

修士学位論文

ATF2における新竹電子ビームサイズモニターの
実験的評価

Experimental Study of
Shintake Electron Beam Size Monitor in ATF2

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻
駒宮研究室

安居 孝晃

2018年1月

概要

国際リニアコライダー (ILC) では、ルミノシティを稼ぐためにビームサイズを鉛直方向に 5.9 nm にまで絞ることが求められている。これを実証するために、先端加速器試験施設 (ATF) では、ダンピングリングで生成された低エミッタンス電子ビームを、ILC と同じ最終収束系を用いて鉛直方向に絞る実験を行っている。この計画は ATF2 プロジェクトと呼ばれていて、ILC との電子ビームの到達エネルギーの違いから、色収差の影響を同程度に抑えつつ補正した結果、電子ビームを鉛直方向に 37 nm にまで絞ることが目標となっている。

ATF2 では、鉛直方向の電子ビームサイズを測定するために新竹モニターという測定器が用いられている。新竹モニターはレーザーの干渉縞を利用した測定器で、干渉縞の間隔と鉛直方向の電子ビームサイズの相対的大きさに依存した測定値を得ることができ、これによって電子ビームサイズを知ることができる。

新竹モニターでの測定では鉛直方向の電子ビームサイズを過大評価してしまう性質があることが分かっている。これは個々のセットアップが設計からずれてしまうことや、レーザー光の理想化の限界などが原因で、それらの要素が複雑に絡み合っ、本来期待していた測定値から系統的にずれる。この性質は明らかに ATF2 での目標達成を妨げるものであり、逆に系統的なずれを減らすことで ATF2 の目標達成に近付くことができるはずである。

そこで本論文では、新竹モニターによる測定の系統誤差を減らすために、そのセットアップを把握してレーザーの状態を知った上で、系統誤差を生み出す要因を特定・評価し、それを修正するための改善案を提示している。

目次

第 1 章	イントロダクション	4
1.1	ILC 計画	4
1.1.1	現在のエネルギーフロンティアにおける物理	4
1.1.2	ILC の意義	4
1.1.3	ILC のデザイン	5
1.2	ATF/ATF2	7
1.2.1	ATF 加速器	7
1.2.2	ATF2 プロジェクト	8
1.2.3	新竹モニター	8
第 2 章	新竹モニターの原理	11
2.1	測定原理の概要	11
2.2	干渉縞とビームサイズの計算	12
2.2.1	計算に入る前の導入	12
2.2.2	干渉縞の強度の計算	13
2.2.3	電子ビームサイズの計算	15
2.2.4	ビームサイズの測定精度	16
2.3	散乱光子数の推定	18
第 3 章	ATF2 での新竹モニターの性能と構成	20
3.1	新竹モニターに要求される性能と実際の性能	20
3.2	新竹モニターの外観	22
3.3	光学系	23
3.4	ガンマ線検出器	24
3.4.1	CsI(Tl) シンチレーター	25
3.4.2	アクリルチェレンコフ検出器	26
第 4 章	ATF2 での新竹モニターの光学系	28
4.1	レーザー定盤	28
4.1.1	レーザー発振器	28
4.1.2	532nm レーザー光が作られるまで	30

4.1.3	アテニュエーターを通過するまで	30
4.1.4	トランスポートラインに入るまで	31
4.2	トランスポートライン	31
4.2.1	expander, reducer について	32
4.2.2	輸送系の光学系について	33
4.3	垂直定盤	34
4.3.1	ハーフミラーに入るまで	35
4.3.2	ハーフミラーから各モードで共通なところまで	36
4.3.3	各モードの切り替えについて	38
4.3.4	各モード切り替え後の光路について	38
4.3.5	$2^{\circ} - 8^{\circ}$ モードの交差角調整について	39
4.3.6	IP スクリーンについて	40
4.3.7	アライメント用レーザーについて	41
4.3.8	レーザーのアライメントについて	42
第 5 章	ビームサイズチューニング	43
5.1	おおまかな手順について	43
5.2	カーボンワイヤスキャン	43
5.3	IP スクリーンでの調整について	44
5.4	レーザーワイヤスキャン	44
5.5	タイミングスキャン	46
5.6	収束レンズスキャン	46
5.7	フリンジスキャン	48
5.8	Z スキャン	48
5.9	pitch スキャン、tilt スキャン	50
第 6 章	レーザー光の特性について	51
6.1	ガウシアンビームとそれを特徴付けるパラメーター	51
6.1.1	理想的なガウシアンビームについて	51
6.1.2	現実のレーザーとその品質	53
6.2	レーザー光のパラメーターの測定	53
6.2.1	セットアップについて	53
6.2.2	レーザーのパラメーターの解析	54
6.2.3	IP でのレーザー光について	57
6.3	レーザー光のふらつき、ドリフトについて	59
6.3.1	レーザーの監視方法	59
6.3.2	レーザー光のドリフト	61
6.3.3	レーザーのジッターについて	62

第 7 章	セットアップの改善	63
7.1	収束レンズの位置について	63
7.1.1	収束レンズの位置がずれてしまうことによる影響	63
7.1.2	ガウシアンビームを仮定したときの理論的な計算	64
7.2	IP の正確性について	65
7.2.1	レーザーワイヤースキャンの正しい使い方	65
7.2.2	正しく IP にセットできていないことの影響	66
7.2.3	収差の影響を減らすセットアップとその効果	67
7.2.4	IP スクリーンの位置の調整	68
7.2.5	IP スクリーン調整の成果・レーザー光ドリフトの影響	69
7.3	系統誤差を抑えるための新たな測定手順のまとめ	70
第 8 章	新竹モニターでの系統誤差の評価	73
8.1	レーザー光の偏光状態について	73
8.1.1	理論的な計算	73
8.1.2	偏光状態の測定	75
8.2	上下レーザー光の強度の違いについて	78
8.2.1	理論的な計算	78
8.2.2	ハーフミラーの性能	78
8.2.3	ミラー・プリズムの反射率	79
8.2.4	考察	79
8.3	レーザー光のアライメント精度について	80
8.4	干渉縞内での電子ビームサイズ変化について	81
8.5	干渉縞が傾いている可能性について	82
8.6	波面の影響について	83
8.7	レーザー光の交差角について	84
8.8	電子ビームと干渉縞の相対位置ジッター	85
第 9 章	結論・今後の展望	86
9.1	結論	86
9.2	今後の展望	86
	謝辞	88
付録 A	ビームラインの調整	89
A.1	linear knob scan について	89
A.2	nonlinear knob scan について	90
	参考文献	92

第 1 章 イントロダクション

1.1 ILC 計画

1.1.1 現在のエネルギーフロンティアにおける物理

2012 年 7 月 4 日、CERN の Large Hadron Collider (LHC) でヒッグス粒子とみられる新粒子が見つかった。この発見によって標準模型で予想されていた素粒子が全部出揃ったことになり、理論の強固さを示すことになった。LHC は複合粒子である陽子同士を衝突させた実験であるため、エネルギーが高い分新粒子探索には向いているが、その反面バックグラウンドが非常に大きいというデメリットも持つ。よってヒッグス粒子の結合定数などの様々な特性を決定するには不向きであり、別のアプローチが議論されている。

また一方で、標準模型では説明ができないような現象もいくつか確認されている。例えばそのうちの 하나가暗黒物質の存在である。現在暗黒物質の候補として最も有力なものの一つに lightest supersymmetric particle (LSP) が挙げられている。これはその名の通り、超対称性 (supersymmetric, SUSY) 粒子のうち最も軽い素粒子のことである。SUSY 粒子が存在すると、階層性問題をはじめとした様々な標準模型では説明できない問題が解決し、さらに標準模型における 3 つの力が 10^{16} GeV 程度のエネルギーで統一されることになるので、その発見が期待されている。

1.1.2 ILC の意義

ヒッグス粒子の特性を知るための詳細研究を行うには、バックグラウンドを減らすために荷電素粒子同士を衝突させる必要がある。生成のし易さや粒子の寿命の問題を考えると、電子と陽電子を用いたレプトンコライダーが素直な選択肢となるであろう。

過去最も重心系エネルギーが大きかったレプトンコライダーは LHC の前身の Large Electron-Positron Collider (LEP) であった。円形加速器であった LEP において大きな問題となっていたのは、ビームを曲げるときに発生するシンクロトロン放射であった。一般にシンクロトロン放射によるエネルギー損失 δE は、 ρ を曲率半径とすると、

$$\delta E \propto \frac{E^4}{\rho m^4} \quad (1.1)$$

と表せることが知られている。よってハドロンコライダーに比べて質量の小さい電子・陽電子を用いた加速器ではシンクロトロン放射が格段に大きいことが分かる。また、今後重心系エネルギーを上げていくにつれてシンクロトロン放射の影響が深刻になってくることが分かる。

これを完全に解決する方法としては $\rho \rightarrow \infty$ 、つまり線形加速器にしてしまえばよい。さらに線形加速器は、後から加速距離を増設してエネルギーをアップグレードすることが比較的容易であるというメリットもあるため、次世代の高エネルギーレプトンコライダーとして相応しい特長を備えていると言えよう。

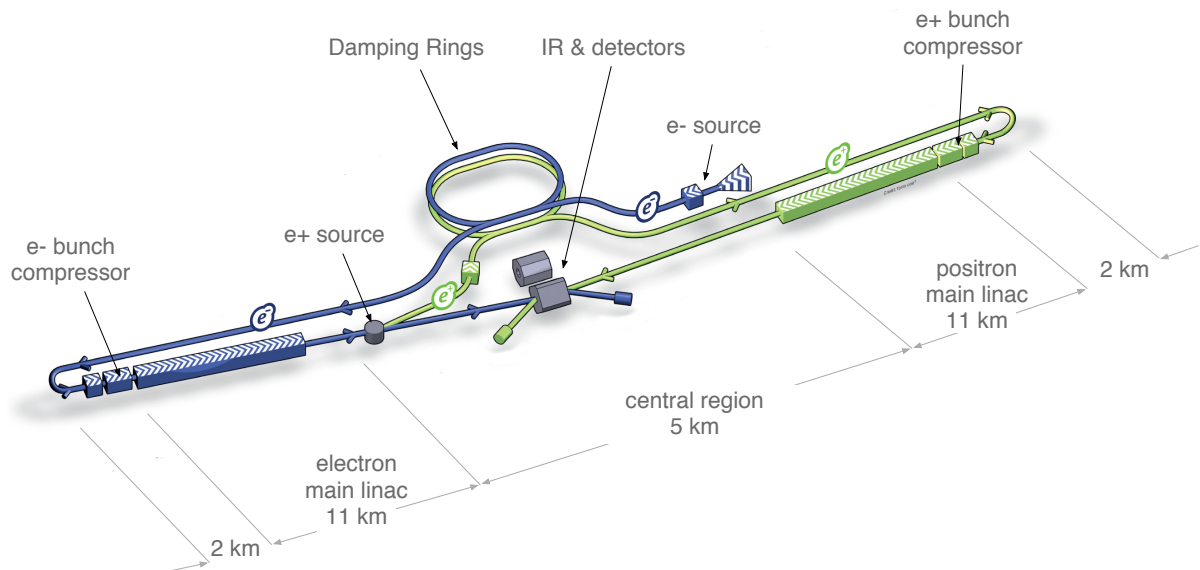


図 1.1: ILC イメージ図 [1]

こうしたモチベーションから考えられている計画が国際リニアコライダー (International Linear Collider, ILC) 計画である。これは、現在可能な限り最高の重心系エネルギーで電子と陽電子を衝突させるために線形加速器を作る計画である。現在の予定では、まずは重心系エネルギーが 250 GeV の加速器として運転を開始して、ヒッグスファクトリーとしての役割を果たす。そして次第に 500 GeV、1 TeV へとエネルギーを上げられるようアップグレードを行っていくことになっている。

ILC でできるヒッグス粒子に対するパワフルな解析方法として、ヒッグス粒子生成と同時にできた反跳粒子の Z ボソンを調べる方法がある。ILC における反応は素粒子同士の散乱であるため、エネルギー・運動量保存が成り立つと考えられる。よって始状態 (電子・陽電子) と反跳粒子の Z ボソンの 4 元運動量を調べればヒッグス粒子の 4 元運動量が求められることになる。Z ボソンについては過去の実験から比較的良くその性質が知られているので、高い精度でヒッグス粒子の再構成ができる。さらにこの方法はヒッグスの崩壊モデルに依存しないという意味でも非常に強力である。

反跳粒子を調べる方法はヒッグス粒子だけでなく、未知の粒子を調べるのにも有効である。ILC ではこの方法でダークマター等の標準模型を超える新粒子の発見も期待されている。

1.1.3 ILC のデザイン

ビームサイズについて

線形加速器において問題となることの 1 つにルミノシティの向上の難しさがある。円形加速器では周回ごとに衝突のチャンスがあるが、線形加速器では 1 つのビームにつき 1 度しかないからである。線形加速器においてルミノシティ L は次の式で表される。

$$L = f_{rep} \frac{n_b N^2}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} H_D \quad (1.2)$$

f_{rep} はビームパルスの頻度、 n_b はパルス内のバンチ数、 N はバンチ内の粒子数、 σ_x^*, σ_y^* はそれぞれ衝突点 (interaction point, IP) における transverse な 2 方向のビームサイズ、 H_D は IP でのビームの形状に依存する増幅因子である。よってルミノシティ L を増加させるには f_{rep}, n_b, N を大きくするか、 σ_x^*, σ_y^* を小さくすることが求められる。前者についてはビームのパワー P を増加させることを意味し、^{*1} コストの面で限りがある。そこで σ_x^*, σ_y^* を小さくする技術が求められる。

σ_x^*, σ_y^* を小さくする上で注意しなければならないのは、ビーム同士の相互作用の効果である。対向ビームの作る磁場の影響は小さくなく、互いにビームをより収束させる方向に働く。よってルミノシティは増加する傾向にあるのだが、同時にビームにシンクロトン放射を起こさせ、この現象を Beamstrahlung と呼ぶ。Beamstrahlung が大きいとビームのエネルギー幅が広がり、かつここで発生した光子がバックグラウンドになってしまうので、基本的には Beamstrahlung が小さくなるように調整しなければならない。^{*2} ここで Beamstrahlung によるエネルギーロス δ_{BS} は、

$$\delta_{BS} \propto \frac{1}{(\sigma_x^* + \sigma_y^*)^2} \quad (1.3)$$

であることが知られているので、Beamstrahlung の影響を抑えた上でルミノシティを向上させるには $\sigma_x^* \gg \sigma_y^*$ とすればよいことが分かる。これはつまりビームをリボン状にすることを意味している。ILC におけるデザインパラメーターでは、 $\sigma_x^* = 474 \text{ nm}$ 、 $\sigma_y^* = 5.9 \text{ nm}$ となっている [1]。

色収差について

ダンピングリングから出た粒子は主線形加速器 (Main Linac) で加速されるが、その後 IP に運ぶまでの輸送経路を Beam Delivery System (BDS) という。加速器システム内における粒子の運動を記述するのがビーム力学である。ビーム力学において、四極電磁石の働きはしばしば幾何光学でのレンズの働きに例えられる。ただし四極電磁石は、水平軸を収束させるときには垂直軸を発散させるという、凸レンズと凹レンズの性質を同時に持ったようなものになっている。そこで加速器では 2 つの四極電磁石を組み合わせることで横 2 方向ともビームを絞ることを実現している。

幾何光学において、レンズに入射する光に波長のばらつきがあると、その屈折率の違いから生まれてしまう収差を色収差という。ビーム力学においても似たような現象が知られていて、ビームのエネルギーにばらつきがあると、四極電磁石で曲げられる際、曲がり方の違いからビームの異なるエネルギーの粒子がばらけてしまう。この現象によるずれも同じように色収差 (chromaticity) と呼ばれている。ILC において色収差によるビームサイズへの影響は無視できず、補正をしなかった場合、ビームサイズの大きさは 10 倍程度大きくなってしまう計算である。

四極電磁石での色収差を補正するために使われるのが六極電磁石で、ビーム軌道軸から適切な距離ずらして入射させることで色収差を打ち消すことができる。六極電磁石単体ではさらに高次の収差の影響が出て来てしまうため、こちらも基本的には 2 つの組で用いられる。IP での色収差を打ち消すために、上流で六極電磁石の組を用いて水平・鉛直方向それぞれ順番に色収差を発生させることで IP での色収差を補正したのが Global Chromaticity Correction 方式である。

^{*1} ビームパワー P はビームのエネルギーを E として、 $P = 2n_b N f_{rep} E$ と書ける。

^{*2} ただし最近ではルミノシティをより稼ぐために解析に深刻な影響を与えない程度に Beamstrahlung を増加させることが検討されている。そのためには水平方向のビームサイズ (正確には水平方向のビームのエミッタンス) の値もある程度小さくならなくてはならない。

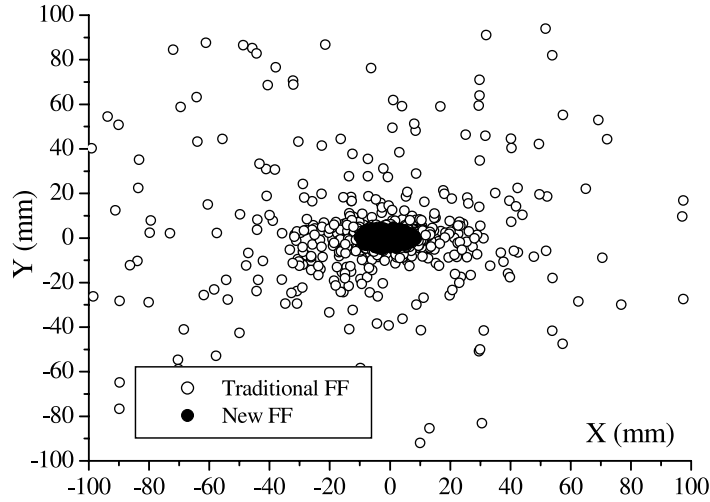


図 1.2: Global Chromaticity Correction(白点) と Local Chromaticity Correction(黒点) での IP におけるビームハロー粒子分布のシミュレーション結果 [2]

一方この後に、新しい色収差補正技術として Local Chromaticity Correction 方式が考え出された [2]。こちらは、IP の直前の四重電磁石の組 (Final Doublet) が主な色収差源となっていることに注目して、その直前に六極電磁石を置く方式を採っている。Local Chromaticity Correction 方式では水平・鉛直方向の色収差を同時に補正するために、Global Chromaticity Correction 方式と比較してビームラインを格段に短くでき、また軌道軸からずらして通っているビームラインの距離も短くて済むという長所を持つ。さらにシミュレーションの結果、ビームのエネルギーバンド幅をより広くでき、ビームハローをより小さくできる (図 1.2) という事も分かった。これらの理由から、ILC では Local Chromaticity Correction 方式が採用されることになっている。

1.2 ATF/ATF2

1.2.1 ATF 加速器

先端加速器試験施設 (Accelerator Test Facility, ATF) は線形加速器の R&D の推進を目的につくばの高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の中に建設された。ATF は高勾配の S バンドリニアックとダンピングリングからなっている電子加速器施設である。電子の動きとしては、RF 電子銃によって生成され、リニアックで 1.3 GeV まで加速されダンピングリングに入るという流れである。ダンピングリングは、ILC 計画の前身の JLC(Japan Linear Collider) 計画でデザインされていたエミッタンス^{*3}に近い値が出せるように作られた。エミッタンスはビームサイズの二乗に比例するパラメーターなので、線形加速器におけるルミノシティを上げることを目的とした低エミッタンスビームを得るための研究が行われた。ビームはウィグラーを通すことでシンクロトロン放射によって運動量が減り、その後前方に加速することで、横方向のエミッタンスをダンプしている。そして、リング内で $\gamma\epsilon_y = 2.8 \times 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{rad}$ の低エミッタンスビームを得ることに成功した [3]。

^{*3} 1 パンチ中の粒子が位相空間上で占める面積。

1.2.2 ATF2 プロジェクト

ATF で低エミッタンスビームを作るのに成功したので、それを用いて ILC における BDS を検証することを目的に続けて立ち上がった計画が ATF2 プロジェクトである。そのために ATF に加えて最終収束用のビームラインが増設され、これを ATF2 と呼んでいる。ATF のダンピングリングで作られた低エミッタンスビームはキッカー磁石ではじき出され、ATF2 ビームラインに入る。そしてビームはエミッタンスを保存したまま運搬され、最終収束系により仮想衝突点において最も絞られる。ここで仮想衝突点という表現を用いたのは、ATF/ATF2 においては電子ビームの加速のみで衝突は行っていないからである。しかし便宜上単純に IP と呼ぶことも多い。

リニアコライダーにおける BDS の検証として、ATF2 の先行研究には SLAC で行われた Final Focus Test Beam(FFTB) 実験があった。FFTB 実験においては最終収束系には Global Chromaticity Correction 方式が採用されていた。結果 FFTB 実験では $\sigma_y^* \simeq 70$ nm の電子ビームサイズが観測され、Global Chromaticity Correction の実証がされた [4]。

ATF2 では、ILC で採用される、新たに発明された Local Chromaticity Correction 方式の最終収束系となっている。Local Chromaticity Correction 方式はこれまで実証されたことがないので、ATF2 において極小ビームサイズが観測できればその実証にもなる。ATF2 で目標として掲げているのは次の 2 つである [5]。

1. IP における鉛直方向の電子ビームサイズを 37 nm 以下にまで絞る
2. IP において鉛直方向の電子ビーム軌道を nm オーダーで安定させる

ATF2 における目標値の 37 nm という値は、ILC でのデザインパラメーターの $\sigma_y^* = 5.9$ nm という値を、色収差の影響を同程度に抑えつつ、電子ビームのエネルギーでスケールさせて導出されたものである。2017 年 12 月現在では 41 nm にまでビームが絞られたのが確認された [6]。目標の 37 nm にまではあともう一步のところであるが、これによっておおよそ Local Chromaticity Correction の実証はされたと言ってよいだろう。

表 1.1 に主要な ILC と ATF2 におけるデザインパラメーターをまとめておく。ATF2 の IP での β 関数は、元々は色収差が ILC と同じになるように設定されていた。しかしながら、ATF2 の電子ビームエネルギーは ILC よりも断然小さいので、幾何学的収差の影響が ILC より大きく、多重極の誤差の影響が ILC より大きくなる。そこで近年 ATF2 ではそれらを抑えるために、IP での水平方向の β 関数を元々の設計値の 10 倍にして運転している。この設計を 10×1 optics と呼んでいる。

1.2.3 新竹モニター

37 nm の極小ビームサイズを実測するという目標を達成するには、当然 37 nm より細かい精度で感度を持つ IP Beam Size Monitor(IPBSM) が必要である。現在 ATF2 では、IPBSM として新竹モニターと呼ばれる測定器を用いている。新竹モニターは新竹積氏によって考案されたビームサイズモニターで、前述の FFTB 実験において初めて用いられ、IPBSM としての有用性が実証された。新

*4 最下流の四重極磁石

表 1.1: ILC と ATF2 におけるデザインパラメーター [1][6][12]

パラメーター		ILC250	ILC500	ATF2(10 × 1)
ビームエネルギー	E [GeV]	125	250	1.28
ルミノシティ	L [cm ⁻² s ⁻¹]	1.35×10^{34}	1.79×10^{34}	–
ビーム強度 (1 バンチあたりの電子数)	N [number]	2.0×10^{10}	2.0×10^{10}	1.0×10^{10}
ビームパルスの頻度	f_{rep} [Hz]	5	5	3.12
QD0*4から IP までの距離	L^* [m]	3.5 - 4.2	3.5 - 4.2	1.0
規格化エミッタンス (水平方向)	$\gamma\epsilon_x$ [μ m]	5	10	5
規格化エミッタンス (鉛直方向)	$\gamma\epsilon_y$ [nm]	35	35	30
IP での β 関数 (水平方向)	β_x^* [mm]	13.0	11.0	40
IP での β 関数 (鉛直方向)	β_y^* [mm]	0.41	0.48	0.10
IP でのビームサイズ (水平方向)	σ_x^* [nm]	516.0	474.0	8.9×10^3
IP でのビームサイズ (鉛直方向)	σ_y^* [nm]	7.66	5.86	37
ビームエネルギーの広がり	σ_E [%]	0.188/0.15	0.124/0.07	0.07
色収差 (鉛直方向)	ξ_y	7300/9400	7300/9400	10^4

竹モニターは 100 nm 以下のビームサイズを測定した唯一の測定器であり、ATF2 における新竹モニターは約 20 nm のビームサイズまで測定できるとされている。

しかし後述するように、新竹モニターが潜在的に抱える問題として、理想的なセットアップから系統的なずれがあるとビームサイズを過大評価してしまう傾向にあるという性質がある。これは明らかに ATF2 の目標達成を阻害する可能性のある性質である。そこで新竹モニターの測定によって得られるビームサイズが、真のビームサイズに果たしてどの程度補正が乗ってしまっているのかを知ることができたらベストである。しかし、それを直接知るためには十分小さい (少なくとも限界とされている 20 nm 程度) のビームが必要となってしまう。ATF2 で世界最小のビームを新竹モニターで測定し、逆に ATF2 の世界最小のビームによって新竹モニターを評価しているという相互依存関係のある現状では、直接的な手法は取ることができない。

だがこれは必ずしも新竹モニターの測定に影響する系統的なずれの評価ができないということにはならない。ここで、新竹モニターは少しのセットアップの変更で感度領域を大幅に変更できるという特長を持っていることに注目する。現在 ATF2 では 100 nm 以下が保証できるビームがある程度は安定して出せるので、感度領域が ~ 100 nm のセットアップを組んで測定することで、系統的なずれの影響の大きさは見ることができる。

本論文では理論的背景や今までの測定データから新竹モニターの測定に影響している可能性のある原因を洗い出し、その影響を減らすためにはどのようなセットアップに改良していけばいいのかを模索していく軌跡を記している。

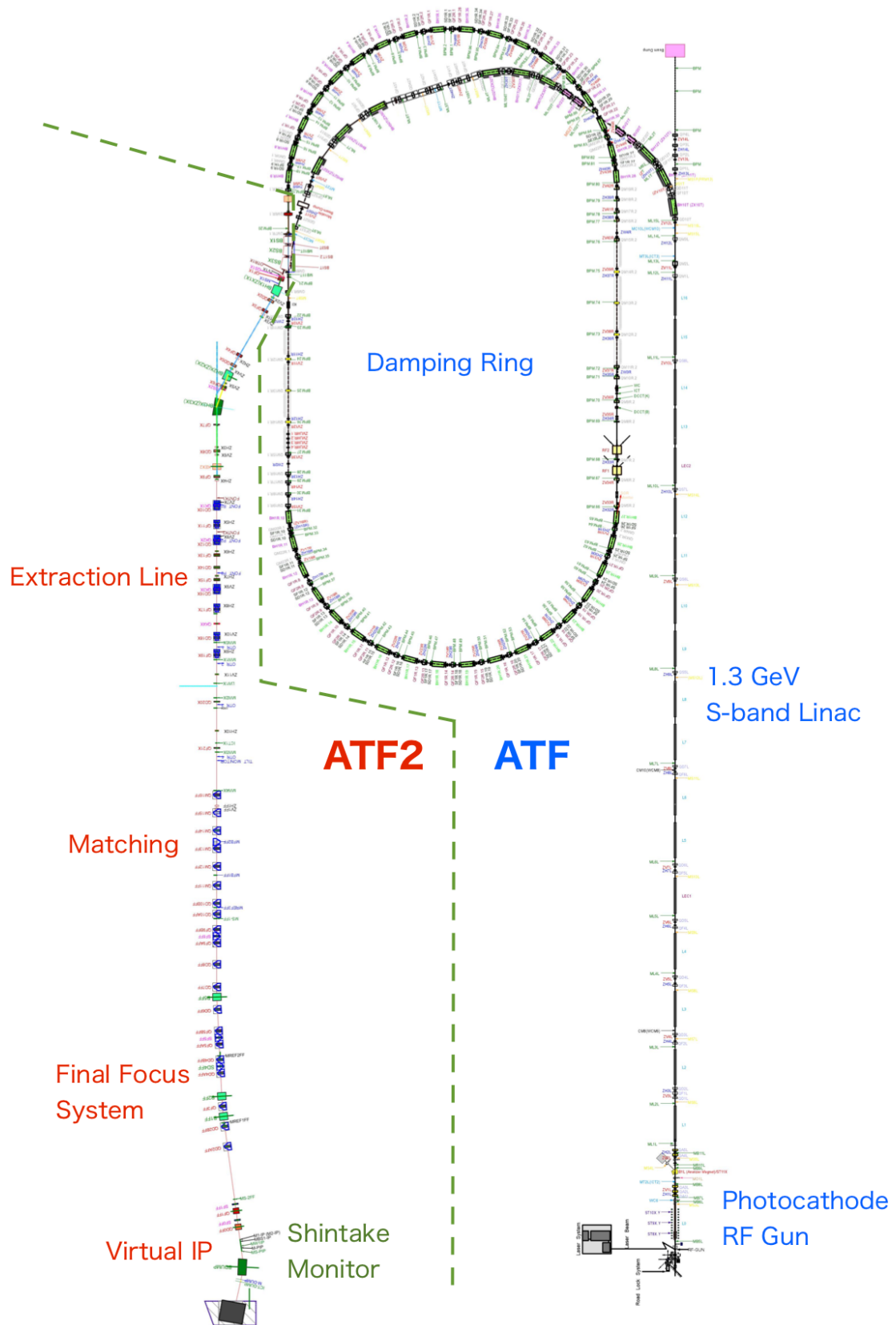


図 1.3: ATF/ATF2 の外観図

第 2 章 新竹モニターの原理

現存する新竹モニターは ATF2 にあるもののみであるが、この章ではできる限り設置環境の影響を排除して理論的に新竹モニターの原理や可能性を見ていく。より実際的な特徴については次章以降を参照されたい。

2.1 測定原理の概要

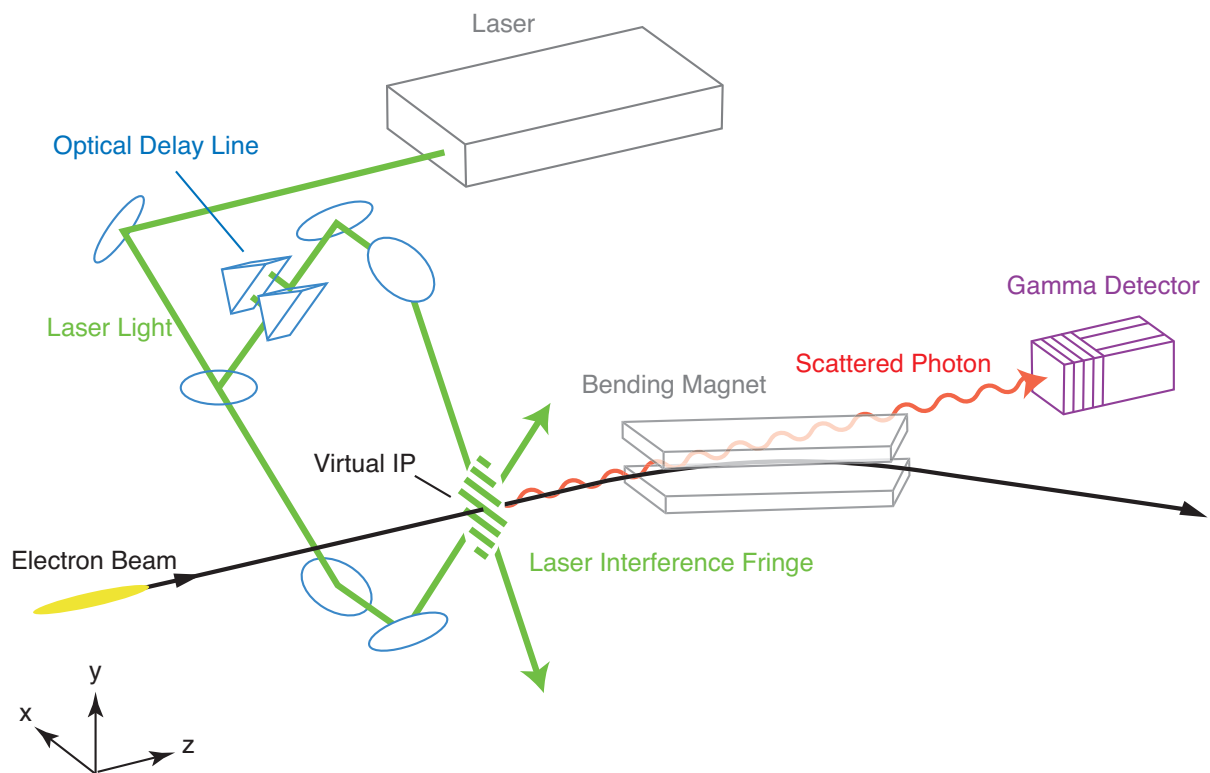


図 2.1: 新竹モニターの概念図 [7]

図 2.1 は新竹モニターの概念図である。新竹モニターは簡単には、レーザーといくつかの光学素子、偏向磁石、ガンマ線検出器からなる装置である。新竹モニターによる測定原理について定性的に説明する。

まず、レーザーよりレーザー光を出し、それをハーフミラーで 2 つに分けて、IP で交差させる。これによって IP に干渉縞ができる。次に、電子ビームを出し干渉縞に当てることで、コンプトン散乱が起きる。散乱後の電子ビームは偏向磁石で進路を曲げられてダンプに捨てられる。一方散乱光子はほぼ入射ビームに平行に進むので、その下流にガンマ線検出器を置いて散乱光子数を調べる。散乱光子数については、電子ビームが干渉縞の山に入ったときに最大となり、電子ビームが干渉縞の谷に入ったときに最小となる。干渉縞の位相は、ハーフミラーで分けた後のレーザーに光学遅延を入れる

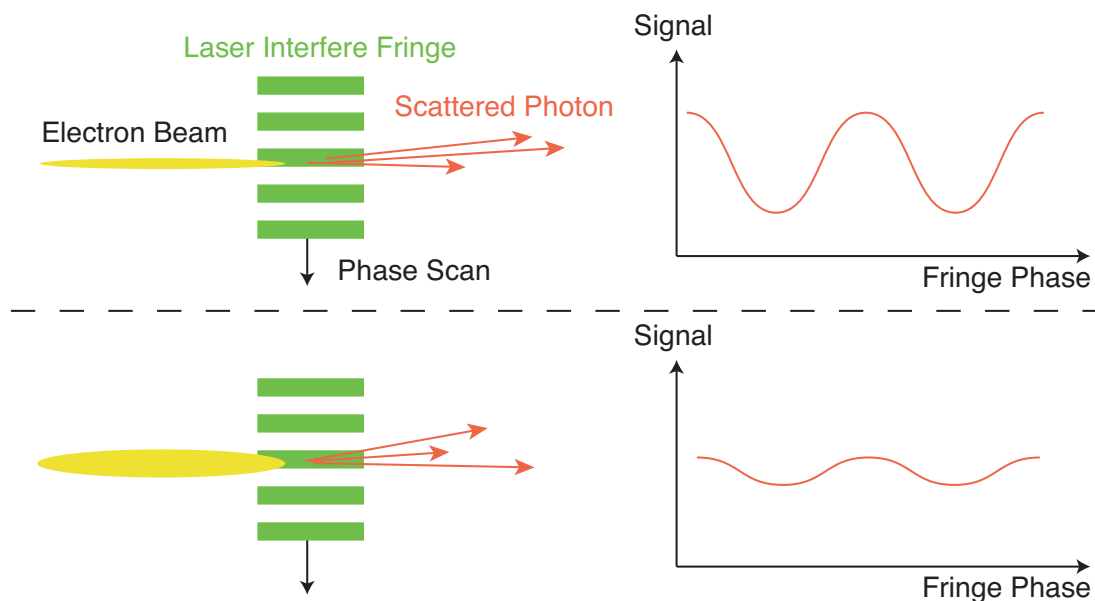


図 2.2: ビームサイズの違いによるコンプトン散乱光子数の位相に対する変化の違い [7]。上が小ビームのとき、下が大ビームのとき。

ことによって、ずらすことができる。これはつまり干渉縞を鉛直方向に動かすことができることを意味している。よって光学遅延を調整しながら測定することで、干渉縞の位相に対する散乱強度分布が得られる。その結果は図 2.2 の右のグラフのように、サインカーブを描く。^{*1} このとき、サインカーブの変調 (正確には平均値で規格化した振幅) はビームサイズに依存する。図 2.2 の上が小ビームのとき、下が大ビームのときのイメージ図と結果で、ビームサイズが小さいときの方がサインカーブの変調は大きくなる。これはビームサイズが大きいと、干渉縞の強度分布に対する感度が鈍くなるからと説明できる。よって得られたデータをフィットして変調を得ることで、ビームサイズを計算することができる。ビームサイズの計算方法については次節で説明する。

2.2 干渉縞とビームサイズの計算

2.2.1 計算に入る前の導入

当節では諸所に Heaviside-Lorentz 自然単位系を導入する。

$$c = \hbar = 1 \quad (2.1)$$

$$\varepsilon_0 = \mu_0 = 1 \quad (2.2)$$

また座標軸は図 2.1 のように、ビームの進行方向を z 軸、鉛直上方向を y 軸とし、水平方向を (右手系になる向きに) x 軸と置く。

さらに、ATF2 における新竹モニターでは偏光方向が水平の偏光レーザーを用いている。これは IP のある定盤上では s 偏光に相当する。このときレーザーと電子ビームとの相互作用を考えると

^{*1} FFTB では干渉縞を固定して電子ビームを鉛直方向に振ることでこの分布を得ていた。

には、レーザー光の磁場の影響のみ考え、電場の影響は無視できることを示していく。

ATF2 において電子ビームのエネルギーは 1.3 GeV なので、相対論的効果の考慮が必要不可欠で、ローレンツ因子は $\gamma = (1.3 \text{ GeV}) / (511 \text{ keV}) \sim 2500$ 、 $\beta (\equiv v/c) \simeq 1$ である。

電子ビームの静止系において、電子は電場の影響のみを受ける。実験室系での電磁場を $\mathbf{E}, \mathbf{B}$ 、電子ビームの静止系での電場を $\mathbf{E}^*$ とおくと、

$$E_x^* = \gamma(E_x - \beta B_y) \quad (2.3)$$

$$E_y^* = \gamma(E_y + \beta B_x) \quad (2.4)$$

$$E_z^* = E_z \quad (2.5)$$

ここで ATF2 においてはレーザーが s 偏光より $E_x = E_y = 0, B_z = 0$ なので、前式は

$$E_x^* = -\gamma\beta B_y \quad (2.6)$$

$$E_y^* = \gamma\beta B_x \quad (2.7)$$

$$E_z^* = E_z \quad (2.8)$$

と簡略化でき、電子ビームの静止系における電場強度は、

$$|\mathbf{E}^*|^2 = (\gamma\beta)^2 |\mathbf{B}|^2 + |\mathbf{E}|^2 \quad (2.9)$$

$$\sim (\gamma\beta)^2 |\mathbf{B}|^2 \quad (\gamma\beta \gg 1) \quad (2.10)$$

と電場を無視できることが分かったので、次節以降の計算は基本的には実験室系での磁場強度のみで議論していく。

2.2.2 干渉縞の強度の計算

では手始めに干渉縞の強度分布についての計算に移る。図 2.3 のように 2 本のレーザーが交差角 $\theta (= 2\phi)$ で IP にて交わるとする。それぞれのレーザーの波数ベクトルは次のように書ける。

$$\mathbf{k}_1 = (k \cos \phi, k \sin \phi, 0) \equiv (k_x, k_y, 0) \quad (2.11)$$

$$\mathbf{k}_2 = (k \cos \phi, -k \sin \phi, 0) \quad (k \equiv |\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_2|) \quad (2.12)$$

前節で述べた通り ATF2 においてはレーザーは s 偏光に設定されているので、磁場について考えれば十分である。レーザー光のスポットサイズは $\sim 10 \mu\text{m}$ であり、電子ビームサイズより大きいとして、レーザー光を平面波と仮定する。このときそれぞれのレーザー光による磁場は、その強度が等しいとすると、

$$\mathbf{B}_1 = B_0(\sin \phi, -\cos \phi, 0) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} \right) \quad (2.13)$$

$$\mathbf{B}_2 = B_0(-\sin \phi, -\cos \phi, 0) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} \right) \quad (2.14)$$

ここで 2 本のレーザーの位相差は α とおいた。よって IP 近傍での磁場はこれらの和より、

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 \quad (2.15)$$

$$= 2B_0 \begin{pmatrix} \sin \phi \sin(\omega t - k_x x) \sin(k_y y + \frac{\alpha}{2}) \\ -\cos \phi \cos(\omega t - k_x x) \cos(k_y y + \frac{\alpha}{2}) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

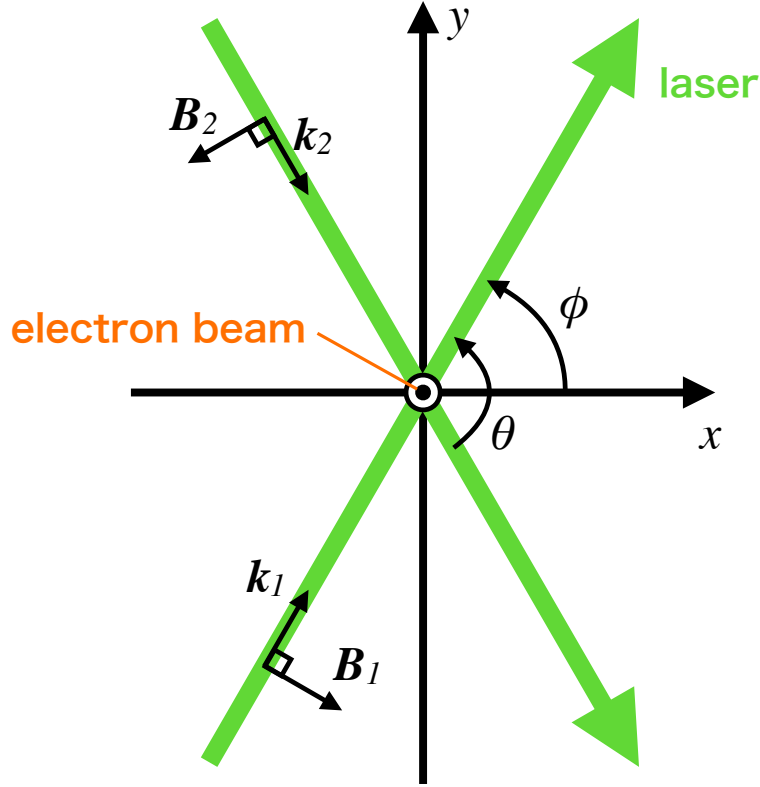


図 2.3: 2 本のレーザー光がなす平面を z 軸正方向から見た図。レーザーの交差点を電子ビームが紙面奥から手前向きに通過する。

これより、 x 方向に進行波、 y 方向に定在波が立つことがわかる。

ATF2 で用いられているレーザーはパルスレーザーであり、パルス幅 (FWHM) が 8 ns、波長が 532 nm である。一方電子ビームのパルス幅は $\sigma_z \sim 8 \text{ mm} \sim 30 \text{ ps}$ なのでレーザーより十分短い。また、電子ビームが通過する間に磁場が振動する回数は $\nu\sigma_z = \sigma_z/\lambda \sim 10^4$ 回より、今後は磁場強度について時間平均を取って計算に用いる。

$$\overline{|\mathbf{B}|^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T dt |\mathbf{B}|^2 \quad (2.17)$$

$$= 2B_0^2 \left[\sin^2 \phi \sin^2 \left(k_y y + \frac{\alpha}{2} \right) + \cos^2 \phi \cos^2 \left(k_y y + \frac{\alpha}{2} \right) \right] \quad (2.18)$$

$$= B_0^2 [1 + \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha)] \quad (2.19)$$

干渉縞の強度が出たので、干渉縞を特徴付ける上で重要なコントラストも導入しておく。コントラストとは、干渉縞の鮮明さを表すパラメーターで、ここでは次のように定義する。

$$\text{Contrast} \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.20)$$

ここで $I_{\max}, I_{\min}$ はそれぞれ、干渉縞の強度の最大値、最小値を表す。式 (2.19) より、新竹モニターにおけるコントラストは、

$$\text{Contrast} = |\cos \theta| \quad (2.21)$$

と非常に簡単な形になる。ただしここでの議論は電子の静止系にローレンツブーストしたものである
ので、これはあくまで電子が感じるコントラストであるということに注意されたい。

式 (2.19)、(2.21) より、次のようなことがわかる。

1. y 方向に波数 $2k_y = 2k \sin(\theta/2)$ の定在波が立つ。
2. 定在波の位相は、2 本のレーザーの位相差 α に線形に変化する。
3. 干渉縞のコントラストは交差角 θ に依存する。

1. について、定在波の間隔はピッチと呼ばれていて、次のようになることがわかる。

$$d = \frac{\pi}{k_y} = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (2.22)$$

2. について、これより光学遅延を用いて α を変えることで、干渉縞の位相も変わり、干渉縞が y 方向に動くことが分かる。

2.2.3 電子ビームサイズの計算

干渉縞の強度分布が求められたので、ここに電子ビームが入射したときのことを考える。入射電子ビームを中心が $(x, y) = (x_0, y_0)$ のガウシアンビームと仮定し、その x, y 方向の RMS を σ_x^*, σ_y^* とすると、そのプロファイル $P(x, y)$ は、

$$P(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x^{*2}}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y^{*2}}} \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_x^{*2}} - \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^{*2}} \right] \quad (2.23)$$

と書けるので、干渉縞とのコンプトン散乱で得られる散乱光子数 N_γ は、

$$N_\gamma \propto \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy |\mathbf{B}|^2 P(x, y) \quad (2.24)$$

$$\propto \iint dx dy [1 + \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha)] \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x^{*2}}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y^{*2}}} \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_x^{*2}} - \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^{*2}} \right] \quad (2.25)$$

$$= \int dy [1 + \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha)] \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y^{*2}}} \exp \left[-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^{*2}} \right] \quad (2.26)$$

$$= 1 + \cos \theta \cos(2k_y y_0 + \alpha) \exp[-2(k_y \sigma_y^*)^2] \quad (2.27)$$

よって α を変えながら散乱光子数を測定すると、図 2.4 のような分布となる。ただし実際の測定においては各点ごとのプロットで得られるので、得られたプロットを次の式でフィットすることで関数を得ることができる。

$$N_\gamma = N_0 \{1 + M \cos(\alpha + \alpha_0)\} \quad (2.28)$$

ここでのフィッティングパラメーターは N_0, M, α_0 であり、 N_0 は図 2.4 を見ればわかるとおり散乱光子数の平均値である。式の形から、 M は干渉縞のコントラストに非常に似たような概念のパ

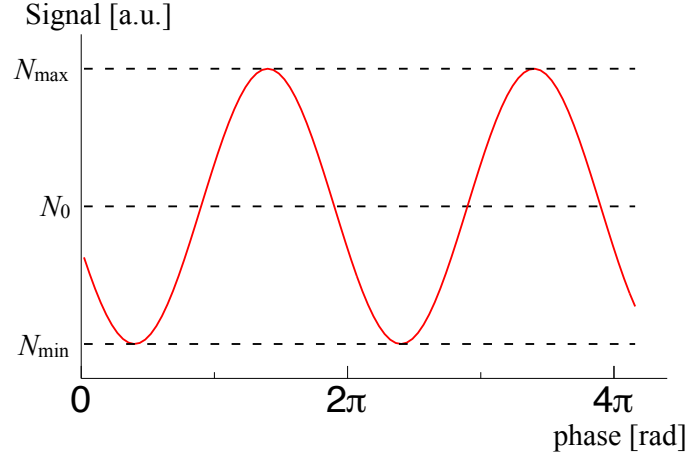


図 2.4: レーザーの位相を変えたときの散乱光子数の分布

ラメーターであることが分かる。よって M を正で定義すると (α_0 に符号の違いは押し付ける)、式 (2.27) と比較すれば、

$$M \equiv |\cos \theta| \exp(-2k_y^2 \sigma_y^{*2}) \quad (2.29)$$

となっていることが分かる。 θ, k_y は既知なので、フィットで得られた M と合わせて、ビームサイズ σ_y^* は、

$$\sigma_y^* = \frac{1}{2k_y} \sqrt{2 \log \left(\frac{|\cos \theta|}{M} \right)} \quad (2.30)$$

より導出できる。

M はその利便性から Modulation depth と名前が付けられている。Modulation depth は新竹モニター全体における実践的なコントラストに対応した値である。実際フィットで得られた散乱光子数の最大値、最小値をそれぞれ N_{max}, N_{min} とすると、Modulation depth は、

$$M = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}} \quad (2.31)$$

と書くことができる。また、式 (2.29) において $\sigma_y^* \rightarrow 0$ とすれば、Modulation depth は干渉縞のコントラストに一致する。

2.2.4 ビームサイズの測定精度

式 (2.22)、(2.29) より、Modulation depth は干渉縞のピッチ d を用いて次のようにも書ける。

$$M = |\cos \theta| \exp \left[-2\pi^2 \left(\frac{\sigma_y^*}{d} \right)^2 \right] \quad (2.32)$$

これをグラフにすると、図 2.5 のようになる。これを見ると、 $\sigma_y^*/d \lesssim 0.02$ のときは $M \simeq 1$ 、 $\sigma_y^*/d \gtrsim 0.5$ のときは $M \simeq 0$ となっていることが分かる。実際の測定では、測定データから M を求めてからビームサイズを計算するという手順なので、 M の値が変化する $0.02 \lesssim \sigma_y^*/d \lesssim 0.5$ がビームサイズの測定可能領域とラフには見積もることができる。

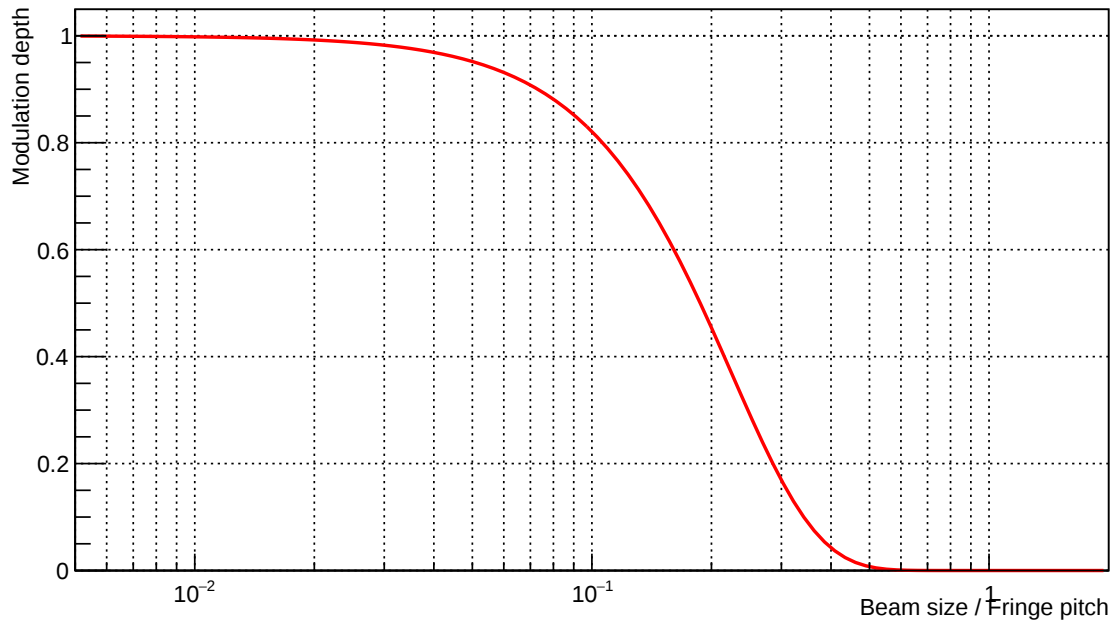


図 2.5: 式 (2.32) を図示したもの。ただしここでは簡単のため $|\cos \theta| = 1$ とおいた。

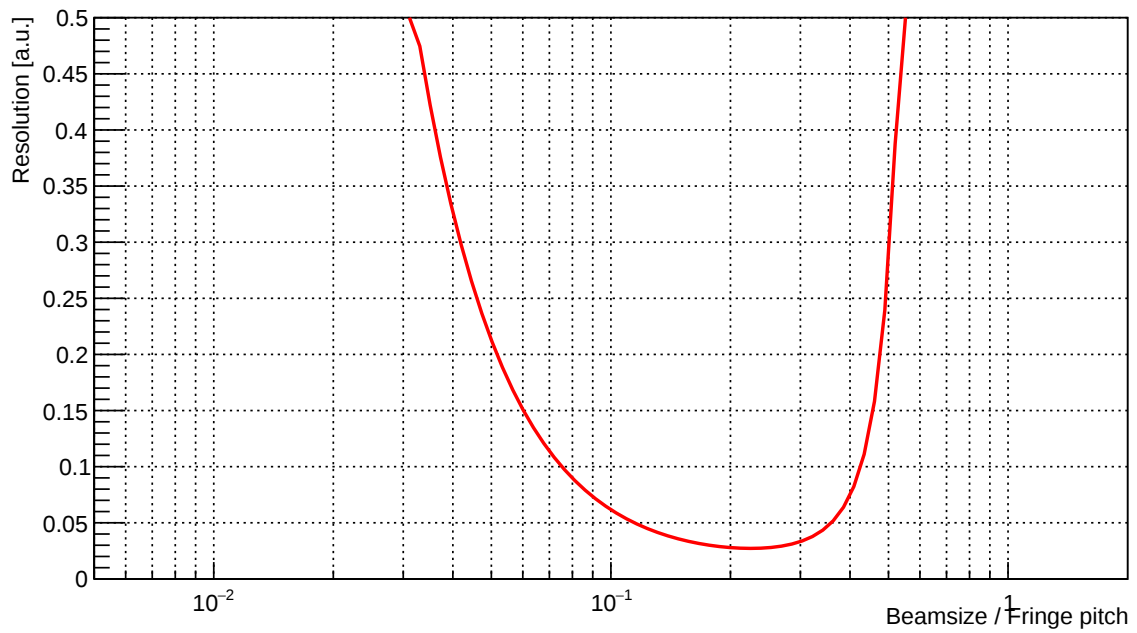


図 2.6: 式 (2.35) を図示したもの。ただし $|\cos \theta| = 1, \Delta M = 0.02$ とした。

もう少し精度よく議論してみよう。式 (2.22)、(2.29)、(2.30) から、ビームサイズの精度は次のように書ける。

$$\frac{\Delta\sigma_y^*}{\sigma_y^*} = \frac{1}{\sigma_y^*} \left| \frac{d\sigma_y^*}{dM} \right| \Delta M \quad (2.33)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2 (\sigma_y^*/d)^2} \frac{\Delta M}{M} \quad (2.34)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2 |\cos \theta|} \frac{\exp[2\pi^2 (\sigma_y^*/d)^2]}{(\sigma_y^*/d)^2} \Delta M \quad (2.35)$$

M の測定誤差 ΔM は、 M に多少は依存するものの、だいたい一定と見做せる。よって $\Delta M = \text{const.}$ としてグラフ化すると図 2.6 のようになる。

これを見ると次のようなことが分かるだろう。

- ビームサイズが干渉縞のピッチの 50% 程度以上あると急激に測定精度が悪くなる。
- ビームサイズが干渉縞のピッチの 20% 程度のときに最も測定精度がよい。
- ビームサイズが小さい領域では、ビームサイズが小さくなるにつれ測定精度も少しずつ悪化している。

このように新竹モニターでの測定では感度を持つ領域に下限だけでなく上限もある。下限があるのは、干渉縞のピッチが相対的に大きくなり、干渉縞がビームの小さいスケールでの違いが見えなくなるからである。一方上限があるのは、逆に干渉縞のピッチが相対的に小さくなり、ビームが干渉縞の強度分布の違いを感じなくなるからと考えられる。

このままでは測定可能領域が非常に絞られてしまうため、ATF2 での新竹モニターでは干渉縞のピッチを変えることで感度を持つ範囲を広げている。干渉縞のピッチを変えるためには、式 (2.22) より、波長か交差角を変えればよいことが分かるが、何種類ものレーザーを用意するのは現実的でないので、交差角をいじることで対応している。またビームサイズがかなり大きい領域では、ワイヤスキャナーなどの別の方法を用いてカバーしている。

2.3 散乱光子数の推定

1 バンチの電子ビームから散乱されるコンプトン散乱光子数を計算する。話をシンプルにするために、レーザー光のサイズは電子ビームより十分大きく、また電子ビームの感じる光子密度は一定とする。ATF2 においては、電子ビームサイズ $\sigma_x^* = 8.9 \mu\text{m} < \text{レーザー光のサイズ } \sigma_{laser} \sim 10 \mu\text{m}$ 、電子ビームのバンチのパルス幅 $\sigma_z = 30 \text{ ps} \ll \text{レーザー光のパルス幅} = 8 \text{ ns(FWHM)}$ 、となっている。このとき散乱光子数 N_γ は、

$$N_\gamma = \sigma_c N_e n_{laser} \quad (2.36)$$

と簡単に書ける。ここで σ_c はコンプトン散乱全断面積、 N_e は 1 バンチ内の電子数、 n_{laser} は電子ビームが感じる光子数面密度である。 n_{laser} は以下の計算で知ることができる。

レーザーの進行方向を l 軸、 l 軸と z 軸 (電子ビーム進行軸) と垂直な方向に t 軸をとると、レー

レーザー光の光子数面分布 P_{laser} をガウス分布と仮定したとき、

$$P_{laser} = n_{laser} \exp\left(-\frac{l^2}{2\sigma_{time}^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_{laser}^2}\right) \quad (2.37)$$

と書ける。ただし、 σ_{time} はレーザー光のパルス幅、 σ_{laser} はレーザー光の RMS サイズである。このときレーザー 1 パルスあたりのエネルギー E_{laser} は、1 光子あたりのエネルギー ε_{laser} を用いて、

$$E_{laser} = \iint dl dt \varepsilon_{laser} P_{laser} \quad (2.38)$$

と表せるので、上 2 式を連立して、

$$n_{laser} = \frac{E_{laser}}{2\pi\varepsilon_{laser}\sigma_{laser}\sigma_{time}} \quad (2.39)$$

となる。

よって散乱光子数 N_γ は、

$$N_\gamma = \sigma_c N_e \frac{E_{laser}}{2\pi\varepsilon_{laser}\sigma_{laser}\sigma_{time}} \quad (2.40)$$

により計算できる。

例として ATF2 の場合を考えてみよう。ATF2 では、 $\sigma_c = 0.65$ barn、 $N_e \sim 1.5 \times 10^9$ electrons/pulse、^{*2} $E_{laser} = 1.4$ J、 $\varepsilon_{laser} = 2\pi\hbar c/\lambda = 2.33$ eV、 $\sigma_{laser} \simeq 19$ μm 、^{*3} $\sigma_{time} \simeq 8$ ns/ $2\sqrt{2\ln 2} = 3.4$ ns なので、

$$N_\gamma \sim 3000 \quad (2.41)$$

と見積もることができる。

^{*2} ATF2 ではビームサイズがビーム強度に依存しているのが観測されている。この原因として最も有力なのが wakefield 由来のビーム角度ジッターである。これを防ぐために現在はデザイン値よりもビーム強度を落として運転していることがほとんどである。ILC においては ATF2 よりもビームエネルギーが 100 倍も大きく、wakefield によって蹴られるビーム角もずっと小さいと予想されるため、wakefield による影響は十分小さいとされている。

^{*3} 6 章で実験的に求めた値を用いている。表 6.2 を参照されたい。

第 3 章 ATF2 での新竹モニターの性能と構成

3.1 新竹モニターに要求される性能と実際の性能

2.2.4 節で述べたように、新竹モニターはその原理上、測定可能な範囲に下限だけでなく上限もある。よって ATF2 ではビームサイズが非常に大きいときにもビームサイズを測定できるように、カーボンワイヤースキャナーが取り付けられている。ATF2 で用いられているカーボンワイヤースキャナーは $5\text{ }\mu\text{m}\phi$ であり、これによってだいたい μm オーダーの電子ビームサイズまで測定できるようになっている。

従って ATF2 の目標ビームサイズが 37 nm であることから、新竹モニターに要求されるのは、 $37\text{ nm} \lesssim \sigma_y^* \lesssim 2.5\text{ }\mu\text{m}$ のビームサイズを測定できるようにすることである。

しかし 2.2.4 節で見たようにビームサイズの測定可能領域は、ラフにかなり広く見積もっても干渉縞のピッチ d と比較して $0.02\text{ }d \lesssim \sigma_y^* \lesssim 0.5\text{ }d$ であったため、このままでは ATF2 の要求性能に満たない。そこで ATF2 では、ビームサイズによって干渉縞のピッチ d を変えて測定してやることにより、広い測定レンジを実現している。

干渉縞のピッチ d は、式 (2.22) より、レーザー光の波長と 2 本のレーザー光の交差角に依存することが分かる。ATF2 で用いているレーザー光の波長は 532 nm で固定である。ATF2 では交差角 θ を変えることで干渉縞のピッチ d を調整していて、交差角は $2^\circ - 8^\circ$ 、 30° 、 174° の 3 つのセットアップがある。 $2^\circ - 8^\circ$ モードでは、後述する仕組みで $2^\circ < \theta < 8^\circ$ の範囲で自由に交差角を調整できる (4.3 節参照)。交差角が 2° 、 8° 、 30° 、 174° のときの干渉縞のピッチ d は表 3.1 のようになっている。

表 3.1: 交差角 θ と干渉縞のピッチ d の関係 (波長 $\lambda = 532\text{ nm}$)

交差角	θ	174°	30°	8°	2°
干渉縞のピッチ	$d\text{ }[\mu\text{m}]$	0.266	1.03	3.81	15.2
測定可能なビームサイズ	$[\text{nm}]$	20 - 110	84 - 420	290 - 1600	1100 - 6500

よってこれより、式 (2.32) から各測定モードにおけるビームサイズに対する Modulation depth を図示したものが図 3.1 である。式 (2.32) から分かるように、小さいビームにおける漸近値は $|\cos \theta|$ となっている。 30° モードのときにだけ特に上限の Modulation depth が低くなるのはそのためである。

また式 (2.35) から、各測定モードにおけるビームサイズに対する分解能を図示したものが図 3.2 である。ここでは簡単のため $\Delta M = \text{const.} = 0.02$ で統一してある。そして測定可能範囲を、分解能が図 3.2 において 0.15 以下の部分とすると、表 3.1 のようになる。^{*1} これを見ると新竹モニターが

^{*1} 文献によっては 0.1 以下の部分で評価しているものもある。 ΔM の値も文献によって多少異なる。これによって測定できる最小のビームサイズを 25 nm としていることもある。

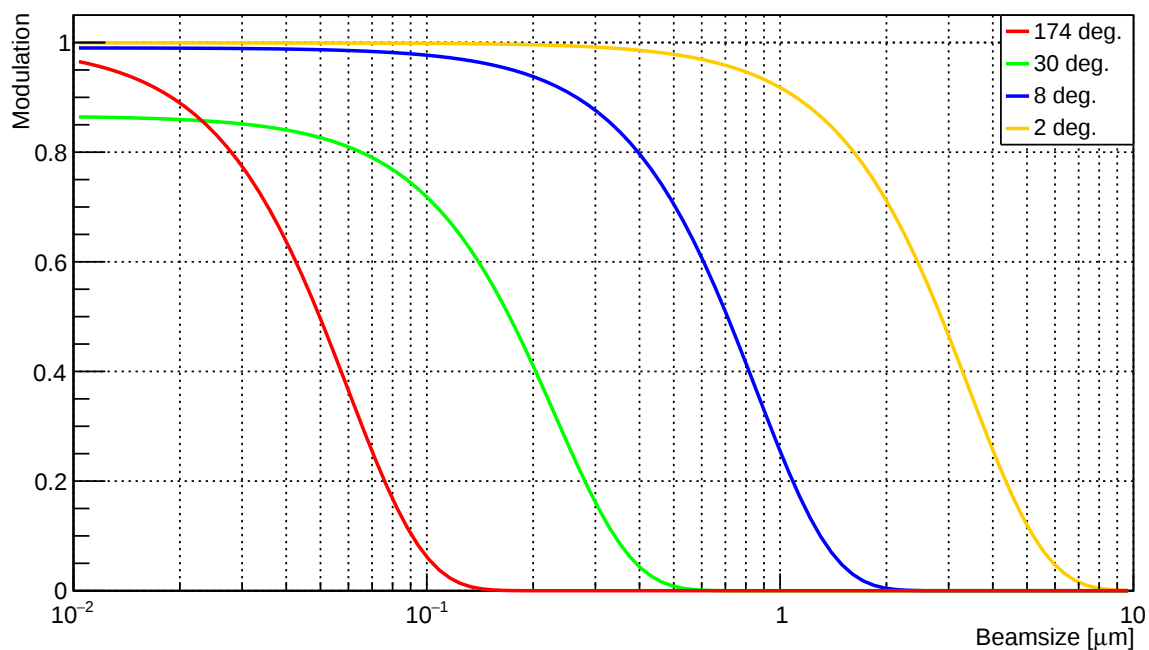


図 3.1: 各測定モードにおける Modulation depth

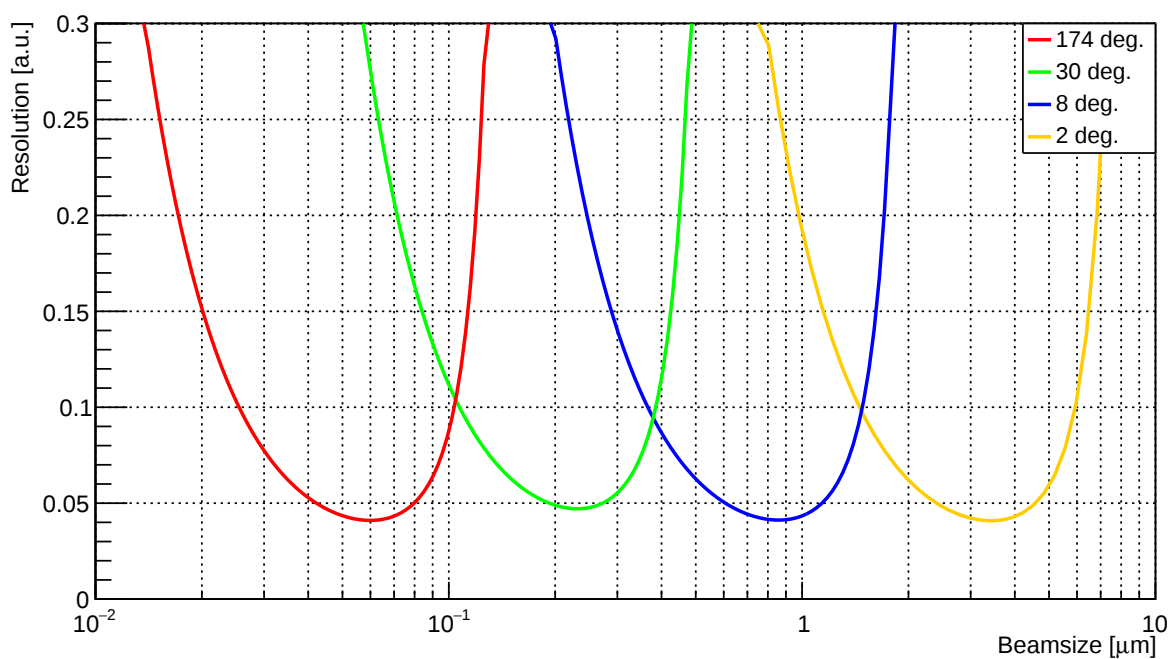


図 3.2: 各測定モードにおける分解能

20 nm $\lesssim \sigma_y^* \lesssim 6.5 \mu\text{m}$ のビームサイズを測定でき、ATF2 における要求性能を満たしていることが分かるだろう。ちなみに、ここでの評価は ΔM の値を仮定しての議論なので大まかなものでしかな

いが、各物理量を議論することでより正確に分解能が導出できる。

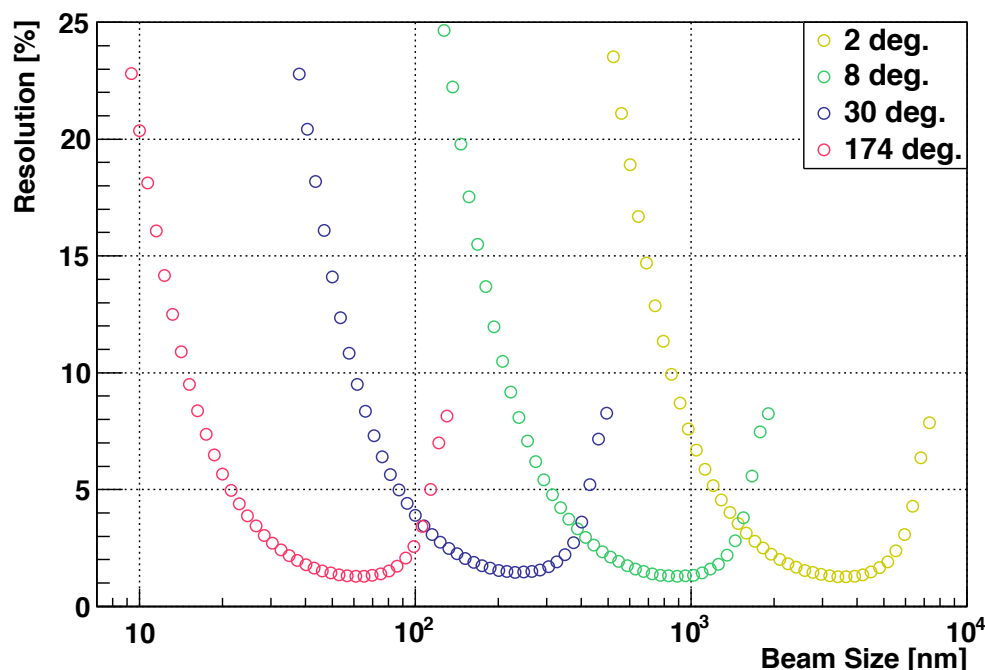


図 3.3: ビームサイズ測定分解能のシミュレーション [7]^{*2}

図 3.3 は、山口氏によって行われた分解能のシミュレーションで、当時の実際のビーム運転での状況を再現したものになっている。これを見ると、新竹モニターは ATF2 で要求される $37 \text{ nm} \lesssim \sigma_y^* \lesssim 2.5 \text{ } \mu\text{m}$ のビームサイズに十分な感度があることがわかる。測定可能範囲を分解能が 10% 以下の領域と考えるなら、図 3.3 を見る限り新竹モニターによる測定可能ビームサイズの下限は 15 nm 程度に思える。

ただし後述するように、実際には新竹モニターの測定では系統誤差によってビームサイズが過大評価される傾向にある。よって実際の測定限界はもう少し大きくなると考えられる。測定限界を知るためにも新竹モニターでの測定に乗る系統誤差の検証は重要になってくる。

3.2 新竹モニターの外観

図 3.4 は新竹モニターの外観である。電子ビーム運転時には加速器の中に入ることができないので、ビーム運転時にもレーザーの調整をしやすいために、レーザーはトンネルの外に置いてある。レーザーが置いてある部屋はレーザーハットと呼ばれていて、トンネルに隣接している。レーザー光が通る光学系はレーザー定盤上、トランスポートライン、垂直定盤上に分けることができる。レーザー定盤はレーザーハットの中に設置されていて、レーザー光生成からトランスポートラインに

^{*2} ただし山口氏がシミュレーションに用いたパラメーターは今のセットアップ値とは異なる部分もあるので、現在は多少結果が変わってくる可能性がある。

^{*3} この図は偏光方向を気にしないときのセットアップのものを拝借しているので、レーザー定盤・トランスポートライン・垂直定盤で光の方向がバラバラに描かれているが、現在は垂直定盤に合わせてレーザー定盤やトランスポートラインの位置が変えられている。

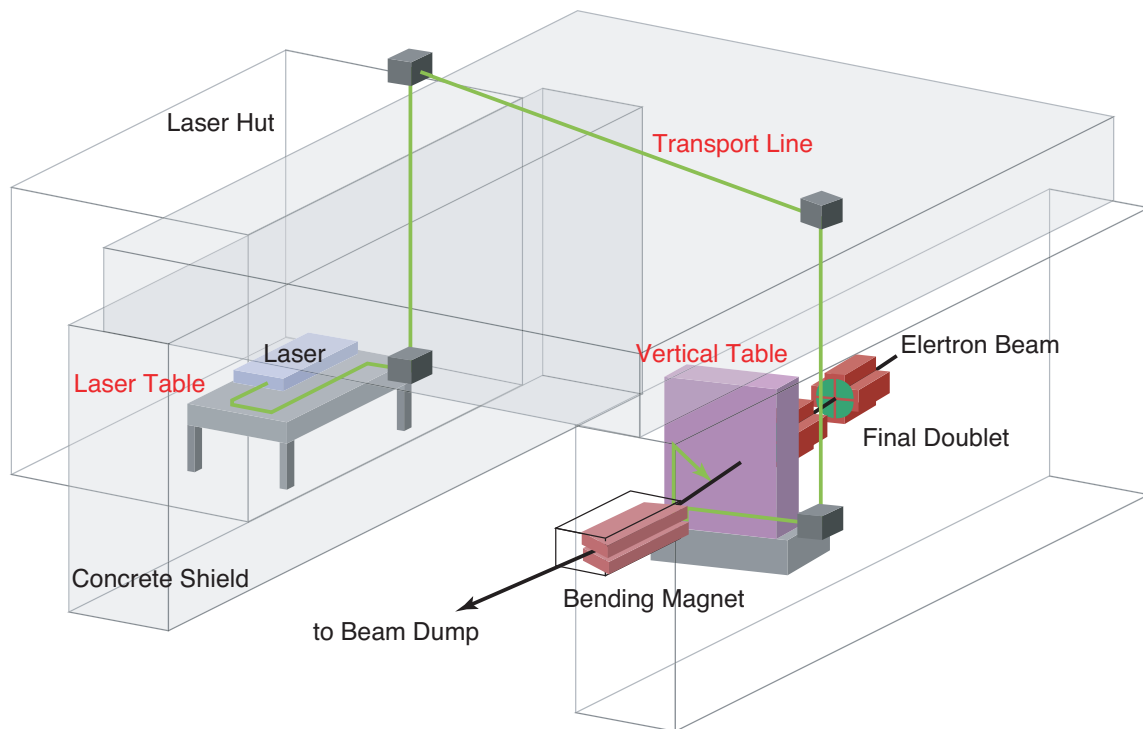


図 3.4: 新竹モニターの外観図 [7]*3

入るまでの光路を決める。トランスポートラインは鉛直上方向に打ち上げられて、トンネルの上を通り、鉛直下方向に下げられトンネルに入るところまでを指す。そしてトランスポートラインで導かれたレーザーをビームと衝突させるまでの光路を決めるのが垂直定盤である。

光路全体で注目しておきたいのは、レーザー光が生成されてから常に水平方向の偏光をキープするようにミラーが設置されていることだ。これは一般的に光は s 偏光と p 偏光とで反射率が異なるので、偏光方向が変な方向にならないようにするための配慮である。^{*4}

また、図 3.4 には描かれてないが、後の図 3.5 のように電子ビームの下流にガンマ線検出器が設置されている。

3.3 光学系

前述のとおり、光学系は大きく分けると、レーザー定盤、トランスポートライン、垂直定盤に分けることができる。光学系は、レーザーによる系統誤差ができるだけ少なく、かつ安定した測定ができるように様々な工夫が凝らされている。1つ1つのコンポーネントの説明を試みたら長くなったので、光学系のみで新しい章を設けた。詳細はそちらを参照されたい。

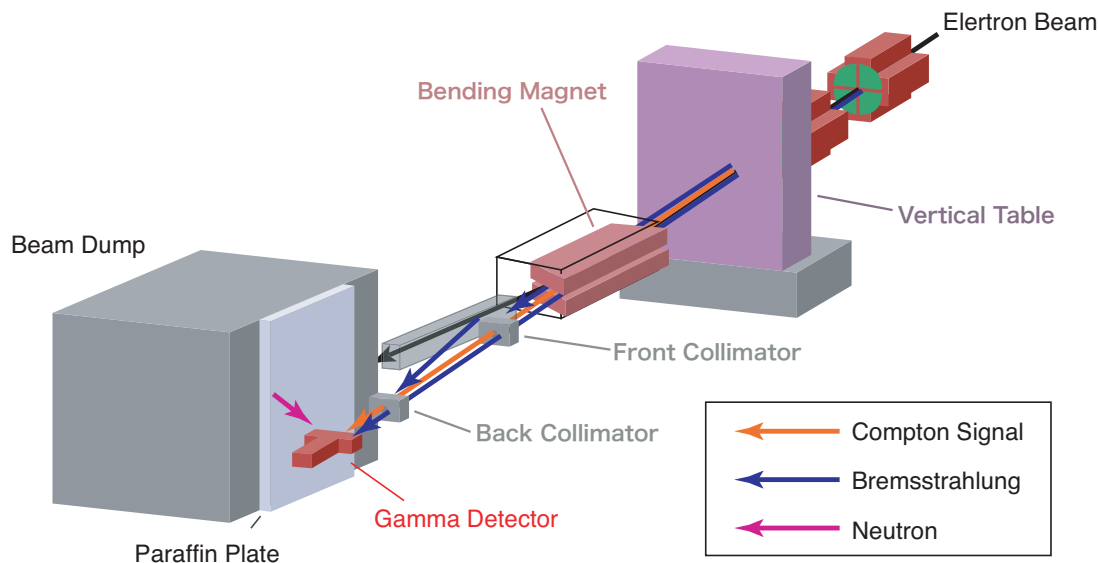


図 3.5: ガンマ線検出器の配置場所 [7]。引用元の図にいくつかの説明を付している。

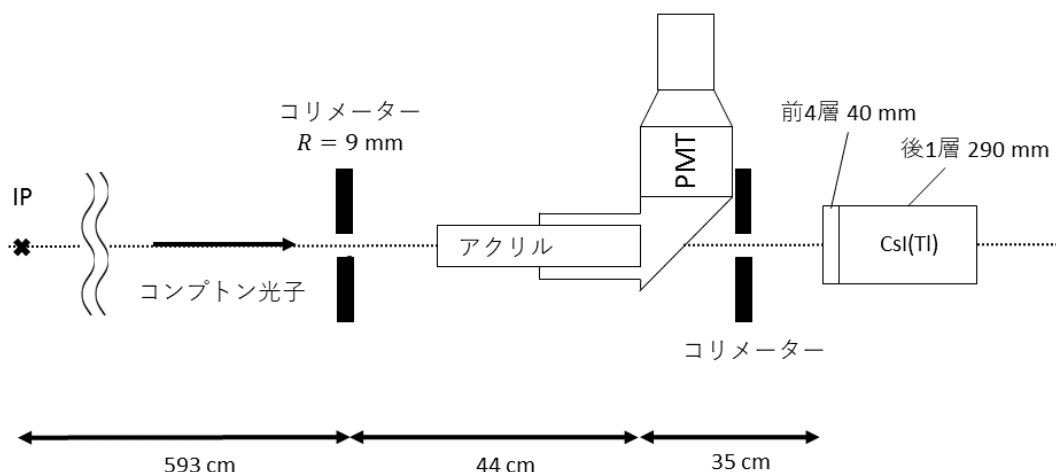


図 3.6: 2 種類のガンマ線検出器の配置 [8]

3.4 ガンマ線検出器

図 3.5 は最終収束系においてのガンマ線検出器やビームダンプの設置場所を示している。電子ビームは、垂直定盤上でコンプトン散乱を起こしたのちは、図のように偏向磁石によって進路を曲げられ、ビームダンプに捨てられる。一方散乱光子は直進を続け、ガンマ線検出器に入る。

図 3.5 では主なバックグラウンド源についても描写されている。そのうちの 1 つが制動放射である。これはビームがビームラインで曲げられたり、ビームパイプと衝突したりして起きる。これを除去するために、途中にはコリメーターが設置されている。しかしコリメーターを通過するものもあ

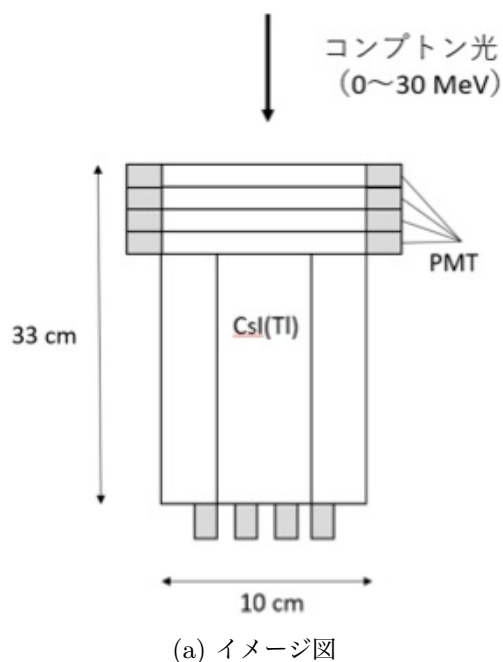
*4 昔は垂直定盤までの輸送途中における偏光方向はあまり気にしない光学系になっていた。従って垂直定盤に波長板を設置することで水平方向の偏光 (つまり垂直定盤上では s 偏光) に直すという手順を踏んでいた。

り、完全に制動放射バックグラウンドを抑えることはできない。

またもう1つの大きなバックグラウンド源はビームダンプからの中性子である。ビームダンプで生成された中性子は電氣的に中性で比較的寿命が長いので、ビームダンプから漏れ出てガンマ線検出器で検出されてしまう。この影響を抑えるためにパラフィンプレートがガンマ線検出器とビームダンプの間に置かれている。

新竹モニターでは元々ガンマ線検出器に CsI(Tl) シンチレーターを用いていた。そこにマルチバンチビーム運転^{*5} に対応するために、加納氏が新たに時間応答の早いアクリルチェレンコフ検出器を導入した。その結果 ATF2 には2つのガンマ線検出器が設置されており、その配置は図 3.6 のようになっている。2つの検出器とも同時に使えるが、現在はメインとしてはアクリルチェレンコフ検出器を用いて測定を行っている。

3.4.1 CsI(Tl) シンチレーター



(b) 実際の写真

図 3.7: CsI(Tl) 検出器 [8]

図 3.7 は CsI(Tl) シンチレーターの模式図 (左) と実際の写真 (右) である。コンプトン散乱光はシンチレーターに入射すると、電磁シャワーを発生させ、生成したシンチレーション光を PMT で計測している。

ATF2 で用いているガンマ線検出器は、図 3.7(左) のように5層に分かれている。前4層は、それぞれ奥行き 10 mm で、5層目が奥行き 290 mm ある。最初の 40 mm は放射長の 2.1 倍、330 mm は 17.7 倍となっている。このように層が分かれているのは、コンプトン散乱光とバックグラウンド

^{*5} 通常の ATF2 の運転では、1 パルスあたりのバンチ数は1つだが、1 パルスに2 - 3 バンチを含むマルチバンチ運転も可能である。バンチ同士の間隔は、140 - 300 ns で調整できる。

光子を分けるための工夫である。電子ビームのエネルギーによって作る電磁シャワーの長さが異なる。コンプトン散乱光は平均 15 MeV のエネルギーを持ち、バックグラウンド光子は平均 50 MeV 程度のエネルギーを持っている。よってコンプトン散乱光は前 4 層に大半のエネルギーを落とすのに対して、バックグラウンド光子は 5 層目にエネルギーを落とす。そして各層に落としたエネルギーを比較することで、入射散乱光の情報を得ていた。

現在 CsI(Tl) シンチレーターを用いて測定するときは、前 4 層の信号を用いている。レーザーの ON - OFF を切り替えた時の差を見ることによってシグナルを得ている。

純 CsI 結晶に比べてタリウムがドーパされた CsI(Tl) は発光量が多く、エネルギー分解能が良い。一方蛍光減衰時間は $\sim 1 \mu\text{sec}$ と遅い。だがシングルバンチ運転をしている限りでは、ビームの取り出し周波数は 1.56 Hz と十分遅いので問題にはならない。

3.4.2 アクリルチェレンコフ検出器

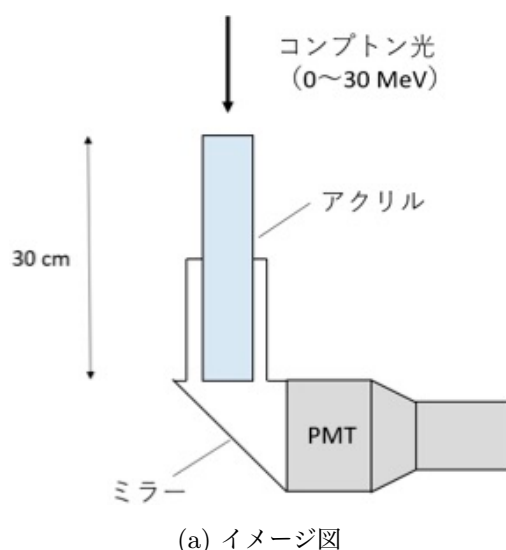


図 3.8: アクリルチェレンコフ検出器 [8]

図 3.8 はアクリルチェレンコフ検出器の模式図 (左) と、実際の写真 (右) である。

検出の過程は次の通りである。まずコンプトン散乱光子がアクリル円柱に入射すると、電子対生成によって数 MeV のエネルギーを持つ電子が作られる。アクリルの屈折率は $n \simeq 1.49$ であり、高エネルギーの電子によってチェレンコフ光が発生する。^{*6} この光は、アクリル円柱の下流で空気に接しているところから放出され、 45° の角度で設置されたミラーで反射し PMT の光電面に入る。

アクリル円柱は無色透明で直径 50 mm、長さ 100 mm のものが 3 本、特に接着剤は使わずに接触されている。3 本のアクリル円柱はアルミマイラーで包まれ固定されていて、アクリル円柱の下流側

^{*6} チェレンコフ光が放出される条件は、粒子の速さを $c\beta$ 、媒質の屈折率を $n(\lambda)$ とすると、

$$\beta > \frac{1}{n(\lambda)}$$

である。

の面は空気中に露出している。またアルミマイラーで固定されたアクリル円柱は、内面がアルミマイラーで覆われた箱型のアルミフレームの中に固定されている。

ミラーはアルミ平面ミラーを用いていて、 $400\text{ nm} \leq \lambda \leq 700\text{ nm}$ の光に対して平均 90% 以上の反射率を持つ。PMT には浜松ホトニクス製の R1250 が用いられている。受光面は直径 120 mm、検出可能波長域は $300\text{ nm} \leq \lambda \leq 650\text{ nm}$ である。

アクリルチェレンコフ検出器によって得られる電気信号のパルス幅は 20 ns 程度である。また S/N は 15 - 20 程度であり、信号量のふらつきは $\sim 10\%$ 程度である。CsI(Tl) シンチレーターと比べると、信号量のふらつきは同程度であるが、CsI(Tl) シンチレーターを用いた場合は信号がバックグラウンドに埋もれていて差を取らないと分からないのに対し、アクリルチェレンコフ検出器はシグナルがはっきりと見て取れる。

第 4 章 ATF2 での新竹モニターの光学系

4.1 レーザー定盤

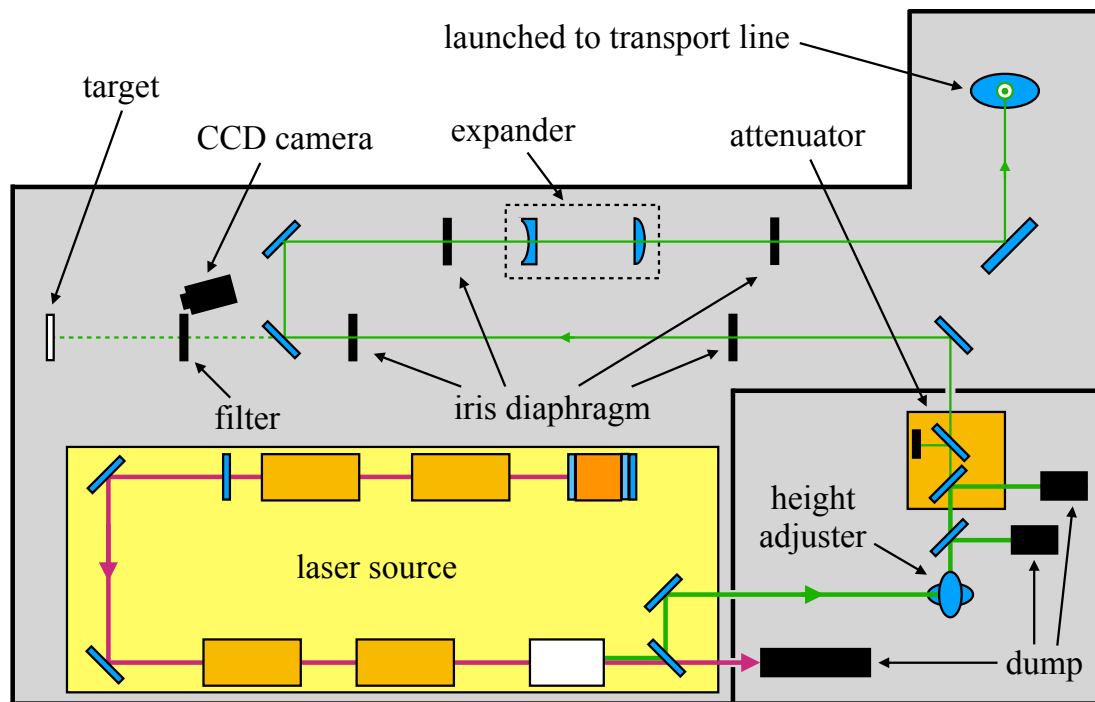


図 4.1: レーザー定盤。赤紫色の線は 1064 nm のレーザー光の光路、緑色の線は 532 nm のレーザー光の光路をそれぞれ表している。

レーザー定盤では、レーザー光の生成からトランスポートラインへ打ち上げるまでの光学系がセットされている。図 4.1 はレーザー定盤上の光学系を描いたものである。以降各コンポーネントについての詳細を見ていく。

4.1.1 レーザー発振器

現在 ATF2 において、レーザーは Spectra-Physics 社の Quanta-Ray PRO 350 というパルス型 Nd:YAG レーザーを用いている。図 4.1 においては laser source と書かれた黄色い部分がそれに当たる。図 4.2 はレーザーのマニュアルから引用したより詳細な絵である。レーザー発振器は図 4.2 の右上部分である (Oscillator と書いてある部分)。図に書いてあるように、レーザー発振器のミラーの間には、1/4 波長板とポッケルスセル結晶、偏光素子、2 つの励起箱が設置されている。励起箱には YAG ロッドとフラッシュランプが入っている。1/4 波長板とポッケルスセル結晶、偏光素子は後述する Q-スイッチング技術に使われる。

ではレーザー光生成の手順を見ていこう。最初は簡単のため Q-スイッチなし (つまり共振器ミラー

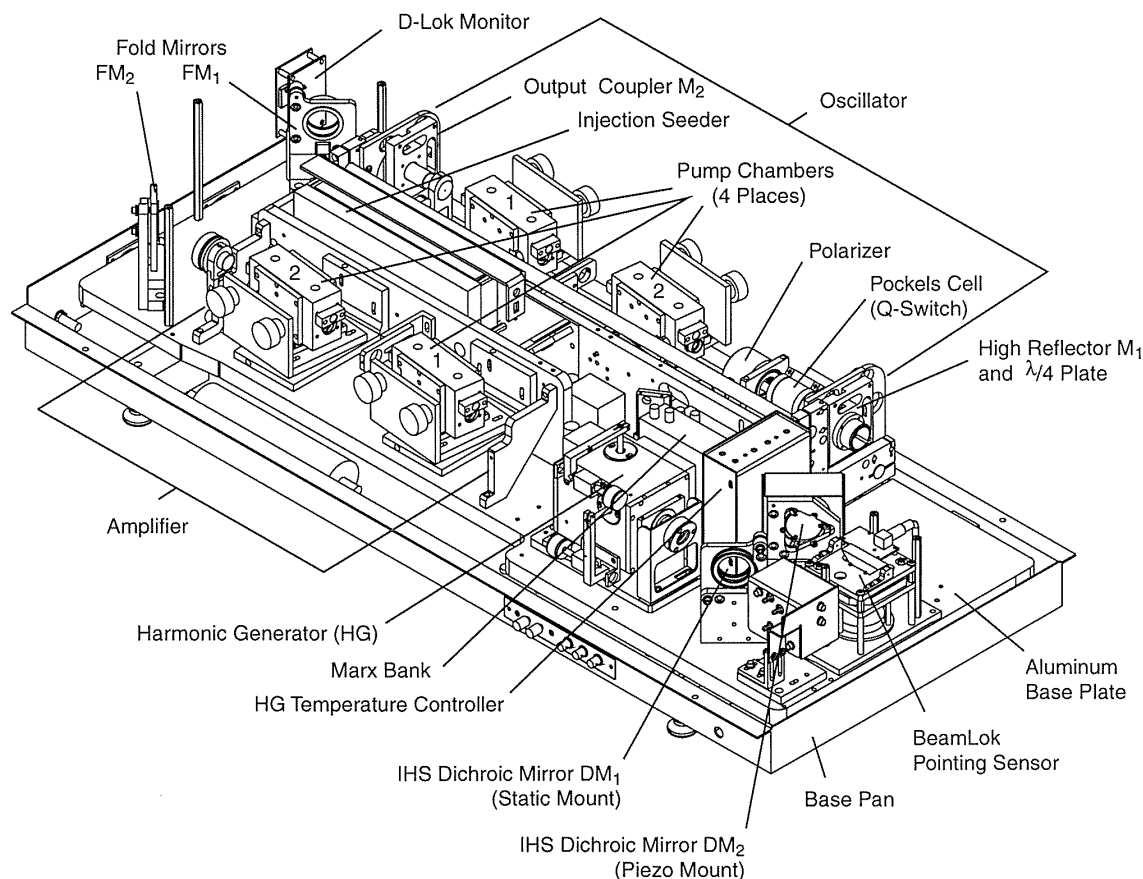


図 4.2: レーザー (PRO-Series)[9]

と励起箱のみ) の場合を考える。まず YAG ロッドがフラッシュランプによって励起される。次に脱励起で放出された光が共振器によって徐々に増幅されていく。そしてそのうち結晶の準位分布が反転し、誘導放出が吸収を上回るようになる。共振器のうちの片方のミラー (図 4.2 においては M_2) は反射率が若干小さいものが使われているので、そこから増幅された光が得られる。

さて、こうして得られたレーザーパルスは時間的に長いものとなり、だいたいフラッシュランプの発光時間と同じ程度のものとなる。そしてパワーのピークも低くなる。そこで短くピークの高いレーザーを出すための技術として採用されているのが Q-スイッチングである。

Q-スイッチングでは、まず最初はわざと共振器内で光をロスさせることによって、共振を抑制し、反転分布を大きくし、結晶内にエネルギーを溜め込む。そしてエネルギーが十分溜まったら素早く低ロスモードに切り替えることによって、一気に共振させ光を放出することができる。

今回のレーザーにおける Q-スイッチングは偏光を利用したものとなっている。ポッケルスセル結晶は高電圧をかけると複屈折する特性を持っていて、これが Q-スイッチとなっている。まず“スイッチを閉じている”高ロスモードのときを考える。励起箱から放出された光が偏光素子を通り、水平方向の偏光になる。高ロスモードではポッケルスセル結晶に高電圧はかけず、光は偏光方向を保ったまま通過する。そして $1/4$ 波長板で光は円偏光になり、 M_1 で反射して戻ってきた光が再び $1/4$ 波長板を通り、今度は鉛直方向の偏光となる。ポッケルスセル結晶では偏光特性は変わらないので、偏光素

子に戻ってくる光は鉛直方向の偏光であり、偏光素子はこの大部分の光を共振軸外に反射してしまうので、ロスができる。一方“スイッチを開いている”低ロスモードでは、ポッケルスセル結晶で複屈折がおき、1/4 波長板での効果を打ち消すように設定されている。その結果、光は終始水平方向の偏光を保ち続け、偏光素子でのロスも少なく済み、発振を可能とする。

ちなみに低ロスモードのときは、中央に設置された injection seeder から短い線幅の種レーザーが共振器内に入れられる。これによってメインレーザーが種レーザーと同じ線幅を持つようになる。

4.1.2 532nm レーザー光が作られるまで

図 4.2 を見ると、共振器を出た光はミラー FM₁ と FM₂ を通り、2 つの励起箱を通過してさらに増幅される。増幅された光は Harmonic Generator に入り、中にある結晶によって二倍高調波が作られる。Nd:YAG レーザーの基本波長は 1064 nm より、Harmonic Generator 通過後は波長 1064 nm とその半分の 532 nm の光が出てくる。図 4.2 の DM₁、DM₂ は特定の波長の光のみを反射するミラーである。ATF2 では 532 nm の光を反射するものを用いており、これによって 1064 nm の光と 532 nm の光が分けられてそれぞれ出てくる。図 4.1 のように、1064 nm の光はすぐにダンプに捨てられ、532 nm の光だけが使われている。

ここまでの 1 つの製品であり、この時点でのレーザー光についてメーカーが保証している値を表 4.1 に載せる。

表 4.1: レーザーのスペック

レーザー媒質	Nd:YAG
レーザー光波長	532 nm
パルス当たりのエネルギー	1400 mJ
パルス幅	8 ns(FWHM)
繰り返し周波数	6.24 Hz
線幅	$< 0.003 \text{ cm}^{-1}$
エネルギー安定度	$\pm 3\%$
タイミング安定度	$< 0.5 \text{ ns}$

4.1.3 アテニュエーターを通過するまで

生成された波長 532 nm のレーザーは 2 枚のミラーで高さ調整され、ビームスプリッターでそのパワーを少し落とされる。ビームサイズ測定時にはそれ以降の光路で特にレーザー光パワーを落とすことはしないが、しばしばパワーを落としたレーザー光が必要になることがある。これは例えば後述するようにレーザー光の光路をアライメントするときや、IP に蛍光ターゲットを入れるときである。そのために ATF2 では遠隔操作で出し入れできるアテニュエーターを設置している。

アテニュエーターは、具体的には 2 枚のミラーである。図 4.1 はアテニュエーターが入っているときの絵になっている。図 4.1 のようにミラー 2 枚とダンプが台の上に乗っており、ハイパワーのレー

ザー光を出したいときには台ごと図でいう左側に移動させることによってアテニュエーターを外している。一般にミラーに垂直でない入射角を持って入った光は屈折により少しだけ平行移動して透過するので、2枚ミラーを用いることでそのずれをキャンセルしている。

4.1.4 トランスポートラインに入るまで

アテニュエーター通過後は2つのアイリス絞りのセットが2組設置されている。レーザー定盤上ではミラーの位置と角度を調整し、アイリス絞りの中心にレーザー光を通すことによって光路をアライメントしている。

1組目のアイリス絞りのラインの延長線上にはフィルターと紙のターゲットが設置されている。ハイパワーでレーザー光を打っているときは紙のターゲットにミラーの透過光が映り、近くに設置されている CCD カメラでそのプロファイルモニターすることができるようになっている。図 4.3 は CCD カメラで見たレーザー光プロファイルの一例である。

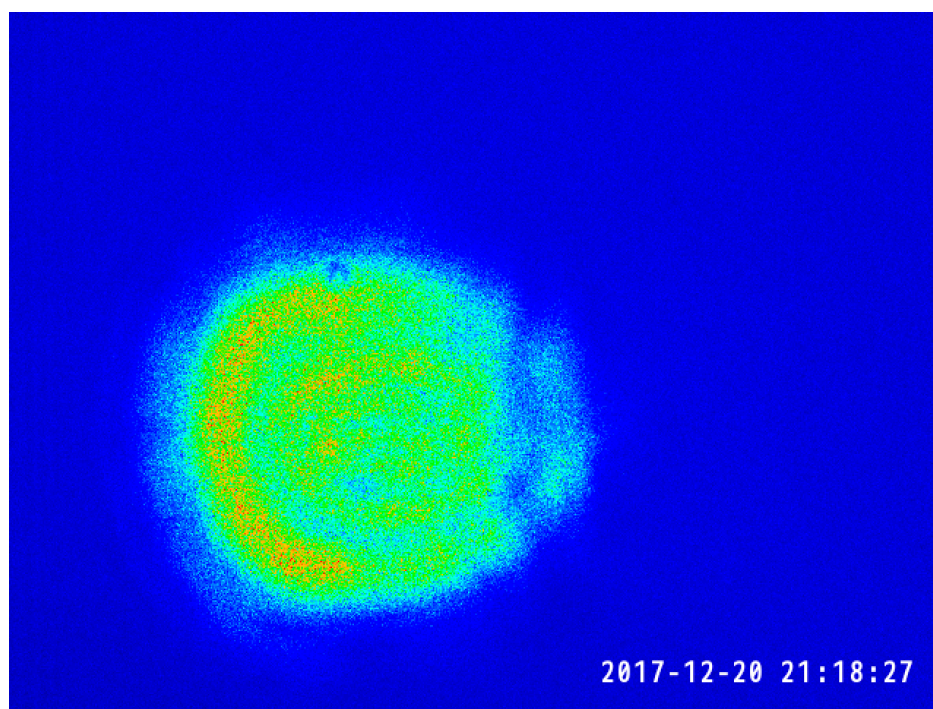


図 4.3: レーザーハットのスクリーンに映ったレーザー光のプロファイル

2組目のアイリス絞りの間には expander と呼んでいる凹凸レンズの組がある。expander はレーザー光径を広げる役割をしている。その意義については次節で説明する。

4.2 トランスポートライン

トランスポートラインはレーザー定盤から垂直定盤に入るまでの、約 20 m 程度の光路である。直線部は塩化ビニルパイプでできており、光路を変える部分は暗箱となっていて中にミラーと冷却水が通る細いパイプが入っている。暗箱にはトンネルの上に上がればアクセスできる。

前述の通りトランスポートラインに入る手前には expander が設置されていて、トランスポートラインを通るレーザー光径は直径で約 3 - 4 cm と非常に大きなものとなっている。トランスポートラインにおいては、だいたいのミラーの中心を通るようにレーザー光をアライメントしているが、レーザー光径が大きく、またプロファイルがきれいな円形になっていないため、光路調整の精度には限度がある。仮に精度良く調整できたとしても、トンネル上部は気温の変化を受けやすいと言われており、光路がドリフトしてしまったりもする。そこで、垂直定盤では入り口のところでレーザーの光路を修正できるようになっている (後述)。

輸送のときにレーザー光径を大きくしているのは、レーザー光のレイリー長を大きくして、レーザー光が広がりにくくするためである。レイリー長の説明は 6.1 節で詳しく説明する。垂直定盤では reducer と呼んでいるレーザー光径を小さくする凹凸レンズの組が設置されており、レーザー光径が元のサイズに近くなるぐらいにまで縮められる。以下、まずは expander, reducer の説明をした後に、幾何光学的な観点からもレーザーが広がりにくくなるということを述べていこう。

4.2.1 expander, reducer について

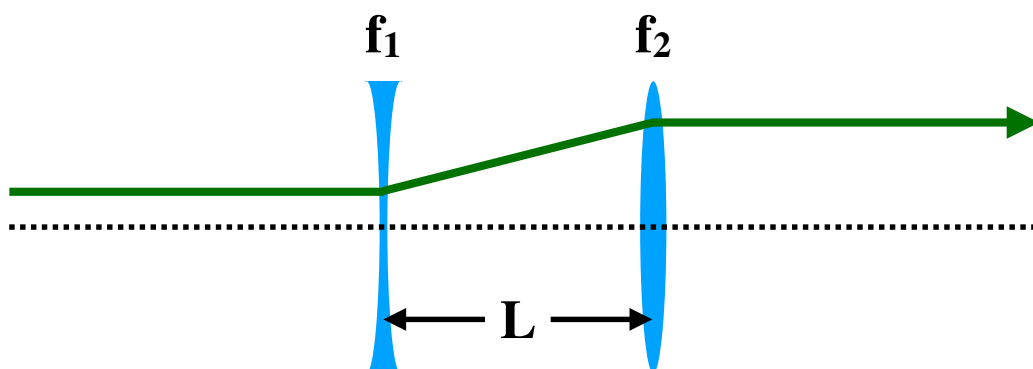


図 4.4: expander, reducer の模式図

expander, reducer とは凹レンズと凸レンズの組み合わせのことを指していて、レーザー光径をそれぞれ拡大、縮小する役割を持っている。図 4.4 のようにレーザーが焦点距離 f_1 のレンズを通り、距離 L の後、焦点距離 f_2 のレンズを通ったとする。このときこの光学系の転送行列は、

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{L}{f_1} & L \\ -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{L}{f_1 f_2} & 1 - \frac{L}{f_2} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

となるので、

$$L = f_1 + f_2 \quad (4.2)$$

と距離を設定すれば、転送行列は、

$$\begin{pmatrix} -\frac{f_2}{f_1} & f_1 + f_2 \\ 0 & -\frac{f_1}{f_2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M & L \\ 0 & \frac{1}{M} \end{pmatrix} \quad (M \equiv -\frac{f_2}{f_1}) \quad (4.3)$$

となり、行列の左下の項が 0 になる。よってこのとき平行光が入射したら、幾何光学では出てくる光も平行光となる。また M は拡大・縮小率を表していることも分かるだろう。 $f_1 + f_2 = L > 0$ より、expander は焦点距離の短い凹レンズと焦点距離の長い凸レンズをこの順に組み合わせたもの、reducer は焦点距離の長い凸レンズと焦点距離の短い凹レンズをこの順に組み合わせたものだということになる。

現在 ATF2 で用いられているレンズの焦点距離は、expander が $f_1 = -150 \text{ mm}$ と $f_2 = 350 \text{ mm}$ 、reducer が $f_1 = 500 \text{ mm}$ と $f_2 = -150 \text{ mm}$ である。

4.2.2 輸送系の光学系について

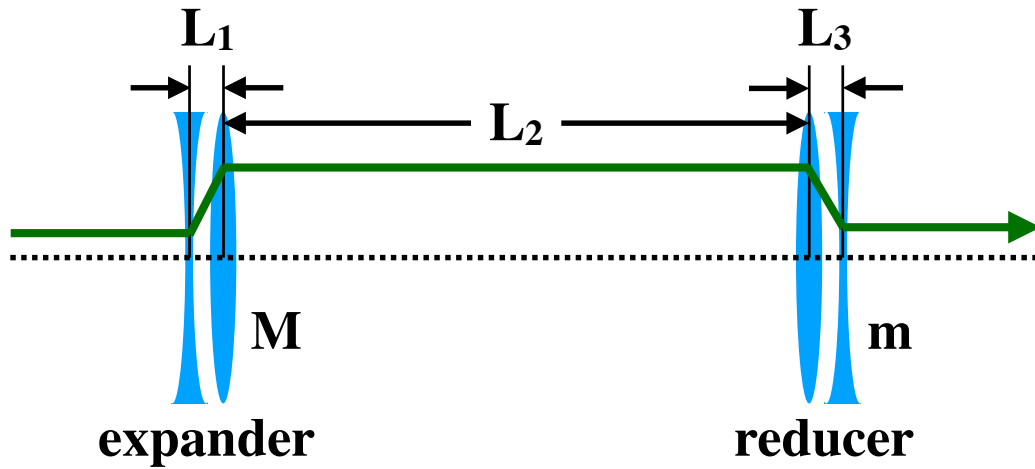


図 4.5: トランスポータラインの模式図

図 4.5 のようなセットアップを考える。 M, m はそれぞれ拡大・縮小率を表し、 $M > 1, m < 1$ である。このとき expander に入ってから reducer を出るまでの転送行列は、

$$\begin{pmatrix} m & L_3 \\ 0 & \frac{1}{m} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M & L_1 \\ 0 & \frac{1}{M} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} mM & mL_1 + \frac{m}{M}L_2 + \frac{1}{M}L_3 \\ 0 & \frac{1}{mM} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

となる。レーザー光は微小ながら発散角があるので、遠くに輸送するほどその径は広がってしまうが、expander と reducer をかませることで、行列の右上の項 (発散角がビームサイズに影響する程度を表す項) を本来の距離 $L_1 + L_2 + L_3$ より短くすることができる。つまり、レーザー光の感じる輸送距離を短くすることができ、ビームの広がりをより抑えることができる。

ちなみに expander の凹凸レンズ間の距離の調整は、expander を出た直後のレーザー径と reducer に入る直前のレーザー光径がだいたい同じ大きさになるように合わせている。レンズ間の距離を測って合わせてない理由としては、上での幾何光学的な計算が 1 次近似の議論で実際は少しずれるということもあるが、そもそもレンズ面が球面だったり、レンズをホルダーに入れているせいで、正確なレンズ間距離を測るのが難しいという理由もある。expander 間の距離の精度は $\pm 1 \text{ mm}$ の範囲に収まっていて、これによるトランスポータラインでの影響は特にはないと考えられる。またトランスポータラインでのレーザー光が多少平行光からずれていても、reducer の凹凸レンズ間の距離を適切に調整すれば、reducer 後は平行なレーザー光に直すことができる。

4.3 垂直定盤

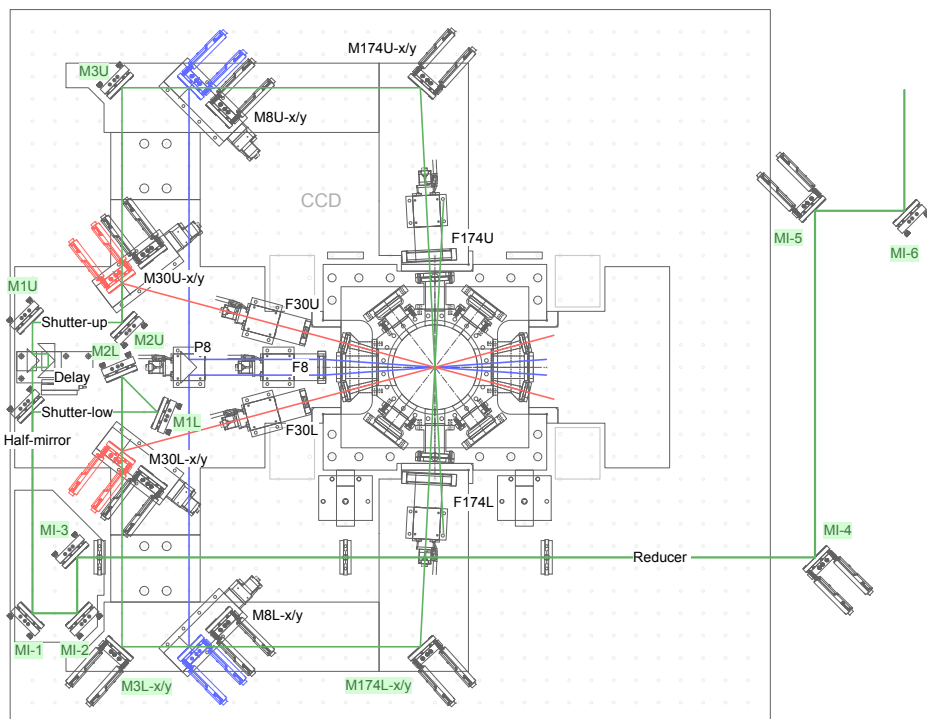


図 4.6: 現在の垂直定盤の CAD 図

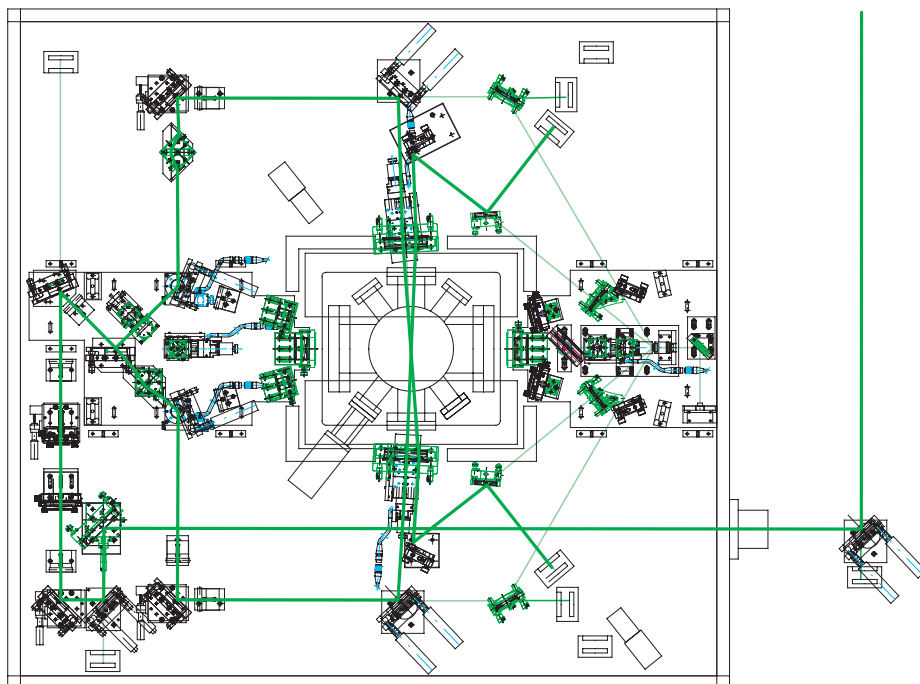


図 4.7: 2012 年夏までの垂直定盤の CAD 図 [7]

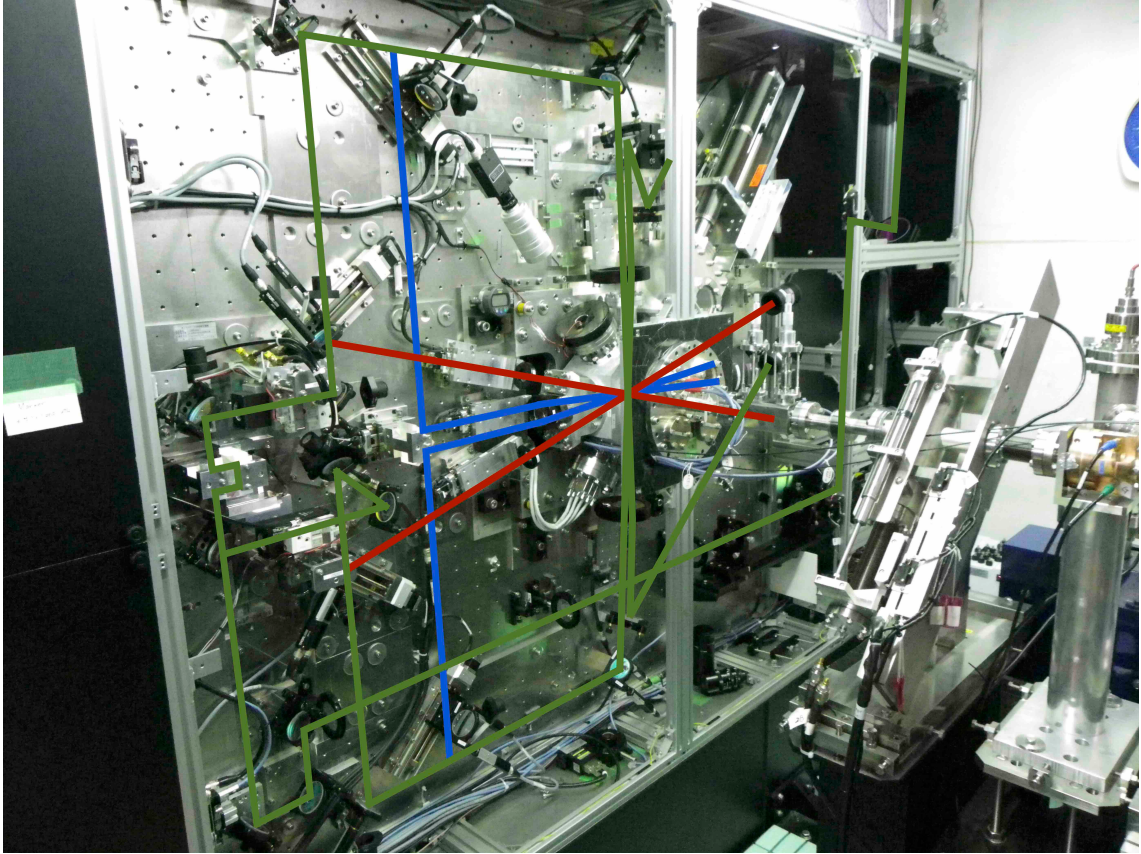


図 4.8: 垂直定盤と各モードのレーザーの光路

垂直定盤は、その名の通り、レーザー光を電子ビームに対して垂直に当てるために、トンネル内に垂直に立てられた定盤である。図 4.6 はその CAD 図とレーザー光の光路である。また図 4.8 はその実際の写真とレーザー光の光路を示したものである。垂直定盤は過去 1 度大きくセットアップが変えられたので、必要に応じて過去のセットアップ (図 4.7) と適宜比較しながらセットアップについて説明していく。

4.3.1 ハーフミラーに入るまで

レーザー光はトランスポートラインを抜けて図の右上から入ってくる。そしてミラーで反射された後、reducer に通される。レーザー光径を再び小さくする理由は、IP でのレーザー光のサイズに関係している。いずれのモードにおいてもレーザー光は最後にレンズで絞られるのだが、その際レンズの焦点距離を f 、レンズに入射するレーザー光半径を w_{in} 、空気中の屈折率を n とすると、焦点 (IP) でのレーザー光半径 w_0 は、

$$w_0 = \frac{f\lambda}{\pi w_{in}n} \quad (4.5)$$

と入射レーザー光径に反比例する (6.1 節参照)。よって事前にある程度レーザー光径を絞っておかないと、IP でのレーザー光径が小さくなりすぎて、ビームの位置調整が非常にシビアなものになってしまう。IP でのレーザー径を大きくすることのデメリットとしては、コンプトン散乱光子数の減少

による S/N の低下が考えられる。だが現在レーザー光径に制限をかけているのは、S/N の低下ではなく、垂直定盤上で絞りすぎてレーザー光の強度が上がることによるミラー等の光学系の破損である。よってミラー等が焼けてしまわない程度にレーザー光を絞っている。レンズに入るレーザー光の直径は長径で約 1 cm である。

reducer を抜けた後は直線部にアイリス絞りが 3 つ設置されていて、それらの中心を通るようにラフに光路調整がされる。図 4.6 において、MI-1～MI-3 のようにミラーが設置されているのは、昔はこの部分のミラーの延長線上に Position Sensitive Detector(PSD) を置いてレーザー光路をモニターしていたからである。レーザー光路は長時間運転を続けているうちに、主にトランスポートラインで温度変化して光路が変わることによりドリフトすると考えられている。光路のずれは、位置 2 方向と角度 2 方向を合わせればいいので、2 つのミラーがあれば調整可能である。昔はトランスポートラインの前後のミラーで調整をしていたが、現在は MI-4 と MI-5 で調整できるようになっている。

垂直定盤はトンネル内にあるので、電子ビームを出しているときはアクセスすることができない。そこでビーム運転中も動かす必要があるミラーには、2 方向に動かせるように 2 つアクチュエーターがついている。アクチュエーターの先端のボールねじがミラーホルダーに押し当てられていて、アクチュエーターの長さが変わることによってミラーの角度が変わる。

4.3.2 ハーフミラーから各モードで共通なところまで

ハーフミラーによって、反射したものの光路と透過したものの光路に分かれる。便宜上光の通る位置から、前者を下 path、後者を上 path と読んでいる。

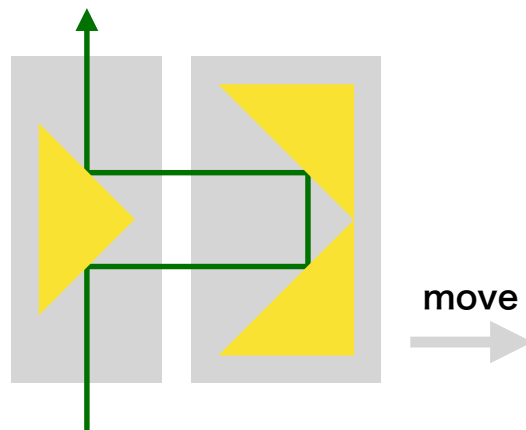


図 4.9: 光学遅延回路のイメージ

まずは上 path から見てみると、ハーフミラーのすぐ後に光学遅延回路がある。図 4.9 はそのイメージ図である。光学遅延回路は、図のように 3 つの三角プリズムが 2 つの台に固定されてできている。このうち右の台はピエゾステージの上に乗っていて、図のように横方向にステージを動かすことができる。ステージを横方向に Δd 動かすと、上 path のレーザーの位相のずれ $\Delta\alpha$ は、

$$\Delta\alpha = k \cdot 2\Delta d = \frac{4\pi\Delta d}{\lambda} \quad (4.6)$$

となる。ピエゾステージは nm オーダーの精度で動かすことができ、少しずつ位相を変化させることができる。

その後は、上下 path ともレーザー光シャッターが入れられるようになっている。シャッターはビームに平行な方向 (図 4.6 でいうと紙面に垂直な方向) に、遠隔操作で平行移動できるようになっている。シャッターが活躍するのは、スクリーン上で上下 path 分けてレーザー光の様子を見たい時や、次章で述べるレーザーワイヤースキャンの時である。

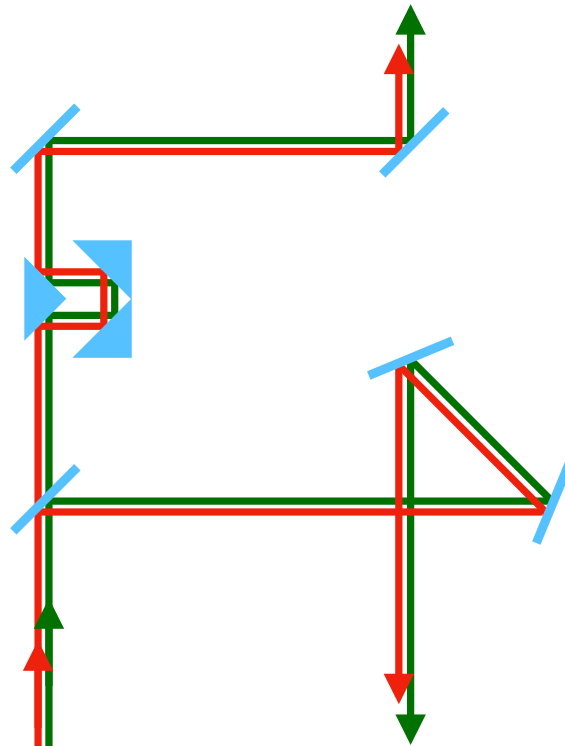


図 4.10: 2つのずれて入ったレーザー光路。レーザー光のプロファイルが上下対称となる。

さて下 path でシャッターを抜けた後、図 4.6 のように、レーザー光は M1L と M2L のわざわざ 2 つのミラーで反射されて下に向かう。実はこれはレーザー光のプロファイルが干渉縞に影響しないための重要な仕掛けである。図 4.10 はその周辺の光学系を取り上げたものである。図のように、2 つの平行な入射光を考える。それぞれ上下 path の光路を追っていくと、最終的には上下対称に光が出ていくのが分かる。ここでもし下 path で 1 つのミラーで反射させてしまうと、2 つの光の位置関係が反転してしまう。簡単のため 2 つの光で考えたが、レーザー光は複数の光の集合である。つまり、この仕掛けによってレーザー光のプロファイルが上下対称になるということが分かる。これ以降のセットアップについては全て上下対称に作られている。よって、IP では上下対称なプロファイルを持ったレーザー光が干渉し合うことになり、レーザー光のプロファイルによる影響をなくすることができる。

また、同じ理屈でこの仕掛けはレーザー光のふらつき (ジッター) に対しても有効である。レーザー光はショットごとに位置や角度がふらつく。しかし位置がふらついても、そのふらつきは上下対称になり、水平方向にしかずれない。測定するのはビームの鉛直方向のサイズだけで、干渉縞の強度

分布で重要なのは鉛直方向のみなので、測定には影響しないことが分かるだろう。角度に関しても、同じように 2 つの入射角度の異なる光について追っていくことで、上下対称となって出てくることが分かる。よってこれも干渉縞の形成に影響しない。

ちなみに、昔はこのような仕掛けを入れる代わりに、ダブプリズムという台形のプリズムを入れていた。ダブプリズムに入った光は、底面で一度全反射し、結果レーザープロファイルを反転させることができる。ただ上記の仕掛けの方が扱いも調整も楽に済む。

4.3.3 各モードの切り替えについて

2° – 8° モード、30° モード、174° モードの切り替えは、ミラーの配置を変えることで行っている。具体的に図 4.6 で見てみよう。各モード切り替えに使われるミラーは M8L、M8U、M30L、M30U である。これらのミラーはムーバーの上に乗っていて、ムーバーは遠隔操作で動かすことができる。まず 174° モードのときは、4 つのミラーは図で黒色で表示されているところに持っていかれる。すると 4 つのミラーは全て光路から外れることになり、レーザー光路は図の緑色の線を辿って IP で交差する。次に 30° モードのときは、M30L と M30U が図の赤色で表示されているところに移動される。そしてレーザー光路は途中から赤線で描かれている光路に変わる。2° – 8° モードのときは、M30L と M30U は黒色で表示されている場所に戻り、M8L と M8U が青色で表示されている場所に移動する。そして光路も途中から青線で描かれている光路に変わる。このようにミラーの位置を移動させることにより、各モードを素早く切り替えることができる。

昔のセットアップでは、ミラーを回転ステージの上に乗せて、角度を変えることでモード切り替えを行っていた。しかし実際に実験をしたところ、一度モード切り替えをしてしまうと、前のモードに戻す際に微妙に角度がずれてしまい、完全に同じセットアップにするのが困難であることが分かった。現在は一部のミラーを平行移動しているのみで、ミラー角は一切変えてないので、そのような問題は起きない。

4.3.4 各モード切り替え後の光路について

各モードについて、IP に入る前の最後のミラーは全てアクチュエーターをつけて遠隔操作できるようになっている。これは次章で述べるレーザーワイヤスキャンで用いるのが主な理由である。またそれに加えて M3L も遠隔操作できるようになっている。この理由も次章で述べる。

2° – 8° モードのときだけ最後はプリズムで全反射する。プリズムはムーバーの上に乗っており、横方向に平行移動させることができる。これによって交差角を連続的に変えることができるようになっている。この原理については次小節で詳しく説明する。

各モードとも最後はレーザー光をレンズで絞る。これはレーザー光がある程度小さく絞られていないと電子ビームとのコンプトン散乱による散乱光子数が十分に稼げないからである。レーザー光径とコンプトン散乱光子数の関係については 2.3 節を参照されたい。またレンズで絞ることのメリットとして、レーザー光の位置のふらつき (ジッター) の影響を抑えられることがある。これは、レンズに垂直に入って来た光は全て焦点を通ると幾何光学の 1 次近似では考えられるからである。つまりレーザー光がジッターしても、ある程度の精度で全てのレーザー光が焦点 (IP) を通っていると見做すこ

とができる。現在使われているレンズの焦点距離は、 $2^{\circ} - 8^{\circ}$ モードと 174° モードが 250 mm、 30° モードが 300 mm である。

レンズは全てそれぞれムーバーの上に乗っていて、遠隔操作でレーザー光の進行方向に前後させることができる。レンズの位置が固定されてない理由としては、IP からレンズの位置の距離を測定するのが困難という理由もあるが、reducer の位置の調整誤差をレンズの位置で修正するという理由がある。現在 reducer の位置の調整方法は、reducer を出た直後のレーザー光径と、M3L と M174L の間の光路 (174° モードの下 path) でのレーザー光径がだいたい同じになるようにすることで合わせている。しかしレーザー光径の測定誤差は約 10% 程度はあると考えられるので、垂直定盤上のレーザー光が完全な平行光になっている保証はない。入射光が平行光でなければ当然焦点の位置もずれてしまうので、実際に電子ビームとの反応を見てレンズの位置を調整できるようにしている (詳しくは次章)。

また現在のセットアップでは、各モードの光路長が上下 path で同じになるように設定されている。これは垂直定盤上のレーザー光の平行度に関連している。レーザー光が平行光でない場合、光路長が異なるとレンズに入射するレーザー光の状態が上下で変わってしまい、上下でレンズの設定位置が大きく異なってしまう可能性がある。上下 path の光路長を合わせておけば、上下でのレンズのセットアップはだいたい同じになるであろうと考えられる。

電子ビームが通る IP は当然真空である必要があるので、IP は真空チェンバーと呼ばれる箱の中に設定されている。真空チェンバーにはいくつか窓がついており、レーザー光はそこから入り、出て行く。真空チェンバーを出た後の光はダンプに捨てられる。

ちなみに昔は IP で出た光をもう一度交差させることでもう 1 つ干渉縞を作り、位相モニターを作ろうとする試みがなされていた。干渉縞の位相がジッターしていると、干渉縞は鉛直方向にふらつくので、干渉縞の強度分布が均されたものとなる。その結果 Modulation depth が本来の値よりも小さくなり、電子ビームの過小評価につながると考えられている。よって干渉縞の位相がどの程度ふらついているのかを知るのには重要である。しかし残念ながら、位相モニターで観測された位相ジッターは、想定される IP での位相ジッターよりも明らかに大きいとしか考えられないものであった。これは前述のように、IP ではレンズでレーザー光が絞られているため、ジッターの効果が大きく抑えられているからだと考えられている。現在は位相モニターは取り外されている。

4.3.5 $2^{\circ} - 8^{\circ}$ モードの交差角調整について

干渉縞のピッチ d と交差角 θ の関係式を再掲すると、

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (4.7)$$

となっていた。これより θ の小さい範囲ではピッチ d の変化が大きいことがわかる。よって θ の小さい範囲で比較的自由に角度を調整するための仕組みが考えられ、採用された。それが図 4.11 で示されるようなものであり、プリズムの位置を変えることにより IP での交差角をだいたい 2° から 8° まで連続的に変化させることができる。ここではその原理を説明する。プリズムには上下方向からそれぞれレーザー光が入り、それぞれ全反射されて横向きに光が進む。そのレーザー光間の距離を h と

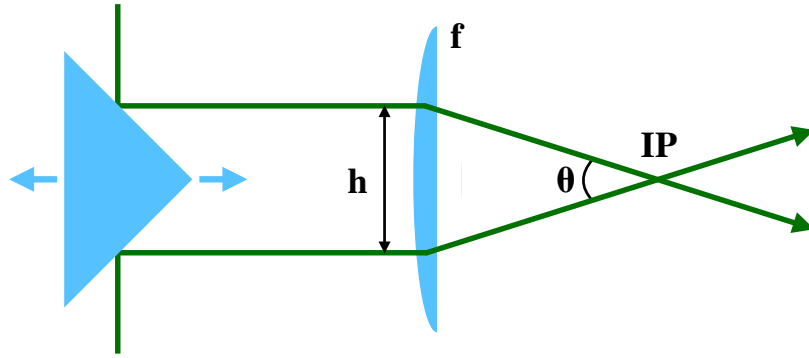


図 4.11: 2° – 8° モードでの交差角調整

すると、レンズの焦点距離を f 、IP での交差角を θ としたとき、

$$\theta = 2 \arctan \left(\frac{h}{2f} \right) \quad (4.8)$$

という関係が成り立っている。ステージを動かすと h が変化するので、これによって交差角を連続的に変えることができる。

しかし現在はステージを動かして交差角を変えることはない。これはビームチューニングの技術が進み、わざわざ 2° – 8° の間で交差角を変えて調整せずとも 30° モードに移ることができるようになったからである。経験上、だいたい $h \simeq 28 \text{ mm}$ 程度にセットし、 $\theta \simeq 6.4^\circ$ あたりに固定することが多い。

この調整機構は便利な面を持つ側面、他のモードに比べて系統誤差が大きいと考えられる。それはレーザー光をレンズの中心に通してないからである。幾何光学の 1 次近似の範囲ではこれによる問題は起きないが、収差 (3 次近似) の効果が大きい。また 1 つのプリズムで 2 つのレーザー光路を調整しないといけないので、どうしてもアライメントの精度が低下しやすい傾向にある。これらの理由から現在は 2° – 8° モードは、30° モードへの橋渡し以外の使われ方はしない。

4.3.6 IP スクリーンについて

レーザー光が IP を通るようにアライメントするためには、IP 近傍で電子ビームとレーザー光の両方の位置を確認できるモニターが必要である。そこで IP には遠隔操作で蛍光スクリーンを入れられるようになっている。^{*1} スクリーンにはアルミナ蛍光板 (デマルケスト) が使われている。スクリーンに電子ビームが入ると蛍光が生じ、それを真空チェンバーの左上に設置されている CCD カメラでモニターすることができるようになっている。一方レーザー光は蛍光は生じさせないが、スクリーン表面上での乱反射光と思われるものが CCD カメラで確認できる。^{*2}

^{*1} 2012 年夏までは 2° – 8° モード・30° モードに用いるスクリーンと 174° モードに用いるスクリーンは別のものを用いていた。これは 174° モードではスクリーン角を変えて上下レーザー光ともにスクリーンの同じ面に当てるためであった。しかし、異なるスクリーンを用いることにより IP の位置がずれてしまう影響が大きく、回転ステージによる影響も相まって 30° モード - 174° モード間での行き来が困難となっていた。現在は 1 枚のスクリーンで統一することにより、IP の位置を安定させている。

^{*2} 174° モードの下 path からのレーザーに関しては、CCD カメラとの位置関係を考えると、スクリーンを透過した光が見えていると考えられる。しかし、その光がどこで発生したものかは不明である。その影響かは断定できないが、174°

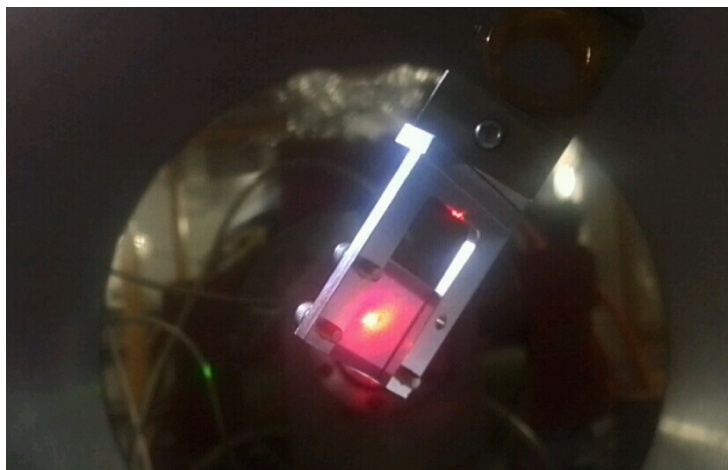


図 4.12: IP スクリーン。この写真は電子ビーム軸上に赤いアライメントレーザー光を通して電子ビームの位置関係を確認していたときのものであり、電子ビームとの反応が見えている訳ではない。スクリーン上に見える、赤いレーザー光プロファイルの隣にある緑色のプロファイルは、垂直定盤上を通したアライメントレーザー光によるものである。この2つのプロファイルが重なるようにスクリーンの位置を調整し直した(7章参照)。また見えづらいが、スクリーン導入機の右上に見えている円形の空洞がワイヤースキャナーである(5章参照)。

ただ、IP スクリーンでのアライメントだけでは系統誤差が生まれる可能性がある。それは電子ビームがスクリーン内ににじむため、斜めに入射した分その位置がずれるからである。よって最終的な調整は次章で述べるレーザーワイヤースキャンで行う。

4.3.7 アライメント用レーザーについて



図 4.13: ミラー (MI-4) とアライメント用レーザー

モードにおいては、スクリーン上で位置合わせをした位置より少しずれたところに Z スキャン (次章参照) のピークがあることが経験的に分かっている。

垂直定盤上のオプティクスをアライメントする際はメインパルスレーザーとは別にアライメント用レーザーを使っている。これはメインパルスレーザー光はトランスポートラインなどを通るので、アライメント中にレーザー光路がドリフトする可能性があるからである。アライメント用レーザーは図 4.13 のように、MI-4 のすぐ隣に設置されている。アライメント用レーザーを使うときは、MI-4 は取り外す。アライメント用レーザーが乗っている台は、位置と角度を 2 方向に振ることができるようになっていて、これらを調整して入射方向を合わせることができる。ちなみにアライメント用レーザー光は、波長 532 nm の CW レーザーで、強度は 5 mW 程度である。アライメント時はアイリス絞りを活用してその系を絞っている。

4.3.8 レーザーのアライメントについて

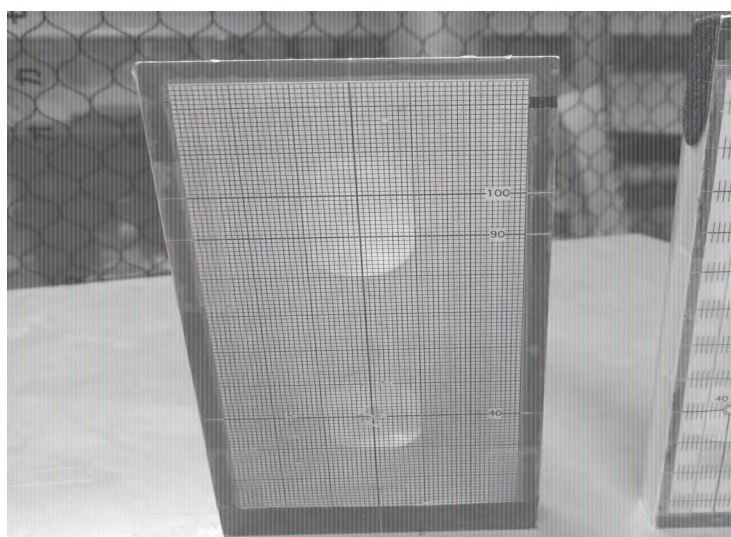


図 4.14: アライメント用プレート

垂直定盤は、図 4.6 でもわかるように、大本の定盤に何種類ものプレートが取り付けられてできている。取り付けられているプレートには、レーザー光路に対応してけがき線が引かれている。そしてけがき線の上から図 4.14 のようなアライメント用プレートを、けがき線が中央にくるように押し当てて位置を確認し、レーザー光が大本のプレートから 10 cm 高々のところを飛ぶようにミラー等を調整している。図での右のプレートの方が小さくて使い勝手がいいが、けがき線の上に乗せると、その出っ張りのせいで位置が不安定になり、だいたい横方向に 0.2 mm 程度の系統誤差が乗る可能性がある。左のプレートは横方向に長いのでけがき線の上でもそれなりの安定感はあるが、大きい分使える場所に限りがある。

レーザー光路の自由度は、位置と角度が 2 方向ずつあるので、正しくアライメントできているかを確認するには 1 つの直線部に対して 2 点通っている位置を確認しなければならない。しかし、距離が狭い部分は 1 点のみの確認しかできないところもある。

第 5 章 ビームサイズチューニング

この章ではどのような操作をして極小ビームを目指しているのかを順に説明する。この章では基本的に新竹モニター側の操作について中心的に説明している。電子ビーム側の調整については付録を参照されたい。

5.1 おおまかな手順について

2・3 章で見たように、新竹モニターはビームサイズが大きすぎても測定できない。そこで電子ビームが新竹モニターで測定できる程度にまで小さくされる前は、カーボンワイヤースキャンで測定する。

ある程度ビームが調整できたら、新竹モニターの $2^{\circ} - 8^{\circ}$ モードに移行する。そして $2^{\circ} - 8^{\circ}$ モードで十分小さく絞れたら 30° モードに、 30° モードで十分小さく絞れたら 174° モードに移行するという手順である。

各モードでの手順はほぼ同じで、次のような手順で進む。

1. IP スクリーンを用いて電子ビームと上下 path のレーザー光の位置をおおまかに合わせる。
2. レーザーワイヤースキャンでレーザー光の位置を精度良く電子ビームに合わせる。
3. レーザーパルスと電子ビームパルスのタイミングを合わせる。
4. 収束レンズスキャンをして収束レンズの位置を合わせる。
5. Z スキャンをして、上下レーザーがうまく重なる位置を見つける。
6. 電子ビーム側の調整を行う。

174° モードに限っては pitch スキャン、tilt スキャンができるようになっている。

ビームサイズチューニングは平日の 5 日間連続で、土日は運転しないが 2 - 3 週続けて行われる。よって電子ビームやレーザー光の状態が変わったりするので、臨機応変に前の手順に戻ったりしながら進めていく。特にレーザー光のドリフトに対応して、レーザーワイヤースキャンは測定時間が短いこともあり、こまめに行われる。

以下個々のスキャンについて詳細を説明していく。

5.2 カーボンワイヤースキャン

IP スクリーンの挿入器に円形の穴が空けられており、そこに直径 $\phi = 5 \mu\text{m}$ のカーボンワイヤーが水平方向と鉛直方向にそれぞれ張られている。これを電子ビームに対してスキャンすることによって制動放射が起き、散乱光をガンマ線検出器で検出することで水平方向と鉛直方向のビームサイズを μm オーダーで知ることができる。

カーボンワイヤースキャンで測定できるビームサイズは、上限は基本的にはなく、下限はカーボンワイヤー径の $1/2 - 1/4$ 程度とされている。使用できるカーボンワイヤーの径の最小値は、電子ビー

ムに当てて焼き切れない太さに制限される。^{*1}

カーボンワイヤスキャンで放出される光子数は、新竹モニターのレーザー光と電子ビームとのコンプトン散乱光子数より数桁多い。よってガンマ線検出器には、3章で紹介したものではなく、その数 10 cm ほど上流にあるバックグラウンドモニターで計測する。バックグラウンドモニターは、5 mm のプラスチックシンチレーターに 10 mm の鉛コンバーターがつけられ、オプティカルグリースで PMT が取り付けられてできている。バックグラウンドモニターは遠隔操作でラインに出し入れできるようになっていて、新竹モニターを使うときには外される。

5.3 IP スクリーンでの調整について

まずは電子ビームとレーザー光を交わせるために、それぞれの位置をおおよそ合わせる必要がある。そこで用いられるのが 4.3 節でも紹介した IP スクリーンである。IP スクリーン上で電子ビームの位置を確認したら、その位置に上下 path のレーザー光を合わせるように IP の直前のミラーを振って合わせる。IP スクリーンでの調節は、電子ビームがスクリーンに滲む効果等で位置分解能が数 10 μm に制約されるので、細かい調整は次節のレーザーワイヤスキャンで行う。

このように IP スクリーンでの調整は他のスキャンに比べて分解能に多少難があるが、IP スクリーンでないと調整できないものもいくつかあるのでできる範囲で精度よく合わせる必要がある。

1 つが IP の位置である。IP の位置は設計上決まっているが、電子ビーム・レーザーが IP を通っていることを保証する方法は、今のところ事前に IP スクリーン上で IP の位置を決めてそこに合わせる以外ない。IP の位置決定についての詳細は 7 章で述べる。

もう 1 つが上 path のレーザーの電子ビーム軸方向の位置である。これについては 5.8 節で詳しく述べる。

5.4 レーザーワイヤスキャン

IP スクリーンで電子ビームとレーザー光の位置を合わせただけでは、十分に精度良く合わせられていない可能性が高い。そこでレーザー光を電子ビームに垂直な平面上に振り、電子ビームとのコンプトン散乱光子数が多いミラー角を探す。これをレーザーワイヤスキャンという。

図 5.1 はレーザーワイヤスキャンと、5.8 節で紹介する Z スキャンのイメージである。そして図 5.2 は実際のレーザーワイヤスキャンの一例である。横軸はミラーアクチュエーターの位置、縦軸はガンマ線検出器で観測された信号量である。

レーザーワイヤスキャンは上下 path のレーザー光それぞれで行い、片方のスキャン中にはもう片方はシャッターでレーザーを出さないようにする。

レーザーワイヤスキャンによって得られる散乱光子数分布は、通常はガウシアン分布になる。光子数分布の 1σ は、レーザー光径とレーザー光から見た電子ビーム径の二乗和の根となるので、

$$\sigma_{meas} = \sqrt{\sigma_{t,laser}^2 + \sigma_x^{*2} \sin^2(\theta/2) + \sigma_y^{*2} \cos^2(\theta/2)} \quad (5.1)$$

^{*1} 直径 $\phi = 5 \mu\text{m}$ でも稀に焼き切れる。

となる。ここでレーザー光の RMS 半径を $\sigma_{t,laser}$ 、電子ビームの IP における水平・鉛直方向のビームサイズをそれぞれ σ_x^*, σ_y^* とした。特に電子ビーム径が小さいとすれば、 $\sigma_{t,laser} \simeq \sigma_{meas}$ となる。よってこれよりレーザー光径を測定できる。

しかし、ATF2 でレーザーワイヤスキャンによって得られる光子数分布は、あまりきれいなガウシアン分布にはなっていない。これはレーザー光のプロファイルが汚いからだと考えられる。この影響でガウシアンフィットがうまくできず、測定によって得られるレーザー光径が大きく変動してしまうことがある。

レーザーワイヤスキャンの良い点の 1 つに、スキャン時間が比較的短いことがある。当然測定点の数にもよるが、だいたい 2 - 3 分程度で 1 回のスキャンが終わる。このメリットを生かして、レーザー光がドリフトしていないかをこまめに確認し修正できる。

5.5 タイミングスキャン

レーザー光パルスと電子ビームパルスが同時に IP を通過しないと、コンプトン散乱は起きず、信号は見えない。そこでレーザー光のタイミングを少しずつ変えながら散乱光子数を測定することで、最も良いレーザー光のタイミングを探すのがタイミングスキャンである。タイミングスキャンは上下どちらか一方のレーザー光のみを出して行う。タイミングスキャンで大きくずれた場合はもう一度レーザーワイヤスキャン等をやり直す。

5.6 収束レンズスキャン

レーザー光は IP に入る前に収束レンズで絞られる。これはコンプトン散乱光子数を増やすためであり、また絞ることでレーザー光のジッターの影響を抑えられるというメリットも持つ。収束レンズはムーバーに乗っていてレーザー光方向に動かすことができる。そこで収束レンズを動かしてレーザー光の焦点が IP に来るように調整する。これが収束レンズスキャンである。

スキャン方法は、いくつかの収束レンズの位置でレーザーワイヤスキャンをすることによって、レーザー径を調べる。レーザー径は理想的にはガウシアンビームの形をしているはずなので、得られたデータを次の式でフィットする。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (5.2)$$

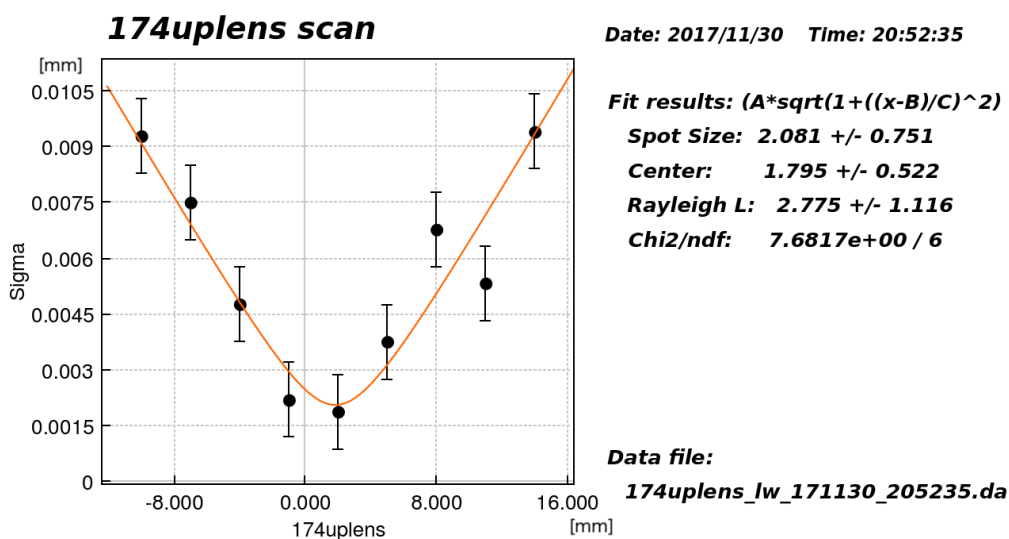
ここで w_0 はウェストでのスポットサイズ、 z_0 はレイリー長である (6.1 節参照)。そしてレーザー径が最も絞られる場所に収束レンズをセットする。

図 5.3 は実際の収束レンズスキャンの例である。横軸がそれぞれのレンズの位置であり、縦軸はレーザーワイヤスキャンでのフィットで得られた RMS である。^{*2}

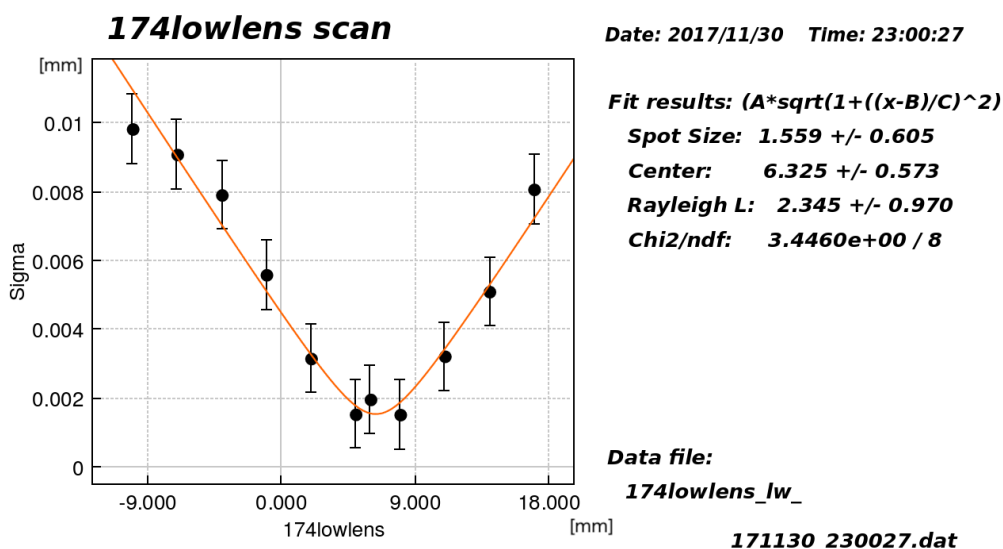
^{*2} レーザー光が角度 ϕ だけ動いたとき、ミラーとレンズの距離を L 、レンズの距離を f とすると、

$$\begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f\phi \\ \phi(1 - L/f) \end{pmatrix}$$

より、IP でレーザー光が動く距離は $f\phi$ と分かる。



(a) 上 path



(b) 下 path

図 5.3: 収束レンズスキャンの例

理想的には収束レンズスキャンの様子は上下レーザー光で同じになるはずである。しかし実験結果を見ると、必ずしもそうはなっていないことが多い。^{*3} 例えば、上下でウェストでのスポットサイズ

ミラー角はミラーホルダーの端を押すことで実現していて、ミラーの支点からアクチュエーターまでの距離はだいたい 62 mm である。よって例えば 174° モードでアクチュエーターの動きが 0.002 mm だった場合は、 $f = 250$ mm より、レーザー光はレンズ角の倍だけ動くことに注意して、

$$250 \text{ mm} \times \left(2 \times \frac{0.002 \text{ mm}}{62 \text{ mm}} \right) = 16 \text{ } \mu\text{m}$$

が IP でのレーザー光の動いた距離になる。

^{*3} 30° モードのレイリー長が上 path が下 path の倍あることが繰り返し観測されて、半年間ほど大きな謎となっていたが、30° モードのレンズを乗せたムーバーが正しく作動してないことが原因であった。

が異なることが多く、その原因はあまりはつきりとしていない。またこのとき、上下 path ともウェストに IP がくるように調整することが正しいのかも分かっていない。

そこで本論文では、レーザーワイヤスキャンではなく、実際に干渉縞との反応を見て Modulation depth を測定することによって、上下 path の収束レンズのあるべき位置を探す「正確な」収束レンズスキャンを随所で行っている。

5.7 フリンジスキャン

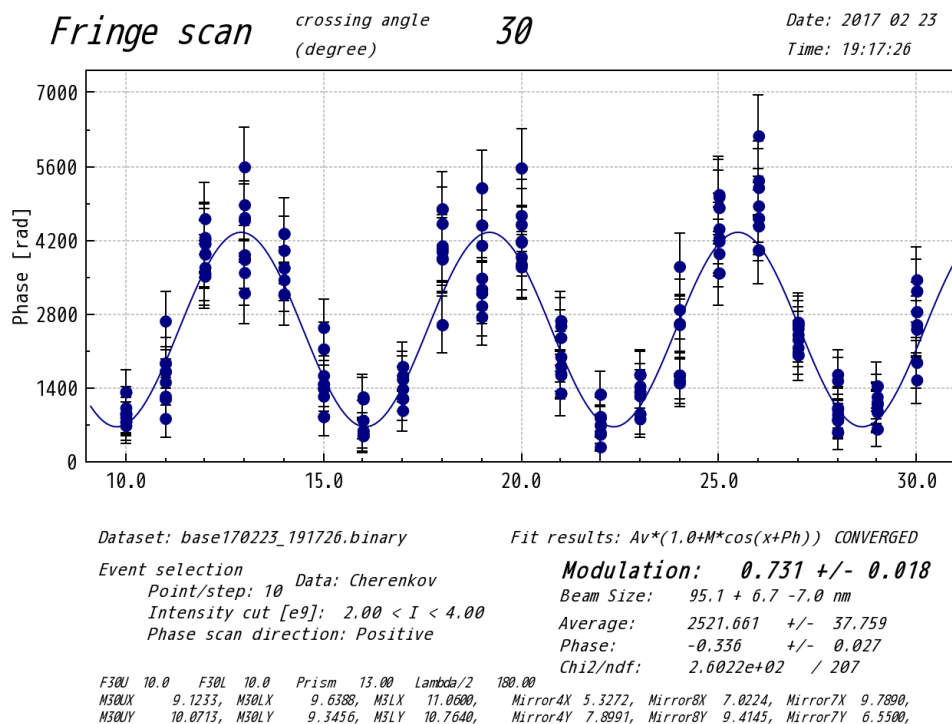


図 5.4: フリンジスキャンの一例

収束レンズスキャンが終わったら、ひとまずビームサイズを測定できるようになる。ビームサイズは干渉縞を用いて測定するので、フリンジスキャンと呼ばれている。図 5.4 はフリンジスキャンの一例である。横軸は干渉縞の位相、縦軸はガンマ線検出器で観測された信号量である。このように、現在は 1 rad 間隔で 21 点取って、20 rad の範囲をスキャンしている。1 点あたりの測定回数は基本は 10 回だが、精度より早さを重視するときは 5 回にするときもある。1 点あたり 10 回取ったときのトータルの測定時間はだいたい 2 - 3 分である。

5.8 Z スキャン

レーザーワイヤスキャンによってそれぞれのレーザー光は電子ビームと交わるようになるが、2 本のレーザー光同士が z 軸方向に少しずれて交差していると、Modulation depth は小さく測定されてしまう (8.3 節参照)。そこで 2 本のレーザー光の z 軸方向を合わせるのが Z スキャンである。

5.9 pitch スキャン、tilt スキャン

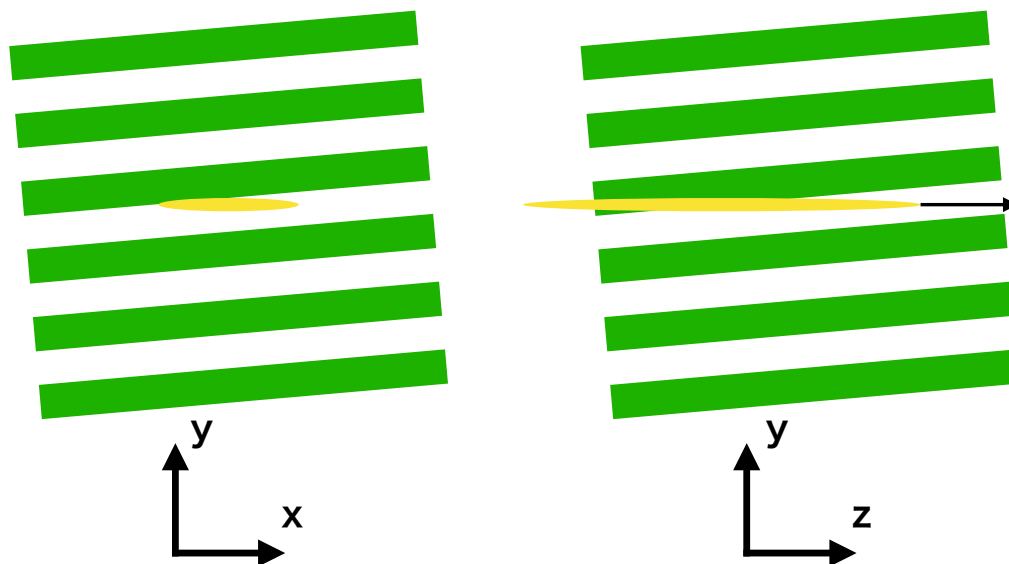


図 5.6: 電子ビームに対して干渉縞が tilt している例 (左) と pitch している例 (右)

垂直定盤は IP 付近は上下対象な光学系になっているので、理想的なセットアップでは起きないが、実際は干渉縞が傾いてしまっている可能性がある。傾く向きは 2 つあり、tilt 方向と pitch 方向と呼んでいる。tilt 方向は図 5.6 の左がそのイメージで、電子ビームの進行方向から見たときに傾いて見える方向である。一方 pitch 方向は、右図がそのイメージで、 x 軸方向から見たときに傾いて見える方向である。tilt が起きる原因は、レーザー光が xy 平面上で上下対象に IP に入っていないときである。一方 pitch は、鉛直方向から見て 2 本のレーザー光が重ならないときに起きる。

よって干渉縞が tilt や pitch しているときは傾きを修正する必要がある、これが tilt・pitch スキャンである。tilt スキャンでは tilt 方向、pitch スキャンでは pitch 方向に干渉縞を傾けてフリンジスキャンをしていき、Modulation depth が高かったところにセットしている。

tilt・pitch 方向に干渉縞を傾ける方法として、ATF2 では下 path のレーザー光の傾きを調整する方法を取っている。レーザー光は IP に入る前に収束レンズに通されるので、レーザー光の傾きを調整するには、レンズに入る光を平行移動させてやればよい。tilt 方向に動かしたいときは x 方向、pitch 方向に動かしたいときは z 方向に動かしている。レーザー光を平行移動させるために、tilt・pitch スキャンでは M3L と M174L の 2 つのミラーを動かしている。それぞれ tilt 方向または pitch 方向に同じ角度だけ動かせばレーザー光はレンズに平行移動して入射する。

第 6 章 レーザー光の特性について

測定に乗る系統誤差を考えるには、まず使っているレーザー光がどのような性能であるかを調べる必要がある。特に IP における様子を知ることは、干渉縞の形成状態を知る重要な手がかりになるであろう。この章では 2 つの実験を通して、レーザー光のおおよその状態を調べ、IP におけるレーザー光の様子を再現することを目的としている。

6.1 ガウシアンビームとそれを特徴付けるパラメーター

6.1.1 理想的なガウシアンビームについて

一般的にレーザー光はガウシアンビームに近い形をしていることが多い。そこでまずはガウシアンビームを特徴付けるパラメーターについて記述する。

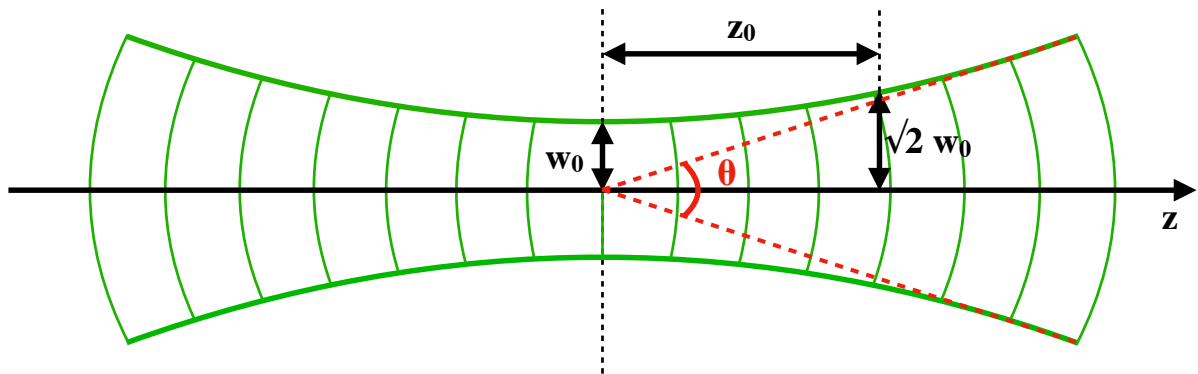


図 6.1: ガウシアンビーム

図 6.1 は、 z 軸方向に進んでいるガウシアンビームのイメージ図である。ビームが最も絞られてるところをビームウェストと言い、そこでのビーム径 (スポットサイズ) を w_0 とする。ここで一般的に w_0 は、強度が中心に比べて e^{-2} となる半径を取っている。よってレーザー光の RMS 半径 σ_{laser} と比較すると、

$$w_0 = 2\sigma_{laser} \quad (6.1)$$

という関係にあるので注意されたい。

以下、ウェストは $z = 0$ にあるとする。ビーム径は z に依存し、次のように記述できる。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (6.2)$$

ここで z_0 は、式から分かる通り、ビーム径がウェストでのものより $\sqrt{2}$ 倍される距離である。 z_0 はレイリー長と呼ばれていて、 $-z_0 < z < z_0$ の範囲ではレーザーの変化は比較的緩やかであると知ら

れている。理想的なガウシアンビームにおいて、波数 k や波長 λ を用いて、レイリー長は次のような式で記述できることが知られている。

$$z_0 = \frac{1}{2}kw_0^2 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (6.3)$$

他にレーザー光を特徴付ける値として、発散角 θ がある。これは、 $z \gg z_0$ の領域では $w(z) \propto z$ とみなせることから、 $r = -w(z)$ から $r = w(z)$ までの角度を定義でき、これを発散角と呼んでいる。^{*1} 発散角は十分に小さいとして、次のように書ける。

$$\theta \equiv \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2w(z)}{z} = \frac{2w_0}{z_0} \quad (6.4)$$

ガウシアンビームはウェストから離れると、波面が球面状に膨らむ。この波面の曲率半径 $R(z)$ も重要なパラメーターであり、次のように与えられる。

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (6.5)$$

スポットサイズと曲率半径の情報を同時に取り扱うのに便利なのが、複素ビームパラメーター $q(z)$ である。 $q(z)$ は次のように定義され、^{*2}

$$q(z) \equiv z + iz_0 \quad (6.6)$$

逆数を取ると、次のようにスポットサイズと曲率半径が虚部と実部に分かれて表れる。

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{z}{z^2 + z_0^2} - i \frac{z_0}{z^2 + z_0^2} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w(z)^2} \quad (6.7)$$

$q(z)$ はビーム伝搬を扱うときに非常に役に立つ。幾何光学では、一般に転送行列が分かっている場合、入射位置 r_0 と角度 r'_0 を用いて

$$\begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

と書けることが知られているが、波動光学においてもこの転送行列の要素を用いて、

$$q_1 = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D} \quad (6.9)$$

と簡単に議論できることが知られている (ABCD 則)。これを用いた例として図 6.2 のような例を考えてみよう。この図はガウシアンビームのウェストに焦点距離 f のレンズを置いたときの様子である。このとき透過ガウシアンビームのウェストとレンズの距離を l 、スポットサイズを w'_0 とすると、途中の計算は省略するが

$$l = \frac{f}{1 + (f/z_0)^2} \quad (6.10)$$

$$w'_0 = \frac{f\lambda}{\pi w_0} \quad (f \ll z_0) \quad (6.11)$$

と求められる。

^{*1} $\theta \equiv \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z}$ とする定義もある。

^{*2} 定義によって虚部の符号がひっくり返る。

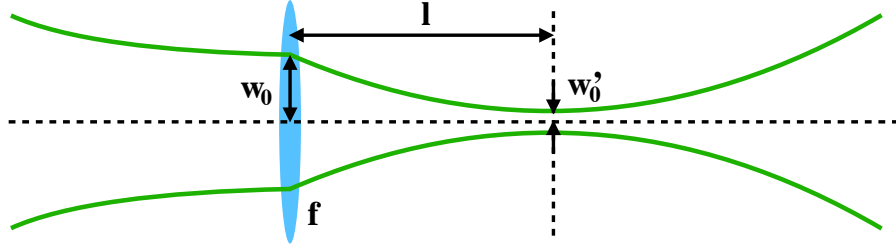


図 6.2: 波動光学で考えたときの焦点の位置とスポットサイズ

6.1.2 現実のレーザーとその品質

幾何光学におけるヘルムホルツ-ラグランジュの不変量と同様に、ビーム伝搬においてもビーム径と発散角の積は光学系を通して保存されることが知られている。実際ガウシアンビームにおいて計算してみると、

$$w_0 \cdot \theta = \frac{2w_0^2}{z_0} = \frac{2\lambda}{\pi} \quad (6.12)$$

と定数になる。

しかしこれは理想的なガウシアンビーム (TEM_{00}) の場合の値で、現実のレーザー光は他のモードが混ざり、より大きい値になることが知られている。そこで実際のウェストでのビーム径を w_{R0} 、発散角を θ_R としたときに、ビームの品質を表すパラメーターとして次の M^2 という値を導入する。

$$M^2 \equiv \frac{w_{R0} \cdot \theta_R}{w_0 \cdot \theta} = \frac{\pi}{2\lambda} w_{R0} \theta_R \quad (6.13)$$

$M^2 = 1$ のときは理想的なガウシアンビームとなり、1 より大きくなるにつれて形が崩れていると判断できる。またガウシアンビームのときと同様に、実レーザーのレイリー長を z_{R0} とすると、 $\theta_R = 2w_{R0}/z_{R0}$ という関係が成り立つので、上式と組み合わせると、

$$z_{R0} = \frac{\pi w_{R0}^2}{M^2 \lambda} \quad (6.14)$$

という関係式が得られる。

6.2 レーザー光のパラメーターの測定

6.2.1 セットアップについて

レーザー光の各パラメーターを測定するときは、いくつかの測定点でそのビーム径を調べて解析する。レーザー光は長い距離安定しているので、通常は途中にレンズを入れてビーム径を変化させる。

ATF2 の垂直定盤では、レーザー光は最後は収束レンズによって IP で絞られるので、IP 近傍で計測できれば目的にも合致する。しかし、IP には真空チェンバーが設置されているので、計測器を置くことは困難であった。さらに IP でのレーザー光径は式 (6.11) より $10 \mu\text{m}$ 程度と想定されていて、

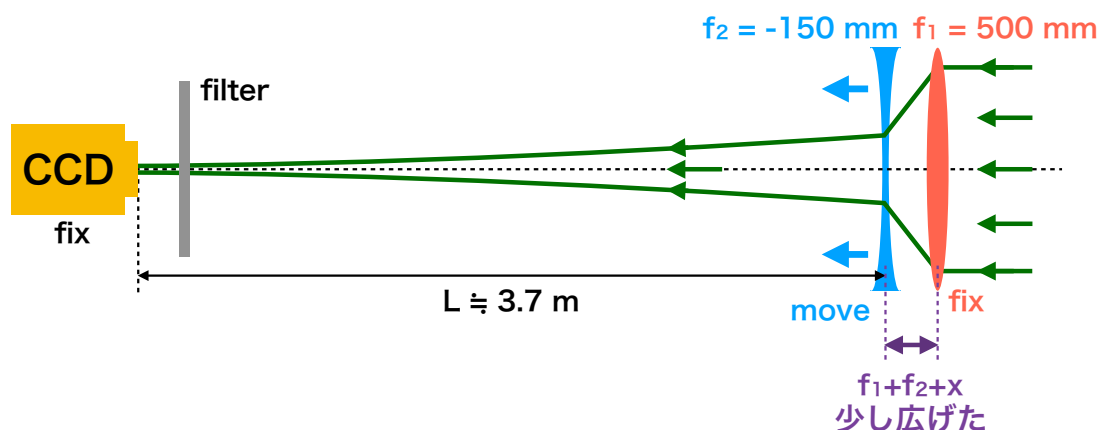


図 6.3: 実験のセットアップ。実際は途中にミラーやハーフミラーがある。

手元にあった CCD カメラは 1 ピクセルが $7.4 \mu\text{m}$ のものであったので、プロファイルの詳細に見てみたいという需要には合わなかった。

単純に式 (6.11) で考えると、用意できた CCD カメラで十分詳しくプロファイルを観察するにはレンズの焦点距離が数 m 程度必要になってしまっていて、このようなレンズはなかった。そこで、垂直定盤の入り口にある reducer をいじって、擬似的に焦点距離が長いセットアップを作ること考えた。そのセットアップの模式図が図 6.3 である。reducer 用に使われていた凸凹レンズのレンズ間距離を、reducer としての役割を放棄させて少し長めにとることによって、焦点距離が 4 m 弱のセットアップを作ることになった。

垂直定盤上において、CCD カメラが設置可能な場所候補があまりたくさん取れなかった。一方、凸凹レンズはもともと reducer としての調整をするために、最小単位が 1 mm の目盛り付きレールの上に乗っていて、ともにレーザー光の進行方向に動かせる。そこで今回の実験では、CCD カメラを実験中 1 箇所に固定し、凹レンズを動かしてその変化の様子を観察した。CCD カメラは 174° モードの下 path のあたりに設置した。

凹レンズは 1 mm ずつ動かして、合計で 11 箇所で測定した。それぞれの測定点につき、CCD カメラでプロファイルを 50 枚取った。図 6.4 はその一例である。

6.2.2 レーザーのパラメーターの解析

解析手法としては、1 つのプロファイルごとに、CCD カメラで得られたデータ値を列 (行) ごとに足し上げて、横 (縦) 方向への投影図を描いた。その一例が図 6.5 である。

見ての通り、元のデータ分布がガウシアン分布になっておらず、フィットのしても案の定うまくいかなかった。また、テールの大きさが左右非対称で、単純な方法ではテールが大きい側にピークが引っ張られる傾向にあった。そこで次のような方法でレーザー光径を導出した。

1. ヒストグラムのピークを探し、そこでヒストグラムを 2 つに分ける (図の黒線)。
2. 2 つに分けたヒストグラムのそれぞれについて、ピーク側からカウントして面積が 68.3% となる場所を探す (図の赤線)。

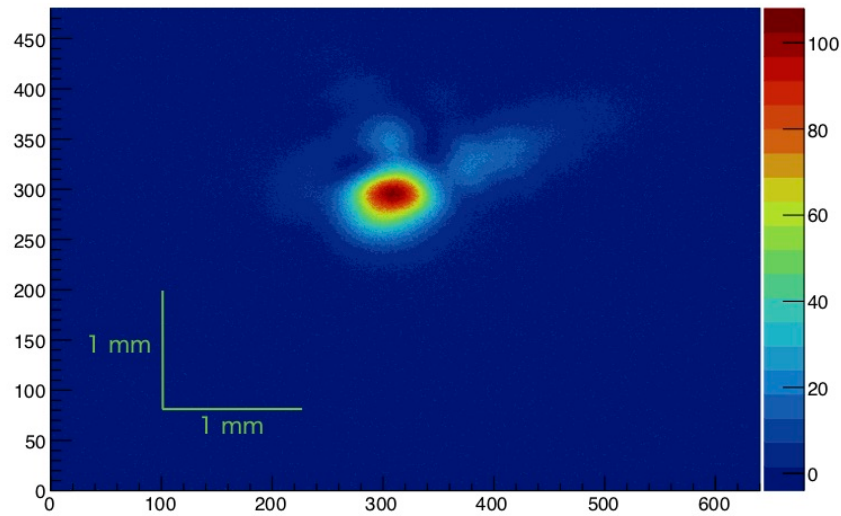


図 6.4: CCD カメラで観察されたレーザープロファイルの一例

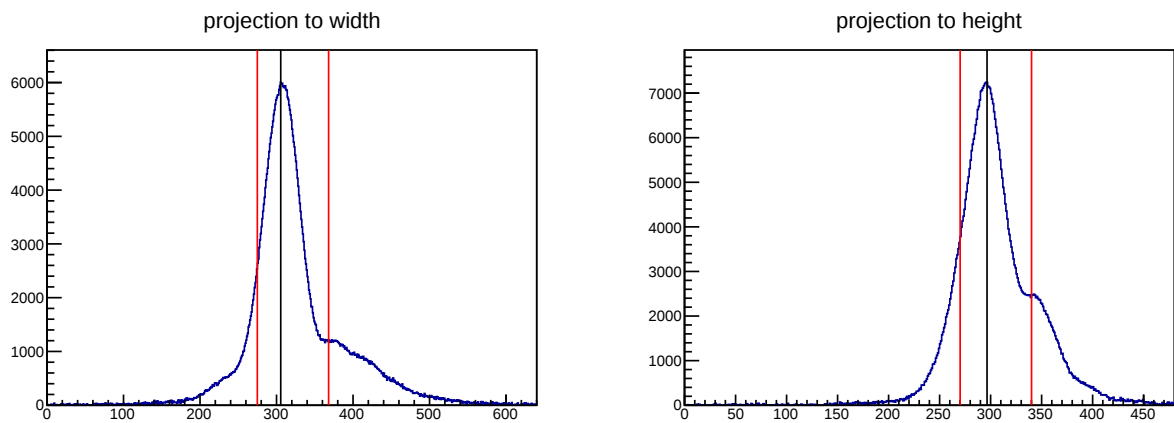


図 6.5: 横方向と縦方向に投影してガウシアンフィットした図の例。青線がデータ線で赤線がフィット線。

3. 赤線同士の距離を 2σ の距離とする。

1. でのピークサーチは、フィット等をせずに単純にヒストグラムで最大値を取るところを探しているだけであるため、多少左右にふらついていると考えられるが、その場合 2. での赤線も同じ方向にふらつくので、赤線同士の距離には大きく影響しないであろう。

2. の 68.3% という値は、ガウシアン分布をしているときに、グラフの平均から 1σ までの距離の積

分の割合である。つまり、

$$\frac{\int_{\mu}^{\mu+\sigma} A \exp \left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2} \right] dx}{\int_{\mu}^{\infty} A \exp \left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2} \right] dx} = \operatorname{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \simeq 68.3\% \quad (6.15)$$

$$\operatorname{erf}(x) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (6.16)$$

にという計算によって得たものである。

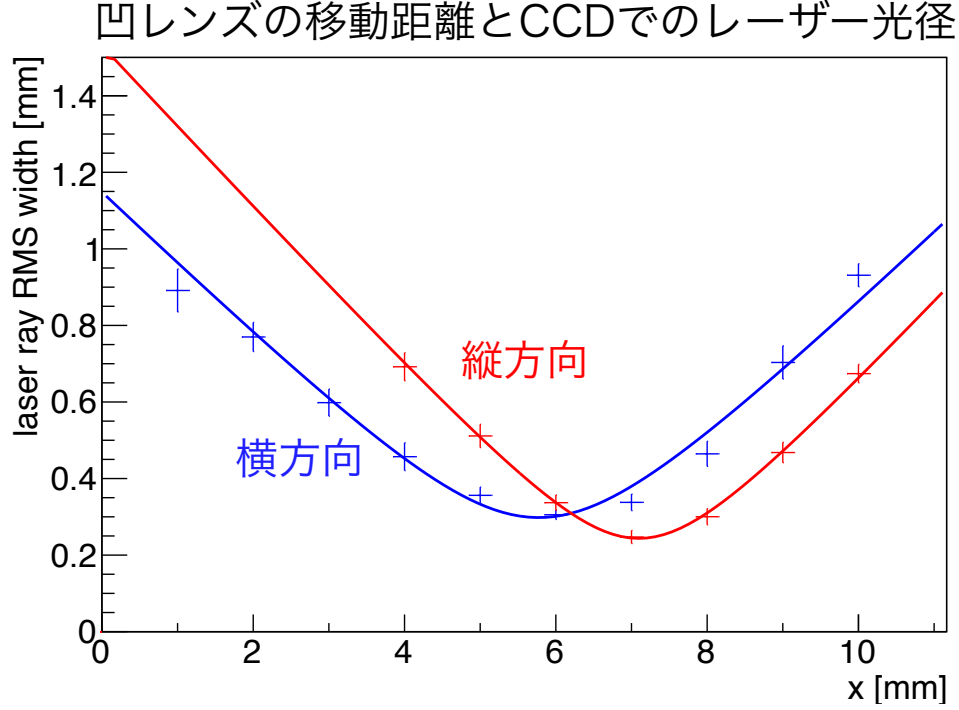


図 6.6: レーザー光の RMS 半径測定結果とそのフィット

こうして得られたデータを、測定点ごとに平均してプロットしたのが図 6.6 である。ただし、プロファイルが明らかに CCD カメラの中に入りきっていないものについては除外してある。横軸は、本来 reducer の位置から凹レンズをレンズ間距離を広げる方向に動かした距離である。曲線はそれぞれプロットに対するフィット線であり、次のように導出した。

まず、凸凹レンズ (reducer だったもの) の入り口に、レイリー長の非常に長いレーザーが入ってきているとした。ここで凸凹レンズの焦点距離をそれぞれ f_1, f_2 、レンズ間距離を本来のセットアップより x だけ広げた $f_1 + f_2 + x$ とすると、凹レンズから CCD カメラまでの距離は $L - x$ と書けるので、転送行列は

$$\begin{pmatrix} 1 & L-x \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f_1 + f_2 + x \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \quad (6.17)$$

となる。今回の実験では、 $f_1 = 500$ mm、 $f_2 = -150$ mm、 $L \simeq 3.7$ m である。これより、入射レーザーのパラメーターが分かれば、前節で説明した ABCD 則を用いて CCD カメラでのビームサイズ

を再現できる。こうしてフィットを行って、入射レーザー光のビームサイズや M^2 を導出した。結果は表 6.1 のようになった。

表 6.1: 入射レーザー光の各パラメーター

レーザー光 RMS 半径 (横方向)	3.6 mm
レーザー光 RMS 半径 (縦方向)	3.0 mm
M^2 (横方向)	2.0
M^2 (縦方向)	1.8

6.2.3 IP でのレーザー光について

入射レーザー光の様子がわかったので、今度は電子ビーム運転時のレーザー光の IP 近傍での挙動を探る。そのために凸凹レンズの入り口から IP までの転送行列を考える。電子ビーム運転時は、レーザー光は凹レンズを出た後は、収束レンズまでは自由飛行を続け、収束レンズによって IP で絞られる。光路の詳細は図 4.6 を参照されたい。凹レンズから IP までの距離を L' 、収束レンズの焦点距離を f_3 、収束レンズから IP までの距離を y とすると、転送行列は

$$\begin{pmatrix} 1 & y \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_3} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L' - y \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f_1 + f_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \quad (6.18)$$

となる。 $2^\circ - 8^\circ$ モード、 174° モードのときは $L' \simeq 4.5$ m、 $f_3 = 250$ mm であり、 30° モードのときは $L' \simeq 3.5$ m、 $f_3 = 300$ mm である。

5.6 節で説明したように、ビーム運転時は収束レンズの位置をレーザー光の進行方向にスキャンして、レーザー光のサイズが最も絞られる場所に設置する。つまり、 y を $y \simeq f_3$ の近傍で動かして最適な位置を探している。図 6.7 は前小節で得られた結果を使い、上の転送行列を利用して IP でのレーザーの RMS 半径を計算したものである。横軸は IP と収束レンズの距離 y である。

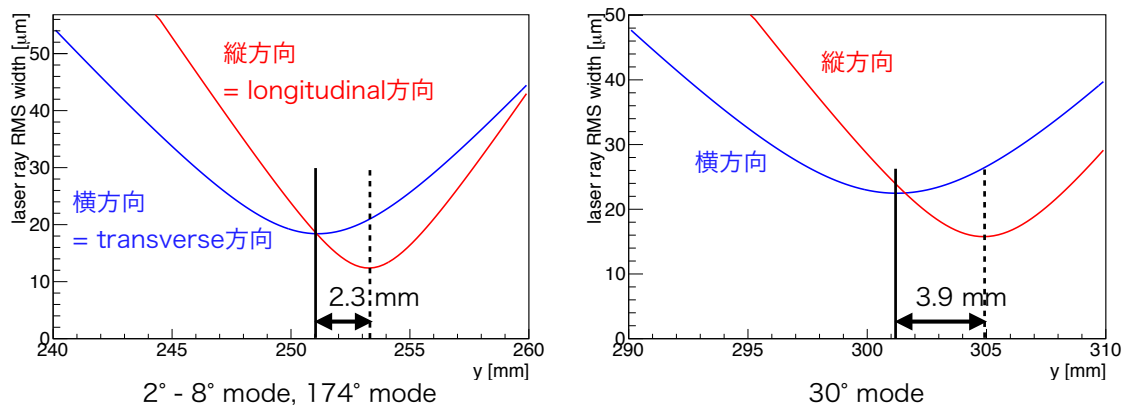


図 6.7: 各モードにおける、収束レンズの位置に対する IP でのレーザー光の RMS 半径

図を見ると、縦方向と横方向でレーザーが絞られる位置が違ってくる。このように 1 点でレーザー光が収束せず焦点距離がずれてしまう収差を、非点収差という。図 6.8 は非点収差のある

レーザー光のイメージ図である。

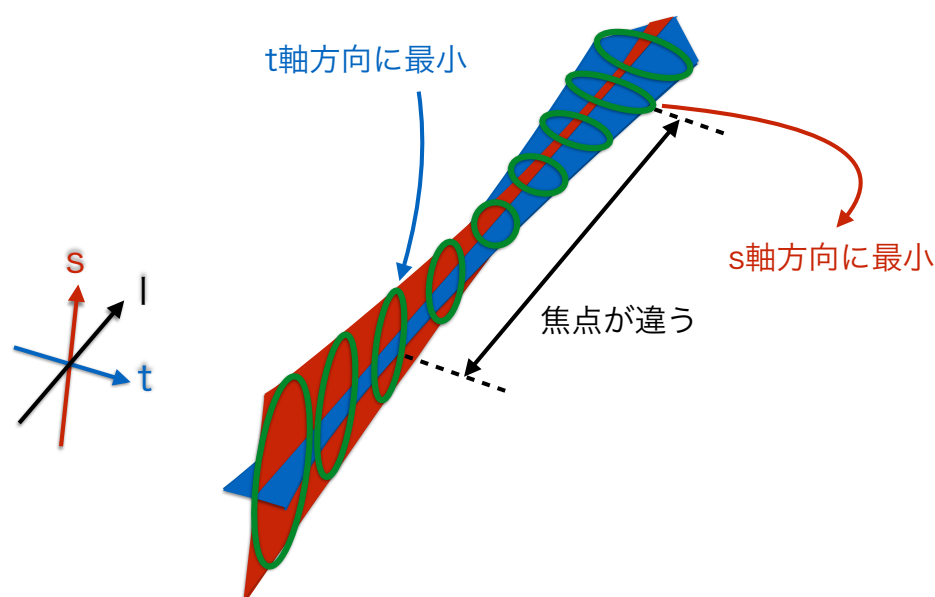


図 6.8: 非点収差のあるレーザー光

収束レンズの位置は、レーザー光と電子ビームによる散乱を見て決めているのであった。今回の実験では、縦方向は電子ビームに平行な方向、横方向はそれに垂直な方向であった。よって電子ビームはレーザーワイヤスキャンの際、レーザー光の縦方向には感度は持たず、横方向にのみ感度を持つことになる。よって、収束レンズはレーザー光が横方向で最も絞られる位置にセットされる。これを踏まえて IP 近傍でのレーザー光の様子をまとめると表 6.2 のようになる。

表 6.2: IP 近傍でのレーザーのパラメーター

パラメーター	$2^\circ - 8^\circ, 174^\circ$	30°
レーザーが縦方向に最も絞られるときの RMS 半径	$12.8 \mu\text{m}$	$16.2 \mu\text{m}$
IP での縦方向のレーザーの RMS 半径	$18.7 \mu\text{m}$	$24.4 \mu\text{m}$
IP での横方向のレーザーの RMS 半径	$19.2 \mu\text{m}$	$23.2 \mu\text{m}$
レーザーの縦方向のレイリー長	2.1 mm	3.4 mm
レーザーの横方向のレイリー長	4.4 mm	6.4 mm
焦点のずれ	2.3 mm	3.9 mm

レーザー光に非点収差があることの影響を考えよう。レーザー光の縦方向の焦点は IP から外れているので、IP におけるレーザー光の縦方向の波面は歪んでいることになる。よって非点収差は少なからず Modulation depth に影響すると思われる。IP からの焦点のずれは、表 6.2 より、だいたいレイリー長程度であることが分かる。これを踏まえたシミュレーションは次章で紹介する。ただ、レーザー光のプロファイルがガウシアンライクでないのも、これが実際はどの程度影響しているのかの評価は難しい。

6.3 レーザー光のふらつき、ドリフトについて

ATF2 では、レーザーをトンネルの外に置いているため、レーザー光は干渉縞を作るまで比較的長距離飛ぶことになる。そして特に温度変化で光路が変化しやすいと言われているトランスポートラインを通ることもあり、レーザー光のドリフトはしばしば観測される。レーザー光のドリフトは偶発的に近いものであり、その程度はその時に寄るが、ひどいときには垂直定盤上で数 mm 程度光路がずれることもある。また長距離飛ばされていることにより、レーザー光のふらつき (ジッター) の影響も見過ごせない。

6.3.1 レーザーの監視方法

実は ATF2 にはレーザー光のドリフトやジッターをチェックするために、垂直定盤上の何箇所かにレーザー光のプロファイルをチェックできる CCD カメラが設置されていた。しかしジッターの影響が大きかったり、レーザー光を当てるターゲットの表面の形状にプロファイルが依存したり、調整が困難だったりという理由で、現在はそれらは使われておらず、いくつかは撤去されている。特に 174° モードの下 path の延長線上に設置されていたターゲットではジッターを確認することが期待されていたが、ミラー (M3L) を動かしてしまうと途端にモニターできなくなってしまうということだった。

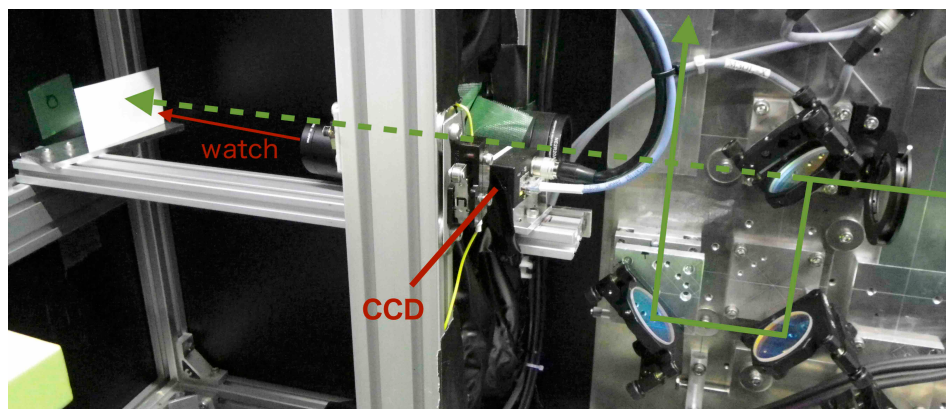


図 6.9: ドリフト監視 CCD カメラの設置の様子

もちろん IP に近い位置でレーザー光のドリフト・ジッターを確認した方がより IP に反映されるであろう正確なデータが得られることは確かであるが、主なドリフトソースがトランスポートラインであるとされていることから、筆者は垂直定盤にレーザー光が入った後ならある程度はドリフト・ジッターは評価できると考えた。そこで現存している CCD カメラをいくつか確認したところ、幸いにも MI-4 と MI-3 の延長線上にあるプロファイルをチェックする CCD カメラが動くことが分かった。図 6.9 は、この CCD カメラとその周辺の光学系の写真である。このように暗幕で仕切られた奥に、紙のターゲットに映し出されたレーザー光プロファイルを、CCD カメラでモニターするようになっている。ちなみにミラーの透過光を見ているため、レーザー光はハイパワーで打たないと (アテニューエーターを外さない) プロファイルは見られない。

レーザー光の入射光路は、入射位置 2 方向、入射角度 2 方向の合計 4 つの自由度があるため、2 地点でプロファイルを確認することで知ることができる。しかし残念ながら測定時間が限られていたもので、今回は図 6.9 での 1 箇所の測定に止まった。

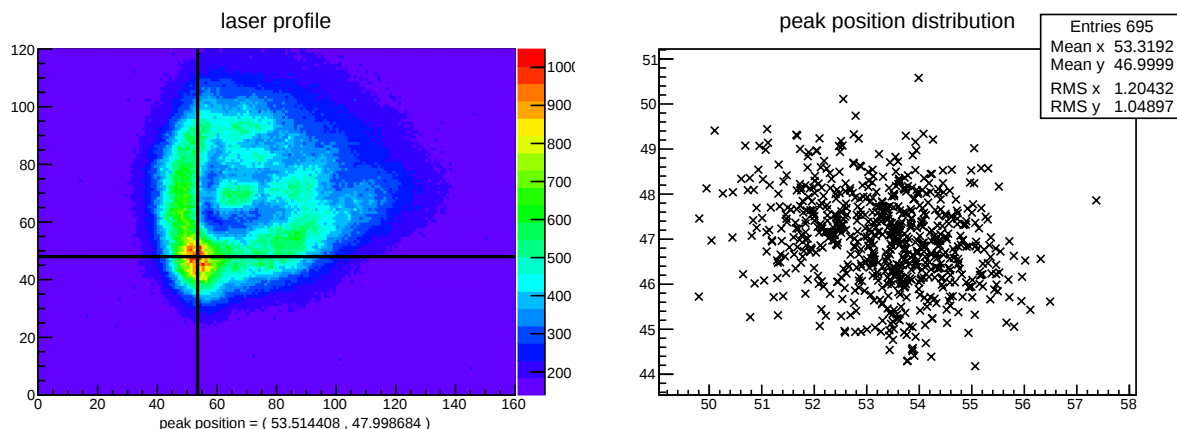


図 6.10: レーザー光プロファイルの一例とピーク位置の分布

レーザー光監視プログラムを作成し、その画面が図 6.10 である。左図は CCD カメラで観測したレーザー光のプロファイルである。横方向 (x 方向) は電子ビームに平行な向き、縦方向 (y 方向) は電子ビームに垂直な向きとなっている。ただし元のデータはノイズが多かったので、ここでは縦横共に 4 分の 1 に粗視化してノイズを減らしたものが表示されている。レーザー光のプロファイルは見ての通り非常に独特の分布をしている。幸運にも、紙ターゲットの表面への依存は少ないようで、レーザー光を振ると、プロファイルはおおよそ形を保ったまま平行移動するのを確認した。そこでレーザー光の位置を特定する方法として、強度の強い部分を探すという手法を採用した。詳しく述べると、まずプロファイルを超粗視化してピークのおおよその位置を探り出し、その周辺だけを抜き取って粗視化したプロファイルをガウシアンフィットした。ピーク周辺だけ切り取っても必ずしもガウシアン分布になっているわけではないが、ピークの位置を把握するだけならこれで十分と判断した。左図の 2 本の黒線の交点が得られたピークの位置を表している。左図のプロファイルは 1 秒弱程度ごとに更新される。

右図は左図で得られたピークの位置の分布である。レーザー光アライメント後の分布を記録しておけば、時間が経った後にそこからドリフトしたかどうかの確認ができる。またこの分布より、レーザー光のふらつきを評価することもできる。

垂直定盤の入射位置にあるミラーを振ると、レーザー光のプロファイルの移動も確認できる。そこでミラー (今回は MI-5) を振って何目盛り分動くかを調べて、図 6.10 の 1 目盛りの大きさを計算した。途中で reducer があることに注意すると、レーザー光が感じる MI-5 から紙ターゲットまでの実質的な距離は約 6.43 m である。^{*3} MI-5 を 0.5 mrad 動かしたところ、プロファイルは約 74.1 目盛り

^{*3} MI-5 から reducer までの距離を L_1 、reducer のレンズ間の距離を L_2 、reducer からターゲットまでの距離を L_3 、reducer の縮尺率を m とすると、転送行列は

$$\begin{pmatrix} 1 & L_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m & L_2 \\ 0 & 1/m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m & mL_1 + L_2 + L_3/m \\ 0 & 1/m \end{pmatrix}$$

りだけ移動した。レーザー光の回転角はミラーの回転角の 2 倍であることに注意すると、1 目盛りあたりの長さは、

$$6.43 \text{ m} \times 0.5 \text{ mrad} \times 2 / 74.1 = 86.8 \text{ } \mu\text{m} \quad (6.19)$$

であることが分かる。

6.3.2 レーザー光のドリフト

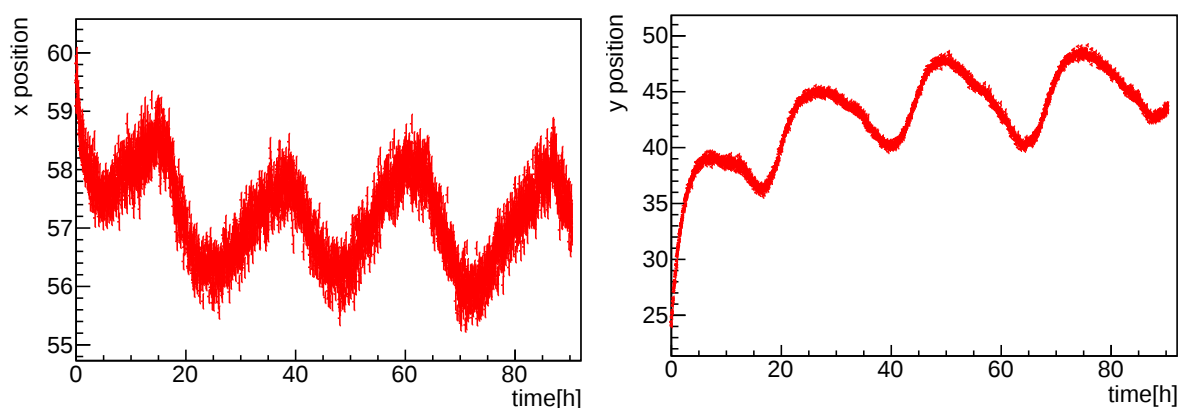


図 6.11: レーザーの位置の推移を観測したもの。左が x 方向で右が y 方向。縦軸の 1 目盛りは式 (6.19) より $86.8 \text{ } \mu\text{m}$ となっている。

図 6.11 は、レーザーを約 4 日間に渡り打ち続け、その位置を前述の方法で監視したものである。100 回の測定の平均・誤差を計算したものを 1 つのデータとして、プロットしている。開始時刻はだいたい 19 時 20 分ごろであった。これを見ると、レーザー光は最初ある程度ドリフトして、半日から 1 日程度してある周期に入るようことがわかった。最初のドリフトも、周期に入ってからの変化も、 y 軸方向の推移の方が x 軸方向よりも大きいことが分かった。周期はだいたい 1 日周期と見て良いだろう。

最初の 1 日の動きが大きいのは、レーザーボックス内に原因があると考えられている。これはレーザー光位置を安定化させるためにレーザー光の出射方向を制御しているスタビライザーの動きを見ると、最初の 1 日にのみ大きく変わっていった、その後安定しているからである。レーザーボックス内での原因としては、レーザーボックス内の温度やレーザー結晶の温度、Harmonic Generator 結晶の温度の上昇が有力候補である。

レーザー導入当初は、レーザーの温度管理としては、レーザーハットをエアコンで冷やしていたのみであった。しかしこの時は外気の影響が大きく、レーザーの温度は日周変動をしていた。そこで外気から遮断するため、レーザー定盤をビニールハットで覆って、その中の温度・湿度は精密温調で制御している。またレーザー内の様々なところに冷却水を通していている。そしてその精密温調や冷却水自体も外気に触れないような仕組みになっている。冷却水は、レーザーを冷やしているのは 2 次冷却水

となり、右上の要素が実質的な距離になる。今回の実験では、 $L_1 = 0.84 \text{ m}$ 、 $L_2 = 0.35 \text{ m}$ 、 $L_3 \simeq 1.75 \text{ m}$ 、 $m = 0.3$ である。

と呼ばれていて、2 次冷却水を 1 次冷却水で冷やす二重の構造になっている。1 次冷却水を循環させるチラーもエアコンの効いた部屋に置かれていて、1 次冷却水の温度の安定化を図っている。また精密温調もチラーと同じ部屋に置くことで、空気も外気から二重の構造で遮断を試みている。

このような様々な対策を施した結果、外気による日周変動の影響は 1 日目のレーザー自体の温度上昇による影響よりも小さく抑えられるようになった。最初の 1 日を過ぎた後は外気の影響で日周変動をしていると考えられるが、これはレーザーが外気から遮断しきれていない影響もあるかもしれないが、その他の可能性として外気の温度変化がトランスポートラインなどの光路に影響した結果であることも考えられる。トランスポートラインはコンクリート壁に沿って約 20 m もの距離があるので、外気の温度変化によるコンクリートの微妙な伸縮が観測されている可能性がある。

1 周期あたりの変化は、 x 方向は約 2 目盛り程度なので、だいたい 0.17 mm ほど動き、 y 方向は約 7 - 8 目盛り程度なので、0.7 - 0.8 mm もスクリーン上で動いていることが分かる。 x 方向のドリフトは、誤差と同程度なので無理に修正しなくてもよいだろう。一方 y 方向のドリフトに関しては、その影響は果たしてどの程度あるのかは定かではないが、誤差よりも明らかに大きくずれているのでできるだけ修正すべきである。

ミラーの角度は最小単位でだいたい $1/60000$ rad 振ることができる。これより計算すると、角度を最小単位分振ると、約 2.5 目盛りだけ動かすことができる。また、2 つのミラー (MI-4 と MI-5) を同じ方向に同じ角度だけ動かすことで、レーザー光を平行移動させることができる。ミラーを最小単位ずつ振った場合、約 0.3 目盛りの精度で動かせる計算になるので、この場合は機械の動作による制約はないと考えて良いだろう。

残念ながら今は 1 つの場所でのプロファイルしか分からないが、もう 1 つ CCD カメラを取り付けて同じように解析すれば、位置と角度のドリフトがそれぞれどの程度寄与しているのかを知ることができる。そして位置のドリフトの寄与が大きければ誤差範囲内程度までドリフトを修正することができるだろうし、角度のドリフトの寄与が大きくてもある程度は修正できるだろう。

6.3.3 レーザーのジッターについて

上の測定に用いたデータの RMS の平均を求めたところ、 x 方向には 1.43 目盛り、 y 方向には 1.31 目盛りとなった。これはつまり、スクリーン上で x 方向には $124\ \mu\text{m}$ 、 y 方向には $114\ \mu\text{m}$ 程度ジッターしているということである。レーザー光の RMS 径は、表 6.1 での入射光を reducer に通したもののより、 x 方向に 0.90 mm、 y 方向に 1.08 mm となる。よってレーザー径に対するジッターの大きさは、 x 方向に 13.8 %、 y 方向に 10.6 % 程度である。

今回は 1 箇所では測定できていないので、位置のジッターと角度のジッターがそれぞれどの程度の大きさであるか分からない。これより IP でのジッターを見積もるには材料が足りない。もう 1 箇所でプロファイルを同時に測定すれば、位置・角度のジッターがそれぞれどの程度かを知ることができるので、IP でのジッターも計算できるようになるだろう。

第7章 セットアップの改善

4章、5章では新竹モニターのセットアップについて述べてきた。しかしこれだけでは不十分で、測定に乗る系統的な誤差を減らすために、さらにいくつかの手順を踏む必要があることが新たに分かった。それについてこの章では書いていく。

7.1 収束レンズの位置について

収束レンズの位置は、レーザーワイヤースキャンでレーザー光径を測定することで、IP にウェストが来るように調整していた。しかしレーザーワイヤースキャンによるレーザー光径の測定は誤差が多く、収束レンズが正しい位置にセットされていない可能性がある。そこで、まずは収束レンズがずれた位置に設置されてしまうことによる影響を考える。そして最終的には実際に干渉縞を形成させて、ビームサイズ測定をすることによって、レーザーワイヤースキャンによる収束レンズスキャンよりも実践的な収束レンズスキャンを行い評価していく。

7.1.1 収束レンズの位置がずれてしまうことによる影響

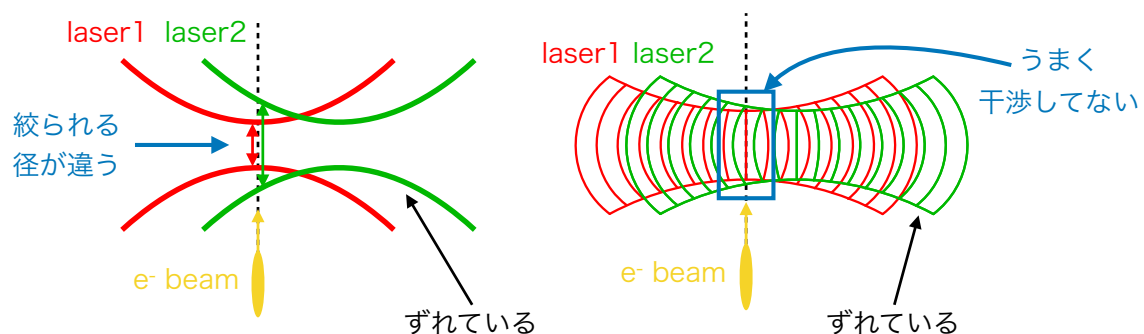


図 7.1: 収束レンズが正しくセットできないことの影響。赤レーザー光が正しくセットされていて、緑レーザー光がずれてセットされているとした。左図では2本のレーザー光強度の違い、右図では波面の歪みの影響を表している。図では分かりやすさのために交差角を 180° にしているが、本質は同じである。

収束レンズが正しくセットされないときの影響として、1つは上下のレーザー光強度が異なってしまうことが挙げられる (図 7.1 左)。収束レンズが合っていないと絞られるレーザー径が変わってくるので、当然2本のレーザー光強度にも違いが出て、これはビームサイズに影響を及ぼすものとなる (具体的な計算は次章)。

もう1つは、波面の歪みの影響である (図 7.1 右)。理想的にはIP 近傍において上下レーザー光の波面はほぼ水平方向になるはずであるが、収束レンズが正しくセットされないと、図のように波面が歪んで、干渉縞の形成に影響が出ると考えられる。

7.1.2 ガウシアンビームを仮定したときの理論的な計算

Modulation depth Reduction factor

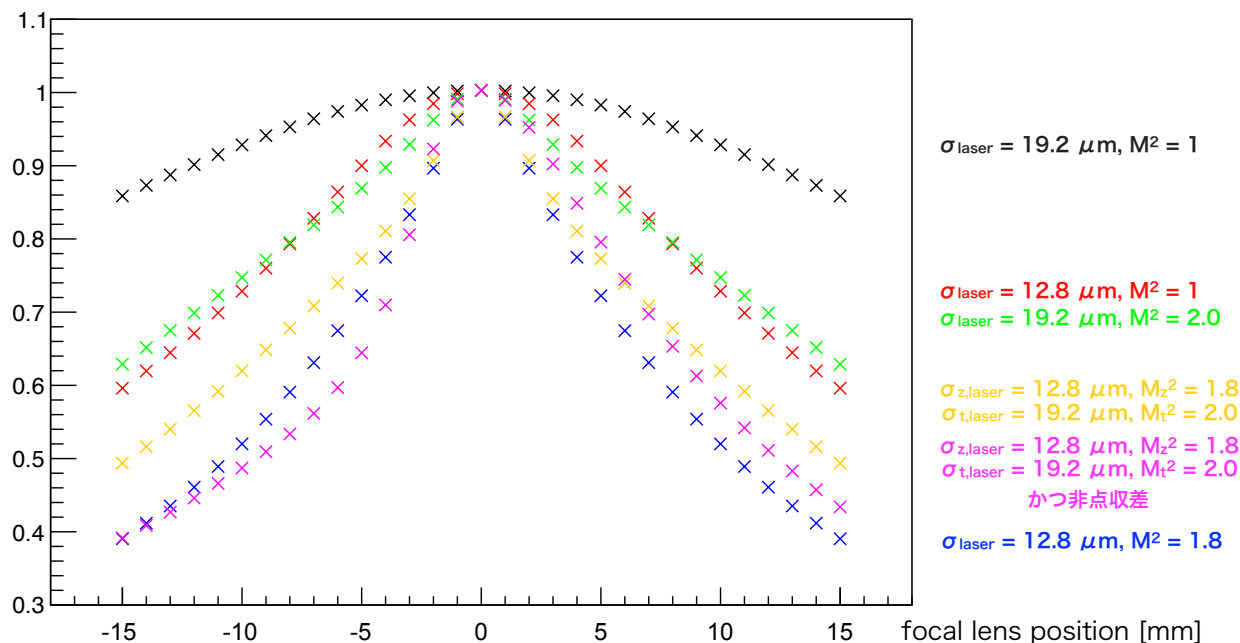


図 7.2: フリンジスキャンを用いた収束レンズスキャンをしたときの理想的な Modulation depth の補正值

上で考えた影響はある程度理想的なガウシアンビームを仮定すれば計算できる。そこで Modulation depth 測定を利用した収束レンズスキャンをしたときのシミュレーションを行った。今回のシミュレーションでは上 path の収束レンズは正しい位置にあるとして、下 path の収束レンズを ± 15 mm 動かしたときのことを考えた。その結果のグラフが図 7.2 である。横軸は下 path のレンズの位置で、0 のときが正しい位置であるとしている。縦軸は、Modulation depth の減少率である。

まず黒点と赤点は理想的な $M^2 = 1$ のガウシアンビームの場合である。黒点はレーザー光の RMS 径が $19.2 \mu\text{m}$ (6 章で得られた横方向のウェストサイズ)、赤点は $12.8 \mu\text{m}$ (6 章で得られた縦方向のウェストサイズ) としている。黒と赤で挙動が大きく異なるのは、レイリー長さの違いによるものと考えられる。黒のセットアップではレイリー長は 8.7 mm、赤は 3.9 mm である。

次に、緑点と青点は 6 章で得られた M^2 値を採用したガウシアンビームの場合である。緑のレイリー長は 4.4 mm、青のレイリー長は 2.2 mm である。ここまでの 4 つを比較すれば、レイリー長は Modulation depth 減少率の重要なパラメーターであり、レイリー長は長いほど良いことが分かる。

さらにレーザー光を実物に近づけたモデルが黄色と赤紫色のプロットである。黄色は 6 章で得られた縦横のビーム径、 M^2 を再現したものである。赤紫色はさらに非点収差まで考慮に入れたもので、現在考えられる範囲で最も現実のレーザー光に似せたモデルである。図のように、非点収差を考慮に入れると左右に非対称になることが分かった。そして Modulation depth の減少率を 1 割以内に抑えるにはレンズは 2 - 3 mm 以内の精度で合わせる必要があることがわかる。

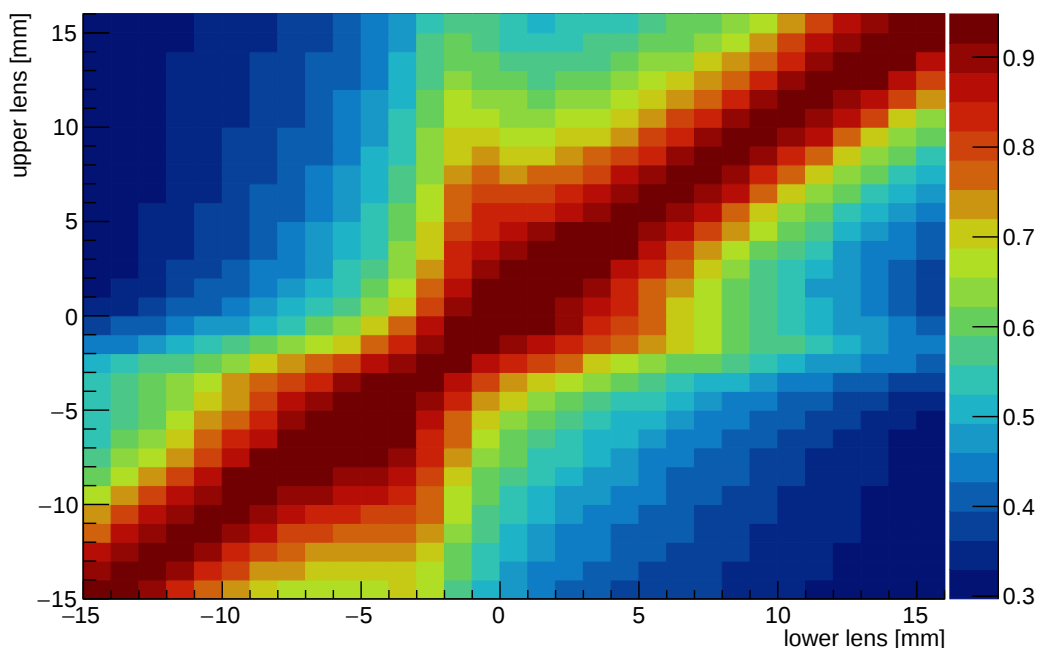


図 7.3: 2次元収束レンズスキャン

先の例では上 path の収束レンズは正しい位置にあるとしたが、実際は上下 path とも収束レンズが正しい位置にある保証はない。そこで上下 path の 2次元収束レンズスキャンをする必要があるように思える。図 7.3 はそのシミュレーションで、Modulation depth の相対的な大きさを表している。横軸は下 path の収束レンズの位置、縦軸は上 path の収束レンズの位置である。そして、上下 path とも 0 mm のところが正しいレンズの位置としている。これを見ると、収束レンズが必ずしも正しい位置になくとも、上下の収束レンズが IP から等距離にありさえすれば Modulation depth は低下しないことが分かる。これは IP から等距離にあれば、上下 path で強度の違いはなくなり、また波面も上下で同じように歪むのでその影響は相殺されるからであると考えられる。これより、理論的には 2次元でスキャンする必要はなく、1次元スキャンのみで「良い」位置を探すことができる。

7.2 IP の正確性について

7.2.1 レーザーワイヤースキャンの正しい使い方

コンプトン散乱を適切に起こさせるために、電子ビームとレーザー光の位置を合わせるという手順が必要なのであった。レーザー光を合わせる方法は、前述の通り、まず IP スクリーン上で電子ビームとレーザー光の位置を確認し、電子ビームとレーザー光のプロファイルが重なるように最後のミラーを振って調節していた。ただそれだけでは系統的にずれてしまう可能性があるので、レーザーワイヤースキャンを利用して合わせていたのであった。

このように電子ビームとレーザー光の相対位置を調節するシステムは、電子ビーム、レーザー光共

に長時間運転していくうちにその状態が変化していってしまうから欠かせないものである。レーザーワイヤスキャンは、頻繁にドリフトを起こしているレーザー側を調整することで修正しようというもののだが、電子ビームの状態は変えないのでビームサイズに悪影響を及ぼす心配はないという点でも優れている。

しかしよく考えると、本来 IP の位置は設計の段階で決まっているはずで、レーザー光の位置も予め IP の位置を通るようになっていなければならないはずである。よって本当はレーザーワイヤスキャンには、IP スクリーンで分解能や系統誤差の観点から合わせきれなかった範囲での調整を、より精度良く合わせる以上の意味を持たせてはならないのである。

だが昔は電子ビームを IP に精度良く合わせるができず、コンプトン散乱を起こすためにレーザー光側をずらして対応する必要があった。またレーザーワイヤスキャンを過信している側面があり、最初の調整の段階で、電子ビームが正しく IP を通っているかの確認を怠っていた。レーザーワイヤスキャンで合わせてうまく反応が見られたなら、IP 近傍にセットできたとしてそれ以上問題にすることはなかった。さらに、逆に IP スクリーンでの調整を軽んじてる傾向があった。そしてなんと、IP スクリーンがうまく IP にセットできていなかった。これは上下 path のレーザー光を正確にアライメントしたときに上下レーザー光が IP スクリーンの異なるところに見えていたことから明らかであった。今まで上下レーザー光の位置は IP スクリーン上で重なっていなかったのも、電子ビームを持って来る適切な位置がわからないままであった。後の検証では、これが原因で、正しい IP から最大で mm オーダーでずれたところで調整をしていたことが分かった。

7.2.2 正しく IP にセットできていないことの影響

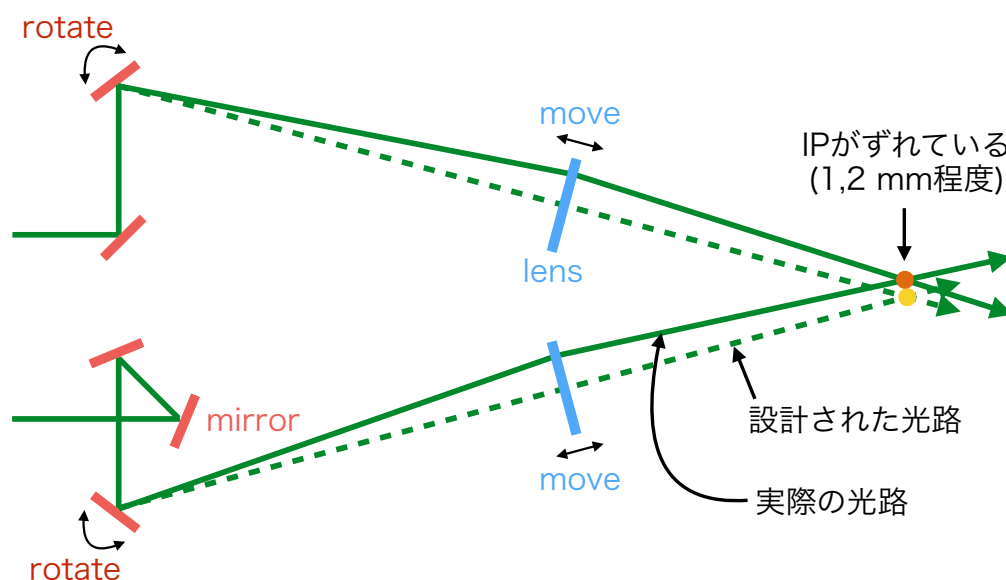


図 7.4: 設計された光路と実際の光路

では今まで軽んじられてきた IP のずれはどのような影響を測定に及ぼしうるであろうか。

図 7.4 は 30° モードにおけるずれの様子を表したものである。

本来は IP は黄色の点の位置にあり、レーザーワイヤスキャンによる調節で点線の光路に合わせ

られるはずである。そして収束レンズの位置をスキャンすることで、IP にレーザー光のウェストがくるようになるはずであった。

しかし IP がずれて、例えば図のように橙色の点に電子ビームがセットされてしまうと、レーザーワイヤースキャンの結果、実線の光路のようにずれたところを通ってしまう。そしてこの状態で収束レンズを動かしても、もはや正しい位置にセットされることは期待できないだろう。

ではこのようなセットアップではどのような理由で測定に影響が出るだろうか。まずは収束レンズの位置のずれの影響だろう。それは前節で見た通りである。

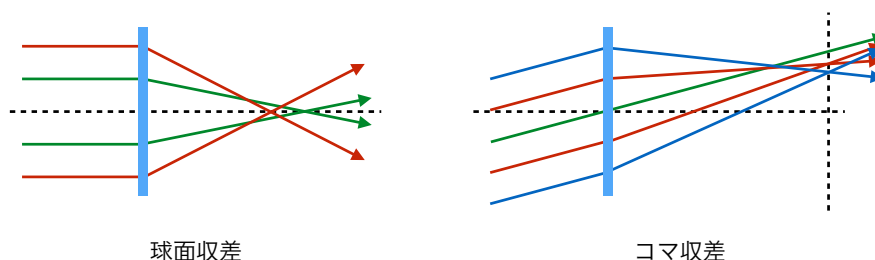


図 7.5: 球面収差 (左) とコマ収差 (右)

他にはレンズの中心をレーザーが通ってないことも測定に影響すると考えられる。考えられる可能性として、球面収差やコマ収差が挙げられる (図 7.5)。球面収差とは、図のようにレンズの中心からの距離の違いによって、その焦点が前後にばらつく収差である。またコマ収差とは、図のように斜めに入射した光が、中心からの距離によって異なる位置で像を結んでしまい、尾を引くようなプロファイルになってしまう収差である。これらの収差によって、上下レーザーのプロファイルが違う形になり、波面が上下ともそれぞれ違う歪め方をされてしまうと、干渉縞にも影響が出ると考えられる。

7.2.3 収差の影響を減らすセットアップとその効果

上記の影響をなくすには、IP スクリーンの位置を直せば良い。しかし当時はスクリーン挿入器が完全に垂直定盤に固定されていて、ビーム運転までに IP スクリーンを微調整するシステムの導入が間に合わなかったので、代わりに図 7.6 のような光路を考えることで収差の軽減を試みた。

球面収差とコマ収差はともにレンズの中心を通せばその影響は大幅に軽減できる。そこで図のようにさらに 1 つ手前のミラーからあえて光路をずらして、レンズの中心を通すようにした。レンズの可動軸とは微妙に異なるので、レンズを動かすと光路はレンズの中心を通らなくなるが、その影響の程度は未調整のときよりもずっと小さいと考えられる。

そこで、実際に収差修正前と修正後とで実際に Modulation depth を測定することにより収束レンズスキャンを行ってみた。その結果が図 7.7 である。これは 30° モードで測定したときの結果である。ビームの条件としては、修正前後とも 174° モードでギリギリ観測ができる程度に絞られていた。30° モードで測定を行ったのは、174° モードで観測できる程度に電子ビームが小さくなれば、30° モードでは電子ビームサイズによる Modulation depth の違いが小さくなるからである。またある程度 Modulation depth が高い値になるセットアップで実験を行った方が、変化がより見やすいという理由もある。緑線で示されているのは、収差修正後のプロットに近くなるように電子ビームサイズを

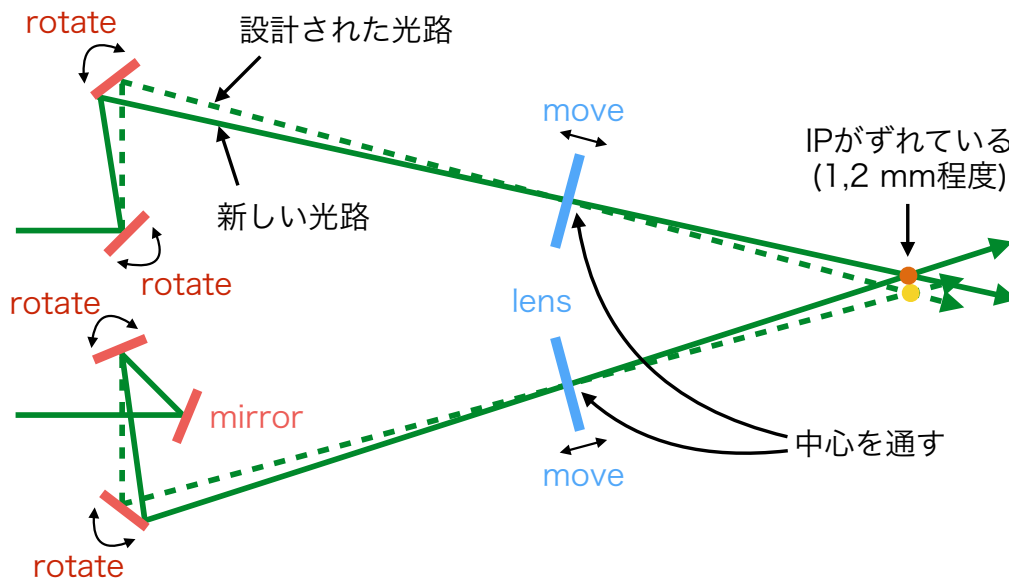


図 7.6: 設計された光路と、収差を減らすために考えられた光路

設定したときの理論線である。ここでは電子ビームサイズは 85 nm とした。

この結果を見ると、全体的に収差修正後の方が修正前の値を上回っているように見える。しかし残念ながら確保できたビームタイムの問題で、今回の実験では収差修正前と修正後で、全く同じ電子ビーム条件下で実験を行うことはできなかった。30° モードでは 100 nm 以下の電子ビームに対しての感度が良いわけではないが、ある程度は電子ビームサイズの違いが測定に表れてきてしまう。従って、この結果は実は収差修正後のときの電子ビームサイズが小さかっただけであった可能性も否定できない。しかし、収差修正後の分布の方がレンズに位置に対してゆるやかに変化して、レンズの位置の許容範囲が広く取れそうであったことから、収差の影響が多少はあるという期待を高めさせてくれて、IP スクリーンの正確な位置合わせをする計画を後押しすることにはなった。

7.2.4 IP スクリーンの位置の調整

IP スクリーンでの調整は多少の系統誤差を持つてしまう可能性を孕むものの、電子ビームを持って来る位置や、上 path のレーザーの電子ビーム軸方向の位置など、現状 IP スクリーンでしかセットできないことも多く、その意義は大きい。

そこで IP スクリーン挿入器の土台を取り替え、さらに左右からネジで押し当てることによって位置を微調整できるようにした。こうして調整した結果、電子ビームの位置 (IP) を今までよりも格段に良い精度で決めることができ、適切にアライメントすれば 30° モードと 174° モードの上下レーザー光は、IP の位置から半径 0.15 mm 以内に来るようになった。また 30° モードと 174° モードの収束レンズはムーバーごと一度取り外し、光路に対して平行にムーバーが動くように調整し直した。これは、ムーバーを可動範囲の端から端まで動かしてもスクリーンに映るレーザー光の位置が変わらないようにすることで確認した。^{*1}

^{*1} 2° - 8° モードに関しては、レーザー光が収束レンズの中心から外れたところに入射するので、収差の影響が大きく、

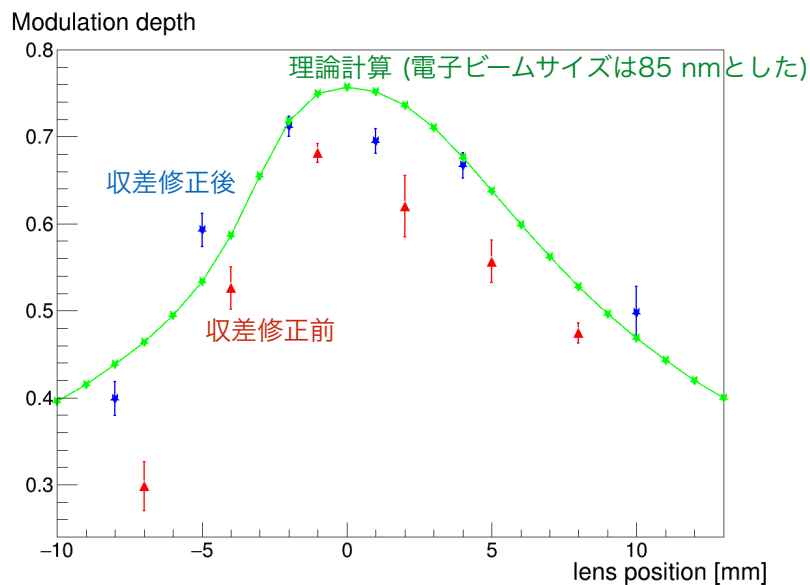


図 7.7: 収差修正前と修正後と理論線の収束レンズスキャン

7.2.5 IP スクリーン調整の成果・レーザー光ドリフトの影響

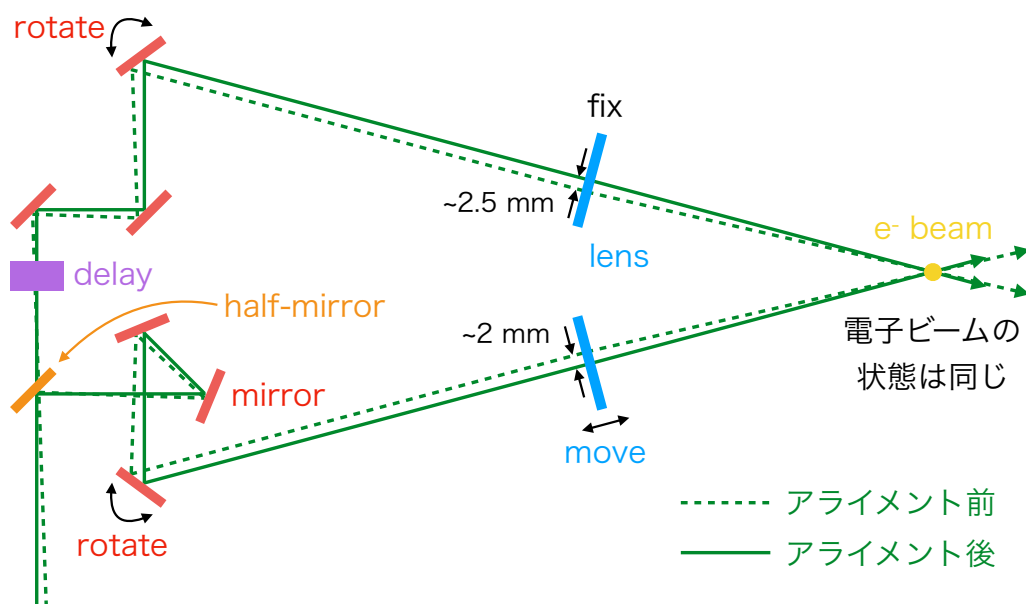


図 7.8: ドリフトによってずれた光路と正しく修正した後の光路

IP スクリーン調整後のビーム運転のシフトの際、レーザー光が 30° モードのレンズで上 path が中心から約 2.5 mm、下 path が中心から約 2 mm ずれていることがあった。ビーム運転前にレーザー

収束レンズを動かすとスクリーン上の位置も動いてしまう仕様になっている。よって原理的に良い位置を探すことができないので、レーザー光の位置も精度良く合わせてはいない

光のアライメントはしたので、このずれはレーザー光が時間経過とともに自然とドリフトした結果である。そこで、このレーザー光がドリフトしてずれた状態と、レーザー光を正しい光路にアライメントし直した状態とで Modulation depth 測定による収束レンズスキャンを行って比べることにした。

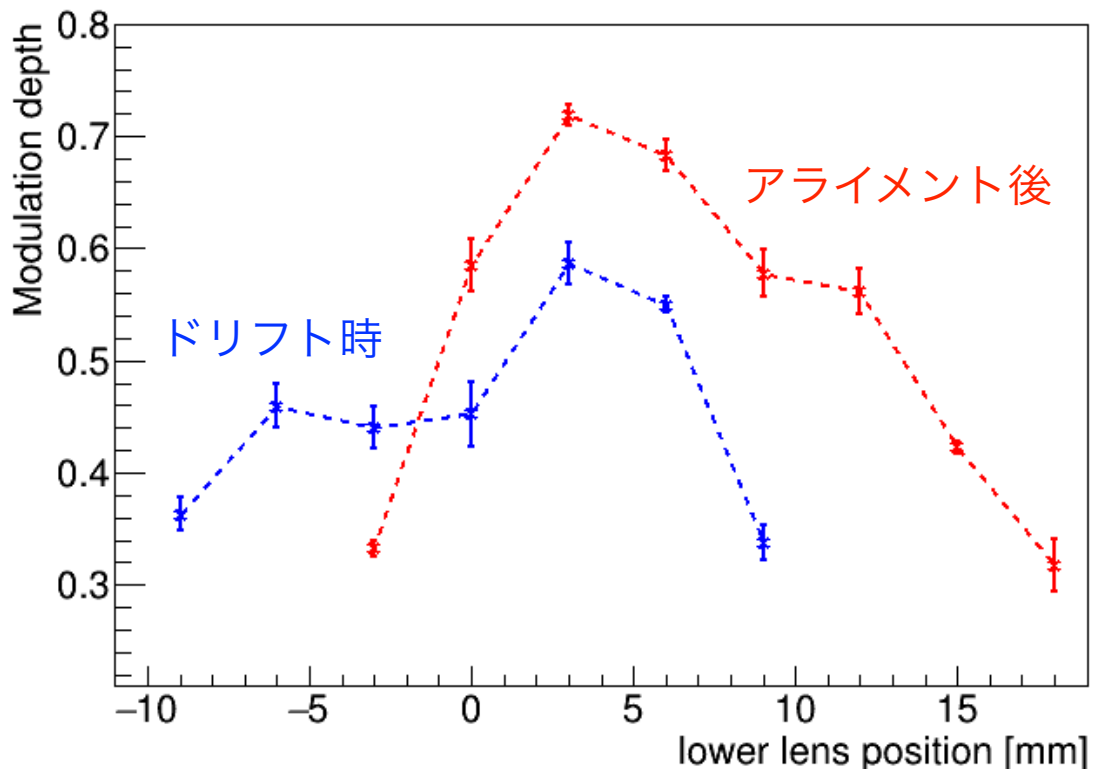


図 7.9: アライメント前後での収束レンズスキャン

結果のグラフが図 7.9 である。アライメント前後での Modulation depth の最大値で比較すると、明らかにアライメント後の方が良くなっている。図 7.7 の実験の時は、間に別のグループの実験を挟んでしまったため、電子ビームの状態を同じと見做せず単純比較できなかったが、今回の実験では連続でデータを取ったので、電子ビームの状態は実験を通してほぼ一緒であったといえよう。アライメント前後での違いは、レーザー光がレンズの中心を通っているかどうかの違いであり、収差の有無の違いであった。よって今回の結果から、球面収差やコマ収差はビームサイズ測定に無視できない程度に影響しうることが分かった。

さらに注目しておきたいのは、この光路がずれた状態が、自然のレーザー光ドリフトで起きたということである。つまり良い条件で測定するためには、レーザー光のドリフトを監視しなければならないということも言える。章の順番は逆になってしまったが、この実験結果によって 6.3 節で述べたレーザー光ドリフトの監視の重要性が上昇したという経緯になっている。

7.3 系統誤差を抑えるための新たな測定手順のまとめ

ここまでで、レーザー光のドリフトによる光路のずれを、レーザーワイヤースキャンで対処してしまうと系統的に Modulation depth が減少してしまうことが分かった。そしてその原因は、レンズの

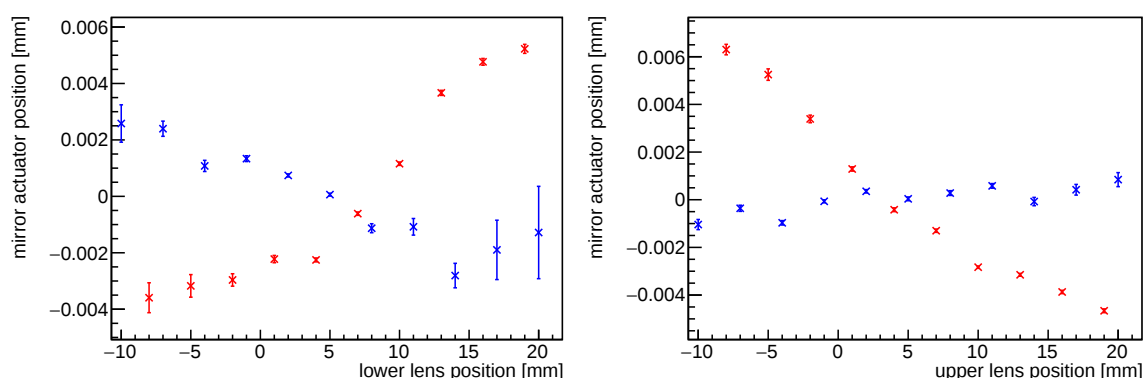


図 7.10: 各レンズの位置でレーザーワイヤスキャンをしたときのミラーアクチュエーターの相対位置の比較。赤が IP スクリーンの位置調整をする前、青がした後。左は 30° モードの下 path、右は 30° モードの上 path

中心を通らないことによる球面収差やコマ収差にあることも分かった。よってこれらにケアした新たな調整が今後は必要であろう。以下そのための手順を記していく。

レーザー光アライメントはそれなりの時間を要するので、電子ビーム運転前にある程度準備しておく必要がある。まずは今まで通りにレーザー光が通っていく場所から順にアライメントしていく。そして IP に入る前の最後のミラーは、IP スクリーンを見ながら、レーザー光が決められた IP を通るように調整する。その状態で収束レンズを動かしてみる。このとき IP スクリーン上でレーザーが動いたら、それはミラーの中心を垂直にレーザー光が飛んでない証拠である。これを修正するにはより上流側のミラーを微調節すればよい。特に反射してからの直線距離が短いミラーは、もともと目視でのアライメント精度が良くないので、そこで調整すれば目視でのアライメント精度を保ったまま収束レンズに入射する位置・角度を変えられる。こうして 30° モード、 174° モードでは少なくとも、収束レンズの中央を垂直にレーザー光が通るようにする。事前の準備はこれで完了である。

次に電子ビーム運転を始めて、いよいよ新竹モニターを使ってビームサイズチューニングを始める直前に、またトンネル内に入って確認するべきである。収束レンズの位置を動かしてみて、レーザー光が IP スクリーン上で動いたら、それはレーザー光ドリフトしてしまった証拠である。ドリフトの原因はトランスポートラインでの光路の変化の影響が大きいとされているので、ここでのアライメントは垂直定盤上のミラーをいじるよりも、垂直定盤に入射する手前の 2 つのミラー (MI-4 と MI-5) で入射位置と角度を調整するのがよいだろう。

まずはアイリス絞りをほどよく小さくなるように絞って、IP スクリーン上でレーザー光がほぼ点に見えるようにする。この状態でまた収束レンズを動かして、スクリーン上のレーザー光が動かないように、MI-4 か MI-5 のどちらか片方のミラーを調節する。これによって、入射角度が合うことになる。

そして次はアイリス絞りを開き、プロファイル全体が IP スクリーンに映るようにする。この状態で再び収束レンズを前後させて、プロファイルの位置の変化を確認する。プロファイルが動くのは、レーザーの入射位置がずれていることを意味しているので、MI-4 と MI-5 を同じ角度だけ回転させ

て、入射光を平行移動させる。そうしてプロファイルが動かなくなれば、ようやく高精度でアライメントできたことになる。

IP スクリーンを調整する前は、レンズの位置によってレーザーワイヤースキャンや Z スキャンのピークの位置が大きく動くことが知られていた。これはレンズの中心を通る垂直線上に電子ビームが来てないことを意味する。このためレーザーワイヤースキャンや Z スキャンをしたときにレンズの中心から少し外れたところでスキャンのピークが来てしまい、レンズを動かすとその位置が変動してしまうということだった。IP スクリーンを調整してからは、レンズの位置を動かしても、各スキャンでのミラーアクチュエーターの動きは減った。図 7.10 はそのデータである。図は、下 path のレンズを動かしたときの、レーザーワイヤースキャンのミラーアクチュエーターの位置である。赤が IP 調整前、青が調整後で、見比べるとどちらの場合も調整後の方が変化の程度が小さいことが分かる。これはレンズの中心を通る光がより電子ビームに近づいた証拠である。

現在のセットアップで精度良く行うには、このように一度電子ビームを止めてトンネル内に入る必要があるので手間がかかるが、6.3 節で述べたように 2 つの CCD カメラでうまくドリフト監視ができたなら、遠隔操作でドリフトを修正できることになるので、今後に期待したい。

第 8 章 新竹モニターでの系統誤差の評価

6 章ではレーザー光がどのようなものかを確認して、7 章では測定に乘る系統誤差要因の 1 つの排除に努めた。この章ではそれらの結果、現状測定においてどの程度系統誤差が乗ってしまうかについて考える。具体的には理想的なセットアップでの Modulation depth を M_{ideal} 、補正後の Modulation depth を M_{corr} としたときに、

$$M_{corr} = C \cdot M_{ideal} \quad (8.1)$$

によって定義される補正值 C を求めていく。ただしここでの議論は、レーザー光を平面波だったりガウシアンビームだったり、ある程度理想化して議論しているものがほとんどである。よって必ずしも計算結果通りに系統誤差の影響があるとは言えないが、系統誤差のオーダーを見積もる役立てぐらいにはなるであろう。

8.1 レーザー光の偏光状態について

新竹モニターのレーザー光は、生成時から水平方向の偏光になっていて、これは垂直定盤上では s 偏光に当たる。この結果、電子ビームのローレンツブーストの効果より、干渉縞の強度を議論するときは磁場強度のみを考えればよいのであった。

しかし新竹モニターでは配慮はしているものの、複数のミラーで反射されて IP に到達するため、偏光が途中でずれてしまっている可能性がある。そこでまずは一般偏光状態ではどのような反応になるのかを見てみよう。

8.1.1 理論的な計算

一般偏光状態は、電場・磁場共に s 偏光成分と p 偏光成分の和として記述できる。よって実験室系の 2 本のレーザー光の電磁場は次のように書ける。

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{1s} + \mathbf{E}_{1p} \quad (8.2)$$

$$\mathbf{E}_{1s} = E_s(0, 0, 1) \cos\left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2}\right) \quad (8.3)$$

$$\mathbf{E}_{1p} = E_p(-\sin\phi, \cos\phi, 0) \cos\left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2}\right) \quad (8.4)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{2s} + \mathbf{E}_{2p} \quad (8.5)$$

$$\mathbf{E}_{2s} = E_s(0, 0, 1) \cos\left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2}\right) \quad (8.6)$$

$$\mathbf{E}_{2p} = E_p(\sin\phi, \cos\phi, 0) \cos\left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2}\right) \quad (8.7)$$

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_{1s} + \mathbf{B}_{1p} \quad (8.8)$$

$$\mathbf{B}_{1s} = E_s(\sin \phi, -\cos \phi, 1) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \quad (8.9)$$

$$\mathbf{B}_{1p} = E_p(0, 0, 1) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \quad (8.10)$$

$$\mathbf{B}_2 = \mathbf{B}_{2s} + \mathbf{B}_{2p} \quad (8.11)$$

$$\mathbf{B}_{2s} = E_s(-\sin \phi, -\cos \phi, 1) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \quad (8.12)$$

$$\mathbf{B}_{2p} = E_p(0, 0, 1) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \quad (8.13)$$

ただし、 s 偏光と p 偏光の位相差を φ とした。よってローレンツブーストされた電場は、

$$E_x^* = \gamma E_x - \gamma \beta B_y \quad (8.14)$$

$$\begin{aligned} &= \gamma E_p \sin \phi \left[-\cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) + \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \right] \\ &+ \gamma \beta E_s \cos \phi \left[\cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) + \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (8.15)$$

$$E_y^* = \gamma E_y + \gamma \beta B_x \quad (8.16)$$

$$\begin{aligned} &= \gamma E_p \cos \phi \left[\cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) + \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \right] \\ &+ \gamma \beta E_s \sin \phi \left[\cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) - \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (8.17)$$

$$\begin{aligned} E_z^* &= E_z \\ &= E_s \left[\cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) + \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (8.18)$$

従って、電子ビームの静止系での電場強度は、

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}^*|^2 &\simeq \gamma^2 E_p^2 \left[\cos^2 \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \right. \\ &\quad + 2 \cos \theta \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \\ &\quad \left. + \cos^2 \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \right] \\ &\quad + 2\gamma^2 \beta E_p E_s \sin \theta \left[\cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \right] \\ &\quad + \gamma^2 \beta^2 E_s^2 \left[\cos^2 \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \right. \\ &\quad + 2 \cos \theta \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \\ &\quad \left. + \cos^2 \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (8.19)$$

ただし、 $\gamma \simeq 2500 \gg 1$ として、 z 方向の電場の寄与を無視した。この時間平均を取ると、

$$\begin{aligned} \overline{|\mathbf{E}^*|^2} &\simeq \gamma^2 (E_p^2 + \beta^2 E_s^2) [1 + \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha)] - 2\gamma^2 \beta E_p E_s \sin \theta \sin(2k_y y + \alpha) \sin \varphi \\ &= \gamma^2 (E_p^2 + \beta^2 E_s^2) \left[1 + \sqrt{\cos^2 \theta + \frac{4\beta^2 E_p^2 E_s^2}{(E_p^2 + \beta^2 E_s^2)^2} \sin^2 \varphi \sin^2 \theta \cos(2k_y y + \alpha + \alpha_0)} \right] \end{aligned} \quad (8.20)$$

つまり、干渉縞のコントラストは、

$$Contrast = \sqrt{\cos^2 \theta + \frac{4\beta^2 E_p^2 E_s^2}{(E_p^2 + \beta^2 E_s^2)^2} \sin^2 \varphi \sin^2 \theta} \quad (8.21)$$

となる。 $\varphi = 0$ (線偏光) のときは第 2 項が消えて、2 章での計算に一致する。

$$Contrast_{line} = |\cos \theta| \quad (8.22)$$

式 (8.21) を見ると、線偏光から離れるにつれ、コントラストは上昇する。そして円偏光のときは、 $E_p = E_s, \varphi = \pi/2$ なので、

$$Contrast_{circle} = \sqrt{\cos^2 \theta + \frac{4\beta^2}{(1 + \beta^2)^2} \sin^2 \theta} \simeq 1 \quad (8.23)$$

と交差角 θ にほぼ依存しない形になる。

これだけ見ると、円偏光の光を用いた方が良いように思われる。しかし一般に、ミラー等の光学系は s 偏光と p 偏光とで反射率が異なるので、 s 偏光または p 偏光で運搬しないと反射されるたびに偏光状態が変わってしまう。そもそも $2^\circ - 8^\circ$ モードと 174° モードでは $|\cos \theta| > 0.99$ なので、わざわざ扱いにくい円偏光にするメリットはない。 30° モードに関しても Modulation depth の値が 15% 程度増えるだけである。もし円偏光にするなら、IP に入射する直前に $1/4$ 波長板で上下 path をそれぞれ円偏光化するのが現実的であろう。ただ、 $1/4$ 波長板の設置角度による誤差が乗るリスクを考えて、ATF2 では採用していない。

8.1.2 偏光状態の測定

前小節より、もし ATF2 でのレーザー光が線偏光でないと、Modulation depth が増加していることになり、電子ビームを過小評価していることになる。その影響の程度は、Modulation depth の値が 30° モードでも最大で 15% 程度、 $2^\circ - 8^\circ$ モードと 174° モードでは 1% にも満たないぐらいしか増加しない。しかし ATF2 では、電子ビームが過大評価されている可能性があるとして達成した電子ビームサイズの上限值のみを出しているの、電子ビームが過小評価される要因があるのは非常に好ましくない。そこで今回はレーザー光が適切に垂直定盤上で s 偏光となっているかを調べた。

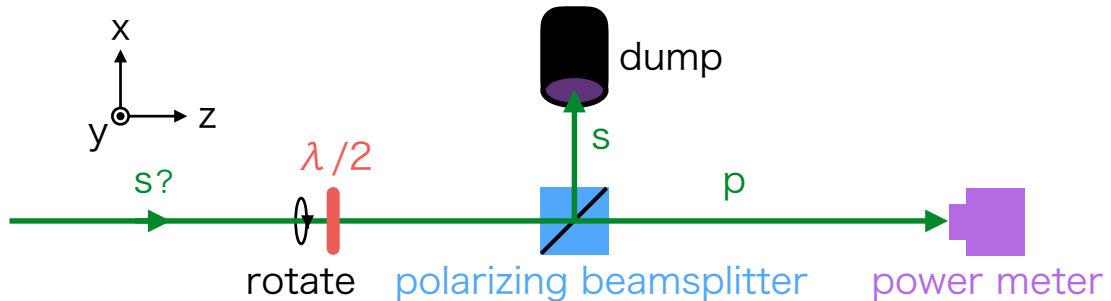


図 8.1: 偏光状態の測定実験の概略図

実験のセットアップは図 8.1 の通りである。まずレーザー光を $1/2$ 波長板に通し、偏光ビームスプリッターに入れる。今回用いた偏光ビームスプリッターは s 偏光を反射し、 p 偏光を透過させるもの

となっている。偏光ビームスプリッターの消光比^{*1}は透過光の方が良かったので、透過光の強度をパワーメーターで調べた。そして 1/2 波長板の角度を変えたときの透過光の強度の変化を調べた。

理論的に予想される結果

1/2 波長板は、レーザー光の偏光軸を、波長板の偏光軸に対して反転させる光学素子である。図 8.1 に書いてあるように x, y, z 軸を設定する。入射光の x, y 軸方向の電場をそれぞれ E_x, E_y として、波長板の偏光軸が x 軸から θ のところにあるとする。波長板の偏光軸に直行する電場成分のみが波長板で反転すると考えれば、1/2 波長板を通した後の x, y 軸方向の電場 E'_x, E'_y は、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (8.24)$$

となる。

よって入射光の電場を

$$E_x = E_{x0} \cos(\omega t - kz) \quad (8.25)$$

$$E_y = E_{y0} \cos(\omega t - kz + \varphi) \quad (8.26)$$

とすると、1/2 波長板を通過するレーザー光の電場を $(E'_x, E'_y, 0)$ とすれば、

$$E'_x = E_{x0} \cos 2\theta \cos(\omega t - kz) - E_{y0} \sin 2\theta \cos(\omega t - kz + \varphi) \quad (8.27)$$

$$E'_y = E_{x0} \sin 2\theta \cos(\omega t - kz) - E_{y0} \cos 2\theta \cos(\omega t - kz + \varphi) \quad (8.28)$$

透過光はパワーメーターで測られるレーザー光強度は、

$$\begin{aligned} I_{measure} &\propto \overline{|E'|^2} = E_{x0}^2 \cos^2 2\theta \overline{\cos^2(\omega t - kz)} + E_{y0}^2 \sin^2 2\theta \overline{\cos^2(\omega t - kz + \varphi)} \\ &\quad - 2E_{x0}E_{y0} \cos 2\theta \sin 2\theta \overline{\cos(\omega t - kz) \cos(\omega t - kz + \varphi)} \\ &= \frac{1}{2} E_{x0}^2 \cos^2 2\theta + \frac{1}{2} E_{y0}^2 \sin^2 2\theta - E_{x0}E_{y0} \cos 2\theta \sin 2\theta \cos \varphi \end{aligned} \quad (8.29)$$

よって直線偏光のとき、 $\cos \varphi = \pm 1$ なので、

$$\begin{aligned} I_{measure} &\propto \frac{1}{2} E_{x0}^2 \cos^2 2\theta + \frac{1}{2} E_{y0}^2 \sin^2 2\theta \mp E_{x0}E_{y0} \cos 2\theta \sin 2\theta \\ &= \frac{1}{2} (E_{x0} \cos 2\theta \mp E_{y0} \sin 2\theta)^2 \\ &= \frac{1}{2} E_0^2 \cos^2(2\theta \pm \phi) \quad (E_0^2 \equiv E_{x0}^2 + E_{y0}^2, \tan \phi \equiv \frac{E_{y0}}{E_{x0}}) \end{aligned} \quad (8.30)$$

のようになり、確かに特定の θ のときに $I_{measure} = 0$ となることが確認できる。また円偏光では、 $\cos \varphi = 0$ かつ $E_{x0}^2 = E_{y0}^2 = 1/2 E_0^2$ と書けるので、

$$I_{measure} \propto \frac{1}{4} E_0^2 \cos^2 2\theta + \frac{1}{4} E_0^2 \sin^2 2\theta = \frac{1}{4} E_0^2 \quad (8.31)$$

と θ に依らない定数になることが導かれる。

^{*1} 偏光素子に偏光軸を合わせた光を入れたときの出力強度 I_{max} と、そこから偏光方向を 90° 回転させた時の出力強度 I_{min} との比 (I_{max}/I_{min})。偏光素子の偏光精度の良さを表す。

測定結果とその考察

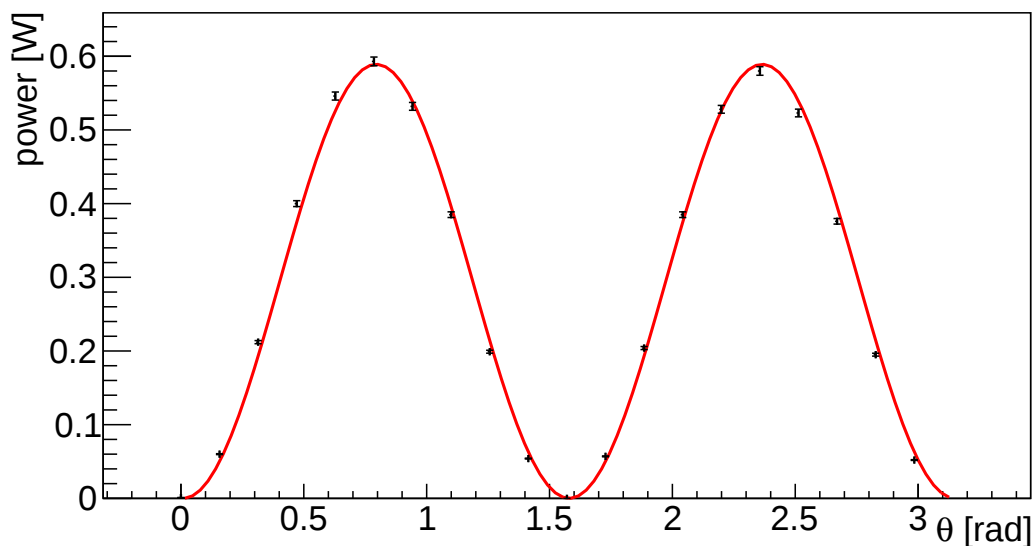


図 8.2: 1/2 波長板を回したときの透過光パワーの変化

図 8.2 は、実際に図 8.1 のセットアップで測定した測定点 (黒プロット) と、式 (8.29) を書き換えた次の式でフィットしたもの (赤線) である。

$$I_{\text{measure}} = I_x \cos^2 2\theta + I_y \sin^2 2\theta - 2\sqrt{I_x I_y} \cos 2\theta \sin 2\theta \cos \varphi \quad (8.32)$$

そしてフィットによって得られたパラメーターは表 8.1 のようになった。位相差 (楕円率) が誤差の

表 8.1: レーザー光の偏光特性

x 軸方向の入射光強度 I_x	$(1.5 \pm 2.2) \times 10^{-4} \text{ W}$
y 軸方向の入射光強度 I_y	$0.589 \pm 0.002 \text{ W}$
x, y 軸の入射光の位相差 φ	$0.0 \pm 0.2 \text{ rad}$
楕円率 (長軸と短軸の比)	0.000 ± 0.003
方位角 $\phi (= \arctan(E_{y0}/E_{x0}))$	$0.016 \pm 0.012 \text{ rad}$

範囲で 0 だったので、ATF2 でのレーザーは線偏光であると言える。よって測定において電子ビームを過小評価していることはないということが分かった。またレーザー光の偏光方向は、 s 偏光の向きから 1° 弱程度ずれていることも分かった。これによる測定への影響は特にはないと考えられる。つまりは偏光特性による Modulation depth 補正因子 C_{polarize} は

$$C_{\text{polarize}} = 100\% \quad (8.33)$$

である。

8.2 上下レーザー光の強度の違いについて

7章でも触れたが、上下レーザー光の強度が異なると測定に影響を及ぼす。7章では収束レンズの位置のずれによる影響を考えたが、実際はそれに加え、ハーフミラーの反射・透過率や、光路が上下に分かれた後のミラーによる減衰率の違い等も影響する。

8.2.1 理論的な計算

2章と同じで、

$$B_1 = B_1(\sin \phi, -\cos \phi, 0) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \frac{\alpha}{2} \right) \quad (8.34)$$

$$B_2 = B_2(-\sin \phi, -\cos \phi, 0) \cos \left(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} + \frac{\alpha}{2} \right) \quad (8.35)$$

のように2本の磁場強度を変えて計算すればよい。しかしそれでは冗長な計算になるので、ここでは直感的な説明にとどめておく。

干渉縞のコントラストを求めるには、干渉縞の強度の最大値 I_{max} と I_{min} を求めればよい。干渉縞の強度が最大・最小になるのはそれぞれ、2本のレーザー光が強め合う・弱め合うときである。よって

$$I_{max} \simeq (B_1 + B_2)^2 \quad (8.36)$$

$$I_{min} \simeq (B_1 - B_2)^2 \quad (8.37)$$

と予想されるので、

$$Contrast \equiv \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \simeq \frac{2B_1B_2}{B_1^2 + B_2^2} \quad (8.38)$$

と導出できた。ちなみに省略せずに計算していくと、交差角 θ も表式に登場して、

$$I \propto B_1^2 + B_2^2 + 2B_1B_2 \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha) \quad (8.39)$$

$$Contrast = \frac{2B_1B_2}{B_1^2 + B_2^2} |\cos \theta| \quad (8.40)$$

となっている。従って、上下 path のレーザー光強度をそれぞれ I_1, I_2 とすると、Modulation depth の補正值 C_{power} は、

$$C_{power} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (8.41)$$

と書ける。

8.2.2 ハーフミラーの性能

ハーフミラーが光を 50:50 に分けていなければ、上下レーザー光強度も当然変わってくる。そこで実際に ATF2 のメインパルスレーザーを用いてハーフミラーの性能を測定した。一般には s 偏光と

p 偏光とでは反射・透過率は異なるが、8.1 節よりメインパルスレーザーはほぼ s 偏光と見做してよいという結論だったので、特に波長板等は挟まずに、通常運転時と同じように s 偏光となるようにハーフミラーを設置した。そして入射光・透過光・反射光のそれぞれの強度を測定し、その割合から透過率・反射率を求めた。結果は次の表 8.2 の通りである。

表 8.2: ATF2 のハーフミラーの特性

透過率 (s 偏光)	$47.3 \pm 0.3 \%$
反射率 (s 偏光)	$52.8 \pm 0.3 \%$

8.2.3 ミラー・プリズムの反射率

ATF2 で用いているミラーは、メーカーによって s 偏光の反射率が 99% 以上あることが保証されている。しかしラフな測定で、下 path のレーザー光強度が上 path の約 1.3 倍あり、この差はハーフミラーだけでは説明できなかったのも、長年の使用によるミラーの劣化を疑った。

結論を述べてしまうと、光学遅延回路の調整が不十分だったことが一番の原因であった。光学遅延回路で、よくて減衰率 10% 弱、悪いときは 17% 程度も減衰していた。このように減衰率がふらついていたのは、入射レーザー光の位置にも光学遅延での減衰率が依存していたからだと思われる。光学遅延回路は 4.3 節に記したように、3 つの三角プリズムで構成されている。どうやらレーザー光が三角プリズムの端に近い場所を通ってしまったときに反射レーザー光強度が落ちてしまうようであった。また強度には関係ないが、三角プリズムのアライメントが不十分で、鉛直上方向に入射した光が一定の角度を持って取り出されてしまっていることも判明した。

そこで、三角プリズムの位置をできる限り正確に調整し直した。そして入射位置を変えたとき、光学遅延回路から出た光の強度が変わってしまわないかを調べた。MI-1 は良い精度で水平方向に平行移動させることができるので、MI-1 の位置を変えながら光の強度を調べた。パワーメーターは M1U を取り外し、その上方に設置した。

図 8.3 がその結果である。MI-1 の位置が 9.1 mm のとき (中央のプロット) が正しくアライメントされているときの位置である。結果を見ると、多少は入射位置に対する依存性も残っているようであるが、ビームサイズ測定に影響を与えるようなことはないと考えられる。

上下でのレーザー光強度の違いの主たる原因は光学遅延回路であったが、ミラーもメーカーが保証している反射率ほどよくはなかった。以下の表 8.3 は各光学系の反射率をまとめたものである。

8.2.4 考察

表 8.3 より、 174° の上 path の光強度は入射光強度の 39.0 %、下 path の光強度は入射光強度の 46.9 % となることが分かった。つまり、下 path の光の強度は上 path の 1.2 倍あるという計算になる。よって $I_2 = 1.2I_1$ を式 (8.41) に代入すると、

$$C_{power} = 99.6\% \quad (8.42)$$

と求まる。

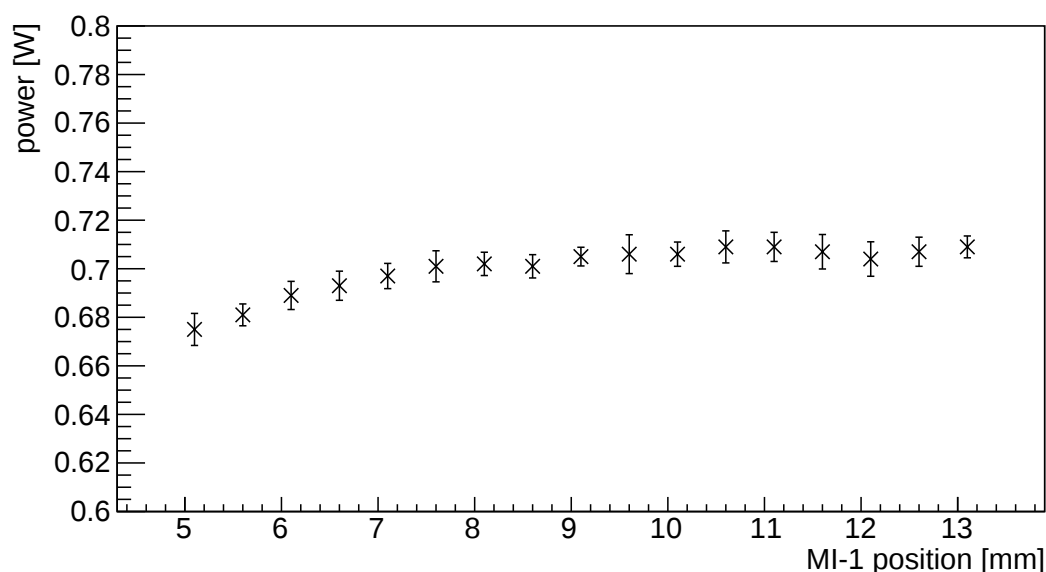


図 8.3: 入射光の位置と光学遅延を出た光の強度の関係。横軸は MI-1 の目盛り上の位置。

表 8.3: 各光学系の反射率。複数のミラーが書かれているのは、その全てのミラーを通過した時の反射率。

MI-1、MI-2、MI-3	$93.2 \pm 1.0 \%$
ハーフミラーの透過率 (再掲)	$47.3 \pm 0.3 \%$
ハーフミラーの反射率 (再掲)	$52.8 \pm 0.3 \%$
M1L、M2L、M3L	$95.4 \pm 1.1 \%$
光学遅延回路	$95.6 \pm 1.4 \%$
M1U、M2U、M3U	$92.8 \pm 0.5 \%$

ただ、これは収束レンズがともに正しい位置にあったときの値であり、収束レンズの位置がずれば Modulation depth の減衰率も変わる。

8.3 レーザー光のアライメント精度について

レーザー光は最終的にはレーザーワイヤスキャンと Z スキャンによってその位置が調整される。レーザーワイヤスキャンでは電子ビームに対して垂直な平面上、Z スキャンでは電子ビームの進行方向にレーザー光を振っていてレーザー光を交差させているのであった。山口氏の計算 [7] によると、レーザー光の電子ビームに対して transverse 方向のずれによる Modulation depth の補正値を

$C_{t,pos}$ 、longitudinal 方向のずれによる Modulation depth の補正値を $C_{z,pos}$ とすると、

$$C_{t,pos} = \left[\cosh \left(\frac{l_1^2}{4\sigma_{t,laser}^2} \right) \right]^{-1} \quad (8.43)$$

$$C_{z,pos} = \exp \left(-\frac{z_0^2}{8\sigma_{z,laser}^2} \right) \quad (8.44)$$

と表記できる。ただし $\sigma_{t,laser}, \sigma_{z,laser}$ をそれぞれ transverse 方向と longitudinal 方向のレーザー光 RMS 半径、 l_1 を transverse 平面で見たときの 2 本のレーザー光と電子ビームの中心との距離の差、 z_0 を 2 本のレーザー光の IP における longitudinal 方向のずれとしている。またこの計算では電子ビーム、レーザー光ともに IP 近傍ではその大きさは変わらず、プロファイルがガウシアン分布をしていると仮定している。

さて、レーザーワイヤスキャンではラフに合わせているときはだいたい $l_1 < \frac{1}{3}\sigma_{t,laser}$ だが、測定時間が比較的時間がかかるので、 $z_0 < \frac{1}{3}\sigma_{z,laser}$ 程度までには合わせられる。このどちらを式 (8.43) に代入しても

$$C_{t,pos} = 100.0\% \quad (8.45)$$

となる。

一方、Z スキャンは比較的時間がかかるので、 $z_0 < \frac{1}{3}\sigma_{z,laser}$ 程度が調整精度の限度とすると、

$$C_{z,pos} > 98.6\% \quad (8.46)$$

となる。

8.4 干渉縞内での電子ビームサイズ変化について

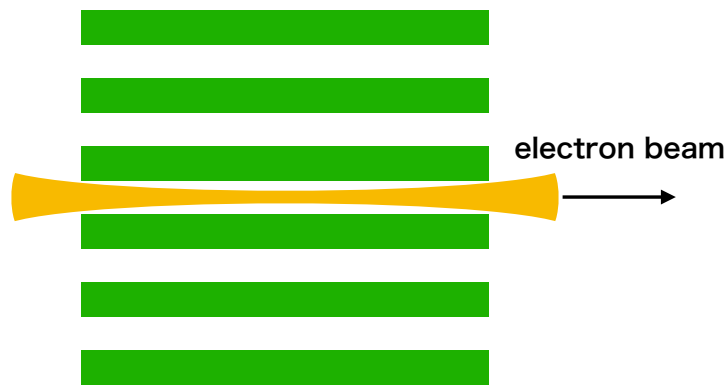


図 8.4: 電子ビームサイズが干渉縞中で変化するイメージ

レーザー光は収束レンズで絞られるが、電子ビームの方も Final Doublet で絞られて IP に入る。IP から離れると電子ビームのサイズは大きくなる。干渉縞は電子ビームの進行方向に有限の広がりを持っているので、干渉縞の範囲内でビームサイズの変化が無視できない場合、その分だけ測定さ

れるビームサイズは大きくなるだろう。山口氏の計算 [7] を引用するとこの効果による Modulation depth の補正值 C_{growth} は、

$$C_{growth} = \left(1 + 4k_y^2 \sigma_{z,laser}^2 \frac{\varepsilon_y}{\beta_y^*}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (8.47)$$

となっている。ここで ε, β^* はそれぞれ電子ビームのエミッタンスと IP における β 関数 (Twiss パラメーター) である。ここでの干渉縞は、レーザー光を平面波として計算した結果を、電子ビームの進行軸方向にだけガウシアン分布し補正したものになっている。電子ビームが 37 nm にまで絞られたとき、 $\varepsilon_y = 12$ pm、 $\beta_y^* = 100$ μ m であり、6 章の結果から 174° モードと 30° モードのそれぞれに関して $\sigma_{z,laser}^{174} = 18.7$ μ m、 $\sigma_{z,laser}^{30} = 24.4$ μ m を代入すると、それぞれの Modulation depth 補正值 $C_{growth}^{174}, C_{growth}^{30}$ は

$$C_{growth}^{174} = 98.8\% \quad C_{growth}^{30} = 99.9\% \quad (8.48)$$

となった。

8.5 干渉縞が傾いている可能性について

レーザー光を平面波近似したときは、干渉縞の強度は y 軸方向にのみ依存し、 xz 平面には均一であった。ここでこの均一面が傾いているとすると、Modulation depth を低下させる要因になりうる。傾き方は 2 通り考えられ、 xy 平面から見て傾けることを tilt、 yz 平面から見て傾けることを pitch と呼ぶのであった。

干渉縞が傾いてしまう原因は、上下のレーザー光が上下対称に入射しないことである。これを修正するために導入されたのが tilt スキャン、pitch スキャンであった。ともに 174° モードの下 path を上 path に合わせることで調整していた。

しかし、光学系は上下 path が対称になるように作られていて、上下 path の長さも揃えられている。よって理想的にセットアップができれば、たとえレーザーがドリフトしたとしても上下の対称性は失われず、干渉縞が傾くことはないはずである。しかし数年前のデータを見ると、tilt・pitch スキャンによって、収束レンズ上で mm オーダーでレーザー光が動き、Modulation depth が改善した例がある。この原因は、今までのアライメント精度が悪かったからであると考えられる。というのは、7 章で述べた通り IP が mm オーダーでずれていて、また収束レンズの向く方向も微妙にずれていたと思われるからである。

ではアライメント精度を向上させた現在はどうだろうか。光学系の再セットアップ (7 章参照) をして以来 tilt・pitch スキャンをしていないので、実験的な確証はないが、推測をしてみよう。

レンズは前後に動かしてアライメントしているので、レンズの影響は少ないと考えられる。一番影響があると考えられるのは、最初の光路決定時の精度であろう。交差させる光路は、IP 側を IP スクリーンで、ミラー近辺を目視で見て 2 点取り、その 2 点を結ぶように決めた。IP スクリーン側の精度を 0.15 mm、目視側の精度を 0.2 mm とすると、174° モード、30° モードの光路のずれはそれぞれ約 0.56 mrad、0.48 mrad と見積もれる。tilt・pitch 角が最大になるのは、上下レーザー光がそれ

ぞれ反対側に傾いたときで、レーザー光の傾きを 0.56 mrad のときは、tilt・pitch 角も 0.56 mrad となる。

山口氏の計算 [7] によると、それぞれの傾き方による Modulation depth の補正値を C_{tilt}, C_{pitch} とすると、

$$C_{tilt} = \exp \left[-2k_y^2 \frac{\sigma_x^{*2}}{1 + \sigma_x^{*2} \sigma_{t,laser}^{-2} \sin^2 \phi} \delta \varphi_{tilt}^2 \right] \quad (8.49)$$

$$C_{pitch} = \exp(-2k_y^2 \sigma_{z,laser}^2 \delta \varphi_{pitch}^2) \quad (8.50)$$

である。ここに $\sigma_x^* = 8.9 \mu\text{m}$ や 6 章で得られた各パラメーターを代入すると、

$$C_{tilt}^{174} > 99.3\% \quad C_{tilt}^{30} = 100\% \quad (8.51)$$

$$C_{pitch}^{174} > 97.0\% \quad C_{pitch}^{30} > 99.7\% \quad (8.52)$$

となった。

8.6 波面の影響について

2 章での計算はレーザー光を平面波として計算していた。しかしレーザー光は一般的には gaussian ビームの形をしていることが多い。よってレーザー光の位置が中心からずれると、波面の歪みの影響を受ける可能性がある (図 7.1 右参照)。山口氏の計算 [7] によると、電子ビームと干渉縞の中心が鉛直方向に y_0 ずれたとき、レイリー長を z_0 とし、Modulation depth 減少率 $C_{wavefront}$ は、

$$C_{wavefront} = (1 + \Delta \hat{y}^2)^{-\frac{1}{4}} \left[1 + \Delta \hat{y}^2 \left(1 + z_0 \frac{1 + \Delta \hat{y}^2}{2k\sigma_x^{*2}} \right)^{-2} \right]^{-\frac{1}{4}} \quad (8.53)$$

$$\Delta \hat{y} \equiv \frac{y_0}{z_0} \quad (8.54)$$

と書ける。^{*2} レイリー長はより短かった縦方向のものを採用して $z_0 = 3.0 \text{ mm}$ としよう。鉛直方向のずれの見積もりは難しいが、今回は $y_0 = 0.2 \text{ mm}$ とする。すると、

$$C_{wavefront} = 99.9\% \quad (8.55)$$

となる。

しかし実際には 7 章で見たように、レンズの位置が正確でなかったり、レーザー光が汚い形だったりするので、波面の影響はそれなりにあると予測できる。

図 8.5 はフリンジスキャンでの収束レンズスキャンをしたときの、Modulation depth 減少率のシミュレーションである。前章の図 7.2 との違いは、図 7.2 では $y_0 = 0 \text{ mm}$ としていたのを、図 8.5 では $y_0 = 0.2 \text{ mm}$ としている点である。よくよく見比べると全体的に Modulation depth が下がっていることが分かる。収束レンズを $\sim 2 \text{ mm}$ 程度の精度で合わせられるとすると、もし収束レンズの位置が図の -2 mm のところで合わせたなら、

$$C_{wavefront} \simeq 87\% \quad (8.56)$$

^{*2} ただし、山口氏はこの計算で交差角は簡単のため 180° としている。

Modulation depth Reduction factor

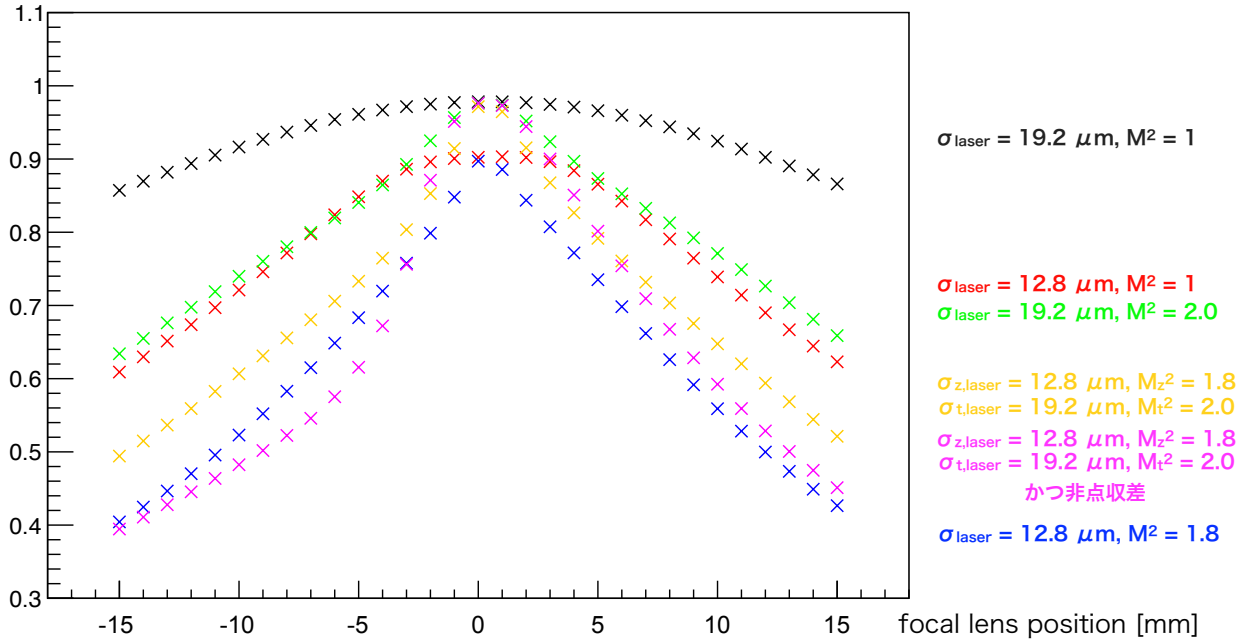


図 8.5: $y_0 = 0.2$ mm としたときのフリンジスキャンを用いた収束レンズスキャンのシミュレーション

となる。この予測は仮定も多く、またモデルの正確性にも疑問が残るため、参考程度の値にしかならないが、多かれ少なかれ確かに波面の歪みの影響は無視できないといえるだろう。

8.7 レーザー光の交差角について

レーザー光がドリフトすると、交差角が微妙に変化する。Modulation depth は交差角に依存するので、これも Modulation depth に影響する。レーザー光を平面波近似したときの Modulation depth は

$$M \equiv |\cos \theta| \exp(-2k_y^2 \sigma_y^{*2}) \quad (8.57)$$

であったから (式 (2.29) の再掲)、設定されていた交差角より $\Delta\theta$ だけ大きい場合の補正值 C_{angle} は、

$$C_{angle} = \left| \frac{\cos(\theta + \Delta\theta)}{\cos \theta} \right| \quad (8.58)$$

と書ける。 $|\Delta\theta|$ の最大値として、レンズ上で上下のレーザー光が共に 5 mm ずれたと仮定すると、^{*3} 174° モードにおいては $|\Delta\theta^{174}| < 2 \tan(5/250) \simeq 0.040$ rad となり、30° モードにおいては $|\Delta\theta^{30}| < 2 \tan(5/300) \simeq 0.033$ rad となり、上の式に代入すると、

$$99.5\% < C_{angle}^{174} < 100.3\% \quad 98.0\% < C_{angle}^{30} < 101.9\% \quad (8.59)$$

となる。

^{*3} このときは 7 章の結果より収差等の影響が大きくなっていると考えられるので、いずれにせよ光路をアライメントし直した方がよいだろう。

8.8 電子ビームと干渉縞の相対位置ジッター

干渉縞が鉛直方向に揺れている場合、鉛直方向の強度変化がなだらかになってしまうため、Modulation depth は減少する。また電子ビームが鉛直方向にジッターしていた場合も、電子ビームが感じる干渉縞の強度分布が鉛直方向に揺れてしまうため、同じように Modulation depth は減少してしまう。つまりは電子ビームと干渉縞の相対位置がどの程度ジッターしているかが、新竹モニターでの測定に影響する。

干渉縞の強度分布の位相項は $2k_y y + \alpha$ であったので (2 章参照)、干渉縞が鉛直方向に揺れるのは、2 本のレーザー光の位相差 α の揺れと解釈できる。位相差ジッターの原因は上下 path での光路長差 ΔL のジッターである。現在のセットアップでは光路長差はなく、 $\Delta L = 0$ となっている。

一見レーザー光のドリフト等が影響するように思え、確かにレーザー光が角度方向にジッターすると光路長はジッターするが、上下 path の長さが同じに設定されているため光路長の変化の度合いも同じなので、光路長差は変わらず 0 である。

位相差ジッターに影響すると考えられるのはミラー等の光学系の振動である。ただし、これに関する測定データはないので、今のところ干渉縞の揺れに関する評価はできない。

電子ビームの鉛直方向のジッターは、ビームサイズの 40% 未満程度と言われている [11]。山口氏の計算 [7] によると、相対位置ジッターによる Modulation depth の補正值は、

$$C_{phase} = \exp(-2k_y^2 \sigma_{\Delta y}^2) \quad (8.60)$$

となっている。ここで、 $\sigma_{\Delta y}$ は相対位置ジッターの大きさである。よって電子ビームが 37 nm のときは、

$$C_{phase}^{174} > 94.1\% \quad C_{phase}^{30} > 99.6\% \quad (8.61)$$

となる。ただしこれは光学系の振動が考慮されてないのでもう少し悪化する可能性もあり、また逆にビームチューニングの技術が進んでビームジッターが抑えられたら改善するだろう。

第 9 章 結論・今後の展望

9.1 結論

本研究では、まず使用しているレーザー光の径や M^2 などのパラメーターを実験により得た後、そのパラメーターを用いて IP におけるレーザー光の径やレイリー長などを試算した。この解析でレーザー光は非点収差があることが判明した。そこで非点収差があるレーザー光で収束レンズスキャンをしたときのシミュレーションを行った。その結果収束レンズは 2 - 3 mm の精度では少なくとも合わせておかなければならないことがわかった。

また、電子ビームのチューニング技術の進歩に合わせて、今までレーザー光側に押し付けられていた調整を見直し、より安定にかつ系統誤差が少なくなるようなアライメントを目指した。具体的には IP スクリーンのずれを修正して IP を正しい位置に持ってきた上で、レーザー光を収束レンズの中心に垂直に通すようにした。このアライメントによって、主に収差の影響を抑えることができる。比較実験の結果、収差は大きく測定に影響する可能性がある系統誤差要因であり、今回のアライメントによって大幅に抑えられることが判明した。ただし、レーザー光がドリフトしてしまった場合は、今までと同様の系統誤差が生まれてしまい測定に影響が出る。そこで現在はドリフトを修正するために、ドリフト監視システムの構築を目指している。

8 章では、新竹モニターを用いた測定に影響を与えると考えられる系統誤差要因について、一つ一つその影響の大きさを試算した。その際、レーザー光の偏光特性を調べる実験や、オプティクスの状態の調査・調整をした。計算やシミュレーションの結果、現在のオプティクスの調整精度を考慮すると、精度が良くないときは波面の歪みの影響が Modulation depth を低下させる主要因となりうるということが分かった。だが、波面の歪みの影響は調整がうまく行きさえすれば、ほとんど測定には影響しないと考えられるので、一概に波面の歪みの影響が最も測定に影響しているとは言うことはできない。このように多くの系統誤差要因は調整次第でかなり影響を抑えることができるものが多く、今後も調整精度を上げることで着実に真のビームサイズに近づくことが期待できる。

9.2 今後の展望

今回の研究により、レーザー光のドリフトによって干渉縞の状態が大きく変わる可能性が示唆されたので、今後はレーザー光の監視が必要となるであろう。監視方法は 6 章で述べた方法が使えるので、これを導入することで、今までは実際に測定をした様子でしかバイアスが乗っていることを察せなかったのが、測定を行わずともバイアスを感知することができる。そしてそれを遠隔操作で修正できるように改良すれば、よりビームタイムを効率的に使えるだろう。そして最終的にはフィードバックをかけて軌道の自動修正ができるようになることが期待される。

また今回の研究では収束レンズスキャンとして、フリンジスキャンを通してあるべき位置を探したが、干渉縞を用いてのスキャンではかなり時間がかかるので、レーザーワイヤースキャンを用いた収束レンズスキャンである程度正しい位置を探れるようにすることが望ましい。シミュレーションの結

果、Modulation depth の低下を 1 割以内に抑えるには、収束レンズの位置精度は少なくとも 2 - 3 mm で合わせる必要があることが分かったので、その程度まではレーザーワイヤスキャンを利用した収束レンズスキャンで確実にあたりをつけられるように安定化を目指すべきである。そして 174° モードで十分に他の調整が済んだ段階で、より波面の歪みの影響を抑える必要性が出て来たらフリンジスキャンを用いての収束レンズスキャンの出番となると考えられる。

新竹モニターの研究の最終的な目標として、新竹モニターでの測定では今のところビームサイズの上限值しか知ることができないので、系統誤差の正確な補正值を知ることがある。補正值を知ることができたら ATF2 での記録更新にも役立つだろう。そのためには更にいくつかの測定実験が必要となるだろう。おそらく大きな壁はレーザー光を再現するモデルを構築することであろう。一番簡単な議論ではレーザー光を平行光として、より正確性を増した議論ではガウシアンビームとして扱ったが、正確な測定の補正值を知るにはより現実的なモデルが望ましいだろう。さらに、系統誤差要因は互いに依存関係にあると考えられるものも少なくない。正確な補正值は、単純に個々の補正值を積算したものではなく、全てのバイアスの可能性を同時に扱ったシミュレーションをすることで初めて得られることができるだろう。

謝辞

本研究を進めるにあたり、様々な方にお世話になったことのお礼を申し上げたいと思います。

まず駒宮幸男教授には、ATF に送り出していただいたことから始まり、研究にも本質的なご指摘をいくつもいただけて、研究の理解を深める大きな助けになりました。また本論文を含めていくつかの執筆物のチェックもしていただいたことに、感謝の意を表明したいと思います。

神谷好郎助教には、元々 ATF に携わっていらっしゃった立場から様々な実践的なアドバイスをいただきました。加納さんには、研究室と ATF2 での先輩として、様々な助言やお気遣いをいただきました。また本研究をするにあたり、山口さんの新竹モニターに関する研究成果を大いに参考にさせてもらいました。さらに研究室ミーティング等を通じて、内田さん、中西さん、山田君には様々なご意見をいただきました。

ATF/ATF2 の方々には実際に一緒に実験をさせていただく上で様々なご協力をいただきました。照沼信浩先生には、新竹モニターの具体的なハードウェアについてのアドバイスをいただき、また物理の実験を志す者としての姿勢をご教授いただきました。奥木敏行先生には新竹モニターの研究をするにあたって特にお世話になりました。新竹モニターのセットアップの現状について最もよく把握されており、研究の指針を示していただきました。そして研究結果や解析の解釈についてのご意見もたくさんいただきました。田内利明先生には、ATF2 での研究に加えて、今後の研究テーマについての選択肢を増やしていただきました。他にも久保先生、黒田先生、内藤先生、荒木先生等々、様々な先生方にビームタイムを通じてお世話になりました。また、塚田さんや森川さんを始め技術職の方々にもご協力いただきました。

そして最後にここまで支えてもらった家族に改めて謝意を表して締めとさせていただきます。ありがとうございました。

付録 A ビームラインの調整

5 章ではビームサイズチューニングのためにする新竹モニターの調整について記したが、ここでは加速器側の調整について述べていく。

A.1 linear knob scan について

ATF2 には、ILC と同じように 5 つの六極電磁石が設置されている。

六極電磁石が水平方向にずらされると、四極磁場成分が作られて、その大きさは中心からのずれに比例する。これによって水平・鉛直方向のウェスト (α_x, α_y)、IP での水平方向のディスパージョン η_x とその微分 η'_x が変動する。ここで $\alpha_x, \alpha_y, \eta_x, \eta'_x$ をそれぞれ独立に変えるための linear knobs AX, AY, EX, EPX が考え出された [10]。これらは直交系を成している。

六極電磁石が鉛直方向にずらされると、スキュー四局磁場成分が作られて、その大きさは中心からのずれに比例する。これによって鉛直方向のディスパージョン η_y とその微分 η'_y 、xy カップリング要素 (特に $\langle x'y \rangle$) が変動する。そこで $\eta_y, \eta'_y, \langle x'y \rangle$ をそれぞれ独立に変えるために、直交系を成す EY, EPY, COUP2 という linear knob が考え出された。

IP での鉛直方向のビームサイズに影響するのは、鉛直方向のウェスト、IP での鉛直方向のディスパージョン、xy カップリングである。つまり関係する knobs は AY, EY, COUP2 である。それぞれの寄与は次の式のようにになっている [6]。

$$\sigma_y^{*2} = \varepsilon_y \beta_y^* + \Delta \sigma_{y,MP}^2 + (\sigma_{AY}^* + AY)^2 + (\sigma_{EY}^* + EY)^2 + (\sigma_{XY}^* + COUP2)^2 \quad (A.1)$$

$$\sigma_{AY}^* = \sqrt{\frac{\varepsilon_y}{\beta_y^*}} W_y \quad (A.2)$$

$$\sigma_{EY}^* = \eta_y \frac{\sigma_P}{P} \quad (A.3)$$

$$\sigma_{XY}^* = \sqrt{\frac{\beta_x}{\varepsilon_x}} \langle x'y \rangle \quad (A.4)$$

ここで、 W_y は鉛直方向のビームウェストのずれ、 $\Delta \sigma_{y,MP}$ は多重極場による寄与である。Modulation depth は、

$$M \equiv |\cos \theta| \exp(-2k_y^2 \sigma_y^{*2}) \quad (A.5)$$

であったので (式 (2.29) 再掲)、代入して、

$$M = |\cos \theta| \exp[-2k_y^2 (\varepsilon_y \beta_y^* + \Delta \sigma_{y,MP}^2)] \exp[-2k_y^2 (\sigma_{AY}^* + AY)^2] \\ \times \exp[-2k_y^2 (\sigma_{EY}^* + EY)^2] \exp[(\sigma_{XY}^* + COUP2)^2] \quad (A.6)$$

よって AY, EY, COUP2 を調整すると、Modulation depth はガウシアン分布を描くことがわかる。

実際のビームサイズチューニング時は、Z scan の後に AY scan、EY scan、COUP2 scan の順に linear knob scan が行われる。linear knob scan では各 knob を少しずつずらして Modulation depth を測定し、ガウシアンフィットしてピークに合わせる。図 A.1 は実際のスキンの例である。

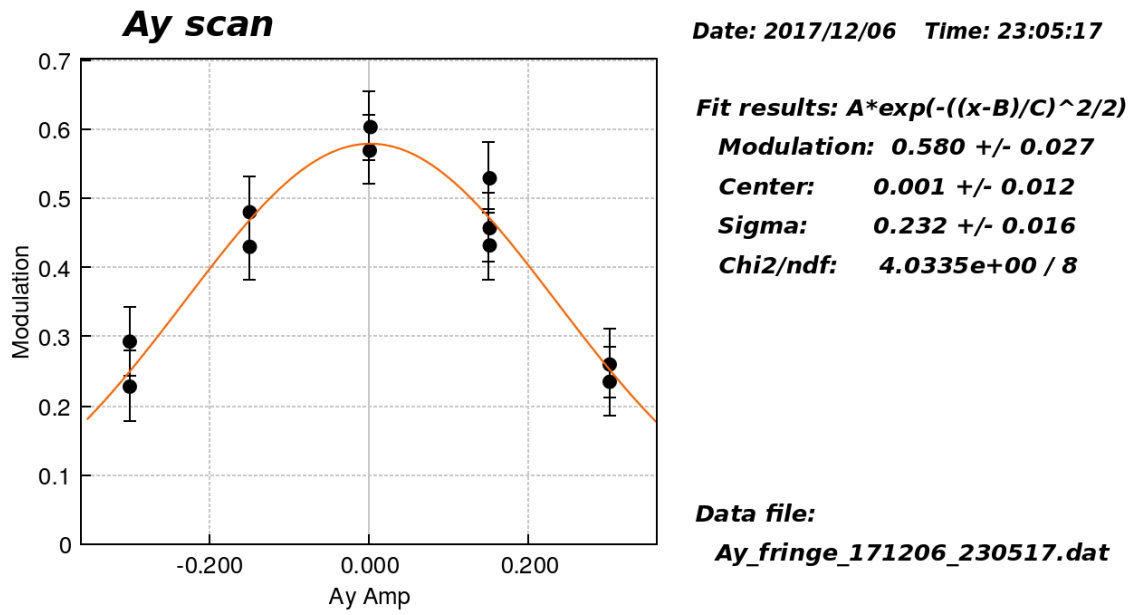


図 A.1: AY スキャンの一例

A.2 nonlinear knob scan について

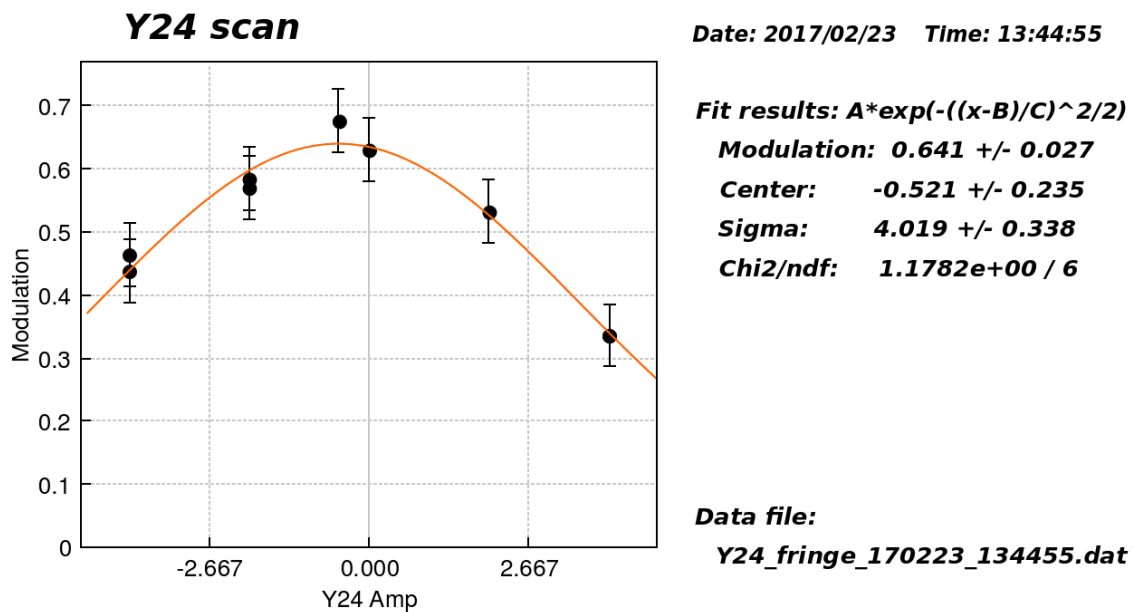


図 A.2: Y24 スキャンの一例

色収差を抑えるために導入されている六極電磁石だが、うまく調整しないと 2 次収差の原因となる。5 つの六極電磁石の強度は色収差や幾何学的収差を打ち消すように調整されるが、IP において水

平・鉛直方向のビームサイズに影響するパラメーターは6つある ($T_{122}, T_{126}, T_{166}, T_{144}, T_{324}, T_{346}$)。ATF2では影響が少ないと思われる1つのパラメーター (T_{144}) を無視して、残りの5つを調整している。5つのパラメーターを調整するために、 $X_{22}, X_{26}, X_{66}, Y_{24}, Y_{46}$ という knobs があり、これらは直交している。

また、さらに ATF2 では4つのスキュー六極電磁石が導入されている。これは IP における鉛直方向の2次収差を抑えるために用いられる。関連するパラメーターは $T_{322}, T_{326}, T_{366}, T_{344}$ の4つで、対応する直交する knobs は $Y_{22}, Y_{26}, Y_{66}, Y_{44}$ である。この4つのパラメーターはスキュー六極磁石でしか修正できないので、ビームサイズチューニングには欠かせない。

ビームサイズチューニングにおいて、これらの knobs を動かすとガウシアン分布を描くので、何点か取ってガウシアンフィットしている。図 A.2 は実際のスキュンの例である。

将来 ILC でのビームサイズチューニングも、ATF2 と同じ手順を用いて行われる予定である。

参考文献

- [1] T. Behnke *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary” , 2013
- [2] P. Raimondi and A. Seryi, “Novel Final Focus Design for Future Linear Colliders” , Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3779
- [3] K. Kubo *et al.*, “Extremely Low Vertical-Emittance Beam in the Accelerator Test Facility at KEK” , Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 194801
- [4] Tenenbaum, P. Gregory, “Expanded studies of linear collider final focus systems at the Final Focus Test Beam” , 1995
- [5] B. I. Grishanov *et al.*, “ATF2 Proposal Vol.1” , 2005
- [6] T. Okugi *et al.*, “Achievement of Small Beam Size at ATF2 Beamline” , LINAC’16, East Lansing (2016) MO3A02
- [7] 山口洋平, “レーザー干渉型電子ビームサイズモニタの開発研究” , 東京大学理学系研究科物理学専攻修士論文, 2011
- [8] 加納勇也, “レーザー干渉型ビームサイズモニターを用いた 2nd バンチ電子ビームサイズ測定” , 東京大学理学系研究科物理学専攻修士論文, 2016
- [9] Spectra-Physics, Quanta-Ray PRO-Series, Pulsed Nd:TAG Lasers, User’s Manual
- [10] T. Okugi *et al.*, “Linear and second order optics corrections for the KEK Accelerator Test Facility final focus beam line” , Phys. Rev. ST-AB **17** (2014) 023501
- [11] J. Pfingstner *et al.*, “Experimental Verification Towards Feed-Forward Ground Motion Mitigation at ATF2” , LINAC’14 (2014) MOPP032
- [12] L. Evans and S. Michizono, “The International Linear Collider Machine Staging Report 2017” , arXiv:1711.00568