

自然科学研究科 数理物理学専攻

J-PARCニュートリノビーム大強度化に向けた  
非破壊型ビームモニターの開発



OKAYAMA  
UNIVERSITY

岡山大学 素粒子物理学研究室

学籍番号:41429218

中村 亜津志

---

## 概要

長基線・加速器ニュートリノ振動実験である T2K(Tokai to Kamioka) 実験は茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 (J-PARC) より生成されるミューニュートリノ、および反ミューニュートリノを 250 km 離れた岐阜県神岡市にある水-チェレンコフ型検出器スーパーカミオカンデに打ち込み、そのニュートリノ振動を精密に測定している。現在、2010 年から続く観測データからニュートリノ振動において物質・反物質に違いがあることを 95% の信頼度で示す結果を得ている。将来的に CP 対称性の破れを信頼度 99.7% 以上の精度で検証するべく様々な改良が行われている。

その一つとして炭素標的に当てる陽子ビームの大強度化によって観測されるニュートリノを増やすアップグレードが現在進行中である。大強度の陽子ビームを安全に運転するために、多数のビームモニターが設置されているが、大強度化に伴ってはビームモニター自身の低損失化が必要となっている。そこで、低損失なビームモニターの一つである、Beam Induced Fluorescence(BIF) モニターの研究・開発が現在進められている。

本論文では BIF を T2K 実験の陽子ビームラインに導入する上で重要となる、圧力系構築のための研究を行った。第 1 章ではニュートリノについて、第 2 章ではニュートリノ振動について解説をする。第 3 章では T2K 実験の全体について解説し、続く第 4 章で T2K 実験における陽子ビームラインと BIF 圧力系の概要を述べる。第 5 章からはテストチャンバーを用いた実験について解説し、第 6 章では流量測定、第 7 章では平衡圧力測定の結果について報告する。第 8 章はこれらから決定された実行排気速度について述べる。第 9 章ではパルスバルブを用いた実験の結果と解析について述べ、第 10 章では動的な圧力に関するシミュレーション結果についても報告する。

## 目次

1	<b>ニュートリノ</b>	4
1.1	ニュートリノ振動 . . . . .	4
2	<b>ニュートリノ振動の歴史</b>	5
2.1	ニュートリノ振動の証拠 . . . . .	6
2.2	ニュートリノ振動の研究 . . . . .	7
2.3	ニュートリノ振動研究の現状と課題 . . . . .	8
3	<b>T2K 実験</b>	10
3.1	J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) . . . . .	10
3.2	一次ビームライン (Primary Beam Line) . . . . .	11
3.3	二次ビームライン (Secondary Beam Line) . . . . .	11
3.4	ニュートリノ検出器 . . . . .	12
3.5	T2K の現況と課題 . . . . .	17
4	<b>J-PARC 陽子ビームラインと BIF Monitor</b>	19
4.1	一次ビームラインの構造 . . . . .	19
4.2	一次ビームラインのビームモニター (SSEM) . . . . .	19
4.3	BIF monitor . . . . .	20
4.4	パルスの供給 . . . . .	21
4.5	実験目的 . . . . .	21
5	<b>テストチェンバーを用いた実験</b>	21
5.1	装置 . . . . .	21
5.2	排気速度の測定 . . . . .	23
5.3	パルスの供給時の圧力変化 . . . . .	25
6	<b>流量測定の結果と誤差評価</b>	27
6.1	手動リークバルブによる誤差 . . . . .	28
6.2	真空計ごとの差異 . . . . .	29
6.3	流量のまとめ . . . . .	29
7	<b>平衡圧力の結果と誤差評価</b>	33
7.1	手動リークバルブによる誤差 . . . . .	33
7.2	真空計の不定性 . . . . .	33

## 目次

---

7.3	真空計ごとの結果 . . . . .	33
8	<b>排気速度の決定</b>	35
8.1	平衡圧力のシミュレーション . . . . .	35
8.2	実験との比較 . . . . .	35
9	<b>パルスの供給実験</b>	37
9.1	圧力変化の理論予測 . . . . .	37
9.2	パルス流量の誤差 . . . . .	39
9.3	実測された圧力パルス . . . . .	40
9.4	圧力パルスの解析 . . . . .	41
9.5	供給バルブの変更 . . . . .	43
9.6	圧力パルスの相関 . . . . .	44
10	<b>分子流下のシミュレーション</b>	47
10.1	真空系における Monte-Carlo 法 . . . . .	47
10.2	シミュレーションモデル . . . . .	48
10.3	シミュレーション結果 . . . . .	50
11	<b>結論</b>	53
付録 A	<b>真空基礎概論</b>	57
A.1	真空の区分 . . . . .	57
A.2	分子流とコンダクタンス . . . . .	57
A.3	排気速度とコンダクタンス . . . . .	58
A.4	壁面を叩く分子数 . . . . .	58

# 1 ニュートリノ

ニュートリノは電荷を持たない中性レプトンとして、3世代(電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノ)およびその反粒子(反電子ニュートリノ、反ミューニュートリノ、反タウニュートリノ)の計6種類が知られている。ニュートリノはW.Pauliによって $\beta$ 崩壊時の電子エネルギースペクトルを説明するために導入された[1]。F.ReinesとC.Cowanの原子炉実験により、反電子ニュートリノ( $\bar{\nu}_e$ )が発見された[2]。さらに、L.Lederman, M.Schwartz, J.Steinbergerの加速器ミューオンの崩壊由来のミューニュートリノ( $\nu_\mu$ )が発見され[3]、DONUT実験によってタウニュートリノ( $\nu_\tau$ )も検出された[4]。さらにLEPによるZボソンの崩壊幅測定実験[5]により、弱い相互作用をするニュートリノの世代数は3とされた。

## 1.1 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飛行中にそのフレーバーを変化させて、初期とは異なるフレーバーで観測される現象である。ニュートリノのフレーバーは3種類 $|\nu_\alpha\rangle$ ( $\alpha = e, \mu, \tau$ )存在するが、これらが質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ ( $i = \nu_{m_1}, \nu_{m_2}, \nu_{m_3}$ )の混合によって表されているために起きる。つまり、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha,i} |\nu_i\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (1.1)$$

である。UはPontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata(PMNS)行列[6]である。簡単のため、2成分( $\nu_e, \nu_\mu$ )で表示した時Uは以下のように表される。

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_{m_1} \\ \nu_{m_2} \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

この時のミューニュートリノから電子ニュートリノの出現確率は

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e | \nu_\mu(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{e,i} e^{-iE_i t} \langle \nu_e | \nu_i \rangle \right|^2 = P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E} \quad (1.3)$$

となる。ここで $\Delta m^2$ 、L、Eはそれぞれ質量固有状態における質量 $m_1, m_2$ の二乗差、ニュートリノの飛距離、ニュートリノのエネルギーを表す。

ニュートリノは3世代のため、3世代間の混合は3つの混合パラメータ $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ およびCP非対称性を示す位相パラメータ $\delta_{CP}$ を用いて

$$U = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{23} e^{i\delta_{CP}} & 0 & \cos \theta_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

と表される。ニュートリノの発生後、ある時間tにおける位相の時間発展は

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha,i} e^{-E_i t} |\nu_i\rangle \quad (1.5)$$

となる。そこで時間  $t$  だけ飛行したニュートリノ  $\nu_\alpha$  が  $\nu_{\alpha'}$  に変化している確率は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = |\langle \nu_{\alpha'} | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha,i} e^{-iE_i t} U_{\alpha',i}^* \right|^2 = \sum_{i,i'} U_{\alpha,i} U_{\alpha',i}^* U_{\alpha',i'}^* U_{\alpha,i'} e^{i(E_{i'} - E_i)t} \quad (1.6)$$

となる。さらにニュートリノの運動量  $p$ 、質量固有値を  $m_i$ 、飛距離  $L$  を使って相対論的近似  $E_i \sim p$ 、 $t \sim L$  を用いると、以下ようになる。

$$E_{i'} - E_i = \sqrt{p^2 + m_{i'}^2} - \sqrt{p^2 + m_i^2} \sim \frac{m_{i'}^2 - m_i^2}{2E_i} \quad (1.7)$$

$$\therefore P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \sum_{i,i'} U_{\alpha,i} U_{\alpha',i}^* U_{\alpha',i'}^* U_{\alpha,i'} e^{i \frac{m_{i'}^2 - m_i^2}{2E_i} L} = \sum_{i,i'} U_{\alpha,i} U_{\alpha',i}^* U_{\alpha',i'}^* U_{\alpha,i'} e^{i \frac{\Delta m_{i,i'}^2}{2E_i} L}. \quad (1.8)$$

ここで  $m_{i'}^2 - m_i^2 = \Delta m_{i,i'}^2$  とした。この確率の式を実部と虚部に分けた時、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = \delta_{\alpha,\alpha'} - 4 \sum_{i>i'} \text{Re}[U_{\alpha,i} U_{\alpha',i}^* U_{\alpha',i'}^* U_{\alpha,i'}] \sin^2 \frac{\Delta m_{i,i'}^2}{4E_i} L + 2 \sum_{i>i'} \text{Im}[U_{\alpha,i} U_{\alpha',i}^* U_{\alpha',i'}^* U_{\alpha,i'}] \sin \frac{\Delta m_{i,i'}^2}{2E_i} L \quad (1.9)$$

となり、反ニュートリノにおける振動の様子は  $U \rightarrow U^*$  によって置き換えられる。そのため、 $U$  の虚数成分がそのまま反ニュートリノとニュートリノの振動の差になる。

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}) = \delta_{\alpha,\alpha'} - 4 \sum_{i>i'} \text{Re}[U_{\alpha,i} U_{\alpha',i}^* U_{\alpha',i'}^* U_{\alpha,i'}] \sin^2 \frac{\Delta m_{i,i'}^2}{4E_i} L - 2 \sum_{i>i'} \text{Im}[U_{\alpha,i} U_{\alpha',i}^* U_{\alpha',i'}^* U_{\alpha,i'}] \sin \frac{\Delta m_{i,i'}^2}{2E_i} L \quad (1.10)$$

$$\therefore A_{CP} = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}) - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}) = 4 \sum_{i>i'} \text{Im}[U_{\alpha,i} U_{\alpha',i}^* U_{\alpha',i'}^* U_{\alpha,i'}] \sin \frac{\Delta m_{i,i'}^2}{2E_i} L.$$

$U$  の虚数成分は  $\delta_{CP}$  位相部分が寄与する。そのため、ニュートリノ振動の  $\delta_{CP}$  測定によってニュートリノにおける CP 対称性の破れの物理を検証可能である。

## 2 ニュートリノ振動の歴史

ニュートリノ振動の研究は太陽ニュートリノの観測から始まる。太陽からの電子ニュートリノフラックスは、太陽標準模型の予測に対して少ないことが様々な検出器の観測結果で得られた。これら太陽標準模型からの予測に対するニュートリノフラックスの欠損を太陽ニュートリノ問題と呼ぶ。この発見からニュートリノ振動に関する実験的な研究が始まった。その後、大気ミューニュートリノにも同様に振動による欠損が発見され、ニュートリノ振動の確定的な証拠となった。以降、ニュートリノ振動を測定している実験は以下の4種に大別される。

## 2.1 ニュートリノ振動の証拠

- 太陽ニュートリノ振動実験  
太陽からやってくる電子ニュートリノを観測する実験。
- 大気ニュートリノ振動実験  
宇宙線と大気の衝突によって発生するミューニュートリノを観測する実験。詳しくは次節で述べる。
- 原子炉ニュートリノ振動実験  
原子炉から発生する反電子ニュートリノを使って、ニュートリノ振動を測定する実験。
- 加速器ニュートリノ振動実験  
加速器から生成する人工ミューニュートリノを使って、ニュートリノ振動を測定する実験。自然源のニュートリノ実験と比べてエネルギーを選択しての実験が可能である。

表1 各振動パラメーターの値 [7]

振動パラメーター	値
$\Delta m_{12}^2$	$7.53 \pm 0.18 \times 10^{-5} [eV^2]$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.307^{+0.12}_{-0.13}$
$\Delta m_{23}^2$	$2.52 \pm 0.05 \times 10^{-3} [eV^2]$ (逆階層) $2.45 \pm 0.05 \times 10^{-3} [eV^2]$ (順階層)
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.50 \pm 0.04$ (逆階層) $0.51 \pm 0.04$ (順階層)
$\sin^2 \theta_{13}$	$2.10 \pm 0.10 \times 10^{-2}$

$\theta_{12}, \Delta m_{12}^2$  は太陽ニュートリノ実験 (Super-Kamiokande 実験、SNO 実験)。 $\theta_{23}, \Delta m_{23}^2$  は大気ニュートリノ (Super-Kamiokande 実験)  $\theta_{13}$  は加速器 (K2K 実験 [8]、T2K 実験 [9]、NOvA 実験 [10])・原子炉ニュートリノ (KamLAND 実験 [11]、Double Chooz 実験 [12]、Daya Bay 実験 [13]) のニュートリノ振動から測定されている。

## 2.1 ニュートリノ振動の証拠

ニュートリノ振動の決定的な証拠とされたのが、スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ振動である。宇宙線と大気中の分子との衝突によって  $\pi$  粒子などが生成し、その崩壊の過程で発生したミューニュートリノが地表に降り注いでいる。また、ミューオンの崩壊によって電子ニュートリノも発生している。

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)\end{aligned}$$

これらの反応式からニュートリノの生成比は  $\nu_e : \nu_\mu$  において 1:2 と考えられる。しかし、観測結果はおおよそ 1:1.2 とミューニュートリノの数が少ないことが判明している [14]。さらに検出された

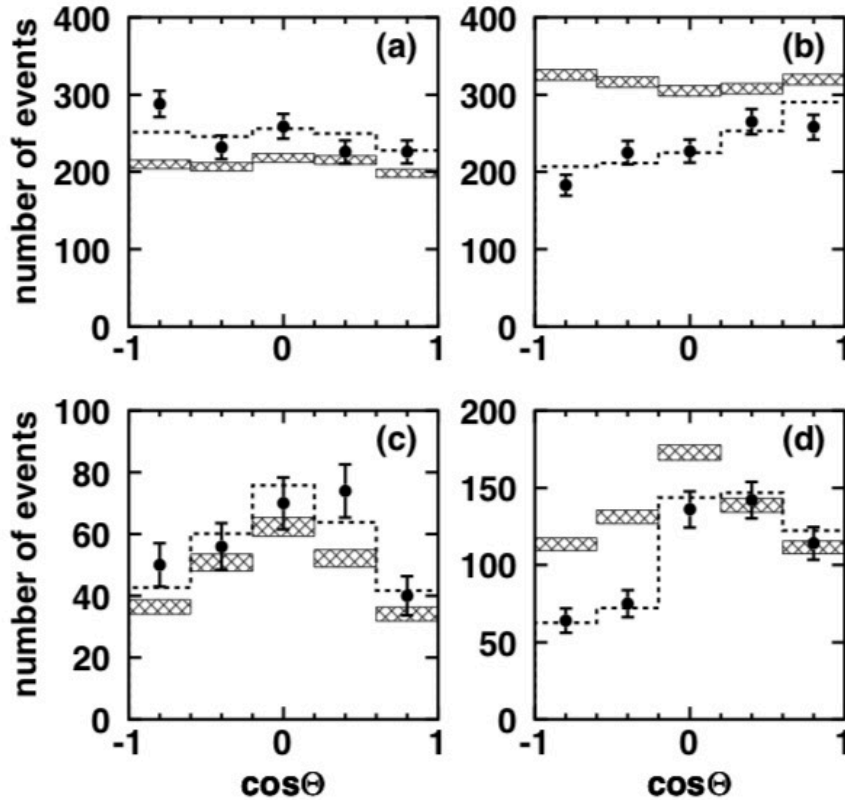


図1 スーパーカミオカンデで観測された大気ニュートリノの天頂角分布 (黒点) とシミュレーションによる予測 (網掛けは振動なし、破線は振動あり)。[15] $\cos \Theta < 0$  は天底から天頂方向、 $\cos \Theta > 0$  は天頂から天底方向を示し、(a)、(b) は 1330 MeV 以下の電子、ミューオンを放出した事象数、(c)、(d) は 1330 MeV 以上の電子、ミューオンを放出した事象数のヒストグラムである。

大気ニュートリノの天頂角分布についても調べられ、検出器の上方 (天頂) からやってくるミュニュートリノに比べて、下方 (天底) からやってくるミュニュートリノの数が少ないことが判明した (図 1)。下方からやってくるミュニュートリノは地球を通してやってくることで、飛行中に別のフレーバーへと振動していることが確かめられた。

## 2.2 ニュートリノ振動の研究

ニュートリノ振動のさらなる証拠を得るため、KEK の加速器から発生する人工ミュニュートリノを用いた振動実験、K2K 実験 (図 2) が行われた。発生したミュニュートリノは 250km 離れた岐阜県神岡市にあるスーパーカミオカンデに打ち込まれ、ニュートリノ振動によって他フレーバーへと変化する。振動なしの場合、 $151 \pm 11$  のミュニュートリノ事象が期待されるが、観測結果は 108 事象で振動によるミュニュートリノ消失を 2004 年に統計的に確認した (図 3)。また、ここから推定される振動パラメータも大気ニュートリノ振動とほぼ一致することが確かめられた。



### 2.3 ニュートリノ振動研究の現状と課題

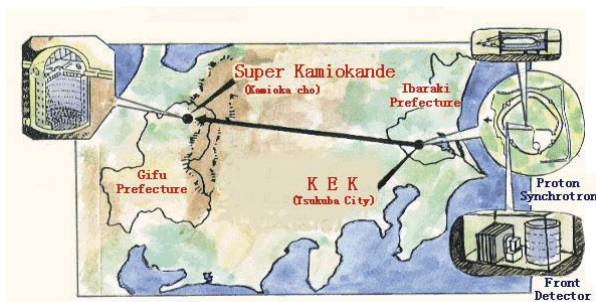


図2 K2K 実験

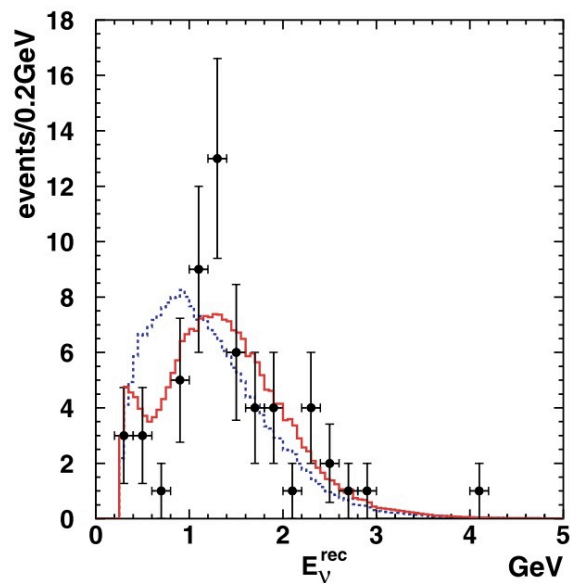


図3 K2K 実験におけるミューニュートリノの観測結果 (誤差付き黒点) と振動なしでの予測 (青の破線)、および振動ありでの最適フィット結果 (赤の線) [16]。振動がある場合のみエネルギー分布に歪みが見られる。なお、ここでは108 事象のうちチェレンコフリングが1つだけの56 個の事象について解析に使用している。

### 2.3 ニュートリノ振動研究の現状と課題

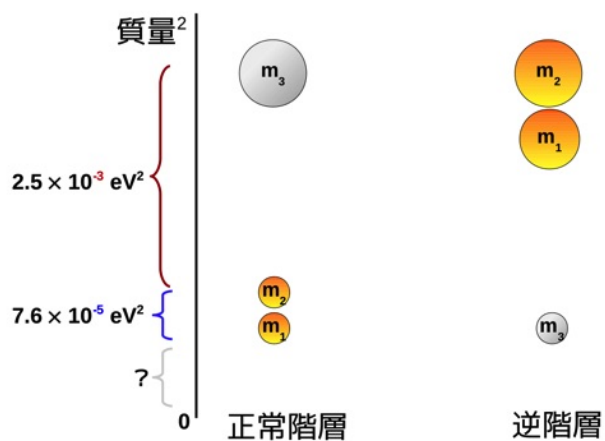


図4 ニュートリノの質量階層性。

### 2.3 ニュートリノ振動研究の現状と課題

---

ニュートリノ振動が確定的となった現在、ニュートリノに質量が存在することは確実となっている。振動実験では質量の二乗差しか測定できないため、質量の直接決定には別の方法が必要となる。例として  $\beta$  崩壊におけるニュートリノレスダブルベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$ ) の観測などがある。ニュートリノレスダブルベータ崩壊実験はニュートリノがマヨラナ性を持つかどうかの検証にも有効なため、各地で測定が行われている。一方、振動実験でも二乗差の符号から質量の階層性を決定することができ、現在までに質量固有値 ( $m_1, m_2, m_3$ ) のうち  $m_2^2 > m_1^2$  であることがわかっている。この時、 $m_3^2 > m_2^2 > m_1^2$  を順階層、 $m_2^2 > m_1^2 > m_3^2$  を逆階層と呼ぶ。このどちらが正しいかは、現在未解明である (図 4)。また、前述したニュートリノにおける CP 非対称性もまだ未確定である。CP 非対称性がニュートリノにも存在するなら、宇宙の歴史における物質・反物質非対称性を説明する可能性があり、素粒子物理学上における最大の課題となっている。

### 3 T2K 実験

T2K(Tokai-to-Kamioka) 実験 [9] とは、茨城県東海村の J-PARC 施設の陽子加速器から生成される (反) ミューニュートリノビームを、岐阜県神岡市にあるスーパーカミオカンデに打ち込んでニュートリノ振動を観測する、長基線・加速器ニュートリノ振動実験である。現在の目標は  $\delta_{CP}$  の精密測定である。ニュートリノビームラインの概観を図 5 に示す。

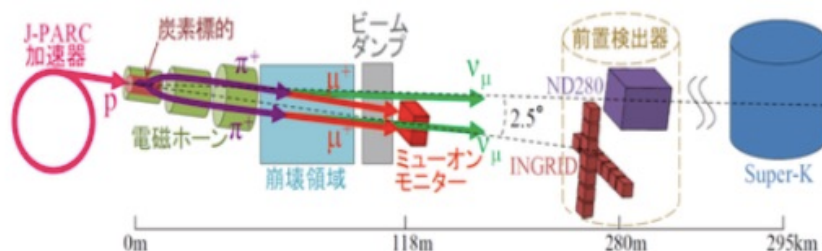


図 5 T2K 実験におけるニュートリノビームラインの概略図

#### 3.1 J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex)

J-PARC 施設は LINAC、3GeV シンクロトロン (Rapid Cycle Synchrotron: RCS)、30GeV シンクロトロン (Main Ring: MR) により 30GeV まで陽子を加速することができる。T2K 実験では MR から 30 GeV で 2.48 秒ごとに供給される陽子を炭素標的に打ち込んでいる。施設の概観を図 6 に示す。



図 6 J-PARC の加速器

### 3.2 一次ビームライン (Primary Beam Line)

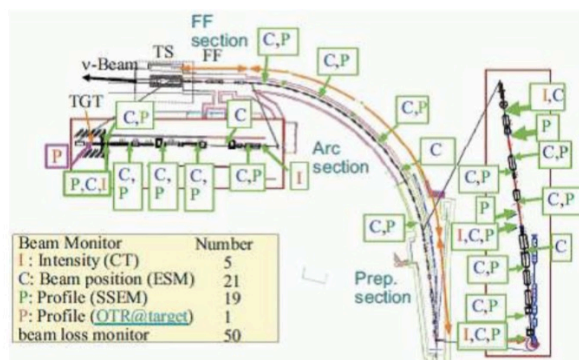


図7 一次陽子ビームラインとビームモニター

MR から陽子を取り出し、炭素標的まで運んでいる区間を一次ビームラインと呼ぶ。詳細は後述するが、最終的な強度は 2018 年 7 月時点でおおよそ 485 kW である。一次ビームラインには多数のビームモニターが設置されており (図 7)、陽子ビームの実測及び監視を行っている。その機能を以下に簡潔にまとめる。

- CT(Current Transformer)  
強磁性体をコアにしたトロイダルコイルでできているビームモニター。ビームを一次電流として二次電流がコイルを流れることで、ビームの強度を測定する。ビームの時間構造も測定できる。
- ESM(Electrostatic Monitor)  
4 つの電極プレートにビームで誘起された電荷の重心位置からビームの位置を求めるモニター。
- SSEM(Segmented Secondary Emission Monitor)  
Ti ホイルで構成される。詳しくは 4 章で述べる。
- BLM(Beam Loss Monitor)  
Ar ベースのビームモニターで、陽子ビームのロス測定し、閾値を越えるとビーム停止信号をだす。

### 3.3 二次ビームライン (Secondary Beam Line)

一次ビームラインから送られてきた陽子は炭素標的へ打ち込まれ、主に  $\pi$  粒子を生成させる。ニュートリノは電荷を持たないため、 $\pi$  粒子の時点でホーンと呼ばれる電磁石で収束させられる。収束された  $\pi$  粒子は約 280m の崩壊領域 (decay volume) で崩壊し、ニュートリノを生成させる。

### 3.4 ニュートリノ検出器

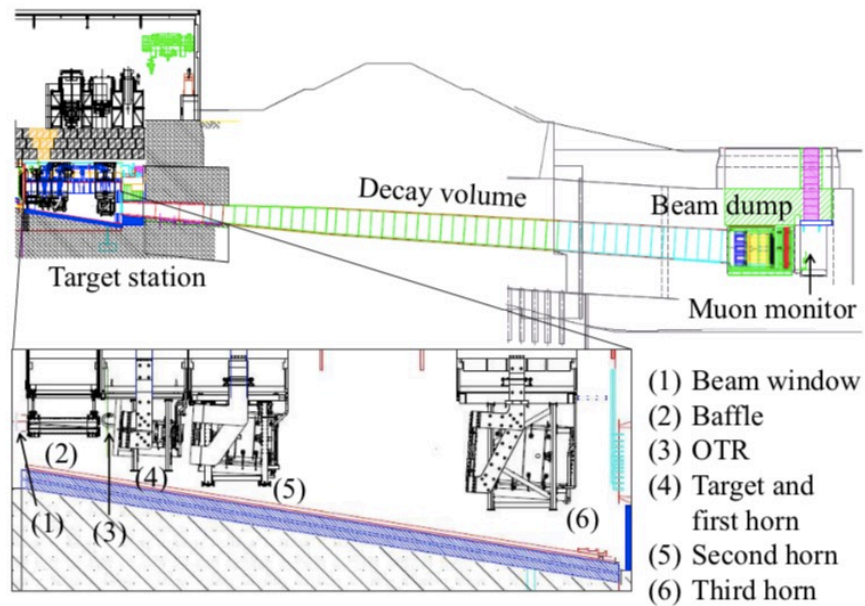


図8 二次ビームライン

崩壊しなかった $\pi$ 粒子はビームダンプ (beam dump) で止められる。図8にその概要を示す。

### 3.4 ニュートリノ検出器

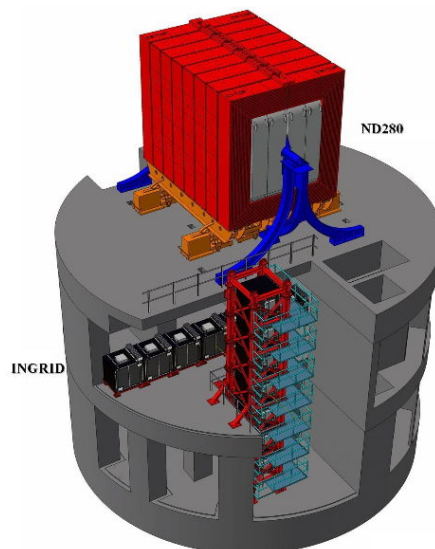


図9 前置検出器群 ND280 と INGRID の位置関係

ニュートリノ振動は発生源近くでの検出と振動後に相当する遠方での検出の二検出器によって観

### 3.4 ニュートリノ検出器

測される。また、検出器の位置は off-axis 法によってニュートリノビーム中心から  $2.5^\circ$  ずれた位置に設置されている。これは T2K 実験によって初めて採用された。T2K 実験では発生源近くの前置検出器 (Near Detector) は ND280(図 10) と INGRID(図 11) と呼ばれる 2 つの検出器によって構成されている。

#### 3.4.1 ND280

炭素標的から 280m 下流に置かれたニュートリノ検出器。

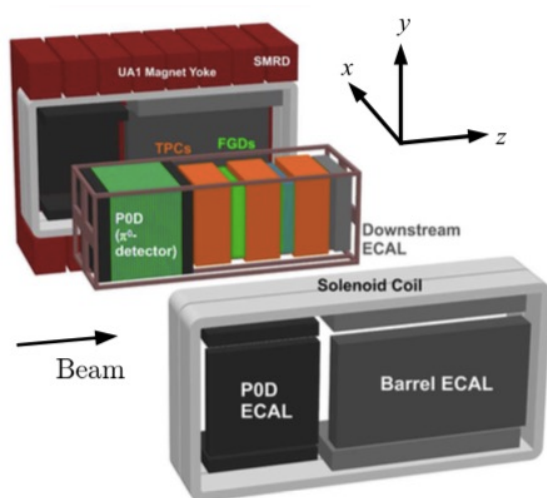


図 10 ND280 の構造

- UA1  
荷電粒子を曲げるための磁場 (0.2 T) を発生させる巨大な電磁石。
- P0D( $\pi^0$  Detector)  
鉛板、水標的、シンチレーターのサンドイッチ構造からなる検出器。水との反応によって  $\pi^0$  粒子の生成を伴うニュートリノ反応を検出する。
- TPC(Time Projection Chamber)  
荷電粒子の飛跡を捉え、そこから運動量を求める検出器。反応で発生した荷電粒子の同定や落としたエネルギーを測定する。
- FGD(Fine Grained Detector)  
ニュートリノと反応を起こして荷電粒子を発生させる検出器。2 種類の FGD が用意されており、前方 (ビームの上流側) には積層シンチレーターが、後方 (ビームの下流側) にはシンチレーターと水標的のサンドイッチ構造をした検出器が置かれている。主に反応点付近の粒子の検出やニュートリノと水の反応断面積測定に使われる。
- ECAL (Electromagnetic Calorimeter)  
発生した電子や光子に電磁シャワーを起こさせてエネルギーを測定する電磁カロリメー

### 3.4 ニュートリノ検出器

ター。シンチレーターと鉛薄膜のサンドイッチ構造となっており、POD の外側および ND280 の最下流に設置されている。

- SMRD (Side Muon Range Detector)

UA1 磁石の鉄層の間に挟まれたシンチレーター。主に FGD で大角度で散乱されたミュオンの飛跡検出を行い、エネルギーの再構成を行う。

#### 3.4.2 INGRID

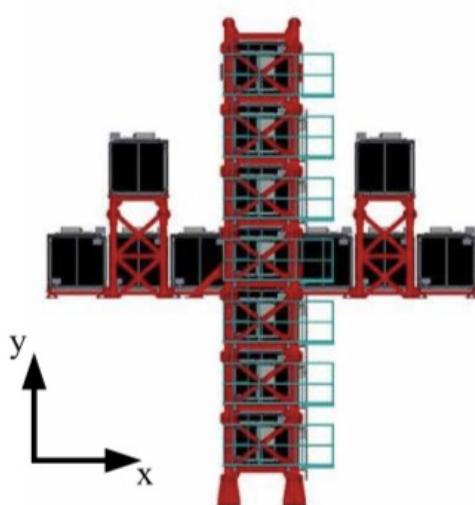


図 11 INGRID の全体図

INGRID はビーム軸中心に置かれている検出器である。その役目はビーム軸上のニュートリノを検出し、ニュートリノビームの方向、イベントレートを監視することである。検出器は 11 台の検出器モジュールが十字の形に配置されており、非十字の所にも 2 台設置されている。一つの検出器モジュールは鉄 9 層とシンチレーター 11 層が交互に並んでいる構造をしている。鉄を標的にしてニュートリノとの反応で生成される荷電粒子をシンチレーターで検出する。各モジュールからのニュートリノイベント数からビーム軸中心が求められる。

#### 3.4.3 off-axis 法

前述したように ND280 とスーパーカミオカンデ検出器はニュートリノビーム軸から  $2.5^\circ$  ずれた位置に設置されている。これにより、エネルギー分布の狭いニュートリノが得られるようになっている。 $\pi$  粒子が図 12 のように崩壊するとき、ニュートリノのエネルギーについては

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (3.1)$$

### 3.4 ニュートリノ検出器

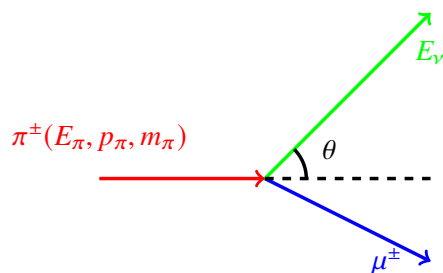


図 12  $\pi$  粒子の崩壊 (実験系)

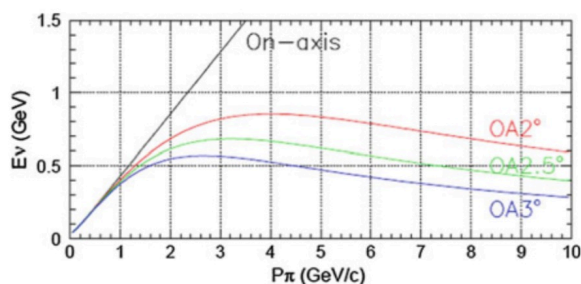


図 13 ニュートリノエネルギーの角度依存性

となる。この時ニュートリノの飛び出す角度  $\theta$  が有限の場合、 $\pi$  粒子のエネルギーに依らないようになる (図 13)。これにより様々な運動量を持つ  $\pi$  粒子が生成したとしても、エネルギーの揃ったニュートリノビームが得られることになる。

#### 3.4.4 後置検出器 (スーパーカミオカンデ)

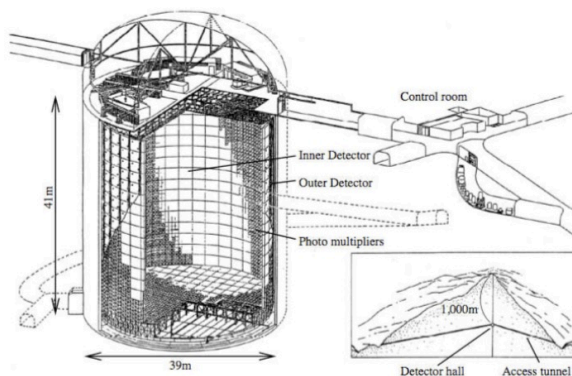


図 14 スーパーカミオカンデの外観

振動後のニュートリノを遠方で測定する後置検出器 (Far Detector: FD) として機能しているの



### 3.4 ニュートリノ検出器

が、岐阜県神岡市にある水チェレンコフ型検出器スーパーカミオカンデ (Super Kamiokande: SK) である。SK の概観図を図 14 に示す。直径 39.3 m、高さ 41.4 m、50 kt の超純水で満たされた円筒形の二重構造内側に観測用の光電子増倍管が 11,129 本 (Inner detector: ID)、外側に Veto 用として 1885 本 (Outer Detector: OD) が設置されている。ニュートリノ反応の検出はニュートリノ

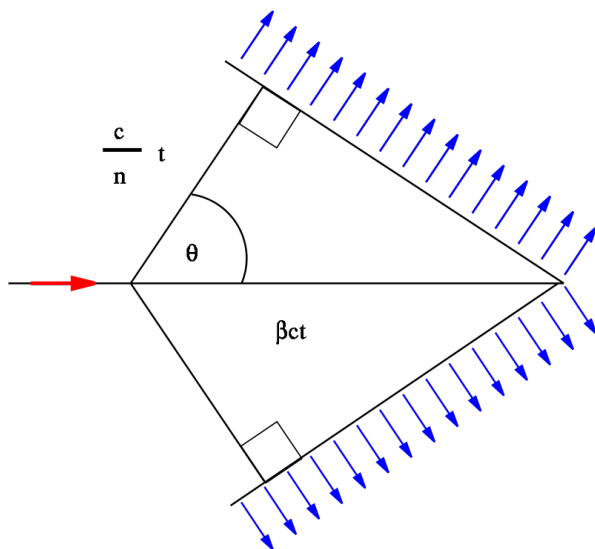


図 15 チェレンコフ光の原理

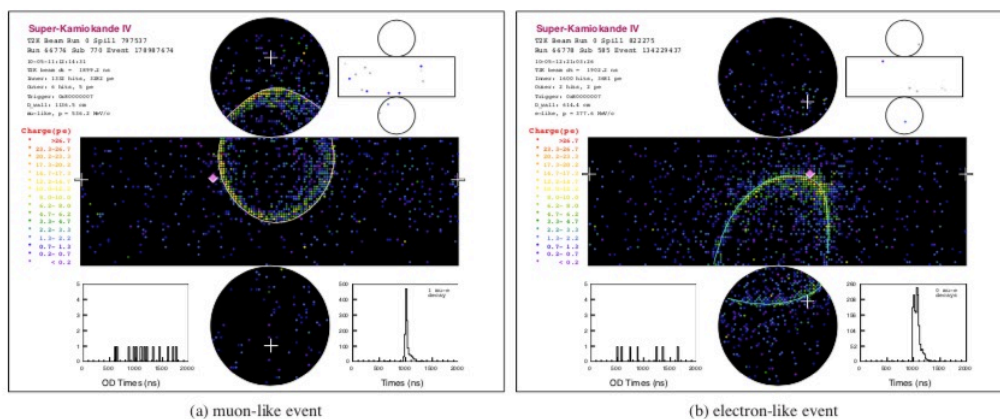


図 16 ニュートリノイベント (CCQE 反応) の例。左が muon-like なイベント、右が electron-like なイベント。

と水の反応で出される荷電粒子のチェレンコフ光が利用される。チェレンコフ光の角度は荷電粒子の速度と光速の比  $\beta = v/c$  を用いて  $\beta > \frac{1}{n}$  の時、 $\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$  の方向に円錐状に放出される (図 15)。ここで  $n$  は水の屈折率である。リング状に広がったチェレンコフ光を観測することで粒子の反応点、運動方向、粒子識別やエネルギーの再構成を行っている。T2K 実験では J-PARC からの

### 3.5 T2K の現況と課題

ニュートリノを識別するため、ニュートリノ射出時刻と観測時刻がニュートリノの飛行時間と等しい信号を解析に使用している。時刻同期には GPS(Global Positioning System) が使われている。その中でも荷電カレント準弾性散乱 (Charged Current Quasi-elastic: CCQE) 反応が主な測定対象となる。CCQE の例を図 16 に示す。

### 3.5 T2K の現況と課題

T2K の結果について述べる。T2K 実験は 2010 年 1 月からデータの取得を開始し、2013 年に ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) の振動証拠を得た (図 17)。さらに、2016 年 5 月まで反ミューニュートリノを用いた

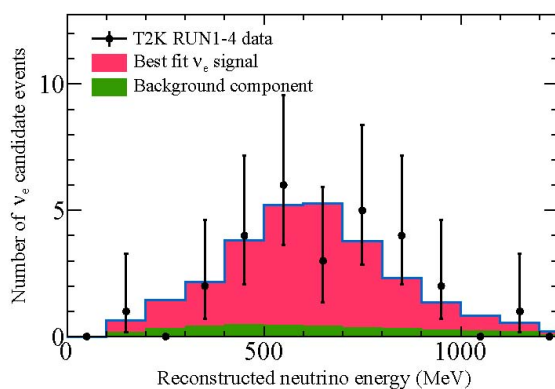


図 17 2013 年の出現電子ニュートリノの結果。

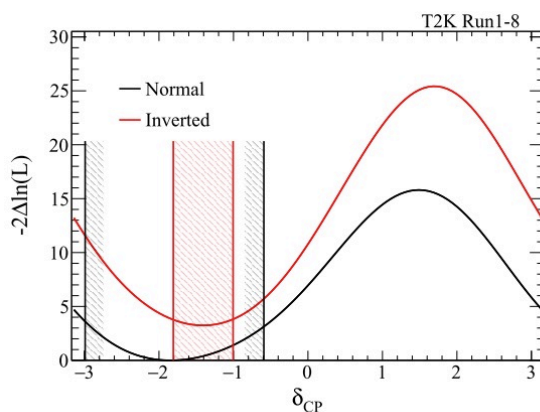


図 18  $\delta_{CP}$  の結果 (2018 年 5 月時点までのデータによる)。[17]

ニュートリノ振動 ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ) 実験を行い、双方合わせて約  $15 \times 10^{20}$  POT (Proton on Target) のデータを取得した。現在までに  $\nu_\mu$  および  $\bar{\nu}_\mu$  における CP 非保存 ( $\delta_{CP}=0, \pi$ ) を 90% 信頼度で棄却する結果を示している。2018 年 5 月時点での  $\delta_{CP}$  結果を図 18 に示す。  $2\sigma$  (=95%) の信頼度で

### 3.5 T2K の現況と課題

---

CP 対称性の破れがあることを示唆している。現在のデータ量は当初の目標の約 30% に達しているが、CP 非保存の検証を  $3\sigma$  (=99.7%) で行うため、データの増量を目指している。具体的には当初の目標の 2.5 倍、現在の 9 倍にあたる POT を得ることを目標にしている。そのために T2K で計画されているアップグレードは以下の通りである。

- 陽子ビームの増強

MR から供給される陽子の数を増やし、取り出し間隔を現在の 2.48 秒から 1.16 秒まで短くすることで、最終的に 1.3 MW まで陽子ビームを増強し、発生するニュートリノを増加させる。

- 前置検出器の改良

ND280 にはアクセプタンスが小さく反応点付近の分解能が大きいという課題がある。これらを改善し系統誤差を小さくすることで、観測されるニュートリノイベントの識別精度を上げる。

## 4 J-PARC 陽子ビームラインと BIF Monitor

### 4.1 一次ビームラインの構造

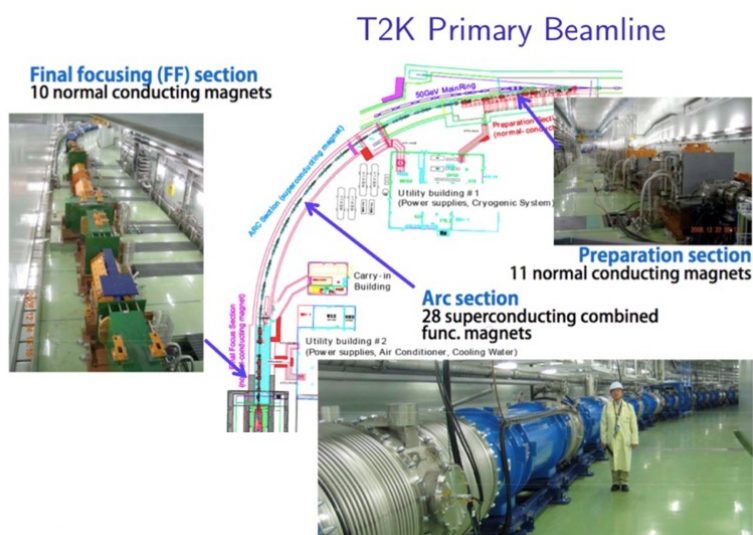


図 19 一次ビームライン

一次ビームライン (図 19) はビームの取り出し口にあたる Preparation Section、神岡方向へ陽子ビームを曲げる超伝導 (Arc Section もしくは Super Conductivity: SC) 部、陽子ビームを収束する最終収束 (Final Focus: FF) 部から構成されている。ビームパイプは全長およそ 250 m で直径 200 mm、内部はビームロスを避けるために高真空に保たれており、FF 部でおよそ  $5 \times 10^{-5 \sim -6}$  Pa、超伝導を維持するために低温環境である SC 部分で  $10^{-7 \sim -6}$  Pa に保たれている。

### 4.2 一次ビームラインのビームモニター (SSEM)

一次ビームラインに存在するビームモニターである SSEM(図 20) は、陽子ビームの位置や幅の実測を行っており、計 19 台存在する。SSEM は厚さ  $5\mu\text{m}$  の Ti 箔にビームが当たり、その時に発生する二次電子の信号強度からビーム測定を行っている。ビーム増強時に問題となってくるのがビームロスの増加である。SSEM はその構造からビームを遮る形で置かれるため、強度比にして SSEM 一台当たり  $10^{-5}$  ほどの比較的大きな損失が発生する。そのため実験時には、ターゲット直前の 19 台目を除く全ての SSEM がビームラインから退避するようになっている。大強度化に伴って SSEM の寿命短縮や損傷の恐れがあるため、低損失なビームモニターが必須とされている。そこで、極めてビームロスの少ない非破壊型のビームモニターの候補として、Beam Induced Fluorescence (BIF) モニターの開発が進められている。

### 4.3 BIF monitor

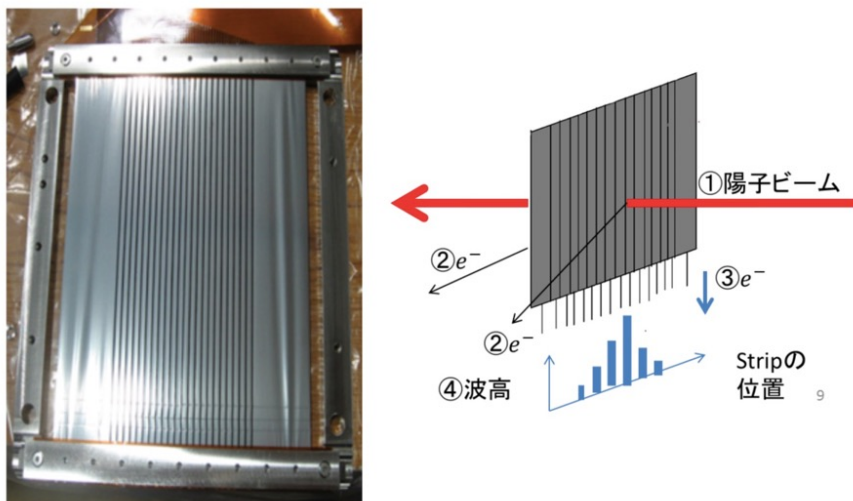


図 20 SSEM の構造と原理

### 4.3 BIF monitor

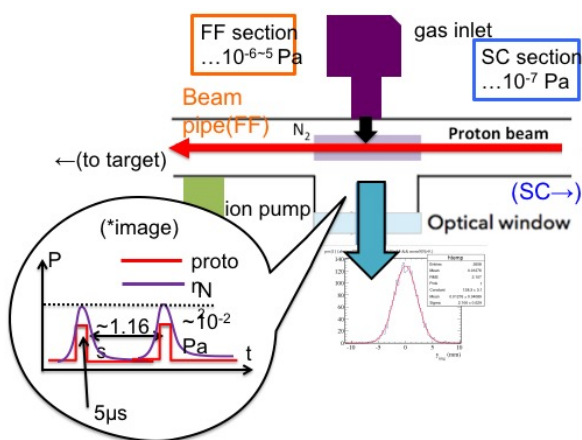


図 21 BIF の模式図とパルスの供給

BIF の概念図を図 21 に示す。BIF は陽子とビームライン上の残留分子 (主に窒素ガス分子) との相互作用から放出される蛍光を利用している。しかし、実際にビームを観測するには課題がある。そのうちのひとつに光量の確保がある。J-PARC での BIF は FF 部 (SC 出口から 12.5m 下流) に設置予定だが、FF 部の圧力である  $10^{-5}\sim 10^{-6}$  Pa では  $2 \times 10^{14}$  個の陽子から 1 光子以下しか観測されないと予測されている。SSEM と同等以上の測定精度を出すためには、1000 光子以上の光量を確保する必要がある。そのため、圧力を  $10^{-2}$  Pa まで上昇させる必要がある。この場合でもビーム損失は極めて低い ( $10^{-9}$  以下) とされている。さらに、単純にガスを連続的に導入して圧力を上

#### 4.4 パルスの供給

---

昇させただけでは、ビーム上流部分の SC 部への流入量が許容できなくなる ( $10^{-4}$  Pa·L/s 以下) ことが、圧力の平衡状態の計算からわかっている。平衡状態で予想される圧力上昇から、少なくとも単位時間当たりのガス量を 5% 以下にすることが望ましいと考えられている。そこで、パルスのようにガスを導入するパルスの供給の構築を目指している。

#### 4.4 パルスの供給

陽子ビームは将来的に 1.13 s ごとにやってくるようになる。この時ビームの時間幅はおよそ  $5\mu\text{s}$  である。パルスの供給とは陽子がやってきている間は圧力を上昇させ、その他は下げておく方法である。この方法は使用総ガス量を抑えつつ圧力を確保することが可能であると考えられる。しかし、

- パルスでガスで導入させる方法は今までに例がなく実際にどのような変化をするか不明である。
- このような動的な圧力制御で重要なのは、入れるガス量とその排気速度であると考えられるが、実際に測定して検証する必要がある。

ため、どのような圧力変化をするかは未知数である。そこで、このような BIF チェンバーの圧力系構築のため、測定と理解をテストチェンバーを用いた動的な圧力に関する真空実験を行った。

#### 4.5 実験目的

パルスのように流入するガス流量とその排気速度によって理論的には圧力変化が予測できると考えられている。そこで、平衡状態に関する真空実験を行って、テストチェンバーの排気速度を決定することを最初の目標とした。次にパルス時の流入量についても測定し、排気速度と合わせて圧力変化予想の作成を行った。パルスの供給は J-PARC 陽子ビームラインのような真空系においては初めての事例となる。圧力パルスそのものについて、テストチェンバーでの実測を行うこともを目的とした。圧力パルスの予想との比較を行い測定や理解に必要な事項について考察した。

## 5 テストチェンバーを用いた実験

### 5.1 装置

テストチェンバーの外観と模式図を図 22、図 23 に示す。テストチェンバーは全長およそ 1m で以下の機器が取り付けられている。

- 真空計 (ゲージ)  
大きく分けて低真空用 ( $10^5\sim 2$  Pa) と高真空用 ( $10^0\sim 6$  Pa) の真空計を使用している。低真

## 5.1 装置



図 22 テストチェンバーの側面

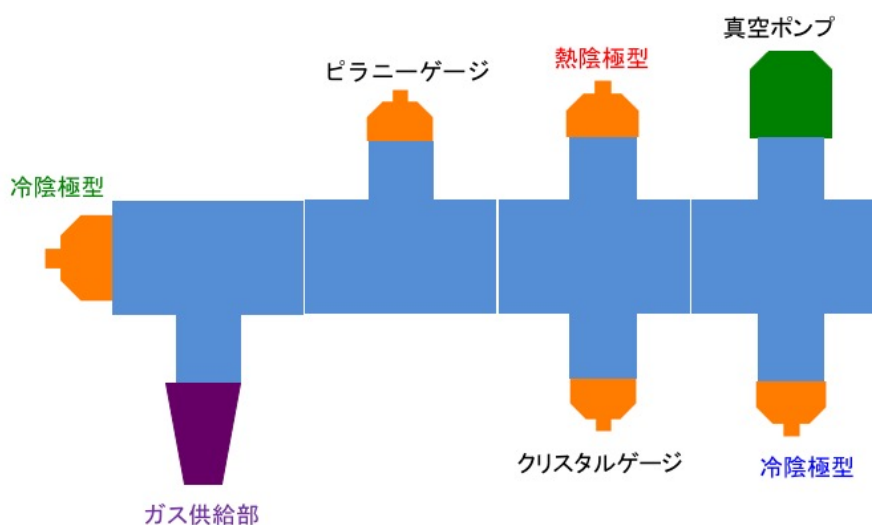


図 23 テストチェンバーの模式図 (上面)

空用としてクリスタルゲージ ( $10^5 \sim 10^2$  Pa) とピラニーゲージ ( $10^5 \sim 10^2$  Pa) を使用している (図 24)。後述するが、主に真空ポンプを停止して行う実験にて使用する。ポンプを作動させての測定には高真空用の熱陰極型電離真空計 ( $10^{-2} \sim 10^{-6}$  Pa) と冷陰極電離真空計 ( $10^0 \sim 10^{-6}$  Pa) を使用している (図 25)。冷陰極電離真空系は真空ポンプ正面とガス供給部付近の 2 箇所に同じタイプのものを設置している。

- 真空ポンプ

粗排気用のロータリーポンプとターボ分子ポンプ (排気速度 210 L/s) を使用している。

- ガス供給部 (図 26)

窒素ガスボンベよりパルスバルブ、バリアリークバルブを介してチェンバーへとガスが供給される。窒素ボンベからはレギュレーターを通して 0.2 MPa で窒素ガスが供給されている。パルスバルブは専用のコントローラーの制御を受けて数百マイクロ秒の単位でバルブを開閉し、ガスを導入する。

バリアブルリークバルブは手動のノブを回して内部のバルブを開閉し、手動でガス導入量をコントロールできるバルブである。ノブを回転させる量によって流量が連続的に変化する。そのため、任意のセッティングにノブ回すことで常に同じ流量が得られるようになって

## 5.2 排気速度の測定

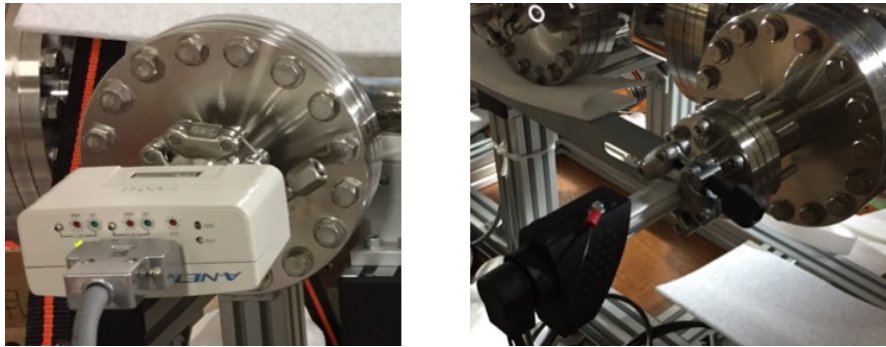


図 24 低真空用真空計 (左がクリスタル、右がピラニー)

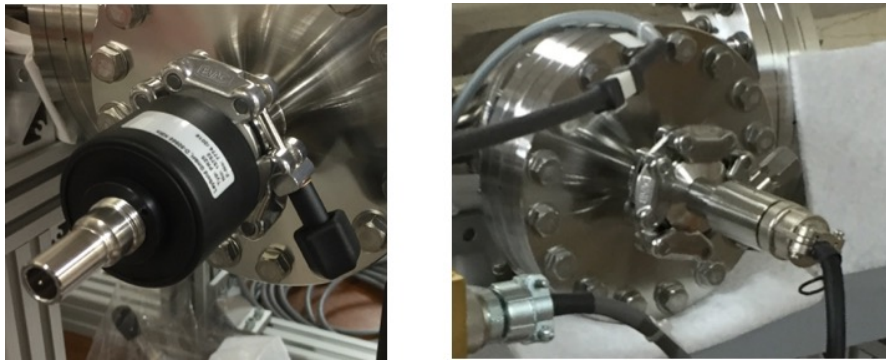


図 25 高真空用真空計 (左が冷陰極、右が熱陰極)

いる。

## 5.2 排気速度の測定

チェンバー内の圧力  $P$  の時間変化は排気方程式で表される。

$$V \frac{dP}{dt} = -SP + Q \quad (5.1)$$

$V$  はチェンバーの体積、 $S$  は排気速度、 $Q$  は流量である。チェンバーへ導入されるガス流量を求めるには  $S=0$ 、すなわち、ポンプを止めた状態でガスを導入した時の圧力変化がそのまま流量になる (図 27)。

$$Q = V \frac{dP}{dt} \quad (5.2)$$

さらに、ポンプを作動させたまま連続的にガスを導入した時、圧力はあるところで変化しなくなる (図 28)。この時の圧力を平衡圧力とよび、 $Q$  と  $S$  とは

$$P = \frac{Q}{S} \rightarrow P_{eq} = \frac{Q}{S_{eff}} \quad (5.3)$$



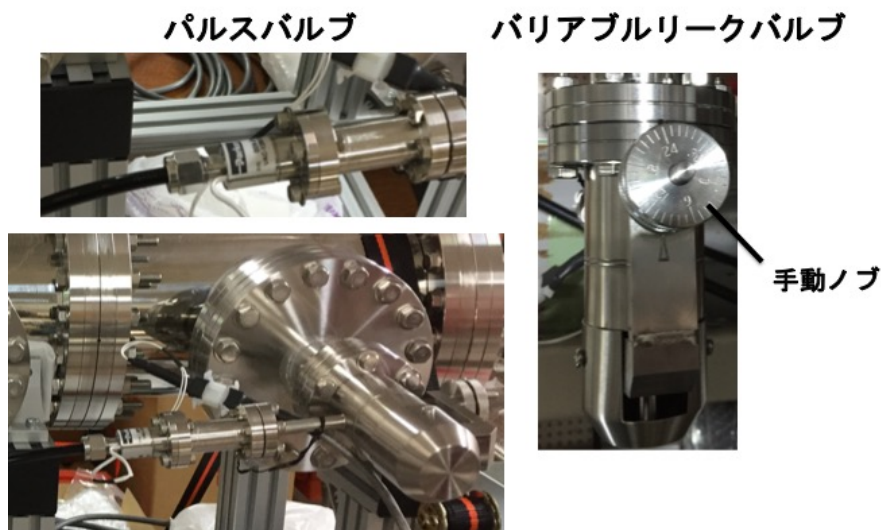


図 26 ガス供給部

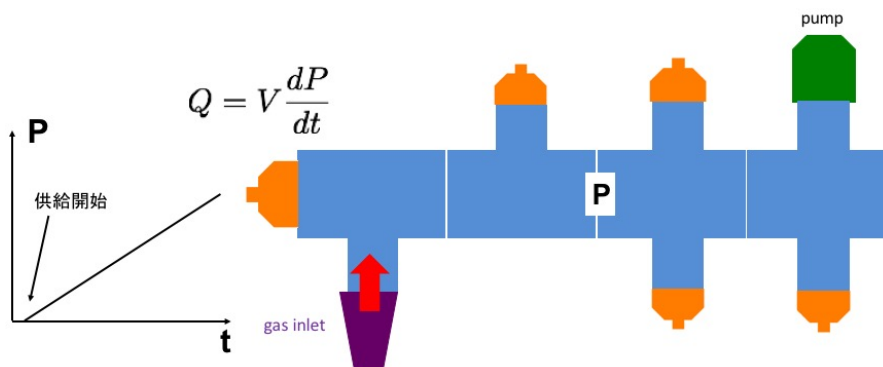


図 27 流量測定実験時のセットアップ

で結び付けられる。ここで  $S_{eff}$  はチェンバーの形状や測定位置による実効排気速度である。実際の実験ではこの実行排気速度を流量と平衡圧力のプロットから求める。実行排気速度を決定するために以下のようにして実験を行った。

〈流量の測定〉

- (1) ロータリーポンプを作動させ、 $\sim 1$  Pa までテストチェンバーを排気した。
- (2) バリアブルリークバルブを一定量開いて、ポンプを止めた。
- (3) 上流のパルスバルブを 3 分間開いてガスをチェンバーに導入し、圧力の上昇を測定した。

### 5.3 パルスの供給時の圧力変化

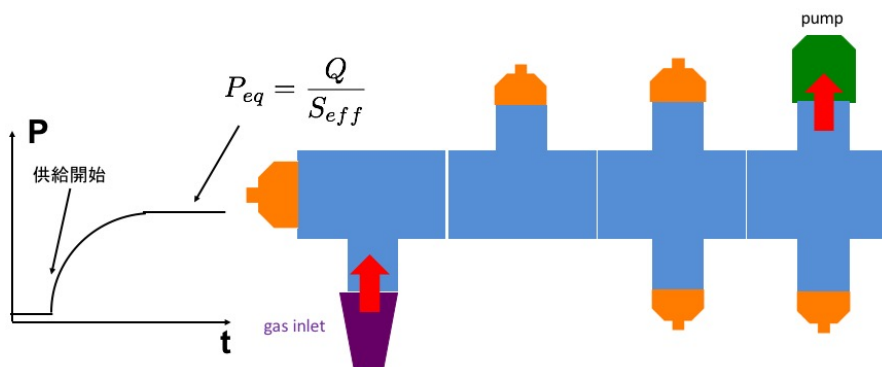


図 28 平衡圧測定実験時のセットアップ

- (4) (1)~(3) を 5 つのセッティングに対して行った。

#### 〈平衡圧力の測定〉

- (1) ターボ分子ポンプを作動させ、 $10^{-5}$  Pa までテストチェンバーを排気した。
- (2) ポンプを止めないでバリアブルリークバルブを一定量開いた。
- (3) 上流のパルスバルブを 3 分間開いて、ガスをチェンバーに導入し、平衡圧力を測定した。
- (4) (1)~(3) を 5 つのセッティングに対して行った。

### 5.3 パルスの供給時の圧力変化

排気速度の決定後、パルス供給による圧力変化を測定した。まずパルス圧力予測のためにパルスバルブによる流量の測定を行った (図 29)。

- (1) ターボ分子ポンプでチェンバー  $10^{-5}$  Pa を排気した。
- (2) バリアブルリークバルブを全開にした。
- (3) パルスバルブを 3 分間隔で 10 回、数百  $\mu$  秒 ( $300\sim 600 \mu\text{s}$ ) 開けた時の圧力変化を測定した。

この時の流量  $Q_{pulse}$  は、10 回分の圧力上昇を  $\Delta P$ 、パルスバルブの開時間を  $\Delta t$  として

$$Q_{pulse} = \frac{\Delta P}{10 \times \Delta t}$$

### 5.3 パルスの供給時の圧力変化

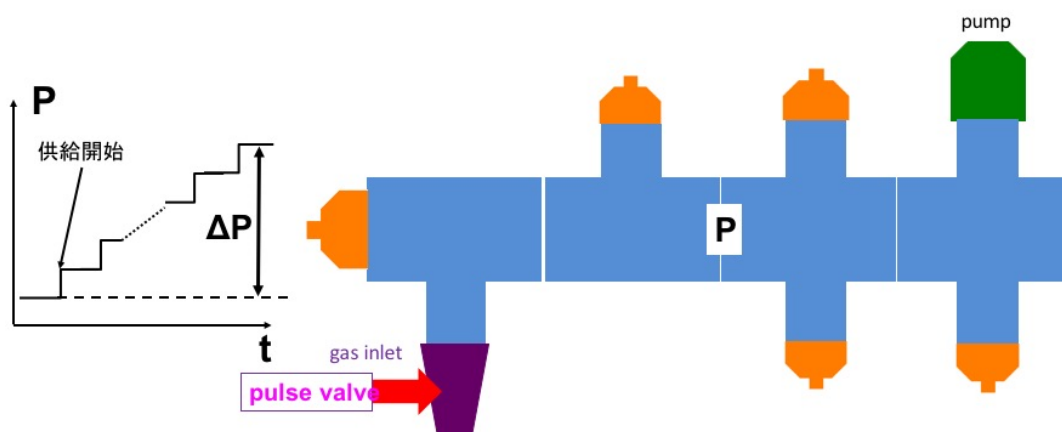


図 29 パルス流量測定時のセットアップ

と定義した。次に、高真空下におけるパルスバルブを用いたパルスの供給時の圧力変化を測定した(図 30)。

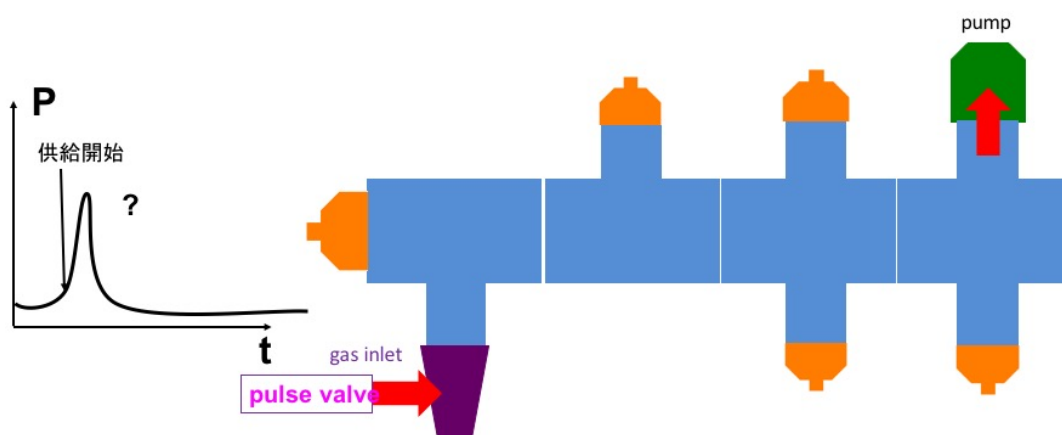


図 30 圧力パルス測定時のセットアップ

- (1) ロータリーポンプでチェンバーを  $\sim 1$  Pa まで排気した。
- (2) バリアブルリークバルブを全開にして、ポンプを止めた。
- (3) パルスバルブを 20 秒間隔で 10 回、指定した時間 ( $300\sim 600 \mu s$ ) だけ開けてガスを導入し、圧力上昇を測定した。

## 6 流量測定の結果と誤差評価

最初に低真空真空計の較正を行った。較正方法は以下の通りである。

- (1) チェンバーと真空計の接続部分を緩めてチェンバー内部を大気圧解放した。
- (2) ピラニー真空計とクリスタル真空計の表示値を大気圧 ( $10^5$  Pa) を示すように調節した。
- (3) 次に真空計との接続部分をしっかりと締めて真空ポンプを作動させ、それぞれの測定下限値 (ピラニーゲージは  $5 \times 10^{-2}$  Pa、クリスタルゲージは  $10^{-2}$  Pa) 以下まで排気する。
- (4) 冷陰極電離真空計で十分に圧力が低いことを確認したら、低真空真空計の表示値を下限値以下の表示になるように調整した。
- (5) 真空ポンプを止めて窒素ガスを大気圧付近までゆっくり流入させた。
- (6) (1)~(6) を真空計の表示値が正しい値を示すまで繰り返した。

真空計はいずれも圧力が電圧に変換されて出力されており、その電圧をデータロガーを用いてリアルタイムで見ることができる。そのため大気圧と測定下限値に対応する基準の電圧を出力するように調整した。その結果を以下の表 2 に示す。4 回目の調整で 2 つの低真空用真空計の出力値がほぼ

表 2 真空計の出力電圧の推移

真空計	基準出力値 [V]	1 回目の出力値 [V]	2 回目の出力値 [V]	3 回目の出力値 [V]	4 回目の出力値 [V]
ピラニー	10.005( $10^5$ Pa)	10.013	9.963	9.954	10.005
	1.926( $5 \times 10^{-2}$ Pa)	1.926	1.953	1.927	1.927
クリスタル	8.005( $10^5$ Pa)	7.998	8.008	8.005	8.005
	1.004( $10^{-2}$ Pa)	1.003	1.004	1.004	1.004

基準の出力値と一致したので、この状態で流量測定に用いた。以下に流量測定時における圧力変化の例を示す。圧力変化についてほとんど線形に推移しているため、線形フィットによって傾きを求めて  $dP/dt$  の値とした。フィットの範囲は後述する真空計の差異が小さくなる 140-160 秒間を選んだ。また、測定の誤差については表 3 の時間分解能とカタログ値を参照して、測定点の各点につけ、各フィットパラメータの誤差はそこからの計算によって算出した。しかし、 $\chi^2$  の値が小さすぎた (0.05 ~ 0.01) ため、誤差としては適切でないことが考えられる。誤差の検討のため、さらに 8 回の追加測定を行った。

## 6.1 手動リークバルブによる誤差

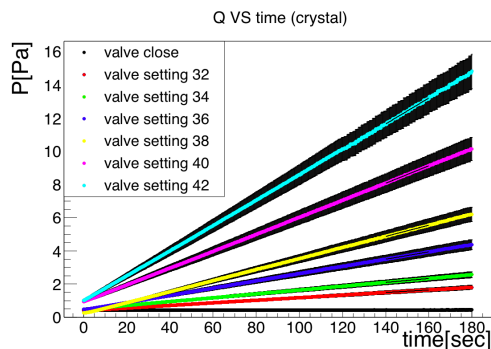


図 31 クリスタルゲージでの圧力測定結果

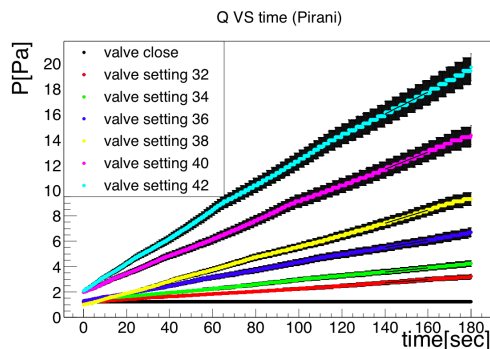


図 32 ピラニーゲージでの圧力測定結果

表 3 低真空用真空計の性能

真空計	時間分解能	測定圧力精度
クリスタルゲージ	50 ms	±20% (0.1 ~ 1Pa) ±15% (> 1Pa)
ピラニーゲージ	50 ms	±20% (0.1 ~ 1Pa) ±15% (> 1Pa)

## 6.1 手動リークバルブによる誤差

計 9 回の流量測定結果を得たところ、バリアブルリークバルブの手動に伴う誤差や供給圧力の変化による変動が見られた。各真空計の結果を以下の図 33、図 34 に示す。この誤差の大きさについて

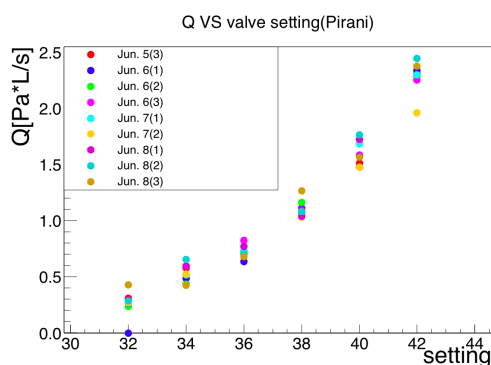


図 33 ピラニーゲージでの流量結果 (追加含む)

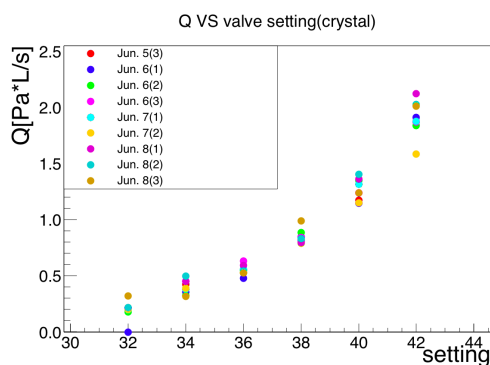


図 34 クリスタルゲージでの流量結果 (追加含む)

て、以下のように標準偏差を計算し誤差として取り扱った。平均とその誤差についてプロットしたものを図 35 に示す。

## 6.2 真空計ごとの差異

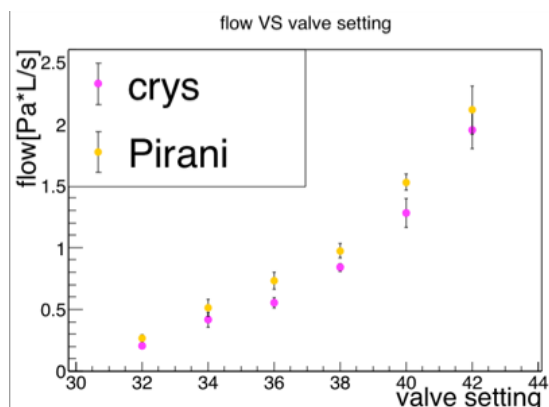


図 35 流量平均と誤差

## 6.2 真空計ごとの差異

バリアブルリークバルブの各セッティングごとの流量のプロットを真空計ごと得られた結果について、クリスタルゲージとピラニーゲージで差異が見られた。これは真空計の種類による誤差と考えられる。なぜなら、チェンバー内の圧力はほぼ一様と考えられる。窒素分子の平均速度 (熱平均速度) 471 m/s からほぼ 2 ms でチェンバーの端から端まで移動していることになる。のちに紹介するが、ガスの広がりを拡散過程と捉えた場合でも 10ms 以内でほぼ均一になることが計算できる。このため測定時間からは圧力が十分に均一な状態を得ることができていると考えられる。また較正された 2 つの真空計が異なる値を示すことは圧力を別の物理量で測っていることが原因になっていると考えられる。そのため真の圧力値は 2 つの真空計の誤差が重なる領域に存在すると考えられる。真の圧力の代替として、2 つの真空計の平均の中間点を採用し、真空計が示す値の差を 2 つの真空計の系統誤差として取り扱った。この時、フィットする範囲を 20-40 秒、80 秒-100 秒、140 秒-160 秒と変えた時に、2 つの真空計が示す流量の比について各結果を図 36 に示した。比はピラニー/クリスタルでとっており、二つの値が 1 に近づくほど差異が小さいことを示す。比較した結果、青の 140-160 秒が最も 1 に近くなることがわかった。そこで、140-160 秒の結果を使用した。その結果を図 37 に示す。

## 6.3 流量のまとめ

最終的な誤差  $\sigma$  はそれぞれのリークバルブや供給圧の変動による誤差  $\sigma_{valve,crystal}$ 、 $\sigma_{valve,Pirani}$ 、と真空計の種類差による誤差  $\sigma_{gauge}$  の誤差を用いて

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sigma_{valve,crystal}^2 + \sigma_{valve,Pirani}^2}{2} + \sigma_{gauge}^2} \quad (6.1)$$

として代表値につけた。

### 6.3 流量のまとめ

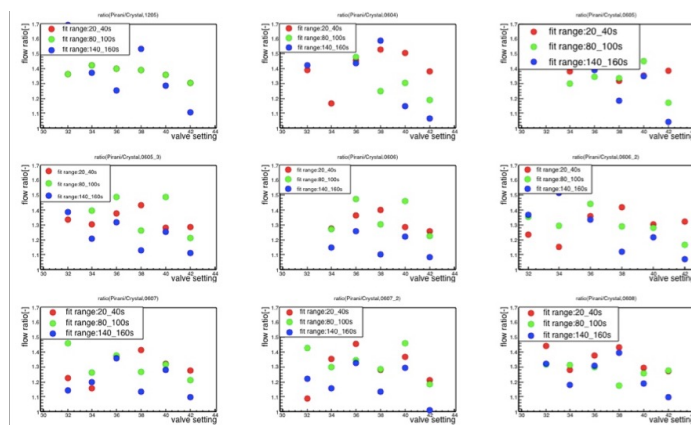


図 36 フィット範囲ごとのピラニー/クリスタルの流量比。赤が 20-40 秒、緑が 80-100 秒、青が 140-160 秒の範囲で線形フィットした時の流量比を示す。

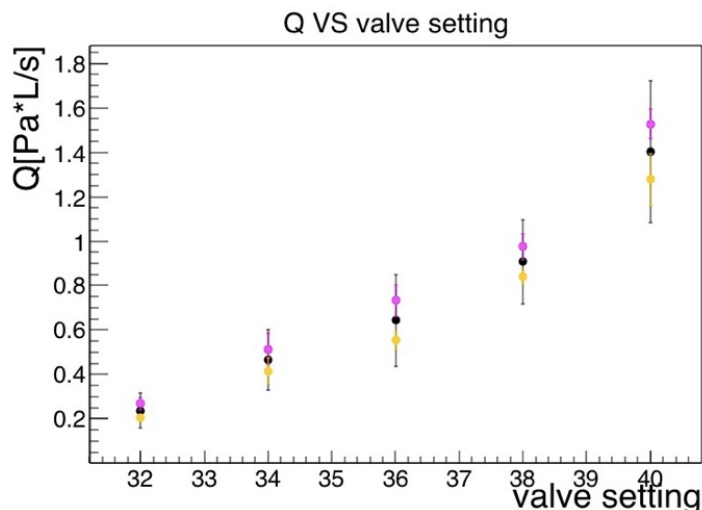


図 37 流量と誤差。ピンク色がクリスタルゲージ、黄色がピラニーゲージ、黒が平均の結果と誤差を示す。

#### 6.3.1 圧力依存性

1Pa レベルでの測定を行ったが真空の種類差による誤差を避けるため、さらに低いレベルでの圧力 (0.01 Pa) でガスを導入し、冷陰極電離真空計による圧力の上昇を測定した。その結果、圧力に応じて傾きが異なることを発見した。図のように A(~0.01 Pa)、B(~0.05 Pa)、C(~0.13 Pa) の領域に分けて線形フィットを計算した時の流量結果を図 38 に示す。

また、0.01、0.05、0.1、0.5 Pa から 10 秒間線形フィットした時の流量を各真空計で比較したものを図 39 に示す。これらの結果から圧力変化が圧力に依存していることが分かった。傾きの変化を起こしている場所が常に一定の圧力であることから、真空計が原因ではないかと考えられる。理由については真空計自身が安定した圧力の測定を行うのに圧力に応じてエミッション電流を変化させ

### 6.3 流量のまとめ

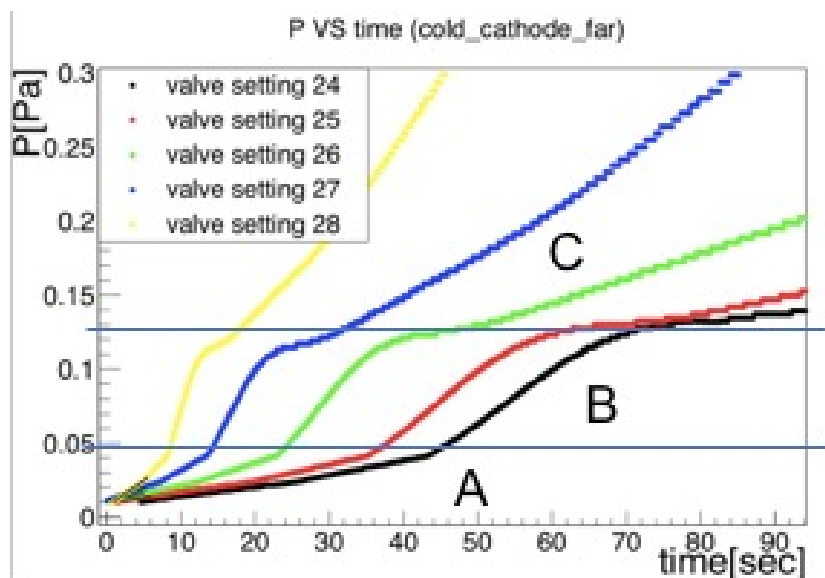


図 38 流量測定時の圧力変化 (冷陰極電離真空計の場合)

ている可能性がある。電離真空計は真空中に電圧をかけてイオン化させるための電子を飛ばす。この電子電流をエミッション電流  $I_e$  と呼ぶ。その電子が分子を電離させてイオンを陰極に集めてイオン電流  $I_i$  として取り出す。この電流の大きさに分子密度が比例することを利用して圧力  $P$  を測定する。つまり

$$I_i = SP I_e \therefore P = \frac{1}{S} \frac{I_i}{I_e} \quad (6.2)$$

と表せる。ここで  $S$  は感度係数と呼ばれる (次元は  $[\text{Pa}^{-1}]$ )。  $I_i$  は圧力に比例しているため、低圧では低くなって測定しにくく (nA ほど)、高圧では逆に大きくなりすぎて損傷の恐れがある。そのため、エミッション電流を調節して、測定しやすい範囲に合わせていると考えられる。



### 6.3 流量のまとめ

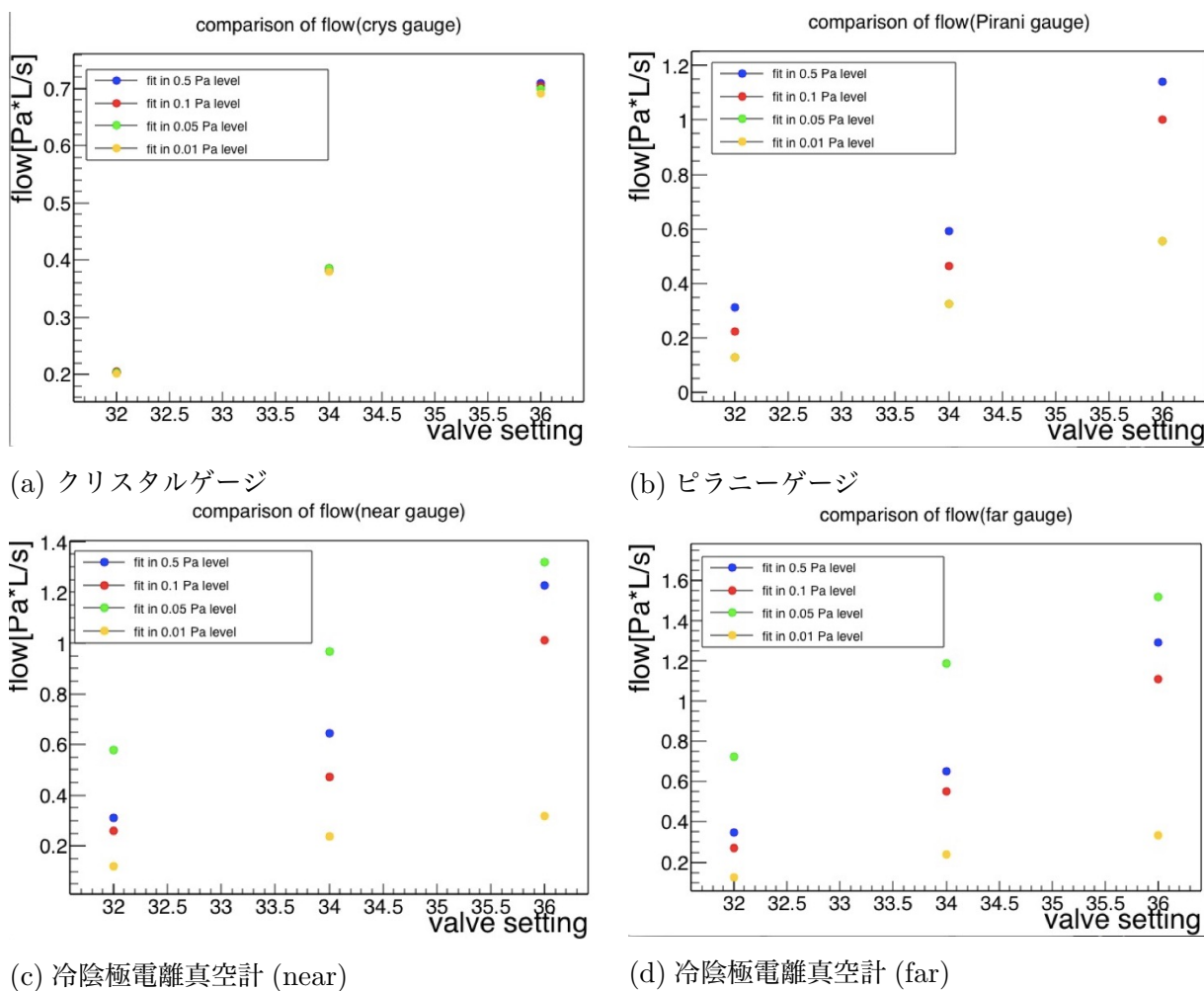


図 39 各真空計での圧力領域別の流量結果

## 7 平衡圧力の結果と誤差評価

### 7.1 手動リークバルブによる誤差

平衡圧力の測定にも同様のリークバルブの手動や供給圧の変化に伴う誤差があると考えられる。そこで6回の測定を行って、平均と標準偏差を代表値とバルブによる誤差とした。6回の測定結果を図40に示す。なお、midゲージは $10^{-2}$ 以上は測定できないため、圧力の高くなる部分は測定不可となった。

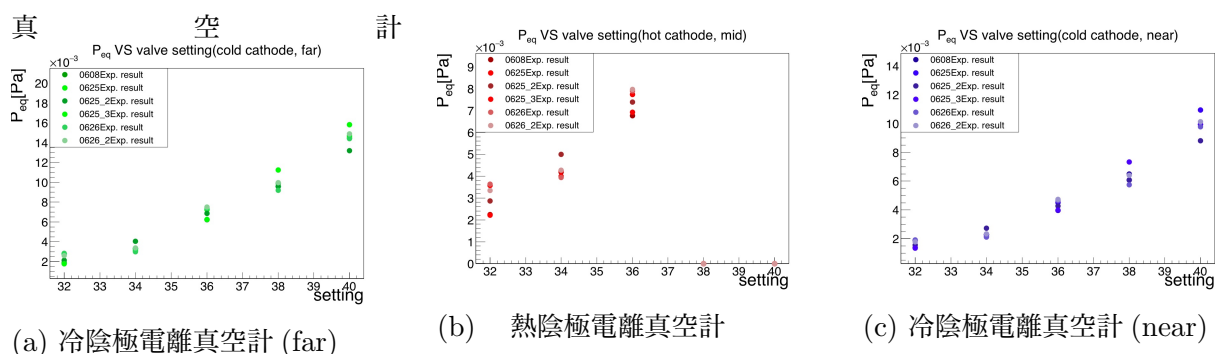


図40 各場所での平衡圧力測定の結果

### 7.2 真空計の不定性

真空計自身の持つ誤差は以下の表のカタログ値を参照して、代表値に対してつけた。

表4 電離真空計の不定性

真空計	不定性
冷陰極電離真空計 (far & near)	$\pm 30\%$
熱陰極電離真空計 (mid)	$\pm 15\%$

### 7.3 真空計ごとの結果

平衡圧力は同じガス量をチェンバーに導入しても、実行排気速度が測定場所によって異なるため平衡圧力に差が生じる。測定場所は以下の3箇所であり、それらの結果を図41に示す。最終的な誤差 $\sigma$ は流量と同様にそれぞれのリークバルブや供給圧の変動による誤差 $\sigma_{valve}$ 、とゲージの種類差による誤差 $\sigma_{gauge}$ の誤差を用いて

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{valve}^2 + \sigma_{gauge}^2} \quad (7.1)$$

### 7.3 真空計ごとの結果

---

として平均値につけた。

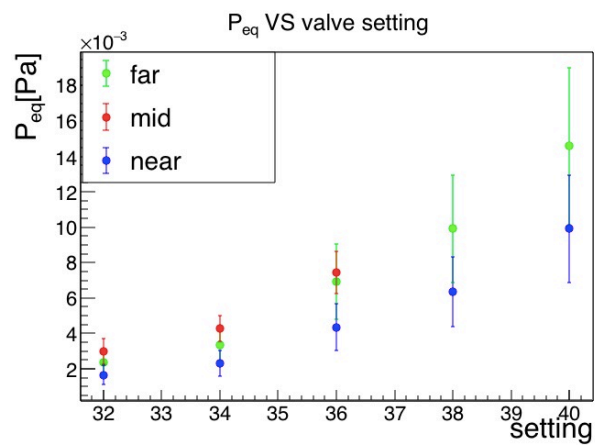


図 41 平衡圧力の平均と誤差

## 8 排気速度の決定

### 8.1 平衡圧力のシミュレーション

分子流領域はチェンバーの形状にのみ依存して流れ方が決まるので、チェンバーの形状を使って平衡圧力をシミュレーションすることができる。我々は2種類のシミュレーションを使って実験結果と比較した。COMSOL®は有限要素法を用いた物理解析シミュレーションソフトである。平衡状態に関する分子流のシミュレーションも可能で、チェンバーの形状を入力することで平衡圧力の計算が可能である。Molflowは、CERNが提供しているモンテカルロ法を用いた真空シミュレーションソフトである。多数のガス分子の挙動をモンテカルロ法を使って計算し、平衡圧力や圧力の時間変化もシミュレーション可能である。それぞれのシミュレーションでのシミュレーションチェンバーの例を図42、図43に示す。どちらも供給口となる部分から放出するガス量を設定する

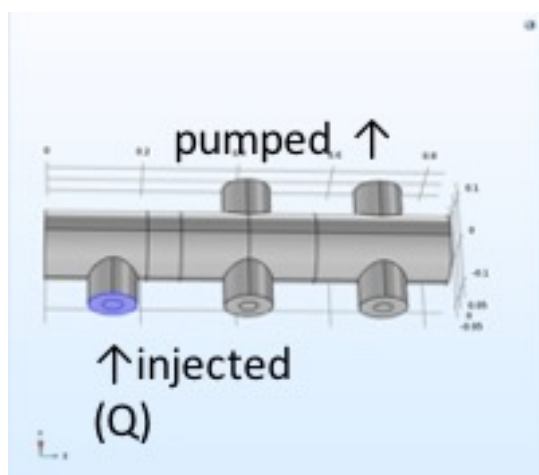


図42 COMSOLのシミュレーションチェンバー

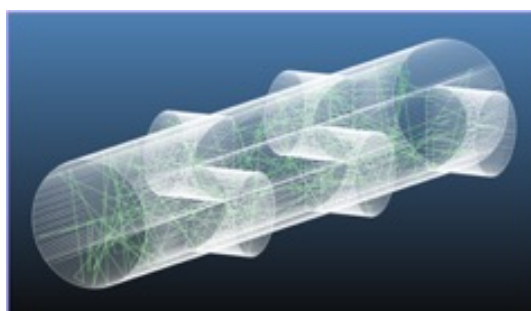


図43 Molflowのシミュレーションチェンバー

と、それらに応じた平衡圧力を計算する。

### 8.2 実験との比較

前述した通り、ある $Q$ に対する $P_{eq}$ は実行排気速度 $S_{eff}$ で関係付けられる。そこで、 $Q$ とそれに対する $P_{eq}$ のプロットを作成し、実験とシミュレーションで比較、排気速度を決定した。これらのプロット上で傾きが $1/S_{eff}$ となるので、線形フィットよりそれぞれの排気速度を求めた。実験はシミュレーションと無矛盾な結果を示した。COMSOL®は代数的な計算を行うので誤差は無いが、Molflowは統計的な誤差が生じる。そこでCOMSOL®の結果を採用して、その場所での排気速度とした。

## 8.2 実験との比較

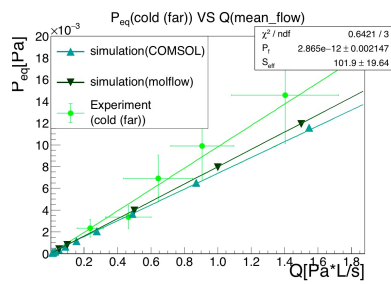


図 44 far ゲージでの実験結果とシミュレーション

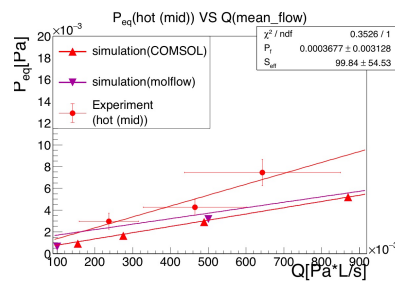


図 45 mid ゲージでの実験結果とシミュレーション

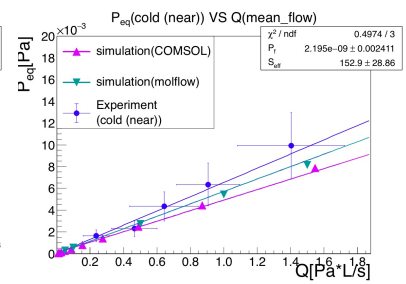


図 46 near ゲージでの実験結果とシミュレーション

## 9 パルスの供給実験

次にパルスバルブを用いたガス導入時の圧力変化について予測と実測を行った。

### 9.1 圧力変化の理論予測

排気方程式の流量に時刻  $t=0$  から  $T$  までガスを導入する条件

$$Q = \begin{cases} \text{const.} & (0 \leq t < T) \\ 0 & (t > T) \end{cases} \quad (9.1)$$

を付加すると、解は

$$P = \begin{cases} \frac{Q}{S_{eff}} \left( 1 - e^{-\frac{S_{eff}}{V}t} \right) + P_f & (0 \leq t < T) \\ P(t=T)e^{-\frac{S_{eff}}{V}t} + P_f & (t > T) \end{cases} \quad (9.2)$$

となる。これをプロットしたものを図 47 に示す。この圧力変化の特徴は (1) ピーク高さが  $Q$  に比

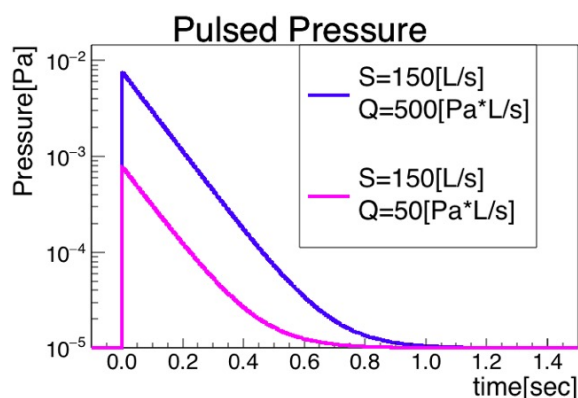


図 47 排気方程式からの圧力パルス予測

例する。(2) 圧力上昇は極めて早く、ピーク後は指数関数的に減少することである。ガスの広がりを拡散過程として捉えることもできる。圧力は定温時、密度に比例するのでそのまま

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \quad (9.3)$$

とすれば良い。ここで拡散係数  $D$  は分子流条件の場合、

$$D = \frac{\lambda}{3} \bar{v} \quad (9.4)$$

で、 $\lambda, \bar{v}$  は分子の幾何学的平均自由行程、熱平均速度 ( $=471 \text{ m/s}, N_2$ ) である。 $\lambda$  は円管の場合直径となる。直径 200mm の円管を一次元化して、初期条件として  $t=0$  から  $t=500(=T) \mu\text{s}$  の間に

## 9.1 圧力変化の理論予測

$x=0$  の端に圧力上昇 (=ガスの流入) が起きたとすると、解は

$$P = \begin{cases} P_0 \left( \operatorname{Erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right) \right) + P_f & (0 \leq t \leq T) \\ P_0 \left( \operatorname{Erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right) - \operatorname{Erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4D(t-T)}}\right) \right) + P_f & (t > T) \end{cases} \quad (9.5)$$

となる。これをプロットしたものを図 48 に示す。この圧力変化には排気速度の項が入っていない

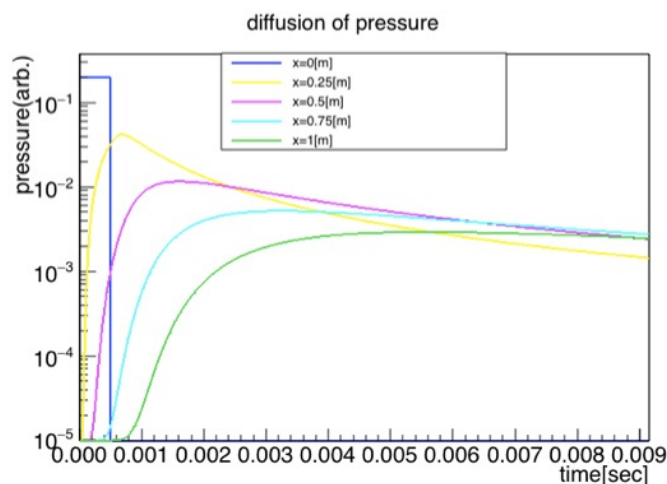


図 48 拡散方程式からの圧力パルス

ため、広がった後にポンプの作用で圧力が減少することは考慮されてない。しかし、真空中へ広がる過程はポンプの作用がないままガスの拡散過程と考えられるので、前半の立ち上がりは比較可能と考えられる。

### 9.1.1 パルス流量の測定

パルス流量の測定の結果を示す。

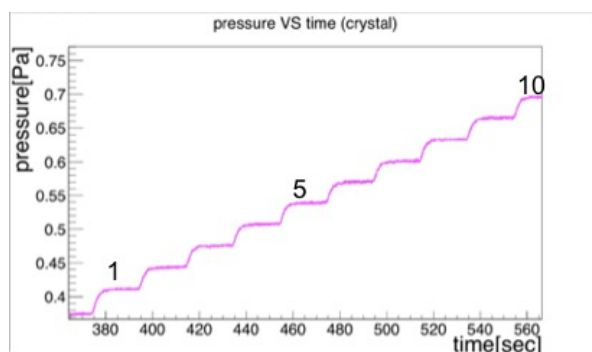


図 49 パルス流量の測定時の圧力変化 (400  $\mu$ s)。階段状になっており、1 ステップが 1 パルスのガス導入による圧力上昇に対応する。

## 9.2 パルス流量の誤差

表 5 各パルス流量の結果

バルブの開時間 [ $\mu\text{s}$ ]	300	400	500	600
$Q_{pulse}$ [ $\text{Pa} \cdot \text{L/s}$ ]	283	1196	3098	7144

## 9.2 パルス流量の誤差

パルス流量の誤差について真空計での測定に伴う誤差が存在すると考えられる。それについて、以下のように評価した。まず、 $\Delta P$  についてここでの定義は 1 番目と 10 番目のガス導入後の圧力  $P_1$ 、 $P_{10}$  を使って、

$$\Delta P = P_{10} - P_1 \quad (9.6)$$

となっている。そこで、 $i$  番目のパルスの流量を抜き出して、入れた順番や誤差を調べるため  $i$  番

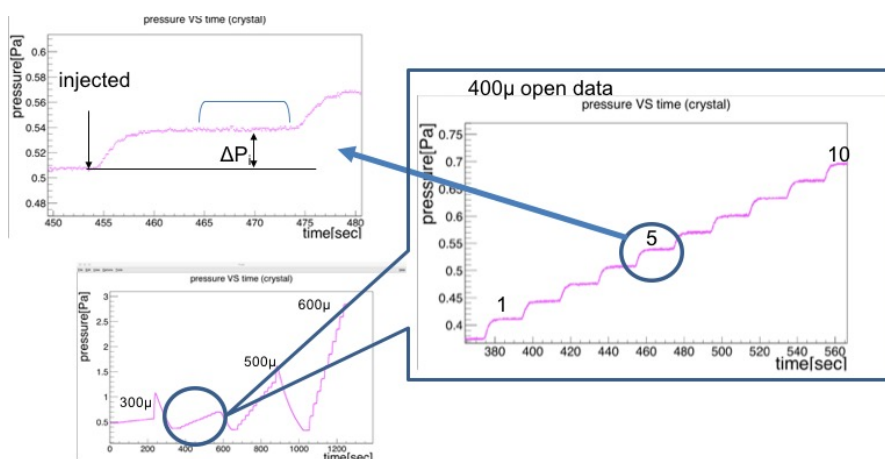


図 50 パルス流量測定時の圧力変化と差圧の求め方

目の差圧  $\Delta P_i$

$$\Delta P_i = P_{i+1} - P_i \quad (9.7)$$

を計算した。この時 10 秒間隔でガスを打ち込んでいるが、後半 5 秒に関して平均と標準偏差をとり  $P_i$  の値とその誤差  $\sigma_i$  として計算した。 $\Delta P_i$  の誤差  $\sigma_{\Delta P_i}$  については上式の定義より、導入前後で独立であると仮定して、

$$\sigma_{\Delta P_i, sys} = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{i+1}^2} \quad (9.8)$$

として算出した。それらの結果を図 51 に示す。さらに、導入前後の平均圧力の 15% を真空計の不定性由来の誤差  $\sigma_{P_i, unc.}$  として導入して差圧の誤差を正の相関があると考えてその大きさを 1 として

$$\sigma_{\Delta P_i, unc.} = \sqrt{\sigma_{P_i, unc.}^2 + \sigma_{P_{i+1}, unc.}^2 - 2\sigma_{P_i, unc.} \sigma_{P_{i+1}, unc.}} \quad (9.9)$$



### 9.3 実測された圧力パルス

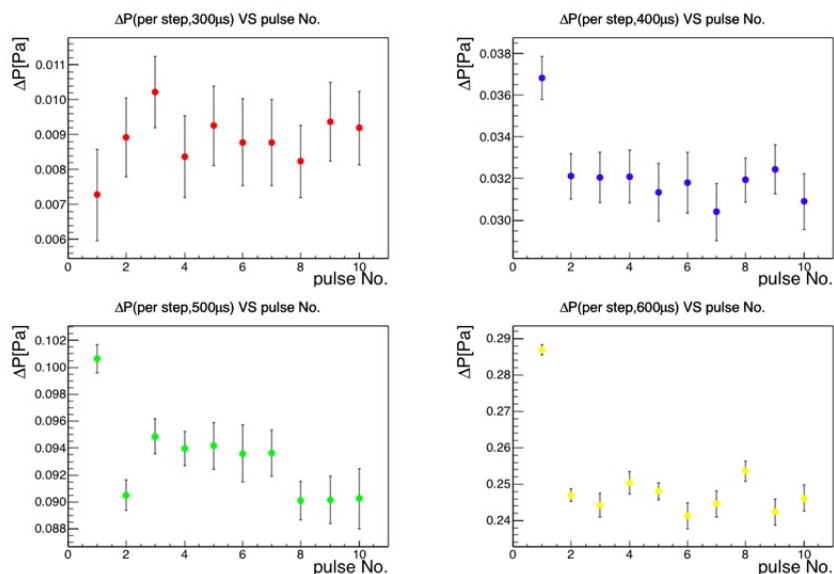


図 51 1 パルスごとの差圧と測定誤差

表 6 使用した排気速度の値

測定場所	実行排気速度 (COMSOL)[L/s]
far	133
near	193

として計算した。これらの誤差をまとめた  $\sigma_{\Delta P_i}$  を

$$\sigma_{\Delta P_i} = \sqrt{\sigma_{\Delta P_i,sys}^2 + \sigma_{\Delta P_i,unc.}^2} \quad (9.10)$$

とした。300  $\mu$ s と 600  $\mu$ s との結果を図 52 に示す。

### 9.3 実測された圧力パルス

10 回分のパルスを重ね合わせた結果を場所ごとに図 53、図 54、図 55 に示す。熱陰極電離真空計について、 $10^{-4}$  Pa を跨ぐたびにエミッション電流安定化のため 1 秒の待機時間があり、この間計測できない仕様となっていることがわかった。そのために計測結果がステップ状になっている。冷陰極電離真空計についてはパルス圧力と考えられる圧力が測定されたため、これについて解析を行った。

## 9.4 圧力パルスの解析

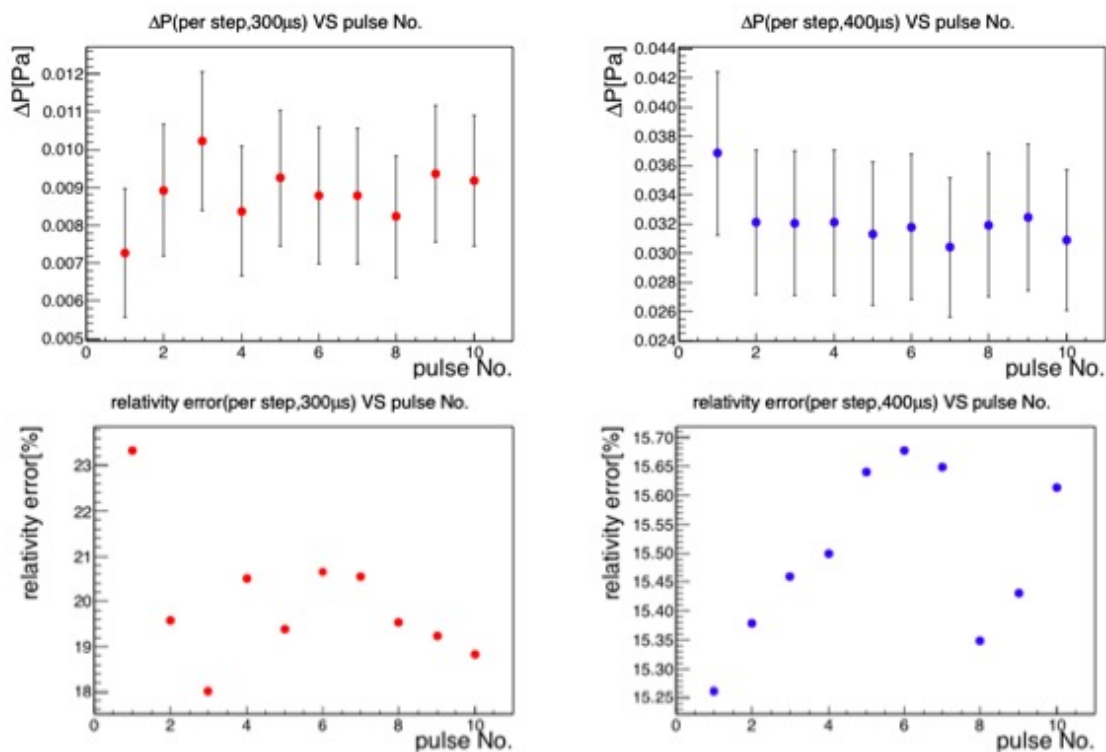


図 52 300 $\mu\text{s}$ (左) と 600 $\mu\text{s}$ (右) の各パルスによる圧力上昇と平均値に対する相対誤差の大きさ

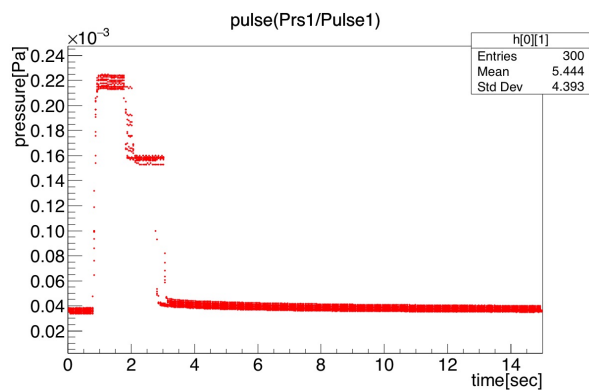


図 53 熱陰極電離真空計で観測された圧力パルス

## 9.4 圧力パルスの解析

まず、期待されるパルス圧力 (図 56) と比較したところ実測されたパルス (図 57) はピーク高さが約 1/500 で、元の圧力に戻るのに約 8 秒ほどかかっている。特に圧力の変化スピードが鈍くなっていることが分かった。これは真空計の応答によるものと考えられる。そこで、真空計の応答

## 9.5 供給バルブの変更

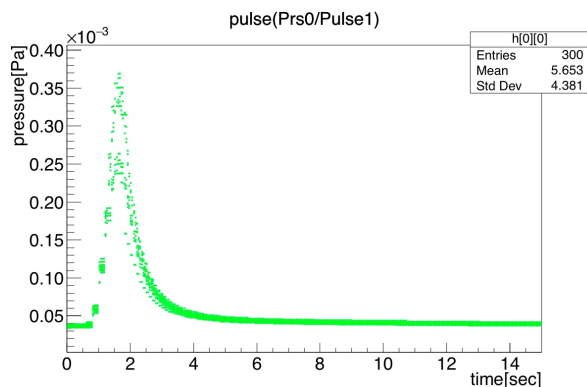


図 54 冷陰極電離真空計 (far) で観測された圧力パルス

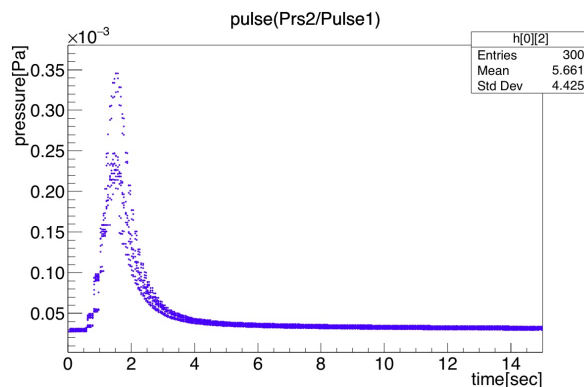


図 55 冷陰極電離真空計 (near) で観測された圧力パルス

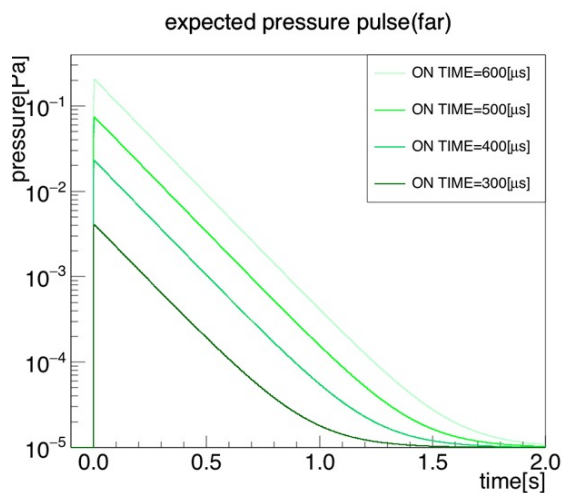


図 56 期待される圧力パルス

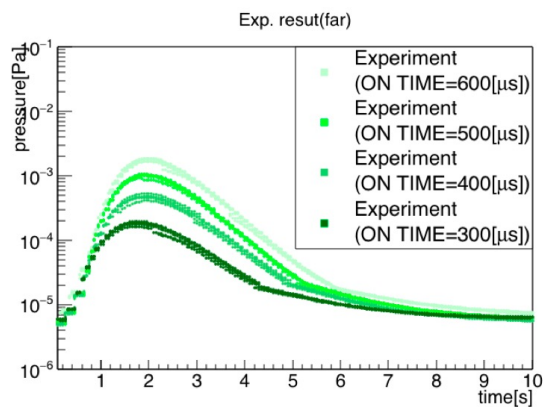


図 57 測定された圧力パルス

$G(t)$  を考慮して、期待される圧力  $P(t)$  との convolution

$$H(t) = \int P(t - \tau)G(\tau)d\tau \quad (9.11)$$

を計算して、フィットを行った。

その結果と測定結果を比較したもの図 58 を示す。応答関数には delayed Gaussian

$$G(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(t + t_{offset})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (9.12)$$

を使用した。現在までに測定結果を再現する応答関数は見つかっていない。

## 9.5 供給バルブの変更

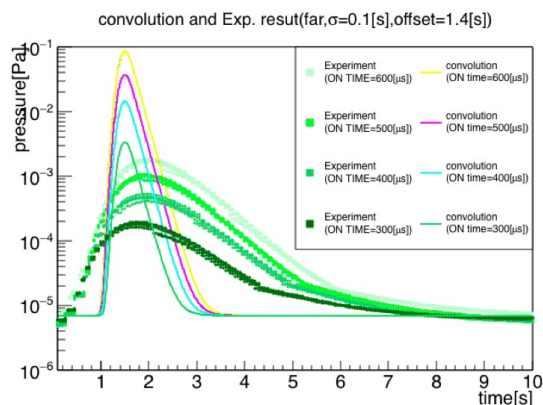
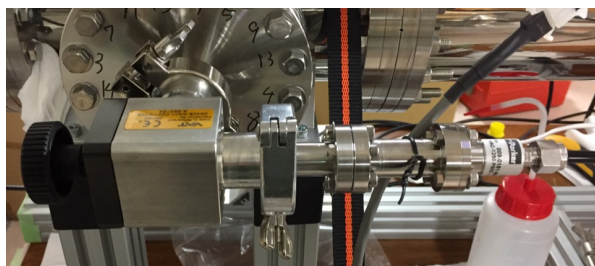
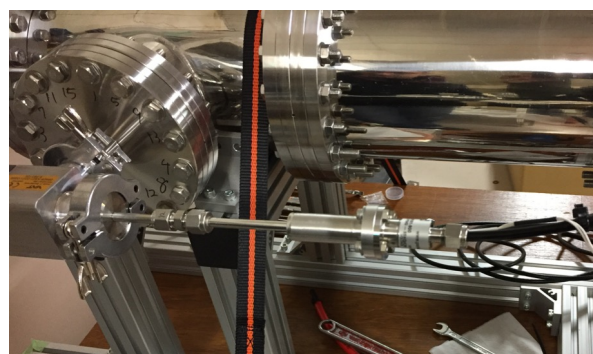


図 58 convolution 結果と実測パルス



(a) シンプルバルブ



(b) シンプルバルブ + コネクション

図 59 バルブを交換したガス供給部

## 9.5 供給バルブの変更

さらに供給部のバリアブルリークバルブを構造の単純なバルブ (以下シンプルバルブと呼称) や、間に細い管を通した時 (シンプルバルブ + コネクションと呼称) を導入した場合の圧力変化についても同様に測定した。この時にパルス圧力に変化が見られた。バリアリークバルブとの比較を示す。構造が簡単なシンプルバルブにすると圧力の波形が幅・ピーク共に減少していることがわかる。これにより、ガス導入部の形状によって圧力が変化することがわかった。ガスの流れの変化が起き、測定に影響を与えていると考えられるがガス導入部の圧力領域は粘性ないし遷移領域であり。その解析は非常に難しいと考えられる。そこで、特定のバルブにおける波形情報から、測定について何らかの情報を得られないか相関を見ることにした。

## 9.6 圧力パルスの相関

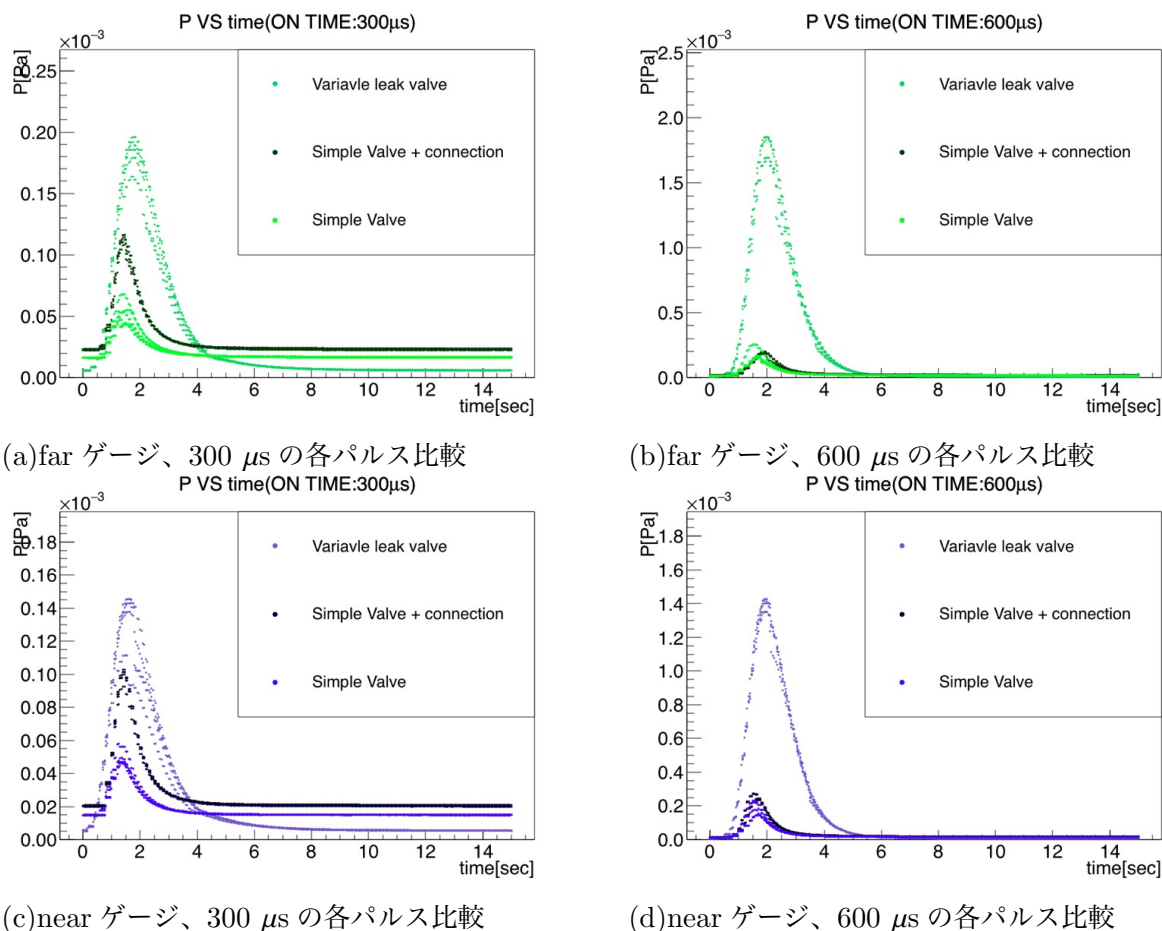


図 60 各パルスの比較

## 9.6 圧力パルスの相関

10 パルス分の平均パルスを作り、各パルスとの時間ごとの差を取って変動量とし、far と near ゲージの相関の有無を調べた。10 パルスの平均は各パルスデータを時間ごとに足し上げていきその個数で割って得た。その結果を図 61 に示す。この平均パルスを基準に各パルスとの差を書く時間ごとに取っていき、横軸に far、縦軸に near として相関プロットしたものを図 62、図 63 に示す。この時相対的な変動を使った。つまり

$$(\text{パルスの変動}) = \frac{(\text{各パルス}) - (\text{平均パルス})}{(\text{平均パルス})} \quad (9.13)$$

である。相関に使った部分が閾値のタイミングである 0.8 秒から 5 秒間のデータである。シンプルバルブの圧力パルスについてバリアークバルブと同様に平均パルスを作り、各圧力パルスの変動を計算して、分散図を作成した。その結果を図 64、図 65 に示す。far と near の相関は正の相関が期待されるが、負の相関が一部に見られた。また変動の大きさは最大で 60% ほどであった。チェンバー内を流れるガス流の変動が測定値に現れているのなら、正の相関が見えると考えられ

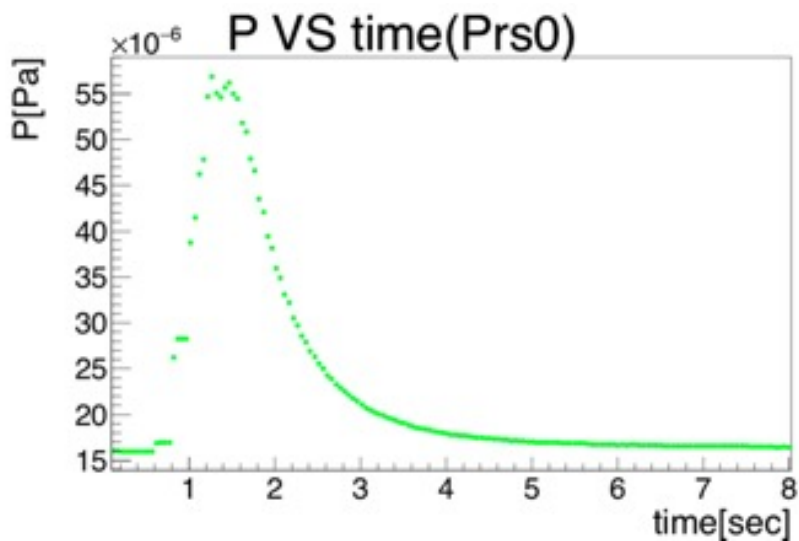


図 61 平均パルス

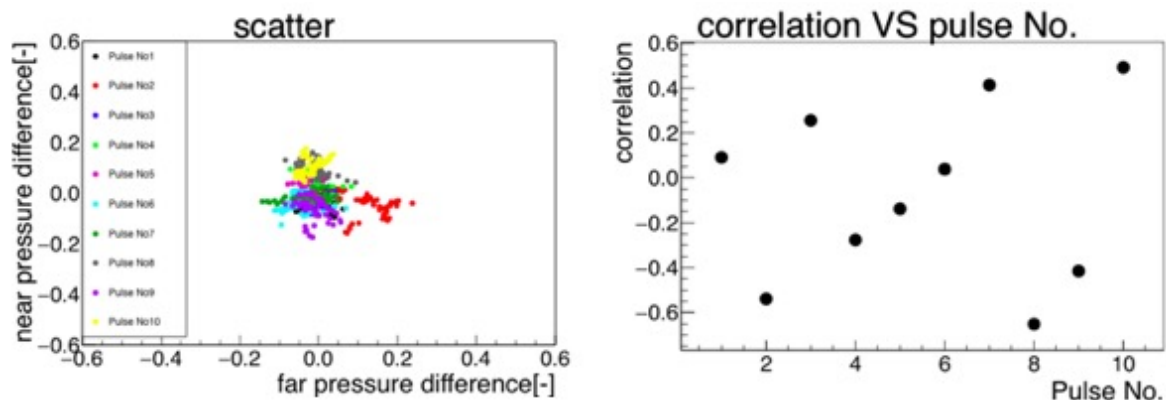


図 62 バリアブルリークバルブにおける 300 $\mu$ s の散布図とパルスごとの相関係数

る。また、 $10^{-5}$  Pa 台での観測されうる圧力変動は単位面積、単位時間あたりにやってくる分子数

$$\Gamma = \frac{1}{4}n\bar{v} = \frac{P\bar{v}}{k_B T} \quad (9.14)$$

および  $\bar{v} = 471$  m/s、 $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K、 $T = 293$  K を使うと、単位面積当たりの分子数の変動は  $10^{-5}\%$  以下であると考えられる。これらの結果から、パルスの変動は導入ガス由来とは考えにくい。そのため真空計自身の変動が大きいと考えられる。なぜ、シンプルバルブの 600 $\mu$ s の結果にのみ相関がはっきりと現れたのかについては調査中である。

9.6 圧カパルスの相関

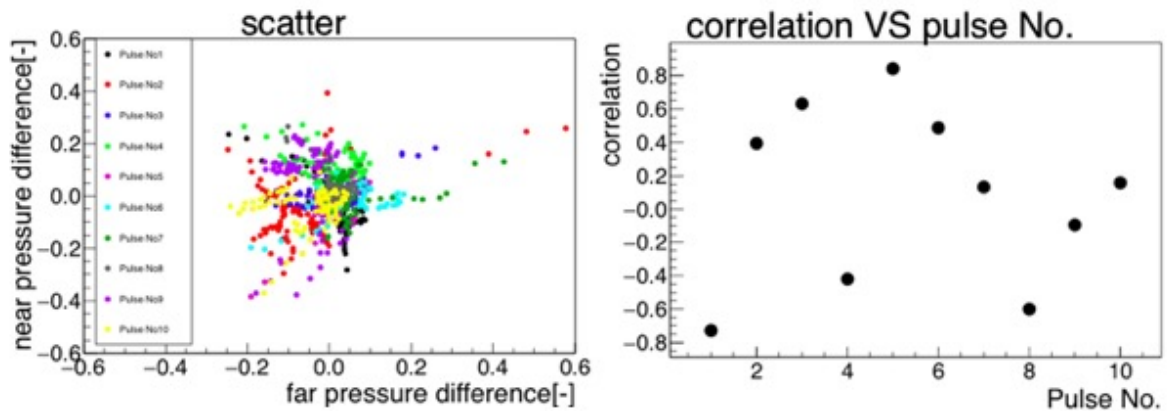


図 63 バリアブルリークバルブにおける  $600\mu\text{s}$  の散布図とパルスごとの相関係数

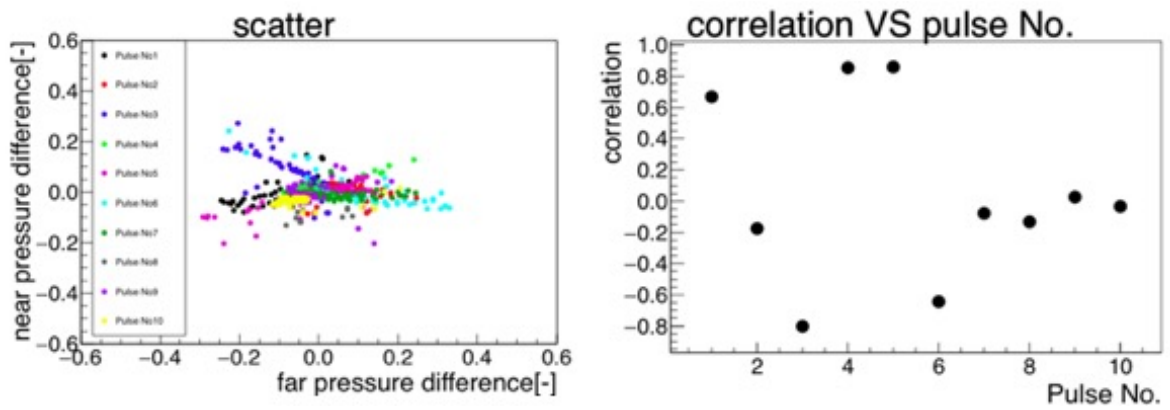


図 64 シンプルバルブでの  $300\mu\text{s}$  の散布図とパルスごとの相関係数

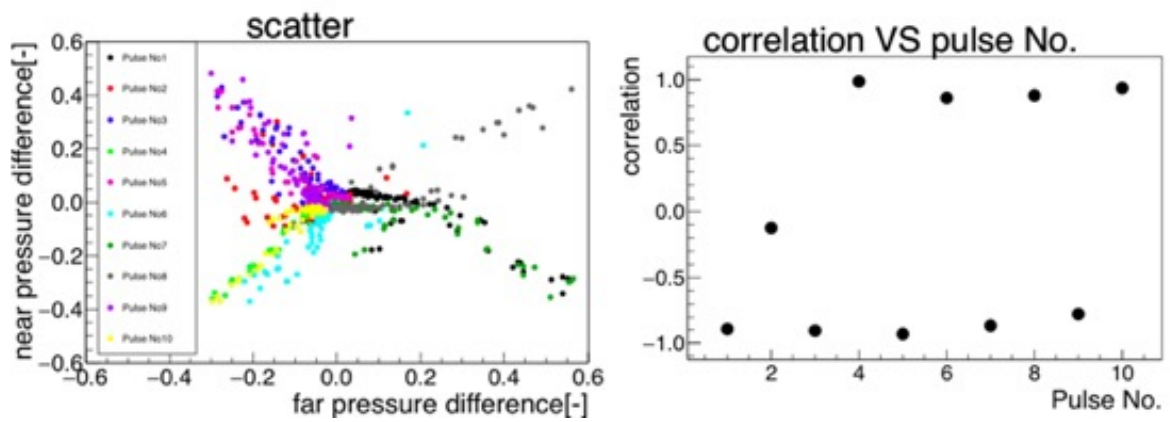


図 65 シンプルバルブでの  $600\mu\text{s}$  の散布図とパルスごとの相関係数

## 10 分子流下のシミュレーション

分子流の時間変化を追いかけるには排気方程式では不十分な場合がある。例えば真空系が細長い管形をしている場合、圧力が一様になる速度が排気時間のスケールに匹敵することがある。その時は、排気方程式に拡散項を加えて解かなければならない。

$$V \frac{dP}{dt} = -SP + VD \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + Q(x, t) \quad (10.1)$$

しかし、解析解を得られるのは限られた境界条件の時のみである。例えば、長さ  $L$  の管の中心でデルタ関数的なリーク  $Q = Q' \delta(x) \delta(t)$  があつた場合、リーク箇所を  $x=0$  として

$$P(x, t) \propto \frac{q' \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)}{\sqrt{2\pi Dt}} \quad (10.2)$$

という圧力分布になる。一例を図 66 に示す。そのため、複雑な形状や比較的短い形をしているテ

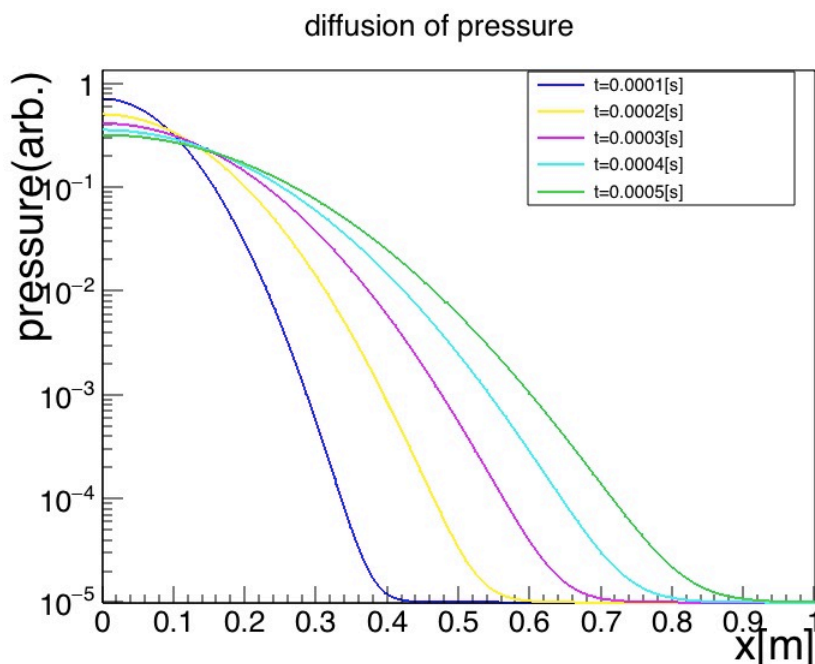


図 66 長い円形管の中央 ( $x=0$ ) においてデルタ関数的なリークが発生した場合の圧力分布

ストチェンバーにおける圧力分布の変化については Monte-Carlo 法によるシミュレーションによる予測を行った。

### 10.1 真空系における Monte-Carlo 法

真空系のシミュレーションとして使われる Monte-Carlo 法は理想気体分子を模した粒子が壁で反射する様子を確率的に取り扱って、真空気体の流れを計算する。壁での反射則は余弦則が使われ



る。壁の微小面積  $dS$  にやってきた粒子が壁面に垂直な軸から  $\theta$  の角度で飛び出すとき、飛び出す粒子の数は  $\cos \theta$  に比例する。この時どこから飛来したかには依存しない。この時の粒子の運動量変化から、壁面に与えた圧力を計算する仕組みになっている。余弦則 (図 67) は多くの真空材料で

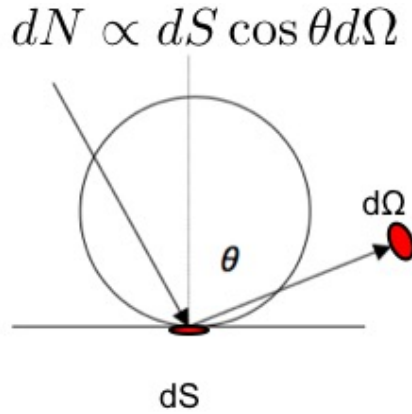


図 67 余弦則

成り立つと考えられており、これがないと真空容器内の圧力が一様にならないことから支持されている経験則である (図 68)。これに基づいて粒子の反射を計算する。また、粒子の壁面の滞在時

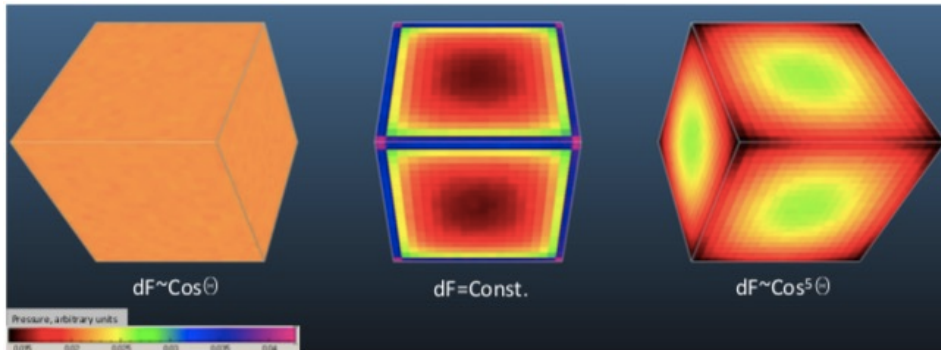


図 68 左から余弦則、一様、 $\cos^5$  の反射則で計算した時の圧力分布の例 (Molflow より)

間においては  $N_2$  とテストチェンバーの構成材料であるステンレスとの相互作用が小さいため十分に無視できると考えた。今回、欧州合同原子核研究機構 (CERN) が提供する真空シミュレーションソフト Molflow+ を使用して計算した。

## 10.2 シミュレーションモデル

テストチェンバーの 3D モデルを CAD を用いて作成した。寸法とシミュレーションモデルは図 69、図 70 の通りである。シミュレーションチェンバーは面で構成されており、面の物理状態 (ガス放出、反射、排気) を設定することができる。図のようにガス導入面、ガス排気面を設定して計

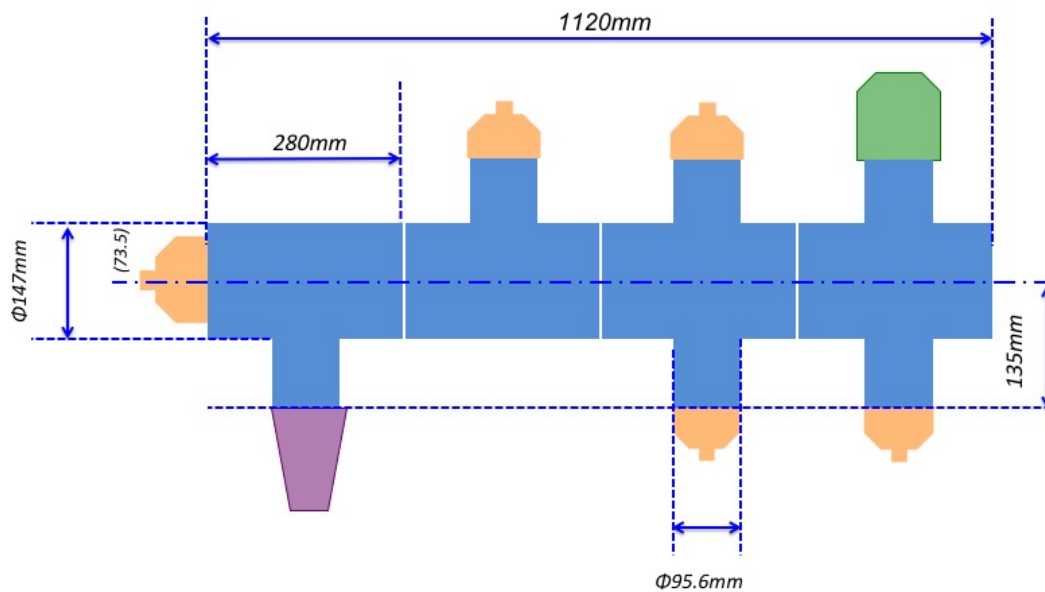
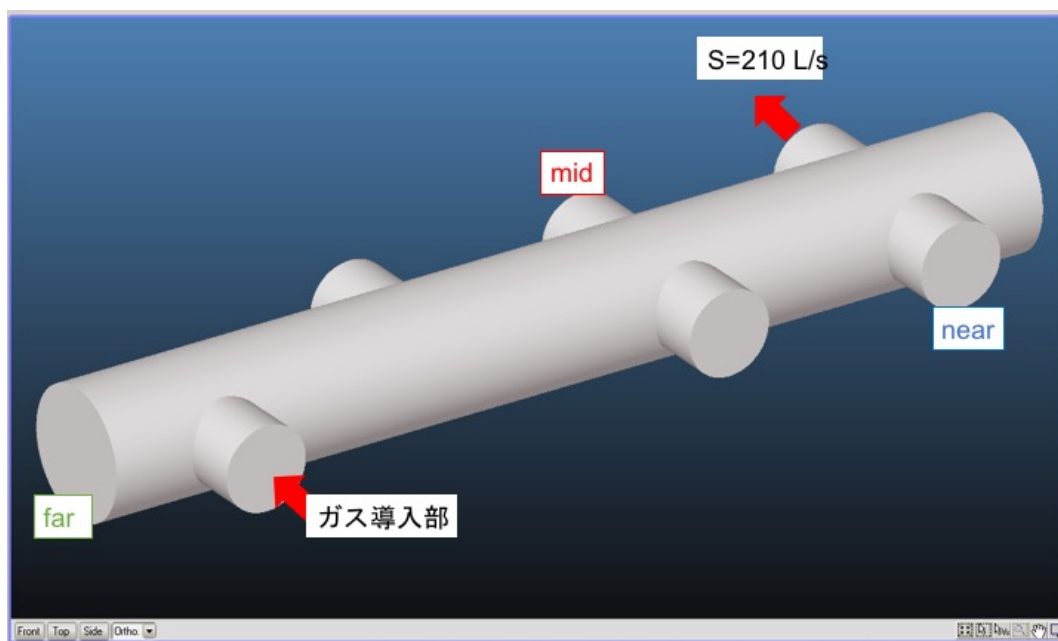


図 69 テストチャンバーの寸法



26

図 70 Molflow に取り込んだシミュレーションチャンバー

算を行った。ガス導入面からは実験での測定 (表 5) を参考にしてガスを導入した。排気面では使用しているターボ分子ポンプの排気速度 (210 L/s) を設定した。圧力の取得は真空計の位置に合わせて図の far、mid、near の位置で行った。

### 10.3 シミュレーション結果

シミュレーション結果と9章で使用したパルス圧力変化による予測との比較を各場所ごとに図71、図72、図73に示す。Molflowによる計算結果からはfarで予測よりも高い圧力ピークを示し

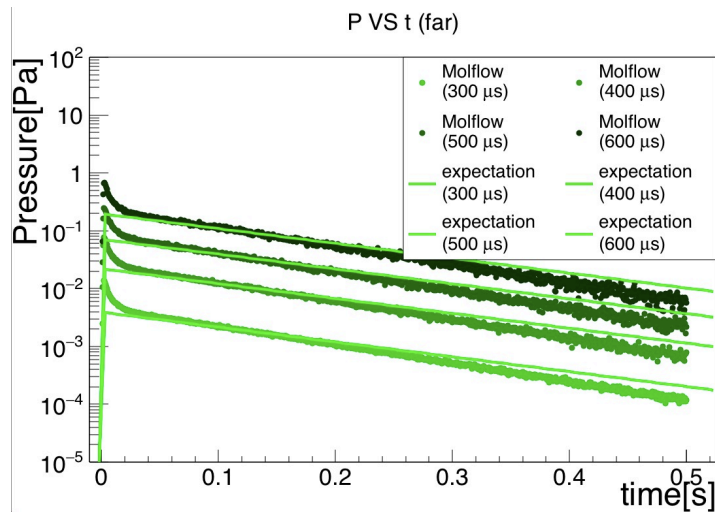


図71 farでのシミュレーション(点)と予測(線)

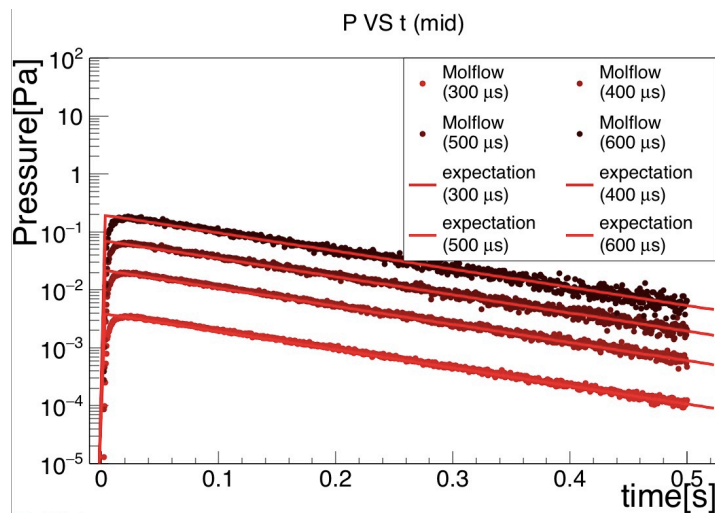


図72 midでのシミュレーション(点)と予測(線)

たが、排気速度に関してはシミュレーションではfarが若干早く、nearが遅く示された。midでは予測と圧力の減少速度がほぼ一致した。一方、予測線の排気速度を全てmidで得られた値で再度比較したところ、全ての場所での結果がピーク部分を除いて一致した(図74、図75)。このことから、Molflowではパルスで導入したガスがチェンバー内で一様に排気されていることが分かった。

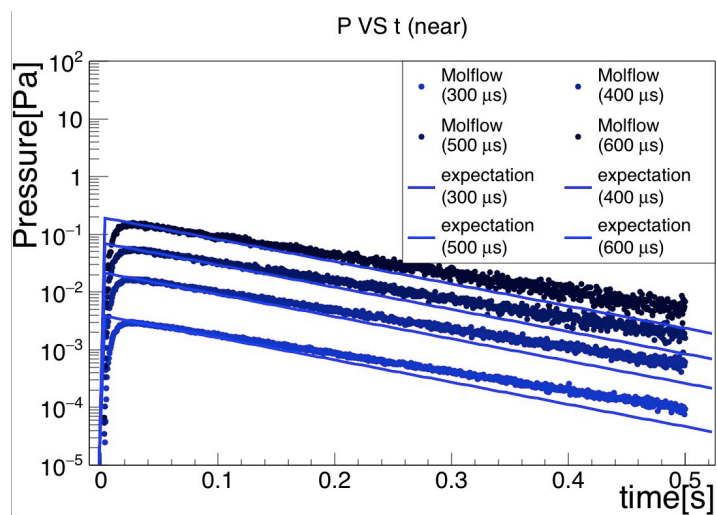


図 73 near でのシミュレーション (点) と予測 (線)

その理由については、ガスの拡散が早く、チェンバー全体が一つの体積空間としてみなせるためと考えられるが、詳しい内容は現在調査中である。

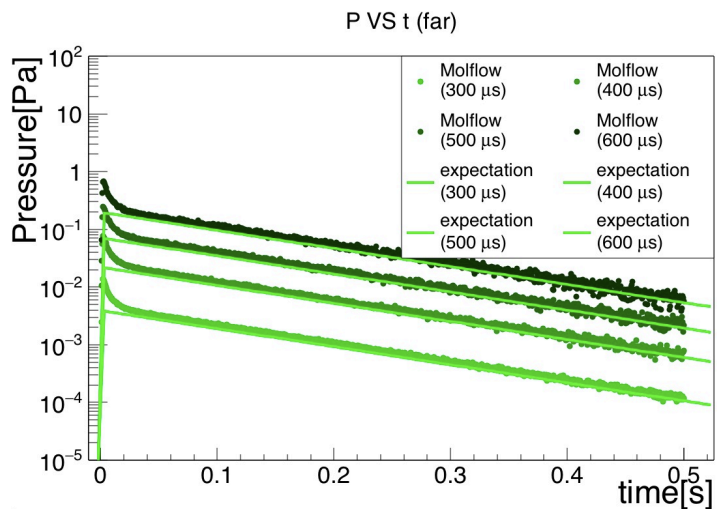


図 74 予測線 (S=157L/s) と far での Molflow の結果との比較

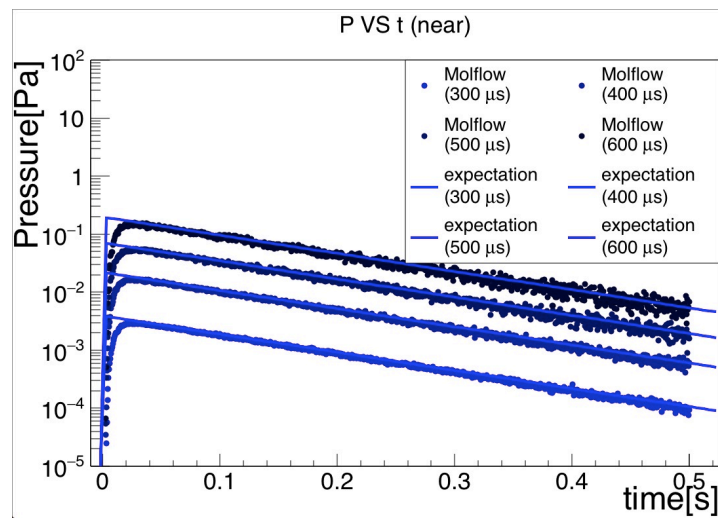


図 75 予測線 (S=157L/s) と near での Molflow の結果との比較

---

## 11 結論

長基線・加速器ニュートリノ振動実験 (T2K 実験) は 2010 年よりミューニュートリノ・反ミューニュートリノにおけるニュートリノ振動 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  および  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ) の測定を行っている。その目的はニュートリノにおける物質・反物質における CP 対称性の破れ ( $\delta_{CP}$ ) をニュートリノ振動で測定することにある。2018 年 5 月現在、ニュートリノ振動における  $\delta_{CP}$  が破れていることを  $2\sigma (=95\%)$  の信頼度で示している。将来、CP 対称性が破れていることを  $3\sigma (=99.7\%)$  の信頼度で測定するため、ニュートリノ振動事象の統計数向上に向けた様々な課題に取り組んでいる。その課題に陽子ビームの増強が挙げられており、高強度陽子ビームの安全運転のために低損失なビームモニターの開発が進められている。その一つとして、残留ガスからの蛍光を利用した Beam Induced Fluorescence (BIF) モニターの研究開発が進められている。

BIF モニターを T2K の陽子ビームラインに導入するにあたっては、現状の圧力 ( $10^{-5} \sim 10^{-6}$  Pa) では観測される光子数が不足するため、外部からガスを導入するシステムが必要となる。今回、上流部の真空の保護と観測光量の確保の両方を満たすために、ガスをパルス状に導入する圧力システムの構築を目指した。本論文ではテストチェンバーに設置されたパルスバルブを用いて、導入したガスの測定および解析を行った。まず、圧力の平衡状態に関する実験を行い、導入されるガスの実行排気速度を決定した。これとパルスの導入時のガス流量を用いて、テストチェンバー内の圧力変化を予測し、実際に測定された圧力変化と比較した。圧力パルスの実測と予測には大きな差が存在し、その差を理解するため、convolution による解析を行った。また、ガス導入部の変更に伴って、圧力パルスが変化することが判明した。そこで、波形情報から 2 点の測定位置から圧力変化の相関の有無について調査した。また、測定量 (パルス流量と測定圧力) に関する誤差評価も行ったところ、少なくとも 20~30% の誤差で測定されていることがわかった。Monte-Carlo 法を用いたテストチェンバー内の圧力の時間発展を計算したところ、圧力の減少速度に関しては概ね排気方程式からの予測と一致することが判明した。これらの結果からテストチェンバー内部の圧力が測定されていると考えられるものの、導入部のガスの流れや真空系の時間に関する応答性の理解が必要なことがわかった。

今後は実際のビームラインを模した長い系での圧力変化の実測のため、全長 3 m のテストチェンバーを使った圧力パルスの測定を行い、実際のビームラインでの圧力変化の参考にする実験を行う予定である。

---

## 謝辞

2年間の修士研究を充実したものにできたのも多くの人のご指導、ご協力があったからこそだからと考えています。本研究をまとめるに当たって、この機会をお借りしてお礼申し上げます。

指導教官である小汐先生には分野違いながらも多くの研究に関する相談に乗っていただきました。貴重な時間を割いていただいて相談していることを忘れたことは一度としてありませんでした。意義のある研究生活にさせていただいたこと感謝に絶えません。2年間のご指導ありがとうございました。

T2K グループの皆様とも共に時間を過ごした時間も大切なものでした。様々な人が集まる環境は自分の視野を広げるきっかけになりましたし、自分の研究を冷静に見つめてくれるよき仲間でもありました。特に坂下先生と Megan さんには直属の上司として実験の指導や研究の方向について相談、結果についての様々な議論を交わしていただき、自分の修士研究の大きな支えとなってくれました。忙しいビームスケジュールの合間にご指導いただきありがとうございました。

岡山大学の研究室の皆様には視野が狭くなりがちな自分にとって新しい視点や考え方をくれた頼もしい先輩や仲間でした。教授の作田誠先生、石野宏和先生に主に授業で物理の知識を教えてください、ありがとうございました。特別研究員の伊藤 慎太郎さんや D3 の徐 宸原さんと福田 大輔さん、D2 の萩原 開人さん、M2 の孝平 康史君、M1 の原田 将之君と蓬莱 明日君、研究生の馬 聞傑君、B4 の岡田 涼君と酒井 聖矢君、週一回のミーティングで顔を合わせるだけの場合もありましたが、それでも自分の知識を深めることができ貴重な時間で楽しかったです。本当にありがとうございました。

また、宇宙物理学研究室の皆さんも充実した研究生活を支えていただきました。特任教授の魚住 聖さん、准教授の Ali Ajimi さん、研究員の樹林 敦子さん、事務補佐の山本 理恵さん、技術補佐員の長綱 花世子さん、D3 の Mandeep Singh さん、喜田 洋介さん、D1 の小松 国幹さん、M2 の片岡 雄一郎君、田中 智之君、M1 の柳沢 雅人君、B4 の戸田 貴之君、中尾 友哉君、中嶋 大樹君、いつもは静かですが、大勢集まった時の盛り上がりには静かを好む自分でさえも盛り上がる魅力がありました。ありがとうございました。

最後に今まで支えてくれた家族に感謝の言葉を述べて締めくくらせていただきます。ありがとうございました。

## 参考文献

- [1] Wolfgang Pauli. Letter of 4 December to L.Meitner et al. <http://microboone-docdb.fnal.gov/cgi-bin/RetrieveFile?docid=953;filename=pauli> *Lett.*, Vol. 39, No. 5, p. 1, 1930.
- [2] H. W. Reines, F. and Cowan, C. L. and Harrison, F. B. and McGuire, A. D. and Kruse. Detection of the Free Antineutrino. 1960.
- [3] R G Sachs. OBSERVATION OF HIGH-ENERGY NEUTRINO REACTIONS AND THE EXISTENCE OF TWO KINDS OF NEUTRINOS. Vol. 9, No. 1, 1962.
- [4] K. Kodama, et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. Sect. B Nucl. Elem. Part. High-Energy Phys.*, Vol. 504, No. 3, pp. 218–224, dec 2001.
- [5] J. A. Bagger, et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance, 2006.
- [6] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 28, No. 5, pp. 870–880, nov 1962.
- [7] M. Tanabashi, et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, Vol. 98, No. 3, p. 30001, 2018.
- [8] S. H. Ahn, et al. Detection of accelerator-produced neutrinos at a distance of 250 km. *Phys. Lett. Sect. B Nucl. Elem. Part. High-Energy Phys.*, Vol. 511, No. 2-4, pp. 178–184, 2001.
- [9] K Abe, et al. Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam. Vol. 041801, No. July, pp. 1–8, 2011.
- [10] The NOvA Collaboration and D. Ayres. NOvA Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study Neutrino Oscillations in the Fermilab NuMI Beamline. *Wilson Source Resil. A J. Environ. Humanit.*, Vol. 2, No. 3, pp. 189–194, mar 2005.
- [11] K. Eguchi, et al. First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, No. 2, p. 6, 2003.
- [12] M Apollonio, et al. Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station. No. 2, 2003.
- [13] Brian Morton. Daya Bay. *Mar. Pollut. Bull.*, Vol. 22, No. 12, pp. 573–575, 1991.
- [14] Y. Fukuda, et al. Atmospheric  $\nu\mu$  ve ratio in the multi-GeV energy range. *Phys. Lett. B*, Vol. 335, No. 2, pp. 237–245, 1994.
- [15] Takaaki Kajita and Kamioka Observatory. Atmospheric neutrino results from Super-Kamiokande and Kamiokande – Evidence for  $\nu$ . pp. 1–10, 1998.
- [16] M. H. Ahn, et al. Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment. *Phys. Rev. D - Part. Fields, Gravit. Cosmol.*, Vol. 74, No. 7, pp. 1–39, 2006.
- [17] K Abe, et al. Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the



参考文献

---

T2K Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 121, No. 17, p. 171802, 2018.

---

## 付録 A 真空基礎概論

### A.1 真空の区分

一般に加速器等で使われる真空とは大気圧 (およそ  $10^5$  Pa) より低い圧力のことを指す。一般的な真空の区分を以下に示す。

表 7 真空の区分

真空の区分	圧力 [Pa]
低真空	$10^5 \sim 10^2$
中真空	$10^2 \sim 10^{-1}$
高真空	$10^{-1} \sim 10^{-5}$

温度一定の場合、圧力が低くなるにつれて、気体分子の自由平均行程が長くなる。加速器での真空ではチェンバーの大きさに匹敵するようになる。この状態では気体分子間の相互作用働かず、壁との相互作用のみなる。この様子を表したのがクヌーセン数  $K_n$  で、以下のように表される。

$$K_n = \frac{\lambda}{D} \simeq \frac{6.67 \times 10^{-3}}{PD[\text{Pa} \cdot \text{m}]}$$

$P$  は圧力。  $D$  は容器の代表長さで、円管の場合、直径に匹敵する。一般に  $K_n > 0.3$  で分子流的な、  $K_n < 0.01$  で粘性流的な振る舞いをする。中間領域 ( $0.01 < K_n < 0.3$ ) では遷移領域と呼ばれ、複雑な流れを示す。我々が今回対象とするのは主に分子流領域になる。

### A.2 分子流とコンダクタンス

分子流領域では分子間の相互作用はほとんどなく、平均自由行程がチェンバーほどの大きさとなる。そのため、壁との相互作用のみを考えてよく、壁との衝突の様子はよく余弦則が使われる。これは単位面積の壁に垂直な軸から角度  $\theta$  で飛び出す分子数  $N$  が  $N \propto \cos \theta$  となる経験則で、多くの真空容器 (材料) で成り立つ式である。これに基づいて、半径  $a$ 、長さ  $L$  の菅を流れる量は流量  $Q$  (単位は  $\text{Pa} \cdot \text{L}/\text{s}$ ) を用いて

$$Q = C\Delta P = \frac{2}{3}\pi\bar{v}\frac{a^3}{L}\Delta P$$

となる。ここで  $\Delta P$  は菅の両端の圧力差、 $\bar{v}$  は分子の熱平均速度 (窒素の場合、471m/s)、 $C(=\frac{2}{3}\pi\bar{v}\frac{a^3}{L})$  は菅のコンダクタンスである。真空で圧力は密度と同等と見なされるので、 $\Delta P$  は密度差による物質移動項とみなせる。一方コンダクタンスは密度差による物質移動のしやすさを表した係数だと考えられ、分子流の場合菅の半径と長さ、一般的に言えば形状にのみ依存することになる。

### A.3 排気速度とコンダクタンス

排気速度  $S$  のポンプを体積  $V$  のチェンバーにつないである時、チェンバーの圧力  $P$  は次の排気方程式に従う。

$$V \frac{dP}{dt} = -SP + Q$$

ここで  $S$  は単位が L/s の排気速度である。この時、ポンプがコンダクタンス  $C$  の管に繋がれている場合、実行排気速度  $S_{eff}$  は

$$S_{eff} = \frac{SC}{S+C}$$

とポンプの排気速度  $S$  とコンダクタンス  $C$  の並列和によって表される。

### A.4 壁面を叩く分子数

単位面積・時間あたり壁面を叩く分子数は圧力に比例する。気体分子の速度が Maxwell-Boltzmann 分布  $f(v)$  に従っている時、微小面積  $dS$  にやってくる分子数  $dN$  は

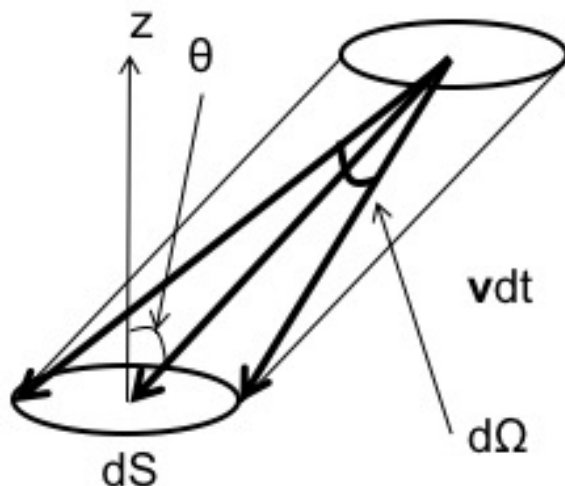


図 76 微小面積にやってくる分子の流れ

$$dN = n f(v) \frac{d\Omega}{4\pi} v \cos \theta dS dt$$

#### A.4 壁面を叩く分子数

---

と表せる。ここで  $n$  は分子密度、 $\Omega$  は立体角、 $\theta$  は壁に垂直な軸からの角度である。このうち立体角と分子の速度に関して積分を実行すると、

$$\begin{aligned}d\Gamma &= \int_{v,\Omega} n f(v) \left[ \frac{d\Omega}{4\pi} v \cos \theta \right] dS dt \\ &= \left[ \int_0^\infty n v f(v) dv \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos \theta \sin \theta}{2} d\theta \right] dS dt \\ &= \frac{n}{4} \bar{v} dS dt \\ \therefore \Gamma &= \frac{1}{4} n \bar{v} = \frac{\bar{v} P}{4 k_B T} = 3.12 \times 10^{18} [\text{個} / \text{cm}^2]\end{aligned}$$

となる。



---

自然科学研究科 数理物理学専攻 素粒子物理学研究室

学籍番号:41429218

氏名:中村 亜津志

電話番号:090-1463-8133/e-mail: a.nakamura@s.okayama-u.ac.jp

居室:コラボレーション棟 512 号室

---