

修士論文

T2K 実験のための J-PARC MR における 16 電極モニターの開発と非破壊エミッタンス測定

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室

田島 正規

2020年1月29日

概要

長基線ニュートリノ振動実験 T2K では茨城県東海村にある大強度加速器 J-PARC から発射されたミューオンニュートリノビームを、生成点直後の前置検出器と 295km 先のスーパーカミオカンデで観測することによって、ニュートリノ振動パラメータの精密測定を行っている。特にニュートリノと反ニュートリノにおける振動確率の違いを測定することで、ニュートリノにおける CP 対称性の破れを 3σ で発見することを目指している。このためには統計量の増大、すなわちビームの大強度化が必須である。

J-PARC MR では電源アップグレードと RF 空洞の増設によって、繰り返し周期を現在の 2.48 s から 1.3 s 以下に短縮し、ビーム内粒子数を約 30% 増大させることによって、T2K 実験に用いているビーム強度を現在の 505 kW から 1.3 MW へ増強することを計画している。このためには、ビームの大強度化に伴って増加する加速器内のビームロスを低減することが重要課題になる。その手段の一つとして、MR と上流の輸送ライン (3-50 BT) における Twiss パラメータのミスマッチによって生じるビームサイズの振動を抑制することが挙げられる。現在、MR の既存のビームサイズモニターは大強度ビームの測定に課題を抱えており、上記の振動を抑制するための測定が困難な状況となっている。

そこで大強度下でビームサイズの振動を測定する新たな検出器として、2016 年夏に 16 電極モニターが MR にインストールされた。16 電極モニターは鉛直方向と水平方向のビームサイズの差である四重極モーメントを測定することができ、ベータ関数の異なる 2 地点で測定を行うことで、ビームに影響を及ぼすことなく (非破壊)、鉛直方向及び垂直方向のエミッタンス測定が可能である。本研究では、2 台目の 16 電極モニターと T2K 実験のビーム強度に合わせた減衰器及びローパスフィルターをインストールすると共に、ワイヤーとビームを用いたキャリブレーション、エミッタンス測定を行った。さらに Twiss パラメータのミスマッチを意図的に増大させた状態で、ビームサイズの振動とミスマッチが大きい軸でのエミッタンス増加が確認された。これによって、16 電極モニターが大強度ビームにおける Twiss パラメータの調整に貢献し得ることを示した。これは空間電荷効果がビームに及ぼす影響など、ビームの大強度化に重要な情報を提供するものである。

目次

第1章	ニュートリノ	1
1.1	ニュートリノとは	1
1.2	ニュートリノ振動	1
1.2.1	2世代の場合	1
1.2.2	3世代の場合	2
1.2.3	振動パラメータ	3
1.3	ニュートリノに関する未解決問題	4
1.4	本論文の構成	5
第2章	T2K 実験	6
2.1	実験概要	6
2.1.1	目指す物理	6
2.2	セットアップ	7
2.2.1	概要	7
2.2.2	ニュートリノビームライン	8
2.2.3	前置検出器	11
2.2.4	後置検出器: スーパーカミオカンデ	12
2.3	これまでの結果	14
2.4	課題	14
2.4.1	統計量の増大	15
第3章	J-PARC	17
3.1	J-PARC の概要	17
3.1.1	LINAC	18
3.1.2	3 GeV RCS	18
3.1.3	MR	20
3.2	J-PARC MR の速い取り出しの現状	23
3.2.1	ビームロスの理解とモニターの重要性	24
3.2.2	ビームプロファイル測定	24

第 4 章	ビームモニタリング	26
4.1	ビーム横方向の運動について	26
4.1.1	Hill's 方程式	26
4.1.2	転送行列	27
4.1.3	運動量分散関数	27
4.1.4	エミッタンス	28
4.1.5	共鳴ライン	29
4.1.6	横方向の空間電荷効果	29
4.2	ビーム計測	30
4.2.1	非破壊ビームサイズ測定の意義	30
4.3	入射ミスマッチ	31
4.3.1	入射ミスマッチによる四重極振動	32
4.3.2	MR における入射調整	35
4.4	まとめ	35
第 5 章	16 電極ビームモニター	36
5.1	概要	36
5.2	16 電極ビームモニターの動作原理	37
5.2.1	信号検出原理: ストリップラインモニター	37
5.2.2	出力信号の周波数特性	38
5.2.3	ビーム横方向モーメントの算出	39
5.2.4	エミッタンス測定	41
5.3	特性に関する測定結果	42
5.3.1	電極のインピーダンス	42
5.3.2	周波数特性の測定	42
5.3.3	信号強度の見積もり	44
5.4	読み出し回路	45
5.4.1	FPGA ボード及びファームウェア	46
5.4.2	ADC ボード	48
5.4.3	ローパスフィルター	48
5.4.4	減衰器	49
5.4.5	その他の構成要素	49
5.5	セットアップ	51
5.5.1	MR トンネル内のセットアップ	51
5.5.2	D1 電源棟のセットアップ	53
5.6	先行研究と本研究の位置づけ	54

5.7	まとめ	54
第6章	16 電極モニターのキャリブレーション	56
6.1	キャリブレーション項目	56
6.2	Wire Calibration	57
6.2.1	原理	57
6.2.2	16 電極モニター#13 の Wire Calibration	58
6.2.3	結果	59
6.3	Beam Based Gain Calibration(BBGC)	62
6.3.1	手法	62
6.3.2	MR RUN 83 における BBGC	65
6.4	Beam Based Alignment (BBA)	68
6.4.1	原理	68
6.4.2	結果	68
6.5	まとめ	71
第7章	ビーム測定	72
7.1	測定の目的と内容	72
7.2	Twiss パラメーターの検証	72
7.2.1	概要	72
7.2.2	手法及び測定について	73
7.2.3	結果	74
7.3	エミッタンス測定	75
7.3.1	エミッタンス強度依存性及び 3-50 BT MRPM との比較	75
7.3.2	断熱減衰	76
7.4	入射エラー測定	78
7.4.1	概要	78
7.4.2	ビーム条件	78
7.4.3	結果	79
7.5	系統誤差要因について	83
7.5.1	キャリブレーション誤差	84
7.5.2	ベータ関数の誤差	85
7.5.3	反射波	85
7.5.4	ビーム内の RF 2 倍高調波の影響	87
7.6	まとめ	88

第 8 章	今後の展望	90
8.1	16 電極モニターの展望	90
8.1.1	運転に向けた取り組み	90
8.1.2	系統誤差の追求と低減	90
8.2	ニュートリノ利用運転における展望	91
第 9 章	結論	92
付 録 A	本文中の加速器に関する語句	93
A.1	加速器理論に関する語句	93
A.2	装置に関する語句	93
A.3	モニターや測定に関連する語句	94
A.4	本文中で説明した語句	95
付 録 B	2 台目 16 電極モニターのインストール	96
B.1	レーザートラッカーによる測量	96
B.2	ケーブル配線	97
付 録 C	読み出し回路における問題	100
C.1	ADC のビット反転	100
C.2	放射線の影響	101
	謝辞	103
	参考文献	104

第1章 ニュートリノ

1.1 ニュートリノとは

ニュートリノとは弱い相互作用と重力を通してのみ相互作用する中性レプトン粒子である。1930年にウォルフガング・パウリによって、ベータ崩壊のエネルギースペクトルの連続性を3体崩壊によって説明するために存在が予言され^[1]、1956年にフレデリック・ライネスとクライド・コーワンの原子炉実験であるRovno実験によって、反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ の存在が証明された^[2]。1962年にレーダーマン、シュワルツ、シュタインバーガーらによってミューオンニュートリノ ν_μ が発見され^[3]、さらに2000年にDONUT実験により、タウニュートリノ ν_τ が直接観測された^[4]。またLEPの実験によって、弱い相互作用をする軽いニュートリノは3世代であることが示された^[5]。

1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、ニュートリノが伝播する過程でフレーバーが変化する事象のことである。各フレーバーの観測確率が時間発展に伴い、周期的に変化することから”振動”と呼ばれる。1962年に牧二郎、中川昌美、坂田昌一らによって、ニュートリノの質量がゼロでないとき、フレーバーが変化するニュートリノ振動¹が起きることが予想された^[6]。その後、1998年にスーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ測定から、ニュートリノ振動現象が発見された。これにより、ニュートリノの質量がゼロでないことが証明された^[7]。その後、振動パラメーターを精密測定するために加速器ニュートリノ (T2K実験^[27] や K2K 実験^[9] など) や太陽ニュートリノ、原子炉ニュートリノの測定が行われている。

1.2.1 2世代の場合

簡単のためにニュートリノが2世代のときのニュートリノ振動を考える。フレーバー固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$, $|\nu_\beta\rangle$ とし、質量固有状態の混合状態を $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$ とする。このとき、

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

¹1959年に $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ の振動が提唱されている。

と表される。また、ニュートリノのエネルギー E_i と運動量 p_i を用いて質量固有状態の時間発展は以下のようにかけることを意味する。

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i x)} |\nu_i(0)\rangle \quad (i = 1, 2) \quad (1.2)$$

ここで距離 L を進む相対論的なニュートリノを考えると、 $E_i t - p_i x = E_i L - \sqrt{E_i^2 - m_i^2} L \sim E_i L - (E_i - m_i^2/2E_i)L = \frac{m_i^2 L}{2E_i}$ とかける ($c = 1$ とした)。このときの、 $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ となる確率は以下のように計算できる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \quad (1.3)$$

$$= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{(m_2^2 - m_1^2)L}{4E}\right) \quad (1.4)$$

$$= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \quad (1.5)$$

ここで $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$ とした。これは、 $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ と変化する確率が時間発展(ここでは移動距離)によって振動し、この最大確率は $\sin^2 2\theta$ とかける。同様に ν_α であり続ける確率は以下ようになる。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = |\langle \nu_\alpha(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \quad (1.6)$$

$$= 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \quad (1.7)$$

1.2.2 3世代の場合

次に理論を3世代ニュートリノに拡張する。3世代の場合はクォークにおける Kobayasi-Masukawa 行列 [6] と同様に、Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列 U を用いて混合状態を以下のように表現できる [11]。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.8)$$

ここで $\alpha = e, \mu, \tau$ である。PMNS 行列は以下のように表される。

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

$$(1.11)$$

ここで、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ で、 θ_{ij} は固有状態 $|\nu_i\rangle$ と $|\nu_j\rangle$ の混合角である。 δ_{CP} がゼロでないとき、PMNS 行列は虚部を含み CP 対称性が破れる (後述)。このため δ_{CP} は CP 位相と呼ばれる。

2世代の場合と同様の計算によって、振動確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は以下のように書ける。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \quad (1.12)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij} L}{4E}\right) \quad (1.13)$$

$$+ 2 \sum_{i > j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij} L}{2E}\right) \quad (1.14)$$

また反ニュートリノモードにおける振動確率 $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ は、 $U_{ab} \rightarrow U_{ab}^*$ とすることで得られる。

CP 対称性が成り立つとき、ニュートリノと反ニュートリノにおける振動確率は一致し、次式が成り立つ。

$$P(\nu_{\alpha,L} \rightarrow \nu_{\beta,L}) = P(\bar{\nu}_{\alpha,R} \rightarrow \bar{\nu}_{\beta,R}) \quad (1.15)$$

ここで L, R は左巻き、右巻きを意味する。ニュートリノ・反ニュートリノの振動確率の差は

$$A_{CP}^{\alpha\beta} = P(\nu_{\alpha,L} \rightarrow \nu_{\beta,L}) - P(\nu_{\alpha,L} \rightarrow \bar{\nu}_{\beta,L}) \quad (1.16)$$

$$= 4 \sum_{i > j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij} L}{2E}\right) \quad (1.17)$$

とかけて、CP 対称性の式 (1.15) が成り立つとき、上式の $A_{CP}^{\alpha\beta}$ は恒等的にゼロになる。これは、 $U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}$ が虚部を持たない、すなわち δ_{CP} がゼロになるときである。

これまでの議論より、ニュートリノ振動は以下の条件を満たすとき成立する。

- ニュートリノが有限の質量をもつ
- 弱い相互作用の固有状態と質量固有状態が異なる
- 3つの固有状態が一つに縮退していない

そして、振動確率は混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{13} と Δm_{12} 、 Δm_{23} 、 Δm_{13} 、CP 位相 δ_{CP} によって記述される。

1.2.3 振動パラメータ

3世代ニュートリノ振動の測定値の現状を表 1.1 に示す [12]。数値 (括弧内の数値) は質量が $m_1 < m_2 < m_3$ ($m_3 < m_1 < m_2$)、すなわち順階層 (逆階層) の場合に対応する。また表 1.1 の値は以下のような実験によって求められている。

Δm_{12}^2 , θ_{12} :

スーパーカミオカンデ [13]、SNO による太陽ニュートリノ観測 [14]、KAMLAND での原子炉ニュートリノ観測 [15] によって測定されている。

表 1.1 振動パラメータ [12]。数値 (括弧内の数値) は質量が順階層 (逆階層) の場合に対応する。

Parameter	最適値	3σ 区間
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{ eV}^2]$	7.37	6.93 - 7.96
$\Delta m_{31(23)}^2 [10^{-5} \text{ eV}^2]$	2.56 (2.54)	2.45 - 2.69 (2.42 - 2.66)
$\sin^2 \theta_{12}$	0.297	0.250 - 0.354
$\sin^2 \theta_{23}$	0.425 (0.589)	0.381 - 0.615 (0.384 - 0.636)
$\sin^2 \theta_{13}$	0.0215 (0.0216)	0.0190 - 0.0240 (0.0190 - 0.0242)
δ_{CP}/π	1.38 (1.31)	2σ : 1.0 - 1.9 2σ : (0.92 - 1.88)

$\Delta m_{23}^2, \theta_{23}$:

スーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測 [7]、K2K 実験 [16]、MINOS 実験 [17]、T2K 実験 [18] におけるミューオンニュートリノ消失事象から測定されている。

$\Delta m_{13}^2, \theta_{13}$:

2011 年に T2K 実験によって θ_{13} がゼロでない示唆が報告された [19] 後に、原子炉実験である DayaBay [20]、RENO [21]、Double Chooz 実験 [22] および T2K 実験における 2014 年の ν_e 出現 [23] によって測定された。現在、原子炉実験などの結果から最も精度よく求まっている。

δ_{CP} :

T2K 実験によって 2σ の信頼度で $0, \pm\pi$ でないことが示唆されている [8]。現在の T2K 実験の δ_{CP} の測定結果は、順階層 (逆階層) の最適値が $-1.89(-1.38)$ で、 3σ 区間が $[-3.71, 0.17]([-2.54, 0.32])$ である [37]。

1.3 ニュートリノに関する未解決問題

ニュートリノ振動実験によって、ニュートリノの質量固有状態 m_1, m_2, m_3 はそれぞれ異なることが明らかになっているが、質量の絶対値は明らかになっておらず、また質量 m_1, m_2, m_3 の大小関係がどのようなになっているかも完全には明らかになっていない。図 1.1 は太陽ニュートリノ ($m_1^2 - m_2^2$) と大気ニュートリノ ($m_2^2 - m_3^2$) の測定から絞られている質量階層性の候補である。左が m_3 が最も大きいとする順階層、右が m_3 が最も小さいとする逆階層である。質量階層性の決定は振動パラメータやマヨラナ性の測定に関わるため非常に重要である。現在、スーパーカミオカンデでは、地球を通過した大気ニュートリノにおける $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の遷移確率の違いを測定することで、質量階層性の解明を試みている [24]。またニュートリノの絶対質量についてはベータ崩壊のスペクトル測定やニュートリノを伴わないダブルベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の探索がなされている。後者の $0\nu\beta\beta$ はニュートリノがマヨラナ粒子かディラック粒子か明らかにすることができるため、世界中で研究がなされている。図 1.2 [25] はニュート

リノの有効質量とニュートリノの最小有効質量 $m_{lightest}$ に対する KamLAND-Zen による制限を縦軸と横軸に表したものである。赤と緑の部分はそれぞれ順階層と逆階層と仮定したときに許される領域で、青の部分は KamLAND-Zen によって課された上限値である。ニュートリノにおける CP 対称性については T2K 実験を含む、長基線加速器ニュートリノ振動実験によって測定が行われている。これらの CP 対称性の破れとマヨラナ性の検証は、物質優勢宇宙を説明するレプトジェネシスモデル [26] の裏付けにもなるため、重要な検証課題となっている。

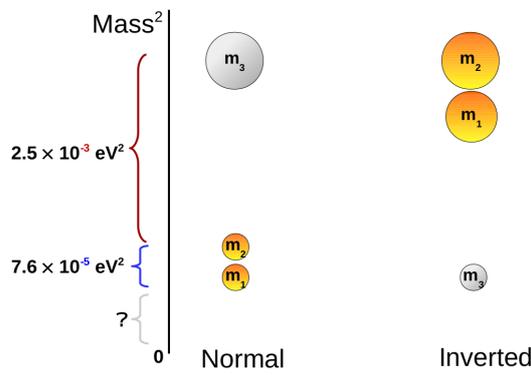


図 1.1 質量階層性 [24]

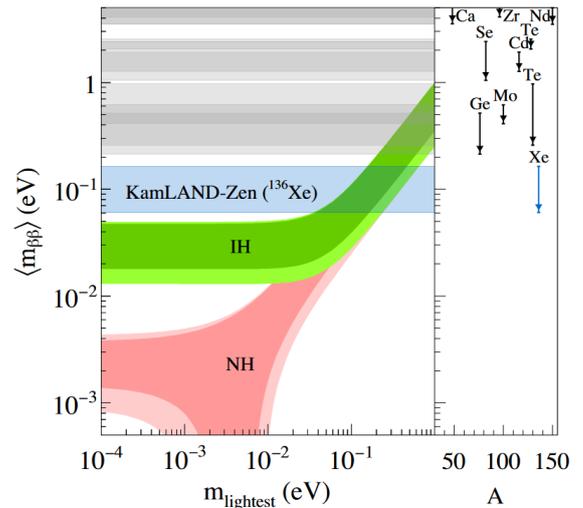


図 1.2 KamLAND-Zen によるニュートリノ有効質量の上限 [25]

1.4 本論文の構成

第1章ではニュートリノ振動やニュートリノに関する未可決問題について述べた。特にニュートリノにおける CP 対称性の測定については、長基線加速器ニュートリノ振動実験によって測定が行われている。第2章ではそれらの実験の一つである T2K 実験について述べる。加速器ニュートリノ実験で CP 対称性の破れを提案するには、より多くの統計量が必要なことが明らかになっている。このためには加速器の大強度化が必要不可欠である。第3章では T2K 実験のビーム源である大強度陽子加速器施設 J-PARC について述べる。MR における大強度化の計画と、それを可能にするにはビームロスの低減及び新たな検出器が必要であることを述べる。第4章ではモニターで測定するビームの物理量と現在 MR のビームロス源の一つになっている Twiss パラメータに関する入射 mismatch を、第5章ではそれを測定するためのビームサイズモニターである 16 電極モニターについて、第6, 7章では 16 電極モニターのキャリブレーションと実際のビーム測定結果を述べる。第8, 9章でそれらを受けた今後の展望と結論について述べる。また本論文で用いられる加速器やモニターに関する語句の説明を Appendix A にまとめた。

第2章 T2K 実験

2.1 実験概要

T2K 実験は 2009 年 4 月に測定を開始した加速器を用いた長基線ニュートリノ振動実験である。図 2.1 は T2K 実験の概念図で、茨城県東海村に位置する大強度陽子加速器施設 J-PARC の 30 GeV まで加速した陽子ビームからミューオンニュートリノビームを生成し、これを生成点付近の前置検出器と 295 km 離れた後置検出器であるスーパーカミオカンデで観測する。

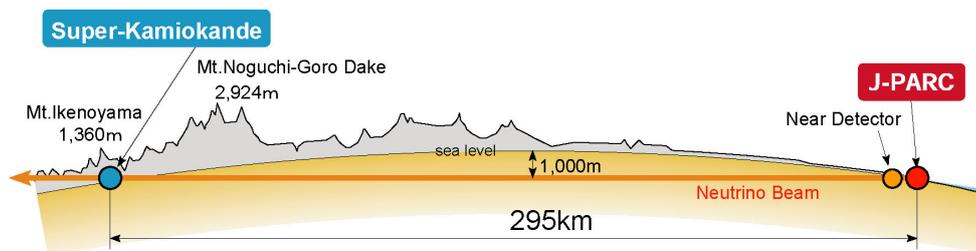


図 2.1 T2K 実験の概要図

2.1.1 目指す物理

電子ニュートリノの出現

実験当初の目的はミューオンニュートリノから電子ニュートリノへの振動を観測し、 θ_{13} の値を調べることであった [27]。2014 年に $\theta_{13} = 0$ としたときの期待事象数 4.92 ± 0.55 に対して、28 事象観測することで 7.3σ で電子ニュートリノへの振動を発見した。

ミューオン消失事象の精密測定

ミューオンニュートリノ消失事象の振動確率の主な成分は、式 (1.14) から以下のように書ける。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \sim 1 - 4 \cos^2(\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23}) (1 - \cos^2(\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23})) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{E}\right) \quad (2.1)$$

これよりミューオン消失事象を精密測定することは、 θ_{23} を精密測定することにつながる。さらに、後述の電子ニュートリノへの遷移確率から δ_{CP} を決定する上で重要なものとなっている。ここで、 θ_{13} は

原子炉から生成される反電子ニュートリノの消失事象から精度よく求まっており、 θ_{23} と δ_{CP} を制限するのに用いられている。

CP 対称性の破れ

2014年に $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動現象が確立した。このため、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の遷移確率を比較することによって、CP 対称性の破れを測定することができる。式 (1.14) から電子ニュートリノへの遷移確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sim \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{E}\right) \mp \frac{\Delta m_{12}^2 L}{E} 8J_{CP} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{E}\right) \quad (2.2)$$

とかける。ここで \mp のマイナスとプラスはそれぞれニュートリノと反ニュートリノの遷移確率を表し、 J_{CP} は Jarlskog invariant^[29] で

$$J_{CP} = \frac{1}{8} \cos(\theta_{12}) \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{23}) \sin(2\theta_{13}) \sin(\delta_{CP}) \quad (2.3)$$

と書ける。ニュートリノと反ニュートリノの振動確率の差が0からずれていれば、CP 対称性が破れていることになる。またこれらの差から δ_{CP} の値を求めることができる。

2.2 セットアップ

2.2.1 概要

図 2.2 はニュートリノビーム生成の概念図である。まず J-PARC MR から陽子ビームが、次節で述べるニュートリノビームライン^[28] に送られる。陽子ビームはニュートリノビームラインを通過して、炭素標的に入射する。陽子と炭素の反応で生じた荷電 π 中間子は電磁ホーンによって収束され、それらの崩壊によって生じるミューオンニュートリノがニュートリノビームを形成する。これを前置検出器及び後置検出器で測定をしている。またビーム方向のずれはニュートリノビームのフラックスに系統誤差を及ぼすため、MUMON (ミューオンモニター) や前置検出器 (INGRID など) の検出器で常に監視している。

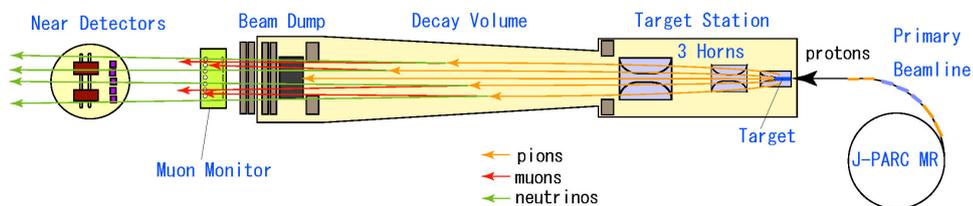


図 2.2 ニュートリノビームの概念図

2.2.2 ニュートリノビームライン

図 2.3 はニュートリノビームラインの概要図である。ニュートリノビームラインは J-PARC MR から炭素標的までの一次ビームラインと炭素標的からビームダンプまでの二次ビームラインに分類される。

一次ビームライン (Primary Beam Line)

陽子ビームは、J-PARC MR の速い取り出しによって 2.48 s 間隔で一次ビームラインに入射する。一次ビームラインのアーク部の超電導電磁石によって内側へ約 80 度曲げることで、カミオカンデの方向へ向けられる。その後、4 極電磁石などによってターゲット付近でビームを収束させて、炭素標的へ入射する。図 2.4 は一次ビームラインに設置されているビームモニターを表したものである。これらを用いて 1 ショットあたり陽子数である P.P.P. (Protons Per Pulse) の測定やビームの軌道調整を行っている。

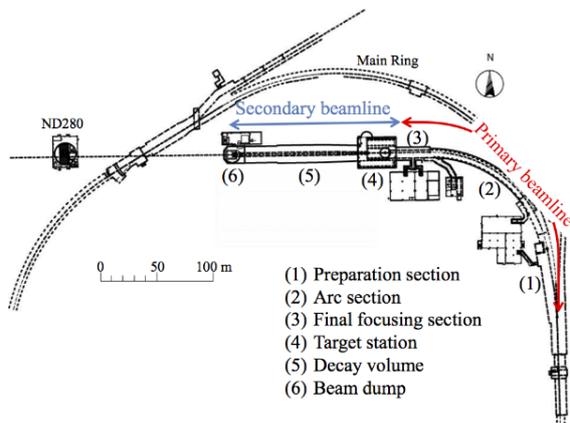


図 2.3 ニュートリノビームライン [28]

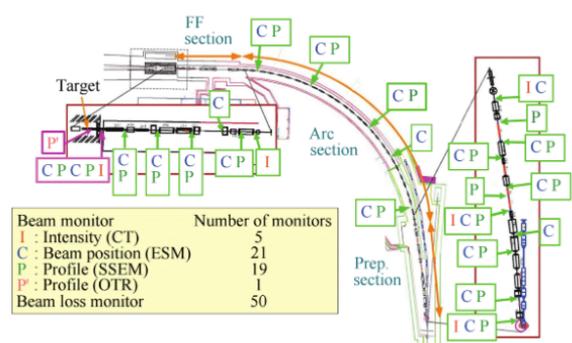


図 2.4 一次ビームラインとモニター [28]

図 2.4 に記されるビームモニターについて以下に簡潔にまとめる。

CT (Current Transformer)

強磁性体のトロイダルコアとそれに巻いたコイルから構成される。ビームにより発生する磁場を、コイルに生じる二次電流から測定する。このときの信号の大きさからビーム強度を算出している。

ESM (Electrostatic Monitor)

4 つの電極に誘起された信号から、ビームの重心位置を求める。MR における 4 電極の BPM や後述の 16 電極モニターと同様の原理である。

SSEM (Segmented Secondary Emission Monitor)

図 2.5 のようなチタン製のリボンにビームを照射し、二次電子放出に伴い誘起される信号強度からビームの重心位置及び大きさを測定する。計 19 台存在し、物理データ取得時は最下流のもの以外は外す。ビームに影響を及ぼす (破壊型) モニターのため、粒子全体のおよそ 10^{-5} のビーム口

スを生じさせる。これによる周辺機器の放射化や他モニターの測定への影響から、非破壊型プロファイルモニターである Beam Induced Fluorescence monitor^[30] の開発が進められている。

OTR (Optical Transition Radiation Monitor)

金属膜をビームが通過する際に生じる遷移光を測定することで、炭素標的直前におけるビームの二次元プロファイルを測定している。図 2.6 は OTR のセットアップである。遷移光を図のように鏡を用いて地上へ輸送したうえで、CCD カメラで測定を行っている。

BLM (Beam Loss Monitor)

Ar ベースの気体を用いたワイヤ型比例計数管で、ロスしたビーム及び二次粒子を測定することでビームロスを算出する。閾値を超えるとアラートを発報するようになっている。

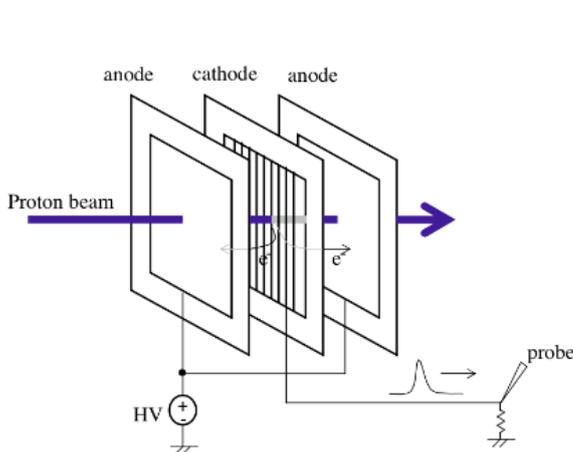


図 2.5 SSEM の概念図 [28]

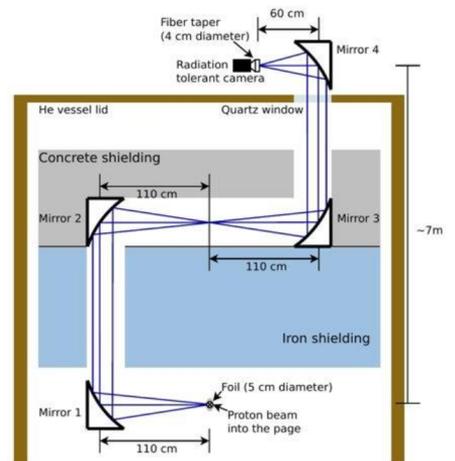


図 2.6 OTR のセットアップ [28]

二次ビームライン (Secondary Beam Line)

図 2.7 は二次ビームラインの構成を表したものである。陽子ビームは炭素標的に入射後、多数のハドロン(主に π 中間子)を生成し、そのうちの荷電粒子は3台の電磁ホーンによって収束される。ホーンはトロイダル磁場を発生させる同軸状の構造しており、流す電流の極性によって収束される荷電粒子の電荷を選択することができる。生成された π 荷電中間子はホーンによって収束されたのちに、Decay Volume 内で

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.4}$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{2.5}$$

と崩壊し、ニュートリノビームまたは反ニュートリノビームを生成する。崩壊しなかった粒子は後方のビームダンプに吸収される。ビームダンプの後方には MUMON (ミューオンモニター) が設置されてお

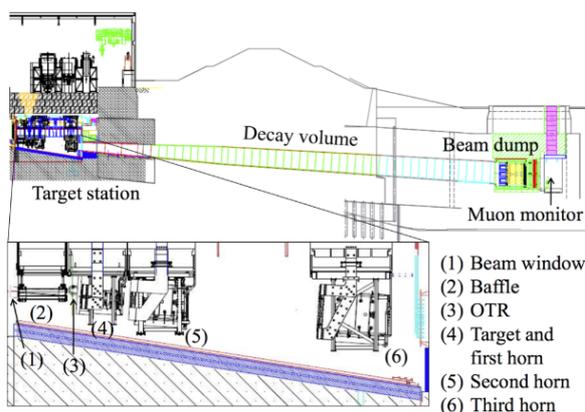


図 2.7 二次ビームライン [28]

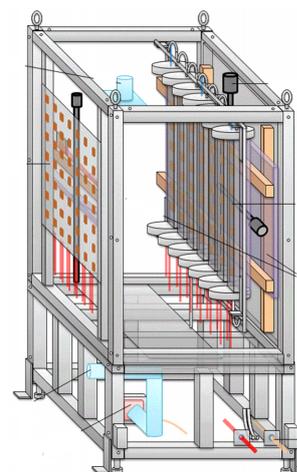


図 2.8 MUMON

り、ビームダンプを突き抜ける高エネルギーミューオンの方向を監視することで、間接的かつリアルタイムにニュートリノビームの方向をショット毎に測定している。MUMON は図 2.8 のように、上流のシリコン PIN フォトダイオード と下流側のイオンチェンバーの二層から構成されている。各層で 49 個のチャンネルあり、それらの信号量からビームの中心位置及び方向を測定している。現在、ビーム強度増強に伴う放射線に対する安定性への懸念から、EMT(電子増倍管) を MUMON の次期検出器候補として開発および検討を行っている [31]。

オフアクシスビーム法

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率が最大になるのは、

$$\frac{1.27 \Delta m_{23}^2 [\text{eV}^2] 295 [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} = \frac{(2n - 1)\pi}{2} \quad (2.6)$$

を満たすときで、この条件を満たす最大エネルギーは約 0.6 GeV ($n = 1$) である。図 2.9 の上図はニュートリノのエネルギーに対する $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ の振動確率を示したもので、振動確率は約 0.6 GeV で谷になっている。このエネルギーで多くの電子ニュートリノ出現事象が見込まれるため、ニュートリノビームのエネルギーをこのエネルギー付近に合わせることが重要になる。

また π 中間子が崩壊したときに生じるニュートリノのエネルギーは、以下のようにかける。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (2.7)$$

ここで π , μ の質量を m_π, m_μ 、 π 中間子のエネルギー及び運動量を E_π, p_π 、ニュートリノと π 中間子の方向間の角度を θ とした。図 2.10 はニュートリノビームのエネルギーを、式 (2.7) を π 中間子の運動量を用いて表したものである。図から π 中間子の運動量が 1 GeV/c 以上では崩壊角が 0° からずれた一定の角度で生成したニュートリノは、狭い範囲のエネルギー領域に集中することがわかる。図 2.9 の下

図はニュートリノビームのエネルギー分布を計算したもので、黒青赤はそれぞれ陽子及び π 中間子ビーム軸と平均崩壊点から後置検出器を結んだ線のなす角を $0^\circ, 2.0^\circ, 2.5^\circ$ としたものである。これらから 2.5° のオフアキスビームを用いたとき、振動確率が最大かつエネルギー幅が狭くなるため、T2K 実験では 2.5° のオフアキスビームを採用している。

図 2.11 は様々なニュートリノ反応の反応断面積を表したものである。T2K 実験のニュートリノエネルギー領域では後置検出器でバックグラウンドとなる、高エネルギーニュートリノが π^0 中間子を生成する反応 (図 2.11 で single π を含む反応) の寄与が小さいという利点がある。一方で、ビーム方向がずれると後置検出器にて観測されるビーム強度やエネルギーピークが大きくなってしまいうため、MUMON や後述の前置検出器でビーム方向を高精度に監視する必要がある。

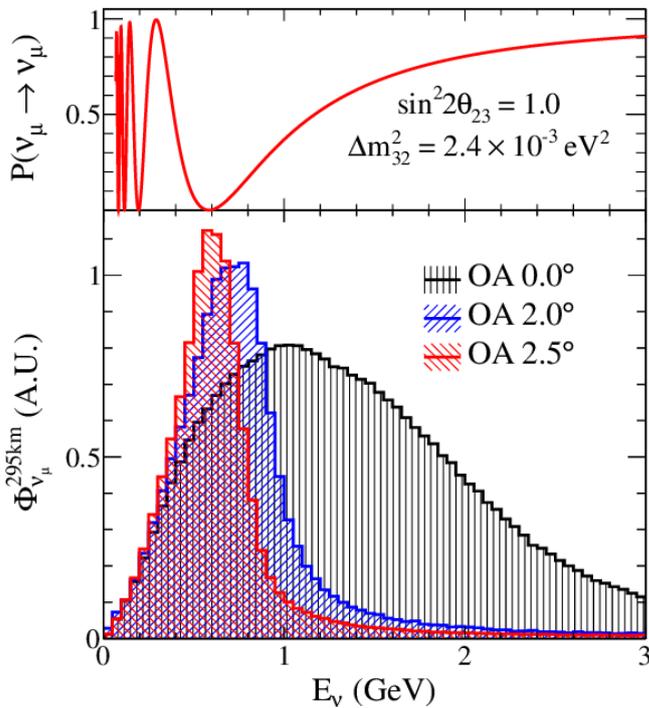


図 2.9 ニュートリノの振動確率(上)とエネルギー分布(下)^[33]

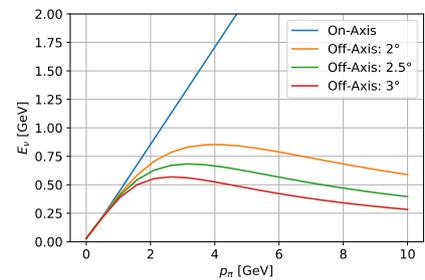


図 2.10 オフアキスビームにおける E_ν と p_π の関係

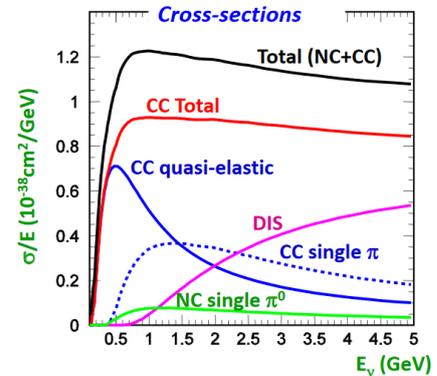


図 2.11 各種のニュートリノ反応断面積^[32]

2.2.3 前置検出器

標的から 280 m の場所に前置検出器は設置され、ニュートリノビームのフラックスや方向、ニュートリノ・原子核反応の測定を行っている。

On-Axis 検出器: INGRID

INGRID^[34] は図 2.12 のような十字を形成する計 14 台と非十字モジュール二台から構成される。各モジュールは 9 層の鉄層と 11 層のシンチレータ層から構成されており、鉄層におけるニュート

リノ反応によって生じる荷電粒子をシンチレータ層で検出する。各モジュールの反応数からニュートリノビームの中心を算出する。

Off-Axis 検出器: ND280

ND280 は図 2.13 のようにダイポール磁石と飛跡検出器、カロリメータなどによって構成される。スーパーカミオカンデ方向 (Off Axis 2.5°) のニュートリノビームのフラックス、エネルギースペクトル及び、水とプラスチックとニュートリノの反応断面積の測定を行っている。

WAGASCI

WAGASCI 検出器は図 2.14^[35] のような外観をしており、WAGASCI 検出器、プロトンモジュール、SideMRD および Baby Mind から構成される¹。ニュートリノと水の反応断面積の測定をしており、ニュートリノ反応の不定性から生じる系統誤差の削減を目指している。Off-Axis 1.5° 方向に設置されてるため、ND280 よりも高いエネルギーのニュートリノ測定を行う。

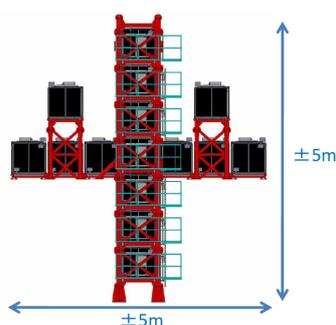


図 2.12 INGRID の全体像^[34]

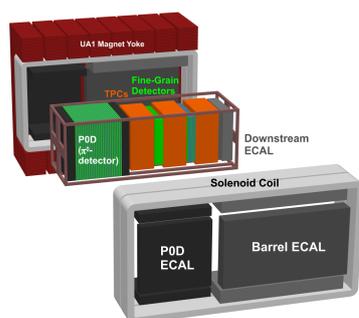


図 2.13 ND280 の全体像



図 2.14 WAGASCI 検出器の全体像^[35]

2.2.4 後置検出器: スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (SK、図 2.15) は 50 キロトンの超純水²とその内部に設置された 11200 本の 20 インチ光電子増倍管、1885 本の Veto 用光電子増倍管からなる水チェレンコフ検出器である。宇宙線によるバックグラウンドを抑えるために、地下 1000 m の岐阜県飛騨市神岡町の神岡鉱山内に位置している。ニュートリノと水が反応することによって生じた荷電粒子が、水中を進むときにチェレンコフ光が生じる。チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向に対して、以下の式を満たす角度 θ に円錐状に放射される。

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.8)$$

ここで n , β はそれぞれ水の屈折率と荷電粒子の速度を光速で割ったものである。この光のリングを光電子増倍管で測定し、粒子の種類、生成点、エネルギーおよび運動方向を再構成している。

¹2019 年の RUN では原子核乾板実験 Ninja のモジュールも追加された。

²2020 年春ごろに Gd を注入予定。

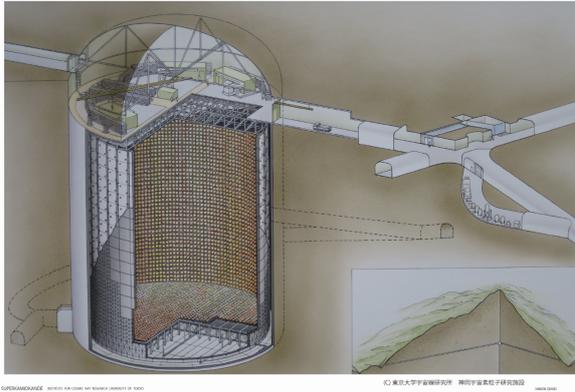


図 2.15 スーパーカミオカンデ



図 2.16 スーパーカミオカンデの内部

T2K 実験では荷電カレント準弾性散乱反応 ($\nu_l + n \rightarrow l + p$) を信号事象としている。これは、T2K 実験のニュートリノビームのエネルギー領域では支配的な反応であり、かつ式 (2.9) のように二体散乱のため、終状態の荷電レプトンの運動量からニュートリノエネルギーを再構成できるためである。

$$E_\nu = \frac{m_p^2 - (m_n - E_b)^2 - m_l^2 + 2(m_n - E_b)E_l}{2(m_n - E_b - E_l + p_l \cos \theta_l)} \quad (2.9)$$

ここで m_p, m_n, m_l はそれぞれ陽子、中性子と荷電レプトンの質量、 E_b, p_l は酸素内での中性子の束縛エネルギーと荷電レプトンの運動量、 θ_l はニュートリノと荷電レプトンの進行方向のなす角度である。図 2.17 は SK におけるイベントディスプレイで、左右の図はそれぞれ電子とミューオン由来のものである。

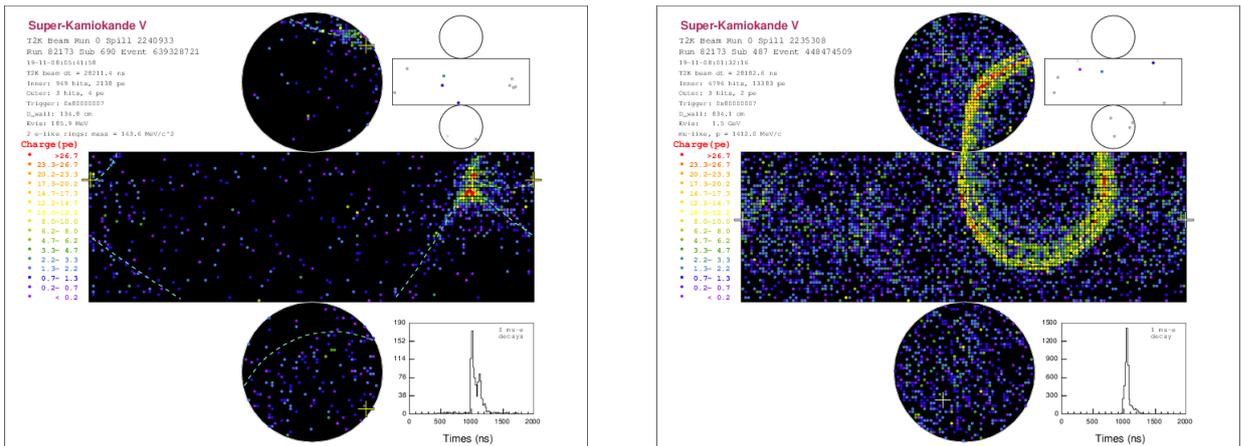


図 2.17 2019 年 11 月の T2K RUN 10 の SK におけるイベントディスプレイ。左と右はそれぞれ電子とミューオン由来のものである。

2.3 これまでの結果

図 2.18 は 2010 年の開始から、2018 年 5 月までに炭素標的に照射された陽子数 (Protons On Target, POT) と J-PARC MR のビーム強度を表したものである。現在の積算量は 3.5×10^{21} POT で、これは T2K 実験初の目標値 7.8×10^{21} POT の 45 % に相当する。

これらのデータを使って測定した振動パラメータが図 2.19 [37] である。 $\sin^2 \theta_{23}$ は質量階層性によらず $0.53^{+0.03}_{-0.04}$ と求まっており、順階層 (逆階層) のとき $\Delta m_{32}^2 = (2.45 \pm 0.07) \times 10^{-3}$ ($\Delta m_{13}^2 = (2.43 \pm 0.07) \times 10^{-3}$) eV^2/c^4 であり、また $\delta_{CP} = -1.89^{+0.70}_{-0.58}$ ($-1.38^{+0.48}_{-0.54}$) となっている。現在、95 % の信頼度でニュートリノにおける CP 対称性の破れを示唆している。

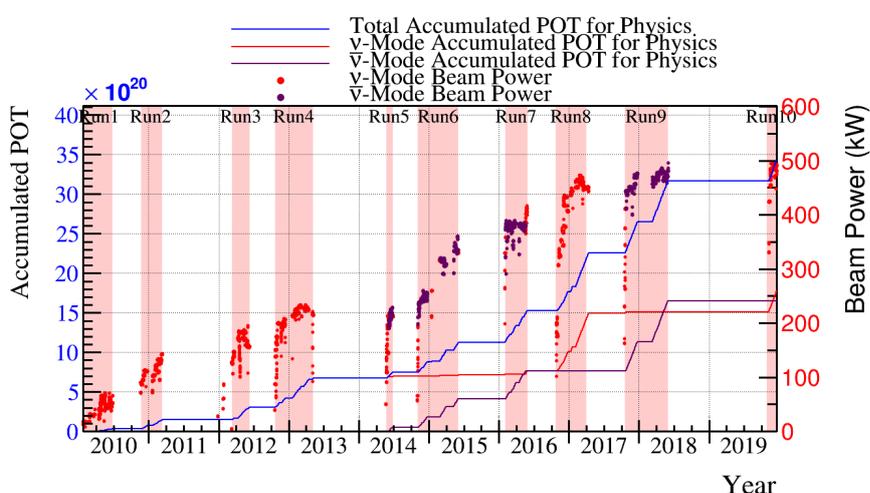


図 2.18 これまでの T2K の積算陽子数と J-PARC MR のビーム強度の推移。実線が積算ビーム量、点がビーム強度を表している。

2.4 課題

CP 対称性の保存を 3σ 以上の信頼度で棄却するには誤差を削減することが必須である。T2K 実験では原子核とニュートリノ反応やハドロン生成事象を理解することで系統誤差をこれまでの $2/3$ へ低減すると共に、後述の統計量の増大が重要課題となっている。このため従来の POT の目標値 7.8×10^{21} POT を、 20×10^{21} POT に増やす提案がなされている [36]。

図 2.20 の左図は $\delta_{CP} = -\pi/2$, $\sin^2 \theta_{23} = 1/2$ を仮定したときの、各 POT における CP 保存棄却の感度である。CP 対称性の破れを 3σ で示すためには、系統誤差がないと仮定しても図 2.18 の現在の 3.5×10^{21} POT では十分ではない。さらに図 2.20 の右図は $\sin^2 \theta_{23} = 1/2$ と仮定したときの、各 δ_{CP} に対する CP 保存棄却の信頼度である。現在の要求値 7.8×10^{21} POT では、最大の CP 対称性の破れである $\delta_{CP} = -\pi/2$ と仮定しても CP 対称性の破れに 3σ の感度がないことがわかる。

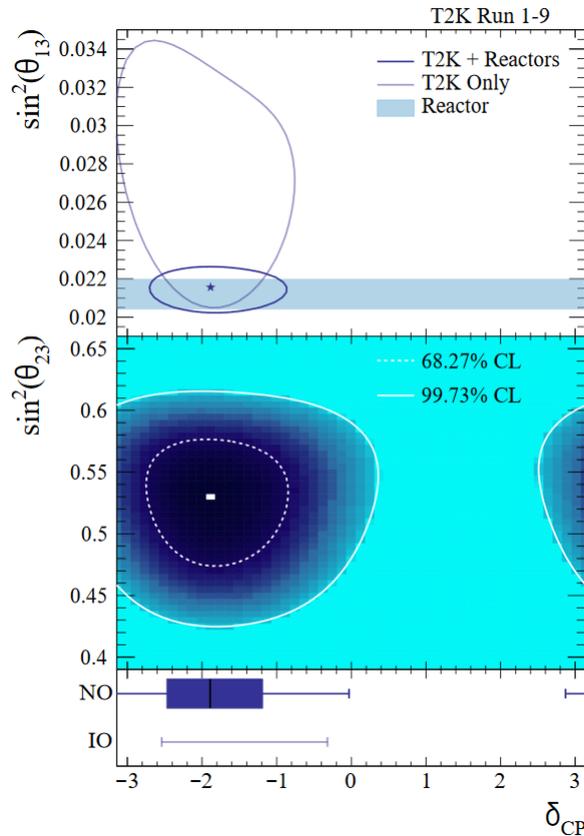


図 2.19 RUN 1-9 における T2K 実験の結果 [37]。上部の図は $\sin^2 \theta_{13}$ と δ_{CP} の 68.27 % の信頼区間を表したものである。質量階層は順階層を仮定しており、Reactor は原子炉実験による θ_{13} による制限を意味する。中間の図は $\sin^2 \theta_{23}$ と δ_{CP} の 68.27 % と 99.73 % の信頼区間を表したものである。さらに下部の図は順階層 (NO) と逆階層 (IO) の δ_{CP} の信頼区間で、エラーバーとソリッドの領域はそれぞれ 99.73 % と 68.27 % の信頼区間を表している。

2.4.1 統計量の増大

統計量を増やすための取り組みは主に二つあり、一つ目はホーン電流を 250 → 320 kA にすることで、ニュートリノビームのフラックスを 10 % 増やすことである。二つ目は J-PARC MR のビームを現在の 505 kW から 1.3 MW に増強することである。図 2.21 はビーム増強と POT の推移予定を表したものである。

J-PARC MR ではビーム強度を増大させるにあたっては、加速器内のビームロスによる機器の放射化が問題となる。このビームロスを低減するためにはビームダイナミクスを測定及び理解することが必要不可欠で、そのためにビームモニターの開発は重要課題となっている。次章では J-PARC の概要と MR の大強度化について述べる。

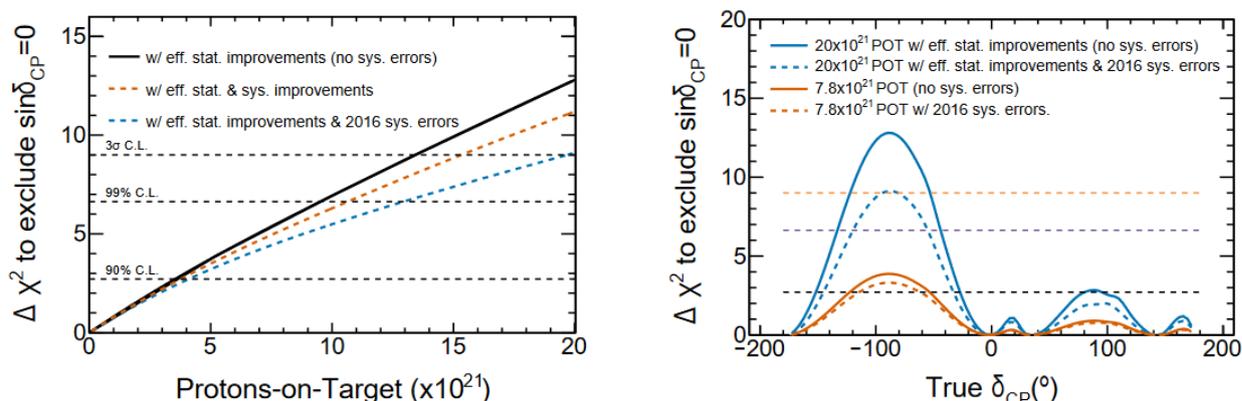


図 2.20 左図は $\delta_{CP} = -\pi/2$ と仮定したときのビーム量 POT と CP 保存棄却の信頼度の関係 [36]。黒線とオレンジ、青の破線はそれぞれが系統誤差がないとしたものと 2016 年時の系統誤差 6% とそれを 4% に改善したときのものである。右図は δ_{CP} と CP 保存棄却の信頼度の関係 [36]。青線とオレンジ線はそれぞれ 7.8×10^{21} POT と 20×10^{21} POT のときのもので、実践と破線はそれぞれ系統誤差がないと仮定したものと 2016 年における系統誤差を反映させたものである。

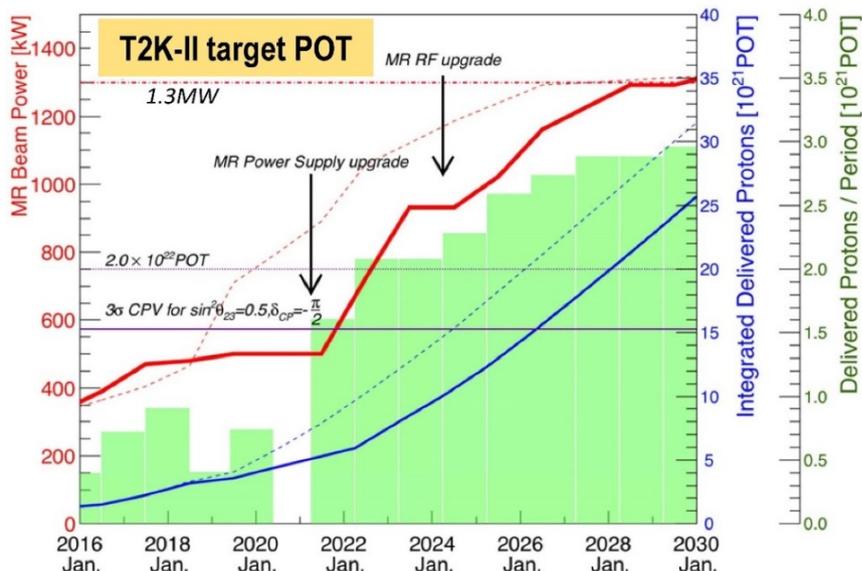


図 2.21 T2K(-II) の統計量と J-PARC MR パワーの推移予定。赤青緑はそれぞれビーム強度、ビーム積算量 POT と各年の RUN あたりの統計量を表している。

第3章 J-PARC

3.1 J-PARC の概要

J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) は、高エネルギー研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) が共同で運営する大強度陽子加速施設である。図 3.1 は J-PARC の全体像である。J-PARC は LINAC(LINear ACcelerator)、RCS(Rapid Cycling Synchrotron)、MR(Main Ring) の3つの加速器から構成される。これらの加速器で生成する陽子ビームを一次ビームとして用いる実験施設として、物質・生命科学実験施設 (MLF)、ニュートリノ実験施設、ハドロン実験施設の3つが存在する。

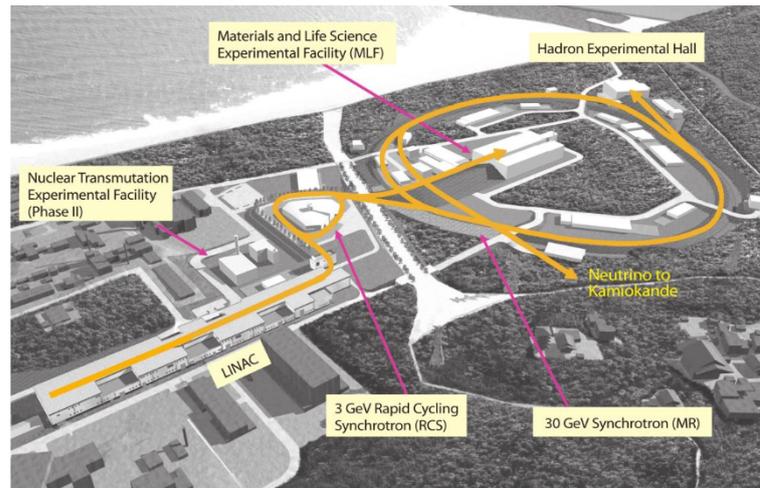


図 3.1 J-PARC の全体像 [38]

陽子ビーム生成の流れ

まず LINAC にて負水素イオン H^- を 400 MeV まで加速し、25 Hz で RCS に入射する。RCS に入射された負水素イオンは炭素薄膜により電子をはぎ取られ、陽子ビームとして 3 GeV まで加速される。この大部分は物質・生命科学実験施設 (MLF) に送られ、一部は MR に送られる。MR に入射された陽子は 30 GeV まで加速され、速い取り出し (FX) では 2.48 s 間隔でニュートリノビームラインに送られ、遅い取り出し (SX) では 5.2 s 間隔でハドロン施設に送られる。それ以外の場合の MR スタディやアラート発報時等は、アポートダンプに送られる。

3.1.1 LINAC

LINAC は図 3.2 のような構成になっている。LINAC ではイオン源の約 50 keV の負水素イオン H^- を RFQ (Radio Frequency Quadrupole Linac) で 3 MeV まで、DTL (Drift Tube Linac) で 50 MeV まで、SDTL (Separated-type DTL) で 191 MeV まで、最終段の ACS (Annular-ring Coupled Structure linac) で 400 MeV まで加速する。加速に伴い陽子の速度は高速の 0% から 71% まで大幅に変化するため、それぞれの部分で最適な加速方式を用いている。2014 年に新イオン源^[40]、RFQ、改良型チョッパシステムを導入することで、ピーク電流 50 mA での安定運転を実現した。LINAC の基本パラメータについては表 3.1 にまとめた。(LINAC のビーム構造については、次節で述べる。)

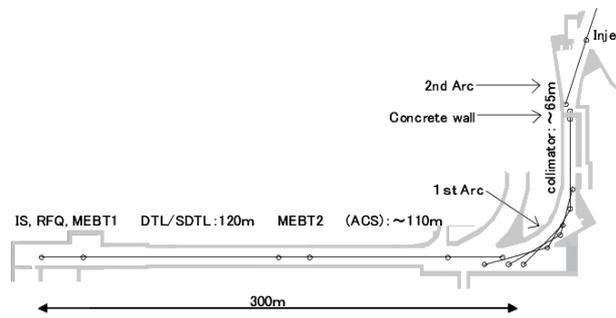


図 3.2 LINAC の構成^[39]

表 3.1 LINAC の運転パラメータ

パラメータ	デザイン	現在
イオン源	H^-	H^-
RF 周波数	324 MHz	324 MHz
RF 周波数 (ACS)	972 MHz	972 MHz
繰り返し周波数	50 Hz	25 Hz
マクロパルス長	500 μs	500 μs
ピーク電流	50 mA	~ 50 mA
全長	249 m	248 m

3.1.2 3 GeV RCS

図 3.3 は LINAC の下流の RCS の全体像である。RCS は三回対称のお結び型をしており、その 3 つの直線部はそれぞれコリメータを含む入射部と加速部、取り出し部に相当する。図 3.4 は RCS への負水素イオン H^- の入射をあらわす概念図である。まず電荷が逆のことに利用してダイポール磁石 (SB1, SB2) によって、RCS 内の陽子ビームの軌道に近づける。その後、負水素イオンの電子 2 個を炭素薄膜によって剥ぎ取り、陽子ビームとして RCS を周回させる。このとき電子がはぎ取られなかった負水素イオンは、陽子ビームと逆方向のビームダンプに吸収される。

RCS のビームは 20 ms という短い時間で加速を行うため、加速空洞に FINEMET^[43] という合金を用いて 430 kV の高加速電圧を発生させている。また出射エネルギー 3 GeV をトラジションエネルギー (A.1 参照) 以下に抑えることで、加速による不安定性が生じないように設計されている。3 GeV まで加速されたバンチの 95 % は物質・生命科学実験施設 (MLF) に送られ、残りは MR に送られる。RCS では通常 2 バンチの運転を行っており、これを 4 回繰り返すことで MR に 8 バンチ詰めすることができる。表 3.2 に RCS の基本パラメータをまとめた。

LINAC におけるビームの間引きによる強度調整

図 3.5 は LINAC と RCS のビーム構造の関係を示したものである。LINAC の高周波電場は 324 MHz のため、時間幅 3.1 ns のマイクロパルスが形成される。これを集めることで、500 μs のマクロパルスを形

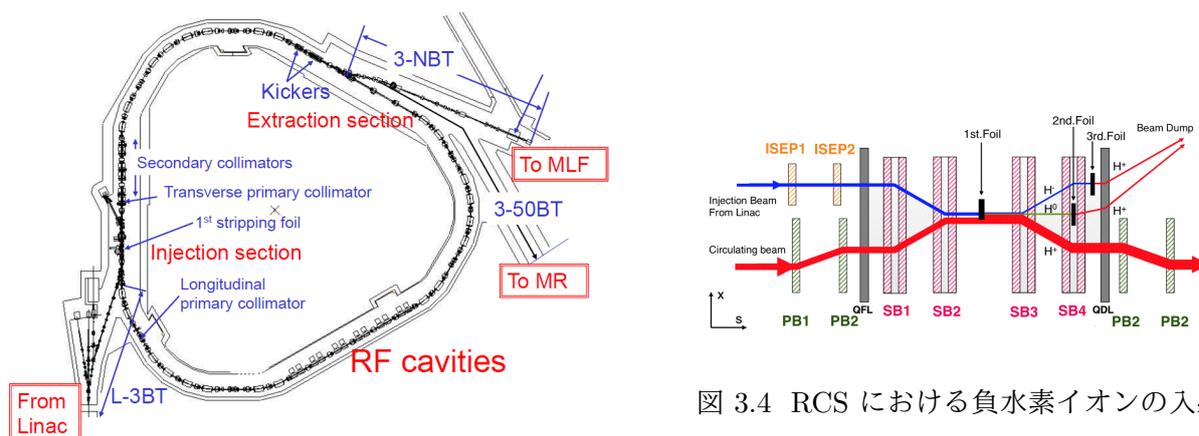


図 3.3 RCS の概要 [42]

表 3.2 RCS の運転パラメータ

パラメータ	デザイン	現在
周長	348.333 m	348.333 m
エネルギー	3 GeV	3 GeV
トランジションエネルギー	9.17 GeV	9.21 GeV
繰り返し周波数	25 Hz	25 Hz
チューン	(6.68, 6.27)	(6.45, 6.42)
ハーモニックナンバー	2	2
バンチ数	2	2
出力強度	1 MW	1 MW
加速空洞	12 台	12 台
RF 周波数	1.23 ~ 1.67 MHz	1.23 ~ 1.67 MHz
RF 電圧	450 kV	430 kV

成し、RCS の 1 サイクル分のビームを構成する。ただし、マクロパルスの長さは RCS の 300 周以上に及びぶため、RCS の RF 空洞で加速出来ない陽子が多数存在してしまう。このような粒子を減らすために、LINAC ではチョッパー (RFQ と DTL の間) により不要なビームを横方向に蹴りだす、間引き処理を行っている。これによって生じたマクロパルス内のビームパルスを中間パルスといい、中間パルスを RCS の周回ビームに詰める頻度の割合を Thin Ratio と呼んでいる。

図 3.6 は RCS 2 バンチに対して、中間パルスの詰め方によって下流の RCS および MR におけるビーム強度とバンチ数が決まることを表したものである。また中間パルスを詰める頻度の刻み幅は 2019 年末のアップグレードによって、1/32 から 1/128 の運転が可能となった。現在、ニュートリノ利用運転 (~ 490 kW 相当の設定) では、Thin ratio は 94/128 となっている。

また上述のように、RCS では 1 つのバケツ (加速の安定委領域) に対して複数の中間パルスを入射させる。このときの空間電荷効果や炭素薄膜によるエミッタンス増加から生じるビームロスを低減するために、RCS では時間的に入射軌道を変化させるペインティング入射 [44] という特殊な方法がとられている。

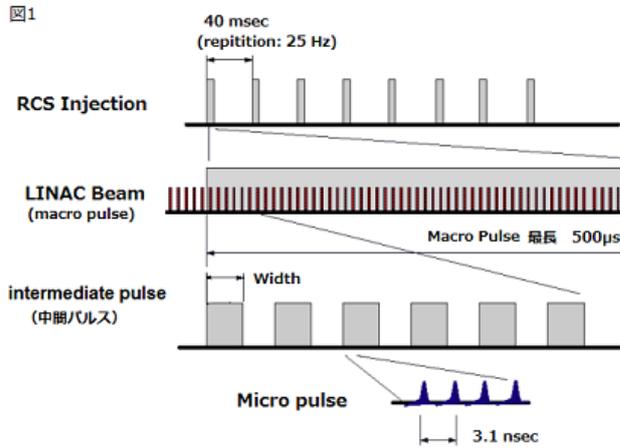


図 3.5 LINAC のビーム構造 [41]

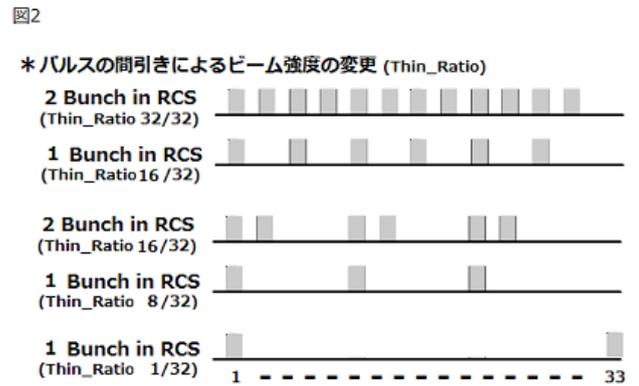


図 3.6 パルス間引きとバンチ構造の関係 [41]

3.1.3 MR

図 3.7 は MR の全体像を表したものである。RCS と同様の三回対称の周長 1567.5 m のお結び型をしており、各直線部で入射とコリメータ、遅い取り出し (ハドロン実験施設へ) 及び速い取り出し (ニュートリノビームラインへ) を担っている。MR のハーモニックナンバーは 9 であるが、実際には 8 つのバンチしか積んでいない。これは 9 つ目のバケツを速い取り出しのキッカーの立ち上がり ($1 \mu\text{s}$ 程度) として確保するためである。表 3.3 に MR の基本パラメータをまとめた。

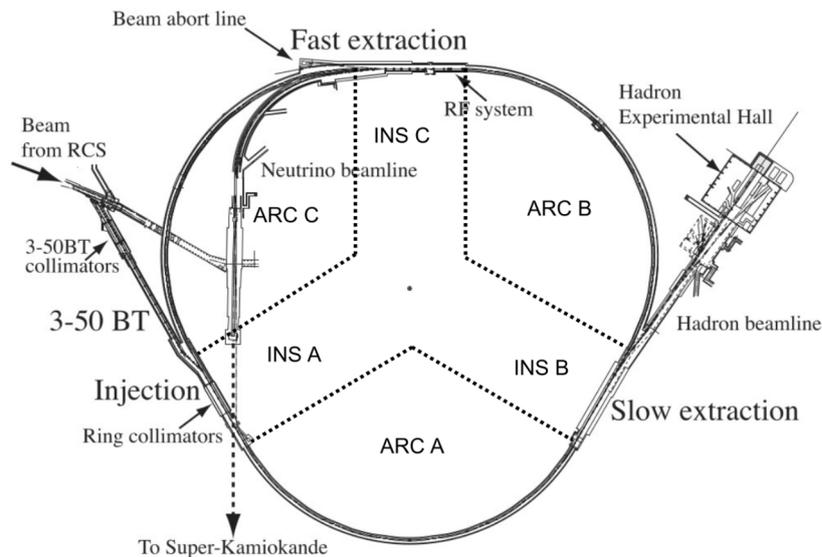


図 3.7 MR の全体像 [45]

表 3.3 MR の早い取り出し時の運転パラメータ

パラメータ	デザイン	現在
周長	1567.5 m	1567.5 m
エネルギー	50 GeV	30 GeV
ハーモニックナンバー	9	9
バンチ数	8	8
トランジションエネルギー	31.6i GeV	31.6i GeV
繰り返し周期	-	2.48
チューン	-	(21.35, 21.43)
最大出力強度	750 kW	505 kW
加速空洞	9 台	9 台
RF 周波数	1.67 ~ 1.72 MHz	1.67 ~ 1.72 MHz
RF 電圧	280 kV	280 kV
入射時エミッタンス	54 π mmrad	
取り出し時エミッタンス	10 π mmrad	

入射部

RCS をでたビームは 3-50BT と呼ばれる輸送ラインを通り、その下流の 2 台のセプタム電磁石で周回軌道に近づけられ、その後キッカー磁石で周回軌道にのせられる。入射キッカーはパルスの立ち上がり後に回路内の反射波によって、周回ビームの軌道をずらしてしまうため、これを補正するためのキッカーが導入されている。周回軌道に乗ったビームは入射コリメーターによって、広がった裾 (ビームハロー) を削られる。コリメーターはビームロスを局在化させるために導入されており、計 4 台で最大 2 kW のビームロスが許容されている¹。2019 年時点では、利用運転の MR 全体におけるビームロスはメンテナンスの観点から 1 kW 以内に抑えている。

高周波加速空洞

MR における陽子の速度変化は RCS に比べて小さいため、RF 周波数の変化量も小さい。このため RCS に比べて、Q 値が高めに設定されている。また MR には 9 台の RF 空洞があり、7 台が加速に、残り 2 台が 2 倍高調波 (~ 3.4 MHz) の印加に用いられている。これにより RF ポテンシャルをなだらかなものとして、バケツを大きくすることで、ビームバンチの時間分布をなだらかにし、空間電荷効果によるビーム不安定性を抑制している。

ラティス

図 3.8 はニュートリノ利用運転における Twiss パラメータである。MR のラティスは 3 回対称になっており、それぞれ直線部で運動量分散関数がゼロになるように設計されている。また MR では位相不安

¹7 台に増設し、容量を 3.5 kW にする予定である。

定となるトランジションエネルギーを加速範囲から無くするために、これを虚数になるように設計されている。また現在のニュートリノ利用運転時のチューンは、(21.35, 21.43) に設定されている。

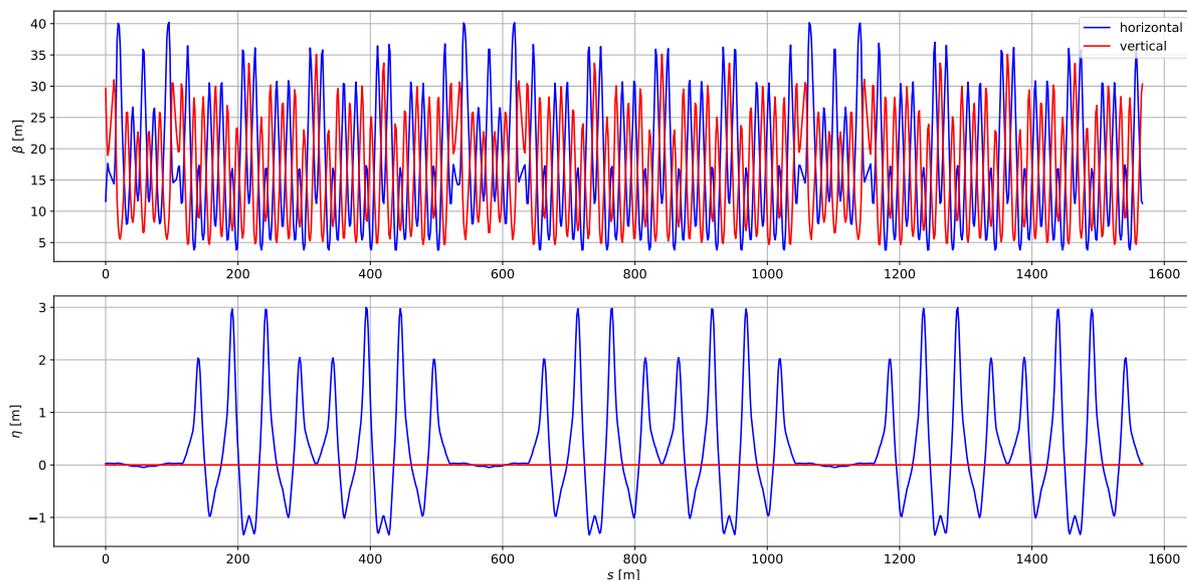


図 3.8 FX 利用運転における MR 1 周分の Twiss パラメータ。上図と下図はそれぞれベータ関数と運動量分散で、横軸は MR のビーム進行方向の座標である。青線と赤線はそれぞれ水平方向と鉛直方向。

速い取り出し (FX)

速い取り出しの機器は、5 台のキッカー電磁石とその下流に置かれたセプタム電磁石から構成されている。キッカー電磁石を励磁して、周回しているすべてのビームを一周する時間内 (約 $5 \mu\text{s}$) で取り出す。速い取り出しの分岐部は、リング内側のニュートリノビームラインとリング外側のアポートダンプ、リングの 3 つに分かれており、キッカー電磁石は両極性になっているため、電磁石に流す電流の極性を変えることでビームの取り出し方向を決めることができる。現在、速い取り出しでは、約 500 kW の安定運転を行っている。

遅い取り出し (SX)

ハドロン実験では、二次粒子の識別やエネルギーの測定に同時計測法 (coincidence 法) が使われている。このとき、同時に検出器に入る粒子の数が多すぎると同時計測の結果が目的とする物理反応の同一事象に起因するものかどうかの判別が困難になるため、周回する陽子ビームを長い時間 (約 2 秒) をかけて均一なビーム強度で取り出す方法 (遅い取り出し) が採用されている。遅い取り出しは、まず 6 極電磁石で水平方向のベータatron振動の安定領域を狭め、不安定領域に入った粒子の振動振幅を増大させる。水平方向に広がったビームをバンプ電磁石により水平方向に移動させて、端を静電セプタムによって削

りです。この削られた粒子をセプタム電磁石で軌道を曲げ、ハドロン施設へと輸送している。現在、遅い取り出しでは、約 51 kW の安定運転を行っている。

3.2 J-PARC MR の速い取り出しの現状

J-PARC MR では図 3.9 が示すように、2010 年の運転開始以降着実にビーム強度を上げ、2020 年 1 月に速い取り出しにおいて 505 kW 運転を達成した。ここでいうビーム強度とは以下のように計算されるものである。

$$\text{Beam Power[kW]} = (30 \times 10^{+9} \times 1.6 \times 10^{-19} \times 10^{-3})[\text{kJ}] \times \frac{\text{protons/pulse}}{\text{Repetition cycle [s]}} \quad (3.1)$$

500 kW 運転時の陽子数は、 $2.6 \times 10^{+14}$ protons/pulse、 $3.3 \times 10^{+13}$ protons/bunch に相当する。

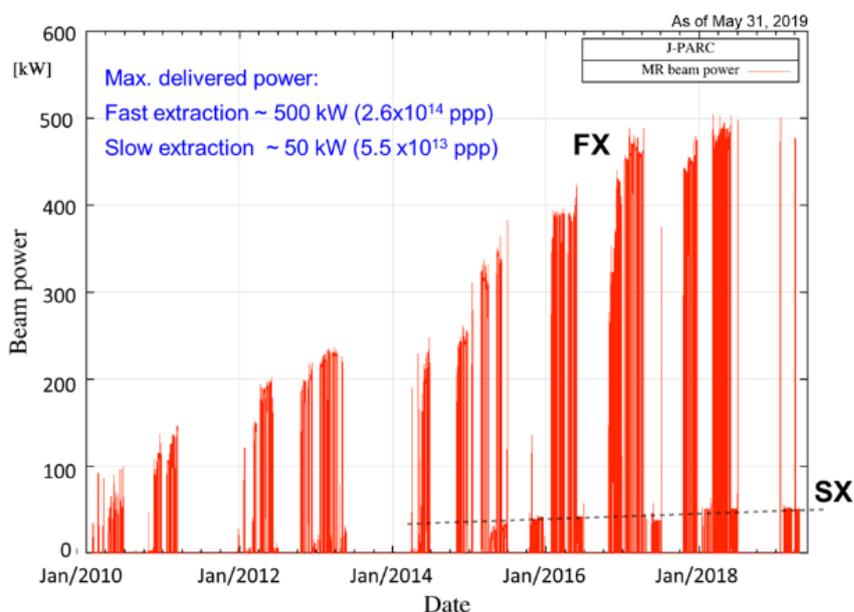


図 3.9 速い取り出し (FX) と遅い取り出し (SX) を含めた MR のビーム強度の推移 [46]。

MR の速い取り出しでは、ビーム内陽子数を約 25 % 増加させるとともに、繰り返し周期 (Repetition cycle) を 2.48 s から 1.1 s に短くすることで、1.3 MW の達成を目指している。後者を実現するためには、2021 年のロングシャットダウンにて電源をアップグレードする [47]。遅い取り出しにおいても、新電源によって偏向磁石の電流が安定化することで、周回ビームの軌道が安定し、取り出されるビーム量も安定することが期待されている。MR では電源のアップグレードに加えて、以下のようなアップグレードが計画されている。

- RF 空洞の増設と印加電圧の向上
- 入射と取り出しシステムの 1 Hz 運転への対応

- コリメータの増強
- 新しい運転チューンの探索
- ビームロス低減のためのビームダイナミクスの理解
- イントラバンチフィードバックのアップグレード

3.2.1 ビームロスの理解とモニターの重要性

加速器施設では放射化が進み人員によるメンテナンスが困難と判断された場合、運転を止める必要がある²。このため、大強度化によって増加が見込まれるビームロスをいかに抑えるかが重要となる。ビームロスの原因は、運転チューンにおける共鳴事象や入射エラーなど様々である。これらの原因を判断するために、MR では表 3.2.1 のビームモニター群が使用されている。

表 3.4 MR のモニター

モニター名	台数	主な測定項目
DCCT	2	ビーム強度及びビームロス
FCT	7	ビーム強度
WCM	3	ビーム時間の分布
BPM	186	ビーム重心位置
taperd-coupler BPM	2	バンチ内のビーム位置
BLM(proportional)	238	ビームロス
BLM(ionization)	36	ビームロス
BLM(scintillator)	2	ビームロス
IPM	3	横方向のビームプロファイル
Flying wire monitor	2	横方向のビームプロファイル

図 3.10 の左図は FX 利用運転 490 kW 時における周回ビームの陽子数で、右図はビームロスモニターのカウント値である。これらからビームロスは#7 から#11 番地のコリメータの箇所集中していることや、入射から加速前半(入射が 0 ~ 0.120 s 間で、加速は 0.130 ~ 1.530 s 間である。)にかけてビームロスが多いことがわかる。このようにビームモニターからビームロスのタイミングや、さらに他のモニターからビームの異変などに察知することができる。

3.2.2 ビームプロファイル測定

MR では大強度化に伴い、入射時の Twiss ミスマッチやその他の不安定性に起因する四重極振動によるビームサイズの増大やビームハローによるビームロスが問題になっている。このために大強度ビームのプロファイル測定が重要となっている。しかし、MR の既存のプロファイルモニターは大強度ビームの測定において、以下の課題を抱えている。

²毎週トンネル内の線量を測定し、運転継続可能か判断する。

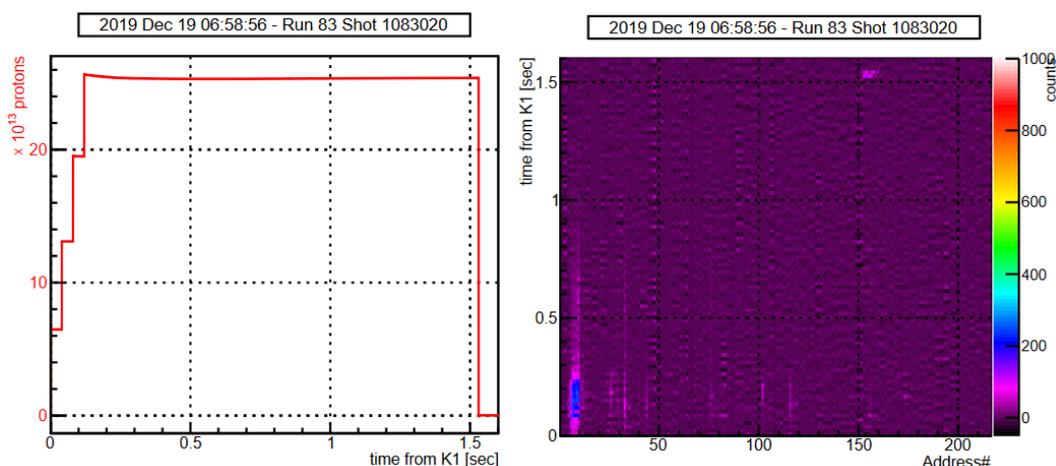


図 3.10 FX 利用運転における陽子数とビームロス。左図の横軸と縦軸はそれぞれ入射後からの時間と DCCT から算出されるビーム内の陽子数を指している。右図の横軸と縦軸はそれぞれビームロスモニターが位置する Q アドレス (MR では 4 極磁石毎に区間分けされており、#1 から #216 番地まで存在している。) と入射後からの時間を表している。

Flying-Wire Monitor

Flying-Wire Profile Monitor^[50] は速さ 5 m/s の可動式ワイヤーをビームにあてたときに生じる二次粒子を、シンチレータによって測定し、各位置での信号の大きさからビームプロファイルを再構成するモニターである。ビームに直接影響を及ぼす破壊型モニターのため、ビームロスの観点から常時測定を行うことは出来ない。またワイヤーにはカーボン製の直径 7 μm を用いていたが、中強度のビームである $2.2 \times 10^{+13}$ protons per bunch によってワイヤーが焼き切れてしまった。このため、遅い取り出しの強度が低い運転時のみの利用となっている。

IPM(Ionization Profile Monitor)

IPM(Ionization Profile Monitor)^[51] はビームに直接影響を及ぼさない非破壊ビームモニターである。ビームダクト中の残留ガスがビームによって電離して生じる電子を電場でマイクロチャンネルプレート³に誘導し、これを 32 チャンネルの電極で測定する。そして、到達位置と信号強度によってビームプロファイルを再構成する。しかし、大強度のビームによって誘導電場が歪むことによって、再構成したビームプロファイルが歪む問題が生じている。現在、誘導電場に平行な磁場を印加することで、電子を螺旋軌道にトラップさせて歪みを改善する方法が開発を行っている。

このような状況から MR では大強度に対応したプロファイルモニターの開発が課題となっている。そこで、現在 MR ではプロファイルモニターとして、リング内設置用の 16 電極モニターとアポートダンプ用の Multi-Ribbon Profile Monitor(MRPM)が開発されている。以降の章では、測定対象であるビームについて述べた後に、開発中の 16 電極モニターについて述べる。

³荷電粒子を増倍させるための多孔状装置。孔に入った粒子を印加電圧で加速させ、壁面にぶつかることで二次粒子を生成させることで荷電粒子を増倍させる。

第4章 ビームモニタリング

4.1 ビーム横方向の運動について

ビームの横方向 (ビームの進行方向に対して垂直な面) における運動について述べる。ここでは簡単のため1次元で考える。加速器のビーム軌道に沿った位置座標を s 、ビームの閉軌道からの変位と軌道からなす角度をそれぞれ x , $x' = dx/ds$ と定義する。

4.1.1 Hill's 方程式

加速器内の粒子は以下の Hill's 方程式によって記述される [52]。

$$x''(s) + K(s)x(s) = 0 \quad (4.1)$$

ここで $K(s)$ は四極磁石や偏極磁石による収束力である。さらに、式 (4.1) の一般解は以下のように書ける。

$$x(s) = A\sqrt{\beta(s)}\cos(\phi(s) + \phi_0) \quad (4.2)$$

これを式 (4.1) に代入することで、関係式 $\phi' = 1/\beta$ が得られる。このように加速器中の粒子は、閉軌道の周りを振動する。これをベータトロン振動と呼ぶ。ベータトロン振動のリング一周あたりの位相を 2π で割ったものをチューンと呼び、以下のように計算される。

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{1}{\beta(s)} ds \quad (4.3)$$

$\beta(s)$ はベータ関数と呼ぶ。式 (4.2) から、軌道角 $x'(s)$ は

$$x'(s) = -A\sqrt{\frac{1}{\beta(s)}}\sin(\phi(s) + \phi_0) + A\frac{\beta'(s)}{2}\sqrt{\frac{1}{\beta(s)}}\cos(\phi(s) + \phi_0) \quad (4.4)$$

とかけ。したがって x , x' は以下の楕円方程式を満たし、図 4.1 のような楕円を形成する。

$$(A\pi)^2 = \gamma x(s)^2 + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'(s)^2 \quad (4.5)$$

ここで A は Courant-Snyder invariant¹、 α , β , γ は Twiss パラメータである。Twiss パラメータは磁石やドリフトスペースなどの構成によって決まり、 $\alpha = -\beta'/2$, $\gamma = (1 + \alpha^2)/\beta$ の関係式を満たす。

¹後述のエミッタンスとは異なるので注意が必要。

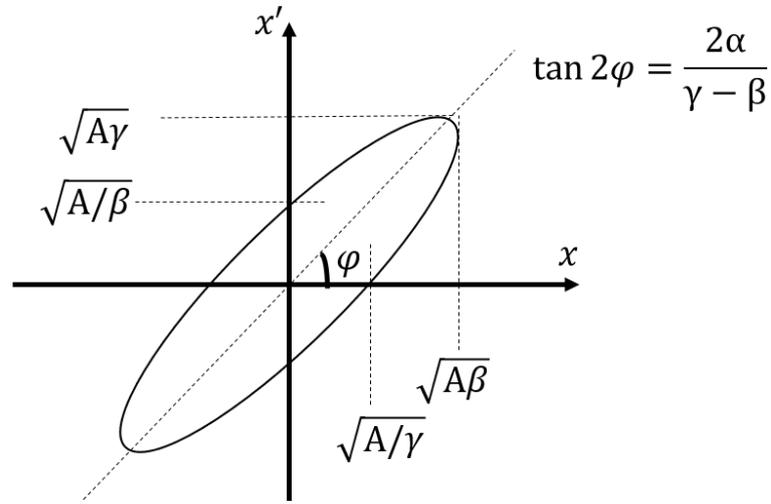


図 4.1 粒子の位相空間上での軌跡。

4.1.2 転送行列

式 (4.2), (4.4) から s_1, s_2 地点の位置及び軌道角の関係を、転送行列 M_{21} を用いて以下のようにかける。

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{pmatrix} = M_{21} \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

転送行列 M_{21} は Twiss パラメータ α, β, γ を用いて以下のように書ける。

$$M_{21} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}}(\cos \phi + \alpha_1 \sin \phi) & \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \phi \\ -\frac{(1 + \alpha_2 \alpha_1) \sin \phi + (\alpha_2 - \alpha_1) \cos \phi}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} & \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}}(\cos \phi - \alpha_2 \sin \phi) \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

ここで $\phi = \phi(s_2) - \phi(s_1)$ を満たし、転送行列は加速器中の各要素で計算されるものである。またリング一周分の転送行列はユニタリ行列になり、周回粒子は図 4.1 の位相空間の楕円上を回ることになる。

4.1.3 運動量分散関数

設計値から外れた運動量 $p + \Delta p$ をもつ粒子は、偏極磁石によって異なる角度に曲げられる。このときの位置のずれ x を用いて、運動量分散関数 $\eta(s)$ (ディスパージョン関数) は以下のように定義される。

$$\eta(s) = \frac{\partial x}{\partial \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial p} \right)} \quad (4.8)$$

これを考慮に入れたベータatron振動の式 (4.2) は以下のように書ける。

$$x(s) = A\sqrt{\beta(s)} \cos(\phi(s) + \phi_0) + \eta(s) \frac{\Delta p}{p} \quad (4.9)$$

また運動量のずれは4極電磁石の収束力にも影響を及ぼし、運転のチューンにも影響を及ぼす。このチューン Q の変化量は以下のように定義されるクロマチシティ ξ によって評価される²。

$$\xi = \frac{\partial Q}{\partial(\frac{\partial \Delta p}{\partial p})} \quad (4.10)$$

4.1.4 エミッタンス

多粒子系が占める位相空間 (x, x') での面積を π で割ったものは、エミッタンス ϵ と呼び、以下のように計算できる。

$$\epsilon = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle} \quad (4.11)$$

ここで $\langle \rangle$ は全粒子での平均を意味する。また図 4.1 の楕円に実際のビームがマッチしていると、

$$\langle x^2 \rangle = \epsilon\beta, \quad \langle xx' \rangle = -\epsilon\alpha, \quad \langle x'^2 \rangle = \epsilon\gamma \quad (4.12)$$

と書ける。図 4.1 の楕円にマッチしない場合 (Twiss ミスマッチ) は、楕円から外れた粒子は大きな軌道でベータatron振動をするため上の式は成り立たない。

β の値が明らかな地点でビームサイズ (標準偏差) を測定することで RMS エミッタンス³を測定することができる。

$$\epsilon = \frac{\sigma^2}{\beta} \quad (4.13)$$

ただし、運動量分散関数 $\eta(s)$ がゼロでないところでは、

$$\epsilon = \frac{\sigma^2 - \sigma_p^2 \eta^2}{\beta} \quad (4.14)$$

と書ける。ここで、 $\sigma_p^2 = \langle \frac{\Delta p}{p} \rangle^2$ である。

エネルギーが一定のときエミッタンスは Liouville の定理より、位置 s によらない保存量である。エネルギーが一定でない場合は、 x' に対して相対論における正準座標 p_x を取る必要がある。ローレンツ因子 β_L, γ_L を用いることで、 $p_x \sim px' = m\beta_L\gamma_L x'$ と書ける。これにより、保存量としての規格化されたエミッタンスは以下のように書ける。

$$\epsilon_n = \beta_L\gamma_L\epsilon \quad (4.15)$$

このことから、ビームサイズとしてのエミッタンス ϵ は、 $\beta_L\gamma_L \propto p$ に反比例する。これを断熱減衰と呼ぶ。

²J-PARC MR では、クロマチシティは6極磁石の通電パターンによって調整している。MR 利用運転のクロマチシティはおよそ -6 で、 $\langle \frac{\Delta p}{p} \rangle$ は 0.005 以下となっている。

³慣例として陽子ビームの場合は 2σ を、電子ビームの場合は 1σ をエミッタンスとするが、本論文では RMS エミッタンスで議論する。 2σ エミッタンスは通常 RMS エミッタンスの4倍をかけて、定義に合わせた係数をかけることで他の定義のエミッタンスに変換することができる。

4.1.5 共鳴ライン

実際の加速器の電磁石には磁場エラーが含まれており、これによってビームはキックを受ける。キックの影響はベータatron振動の位相に依存する。このためチューンによって、周回を繰り返すことでキックの影響が増幅される場合がある。以下の共鳴条件を満たすとき、キックの影響が増幅される。

$$m\nu_x + n\nu_y = P \tag{4.16}$$

ここで m, n, P は整数値で、このときの $N = m + n$ は共鳴の次数といい、値が小さいほど大きい共鳴となる。図 4.2 の左と右はそれぞれ1次共鳴と2次共鳴の概念図である。ある地点で同様のキックを受けるとき、チューンによってキックの影響が増大すること示している。

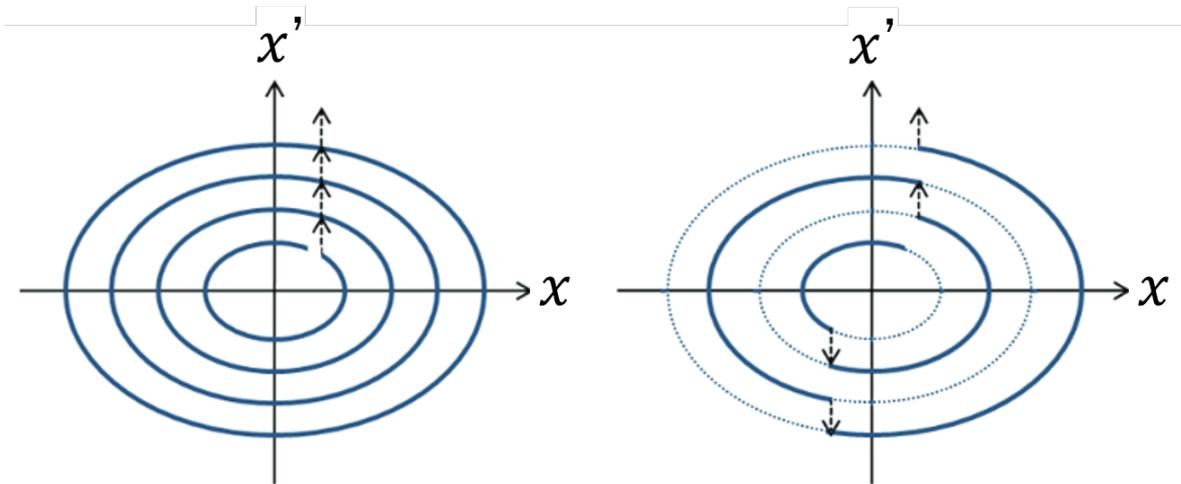


図 4.2 位相空間 (x, x') 上における共鳴の概念図 [53]。左がチューンが整数 (1 次共鳴) で、右が半整数 (2 次共鳴) を表す。

4.1.6 横方向の空間電荷効果

陽子ビームは同符号の荷電粒子の塊であるため、クーロン力 (斥力) が働く。ビーム強度が上がると、この効果によって4極電磁石などの磁場の収束力が弱まる。これはビーム内では重心位置から離れるほど影響が大きい。この特徴からインコヒーレントなチューンシフトを引き起こす。このときのチューンスプレッド $\Delta\nu$ はラスレットの式より、

$$\Delta\nu = -\frac{N_p r_p}{2\pi\beta_L^2 \gamma_L^3 \epsilon} \frac{I_{\text{peak}}}{I_{\text{average}}} \tag{4.17}$$

とかける。ここで、 N_p, r_p はそれぞれビームの粒子数と陽子の古典半径である。 $I_{\text{peak}}/I_{\text{average}}$ の逆数はバンチングファクターといい、ビームのピーク電流と平均電流の比である。式 (4.17) の導出にはビームが一様分布 (KV 分布) かつビームパイプが一様に伸びていると仮定しており、厳密にはビーム内の粒

子分布やビームを取り巻く境界条件まで考える必要がある。また式 (4.17) は全粒子のチューンをインコヒーレントに下方に引き延ばすため、共鳴ラインの式 (4.16) に接近した粒子の振幅は増大し、アクセプタンスを外れた粒子はビームロスを引き起こす。

4.2 ビーム計測

加速器を運転には、上記のビームダイナミクスの理解や確認が重要である。このためには加速器内のビーム情報を測定するビームモニターが必要不可欠である。ビームモニターの役割は表 4.1 のビームに関連する量を測定することである。ここで、ビームの進行方向を s とし、進行方向に対して垂直な面を

表 4.1 ビームに関する測定量

ビーム重心の位置	$\langle x \rangle, \langle y \rangle, \langle s \rangle$
ビームの空間的な広がり	$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_s$
ビーム重心の運動量	$\langle p_x \rangle, \langle p_y \rangle, \langle p_s \rangle$
運動量の広がり	$\sigma_{p_x}, \sigma_{p_y}, \sigma_{p_s}$
粒子数	N

xy 平面とした。この他に間接的にビームに関連する情報としてビームロスが挙げられる。

表 4.1 を測定するにあたって、ビームモニターにはビームに直接的に影響を及ぼす破壊型測定とビームに影響を与えない非破壊測定が存在する。MR のような円形加速器では、前者の測定の場合は周回を繰り返す毎に影響が増大するため、非破壊型ビームモニターが好ましい。

4.2.1 非破壊ビームサイズ測定の意義

前章で MR では大強度に対応したビームサイズモニターが不足していることを述べた。後述の 16 電極モニターは非破壊型のビームサイズモニターである。ここでは、この非破壊ビームサイズ測定の利点について述べる。

まず長時間の時間平均によってビームサイズを測定可能な場合は、破壊型と同様の効果が得られる。測定地点のベータ関数が明らかな場合、ビームのエミッタンスがわかる。これによって、取り出し部やコリメーターでのビームサイズがわかり、そこで確保すべきアクセプタンスを見積もることができる。また何らかの非平衡状態から終状態を知ることができる。

さらに、週間毎のビームサイズが測定可能な場合、すなわち各バンチ毎にビームサイズが測定可能な場合。断熱減衰や平衡状態に達していないビームがどのような分布をしているかを知ることができる。前者は加速に関する健全性の確認につながり、後者はビームダイナミクスの理解につながる。特に平衡状態に達していないビームの分布の変化に関する測定は、後述の入射ミスマッチ調整などに有用である。

4.3 入射ミスマッチ

高エネルギー加速器では、J-PARC のように複数の加速器を用いて加速を行う。これは、加速によって粒子の速度が変わることで必要となる RF 周波数が変化することや断熱減衰に合わせてビームパイプの径を小さくした方が加速に関する仕事量の観点から効率がよいためである。また、加速器を多段に分けたほうが様々なエネルギーのビームを用いて実験をする上でも効率的である。ただし、ここで問題になるのが、加速器と輸送ライン間のマッチングである。

ビームを輸送ラインから加速器に入射するとき、加速器側のアクセプタンスに収まるように調整する必要がある。調整が済んでいない状態では図 4.3 のように、ビーム位置やビームサイズの意図しない振動が起きる。この振動によってアクセプタンスから外れた粒子がビームロスになる。このため振動を抑制するように調整を行う必要がある。以下にそのミスマッチと調整内容についてまとめた。

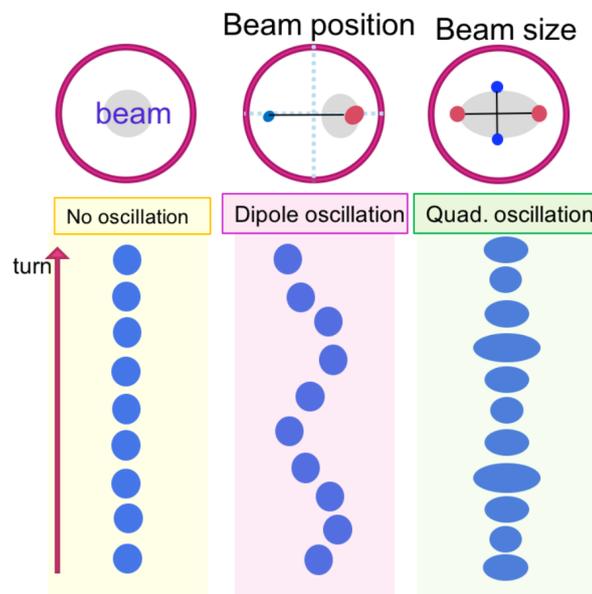


図 4.3 ビーム位置とビームサイズの振動の模式図 [56]。赤青の丸はそれぞれビームパイプとビームプロファイルである。左から振動がない場合、ビーム位置が振動している場合、ビームサイズがターン毎 (縦軸) に振動している様子を表している。

入射位置

閉軌道に対してオフセットをもってビームが入射したとき、ビーム重心はベータatron振動する。図 4.4 は入射位置のエラーによって重心位置が振動を位相空間 (x, x') 上で表したものである。アクセプタンスを外れた粒子がビームロスになると共に、長い時間をかけて位相空間の図 4.4 の破線内を粒子が埋め尽くしをエミッタンスの増加にもつながる。

これを調整するには、ステアリング磁石やキッカー磁石のタイミング及び強度を調整し、軌道を合わせる必要がある。

Twiss パラメータおよび運動量分散関数のマッチング (Twiss ミスマッチ)

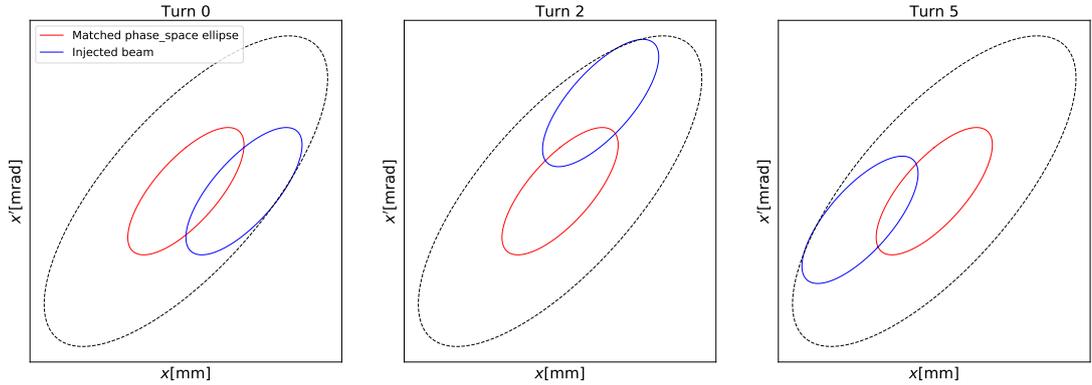


図 4.4 入射位置のミスマッチによるビーム重心の振動を位相空間 (x, x') で表したものの。赤線は青線はそれぞれ理想的な入射位置とビーム位置に関するオフセットをもった入射ビームを、破線は重心位置の振動を含めたエミッタンスを表している。左から 0、2、5 ターン目のもので、各位相空間上の点にリング一周分の転送行列をかけることで算出した。

上流と下流で Twiss パラメータがマッチしない場合、図 4.1 の楕円から外れた粒子がより大きな楕円でベータトロン振動をする。これを巨視的にみるとビームサイズが振動するようになる。

図 4.5 は Twiss ミスマッチの影響を位相空間上 (x, x') で表したものである。ターン毎に位相空間上のビーム分布を x 軸に射影しビームサイズを算出すると、ビームサイズが振動しているように見える。ただし空間電荷効果によるチューンスプレッドの影響で振動はすぐに減衰する。空間電荷の影響はビームが集中する真ん中ほど大きいため、中心付近の粒子は式 (4.17) より小さなチューンでベータトロン振動をする。この結果、図 4.5 の右図のように粒子が位相空間を埋め、エミッタンスを増大させる (後述)。これによってアクセプタンスに収まらなくなった粒子がビームロスとなる。

これを調整するためには、円形加速器の Twiss パラメータは周期境界条件が組まれているため、上流の輸送ラインの Twiss パラメータの調整を行う必要がある。運動量分散も同様に電磁石のパラメータによって決まるため、ここでは同様のものとして扱う。

4.3.1 入射ミスマッチによる四重極振動

四重極モーメント $\kappa \equiv \langle x^2 - y^2 \rangle$ について考える。これは後述の 16 電極モニターで測定できる値で、ビームサイズ σ_x, σ_y (ビーム分布の標準偏差) を用いて以下のように書き表せる。

$$\begin{aligned}
 \kappa &= \langle x^2 - y^2 \rangle \\
 &= \sigma_x^2 - \sigma_y^2 + \langle x \rangle^2 - \langle y \rangle^2 \\
 &= \epsilon_x \beta_x - \epsilon_y \beta_y + \sigma_p^2 \eta_x^2 - \sigma_p^2 \eta_y^2 + \langle x \rangle^2 - \langle y \rangle^2
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

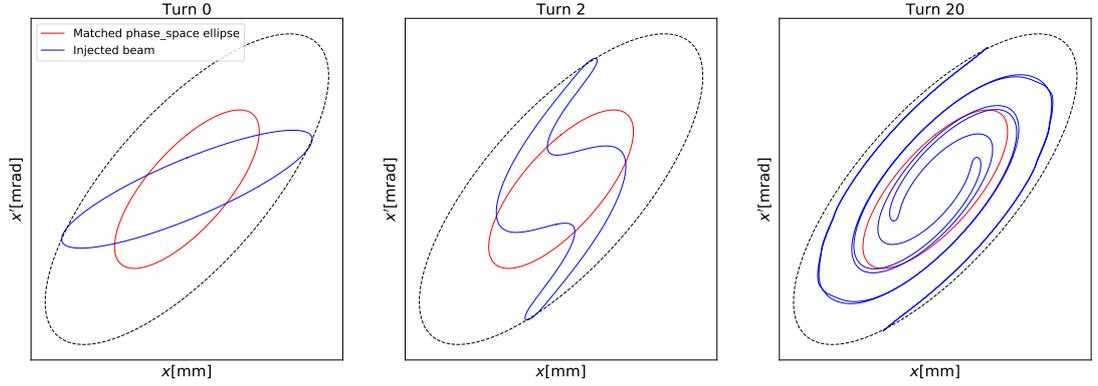


図 4.5 Twiss ミスマッチによる影響を位相空間 (x, x') で表したもの。赤線と青線はそれぞれ理想的な入射位置と Twiss ミスマッチした入射ビームで、破線はベータatron 振動の振幅が最大の粒子のエミッタンスを表したものである。左から 0、2、20 ターン目のもので、各位相空間上の点にリング一周分の転送行列をかけることで算出した。このとき空間電荷効果によるインコヒーレントなチューンシフトを疑似的に表現するために、ビーム重心から近いほどチューンシフトが大きくなるように計算を行った。

ただし、Twiss パラメータのミスマッチがある場合は成り立たない。ここではその一例である入射ミスマッチがある場合を考える。

まず入射位置で $(\Delta i, \Delta i')$ ($i = x, y$) のオフセットを持ち、Twiss パラメータ、運動量分散関数に $(\Delta\beta_i, \Delta\alpha_i, \Delta\eta_i, \Delta\eta'_i)$ ($i = x, y$) のミスマッチをもってビームが入射するとする。ここで、ベータ関数 (β_x, β_y) 、運動量分散 (η_x, η_y) の入射点における n ターン目の四重極モーメント κ_n は以下のようなになる [54]。

$$\begin{aligned}
 \kappa_n = & \beta_x(\epsilon_x + \Delta\epsilon_x) - \beta_y(\epsilon_y + \Delta\epsilon_y) + \eta_x\sigma_p^2 + \bar{x}^2 - \bar{y}^2 \\
 & + \beta_x\{\epsilon_x\delta_{\beta_x} \cos(4\pi\nu_x n - 2\phi_{\beta_x}) + \sigma_p^2\delta_{\eta_x} \cos(4\pi\nu_x n - 2\phi_{\eta_x}) + \delta_x^2 \cos(4\pi\nu_x n - 2\phi_x)\} \\
 & - \beta_y\{\epsilon_y\delta_{\beta_y} \cos(4\pi\nu_y n - 2\phi_{\beta_y}) + \sigma_p^2\delta_{\eta_y} \cos(4\pi\nu_y n - 2\phi_{\eta_y}) + \delta_y^2 \cos(4\pi\nu_y n - 2\phi_y)\} \\
 & + \sqrt{\beta_x}\{\sigma_p^2\eta_x\sigma_{\eta_x} \cos(2\pi\nu_x n - \phi_{\eta_x}) + \bar{x}\delta_x \cos(2\pi\nu_x n - \phi_x)\} \\
 & - \sqrt{\beta_y}\bar{y}\delta_y \cos(2\pi\nu_y n - \phi_y)
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

このような振動を四重極振動とよび、エミッタンスの増加分 $\Delta\epsilon_i$ ($i = x, y$) は

$$\Delta\epsilon_i \approx \epsilon_i \frac{\delta_{\beta_i}^2}{2} + \sigma_p^2 \frac{\delta_{\eta_i}^2}{2} + \frac{\delta_i^2}{2} \tag{4.20}$$

とかける。また、 (δ_i, ϕ_i) , $(\delta_{\eta_i}, \phi_{\eta_i})$, $(\delta_{\beta_i}, \phi_{\beta_i})$ ($i = x, y$) はそれぞれベクトル

$$\vec{\delta}_i \equiv \frac{1}{\sqrt{\beta_i}} \begin{pmatrix} \Delta i \\ \beta_i \Delta i' + \alpha_i \Delta i \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

$$\vec{\delta}_{\eta_i} \equiv \frac{1}{\sqrt{\beta_i}} \begin{pmatrix} \Delta \eta_i \\ \beta_i \Delta \eta_i' + \alpha_i \Delta \eta_i \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

$$\vec{\delta}_{\beta_i} \equiv \frac{1}{\sqrt{\beta_i}} \begin{pmatrix} \frac{\Delta \beta_i}{\beta_i} \\ \alpha_i \frac{\Delta \beta_i}{\beta_i} - \Delta \alpha_i \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

の大きさと偏角で、 \bar{x} , \bar{y} は閉軌道の座標である。

式 (4.19) の第1行目は定常状態におけるエミッタンスで、振動が減衰したときに残る項である。式 (4.20) のように mismatches 分だけ、エミッタンスは増大する。第2,3行目は2倍のチューンで振動し、中でも第1,2項はビームサイズ σ_i ($i = x, y$) から生じる項である。第3項は $\langle x \rangle^2$, $\langle y \rangle^2$ から導かれる項である。

チューンスプレッドの影響

式 (4.19) からビームサイズは振動を続けるように見えるが、実際にはチューンスプレッドの効果によって減衰し、観測されなくなる。簡単のため、チューンの分布が平均 $\bar{\nu}_i$ ($i = x, y$) と標準偏差 σ_{ν_i} のガウシアンと仮定する。すると式 (4.19) は畳み込み積分によって以下の $\bar{\kappa}_n$ のように書ける。

$$\begin{aligned} \bar{\kappa}_n &= \int_{-\infty}^{\infty} d\nu_x \int_{-\infty}^{\infty} d\nu_y \frac{\kappa_n}{2\pi\sigma_{\nu_x}\sigma_{\nu_y}} \exp\left(-\frac{(\nu_x - \bar{\nu}_x)^2}{2\sigma_{\nu_x}^2}\right) \exp\left(-\frac{(\nu_y - \bar{\nu}_y)^2}{2\sigma_{\nu_y}^2}\right) \\ &= \beta_x(\epsilon_x + \Delta\epsilon_x) - \beta_y(\epsilon_y + \Delta\epsilon_y) + \eta_x\sigma_p^2 + \bar{x}^2 - \bar{y}^2 \\ &\quad + \beta_x e^{-2n^2\sigma_{\nu_x}^2} \{ \epsilon_x \delta_{\beta_x} \cos(2\bar{\nu}_x n - 2\phi_{\beta_x}) + \sigma_p^2 \delta_{\eta_x} \cos(2\bar{\nu}_x n - 2\phi_{\eta_x}) + \delta_x^2 \cos(2\bar{\nu}_x n - 2\phi_x) \} \\ &\quad - \beta_y e^{-2n^2\sigma_{\nu_y}^2} \{ \epsilon_y \delta_{\beta_y} \cos(2\bar{\nu}_y n - 2\phi_{\beta_y}) + \sigma_p^2 \delta_{\eta_y} \cos(2\bar{\nu}_y n - 2\phi_{\eta_y}) + \delta_y^2 \cos(2\bar{\nu}_y n - 2\phi_y) \} \\ &\quad + \sqrt{\beta_x} e^{-\frac{n^2\sigma_{\nu_x}^2}{2}} \{ \sigma_p^2 \eta_x \sigma_{\eta_x} \cos(\bar{\nu}_x n - \phi_{\eta_x}) + \bar{x} \delta_x \cos(\bar{\nu}_x n - \phi_x) \} \\ &\quad - \sqrt{\beta_y} e^{-\frac{n^2\sigma_{\nu_y}^2}{2}} \bar{y} \delta_y \cos(\bar{\nu}_y n - \phi_y) \end{aligned} \quad (4.24)$$

振動項はそれぞれ指数関数の肩にターン数の二乗 $-n^2$ に比例したものを肩にもち、減衰し(デコヒーレンス、位相混合またはフィラメンテーションという。)、一行目の定常状態の項のみが残る。前述の通り大強度になるにつれて空間電荷効果によるチューンスプレッドが大きくなるため、この減衰の効果も大きくなる。

ここではビーム重心の振動とビームサイズの振動のチューンスプレッドを同様のものとして計算した。しかし、これらは別物であることが以下の二点から実験的に確認されている [55]。

- ビームサイズの振動の減衰が、ビーム重心の振動の減衰に比べて極めて早い。

- ビーム重心とビームサイズの振動のチューンが異なっており、ビームの強度が上がるほどビームサイズの振動のチューンシフト量が大きい。

4.3.2 MR における入射調整

MR では上記の入射エラーに対して、以下のような調整を行っている。

入射位置

ダイアゴナルカット BPM⁴でベータトロン振動を測定し、それに応じて入射機器 (3-50 BT 偏向磁石、セプタムおよびキッカー) の調整を行う。約 0.5 mm 以下に mismatches を抑えた後は、イントラバンチフィードバック [58] でベータトロン振動を抑制する。

Twiss パラメータおよび運動量分散関数のマッチング

計算値から 3-50 BT の 4 極磁石の電流値を調整し、低強度で IPM のビームプロファイルから再調整を行う。さらに大強度の状態では、3-50 BT の MR 入射直前の数台の 4 極磁石の電流値をスキャンし、ロスが少ない設定条件を探す。

特に Twiss パラメータのマッチングに関しては、低強度と大強度でマッチングの度合いが異なることが確認されている。それを解き明かすためにも、大強度下でビームサイズの振動を測定出来ることが好ましい。さらにこれは大強度ビームにおける空間電荷効果の影響の理解や、電磁石の電流値をスキャンを省き調整時間を短縮することにも貢献する。このために非破壊型ビームサイズモニターである 16 電極モニターの開発を行っている。

4.4 まとめ

本章ではまず基本的なビームダイナミクスについて述べ、これら制御するためにはビームモニターが必要不可欠であることを述べた。そして開発中の 16 電極モニターの特徴である非破壊ビームサイズ測定の特長について述べた。最後にこの利点の一つである入射エラーの概要と調整方法について述べた。以降の章では、16 電極モニターとキャリブレーション、ビーム測定について述べる。

⁴ ストリップライン型・テーパードカプラー型に比べ、位置に対する応答の線形性に優れている (アクセプタンス内全域の位置の再現性がよい)。

第5章 16 電極ビームモニター

5.1 概要

16 電極モニターは図 5.1 のようなストリップライン型ビームモニター (後述) である。z 軸正方向にビームが通過する、このときに誘起される電圧からビーム横方向のモーメントを算出することができる。各電極の上流は同軸 N 型真空フィードスルーに接続され、下流側はビームパイプに溶接されている。2016 年に開発が始まり、一台目が MR #15 番地にインストールされた [56]。そして、2019 年夏に二台目が MR #13 番地にインストールされた (B 参照)。図 5.2 は MR における 16 電極モニターの設置位置である。以降では #13 番地と #15 番地の 16 電極モニターをそれぞれ 16 電極モニター #13 と 16 電極モニター #15 または単に #13 と #15 として区別する。表 5.1 に、16 電極モニターの主な寸法をまとめた。

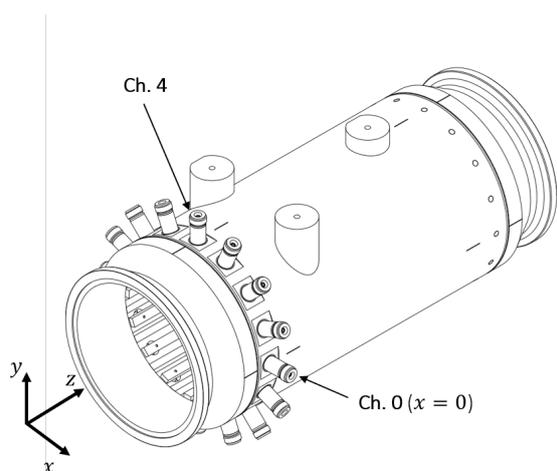


図 5.1 16 電極モニター (TOYAMA Co.,Ltd より)

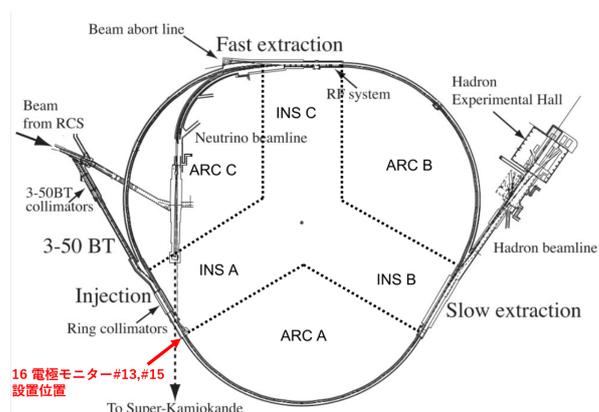


図 5.2 MR における 16 電極モニターの設置位置

表 5.1 16 電極モニターのサイズ

全体の長さ	500 mm	電極の長さ	320 mm
外径	195 mm	電極の厚み	5.0 mm
内径	165 mm	電極の幅	9.85 mm

測定対象はビームの横方向モーメント、中でも 4 重極モーメント $\langle x^2 - y^2 \rangle$ である。さらにベータ関数の異なる二地点で測定することで、ビームサイズの非破壊測定を目的としている。これに加えて、3-50 BT と MR の入射ミスマッチによるビームサイズの振動及びエミッタンス増加の測定を目指す。

5.2 16 電極ビームモニターの動作原理

5.2.1 信号検出原理: ストリップラインモニター

信号原理は一般的なストリップライン型 BPM の場合と同様である。図 5.3^[59] はストリップライン型のビームモニターの概念図で、ビームパイプに短冊型の電極がついた形状を表している。ここでビームパイプの半径を b 、電極長さともモニター中心からの見込み角をそれぞれ l と ϕ 、電極の特性インピーダンスは 50Ω として出力信号を考える。

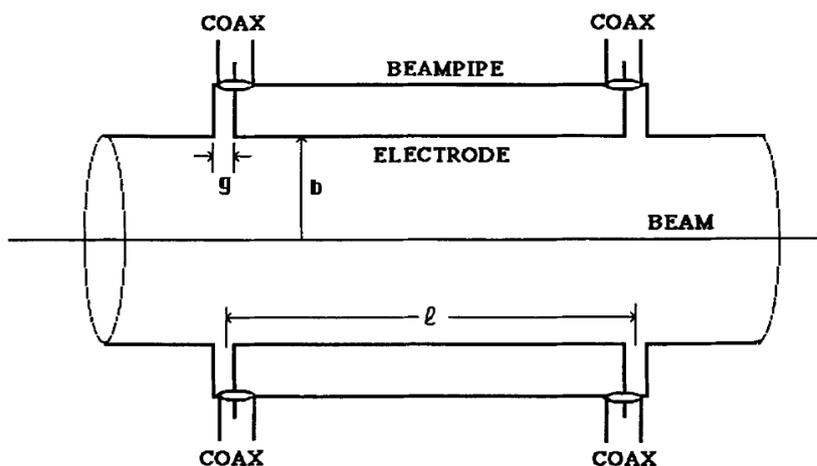


図 5.3 ストリップライン型ビームモニターの概念図^[59]

電流 $I_b(t)$ のビームがパイプの中心を通過するとき、ビームパイプには単位角あたり $-I_b(t)/2\pi$ の壁電流が流れる。これによって上流と下流の電極で観測される電圧は以下のように書ける。

$$V_U(t) = \frac{\phi Z}{4\pi} \left[I_b(t) - I_b \left(t - \frac{l}{\beta_b c} - \frac{l}{\beta_s c} \right) \right] \quad (5.1a)$$

$$V_D(t) = \frac{\phi Z}{4\pi} \left[I_b \left(t - \frac{l}{\beta_b c} \right) - I_b \left(t - \frac{l}{\beta_s c} \right) \right] \quad (5.1b)$$

ここで、ビームと信号の伝送速度をそれぞれ $\beta_b c$ 、 $\beta_s c$ とした。式 (5.1a)、(5.1b) の2つの項は、図 5.4 のように壁電流 I_w が電極の負荷を感じる時(電極領域に入射するときと出射するとき)に生じる。また、電極に生じた信号は2つの伝送ラインを並列に伝播するため、各項を2で割っている。式 (5.1a)、(5.1b) からビームがパルス形状のとき、出力信号はバイポーラ型になることがわかる。

式 (5.1b) の下流の信号は、 $\beta_b c \sim \beta_s c$ となると打ち消しあうため意味をなさない。このためビームが双方向から行き交うコライダー以外の加速器では、下流の電極はショートさせることが多く、16 電極モニターでも同様の処理を行っている。短絡させた場合は上の考えた方では、式 (5.1a) には一つの項しか生じない。しかし、並列に伝わった信号が下流の短絡部で固定端反射し、それが信号として伝わることで、短絡させない場合とほとんど同じ振る舞いをする。短絡させた方が工作費用が安くなる半面、読み出し回路を反射した信号がそのまま戻ってくるという短所がある。

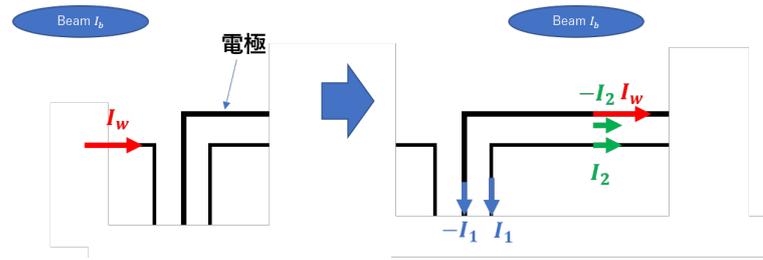


図 5.4 上流電極の信号検出原理の概略図。電極とケーブルのインピーダンスが等しいとき、キルヒホッフの法則から $I_1 = I_2 = I_w/2$ である。

5.2.2 出力信号の周波数特性

ストリップライン型のモニターの周波数特性は式 (5.1a) から、フーリエ変換をすることで以下のように計算できる。

$$\begin{aligned}
 V_U(\omega) &= \frac{\phi Z}{4\pi} \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \{I_b(t + \tau) - I_b(t - \tau)\} dt \right| \\
 &= \frac{\phi Z}{4\pi} |e^{+i\omega\tau} I_b(\omega) - e^{-i\omega\tau} I_b(\omega)| \\
 &= \frac{\phi Z}{4\pi} |2i \sin(\omega\tau) I_b(\omega)| \\
 &= \frac{\phi Z}{2\pi} \left| \sin \left\{ \frac{\omega l}{2\beta_b c} \left(1 + \frac{\beta_b}{\beta_s} \right) \right\} \right| |I_b(\omega)| \tag{5.2}
 \end{aligned}$$

ここで $\tau = \frac{l}{2\beta_b c} \left(1 + \frac{\beta_b}{\beta_s} \right)$ とし、 $I_b(\omega)$ はビームの周波数特性とした。この式から、ストリップライン型のモニターは、低周波数領域ではカットオフ周波数

$$f_c = \frac{\beta_b c}{4l} \left(1 + \frac{\beta_b}{\beta_s} \right)^{-1} \text{ [Hz]}$$

のハイパスフィルターのような振る舞いをするのがわかる。図 5.5 は 16 電極モニターにおける周波数特性の計算結果である。 $l = 0.3 \text{ m}$, $\beta_b \sim \beta_s \sim 1$ とすることで、カットオフ周波数は $f_c = 125 \text{ MHz}$ となった。

ビームの周波数特性

ビームの 1 バンチの時間分布をガウシアン¹とすると、ビームの周波数成分も同様にガウシアンとなる。図 5.6 はバンチ内の陽子数が 10^{+13} p.p.b のビームバンチの電流を時間領域と周波数領域で図示したものである。これが図 5.5 のようなハイパスフィルターを通過することで、バンチ波形は周波数スペクトルは RF 周波数 (1.7 MHz) 以降にピークをもつバイポーラ信号になる。このため、16 電極モニターでバンチ毎に測定するときは、入射直後のピーク信号の帯域にあたる RF 2 倍高調波 (3.4 MHz) の信号振幅を電圧信号としている。

¹実際にはガウシアンではないが、定性的に考えるためにここではガウシアンとする。

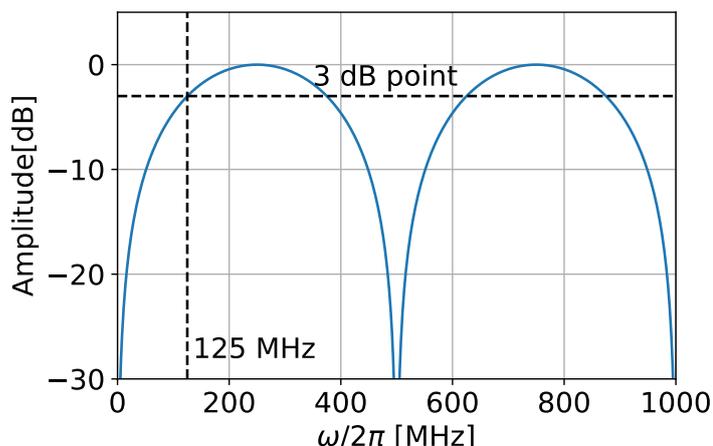


図 5.5 16 電極モニターの周波数特性の計算結果。サイン関数の頂点を 0 dB にとした。

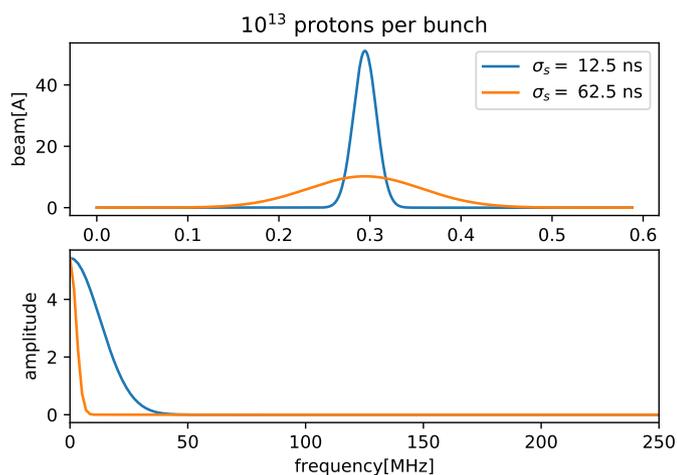


図 5.6 バンチの時間分布をガウシアンとしたときのバンチ波形 (上図) とその周波数スペクトル (下図) 青線とオレンジの線はガウシアンにおける σ を、250, 12.5 ns としたもので、これは MR における加速前後の状況に対応している。

5.2.3 ビーム横方向モーメントの算出

次に各電極の信号 V_i ($i = 0, 1, 2, \dots, 15$) からビーム横方向モーメントの算出方法について述べる。まず図 5.7 のような半径 R 円筒と内側の線電荷 λ を考える。このとき、円筒状の電荷 $\sigma(\theta)$ は鏡像の関係から以下のように解ける [57]。

$$\sigma(\theta) = -\frac{\lambda}{2\pi R} \frac{R^2 - l^2}{R^2 + l^2 - 2Rl \cos(\phi - \theta)} \tag{5.3}$$

$$= -\frac{\lambda}{2\pi R} \left[1 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\cos n\theta}{R^n} \text{Re}(x + iy)^n + \frac{\sin n\theta}{R^n} \text{Im}(x + iy)^n \right\} \right] \tag{5.4}$$

電荷が複数存在する場合、電荷密度 $\rho(x, y)$ で平均をとることで $\sigma(\theta)$ を得ることができる。

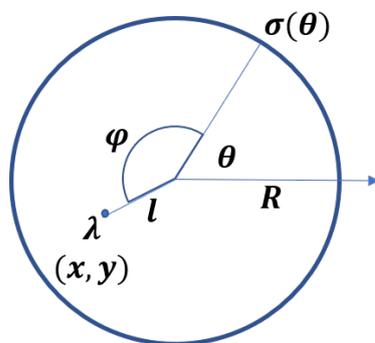


図 5.7 円筒内の線電荷と誘起電荷 $\sigma(\theta)$ の位置関係。位置 (x, y) に線電荷 λ を置いたときに、半径 R の円柱上の $(R \cos \theta, R \sin \theta)$ に誘起される電荷 $\sigma(\theta)$ を考える。

$$\sigma(\theta) = - \int dx dy \frac{\rho(x, y)}{2\pi R} \frac{R^2 - l^2}{R^2 + l^2 - 2Rl \cos(\phi - \theta)} \tag{5.5}$$

$$= - \frac{Q}{2\pi R} \left[1 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\cos n\theta}{R^n} \langle \text{Re}(x + iy)^n \rangle + \frac{\sin n\theta}{R^n} \langle \text{Im}(x + iy)^n \rangle \right\} \right] \tag{5.6}$$

ここで、 $Q = \int dx dy \rho(x, y)$, $\langle F(x, y) \rangle = \int dx dy \rho(x, y) F(x, y) / Q$ を満たすものとする。図 5.8 は電荷の位置や分布によって $\sigma(\theta)$ がどのように分布するかを表したものである。赤線と青線の違いから、重心位置が同じでもビームの分布によってビームパイプの電荷分布は異なる。

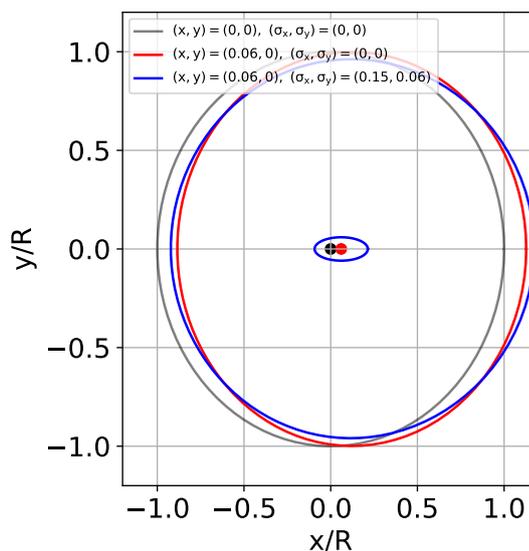


図 5.8 $\sigma(\theta)$ を中心からの長さで表したものの。黒線赤はそれぞれ線電荷を $(x, y) = (0, 0)$, $(5/82.5, 0)$ に点電化を置いたときのもので、青線は平均を $(x, y) = (5/82.5, 0)$ 、標準偏差 $(0.15, 0.06)$ をとしたガウシアン分布で線電荷を分布させたときのものである。また中心からの長さの平均が 1 になるように規格している。

平行平板のコンデンサーと同様に考えると、円筒内に電極に誘起される電圧は電荷 $\sigma(\theta)$ に比例する。上のモデルは2次元静電場のものであるが、16 電極モニターにおいても成り立つものと考えられる。なぜならビームの縦方向 (進行方向) の長さ > 10 m がモニターの電極の長さ 0.3 m に比べ十分長いためである。そして、式 (5.6) を 16 電極モニターの各電極に電圧 V_i ($i = 0, 1, 2, \dots, 15$) に当てはめることで、以下の式が得られる。

$$\begin{pmatrix} V_0 \\ V_1 \\ \vdots \\ V_{15} \end{pmatrix} = \frac{1}{2\pi R} \begin{pmatrix} 1 & \frac{2 \cos \theta_0}{R} & \frac{2 \sin \theta_0}{R} & \frac{2 \cos 2\theta_0}{R^2} & \frac{2 \cos 2\theta_0}{R^2} & \dots \\ 1 & \frac{2 \cos \theta_1}{R} & \frac{2 \sin \theta_1}{R} & \frac{2 \cos 2\theta_1}{R^2} & \frac{2 \cos 2\theta_1}{R^2} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \frac{2 \cos \theta_{15}}{R} & \frac{2 \sin \theta_{15}}{R} & \frac{2 \cos 2\theta_{15}}{R^2} & \frac{2 \cos 2\theta_{15}}{R^2} & \dots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q \\ Q\langle x \rangle \\ Q\langle y \rangle \\ Q\langle x^2 - y^2 \rangle \\ Q\langle 2xy \rangle \\ Q\langle x^3 - 3xy^2 \rangle \\ Q\langle 3x^2y - y^3 \rangle \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

ここで θ_i , ($i = 0, 1, 2, \dots, 15$) は電極の位置を表す角度で $\theta_i = \pi i/8$ とかける。右辺の行列は電極の作製精度などの影響を受け、式の通りにはならないため、後述の Wire Calibration によって導く。右辺のベクトルの各成分はビームの横方向モーメントと呼ばれ、 Q が 0 次モーメント、 $Q\langle x \rangle$, $Q\langle y \rangle$ が 1 次モーメントに相当する。 n 次のモーメントは半径 R^n に反比例するため、高次のモーメントほど信号 V_i に対する寄与が小さくなることから、ノイズからの寄与が大きくなる。このため 16 電極モニターでは行列が 16×16 になる項までで打ち切っている。

5.2.4 エミッタンス測定

2 次のモーメントの $\kappa = \langle x^2 - y^2 \rangle$ を一般に 4 重極モーメントと呼ぶ。式 (4.18) のように一次モーメント $\langle x \rangle$, $\langle y \rangle$ を指し引くことで、ビームサイズに関連する $\kappa' = \sigma_x^2 - \sigma_y^2$ が導ける。運動量分散関数がゼロのとき、ベータ関数が明らかな二点における $\kappa'^{(i)}$ ($i = 1, 2$) から、

$$\begin{pmatrix} \kappa'^{(1)} \\ \kappa'^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_x^{(1)} & -\beta_y^{(1)} \\ \beta_x^{(2)} & -\beta_y^{(2)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

と書ける。 $\beta_x^{(1)}/\beta_x^{(2)} \neq \beta_y^{(1)}/\beta_y^{(2)}$ を満たすとき、両辺に右辺の逆行列をかけることでエミッタンス ϵ を求めることができる。MR 上の 16 電極モニターはこの条件を満たす位置にインストールされている。

5.3 特性に関する測定結果

5.3.1 電極のインピーダンス

電極の特性インピーダンスは、中西氏によって $50\ \Omega$ になるように設計及び測定が行われた [56]。測定には TDR(Time Domain Reflectometry) を用いており、これは高速パルス信号を入力したときに生じる反射波から伝送路のインピーダンスを測定することができる。図 5.9 は 16 電極モニター#15 の TDR の測定結果である。反射時間から電極部分を見積もることができ、赤い破線の内側が電極部分になる。左の赤い破線部分で値が大きく揺れているのは、ステンレス棒とフィードスルーの溶接に原因があると考えられる。電極部分のインピーダンスをまとめたものが表 5.2 で、 $51\ \Omega$ 周辺に分布している。これらのばらつきは電極の形状に由来し、後述の Wire Calibration によって補正できる。

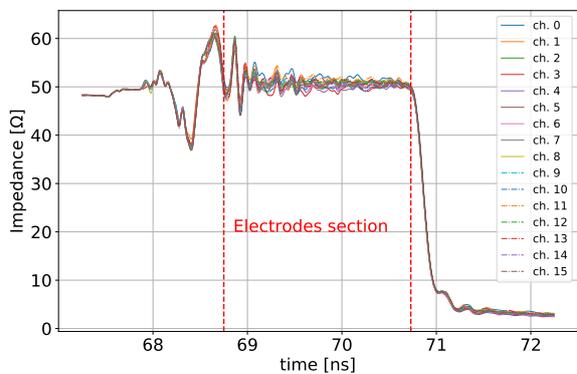


図 5.9 16 電極モニター#15 の TDR によるインピーダンス測定の結果。縦軸と横軸はそれぞれの電極のインピーダンスと反射までの時間である。

表 5.2 16 電極モニター#15 の各電極のインピーダンス

ch	impedance[Ω]	ch	impedance[Ω]
0	51.67 ± 1.57	8	51.23 ± 1.53
1	50.81 ± 1.50	9	51.06 ± 1.51
2	50.56 ± 1.49	10	50.58 ± 1.56
3	50.06 ± 1.69	11	51.46 ± 1.50
4	49.94 ± 1.66	12	51.07 ± 1.55
5	50.54 ± 1.56	13	51.15 ± 1.49
6	50.77 ± 1.48	14	50.71 ± 1.59
7	50.82 ± 1.45	15	50.88 ± 1.49

5.3.2 周波数特性の測定

図 5.10 のテーパー管を用いて、16 電極モニターの周波数特性 (S パラメータ、A.1 参照) の測定を行った。テーパー管は外導体と内導体の比を調整することで、モニターと内導体の伝送インピーダンスをケーブルと同じ $50\ \Omega$ に合わせるためのものである。測定にはネットワークアナライザー (ROHDEN SCHWARTZ ZVT 8, 300 kHz-8 GHz, 5 ports) を用いた。図 5.11 が 16 電極モニター#15 の ch 0 における測定結果である。

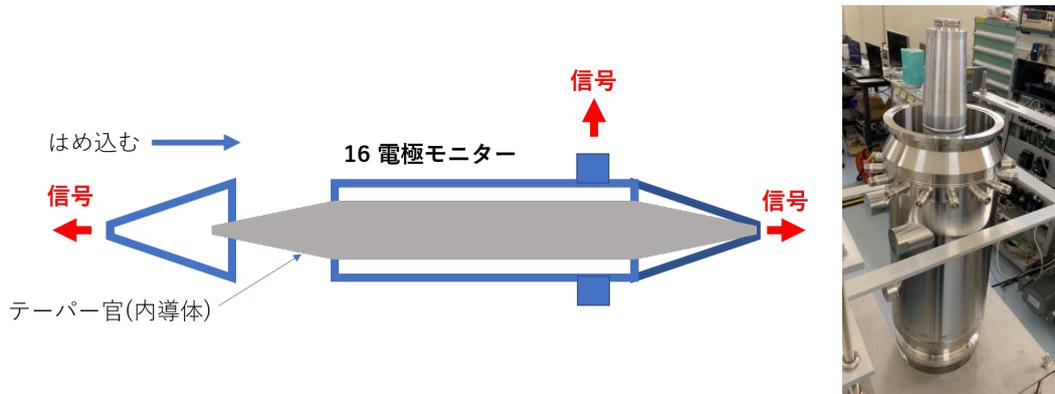


図 5.10 左図はテーパ管の概念図で、右図はテーパ管の上部の写真である。

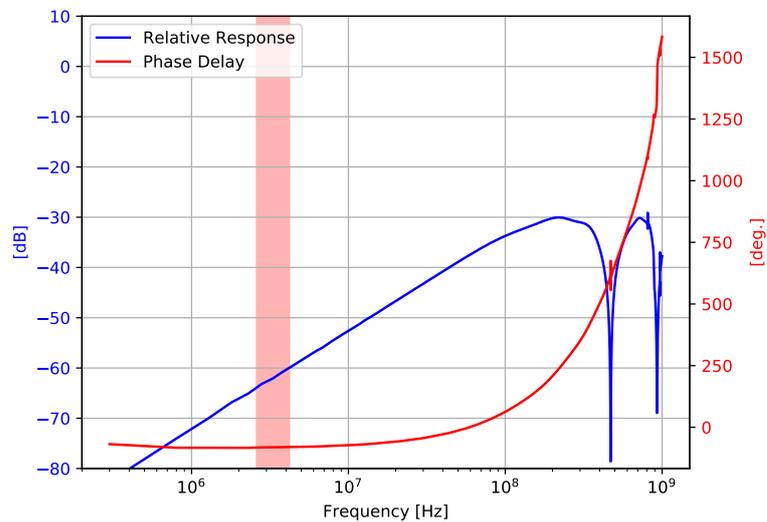


図 5.11 16 電極モニターの周波数特性。青線と赤線はそれぞれ各周波数における信号振幅及び位相遅れを指す。赤帯の領域はバンチ毎に処理する際の周波数帯 3.4 ± 0.85 MHz である。

また伝送インピーダンスが 50Ω になっていることを確認するために、ネットワークアナライザの Port1,2 をテーパ間の両端に接続し、通過特性の測定を行った。伝送インピーダンスが 50Ω になっているときは、0 dB 近くになり、減衰はみられない。図 5.12 の左図がマッチングしているときのもので、おおむね伝送されていることから伝送インピーダンスが $\sim 50 \Omega$ になっていることが確認できた。または図 5.12 の右図は各電極を 50Ω で終端していないときのもので、入力信号の減衰がみられる。これはモニターの電極の特性インピーダンスが 50Ω にマッチしていないことによって、入射信号が電極から干渉を受けているためである。このようなインピーダンスミスマッチが大きい場合、ビームの不安定性の原因になる可能性がある。

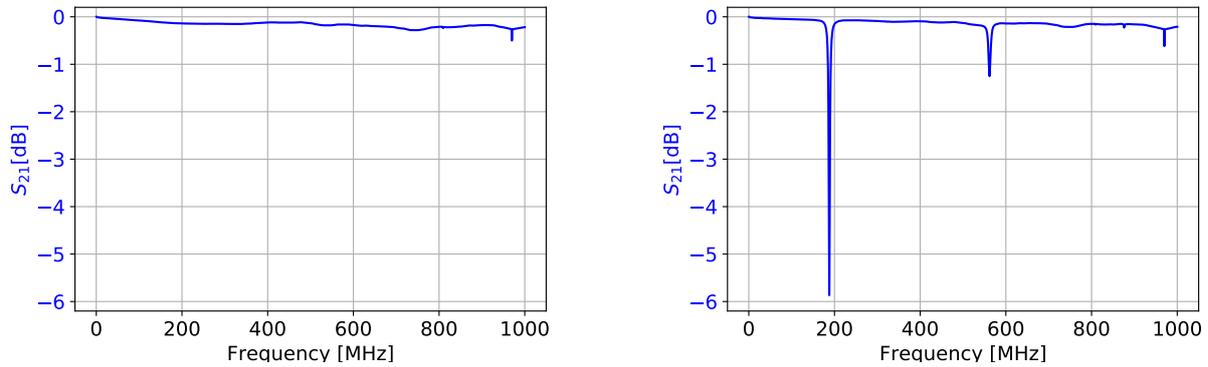


図 5.12 左図と右図はそれぞれ各電極を 50 Ω 終端した場合としていない場合の透過特性。

5.3.3 信号強度の見積もり

図 5.11 の 16 電極モニターの周波数特性の測定結果から、図 5.13 のような手順で信号波形及び信号強度の見積もりを行った。

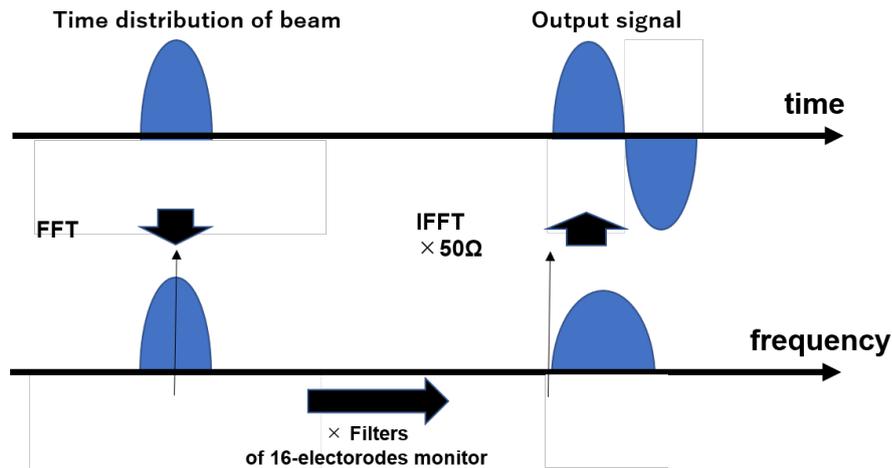


図 5.13 信号強度の見積もり手法の概念図。ビームの縦方向分布をガウシアンと仮定し、これをフーリエ変換することでビームの周波数成分を求める。さらに図 5.11 の S パラメータをかけて、出力信号の主成分を得る。これを逆フーリエ変換によって時間領域に戻したうえで、ビームとモニターの結合インピーダンス 50 Ω をかけることで、モニターからの出力信号 (電圧) を算出した。

ビームの時間分布の広がりや加速前後や RF 電圧印加パターンで大きく異なる。そこで、Wall Current Monitor(WCM) による観測値にもとづき、ビーム幅 (95%) の最小を 50 ns と最大を 250 ns として計算した。図 5.14 の左図がモニターからの出力波形の計算結果で、図 5.14 の右図が各強度 p.p.b.(1 バンチあたりの陽子数、protons per bunch) に対する peak-to-peak 電圧を帯状で表したものである。帯の下端と上端はそれぞれビーム幅が 50 ns、250 ns のときに相当する。

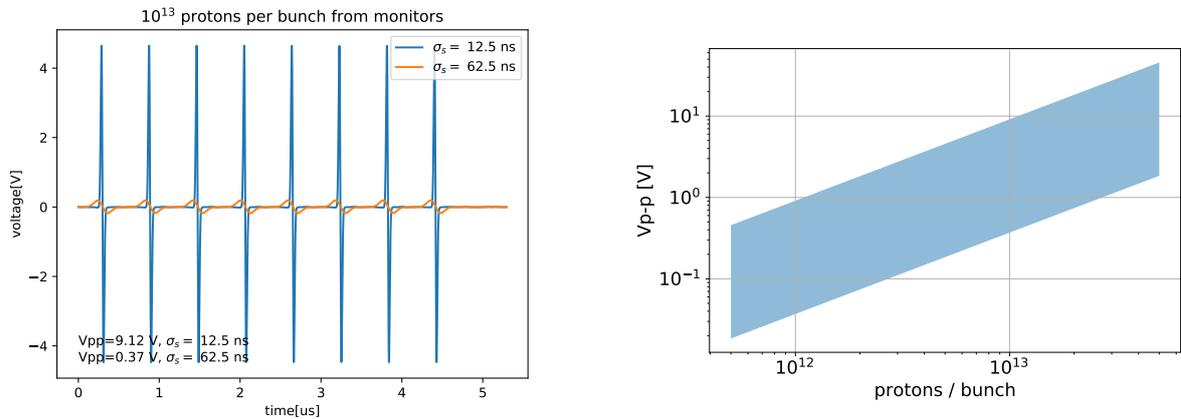


図 5.14 左図はモニターからの出力波形の計算結果。青線とオレンジ線はそれぞれビーム幅を 50 ns、250 ns としたときのものである。右図はビーム強度と出力信号の計算結果。帯の下端と上端はそれぞれビーム幅が 50 ns、250 ns のときに相当する。

ビーム縦方向の分布とビーム強度によって、信号振幅は大きく変化する。ADC のダイナミックレンジは一定であるため、全てのビーム強度に対して精度よく測定を行うのは困難である。このためにはビーム強度によって段階的に切り替えが行える減衰器が必要になる。

出力電力

1.3 MW 運転で想定している 4×10^{13} p.p.b. で、予想される最大 peak-to-peak 電圧は約 40 V である。このとき、モニターの 1 バンチあたりの出力エネルギー 2.2×10^{-8} J に相当し、出力電力 P は RF 周波数 1.72 MHz から 0.04 W となる。よって、減衰器には余裕をもって耐電力 1 W のものを用いることにした。

5.4 読み出し回路

16 電極モニターの読み出し回路は 2017 年に宇野氏によって開発されたものである。読み出し回路の主な構成要素は FPGA と ADC の評価基盤である。アナログ部分にローパスフィルターや減衰器を用いている。本回路は一台当たり入力に 16 (= 8 ch. \times 2) ch の ADC とトリガー、クロックの入力部を持ち、信号処理を施したデータをイーサネットを通してコンピューターに転送する。

図 5.15 の左図は 2017 年に製作され、今回新たに右図の二台目の読み出し回路の製作した。これは MR のサブトンネルにインストールするためのものである。読み出し回路の 2017 年からの主な変更は以下のものである。

- 省スペース性から ADC の電源を汎用型直流電源から機器内臓用のスイッチング電源に変更。
- ファームウェアを一部変更し、DAQ プログラムを GUI 制御のものに変更。



図 5.15 読み出し回路。左と右はそれぞれ一台目 [57] と二台目のものである。写真の上下のボードはそれぞれ FPGA ボードと ADC ボードである。これらの接続には FMC ケーブルで接続している。

- ローパスフィルターと減衰器を追加。

5.4.1 FPGA ボード及びファームウェア

図 5.16 は FPGA のボード (Virtex-7 の VC707 Evaluation Board) と使用している I/O を表したものである。使用ピンは SMA と FMC 及びイーサネット で、イーサネット以外の信号規格には LVCMOS 18²が用いられている。SMA ピンの使用用途はトリガーと RF 64 通倍信号の入力と RF 52 通倍信号の出力で、FMC は ADC ボードとの接続に用いた。

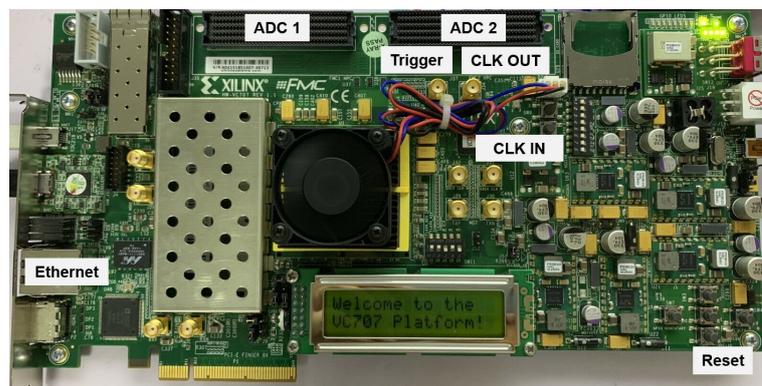


図 5.16 VC707 Evaluation Board と使用 I/O

ファームウェアは、クロックの通倍と信号処理、SiTCP によるデータ転送の三つの部分から構成されている。以下にその概略についてまとめた。

²シングルエンド信号の一種で、+1.3 V 以上を high、+0.45 V 以下を low とする。

クロックの通倍

円形加速器では加速と共に周回周波数が変わるため、一定の ADC のサンプリングクロックで測定を行うと、1 バンチあたりのサンプリング数やタイミングが刻々と変化する。このため、バンチあたりのサンプリング数を固定するには、サンプリングクロックが周回周波数の通倍信号に同期している必要がある。このことから、16 電極モニターでは RF 信号 (周回周波数の 9 通倍信号) の 64 通倍信号を用いることにしている。しかし、この信号を用いて測定をすると、ADC からのデジタル信号がなまることでデジタル値がビット反転が生じてしまう³。このため Xilinx IP の Clocking wizard を用いて 64 通倍から 52 通倍信号に変換し、二つに分割したうえで後述の ADC ボードに入力している。

信号処理

図 5.17^[57] は信号処理とデータ転送部分の概念図である。信号処理には、ADC からの信号波形を取得するモードとバンチ毎に信号処理を行うモードの二種類がある。

信号波形を取得するモードでは、トリガー後に ADC から転送される 14 bit のデジタル値を 65528 サンプル分、メモリに一旦書き出し、その後 SiTCP でコンピュータに転送する。処理モードでは、52 サンプルのバンチ波形に対して Goertzel アルゴリズム^[62]を行い、モニターの出力に対する RF 2 倍高調波帯域の信号振幅を抽出する。Goertzel アルゴリズムは離散フーリエ変換を特定の周波数に対してのみ行う計算アルゴリズムで、必要な計算バッファ量が少ないという利点をもつ。こうして得られた信号値にゲインと Wire Calibration から得られた行列をかけ、各バンチの横方向モーメントを算出する。それらを非同期 FIFO を経て SiTCP からコンピュータに転送する。またデータの取得は図 5.16 の ADC1 の信号を受けてを開始するようになっている。ADC ボードからの信号は FMC ケーブル (HiTech Global 社製 9 inch) を通して、FPGA ボードに転送される。

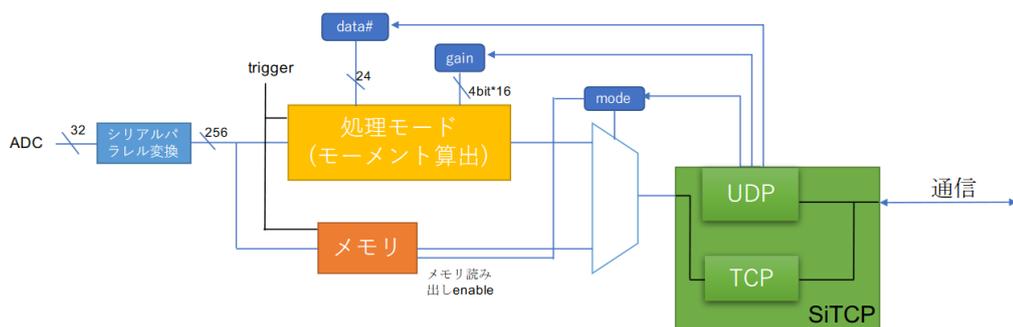


図 5.17 ファームウェアの信号処理と SiTCP 部分の概要図^[57]。クロックや非同期 FIFO については省略されており、青の丸四角は後述の SiTCP によって制御される値である。

³Appendix C にて詳しく述べる。

データ転送

データ転送に用いている SiTCP^[61] は、FPGA とコンピュータ間のイーサネットを通じたデータ転送を可能にするための汎用ファームウェアである。TCP/IP と UDP の二種類の通信プロトコルを内包しており、前者はデータの転送、後者はレジスタによる FPGA の制御を用途としている。SiTCP の動作クロックは上の信号処理に関するクロックとは別の 100 MHz⁴ のクロックを元に動作している。

本回路で用いる主な制御レジスタはモードの指定や信号処理時のパラメータ設定などに用いている。この内容とアドレスについて表 5.3 にまとめた。波形取得モードでは波形がメモリに詰まっているときに、波形読み出しチャンネルを指定することで波形データを非同期 FIFO に送り、TCP 通信によってコンピュータに転送するようになっている。誤動作を防ぐためには、波形データがメモリに存在するときは一度データを吸い出さずか、一旦待機モードにする必要がある。また信号処理モードでは、処理が済んだ信号から随時非同期 FIFO に送られるため、UDP 通信による制御の必要はない。TCP 通信によって

表 5.3 制御レジスタ (書き込み)

アドレス	ビット数	内容
0x0000_0000	2	モード (0:信号処理、2:波形取得、3: 待機)
0x0000_0001 ~ 0x0000_0020	16/ ch.	ゲイン (0 から 2 の値をとる)
0x0000_0021 ~ 0x0000_0023	24	信号処理モードにおけるバンチ数
0x0000_0024	4	波形読み出しチャンネル指定
0x0000_0025	1	テストトリガー
0xFFFF_FF10	1	SiTCP リセット

転送されるデータは、ファームウェアによって決まったヘッダーとフッターを持つ。DAQ プログラムではこれらの間のバイナリデータを、ファイルに保存するようになっている。DAQ プログラムは GUI を採用しており、即座にモードの制御や取得データ数の設定が行える。これは Python のソケット通信 (標準ライブラリに含まれる) と Tkinter(GUI 描画) ライブラリを用いて作製した。また波形やノイズレベル、横方向モーメントについても GUI で瞬時に確認が行える。

5.4.2 ADC ボード

ADC ボードには LTM9011-14 の評価ボードである DC1884-A を用いている。各ボードは 8 つの入力チャンネルを持ち、分解能は 14 bit、最大入力レンジ 2.0 V、最大サンプリング周波数は 125 MHz、入力信号の推奨範囲は 1 ~ 70MHz となっている^[63]。

5.4.3 ローパスフィルター

16 電極モニターでは、アンチエリアジングフィルターとして、ADC の前段にローパスフィルターを挿入している。これは加速と共に増えるビームの高周波成分を減衰させることで、出力信号の大幅な増

⁴以前までは最低推奨クロックの 130 MHz で動作していたが、それではビット反転の問題が生じたため 100 MHz に変更した。問題の詳細については Appendix にて述べる。

大を抑制する効果がある。用いているローパスフィルターは Thorlabs 社製の BNC 型ローパスフィルター EF501 [64] で、これはカットオフ周波数が 12 MHz のパッシブ型の 5 次の楕円フィルター⁵である。図 5.18 は EF501 のネットワークアナライザによる S パラメータの測定結果で、左図と右図はそれぞれ透過特性と反射特性である。折り返し雑音帯域で透過特性は -40 dB 以下の十分な減衰特性を持つ反面、信号領域で -30 dB の反射がみられる。

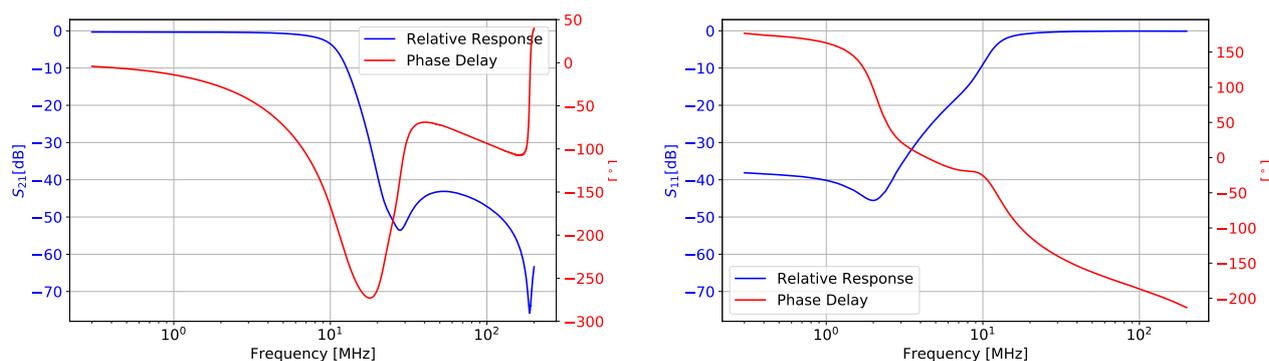


図 5.18 ローパスフィルターの S パラメータの測定結果。左図と右図はそれぞれ透過特性と反射特性で、青線と赤線はそれぞれ減衰特性で位相遅れである。

5.4.4 減衰器

ローパスフィルターの前段には減衰器を挿入している。これは出力信号を ADC の最大入力レンジに収めると共に、ローパスフィルターで反射した信号が ADC に入力する前に十分に減衰させるためのものである。

図 5.19 の左図は開発を検討しているビーム強度によって切り替え可能な減衰器である。この切り替え型減衰器によって、単一の減衰器を用いるより幅広い強度のビームで高い SN 比が期待できる。図 5.19 の右図はローパスフィルターと左図の減衰器を含めた計算結果である。これによって、 $6.0 \times 10^{+12}$ p.p.b 以上の強度で 100 mV 以上の信号が見込める。ただし、今回の測定ではニュートリノ利用運転に合わせて、16 電極モニター #13, #15 でそれぞれ 16, 13 dB のものを用いた。この減衰率の違いは 16 電極モニター #15 で用いたケーブルは芯線が細く、減衰が著しいと考えたためである (B 参照)。

5.4.5 その他の構成要素

トリガー

FPGA ボードに入力するトリガー信号には、J-PARC の MR 全体で用いられているトリガーシステムの一部を用いている。これは 96 MHz 間隔で指定可能で、バンチ毎のタイミングを指定することが可

⁵楕円フィルターは、同一次数の他のフィルタと比較すると、通過帯域から除去帯域への利得の変化が最も素早い。

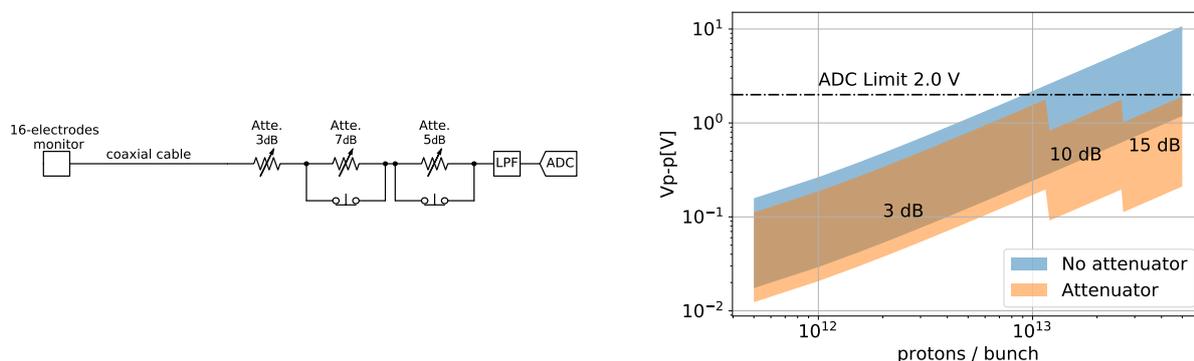


図 5.19 左図は切り替え型減衰器。右図はローパスフィルターと減衰器を含めた出力信号の大きさの見積もり結果。赤帯と青帯はそれぞれ LPF のみの場合と減衰器 (3, 10, 15 dB) 用いて出力信号 1.8 V 以下になるように調整したものである。

能である。出力信号は幅 $\sim 1 \mu\text{s}$ の TTL 信号になっており、FPGA ボードに入力するさいは 10 dB の減衰器を用いることで、LVCMOS18 規格の信号にしている。

トリガータイミングは制御 LAN から設定変更可能であるが、ネットワーク機器の都合上設定変更には 1 ~ 2 s かかる。このため利用運転などの連続運転で 1 ショットのみのトリガー信号を送ることは困難である。図 5.20 に FX 運転サイクルとトリガータイミングを示す。ケーブル長やモニター位置によって多少タイミング異なるので $100 \mu\text{s}$ 程度の微調整が必要とある。また加速開始以降のタイミングは加速パターンによって変わるので、そのたびに調整する必要がある。

64 通倍回路

FPGA ボードに入力する RF 64 通倍信号には、図 5.21 の NIM モジュールからの信号を用いている。元となる信号は RF 信号 (1.67 ~ 1.72 MHz) で、これは周回クロックと共に D3 電源棟から 16 電極モニターの読み出し回路がある D1 電源棟に光信号で送られる。そこで、光信号は NIM 信号に変換され、図 5.21 の NIM モジュールに入力される。その後、一度正弦波に変換されたうえで、64 通倍で出力される。出力信号はオフセット 0 V で、振幅は 400 mV (3 dBm) である。このためオフセット回路 [57] と減衰器、アンプを組み合わせることで、LVCMOS18 規格にして FPGA Board に入力している。

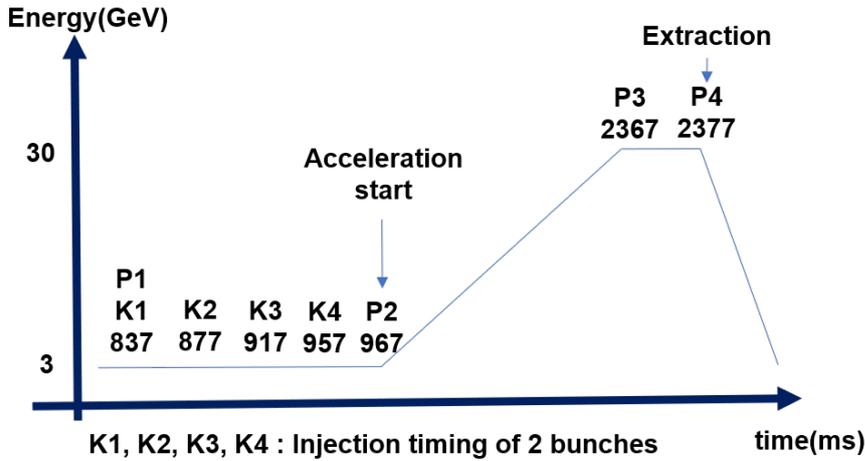


図 5.20 FX におけるトリガータイミング



図 5.21 RF 64 通倍モジュール

5.5 セットアップ

5.5.1 MR トンネル内のセットアップ

図 5.22 に MR における 16 電極モニターの配置を示す。

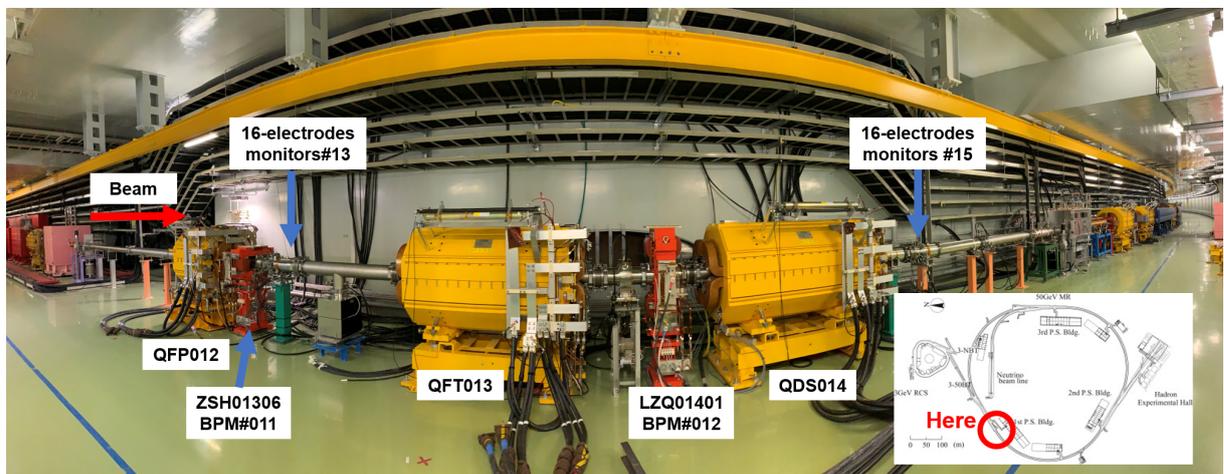


図 5.22 MR 上の 16 電極モニターの配置。ビームパイプを覆う黄色の装置が 4 極磁石 (QFP012, QFT013, QDS014) で、赤い装置がステアリング磁石 (ZSH0130, LZQ0140, ビーム軌道の補正に用いられている) である。さらに、ステアリング磁石の内側に BPM (BPM#011, BPM#012) が配置されている。パノラマモードで撮影したためゆがんでいるが、青い部分 (偏極磁石) までビームラインは直線に伸びている。また右下に MR 上での位置を示した。

図 5.23 は 16 電極モニター付近におけるベータ関数の計算値である。これは SAD^[65] による計算結

果で、チューンの設定値 $(\nu_x, \nu_y) = (21.35, 21.43)$ とした現行のニュートリノ利用運転時のものである。SAD は KEK によって開発されている加速器の設計やビームの軌道計算に用いられるソフトウェアのことである。SAD 上の 2 台の 16 電極モニターの位置はレーザートラッカーによる測量と上流の 4 極磁石の位置座標から算出した。表 5.4 に 16 電極モニター位置における SAD の計算結果をまとめた。16 電極モニターは直線部に位置するため、運動量分散関数は十分小さく、この影響は無視できるものである。

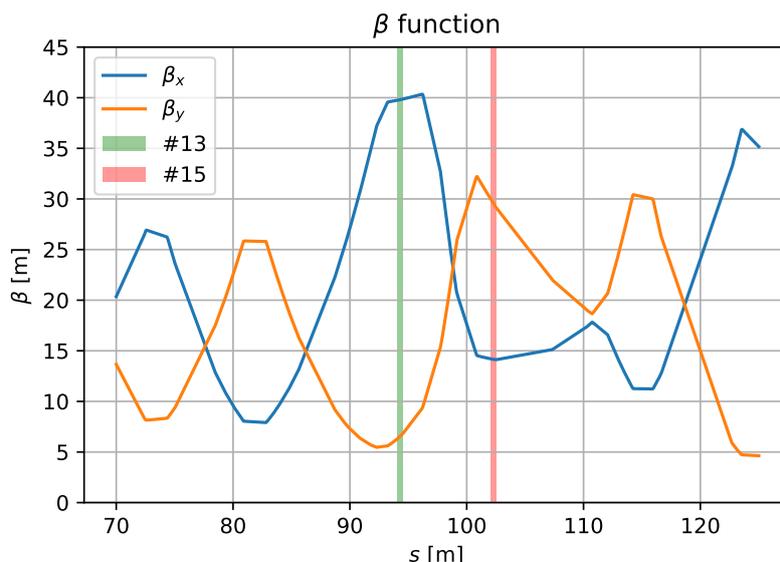


図 5.23 16 電極モニター地点におけるベータ関数。横軸は SAD における MR 円周上の座標で、縦軸がベータ関数の値である。青線とオレンジ線がそれぞれ水平方向と鉛直方向のベータ関数で、緑と赤の縦線はそれぞれ 2 台の 16 電極モニターの位置を指す。

表 5.4 16 電極モニターの位置における Twiss パラメータ

パラメータ	#13			#15		
	上流	中心	下流	上流	中心	下流
s [m]	93.05	93.30	93.55	102.01	102.26	102.51
β_x [m]	39.74	39.80	39.86	14.20	14.16	14.12
β_y [m]	6.29	6.56	6.84	30.08	29.62	29.17
ν_x	0.91	0.91	0.91	0.96	0.97	0.97
ν_y	1.21	1.22	1.23	1.31	1.31	1.31
η_x [m]	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03

16 電極モニターの 1 第の信号ケーブルは地上の D1 電源棟にある 1 台目の読み出し回路に接続されている。2 台目の 16 電極モニターを #13 にインストール (B 参照) するにあたっては、1 台の読み出し回路をビームライン付近のサブトンネルにインストールした。これは MR トンネルと地上を結ぶケーブ

ルの本数が不足しており、新しく MR トンネルと地上をつなぐケーブルを敷設するには、隔てているコンクリートに穴開ける必要があったためと、ビームライン付近に読み出し回路を置くことで、数百 kA の電流が流れる電源系ケーブルなどから受けるノイズや電源棟 (D1) の他の機器から受けるノイズが小さくなると考えたためである。サブトンネルはモニターや電磁石用の電源ケーブルが地上の電源棟に至る通路として用いられているほか、緊急脱出用の通路として用いられている。ビームラインから 10 m 程度離れており、奥まった箇所に位置するため、放射線の影響は少ないと考えた⁶。図 5.24 はサブトンネルの位置関係図と MR トンネル内のケーブル配線図である。

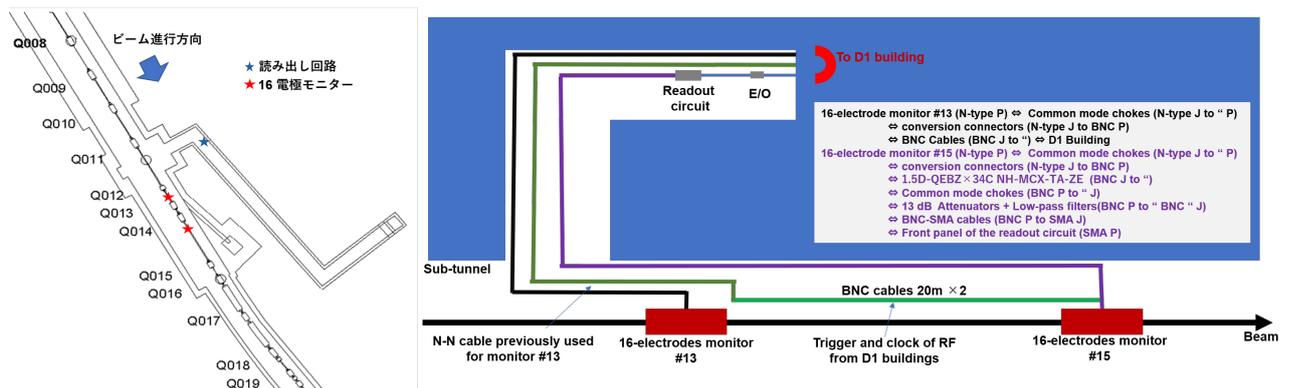


図 5.24 左図の右図はそれぞれサブトンネルの位置関係を表したものと MR トンネル内の 16 電極モニター周りケーブル配線図。白抜き内の文字はケーブル及び変換コネクタの構成である。

また、今回の設置にあたってケーブルを以下のように配線しなおした。

- サブトンネルと D1 電源棟 (地上) の間に光ファイバーと Ethernet/Optical コンバータ (E/O) を敷設し、制御 LAN と読み出し回路の通信を可能にした。
- 16 電極モニター#15 に接続していたケーブルを、新しくインストールした 16 電極モニター#13 に接続した。
- 新たな信号ケーブルとして 1.5D-QEBZ × 34C NH-MCX-TA-ZE(34 本の同軸ケーブルの束、詳しくは Appendix B で述べる) を新しい読み出し回路と # 15 番地の間に敷設した。
- 以前まで#13 番地にあったモニターに用いられていたケーブルと 1.5D-QEBZ × 34C NH-MCX-TA-ZE の 2 本を用いて、D1 電源棟 (地上) からサブトンネルの読み出し回路までトリガーと RF64 逓倍信号の転送を可能にした。

5.5.2 D1 電源棟のセットアップ

図 5.25 は D1 電源棟 (地上) におけるセットアップの概念図である。16 電極モニター#13 の読み出し回路とトリガー、RF クロックモジュールが存在する。D1 電源棟からサブトンネルに RF 64 逓倍信

⁶Appendix C に実際の放射線の影響について記した。

号 (108 MHz) を送ると、読み出し回路の直前で約 20 dB の減衰が確認された。このため地上で振幅が 10 V になるように増幅したうえで、オフセット回路で +1 V を印加し、サブトンネルにおける読み出し回路地点で LVCMOS18 になるよう信号を転送した。

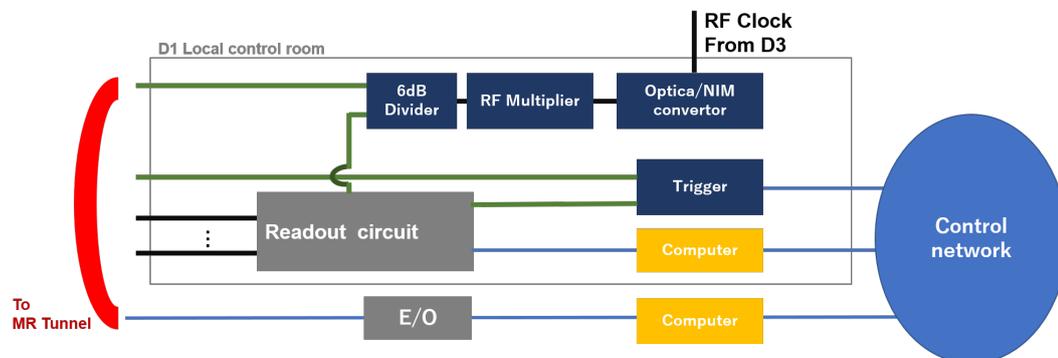


図 5.25 D1 電源棟のセットアップ

5.6 先行研究と本研究の位置づけ

16 電極モニターは 2016 年に開発が始まっており。中西氏 [56] と宇野氏 [57] によって種々の開発がなされ、本研究はこれらの結果を踏まえて行った。先行研究と本研究の位置づけを整理するために、先行研究による成果と本研究の内容を以下にまとめた。

中西氏

シミュレーションを用いた 16 電極モニターの電極部の設計。16 電極モニター#15 の作製とテストベンチにおける測定、MR へのインストール。出力信号の確認。

宇野氏

16 電極モニター#15 のキャリブレーション。読み出し回路のファームウェアとデータ取得システムの開発、1 台目読み出し回路の作製。読み出し回路を用いた測定。

本研究

本測定に向けたアナログ部分 (ローパスフィルターと減衰器) の選定。二台目読み出し回路の作製。16 電極モニター#13 のテストベンチにおける測定と MR へのインストール。2 台の 16 電極モニターのキャリブレーション、ゲイン較正については新たな手法の構築 (後述)。ビームエミッタンス測定についての原理検証。

5.7 まとめ

16 電極モニターを用いてベータ関数の異なる二地点で測定することによって、エミッタンスの非破壊測定が可能である。さらに信号処理回路を用いることで、ビームのパンチ毎の横方向モーメント及び

エミッタンスの測定がリアルタイムで行える。これらを用いた新たなセットアップを構築した。これは MR RUN83(2019 年 11 月から 12 月までの RUN) の測定に向けたもので、二台の読み出し回路の内の一つを試験的に MR のサブトンネルに置いた。次章では本測定に向けたキャリブレーションを、その次の章では実際の測定結果について述べる。

第6章 16 電極モニターのキャリブレーション

6.1 キャリブレーション項目

本章ではビームプロファイルを測定するために行った 16 電極モニターのキャリブレーションについて述べる。まずキャリブレーションの項目を以下にまとめた。

各電極の個体差を反映した行列 A の較正

横方向のモーメントは、式 (5.7) 中の行列の逆行列 (A^{-1} とする) を各電極の電圧から構成されるベクトルにかけることで得られる。モニターが理想的な形状している場合は、各電極に誘起される電圧 $V_i (i = 0, 1, 2, \dots, 15)$ と各モーメントの関係は式 (5.7) で表せるが、実際の電極の形状を考慮した行列 A が必要になる。行列 A をワイヤーをビームにみなして Wire Calibration(WC) によって求めた。

ゲインの較正

ケーブルやコネクタのインピーダンスや、ADC のチャンネル毎のゲインが異なることによってゲインエラーが生じる。前者のインピーダンスマッチの影響は系全体の構成によって決定されるため、インストール後に行う必要がある。特に、4 重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ [mm^2] は 1% のゲインエラーによって 10mm^2 程度の系統誤差を持つため較正は必須である。

エミッタンスの目標測定精度は $0.1 \text{ mm } \pi\text{mrad}$ であり、これは加速前のエミッタンス約 $5\text{mm } \pi\text{mrad}$ の 2% に相当する。これを実現するためには、4 重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ の精度を 4 mm^2 以下、すなわちゲインエラーを 0.3% 以下に補正する必要がある (次章の系統誤差に関するところで再び議論する)。そこでインストール後の各チャンネルのゲインを求めるために、MR RUN 83(ニュートリノ利用運転、2019 年 11 月から 12 月) にて、ビームを用いた Beam Based Gain Calibration(BBGC) を行った。

アライメントエラーの補正

16 電極モニターは隣接する 4 極磁石の中心に合わせてインストールしたが、レーザートラッカーによる測定から 1 mm 程度のずれがあることが確認されている。このエラーは、全周の Beam Position Monitor(BPM) を用いてベータ関数などの加速器パラメータを評価するためには補正しておく必要がある。そこでビームを用いたアライメント補正である Beam Based Alignment(BBA)^[67] を行った。

6.2 Wire Calibration

6.2.1 原理

式 (5.7) から位置 (x, y) のワイヤに電流を流したときに、各電極に誘起される電圧 $V_i (i = 0, 1, 2, \dots, 15)$ と各モーメント $Qx, Qy, Q(x^2 - y^2), Q(2xy), Q(x^3 - 3x^2y), \dots$ の関係は以下のようにかける。

$$\begin{pmatrix} V_0 \\ V_1 \\ \vdots \\ V_{15} \end{pmatrix} = A \times \begin{pmatrix} Q \\ Qx \\ Qy \\ Q(x^2 - y^2) \\ Q(2xy) \\ Q(x^3 - 3x^2y) \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

ここで Q は電流の大きさを表す定数である。行列 A の行数は無窮大まで取ることができるが、高次モーメントにおけるノイズの影響から 16×16 の正方行列になるようにした。モニターを可動ステージに置き、モニター内のワイヤ位置を変えて、ネットワークアナライザーで各電極の S パラメータ (A.1 参照) を測定する。 S パラメータから各電極の電圧を導き、式 (6.1) でフィットすることによって行列 A を求める。

ワイヤとビームがなす電場の比較

モニターとワイヤのなす系は同軸管状になるため、ワイヤがモニター内になす電場は TEM 波¹になり、ワイヤとモニターの壁面には同じ大きさの電流が流れる。一方で電荷がなす電場は進行方向に対しても成分をもつため、TEM 波にはならない。しかし、相対論的な速さで進む粒子は、等電位面が進行方向に対して収縮する (ヘヴィサイド楕円体を形成する) ため、発生する電磁波は TEM 波に近くなる。これを考慮に入れてビームが円柱導体面になす電流の周波数成分 $I_{wall}(\omega)$ を計算すると、ビーム電流の周波数成分 $I_b(\omega)$ を用いて以下のように書ける [60]。

$$I_{wall}(\omega) = \frac{I_b(\omega)}{I_0(\omega b / \beta \gamma c)} \quad (6.2)$$

ここで $I_0(x)$ は 0 次の第 1 種変形ベッセル関数で、 $I_0(0) = 1$ とする単調増加関数である。また b はビームパイプの半径である。これより同一のエネルギーの荷電粒子によって生じる電場でも高周波成分ほど、TEM 波からの逸脱が大きい。ビーム電流とビームパイプに流れる電流の違いが 3 dB となるのは、 $I_0(\omega b / \beta \gamma c)$ が約 1.4 となるときである。このときの周波数を MR の入射エネルギーである 3 GeV で計算すると、 $b = 82.5$ mm からおよそ 2 GHz である。これはビームの主な周波数成分 (< 10 MHz) より十分大きいため、ビームからの電磁波はワイヤからの電磁波とほとんど同じものとみなせる。

¹電磁波の伝搬パターンのうちで、完全に横波であるモード。

6.2.2 16 電極モニター#13 の Wire Calibration

1 台目の 16 電極モニター#15 の Wire Calibration は中西氏と宇野氏によって行われ、詳細は参考文献 [56], [57] に記載されているため、ここでは割愛し、2019 年に行った 16 電極モニター#13 の Wire Calibration について述べる。

図 6.1 は測定セットアップの写真及び概念図である。可動式の台 (較正台) にモニターを置き、内部にワイヤを通した。ワイヤには $\phi = 260 \mu\text{m}$ のものを用いており、同軸ケーブルの芯線と接続するようにした。また同軸ケーブルのグラウンド側はモニターの壁面に導通させた。測定にはネットワークアナライザー (ROHDEN SCHWARTZ ZVT 8,300 kHz-8 GHz, 5 ports) と高周波アンプ (R&K RF Power Amplifier A30-10-R, 0.1 ~ 30 MHz, 40 dB, 10 W) を用いた。このときの測定周波数は 850 kHz から 21.5 MHz を 850 kHz 毎に行った。ネットワークアナライザーのポート 1 をワイヤに接続し、ポート 2 から 5 をモニター内の 4 つチャンネルに接続し、これを 4 回繰り返すことで全チャンネルの測定を行った。

本測定では、前の測定からワイヤの支持具を滑車から両側から引っ張る方式のものに変更することで、滑車部分で生じるインピーダンスの不マッチを改善した。さらにダミーパイプをモニターの両端に接続し、同軸部分を長くすることで、モニター内に生じる電磁波がより TEM 波に近くなるようにした。2

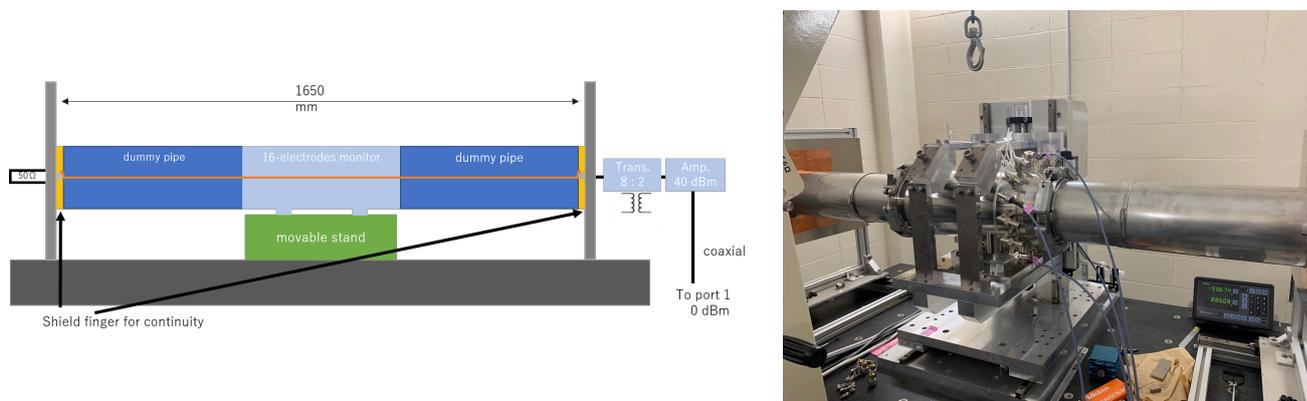


図 6.1 Wire Calibration の概念図 (左) と写真 (右)

インピーダンス

ワイヤとモニターのなす系の伝送インピーダンスは、以下のように計算できる。

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \log_{10} \frac{b}{a}, \quad C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\log_{10} \frac{b}{a}}, \quad Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = 336 \Omega \quad (6.3)$$

ここで ϵ_0 , μ_0 は真空の誘電率と透磁率で、 a , b はワイヤとモニターの半径で、それぞれ 0.130 mm, 82.5 mm である。用いた同軸ケーブルのインピーダンスは 50 Ω のため、インピーダンス不マッチによってワイヤ部分の前後で信号が反射する。これを抑えるために巻き数比 8 : 2 のマッチングトランス (50 Ω \rightarrow 700 Ω)

を高周波アンプとワイヤの間に挿入した。このときの伝送効率は約 90% で、トランスを入れない状態における 20% より大幅に改善された。

ワイヤの位置

Wire Calibration には、ワイヤの中心位置が正確で、水平に張られていることが重要になる。これを確認するためにモニターの上流と下流における、寸法から算出されるモニター中心におけるワイヤの位置を測定した。図 6.2 はワイヤ位置の測定を行っているときのものである。モニターの寸法から算出される中心位置に接するように金属のスペーサを置き、ワイヤを 1 μm ずつ動かし、ワイヤとスペーサーが導通したときの座標を記録した。再現性の確認のためにワイヤを緩めて再測定を計 3 回繰り返した。これによってワイヤ位置の再現性は ±10 μm、上流と下流の違いは 10 μm 程度となった。この平均値をワイヤの中心位置として、モニターを動かすことでワイヤを図 6.3 の計 97 点に置き測定を行った。



図 6.2 モニター中心におけるワイヤ位置の測定

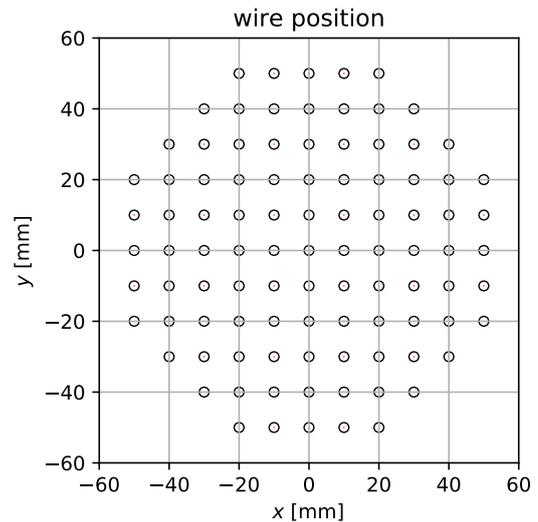


図 6.3 Wire の設定位置

6.2.3 結果

行列の構成要素

式 (5.7) の理想式から行列 A の一列目を c_i ($i = 0, \dots, 15$)、それ以降の偶数列と奇数列を順番に $a_{i,n}$, $b_{i,n}$ ($i = 0, \dots, 15$) とすると、

$$a_{i,n} = \frac{2C \cos n\theta_i}{R^n} \tag{6.4a}$$

$$b_{i,n} = \frac{2C \sin n\theta_i}{R^n} \tag{6.4b}$$

$$c_i = C = \text{constant} \tag{6.4c}$$

とかける。ここで R , θ_i はそれぞれモニターの半径 82.5 mm と電極の見込み角 $\theta_i = i\pi/8$ で、 n は横方向モーメントの次数である。図 6.4 は各電圧に対して、式 (6.4a),(6.4b),(6.4c) をフィッティングパラメータとして、フィットした結果を表したものである。ここでは信号処理を行う帯域の 3.4 MHz での結果をまとめた

再構成

行列 A から導いた逆行列を用いて、ワイヤの横方向モーメントの再構成を行った。図 6.5 は再構成したものとワイヤの位置から算出される横方向モーメントの差 (再構成エラー) を表したものである。中心から外れた位置ほど差が大きくなっている。陽子が通過するのは主に中心から 35 mm まで²のところ、この範囲における横方向モーメントの差の平均値と標準偏差を表 6.1 にまとめた。ワイヤー位置の再構成精度はモニター位置の精度とおおむね一致しており、これが Wire Calibration 由来の系統誤差になると考えられる。

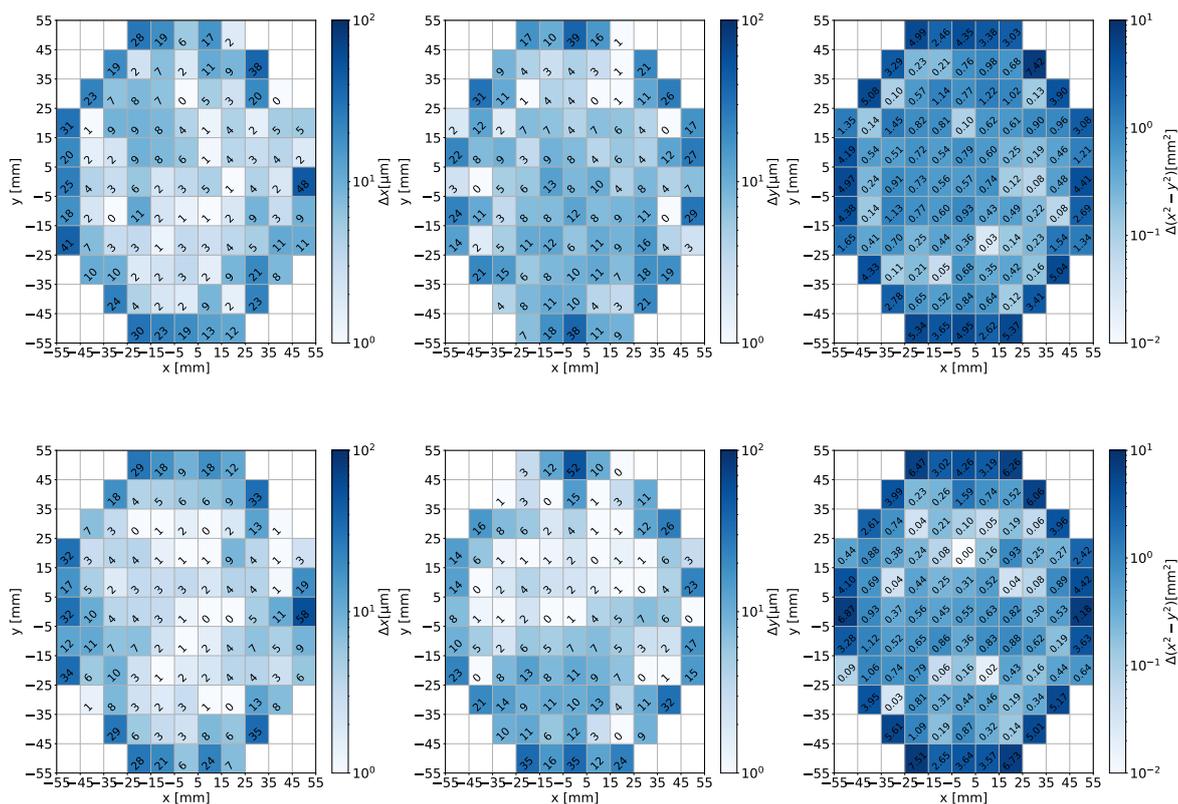


図 6.5 各ワイヤ位置での横方向モーメントと再構成値の差。上段と下段はそれぞれ 16 電極モニター #13 と #15 のものである。図の縦軸と横軸は 16 電極モニターにワイヤの位置座標で、色が各横方向モーメント x , y , $x^2 - y^2$ の再構成エラーを表している。左から Δx , Δy , $\Delta(x^2 - y^2)$ を表したものである。

²エミッタンス (2σ) を 20 mm π rad とし、ビームがモニター中心から ± 3 mm 程度ずれている場合を考えた。

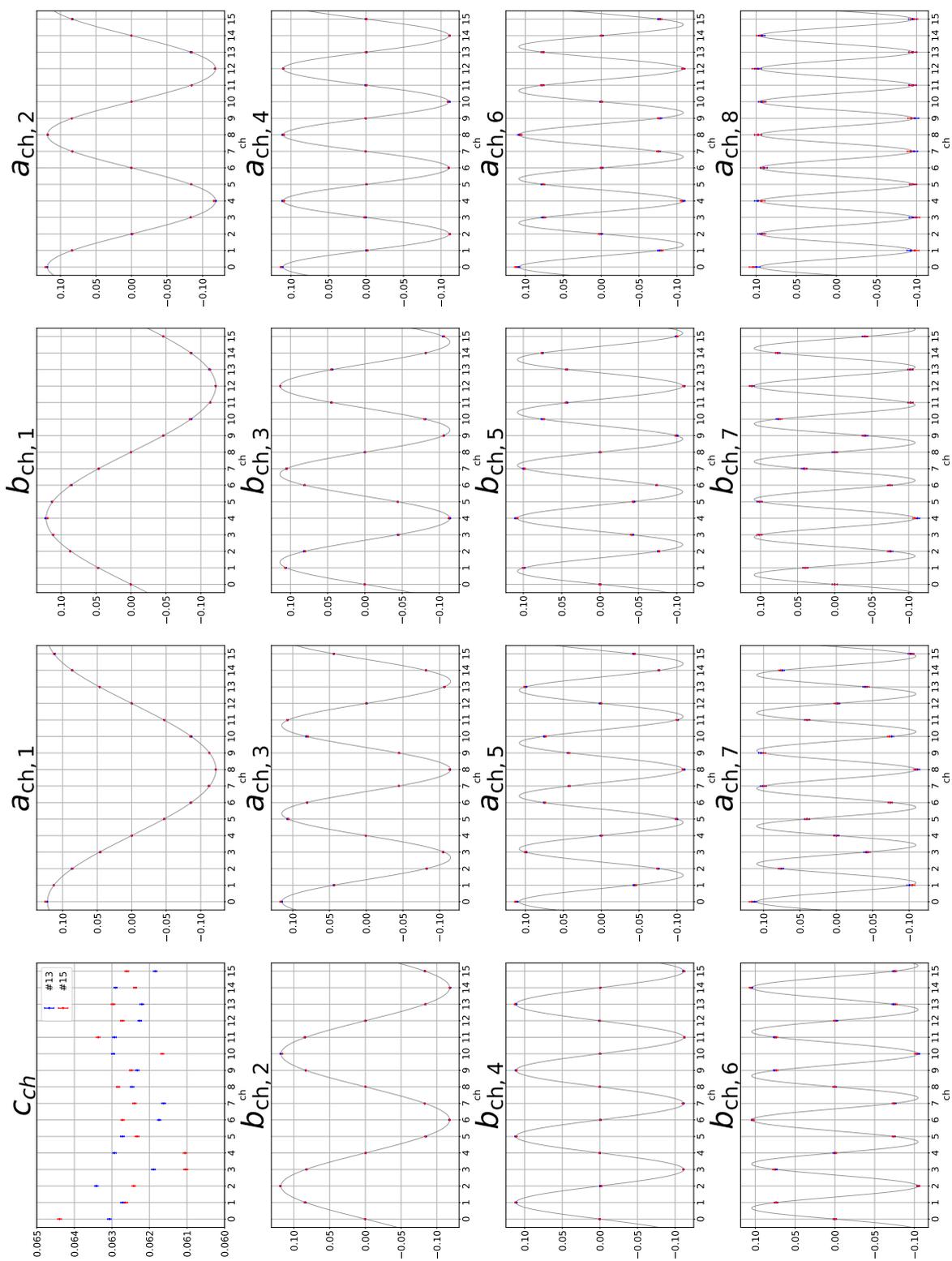


図 6.4 Wire Calibration によって得られた行列要素。横軸が行列 A の行に相当するチャンネルで、縦軸がその値である。青と赤はそれぞれ 16 電極モニター #13 と #15 のもので、灰色の線は式 (6.4a),(6.4b) でフィッティングしたものである。

表 6.1 ワイヤの横方向モーメント再構成におけるエラー

パラメータ	#13	#15
Δx [μm]	4.0 ± 2.5	2.7 ± 1.9
Δy [μm]	6.9 ± 3.2	4.5 ± 3.9
$\Delta(x^2 - y^2)$ [mm^2]	0.54 ± 0.40	0.40 ± 0.26

6.3 Beam Based Gain Calibration(BBGC)

前述の通りゲイン較正は系全体で行う必要がある。このためにビームを用いたゲイン較正である Beam Based Gain Calibration(BBGC) を行った。

6.3.1 手法

各チャンネルのゲイン $g_i (i = 0, \dots, 15)$ を考慮すると、式 (6.1) の各電極の電圧 $V_i (i = 0, 1, \dots, 15)$ とビームの横方向モーメント $Q, Q \langle x \rangle, Q \langle y \rangle, Q \langle x^2 - y^2 \rangle, Q \langle 2xy \rangle, \dots$ の関係式は以下のように書き表せる。

$$\begin{pmatrix} g_0 V_0 \\ g_1 V_1 \\ \vdots \\ g_{15} V_{15} \end{pmatrix} = A \times \begin{pmatrix} Q \\ Q \langle x \rangle \\ Q \langle y \rangle \\ Q \langle x^2 - y^2 \rangle \\ Q \langle 2xy \rangle \\ \dots \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

このゲイン g_i を BBGC によって求める。BBGC の流れは以下の通りである。

1. 後述のバンプ軌道を用いて、モニター地点のビーム位置を変えて測定を行う。図 6.6 はそのときのビーム位置である。
2. 16 電極を偶数番目と基数番目の電極で 2 組の 8 電極モニターに分割し、2 組の横方向モーメントを算出する。この横方向モーメントの算出にあたっては、Wire Calibration のデータにおいて該当する電極のみから求めたものを用いる。
3. 2 組の横方向モーメントがビームの形状をガウシアンと仮定したときに算出される値に一致するようにフィットすることで式 (6.5) のゲイン $g_i (i = 0, \dots, 15)$ を算出する。ここで各電極のゲインは定数倍の自由度があるため $g_0 = 1$ と固定する。

バンプ軌道

バンプ軌道とはステアリング磁石などでビームをキックすることで、周回軌道を局所的にずらしたものである。主にビームの入射や取り出し、モニターの較正に用いられる。図 6.7 は二台のステアリング磁石を用いたバンプ軌道の概念図である。点 A で、蹴り角 δ_1 を与え、ビーム軌道は元の軌道から外れ、ベータatron振動する。そしてベータatron振動の節に相当する点 C で蹴り角 $-\delta_2$ のキックをすることで、図 6.7 の左図のように位相平面でビームを元の軌道(閉軌道)に戻す。このように 2 台以上のステアリング磁石を用いることで、局所的に周回軌道をずらすことができる。軌道上の B 点を 2 台の 16 電極モニターの間の #14 番地に適用し、図 6.6 の軌道を実現した。

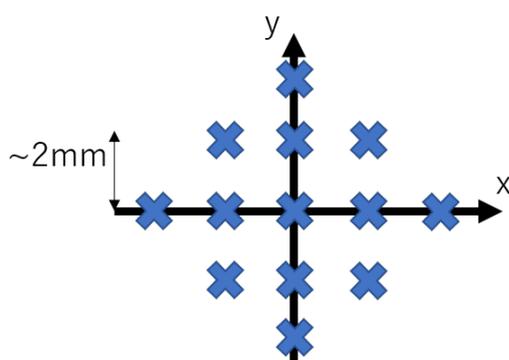


図 6.6 #14 番地におけるビーム位置の目安

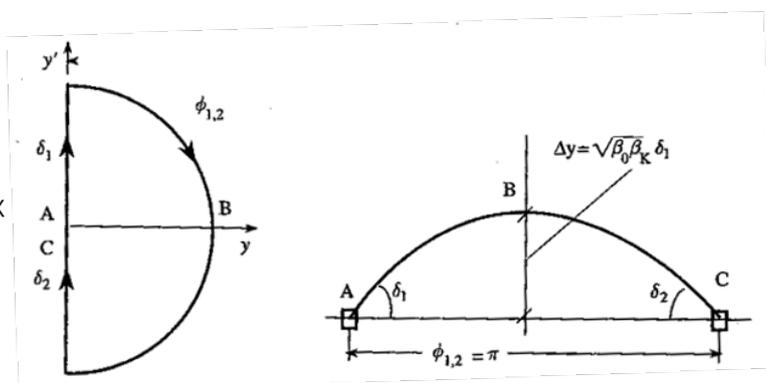


図 6.7 2 台のステアリング磁石を用いたバンプ軌道の概念図 [52]。

ビームをガウシアンと仮定したときの横方向モーメント

ゲイン較正のあたって、ビームの平均的な分布を垂直方向と鉛直方向で相関のない二次元のガウシアンと仮定した。このとき二次モーメント $\langle 2xy \rangle$ 以降は、全てそれ以下の次数のモーメントで書ける。すると 2 組の 8 電極モーメントの横方向モーメントが一致するとき、以下で定義される m_i ($i = 0, \dots, 9$) はゼロになる。

$$m_0 = Q_0 - Q_1 \tag{6.6}$$

$$m_1 = \langle x \rangle_0 - \langle x \rangle_1 \tag{6.7}$$

$$m_2 = \langle y \rangle_0 - \langle y \rangle_1 \tag{6.8}$$

$$m_3 = \langle x^2 - y^2 \rangle_0 - \langle x^2 - y^2 \rangle_1 \tag{6.9}$$

$$m_4 = \langle 2xy \rangle_0 - 2 \langle x \rangle_0 \langle y \rangle_0 \tag{6.10}$$

$$m_5 = \langle 2xy \rangle_1 - 2 \langle x \rangle_1 \langle y \rangle_1 \tag{6.11}$$

$$m_6 = \langle x^3 - 3xy^2 \rangle_0 - 3 \langle x \rangle_0 \langle x^2 - y^2 \rangle_0 + \langle x \rangle_0^3 \tag{6.12}$$

$$m_7 = \langle x^3 - 3xy^2 \rangle_1 - 3 \langle x \rangle_1 \langle x^2 - y^2 \rangle_1 + \langle x \rangle_1^3 \quad (6.13)$$

$$m_8 = \langle 3x^2y - y^3 \rangle_0 - 3 \langle y \rangle_0 \langle x^2 - y^2 \rangle_0 - \langle y \rangle_0^3 \quad (6.14)$$

$$m_9 = \langle 3x^2y - y^3 \rangle_1 - 3 \langle y \rangle_1 \langle x^2 - y^2 \rangle_1 - \langle y \rangle_1^3 \quad (6.15)$$

ここで添え字の 0, 1 はそれぞれ 2 組の 8 電極モニターから算出される横方向モーメントを区別するためのものである。この m_i がターン毎にゼロになるとき、以下で定義される χ^2 値は最小になると考えられる。

$$\chi^2(g_1, g_2, \dots, g_{15}) = \sum_{i=0}^9 \log \left\{ \sum_{\text{turn}} m_{i,\text{turn}}^2 \right\} \quad (6.16)$$

これが最小になるゲインを求める。また最小値の算出には CERN によって開発された数値最小化プログラム MINUIT^[68] を用いた。

シミュレーションによる手法の確認

本手法でゲインが正しく求まることを確認するために以下のシミュレーションを行った。まずビームの分布を分散を (150 mm², 75 mm²) のガウシアンとして、二次元静電場計算の式 (5.7) から各電極に誘起する電圧を計算した。このときのビームの重心位置には図 6.6 の計 13 点を用いた。計算された電圧に対して、平均 1、標準偏差 0.03 の正規分布から生成した疑似的なゲイン g_i ($i = 1, \dots, 15$) をかけたものに本手法を適用した。これを計 100 回繰り返し、算出されたゲインと疑似的なゲイン (正しい値) の差の平均値と標準誤差を各チャンネルで求めた。図 6.8 に結果を示す。本手法の BBGC によって 3% のゲインエラーが 0.3% 以下に補正された。

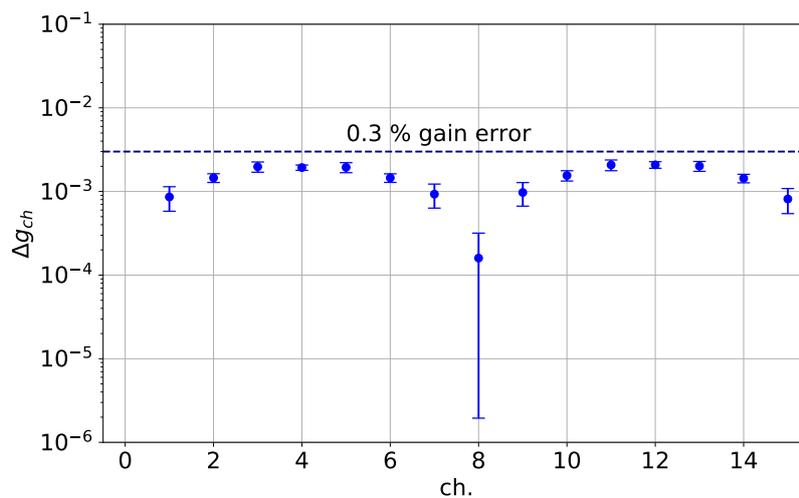


図 6.8 再構成したゲインと真のゲインの差である。100 回の疑似測定の平均値と標準誤差を示している。

6.3.2 MR RUN 83 における BBGC

ビーム条件

MR RUN83 においてビームを用いたゲイン較正を行った。このときのビーム条件は表 6.2 で、#14 番地をピークとした図 6.6 のバンプ軌道を形成した。測定は計 13 点で各 2 ショットずつ行った。

表 6.2 MR の設定と測定条件

バンチ数	4 (K1,2 入射)
Thin Ratio	23/32
Macro Pulse	500 μ s
陽子数/ショット	1.3×10^{14}
トリガータイミング	961 ms
取り出しタイミング	967 ms
MR ショット	1357922 ~ 1357948
処理モード	信号処理モード
測定ターン	555 turns

バンプ軌道になっていることは全周の計 186 台の Beam Position Monitor(BPM) によって確認した。図 6.9 のバンプ軌道を生成したときの全周 BPM の座標である。それぞれの場合で#14 番地付近をピークとしたバンプ軌道が形成されていることが確認できる。このときのバンプ軌道には水平方向には#10, #13, #15, #17 番地の、鉛直方向には#11, #15, #16 番地のステアリング磁石を用いた。

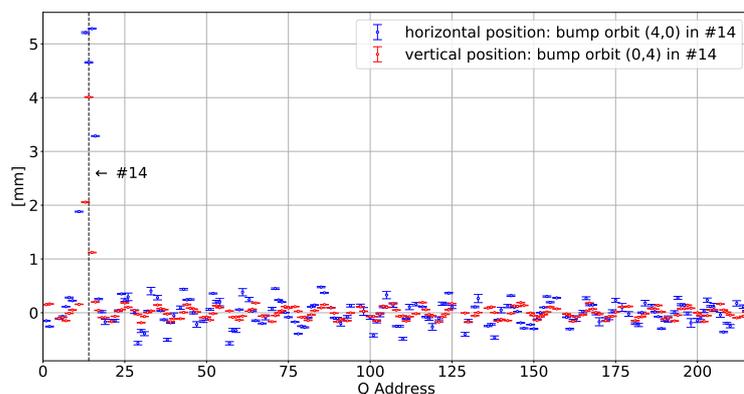


図 6.9 バンプ軌道形成時の MR 全周の BPM への位置座標。赤と青はそれぞれ# 14 番地で水平また鉛直方向に +4 mm にバンプ軌道を形成したときのものである。横軸と縦軸は BPM から算出されたビーム位置と BPM が位置する番地番号を表している。ただし、ビーム位置の算出には 1 ms モード (次節の BBA にて述べる。) の測定で、入射から 45 ~ 130 ms のデータを用いた。さらにバンプ軌道を形成していないときの軌道 (閉軌道) を差し引いたものである。

図 6.10 はバンプ軌道を形成していないときの出力波形である。また#13 と#15 でそれぞれ 2 つと 1 つ後ろのバンチに反射波が確認できる、これについては次章にて述べる。

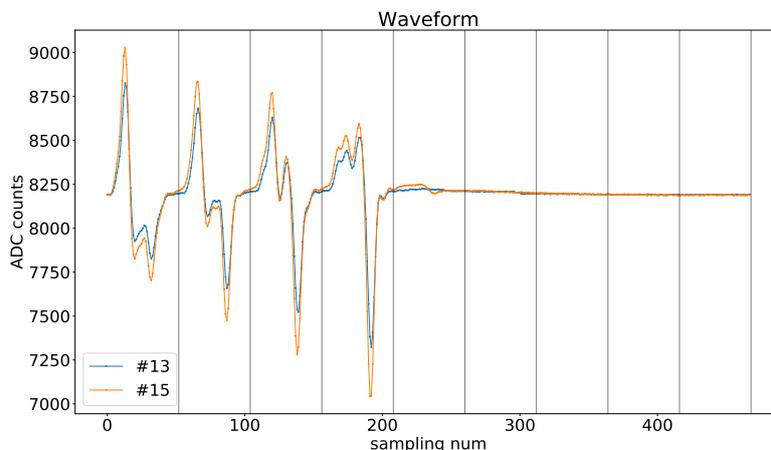


図 6.10 BBGC 時の波形。縦軸と横軸はそれぞれ ADC count とサンプリング数である。青とオレンジはそれぞれバンパ軌道を形成してないときの#13 と#15 の ch.0 から波形である。波形の大きさが違うのは#13 と#15 で減衰器が 3 dB 異なるためである。また各バンチの波形が異なる形をしているのは、ビーム内粒子の時間分布がそれぞれ異なっているためである。

結果

反射波の影響がない一つ目のバンチのみから、ゲイン g_i を求めた。このときの値を表 6.3 にまとめた。 g_i は値はおおよそ $\pm 3\%$ に収まっている。図 6.11、図 6.12 はゲイン較正前後の 16 電極モニター内の 2 組の 8 電極モニターから算出されたビームの重心位置である。各ショットで測定された計 555 ターンのもの表している。図 6.11 の BBGC 前では 2 組の 8 電極ビーム位置が一致していないが、BBGC 後のものは一致している。同様に高次のモーメントも一致していることが確認できた。さらに図 6.13 は BBGC 前後の 4 重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$, $2\sigma_{xy}$ (位置座標を引いたもの) である。こちらも同様に各ショットで測定された計 555 ターンのもの表している。BBGC によって 4 重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ は 10 mm^2 近く補正されていることが確認できる。

表 6.3 BBGC の結果

ゲイン	# 13	# 15	ゲイン	# 13	# 15
g_0	1.0000	1.0000	g_8	1.0190	1.0075
g_1	0.9884	0.9928	g_9	1.0046	1.0033
g_2	1.0087	0.9902	g_{10}	1.0212	1.0155
g_3	0.9923	0.9888	g_{11}	1.0041	1.0041
g_4	1.0166	0.9892	g_{12}	1.0451	1.0138
g_5	1.0064	0.9900	g_{13}	1.0006	1.0016
g_6	1.0237	1.0037	g_{14}	1.0223	0.9994
g_7	1.0094	1.0024	g_{15}	0.9933	1.0036

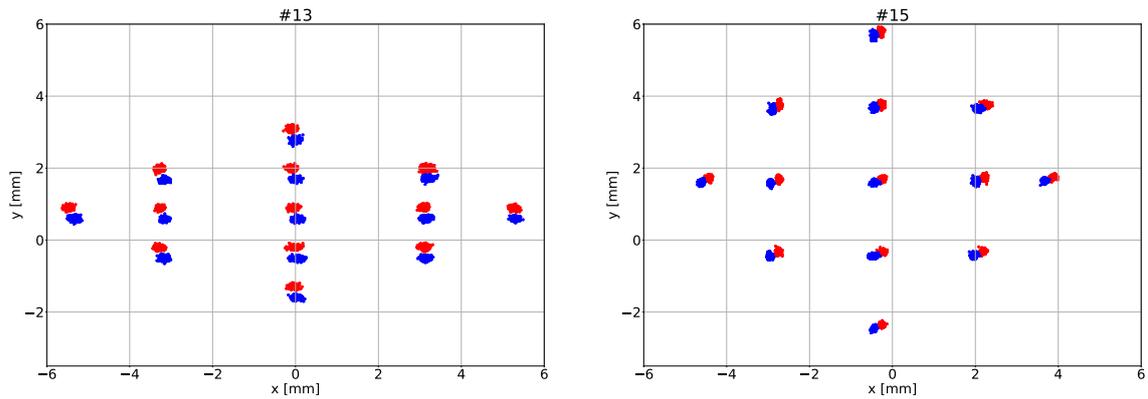


図 6.11 BBGC 前のビームの重心座標。左と右はそれぞれ#13 と#15 の 2 組 8 電極モニターによるもので、青と赤の点はそれぞれ 2 組 8 電極モニターによる、重心位置である。

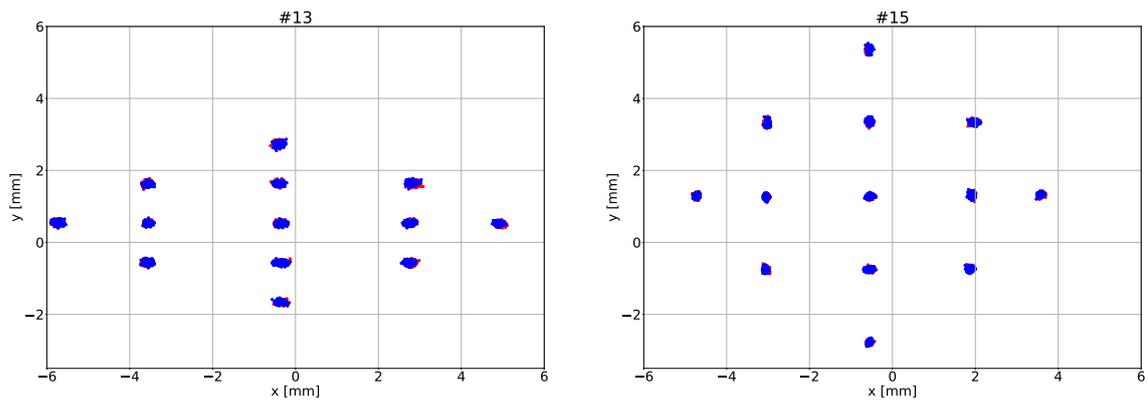


図 6.12 BBGC 後のビームの重心座標。左と右はそれぞれ#13 と#15 の 2 組 8 電極モニターによるもので、青と赤の点はそれぞれ 2 組 8 電極モニターによる、重心位置である。

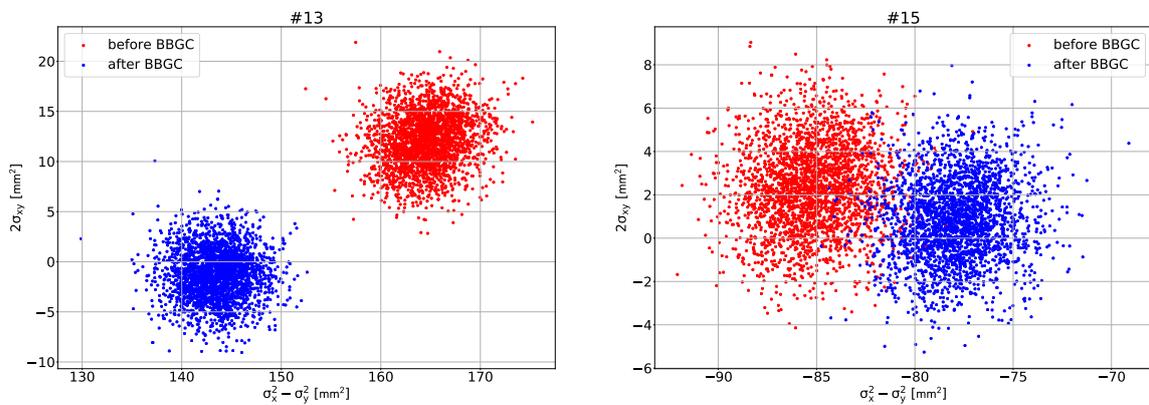


図 6.13 BBGC 前後の 4 重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$, $2\sigma_{xy}$ 。赤と青はそれぞれ BBGC 前後のものを表している。

6.4 Beam Based Alignment (BBA)

前述のインストール後のアライメントエラー (4 極電磁石の中心とモニター中心のずれ) をビーム用いて補正する Beam Based Alignment(BBA) を行った。

6.4.1 原理

図 6.14 は 4 極電磁石の磁場構造を表している。水平と鉛直方向の磁場の強さは中心からの位置に比例し、磁石の中心から離れたビームは磁場によって軌道を曲げられる。図 6.15 は MR の 4 極電磁石のコイルを表したものである。赤と青のコイルは主電源につながったコイルで、黒のコイルは補正電流を流すためのコイルである。この補正電流 I によって 4 極電磁石の磁場を変化させることができる。軌道の変化は磁場の変化量、すなわち補正電流 I の大きさに比例する。さらに、その比例係数である $\partial x/\partial I$ は軌道の中心からの距離に比例する。BBGC と同様にバンパ軌道で軌道変化させ、各点で補正電流を変えて $\partial x/\partial I$ を測定すると、直線フィットによって $\partial x/\partial I = 0$ となる位置を求めることができる。これは 4 極電磁石によってビーム軌道の変化しない点、すなわち 4 極電磁石の中心を通ったときのビーム軌道に相当する。このときのモニターの出力から、モニターの中心と 4 極電磁石の中心のずれが求まる。

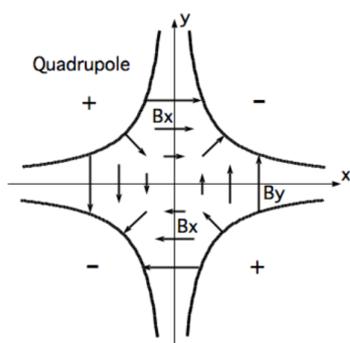


図 6.14 4 極電磁石の磁場構造

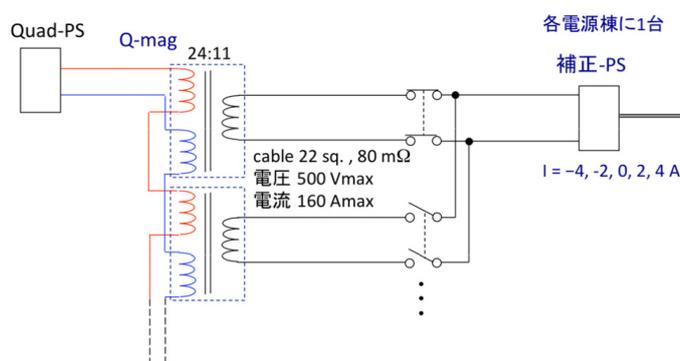


図 6.15 4 極電磁石の補助コイル [67]

6.4.2 結果

ビーム条件は BBGC と同様の表 6.2 の設定で行った。バンパ軌道は #14 番地で水平方向に $-4, 0, +4$ mm 程度形成し、補正電流は #13 の上流の QFP012 の補正電流を $-5.0, -2.5, 0.0, +2.5, +5.0$ A と変化させた。これを鉛直方向にも同様に行った。

図 6.16 と図 6.17 はそれぞれ水平方向と鉛直方向の 16 電極モニターにおけるビーム軌道と補正電流の関係である。左からバンパ軌道を $-4, 0, +4$ mm と形成したときのものである。ビーム位置を算出にあたっては一つ目のバンチの計 555 ターンを平均することで求めた。これらの結果を用いて、 $\partial x/\partial I(\partial y/\partial I)$ が 0 となる点を直線フィットによって求めたものが図 6.18 である。このときのアライメントエラーは、#13 番地で $x = -0.343 \pm 0.050$ mm, $y = -0.336 \pm 0.026$ mm、#15 番地で $x = 2.239 \pm 0.279$ mm, $y = 0.685 \pm 0.534$ mm だった。

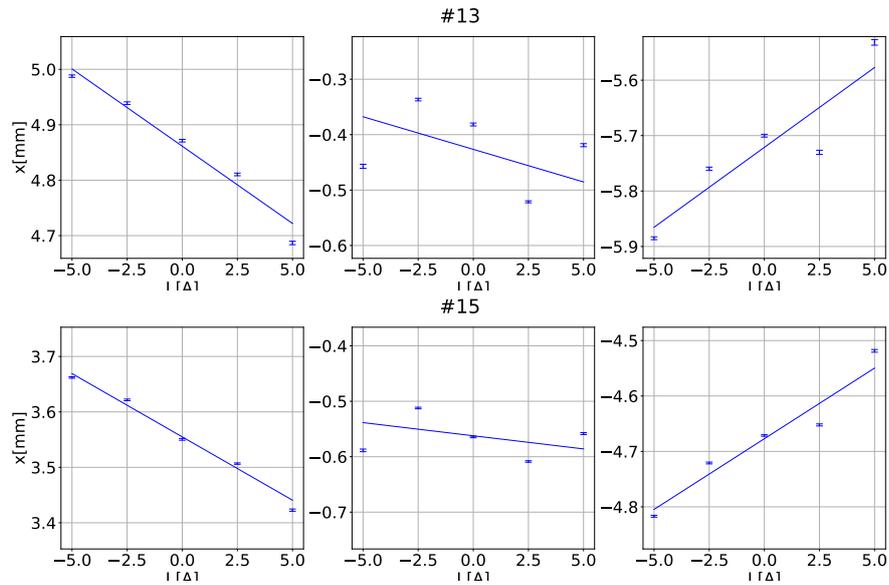


図 6.16 16 電極モニターにおける水平方向のビーム軌道 x と補正電流の関係。上段と下段はそれぞれ#13 と#15 の結果で、左から#14 番地で $x = +4, 0, -4$ mm のバンブ軌道形成時のものである。

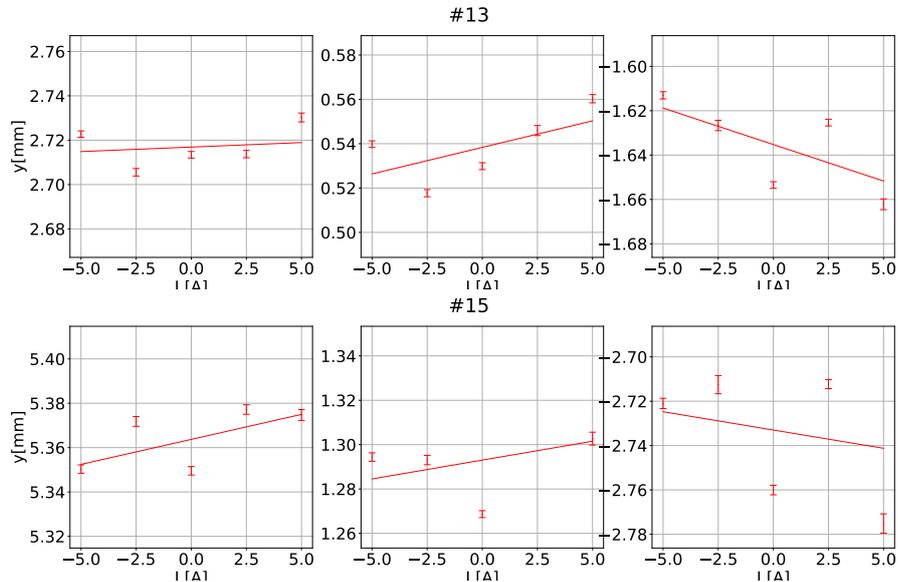


図 6.17 16 電極モニターにおける鉛直方向のビーム軌道 y と補正電流の関係。上段と下段はそれぞれ#13 と#15 の結果で、左から#14 番地で $y = +4, 0, -4$ mm のバンブ軌道形成時のものである。

ただし、図 6.16 と図 6.17 から明らかのように、バンブ軌道を形成しなかった点と鉛直方向で直線のフィッティングが上手くいっていない。この理由は主に以下の二つが挙げられる。

- 測定時、振幅 0.1 mm 程度のベータatron振動が確認されており、約 500 ターンの測定ではビーム位置の精度がでなかった。

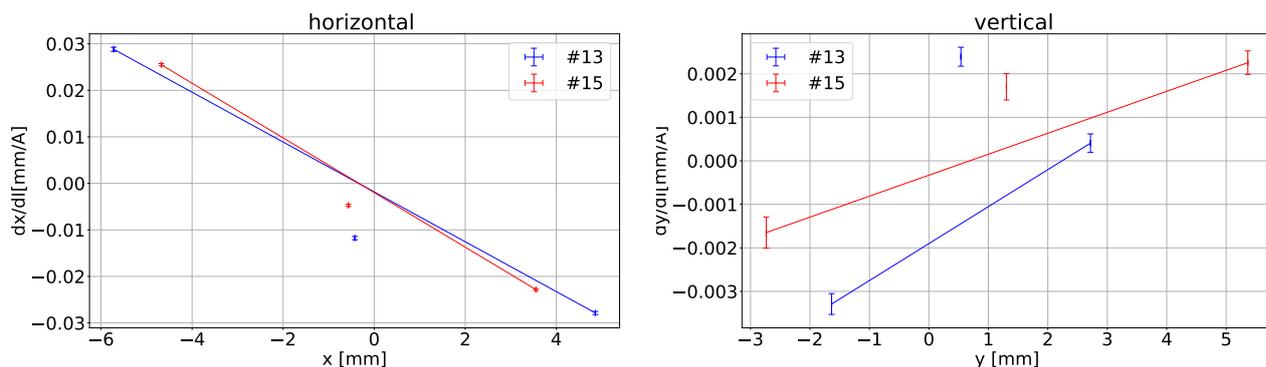


図 6.18 16 電極モニターにおける軌道と軌道の電流微分の関係。左図と右図はそれぞれ水平方向と鉛直方向である。バンプ軌道を形成しなかった点はフィッティングが上手くいかなかったため外した。

- 補正電流を変更した QFP012 における β_y が小さく、鉛直方向における軌道に対する補正電流の効果が小さかった。

そこで、よりアライメントエラーを正確なものにするために MR 全周の 186 台の BPM を用いてアライメントエラーを算出した。軌道の変化は MR 全周に波及するため、全周の各 BPM から $\partial x/\partial I(\partial y/\partial I)$ を算出して、16 電極モニターの出力との関係を見ることでアライメントエラーの算出ができる。これらの BPM は 1 ms の信号波形を FFT し、RF2 倍高調波 (3.4 MHz) の信号振幅から、ビームの重心位置を算出している。本解析では入射から 45 ~ 130 ms のビーム位置を用いた。図 6.19 は各 BPM から算出されたアライメントエラーをヒストグラムに詰めたものである。これに対してガウシアンでフィットし、その中心からアライメントエラーを算出した結果を表 6.4 にまとめた。

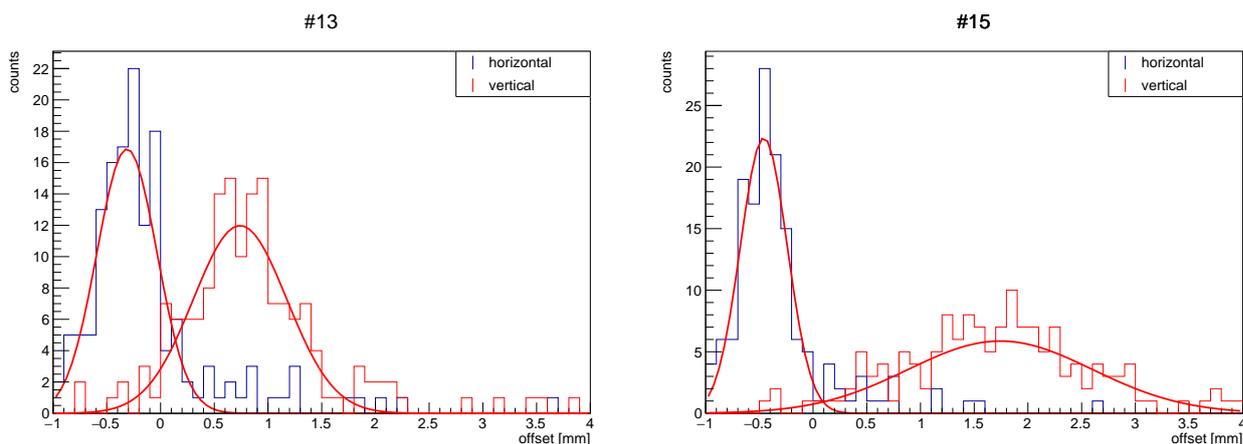


図 6.19 各 BPM から算出された 16 電極モニターのアライメントエラーの分布。左と右はそれぞれ #13 と #15 のもので、青と赤はそれぞれが水平と鉛直方向のものである。

図 6.20 は表 6.4 の結果をバンプ軌道を形成していないとき (閉軌道) の座標に適用したものである。また 16 電極モニターの前後の BPM である、通し番号 11, 12, 13 の BPM の位置座標も表した。BBA に

表 6.4 BBA の結果

	# 13	# 15
Horizontal [mm]	0.313 ± 0.027	0.459 ± 0.021
Vertical [mm]	0.740 ± 0.040	1.743 ± 0.085

よって前後のモニターのビーム軌道に近くなった。ただし、BPM にもアラメントエラーがあり、また閉軌道も 0.5 mm 程度のばらつきがあるため、必ずしも近い必要はない。

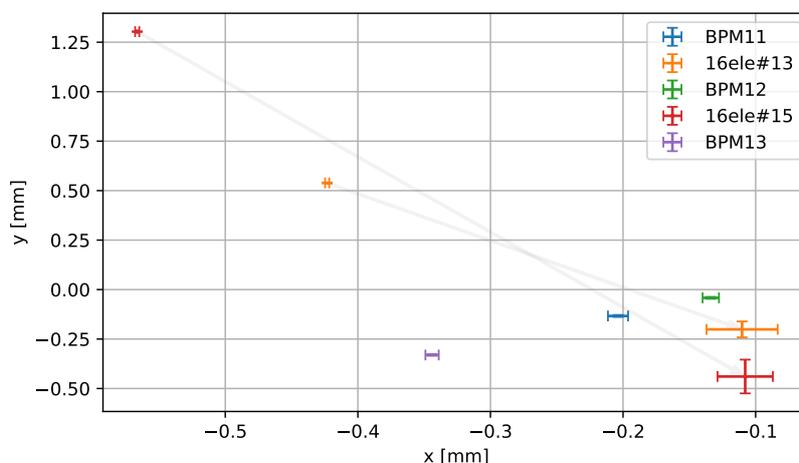


図 6.20 16 電極モニターと前後の BPM の閉軌道の座標。オレンジと赤の点は #13 と #15 の位置座標で、灰色の矢印の先が BBA 後の座標である。青緑紫の点はそれぞれ #13 の上流と #13 と #15 の間、#15 の下流に位置する BPM の結果である。

6.5 まとめ

Wire Calibration によって横方向モーメントの算出に必要な行列 A を求めた。このときの再構成エラーはエミッタンスの系統誤差として考える必要がある。ビームを用いたゲインカリブレーションでは、各チャンネルのゲインとアライメントエラーを求めた。新手法によって求めたゲインの補正量は各チャンネルで $\pm 3\%$ に収まり、経験則の範囲に収まった。アライメントエラーはレーザートラッカーでの測量結果と無矛盾である。16 電極モニター #15 のアライメントエラーについては、参考文献 [57] でも行われているが、上のように MR 全周の BPM を用いていないので、精度が 0.1 mm 程度しか出ていない。また、今回の測定で 16 電極モニター #15 のアライメントエラーについては、QFP012 と #15 の間にステアリング磁石や 4 極電磁石があるため軌道に多少のずれが生じている。このため #14 番地の電磁石の補正電流を変えてアライメントエラーを算出しない必要がある。次章ではこのカリブレーション結果を踏まえて行ったエミッタンス測定について述べる。

第7章 ビーム測定

7.1 測定の目的と内容

MR RUN 83 にて、2 台目の 16 電極モニターインストール後の初めてのビーム測定を行った。主な測定項目は Twiss パラメータとエミッタンス、意図的に入射ミスマッチを作った状態での測定の三つである。これらの測定の目的は以下の三つである。

Twiss パラメータ

エミッタンスの測定には Twiss パラメータの不定性が系統誤差要因としてある。このため SAD モデルから求まるベータ関数の検証は不可欠である。

エミッタンス測定

非破壊ビームサイズ測定はビームダイナミクスを考えるうえで魅力的な反面、様々を考える必要がある。そのため実際に測定されたエミッタンスが妥当かを検討する。

入射ミスマッチによるビームサイズの振動の測定

16 電極モニターの目的の一つである、MR に入射するときの Twiss ミスマッチによって生じるビームサイズの振動を測定し、これを踏まえて MR の上流の 3-50 BT の Twiss パラメータの調整が可能かを判断する。

さらに、これらの測定から新たな系統誤差要因について考え、可能ならばこれを改善する。また本章の測定のタイミングの説明には図 5.20 に示した MR への入射の K1, K2, K3, K4 と加速開始の P2、加速終わりの P3 を用いる。

7.2 Twiss パラメータの検証

7.2.1 概要

16 電極モニターにおけるエミッタンス測定にはベータ関数が必要となる。利用運転における Twiss パラメータは既に SAD モデルとの照合が済んでいるため、16 電極モニターではそのパラメータを用いる。ここでは、これを正当化するために 16 電極モニターの位置における SAD モデルの Twiss パラメータの検証を行った。具体的には、入射エラーによって生じるベータatron振動から、#13 番地と#15 番地のベータ関数の比及び位相差の測定を行った。

7.2.2 手法及び測定について

式 (4.2) で表されるベータトロン振動は異なる位相及び振幅をもつ他粒子のベータトロン振動に埋もれてモニターで観測することは困難である。そこで、MR における通常のベータ関数の測定では、エキサイター (A.2 参照) によってビーム全体のベータトロン振動の振幅を意図的に大きくして行う。しかし、これにはエキサイターやBPM の調整など手間と時間がかかる。また通常は低強度で行うため、RUN 83 の16 電極モニターの大強度向きへのセットアップでは、通常のベータ関数の測定を行うのは精度的に困難である。そこで、入射エラーによって生じるベータトロン振動を測定した。測定はニュートリノ利用運転時に行い、このときの強度は 490 kW で、MR のショット番号 529458 からの 100 ショットである。

図 7.1 は入射から計 100 ターンの 16 電極モニターで測定された位置座標である。さらに図 7.2 は計 100 ターン分の位置座標を FFT して振幅を表したものである。設計チューン (21.35, 21.43) の付近で振動していることが確認できる。この周波数スペクトルにおけるピークの振幅をそれぞれ式 (4.2) の $A\sqrt{\beta}$ とすると、2 地点の振動振幅からベータ関数の比 $\beta_i^{(13)}/\beta_i^{(15)}$ ($i = x, y$) が求まる。またピークの偏角の差を計算することでベータトロン振動の位相差 $\Delta\phi_i = \phi_i^{(15)} - \phi_i^{(13)}$ が求まる。

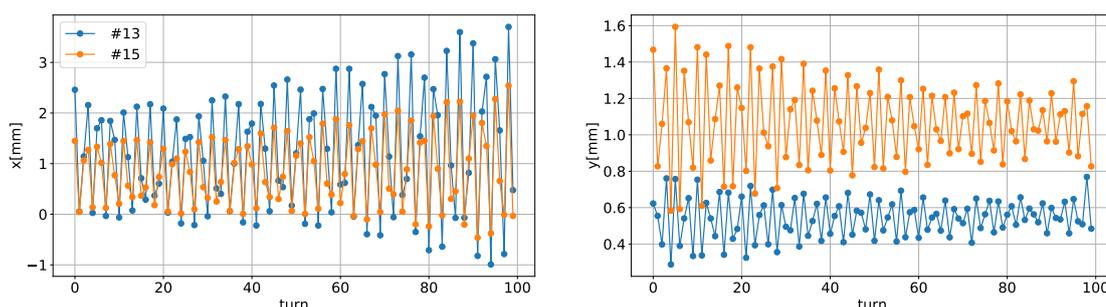


図 7.1 K1 前バンチ (8 バンチ中の先頭のバンチ) の MR 入射から 100 ターンにおけるビーム位置。左図と右図はそれぞれ水平方向と鉛直方向のもので、青とオレンジは #13 と #15 のものである。縦軸と横軸はそれぞれ位置座標とターン数を表す。

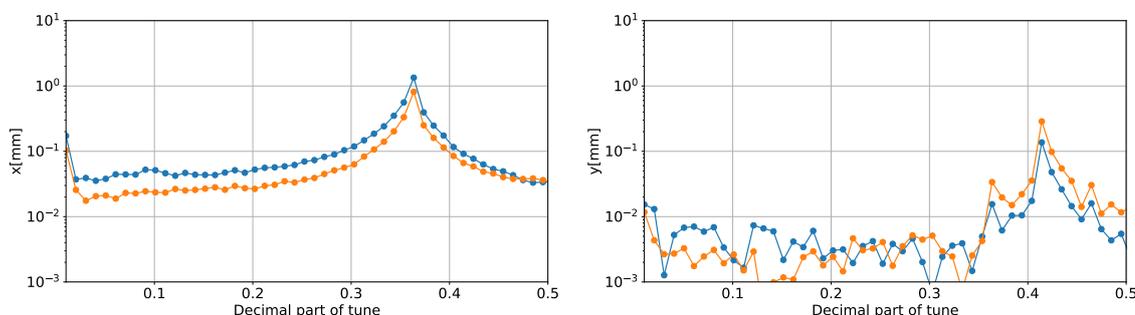


図 7.2 位置座標を FFT した結果。左図と右図はそれぞれ水平方向と鉛直方向のもので、青とオレンジは #13 と #15 のものである。縦軸と横軸はそれぞれ位置座標とベータトロンチューンの小数部分を表している。

7.2.3 結果

図 7.3 は 100 ショット分の結果をまとめたものである。左図を直線フィットし、その傾きの二乗からベータ関数の比を求めた。またベータatron振動の位相差は中央の図の平均をとることで、チューンは左図の最頻値から求めた。これらの結果を表 7.2.3 にまとめた。ここでチューンが小数部分しか求まっていないのは、一か所の測定ではサンプリング定理によってチューンの整数部分に感度を持たないためである。

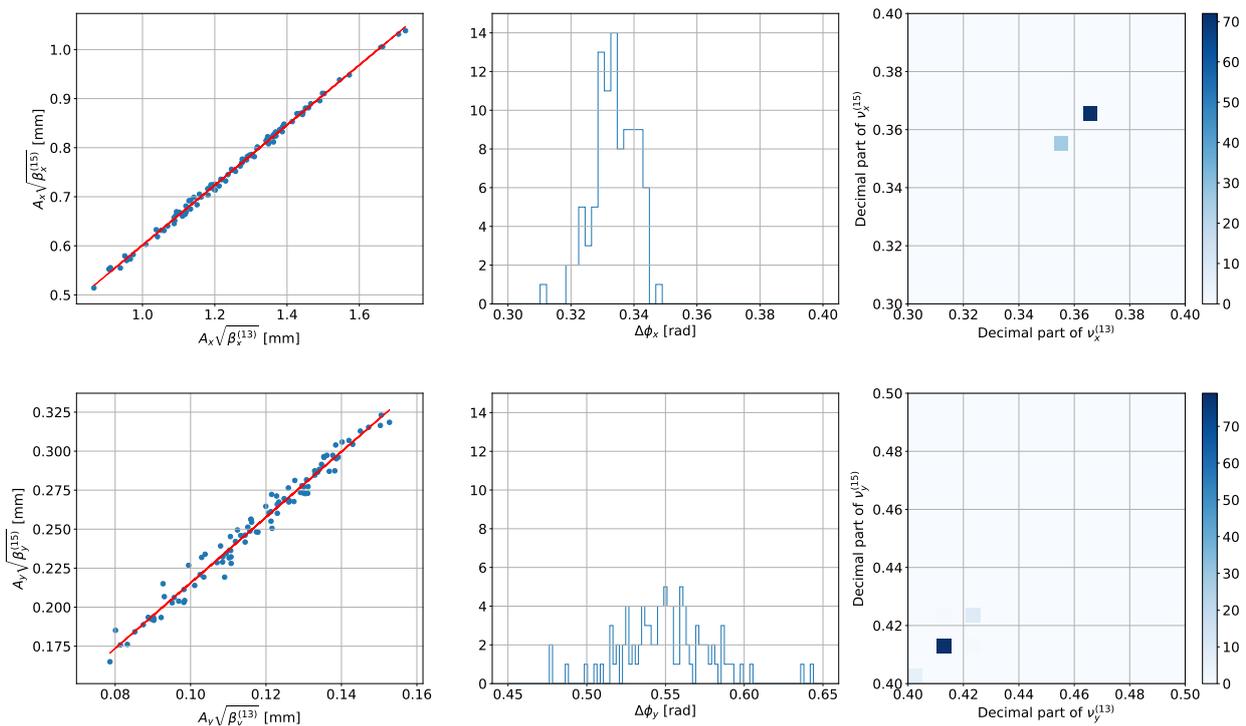


図 7.3 100 ショット分のベータatron振動に関する測定結果。左から、#13 番地と#15 番地のベータatron振動の振幅 $A\sqrt{\beta}$ の相関、ベータatron振動の位相差の分布、#13 番地と#15 番地の測定におけるチューン的小数部分を二次元分布で表したものである。左図のベータ関数の比を求めるために直線フィットしたものである。また上段と下段はそれぞれ水平方向と鉛直方向のものである。

考察

表 7.2.3 のベータ関数の比及び位相差は、おおむね SAD による計算結果と一致した。ただし $\beta_x^{(13)}/\beta_x^{(15)}$ には 5% のずれが確認された。これは $\beta_x^{(13)}$ 、 $\beta_x^{(15)}$ に 3.5% の不定性を与えるため、エミッタンスの系統誤差に計上する必要がある。

表 7.1 入射エラーによるベータトロン振動の測定結果

パラメーター	測定結果	SAD		
		上流	中心	下流
$\beta_x^{(13)}/\beta_x^{(15)}$	2.669 ± 0.014	2.80	2.81	2.82
$\beta_y^{(13)}/\beta_y^{(15)}$	0.227 ± 0.003	0.21	0.22	0.23
$\Delta\phi_x$	0.334 ± 0.001	0.33	0.34	0.36
$\Delta\phi_y$	0.551 ± 0.003	0.52	0.55	0.58
ν_x の小数部分	.36		.35	
ν_y の小数部分	.44		.43	

7.3 エミッタンス測定

2 台の 16 電極モニターを用いて、5.2.4 で述べた方法によりエミッタンスの測定を行った。測定項目は主に次の二項目で、エミッタンスの強度依存性と断熱減衰である。本測定の目的は 16 電極モニターから算出されるエミッタンスが、妥当なものかを判断することである。現状、MR には大強度で測定可能なビームモニターが存在しないため、3-50 BT に位置するマルチリボンプロファイルモニター (MRPM)^[73] による結果との比較と断熱減衰が観測されるかが重要な判断基準になる。

7.3.1 エミッタンス強度依存性及び 3-50 BT MRPM との比較

RCS から輸送されたビームは 3-50 BT に位置する 10 台の MRPM によって測定されており、ビーム強度が上がるにつれてエミッタンスが増大することが確認されている^[48]。この様子を 16 電極モニターで確認するために、強度以外の条件を固定し、ビーム強度を変えながら各条件で 3 ショットずつ測定を行った。

図 7.4 はエミッタンスの測定結果である。各図のエラーバー付きのものが 16 電極モニターの測定結果で、K1 の前バンチ (先頭のバンチ) の四重極振動が減衰後、20 ~ 40 ターンの平均値である。誤差棒は 20 ~ 40 ターン分の標準偏差を、3 ショット分の誤差伝播をとったもので、系統誤差は含んでいない。MRPM のデータは別日に測定したもので、K3 入射 (MR からの 3 回目の入射) の 2 バンチの合計信号からエミッタンスを算出している。測定条件のうちで異なるのは RCS のキッカータイミングの変化によって 3-50 BT の軌道調整を行ったことである。ただし、3-50 BT のエミッタンスは、MRPM によってこの前後で大きく変化していないことが確認されている。

考察

16 電極モニターと MRPM の測定結果のずれはおよそ 20% に収まっている。水平方向と鉛直方向のエミッタンスの大小関係も合っているが、強度が上がるにつれてずれが大きくなっている。この原因として以下の三つが挙げられる。

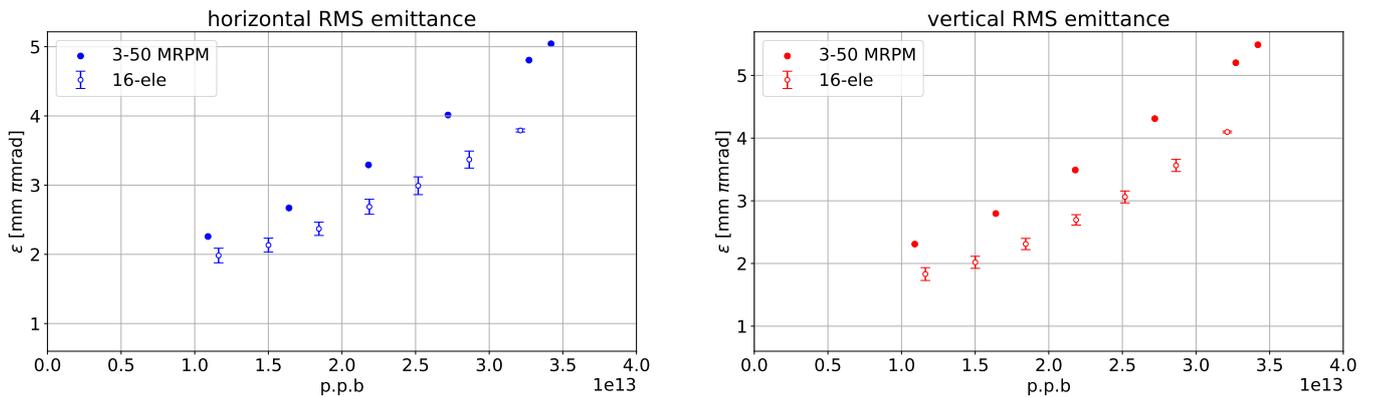


図 7.4 エミッタンスの強度依存性。左と右はそれぞれ水平方向と鉛直方向のもので、縦軸と横軸はそれぞれエミッタンスとバンチあたり陽子数を表したものである。誤差棒を含むデータが 16 電極モニターの結果で、ソリッドの点は 3-50 BT の MRPM の結果である。

- 3-50 BT MRPM では 2 バンチの信号を積算してエミッタンスを導いている。このため、前後のバンチの軌道がずれていると、ビームサイズ及びエミッタンスを過大評価してしまう。
- 空間電荷効果の斥力によって 4 極電磁石の収束力の影響が小さくなることで、実際のベータ関数がビーム強度によって変化する。これによって、図 7.4 のビーム強度による違いを生じさせている可能性がある。

参考文献 [71] によると空間電荷効果を含めた計算では、ベータ関数が谷と山になっているところで SAD の値との差が大きく、約 5% の違いがある。

- ゲインエラーやモニター中心から離れた位置における再構成精度などによる系統誤差。

7.3.2 断熱減衰

ニュートリノ利用運転時 (470 kW 運転時) の加速中のビームを測定することで、横方向エミッタンスの断熱減衰の測定を行った。主に加速開始から 100 ms 毎に取り出しのタイミングまで 2 ショットずつ測定を行った。測定は、#13 と #15 を同時に行い、反射の影響がないバンチ (#13 では 2 バンチ目、#15 では 1 バンチ目) の計 100 ターンの 4 重極モーメントからエミッタンスを算出した。図 7.5 はその測定結果である。これに運動量が時間 t に比例するとして $\propto t^{-1}$ でフィットした。さらに、加速前後のエミッタンスを表 7.3.2 にまとめた。ここで加速前後の時間はそれぞれ 130, 1530 ms である。2 ショット分のデータはおおむね一致しており、ショット毎のエミッタンスのばらつきは小さい。

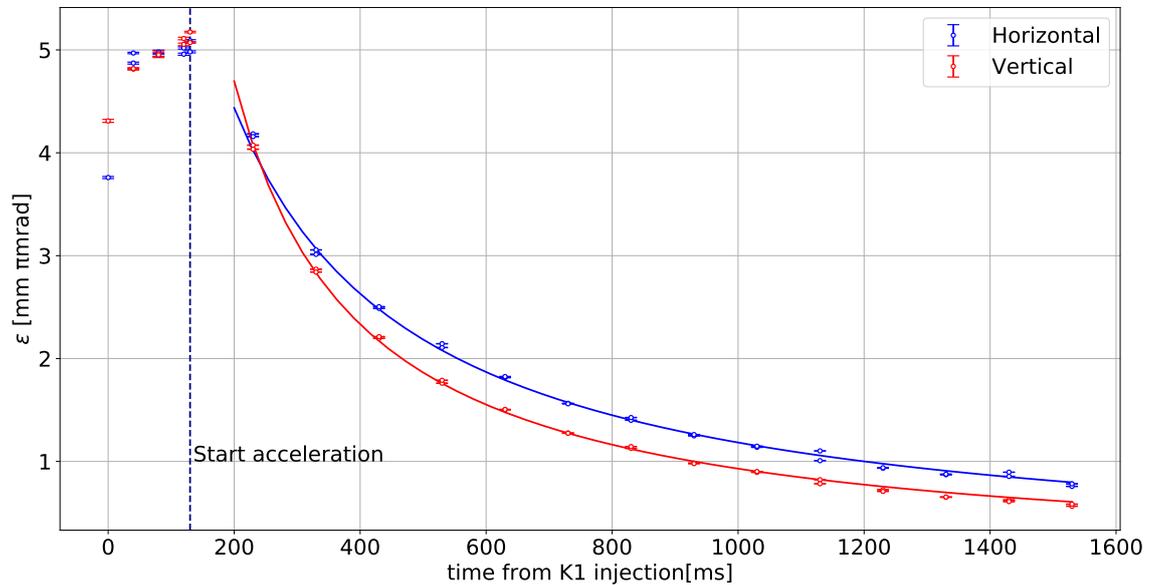


図 7.5 エミッタンスの 1 サイクルにおける時間変化及び断熱減衰。青と赤の点はそれぞれ水平と鉛直方向で、横軸と縦軸はそれぞれ入射からの時間とエミッタンスである。青線と赤線は運動量が時間 t に比例するとしてエミッタンスを $\propto (At - B)^{-1}$ でフィットしたものである (A, B をフィットパラメータとした)。フィット範囲は加速開始から 100 ms 後から加速終了までとした。

表 7.2 加速前後のエミッタンス

	加速直前 (P2) ϵ_{P2} [mm π mrad]	加速後 (P3) ϵ_{P3} [mm π mrad]	比 $\epsilon_{P3}/\epsilon_{P2}$
Horizontal	5.035 ± 0.011	0.770 ± 0.002	0.153 ± 0.003
Vertical	5.123 ± 0.008	0.575 ± 0.002	0.112 ± 0.003

考察

図 7.5 から加速による運動量の増加に伴ってエミッタンスの減衰が確認できる。陽子の運動量は加速によって 3.825 GeV/c から 30.924 GeV/c に変化し、完全に断熱減衰が成り立つときエミッタンスは 0.124 倍される。おおむね一致しているが、完全に一致はしない。この原因として以下の二つが考えられる。

- このとき加速中盤にかけてビーム不安定性が確認されており、これを抑制するために 8 極電磁石が用いられていた。このビーム不安定性とはビームが大きな振幅でベータトロン振動し、ビームロスを増大させることである。またウェイク場を形成し、後方のバンチにベータトロン振動を促し、不安定性を増大させる。そこで、8 極電磁石によってベータトロン振動に依存するチューンシ

フトを作りだし、4.3.1 と同様の計算でベータatron振動を減衰させた(ランダウダンピング)^[69]。これによってエミッタンスが加速前半にかけて大きくなり、加速前半では $\propto t^{-1}$ のフィットに当てはまらなかったものと考えられる。

- キャリブレーションによる系統誤差。特にエミッタンスが小さい領域では Wire Calibration による絶対誤差の影響が大きいと考えられる。

7.4 入射エラー測定

7.4.1 概要

Twiss パラメータのミスマッチはビームサイズの振動及び増大を引き起こし、引いては1 サイクル全体のビームロスに影響を及ぼしうる。大強度化には、MR の上流の3-50 BT の Twiss パラメータを調整することで、このビームロスを低減する必要がある。今後、16 電極モニターを用いてこの調整を行うには、まず入射ミスマッチによるビームサイズの振動とエミッタンス増加が観測可能かどうかを確認する。このために、3-50 BT の電磁石の電流値を変更することで、意図的にミスマッチを増大させた状況で測定を行った。

7.4.2 ビーム条件

測定を行った条件は、表 7.3 の A から H の 8 パターンである。パターン A から D とパターン E から F の測定は別日に行った。パターン E から F では、大強度ビームのためニュートリノ利用運転と同様の設定(RF2 倍高調 ON)になっている。図 7.6 は3-50 BT の Twiss パラメータ(上図)と運動量分散関数(下図)、電磁石の並びである。

表 7.3 入射エラー測定におけるビーム条件

パターン	MR shot number	p.p.b. at K1 timing	バンチ数	3-50 BT の変更内容
A	696420, 696421	1.38×10^{13}	1	変更なし
B	696422, 696423	1.34×10^{13}	1	QFI1 -20% (水平方向のミスマッチを増大)
C	696426, 696427	1.34×10^{13}	1	QDI1 -20% (鉛直方向のミスマッチを増大)
D	696424, 696425	1.37×10^{13}	1	QFI1, QDI1 -20%
E	904297, 904298	6.42×10^{13}	2	変更なし
F	904301, 904302	5.64×10^{13}	2	QFI1 -20%
G	904303, 904304	5.74×10^{13}	2	QDI1 -20%
H	904299, 904300	6.08×10^{13}	2	QFI1, QDI1 -20%

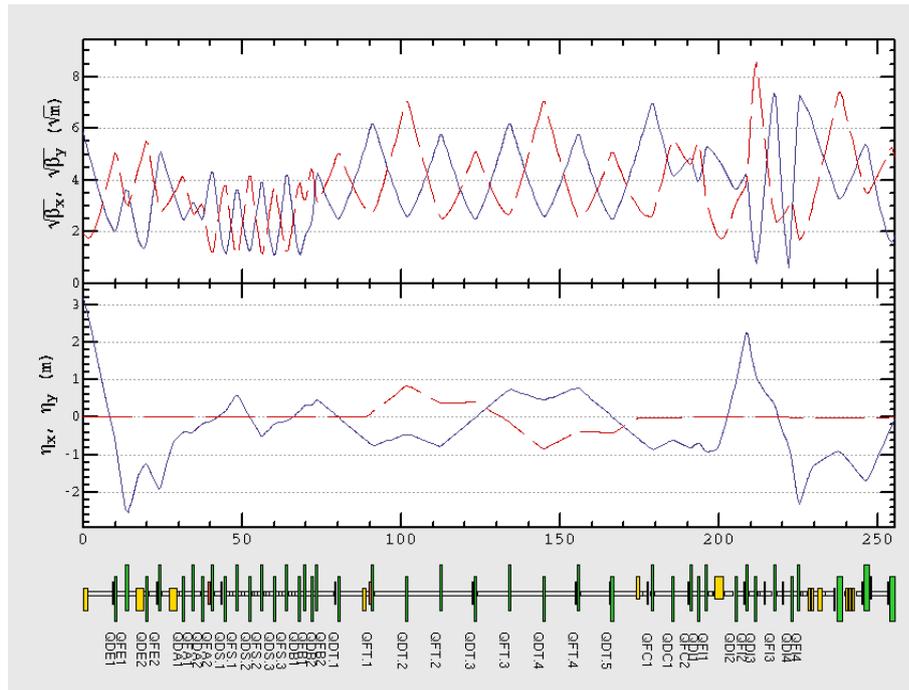


図 7.6 上図は3-50 BT のベータ関数 (上) と運動量分散 (下) である。横軸は3-50 BT の進行方向に対する座標で、青線と赤線はそれぞれ水平方向と鉛直方向である。下図は3-50 BT の構成磁石である。

7.4.3 結果

図 7.7、図 7.8 は横方向モーメント $\langle x \rangle$, $\langle y \rangle$, $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ の周回変化を表したものである。それぞれ表 7.6 のパターン A から D とパターン E から H を表している。パターン C と G で 30 ターン以降で、ショット毎のばらつきが確認された。さらに mismatches を増大させているとき (パターン A と E 以外) に四重極振動が観測された。

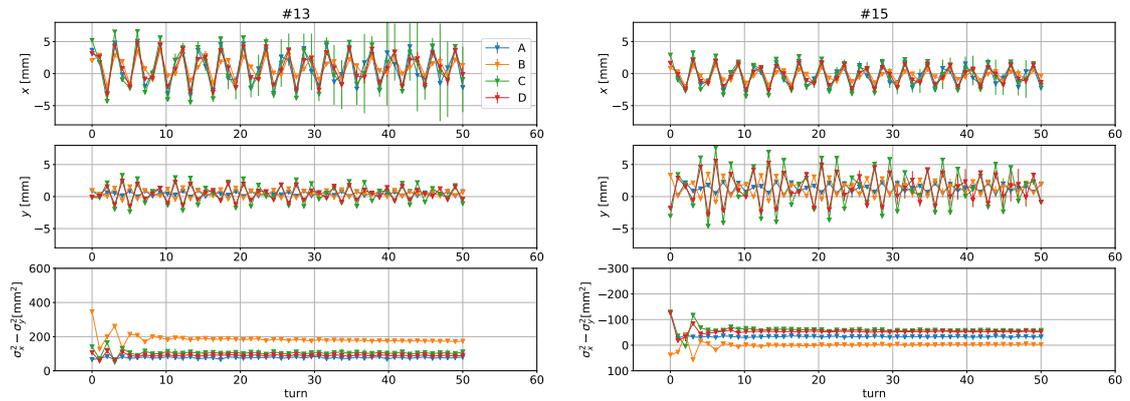


図 7.7 中強度運転時のパターン A から D における横方向モーメント。左列と右列は#13と#15の結果で、上から $\langle x \rangle$, $\langle y \rangle$, $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ の周回変化を表したものである。点と誤差棒は 2 ショットの平均と標準偏差を表している。

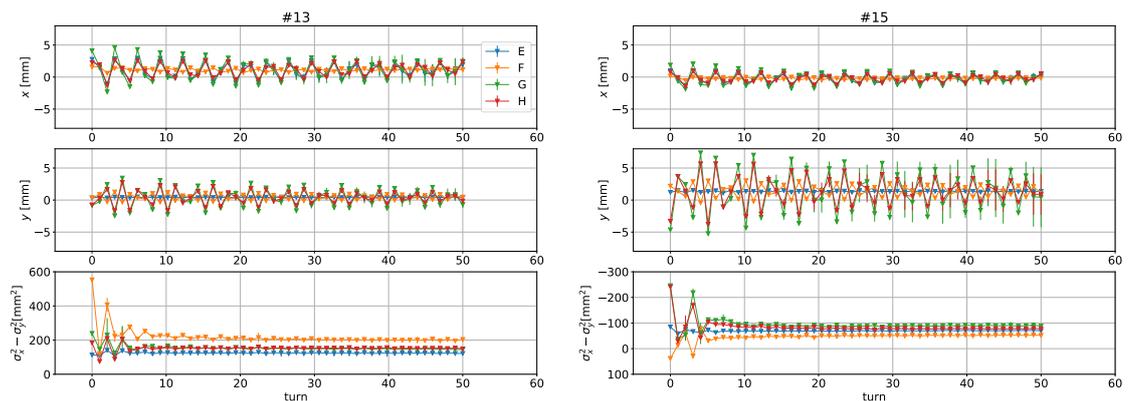


図 7.8 大強度運転時のパターン E から F における横方向モーメント。左列と右列は#13と#15の結果で、上から $\langle x \rangle$, $\langle y \rangle$, $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ の周回変化を表したものである。点と誤差棒は 2 ショットの平均と標準偏差を表している。

図 7.9 は図 7.7 と図 7.8 のベータatron振動を 0 から 100 ターンの周波数スペクトラムを表したものである。ここではチューンの変化量をみるために、各モニターでベータ関数の大きい方の軸の振動振幅を表した。横軸はチューン的小数部分を表したものである。

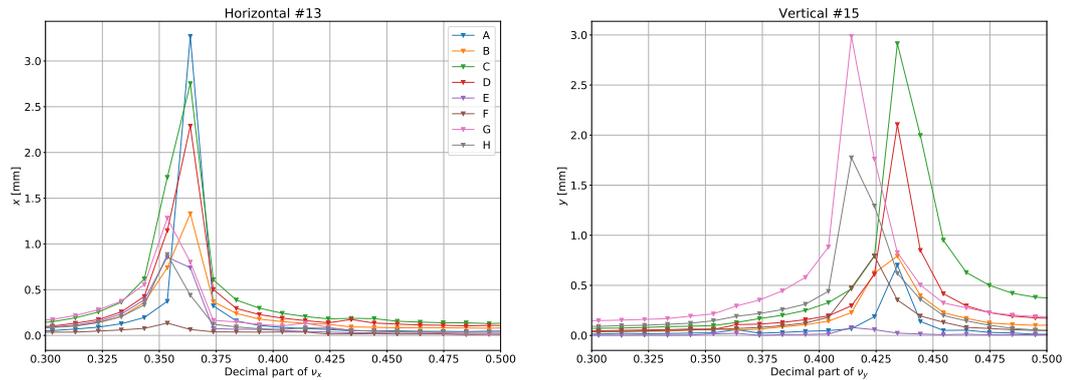


図 7.9 重心軌道のベータトロン振動を FFT し、振動振幅を表したもの。左図と右図はそれぞれ各パターンの#13 の水平方向の位置と#15 の鉛直方向の位置を FFT したものである。横軸はチューンの小数部分を表したものである。

図 7.10 は図 7.7 と図 7.8 の 4 重極振動を 0 から 20 ターンの周波数スペクトラムを表したものである。

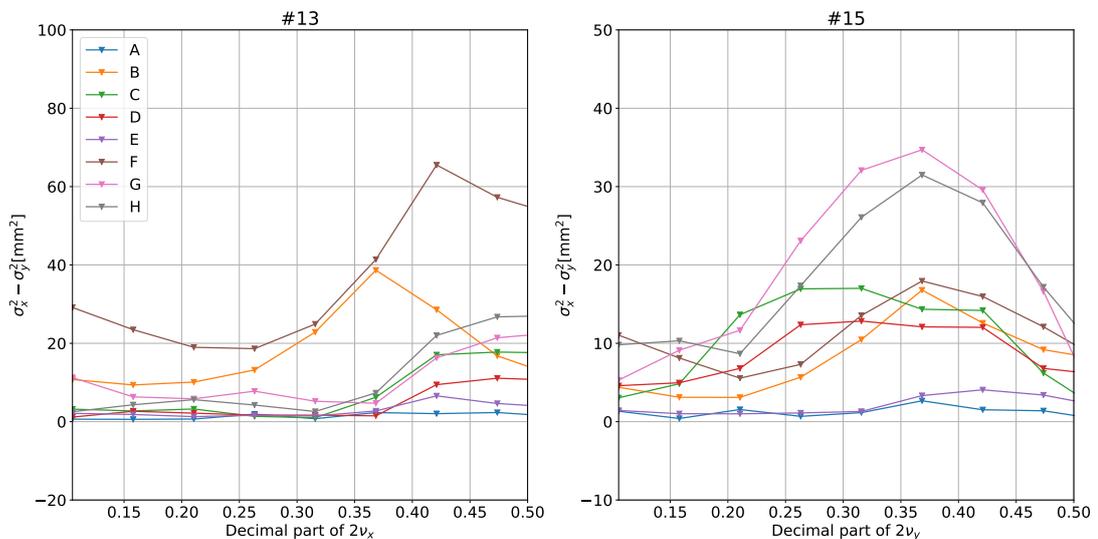


図 7.10 四重極振動 $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ を FFT し、振動振幅を表したもの。左図と右図はそれぞれ各パターンの#13 と#15 のもので、縦軸と横軸はそれぞれ振動振幅とチューンの小数部分を表している。

振動項が減衰して定常状態 (15 ターン以降) になると、これまでと同様に 4 重極モーメントよりエミッタンスを求めることができる。図 7.11 はエミッタンス増加を表したものである。エミッタンスは振動が減衰した 20 ~ 50 ターンの 4 重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ から算出し、意図的なミスマッチを加えない状態からの増加量 $(\epsilon + \Delta\epsilon)/\epsilon$ を棒グラフで表した。

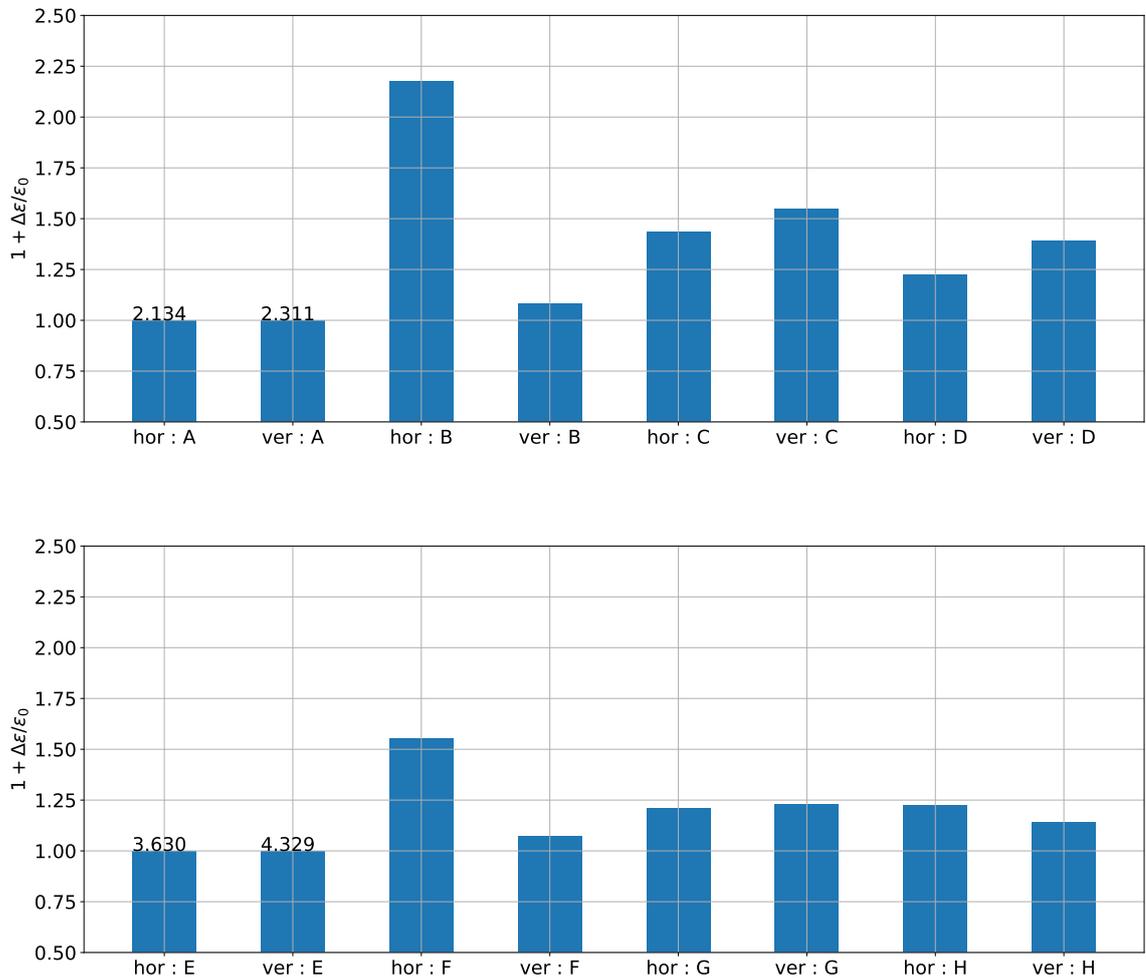


図 7.11 各パターンにおけるエミッタンスの増加比 $(\epsilon + \Delta\epsilon)/\epsilon_0$ 。縦軸は各パターンのエミッタンス増加比 $(\epsilon + \Delta\epsilon)/\epsilon_0$ を、横軸のラベルの hor と ver はそれぞれ水平方向と鉛直方向のものを、A から H はそれぞれのパターンを表している。ここでミスマッチを作らなかった場合 (パターン A と E) を ϵ_0 として、棒グラフの上にそのときのエミッタンス [mm π rad] を記した。

考察

図 7.9 のピーク位置は実際のビームのベータトロンチューンに対応しており、大強度 (A から D) では中強度 (E から H) のときより水平方向と鉛直方向でそれぞれ 0.01 と 0.02 程度下方にずれている。これは前述の空間電荷効果によるチューンスシフトの影響と考えられる。また MR ではベータトロン振動のチューンが強度とバンチ数によって異なっていることが確認されている。ここでは 1, 2 バンチ場合では強度が上がるにつれて、水平と垂直方向のチューンは減少しており、特に鉛直方向の減少量が大きいことが確認されている [70]。この結果はこれを裏付けるものである。

入射位置の n ターン目の 4 重極モーメント $\langle x^2 - y^2 \rangle_n$ は、ミスマッチがあるとき式 (4.19) に従うと考えられる。これを運動量分散関数をゼロとして、位置成分を引き算した 4 重極モーメント $\{\sigma_x^2 - \sigma_y^2\}_n$ に直すと以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \{\sigma_x^2 - \sigma_y^2\}_n &= \beta_x(\epsilon_x + \Delta\epsilon_x) - \beta_y(\epsilon_y + \Delta\epsilon_y) + \\ &\quad + \beta_x\{\epsilon_x\delta_{\beta_x} \cos(4\pi\nu_x n - 2\phi_{\beta_x}) + \sigma_p^2\delta_{\eta_x} \cos(4\pi\nu_x n - 2\phi_{\eta_x})\} \\ &\quad - \beta_y\{\epsilon_y\delta_{\beta_y} \cos(4\pi\nu_y n - 2\phi_{\beta_y}) + \sigma_p^2\delta_{\eta_y} \cos(4\pi\nu_y n - 2\phi_{\eta_y})\} \end{aligned} \quad (7.1)$$

16 電極モニター的位置における n ターン目の $\{\sigma_x^2 - \sigma_y^2\}_n$ は、ベータ関数を 16 電極モニターのものとし、振動項の位相を表 7.2.3 の位相差の二倍進めることで導ける。

図 7.10 のピーク位置は式 (7.1) の 4 重極モーメントの 2 つのチューン $2\nu_x, 2\nu_y$ に一致するはずである。#13 と 15# ではそれぞれ水平方向と鉛直方向のベータ関数が大きいため、水平方向のミスマッチが大きいパターン B と F は $2\nu_x$ の振動の効果が大きく、鉛直方向のミスマッチが大きいパターン C, D と G, H に $2\nu_y$ の振動の効果が大きく表れる。4 重極振動に関するチューンの小数部分は大強度では $(2\nu_x, 2\nu_y) = (.58, .63)$ 、中強度では $(2\nu_x, 2\nu_y) = (.63, .73)$ と大まかに推測できる。ここで四重極振動のチューンが 0.5 以上とし、図 7.10 のピークを f_p として以下のエイリアシング補正を適用した。

$$2\nu_x = 1 - f_{peak} \quad (7.2)$$

これらの値はベータatron振動のチューンから計算される値の $(2\nu_x, 2\nu_y) = (.72, .85)$ に比べて小さく、大強度ほどずれが大きい。これはベータatron振動のチューンと同様に、空間電荷効果が 4 重極振動のチューンにも寄与を与えているためと考えられる。また 4 重極振動のチューンシフト (大強度と中強度の差) は、ベータatron振動のチューンシフトより大きい。これは空間電荷効果のインコヒーレントなチューンシフトの影響が四重極モーメントすなわちビームサイズに対して大きいことを示唆している。

ミスマッチによるエミッタンス増加に関しては、水平方向のミスマッチを増大させたパターン B と F で、図 7.11 から水平方向のエミッタンスがそれぞれ 2.2 倍と 1.5 倍になった。同様に 鉛直方向のミスマッチを増大させたパターン C と G で、鉛直方向のエミッタンスがそれぞれ 2.2 倍と 1.5 倍になった。このことからミスマッチを増大させた軸のエミッタンス増加が確認できた。ただし、表 7.3 の 3-50 BT 変更内容に対するミスマッチの傾向は SAD から導いたものではなく、IPM の測定によって確認されたものである。

7.5 系統誤差要因について

エミッタンスを測定するうえで効いてくる系統誤差はキャリブレーションによる誤差とベータ関数の誤差と考えられる。また今回の測定では、実験を通して明らかになった問題として、反射波と処理信号の RF 2 倍高調波の影響が挙げられる。本節ではこれらの影響について議論する。

7.5.1 キャリブレーション誤差

キャリブレーションの誤差を考えるうえで、まずゲイン誤差が4重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ とエミッタンスに対する影響を考えた。

モニターの中心位置にエミッタンス 5 mm π mrad のビームがある場合を考える。各電極に誘起される電圧を計算し、理論式から得られる行列式を用いて4重極モーメントの再構成した。このとき再構成される値と本来のエミッタンスから計算される4重極モーメントが、数値計算上で一致することを確認した。そして、各チャンネルの電圧のゲインの誤差レベルがすべて等しいとして、誤差伝播の式から4重極モーメントへ影響を見積もった。図 7.12 の青線はゲイン誤差と4重極モーメントの誤差の関係を表したものである。このとき#13 と#15 のベータ関数を用いて、それぞれの場合で計算したが結果はまったく同様であった。

さらに、図 7.12 の赤線は4重極モーメントの誤差がエミッタンスに及ぼす影響を表したものである。これも同様に誤差伝播の式から計算した。水平方向のほうが感度がいいのは、#13 と#15 の水平方向におけるベータ関数の比が大きいためである。

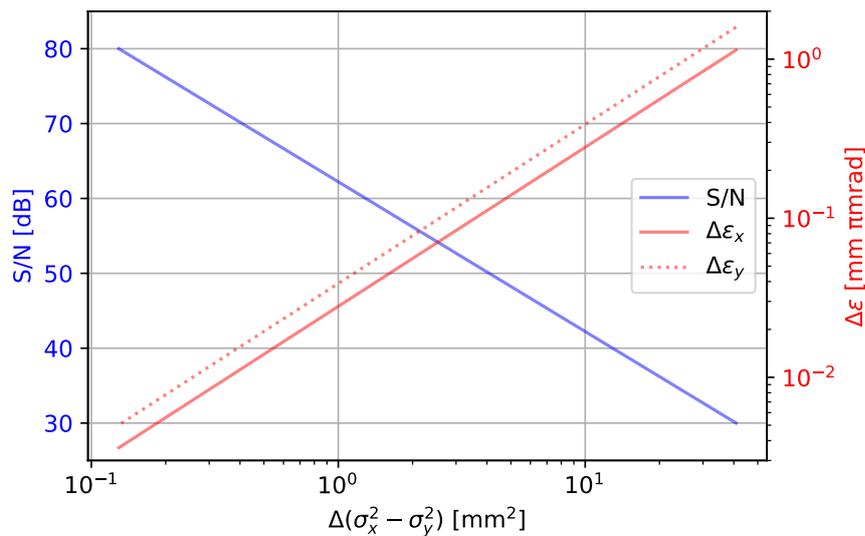


図 7.12 ノイズの四重極モーメント及びエミッタンス誤差への影響。青線は縦軸と横軸にそれぞれゲイン誤差と4重極モーメントの誤差の関係を表す。赤線は縦軸と横軸にそれぞれエミッタンスの誤差と4重極モーメントの誤差の関係を表す。実線と破線はそれぞれ水平と鉛直方向のエミッタンスの誤差である。

図 7.12 からキャリブレーションによるエミッタンスの誤差を見積もった。キャリブレーション誤差として考えたのは表 6.1 の Wire Calibration の再構成誤差と BBGC におけるシミュレーション精度の 0.3% である。このときの結果を表 7.4 にまとめた。図 7.12 の青線の結果はエミッタンスの大きさには依存しなかった。このため、Wire Calibration と BBGC は絶対誤差として効く。したがって、絶対値の小さい加速後のエミッタンスに対して影響が大きく、表 6.1 の場合は加速後のエミッタンス (約

0.5 mm π rad とした) に対しては約 20% 程度の誤差となる。

表 7.4 キャリブレーション誤差のエミッタンスへの影響

	$\Delta\epsilon_x$ [mm π rad]	$\Delta\epsilon_y$ [mm π rad]
Wire Calibration	0.060	0.108
BBGC	0.083	0.151

7.5.2 ベータ関数の誤差

ベータ関数が設計値と異なる場合にもエミッタンスの系統誤差になる。図 7.13 はベータ関数の誤差 $\Delta\beta/\beta$ がエミッタンスに及ぼす影響を表したものである。ベータ関数を SAD の値とし、水平方向と鉛直方向のエミッタンスを 5 mm π rad とし、誤差伝播の式よりベータ関数によるエミッタンスの誤差を計算した。ここでベータ関数の誤差はすべて同程度のものと仮定した。

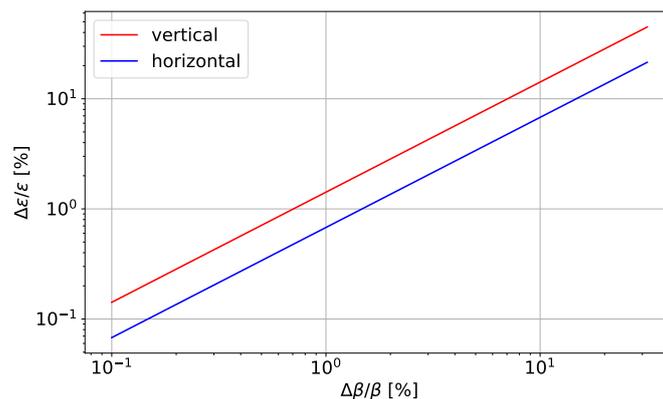


図 7.13 ベータ関数の誤差によるエミッタンスの影響。縦軸と横軸はそれぞれエミッタンスとベータ関数の誤差を表したものである。また青線と赤線はそれぞれ水平方向と鉛直方向のものである。

表 7.2.3 のベータatron振動から算出されたベータ関数の比は水平方向で約 5% ずれていた。これは水平方向のベータ関数 $\beta_x^{(13)}, \beta_x^{(15)}$ で約 3.5% の誤差になる。このときのエミッタンスの誤差は上の計算では、水平方向と鉛直方向でそれぞれ約 4% と 2% である。

7.5.3 反射波

図 6.10 のように、信号波形にはビーム信号の後ろに反射波が確認された。この反射を明確に確認するために、2 バンチのみで信号強度の大きい加速途中で測定を行った。図 7.14 はそのときの波形で、#13 と #15 でケーブル長の違いからそれぞれ 2 つ及び 1 つ後ろのバンチに反射が確認できる。図 7.15 は各チャンネルの信号に対する強度 (反射係数) を表したものである。青とオレンジはそれぞれ #13 と #15

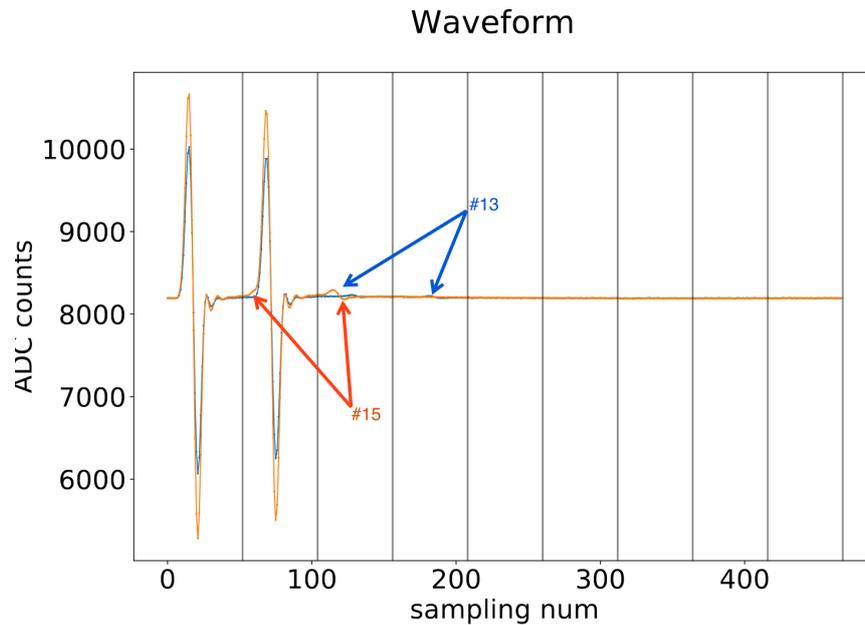


図 7.14 加速途中における波形。青とオレンジはそれぞれ#13 と#15 のもので、1 ターン分を表した。矢印で反射部分を指している。

の結果で、それぞれおよそ -30 dB と -42.5 db の反射が現れている。これは信号領域の 3.4 MHz で求めたものである。これらの反射は後ろのバンチを測定する際に系統誤差になりうる。

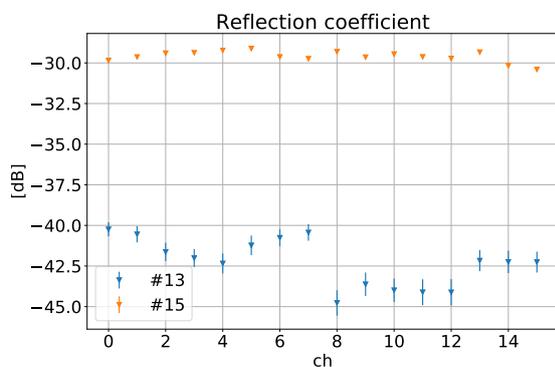


図 7.15 各チャンネルの反射係数。青とオレンジはそれぞれ#13 と#15 の結果である。

2nd harmonic in complex plane

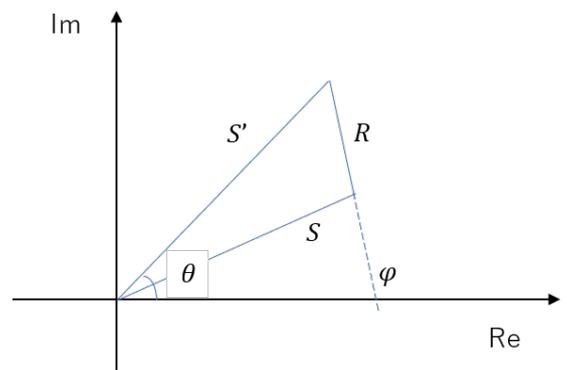


図 7.16 取得信号を複素平面上で表したものである。

反射源としてはローパスフィルターとケーブルコネクタを反射波したものが考えられる。前者の場合は反射波はローパスフィルターの上流の減衰器を通り、電極の短絡部を反射し、再び減衰器を通過する。このときの反射係数はローパスフィルターの反射係数(およそ -30 dB)と使用した減衰器 (13 dB, 16 dB)の2倍で計算できるが、#13 と#15 共にこの計算と一致しない。また電極部での反射係数が約 0 dB であることは、テストベンチでの測定によって確認されている。したがって、後者の減衰器前のコネクタによる反射の影響と考えられる。特に#15 の反射係数が大きいのは、ケーブルにインストール時にケーブルとコネクタの接着が仕様書通りでなかったためと考えられる。また#13 の反射係数にチャン

ネル毎のばらつきがあるのは異なるケーブルの寄せ集めによって構成されているためである。

今回の測定では反射波の影響を受けたバンチを解析に用いなかったが、他のバンチを解析するときは注意を払う必要がある。今後、コネクタを改善するか、信号処理で2倍高調波の振幅と位相を取得することで反射波の影響を取り除く必要がある。図7.16は取得信号のRF 2倍高調波を複素平面上で図示したものである。ここで S, S', R はそれぞれビーム由来の信号と反射波を含んだ信号、反射波のみの信号の振幅である。取得される信号 S' は反射波 R とビーム由来の信号 S の重ね合わせで書ける。また反射波 R とその位相 φ はあらかじめ図7.15の反射波係数とその位相関係を測定しておくこと、反射元の信号から求めることができる。これによって取得信号の振幅 S' と位相 θ から、以下のようにビーム由来の信号 S を求めることができる。

$$S^2 = S'^2 + R^2 - RS' \cos(\varphi - \theta) \quad (7.3)$$

7.5.4 ビーム内のRF 2倍高調波の影響

16電極モニターではその周波数特性からRFの2倍高調波帯域で、最も高い信号強度が期待できる。また、この帯域だとRF周波数帯域に比べ付近のRF空洞の漏れ電場によるノイズも小さいと考えられるため、高いSN比が期待できる。このためにビーム波形のRF2倍高調波を測定に用いている。

MRのRF空洞の二台はRF周波数の2倍の周波数の電圧を追加で印加している。これは縦方向(進行方向)にビーム広げることで空間電荷効果の影響を減らすことを目的としており、現在の大強度の運転では必須となっている。このビーム波形の変化によって、16電極モニターの信号成分であるRF2倍高調波は減少することが確認された。

ニュートリノ利用運転時のK1前バンチをMRに入射してから140ターンの波形を、16電極モニター#15にて測定した。このとき、図7.17はバンチ内の周波数振幅をターン毎の変化を表したものである。入射から50ターン前後で、ビーム内のRF二倍高調波はRF高調波の信号より小さくなっている。信号処理モードにて500ターンの測定をすると、ビームの縦方向の振動であるシンクロトロン振動の周期の約250ターン毎に同期していた。

図7.18はRF2倍高調波とRF周波数の信号振幅を用いて算出したターン毎のビーム位置である。RF周波数での処理についてはゲイン較正を行っていないため、2倍高調波によるものと完全に一致はしないが、60ターン付近まではおおむね一致している。しかし、RF2倍高調波が減衰するにつれてベータトロン振動の振幅が大きくなっている。これは60ターン以降では、ビーム内の減衰しきらなかったRF2倍高調波成分、すなわちビームの主要な成分でない粒子のベータトロン振動を観測しているためと考えられる。今回の解析ではこの領域はベータトロン振動の測定でしか取り扱わなかったため問題にならなかったが、この領域でビーム全体のダイナミクスやプロファイルを測定するには、ビームの縦方向の変化も考慮に入れる必要がある。

ビーム波形の3.4MHzを用いた測定では、ビームの主成分を測れていないとすると、エミッタンスを過少評価してしまう可能性がある。図7.19は4重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ の処理信号の周波数帯域による違いを表したものである。1.7MHz帯域での処理したときの $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ は、3.4MHz帯域で処理したもの

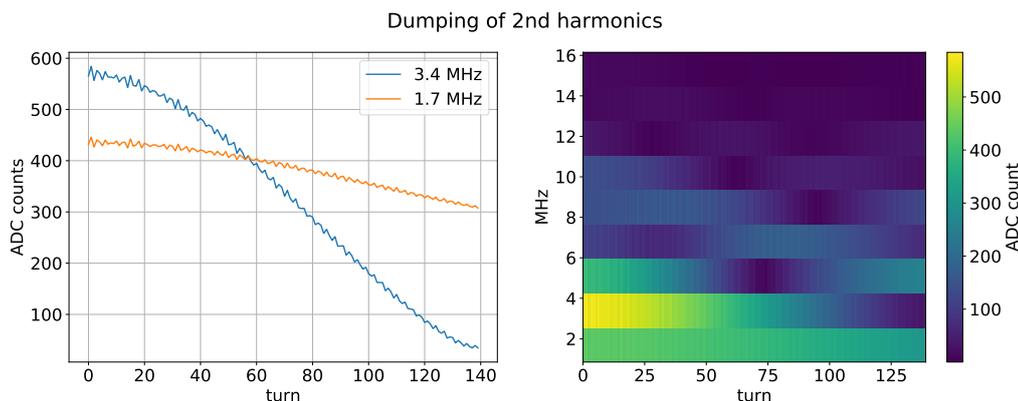


図 7.17 バンチ内の RF 高調波のターン毎の変化。左図は縦軸をバンチ波形の RF 高調波と 2 倍高調波の振幅、横軸をターン数としてあらわしたものである。右図はバンチ波形における 10 倍高調波までの信号振幅を色で表したものである。

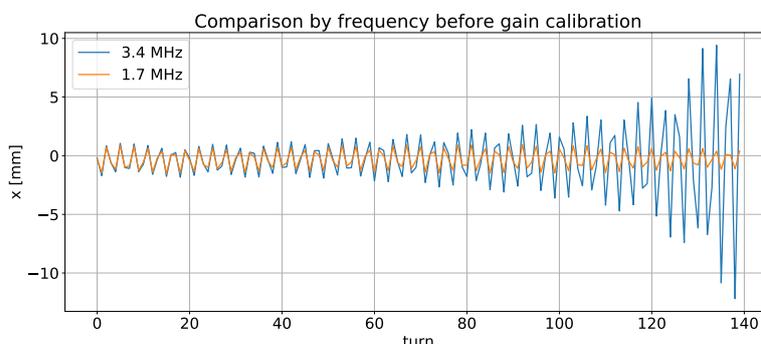


図 7.18 処理信号の周波数帯域によるビーム重心 x の違い。青とオレンジはそれぞれ RF 2 倍高調波と RF 高調波を用いて算出したものである。

より #13 では大きく、#15 では小さい。これは 1.7 MHz 帯域と 3.4 MHz 帯域でゲインが大きくずれていないとすると、式 (5.8) から水平方向と鉛直方向エミッタンスの過少評価につながる。また 4 重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ が 10 mm^2 から 30 mm^2 ずれると、図 7.12 から エミッタンスの誤差は $0.4 \text{ mm } \pi\text{mrad}$ から $1 \text{ mm } \pi\text{mrad}$ になる。これは 3-50 BT の MRPM との結果のずれを説明し得ると考えられる。

7.6 まとめ

16 電極モニターを用いた非破壊エミッタンス測定を行った。強度依存性の測定では、3-50 BT の MRPM の結果と比較を行った。結果、大きいところで約 20% ほどのずれがみられた。これは 16 電極モニターにおけるキャリブレーションによる系統誤差の寄与約 5% (表 7.4 から Wire Calibration の誤差と BBGC の誤差がそれぞれ 2%、ベータ関数からの誤差が 4% として計算した。) より大きいものであった。したがって、上で述べた系統誤差についてはさらに詳しく検討するか、新たな系統誤差要因を模索する必要がある。この系統誤差要因として、まずベータ関数の強度依存性が挙げられる。ビームの空間電荷効果によって収束力が弱まり、ベータ関数が実際より大きくなること想定されるためである。

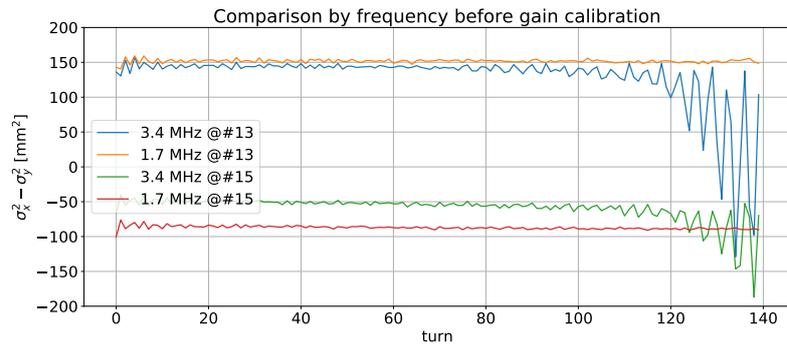


図 7.19 処理信号の周波数帯域による 4 重極モーメント $\sigma_x^2 - \sigma_y^2$ の違い。青と緑はそれぞれ RF 2 倍高調波を用いて #13 と #15 で算出したもので、オレンジと赤はそれぞれ RF 高調波を用いて #13 と #15 で算出したものである。

また測定に RF 2 倍高調波を用いる正当性についても吟味する必要がある。一方で、断熱減衰の結果については、おおむね系統誤差の範囲であった。

さらに 16 電極モニターを用いて、Twiss ミスマッチの測定を行った。16 電極モニターの目的の一つである四重極モーメントの振動とエミッタンス増加の観測に成功した。エミッタンス増加はミスマッチの傾向を示すものであった。今後、16 電極モニターを用いた 3-50 BT の Twiss パラメータの調整に取り組む予定である。

また本文には述べなかったが、今回の測定では片方の読み出し回路をビームライン付近に置き、ケーブルラックが並走する距離を減らすことで、主要なノイズ源である電磁石給電ケーブルからのノイズの低減を期待していたが、ビームがない状態での測定からは優位なノイズ低減の結果は得られなかった。

第8章 今後の展望

8.1 16 電極モニターの展望

8.1.1 運転に向けた取り組み

今後、16 電極モニターを MR の運転に本格的に用いるためには以下のことが必要となる。

EPICS システムへの対応

実際に運用するためには MR に関わる誰もが簡単にデータを確認できる必要がある。J-PARC MR では EPICS という分散制御システムが導入されており、これは各測定デバイス (IOC) とのインターフェースとして機能する。このシステムのデータベースに 16 電極モニターを追加することで、レコード名 (データベース上の名前) から簡単にデータを確認することができる。

読み出し回路の安定化

本測定時は序盤で放射線による不安定性¹はあったものの、序盤以降は安定的に動作していた。しかし、本測定前の動作確認時ではいくつかトラブルが確認され、これらは当面は解決したが、完全な原因がわかっていない。このため、これらについて原因を追求する必要がある。また読み出し回路をサブトンネルに置くか、地上に移すかも検討する必要がある。(放射線やなどの回路に関するトラブルは Appendix にて述べる。)

段階的な減衰器の開発

大強度ビームを測定する場合は現状の減衰器のセットアップで支障はないが、強度依存性や遅い取り出しのビームの低強度のビームを測定するとき信号強度が小さく、SN 比が見込めない。そこで、幅広いビーム強度で高い SN 比を得るためには、図 5.18 のようなビーム強度によって減衰器の値を切り替える回路が必要になる。

8.1.2 系統誤差の追求と低減

精度良くエミッタンスや高次の項を測定するためには、系統誤差の理解と低減が必要になる。特に現在 3-50 BT MRPM の測定結果と 16 電極モニターの測定結果のずれが確認されている。これはキャリブレーションとベータ関数の誤差から見積もった誤差より大きい。よって、このずれの原因をこれらの

¹サブトンネルの熱中性子によるシングルイベントアプセットによるもので、回路をポリエチレンで囲うことでその影響は防ぐことが出来た。

系統誤差をより深く検討するか他の要因の検討をする必要がある。このために今後、考えるべき要因は以下のものである。

- ゲイン誤差の再検討。特にビームプロファイルの共分散を 0 と仮定したことの影響。
- ベータ関数の強度依存性。
- 3-50BT の MRPM の誤差評価。
- ビームと RF2 倍高調波の関係の評価。

今後の系統誤算として影響するものとしてコネクタによる反射波の影響がある。これの系統誤差への影響を低減するには以下の二つの手段が考えられる。第一の手段はコネクタを変え、反射波の少ないものにするのである。そして、次の手段は信号処理で、これまで RF 2 倍高調波の信号振幅を抽出しているのに加えて、信号の位相も取得することである。これによって、前述のように反射波の影響を取り除くことができる。

8.2 ニュートリノ利用運転 における展望

ニュートリノ利用運転ではビームの大強度化へ取り組んでいる。このためには大強度化に伴って増えるビームロスの低減が重要課題の一つになっている。その手段の一つとして前述の 3-50 BT と MR の Twiss ミスマッチの低減がある。

今回の 16 電極モニターの測定では、Twiss ミスマッチによるビームの振動及びエミッタンス増加を観測することに成功した。次なる目標は 16 電極モニターの測定によって 3-50 BT の電磁石の電流値の最適化を行うことである。このためにはエミッタンスの増加量やビームサイズの振動パラメータとミスマッチの関係を明らかにする必要がある。さらに、空間電荷効果によるチューンスプレッドを含めたビームサイズの振動をシミュレーションしておくことで、チューンスプレッドについても理解を深められると考えられる。

また 1 サイクルのエミッタンスの時間変化をより細かな時間間隔で測定することで、1 サイクル全体のビームダイナミクスの理解に繋がると考えられる。特に MR RUN83 で確認された加速中盤に生じたビーム不安定など、RUN 中に生じたエラーをビームサイズの観点から即座に議論できる。このためには読み出し回路及び通信環境を整えて 1 サイクル通しての測定を行うか、トリガーサイクルを自動で切り替えて利用運転などの継続運転の多数のショットでエミッタンスの時間変化を測定するという手段が考えられる。

第9章 結論

T2K 実験においてニュートリノ振動パラメータにおける CP 対称性の破れを探索するには、ビームの大強度化が必須である。J-PARC MR では T2K 実験に用いているビームの大強度化に取り組んでおり、大強度化に伴って増加する加速器内のビームロスの低減は重要課題の一つとなっている。この手段の一つとして、MR とその上流の輸送ライン 3-50 BT との Twiss ミスマッチによって生じる、ビームサイズの増大によるビームロスの低減がある。

このためにビームサイズの非破壊測定が可能なビームモニターが必要となっており、MR では現在 16 電極モニターの開発を行っている。本研究では二台目の 16 電極モニターを MR にインストールし、実際にビーム測定を行うためのセットアップを構築した。そしてワイヤー及びビームを用いたキャリブレーションを行った。ビームを用いたゲイン校正である BBGC では、シミュレーションを用いて新たな方法を確立した。このキャリブレーションを用いてエミッタンスの強度依存性と断熱減衰の測定を行った。エミッタンスの値は 3-50 BT の MRPM で確認されているものとおおむね一致していたが、大きいところで約 20% 程度のずれがあった。これは 16 電極モニターで評価している系統誤差の 5% より大きいため、よりさらなる追求が必要となっている。一方で、断熱減衰の結果は系統誤差の範囲だった。また Twiss パラメータのミスマッチを意図的に増大させた状態で、ビームサイズの振動とミスマッチが大きい軸のエミッタンス増加の観測に成功した。これによって、16 電極モニターが大強度ビームにおける Twiss パラメータの調整に貢献し得ることを示した。さらに、これは空間電荷効果がビームに及ぼす影響など、ビームの大強度化に重要な情報を提供するものである。今後は 16 電極モニターを実際の MR の運転に活用するために、現在のセットアップと設備を改善していく予定である。

付録 A 本文中の加速器に関する語句

A.1 加速器理論に関する語句

バンチ・バケツ

加速器では一般的に高周波 (RF) 電場を作る進行方向の安定領域の中に粒子の塊を入れて加速する。この安定領域をバケツ、バケツの中の粒子群をバンチという。

ハーモニックナンバー

円形加速器では高周波電場は周回周波数の整数倍である必要がある。このときの整数をハーモニックナンバーという。ハーモニックナンバーの数だけ、バケツ及びバンチを作ることができる。

トランジションエネルギー

トランジションエネルギーは以下で表されるスリッページファクター η_s がゼロになるエネルギーである。

$$\frac{\Delta t}{t} = \eta_s \frac{\Delta p}{p} \quad (\text{A.1})$$

ここで $\Delta t/t$, $\Delta p/p$ はそれぞれ周回時間と運動量の変化の割合である。スリッページファクターがゼロになるのは、運動量の増加によって周回は速くなる変化量と軌道が膨らんで周回時間が増える量が一致するときである。トランジションエネルギーを超えると、これまで安定に加速を行っていた領域 (バケツ) が不安定な領域となる。これによってバンチ構造を保てなくなり、ビームロスが増大するため、トランジションエネルギーを避けた設計をする [52]。

縦方向・横方向

縦方向はビーム進行方向、横方向はビームの進行方向に対して垂直な面のことである。

A.2 装置に関する語句

ラティス

加速器における磁石コンポーネントの並びのこと。

偏向電磁石・ステアリング電磁石

偏向磁石はダイポール電磁石でビームの軌道を変えるためのものである。ステアリング磁石は偏向磁石を小型化したもので、ビームの軌道を補正するための電磁石である。

4 極電磁石

4つの極を持つ電磁石で、水平(鉛直)方向に収束させ、鉛直(水平)方向に発散させる。収束と発散を繰り返しながら、ビームを周回させる。

6 極電磁石

6つの極を持つ電磁石で、運動量の違いにより4極磁石による焦点距離が変わってしまうのを補正(クロマチシティ補正)する電磁石。

キッカー電磁石

パルス磁場を形成し、ビームが通過するときに瞬時にビーム軌道を曲げるための電磁石。加速器への入射や取り出しに用いられる。

セプタム電磁石

限られた区画のみに磁場を生成し、他の部分には漏れ磁場がないような設計の電磁石。キッカー電磁石で磁場領域に入ったビームを、強い磁場で曲げる。加速器への入射や取り出しに用いられる。

静電セプタム

限られた区画のみに電場を生成し、中に入った粒子を電場によって取り出すための装置。遅い取り出しで使われる装置で、ベータトロン振動の振幅が大きくなったビームの一部が静電セプタムに入射することによって取り出される。

エキサイター

2枚の電極を向かい合わせに配置したストリップラインキッカーで、チューンとRF周波数から計算される周波数でビームのベータトロン振動を励起することができる^[56]。またベータトロン振動の逆位相の電圧を印加することでベータトロン振動を抑制することも可能である(横方向フィードバック)。

A.3 モニターや測定に関連する語句

ネットワークアナライザー及びSパラメータ

ネットワークアナライザーとは通過・反射電力の周波数特性(Sパラメータ)を測定する装置である。2端子対回路において、Sパラメータは以下のように定義される量である。ここで a , b は入射波と反射波の振幅で、下の添え字1, 2は端子を識別するためのものである。入射端子を1とすると、 S_{21} が通過特性で、 S_{11} が反射特性である。

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Direct-Current Current Transformer(DCCT)

直流から MHz オーダーに渡る広帯域で動作可能な CT、円形加速器などでビームの電流値を測定する装置である。

Multi Ribbon Profile Monitor(MRPM)^[73]

第 2 章 T2K 実験 で述べた SSEM と同様の原理のプロファイルモニター (図 2.5) である。

A.4 本文中で説明した語句**第 2 章**

P.P.P、CT、SSEM、P.O.T.

第 3 章

速い取り出し、遅い取り出し、ビームパワー、Q 番地 (アドレス)

第 4 章

ベータatron振動、チューン、共鳴ライン、エミッタンス、Twiss パラメータ、ベータ関数、転送行列、運動量分散関数、クロマティシティ、空間電荷効果、チューンスプレッド、破壊型測定・非破壊型測定、入射ミスマッチ、Twiss ミスマッチ

第 5 章

ストリップライン型モニター、ビームの横方向モーメント、Time Domain Reflectometry(TDR)、p.p.b.、SAD

第 6 章

Wire Calibration、Beam Based Gain Calibration、バンプ軌道、Beam Based Alignment

第 8 章

EPICS

付録B 2台目16電極モニターのインストール

2019年9月にMR#13番地に2台目の16電極モニターをインストールした。インストールの手順は1台目と同様^[56]のため省略する。

B.1 レーザートラッカーによる測量

レーザー墨出し器を用いて、前後の4極磁石(QFP012, QFT013)の中心とモニターの中心が合うように設置した。しかし、実際には他の機器と接続する際に多少のずれが生じている。またSADを用いてTwissパラメータを計算するうえで、隣接する4極磁石との位置関係が重要となる。このためレーザートラッカーを用いて、位置関係の測定を行った。

図B.1は測量箇所である。測量箇所はpoint1～5の計5箇所で、point1を原点とした。表B.1は測定結果をまとめたものである。point1,2における誤差は反射台を90°ずつ回転させたときの標準偏差である。これを測定誤差とすると0.1mm以内の精度で測定できているものと考えられる。

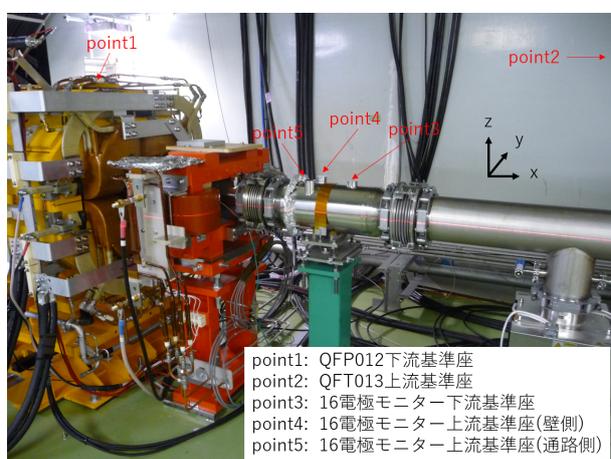


図 B.1 測量箇所



図 B.2 point5 の測量風景

図B.3は各測量点とレーザートラッカーの台座の位置関係である。ここから4極磁石とのモニター中心のずれが表B.2のように求まった。また1台目の16電極モニター(#15番地)におけるものずれも参考文献^[56]から、表B.2に求めた。SADのジオメトリとして、ここで算出した上流の4極磁石との距離を用いることにした。

表 B.1 測量結果

point	x [mm]	y [mm]	z [mm]
1	-0.092 ± 0.087	-0.004 ± 0.062	-0.011 ± 0.006
2	3400.096 ± 0.087	-0.008 ± 0.075	-0.024 ± 0.012
3	1356.615	0.028	-450.818
4	1196.557	59.837	-450.930
5	1196.663	-60.113	-450.817

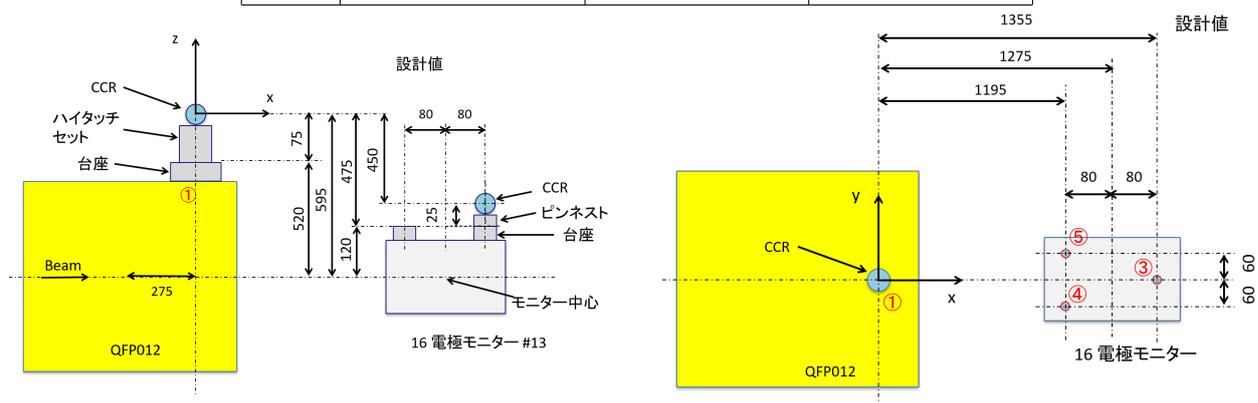


図 B.3 上流の四極磁石、及び反射台。左が x 軸負方向、右が x 軸正方向からみたもの。花村氏の資料より。

表 B.2 13 番地

	#13 番地	#15 番地
中心のずれ (水平)	-0.049 mm	-0.858 mm
中心のずれ (鉛直)	-0.829 mm	-1.883 mm
ビーム進行方向を軸とした回転角 (絶対値)	0.946 mm/m	1.175 mm/m
上流の 4 極磁石との距離	1551.612 mm	1396.518 mm

B.2 ケーブル配線

本文で述べた通り、2 台目の 16 電極モニターをインストールにするにあたって、読み出し回路の一つをサブトンネルにインストールすることにした。そのためにサブトンネルと #15 番地の 16 電極モニターの間新たな信号ケーブルとして 1.5D-QEBZ × 34C NH-MCX-TA-ZE をインストールした。図 B.4 は 1.5D-QEBZ × 34C NH-MCX-TA-ZE の概略図である。本ケーブルは 34 本の同軸ケーブルが、まとめてシールドされた構造になっている。また図中の赤い数字はケーブル番号を表している。実際にインストールするにあたっては、ある程度の長さのところまで、抑え巻きまで外し、34 本のケーブルをあらわしたうえで、各ケーブルの外導体を熱収縮チューブで覆い、先端に BNC コネクターを装着した。そして、コネクターと熱収縮チューブの間を布テープで覆った。今回必要となるチャンネルは 16 + 2 チャンネルだったため、図 B.4 のケーブル番号 1 から 23 の 18 + 5 本のケーブルに優先的コネクターの装着

を行った。(+ 2 チャンネルはトリガーとクロックのため、 + 3 は予備のためのものである。) 片側に 50 Ω で終端し、テスターを用いて導通確認したところケーブル番号 3、16、17、20 がショートまたは接続が不安定だった。表 B.3 にケーブル番号と 16 電極モニター # 15 番地のチャンネルの対応関係を示す。

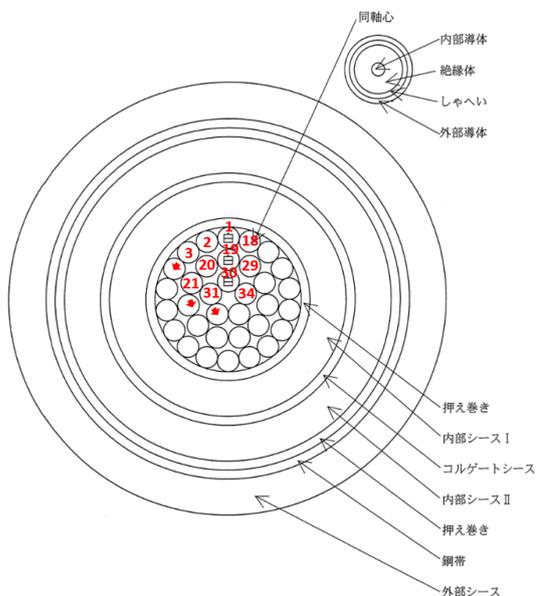


表 B.3 ケーブル番号とチャンネルの対応関係

ケーブル番号	対応	ケーブル番号	対応
1	0	12	7
2	1	13	8
4	CLK	14	9
5	2	15	10
6	3	18	11
7	Trigger	19	12
8	4	21	14
9	5	22	15
10	6	23	13
11	none		

図 B.4 信号ケーブル 1.5D-QEBZ × 34C NH-MCX-TA-ZE の概略図

コネクタの装着後にネットワークアナライザーを用いて、ケーブルの周波数特性およびクロストークを測定した。一方を match(50 Ω)、Open、Short にして、もう一方をネットワークアナライザーのポートとし、2 ポートずつ測定を行った。図 B.5 は片端を match にしたときのケーブル 1,19 のクロストークを 200 MHz までプロットしたものである。S₂₁, S₁₂ はそれぞれケーブル 1 から 19 へ、ケーブル 19 から 1 へのクロストークである。他の隣り合うケーブルでも同様の結果が得られ、クロストークは十分小さく、無視できる範囲といえる。図 B.6 はケーブル 1 の反射特性 (左が強度で、右が位相) である。Open と Short の半分の減衰が信号の減衰量と考えることができ、高周波での減衰が大きくローパスフィルターの役割果たす。またケーブルの長さ v と信号の速さをそれぞれ l, v としたとき、位相の周角の直線傾きは $-2\pi(l/2v)$ と書くことができる。ポリエチレンを用いた同軸ケーブルの信号の速さ v はおよそ光速の 67% であることから、ケーブルの長さは約 47 m で、二次元図面の情報に高さ方向の長さを足したものに近い値になった。

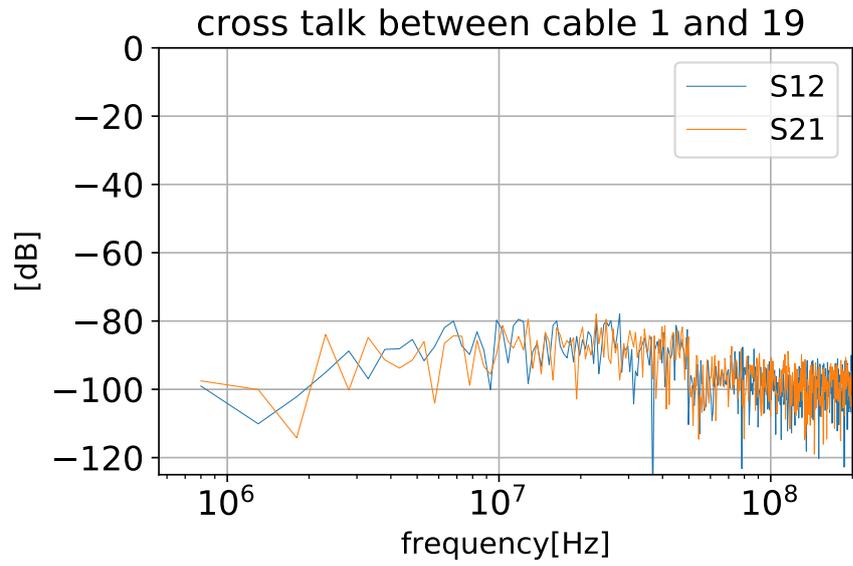


図 B.5 ケーブル 1 と 19 のクロストーク

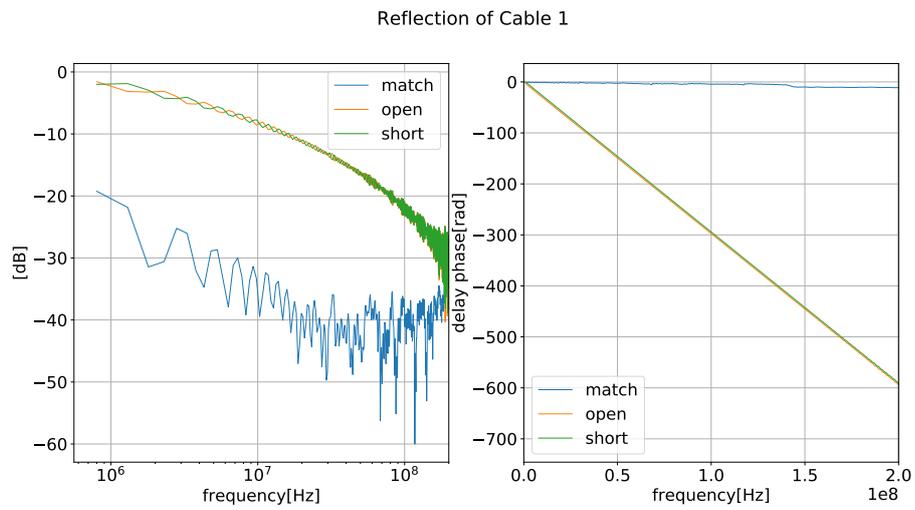


図 B.6 ケーブル 1 の反射波

付録C 読み出し回路における問題

C.1 ADC のビット反転

FPGA ボードに二つの ADC ボードを直接接続することはスペース的に困難なため、図 5.15 の FMC ケーブルを用いた接続をしている。図 C.1 は ADC ボードから FPGA Board に転送される信号のタイミングチャート (左) と電圧値と ADC count (右) を表したものである。ADC 1 チャンネルあたりデジタル値 (D0 から D13) は 2 レーンで信号が転送されるため、サンプリングクロックの 7 倍の周波数信号が FMC ケーブルを伝達する。よって、サンプリングクロックとして RF64 通倍信号 (~ 108 MHz) をもちいたとき、FMC ケーブルには ~ 0.9 Gb/s の信号が流れる。この高周波信号がアナログ的になり、他部分からのノイズの影響を受けることで ADC の Bit 反転が生じる。このことから ADC のサンプリングクロックを 52 通倍信号に変換してから入力している [57]。

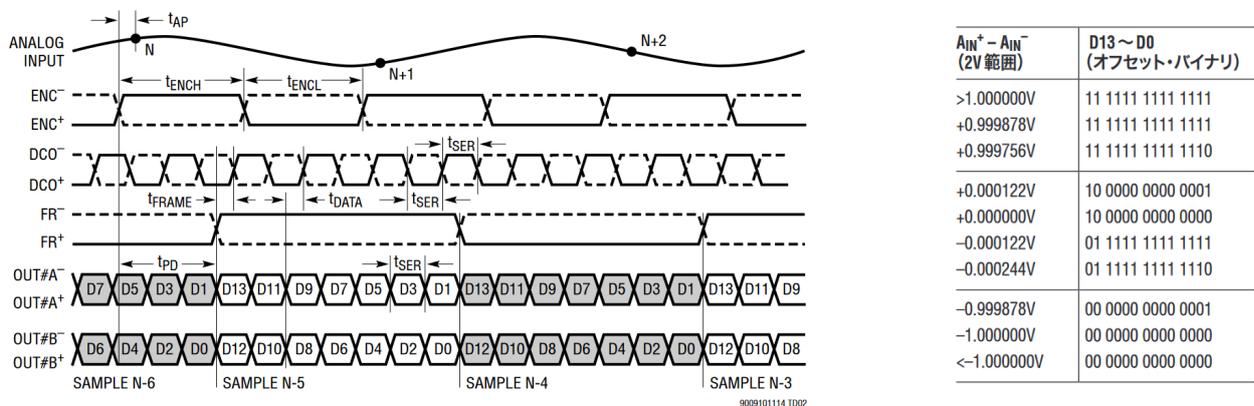


図 C.1 左が ADC タイミングチャート [63] で、右が電圧値と ADC count の関係。ファームウェア上でのデコードについては、参考文献 [57] に記されているためここでは省略する。

この Bit 反転の原因は完全には明らかでないが、以下の二つ理由が考えられる。

ノイズの影響

ADC の電源にノイズフィルターを追加することで、ベンチテストではビット反転は確認されなかった。しかし、実際に D1 電源棟やサブトンネルで測定を行うと、Bit 反転が確認された。これは D1 電源棟に存在するノイズの影響と考えられる。図 C.2 は、一斉通電試験時に D1 電源棟におけるノイズ信号をオシロスコープで確認したものである。主電源とキッカー磁石による ~ 15 mV のノイズがオシロスコープのグラウンドを通して観測されている。ただし、AC100V に

二端子接続を行ったとき、すなわちオシロスコープのグラウンドをフローティングさせると、このノイズはなくなった。したがって、電源と共通のグラウンドを取っているトリガーや RF 64 通倍信号からノイズが混入する可能性がある。

動作クロックによる問題

Goertzel アルゴリズムに関するエラーの訂正を行った際、ファームウェアのコンパイル時にタイミングエラーが生じた。これを解決するために SiTCP の動作クロックを 130 MHz から下げ、リソースの削減を行った。このとき SiTCP にクロックの値によってビット反転が生じたため、中でもビット反転が生じなかった 100 MHz を動作クロックに選択した。また、ビット反転がない場合でも、測定波形を FFT するとある周波数に鋭いピークができることがあった。

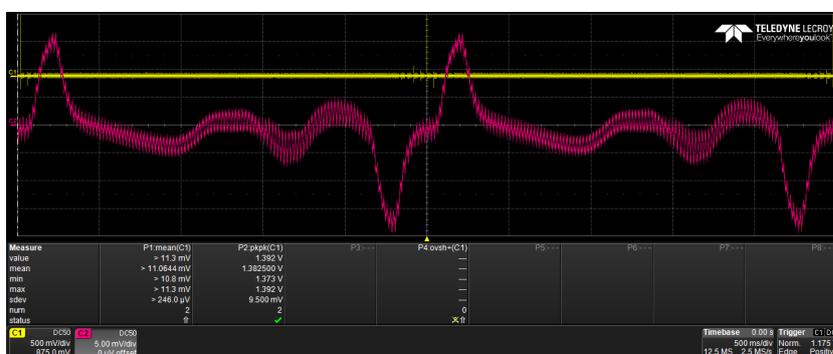


図 C.2 通電テスト時の D1 電源棟におけるノイズ。黄色と赤線はそれぞれ入射タイミングのトリガー信号と 16 電極モニターの ch. 1 の信号を入力したものである。縦軸の赤線の電圧のスケールは 5 mV/div で、縦軸のスケールは 500 ms/div。

C.2 放射線の影響

サブトンネルにインストールした回路で読み出した波形データの決まった箇所に不可解な値が確認されたり、データの取得が不可能になるという不具合があった。これらは 2 週間の運転で二度発生したが、二度とも再度ファームウェアを書き込むことで修復された。このように修復されたことから、これは熱中性子などによるシングルイベントアップセットの一次的なエラーによるものと考えられる。またこのときに OSL 線量系から算出された被ばく量は一週間 (11/28 から 12/04) の運転で、筐体外部の最もビームラインに近い地点で 44.07 mGy、遠い地点で 16.87 mGy、筐体内部で 24.31 mGy と 29.38 mGy だった。

この対策として図 C.3 のように厚さ 10 cm 以上のポリエチレンを熱中性子遮蔽体として読み出し回路を囲った。ポリエチレンにおける熱中性子の減衰係数は約 3 cm であるため、これによって熱中性子の効果は 1/10 以下になることが期待できる。実際に、ポリエチレンを囲った一か月の運転で、熱中性子による不具合は生じなかった。また、現在このセットアップにて回路内の被ばく量の測定を行っている。



図 C.3 ポリエチレンの熱中性子遮蔽体で覆った読み出し回路

謝辞

2年間の修士の研究を支えてくださった多くの皆様に感謝申し上げます。

J-PARCでの研究や国際学会での発表の機会を与えてくださった中家さんには心から感謝いたします。学部4回生の実験からご指導いただきありがとうございます。市川さん、木河さんには日ごろから助言を頂いたり、普段の生活なども気をかけてくださいました。大変お世話になりました。ありがとうございます。

J-PARCの受け入れ教官である小関さんを始めとするJ-PARC MRグループの方には、大変お世話になりました。特に加速器についてゼロから指導していただいた外山さんには、研究に対する姿勢や測定に関するノウハウなど様々なことを教えていただきました。今後この経験を大事にしていきます。どうもありがとうございました。

J-PARCの皆様には、実際の研究現場で大変お世話になりました。ありがとうございます。特に、五十嵐さん、佐藤洋一さん、岡田さん、小林さん、高野さん、花村さんには加速器スタディーや測定などに大変お世話になりました。心から感謝いたします。下川さんにはFPGAの件で時折助けていただいたり、食事に連れて行ってもらったりしました。おかげさまで無事測定を行うことができました。

芦田さん、平本さん、安留さん、岩本さん、藤田さん、安居さん、佐藤究くんには東海村で一緒にご飯に行ったりなど、東海村の生活で大変お世話になりました。みなさんのおかげで楽しい東海生活でした。また宇野さんにはお忙しい中、J-PARCに来て回路の仕組みを教えてください、どうもありがとうございました。

京大の同期の阿部くん、池満くん、小田川くん、栗林くん、羽田野くん、三野くんに感謝します。同期の皆がいたからこそ、2年間充実した研究生生活を送ることができたのだと思います。また306号室の岡崎さん、吉田さん、大塚君には時々おしゃりべりに付き合ってくださいありがとうございました。

最後に、この論文を書くために支えてくださった方々とこれまで支えてくれた両親に感謝します。

参考文献

- [1] W. Pauri, Letter of 4 December to L.Meitner et al. (1930)
- [2] F.Reines and C.L. Cowan et al. “Detection of the Antineutrino” Phys. Rev. 117 (1960)
- [3] G. Danby, J.M. Gaillard, K.Goulianos, L.M. Lederman, N.B. Mistry, M. Shwartz, J.Steinberger,”Observation of high-energy neutrino reaction and the existence of two kinds of neutrinos”Phys.Rev.Lett. 9:36
- [4] K. Kodama et al. (DONUT Collaboration), “Observation of tau neutrino interaction”Phys.LeV.B 504(3):218 (2001)
- [5] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group, Phys. Reports 427, 257 (2006)
- [6] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata.” Remarks on the uni ed model of elementary particles” Prog. Theor. Phys. Vol. 28, p. 870 (1962)
- [7] Y.Fukuda et al, “Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande,” PRL. 82, 2644
- [8] K. Abe et al (The T2K Collaboration), “Constraint on the Matter-Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations” (2019)
- [9] M.H.Ahn et al. [K2K Collaboration],” Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment” ,Phys. Rev. D 74, 072003 (2006)
- [10] D.G. Michael; et al. (2006). “Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors in the NuMI neutrino beam”. Physical Review Letters. 97 (19)
- [11] Maki, Z; Nakagawa, M.; Sakata, S. (1962). “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”. Progress of Theoretical Physics. 28 (5): 870. Bibcode:1962PThPh..28..870M. doi:10.1143/PTP.28.870
- [12] Particle Data Book 2018
- [13] K.Abe et.al., “Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III” ,Phys. Rev. D 83, 052010(2011)

- [14] B. Aharmim et. al., [The SNO Collaboration] ,”Measurement of the ν_e and Total 8B Solar Neutrino Fluxes with the Sudbury Neutrino Observatory Phase-III Data Set” ,Phys. Rev. C 87,015502 (2013)
- [15] S. Abe et al. (KamLAND Collaboration),”Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND” , Phys. Rev. Lett.100, 221803 (2008).
- [16] M.H.Ahn et al. [K2K Collaboration],” Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment” ,Phys. Rev. D 74, 072003 (2006)
- [17] P.Adamson et al. (MINOS Collaboration),” Measurement of the Neutrino Mass Splitting and Flavor Mixing by MINOS” ,Phys. Rev.Lett. 106, 181801 (2011)
- [18] K. Abe et al.,”Precise Measurement of the Neutrino Mixing Parameter θ_{23} from Muon Neutrino Disappearance in an Off-Axis Beam” ,Phys. Rev. Lett. 112, 18180(2014)
- [19] K. Abe et al. (T2K Collaboration), “Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam”, Phys.Rev.Lett. 107, 041801 (2011)
- [20] David M. Webber, on behalf of the Daya Bay Collaboration, “An Improved Measurement of Electron Antineutrino Disappearance at Daya Bay “(2012)
- [21] Soo-Bong Kim (for RENO collaboration), “Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment” (2012)
- [22] Erica Caden, for the Double Chooz collaboration, “Studying Neutrino Directionality with Double Chooz” (2012)
- [23] K. Abe et al (The T2K Collaboration), “Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam” (2014)
- [24] 質量階層性, “<http://www.hyper-k.org/physics/phys-hierarchy.html>”
- [25] A. Gando et al.[KamLAND-Zen Collaboration], “Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen” ,Phys. Rev. Lett.117082503(2016)
- [26] Sacha Davidson, Enrico Nardi, and Yosef Nir. Leptogenesis.Physics Reports, Vol. 466,No. 4, pp. 105 - 177 (2008)
- [27] K. Nishikawa et al., “Tokai-to-Kamioka (T2K) Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Proposal” (2006)
- [28] K. Abe et al., “J-PARC Neutrino Beamline Upgrade Technical Design Report” ,arXiv:1908.05141

- [29] P. I. Krastev and S. T. Petcov, “Resonance Amplification and μ Violation Effects in Three Neutrino Oscillations in the Earth,” *Phys. Lett.*, vol. B205, pp. 8492, 1988.
- [30] M. Friend, C. Bronner, and M. Hartz. Beam Induced Fluorescence Monitor R&D for the J-PARC Neutrino Beamline. In *Proceedings of IBIC2016*, Barcelona, Spain, page WE PG66, 2016.
- [31] Y. Ashida et al., “A new electron-multiplier-tube-based beam monitor for muon monitoring at the T2K experiment” (2018)
- [32] Yoshinari Hayato, “ニュートリノ反応のお話”, *ニュートリノフロンティア* 2014
- [33] K. Abe, et al. “T2K neutrino flux prediction”, *PHYSICAL REVIEW D* 87, 012001 (2013)
- [34] K. Abe, et al. “Measurements of the T2K neutrino beam properties using the INGRID on-axis near detector”, *arXiv:1111.3119v1*
- [35] 安留健嗣, “新検出器 Baby MIND を導入した T2K-WAGASCI 実験の最適化と解析アルゴリズムの構築”, *Kyoto Univ.*, Master thesis, 2018
- [36] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “Proposal for an Extended Run of T2K to 20×10^{21} POT” (2016)
- [37] K. Abe et al. (The T2K Collaboration), “Constraint on the Matter-Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations” (2019)
- [38] <https://www.vill.tokai.ibaraki.jp/as-tokai/01jigyosyo/j01genke.htm>
- [39] T. Morishita et al., “ALIGNMENT OF CAVITIES AND MAGNETS AT J-PARC LINAC”, *The 10th International Workshop on Accelerator Alignment*, KEK, Tsukuba, 11-15 February 2008
- [40] Kiyonori Ohkoshi et al., *STATUS OF THE J-PARC RF ION SOURCE*, *Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan* August 8-10, 2016, Chiba, Japan
- [41] “LINAC のビーム構造”, <https://j-parc.jp/c/facilities/accelerators/linac.html>
- [42] F. Tamura et al., “Development of next generation LLRF control system for J-PARC rapid cycling synchrotron”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 66 (2019) no.7, 1242-1248
- [43] 日立金属のカタログ (<https://www.hitachi-metals.co.jp/products/elec/tel/pdf/hl-fm3-k.pdf>)
- [44] H. Harada, “Painting-injection study using a virtual accelerator in a high-intensity proton accelerator”

- [45] K.Koseki, “The fast extraction kicker power supply for the main ring of “, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment
- [46] K.Hasegawa et al., “STATUS OF J-PARC ACCELERATORS”, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan July 31 - August 3, 2019, Kyoto, Japan
- [47] T.Shimokawa et al., “J-PARC 主リング高繰り返し化のための主電磁石新電源 1 号機”, 第 14 回日本加速器学会北海道大学, 講演資料
- [48] Susumu Igarashi, Kazuhito Ohmi, Yoichi Sato, “STUDY ON THE BEAM INTENSITY UPGRADE OF J-PARC MR”, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan August 7-10, 2018, Nagaoka, Japan
- [49] 久保木 浩功, “陽子ビームモニタ”, 高エネルギー加速器セミナー OHO (2018)
- [50] Susumu Igarashi et al., “Beam Profile Measurement Using Flying Wire at the J-PARC MR”, in Proceedings of the 7th annual meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Japan, 2010, p. 1232.
- [51] Kenichirou Satou et al., Development of IPM for J-PARC MR, in Proceedings of Particle Accelerator Society Meeting 2009, JAEA, Tokai, Naka-gun, Ibaraki, Japan, 2009, paper WPBDA04, pp. 292294.
- [52] E.Wilson, “an introduction to PARTICLE ACCELERATORS”, OXFORD UNIVERSITY PRESS (2001)
- [53] 發知 英明, “大強度陽子リングのビーム力学：単粒子力学・空間電荷効果—入門編—”, 高エネルギー加速器セミナー OHO (2009)
- [54] A. Jansson, “NON-INVASIVE MEASUREMENT OF EMITTANCE AND OPTICAL PARAMETERS FOR HIGH-BRIGHTNESS HADRON BEAMS IN ASYNCHROTRON”, EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH CERN - PS DIVISION, CERN/PS 2001-014
- [55] 安居孝晃 et al., “J-PARC MR における空間電荷効果によるチューンシフトの測定”, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan August 7-10, 2018, Nagaoka, Japan
- [56] 中西芳枝 T2K 実験のための J-PARC MR における多電極ビームモニターの開発, Kyoto Univ., Master thesis, 2016
- [57] 宇野亘 J-PARC MR 加速器における 16 電極モニターの処理回路データ取得システムの開発, Kyoto Univ., Master thesis, 2017

- [58] 仲村佳悟 T2K 実験ニュートリノビーム増強のための J-PARC MR Intra-bunch Feedback System の開発, Kyoto Univ., Master thesis, 2014
- [59] Robert E. Shafer, “Beam position monitoring.” AIP Conference Proceedings. Vol. 212. 1989.
- [60] Robert E. Shafer, “CHARACTERISTICS OF DIRECTIONAL COUPLER BEAM POSITION MONITORS”, Fermi National Accelerator Laboratory,* P.O. Box 500, Batavia, IL 60510 (1985)
- [61] 内田智久, “SiTCP 説明書 第 1.3 版”, Electronicssystem group, IPNS, KEK(2012)
- [62] G. Goertzel, An Algorithm for the Evaluation of Finite Trigonometric Series, American Mathematical Monthly, 65 (1): 3435
- [63] LINEAR Technology, “TM9011-14/LTM9010-14/LTM9009-14 14 ビット、125Msps/105Msps/80Msps 低消費電力オクタル ADC”
- [64] THORLABS BNC 型ローパスフィルター [Web](#)
- [65] SAD Home Page Strategic Accelerator Design, <http://acc-physics.kek.jp/SAD/references.html>
- [66] 久保木浩功、外山毅、畠山衆一郎、高野淳平、手島昌己, J-PARC Main Ring のビーム位置モニタのゲイン較正 BEAM BASED GAIN CALIBRATION FOR BEAM POSITION MONITOR AT J-PARC MAIN RING, PASJ2015 WEOL02, Proceedings of the 12th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan
- [67] 外山毅 et al., “J-PARC MR における BPM のビームベースドアライメント”, Proceedings of the 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan August 9-11, 2014, Aomori, Japan
- [68] F. James, Minuit Tutorial on Function Minimization
- [69] 五十嵐進, “J- PARC MR における不安定性抑制のための八極電磁石”, Proceedings of the 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 3-5, 2013, Nagoya, Japan)
- [70] A Kobayashi et al, “Studies on coherent multi-bunch tune shifts with different bunch spacing at the J-PARC Main Ring”, 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1350 012114
- [71] T. Yasui et al, “TUNE SHIFTS AND OPTICS MODULATIONS IN THE HIGH INTENSITY-OPERATION AT J-PARC MR”, IPAC2019, Melbourne, Australia
- [72] 株式会社フジクラ、1.5D-QEBZ × 34C NH-MCX-TA-ZE(IEEE383) 仕様書
- [73] Y. Hashimoto et al., “MULTI-RIBBON PROFILE MONITOR USING CARBON GRAPHITE FOIL FOR J-PARC”, Proceedings of HB2010, Morschach, Switzerland WEO2A01, p.433.