

光高周波電子銃における光電子放出の研究

山崎 良雄
博士論文

総合研究大学院大学
数物科学研究科
加速器科学専攻

平成 18 年度
(2006)

目次

第 1 章	序論	1
1.1	高輝度電子源としての高周波電子銃の可能性	1
1.2	先進小型加速器事業における高周波電子銃の開発	2
1.3	光高周波電子銃の高性能化に向けた研究意義	5
第 2 章	高周波電子銃テストベンチの開発	6
2.1	電子銃空洞の製作	6
2.2	ソレノイドの製作	10
2.3	光カソードのためのレーザーシステム	21
2.4	テストベンチビームライン	26
第 3 章	半導体光電子放出型カソードの作製と評価	32
3.1	半導体からの電子放出	32
3.2	カソード材質の選択	34
3.3	Cs-Te についての知見	35
3.4	Cs-Te カソード作製システム	39
3.5	Cs-Te カソードの作製及び量子効率評価	40
3.6	電子銃内での量子効率劣化	43
3.7	Cs-Te 化学組成表面分析	44
第 4 章	高周波電子銃におけるレーザー入射タイミングと放出電荷量について	49
4.1	光高周波電子銃に関する理論	49
4.2	レーザー入射タイミングと放出電荷量の関係 (フェーズプロットについて)	52
第 5 章	光電子放出実験の結果	56
5.1	実験条件	56
5.2	フェーズプロットデータ結果	60
5.3	データから得られる傾向	63
第 6 章	カソード近傍の発生電荷量による空間電荷効果の実験的検証	65
6.1	空間電荷効果ドメインのエンベロープ方程式による電子銃出口でのビーム径の算出	65
6.2	解析方法の指針	67
6.3	低発生電荷量領域の解析	68
6.4	高発生電荷量領域の解析	73

6.5 解析結果のまとめと考察	77
第7章 結論	79
参考文献	80

目次

1.1	わが国の先進小型加速器開発プロジェクト	2
1.2	スーパーキャビティを用いた逆コンプトン散乱の概念	3
1.3	単色 X 線発生装置構成	4
1.4	高周波電子銃専用テストベンチの構成	4
2.1	高周波電子銃単体図	7
2.2	カソードブロックとコンタクタ	8
2.3	ビーズ法結果	9
2.4	ソレノイド磁場分布	11
2.5	ソレノイド磁場の 3 次元分布	12
2.6	ソレノイド軸上磁場分布	13
2.7	ソレノイド径方向分布	14
2.8	ソレノイド本体	15
2.9	ソレノイド励磁特性	16
2.10	ソレノイド軸方向分布	17
2.11	ソレノイド径方向分布	18
2.12	ソレノイド漏れ磁場分布	19
2.13	ソレノイド軌道計算結果例	20
2.14	レーザー室全景	22
2.15	レーザーパルス切出しのためのタイミング系	23
2.16	レーザーアンプの構成図	23
2.17	シールド内の UV レーザー光学系	24
2.18	量子効率とレーザー出力の関係による放出電荷量	25
2.19	電子銃専用テストベンチ全体図	27
2.20	テストベンチビームライン全景	28
2.21	テストベンチシステム構成図	29
2.22	テストベンチビームライン図	29
2.23	初期位相 50° と 20° の場合の電子銃空洞内でのバンチエネルギー幅の変化の様子	31
2.24	初期位相 20° でのビームライン全体での軌道計算例	31
3.1	光電子放出の 3 ステップモデル	33
3.2	Te 及び Cs_2Te の励起光子エネルギーに対する量子効率	36
3.3	Cs_2Te バンド構造	37

3.4	Cs_2Te の反射率測定 (入射光子波長 254nm)	38
3.5	カソード蒸着系、移送系、ロードロック系の図	39
3.6	カソード作製、移送、装着作業	39
3.7	蒸着系の断面図	40
3.8	QE 測定系	41
3.9	QE 測定光学系のアライメント	41
3.10	Te の蒸着の様子	42
3.11	Cs の蒸着の様子	42
3.12	作製直後の Cs-Te カソードの表面状態	43
3.13	長時間運転後の Cs-Te カソードの表面状態	43
3.14	カソード表面分析用 Cs-Te カソード	44
3.15	複合型電子分光分析装置 (日産アーク所有)	45
3.16	UPS によるカソード表面分析	46
3.17	XPS による表面元素の分析	47
3.18	XPS を用いた深さ方向の元素比プロファイル	48
4.1	高周波電子銃の電界強度分布の変化	50
4.2	電子銃出口でのビームエネルギーの入射位相依存性と位相の遅れの様子	51
4.3	Schottky 効果と放出電荷量の関係	52
4.4	フェーズプロットの典型例	53
4.5	レーザー時間幅によるフェーズプロットの広がり	54
4.6	フェーズプロットの位相軸の絶対値の決定方法とレーザー幅の算出	55
5.1	高周波入力波形とビームローディング	56
5.2	ICT 波形と 20 バンチ波形の違い	57
5.3	レーザーの時間的空間的照射条件	58
5.4	レーザー出力の調整方法	59
5.5	レーザー出力の違い ($0.01 \sim 3.4 \mu J/bunch$) によるフェーズプロットデータ	61
5.6	ピーク電荷量を 1 に規格化したフェーズプロットデータ	62
5.7	レーザー幅の効果の影響がない領域範囲	63
5.8	発生電荷量および量子効率のレーザー出力依存性	64
5.9	量子効率の発生電荷密度依存性	64
6.1	電子銃出口でのビームサイズの入射位相による変化	66
6.2	量子効率の発生電荷量依存性	67
6.3	低電荷領域での量子効率と加速電界の関係	68
6.4	最低レーザー強度 ($0.01 \mu J/bunch$) のフェーズプロットデータ	69
6.5	高位相側のスロープのガウス分布 fitting	70
6.6	レーザー幅効果の位相 0 点前後での概念図	71
6.7	レーザー幅を補正したフェーズプロットの位相 0 付近	72

6.8	電界増倍係数 β の算出	72
6.9	Schottky 効果の影響がない (0MV/m) 場合の量子効率曲線の予測	73
6.10	定数 C と指数 n の電界強度による依存性	74
6.11	Schottky 効果がない QE と Q の算出方法	74
6.12	QE_{nf} 、 Q_{nf} のレーザー強度依存性	75
6.13	高電荷領域での β の抽出	75
6.14	高電荷領域での β のレーザー強度依存性	76
6.15	Schottky 効果がない場合の量子効率の発生電荷量依存性	77
6.16	電界増倍係数 (β) のレーザー強度依存性	78

表目次

2.1	テストベンチの主な最大定格値	30
3.1	アルカリ系光電子放出型カソードの比較	34

第1章 序論

1.1 高輝度電子源としての高周波電子銃の可能性

高輝度電子源の開発において、カソードからの引出電界強度の増大は、最大引出電荷量の増加、空間電荷効果による電子同士の反発によるエミッタンス増加の抑制に有効である。通常のマクロパルス幅が μsec 程度の DC 電子銃の場合、その電界強度は放電現象により 10MV/m オーダー程度が限界がある。電界強度を上げる方法として、高周波加速空洞を用いたものとして、1980 年代に高周波電子銃が考案された。S バンドの高周波電子銃の場合、最大引出電界強度は 100MV/m 以上が可能となった。カソードとしては熱電子放出あるいは光電子放出型が、それぞれ開発された。熱電子カソードの場合、加速位相に乗り切れない電子がカソードに逆流する現象（バックボンバードメント）の回避方法が困難であった。一方、フォトカソード（光電子放出型カソード）の場合、高周波空洞内に加速電界が生じている時間にのみ電子放出を励起できることから、バックボンバードメントがない。さらにレーザーの進歩で、モードロックレーザーにより短パルス幅（10psec）で、正確なマルチバンチパルス列の発生ができ、高周波周波数のある位相に同期させることで、マルチバンチ電子ビームの発生が可能となった。現在では加速器の入射器としてフォトカソード高周波電子銃（以下 光高周波電子銃）が採用されることが多くなった。また、光高周波電子銃は、高輝度電子ビームを発生させる電子源として LINAC の入射器に適應されるばかりでなく、コンパクト、高エネルギー（5MeV 以上）の電子ビーム発生源として、医療や産業への応用が期待されている。

現在、フォトカソードとして、大きく分けると 2 つの選択肢がある。一方は、Cu や Mg などの金属カソード、もう一方は Cs-Te などの半導体薄膜カソードである。金属カソードは複雑な機構は不要で Cu を用いれば、空洞の壁面そのものである。しかし、量子効率が 10^{-4} 程度と低く、レーザーの出力が十分でなくてはならない。一方、Cs-Te などの半導体薄膜は、量子効率が 10^{-2} 程度と高いメリットの反面、量子効率の低下が真空度や酸素に著しく依存するため、高真空中での薄膜作成、空洞への装着を行う必要があり、真空中でのロードロックシステムを要する。以上のように、両者の選択は一長一短あり、用途によって使い分けられているのが現状である。

1.2 先進小型加速器事業における高周波電子銃の開発

今までは、医療で利用される加速器は、すでに確立された技術を転用して進められていた傾向があった。先端加速器の開発分野での成果が、医療利用の加速器に反映されてこなかった。ところが最近、このことに反省し、先端技術を医療利用分野に積極的に転用しようという動きが出てきた。平成13年度から5年間の計画で、放射線総合医学研究所が中心になって、全国の複数の研究機関の加速器に関する得意分野を結集して、先端加速器技術を医療利用に反映させる「先進小型加速器推進事業」が立ち上がった。わが国での Virtual Laboratory (仮想研究所) の先駆けとしても注目された。図1.1に、先進小型加速器開発プロジェクトに関する説明を示した[1]。当初、2大テーマが

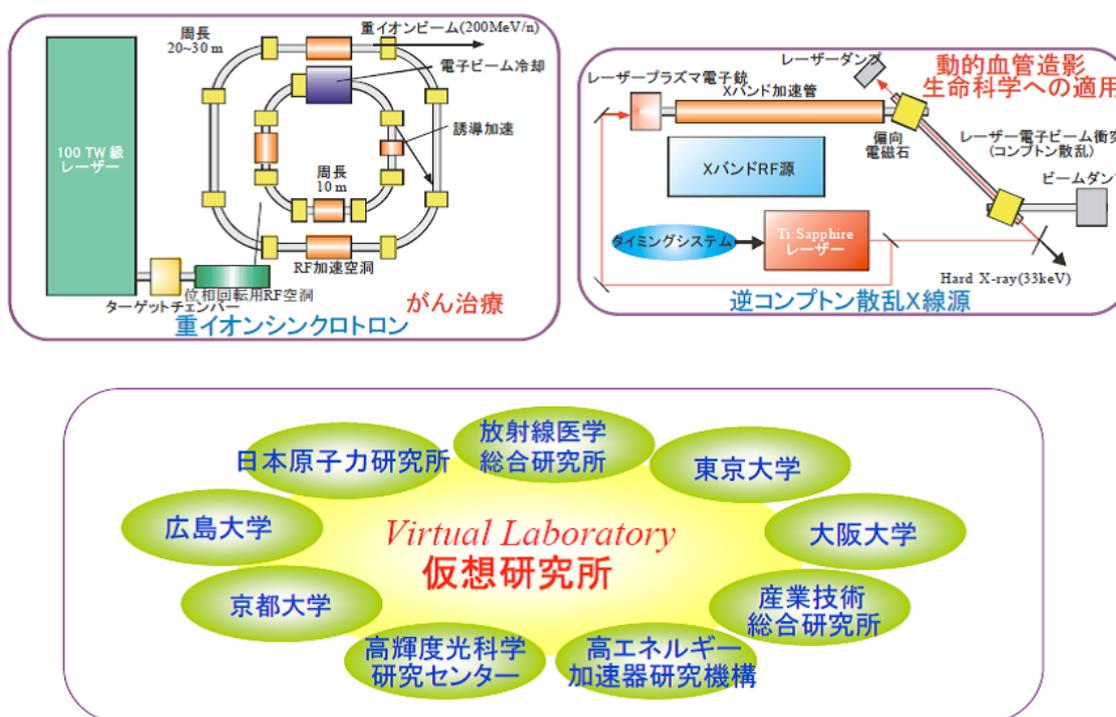


図 1.1: わが国の先進小型加速器開発プロジェクト

あって、小型陽子加速器によるがん治療装置と小型電子加速器による単色 X 線発生装置を用いた心臓冠状動脈の造影検査装置の開発があった。予算の縮小もあって、装置のプロトタイプまでの開発にはそれぞれいたらなかったが、先端加速器の技術が医療に有効であり、積極的に医療分野と協力して先端装置を開発しようという機運は高まった。

上記の先進小型加速器推進事業の一環で、放射線総合医学研究所(以下 放医研)と高エネルギー加速器研究機構 ATF(以下 KEK-ATF)は共同で、小型加速器による心臓冠状動脈の血管造影検査用の単色 X 線源の開発を行っている。この装置では、高反射率のミラーから構成される光共振器(スーパーキャビティーと呼ばれている)に蓄積された光子と小型加速器から発生される高輝度電子ビームとの逆コンプトン散乱を用いて、心臓冠状動脈の血管造影に用いられるヨウ素の K エッ

ジに相当する 33keV の単色 X 線を強力に発生させる [2]。図 1.2 に逆コンプトン散乱の原理図を示す。図 1.3 に単色 X 線発生装置の構成を示す。この装置で、強力な X 線を発生させるには、逆コ

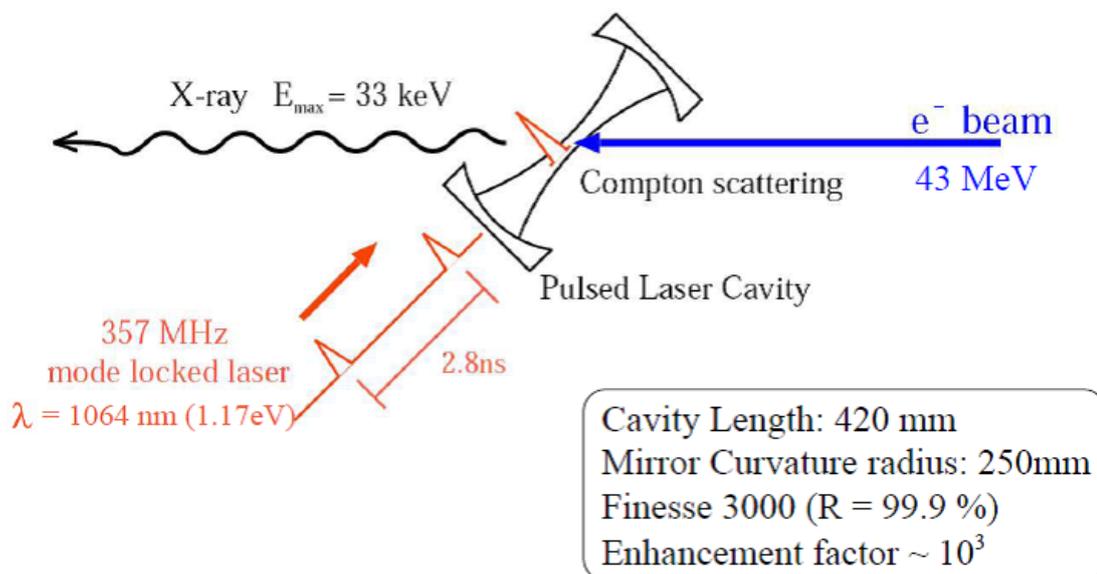
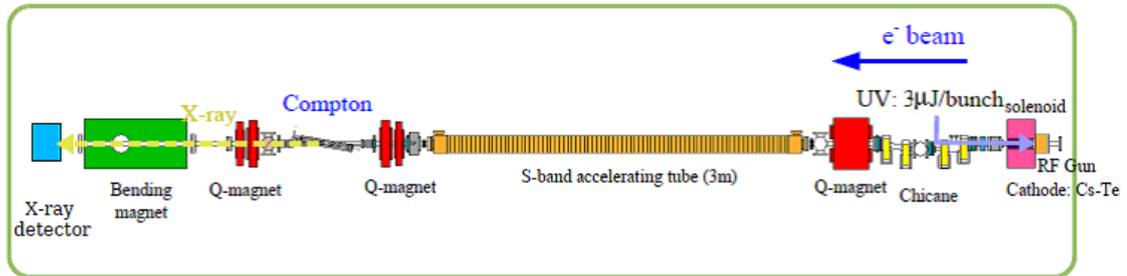


図 1.2: スーパーキャビティを用いた逆コンプトン散乱の概念

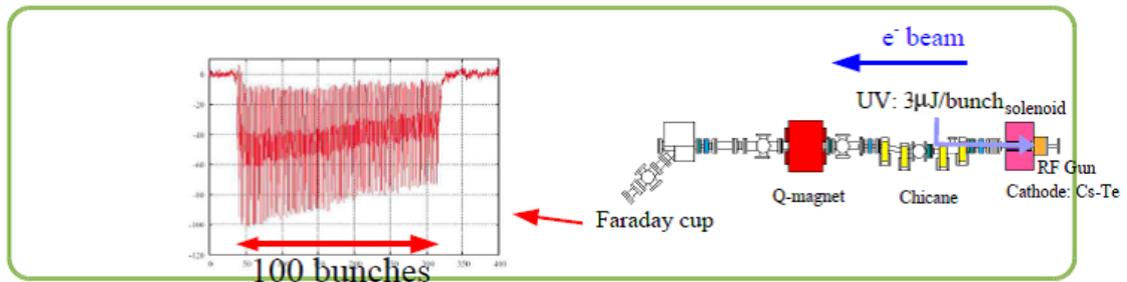
ンプトン散乱衝突点で用いられる光子、電子ビームにそれぞれ強力な輝度が要求される。光子の輝度に関しては、光共振器にいかん光子を蓄積させるかが重要になり、衝突点で十分光子ビームが絞り込まれた共振器の開発が要求される。現在、本装置に用いる高ピークのパルス光子の蓄積が可能なスーパーキャビティの設計製作が進んでいる。一方、電子ビームに関しては高輝度の電子源が要求され、本装置では Cs-Te カソードを用いた光高周波電子銃が採用された。その中で KEK - ATF では、高輝度電子源として、高出力のマルチバンチ発生のための光高周波電子銃の開発を先行させ、平成 13 年度から高周波電子銃試験用の専用テストベンチを建設しビーム試験を行った。図 1.4 に高周波電子銃専用テストベンチの構成を示す。

高周波電子銃の加速空洞には BNL タイプの S バンド (2856MHz) 1.6 セル空洞を用い、フォトカソードには Cs-Te を電子銃とは独立して、真空系で蒸着し、移送チャンバーを介してロードロックシステムにより、加速空洞に装着している。試験の中で、20 バンチ (2.8nsec 間隔) では、バンチあたり 5nC の電荷量が引き出されており、100 バンチではバンチあたり 3nC のマルチバンチビームの発生に成功している [3]。2.8nsec というバンチ間隔で、しかもバンチあたり 3nC の 100 バンチのマルチバンチビーム発生に、Cs-Te の半導体カソードで達成した意義は大きい。



Energy	43 MeV
Intensity	200nC/train
Number of Bunch	100 bunches
Rep. Rate	12.5 Hz

図 1.3: 単色 X 線発生装置構成



Energy	5 MeV
Intensity	300nC/train
Number of Bunch	100 bunches
Rep. Rate	12.5 Hz

図 1.4: 高周波電子銃専用テストベンチの構成

1.3 光高周波電子銃の高性能化に向けた研究意義

光高周波電子銃のさらなる高性能化を目指す上で、電子銃空洞内部での電子ビームの振る舞いを理解することは、非常に重要である。その中で特に重要となるのは、光高周波電子銃から電子ビーム発生の際の、高周波位相に対するレーザー入射のタイミングである。カソードから発生した電子が加速空洞中で加速され、電子銃出口から得られるビームのパフォーマンスは、レーザー入射タイミングに大きく依存する。レーザー入射位相に対する放出電荷量の依存性をプロットしたものを、以下フェーズプロットと呼ぶことにする。発生電荷密度の電界強度による空間電荷効果の影響が存在し、引出電荷量に影響を与える。本研究では、この効果を明らかにするために、テストベンチによってレーザーパワー密度、引出電荷量の条件によって、フェーズプロットを取得し、高周波電子銃の放出電荷量における空間電荷効果の影響を実験的に検証した。

第2章 高周波電子銃テストベンチの開発

2.1 電子銃空洞の製作

高周波電子銃の写真を図 2.1 に示す。加速空洞は無酸素銅製で、フランジ SUS304 によって、真空保持のためのガスケットを用いている。BNL で元々開発が始まったものであるが、改良を重ね、4 代目には、KEK、住友重機等の日本の各研究機関の貢献も含まれている。上記の理由で本電子銃は、BNL GUN と呼ばれている。製作過程では、SUPERFISH 等の電磁場計算コードであらかじめ共振周波数や、ハーフセル、フルセルの電界強度のバランスを、計算しておき荒加工の寸法を決定する。実際には、共振周波数を仮組みして実測し、精密加工で目標の性能が実現できる寸法に追い込んでいく。ただし、フルセル側に可変チューナーが設置されており、共振周波数、電界強度のバランスを微調整できる。さらに本電子銃の特徴として、カソード端板はヘリコフレックスといわれる金属性の中空ガスケットを用いている。この締め付け強度によって、チューニングが変わってしまうので、真空保持をしつつ、その特性を把握する必要がある。本電子銃は、本来金属カソード使用することが、前提になっていた。しかし、KEK はカソード端板に半導体薄膜のカソードが装着可能なように、端板への改造を施した。カソードブロックの材質は Mo 製で、ロードロックシステムで、真空内で蒸着系から受け渡せる形状になっており、高周波空洞とのコンタクト部分には、Cu-Be 製のスプリングを採用している。図 2.2 にカソードブロックおよびコンタクトスプリングを示す。本電子銃の条件は、カソード位置での電界強度を強め、フルセルでの電界強度を下げるために、ハーフセル側とフルセル側の電界強度比が 1.3 : 1 に設定された。図 2.3 にビーズ法を用いた電界強度測定の結果を示した [4]。

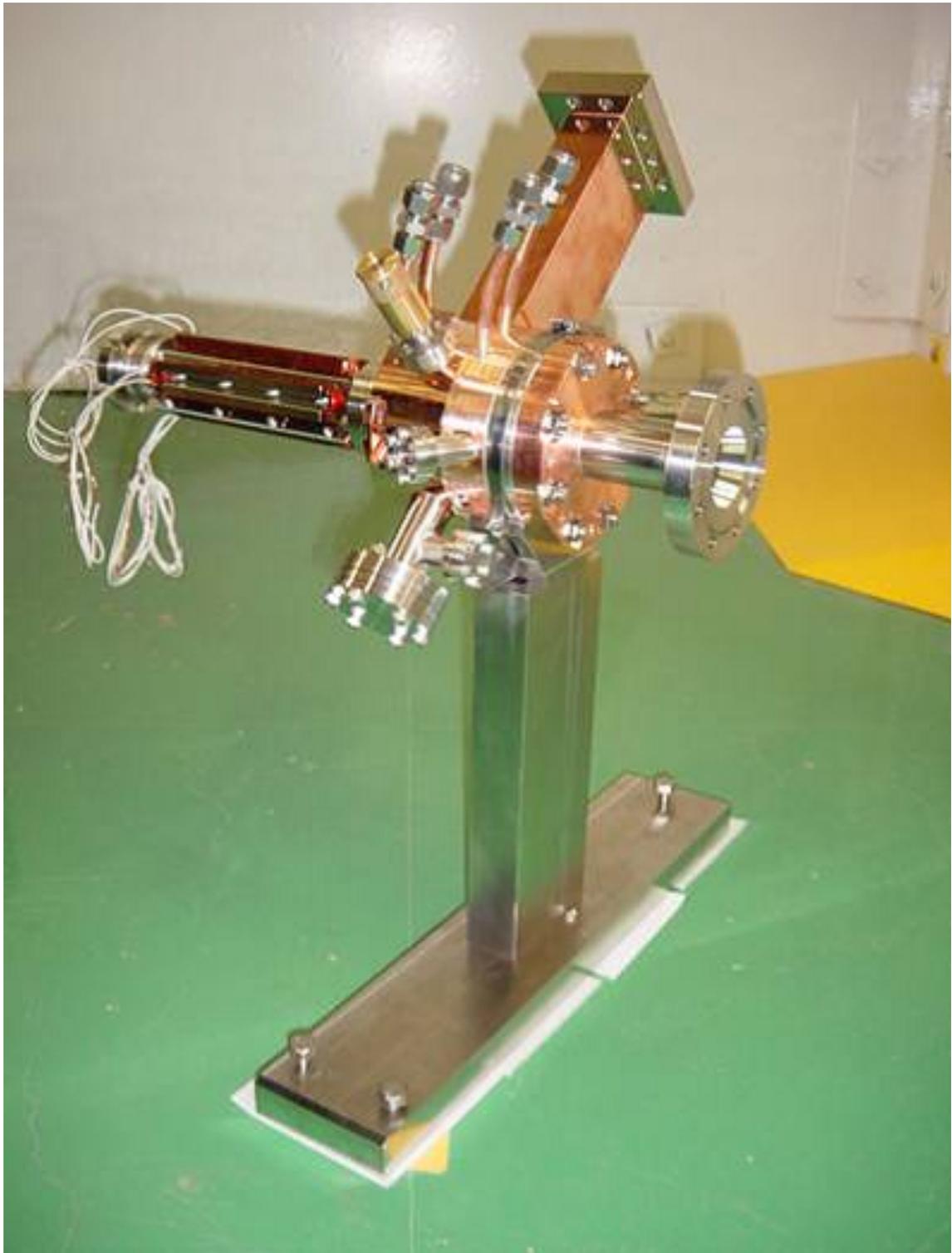


图 2.1: 高周波電子銃单体図

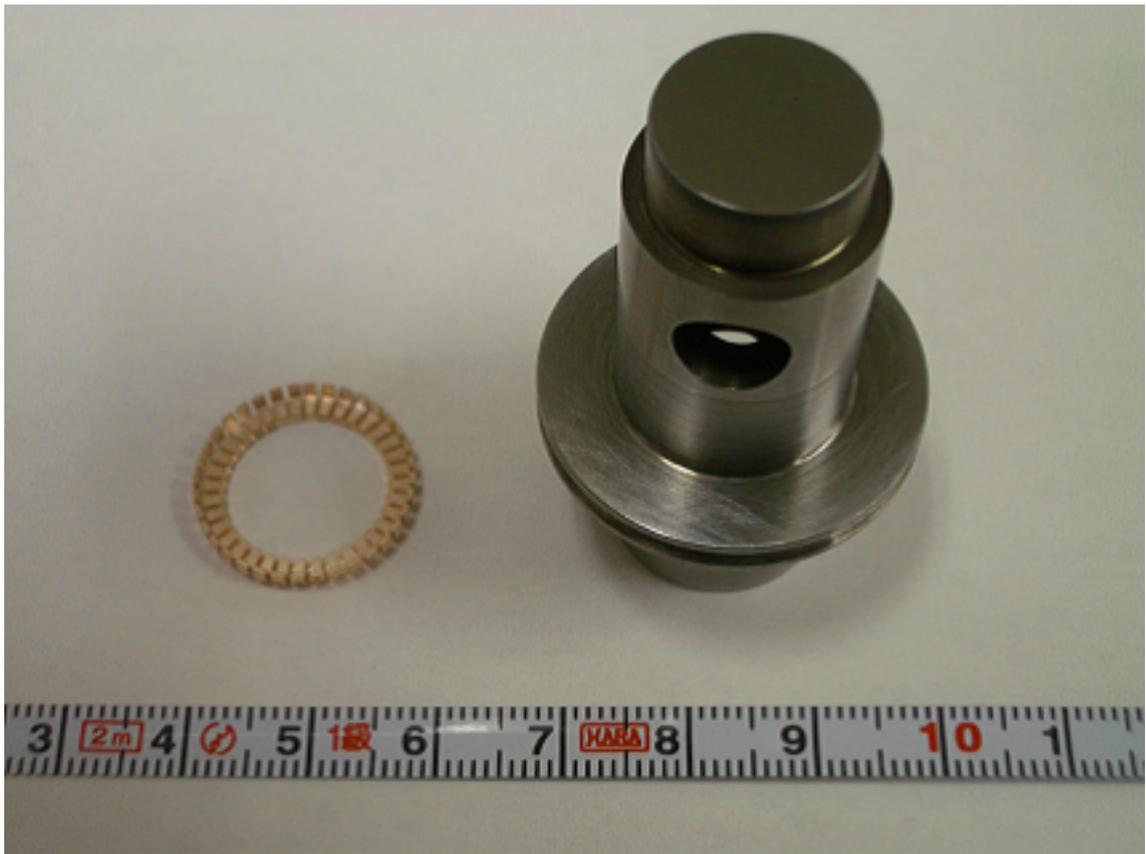


図 2.2: カソードブロックとコンタクタ

入力電力 P_i が15.7MWで定常状態の時、 $P_c = \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} P_i$ 、 $\beta = 0.6$

空洞電力 P_c は14.7MW、空洞内の最大電界は130MV/m

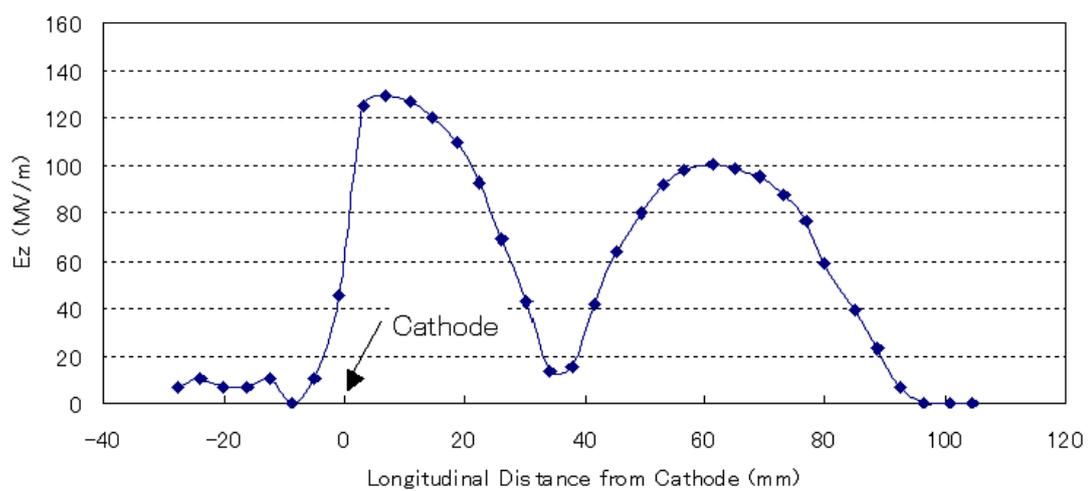


図 2.3: ビーズ法結果

2.2 ソレノイドの製作

高周波電子銃からのビームは、カソード付近から出口までで、非相対論的ビームから相対論的ビームへと急激に加速される。そのため、空間電荷効果の影響が大きいカソード近傍では、ビームの径方向に大きく発散力を受ける。この効果は加速されるにしたがって弱まるが、本電子銃の場合、出口のエネルギーでも 5MeV であるため、効果は弱まっていくが、径方向への発散効果がなくなることはない。そこで、後段にビームを輸送するためには、高周波電子銃のビームを収束させるソレノイド電磁石が必要になる。ソレノイドの磁場強度、磁場実効長などは、後段の要求から決定される。本テストベンチの場合、将来的にソレノイド出口から 1.4m の位置に加速管が設置されることが前提となっており、その位置で、ビームを収束する必要があった。また、ATF で使用されているビームとの比較という観点からも、ATF で使用されている BNL 設計の米国製ソレノイドの厚みである 23cm は共通とすることにした。もう一つの束縛条件は、カソード表面位置への漏れ磁場を極力ゼロにすることである。その理由は、まだエネルギーの低い電子に漏れ磁場である軸上磁場が存在すると螺旋状の運動をしてしまい、エミッタンスを増大させてしまうからである。BNL 製のソレノイドは Palmer らによって設計され [5] [6]、その構造の特徴は、リターンヨーク材質に、飽和磁束密度が高く漏れ磁場が小さくできる AISI (米国規格協会) 1006 の電磁軟鉄を使用し、ソレノイドの巻き線はパンケーキ状に独立したまき線の 8 ユニットの電磁軟鉄のスペーサとサンドウィッチ構造である。この理由は、巻き線のバラつきを押さえ、スペーサを用いることで、巻き線の幾何学位置を安定させ、磁場分布を強制的に決めてしまうところにある。当然、中心から大きく径方向に離れスペーサ近傍では、周期的に軸上磁場の強度は変化してしまうが、ビーム中心の近軸付近ではその影響は小さいと判断したように推測される。本テストベンチでは、基本的には BNL の設計方針を踏襲し、コスト、電源容量の低減等を加味しつつ、独自に国内メーカーを利用して設計開発することにした。AISI 規格の 1006 の電磁軟鉄は非常に高価で、10 万円/t もする。これに対し、国内で一般的に使用される電磁軟鉄は AISI 規格で 1020 相当 (SS400) で、そのコストは 1/10 程度である。BNL の場合、軸上磁場が最大 3kGauss の場合、カソードでの漏れ磁場を 10G 以下に押さえ込んでいる。我々はコストを考慮し、SS400 を使い、巻き線のパンケーキ数を 9 段にしてターン数をかせぎ、電源容量を抑えることを考慮して POISSON による静磁場計算を実施した。ただし、POISSON の計算では、内部データベースに存在した SS400 に近い特性の電磁軟鉄である 1010 による計算を実施した。図 2.4 に、POISSON による磁場分布計算を示す。ソレノイドの貫通口の径は 76ϕ で ICF70 フランジが挿入可能であることと、軌道補正用の XY 偏向コイルを設置可能とした。さらに、上下 $\pm 3\text{mm}$ 程度までは電子銃の中心と磁場中心のアライメントの余裕を残した。図 2.5 に 100A 通電時の磁場分布の 3 次元図を示した。径方向に 2cm ほど中心から離れると、スペーサによる軸上磁場の周期構造が顕著になってくる傾向が見られる。軸上磁場の一様性がどの程度であるかが問題となるが、開口部が 76ϕ もあるために、典型的な軸上位置での値に注目する。図 2.6 に軸上分布、図 2.7 に径方向分布を示した。計算結果として、100A 通電で、最大軸上磁場 1750G、カソード位置での漏れ磁場は 5G 以下が達成できた。ちなみに、ATF では 5MeV のビームを輸送するための典型的な軸上磁場は 1400G である。本件の場合、ビームエネルギーが最大 7MeV が想定されていたので、最大可能通電電流は 150A に設定して製作にかかった。ちなみに実機のコイルの総巻数 342 ターンで最大起磁力 51300AT である。実機の写真を図 2.8 に示す。全体形状は、円筒状で上半分に電気配線、水配管が渡らないようにシンプルな形にした。実機の励磁特性、最大電流である 150A 通電

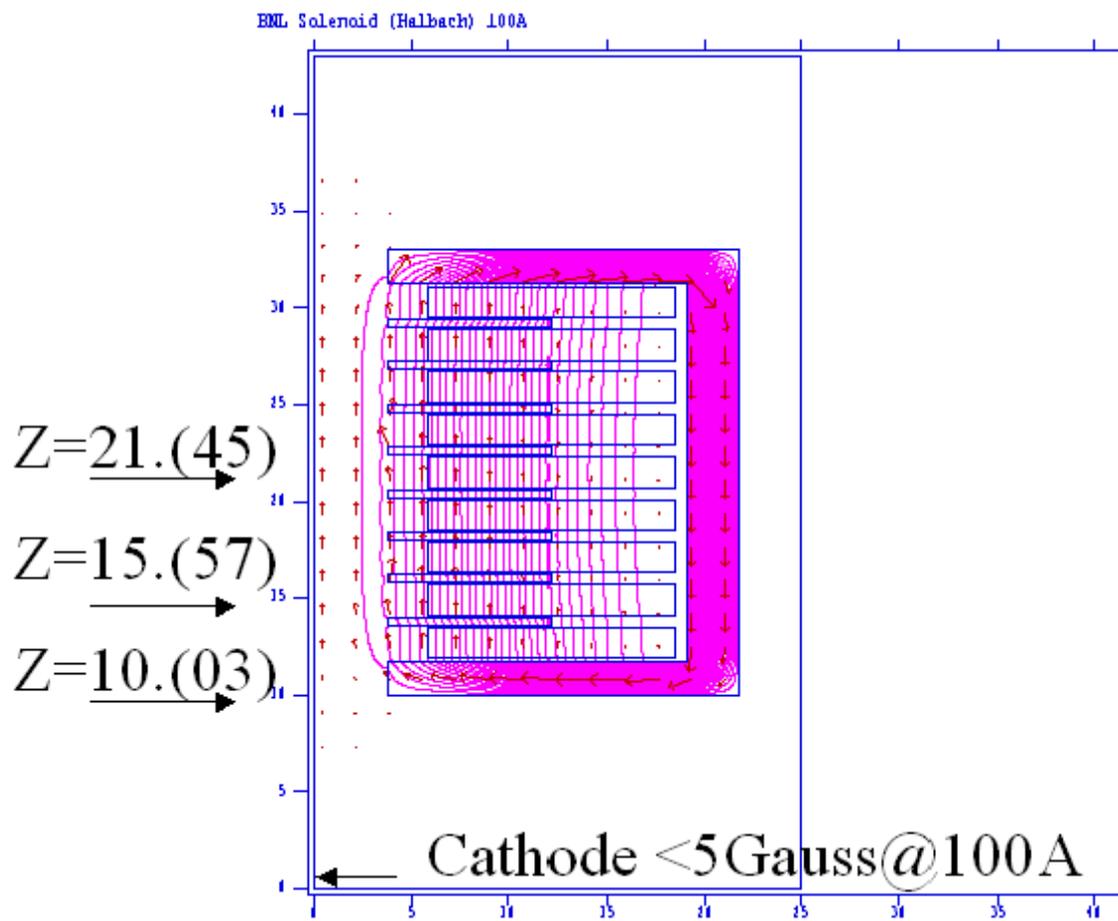


図 2.4: ソレノイド磁場分布

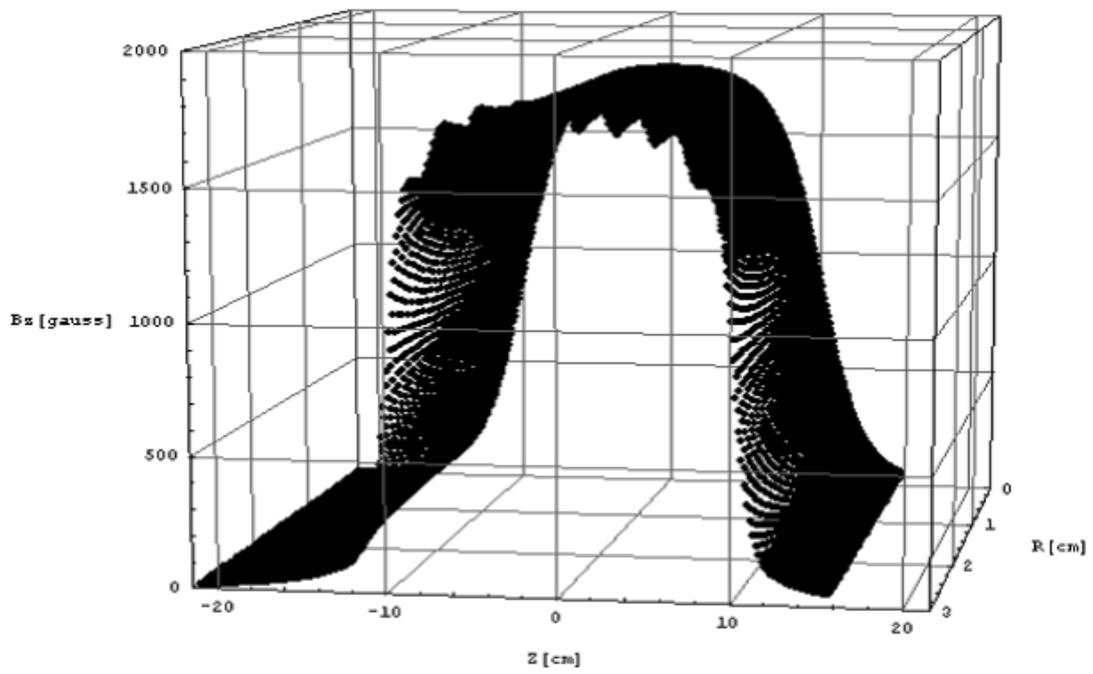


図 2.5: ソレノイド磁場の 3 次元分布

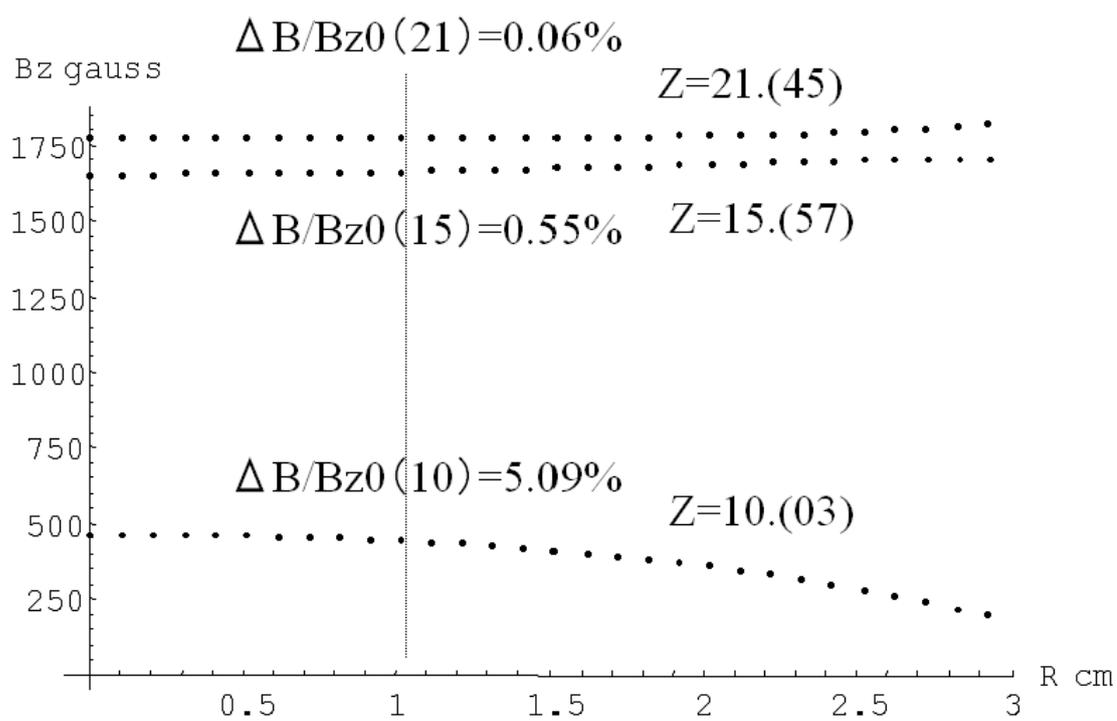


図 2.6: ソレノイド軸上磁場分布

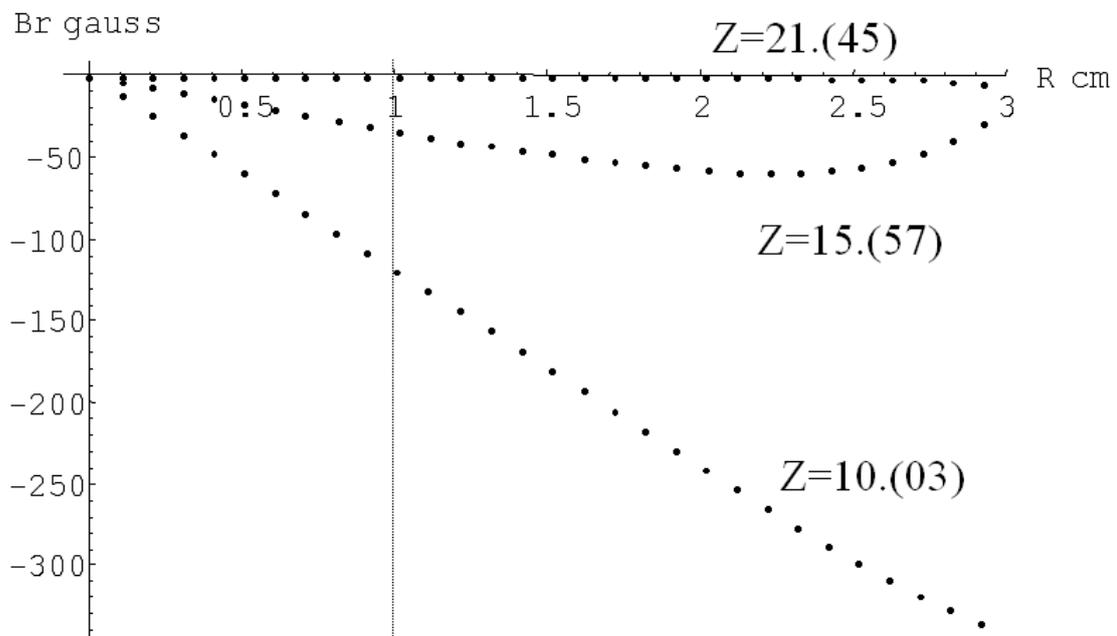


図 2.7: ソレノイド径方向分布

時の軸上分布、径方向分布をそれぞれ図 2.9、図 2.10、図 2.11 に示す。励磁特性から、100A 通電で 2143G (消磁から上昇時) 最大軸上磁場は計算結果の予想値を上回り 150A で 3200G が発生できた。漏れ磁場に関しては図 2.12 に示し、最大 150A 通電時で、ソレノイド端面を座標 0 に取り、軸方向に測定してカソード位置で約 17G であった。計算結果との違いは、使用している透磁率等の物理定数が実際の材質のものでないので、容易に推測できる。結果として本ソレノイドは、BNL 製のものとはコスト的にも 1/2 で製作することができた。今回最大磁場が、少しオーバースペックとなったため、最適化して製作すればさらにコストダウンが可能であるし小型化もできると思われる。図 2.13 に GPT [7] [8] で計算した電子ビームの軌道計算結果を示す。カソード電界強度 150MV/m、電荷 1nC で、ソレノイド軸上磁場は 2.4kG で、加速管が設置されるカソードから 1400mm の位置にビームを収束させた例である。

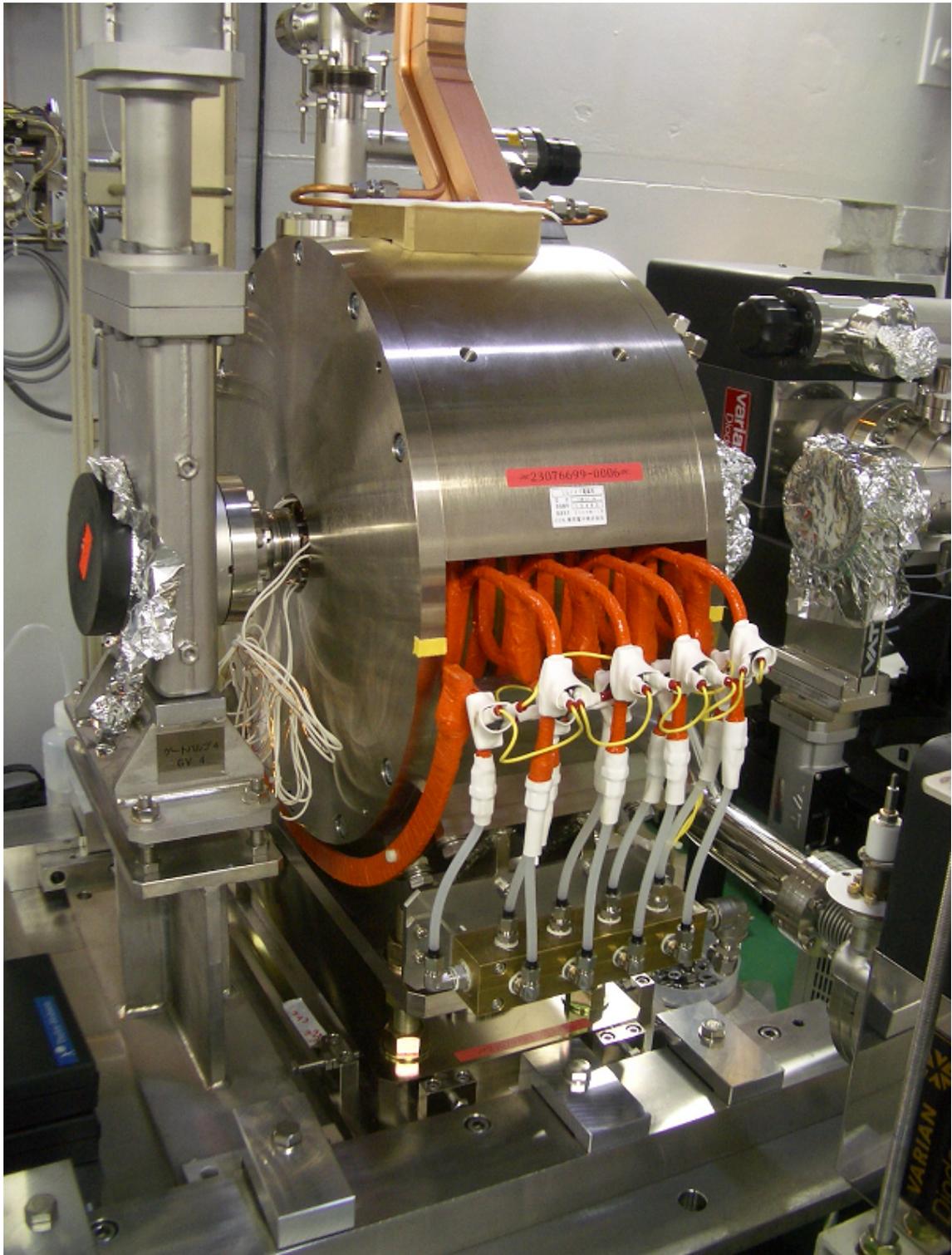


図 2.8: ソレノイド本体

励磁試験(I-B測定)

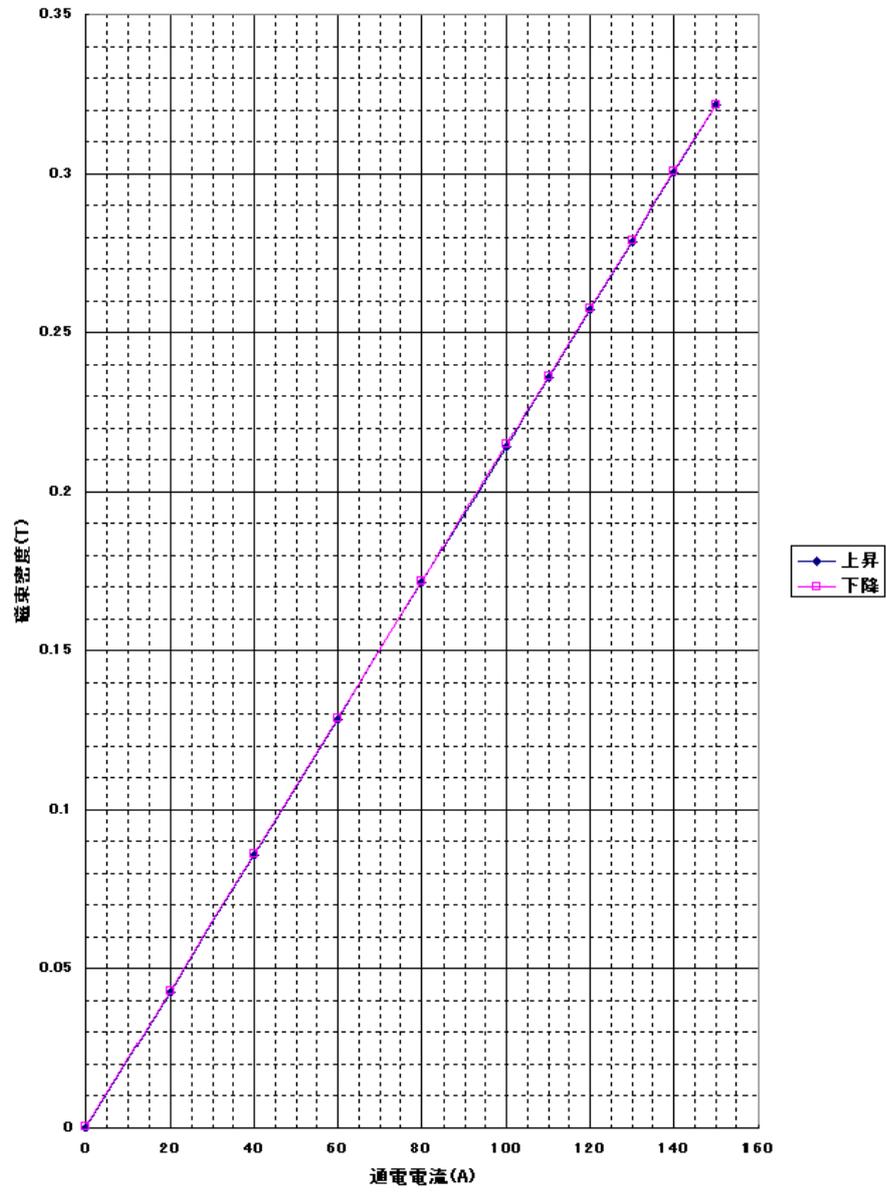


図 2.9: ソレノイド励磁特性

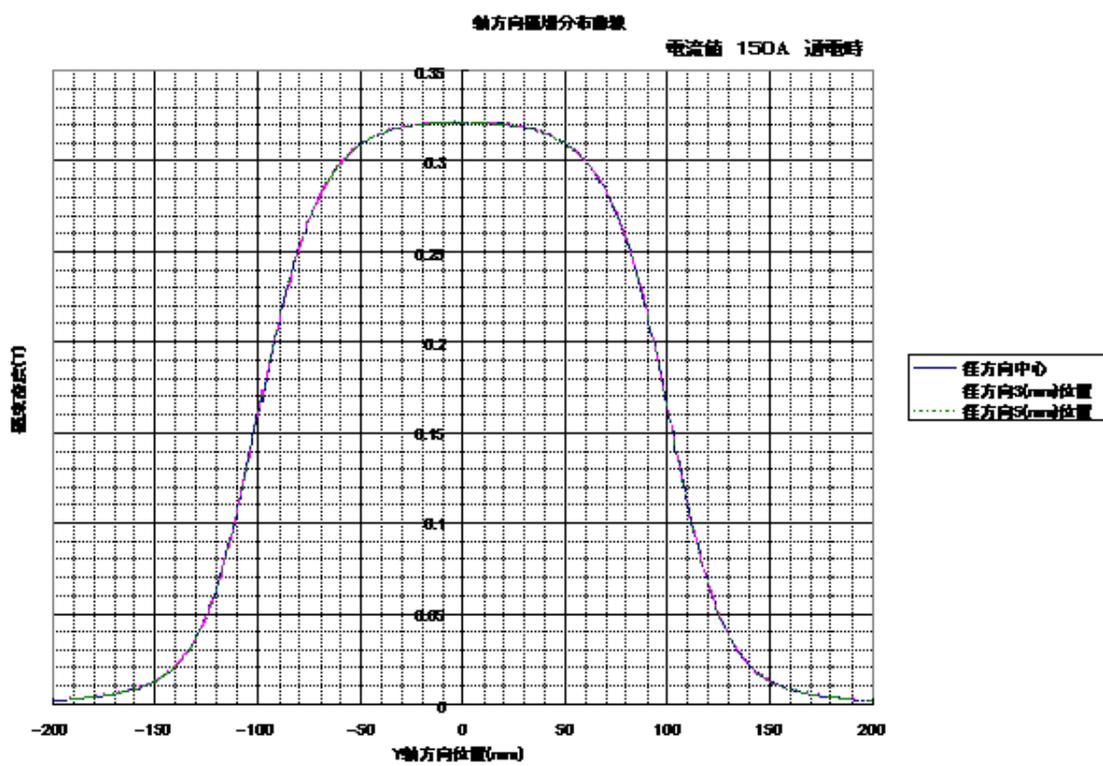


図 2.10: ソレノイド軸方向分布

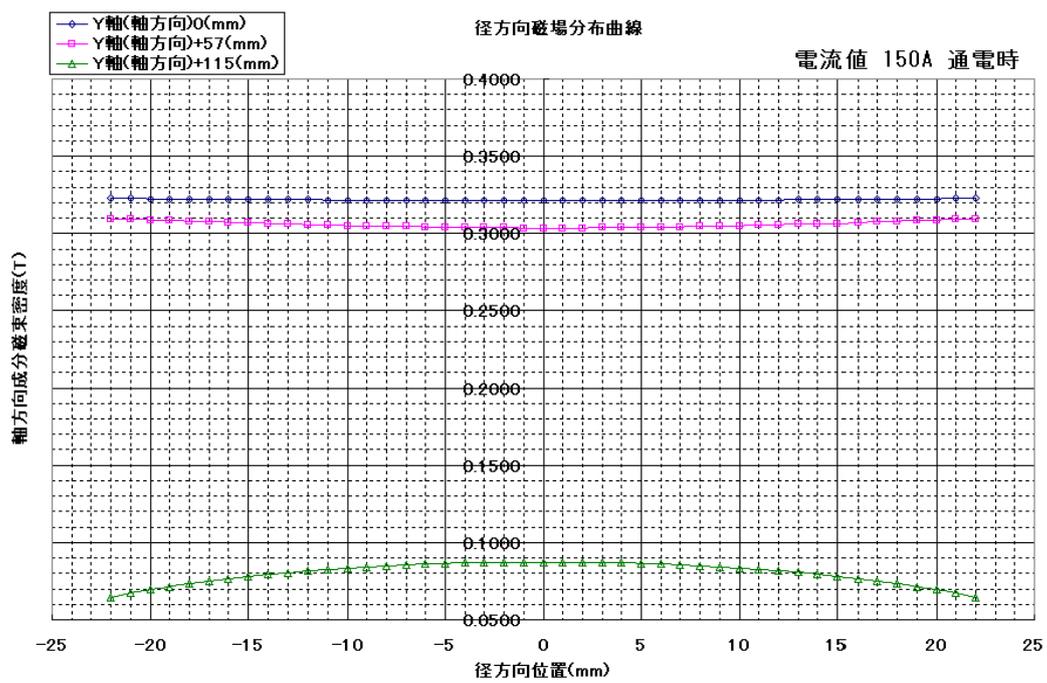


図 2.11: ソレノイド径方向分布

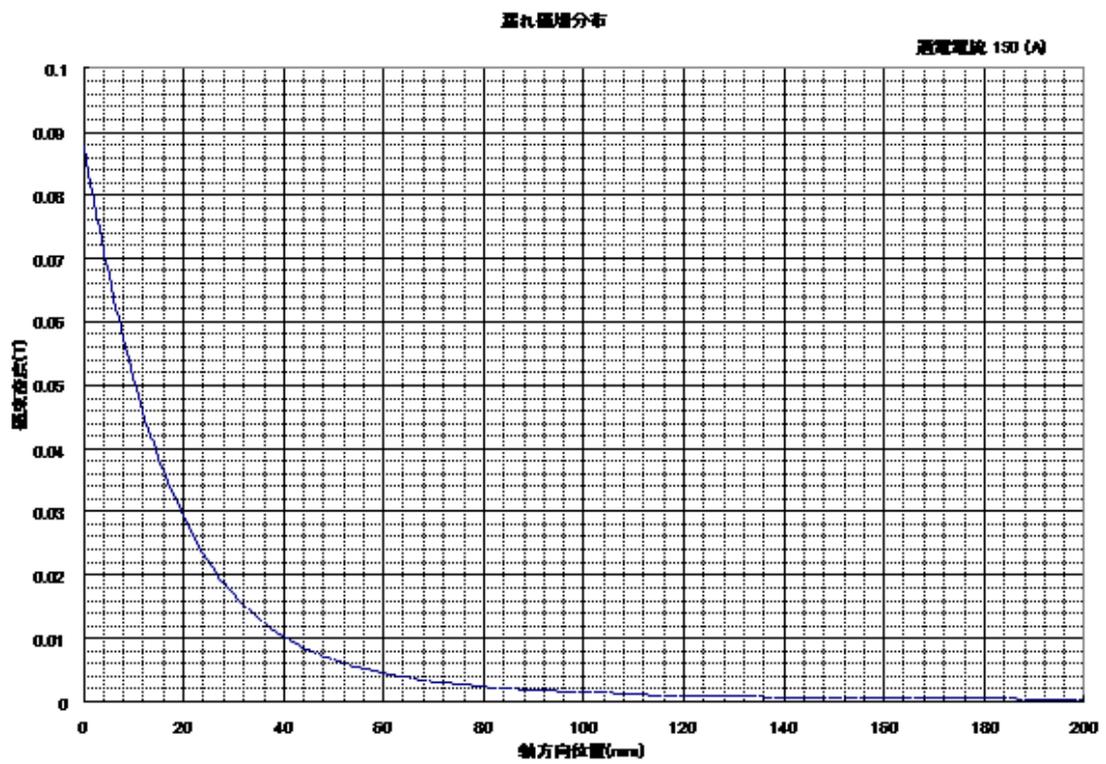


図 2.12: ソレノイド漏れ磁場分布

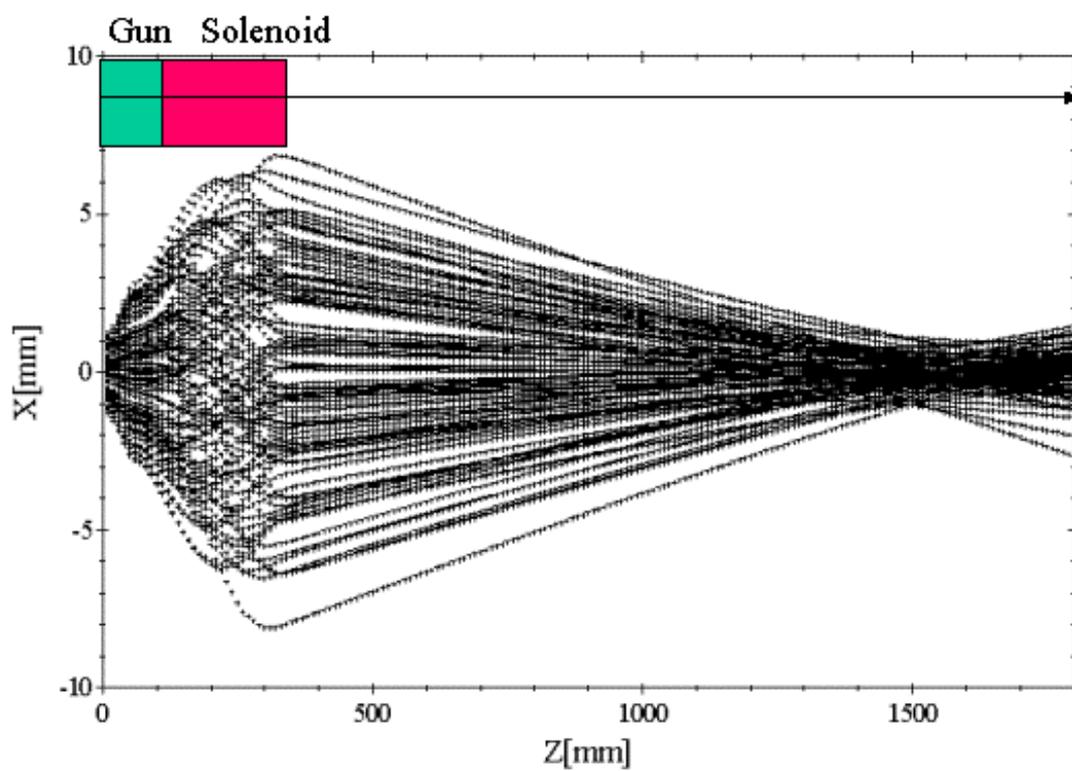


図 2.13: ソレノイド軌道計算結果例

2.3 光カソードのためのレーザーシステム

本テストベンチでは、メンテナンスの容易性を確保し、放射線のダメージを避けるため、レーザー装置はシールド外の別室に設置されている。レーザー室内に設置されたレーザー装置全景を図 2.14 に示す。レーザー光は、カソードから光電子を励起するために必要不可欠である。レーザーは容易に $psec$ オーダーの光電子パルスを生成できることから、通常の DC 電子銃から加速管へのビーム透過率を上げるためのパンチャが不要となる。また、モードロックレーザーを利用すると、正確にパルス間隔を制御できることから、パルス間隔を揃えたマルチパンチビームが発生可能である。レーザー装置系と高周波系との同期をとるため、共通のシグナル発生器を使用している。基準シグナルでは 1428MHz を発生し、高周波、レーザーではそれぞれ必要な周波数が違うことから、高周波には通倍器で 2 倍の 2856MHz を、レーザーには分周器 1/4 倍で 357MHz を供給する。CW であるシードのモードロックレーザーは、2.8nsec ごとのパルスが連続に発生している。ここから任意のパルス列を切出すには、ポツケルスセルを用いる。これは、電気光学効果で、電圧を印加している間だけ偏光面が変わることを利用し、偏光板と組み合わせることで、電圧が印加している間だけパルスを出すことが可能となる。図 2.15 にシグナルのタイミングチャートを示す。ポツケルスセルに与える電圧の幅を変える事で切出すパルス幅を決めることができる。本レーザーで使用しているモードロックレーザーは 357MHz (2.8nsec 間隔) のレーザーパルス列を CW で発生できる。よって、高周波位相との同期が完全であれば、各パンチでの高周波加速の条件を一定にできる。本シードレーザーは、Time-Bnadwidth 製で LD 励起のレーザー結晶に $Nd : YVO_4$ を用いて波長は 1064nm である。モードロックには、半導体可飽和吸収鏡 (SESAM) を共振器の終端に使用し、357MHz のパルス列が発生できる。レーザーの出力は CW で 7 W、パルスあたりにすると $20 n J$ である。パルス幅は、半値全幅で 9psec である。温度条件による光軸のシフトや、ミラーの汚れ等でレーザーの出力低下が起こることがありえるため、定期的に調整やクリーニングが必要となる。シードを含んだアンプ部のブロック図を図 2.16 に示す。ポツケルスセルは消光比の関係で 2 段配置している。切出したパルスは、フラッシュランプ励起のアンプによって、数倍の出力を得る。本アンプは 2 本の Nd:YAG のロッドをフラッシュランプ励起で使用している。それぞれ波長板を利用し、ダブルパスになるように調整してある。レーザーパルスは、アンプを 4 回通過するため、シードの出力の約 2000 倍の増幅を得ている。よって、1064nm の基本波の出力パルスパワーは、 $40 \mu J$ となる。その後、高調波を発生させるため BBO 結晶を 2 段利用し、 $1064 \rightarrow 532 \rightarrow 266nm$ と紫外光に変換する。変換効率は $1064 \rightarrow 266nm$ で 25% であるから、266nm の光の出力はパルスあたり $10 \mu J$ となる [9]。レーザーの出力は、波長板の角度を変化させることでその透過率を調整することにより変える。最後に紫外光をカソード面に当てるための光学系を図 2.17 に示す。レーザー位置でのレーザーのプロファイルを把握するために、カソード面と等価な距離の位置に、CCD カメラを設置してある。また、カソードへのビーム径の調整やプロファイル整形のためのテレスコプやスペーシャルフィルター等が設置されている。図 2.18 は、理想的な場合に量子効率 (QE) の違いによるレーザー出力に対する放出電荷量を計算したものである。本レーザーは、パルスあたり $10 \mu J$ の出力が得られることから、最終目標のパルスあたり 5nC を得るのに、仮に QE が 0.5% であっても、レーザー出力は $5 \mu J$ ほどでよく、輸送中の減衰の余裕を見ても性能的に十分なものである。



図 2.14: レーザー室全景

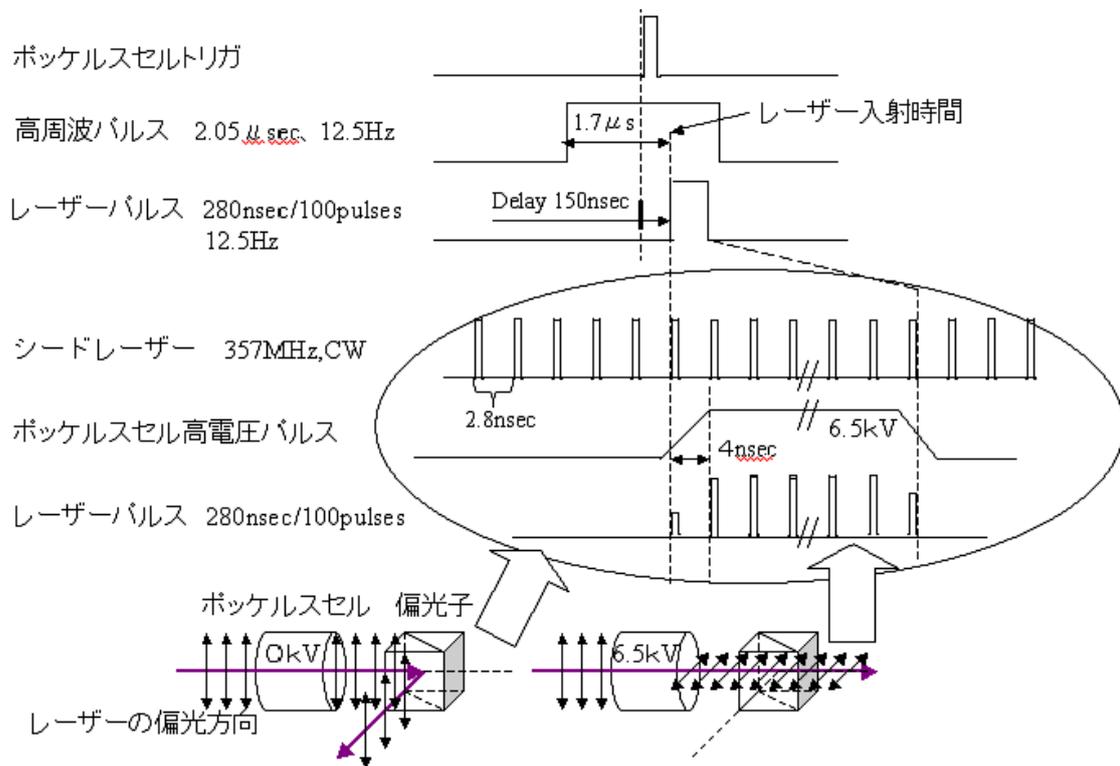


図 2.15: レーザーパルス切出しのためのタイミング系

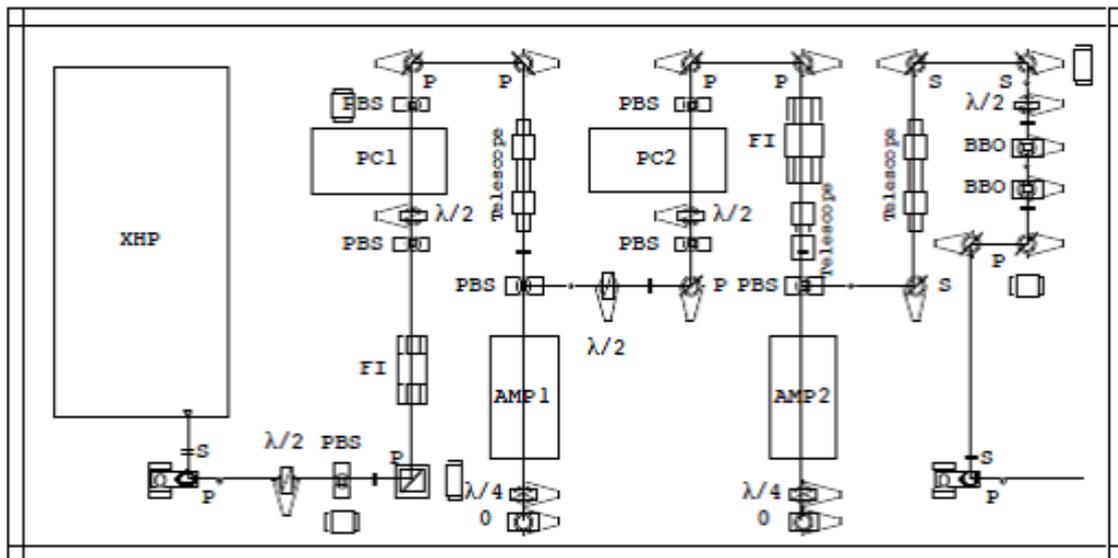


図 2.16: レーザーアンプの構成図

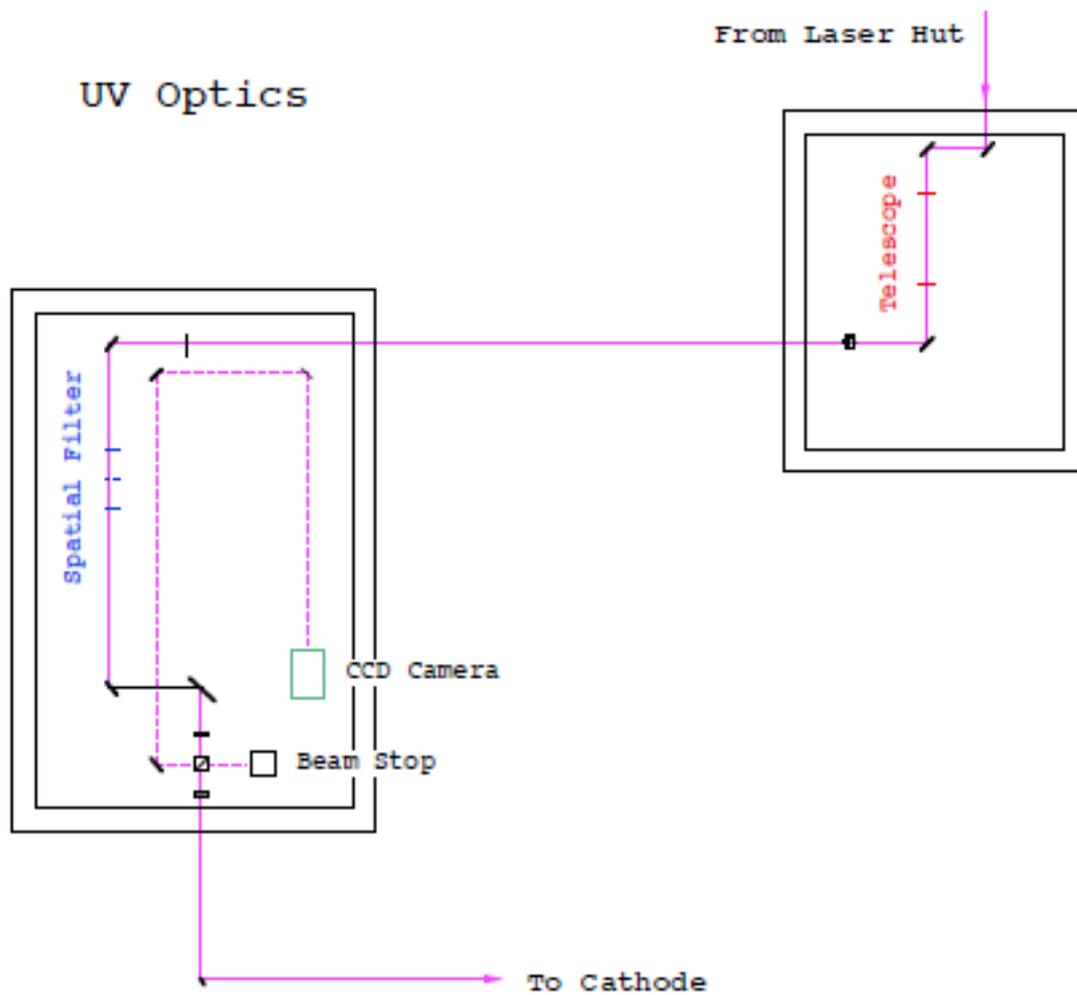


図 2.17: シールド内の UV レーザー光学系

$$Q = \eta e W \lambda / h c$$

$$Q[\text{nC}] = 8.07 \times 10^{-8} \times \eta [\%] W [\mu\text{J}] \lambda [\text{nm}]$$

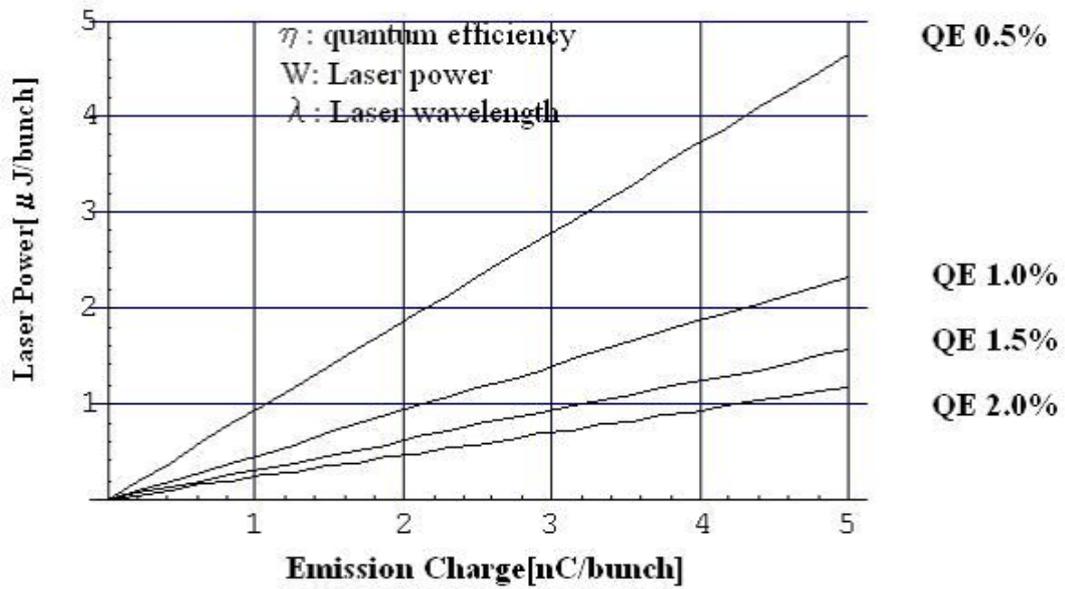


図 2.18: 量子効率とレーザー出力の関係による放出電荷量

2.4 テストベンチビームライン

このテストベンチは、後に加速管を増設して、ビームエネルギーを増強させることから、高周波源にはクライストロンとして、ピーク出力 80MW を設置し、電源もそれに見合ったパルス電源を設置したので、高周波電子銃単体を動作させるには、不必要に大型である。図 2.19 にテストベンチ全体の体系を示し、図 2.20 にテストベンチビームライン全景を示す。ビームラインは、放射線シールド室内に設置され、クライストロンとその電源は、シールド外にあり、導波管立体回路で、シールド貫通口経由で、高周波出力を電子銃に供給している。また、カソードからの光電子励起用の紫外光レーザーは、シールド外に本体を設置し、光学系により、カソードに導入する。図 2.21 には、本高周波電子銃のシステム構成を示す。ここで重要となるのは、高周波とレーザー出射の同期で、それを実現するために、共通のシグナル発生器で、1428MHz の基準信号を発生させ、高周波には、2 倍の通倍器で 2856MHz をクライストロンの入力として使用し、レーザーには、分周器で 1/4 の周波数の 357MHz をレーザーシードのモードロックの基準信号に使用する。このようにすることで、高周波とレーザーの位相の同期が可能となり、レーザー入射のタイミングを任意の高周波位相に、合わせることができる。ビームラインは、高周波電子銃のビーム性能を評価するために、諸々のビーム測定系が設置されている。主な特徴としては、レーザービームをカソードに完全に垂直入射をするためにビームラインにシケインを設けているところにある。本テストベンチの最大定格値を表 2.1 に示す。特にビーム性能に関するパラメータは目標性能であり、高電荷の 100 pA のビームを如何に安定に加速するかが問題となる。図 2.22 にテストベンチビームラインの構成図を示す。要所に電流値を測定するための電流モニター、位置を測定するための 4 極ボタン電極型的位置モニター、ビームのプロファイルを測定するために蛍光板 (デマルケストといわれる蛍光板で、電子が当たると含有している Cr によって赤い可視光を発生する。) を随時挿入して観測する。また、アルミ板による遷移放射光を光学系を用いて集光し、ストリークカメラで、*psec* の幅の測定が可能なバンチ幅モニタを配置し、最後に偏光電磁石で 45 度曲げて、その時の磁場との関係で、ビームのエネルギーおよびその幅を測定するためのエネルギー分析系が配置されている。

テストベンチにおける電子ビームの軌道計算は、GPT [7] と呼ばれているビームトラッキングコードを用いて行った。高周波電子銃からの電子放出にとって、最も重要となるパラメータは、高周波の位相に対するレーザーの入射タイミングである。カソード近傍での電子のエネルギーは、まだ eV オーダーであり、非相対論的な領域である。それに対し、高周波の位相は光速で進んでいるため、電子は、高周波の位相に当初は、遅れながら加速され、相対論的な運動に変化してくる。高周波電子銃の出口でのビームエネルギーは、加速空洞に入力可能な高周波出力に依存する。また、空洞内に高周波のエネルギーが蓄積される時間 (Filling time) は、*1μsec* 程度あるために、高周波のエネルギーがどの程度蓄積されてからビームを射出するかによっても、ビームエネルギーは左右される。本ビームラインの場合、レーザーの垂直入射を実現するために、シケインを採用した。したがって、電子銃出口からのエネルギー広がりが大きいと、シケインによる影響で、ビーム径が大きくなってしまふ恐れがある。よって、後段までのビーム輸送を考えた場合、電子銃出口でのエネルギー幅が小さくなるような条件を選ばなければならない。解析の結果、カソード表面での電界強度が加速方向で最大になる位相を 90 度と定義して議論すると、生成電荷量のピークは、カソード表面での電界強度が最大である位相 90 度の時にレーザーを入射した場合に得られる。初期位相が 50 度以上の領域になると、エネルギー幅が大幅に広がる結果となるため、後段への輸送が困難になる。

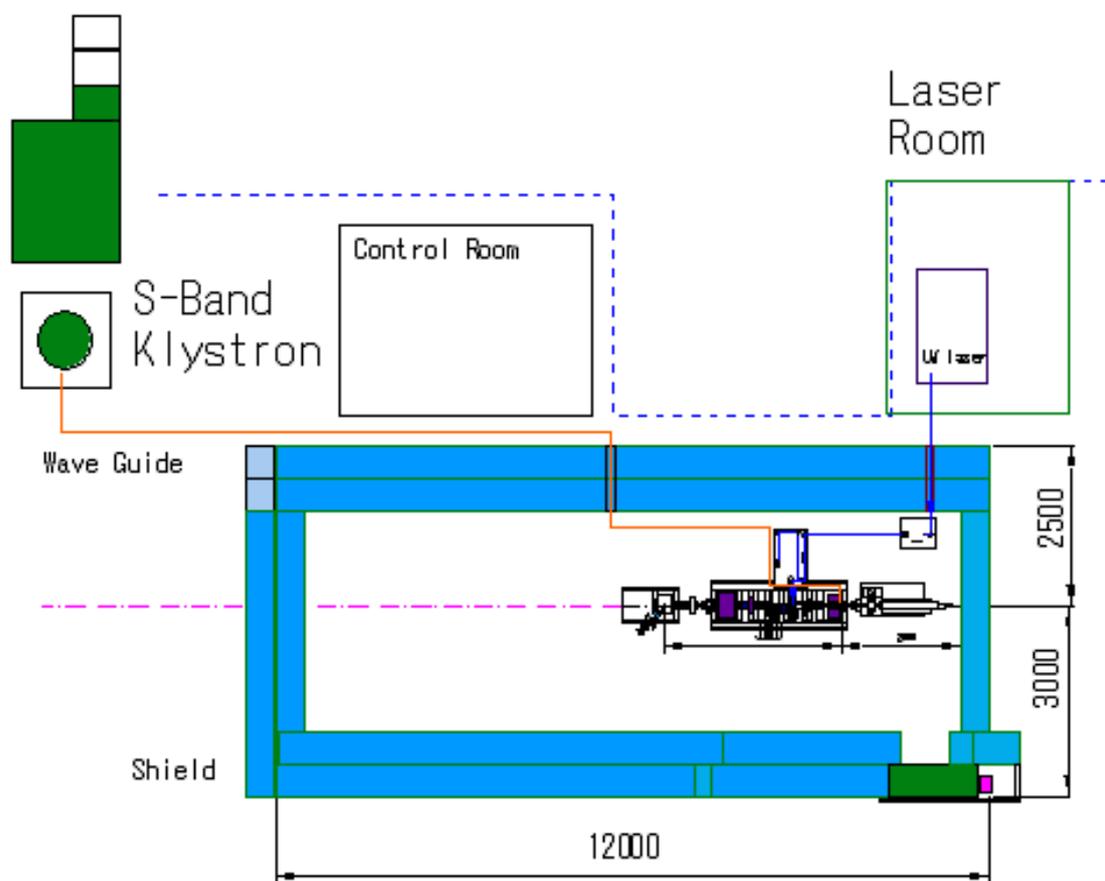


図 2.19: 電子銃専用テストベンチ全体図

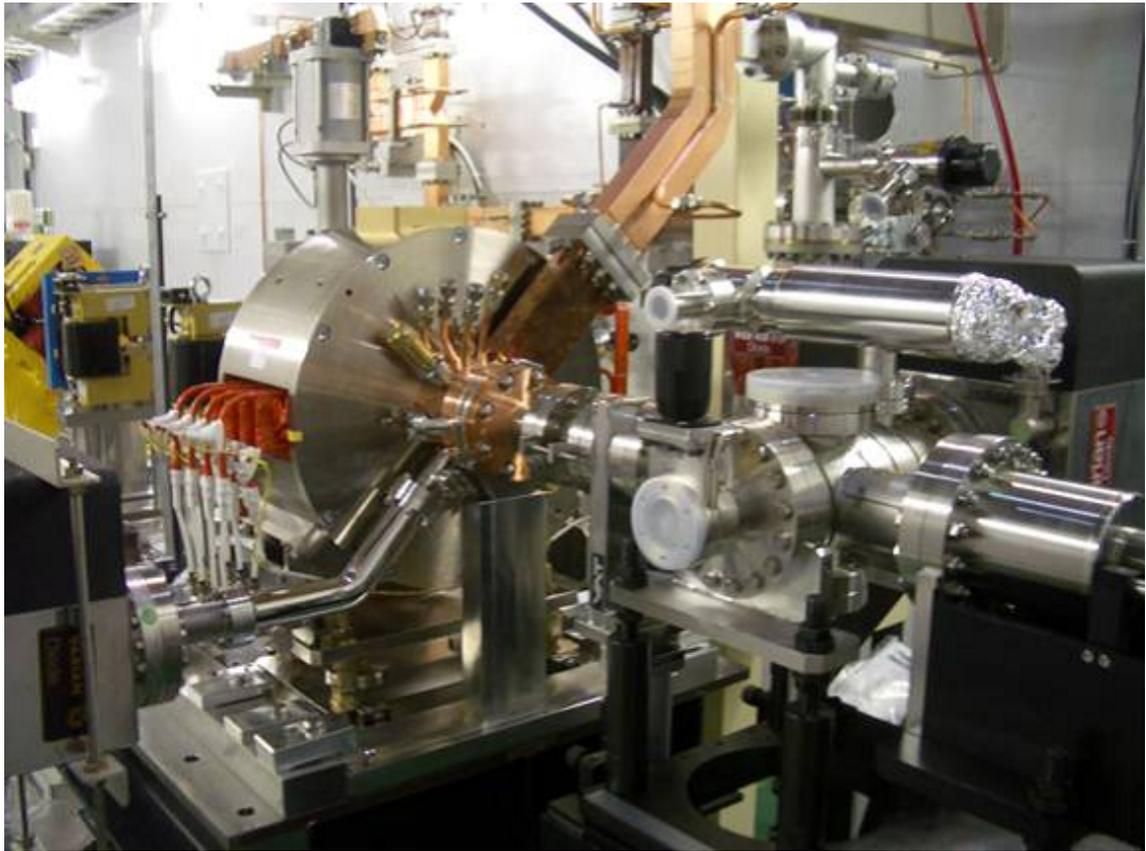


図 2.20: テストベンチビームライン全景

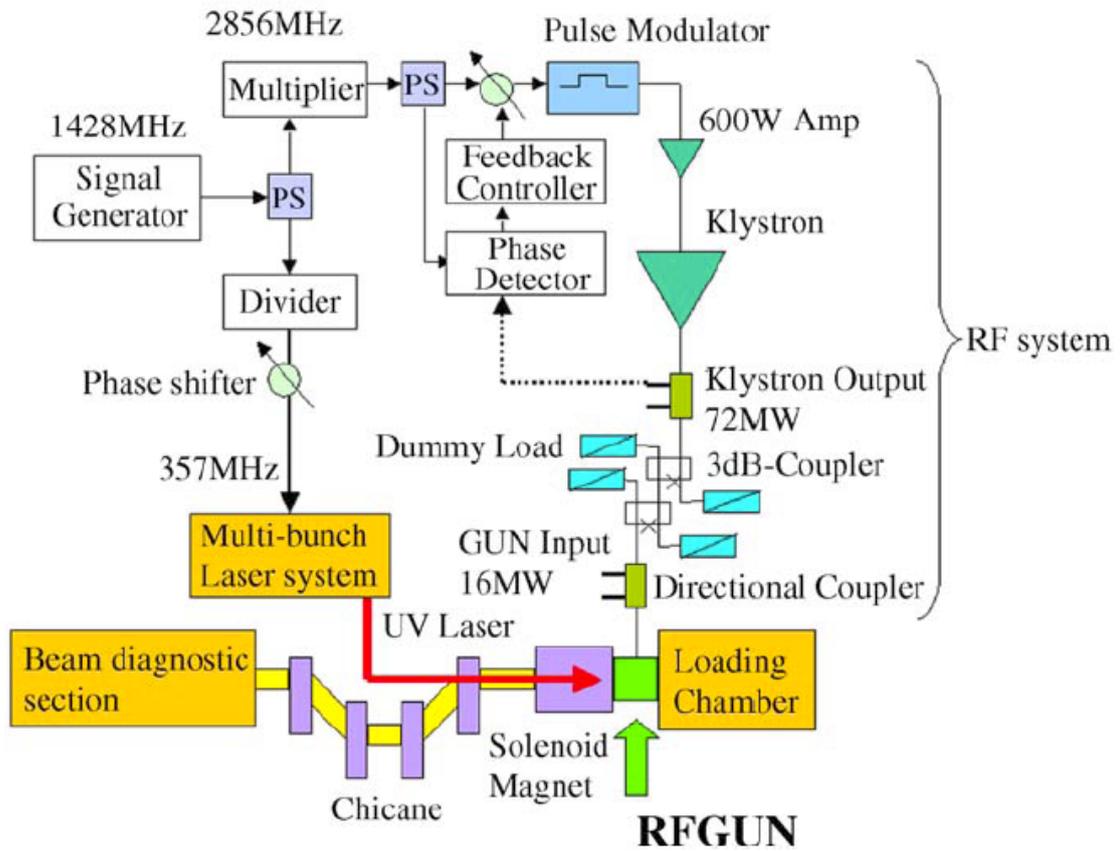


図 2.21: テストベンチシステム構成図

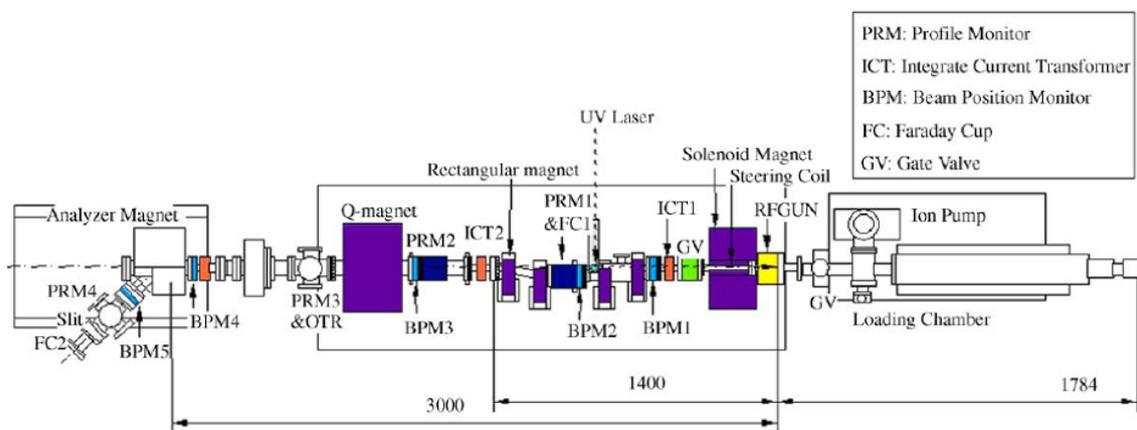


図 2.22: テストベンチビームライン図

最大ビームエネルギー	7MeV
最大電荷量	5nC/bunch
バンチ数	100
繰り返し	12.5Hz
運転周波数	2856MHz
モードロックレーザー周波数	357MHz
バンチ間隔	2.8ns
フォトカソード	CsTe
量子効率(目標)	>3 %
レーザーエネルギー(目標)	>3 μ J/bunch
レーザー波長	266nm
レーザーパルス長(FWHM)	10ps
高周波パルス幅	2.05 μ s
高周波空洞入力電力	15.7MW
ソレノイド電磁石最大磁場	3.2kGauss
シケイン部矩形電磁石最大磁場	500Gauss

表 2.1: テストベンチの主な最大定格値

よって、エネルギー幅が小さくできうる初期位相 20 度付近を条件とした。その理由は、ある程度、生成電荷量が確保できて、エネルギー幅が小さくできることにある。図 2.23 に初期位相 50 度と 20 度の場合のバンチ長とエネルギー幅の変化を計算した結果を示す。20 度の場合、高周波電子銃内で、バンチの幅が狭くなる現象が見られる。図 2.24 は、ビームライン全体でのビーム軌道計算例であるが、シケイン部分とエネルギー分析系でのビーム径が極端に広がらずに輸送されている様子が示されている。

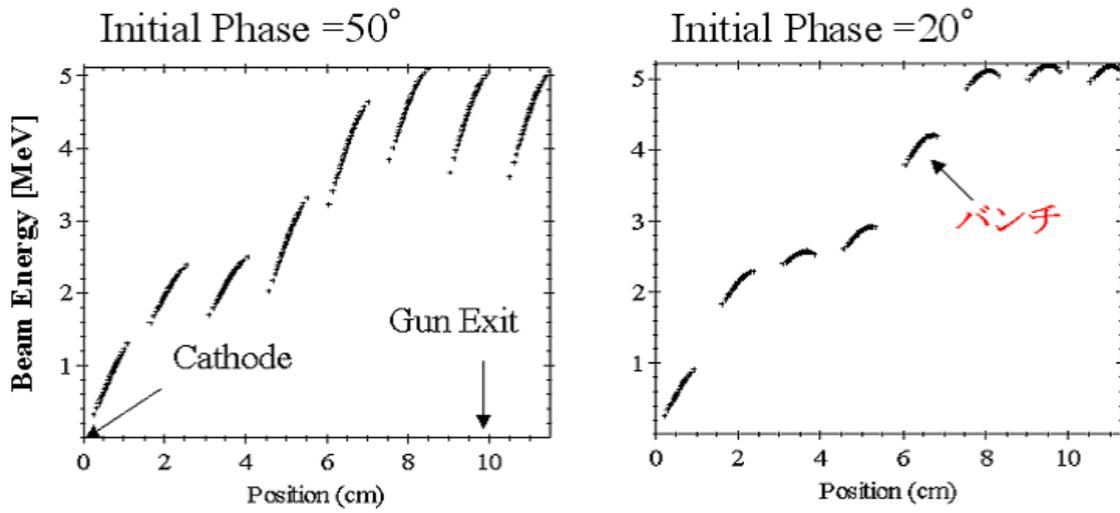


図 2.23: 初期位相 50° と 20° の場合の電子銃空洞内でのバンチエネルギー幅の変化の様子

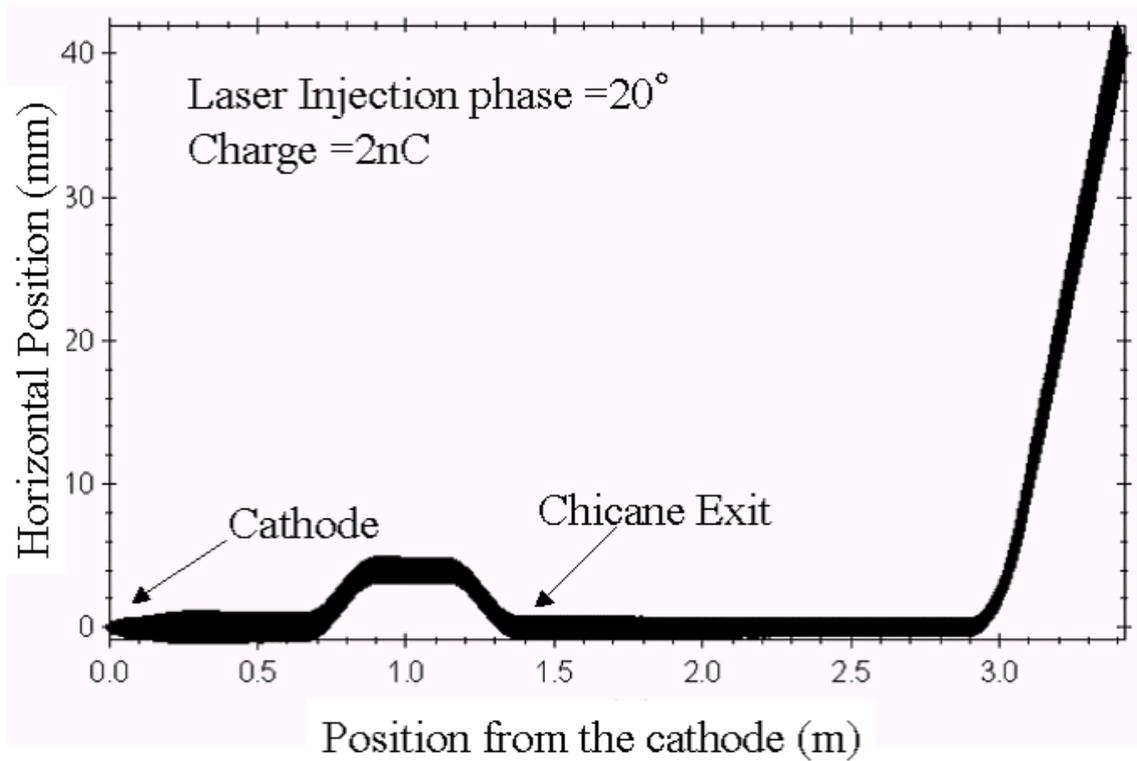


図 2.24: 初期位相 20° でのビームライン全体での軌道計算例

第3章 半導体光電子放出型カソードの 作製と評価

電子を物質表面から放出させることは、物質中に束縛されている電子を何らかのエネルギーで励起し表面から離脱させることに他ならない。今、物質表面から真空空間への電子の放出を考えた場合、電子にとってのポテンシャルは、物質中の方が低く、真空準位に上がるためには、何らかの励起エネルギーが必要である。熱エネルギーによるものが熱電子放出、光子による励起が光電子放出で、電子ビームの利用において特に重要な現象である。高周波電子銃のように外場として高電界が印加されている場合には、物質中から見た真空準位が減少する Schottky 効果 [10] も重要である。また、高電界と表面のミクロ形状による電界集中が起こった場合には、物質表面の壁ポテンシャルをトンネル効果で透過することが可能となる。これは電界放出という現象で、RF 空洞の放電現象の一因となる。一般に制御が難しいので、加速器の電子源としてはあまり用いられない。本章では、本研究に使用した半導体光電子放出型カソード、特に Cs-Te について述べる。

3.1 半導体からの電子放出

光電子放出現象は、1903 年の Einstein による光量子論によって説明された歴史的な発見であり、現代の量子力学の礎になった。一般化された放出電流密度 J_n は、電子が光電子放出のために吸収した光子の数を n とすると、以下の式で表される [11]。 n が 0 の場合の J_0 は、熱電子放出の Richardson-Dashman の式になる。 n が 1 の場合は、1 光子での光電効果を表し、2 以上は、光電子放出における多光子吸収過程を表す。

$$J_n = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \left(\frac{e}{h\nu} \right)^n A(1-R)^n I^n T^2 F \left(\frac{nh\nu - \phi}{kT} \right) \quad (3.1)$$

$$F(x) = \begin{cases} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+1} e^{mx}}{m^2} : (x \leq 0) \\ \frac{\pi^2}{6} + \frac{x^2}{2} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+1} e^{mx}}{m^2} : (x \geq 0) \end{cases} \quad (3.2)$$

$$J_0 = AT^2 e \left(\frac{-\phi}{kT} \right) \quad (3.3)$$

$$A = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} = 120 [\text{Amp}/\text{cm}^2 \cdot \text{K}^2] \quad (3.4)$$

A は Richardson 定数、 R は反射率、 I は入射する光子強度、 ϕ は仕事関数、 h はプランク定数、 ν は光子の波長、 k はボルツマン定数、 T は表面絶対温度をそれぞれ表す。 a_n は、物質に依存する定

数で、関数 $F(x)$ は、Fowler 関数と呼ばれている [12]。多光子吸収過程は、確率の低い現象でレーザー強度が非常に強くないと起こらない。

当初、この現象は物質の表面特有の現象として取れえられていたが、1940年代半ばになって、固体のバルクでの励起によることが明らかになってきた。1958年、Spicer は、光電子放出を固体内の現象であることを説明した初めての論文を発表した [13]。励起される電子の深さは、入射される光子の浸入厚さに関係し、光子の物質内での平均自由行程が指標になる。励起された電子は、物質内の電子やフォノンと散乱を繰り返しエネルギーを失う。表面近くまで運動エネルギーを失わずに拡散された電子の内、物質表面の電子親和力以上のエネルギーをもった電子のみが表面から放出される。この理論の光電子放出は、以下の3ステップの現象として捉えた。

- 1 固体の光子吸収による電子の励起
- 2 励起された電子の固体内の輸送および散乱
- 3 表面からの電子の脱出

図 3.1 にこの3ステップモデル(半導体の例)の概念図を示す。第1ステップでは、光を物質表面に照射することで、固体内に光子が吸収され、価電子帯 (Valence Band) 内のあるレベルの電子が励起され、バンドギャップを越え、伝導帯 (Conduction Band) に遷移する。第2ステップでは、励起された場所から表面へ輸送される過程で、その際に物質中において、電子-電子散乱あるいは、電子-フォノン散乱によってエネルギーを失う。第3ステップで、表面における電子親和力(通常は正)に打ち勝ち、真空準位以上にエネルギーを持った電子のみ表面から離脱可能となる。

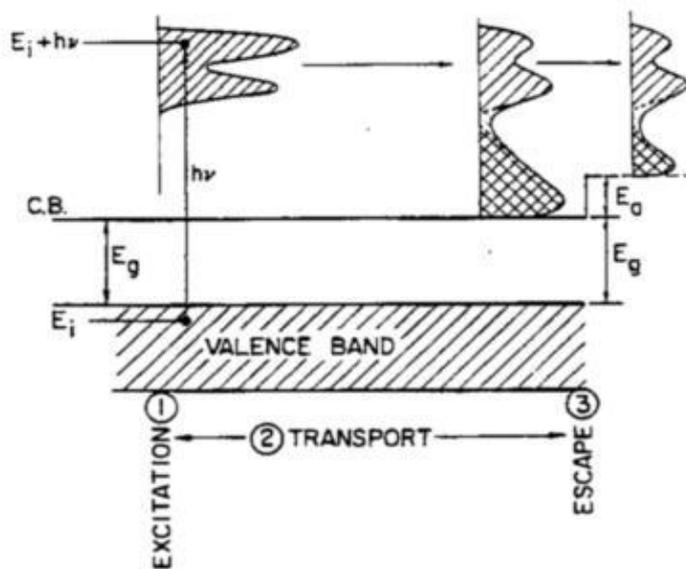


図 3.1: 光電子放出の3ステップモデル

3.2 カソード材質の選択

高周波電子銃で使用されている高量子効率の半導体膜は、Csを中心としたアルカリ金属と他の物質との化合物である。アルカリ系光電子放出型カソードに関する主な種類とその特色を表 3.1 にまとめた [14]。CsI は、化学的に非常に安定で、大気中にさらしても問題ないが、励起波長が 200nm と短すぎる。CsI+Ge も同様に大気中にさらして問題なく、励起波長も 270nm 程度で良いが、プロセスが非常に難しく、その割に量子効率が 0.2% と低い。CsSb 系はいずれも励起波長が 600nm と可視光が使用できて、量子効率も 10% と高いが超高真空を必要とし、寿命が短すぎる。この中で、Cs-Te が最もよく使用されているカソードで比較的過程も単純である。しかし、量子効率と寿命は真空度と残留ガスによって大きく左右されるため注意が必要である。また、励起波長は 270nm 以下で紫外光のレーザーが必要となる。本高周波電子銃には以上のことを考慮して、Cs-Te を採用している。

Photocathodes		(nm)	QE (%)	Lifetime
Alkali iodide	CsI	< 200	20	years
	CsI+Ge	< 270	0.2	years
Alkali antimonide	K2CsSb	< 600	10	Days-hours
	Na2K(Cs)Sb			
Alkali telluride	Cs2Te	< 270	15	Months-weeks
	RbCsTe			

表 3.1: アルカリ系光電子放出型カソードの比較

3.3 Cs-Te についての知見

本研究で使用されている Cs-Te は、もともと光検出器の光電面として開発されたもので、安定な化学組成は Cs_2Te であり、そのバンド構造は光電子分光の詳細な測定で Powell によって明らかにされた [15]。Te と Cs_2Te のそれぞれの励起光子エネルギーに対する量子効率を測定した結果を図 3.2 に示す。図から明らかなように、 Cs_2Te 量子効率は、励起光子のエネルギーが 4eV 以上になると急激に増加していることが分かる。したがって、励起レーザーには、紫外線領域以上が必要となる。

RF 電子銃のカソードとしても注目され、他の半導体薄膜のカソードの中でも量子効率も高く、かつ RF 電子銃に装着された環境下での実用上の寿命も長いことから、最も一般的に使用されるようになった。蒸着膜の化学組成はいろいろな安定比が存在するが、Bona らが示したように、量子効率の高い薄膜作製条件では、 Cs_2Te の組成比に近いことが、表面分析の結果得られた [16]。Powell が示した結果から得られるバンド構造の模式図を図 3.3 に示す [17]。

実際の励起レーザーには、Nd:YLF や Nd:YAG の 4 倍高調波 (264、266nm) を用いることが多い。入射された光子が Cs_2Te 表面において、電子の励起に寄与するためには、吸収されなければならない。しかし、ある確率で表面で反射されてしまう。 Cs_2Te の光物性は、Michelato らによって測定された例がある [18]。図 3.4 に、水銀の発光スペクトル線の 254nm の紫外光による Cs_2Te の反射率測定結果を示す。図の横軸は、蒸着過程の経過時間を示し、カソードで使用される条件は、この図の横軸 75min に相当する。その際の反射率は、3% である。したがって、本研究では入射された光子の反射による入力レーザー出力の励起への寄与の減少は無視することとする。

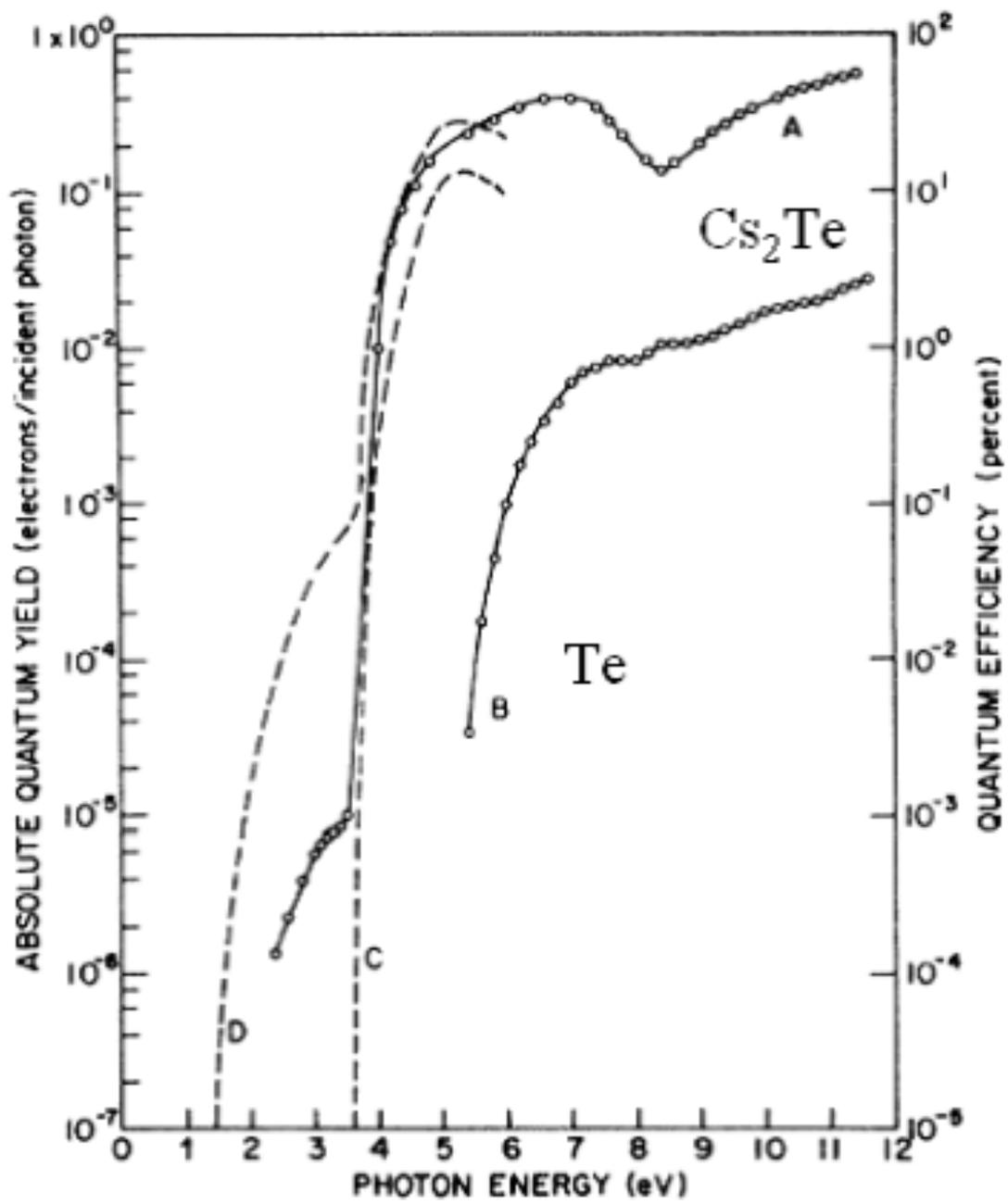


図 3.2: *Te* 及び *Cs₂Te* の励起光子エネルギーに対する量子効率

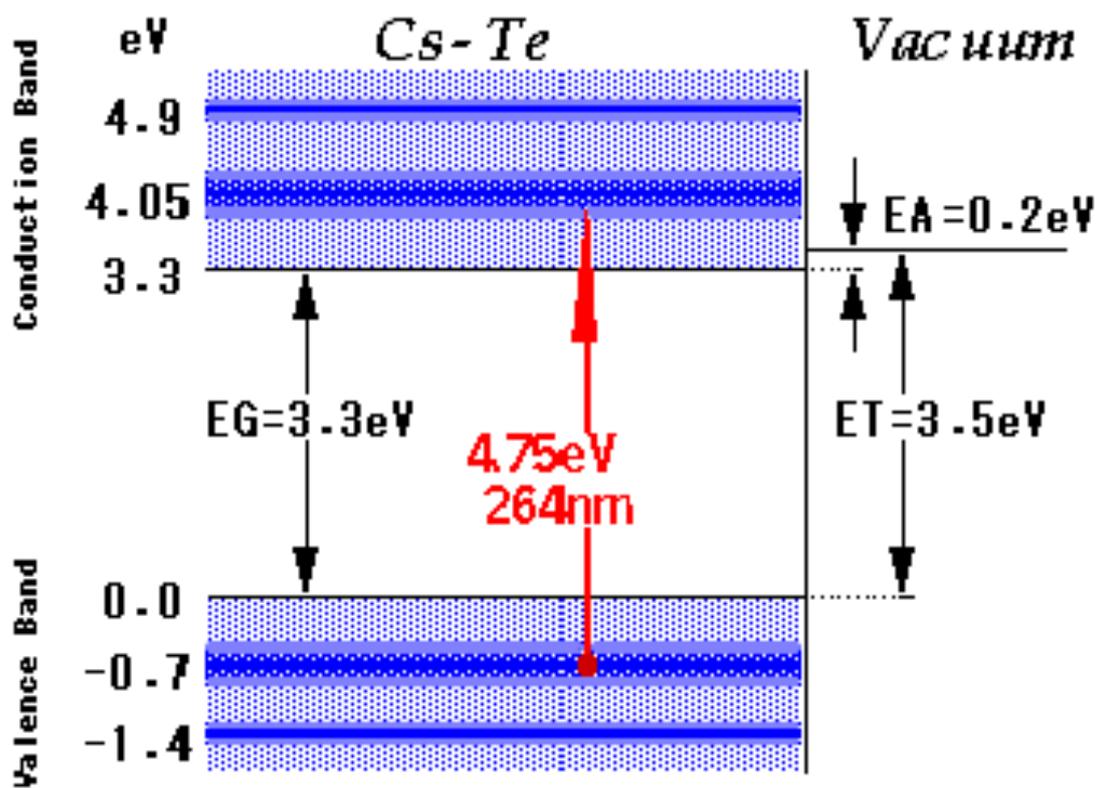
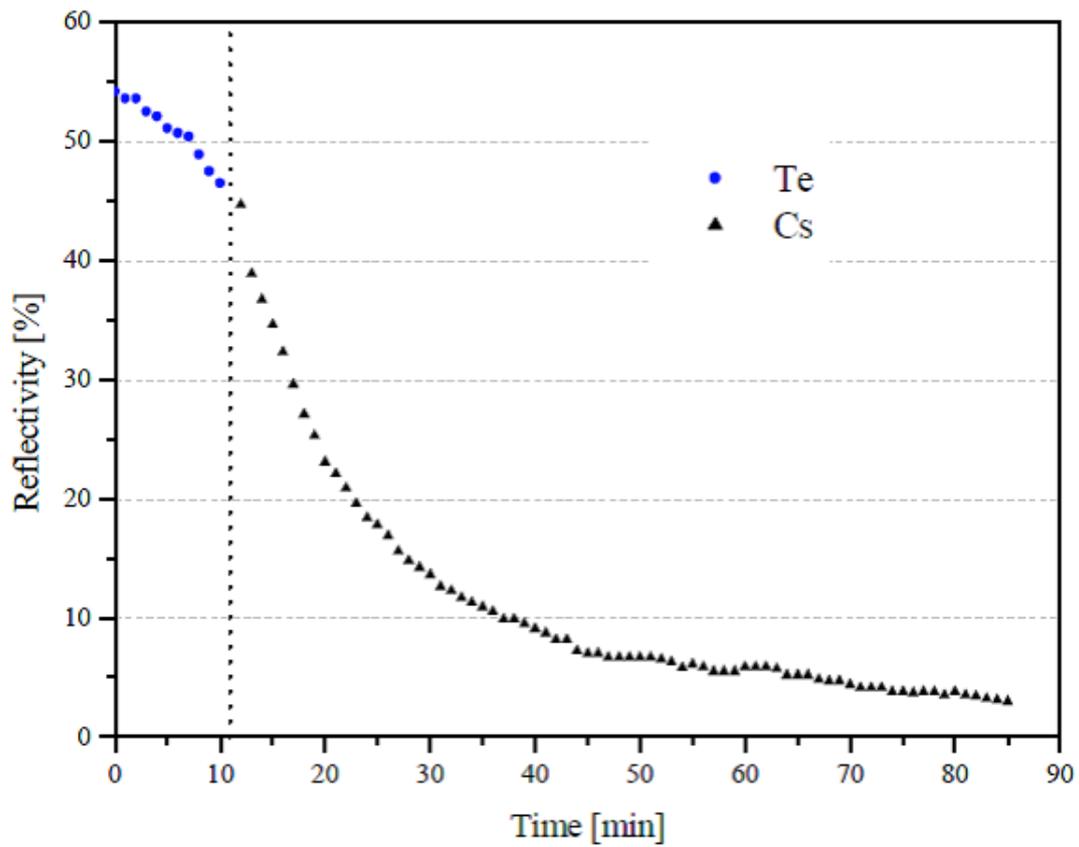


図 3.3: Cs_2Te バンド構造



Measured reflectivity during tellurium and cesium evaporation @ $\lambda = 254$ nm.

図 3.4: Cs_2Te の反射率測定 (入射光子波長 254nm)

3.4 Cs-Te カソード作製システム

フォトカソード Cs-Te を用意するには、高真空中での蒸着膜作製装置系が必要となる。Cs-Te の量子効率、残留ガス中の酸素との結合により、容易に劣化することがわかっている [16]。よって特に残留ガスの酸素濃度を極力低下させる必要がある。また、高周波電子銃への高真空雰囲気へ移送、装着するためにロードロックシステムが必須である。したがって、真空の改善を考慮すると、カソード蒸着系と高周波電子銃への装着を行うロードロック系とを一体で組み上げることが理想的であり、実際各研究機関でもそのようにしているし、KEK - ATF の入射部の高周波電子銃も同様である。しかし、RF 電子銃本体に比べ、カソードを準備する装置系が巨大になってしまい、その大きさから今後の RF 電子銃の汎用性を失ってしまいかねない。そこで、本研究のテストベンチでは、蒸着系とロードロックシステムを完全に分離した系にし、RF 電子銃が設置されている遮蔽外に、蒸着系の実験室を独立することとした。その代償に、真空雰囲気をなるべく良好な状態に保持しつつ、カソードを移動するための可搬式の真空チャンバーが必要となった。それぞれの装置の概略図を図 3.5 に示す。実際の作業過程の写真を図 3.6 に示す。

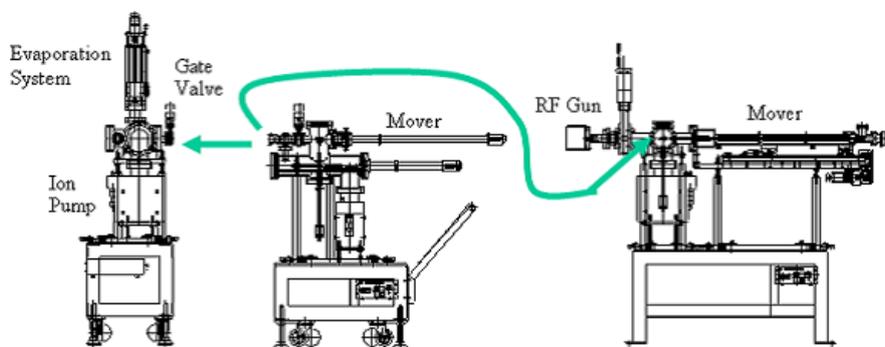


図 3.5: カソード蒸着系、移送系、ロードロック系の図

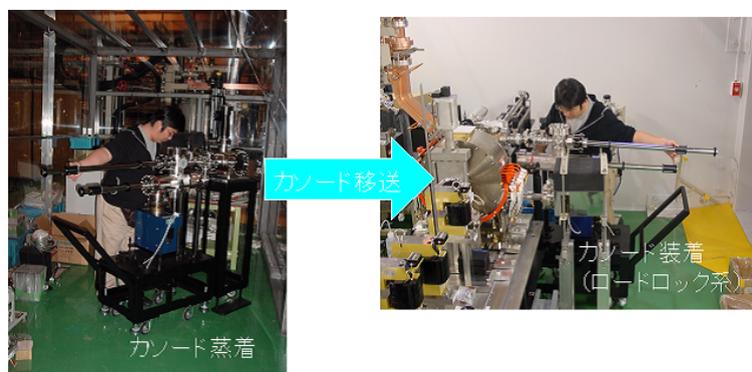


図 3.6: カソード作製、移送、装着作業

3.5 Cs-Te カソードの作製及び量子効率評価

本セクションではカソードの作製プロセスを述べる。基本的に、蒸着膜作製の装置系は KEK-ATF で実績のあるものを採用した。カソードプラグの鏡面仕上げされた Mo 表面上に、最初 Te を膜厚 10nm 蒸着する。Te は大きさ数 mm × 数 mm 程度のブロック状で、タングステンワイヤ製のバスケットに乗せ、抵抗加熱で蒸発させる。膜厚はカソードと等価な位置関係に設置された水晶発振式の膜厚計で監視する。次に、Cs が含浸されたディスペンサーワイヤを抵抗加熱することで蒸発させる (図 3.7)。ただし、これは一方向にしか発散されないため、膜厚計での測定ができない。よって、量子効率を常時測定しながら、最大の値になるまで傾向を観測しながら蒸着を進める。蒸着中のチャンパー内の真空度はイオンゲージで測定して最低で 6.4×10^{-6} Pa であった。CERN や DESY のグループもほぼ同様の方法を採用しており、Cs の膜厚は 20nm 程度と推定される。蒸着の過程で、Cs-Te が拡散して安定な Cs_2Te が形成されることが報告されている [16]。なお量子効率は、キセノンランプの光からモノクロメータで、RF 電子銃の励起レーザーである Nd:YAG レーザーの 4 倍波 (266nm) を選択し、カソード表面上にレンズ系で導入し、カソードブロックに 100V のバイアスをかけ、得られる電流値で評価する (図 3.8)。このキセノンランプとモノクロメータからの光のスポット系をあらかじめ調整して、カソード蒸着位置に当たるようにアライメントしてある (図 3.9)。本実験時に蒸着したカソードの初期量子効率は、キセノンランプ光での測定で 4.5 % であった。今回の蒸着の際、Te の膜厚の時間的変化を図 3.10 に示し、Cs 蒸着時の QE の変化を図 3.11 に示した。Cs 蒸着後は、チャンパー内の真空中の残留ガスによるものと思われる影響で、QE が低下してしまった。

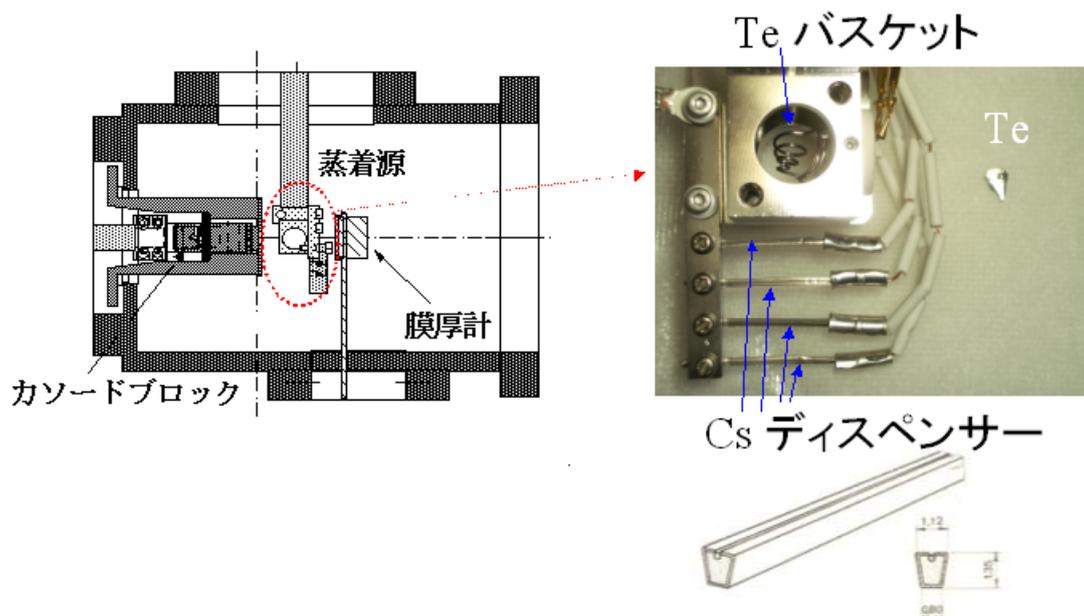


図 3.7: 蒸着系の断面図

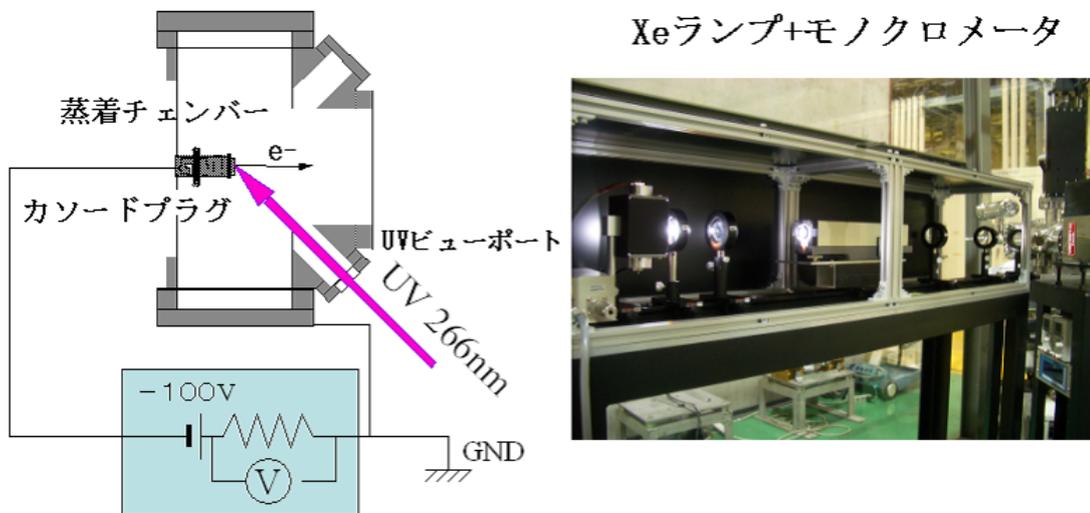


図 3.8: QE 測定系

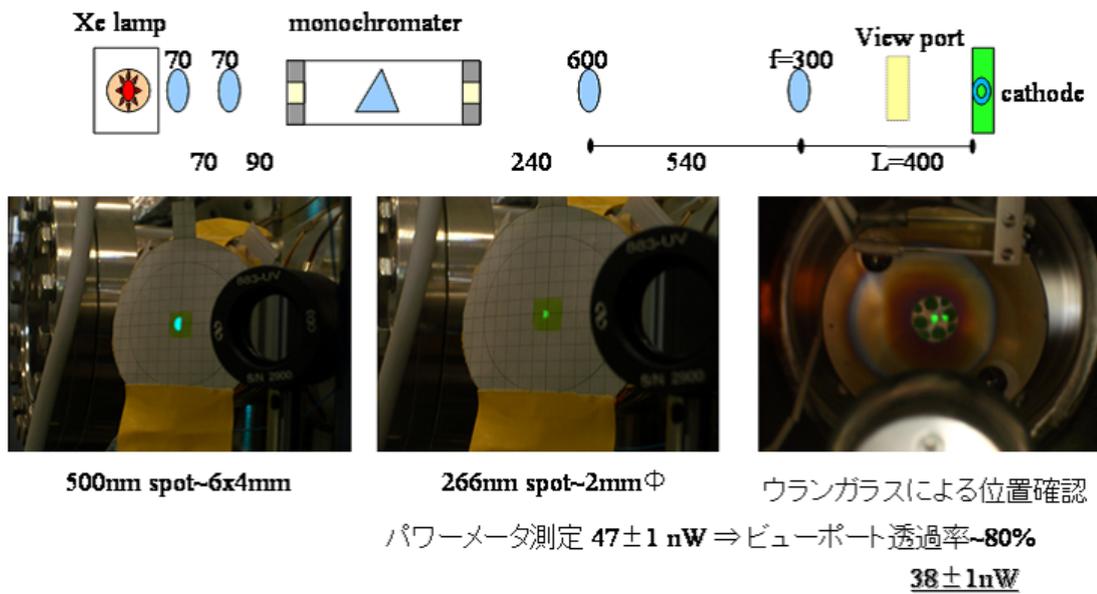


図 3.9: QE 測定光学系のアライメント

Te蒸着

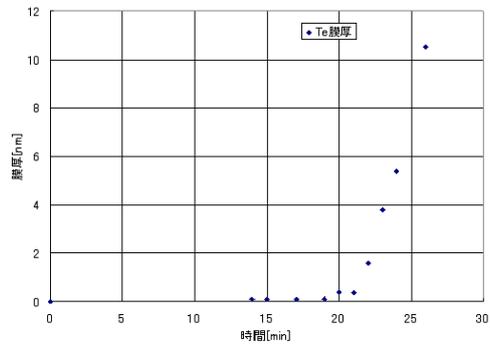


図 3.10: Te の蒸着の様子

Cs蒸着

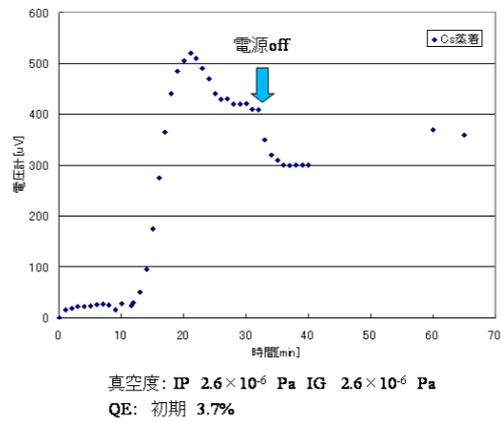


図 3.11: Cs の蒸着の様子

3.6 電子銃内での量子効率劣化

Cs-Te カソードでは、作製直後の初期量子効率が 10 % 以上である報告が複数あるが、RF 電子銃内でのビーム発生による経時変化で、RF エージングや運転形態にも依存するが数日程度で、数%まで低下し、1%程度で数ヶ月オーダーの長期間運転に耐えることが知られている。また、表面状態も長時間運転後は、あばた状に蒸着面が不均一に変色することが観測されている。図 3.12 に作製直後の表面状態を、図 3.13 に長時間運転（数ヶ月）で量子効率が 0.1 % 以下に低下した状態の表面それぞれの写真を示す。

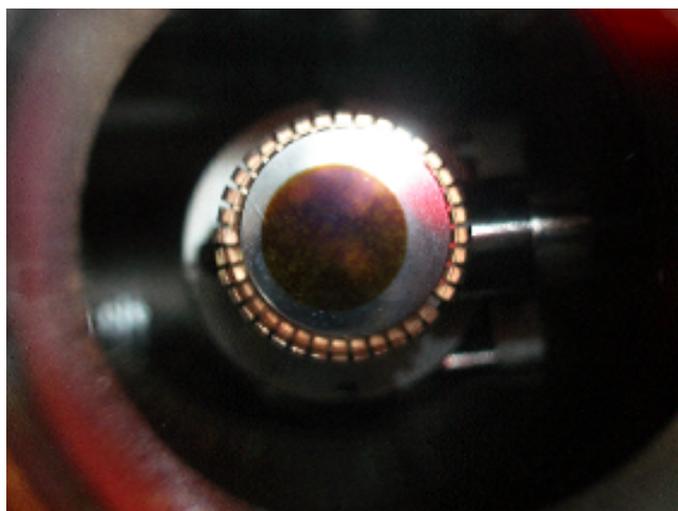


図 3.12: 作製直後の Cs-Te カソードの表面状態

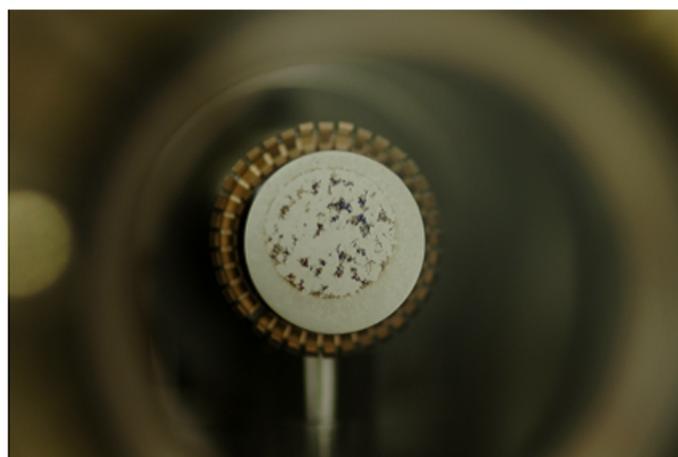


図 3.13: 長時間運転後の Cs-Te カソードの表面状態

3.7 Cs-Te 化学組成表面分析

Cs-Te カソードは、量子効率が高く、寿命の点でも十分実用に耐えうるカソードとして、高周波電子銃に採用されてきたことは前述した。しかし、DESY、CERN が明らかにしたように、その化学組成比が、正確に Cs_2Te になっているかは、我々のカソードで調査されていなかった。そこで、今回、実験で用いたものと同じ行程で作製されたカソードを表面分析することにした。ただし、試験に利用しているカソードブロックの大きさが、表面分析機器に収まらないため、カソード蒸着部を小さく分離できる形のダミーカソードを作製し、蒸着後取り外すことで、表面分析を試みる。図 3.14 に今回使用した表面分析用 Cs-Te カソードの写真を示した。中心あたりの変色部分に Cs-Te がすでに蒸着されている。しかし、真空中での受け渡しが今回不可能であったため、極力乾燥窒素雰囲気中で、カソードの移送作業を行ったが、大気圧での作業となったため、表面には吸着ガスが多量に付着している可能性がある。今回表面分析を行った装置は、日産アーク所有の複合型電子分光分析装置(図 3.15)で、特徴として、XPS、UPS が同じ試料位置で行え、低エネルギーの Ar スパッタリング装置も装備している。本カソードの蒸着時直後は、キセノンランプの光源での量子効率測定



図 3.14: カソード表面分析用 Cs-Te カソード

で 3.0% であった。その後、移送チャンバー内で、真空雰囲気中で保管した。ところが、8 日後のカソード移送時直前での測定では 0.31% まで急激に量子効率が低下していた。その原因は、移送チャンバー装置にスローリークがあったため、チャンバー内の酸素分圧が上昇し、カソードを急激に汚染したと考えられる。よって、本試料は、蒸着時にも酸素分圧が高かった可能性がある。保管時にも常に酸素分圧が高く、量子効率が低下した試料となったと思われる。さらに、カソード移送時に乾燥窒素雰囲気中とはいえ、大気圧にさらしたこともあり、表面へのガス吸着も多いと推測された。まず、試料を分析装置に設置し、UPS から行うこととした。光源は He の I 線の波長 58nm の単色紫外線を照射する。図 3.16 は、UPS の測定結果を示す。このピークは、カソード表面の価電子帯の電子の状態密度に対応している。赤線が初期状態のピークで、表面に吸着ガスが多く付着

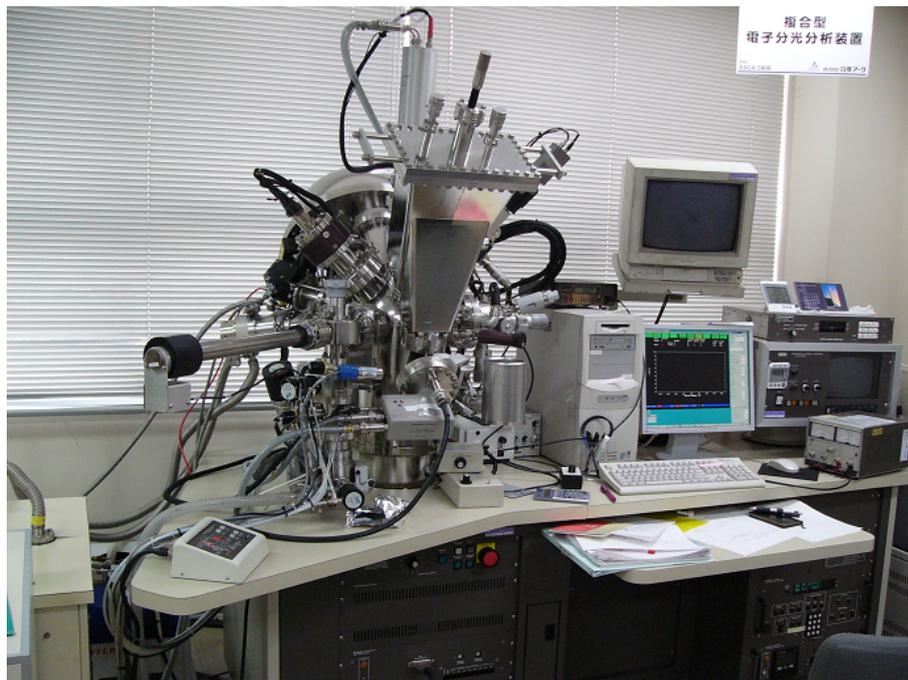
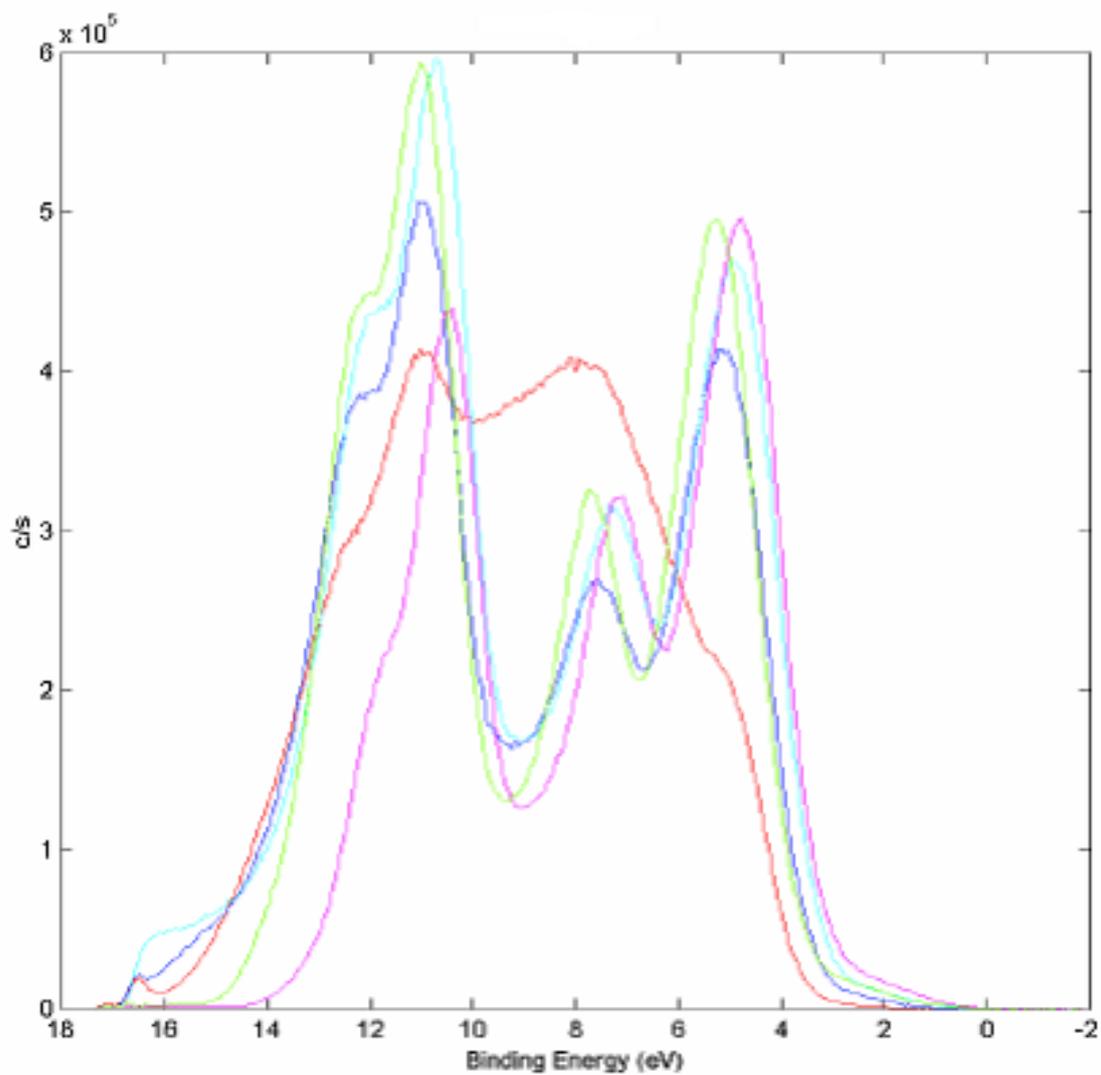


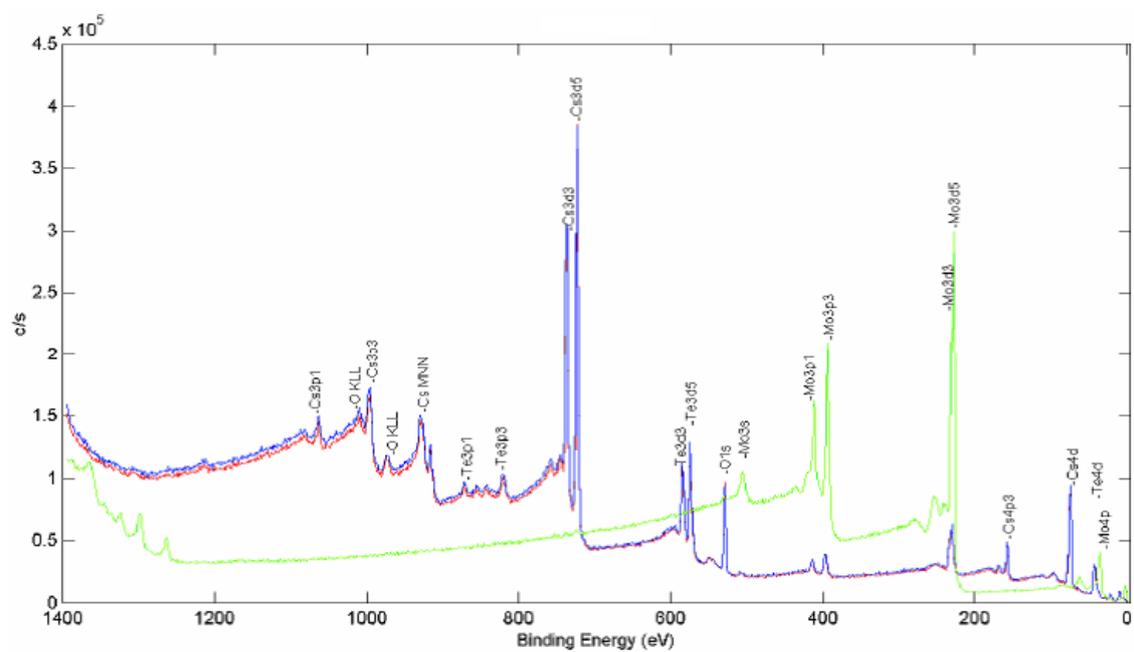
図 3.15: 複合型電子分光分析装置（日産アーク所有）

していることが予想されたことから、まず低エネルギー Ar スパッタリングで、ガスをはがす試みをした。エネルギーは 1kV で、スパッタリングレートは、 SiO_2 換算で、0.37nm/min である。まず 1 分間のスパッタリング後に同じく UPS の波形を測定した結果が青線である。明らかに、鋭いピークが現れ、最表面の吸着ガスの影響を取り除けたと解釈できる。横軸は Binding Energy であるが、5eV 付近にピークが現れた。このエネルギーは、ちょうど 266nm のエネルギーである 4.7eV に近く、励起可能な電子である。その後も Cs-Te の化学組成を破壊しない程度に、Ar のスパッタリングを行って、UPS の波形変化を観測したが、顕著な違いが現れなかった。次に、XPS による表面内の元素分布を測定する。使用した X 線は $AlK\alpha$ で、200W の出力であった。図 3.17 は、XPS の測定結果である。赤線と青線は、UPS の際に行った Ar スパッタリングで、元素の組成が大きく変化しなかったことを意味している。その後、深さ方向の元素比を見るために、Ar スパッタ (SiO_2 換算で、0.37nm/min) を行いつつ、XPS でその都度、元素分析を行っていった。緑線はデプスプロファイル測定後のデータで、基盤材料である Mo 以外のピークは現れていない。このことはスパッタリングで Cs-Te が完全に除去されたことを意味する。図 3.18 にデプスプロファイルの結果を示した。スパッタ当初から酸素、Mo が存在することの解釈には不確実性があるが、少なくとも、Cs と Te の比率がほぼ 2:1 になっていることが分かる。これは、蒸着された Cs-Te カソードの化学組成が Cs_2Te になっていると解釈される。ただし、酸素比が常に高いことから、酸素を吸着しながらカソードを蒸着していった可能性がある。本表面分析は、予備的な試験で、定量的にはなかなか解釈を確定することは困難であるが、蒸着された Cs-Te の化学組成比が 2:1 になっていたことは明らかになった。



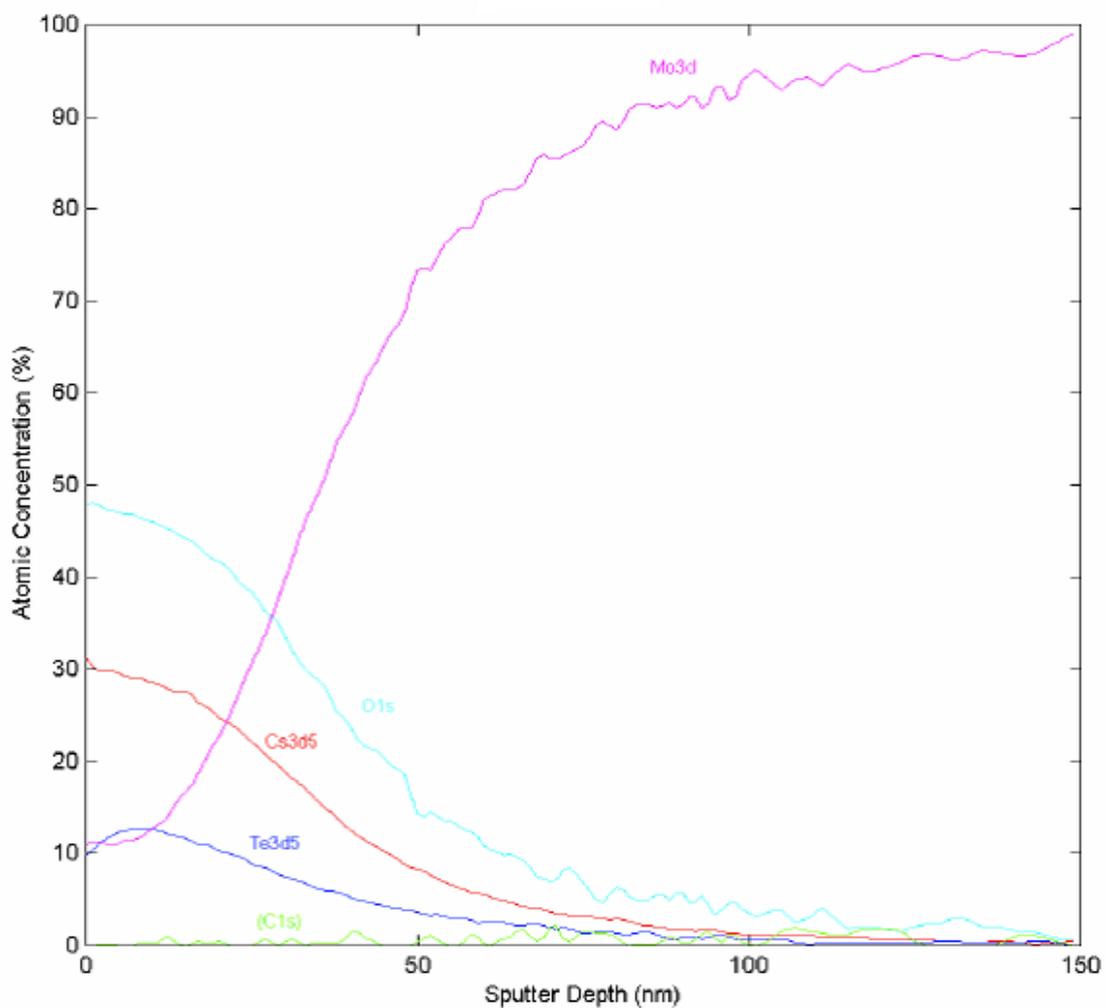
試料のUPS分析結果
 赤：as-cast、青：1kV×1minスパッタ後、
 水色：1kV×2minスパッタ後、赤紫：1kV×5minスパッタ後、
 緑：1kV×5min→3kV×0.5minスパッタ後

図 3.16: UPS によるカソード表面分析



試料のXPSによる定性分析結果
 赤: 1kV×5minスパッタ後、 青: 1kV×5min→3kV×0.5minスパッタ後、 緑: テープスプロファイル測定後

図 3.17: XPS による表面元素の分析



試料のXPSによる深さ方向分析結果 (テブ°スプ°ロファイル)
 スパッタレート : 0.37nm/min (SiO₂換算値)

図 3.18: XPS を用いた深さ方向の元素比プロフィール

第4章 高周波電子銃におけるレーザー入射 タイミングと放出電荷量について

RF 電子銃から得られる放出電荷量は、RF 空洞内の RF 電界の位相に対するレーザー入射タイミングに大きく依存する。横軸をレーザー入射のタイミングを RF の位相で表し、縦軸を電子銃出口での放出電荷量で、その関係をプロットしたものを以後 RF 電子銃におけるフェーズプロットと呼ぶ [19] [20] [21]。本章では、この実験から得られるフェーズプロットの意味を解説し、そこから得られる重要な現象についてまとめる。具体的には、RF 電子銃におけるカソードからの光電子放出過程で重要となる空間電荷効果、Schottky 効果、量子効率が抽出できることを述べる。

4.1 光高周波電子銃に関する理論

加速空洞中での電磁波として TM モードを生成して、ビーム進行方向に加速電界を発生させることができる。カソードの端面はもっとも電界強度が高い方が電子の発生に有利であるため、一般には、カソード端面を含めた第 1 空洞は 1/2 セルの長さにする。第 2 セル以降は、基本的な 1 セルであればよく、原理的には何セルでもつなぎ合わせる事が可能である。何セルを選択するかは、必要な電子エネルギーやビーム性能、入力可能な高周波電力、製作のしやすさ等を検討したうえで決定する。本高周波電子銃に使用される加速空洞は、カソードを装着した 1/4 波長のハーフセルと半波長のフルセルを足し合わせた構造で、その設計の指針となる理論は、K.J.Kim [22] によってまとめられ、後に、Travier [23]、J.Gao [24] らによって改良された。BNL のグループによって空洞の設計で電子銃出口でのエミッタンスが最小になるように最適化された結果、実際のハーフセルは、0.5 セルではなく 0.6 セルになっている。図 4.1 に、1.6 セル高周波電子銃の電磁場解析コード SUPERFISH による電界分布を示した。なおこの図には、定在波が時間的にゼロから最大になっていく様子も模擬している。Kim 理論によると、カソードから引き出された電子が、高周波空洞の電界によって加速されていく過程で初期の加速位相から遅れていく様子の 1 次元モデルを示しており、カソードから発生した電子の電子銃出口でのエネルギー、バンチ幅、エミッタンス等のパラメータを説明している。しかし、空間電荷効果の影響が大きい場合の振る舞いは含まれていない。したがって、シミュレーションコードによるビームトラッキングによってパラメータの最適化を行っているのが現状である。

1.5 セル型の高周波電子銃の基本的な動作原理を Kim の理論に基づいて概説する。加速空洞に高周波によって発生する軸上 (z 軸) の電界強度 $E_z(z, t)$ は定在波を形成し以下のように表される。

$$E_z(z, t) = E_0 \cos(kz) \sin(\omega t + \phi_0) \quad (4.1)$$

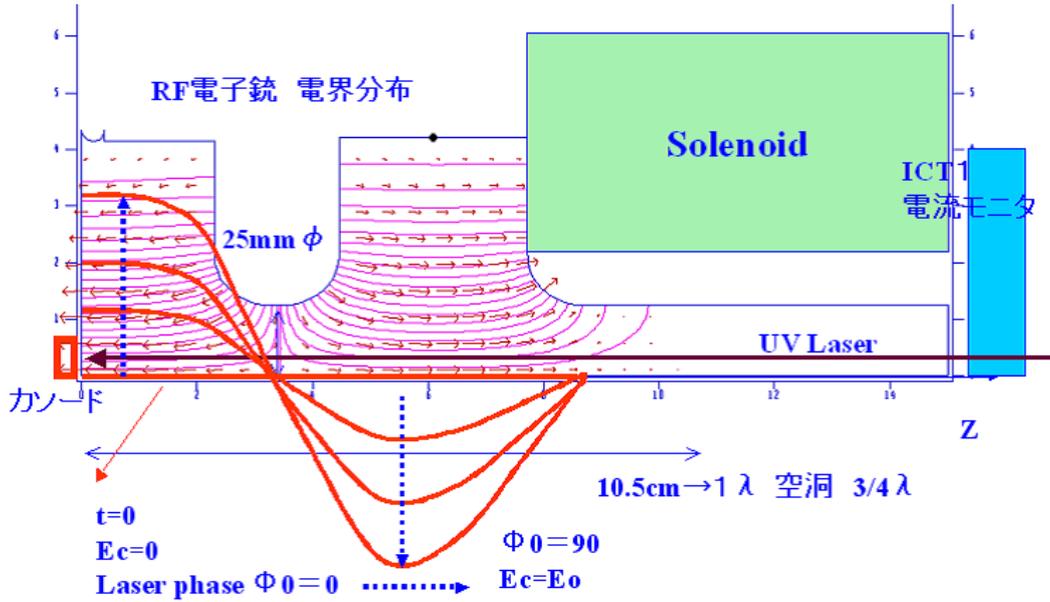


図 4.1: 高周波電子銃の電界強度分布の変化

ここでカソード表面を $z = 0$ とし、 $t = 0$ のとき、レーザーがカソード表面に達するとする。 ω は加速電界の角周波数、 k は波数 $k = 2\pi/\lambda$ 、 λ は高周波の管内波長、 E_0 はカソード表面上の最大加速電界を表す。 ϕ_0 はレーザーがカソード表面に達する時点での RF 初期位相を表す。位置 z での電子の高周波位相 ϕ は、ビームが非相対論的領域では、ビームの位相は高周波の位相から遅れ、ビームの γ ファクターを用いて、以下のように表せる。

$$\phi = \omega t - kz + \phi_0 = k \int_0^z \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right) dz - kz + \phi_0 \quad (4.2)$$

ここで、加速電界の強度を表す無次元のパラメータ α を以下の式で導入する。

$$\alpha = \frac{eE_0}{2mc^2k} \quad (4.3)$$

電子の γ は電子の加速位相 ϕ を用いて以下で表される。

$$\frac{d\gamma}{dz} = \alpha k (\sin \phi + \sin (\phi + 2kz)) \quad (4.4)$$

カソードから射出した電子ビームは、初速が高周波位相速度に比べて著しく遅いため、初期位相から位相の後れを生じながら、加速されていき、相対論的ビームに達すると、高周波位相速度とともに運動する。そのときの RF 位相を ϕ_f とする。 ϕ_f は ϕ_0 の関数になるが、ここでは Gao [24] が示した関数を採用する。

$$\phi_f(\phi_0) = \frac{1}{\alpha \sin \left(\phi_0 + \frac{\sqrt{2\pi}}{6\sqrt{\alpha}} \right)} + \phi_0 + \frac{\pi}{15\alpha} \quad (4.5)$$

また、1.5cell 出口での電子ビームのエネルギー（形式）も初期位相の関数になり、1.5cell での加速経路の距離を L とすると次式で示される。よってカソードの最大電界強度がわかれば、レーザー入射の初期位相により、電子銃出口の運動エネルギーが得られる。

$$\gamma(\phi_0) = 1 + \frac{\alpha}{2} \left(kL \sin(\phi_f) + \frac{1}{2} (\cos(\phi_f) - \cos(\phi_f + 2kL)) \right) \quad (4.6)$$

図 4.2 に上記の理論による初期位相に対する位相の遅れの様子と、初期位相に対する電子銃出口でのビームエネルギーを示した。カソード表面上の最大電界強度の値が決まれば、初期位相に対するビームエネルギーを計算することができる。

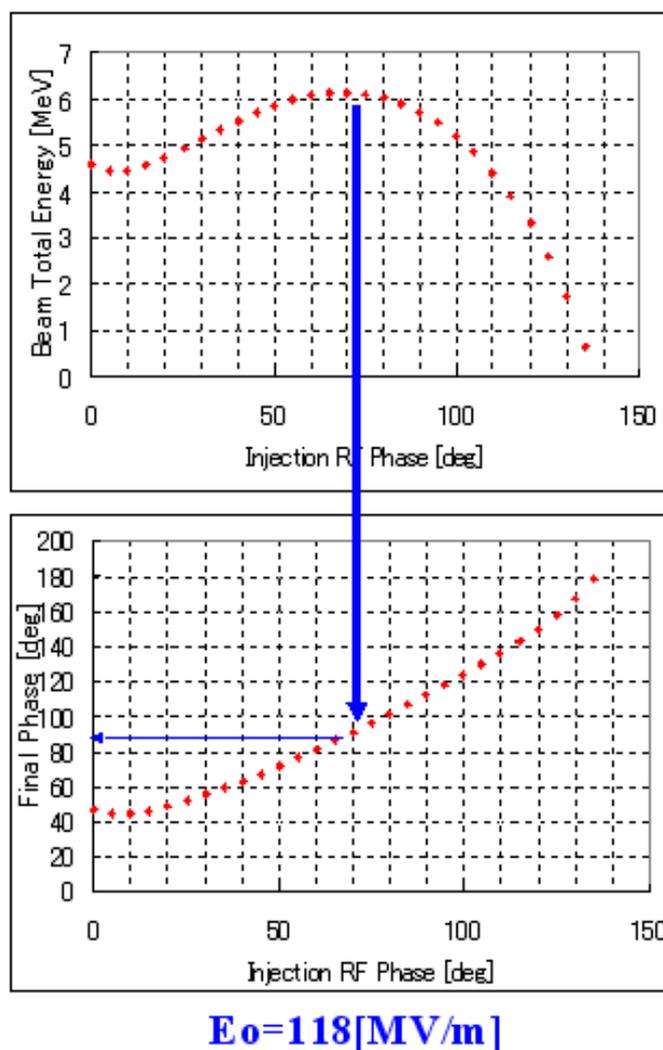


図 4.2: 電子銃出口でのビームエネルギーの入射位相依存性と位相の遅れの様子

4.2 レーザー入射タイミングと放出電荷量の関係 (フェーズプロットについて)

カソードからの電子放出特性にとって、重要なパラメータは、高周波位相に対する入射レーザーのタイミングである。カソードの表面電界強度は、時間的に変化しているため、このタイミングが変わることで、発生する電荷量も変化してくる。本セクションでは、この発生電荷量の高周波位相に対するレーザー入射位相依存性をプロットした（以下フェーズプロットと呼ぶ）ものから導き出されるカソードからの電子放出に関する知見について述べる。高周波電子銃内でのカソード表面は、高周波による強い電界強度により真空準位のポテンシャルが引き下げられる Schottky 効果が作用する。図 4.3 で、Schottky 効果による放出電荷量の関係を解説している。この効果によって、放出電荷量が大きく左右する。また、電荷量が増加するにしたがって、空間電荷効果による電子放出の抑制も起こってくる。したがって、高周波電子銃からの電子放出は、本来のカソードが持っている量子効率に、Schottky 効果による影響、空間電荷効果による抑制が、すべて重ね合わされた効果を含んでいる。フェーズプロットは、これらの効果をすべて含んだ結果であり、逆に言えば、ある条件でのデータから見れば、Schottky 効果が支配的になっているか、空間電荷効果が支配的になっているかが判定できる。結果として、本来カソードが持っている物性値としての量子効率を抽出できる可能性があり、高周波電子銃の動作における経時変化で量子効率の劣化を正當に評価できる。

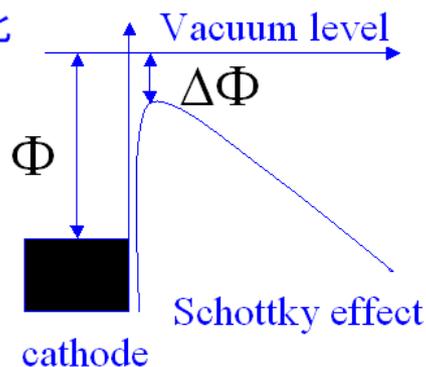
放出電荷量と加速電界強度の関係

Schottky効果による量子効率の変化

$$-\Delta\Phi = e \sqrt{\frac{eE_c}{4\pi\epsilon_0}} \quad E_c: \text{カソード面の電界強度}$$

$$\frac{QE}{QE_0} = \exp\left(-\frac{\Delta\Phi}{kTe}\right) = \exp(\beta\sqrt{E_c})$$

$$\beta = \frac{e}{kT_e} \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0}} \quad \begin{array}{l} \Phi: \text{仕事関数} \\ T_e: \text{実効温度} \\ \beta: \text{電界増倍factor} \end{array}$$



QE0: Schottky効果なしのQE
E0: 最大電界強度
Φ0: レーザー入射位相

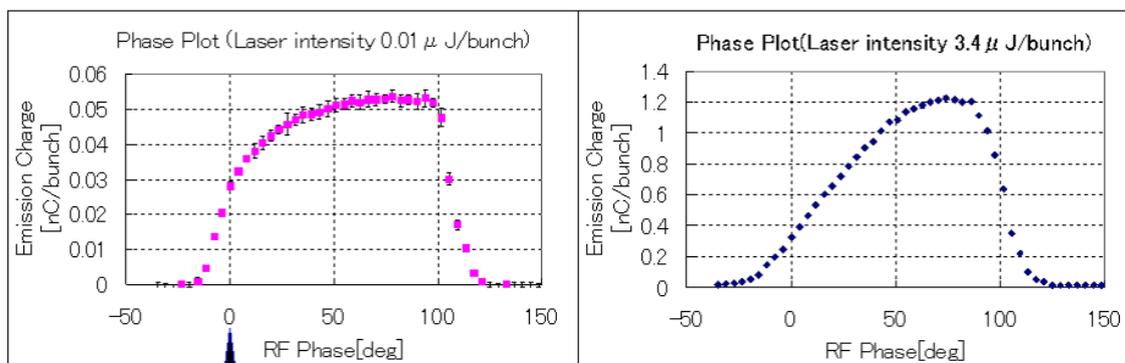
カソードからの放出電荷量: Q_0

$$Q_0(\phi_0) = e \frac{W_1}{h\nu} QE_0 \exp\left(\beta \sqrt{E_0 \sin(\phi_0)}\right)$$

図 4.3: Schottky 効果と放出電荷量の関係

典型的なフェーズプロットを図 4.4 に示す。2 点のプロットは、レーザー出力の最低値と最高値を比較したものである。このように、発生電荷量の違いによってプロットの形が変化しているのがわかる。このフェーズプロットでの解析で注意しなければならないのは、励起レーザーは時間的に

Phase plot (Emission vs. Laser injection timing)



Laser pulse $t=0$,
 phase=0, RF field on the cathode = 0
 phase=90, RF field on the cathode = max

Charge density condition : 0.01 ~ 3.4 μ J/bunch

図 4.4: フェーズプロットの典型例

有限な幅を持っていることである。したがって、実際に観測されるプロットは、横軸を高周波の位相に取っているが、レーザーの時間幅に対応した位相幅で、理論的に得られるものとコンボリューションされたものとなっている。図 4.5 にその説明を図解した。次に問題になってくるのが、横軸の高周波位相軸の絶対座標をどう決定するかである。その方法は、以下のように設定した。発生電荷量が少ない場合のフェーズプロットの微分波形を取ると、低位相側と高位相側で、電荷放出曲線は急激に変化しているためピークをもつ。低位相側のピークは、レーザー幅の効果のスロープがはっきりしていることから、そのスロープの幅が、レーザー幅の全幅であろう。よって、その変極点である部分が、ちょうどレーザーのピークの位置に一致することを意味する。よって、微分波形の低位相側のピークを位相軸のゼロ点に設定した。一方、高位相側の電子は、運動エネルギーがゼロに近い位相で急激に減少するスロープを取るため、この部分の微分波形ピークの幅は、レーザー幅そのものに反映するものと推測される。図 4.6 は、放出電荷量が極端に違うフェーズプロットのそれぞれの波形をピークを 1 に規格化したものに対する微分波形の様子を示したものである。電荷量が多くなるにつれて、微分波形が崩れていく過程が観測できる。電荷量が十分小さい場合には、上記の理由から、位相軸のゼロ点の決定、およびレーザー幅の推測ができる。

(放出電荷vs. レーザー入射タイミング(RF位相))
Phase Plotの形状

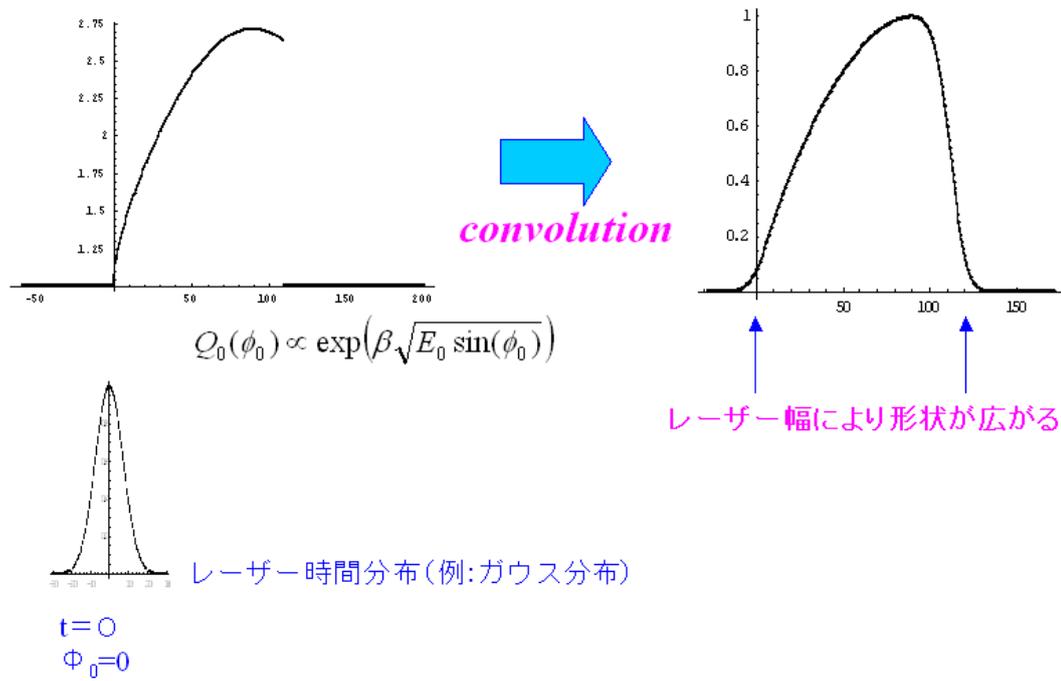
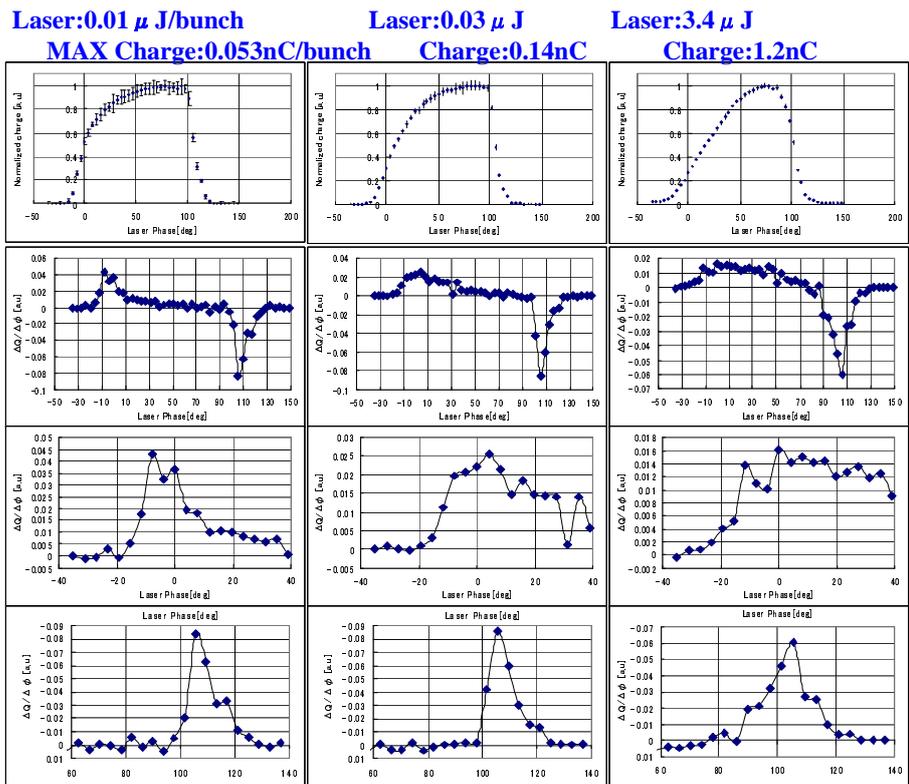


図 4.5: レーザー時間幅によるフェーズプロットの広がり



Phase Plot

微分プロット

微分プロット
立ち上り

微分プロット
立ち下がり

図 4.6: フェーズプロットの位相軸の絶対値の決定方法とレーザー幅の算出

第5章 光電子放出実験の結果

5.1 実験条件

本実験の前提条件として、高周波の加速空洞への入力を一定にすることと、ビームエネルギーを決定する高周波の入力波形のどのタイミングでビームを加速させるか、すなわちビームローディングを一定にすることである。図 5.1 に本実験でのローディング位置を示す。その結果、高周波入力 は 15.7MW、ローディング位置は立ち上がり後 $1.4\mu\text{sec}$ 、カソード表面での最大電界強度 118MV/m という条件になる。また、発生電流の測定は、ICT を用いるが、その時間応答の違いで、図 5.2 に示すように、ICT1 と ICT2 とでは、バンチ形状の捉え方に差が出る。よって今回は、小電荷を測定したいことから、ICT2 で 20 バンチを確認し、ICT1 の絶対量を 1/20 することで、バンチあたりの電荷量を算出した。20 バンチ程度の範囲では、本実験の場合、ビームローディングの効果を無視し、十分一定だとみなせる。

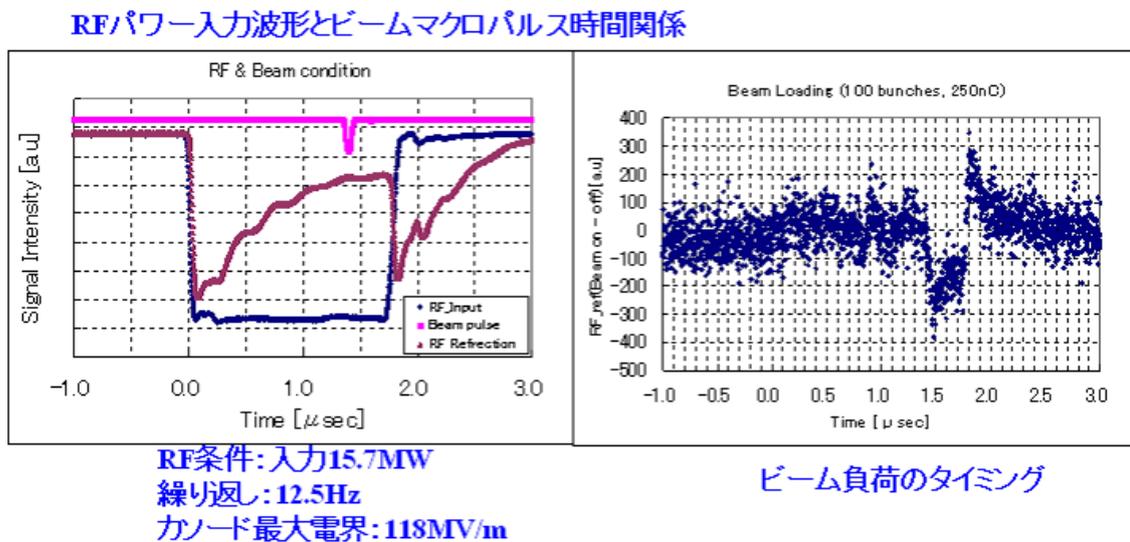


図 5.1: 高周波入力波形とビームローディング

本実験で、空間電荷効果が顕著に効く条件で、フェーズプロットを取得し、まず空間電荷効果の

20バッチのマルチバッチ発生時の波形

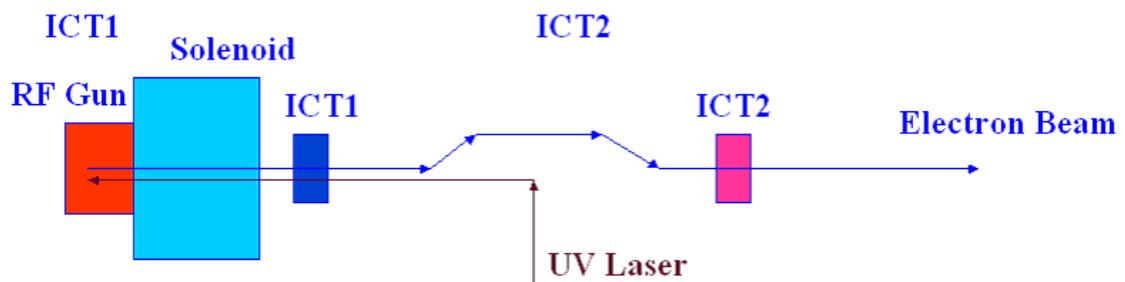
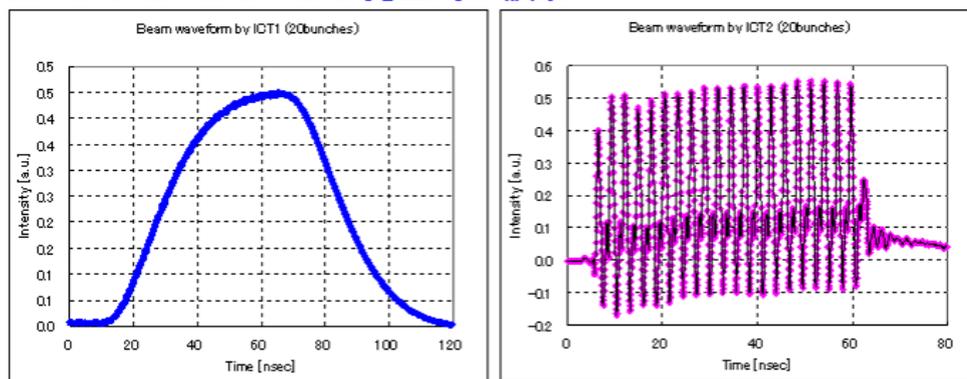
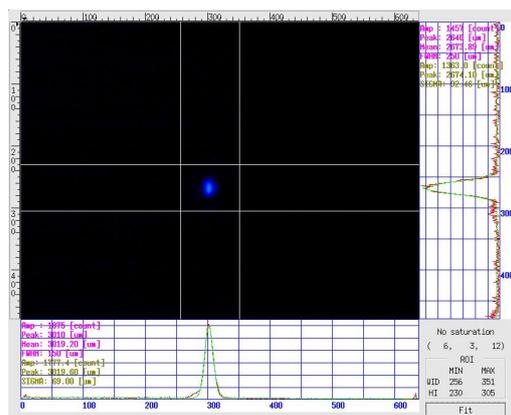


図 5.2: ICT 波形と 20 バッチ波形の違い

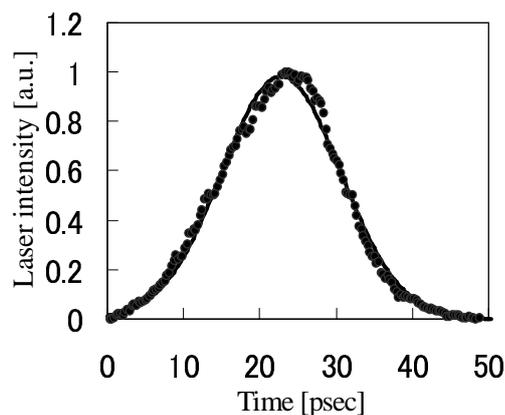
影響を抽出する試みをした。そのために、レーザーのカソードへの照射断面積をカソードにダメージを与えない程度に小さくし、容易に空間電荷効果の影響が観測できる条件によって、フェーズプロットを取得した。さらに、レーザーの強度を、大きく変化させることで、Schottky 効果が主な領域と、空間電荷効果が大きく影響する領域とを連続して観測することにした。レーザーの照射条件を図 5.3 に示す。レーザーの断面積は、ガウス分布で軸対称だとすると、 $\sigma_r=80\mu\text{m}$ 、パルス幅は、ストリークカメラの測定で、 $\sigma_t=7.8\pm 0.5\text{psec}$ である。レーザーの照射位置、プロファイルは固定し、出力だけを $0.01\sim 3.4\mu\text{J}/\text{pulse}$ まで変化させる。調整方法は図 5.4 に示すように、シードレーザー直後および UV レーザー調整用の波長板の角度を調節することでその透過率を変化させる。その際のレーザープロファイルの違いは、カソードと等価位置に設置した CCD カメラで観測した値と比較すると、出力調整範囲内で水平方向 σ_H で 12%、鉛直方向 σ_V で 6% 程度、変化してしまうが、本実験の解析をする上では無視しうる。

また、レーザーのカソードへの照射位置の調整方法は、ソレノイド磁場を大きく変化させても、ビーム中心位置が変化しないように、レーザーの光学系のミラーの角度を調整することで行い、ビームがソレノイド磁場の中心を通るような条件で、カソード表面位置に当てる。高周波電子銃の機械的な中心軸と、ソレノイドの磁場中心は、少なくとも $100\mu\text{m}$ 以下で、一致しているので、カソード中心にほぼレーザーが照射されていると解釈できる。

IR Wave-Plate → レーザーのパワー調整
UV Wave-Plate → UV:0.01~3.4 $\mu\text{J}/\text{bunch}$



Laser spot size → $\sim 70\mu\text{m} \times 90\mu\text{m}$
 $2 \times 10^{-4}\text{ cm}^2$



Laser pulse width → $7.8 \pm 0.5\text{ psec}(\sigma)$
 $\sigma \rightarrow$ phase 8.0 deg
 $\pm 2\sigma \rightarrow$ phase 32 deg

図 5.3: レーザーの時間的空間的照射条件

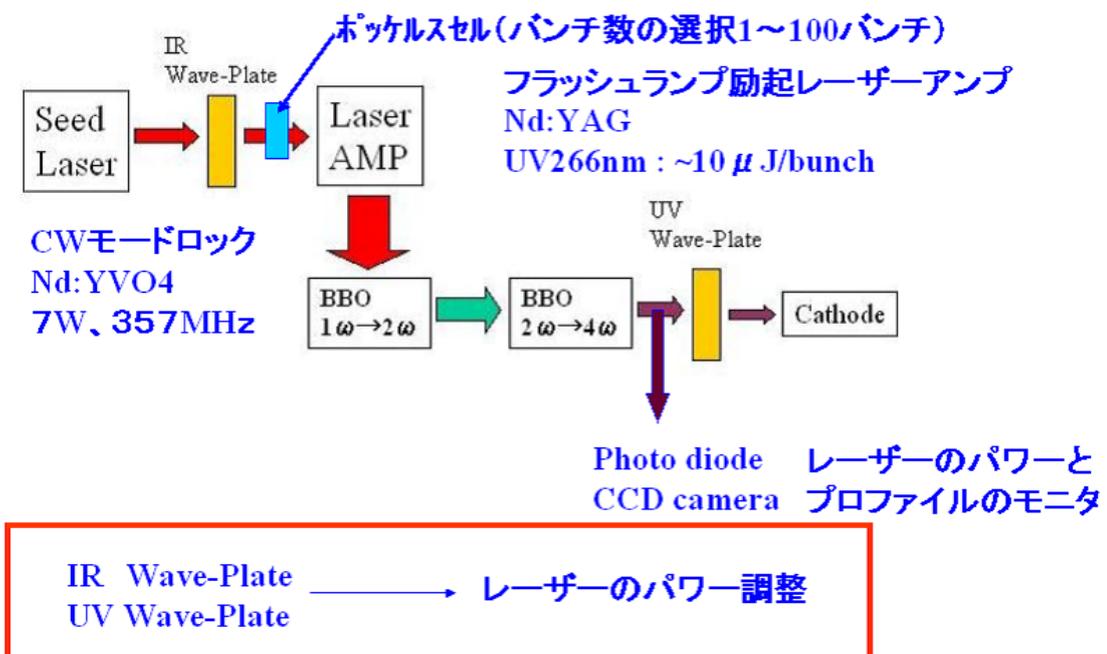
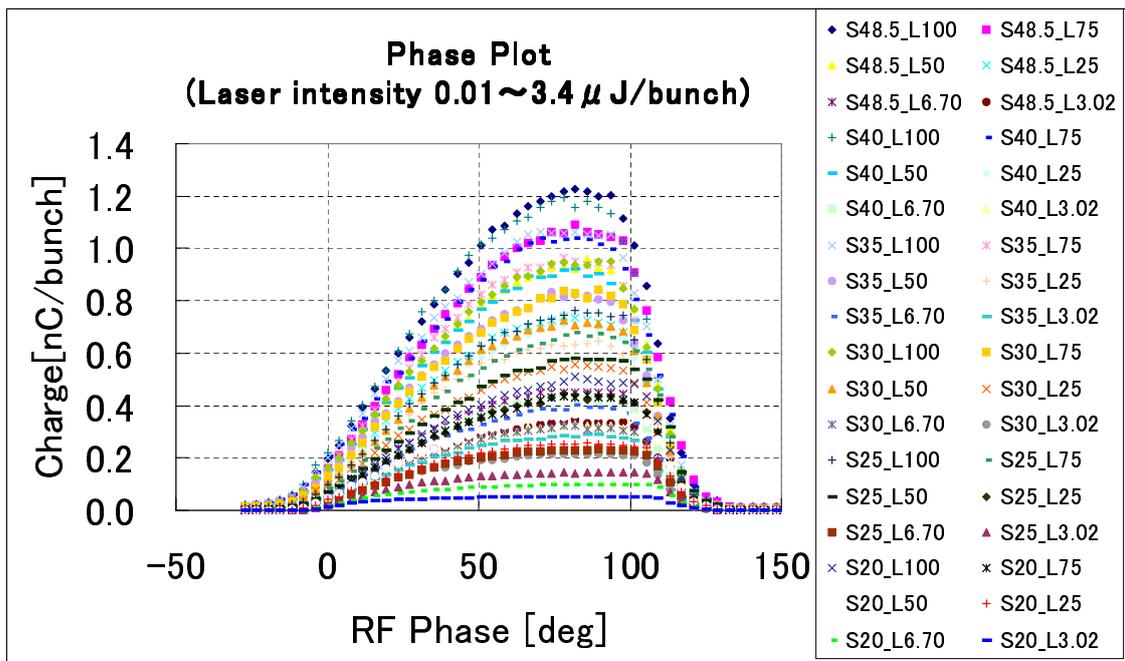


図 5.4: レーザー出力の調整方法

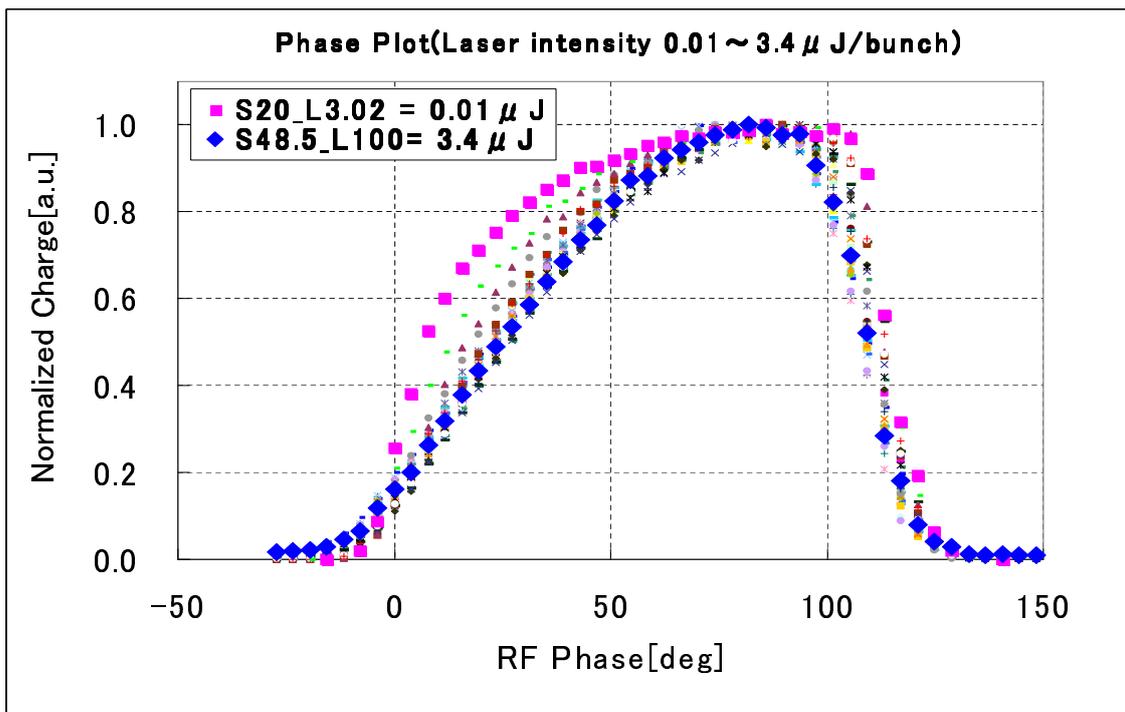
5.2 フェーズプロットデータ結果

前述したように、高周波の条件を固定し、レーザーのスポットサイズを一定にし、出力だけを大きく変化させる。カソードに照射するレーザーパルス強度を、最低 $0.01\mu J/bunch$ ~ 最高 $3.4\mu J/bunch$ の間で変化させて、36点のプロットデータを取得した。図 5.5 に、すべてのデータを前章で記述した横軸の決定法に従って、重ね合わせた結果を示す。連続的に放出電荷量がレーザー出力に合わせて増加している。レーザーのスポットを絞り込んであるので、最高電荷量で $1.2nC$ ほどしか得られていないが、ビーム径が小さいため電荷密度にすると大きな値となり、空間電荷効果の影響が強く現れることが予想される。図 5.6 は、図 5.5 のデータから得られたプロットのそれぞれの最高電荷量を 1 に規格化して、プロット形状の変化を観測したものである。プロットのうち、赤点が最低レーザー出力 $0.01\mu J/bunch$ の場合、青点が最高レーザー出力 $3.4\mu J/bunch$ の場合を強調してある。前章でも述べたように、低電荷量のプロット形状から、レーザー幅による効果が抽出しやすく、低位相側で位相の原点を決め、高位相側でレーザーのパルス幅に呼応した位相幅を算出できる。一方、高電荷量のプロット形状は、空間電荷効果の影響で、それぞれのスロープが変形して低位相側の変化が直線状になっている。データの測定は位相 4 度間隔で行い、位相の原点が全データでほぼ一致している。よって、フェーズプロットの位相の時間安定性は、試験時間内でサンプル間隔程度の範囲内で安定であることを示し約 ± 4 度以内である。



備考: S48.5~S20 → シードレーザー直後の波長板角度48.5が透過率最大
 L100~L3.02 → UVレーザー調整用波長板の透過率[%]100が透過率最大
 S20_L3.02 = 0.01 μJ ~ S48.5_L100 = 3.4 μJ

図 5.5: レーザー出力の違い (0.01 ~ 3.4 $\mu\text{J}/\text{bunch}$) によるフェーズプロットデータ



凡例以外はレーザー強度範囲の他のデータを示す。

図 5.6: ピーク電荷量を 1 に規格化したフェーズプロットデータ

5.3 データから得られる傾向

前述したように、実際観測されるフェーズプロットは、レーザー幅をコンボリューションした形状を示す。レーザー幅は、ストリークカメラの測定で σ で7.8psecという結果を得ている。位相幅に換算して σ は8.0度に相当し、 $\pm 2\sigma$ をレーザー幅の影響があると仮定し、位相幅30度をフェーズプロットの立上り立下りから取り除いた領域を考える。よって位相領域で30~70度ではレーザー幅の影響が発生電荷量の傾向を変化させることが少ないと推測した。まずこの範囲でデータを抜き出して見る。この範囲は、カソード表面電界強度に換算すると60~111MV/mの範囲に対応する。以上の関係を図5.7に示す。高周波の条件は一定に固定しているため、入射位相が一定であれば、

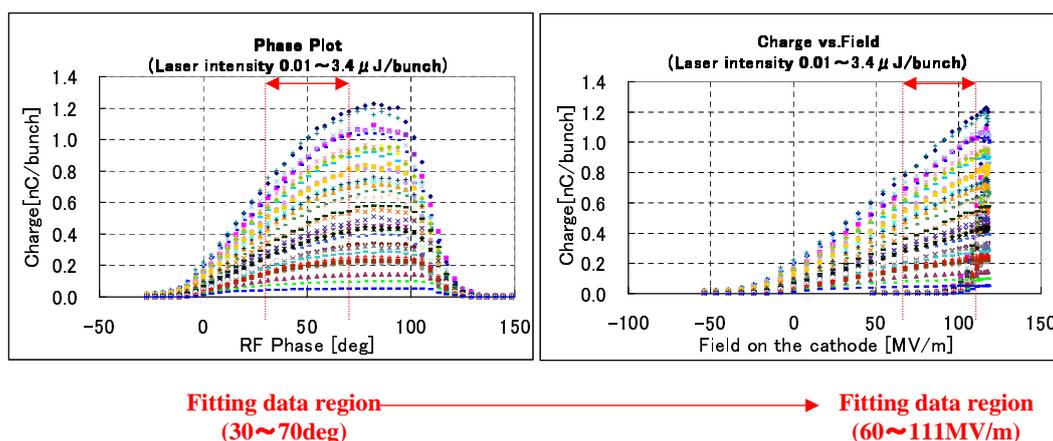
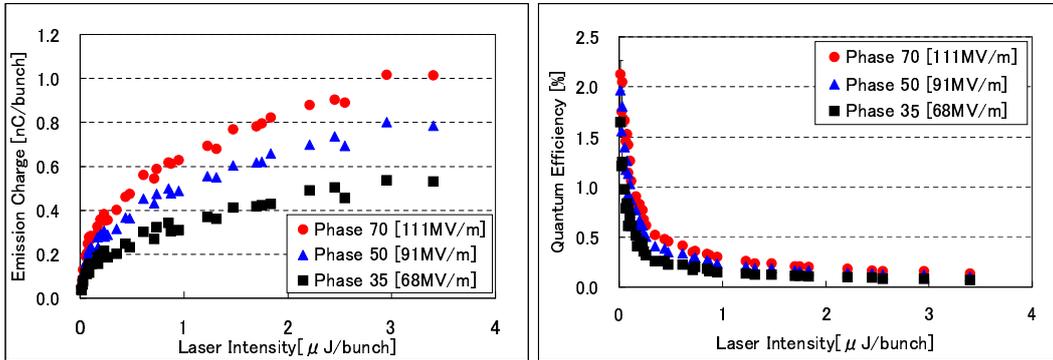


図 5.7: レーザー幅の効果の影響がない領域範囲

レーザー強度以外は、すべて固定した条件での放出電荷量の観測が可能であるので、まず、入射位相が一定の3点(35° 68MV/m、50° 91MV/m、70° 111MV/m)のそれぞれの点の放出電荷量のレーザー出力依存性をプロットしよう(図5.8左)。その微分波形が、量子効率のレーザー強度依存性に相当する(図5.8右)。それぞれのフェーズプロットは、10回の平均を取って電荷量の標準偏差をエラーバーに取った。次に横軸のレーザー出力を空間電荷効果に直接対応する放出電荷密度で置き換えて見る。図5.9左は、リニア軸でプロットしたもので、電荷密度の増加に伴い、量子効率が急激に減少していることが観測される。急激に減少していることから、軸を両対数でべき乗の次数解析を試みる。図5.9右で、高電荷密度の場合に各系列に両対数グラフ内でリニアの単調減少が認められた。このことは、レーザーのパワー密度を増加させると、量子効率が急激に減少することから、空間電荷効果による放出電荷量の限界曲線が得られることを示唆している。一方、低電荷密度領域では、空間電荷効果の影響は非常に弱く、両対数で見るとほぼフラットに近い。



$QE [\%] = Ne/Np \times 100$
QE : Quantum efficiency
Ne : Emission electron number
Np: Injection laser photon number

$\Delta Q/\Delta W \propto QE$
Q : Emission charge
W: Injection laser intensity

図 5.8: 発生電荷量および量子効率のレーザー出力依存性

QE vs. Emission charge density (corresponding to space charge effect)

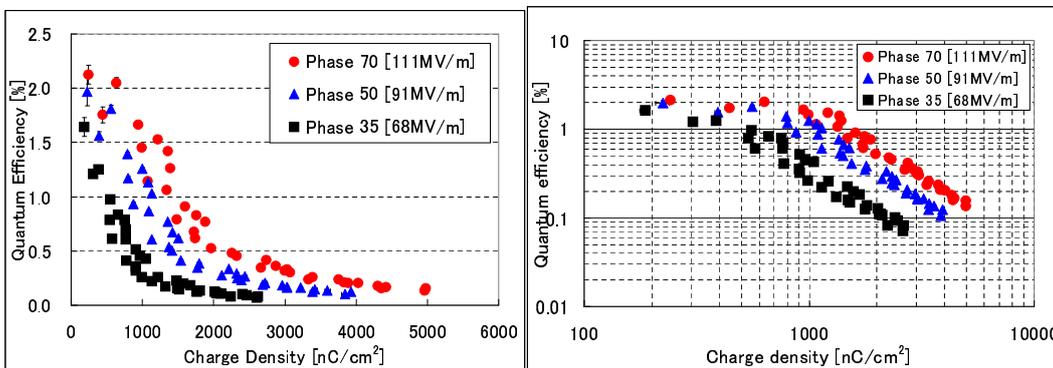


図 5.9: 量子効率の発生電荷密度依存性

第6章 カソード近傍の発生電荷量による 空間電荷効果の実験的検証

6.1 空間電荷効果ドメインのエンベロップ方程式による 電子銃出口でのビーム径の算出

本実験では、カソードからのビームの全電荷量を測定することが前提であり、電子銃内でのビーム径が、アイリスをすべて通り抜けて、ソレノイド出口直後にある電流モニターで測定する必要がある。空間電荷効果によるビーム径の広がりによって、高周波電子銃内部でのビームロスがあつては、本実験の前提条件が崩れてしまう。そこで、空間電荷効果によるビームの拡大の程度を計算することにする。計算は、Serafini による [25] [26] 方法を用いた。

カソード表面のビーム条件を rms で σ_r とし、1.6 セル後のビーム径を σ_2 とする。空間電荷効果によるビーム径の発散効果を Δ_{SC} とすると、

$$\sigma_2 = \sigma_r (1 + \Delta_{SC}) \quad (6.1)$$

ビーム径の発散効果項 Δ_{SC} は、空間電荷によるインパルス項 μ_{SC} を用いて、

$$\Delta_{SC} = (1 + \mu_{SC}) \left[1 - \frac{\ln(\gamma_2)}{\gamma_2 - 1} \right] \quad (6.2)$$

$$\mu_{SC} = \frac{\pi I \xi(A)}{4 I_0 \gamma'^2 \sigma_r^2} \quad (6.3)$$

$$I = \frac{Qc}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \quad (6.4)$$

$$I_0 = 17kA(\text{Alfven}; I_0) \quad (6.5)$$

$$\gamma' = \alpha k \sin \phi \quad (6.6)$$

$$\gamma_2 = 1 + \frac{3\pi\alpha}{2} \quad (6.7)$$

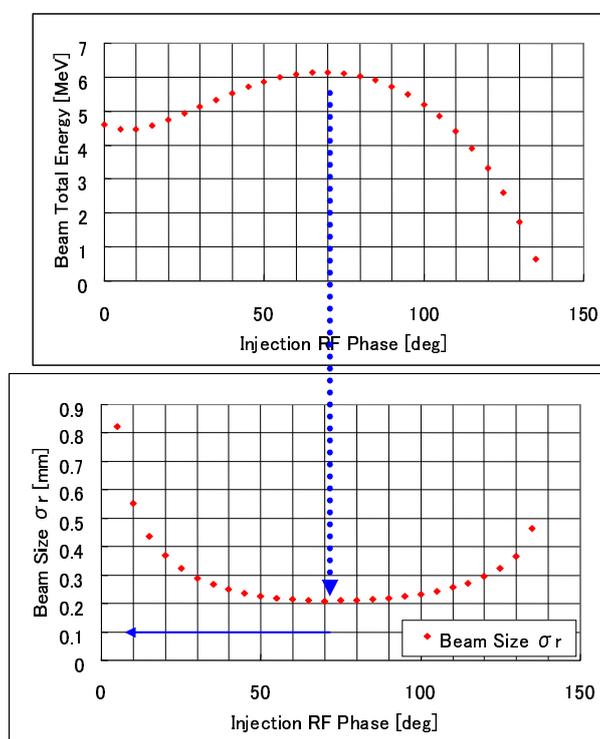
$$\alpha = \frac{eE_0}{2mc^2k} \quad (6.8)$$

$$\xi(A) = \frac{1}{2.45 + 1.82A^{5/4} - 0.55A^{3/2}} \quad (6.9)$$

ここで、 I はカソードから発生する電流値、 Q は発生電荷量、 c は光速、 σ_z はパルス幅の長さ、 I_0 は Alfven 電流を表す。 γ_2 は、1.6 セル出口でのエネルギーの γ を表し、 γ' は、以上の式で表さ

れる。 α は高周波による電界強度に対応する無次元パラメータ、 ϕ は位相を、 k は波数を表す。 A は、電子ビームのパンチのアスペクト比を表し、 $A = R/L$ (R :ビーム半径、 L :パンチ長さ) で定義される。 $\xi(A)$ は、 A の関数の幾何学的 Form Factor で、 $0 \leq A \leq 6$ の範囲では上記のような近似式になる。カソード表面での空間電荷効果により高周波電子銃出口でのビームの拡がりには初期位相に依存する。本実験の最大電界強度 118MV/m、最大電荷量 1.2nC、カソード表面でのビームの初期サイズ 0.08mm (σ) として、空間電荷効果による拡がりの効果を計算した結果が図 6.1 である。初期位相によってカソードでの電界強度が異なるため、電子銃出口でのサイズに違いが現れる。電子銃出口でのビームエネルギーが最大の位相である 70° 付近の場合が最もサイズが広がっていない様子がうかがえる。また、本高周波電子銃のアイリスのサイズは、直径で 25mm であるから、仮に $\pm 6\sigma$ を取ったとしても、ビームロスがないことになる。また、電子銃出口にはソレノイドが配置されており、ビームロスがないように、ICT の測定値がソレノイドの大きさを極端に変化させても一定であることも確認している。したがって、本実験での ICT での電荷量測定は、カソードからの発生電荷量と解釈しても差し支えない。

$E_0=118$ [MV/m], $Q_{max}=1.2$ nC



初期サイズ→0.08mm

図 6.1: 電子銃出口でのビームサイズの入射位相による変化

6.2 解析方法の指針

本セクションでは、一連のフェーズプロットのデータからの解析方法の指針を述べる。前章の図 5.9 の右図を、横軸発生電荷量に直してプロットしなおしたものを図 6.2 に示す。レーザーのビーム断面積がほぼ同一であるから、示されるグラフの傾向は変わらない。図の両対数グラフで発生電荷量 0.2nC 付近を境界にして、低電荷量領域ではほぼフラット、高電荷領域では右肩下がりの直線郡を形成し急激に発生電荷量増加で量子効率が減少している。高電荷領域では空間電荷効果が支配的になることが推測できる。そこで解析の指針として、それぞれの領域で解析を独立に行う。

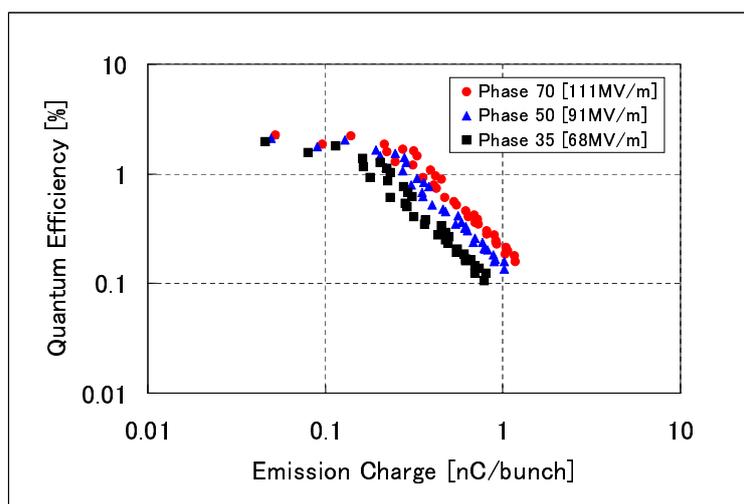


図 6.2: 量子効率の発生電荷量依存性

第 4 章で述べたように、高周波電子銃の高電界による Schottky 効果によって、外部電界が高いほど、放出される電子は増加する。Schottky 効果による仕事関数の減少 $-\Delta\Phi$ は、カソード表面での電界 E_C に依存し、Schottky 効果を含んだ量子効率 QE と外部電界のない量子効率 QE_0 との比は、 $-\Delta\Phi$ 、外部電界 E_C および電界増倍係数 β で以下のように表される [27]。電界増倍係数とは、カソード表面状態に依存する電界増倍効果を表す係数である。また、 T_e は、effective なカソード温度を意味し、電界増倍係数 β と関係付けられている。以上の関係を合わせると、カソードから発生する電荷量の初期位相依存性 $Q_0(\phi_0)$ の関係式は以下のように表される。ここで、 E_0 はカソード表面での最大電界強度、 ϕ_0 はレーザー入射の初期位相、 W_l は、レーザー強度である。ところがこの関係式には、空間電荷効果による放出電荷量の減少項が含まれていない。しかし、低電荷領域で空間電荷効果の弱いところでは、この関係式が成立すると予想される。高電荷領域では、カソード表面での電界 E_C の項が、高周波からの外部加速電界 E_{acc} のみではなく、発生した電荷から生ずる空間電荷効果による減速電界 E_{dec} によって、カソード表面電界は $E_C = E_{acc} - E_{dec}$ のように空間電荷によって外部加速電界が弱められると仮定する。また、ここで QE_0 は空間電荷効果の影響がな

いものと定義している。

$$-\Delta\Phi = e\sqrt{\frac{eE_c}{4\pi\epsilon_0}} \quad (6.10)$$

$$\frac{QE}{QE_0} = \exp\left(-\frac{\Delta\Phi}{kT_e}\right) = \exp\left(\beta\sqrt{E_c}\right) \quad (6.11)$$

$$\beta = \frac{e}{kT_e}\sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0}} \quad (6.12)$$

$$Q_0(\phi_0) = e\frac{W_l}{h\nu}QE_0\exp\left(\beta\sqrt{E_0\sin(\phi_0)}\right) \quad (6.13)$$

6.3 低発生電荷量領域の解析

低電荷領域のデータで QE_0 を、最もレーザー強度の低いフェーズプロットから算出する。最も空間電荷効果の影響を受けていないデータであり、フェーズプロットの低位相側（低電界強度）である点を境に傾きの値が変化している。低電荷領域のデータ3点（レーザー強度 0.01 、 0.02 、 $0.09\mu J$ ）にして横軸を加速電界、縦軸に量子効率を取ったものを図 6.3 に表す。この特徴的な立ち上がり部分

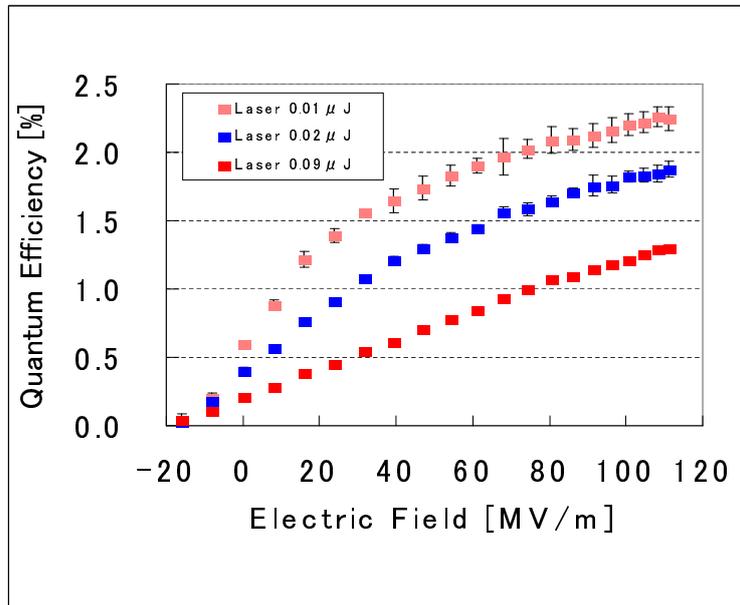


図 6.3: 低電荷領域での量子効率と加速電界の関係

に、空間電荷による減速電界 E_{dec} を無視しうる領域が存在すると推測される。最小レーザー強度は $0.01\mu J/bunch$ であり、その際のフェーズプロットを図 6.4 に示す。縦軸エラーバーには、10 回取得した際の統計的なばらつきの標準偏差を取っている。この位相 0 度の点での量子効率が外部電界 0 の点での QE_0 に相当し、Schottky 効果の影響がない。しかし、このままではレーザー幅の効果が存在するため、レーザー幅の関数によるデコンボリューションが必要となる。

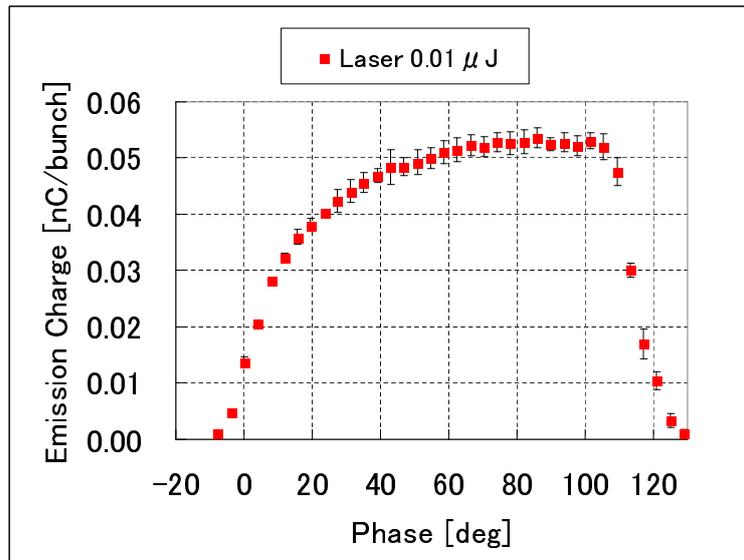


図 6.4: 最低レーザー強度 ($0.01\mu\text{J}/\text{bunch}$) のフェーズプロットデータ

高位相側では、位相 90 度が表面電界最大であり、電荷の発生量も最大になる。ところが、それより高位相になると、電子銃の空洞を運動する際に電子は減速位相にのり、ビームの運動エネルギーも急激に低下し電子銃出口から放出されない。よって、急峻なスロープで降下し、レーザー幅の効果が顕著に現れる部分である。また、位相 90 ± 30 度の範囲では、Schottky 効果はほぼ測定エラーの範囲内で一定と考えられる。図 6.5 に高位相側スロープを用いたガウス fitting によるレーザー幅の導出結果を示す。この結果として、高位相側のスロープのガウス分布は $\sigma=8.3$ 度となり、時間幅に換算して 8.1psec であった。この値は、ストリークカメラで測定したレーザー幅の $\sigma=7.8\text{psec}$ と 4% の誤差で一致している。レーザー幅の関数でフェーズプロットがコンボリューションされているので、何らかの方法でレーザー幅の効果を補正したフェーズプロットの再構築が必要である。そこで、レーザー幅はストリークカメラの測定結果を採用し、フェーズプロットの補正を試みた。図 6.6 にレーザー幅の電子発生に寄与する領域に対し、位相 0 点前後での理解するための概念図を示す。位相の 0 点は、レーザー幅の効果がガウス分布のピークを境にその増加率が変化し、フェーズプロットの低位相側スロープに変極点を形成することから、その点を設定した。位相 0 点よりマイナス位相は、カソード表面に対し減速電界が生じているので、電子発生には寄与しない。位相 0 点よりプラスのパルス幅内領域が電子の発生に寄与する。よって、レーザー入射位相がガウス分布のピーク位置で定義されているとすると、位相 0 点付近では、ガウス分布のプラス側の領域のみが電子発生に寄与し、発生できる電子は、レーザー入射位相よりも高位相側で発生していることになる。そこで、このレーザー幅の効果を補正したフェーズプロットを求めるために、実質的に発生している電子の位相の平均値、すなわち発生電子のカソード電界強度の平均値を求める。同時に、実際に電子発生に寄与しているガウス分布の領域に対する発生電子量でその点の QE を求めなおす。以上のような補正方法で、位相 0 点付近でのフェーズプロットを横軸カソード電界強度、縦軸 QE でプ

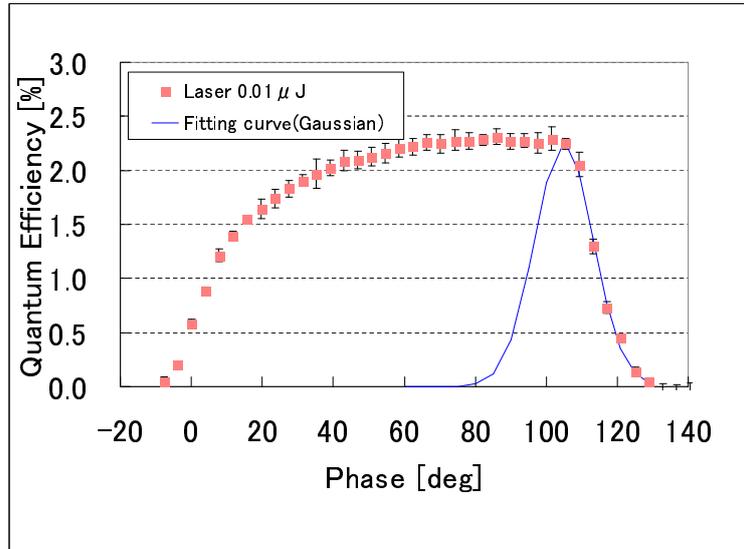


図 6.5: 高位相側のスロープのガウス分布 fitting

ロットした結果を図 6.7 に示す。参照のため補正前のデータと重ねてある。特に、カソード表面電界強度 0MV/m に相当する点は、Shottky 効果の影響がなく空間電荷効果の影響の少ないデータとして、 QE_0 に近い点であることが推測される。カソード電界強度 0MV/m の点を求めるために、補正された低位相側の点から求められるスロープから、 $QE_0 = 0.77 \pm 0.05[\%]$ を得た。次に、この補正されたデータから β を算出する。量子効率の自然対数を縦軸にとり、横軸に電界強度の平方根をプロットすると、縦軸の切片から QE_0 、傾きから β がそれぞれ求められる。下記に関係式をまとめた。

$$QE = QE_0 \exp(\beta\sqrt{E_c}) \quad (6.14)$$

$$\ln(QE_{measured}) = \beta\sqrt{E_c} + \ln(QE_0) \quad (6.15)$$

図 6.8 に、縦軸 $\ln(QE)$ 、横軸 $E^{1/2}$ のプロットを示した。図からの傾向を見ると、すべての点で完全に直線に fitting できない。そこで、低電界側のみのデータを直線に当てはめてみる（図中赤点）。それ以上高電界側は、違った傾きを持っており、この部分が低位相側での傾きの変化に起因している。高電界側では、電荷量が増加していることからすでに空間電荷効果が存在していることを示唆している。逆に、低電界側の β の値は、空間電荷効果の影響の少ないものであると推測される。この値を改めて β_0 と表すと $\beta_0 = 0.19 \pm 0.05[(V/m)^{-0.5}]$ となり、電界強度の平方根 6 付近以下、すなわち 36MV/m 以下（位相にして 20 度以下）の領域では、空間電荷効果の影響が無視できる状態が再現できていると考えられ、その際発生される電荷量を Q_0 とすると、

$$Q_0(\phi_0) = e \frac{W_l}{h\nu} QE_0 \exp(\beta_0\sqrt{E_0 \sin(\phi_0)}) \quad (6.16)$$

が成立する。

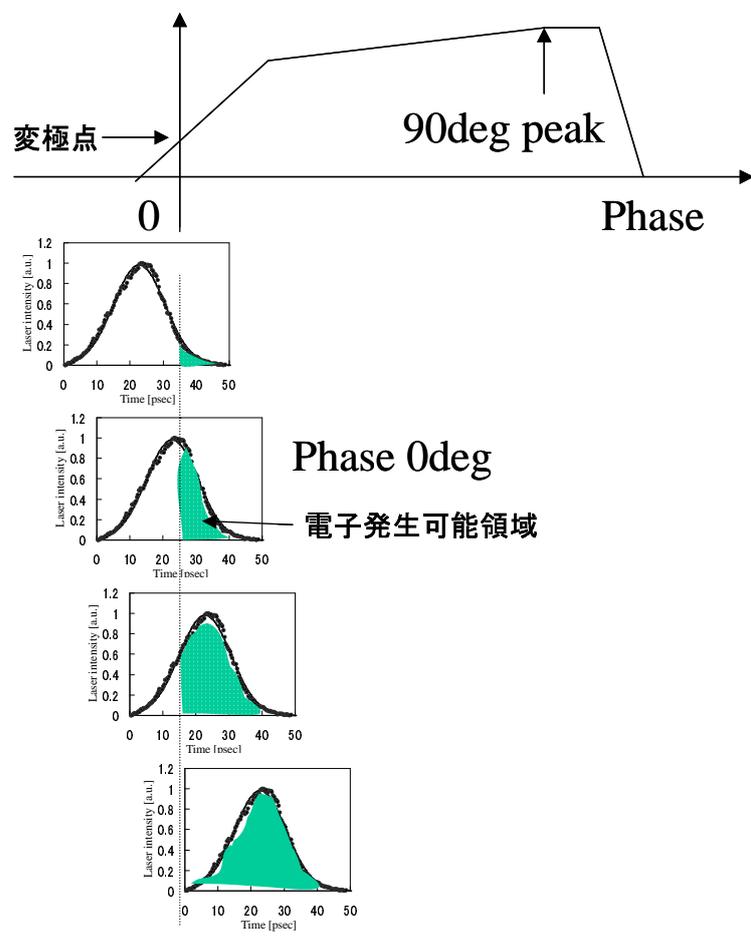


図 6.6: レーザー幅効果の位相 0 点前後での概念図

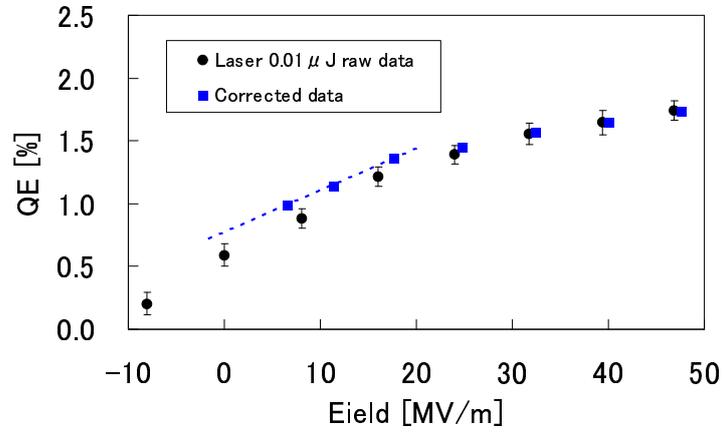


図 6.7: レーザー幅を補正したフェーズプロットの位相 0 付近

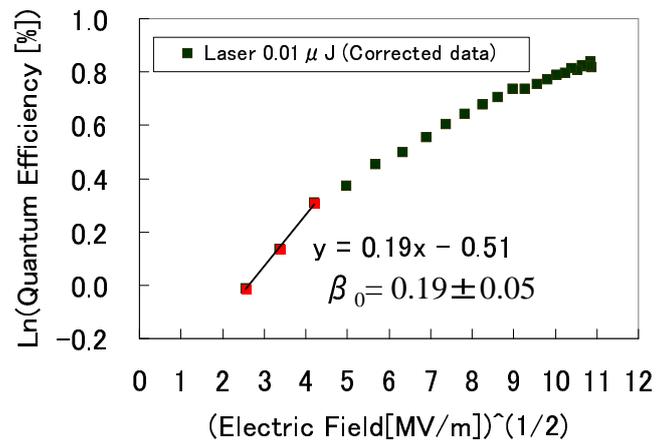


図 6.8: 電界増倍係数 β の算出

6.4 高発生電荷量領域の解析

上記に記述したように、量子効率の発生電荷量に対する依存性を両対数グラフにして、発生電荷量が 0.2nC 付近を境界にして、量子効率の変化に違いが見受けられた。0.2nC 以上の電荷量の傾向を解析することにする。量子効率の発生電荷量依存性には、外部電界による Schottky 効果による発生電荷量の増加や、発生した電荷による空間電荷効果による発生量の制限の両者の影響を含んでいる。そこで特に、外部電界による Schottky 効果の影響がない量子効率を求め、空間電荷効果のみの傾向を抽出してみる。ここでの解析では、フェーズプロットにおいて、レーザー幅の効果の影響が少ない位相 30 度から 70 度の範囲を用いた。表面電界強度は 60~111MV/m に対応する。

0.2nC 以上の電荷量でかつ確実にレーザー強度による規格化が可能なデータを抜き出し、電界強度のデータを細かくプロットしなおしたものを図 6.9 に示す。このデータを用いて電界強度 0MV/m の場合の直線を求めてみる。すでにその結果は、図 6.9 内に書き加えてある。以下その解析法を記述する。各同一電界強度の点の集合は、両対数グラフで右肩下がりの直線を示し、電界強度が下がるにしたがって、左下方にシフトしていることが分かる。両対数で直線であることは、縦軸の変数が横軸の変数とべき乗の関係にあることを表し、以下のような関数の形を取るとする。

$$QE = C \times Q^n \quad (6.17)$$

定数 C とべき乗の指数 n をそれぞれの表面電界強度に対する依存性をプロットしたものを、図 6.10 に示す。定数 C は電界強度が高くなるにしたがって増加する傾向にあるが、指数 n は電界強度の変

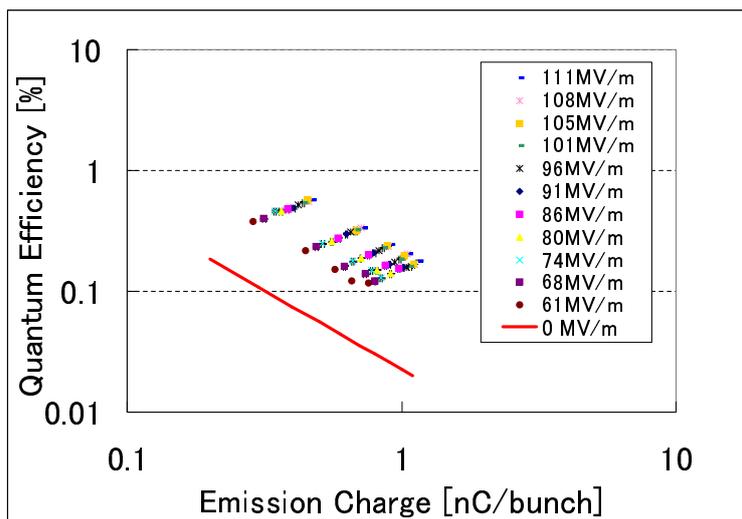


図 6.9: Schottky 効果の影響がない (0MV/m) 場合の量子効率曲線の予測

化に対してほぼ一定値を示す。定数 C の点の傾向から 0MV/m における値を求める際、物理的にこの切片は正の数値を取るべきであることから、指数関数で当てはめた。また、指数 n は電界強度によらず一定値だとして、平均値を 0MV/m における値とする。その結果、0MV/m における関数は以

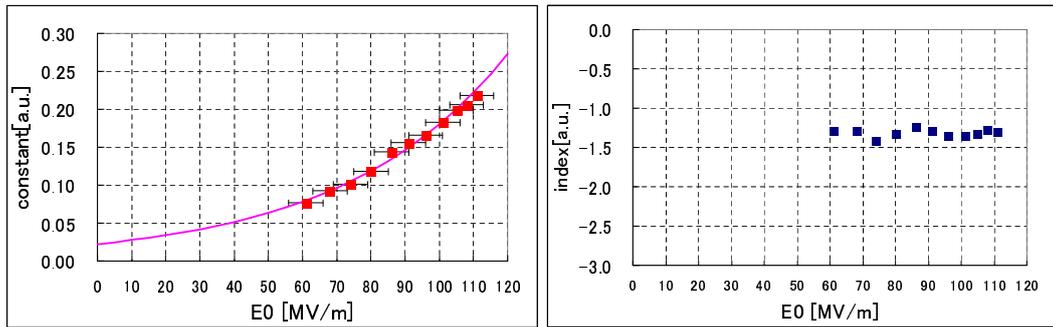


図 6.10: 定数 C と指数 n の電界強度による依存性

下の式とする。

$$QE = 0.0225 \times Q^{-1.31} \quad (6.18)$$

この関係式は、Schottky 効果がない場合の発生電荷量と量子効率の関係を示しており、外部電界が存在しない場合の空間電荷効果の傾向を抽出したものといえる。図 6.9 は、電界強度が同一の点のデータを色分けしたが、同じグラフをレーザー強度が一定条件の点のデータで色分けしなおした図を図 6.11 に示す。この図から、外部電界がない場合の量子効率 QE_{nf} と発生電荷量 Q_{nf} を予測で

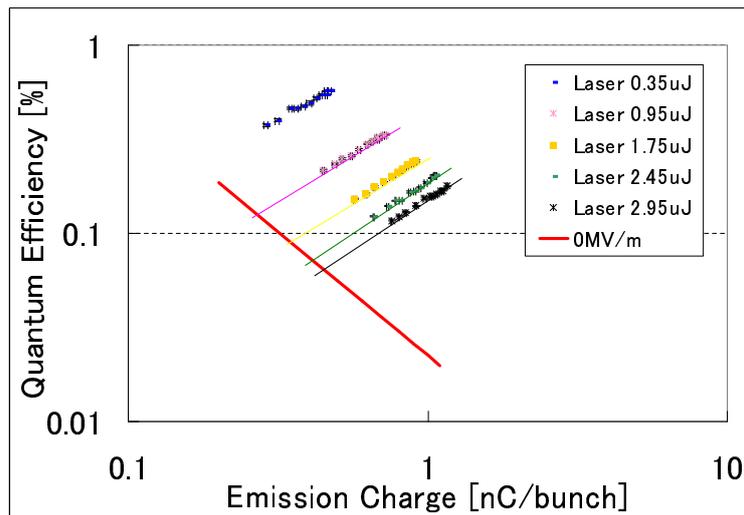


図 6.11: Schottky 効果がない QE と Q の算出方法

きる。同一レーザー強度の点の集合は、それぞれ量子効率と発生電荷量との関係が比例関係であるから、各直線と 0MV/m における関数との交点がそれぞれのレーザー強度での QE_{nf} 、 Q_{nf} といふことができる。その結果得られた QE_{nf} 、 Q_{nf} とレーザー強度の依存性を図 6.12 に示す。ただし、発

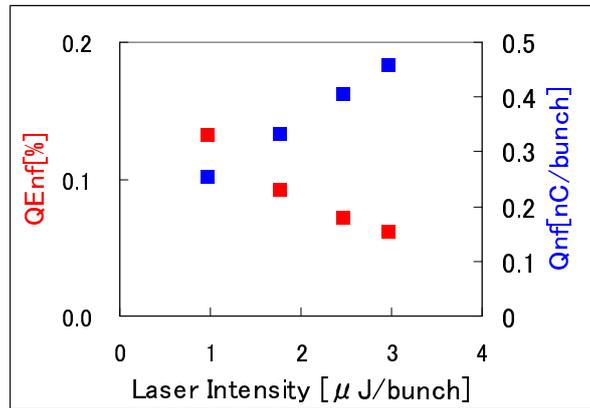


図 6.12: QE_{nf} 、 Q_{nf} のレーザー強度依存性

生電荷量が 0.2nC 以下の点は上記の理由で省いた。上記の高電界側のデータから β の値を求めてみる。図 6.13 に、縦軸 $\text{Ln}(QE)$ 、横軸 $E^{1/2}$ のプロットを示した。それぞれ直線の傾きを求めて β を抽出した結果のレーザー強度依存性を図 6.14 に示す。 β は、0.15 ~ 0.18 の値を取る。

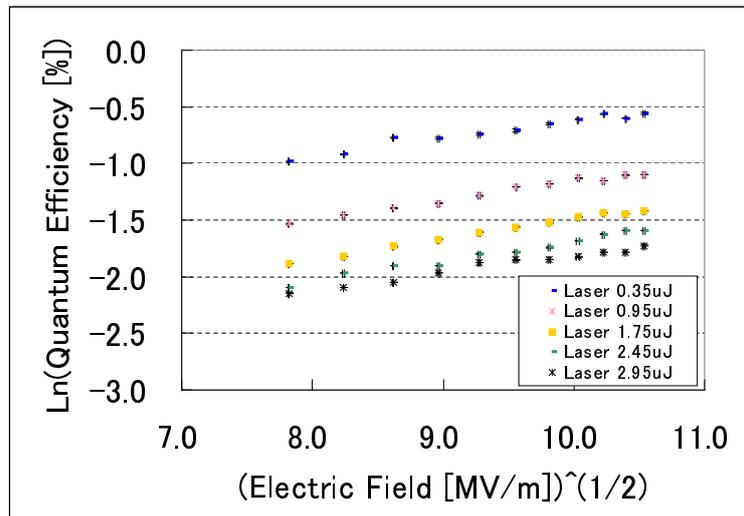


図 6.13: 高電荷領域での β の抽出

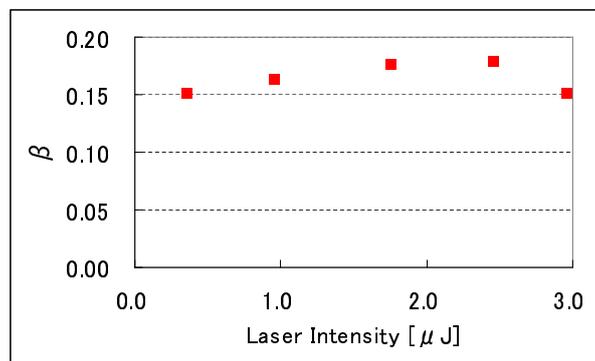


図 6.14: 高電荷領域での β のレーザー強度依存性

6.5 解析結果のまとめと考察

本実験では、BNL型1.6セル空洞を用いた高周波電子銃に、カソード最大電界強度118MV/m、照射レーザーのビーム径 $80\mu\text{m}$ 、パルス幅 $\sigma=7.8\text{psec}$ という条件で、レーザー強度を $0.01\sim 3.4\mu\text{J}/\text{bunch}$ の範囲で系統的に一連のフェーズプロットを取得しデータ解析を行った。ここでは、低電荷領域および高電荷領域の両者の解析結果をまとめて考察をする。一連のフェーズプロットから、外部電界が0すなわちSchottky効果がない場合の量子効率を抽出した。特に、低電荷領域(レーザー強度 $0.01\mu\text{J}$)のデータにおいては、レーザー強度分布を高位相側のスロープを用いてガウス分布のfittingによって求め、位相0点付近のレーザー幅効果の補正を行い、位相0での切片から空間電荷効果の影響の少ない場合の量子効率 $QE = 0.77 \pm 0.05[\%]$ の値を抽出した。全領域のデータからSchottky効果のない場合の量子効率の発生電荷量の依存性を図6.15にまとめた。全領域で、指数関数によるFittigで0点での値を求めると、 $QE_0 = 0.74 \pm 0.05[\%]$ という値を得た。

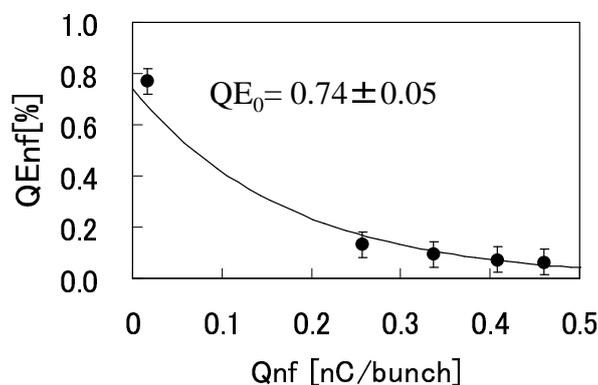


図 6.15: Schottky 効果がない場合の量子効率の発生電荷量依存性

次に、電界増倍係数を求めた。低電荷領域(レーザー強度 $0.01\mu\text{J}$)のデータでは、縦軸 $\ln(QE)$ 、横軸 $E^{1/2}$ のプロットにおいて電界強度 $36\text{MV}/\text{m}$ を境界に、傾きの違いが現れ、低電界側からは、 $\beta = 0.19 \pm 0.05[(\text{V}/\text{m})^{-0.5}]$ という値を得た。高電荷領域でも同様に縦軸 $\ln(QE)$ 、横軸 $E^{1/2}$ のプロットから、 β を求めた結果、 $0.15\sim 0.18$ の値を得た。図6.16に、全領域での β のレーザー強度依存性をまとめた。 β の値は、誤差範囲でほぼ一定の値をとり、その平均値は $\beta = 0.17 \pm 0.05[(\text{V}/\text{m})^{-0.5}]$ 。本解析方法では、 β の値に空間電荷効果の影響は含まれていないことを示唆している。

以上の結果から低電荷領域で、空間電荷効果の影響が少ない場合の量子効率 QE_{Low} の関係式は以下のように表せると推測される。カソード表面電界は高周波による加速電界のみによると推測される。 QE_0 、 β_0 は、それぞれ空間電荷効果の少ない場合の量子効率と電界増倍係数を表す。

$$QE_{Low} = QE_0 \exp(\beta_0 \sqrt{E_{acc}}) \quad (6.19)$$

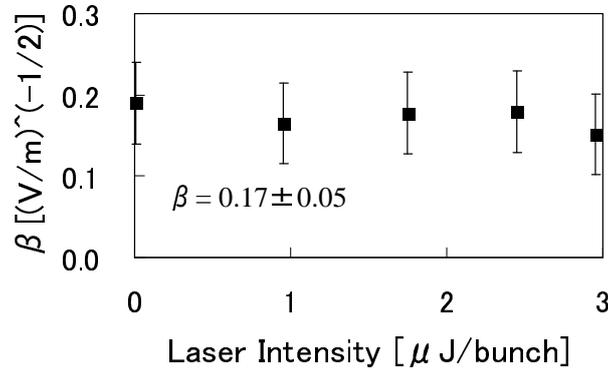


図 6.16: 電界増倍係数 (β) のレーザー強度依存性

一方、高電荷領域での関係式は、発生した電荷量による空間電荷による減速電界によって、カソード表面上の電界強度が弱められると考えられ、以下の式のように表されると推測される。この中で QE_{nf} 、 β_{nf} は Schottky 効果がない場合の推測値を入れてあり、これらのパラメータは空間電荷効果の強さに依存すると考えられる。

$$QE_{High} = QE_{nf} \exp(\beta_{nf} \sqrt{E_{acc} - E_{dec}}) \quad (6.20)$$

ここで、データ解析結果から得られた電界増倍係数について考察する。実験で得られた β は 0.17 であった。銅カソードの β が 0.14 であることが、他の実験結果から得られている [27]。 β が大きな値となれば、Schottky 効果による量子効率が高くなることから推測すると、Cs-Te で得られる量子効率が、金属の銅カソードに比べ高い数値を取ることと矛盾しない。

次に量子効率の発生電荷量による減少効果を定性的に考察する。解析結果から、低電荷領域の量子効率 QE_0 が、空間電荷効果の影響の大きい高電荷領域で量子効率 QE_{nf} において急激に減少が起きていることは明らかに観測できた。このことは、高電荷領域でのカソード表面上で、発生された空間電荷によってレーザーパルスの時間的に遅れた部分では、むしろカソードに逆電界が生成されるほど強く、電子は完全にカソード表面に引き戻されることが推測され定性的に理解できる。この電荷領域における空間電荷効果による量子効率の減少は、べき乗の関数に従うほど急激であることが、実験的に検証できた。

本実験でのレーザー径は $80\mu\text{m}$ と断面積を絞り込んでカソードに照射したため、レーザー強度の密度に応じた電荷が発生され、空間電荷効果の影響が非常に強い状態が再現された。実用上では、発生電荷量、エミッタンス等を考慮に入れたレーザー径の最適化が必要であることが今後の課題である。

第7章 結論

光高周波電子銃のビームから得られるフェーズプロット(発生電荷量のレーザー入射タイミング位相依存性)を用いて、カソード近傍での光電子発生の特性に密接に関連している Schottky 効果、発生電荷による空間電荷効果を実験的に検証した。本実験では、BNL 型 1.6 セル加速空洞に、カソードとして Cs-Te を用いた光高周波電子銃を用いた。実験条件は、カソード最大電界強度 118MV/m、照射レーザー(波長 266nm)のビーム径 $80\mu\text{m}$ 、パルス幅 $\sigma=7.8\text{psec}$ (ストリークカメラ測定値)で、レーザー強度を $0.01 \sim 3.4\mu\text{J}/\text{bunch}$ の範囲で一連のフェーズプロットを取得し解析を行った。発生電荷量 0.2nC を境界に低電荷領域と高電荷領域での量子効率の傾向の違いに着目し、それぞれ独立に解析を行った。その結果、それぞれの領域において、Schottky 効果の影響を取り除き、空間電荷効果の影響による量子効率の関係を抽出することができた。また、空間電荷、外部電界の影響の少ない量子効率の数値をフェーズプロットから求める手法を確立し、実験的に数値を推測した。同時に、本解析方法では、電界増倍係数 β は空間電荷効果に依存せず一定値を取った。本実験での結果は、ビームトラッキングなどの数値計算モデルで困難とされているカソードからの電荷放出特性に対する初期条件を実験的に検証したものとして意義がある。

参考文献

- [1] 上坂. 東京大学大学院工学系研究科 原子力国際専攻ガイダンス講義録.
- [2] 福田. RF gun test bench におけるレーザー蓄積装置を用いた小型 X 線源の開発. 第 3 回高周波電子銃研究会, 2005.
- [3] K. Hirano, M. Fukuda, M. Takano, Y. Yamazaki, T. Muto, S. Araki, N. Terunuma, M. Kuriki, M. Akemoto, H. Hayano, and J. Urakawa. High-intensity multi-bunch beam generation by a photocathode RF gun. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 560, pp. 233–239, 2006.
- [4] 平野. 大電流マルチバンチフォトカソード高周波電子銃の開発. 総合研究大学院大学博士論文, 2006.
- [5] D. T. Palmer, R. H. Miller, H. Winick, X. J. Wang, K. Batchelor, M. Woodle, and I. Ben-Zvi. Simulations of the BNL/SLAC/UCLA 1.6 cell emittance compensated photocathode RF gun low energy beam line. In *Proceedings of the PAC95*, 1995.
- [6] D.T. Palmer, X.J. Wang, I. Ben-Zvi, R.H. Miller, and J. Skaritka. Experimental results of a single emittance compensation solenoidal magnet. In *Proceedings of the PAC97*, 1997.
- [7] S.B. van der Geer and M.J. de Loos. <http://www.pulsar.nl/gpt/>.
- [8] G. Pöplau, U. van Rienen, S.B. van der Geer, and M.J. de Loos. Progress in 3D space-charge calculations in the GPT code. In *Proceedings of the EPAC2004*, 2004.
- [9] 高野. 小型電子加速器 (RF gun test bench) 用レーザーの開発. 第 3 回高周波電子銃研究会, 2005.
- [10] W. Schottky. Über kalte und warme Elektronenentladungen. *Zeitschrift für Physik*, Vol. 14, pp. 63–106, 1923.
- [11] 浅川, 藤田, 今崎, 山中, 中井. 自由電子レーザー用光電陰極の開発. *レーザー研究*, Vol. 23(1), pp. 55–67, 1995.
- [12] R.H. Fowler. The analysis of photoelectric sensitivity curves for clean metals at various temperatures. *Physical Review*, Vol. 38, pp. 45–56, 1931.
- [13] W.E. Spicer and A. Herrera-Gomez. Modern theory and applications of photocathodes. Technical report, SLAC-PUB-6306, 1993.

- [14] G. Suberlucq. Technological challenges for high brightness photo-cathode. In *Proceedings of the EPAC2004*, 2004.
- [15] R.A. Powell, W.E. Spicer, G.B. Fisher, and P. Gregory. Photoemission studies of cesium telluride. *Physical Review B*, Vol. 8, No. 8, pp. 3987–3995, 1973.
- [16] A. di Bona, F. Sabary, S. Valeri, P. Michelato, D. Sertore, and G. Suberlucq. Auger and X-ray photoemission spectroscopy study on Cs_2Te photocathodes. *J. Appl. Phys.*, Vol. 80(5), pp. 3024–3030, 1996.
- [17] 廣瀬. セシウムテルライドフォトカソードを用いた高周波電子銃による先端加速器用電子ビームの生成. 名古屋大学修士論文, 2002.
- [18] P. Michelato, L. Monaco, D. Sertore, and S. Bettoni. Optical properties of cesium telluride. In *Proceedings of the EPAC2002*, 2002.
- [19] P.G. O’Shea. High-brightness rf photocathode guns for single pass X-ray free-electron lasers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 358, p. 36, 1995.
- [20] X.J. Wang, M. Babzien, I. Ben-Zvi, R. Malone, J. Sheehan, J. Skaritka, T. Srinivasan-Rao, M. WOODLE, V. Yakimenko, and L.H. Yu. Challenges of operating a photocathode RF gun injector. In *Proceedings of the LINAC98*, 1998.
- [21] S. Schreiber, D. Sertore, P. Michelato, M. Ferrario, G. von Walker, and N. Walker. Measurement of space charge effects and laser pulse length in the TTF RF gun using the phase scan technique. In *Proceedings of the FEL99*, 1999.
- [22] K.J. Kim. RF and space-charge effects in laser-driven RF electron guns. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 275, pp. 201–218, 1989.
- [23] C. Travier. An introduction to photo-injector design. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 340, pp. 26–39, 1994.
- [24] J. Gao. On the theory of photocathode RF guns. Technical report, ATF Internal ATF-0401, 2004.
- [25] L. Serafini. Analytical description of particle motion in radio-frequency photo-injectors. *Particle Accelerators*, Vol. 49, pp. 253–271, 1995.
- [26] L. Serafini and J.B. Rosenzweig. Envelope analysis of intense relativistic quasilaminar beams in rf photoinjectors: a theory of emittance compensation. *Physical Review E*, Vol. 55, pp. 7565–7590, 1997.
- [27] J.E. Clendenin, T. Kotseroglou, G.A. Mulhollan, D.T. Palmer, and J.F. Schmerge. Reduction of thermal emittance of RF guns. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 455, pp. 198–201, 2000.

謝辞

本論文の作成には、多くの方々の直接的、間接的サポートなしに完成には至らなかったに違いはない。高周波電子銃の製作から始まって、テストベンチが完成し、ビーム試験が可能となるまでには、多くのトラブルを乗り越えなければならなかった。その過程で、自分の能力の無さに絶望になることも少なからずあった。限られた時間の中、ビーム試験のデータ取得には、定期的な実験グループ内の議論を経てようやく物理的に意味のある一連のデータが取得できた。論文作成に取りかかれて完成に至ったのも、いろいろな方々の物理的な議論やご指導、叱咤激励によるところが大きく、私自身に前へ進む原動力を与えていただいた。

この博士論文作成の機会を与えていただき、あらゆることをご指導くださった KEK-ATF 浦川教授にまず最大級の感謝をさせていただきます。実験グループのメンバーで ATF のスタッフの照沼さんには、光電子カソード製作の装置開発、作製のノウハウを与えていただき、物理的な議論も熱心にしていただきました。同メンバーの ATF の荒木さんには、テストベンチ建設で献身的な協力をしていただきました。同様に、メンバーの高野さん（現さうび）、武藤さん（現東北大核理研）、福田さん（放医研）には、試験の協力のみならず、ミーティングの際の有意義な議論をいただきました。メンバーの中で私のパートナーと呼ぶべき存在であった平野さん（現 J-PARC）には、実質的な試験協力や論文作成に必要な資料の提供、励まし等、あらゆる面でお世話になりました。

その他、メンバー外では、まず ATF に所属するすべての方々に感謝いたします。特に KEK 栗木さんには、高周波電子銃の製作協力から、高周波電子銃の物理的イメージを与えていただきました。ゲストの J.Gao さん（現中国高能研）には、高周波電子銃に関する理論武装を私に与えていただきました。

KEK での試験に参加できる立場を許されたのは、旧核燃料サイクル開発機構の社内公募システムの存在を忘れてはなりません。KEK との共同研究の下で、許しうる最大限の出張を温かい目で見守っていただいた旧室長の岩田さん、中江さんには並々ならぬご心配をおかけしました。

KEK の入射器の方々に、快く審査を引き受けていただいた大沢教授、小林仁教授（現 J-PARC 担当）、榎本教授には、大変感謝しています。かつて私の学生時代に電子銃や加速器のノウハウを一から教えていただいた方々に、今の私の知識や経験のベースを作っていただきました。

私の現所属の J-PARC の山崎良成リーダーには、私の博士論文作成のために特別の環境を提供していただき感謝しています。また、所属の RCS 入出射グループの金正リーダーはじめメンバーの方々に、しばらくの間まともな戦力にならずにご迷惑をおかけしたにもかかわらず、温かい目で見守っていただきました。

プライベートでは、この道に進むことを許してくれた父三良、あたたかく支えてくれた母静子、いろいろな応援をしてくれた姉圭子には、言葉では言い尽くせない心配をおかけしました。

一時期に体調を崩し論文作成に支障をきたしたが、速やかに復活できたのも妻の佐智代をはじめ、子供ら隆平、有紗らの支えなくしては語れません。家族のみんなに改めて感謝します。

最後に、ここには書きつくせない方々にも、研究者としての成長をさせていただいたことに改めて感謝させていただくとともに、人は一人では生きていけないこと、私を支えてくれる人々がこれほどにも多く幸せであることを人生経験として学ばせていただきました。