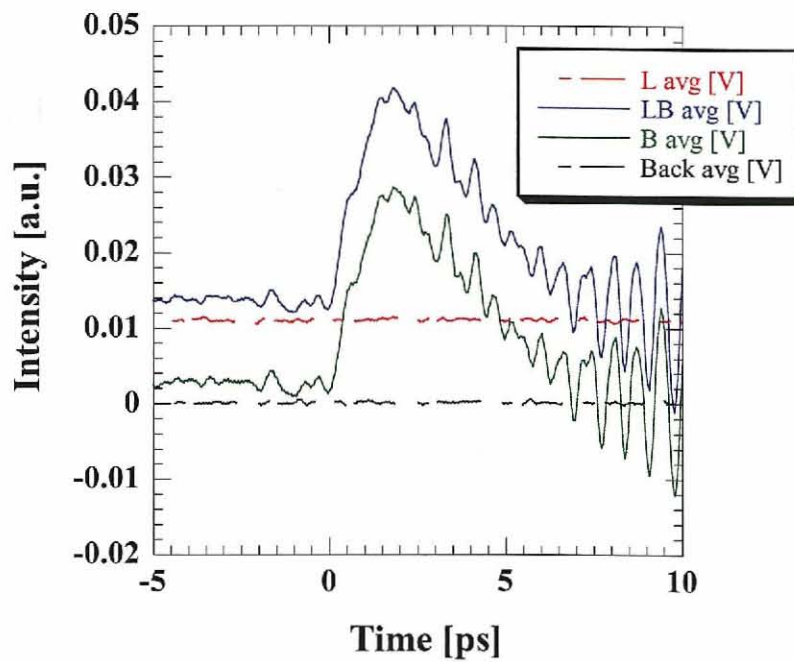


図 38 880nm における Xe ランプと電子線パルスの組み合わせ

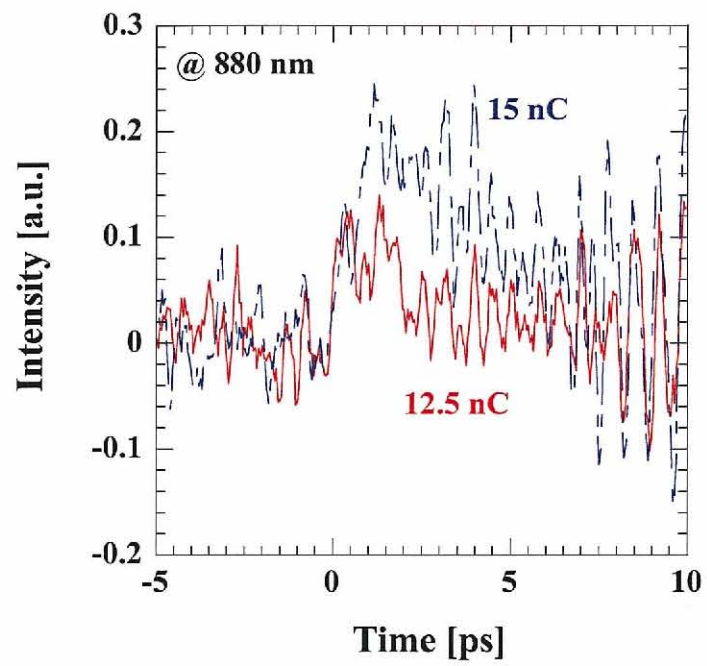


図 39 電子線パルス誘起による反射率変化

第4章 アト秒電子線パルス発生の研究

4.1. アト秒電子線パルスの発生

アト秒電子線パルスを発生するためには、第2章と第3章でも行われたような磁気パルス圧縮が不可欠である。しかし、第2章から得られた結果を考慮すると、エミッタンス、空間電荷効果、CSRの効果の低減が必要であることは、明らかである。第2章から得られた結果からは、2次効果によるパルス幅の増大は200 fsであり、六極電磁石による補正が不可欠である。しかし、2次効果を補正したとしても、径方向エミッタンスが1 mm-mrad増加するとパルス幅が1.7 fs増加することが得られ、3次効果(U_{5666})によるパルス幅の増大でさえ3 fsとなるため、アト秒電子線パルスを発生するためには、新たな技術が不可欠である。

そこで、シミュレーションにより磁気パルス圧縮におけるアト秒電子ビームダイナミクスを研究した。六極電磁石による2次効果の補正を行い、フェムト秒電子線パルスのパルス圧縮を行うことにより、高次効果を低減できることを発見した。また、アト秒電子線パルスを発生するためには、極低エミッタンスかつフェムト秒、さらには、低電荷量の電子線パルスが必要であることがわかった。

そのために、アト秒電子線パルス発生システムの考案を行った。このシステムは、現在のシステムから、カソード例起用レーザーをピコ秒からフェムト秒に変更し、フェムト秒電子線パルスを発生できる電子銃に置き換え、六極電磁石による2次効果の完全な補正を行うことができるのが特徴である。また、極低エミッタンスかつフェムト秒の電子線パルスを発生するために、新たなフェムト秒レーザーフォトカソード電子銃を開発した。現在の電子銃のQ値を度向上することに成功した。最後に、フェムト秒レーザーでカソードを励起することにより、フェムト秒の電子線パルスを発生し、磁気パルス圧縮器によりアト秒電子線パルス発生シミュレーションを行った。

4.2. アト秒電子ビームのダイナミクス

磁気パルス圧縮器における、高次効果とエミッタンスと空間電荷効果によるパルス幅の増大は、PARMELA 計算コードを用いて計算した。また、CSRによるパルス幅の増大は、ELEGANT 計算コードを用いて計算した。径方向と軸方向エミッタンスは0.1 mm-mrad と 0.01 keV-deg とした。初期ビーム径は0.26 mm(一定)とした。このビー

ム径は空間電荷効果を考慮しないとき、0.1 mm-mrad でエンベロープマッチングを行い、パルス幅が最小となった最適値である。ビームエネルギーは 35 MeV とした。

4.2.1 高次効果とエミッタンスによるパルス幅

アト秒電子線パルスを発生する上では、2章で得られた高次効果の影響を補正もしくは低減が不可欠である。式(2)における、2次効果 (T_{566}) に対しては、六極電磁石の精密補正を行うことにより、完全に補正することができる。しかし、その他の項に関しては補正を行うことはできない。

そこで本研究では、磁気パルス圧縮のために必要なエネルギー分散に着目し、高次効果の低減方法を考案した。磁気パルス圧縮器における線形効果(R_{56})は一定(62.6 mm)であり、パルス圧縮を適切に行うために必要なエネルギー分散(δE)は、初期(圧縮前)パルス幅(σ_0)を用いて、 $\delta E = \sigma_0 / R_{56}$ 、と表すことができる。つまり、必要なエネルギー分散は、初期パルス幅に比例するため、エネルギー分散(δE)が寄与する含む高次効果を低減することができる。したがって、その他の2次効果($f(T_{511} \cdots T_{565})$)と3次効果 (U_{5666}) によるパルス幅を低減できる。例えば、初期パルス幅が 2.1 ps と 100 fs のときの、2次効果と3次効果によるパルス幅の増大を計算してみる。2次効果はエネルギー分散の2乗に比例するため、200 fs から 0.4 fs に低減されるが、無視はできないため、六極電磁石による完全な補正を行うことにした。また、3次効果によるパルス幅の増大は 3 fs から 0.4 as に低減できることが得られ、アト秒電子線パルス発生においては無視できることが分かった。エミッタンスによるパルス幅は、その他の2次効果($f(T_{511} \cdots T_{565})$)によるが、低エネルギー分散によっても低減できることが予想される。

図 40 に、圧縮後の電子パルス幅の初期パルス幅依存性を示す。ただし、実線は 0.1 pC、一点鎖線は 1 pC の電荷量での計算結果を示す。この結果から、パルス幅は、初期パルス幅に依存することが明らかになった。初期パルス幅を増加させると、高次効果によりパルス幅が増大した。しかし、逆に初期パルス幅を減少させても、空間電荷効果によりパルス幅が増大した。特に、1 pC のとき、圧縮後に軸方向エミッタンスが増大しパルス幅の増大となるが、圧縮前の自由空間でも軸方向エミッタンスが増加しており、最適な圧縮を行うためには電荷量と初期パルス幅の最適値があると考えられる。電荷量が 1 pC のときは、初期パルス幅が 200 fs で最適となり、圧縮後のパルス幅は 2 fs となった。しかし、電荷量が 0.1 pC では、初期パルス幅が 100 fs のとき最適となった。

図 41 に、初期パルス幅が 100 fs としたときの、圧縮後の電子パルス幅のエミッタンス依存性を示す。ただし、実線は 0.1 pC、一点鎖線は 1 pC の電荷量での計算結果を示す。エミッタンスによるパルス幅の増大だけ計算するため、空間電荷効果は考

慮していない。軸方向エミッタンスが小さい時、径方向エミッタンスによるパルス幅の増大が支配することが分かった。アト秒電子線パルスが発生するためには、軸方向エミッタンスが 0.01 deg-keV 以下で、径方向エミッタンスは 0.1 mm-mrad 以下である必要があることが分かった。

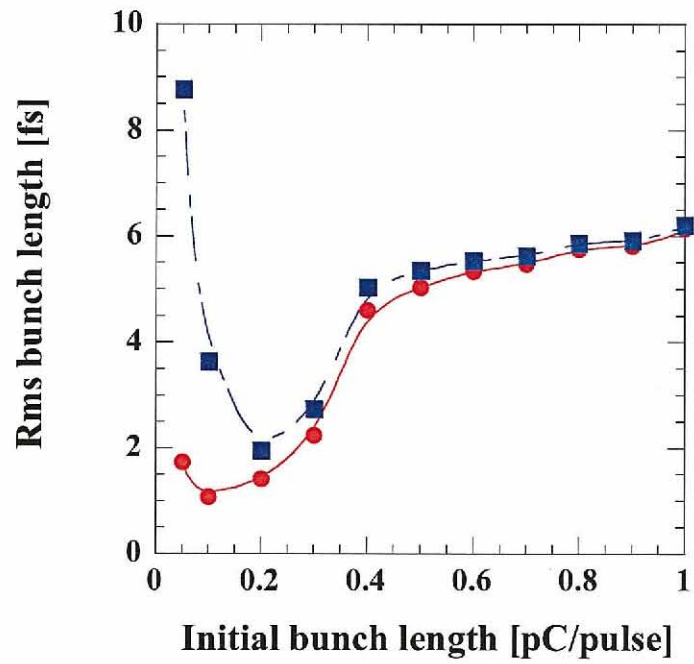


図 40 圧縮後のパルス幅の初期パルス幅依存性

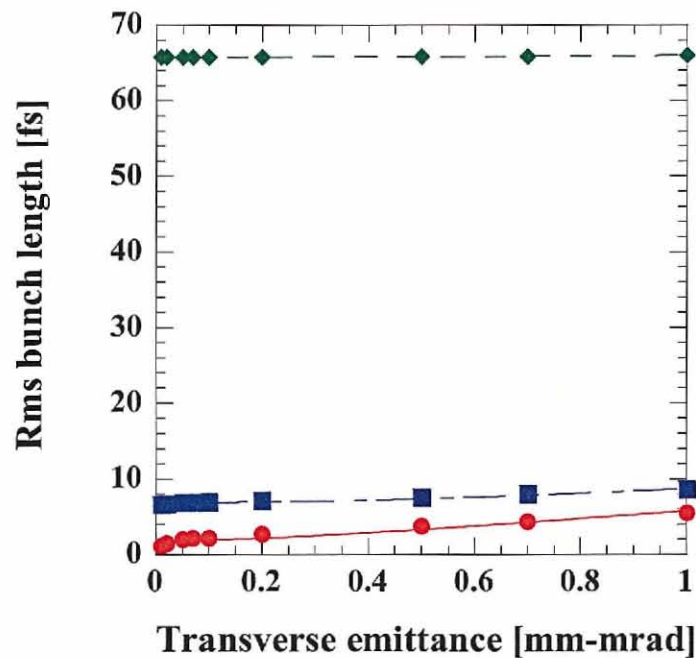


図 41 圧縮後のパルス幅の径方向エミッタンス依存性

4.2.2 空間電荷効果と CSR によるパルス幅

図 42 に、空間電荷効果によるパルス幅の増大の計算結果を示す。ただし、径方向エミッタンスは 0.1 mm-mrad に固定し、実線は 0.01、一点鎖線は 0.1、破線は 0.2 deg-keV の軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。曲線は、式(4)によるフィッティング結果である。その結果、式(4)において、空間電荷効果によるパルス幅の増大は、 3.39 ± 0.08 fs/pC と得られた。つまり、電荷量が 1 pC のとき、3.4 fs 増加することが分かった。

図 43 に、CSR によるパルス幅の増大の計算結果を示す。ただし、径方向エミッタンスは 0.1 mm-mrad に固定し、実線は 0.01、一点鎖線は 0.1、破線は 0.2 deg-keV の軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。曲線は、式(5)によるフィッティング結果である。その結果、式(5)において、空間電荷効果によるパルス幅の増大は、 2.57 ± 0.1 fs/pC と得られた。つまり、電荷量が 1 pC のとき、2.6 fs 増加することが分かった。

空間電荷効果と CSR によるパルス幅の増大は、第 2 章で得られたものよりも、30 倍程度高いものとなった。第 2 章と本章におけるの初期ビーム径と圧縮後のビーム径を表 3 に示す。空間電荷効果は電子線パルスの体積と電荷量によって決まり、パルス幅にも相関がある。第 2 章の圧縮前のビーム断面積は、本章の 4 倍程度となった。圧縮後に関しては、160 倍程度となったが、空間電荷効果と CSR によるパルス幅増大

の係数は 30 倍程度であり、空間電荷効果が複雑な影響を及ぼすために、必ずしもビーム断面積のみでパルス幅の増大を定量的には評価できないものと考えられる。しかし、空間電荷効果と CSR によるパルス幅の増大の比は、第 2 章では 0.75、本章では 0.67 となり、ほぼ近い比であることが分かった。本章でも、空間電荷効果によるパルス幅の増大のほうが、CSR によるパルス幅の増大より大きいことが分かったが、アト秒電子線パルスが発生する上ではどちらも無視できない。また、アト秒電子線パルスが発生するためには、1 pC 以下の低電荷量の電子線パルスを圧縮する必要がある。

表 3 第 2 章と本章におけるの初期ビーム径と圧縮後のビーム径
ただし、単位は[mm]である。

	圧縮前		圧縮後	
	x	y	X	y
第 2 章	0.5	0.5	0.33	1.9
本章	0.26	0.26	0.033	0.12

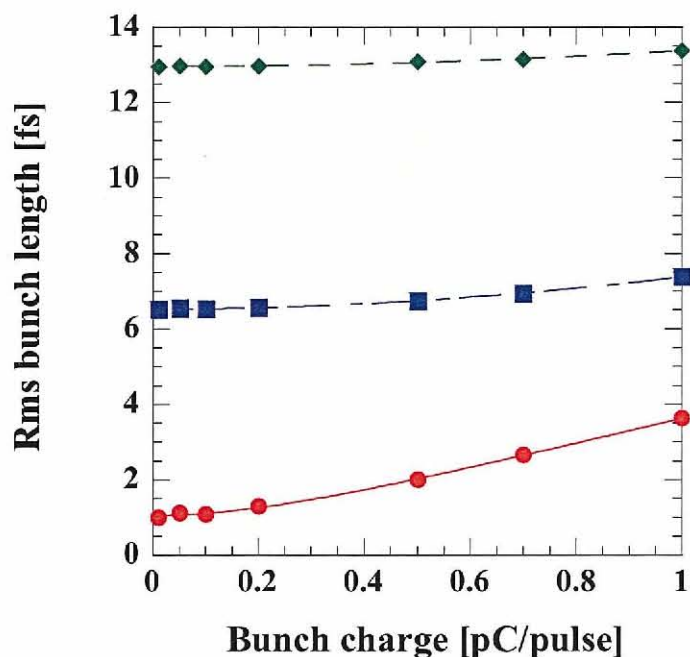


図 42 空間電荷効果によるパルス幅の増大

ただし、径方向エミッタンスは 0.1 mm-mrad に固定し、実線は 0.01、一点鎖線は 0.1、破線は 0.2 deg-keV の軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。

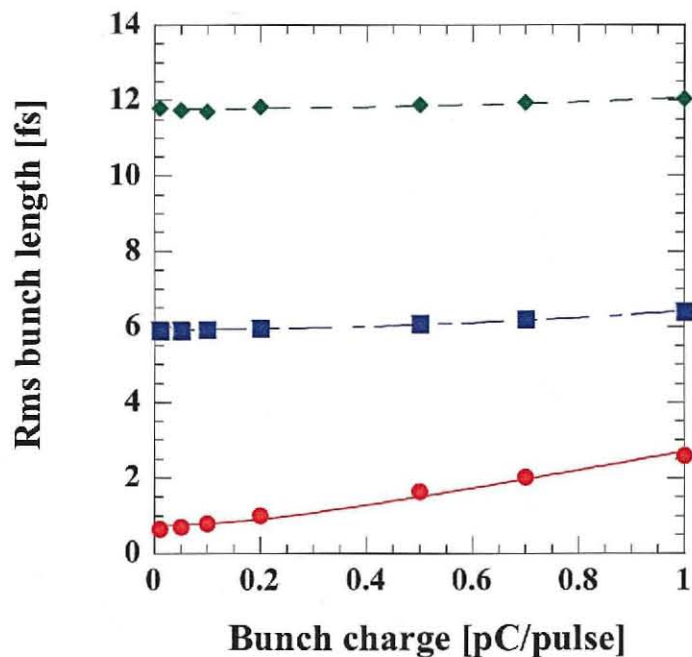


図 43 CSR によるパルス幅の増大

ただし、径方向エミッタンスは 0.1 mm-mrad に固定し、実線は 0.01、一点鎖線は 0.1、破線は 0.2 deg-keV の軸方向エミッタンスを持つ電子線パルスの計算結果を示す。

4.3. アト秒電子線パルス発生システム

図 44 に、アト秒電子線パルス発生システムを示す。このシステムは、現在のシステムから、カソード起用レーザーをピコ秒からフェムト秒に変更し、フェムト秒電子線パルスを発生できる電子銃に置き換え、六極電磁石(S1,S2)を導入している。フォトカソード RF 電子銃から低エミッタンス・フェムト秒電子線パルスを発生し、加速管によるエネルギー変調を行い、最後に、磁気パルス圧縮器でフェムト秒電子パルスからアト秒電子線パルスを生成する。フェムト秒電子線パルスを圧縮することにより、高次効果の低減を行い、六極電磁石により、2 次効果の完全な補正を行う。

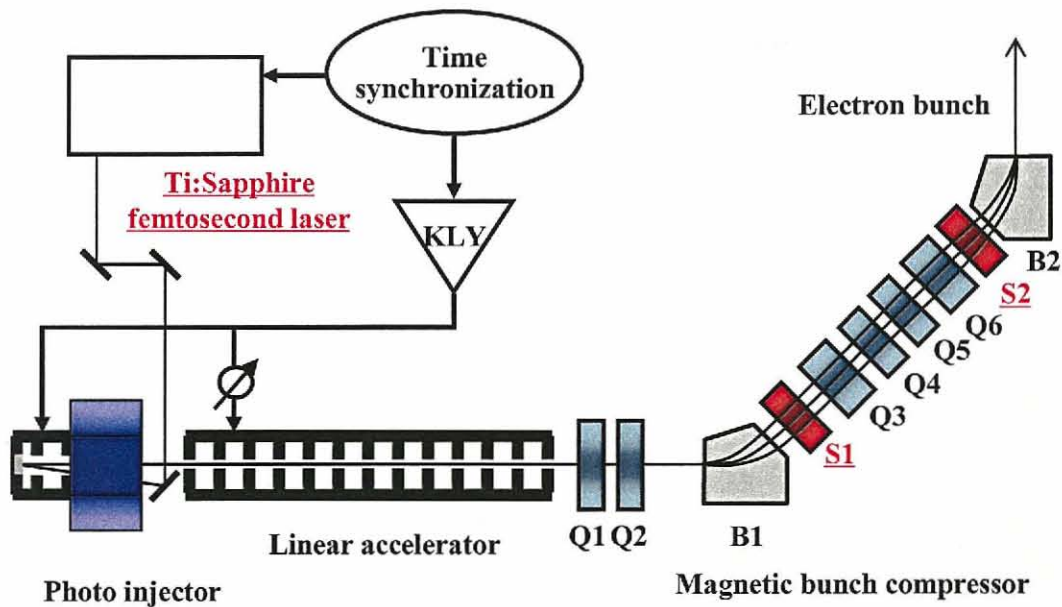


図 44 アト秒電子線パルス発生システム

4.3.1 フェムト秒電子銃の製作

アト秒電子線パルスが発生するためには、極低エミッタンスかつフェムト秒の電子線パルスが不可欠である。そこで、カソードをフェムト秒レーザー励起により、フェムト秒電子線パルスが発生するための、S-バンドフォトカソード RF 電子銃の製作を、KEK(High Energy Accelerator Research Organization、高エネルギー加速器研究機構)のATF(Accelerator Test Facility)において行った。

本 RF 電子銃は、一般的な BNL-GunIV タイプの電子銃であり、ハーフセルとフルセルから構成される。RF パワーはフルセルから供給される。本 RF 電子銃の特徴として、従来の電子銃と比較して、改善した点を以下にあげる。これらの特徴は、Q 値の増加、暗電流の減少、カソード材質変更の融通性などがあげられる。

- 従来のビームポートを取り外し、セルの対称性を向上させた。
- 従来のピンを挿入するチューナーをはずし、セル壁面を變形させるチューナーを採用した。
- カソードプレートとハーフセル間のヘリコフレックスをはずし、ロウ付けした。
- カートリッジ式カソードの挿入機構を持つようにした。

表4に、本RF電子銃の製作における、共振周波数の目標 [MHz] を示す。36°C真空(最終目標)は、 π モードの共振周波数が2856.00 MHzであり、Q値がピークとなる時の0モードの共振周波数の差は3.29 MHzであることが、Superfishコード⁸⁹を用いて計算された。22°C大気(ロウ付後)は最終目標から見積もられた。22°C大気(ロウ付前)は、過去の京大のRF電子銃製作のデータを基に、ロウ付け前後でハーフセル単体とフルセル単体の共振周波数の増加 [MHz] は、それぞれ、0.07、1.3であったため、その増加量により予測した。

共振周波数の測定はネットワークアナライザ(Agilent製N5230A)を用いてRFの反射率を測定することにより行われた。セルを組み立て後の締め付けトルクは50 kg/cmとした。締め付けトルクにより、空洞の形が変化すると、空洞内の体積が変化し、共振周波数の再現性を持たせるために、締め付けトルクはトルクレンチを用いて計測した。測定項目として、0モード、 π モード、ハーフセル単体、フルセル単体の共振周波数を測定した。セル単体の共振周波数は、どちらかのセルに導体を挿入し、デチューンすることで測定を行った。セルの精密切削加工はNC旋盤(FUNUC製15-T)を用いた。切削油にはケロシンを用い、切削後はアルコール超音波洗浄を行った。

表5に、切削加工ごとの共振周波数と目標値 [MHz] を示す。切削を行うことにより、空洞の体積は増加し、共振周波数は増加した。共振周波数の測定は、図45に、示すように治具でRF電子銃を固定し行った。過去に行われた京大のRF電子銃製作データを基に、ハーフセル径とフルセルの径 [mm] は、それぞれ、83.000、83.520とした。さらに切削を行い、それぞれの径を83.080 (+80um)、83.600 (+80um)とした。最終寸法として83.090 (+10um)、83.650 (+50um)とし、3度の切削加工を行った。それぞれの測定結果と目標周波数を表6に示す。3度目の切削加工での共振周波数の測定では、十分に目標値に近づけることができた。最終切削加工後の0モードと π モードのゲイン [dB] は、それぞれ、-4.6、-2.6であった。切削量10 umにつき、ハーフセルとフルセルの共振周波数の減少 [MHz] は、それぞれ、0.37~0.40、0.22~0.45と得られた。ロウ付けは水素炉を用いて行われた。まず、ハーフセルとフルセルがロウ付けされた。

表6に、ロウ付け前後の測定結果と目標値 [MHz] を示す。ロウ付けにより、ハーフセル単体の共振周波数はほとんど変化しなかったが、フルセル単体の共振周波数の増加は、予測では1.3 MHzであったのに対し、2.6 MHzほど増加した。この原因は、京大のRF電子銃製作に比べ、フルセルとハーフセルのインロー部の溝までロウ材が溶けて、侵入してきたためであると考えられる。つまり、フルセルの体積が予測より減少し、その結果共振周波数の増加となった。そこで、フルセルの共振周波数を、フルセルにあるチューナーによりチューニングを行った。フルセルに付いている4箇所

のチューナーを用い、均等に壁面を広げる方向に変形させ、フルセルの共振周波数を 1.1 MHz 減少させた。次に、導波管に挿入するピンの調整を行った。ピンの挿入量により、導波管とセルのインピーダンスのマッチングをマッチングし、ゲインが大きくなるように、ピンを固定した。ピンの調整により、 π モードの共振周波数ピークは、-12.3 dB から -31.0 dB となった。導波管と固定されたピンをセットし、すべての部品がロウ付けされた。すべての部品がロウ付けされた後に、ハーフセルとフルセルのチューニングと Q 値と電場の測定を行った。

表 7 に、チューニング前後での共振周波数の変化を示す。チューニングは、ハーフセルとフルセルのチューナーに共振周波数の減少 [MHz] を、それぞれ、0.42、0.36 とした。目標周波数に十分近い値が得られた。Q 値の測定は、 π モードの共振周波数のゲインがピークとなる周波数を f_0 とし、ゲインが -3 dB となる周波数を高いほうから f_1 、 f_2 とすると、 $Q = f_0 / (f_1 - f_0)$ として、Q 値は 10700 と得られた。現在の電子銃の Q 値は 10000 であり、約 1 割程度 Q 値を向上することに成功した。

図 46 に、空洞内の電場測定結果を示す。電場測定はビード法をにより測定を行った。空洞内に伝導体が存在すると、空洞内の体積が減少し、ビードの存在する位置の電場強度に応じて、共振周波数がずれる。ビードはカソード近傍からフルセルの方向に移動したときの π モードの共振周波数のずれから、電場強度を計算した。原点は、カソード近傍の電場強度を現す。フルセル中間での電場強度とカソード近傍での電場の比は、0.92 と得られた。

図 47 に、ロウ付けおよび最終チューニング作業の終了した RF 電子銃の写真を示す。本電子銃は現在、フェムト秒電子銃として、超高速電子線回折による実験準備がされている。

表 4 測定条件と目標共振周波数 [MHz]
ただし単位は MHz である。

条件	22°C 大気 (ロウ付前)	22°C 大気 (ロウ付後)	36°C 真空 (最終目標)
0 モード		2852.45	2852.71
π モード		2855.75	2856.00
ハーフセル	2853.57	2853.64	
フルセル	2853.22	2854.52	

表 5 切削による共振周波数の変化 [MHz]

切削回数	1	2	3	目標 (ロウ付前)
0モード	2855.65	2852.99	2851.84	
π モード	2858.71	2856.42	2855.04	
ハーフセル	2857.15	2853.94	2853.57	2853.57
フルセル	2857.20	2855.38	2853.12	2853.22

表 6 ロウ付けとチューニングによる共振周波数の変化 [MHz]

条件	ロウ付前	ロウ付後 (チューニング前)	ロウ付後 (チューニング後)	目標 (ロウ付後)
0モード	2851.84	2852.92	2852.73	2852.45
π モード	2855.04	2856.48	2855.96	2855.75
ハーフセル	2853.57	2853.88	2853.88	2853.64
フルセル	2853.12	2855.80	2854.70	2854.52

表 7 チューニングによる共振周波数の変化 [MHz]

条件	ロウ付後 (チューニング前)	ロウ付後 (チューニング後)	目標 (ロウ付後)
0モード	2852.93	2852.55	2852.45
π モード	2856.14	2855.75	2855.75
ハーフセル	2854.10	2853.68	2853.64
フルセル	2854.88	2854.52	2854.52

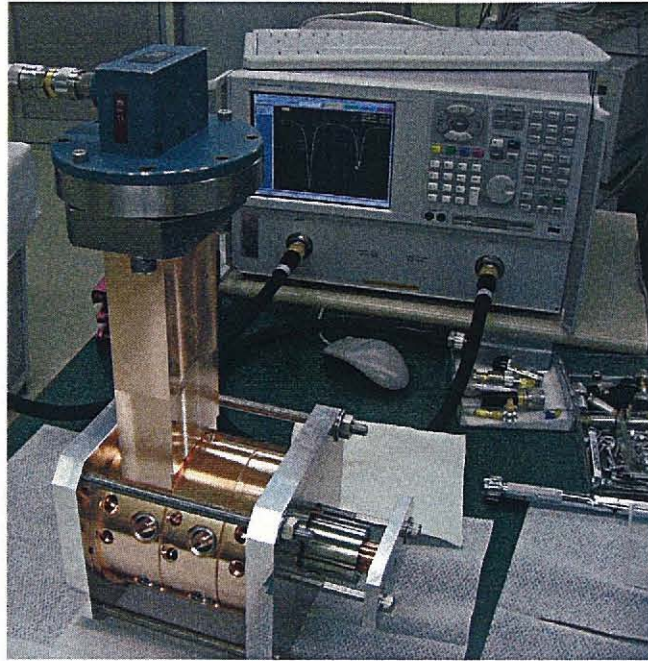


図 45 治具によって固定された RF 電子銃の写真

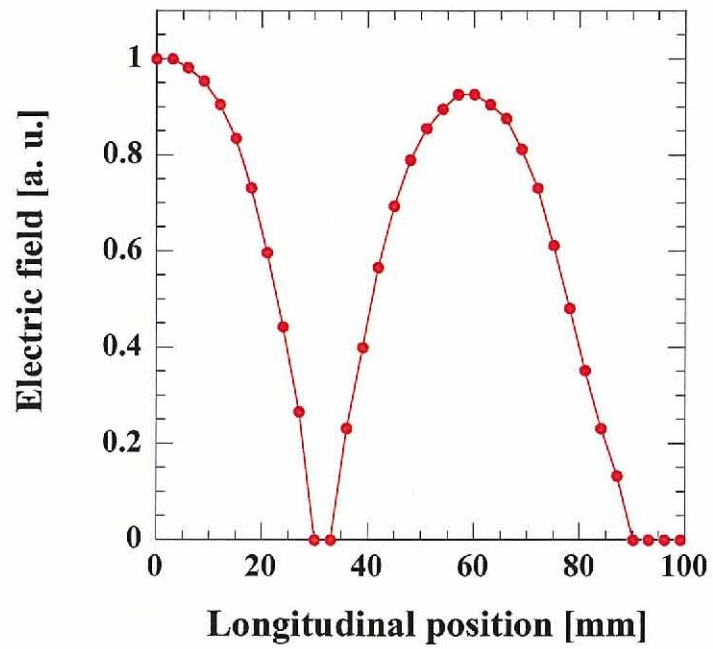


図 46 軸方向電場強度の測定結果

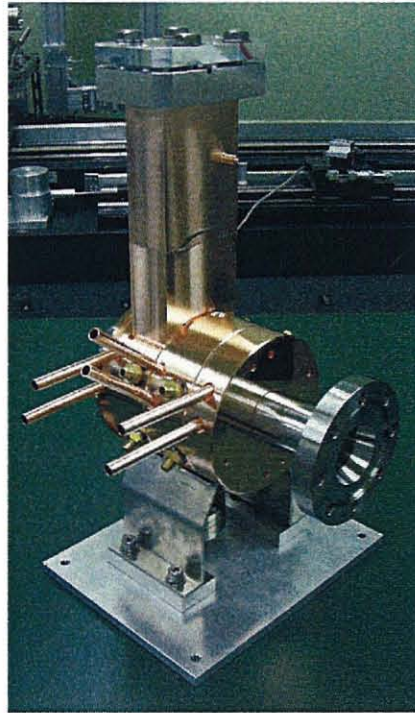


図 47 完成した RF 電子銃の写真

4.3.2 アト秒電子線パルス発生シミュレーション結果

アト秒電子線パルスを生成するために、フェムト秒レーザーでカソードを励起し、RF 電子銃で低エミッタンス・フェムト秒の電子線パルスを発生する。発生したフェムト秒電子線パルスを、加速管で加速する共にエネルギー変調を行い、最後に磁気パルス圧縮器によりアト秒電子線パルスを生成する。この時、フェムト秒電子線パルスの発生による高次効果の低減、六極電磁石による 2 次効果の補正、エンベロープマッチング、加速管の位相、入射レーザーパラメーターをシミュレーションにより最適化した。

図 48 に、電荷量が 0.01 pC の時の位相空間分布を示す。このときのシミュレーション条件は、電子銃でのレーザー入射位相を 30° として、加速管での加速位相はパルス幅に対して最適化された。ビームエネルギーは 35 MeV であった。加速管出口の四極電磁石(Q1、Q2)によりエンベロープマッチングを行い、六極電磁石による 2 次効果の補正によりパルス幅を最適化した。その結果、電荷量が 0.01 pC のとき、本考案したアト秒電子線パルス発生システムでは、780 as の電子線パルスを発生できることが分かった。この時のエミッタンスは 0.004 keV-d eg と 0.01 mm-mrad(熱エミッタンスが含まれず)であった。得られたパルス幅および電荷量は、集団イオン化の研究に適用できると考えられる。

図 49 に、電荷量が 0.1 pC のときのシミュレーション結果を示す。パルス幅が 3.2 fs 増大することがシミュレーションで分かった示す)。これは、空間電荷効果、CSR やエミッタンスによるパルス幅の増大と考えられる。電荷量が 0.1 pC の時、ビームのエミッタンスは 0.04 keV-deg と 0.03 mm-mrad(熱エミッタンスが含まれず)であった。

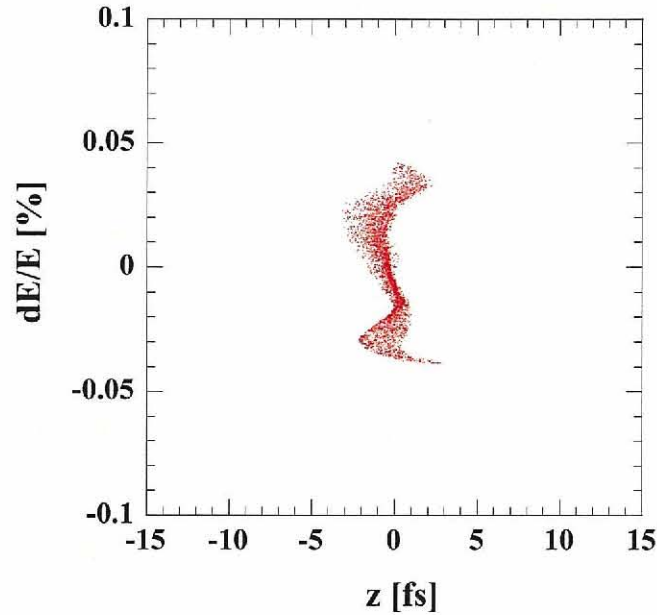


図 48 電荷量が 0.01 pC の時の位相空間分布(rms パルス幅 : 780 as)

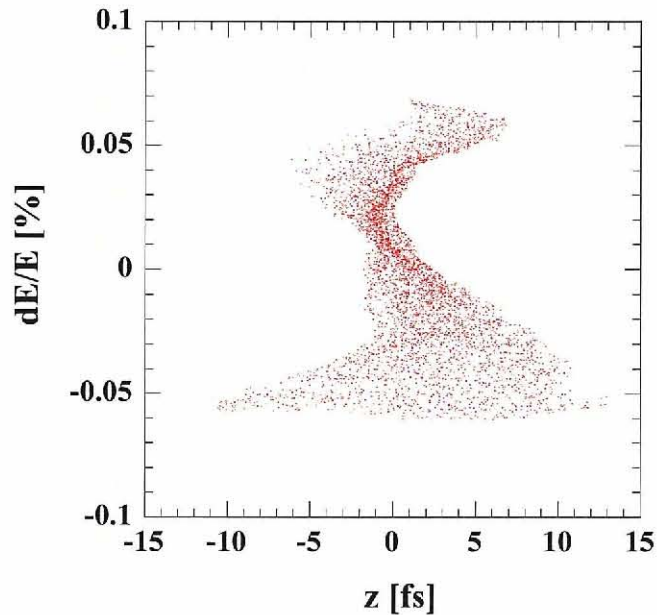


図 49 電荷量が 0.1 pC の時の位相空間分布(rms パルス幅 : 3.2 fs)

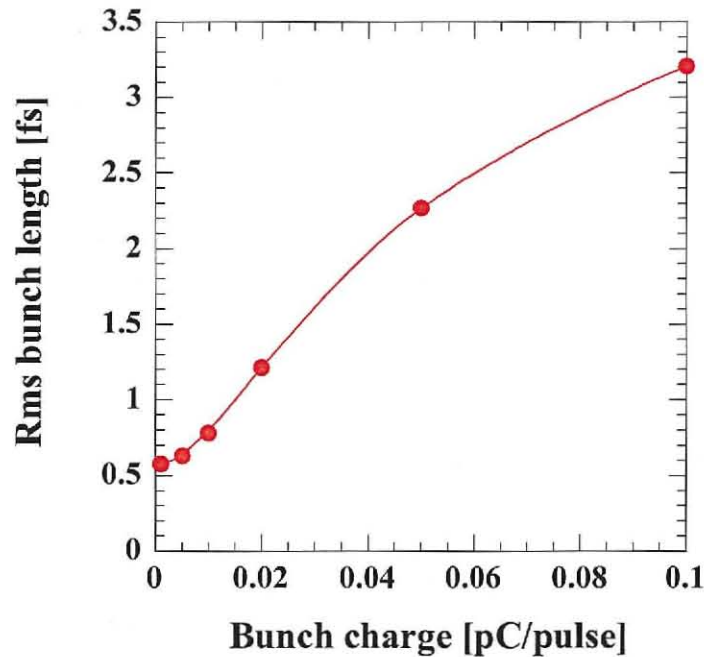


図 50 パルス幅の電荷量依存性

4.4. アト秒電子線パルスの応用と展望

アト秒電子線パルスを発生する上での課題は、0.1 mm-mrad 以下の低エミッタンスかつフェムト秒の電子ビーム発生と高次効果の補正と低減である。エミッタンスについては、電子銃のカソード材質や加速位相や電場やレーザースポットサイズや発生電荷量に依存する。低電荷量でスポットサイズを小さくすることで、熱エミッタンスまで下げることが可能である。また、カソード励起レーザーの波長に依存し⁹⁰、銅カソードにおける熱エミッタンスは0.1 mm-mrad と報告されており⁶、0.1 mm-mrad 以下の低エミッタンス電子ビームはスポットサイズ、励起レーザーの波長、RF 電場の最適化などにより可能となる。

高次効果の補正と低減については、六極電磁石による2次効果(T_{566})の完全な補正、フェムト秒レーザーを用いた電子ビーム発生による、その他の2次効果($T_{511} \sim T_{565}$)および3次効果(U_{5666})の低減により可能であることがわかった。しかし、フェムト秒レーザーを用いた電子ビーム発生を行うためには、基本波(800 nm)を非線形結晶により3倍波(266 nm)に変換することにより発生可能である。これは、光子エネルギーがカソード(銅)の仕事関数を超えるために必要な条件である。また、銅カソードにおけるレーザーの応答性は、1~10 fs 程度と見積もられており⁹¹、100 fs の電子線パルスは、空間

電荷効果を低減すれば発生可能である。そのようにして発生された電子線パルスの応用として、集団イオン化とパルスラジオリシスが挙げられる。

集団イオン化への応用においては、直接物質に照射することにより、電荷量に非線形な中間活性種の収量を観測すれば、十分利用可能である。

パルスラジオリシスへの応用においては、放射線誘起による超高速反応能解析のための、アト秒パルスラジオリシスにおける吸収強度に関しては、既存の技術で解決できる。パルスラジオリシスにおける吸収強度は、電荷量とセル長に比例し、アト秒の時間分解能を達成するためには、低電荷量(0.01 pC)かつ短いセル長(100 nm)で行う必要がある。最近のパルスラジオリシスでは 100 pC で 100 μ m のセル長で得られる吸収強度の測定が可能となっている。つまり、アト秒パルスラジオリシスにおける吸収強度は、現状より 7 桁低く(電荷量: 4 桁、セル長: 3 桁)なる。その対策として、等価速度分光法⁹²と高繰り返し化が挙げられる。まず、等価速度分光法は、電子線パルスの波面をレーザーの波面と一致させることにより、サンプルセル中における光と電子線パルスの速度差による時間分解能劣化の補正と、有効的なセル長を大きくすることができる手法である。例えば、1mm 程度のビーム径で行えば、セル長もビーム径と同程度になり、吸収強度を 4 桁増加できる。次に、ビームを高繰り返し化(1 kHz)することにより 3 桁の測定精度(S/N 比)を向上可能である。現在のパルスラジオリシスでは、オシロスコープによる測定であり 10^3 程度の精度がある。しかし、本研究の 3.4.2.2 節に示すような、ロックイン検出を行えば、測定精度は 10^6 程度となり、現状よりも 3 桁向上することになる。したがって、等価速度分光法と高繰り返し化により、現状より 7 桁低い吸収強度であっても、アト秒パルスラジオリシスが可能となる。

また、このようなサブフェムト～アト秒の領域では、例えば 1 eV で 650 アト秒の不確定性があるので、不確定性原理の領域に達することになると考えている。このような時間領域では、時間とエネルギーの不確定性を含んだ情報が得られ、今までに無いダイナミクスの研究が可能となることは、極めて独創的内容を有する工学的かつ学術的成果が期待される。

第5章 結論

本研究では、レーザーフォトカソード RF 電子銃を用いた、フェムト秒・アト秒電子線パルス発生の研究を行った。本研究における目標は、実験的に 100 フェムト秒電子線パルスを発生し、シミュレーションではサブフェムト秒電子線パルス発生方法を確立することであり、全ての目標は達成された。

電子線パルス幅がフェムト秒になると、今まで考えられなかった磁場中の高次効果、空間電荷効果、CSR、エミッタンスなどによる影響を考慮しなければならない。本研究では、フェムト秒・アト秒電子ビームダイナミクスを理論的に研究し、シミュレーションにより磁気パルス圧縮器における磁場の高次効果、エミッタンス、空間電荷効果、CSR によるパルス幅の増大を評価した。フェムト秒電子線パルス発生には空間電荷効果と高次効果のほかに、ビームエミッタンスと CSR によるパルス幅の増大も支配的になることが分かった。

電子線パルスの発生実験では、フォトカソード RF 電子銃を用いてフェムト秒電子線パルスを生成するために、3~5 mm-mrad の低エミッタンス電子ビームを発生し、磁気パルス圧縮により、フェムト秒に圧縮を行った。電荷量が 0.2 nC のとき、最短 98 フェムト秒電子線パルスを発生し、ストリークカメラを用いて計測に成功した。また、パルス幅の電荷量への依存性が実験的に得られ、その依存性は空間電荷効果、CSR、エミッタンスの効果を検討した理論値と比較し、理論値と実験結果が一致したことを確認した。さらに、新しいパルス幅計測手法として、半導体による反射率変化によるフェムト秒電子線パルス幅測定法を考案し、電子線パルス誘起による半導体の反射率変化を測定した。光誘起では 70 フェムト秒の応答が観測され、98 フェムト秒以下の電子線パルス計測への応用が期待される。

磁気パルス圧縮におけるアト秒電子ビームダイナミクスを理論的に解明し、アト秒電子線パルス発生方法を確立した。そのためには、エネルギー分散による高次効果によるパルス幅の増大を抑える必要があった。そこで、フェムト秒電子線パルスをアト秒電子線パルスに圧縮することにより、圧縮前のパルス幅やエネルギー分散によるパルス幅の増大を抑えられることを発見した。また、空間電荷効果と CSR の影響が得られ、サブ pC の電子線パルスを圧縮する必要があることが分かった。そこで、フォトカソード RF 電子銃からフェムト秒電子線パルスを発生し、磁気パルス圧縮器に六極電磁石を導入することにより、アト秒電子線パルスを発生する方法を考察した。そのため、本研究では、電子銃におけるフェムト秒電子線パルス発生メカニズムを明

らかにし、新しいレーザーフォトカソードフェムト秒電子銃を開発した。この電子銃は、従来の電子銃よりも加速空洞の対称性が改善し、共振周波数におけるQ値を1割程度向上することに成功した。最後に、フェムト秒レーザーでカソードを励起することにより、フェムト秒の電子線パルスが発生し、磁気パルス圧縮器によりアト秒電子線パルス発生シミュレーションを行った結果、0.01 pCで780アト秒の電子線パルスが発生できることがわかった。また、既存の技術とアト秒電子線パルスを用いた、アト秒パルスラジオリシスの実現方法を考案した。

謝辞

本研究を行うにあたり、放射線化学の基礎から実験装置の開発にいたるまで、ご指導ご助言を賜りました大阪大学産業科学研究所 吉田陽一教授 に厚く感謝いたします。また、本研究をまとめるにあたり、懇切な御指導、御教示を賜りました、大阪大学工学部 西嶋茂宏教授、大阪大学工学部 泉佳伸准教授、産業科学研究所 楊金峰准教授に厚く感謝いたします。

本研究を行うにあたり、深い考察とご助言をいただいた、産業科学研究所 近藤孝文助教、法澤公寛先生 には夜遅くまで実験、議論にお付き合いいただき、感謝の念が耐えません。

実験装置に関する考察と物理的な観点からご助言をいただいた、産業科学研究所 菅田義英准教授、実験器具などの設置に関する助言をいただいた、産業科学研究所 山本保先生、小澤孝弘准教授、(株)ユニコンシステム 末峰昌二先生 に感謝いたします。併せて、産業科学研究所 馬場久美子さんに感謝いたします。また、シミュレーション、ビーム物理に関する多大なご助言を賜りました、日本原子力機構光量 FEL グループ 羽島良一先生 に感謝いたします。

また、吉田研究室の後輩である 加嶋宏章君、田中治輝君、坪井瑞輝君 には、実験などで色々な手助けをしていただき感謝しています。そして、秘書の古林美絵さんから頂いた温かい励ましの言葉も忘れることができません。また、吉田研究室の卒業生 竹谷孝司さん、島田巧さん、友定寛さん、藤井崇弘さん、黒田洋一君、武本将君、浅野晃君に感謝いたします。吉田研究室の皆さんのおかげで、有意義な研究生生活を送ることができ大変感謝しています。

最後に本研究が皆様のご指導、ご助力による賜物であることに心より感謝の意を表し、本論文の結びとさせていただきます。

業績リスト

主論文

- [1] K. Kan, J. Yang, T. Kondoh, K. Norizawa, Y. Yoshida, "Effects of emittance and space-charge in femtosecond bunch compression", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 597 (2008) 126-131.
- [2] J. Yang, K. Kan, N. Naruse, Y. Yoshida, K. Tanimura, J. Urakawa, "100-femtosecond MeV electron source for ultrafast electron diffraction", Radiation Physics and Chemistry, In press.
- [3] J. Yang, T. Kondoh, K. Kan, T. Kozawa, Y. Yoshida, S. Tagawa, "Femtosecond single electron bunch generation by rotating longitudinal bunch phase space in magnetic field", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 556 (2006) 52-56.
- [4] K. Kan, J. Yang, T. Kondoh, K. Norizawa, Y. Yoshida, "Optical and electron-pulse-induced differential reflectivity in GaAs", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A., Submitted.
- [5] K. Kan, J. Yang, T. Kondoh, K. Norizawa, Y. Yoshida, "Sub-femtosecond electron bunch generation with photocathode rf gun and magnetic bunch compressor", Japanese Journal of Applied Physics, Submitted.

国際会議等

- [1] K. Kan, T. Kondo, J. Yang, Y. Yoshida, R. Hajima, "A simulation of femtosecond electron beam in photocathode RF gun linac", SANKEN International Symposium 2004, ISIR, Osaka University, 2004年12月, P009.
- [2] K. KAN, Y. Kuroda, T. Kondoh, J. Yang, Y. Yoshida, "Generation of Double-decker Electron Pulses in Photocathode RF Gun Linac", 3rd 21st Century COE International Symposium, Oku-Biwako Makino Prince Hotel, Shiga, 2005年3月, P081.
- [3] K. Kan, J. Yang, T. Kondoh, Y. Yoshida, "Theoretical Description of Higher Order Effect Compensation in Magnetic Bunch Compressor for Femtosecond Electron Bunch Generation", 4th 21st Century COE International Symposium, Toba hotel international, Mie, 2005年11月, P063.
- [4] K. Kan, J. Yang, T. Kondoh, A. Yoshida, Y. Yoshida, "Study of Beam Dynamics in photocathode RF Linac and Magnetic Bunch Compressor for Femtosecond Electron

Bunch Generation", Sanken International Symposium 2006, Ichokaikan, Osaka University, 2006年2月, P44.

- [5] K. Kan, J. Yang, T. Kondoh, Y. Yoshida, "Higher-order Effect Compensation in Magnetic Compressor for < 50 fs Electron Bunch Generation ", European Particle Accelerator Conference 2006, Edinburgh, 2006年7月, WEPLS054.
- [6] J. Yang, K. Kan, T. Kondoh, A. Yoshida, Y. Yoshida, "Femtosecond Single-bunch Electron Linear Accelerator Based on a Photocathode RF Gun", European Particle Accelerator Conference 2006, Edinburgh, 2006年7月, WEPLS058.
- [7] K. Kan, J. Yang, T. Kondoh, Y. Yoshida, "Simulation Study on Attosecond Electron Bunch Generation", Particle Accelerator Conference 2007, Albuquerque, 2007年6月, THPMN036.
- [8] J. Yang, K. Kan, T. Kondoh, Y. Yoshida, "Femtosecond Electron Beam Dynamics in Photocathode Accelerator", Particle Accelerator Conference 2007, Albuquerque, 2007年6月, THPMN039.

国内学会等

- [1] 菅晃一、楊金峰、菅田義英、吉田陽一、"レーザーフォトカソードRF電子銃ライナックにおける超短パルス電子線発生シミュレーション"、第1回日本加速器学会年会・第29回リニアック技術研究会、日本大学、2004年8月、4P55.
- [2] 菅晃一、友定寛、竹谷考司、山本保、楊金峰、古澤孝弘、菅田義英、吉田陽一、田川精一、"フォトカソードRF電子銃ライナックの性能評価"、原子力学会 2004年秋の年会、京都大学、2004年9月、K7.
- [3] 菅晃一、近藤孝文、楊金峰、吉田陽一、"フェムト秒パルスラジオリシスの開発(3)ダブルデッカー電子ビームの発生とビーム特性の測定"、原子力学会 2005年春の年会、東海大学、2005年3月、K26.
- [4] 菅晃一、近藤孝文、楊金峰、吉田陽一、"フェムト秒磁気パルス圧縮における高次モードとCSRの影響"、第2回日本加速器学会年会・第30回リニアック技術研究会、サンメッセ鳥栖、2005年7月、20P044.
- [5] 菅晃一、楊金峰、近藤孝文、吉田陽一、"磁場中における高次モードによる電子パルス幅の増大"、原子力学会 2005年秋の年会、八戸工業大学、2005年9月、C19.
- [6] 菅晃一、楊金峰、近藤孝文、吉田亮、吉田陽一、"フェムト秒パルスラジオリシスの開発(III):サブフェムト秒電子ビーム発生シミュレーション"、第48回放射線化学討論会、大阪大学、2005年10月、P03.

- [7] 菅晃一、楊金峰、近藤孝文、吉田亮、吉田陽一、"フォトカソードRF電子銃ライナックにおけるフェムト秒電子ビームのスタビリティの研究"、第3回日本加速器学会年会、仙台市民会館、2006年8月、TP10.
- [8] 菅晃一、楊金峰、近藤孝文、吉田陽一、"アト秒電子線パルス発生シミュレーションの研究"、平成18年度加速器量子ビーム実験室の成果報告会、大阪大学、2007年3月.
- [9] 菅晃一、楊金峰、近藤孝文、吉田陽一、"サブフェムト秒・アト秒電子ビーム発生シミュレーション研究"、第4回21世紀COE-ITグループセミナー、大阪大学、2007年3月.
- [10] 菅晃一、楊金峰、近藤孝文、吉田陽一、"パルス圧縮における空間電荷効果とエミッタンスの影響"、第4回日本加速器学会年会、埼玉県和光市サンアゼリア、2007年8月、FP23.
- [11] 菅晃一、楊金峰、近藤孝文、吉田陽一、"フェムト秒磁気パルス圧縮ビームダイナミクスの計算"、物理学会春の年会、近畿大学、2008年3月、azl-1.
- [12] 菅晃一、楊金峰、近藤孝文、法澤公寛、吉田陽一、"超高速キャリア現象によるフェムト秒電子線パルス測定の可能性"、第5回日本加速器学会年会、東広島市中央公民館、2008年8月、TP105.
- [13] 菅晃一、"PARMELAによるDC加速のシミュレーション ～ビームエンベロープと粒子数依存性～"、高輝度電子銃シミュレーション研究会、京都大学、2008年11月.
- [14] 菅晃一、楊金峰、近藤孝文、法澤公寛、吉田陽一、"フェムト秒、低エミッタンス電子ビームの測定法について"、第6回高周波電子銃研究会、京都大学、2008年11月.

参考文献

- 1) T. Naito *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **557** (2007) 599.
- 2) M. Cornacchia *et al.*, Linac Coherent Light Source (LCLS) design study report, Stanford University—University of California Report No. SLAC-R-521/UC-414, revised 1998.
- 3) F. Richard *et al.* TESLA, The superconducting electron–positron linear collider with an integrated X-ray laser laboratory, Technical Design Report, DESY
- 4) V. Ayvazyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 104802.
- 5) T. Shintake *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **507** (2003) 382.
- 6) C. Thongbai *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A. **587** (2008) 130.
- 7) R. Kuroda *et al.*, Radiat. Phys. Chem. **77** (2008) 10.
- 8) Kentaro Harada *et al.*, Infrared Physics & Technology **51** (2008) 386.
- 9) J. Yang *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **428** (1999) 556.
- 10) A. Saeki *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 4208.
- 11) M. J. Bronskill *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **41** (1970) 333.
- 12) H. Kobayashi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B **10/11** (1985) 1004.
- 13) H. Kobayashi *et al.*, Radiat. Phys. Chem. **34** (1989) 447.
- 14) S. Tagawa *et al.*, Charged Particle and Photon Interactions with Matter, Marcel Dekker Inc., New York, NY (2004) 259.
- 15) 田中治輝 等、第 51 回放射線化学討論会、3O-07.
- 16) Michael Wulff *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **398** (2003) 69
- 17) M. Buron-Le Cointe *et al.*, J. Lumin. **112** (2005) 235
- 18) X. J. Wang *et al.*, in: Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Portland, 2003, p. 420.
- 19) N. Arista, Phys. Rev. B **18** (1978) 18.
- 20) 高橋俊晴、加速器 **2** No. 1 (2005) 11.
- 21) 伊藤秋男、放射線 **27** No. 3 (2001) 3.
- 22) A. Migus *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1559.
- 23) Y. Kimura *et al.*, J. Phys. Chem. **98** (1994) 3450.
- 24) R. Lansen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 50.
- 25) G. R. Neil *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **557** (2006) 9.

- 26) R. Hajima, Nucl. Instr. and Meth. A **557** (2006) 45.
- 27) Alan Todd, Nucl. Instr. and Meth. A **557** (2006) 36.
- 28) G. Berden *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 164801.
- 29) David A. Reis, in Proceedings of the International Symposium On Detector Development For Particle, Astroparticle And Synchrotron Radiation Experiments, “Electro-Optical Longitudinal Bunch Measurements”.
- 30) E. Esaray *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **24** (1996).
- 31) A.G. Khachatryan *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **556** (2006) 244.
- 32) P. Emma *et al.*, in: Proceedings of the Free Electron Laser 2004, p. 333
- 33) M. Boscolo *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **593** (2008) 106.
- 34) Mitsumi Nakamura *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **487** (2001) 487.
- 35) T. Watanabe *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **480** (2002) 315.
- 36) A. H. Lumpkin *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **475** (2001) 470.
- 37) J. Fraser *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **250** (1986) 71.
- 38) J. Yang *et al.*, J. Appl. Phys. **92** (2002) 1608.
- 39) J. Yang *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, (2005), 8702.
- 40) H. Loos *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **528** (2004) 189.
- 41) Yusa Muroya *et al.*, Radiat. Phys. Chem. **77** (2008) 1176.
- 42) R. Hajima *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **557** (2006) 103.
- 43) H. Hama *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **329** (1993) 29.
- 44) 高雄 勝、日本原子力研究所論文 JAERI-M 92-211.
- 45) Paul Emma, SLAC Publications, Report No. SLAC-TN-05-004 / LCLS-TN-01-1 revised 2001.
- 46) M. Borland *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **483** (2002) 268.
- 47) E. L. Saldin *et al.*, DESY Report No. TESLA-FEL-2003-02, revised 2003.
- 48) Z. Huang *et al.*, SLAC Report No. SLAC-PUB-9788, revised 2003.
- 49) Z. Huang *et al.*, in: Proceedings of the European Particle Accelerator Conference 2004, Lucerne, 2004, p. 2206.
- 50) D. C. Carey *et al.*, Third-order TRANSPORT with MAD input: a computer program for designing charged particle beam transport systems, Stanford University—University of California Report No. SLAC-R-530/UC414, revised 1998.
- 51) Lloyd Young *et al.*, in: Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Portland, 2003, p.3521.

- 52) J. H. Bilen *et al.*, Los Alamos National Laboratory Report No. LA-UR-96-1834, revised 1996.
- 53) M. Borland, Phys. Rev. STAccel. Beams **4** (2001) 070701.
- 54) Vladimir N. Litvinenko *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **557** (2006) 165.
- 55) J.B. Rosenzweig *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **593** (2008) 39.
- 56) Christopher Gerth *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **528** (2004) 125.
- 57) J. M. Klopff *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **582** (2007) 114.
- 58) Tsumoru Shintake *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **507** (2003) 89.
- 59) R. Hajima *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **528** (2004) 335.
- 60) M. Dohlus *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **530** (2004) 217.
- 61) M. Shimada *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **575** (2003) 315.
- 62) H. Wiedemann, Particle Accelerator Physics II, 1993.
- 63) X. J. Wang *et al.*, in: Proceedings of the Particle Accelerator Conference 1997, Canada, p. 2793.
- 64) J. Yang *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **491** (2002) 15.
- 65) Y. Kim *et al.*, in: Proceedings of the Free Electron Laser 2008.
- 66) W. S. Graves *et al.*, in: Proceedings of the Particle Accelerator Conference 2001, Chicago, p. 2227.
- 67) W. S. Graves *et al.*, in: Proceedings of the Particle Accelerator Conference 2001, Chicago, p. 2230.
- 68) S. Lederer *et al.*, in: Proceedings of the Free Electron Laser 2007, Novosibirsk, Russia, p. 350.
- 69) S. Staykov *et al.*, in: Proceedings of the Free Electron Laser 2006, Bessy, Berlin, Germany, p. 474.
- 70) Kwang-Je Kim, Nucl. Instr. and Meth. A **275** (1989) 201.
- 71) A. Ogata *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **578** (2007) 348.
- 72) T. Shaftan *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **528** (2004) 397.
- 73) T.Kozawa *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **429** (1999) 471.
- 74) C. Thongbai *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **568** (2006) 923.
- 75) P. Evtushenko *et al.*, in : Proceedings of the Free Electron Laser 2006, Bessy, Berlin, Germany ,p.736.
- 76) R. J. England *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 214802.
- 77) C. Spezzani, Nucl. Instr. and Meth. A **596** (2008) 451.

- 78) D. H. Dowell *et al.*, SLAC Publications, Report No. SLAC-PUB-9541 / LCLS-TN-03-3 revised 2002.
- 79) Yong Woon Parc *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **586** (2008) 452.
- 80) S. P. Jamison *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **557** (2006) 305.
- 81) G. Berden *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 164801.
- 82) R. J. Nelson *et al.*, J. Appl. Phys **49** (1978) 6103.
- 83) J. S. Weiner *et al.*, J. Appl. Phys **55** (1984) 3389.
- 84) T. W. Steiner *et al.*, Solid State Communications **69** (1989) 1139.
- 85) R. W. Schoenlein *et al.*, Appl. Phys. Lett. **51** (1987) 1442.
- 86) S. D. Benjamin *et al.*, Appl. Phys. Lett. **68** (1996) 2544.
- 87) F. X. Camescasse *et al.*, Appl. Phys. Lett. **77** (1996) 5429.
- 88) F. Ganikhanov *et al.*, Appl. Phys. Lett. **73** (1998) 64.
- 89) K. Halbach *et al.*, Particle Accelerators **7** (1976) 213.
- 90) B. M. Dunham *et al.*, in : Proceedings of the Particle Accelerator Conference 1995, p.1030.
- 91) W. E. Spicer , SLAC Publications, Report No. SLAC-PUB-6306 revised 1993.
- 92) Jinfeng Yang *et al.*, Radiat. Phys. Chem. **75** (2006) 1034.

