

修士学位論文

レーザー干渉型電子ビームサイズモニタの開発研究

Study and Development of the Electron Beam Size
Monitor Based on a Laser Interferometer

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 駒宮研究室

山口 洋平

2011年1月13日

目次

1	イントロダクション	5
1.1	国際リニアコライダー計画	5
1.2	ATF2	8
1.3	ビームサイズモニタ	10
2	新竹モニタの原理	12
2.1	ビームサイズ測定の概要	12
2.2	干渉縞とビームサイズ	14
2.3	Compton 散乱	19
2.4	干渉縞の強度分布	24
3	新竹モニタの構成と性能	27
3.1	新竹モニタの構成	27
3.2	測定レンジ	30
3.3	測定時間	31
3.4	レーザーワイヤモード	33
3.5	ワイヤスキャナ	34
4	光学系	36
4.1	光学系の構成	36
4.2	レーザー	38
4.3	レーザー位置アライメントシステム	44
4.4	干渉縞位相制御系	55
4.5	レーザータイミングアライメントシステム	61
5	ガンマ線検出器	64
5.1	検出器の構成	64
5.2	宇宙線キャリブレーションとエネルギー分解能	69
5.3	シグナルと BG のシャワー発展シミュレーション	70
5.4	Shot by Shot 法によるシグナル・BG 分離	77
5.5	シグナル・BG 分離能シミュレーション	79
5.6	ビームテスト	80
6	ビーム試験	84
6.1	干渉縞を用いたビームサイズ測定の手順	84

6.2	達成されたビームサイズ	91
6.3	異なる交差角モードでの測定ビームサイズ比較	93
6.4	コントラスト測定	93
6.5	レーザー光プロファイル測定	94
6.6	水平方向の電子ビームサイズ	95
7	バイアスの評価	95
7.1	modulation depth 悪化因子	96
7.2	レーザー偏光と強度の不均等	96
7.3	レーザーアライメント精度	102
7.4	レーザー時間コヒーレンス	106
7.5	レーザー空間コヒーレンスと複素コヒーレンス度	108
7.6	電子ビームと干渉縞の相対位置ジッター	111
7.7	電子ビームと干渉縞の軸不一致	113
7.8	レーザー球面波	115
7.9	干渉縞内での電子ビームサイズ変化	118
7.10	レーザー光の non Gaussian profile	119
7.11	まとめ	119
8	ビームサイズの分解能評価	122
8.1	ガンマ線検出器のシグナル分離能	122
8.2	相対位置ジッター	122
8.3	ガンマ線検出器での参照シャワー発展	123
8.4	レーザーの安定度	125
8.5	Compton 光子数の統計的なふるつき	127
8.6	ビームカレントモニタの分解能	127
8.7	ビームサイズ分解能評価	128
9	結論・今後の計画	130
9.1	結論	130
9.2	37 nm のビームに対して期待される測定精度	131
9.3	ILC での使用について	132
10	謝辞	135
付録 A	スピン・磁場相互作用	138
A.1	invariant matrix の展開	138
A.2	Thomson 散乱とスピンの依存する散乱	140

A.3	ATF2 での新竹モニタにおけるスピン依存項	140
付録 B	ICT カレントモニタの分解能	142
B.1	ICT カレントモニタ	142
B.2	ICT カレントモニタの測定精度評価	142
付録 C	Goos-Hänchen shift	144
付録 D	レーザー偏光測定	145
付録 E	相対位置ジッターによる非対称なシグナル分布	146

1 イントロダクション

1.1 国際リニアコライダー計画

1.1.1 ILC の物理

世界最高エネルギーの線形加速器として計画が進められている国際リニアコライダー (ILC) では、電子・陽電子衝突型線形加速器という特徴を活かして、様々な新物理の解明が期待されている。ILC は素粒子同士の反応であることから反応は素過程でクリーンである。さらに電子と陽電子は互いに反粒子であるので、重心エネルギーを全て新粒子のエネルギーとして使うことができる。

ILC で特に期待される新物理の一つは、ヒッグス粒子の性質の解明である。ヒッグス粒子は標準理論で電弱相互作用の自発的対称性の破れによって生まれたスカラー場として導入され、質量の起源の候補として存在が予言されている。このヒッグス粒子は標準理論から導かれたものであるため SM ヒッグスと呼ばれ、CERN の Large Hadron Collider (LHC) での発見が期待されている。LHC は複合粒子 (陽子・陽子) 衝突型の加速器である。陽子は電子に比べて重いため、大エネルギーを作り出すのが比較的容易であり、新粒子の発見に適している。しかし陽子が複合粒子であることから素過程として使用されるのがエネルギーの一部であり、反応のキネマティクスは大変複雑である。またハドロンコライダーであることから QCD のバックグラウンドが多いのも特徴であり、以上の理由から精密測定には不向きといえる [6]。そこで LHC で発見した新粒子の精密測定を ILC で行うというのが、LHC と ILC の長所を活かした戦略として有望視されている。LHC ではヒッグス粒子以外にも、超対称性粒子や余剰次元など、標準理論を超えた新物理の発見が期待されている。これらの質量が ILC のエネルギー領域に入っていれば、ILC で生成して精密測定を行う。また LHC で発見された新物理のエネルギーが高く、ILC では直接生成できないとしても、それに関わる物理量の精密測定から新物理を検証する。

SM ヒッグス粒子の質量 m_H については標準理論および LEP と Tevatron の測定から強い制限が付けられている。理論と LEP からは 95 % C.L. で $114.4 < m_H < 185$ GeV という結果が得られた [3, 4]。また Tevatron では $158 < m_H < 175$ GeV の領域を 95 % C.L. で exclude している [5]。ILC の Reference Design Report (RDR) [1] や SB2009[2] によるとビームの重心エネルギーはアップグレード前では最大 500 GeV までいくように計画が進められているので、ヒッグス粒子が LHC で上で述べた領域で見つかれば、ILC で大量に生成できる。その際先に述べたとおりの電子・陽電子線形加速器であることの利点を活かしてヒッグス粒子の精密測定を行う。このとき予定されているのは、重心エネルギーを変化させたときのヒッグス粒子生成断面積の変化やスカラー粒子であることの確認や、ゲージボソンおよびフェルミオンとの結合定数、さらにヒッグス粒子の自己結合などの測定である。これらを通して発見された粒子が本当にヒッグス粒子か、それが真空の構造を通して質量の起源をになっているのかを検証する。

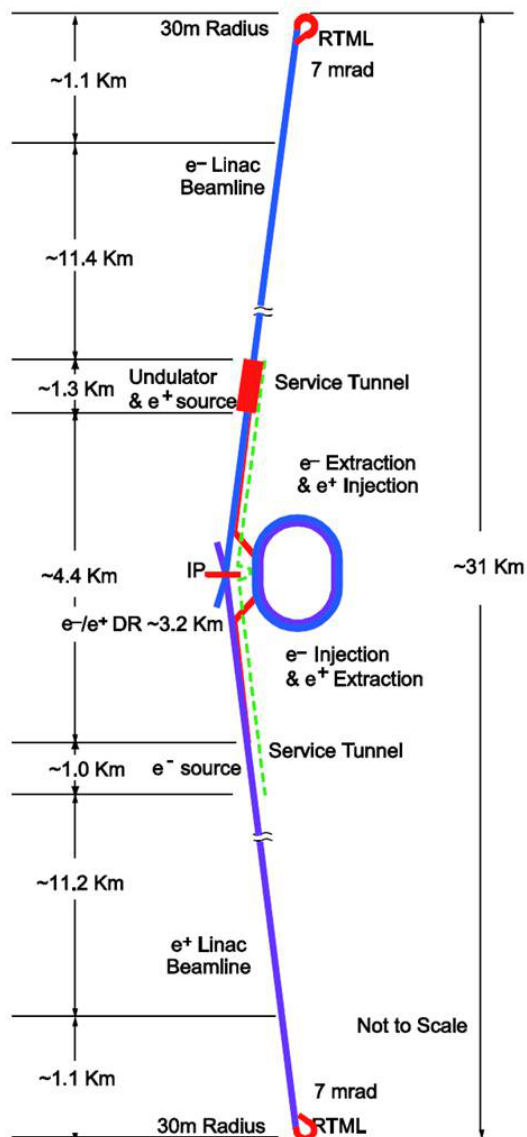


図 1.1 ILC のレイアウト

1.1.2 ILC 加速器

2007 年に RDR が刊行されて設計のベースラインが決定し、さらに 2009 年には SB2009 によってそれが修正され、ILC 加速器はそのデザインに対する研究が進められてきた。SB2009 で提案された ILC のレイアウトを図 1.1 に示す。RDR と SB2009 によるとビームエネルギーは最大で 250 GeV、すなわち重心エネルギーで 500 GeV に達する^{*1}。これは今までの電子・陽電子加速器の最高エネルギーが LEP の 209 GeV であることから、完成すれば倍以上の更新となる。この達成に

^{*1} アップグレードにより高エネルギーを目指す計画も存在する。

はさまざまな技術の進歩が関わっているが、本質的には電子・陽電子円形加速器としてほとんど限界のエネルギーである LEP から、線形加速器である ILC への移行と見るができる。

円形加速器では粒子が円軌道を周回させるため、粒子は Bending マグネットによって軌道を曲げられ、その際シンクロトロン放射を出してエネルギーを失う。シンクロトロン放射による 1 週あたりのエネルギーロス ΔE は次の式にしたがう。

$$\Delta E \propto \left(\frac{E}{m}\right)^4 \frac{q^2}{r} \quad (1.1)$$

ここで E はビームエネルギー、 m は粒子の質量、 q は粒子の電荷で r は周回半径を表す。LEP よりエネルギーの大きい電子・陽電子円形加速器となると、このエネルギーロスを抑えるため加速器が巨大になってしまう。これはコストの面から現実的でない。そこでシンクロトロン放射によるロスの起きない、線形加速器となることが必要である。

線形加速器で問題となるのは、一つは加速の困難さである。円形加速器では円軌道を周回するうちに徐々に加速を行うが、線形加速器では一度に目的のエネルギーまで加速しなくてはならない。そしてもう一つ困難であるのは、加速と同様に、ビームの衝突も各衝突点につき一度しかないことである。この制約がルミノシティの向上を困難にする。

ルミノシティ L は衝突頻度を表し、線形加速器では次の式で表される。

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

ここで n_b は 1 トレイン^{*2}あたりのバンチ数、 N は 1 バンチあたりの粒子数、 f_{rep} はビームの繰返し周波数、 σ_x, σ_y は衝突点での水平および鉛直ビームサイズで、 H_D は衝突点 (IP) でビームの形状が崩れ、ルミノシティが増加する程度を表す量である。また分母の $4\pi\sigma_x\sigma_y$ はビーム断面積を表しているが、このときビームのプロファイルを Gaussian に仮定している。ルミノシティを向上させるには n_b, N, f_{rep} を増加させ、 σ_x, σ_y を減少させればよい。しかしビームパワー、すなわち単位時間当たりのビームの総エネルギー $2n_b N f_{rep} E$ を上げるのは電力の増加を意味し、これはランニングコストの増大を伴う。そこで ILC はこれまでの加速器以上にビームサイズを絞り、密度を増加させてルミノシティを向上させることを計画している。SB2009 で提案しているビームサイズは $\sigma_x = 470$ nm、 $\sigma_y = 5.8$ nm である。

ILC では水平ビームサイズが垂直サイズより 2 桁も大きい。これはビームのエネルギー幅を短く保つためである。ビームが IP で対向バンチの磁場によって収束力を受け、そこでシンクロトロン放射が起きてエネルギーをロスする。この現象を Beamstrahlung という。このときのロスによってエネルギー幅が広がってしまう。この Beamstrahlung によるエネルギーロス平均は近似的に $(\sigma_x + \sigma_y)^{-2}$ に比例する。したがって $\sigma_x + \sigma_y$ をある程度大きく保ったまま、ビーム断面積 $4\pi\sigma_x\sigma_y$ を小さくするため、 $\sigma_y \ll \sigma_x$ に設定している。

*2 バンチの連なり。

Parameters	ATF2	ILC (RDR)	ILC (SB2009)*
Beam Energy [GeV]	1.3	250	250
distance from Final Q to IP	1	3.5-4.2	
horizontal emittance (norm.) [m-rad]	3×10^{-6}	10×10^{-6}	10×10^{-6}
vertical emittance (norm.) [m-rad]	3×10^{-8}	4.0×10^{-8}	3.5×10^{-8}
horizontal IP beta-function [mm]	4.0	20	11
vertical IP beta-function [mm]	0.1	0.4	0.48
horizontal beam size σ_x [nm]	2.2×10^3	640	470
vertical beam size σ_y [nm]	37	5.7	5.8
derivative of dispersion at IP η' [rad]	0.14	0.094	
energy spread δ_E [%]	~ 0.1	2	4
chromaticity W **	$\sim 10^4$	$\sim 10^4$	
bunch length [mm]	~ 8	0.3	0.3
bunch population	$1-2 \times 10^{10}$	2×10^{10}	2×10^{10}

*traveling focus を考慮しない値。

** 補正前の値。

表 1.1 ILC と ATF2 の proposed IP parameters[1, 2, 7]

1.2 ATF2

1.2.1 ATF/ATF2

ILC で計画している鉛直方向 5.8 nm という極小ビームサイズは、今までの加速器では実現されることがない。そこでこのビーム技術を実証するべく、KEK に ATF/ATF2 という加速器が建設され、ILC 加速器の試験施設として運転を行っている。ATF/ATF2 と ILC の加速器との比較を表 1.1 に示す。

ATF/ATF2 は低エミッタンス^{*3}電子ビームを作り出すライナックとダンピングリングからなる ATF と、ATF の下流に建設され、そのビームを受けて極小サイズのビームを安定に供給する ATF2 から構成されている。試験加速器という性質上、ビームの衝突は行わない。ATF/ATF2 のビームラインを図 1.2 に示す。ATF の目的である低エミッタンスビームとしては、これまでにリング内で規格化エミッタンス $\gamma\epsilon_y = 2.8 \times 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{rad}$ を達成している [8]。一方 ATF2 では次の二つの目標を掲げている [7]。

1. 鉛直方向 37 nm までビームサイズを絞る。
2. IP でのビームの位置をナノレベルで安定化する。

*3 ビーム中の粒子が位相空間上で占める面積。

目標 1 で 37 nm のビームサイズが達成されれば、世界最小のビームを生み出したことになる。しかしそれでも ILC に比べてビームサイズが大きいのは、ビームのエネルギーに関係する。ダンピングリングで達成されるエミッタンスは、規格化エミッタンスと呼ばれるビームエネルギーに依存しない、 $\gamma\epsilon_y$ という量で評価される。ここで γ はビームのエネルギーのガンマファクター。したがって単純にビームエネルギーが大きいほうが、同じ規格化エミッタンスでも IP でのビームサイズ $\sqrt{\epsilon_y\beta_y^*}$ は小さくすることができる。ATF2 では ILC ほどビームを小さくすることはできないが、エネルギーの違いだけスケールダウンしたビームラインになっており、ILC でのビーム技術の試験が可能になっている。

電子ビームをナノレベルに収束するためには小さなエミッタンスだけでなく、エネルギーの違いが収束率の違いをもたらす、色収差の影響を補正することが必須である。色収差によってビームサイズが広がる影響は次式で表される。

$$\begin{aligned}\sigma_y &= \sqrt{\epsilon_y\beta_y^* + (\eta\delta_E)^2} \\ &\simeq \sqrt{\epsilon_y\beta_y^*} (1 + W\delta_E)\end{aligned}\tag{1.3}$$

ここで ϵ_y は鉛直方向のエミッタンス、 β_y^* は IP での β 関数、 η は dispersion、 δ_E はエネルギーの広がり、 W は色収差を表す。したがってビームサイズを絞るには、色収差を補正しなければならないが、この補正には長い最終収束系が必要となる。ATF2 の先行実験に当たる、SLAC で行われた FFTB 実験ではこの色収差補正の方法として、最終収束系で global chromaticity correction 方式が採用されていた。しかしその後 ILC の最終収束系の光学設計が大きく変更し、現在 local chromaticity correction[9] という技術が採用されている。この技術の基本概念は、四重極磁石の doublet で大きい色収差が発生することに注目し、四重極磁石に六重極磁石を並べて、局所的に色収差を補正するというものである。local chromaticity correction は global chromaticity correction に比べてビームラインをコンパクトにできる。また、エネルギーバンド幅が広く、ビームハローが衝突点で広がりにくいという長所をもっている [10]。ATF2 でもこの技術に基づいた最終収束系が建設されており、ATF2 が先に挙げた目標を達成することは、この local chromaticity correction の実証という意味も持つ。

ATF2 での試験結果は 2012 年に Technical Design Report (TDR) にて最終成果を報告する予定である。

1.3 ビームサイズモニタ

衝突点で極小ビームサイズを達成するには、そのサイズを測定するモニタが必要である。ビームサイズモニタの例をいくつか挙げてみる。

1.3.1 各種ビームサイズモニタ

スクリーンモニタ 蛍光物質の薄い板をビームラインに差し込み、その板にビームを当てる。当たった箇所が蛍光を発するのでそれを CCD カメラでモニタすることでビームのプロファイルを取

得する。スクリーンモニタは測定に時間がかからないことや、装置の単純さの利点を持つ。分解能はビームが直接当たらない領域まで蛍光が広がる、蛍光のにじみによって制限され、値としては数 $10 \mu\text{m}$ である。ATF/ATF2 ではスクリーンモニタがビームライン上のいくつかの位置に設置されており、仮想ビーム衝突点にも備わっている。

ワイヤスキャナ タングステンやカーボンで構成された微少な径のワイヤを、ビームに対してスキャンする。このときビーム後方にワイヤとビームの反応によって制動放射が飛ぶので、これをガンマ線検出器で測定する。ビームに対してワイヤが細い場合、得られるシグナルをスキャンの位置に対してプロットすれば、それはビームのプロファイルを表す。ワイヤが十分細くない場合でも、ワイヤの太さを補正することが可能である。補正可能な範囲はビームサイズがワイヤ径の $\frac{1}{4}$ 以上である場合であり、測定限界は径の $\frac{1}{2} - \frac{1}{4}$ 程度である。これより小さいビームに対しては、補正不可能だったり高いビーム密度によりワイヤが焼き切れる。ワイヤが細すぎてもワイヤの耐久力が低くなり、やはりビームとの反応で焼き切れてしまうため、ワイヤの細さには限界がある。ワイヤスキャナは ATF/ATF2 でもいくつか設置されており、仮想ビーム衝突点には $10 \mu\text{m}\phi$ のタングステンワイヤと $5 \mu\text{m}\phi$ のカーボンワイヤがインストールされている。これらはそれぞれ $4.5 \mu\text{m}$ と $2.3 \mu\text{m}$ 以上のビームに対して 1 % 以内の系統誤差で測定できる。

レーザーワイヤ 先ほどのワイヤスキャナにおいて、ワイヤの代わりにレーザー光を用いる。生じるガンマ線は Compton 散乱光子である。ワイヤスキャナに比べてシグナルが小さいが、レーザー光を収束することでワイヤ径より小さいレーザー径を作り出し、より小さいビームサイズを測定できる。レーザー光の径は回折限界によって制限され、そのサイズはレーザー光の波長程度である。

ATF/ATF2 では本論文の主題である新竹モニタが、ビームの仮想衝突点にインストールされており、この新竹モニタに用いるレーザー光をレーザーワイヤとして用いることも可能になっている。

ペアモニタ ILC ではビームの衝突によって生じる e^+ , e^- ペアバックグラウンドの分布からビームのプロファイルを測定する、ペアモニタをインストールする計画である [11]。現在ペアモニタによるビームサイズ測定は実証されていないが、このモニタは ILC で生成される極小ビームサイズにも、感度をもつことが期待されている。

ペアモニタは現在開発中の技術であり、またビーム衝突を起こさない加速器である ATF/ATF2 ではこのモニタによる測定は行えない。

1.3.2 新竹モニタ

ATF2 で生成される 37 nm の極小電子ビームは、ワイヤスキャナやレーザーワイヤなどの既存の技術では小さすぎて測定できない。そこでわれわれはレーザー干渉縞を用いたビームサイズモニタ (新竹モニタ) を開発し、この 37 nm のビームの測定を目指す。このモニタは新竹氏が考案し、SLAC の FFTB 実験において 70 nm のビームサイズを測定している [12, 13, 14, 15]。このとき

設定値は 60 nm であった。このビームサイズは世界最小のものであり、100 nm より小さいサイズを測定したビームサイズモニタは、現在新竹モニタのみである。しかし当時はナノレベルの分解能を持つビームポジションモニタ (BPM) 技術が確立していなかったため、設定値と測定値のずれがビームの位置ジッターに由来するものか、ビームが十分に絞られていなかったためか判断できなかった。

本研究は新竹モニタの FFTB 実験からの改良に位置づけられる。ATF2 のデザインビームサイズは 37 nm なので、改良において測定感度の下限を約半分に更新することが重要となる。より小さい干渉縞ピッチがより小さいビームサイズに対応できるので、レーザー波長を半分にして干渉縞ピッチを半減させて、これに対応した。また仮想衝突点にナノレベルの分解能を持つ BPM をインストールし、FTTB で残った問題を解消できるようにしている。さらに干渉縞スキャンの方法の変更やビームを用いた干渉縞コントラスト測定など、さまざまな技術や測定の改良を行った。

新竹モニタは現在 ATF2 の仮想衝突点にインストールされて開発が進められている。また開発と並行して、ビーム診断デバイスとしてのビームサイズ測定を行っている。続く各節では、ATF2 における新竹モニタ開発の現状と今後について説明を行う。

2 新竹モニタの原理

この節は Heaviside-Lorentz 自然単位系で記述されている。すなわち

$$\begin{aligned} c &= \hbar = 1 \\ \epsilon_0 &= \mu_0 = 1 \end{aligned} \tag{2.1}$$

重要なパラメータをリストに挙げておく。

$$\begin{aligned} \sigma_y &: \text{vertical electron beam size} \\ \theta &: \text{laser beam crossing angle} \\ k_y &: \text{vertical component of laser wavenumber} \\ \omega &: \text{laser energy} \end{aligned} \tag{2.2}$$

この節では新竹モニタでのビームサイズ測定の原理を説明する。

2.1 ビームサイズ測定の概要

図 2.1 に新竹モニタの概念図を示す。ビームサイズ測定のあらまはは次のとおり。

レーザー光を 2 本に分け、仮想 IP でレーザー光を交差させて干渉縞を生成する。このレーザー干渉縞に電子ビームが当たり、Compton 散乱によってガンマ線を生成する。散乱されたガンマ線は、下流に設置されたガンマ線検出器で光子数を測定する。散乱ガンマ線光子数は、ビームが干渉縞の山で衝突した場合は多く、谷では少ないというように変調する。この様子を図 2.2 に示す。ビームサイズが小さくなるにつれガンマ線量の変調の度合いが増すので、干渉縞を電子ビームに対して走査して変調の大きさを測定し、ここからビームサイズを計算できる。

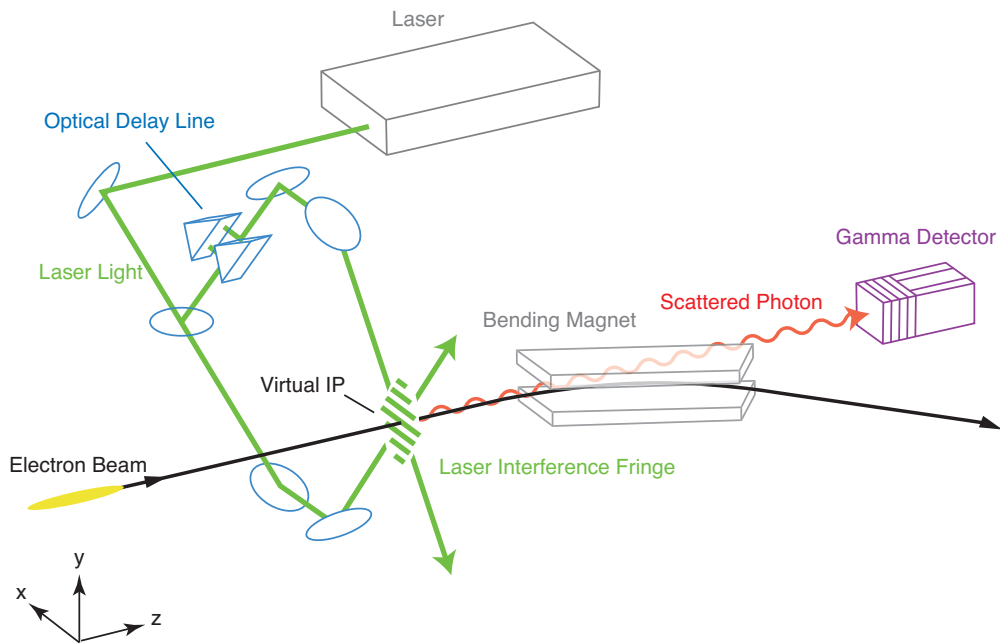


図 2.1 AT-F2 における新竹モニタの概念図

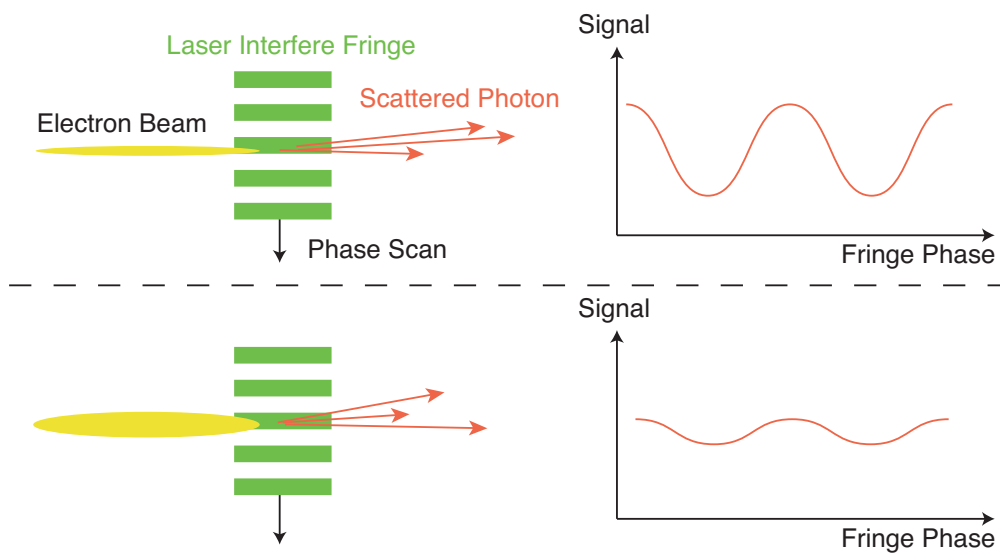


図 2.2 ビームサイズとシグナルの変調の大きさ

また新竹モニタではビームサイズの測定レンジを調整できる。これにはレーザーの交差角度を変化させると、それに応じて干渉縞のピッチも変化することを利用する。干渉縞のピッチは交差角 180 度で最小となり、このとき波長の半分になる。反対に角度を下げるとピッチは増大する。干渉縞のピッチと測定感度領域は原則的に比例関係にある^{*4}ので、交差角を変化させて測定感度領域を

^{*4} 電子ビームの位置ジッターによる誤差が支配的であると、この関係は崩れる。

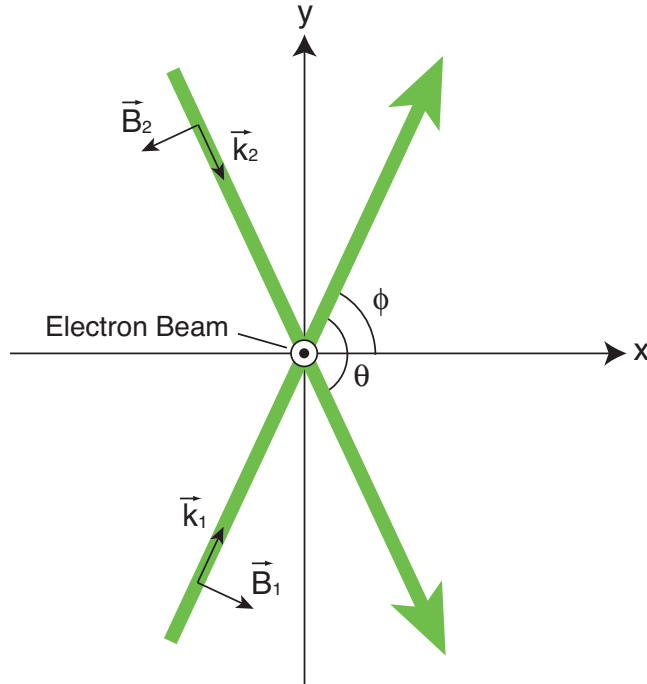


図 2.3 レーザー光が形成する平面

調整できる。測定可能なビームサイズの下限は、干渉縞ピッチの約 $1/20$ である^{*5}。したがって新竹モニタはシグナル変調パターンを Fitting することによって、レーザーの波長の $1/40$ 程度まで感度をもつ。ただし測定感度領域の下限付近は系統誤差の影響を強く受ける。実際の感度領域の下限は系統誤差で決まる。

2.2 干渉縞とビームサイズ

実際の ATF2 での新竹モニタのセットアップに基づき、ビームサイズ測定の原理を説明する。

座標系は実験室系を考え、ビームの進行方向を z 軸に取る^{*6}。さらに、ビームの中心を原点として水平方向を x 軸、鉛直方向を y 軸にとる。

レーザー干渉領域を図 2.3 に示す。レーザー干渉縞は電子ビームの transverse 平面上で形成される。2 本のレーザー光の交差角を $\theta \equiv 2\phi$ とおくと、それぞれのレーザー光の波数ベクトルは次のように書ける。

$$\begin{aligned}\vec{k}_1 &= (k \cos \phi, k \sin \phi, 0) \equiv (k_x, k_y, 0) \\ \vec{k}_2 &= (k \cos \phi, -k \sin \phi, 0)\end{aligned}\tag{2.3}$$

^{*5} ATF2 での測定環境より概算。測定環境については後述する。

^{*6} このとき全てのビームは正しく同じ方向に進んでいるとして、ビームごとの進行方向の角度の広がりを無視する。ただし実際のビームの角度の広がりは、基準光学設計で IP 周辺で鉛直方向に $\delta\theta_{y,beam} \sim 0.4$ mrad、水平方向に $\delta\theta_{x,beam} \sim 0.7$ mrad 存在する。

本実験ではレーザー光は電子ビームの longitudinal 方向に対して平行な電場成分を持つ、s 偏光に設定される*7。また、レーザー光のスポットサイズは電子ビームサイズに対して十分大きいと仮定すると、電子ビームは電場と磁場の分布が一様であると感じるので電場と磁場はそれぞれ平面波とみなせる。

$$\begin{aligned}
\vec{E}_1 &= E (0, 0, 1) \cos \left(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} \right) \\
\vec{E}_2 &= E (0, 0, 1) \cos \left(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x} + \frac{\alpha}{2} \right) \\
\vec{B}_1 &= E (\sin \phi, -\cos \phi, 0) \cos \left(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} \right) \\
\vec{B}_2 &= E (-\sin \phi, -\cos \phi, 0) \cos \left(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x} + \frac{\alpha}{2} \right)
\end{aligned} \tag{2.4}$$

ただし上下のレーザー光での位相差を α とおいた。s 偏光において Compton 散乱に寄与するのは磁場であるので、以下磁場の強度を干渉縞の強度とみなす*8。このことは 2.4 節で述べる。2 本のレーザー光を足し合わせた磁場は次式で表される。

$$\begin{aligned}
\vec{B} &= \vec{B}_1 + \vec{B}_2 \\
&= 2E \begin{pmatrix} \sin \phi \sin(\omega t - k_x x) \sin(k_y y + \frac{\alpha}{2}) \\ -\cos \phi \cos(\omega t - k_x x) \cos(k_y y + \frac{\alpha}{2}) \\ 0 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{2.5}$$

したがって水平方向に進行波となり、鉛直方向には定在波が立つ。また、定在波の波長は交差角 $\theta = 2\phi$ に依存する。磁場の強度を計算するにあたり、時間平均した強度を計算する。これはビームパンチ長が longitudinal 方向に 8 mm 程度であり、1 パンチが干渉縞を通り過ぎる間に磁場は 10^4 回程度と、十分な回数振動することから正当化される。

$$\begin{aligned}
\overline{|\vec{B}|^2} &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^{\infty} dt |\vec{B}|^2 \\
&= E^2 (1 + \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha))
\end{aligned} \tag{2.6}$$

これが干渉縞の強度分布である。式 (2.6) からいくつかの考察が可能である。

1. 鉛直方向の定在波ができ、その波数は $2k_y$ である。
2. 定在波の位相は 2 本のレーザー光の位相差 α に対して線形に変化する。
3. 干渉縞の明暗のコントラストは 2 本のレーザー光の交差角 θ に依存する。

1. について、定在波の 1 波長分の長さを干渉縞のピッチと呼び、 d で表す。すなわち

$$d = \frac{\pi}{k_y} \tag{2.7}$$

*7 電子ビームに対して垂直に光学定盤を立てて光学系を配置するので、s 偏光は電子ビームと平行な向き。

*8 ここで干渉縞の強度とは、Compton 散乱で電子と反応する光子の密度に比例する量のことをいう。

3. について、コントラストとは干渉縞の鮮明さ、言い換えれば visibility を表す。これは、干渉縞の最も明るい点の強度を I_{max} 、暗い点の強度を I_{min} とおいたとき、

$$\text{Contrast} \equiv \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.8)$$

と定義される量である [23]。ただしこの場合はあくまで「電子ビームが感じる」visibility であることに注意しなければならない。すなわち IP にスクリーンを設置しても、実験室系に対して静止しているスクリーンにはここでいうコントラストは直接は測定されない。詳しくは 2.4 節で述べる。

次にこの干渉縞に電子ビームが入射したときの、Compton 散乱の散乱光子数変化を考える。散乱光子数はルミノシティに比例し、ルミノシティは干渉縞強度と電子ビームの重なり合わせ^{*9}に比例する^{*10}。以下 2 本のレーザーの交差点が電子ビームから y 方向に y だけ離れているとする。

$$\overline{|\vec{B}|^2}(y') \equiv E^2 [1 + \cos \theta \cos (2k_y (y - y') + \alpha)] \quad (2.9)$$

$$N_\gamma \propto \int dx \int dy' \overline{|\vec{B}|^2}(y') P_{beam}(x, y') \quad (2.10)$$

ここで $P_{beam}(x, y)$ は電子ビームのプロファイル。今、レーザーは平面波を考えているので、水平方向の積分は 1。鉛直方向についてビームプロファイルを Gaussian に仮定すると、

$$\begin{aligned} N_\gamma &\propto \int dy' \overline{|\vec{B}|^2}(y') \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y^2}} \exp\left(-\frac{y'^2}{2\sigma_y^2}\right) \\ &\propto 1 + \cos \theta \cos (2k_y y + \alpha) \exp(-2k_y^2 \sigma_y^2) \end{aligned} \quad (2.11)$$

したがって散乱光子数は干渉縞の位相によって変調し、変調の大きさは電子ビームサイズ σ_y に依存する。この変調の大きさを M 、modulation depth と呼び、次の式で定義する。

$$M \equiv |\cos \theta| \exp(-2k_y^2 \sigma_y^2) \quad (2.12)$$

これは式 (2.11) での振幅に相当する。実際の測定ではシグナルの変調を cos カーブで fit し、その結果からシグナルの平均と振幅を計算して M を得る。

$$M = \frac{\text{Signal Amplitude}}{\text{Signal Average}} \quad (2.13)$$

図 2.4 にその様子を示す

式 (2.12) をプロットすると、図 2.5 の M と電子ビームの関係が描ける。図 2.6 にはビームサイズと測定感度の関係を示す。この modulation depth を測定し、式 (2.12) を σ_y について解くことで、ビームサイズを導出できる。

$$\sigma_y = \frac{1}{2k_y} \sqrt{2 \log \left(\frac{|\cos \theta|}{M} \right)} \quad (2.14)$$

^{*9} 分布 $f_1(\vec{x})$ と $f_2(\vec{x})$ の重なり合わせを $\int d^3x f_1(\vec{x}) f_2(\vec{x})$ と定義する。

^{*10} レーザー光と反応する電子ビームはごく一部 (全体の 10^{-5} 程度) であるので、干渉縞を進むうちに電子数が減る分は無視できる。言い換えれば非破壊的な測定である。

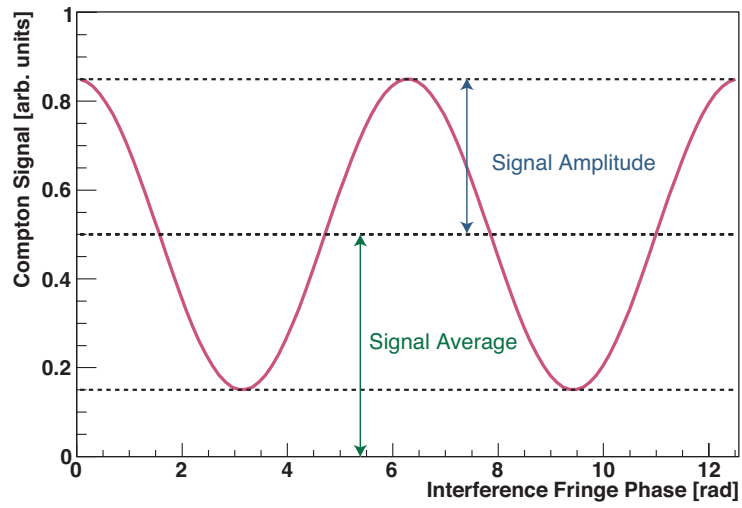


図 2.4 modulation depth の測定

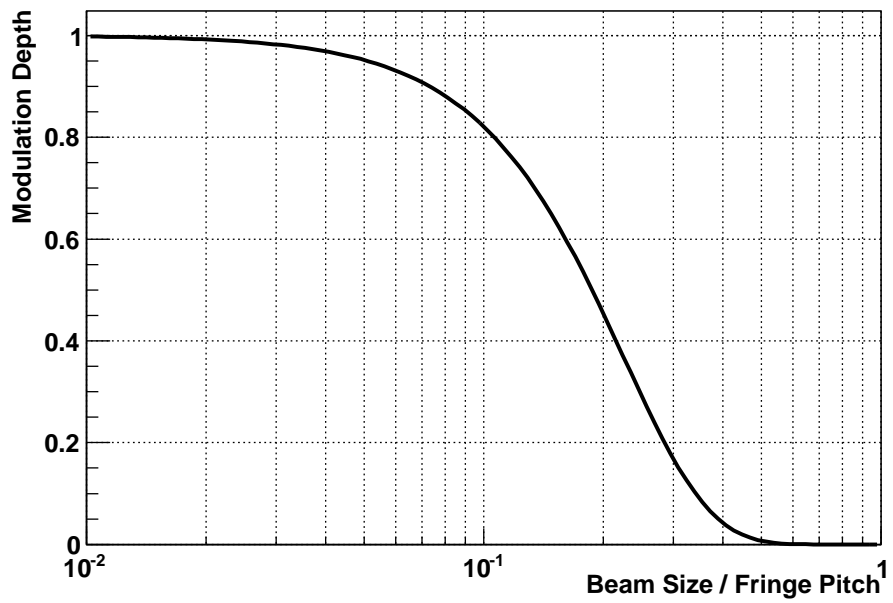


図 2.5 ビームサイズと modulation depth の関係

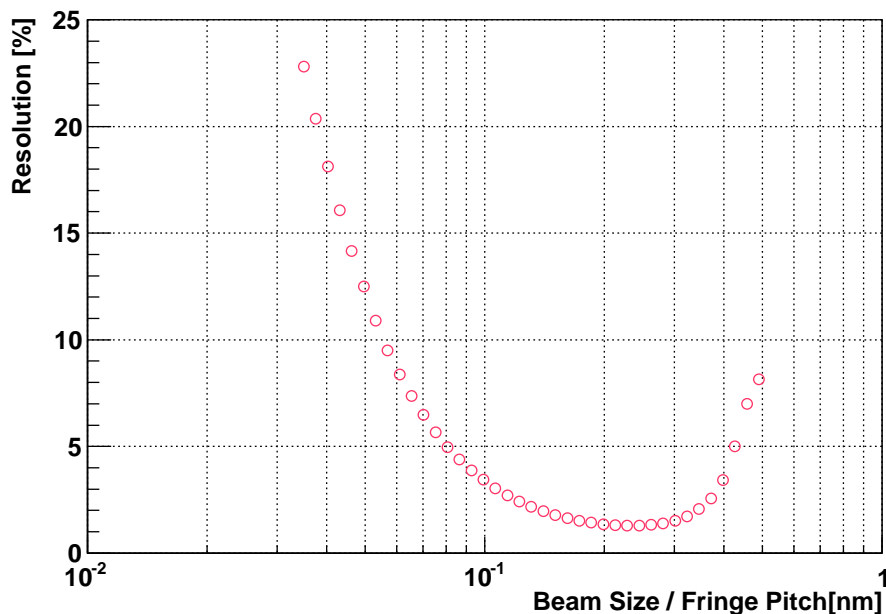


図 2.6 ビームサイズと分解能の関係

ビームサイズ測定手順をまとめると次のようになる。

1. レーザー干渉縞をビームに対してスキャンし、散乱光子数を変調させる。
2. 散乱光子数を測定し、変調の大きさ M を評価する。
3. M を式 (2.14) に代入し、ビームサイズを導出する。

以上がビームサイズの測定原理である。

手順 1 においてレーザー干渉縞をビームに対してスキャンする方法のひとつとして、レーザー光と電子ビームの相対座標を変化させる方法がある。これは式 (2.11) において y を変化させることに相当する。この方法は先行実験である FFTB 実験で用いられた。FTTB 実験では電子ビームの鉛直位置をステアリングマグネットで微小に変化させてスキャンを行っていた。

もうひとつの方法として、両者の位置を固定したまま、2本のレーザー光の位相差を変化させてスキャンする手法が考えられる。これは式 (2.11) において α を変化させることに相当する。ATF2 での新竹モニタではこの方法を採用した。これによりレーザー干渉縞が平面波とみなせないビームサイズ領域まで測定領域を広げることが可能になった^{*11*12}。

*11 このほかにいくつか理由が存在する。まず ATF2 の目標の一つがビームの位置の安定化であるため、その安定化したビームのサイズをビームの位置を変えずに測定するべきであること。そして ATF2 はビームエネルギーが FFTB より小さいので、ステアリングマグネットでビームの位置を微小に変化させるのが現実的に困難であったことなどである。

*12 例えば交差角 2 度モードでは、干渉縞ピッチとスポットサイズがともに $\sim 10 \mu\text{m}$ となり、電子ビームの広がり内でレーザー光のパワーの変化が無視できなくなる。この状態で FFTB と同様の手法で干渉縞スキャンを行うと、Gaussian プロファイルと \cos カーブがかけ合わさった $\exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2}\right)(1 + M \cos(2k_y y + \alpha))$ のようなシグナル

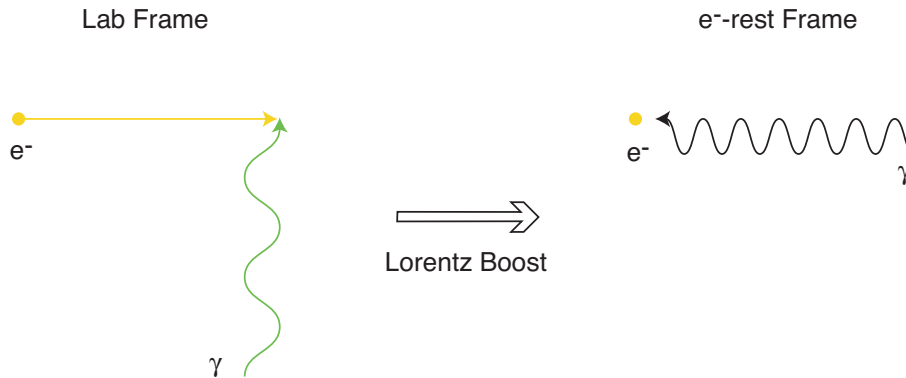


図 2.7 電子静止系

2.3 Compton 散乱

電子ビームと干渉縞が反応すると、Compton 散乱が起きる。本小節では Compton シグナルのスペクトルと断面積を導出する。

この小節で用いるパラメータと記号をリストに挙げておく。

- $\gamma_{beam}, \beta_{beam}$: 電子ビームの Lorentz boost factor ($m\gamma_{beam} = 1.3 \text{ GeV}$)
- ϵ : 光子の偏極ベクトル
- $'$: 散乱粒子であることを表す
- $*$: 電子静止系でのパラメータであることを表す
- $\hat{\cdot}$: 3次元の単位ベクトル

2.3.1 偏光

今後の議論を簡単にするため、先に偏光について述べる。新竹モニタで使用するレーザーは線偏光させているが、偏光した場合と無偏光との違いは散乱光子の ϕ 方向の分布だけである。このことを以下に示す。

Coulomb ゲージかつ、 $\epsilon \cdot p = \epsilon' \cdot p = 0$ が成り立つゲージのもと、光子が線偏光した $\overline{|\mathcal{M}|^2}$ は次式で表される [16]。

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = 2e^4 \left[\frac{p \cdot k'}{p \cdot k} + \frac{p \cdot k}{p \cdot k'} - 2 + 4(\epsilon \cdot \epsilon')^2 \right] \quad (2.15)$$

ここで p, k, k' はそれぞれ入射電子、入射光子、散乱光子の 4-momentum、 ϵ, ϵ' はそれぞれ入射光子、散乱光子の偏極ベクトル。

以下電子静止系で考える。すなわち、各パラメータは次のように書ける。

変調が測定される。この場合ビームサイズ測定は極めて困難である。

$$\begin{aligned}
p^{*\mu} &= (m, 0, 0, 0) \\
k^{*\mu} &= (\omega^*, \gamma_{beam}^{-1} \omega^* \cos \phi, \gamma_{beam}^{-1} \omega^* \sin \phi, -\beta_{beam} \omega^*) \\
k'^{\mu} &= (\omega'^*, \omega'^* \sin \theta'^* \cos \phi'^*, \omega'^* \sin \theta'^* \sin \phi'^*, \omega'^* \cos \theta'^*) \\
\epsilon_{\mu}^* &= \alpha_s \epsilon_{\mu}^{s*} + \alpha_p \epsilon_{\mu}^{p*} \\
\epsilon_{\mu}^{s*} &= (0, \beta_{beam} \cos \phi, \beta_{beam} \sin \phi, \gamma_{beam}^{-1}) \\
\epsilon_{\mu}^{p*} &= (0, -\sin \phi, \cos \phi, 0)
\end{aligned} \tag{2.16}$$

ここで $\omega^* = \gamma_{beam} \omega_{lab}$ 。また ϵ^{s*} , ϵ^{p*} はそれぞれ実験室系において s,p 偏光を表す偏極ベクトルで、 $|\alpha_s|^2 + |\alpha_p|^2 = 1$ 。ただし今は線偏光を考えているので、 α_s, α_p は実。また、ゲージと $\vec{p}^* = 0$ により、 $\epsilon_0^* = \epsilon_0'^* = 0$ が成り立っていることに注意。今、 $\gamma_{beam} \simeq 2500 \gg 1$ より、 γ_{beam}^{-1} を無視する近似によって k^* と ϵ^{s*} を書き変える。

$$\begin{aligned}
k^{*\mu} &= (\omega^*, 0, 0, \omega^*) \\
\epsilon_{\mu}^{s*} &= (0, \cos \phi, \sin \phi, 0)
\end{aligned} \tag{2.17}$$

さらに新竹モニタのガンマ線検出器は偏光について測定しないので、散乱光の偏光について和をとる。すなわち次の完全性関係を使う。

$$\sum_{\lambda} \hat{\epsilon}_i^{\lambda} \hat{\epsilon}_j^{\lambda} = \delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j \tag{2.18}$$

これらのパラメータを式 (2.15) に代入して $\overline{|\mathcal{M}|^2}$ を書きかえると、次のようになる。

$$\overline{|\mathcal{M}|^{*2}} = 2e^4 \left\{ \frac{\omega^*}{\omega'^*} + \frac{\omega'^*}{\omega^*} - 2 \sin^2 \theta'^* [(\alpha_s \cos \phi - \alpha_p \sin \phi) \cos \phi'^* + (\alpha_s \sin \phi + \alpha_p \cos \phi) \sin \phi'^*]^2 \right\} \tag{2.19}$$

ϕ^* について平均をとると、 α_s, α_p が消える。

$$\frac{1}{2\pi} \int d\phi^* \overline{|\mathcal{M}|^{*2}} = 2e^4 \left[\frac{\omega^*}{\omega'^*} + \frac{\omega'^*}{\omega^*} - 1 + \cos^2 \theta'^* \right] \tag{2.20}$$

これは、無偏光の場合の $\overline{|\mathcal{M}|^{*2}}$ と一致する。以上で断面積においてはレーザーの偏光は散乱光子の ϕ 方向の分布を変化させるだけであることが示された。以下の断面積計算において ϕ 分布については特に議論しないので、レーザーは特別な偏光状態を考えない。

2.3.2 実験室系での微分断面積

実験室系で断面積を求める。電子静止系での $\overline{|\mathcal{M}|^{*2}}$ が求まっているので、ここから考える。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'^*} = \frac{1}{64\pi^2 m^2} \left(\frac{\omega'^*}{\omega^*} \right)^2 \overline{|\mathcal{M}|^{*2}} \tag{2.21}$$

実験室系でのパラメータは次のように書ける。

$$\begin{aligned}
p^{\mu} &= (m\gamma_{beam}, 0, 0, m\gamma_{beam}\beta_{beam}) \\
k^{\mu} &= (\omega, \omega \cos \phi, \omega \sin \phi, 0) \\
k'^{\mu} &= (\omega', \omega' \sin \theta' \cos \phi', \omega' \sin \theta' \sin \phi', \omega' \cos \theta')
\end{aligned} \tag{2.22}$$

これらと静止系のパラメータとの関係式は Lorentz 変換から計算される。

$$\begin{aligned}
\phi'^* &= \phi' \\
\cos \theta'^* &= \frac{\cos \theta' - \beta_{beam}}{1 - \beta_{beam} \cos \theta'} \\
d\Omega'^* &= \gamma_{beam}^2 (1 + \beta_{beam} \cos \theta'^*)^2 d\Omega' \\
\omega^* &= \gamma_{beam} \omega
\end{aligned} \tag{2.23}$$

また、 ω と ω' 及び ω^* と ω'^* の関係は、

$$\begin{aligned}
\omega' &\simeq \omega \frac{m\gamma_{beam}}{\omega + m\gamma_{beam}(1 - \beta_{beam} \cos \theta')} \\
\omega'^* &= \omega^* \frac{m}{m + \omega^*(1 - \cos \theta'^*)}
\end{aligned} \tag{2.24}$$

ここで第一式の近似は、散乱光の角度分布が $\theta' \sim 0$ に集中しているため、 $\sin \theta'$ の項が 1 に比べて無視できることを用いた。式 (2.24) から散乱光子の最大、最小エネルギーが決まる。すなわち

$$\begin{aligned}
\omega'_{max} &= 29.5 \text{ MeV} \\
\omega'_{min} &= 1.17 \text{ eV}
\end{aligned} \tag{2.25}$$

これらを式 (2.21) に代入していくつかの結論を得る。

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d \cos \theta'} &= \int d\phi^* \frac{d\sigma}{d\Omega'} \\
&= \frac{\gamma_{beam}^2}{64\pi^2 m^2} \left(\frac{\omega'^*}{\omega^*} \right)^2 (1 + \beta_{beam} \cos \theta'^*)^2 \int d\phi^* \overline{|\mathcal{M}|^2} \\
&= \frac{\pi \gamma_{beam}^2 \alpha^2}{m^2} \left(\frac{\omega'^*}{\omega^*} \right)^2 (1 + \beta_{beam} \cos \theta'^*)^2 \left[\frac{\omega^*}{\omega'^*} + \frac{\omega'^*}{\omega^*} - 1 + \cos^2 \theta'^* \right] \\
\frac{d\sigma}{d\omega'} &= \frac{\omega}{\beta_{beam} \omega'^2} \frac{d\sigma}{d \cos \theta'} \\
\frac{d\sigma}{d\theta'} &= \sin \theta' \frac{d\sigma}{d \cos \theta'}
\end{aligned} \tag{2.26}$$

ここで α は超微細構造定数 $\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi}$ 。また、 $\overline{|\mathcal{M}|^2}$ の計算で式 (2.20) を用いた。微分断面積を図 2.8, 2.9 に示す。図 2.9 より散乱光の広がりは 1mrad 程度である。つまり散乱光はほとんどビームと同じ方向に飛ぶ。ただし電子ビームの角度の広がりが、鉛直方向に $\delta\theta_{y,beam} \sim 0.4 \text{ mrad}$ 、水平方向に $\delta\theta_{x,beam} \sim 0.7 \text{ mrad}$ あるので、実際はこの分だけ散乱角は広がる。

ところで以上は式 (2.17) の近似を適応して計算されたものであるが、この近似によって若干角度分布が変化しているはずなので、これを考察する。まず電子静止系において、近似による入射光子角度の変化は $\delta\theta^* \sim \gamma_{beam}^{-1} \beta_{beam}^{-1}$ である。これはそのまま散乱光子の散乱角分布の中心の変化とみなせる。すなわち $\delta\theta'^* \sim \gamma_{beam}^{-1} \beta_{beam}^{-1}$ 。さらに式 (2.23) からこの近似で散乱光子の角度分布の中心のずれ $\delta\theta'$ が計算される。

$$\delta\theta' \sim 1 - \beta_{beam} \sim 0.1 \mu\text{rad} \tag{2.27}$$

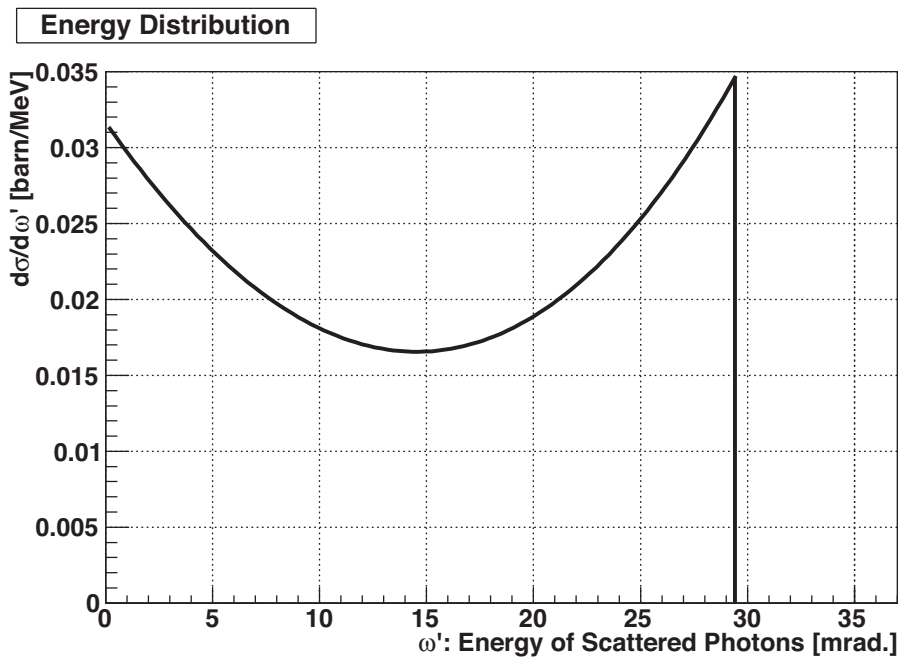


図 2.8 散乱光のエネルギースペクトル

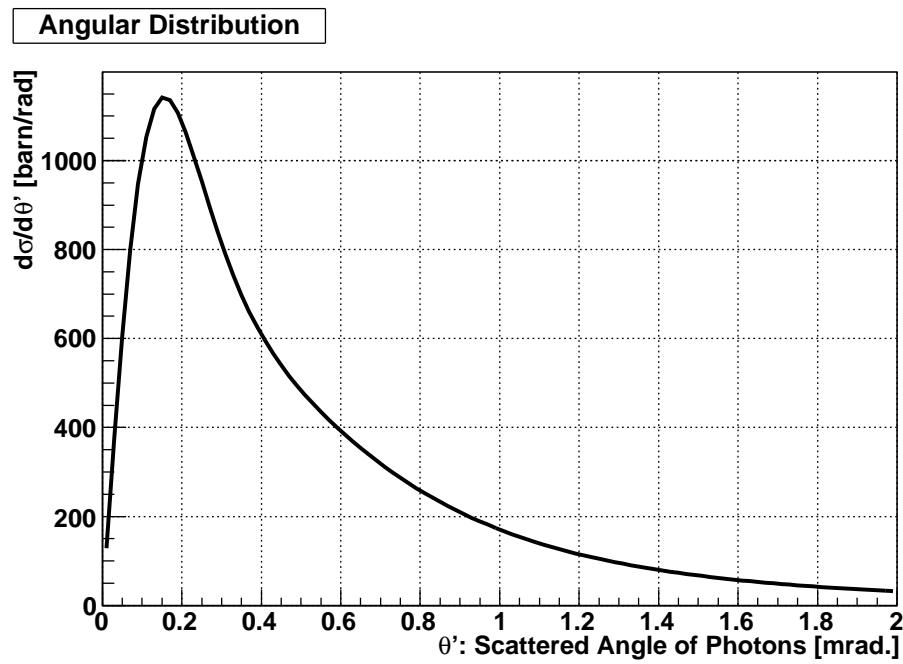


図 2.9 散乱光の角度分布

これは散乱光の角度の広がり比べて十分小さい。したがって散乱角を考える上で近似式 (2.17) は十分良い近似といえる。

全断面積は、式 (2.21) を立体角で積分して求まる。

$$\sigma_{total} = \frac{2\pi\alpha^2}{m^2} \left\{ \frac{1+\xi}{\xi^3} \left[\frac{2\xi(1+\xi)}{1+2\xi} - \log(1+2\xi) \right] + \frac{1}{2\xi} \log(1+2\xi) - \frac{1+3\xi}{(1+2\xi)^2} \right\} \quad (2.28)$$

$$\xi \equiv \frac{\gamma_{beam}\omega}{m} \quad (2.29)$$

式 (2.28) に本実験のパラメータ $\xi = 1.16 \times 10^{-2}$ を代入して、具体的な数値を得る。

$$\sigma_{total} = 0.65 \text{ barn} \quad (2.30)$$

2.3.3 散乱光子数

1 バンチのビームが干渉縞と反応して生じる散乱光子数を概算する。反応は全て Compton 散乱とみなせる。

まず計算を簡単にするため、近似を用いる。

1. 電子ビームから見てレーザー光の光子密度は一定である
2. レーザー光のサイズは電子ビームより十分大きい

まず条件 1 は、電子ビームのバンチが 27 ps のパルス幅であるのに対して、レーザー光のパルス幅が 8 ns と十分大きいことで正当化される。そして条件 2 は、レーザー光の設計サイズが $10 \mu\text{m}$ 程度であるのに対して、水平ビームサイズが基準光学設計で $2.2 \mu\text{m}$ であることから、概算の上では問題ない。二つの条件より、散乱光子数はシンプルな式で表される。

$$N_\gamma = \sigma_{total} N_{bunch} n_{laser} \quad (2.31)$$

ここで σ_{total} は前節で求めた Compton 散乱の全断面積、 N_{bunch} は 1 バンチ辺りの電子の数、 n_{laser} は電子が感じるレーザーの光子数密度である。以下レーザー光が y に走っている系で考える。レーザーのプロファイル Gaussian に仮定すると、レーザー光子数分布を電子ビーム方向に積分した、電子ビームに transverse な (x, y) 平面での面光子数分布は次式で与えられる。

$$P_{laser}(x, y) = n_{laser} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{laser}^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2c^2\sigma_t^2}\right) \quad (2.32)$$

ここで σ_{laser} はレーザー光のサイズ、 σ_t はレーザー光のパルス幅である。したがって、 $P_{laser}(x, y)$ とレーザーの 1 光子辺りのエネルギー ϵ_{laser} を用いて、レーザーの 1 パルス辺りのエネルギー E_{laser} が書ける。

$$E_{laser} = \int d^2x \epsilon_{laser} P_{laser}(x, y) \quad (2.33)$$

これを解いて、 n_{laser} が求まる。

$$n_{laser} = \frac{E_{laser}}{2\pi\epsilon_{laser}c\sigma_t\sigma_{laser}} \quad (2.34)$$

新竹モニタでは電子ビームとレーザーのパラメータは次のとおり。 $N_{bunch} \sim 5 \times 10^9$ 、 $E_{laser} = 1.4 \text{ J}$ 、 $\epsilon_{laser} = 2.33 \text{ eV}$ 、 $\sigma_t = 3.4 \text{ ns}$ 、 $\sigma_{laser} \simeq 10 \mu\text{m}$ 。ただし E_{laser} はレーザー直下の光強度の値を使用した。これらを用いて N_γ を概算する。

$$N_\gamma \sim 2 \times 10^4 \quad (2.35)$$

実際はガンマ線検出器に入るときに多少コリメータでカットされたり、トランスポートラインが汚れてなどしてこの値より小さくなる場合がある。同様に N_{bunch} を大きく設定したり、レーザー光をより小さく絞ってこの値より大きくなる場合も存在する。いずれにしろシグナルガンマ線数の統計的なふらつきは 1 % 程度と、十分小さい。

2.4 干渉縞の強度分布

2.4.1 電子ビームが感じる干渉縞強度

2.2 節において、レーザー光が電子ビームの longitudinal 方向に平行な偏光をもつ s 偏光では、磁場の強度を干渉縞強度とみなしてよいと仮定した。本節ではこれを説明する。

まずここでいう干渉縞の強度とは、電子ビームと反応するレーザー光強度のことである。したがって干渉縞強度とは、自由空間を伝播する電磁場のエネルギー

$$E = \sum_k \hbar \omega_k \left(n_k + \frac{1}{2} \right) \quad (2.36)$$

から定義されるの光子数密度 n ではなく、電子ビームとレーザー光の相互作用から定義されるべきである。例えば単一光源の光をダブルスリットに通し、スクリーンに明暗の干渉縞を作る実験を考える。スクリーンとして CCD を用いるなら、CCD の半導体内で電子・ホールペアを生成するのは電場であるので、この場合の干渉縞強度は電場の強度に比例するはずである。

上の例では干渉縞強度と電場強度はイコールであったが、これをそのまま新竹モニタにおける干渉縞強度には適応できない。入射する電子が相対論的な速度を持つので、ローレンツ力を見ると、電場との相互作用と磁場との相互作用がほとんど同じ強さになるからである。かといって電場と磁場の強度を 1:1 で足し合わせたものを、干渉縞強度とみなすことはできない。電場と磁場の強度を足し合わせたものはつまり電磁場のエネルギー密度であるが、これは交差角 180 度のときに位置によらず一定になる。FFTB 実験では 174 度交差でもある程度の大きさのシグナルの変調は観測されているので、実験結果と矛盾する。

そこで系を電子静止系に Lorentz boost して考えてみる。電子静止系ではローレンツ力の磁場との相互作用項は消える。したがって干渉縞強度への寄与は、電荷・電場相互作用のみが残る。しかしローレンツ力として出てくる磁場の項は消えるものの、スピンとカップルする磁場の項は存在するはずである。非相対論的にはスピンと磁場の相互作用項は電荷と電場の相互作用項に比べて小さいが、電子静止系で電子が感じる電磁波のエネルギーは Lorentz boost されたことにより、Lorentz boost factor γ_{beam} 倍されている。ATF2 は電子ビームのエネルギーが 1.3 GeV である

ので、

$$\gamma_{beam} = \frac{1.3 \text{ GeV}}{511 \text{ keV}} = 2.5 \times 10^3 \quad (2.37)$$

したがって電子静止系での入射電磁波のエネルギーは

$$\frac{2\pi\hbar c}{\lambda} \gamma_{beam} = 5.9 \text{ keV} \quad (2.38)$$

となり、これは X 線領域の電磁波である。このエネルギー領域でスピン相互作用項が無視できるかは自明ではない。

しかし実際は線偏光の光子に対しては、スピンに依存する項は Thomson 散乱を表す電荷・電場相互作用に比べて $\frac{\hbar\gamma_{beam}\omega}{mc^2}$ の 2 次のオーダーの大きさである [17]。ここで ω は実験室系での入射光子のエネルギー。これは非常に小さい。したがってスピンの相互作用は無視できる。

結局のところ干渉縞の強度は、電子静止系の電場強度に比例する。詳しい計算は付録 A で行う。

2.4.2 電子静止系での電場強度

ATF2 の新竹モニタではレーザーは s の線偏光であるが、ここでは一般の偏光状態を考えて電子静止系での電場強度を計算する。

まず実験室系での電磁場を s 偏光と p 偏光成分に分けて記述する。

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{E}_{1s} + \vec{E}_{1p} \\ \vec{E}_{1s} &= E_s (0, 0, 1) \cos\left(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2}\right) \\ \vec{E}_{1p} &= E_p (-\sin\phi, \cos\phi, 0) \cos\left(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \vec{B}_1 &= \vec{B}_{1s} + \vec{B}_{1p} \\ \vec{B}_{1s} &= E_s (\sin\phi, -\cos\phi, 0) \cos\left(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2}\right) \\ \vec{B}_{1p} &= E_p (0, 0, 1) \cos\left(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.40)$$

この電磁場を電子の向き、すなわち z 方向に Lorentz boost する。このときの変換式は次のとおり。

$$\begin{aligned} E_x^* &= \gamma_{beam} (E_x - \beta_{beam} B_y) \\ E_y^* &= \gamma_{beam} (E_y + \beta_{beam} B_x) \\ E_z^* &= E_z \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} B_x^* &= \gamma_{beam} (B_x + \beta_{beam} E_y) \\ B_y^* &= \gamma_{beam} (B_y - \beta_{beam} E_x) \\ B_z^* &= B_z \end{aligned} \quad (2.42)$$

Lorentz boost された電場について、時間平均した電場強度を計算する。

$$\begin{aligned} \overline{|\vec{E}^*|^2} &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^\infty dt |\vec{E}^*|^2 \\ &= \gamma_{beam}^2 (E_s^2 + E_p^2) \left[1 + \left(\cos \theta + \frac{2E_s^2}{E_s^2 + E_p^2} \gamma_{beam}^{-2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \cos(2k_y y + \alpha) \right. \\ &\quad \left. - \beta_{beam} \sin 2\chi \sin \theta \sin(2k_y y + \alpha) \right] \end{aligned} \quad (2.43)$$

ここで χ は偏光の楕円率。 $\tan \chi$ が電場の振動面の長軸と短軸の比を表す。干渉縞の明暗のコントラストは次のように表される。

$$\text{Contrast} = \left\{ \left[\cos \theta + \frac{2E_s^2}{E_s^2 + E_p^2} \gamma_{beam}^{-2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^2 + \beta_{beam}^2 \sin^2 2\chi \sin^2 \theta \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.44)$$

楕円率に依存する項は $\tan \chi$ が 1 に近づくほど、すなわち線偏光から円偏光に近づくほどコントラストが増加することを表す。またこの項は電子ビームが光速に近い場合に寄与する。これは次のように定性的に説明される。

円偏光の場合は s 偏光と p 偏光の位相差が $\frac{\pi}{2}$ となる。一方干渉縞において、実験室系で電場と磁場の位相は $\frac{\pi}{2}$ ずれている。この電磁場を z 方向に Lorentz boost して電場の静止系での電場強度を考えると、例えば電子静止系の電場の x 成分に実験室系の電場の x 成分と磁場の y 成分が寄与する。線偏光であれば、先ほど述べたとおり実験室系の電場と磁場は位相が $\frac{\pi}{2}$ ずれているので、二つの干渉項は消える。しかし円偏光であれば、電場の s (p) 偏光と磁場の p (s) 偏光が同位相で干渉するから、干渉縞コントラストが強められる。このように楕円成分があると実験室系での電場と磁場が、電子静止系で干渉し合う。

β_{beam} が小さいとき、つまり電子が遅い場合は楕円率に依存する項が無視でき、コントラストはシンプルに書ける。

$$\text{Contrast}_{\text{lab}} = \frac{1}{E_s^2 + E_p^2} |E_s^2 + E_p^2 \cos \theta| \quad (2.45)$$

ここで E_s^2 の係数が交差角 θ 依存をもたないのは、電場の s 偏光成分は常に 2 本のレーザーにおいて平行なので、電場の s 偏光由来のコントラストは常に 1 だからである。式 (2.44) 第二項は、遅い電子では磁場との相互作用が弱いことによる干渉縞コントラストの補正とみなせる。

さて、ATF2 では $\gamma_{beam} \simeq 2500$ と十分大きいので、 γ_{beam}^{-1} を無視する近似が適応できる。さらに干渉縞を形成するレーザー項は s の線偏光であるので、 $\tan \chi = 0$ となり第三項は消える。したがって式 (2.43) は次のように書き替えられる。

$$\begin{aligned} \overline{|\vec{E}^*|^2} &= \gamma_{beam}^2 E_s^2 (1 + \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha)) \\ &= \gamma_{beam}^2 \overline{|\vec{B}|^2} \end{aligned} \quad (2.46)$$

したがって電子静止系の電場強度は、実験室系の磁場強度と比例関係にある。これは次のように説明される。s 偏光では実験室系で電場は z 方向を向いているが、 z 方向に Lorentz boost したと

	効果	要求されるスペック
ピークエネルギー	シグナルの S/N を向上させる	BG レベルによる
パルス幅	電子ビームとレーザー光を衝突させやすくする	> 6 ns [FWHM]
線幅	干渉縞の visibility が 1 に近い	< 0.0097 cm ⁻¹ [FWHM]*
波長	37 nm のビームサイズを測定できる	< 700 nm**

* M の悪化が 10 % より小さいことを要求した。

** 37 nm のビームに対して $M < 0.8$ を要求した。

表 3.1 レーザーに求められる性能

き、 z 成分は不変である。一方このとき実験室系で磁場は xy 平面に乗っているが、この成分は式 boost して $\beta_{beam}\gamma_{beam}$ 倍される。すなわち電子静止系での電場強度への寄与は、実験室系での磁場のほうが $(\beta_{beam}\gamma_{beam})^2$ 倍大きく、電場からの寄与は無視できる。したがって干渉縞コントラストを考える上では、電子静止系での電場強度を計算しても、実験室系での磁場強度を計算しても同じことである。以上でレーザー光が s 偏光ならば、実験室系の磁場強度を干渉縞強度とみなしてよいことが確認された。

3 新竹モニタの構成と性能

3.1 新竹モニタの構成

新竹モニタは大別して 4 つの要素から構成される。すなわち、

1. 大強度レーザー
2. 干渉計
3. ガンマ線検出器
4. DAQ 及び制御系

である。セットアップは図 2.1 に示したとおり。

3.1.1 大強度レーザー

新竹モニタのレーザーについて求められる性能を表 3.1 に示す。実際に ATF2 の新竹モニタで用いるレーザーの性能については 4 節で述べる。

3.1.2 干渉計

レーザー干渉縞は光学系によって生成される。我々の新竹モニタでは真空中でレーザー光を交差させて干渉縞を生成している。交差させるための光路は交差角に応じて 3 種類用意されており、モード変換用の回転ステージに乗ったミラーによって、パワーをロスすることなく光路の変更が可能になっている。交差角は 2-8、30、174 度が存在する。2-8 度は 2 度から 8 度まで、プリズムステー

交差角 [degree]	干渉縞ピッチ [μm]
2	15.2
8	3.81
30	1.03
174	0.266

表 3.2 交差角モードと干渉縞ピッチ

ジを制御して連続的に変化させることができる。各交差角モードの干渉縞ピッチを表 3.2 に示す。

前節で説明したとおり、ATF2 の新竹モニタでは干渉縞とビームの相対位置をスキャンする方法として、ビームを固定したまま干渉縞をスキャンする手法を採用している。これを実現するために、光学系にピエゾステージを用いた光学遅延回路を組み込んでいる。この遅延回路はプリズムが乗ったステージを動かすことで、光路長を制御する仕組みになっている。ステージに求められる性能としては、レーザー波長に対して十分短い分解能で動けることと、精度が優れていることである。

このほか光学系には干渉縞を正しく IP で生成するためのミラーアクチュエータ等からなるアライメント機構と、レーザーの光路、光量、位相、タイミングの状態をリアルタイムで監視するためのモニタ類が設置されている。干渉計についての詳しい議論は 4 節で述べる。

3.1.3 ガンマ線検出器

IP で電子ビームと干渉縞が Compton 散乱し、ガンマ線が生成する。ガンマ線の光子数は 10^4 程度で直接数を数えるのではなく、エネルギーの総量を求める。ガンマ線は電子ビームの下流に飛ぶため、ガンマ線検出器は IP 下流に設置される。したがって検出器はビームラインに沿って生成される Background (BG) にさらされる。この BG はほとんどシグナルガンマと同じ方向に飛んでくるので、コリメータによる BG カットの効果には限界がある。このことからガンマ線検出器には、高いシグナル・BG 分離能が要請される。

ATF2 の新竹モニタにおいては、ATF2 のビームが 1.3 GeV と比較的低エネルギーなので、シグナルのガンマ線は主な BG 源の制動放射に比べて低エネルギーである。我々のグループは低エネルギーシグナル・高エネルギー BG を電磁シャワーの発展をみて分離できる性能をもつガンマ線検出器を開発した [27]。詳細は 5 節で述べる。

3.1.4 DAQ 及び制御系

ATF2 のビームは繰返し周波数が 1.56 Hz であるため、DAQ の速度にはさほど要請が厳しくない。その代わりに BPM やビームカレントモニタなど、他のモニタの情報と合わせて複合的にビームの状態を診断するため、リアルタイムでの情報の共有が必要になる。ATF では EPICS を用いて、ネットワークを介して実験データと制御データをリアルタイムで共有している。

EPICS EPICSとは (Experimental Physics and Industrial Control System) の略で、加速器のように個々の制御装置がある程度独立して運転しているが、全体として一つの装置として動いている分散制御システムの開発をサポートするソフトウェア環境である [36]。EPICS の初期バージョンは Los Alamos National Laboratory と Argonne Natinal Laboratory が開発したが、現在は世界各地の研究所が共同開発に参加している。また EPICS はオープンライセンスで配布されている。

EPICS では、Input/Output Controllers (IOCs) と呼ばれるサーバーが情報を流し、それを別のコンピュータ群が受け取る。このとき情報のやり取りの方法として、Channel Access (CA) という独自のネットワークプロトコルを採用している。CA は加速器のように、リアルタイムの情報のやり取りが必要なシステムに適している。

CA でやり取りされる情報は”record” と呼ばれるオブジェクトで、それぞれ固有の名前や型や、record が格納している値などがそれぞれ与えられている。CA はこの record の名前にしたがってアクセスを行い、格納している値を開示したり書き換えたりできる。以下にいくつか例を上げる。

- レーザーのパワーを調整しているアテニュエータの状態を”IPBSM:LaserAttenuator:State” という名前の record に格納している。アテニュエータについては 4.15 節参照。ハードウェアとしてはアテニュエータの状態は赤外線センサによってモニタされており、この情報は CAMAC で取得されている。状態に変化があると、この CAMAC が record “IPBSM:LaserAttenuator:State” の値を書き換える。この情報はネットワークでつながった ATF の端末からいつでも読める。
- IP で使用されるワイヤスキャナ (3.5 参照) はスクリーンモニタとともに複合ターゲットを形成しており、「IPMover」と呼ばれる垂直導入器で出し入れされる。垂直導入器には、”IPBSM:IPMover:Control”, “IPBSM:IPMover:Position” などといった record が用意されており、この値を書き替えることでネットワーク上の (record の書き替えが許されている) どの端末からもワイヤスキャナ操作が行える。しかしレーザーがハイパワーで運転中であると、ワイヤがレーザー光で焼かれてしまう。これはワイヤスキャナが使えなくなるどころか、IP の真空状態を悪化させてビーム運転を中止しなくてはならない危険がある。そこで導入器の操作を行っている VME では、動作前に先ほどの”IPBSM:LaserAttenuator:State”を確認することで動作可能かを判断し、安全に運転を行っている。
- 新竹モニタによる測定結果は”IPBSM:Interfere:Raw” という名前の 200 列の Float 型の record に書き出される。この値は VME によってビームバンチ 1.56 Hz ごとに更新される。この配列にビームサイズ測定に必要なデータが格納されているが、この中には IP-BPM など、新竹モニタ以外のデバイスの測定値も含まれる。これは IP-BPM などの record をビームサイズ測定中にリアルタイムで取得することで、一つの配列に納めている。

これらの例からわかるとおり、EPICS によって測定値の取得やデバイス制御の命令を、対象のデバイスがネットワーク上のどこに存在しているかを意識することなく容易に実行できる。これは分

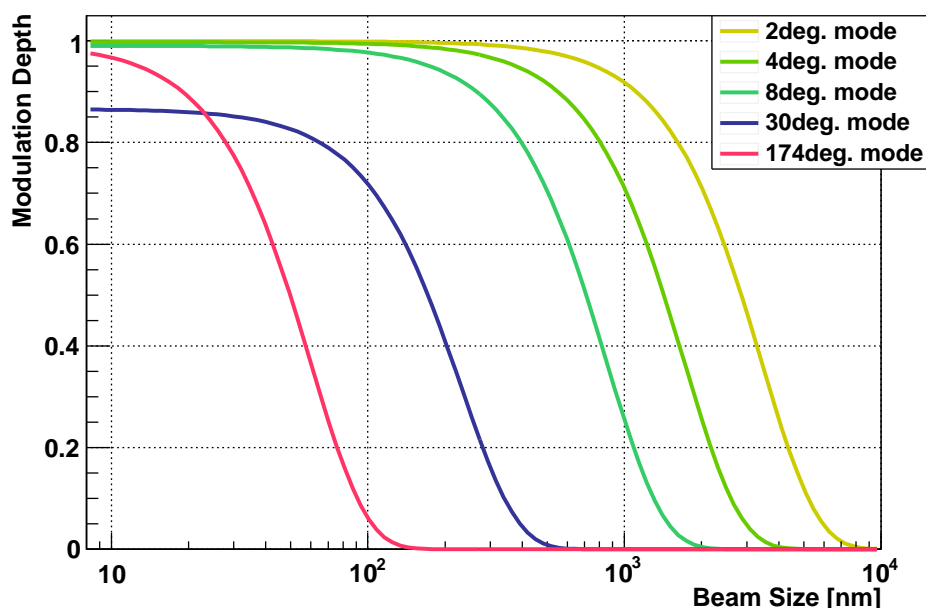


図 3.1 電子ビームサイズと modulation depth の関係

散制御システムの構築の上で大きな利点である。

3.2 測定レンジ

新竹モニタではレーザー光の交差角を変化させることで、広い測定レンジを実現している。図 3.1 に各交差角モードごとの電子ビームサイズと modulation depth の関係を表したグラフを示す。また、図 3.2 にシミュレーションによる新竹モニタの測定分解能を示す。図の各グラフはレーザー光交差角ごとの分解能を示す。凡例の数値がその交差角。このシミュレーションは、電子ビーム 90 パンチのシグナルを取得する測定条件で行われている。2.5 μm 以上のビームサイズに対しては、IP に設置された 5 $\mu\text{m}\phi$ のカーボンワイヤスキャナの測定感度領域となる。これについては 3.5 節参照。したがって ATF2 では IP で 25 nm 以上の全てのビームサイズに対してサイズ測定可能となっている。

ところで本論文において分解能とは、「あるビームサイズを繰り返し測定したときの測定値の偏差」と定義している。これとは別にいくつかの要因により、実際のビームサイズより大きく見積もってしまう効果がある。この影響の大きさをバイアスと呼び、分解能とは別に扱う。

シミュレーションの結果、10 nm 程度の電子ビームに対しても 20% 程度の分解能を示しているが、これはあくまで分解能に限定した性能である。modulation depth が 1 に近づくバイアスの悪化が相対的に大きくなる。実際に測定できるビームサイズの下限は分解能ではなくバイアスが決められている。バイアスについては 7 節で述べる。

ところで図 3.2 において、各交差角モードの右側が切れている。その原因は図 3.3 に現れてい

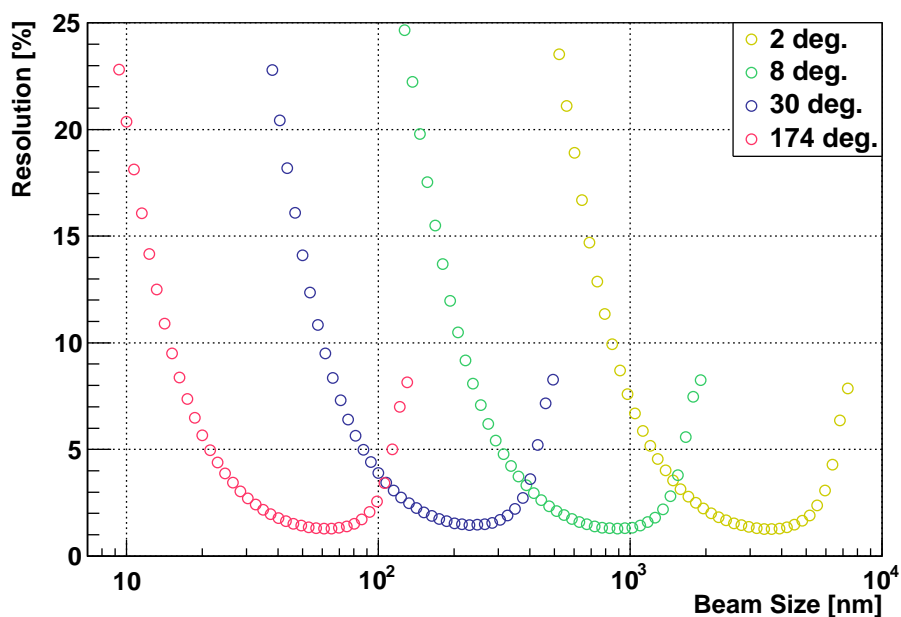


図 3.2 新竹モニタの分解能シミュレーション

る。このグラフは干渉縞スキャンによるシグナル変調が見えない、十分大きな電子ビームに対してスキャンを行ったシミュレーション結果である。本来変調は見えないはずであるが、Fittingの結果は変調があるということになっている。この現象は、ガンマ線検出器の分解能等に由来するシグナルのジッターを干渉縞スキャンによるシグナル変調と誤認して fit してしまうために起こる。このことからシグナルジッターより小さい変調は見るができない。つまりシグナルのジッターによって、測定できるビームサイズの上限が決まってしまう。どこまでビームサイズを再現できるか、すなわちリニアリティをシミュレートしたグラフを図 3.4 に示す。これは 174 度交差、シグナル平均 200 GeV でのビームサイズ測定のシミュレーション結果である。good condition は BG が 100 GeV、ビームカレントをモニタしている ICT カレントモニタの分解能が 2.5 % でシミュレートしている。これに対して bad condition では BG が 150 GeV、ICT カレントモニタの分解能が 6.5 % で計算を行った。ICT モニタについては付録 B を参照。先に示した図 3.2 ではこのリニアリティの要請として、シミュレーションで生成したサイズと再構成されたビームサイズの平均のずれが、5 % 以内に収まっていることを条件に課した。グラフの右側が切れているのは、これが理由である。BG 量や ICT モニタの分解能がシグナルジッターに与える影響については 8 節で考察する。

3.3 測定時間

ビームサイズ測定にかかる時間は、1 回の測定に電子ビーム何バンチ分のシグナルが必要かで決まる。当然取得バンチ数が増えれば測定分解能は向上するが、ビームチューニングにかかる時間が

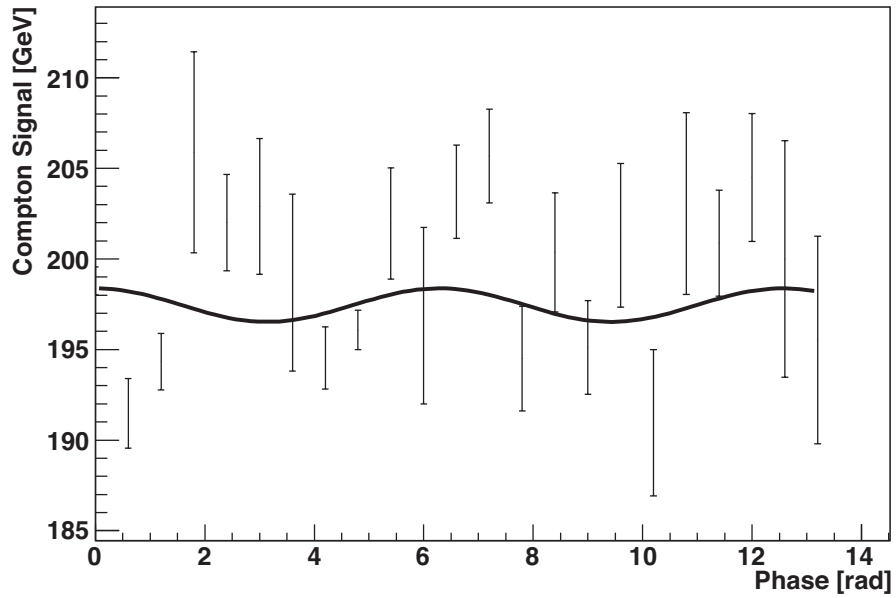


図 3.3 Modulation depth の過大評価

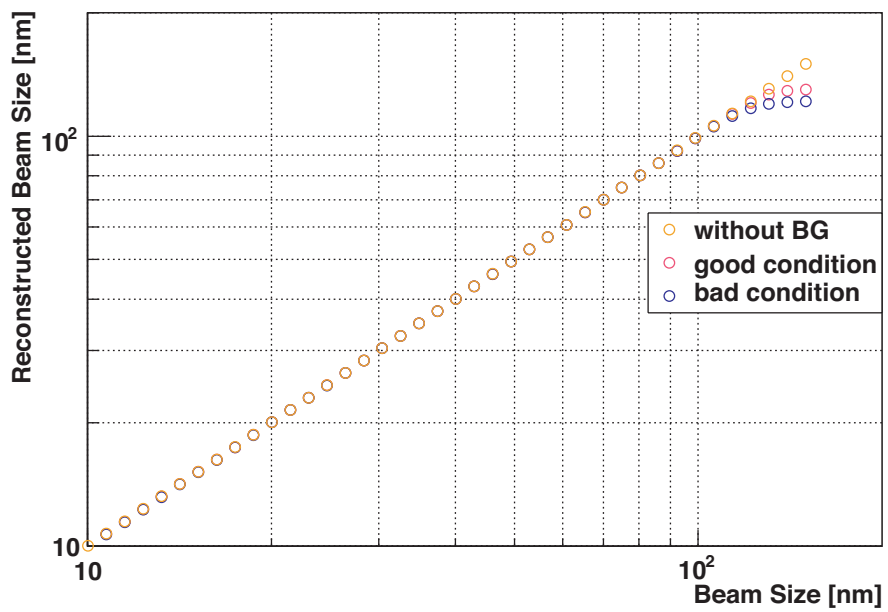


図 3.4 ビームサイズ測定のリニアリティ (交差角 174 度の場合)

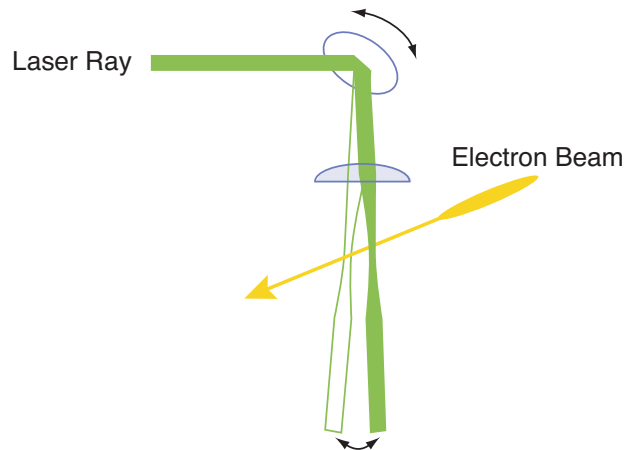


図 3.5 レーザーワイヤスキャン

増大してしまう。また、測定を通してビームサイズ、ビームの位置が安定である保証は無いので、測定時間は短いほうが好ましい。分解能とビームチューニングからの要請のバランスをとり、現在は 90 バンチ分のシグナルで、1 回のビームサイズ測定を行っている。ATF2 加速器の繰返し周波数は 1.56 Hz なので、1 測定を 60 秒で行っている。将来 ATF2 のビームがマルチバンチ化することがあれば、これに対応してより短い時間で測定を行うことも可能である^{*13}。

3.4 レーザーワイヤモード

新竹モニタのレーザー光は、ミラーアクチュエータによって自由に角度を変えることができる。したがってレーザー光の角度を振って、レーザー光の位置を電子ビームに対してスキャンさせれば、レーザーワイヤスキャンになる。レーザー光と電子ビームのプロファイルは通常 Gaussian である。したがってスキャンにおいてレーザーの位置に対して得られる Compton シグナルが Gaussian の分布をし、その 1σ の大きさが

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{beam}^2 + \sigma_{laser}^2} \quad (3.1)$$

を満たす。ここで σ_{beam} は「レーザー光が感じるビームサイズ」である。レーザー交差角を変更することで、レーザー光が感じる電子ビームサイズが変わる。水平にレーザー光を通せば鉛直方向のビームサイズを感じ、鉛直に通せば水平ビームサイズを感じる。すなわち次の関係式が成り立つ。

$$\sigma_{beam}^2 = \sigma_x^2 \sin^2 \phi + \sigma_y^2 \cos^2 \phi \quad (3.2)$$

ここで ϕ はレーザー交差角 θ の半分。つまり $\phi = \frac{1}{2}\theta$ 。

式 (3.1) はレーザー光がビームサイズより小さい場合は、ビームサイズを求めることができることを示している。一方その逆であればレーザー光のサイズが測定できる。両者が同じ程度で、また

^{*13} その際には、レーザー、ガンマ線検出器、干渉縞位相制御、DAQ の全てにおいてアップグレードが必要である。

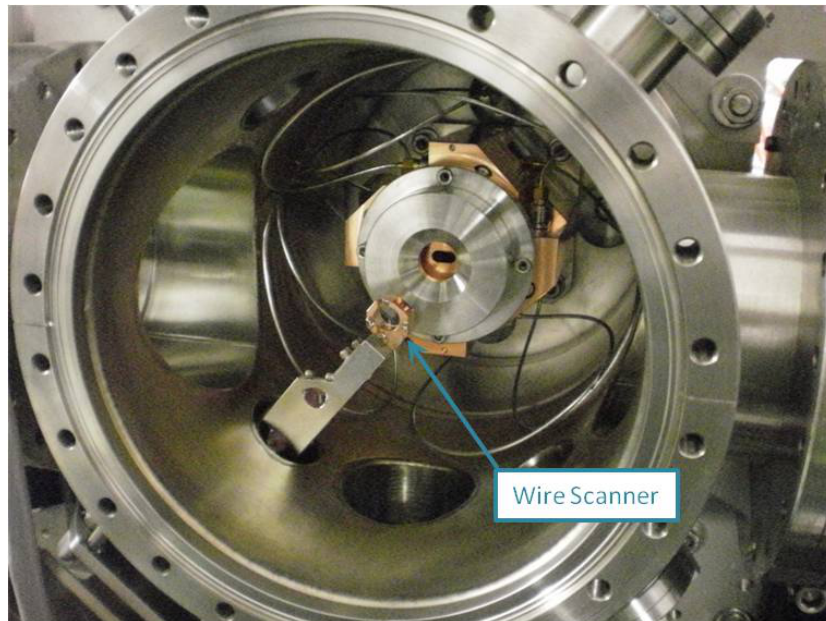


図 3.6 ワイヤスキャナ

は片方のサイズがよく測定されている場合は、上式より補正してもう一方のサイズを求めることができる。2本レーザー光のうち、片方でレーザーワイヤスキャンを行うモードを、レーザーワイヤモードと呼ぶ。

レーザーワイヤモードの使用例として、次のようなものがある。

1. レーザー光の位置アライメントにおいて、レーザー光と電子ビームの衝突する位置を探す。
2. ビームチューニングが完全でないとしばしば $\sigma_{laser} < \sigma_x$ が成り立つが、そのとき交差角 $2\phi = 174$ 度モードで水平ビームサイズを測定する。
3. $\sigma_{laser} > \sigma_y$ が成り立つとき、交差角 2 度モードで垂直レーザー光スポットサイズを測定する。

特に 1 の役割は、干渉縞スキャンによるビームサイズ測定のための準備として重要な働きを担う。

3.5 ワイヤスキャナ

ATF2 では、IP に二種類のが設置されている。一つは $10 \mu\text{m}\phi$ のタングステンワイヤ、もうひとつは $5 \mu\text{m}\phi$ のカーボンワイヤである。IP に設置されたワイヤスキャナを図 3.6 に示す。2010 年 12 月の段階では、水平方向に 1 本と鉛直方向に 2 本のカーボンワイヤが張られている^{*14}。通常強度の大きいタングステンのほうが扱いが容易であるが、ワイヤが細くなってくると、ビームとの反応で焼き切れてしまう。そのため $5 \mu\text{m}\phi$ のワイヤスキャナはタングステンに比べて質量数の

^{*14} 1 月上旬の段階では水平方向のワイヤは切れてしまっている。



図 3.7 ワイヤホルダ

小さいカーボンでワイヤを作成する。ワイヤは IP でホルダにマウントされている。(図 3.7) ホルダはスクリーンモニタとともに複合ターゲットを構成しており、真空チェンバに接続した導入器で位置を調整する。この導入器を動かすことで、ワイヤの位置を電子ビームに対してスキャンする。

ワイヤと電子ビームの反応から生じるガンマ線数は、レーザーと電子ビームの反応で生じるガンマ線に比べて数桁多い。したがって測定の簡単さから、新竹モニタのガンマ線検出器ではなく、通常 BG レベルを測定している BG モニタで測定する。この BG モニタは新竹モニタのガンマ線検出器から数 10 cm だけ上流に設置された、カロリメータである。構成は 5 mm のプラスチックシンチレータに 10 mm の鉛コンバータをつけて、シンチレーション光はオプティカルグリースで接続した PMT で読み出している。BG モニタはムーバーで出し入れ可能になっており、新竹モニタの測定時には外して、ガンマ線がエネルギーをロスしないような機構になっている。

ワイヤと電子ビームの反応で生じるシグナルについて考察する。ワイヤの軸に対して垂直な方向を x 軸にとり、原点をビームの中心に取る。軸に対して垂直なビームサイズを σ_{beam} とおく。ワイヤ中心がある位置 x_0 にあるときのシグナル数 N_γ を計算する。

$$N_\gamma(x_0) \propto 2 \int_{-r+x_0}^{r+x_0} dx \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{beam}^2}\right) \sqrt{r^2 - (x - x_0)^2} \quad (3.3)$$

ここで r はワイヤの半径。電子ビームがワイヤを進むうちに、反応によりバンチ数が減る効果は無視した。この式を解析に解くのは難しいが、 $\sigma_{beam} > \frac{2}{3}r$ の条件が成り立つとき、ワイヤを $\sigma_{wire} = \frac{1}{2}r$ の Gaussian とみなす近似が適応できることがわかっている [40]。したがって上式を書き変えて、

$$\begin{aligned} N_\gamma(x_0) &\propto \int dx \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{beam}^2}\right) \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{\sigma_{wire}^2}\right) \\ &= \sqrt{2\pi \frac{\sigma_{beam}^2 \sigma_{wire}^2}{\sigma_{beam}^2 + \sigma_{wire}^2}} \exp\left(-\frac{x_0^2}{2(\sigma_{beam}^2 + \sigma_{wire}^2)}\right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

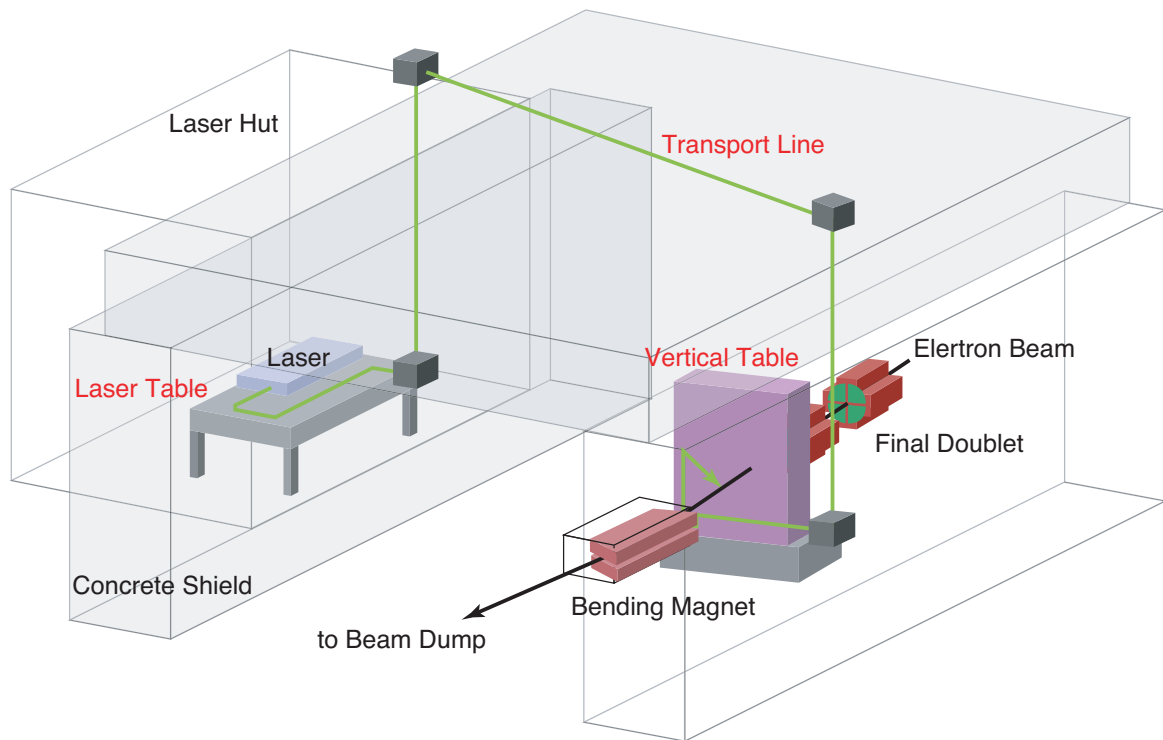


図 4.1 IP 付近のレイアウト

ワイヤの位置 x_0 をスキャンすることで、 $\sigma^2 = \sigma_{beam}^2 + \sigma_{wire}^2$ の Gaussian プロファイルが取得される。電子ビームサイズは得られたプロファイルの σ を用いて、

$$\sigma_{beam} = \sqrt{\sigma^2 - \frac{r^2}{4}} \quad (3.5)$$

で求まる。

$10 \mu\text{m}\phi$ ワイヤに対して 1% の精度を要求すると、測定限界は $4.5 \mu\text{m}$ となる [40]。上式の近似を用いなければ、小さいビームサイズまで限界を下げるができるが、小さいビームはよりワイヤへの負荷が大きい。負荷が増えるとワイヤが焼き切れるので、実用上あまり意味が無い。

4 光学系

4.1 光学系の構成

レーザーハットおよび IP 付近のレイアウトを図 4.1 に示す。光学系は大きく分けて三つの要素から構成される。

1. レーザーハット内のレーザー定盤
2. トランスポートライン
3. 垂直定盤

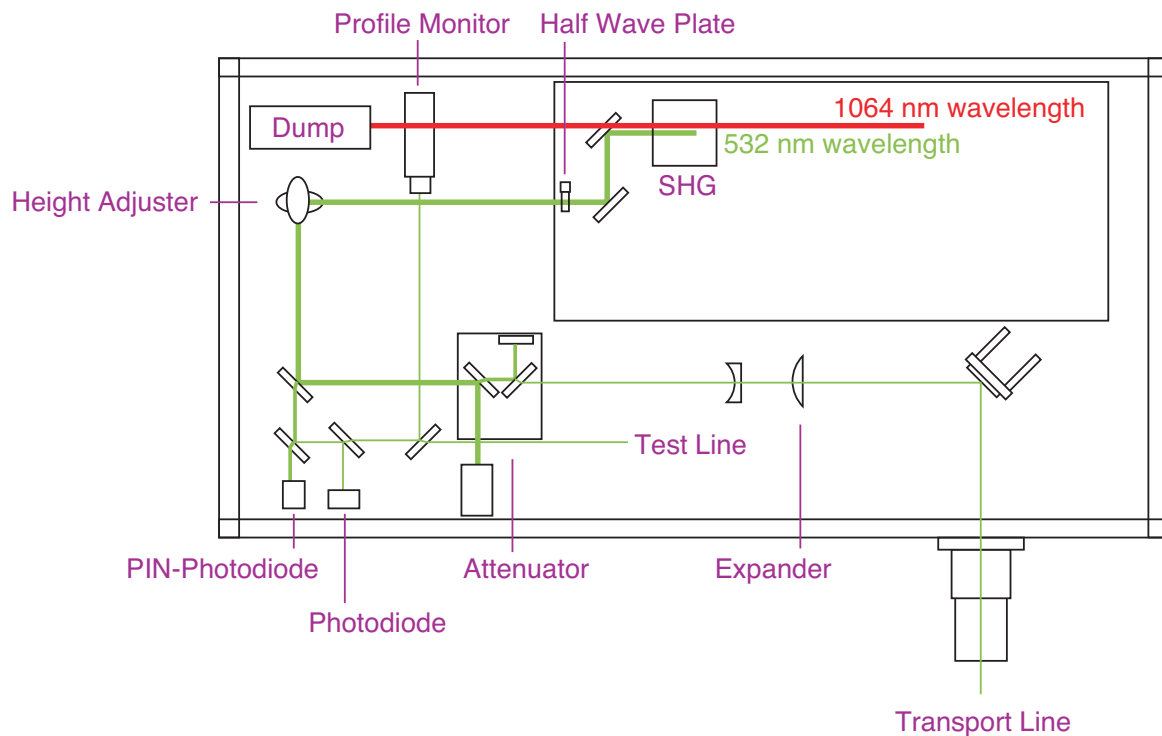


図 4.2 レーザー定盤

以下それぞれの要素について簡単に説明する。さらに細かい要素については、続く小節で説明する。

4.1.1 レーザー定盤

レーザー定盤の光学系を図 4.2 に示す。レーザーはレーザーハット内のレーザー定盤上に設置されている。レーザーハットはコンクリートシールドの外にあるため、ビーム運転中にもアクセスできる。したがってレーザーの不調が発見された場合には、いつでも対処可能である。安全上の観点からレーザー定盤は一つの独立した光学系になっており、ここでレーザーの状態を把握できるようにいくつかのモニタが設置されている。またレーザーハット内は温度と湿度を適切に調整^{*15}し、空気の清浄さを保つため、温調ユニットによって室内環境が整えられている。

レーザーから出射されたレーザー光は、出射口直前に設置された $\frac{1}{2}$ 板によって適切な偏光状態に調整される。出射口を出たレーザー光は expander と呼ばれる一組の凹凸レンズを通過し、レーザー径を拡大される。さらに expander を通過したレーザー光はトランスポートラインに入り、シールドの天井を経由して IP エリアに運ばれる。

レーザーのモニタ類は、高反射率ミラーの透過光を測定する。レーザー定盤上ではシードレーザーのかり具合、レーザー位置プロファイル、レーザータイミングをリアルタイムで常にモニタ

*15 温度 25 度。湿度 50 度。

している。また必要に応じてテストラインで時間プロファイルと、基本ガウスビームからのずれの指標 M^2 を測定できる。

さらに定盤上にはアテニュエータが設置されており、調整のためローパワーレーザー光が必要な場合はこれを用いる。図 4.2 は、このアテニュエータを使ってレーザーパワーを低下させた場合を表している。

4.1.2 トランスポートライン

レーザー定盤と垂直定盤を結ぶトランスポートラインは、20 m 程度の長さである。このラインの直線部は塩ビパイプで構成され、レーザー光を反射する箇所ではミラーが入った暗箱が設置されている。トランスポートラインはシールドの天井を通るが、ここは気温の変化を受けやすいところで、気温変化に伴ってレーザーの光路が変化する。そのためトランスポートライン前後にレーザーの位置モニタと、レーザー光の進行方向を調整するミラーアクチュエータを設置し、気温変動によるレーザー光路のドリフトをフィードバックする機構を設けた。

4.1.3 垂直定盤

レーザー光は垂直定盤上の IP で干渉縞を形成し、電子ビームと反応する。

垂直定盤にトランスポートされたレーザー光は、まず元のサイズに縮小されて、ハーフミラーで光路を二つに分けられる。片方のレーザー光は遅延回路を通過し、それから 2 本のレーザー光は交差角チェンジ用回転ステージによって適切な光路に誘導される。そして収束レンズを通過した後に真空チェンバの中に入り、IP で干渉縞を形成する。このとき IP がレンズの焦点と一致する設計となっている。垂直定盤の光学系の図面を図 4.3 に示す。垂直定盤上にはレーザーをアライメントするためのモニタや自動ステージ、アクチュエータがいくつか設置されている。

図 4.4 に実際の垂直定盤の写真を載せる。また図 4.5 には真空チェンバの写真を載せる。

4.2 レーザー

新竹モニタで用いるレーザーは Spectra-Physics 社製の高出力パルス Nd:YAG レーザー Pro-350 を二倍高調波で使用している。二倍高調波はレーザーに備え付けられた Second Harmonics Generator (SHG) で発生させている。レーザーのスペックを表 4.1 に示す。レーザー定盤上のプロファイルモニタで観測したレーザープロファイルを図 4.7 に載せる。縦に走った白線は CCD のノイズである。プロファイルは同心円状に分布している。

本レーザーは 2009 年の夏のシャットダウン中に新たに購入したものである。前レーザーと比較して主にレーザーパワーの点で性能の向上が実現している。

$$\text{old laser : 400 mJ} \rightarrow \text{new laser : 1400 mJ} \quad (4.1)$$

これによりシグナルの S/N が大きく向上した。

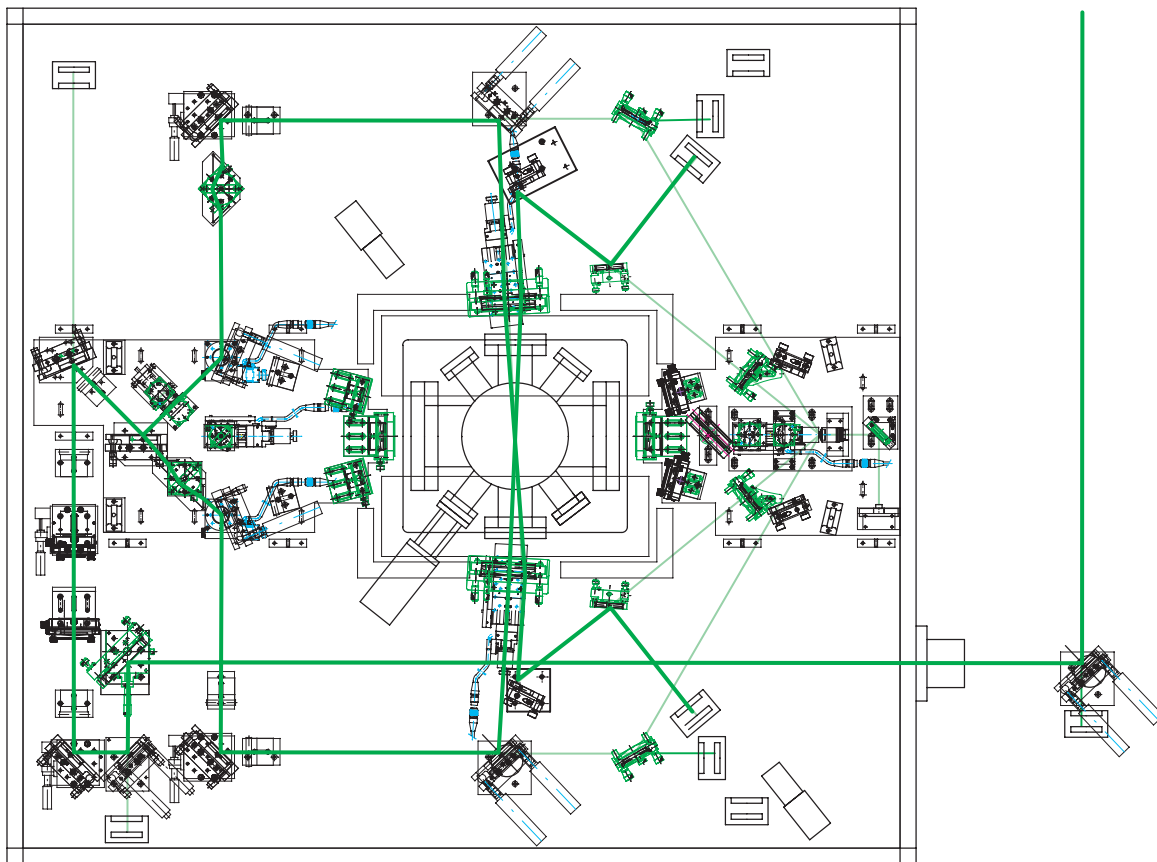


図 4.3 垂直定盤の CAD 図

メーカー	Spectra-Physics 社
型番	Pro-350
レーザー媒質	Nd:YAG
波長	532 (二倍高調波)
パルスエネルギー	1400 mJ
パルス幅	8 ns (FWHM)
繰返し周波数	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	$< 0.5 \text{ ns}$

表 4.1 Nd:YAG パルスレーザーのスペック



図 4.4 垂直定盤

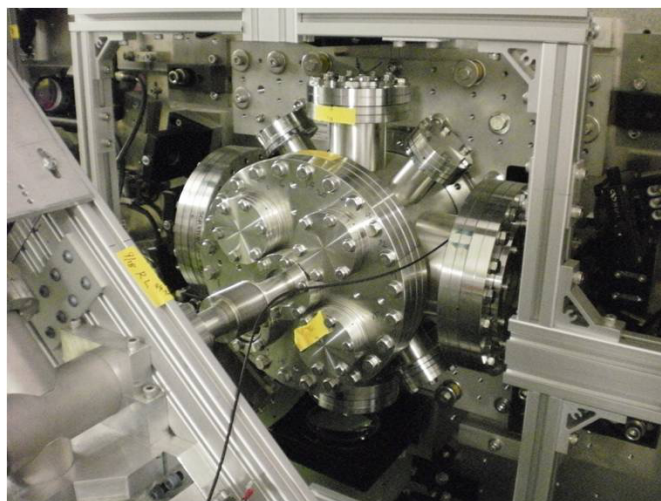


図 4.5 真空チェンバ

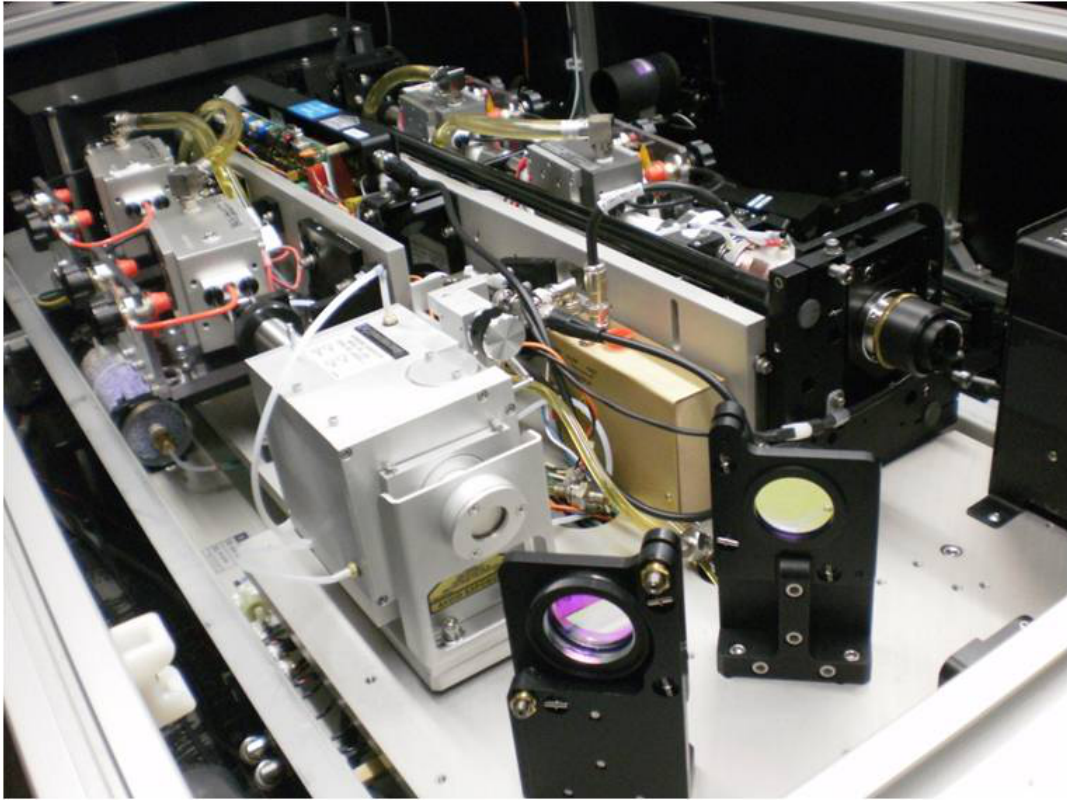


図 4.6 Pro-350



図 4.7 レーザープロファイル

4.2.1 Qスイッチ

レーザーは高出力パルスを得るために、Qスイッチを採用している。Qスイッチとは共振器のQ値^{*16}を瞬間的に変化させる技術をいう。

Qスイッチを使用しない場合、レーザーがパルスを発するまでの過程として次の3つが挙げられる。

1. 共振器内に設置された結晶の準位を励起させる (pumping)。
2. 脱励起によって放出された光が共振器内を往復していきにしたがい、反転分布が形成される。
3. 誘導放出が吸収より優勢になる。共振器を透過した光が出力として得られる。

ATF2の新竹モニタで使用しているレーザーでは、pumpingはFlash lampが発する光により行われる。

さてNd:YAGレーザーは励起準位の寿命が長いので、共振器に蓄えられるエネルギーは大きい。しかし蓄えられたエネルギーは通常一度に放出されるわけではなく、時間的に長く、ピークの低いパルスとなる。電子ビームのパンチは数10 psなので、レーザーパルスもこの値に近づけたほうがより多くのCompton散乱が起こる。そこでQスイッチを用いて時間的に短く、ピークの高い出力を作り出す。

Qスイッチを採用しているレーザーでは、1, 2の段階ではQ値を低く設定しておく。これにより共振器での損失が大きくなり、共振が抑制されてより大きい反転分布が得られる。そして分布が最も大きくなった瞬間にQ値を上げると、急激に共振が起こって誘導放出が促進されて、励起されていたエネルギーが一気に放出される。これがQスイッチの原理である。

ATF2の新竹モニタではQスイッチは波長板、 $\frac{\lambda}{4}$ 板^{*17}、Pockels Cell^{*18}から構成される [22]。まずPockels Cellに電圧が印加されていない場合は次のような反応により、Q値が低くなる [21]。

1. 偏光板に光が入り、水平方向の偏光が通過する。
2. さらに $\frac{\lambda}{4}$ 板を通過して円偏光になる。
3. 共振器のミラーで反射される。
4. ミラーから戻ってきた光が再び $\frac{\lambda}{4}$ 板に入り、今度は鉛直方向の線偏光に変化する。
5. 偏光板は鉛直方向の光を透過させないので、光の大部分はここでロスする。

Pockels Cellは波長板と $\frac{\lambda}{4}$ 板の間に設置されており、これに電圧が印加されていると、段階5において偏光板へ戻ってきた光が水平方向の線偏光となる。したがって偏光板はそのまま光を通過させる。すなわち偏光板でのエネルギーロスがなくなり、共振器のQ値は高くなる。

以上のQスイッチの機構により、ATF2の新竹モニタで用いるレーザーはパルス幅がFWHMで8 ns、ピークパワー164 MWという出力を実現している。

^{*16} 共振器に蓄えられるエネルギーを、共振器が失うエネルギーで割った量。

^{*17} s, p 偏光の位相差を $\frac{\pi}{2}$ 作り出す波長板。

^{*18} 電圧を印加すると(複)屈折率が変化する媒質。

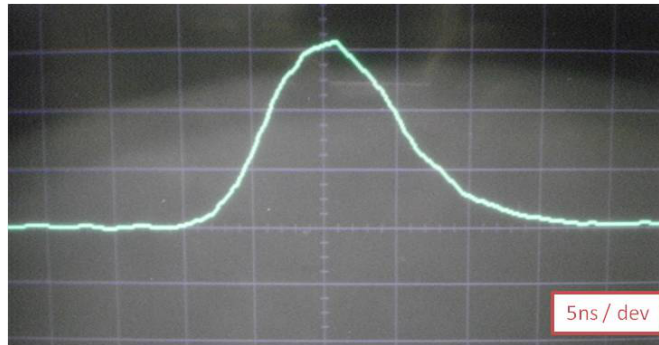


図 4.8 レーザー時間プロファイル



図 4.9 $\frac{\lambda}{2}$ 板

4.2.2 シードレーザーとレーザー時間プロファイル

優れた干渉性を実現するためにはレーザー光の時間コヒーレンスが高い、すなわち線幅が狭い必要がある。そこで放出を誘起する種光（シードレーザー）として単一波長に近い光を入れる [22]。これにより高次モードの共振が抑えられて、単一モードのみが立つ。これはすなわち線幅が狭く抑えられることを意味している。実際にシードレーザーを入れているときに得られたレーザー時間プロファイルを図 4.8 に示す。

4.2.3 $\frac{\lambda}{2}$ 板とレーザーの偏光

レーザー出射口の上流には $\frac{\lambda}{2}$ 板が設置されていて、レーザーの偏光を調整している。 $\frac{\lambda}{2}$ 板を図 4.9 に示す。

トランスポートライン前後で比較したレーザー光の進行方向は、微妙に角度をもっていて平行で

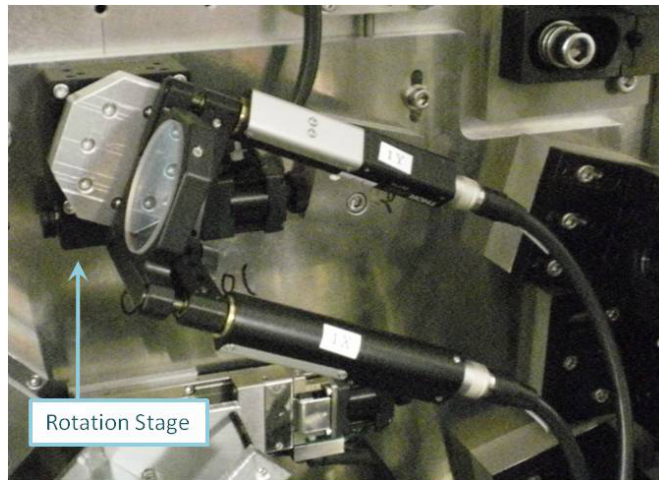


図 4.10 回転ステージ

はない。これによりレーザー定盤での偏光状態と垂直定盤での偏光状態は違っている。光学系は垂直定盤上で s 偏光となるよう設計されているため、レーザー定盤上ではわざと s 偏光から傾けた偏光に調整している。

波長板とは複屈折をもつ結晶素子で、例えば $\frac{\lambda}{2}$ 板ならば結晶を入射角 0 で通過したときに、基準となる面に対する電場成分とそれに垂直な成分の位相差が π となるよう設計されている。この基準面に対して φ の傾きの線偏光を入射させると、透過光は $-\varphi$ の傾きの線偏光になっている。したがって結晶を入射光の軸周りに δ 回転させると、偏光を 2δ 回転させる。

4.3 レーザー位置アライメントシステム

この小節ではレーザー光を IP で電子ビームに衝突させるための位置アライメント用モニタ類・制御装置を説明する。

4.3.1 交差角モードチェンジ用回転ステージ

ATF2 の新竹モニタでは、レーザー光交差角の切り替えはミラーが設置された回転ステージを制御することで行う [19, 21]。交差角 2-8 度、30 度、174 度モード用の三通りの光路が存在し、全てこの回転ステージでリモートでの切り替えが可能となっている。回転ステージで光路を切り替えることでレーザーパワーのロスを抑えられ、Compton シグナルの S/N の向上に寄与している。

設置されているミラーはそれぞれの光路の反射角 (22.5 度、60 度、67.5 度) に対して高い反射率が必要とされるので、特注のミラーを使用している。反射率はそれぞれの反射角に対して 99.5 % 以上という仕様となっている。

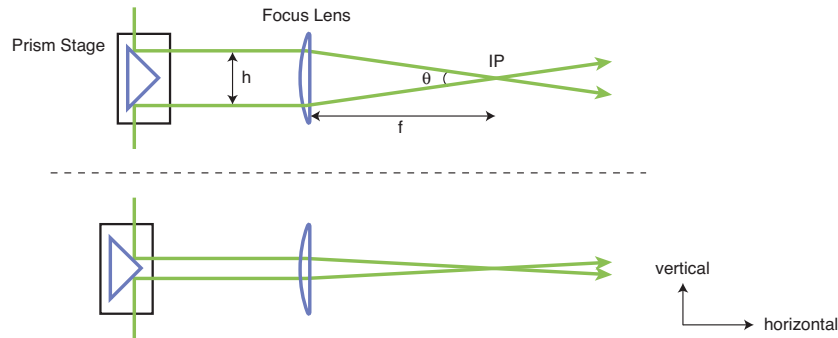


図 4.11 プリズムステージ

4.3.2 2-8 度交差角制御用プリズムステージ

交差角 2-8 度は、交差角 θ の変化に対して干渉縞のピッチの変化が大きい。これは干渉縞ピッチ d が

$$d = \frac{\pi}{k \sin \frac{\theta}{2}} \quad (4.2)$$

を満たすので、 d の θ 微分が θ の小さいときに大きくなることから説明できる。2.2 節で述べたとおり干渉縞ピッチはビームサイズ測定分解能と深く結びついているため、2-8 度の範囲で何種類かの交差角をとることが可能であってほしい。

そこで ATF2 の新竹モニタでは、2-8 度の間で交差角を連続的に変化させる仕組みを設けている。これを可能にしているのが三角プリズムが設置された直線ステージである。このプリズムステージの働きを図 4.11 に示す。図における h は 2 本の光路間の距離で、 f はレンズの焦点距離。これらの値と θ には次の関係が成り立つ。

$$\theta = 2 \arctan \left(\frac{h}{2f} \right) \quad (4.3)$$

つまりステージをレンズ方向に前後させることで h を変化させ、交差角 θ を制御する。

4.3.3 PSD

Position Sensitive Detector (PSD) は位置検出能を持った Photodiode である [24]。CCD のように位置分布を取得するのではなく、受光面におけるレーザー光の重心ただ一点が測定される。ATF2 の新竹モニタでは 2 次元タイプを使用しており、平面での重心座標をモニタしている。PSD の利点として応答速度が数 μs と速いことと、安価で購入可能であることが挙げられる。位置分解能は、受光面のサイズと光量およびアンプのノイズに依存し、ATF2 で使用している環境では数 10 μm である。

PSD は受光面で電子・ホールペアを生成し、それを電極で読み出している。電極は n 次元タイプについて $2n$ 個ついていて、生成したキャリアはそれぞれの電極までの抵抗に応じて分配される。最も単純な構造の PSD では、キャリアは電極までの経路として一様な比抵抗の層を走る。し

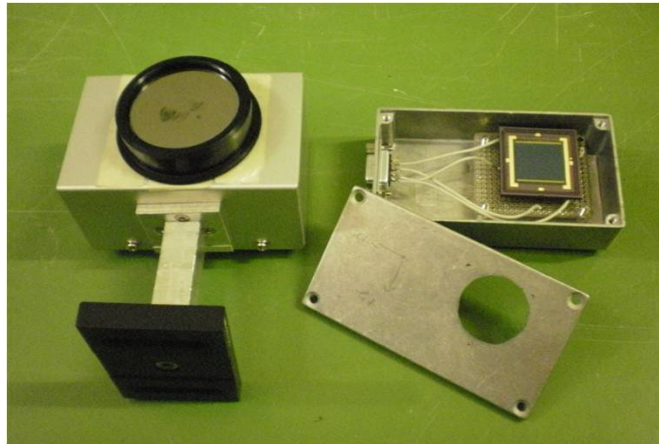


図 4.12 PSD

たがってキャリアが感じる抵抗はキャリア生成位置から電極までの距離に比例するので、出力はその距離に逆比例する。このように PSD では $2n$ 個の出力信号の大きさを換算することで、キャリア生成の電荷重心を測定する。電荷重心はそのまま入射光の重心に対応するため、PSD は入射光の重心を測定できる。

ATF2 では PSD は垂直定盤上に 5 個設置されている。そのうち 3 個はレーザーの位置安定度のモニタとして利用される。これらの具体的な働きについては 4.3.11 節で述べる。残りの 2 つは交差角 174 度モードの干渉縞の傾きをモニタするのに用いられる。

干渉縞の傾きモニタとしての PSD 7 節で詳しく述べるが、干渉縞が電子ビームの進行方向に対して正しく垂直に形成されていないと、ビームサイズ測定にバイアスを与える。この角度への要請はビームサイズが大きくなるほど厳しいものになる。具体的には交差角 174 度モードで 37 nm のビームサイズを測定するとき、0.3 mrad 程度の干渉縞の垂直度が必要である。 z 軸のレンズへの入射位置が 2 本の光路で異なると、垂直度が悪化する。そこで PSD を用いてこの z 軸のレンズへの入射位置をモニタしている。この概念図を図 4.13 に示す。ここで f はレンズの焦点距離、 z_1, z_2 がそれぞれ PSD で測定された longitudinal の位置である。このとき干渉縞の傾き $\delta\varphi_z$ は次のように求まる。

$$\delta\varphi_z = \arctan\left(\frac{|z_1 - z_2|}{2f}\right) \quad (4.4)$$

174 度モード用の収束レンズは焦点距離が 250 mm であるので、 $\delta\varphi_z$ が 0.3 mrad 以下になるには $|z_1 - z_2|$ が 150 μm 以下であればよい。したがって PSD の分解能として数 10 μm もあれば十分であり、実際の PSD もこれを満たしている。

以上は longitudinal 方向に対する傾きであるが、transverse 平面における傾きも同様にモニタ可能である。このときの PSD への分解能は longitudinal 方向への要請よりさらに緩い。

以上が干渉縞の傾きの測定に関してであるが、具体的に傾きがビームサイズ測定に与える影響とその修正方法については 7 節で考察する。

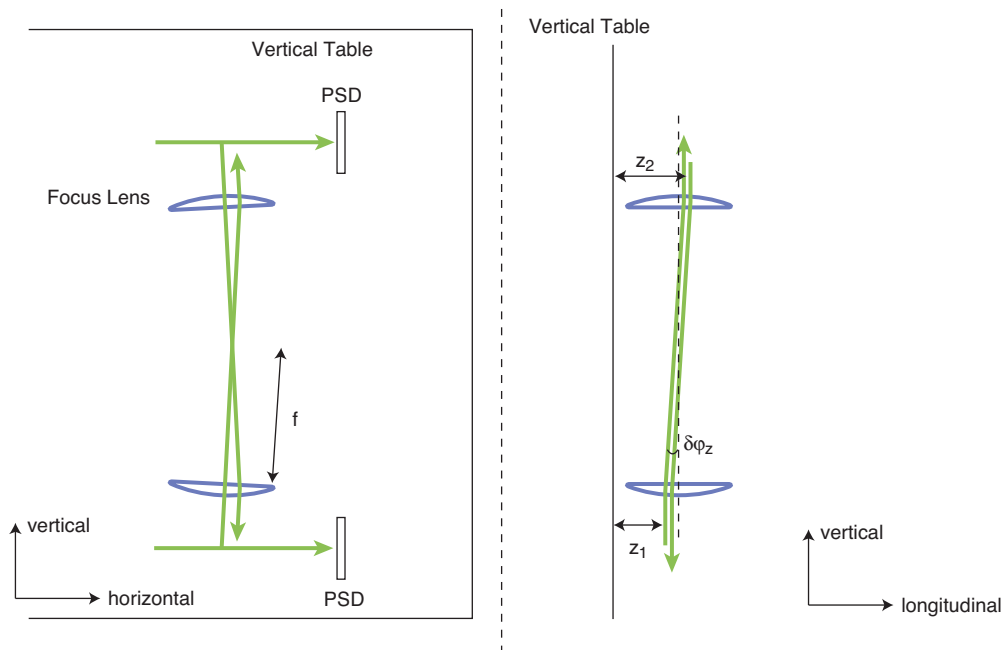


図 4.13 longitudinal の傾きモニタ

4.3.4 ミラーアクチュエータ

一部のプリズムステージを除いて、ほとんど全ての光路の調整はミラーの回転角を制御することで行う。リモートで光路のアライメントを行う必要性から、ミラーマウントにアクチュエータを接続している。アクチュエータはステッピングモーター駆動で、分解能数 10 nm でボールねじの位置を制御する。ボールねじはミラーマウントに押し当てられ、マウントの回転角を調整する。具体的にはミラーの回転軸からアクチュエータまでの距離を l とおくと、アクチュエータの長さの変化 Δa に対してミラーの角度は $\Delta\varphi = 2\frac{\Delta a}{l}$ だけ変化する。ただし $\Delta a \ll l$ 。

例として収束レンズの直前にあるミラーアクチュエータを制御して、焦点付近でのレーザー光路を変化させることを考えてみる。ミラーの角度変化 $\Delta\varphi$ はせいぜい 1 mrad とする。レンズに垂直でミラーの回転軸に水平な軸を y 軸とすると、レンズの公式より第一次近似で y 軸の変位 Δy は

$$\begin{aligned}\Delta y &= f \Delta\varphi \\ &= \frac{2f}{l} \Delta a\end{aligned}\tag{4.5}$$

である。レーザーワイヤモードでは、ミラーアクチュエータによってレーザー光を電子ビームに対してスキャンする。そのときレーザー光の変位は上式を用いて計算される^{*19}。

^{*19} 現在使用しているミラーマウントにおいては $l = 62.23$ mm (交差角 2-8, 30 度)、78.77 mm (交差角 174 度) があるので、 $\Delta y = 8.03\Delta a$ (交差角 2-8 度モード)、 $\Delta y = 9.64\Delta a$ (交差角 30 度モード)、 $\Delta y = 6.35\Delta a$ (交差角 174 度) である。

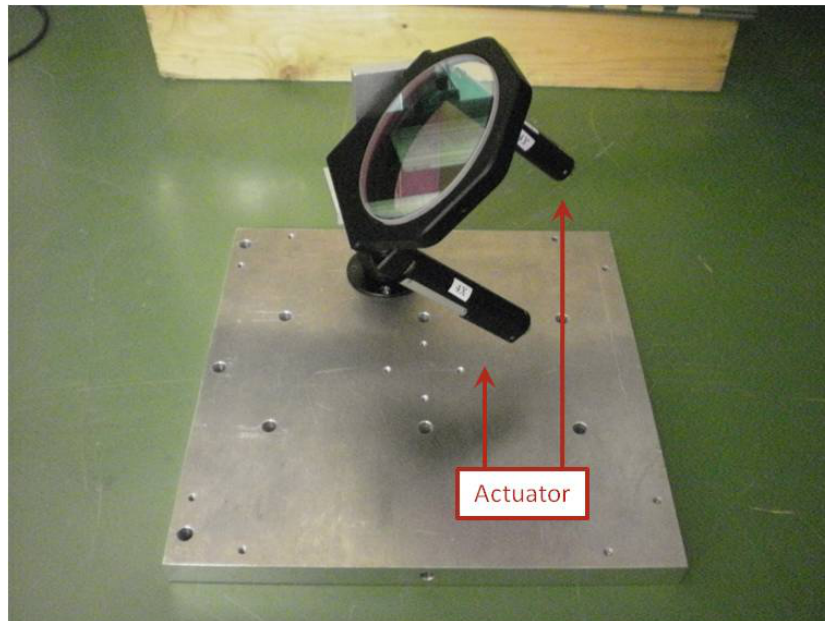


図 4.14 ミラーアクチュエータ

4.3.5 アテニューエータ

レーザーアライメントにおいて、レーザー光路はそのままにパワーを落としたレーザー光が必要になることがある。例えば垂直定盤で手でアライメント作業をする場合や、後述のスクリーンモニターでレーザーの位置を確認する場合である。そのような場合はレーザー定盤上に設置されたレーザーアテニューエータを用いる。アテニューエータの構造を図 4.15 に示す。アテニューエータは高平行度の高反射ミラー 2 枚とレーザーダンブ 2 個から構成される。

パワーを落とす原理は単純で、高反射率のミラー 2 枚でレーザー光の大部分をダンブに落とし、残りのわずかな光を下流に通す仕組みになっている。ミラーを透過する際屈折によりレーザーの位置が微少にずれるので、2 枚のミラーをレーザー光に対して逆向きに配置することで、このずれをキャンセルしている。

アテニューエータを出たレーザー光の角度のずれは、アテニューエータに組み込まれたミラーの平行度で決定する。ミラーは 5 arcsec 以内の平行度のものを使用している。したがってトランスポートによってずれるレーザー光の位置は、700 μm 以内である。垂直定盤上でローパワーレーザー光を目で見てもアライメントする精度は 1 mm 程度でよいので、これは精度として十分である*²⁰。

レーザー光がレンズの軸に平行であれば、レンズに入射するレーザー光の位置がずれても焦点付近での位置にはキャンセルされて効かない。しかしレンズへの入射角のずれは、焦点付近での位置のずれに効く。焦点距離 f の凸レンズにレーザー光が入射した場合を考える。第一次近似として、レンズの軸に対して $\Delta\theta$ の角度で入射すると、焦点で $f\Delta\theta$ の位置のずれを生み出す。この効

*²⁰ より細かいアライメントは電子ビームや PSD を用いる。詳しくは 6.1.3 節で述べる。

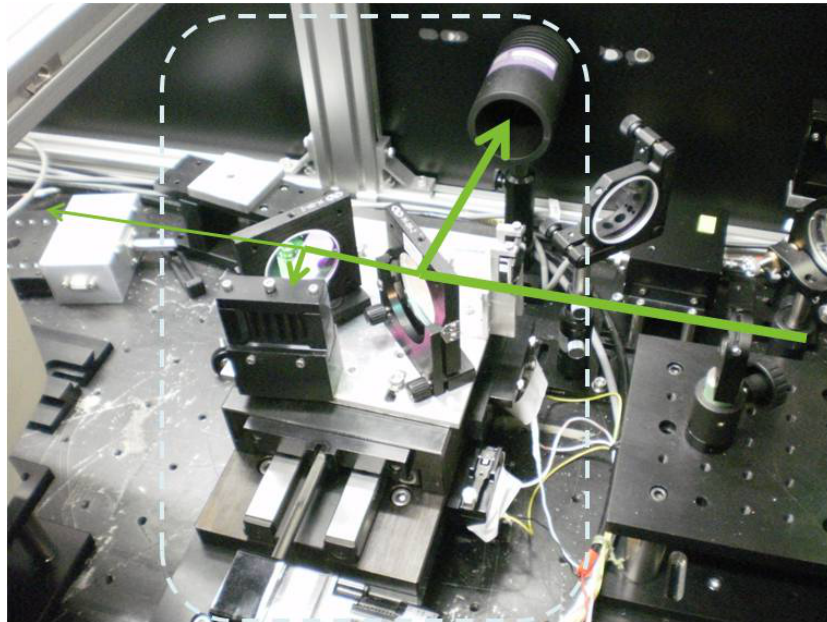


図 4.15 アテニュエータ

果によりローパワーでのアライメント時とハイパワーでの運転時で、IP の干渉縞の形成位置が最大 $10 \mu\text{m}$ 程度ずれることが起こりうる。しかしそもそもローパワー運転時に IP でのレーザー光位置をモニタする、スクリーンモニタの位置分解能がせいぜい $10 \mu\text{m}$ なので、アテニュエータによるレーザー光の角度のずれはアライメントに影響を及ぼさない。

アテニュエータはモーター駆動のステージに設置され、必要に応じて光路に出し入れされる。

4.3.6 スクリーンモニタ

電子ビームの軌道上に干渉縞を形成するため、スクリーンモニタを用いて電子ビームとレーザー光の位置を同時にモニタできる。

スクリーンモニタとは蛍光物質でできた薄い板を電子ビームが通過したときに生じる蛍光を、CCD カメラで測定するモニタである。レーザー光は蛍光を生み出さないが、アテニュエータでパワーを下げてスクリーンに当てると反射光が見えるので、レーザー光の位置をカメラで見ることができる。ATF2 の IP に設置されたスクリーンの素材にはアルミナ蛍光板を使用しており、このスクリーンがワイヤスキャナとともに複合ターゲットを構成している。これを図 4.16 に示す。

スクリーンモニタの分解能は、電子ビームが蛍光を発するときの発光位置の「にじみ」によって決まる。我々の使用しているスクリーンモニタでは、位置分解能は数 $10 \mu\text{m}$ である。これはレーザーサイズの 1σ と同じオーダーであり、通常スクリーン上でレーザー光と電子ビームの位置を重ね合わせれば、Compton 散乱がガンマ線検出器で検出できる程度にはアライメントされる。したがってスクリーンモニタはリモートでのレーザー光の位置アライメントにおいて、初めに使用される。

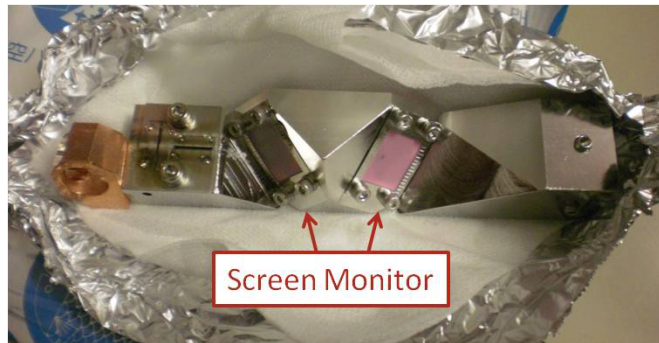


図 4.16 スクリーンモニタ

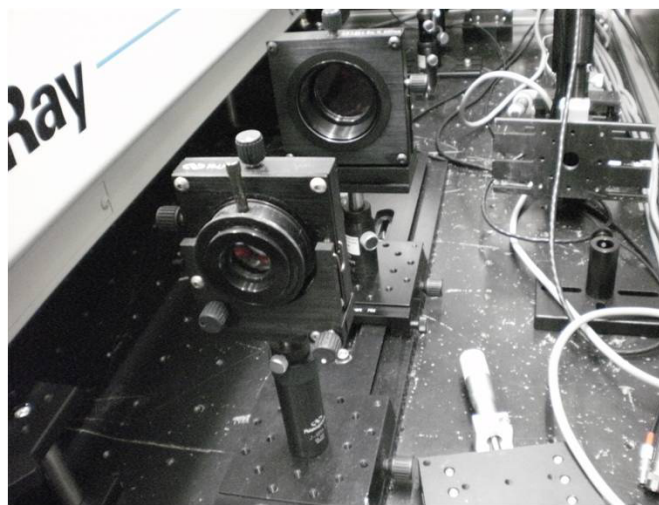


図 4.17 expander

4.3.7 レーザー径調整装置

レーザー定盤と垂直定盤の間には約 20 m のトランスポートラインが存在している。レーザー光はある位置で平行であっても、回折によって徐々に径が広がっていく性質をもっているため、トランスポートの途中でレーザー径が変化する。自由空間でのレーザー径の変化はレーザーのウエストでのサイズが大きいほど緩やかである [30] ので、トランスポート前で一度レーザー径を大きくしてからトランスポートし、トランスポート後に元のサイズに戻している。これを行っているのが expander と reducer である。これらは凹レンズと凸レンズの一組で構成されており、このレンズ間の距離を調整することで拡大・縮小率、加えて透過した後の発散角を制御する。expander はレーザー径を 2 倍の拡大し、reducer は径を $\frac{1}{2}$ 倍に縮小する。ただし reducer は IP でのレーザーサイズを調整するため、あえて縮小率を $\frac{1}{2}$ から微少に変化させている。これについては次小節で述べる。

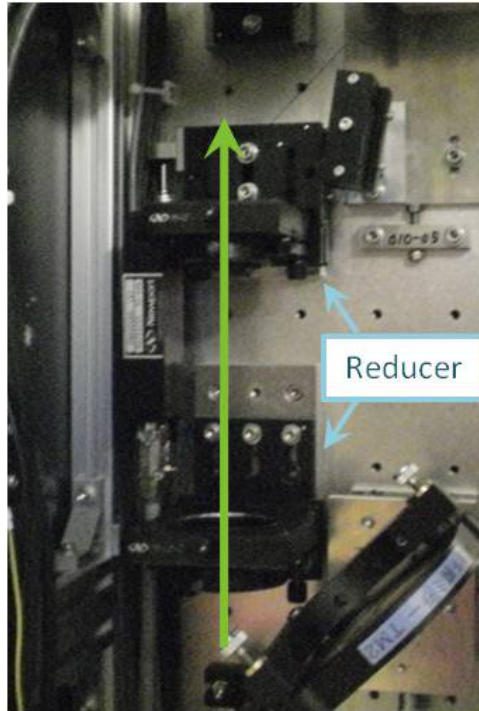


図 4.18 reducer

4.3.8 収束レンズと設計レーザースポットサイズ

収束レンズには交差角 2-8 度、174 度モードには焦点距離 250 mm の平凸レンズを、交差角 30 度モードには焦点距離 300 mm の平凸レンズを使用している [21]。以下これらのレンズにより IP で絞られるレーザーサイズ的设计値を考察する。

本論文ではレーザースポットサイズ σ_{laser} を、パワーが $e^{-\frac{1}{2}}$ となる半径に定義する*21。レーザー光がレンズに平行に入射した場合、焦点で収束されたレーザーサイズは次の式で計算される [30]。

$$\sigma_{laser} = \frac{\lambda f}{\pi \sigma_0} \quad (4.6)$$

ここで σ_0 は収束レンズ直前でのレーザースポットサイズで、expander と reducer によって正しくトランスポートされた場合は 3.5 mm になる。この場合交差角 2-8, 174 度モードでは $\sigma_{laser} = 6.0 \mu\text{m}$ と求まる。実際に交差角 2 度のレーザーワイヤモードでの測定によって、この程度のレーザーサイズは測定されている。(レーザーワイヤについては 3.4 節参照) しかし小さすぎるレーザーサイズは位置ジッターの影響により、干渉縞の不安定性を引き起こしやすい。そこで

*21 一般にレーザー光学では、 e^{-2} 半径をレーザー径 w と定義することが多い。本論文で定義されたサイズ σ_{laser} との関係は $w = 2\sigma_{laser}$ 。また特に断りが無い限り、本論文では σ_{laser} を IP でのレーザーサイズとして用いる。

ATF2 の新竹モニタでは reducer の調整により、

$$\sigma_{laser} = 10 \mu\text{m} \quad (4.7)$$

に設定している。以下この数値をレーザーサイズ的设计値として扱う。

4.3.9 焦点スキャナ

レーザーが交差して干渉縞が形成される点がレーザーの焦点からずれていると、ビームサイズ測定に次のような影響がある。

1. IP でのレーザー光サイズがデザイン値より大きくなり、サイズに反比例してピーク強度が下がるので、ビームが感じるレーザーパワーが減少する。
2. 2本のレーザー光でスポットサイズが異なると、プロファイルの不均等が起きて modulation depth が減少する。(7.3 節)
3. 集光されるレーザー光の波面は、焦点から離れると曲率を持つ [30]。曲率をもった波面で形成される干渉縞では、シグナルの変調が減少する。(7.8 節)

このうち 1 と 2 については、使用しているレンズより IP でのレーザーの Rayleigh length が 1 mm 程度であることから、ミラーの設置精度で問題にならない。しかし 3 については交差角が大きくなると、100 μm オーダーのアライメントが必要になる。

そこで交差角 174 度モードではレンズを自動ステージに設置して、IP に対して焦点をスキャンする機構を作成した。交差角 174 度モードにおける干渉縞形成では、リモート操作でレンズの位置を変化させて modulation depth が最大になるようにアライメントを行う。

4.3.10 ダブルプリズム

垂直定盤上で、図 4.20 に示すダブルプリズムを二か所で使用している [19, 21]。ダブルプリズムは入射したレーザー光を底面で一度全反射し、入射角と同じ角度で透過させる光学素子である。ただし入射角と透過角が等しくなるためには、底面に平行にレーザー光を入射させる必要がある。形状は台形を押し出した形をしており、底面はレーザー光を全反射させるために研磨されている。

ダブルプリズムの役割は定盤に水平な向きの像を反転させることである^{*22}。これは IP で 2 本のレーザー光を同じ向きに交差させるためである。例えばレーザー光のプロファイルが左右非対称であったとする。このとき 2 本のレーザー光を互いに逆向きに重ねても綺麗に重ならず、コントラストが悪い場所が出現する(図 4.21 上)。一方互いに向きが揃っていれば、強度は場所によって異なっても、コントラストは場所によらず一定である(図 4.21 下)。

ダブルプリズムの一つはハーフミラーで光路を 2 本に分けたあとの、片方の光軸上に設置されている。このダブルプリズムにより交差角 2-8、30 度モードでは IP で像の向きが一致する。もう一つのダブルプリズムは交差角 174 度モードの光軸上に設置されて、174 度モードでの像の一致を担って

^{*22} 定盤に垂直な向きには反転を起こさない。

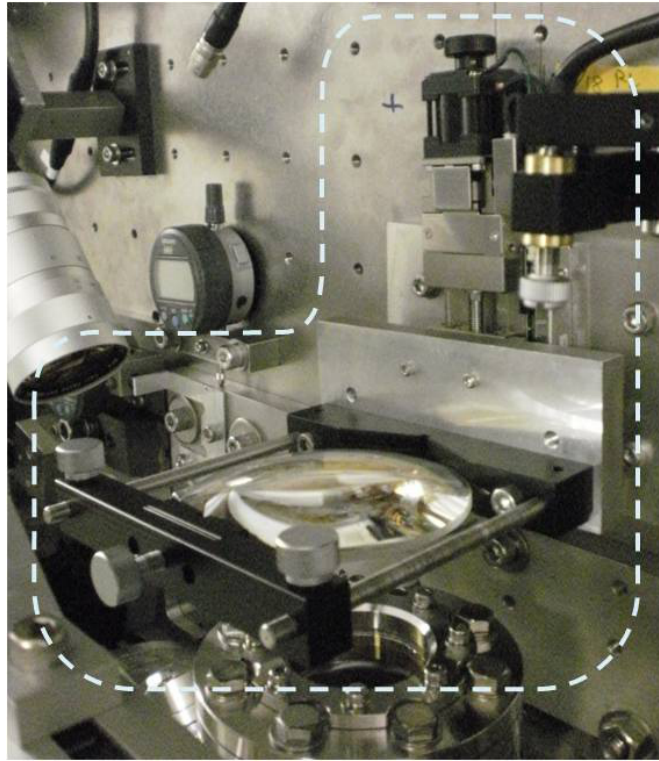


図 4.19 焦点スキャナ

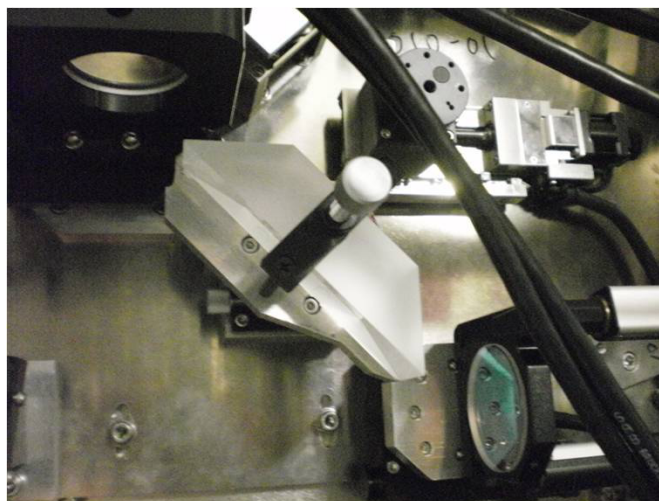


図 4.20 ダブリズム

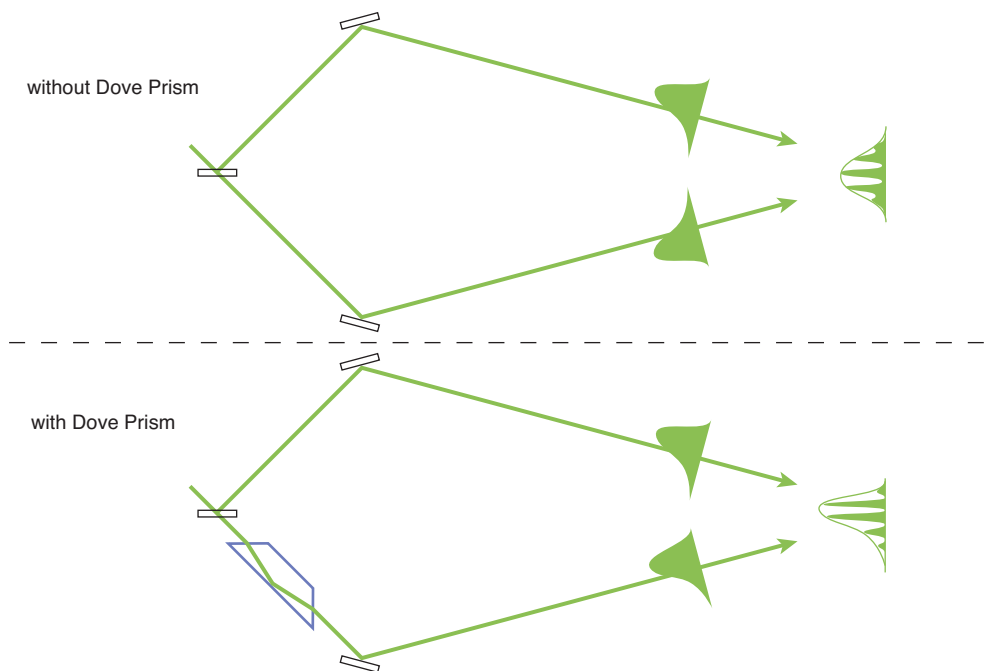


図 4.21 ダブプリズムによる像の反転とコントラスト

いる。

ダブプリズムは像を反転させるだけでなく、Goos-Hänchen shift により s 偏光と p 偏光の位相差を作り出す。Goos-Hänchen shift については付録 C で説明する。ATF2 の新竹モニタで使用しているダブプリズムでは、s 偏光の位相が p 偏光より 25.4 度早くなる。

4.3.11 レーザー光路安定化

ビームサイズを絞るための加速器チューニングには、ビームライン上の様々なパラメータを調整するため長い時間が必要となる。そのため新竹モニタには少なくとも一週間は安定に運転することが要求されている。新竹モニタにおいて最も不安定な要素はレーザーである。レーザーは温度や湿度などの環境によって状態がすぐ変化するので、状態を常にモニタして、場合によってそれをフィードバックすることが必要である。特にレーザーの光路は一日の温度変化により、1 mm 以上のドリフトが観測されている。

そこで ATF2 の新竹モニタでは PSD とミラーアクチュエータを用いたレーザー光路長期安定化システムの開発を進めている。これは特に気温変動の大きいトランスポートラインでの変位をキャンセルするように設計されている。概略を図 4.22 に示す。図に示された PSD とミラーアクチュエータにおいて、番号が等しい組み合わせがフィードバックシステムにおける一つのユニットをなす。すなわち次のように制御する。

1. PSD 1 の測定でずれが発見された場合、元の位置に戻るよう Mirror Acuator 1 をフィードバックする。

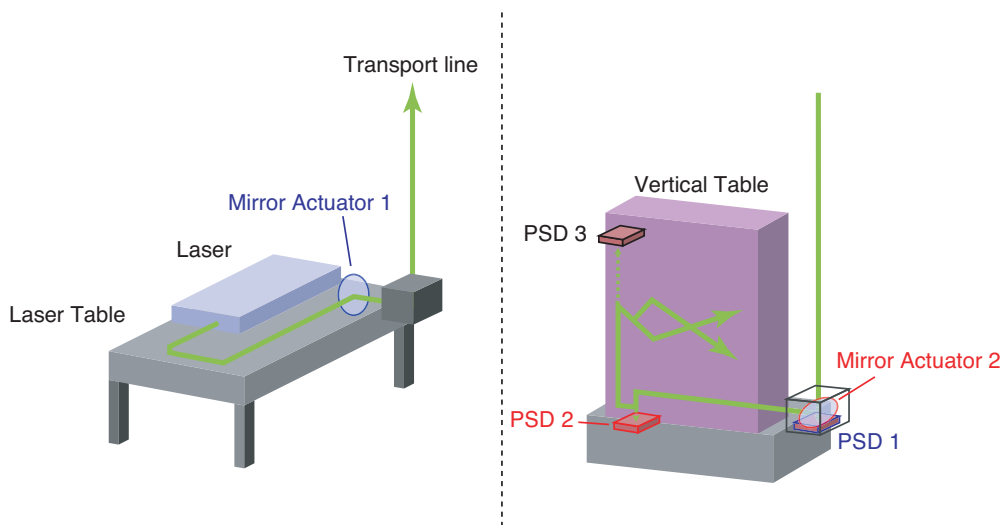


図 4.22 レーザー位置安定化

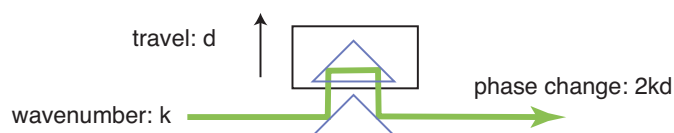


図 4.23 光学遅延回路概念図

2. PSD 2 と Mirror Actuator 2 について同様の操作を行う。
3. PSD 3 で位置のずれが解消されたことを確認する。

レーザー光路のずれが垂直定盤より上流で起きている場合、操作 1 と 2 でレーザーの全 4 自由度 (2 次元の位置と角度) が初期状態に戻る。したがって Mirror Actuator 2 より下流では常に初期状態の光路が保たれる。これを保証するのが PSD 3 である。垂直定盤上でもドリフトがあると正しく光路がフィードバックされないが、実際レーザー試験で光路のドリフトはトランスポートラインでのみ観測されているので、これで十分であると考えられる。

現在はレーザー光が電子ビームと衝突している状態を初期状態とし、これを保つ試験を行っている。現段階ではミラーアクチュエータの調整は人間が PSD の測定値を読みながら行っているが、最終的には自動的にフィードバックが行われるシステムを計画している。

4.4 干渉縞位相制御系

4.4.1 光学遅延回路

ATF2 の新竹モニタでは、干渉縞の位相を電子ビームに対してスキャンする方法を採用している [19, 21]。これは 2 本にレーザー光路が分かれたのち、片方を光路長制御可能な遅延回路に通すことで実現している。光学遅延回路の概念図を図 4.23 に示す。遅延回路はピエゾステージと二つの三角プリズムで構成されている。三角プリズムの一つはピエゾステージに設置されていて、ステー



図 4.24 遅延回路

メーカー	Phisik Instrumente GmbH & Co. KG
製品名	P-752.21C
ストローク [μm]	30
閉ループ分解能 [nm]	0.2
リニアリティ [%]	0.03
再現性 [nm]	± 2
無負荷時の共振周波数 * [Hz]	2100
300 g 負荷時の共振周波数 * [Hz]	600
最大負荷容量 [N]	30

*ピエゾ素子は最速で共振周波数の $\frac{1}{3}$ 程度で動作する [33]。

表 4.2 ピエゾステージの仕様 [32]

ジは二つのプリズムの距離を制御する。ステージの移動量 d に対して、位相の変化は $\alpha = 2kd$ である。ここで k はレーザー光の波数。レーザー光の波長が 532 nm であるため、ステージの分解能には nm オーダーの精度が求められる。実際の遅延回路の様子を図 4.24 に示す。

ピエゾステージは Physik Instrumente 社製の P752.21C を使用している。このステージは閉ループ回路で動作させており、このときの分解能は 0.2 nm である。また応答速度は 10 ms オーダーで、これは位相制御装置としての要求を十分に満たす。表 4.2 にピエゾステージの仕様を示す。

ステージに設置されたプリズムでは、レーザー光はプリズム内部で全反射を二回起こす。ここで

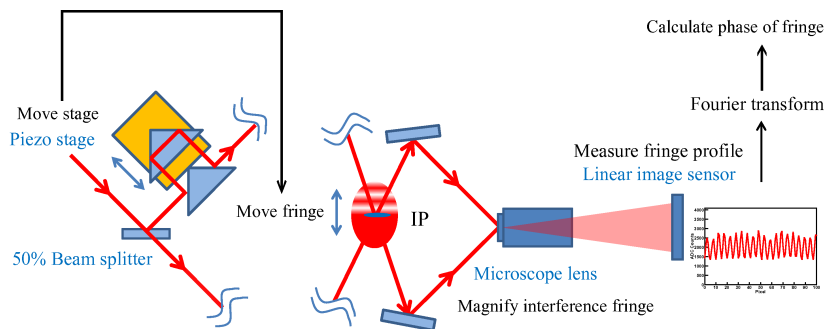


図 4.25 位相モニタの概略 山中 [21] より転載

ダブリズムと同様 Goos-Hänchen shift が起こる。シフトにより p 偏光が s 偏光より 79.2 度早くなる。

4.4.2 位相モニタと位相測定

ATF2 の新竹モニタでは、干渉縞の位相の安定性を評価するモニタとして位相モニタをインストールしている [19, 21]。位相モニタでは 1 次元の CMOS イメージセンサ上でレーザー光を干渉させ、得られた干渉イメージをフーリエ変換することで位相情報を取得している。位相測定はビームサイズ測定と並行して行うことが可能であり、位相の安定度測定結果からビームサイズ測定の補正が可能である。干渉縞の位相の安定度は 7 節で考察するように、干渉縞と電子ビームの相対位置ジッターとしてビームサイズ測定にバイアスを与える。また同様に 8 節で述べるようにシグナルのふらつきにも寄与するので、新竹モニタの性能にとって重要な量である。

イメージセンサは IP の下流に設置されている。これは IP に設置すると、ビームサイズ測定と同時に位相安定度測定が行えないからである。レーザー光は適切な光量に落とされたあとにレンズで拡大されて、イメージセンサ上で干渉縞を形成する。拡大することで、通常交差角が数度でも干渉縞ピッチが数 μm と、イメージセンサのピクセルより小さくなる問題を解消している。位相モニタの概略を図 4.25 に示す。

フーリエ変換 フーリエ変換によって位相を測定する原理について説明する。まず得られた干渉イメージにはさまざまな周波数のノイズが乗っているので、これを干渉縞信号と分離する必要がある。干渉縞信号が波数 k_{pm} で、その位相が α_{pm} であったとする。またピクセルサイズが d で、イメージセンサの j 番目のピクセル座標を x_j とする。このときイメージセンサで得られる信号は、

$$\begin{aligned}
 S_j &= S_0 + S_1 \cos(k_{pm}x_j + \alpha_{pm}) \\
 &= S_0 + S_1 \cos\left(2\pi \frac{\hat{k}_{pm}}{n_{pixel}} j + \alpha_{pm}\right)
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

ただし S_0, S_1 は定数で、 $\hat{k}_{pm} = \frac{n_{pixel}d}{2\pi}k_{pm}$ 。 n_{pixel} はイメージセンサのピクセル数。この信号に対して離散フーリエ変換を行う。

$$S_k = \sum_{j=0}^{n_{pixel}-1} S_j \exp\left(-2\pi i \frac{k}{n_{pixel}} \left(j - \frac{n_{pixel}}{2}\right)\right) \quad (4.9)$$

$$= nS_0\delta_{k,0} + \frac{n}{2}S_1\delta_{k,\hat{k}_{pm}} \exp(i\pi k + i\alpha_{pm})$$

したがって \hat{k}_{pm} 周りでフーリエ変換すると、 \hat{k}_{pm} に鋭いピークを持つスペクトルが得られる。 $\exp(i\pi k + i\alpha_{pm})$ 以外は実数であるから、位相 α_{pm} を計算できる。第一式で j から $\frac{n_{pixel}}{2}$ を引いているのは”phase centering technique”[19]を採用して、スペクトルのピーク周りで位相が安定になるように調整したからである。

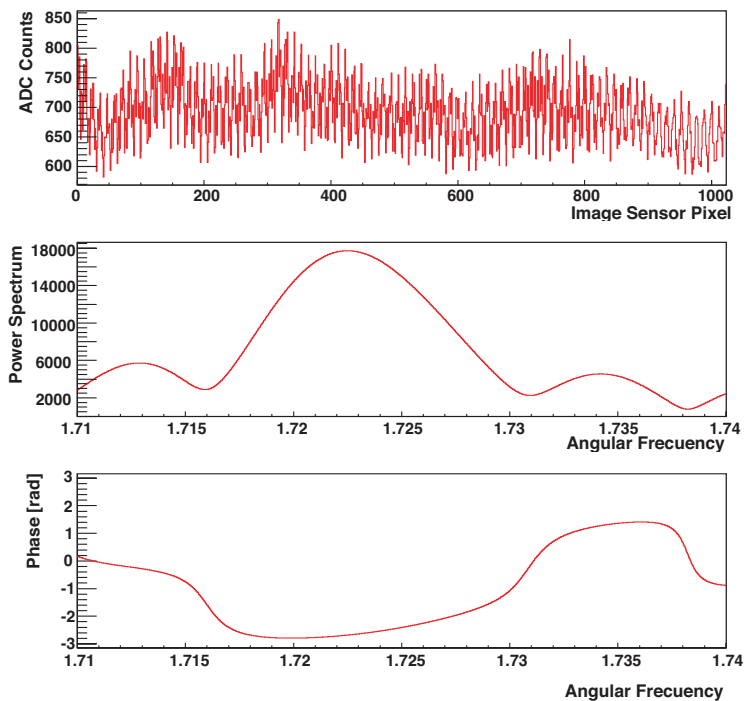
フーリエ変換による位相測定においてノイズが乗っていても、ノイズがシグナルの波数に近いところにスペクトル構造を持たなければ、ピークの検出にほとんど影響してこない。さらにそのノイズが時間変化しなければ、位相のジッターやドリフト評価には影響しない。以上が位相モニタの原理である。

位相測定の限界 実際に位相測定したプロットを図 4.26 に示す。この測定を 1 分間続けて行い、ジッターを評価したところ 790 mrad であった。旧レーザーでの測定結果は 400 mrad であったので、これに比べると悪化している。しかし 7 節で考察するとおり modulation depth 悪化は、このジッターの大きさから期待される値より十分小さい。したがって位相モニタの測定結果は、IP での位相安定度に比べてジッターを過剰に大きく評価していることになる。これは主にレンズの収束による効果である。

レンズの収束効果により、レンズの焦点では位相のずれがキャンセルされる。以下ではこれを説明する。まずレンズに対して入射角が 0 である図 4.27 のような状態を考える。上図のように平面波を考えると、レンズの収差を無視すれば波は正しく焦点で収束する。これはレンズの内外で屈折率が異なるので、レンズを通過した光が一点で収束する球面波になるからである。続いてこの平面波の一部を切り出して、下図のような Path 1, 2 の光路を考える。これらは元は同じ平面波であるので、入射光が Path 1, 2 のどちらを通っても同じ焦点で収束し、また位相も等しい。この Path 1, 2 の選び方を入射光の位置ジッターと解釈すると、位置のジッターは焦点では位相ジッターに寄与しないことが説明される*23。

ところで以上はレンズと焦点間のキャンセルについてである。したがって位置のジッターがレンズに到達するまでの光路差を生み出すなら、この影響で位相が変化する。実際位置のジッターはレンズまでの光路差に寄与する。しかしハーフミラーより前で生み出された位置のジッターは、2 本のレーザー光に同じだけレンズまでの光路差を与える。したがってこれは干渉縞の位相に寄与しない。ただしハーフミラー以降の位置ジッターについては、2 本のレーザーに独立に光路差を与えるため、干渉縞位相ジッターに寄与する。

*23 これは入射はが平面波での話なので、ガウスビームの場合は完全にキャンセルされることは証明されていない。



3つのプロットのうち、上図はイメージセンサの測定結果を表す。中段の図はスペクトル S_k を表す。下図は angular frequency k における位相をプロットしている。

図 4.26 位相モニタによる測定

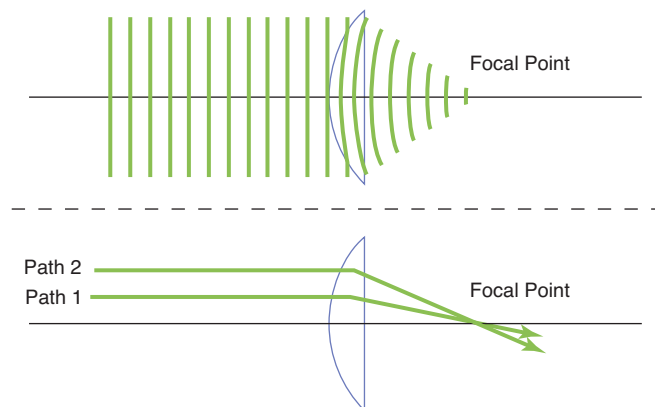


図 4.27 集光と位相

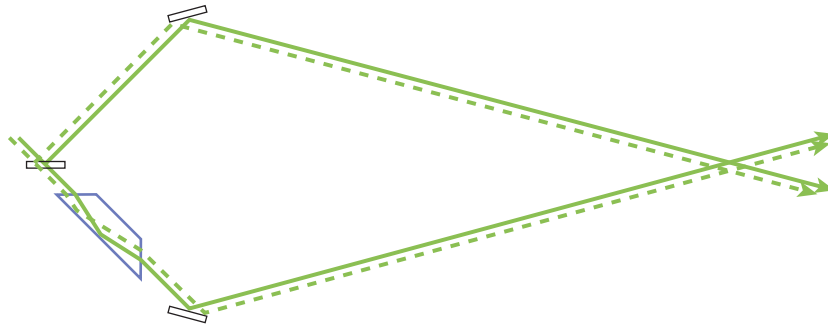


図 4.28 レンズがない場合

続いて図 4.28 のようなレンズがない場合を考える。ここではハーフミラーに入る前に位置のジッターが存在していたとする。実線で書かれた光路がジッターがない場合の光路だとすると、ジッターがある場合の点線の光路は実線が交差する点に対して、上の光路はジッターが無いときより小さい位相で寄与して、下の光路は大きい位相で寄与する。したがって位置のジッターは干渉縞の位相に寄与する^{*24}。このようにレンズを通さずに干渉縞の位相を評価すると、レンズを通した場合より大きく位相ジッターを評価してしまう。

以上は位置ジッターの場合にのみ考察したが、角度ジッターの場合にも同様にキャンセルされる効果が存在する。これは平面波の場合でのシミュレーションで確認を行った。

以上のように位相モニタでは、IP での干渉縞位相ジッターより大きな位相ジッターが測定される。我々が欲しいのは IP での位相ジッターであるので、これは好ましくない。実際、位相ジッターの測定値 790 mrad が存在していたとすると、7.6 節で述べるように modulation depth が、測定にバイアスのない理想的な場合の $|\cos \theta| \exp(-2k_y^2 \sigma_y^2)$ より 73 % 減少するはずである。しかし 6.4 節で述べるようにビームを用いたコントラスト測定によって、交差角 2.29 度モードでの modulation depth の減少率が 98 % であると確かめられた。この減少が全て位相ジッターから来ているものと仮定しても、ジッターの大きさは 330 mrad である^{*25}。したがってやはり位相ジッターの測定値 790 mrad はジッターを大きく評価してしまっている。

しかし常に大きな位相ジッターが測定されることがわかっているならば、IP でのジッターの上限値の評価に利用できる。ビームを用いて測定された modulation depth の減少率より位相モニタで測定された位相ジッターが小さかった場合、位相ジッターの評価として位相モニタの測定値を用いる。

^{*24} これはダブルプリズムが存在しているせいである。プリズムが無ければどちらの光路も同じだけ位相のずれが生じる。干渉縞の位相は 2 本の光路の位相差で決まるので、この場合は干渉縞の位相に位置のジッターの効果はキャンセルされる。

^{*25} 式 (7.42) で計算すると 200 mrad であるが、付録 E での議論を考慮すると 330 mrad と評価される。

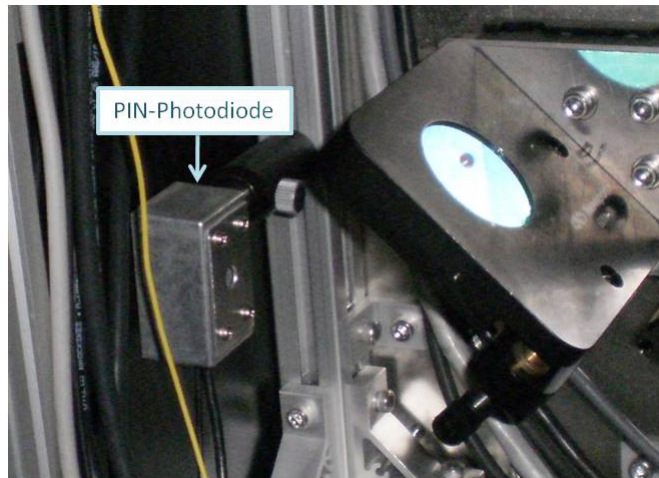


図 4.29 PIN-Photodiode

4.5 レーザータイミングアライメントシステム

レーザー光も電子ビームもパルスなので、レーザーを適切なタイミングで出射させなければレーザー光と電子ビームは衝突しない。電子ビームのパンチ長は ≈ 30 ps でレーザー光は 8 ns である。したがってレーザー光とビームのタイミング差を数 ns でモニタおよび制御する必要がある。

電子ビームのタイミングはストリップライン BPM の信号を讀んでいて、レーザー光のタイミングは PIN-PD でモニタしている。それぞれの出力は TDC で取りこまれ、この TDC のスタート信号は Q スイッチと同期して出力されるレーザーからの出力信号を使用している。

4.5.1 PIN-Photodiode

PIN-Photodiode とは、半導体の pn 接合の間に抵抗層 (i 層) を挟んで接合した photodiode である。PIN-Photodiode では p 層と n 層に対して逆電圧を印加する。この逆電圧は i 層を広げる。i 層は空乏層となり、電場がかかるのでここでキャリアが加速され、パルスがシャープになって素早く信号が取り出される。

PIN-Photodiode は素早い時間応答をもつ [25] ため、レーザー光のタイミングをモニタする素子として使用している。上昇時間は 100 ps のオーダーである。PIN-Photodiode はレーザー定盤と垂直定盤上に一つずつ設置されている。垂直定盤上の PIN-Photodiode を図 4.29 に示す。

4.5.2 タイミング用 BPM

レーザーパルスとビームパンチを衝突させるため、ストリップライン BPM の信号を用いて電子ビームのタイミングを測定している。使用している BPM を図 4.30 に示す。ストリップライン BPM は 4 端子の出力があるが、我々に必要なのは電子ビームのタイミングのみなので、4 端子のうち 1 端子のみ使用している。

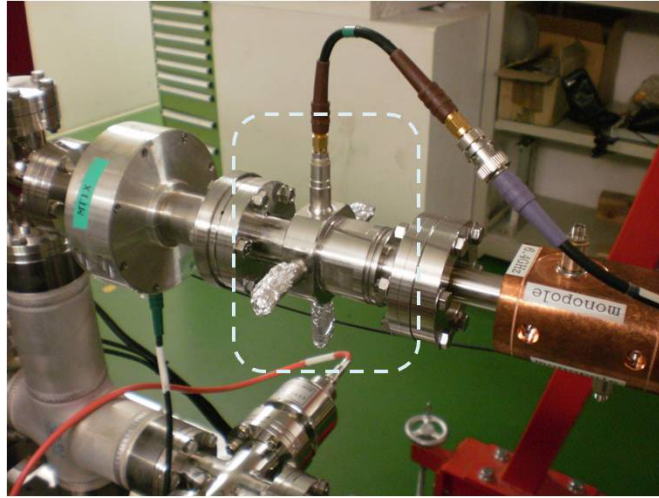


図 4.30 タイミング用 BPM

ストリップライン BPM は信号線がビームパイプの内側に延びていて、そこを電子ビームが通過するときに誘起される電圧信号を出力している。したがって信号の上昇時間は極めて短い。

4.5.3 Timing Delay モジュール

PIN-Photodiode とタイミング用 BPM 信号による電子ビームとレーザーパルスのタイミング測定を元に、適切なレーザー射出タイミングが決定される。レーザーパルスの長さ (8ns) に合わせて、タイミングは数 ns オーダーで制御することが必要である。ATF2 の新竹モニタでは Q スイッチ型のレーザーを使用しているため、この Q スイッチモジュールへのタイミング入力信号にデジタルの遅延モジュールを介させて射出タイミングを制御している。ATF2 の新竹モニタでは TIming-Delay-4 (TD4) と呼ばれる遅延モジュールを使用している。またレーザーの出力が最大になるような、Flash lamp による励起と Q スイッチの発振の時間差の制御も、この TD4 を通して行っている。

TD4 TD4 には Clock 信号としてある周波数の信号が入力される。Start 信号がインプットされると Clock 信号をカウントし始め、プリセット値までカウントしたところで出力信号を出す。したがって Delay の精度は Clock 周波数程度となる。広い Delay レンジが必要な場合は低い周波数を、細かい調整が必要な場合は高い周波数を Clock として使用する。ATF2 の新竹モニタでは、数 100 μ s の広い Delay レンジと数 ns の高い精度の調整が必要なので、Clock 周波数の低い TD4 と高い TD4 をカスケードに接続することでこれを実現している。前者には 2.1 MHz を、後者には 357 MHz を Clock として入力している。

レーザータイミング系 図 4.31 にレーザータイミング系を示す。概要は次のとおり。

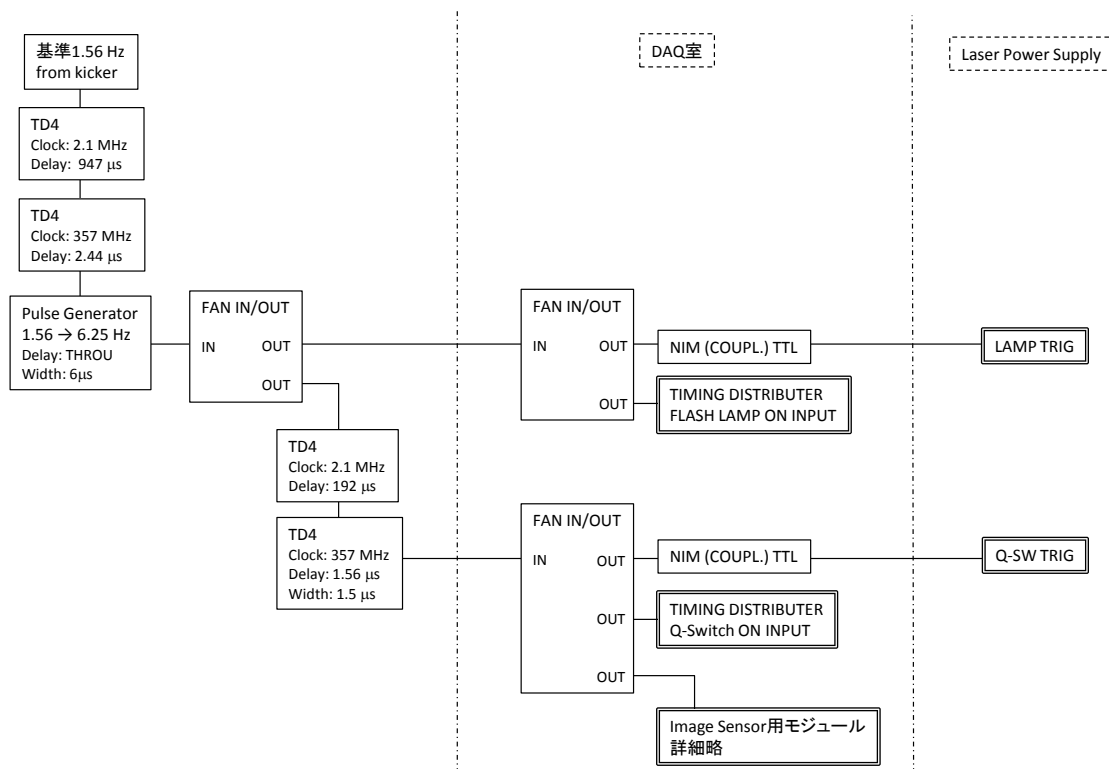


図 4.31 レーザータイミング系

1. 基準タイミングとなる 1.56 Hz 信号として、ダンピングリングの取り出しキッカー^{*26}に用いる信号を用いる。
2. レーザーは繰返し周波数 6.24 Hz で運転するので、Pulse generator を用いて信号を 1.56 Hz から 6.24 Hz に変換する。
3. レーザーの Flash lamp による励起のトリガーと Q スイッチの発振トリガーの時間差を、レーザーの出力が最大になるように TD4 を使って設定する。
4. レーザーパルスと電子ビームのタイミングが適切になるよう、TD4 を用いて Q スイッチの発振タイミングを制御する。
5. レーザー発振のトリガーは Photodiode や PSD のピークホールド回路のホールドトリガーおよび、位相モニタのイメージセンサの DAQ トリガーにも使用される。そこで FAN IN/OUT を用いて信号を分岐し、これらの機器に入力している。

数 ns で安定にレーザー発振を制御する必要があるので、タイミングのジッターとなりやすい Delay には全て TD4 を用いている。

^{*26} パルス電流に応じて瞬間的に磁場を生じさせ、電子ビームをダンピングリングから取り出す電磁石。

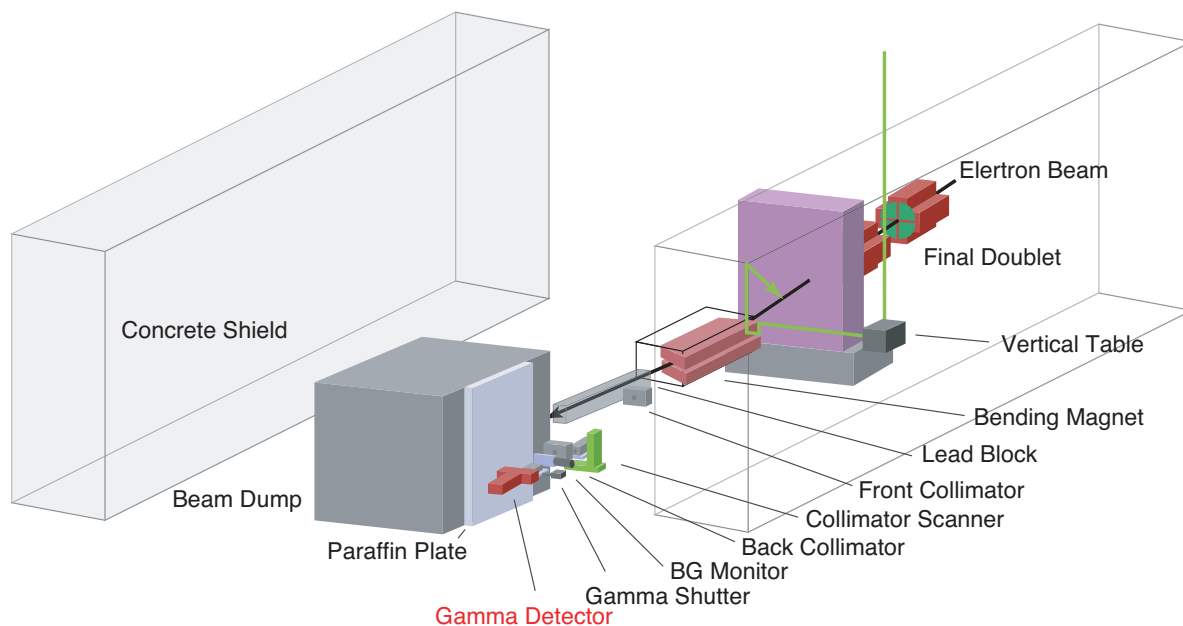


図 5.1 ガンマ線検出器周りのレイアウト

5 ガンマ線検出器

ガンマ線検出器の周りのレイアウトを図 5.1 に示す。

5.1 検出器の構成

CsI(Tl) シンチレータを用いたカロリメータを、ガンマ線検出器に使用している。検出器に入射したガンマ線はシンチレータ中で電磁シャワーを起こし、エネルギーをシンチレーション光に変える。さらに新竹モニタではこのシンチレータを 5 層に切り分けることで、電磁シャワーの情報を得ている [26, 27]。図 5.2 にガンマ線検出器の全体図を載せる。

シンチレータ中で起きる電磁シャワーは、電子対生成と制動放射から形成される。このシャワー発展の確率分布は、エネルギーの関数として求めることができる。エネルギーの大きい光子ほど雪崩反応の回数が増え、シャワーが長く発展する。したがってシンチレータの各層のエネルギーデポジットを見比べれば、入射したガンマ線のエネルギースペクトルの情報を得ることができる。ATF2 においては新竹モニタのシグナルと BG はエネルギースペクトルが大きく異なるので、これを利用してシグナルを BG から分離できる。ただしシャワー発展分布はガンマ線エネルギーに対して、統計的にしか求まらないことは注意が必要である。しかし Compton 光子は毎バンチ 10^4 程度ガンマ線に入射するので、シャワー発展を全シグナルガンマ線で足し合わせれば、その形状のふらつきはある程度小さい。

ATF2 のビームは 1.3 GeV と比較的低エネルギーであるため、シグナルである Compton 光子

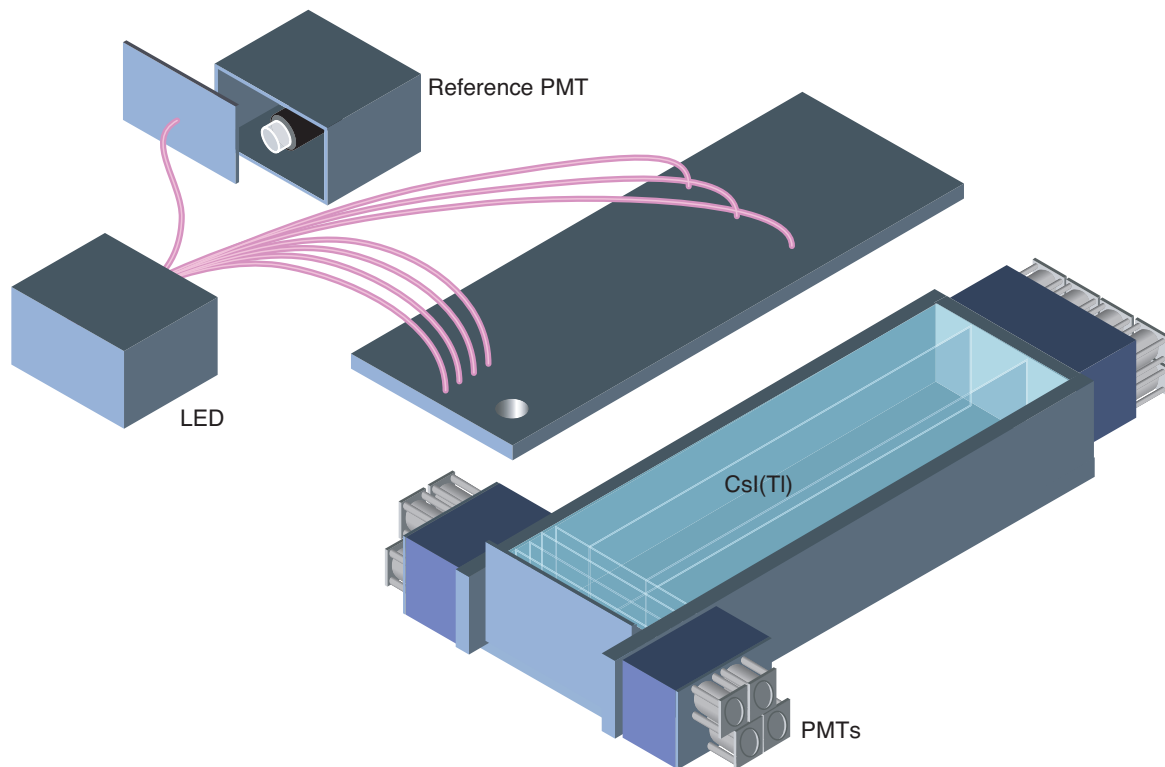


図 5.2 ガンマ線検出器とゲインモニタ

は平均 15 MeV 程度である。一方主な BG である制動放射の光子は、平均 53 MeV とシグナルに比べて高エネルギーである。したがって BG は Compton シグナルより後方でエネルギーデポジションが大きくなる。我々のガンマ線検出器では、シグナルと BG の各層でのエネルギーデポジションが大きく異なるように、シンチレータが切り分けられている。

PMT は有効光電面 8 mm ϕ のコンパクトなものを、各層に 2 ないし 8 個接続している。シンチレータとの接続には円筒形のライトガイドを使用している。

5.1.1 シンチレータ

純粋な CsI に比べてタリウムドープした CsI(Tl) は発光量が大いので、優れたエネルギー分解能を有する。その反面発光の減衰時定数が大いので、時間分解能は低い。しかし ATF2 のビームは繰返し周波数 1.56Hz と遅いので、発光がパイルアップを起こす心配は無い。表 5.1 に CsI(Tl) シンチレータの特性をまとめる。

我々の CsI(Tl) シンチレータは全体で 100 mm (幅) \times 50 mm (高さ) \times 330 mm (奥行き) の直方体である。奥行き 330 mm は 17.7 radiation length に相当する。このシンチレータを 5 層に切り分けている。前 4 層は厚さ 10 mm であり、5 層目が厚さ 290 mm のバルクになっている。5 層目はさらに縦に 3 つのブロックに分かれているが、これは元の CsI(Tl) ブロックから、一つの大きなバルクを作れなかったことによる。

density	g / cm ³	4.51
radiation length	cm	1.86
liminosity	photons / MeV	56000
decay time	ns	1300
emission peak	nm	560
Moliere radius	cm	3.57

表 5.1 CsI(Tl) の特性 [29, 34]

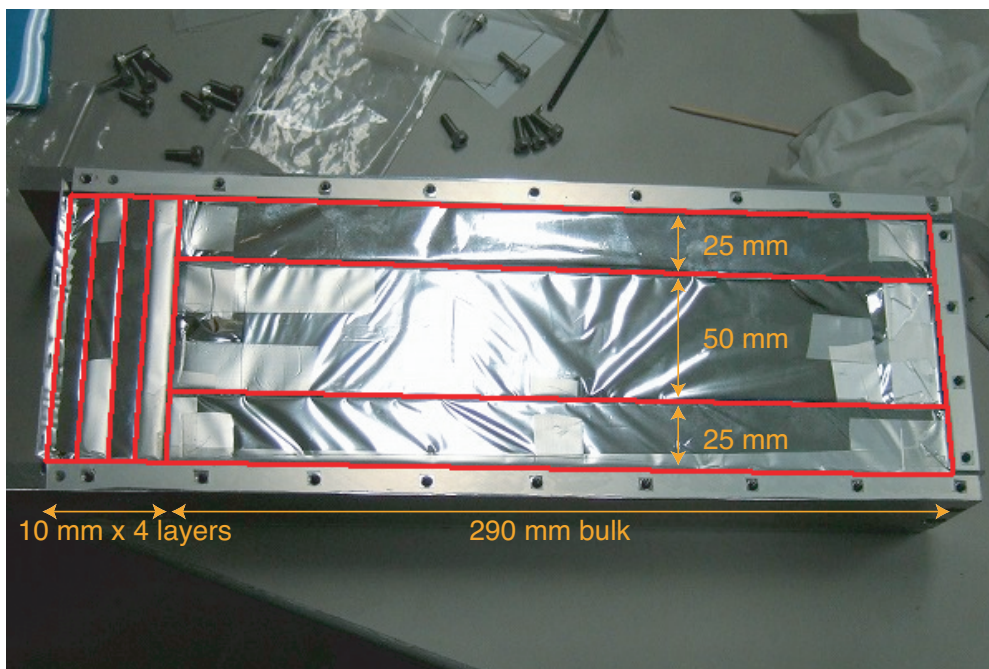


図 5.3 CsI(Tl) シンチレータ： 依田の修士論文 [27] より転載・改変

シンチレータ各層はテフロンで巻き、シンチレーション光を乱反射させて集光効率を調整している。その上からさらにアルミマイラーを巻くことで、光学的なクロストークを防いでいる。

5.1.2 PMT

PMT には浜松ホトニクス社製の R7400 を使用している。受光面は 8 mm ϕ であり、ソケットを合わせた長さが 60 mm と、コンパクトな設計となっている。これにより前面の薄い 4 層のシンチレータについても、シンプルに接続できる。また、占有する体積が小さいので、BG をカットするための鉛ブロックとパラフィンプレートガンマ線検出器周りに設置するのに都合がよい。供給高電圧は正であり、光電面がアースされている。アースされていることで、たとえ PMT がアルミのハウジングに直に触れても放電が起こらず、安全に動作する。その代わりに出力側にコンデンサを接続し、高電圧から出力端子を保護する必要がある。表 5.2 に PMT のスペックを記載した。



図 5.4 PMT

型番	R7400
パッケージ	メタル
ダイノード (構造)	メタルチャンネル
ダイノード (段数)	8
管径 [mm]	16
高さ [mm]	10
有効受光面サイズ [mm ϕ]	8
波長範囲 [nm]	300 - 650
最高感度波長 [nm]	420
光電面	バイアルカリ
標準印加電圧 [V]	+800
800V 印加時のゲイン	7×10^5 (typical)
上昇時間 [ns]	0.78

表 5.2 PMT の規格

PMT の性能としては、まず時間応答は CsI(Tl) シンチレータのほうが十分遅いので問題ない。次にゲインであるが、シグナルが 1 層のシンチレータに落とすエネルギーが 1 バンチあたりおよそ 10 GeV であり、そこで生じるシンチレーション光子が 5×10^8 個程度。集光効率と量子効率を考慮して、シンチレーション光の $1/1000$ が光電光子を生み出すと概算する^{*27}。2000 pC の ADC で測定するには求められるゲインは 10^4 程度。R7400 のゲインは 800 V 印加で 7×10^5 程度であり、十分な性能である。唯一問題となり得るのは、ゲインのリニアリティである。これについては

^{*27} 光量は十分であることは設計の段階で予想されていたため、集光効率は低く設計されている。

5.6.6 節で述べる。

各 PMT のゲインカーブは大録 [26] によって測定され、代表的なカーブの式は次のように導出された。

$$Gain_{PMT} = 10^{-14.5} \times V^{7.0} \quad (5.1)$$

ただし V は供給電圧 [V]。

5.1.3 ハウジング

シンチレータのハウジングはアルミ板で製作してある。ガンマ線が入射する面は、エネルギーのロスを抑えるため 1 mm のアルミ板を使用している。他の面は 10 mm の板で構成した。シンチレータと PMT との接合部は円筒の窓があいている。その窓にアクリル製のライトガイドをはめ込み、シンチレーション光の通過させている。光量は十分であるため、ライトガイドはあえてシンプルな設計にした。

CsI(Tl) は弱い潮解性をもつので、その対策として乾燥窒素を封入している。アルミ板の接合部にはシリコンゴムを挟み、圧をかけて密封性を出している。ハウジングに二か所の穴が開いており、そこから窒素をパージする。

5.1.4 鉛ブロック・パラフィンプレート・鉛コリメータ

ガンマ線検出器は IP 下流に設置され、ビームラインからの多量の BG にさらされる。そこで前方にはいくつかの鉛コリメータを設置し、シグナルの広がりより外側から飛んでくる BG を落とししている。しかしシグナルの広がりを中心と BG の広がりを中心は一致するため、BG 分布の tail しかブロックできない。したがってガンマ線検出器は必然的に高エネルギー BG にさらされる。コリメータの径は 20 mm ϕ で、シグナルの角度の広がりには 1 mrad 程度である。ガンマ線検出器は IP から 6 m 下流に設置しているため、シグナルの位置の広がりには 6 mm 程度となり、シグナルのほぼ 100 % が入る。

ビームラインに平行な向きだけでなく、周囲からも BG が入る。特に数 10 cm 横にビームダンプがあるため、ここからのガンマ線と中性子が BG となる。またビームダンプ前方には最終ベンドマグネットが設置されており、ここで発生するガンマ線も多い。我々はガンマ線検出器のビームダンプに接している面に 100 mm 程度パラフィンの板を設置して中性子を止めている。同じ面の残りのスペースと、他の面は出来るだけ多くの鉛ブロックで囲み、BG の影響を抑えている。図 5.5 にガンマ線検出器周辺の写真を示す。

5.1.5 ゲインモニタ

シンチレーション光の集光効率と PMT のゲインの時間的な変化を測定するため、ゲインモニタを設置して測定している。このモニタは高強度の LED の出力を光ファイバで分岐させ、それをシンチレータ各層で放出させている。そのようすは図 5.2 に示したとおり。LED の信号そのまま PMT で増幅され、ADC でモニタされる。この ADC カウントの長期的な変化を定期的に確認し

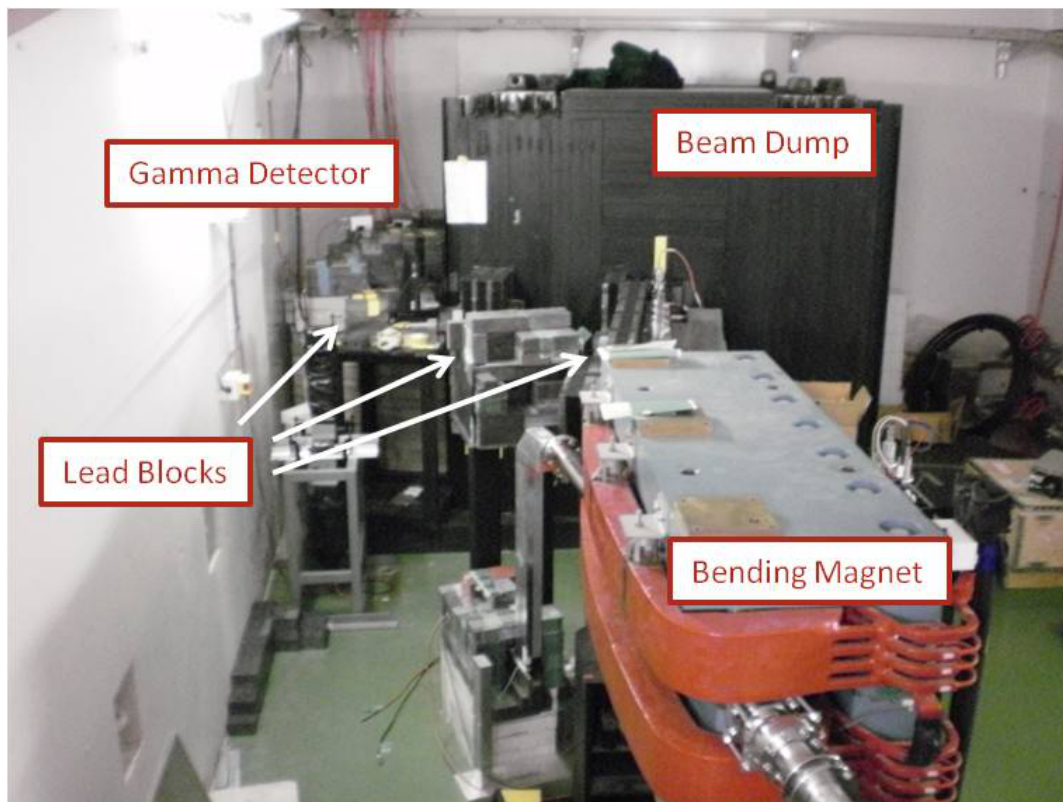


図 5.5 鉛ブロックによる BG 軽減

ている。LED 自身の出力変化に対しては、ファイバからの出力をそのまま PMT で読んでいる、参照 PMT の出力と比較して判断する。現在集光効率、ゲインがともに安定していることがゲインモニタの測定から確認されている。

5.2 宇宙線キャリブレーションとエネルギー分解能

宇宙線を用いて検出器のエネルギーキャリブレーションと、エネルギー分解能評価を行った。キャリブレーションには、Minimum Ionizing Particle (MIP) としてふるまうミュオンを使用した。宇宙線ミュオンは $-\frac{dE}{dx} = 1.243 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ の電離エネルギーをシンチレータに落とす。CsI(Tl) の密度は 4.51 g/cm^3 なので、1 cm あたりのエネルギーデポジットは 5.6 MeV である。実験のセットアップを図 5.6 に示す。図ではガンマ線検出器は縦に設置され、真上から来る宇宙線を測定している。トリガーとしてプラスチックシンチレータを上下に挟んで同期をとっている。

シンチレータの各層、特に前方 4 層は厚さ 10 mm と薄いため、エネルギーデポジットの分布はランダウ分布にしたがう。得られた分布を Geant4 によるシミュレーションと比較することで、キャリブレーションファクターを求める。このとき Geant4 で得られたエネルギーデポジット分布を、ガンマ線検出器の分解能に応じて Gaussian で smear して fit した。smear に用いた Gaussian

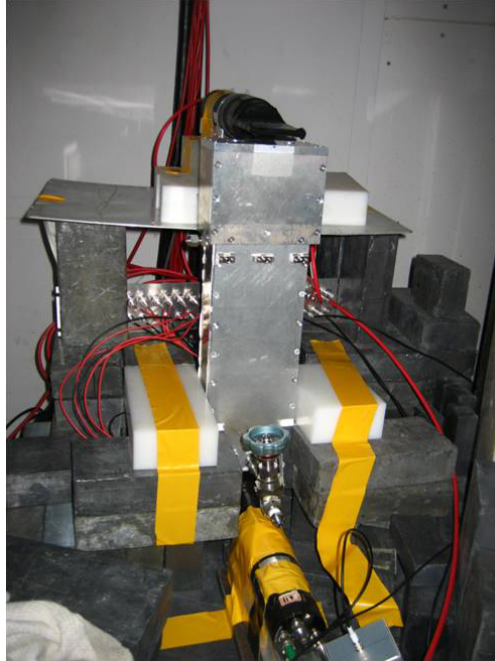


図 5.6 ガンマ線検出器の宇宙線キャリブレーション

の分布からエネルギー分解能を求める。ただし分解能 $\frac{\Delta E}{E}$ が、次式にしたがうことを仮定した^{*28}。

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{C}{\sqrt{E}} \quad (5.2)$$

C は Fitting パラメータ。各層のエネルギー分解能の典型的な値は、 E , ΔE を MeV 表示でしてのように得られた。

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.71}{\sqrt{E}} \quad (5.3)$$

Fitting の例を図 5.7 に示す。

ビーム試験における典型的なエネルギーデポジットの値は、シンチレータ各層で 10 GeV 程度である。このときの各層のエネルギーデポジットの測定誤差は十分小さい。

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq 0.2\% \quad (5.4)$$

5.3 シグナルと BG のシャワー発展シミュレーション

シグナルと BG がシンチレータで起こすシャワー発展を、Geant4 を用いてシミュレーションした。シグナルの断面積については既に 2.3 節で導出してあるので、まずは BG について述べる。主な BG 源についての概略を図 5.8 に示す。

^{*28} 電氣的なノイズなどがあると $\Delta E = const.$ の項も存在するはずだが、ポアソン統計にしたがう誤差要因が支配的であると仮定した。

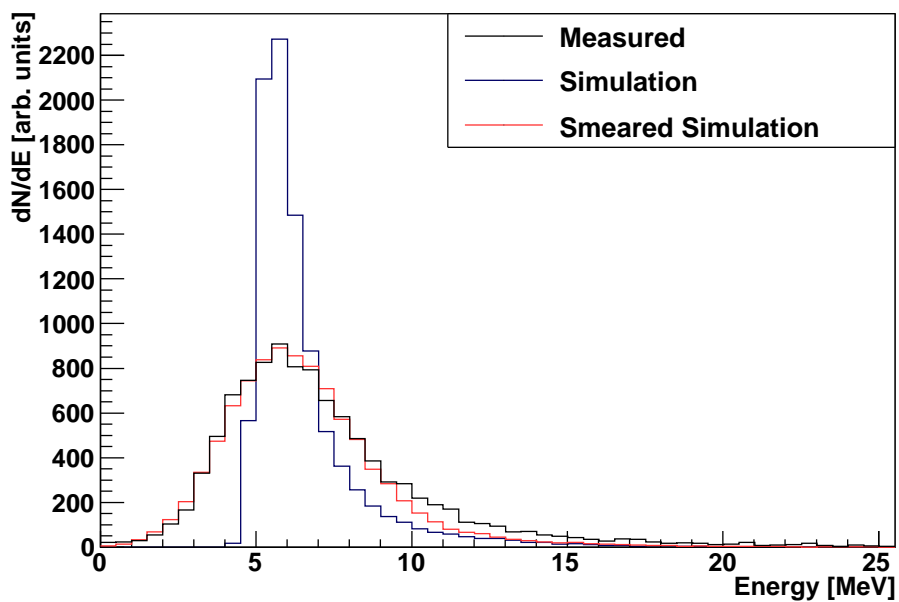


図 5.7 宇宙線試験

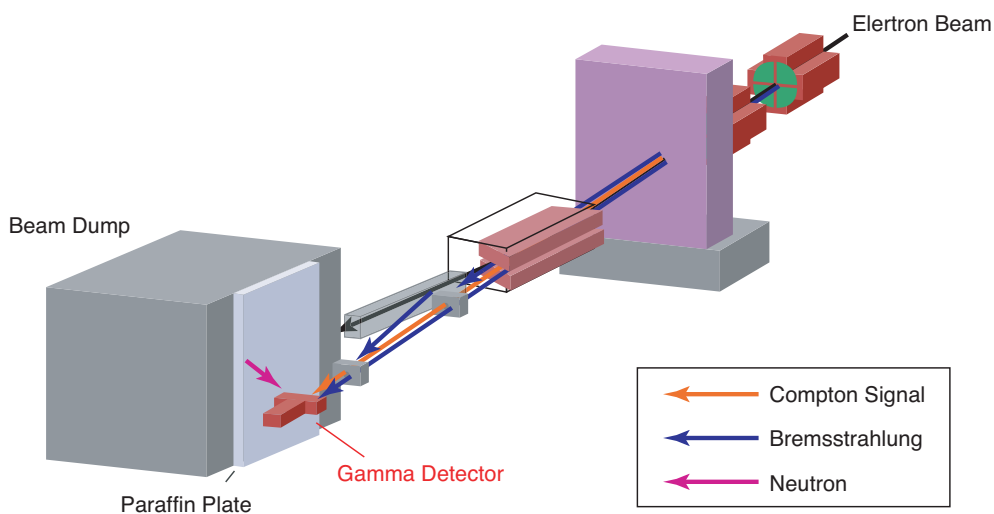


図 5.8 主な BG 源

5.3.1 制動放射

BG は主にビームハローとビームパイプの衝突による制動放射である [19]。ビームハローとは Gaussian で分布するビームのコア以外の、薄く広く分布する粒子の集まりである。ビームは通常十分細く、その non Gaussian の裾の広がりであるハローも、パイプと反応する量は少ない。しかし IP で小さいビームサイズを実現するには、急激にビームを絞る必要がある。そのため最終

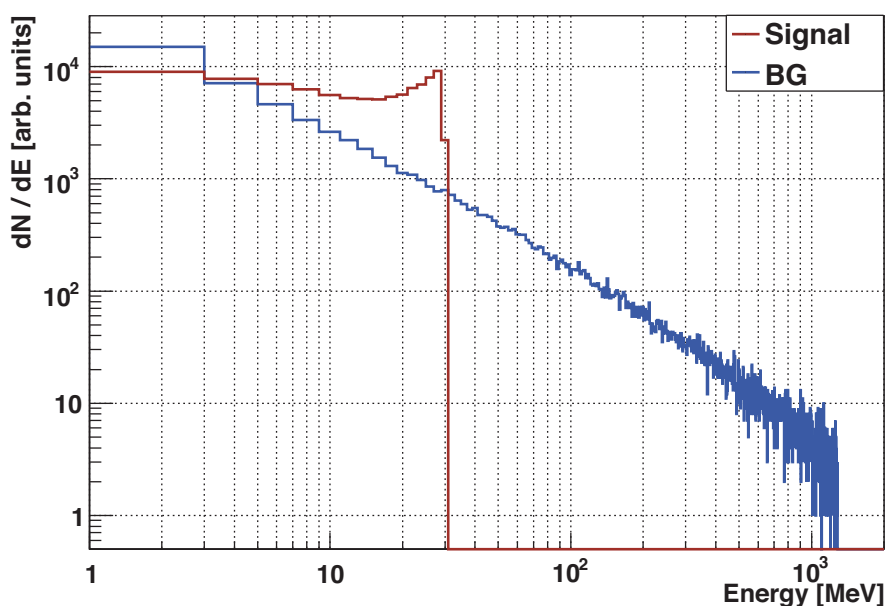


図 5.9 Geant4 でシミュレートした BG 制動放射のスペクトル

収束電磁石 (Final Doublet) のうち上流側の QF1 マグネットでは、水平方向のビームサイズを $\sigma_x \simeq 3 \text{ mm}$ と一度大きくデフォーカスさせる。このときビームハローとビームパイプの反応が大きくなる。また、ここで生じた BG はシグナル光子と平行に飛ぶため、コリメータでカットされにくい。これらの理由から制動放射光子が主な BG となる。

Geant4 で行った Final Doublet での電子ビームとビームパイプの衝突シミュレーション [19] によると、制動放射光子がガンマ線検出器に落とすエネルギーのスペクトルは、図 5.9 に描かれたものとなる。最高エネルギーは ATF2 の電子ビームエネルギー 1.3 GeV で、低エネルギー側から最高エネルギーにかけて、緩やかに減少する広い分布をもつ。スペクトルの平均値は 53 MeV である。比較のため Compton シグナルのスペクトルを同時にプロットした。

ビームハローとビームパイプによる制動放射は Final Doublet 付近で多く起きると予想したが、ビームライン上のどこでも起こる反応であり、実際にその位置分布を知るのは困難である。したがってガンマ線に入射する BG の角度分布を、シミュレーションから予想するのは難しい。また、それをモニタしている検出器も存在しない*29。ビームタイムではポラロイドフィルムを使って、BG のおよそのプロファイルを取得している。そこから BG の仰角のふらつき $\delta\theta_{BG} \sim 1.3 \text{ mrad}$ という値を得た。シミュレーションではこの値を採用して、BG 光子の角度を決めている。

*29 ビームロスモニタは存在するが、制動放射の位置分布を知るほどの分解能はない。

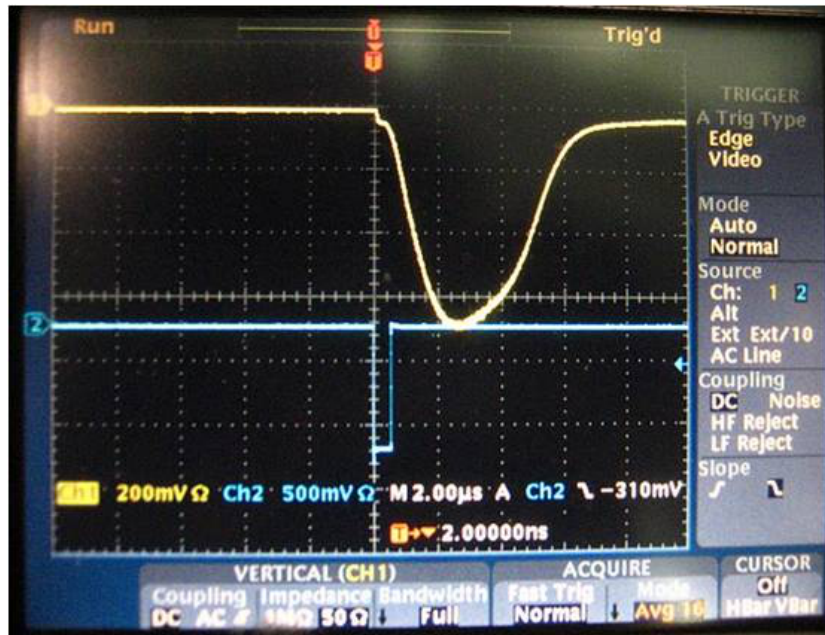


図 5.10 遅い BG

5.3.2 遅い BG

ビームダンプでは多量のハドロンが生成される。そのほとんどがビームダンプで吸収されるが、中性子は寿命が長く電的に中性であるため、ダンプの外に漏れ出る。この中性子がシンチレータに入り、無視できない量のエネルギーをガンマ線検出器に落とす。ガンマ線検出器とビームダンプの位置関係から、中性子は検出器側面から入射する。したがってエネルギーデポジットは、ビームダンプから見た各層の広さに比例すると予想される。

中性子 BG 対策として、ビームダンプとガンマ線検出器の間にパラフィンプレートを挿入している。パラフィンは水素原子を多く含み、さらに安価であるため中性子の減速材として良く使用される。これは、水素原子と中性子が近い質量を持っているため、弾性散乱で中性子の運動エネルギーが効率良く失われるからである。パラフィンプレートは厚さ 100 mm 程度にしている。これで全ての中性を止められるわけではないが、元々検出器とビームダンプの距離が近く、また中性子以外の BG 対策として鉛ブロックも積む必要がある。したがってパラフィンを設置できるスペースには限りがある。

中性子 BG は Compton シグナルに比べて時間的に遅いと予測され、実際に遅い BG が確認されている。それを図 5.10 に示す。図の黄色の線が PMT の出力で、立下りのこぶのような波形がシグナルと制動放射 BG である。この遅い BG が主に中性子であることは、パラフィンプレートを入れたときと入れないときでの遅い BG 量の比較から確認した。パラフィンプレートを入れることで大きく BG が減少したので、遅い BG の大部分は中性子由来であるといえる。

遅い BG は時間的にシグナルと切り分けることができる。我々は ADC ゲートを遅い BG が入

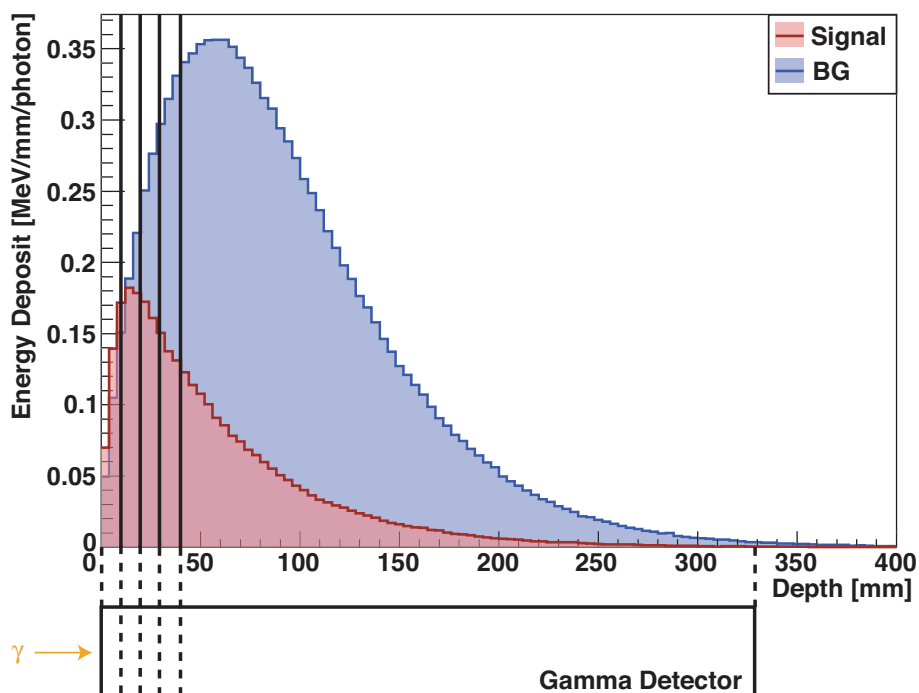


図 5.11 シンチレータ内で起きる電磁シャワー

らないように設定し、中性子 BG が測定に与える影響を抑えている。図 5.10 の青線が ADC のゲート信号である。

5.3.3 シャワー発展シミュレーション

図 5.11 に、Geant4 でシミュレーションした、シグナルと BG が CsI(Tl) シンチレータに落とすエネルギーの位置分布をプロットした。図の縦軸は、1 光子が 1 mm 進むときに落とすエネルギーを表す。このシミュレーションでは、ハウジングのアルミ板 1 mm 分を考慮している。ところで図 5.11 から、BG シャワーの一部がシンチレータの後部から漏れていることが確認される。しかしエネルギー換算で、全体の 1 % 未満とごくわずかである。したがってシンチレータの深さ方向のサイズは十分であるといえる。一方シンチレータは縦には 5 cm と、Moliere 半径^{*30}3.57 cm と比較して十分長いとはいえない。そこで BG のエネルギースペクトルと、BG がガンマ線検出器に落とすエネルギーのスペクトルを比較したプロットを図 5.12 に示す。図から、高エネルギーのガンマ線に対して、全エネルギーは取りきれないことが確認できる。この効果により、BG のスペクトルの平均の 53 MeV に対して、BG のエネルギーデポジットの平均は 46 MeV と減少する。これは電磁シャワーが広がって、上下面から漏れてしまう効果である。同様の比較をシグナルについて行ったグラフを図 5.13 に示す。スペクトルの平均と、1 光子あたりのエネルギーデポジットの

*30 エネルギーの 90% がデポジットされる transverse 方向の半径 [29]。

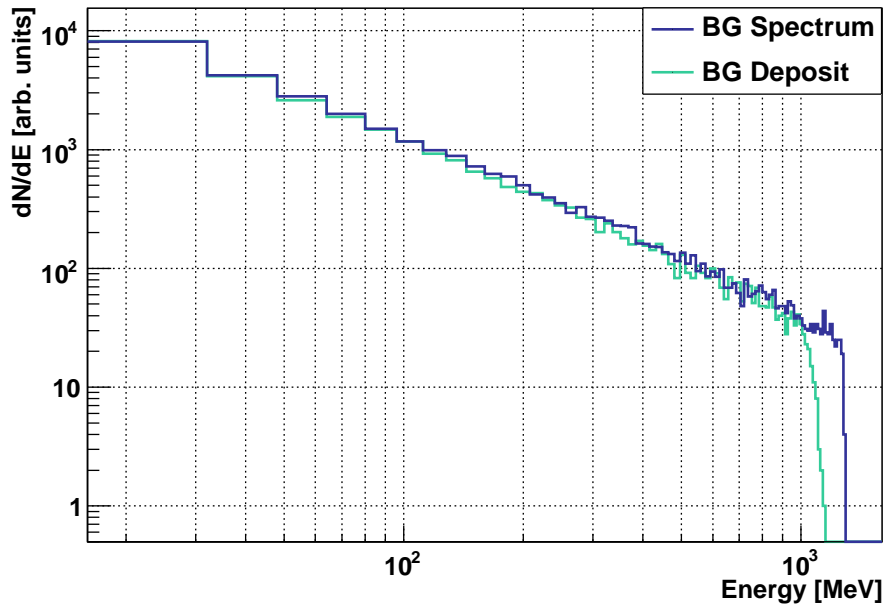


図 5.12 BG スペクトルとエネルギーデポジット

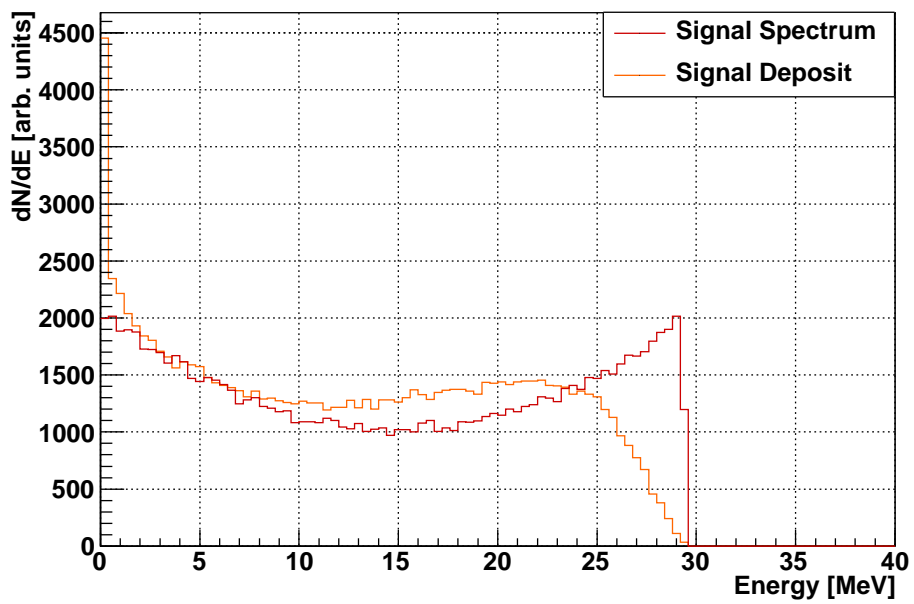


図 5.13 シグナルスペクトルとエネルギーデポジット

	シグナル	BG
スペクトル平均 [MeV]	14.6	53.0
エネルギーデポジット平均 [MeV]	13.0	46.1

表 5.3 スペクトル平均と 1 光子あたりのエネルギーデポジット平均

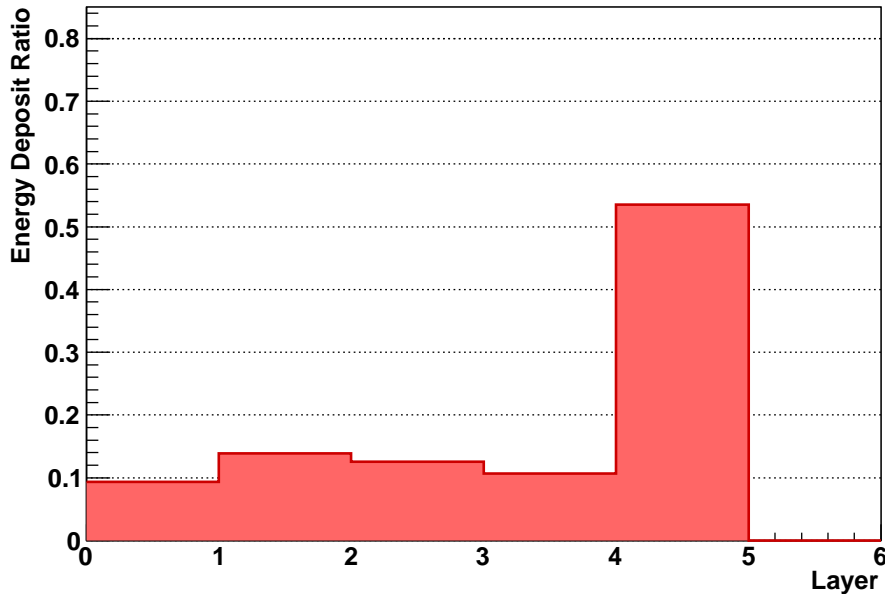


図 5.14 シグナルシャワー発展シミュレーション

平均の関係を表 5.3 に示す。ただしこの表の値は、エネルギーデポジットが 0 であったイベントをカットしている。

さて図 5.11 の分布をシンチレータの切り分けに従って 5 つに分けたものが、実際に得られるシャワー発展の情報である。これを図 5.14, 5.15 に示す。図は面積が 1 になるよう規格化している。このヒストグラムがシグナルと BG を分離するとき用いる、参照シャワー発展である^{*31}。

1 光子辺りのシャワー発展は平均をとれば図 5.14, 5.15 のとおりであるが、ガンマ線には有限な広さのスペクトルがあり、さらに電磁シャワーは確率過程である。したがって 1 光子辺りがシンチレータの各層に落とすエネルギーは分布をもつ。例として前面の 1 層についてのデータを表 5.4 に示す。この表の値はシンチレータ全層で、エネルギーデポジットが 0 のイベントをカットして計算している。このとき分布は高エネルギー側に広い tail をもつ分布になる。実際のビームタイムでは 1 バンチあたり検出器にシグナル、BG 光子がともに 10^3 - 10^4 個程度入るので、各層でのエネルギーデポジットは中心極限定理にしたがい Gaussian に近づく。例としてシグナル 100 GeV、BG

^{*31} 実際のそれぞれの数値はシグナルシャワーが (0.093, 0.139, 0.125, 0.107, 0.535) で、BG シャワーが (0.021, 0.045, 0.061, 0.071, 0.802) である。

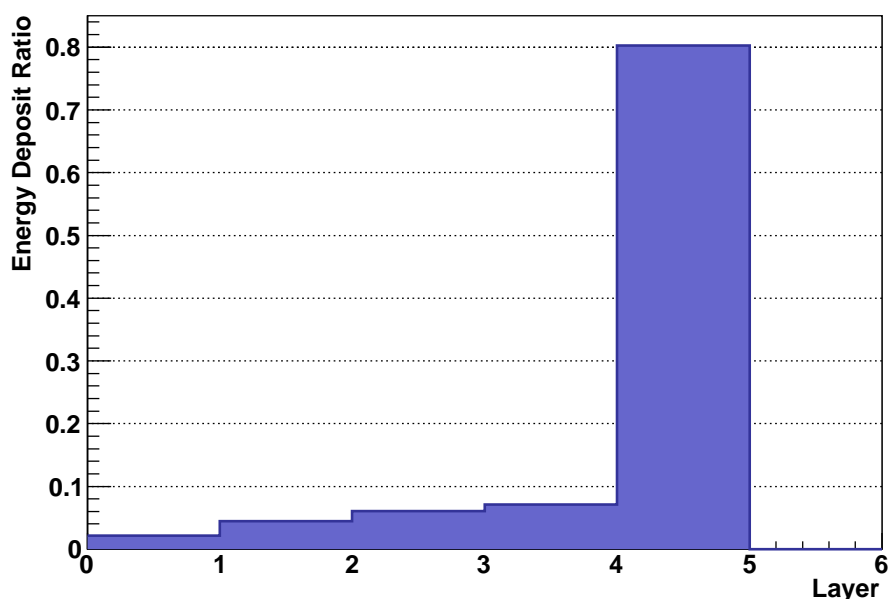


図 5.15 BG シャワー発展シミュレーション

	シグナル	BG
エネルギーデポジットの平均 [MeV]	1.2	0.97
エネルギーデポジットの偏差 [MeV]	3.2	2.9

表 5.4 第 1 層での 1 入射光子辺りのエネルギーデポジットの広がり

50 GeV という状況を仮定し、このときの分布の広がりを概算してみる。入射光子数はシグナルで 8000 photons、BG で 1000 photons 程度。したがって全シグナル、BG の第 1 層でのエネルギーデポジットの広がり中心極限定理より $3.2 \times \sqrt{8000}$ MeV および $2.9 \times \sqrt{1000}$ MeV 程度となる。このときのエネルギー平均値と分布の偏差の比は 3%, 9% 程度となる。この分布の広がりシチレータ各層のエネルギー分解能に比べて十分大きい。したがって測定されるエネルギーデポジットの広がり、エネルギー分解能ではなく、シャワー発展の統計的ふらつきで決まる。

5.4 Shot by Shot 法によるシグナル・BG 分離

電子ビームサイズ測定中にガンマ線検出器で測定されるエネルギーデポジットは、シグナルと BG の足し合わせである。それぞれの 1 光子辺りの平均を予め取得しておき、これらを参照シャワー s_i, b_i ($i = 1, \dots, 5$) とする。参照シャワーはビームタイム中は実測値を用いるが、図 5.19, 5.15 に近いはずである。これらの線形和でシグナルと BG が混ざったエネルギーデポジットを fit する。

$$E_i = E_{Sig}s_i + E_{BG}b_i, \quad i = 1, \dots, 5 \quad (5.5)$$

s_i, b_i は規格化された参照シャワー発展であり、この場合 Fitting 関数とも呼べる。いい換えると s_i はシンチレータ各層におけるシグナルのエネルギーデポジット比である。同様に b_i は BG のエネルギーデポジット比である。

$$\sum_i s_i = \sum_i b_i = 1 \quad (5.6)$$

この規格化により s_i, b_i の係数 E_{Sig}, E_{BG} がそれぞれシグナルと BG のエネルギーとなる^{*32}。このように Fitting からシグナルを BG と分離する手法を「Shot by Shot 法」と呼ぶ。依田 [27] の Geant4 を用いたスタディにより、シンチレータの切り分け方は Shot by Shot 法でのシグナル、BG 分離能が最も高くなるよう設計された。なお Fitting は χ^2 法で行われ、そのときに使用する各層のエネルギーデポジットの測定誤差には、宇宙線試験でのエネルギー分解能の評価の結果を用いている。

Shot by Shot 法はシグナルと BG の分離能の点で優れている。特にシグナルと BG のエネルギースペクトルが大きく違えば、それだけシャワー発展に違いが出る。それに伴い Fitting の信頼性が高まり、分離能が向上する^{*33}。本実験でもシグナルが低エネルギー、BG が高エネルギーとスペクトルが異なるので、まさにこの実験に適したガンマ線検出器といえる。

さらに Shot by Shot 法が優れている点は、一度の測定でシグナルと BG の両方を取得できることである。次に紹介する ON/OFF 法では、二回の測定で 1 バンチ分のシグナルを得るので、Shot by Shot 法と比較して二倍の測定時間が必要となる。これは限られた時間で行うビームチューニングにおいて、Shot by Shot 法の大きな優位性を示している。Shot by Shot 法によるシグナル検出は、2009 年 2 月のビーム試験においてレーザー光と電子ビームの衝突成功と同時に実証された。

5.4.1 ON/OFF 法

Shot by Shot 法以外の、もっと単純なシグナルと BG の分離法として ON/OFF 法と呼ばれる方法が存在する。これはレーザー光を電子ビームと当てたイベントを ON イベントとし、わざと外したイベントを OFF イベントとして、これらの比較からシグナルを求める手法である。ON イベントのガンマ線検出器の全エネルギーデポジットから、OFF イベントのエネルギーデポジットを差し引けば、それがシグナルのエネルギーデポジットとなる。

$$\begin{aligned} \text{ON event} &: E_{Sig} + E_{BG} \\ \text{OFF event} &: E_{BG} \end{aligned} \quad (5.7)$$

このときのシグナルの誤差は誤差の伝播から BG のふらつきの影響を強く受けてしまい、シグナルと BG の分離能が低い。

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_{Sig}^2 + 2\Delta E_{BG}^2} \quad (5.8)$$

この ON/OFF 法は参照シャワー発展 s_i, b_i を取得するときには使用するが、ビームサイズ測定時の干渉縞スキャンには使用しない。

^{*32} ここで 1 光子辺りのエネルギーデポジットの和で規格化した場合、係数は光子数を表す

^{*33} 分離能を悪化させている要因が、前小節で考察したシャワー発展の確率分布が有限の大きさをもつことである。

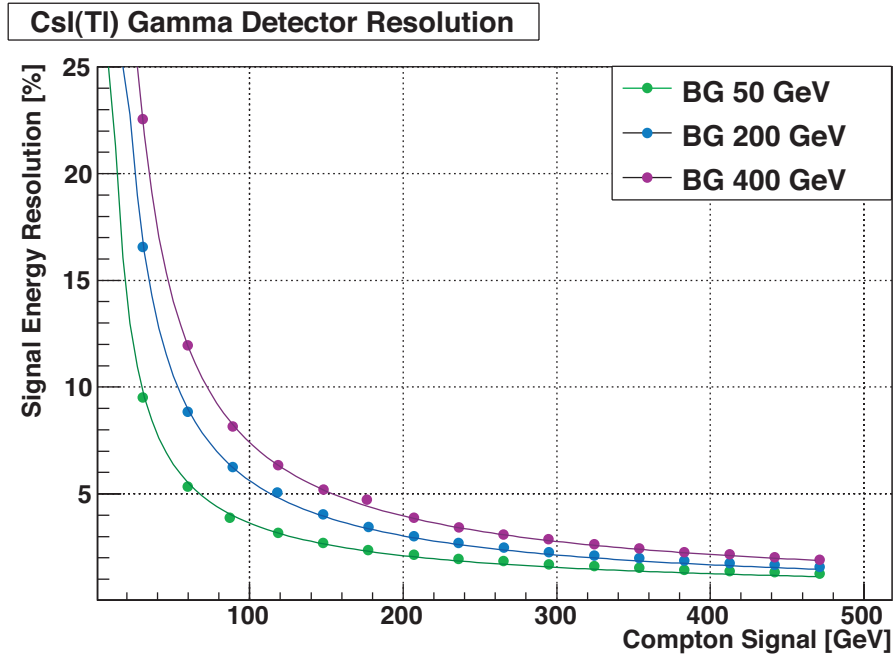


図 5.16 ガンマ線検出器の分離能シミュレーション

5.5 シグナル・BG 分離能シミュレーション

Geant4 でガンマ線検出器のシミュレーションを行い、以下の手順でシグナル・BG 分離能を評価した。

1. スペクトル (図 2.8, 5.9) にしたがう乱数でエネルギーを決め、ガンマ線を IP にて生成する。
2. IP から 6 m 離れて設置された検出器にガンマ線を飛ばす。
3. ガンマ線が検出器のシンチレータ各層に落とすエネルギーデポジットを計算。
4. シグナルと BG それぞれについて $10^3 - 10^4$ 光子分繰り返す。
5. 全エネルギーデポジットを計算し、これを層ごとに並べた数列 E_i ($i = 1, \dots, 5$) を得る。
6. この E_i に対して式 (5.5) の Shot by Shot 法を用いて、シグナルエネルギー E_{Sig} を BG エネルギー E_{BG} から分離する^{*34}。
7. 同じシグナル・BG 条件でこれを繰り返す、得られたシグナル E_{Sig} の偏差を求める。

またこのとき、各層のエネルギー分解能は十分良いので、分解能からくるエネルギーデポジットのふらつきを無視した。結果を図 5.16 に示す。グラフは次式で fit している。

$$\text{Resolution} = \frac{c_0 + c_1 \sqrt{E_{Sig}}}{E_{Sig}} [\%] \quad (5.9)$$

^{*34} このとき Fitting 関数として図 5.19, 5.15 の結果を使用している。



図 5.17 ポラロイドフィルムによる BG 撮影

5.6 ビームテスト

5.6.1 BG プロファイル

ガンマ線検出器の前にポラロイドフィルムを設置して 15 バンチ程度ビームを出し、BG のプロファイルを測定した。結果を図 5.17 に示す。このポラロイドフィルム試験から、ガンマ線が正しくコリメータの中心に飛んでいることを確認した。BG が入る位置以上に重要なのはシグナルガンマ線がガンマ線検出器に入射する位置があるので、IP にスクリーンモニタを入れてここで多量の BG を生成し、これを疑似シグナルとしてポラロイドフィルムで見ている。

さらにポラロイドフィルム試験から BG の角度分布概算を行った。BG の広がりは 8 mm 程度と測定されたので、BG の仰角の角度分布が Gaussian にしたがうと仮定してその 1σ を $\delta\theta_{BG}$ とおくと、これは次のように評価される。

$$\delta\theta_{BG} \simeq \frac{8 \text{ mm}}{6 \text{ m}} \simeq 1.3 \text{ mrad} \quad (5.10)$$

ここで IP からガンマ線検出器までの距離が 6 m 程度であることを用いた。この結果は BG の Geant4 シミュレーションに用いられている。

5.6.2 ガンマ線検出器の出力時間分布

シグナルと BG をガンマ線検出器に入射させたときの時間波形を図 5.18 に示す。図 5.10 と比較して遅い BG がほとんど消えているが、これはパラフィンプレートを入れた効果である。遅い BG をさらに分離するためにゲートはシグナル立ち下がり付近に合わせられ、全てのシグナルは取っていない。

5.6.3 シャワー発展

ON/OFF 法を用いてシグナルと BG の参照シャワー発展を取得した。図 5.19, 5.20 は 2009 年 11 月のビーム試験での結果である。シグナルと BG シャワーはともにシミュレーションとよく一

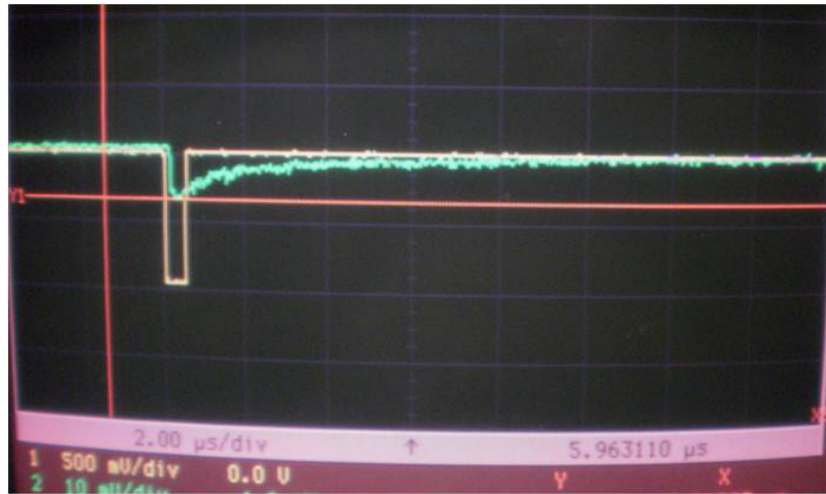


図 5.18 シグナル時間波形

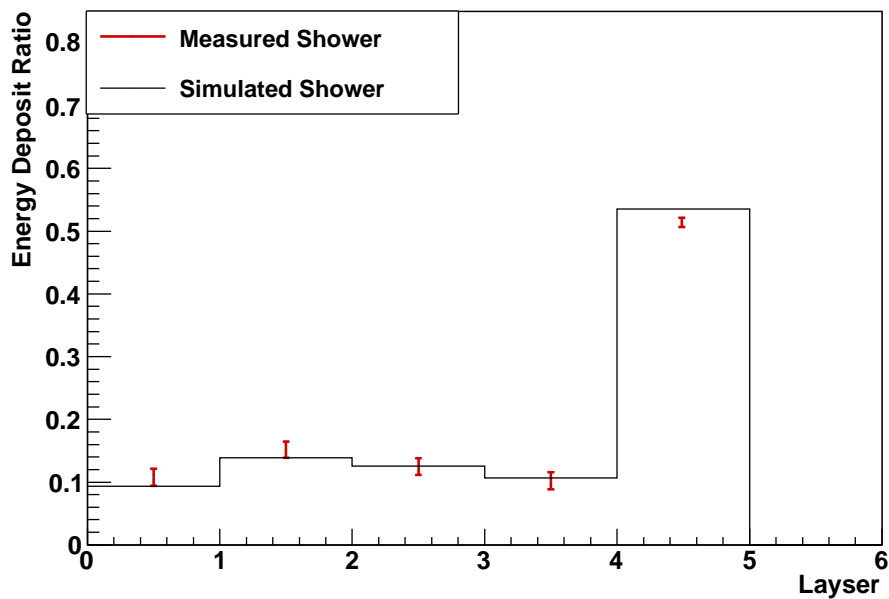


図 5.19 シグナルシャワー発展

致している。BG シャワーにおいて少しシミュレーションに比べて前方でのエネルギーデポジットが多いのは、どこかでエネルギーロスがあった可能性がある。とはいえシミュレーションの結果をよく再現していることから、主な BG は制動放射であると結論付けられる。

実際のビームタイムでの Shot by Shot 法によるシグナルと BG 分離は、ここで測定されたシャワー発展を用いる。

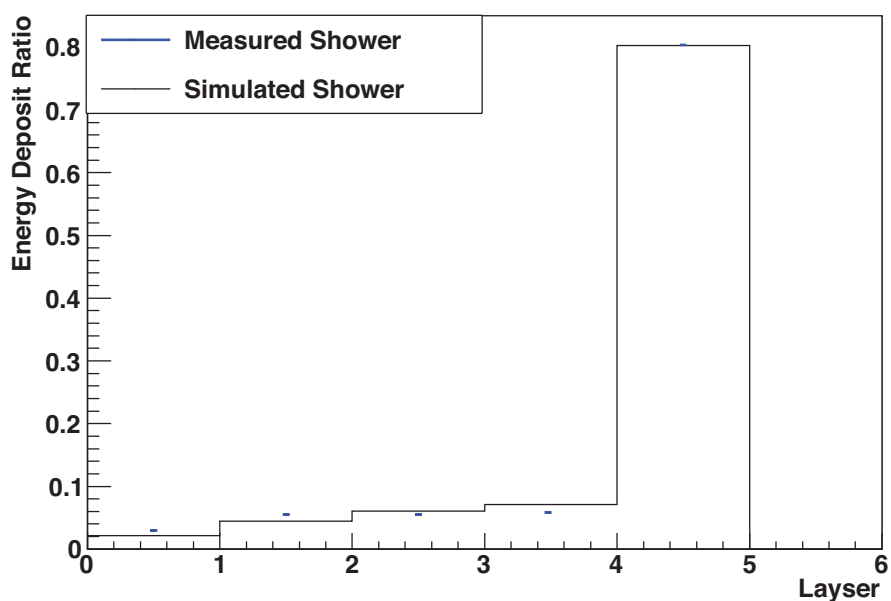


図 5.20 BG シャワー発展

5.6.4 シグナル数

2010年5月のビーム運転において、シグナル光子数は電子ビームカレント $\simeq 4 \times 10^9$ electrons、レーザースポットサイズ $\sigma_{laser} \simeq 10 \mu\text{m}$ での測定において

$$N_{\gamma-mes} \simeq 7 \times 10^3 \quad (5.11)$$

であった。一方式 (2.30), (2.31), (2.34) より、レーザー光のトランスポート効率を 0.7 とする^{*35}と、この状態で期待されるシグナルは

$$N_{\gamma-sim} \simeq 13 \times 10^3 \quad (5.12)$$

である。実測とシミュレーションに倍程度の差が存在する。これはレーザーのフラッシュランプが寿命間近であったために、出力が下がっていたためと考えられる。

5.6.5 シグナル・BG 分離能評価

2009年5月に交差角2度のレーザーワイヤモードを用いて、シグナル・BG分離能の評価を行った。このときBGは25.6 GeV存在していた。レーザー光を電子ビームに対してスキャンしてシグナル数を変化させて、シグナル・BG分離能とそのシグナル依存性を調べた。Shot by Shot法がシミュレーションどおりの性能を発揮していることと、ON/OFF法より優れたシグナル・BG分離

*35 2010年10月に測定された値。

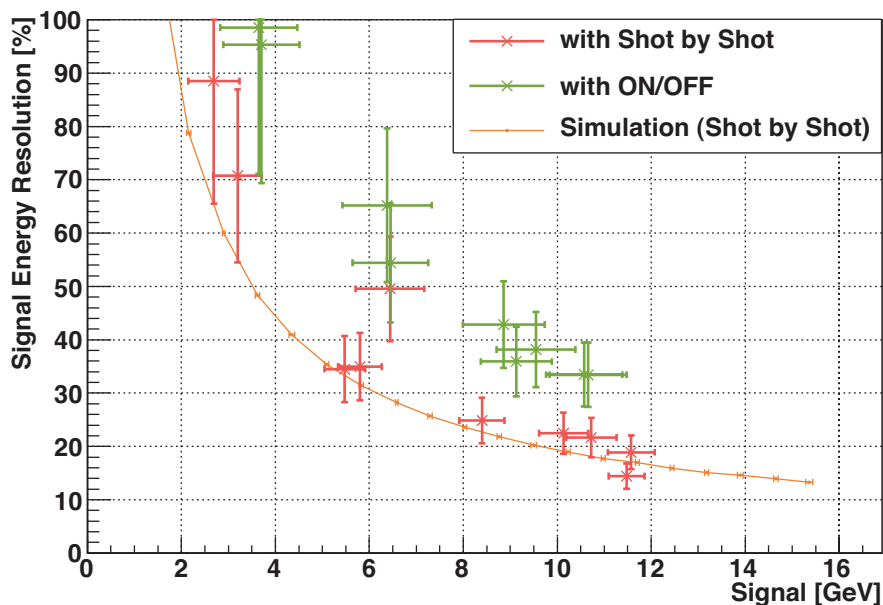


図 5.21 ガンマ線検出器のシグナル・NG 分離能

能をもつことが確認された。ただしここでシミュレーションはシグナルと BG の分離のみを考慮し、エネルギー分解能やレーザー光の位置安定性など他の要因は十分小さいので無視した。

5.6.6 PMT リニアリティ

シグナルが大きくなると PMT のリニアリティが悪化する。リニアリティ悪化の直接の原因は主に二つある。ひとつはアノード近くのダイノードで空間電荷が大きくなり、これにより軌道がずれてダイノードに衝突しなかったりアノードに集められない二次電子が出てくることである。もうひとつは後段で二次電子の電流が大きくなることで、この電流によるダイノード間での電圧降下が大きくなり、加速電圧が下がって二次電子の生成数が減ることが挙げられる。現在電子ビームを用いたリニアリティ試験を計画している。電子ビームを用いる利点は、実際のシグナルの時間波形を用いて試験を行える点である。

試験にはカーボンのワイヤスキャナを用いる。電子ビームをワイヤに当て、そこで生じる制動放射のエネルギーをガンマ線検出器で測定する。測定される制動放射エネルギーに対して電子ビームのカレントを変化させ、カレントとエネルギーデポジットの直線性を確認する。電子ビームの強度は ICT モニタで測定する。既にカーボンワイヤのシグナルをガンマ検出器で測定したとき、十分なエネルギーデポジットが得られることを確認している。

6 ビーム試験

6.1 干渉縞を用いたビームサイズ測定の手順

実際にビームチューニングにおけるビームサイズ測定を、手順を追って説明する。新竹モニタの測定を開始する条件として、垂直電子ビームサイズが新竹モニタの測定レンジに入っていることが必須である。すなわちビームサイズは $7\mu\text{m}$ より小さくなければならない。もっといって理想的な干渉縞は電子ビームとの反応をレーザーアライメントにフィードバックしながらでないとは形成できない。すなわちレーザー光のアライメントが十分でないとは電子ビームは綺麗な干渉パターンを感じず、modulation depth は式 (2.12) から求まる理論値より小さくなり、シグナル変調自体が観測されないことも起こってくる。シグナルの変調を観測するまではフィードバックによるアライメントが使用できないので、この間は「blind」なアライメントを行うこととなる。このときビームサイズが大きく、modulation depth の理論値が 0.3 より小さいと、blind なアライメントが困難になり、ビームチューニングにかかる時間を浪費してしまう。したがって通常我々は測定開始時においてビームサイズが $4.5\mu\text{m}$ より小さいことを要求している。このサイズは IP に設置されたワイヤスキャナの測定範囲内なので、ワイヤスキャナを用いたビームチューニングをまず行うことになる。

以下では具体的なビームチューニングにおけるビームサイズ測定の手順を説明するが、ビームサイズが既に $4.5\mu\text{m}$ より小さいことを前提として話を進める。

6.1.1 コリメータスキャン

ビームチューニングではビームライン上のマグネットムーバーの位置を調整したり、マグネットの強度を変化させる。このとき電子ビームの軌道が変化するので、電子ビームとレーザー光の散乱光がガンマ線検出器に入射しているか確認する必要がある。また、たとえガンマ線検出器に入射していても散乱光がコリメータにかすっていると、そこでエネルギーの小さいガンマ線が止まり、散乱光のエネルギースペクトルが変化する。新竹モニタのガンマ線検出器は、シグナルと BG のエネルギースペクトルの違いを利用して BG を分離するので、スペクトルの変化はシグナル・BG 分離能を低下させる。

そこで通常の鉛コリメータ ($20\text{mm}\phi$) より径の小さい $10\text{mm}\phi$ 鉛コリメータを xy 自動ステージに載せ、コリメータを BG ガンマ線に対してスキャンする^{*36}。このとき測定されたガンマ線総エネルギーが最も高かった場所で、BG の中心がスキャンしたコリメータの中心を通過する。予めスキャンするコリメータと、位置の固定された他のコリメータの位置関係を測量用のレーザーで確認しておき、BG が位置の固定されたコリメータのどこを通過するか換算する。BG が位置の固定されたコリメータの中心に入っているならば問題ない。^{*37}。自動ステージにはシグマ光機製の

^{*36} 制動放射 BG 光の中心とシグナル光の中心はほとんど一致している。Compton シグナルも制動放射 BG も、電子ビームの向きに飛ぶからである。

^{*37} 全てのコリメータを自動ステージでアライメントする方法も原理上可能であるが、位置の固定されたコリメータの中にはムーバー上に置けないものも存在するため、実質不可能である。

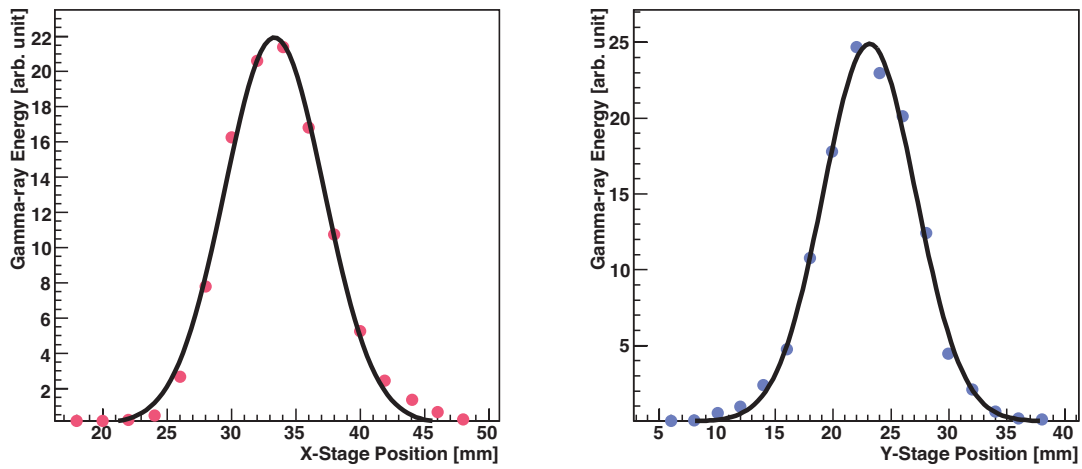


図 6.1 コリメータスキャン

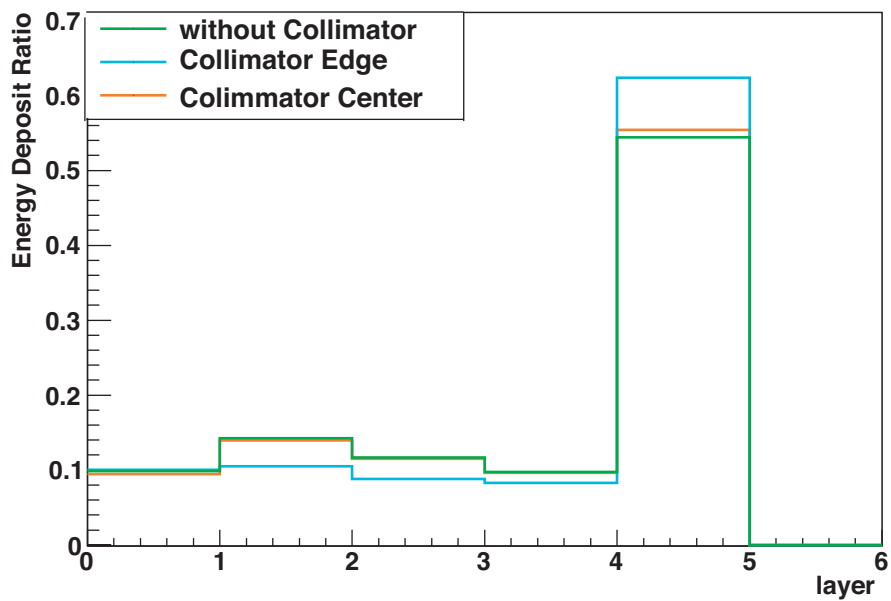


図 6.2 コリメータの位置と Compton シグナルシャワー発展の関係

SPSG33-50(Z) と SGSP26-100(X) を使用している。コリメータは $50 \times 50 \times 200$ mm の鉛に 10 mm ϕ の穴を開けている。スキャンの結果を 図 6.1 に示す。

このコリメータの位置をガンマ線に対して変化させたときの Compton シグナルシャワー発展を 図 6.2 に示す。ここでは BG は予め差し引いて、Compton シグナルのシャワー発展のみを評価した。図よりシグナルシャワー発展がコリメータの位置に応じて変化することが確認できる。通常ガンマ線が検出器に入る前に他の物質と相互作用すると、そこでエネルギーをロスするのでシャワー

発展は前方の層で大きくなる。しかしガンマ線がコリメータのエッジをかすって検出器に入る、かすり反応の場合は後方でのエネルギーデポジットが増えるのが特徴的である。これはかすり散乱において検出器に入るガンマ線のスペクトルが、高エネルギー側にシフトしていることを示す。エネルギーの低い光子ほど大角度で散乱または吸収されやすく、逆にエネルギーの高い光子は散乱されにくいと解釈できる。

コリメータの中心からの散乱光のずれが $< 5 \text{ mm}$ であれば、スペクトルの変化によるガンマ線検出器内でのシャワー発展の変化を補正すれば、シグナル・BG 分離能に大きな影響は無い。それ以上ずれていた場合は、電子ビームの軌道を調整するか、ビームを一時的にストップしてコリメータの位置を手でアライメントすることが必要である。このときアライメントの基準としてコリメータスキャンの結果を使用することも可能であるが、通常ポラロイドフィルムで BG の位置を見て、それに合わせて位置アライメントを行う。

スキャンが終了したら $10 \text{ mm}\phi$ コリメータは、散乱光の軌道から外しておく。

6.1.2 タイミングアライメント

Compton 散乱が起きよう、レーザーの発光タイミングを電子ビームのタイミングに合わせる。4 節で説明したとおり、レーザー光と電子ビームのタイミングはそれぞれ、垂直定盤に設置した PIN-Photodiode と、ビームライン上の BPM の信号を TDC で取得してモニタしている。この二つのタイミングが適切な値^{*38}となるよう、レーザーの Q スイッチのタイミングを TD4 で変化させる。具体的には、TD4 によって Q スイッチのタイミングをスキャンさせ、最もシグナルエネルギーが大きい時間にレーザータイミングを調整する。タイミングスキャンの例を図 6.3 に載せる。

6.1.3 レーザー光軸アライメント

タイミング調整に引き続き、レーザー光の位置をアライメントする。位置アライメントはさらに 3 つの手順に分けて行う。

スクリーンモニタによるレーザー位置アライメント 4 節で説明したとおり、IP にはスクリーンモニタがインストールされている。電子ビームと、アテニュエータでパワーを下げたレーザー光がスクリーン上で光り、この位置を CCD カメラでモニタしている。ここではスクリーン上で電子ビームとレーザー光が重なるよう、レーザー光路をアライメントする。スクリーンモニタの分解能は $10 \mu\text{m}$ オーダーであるため、これだけでは電子ビームとレーザー光が衝突していない場合もあるが、そのときはレーザー光の位置を transverse 方向にスキャンすることで、容易に Compton シグナルを発見できる。図 6.4 に実際のアライメントの様子を示した。三つの光のうち、真ん中が電子ビームによる蛍光で、上下の二つがレーザーのスクリーン上での反射光である。

^{*38} 適切な値はタイミング用 BPM と、PIN-Photodiode のスペックおよび位置関係と、これらの読み出しケーブル長から計算される。2010 年秋のビーム試験では、PIN-Photodiode の信号が BPM 信号より 97 ns 早い状態が適切であった。

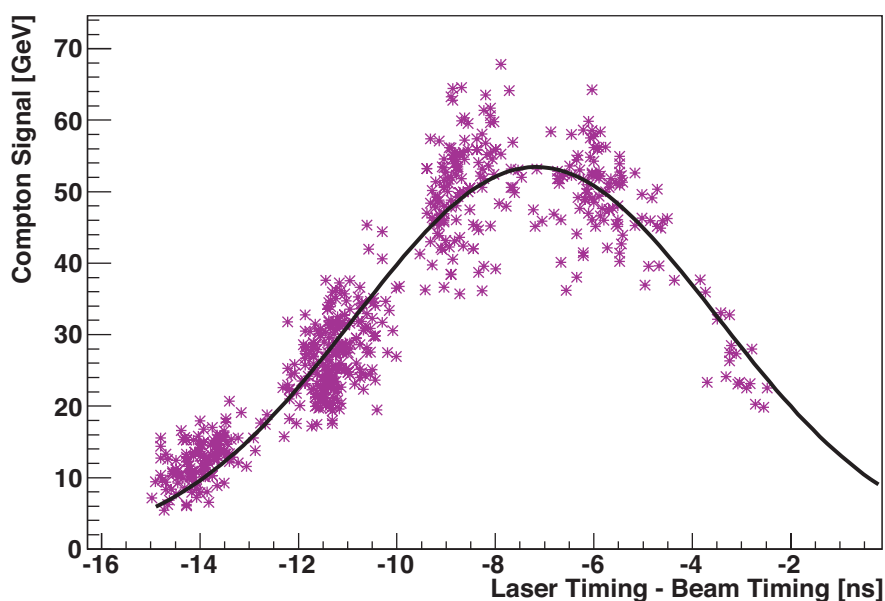


図 6.3 タイミングスキャン

レーザーワイヤスキャンによる位置アライメント 電子ビームをレーザー光強度のちょうどピークで衝突させるには、スクリーンモニタでは分解能が足りない。そこでミラーアクチュエータでミラーの角度を制御し、レーザー光を transverse 方向にスキャンする。このときシグナルはレーザー光の位置に対して、レーザー光からみた電子ビームのサイズ $\sqrt{\sigma_x^2 \sin^2 \phi + \sigma_y^2 \cos^2 \phi}$ とレーザー光のサイズ $\sigma_{t,laser}$ の二乗和の平方根の大きさをもつ Gaussian を描く^{*39}。詳しくは 3.4 節を参照。この Gaussian のピークにレーザー光の位置を合わせれば、ピークの決定精度で transverse 平面でのアライメントが完了する。実際にビームタイム中に取得したスキャンのプロット例を図 6.5 に示す。

干渉縞スキャンによる位置アライメント レーザーワイヤによるアライメントでは、レーザー光はビームと衝突はするものの、2本のレーザー光で z 方向にずれている可能性がある。この場合干渉縞は形成されないので、Compton シグナルの強度は十分に得られるが、シグナルの変調は観測されないか、観測されても十分でない。そこで片方のレーザー光を longitudinal 方向にスキャンすることで、最もきれいに干渉縞が形成され、modulation depth が大きくなる位置を探す。この概念図を図 6.6 に示す。このときシグナルはレーザーの位置に対して Gaussian になり、この Gaussian の 1σ がレーザー光のサイズ $\sigma_{z,laser}$ の 2 倍と一致する^{*40}。詳しい計算は 7 節で行う。実際にビーム試験中にスキャンした結果のプロットを図 6.7 に示す。得られたプロットのピークに

*39 電子ビームとレーザー光がともに Gaussian であることを仮定している。

*40 正確には 3.2 節で述べたように、シグナルジッターにより modulation depth が底上げされる効果があるので、tail 付近では Gaussian からずれる。

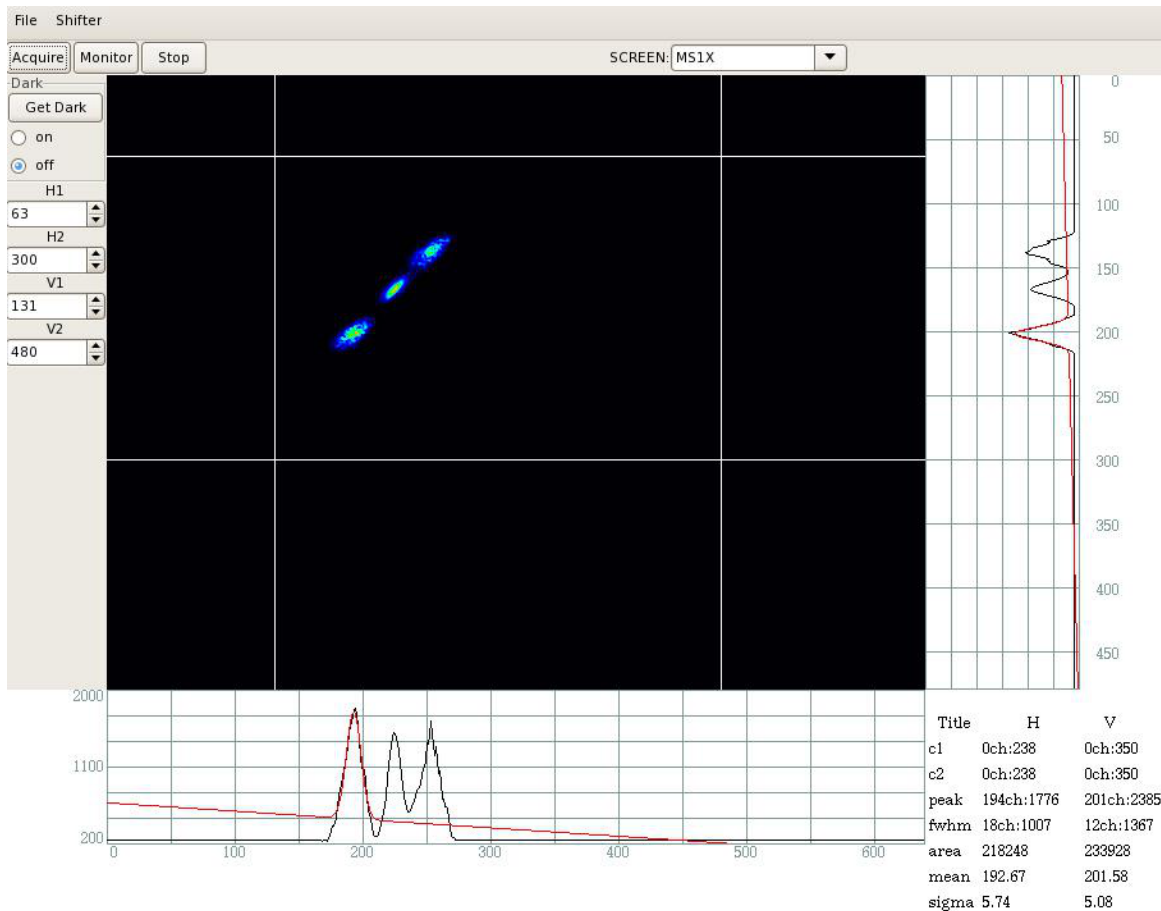


図 6.4 スクリーンモニタによるレーザー位置アライメント

レーザー位置を合わせれば、 z 方向のアライメントが完了する。

次に transverse 平面でのアライメントはレーザーワイヤスキャンで既になされたが、シグナルの変調を用いてより直接的にアライメントを行うことができる。Transverse 平面において片方のレーザー光の位置を変化させると、レーザー光の強度の不均等が生じて modulation depth が減少する。このとき modulation depth M がしたがう式は次のとおり。

$$M = \left[\cosh \left(\frac{l^2}{4\sigma_{t,laser}^2} \right) \right]^{-1} |\cos \theta| \exp(-2k_y^2 \sigma_y^2) \quad (6.1)$$

ここで l はスキャンした片方のレーザー光中心と電子ビーム中心の距離。計算の詳細は 7 節で述べる。modulation depth が最も大きい位置にレーザー光の位置を合わせれば、transverse 平面でのレーザー位置をアライメントされる。スキャンの結果を図 6.8 に示す。プロットは上式で fit している。

干渉縞スキャンによる位置アライメントの副次的な効果として、longitudinal, transverse のレーザー光のサイズが測定される。レーザー光のサイズはビームサイズ測定バイアスに大きく関わってくるため、その意味でもこのアライメント法は有用である。例えば図 6.7、6.8 から求まるサイズは

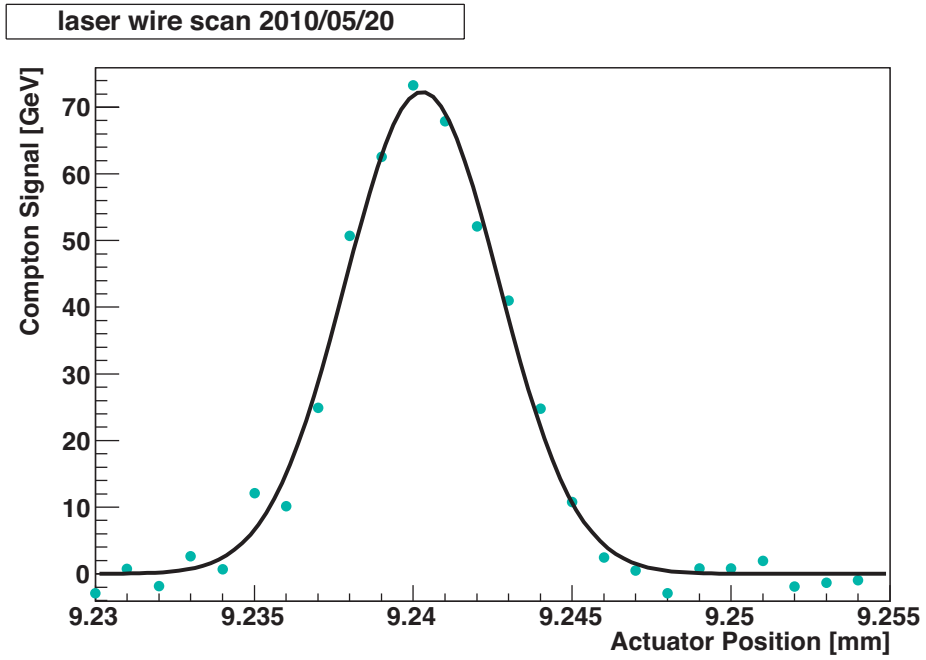


図 6.5 レーザーワイヤスキャンによる位置アライメント

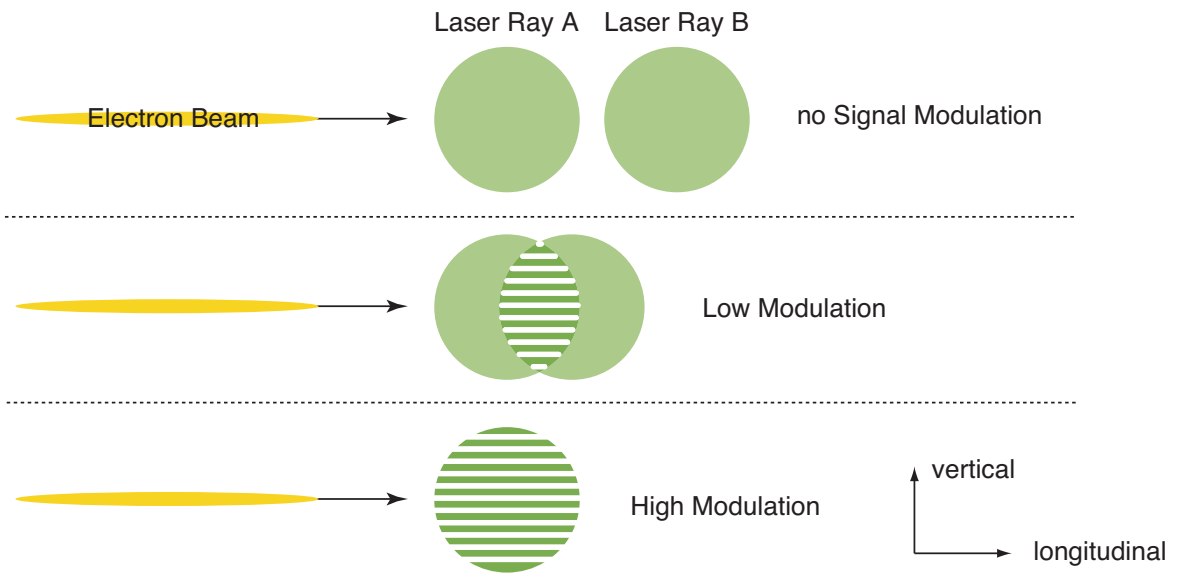


図 6.6 レーザー光の longitudinal 方向のずれと干渉縞

2010/05/19

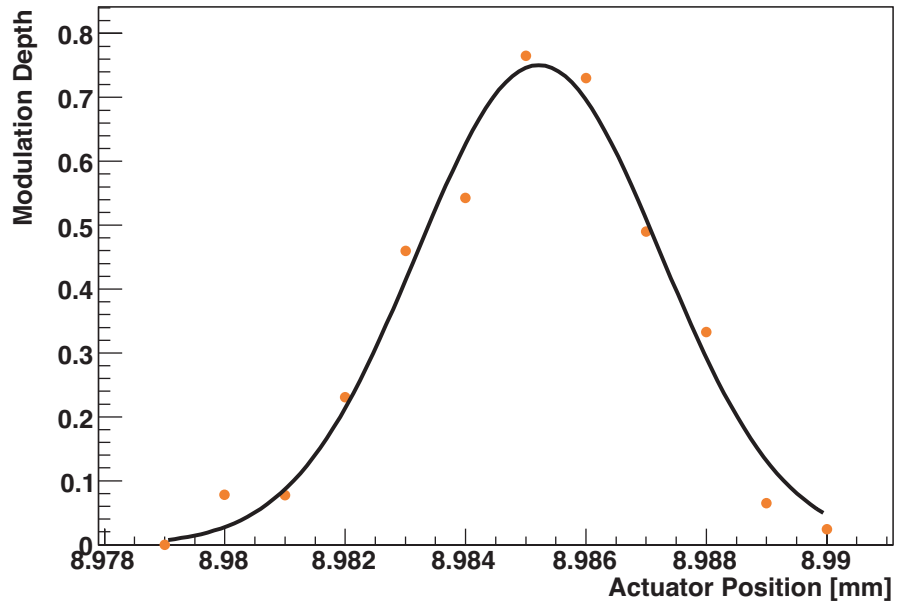


図 6.7 干渉縞スキャンによる longitudinal アライメント

2010/05/21

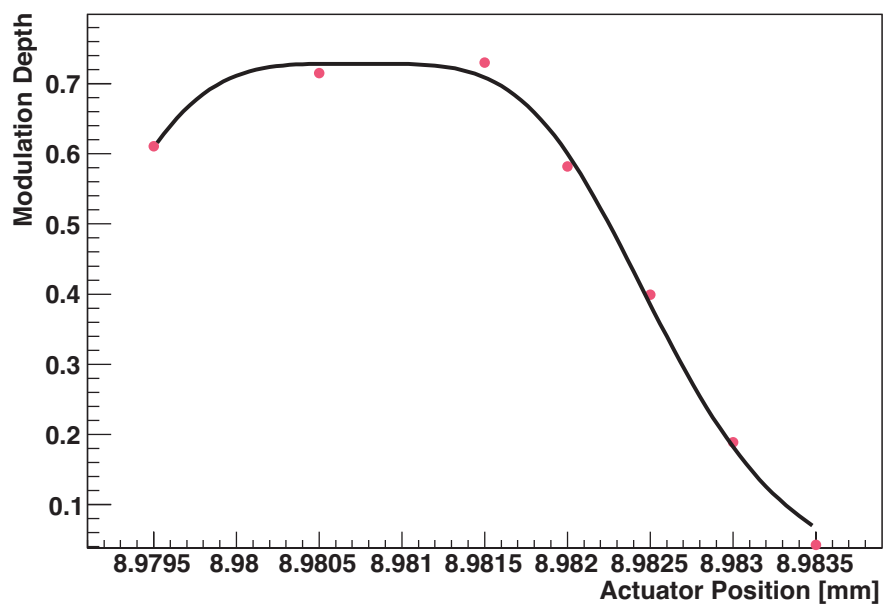


図 6.8 干渉縞スキャンによる transverse アライメント

次のとおり。

$$\begin{aligned}\sigma_{z,laser} &= 17.4 \pm 0.9 \mu\text{m} \\ \sigma_{t,laser} &= 8.1 \pm 0.2 \mu\text{m}\end{aligned}\tag{6.2}$$

ただしこれらの数値はレーザーの調整で容易に変化するものであり、あくまで典型的なレーザーのサイズを表しているだけである。実際二つの数値を取得した測定の間、交差角モードの切り替えと reducer の調整を行っているので、 $\sigma_{z,laser}$ と $\sigma_{t,laser}$ とで値が倍程度異なるのはそのためであると考えられる。

その他のアライメント 交差角 174 度モードでは、以上のアライメントに加えてレンズの位置アライメントと干渉縞の角度のアライメントを行う。これらはそれぞれ 7 節の「レーザー球面波」と「ビームと干渉縞の角度の不一致」に関するアライメントである。詳しくはそれぞれの項を参照。レンズの位置アライメントは、レンズが乗った自動ステージを動かす焦点スキャナで行う。干渉縞の角度アライメントは、PSD の測定から干渉縞角度の変化を換算して行う。焦点スキャナと PSD については 4 節で述べた。

6.1.4 シャワー発展取得

ガンマ線がコリメータにかさるように反応すると、ガンマ線検出器に入るエネルギースペクトルが変化する。また、電子ビームの軌道やエミッタンスが変化するすると BG が発生する位置が変化するので、これもエネルギースペクトルを変化させる。ガンマ線検出器内でのシャワー発展が変化した場合、Shot by Shot 法のための参照シャワー発展を再測定する。BG 参照シャワーは、レーザー光を止めた状態でガンマ線で測定することで取得する。シグナル参照シャワーは、レーザー光と電子ビームを反応させたイベントから、レーザーを止めたイベント分を差し引くことで取得する^{*41}。ガンマ線検出器の各層のエネルギー分解能は MeV 表示で

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.71}{\sqrt{E}}\tag{6.3}$$

である。1 バンチ辺りのシグナル総エネルギーは 100 GeV オーダーなので、測定は速やかに行うことができる。

以上でビームサイズ測定のためのアライメントは全て完了する。あとは干渉縞スキャンでビームサイズ測定を行い、それをビームチューニングにフィードバックしていく。

6.2 達成されたビームサイズ

2010 年 5 月のビーム試験では、新竹モニタのビームサイズ測定結果をビームチューニングにフィードバックして、ビームのサイズを徐々に絞る試みがなされた。このときのビームの光学設計は、IP でのベータ関数が基準設計の 10 倍のものであった。これは BG レベルを抑えるための処置

^{*41} 実際は BG 参照シャワー取得時には、機械的にレーザーを瞬時に止めるのは困難である。そこで時間的にレーザーパルスを 300 ns 程度ずらして電子ビームとの衝突が起きないようにして、これを BG イベントとしている。

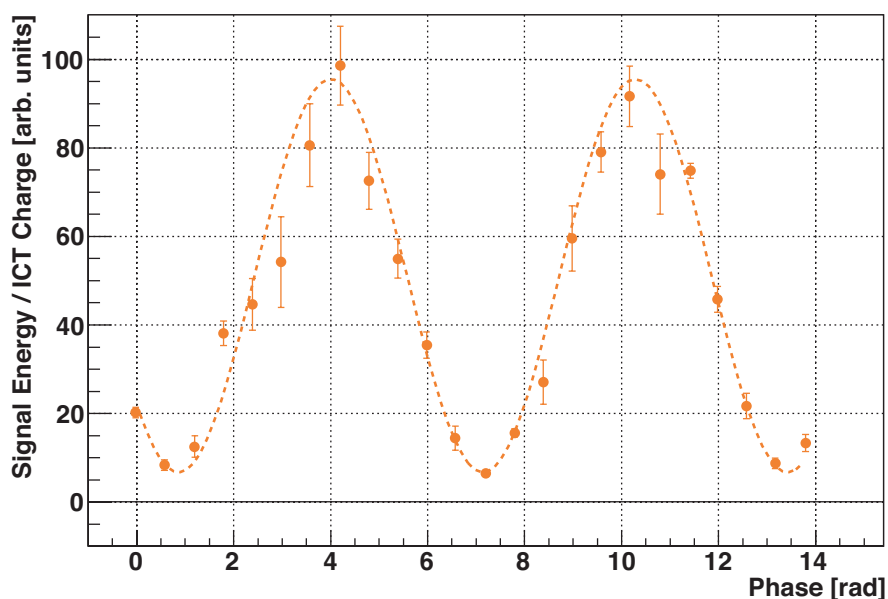


図 6.9 2010 年 5 月のビーム試験 (交差角 7.96 度)

である。このときのビームサイズの理論値は 100 nm であり、このサイズを目指してビームチューニングを行った。

新竹モニタを用いたビームサイズ測定はビームサイズが 1 μm を切ったところからスタートした。ビームチューニングを進めるにつれ、交差角を 2 度、4 度、8 度、30 度と変えていき、それぞれでビームサイズ測定が可能であることが確認された。ビームチューニングと並行して交差角モード間の測定の consistency の確認、ビームを用いた干渉縞強度分布の測定を行った。これらについては次小節以降で述べる。

最終的に得られたビームサイズは交差角 7.96 度測定され、結果は

$$\sigma_y = 310 \pm 30 \text{ (stat.)} \begin{matrix} -10 \\ -70 \end{matrix} \text{ (sys.) nm} \quad (6.4)$$

であった。ここで (stat.) は統計誤差を表し、(sys.) は系統誤差を表している。統計誤差は同じ状態の電子ビームに対して、サイズ測定を繰り返して偏差を計算したものを載せている。系統誤差については、コントラスト測定 (6.4 節) で得られた結果から計算を行った。誤差が大きいの modulation depth がビームサイズが極小のときの上限の $|\cos \theta| = 0.99^{*42}$ に近いこと、コントラスト悪化の影響を強く受けたためである。系統誤差の要因については 7 節で考察する。310 nm を達成したときの干渉縞スキャンのプロットを図 6.9 に示す。このとき modulation depth は

$$M = 0.861 \pm 0.003 \text{ (stat.)} \begin{matrix} +0.045 \\ +0.009 \end{matrix} \text{ (sys.)} \quad (6.5)$$

*42 式 (2.12) より。

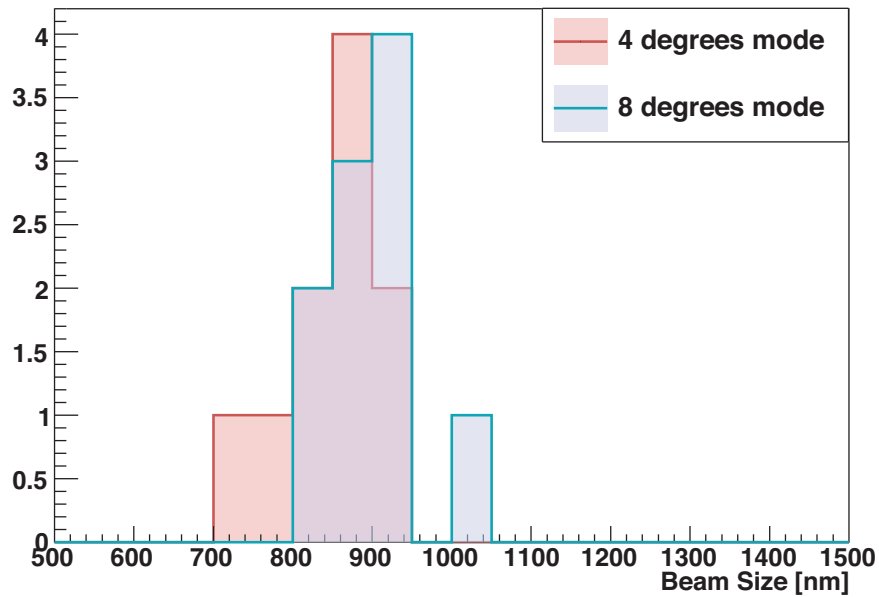


図 6.10 4 度交差と 8 度交差の比較

であった。

6.3 異なる交差角モードでの測定ビームサイズ比較

同じ状態のビームに対して、異なる交差角モード間での測定ビームサイズを比較した。図 6.10 は 2010 年 5 月のビーム試験の結果を用いて、4 度交差モードと、8 度交差モードでの測定とを比較したプロットである。なお、このデータはビームチューニングの途中で測定されたものであり、図 6.9 とはビームの状態が異なる。4 度モードで測定されたビームサイズは

$$\sigma_{y,4deg} = 840 \pm 20 \text{ nm} \quad (6.6)$$

一方 8 度モードで測定したサイズは

$$\sigma_{y,8deg} = 900 \pm 20 \text{ nm} \quad (6.7)$$

両者の誤差は、統計誤差のみを考慮した。このとき modulation depth はそれぞれ $M_{4deg} = 0.78 \pm 0.01$, $M_{8deg} = 0.33 \pm 0.02$ であった。

6.4 コントラスト測定

IP での干渉縞の強度分布はビームを用いてしか直接測定できない。これにはいくつか理由があるが、とりわけ重要なのはレーザーの強度が大きく、通常のシリコン光学素子では焼かれてしまうことと、実験室系での干渉縞分布と、電子ビームが感じる分布が一致しないことである。そこで最

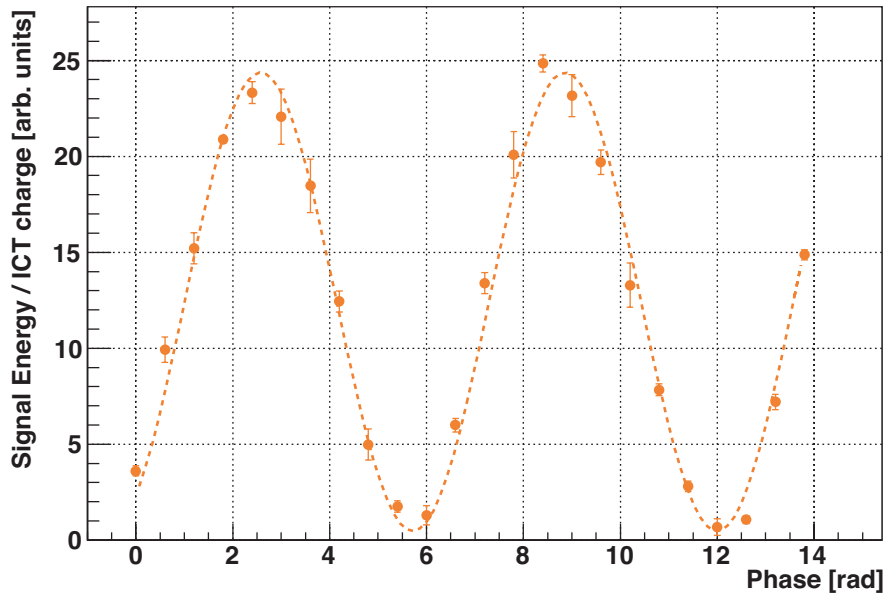


図 6.11 電子ビームを用いたコントラスト測定

も干渉縞ピッチの大きい 2 度交差モードを用いて、測定領域に比べて十分小さい電子ビームの干渉縞スキャンを行う。このとき得られる modulation depth (M) は、理想的には $|\cos \theta| = 0.9994$ に近づく。それがコントラストを悪化させる誤差の影響で小さく測定される。すなわちここで測定される M の値が、まさに実際に電子ビームが感じる干渉縞の明暗のコントラストである。

2010 年 5 月のビーム試験では、8 度交差モードで $\sigma_y = 380 \text{ nm}$ のビームサイズが測定されたビームを用いて、交差角 2.29 度でコントラスト測定を行った。8 度交差モードの測定にも系統誤差が乗っているため、実際にはこれより小さいビームサイズが達成されていたと推測される。このとき 2 度交差モードの測定では、明暗のコントラストが理想的であれば、式 (2.12) から計算される $\exp(-2k_y^2\sigma_y^2) |\cos \theta| = 0.983$ より大きい M が測定される。測定結果を図 6.11 に示す。得られた M は、

$$M = 0.96 \pm 0.01 \quad (6.8)$$

であった。したがって干渉縞のコントラストは次のように計算される。

$$\text{Contrast} = 0.98 \begin{matrix} +0.01 \\ -0.03 \end{matrix} \quad (6.9)$$

6.5 レーザー光プロファイル測定

レーザーワイヤモードでの測定から、IP でのレーザープロファイルを測定した。6.1.3 節で挙げたレーザーワイヤスキャンの結果を図 6.12 に再掲する。これは交差角 8 度モードでの結果で、このとき干渉縞が感じる電子ビームサイズは 500 nm 程度と、レーザー光 $\sim 10 \mu\text{m}$ に対して十分小

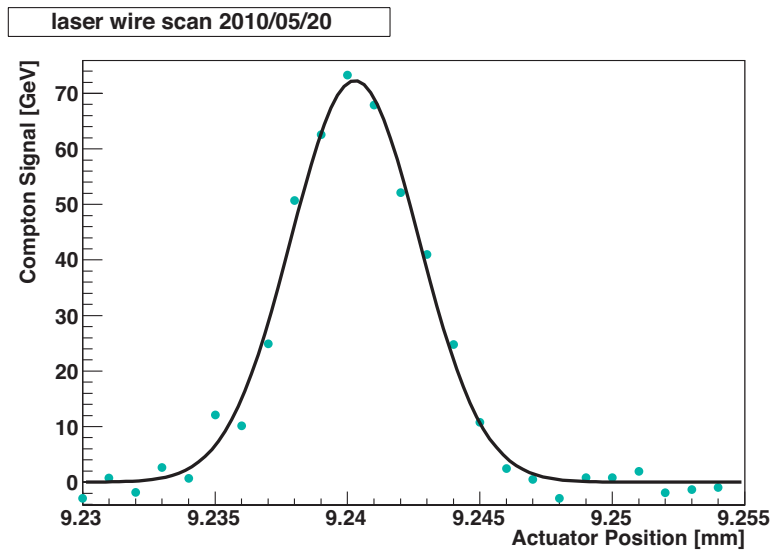


図 6.12 レーザーワイヤスキャンで見るレーザー光プロファイル

さかった。したがって図 6.12 で綺麗な Gaussian の分布が取得されていることは、レーザー光のプロファイルが Gaussian であることを表す。

6.6 水平方向の電子ビームサイズ

水平方向の電子ビームサイズはワイヤスキャナで測定を行う。水平方向のビームサイズは直接 ATF2 の目標には記述されていない。これは水平方向のビームサイズが鉛直方向に比べて 100 倍程度大きいからである。しかし水平方向のビームサイズは 7 節で考察するように、干渉縞と電子ビームの軸の不一致があった場合、測定されるビームサイズを大きく評価する影響がある。したがって電子ビームは水平方向にもある程度小さくあってほしい。具体的には鉛直方向 37 nm のビームサイズが達成されるときには、水平方向も 2.2 μm まで絞られる計画である [7]。

2010 年 12 月に基準光学系でのビームチューニングがなされて、そのとき 6.2 μm の水平方向ビームサイズがカーボンワイヤスキャナによって測定された。

7 バイアスの評価

系統的にビームサイズ測定に誤差を与える原因を考察し、新竹モニタの測定バイアスを評価する。

この節で用いられるパラメータに次のような記号を使用する。

$$\begin{aligned}
 \sigma_{z,laser} &: \text{laser spot size in longitudinal direction} \\
 \sigma_{t,laser} &: \text{laser spot size in transverse direction} \\
 \sigma_x &: \text{horizontal beam size} \\
 \sigma_y &: \text{vertical beam size}
 \end{aligned}
 \tag{7.1}$$

また、レーザー光は s 偏光を前提とする。

7.1 modulation depth 悪化因子

測定によって直接得られる量は modulation depth (M) である。いくつかの要因により、この M が系統的に減少する。

$$M_{meas} = \left(\prod_i C_i \right) M_{ideal} \quad (7.2)$$

$C_i < 1$

C_i はそれぞれ独立な要因で生じた M の悪化因子である。このうちいくつかは干渉縞のコントラストが悪化したことからくる。

$$\left| \vec{B}_1 + \vec{B}_2 \right|_{meas}^2 = B^2 \left(1 + \left(\prod_i C_i \right) \cos \theta \cos (2k_y y + \alpha) \right) \quad (7.3)$$

これらの系統誤差要因により、ビームサイズは実際より系統的に大きく見積もられる。

$$\sigma_{y,meas}^2 = \sigma_{y,ideal}^2 - \frac{1}{2k_y^2} \sum_i \ln C_i \quad (7.4)$$

干渉縞のコントラストの悪化に代表されるように、ほとんどの系統誤差はビームサイズとは独立な形で現れるので、modulation depth 悪化因子 C_i は、バイアスを評価する上で良い指標となる。その場合、上式の第二項が実質的な測定下限となる。正しく C_i を評価すれば補正可能であるが、いくつかの誤差要因については C_i の下限を決めるだけで、補正不可能である。

以下ではいくつかの要因について C_i を計算していく。多くは新竹の計算結果 [12, 14, 15] を参考にした。また新竹の論文では多く近似を用いているが、その中には我々が開発している ATF2 での新竹モニタについては、必ずしも適応できない近似がいくつかある。本節で導かれるいくつかの C_i についてはそれら近似を用いず、新竹の計算結果に補正を与えている。

さらに次の 4 つの要因は今回新たに影響を評価されるものである。

1. レーザーの偏光
2. レーザー光の空間プロファイル
3. transverse 平面での電子ビームと干渉縞の軸の不一致
4. 電子ビームバンチの個々の粒子の進行方向のばらつき

7.2 レーザー偏光と強度の不均等

2 本のレーザー光に強度の違いがある場合、干渉縞のコントラストが悪化する [15]。ここではレーザープロファイルは等しく、全強度にだけ違いがある場合を評価する。また議論を簡潔にするため最初は Goos-Hänchen shift を考えず、最後にこの補正を加える。

電場が電子ビームの transverse 平面に垂直な向きの s 偏光と水平な向きの p 偏光の線形和で、一般の偏光状態の電磁場を記述する。

$$\begin{aligned}
\vec{E}_1 &= \vec{E}_{1s} + \vec{E}_{1p} \\
\vec{E}_2 &= \vec{E}_{2s} + \vec{E}_{2p} \\
\vec{E}_{1s} &= E_{1s} (0, 0, 1) \cos \left(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \\
\vec{E}_{2s} &= E_{2s} (0, 0, 1) \cos \left(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x} + \frac{\alpha}{2} - \frac{\varphi}{2} \right) \\
\vec{E}_{1p} &= E_{1p} (-\sin \phi, \cos \phi, 0) \cos \left(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right) \\
\vec{E}_{2p} &= E_{2p} (\sin \phi, \cos \phi, 0) \cos \left(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\varphi}{2} \right)
\end{aligned} \tag{7.5}$$

2 節で放射のエネルギーを導出した際には 2 本のレーザー光は同じ振幅を仮定していたが、ここでは電磁場の振幅が 2 本のレーザーで異なる場合として再計算する。電場の振幅をそれぞれ、 E_{1s} , E_{2s} , E_{1p} , E_{2p} と置く。この条件で式 (2.43) を再計算する。

$$\begin{aligned}
\overline{|\vec{E}^*|^2} &\propto E_{1s}^2 + E_{2s}^2 + E_{1p}^2 + E_{2p}^2 + 2(E_{1s}E_{2s} + E_{1p}E_{2p}) \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha) \\
&\quad + 4\gamma_{beam}^{-2} E_{1s}E_{2s} \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos(2k_y y + \alpha) \\
&\quad - 2\beta_{beam} \sin \theta [(E_{1p}E_{2s} - E_{1s}E_{2p}) \cos \varphi \cos(2k_y y + \alpha) \\
&\quad + (E_{1p}E_{2s} + E_{1s}E_{2p}) \sin \varphi \sin(2k_y y + \alpha)] \\
&\simeq 2Pow \left[1 + 2 \left(\frac{E_{1s}E_{2s} + E_{1p}E_{2p}}{2Pow} \cos \theta - \frac{E_{1p}E_{2s} - E_{1s}E_{2p}}{2Pow} \cos \varphi \sin \theta \right) \cos(2k_y y + \alpha) \right. \\
&\quad \left. - 2 \frac{E_{1p}E_{2s} + E_{1s}E_{2p}}{2Pow} \sin \varphi \sin \theta \sin(2k_y y + \alpha) \right]
\end{aligned} \tag{7.6}$$

Pow は $2Pow \equiv E_{1s}^2 + E_{2s}^2 + E_{1p}^2 + E_{2p}^2$ で定義される全レーザーの平均強度。最後の式では $\gamma_{beam} \simeq 2500$ より γ_{beam}^{-1} を無視する近似を適応した。式 (7.6) から、強度と偏光によるコントラストの悪化、すなわち modulation depth 悪化因子 $C_{total\ power}$ が導かれる。

$$\begin{aligned}
C_{total\ power} &= \left\{ \left(2 \frac{\sqrt{Pow_{1s}Pow_{2s}} + \sqrt{Pow_{1p}Pow_{2p}}}{Pow} \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - 2 \cos \varphi \tan \theta \frac{\sqrt{Pow_{1p}Pow_{2s}} - \sqrt{Pow_{1s}Pow_{2p}}}{Pow} \right)^2 \right. \\
&\quad \left. + \left(2 \sin \varphi \tan \theta \frac{\sqrt{Pow_{1p}Pow_{2s}} + \sqrt{Pow_{1s}Pow_{2p}}}{Pow} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}
\end{aligned} \tag{7.7}$$

ただし $Pow_{iq} \equiv \overline{|\vec{E}_{iq}|^2}$, $i = 1, 2$, $q = s, p$ で定義される、各偏光の平均強度。第二項は 2 本のレーザーで s 偏光と p 偏光の強度比が違う場合に値を持つ。つまりレーザーを 2 本に分けると、s と

p が同じ割合で分けられるならこの項は消える。ハーフミラーの反射率 R_s, R_p を用いて式 (7.7) を書き変えると、

$$C_{total\ power} = \left\{ \left(2 \frac{\sqrt{R_s(1-R_s)}Pow_s + \sqrt{R_p(1-R_p)}Pow_p}{Pow} - 2 \cos \varphi \tan \theta \left(\sqrt{R_s(1-R_p)} - \sqrt{R_p(1-R_s)} \right) \frac{\sqrt{Pow_s Pow_p}}{Pow} \right)^2 + \left(2 \sin \varphi \tan \theta \left(\sqrt{R_s(1-R_p)} + \sqrt{R_p(1-R_s)} \right) \frac{\sqrt{Pow_s Pow_p}}{Pow} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (7.8)$$

ただし $Pow_q = Pow_{1q} + Pow_{2q}$, $q = s, p$ 。以上の計算結果は新竹の計算 [15] に対して、偏光を考慮した補正に対応する。

7.2.1 ハーフミラーが理想的な場合

ハーフミラーが正しくレーザー出力を半分に分けるなら、式 (7.7) で偏光の影響のみが残る。

$$C'_{total\ power} = \sqrt{1 + \left(2 \frac{\sqrt{Pow_s Pow_p}}{Pow} \sin \varphi \right)^2 \tan^2 \theta} = \sqrt{1 + \sin^2 2\chi \tan^2 \theta} \quad (7.9)$$

ここで χ は楕円偏光に関する量で、 $\tan \chi$ は楕円偏光に対し電場の振動面の長軸と短軸の比を表す楕円率。干渉縞のコントラストで表すと

$$Contrast = \sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 2\chi \sin^2 \theta} \quad (7.10)$$

となり、円偏光、すなわち $\tan \chi = 1$ のとき干渉縞コントラストはレーザー交差角によらず常に 1 になる。これは 2.2 節で考察したように、楕円成分があると実験室系での電場と磁場が、電子静止系で干渉し合うからである。結果的に円偏光であれば、どのような交差角でも干渉縞コントラストは 1 になる。

このように楕円 (円) 偏光は干渉縞コントラストを増大し、ひいては Compton シグナルの変調を増大するので測定が有利になる。また、線偏光であっても片方のレーザー光を波長板に通すなどの工夫をすることで、コントラストを強度が均等な場合の $|\cos \theta|$ より大きくすることも可能である。これらの場合は $C_{total-power}$ を modulation depth 「悪化」因子と呼ぶのはふさわしくないだろう。

しかし実際の実験においては線偏光のほうが扱いが容易である。例えばミラーは一般に反射率が偏光によって変化するので、完全な円偏光を作ったとしても、ミラーで何度か反射すると楕円偏光になる可能性がある。線偏光であればそのようなことは起きないので、コントラストの評価に対し系統誤差が乗りにくい。その理由から ATF2 の新竹モニタでは、レーザーの偏光は線偏光を採用している。

	交差角 2-8 度	交差角 30 度	交差角 174 度
$\Delta\varphi_1^{GH}$ [deg.]	79.2	79.2	104.6
$\Delta\varphi_2^{GH}$ [deg.]	25.4	25.4	25.4

表 7.1 Goos-Hänchen shift による位相差

また片方の光路に波長板を追加するという工夫に関して、このようなことは行っていない。例えば $\frac{\lambda}{2}$ 板を追加するという工夫が考えられるが、干渉縞コントラストは増えたとしても、 $\frac{\lambda}{2}$ 板の角度の誤差がコントラストの系統誤差に伝播する。コントラストを大きくするより干渉縞の状態を正しく制御するほうが重要であるので、この案も採用していない。

7.2.2 Goos-Hänchen shift による補正

Goos-Hänchen shift を考慮すると、式 (7.6) に補正がかかる。Goos-Hänchen shift については付録 C 参照。片方の光軸にこの shift によって位相差 $\Delta\varphi_1^{GH}$ が存在しているとする。位相差は s 偏光の p 偏光に対する位相の遅れで定義する。同様にもう片方の光軸についても $\Delta\varphi_2^{GH}$ を考える。このとき式 (7.6) を計算すると、

$$\begin{aligned} \left| \vec{E}^* \right|^2 \propto & 1 + \frac{1}{P_{ow}} \cos(2k_y y + \alpha + const.) \\ & \left\{ (E_{1s}^2 E_{2s}^2 + E_{1p}^2 E_{2p}^2 + 2E_{1s} E_{1p} E_{2s} E_{2p} \cos(\Delta\varphi_1^{GH} + \Delta\varphi_2^{GH})) \cos^2 \theta \right. \\ & + (E_{1p}^2 E_{2s}^2 + E_{1s}^2 E_{2p}^2 - 2E_{1s} E_{1p} E_{2s} E_{2p} \cos(2\varphi + \Delta\varphi_1^{GH} + \Delta\varphi_2^{GH})) \sin^2 \theta \quad (7.11) \\ & + [E_{1s} E_{2s} (E_{1s} E_{2p} \cos(\varphi + \Delta\varphi_2^{GH}) - E_{1p} E_{2s} \cos(\varphi + \Delta\varphi_1^{GH})) \\ & \left. - E_{1p} E_{2p} (E_{1p} E_{2s} \cos(\varphi + \Delta\varphi_2^{GH}) - E_{1s} E_{2p} \cos(\varphi + \Delta\varphi_1^{GH})) \right] \sin 2\theta \Big\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

となる。第二項の $\cos(2k_y y + \alpha + const.)$ の係数がコントラストに対応する。

Goos-Hänchen shift は光学遅延回路およびダブリズムでの全反射において起こる。各交差角における位相差をまとめると、表 7.1 のようになる。

7.2.3 偏光調整とハーフミラーの特性

式 (7.7) からわかるとおり、2 本の光軸で s, p 偏光それぞれについて強度が等しければ特別偏光の向きは気にする必要は無い。しかし光路を 2 本に分けているハーフミラー (Lattice Electro Optics 製 High Energy Beamsplitter) が s 偏光に対して反射率 50% に設定されているため、p 偏光が存在すると光軸間で強度の不均等が生じる。それを防ぐために垂直定盤上で s 偏光になるよう、レーザーの偏光を調整しなければならない。我々の使用しているレーザーはレーザー定盤上で s, p 偏光の線偏光を作れるが、トランスポート中に s と p が混ざってしまうため、レーザー出射口直前に設置した $\frac{\lambda}{2}$ 板を用いて偏光の向きを調整している。実際に垂直定盤上で期待通りの偏光になっていることを偏光板と Photodiode を用いてレーザーの偏光測定で確認した。セットアップを図 7.1 に示す。なおこれはハーフミラーで光路が分けられるより上流での測定である。

まず、垂直定盤上で元のレーザーの偏光状態を保ったままレーザー強度を下げるため、レーザー

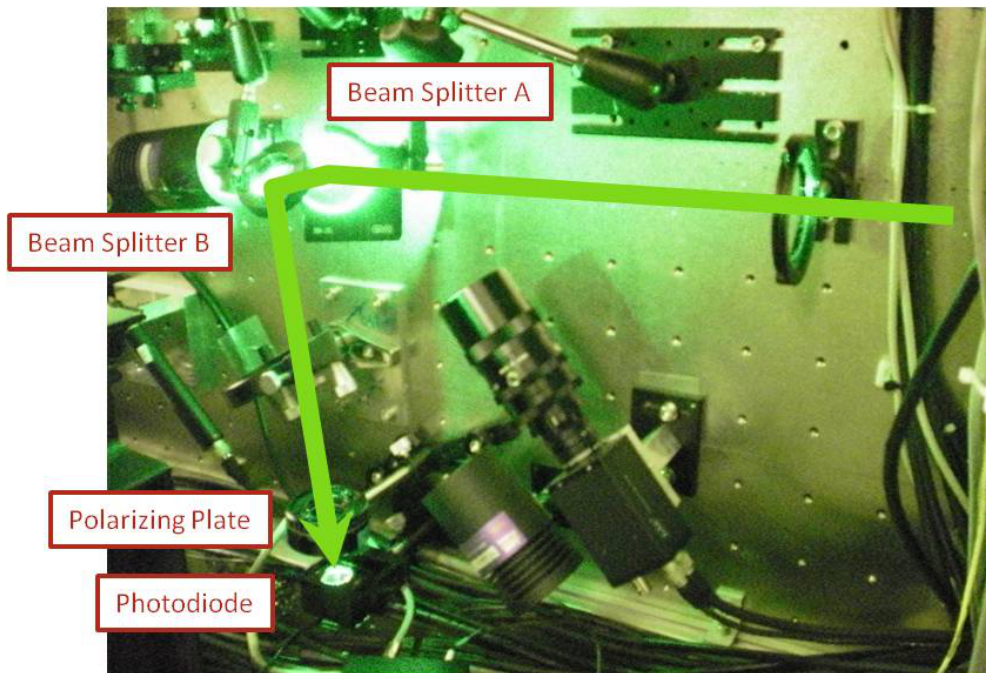


図 7.1 レーザー偏光測定セットアップ

s と p 偏光の位相差 φ	91 ± 7 degree
レーザー楕円率 $\tan \chi$	0.132 ± 0.002
$\frac{Pow_p}{Pow_s}$	$(1.72 \pm 0.02) \times 10^{-2}$
ハーフミラー s 偏光反射率	$53.4 \pm 0.5 \%$
ハーフミラー p 偏光反射率	$21.3 \pm 0.5 \%$

表 7.2 レーザー光の偏光

光を反射率 5% ビームサンプラー 2 枚に反射させる^{*43}。続いてサンプラーの下流に設置した偏光板を回転させ、レーザー光のある方向の偏光成分を取り出す。この偏光板の角度と光の強度の関係から、元のレーザー光の偏光状態がわかる。解析の手順については付録 D に記した。測定結果を図 7.2 に示す。横軸の 0 度が s 偏光の強度に対応する。

この偏光をもったレーザー光がどのように 2 本の光軸に分配されるか計算するには、ハーフミラーの反射率偏光特性がわかればよい。この測定には波長 532 nm の CW レーザーを用いた。生成したレーザー光を偏光板で任意の偏光の向きに変換してハーフミラーに通し、その反射光と透過光の強度比を測定した。この結果と先の偏光測定の結果を合わせて表 7.2 に示す。このとき誤差は、系統誤差として偏光板の 0 点のずれが ± 1 度あることを仮定した。

^{*43} ビームサンプラーの反射率には偏光特性が存在する。そこで初期状態で s(p) 偏光だった成分を、二つ目のサンプラーには p(s) 偏光に感じさせるように 2 枚のサンプラーを設置する。これにより反射された光は、初期状態がどちらの偏光であっても、s 偏光と p 偏光の反射率を掛け合わせた分だけ強度が下がる。

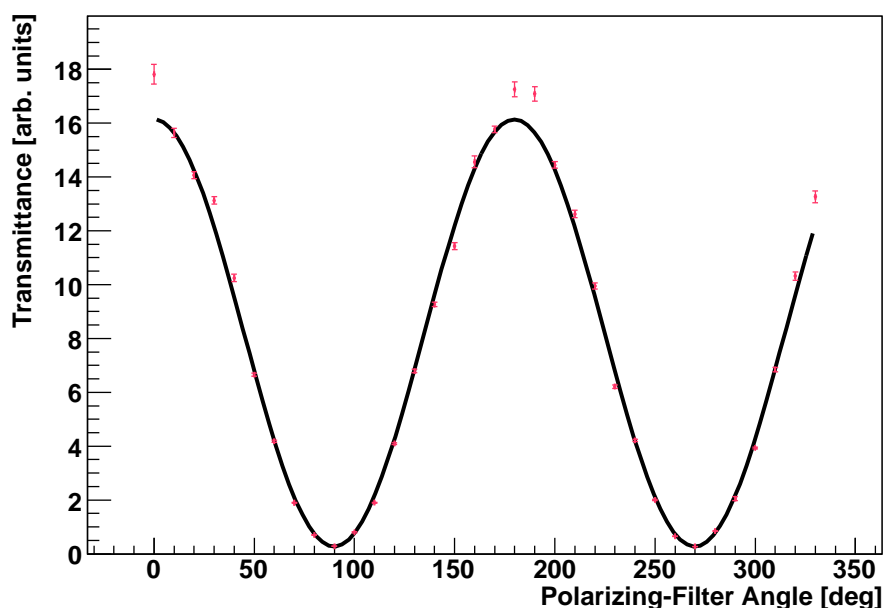


図 7.2 垂直定盤でのレーザー偏光測定

7.2.4 評価

前小節の結果から、垂直定盤上でのレーザー光の偏光、強度の評価を行った。ハーフミラーの反射率偏光特性を考慮し、式 (7.11) に値を代入して結果を得た。

$$\begin{aligned}
 C_{total\ power}^{2-30deg} &= 97.8 \pm 12.8 \tan \theta \pm 0.1 \% \\
 C_{total\ power}^{174deg} &= 97.2 \pm 1.3 \pm 0.1 \%
 \end{aligned}
 \tag{7.12}$$

$C_{total\ power}^{2-30deg}$ は交差角 2-8, 30 度モードについての評価で、 $C_{total\ power}^{174deg}$ は交差角 174 度モードについてである。式の第二項は φ の符号の不定性からくる系統誤差で、第三項はミラーの反射率からくる系統誤差。この数値は他のバイアスによる modulation depth 悪化因子に比べて無視できる値ではない。これはハーフミラーに入る前は楕円率こそあるがほとんど s 偏光だった偏光状態が、Goos-Hänchen shift によって楕円の向きを変えられたことが一番の原因である。そこで今後は垂直定盤に新たに図 7.3 に示すような大強度用偏光ビームスプリッターを設置することで、完全な s の線偏光を作り出すことを計画している。完全に線偏光になっていれば、いくら Goos-Hänchen shift しようともコントラストは変化しない。大強度用偏光ビームスプリッターによって将来期待される $C_{total\ power}$ を評価すると、

$$C_{total\ power} = 99.8 \pm 0.1 \%
 \tag{7.13}$$

となる。誤差はハーフミラーの反射率からくる系統誤差。

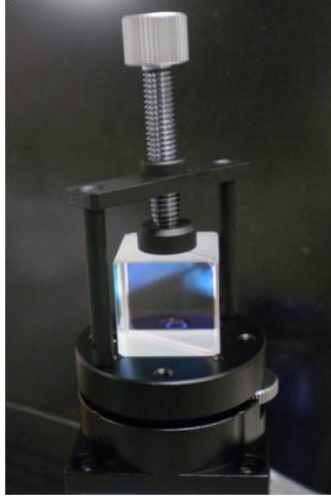


図 7.3 大強度用偏光ビームスプリッター

7.3 レーザーアライメント精度

これまでレーザー光を平面波として議論を進めてきたが、本来は有限な大きさのプロファイルをもつ。この広がり電子ビームに対して十分大きいとみなせない場合、レーザーのアライメント精度が干渉縞コントラストを悪化させ、ビームサイズ測定に系統的な誤差を与える [15]。レーザーアライメントの影響はレンズの焦点アライメントと、IP での位置アライメントの二つに分類される。2本のレーザー光でスポットサイズが異なると、局所的に2本のレーザー光強度の不均衡が生じてコントラストが悪化する。電子ビームに対してレーザー光の位置がずれている場合も同様に、ビームが感じるコントラストは局所的に悪化する。

電子ビームは原点 $(0, 0, 0)$ を z 方向に通過する。レーザー光プロファイルは Gaussian を仮定する。この仮定は6節のレーザープロファイル測定の結果から正当化される。ATF2の新竹モニタは干渉縞の位相を電子ビームに対してスキャンするので、電子ビームとレーザーの軌道は固定して考える。また、2本のレーザー光の全強度は等しいとし、偏光は s 偏光の線偏光とする。 s 偏光なので、実験室系での磁場が干渉縞強度となる。以下では2本のレーザー光のプロファイルの不一致も考慮して、レーザー光のミスアライメントからくる modulation depth 悪化因子を計算する。これは新竹の計算 [15] に対しての拡張とみなせる。また、電子ビームの水平方向のサイズを考慮して計算するが、これも同様に新竹の計算結果 [15] への補正である。

7.3.1 longitudinal 方向

2本のレーザー光が z 方向に z_0 の距離離れているとする。

$$\begin{aligned} \vec{B}_1 &= E (\sin \phi, -\cos \phi, 0) \sqrt{P_{1z,laser}(z) P_{1t,laser}(x,y)} \cos\left(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2}\right) \\ \vec{B}_2 &= E (-\sin \phi, -\cos \phi, 0) \sqrt{P_{2z,laser}(z) P_{2t,laser}(x,y)} \cos\left(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x} + \frac{\alpha}{2}\right) \end{aligned} \quad (7.14)$$

$P_{iz,laser}(z)$ は longitudinal 方向、 $P_{it,laser}(x,y)$ は transverse 方向のレーザープロファイル。今 Gaussian のレーザープロファイルを考えているので

$$\begin{aligned} P_{1z,laser}(z) &= (2\pi\sigma_{1z,laser}^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_{1z,laser}^2} \left(z - \frac{1}{2}z_0\right)^2\right) \\ P_{2z,laser}(z) &= (2\pi\sigma_{2z,laser}^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_{2z,laser}^2} \left(z + \frac{1}{2}z_0\right)^2\right) \end{aligned} \quad (7.15)$$

これを代入して z 方向に積分された干渉縞強度を求める。

$$\begin{aligned} \int dz \overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2} &= \frac{1}{2} E^2 P_{1t,laser}(x,y) \\ &\times \left\{ 1 + \frac{P_{2t,laser}(x,y)}{P_{1t,laser}(x,y)} + 2\sqrt{\frac{P_{2t,laser}(x,y)}{P_{1t,laser}(x,y)}} C_{z,align} \cos\theta \cos(2k_y y + \alpha) \right\} \end{aligned} \quad (7.16)$$

この $C_{z,align}$ は 2 本のレーザーの z 方向のミスアライメントによって起きる modulation depth の悪化と解釈できる。

$$C_{z,align} = \sqrt{\frac{2\sigma_{1z,laser}\sigma_{2z,laser}}{\sigma_{1z,laser}^2 + \sigma_{2z,laser}^2}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4(\sigma_{1z,laser}^2 + \sigma_{2z,laser}^2)}\right) \quad (7.17)$$

以下 $\int dz \overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2}$ を改めて $\overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2}$ と呼ぶ。

7.3.2 transverse 方向

この小節で用いるパラメータを先に定義しておく。

$$\begin{aligned} \sigma_{1t}^{*2} &\equiv \sigma_{1t,laser}^2 + \sigma_x^2 \sin^2 \phi + \sigma_y^2 \cos^2 \phi \\ \sigma_{2t}^{*2} &\equiv \sigma_{2t,laser}^2 + \sigma_x^2 \sin^2 \phi + \sigma_y^2 \cos^2 \phi \\ \frac{1}{\sigma_{t,laser}^{*2}} &\equiv \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sigma_{1t,laser}^2} + \frac{1}{\sigma_{2t,laser}^2} \right) \end{aligned} \quad (7.18)$$

次の条件で計算する。

1. レーザー光 \vec{k}_1 は電子ビームの中心に対して $x-y$ 平面で l_1 の距離離れている。
2. レーザー光 \vec{k}_2 は l_2 の距離離れている。
3. l_1, l_2 の符号は、同じ方向にずれていた場合同符号で、逆側では逆符号になるとする。

この条件を絵で表すと図 7.4 のようになる。レーザー光中心から (x, y) までの距離 t_1, t_2 は次の式で書ける。

$$\begin{aligned} t_1 &= |x \sin \phi - y \cos \phi + l_1| \\ t_2 &= |x \sin \phi + y \cos \phi + l_2| \end{aligned} \quad (7.19)$$

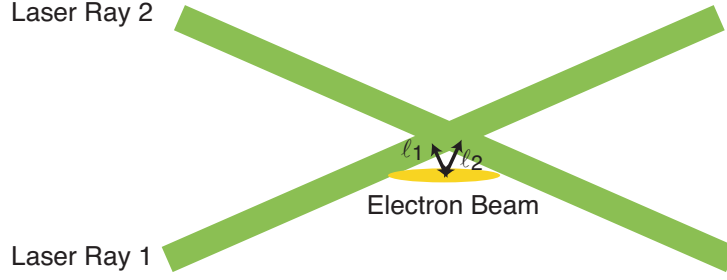


図 7.4 transverse 平面でのレーザー光位置アライメント

今、レーザープロファイルは Gaussian を仮定しているので、

$$\begin{aligned}
 P_{1t,laser}(x,y) &= (2\pi\sigma_{1t,laser}^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{t_1^2}{2\sigma_{1t,laser}^2}\right) \\
 P_{2t,laser}(x,y) &= (2\pi\sigma_{2t,laser}^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{t_2^2}{2\sigma_{2t,laser}^2}\right)
 \end{aligned}
 \tag{7.20}$$

式 (7.16) にレーザープロファイルの式を代入する。

$$\begin{aligned}
 \overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2} &= E^2 \left\{ (2\pi\sigma_{1t,laser}^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{t_1^2}{2\sigma_{1t,laser}^2}\right) \right. \\
 &+ (2\pi\sigma_{2t,laser}^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{t_2^2}{2\sigma_{2t,laser}^2}\right) \\
 &+ 2C_{z,align} (2\pi\sigma_{1t,laser}\sigma_{2t,laser})^{-\frac{1}{2}} \\
 &\left. \times \exp\left(-\frac{t_1^2}{4\sigma_{1t,laser}^2}\right) \exp\left(-\frac{t_2^2}{4\sigma_{2t,laser}^2}\right) \cos\theta \cos(2k_y y + \alpha) \right\}
 \end{aligned}
 \tag{7.21}$$

これが干渉縞の強度である。これと電子ビームとの重なりを積分すれば散乱光子数についての情報を得る。

$$N_\gamma \propto \int dx \int dy (2\pi\sigma_x^2)^{-\frac{1}{2}} (2\pi\sigma_y^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2}
 \tag{7.22}$$

式 (7.18) で定義した $\sigma_{t,laser}^*$ および次の式で定義される C_{exp} を用いて積分を実行する。

$$\begin{aligned}
 C_{exp} &= -\frac{1}{4} (\sigma_{1t,laser}^2 + \sigma_{2t,laser}^2)^{-1} (\sigma_{t,laser}^{*2} + \sigma_x^2 \sin^2 \phi)^{-1} \\
 &\times \left(2l_1^2 \sigma_{2t,laser}^2 + 2l_2^2 \sigma_{1t,laser}^2 + (l_1 - l_2)^2 \sigma_x^2 \sin^2 \phi \right)
 \end{aligned}
 \tag{7.23}$$

$$\begin{aligned}
 N_\gamma &\propto 1 + \frac{2(\sigma_{1t,laser}\sigma_{2t,laser})^{-\frac{1}{2}} \exp(C_{exp})}{\sigma_{1t}^{*-1} \exp\left(-\frac{l_1^2}{2\sigma_{1t}^{*2}}\right) + \sigma_{2t}^{*-1} \exp\left(-\frac{l_2^2}{2\sigma_{2t}^{*2}}\right)} \sqrt{\frac{\sigma_{t,laser}^{*2}}{\sigma_{t,laser}^{*2} + \sigma_x^2 \sin^2 \phi}} \\
 &\times C_{z,align} \cos\theta \cos(\alpha + const.) \exp\left(-2(k_y \sigma_y)^2\right)
 \end{aligned}
 \tag{7.24}$$

ただし導出の過程で $\sigma_y \ll \sigma_{1t,laser}, \sigma_{2t,laser}$ の近似を用いた。以上から transverse の power imbalance による modulation depth の悪化因子 $C_{t,align}$ を評価する。

$$C_{t,align} = \frac{2(\sigma_{1t,laser}\sigma_{2t,laser})^{-\frac{1}{2}} \exp(C_{exp})}{\sigma_{1t}^{*-1} \exp\left(-\frac{l_1^2}{2\sigma_{1t}^{*2}}\right) + \sigma_{2t}^{*-1} \exp\left(-\frac{l_2^2}{2\sigma_{2t}^{*2}}\right)} \sqrt{\frac{\sigma_{t,laser}^{*2}}{\sigma_{t,laser}^{*2} + \sigma_x^2 \sin^2 \phi}} \quad (7.25)$$

$$C_{exp} = -\frac{1}{4} (\sigma_{1t,laser}^2 + \sigma_{2t,laser}^2)^{-1} (\sigma_{t,laser}^{*2} + \sigma_x^2 \sin^2 \phi)^{-1} \\ \times \left(2l_1^2 \sigma_{2t,laser}^2 + 2l_2^2 \sigma_{1t,laser}^2 + (l_1 - l_2)^2 \sigma_x^2 \sin^2 \phi \right)$$

式からわかるとおり、modulation depth は $|l_1 - l_2|$ が大きくなるにつけ悪化するので、以下では $l_2 = 0$ の条件下で考える。また、通常のビームライン光学設計においては $\sigma_x \sin \phi$ は $\sigma_{1t,laser}, \sigma_{2t,laser}$ に比べて小さいので、この条件が成り立つ環境では、式 (7.25) は次のように書き替えられる。

$$C_{t,align} \simeq \frac{2\sqrt{\sigma_{1t,laser}\sigma_{2t,laser}}}{\sigma_{2t,laser} \exp\left[-\left(\frac{l_1}{2\sigma_{1t,laser}}\right)^2\right] + \sigma_{1t,laser} \exp\left[\left(\frac{l_1}{2\sigma_{1t,laser}}\right)^2\right]} \quad (7.26)$$

設計どおりの光学系であれば $\sigma_x \sin \phi$ を無視できないのは交差角 174 度モードのときのみであり、デザイン値は $\sigma_x = 2.2 \mu\text{m}$, $\sigma_{1t,laser} = \sigma_{2t,laser} = 10 \mu\text{m}$ である。このデザイン値から大きく外れない限り、式 (7.26) は良い近似である。

7.3.3 位置のみずれている場合

プロファイルは 2 本のレーザーで等しく、レーザーが交差する位置が電子ビームの中心から離れていた場合の modulation depth 悪化因子を式 (7.17), (7.26) から求める。これらを特別に $C_{z,pos}$, $C_{t,pos}$ と呼ぶ。

$$C_{z,pos} = \exp\left(-\frac{z_0^2}{8\sigma_{z,laser}^2}\right) \quad (7.27)$$

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

これらは $\sigma_x \sin \phi \ll \sigma_{t,laser}$ での近似式であり、新竹の計算 [15] と一致する。この関係式を利用して、ビームサイズ測定において、レーザー光路アライメントを行っている。実際の手法については既に 6.1.3 節で述べたとおりである。

7.3.4 プロファイルのみ異なる場合

レーザー光が交差する点は正しくビームの中心であるが、それぞれのプロファイルが異なる場合の modulation depth 悪化因子を $C_{z,pro}$, $C_{t,pro}$ と呼ぶ。

$$C_{z,pro} = \sqrt{\frac{2\sigma_{1z,laser}\sigma_{2z,laser}}{\sigma_{1z,laser}^2 + \sigma_{2z,laser}^2}} \quad (7.28)$$

$$C_{t,pro} = \frac{2\sqrt{\sigma_{1t,laser}\sigma_{2t,laser}}}{\sigma_{2t,laser} + \sigma_{1t,laser}}$$

7.3.5 評価

ミラーアクチュエーターの分解能は数 10 nm と十分優れているので、理想的にはレーザーアライメント由来の系統誤差が寄与しない状態を作れる。しかしビームチューニング中では、電子ビームの位置が大きく変化するたびにレーザーのアライメントを繰り返さなくてはならない。ビームチューニングとの兼ね合いから、我々は位置のアライメントについては、ラフなチューニングでは $\frac{1}{2}\sigma_{laser}$ の精度で、最も精度が要求されるときに $\frac{1}{10}\sigma_{laser}$ の精度で IP でレーザーの交差する点を電子ビームに一致させている。後者の場合この値を式 (7.27) の z_0 , l_1 に代入して結果を得る。

$$C_{z,pos} > 99.5\% \quad (7.29)$$

$$C_{t,pos} = 100\%$$

次にプロファイルの不一致であるが、プロファイルが異なる原因は 2 つある。一つは reducer から出たレーザー光が発散角を持つ場合である。このとき 2 本の光路で光学遅延回路の分だけ光路長が異なるので、収束レンズに入射したレーザースポットサイズが 2 本の光路で異なり、これが IP でプロファイルの不均等を作る。この場合は reducer を調整して、この影響を除くことができる。もうひとつはレンズの焦点が IP からずれている場合である。これはレンズの焦点をセットアップし直すことで解消される。2 つの手法による調整により、実際のビームタイムでは二つのプロファイルの比が 1 : 1.2 よりよい状態に調整できる。この数値を最も悪い状態として評価すると、

$$C_{z,pro} > 99.2\% \quad (7.30)$$

$$C_{t,pro} > 99.6\%$$

7.4 レーザー時間コヒーレンス

レーザー光はスペクトル線幅だけ単色でないので、この線幅 $\delta\omega$ が干渉性に影響を与える。パワースペクトルは Gaussian を仮定する。なおこの節では線幅は通常と異なり Gaussian の 1σ で定義する。

$$S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta\omega} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\delta\omega^2}\right) \quad (7.31)$$

ここで ω_0 はスペクトルのピークであり、これまでの議論における ω に対応する。磁場の振幅の分布 $P_B(\omega)$ は $\sqrt{S(\omega)}$ に比例。

$$P_B(\omega) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\delta\omega^2}} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\delta\omega^2}\right) \quad (7.32)$$

偏光は s 偏光を仮定する。レーザー光が 2 本に分かれたのち、光路差 Δl がついて、 x 軸に対してそれぞれ ϕ 、 $-\phi$ で交差する。有限の線幅を持つ磁場は式 (2.4) を拡張して得られる。

$$\begin{aligned} \vec{B}_1 &= E(\sin\phi, -\cos\phi, 0) \int d\omega P_B(\omega) \cos\left(-\omega\left(t - \frac{\Delta l}{2c}\right) + \vec{k}_1 \cdot \vec{x} + \frac{\alpha}{2}\right) \\ \vec{B}_2 &= E(-\sin\phi, -\cos\phi, 0) \int d\omega P_B(\omega) \cos\left(-\omega\left(t + \frac{\Delta l}{2c}\right) + \vec{k}_2 \cdot \vec{x} - \frac{\alpha}{2}\right) \end{aligned} \quad (7.33)$$

ここから時間平均した干渉縞の強度が計算される。

$$\overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2} \propto 1 + \exp\left[-2\delta\omega^2\left(\frac{\Delta l}{2c} + \frac{y \sin\phi}{c}\right)^2\right] \cos\theta \cos(2k_{y0}y + \alpha + k_0\Delta l) \quad (7.34)$$

ただし $ck_0 \equiv \omega_0$ 。また、途中で $\frac{\delta\omega}{\omega_0} \ll 1$ の近似を用いた。この結果は単色の干渉縞の場合に対しての modulation depth 悪化因子を表している。 $2\pi\delta\nu \equiv \delta\omega$ を用いて、最終的な関係式を得る。

$$\begin{aligned} C_{t-coh} &= \exp\left[-2\delta\omega^2\left(\frac{\Delta l}{2c} + \frac{y \sin\phi}{c}\right)^2\right] \\ &\simeq \exp\left(-2\pi^2\left(\frac{\delta\nu\Delta l}{c}\right)^2\right) \end{aligned} \quad (7.35)$$

途中の近似は、実際の光学系で光学遅延回路の存在から $\Delta l \simeq 5.5\text{cm}$ であるので、 $y \sin\phi$ の項を無視できることを用いた。無視した $y \sin\phi$ の項は、電子ビームが y にずれたときにできる 2 本のレーザー光の光路差を表す。^{*44}

7.4.1 評価

我々の新竹モニタで使用しているレーザーのスペックでは、線幅は $\frac{\delta\nu}{c} < 0.0013\text{cm}^{-1}$ である^{*45}。これを式 (7.35) に代入して結果を得る。

$$C_{t-coh} > 99.9\% \quad (7.36)$$

^{*44} これは新竹の結果 [15] と一致しない。 $\delta\nu$ の定義が違っている可能性があるが、レーザー業界で使用される線幅の表し方である FWHM で表現した場合、 $C_{t-coh} = \exp\left(-\pi^2\delta\nu_{FWHM}^2\Delta l^2(4\ln 2c^2)^{-1}\right)$ となり、いずれにせよ新竹の計算 $C_{t-coh} = \exp(-\pi\delta\nu^2\Delta l^2c^{-2})$ とは等しくならない。

^{*45} FWHM では $< 0.003\text{cm}^{-1}$ 。

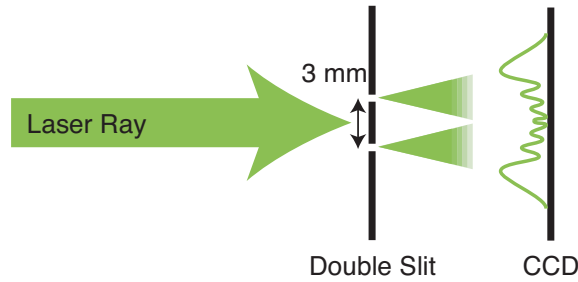


図 7.5 レーザー空間コヒーレンス測定概念図

7.5 レーザー空間コヒーレンスと複素コヒーレンス度

空間コヒーレンスとは、レーザー光のある二点間の干渉性を表す。空間コヒーレンスがよい状態では、レーザー光のどの2点を比較しても2点間の位相差は一定である。この場合、レーザー光のどの部分も同じ光源から発せられたとみなせる。一方レーザーの空間コヒーレンスが悪い状態では、レーザー光の広がり異なる部分での干渉性が低くなる。この場合、電子ビームが感じる干渉縞コントラストがところどころ悪化する可能性がある。空間コヒーレンスが極端に悪い例としては、相関のない2つの光源からの光の重ね合わせなどが挙げられる。レーザー光は一般に空間コヒーレンスの高い性質を有する。

実際に2つのピンホールを用いて、ピンホールで取り出したレーザー光の2つの部分の干渉性を確認した。観測の概念図を図7.5に、得られたCCDのデータを図7.6に示す。この観測から、異なる2点間の干渉性がよいことは確認された。

ところで実際は2本のレーザー光はIPで綺麗に分布が重なっている。したがってここで問題になるのは、レーザー光の同じ位置の光の干渉性である。したがって自己相関関数としての複素コヒーレンス度が問題となる。複素コヒーレンス度とは、レーザー光の広がりのある二点 \vec{y}_1, \vec{y}_2 を取り出し、その光の相関関数として定義される。取り出した光1, 2が位置 \vec{x} で表されるスクリーンに干渉縞を作る、図7.7のような状況を考える。光1, 2がそれぞれ独立にスクリーンに与える明るさを $I^1(\vec{x}), I^2(\vec{x})$ とおくと、干渉縞分布は次のように書ける [23]。

$$I(\vec{x}) = I^1(\vec{x}) + I^2(\vec{x}) + 2\Re \left[\sqrt{I^1(\vec{x})} \sqrt{I^2(\vec{x})} \gamma(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \Delta t) \right] \quad (7.37)$$

ここで Δt は光が \vec{y}_1, \vec{y}_2 から \vec{x} までにかかる時間の差である。上式における $\gamma(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \Delta t)$ が複素コヒーレンス度である。複素コヒーレンス度はピンホール上の位置 \vec{y} 、時刻 t における、複素数で表された光の振動 $V(\vec{y}, t)$ を用いて次式で表される。

$$\gamma(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \Delta t) = \frac{\langle V^*(\vec{y}_1, t) V(\vec{y}_2, t + \Delta t) \rangle}{\sqrt{\langle V^*(\vec{y}_1, t) V(\vec{y}_1, t) \rangle} \sqrt{\langle V^*(\vec{y}_2, t) V(\vec{y}_2, t) \rangle}} \quad (7.38)$$

ここで $\langle \rangle$ は時間的に平均をとったことを表す。この関数を用いて新竹モニタにおける空間コヒーレンスの影響を考える。

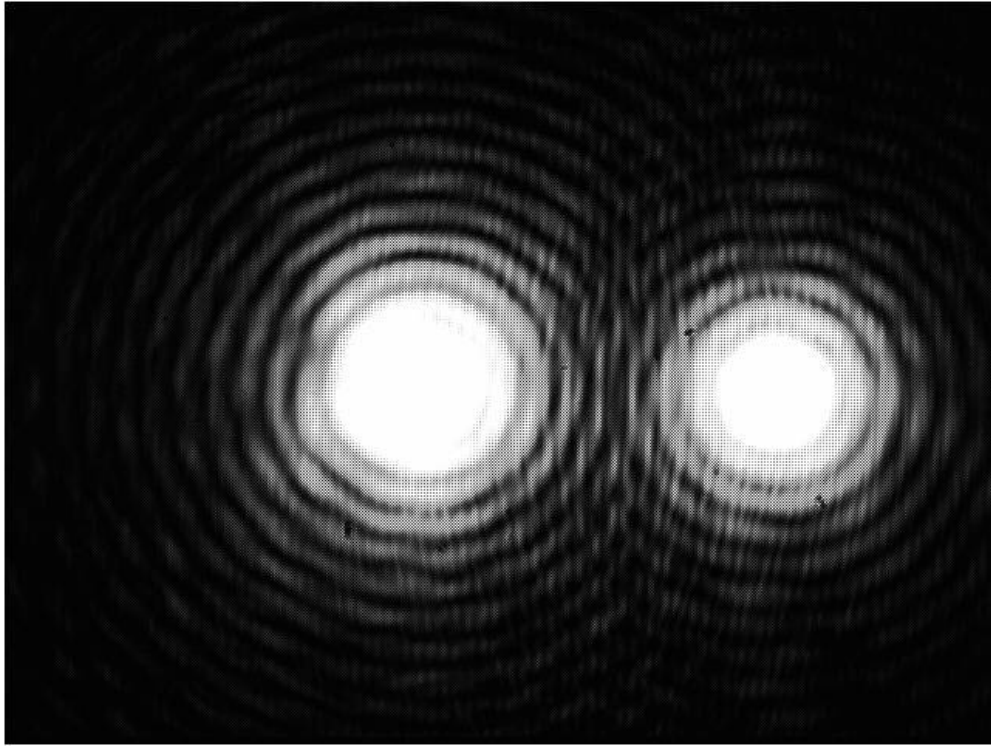


図 7.6 レーザー空間コヒーレンスの確認

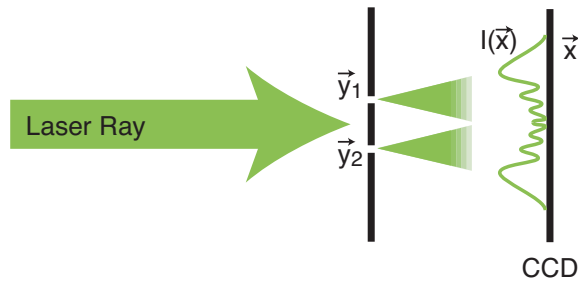


図 7.7 複素コヒーレンス度に関する記号

まず、上式の $I(\vec{x})$ は「1本のレーザー光のある2点を取り出して、干渉させたときの干渉縞分布」であったが、これを「1本のレーザー光を2本に分け、それぞれ別の光路を通した後に、それぞれから2点を取り出して干渉させた分布」と拡張する。このとき別々の光路を通るときのプロファイルの変化は無視できるとする^{*46}。次に \vec{x} , \vec{y}_1 , \vec{y}_2 を全て、干渉縞が形成する平面に選ぶ。すると先ほど述べたように新竹モニタでは2本のレーザー光は綺麗に分布が重なるので、 $\vec{y}_1 = \vec{y}_2 = \vec{y} = \vec{x}$ でのコヒーレンス度を考えればよいことが分かる。この平面上で $\vec{y}_1 \neq \vec{y}_2$ の2点を取り出しても、スクリーン自体この平面に乗っているので $\gamma(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \Delta t) = 0$ である。さらに現在は空間コヒーレ

^{*46} 自由場を伝播するときの Gaussian ビームの分布の変化を考えればよい。光路長の差は 5.5 cm 程度であり、この影響が十分小さいことから仮定は正当化される。

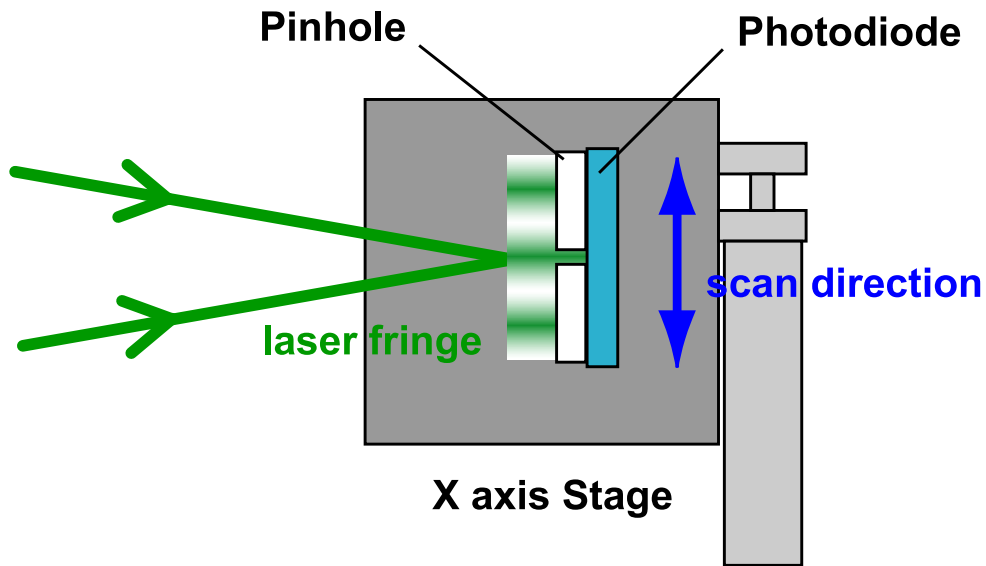


図 7.8 コントラスト測定 山中 [21] より転載

ンスを考えているのでレーザー光は単色とすると、式はシンプルに書き替えられる。

$$I(\vec{y}) = 2I(\vec{y}) [1 + |\gamma(\vec{y}, \vec{y}, \Delta t)| \cos(\alpha(\vec{y}, \vec{y}, \Delta t) - \omega t)] \quad (7.39)$$

ここで $\alpha(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \Delta t) = -\omega t + \arg \gamma(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \Delta t)$ であり、 ωt に比べて変化は遅い [23]。この式から「スクリーンが感じる」コントラストが、 $|\gamma(\vec{y}, \vec{y}, \Delta t)|$ で与えられることが分かる。

旧レーザーで交差角 2.7 度における IP での $|\gamma(\vec{y}, \vec{y}, \Delta t)|$ 、すなわちコントラスト測定が山中 [21] によって行なわれた。山中のセットアップを図 7.8 に示す。ここでは各点の $|\gamma(\vec{y}, \vec{y}, \Delta t)|$ が一定値 $|\gamma|$ であるとして、評価を行っている。すなわち干渉縞に対してその一部を切り出すピンホールを設置し、その透過光を Photodiode で測定する。この状態で干渉縞に対してピンホールをスキャンして、光量の最大 I_+ 、最小値 I_- を測定する。このときコントラストは

$$\text{Contrast} = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad (7.40)$$

と求まる。

山中の結果によると、

$$|\gamma| = 0.9803 \pm 0.0067 \text{ (stat.)} \begin{matrix} +0.0121 \\ -0.0070 \end{matrix} \text{ (sys.)} \quad (7.41)$$

ここで (stat.) は統計誤差を、(sys.) は系統誤差を表す。ここで測定されるコントラストは CCD が感じる visibility であることに注意。この測定はあくまで旧レーザーについてなされたものである^{*47}。また当時の偏光についての情報が無いので、s 偏光と p 偏光の割合がわからない。s 偏光と

^{*47} 現在は IP に複合ターゲットがインストールされているので、残念ながら改めて IP で CCD による測定を行うのは難しい。

p 偏光は干渉しない*48)のでコントラストを悪化させるが、この効果は考慮されていない。

ところでコントラストが 1 に近くても、複素コヒーレンス度の位相成分がレーザー光の広がり
の各点で異なる場合が考えられる。これは干渉縞の波面が歪んでいることを表す。歪んだ波面は
Compton シグナルの変調を減少させる。これは後で述べる球面波成分と同様の効果である。これ
を評価するためには複素コヒーレンス度を、絶対値だけでなく位相成分まで測定しなくてはなら
ない。図 7.8 の測定で原理的に位相成分は測定できるが、山中の測定ではそれを行っていない。こ
れは測定中に干渉縞の位相差がドリフトして、ある時間におけるコヒーレンス度の位相成分を、プロ
ファイルの全領域について測定するのが不可能だからである。

それ以外にも問題なのは、この結果が CCD で測定されたものであるという点である。本論文で
定義しているコントラストは、あくまで電子ビームが感じるコントラストである。CCD は実験室
系での電場の強度を感じるため、両者の間には物理的な違いが存在する。具体的には、CCD は実
験室系の磁場を感じないが、電子ビームは実験室系での磁場の longitudinal 成分を感じる。とはい
え自由場の Maxwell 方程式から導かれる関係 $\vec{B} = \frac{1}{c} \vec{k} \times \vec{E}$ が成り立っている限り、電場での空間
コヒーレンスの議論はそのまま磁場に適應できると期待される。

結局、現状では空間コヒーレンスによる modulation depth の悪化を定量的に評価するのは難し
い。ここでは山中の結果からレーザー偏光と時間コヒーレンスの影響を消した値程度であろうと予
想し、実際にコントラストを測定した 6.4 節での測定結果と、本節で計算された他の因子から来る
コントラストに食い違いが生じた場合、空間コヒーレンスが無視できない影響をもつと推測する。

7.6 電子ビームと干渉縞の相対位置ジッター

干渉縞の位相ジッター、または電子ビームの位置ジッターが存在すると、ジッターの分だけ電子
ビームサイズが大きく見える。新竹モニタの測定に即して説明すると、干渉縞スキャンにおいて、
干渉縞位相がジッターすることで cos カーブが smear され、振幅が小さくなる。干渉縞と電子ビー
ムのどちらがジッターを起こしても相対位置に変化は起きるが、加速器全体がコヒーレントに揺れ
る周波数の小さい振動に関しては、必ずしも相対位置ジッターにはならない。またレーザー光の位
置がジッターし、レーザー光強度が変化する効果については、レーザー位置アライメント精度に比
べて十分小さく無視できる。

干渉縞の位相ジッターは、ミラー等の光学系の微小振動に由来すると考えられる。振動によって
レーザー光路が変化し、レンズに達するまでの光路長が振動する。光軸の光路長がそれぞれインコ
ヒーレントに δl の幅でジッターしているとする、光路長の差のジッターの大きさは $\delta l' = \sqrt{2}\delta l$ 。
したがって干渉縞の位相は $\sigma_\alpha = k\delta l'$ でジッターする。

電子ビームの位置ジッターはマグネットの振動や、ダンピングリングからの取り出しの不安定性
等の加速器由来である。BPM によって IP でのビームの位置をモニタしている場合は、位置ジッ
ターは BPM の情報から補正する。この場合ジッターの大きさは補正しきれなかった分、すなわち

*48 実験室系での話。既に考察したとおり Lorentz boost した先の系では干渉し得る。

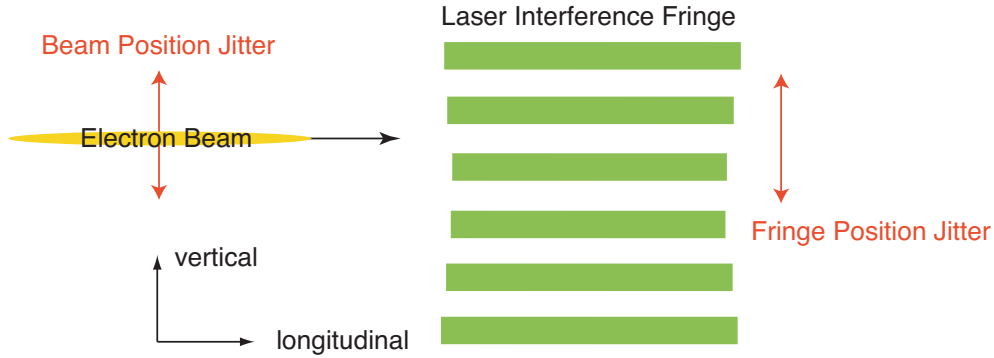


図 7.9 ビームと干渉縞の相対位置ジッター

BPM の分解能と BPM と光学系の揺れの相関で決まる。

相対位置ジッターが Gaussian に従うと仮定し、ジッターの大きさを位相 α' に換算して表す。この効果からくる modulation depth 悪化因子を C_{phase} として評価する。

$$\begin{aligned}
 C_{phase} &= (2\pi\sigma_\alpha^2)^{-\frac{1}{2}} \int d\alpha' \exp\left(-\frac{\alpha'^2}{2\sigma_\alpha^2}\right) \frac{\cos(2k_y y + \alpha' + \alpha)}{\cos(2k_y y + \alpha)} \\
 &= \exp\left(-\frac{\sigma_\alpha^2}{2}\right)
 \end{aligned} \tag{7.42}$$

位相に換算した相対位置ジッターの大きさ σ_α の代わりに座標で換算したジッターの大きさ $\sigma_{\Delta y}$ で表す。

$$C_{phase} = \exp(-2k_y^2 \sigma_{\Delta y}^2) \tag{7.43}$$

C_{phase} の分だけ大きく見積もられた電子ビームサイズを表すと、

$$\sigma_y^2 \rightarrow \sigma_y'^2 = \sigma_y^2 + \sigma_{\Delta y}^2 \tag{7.44}$$

すなわちジッターの分だけ電子ビームサイズが大きく見えることが確認された。式 (7.44) は新竹の計算 [12] と一致する。

7.6.1 評価

相対位置ジッターは位相モニタと IP-BPM の測定から評価する。

現在 IP-BPM はハードウェアのインストールは完了したが、アライメントが完全でない。それにより位置分解能がデザイン値よりはなはだしく悪い。したがって IP で直接ビーム位置ジッターを評価したデータは存在しない。しかし ATF2 の目標第一段階では、ビームの位置ジッターはビームサイズの 30 % と見積もられている [7]。したがってこの見積りにしたがつと、上式の $\sigma_{\Delta y}$ は次の値程度と予想される。

$$\sigma_{\Delta y} = 0.3\sigma_y \tag{7.45}$$

この値は、干渉縞の位相換算では 131 mrad に相当する。

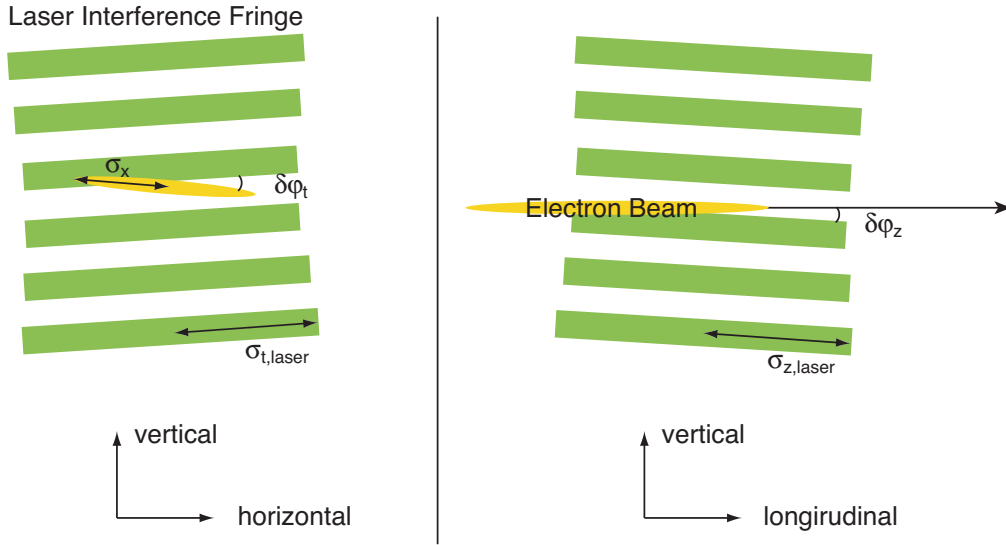


図 7.10 ビームと干渉縞の軸不一致

7.7 電子ビームと干渉縞の軸不一致

電子ビームの進行方向と干渉縞が直交していないと、電子ビームは系統的に実際より大きく測定される。

7.7.1 transverse

電子ビームのプロファイルを Gaussian に仮定する。干渉縞が作る $x - y$ 平面に対して、電子ビームが干渉縞に対して $\delta\varphi_t$ 傾いている状況を考える。このとき干渉縞の作る平面を基準として、電子ビームのプロファイルを次のように書く。

$$P_{beam}(x, y) = (2\pi\sigma_x^2)^{-\frac{1}{2}} (2\pi\sigma_y^2)^{-\frac{1}{2}} \times \exp\left(-\frac{(x \cos \delta\varphi_t + y \sin \delta\varphi_t)^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{(-x \sin \delta\varphi_t + y \cos \delta\varphi_t)^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (7.46)$$

σ_y は干渉縞の y 方向のサイズに対して十分小さいので、干渉縞のプロファイルは x 方向の広がりのみを考える。

$$\overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2}(x, y') = E^2 (2\pi\sigma_{t,laser}^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{x^2 \cos^2 \phi}{2\sigma_{t,laser}^2}\right) (1 + \cos \theta \cos(2k_y(y - y') + \alpha)) \quad (7.47)$$

散乱光子数は電子ビームと干渉縞の重なりに比例する。

$$N_\gamma \propto \int dx \int dy' P_{beam}(x, y') \overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2}(x, y') \simeq E^2 \left\{ 1 + \exp \left[-2k_y^2 \left(\sigma_y^2 \cos^2 \delta\varphi_t + \frac{\sigma_x^2 \sin^2 \delta\varphi_t}{1 + \sigma_x^2 \sigma_{t,laser}^{-2} \sin^2 \phi} \right) \right] \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha) \right\} \quad (7.48)$$

近似は $\sigma_y \ll \sigma_x, \sigma_{t,laser}$ を用いた。この結果は電子ビームサイズ σ_y が実際より大きく測定されることを意味する。これをビームサイズの変化として書くと、次の式になる。

$$\sigma_y^2 \rightarrow \sigma_y'^2 = \sigma_y^2 \cos^2 \delta\varphi_t + \frac{\sigma_x^2 \sin^2 \delta\varphi_t}{1 + \sigma_x^2 \sigma_{t,laser}^{-2} \sin^2 \phi} \simeq \sigma_y^2 + \sigma_x^2 \delta\varphi_t^2 \quad (7.49)$$

通常 $\delta\varphi_t$ は十分小さいので、展開して最高次のみをとり、さらに $\sigma_y \ll \sigma_x, \sigma_x \sin \phi \ll \sigma_{t,laser}$ で近似した。modulation depth 悪化因子は次の式で書ける。

$$C_{t-tilt} = \exp \left(-2k_y^2 \frac{\sigma_x^2}{1 + \sigma_x^2 \sigma_{t,laser}^{-2} \sin^2 \phi} \delta\varphi_t^2 \right) \quad (7.50)$$

7.7.2 longitudinal

longitudinal に電子ビームが干渉縞を貫通するので、ビームが感じる干渉縞は longitudinal 方向に射影したものとなる。干渉縞が電子ビームに対して $\delta\varphi_z$ 傾いている系で考える。プロファイルは Gaussian を仮定する。

$$P_{beam}(y') = (2\pi\sigma_y^2)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{y'^2}{2\sigma_y^2} \right) \overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2}(y', z) = E^2 [1 + \cos \theta \cos(2k_y(y - y' \cos \delta\varphi_z - z \sin \delta\varphi_z) + \alpha)] \times (2\pi\sigma_{z,laser}^2)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{(z \cos \delta\varphi_z - y' \sin \delta\varphi_z)^2}{2\sigma_{z,laser}^2} \right) \quad (7.51)$$

$$N_\gamma \propto \int dz \int dy' P_{beam}(y') \overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2}(y', z) \propto 1 + \exp \left[-2k_y^2 \left(\frac{\sigma_y^2}{\cos^2 \delta\varphi_z} + \sigma_{z,laser}^2 \sin^2 \delta\varphi_z \right) \right] \cos \theta \cos(2k_y y + \alpha) \quad (7.52)$$

これは σ_y が beam と干渉縞の longitudinal 方向の角度差影響で実際より大きく測定されることを意味する。すなわち測定されるビームサイズは次式で表される。

$$\sigma_y^2 \rightarrow \sigma_y'^2 = \frac{\sigma_y^2}{\cos^2 \delta\varphi_z} + \sigma_{z,laser}^2 \sin^2 \delta\varphi_z \simeq \sigma_y^2 + \sigma_{z,laser}^2 \delta\varphi_z^2 \quad (7.53)$$

ここで $\delta\varphi_z \ll 1$ 、 $\sigma_y \ll \sigma_{z,laser}$ を仮定して近似した。この近似を適応することで新竹の計算結果 [15] と一致する。また近似を適応した modulation depth 悪化因子は次式で表される。

$$C_{z-tilt} \simeq \exp\left(-2k_y^2 \sigma_{z,laser}^2 \delta\varphi_z^2\right) \quad (7.54)$$

7.7.3 評価

174 度モードにおける評価を行う。これは同じ大きさの $\delta\varphi$ が存在したとき、測定サイズに与える系統誤差はどの交差角モードでも等しいので、最も小さいビームサイズを測定する 174 度モードでの影響が最も厳しくなるからである。174 度モードでは $\delta\varphi$ は PSD の測定から評価する。使用する PSD の分解能は $10\ \mu\text{m}$ オーダーであるので、 $\delta\varphi$ の分解能は式 (4.4) から 10^{-5} rad 程度である。しかし PSD での位置の絶対値をキャリブレーションするのが垂直定盤上では困難であることと、垂直定盤自身がビームに対して微少に傾いていると考えられるため、実際は $\delta\varphi$ を積極的に変えて測定されるビームサイズの変化をみて、最適な干渉縞の形成を目指す。そのときの目標値は $\delta\varphi$ の分解能から 2 桁ほど悪い 3×10^{-4} rad 程度である。このとき設計値 $\sigma_x = 2.2\ \mu\text{m}$ 、 $\sigma_{z,laser} = \sigma_{t,laser} = 10\ \mu\text{m}$ を用いて modulation depth 悪化因子を予想する。

$$\begin{aligned} C_{t-tilt} &= 100\% \\ C_{z-tilt} &= 99.7\% \end{aligned} \quad (7.55)$$

ところで 2.2 節で述べたとおり、電子ビームは全体としてまっすぐに飛んでいても、バンチの中の粒子一つ一つはそれぞれ違った進行方向を持つ。ビームサイズが $37\ \text{nm}$ のとき、IP 周辺で鉛直方向に $\delta\theta_{y,beam} \sim 0.4\ \text{mrad}$ の進行方向の広がりを持つので、 $\sigma_{z,laser}$ を通常の設定値 $10\ \mu\text{m}$ とすると、バンチ中の電子ビームの角度広がりにより modulation depth は 99.6% に悪化し、ビームサイズは $2\ \text{nm}$ 程度大きく見積もられる。

7.8 レーザー球面波

実際のレーザーはガウスビームで表される波に近い。ガウスビームの波面は球面の形をしている。焦点では球面波の曲率は無限大になり、これまでの平面波での議論が適応できるが、焦点で交差しなかったり焦点と衝突点が離れていると、球面波成分を無視できない。電子ビームが球面波成分、つまり「歪んだ」干渉縞を感じる場合は平面波の場合に比べて modulation depth は減少する。この影響を評価する。簡単のため、最も球面波の寄与が大きくなる交差角 180 度、焦点 $(0, 0, 0)$ が上下レーザーで一致している条件で計算する。 y 方向に進むガウスビームは次の式で表される [30]。

$$B_1(y) = E \left(1 + \left(\frac{y}{z_R}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[-i\omega t + iky - i \arctan\left(\frac{y}{z_R}\right) - \frac{r^2}{w(y)^2} + i \frac{kr^2}{2R(y)} + i \frac{\alpha}{2} \right] \quad (7.56)$$

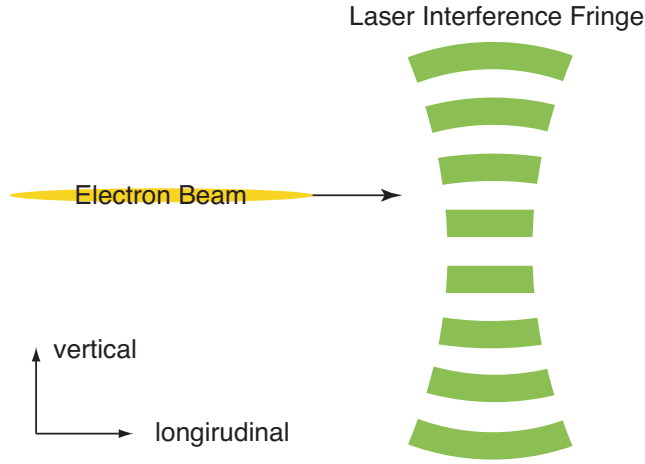


図 7.11 レーザ球面波

ここで $r^2 = x^2 + z^2$ 。 $-y$ 方向に進むガウスビームも同様に

$$B_2(y) = E \left(1 + \left(\frac{y}{z_R} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[-i\omega t - iky + i \arctan \left(\frac{y}{z_R} \right) - \frac{r^2}{w(y)^2} - i \frac{kr^2}{2R(y)} - i \frac{\alpha}{2} \right] \quad (7.57)$$

各パラメータの意味は次のとおり。

$$\left\{ \begin{array}{l} z_R = \frac{1}{2}k\omega_0^2 : \text{Rayleigh length} \\ w_0 : \text{laser waist size} \\ \frac{1}{R(y)} = \frac{y}{z_R^2 + y^2} : \text{curvature radius}^{-1} \\ \frac{1}{w(y)^2} = \frac{kz_R}{2(z_R^2 + y^2)} : \text{laser size}^{-2} \end{array} \right.$$

w_0 とこれまでレーザスポットサイズと呼んでいた σ_{laser} との関係は $w_0 = 2\sigma_{laser}$ 。設計値は $w_0 = 2 \times 10 = 20 \mu\text{m}$ 。干渉縞強度は時間平均して求める。

$$\begin{aligned} \overline{|B_1(y) + B_2(y)|^2} &= E^2 \left(1 + \left(\frac{y}{z_R} \right)^2 \right)^{-1} \exp \left(-\frac{2r^2}{w(y)^2} \right) \\ &\times \left[1 + \cos \left(2ky - 2 \arctan \left(\frac{y}{z_R} \right) + \frac{kr^2}{R(y)} + \alpha \right) \right] \end{aligned} \quad (7.58)$$

電子ビームは干渉縞の焦点に対して鉛直方向に y_0 だけずれて衝突するとしてプロファイルを書く。

$$P_{beam}(x, y) \propto \exp \left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} \right) \exp \left(-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2} \right) \quad (7.59)$$

シグナル数を計算して modulation depth 悪化因子を計算する。途中 y 積分に寄与するのは $y \sim \sigma_y$ で激しく振動する項のみで、したがって \cos の中の $2ky$ を除いて、 $y = y_0 = const.$ としてよいこ

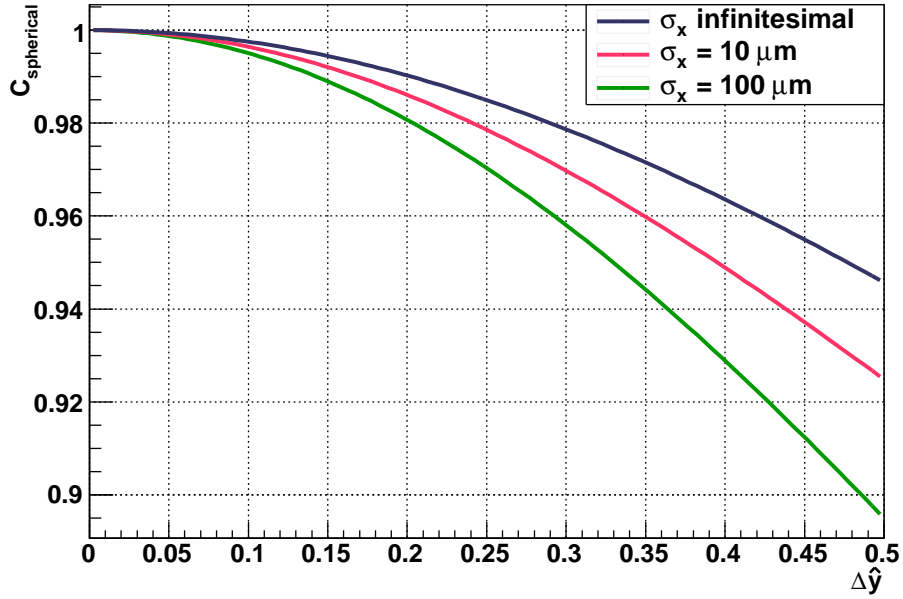


図 7.12 レーザ-球面波による modulation depth 減少

とを用いて計算する。

$$\begin{aligned}
 N &\propto \int dx \int dy P_{beam}(x, y) \overline{|B_1(y) + B_2(y)|^2} \\
 &\propto 1 + \left(1 + \left(\frac{y_0}{z_R}\right)^2\right)^{-\frac{1}{4}} \left[1 + \left(\frac{\frac{y_0}{z_R}}{1 + \frac{z_R^2 + y_0^2}{2k\sigma_x^2 z_R}}\right)^2\right]^{-\frac{1}{4}} \exp(-2k^2\sigma_y^2) \cos(2ky_0 + \alpha + const.)
 \end{aligned} \tag{7.60}$$

最終的に球面波の影響による modulation depth 悪化因子 $C_{spherical}$ は次式で書ける。

$$C_{spherical} = (1 + \Delta\hat{y}^2)^{-\frac{1}{4}} \left[1 + \Delta\hat{y}^2 \left(1 + z_R \frac{1 + \Delta\hat{y}^2}{2k\sigma_x^2}\right)^{-2}\right]^{-\frac{1}{4}} \tag{7.61}$$

ただし $\Delta\hat{y}$ は、電子ビーム中心とレーザ-焦点の距離を、Rayleigh length で規格化した数値。

$$\Delta\hat{y} \equiv \frac{y_0}{z_R} \tag{7.62}$$

この結果は新竹の計算 [15] を再現しない。新竹の計算には何か大胆な近似が適応されているも可能性がある。

$C_{spherical}$ と $\Delta\hat{y}$ の関係を図 7.12 にプロットした。計算には設計値 $\sigma_x = 2.2 \mu\text{m}$, $z_R = 1.2 \text{mm}$ を使用した。

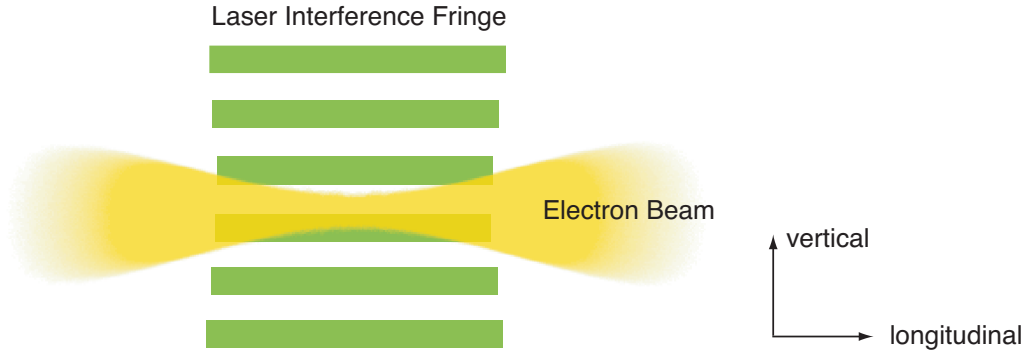


図 7.13 干渉縞内での電子ビームサイズ変化

7.8.1 評価

焦点スキャナで $y_0 < 0.1 \text{ mm}$ までアライメントすることを計画している。実際に 174 度モードを測定したときに予想される modulation depth の悪化を評価する。設計値では $z_R = 1.2 \text{ mm}$, $\sigma_x = 2.2 \text{ }\mu\text{m}$ である。これらの数値を式 (7.61) に代入して、予想される値の下限値を得る。

$$C_{spherical} > 99.7\% \quad (7.63)$$

7.9 干渉縞内での電子ビームサイズ変化

電子ビームは IP 周りでサイズの変化を起こす。変化の大きさは IP でのベータ関数とエミッタンスに依存する。IP にビームウエストを合わせるので、IP から離れるとビームサイズは大きくなる。ところで干渉縞は z 方向に有限な広がりを持つので、IP から z 方向に少し離れた位置でも干渉縞と電子ビームが反応する。したがって測定されるビームサイズは、干渉縞内で各 z 座標でのビームサイズの寄与を足し合わせた値になる。原点にウエストをもつビームについて、自由場での各 z 座標のビームサイズはエミッタンスと β 関数、そして dispersion の関数として表される。

$$\begin{aligned} \sigma_y^2(z) &= \sigma_d^2 + \epsilon \beta^* \left(1 + \frac{z^2}{\beta^{*2}} \right) \\ &= \sigma_y^2(0) + \frac{\epsilon}{\beta^*} z^2 \end{aligned} \quad (7.64)$$

ここで σ_d : dispersion からくるビームの位置広がり、 ϵ : エミッタンス、 β^* : IP での β 関数。以下 $\sigma_y(0)$ を σ_{y0} と表す。IP でのレーザーの Rayleigh length は σ_y に比べて十分長いので、電子ビームを感じる干渉縞は z 方向には $\sigma_{z,laser}$ の幅を持つ寸胴な定常波とみなしてよい。したがって干渉縞の分布 $\overline{|\vec{B}|^2}(y')$ は式 (2.9) では平面波であったプロファイル Gaussian に仮定しなおして拡張する。

$$\overline{|\vec{B}|^2}(y') \propto \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_{z,laser}^2}\right) [1 + \cos \theta \cos(2k_y(y' - y) + \alpha)] \quad (7.65)$$

シグナル数は干渉縞と電子ビームの重なりに比例する。

$$\begin{aligned}
 N &\propto \int dz \int dy' \overline{|\vec{B}_1 + \vec{B}_2|^2} \exp\left(-\frac{y'^2}{2\sigma_y^2(z)}\right) \\
 &= 1 + \left(1 + 4k_y^2 \sigma_{z,laser}^2 \frac{\epsilon}{\beta^*}\right)^{-\frac{1}{2}} \exp(-2k_y^2 \sigma_{y0}^2) \cos\theta \cos(2k_y y + \alpha)
 \end{aligned} \tag{7.66}$$

式 (7.66) から modulation depth 悪化因子 C_{growth} が計算される。

$$C_{growth} = \left(1 + 4k_y^2 \sigma_{z,laser}^2 \frac{\epsilon}{\beta^*}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{7.67}$$

これは新竹の計算 [14] を再現する。ただし以上の計算は電子ビームのウエストと干渉縞の z 方向の中心が一致していることを仮定して行った。これらが一致しないと測定されるビームサイズはより大きくなるが、ビームチューニングではビームウエストの位置を変化させて干渉縞中心と一致させる。したがってこの仮定は問題ない。

7.9.1 評価

最も影響の大きい、37 nm までビームサイズが絞られた状況で評価を行う。このとき光学系設計値として、 $\epsilon = 12 \text{ pm}$ 、 $\beta^* = 100 \text{ }\mu\text{m}$ である。これらを代入して

$$C_{growth} = 99.7\% \tag{7.68}$$

7.10 レーザー光の non Gaussian profile

通常レーザー光が正しく Gaussian でないと、局所的にパワーの不均衡が生じて、系統誤差が生じる可能性がある。しかしダブルプリズムが2本のレーザー光でプロファイルを対称にそろえるので誤差はキャンセルされる。プロファイルがどんな形であっても、同じプロファイルを持つ光を重ねればパワーの不均衡は生じない。ただレーザースポットサイズに対して変化を与えるだけである。したがって電子ビームサイズ測定の系統誤差には寄与しない。ただしアライメントの精度以上にプロファイルが汚いと、パワーの不均衡は容易に生じ得る。これは空間コヒーレンスと同じく直接確かめることはできない。干渉縞のピッチに対して十分小さいビームを当ててコントラストを測定することで、この効果の上限値が定まる。

7.11 まとめ

全ての系統誤差要因による modulation depth 悪化因子をまとめる。レーザープロファイルは全て Gaussian を仮定している。また適宜 $\sigma_y \ll \sigma_x$ の近似を適応している。

1. レーザー偏光と強度の不均衡

$$C_{total\ power} = \left\{ \left(2 \frac{\sqrt{Pow_{1s}Pow_{2s}} + \sqrt{Pow_{1p}Pow_{2p}}}{Pow} - 2 \cos \varphi \tan \theta \frac{\sqrt{Pow_{1p}Pow_{2s}} - \sqrt{Pow_{1s}Pow_{2p}}}{Pow} \right)^2 + \left(2 \sin \varphi \tan \theta \frac{\sqrt{Pow_{1p}Pow_{2s}} + \sqrt{Pow_{1s}Pow_{2p}}}{Pow} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (7.69)$$

ただし γ_{beam}^{-1} を無視した。また Goos-Hänchen shift の効果は無視した。 φ は s 偏光と p 偏光の位相差。 Pow_{iq} , $i = 1, 2$, $q = s, p$ は各偏光の平均強度。 Pow は全レーザー光の平均強度。

2. レーザーアライメント・longitudinal

$$C_{z,align} = \sqrt{\frac{2\sigma_{1z,laser}\sigma_{2z,laser}}{\sigma_{1z,laser}^2 + \sigma_{2z,laser}^2}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4(\sigma_{1z,laser}^2 + \sigma_{2z,laser}^2)}\right) \quad (7.70)$$

z_0 は longitudinal 方向の 2 本のレーザー光の中心間の距離。

3. レーザーアライメント・transverse

$$C_{t,align} = \frac{2\sqrt{\sigma_{1t,laser}\sigma_{2t,laser}}}{\sigma_{2t,laser} \exp\left[-\left(\frac{l_1}{2\sigma_{1t,laser}}\right)^2\right] + \sigma_{1t,laser} \exp\left[\left(\frac{l_1}{2\sigma_{1t,laser}}\right)^2\right]} \quad (7.71)$$

$\sigma_x \sin \phi \ll \sigma_{t,laser}$ を仮定して近似を適用した。 l_1 は transverse 平面における電子ビーム中心とレーザー光の片方の中心の距離。

4. レーザー時間コヒーレンス

$$C_{t-coh} = \exp\left(-2\pi^2 \left(\frac{\delta\nu\Delta l}{c}\right)^2\right) \quad (7.72)$$

ただしレーザーのパワースペクトルは Gaussian を仮定。また、 $\sigma_y \sin \phi \ll \Delta l$, $\frac{\delta\nu}{\nu_0} \ll 1$ で近似。 $\delta\nu$ はパワースペクトルの 1σ 。

5. 電子ビームと干渉縞の相対位置ジッター

$$C_{phase} = \exp(-2k_y^2 \sigma_{\Delta y}^2) \quad (7.73)$$

$\sigma_{\Delta y}$ は相対位置ジッターが Gaussian にしたがるうとしたときの、ジッターの 1σ 。

6. 電子ビームと干渉縞の軸不一致・transverse

$$C_{t-tilt} = \exp\left(-2k_y^2 \frac{\sigma_x^2}{1 + \sigma_x^2 \sigma_{t,laser}^{-2}} \sin^2 \phi \delta\varphi_t^2\right) \quad (7.74)$$

ただし $\delta\varphi_t \ll 1$ で近似。 $\delta\varphi_t$ は transverse 平面での電子ビームに対する干渉縞の傾き。

C_i	300 nm with 8 deg. mode [%]	37 nm with 174 deg. mode [%]
$C_{total\ power}$	97.8 ± 1.8	99.8 ± 0.1
$C_{z,align}$	> 99.1	
$C_{t,align}$	> 99.6	> 99.6
C_{t-coh}	> 99.9	
C_{phase}	> 98.0	
C_{t-tilt}	> 99.9	> 99.9
C_{z-tilt}	> 98.2	> 99.3 and < 99.6
$C_{spherical}$	100	> 99.7
C_{growth}	100	$\simeq 99.7$
$\prod_i C_i$	> 91.1	> 95.0

表 7.3 modulation depth 悪化因子の評価

7. 電子ビームと干渉縞の軸不一致・longitudinal

$$C_{z-tilt} = \exp(-2k_y^2 \sigma_{z,laser}^2 \delta\varphi_z^2) \quad (7.75)$$

ただし $\delta\varphi_z \ll 1$ で近似。 $\delta\varphi_z$ は電子ビームを横から見たときの、電子ビームと干渉縞の傾き。

8. レーザー球面波

$$C_{spherical} = (1 + \Delta\hat{y}^2)^{-\frac{1}{4}} \left[1 + \Delta\hat{y}^2 \left(1 + z_R \frac{1 + \Delta\hat{y}^2}{2k\sigma_x^2} \right)^{-2} \right]^{-\frac{1}{4}} \quad (7.76)$$

z_R は Rayleigh length。 $\Delta\hat{y}$ はレーザー光焦点と電子ビーム中心との距離を、 z_R で規格化した数値。

9. 干渉縞内での電子ビームサイズ変化

$$C_{growth} = \left(1 + 4k_y^2 \sigma_{z,laser}^2 \frac{\epsilon}{\beta^*} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (7.77)$$

ϵ は電子ビームの鉛直エミッタンス。 β^* は IP での鉛直ベータ関数。

10. 表 7.3 に 300 nm のビームサイズを 8 度交差角モードで測定した場合と、37 nm を 174 度で測定した場合の各 C_i の値を載せる。8 度モードでの計算結果は 5 月のビーム試験時の測定環境で計算されており、ビーム試験でのコントラスト測定結果と矛盾しない。ここでは以下の条件で計算した。

(a) レーザー光スポットサイズ $\sigma_{laser} = 10 \mu\text{m}$

(b) 水平方向の電子ビームサイズ $\sigma_x = 2.2 \mu\text{m}$

(c) レーザー位置アライメント精度が transverse, longitudinal とともにレーザーサイズの $\frac{1}{10}$ 以内

- (d) 2本のレーザープロファイルの非対称性について、大きいほうのレーザーサイズが小さいほうのサイズの1.2倍以内
- (e) 位相のジッターが200 mrad以内
- (f) 8度モードでは干渉縞の傾きが10 mrad以内^{*49}
- (g) ビームの進行方向の広がりによる modulation depth 悪化を、 C_{z-tilt} とまとめて評価した

8 ビームサイズの分解能評価

新竹モニタでは Compton シグナル量の変調を測定することでビームサイズを算出する。したがって変調の大きさ、modulation depth の測定誤差がビームサイズ測定誤差に伝播する。modulation depth の誤差は Compton シグナル量のふらつきによって引き起こされる。この節では測定された Compton シグナル量がふらつく要因を示し、それがビームサイズ測定に与える影響を評価する。

8.1 ガンマ線検出器のシグナル分離能

ガンマ線検出器はデザインに近い性能を発揮しているが、それでもシグナルの測定に対して無視できない影響をもたらす。ガンマ線検出器のシグナル・BG 分離能については5節を参照。

8.2 相対位置ジッター

干渉縞の位相ジッターが存在すると、電子ビームが感じるレーザーの強度が Shot by Shot で変化し、散乱光子数のジッターを引き起こす。ビームの位置がジッターしても同様である。この効果による modulation depth 減少については既に7.6節に述べたとおり。ここではシグナルのジッターによる電子ビームサイズ測定の統計誤差について説明する。

相対位置ジッター由来のシグナルのふらつきは、電子ビームが干渉縞の山と谷に衝突しているときは小さい。一方山と谷の間にいるときに最も影響が大きく、ジッターの大きさは干渉縞の位相と $\frac{\pi}{2}$ 位相ずれた周期的な関数形になる。174度交差のときに、十分小さい電子ビームと干渉縞が反応した状況を考える。相対位置ジッターが Gaussian にしたがうと仮定したときの、干渉縞の各位相での Compton シグナルジッターの分布を図8.1に示す。シグナルジッターは一般に非対称な分布になり、非対称性は干渉縞の山と谷で顕著である。相対位置ジッターの影響によるビームサイズ測定分解能の悪化を図8.2に示す。図8.2のグラフは37 nmのビームサイズを174度交差モードで測定するとき、相対位置ジッターにより測定分解能が悪化する様子をシミュレートしたものである。シグナルジッターは300 mradより小さいことが望ましい。

ところで実際のビームサイズ測定では、各干渉縞の位相での Compton シグナル量を評価すると

^{*49} アイリスを基準に光軸を手動でアライメントする際、達成されているであろう精度。

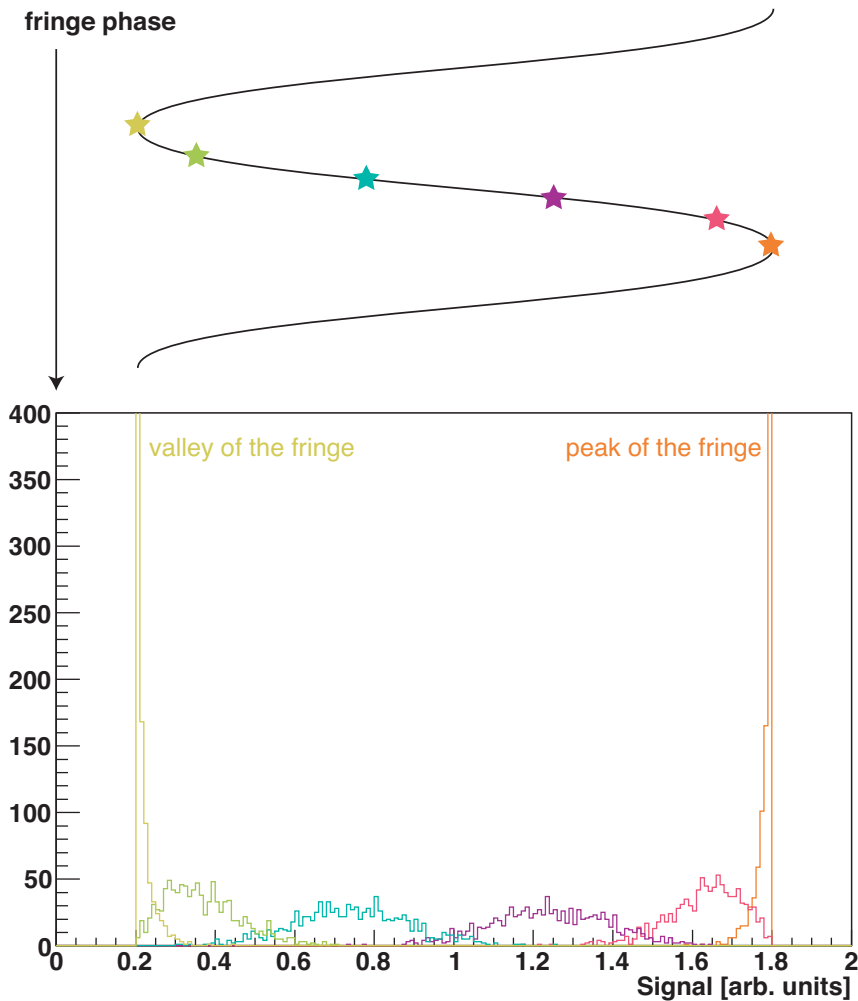


図 8.1 干渉縞スキャンにおける、相対位置ジッター由来のシグナルジッター分布

き、シグナルのふらつきも同時に評価する。これは測定結果を \cos カーブで Fiting する際、 χ^2 法を使用するためである。このシグナルのふらつき評価において、分布の非対称性が問題となる。このことは付録 E で説明する。

8.3 ガンマ線検出器での参照シャワー発展

5 節で説明した通り、我々のガンマ線検出器は Compton 光子エネルギーを、シグナルと BG のシャワー発展の違いから評価する。このとき Fitting 関数となる参照シャワー発展が実際と異なると、シグナルの評価において誤差を与える。これは高 BG 環境において特に影響する。

参照するシャワー発展が変化する現象にはいくつか原因が存在する。

1. ガンマ線がコリメータにかすり、エネルギースペクトルが変化する。
2. ガンマ線検出器のシンチレータ各層のゲイン・集光率が変化する。

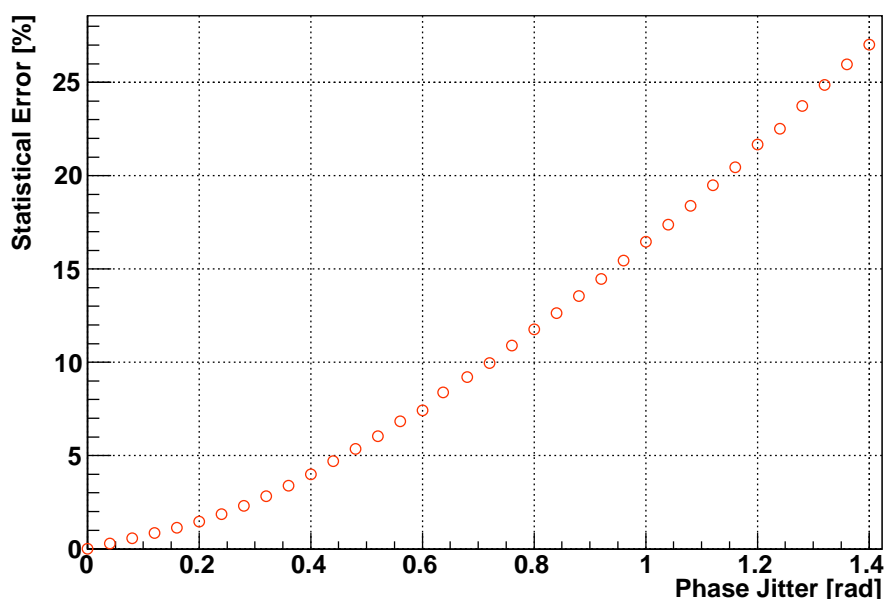


図 8.2 相対位置ジッターと分解能の関係

3. 支配的な BG 源の強度比が変化する。

要因 1 について 6.1.1 節で説明したとおり、ガンマ線がコリメータをかするとエネルギースペクトルが変化し、その結果シャワー発展が変化する。しかしこの影響は通常電子ビーム軌道調整で消すことができる。電子ビーム軌道を調整してガンマ線中心とコリメータ中心とを合わせれば、Compton シグナルはその 99 % 以上がコリメータ内に入る。コリメータは BG をカットする目的で設置されているので BG は全てコリメータ内に収まらないが、BG の立体角分布が劇的に変わらない限り、ガンマ線検出器に入る BG のうち、コリメータにかすった光子の割合はほとんど変わらない。BG のシャワー発展は実測のデータから求めるので、再現性さえあれば問題ない。したがってシグナル重心がコリメータの中心に入っている状態を常に作れば、シャワー発展はシグナル・BG ともに変化しない。

要因 2 については、ガンマ線検出器のゲインモニタを使用する。ゲインモニタについては 5.1.5 節を参照。ゲインモニタの測定結果から、シャワー発展の変化を補正できる。

要因 3 については、ATF2 には BG のスペクトルを測定している装置が存在していないので、直接スペクトルの変化を知ることはできない。しかし、電子ビーム軌道が大きく変わることによって参照シャワー発展を測定することで、この影響を排除できる。参照シャワー発展の測定には数分しか要さないため、ビームチューニング全体に与える影響もさほど大きくはない^{*50}。

^{*50} BG のスペクトルが大きく変化し、BG シャワーとシグナルシャワーの差が小さくなると、たとえ参照シャワー発展を正しく測定できていても分解能が低下する。ガンマ線検出器は Compton シグナルと BG を、両者のシャワー発展の違いから分離するためである。しかし現実にはシグナルのスペクトルに近く、かつ影響の大きい BG 源は存在しない

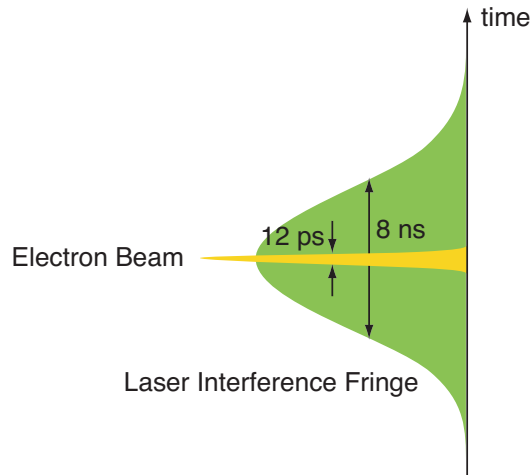


図 8.3 レーザーパルスと電子ビームバンチの時間関係

したがって参照シャワー発展の変化が分解能に与える影響は小さい。

8.4 レーザーの安定度

8.4.1 レーザーの発振タイミングの安定度

電子ビームとレーザー光の反応は、電子ビームから見て十分長いレーザー干渉縞にビームがパルス的に衝突すると考えてよい。これはレーザーパルスが 8 ns のパルス幅をもつのに対し、電子ビームのバンチは 10 ps オーダーの広がりしかないからである。したがってビームと干渉縞の衝突タイミングが ns オーダーで変動すると、散乱光子数のふらつきを引き起こす。

レーザー光のタイミングは垂直定盤上に設置した PIN-Photodiode で測定している。PIN-Photodiode については 4.5.1 節参照。電子ビームのタイミングは IP 上流に設置した BPM の信号から取得する。この BPM については 4.5.2 節参照。ビームサイズ測定に並行して TDC で両者のタイミングを取得し、タイミング差をプロットした結果を図 8.4 に示す。

レーザーパルスのピークでビームが衝突している状態を想定し、このジッターの影響によるシグナルジッターを計算する。レーザーパルスの時間プロファイルは Gaussian である。

$$P_{laser}(t) = P_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_{t,laser}^2}\right) \quad (8.1)$$

ここで $\sigma_{t,laser} = (8 \ln 2)^{-\frac{1}{2}} \sigma_{t,FWHM}$ 。 $\sigma_{t,FWHM}$ はレーザーの FWHM でのパルス幅で、新竹モニタで使用しているレーザーでは 8 ns。このプロファイルに対して t が 0 のまわりにジッターし

いため、気にしなくてよい。

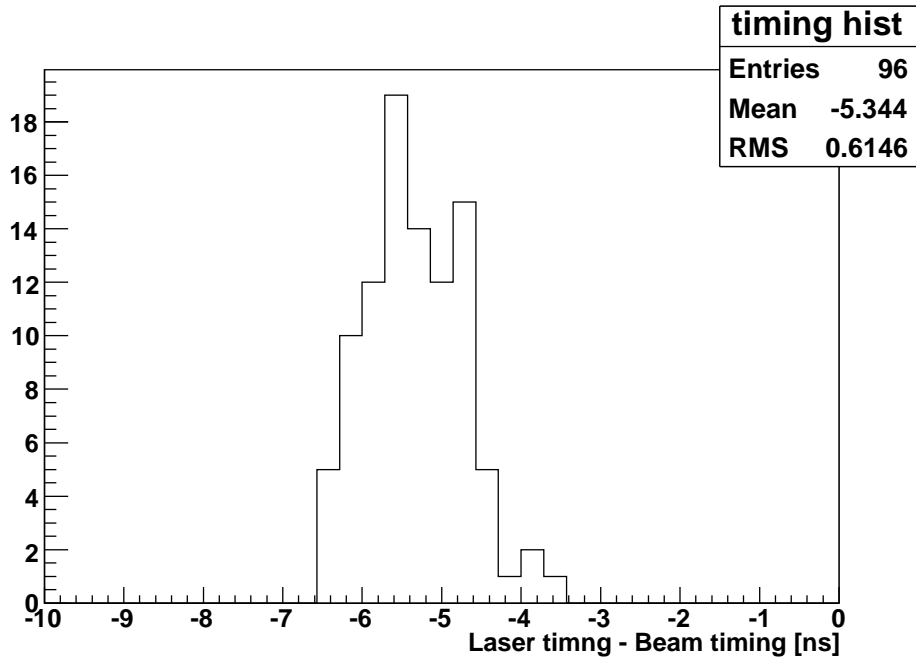


図 8.4 レーザー光と電子ビームのタイミング差ジッター

ていると考えればよい。シグナルジッターの大きさを ΔS_{timing} とおいて評価する。

$$\begin{aligned}
 \Delta S_{timing} &= 1 - \frac{\int dt (2\pi\sigma_{t,jitter}^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_{t,jitter}^2}\right) P_{laser}(t)}{\int dt \delta(t) P_{laser}(t)} \\
 &= 1 - \sqrt{\frac{\sigma_{t,laser}^2}{\sigma_{t,laser}^2 + \sigma_{t,jitter}^2}} \\
 &\approx \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_{t,jitter}}{\sigma_{t,laser}}\right)^2
 \end{aligned} \tag{8.2}$$

ここで $\sigma_{t,jitter}$ はレーザーパルスと電子ビームのタイミング差ジッターの大きさ。最後の近似はタイミング差ジッターが、レーザーパルス幅より十分小さいことを用いた。図 8.4 の結果を式に代入してシグナルジッターを評価する。

$$\Delta S_{timing} = 1.60\% \tag{8.3}$$

8.4.2 レーザー光の強度安定度

レーザーの強度の変化に比例して、散乱光子数も変化する。レーザー光強度はレーザー定盤上の Photodiode で測定している。ビームサイズ測定に並行して Photodiode で測定したレーザー光強度分布を図 8.5 に示す。レーザー強度平均に対しての強度ジッターは 0.86% 存在しているので、レーザー強度のふらつき由来のシグナルジッター $\Delta S_{laser\ power}$ も同じだけ存在する。

$$\Delta S_{laser\ power} = 0.86\% \tag{8.4}$$

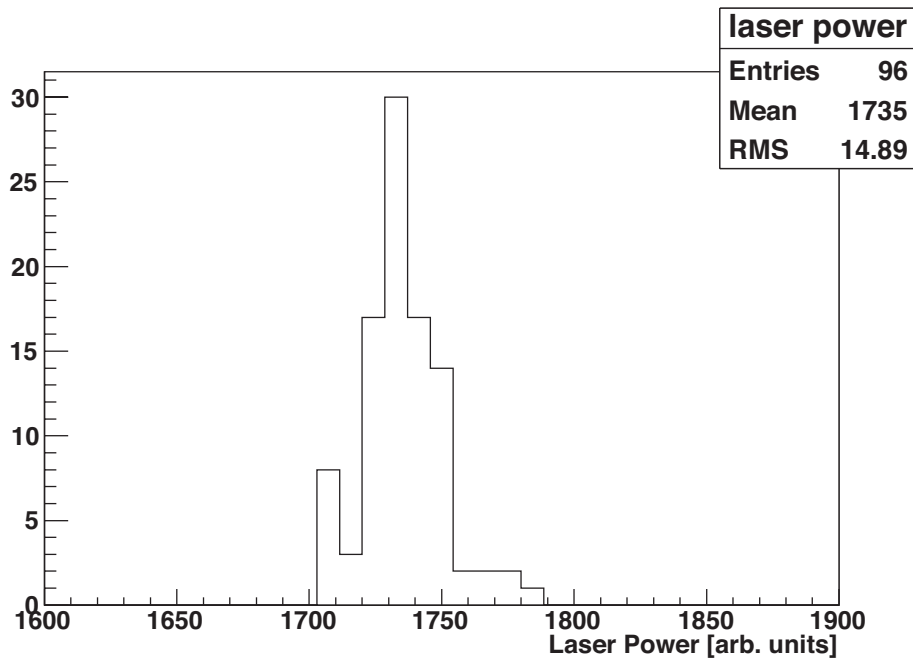


図 8.5 レーザーパワーのふらつき

8.5 Compton 光子数の統計的なふらつき

5 節で述べたように、シグナル光子数は 1 バンチの電子ビームにつき、 $N_{\gamma-mes} \simeq 7 \times 10^3$ 程度測定されている。したがって統計的なふらつきが

$$\frac{\Delta N_{\gamma}}{N_{\gamma}} \simeq 1\% \quad (8.5)$$

程度存在する。このゆらぎがそのままシグナルエネルギーのゆらぎに効いてくる。

8.6 ビームカレントモニタの分解能

Compton シグナルはビームカレント変動の影響を打ち消すため、ビームカレントで割って規格化している。このビームカレントは IP 下流に設置された ICT モニタの測定データを用いている。ICT モニタを図 8.6 に示す。

この ICT モニタの分解能を評価したところ、ADC で 47 カウント分のふらつきが測定された。このふらつきはカレントの大きさによらず一定であった^{*51}。この 47 カウントという数値を導出した ICT モニタの分解能評価については、付録 B に記す。

^{*51} スペック上はもっと優秀な分解能であるが、ICT モニタの出力をアンプしているため、そこでノイズが乗っているものと考えられる。また、ICT モニタは単に電極に誘起した電圧を取得しているだけなので、例えばキッカーマグネットなどの大電圧を使用する機器が近くにあると、その影響を容易に受けてしまう。したがって周りから拾ったノイズも影響していると考えられる。

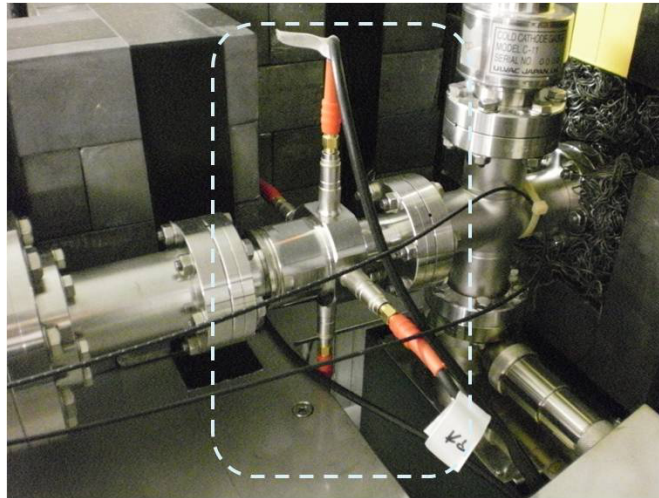


図 8.6 ICT モニタ

ICT モニタの出力は通常運転のカレントに対して 1000-2000 カウントであるため、ICT モニタのふらつき 47 カウントと比較すると、ICT モニタの測定誤差としては 2 – 5 % 存在している。2010 年 5 月のビーム試験では 1900 カウント程度の出力があった。これはビームカレント換算で 1 バンチあたり 4×10^9 程度電子が存在していることを表す。これは ATF2 でのビーム強度として十分強いものである。このときの ICT モニタの分解能由来の (規格化された) シグナルのふらつき ΔS_{ICT} を評価する。

$$\Delta S_{ICT} = \frac{47}{1900} = 2.5 \% \quad (8.6)$$

8.7 ビームサイズ分解能評価

以上のシグナルのふらつきを考慮して、ビームサイズ測定分解能をシミュレートしたグラフが図 8.7 である。これは 3 節の図 3.2 に載せたものの再掲となる。当初のデザインとしては、25 nm - 6 μm までのビームサイズに対して、12 % 以下の統計誤差で感度を持つとされていた。デザインより優れた分解能を示しているのは、レーザーの強度を増やしてガンマ線測定の S/N を改善するなどの努力の結果である。このシミュレーションは実際のビーム試験での状況を再現して行っている^{*52}。シミュレーションの条件のリストは次のとおり。

1. Compton シグナルエネルギー和の平均 200 GeV / バンチ
2. BG 光子エネルギー和の平均 100 GeV / バンチ
3. ICT カレントモニタ・レーザーの安定度・Compton 光子数の統計的なふらつき由来のシグナル誤差 2.5 %

^{*52} BG 量以外は 2010 年 5 月のビーム試験での値。BG 量は 2010 年 12 月での基準光学系でのビーム試験での値を採用している。

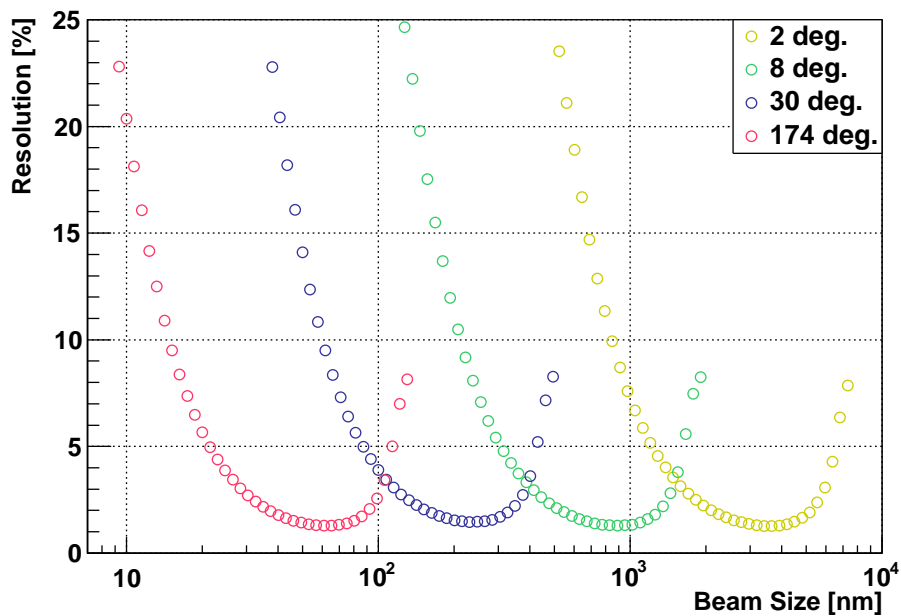
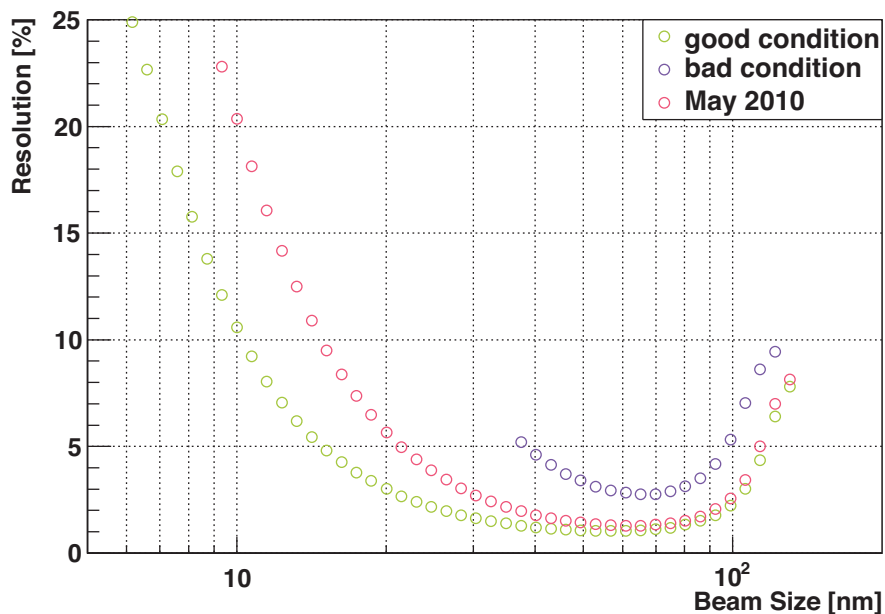


図 8.7 ビームサイズ測定分解能評価

4. 電子ビームと干渉縞の相対位置ジッターは干渉縞の位相換算で 100 mrad
5. 測定バンチ数は 90 バンチ

これらの値は実際のビーム試験環境に近づけているが、ビームサイズが小さくなるにつれ、より厳しい S/N 条件となることも予想される。これは電子ビームを絞るにつれ、Final Doublet の QF1 マグネットでデフォーカスする強さが大きくなり、ビームハローとビームパイプの反応で生じる制動放射 BG が増えるからである。また、ビームサイズが小さくなるにつれ、電子ビームの位置ジッターの影響が増えると予想されるので、電子ビームと干渉縞の相対位置ジッター由来のシグナルジッターが増加すると予想される。条件を変えたときの分解能シミュレーション結果についても載せておく。good condition は BG が 50 GeV、ICT カレントモニタの分解能・レーザー安定性由来のシグナル誤差 2.5 %、相対位置ジッターなしでシミュレートした結果。bad condition は BG が 150 GeV で ICT・レーザー由来のシグナル誤差は 6.5 %、相対位置ジッター 400 mrad で計算した。May 2010 は図 8.7 と同じ条件。bad condition のプロットが途中で切れているのは、reconstruct された電子ビームサイズと実際のサイズのずれが 5 % 以内に収まることを要求したからである。



統計誤差についても同様に誤差要因の評価を行った。ガンマ線検出器のシグナル・BG 分離能をビーム試験の結果から評価し、同時にこれをシミュレートし、両者がおよそ一致することを確認めた。この結果から統計誤差には、ガンマ線検出器のシグナル・BG 分離能からの寄与が支配的であるという結論を得た。また、ICT モニタのビームカレント分解能を評価し、これも統計誤差に大きく寄与していることを確認した。

以上から 300 nm 以上のビームサイズ測定に対して、ATF2 の要求を満たす性能を発揮していることを実証した。

9.1.2 37 nm のビームサイズ測定に向けてのハードウェアアップグレード

新たに効いてくる系統誤差要因に対して、ハードウェアアップグレードによってこの影響の解消を目指した。

IP-BPM ビームの位置ジッターは、測定されるビームサイズの増大を引き起こすので、この影響を正確に評価するために 8.72 nm の位置分解能を持つ BPM[28] を IP にインストールした。ただしまだ BPM の位置アライメントが完全ではないので、2011 年 1 月現在では nm レベルの分解能は達成されていない。この分解能は ATF での試験によって評価された値であり、アライメント作業が進むにつれ、nm レベルの分解能を発揮することが期待されている。

焦点スキャナ レーザー光の球面波成分に由来するバイアスを防ぐため、交差角 174 度モードには焦点スキャナと呼ばれる、レンズを設置した自動ステージをインストールした。(4.3.9 節) このスキャナを用いて 100 μm 程度の精度で、レンズの焦点を IP にアライメントする計画である。アライメントは干渉縞スキャンによるシグナル変調が見えている状態で行うので、今後ビームサイズがより小さくなってから、交差角 174 度モードでの干渉縞を用いたビームサイズ測定の開始に応じて、測定結果をステージの位置にフィードバックして目標の精度を目指す。

傾きモニタとしての PSD 4.3.3 節で説明したとおり、交差角 174 度モードにおいて干渉縞の傾きを PSD でモニタする。焦点スキャナと同様こちらにも実際に使用するのは交差角 174 度モードによるビームサイズ測定においてなので、このモードによるシグナル変調の確認を受けて試験を行う。

以上のハードウェアアップグレードにより、37 nm のビームサイズに対する系統誤差は、10 % 程度に抑えることができると見積もられた。これは本研究の重要な成果の一つである。

9.2 37 nm のビームに対して期待される測定精度

9.2.1 測定精度の評価

前小節に挙げたハードウェアアップグレードの効果を考慮し、7 節および 8 節での考察をもとに、37 nm のビームサイズに対して新竹モニタに期待される性能を算出すると、

$$37 \pm 2 \text{ (stat.) } \begin{matrix} -0 \\ +4 \end{matrix} \text{ (sys.) nm} \quad (9.1)$$

と評価された。測定環境は図 8.8 での bad condition の条件を仮定している。したがって新竹モニタは ATF2 の目標である 37 nm のビームサイズ測定に対して、十分な性能を発揮できると期待される。

ただし統計誤差については BG 量がビーム状態によって容易に変動するので、この値は一つの指標であるといえる。これは小さいビームサイズに収束するために Final Doublet の QF1 でビームを大きくデフォーカスさせるので、ビームの軌道が少しでも変化すると、ここで生じる制動放射ガンマ線量が急激に変化するためである。S/N が悪化するとガンマ線検出器のシグナル・BG 分離能が低下するので、新竹モニタの精度の悪化および測定可能なビームサイズの上限の減少が引き起こされる。(シグナルのジッターと測定可能ビームサイズの上限の関係については 3.2 節参照。) 2010 年 12 月のビーム試験では基準光学系でのビームチューニングで、BG 量をガンマ線検出器の許容範囲に入れることができた。このときの S/N は 0.5 程度であった。今後も BG レベルを維持するビームチューニングの努力が必要である。

9.2.2 測定限界

式 (7.4) の右辺第二項を測定限界と解釈して評価する。modulation depth 悪化因子が 7 節での解析結果の最も悪かった場合を想定すると、測定限界は

$$\sqrt{-\frac{1}{2k_y^2} \ln \prod_i C_i} = 14 \text{ nm} \quad (9.2)$$

となる。これは ATF2 で予定されるビームサイズより十分小さい。

9.2.3 37 nm のビームサイズ測定計画

2010 年度中に ATF2 の最初の目標である 37 nm のビームサイズ測定を予定している [37]。このときビームサイズ測定の精度が十分であることに加え、運転の安定性も要請される。すなわち 4.3.11 節で説明したレーザー光路長期安定化が必要となる。このシステムの開発はハードウェアはインストールを完了し、現在 PSD の測定結果をミラーアクチュエータの制御にフィードバックするソフトウェアの開発段階にある。37 nm のビームサイズを達成するには 1 週間規模のビームチューニングが必要となるので、少なくともこの期間は光路が安定であることを目指す。

9.3 ILC での使用について

ILC では IP に測定器が設置され、新竹モニタの干渉計をインストールするスペースが足りない。しかし初期のビームラインの確立のためには、ナノレベルの分解能をもつビームサイズモニタが不可欠である。その要請を満たすモニタとして新竹モニタは有望な候補である。例えばビームラインが完成し、衝突が始まってからはペアモニタによってビームサイズが測定されることが計画されて

いるが、初期のビームラインのチューニングには衝突を必要としないモニタがやはり不可欠である。そこで ILC において IP でのビームサイズを新竹モニタによって測定するとき、どのような違いが存在するかを考察する。

1. ILC は ATF と比べてビームのエネルギーが著しく高いので、Compton 散乱の断面積が低下する [19]。これは式 (2.28) において $\xi = \frac{\gamma_{beam}\omega}{m}$ の変化として計算できる。例えば ILC のビームエネルギーを 250 GeV とし、入射光子のエネルギーを変化させないとすると、断面積は $\sigma_{total} = 0.20$ barn となり、ATF での断面積に比べて $\frac{1}{3}$ 程度になる。さらに干渉縞ピッチを小さくするために短い波長のレーザーに変更すると、断面積はより小さくなる。したがって Compton 散乱光子数を保つためには、よりピーク強度の大きいレーザーを使用する必要がある。ただし次に考察するように散乱光のエネルギーが増加するので、全散乱光のエネルギー和は増加する。
2. ビームのエネルギーが大きくなることで、Compton 散乱光子のエネルギーがビームのエネルギーに近づく [19]。これは式 (2.24) から確認できる。したがって S/N の点では有利になるが、シグナルと BG のエネルギースペクトルの差を利用したガンマ線検出器は利点を活かせないので、もっと別のコンセプトのガンマ線検出器が必要になる。
3. ILC ではビームサイズを 5.8 nm まで絞ることを計画している [2] ので、このサイズまで感度をもたせるためにはより波長の短いレーザーが必要である [19]。波長 200 nm 以下の紫外レーザーであることが条件となるが、同時に大強度であることも必要である。条件を満たすものとして、エキシマレーザー^{*53}が考えられる。例えば ArF エキシマレーザーは 193 nm の波長が発振するが、このとき得られる modulation depth は式 (2.12) より 0.93 である。これは測定限界に近いが、不可能な数値ではない。また F2 エキシマレーザーでは波長 157 nm が発振するので、得られる modulation depth は 0.89 である。いずれも分解能の優れた BPM が存在し、ほぼ 100 % の干渉縞コントラストが達成され、IP での β 関数に比べて小さいサイズまでレーザー光を絞れば^{*54}測定可能である。課題は主に IP でのレーザー光強度とその安定度であると考えられる。
4. ILC は IP で 1 トレインあたり 1312 バンチが入るマルチバンチビームで、トレインの繰返し周波数は 5 Hz [2] なので ATF2 より短時間で測定が可能になる。ピエゾステージはサブミリ秒で動作可能であり、トレインの繰返し周波数には十分対応できる。

項目 3 について、新竹モニタの性能から測定できる modulation depth の上限 M_{max} が先に制限されていた場合、目的のビームサイズ σ_y に対して式 (2.14) を変形してレーザー波長への要請が導かれる。

$$\lambda < 2\sqrt{2}\pi\sigma_y(-\ln M_{max})^{-\frac{1}{2}} \quad (9.3)$$

^{*53} 励起状態の原子、多原子と基底状態の原子、多原子が結合した状態であるエキシマを利用したレーザー [31]。

^{*54} 干渉縞内での電子ビームサイズ変化を抑えるため。

以上が ILC に向けた考察であるが、ATF2 で 37 nm のビームサイズ測定が達成されれば、干渉縞内での電子ビームサイズの変化やレーザー球面波など、ビームサイズが小さいときに特有の現象について調べることができる。これらの研究から ILC での新竹モニタ導入に向けての新たな知見が得られるものと期待される。

10 謝辞

本研究は多くの方の協力のもとに成り立っています。

駒宮幸男教授には指導教官として本研究を導いていただきました。態度の大きい学生を辛抱強く指導して下さったことに感謝します。神谷好郎助教には研究の基礎の基礎からご指導していただきました。また新竹モニタグループのまとめ役として、特に長期的な視点に基づいた提案によって、研究の方向性に対する示唆を多数いただきました。

ATF/ATF2の方々にも多大な協力をいただきました。KEKの田内利明先生には、新竹モニタに関する多くの助言と協力をいただきました。ATFの照沼信浩先生には、ハードウェアに関するあらゆる助言と支援をいただきました。ATFの久保先生、黒田先生、奥木先生には、ビームタイムを通じて、試験に必要なビームオプティクスを実現する為に尽力していただきました。特に奥木先生には新竹モニタの運転や解析についての助言をいただきました。ATFスポークスパーソンの浦川順治先生には、新竹モニターのインストールなどについて貴重な助言をいただきました。ATFの荒木先生には、現場での作業をはじめ多くの助言と協力をいただきました。KEK研究員の本田さんには、多くの有益な助言をいただきました。ここには書ききれませんが、ATFの方々には研究のことから生活面にいたるまで、多大なる協力とご配慮をいただきました。

駒宮研究室の先輩および新竹モニタグループの先輩である大録誠広さんには最もお世話になりました。ATFでの研究が実りあるものとなったのは、大録さんが自由に研究させて下さったからです。ジャクリン・ヤンさんには本論文に対する最も多くのコメントをいただきました。本論文がジャクリンさんの研究の一助となることを期待しています。山中隆志さんからは研究に対する様々な考え方を教わりました。本研究は山中さんの素晴らしい研究成果の上に成り立っています。ATF2における新竹モニタ開発の先輩である末原大幹さん、依田博太郎さんからは、あらゆる研究成果を参考にさせていただきました。

同じく駒宮研究室の久松康子さん(現パリバ証券)、大川英希さん(現カリフォルニア大学)、川崎真介さん(現KEK)、園田真也さん、市川豪さん、飯山悠太郎君、南雄人君には研究室でのミーティングにおける助言をはじめ、大変お世話になりました。飯山君には留学中にもかかわらず本論文へのコメントをいただき助けられました。

最後に何不自由なく研究を続けられる環境を与えてくれた家族にお礼を言いたいと思います。

参考文献

- [1] J. Brau et al., International Linear Collider Reference Report, ILC-REPORT-2007-001 (2007).
- [2] SB2009 Proposal Document, Rel. 1.1, 2009.
- [3] LEP WG for Higgs boson searches, “Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP”, Phys. Lett. B565, 61 (2003).
- [4] ALEPH Collaboration et al., “Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model”, arXiv:0911.2604 [hep-ex].
- [5] Ben Kilminster, “Higgs searches at the Tevatron”, 35th ICHEP, July, 26, 2010.
- [6] 兼村晋哉 『素粒子物理: LHC と ILC の役割 (1)』 加速器・物理合同 ILC 夏の合宿, 2010.
- [7] B. I. Grishanov et al., ATF2 Collaboration, ATF2 Proposal, KEK Report 2005-2
- [8] K. Kubo et al., Phys. Rev. Lett. 88, 194801 (2002).
- [9] P. Raimondi and A. Seryi, Phys. Rev. Lett., 86 3779 (2001).
- [10] 奥木敏行 『最終収束系の設計』 OHO ' 06 13 (2006).
- [11] K. Ito et al., “Study of Beam Profile Measurement at Interaction Point in International Linear Collider”, arXiv:0901.4151
- [12] T. Shintake, “Proposal of a nanometer beam size monitor for $e^+ e^-$ linear colliders”, Nucl. Instr. Meth. A311, 453 (1992).
- [13] V. Balakin et al., “Focusing of Submicron Beams for TeV-Scale $e^+ e^-$ Linear Colliders”, Phys. Rev. Lett. 74, 2479 (1995).
- [14] T. Shintake et al., “Experiments of nanometer spot size monitor at FFTB using laser interferometry”, Proc. Particle Accelerator Conference 1995, Dallas, USA, Vol.4, pp.2444
- [15] T. Shintake, “Measurement of Small Electron-Beam Spots”, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1999. 49:125-62
- [16] S.Weinberg 『ワインバーグ場の量子論』 (2 巻) (青山秀明・有末宏明訳) 吉岡書店, 1997.
- [17] P. M. Platzman and N. Tzoar, “Magnetic scattering of x-rays from electrons in molecules and solids”, Phys. Rev. B 2, 3556 (1970).
- [18] F. W. Lipps and H. A. Tolhoek, “Polarization Phenomena of Electrons and Photons. I”, Physica 20, 85 (1954).
- [19] T. Suehara, Doctor thesis at Graduate School of Science, The University of Tokyo (2008).
- [20] T. Suehara et al., “A nanometer beam size monitor for ATF2”, Nucl. Instr. Meth. A616, 1 (2010).
- [21] 山中隆志, 東京大学理学系研究科物理学専攻修士論文, 2009.
- [22] Spectra-Physics Lasers, Quanta-Ray PRO-Series, User’s Manual
- [23] エミール・ウォルフ 『光のコヒーレンスと偏光理論』 (白井智宏訳) 京都大学学術出版会,

- 2009.
- [24] 浜松ホトニクス株式会社 web サイト, 技術資料, PSD 「特性と使い方」,
http://jp.hamamatsu.com/resources/products/ssd/pdf/tech/psd_technical_information.pdf
 - [25] 浜松ホトニクス株式会社 web サイト, 技術資料, Si フォトダイオード 「特性と使い方」,
http://jp.hamamatsu.com/resources/products/ssd/pdf/tech/si_pd_technical_information.pdf
 - [26] 大録誠広, 東京大学理学系研究科物理学専攻修士論文, 2009.
 - [27] 依田博太郎, 東京大学理学系研究科物理学専攻修士論文, 2008.
 - [28] T. Nakamura, Master thesis at Graduate School of Science, The University of Tokyo (2008).
 - [29] PDG web サイト, Particle detectors for accelerators,
<http://ccwww.kek.jp/pdg/2010/reviews/rpp2010-rev-particle-detectors-accel.pdf>
 - [30] 松岡正浩 『量子光学』 第7版, 裳華房, 2008.
 - [31] 霜田光一 『レーザー物理入門』 岩波書店, 1983.
 - [32] Physik Instrumente GmbH & Co. KG. web サイト, P-752 カタログデータシート,
http://www.physikinstrumente.com/en/pdf/P752_Datasheet.pdf
 - [33] Physik Instrumente GmbH & Co. KG. web サイト, チュートリアル,
http://www.pic ceramic.com/piezo_tutorial9.php
 - [34] E. Sakai. IEEE Transactions on Nuclear Science, 34:418-422, 1987.
 - [35] 浜松ホトニクス株式会社, R7400U シリーズデータシート
 - [36] EPICS website, <http://www.aps.anl.gov/epics/index.php>
 - [37] T. Tauchi. “Overview of ATF and ATF2”, 4 th FJPPL, 14, June, 2010.
 - [38] F. Halzen and A. D. Martin, 『クォークとレプトン』 (小林てつ郎・広瀬立成訳) 培風館, 1986.
 - [39] ATF (リニアコライダー試験加速器施設) 2008 年夏期実習の手引き
 - [40] Beam Size Measurements by $\phi 7 \mu\text{m}$ Carbon Wire Scanner. ATF Internal Report, ATF-02-04 2002/11/29

付録 A スピン・磁場相互作用

2 節で述べた、「干渉縞の強度」＝「電子静止系での電場強度」を説明する。2 節と同様に Heaviside-Lorentz 自然単位系を採用する。

電子静止系ではスピン・磁場相互作用が電場・電荷相互作用より $\frac{\omega}{m}$ の二次のオーダーで小さいことを証明し、スピンの効果を見捨てることを示す。ここで ω は Compton 散乱における電子静止系での入射光子のエネルギー。すなわち実験室系でのレーザー 1 光子のエネルギーを Lorentz factor γ_{beam} 倍したものである。また m は電子の質量。ATF2 における新竹モニタでは

$$\frac{\omega}{m} = \frac{2.36 \text{ eV} \times 2540}{511 \text{ keV}} \sim 0.01 \quad (\text{付録 A.1})$$

である。したがってスピン依存項が電荷・電場相互作用項より $\frac{\omega}{m}$ の二次のオーダーで小さければ、スピン依存項による干渉縞コントラストの補正は、7 節で議論された、他のコントラストを変化させる効果より十分小さく無視できる^{*55}。

A.1 invariant matrix の展開

この小節の目的は、Compton 散乱におけるスピン依存項を評価することである。以下 Dirac-Pauli 表現で考える。Dirac 方程式の解は次のように書ける [38]。

$$u^s(p) = N \left(\begin{array}{c} \chi^s \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E+m} \chi^s \end{array} \right) \quad (\text{付録 A.2})$$

ここで N は規格化定数。 χ^s は Dirac spinor。Dirac-Pauli 表現において、Dirac gamma は次のように表される。

$$\begin{aligned} \gamma^0 &= \left(\begin{array}{cc} I_{2 \times 2} & 0 \\ 0 & -I_{2 \times 2} \end{array} \right) \\ \gamma^i &= \left(\begin{array}{cc} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{array} \right) \end{aligned} \quad (\text{付録 A.3})$$

σ^i はパウリ行列。

$$\begin{aligned} \sigma^1 &= \left(\begin{array}{cc} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{array} \right) \\ \sigma^2 &= \left(\begin{array}{cc} 0 & -i \\ i & 0 \end{array} \right) \\ \sigma^3 &= \left(\begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{array} \right) \end{aligned} \quad (\text{付録 A.4})$$

^{*55} 電子静止系での磁場の強度は、同じく電子静止系での電場の強度とせいぜい同程度の大きさを持つ。

入射光子の momentum を k 、散乱光子の momentum を k' 、電子の初期状態を p 、電子の散乱後を p' とおくと、Compton 散乱の invariant matrix は次のように書ける。

$$\mathcal{M} = e^2 \bar{u}^{s'}(p') \left[\frac{\not{\epsilon}'^* (\not{p} + \not{k} + m) \not{\epsilon}}{2p \cdot k} - \frac{\not{\epsilon} (\not{p} - \not{k}' + m) \not{\epsilon}'^*}{2p \cdot k'} \right] u^s(p) \quad (\text{付録 A.5})$$

以下電子静止系で考える。電子静止系では先ほどのゲージは自然に成り立っていることに注意。ゲージはクーロンゲージ + Lorentz ゲージを採用する。このとき $\epsilon \cdot p = \epsilon'^* \cdot p = 0$ が成り立つので、上式を簡単に書き替えられる。

$$\mathcal{M} = e^2 \bar{u}^{s'}(p') \left[\frac{\not{\epsilon}'^* \not{k} \not{\epsilon}}{2p \cdot k} + \frac{\not{\epsilon} \not{k}' \not{\epsilon}'^*}{2p \cdot k'} \right] u^s(p) \quad (\text{付録 A.6})$$

式 (付録 A.2), (付録 A.3) を代入して具体的に計算していく。

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & \frac{e^2}{2m} N \bar{u}^{(s')}(p') \left[2(\epsilon \cdot \epsilon'^*) \begin{pmatrix} \chi^s \\ 0 \end{pmatrix} - i(\hat{k} - \hat{k}') \cdot (\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}'^*) \begin{pmatrix} 0 \\ \chi^s \end{pmatrix} \right. \\ & \left. + \vec{\sigma} \cdot \left((\hat{k} + \hat{k}') (\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}'^*) - \vec{\epsilon} \vec{\epsilon}'^* \cdot (\hat{k} + \hat{k}') - \vec{\epsilon}'^* \vec{\epsilon} \cdot (\hat{k} + \hat{k}') \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \chi^s \end{pmatrix} \right] u^s(p) \end{aligned} \quad (\text{付録 A.7})$$

ここで $\hat{k} = \frac{\vec{k}}{\omega}$, $\hat{k}' = \frac{\vec{k}'}{\omega'}$ で、 $\omega = k^0$, $\omega' = k'^0$ 。上式を書きかえるのに次の三つの関係式を使う。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \chi^s \\ \alpha \chi^s \end{pmatrix}^\dagger \gamma^0 \begin{pmatrix} 0 \\ \chi^s \end{pmatrix} &= -\alpha^* \chi^{s\dagger} \chi^s \\ &= -\alpha^* \begin{pmatrix} \chi^s \\ \alpha \chi^s \end{pmatrix}^\dagger \gamma^0 \begin{pmatrix} \chi^s \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{付録 A.8})$$

$$(\vec{\sigma} \cdot \vec{a})(\vec{\sigma} \cdot \vec{b}) = \vec{a} \cdot \vec{b} + i\vec{\sigma} \cdot (\vec{a} \times \vec{b}) \quad (\text{付録 A.9})$$

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{\sigma} \quad (\text{付録 A.10})$$

ただし α は任意の数で、 \vec{a}, \vec{b} は任意のベクトル。また \vec{S} はスピン演算子。これらを用いると invariant matrix は次のように書ける。

$$\mathcal{M} = \frac{e^2}{2m} \bar{u}^{s'}(p') \left[A + i\vec{S} \cdot \vec{B} \right] u^s(p) \quad (\text{付録 A.11})$$

$$A \equiv 2(\epsilon \cdot \epsilon'^*) - \frac{\omega - \omega'}{2m + \omega - \omega'} \left(1 + \hat{k} \cdot \hat{k}' - (\vec{\epsilon}'^* \cdot \hat{k}) (\vec{\epsilon} \cdot \hat{k}') \right) \quad (\text{付録 A.12})$$

$$\begin{aligned} \vec{B} \equiv & \frac{2}{2m + \omega - \omega'} \left\{ (\omega \hat{k} - \omega' \hat{k}') (\hat{k} - \hat{k}') \cdot (\vec{\epsilon} \times \vec{\epsilon}'^*) \right. \\ & \left. - (\omega \hat{k} - \omega' \hat{k}') \times \left[(\hat{k} + \hat{k}') (\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}'^*) - \vec{\epsilon} \vec{\epsilon}'^* \cdot (\hat{k} + \hat{k}') - \vec{\epsilon}'^* \vec{\epsilon} \cdot (\hat{k} + \hat{k}') \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{付録 A.13})$$

散乱角 θ と散乱光子のエネルギー ω' の関係式

$$\omega' = \frac{m\omega}{m + \omega(1 - \cos\theta)} \quad (\text{付録 A.14})$$

を用いて A, \vec{B} について $\frac{\omega}{m}$ の 1 次まで計算すると、次のようになる。

$$A = 2(\epsilon \cdot \epsilon'^*) + \mathcal{O}\left(\left(\frac{\omega}{m}\right)^2\right) \quad (\text{付録 A.15})$$

$$\begin{aligned} \vec{B} = & \frac{\omega}{m} \left[(\hat{k} - \hat{k}') (\hat{k} - \hat{k}') \cdot (\vec{\epsilon} \times \vec{\epsilon}'^*) - (\hat{k} - \hat{k}') \times (\vec{\epsilon}'^* \times (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) + \vec{\epsilon} \times (\hat{k} \times \vec{\epsilon}'^*)) \right] \\ & + \mathcal{O}\left(\left(\frac{\omega}{m}\right)^2\right) \end{aligned} \quad (\text{付録 A.16})$$

A.2 Thomson 散乱とスピンの依存する散乱

A, \vec{B} の物理的な意味を考察してみる。まず A による invariant matrix 成分

$$\mathcal{M}_A = \frac{e^2}{2m} \bar{u}^{s'}(p') A u^s(p) \quad (\text{付録 A.17})$$

は、 $\frac{\omega}{m}$ の 1 次で Thomson 散乱を与える [17]。 A は $u^s(p)$ の状態を変えないので、スピンも光子のエネルギーも変化しない。これは Thomson 散乱の特徴と一致する。 Thomson 散乱は、古典的には電荷と電場の相互作用による輻射として導出される。したがって Thomson 散乱の断面積に対応するルミノシティは、電場の強度に比例する。

続いて \vec{B} による invariant matrix 成分

$$\mathcal{M}_B = \frac{e^2}{2m} \bar{u}^{s'}(p') i\vec{S} \cdot \vec{B} u^s(p) \quad (\text{付録 A.18})$$

は、スピン演算子が現れていることからわかるとおり、スピンとカップルする相互作用を記述する。非相対論的な反応においてはスピンは磁場とのみカップルする。したがってこの項が無視できない大きさであると、干渉縞強度に磁場の強度が寄与する。

式 (付録 A.15), (付録 A.16) から確認されるように、 \mathcal{M}_B は \mathcal{M}_A に比べて $\frac{\omega}{m}$ 程度小さい。すなわち $|\mathcal{M}_B|^2$ は $|\mathcal{M}_A|^2$ より $\left(\frac{\omega}{m}\right)^2 \sim \frac{1}{10000}$ 程度小さいので、全断面積への寄与は無視できる。問題となるのは \mathcal{M}_A と \mathcal{M}_B の干渉項である。

\mathcal{M}_A と \mathcal{M}_B の干渉項を考える上で重要なのは、光子の偏極ベクトル $\vec{\epsilon}, \vec{\epsilon}'$ である。もし光子が線偏光をしていれば、

$$\begin{aligned} \vec{\epsilon}, \vec{\epsilon}' &= \text{real} \\ \Rightarrow \vec{B} &= \text{real} \\ \Rightarrow \mathcal{M}_B &= \text{pure imaginary} \end{aligned} \quad (\text{付録 A.19})$$

このとき \mathcal{M}_A は実であるから、 \mathcal{M}_A と \mathcal{M}_B の干渉項は消える。

A.3 ATF2 での新竹モニタにおけるスピン依存項

今までの議論を ATF2 における新竹モニタのセットアップに照らし合わせて考えてみる。まず入射光子については、干渉縞の形成に用いているレーザーが線偏光をしていることから、その偏極

ベクトルは実である。一方散乱光子については特に偏光状態は限定されず、虚部を持つ可能性がある。ここでは散乱光子の偏極ベクトル $\vec{\epsilon}'$ の基底に円偏光を採用して考えてみる。円偏光の偏極ベクトルは、例えば z 方向に進む光子の場合に次のように表される。

$$\begin{aligned}\vec{\epsilon}^R &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} \\ \vec{\epsilon}^L &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}\end{aligned}\tag{付録 A.20}$$

これらの基底で表される A, \vec{B} による invariant matrix 成分を次のように表す。

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{AR} &\equiv \frac{e^2}{2m} \bar{u}^{s'}(p') A(\vec{\epsilon}^R) u^s(p) \\ \mathcal{M}_{AL} &\equiv \frac{e^2}{2m} \bar{u}^{s'}(p') A(\vec{\epsilon}^L) u^s(p) \\ \mathcal{M}_{BR} &\equiv \frac{e^2}{2m} \bar{u}^{s'}(p') i\vec{S} \cdot \vec{B}(\vec{\epsilon}^R) u^s(p) \\ \mathcal{M}_{BL} &\equiv \frac{e^2}{2m} \bar{u}^{s'}(p') i\vec{S} \cdot \vec{B}(\vec{\epsilon}^L) u^s(p)\end{aligned}\tag{付録 A.21}$$

$\mathcal{M}_{AR}, \mathcal{M}_{AL}$ には式 (付録 A.15) より、 $\frac{\omega}{m}$ の 1 次まででは次の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned}\Re(\mathcal{M}_{AR}) &= \Re(\mathcal{M}_{AL}) \\ \Im(\mathcal{M}_{AR}) &= -\Im(\mathcal{M}_{AL})\end{aligned}\tag{付録 A.22}$$

同様に $\mathcal{M}_{BR}, \mathcal{M}_{BL}$ には式 (付録 A.16) より、 $\frac{\omega}{m}$ の 1 次まででは次の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned}\Re(\mathcal{M}_{BR}) &= -\Re(\mathcal{M}_{BL}) \\ \Im(\mathcal{M}_{BR}) &= \Im(\mathcal{M}_{BL})\end{aligned}\tag{付録 A.23}$$

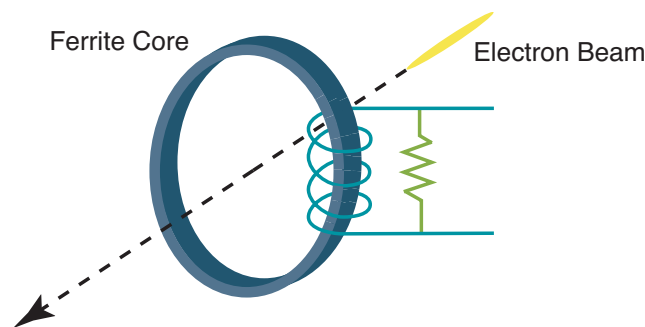
新竹モニタで用いるガンマ線検出器は散乱光子の偏光について測定を行わないので、散乱光子の偏光についてインコヒーレントな和をとる。式 (付録 A.22), (付録 A.23) を用いて $\frac{\omega}{m}$ の 1 次まで計算する。

$$\begin{aligned}|\overline{\mathcal{M}}|^2 &= |\mathcal{M}_{AR}|^2 + |\mathcal{M}_{AL}|^2 \\ &\quad + 2\Re(\mathcal{M}_{AR})\Re(\mathcal{M}_{BR} + \mathcal{M}_{BL}) + 2\Im(\mathcal{M}_{AR} + \mathcal{M}_{AL})\Im(\mathcal{M}_{BR}) \\ &= |\mathcal{M}_{AR}|^2 + |\mathcal{M}_{AL}|^2\end{aligned}\tag{付録 A.24}$$

したがって結局 $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ において、 \mathcal{M}_A と \mathcal{M}_B の干渉項はゼロになる。

以上より新竹モニタにおいてスピン依存項は $\frac{\omega}{m}$ の 1 次までは現れず、このオーダーで反応は全て電荷・電場相互作用とみなしてよい。すなわち電子が感じる干渉縞強度は、電子静止系での電場の強度に比例する^{*56}。

^{*56} 電子ビームのエネルギーが上がれば、スピン相互作用は無視できなくなってくる。しかしその場合も電子静止系での電場の強度と干渉縞強度は比例する。なぜなら電子静止系での電場の強度と磁場の強度は γ_{beam}^{-2} のオーダーでしか異なるから、ビームのエネルギーが高ければいずれにしる電子静止系での電場強度だけを考えればよい。



図付録 B.1 ICT モニタの概念図 (ATF 夏の実習 2008 テキスト [39] より作成)

付録 B ICT カレントモニタの分解能

B.1 ICT カレントモニタ

ICT とは、Integrated Current Transformer の略で、ビームにより誘起された磁場が変動することで、電磁誘導として生じた信号を読み出している。構成は図付録 B.1 に示したように、トロイド型のフェライトコアに導線を巻きつけた、ごくシンプルなものである。まずコアの中心を電子ビームが貫通し、コアの内部に磁場を誘起する。この磁場の変動をコアに巻きつけた導線が感じ取り、電圧信号を生じる。ビームカレントを ~ 70 ns に積分した信号が得られるため、パルス信号の面積を求めることでビームのカレントが求まる。測定精度は 1 % 程度とされている [39] が、精度は周囲のノイズの環境に大きく左右される。

B.2 ICT カレントモニタの測定精度評価

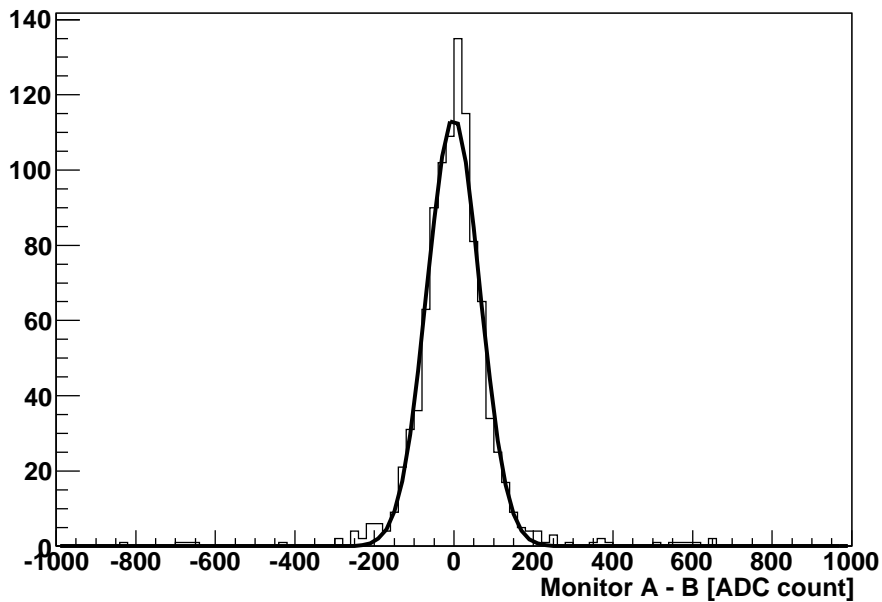
ATF2 のビームライン上に設置された 2 つの ICT モニタを用いて、モニタの測定精度を評価した。二つのモニタは物理的に離れているが、この間の電子ビームのロス は測定精度と比較して十分小さい。分解能を求めるに当たり、次の二つの仮定を立てた。

1. 二つの ICT モニタの測定精度は同程度である
2. 誤差の分布は Gaussian にしたがう
3. 測定誤差は定数である

仮定 1 については、二つのモニタが同じ構成であることから妥当とみなす。仮定 2, 3 については後で妥当性を確認する。

まず、仮定より二つのモニタ (モニタ A, B) の測定誤差を $\sigma = const.$ とおく。そして平均 μ 、偏差 σ の Gaussian で生成される乱数を $Gaus(\mu, \sigma)$ と表す。カレント測定を N 回繰り返したと

ICT 2010/03/12



図付録 B.2 ICT モニタでの測定

すると、 i 番目の測定値はそれぞれのモニタで次のように表される。

$$\begin{aligned} M_i^A &= S_i + \text{Gaus}(0, \sigma) \\ M_i^B &= S_i + \text{Gaus}(0, \sigma) \end{aligned} \quad (\text{付録 B.1})$$

ここで M^A はモニタ A の測定値を、 S は真のカレントを表す。なお上下の式の乱数は無相関。したがって二つのモニタの測定値を差し引くことで、カレントの絶対値と独立な、測定誤差だけに依存する量を取り出せる。

$$M_i^A - M_i^B = \text{Gaus}(0, \sqrt{2}\sigma) \quad (\text{付録 B.2})$$

したがって二つのモニタの測定値を差し引き、得られた分布の偏差を $\sqrt{2}$ で割れば測定誤差 σ が評価できる。

2010 年 3 月のビーム試験のデータを用いて、上式の $M_i^A - M_i^B$ をプロットしたヒストグラムを図付録 B.2 に示す。このプロットから仮定 2 の妥当性が示された。結果は ADC カウントで

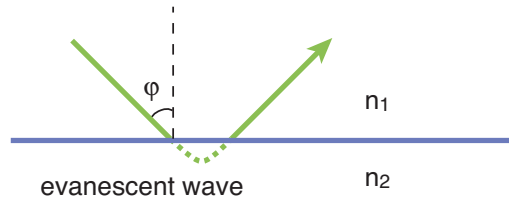
$$\sigma = 47 \pm 1 \quad (\text{付録 B.3})$$

であった。ICT モニタの出力は通常運転のカレントに対して 1000-2000 カウントであるため、ICT モニタの測定精度としては、

$$\frac{\sigma}{S} = 2 - 5\% \quad (\text{付録 B.4})$$

と評価される。

最後に仮定 3 の確認を行う。シグナル S の大きさにしたがってデータを三つの領域に分ける。もし測定誤差 σ がシグナル S に依存するなら、上記の手法から評価された測定誤差の値が、それ



図付録 C.1 Goos-Hänchen shift 概念図

それぞれの領域で異なる値をもつはずである。測定誤差を S の小さい順に $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ とおくと、それぞれの値は ADC カウントで次のようになる。

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= 48 \pm 4 \\ \sigma_2 &= 46 \pm 2 \\ \sigma_3 &= 41 \pm 3\end{aligned}\tag{付録 B.5}$$

シグナル S 依存性として考えられるのは、 $\sigma \propto \sqrt{S}$ もしくは $\sigma \propto S$ であるが、この結果はどちらのシグナル依存性ももたないことを表している。したがって測定誤差 σ は定数と考えてよい。誤差が定数とみなせることは、シグナルを伝達または増幅するときにノイズを拾っていることを示唆する。加速器には大電圧を使用する機器が多く集まっているので、これらからノイズの影響を受けることは避けがたい。

付録 C Goos-Hänchen shift

電磁波の全反射において s 偏光と p 偏光の位相差が生じる ”Goos-Hänchen shift” について考察する。

Goos-Hänchen shift は定性的には反射面でエバネッセント光が生じ、これが反射面より少ししみだしてから反射するので、反射する点がシフトして位相も変化すると説明できる [31]。この様子を図付録 C.1 に示す。

電磁波が屈折率 n_1 の媒質から角度 φ で屈折率 n_2 の媒質に入射し、全反射される系を考える。まず全反射であるので、

$$\sin \varphi > \frac{1}{n_{12}} \equiv \frac{n_2}{n_1}\tag{付録 C.1}$$

が成り立つ。ところで屈折角 φ_r を考えると、全反射であっても φ_r を純虚数と考えればスネルの法則

$$\sin \varphi_r = n_{12} \sin \varphi\tag{付録 C.2}$$

が形式的に成り立つ。したがって

$$\cos \varphi_r = \pm i \sqrt{n_{12}^2 \sin^2 \varphi - 1}\tag{付録 C.3}$$

となる。このときエバネッセント光が屈折率 n_2 の媒質を進むにつれて減衰するという物理的要請から、負の解のみ許される。

ここでフレネルの式から振幅反射率が s 偏光と p 偏光について次のように与えられる [31]。

$$\begin{aligned} r_s &= -\frac{\sin(\varphi - \varphi_r)}{\sin(\varphi + \varphi_r)} \\ r_p &= \frac{\tan(\varphi - \varphi_r)}{\tan(\varphi + \varphi_r)} \end{aligned} \quad (\text{付録 C.4})$$

これらの絶対値は全反射率であるから 1 になるが、虚数成分が存在するのでこれが位相の変化を表す。この変化量を s, p 偏光について

$$\begin{aligned} r_s &= \exp(i\delta_s) \\ r_p &= \exp(i\delta_p) \end{aligned} \quad (\text{付録 C.5})$$

とにおいて、式 (付録 C.2), (付録 C.4) から計算する。

$$\begin{aligned} \tan \frac{\delta_s}{2} &= \frac{\sqrt{n_{12}^2 \sin^2 \varphi - 1}}{n_{12} \cos \varphi} \\ \tan \frac{\delta_p}{2} &= \frac{n_{12} \sqrt{n_{12}^2 \sin^2 \varphi - 1}}{\cos \varphi} \end{aligned} \quad (\text{付録 C.6})$$

したがって s 偏光と p 偏光の位相差が得られる。

$$\delta_p - \delta_s = 2 \arctan \left(\frac{\cos \varphi \sqrt{n_{12}^2 \sin^2 \varphi - 1}}{n_{12} \sin^2 \varphi} \right) \quad (\text{付録 C.7})$$

付録 D レーザー偏光測定

電場を s, p 偏光成分に分ける。このとき s と p 偏光で位相差 φ の楕円偏光を考える。

$$\vec{E} = \vec{e}_s E_s \cos\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x} - \frac{\varphi}{2}\right) + \vec{e}_p E_p \cos\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x} + \frac{\varphi}{2}\right) \quad (\text{付録 D.1})$$

この楕円偏光について、楕円の長軸と短軸の比が楕円率 $\tan \chi$ として定義される。ある時間における電場の大きさ (\neq 強度) は次のように書ける。

$$\begin{aligned} |\vec{E}| &= \left[E_s^2 \cos^2\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x} - \frac{\varphi}{2}\right) + E_p^2 \cos^2\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x} + \frac{\varphi}{2}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \sqrt{\frac{E_s^2 + E_p^2}{2}} \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{2E_s E_p}{E_s^2 + E_p^2} \sin \varphi \right)^2} \cos\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x} + \text{const.}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{付録 D.2})$$

$|\vec{E}|$ の最大値が楕円の長軸、最小値が短軸に相当する。

$$\tan \chi \equiv \frac{|\vec{E}|_{\min}}{|\vec{E}|_{\max}} = \left[\frac{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{2E_s E_p}{E_s^2 + E_p^2} \sin \varphi \right)^2}}{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{2E_s E_p}{E_s^2 + E_p^2} \sin \varphi \right)^2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{付録 D.3})$$

ここから有用な関係式が得られる。

$$\frac{2E_s E_p}{E_s^2 + E_p^2} \sin \varphi = \sin 2\chi \quad (\text{付録 D.4})$$

実際に偏光の情報を得るには、偏光板を通して光量を測定すればいい。偏光板が s 偏光の向きに対して ξ の角度を通すようセットアップされているとき、

$$\vec{n} = (\cos \xi, \sin \xi) \quad (\text{付録 D.5})$$

で定義される単位ベクトル \vec{n} を用いて、透過光の光量時間平均 $\overline{|\vec{n} \cdot \vec{E}|^2}$ は次式を満たす。

$$2\overline{|\vec{n} \cdot \vec{E}|^2} = \frac{E_s^2 + E_p^2}{2} + \frac{E_s^2 - E_p^2}{2} \cos 2\xi + E_s E_p \cos \varphi \sin 2\xi \quad (\text{付録 D.6})$$

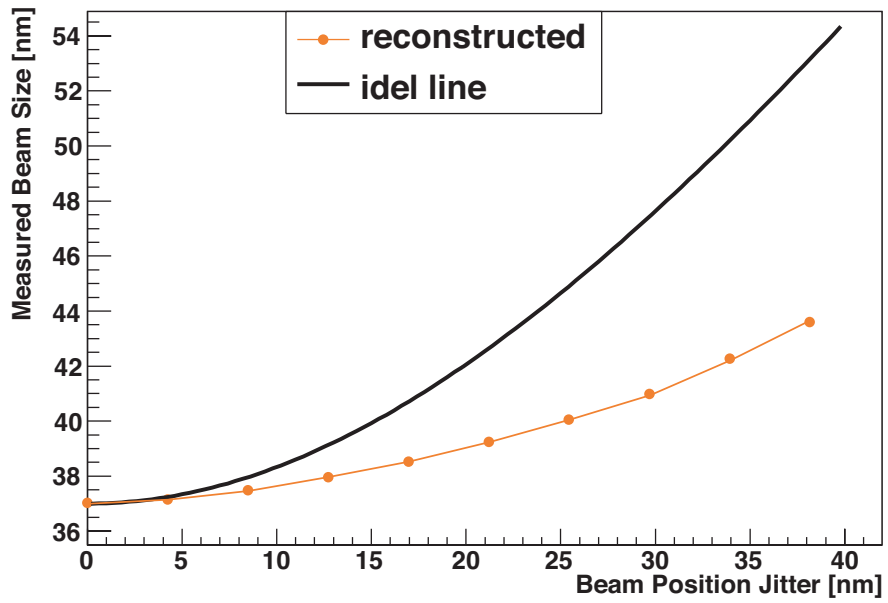
すなわち偏光板の角度と光量のプロットを \cos カーブで fit すれば、偏光に関する情報が得られる。

付録 E 相対位置ジッターによる非対称なシグナル分布

通常シグナルの分布は Gaussian を仮定している。したがってシグナル平均の誤差は各位相での測定バンチ数を n_{av} とおいたとき、測定結果の RMS を $\sqrt{n_{av} - 1}$ で割った値としている。実際レーザーワイヤスキャンのデータから、電子ビームがレーザー光強度ピークと衝突している状態では、シグナルのジッターは Gaussian にしたがうことが確認された。しかし干渉縞スキャンにおいては電子ビームと干渉縞の位置ジッターが新たなシグナルジッター源として効いてくる。8.2 節で考察したようにこの相対位置ジッター由来のシグナルジッターは非対称な分布をしているので、上で述べた解析方法は適切でない。

7.6 節で考察したように、相対位置ジッターは modulation depth の減少を引き起こす。しかし非対称な分布を考慮せずに誤差評価を行った場合、この modulation depth 減少がキャンセルされる。これは非対称なジッター分布を対称でみなすことで、変調を大きくする方向に誤差棒が長く伸びるので、 χ^2 fitting 法の結果変調の減少がキャンセルされるからである。これを図付録 E.1 に示す。ideal line は式 (7.44) にしたがう曲線。reconstructed は非対称な分布を考慮しなかった場合に測定されるビームサイズがしたがう曲線。

実際に各位相でジッターの分布を取得して誤差を評価すれば、図付録 E.1 の理論線に乗ることがシミュレートされている。しかしシグナルジッターを Gaussian とみなすことはバイアスをキャンセルする効果しかないので、通常のビームチューニングでは分布の取得は行わない。これは分布の取得には各位相でシグナルを何バンチ分も測定する必要があり、ビームサイズ測定にかかる時間が増大してしまうからである。したがって信頼のおける誤差評価が必要な場合に分布の取得を行う。



図付録 E.1 相対位置ジッターによるバイアスのキャンセル