

JAERI-M
93-064

粒子入射加熱装置用大容量クライオポンプの
液体ヘリウムによる冷却と
水素及びヘリウムの排気に関する研究

1993年3月

柴沼 清

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公開している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し込みください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1993

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 ニッセイエプロ株式会社

粒子入射加熱装置用大容量クライオポンプの液体ヘリウムによる
冷却と水素及びヘリウムの排気に関する研究

日本原子力研究所那珂研究所核融合工学部

柴沼 清

(1993年2月24日受理)

JT-60 粒子入射加熱装置 (NBI) の水素及びヘリウムガス排気用大容量クライオポンプを開発するための重要課題として、液体ヘリウムによるクライオポンプの安定な冷却と複雑構造体から構成された NBI 真空容器内におけるクライオポンプによる水素及びヘリウムガスの安定排気が挙げられる。すなわち、クライオポンプの冷却に関しては、①液体ヘリウム配管用多層断熱材の伝熱と②並列流路内における気液二相ヘリウムの流量分配、さらにクライオポンプによる水素及びヘリウムガスの排気に関しては、③クライオポンプによる水素及びヘリウムガスの排気時における三次元任意形状構造物内での圧力分布の各評価手法の確立が重要な研究課題である。このため、これらの課題の各々に対して、新たな解析手法を提案し、実験結果との比較を行うことによりその有効性を実証した。これらの解析手法を基に、複雑構造体である NBI 真空容器内で使用される水素及びヘリウムガス排気用大容量クライオポンプの設計手法を確立した。

Studies on Cooling by Liquid Helium in
a Large-scale Cryopump of the Neutral Beam Injector
and Its Pumping Performances of
Hydrogen Gas and Helium Gas

Kiyoshi SHIBANUMA

Department of Fusion Engineering Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received February 24, 1993)

To develop a large-scale cryopump for hydrogen gas and helium gas in the JT-60 neutral beam injector (NBI), it is necessary to solve two critical issues, i.e., one is stable cooling of the cryopump composed of six cryopanel by liquid helium, and the other is stable pumping of hydrogen gas and helium gas by the cryopump installed in the NBI vacuum chamber composed of complicated structures. That is, it is necessary to establish the following analytical methods: for cooling the cryopump, (1) heat transfer of a multi-layer insulation around the pipe for liquid helium supply, (2) flow distribution of two-phase helium in parallel channels, and for pumping hydrogen gas and helium gas by the cryopump, (3) pressure distribution in an arbitrary three-dimensional structure during pumping of hydrogen gas and helium gas by the cryopump. To solve the critical issues, newly-developed analytical methods are proposed, and shown to be valid by the comparison with experiment. Based on the analytical methods, the design method of the large-scale cryopump for hydrogen gas and helium gas in the NBI vacuum chamber composed of complicated structures was established.

Keywords: Cryopump, Neutral Beam Injector, Multi-layer Insulation,
Two-phase Helium, Monte Carlo Method, Pressure,
Pumping Speed.

目 次

1. 序 論	1
1.1 粒子入射加熱装置用大容量クライオポンプの必要性	1
1.2 クライオポンプの大容量化に伴う課題	3
1.2.1 JT-60NBI用クライオポンプの構造	3
1.2.2 大容量クライオポンプの課題	6
1.3 従来の研究と問題点	9
1.3.1 極低温用多層断熱材に関する従来の研究と問題点	9
1.3.2 気液二相ヘリウムの流動様式と並列流路内の流量分配に関する従来の研究 と問題点	11
1.3.3 三次元任意形状構造物内の任意位置における圧力評価に関する従来の研究 と問題点	12
1.3.4 クライオソーブションポンプによるヘリウムの排気に関する従来の研究と 問題点	13
1.4 研究目的	15
1.5 研究の概要	16
2. 液体ヘリウム配管用多層断熱材の断熱性能	19
2.1 はじめに	19
2.2 実 験	19
2.2.1 多層断熱材及び試験条件	19
2.2.2 実験装置及び実験方法	23
2.3 解 析	24
2.3.1 解析モデル	24
2.3.2 有効輻射率	27
2.3.3 物 性 値	30
2.3.4 解析手順	33
2.4 考 察	33
2.4.1 伝熱量に関する実験結果の検討	33
2.4.2 解析結果と実験結果の比較及び検討	35
2.5 ま と め	39
3. クライオポンプ内気液二相ヘリウムの自然循環方式による流動特性	41
3.1 はじめに	41
3.2 実 験	41
3.2.1 実験装置	42
3.2.2 ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流量様式の観察	43

3.2.3	ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流速測定	44
3.3	解析	46
3.3.1	解析モデル	46
3.3.2	解析手順	51
3.4	解析結果と実験結果の比較及び検討	53
3.4.1	ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流速に関する解析結果と実験結果の比較	53
3.4.2	JT-60 NBI 用クライオポンプ内気液二相ヘリウムの流動解析	56
3.4.3	自然循環方式による JT-60 NBI 用クライオポンプの冷却試験	58
3.5	まとめ	59
4.	クライオポンプによる NBI 真空容器内の水素排気特性	61
4.1	はじめに	61
4.2	解析方法	61
4.2.1	希薄ガスの流れに関する基礎理論	61
4.2.2	三次元形状のモデル化に関する基本的考え方	63
4.2.3	壁面の種類とその数学的表現	65
4.2.4	要素座標系から全体座標系への座標変換	70
4.2.5	粒子の衝突点の算出方法	73
4.2.6	壁面条件	74
4.2.7	圧力の算出方法	75
4.2.8	中性ビームの再電離損失	76
4.2.9	解析手順	77
4.3	JT-60 NBI 真空容器内圧力分布の解析と再電離損失の評価	78
4.3.1	解析モデル	78
4.3.2	解析結果と実験結果との比較及び検討	80
4.3.3	中性水素ビームの再電離損失の評価	82
4.4	まとめ	83
5.	SF ₆ ガス凝縮層を用いたクライオソープションポンプによる NBI 真空容器内のヘリウム排気特性	84
5.1	はじめに	84
5.2	SF ₆ ガス凝縮層のヘリウム排気特性	84
5.2.1	実験装置及び実験方法	84
5.2.2	実験結果	86
5.2.3	ヘリウムに対する SF ₆ ガス凝縮層の実効吸着係数の評価	91
5.3	JT-60 NBI 用クライオソープションポンプへの適用	94
5.3.1	クライオソープションポンプへの改造と運転法	94
5.3.2	SF ₆ ガス凝縮層の形成	96
5.4	モンテカルロ法による NBI 真空容器内の圧力分布の解析と再電離損失の評価	100

5.4.1	解析モデル	100
5.4.2	解析結果と実験結果との比較検討	102
5.4.3	中性ヘリウムビームの再電離損失の評価	104
5.5	まとめ	105
6.	結 論	108
6.1	多層断熱材による配管の断熱に関する研究成果	108
6.2	液体ヘリウムによるクライオポンプの冷却に関する研究成果	109
6.3	クライオポンプによる NBI 真空容器内での水素の排気に関する研究成果	111
6.4	SF ₆ ガス凝縮層を用いたクライオソーブションポンプによる NBI 真空容器内のヘリウムの排気に関する研究成果	112
6.5	今後の課題及び展望	114
	謝 辞	116
	参考文献	117

Contents

1. Introduction	1
1.1 Necessity of Large-scale Cryopump for NBI	1
1.2 Critical Issues of Large-scale Cryopump	3
1.2.1 Structure of Cryopump for JT-60 NBI	3
1.2.2 Critical Issues of Large-scale Cryopump	6
1.3 Previous Studies and Critical Issues	9
1.3.1 Previous Studies and Critical Issues on Multi-layer Insulation for Cryogenic Temperature	9
1.3.2 Previous Studies and Critical Issues on Flow Pattern and Flow Distribution in Parallel Channels of Two-phase Helium	11
1.3.3 Previous Studies and Critical Issues on Pressure Estimation at Arbitrary Positions in an Arbitrary Three-dimensional Structure	12
1.3.4 Previous Studies and Critical Issues on Evacuation of Helium Gas by Cryosorption Pump	13
1.4 Objectives of the Study	15
1.5 Outline of the Study	16
2. Thermal Insulation Performance of Multi-layer Insulation for Liquid Helium Pipe	19
2.1 Introduction	19
2.2 Experiments	19
2.2.1 Structures of Multi-layer Insulation and Experimental Conditions	19
2.2.2 Experimental Apparatus and Experimental Procedure	23
2.3 Analysis	24
2.3.1 Analytical Model	24
2.3.2 Effective Emissivities	27
2.3.3 Physical Properties	30
2.3.4 Analytical Procedure	33
2.4 Discussion	33
2.4.1 Experimental Results of Heat Transfer	33
2.4.2 Comparison between Analytical and Experimental Results	35

2.5	Summary	39
3.	Natural Circulation Characteristics of Two-phase Helium	
	Flow in Cryopump	41
3.1	Introduction	41
3.2	Experiments	41
3.2.1	Experimental Apparatus	42
3.2.2	Observation of Flow Pattern of Two-phase Helium in Glass Model	43
3.2.3	Measurement of Velocities of Two-phase Helium in Glass Model	44
3.3	Analysis	46
3.3.1	Analytical Model	46
3.3.2	Analytical Procedure	51
3.4	Comparison between Analytical and Experimental Results	53
3.4.1	Comparison between Analytical and Experimental Results in Velocities of Two-phase Helium Flow in Glass Model ..	53
3.4.2	Analysis of Two-phase Helium Flow in Cryopump for JT-60 NBI	56
3.4.3	Cooling Test of Cryopump for JT-60 NBI by Natural Circulation	58
3.5	Summary	59
4.	Pumping Characteristics of Hydrogen Gas in NBI Vacuum Chamber by Cryopump	61
4.1	Introduction	61
4.2	Analytical Method	61
4.2.1	Basic Theory of Rarefied Flow	61
4.2.2	Basic Approach on Geometrical Model of Three- dimensional Structure	63
4.2.3	Definition of Walls and Their Mathematical Expressions .	65
4.2.4	Coordinate Transformation from Elemental Coordinate System to Global Coordinate System	70
4.2.5	Calculation of Collision Points of Particles	73
4.2.6	Physical Conditions of Wall	74
4.2.7	Calculation of Pressure	75
4.2.8	Re-ionization Loss of Neutral Beam	76
4.2.9	Analytical Procedure	77

4.3	Analysis of Pressure Distribution and Estimation of Re-ionization Loss in JT-60 NBI Vacuum Chamber	78
4.3.1	Analytical Model	78
4.3.2	Comparison between Analytical and Experimental Results..	80
4.3.3	Estimation of Re-ionization Loss of Neutral Hydrogen Beam	82
4.4	Summary	83
5.	Pumping Characteristics of Helium Gas in NBI Vacuum Chamber by Cryosorption Pump with SF ₆ Gas Layers as Sorbent	84
5.1	Introduction	84
5.2	Helium Gas Pumping Characteristics of SF ₆ Gas Layers	84
5.2.1	Experimental Apparatus and Experimental Procedure	84
5.2.2	Experimental Results	86
5.2.3	Estimation of Adsorption Coefficient of SF ₆ Gas Layers to Helium Gas	91
5.3	Application to Cryosorption Pump for JT-60 NBI	94
5.3.1	Modification to Cryosorption Pump and Its Operation	94
5.3.2	Formation of SF ₆ Gas Layers on Cryopanel	96
5.4	Analysis of Pressure Distribution and Estimation of Re-ionization Loss in JT-60 NBI Vacuum Chamber	100
5.4.1	Analytical Model	100
5.4.2	Comparison between Analytical and Experimental Results .	102
5.4.3	Estimation of Re-ionization Loss of Neutral Helium Beam	104
5.5	Summary	105
6.	Conclusions	108
6.1	Results of Thermal Insulation of Multi-layer Insulation Around Pipe	108
6.2	Results of Cooling of Cryopump by Liquid Helium	109
6.3	Results of Hydrogen Gas Pumping by Cryopump in NBI Vacuum Chamber	111
6.4	Results of Helium Gas Pumping by Cryosorption Pump with SF ₆ Gas Layers in NBI Vacuum Chamber	112
6.5	Future Works and Perspectives	114
	Acknowledgements	116
	References	117

記 号 表

第1章

G	: 質量流速
L	: 蒸発潜熱
T	: 温度
λ	: Baker線図の無次元パラメータ
μ	: 粘性係数
ρ	: 密度
σ	: 表面張力
ϕ	: Baker線図の無次元のパラメータ

〔添字〕

B	: 沸点
g	: 気相
l	: 液相

第2章

C, C', C ₁ , C ₂	: 定数
D _i	: 断熱層直径
d	: スペースのネット外径
E _{i,1}	: i層とi+1層内における反射材間の交換係数
E _{i,2}	: i+1層スペースとi層反射材間の交換係数
E _{i,3}	: i+1層内反射材とスペース間の交換係数
F _{RS} , F _{RS'}	: 反射材からスペースへの形態係数
F _{RR}	: 反射材から反射材への形態係数
F _{SR}	: スペースから反射材への形態係数
F _{SS}	: スペースからスペースへの形態係数
i	: 層番号
K, K'	: 反射材とスペース間の熱通過率
L	: 配管長さ
l	: スペースのネット系間隔
N	: 断熱材層数
N/δ	: 層密度
N ₀	: 試行粒子数
N ₁	: 反射材i+1面から反射材i面に吸収された粒子数
N ₂	: 反射材i面からスペースi+1面に吸収された粒子数
N ₃	: 反射材i+1面からスペースi+1面に吸収された粒子数
Q	: 多層断熱材の伝熱量
Q _{R1,i}	: i層とi+1層内における反射材間の輻射による伝熱量
Q [*] _{R1,i}	: i層とi+1層内における反射材間の輻射による伝熱量割合
Q _{R2,i}	: i+1層スペースとi層反射材間の輻射による伝熱量

$Q^*_{R2,i}$: $i + 1$ 層スペーサと i 層反射材間の輻射による伝熱量割合
$Q_{R3,i}$: $i + 1$ 層反射材とスペーサ間の輻射による伝熱量
$Q_{C1,i}$: $i + 1$ 層スペーサと i 層反射材間の接触による伝熱量
$Q^*_{C1,i}$: $i + 1$ 層スペーサと i 層反射材間の接触による伝熱量割合
$Q_{C2,i}$: $i + 1$ 層反射材とスペーサ間の接触による伝熱量
T	: 温度
$T_{i,1}$: i 層反射材の温度
$T_{i,2}$: i 層スペーサの温度
δ	: 断熱層厚さ
$\varepsilon_{i,1}$: i 層反射材外側面の輻射率
$\varepsilon_{i,2}$: i 層反射材内側面の輻射率
$\varepsilon_{i,3}$: i 層スペーサの輻射率
$\frac{\varepsilon_{i,1}}{\varepsilon_{i,2}}$: i 層と $i + 1$ 層内における反射材間の有効輻射率
$\frac{\varepsilon_{i,2}}{\varepsilon_{i,3}}$: $i + 1$ 層スペーサと i 層反射材間の有効輻射率
$\frac{\varepsilon_{i,3}}{\varepsilon_N}$: $i + 1$ 層反射材とスペーサ間の有効輻射率
$\overline{\varepsilon_N}$: 多層断熱材最外層と真空容器内壁間の有効輻射率
λ	: 熱伝導率
σ	: ステファン・ボルツマン定数

[添 字]

i	: 層番号
N	: 断熱材最外層
O	: 低温配管
V	: 真空容器
S	: スペーサ

第 3 章

A	: 断面積
D	: 流路内径
G	: 質量流量
g	: 重力加速度
h	: 高さ
L	: 蒸発潜熱
l, l_{H1}, l_{H2}	: 流路長さ
m	: 分岐合流部における流量比
n	: ノード点
ΔP	: 圧力損失
Q	: 熱負荷
R	: ベント半径
Re	: レイノルズ数
S	: クライオパネルへの液体ヘリウム供給倍率
T	: 温度
v	: 流速
W	: 流量
X	: 分岐、合流部における断面積比
x	: 乾き度
α	: ボイド率

β	: ベントの損失係数を求めるための係数
ζ	: 損失係数
θ	: ベントの角度
λ	: 摩擦係数またはBaker線図の無次元パラメータ
μ	: 粘性係数
ρ	: 密度
σ	: 表面張力
ϕ	: Baker線図の無次元パラメータ

〔添字〕

B	: ベントによる圧力損失
C	: 急縮少による圧力損失
E	: 流路の終点
E X	: 急拡大による圧力損失
F	: 摩擦損失
g	: 気相
H	: 位置損失
I	: ルート番号
i	: 流路又はクライオパネル番号
j	: ノード番号
l	: 液相
M	: 加速損失
O	: 起点
P	: クライオパネル
T	: 分岐、合流部による圧力損失

第4章

A	: 座標変換後の二次曲面における X^2 の係数
A_b	: 吸収確率
$a, a^{(m)}, a^G$: 二次曲面における x^2 の係数
B	: 座標変換後の二次曲面における Y^2 の係数
$b, b^{(m)}, b^G$: 二次曲面における y^2 の係数
C	: 座標変換後の二次曲面における Z^2 の係数
$c, c^{(m)}, c^G$: 二次曲面における z^2 の係数
D	: 座標変換後の二次曲面における $Z X$ の係数
$d, d^{(m)}, d^G$: 二次曲面における $z x$ の係数
E	: 座標変換後の二次曲面における $X Y$ の係数
$e, e^{(m)}, e^G$: 二次曲面における $x y$ の係数
F	: 閉じた空間から成る真空領域または真空境界壁面
$F^{(m)}$: 真空領域内構造物 m の領域または真空領域内壁面
$\overline{F}, \overline{F^{(m)}}$: $F, F^{(m)}$ の否定を示す補集合
F^G	: 仮想面の境界条件
F'	: 座標変換後の二次曲面における $Y Z$ の係数
f	: 速度分布関数
$f', f^{(m)}, f^G$: 二次曲面における $y z$ の係数
G	: 仮想面
G'	: 座標変換後の二次曲面における X の係数

$g, g^{(m)}, g^G$: 二次曲面における x の係数
H	: 座標変換後の二次曲面における Y の係数
H^0, H_2^0, H_3^0	: 中性水素ビーム
H^+, H_2^+, H_3^+	: 水素イオンビーム
$h, h^{(m)}, h^G$: 二次曲面における y の係数
k	: ボルツマン定数
k'	: 粒子の飛距離
l	: 距離
l_1, l_2, l_3	: 方向余弦
m	: 真空領域内構造物 m
m'	: 分子質量
m_1, m_2, m_3	: 方向余弦
N	: 粒子数
n	: 分子密度
\mathbf{n}	: 壁面の法線ベクトル
n_1, n_2, n_3	: 方向余弦
O	: 座標変換後の二次曲面における Z の係数
$o, o^{(m)}, o^G$: 二次曲面における z の係数
P	: 座標変換後の二次曲面における定数
P_d	: 無散乱通過確率
P_r	: 余弦則に従う散乱通過確率
p	: 圧力
$p', p^{(m)}, p^G$: 二次曲面における定数
R	: ガスの線密度
R_m	: 鏡面反射確率
R_N	: 中性化セル内のガスの線密度
R_r	: 余弦則に従う散乱反射確率
S	: 面積
T	: ガス温度
t	: 時間
v	: 分子速度
\bar{v}	: 分子の平均速度
\mathbf{v}, \mathbf{v}'	: 粒子の方向を示す単位ベクトル
v_x, v_y, v_z	: 粒子の方向を示す単位ベクトルの成分
X, Y, Z	: 座標変換後の基準座標系
x, y, z	: 要素座標系
$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$: 水素イオンビームの組成比
$\alpha_1', \alpha_2', \alpha_3'$: 中性水素イオンビームの組成比
Γ	: 単位面積当りの平面に単位時間内に入射される分子数
η_{10}	: 中性化効率
η_{01}	: 再電離損失
θ	: 球極座標系の余緯角
ζ	: 分子速度
ξ_1, ξ_2	: 一様乱数
σ	: 衝突断面数
σ_{10}	: 中性化衝突断面積
σ_{01}	: 再電離衝突断面積
ϕ	: 球極座標系の方位角
\cap	: 積集合
\cup	: 和集合

〔添字〕

i	: 構造要素 i
j	: 構造要素 i 内の壁面 j
k	: 境界条件 k
N	: 中性化セル
o	: 基準点または基準仮想面

第5章

A_1	: クライオポンプのシェブロンバッフルの外側開口面積
A_2	: クライオポンプのシェブロンバッフルの内側開口面積
a	: 入射位置
l_1, l_2, l_3	: 距離
M	: ガスの分子量
P	: 入射確率
p_g	: 排気されるガスの圧力
p_s	: 吸着ガスの平衡圧力
P_{12}	: クライオポンプのシェブロンバッフルを通過し、 クライオパネルに到達する粒子の通過確率
P_{21}	: クライオポンプのシェブロンバッフルを内側から 外側へ通過する粒子の通過確率
P_E	: 1 個のヘリウム粒子がシェブロンバッフルを通過し、 SF_6 ガス凝縮層に排気される確率
Q	: 流量
Q_R	: クライオパネルに凝縮される SF_6 の割合
Q^T	: 凝縮量または吸着量
R	: ガス定数
S	: 排気速度
S_0	: 小型クライオソーブションポンプにおける 吸着係数 $\alpha = 1.0$ のときの排気速度
T_g	: ガス温度
T_s	: クライオパネル温度
α	: 吸着係数
α_E	: 実効吸着係数
α_s	: 吸着ガスの脱離の確率
η_{10}	: 中性化効率
η_{01}	: 再電離損失
$\theta, \theta_0, \theta_1, \theta_2$: 傾き
σ_{10}	: 中性化衝突断面積
σ_{01}	: 再電離衝突断面積

〔添字〕

He	: ヘリウム
i	: 番号
SF_6	: SF_6

1. 序 論

1. 1 粒子入射加熱装置用大容量クライオポンプの必要性

現在の原子力発電をも含めて化石燃料を用いたエネルギー源には必然的に寿命があり、人類にとってエネルギー源の長期的安定確保は極めて重要で緊急の課題である。長期的エネルギーを安定に確保する有力な手段として核融合が挙げられる。核融合の特徴を以下に示す⁽¹⁾。

- 1) 何億年も人類にエネルギーを供給できるほとんど無尽蔵のエネルギー源である。
- 2) 海水から燃料（重水素、及びトリチウムの原料となるリチウム）を採取することができるので、資源の遍在・輸送の問題がない。
- 3) CO₂を発生しないので地球の温暖化現象が回避できる。
- 4) 暴走の恐れがなく、安全性が高い。

このように、核融合は原理的に優れたエネルギー源である。しかし、重水素とトリチウムの核融合反応を制御するために必要となるプラズマ物理の解明は未だ十分ではなく、また核融合装置の各構成機器を設計するためのデータベースや設計手法も十分でないことから、現在、核融合の実現を目指して、物理及び工学の両面から総合的かつ長期的な研究開発が進められている。この研究開発における最重要課題の1つとしてプラズマ加熱装置の開発が挙げられる。すなわち、核融合では、外部からエネルギーを供給することなく核融合反応を維持できる自己点火条件を達成するために、核融合装置のプラズマ温度を数億度以上に上げるプラズマ加熱装置が必要不可欠となる⁽¹⁾。この加熱装置として、最も有望視されているものが高エネルギーの水素及びその同位体粒子をプラズマに入射し加熱する粒子入射加熱装置（Neutral Beam Injector、以下NBIという）である⁽²⁾。

NBIによるプラズマの加熱方法について、図1.1の原理図を用いて以下に述べる。まず、イオン源から水素イオンを引き出し、電場で加速する。しかし、この加速された水素イオンビームは、イオンのままでは核融合装置本体のプラズマ閉じ込め用磁場により曲げられプラズマ中に入射できない。このため、次に、水素イオンビームを中性化セル内で水素ガスと衝突させることにより電子を付着させ電氣的に中性な水素ビームとする。最終的に、この中性水素ビー

ムは直進しプラズマ中に入射される。中性化セル内で中性化されず、イオンのままの水素ビームは偏向磁石により曲げられた後にビームダンプに導かれ、ここに衝突して常温の水素ガスとなり、真空排気ポンプにより排気される。プラズマ中に入射された中性水素ビームはプラズマ粒子との衝突により再びイオン化し、磁場に閉じ込められた状態でプラズマ粒子にエネルギーを与えることによりプラズマを加熱する。

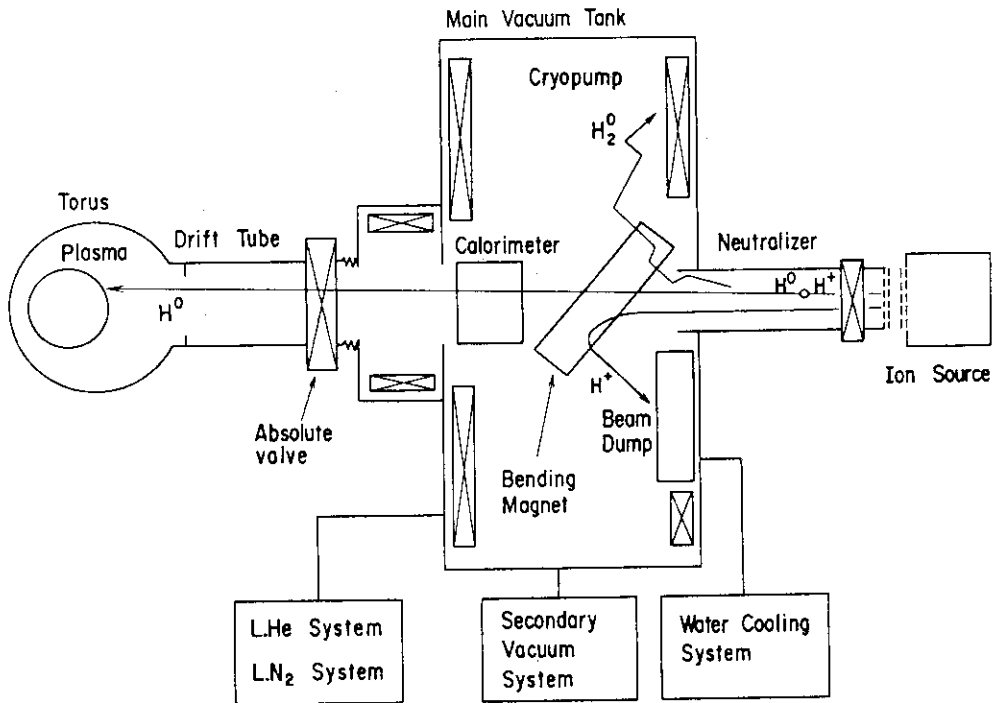


図 1. 1 NBIによるプラズマの加熱法の原理

核融合開発の長期計画における1ステップとして、高温プラズマを発生するのに必要な加熱入力とそのプラズマ中での核融合反応により発生する出力とが等しくなる臨界プラズマ条件を達成し、プラズマの物理的解明を行うために臨界プラズマ試験装置(JT-60)が計画され、JT-60のプラズマを加熱する主加熱装置としてNBIが採用された⁽²⁾。さらに、このNBIには、プラズマの加熱だけでなく、核融合反応時にプラズマ内に生成されるヘリウム灰の輸送・排気の模擬実験を行うために、プラズマ中心への中性ヘリウムビームの入射が要求されている^{(3)・(4)}。すなわち、JT-60におけるNBIの目的は以下の2つから成る。

- (1) JT-60のプラズマを加熱するために、ビームエネルギー75keVで出力20MWの中性水素ビームをプラズマ中心に入射する。
- (2) 核融合反応時に生成されるプラズマ中のヘリウムの輸送及び排気を模擬するために、ビー

ムエネルギー30 keVで出力400 kWの中性ヘリウムビームをプラズマ中心に入射する。JT-60 NBIにおいて、上述した2つの目的を達成するためには、NBI真空容器内の圧力を低く抑え、水素またはヘリウムの中性粒子ビームがNBI真空容器内の残留水素ガスまたはヘリウムガスと衝突し再びイオン化することによる損失（これを再電離損失という）を極力低減することにより、JT-60プラズマに入射する水素またはヘリウムの中性粒子ビームの入射効率を向上させることが必要条件となる。このため、イオン源より導入される水素ガスまたはヘリウムガス数 $\text{Pa m}^3/\text{s}$ を排気してNBI真空容器内を 10^{-3} Pa 台にし、再電離損失を5%以内に抑えることが必要となり⁽⁵⁾、水素ガスまたはヘリウムガスに対して、それぞれ $1000\text{ m}^3/\text{s}$ 、 $500\text{ m}^3/\text{s}$ 以上の大容量真空排気ポンプが要求された。これらの大容量の排気速度を達成する手段として、極低温に冷却した面（これをクライオパネルという）に排気しようとするガスを凝縮または吸着させることにより排気することのできるクライオポンプが候補として挙げられた。すなわち、水素ガスの排気には、液体ヘリウムにより約4 Kに冷却されたクライオパネルに直接水素ガスを凝縮させるクライオポンプを候補とし^{(6)・(7)・(8)}、約4 Kに冷却されたクライオパネルには凝縮できないヘリウムガスの排気には、クライオパネル上にヘリウムガスの吸着媒となる多孔質物質を設けたクライオソープションポンプを候補とした^{(9)・(10)・(11)}。

1.2 クライオポンプの大容量化に伴う課題

1.2.1 JT-60 NBI用クライオポンプの構造

JT-60 NBIで要求されているクライオポンプの排気速度は、従来のクライオポンプの排気速度に比べて約3桁大きく過去に例がない。また、このクライオポンプは、中性粒子ビームの通過する領域の水素ガスまたはヘリウムガスを効率良く排気するために、複数に分割されてNBI真空容器内に設置されている。このようにJT-60 NBI用クライオポンプは従来の小型で単純構造のクライオポンプと設計条件が大きく異なる。よって、ここでは、JT-60 NBI用大容量クライオポンプの設計・製作を行う上での問題点及び課題を明らかにするために、まずJT-60 NBI用クライオポンプの構造について以下に述べる。

(1) 水素排気用クライオポンプ

JT-60 NBIは、図1.2に示すように上ユニットと下ユニットが対となってJT-60本体回り7箇所に設置され、全体で14基から構成されている^{(6)・(7)}。1基分の水素排気用

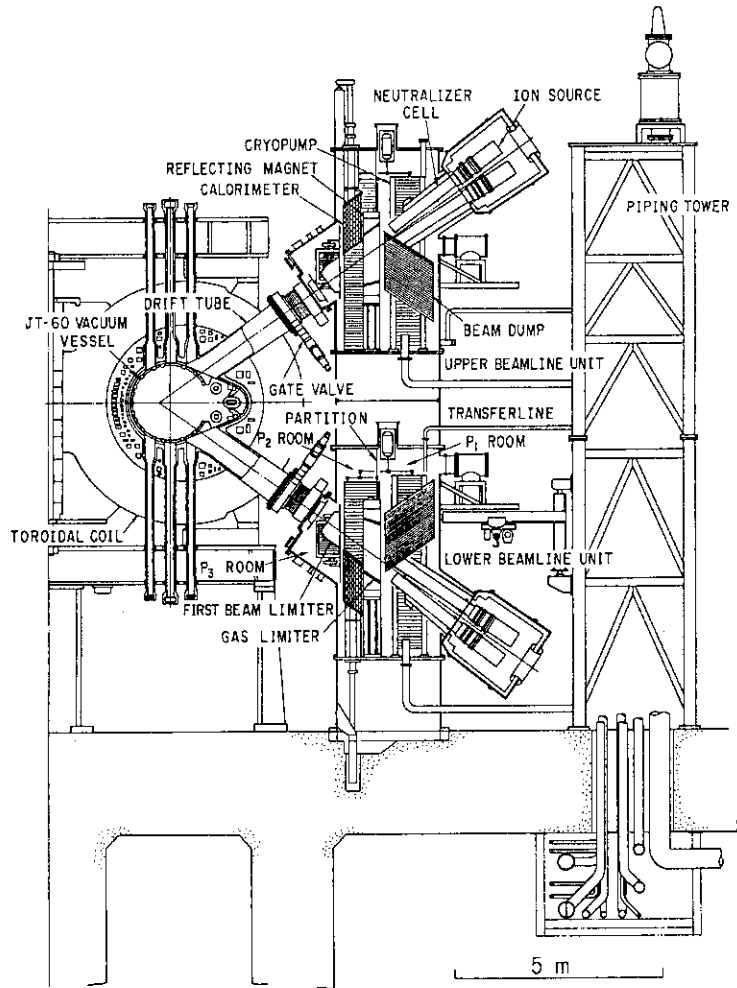


図 1. 2 JT-60用NBI

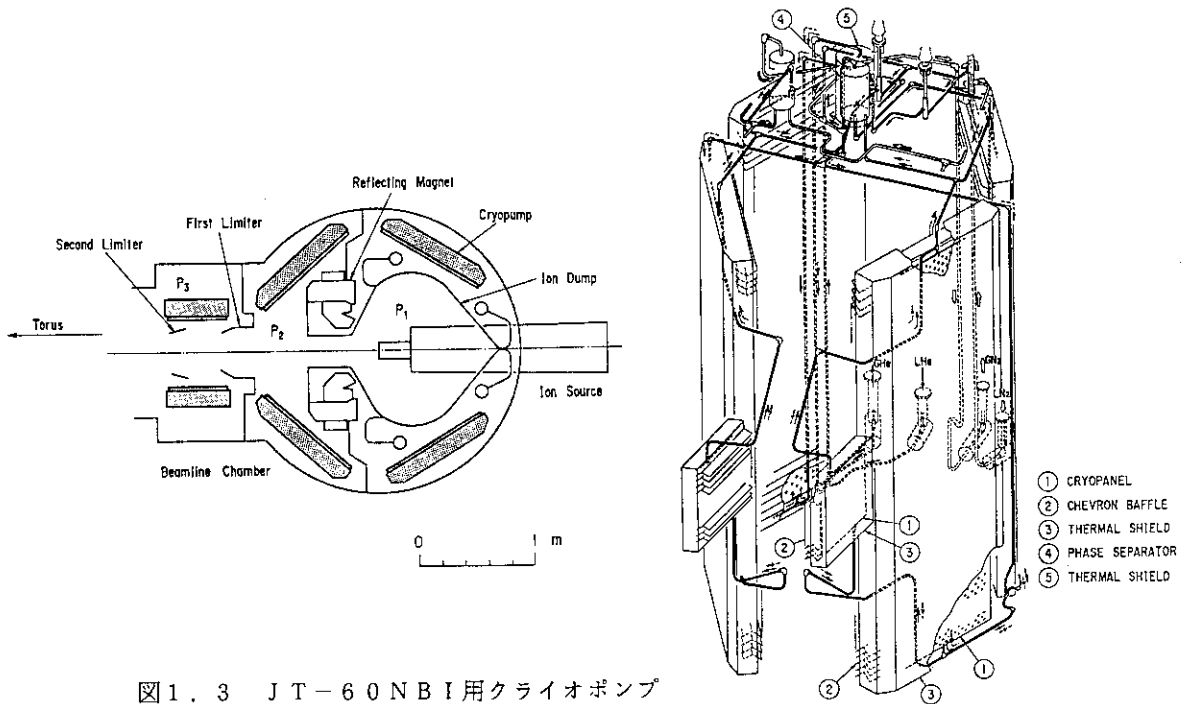


図 1. 3 JT-60 NBI用クライオポンプ

クライオポンプを図1. 3に示す。クライオポンプ1基当りの排気面となるクライオパネルの面積は 15 m^2 である。この大面積のクライオパネルをNBI真空容器の限られた空間内に収納するために、クライオポンプは、単純構造である従来のクライオポンプと異なり、大小2種類から成る6個のクライオポンプモジュールに分割された構造としている。すなわち、クライオポンプ1基は、4個の大型クライオポンプモジュール（クライオパネルの大きさ、幅 900 mm ×高さ 3900 mm ）と2個の小型クライオポンプモジュール（クライオパネルの大きさ、幅 530 mm ×高さ 890 mm ）で構成され、図1. 3に示すようにNBI真空容器の内壁に沿って設置されている。各モジュールは水素の排気面となるクライオパネル、クライオパネル前面に設置されたシェブロンパッフル及びクライオパネル背面と側面に設置された輻射熱シールド（以下、熱シールドという）から成る。クライオパネルは、板厚 1.2 mm のステンレス鋼板2枚を 4 mm の間隔で合わせたキルティング構造であり、この内部に液体ヘリウムが溜められることにより冷却される。図1. 4より、水素の排気速度はクライオパネル温度の影響を大きく受け、NBI真空容器内の圧力が 10^{-3} Pa 台でもほぼ最大の排気速度が得られるように、液体ヘリウムの圧力を大気圧から 0.58 atm 以下に減圧することにより、クライオパネル温度は 3.7 K 以下に冷却される⁽¹²⁾。シェブロンパッフルは水素を通過させるためにア

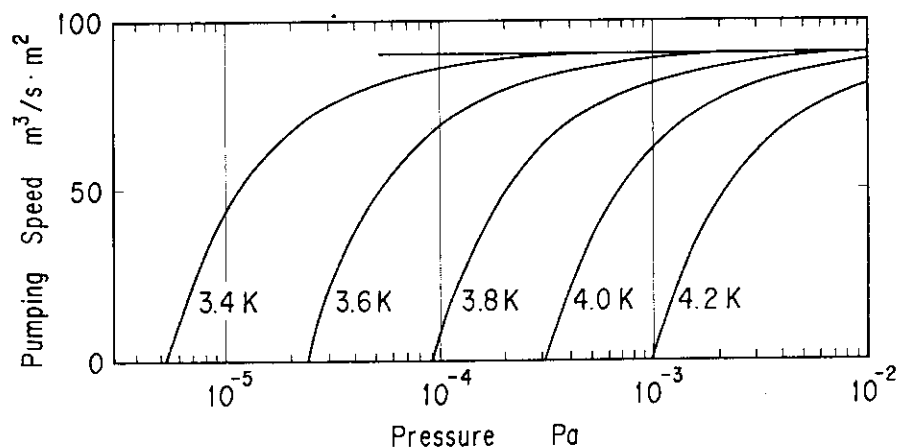


図1. 4 水素に対する排気速度のクライオパネル温度依存性

ルミニウム製山型構造材をすだれ状に 25 mm 間隔で並べたものであり、常温からの輻射を吸収してクライオパネルに入る熱負荷を減少させるため、表面は黒化処理され、 77 K の液体窒素で冷却される。熱シールドもアルミニウム製であり、液体窒素により冷却される。また、各モジュール内のクライオパネルへの液体ヘリウムの供給は各クライオパネルを接続する配管に

よって行われ、特に熱シールドの外側に設置されているクライオポンプ1基当たり約30mの液体ヘリウム用配管には、常温からの輻射による熱負荷を低減して各クライオパネルに安定に液体ヘリウムを供給するために多層断熱材が巻かれている⁽¹³⁾。

なお、NBI真空容器の全体の構造は、図1.3に示すように中性水素ビームの通過経路に沿って、仕切り板によりP₁、P₂、P₃室の3つの部屋に分割され、P₁、P₂室ではそれぞれ2個の大型クライオポンプモジュールにより、またP₃室では2個の小型クライオポンプモジュールにより差動排気が行われる。

(2)ヘリウム排気用クライオソープションポンプ

JT-60NBIで使用されるヘリウム排気用クライオソープションポンプは、5章で後述するヘリウムを吸着させるための吸着媒の形成に関わる部分以外は水素排気用クライオポンプそのものを使用することから、クライオソープションポンプの構造・配置、各構成機器の冷却法及び温度は全て水素排気用クライオポンプと同一である⁽¹⁰⁾。なお、クライオパネルに吸着媒を形成しない場合には、水素排気用クライオポンプとして使用される。

1.2.2 大容量クライオポンプの課題

JT-60NBIの2つの目的を達成するために水素及びヘリウム排気用クライオポンプに要求される条件は、水素またはヘリウムの中性粒子ビームの再電離損失が5%以下となる排気速度を達成することである。この条件を満足するために、前節で述べた構造から成る大容量クライオポンプの設計・製作を進める上での重要課題は、水素ガス及びヘリウムガスの排気面となる6枚のクライオパネルの液体ヘリウムによる安定な並列冷却と、複雑構造物であるNBI真空容器内におけるクライオポンプの水素ガス及びヘリウムガスに対する排気性能の2つに大別される。これらそれぞれについて具体的課題を以下に述べる。

(1)クライオポンプの冷却に関する課題

水素及びヘリウムの排気を行うクライオポンプそのものの開発の中で、最も重要で共通の課題は、配管により並列に接続された6枚のクライオパネルを液体ヘリウムにより3.7K以下の一定温度に安定に冷却することである。しかし、液体ヘリウムの物性は、表1.1に示すように一般の流体と大きく異なり、沸点が低だけでなく、蒸発潜熱、粘性、表面張力も非常に小さく、さらに気液の差が小さいのが特徴であり、気化しやすく極めて繊細で特殊な液体である⁽¹⁴⁾。このため、液体ヘリウムの気化を低減するための断熱及び液体ヘリウムの気化に伴う気液二相ヘリウムの流動様式がクライオポンプの冷却に関する設計を進める上で大きな問題と

なる。

表 1. 1 標準状態における低温液体の物性

Physical Properties \ Liquid	He	H ₂	Ne	N ₂	CH ₄	H ₂ O
Boiling Point T_B K	4.2	20.4	27.1	77.3	112	373
Latent Heat of Evaporation L J/g	20.5	452	88	200	510	2260
Viscosity Coefficient μ_l 10^{-7} Pa·s	32	124	1240	1650	980	2840
Surface Tension σ_l 10^{-3} J/m ³	0.093	1.91	4.8	8.8	14.0	58.8
Thermal Conductivity λ_l 10^{-3} W/m·K	27.2	119	113	140	193	682
Ratio of Viscosity Coefficient μ_l/μ_g	2.54	11.3	27.0	30.0	22.0	23.8
Ratio of Density ρ_l/ρ_g	7.41	5.32	127	175	232	1600

そこで、このように気化しやすく取扱いの難しい液体ヘリウムを使用して、複数で大面積のクライオパネルを全て 3. 7 K 以下の一定温度に安定に冷却するためには、まず、各クライオパネル間を接続する液体ヘリウム用配管への熱負荷を低減し、気相分の少ない良質の液体ヘリウムをクライオパネルに供給することが重要な課題となる。すなわち、クライオポンプの液体ヘリウム用配管の温度は約 4 K であり、このままでは常温からの輻射伝熱により配管を通過する液体ヘリウムのほとんどが気化する。液体ヘリウムによりクライオパネルを安定に冷却するためには、これらの配管に多層断熱材を巻き付け、配管内を流れる液体ヘリウムへの熱負荷を低減しなければならない。多層断熱配管はクライオポンプ 1 基当たり約 30 m であり、NB I 用クライオポンプ 14 基全体では 400 m 以上にも達する。この多層断熱配管の熱負荷はクライオポンプ全体の熱負荷の半分以上を占めることから、大型極低温機器であるクライオポンプを信頼性高く設計製作するためには、優れた断熱性能をもつ配管用多層断熱材を開発すると同時

に、多層断熱材の断熱性能を正確に評価することが必要となる。また、多層断熱配管により接続された並列流路内の各クライオパネルに供給される液体ヘリウムの量を評価するためにも、多層断熱材の断熱性能の正確な予測が要求される。

さらに、クライオポンプの所定の排気速度を得るためには、水素の排気面である6枚のクライオパネルに液体ヘリウムを十分に供給し、クライオパネル全てを3.7 K以下の一定温度に冷却することが必要条件となる。しかし、JT-60NBI用クライオポンプは、従来の小型クライオポンプに比べ単に大きいだけでなく、6枚のクライオパネルを接続する配管には分岐、合流、拡大、縮小、ベント等が存在することから複雑な並列流路構造を形成している。さらに、各クライオポンプに供給される液体ヘリウムは、ヘリウム冷凍機から長尺配管を介して送られてくることから、輸送途中の配管からの熱負荷によりその一部が気化し、気液二相ヘリウムとなる⁽⁸⁾。これにより、14基のクライオポンプについて、その設置位置により各クライオポンプに供給される気液二相ヘリウムの流量及び気液比は異なることが予想される。また、クライオポンプ内の液体ヘリウムもクライオポンプからの熱負荷によりさらにその一部が気化することから、各クライオパネルは気液二相ヘリウムにより冷却されることになる。これらの条件により、各クライオパネルに供給される液体ヘリウム量は複雑な並列流路内における気液二相ヘリウムの流動様式により大きく影響されることが予想される。そこで、各クライオパネルを液体ヘリウムで一定温度に冷却するためには、並列流路内の気液二相ヘリウムの流動様式を考慮して、各クライオパネルに液体ヘリウムを十分に供給することのできるクライオポンプへの液体ヘリウム供給方式を確立すると共に、各クライオパネルに供給される液体ヘリウムの供給量を正確に予測する必要がある。

(2) クライオポンプの排気に関する課題

クライオポンプ自体の開発は、上述したように複数のクライオパネル全てを3.7 K以下の一定温度に液体ヘリウムにより冷却することにより達成することができるが、このクライオポンプの実際上の性能はNBI真空容器内での排気性能を評価して初めて判断される。しかし、クライオポンプはNBI真空容器の内壁に沿って設置されていることから、中性水素ビームが通過する領域とクライオポンプの設置場所との間には、ビームダンプ、偏向磁石、仕切り板、ビームリミタ、中性化セル等の複雑な形状の各種の三次元構造物が存在する。このように、真空容器内部に複雑な構造物が設置されている場合には、イオン源からの水素ガス導入時に、真空容器内部で大きな圧力勾配が発生することが考えられる⁽⁶⁾。特に、中性化セル下流側において、中性水素ビームが常温水素ガスと衝突し、再電離することによる中性水素ビーム出力の低

下やこの再電離した水素ビームによる真空容器内構造物への熱負荷の増大等の問題が発生する。よって、真空排気系を含めたNBI加熱装置内機器の信頼性を向上させるためには、NBI真空容器内の中性水素ビーム通過領域の圧力を正確に予測し、中性水素ビームの再電離損失を算出することにより、クライオポンプのNBI真空容器内での排気性能を評価する必要がある。

また、ヘリウム排気用クライオソープションポンプに要求される条件は、水素の場合と同様に中性ヘリウムビームの再電離損失を5%以下とする排気速度を得ることである。ヘリウム排気用クライオソープションポンプの構造として、ヘリウム排気用吸着媒の形成に関わる部分以外は水素排気用クライオポンプをそのまま使用することを前提条件として、ヘリウム排気用大容量クライオソープションポンプを設計・製作することが要求されている。さらに、ヘリウムを排気しない場合には、従来の水素排気用クライオポンプとして使用できることも要求されている。このため、ヘリウム排気用クライオソープションポンプを開発する上で、上述した水素排気用クライオポンプとの共通の課題以外に、まずヘリウム排気用吸着媒の選定及び選定された吸着媒のヘリウム排気特性に関する正確な評価が重要な課題となる。次にこのヘリウム排気用吸着媒をJT-60NBI用クライオソープションポンプに適用した場合のNBI真空容器内でのクライオソープションポンプの排気性能に関する評価が必要となる。

次節では、以上に述べたクライオポンプの冷却と排気に関する具体的課題、すなわち、①極低温用多層断熱材の断熱性能評価、②気液二相ヘリウムの流動様式と並列流路内の流量分配評価、③三次元任意形状構造物内の圧力評価、④クライオソープションポンプによるヘリウム排気特性評価の4項目について、それぞれ従来の研究を考察し問題点を明らかにすることにより、本論文の研究目的を明確にする。

1.3 従来の研究と問題点

1.3.1 極低温用多層断熱材に関する従来の研究と問題点

多層断熱材は、輻射伝熱を極力抑えるための輻射率の小さい反射材と反射材同士の直接的な接触を避け熱の短絡を防止するためのスペーサから構成され、多層断熱材はこれら1組を1層として配管等の回りに複数層巻きつけることにより、高温物体から低温物体に伝わる輻射伝熱量を低減するものである⁽¹⁵⁾。

従来の配管用多層断熱材としては、一定幅の反射材とスペーサを重ねて1層から成るテープ状断熱層を形成し、これを配管回りに1層ずつ螺旋状に巻き付けるテープ型断熱材と、反射材

とスペーサをずれることなく例えば10層一体として重ね合わせ、配管回りに10層を1度に巻き付ける一体型多層断熱材の2種類が挙げられる。前者の場合、各断熱層が配管回りにきちんと同心円状に巻かれるために、内側の低温層と外側の高温層との接触等による断熱性能の低下が少ないと考えられる一方、巻きつけ作業に多大な時間と労力を必要とする欠点がある。また、後者の場合、10層一体であることから巻きつけ作業は容易であるが、その反面、一体構造として巻かれるために、各断熱層は1層毎に閉じない構造となり、配管円周方向に対して断熱材の巻き始めと巻き終わり部で10層一体のままの端部が存在する。この端部において、低温層と高温層との接触による伝熱及び低温層と高温層とが直面することによる輻射伝熱が行われ、これらの熱侵入により、断熱性能はあまり期待できないことが指摘されている⁽¹⁵⁾。

また、多層断熱材の伝熱解析に関しては、従来多くの研究がなされている⁽¹⁶⁾、⁽¹⁷⁾、⁽¹⁸⁾。しかし、これらの多層断熱材の伝熱解析の場合、多層断熱材を構成する反射材間のスペーサとして最も一般的に使用されているネット状スペーサは高輻射率の高分子材料を使用しているにもかかわらず、光学的に非常に薄いものとして輻射伝熱の解析対象から除外されていた。これに対して、Sahoらはスペーサとしてポリエステルネットを反射材に取り付けた状態で77 Kにおける輻射率を測定した結果、その値は反射材のみの輻射率に比べ約3.5倍も高いことを示した⁽¹⁹⁾。これにより、Sahoらは、多層断熱材の伝熱解析ではスペーサの存在が輻射伝熱に大きな影響を与え、スペーサからの輻射伝熱を考慮していない従来の解析手法では過小評価になることを指摘し、実験的に求めたスペーサ付き反射材の輻射率を用いて多層断熱材の解析を行った。しかし、このSahoらの解析は、反射材に単にスペーサの輻射物性値を重複させただけの実質的にスペーサのない反射材間みの伝熱解析であり、また、各反射材及びスペーサの輻射率が温度4 Kから300 Kの間で大きく変化するにもかかわらず、これらの温度依存性は無視されていた。また、これとは反対に、Cunnington⁽¹⁶⁾や稲井⁽¹⁷⁾らは反射材の温度依存性を考慮して解析を行っているが、スペーサは光学的に薄いものとしてスペーサからの輻射伝熱は無視されていた。以上の多層断熱材の伝熱解析に関する従来の研究では、多層断熱材の伝熱機構にとって重要となる反射材間に挿入されているスペーサによる輻射伝熱、反射材とスペーサの輻射率及び反射材とスペーサ間の熱通過率の温度依存性が同時に考慮されていない。このため、従来の研究では、多層断熱材の伝熱機構が十分にモデル化されておらず、多層断熱材の断熱性能を正確に予測することは不可能となる。

1.3.2 気液二相ヘリウムの流動様式と並列流路内の流量分配に関する従来の研究と
問題点

クライオポンプの排気特性は、図1.4に示すように、その排気面となるクライオパネルの温度により大きな影響を受けることから、クライオポンプによる水素の安定な排気を行うためには、6枚のクライオパネルに液体ヘリウムを十分に供給し、一定温度に冷却することが必須となる。液体ヘリウムは、表1.1に示したように約4 Kと温度が非常に低く、また、蒸発潜熱も20 J/gと非常に小さく、常温物体からの入熱により容易に気化しやすいことから、液体ヘリウムは気液二相の状態でもクライオパネルに供給される。しかし、気液二相ヘリウムの流動に関する実験は、液体ヘリウムの不要な蒸発を低減するために、通常、 10^{-3} Pa以下の高真空下で、かつ液体窒素温度(77 K)に冷却された熱シールド内で行われる。この理由により、気液二相ヘリウムの流動様式を総合的に評価した研究はなく、限定された条件の下ではあるが、原口ら⁽²⁰⁾やHaruyama⁽²¹⁾によって気液二相ヘリウムの流動様式に関する研究が行われた。原口らは、水平配管内の気液二相ヘリウムの流動様式を観察し、その結果をBaker線図に適用することにより流動様式の整理を行った。原口らの実験結果は、図1.5のBaker線図内に示すように十分とはいえないが、気液二相ヘリウムの流動様式は一般の流体とはかなり異なり、

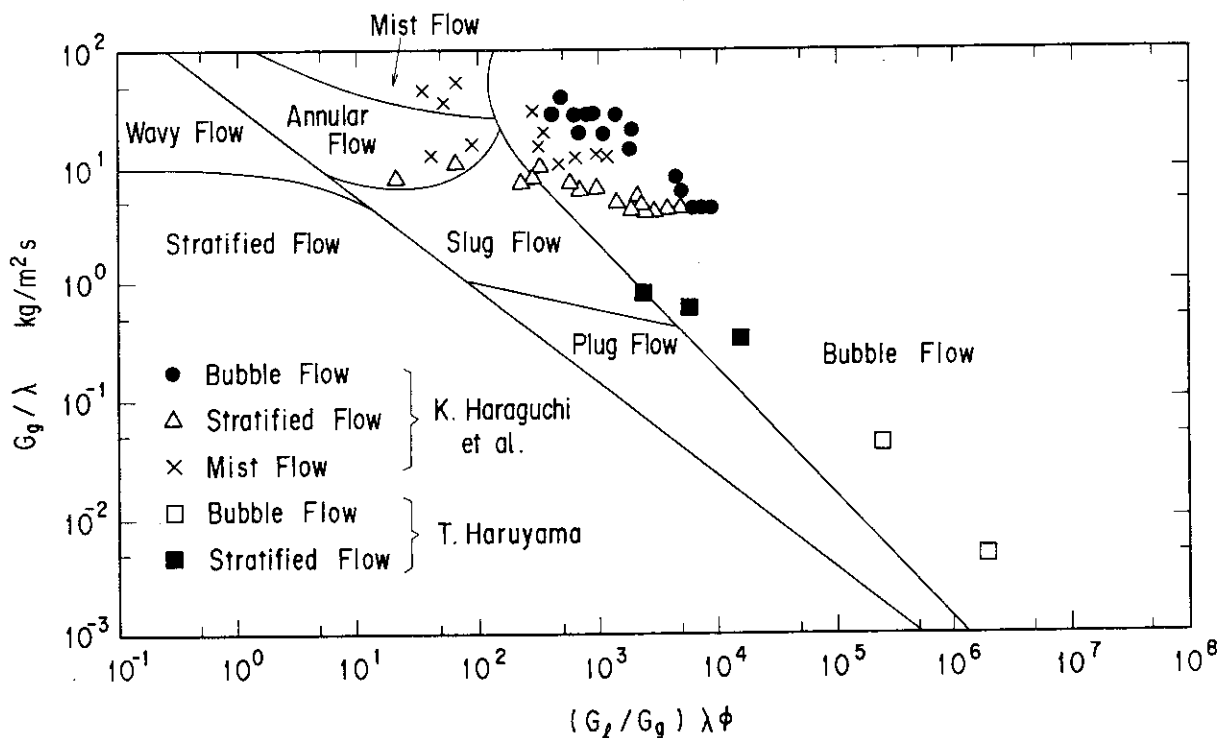


図1.5 Baker線図における気液二相ヘリウムの流動様式

大きな気泡の存在するスラグ流やプラグ流が存在しないこと及び気泡流と成層流の境界が気泡流側にシフトしていることを示した。また、Haruyamaは、質量流量一定の試験条件下で垂直配管内の気液二相ヘリウムの流動様式と乾き度との関係づけを行った。このHaruyamaの実験結果をより一般的に評価するために、Baker線図に適用し図1.5の原口らの結果に併記した結果、Haruyamaが求めた成層流領域の結果は、原口らの結果と同様にBaker線図の成層流の境界から気泡流側にシフトしていることを示した。しかし、原口ら及びHaruyamaの実験結果だけでは、特に成層流と気泡流との境界を明確に区別することができず、気液二相ヘリウムの流動様式が未だ十分に定量化されていないのが現状である。さらに、クライオポンプを模擬したような複雑な配管から構成された並列流路内への液体ヘリウムの流量分配に関する実験は著者の知る限り全くなく、磯部らの直管から構成された簡単な並列流路内の定性的な観察実験があるのみである⁽²²⁾。よって、6枚のクライオパネルへの気液二相ヘリウムの流量分配を検討する上で最も重要となる並列流路内の気液二相ヘリウムの流速または流量を定量的に測定した報告は今のところない。

このように気液二相ヘリウムの流動に関しては、通常の常温流体と異なり、極低温と高真空の両者に対して成立する測定機器も少なくまたは非常に限定されていることから実験を行うこと自体非常に難しいものとなり、ほとんど定量的評価がなされていないのが現状である。従って、気液二相ヘリウムの流動に関する従来の研究では、クライオポンプの安定な排気にとって最も重要となる6枚のクライオパネルへの液体ヘリウムの安定な供給方法を確立することは不可能となる。

1.3.3 三次元任意形状構造物内の任意位置における圧力評価に関する従来の研究と問題点

中性水素ビーム入射時における再電離損失を評価するためには、NBI真空容器内の圧力を正確に求める必要がある。複雑形状の構造物から構成されたNBI真空容器内の圧力を評価する従来の方法として、まず、真空容器内構造物を複数のコンダクタンスから成る一次元回路にモデル化する方法が挙げられる^{(23)・(24)}。しかし、この方法では、モデル化しようとする構造物が複雑な形状の場合、コンダクタンスが正確に求められないことから、一般に圧力分布を正確に予測することは難しい。また、真空容器内の任意位置における圧力、特に水素ビームが通過する領域の圧力分布を真空計により実験的に測定することも実際上難しいと考えられる。これに対して、三次元複雑構造物のコンダクタンス等を精度良く求める方法として、試行粒子を

追跡することによる確率的手法を用いたモンテカルロ法が有効と考えられる^{(25)、(26)、(27)}。このモンテカルロ法に関して、特に、ガス分子間に衝突のない流れである自由分子流領域におけるモンテカルロ法を用いた基礎理論は、1950年中ごろから1960年初めに完成された⁽²⁵⁾。モンテカルロ法は、ある方向分布確率で発射した試行粒子が解析モデル内の壁面に衝突し、その衝突点からある規則に従って反射する履歴を連続的に追跡する計算方法である。しかし、このモンテカルロ法を実際的设计にそのまま適用する場合、従来の方法では、構造物を構成する壁面1つ1つについて、互いに接続する壁面間の隙間をガス分子を模擬した粒子が通過しないように解析用構造モデルを構築する必要がある。つまり、具体的には、壁面と壁面との間に隙間が生じないように各壁面毎に境界条件を矛盾することなく正確に数式化し解析モデルを構築することが必要となる。この理由により、任意の三次元構造物を形成する壁面の数式化や各壁面の境界条件の設定等の幾何学的表現を壁面毎に行うことは、非常に煩雑であり、形状が複雑になった場合はほとんど不可能となる。しかも、これらの従来の方法で構築された解析モデルは、形状がほとんど固定されていることから、任意三次元構造物への汎用性がないのが現状である。また、モンテカルロ法の真空への適用は、従来、ある構造物についての粒子の通過確率や粒子の相対的確率分布の算出までに留まっており^{(25)、(28)、(29)}、真空システム的设计にとって最も重要となる圧力の評価手法が確立されていないのが現状である。よって、従来の方法では、中性水素ビームが通過する領域の圧力を正確に求められないことから、中性水素ビームの再電離損失を正確に予測することは不可能となる。

1. 3. 4 クライオソープションポンプによるヘリウムの排気に関する従来の研究と問題点

ヘリウム排気用クライオソープションポンプに関する従来の研究として、吸着媒に多孔質物質である活性炭やモレキュラシーブを用いたものが良く知られている^{(30)、(31)、(32)}。また、液体ヘリウム温度に冷却された面に形成されたアルゴン、キセノン、二酸化炭素、炭化水素等の多孔質構造のガス凝縮層にヘリウムが吸着される物理現象も良く知られ、クライオソープションポンプへの適用も試みられている⁽³³⁾。しかし、ここで開発しようとするクライオソープションポンプには、既存のJT-60NBI水素排気用クライオポンプを改造して使用すること、及びヘリウムを排気しない場合には水素排気用クライオポンプとして使用できることが要求されている。よって、クライオソープションポンプによるヘリウム排気にとって最も重要となるヘリウム排気用吸着媒は、これらの要求を満足し、さらにJT-60のプラズマ実験への影響等も考慮して、以下の制約条件を満足する必要がある。

- 1) 約 4 m^2 の広い面積に対してヘリウムの吸着媒を形成することができる。
- 2) ヘリウムの吸着媒として、活性炭やモレキュラシーブ等の固体吸着媒は、繰り返し熱疲労により剥離の可能性があり信頼性が低いことから、ガス凝縮層を候補とする。
- 3) ガス凝縮層として、炭化水素等の可燃性ガスは安全性の立場から不適當であり、不活性ガスとする。
- 4) プラズマに対して影響の少ないガスとする。
- 5) クライオ・トラッピング⁽³³⁾のように、排気しようとするヘリウムに対して、その数十倍のトラッピング用ガスの導入が必要となるヘリウムの排気方法は、真空容器内の圧力の上昇及びそれに伴うプラズマへのガス流入の原因となり不適當である。
- 6) ヘリウムに対する排気特性が優れていること。
- 7) 既存の JT-60NBI 用クライオポンプの改造が容易であること。

以上の条件を満足するヘリウム排気用吸着媒として、Abe⁽³⁴⁾、⁽³⁵⁾により各種ガス凝縮層の中で最も優れていることが指摘された六フッ化硫黄（以後、 SF_6 という）ガス凝縮層を選定した。しかし、 SF_6 ガス凝縮層によるヘリウム排気に関する従来の研究は、わずかにAbeによって行われただけであり、Abeは、 SF_6 ガス凝縮層のヘリウム排気特性をアルゴンや二酸化炭素等の他のガス凝縮層のヘリウム排気特性と比較するために実験を行った。Abeにより得られた実験結果は、排気面積が JT-60NBI のクライオパネル1枚の面積に比べ3桁以上小さい 21 cm^2 で、かつ SF_6 ガス凝縮層が形成された排気面と周囲の常温物体との間に液体窒素で冷却されたシェブロンバッフル等の熱シールドのない条件の下で得られた結果であり、また実験の数も少ない。よって、これらの結果を液体窒素により 77 K に冷却されたシェブロンバッフルをもち、1枚当りの面積約 4 m^2 のクライオパネルにそのまま適用することはほとんど不可能である。以上のヘリウム排気用 SF_6 ガス凝縮層に関する従来の研究からは、JT-60NBI 用クライオソーブションポンプの設計に使用できるデータは、ヘリウムの吸着媒として SF_6 ガス凝縮層が他のガス凝縮層に比べ優れているという定性的な実験結果以外ほとんどないと言える。さらに、固体及びガス吸着媒を問わず、ヘリウム排気用吸着媒の排気特性を総合的に実験評価した例もなく、NBIのように複雑な構造体内に設置されたヘリウム排気用大容量クライオソーブションポンプの排気特性に関する評価手法が確立されていないのが現状である。したがって、従来の研究からは、水素排気用 JT-60NBI クライオポンプを改造してヘリウム排気用大容量クライオソーブションポンプとするための設計を行うこと、及びクライオソーブションポンプ動作時における NBI 真空容器内ヘリウムの圧力分布及び中性ヘリウムビーム入

射時の再電離損失の評価を正確に行うことは不可能となる。

1.4 研究目的

以上、前節までに述べた J T - 6 0 N B I 用大容量クライオポンプに関する課題及び問題点を解決し、要求を満足するクライオポンプを開発するために、以下の4つのテーマから成る研究目的を設定した。

(1) 液体ヘリウム配管用多層断熱材の開発と断熱性能に関する解析手法の確立

クライオポンプ1基当たり約30mの液体ヘリウム配管用多層断熱材の熱負荷は、クライオポンプ1基分の熱負荷の半分以上を占める。断熱材の断熱性能の向上は6枚のクライオパネルに気相分の少ない良質な液体ヘリウムを供給するための重要課題であり、さらに、後述する各クライオパネルへの気液二相ヘリウムの流量分配を評価するためにも、断熱性能の正確な予測が必要となる。そこで、断熱性能の優れた多層断熱材を開発すること及び多層断熱材の断熱性能に関する正確な解析手法を確立することを第1の研究目的とする。

(2) クライオポンプの液体ヘリウムによる冷却方式及びその解析手法の確立

水素及びヘリウムビーム入射時において、クライオポンプによる安定な水素及びヘリウムの排気を行うためには、14基のクライオポンプの設置位置に関係なく、各クライオポンプの6枚のクライオパネルに液体ヘリウムを十分に供給し、クライオパネル全てを一定温度に冷却することが必要条件となる。そのために、まず、クライオポンプを模擬したガラスモデルを用いて、気液二相ヘリウムの流動様式の把握と並列流路内を循環する気液二相ヘリウムの定量化を行い、次に、これらの実験結果を基に、各クライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの流量分配に関する解析手法及びクライオポンプの冷却方式を確立することを第2の研究目的とする。

(3) モンテカルロ法による三次元任意形状構造物内圧力分布の解析手法の確立と N B I 真空容器内でのクライオポンプによる水素の排気に関する評価

N B I 真空容器内でのクライオポンプの排気性能を評価するには、N B I 真空容器内の多数の複雑構造物を正確にモデル化し、中性水素ビームの通過する領域の圧力を精度良く求めなければならない。そのために、三次元任意形状構造物内の任意位置における圧力を計算することができるモンテカルロ法を用いた解析手法を確立し、さらに、計算された圧力から中性水素ビーム入射時の再電離損失を計算することにより、N B I 真空容器内での水素に対するクライオ

ポンプの排気性能に関する評価を行うことを第3の研究目的とする。

(4) SF₆ガス凝縮層によるヘリウムの排気特性に関する実験的評価とNBI用大容量クライオソープションポンプの設計及び評価手法の確立

ヘリウム排気用クライオソープションポンプの設計・製作を行うためには、ヘリウム排気用吸着媒の排気特性に関する十分な基礎データの確立とその大容量クライオソープションポンプへの適用性について評価することが必要となる。そこで、まず、ヘリウム排気用吸着媒として選定されたSF₆ガス凝縮層のヘリウム排気特性を系統的に実験により評価する。次に、これらの基礎データをより一般化してNBI用クライオソープションポンプに適用するために、SF₆ガス凝縮層のヘリウム排気に関する実効吸着係数を定義しその評価を行う。最終的に、この実効吸着係数と前章で確立したモンテカルロ法を用いて、NBI真空容器内圧力分布の計算及び中性ヘリウムビーム入射時の再電離損失の評価を行うことにより、複雑構造物であるNBI真空容器内に設置されたヘリウム排気用大容量クライオソープションポンプの設計及び評価手法を確立することを第4の研究目的とする。

1.5 研究の概要

本研究は、JT-60NBIの2つの目的である中性水素ビーム入射によるプラズマの加熱及びプラズマ中心への中性ヘリウムビーム入射の達成に必要な水素及びヘリウム排気用大容量クライオポンプを開発するために実施されたものである。本研究は全体として6章から構成され、第1章が序論、第6章が結論に当てられ、第2章から第5章において研究成果が述べられている。

第1章の序論においては、本研究の核融合全体における背景と位置づけを明らかにして、本研究の目的を述べている。

第2章では、6枚のクライオパネルに液体ヘリウムを供給するための液体ヘリウム配管用多層断熱材の断熱性能について、実験及び解析の両面から論述している。多層断熱材を構成する各断熱層が配管の円周方向に対して同心円状に巻き付けられるように、各断熱層を一層毎に少しずつずらして成形した一体型多層断熱材を開発し実験を行った。その結果、従来の一体型多層断熱材に比べ、伝熱量が1/3以下に低下し、また、配管長手方向の断熱材接続部における侵入熱もほとんどない優れた断熱性能が示された。次に、多層断熱材の反射材間のネット状スペーサによる輻射伝熱と各構成要素の輻射率及び熱通過率の温度依存性を考慮に入れて多層

断熱材の伝熱解析を行った結果、解析結果は実験結果と良く一致し、本解析手法の有効性が実証された。この伝熱解析手法を用いて、断熱材の層数及び断熱材の単位厚さ当りの層数（層密度）の断熱性能への影響について検討を加えた結果、断熱材の層数は20層で、層密度は2.0層/mm以下がクライオポンプの液体ヘリウム配管用多層断熱材にとって最も有効であることが示された。

第3章では、6枚のクライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの流動様式と流量分配について、ガラスモデルを用いた実験及び解析の両面から論述している。自然循環方式によるクライオパネルの冷却法に関する有効性を確認するために、JT-60NBI用クライオポンプを模擬したガラスモデルを用いて可視化実験を行った。その結果、自然循環時における気液二相ヘリウムは気液が一様に混合した均質流であり、クライオパネル及び配管内をスムーズに循環することが観察された。さらに、液体ヘリウム中に導入したトレーサを追跡することによって、流路内気液二相ヘリウムの流速の測定を行った。自然循環時における各クライオパネル内への気液二相ヘリウムの流量分配を解析することのできる一次元流路網から成る解析モデルを構築し、ガラスモデルにおける気液二相ヘリウムの流速の計算を行った結果、実験値と良い一致を示し、本解析手法の妥当性が実証された。次に、この解析手法をJT-60NBI用クライオポンプの自然循環時における流動特性の解析に適用した結果、液体ヘリウムは各クライオパネルに十分に供給されることが評価され、これにより、JT-60NBI用クライオパネルの冷却法として、自然循環方式の採用を決定した。

第4章では、NBI真空容器内の圧力分布を定量的に評価することのできるモンテカルロ解析用三次元任意形状構造物の構築手法と圧力の解析手法について論述している。モンテカルロ解析用三次元任意形状構造物について、構造物を構成する各壁面の境界条件を各壁面毎に与えることなく、集合演算と座標変換により解析モデルを容易に構築することができ、また、構造物の追加、削除等の修正も容易にできる解析モデルの構築法を提案した。さらに、解析モデル内に粒子の動きに影響を与えない仮想面を設置し、これを通過した単位面積当りの粒子数により任意位置における圧力を定量的に算出する方法を提案した。これらの解析手法を用いて、三次元複雑構造物であるNBI真空容器内の圧力分布の解析を行い、実験結果と比較した。その結果、解析結果は実験結果と良い一致を示し、解析手法の妥当性が実証された。次に、圧力の測定が困難な場所で、しかも最も重要な水素ビームが通過する領域の圧力を計算し、中性水素ビームの再電離損失を定量的に評価した。その結果、再電離損失は4.4%であり、目標値の5%以下を満足し、クライオポンプはNBIシステムの中で十分な排気性能をもつことが確認

された。

第5章では、ヘリウムの吸着媒である SF_6 ガス凝縮層のヘリウム排気特性に関する系統的な実験とNBI真空容器内でのクライオソープションポンプの排気性能評価について論述している。まず、 SF_6 ガス凝縮層のヘリウム排気に関して、その基礎特性を系統的に把握するために、クライオパネル回りに液体窒素で冷却されたシェブロンバッフルを有する排気面積 0.128 m^2 の小型クライオソープションポンプを用いて、 SF_6 ガス凝縮層の形成速度、クライオパネル温度、 SF_6 凝縮量、ヘリウム流量の各項目について排気特性への影響を実験的に調べた。次に、これらの実験結果をより一般化するために、 SF_6 ガス凝縮層のヘリウム排気に関する実効吸着係数を定義し、この実効吸着係数を小型クライオソープションポンプによる実験結果とモンテカルロ法による解析結果から算出した。この実効吸着係数を水素排気用クライオポンプを改造したNBI用大容量クライオソープションポンプに適用し、第4章で述べたものと同様のモンテカルロ解析用構造モデルを構築し、ヘリウムの排気特性に関する解析を行い、実験値との比較を行った。その結果、解析結果は実験結果と比較的良好一致を示した。さらに、ヘリウムビームが通過する領域の圧力分布を求めることにより、中性ヘリウムビームの再電離損失を定量的に評価した。その結果、再電離損失は 0.86% であり、目標値の 5% 以下を十分満足し、クライオソープションポンプはNBIシステムの中で十分な排気性能をもつことが確認された。

第6章においては、第2章から第5章までの内容が総括され、本研究の結論が述べられている。

2. 液体ヘリウム配管用多層断熱材の断熱性能

2.1 はじめに

クライオポンプ1基当たり約30mの液体ヘリウム配管用多層断熱材の熱負荷は、クライオポンプ1基分の熱負荷の半分以上を占めることが予想されている。このため、多層断熱材の断熱性能の向上は6枚のクライオパネルに気相分の少ない良質な液体ヘリウムを供給するための重要課題であり、さらに、後述する各クライオパネルへの気液二相ヘリウムの流量分配を予測するために、断熱性能の正確な予測が必要となる。ここでは、まず、第1章で述べた従来の一体型多層断熱材の欠点である断熱層内の低温層と高温層との接触等による侵入熱を極力抑えるために、各断熱層が配管回りに他層と干渉することなく1層毎に閉じた同心円構造を形成することができ、さらに、配管回りへの断熱材の巻き付け作業も容易である一体型多層断熱材を提案した。次に、実験により、従来の一体型多層断熱材と今回開発した一体型多層断熱材との断熱性能の比較、断熱材の配管長手方向における接続法の違いによる侵入熱の比較、断熱材の層数及び断熱材の層密度の断熱性能への影響について検討を行った。さらに、従来が多層断熱材の解析では十分に考慮されていなかった反射材間に挿入されているネット状スペーサによる輻射伝熱、反射材とスペーサの輻射率及び反射材とスペーサ間の熱通過率の温度依存性を同時に考慮に入れて多層断熱材の伝熱解析を行い、実験結果と比較することにより、クライオポンプの液体ヘリウム配管用多層断熱材の伝熱特性について考察を加えた⁽¹³⁾。

2.2 実験

2.2.1. 多層断熱材及び試験条件

今回開発した一体型多層断熱材は、反射材及びネット状スペーサ各1枚を1組とする各断熱層を配管回りに同心円状にきちんと巻くために、図2.1に示すように多層断熱材を構成する各断熱層を1層毎に配管の円周方向に少しずつずらして成形し一体型としたものである。反射材には層間の接触による熱伝達を軽減するために、厚さ25 μ mのポリエステルフィルムを凹

凸構造に熱処理したエンボス加工材が使用され、その両面には 1000 \AA のアルミニウム蒸着が施されている。なお、凹凸構造を考慮した反射材1枚の厚さは 0.4 mm である。スペーサは、図2.2に示すような一般的に使用されているネット状スペーサであり、太さ $d = 0.1 \text{ mm}$ のポリエステル糸を間隔 $Q = 1 \text{ mm}$ でネット状に編んだものである。なお、このネット状スペーサの厚さは、ネットの結び目があるために、ポリエステル糸自体の太さより厚くなり 0.2 mm である。今回の実験で用いた一体型多層断熱材は、10層の断熱材をまとめて一体としたものであり、これを配管回りに10層及び20層(10層+10層)巻きつけた時の2種類の多層断熱材の断面写真を図2.3に示す。図2.3からわかるように、この多層断熱材は10層一体でありながら、各断熱層を配管回りに同心円状にきちんと巻きつけることができる。

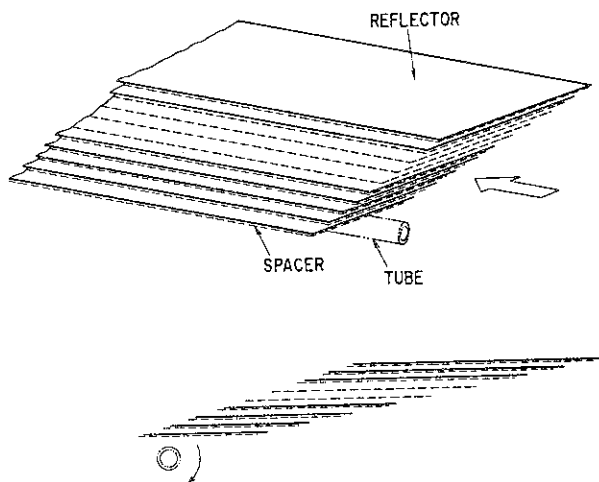


図2.1 新開発の一体型多層断熱材

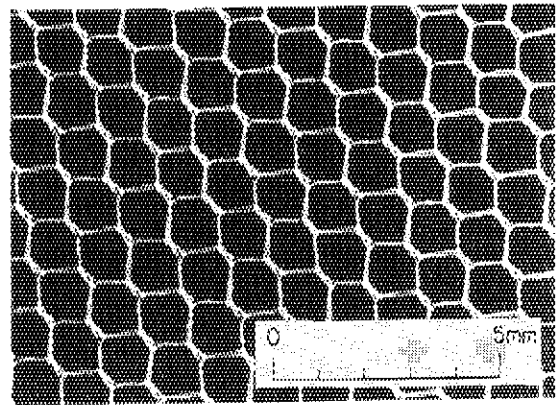
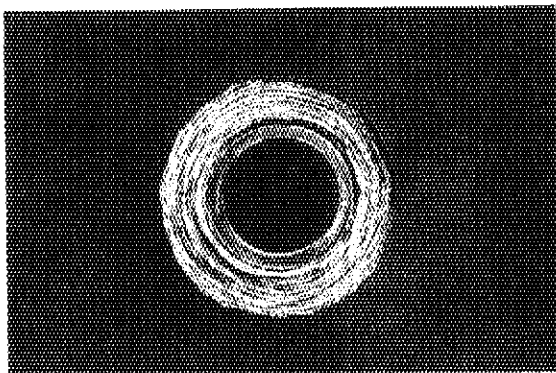
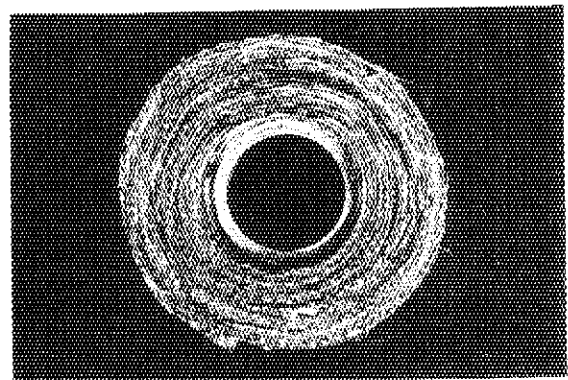


図2.2 ポリエステル製ネット状スペーサ



(a) $N = 10$






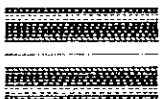







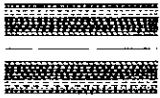
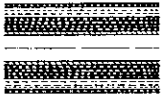
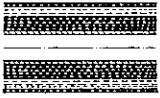
(b) $N = 20$

図2.3 新開発の一体型多層断熱材の配管に巻き付けた後の断面

今回の実験では、①従来と新開発の一体型多層断熱材の断熱性能の比較、②配管長手方向における断熱材接続部における接続法の違いによる侵入熱の比較、③断熱材層数の断熱性能に及ぼす影響及び④断熱材の層密度の断熱性能に及ぼす影響についてそれぞれ調べるために、表2.1に示す7通りの条件について実験を行った。なお、実験No.1は従来の一体型多層断熱材である。ここで、表2.1の7通りの実験に対して統一した検討を行うために、実験に使用した反射材とスペーサは全て同一構造及び材質のものを用いた。また、断熱材の層密度 N/δ は、断熱材を配管に巻き付ける時の張力を変えることにより調節した。なお、断熱材の最小層密度は、反射材とスペーサの各々の厚さを加えた断熱材1層当たりの厚さ0.6mm（反射材：0.

表2.1 多層断熱材の断熱性能に関する試験条件

Test No.	1	2	3	4
Number of Layer N	10	10	10	10
Layer Density N/δ layer/mm	1.9	1.9	1.9	1.9
Transverse Cross Section				
Longitudinal Cross Section				
Number of Connections	0	0	2	2
Symbol in Figures	○	●	□	△

Test No.	5	6	7
Number of Layer N	20	20	20
Layer Density N/δ layer/mm	1.9	2.0	2.3
Transverse Cross Section			
Longitudinal Cross Section			
Number of Connections	0	0	0
Symbol in Figures	▼	■	◎

4 mm, スペース : 0.2 mm) から決定され、 $N/\delta = 1.7$ 層/mmである。表 2. 1 に示した実験では、断熱材層密度の断熱性能への影響を調べる実験 No. 6 と No. 7 を除いて、一体型多層断熱材の種類、断熱材接続法及び断熱材層数の各条件における断熱性能へのそれぞれの影響を明確にするために、層密度を $N/\delta = 1.9$ 層/mm 一定、すなわち、多層断熱材の接触による伝熱量を一定として実験を行った。以上の条件より、前述の①～④の 4 項目の実験目的に対して、①については実験 No. 1 と No. 2、②については接続部のない実験 No. 2 を含めて実験 No. 3 と No. 4、③については実験 No. 2 と No. 5、④については実験 No. 5、No. 6、No. 7 の結果をそれぞれ比較することにより、各々の断熱性能を比較することができる。なお、断熱材接続部からの侵入熱を測定するための実験 No. 3 と No. 4 において、配管の長手方向に対して断熱材を 3 等分に分割し、接続部をそれぞれ 2 箇所設けた。実験 No. 3 の断熱材の接続法は、表 2. 1 及び図 2. 4 (a) の断面図に示すように、配管長手方向に対して垂直な一面で、断熱材の各層を重ねることなく接続した従来の接続法である。なお、今回の実験では、断熱材の接続部において目視によりすき間のないように断熱材を接続した。実験 No. 4 の断熱材の接続法は、今回開発した一体型多層断熱材の各断熱層が同心円状に巻かれることを利用したもので、断熱材を構成する各断熱層を配管の円周方向だけでなく、長手方向に対しても各層毎に少しずつずらして一体型多層断熱材を形成し、これを配管回りに巻き付けることによって、結果的に表 2. 1 及び図 2. 4 (b) の断面図のように、同層の断熱材同士のみがオーバーラップすることにより、断熱材全体が接続される方法である。実験 No. 4 においては、各断熱層を配管の長手方向に対して 1 層当たり 10 mm ずつずらして接続し、10 層から成る断熱材全体の接続部長さを 100 mm とした。

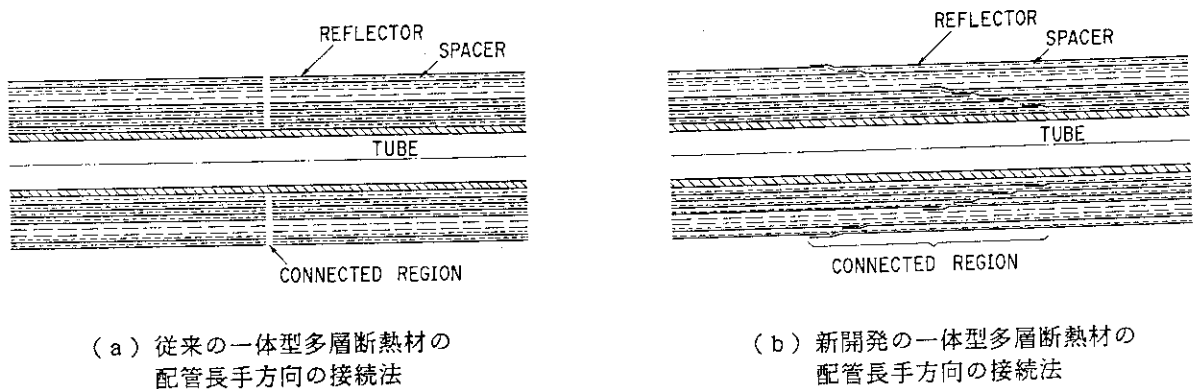


図 2. 4 一体型多層断熱材の接続法

2.2.2 実験装置及び実験方法

多層断熱材の断熱性能を試験するための実験装置の概略図を図2.5に示す。多層断熱材が巻かれた配管は4.2 Kに液体ヘリウムにより冷却される。液体ヘリウムは、多層断熱配管上部に設置された気液分離器から、多層断熱配管内に二重管の内管として取り付けられた外径φ8 mm (板厚1 mm)の銅管を通して、多層断熱配管下部から自然循環方式により供給される。液体ヘリウム用気液分離器は常温からの輻射による熱負荷を軽減するために、77 Kの液体窒素により熱シールドされ、測定部である多層断熱配管とともに 10^{-3} Pa以下の圧力に真空引きされた真空容器内に収められている。なお、77 Kに冷却された液体ヘリウム気液分離器用熱シールドから、測定部となる多層断熱材への輻射による冷却を防止するために、10層から成る多層断熱材を液体ヘリウム気液分離器用熱シールド周囲に巻きつけた。

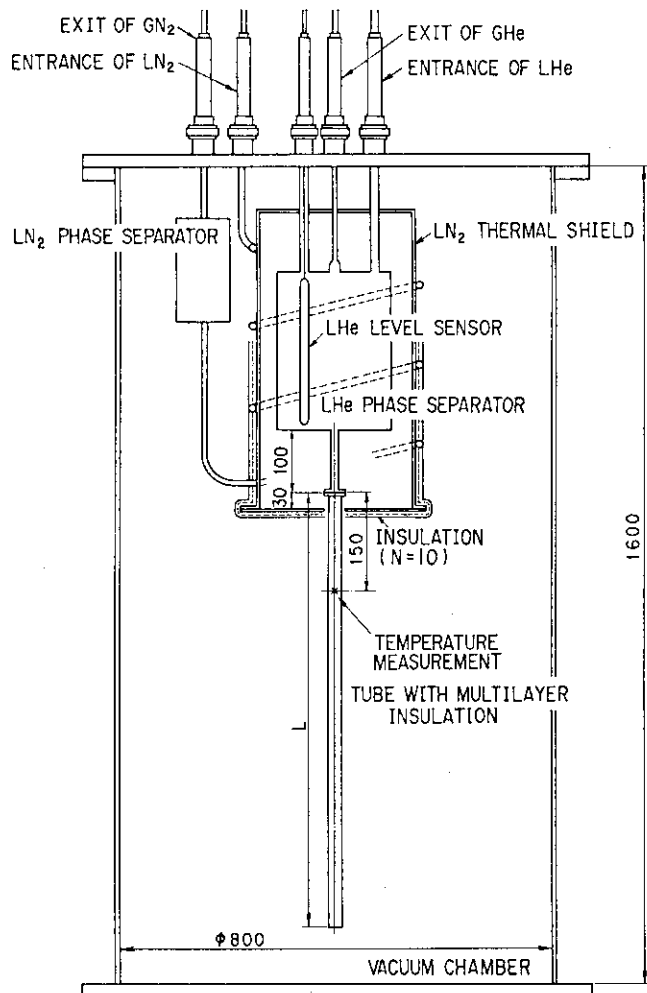


図2.5 多層断熱材の断熱性能試験装置

多層断熱材の伝熱量の測定は、多層断熱材の反射材温度が一定となり、多層断熱材全体が十分に冷却されたと判断してから、定常的に系外へ放出される液体ヘリウムの蒸発ガスを湿式積算流量計にて測定することによって算出した。ここで、多層断熱材自体の伝熱量の測定は気液分離器や多層断熱配管端部等からのバックグラウンドとなる伝熱量を差し引いて求める必要がある。そのために、配管長さ800mmと100mmの2種類の配管について多層断熱材を同じ条件で巻きつけ、それぞれについて伝熱量の測定を実施し、その差をとることにより有効長さ700mmとして多層断熱材自体の伝熱量を算出した。なお、多層断熱材端部において、常温物体からの不要な輻射や高温層と低温層間の熱の短絡等を防止し、端部からの侵入熱を低く抑えるために、配管長手方向に対して各断熱層毎に断熱材の長さを変えることにより、同層のみを重ね合わせ、さらに外部から低温層が見えないように端末処理を施した。

実験で使用した配管はJT-60NBI用クライオポンプの内部配管として予定されている外径17.3mm(板厚1.65mm)のSUS316L管を使用した。断熱材内の反射材の温度は線径0.2mmの金鉄-クロメル熱電対(金+0.07%鉄対クロメル熱電対)を銅の粘着テープにて反射材外層側に貼りつけることによって測定した。なお、反射材の温度の測定位置は、配管長手方向に対しては、図2.5に示すように多層断熱配管接続部から150mmとし、配管円周方向に対しては、反射材温度を代表する点として各反射材の中心とした。また、反射材の温度測定点は、不要な侵入熱をさけるために測定する反射材毎に1点とした。さらに、真空容器内壁温度の測定には銅-コンスタンタン熱電対を使用した。なお、今回の一連の実験は真空容器内圧力 $2 \sim 8 \times 10^{-4} \text{Pa}$ 、真空容器内壁温度 $299 \sim 302 \text{K}$ の条件下で行われた。

2.3 解析

2.3.1 解析モデル

多層断熱材の伝熱解析は平衡状態における断熱材層間の伝熱量が一定という条件の下に、反射材とスペーサの温度及び伝熱量についての連立非線型方程式を導き、これらの連立方程式を各物性値の温度依存性を考慮に入れながら解くことによって行われる。多層断熱材の伝熱量の解析を容易にするために以下の仮定をおく。

- 1)各断熱層は配管回りに1層毎に閉じた同心円構造で巻かれているものとする。
- 2)反射材、スペーサは各断熱層毎に一定温度とする。
- 3)輻射伝熱は灰色体として扱う。ただし、温度比が大きくなる断熱材最内層と4.2Kの配管

間の輻射伝熱は非灰色効果を考慮する⁽¹⁸⁾。

4) 真空容器内圧力は 1.0×10^{-3} Pa 以下であり、気体分子による伝熱は考慮しない⁽³⁶⁾。

5) スペースは光学的に十分厚く不透明とする。

6) 多層断熱材内の反射材間及び反射材とスペース間の有効輻射率の計算は、半無限平行平板問題として取扱い、異層間の曲率の違いによる効果は考慮しない。ただし、多層断熱材の最外層と真空容器間の有効輻射率の計算は、同心円柱問題として取り扱う。

7) 反射材とスペースの輻射率及び反射材とスペース間の熱通過率は温度依存性を考慮する。ただし、反射材とスペース間の熱通過率の温度依存性はスペース材料の熱伝導率の温度依存性により決定されるとする⁽¹⁶⁾。

8) 反射材間の接触による伝熱はスペースを介して行われ、反射材同士の直接接触による伝熱は考慮しない。

多層断熱材内の任意の i 層と $i + 1$ 層間の伝熱モデルを図 2. 6 に示す。伝熱の平衡状態において、まず反射材とスペースの輻射による伝熱量と反射材とスペース間の接触による伝熱量の和として、次の関係が成立する。

$$Q_{R2,i} + Q_{C1,i} = Q_{R3,i} + Q_{C2,i} \quad (0 \leq i \leq N - 1) \quad (2.1)$$

ここで、 $Q_{R2,i}$ 、 $Q_{R3,i}$ 、 $Q_{C1,i}$ 、 $Q_{C2,i}$ 、 N は、それぞれ $i + 1$ 層スペースと i 層反射材間の輻射

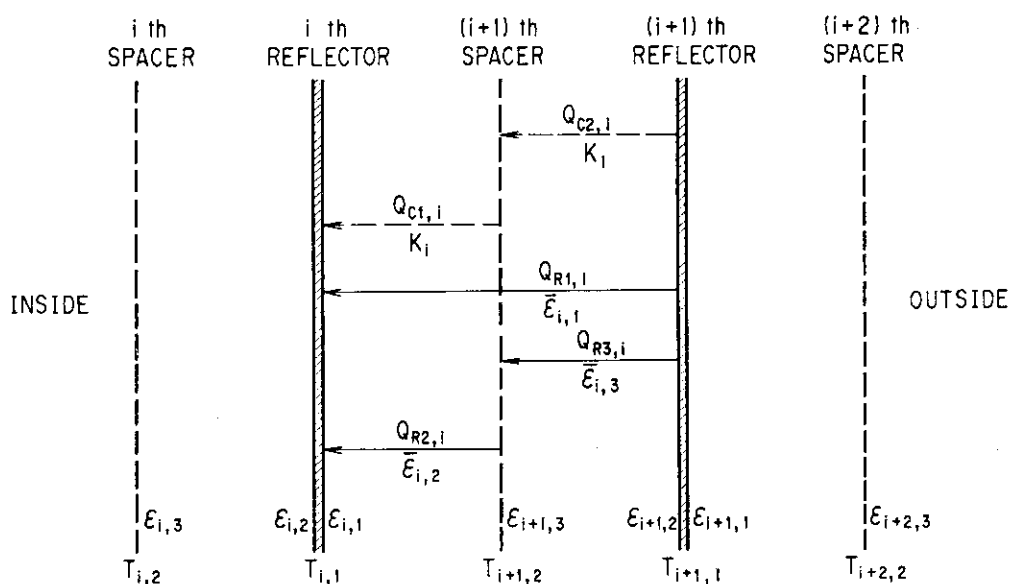


図 2. 6 多層断熱材の伝熱解析モデル

による伝熱量、 $i + 1$ 層反射材とスペーサ間の輻射による伝熱量、 $i + 1$ 層スペーサと i 層反射材間の接触による伝熱量、 $i + 1$ 層反射材とスペーサ間の接触による伝熱量、断熱材層数である。

次に、同様に平衡状態である定常時において、 i 層と $i + 1$ 層間の伝熱量、すなわち多層断熱材の伝熱量 Q は次式で表される。

$$Q = Q_{R1,i} + Q_{R2,i} + Q_{C1,i} \quad (0 \leq i \leq N-1) \quad (2.2)$$

ここで、 $Q_{R1,i}$ は i 層と $i + 1$ 層内における反射材間の輻射による伝熱量である。

また、多層断熱材と真空容器間の伝熱量の関係式は多層断熱材最外層と真空容器内壁間の有効輻射率 $\overline{\varepsilon_N}$ を用いて、次式で表される。

$$Q = \pi D_N L \overline{\varepsilon_N} \sigma (T_U^4 - T_N^4) \quad (2.3)$$

ここで、 D_N 、 L 、 σ 、 T_U 、 T_N は、それぞれ断熱層最外層直径、配管長さ、ステファン・ボルツマン定数、真空容器の温度、断熱材最外層の温度である。

さらに、式(2.1)、(2.2)は具体的には次式(2.4)、(2.5)でそれぞれ表すことができる。

$$\begin{aligned} & \sigma \overline{\varepsilon_{i,2}} (T_{i+1,2}^4 - T_{i,1}^4) + K_i (T_{i+1,2} - T_{i,1}) \\ & = \sigma \overline{\varepsilon_{i,3}} (T_{i+1,1}^4 - T_{i+1,2}^4) + K_i (T_{i+1,1} - T_{i+1,2}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} Q = \pi D_i L \{ & \sigma \overline{\varepsilon_{i,1}} (T_{i+1,1}^4 - T_{i,1}^4) + \sigma \overline{\varepsilon_{i,2}} (T_{i+1,2}^4 - T_{i,1}^4) \\ & + K_i (T_{i+1,2} - T_{i,1}) \} \end{aligned} \quad (2.5)$$

ここで、 $\overline{\varepsilon_{i,1}}$ 、 $\overline{\varepsilon_{i,2}}$ 、 $\overline{\varepsilon_{i,3}}$ 、 K_i 、 $T_{i,1}$ 、 $T_{i+1,1}$ 、 $T_{i+1,2}$ は、それぞれ i 層と $i + 1$ 層内における反射材間の有効輻射率、 $i + 1$ 層スペーサと i 層反射材間の有効輻射率、 $i + 1$ 層反射材とスペーサ間の有効輻射率、 i 層と $i + 1$ 層内における反射材とスペーサ間の熱通過率、 i 層反射材の温度、 $i + 1$ 層反射材の温度、 $i + 1$ 層スペーサの温度である。なお、式(2.4)、(2.5)における有効輻射率 $\overline{\varepsilon_{i,1}}$ 、 $\overline{\varepsilon_{i,2}}$ 、 $\overline{\varepsilon_{i,3}}$ については、詳しくは 2.3.2 節で後述するが、反射材両面とスペーサの各輻射率、 $\varepsilon_{i,1}(T_{i,1})$ 、 $\varepsilon_{i+1,2}(T_{i+1,1})$ 、 $\varepsilon_{i+1,3}(T_{i+1,2})$ 及び図 2.7 に示す反

射材とスペーサ間、反射材間、スペーサ間の各形態係数 F_{RS} , F_{SR} , F_{RR} , F_{SS} から求められる。また、反射材とスペーサ間の熱通過率 K_i は多層断熱材の層密度 N/δ とスペーサの温度 $T_{i+1,2}$ の関数であり、詳しくは 2.3.3 節で後述する。解析モデルにおける各断熱層は配管の回りに同心円状に等間隔で巻かれており、各層反射材の直径は配管径と多層断熱材の最外層の外径より次式によって求められる。

$$D_i = D_0 + \frac{(D_N - D_0) i}{N} \tag{2.6}$$

ここで、 D_i 、 D_0 はそれぞれ i 層断熱層の直径、配管径である。

2.3.2 有効輻射率

反射材と反射材及び反射材とスペーサ間の各有効輻射率は、まず図 2.7 に示す反射材とスペーサに関する各形態係数を求め、次にこれらの形態係数を用いたモンテカルロ法により、反

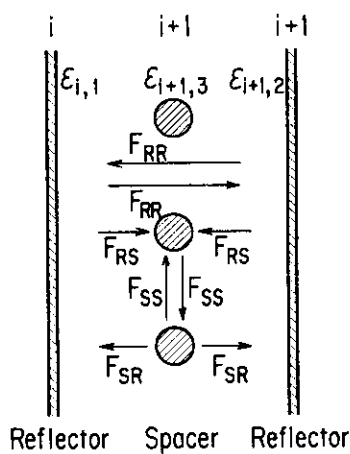


図 2.7 多層断熱材の i 層と $i+1$ 層間における反射材とスペーサ間、反射材間、スペーサ間の形態係数

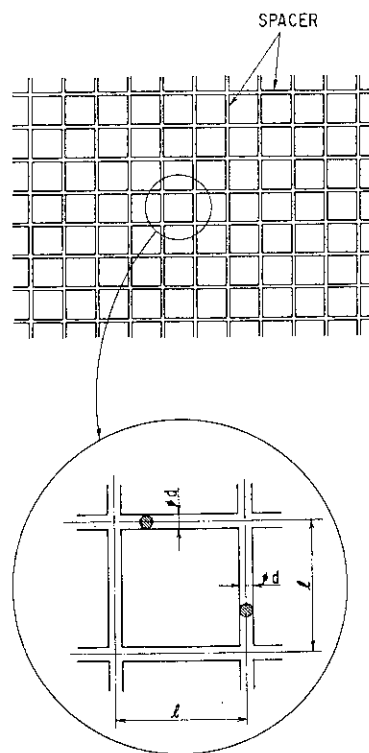


図 2.8 ネット状スペーサと反射材間の形態係数を求めるための三次元構造モデル

射材と反射材間及び反射材とスペーサ間との各交換係数を計算することにより求めることができる。ネット状スペーサのネット系は図2.2から図2.8のように断面形状が円形で格子状構造にモデル化できる。これはさらに図2.9のようにネットの縦系と横系をそれぞれ分離して二次元問題として取り扱い、最終的に2つを重ね合わせることで、反射材とスペーサ間の各形態係数を求める。図2.9の場合、反射材からスペーサへの形態係数 $F_{RS'}$ はスペーサのネット外径 d とスペーサのネット系間隔 l を用いて次式によって与えられる⁽³⁷⁾。

$$F_{RS'} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{l}\right)^2} + \frac{d}{l} \tan^{-1} \sqrt{\left(\frac{l}{d}\right)^2 - 1} \quad (2.7)$$

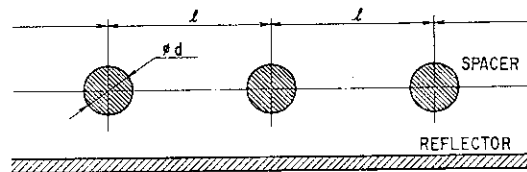


図2.9 ネット状スペーサと反射材間の形態係数を求めるための二次元構造モデル

ここで、格子状ネットの場合の形態係数は重ね合わせにより $F_{RS} = 2 F_{RS'}$ であることから次式となる。

$$F_{RS} = 2 \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{l}\right)^2} + \frac{d}{l} \tan^{-1} \sqrt{\left(\frac{l}{d}\right)^2 - 1} \right\} \quad (2.8)$$

式(2.8)の F_{RS} により他の各形態係数 F_{SR} , F_{RR} , F_{SS} は、閉空間を構成することから形態係数の相互関係よりそれぞれ次式となる。

$$F_{SR} = \frac{l}{2\pi d} F_{RS} \quad (2.9)$$

$$F_{RR} = 1 - F_{RS} \tag{2.10}$$

$$F_{SS} = 1 - 2 F_{SR} \tag{2.11}$$

次に、これらの形態形数を用いて、断熱材各層間の交換係数をモンテカルロ法により確率的に算出する。なお、形態係数が与えられているので、モンテカルロ法による交換係数の計算は形状を具体的に与える必要がないことから簡単になり、その計算モデルを図2.10に示す。

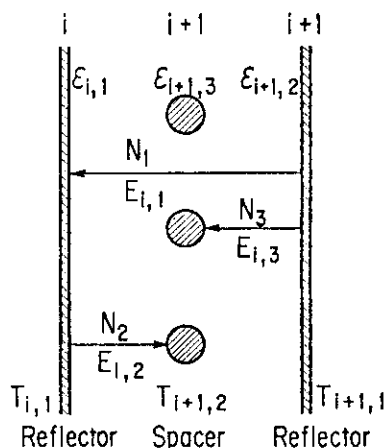


図2.10 多層断熱材の*i*層と*i+1*層間における反射材間及び反射材とスペーサ間の交換係数

*i*層と*i+1*層内における反射材間の交換係数 $E_{i,1}$ 及び *i+1*層内反射材とスペーサ間の交換係数 $E_{i,3}$ に関しては、反射材 *i+1*面より発射した N_0 個の試行粒子のうち直接又は何回かの反射を経て最終的に反射材 *i*面及びスペーサ *i+1*面に吸収された粒子の数 N_1 , N_3 よりそれぞれ求められる。*i+1*層スペーサと*i*層反射材間の交換係数 $E_{i,2}$ についても同様に反射材 *i*面よりスペーサ *i+1*面に吸収された粒子の数 N_2 より求められる。なお、試行粒子がどの面に衝突するかは、閉空間内の各形態係数と $(0, 1)$ 間の一様乱数との大小関係から、また、衝突した面に吸収又は反射するかは衝突した面の温度依存を考慮した輻射率と $(0, 1)$ 間の一様乱数との大小関係からそれぞれ決定される。以上のモンテカルロ法で得られた各断熱層内各面間の交換係数は次式となる⁽³⁸⁾。

$$E_{i,1} = \frac{N_1}{N_0} \tag{2.12}$$

$$E_{i,2} = \frac{N_2}{N_0} \quad (2.13)$$

$$E_{i,3} = \frac{N_3}{N_0} \quad (2.14)$$

以上の各面間の交換係数と粒子の発射面の輻射率により、多層断熱材 i 層と $i+1$ 層間の各有効輻射率は次式で計算される。

$$\overline{\varepsilon_{i,1}} = \varepsilon_{i+1,2}(T_{i+1,1}) E_{i,1} \quad (2.15)$$

$$\overline{\varepsilon_{i,2}} = \varepsilon_{i,1}(T_{i,1}) E_{i,2} \quad (2.16)$$

$$\overline{\varepsilon_{i,3}} = \varepsilon_{i+1,2}(T_{i+1,1}) E_{i,3} \quad (2.17)$$

一方、真空容器内壁と断熱材最外層間の有効輻射率 $\overline{\varepsilon_N}$ は、同心円柱を仮定しているので次式で表される。

$$\overline{\varepsilon_N} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{N,1}} + \frac{D_N}{D_U} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_U} - 1 \right)} \quad (2.18)$$

ここで、 D_U 、 $\varepsilon_{N,1}$ 、 ε_U はそれぞれ真空容器の内径、断熱材の最外層反射材の輻射率、真空容器内壁の輻射率である。

2.3.3 物性値

(1) 反射材及びスペーサの輻射率

常温以下の低温領域において、金属の輻射率は一般に $\varepsilon(T) = CT^{0.667}$ と表される⁽¹⁶⁾。C は金属により決定される定数であり、Sahoら⁽¹⁹⁾により測定された 77 K におけるエンボス加工したアルミニウム蒸着ポリエステルフィルムの輻射率を用いて定数 C を求めると次式となる。

なお、今回実験で使用した反射材は両面ともアルミニウム蒸着が同じ条件で施されているため、輻射率は両面とも同じ値とした。

$$\varepsilon_{i,1}(T_{i,1}) = \varepsilon_{i,2}(T_{i,1}) = 2.21 \times 10^{-3} T_{i,1}^{0.667} \quad (2.19)$$

また、ネット状スペーサの材料であるポリエステルは、常温における波長と吸収率との関係⁽³⁹⁾に Wien の変位則を適用することにより温度依存性を次式のように近似した。

$$\varepsilon_{i,3}(T_{i,2}) = 0.200 T_{i,2}^{0.275} \quad (2.20)$$

SUS管の輻射率は77Kにおける入熱量の実験値から求め、反射材と同様な方法により、輻射率を求め次式とした。

$$\varepsilon_o(T_o) = 5.52 \times 10^{-3} T_o^{0.667} \quad (2.21)$$

ここで、液体ヘリウム温度に冷却されたSUS管とその回りに巻かれた断熱材の最内層である第1層反射材又はスペーサ間の輻射伝熱に関しては、温度比が非常に大きくなることによる非灰色効果を考慮する必要がある。ここでは、辻本ら⁽¹⁸⁾の方法を採用して、式(2.21)のSUS管の輻射率 ε_o は、SUS管と反射材間及びSUS管とスペーサ間の場合について、SUS管の温度 T_o に換えて断熱材第1層反射材及びスペーサの温度 $T_{1,1}$, $T_{1,2}$ を用いて、それぞれ次式とした。

$$\begin{aligned} \varepsilon_o(T_o) &= \varepsilon_o(T_{1,1}) \\ &= 5.52 \times 10^{-3} T_{1,1}^{0.667} \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_o(T_o) &= \varepsilon_o(T_{1,2}) \\ &= 5.52 \times 10^{-3} T_{1,2}^{0.667} \end{aligned} \quad (2.23)$$

(2) 反射材とスペーサ間の熱通過率

反射材とスペーサ間の温度依存性と層密度を考慮した熱通過率 K は Cunnington ら⁽¹⁶⁾の考

え方を導入することにより、スペーサの熱伝導率 λ_s のスペーサの温度 T_s 依存性と熱通過率 K' の断熱材層密度 N/δ 依存性の関数として近似し、定数 C' を用いて次式で表す。

$$K = C' \cdot \lambda_s(T_s) \cdot K' (N/\delta) \quad (2.24)$$

スペーサの材料であるポリエステル低温における熱伝導率は佐治の実験値⁽⁴⁰⁾を用いて、次式によって近似した。

$$\lambda_s(T_s) = \begin{cases} 0.0181 T_s^{0.65} & (T_s < 100 \text{ K}) \\ 0.181 T_s^{0.15} & (100 \text{ K} \leq T_s) \end{cases} \quad (2.25)$$

また、ポリエステルネットをはさんでの反射材間の熱通過率は、77 Kにおける層密度との関係を実験的に求めたSahoらの実験値を用いた⁽¹⁹⁾。

ただし、Sahoらの実験値はスペーサをはさんだ状態での2枚の反射材間の熱通過率であり、その片側半分に相当する反射材とスペーサ間のみの熱通過率 K' はSahoらの実験値に対して熱抵抗が $1/2$ となることから次式で近似した。

$$K'_{(T=77\text{K})} = 0.111 \left(\frac{N}{\delta} \right)^{1.73} \quad (2.26)$$

よって、 i または $i+1$ 層の反射材と $i+1$ 層のスペーサ間の熱通過率 K_i はスペーサの温度 $T_{i+1,2}$ を用いて式(2.24)～式(2.26)より次式とした。

$$K_i = \begin{cases} C_1 \left(\frac{N}{\delta} \right)^{1.73} T_{i+1,2}^{0.65} & (T_{i+1,2} < 100 \text{ K}) \\ C_2 \left(\frac{N}{\delta} \right)^{1.73} T_{i+1,2}^{0.15} & (100 \text{ K} \leq T_{i+1,2}) \end{cases} \quad (2.27)$$

式(2.27)の $T = 77 \text{ K}$ における熱通過率より定数 C_1 , C_2 を求めると反射材とスペーサ間の熱通過率は次式となる。

$$K_i = \begin{cases} 3.31 \times 10^{-3} \left(\frac{N}{\delta} \right)^{1.73} T_{i+1,2}^{0.65} & (T_{i+1,2} < 100 \text{ K}) \\ 3.31 \times 10^{-2} \left(\frac{N}{\delta} \right)^{1.73} T_{i+1,2}^{0.15} & (100 \text{ K} \leq T_{i+1,2}) \end{cases} \quad (2.28)$$

2.3.4 解析手順

多層断熱材の伝熱量 Q 、反射材及びスペーサの温度 $T_{i,1}$, $T_{i,2}$ は式(2.3), (2.4), (2.5)の連立非線型方程式を解くことによって求められる。連立非線型方程式の解法はブレント法⁽⁴¹⁾を採用し、温度依存性を有する反射材とスペーサの輻射率及び熱通過率は1回前の計算より得られた反射材及びスペーサの温度から算出し直し、くり返し計算を行うことによって収束解を得た。

2.4 考察

2.4.1 伝熱量に関する実験結果の検討

表2.1に示された実験No.1~No.5の5通りの場合の伝熱量に関する実験結果を図2.11に示す。なお、多層断熱配管の伝熱量の評価は従来、単位長さ当りの伝熱量として表される場合が多く、ここでもこれを基準とし、単位面積当りの熱流束も併記した。断熱材層数 $N = 10$ において、接続部の全くない実験No.2の新一体型多層断熱材と実験No.1の従来の一体型多層断熱材の伝熱量はそれぞれ、 0.47 W/m (8.7 W/m^2)、 1.41 W/m (26 W/m^2) であり、新一体型多層断熱材の伝熱量は従来型のものに比べ $1/3$ 以下の優れた断熱性能を示すことが明らかとなった。

次に、配管長手方向の断熱材の接続部からの侵入熱は、断熱材層数 $N = 10$ の場合として、実験No.2と実験No.3又は実験No.4を比較することにより求められる。実験No.3の従来の接続法の場合、実験No.3の伝熱量から実験No.2の接続部のない断熱材の伝熱量を差し引いた絶対量として求めると、接続部2箇所では 0.158 W 、つまり接続部1箇所当り 0.079 W と評価された。これに対し、実験No.4の新開発の接続法の場合、接続部の全くない

実験No. 2の場合の伝熱量とほとんど同じであり、断熱材接続部からの侵入熱はほとんどないことが明らかとなった。これにより、断熱材の接続部における配管長手方向の断熱材各層のオーバーラップ量は1層当たり10mmあれば十分であることが示された。

さらに、新開発の多層断熱材について、断熱材層数 $N = 20$ にした場合の伝熱量は 0.28 W/m (5.1 W/m^2)となり、断熱材層数 $N = 10$ に比べ伝熱量がさらに約40%減少し、断熱材層数の効果が十分に示された。

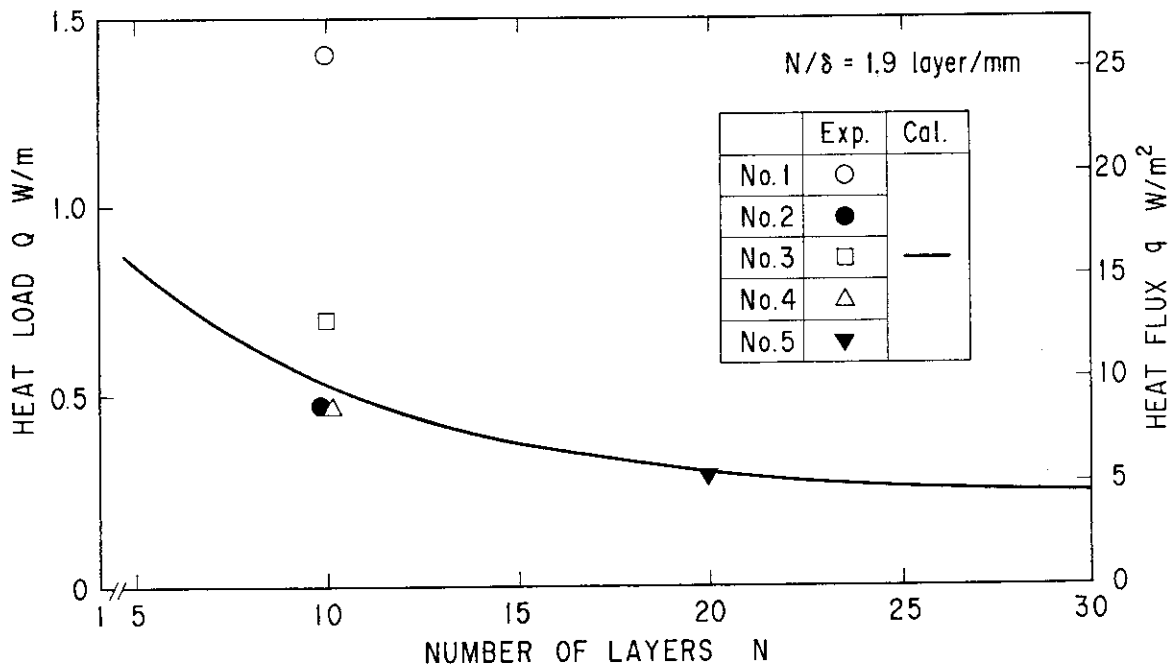


図2. 11 多層断熱材の断熱性能に及ぼす断熱材の種類、断熱材の配管長手方向の接続法、断熱材層数の影響

次に、断熱性能の優れた層数 $N = 20$ について、断熱材の層密度による断熱性能への影響を調べた実験No. 5～No. 7に関する実験結果を図2. 12に示す。断熱材層密度 $N/\delta = 1.9$ 層/mmの場合の伝熱量は、前述したように 0.28 W/m (5.1 W/m^2)であるが、例えば、層密度 $N/\delta = 2.3$ 層/mmの場合、 0.50 W/m (9.2 W/m^2)となり、伝熱量が層密度 $N/\delta = 1.9$ 層/mmに比べ約80%上昇し、断熱材としての断熱性能が大きく低下した。さらに、この層密度 $N/\delta = 2.3$ 層/mmの伝熱量は、層密度 $N/\delta = 1.9$ 層/mmで層数 $N = 10$ の場合の伝熱量 0.47 W/m (8.7 W/m^2)よりも高い値を示した。これらの結果、断熱材の層密度は断熱性能に極めて大きな影響を及ぼすことが明らかとなった。

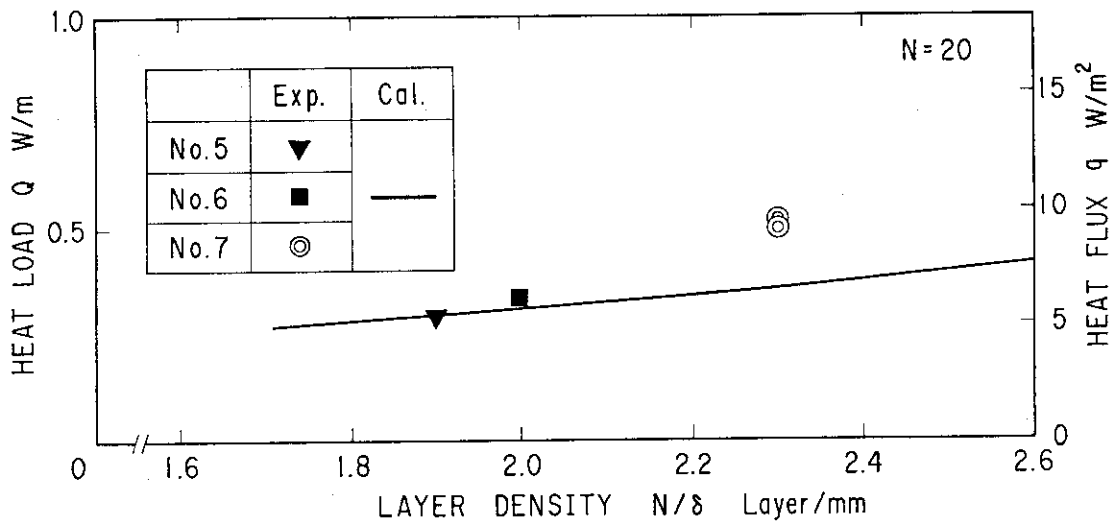


図 2. 1 2 多層断熱材の断熱性能に及ぼす断熱材の層密度の影響

2. 4. 2 解析結果と実験結果の比較及び検討

(1) 伝熱機構

多層断熱材内の伝熱機構を明確にするために、式(2.2)の各伝熱量 $Q_{R1,i}$ 、 $Q_{R2,i}$ 、 $Q_{C1,i}$ を多層断熱材の全体の伝熱量 Q で除することにより無次元化し、次式で表す。

$$Q^*_{R1,i} + Q^*_{R2,i} + Q^*_{C1,i} = 1 \tag{2.29}$$

ここで、 $Q^*_{R1,i}$ 、 $Q^*_{R2,i}$ 、 $Q^*_{C1,i}$ は、それぞれ i 層と $i + 1$ 層内における反射材間の輻射による伝熱量割合、 $i + 1$ 層スペーサと i 層反射材間の輻射による伝熱量割合、 $i + 1$ 層スペーサと i 層反射材間の接触による伝熱量割合である。断熱材層密度 $N/\delta = 1.9$ 層/mm における断熱材層数 $N = 10$ 、 20 層の各場合について、無次元化した断熱材層数 $(i - 1) / (N - 1)$ に対する伝熱量割合 $Q^*_{R1,i}$ 、 $Q^*_{R2,i}$ 、 $Q^*_{C1,i}$ の断熱材内分布を図 2. 1 3 に示す。図 2. 1 3 から、断熱材の内側層ではほとんどが接触による伝熱であるが、外側層では接触による伝熱量が減り輻射による伝熱量の割合が増加した。ここで、断熱材内の輻射による伝熱と接触による伝熱の割合は、断熱材の層密度に大きく依存するが、図 2. 1 3 に示す断熱材層密度 1.9 層/mm の場合、断熱材の最外層で輻射による伝熱と接触による伝熱の割合はほぼ 1 対 1 であることが判明した。さらに、輻射による伝熱量の中では、従来の研究では十分に考慮されていなかったスペーサと反射材間の輻射伝熱量 $Q^*_{R2,i}$ が反射材同士の輻射伝熱量 $Q^*_{R1,i}$ に対して 3 倍以上大

きく、輻射伝熱量のほとんどを占めることが明らかとなった。これにより、スペーサと反射材間の輻射伝熱を考慮していない従来の解析手法の場合、Sahoら⁽¹⁹⁾の指摘通り断熱材の伝熱量は過小評価されることが明らかとなった。また、断熱材層数の各伝熱量への影響は、断熱材層数 $N = 10$ 層、 20 層の場合ほぼ同様の傾向を示したが、断熱材層数が多い場合、特にスペーサと反射材間の輻射による伝熱の割合が増大することから、断熱材層数の増加に伴い、スペーサと反射材間の輻射による伝熱を考慮することが一層重要であることが明確になった。

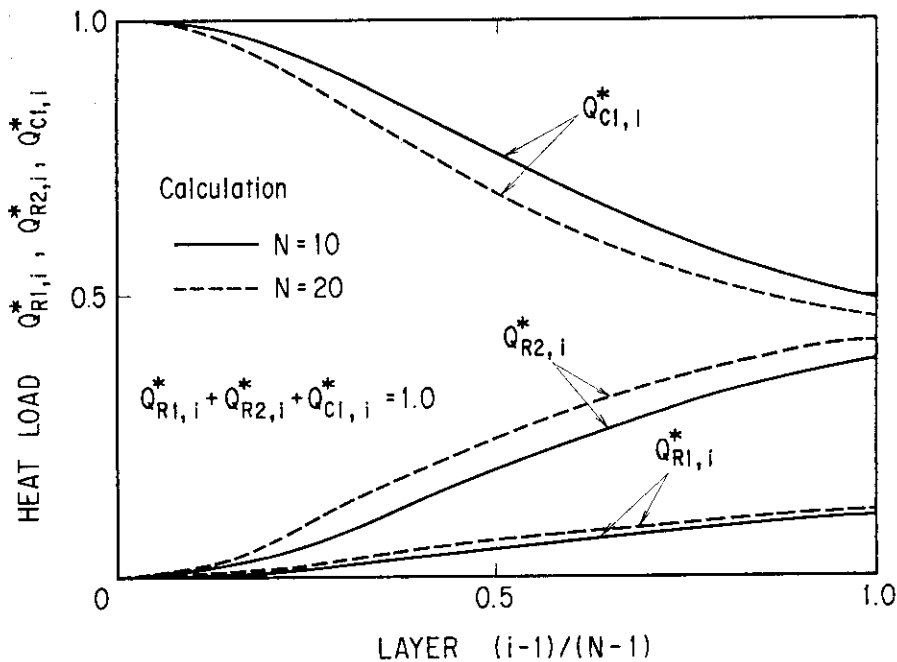


図2.13 多層断熱材内の伝熱機構

(2) 温度分布

表2.1に示した7通りの場合について、多層断熱材内各反射材の温度分布の実験結果と解析結果を併記して図2.14に示す。断熱材層密度 $N/\delta = 1.9$ 層/mmである実験No.2～No.5の新開発の一体型多層断熱材の場合、解析結果は断熱材層数 $N = 10$ 及び $N = 20$ のどちらについても実験結果と比較的良好一致を示し、反射材の温度は内側層から外側層に向かってゆるやかに上昇した。ここで、断熱材層数 $N = 10$ の実験であるNo.2～No.4において、図2.11に見られるように、実験No.3の伝熱量が実験No.2とNo.4の伝熱量よりも大きな値を示したにもかかわらず、反射材の温度分布はほぼ同じ値を示した。これは、反射材の温度測定的位置が接続部から約100mm離れていたために、接続部からの影響がほとんどなかったものと推定される。しかし、実験No.1の従来の一体型多層断熱材の場合、反射材

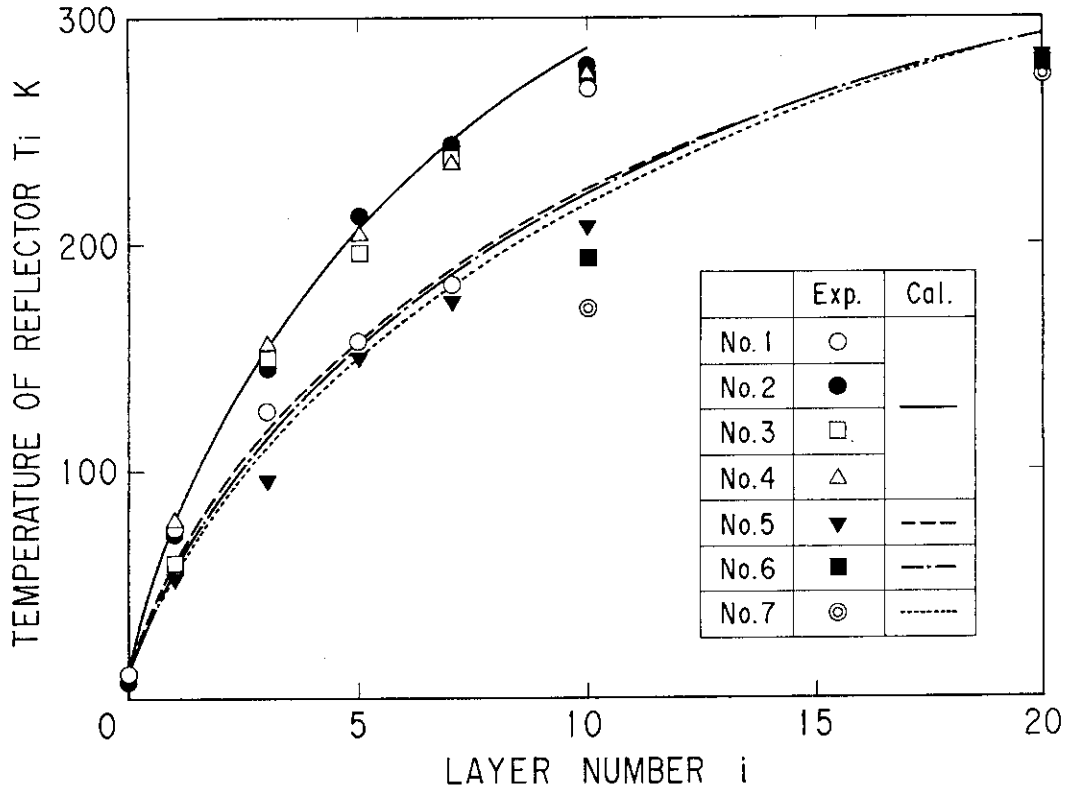


図2.14 多層断熱材内各層反射材の温度分布

の温度分布の実験値は、実験No. 2～No. 4の場合のように最内層から最外層までなだらかな温度分布を示さず、断熱材内の特に中間層の温度が他の断熱層に比べ低く、他の多層断熱材の温度分布と全く異なる温度分布を示した。この原因として、実験No. 1の場合、表2.1の断面図からもわかるように、断熱層内で低温層と高温層とが直接接しているために、この低温層と高温層間の熱的短絡によるものと推定される。また、実験No. 2～No. 5の場合に比べて、断熱材層密度を増加させた実験No. 6とNo. 7の場合、反射材の温度測定点が少ないものの、10層めの反射材温度から判断して輻射伝熱の影響の少ない直線的な温度分布が推定され、これにより、多層断熱材としては好ましくない異層間の反射材同士の直接的な接触による熱的短絡が発生しているものと推察される。

(3) 伝熱量

断熱材層数の断熱性能への影響を調べるために、断熱材の層密度を $N/\delta = 1.9$ 層/mm一定として、伝熱量と断熱材層数との関係について解析を行い、その結果を実験結果に併記して図2.11内に実線で示す。伝熱量に関して、解析結果と実験No. 1～No. 5の実験結果を比較した場合、従来の一体型多層断熱材である実験No. 1及び接続部からの熱侵入のある従来

の接続法である実験No. 3を除いて、解析結果は新開発の一体型多層断熱材の実験結果と良い一致を示した。解析モデルは、配管の回りに断熱材の各層が同心円状に巻かれた場合を仮定しており、実験No. 1の従来の多層断熱材の場合、巻き付け断面の構造が解析モデルの同心円構造と異なることから、解析では考慮されていない隣合う断熱層以外の断熱層からの伝熱により断熱性能が大幅に低下したものと考えられる。特に、実験No. 1の場合のように、従来の一体型多層断熱材を小口径の配管に使用した場合には、一般的な大口径のタンクに使用する場合に比べて、配管の円周長に対する断熱材の厚さが相対的に厚くなり、さらに断熱材層数が規定されている場合には、断熱材の円周方向端部におけるオーバーラップ量も十分に確保できない。これらの理由により、従来の多層断熱材の端部における低温層と高温層との熱的短絡による侵入熱は大きくなり、その結果、前述したように反射材の温度分布が解析結果と実験結果とでは大きく異なり、伝熱量に関しても実験結果は解析結果に比べ約3倍大きな値を示したものと推測される。

以上の解析結果及び実験結果から、配管用多層断熱材の伝熱量を軽減するためには各断熱材が配管回りにきちんと同心円状に巻かれることが必要であり、そのように巻くことができる多層断熱材に対して、本解析法は実験結果を良く予測することができ、十分有効な方法であることが明らかとなった。

また、図2. 11の解析結果から、断熱材層数の断熱性能に及ぼす効果は、断熱材層数 $N = 20$ 以上では少なくなり、断熱材層数 $N = 27$ 以上では、伝熱量はほぼ一定値に収束し、 0.26 W/m (4.8 W/m^2)を示した。これにより、JT-60NBI用クライオポンプの配管用多層断熱材には、断熱性能に対する作業量や経済性の観点から判断して、断熱材層数として $N = 20$ 程度が最も有効であることが示された。

さらに、この断熱材層数 $N = 20$ について、断熱材層密度の断熱性能への影響について解析を行い、その結果を実験結果に併記して図2. 12内に実線で示す。層密度の比較的低い $N/\delta = 1.9 \sim 2.0$ 層/mm付近では、解析結果は実験結果と良い一致を示したが、層密度の比較的高い $N/\delta = 2.3$ 層/mm付近では、解析結果は実験結果と一致せず、実験結果より約30%低い値を示した。この解析結果と実験結果の差異から、断熱材の層密度がある程度高くなった場合、前節の反射材の温度分布における推定と同様に、多層断熱材としては好ましくない異層間の反射材同士の直接的な接触による熱的短絡が発生していることが推察される。これに対して、解析モデルは異層間の反射材同士の直接接触を考慮していないため、解析結果と実験結果との間で差異が生じたものと思われる。多層断熱材の場合、反射材間の接触による熱的短

絡はできるだけ避け、断熱性能を良くすることが必要であり、断熱材層密度は解析結果と実験結果とが一致し、異層間の反射材同士の直接接触による熱的短絡の少ない層密度 $N/\delta = 2.0$ 層/mm以下に管理することが有効であることが示された。

以上の実験及び解析結果より、JT-60NBI用クライオポンプの液体ヘリウム配管用多層断熱材には、断熱材層数 $N = 20$ の新開発の一体型多層断熱材で層密度 $N/\delta = 2.0$ 層/mm以下が採用され、クライオポンプの1基当りの熱負荷は、JT-60NBIの原型となったNBI原型ユニットクライオポンプの場合の $5.2\text{ W}^{(42)}$ から $3.9\text{ W}^{(8)}$ に減少し、今回開発した一体型多層断熱材はクライオポンプの熱負荷軽減に対して十分な成果が得られた。

2.5 まとめ

JT-60NBI用クライオポンプの内部配管(外径17.3mm)用多層断熱材を対象として、新しく開発した配管用一体型多層断熱材の断熱性能に関する実験、及び新しく提案した多層断熱材の伝熱解析手法による解析をそれぞれ行った。これらの結果を要約して以下に示す。

- 1)断熱材層密度を1.9層/mm一定とした条件の下で、断熱材層数10層について、多層断熱材の伝熱量に関する実験を行った結果、今回開発した各断熱層が配管回りに同心円状にきちんと巻くことのできる一体型多層断熱材の伝熱量は、従来の一体型多層断熱材に比べ1/3以下となり優れた断熱性能を示した。また、断熱材層数20層における新開発の一体型多層断熱材の場合、伝熱量は断熱材層数10層に比べ、さらに40%減少し、 0.28 W/m (5.1 W/m^2)を得た。
- 2)配管長手方向の断熱材の接続部からの侵入熱は、断熱材層数10層において、従来の接続法の場合、1箇所当り 0.079 W と評価された。これに対して、今回開発した一体型多層断熱材をさらに発展させて、配管長手方向接続部に対しても各断熱層が同層のみとオーバーラップできる一体型多層断熱材を開発し、これらを接続した結果、断熱材接続部からの熱侵入はほとんどないことが明らかとなり、接続部における各断熱層のオーバーラップ量は1層当たり10mmあれば十分であることが示された。
- 3)断熱性能の優れた断熱材層数20層について、断熱材の層密度による断熱性能への影響を調べた結果、断熱材層密度1.9層/mmの場合の伝熱量 0.28 W/m (5.1 W/m^2)に比べ、層密度2.3層/mmの場合の伝熱量は、 0.50 W/m (9.2 W/m^2)となり、約80%上昇した。これにより、断熱材層密度の断熱性能への影響は極めて大きいことが明か

なった。

- 4) 従来の研究では十分に考慮されていなかったスペーサと反射材間の輻射伝熱量が反射材同士の輻射伝熱量に対して3倍以上大きく、輻射伝熱量のほとんどを占めることが明らかとなった。これにより、スペーサと反射材間の輻射伝熱が十分に考慮されていない従来の解析手法を用いた場合、断熱材の伝熱量は過小評価されることが明らかとなった。
- 5) 反射材とスペーサの輻射率及び反射材とスペーサ間の熱通過率の各物性値の温度依存性さらに反射材とネット状スペーサ間の輻射伝熱を考慮に入れて伝熱解析モデルを構築し、多層断熱材の伝熱解析を行った。その結果、各断熱層を配管回りに同心円状に巻くことのできる新開発の一体型多層断熱材について、解析結果は実験結果と良い一致を示し、本解析手法の有効性が実証された。これにより、過小評価が指摘されていた従来の伝熱解析手法の問題点を解決し、液体ヘリウム温度に冷却された配管を断熱するための反射材とスペーサから成る多層断熱材の伝熱解析手法を確立することができた。
- 6) 断熱材層数の断熱性能に及ぼす効果について解析を行った結果、断熱材層数20層以上では、断熱材層数の断熱性能に及ぼす効果が少なくなり、断熱材層数27層以上では、伝熱量はほぼ一定値に収束し、 0.26 W/m (4.8 W/m^2)を示した。これにより、断熱性能に対する作業量や経済性の観点から判断して、断熱材層数として20層程度が最も有効であることが示された。
- 7) 断熱材層密度の断熱性能への影響について実験と解析の両面から考察した結果、層密度の比較的高い2.3層/mm付近では、多層断熱材としては好ましくない異層間の反射材同士の直接接触による熱的短絡が発生していることが推察された。これに対して、層密度の比較的低い1.9~2.0層/mmでは、異層間の反射材同士の直接接触による熱的短絡が少ないことが推察され、断熱材の層密度として、層密度2.0層/mm以下に管理することが有効であることが示された。
- 8) 以上の実験結果及び解析結果から、JT-60NBI用クライオポンプの液体ヘリウム配管用多層断熱材の仕様として、今回新しく開発された一体型多層断熱材を採用し、断熱材層数は20層で、層密度は2.0層/mm以下とした。
- 9) 今回、新しく開発された液体ヘリウム配管用一体型多層断熱材は、一般の極低温配管用としても適用可能である。また、新しく提案された液体ヘリウム配管用多層断熱材の解析手法は、配管だけでなく一般の極低温構造物用多層断熱材の伝熱解析にも適用可能である。

3. クライオポンプ内気液二相ヘリウムの自然循環方式による流動特性

3.1 はじめに

クライオポンプにより水素を安定に排気するためには、水素の排気面である6枚のクライオパネルに液体ヘリウムを十分に供給し、全てのクライオパネルを一定温度に安定に冷却する必要がある。しかし、JT-60NBI用クライオポンプは、従来の小型クライオポンプに比べ単に大きいだけでなく、水素の排気面となる6枚のクライオパネルが配管により並列に接続されていることから複雑な流路構造を形成している。また、14基のクライオポンプについて、その設置位置により各クライオポンプに供給される気液二相ヘリウムの流量及び気液比が異なることが予想される。これらの設計上の制約条件に対して、14基のクライオポンプの設置位置に関係なく、配管により接続された6枚のクライオパネルに液体ヘリウムを安定に供給する方法として、熱サイフォン効果を利用した自然循環方式が最も有効であると考えられる。しかし、この自然循環方式の採用に当っては、各クライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの流動様式と供給量を正しく評価し、その妥当性を確認しておく必要がある。

そこで、ここでは、自然循環方式による各クライオパネル内への液体ヘリウムの供給方式の有効性を確認するために、まず、クライオポンプを模擬したガラスモデルを製作し、自然循環方式による気液二相ヘリウムの流動様式の観察を行った。次に、このガラスモデルを用いて、自然循環時における各クライオパネルに供給される気液二相流ヘリウムの定量化を行うために、流速の測定を行った。さらに、ガラスモデルについて、自然循環時における各クライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの流速の計算を行い、実験結果と比較することにより解析手法の妥当性について検討した。そして、この解析手法をJT-60NBI用クライオポンプに適用し、各クライオパネルに供給される液体ヘリウムの供給量の計算を行い、自然循環方式による各クライオパネルへの液体ヘリウムの供給方式の健全性を評価した⁽⁴³⁾。

3.2 実験

3.2.1 実験装置

JT-60NBI用クライオポンプは、1基当り6枚のクライオパネルから構成されるが、クライオポンプ内気液二相ヘリウムの流動様式及び流速を測定するためのガラスモデルは、図3.1のようにクライオポンプの対称性を考慮して、6枚のクライオパネルから成るクライオポンプの片側半分のP₁室、P₂室及びP₃室クライオパネル3個についてモデル化したものである。特に、気相分の多くなるクライオパネルより下流側配管を長くして、気相分の多くなった場合の気液二相ヘリウムのクライオパネル下流側配管合流部、ベント、水平配管、垂直配管内の気液二相ヘリウムの流動様式が観察できるようにした。また、本ガラスモデルは、気液分離器内の液体ヘリウムを各クライオパネルに供給するための自然循環ラインがあり、液体ヘリウムは自然循環が行われた場合、気液分離器→自然循環ライン→クライオパネル→気液分離器という一つのループを形成して循環し、各クライオパネルに供給される。配管内径は実際のクライオポンプを想定してφ14mmとし、各クライオパネル内にはクライオパネル部での熱負荷を模擬するために電気ヒータが内臓され、熱負荷を個々に与えることができる。液体ヘリウムは大気圧下で4.2Kという極低温であり、さらに蒸発潜熱が20J/gと非常に小さいので、気液二相ヘリウムの流動形態に悪影響を及ぼす不要な侵入熱をできるだけ軽減する必要があり、

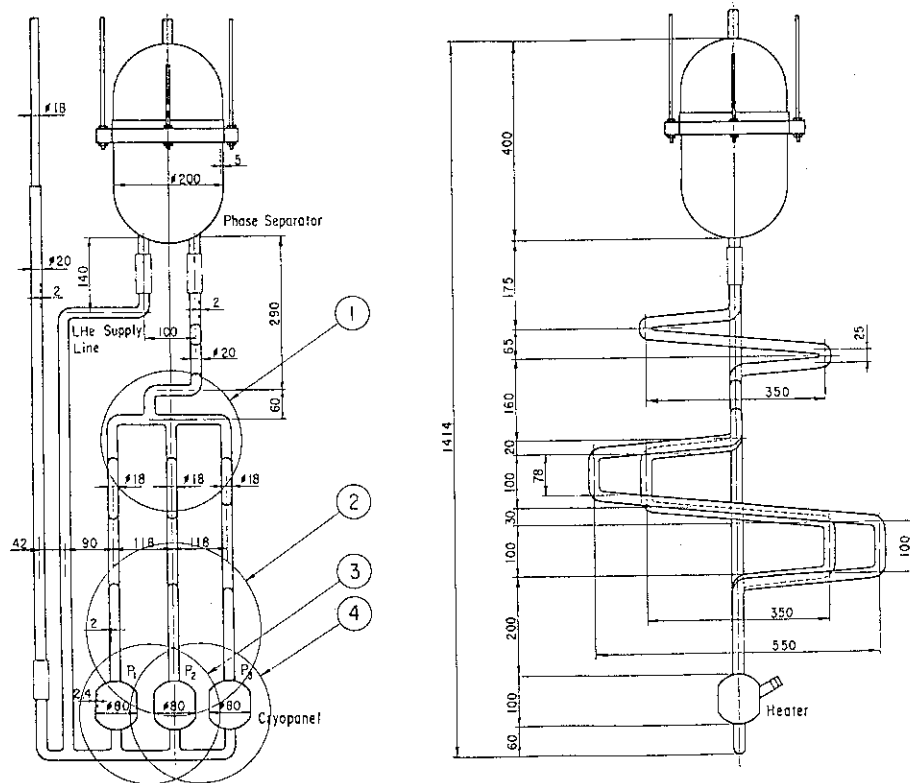


図3.1 クライオポンプガラスモデル

ガラスモデルは 10^{-3} Pa以下の真空容器内に収められ、しかもガラスモデル内の気液二相ヘリウムの流動様式の観察及び流速の測定を行うための複数のガラス窓を除いて、ガラスモデルの周囲は77 Kの液体窒素により冷却された熱シールドにより熱遮蔽が施されている。

3. 2. 2 ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流動様式の観察

自然循環方式による各クライオパネル、水平配管、垂直配管、配管の分岐部及び合流部における気液二相ヘリウムの流動様式の観察を行った。なお、本実験に用いたガラスモデルはその回りを前節で述べたように熱遮蔽が施されているが、各クライオパネル内に内臓されたヒータによる熱負荷を全く与えない場合でも、ガラス窓を通しての室温からの輻射や真空容器内を照らす照明等により定常的な熱負荷を受け、その値はガラスモデルより蒸発したガスヘリウム量をオリフィス型ガス流量計により測定し求めた結果、15.7 Wであった。また、ガラスモデルの各クライオパネル内に投入するヒータ負荷の値は、自然循環時におけるJT-60NBI用クライオポンプ内の気液二相ヘリウムのレイノルズ数やボイド率等の流動状態を模擬できるように決定した。そのため、ガラスモデルのクライオパネル内へのヒータ負荷は、JT-60NBI用クライオポンプの気液分離器を除いた予想熱負荷34 Wの片側半分の約1.5倍に相当する26 W ($Q_1=Q_2=10$ W、 $Q_3=6.0$ W)を最大値とし、これを満足する各種の熱負荷条件における自然循環時のガラスモデル内気液二相ヘリウムの流動様式を観察した。

液体ヘリウムはガラスモデル下部から供給され、気液分離器内に十分液体ヘリウムが溜め込まれた後、液体ヘリウムの供給を停止する。液体ヘリウムの供給が停止されると、ガラスモデル内で熱負荷により蒸発した気相ヘリウムの浮力によって、気液分離器→自然循環ライン→クライオパネル→気液分離器の自然循環ループを形成し、各クライオパネルに液体ヘリウムが供給された。このような自然循環ループの場合、各クライオパネルに供給される液体ヘリウムは気液分離器内に一旦溜められ、ここで気液が分離されることから、極めて気相分の少ない良質な気液二相ヘリウムが各クライオパネルに供給されることになる。各クライオパネルに供給された気液二相ヘリウムの流動様式は、ヒータ負荷を与えない無負荷状態を含めてヒータ負荷に依存せず同様の流動様式を示した。観察結果の一例として、ヒータ負荷 $Q_1=Q_2=10$ W、 $Q_3=6.0$ Wの場合の流動様式の観察結果を図3.2に示す。図3.2における①～④の番号は図3.1のガラスモデルの観察位置の番号に対応する。これらの観察結果より、特に配管内における気液二相ヘリウムの流動様式は水平配管内、垂直配管内、分岐点、合流点のどの部分においても液相が主体であり、液相中に非常に微細な気泡が分散し、その結果として、気液二相

ヘリウム全体が白濁していることが観察された。以上の観察結果より、自然循環時における流動様式は均質流と言っても十分であり、気液間の相間速度差の少ない極めて質の高い均質流が各クライオパネルを接続する並列配管内を一方向に安定に循環していることが明らかとなった。

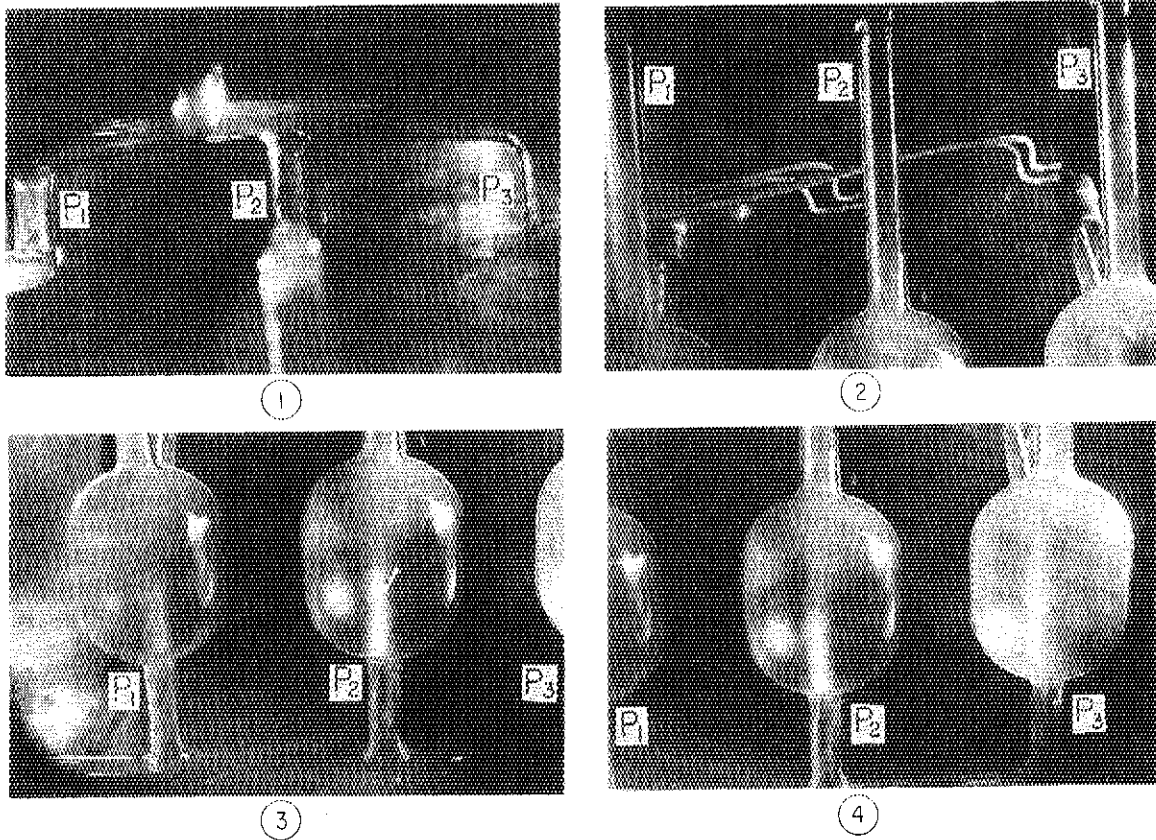


図3.2 自然循環時におけるガラスモデル内気液二相ヘリウムの流動様式

3.2.3 ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流速測定

気液二相ヘリウムの流速測定を行うためには、以下の条件を考慮する必要がある。

- 1) 流動様式が均質流である。
- 2) 大きな抵抗となるような測定装置は使用できない。
- 3) 液体ヘリウムに対して大きな熱負荷となるような測定装置は使用できない。
- 4) 真空容器内で使用できる。

これらの条件を考慮することにより、気液二相ヘリウムの流速測定法は、液体ヘリウム中に混入させたトレーサを追跡することにより行った。流速測定のための実験装置の概略図を図3.3に示す。液体ヘリウムとほぼ等しい密度に熱加工した発泡スチロール片（1片1.5～2.0mm程度）をトレーサとしてガラスモデル内液体ヘリウム中に混入させ、ガラスモデル内気

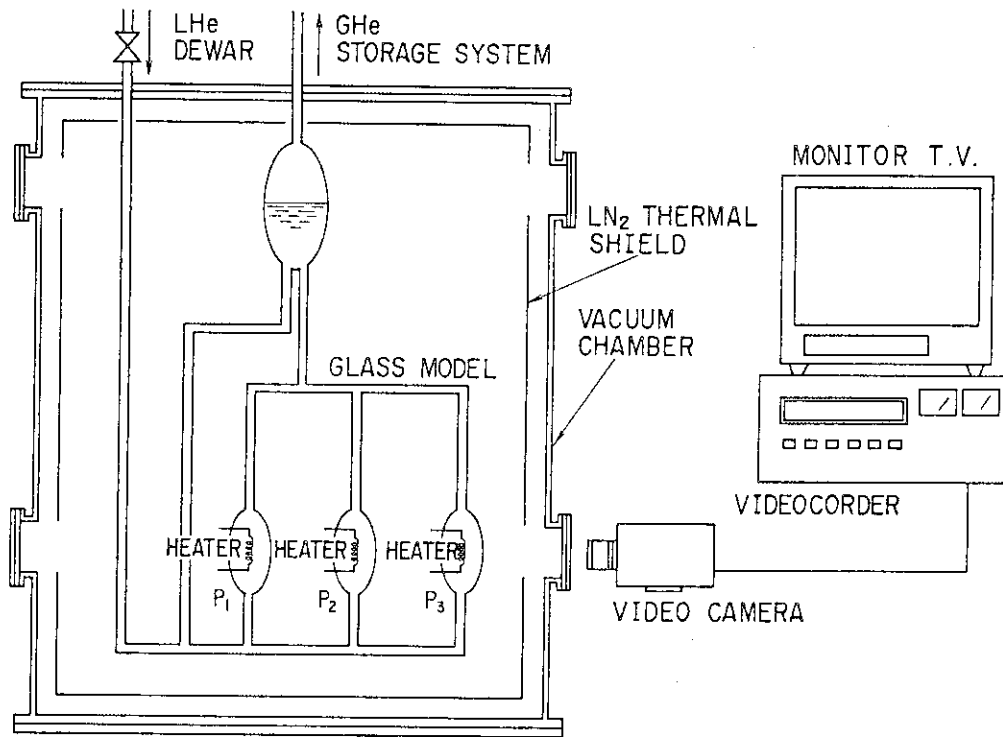
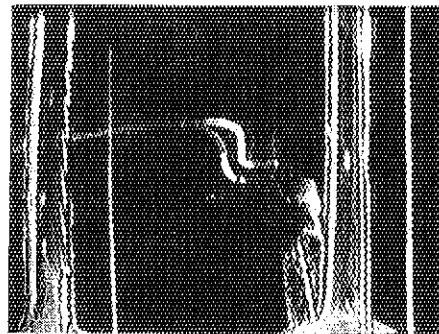


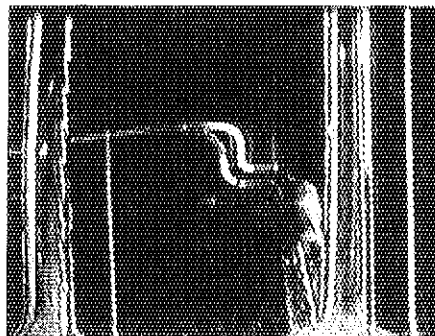
図 3. 3 ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流速測定用試験装置の概略図



(a) 1コマめ



(b) 5コマめ



(c) 10コマめ

図 3. 4 ガラスモデル内トレーサによる気液二相ヘリウムの流速測定

液二相ヘリウムの自然循環時において、トレーサをCCDカメラで追跡し、ビデオレコーダに録画する。次にビデオレコーダで録画された映像をコマ送り再生し、トレーサの単位時間当りの移動距離を測定することによって、流路内気液二相ヘリウムの流速の測定を行った。流速の測定場所は、各クライオパネル毎に入口側と出口側の2箇所合計6箇所について行った。また、各クライオパネルへのヒータ負荷は① $Q_1=Q_2=Q_3=0\text{ W}$ 、② $Q_1=Q_2=Q_3=1.6\text{ W}$ 、③ $Q_1=Q_2=1.0\text{ W}$ 、 $Q_3=6.0\text{ W}$ の3通りの場合について行い、それぞれについて流速を測定した。これらの気液二相流ヘリウムの流速測定は液体ヘリウム温度 4.2 K の大気圧下で行った。液体ヘリウム内に混入させたトレーサを追跡し、ガラスモデルの流路内気液二相ヘリウムの流速を測定するための一例として、クライオパネルへのヒータ負荷 $Q_1=Q_2=1.0\text{ W}$ 、 $Q_3=6.0\text{ W}$ 投入時におけるビデオ録画のコマ送り映像を図3.4に示す。

3.3 解析

3.3.1 解析モデル

各クライオパネルへの液体ヘリウムの供給量は、液体ヘリウムの供給配管となる自然循環ラインと各クライオパネルラインを結ぶ自然循環ループにおいて、駆動力となるヘッド差と圧力損失とが平衡となる条件により計算することができる。しかし、JT-60NBIは6枚のクライオパネルから構成され、各クライオパネルはT字管を介して配管によって接続されていることから、クライオポンプを構成する配管には、直管はもちろんのことベント、分岐、合流、拡大及び縮少が存在する。それゆえ、1基のクライオポンプ全体を構成する配管系は複雑となるので、圧力損失の解析を容易にするために以下を仮定した。

- 1) 温度は飽和温度とし、ヘリウムの過熱は考慮しない。
- 2) 熱負荷は全て定常的に液体ヘリウムに伝達される。
- 3) 気液二相ヘリウムの流れは気相と液相間にすべりのない均質流とする。
- 4) 気液二相ヘリウムを構成する気相及び液相の各物性値は一定とする。
- 5) クライオパネル内での位置損失以外の圧力損失は配管に比べ断面積が大きいので考慮しない。
- 6) クライオパネルを含めた1つの定められた流路に関して、その断面形状は一定で、かつ熱負荷は流れ方向に対して均等に負荷される。
- 7) 気液分離器から各クライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの乾き度の初期値はゼロ

すなわち全て液体ヘリウムとする。

クライオポンプは、各クライオパネルが配管によって接続され、全体として数個の閉流路から構成される流路網にモデル化できる。各流路内は流路に沿って変化するボイド率を考慮するために複数の要素に分割され、図3.5に示す任意の1つの閉流路について以下の関係が成立する。

(1) 気液二相流の質量保存式

流路 i 内の任意の2点 $n_{i,j}$, $n_{i,j+1}$ において、気液二相の流量に関する質量保存式は次式となる。

$$W_{gi,j} + W_{li,j} = W_{gi,j+1} + W_{li,j+1} \tag{3.1}$$

ここで、 $W_{gi,j}$ 、 $W_{li,j}$ 、 $W_{gi,j+1}$ 、 $W_{li,j+1}$ は、それぞれ i 流路の $n_{i,j}$ 点及び $n_{i,j+1}$ 点における気相流量、液相流量である。

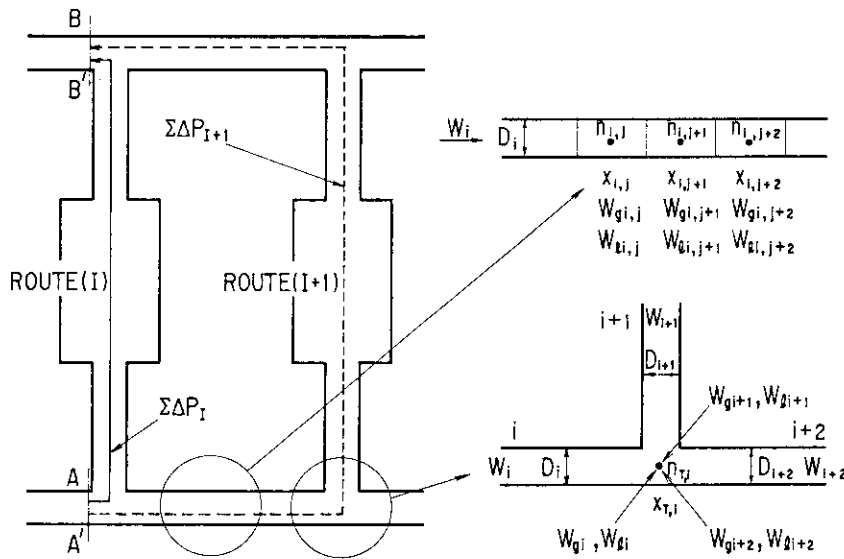


図3.5 任意の閉流路内における気液二相ヘリウムの解析モデル

また、3つの流路 i , $i+1$, $i+2$ から成るT字路の流路の分岐点又は合流点 n_{Ti} における気相と液相それぞれについての質量保存の式は次式となる。

$$W_{gi} + W_{gi+1} + W_{gi+2} = 0 \tag{3.2}$$

$$W_{Q_i} + W_{Q_{i+1}} + W_{Q_{i+2}} = 0 \tag{3.3}$$

ただし、分岐点で流入の場合（+）、流出の場合（-）と流量の正負が決定される。

(2) 各閉流路における圧力の平衡条件式

1つの閉路において、入口と出口が同じであれば、どの流路を通っても入口と出口間の圧力損失は等しくなることから、次の圧力に関する平衡条件式が成立する。

$$\sum \Delta P_I - \sum \Delta P_{I+1} = 0 \tag{3.4}$$

$$\sum \Delta P_I = \sum_j \sum_i (\Delta P_{Fi,j} + \Delta P_{Bi,j} + \Delta P_{Ti} + \Delta P_{Exi} + \Delta P_{Ci} + \Delta P_{Mi} + \Delta P_{Hi,j}) \tag{3.5}$$

ここで、 ΔP_I 、 $\sum \Delta P_{I+1}$ 、 $\Delta P_{Fi,j}$ 、 $\Delta P_{Bi,j}$ 、 ΔP_{Ti} 、 ΔP_{Exi} 、 ΔP_{Ci} 、 ΔP_{Mi} 、 $\Delta P_{Hi,j}$ は、それぞれルート I、ルート I + 1、管摩擦、ベント、分岐・合流、拡大、縮小、加速、位置の各圧力損失である。

クライオポンプ内の圧力損失は式(3.5)に示すように、管摩擦、ベント、分岐・合流、拡大、縮小、加速、位置による各圧力損失が考えられ、ここではそれぞれ独立に各圧力損失を求める。管摩擦、ベント、拡大、縮小、加速、位置による各圧力損失を求めるための解析モデルを図3.

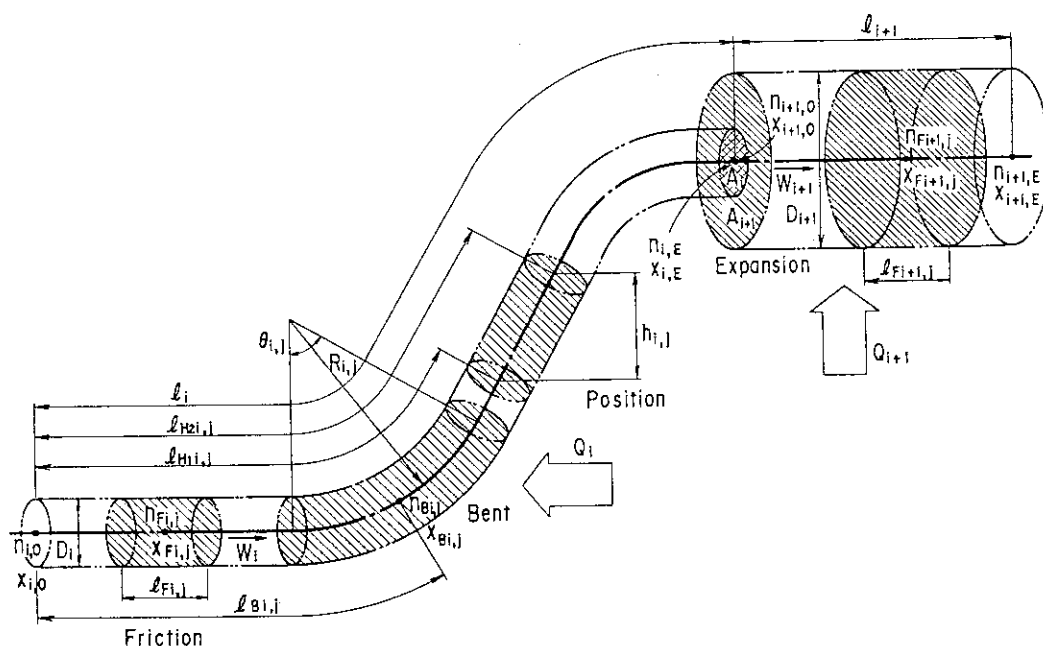


図3.6 管摩擦、ベント、拡大、縮小、加速、位置による各圧力損失を計算するための解析モデル

6に、T流路における分岐・合流による圧力損失を求めるための流れパターンを図3.7に、各損失係数を表3.1(44)、(45)、(46)にそれぞれ示す。特に、管摩擦、ベント、位置による圧力損失の場合、流路に沿って連続的に圧力損失を求める必要がある。摩擦損失は指定された流路*i*を複数の要素に等分割し、分割された任意の流体要素 $Q_{Fi,j}$ 内の物性値は一定とし、これを要素中心 $n_{Fi,j}$ での値で代表させ、各要素による摩擦損失を累積することにより求められる。ベントによる圧力損失は、ベント中心 $n_{Bi,j}$ での値で物性値を代表させることにより求められる。位置損失は、流路*i*内の直管と仮定しうる領域において、流路*i*の起点 $n_{i,0}$ からの長さ $Q_{Hi,j}$ と $Q_{Hi,j}$ における乾き度より求められる平均密度 $\rho_{i,j}$ によって計算される。ただし、位置損失は流れ方向により正負が決定され、上昇流(+)、下向流(-)とし、位置損失は管路ばかりでなく、クライオパネルの場合も同様に計算される。また、流路*i*内の流路入口と出口間の運動量差に基づく加速損失は、均質流が仮定されているので次式によって表わされる。

$$\Delta P_{Mi} = \left(\frac{W_i}{A_i} \right)^2 \left(\frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right) (X_{i,E} - X_{i,0}) \quad (3.6)$$

ここで、 W_i 、 A_i 、 $X_{i,E}$ 、 $X_{i,0}$ 、 ρ_g 、 ρ_l は、それぞれ流路*i*の流量、断面積、起点の乾き度、

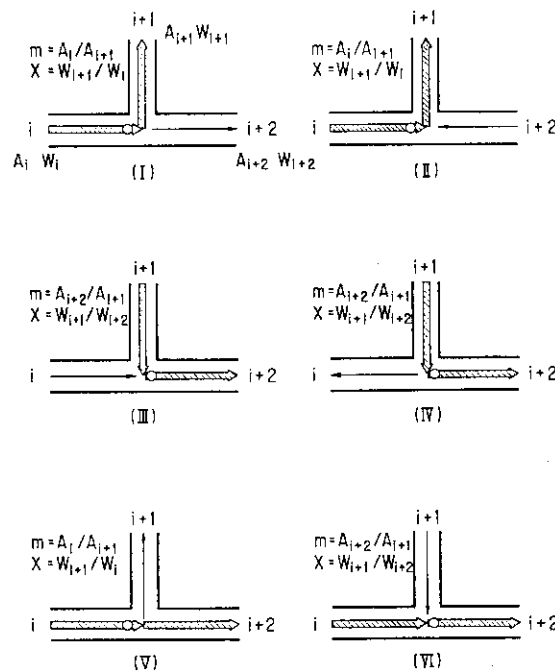


図3.7 T流路における分岐・合流による圧力損失解析用流れパターン

表3. 1 管摩擦、ベント、分岐・合流、拡大、縮小に関する各圧力損失係数

Friction	λ_{ij} $\lambda_{ij} = 64/Re_{ij}, Re_{ij} < 10^3$ $\lambda_{ij} = 0.3164/Re_{ij}^{0.25}, 10^3 < Re_{ij} < 10^5$ $\lambda_{ij} = 0.0032 + 0.221/Re_{ij}^{0.237}, 10^5 \leq Re_{ij}$
Bent ⁽⁴⁴⁾	ζ_{Bij} $\zeta_{Bij} = 0.00276 \beta \theta Re_{ij}^{-0.20} (2R_{ij}/D_i)^{0.90}, Re_{ij}(D_i/2R_{ij})^2 < 91$ $\zeta_{Bij} = 0.00241 \beta \theta Re_{ij}^{-0.17} (2R_{ij}/D_i)^{0.84}, Re_{ij}(D_i/2R_{ij})^2 \geq 91$ $\theta_{ij} = 45^\circ, \beta = 1 + 14.2(2R_{ij}/D_i)^{-1.47}$ $\theta_{ij} = 90^\circ, \beta = 0.95 + 17.2(2R_{ij}/D_i)^{-1.96}, 2R_{ij}/D_i < 19.7$ $\beta = 1.0, 2R_{ij}/D_i \geq 19.7$ $\theta_{ij} = 180^\circ, \beta = 1 + 116(2R_{ij}/D_i)^{-4.52}$
Tee ⁽⁴⁵⁾	ζ_{Ti} Pattern (I) and (II) $\zeta_{Ti} = 0.930(mX)^2 - 0.619(mX) + 1.0, 0 \leq mX < 2$ $\zeta_{Ti} = 0.448(mX)^2 + 1.271(mX) - 0.852, mX \geq 2$ Pattern (III) and (IV) $\zeta_{Ti} = 0.936(mX)^2 + 0.736(mX) - 1.0, 0 \leq mX < 5$ $\zeta_{Ti} = 0.240(mX)^2 + 7.87(mX) - 19.28, mX \geq 5$ Pattern (V) $\zeta_{Ti} = 0.785X^2 - 0.432X$ Pattern (VI) $\zeta_{Ti} = 1.700X - (1.415 - 0.263m)X^2$
Expansion	ζ_{EXi} $\zeta_{EXi} = (1 - A_i/A_{i+1})^2, A_{i+1} > A_i$
Contraction ⁽⁴⁶⁾	ζ_{Ci} $\zeta_{Ci} = -0.542(A_{i+1}/A_i)^2 - 0.0831(A_{i+1}/A_i) + 0.430, 0 < A_{i+1}/A_i < 0.5$ $\zeta_{Ci} = 0.313(A_{i+1}/A_i)^2 - 0.963(A_{i+1}/A_i) + 0.650, 1.0 > A_{i+1}/A_i \geq 0.5$

終点の乾き度、気相密度、液相密度である。

以上の各圧力損失を求めるための基準位置 $n_{i,j}$ での乾き度 $x_{i,j}$ は、熱負荷 Q_i が均一に負荷されているので、次式によって与えられる。

$$x_{i,j} = x_{i,0} + \frac{Q_i}{W_i L} \cdot \frac{\ell_{i,j}}{\ell_i} \quad (3.7)$$

ここで、 L 、 ℓ_i 、 $\ell_{i,j}$ は、それぞれ蒸発潜熱、 i 流路長さ、 i 流路の起点から $n_{i,j}$ までの長さである。ただし、式(3.7)において、気液二相ヘリウムは飽和状態で温度を一定と仮定しているため、 $x_{i,j} > 1.0$ の場合、 $x_{i,j} = 1.0$ とする。また、T流路においては、図3.7のよう

に各パターンにより基準となる位置が図3.7中○印で示されるように異なり⁽⁴⁵⁾、各分岐点又は合流点 n_{Ti} における乾き度 x_{Ti} は以下で表される。

$$x_{Ti} = \begin{cases} x_{i,E}, & \text{パターン(I), (II), (IV), (V)} \\ x_{i+2,0} = \frac{x_{i,E}W_i + x_{i+1,E}W_{i+1}}{W_{i+2}}, & \text{パターン(III), (VI)} \end{cases} \quad (3.8)$$

これらの乾き度 $x_{i,j}$ を用いて、流路 i 内の点 $n_{i,j}$ におけるボイド率 $\alpha_{i,j}$ 、流速 $v_{i,j}$ 、密度 $\rho_{i,j}$ 、レイノルズ数 $Re_{i,j}$ の各物性値は均質流を仮定しているので各々次のように表される。

$$\alpha_{i,j} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1 - x_{i,j}}{x_{i,j}} \right) \frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (3.9)$$

$$v_{i,j} = \frac{4W_i}{\pi D_i^2} \left(\frac{x_{i,j}}{\rho_g} + \frac{1 - x_{i,j}}{\rho_l} \right) \quad (3.10)$$

$$\rho_{i,j} = \frac{1}{\frac{x_{i,j}}{\rho_g} + \frac{1 - x_{i,j}}{\rho_l}} \quad (3.11)$$

$$Re_{i,j} = \frac{4W_i}{\pi D_i} \left(\frac{x_{i,j}}{\mu_g} + \frac{1 - x_{i,j}}{\mu_l} \right) \quad (3.12)$$

ここで、 D_i 、 μ_g 、 μ_l は、それぞれ流路内径、気相及び液相の粘性係数である。

3.3.2 解析手順

クライオポンプ全体の解析モデルは対称性を考慮してガラスモデルと同様に片側半分についてモデル化したものである。解析モデルは図3.8に示すように、3個のクライオパネルとそ

れらを接続する配管から成り、全体は3つの閉流路から構成される。3つの閉流路ループ(1)からループ(3)の各閉流路内において、圧力損失がゼロになるように各ルート内の流量および必要に応じて乾き度を逐次修正し、解が収束するまでくり返し計算を行う。具体的な計算フロー図は図3.9であり、各ループ内の各ルート内流量 $W(R_1)$ 、 $W(R_2)$ 、 $W(R_3)$ 及びルート R_0 の終点における乾き度 $X(R_{0,END})$ を適当に仮定し、まず、ループ(3)内の流量 $W(R_3)$ を式(3.4)が成立するように修正し、収束させた後、次にループ(2)内の流量 $W(R_2)$ をループ(3)と同様に修正収束させる。この時点でループ(2)、(3)内の流量 $W(R_1)$ 、 $W(R_2)$ 、 $W(R_3)$ の合計としてルート R_0 内の流量が決定され、これにより、ルート R_0 の終点における乾き度 $X(R_{0,END})$ が再計算され、解が収束しなければ再びループ(3)、ループ(2)内で同様の計算を行う。そして最終的にループ(1)内での圧力損失の計算を行い、全体の圧力損失がゼロ、すなわち、位置損失から得られるヘッド差とその他の圧力損失の合計が平衡となるように収束するまで各ルート内の流量及び乾き度の再計算を行い、最終的な解を得る。

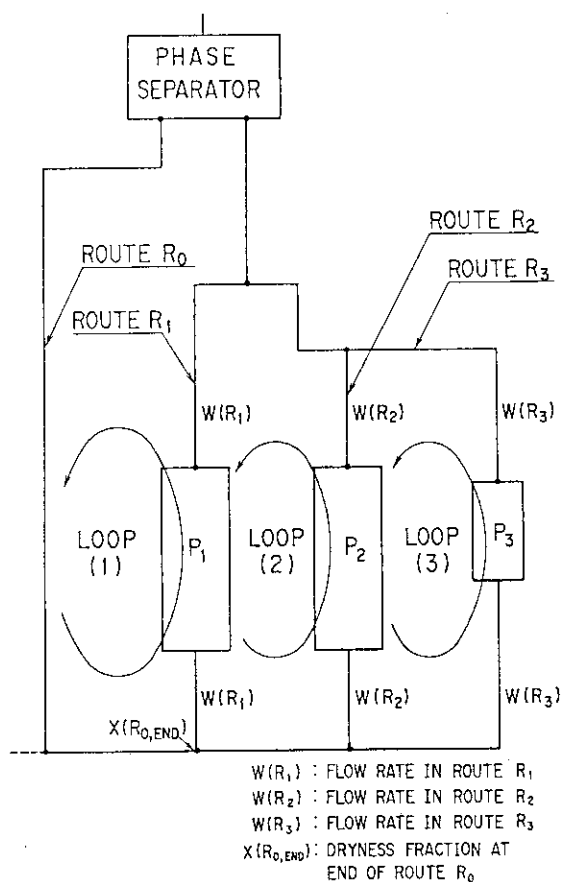


図3.8 クライオポンプ内気液二相ヘリウムの解析モデル

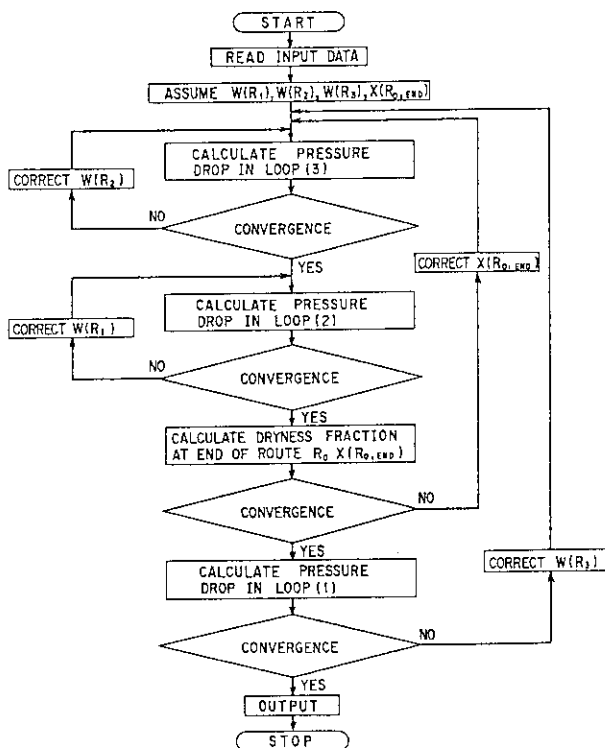


図3.9 クライオポンプ内気液二相ヘリウムの解析フロー図

3.4 解析結果と実験結果の比較及び検討

3.4.1 ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流速に関する解析結果と実験結果の比較

クライオパネルにヒータ負荷を与えない場合でも、ガラスモデルは15.7Wの熱負荷を受けているが、この熱負荷の内訳を詳細に評価することは難しいので、ここでは、熱シールドやガラス窓を通しての照明及び常温物体からの放射による熱負荷がほとんどとして、15.7Wの熱負荷がガラスモデル表面に比例して均等に与えられるとして解析を行った。ヒータによる熱負荷条件は、ガラスモデルによる気液二相ヘリウムの流速測定結果との比較を行うために、流速測定の場合と同様に3つの場合(① $Q_1=Q_2=Q_3=0$ W, ② $Q_1=Q_2=Q_3=1.6$ W, ③ $Q_1=Q_2=1.0$ W, $Q_3=6.0$ W)を想定して解析を行い、 Q_2 と Q_3 のヒータ熱負荷はそれぞれの場合において固定し、 Q_1 のヒータ熱負荷を $Q_1=0\sim 15$ Wの間で変化させた時の解析結果を実験結果を併記して図3.10に示す。また、解析に用いたヘリウムの物性値は、ガラスモデルにおける気液二相ヘリウムの実験条件と同じ大気圧での値とし、気相及び液相の密度、粘性係数、蒸発潜熱は、それぞれ $\rho_g=16.8$ kg/m³、 $\rho_l=125$ kg/m³、 $\mu_g=1.25\times 10^{-6}$ Pa s、 $\mu_l=3.2\times 10^{-6}$ Pa s、 $L=2.1\times 10^4$ J/kgとした。なお、③の場合の実験結果において、P₁室出口側流速は、速度が速すぎることでと流路内の気相分による

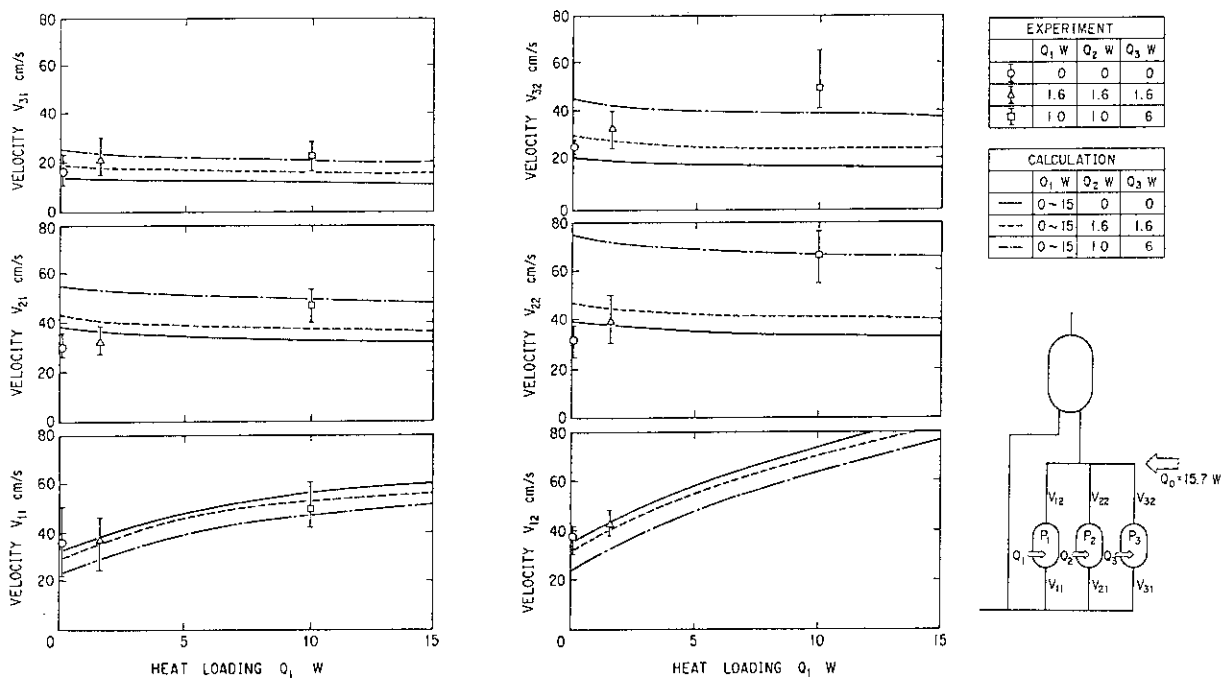


図3.10 ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流速に関する実験結果と解析結果との比較

白濁によって測定不可能であった。

解析結果と実験結果を比較した場合、流速の測定結果の誤差がかなり大きいことを考えると、解析結果と実験結果は比較的よく一致していると言える。解析結果の実験結果に対する全般的な傾向としては、P₁室及びP₃室クライオパネルの上流側の流速が比較的遅いのに対して、P₂室クライオパネルの上流側及び下流側の流速は比較的速い値を示した。この原因として、まずガラスモデル内の流動様式の観察及び流速測定を行うための真空容器内部を照らす照明による影響が考えられる。この照明には写真撮影用ランプ（出力300W）が使用され、P₃室側ガラス窓に設置されているために、照明に最も近いP₃室クライオパネルラインに、照明からの放射による熱負荷が平均より大きかったものと推測される。よって、解析モデルで仮定したように、熱負荷がガラスモデル全体に均等に負荷されているわけではなく、P₃室クライオパネル側に比較的多くの熱負荷が加えられているものと考えられる。

次に、自然循環ラインで熱負荷を受けることにより生じた気相ヘリウム及び気液分離器内で気相が完全に分離せずに自然循環ラインに引き込まれた気相ヘリウムによる各クライオパネルへの供給様式の影響が考えられる。P₁室クライオパネルとP₂室クライオパネルに供給される二相流ヘリウムの気相の割合が、白濁の度合いから同じヒータ負荷が与えられている場合でも少し異なっており、P₂室クライオパネルに比べP₁室クライオパネルに比較的多くの気相が流れる傾向が観察された。これは、解析の場合のように、気液二相ヘリウムの気相と液相が分岐点において完全な均質流として均等に分岐されておらず、自然循環ラインから最も近い垂直配管を有するP₁室クライオパネルに気液二相ヘリウムの気相分がP₂、P₃室クライオパネルに比べ比較的多く混入したために、特に、P₁室及びP₂室クライオパネルライン内気液二相ヘリウムの流速の実験結果が解析結果に比べ、P₁室の場合比較的速く、P₂室の場合比較的遅くなったものと考えられる。いずれにしても、均質流を仮定した解析結果は実験結果の平均値に対して-20%から+30%の範囲内に入っており、配管系が複雑な割には、両者は良く一致していると言える。

次に、このガラスモデルについて、ヒータ負荷 $Q_1=Q_2=Q_3=0\text{ W}$ 及び $Q_1=Q_2=10\text{ W}$ 、 $Q_3=6.0\text{ W}$ を投入したときの図3.11及び図3.12の解析結果を用いて、ガラスモデルを構成する各流路の中心位置における気液二相ヘリウムの流動様式について検討する。図3.11及び図3.12の解析結果をBaker線図で用いられているパラメータで整理し、その結果を▼として図3.13に示す。なお、図3.13には、水平配管内の気液二相ヘリウムについての流動様式に関する原口ら⁽²⁰⁾及びHaruyama⁽²¹⁾の実験結果を併記した。原口ら及びHaruyamaの

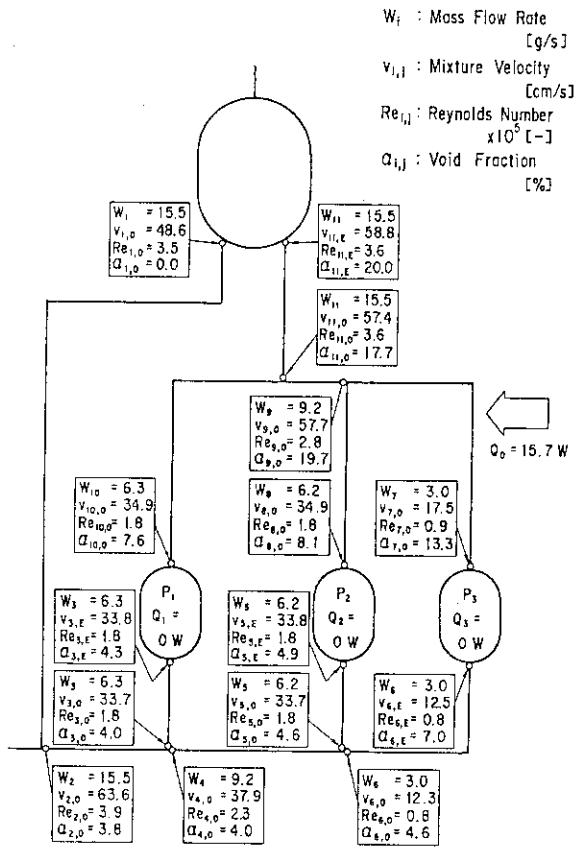


図 3. 1 1 ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流動特性に関する解析結果
($Q_1=Q_2=Q_3=0 W$)

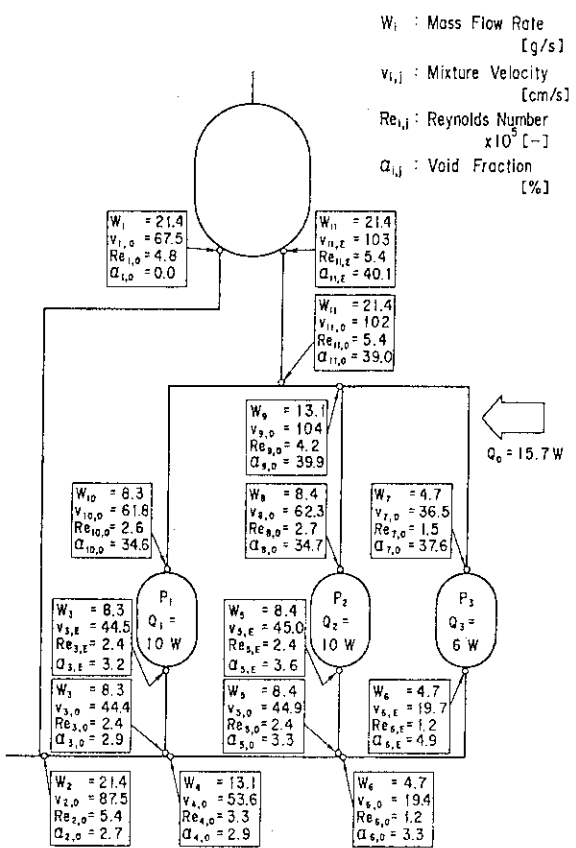


図 3. 1 2 ガラスモデル内気液二相ヘリウムの流動特性に関する解析結果
($Q_1=Q_2=10 W, Q_3=6 W$)

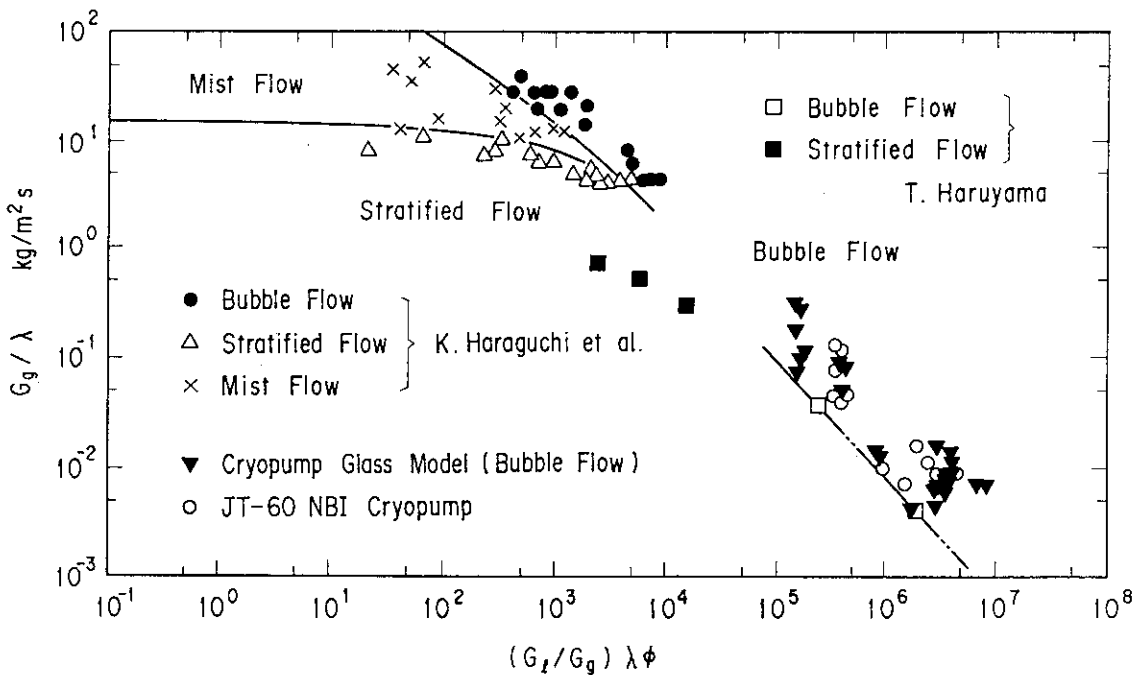


図 3. 1 3 Baker線図のパラメータで整理した各種気液二相ヘリウムの流動様式

実験結果とガラスモデルの観察結果及び解析結果から、均質流とみなすことのできる気泡流領域の境界として、少なくとも図3.13の二点鎖線を得ることができる。この気泡流の流動様式の境界条件により、次節で述べるJT-60NBI用クライオポンプ内の流動様式として、均質流の仮定の妥当性を判定する。

3.4.2 JT-60NBI用クライオポンプ内気液二相ヘリウムの流動解析

ガラスモデル内の気液二相ヘリウムの流速の解析を行った結果、比較的良好に実験結果と一致したので、この気液二相ヘリウムの均質流を仮定した解析手法をJT-60NBI用クライオポンプに適用して、均質流仮定の妥当性を判断すると共に各クライオパネルに液体ヘリウムが十分に供給されるかどうかの評価を行った。解析モデルは3枚のクライオパネルと13本の配管から構成され、各クライオパネルと各配管への熱負荷及び液体ヘリウムの流量分配に関する解析結果を図3.14に示す。図3.14内には、基準となる位置における流量 W_i 、流速 $v_{i,j}$ 、

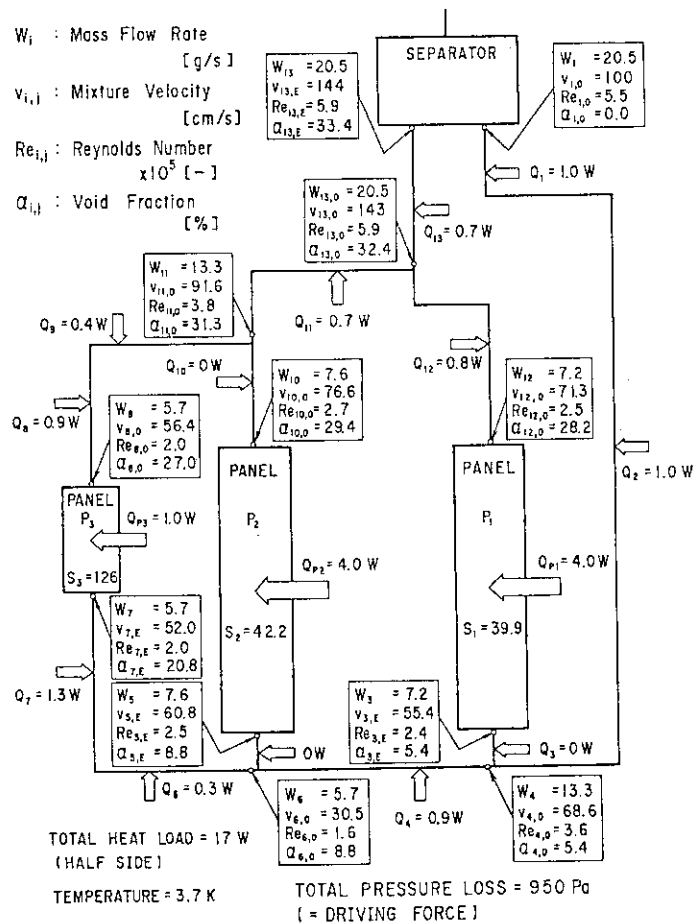


図3.14 JT-60NBI用クライオポンプ内気液二相ヘリウムの流動特性に関する解析結果

レイノルズ数 $Re_{i,j}$, ボイド率 $\alpha_{i,j}$ の解析結果をそれぞれ示した。なお、各配管への熱負荷は、クライオパネルを接続する配管には直管部以外にベント、分岐部、合流部が存在することから、第2章で得られた直管部における多層断熱材の伝熱量 0.28 W/m の約2倍の 0.6 W/m を仮定して評価されたものである。また、解析に用いたヘリウムの物性値は、クライオパネル温度の設計値である 3.7 K での値とし、気相及び液相の密度、粘性係数、蒸発潜熱は、それぞれ $\rho_g = 10.2 \text{ kg/m}^3$, $\rho_l = 133 \text{ kg/m}^3$, $\mu_g = 1.05 \times 10^{-6} \text{ Pa s}$, $\mu_l = 3.4 \times 10^{-6} \text{ Pa s}$, $L = 2.2 \times 10^4 \text{ J/kg}$ とした。

まず、本解析で仮定されている均質流気液二相ヘリウムの妥当性を確認するために、クライオパネルを接続する各配管の中心位置における気液二相ヘリウムの解析結果をBaker線図に適用し、その結果を図3.13内に○で併記した。図3.13におけるJT-60NBI用クライオポンプの流動様式に関する結果は、均質流であるガラスモデルの結果及びHaruyamaの実験結果よりさらに気泡流側に位置していることから、本解析における均質流仮定の妥当性が示された。

さらに、図3.14の各クライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの流量分配の解析結果から、各クライオパネルの入口及び出口におけるボイド率は、入口の場合10%以下で、出口の場合でも30%以下であり、また、気液分離器に戻ってくるボイド率も33.4%であり、気液二相ヘリウムの約2/3以上が液相の状態で各ラインを循環する結果が得られた。なお、ここで各クライオパネルへの液体ヘリウムの供給量を評価するために、各クライオパネルに供給された気液二相ヘリウム内の液体ヘリウム量 $(1 - x_{pi,0}) W_{pi}$ の潜熱をクライオパネルでの熱負荷 Q_{pi} で割った値 S_i を次のように定義する。

$$S_i = \frac{(1 - x_{pi,0}) W_{pi} L}{Q_{pi}} \quad (3.13)$$

ここで、 W_{pi} , $x_{pi,0}$ は、それぞれクライオパネル i に供給される流量及びクライオパネル i の起点における乾き度である。なお、式(3.13)は、クライオパネルでの熱負荷により必要とされる液体ヘリウム量に対する倍率であり、一種の安全係数と考えることができる。P₁室、P₂室、P₃室クライオパネルでの各 S_i の値はそれぞれ $S_1 = 4.0$ 、 $S_2 = 4.2$ 、 $S_3 = 1.26$ となり、液体ヘリウムは各クライオパネルに十分に供給されるものと評価できた。

なお、JT-60NBI用クライオポンプの性能試験におけるクライオポンプ1基当りの熱

負荷の平均値は30W（計算モデルの熱負荷では17W×2（両側）+1.5W（気液分離器）=35.5W）であり⁽⁸⁾、解析モデルの熱負荷は実測値に対して少し安全サイドになっているものの、熱負荷の仮定としては大きな誤りはなく、上述した解析結果は妥当なものと考えられる。

3.4.3 自然循環方式によるJT-60NBI用クライオポンプの冷却試験

JT-60NBI用クライオポンプを用いて、自然循環方式によるクライオパネルの冷却試験を行った⁽⁴⁷⁾。図3.15に、クライオパネル温度、気液分離器内液体ヘリウム液面（LI11）、定常弁（CV11）の試験結果を示す。自然循環方式によるクライオポンプの冷却は

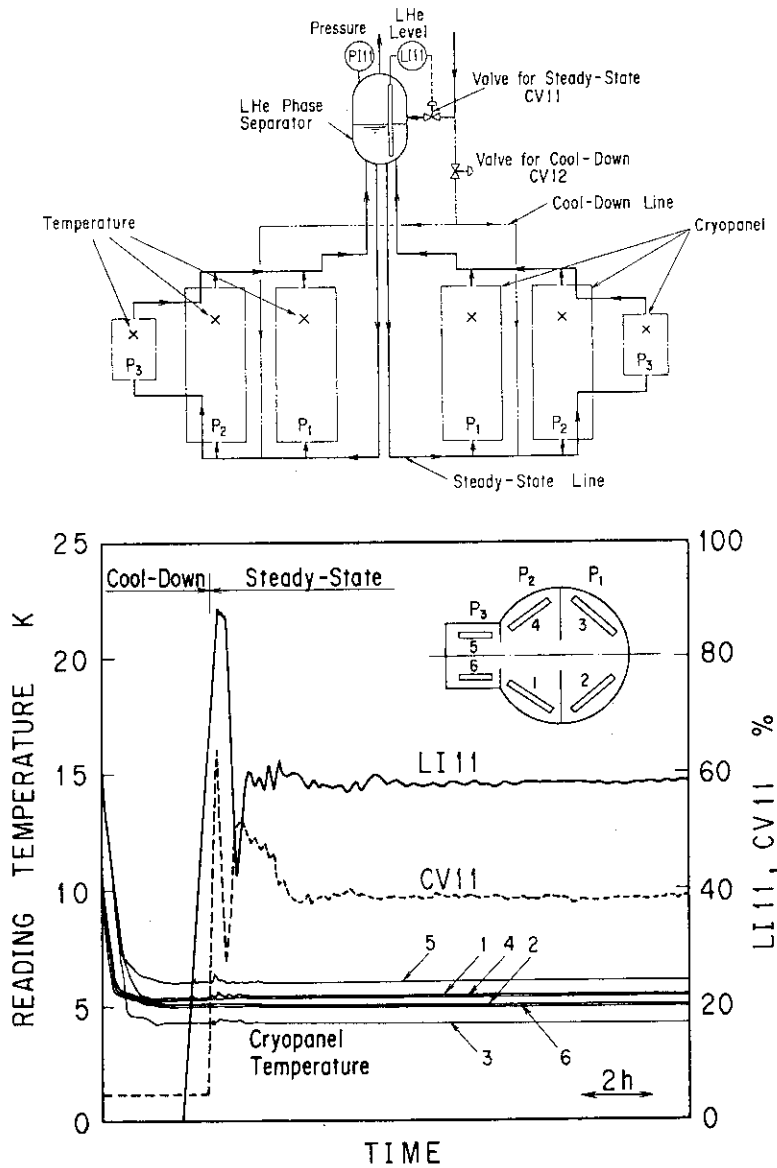


図3.15 JT-60NBI用クライオポンプの自然循環時における冷却試験結果

クライオポンプの定常運転時に行われる。クライオポンプの予冷運転から定常運転への切り換えの判定は、気液分離器内液体ヘリウムの液面が450 mm（気液分離器全長の75%）に達したときとし、通常の定常運転時における液面を350 mm（58%）とした。クライオポンプは定常信号を受けて、予冷弁（CV12）が閉となり、定常弁による液面一定制御に切り換わると、気液分離器内の液体ヘリウムは自然循環によりクライオパネルに供給される。この時、クライオポンプ内の液体ヘリウムは、予冷運転時におけるヘリウム冷凍機から長尺配管を介して供給された気相分の多い液体ヘリウムから気液分離器内で気液が分離された後の気相分の少ない液体ヘリウムに変わることにより、クライオポンプ内の定常熱負荷で発生する以外の気相分がクライオポンプ外に排出され、その結果、気液分離器内の液面が一旦低下した。しかし、その後、定常弁により定常運転時における液面設定値350 mm（58%）に液体ヘリウム液面が安定に制御されることが確認された。また、図3.15から明らかなように、クライオポンプの予冷運転時の最終段階において、各クライオパネル温度は一定値に定まらず不安定であった。しかし、定常に達してからは、自然循環により気液分離器内の気相分の少ない液体ヘリウムによって各クライオパネルが冷却されると、クライオパネル温度の読み値は気液分離器内の圧力から求めた値3.5 Kから少しシフトしているものの全て一定温度に安定に冷却されることが確認された。これにより、クライオポンプの冷却方式として、自然循環を利用した液体ヘリウムの供給方式は、6枚のクライオパネル間で不均衡な冷却をまねくことなく、全てのクライオパネルを安定に冷却したことから、有効な方式であることが実証された。

3.5 まとめ

JT-60NBI用クライオポンプを構成する6枚のクライオパネル内への自然循環方式による液体ヘリウムの供給方式の有効性を確認するために、クライオポンプを模擬したガラスモデルを用いて、気液二相流ヘリウムの自然循環時における流動様式の観察及び流速の測定を行い、さらに、各クライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの流動特性に関する解析を行った。これらの結果を要約し以下に示す。

- 1) ガラスモデルの模擬クライオパネル内に内蔵されたヒータにJT-60NBI用クライオポンプで予想される熱負荷の約1.5倍まで熱負荷を投入し、自然循環時における気液二相ヘリウムの流動様式を観察した。その結果、ヒータ負荷による各種の熱負荷条件に対して、いずれの場合も同様の流動様式、すなわち液相中に微細な気相が均等に混在した均質流である

ことが確認された。

- 2) ガラスモデル内の気液二相流が均質流であることから、液体ヘリウム中に液体ヘリウムと同密度のトレーサを混入させ、並列流路内の各模擬クライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの流速をビデオカメラで測定することにより定量化することができた。
- 3) JT-60NBI用クライオポンプ内の自然循環時における気液二相ヘリウムの流量分配を定量的に予測するために、均質流を仮定した並列流路から成る解析モデルを構築し、まず、ガラスモデルの場合について実験結果との比較を行った。その結果、解析結果は実験結果と比較的良く一致し、解析手法の妥当性が実証された。これにより、気液二相ヘリウムの流動様式が均質流の場合、一般の单相流に用いられている圧力損失係数が適用可能であることが判明した。
- 4) JT-60NBI用クライオポンプ内気液二相ヘリウムの流動特性を評価するために、第2章で得られた多層断熱材の熱負荷を用いて解析モデルを構築し計算を行った結果、各クライオパネルに必要とされる液体ヘリウムの40倍以上の液体ヘリウムが供給されることが予測された。
- 5) 解析における均質流の仮定の妥当性を確認するために、まず、ガラスモデルにおける気液二相ヘリウムの流動様式及び解析結果をBaker線図のパラメータで整理し、次に、JT-60NBI用クライオポンプの解析結果をガラスモデルの場合と同様にBaker線図のパラメータで整理した結果、このNBI用クライオポンプの結果は、Baker線図上で、均質流の実験結果を示したガラスモデルの結果よりさらに均質流側に位置していることから、JT-60NBI用クライオポンプ内気液二相ヘリウムの流動様式は、均質流であることが確認され、解析における均質流の仮定は妥当であることが立証された。
- 6) JT-60NBI用クライオポンプを用いて、自然循環方式によるクライオパネルの冷却試験を行った結果、各クライオパネルは全て一定温度に安定に冷却されることが確認された。これにより、JT-60NBI用クライオポンプの冷却方式として、熱サイフォン効果を利用した自然循環による液体ヘリウムの供給方式は、水素の安定な排気にとって有効な方式であることが示された。
- 7) 今回、有効性が証明された熱サイフォン効果を利用した自然循環による液体ヘリウムの供給方式は、クライオポンプ以外の液体ヘリウムを用いて冷却される超電導磁石等の一般の極低温機器に対しても適用可能である。

4. クライオポンプによるNBI真空容器内の水素排気特性

4.1 はじめに

クライオポンプ自体の開発は、第2章及び第3章で論じたように、複数のクライオパネル全てを一定温度に液体ヘリウムにより安定に冷却することにより達成されることができ、このクライオポンプの実際上の性能は、NBI真空容器内での圧力を評価し再電離損失を正確に求めて初めて判断される。しかし、クライオポンプはNBI真空容器の内壁に沿って設置されていることから、中性水素ビームが通過する領域とクライオポンプの設置場所との間には、ビームダンプ、偏向磁石、仕切り板、ビームリミタ、中性化セル等の複雑な形状の各種の三次元構造物が存在する。このように、真空容器内部に複雑な構造物が設置されている場合には、イオン源からの水素ガス導入時に、真空容器内部で大きな圧力勾配が発生することが考えられる⁽⁶⁾。よって、中性水素ビームの再電離損失を求めることにより、NBI真空容器内のクライオポンプの性能を評価するためには、水素ビームが通過する領域の圧力を正確に予測することが重要となる。そこで、従来のモンテカルロ解析用構造モデルの問題点であった各壁面毎の境界条件を与えることなく、集合演算⁽⁴⁸⁾及び座標変換を採用することによって、複雑な形状から成る任意の三次元形状構造物を簡単にモデル化することができるモンテカルロ法を用いた汎用圧力分布解析手法を提案した。なお、真空容器内の圧力は、真空容器内に粒子の軌跡に影響を与えない仮想面を設け、この面を通過した粒子数を計算することにより求められる。ここでは、まず、任意の三次元形状内の圧力分布を算出することのできるモンテカルロ法に関する解析方法を述べ、次に、このモンテカルロ法を用いて、JT-60NBI真空容器内の圧力分布を解析し、実験結果との比較を行った。さらに、中性水素ビームの再電離損失を評価することにより、クライオポンプのNBI真空容器内での性能を評価した⁽⁴⁹⁾。

4.2 解析方法

4.2.1 希薄ガスの流れに関する基礎理論

真空工学で対象となるガス密度が低い希薄ガス状態の場合、ガスを連続体として取扱うことは不適当となり、構成分子の運動を考慮することが必要となる。すなわち、希薄ガスの振舞いを記述するには、密度、流速、温度という巨視的変数のみでは不十分であり、希薄ガスが種々の速度の分子で構成されていることから微視的取扱いが必要となる。希薄ガスの流れは空間座標、分子速度、時間を独立変数とする速度分布関数によって記述され、この変化は非線型微積分方程式であるのボルツマン方程式に支配される。

位置ベクトルを \mathbf{x} (x_1, x_2, x_3)、分子速度を \mathbf{v} (v_1, v_2, v_3)、時間を t とし、位置が $x_i \sim x_i + dx_i$ ($i = 1, 2, 3$) の範囲にある分子の数を速度分布関数 $f(\mathbf{v}, \mathbf{x}, t) d\mathbf{x} d\mathbf{v}$ で表すと、ボルツマン方程式は次式で与えられる⁽⁵⁰⁾。

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^3 F_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{4\pi} \{ f(\mathbf{v}') f(\boldsymbol{\zeta}') - f(\mathbf{v}) f(\boldsymbol{\zeta}) \} g \sigma d\omega d\boldsymbol{\zeta} \end{aligned} \quad (4.1)$$

右辺では速度分布関数 f の変数 \mathbf{x} と t を省略してある。ここで、 \mathbf{F} は単位質量の気体に働く外力、 $g = |\boldsymbol{\zeta} - \mathbf{v}|$ 、 $\sigma d\omega$ は微分衝突断面積、 $d\omega$ は立体角、 $(\mathbf{v}', \boldsymbol{\zeta}')$ は速度 $(\mathbf{v}, \boldsymbol{\zeta})$ で衝突した2分子の衝突後の速度である。

式(4.1)のボルツマン方程式の平衡状態における解は、マクスウェル分布であり、次式で与えられる⁽⁵¹⁾。

$$f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m'}{2kT} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{m' v^2}{2kT} \right) d\mathbf{v} \quad (4.2)$$

ここで、 m' 、 k 、 T はそれぞれ分子質量、ボルツマン定数、絶対温度である。

また、圧力 p は分子密度 n と分子温度 T を用いて次式で与えられる⁽⁵¹⁾。

$$p = nkT \quad (4.3)$$

一方、単位面積当りの平面に単位時間内に入射する分子数 Γ と分子密度 n との関係は、分子が

等方的方向分布を仮定した場合、式(4.2)の速度分布関数 $f(v)$ から求められる平均速度 \bar{v} を用いて次式で表される⁽⁵¹⁾。

$$\Gamma = \frac{1}{4} n \bar{v} \quad (4.4)$$

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} v f(v) dv \quad (4.5)$$

ここで、真空領域内の分子の流れが分子間の衝突のない自由分子流で系内に温度分布がない一定温度の場合、分子の平均速度 \bar{v} は一定となる。その結果、式(4.3)、(4.4)より、圧力 p と入射分子数 Γ との間には $p \propto \Gamma$ の比例関係が成立し、圧力 p は入射分子数 Γ から求めることができる。

以上の関係を、壁面との反射を繰り返す試行粒子を追跡し、統計的な処理を行うモンテカルロ法に適用することにより、真空領域内の圧力を計算する。ここでは、モンテカルロ法を用いた解析を容易にするために、分子の流れ、分子の方向分布、速度及び温度は、それぞれ自由分子流、等方性、一定速度、一定温度を仮定する。

モンテカルロ法による真空領域内の粒子の振舞いに関する解析は、分子間の衝突がない自由分子流で温度分布がない一定温度の場合、真空境界を含めた真空領域内の壁面との干渉を考察するだけの幾何学的問題を解くに帰着される。すなわち、モンテカルロ法により、任意の複雑三次元構造物内の圧力を計算するためには、試行粒子の振舞いに直接影響を与える真空境界を含めた真空領域内の壁面の定義とその組合せによる任意三次元形状の構築、及び任意位置における圧力の算出に関する各解析モデルの定式化が必要となる。

4.2.2 三次元形状のモデル化に関する基本的考え方

粒子を追跡し統計処理を行うモンテカルロ法を真空工学に適用する場合、真空領域内の粒子の振舞いに影響を与える壁面の形状に関するモデル化が重要となる。一般に、三次元全体構造物は、図4.1に示すように複数の真空境界構造物及び真空領域内構造物から構成される。さらに、これらの構造物は複数の構造要素から成り、構造要素は複数の壁面より構成される。これらの三次元複雑構造物を構成する各壁面は、粒子との衝突点を正確に求めるために、その形状及び範囲を明確に数式化される必要がある。ここでは、各壁面の幾何学的表現を容易にする

ために、次の三つの基本的考え方を導入した。

- 1) 任意形状三次元構造物を二次曲面の集合体として表現する。
- 2) 全体構造物を構成する構造物及び構造要素の各壁面の形状入力は、その壁面が属する構造物または構造要素に関する要素座標系で行い、次に解析コード内で座標変換を施すことにより、全体座標系内での最終的形狀を表現する。
- 3) 集合演算⁽⁴⁸⁾を採用することにより、全体構造物内での真空領域や全体構造物を構成する構造物及び構造要素の各壁面の領域を表現する。

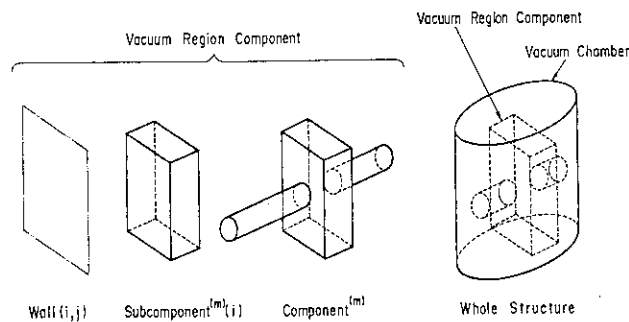
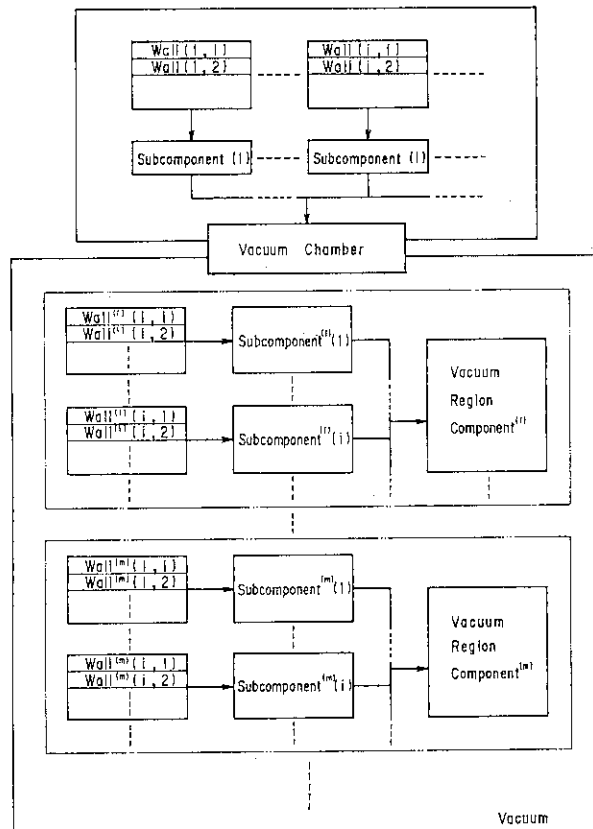


図 4. 1 真空領域を形成する三次元全体構造物の構成要素

1)は、三次元構造物の壁面自体の数学的表現に関するものである。つまり、三次元任意形状構造物の壁面は局部的に見れば二次曲面に近似できることから、全体構造を二次曲面の集合体として十分に表現できる。また、モンテカルロ法で必要となる粒子と壁面との衝突位置は、壁面と同じ次数の方程式を解くことにより求められる。すなわち、ここでは壁面が二次曲面であることから、4.2.5節で後述するように粒子の衝突位置は二次方程式を解くことにより求められる。

2)は、壁面の形状入力時における壁面及びその境界の数学的表現を座標変換の採用により簡素化させる方法である。全体構造を構成する各壁面を従来のように全体座標系でそれぞれ数式化することは一般に容易ではない。ここでは、全体構造物が複数の構造物及び構造要素から構成されていることから、各壁面の数式化はその壁面が属する要素の要素座標系で行い、これらの値は座標変換を採用することにより最終的に全体座標系に自動的に変換される。

3)は、集合演算による壁面と壁面との接続部における境界条件の自動設定に関するものである。この集合演算の採用により、従来のように複数の壁面から成る構造物の壁面毎について境界条件を全て与える必要なく、全体構造物における真空領域を構成する各壁面の領域及び真空領域内構造物を構成する各壁面の領域が自動的に決定される。

4.2.3 壁面の種類とその数学的表現

真空領域内の粒子と相互作用を行う壁面の種類として、真空境界壁面、真空領域内壁面、仮想面の3種類を定義し、それぞれについて以下に説明する。

(1) 真空境界壁面

真空境界壁面は、真空領域を規定するための壁面であり、壁面条件として4.2.6節で詳しく後述するが、この壁面に衝突した粒子は吸収又は反射（余弦則，鏡面則）を行う。

真空境界壁面の数学的表現は、4.2.2節の1)で述べたように二次曲面とし、真空境界壁面 $F_{i,j}$ は、構造要素 i 内の壁面 j として一般的に以下のように表わされる。

$$F_{i,j} = a_{i,j}x^2 + b_{i,j}y^2 + c_{i,j}z^2 + d_{i,j}zx + e_{i,j}xy \\ + f'_{i,j}yz + g_{i,j}x + h_{i,j}y + o_{i,j}z + p'_{i,j} = 0 \quad (4.6)$$

ここで、 $a_{i,j}$ 、 $b_{i,j}$ 、 $c_{i,j}$ 、 $d_{i,j}$ 、 $e_{i,j}$ 、 $f'_{i,j}$ 、 $g_{i,j}$ 、 $h_{i,j}$ 、 $o_{i,j}$ 、 $p'_{i,j}$ は、真空境界壁面の形状を決定する係数である。また、法線ベクトル $\mathbf{n} = \text{grad}(F_{i,j}) / |\mathbf{g}|$

$\text{rad}(F_{i,j})$ の向く方向を真空側と定義する。これにより、 $F_{i,j}$ は壁面を境界とする真空領域側の半空間を示す不等式として表わされる。なお、以後、真空境界壁面を含めた全ての壁面及び境界条件に対して、壁面を含んだ半空間と半空間をもたず壁面そのものを区別して、それぞれ $F_{i,j}$ 、 $F_{i,j}=0$ と定義する。

解析しようとする三次元の全体構造物内真空領域は、図4.1に示すように三次元構造要素から構成され、さらに、三次元構造要素は二次曲面で表わされる壁面から構成される。すなわち、閉じた空間から成る真空領域 F は、真空領域をもつ壁面の集合体として、集合演算を用いて次式で表わされる。

$$F = (F_{1,1} \cap F_{1,2} \cap F_{1,3} \cap \dots) \cup (F_{2,1} \cap F_{2,2} \cap F_{2,3} \cap \dots) \cup \dots \quad (4.7)$$

ここで、 \cap は積集合、 \cup は和集合を示す。

式(4.7)の真空領域を構成する任意の二次曲面 $F_{i,j}=0$ について、実際に壁面を構成する領域(粒子の衝突可能領域)は図4.2の斜線で示す領域となる。図4.2より、壁面 $F_{i,j}=0$ の領域は、まず、同じ三次元構造要素 i を構成する半空間(真空領域)を有する不等式 $F_{i,1}$ 、 $F_{i,2}$ 、 $F_{i,3}$ 、 \dots により制限される。また、壁面 $F_{i,j}=0$ の領域は、三次元構造要素 i と真空領域の一部を共有する三次元構造要素 $i+1$ 、 $i+2$ 、 \dots の空間領域を壁面 $F_{i,j}=0$ の領域から除く必要がある。以上の二種類の異なった制限を同時に満足する領域が壁面 $F_{i,j}=0$ の最終的領域となる。つまり、壁面 $F_{i,j}=0$ の領域は同じ構造要素を構成する他の壁面空間の不等式及び他の三次元構造要素空間の不等式によって表わされる。具体的には、集合演算を用いるところにより、式(4.8)として一般的に表現することができる。

$$\frac{\{ (F_{i,j}=0) \cap F_{i,1} \cap F_{i,2} \cap \dots \cap F_{i,j-1} \cap F_{i,j+1} \cap \dots \}}{\frac{\{ (F_{1,1} \cap F_{1,2} \cap \dots) \cup (F_{2,1} \cap F_{2,2} \cap \dots) \cup \dots \}}{\{ (F_{i-1,1} \cap F_{i-1,2} \cap \dots) \cup (F_{i+1,1} \cap F_{i+1,2} \cap \dots) \cup \dots \}}} \quad (4.8)$$

ここで、 $\overline{F_{i,j}}$ は $F_{i,j}$ の否定を示す補集合である。

以上の式(4.7)、(4.8)により、特に、各壁面の境界条件を数式的に求める必要はなく、真空領域及び各壁面の領域が自動的に決定される。

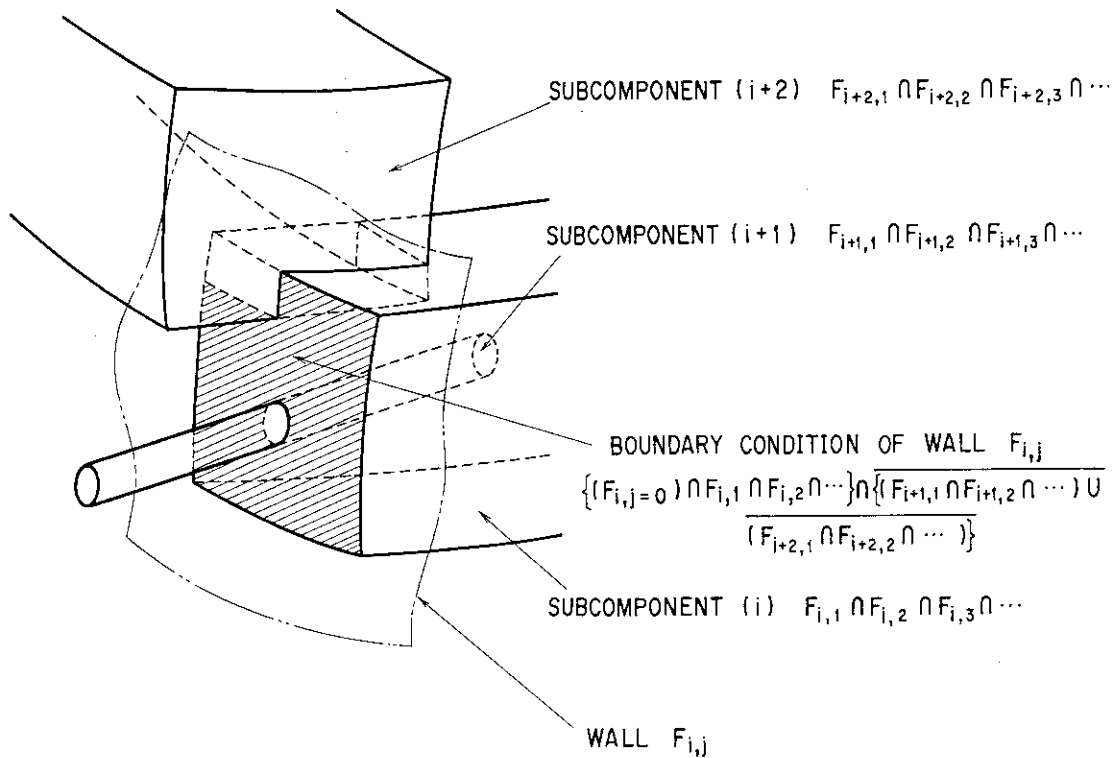


図4.2 集合演算による真空境界壁面の領域の表現

(2) 真空領域内壁面

真空領域内壁面は、バッフル等の半通過面を含めた真空領域内構造物の壁面全般である。この壁面に衝突した粒子は、4.2.6節で詳しく後述するが、吸収及び反射（余弦則、鏡面則）の他に壁面の通過（直進、余弦則）も行うことができる。

真空領域内壁面の数学的表現は、真空境界壁面と同様に二次曲面であり、真空領域内壁面 $F_{i,j}^{(m)}$ は、真空容器内構造物 m に属した構造要素 i 内の壁面 j として一般的に次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
 F_{i,j}^{(m)} = & a_{i,j}^{(m)} x^2 + b_{i,j}^{(m)} y^2 + c_{i,j}^{(m)} z^2 \\
 & + d_{i,j}^{(m)} zx + e_{i,j}^{(m)} xy + f_{i,j}^{(m)} yz \\
 & + g_{i,j}^{(m)} x + h_{i,j}^{(m)} y + o_{i,j}^{(m)} z + p_{i,j}^{(m)} \\
 = & 0
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

ここで、 $a_{i,j}^{(m)}$ 、 $b_{i,j}^{(m)}$ 、 $c_{i,j}^{(m)}$ 、 $d_{i,j}^{(m)}$ 、 $e_{i,j}^{(m)}$ 、 $f_{i,j}^{(m)}$ 、 $g_{i,j}^{(m)}$ 、 $h_{i,j}^{(m)}$ 、 $o_{i,j}^{(m)}$ 、 $p_{i,j}^{(m)}$ は、真空領域内壁面の形状を決定する係数である。

真空領域内構造物の形状は、真空領域の場合と同様な方法により、閉じた空間として定義することができ、真空領域内構造物 m の領域 $F^{(m)}$ は、真空領域内に存在することから式(4.7)を含めた式として次式で表わされる。ただし、閉空間構造物として定義されても、壁面条件を例えば完全な直進通過とすることにより開構造とすることもでき、この真空領域内壁面により真空領域内の一般構造物をモデル化することができる。

$$F^{(m)} = \{ (F_{1,1}^{(m)} \cap F_{1,2}^{(m)} \cap \dots) \cup (F_{2,1}^{(m)} \cap F_{2,2}^{(m)} \cap \dots) \cup \dots \} \\ \cap \{ (F_{1,1} \cap F_{1,2} \cap \dots) \cup (F_{2,1} \cap F_{2,2} \cap \dots) \cup \dots \} \quad (4.10)$$

式(4.10)により、真空領域内構造物 m を構成する壁面 $F_{i,j}^{(m)} = 0$ の領域は、真空領域内に存在することを考慮して、真空境界壁面の場合と同様な方法により次式によって表わされる。

$$\{ (F_{i,j}^{(m)} = 0) \cap (F_{i,1}^{(m)} \cap F_{i,2}^{(m)} \cap \dots \cap F_{i,j-1}^{(m)} \cap F_{i,j+1}^{(m)} \cap \dots) \} \\ \cap \{ (F_{1,1} \cap F_{1,2} \cap \dots) \cup (F_{2,1} \cap F_{2,2} \cap \dots) \cup \dots \} \\ \cap \frac{(F_{1,1}^{(m)} \cap F_{1,2}^{(m)} \cap \dots) \cup (F_{2,1}^{(m)} \cap F_{2,2}^{(m)} \cap \dots)}{U \dots (F_{i-1,1}^{(m)} \cap F_{i-1,2}^{(m)} \cap \dots)} \\ U \frac{(F_{i+1,1}^{(m)} \cap F_{i+1,2}^{(m)} \cap \dots) \cup \dots \} \quad (4.11)$$

(3) 仮想面

仮想面は、粒子の軌跡に影響を与えない仮想的な面であり、この面を通過した粒子数を求めることにより、真空領域内の任意の位置における圧力を算出することができる。また仮想面は粒子の発射面の役割も果たす。

仮想面 G_j の数学的表現は一次式の平面とし、次式によって表わされる。

$$G_j = g_j x + h_j y + o_j z + p'_j = 0 \quad (4.12)$$

ここで、 g_j 、 h_j 、 o_j 、 p'_j は、仮想面の形状を決定する係数である。仮想面は真空境界壁面や真空領域内壁面のように、必ずしも閉じた空間で定義される必要はなく、図4.3に示す

ように、仮想面の境界条件となる二次曲面 $F_{j,k}^G$ と真空領域内に存在するという条件から、仮想面 $G_j = 0$ の領域は一般的に次式で表わされる。

$$\begin{aligned} & \{ (G_j = 0) \cap F_{j,1}^G \cap F_{j,2}^G \cap \dots \} \cap \\ & \{ (F_{1,1} \cap F_{1,2} \cap \dots) \cup (F_{2,1} \cap F_{2,2} \cap \dots) \cup \dots \} \end{aligned} \quad (4.13)$$

なお、仮想面の境界条件 $F_{j,k}^G$ は二次曲面であり、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_{j,k}^G = & a_{j,k}^G x^2 + b_{j,k}^G y^2 + c_{j,k}^G z^2 + d_{j,k}^G zx + e_{j,k}^G xy \\ & + f_{j,k}^G yz + g_{j,k}^G x + h_{j,k}^G y + o_{j,k}^G z + p_{j,k}^G = 0 \end{aligned} \quad (4.14)$$

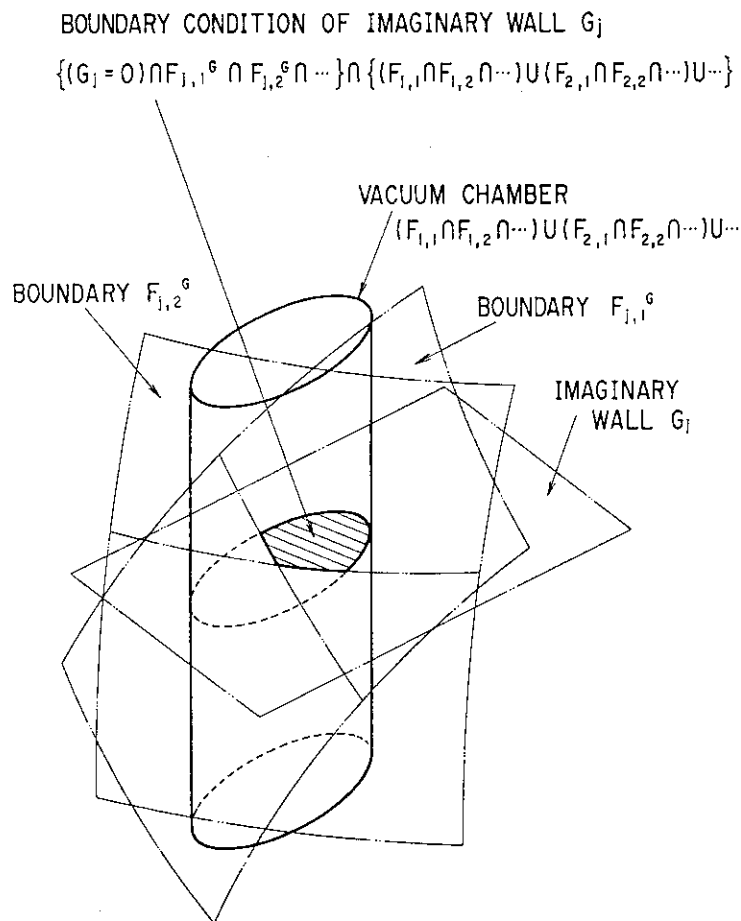


図4.3 集合演算による仮想面の領域の表現

ここで、 $a_{j,k}^G$ 、 $b_{j,k}^G$ 、 $c_{j,k}^G$ 、 $d_{j,k}^G$ 、 $e_{j,k}^G$ 、 $f_{j,k}^G$ 、 $g_{j,k}^G$ 、 $h_{j,k}^G$ 、 $o_{j,k}^G$ 、 $p_{j,k}^G$ は、仮想面の境界条件を決定する係数である。また、粒子の発射に関しては、法線ベクトル $\mathbf{n} = \text{grad}(G_j) / |\text{grad}(G_j)|$ の向く方向を粒子の発射側と定義する。さらに、粒子の発射位置は仮想面全面に一様とし、粒子の発射方向は仮想面に対して余弦則に従う方向とする。

4. 2. 4 要素座標系から全体座標系への座標変換

複雑な形状を構成する全体座標系は多数の要素座標系から構成される。一般に、全体形状が複雑に枝分かれした構造の場合、要素座標系から最終的な全体座標系へ直接変換することは必ずしも有効ではない。よって、ここでは、より一般性をもたせるために、任意の要素座標系から全体座標系へ変換する中間段階の座標変換として、要素座標系に対して基準座標系を設ける。基準座標系は、次の座標変換では要素座標系となり、最終的な基準座標系が全体座標系となる。座標変換は回転と平行移動であり、それぞれ独立に行い、最終的に要素座標系 (x, y, z) から基準座標系 (X, Y, Z) へ座標変換が行われる。

ここでは、平面として定義されている仮想面も二次曲面の一つと考えられるので、以下二次曲面の座標変換について述べる。

(1) 回転による座標変換

基準座標系及び要素座標系が原点を共有する場合、基準座標系の要素座標系に関する方向余弦はそれぞれ、 (l_1, m_1, n_1) 、 (l_2, m_2, n_2) 、 (l_3, m_3, n_3) である。これらの方向余弦を用いて、基準座標系 (X, Y, Z) と要素座標系 (x, y, z) の間には次式が成立する⁽⁵⁾。

$$\begin{cases} x = l_1 X + l_2 Y + l_3 Z \\ y = m_1 X + m_2 Y + m_3 Z \\ z = n_1 X + n_2 Y + n_3 Z \end{cases} \quad (4.15)$$

要素座標系から基準座標系への回転による座標変換は、式(4.15)を式(4.6)に代入することにより、基準座標系の各係数を要素座標系の各係数及び方向余弦で表現することにより行われる。すなわち、各係数の回転による座標変換式は次式となる。

$$A_{i,j} = a_{i,j} \ell_1^2 + b_{i,j} m_1^2 + c_{i,j} n_1^2 + d_{i,j} m_1 n_1 \\ + e_{i,j} n_1 \ell_1 + f'_{i,j} \ell_1 m_1 \quad (4.16)$$

$$B_{i,j} = a_{i,j} \ell_2^2 + b_{i,j} m_2^2 + c_{i,j} n_2^2 + d_{i,j} m_2 n_2 \\ + e_{i,j} n_2 \ell_2 + f'_{i,j} \ell_2 m_2 \quad (4.17)$$

$$C_{i,j} = a_{i,j} \ell_3^2 + b_{i,j} m_3^2 + c_{i,j} n_3^2 + d_{i,j} m_3 n_3 \\ + e_{i,j} n_3 \ell_3 + f'_{i,j} \ell_3 m_3 \quad (4.18)$$

$$D_{i,j} = 2 (a_{i,j} \ell_2 \ell_3 + b_{i,j} m_2 m_3 + c_{i,j} n_2 n_3) \\ + d_{i,j} (m_2 n_3 + m_3 n_2) + e_{i,j} (n_2 \ell_3 + n_3 \ell_2) \\ + f'_{i,j} (\ell_2 m_3 + \ell_3 m_2) \quad (4.19)$$

$$E_{i,j} = 2 (a_{i,j} \ell_1 \ell_3 + b_{i,j} m_1 m_3 + c_{i,j} n_1 n_3) \\ + d_{i,j} (m_1 n_3 + m_3 n_1) + e_{i,j} (n_1 \ell_3 + n_3 \ell_1) \\ + f'_{i,j} (\ell_1 m_3 + \ell_3 m_1) \quad (4.20)$$

$$F'_{i,j} = 2 (a_{i,j} \ell_1 \ell_2 + b_{i,j} m_1 m_2 + c_{i,j} n_1 n_2) \\ + d_{i,j} (m_1 n_2 + m_2 n_1) + e_{i,j} (n_1 \ell_2 + n_2 \ell_1) \\ + f'_{i,j} (\ell_1 m_2 + \ell_2 m_1) \quad (4.21)$$

$$G'_{i,j} = g_{i,j} \ell_1 + h_{i,j} m_1 + o_{i,j} n_1 \quad (4.22)$$

$$H_{i,j} = g_{i,j} \ell_2 + h_{i,j} m_2 + o_{i,j} n_2 \quad (4.23)$$

$$O_{i,j} = g_{i,j} \ell_3 + h_{i,j} m_3 + o_{i,j} n_3 \quad (4.24)$$

$$P_{i,j} = p'_{i,j} \quad (4.25)$$

ここで、 $A_{i,j}$ 、 $B_{i,j}$ 、 $C_{i,j}$ 、 $D_{i,j}$ 、 $E_{i,j}$ 、 $F'_{i,j}$ 、 $G_{i,j}$ 、 $H_{i,j}$ 、 $O_{i,j}$ 、 $P_{i,j}$ は式

(4.6)に対応する基準座標系の各係数である。

(2) 平行移動による座標変換

基準座標系と要素座標系が平行で、基準座標系の原点が要素座標系に対して (x_0, y_0, z_0) である場合、基準座標系 (X, Y, Z) と要素座標系 (x, y, z) の間には次式が成立する⁽⁵⁰⁾。

$$\begin{cases} x = X + x_0 \\ y = Y + y_0 \\ z = Z + z_0 \end{cases} \quad (4.26)$$

要素座標系から基準座標系への平行移動による座標変換は、回転の場合と同様に行われ、各係数の平行移動による座標変換式は次式となる。

$$A_{i,j} = a_{i,j} \quad (4.27)$$

$$B_{i,j} = b_{i,j} \quad (4.28)$$

$$C_{i,j} = c_{i,j} \quad (4.29)$$

$$D_{i,j} = d_{i,j} \quad (4.30)$$

$$E_{i,j} = e_{i,j} \quad (4.31)$$

$$F'_{i,j} = f'_{i,j} \quad (4.32)$$

$$G'_{i,j} = 2a_{i,j}x_0 + e_{i,j}z_0 + f'_{i,j}y_0 + g_{i,j} \quad (4.33)$$

$$H_{i,j} = 2b_{i,j}y_0 + d_{i,j}z_0 + f'_{i,j}x_0 + h_{i,j} \quad (4.34)$$

$$O_{i,j} = 2c_{i,j}z_0 + d_{i,j}y_0 + e_{i,j}x_0 + o_{i,j} \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned}
 P_{i,j} = & a_{i,j}x_o^2 + b_{i,j}y_o^2 + c_{i,j}z_o^2 + d_{i,j}y_o z_o \\
 & + e_{i,j}z_o x_o + f'_{i,j}x_o y_o + g_{i,j}x_o + h_{i,j}y_o \\
 & + o_{i,j}z_o + p'_{i,j}
 \end{aligned}
 \tag{4.36}$$

4.2.5 粒子の衝突点の算出方法

粒子の発射位置、粒子の発射の単位ベクトル、粒子の飛距離をそれぞれ (x_o, y_o, z_o) 、 \mathbf{v} (v_x, v_y, v_z) 、 k' とすると、粒子の軌跡の方程式は次式となる。

$$\begin{cases}
 x = x_o + k' v_x \\
 y = y_o + k' v_y \\
 z = z_o + k' v_z
 \end{cases}
 \tag{4.37}$$

式(4.37)と壁面の式(4.6)、(4.9)から、飛距離 k' に関する次の二次方程式が導かれる。

$$C_1 k'^2 + C_2 k' + C_3 = 0
 \tag{4.38}$$

ここで、係数 C_1 、 C_2 、 C_3 は次式によって与えられる。

$$\begin{cases}
 C_1 = a_{i,j}v_x^2 + b_{i,j}v_y^2 + c_{i,j}v_z^2 \\
 \quad + d_{i,j}v_y v_z + e_{i,j}v_z v_x + f'_{i,j}v_x v_y \\
 \\
 C_2 = 2 a_{i,j}x_o v_x + 2 b_{i,j}y_o v_y + 2 c_{i,j}z_o v_z \\
 \quad + d_{i,j}(y_o v_z + z_o v_y) + e_{i,j}(z_o v_x + x_o v_z) + f'_{i,j}(x_o v_y + y_o v_x) \\
 \quad + g_{i,j}v_x + h_{i,j}v_y + o_{i,j}v_z \\
 \\
 C_3 = a_{i,j}x_o^2 + b_{i,j}y_o^2 + c_{i,j}z_o^2 + d_{i,j}y_o z_o + e_{i,j}z_o x_o + f'_{i,j}x_o y_o \\
 \quad + g_{i,j}x_o + h_{i,j}y_o + o_{i,j}z_o
 \end{cases}
 \tag{4.39}$$

全ての壁面について式(4.38)を解き、境界条件を満足する最小の正の解を式(4.37)に代入にて

衝突点の座標 (x, y, z) が求められる。

4.2.6 壁面条件

粒子は真空境界壁面と真空領域内壁面とから構成された壁面に衝突すると、その壁面との間で吸収、鏡面反射、余弦則に従う散乱反射、無散乱通過（直進）、余弦則に従う散乱通過のいずれかの相互作用を行うものとする。それぞれの相互作用を行う確率、すなわち吸収確率 A_b 、鏡面反射確率 R_m 、余弦則に従う散乱反射確率 R_r 、無散乱通過確率 P_d 、余弦則に従う散乱通過確率 P_r は各壁面毎に入力データとして与えられる。これらの値と $(0, 1)$ 間の一様乱数との大小関係により、粒子が壁面との間でどの相互作用を行うかが決定される。なお、余弦則に従う散乱通過はバッフル等の半通過面のモデル化に、また、無散乱通過は真空容器内構造物の開口部のモデル化にそれぞれ有効である。粒子との相互作用を行う壁面毎の各確率の合計は 1 であり次式となる。

$$A_b + R_m + R_r + P_d + P_r = 1 \quad (4.40)$$

ただし、真空境界壁面に関しては、式(4.40)において、無散乱通過確率 P_d と余弦則に従う散乱通過確率 P_r の値は共に 0 となる。

粒子が壁面に吸収される以外、すなわち、粒子が壁面と衝突した後の粒子の反射方向または通過方向について以下で説明する。

(1) 鏡面反射

衝突前の粒子の単位ベクトル、衝突後の粒子の単位ベクトル、粒子が衝突する壁面の法線ベクトルをそれぞれ \mathbf{v} 、 \mathbf{v}' 、 \mathbf{n} とすると、衝突後の粒子の単位ベクトルは次式で与えられる⁽⁵²⁾。

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} - 2(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{n} \quad (4.41)$$

(2) 余弦則に従う散乱反射

粒子の反射方向を球極座標の余緯度 θ 及び方位角 ϕ を用いて表すと、反射粒子の単位ベクトル \mathbf{v}' (v'_x, v'_y, v'_z) は、次式で与えられる⁽²⁷⁾。

$$\begin{cases} v'_x = \sin \theta \cos \phi \\ v'_y = \sin \theta \sin \phi \\ v'_z = \cos \theta \end{cases} \quad (4.42)$$

ここで、余弦則に従う反射の場合、余緯角 θ 及び方位角 ϕ は、一様乱数 ξ_1 、 ξ_2 ($0 < \xi_1$ 、 $\xi_2 < 1$)を用いて次式により与えられる⁽²⁷⁾。

$$\begin{cases} \sin \theta = \xi_1 \\ \cos \theta = \sqrt{1 - \xi_1} \\ \sin \phi = \sin 2\pi \xi_2 \\ \cos \phi = \cos 2\pi \xi_2 \end{cases} \quad (4.43)$$

(3) 無散乱通過

壁面を通過した粒子の方向ベクトルは、壁面と衝突する前の粒子の方向ベクトルと同じ方向ベクトルを用いる。

(4) 余弦則に従う散乱通過

余弦則に従う散乱通過の場合、粒子の衝突面と反対側の面に粒子の発射空間を設定し、上述した余弦則に従う散乱反射の場合と同様な方法により、式(4.42)、(4.43)を用いて粒子の発射方向を決定することができる。

4.2.7 圧力の算出方法

仮想面での通過粒子数から圧力の算出方法を以下に示す。式(4.3)、(4.4)より、圧力 p と入射粒子数 Γ との間には $p \propto \Gamma$ の比例関係が成立する。さらに、本解析では、粒子の方向分布は等方性を仮定していることから、この粒子入射数 Γ は仮想面を単位面積当りに通過した粒子数 N_j/S_j に比例し、最終的に、 $p \propto N_j/S_j$ が成立する。すなわち、任意の仮想面 G_j の圧力 p_j は以下の方法により求められる。まず、圧力の境界条件となる基準仮想面 G_0 における既知の圧力 p_0 を設定し、この圧力に対応する基準仮想面の単位面積当りの通過粒子数 N_0/S_0 を面積 S_0 と通過粒子数 N_0 から算出する。次に、任意の位置に設置された仮想面 G_j を通過する粒子数 N_j と面積 S_j から単位面積当りの粒子数 N_j/S_j を求めることにより、仮想面 G_j における圧力 p_j が次式により算出できる。

$$p_j = \frac{N_j}{S_j} \cdot \frac{S_o}{N_o} \cdot p_o \quad (4.44)$$

4.2.8 中性ビームの再電離損失

イオン源より引き出された水素ビーム H_i^+ ($i = 1, 2, 3$) は、中性化セル内でビームの引き出し時に導入される水素ガス H_2^0 と衝突することにより、以下の荷電交換反応を行う⁽⁵⁾。



また、同様に、中性水素ビーム H_i^0 ($i = 1, 2, 3$) は、NBI 真空容器内の残留水素ガス H_2^0 と衝突することにより、以下の荷電交換反応を行う⁽⁵⁾。



これらの荷電交換反応により、中性化セル内での水素ビームが中性水素ビームに荷電変換する中性化効率 η_{10} と、中性化セルを出た後の中性水素ビーム H_i^0 ($i = 1, 2, 3$) の組成比 α'_i は、それぞれ以下の式で与えられる^{(24)、(53)}。

$$\begin{aligned} \eta_{10} &= \sum_{i=1}^3 \alpha_i \eta_{10,i} \\ &= \sum_{i=1}^3 \alpha_i \frac{\sigma_{10,i}}{\sigma_{10,i} + \sigma_{01,i}} [1 - \exp\{- (\sigma_{10,i} + \sigma_{01,i}) R_N\}] \end{aligned} \quad (4.47)$$

$$R_N = 2.41 \times 10^{20} \int p \, d\ell \quad (4.48)$$

$$\alpha'_i = \frac{\alpha_i \eta_{10,i}}{\eta_{10}}$$

$$\begin{aligned}
 & \alpha_i \frac{\sigma_{10,i}}{\sigma_{10,i} + \sigma_{01,i}} [1 - \exp\{- (\sigma_{10,i} + \sigma_{01,i}) R_N\}] \\
 = & \frac{\sum_{i=1}^3 \alpha_i \frac{\sigma_{10,i}}{\sigma_{10,i} + \sigma_{01,i}} [1 - \exp\{- (\sigma_{10,i} + \sigma_{01,i}) R_N\}]}{\sum_{i=1}^3 \alpha_i \frac{\sigma_{10,i}}{\sigma_{10,i} + \sigma_{01,i}}} \quad (4.49)
 \end{aligned}$$

ここで、 α_i 、 α'_i 、 $\sigma_{10,i}$ 、 $\sigma_{01,i}$ 、 R_N 、 p 、 Q は、それぞれ水素イオンビームの組成比、中性水素ビームの組成比、水素イオンビームの中性化衝突断面積、中性水素ビームの再電離衝突断面積、中性化セル内の水素ガスの線密度、圧力、距離である。

次に、中性水素ビームがNBI真空容器内の残留水素ガスと荷電交換し、再びイオン化する再電離損失 η_{01} は、次式によって与えられる^{(24)・(53)}。

$$\eta_{01} = \sum_{i=1}^3 \alpha'_i \{1 - \exp(-\sigma_{01,i} R)\} \quad (4.50)$$

$$R = 2.41 \times 10^{20} \int p \, dQ \quad (4.51)$$

ここで、 R はNBI真空容器内の中性水素ビームが通過する領域の水素ガスの線密度である。

4.2.9 解析手順

以上のモンテカルロ法を用いた三次元任意形状構造物内の圧力を求める解析手順を以下に示す。

- 1) 前もって設定された仮想面からの粒子の発射確率に応じて、粒子を余弦則に従って発射させる。
- 2) 粒子の衝突点を仮想面以外の全ての壁面との間で計算し、最短距離の衝突点を求める。
- 3) 粒子が発射してから次の壁面と衝突までの間に、粒子が仮想面を通過する点を全ての仮想面との間で計算し求める。
- 4) 粒子が壁面と衝突した後の粒子の発射方向は、粒子が衝突した壁面に設定された粒子と壁面間の相互作用を示す吸収、鏡面反射、余弦則に従う散乱反射、無散乱通過、余弦則に従う散乱通過の各確率と(0、1)の一様乱数との大小関係より決定する。
- 5) 1個の粒子が吸収されるか前もって設定された最大衝突回数に達するまで、2)~4)を繰り返す。

- 6) 粒子と壁面との衝突回数が最大衝突回数に達しないで吸収されたとき、有効粒子としてそれまでの軌跡全てを記憶する。
- 7) 次の粒子について1)~6)を繰り返す。
- 8) 有効粒子数が前もって設定された数に達したとき、粒子の軌跡を追跡する計算を終了する。
- 9) 仮想面を通過した粒子数と圧力の境界条件から、仮想面の設置された場所の圧力を算出し、全ての計算を終了する。

4.3 JT-60NBI真空容器内圧力分布の解析と再電離損失の評価

4.3.1 解析モデル

JT-60NBIは上下2種類のユニットから構成されるが、上下ユニットはほぼ対称構造であることから、ここでは、下ユニットについて解析モデルを構築した。解析は対称性を考慮した片側半分について行い、その解析モデルを図4.4に示す。真空境界壁面、真空領域内壁面、仮想面の数はそれぞれ、22、103、25であり、壁面の合計は150である。この中で仮想面の設置位置は、図4.4に示すように P_1 、 P_2 、 P_3 室の各圧力測定点の3箇所及びイオン源からドリフト管までの水素ビームが通過する領域の22箇所とした。ここで、 P_1 、 P_2 、 P_3 室に実際に設置されている真空計は、電離したガス分子のイオン電流により圧力が測定できる

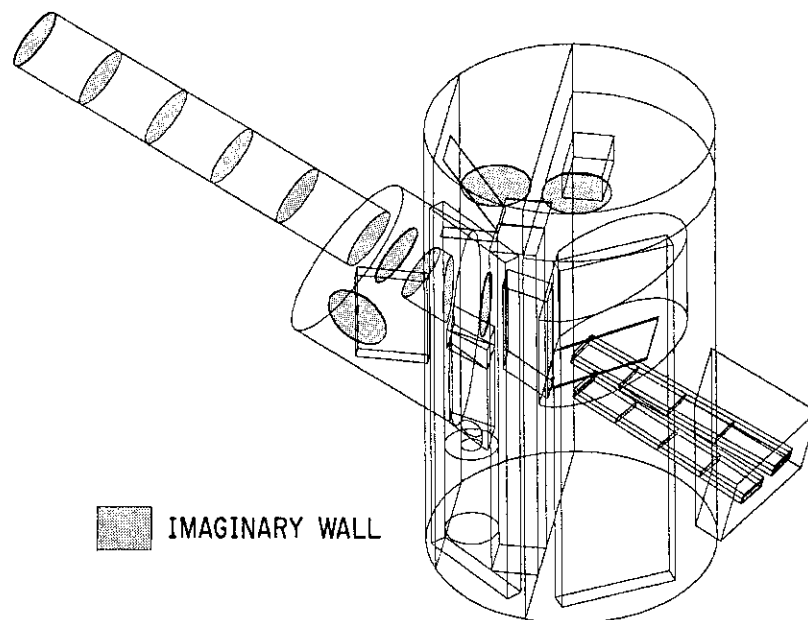


図4.4 モンテカルロ法によるJT-60NBI下ユニット真空容器内圧力分布の解析モデル

電離真空計であり⁽⁵¹⁾、⁽⁵⁴⁾、直径38mmのポートを介して真空容器に設置されている。これらの真空計に対応する各仮想面の設置場所を各真空計の設置場所近傍とした。すなわち、分子流と一定温度が仮定されたガスの平衡状態において、真空計での圧力と真空計設置場所近傍の真空容器内圧力とは、真空計の形状やその取り付け方法に関係なく等しくなることから⁽⁵⁵⁾、仮想面を真空計設置場所近傍に設置することにより、真空計での圧力を評価することができる。なお、 P_1 、 P_2 、 P_3 室の各真空計近傍に設置された仮想面の大きさは、真空計が設置された近傍で大きな圧力勾配がないこと及び限られた試行粒子数から仮想面を通過する粒子数を増大させ精度を向上させるために直径600mmとした。また、イオン源からドリフト管までのビームが通過する領域に設置されたその他の仮想面はリミター等の開口部の大きさ又はそれと同等の大きさとした。このうち、粒子の発射面となる仮想面の設置場所は、イオン源の出口、すなわち、解析モデルでは2本の中性化セル入口とした。

真空境界壁面と真空領域内壁面の各壁面における粒子との相互作用を示す反射、吸収、通過の各確率は、クライオポンプ排気面、ビームダンプ上下面、対称面、ドリフト管先端面を除いて、全て余弦則に従う反射とした。クライオポンプ排気面、ビームダンプ上下面の各構造はシェブロン及びルーバーであり、まず、モンテカルロ法により図4.5、図4.6の解析モデルそれぞれについて粒子の通過確率を求め、求められた通過確率0.24、0.68を用いて⁽⁸⁾、各壁面の条件を設定した。すなわち、クライオポンプ排気面の条件は、吸収確率 $A_b = 0.24$ 、余弦則に従う散乱反射確率 $R_r = 0.76$ とし、ビームダンプ上下面の条件は、余弦則に従う通過確率 $P_r = 0.68$ 、余弦則に従う散乱反射確率 $R_r = 0.32$ とした。対称面は全て鏡面反射とし、ドリフト管先端面は全て吸収とした。

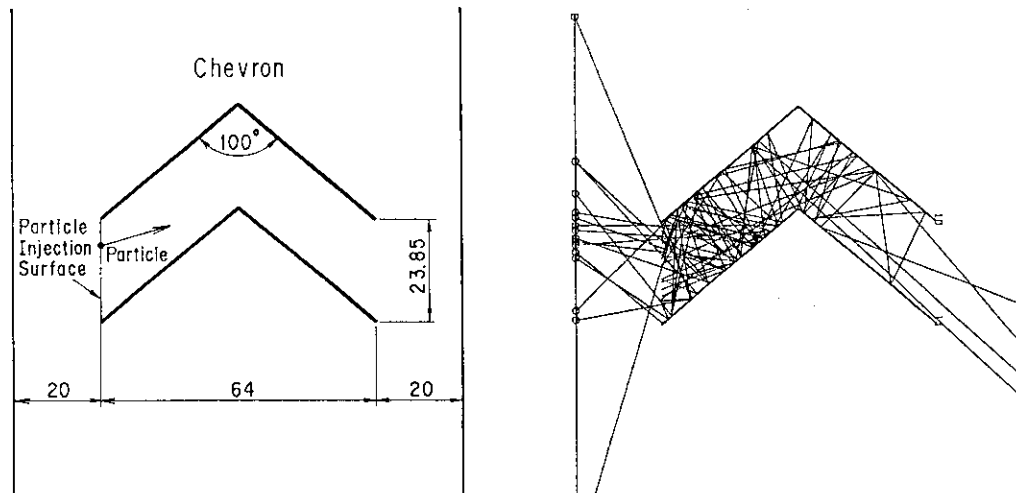


図4.5 シェブロンバッフルの粒子通過確率計算用解析モデルと粒子の軌跡

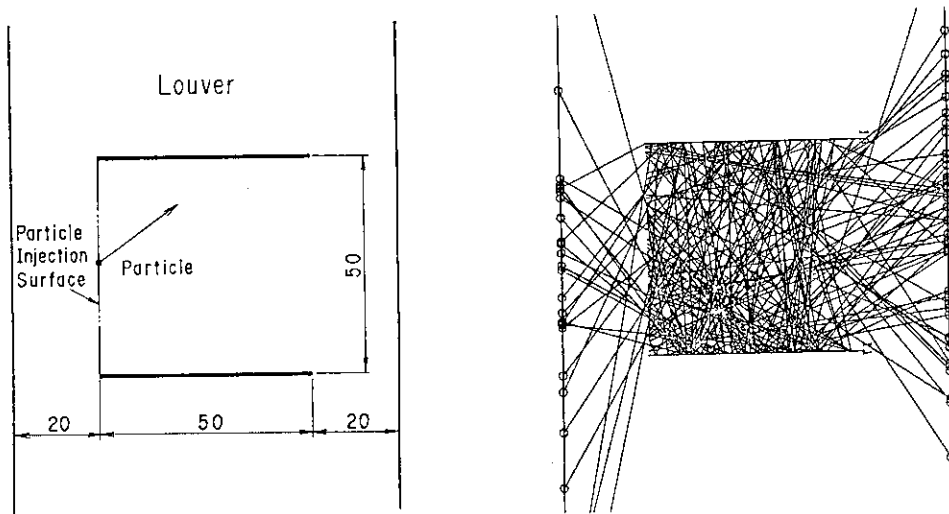


図4.6 ルーバーの粒子通過確率計算用解析モデルと粒子の軌跡

4.3.2 解析結果と実験結果との比較及び検討

解析モデルの構造がかなり複雑であることから、計算時間を考慮して、試行粒子数 N は、3～5回の乱数列を変えた試行に対して、それらの平均値からの最大誤差が±10%以下となる条件により決定した。その結果、試行粒子数は $N = 1.6 \times 10^4$ 個となり、以後、この試行粒子数の平均値を解析結果の代表値として採用する。図4.7に解析モデル内の各粒子の軌跡を追跡した結果を示し、また、図4.8に P_1 、 P_2 、 P_3 室の各圧力に関する実験結果と解析結果とを併記して示す。なお、イオン源からの水素ガス $3.0 \text{ Pa m}^3/\text{s}$ 導入時におけるイオン源部の圧力の測定値 $6.2 \times 10^{-1} \text{ Pa}$ を圧力の境界条件とした。図4.8から、 P_1 室の圧力に関しては、解析結果は実験結果と良い一致を示したが、 P_2 室と P_3 室の圧力に関しては、解析結果は実験結果に対して約-12～15%の誤差が生じた。しかし、解析モデルが複雑であることを考慮すれば、解析結果は実験結果と良い一致を示していると判断できる。

解析結果が実験結果と比較的良好一致を示したので、次に、中性水素ビームの再電離損失を評価するために、水素ビームが通過する領域内における圧力分布の解析結果を図4.9に示す。 P_1 、 P_2 、 P_3 の各部屋において、真空計が設置されている場所と中性水素ビームが通過する領域の圧力に関する各解析結果をそれぞれ比較すると、 P_1 室の場合、 $4.5 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ に対し $2.5 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ 、 P_2 室の場合、 $8.5 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ に対し $3.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 、 P_3 室の場合、 $1.3 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ に対し $2.4 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ であった。これらの結果から、 P_1 室と P

2室では、約5倍の圧力差があり、比較的単純構造であるP₃室でさえも約2倍の圧力差が発生していることが明らかとなり、NBI真空容器内の圧力勾配が定量的に評価された。

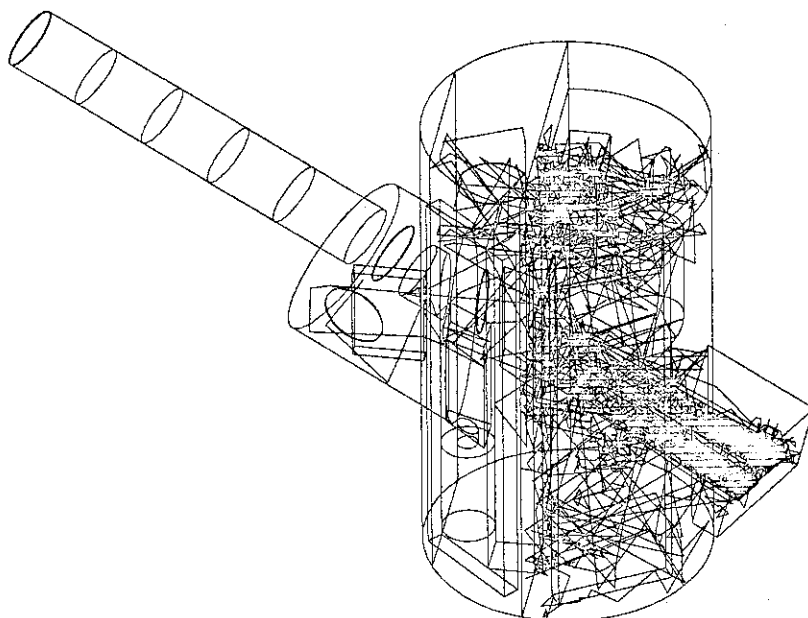


図4.7 モンテカルロ法によるJT-60NBI真空容器内の粒子の軌跡結果

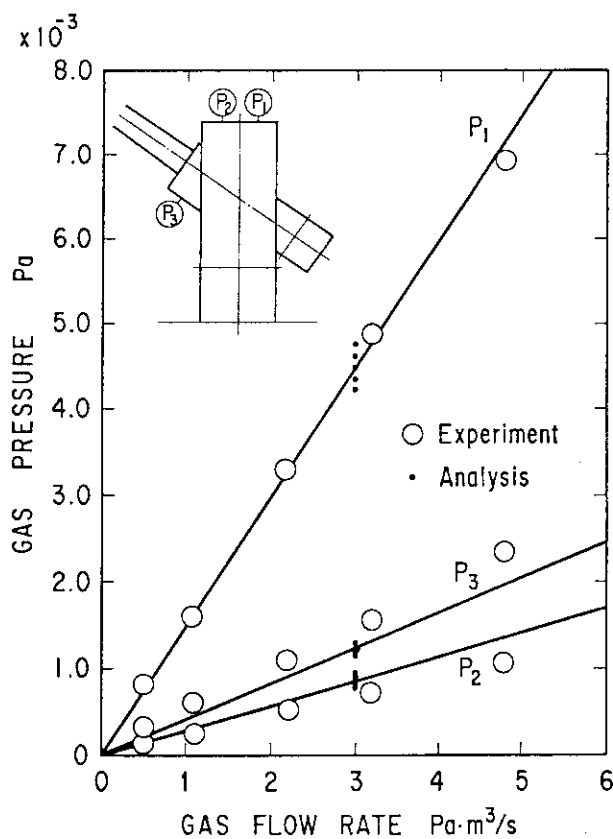


図4.8 NBI真空容器内の圧力に関する解析結果と実験結果の比較

4.3.3 中性水素ビームの再電離損失の評価

水素ビームの入射エネルギー75keVにおいて、イオン源で生成される水素イオンビームの組成比は、 $H^+ : H_2^+ : H_3^+ = 91\% : 7\% : 2\%$ であり⁽⁵⁶⁾、これらの各水素イオンビームの中性化衝突断面積、再電離衝突断面積は、それぞれ $\sigma_{10,1} = 6.9 \times 10^{-21} m^2$ 、 $\sigma_{10,2} = 3.0 \times 10^{-20} m^2$ 、 $\sigma_{10,3} = 5.0 \times 10^{-20} m^2$ 、 $\sigma_{01,1} = 1.25 \times 10^{-20} m^2$ 、 $\sigma_{01,2} = 1.58 \times 10^{-20} m^2$ 、 $\sigma_{01,3} = 1.40 \times 10^{-20} m^2$ である⁽⁵⁷⁾。図4.9で得られた水素ビームが通過する領域の圧力分布及び式(4.45)~(4.49)を用いて、水素イオンビームの中性化効率 η_{10} 、中性水素ビームの組成比 H_i^0 ($i = 1, 2, 3$)、NBI真空容器内における中性水素ビームの再電離損失 η_{01} を求めた結果、それぞれ $\eta_{10} = 38.5\%$ 、 $H_1^0 : H_2^0 : H_3^0 = 84\% : 12\% : 4\%$ 、 $\eta_{01} = 4.4\%$ となった。これにより、再電離損失が目標値の5%を満足したことから、水素排気用クライオポンプは、NBIシステムの中で十分な排気性能を発揮することが確認された。

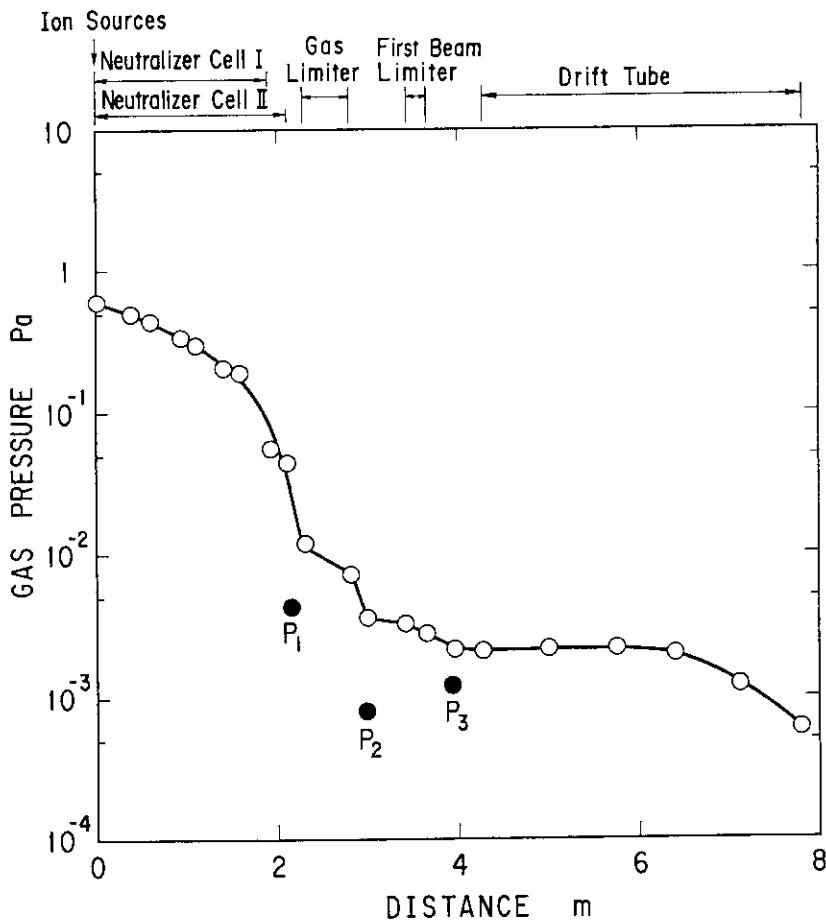


図4.9 水素ビーム通過領域における圧力分布の解析結果

4. 4 まとめ

クライオポンプのNBI真空容器内での性能を評価するために、新しく開発したモンテカルロ法を用いてNBI真空容器内の圧力及び中性水素ビームの再電離損失の計算を行った。これらの結果を要約して以下に示す。

- 1) 複雑任意三次元構造物の形状を、集合演算と座標変換を採用することにより簡単に表現することができ、さらに分子間の衝突のない分子流を仮定することにより、任意位置における圧力を計算することができるモンテカルロ法を用いた任意三次元構造物内の圧力分布に関する解析手法を提案した。
- 2) 本解析手法を複雑な真空容器内構造物から構成されたJT-60NBI内の圧力分布解析に適用し、解析結果と実験結果との比較を行った結果、解析結果は実験結果と良い一致を示し、本解析手法の有効性が実証された。これにより、従来の解析手法ではほとんど不可能であったNBI真空容器のような三次元複雑構造物内の圧力分布を定量的に求めることができる解析手法を確立することができた。
- 3) JT-60NBI真空容器内の水素ビームが通過する領域の圧力分布を計算し、真空計設置位置での圧力と比較した結果、中性水素ビーム通過領域の圧力は真空計設置場所の圧力より P_1 、 P_2 室で約5倍、比較的単純構造である P_3 室でも約2倍高い値が示され、NBI真空容器内で大きな圧力勾配が発生していることが定量的に示された。
- 4) 水素ビームが通過する領域の圧力分布の解析結果から再電離損失を評価した結果、再電離損失は4.4%であり、目標値の5%を満足した。これにより、水素排気用クライオポンプは、NBIシステムの中で十分な排気性能を発揮することが確認された。
- 5) 今回提案したモンテカルロ法による任意形状三次元構造物内の圧力分布に関する解析手法は、一般性及び汎用性が高いことから、今後ますます要求が増大しつつある三次元任意形状構造物内における圧力分布の解析に1つの有効な手段と方向性を示した。

5. SF₆ガス凝縮層を用いたクライオソープションポンプ によるNBI真空容器内のヘリウム排気特性

5.1 はじめに

JT-60NBIにおいて、ヘリウム排気用クライオソープションポンプに要求される条件は、水素の場合と同様に中性ヘリウムビームの再電離損失が5%以下となる排気速度を得ることである。さらに、このクライオソープションポンプは、吸着媒の形成に関わる部分以外は前章までに論述した水素排気用クライオポンプをそのまま使用すること、及びヘリウムを排気しない場合には、従来の水素排気用クライオポンプとして使用できることを前提条件として設計・製作される必要がある。ここでは、まず、以上の条件を満足するヘリウム排気用吸着媒として選定されたSF₆ガス凝縮層について、その排気特性を系統的に把握するために、排気面積0.128m²の小型クライオソープションポンプを用いて、①SF₆ガス凝縮層の形成速度、②クライオパネル温度、③SF₆凝縮量、④ヘリウム流量の各項目について排気特性への影響を実験的に調べた。次に、クライオソープションポンプの設計に際して、最も重要となるヘリウムに対するSF₆ガス凝縮層の実効吸着係数を小型クライオソープションポンプによる実験結果とモンテカルロ法による解析結果から算出した。この実効吸着係数を水素排気用クライオポンプを改造したクライオソープションポンプに適用し、第4章で述べたものと同様のモンテカルロ解析用構造モデルを構築し、ヘリウムの排気特性に関する解析及び実験値との比較を行い、解析手法の妥当性を検討した。さらに、ヘリウムビームが通過する領域の圧力分布を求めることにより、中性ヘリウムビームの再電離損失を定量的に評価し、クライオソープションポンプのNBI真空容器内での性能を評価した⁽¹¹⁾。

5.2 SF₆ガス凝縮層のヘリウム排気特性

5.2.1 実験装置及び実験方法

小型クライオポンプを用いたヘリウムの排気実験装置を図5.1に示す。クライオポンプは

真空容器（内容積 0.8 m^3 、 $\phi 800\text{ mm} \times 1600\text{ mm}$ ）上部に取り付けられ、 SF_6 またはヘリウムは真空容器下部より導入される。クライオポンプの構造は図5.2に示すように、円筒型クライオパネルであり、液体ヘリウムにより約4 Kに冷却され SF_6 ガス凝縮層が形成される円筒型クライオパネルと、その周囲に設置されている77 Kの液体窒素により冷却されたシェブロンバッフルから構成される。ヘリウムを排気するためのクライオパネルの面積は、従来の $2.1 \times 10^{-3}\text{ m}^2$ 程度の小面積⁽³⁴⁾、⁽³⁵⁾に比べより実用規模に近い 0.128 m^2 （ $\phi 110\text{ mm} \times 370\text{ mm}$ ）とした。 SF_6 ガス凝縮層を用いたクライオソープションポンプによるヘリウムの排気実験を行う際の実験手順を以下に示す。なお、 SF_6 の凝固点が -50.8°C で

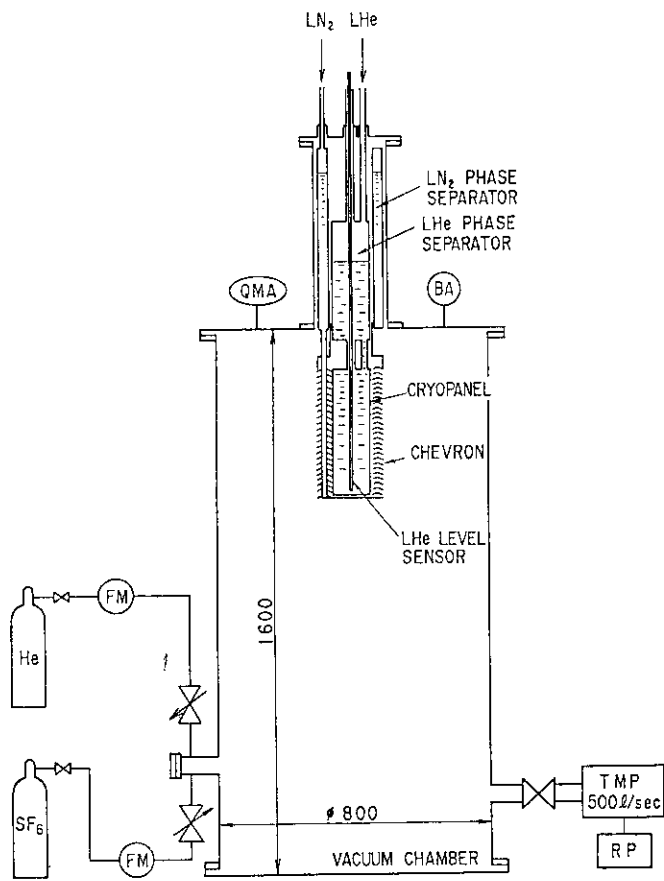


図5.1 小型クライオソープションポンプを用いたヘリウム排気用実験装置

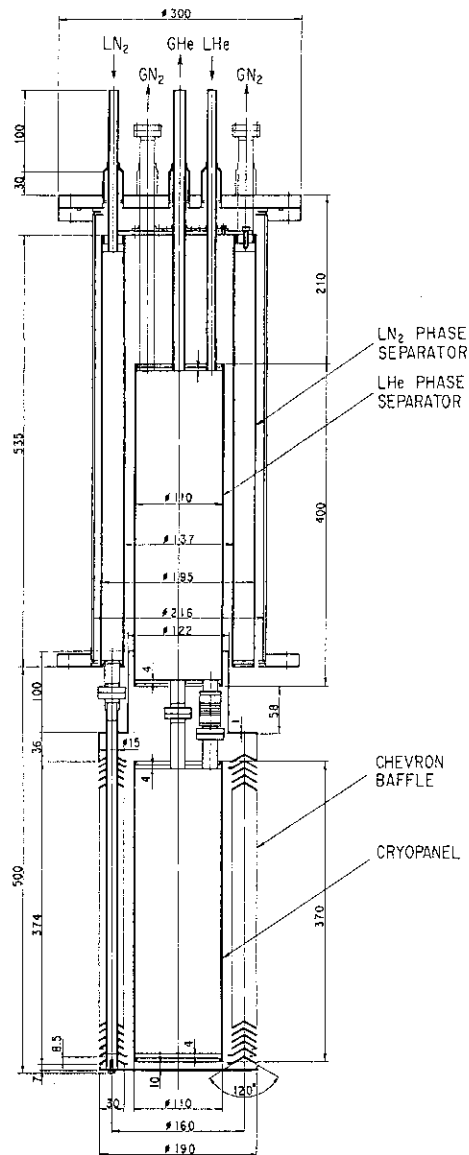


図5.2 小型クライオソープションポンプの構造

あることから、 SF_6 を77Kに冷却されたシェブロンパッフルに凝縮させることなく、クライオパネルのみに均一に凝縮させるために、ここでは、シェブロンパッフルを液体窒素で冷却する前に、クライオパネルを液体ヘリウムで約4Kに冷却し、 SF_6 ガス凝縮層をクライオパネルのみに形成させる手順とした。

- 1) 真空容器内圧力を 10^{-3}Pa 以下とする。
- 2) クライオパネルを液体ヘリウムにて冷却する。
- 3) SF_6 を真空容器内に一定流量で規定量導入し、 SF_6 ガス凝縮層をクライオパネルのみに形成させる。
- 4) シェブロンパッフルを液体窒素で冷却する。
- 5) クライオソープションポンプ内液体ヘリウムの圧力を加圧または減圧することにより、クライオパネル温度を所定の温度とする。
- 6) ヘリウムを真空容器内に一定流量で連続的に導入し、ヘリウムの排気実験を行う。

真空容器内へ導入される SF_6 またはヘリウムの流量はサーマルマスフローコントローラにより測定した。また、クライオパネルに SF_6 ガス凝縮層を形成した後、四重極質量分析計によって SF_6 の残留ガス分析を行った結果、クライオパネルからの SF_6 の脱離はほとんどないことが確認された。これにより、クライオソープションポンプによるヘリウム排気時の真空容器内の圧力は、ヘリウムに対して校正されたB-A型電離真空計により測定した。

なお、排気特性のヘリウム流量依存性を調べる実験以外のヘリウムの標準流量は、JT-60NBIでのヘリウムビーム入射時の予想ヘリウム流量 $1.5\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ 、JT-60NBIのクライオパネル面積 15m^2 及び小型クライオポンプのクライオパネル面積 0.128m^2 より得られた値 $0.0128\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ を基に、 $0.020\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ ($0.156\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}\cdot\text{m}^2$)とした。さらに、JT-60NBIでのヘリウムビーム入射時間は最大で10sであるが、ヘリウムに対する排気の安定性をより厳しい条件の下で確認するために、ヘリウムの排気実験はヘリウムが SF_6 ガス凝縮層から脱離し、排気不能となるまで連続して行われた。

5.2.2 実験結果

(1) SF_6 ガス凝縮層の形成速度依存性

ヘリウム排気特性の SF_6 ガス凝縮層の形成速度依存性を明確にするために、0.31、3.1、6.3 $\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}\cdot\text{m}^2$ の3通りの SF_6 流量について SF_6 ガス凝縮層をクライオパネルに形成し、各々について排気実験を行った。その結果を図5.3に示す。なお、 SF_6 凝縮量及

びヘリウム流量は一定とし、それぞれ $1720 \text{ Pa m}^3/\text{m}^2$ 、 $0.156 \text{ Pa m}^3/\text{s} \cdot \text{m}^2$ (標準流量) とした。ヘリウムが SF_6 ガス凝縮層から脱離し排気不能となるまでの排気速度は、図 5.3 より SF_6 ガス凝縮層の形成速度が早い方がわずかに大きい値を持続することが示された。しかし、この差は小さく、実用上、 SF_6 ガス凝縮層形成速度の排気特性への影響はほとんどないことが示された。また、本実験において、 SF_6 ガス凝縮層によるヘリウムの排気速度が比較的一定で、実際の使用が想定される排気速度 $6 \sim 8 \text{ m}^3/\text{s}$ の範囲では、排気速度はヘリウムの吸着量の増加に伴い徐々に低下するものの、サーマルスパイク等⁽⁵⁸⁾の吸着媒からの突発的なヘリウムの脱離を伴うことなしにヘリウムが安定に排気されることが確認された。さらに、この比較的大きい排気速度が維持できる最大のヘリウム吸着量約 $600 \text{ Pa m}^3/\text{m}^2$ 及びヘリウムが脱離し排気不能となるヘリウムの最大吸着量 (以後、これをヘリウムの飽和吸着量と呼ぶ) 約 $850 \text{ Pa m}^3/\text{m}^2$ の SF_6 凝縮量 $1720 \text{ Pa m}^3/\text{m}^2$ に対する割合はそれぞれ約 35%、約 50% となった。これらの割合は、例えば、ヘリウムの同伴凝縮として有名なアルゴン⁽³³⁾ のようにヘリウムを安定に排気するためにヘリウムの数十倍のアルゴンを必要とする吸着媒に比べ、 SF_6 は SF_6 凝縮量に対するヘリウム吸着量の割合が大きい、すなわち、ヘリウムに対して効率の良い吸着媒であることが確認された。なお、 SF_6 ガス凝縮層の形成速度は、ヘリウムの排気特性にほとんど影響を与えないことから、以後の実験では、全て $3.1 \text{ Pa m}^3/\text{s} \cdot \text{m}^2$ 一定とした。

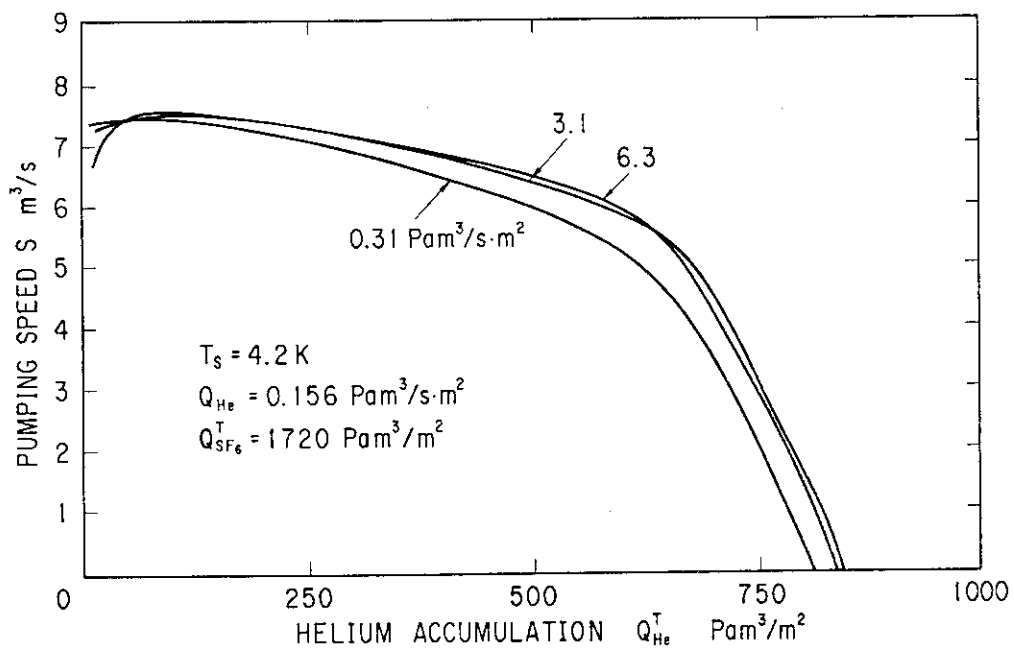


図 5.3 ヘリウム排気特性の SF_6 ガス凝縮層の形成速度依存性

(2) クライオパネル温度依存性

ヘリウム排気特性のクライオパネル温度依存性を明確にするために、クライオパネル温度を変えた以下の実験を行った。クライオパネルの温度設定はクライオソープションポンプ内液体ヘリウムの圧力を調節することにより行われ、3.0から4.5 Kの間の7通りの温度について、それぞれヘリウムの排気実験を行った。その結果を図5.4に示す。なお、 SF_6 凝縮量及びヘリウム流量は一定とし、それぞれ $1720 \text{ Pa m}^3/\text{m}^2$ 、 $0.156 \text{ Pa m}^3/\text{s} \cdot \text{m}^2$ とした。

図5.4より、最大排気速度に対するクライオパネルの温度依存性はほとんどなく、一定値約 $7.7 \text{ m}^3/\text{s}$ を示したが、この最大排気速度の持続時間及びヘリウムの飽和吸着量に対しては、大きなクライオパネル温度依存性を示した。すなわち、クライオパネル温度が3.5 K以下と低い場合、ヘリウムの排気速度は飽和吸着量の約80%まで最大値を持続し、ヘリウムの飽和吸着量は $1000 \text{ Pa m}^3/\text{m}^2$ を越えた。これは、 SF_6 凝縮量に対するヘリウムの飽和吸着量の割合としては60%以上である。これに対して、クライオパネル温度が4.0 K以上では、最大排気速度の持続性は悪くなり、排気速度はヘリウムの吸着量の増加に伴い低下した。なお、既存のJT-60NBI用クライオポンプのクライオパネル温度は3.5 Kで運転されていること及び排気特性のクライオパネル温度依存性が高いことから、以後の実験のクライオパネル温度は全て3.5 Kとした。

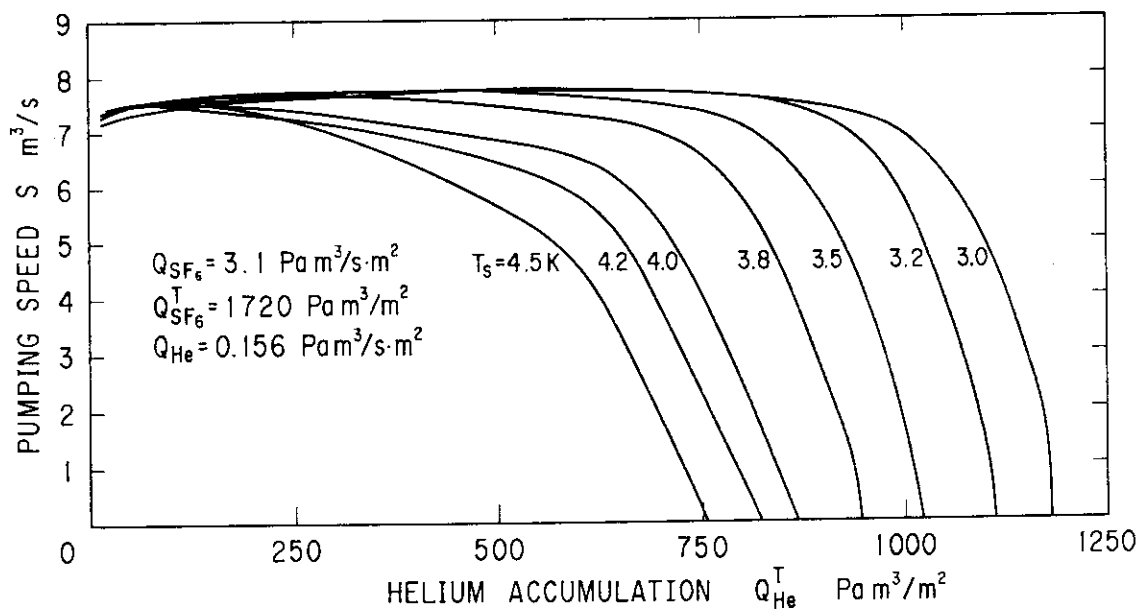
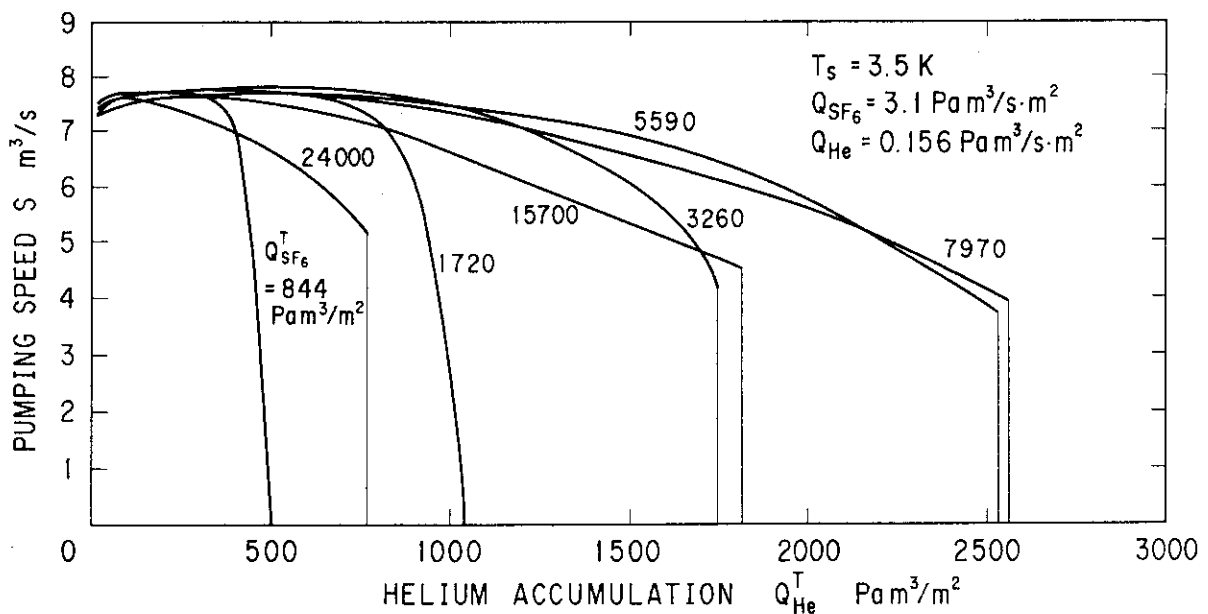


図5.4 ヘリウム排気特性のクライオパネル温度依存性

(3) SF₆凝縮量依存性

一般に、クライオソープションポンプの排気速度はヘリウム吸着量の増加に伴い低下する。これにより、ヘリウム吸着量がある値になった場合、吸着媒からヘリウムを強制的に放出させ、吸着媒をヘリウムの存在しない初期状態に戻す、いわゆるクライオソープションポンプの再生を行う必要がある。この再生時期を考える上で、SF₆凝縮量とヘリウムが飽和するまでの吸着量の関係を明確にする必要があり、844から24000 Pa m³/m²の間の7通りのSF₆凝縮量について、それぞれヘリウムの排気実験を行った。その結果を図5.5に示す。なお、ヘリウム流量は一定とし0.156 Pa m³/s・m²とした。図5.5より、ヘリウムの飽和吸着量はSF₆凝縮量に強く依存した。すなわち、ヘリウムの飽和吸着量はSF₆凝縮量5590 Pa m³/m²まではSF₆凝縮量の増加に伴い増大し、5590から7970 Pa m³/m²の範囲で、ヘリウムの飽和吸着量は最大値約2500 Pa m³/m²を示したが、それ以上のSF₆凝縮量に対してはヘリウムの飽和吸着量が低下する傾向を示した。これにより、SF₆凝縮量が少なくヘリウムの飽和吸着量が最も多くなるSF₆凝縮量の条件は5590 Pa m³/m²付近であることが示された。また、SF₆凝縮量が比較的多い15700 Pa m³/m²以上では、ヘリウムの飽和吸着量が減少するだけでなく、排気速度もヘリウム吸着量の少ない段階から低下する傾向を示した。しかし、実際にJT-60NBIで必要とされるヘリウムの吸着量は、1週間毎にクライオソープションポンプの再生運転が行われることから、1500 Pa m³と評価され、

図5.5 ヘリウム排気特性のSF₆凝縮量依存性

単位面積当たり高々 $100 \text{ Pa m}^3/\text{m}^2$ である。この値を図 5.5 で見ると、クライオパネルに形成される SF_6 凝縮量が今回の実験範囲内であれば、ほぼ最大で一定値の排気速度を確保できることが確認された。

(4) ヘリウム流量依存性

ヘリウム排気特性のヘリウム流量依存性を明確にするために、 0.063 から $1.56 \text{ Pa m}^3/\text{s} \cdot \text{m}^2$ の間の 6 通りのヘリウム流量について、それぞれヘリウムの排気実験を行った。ヘリウムが飽和するまでの連続的な排気速度の結果を図 5.6 に、また、最大排気速度とそのときの圧力の関係を図 5.7 にそれぞれ示す。なお、 SF_6 凝縮量は一定とし $1720 \text{ Pa m}^3/\text{m}^2$ とした。図 5.6、図 5.7 より、最大排気速度はヘリウム流量により多少異なり、 $0.78 \text{ Pa m}^3/\text{s} \cdot \text{m}^2$ 程度まではヘリウム流量が多いほど、すなわち圧力が高いほど最大排気速度は大きくなる傾向を示した。また、JT-60NBI によるヘリウムビーム入射時の標準ヘリウム流量である $0.156 \text{ Pa m}^3/\text{s} \cdot \text{m}^2$ 及びそれ以下では、最大排気速度が長く持続するのに対して、ヘリウム流量が $0.31 \text{ Pa m}^3/\text{s} \cdot \text{m}^2$ 以上となると、排気速度はヘリウムの吸着量の増加に伴い徐々に低下する傾向を示した。特に、ヘリウム流量が $0.78 \text{ Pa m}^3/\text{s} \cdot \text{m}^2$ 以上では、ヘリウム吸着量に対する排気速度の低下傾向が強く、ヘリウム飽和吸着量も大きく低下した。

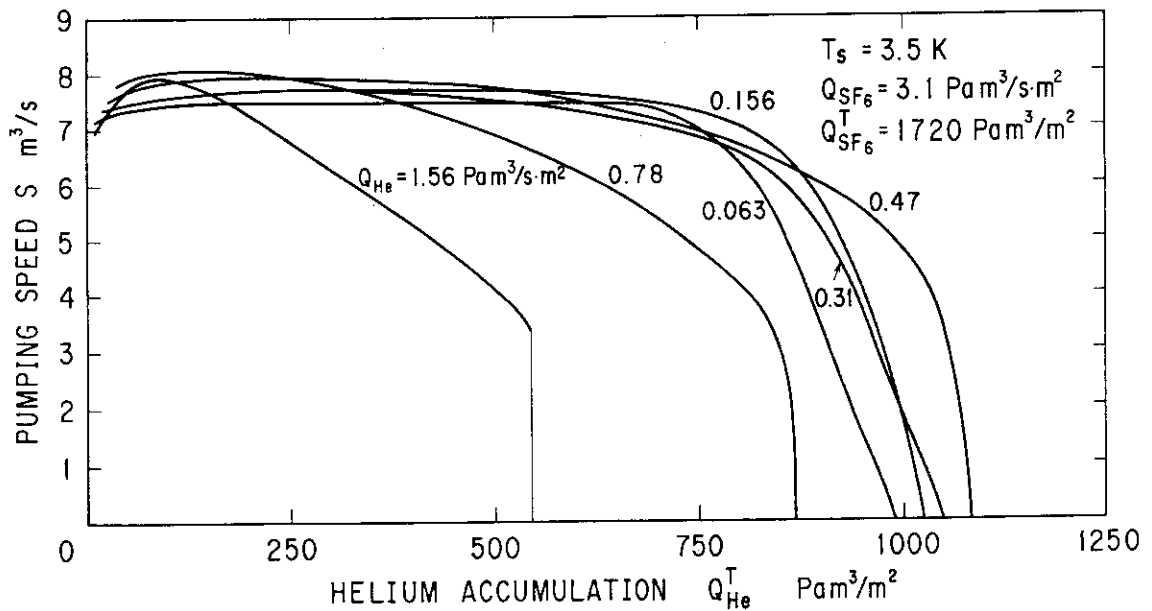


図 5.6 ヘリウム排気特性のヘリウム流量依存性

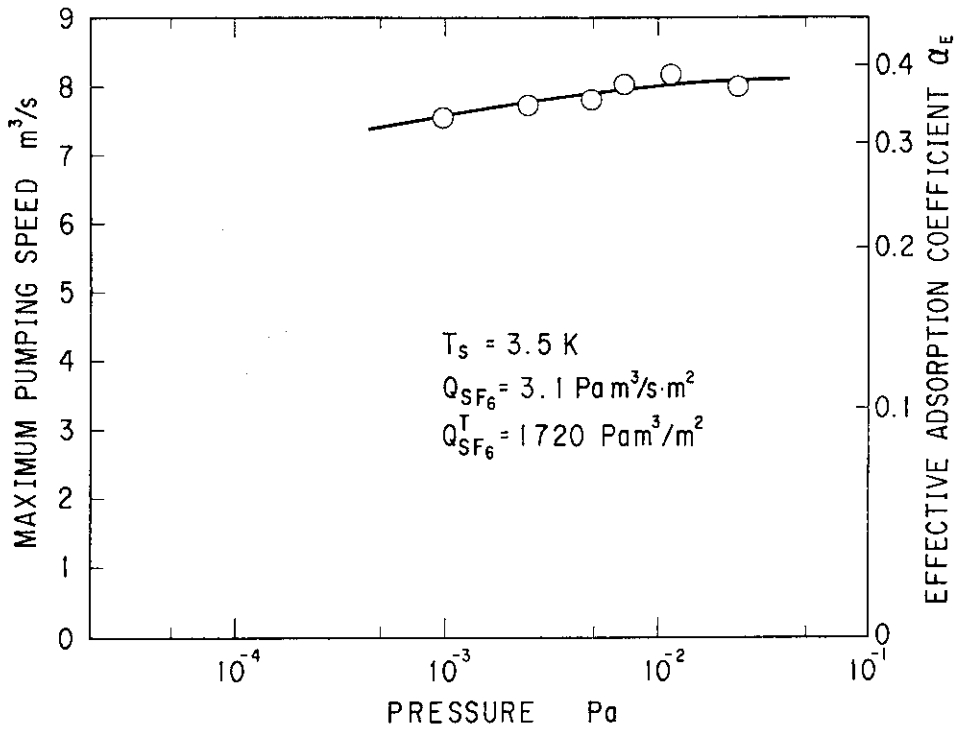


図5.7 ヘリウム排気時の最大排気速度と圧力との関係

5.2.3 ヘリウムに対するSF₆ガス凝縮層の実効吸着係数の評価

以上述べた小型クライオソーブションポンプを用いた実験結果をより一般化し、NBI用大容量クライオソーブションポンプの排気性能の評価を行うために、SF₆ガス凝縮層のヘリウム排気に関する実効吸着係数を定義することにより、SF₆ガス凝縮層そのもののヘリウム排気特性を評価する。それには、まず、円筒型シェブロンバッフルを通過する粒子の通過確率を求める必要があり、図5.8に示す解析モデルについて、第4章で確立したモンテカルロ法を用いて通過確率の計算を行った。粒子の発射場所はシェブロンバッフルの外側とし、シェブロンバッフルを通過しクライオパネルに到達する粒子の通過確率P₁₂を求めた。その結果、P₁₂=0.19を得た。また、反対に、シェブロンバッフルの内側から外側への通過確率P₂₁は、シェブロンバッフルの外側と内側の各開口部面積A₁、A₂を用いて、通過確率の相互関係より次式によって求めることができ、P₂₁=0.28を得た。

$$P_{12}A_1 = P_{21}A_2 \tag{5.1}$$

これらのシェブロンバッフルの通過確率P₁₂、P₂₁を用いて、1個のヘリウム粒子がシェブ

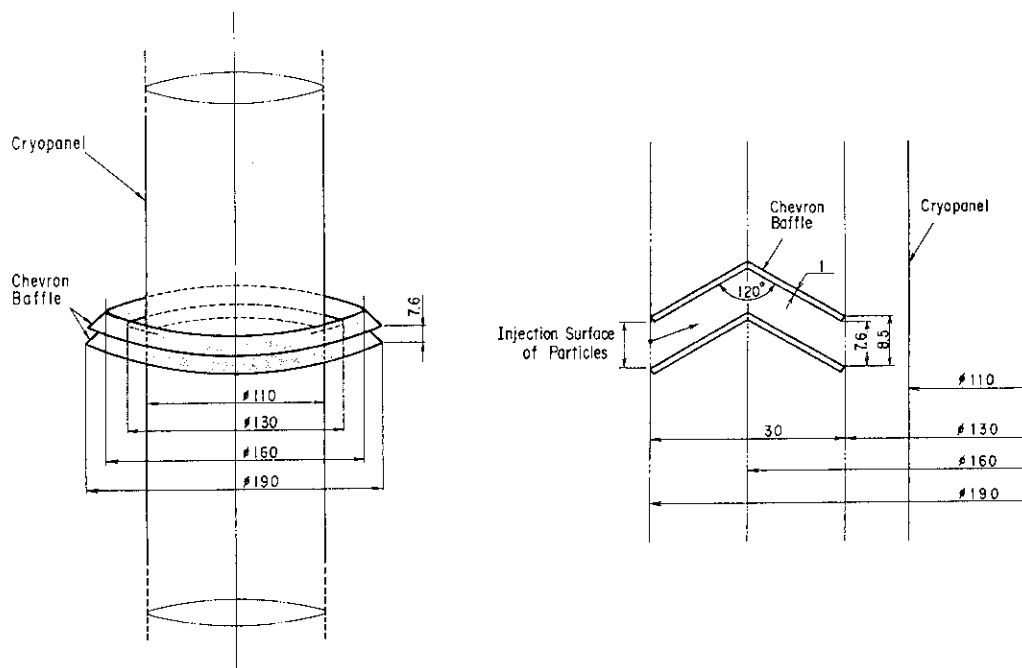


図 5.8 小型クライオソープションポンプのシェブロンバッフルの粒子通過確率計算用解析モデル

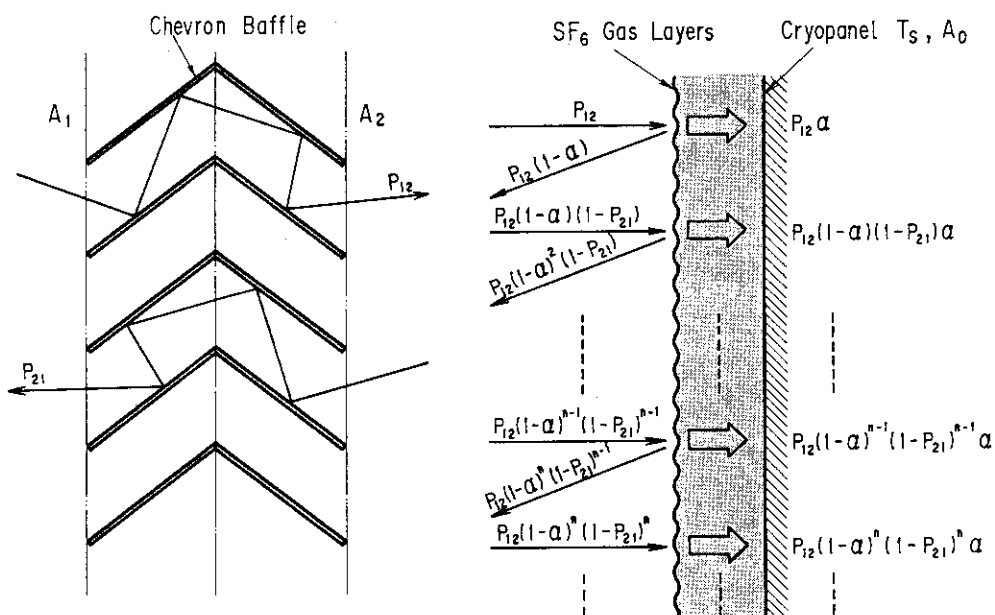


図 5.9 1 個のヘリウム粒子がシェブロンバッフルを通過して SF₆ ガス凝縮層に排気される確率

ロンバツフルを通過し、SF₆ガス凝縮層に排気される確率P_Eは、図5.9に示すように無限級数で表され次式となる。

$$P_E = \frac{\alpha P_{12}}{1 - (1 - \alpha)(1 - P_{21})} \quad (5.2)$$

ここで、吸着係数 α はSF₆ガス凝縮層にヘリウム粒子が衝突し排気される確率である。この式(5.2)を用いることにより、排気速度は次式によって与えられる。

$$S = A_1 \sqrt{\frac{RT_g}{2\pi M}} \cdot \frac{\alpha P_{12}}{1 - (1 - \alpha)(1 - P_{21})} \cdot \left(1 - \frac{\alpha_s p_s}{\alpha p_g} \sqrt{\frac{T_g}{T_s}} \right) \quad (5.3)$$

ここで、R、M、T_g、T_s、 α_s 、p_g、p_sはそれぞれガス定数、ガスの分子量、ガス温度、クライオパネル温度、吸着ガスの脱離の確率、排気されるガスの圧力、吸着ガスの平衡圧力である。式(5.3)における第1項、第2項及び第3項の具体的内容は、それぞれ理想排気速度⁽⁵¹⁾、式(5.2)で求められた1個のヘリウム粒子がSF₆ガス凝縮層に排気される確率、SF₆ガス凝縮層に排気されるヘリウム粒子数とSF₆ガス凝縮層から脱離するヘリウム粒子数の比で実際に排気される正味の量⁽⁵⁹⁾を表す。式(5.3)の第3項におけるヘリウムの脱離による排気速度の低下は、排気という観点から見た場合、吸着係数の実質的低下と見なすことができ、新たに実効吸着係数 α_E を定義することにより、式(5.3)を次式で近似する。

$$S \sim A_1 \sqrt{\frac{RT_g}{2\pi M}} \cdot \frac{\alpha_E P_{12}}{1 - (1 - \alpha_E)(1 - P_{21})} \quad (5.4)$$

式(5.4)より、排気速度Sは、SF₆ガス凝縮層へのヘリウムの実効吸着係数 α_E により容易に求めることができ、小型クライオソープンポンプの場合の排気速度と実効吸着係数との関係を図5.10に示す。次に、図5.3から図5.6の実験結果と実効吸着係数との関係を評価する。ここで、JT-60NBIから要求されているヘリウム吸着量100 Pa m³/m²まで

の範囲において、排気速度に対するヘリウム流量すなわち圧力依存性以外の依存性がほとんどないことから、SF₆ガス凝縮層のヘリウム排気特性は図5.7の排気速度の圧力依存性に関する実験結果を評価すれば十分となる。そこで、図5.10の排気速度と実効吸着係数との関係を用いて、図5.7の排気速度の実験結果から実効吸着係数を求め、実効吸着係数と圧力との関係を図5.7に併記した。この図5.7の実効吸着係数と圧力との関係を用いることにより、ヘリウム導入時においてNBI真空容器内で大きな圧力勾配が発生する場合でも、JT-60NBI用クライオソープションポンプの排気特性を各クライオソープションポンプモジュール前面の圧力に対応した各実効吸着係数を与えることにより評価することができる。

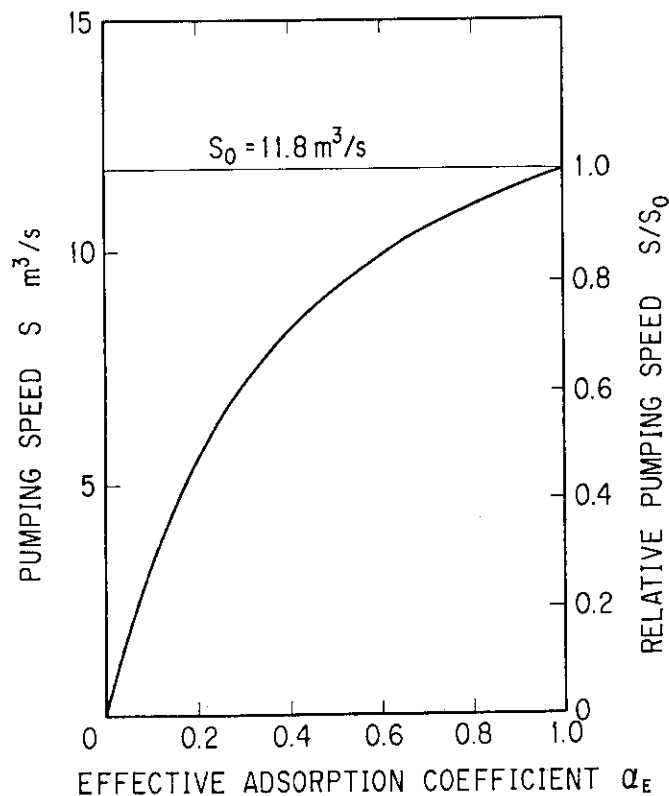


図5.10 小型クライオソープションポンプの排気速度と実効吸着係数の関係

5.3 JT-60NBI用クライオソープションポンプへの適用

5.3.1 クライオソープションポンプへの改造と運転法

14基のNBIのうち上ユニットの1基をヘリウム排気用クライオソープションポンプに改

造した。ここで、クライオパネルに SF_6 ガス凝縮層を形成するための方法として、前述した小型クライオソープションポンプと同様に、シェブロンバッフルを液体窒素で冷却する前にクライオパネルを液体ヘリウムで冷却する方法は、クライオパネルへの熱負荷が大きくなることから不可能となる。そこで、ここでは、 SF_6 の凝固点 (-50.8°C) 以下である 77K にシェブロンバッフルを冷却した状態で、シェブロンバッフルに SF_6 を凝縮させることなく、クライオパネル上に SF_6 ガス凝縮層を形成させるために、図 5.11 に示すようなステンレス鋼製 SF_6 導入管をシェブロンバッフルとクライオパネル間に設置した。この導入管を、図 5.12 に示すように P_1 , P_2 室の大型クライオポンプモジュールには 450mm 間隔で左右対称に 2 本、 P_3 室の小型クライオポンプモジュールには中央に 1 本設置した。この導入管には、図 5.11 に示すようにクライオパネル面に対して 0° 及び $\pm 60^\circ$ の 3 個の SF_6 導入孔が導入管長手方向に対して 20mm ピッチで設置されている。なお、 SF_6 導入時には、導入管内の SF_6 がクライオパネルとシェブロンバッフルからの輻射冷却により SF_6 の凝固点である -50.8°C 以下にならないように、導入管自体を抵抗体として、直接通電することにより昇温する対策を施した。なお、ヘリウムの吸着媒として SF_6 ガス凝縮層を用いる方式は、既存の水素排気用クライオポンプに SF_6 ガス凝縮層形成用の導入管を追加するだけで改造が可能であり、 SF_6 ガス凝縮層を形成しない場合には、従来の水素排気用クライオポンプとしても使用できる。

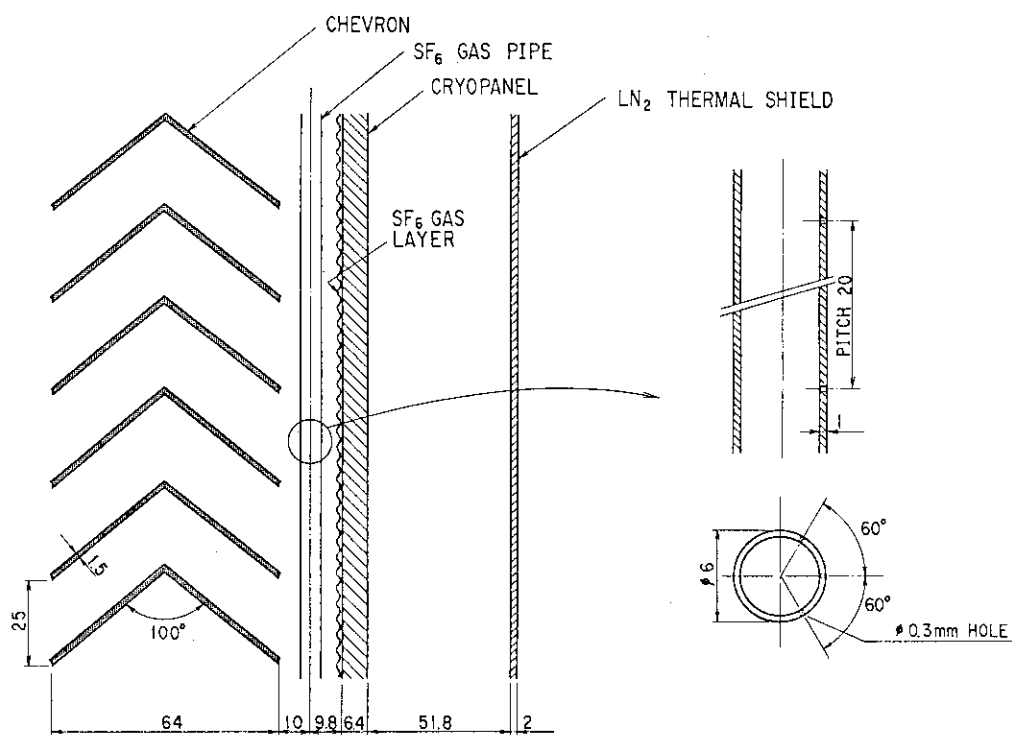
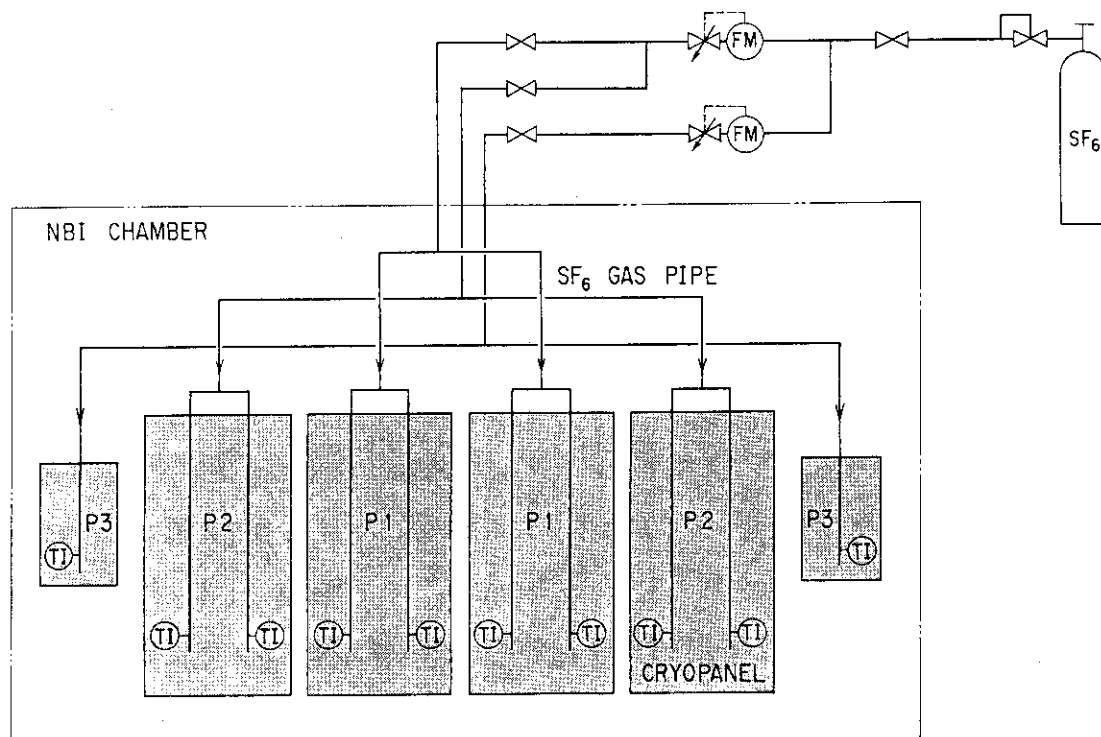


図 5.11 JT-60NBI クライオソープションポンプ用 SF_6 ガス凝縮層形成用導入管の構造

図5.12 SF₆導入管の設置フロー図

NBI用クライオソープションポンプによるヘリウムの排気実験に関する実験手順を以下に示す。

- 1) シェブロンバッフルとクライオパネルを液体窒素及び液体ヘリウムで冷却し、それぞれ7 K, 3.5 Kとする。
- 2) SF₆導入管に通電し、導入管を20℃まで昇温する。
- 3) P₁, P₂, P₃の各部屋にそれぞれ規定量のSF₆を導入し、クライオパネル面上にSF₆ガス凝縮層を形成する。
- 4) SF₆導入管への通電を停止する。
- 5) ヘリウムをNBIイオン源より導入し、ヘリウムの排気実験を行う。

なお、SF₆及びヘリウムの流量はサーマルマスフローコントローラにより測定し、ヘリウム排気時の真空容器内の圧力はヘリウムにより校正されたB-A型電離真空計により測定した。

5.3.2 SF₆ガス凝縮層の形成

NBI用クライオソープションポンプの起動から再生までの1サイクル当り100 Pa m³/m²のヘリウムをクライオパネル上のSF₆ガス凝縮層に安定に排気させるためには、SF₆導入

管から導入され、クライオパネル上に形成されるSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布を求め、必要となるSF₆の導入量を決定する必要がある。クライオパネル上へのSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布を評価する際、計算を容易にするために以下の仮定を置く。

- 1) SF₆は、SF₆導入管の導入孔より、余弦則に従う方向分布でクライオパネルに凝縮される⁽⁶⁰⁾。
- 2) クライオパネルに衝突したSF₆は、全てクライオパネル面上に凝縮される。
- 3) SF₆導入孔の導入管長手方向ピッチは、導入管の間隔及びクライオパネル幅に対して十分小さいことから、クライオパネル幅方向の2次元問題とする。
- 4) SF₆導入孔は、SF₆分子の発射面とし、その面積は十分小さいとする。
- 5) SF₆導入管長手方向に対しては、SF₆の偏流はないものとする。

以上の仮定の基に、図5.13の計算モデルを用いて、1つのSF₆導入孔がクライオパネルに対して、距離 l_1 で傾き θ_0 で設置された一般的な場合について、SF₆ガス凝縮層の凝縮量分布を評価する。1個の粒子がSF₆導入孔の法線方向に対して角度 θ でSF₆導入孔から発射する確率は、余弦則に従うことから $\cos\theta$ である。一方、SF₆導入孔を角度 θ で発射した1個の粒子がクライオパネル上のA点に入射する確率は $\cos(\theta_0 + \theta)$ である。よって、1個の粒子がSF₆導入孔から角度 θ で発射しクライオパネル上の到達点Aに入射する確率Pは、以上の独立に求められた2つの確率の積として表され式(5.5)となる。また、入射位置aは、粒子の発射方向とクライオパネルとの位置関係により求められ式(5.6)となる。

$$P = \cos(\theta_0 + \theta) \cos \theta \tag{5.5}$$

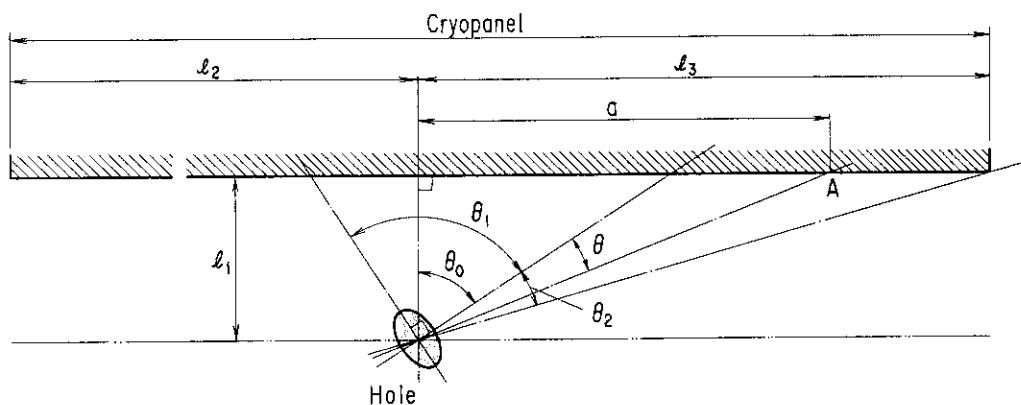


図5.13 クライオパネルに形成されるSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布の計算モデル

$$a = \ell_1 \tan(\theta_0 + \theta) \quad (5.6)$$

ただし、SF₆導入量のうち、図5.13の場合、 $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$ までがクライオパネル上に凝縮されるが、それ以外は熱シールド板やシェブロンバップル上に凝縮されてしまい無効となる。角度の境界条件 θ_1 及び θ_2 は、図5.13におけるSF₆導入孔とクライオパネルとの幾何学的位置関係 θ_0 、 ℓ_1 、 ℓ_2 、 ℓ_3 により式(5.7)、(5.8)によって求められる。なお、SF₆導入孔からのSF₆分子の発射角 θ の範囲は $-90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ であることから、角度の境界条件 θ_1 、 θ_2 の範囲は $-90^\circ \leq \theta_1$ 、 $\theta_2 \leq 90^\circ$ となる。

$$\theta_1 = -\tan^{-1} \left(\frac{\ell_2}{\ell_1} \right) - \theta_0 \quad (5.7)$$

$$\theta_2 = \tan^{-1} \left(\frac{\ell_3}{\ell_1} \right) - \theta_0 \quad (5.8)$$

SF₆導入孔から導入されるSF₆のうち、クライオパネルに凝縮されるSF₆凝縮量の割合 Q_R は、図5.11のSF₆導入管の場合、1つの断面に3つの導入孔があることから、まず、クライオパネル面に対する各SF₆導入孔の設置角度 $\theta_{0,1} = -60^\circ$ 、 $\theta_{0,2} = 0^\circ$ 、 $\theta_{0,3} = 60^\circ$ それぞれについて、式(5.7)~(5.8)から角度の境界条件 $\theta_{1,i}$ 、 $\theta_{2,i}$ ($i = 1, 2, 3$)を求め、次に、余弦則に従うSF₆分子の発射方向確率 $\cos \theta$ を用いることにより、次式によって与えられる。

$$Q_R = \frac{\sum_{i=1}^3 \int_{\theta_{2,i}}^{\theta_{1,i}} \cos \theta \, d\theta}{3 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta \, d\theta}$$

$$= \frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 (\sin \theta_{2,i} - \sin \theta_{1,i}) \quad (5.9)$$

クライオパネルの任意の位置におけるSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布は、上述した式(5.5)~

(5.9)より求められる。この凝縮量分布は、SF₆導入孔の前面に強いピークをもち、クライオパネル端部で最も低い分布を示した。このピーク部を除いてほとんどが平坦であることから、必要最低のSF₆凝縮量は凝縮量分布の最も低いクライオパネル端部で規定する必要がある。このクライオパネル端部におけるSF₆凝縮量と必要最低SF₆凝縮量から各クライオパネルに凝縮されるSF₆導入量が決定される。すなわち、JT-60NBIでのヘリウムビーム入射で必要とされるヘリウム吸着量100 Pa m³/m²に対して、ヘリウムの安定排気を行うために必要となる最低のSF₆凝縮量は、図5.5より、約210 Pa m³/m²となる。しかし、上述したSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布を評価する上で仮定があること、及びSF₆凝縮量が210 Pa m³/m²の約25倍である5590 Pa m³/m²まで比較的安定な排気特性を示すことから、図5.5から得られた理想的SF₆凝縮量約210 Pa m³/m²に対してその約4倍のSF₆を導入し、クライオパネル端部でのSF₆凝縮量を800 Pa m³/m²以上とした。その結果、P₁、P₂室の各クライオポンプモジュールにはそれぞれ20000 Pa m³ (5700 Pa m³/m²)、P₃室の各クライオポンプモジュールにはそれぞれ3000 Pa m³ (6360 Pa m³/m²)を導入し、その時のP₁、P₂及びP₃室の各クライオパネルへのSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布をそれぞれ図5.14、図5.15に示す。なお、導入されたSF₆のうちで各クライオパネルに凝縮されるSF₆の割合は、式(5.9)から求められ、P₁、P₂、P₃室における各割合は、それぞれ83%、83%、82%であった。

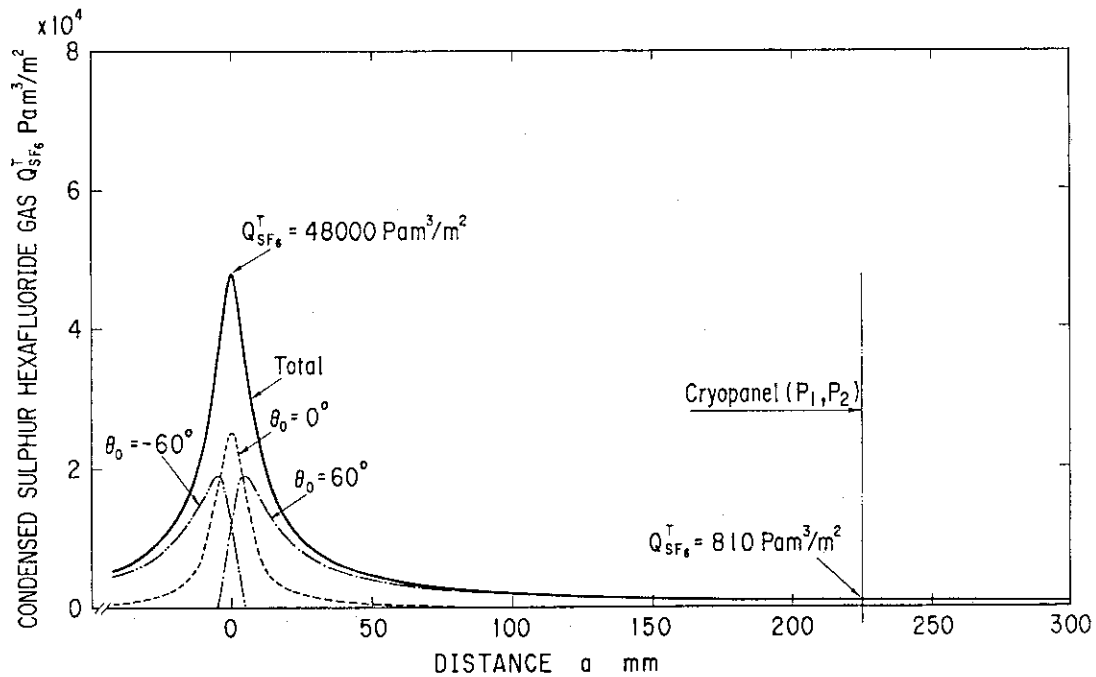


図5.14 P₁、P₂室用クライオパネルに形成されるSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布

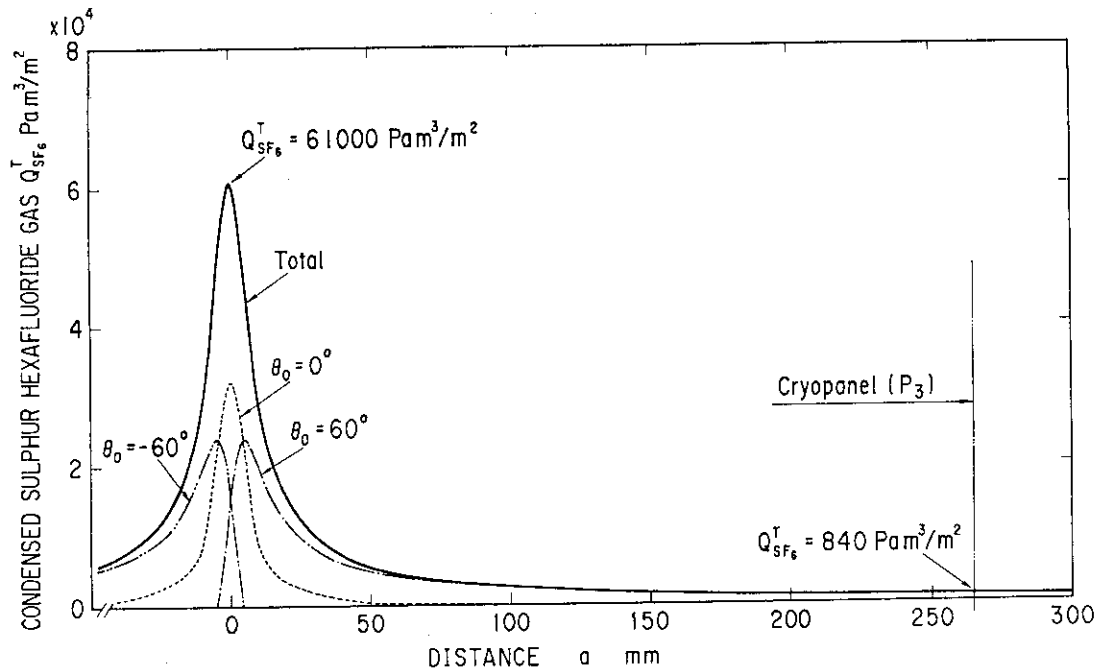


図5. 15 P₃室用クライオパネルに形成されるSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布

図5. 14、図5. 15より、最も低い凝縮量分布を示したクライオパネル端部で800 Pa m³/m²以上のSF₆を導入することを決定したことから、SF₆導入孔の前面における強いピーク部のSF₆凝縮量は、P₁、P₂及びP₃室の各クライオパネルでそれぞれ48000 Pa m³/m²、48000 Pa m³/m²、61000 Pa m³/m²となった。これは、図5. 5における実験での最大値24000 Pa m³/m²の2倍以上であり、実験結果から直接排気特性を評価することはできないが、このピークをもつ領域は全体の4%以下であることから、ヘリウムの排気特性に大きな影響はないものと考えられる。

5. 4 モンテカルロ法によるNBI真空容器内の圧力分布の解析と再電離損失の評価

5. 4. 1 解析モデル

JT-60NBIの水素排気用クライオポンプをヘリウム排気用クライオソーブションポンプに改造した上ユニットの真空容器内の圧力分布を解析するために、第4章で提案したモンテカルロ法を用いて解析モデルを構築した。解析モデルは第4章で構築した解析モデルと同様のものである。すなわち、解析モデルは、図5. 16に示すように対称性を考慮することにより片側半分についてモデル化したものであり、真空容器の境界形状を規定する真空境界壁面、真

空容器内の構造物の形状を規定する真空領域内壁面、圧力の算出面及び粒子の発射面となる仮想面から構成され、その数はそれぞれ22、93、28で、全壁面の合計は143である。この中で仮想面の設置位置は、図5.16に示すように P_1 、 P_2 、 P_3 室の各圧力測定点の3箇所、イオン源からドリフト管までのヘリウムビームが通過する領域の22箇所、及び各クライオソープションポンプモジュール前面の3箇所とした。ここで、 P_1 、 P_2 、 P_3 室に実際に設置されている真空計に対応する圧力は真空計近傍に設置された直径600mmの仮想面を通過する粒子数により評価した。また、イオン源からドリフト管までのビームが通過する領域に設置された仮想面はリミター等の開口部の大きさ又はそれと同等の大きさとした。このうち、粒子の発射面となる仮想面の設置場所は、イオン源の出口、すなわち、解析モデルでは2本の中性化セル入口とした。

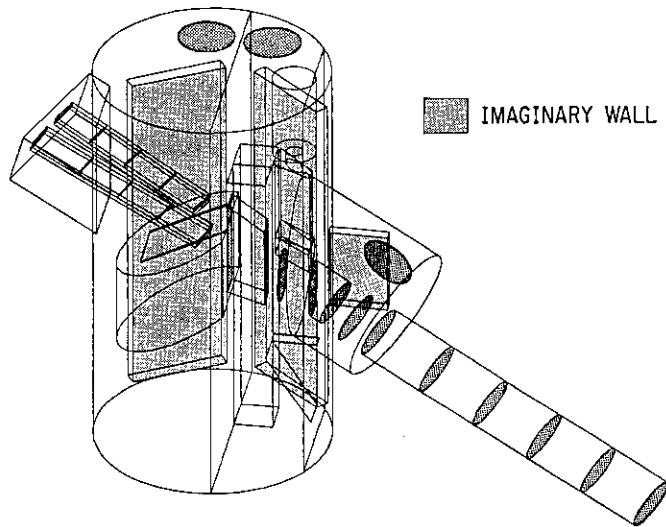


図5.16 モンテカルロ法によるJT-60NBI上ユニット
真空容器内圧力分布の解析モデル

真空境界壁面と真空領域内壁面の各壁面と粒子との相互作用を示す反射、吸収、通過の各確率は、クライオソープションポンプ排気面、ビームダンプ上下面、対称面、ドリフト管先端面を除いて、全て余弦則に従う反射とした。ビームダンプ上下面の構造はルーバーであり、第4章でモンテカルロ法により計算された通過確率0.68を用いて壁面の条件を設定した。すなわち、ビームダンプ上下面の条件は、余弦則に従う散乱通過確率0.68、余弦則に従う散乱反射確率0.32とした。対称面は全て鏡面反射とし、ドリフト管先端面は全て吸収とした。クライオソープションポンプ排気面の条件は、第4章でモンテカルロ法により計算されたシェブロンバッフルの通過確率 $P_{12}=P_{21}=0.24$ ⁽⁸⁾と各クライオソープションポンプモジュ

ールの実効吸着係数により、式(5.2)から算出した。すなわち、各クライオソープションポンプの排気面の条件は、各排気面毎に式(5.2)より求めた排気確率を排気面の吸収確率とし、1.0からこの吸収確率を差し引いた値を余弦則に従う散乱反射確率とした。なお、実効吸着係数は、図5.7のように圧力依存性を示すことから、予備解析を1度行った後、予備解析で得られた各クライオソープションポンプモジュール前面の圧力から図5.7を用いて実効吸着係数を決定した。すなわち、予備解析を行った結果、 P_1 、 P_2 、 P_3 室の各クライオソープションポンプモジュール前面の平均圧力はそれぞれ $3.2 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 、 $6.6 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ 、 $8.6 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ となり、これらの圧力に相当する実効吸着係数として図5.7よりそれぞれ0.37、0.32、0.32を得た。これらの実効吸着係数と、モンテカルロ法により求めたシェブロンバッフルの通過確率0.24を用いて、式(5.2)から各クライオソープションポンプモジュール排気面の排気確率を求め、これにより、各クライオソープションポンプモジュール排気面の条件として、 P_1 室の場合、吸収確率0.17、余弦則に従う散乱反射確率0.83、 P_2 及び P_3 室の場合、吸収確率0.16、余弦則に従う散乱反射確率0.84とした。

5.4.2 解析結果と実験結果との比較検討

試行粒子数は、第4章と同様に $N = 1.6 \times 10^4$ 個とし、この試行粒子数の平均値を解析結果の代表値として採用する。図5.17に解析モデル内の各粒子の軌跡を追跡した結果を示し、また、図5.18に P_1 、 P_2 、 P_3 室の各圧力の実験結果と解析結果とを併記して示す。なお、イオン源からのヘリウム流量 $1.5 \text{ Pa m}^3/\text{s}$ 導入時におけるイオン源部の圧力の測定値 $3.1 \times 10^{-1} \text{ Pa}$ を圧力の境界条件とした。図5.18から、 P_2 室の圧力に関しては、解析結果は実験結果と良い一致を示したが、 P_1 室と P_3 室の圧力に関しては、解析結果は実験結果に対して約±30%の誤差が生じた。しかし、解析用構造モデルが複雑であること、 SF_6 ガス凝縮層へのヘリウムの排気特性が各種の要因により変化すること、及び電離真空計の誤差が数10%あることを考慮すれば、解析結果は実験結果と比較的良好一致を示していると判断できる。なお、 P_1 、 P_2 、 P_3 室の各クライオソープションポンプモジュール前面の平均圧力はそれぞれ $3.2 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 、 $7.0 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ 、 $9.5 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ となり、予備解析でのこれら各々に対応する圧力 $3.2 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 、 $6.6 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ 、 $8.6 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ と少し異なった値を示した。しかし、以上の本解析で得られた圧力を用いて図5.7より求めた実効吸着係数の値は、予備解析で求めた値とほとんど同じであることから、予備解析で求めた実効吸着係数は本解析においても有効であることが確認された。

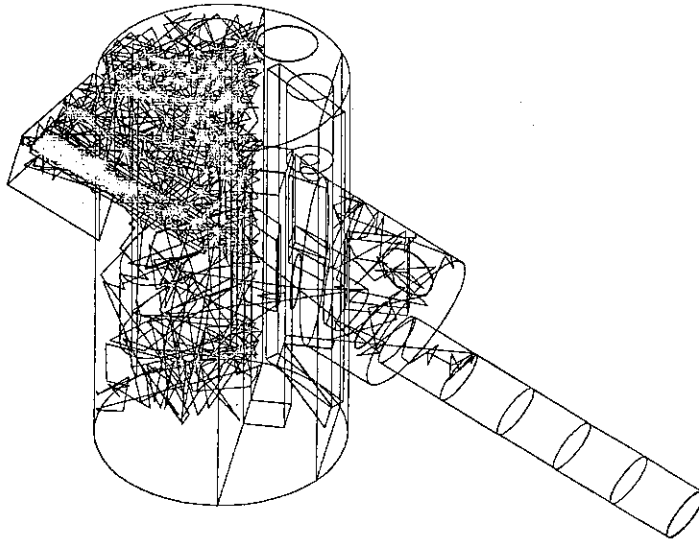


図5.17 モンテカルロ法によるJT-60NBI真空容器内の粒子の軌跡結果

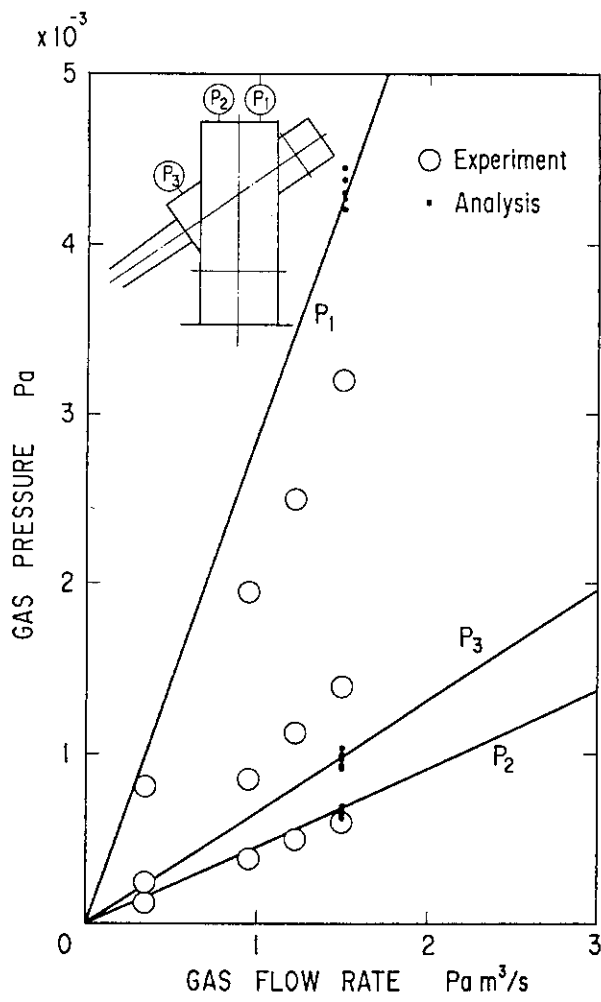


図5.18 NBI真空容器内の圧力に関する解析結果と実験結果の比較

5.4.3 中性ヘリウムビームの再電離損失の評価

ヘリウムビームの入射エネルギー30keVにおいて、イオン源で生成されるヘリウムビームの組成はほとんどがヘリウム原子イオン単体であり⁽⁴⁾、このヘリウム原子イオンの中性化衝突断面積及び再電離衝突断面積は、それぞれ $\sigma_{10} = 4.1 \times 10^{-20} \text{m}^2$ 、 $\sigma_{01} = 5.1 \times 10^{-21} \text{m}^2$ である⁽⁵⁷⁾。図5.19で得られたヘリウムビームが通過する領域の圧力分布及び第4章の式(45)~(49)を用いて、ヘリウムイオンビームの中性化効率 η_{10} 、NBI真空容器内における中性ヘリウムビームの再電離損失 η_{01} を求めた結果、それぞれ $\eta_{10} = 87\%$ 、 $\eta_{01} = 0.86\%$ となった。これにより、再電離損失は目標値の5%を十分に満足したことから、SF₆ガス凝縮層を用いたヘリウム排気用クライオソープションポンプは、NBIシステムの中で十分な排気性能をもつことが確認された。

さらに、JT-60NBIから要求されている1サイクル運転当りのヘリウム吸着量100 Pa m³/m²以上の123 Pa m³/m²まで、ヘリウムビーム入射実験を含めたヘリウムの排気実験を行った結果、図5.20に示すようにP₁~P₃室の各圧力はほぼ一定であることから、ヘリウムに対する排気速度の劣化はほとんどなく、ヘリウムビーム入射中においても排気速度は十分安定であることが確認された。

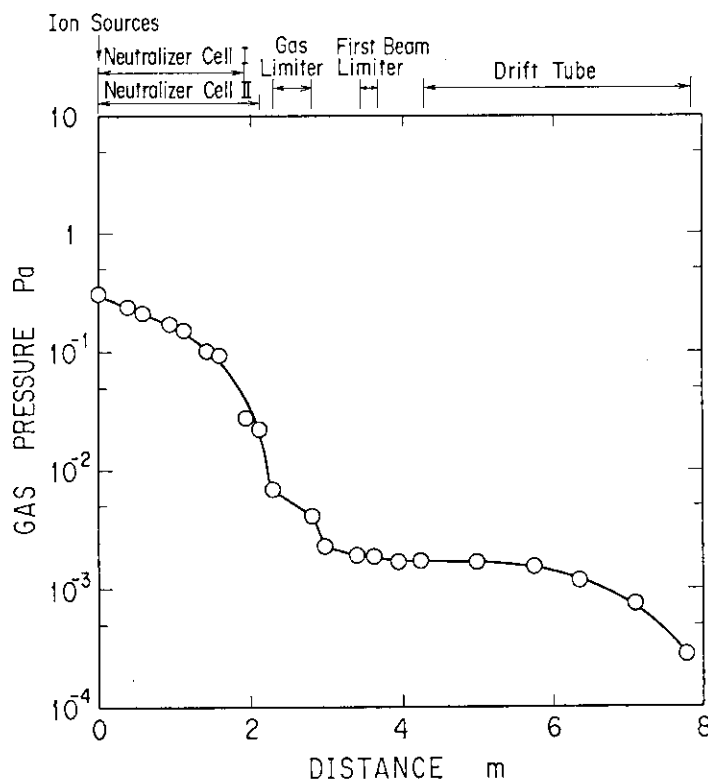


図5.19 ヘリウムビーム通過領域における圧力分布の解析結果

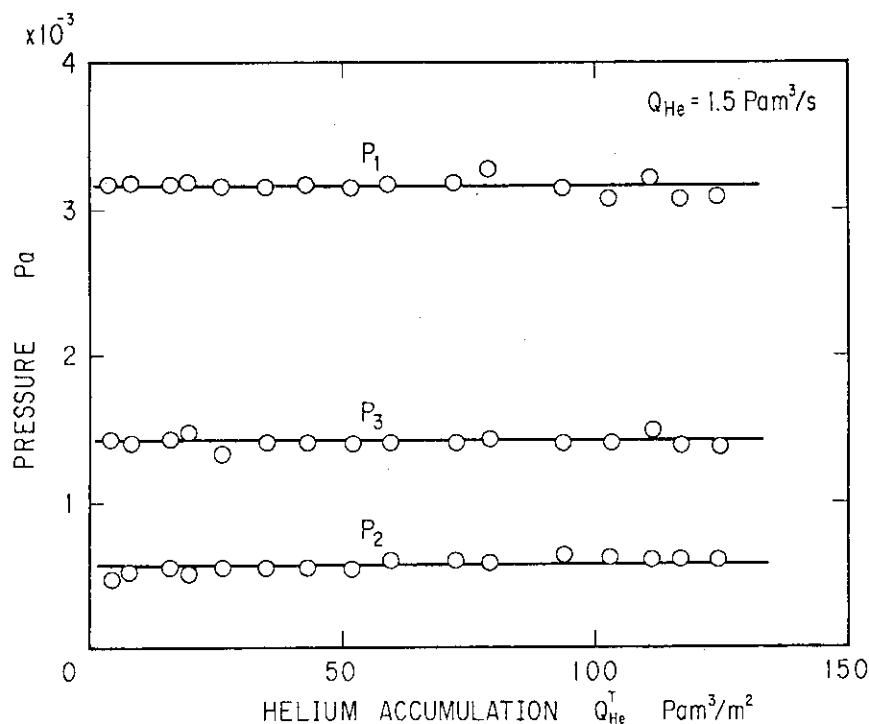


図5.20 NBI真空容器内圧力のヘリウム吸着量依存性

5.5 まとめ

小型クライオソープションポンプを用いてSF₆ガス凝縮層へのヘリウムの排気特性を系統的に測定し、さらに、JT-60NBIの水素排気用クライオポンプを改造したヘリウム排気用大容量クライオソープションポンプにこれらの実験結果を適用し、第4章で提案したモンテカルロ法を用いてNBI真空容器内での排気性能を評価した。これらの結果を要約し以下に示す。

- 1) 0.31から6.3 Pa·m³/s·m²のSF₆ガス凝縮層形成速度に対して、ヘリウムがSF₆ガス凝縮層内で飽和するまでの排気速度に関する差異は小さく、実用上、SF₆ガス凝縮層の形成速度の違いによる排気特性への影響はほとんどないことが示された。
- 2) 3.0から4.5 Kのクライオパネルの温度範囲で、最大排気速度のクライオパネル温度依存性はほとんどないことが示された。しかし、最大排気速度の持続性及びヘリウムの飽和吸着量に対しては、大きなクライオパネル温度依存性を示し、クライオパネル温度が低いほど優れた排気特性を示した。
- 3) 844から24000 Pa·m³/m²のSF₆凝縮量に対して、ヘリウムの飽和吸着量は、SF₆凝縮量5590 Pa·m³/m²まではSF₆凝縮量の増加に伴い増大した。しかし、1570

- 0 Pa m³/m²以上では減少するとともにヘリウムの吸着量の増加に伴い排気速度の低下も早いことが示された。
- 4) 0.063から1.56 Pa m³/s・m²のヘリウム流量に対して、最大排気速度は多少異なり、ヘリウム流量が多いほど大きくなる傾向を示した。また、JT-60NBIでのヘリウムビーム入射時に予想されるHeガス流量0.156 Pa m³/s・m²では、ヘリウムの飽和吸着量の約80%まで最大排気速度が持続することが確認された。
 - 5) JT-60NBIから要求されているヘリウム吸着量100 Pa m³/m²までの範囲において、排気速度に対するヘリウム流量すなわち圧力依存性以外の依存性はほとんどないことが示された。
 - 6) SF₆ガス凝縮層によるヘリウムの排気に関するヘリウム圧力依存性をより一般化し、NBI用大容量クライオソーブションポンプの排気性能の評価を行うために、SF₆ガス凝縮層によるヘリウムの排気に関する実効吸着係数を定義し、モンテカルロ法により求めたシェブロンバッフルの通過確率を用いて、SF₆ガス凝縮層へのヘリウムの実効吸着係数とヘリウム圧力との関係を明らかにした。
 - 7) JT-60NBI用クライオソーブションポンプのクライオパネル上に凝縮されるSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布の評価を行い、クライオパネル単位面積当り800 Pa m³/m²以上のSF₆ガス凝縮層を形成するように、各クライオポンプモジュールへのSF₆導入量を決定した。
 - 8) JT-60NBIから要求されているヘリウムの吸着量100 Pa m³/m²以上の123 Pa m³/m²まで、ヘリウムビーム入射実験を含めたヘリウムの排気実験を行った結果、P₁~P₃室の各圧力はほぼ一定であることから、ヘリウムに対する排気速度の劣化はほとんどなく、ヘリウムビーム入射中においても排気速度は十分安定であることが確認された。
 - 9) 上述の6)で得られた実効吸着係数を用いて、モンテカルロ法によるNBI真空容器内の圧力の解析を行った結果、実験結果と比較的良好一致を示した。これにより、クライオソーブションポンプの排気性能を評価する上で、実効吸着係数の有効性が実証された。
 - 10) モンテカルロ法により、ヘリウムビームが通過する領域の圧力分布を求め、中性ヘリウムビームの再電離損失を評価した結果、再電離損失は0.86%となり、目標値の5%を十分満足した。これにより、SF₆ガス凝縮層を用いたクライオソーブションポンプは、NBIシステムの中で十分な排気性能をもつことが確認された。
 - 11) 小型クライオソーブションポンプによるヘリウム排気用吸着媒の排気特性に関する基礎デー

タと第4章で提案したモンテカルロ法により、JT-60NBI用クライオソーブションポンプのように複雑な構造物内に設置された大容量クライオソーブションポンプに対して、その設計手法を確立することができた。

6. 結 論

J T - 6 0 N B I の 2 つ の 目 的 で あ る 中 性 水 素 ビ ー ム に よ る プ ラ ズ マ の 加 熱 と プ ラ ズ マ 中 心 へ の 中 性 ヘ リ ウ ム ビ ー ム の 入 射 を 行 う た め に は 、 数 $\text{Pa m}^3/\text{s}$ の 水 素 ま た は ヘ リ ウ ム を 排 気 し て 、 N B I 真 空 容 器 内 の 圧 力 を 10^{-3}Pa 程 度 に し 、 中 性 水 素 ま た は 中 性 ヘ リ ウ ム の 再 電 離 損 失 を 5 % 以 下 に す る 必 要 が あ る 。 こ の 条 件 を 満 足 す る た め に 、 水 素 排 気 用 大 容 量 ク ラ イ オ ポ ン プ 及 び ヘ リ ウ ム 排 気 用 大 容 量 ク ラ イ オ ソ ー プ シ ョ ン ポ ン プ の 開 発 が 要 求 さ れ た 。 こ れ ら の 液 体 ヘ リ ウ ム を 用 いた 大 容 量 真 空 排 気 ポ ン プ は 過 去 に 例 が な い こ と か ら 、 研 究 課 題 と し て 、 多 層 断 熱 材 に よ る 配 管 の 断 熱 、 液 体 ヘ リ ウ ム に よ る ク ラ イ オ ポ ン プ の 冷 却 、 ク ラ イ オ ポ ン プ に よ る N B I 真 空 容 器 内 で の 水 素 の 排 気 、 SF_6 ガ ス 凝 縮 層 を 用 いた ク ラ イ オ ソ ー プ シ ョ ン ポ ン プ に よ る ヘ リ ウ ム の 排 気 の 4 項 目 が 挙 げ ら れ 、 そ れ ぞ れ に つ い て 設 計 手 法 及 び 解 析 手 法 を 確 立 す る こ と を 目 的 に 、 実 験 及 び 解 析 の 両 面 か ら 考 察 を 行 い 、 以 下 の 結 論 を 得 た 。

6. 1 多層断熱材による配管の断熱に関する研究成果

J T - 6 0 N B I 用 ク ラ イ オ ポ ン プ の 液 体 ヘ リ ウ ム 配 管 (外 径 17.3mm) 用 多 層 断 熱 材 を 対 象 と し て 、 新 し く 開 発 し た 配 管 用 一 体 型 多 層 断 熱 材 の 断 熱 性 能 に 関 す る 実 験 及 び 新 し く 提 案 し た 多 層 断 熱 材 に 関 す る 伝 熱 解 析 手 法 を 用 い て 伝 熱 解 析 を 行 う こ と に よ り 、 液 体 ヘ リ ウ ム 配 管 用 多 層 断 熱 材 の 断 熱 性 能 に つ い て 考 察 し 、 以 下 の 成 果 を 得 た 。

(1) 多層断熱材の開発に関する研究成果

断熱材層密度を 1.9 層 / mm 一定とした条件の下で、断熱材層数 10 層について、多層断熱材の伝熱量に関する実験を行った。その結果、今回開発した各断熱層が配管回りに同心円状にきちんと巻くことのできる一体型多層断熱材の伝熱量は、従来の一体型多層断熱材に比べ $1/3$ 以下となり優れた断熱性能を示した。次に、配管長手方向の断熱材の接続部からの侵入熱を測定した結果、従来の接続法の場合、 1 箇所当り 0.079W と評価された。これに対して、今回開発した一体型多層断熱材をさらに発展させて、配管長手方向接続部に対しても各断熱層が同層のみとオーバーラップできる一体型多層断熱材を開発し、これらを接続した結果、断熱材接続部からの熱侵入はほとんどないことが明らかとなり、接続部における各断熱層のオーバー

ラップ量は1層当たり10mmあれば十分であることが示された。なお、この新しく開発した液体ヘリウム配管用一体型多層断熱材は、一般の極低温配管用としても適用可能である。

(2) 多層断熱材の伝熱解析手法に関する研究成果

従来の多層断熱材の伝熱解析手法では十分に考慮されていなかった反射材とスペーサの輻射率、反射材とスペーサ間の熱通過率の各物性値の温度依存性、及び反射材とネット状スペーサ間の輻射伝熱を同時に考慮に入れた伝熱解析手法を提案し、多層断熱材の伝熱解析を行った。その結果、各断熱層を配管回りに同心円状に巻くことのできる新開発の一体型多層断熱材について、解析結果は実験結果と良い一致を示し、本解析手法の有効性が実証された。これにより、過小評価が指摘されていた従来の伝熱解析手法の問題点を解決し、液体ヘリウム温度に冷却された配管を断熱するための反射材とスペーサから成る多層断熱材の伝熱解析手法を確立することができた。また、この新しく提案した液体ヘリウム配管用多層断熱材の伝熱解析手法は、液体ヘリウムに冷却された配管構造のみだけでなく一般の極低温構造物用多層断熱材の伝熱解析にも適用可能である。

(3) JT-60NBIクライオポンプの配管用多層断熱材の断熱性能評価に関する研究成果

新しく提案した多層断熱材の伝熱解析手法を用いて、まず断熱材層数の断熱性能に及ぼす効果について解析を行った結果、断熱材層数が20層以上では、断熱材層数の断熱性能に及ぼす効果が少なくなり、断熱材層数が27層以上では、伝熱量はほぼ一定値に収束し、 0.26 W/m (4.8 W/m^2)を示した。これにより、断熱性能に対する作業量や経済性の観点から判断して、断熱材層数として20層程度が最も有効であることが示された。次に、有効性が示された断熱材層数20層における断熱材層密度の断熱性能への影響について実験と解析の両面から考察を行った。その結果、層密度の比較的高い2.3層/mm付近では、多層断熱材としては好ましくない異層間の反射材同士の接触による熱的短絡が発生していることが推察された。これに対して、層密度の比較的低い1.9~2.0層/mmでは、異層間の反射材同士の直接接触による熱的短絡が少ないことが推察され、断熱材の層密度として2.0層/mm以下に管理することが有効であることが示された。

以上の実験結果及び解析結果から、JT-60NBI用クライオポンプの液体ヘリウム配管用多層断熱材の仕様として、今回新しく開発した一体型多層断熱材を採用し、断熱材層数は20層で、層密度は2.0層/mm以下とした。

6.2 液体ヘリウムによるクライオポンプの冷却に関する研究成果

J T-60 N B I用クライオポンプを構成する6枚のクライオパネル内への自然循環方式による液体ヘリウムの供給方式の有効性を実証するために、まずクライオポンプを模擬したガラスモデルを用いて、気液二相ヘリウムの自然循環時における流動様式の観察及び流速の測定を行った。次に、各クライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの流動特性に関する解析を行うことにより、クライオポンプの冷却方式について考察し、以下の成果を得た。

(1) ガラスモデルを用いた気液二相ヘリウムの流動実験に関する研究成果

自然循環時におけるJ T-60 N B I用クライオポンプ内の気液二相ヘリウムのレイノルズ数やボイド率等の流動状態を模擬するために、ガラスモデルのクライオパネル内に設置されたヒータにJ T-60 N B I用クライオポンプの予想熱負荷の約1.5倍まで熱負荷を投入し、自然循環時におけるガラスモデル内気液二相ヘリウムの流動様式を観察した。その結果、気液二相ヘリウムの流動様式は、ヒータ負荷を変えた場合の各種の熱負荷条件に依存せず、ガラスモデルを構成する垂直管、水平管、合流部、分岐部等の全ての流路内で同様の流動様式を示し、液相中に微細な気相が均等に混在した均質流であることが判明した。ガラスモデル内の気液二相ヘリウムが均質流であることから、液体ヘリウム中に液体ヘリウムと同密度のトレーサを混入させ、これをビデオカメラで追跡・記録することにより、各クライオパネルに供給される気液二相ヘリウムの流速を測定し、並列流路内を流れる気液二相ヘリウムの流量分配を定量化することができた。

(2) クライオポンプ内気液二相ヘリウムの流量分配の解析手法に関する研究成果

J T-60 N B I用クライオポンプ内の自然循環時における気液二相ヘリウムの流量分配を定量的に予測するために、まずクライオポンプを直管、ベント、分岐、合流、拡大、縮小構造から成る一次元流路網にモデル化した。次に、このモデル内気液二相ヘリウムの流動様式を均質流と仮定し、従来の単相流に関する各種の圧力損失係数を用いて各流路内の圧力損失を計算することができる解析手法を提案した。この解析手法を、まずガラスモデルの場合に適用し実験結果との比較を行った結果、解析結果は実験結果と比較的良く一致し、解析手法の妥当性が実証された。これにより、気液二相ヘリウムの流動様式が均質流の場合、一般の単相流における圧力損失係数が適用可能であることが判明した。次に、この解析手法を用いて、J T-60 N B I用クライオポンプ内気液二相ヘリウムの流動特性の解析を行った結果、各クライオパネルに必要とされる液体ヘリウムの40倍以上の液体ヘリウムが供給されることが予測された。ここで、解析における均質流仮定の妥当性を確認するために、まず、ガラスモデルにおける気液二相ヘリウムの流動様式及び解析結果をBaker線図のパラメータで整理し、次に、J T-60

NBI用クライオポンプの解析結果をガラスモデルの場合と同様にBaker線図のパラメータで整理した結果、このNBI用クライオポンプの結果は、Baker線図上で、均質流の実験結果を示したガラスモデルの結果よりさらに均質流側に位置していることが判明した。これにより、JT-60NBI用クライオポンプ内気液二相ヘリウムの流動様式は、均質流であることが確認され、解析における均質流の仮定は妥当であることが立証された。以上の解析結果の評価により、液体ヘリウムを使用した並列流路から成る大容量クライオポンプの冷却に関する解析及び設計手法を確立することができた。

(3) 自然循環方式によるJT-60NBI用クライオポンプの冷却に関する研究成果

JT-60NBI用クライオポンプを用いて、自然循環方式によるクライオパネルの冷却試験を行った結果、各クライオパネルは全て3.7K以下の一定温度に安定に冷却されることが確認された。これにより、JT-60NBI用クライオポンプの冷却方式として、熱サイフォン効果を利用した自然循環による液体ヘリウムの供給方式は、水素の安定な排気にとって有効な方式であることが示された。なお、今回、有効性が示された熱サイフォン効果を利用した自然循環による液体ヘリウムの供給方式及びその流量分配に関する解析手法は、クライオポンプ以外の液体ヘリウムを用いて冷却される超電導磁石等の一般の極低温機器に対しても適用可能である。

6.3 クライオポンプによるNBI真空容器内での水素の排気に関する研究成果

クライオポンプのNBI真空容器内での排気性能を評価するために、モンテカルロ法による圧力分布解析手法を提案し、これを用いてNBI真空容器内の圧力及び中性水素ビームの再電離損失の計算を行うことにより以下の成果を得た。

(1) JT-60NBI真空容器内の圧力分布の解析手法に関する研究成果

複雑な構造物から構成されたJT-60NBI真空容器内の圧力分布を計算するために、複雑任意三次元構造物の形状を、集合演算と座標変換を採用することにより簡単に表現することができ、さらに粒子間の衝突のない自由分子流を仮定することにより、任意位置における圧力を計算することができるモンテカルロ法を用いた任意三次元構造物内の圧力分布に関する解析手法を提案した。本解析手法をNBI真空容器内の圧力分布解析に適用し、解析結果と実験結果との比較を行った結果、解析結果は実験結果と良い一致を示し、本解析手法の有効性が実証された。これにより、従来の解析手法ではほとんど不可能であったNBI真空容器のような三次元複雑構造物内の圧力分布を定量的に求めることができる解析手法を確立することができた。

この新しく提案したモンテカルロ法を用いた解析手法は、任意の三次元構造物内の圧力分布を計算できることから、一般性及び汎用性が高く、特に複雑三次元構造物内の圧力分布の解析に有効となる。

(2) NBI真空容器内でのクライオポンプによる水素の排気性能評価に関する研究成果

新しく提案したモンテカルロ法による解析手法を用いて、JT-60NBI真空容器内の水素ビームが通過する領域の圧力分布を計算し、真空計設置位置での圧力と比較した。その結果、中性水素ビーム通過領域の圧力は真空計設置場所の圧力より P_1 、 P_2 室で約5倍、比較的単純構造である P_3 室でも約2倍高い値が示され、NBI真空容器内で大きな圧力勾配が発生していることが定量的に明らかとなった。さらに、水素ビームが通過する領域の圧力分布の解析結果から再電離損失を評価した結果、再電離損失は4.4%であり、目標値の5%を満足した。これにより、水素排気用クライオポンプは、NBIシステムの中で十分な排気性能を発揮することが確認され、複雑な構造物から構成されたNBI真空容器内に設置されたクライオポンプの排気性能に関する評価手法を確立することができた。

6.4 SF₆ガス凝縮層を用いたクライオソープションポンプによるNBI真空容器内のヘリウムの排気に関する研究成果

小型クライオソープションポンプを用いてSF₆ガス凝縮層のヘリウム排気特性を系統的に測定し、さらに、JT-60NBIの水素排気用クライオポンプを改造したヘリウム排気用大容量クライオソープションポンプにこれらの実験結果を適用し、第4章で提案したモンテカルロ法を用いてNBI真空容器内での排気性能を評価することにより以下の成果を得た。

(1) 小型クライオソープションポンプによるSF₆ガス凝縮層のヘリウム排気特性に関する研究成果

SF₆ガス凝縮層のヘリウム排気特性を系統的に把握するために、JT-60NBI用クライオポンプと同様にクライオパネル回りに77Kに冷却されたシェブロンバッフルが設置された小型クライオソープションポンプを用いて、①SF₆ガス凝縮層の形成速度、②クライオパネル温度、③SF₆凝縮量、④ヘリウム流量の各項目について排気特性への影響を実験的に調べた。SF₆ガス凝縮層の形成速度に関しては、ヘリウムがSF₆ガス凝縮層内で飽和するまでの排気速度に関する差異は小さく、実用上、SF₆ガス凝縮層の形成速度の違いによる排気特性への影響はほとんどないことが示された。クライオパネル温度に関しては、最大排気速度のクライオパネル温度依存性はほとんどないが、最大排気速度の持続性及びヘリウムの飽和吸着量に対し

ては、大きなクライオパネル温度依存性を示し、クライオパネル温度が低いほど優れた排気特性を示した。SF₆凝縮量に関しては、ヘリウムの飽和吸着量は、SF₆凝縮量5590 Pa m³/m²まではSF₆凝縮量の増加に伴い増大したが、15700 Pa m³/m²以上では減少するとともにヘリウムの吸着量の増加に伴い排気速度の低下も早いことが示された。ヘリウム流量に関しては、最大排気速度は多少異なり、ヘリウム流量が多いほど大きくなる傾向を示した。また、JT-60NBIでのヘリウムビーム入射時に予想されるHeガス流量0.156 Pa m³/s・m²では、ヘリウムの飽和吸着量の約80%まで最大排気速度が持続した。

以上の小型クライオソープションポンプを用いた実験結果から、JT-60NBIから要求されているヘリウム吸着量100 Pa m³/m²までの範囲において、排気速度に対するヘリウム流量すなわち圧力依存性以外の依存性はほとんどないことが示された。

(2) JT-60NBI用クライオソープションポンプによるヘリウムの排気性能評価に関する研究成果

JT-60NBIから要求されている単位面積当りのヘリウム吸着量100 Pa m³/m²を安定に排気するために、JT-60NBI用クライオソープションポンプのクライオパネル上に凝縮させるSF₆ガス凝縮層の凝縮量分布の評価を行った。その結果、クライオパネル単位面積当り800 Pa m³/m²以上のSF₆ガス凝縮層を形成するように、各クライオポンプモジュールへのSF₆導入量を決定した。この条件でSF₆ガス凝縮層を形成したクライオソープションポンプを用いて、ヘリウムビーム入射実験を含めたヘリウムの排気実験を行った結果、ヘリウム吸着量の要求値である100 Pa m³/m²以上の123 Pa m³/m²まで、ヘリウムに対する排気速度の劣化はほとんどなく、ヘリウムビーム入射中においても排気速度は十分安定であることが確認された。

次に、小型クライオソープションポンプを用いた実験結果をより一般化し、NBI用大容量クライオソープションポンプの排気性能の評価を行うために、SF₆ガス凝縮層のヘリウム排気に関する実効吸着係数を定義し、小型クライオソープションポンプによる実験結果とモンテカルロ法により求めたシェブロンバッフルの通過確率を用いて、ヘリウムの圧力依存性を考慮したSF₆ガス凝縮層のヘリウムに対する実効吸着係数を求めた。この実効吸着係数をNBI真空容器内の圧力分布を考慮してJT-60NBI用クライオソープションポンプに適用し、モンテカルロ法によるNBI真空容器内の圧力の解析を行った。その結果、解析結果は実験結果と比較的良好一致を示した。これにより、クライオソープションポンプによるヘリウムの排気性能を評価する上で、実効吸着係数の有効性が実証された。

さらに、ヘリウムビームが通過する領域の圧力分布を求め、中性ヘリウムビームの再電離損失を評価した結果、再電離損失は0.86%となり、目標値の5%を十分満足した。これにより、SF₆ガス凝縮層を用いたクライオソープションポンプは、NBIシステムの中で十分な排気性能をもつことが確認された。

以上、小型クライオソープションポンプにより求めたヘリウム排気用吸着媒の排気特性に関する基礎データを基に、新しく提案した吸着媒の実効吸着係数と第4章で提案したモンテカルロ法を用いることにより、JT-60NBI用クライオソープションポンプのように複雑な構造物内に設置された大容量クライオソープションポンプの排気性能に関する評価手法を確立することができた。

6.5 今後の課題及び展望

本研究では、JT-60NBIで要求されている水素及びヘリウム排気用大容量クライオポンプを開発するために、多層断熱材による配管の断熱、気液二相ヘリウムの流動様式と流量分配、NBI真空容器内クライオポンプによる水素排気及びクライオソープションポンプによるヘリウム排気の4項目について解析手法及び設計手法を提案したが、ここでは、それぞれの項目について今後の課題及び展望について述べる。

(1) 多層断熱材の伝熱解析手法に関する今後の課題及び展望

本研究で提案した伝熱解析手法における反射材とスペーサ間の接触による伝熱を計算するための熱通過率は、実験結果をベースに求めたものである。反射材とスペーサ間の接触による熱通過率の実験結果を用いることなく、反射材やスペーサの物性値だけで、各種の反射材及びスペーサから成る一般的な多層断熱材の伝熱解析を行うために、反射材とスペーサ間の熱通過率を理論的に考察することが今後の課題として挙げられる。しかし、接触の問題を純理論的に解明することは従来の研究からも難しいことが予想されることから、確率的手法を接触による伝熱の問題に適用することが1つの有力な手段と考えられ、今後の研究に期待したい。

(2) 気液二相ヘリウムの流動に関する今後の課題及び展望

液体ヘリウムは現存する流体の中で沸点及び蒸発潜熱が最も小さい流体であることから、液体ヘリウムへの常温からの入熱とそれに伴う気化は避けられず、一般に液体ヘリウムは気液二相の形態で存在する。本研究では、気液二相ヘリウムの流動様式は気相と液相が均等に混在した均質流のみを対象として並列流路内の流量分配に関する解析手法を提案した。しかし、液体ヘリウムを使用した一般の極低温機器を広範囲に設計するためには、均質流だけでなくそれ以

外の流動様式も含めた気液二相ヘリウム全体の流動様式を総合的に定量化することが必要となる。すなわち、気液二相ヘリウムの流動様式により圧力損失や熱伝達は大きな影響を受けることから、気液二相ヘリウムの各種の流動様式に基づいた圧力損失や熱伝達の詳細な研究が今後の重要な課題となる。しかし、液体ヘリウムを用いた実験は、一般の流体と異なり、厳密に断熱が施された真空環境下で行わなければならないこと、及び気液二相ヘリウムの気液比の測定とその制御が難しいことにより、従来、気液二相ヘリウムの流動に関する定量的評価は極めて少ない。この問題を解決するために、真空中で使用でき液体ヘリウムへの熱侵入が少ない気液二相ヘリウムを対象とした各種の測定機器の開発が今後の大きな課題である。

(3) モンテカルロ法による任意三次元構造物内圧力分布の解析手法に関する今後の課題及び展望

本研究では、従来のモンテカルロ法を用いる場合の欠点であった任意三次元構造物のモデル化に関する問題点を解決し、さらに、自由分子流を仮定することにより今まで計算手法が確立されてなかった複雑三次元構造物内の圧力を計算することができるモンテカルロ法を用いた圧力解析手法を提案した。しかし、圧力の計算に際して、気体は分子間の衝突のない自由分子流、一定温度、一定速度、等方分布を仮定しており、より一般性があり汎用性が高い圧力の解析手法を確立するためには、さらに分子間の衝突、温度、速度分布、非等方分布を考慮することが今後の課題である。なお、モンテカルロ法を用いて分子間の衝突を考慮する場合、分子の自由空間は分子が通過する領域の圧力に依存することから、これを考慮するためには繰り返し計算が必要となる。しかし、モンテカルロ法を用いた場合、繰り返し計算のために膨大な計算時間を必要とすることから計算時間の短縮を考慮に入れた解析手法の確立が今後の大きな課題である。

(4) ガス凝縮層によるヘリウムの排気に関する今後の課題及び展望

本研究では、ヘリウム排気用大容量クライオソープションポンプの設計を行うための基礎データを得るために、 SF_6 ガス凝縮層によるヘリウムの排気特性について広範囲な実験的評価を行った。しかし、本研究では、 SF_6 ガス凝縮層によるヘリウムの吸着機構には言及していないことから、ガス凝縮層を用いたヘリウム排気用クライオソープションポンプのより詳細な設計を行うためには、さらにガス凝縮層の結晶構造、ガス凝縮層内の温度分布、ガス凝縮層内のヘリウムの挙動、ガス凝縮層の劣化等によるヘリウムの排気特性への影響に関する研究が必要となり今後の課題となる。また、 SF_6 ガス凝縮層を大面積のクライオパネル上に形成する上で重要となる SF_6 ガス導入孔から真空中に放出される SF_6 ガスの方向分布及びクライオパネルに凝縮

されるSF₆ガス凝縮層の形成機構に関する考察は、本研究では十分でなく詳細な実験的評価を行うことが今後の課題である。

謝 辞

本研究を遂行するに際し、終始激励と有益な助言を頂きました大型放射光施設計画推進室長代理白形弘文氏、ITER開発室計画管理グループリーダー松田慎三郎氏、NBI装置試験室長国枝俊介氏、NBI加熱研究室長小原祥裕氏に心からの感謝の意を表します。また、多大な協力と有益な討論をして頂きましたNBI装置試験室長代理栗山正明氏、同位体分離研究室柴田猛順氏、NBI加熱研究室荒木政則氏、大楽正幸氏、炉構造研究室寺門拓也氏に深く感謝致します。また直接、間接的に御協力頂きましたNBI加熱研究室及びNBI装置試験室の皆様

に感謝致します。

また、本研究の遂行に当たり、不断の激励と支援を頂きました那珂研究所長鹿園直基氏、炉心プラズマ研究部長田村早苗氏、核融合装置試験部長田中裕二氏、同次長太田充氏、核融合工学部長島本進氏に深く感謝の意を申し上げます。

されるSF₆ガス凝縮層の形成機構に関する考察は、本研究では十分でなく詳細な実験的評価を行うことが今後の課題である。

謝 辞

本研究を遂行するに際し、終始激励と有益な助言を頂きました大型放射光施設計画推進室長代理白形弘文氏、ITER開発室計画管理グループリーダー松田慎三郎氏、NBI装置試験室長国枝俊介氏、NBI加熱研究室長小原祥裕氏に心からの感謝の意を表します。また、多大な協力と有益な討論をして頂きましたNBI装置試験室長代理栗山正明氏、同位体分離研究室柴田猛順氏、NBI加熱研究室荒木政則氏、大楽正幸氏、炉構造研究室寺門拓也氏に深く感謝致します。また直接、間接的に御協力頂きましたNBI加熱研究室及びNBI装置試験室の皆様
に感謝致します。

また、本研究の遂行に当たり、不断の激励と支援を頂きました那珂研究所長鹿園直基氏、炉心プラズマ研究部長田村早苗氏、核融合装置試験部長田中裕二氏、同次長太田充氏、核融合工学部長島本進氏に深く感謝の意を申し上げます。

参 考 文 献

- (1) 狐崎晶雄 : JAERI-M 90-150(1990).
- (2) S. Matsuda, et al : Fusion Engineering and Design, 5(1987)85.
- (3) H. Nakamura, et al : Fusion Technol., 18(1990)578.
- (4) M. Kuriyama, et al : Proc. 13th Sympo. on Fusion Engineering, 1989, Knoxville, TN, p. 996(1985), IEEE Inc., New York.
- (5) 松田慎三郎、他 : JAERI-M 7655(1978).
- (6) 柴田猛順、柴沼 清 : 低温工学, 21(1986)78.
- (7) K. Shibamura, et al : Proc. 11th Symp. on Fusion Engineering, 1985, Austine, p. 1273 (1985), IEEE Inc., New York.
- (8) 柴沼 清、他 : 原子力誌、33(1991)960.
- (9) 柴沼 清、他 : 真空、31(1988)311.
- (10) 柴沼 清、他 : 真空、33(1990)307.
- (11) 柴沼 清、他 : 核融合研究、66(1991)682.
- (12) 柴田猛順、他 : JAERI-M 7869(1978).
- (13) 柴沼 清、他 : 原子力誌、33(1991)1083.
- (14) 岩田 章 : 機誌、92(1989)1003.
- (15) 低温工学ハンドブック編集委員会編 : " 低温工学ハンドブック" 、(1982)、内田老圃新社.
- (16) G. R. Cunnington and C. L. Tien : Progress in Astronautics and Aeronautics, 23, 111 (1970), Academic Press.
- (17) 稲井信彦 : 機論、43(1977)217.
- (18) 辻本聡一郎、国友 孟 : 機論B、50(1984)415.
- (19) N. Saho and T. Takada : Proc. 9th Int. Cryogenic Engineering Conference, 1982, Kobe p. 572(1982), Butterworth & Co. Ltd., UK.
- (20) 原口憲次郎、他 : 低温工学協会「第34回低温工学研究発表会」予稿集、B1-5, p. 27(1985).
- (21) T. Haruyama : Cryogenics, 27(1987)450.

- (22)磯部昭二、他：低温工学協会「第22回低温工学研究発表会」予稿集、B1-11, p. 20(1979).
- (23)中嶋洋輔、他：真空、33(1990)664.
- (24)A. Maekawa, et al : Proc. 8th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research, 1979, San Francisco, p. 518(1979), IEEE Inc., New York.
- (25)D. H. Davis : J. Appl. Phys., 31(1960)1169.
- (26)J. N. Chubb : Vacuum, 16(1966)591.
- (27)D. Blechschmidt : J. Vac. Sci. Technol., 11(1974)570.
- (28)L. Fustoss : Vacuum, 31(1981)243.
- (29)J. W. Lee and Y. K. Lee : Vacuum, 42(1991)555.
- (30)B. A. Hands : Vacuum, 32(1982)603.
- (31)D. W. Sedgley and A. G. Tobin, et al : J. Vac. Sci. Technol. A, 5(1987)2572.
- (32)G. E. Grenier and S. A. Stern : J. Vac. Sci. Technol., 3(1966)334.
- (33)岩佐康史、他：真空、33(1990)157.
- (34)阿部仁志：真空、22(1979)190.
- (35)H. Abe : Chem. Phys., 68(1982)89.
- (36)Q. S. Shu, et al. : Cryogenics, 27, 298(1987).
- (37)内田秀雄：“伝熱工学”、(1980)、裳華房.
- (38)R. C. Corlett : Trans. ASME J. of Heat Transfer, 88, 376(1966).
- (39)Y. S. Touloukian and D. P. Dewitt: "Thermophysical Properties of Matter Volume 8" IFI/Plenum Data Corporation, New York, 1708(1972).
- (40)佐治吉郎 私信.
- (41)富士通編：“Facom Fortran SSL II 使用手引書”、(1979)、富士通.
- (42)T. Shibata, et al. : Proc. 9th Int. Cryogenic Engineering Conference, 1982, Kobe, p. 612(1982), Butterworth & Co. Ltd., UK.
- (43)柴沼 清、他：原子力誌、31(1989)399.
- (44)H. Ito : Trans. ASME, Ser. D, 82(1960)131.
- (45)秋山巖、三浦一男：機講論、179(1967)65.
- (46)機学編：“管路・ダクトの流体抵抗”、55 (1979) 機学.
- (47)柴沼 清、他：原子力誌、33(1991)1171.
- (48)岩田一明：コンピュータ設計・製図（共立出版、1987）

- (49) 柴沼 清 : 真空、34(1991)645.
- (50) 日本機械学会編 : 機械工学便覧 (日本機械学会、1977) .
- (51) 熊谷寛夫、他 : 真空の物理と応用 (裳華房、1980) .
- (52) H. Iida, et al : J. Nucl. Sci. Technol., 18(1981)309.
- (53) J. Kim and H. H. Haselton : J. Appl. Phys., 50(1979)3802.
- (54) 柴田猛順、他 : 真空、30(1987) 130.
- (55) 林主税、他 : 真空技術 (共立出版、1985) .
- (56) Y. Okumura, et al : Rev. Sci. Instrum., 55(1984)1.
- (57) C. F. Barnett, et al : ORNL5206(1977).
- (58) I. Arakawa, et al : J. Vac. Sci. Technol., 16(1979)738.
- (59) 荒川一郎、辻 泰 : 生産研究、31(1979)597.
- (60) T. J. Yuan : Vacuum, 38(1988)555.