

横型クライオスタットにおける
真空多層断熱材の研究

大森 隆夫
博士(工学)

総合研究大学院大学
高エネルギー加速器科学研究科
加速器科学専攻

平成17年度
(2005)

もくじ

第1章 序論

1-1. 横型クライオスタットと極低温断熱	1-1
1-2. 真空多層断熱材 (MLI) の熱流束	1-3
1-2-1 MLI 中の輻射熱伝達と材料選定上の問題	1-3
1-2-2 MLI 中の固体熱伝導と施工上の問題	1-8
1-2-3 MLI 中の残留気体による熱伝導とクライオスタット運転上の問題	1-15
1-3. 横型クライオスタットにおける MLI の問題	1-17
1-3-1 MLI の施工面	1-17
1-3-2 断熱設計の条件	1-17
1-3-3 MLI の施工と層間接触圧	1-19
1-3-4 小型カロリメータによる MLI の熱流束の測定	1-20
1-3-5 MLI 材料	1-22
1-4. 本研究の目的	1-23
1-5. 本研究の構成	1-23
記号一覧 (第1章)	1-27
参考文献	1-28

第2章 真空多層断熱材の熱流束に関する実験的研究

2-1. 横型クライオスタット用 MLI 候補材料の比較試験	
2-1-1 はじめに	2-1-1
2-1-2 MLI の断熱性能指標	2-1-1
2-1-3 熱流束影響因子と試験条件	2-1-2
2-1-4 熱流束測定装置と測定法	2-1-6
2-1-5 MLI の素材比較試験	2-1-18
2-1-6 まとめ	2-1-28
参考文献	2-1-29
記号一覧 (第2章の1)	2-1-31
図 (第2章の1)	2-1-32
2-2. MLI の積層試験による層間接触圧と層密度の関係の測定	
2-2-1 はじめに	2-2-1
2-2-2 MLI の熱流束測定試験への準備	2-2-2

2-2-3 断熱フィルムの試験サンプル	2-2-2
2-2-4 積層試験	2-2-6
2-2-5 施工層数を増やすことの効果	2-2-9
2-2-6 応用事例 - 狭い空間に MLI を挿入したときの層間接触圧 -	2-2-10
2-2-7 まとめ	2-2-13
参考文献	2-2-13
記号一覧 (第2章の2)	2-2-14
図 (第2章の2)	2-2-15
2-3. デンプル型 MLI の開発と熱流束測定試験	
2-3-1 はじめに	2-3-1
2-3-2 熱流束測定試験に用いた MLI	2-3-2
2-3-3 MLI 試験サンプルの主タンクへの施工	2-3-4
2-3-4 熱流束測定結果	2-3-6
2-3-5 まとめ	2-3-14
記号一覧 (第2章の3)	2-3-15
図 (第2章の3)	2-3-16
第3章 真空多層断熱材の熱流束に関する解析的研究	
3-1. 水平円筒まわりの MLI の層間接触圧解析	
3-1-1 はじめに	3-1-1
3-1-2 水平円筒まわりに巻いた1枚のフィルムの接触圧解析	3-1-2
3-1-3 水平円筒まわりの多層フィルムの層間接触圧解析	3-1-13
3-1-4 まとめ	3-1-15
参考文献	3-1-18
記号一覧 (第3章の1)	3-1-18
図 (第3章の1)	3-1-20
3-2. MLI の熱流束解析法と実験結果との比較	
3-2-1 熱流束解析の目的	3-2-1
3-2-2 MLI の熱流束解析	3-2-2
3-2-3 熱流束の実験結果と計算値との比較	3-2-9
3-2-4 層間接触熱伝達率の推定	3-2-13
3-2-5 アルミ蒸着膜厚と熱流束	3-2-17
3-2-6 まとめ	3-2-18

参考文献	3-2-21
記号一覧(第3章の2)	3-2-22
図(第3章の2)	3-2-23
3-3. 水平円筒まわりの MLI の熱流束解析	
3-3-1 はじめに	3-3-1
3-3-2 層間接触熱伝達率 h_c と無次元層間接触圧パラメータ P^* との関係	3-3-2
3-3-3 MLI の層間接触圧 (各層の周長の違いを考慮)	3-3-5
3-3-4 MLI の周方向分割領域ごとの層間接触熱伝達率	3-3-7
3-3-5 水平円筒まわりの MLI の熱流束解析	3-3-10
3-3-6 まとめ	3-3-13
参考文献	3-3-13
記号一覧(第3章の3)	3-3-14
図(第3章の3)	3-3-15
 第4章 結 論	 4-1
謝 辞	
発表論文一覧	
 付録1 輻射反射膜をスパイラル巻きした場合の問題	
付録2 輻射遮蔽膜のアルミ蒸着膜厚	
付録3 デンプル型 MLI の開発	
付録4 Cunnington の Flat Plate Calorimeter による熱流束測定試験	
付録5 ポリエステルフィルムの弾性の影響	
付録6 水平円筒上に懸けた薄いフィルムの無次元平均接触圧パラメータ	
付録7 輻射反射膜の輻射透過性を考慮した熱流束解析	
付録8 自動石鹼膜流量計	
付録9 熱流束の測定と誤差評価	

第1章 序論

1 章 序論

1-1. 横型クライオスタットと極低温断熱

横型クライオスタットは水平に支持された円筒状真空タンクの中で超伝導コイルを液体ヘリウムにより冷却し励磁するために使用するもので、高エネルギー粒子加速器のビーム搬送用双極磁石や四極磁石、衝突点検出器用大型ソレノイド磁石などに用いられている。また、医療分野で利用されているMRI用マグネットのクライオスタットも横型である。電力エネルギー分野への応用の一つである超伝導送電ケーブルなども長尺の横型クライオスタットの中で冷却して使用されるとみなすことができる。

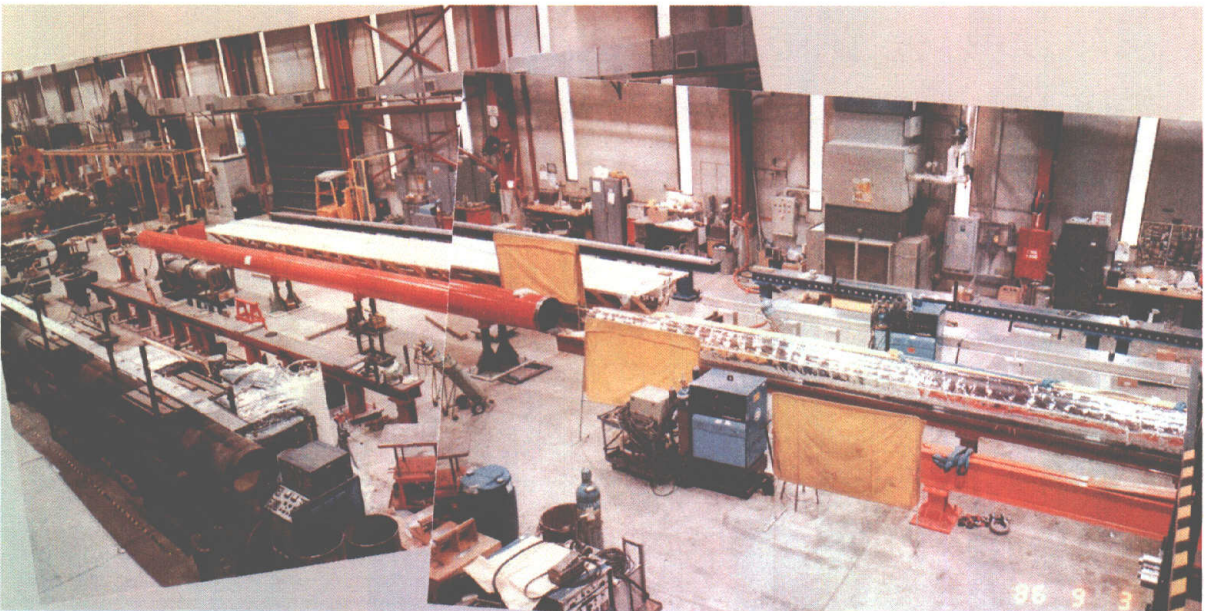
横型という言葉は縦型に対する言葉である。通常用いられるクライオスタットは縦型クライオスタットと呼ばれ、円筒状真空タンクを垂直に設置しその中に超伝導コイルなどをトップフランジから吊り下げて使用する。超伝導コイルへの熱侵入を抑制するには超伝導コイルの吊り下げロッドを長くすることで対応でき、クライオスタットの設計が容易であることから基礎実験用極低温機器のクライオスタット形式として広く使われている。

横型クライオスタットは水平に置いた配管のような外観をしている。高エネルギー粒子加速器の超伝導双極磁石は図1-1に示すようにその長さが 16m にもなるものもある。横型クライオスタットが配管のような単純な形状をしているのは加速器に組み込むためにコンパクトでなければならないことと、加速粒子を導くビームチューブに沿って加速粒子の軌道を制御する双極磁場を作るために双極磁石をできるだけ長尺の電磁石として作る必要があるからである。超伝導双極磁石の横型クライオスタットは直径 0.6m 程度の真空チューブの中にコールドマスと呼ばれ極低温に冷却される超伝導コイル部を収納し、コールドマスの外側と真空チューブとの間の狭い空間にコールドマスを水平に保持するための支持機構、液体ヘリウムを供給する配管、液体窒素あるいは低温ヘリウムガスの配管で冷却した円筒状の断熱シールド板、真空多層断熱材 (MLI; Multilayer Insulation) を用いた断熱層などを収納している。横型クライオスタットの場合、コールドマスの支持機構は縦型クライオスタットのようにロッド長を長くすることができないので、熱伝導パスを実質的に長くすることが可能な helded type のサポートポストが考案されている。¹⁾

MLI は超伝導機器一般に広く使用されているが、加速器用超伝導磁石に用いる場合、その断熱性能が優れているかだけではなく、MLI を用いた断熱層を横型クライオスタットに求められる冷凍負荷条件を超えないように設計し、運転したときの性能が保



(a) SSC 用ダイポールマグネットの MLI 施工 1986 年
(フェルミ国立加速器研究所 Technical Support Section の Industrial Center Building にて)



(b) 同上

図1-1. 横型クライオスタットへの真空多層断熱材 (MLI) の施工例

(この写真は Fermilab の Technical Division の T. Nicol 氏のご好意により掲載しました。)

証できるかが重要である。高エネルギー粒子加速器に超伝導磁石を用いるのは、在来型の電磁石を用いる場合に比べ加速エネルギーを格段に高くできることと、加速器の運転に必要な電力消費を削減することができるためである。それでも超伝導粒子加速器は周辺地域の電力網へ影響を及ぼす程大きな実験施設であるため、これに用いる超伝導磁石の断熱設計と大型ヘリウム冷凍機への冷凍負荷の計画は綿密に行われる必要がある。粒子加速器で用いられる横型クライオスタットは設置台数が千台を超える規模であり、その断熱設計の確実性を保証するためにも MLI の断熱性能とその影響因子との関係は十分研究しておく必要がある。

1-2. 真空多層断熱材 (MLI) の熱流束

MLI はポリウレタンフォームなどの固体断熱材と異なり、薄いアルミ蒸着ポリエステルフィルム^{注1)}を輻射反射膜として多層に重ねて真空中で使用する断熱材である。輻射反射膜が互いに密着しないように輻射反射膜の間に薄いグラスファイバーペーパーやシルクネットをスペーサとして挿入するものと、スペーサを使用せず輻射反射膜自体をしわ付け加工あるいはエンボス(ディンプル)加工したものがある。MLI は断熱材の中で熱伝導率が一番低いものであるが²⁾、施工方法の良し悪しによって断熱性能が大きく変わるので取り扱いが非常に難しい断熱材である。ここで、MLI の断熱性能とは MLI の輻射反射膜の面に垂直方向に高温側から低温側に流入する熱流束の大きさを言い、それが小さければ断熱性能が良いという。

MLI の熱流束 q はスペーサが光学的に薄い場合やスペーサを用いない場合、輻射熱伝達によるもの q_r 、輻射反射膜やスペーサを伝わる固体熱伝導 q_c 、輻射反射膜の間に残留する希薄気体による伝導伝熱によるもの q_g の和で表すことができる。³⁾

$$q = q_r + q_c + q_g \quad (1-1)$$

1-2-1 MLI 中の輻射熱伝達と材料選定上の問題

(1) 輻射反射膜の輻射率の温度依存性

輻射熱伝達による熱流束 q_r は多数のアルミ蒸着ポリエステルフィルムで構成された多重輻射反射膜により効果的に抑制されている。輻射反射膜の輻射率は G.R.Cunnington により測定されたが⁴⁾、アルミ蒸着ポリエステルフィルムよりも金蒸着ポリエステルフィルムの方が輻射率が低い。しかし、その差は常温近くで2割程度であり、

液体窒素温度レベルでは顕著な差はみられない。蒸着金属としてはアルミの方が安価であり、アルミ表面の酸化アルミ層が安定かつ透明であるのでアルミ蒸着膜の方が広く用いられている。熱流束 q_r の理論的な計算には輻射率の温度依存性の式が必要であるが、G.R.Cunnington は実験データから温度 T の $2/3$ 乗に比例する式を導出している。⁵⁾ 輻射率を理論的に予測するために金属表面の輻射率に関する古典的理論である Drude の理論 (Single Electron Theory) や低温における輻射の波長が金属表面における電磁波の Penetration Depth よりも長くなることを考慮した異常表皮効果理論 (ASE Theory; Anomalous Skin Effect Theory) などが検討されたが、実験値は理論値よりも1桁程度大きい。⁶⁾ 辻本・国友⁷⁾ は輻射率が理論値より大きいのはアルミ蒸着膜表面の微細な凹凸が光に対しては滑らかでも伝導電子に対してはこれを散乱させると考え、G.R.Cunnington の実験値から伝導電子が蒸着膜表面に衝突する時の緩和時間を計算した。さらに伝導電子が金属格子と衝突する場合の緩和時間の温度依存性を考慮し常温以下の温度におけるアルミ薄膜の輻射率の温度依存性を表す式を求めた。この式は G. R. Cunnington の実験式とよく一致し、MLI 中の輻射熱伝達の計算に使用することができる。

(2) 極低温における二面間の輻射熱伝達の式

MLI の熱流束の式については C. L. Tien と G. R. Cunnington が隣接する輻射反射膜間の輻射熱伝達と接触熱伝達の式をたて、層数 N ^{註2)} が多い場合には N に対して積分できるとして各輻射反射膜の温度を消去し、高温面と低温面の温度のみで表された式を提案している。この式は輻射項と伝導項の和として表されており、輻射反射膜の輻射率については G. R. Cunnington が明らかにした温度 T の $2/3$ 乗に比例する関係を、層間接触熱伝達については接触熱伝達率が接触圧 P の 0.5 乗に比例するという関係を式の中で用いている。稲井は隣接する層間の輻射熱伝達と接触熱伝達の式を立て、数値解析により各層の温度および熱流束を求めた。ただし、層間の接触熱伝達率は不明であるので、これをパラメータとして MLI の温度分布 (低温面から高温面までその間にある輻射反射膜の温度を連ねた温度プロファイル) を計算し、これを実験結果と比較して層間接触熱伝達率を推定する方法を提案した。⁸⁾ MLI の温度分布は輻射熱伝達が支配的であれば上に凸に湾曲した形状になるが、接触熱伝達が大きい場合は直線的になる。以上の熱流束解析において C. L. Tien も稲井も隣接する輻射反射膜間の輻射熱伝達に基本的には次の平行2面間の輻射熱伝達の式を用いている。

$$q_r = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_{i-1}}{\varepsilon_i + \varepsilon_{i-1} - \varepsilon_i \varepsilon_{i-1}} \sigma (T_i^4 - T_{i-1}^4) \quad (1-2)$$

ここで i は MLI 中の輻射反射膜を低温面側から $i=1, 2, 3, \dots, N$ と番号を付けて区別している。なお低温面と高温面はそれぞれ $i=0, i=N+1$ とする。 N は輻射反射膜の数、 σ はステファンボルツマン定数である。 ε_i と ε_{i-1} は面 i 、面 $i-1$ の全半球輻射率である。式(1-2)は2面間の温度差が小さい場合に使えるが、MLI の場合には特に低温面と第 1 層の温度差が大きく、この間の輻射熱伝達には式(1-2)は使えない。稲井が行った MLI の熱流束測定試験において、 $N=40$ 層、 $T_0=4.2\text{K}$ 、 $T_{N+1}=294\text{K}$ のとき T_1 は 94K 程度になり、 T_0 と T_1 の温度の比は 20 倍を超える。⁸⁾ 常温以上の輻射熱伝達においては相対する2面の温度比はせいぜい数倍程度である。温度 T_0 と温度 T_1 に対する黒体輻射の輻射エネルギー束の最大値を与える波長 λ_{\max} は Wien の変移則から計算すると、それぞれ $690 \mu\text{m}$ と $31 \mu\text{m}$ となる。このように極低温での輻射熱伝達では相対する2面の温度差が大きく、それぞれの面から射出される輻射の波長域が大きく異なる場合があるので注意が必要である。式(1-2)は面 i から射出された輻射が面 $i-1$ で吸収されるとき、その吸収率を ε_{i-1} とし得られた式である。しかし厳密には式(1-2)を導出するために吸収率としては全半球吸収率 $\alpha(T_{i-1}, T_i)$ を使わなければならない。^{9), 10)} ここで括弧内の始めの温度 T_{i-1} は入射面の温度、括弧内の2番目の温度 T_i は入射する輻射の温度である。辻本らによると全半球吸収率は低温において入射面の温度にあまり依存しないので

$$\alpha(T_{i-1}, T_i) = \alpha(T_i, T_i) \quad (1-3)$$

と近似することができる。Kirchhoff の法則から

$$\alpha(T_i, T_i) = \varepsilon_i \quad (1-4)$$

が成り立つので、結局

$$\alpha(T_{i-1}, T_i) = \varepsilon_i \quad (1-5)$$

となる。このように辻本らは面 i から射出された輻射が面 $i-1$ で吸収されるとき、その吸収率を ε_i と近似することによって2面間の輻射熱伝達を計算するときの誤差を小さくする方法を提案した。さらに面 $i-1$ からの輻射は面 i からの輻射に比べて小さいとして、辻本らは MLI の低温面と第1層の間の輻射熱伝達を与える式として

$$q_r = \frac{\sigma T_i^4}{\frac{2}{\varepsilon_i} - 1}, \quad (i = 1) \quad (1-6)$$

を提案した。

(3) 輻射熱伝達の理論と実験結果との比較

MLI 中の輻射熱伝達の解析法については以上のように C. L. Tien や稲井らの解析法とこれを改良した辻本らの方法がある。辻本らによると、解析により得られた MLI の温度分布と熱流束を稲井の実験結果と比較し、接触熱伝達率として特定の値を与えると温度分布の解析結果は実験結果とよく一致することがわかった。しかし熱流束の計算結果は境界温度条件が $T_0=4.2\text{K}$ 、 $T_{NH}=294\text{K}$ のとき $N=5$ 層と $N=10$ 層の場合は非常によく一致するが、 $N=20$ 層の場合、実験値は計算値より 40%程度大きかった。また $T_0=77\text{K}$ のときは、 $N=5$ 、 10 、 20 層の実験結果は計算値よりそれぞれ 80%、170%、370% 大きかった。辻本は、以上の比較により稲井の伝導項に対する考え方および輻射項に対する辻本らの取り扱い方が有効である事が示されたが、なお将来多くのデータに対して確かめていく必要があると述べている。¹¹⁾ 稲井の熱流束データと辻本の解析結果の差が大きかったのは層数 N が大きい場合である。Flat Plate Calorimeter で MLI の熱流束を測定する場合、 N が大きい場合や層密度が小さいと MLI が厚くなり面方向の熱伝達による測定誤差が大きくなるので、稲井は MLI サンプルが厚い場合熱流束データの補正を行っている。補正が行われても、辻本はなお熱流束データは大き目になってしまうと述べているが、補正が適当でないか他に熱流束を増大させる原因があると思われる。MLI の輻射反射膜の温度を熱電対で測定する場合、熱電対素線は真空中を引き回すのでサーマルアンカーが取り難く、温度の測定値が高くなることが予想される。MLI の熱流束解析によって得られた熱流束値と温度分布がある特定の層間接触熱伝達率に対してどちらも実験データと一致することは難しく、温度分布より熱流束の実験値と計算値が一致するように層間接触熱伝達率を決める方が妥当であると考えられる。以上述べてきた MLI の熱伝達に関する実験結果と解析結果との比較は常温から液体ヘリウム温度までの間で十分比較できたであろうか。特に液体窒素温度以下の比較が十分行われていないことを以下に説明する。

C. L. Tien と G. R. Cunnington や稲井が MLI の熱流束測定に用いた Flat Plate Calorimeter は高温面の温度を常温以下にすることが難しいので境界温度条件を変え

た実験を行う場合、高温面温度 T_{N+1} は常温に固定し、低温面温度 T_0 を液体窒素温度か、液体水素温度⁴⁾あるいは液体ヘリウム温度¹²⁾にしている。稲井の実験結果によると低温面の温度を液体ヘリウム温度にしても、MLI 各層の温度は 94K 以上になる。¹³⁾ このため低温面温度を液体窒素温度から液体ヘリウム温度に下げても MLI の熱流束データは液体窒素温度以下の熱伝達特性を反映しているとは言えない。従って、境界温度条件を $T_0=4.2\text{K}$ 、 $T_{N+1}=77\text{K}$ とした実験を行う必要があり、同一の MLI の熱流束を境界温度条件 $T_0=77\text{K}$ 、 $T_{N+1}=300\text{K}$ で実験し、液体窒素温度を境として低温側と高温側における MLI の熱流束データと理論解析結果との比較を行うことが重要である。これによって、常温から液体ヘリウム温度までの範囲で輻射反射膜の輻射特性の温度依存性や熱流束解析手法の妥当性を確認することが出来る。また、層間接触熱伝達率について液体窒素温度よりも高い温度領域での値と低い温度領域での値の差を明らかにすることができる。また、極低温では輻射の波長が長くなりアルミ蒸着膜の輻射係数とその影響を受けることが報告されているので、C. L.Tien や辻本らの熱流束解析手法が液体窒素温度以下の領域で実験結果をよく説明できるかを確認することが重要である。また Flat Plate Calorimeter に代えて、この2つの温度領域において MLI の熱流束を測定できるカロリメータを選定することが必要である。

なお、クライオスタットの断熱に液体窒素冷却断熱シールドを利用する場合があります、MLI は断熱シールドの外側と超伝導磁石のまわりに施工される。このようなクライオスタットの設計には、MLI の熱流束データとして常温と液体窒素の間で MLI を使用した場合のデータと液体窒素と液体ヘリウムの間で使用した場合のデータが必要になるので、本研究で取得するこれらの実験データは液体窒素シールドを採用したクライオスタットの設計データとして重要である。

(4) 輻射熱伝達に対するアルミ蒸着膜厚の影響

アルミ蒸着膜の輻射率と厚さとの関係についてはこれまでに次の2つの研究がなされている。F. E. Ruccia らは厚さ $6.35\ \mu\text{m}$ の DuPont 製ポリエステルフィルム上に蒸着したアルミニウムの輻射率を測定し、アルミニウムの厚さとの関係を調べた。しかし測定した温度は 553R(307K)であり低温のデータは無い。¹⁴⁾ Rucia らはアルミニウムの厚さが 80nm 以下になると輻射率が上昇するが厚さが 80nm 以上では輻射率は厚さに関係なく一定になると報告している。R.P.Shutt はアルミ薄膜の輻射透過性を理論的に検討し、厚さが 30nm のアルミ薄膜について輻射の透過率を計算し、常温で 0.05、温度 170K で 0.1、温度 10K で 0.6 となることを示した。¹⁵⁾

以上のような輻射反射膜の輻射係数に関する実験結果と理論解析があるにもかかわらずアルミ蒸着膜厚のMLIの熱流束への影響を調べた研究は無い。このため、MLIの輻射反射膜に用いるアルミ蒸着ポリエステルフィルムのアルミ蒸着膜厚はどの程度にしたらよいかという点については十分に把握されているとは言えない。温度が低下すると輻射エネルギーは温度の4乗に比例して小さくなるので、MLIの熱流束の中で輻射項の役割が低くなる。しかし輻射の透過率が大きくなれば熱流束を増加させることは確かであるのでMLIの熱流束とアルミ蒸着膜厚との関係を調べる必要がある。

本研究では辻本らによるMLIの熱流束解析法を基礎において、アルミ蒸着ポリエステルフィルムの輻射透過性を考慮した解析法を明らかにし、熱流束とアルミ蒸着膜厚の関係調べることにMLIの層間接触熱伝達率を推定することに利用した。冒頭において、施工条件によって熱流束が変わるのでMLIは取り扱い難い断熱材であると述べたが、アルミ蒸着膜厚の問題は施工上の問題ではなくMLI構成素材選定上の問題である。アルミ蒸着膜厚とMLIの熱流束との関係は本論の主テーマではないが、MLIの施工上の問題を明らかにするために必要な層間接触熱伝達率を推定するためにアルミ蒸着ポリエステルフィルムの輻射透過性を考慮したMLIの熱流束解析法が必要である。この解析手法の詳細は本論の付録に記した。

1-2-2 MLI中の固体熱伝導と施工上の問題

重力のある環境ではMLIの輻射反射膜が互いに接触することは避けられない。そこで、MLIでは輻射反射膜として軽量な厚さ $12\mu\text{m}$ 程度の薄いポリエステルフィルム^{註1)}を用いる。輻射反射膜として軽量なポリエステルフィルムを用いるのは、これらを積層したときに反射膜どうしが接触することにより生じる固体熱伝導をできるだけ抑制するためである。また、ポリエステルフィルムはフレキシブルであり、かつ裂け難いので、施工時の取り扱いがアルミ箔よりも容易である。また、アルミ箔と違い折れ曲がりやしわが生じ難いので、フィルムを多層に巻き付けやすく、また積層した全体の厚さも薄くすることができる。ただし伸縮性が無いので、円筒状タンクの鏡や球面に施工するのは難しい。

(1) スペーサの役割と層間の熱抵抗

隣接する輻射反射膜間にスペーサを挿入することが一般に行われている。スペーサは隣接する輻射反射膜が密着しないよう間隔を保つためと輻射反射膜間の固体熱伝導を抑制するために採用されており、スペーサとして細い繊維で編まれたネットやグ

ラスファイバーペーパーのように熱伝導率の低い材料を選ぶことが重要であると考えられてきた。¹⁶⁾ しかし、C. L. Tien は輻射反射膜間(層間)^{註2)}の固体熱伝導が抑制されているのはスペーサの熱伝導率が低いからではなく、スペーサと輻射反射膜間の接触熱伝達率が低いためであると述べている。¹⁷⁾ 稲井は厚さ $80\mu\text{m}$ のティッシュグラスをスペーサとして用いた MLI の熱流束データから隣接する輻射反射膜間の熱抵抗を求め、スペーサ自体の熱抵抗の推定値と比較した。これによるとスペーサの熱抵抗は常温から液体ヘリウム温度の範囲でスペーサと輻射反射膜間の熱抵抗に対して $3 \times 10^{-6} \sim 3 \times 10^{-2}$ 倍の大きさであり、MLI の熱流束を下げることはまったく貢献していないことを示した。¹⁸⁾ G. R. Cunnington や稲井が用いたティッシュグラススペーサは上記のように非常に薄いですが、もし q_c がスペーサの熱伝導率に依存しているなら、スペーサは厚いほうが有利である。スペーサとして薄く軽いものを用いるのは、MLI の総重量を抑えて層間接触圧^{註3)}が高くなるようにすることを経験的に掴んでいた為と考えられる。以上から、式(1-2)の右辺第2項の固体伝導項 q_c は MLI を構成する輻射反射膜やスペーサなどのフィルム間の接触熱抵抗、あるいは接触熱伝達率に支配されており、これらのフィルム間の接触圧に強く影響されるということがわかる。

MLI として一般にスペーサを挿入するタイプのものが広く用いられているが、市販されている MLI には NRC-2¹⁹⁾ のようなしわ付け型 MLI でスペーサを使用しないものもある。「しわ」あるいは「ディンプル」を付けた輻射反射膜間の接触熱伝達のメカニズムはフラットな輻射反射膜と細いガラス繊維でできたスペーサとの間のメカニズムと同じではないが、スペーサを用いなくても MLI として使用できるのは、輻射反射膜に付けた「しわ」あるいは「ディンプル」などで輻射反射膜どうしが密着することを防止すれば接触熱伝達を十分低く抑えることができるためと考えられる。スペーサを用いない MLI では隣接する輻射反射膜間に接触面が一つできるだけだが、スペーサを用いればその両側で輻射反射膜との間に接触熱抵抗層ができるが、MLI の重量増加により層間接触圧が上昇し MLI の熱流束が高くなるかもしれない。

スペーサとしてグラスファイバーのような繊維質の材料を採用せず、アルミ蒸着ポリエステルフィルムに大きな凹凸を付けたフィルムをスペーサとして使い、スペーサにも輻射反射膜の機能を持たせた MLI を超伝導双極磁石に適用した例もある。²⁰⁾ しかし、この MLI はしわ付け型あるいはディンプル型 MLI のようにスペーサを用いず、輻射反射膜だけで構成した MLI と本質的に同じであり、グラスファイバーのようなスペーサを使用しない MLI が実際に機能することを例証していると考えられる。

本研究では MLI としてスペーサを用いるものと用いないものから代表的な MLI を選定し、その熱流束をカロリメータにより測定し相互比較を行う。それにより、スペーサを使用しなくてもスペーサを用いた MLI と同程度に低い熱流束を実現できるか確認する。本研究ではスペーサが本質的に必要であるかについては追求しない。その理由は、①MLI の構成素材の最適化が十分行われていないために、断熱性能^④の優劣がスペーサの有無に原因するか素材の選定に原因するか判断できないこと、②境界温度に関しては、たとえば $T_0=4.2\text{K}$ 、 $T_{N+1}=77\text{K}$ などとして評価基準を設定できるが、熱流束に影響する層間接触圧に関しては比較基準が明らかになっていないためである。スペーサを使用する MLI と使用しない MLI について層間接触圧を同じ値にして熱流束を比較すればよいとは言えないし、その数値をどの程度の値にしたらよいのかという点も不明である。

(2) MLI の現場施工指針

クライオスタットに MLI を施工する場合、製造現場では「輻射反射膜が自然に積み重なるよう軽く巻きつけること。輻射反射膜に余分な張力をかけてはいけない。」という指針を立てて作業者に指示している。このようにして施工された MLI は「自己圧縮」状態^⑤にあり、層間接触圧は MLI 自体の重量によって発生していると考えられる。「MLI の現場施工指針」は軽量の輻射反射膜で構成された MLI の自重で決まる低い圧力範囲でも MLI の熱流束が層間接触圧の影響を受けることを経験的に掴んでいたために立てられたと考えられる。

次に、MLI の自重以外に外力を加えず積層した場合に MLI 中に発生する層間接触圧を概算してみる。図1-2は水平な平板上に N 枚の輻射反射膜を積層した状態で、MLI の重量以外に外力は働いていない状態である。層間接触圧は一番下の膜と平板との間で最大値になり、その値は $P_1=Nw$ である。ここで w [kgf/m^2] は輻射反射膜1枚、あるいは輻射反射膜1枚とスペーサ1枚からなる1層の単位面積当りの重量である。厚さ $12\ \mu\text{m}$ のポリエステルフィルムの w は $0.018\text{kgf}/\text{m}^2$ であるから、 N が 40 層の場合 $P_1=7\ \text{Pa}$ となる。一番上の膜とその下の膜との間の圧力が最小値となり、 $P_N = w = 0.18\ \text{Pa}$ である。

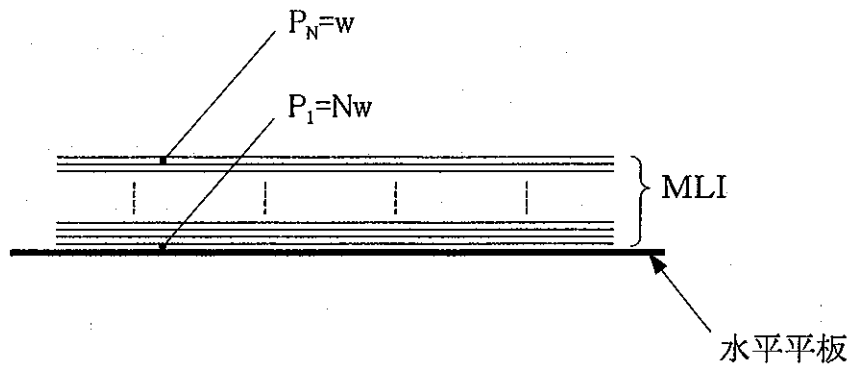


図1-2 水平平板上に積層したMLI

以上は水平平板上に積層したMLIの例であるが、自己圧縮状態のMLIは施工対象の形状や重力の方向でMLI中の層間接触圧が異なるので、施工対象ごとに層間接触圧を調べてみる必要がある。ただし、層間接触圧の大きさは水平平板の場合の接触圧とオーダーは同じと考えられる。以上の低層間接触圧レベルでMLIの熱流束が層間接触圧に敏感であるなら、横型クライオスタットの場合について層間接触圧のレベルを調べ、そのレベルにおけるMLIの熱流束と層間接触圧の関係を実験的に明らかにすることは重要である。

(3) 層間接触圧と熱流束の関係についての従来の研究

MLIがスウェーデンのP. Petersonによって1951年に考案されてから既に半世紀になり²¹⁾、その当時から使われてきたNRC-2というしわ付け型MLIは厚さ1/4 mil (6.35 μ m)の極めて薄く軽量のポリエステルフィルムを使用して作られた。また前述の「MLIの現場施工指針」も古くから広く知られてきた。それにもかかわらず、MLIの熱流束と層間接触圧の関係をMLIの自重で決まる低接触圧レベルで調べられたことがなかった。また、「現場施工指針」に従って施工されたMLIがクライオスタットの中でどの程度の層間接触圧を持つかについても理論的にも実験的にも調べられたことがなかった。

MLIの熱流束への層間接触圧(輻射反射膜間の接触圧)の影響についてはG.R.Cunningtonら⁴⁾や稲井¹²⁾、そしてTaneda²²⁾らによって実験的に調べられた。しかし、彼らが調べた接触圧のレベルはG.R.Cunningtonの場合1.7 Paから690 Paの範囲であり、稲井の場合は2 Paから 3.7×10^3 Paの範囲、M. Tanedaの場合1 Paから 1.5×10^3 Paの範囲にある。確かに10 Pa以下の接触圧も試験範囲に入っているが、実験の主目的

は100Pa以上の高圧力範囲でMLIの熱流速がどの程度増加するかに着目している。彼らの実験は接触圧が0から10Pa程度の領域で熱流速を詳細に調べることを目的にしたものではない。特に N.Inai は層間接触圧を「締め付け圧」と呼んでいる。G.R.Cunnington や稲井は Flat Plate Calorimeter によって MLI の熱流束を測定した。MLI の自重で決まるような低い接触圧ではカロリメータのホットプレート上に積層した MLI サンプルの上下方向に接触圧分布が生じるが、それを無視して平均値で評価している。層間接触圧はホットプレートの下に取り付けたロードセルで測定したが、10Pa 程度の領域では測定誤差が大きいので層間接触圧は MLI の重量から計算した。M. Taneda は Vertical Cylindrical Calorimeter を用いているので、MLI は軸を垂直にした円筒状カロリメータタンクの側面に巻きつけている。このカロリメータではロードセルにより層間接触圧が測定できないので、層間接触圧は MLI の層密度から推定した。その方法は MLI を平板上に積層しその上に錘を乗せて圧縮し、その積層高さと錘の重量から層密度と接触圧の関係を求め、これを使って層間接触圧を推定した。この推定法は Vertical Cylindrical Calorimeter において MLI の層間接触圧を推定した初めての方法であるが、MLI の自重に支配された低圧力範囲にこの方法を適用することはできない。

(4) 巻きつけ層数とMLIの熱流束

巻きつけ層数 N と熱流束 q との関係について R. Schrawer は極値を持つと記述している。²³⁾ R. Schrawer によると「層数 N を大きくすると、通常断熱層の面圧が増加し、それに伴って固体熱伝導の増加を招く。反対に輻射熱伝達は減少するので、熱流束全体では層数 N に対して極値、すなわち最適値を持つ」と述べている。しかし、層数 N が増えたときに断熱層の面圧が増加する原因について、自重の増加によるのか、高温面と低温面の間に挟まれた MLI が両面間で圧縮されるためなのか明確にしていない。また面圧の増加に伴って固体熱伝導の増加を招くと述べているが、層数が増えるということは熱抵抗層が増えることであるので必ずしも固体熱伝導の増加を招くとは言えない。層数を変えずに層間接触圧を上げれば、MLI 中の固体熱伝導による熱流束 q_r は増加することは確かであるが、この場合は G.R.Cunnington や稲井の実験結果が示すように、熱流束は層間接触圧に対して単調に増加し極値を持たない。MLI を用いた断熱設計において、熱流束が極値になるような層数を採用することが最適設計であるかのような記述である。

E. M. W. Leung らは限られた施工空間の中で層数 N を増やしていくと熱流束は N に対して極値を持つと報告している。^{24), 25)} 彼らの実験では Flat Panel Calorimeter を使い、液体ヘリウムで冷却した方形フィンに NRC-2 を巻きつけ、液体窒素で冷却した銅製の角型缶の中に入れ熱流束を測定した。Leung らによると、「しわ」を付けた輻射反射膜の数 N が増えると MLI の最外層が高温面に接触し個体熱伝導のために熱流束が増加し、さらに N が増えると高温面と低温面の間で MLI が圧縮され熱流束が増加することが示された。このような場合に熱流束が N に対して極値を持つことは妥当な結果である。ここで施工空間の幅、すなわち方形フィンと角型缶との間は幅が 50.8mm ある。垂直の冷却フィンの寸法はおよそ 1.45m × 0.69m の大きさであり、MLI のほとんどは垂直の冷却面のまわりに施工されているので層間接触圧は低いと思われる。しかし N が小さい領域で 1 枚から 8 枚に増やしても、熱流束は 17.1mW/m² から 13.5 mW/m² へ 20%程度減少するだけである。これは、方形フィンが一番上の端部にある輻射反射膜に MLI の全重量が集中し、この部分における層間接触圧が高くなっていることも影響していると考えられる。

J. D. Gonczy らは熱流束が巻きつけ層数 N に逆比例するという関係を使って、クライオスタットの熱負荷条件を満足するために必要な層数 N を計算した。^{26), 27)} 計算の基礎になった関係式は

$$(N+1)q = C \text{ (一定)} \quad (1-7)$$

である。計算手順は、①実験により MLI の熱流束と層数 N の関係のデータを 1 点取り、式(1-7)右辺の定数 C を計算し、②次に、クライオスタットの熱負荷条件を満足させるために要求される MLI の熱流束値を式(1-7)に代入し、必要な層数 N を計算するというものである。式(1-7)の導出過程について J. D. Gonczy は詳細に記述していないが、この式が正しければ、Leung らの実験で N を 8 倍にしたら、熱流束 q は約 80%減少するはずである。しかし、Leung らの実験対象となった MLI は局所的に層間接触圧が非常に高くなる部分があり、式(1-7)の関係が適用できないのは明らかであるので、式(1-7)が有効であるか否かは MLI の適用対象ごとに考慮しなければならないと考えられる。横型クライオスタット中の MLI は水平円筒状の施工面のまわりに巻きつけられており、Leung らの実験で用いた冷却フィンのように鋭い端面が存在しないので層間接触圧が局所的に上昇することは無いと考えられる。しかし層数を増やせば自己圧縮のために平均層間接触圧が上昇するので、熱流束は N の増加に反比例して減少する場合よりも減少割合が少ないと考えられる。

以下に、式(1-7)を熱伝達の基礎式から導出し定数 C の内容を検討してみる。MLI 中の隣接する輻射反射膜の間の熱伝達は式(1-2)の輻射項に固体伝導項を加えて次のように表すことができる。

$$q = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_{i-1}}{\varepsilon_i + \varepsilon_{i-1} - \varepsilon_i \varepsilon_{i-1}} \sigma (T_i^4 - T_{i-1}^4) + hc_i (T_i - T_{i-1}) \quad (1-8)$$

ここで hc_i は第 i 層と第 $i-1$ 層の間の接触熱伝達率である。もし、各層の輻射係数 ε_i 、接触熱伝達率 hc_i の温度依存性が小さく、MLI 中の全層で一定と仮定できるなら、式(1-8)は $\varepsilon_i = \varepsilon_{i-1} = \varepsilon$ 、 $hc_i = h_c$ とおいて

$$q = \frac{1}{\frac{2}{\varepsilon} - 1} \sigma (T_i^4 - T_{i-1}^4) + h_c (T_i - T_{i-1}) \quad (1-9)$$

となる。これを、 $i=1$ から $i=N+1$ までの総和をとると、MLI 各層の温度は消去され、境界面の温度だけで表された式が得られる。

$$(N+1)q = \left\{ \frac{1}{\frac{2}{\varepsilon} - 1} \sigma (T_{N+1} + T_0)(T_{N+1}^2 + T_0^2) + h_c \right\} (T_{N+1} - T_0) \quad (1-10)$$

式(1-10)から式(1-7)右辺の定数 C は

$$C = \frac{1}{\frac{2}{\varepsilon} - 1} \sigma (T_{N+1} + T_0)(T_{N+1}^2 + T_0^2) + h_c \quad (1-11)$$

であることがわかる。定数 C の中には層間接触熱伝達率 h_c が入っており、自己圧縮状態にある MIL では層数 N を増やした場合、 h_c が増大して $(N+1)q$ が一定とはならないことがわかる。ただし h_c の増加が少なく、 N の増加に対して一定とみなせる場合もあるだろうし、 h_c の増加が著しい場合もあるだろう。したがって、MLI の施工対象ごとに C が一定とみなすことが適当か否かを調べる必要がある。

1-2-3 MLI 中の残留気体による熱伝導とクライオスタット運転上の問題

(1) 真空タンクの圧力が高くなる原因

クライオスタットの真空チャンバの圧力が十分低ければ層間残留気体による熱伝達は無視することができる。²⁸⁾ ²⁹⁾しかし粒子加速器の運転時には超伝導磁石用クライオスタットの真空断熱層の圧力が上昇することがある。その原因は長大なマグネットストリングの真空排気系の不調やクライオスタット接続部などからのエアリークなどがある。クライオスタットの真空断熱層の圧力が上昇すれば MLI の熱流束が増大し、超伝導コイルの加熱やヘリウム冷凍系の熱負荷の増大などを引き起こす。しかし、圧力が高い状態でも MLI の熱流束が加速器の冷凍系が許容できる範囲であれば超伝導磁石を止めずに加速器による実験を続行することができる。

このため、クライオスタットの真空タンクの圧力が高く層間残留ガスによる熱伝達が無視できない領域における MLI の熱流束データが取得された。真空タンクの圧力を上げるために Boroski ら³⁰⁾ は真空タンクと真空排気系との間の絞り弁の開度を調整した。これにより真空排気系の真空排気性能が劣化した場合を模擬したと考えられる。しかし、クライオスタットに外部から空気が侵入した場合を模擬するのであれば、リークバルブを通して真空タンクに乾燥窒素ガスを導入することにより、真空タンクの圧力が高い状態を作り MLI の熱流束を測定する必要がある。クライオスタットにエアリークがある場合、リークした空気が液体ヘリウム温度のコールドマス表面で凝結し非常に高い熱伝達を示すと考えられる。MLI の熱流束と真空タンクの圧力との関係は真空排気系の不調の場合とエアリークの場合で異なる特性を示すと考えられる。

真空タンクの圧力が高くなる例として、真空タンクを封じ切った場合に時間の経過とともに圧力が上昇することがある。また、液化ガスの貯槽で液化ガスの貯蔵レベルが低下すると真空タンクの圧力が上昇する場合もある。真空タンクの圧力が高い場合の MLI の熱流束を調べる場合、圧力を上げる原因のうち何を想定しているのかを明確にし、カロリメータでそれを再現する場合の方法を選択しなければならないが、これまでに報告された研究では、原因として何を想定すべきかということを十分議論しているとは言えない。³¹⁾

(2) 層間残留気体による熱伝達の式

輻射反射膜の間に残留する気体分子による熱伝達は Knudsen の式により表される。³²⁾ この式の中に層間の残留気体の圧力 P_{ins} が入っているが、クライオスタットの真空タン

クの圧力として測定しているのは MLI の外部にある常温空間の圧力 P_v である。Bell らは Thermal Transpiration の関係³³⁾ を使って P_v から P_{ins} を推定している。ただし、Thermal Transpiration の式が成り立つのは net の気体の流れが存在しない場合であるので、Bell らが真空タンクの排気系に繋がる絞り弁を絞って圧力を調整した場合、全ての圧力調整範囲において MLI の層間から真空排気系に至る流路の中で net の気体の流れがゼロであるとみなせるかという点については議論されていない。

真空多層断熱材を構成する輻射反射膜からの放出ガスの排気により net の流れが生じるのではないかと考えられる。しかし、赤石ら³⁴⁾ がアルミ蒸着ポリエステルフィルムの放出ガス率の測定結果を報告したレポートでは放出ガスの 99.5% が水蒸気であると述べているので、クライオスタットを液体ヘリウムで冷却している時には、MLI からの放出ガスはほとんど無視できるかもしれない。この場合の真空タンクの圧力は真空タンクの内壁や MLI の最外層からの放出ガスに支配されているとすると、MLI の内側にある極低温面が真空排気ポンプの働きを持ち、MLI の外側から内側に向かって気体の流れが生じているかもしれない。MLI 中の残留気体の圧力を推定するためには以上のような放出ガスの流れについての研究が必要である。

なお、Knudsen の式には残留気体の適応係数 α (accomodation coefficient) が入っているが、 α は通常 0~1 の間の数値である。³⁵⁾ 熱流束の測定値から Knudsen の式を使って α を逆に推定できるが、Bell らは α を推定したかあるいは初めからある値を仮定したかについては明らかにしていない。

本研究では MLI の熱流束を真空タンクの圧力が高い場合にも測定し、圧力と熱流束の関係を明らかにするが、研究の主テーマは自己圧縮状態における MLI の熱流束を調べることにあり、真空タンクの圧力を高くした場合の熱流束の理論的な検討までは行わなかった。MLI の熱流束は真空タンクの圧力が 10^{-3} Pa 以下になると、真空タンクの圧力に影響されなくなる。本研究において MLI の熱流束を構成する輻射熱伝達と固体熱伝導による熱流束を検討するために取得した熱流束データは真空タンクの圧力が $10^{-5} \sim 10^{-4}$ Pa のレベルで取得したものである。

1-3. 横型クライオスタットの断熱と MLI の問題

1-3-1 MLI の施工面

横型クライオスタットに MLI を施工する場合、水平の円筒状低温面が主要な施工面であるが、クライオスタットの端部や、粒子加速器における超伝導双極磁石の連結部などの施工面もある。しかし横型クライオスタットの中で施工面積が他の部位よりもはるかに大きい断熱シールドやコールドマスの側面に MLI を施工した場合の MLI の熱流束をどのように把握したらよいかという基本的なことが未解決であるので、この部分を本研究の研究対象にした。施工面の形状は双極磁石の断熱シールドの例に見られるように必ずしも円筒面ばかりではないが、水平円筒側面は横型クライオスタットに施工した MLI の熱流束を検討する場合の基本になると考えられる。

1-3-2 断熱設計の条件

クライオスタットの断熱設計を行う前提として、クライオスタットの冷凍負荷の許容値と断熱層に割り当てられた空間の寸法が与えられる。クライオスタットの冷凍負荷はさらに熱侵入経路別に設計目標となる許容値が割り当てられ、MLI に対しては単位面積あたりの熱負荷、すなわち許容熱流束 (Heat Leak Budget) として設計条件が設定される。たとえばかつて米国で計画されていた SSC (Superconducting Super Collider) の双極磁石では MLI に許容される断熱性能の設計条件は、80K 断熱シールド用 MLI に対しては $0.61\text{W}/\text{m}^2$ 以下、20K 断熱シールド用 MLI に対しては $0.075\text{W}/\text{m}^2$ 以下であった。またコールドマスには MLI は適用されないが熱流束の条件は $0.27\text{mW}/\text{m}^2$ である。³⁶⁾

MLI の熱流束 q と巻きつけ層数 N との関係がわかっている以上、上記の熱流束を満足する層数 N を決定することができる。ただし、 q と N との関係は横型クライオスタットに施工した場合に成り立つ関係でなければならないので、その条件として低温面と高温面の温度が一致することに加えて層間接触圧の条件も横型クライオスタットの場合と同じでなければならない。MLI は「現場施工指針」に従って施工されている場合を考えているので、次節で述べるように層間接触圧は MLI の重量で決まる範囲にあり、かつ円筒のまわりで分布を持っている。また、巻きつけ層数 N を増やせば自己圧縮のため層間接触圧が上昇するので、 q と N との関係はこのことも考慮した関係で無ければならない。

設計データとなる熱流束 q と巻きつけ層数 N との関係はどのような方法で取得したらいいであろうか。R. C. Niemann らは SSC 用超伝導双極磁石の横型クライオスタットの

モックアップ (Open cycle thermal model) を作り、冷凍負荷の測定を行った。³⁷⁾ モックアップ試験はクライオスタットの冷凍負荷を確認する最終試験として重要であるが、実験の規模が大きいのでパラメータサーベイのために試験を繰り返し行うことはできない。従って、実験室規模の小型のカロリメータを利用して MLI の熱流束データを取得することが必要である。ただし、実規模の模型を使った試験ではないので、MLI 中の層間接触圧を忠実に再現することが非常に難しい点が問題である。なお、R. C. Niemann による前述の報告では、試験の結果、断熱シールドの許容熱流束を満足することができたと述べているが、MLI の層数 N などの基本条件が記載されていないので水平円筒まわりの MLI の熱流束データとして評価することができない。

横型クライオスタットに施工した MLI の熱流束 q と巻き数 N との関係を得るもう一つの手段は、熱流束解析を行うことであり、層間接触圧の分布も考慮に入れた解析ができれば断熱設計に有用である。熱流束解析の方法と問題点については 1-2 節にまとめられたが、輻射熱伝達による熱流束解析では、液体ヘリウム温度と液体窒素温度の間で MLI を使用した場合の解析結果と実験結果の比較が十分行われていないことが課題であった。また層間接触熱伝達に関しては層間接触熱伝達率が不明であり、実験で明らかにすることが課題であった。熱流束解析が行えれば、MLI の境界温度条件が異なる場合や層数 N を変えた場合の熱流束を把握することが可能になる。

MLI の断熱設計では以下のような寸法上の制約がある。SSC 計画の超伝導双極磁石用横型クライオスタットでは 80K 断熱シールドのまわりで MLI を施工する空間の幅は約 30mm、20K 断熱シールドに対しては約 10mm である。³⁸⁾ 許容熱流束を満足させるために必要な枚数の輻射反射膜をこの狭い空間に挿入したとき、MLI が断熱シールドと高温壁の間で圧迫されるならば、MLI の「現場施工指針」を満足することが出来ない。MLI の圧迫を回避する方法としては、①施工空間の幅を変更する、②許容熱流束の条件を緩和する、③積層厚さの薄い MLI を選択する、の3つの選択肢しかない。断熱設計のためには、MLI を「現場施工指針」に従って施工した場合の層数 N と MLI の厚さの関係についてのデータが取得しておくことと、積層厚さの薄い MLI を探すか開発することが必要である。積層厚さの薄さを評価する方法については第2章の「2-1-2 MLI の断熱性能指標」で説明する。

1-3-3 MLI の施工と層間接触圧

水平円筒まわりで「自己圧縮状態」にある MLI 中の層間接触圧の大きさに付いて検討してみる。より厳密な計算は本論第3章の「3-1. 水平円筒まわりの MLI の層間接触圧解析」で行うので、ここでは接触圧の大きさと分布の概略を把握する。

水平円筒状施工面の直径は粒子加速器の双極磁石では比較的小さく、0.5m 前後の大きさであり、衝突点検出器用ソレノイド磁石の場合は3~5m にもなる。水平円筒の上半分では MLI の自重により下半分よりも接触圧が高くなるが、直径の大きいソレノイド磁石では MLI の総重量が直径に比例して大きくなるが、受圧面の大きさは直径に比例しておおきくなるので、円筒上面における MLI 中の接触圧が円筒の直径が大きいため高くなることは無いと考えられる。

平板の場合図1-2に示したように、平板と平板に接する MLI との間の接触圧は Nw となったが、水平円筒周りの MLI (図1-3) について層間接触圧を概算してみる。水平円筒の上半分で MLI の全重量を支えているとすると、最内層の輻射反射膜と円筒表面との間の接触圧は水平平板の2倍、すなわち $2Nw$ 程度になると予想される。また、受圧面は平面ではないので水平円筒の頂部に荷重が集中し、MLI の最内層と円筒面間の接触圧は $2Nw$ よりも高くなると予想される。第3章の解析によると、その値は $4Nw$ になる。一方、水平円筒の下部では、MLI は上部から支えられているので、層間接触圧は水平平板の場合よりも低くなり、特に最下部では接触圧はゼロ近くになると予想される。最外層の輻射反射膜とその内側の膜との間の接触圧は N が1枚の場合の圧力と同じである。以上から、水平円筒まわりの MLI 中に生じる層間接触圧の大きさはゼロから $4Nw$ の範囲で分布を持つことがわかる。

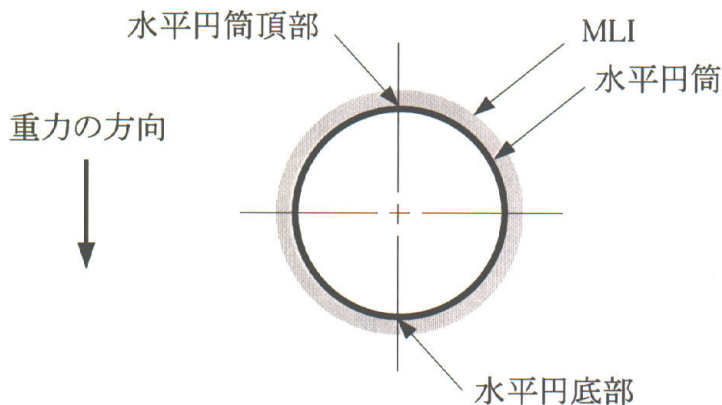


図1-3 水平円筒まわりに巻きつけた MLI

厚さ $12\ \mu\text{m}$ のアルミ蒸着ポリエステルフィルムの w は $0.018\text{kgf}/\text{m}^2$ であるから、層間接触圧の範囲は N が 40 層の場合、 $0\sim 28\text{Pa}$ である。G.R.Cunnington は MLI の熱流束を層間接触圧が $1.7\sim 690\text{Pa}$ の範囲で測定している。特に、層間接触圧の下限ではデータ点数が少なく熱流束と層間接触圧との関係を詳細に調べていない。また層間接触圧がゼロの場合の熱流束も測定していない。層間接触圧の値は MLI に用いる輻射反射膜の単位面積あたりの重量 w によって異なるが、接触圧の範囲 $0\sim 4Nw$ は MLI の種類によらず共通である。

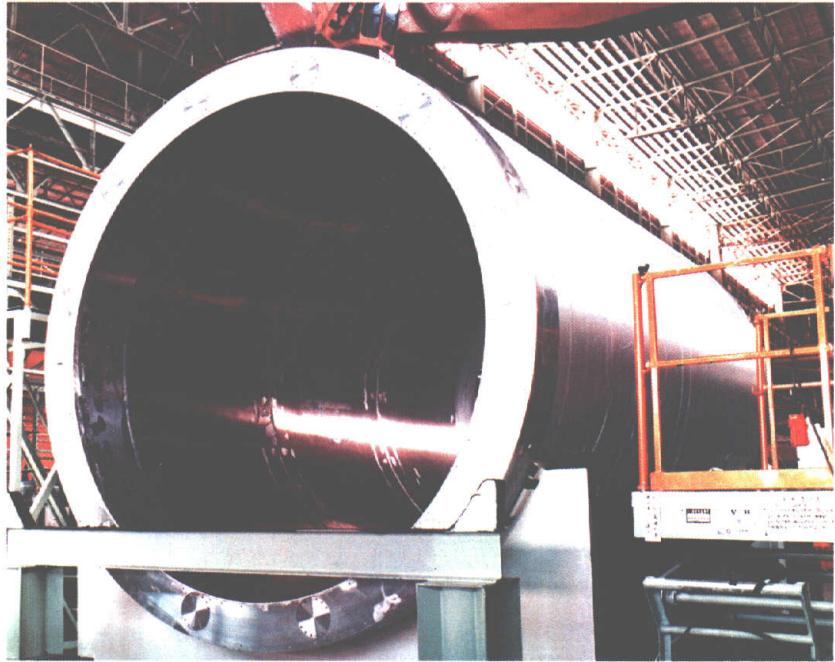
なお、図1-4に TOPAZ 薄肉超伝導ソレノイド磁石の概観と MLI の施工時の模様を写真で示した。

1-3-4 小型カロリメータによる MLI の熱流束の測定

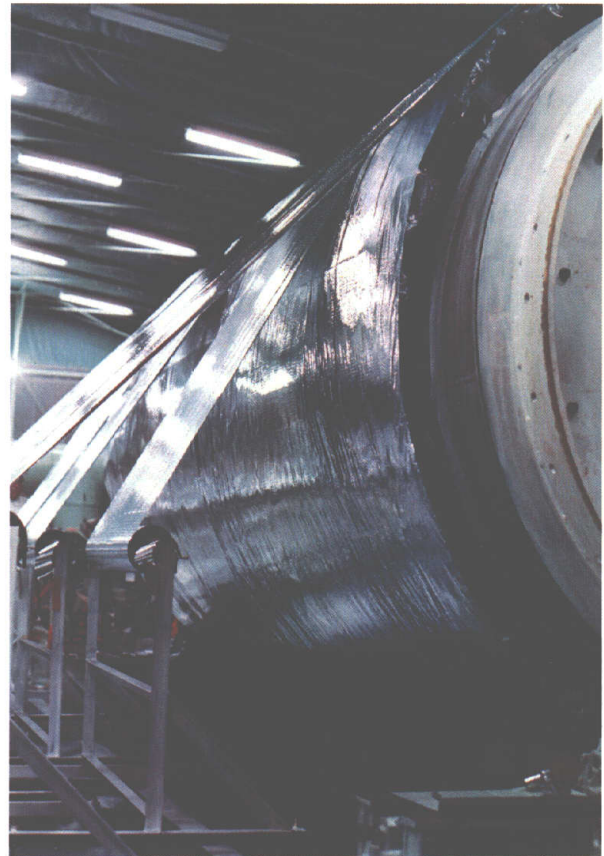
「1-3-2 断熱設計の条件」で述べたように、水平円筒まわりの MLI の熱流束と巻きつけ層数 N との関係が小型カロリメータによる試験結果から明らかになれば、横型クライオスタットの断熱設計に有用である。小型カロリメータとしては G. R. Cunningham らが用いた Flat Plate Calorimeter では、低い層間接触圧レベルで熱流束を測定できない。また、重力により MLI が圧縮され水平円筒の場合と異なる層間接触圧分布が生じるので、この形式のカロリメータで得られた熱流束データから水平円筒の場合の熱流束を推定することが難しくなる。以上から本研究では、MLI の施工面が重力の方向と平行で MLI が自己圧縮されない Vertical Cylindrical Calorimeter を採用することが適当であると考えた。このカロリメータでの試験条件は次のようにした。

- ① 層間接触圧は各層一定の値にする。その値は水平円筒まわりの MLI 中に発生している層間接触圧の最低値 (= 0Pa)、中間の値、最大の値、の3種類とした。
- ② 施工層数 N を一定 (= 40 層) とする。

この実験結果から自己圧縮による層間接触圧の変化を考慮した水平円筒まわりの MLI の熱流束と施工層数 N との関係を推定する方法を明らかにした。さらに、この熱流束データから層間接触熱伝達率と層間接触圧との関係を明らかにしたが、それについては以下に述べる。



(a) TOPAZ ソレノイド磁石全景



(b) 断熱シールドへの MLI の施工

図1-4. 横型クライオスタットへの真空多層断熱材 (MLI) の施工例

熱流束と層数 N との関係解析的に求めるには、層間接触熱伝達率 h_c と層間接触圧との関係がわかっていなければならない。この関係を使えば、水平円筒まわりの MLI 中で任意の層間、任意の周方向位置において、その位置における層間接触圧から層間接触熱伝達率を計算することができる。これにより水平円筒まわりで自己圧縮状態にある MLI の熱流束について層間接触圧分布を考慮した解析を行うことができる。

層間接触熱伝達率 h_c と層間接触圧との関係は次のようにして求める。Vertical Cylindrical Calorimeter の液体ヘリウムあるいは液体窒素を充填する垂直円筒状のタンクの側面に巻きつけられた MLI について熱流束解析を行う。層間接触熱伝達率を未定のパラメータとして熱流束を計算し、カロリメータで得られた熱流束に一致するときの層間接触熱伝達率を解とする。試験条件の層間接触圧が得られた接触熱伝達率に対応する。

なお、小型カロリメータとして Vertical Cylindrical Calorimeter を採用したので、層間接触圧がゼロの場合の熱流束を測定することができた。この場合、層間の接触熱伝達 q_c がゼロになるので、測定された熱流束は輻射熱伝達による熱流束 q_r である。輻射熱伝達による熱流束 q_r を単独に測定した報告はこれまでに無く、輻射熱伝達の理論式とこれに用いる輻射反射膜の輻射率の式についてその妥当性を検証することができる。

1-3-5 MLI 材料

本研究は文部省高エネルギー物理学研究所が π 1 ビームチャンネル用双極磁石を開発するプロジェクトを開始したときに、双極磁石用横型クライオスタットの MLI 候補を選定することと、候補材の熱流束データを取得する試験を実施したことから始まった。^{注6)} MLI 候補材料として高エネ研や低温メーカーの情報をもとに、スペーサを利用するタイプと利用しないタイプの MLI を候補材とした。前者は(株)東理社が使用していた和紙をスペーサとした MLI、後者は東京金銀紙(株)から購入したアルミ蒸着ポリエステルフィルムにしわを付けたものである。しわはフィルムの幅方向に手作業で付けたものである。これらの MLI に用いたアルミ蒸着ポリエステルフィルムは電子部品のコンデンサーに使用されるもので、アルミ蒸着量などのカタログ値は無く、購入後に独自に測定する必要があった。

この候補材選定試験でスペーサを使用しなくても低い熱流束が得られることがわかった。横型クライオスタットに MLI を施工する場合、スペーサ利用タイプでは輻射反射膜とスペーサ材のロールを2つ用意して作業を行わなければならないが、しわ付け型 MLI では輻射反射膜のロールだけを取り扱えばよいので、これを π 1 ビームチャンネル

用双極磁石に採用することにした。その後は高エネ研のトリスタン計画や米国の SSC 計画などで MLI が大量に必要なことから、手作業で製作していたしわ付け型 MLI に代えて、機械加工が可能なディンプル型 MLI を開発し、この材料を対象にさらに研究を進めた。

ディンプル型 MLI は(株)東レの関連会社である東洋メタライジング(株)に開発を委託した。ディンプル型 MLI の製造ではアルミ蒸着工程の前にディンプル加工を行い、ディンプル加工によるアルミ蒸着膜の剥げを回避した。しかし、ディンプルの付いたポリエステルフィルムをアルミ蒸着するには、①ディンプルの山の陰にアルミが蒸着しない問題や②蒸着時の熱でディンプルが変形する問題などがあった。東洋メタライジング(株)は①については2回目の蒸着工程で蒸着機の中でフィルムを走らせる方向を逆にする、②については始めに片面だけアルミ蒸着したポリエステルフィルムにディンプル加工し、反対側の面を最後にアルミ蒸着するという方法で解決した。

1-4. 本研究の目的

本研究では横型クライオスタットに「現場施工指針」に従って MLI を施工した場合の MLI の熱流束を研究対象とし、「現場施工指針」の工学的意味を明らかにする。そして、横型クライオスタット内の主要な施工面であるコールドマスや断熱シールド表面を、水平円筒状施工面として模擬し、このまわりに施工された MLI の面に垂直方向の熱流束を研究対象とする。

水平円筒まわりの MLI の熱流束を小型カロリメータにより得られた MLI の熱流束試験データから推定する方法を明らかにする。

水平円筒まわりの MLI の熱流束を解析的に求める方法に関して、MLI 中の層間接触圧分布を考慮した解析法を明らかにする。これにより MLI の熱流束と巻き付け層数との関係を明らかにする。

1-5. 本研究の構成

本論文では真空多層断熱材 (MLI) の熱流束に関する実験的研究と理論的研究をそれぞれ第2章と第3章にまとめた。

第2章では MLI の熱流束影響因子である境界温度、真空タンクの圧力、層数、層密

度^{注7)}、層間接触圧、輻射反射膜のアルミ蒸着膜厚、スペーサの有無などと熱流束との関係を、カロリメータを使い実験的に明らかにした。実験に用いたカロリメータには自己圧縮状態のMLIの熱流束を測定するために最適な Vertical Cylindrical Calorimeter を使用した。この実験結果によって横型クライオスタットに適用するMLI候補の絞込みを行った。(第2章の1)。施工現場ではMLIの各層が軽く重なるように巻き付けているので、層間接触圧の試験条件はMLIの自重で決まる(自己圧縮)非常に低いレベルとした。しかし、そのような圧力を測定する手段が無いため、本研究ではその方法を明らかにした(第2章の2)。それにより層間接触圧が0から70Paの低接触圧範囲でMLIの熱流束との関係を明らかにした(第2章の3)。

第3章では横型クライオスタットに施工したMLIの層間接触圧と熱流束に関する解析的研究をまとめた。検討対象のMLIは横型クライオスタットの中でも施工対象面積が広く主要部と考えられる超伝導コイルのコールドマスや断熱シールドの側面に施工されているとし、MLIの施工面を水平円筒側面とみなして検討した。

水平円筒まわりに巻きつけたMLIが自己圧縮状態にあるときの層間接触圧を解析し、その大きさと分布について検討した。これによりMLIが水平円筒まわりで「現場施工指針」に従って施工されたときの層間接触圧の大きさと分布を調べた。さらに層間接触圧の全周全層の平均値を用いて、第2章の実験で明らかにしたMLIの熱流束と層間接触圧との関係から水平円筒まわりに巻きつけたMLIの熱流束を推定した。また、巻き数 N を変えたときの熱流束を自己圧縮効果を考慮して推定する方法を検討した(第3章の1)。

MLIの熱流束解析では輻射熱伝達と伝導伝熱を計算しなければならない。まずMLI中の輻射熱伝達による熱流束解析法についてこれまでに提唱された式と輻射反射膜の輻射特性を整理した。本研究では層間接触圧がゼロの場合の熱流束データを取得したが、この場合の熱流束は輻射熱伝達によるものであり、これを熱流束解析式の輻射項の計算結果と比較し、輻射熱伝達の計算式の有効性を調べた(第3章の2)。

MLIの熱流束解析における伝導項の計算には層間接触熱伝達率と層間接触圧との関係が必要である。この関係は、層間接触圧をパラメータとして計算した熱流束の値と層間接触圧がゼロでない場合の熱流束データとを比較することにより推定した。このようにして得られた層間接触熱伝達率と層間接触圧との関係を、水平円筒まわりで自己圧縮状態にあるMLIの熱流束解析に適用した。水平円筒まわりに施工したMLI中では層間接触圧の分布があり、この解析はこれを考慮したものである。この解析によ

り熱流束 q と巻き数 N との関係を計算し、第3章の1で行った熱流束 q と N の関係の簡易推定法の推定値と比較した。(第3章の3)。

注1) ポリエステル ; 正式名はポリエチレンテレフタレートであり、通常 PET と呼ぶ。^{6), 7)} 商品名では、du Pont 社の Mylar、東レのルミラーなどがある。

注2) MLI の輻射反射膜と「層」について : MLI の形式は図1-1に示すように輻射反射膜(R)とスペーサ(S)の組合せにより種々の形式がある。MLI の「層」とは輻射反射膜とスペーサのペアを指す。スペーサを用いない場合、「層」は輻射反射膜そのものを指す。MLI 中のペアの数を層数というが、MLI の構成の仕方によっては MLI の低温側と高温側をともに輻射反射膜が占める場合もあり、スペーサが占める場合もある。MLI の熱流束に関して一般的な議論をする場合はこのような細かい構造の相違までは考慮せず、単に「層」というペアが重なっていると考える。注3)で説明するように、MLI の単位厚さあたりの「層」の数を層密度と呼ぶが、その逆数は1層の厚さとなる。

本論第3章の MLI の熱流束解析では、主としてスペーサを用いない MLI (デインプル型 MLI) を想定して議論を進めるので、MLI の図ではスペーサを描かなかった。ただ本論で示すように、スペーサはそれ自体の熱抵抗が MLI の熱流束に寄与しているのではなく、スペーサと輻射反射膜間の接触熱抵抗が寄与している。したがって、MLI の概念図からスペーサを除いても、伝熱的には問題はない。

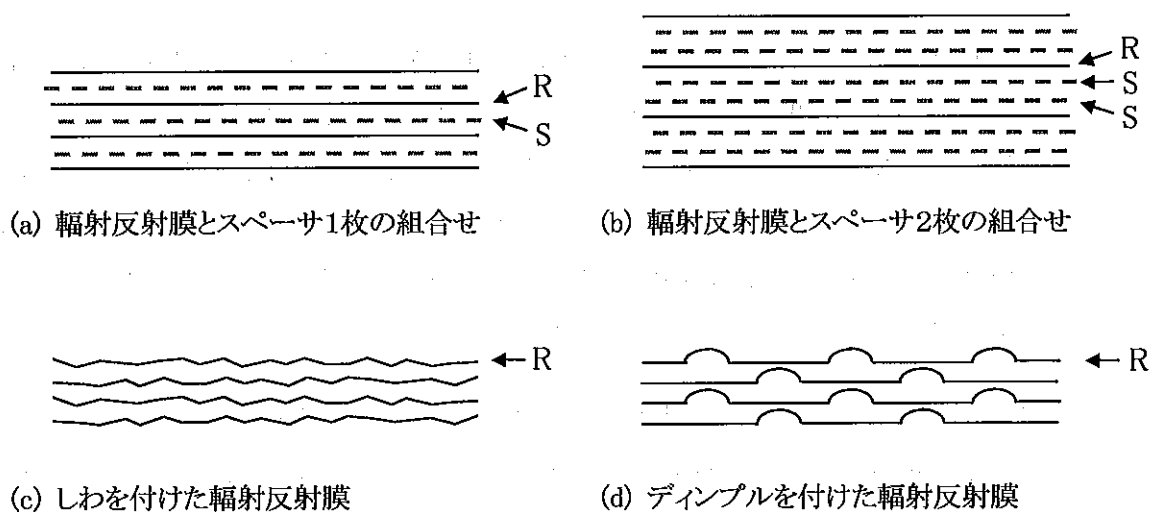


図1-5 MLI の輻射反射膜(R)とスペーサ(S)の構成

- 注3) 層間接触圧とはスペーサを用いない MLI では隣接する輻射反射膜間に働く単位面積当りの力と定義する。輻射反射膜間で実際に接触しているのは皺やエンボスの山の部分であるが、層間接触圧とはそのような局所的な接触部の接触圧を指すものではない。スペーサを使用する MLI において、1 層を構成する輻射反射膜とスペーサの間にも接触圧が生じている。層間接触圧というと、層の中の接触圧は指す事ができないので、このような MLI の場合、層の概念から離れて、輻射反射膜とスペーサとの間に働く接触圧を問題にした方が工学的な検討には便利であると考ええる。
- 注4) MLI 中の熱流束と断熱性能 : MLI の断熱性能は輻射反射膜の面に垂直方向の熱流束 q [W/m^2] の大きさを評価し、熱流束 q が小さいほど極低温部の熱負荷を低く抑えることができ、その MLI は断熱性能がよいといえる。MLI 中の熱流束には輻射反射膜の面に平行な方向の熱流束や輻射反射膜内で面方向に伝達される熱流束などがあるが、本論では輻射反射膜の面に垂直方向の熱流束 q を単に熱流束と呼んで議論を進める。
- 注5) 自己圧縮 : MLI は層間の接触により伝導伝熱が生じるので、熱流束を増加させないようにできるだけ軽く巻きつけることが重要である。これにより層間の接触圧を低くできるが、重力環境下では MLI の自重により発生する層間接触圧は免れることはできない。「製造現場における MLI の施工指針」にしたがって MLI を巻きつけた場合、層間に発生している圧力は自重により生じている。これを「MLI の自己圧縮」と呼ぶ。MLI の自己圧縮で生じる層間接触圧は MLI を構成する材料の密度や施工部位、すなわち MLI の面と重力の方向との関係、さらに MLI 全体の形状などにより影響を受ける。
- 注6) 当時、MLI として市販されたいたいものは憐仁木工芸から米国製の NRC-2 があった。これは厚さ $6.35 \mu m$ のポリエステルフィルム片面にアルミ蒸着したしわ付け型 MLI である。この蒸着フィルムはアルミ蒸着膜を通して蛍光灯の光がよく見えるので、輻射を反射する効果が低いと考え採用しなかった。しわはフィルムの長手方向に付けられているので、施工面にフィルムを巻きつけるとき、しわの尾根が折り曲げられる部分が生じ、巻きつけ厚さが厚くなる傾向があった。
- 注7) 層密度とは輻射反射膜を積層したばあい、単位厚さあたり何枚の輻射反射膜があるかを示す量であり、単位として層/mm あるいは Layers/mm などを使用する。輻射反射膜間の接触圧が高いと層密度は大きくなる。MLI にはスペーサを用いるものと用いないものがある。スペーサを用いる場合、1 層とは輻射反射膜とスペーサの 1 対を指し、スペーサを用いない場合は輻射反射膜 1 枚を指す。1 層に 2 枚のスペーサを使用することもあるので、1 枚の輻射反

第1章

射膜と2枚のスペーサを1セットとして1層と考える。またスペーサの位置が輻射反射膜の高温側か低温側かは、MLIの構成に従って個別に定義すればよい。なお、層密度の逆数は1層が占める空間の厚さに相当する。

記号一覧(第1章)

C	定数
N	輻射反射膜の数、
P	輻射反射膜間の接触圧(スペーサを用いない MLI の場合)
P_{ins}	層間の残留気体の圧力
P_v	MLI の外部にある常温空間の圧力、クライオスタットの真空タンクの圧力
q	MLI の熱流束(輻射反射膜の面に直角方向の熱流束)
q_r	MLI の熱流束のうち輻射熱伝達による成分
q_c	MLI の熱流束のうち輻射反射膜やスペーサを伝わる固体熱伝導成分
q_g	MLI の熱流束のうち、輻射反射膜間の残留気体による伝導伝熱成分
T	温度
w	輻射反射膜1枚、あるいは輻射反射膜1枚とスペーサ1枚からなる1層の単位面積当りの重量
σ	ステファンボルツマン定数
λ_{max}	黒体輻射の輻射エネルギー束の最大値を与える波長
α	輻射反射膜の全半球吸収率 気体の適応係数
ε	輻射反射膜の全半球輻射率

添字

i 輻射反射膜の番号、低温側から1、2、3、--- とする。なお、低温面は $i=0$ 、高温面は $i=N+1$ とする。

参考文献

- 1) T. H. Nicol, R. C. Niemann and J. D. Gonczy, "SSC Magnet Cryostat Suspension System Design", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 33, 1988, p227
- 2) C. L. Tien and G. R. Cunnington, "Cryogenic Insulation Heat Transfer", *Advances in Heat Transfer*, Vol. 9, 1976, p355
- 3) *ibid.*, p390
- 4) G. R. Cunnington, C. W. Keller and G. A. Bell, "Interim Report, Thermal Performance of Multilayer Insulations", NASA-CR 72605, LMSC-A903316, 20 April, 1971, p4-18 & p4-19
- 5) *ibid.*, P4-17
- 6) C. L. Tien and G. R. Cunnington, "Cryogenic Insulation Heat Transfer", *Advances in Heat Transfer*, Vol. 9, 1976, p386
- 7) 辻本 聡一郎、神田 誠、国友 孟、“アルミニウムおよびアルミニウム合金の室温以下における熱ふく射性質の研究”、日本機械学会論文集(B編)、48巻427号(昭57-3)、545
- 8) 稲井信彦、多層断熱に関する研究、日本機械学会論文集(第2部) 43巻365号(昭52-1)、p219
- 9) 辻本 聡一郎、国友 孟、“低温多層断熱の解析手法について”、日本機械学会論文集(B編)、50巻450号(昭59-2)、p418
- 10) S. Tsujimoto, M. Kanda and T. Kunitomo, "Thermal radiative properties of some cryogenic materials", *Cryogenics*, Volume 22, Issue 11, November 1982, Pages 591-597
- 11) *ibid.*, p419
- 12) 稲井信彦、“多層断熱に関する研究(第2報、実験的研究)”、日本機械学会論文集(第2部)、43巻365号(昭52-1) p3116-3123, 536.241
- 13) 稲井、“多層断熱に関する研究”、日本機械学会論文集(第2部)43巻365号(昭52-1)、p219
- 14) F. E. Ruccia and R. B. Hinkley, "The Surface Emittance of Vacuum-metallized Polyester Film", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, 1967, p300-307
- 15) R. P. Shutt, "Some Thoughts on Superinsulation", Technical Note No. 21, ISABELLE Division, Brookhaven National Laboratory, September 3, 1976
- 16) 坂本 守義、“極低温機器の断熱技術(1)”、機械の研究、第27巻 第3号、1975、p397
- 17) C. L. Tien and G. R. Cunnington, "Cryogenic Insulation Heat Transfer", *Advances in Heat Transfer*, Vol. 9, 1976, p389
- 18) 稲井、“多層断熱に関する研究”、日本機械学会論文集(第2部)43巻365号(昭52-1)、p224
- 19) MPI Technologies, 37 East Street, Winchester, MA 01890, <http://www.mpirelease.com/metal.html>
- 20) G. Biallas, J. E. Finks, Jr., B. P. Strauss, M. Kuchinir, W. B. Hanson, E. Kneip, H.

第1章

- Hinterberger, D. DeWitt, R. Powers, IEEE Transactions on Magnetics, MAG-15, 131 (Jan. 1979)
- 21) R. F. Barron, Cryogenic Systems, Second Edition, Oxford University Press, 1985, p396
- 22) M. Taneda, T. Ohtani, M. Okuda and J. Tsukuda, "Systematic Analysis of Characteristics for Different Types of Multilayer Insulation", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 33, 1988, p305
- 23) R. Schrawer, "断熱技術"、低温工学ハンドブック、内田老鶴園新社、1982、p251
- 24) E. M. W. Leung, R. W. Fast, H. L. Hart and J. R. Heim, "Techniques for Reducing Radiation Heat Transfer between 77 and 4.2K", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 25, 1980, p489-499 (Russell B. Scott Memorial Award, CEC1979)
- 25) C. A. Bailey, B. A. Hands, "Thermal Design", in Cryogenic Engineering, edited by B. A. Hands, Academic Press, 1986, p114
- 26) J. D. Gonczy, W.N. Boroski and R. C. Niemann, "Thermal Performance Measurements of A 100 Percent Polyester MLI System for The Superconducting Super Collider ; Part II : Laboratory Results (300K - 80K)", Advances in Cryogenic Engineering, vol.35, p497-506,
- 27) 野口 隆志、"6-2 断熱方法"、超伝導・低温工学ハンドブック、(社)低温工学協会編、オーム社、1993、p364
- 28) ASTM Designation: C 740-73, "Standard Recommended Practice for Evacuated Reflective Insulation in Cryogenic Service", American National Standard Z98.57-1974, Approved Oct. 16, 1974 by American National Standards Institute
- 29) M. P. Hnilicka, "Engineering Aspects of Heat Transfer in Multilayer Reflective Insulation and Performance of NRC Insulation", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 5, 1960, p199-208
- Thermal Insulation Systems", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 33, 1988, p323-331
- 30) W.N. Boroski, T.H. Nicol, and C.J. Schoo, "Thermal Performance of Various Multilayer Insulation Systems below 80K", presented at 4th IISSC, New Orleans 1992
- 31) T. Ohmori, W. N. Boroski, J. D. Gonczy, R. C. Niemann and M. K. Ruschman, T. Taira, K. Takahashi, A. Yamamoto and H. Hirabayashi, "Thermal Performance of Candidate SSC Magnet
- 32) G. A. Bell, T. C. Nast, and R. K. Wedel, "Thermal Performance of Multilayer Insulation Applied to Small Cryogenic Tankage", Advances in Cryogenic Engineering, vol.22, 1977, p272-282
- 33) 熊谷寛夫、富永五郎、辻泰、堀越源一、物理学選書11、真空の物理と応用、裳華房 1975、p79
- 34) 赤石 憲也、江崎 和弘、久保田 雄輔、本島 修、"真空断熱用ポリエステル、ポリイミドフィルムのガス放出率の測定"、真空、第 37 巻、第 2 号、1994、p56-61
- 35) 熊谷寛夫、富永五郎、辻泰、堀越源一、物理学選書11、真空の物理と応用、裳華房 1975、p70
- 36) SSC Central Design Group, SSC Conceptual Design Magnet Design Details, Attachment B,

SSC-SR-2020B, March 1986, p160

37) R. C. Niemann, W. N. Boroski, J. D. Gonczy, T. H. Nicol, J. G. Otavka, M. K. Ruschman and R. J. Powers, "SSC Dipole Magnet Cryostat Thermal Model Measurement Results", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 33, 1988, p251-258

38) SSC Central Design Group, *SSC Conceptual Design Magnet Design Details, Attachment B*, SSC-SR-2020B, March 1986, p140

第2章

真空多層断熱材の熱流束に関する 実験的研究

第2章 真空多層断熱材の熱流束に関する実験的研究

2-1. 横型クライオスタット用 MLI 候補材料の比較試験

2-1-1 はじめに

横型クライオスタットに適用する真空多層断熱材 (MLI ; Multi Layer Insulation) の選定を行うために、スペーサを用いた MLI と用いないものから候補材をあげ、熱流束影響因子についてパラメータサーベイを行った。それを基に、有望材料を選びその熱流束をさらに詳細に調べた。

本断熱特性試験で得られた熱流束データから、その MLI を横型クライオスタットに適用した場合の熱流束を推定する方法について第3章以降で検討した。

2-1-2 MLI の断熱性能指標

断熱材の断熱特性としては熱伝導率と温度との関係を調べるのが一般的であるが、MLI は固体断熱材のように寸法や密度が固定されたものではなく、輻射反射膜を多層に重ねたいわゆる熱伝達システムである。本研究では断熱特性指標として MLI の面に垂直方向の熱流束 q を扱い、これと次節で列記する熱流束影響因子との関係を調べる。MLI の断熱特性を他の断熱材と比較する場合、熱伝導率を使うのは便利である。MLI の熱流束 q は相当熱伝導率 k_{eff} 、境界面温度の差 $T_h - T_c$ 、MLI の厚さ H を使って次のように表すことができる。

$$q = k_{\text{eff}} \frac{T_h - T_c}{H} \quad (2-1-1)$$

この式には層数 N が入っていないことに注意する必要がある。また、MLI を構成する材料の厚さが薄ければ、MLI 全体の厚さ H が小さくなる。もし、 H が異なる2つの MLI があり、測定した熱流束 q が同じでも H が小さい MLI の相当熱伝導率は小さく計算される。断熱材は熱伝導率が小さい方が断熱性能がよいとされるが、層数 N は同じであり施工の手間が同じであるのに、 k_{eff} が小さい方が断熱性能が優れているように見えてしまう。MLI の場合、 k_{eff} が小さいからそれだけで優れているとは言えない。そこで相当熱伝導率の式(2-1-1)を

$$q = \frac{N}{H} k_{\text{eff}} \frac{T_h - T_c}{N}$$

のように変形し、

$$h_{\text{itl}} = \frac{N}{H} k_{\text{eff}} \quad (2-1-2)$$

とすると、次式を導くことができる。

$$q = h_{\text{itl}} \frac{T_h - T_c}{N} \quad (2-1-3)$$

h_{itl} は1層あたりの平均温度差と熱流束の関係を与える定数なので仮に平均層間熱伝達率と呼ぶことにする。式(2-1-2)から明らかなように、 h_{itl} は層密度によって相当熱伝導率と関係付けられることがわかる。

ここで、同じ熱流束を与える2つの MLI があって、 h_{itl} に差が有るとしてみる。 h_{itl} が小さい MLI では層数 N が少なくて済むことがわかる。次に、同じ熱流束を与える2つの MLI があって、 k_{eff} に差が有るとしてみる。 k_{eff} が小さい MLI では MLI の厚さ H が小さい MLI であることがわかる。クライオスタットの中で MLI を施工する空間は多くの場合、狭く制約されており H が小さい MLI の方が必要な層数を施工することができ有利である。以上から2つの断熱特性指標は次の特徴を持つといえる。

相当熱伝導率 k_{eff} : MLI のコンパクト性を表す。

平均層間熱伝達率 h_{itl} : MLI の施工効率を表す。

2-1-3 熱流束影響因子と試験条件

(1) 真空タンクの圧力 P_v [Pa]

クライオスタットの真空タンク内の圧力 P_v は MLI の熱流束に大きく影響するが、¹⁾ P_v が十分低いと層間残留気体による熱伝達が小さくなり熱流束に影響しなくなることが知られている。 P_v がどの程度低ければ熱流束は P_v に影響されないか、熱流束が P_v に影響される範囲で熱流束は P_v とどのような関係にあるかを実験で明らかにする。

(2) 層数

輻射反射膜の数、あるいは輻射反射膜とスペーサの対を1層と考えた場合の層数 N [層]と熱流束の関係は、クライオスタートに与えられた許容熱流束値を満たすために何層必要であるかを知るために重要である。熱流束と層数の関係を求めるとき、次に説明する層密度を一定にする条件で実験することが重要であり、層密度と熱流束との関係を試験するとき、全層数 N を一定にして実験をすることが重要である。

(3) 層密度と層間接触圧

MLIの全厚さ H と層数の比 N/H を層密度[層/mm]と呼ぶ。本研究のテーマは施工指標「輻射反射膜が自然に積み重なるよう軽く巻きつけること。輻射反射膜に余分な張力を掛けてはいけない」の工学的な説明をすることであり、層密度と層間接触圧 P [Pa]は特に重要な試験条件である。

MLIを軽く巻きつける場合、層密度は低くなる。層密度が低い方がMLIの熱流束は低く、一般に1インチの厚さに70層程度がよいとされている。これから層密度を計算すると、2.8層/mmとなる。試験装置にMLIを巻き付け施工する場合この値を層密度の試験条件の参考にした。このため後述するレーザービームガイドを使って巻き付け施工を行い、層密度がこの程度の値になるようにした。はじめに複数のMLI候補について熱流束試験結果の比較を行いこの中から熱流束が低いものを選択し、さらに熱流束と層密度との関係を詳細に調べた。MLIの熱流束への影響因子としては後述するように層密度よりも層間接触圧の方が重要であるので、積層試験により層密度と層間接触圧との関係を明らかにし、熱流束と層間接触圧との関係を得ることができた。なお、本研究では上述の施工指針を工学的に説明することを主要テーマにしているが、このような条件で施工されたMLIの層間接触圧はMLIの自重で決まる(自己圧縮)非常に低いレベルにある。MLIの熱流束と層間接触圧との関係はG.R.Cunningtonの実験²⁾のように、Flat Plate Calorimeter(図2-1-1)とロードセルを使えば得られるが、測定した層間接触圧レベルは非常に高い。自己圧縮で決まる層間接触圧レベルの試験にはこのタイプのカロリメータは適さず、後述のVertical Cylindrical Calorimeter(図2-1-2)が適している。またこのレベルにおける層間接触圧はロードセルを用いて測定するには低すぎるし、Vertical Cylindrical Calorimeterでは、接触圧を直接計測する手法

が考えられない。このため、MLI の積層試験という方法を考え、層密度を介して層間接触圧を推定する方法をとった。

層密度は MLI を圧縮することにより高くなるが、もともと 1 層の厚さが薄い MLI では圧縮しなくても層密度は高い。ある MLI について熱流束と層密度との関係を求めるには、MLI を圧縮して熱流束の変化を調べる。この場合、独立変数は層密度ではなく、層間接触圧である。

層密度の問題点は隣接する層の間で接触がなくても層密度はゼロにはならないという点である。層密度だけを見ていると、層間接触熱伝達が発生しているかいないかがわからない。層間接触熱伝達に対する直接の影響因子は層間接触圧であり、層密度ではない。したがって層間接触圧と熱流束の関係を実験的に明らかにすることが重要であり、本節の最終目標である。

本研究における層間接触圧条件の概略の大きさを次のように見積もってみる。N 層の MLI を平板上に自然に置くと、最大の層間接触圧は一番下の層と平板との間に発生している。輻射反射膜 1 枚あるいは 1 層の単位面積当りの重量を w とすると、MLI の最下層と平板との間の面圧 P は Nw となる。厚さ $12\ \mu\text{m}$ のポリエステルフィルムの w は $0.0174\text{kg}/\text{m}^2$ であるので、 N が 40 層の場合、 P は 6.8Pa となる。横型クライオスタットの中で MLI は主に水平の円筒状低温面に巻き付けられているので、平板の場合と異なる。水平円筒まわりでは、単純に円筒の上面だけで MLI を支えており、下面は働いていないとすると全表面積のうち有効に働いている面積はその半分である。したがって、一番内側の層と円筒面の間で発生している面圧は平板の場合の 2 倍程度と考えられる。本研究では層間接触圧の試験条件として平板の場合の 4 倍程度まで試験範囲を広げて熱流束データを取得した。前述の、厚さ $12\ \mu\text{m}$ のポリエステルフィルムの場合、 30Pa 程度になるが、以下に示すようにこの圧力範囲はこれまでに行われた Cunnington らの試験条件より非常に低い範囲である。なお、水平円筒まわりに巻きつけた MLI の層間接触圧の大きさを解析的に明らかにし、その層間接触圧を使ってカロリメータによる基礎試験データから水平円筒に巻きつけた MLI の熱流束を推定する方法について検討した。

MLI は圧縮性が非常に高い(低い圧縮力で容易に H が小さくなる)ので層間接触圧を測定することは難しい。これまでにロードセルを用いて層間接触圧が測定されているが、Cunnington が Flat Plate Calorimeter においてロー

ドセルを使い測定した層間接触圧は 10~700Pa の範囲であり、本研究の接触圧範囲よりもはるかに大きい。低い接触圧は測定誤差のため測定できない。

種田らは平板上に置いた MLI の上に錘を乗せ圧縮圧と層密度の関係を求め、Vertical Cylindrical Calorimeter に巻きつけた MLI の層間接触圧を推定している。³⁾ しかしその圧力は 1~2000Pa の範囲であり、主として非常に高い圧力範囲を問題にしている。本研究における層間接触圧の試験範囲は 0~70Pa の範囲である。この圧力範囲は MLI を積層したとき、MLI 自体の重量で圧縮される(自己圧縮)圧力の範囲である。種田らによる MLI の積層試験法では MLI の重量は考慮していない。本研究では MLI の重量を考慮した MLI の積層試験法を明らかにし、層間接触圧と層密度の関係を求め、これにより層間接触圧が MLI の自重で決まる比較的低圧力において、MLI の熱流束と層間接触圧との関係を明らかにする。なお、特に層間接触圧がゼロにおける熱流束を測定することは、MLI の熱流束から輻射成分の大きさを把握し、輻射熱伝達の式を検証する上で重要である。

(4) 境界温度条件

本研究では、2つの境界温度条件について MLI の熱流束測定試験を行う。高温域の境界温度条件(H)、すなわち低温面の温度 $T_c=77\text{K}$ 、高温面の温度 $T_h=300\text{K}$ の場合、低温域の境界温度条件(L)、すなわち低温面の温度 $T_c=4.2\text{K}$ 、高温面の温度 $T_h=77\text{K}$ の場合である。

クライオスタットでは極低温部の熱負荷を軽減するために液体窒素あるいは低温のヘリウムガスで冷却した断熱シールド板を使用する機会が多いので、境界温度条件として液体窒素温度を選んだ。断熱シールドの高温側に巻かれた MLI の熱流束を知るためには、高温域の境界温度条件(H)での試験が必要である。液体窒素シールドの内側で液体ヘリウム温度の低温面に巻かれた MLI の熱流束を調べるためには、低温域の境界温度条件(L)での試験が必要である。

稲井は境界温度条件として、 T_c を液体窒素温度あるいは液体ヘリウム温度にし、 T_h はどちらの実験でも常温にして MLI の熱流束を測定した。⁴⁾ T_c だけを変えても MLI 中の温度は低温域を除いて温度の違いは顕著ではない。本研究では液体窒素温度を境にしてその上側の高温域(H)とそれよりも下の低温

域(L)に完全に分離したが、これは液体ヘリウム温度に近い領域と常温に近い領域で熱流束と温度レベルとの関係の違いを明瞭に把握するためである。

(5) カロリメータタンクの直径の影響

MLI の熱流束を測定するために次節で説明するような液体窒素あるいは液体ヘリウムの蒸発型カロリメータを製作した。これらの液体を充填するタンクに MLI を巻きつけ、液体の蒸発速度から MLI の熱流束を測定する。充填タンクには液体窒素専用外径 312mm の大タンクと液体ヘリウムにも使用できる外径 120mm の2つの小タンクを製作した。高温域の境界温度条件(H)での MLI の熱流束は2つの外径が異なるタンクで測定し比較することができる。大小2つのタンクの直径比は 2.6 である。

(6) 接続部 (Seam)

アルミ蒸着したポリエステルフィルムは幅が約 1m のロールフィルムとして供給される。幅が 2m のロールもあるが、ほとんどは真空蒸着装置の大きさの制約から幅が 1m に限定される。一方、MLI を施工するクライオスタットの長さは、軸の長さが 5m を超える超伝導ソレノイド磁石や 18m にもなる双極磁石があり、幅 1m の MLI を用いる場合、必ず MLI の接続部を作らないと全体を断熱施工できない。MLI の接続部は後述するように、単純な突合せ (Butting Seam) や、各層を互いに重ね合わせる接続法 (Over-lap Seam)、突合せ接続部の位置をを何層かごとに変える方法 (Zig-zag Seam) があり、これらの接続部による MLI の熱流束への影響を調べる。

2-1-4 熱流束測定装置と測定法

(1) カロリメータ形式の選定

前節の層密度と層間接触圧の項で MLI の熱流束を測定するカロリメータとして Vertical Cylindrical Calorimeter が適当であると述べたが、それについてももう少し説明を加える。

本研究で用いた Vertical Cylindrical Calorimeter の概略を図 2-1-2 に示す。このカロリメータでは垂直の円筒状メインタンクのまわりに MLI を巻きつけ、タンク内部に充填した液体窒素、あるいは液体ヘリウムの蒸発ガス流量から MLI の熱流束を測定する。(Boil-Off Calorimetry 法) メインタンクの上下

には同寸法の補償用タンクがあり、メインタンクの上下の面からタンクへの熱侵入を防いでいる。MLI はこれらの同軸上に並んだ3つの円筒状タンクの周りに巻きつける。このカロリメータにおいて MLI は輻射反射膜(あるいは層)の面が重力の方向に平行であるので、重力は層間接触圧に影響しない。MLI の層間接触圧は円筒のまわりにおける輻射反射膜の巻き付け周長によってコントロールすることができる。これに対して Flat Plate Calorimeter では図2-1-1に示すように MLI の面が重力の方向に直角であり、自己圧縮による層間接触圧レベルで試験を行う場合、重力の影響のため層間接触圧を任意に変化させることができない。また、積層した MLI の上下方向に層間接触圧の分布ができてしまう。なお、図2-1-1は G.R.Cunnington が使用したカロリメータの概略を図示したものである²⁾。

この他のカロリメータには Flat Panel Calorimeter があるが、Fermilab の E.M.W.Leung、R.W.Fast、Q.S.Shu らが使用したものを図2-1-3に示した^{11)、12)}。S. Jacob はこの形式のカロリメータを Flat plate (vertical) calorimeter と呼んでいる。⁵⁾ このカロリメータでは比較的大きな測定面を使い MLI の熱流束を測定することができる。これまでに実施された試験において MLI の表面積は $1.55\text{m}^2 \sim 2.26\text{m}^2$ の範囲にあり大きい。しかし、Flat Panel に巻きつけた MLI は Panel が垂直な平面であるため、層間接触圧が設定できないことと層間接触圧がほとんどゼロになると予想される。さらに、Panel の端部で MLI の自重が集中し層間接触圧が局所的に高い部分が発生するのではないかと考えられる。また巻きつけの張力が大きいと、下方の端部においても MLI の層間接触圧は高くなる。以上の理由からこの形式のカロリメータは採用しなかった。Flat Panel Calorimeter を使う理由は測定面が大きく、実機クライオスタットに近い大きさを持つサンプルで確認試験をすることができるという理由によると考えられる。なお、Cunnington や稲井が用いた Flat Plate Calorimeter の測定面積は $0.0038\text{m}^2 \sim 0.02\text{m}^2$ で小さい。Vertical Cylindrical Calorimeter の測定面積は Flat Panel Calorimeter と Flat Plate Calorimeter の中間にある。

(2) Vertical Cylindrical Calorimeter

本研究で使用した Vertical Cylindrical Calorimeter を図2-1-2に示した。このカロリメータでは垂直の円筒型の主タンク(図中、LHe Main Tank と表示した、SUS304 製で外径 120mm、肉厚 1.2mm、高さ 260mm のタンク)の上

下に補償用タンク(寸法、材質はともに主タンクと同じ)を設け、主タンクの上面と下面から主タンクへの熱伝達の発生を防止している。

補償タンクが無い単純なタンクカロリメータの場合、液化ガスタンク内の上部にあるガス空間で温度分布が生じ、タンクから流出するガス温度が飽和液の温度より高くなり、式(2-1-4)を用いて熱流束を計算すると誤差を生じる。⁶⁾

MLI は主タンクと上下の補償用タンクの側面全体に巻き付けて試験を行う。MLI を通した主タンクへの定常的な熱伝達により、主タンクから蒸発ガスが排出されるが、排出されるガス温度は上部補償タンクによって、主タンクの飽和液温度と同じ値に保っている。蒸発ガスの質量流量を \dot{G} 、液化ガスの潜熱を Q_L 、主タンクの側面積を S_m (正確には式(2-1-5)で定義される MLI の熱流束測定面積)、飽和状態の液体、および気体の密度をそれぞれ ρ_l 、 ρ_g とすると、MLI を通して主タンクへ伝達される熱流束 q は次式で与えられる。

$$q = \frac{1}{1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}} \frac{Q_L \dot{G}}{S_m} \quad (2-1-4)$$

上式の右辺の係数 $1/(1 - \rho_g/\rho_l)$ は液体窒素の場合 1.005 で、1としてよいが、液体ヘリウムの場合、1.157 無視できない。

主タンクと補償タンクは図2-1-4に示すように長さ h_s だけ隔てられているので、これを考慮して S_m として次式を採用した。

$$S_m = \pi D_m (0.5h_s + H_m + 0.5h_s) \quad (2-1-5)$$

ここで D_m と H_m はそれぞれ主タンクの直径と高さで120mmと260mmであり、 h_s は20mmであるので、 S_m は 0.106m^2 となる。

メインタンクの内径を D_{mi} 、メインタンクを貫通する下部補償タンクの注排気ポートを貫通させるためのガイドパイプの外径を D_{co} とするとメインタンクの容積 V_m は次式で与えられる。

$$V_m = \frac{\pi}{4} (D_{mi}^2 - D_{co}^2) H_{mi} \quad (2-1-6)$$

本研究ではこの他、図2-1-4(a)に示すような外径312mmの主タンクを持つカロリメータタンクを製作し、液体窒素を使用した MLI の素材比較試験に用いた。このカロリメータタンクを「大タンク」、前記のものを「小タンク」と呼ぶ

ことにする。両タンクの寸法は表2-1-2のようになるが、熱流束測定面積 S_m の比は 3.8 となる。

表2-1-1 本研究に用いた2つのカロリメータタンクの諸元

	D_m [mm]	D_{mi} [mm]	D_{eo} [mm]	H_m [mm]	h_s [mm]	S_m [m ²]	V_m [m ³]
小タンク	120	117.6	23	260	20	0.106	2.63×10^{-3}
大タンク	312	310	34	390	20	0.402	28.2×10^{-3}

MLIの熱流束を測定する場合、熱抵抗のきわだった異方性、すなわちMLIの面方向の熱伝導率が垂直方向より3桁も大きい。³⁾ この為、MLI中の熱流束に面方向成分が生じないように注意する必要がある。特に上部ガードタンク上面には蒸発ガス配管がMLIを貫通しており、これによる影響がメインタンクへ及ぶのを防ぐためガードタンクの高さ H_g とMLIの施工厚(全層厚) H の比 H_g/H が15以上になるように H_g が決められている。⁴⁾ H_g/H の値は「大タンク」では16以上、「小タンク」では18以上である。

トランスファーチューブの断熱で問題になることであるが、1枚の輻射遮蔽膜を配管やタンクの周囲に連続して巻きつけた場合(スパイラル巻き)、巻き付け径が小さいと、膜面に沿った熱伝導によりメインタンクの熱負荷が増加する恐れがある。この影響を考慮する必要があるかを検討し、その結果を「付録1 輻射反射膜をスパイラル巻きした場合の問題」にまとめたが、直径の小さい「小タンク」でも問題ない。また同じMLIを同じ施工条件で「大タンク」と「小タンク」で熱流束を測定し、それらに差が無ければスパイラル巻きによりMLIの熱流束測定に影響が無いことが確かめられる。

(3) 熱流束の測定と誤差評価

MLIの熱流束はメインタンク内からの液体ヘリウムあるいは液体窒素の蒸発ガス流量(質量流量)から式(2-1-4)を用いて計算する。蒸発ガスの質量流量は「2-1-5 MLIの素材比較試験」では、自動石鹼膜流量計を用いて測定した。第2章の3でまとめたディンプル型MLIおよびしわ付け型MLIであるNRC-2の熱流束を測定する場合には小島製作所製サーマルマスフローメー

ター(質量流量計:KOFLOC No.3710-500SCCM N₂ 用、バイパスキャピラリー方式)によって測定した。ヘリウムガスの質量流量を測定する場合には、この流量計の読み値に換算係数 1.45 を乗じることにより流量が得られる。

自動石鹼膜流量計の概観は図2-1-8の写真に示したが、カロリメータからの蒸発ガス流量のように非常に低い流量範囲を常時自動的に測定できるものである。この流量計では石鹼膜をガラス管内に自動的に生成させることができ、1週間にわたる試験期間中、常時1~2分間隔で流量測定が行える。石鹼膜を作るために用いた石鹼水は界面活性剤であるドデシルベンゼンスルホン酸ナトリウムの 20mMol 水溶液である。

以下に熱流束測定における誤差の評価をカロリメータの寸法に原因するものと蒸発ガスの流量測定に原因するものとに分けて行った。なお、蒸発ガスの流量は時間変動があり、これにより熱流束の測定誤差が増えるが、その評価は「2-1-5 MLI の素材比較試験」と「2-3-4 熱流束測定結果」において行う。

(3-1)熱流束測定誤差の評価式

MLIの熱流束を計算する式(2-1-4)から熱流束の測定誤差は次の誤差伝播の式で評価することができる。

$$\left(\frac{\delta q}{q}\right)^2 = \left(\frac{\delta S_m}{S_m}\right)^2 + \left(\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}}\right)^2 \quad (2-1-7)$$

(3-2)カロリメータタンク寸法の測定誤差の影響

式(2-1-7)の右辺第1項はカロリメータの主タンクの伝熱面積 S_m の測定誤差に起因する熱流束の誤差であり、式(2-1-5)から主タンクの外形 D_m 、高さ H_m 、ガードタンクとの間隔 h_s の寸法の測定誤差により次のように表すことができる。

$$\left(\frac{\delta S_m}{S_m}\right)^2 = \left(\frac{\delta D_m}{D_m}\right)^2 + \left(\frac{\delta(H_m + h_s)}{H_m + h_s}\right)^2 \quad (2-1-8)$$

大タンクと小タンクについて、上式右辺の δD_m と $\delta(H_m + h_s)$ を下表のように見積もると、 $\frac{\delta S_m}{S_m}$ はそれぞれ ± 0.002 と ± 0.003 となる。

表2-1-2 カロリメータタンクの寸法の測定誤差

タンク	D_m [mm]	δD_m	$H_m + h_s$ [mm]	$\delta(H_m + h_s)$	$\frac{\delta S_m}{S_m}$
大タンク	312	±0.5	410	±0.5	±0.002
小タンク	120	±0.3	280	±0.3	±0.003

(3-3)蒸発ガス流量の測定誤差の影響

式(2-1-7)の右辺第2項はカロリメータの主タンクから蒸発する液体ヘリウムあるいは液体窒素の質量流量の測定誤差による熱流束測定誤差を示す。第2章の1でまとめたMLIの素材比較試験では、蒸発ガスの質量流量は自動石鹼膜流量計で測定した。第2章の3でまとめたディンプル型 MLI および NRC-2 の場合は質量流量計を用いた。

ア) 石鹼膜流量計

自動石鹼膜流量計はガラス管内を蒸発ガスの流れにより移動する石鹼膜が、ガラス管の2箇所にはけた赤外線センサを通過するときの時間差 τ から体積流量 \dot{V} を測定する。(自動石鹼膜流量計の詳細は付録8にまとめた) ガラス管の内径を D_i 、2つの光センサの取り付け距離を H_s とする。

$$\dot{V} = \frac{\pi D_i^2 H_s}{4\tau} \quad (2-1-9)$$

ここで気体の密度 ρ を使うと、質量流量は

$$\dot{G} = \frac{\pi D_i^2 H_s}{4\tau} \rho \quad (2-1-10)$$

$$P = \rho RT \quad (2-1-11)$$

Rは気体定数で、ヘリウムに対して 2.078×10^3 J/kgK、窒素に対して 2.967×10^2 J/kgKである。

自動石鹼膜流量計のガラス管と2つの光電スイッチの位置関係を図2-1-9に示した。赤外線センサーには(株)大洋スリーオプト製赤外線光電スイッチN0. JC-NOF-X6-G、石鹼膜の通過時間の測定には同社製の精度 0.01 秒のタイムカウンタを用いた。ガラス管の内径 D_1 は 10mm であり、ガラス管表面に距離 H_s を隔てて円周状にマーカ線がつけられている。2つのマーカ線間のガラス管内容積は 10cm^3 である。ガラス管の製作は(株)吉野理化が行った。1組みの光電スイッチはマーカ線の位置を外すようにして、同じ距離 H_s を隔てて取り付けられた。光電スイッチの取り付け位置誤差を δH_s とする。なお、 H_s は 127.3mm である。

自動石鹼膜流量計による蒸発ガスの質量流量の測定誤差を評価する式は式(2-1-9)～式(2-1-11)から次のようになる。

$$\left(\frac{\delta\dot{G}}{\dot{G}}\right)^2 = \left(\frac{\delta H_s}{H_s}\right)^2 + \left(\frac{\delta\tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\delta P}{P}\right)^2 \quad (2-1-12)$$

上式右辺各項の誤差を次表のように見積もると、 $\frac{\delta\dot{G}}{\dot{G}}$ は ± 0.0086 と評価することができる。

表2-1-3 自動石鹼膜流量計による質量流量測定誤差

H_s [mm]	dH_s [mm]	τ [sec]	$\delta\tau$ [sec]	T [K]	δT [K]	P [Torr]	δP [Torr]	$\frac{\delta\dot{G}}{\dot{G}}$
127.3	± 1	10	± 0.01	293	± 1	760	± 0.5	± 0.0086

以上、 $\frac{\delta\dot{G}}{\dot{G}}$ の評価値と表2-1-2に示した $\frac{\delta S_m}{S_m}$ の評価値を使って、式

(2-1-7)から MLI の熱流束測定誤差 $\frac{\delta q}{q}$ を見積もると表2-1-4のようになる。

表2-1-4 自動石鹼膜流量計を用いた場合の MLI の熱流束測定誤差

タンク	$\frac{\delta S_m}{S_m}$	$\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}}$	$\frac{\delta q}{q}$
大タンク	±0.002	±0.0086	±0.9%
小タンク	±0.003	±0.0086	±0.9%

1) 質量流量計

小島製作所製 KOFLOC No. 3710 を用いて質量流量を測定した場合の測定精度 $\delta \dot{G}$ は、取り扱い説明書によるとフルスケールの ±1% 以内である。本実験で用いた質量流量計はフルスケール 500SCCM であるので、窒素ガスに対して $\delta \dot{G}$ は

$$\delta \dot{G} = \pm 5 \text{SCCM} \quad , \text{ for } N_2 \text{ gas flow} \quad (2-1-13)$$

となる。質量流量計をヘリウムガス流量の測定に用いる場合のコンバージョンファクターは 1.45 であるので、ヘリウムガスの測定に対しては

$$\delta \dot{G} = \pm 7.3 \text{SCCM} \quad , \text{ for He gas flow} \quad (2-1-14)$$

となる。

質量流量計を使用したのは第2章の3にまとめたディンプル型 MLI および NRC-2 の熱流束を測定試験であるが、質量流量範囲は窒素ガスに対して 4 ~ 47 SCCM、ヘリウムガスに対して 9 ~ 113 SCCM であった。窒素ガス流量が最低の場合、質量流量の測定誤差は $\delta \dot{G} = 5 \text{ SCCM}$ 、 $\dot{G} = 4 \text{ SCCM}$ から $\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}} = 125\%$ となり極めて大きい値である。またヘリウムガス流量が一番低い場合

の質量流量の測定誤差は $\delta \dot{G} = 7.3 \text{ SCCM}$ 、 $\dot{G} = 9 \text{ SCCM}$ から $\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}} = 81\%$ となり、

これも極めて大きい値である。

質量流量計 KOFLOC No. 3710 の測定精度を取扱説明書に記載された

測定精度から見積もると非常に大きな値である。このため、100SCCM 以下の低流量においてこの質量流量計を石鹼膜流量計により較正し、その結果を使ってメインタンクからの蒸発ガス流量を求めることにした。その質量流量計の較正結果を図2-1-10に示す。同図の横軸は質量流量計の読み値 X [SCCM]で、ヘリウムガスに対しては変換係数 1.45 を乗じた値を示している。縦軸は石鹼膜流量計による較正值 X_{cal} [SCCM]である。同図中の直線は $X=X_{cal}$ を表す。窒素ガス、ヘリウムガスのどちらの場合も、較正值は流量計の読みより低い。特にヘリウムガス流の場合その傾向が強い。読み値 X と較正值 X_{cal} から $(X_{cal}-X)/X$ を計算し、 X に対してプロットしたのが図2-1-11である。この比率は窒素ガス流の場合-3%~+1%の範囲にあり、ヘリウムガス流では-9%~-2%の範囲にある。

質量流量計の較正結果から最小二乗法により較正曲線を求めると、流量計の読み値 X [SCCM]と較正值 Y [SCCM]との関係は次の関数で表すことができる。

窒素ガス流に対して

$$Y = 0.972 X^{1.01} \quad (2-1-15)$$

ヘリウムガス流に対して

$$Y = 0.868 X^{1.03} \quad (2-1-16)$$

質量流量 Y [SCCM]を求める場合の測定誤差は図2-1-12に示すように較正データ(X, X_{cal})を使って計算した偏差

$$X_{cal}-Y(X) \quad (2-1-17)$$

の大きさから評価することができる。誤差を評価する場合、真の値を用いて

$$X_{cal}-\text{真の値} \quad (2-1-18)$$

により評価しなければならないが、真の値は求められないので、較正曲線を使って計算した質量流量 Y [SCCM]を用いて式(2-1-17)から評価する方が合理的である。¹⁴⁾ 従って、本論では式(2-1-17)で定義される偏差を誤差として評価する。また、次式によって定義される誤差率を用いて、窒素ガス流とヘリウムガス流の質量流量測定における誤差評価を行う。

$$\frac{\delta\dot{G}}{\dot{G}} = \frac{X_{cal} - Y(X)}{Y(X)} \quad (2-1-19)$$

質量流量 Y と誤差率 $(X_{cal} - Y(X))/Y(X)$ との関係を窒素ガス流に対して図 2-1-13 に、ヘリウムガス流に対して図 2-1-14 に示した。誤差率は窒素ガス流に対して $-1.6\% \sim +2.2\%$ の範囲にあり、ヘリウムガス流に対しては $-1.8\% \sim +2.5\%$ の範囲にある。

以上からカロリメータのメインタンクから排出される蒸発ガスの質量流量を質量流量計 KOFLOC No. 3710 と校正曲線の式(2-1-15)あるいは式(2-1-16)を用いて測定する場合の測定誤差 $\frac{\delta\dot{G}}{\dot{G}}$ は窒素ガスに対して $\pm 2.2\%$ 程度、ヘリウムガスに対しては $\pm 2.5\%$ 程度とみなされ、熱流束の測定誤差 $\frac{\delta q}{q}$ を式(2-1-7)を使って計算すると表 2-1-5 のようにまとめることができる。

表 2-1-5 質量流量計を用いた場合の MLI の熱流束測定誤差

ガスの種類	$\frac{\delta S_m}{S_m}$	$\frac{\delta\dot{G}}{\dot{G}}$	$\frac{\delta q}{q}$
N ₂	±0.003	±0.022	±2.2%
He		±0.025	±2.5%

注) カロリメータは小タンクを対象として評価している。

(4) MLI の境界温度

MLI に対する温度条件についてカロリメータの真空タンクに小タンクを取り付ける場合(図 2-1-2)を例に説明する。主タンクと補償タンクに液体ヘリウムを充填し、外側のシールドタンクに液体窒素を充填することにより、MLI の低温側を 4.2K、高温側を 77K にすることができる。ここで、液体窒素シールドタンクの内表面の直径は 270mm であり試験用 MLI の最外層表面は高温面で

あるシールドタンク内面と接触していない。MLI が施工される空間が狭い場合には、MLI と高温側とが接触する場合もありうるが、本研究で用いたカロリメータは非接触の条件が満たされるように設計されている。次に液体窒素シールドタンクを取り外し、主タンクと補償タンクに液体窒素を充填して実験を行うと、主タンクに巻きつけられていた MLI を液体ヘリウムで実験したときと同じ施工条件で低温面温度が 77K、高温面温度が常温の場合の実験ができる。つまり、同一の施工条件の MLI について、温度 77K を境として、これよりも高い温度領域と低い領域に完全に分けて実験を行うことができる。真空タンクの外表面は厚さ 1mm の銅板で覆い、その外側に保温ヒーターが巻き付けられている。これにより真空タンク表面の温度を 300K に保つことができる。なお、上部補償タンクの上には液体窒素シールドタンク(直径 190mm、高さ 200mm)があり、主タンクと上部補償タンクへの液化ガス充填・蒸発ガス排気用ポートを通した熱伝導を抑制している。なお、このポートは外径 16mm、肉厚 0.5mm の SUS304 製パイプで作られている。

(5) 真空タンクと真空引き

円筒型の主タンクとその上下に配置した補償タンクは内径 400mm、肉厚 3mm、高さ 1500mm の SUS304 製真空タンクに納められる。真空引きは排気速度 500 リッター/sec のターボ分子ポンプ(Balzers 製、TPU510)で行った。また、真空タンク内の圧力の測定はピラニーゲージと BA ゲージ(ULVAC GI-TL3)で行った。実験の開始段階で、液体窒素をカロリメータに充填する前に、ヘリウムリークディテクタ(VARIAN 936-40)により真空タンクのリークが無いことを調べることを徹底した。真空リークがあると、真空タンク内の圧力が十分低い値で断熱材をテストできないばかりか、リークした空気成分が主タンクや MLI 表面で凝結し、それが主タンクの熱負荷を増加させ、試験がうまくできなくなるためである。

なお、外径 312mm のカロリメータタンク(大タンク)を使用して MLI の素材比較試験を行った段階では、真空ポンプとして Edwards 社製の油拡散ポンプ(Edwards 社製、排気速度 150l/sec)を用い、拡散ポンプの入り口には液体窒素冷却トラップ(Edwards DT-63)を設けた。トラップには4時間ごとに液体窒素を供給した。これにより真空タンクの圧力は最低で 1.3×10^{-6} Pa まで到達した。

MLIの熱流束 q と真空タンクの圧力 P_v との関係を調べるため、リークバルブ(ULVAC VLV-2)を使って真空タンク内に乾燥窒素ガスをリークさせ、0.2Paまでの圧力を調整した。

真空タンク、液体窒素シールドタンク、主タンク、上下補償タンクの表面はバフ研磨した。

なお、大気圧の測定には Rosemount 製 13310A 半導体圧力変換器(大気圧測定用)を用いた。

(6) MLI 中の温度測定

MLI 各層の温度は熱電対で測定したが、使用した熱電対の種類と測定点について表2-1-6にまとめた。熱電対リード線は図2-1-6の写真に示すように、上部液体窒素シールドタンク(図2-1-6(d))および上部補償タンク(図2-1-6(b))の外表面に巻き付けることでサーマルアンカーをとった。真空容器からの熱電対リード線の取り出しは、ハーメチックシールを介して行ったが、ここでリード線は切断し、ハーメチックシールの銅製フィードスルーにはんだ付けした。始め、リード線は途中で切断せず中空フィードスルーを通し、エポキシ接着剤で封じた。しかし外径 $76\mu\text{m}$ の熱電対素線はテフロンコーティングしており、ここからの真空リークを止めることができないため、上記のように途中で切断する方法に切り替えた。熱電対リード線の途中で異種金属を繋ぐことは中間金属の原理により、正負のリード線が近接して温度の差が無ければ問題がない。特にハーメチックシールのフィードスルーは熱伝導率がよい銅製であり、かつ内側が真空空間であり、真空断熱によりフィードスルーの中に温度分布ができるのを防止していると考えられる。なお、金鉄クロメル熱電対の起電力表は ASTM のデータブックを使用した。⁷⁾

(7) データ収録システム

Vertical Cylindrical Calorimeter の各種信号(MLI の層温度、真空タンク表面温度、電離真空計およびピラニ真空計出力、大気圧計出力、メインタンクから蒸発し排出されるヘリウムガスあるいは窒素ガスの流量)は PC で制御された江藤電気製サーモダックⅢにより30分間隔で自動収録するとともに、横河電気製ハイブリッドレコーダーにも各点の出力信号を表示し、状態監視に使用した。

本研究で使用した熱流束測定用 Vertical Cylindrical Calorimeter を試験実施状態に組み上げ、運転中の全景を図2-1-7に示した。

表2-1-6 MLI 試験サンプルの温度測定を行った層と熱電対

測定点	測定用熱電対	基準接点
主タンク表面温度 MLI 第 1 層温度	金+0.7At.%鉄 - クロメル熱電対 外径 76 μ m・テフロン被覆 Leico Industries, Inc	液体窒素
第 3、6、10、15、20、25、 30、40 層の外表面温度	CRC 熱電対 外径 76 μ m・テフロン被覆 五十鈴商事(株)	同上
液体窒素シールドタンク 内表面	同上	同上

2-1-5 MLI の素材比較試験

(1) 試験サンプル

MLIの候補材料は低温機器メーカーなどで実績があるものを入手した。それらを Type A1～C2 と区別し表2-1-7にまとめた。同表の最後に列記した2つの MLI はスペーサを用いないデンプル型 MLI である。これらの熱流束の値を Type A1～C2 と比較するために本節で取り扱うが、デンプル型 MLI の詳細なデータは次節の2-6で説明する。

Type A はしわ付け型 MLI として試験したサンプルであり、厚さ 12 μ m のポリエステルフィルムの片側をアルミ蒸着したもの (SAM: Single Aluminized Mylar) を輻射反射膜として使用し、SAM フィルムを手作業で折りたたみながら平行に並んだしわを付けた。しわの強度により2種類の MLI を用意した。しわの形状は図2-1-15に示すが、しわの平均ピッチ $\bar{\lambda}$ が小さいものを「強いしわ」と呼び、 $\bar{\lambda}$ が大きいものを「弱いしわ」と呼ぶ。しわの形状及び強さは 5×15cm 角に切り取ったサンプルフィルムを平板上に置き、しわの山と山の距離 λ から平均ピッチ $\bar{\lambda}$ を、しわの高さ h から平均高さ \bar{h} を求めた。その結果を表2-1-8に示す。この表からわかるように「強いしわ」を持つ Type A1の $\bar{\lambda}$ は 9mm

前後の値であり、これに対して「弱いしわ」を持つ Type A2の $\bar{\lambda}$ は15mm程度となっている。Type A の MLI で、平均高さ \bar{h} は「強いしわ」と「弱いしわ」で余り差が無いが、Type B の MLI では2.4mm程度と大きい。しわの形状はフィルムを軽く引っ張っても容易に変形し安定したものではなく、定量的に把握するのは難しい。

表2-1-7 MLI サンプルの比較

Type	Symbol 注1)	スペーサ	輻射反射膜	層数	供給元
A1	○	無し 強いしわ	SAM 12 μm^t	70, 40, 20, 10	東京金銀紙(株)
A2	⊗	無し 弱いしわ	SAM 12 μm^t	70	東京金銀紙(株)
B	◎	無し 強いしわ	DAM 12 μm^t	70	(株)東理社
B'	□	和紙 50 μm^t	DAM 12 μm^t	70	(株)東理社
C1	▲	カネカ製ポリエ ステルネット	SAM 6 μm^t 1回蒸着	40	応研機材(株)
C2	△	カネカ製ポリエ ステルネット	SAM 6 μm^t 2回蒸着	40	応研機材(株)
15mm \square Dimple Ref 10)	+	無し 15mm 正方形 パターン、2p 半 球状デインプル	DAM 12 μm^t	40	東洋メタライジ ング(株)

(注1 : 図2-1-8および図2-1-9)

表2-1-8 しわ付け型 MLI のしわの強度

サンプル	Symbol 注1)	\bar{h} , mm	$\bar{\lambda}$, mm	しわの 強度	Al 蒸着マイラー 購入元
A1	○	1.84	9.4	強い	東京金銀紙
A2	⊗	1.75	15.0	弱い	東京金銀紙
B	◎	2.38	8.8	強い	東理社

(注1 : 図2-1-8および図2-1-9)

Type B は厚さ $12\mu\text{m}$ のポリエステルフィルムの両側をアルミ蒸着したもの (DAM: Double Aluminized Mylar) を輻射反射膜にした MLI である。この MLI は前述のように Type A と同じ平行パターン of 強いしわを付けスペーサを用いないもの (Type B) と、しわを付けない状態のアルミ蒸着ポリエステルフィルムに厚さ 50mm の和紙をスペーサとして使用する場合 (Type B') の2種類について試験した。

Type C はカネカ製ポリエステルネットスペーサを使用した MLI で輻射反射膜のアルミ蒸着膜厚の違いが熱流束に影響するかを試験した。輻射反射膜は SAM であり、1回のアルミ蒸着をした SAM を使ったものを Type C1、2回のアルミ蒸着をした SAM を使ったものを Type C2 と呼ぶ。

MLI サンプルのアルミ蒸着厚を質量膜厚 t_w で表示すると表 2-1-9 のとおりである。なお、アルミ蒸着膜厚の定義と測定法については「付録 ポリエステルフィルムのアルミ蒸着膜」にまとめた。MLI サンプル Type C1 と Type C2 のアルミ蒸着膜厚は、それぞれ 283\AA 、 659\AA であり、その違いの熱流束への影響を調べる。どちらもポリエステルネットスペーサを用いて熱流束の測定を行う。

以上の MLI でスペーサは各1枚を輻射反射膜の間に挿入した。輻射反射膜の層数は Type A と Type B で70層、Type C で40層である。Type A の強いしわを付けた MLI (Type A1) では層数の熱流束への影響を調べるために、40、20、10層の場合も試験した。

表 2-1-7 に示したディンプル型 MLI はスペーサを使わない MLI であり、DAM にしわを付ける代わりに直径 2mm 、高さ 0.2mm の半球状突起 (ディンプル) を 15mm ピッチ・正方形パターン配置で付けた MLI である。しわ付け型 MLI はしわ付け加工を手作業で行っているため、大量に準備することが難しい。粒子加速器やその他の超伝導応用機器が広く使われるようになると、MLI を安価で大量に製造する必要がある。ディンプル (エンボス) 加工は専用のプレスで行うことができ、大量生産に向けた加工法である。(付録: ディンプル型 MLI の開発 参照)

アルミ蒸着した DAM をディンプル加工すると蒸着したアルミに傷がつき蒸着膜に穴 (ピンホール) ができるため、ポリエステルフィルムをあらかじめディンプル加工しておき、その後でアルミ蒸着した。

(2) 試験サンプルのカロリメータへの施工

MLI サンプル Type A1、Type A2、Type B、Type B'について、境界温度 $T_c=77.6K$ 、 $T_h=300K$ のときの熱流束 q を大タンクを用いて測定した。カロリメータタンクへの MLI の施工は層密度が1インチの厚さに 70 層に対応した $N/H=2.86$ 層/mm を目標にして行い、張力をかけないように重ねるように巻きつけた。(図2-1-16) またレーザービームをカロリメータタンクの軸に平行に走らせ、次の層の巻き付け位置(半径位置)の目標になるようにした。(図2-1-16(c)) 巻き付け施工後に測定した層密度 N/H の値は表2-1-9のように各サンプルで異なり、和紙スペーサを用いる Type B'のものが 6.36 層/mm と一番高くなった。和紙を用いた MLI は一層当たりの厚さがもともと薄く、このように高い層密度になった。全巻き付け層数 N は70層で共通とした。

表2-1-9 MLI サンプルの緒元

Type	Symbol 注1)	PET 厚 μm	Al 蒸着	t_w \AA	Spacing	N 層	H mm	N/H 層/mm
A1	⊗	12	片面	885	強いしわ	70	12.6	5.56
A2	○				弱いしわ		24.6	2.85
B	◎	12	両面	956 (両面の合計)	強いしわ		22.4	3.13
B'	□				和紙 50 μm		11.0	6.36
C-1	▲	6	片面 1回	283	ポリエステルネット	40	14	2.86
C-2	△	6	片面 2回	659			14	2.86
15mm [□] Dimple	+	12	両面	884 (両面の合計)	15mm ピッチ dimple	40	10.2	3.91

(注1 : 図2-1-8 および図2-1-9)

(3) 熱流束試験結果

(3-1) スペーサの有無の比較

Vertical Cylindrical Calorimeter の「大タンク」で求めた MLI の熱流束試験結果を図 2-1-18 に示す。スペーサの有無による熱流束の比較をみると、Type A の MLI と Type B の MLI は和紙スペーサを用いた Type B' よりも熱流束が低かった。Type A1 と Type A2 の MLI とで、しわの強度による熱流束の違いが見られないのは、断熱フィルムに余分な張力が発生しないように施工したため、層間の接触圧の大きさにあまり差がなかったのではないかと考えられる。実際、層密度についてはほぼ 2 倍の差があり、「弱いしわ」の場合の層密度が高くなっている。これは隣り合う層のしわの山谷が重なりやすく、密に巻けたのではないかと考えられる。密に巻けたのは、しわの幾何学形状に拠ったためであり、層間接触圧はしわの間隔が短い「強いしわ」の場合と同程度になったと考えられる。

Type B' の熱流束が Type A より大きかったことが図 2-1-18 に示されている。ただし、真空タンクの圧力 P_v は最低で $1.3 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ まで到達した。この圧力は MLI Type A1 を 40 層巻いて試験したときの圧力 $8 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ よりも低い。図 2-1-18 で真空タンクの到達圧力を各 MLI サンプルについて比較すると、スペーサを用いた MLI の方が、スペーサを用いない MLI よりも低くなっている。スペーサがあると MLI 中の残留気体あるいはアウトガスが MLI 外へ流出するのを妨げるのか、その原因は良く分からない。ディンプル型 MLI については Fermilab において SSC 用クライオスタットの候補断熱材として、スペーサを用いた MLI と熱流束を比較した結果があるが、その場合の真空タンクの到達圧力はスペーサとしてグラスファイバーシートやナイロン不織布を用いた MLI の場合 $1 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ であり、ディンプル型 MLI では $2 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ で、スペーサを用いない MLI の方の到達圧力が低かった¹³⁾。

Type B' の層間接触圧と Type A のそれとの差がどうだったのか不明であるが、特に Type B の MLI の層間接触圧が高くなったとは言えない。Type B の MLI の施工ではレーザービームガイドは使用しなかったが、Type B でも余分な張力が発生しないように MLI を巻いたことと、Vertical Cylindrical Calorimeter で実験を行っているときは MLI の面が重力の方向に平行であるので、MLI が重力によって圧縮されない。すなわち重量の重い Type B' の MLI だからといって、自重により層間接触圧が高くなったとは考えられない。

黒体輻射の輻射エネルギー流束 (blackbody emissive power) は空間の屈

折率の二乗に比例する。また射出面の全半球輻射率は空間の屈折率に比例する。このため、輻射反射膜間にスペーサが存在すると、輻射反射膜間の輻射熱伝達はスペーサの屈折率の3乗に比例する。⁸⁾ スペーサとして Tissuglas や Dexiglas を使用した場合、その屈折率は 1.14 程度になるので、輻射反射膜間にスペーサが無い場合に比べて、スペーサがある場合の輻射熱伝達は約5割増加する。⁹⁾ この増加割合は非常に大きい。スペーサとしての和紙は Tissuglas 程の屈折率をもっているか不明であるが、ネットスペーサよりも密であり、繊維の密度は Tissuglas に近い。ただし、Type B'の輻射反射膜はしわつけ加工していないので、アルミ蒸着膜がしわの部分で剥げるなどの輻射熱伝達の促進要因を持っていない。Type B'の MLI が和紙スペーサを使用したため、同じ輻射反射膜にしわを付けた Type B の MLI よりも熱流束が 1.41 倍高かったのは以上の理由によると考えられる。

図2-1-19は MLI の素材比較を相当熱伝導率 k_{eff} と真空タンクの圧力 P_v で行った場合である。Type A1 と Type A2 の圧力 $P_v \sim 10^{-3} \text{Pa}$ での熱流束値はほとんど差が無いが、相当熱伝導率で比較すると、Type A2 (「弱いしわ」) のほうが低い。これは Type A2 の方が MLI 全体の厚さ H が小さいからである。

図2-1-20は MLI の相当熱伝導率を横軸にとり、縦軸に平均層間熱伝達率をとったものである。図中の直線は層密度が一定となる直線である。Type A2 の相当熱伝導率が Type A1 のものより半分以下になっているのに対し、平均層間熱伝達率には差がないことが分かる。Type A1 と Type A2 の MLI を使って断熱する場合、クライオスタットの熱流束条件を満たすには、どちらも同程度の層数を必要とするが、施工厚さは Type A2 の方が薄いので狭い空間に施工できることが分かる。

図2-1-18に示したようにスペーサを用いない MLI の方が用いるものよりも熱流束が低いことがわかった。さらに MLI の施工でわかったことは、スペーサを用いる場合、MLI 構成素材を一つ余計に取り扱わなければならない。(図2-1-16(b)) スペーサを使わなければ施工が単純になるので、横型クライオスタットに適用する MLI 候補としてスペーサを用いないものを優先して、この他の断熱特性データを取得した。

和紙をスペーサに用いた MLI に比べ、ポリエステルネットスペーサを使った MLI の熱流束は図2-1-18に示すように低いことがわかった。これは、和紙

よりもポリエステルネットの繊維密度が低いため相当屈折率が小さくなり、輻射反射膜間における輻射熱伝達が低くなるためと考えられる。また Type C2 は層数が 40 層であるが、同じ層数の Type A1 (しわ付け型 MLI) の熱流束 $0.5\text{W}/\text{m}^2$ よりも小さい値 $0.41\text{W}/\text{m}^2$ を示した。このことは、スペーサを使用した方がよいと言うことを意味しているのではなく、Type A1 の MLI ではしわ付け加工によりアルミ蒸着膜が剥げ、輻射熱伝達が大きくなったためと考えられる。図 2-1-18 にはアルミ蒸着ポリエステルフィルムに直径 2mm の半球状ディンプルを 15mm 間隔の正方形パターンを付けたディンプル型 MLI の熱流束が示されている。(図中+印)この MLI はディンプル加工をアルミ蒸着工程の前に行い、アルミ蒸着膜の損傷を回避した MLI である。この熱流束は層数 40 層のとき $0.32\text{W}/\text{m}^2$ であり、Type C2 の熱流束 $0.476\text{W}/\text{m}^2$ よりも約 33% 低い。スペーサを用いないディンプル型 MLI で、ディンプルのピッチを 6mm とし、ディンプルのパターンを正方形ではなく傾斜パターンとしたもの(同図、×印)の熱流束はさらに低く $0.16\text{W}/\text{m}^2$ であった。傾斜パターン型ディンプルの開発とその詳細については第 2 章の 3 と付録 3 にまとめた。

(3-2) 蒸発ガスの流量変動と熱流束測定誤差

カロリメータメインタンク(大タンク)に充填した液体窒素の蒸発ガス流量を自動石鹼膜流量計により測定し MLI の熱流束を計算した。その時間変動を図 2-1-17 に表した。熱流束測定誤差 $\delta q/q$ は式(2-1-7)に蒸発ガス流量の時間変動による熱流束測定誤差を $\delta q_L/q$ 加えた次式で評価することができる。

$$\left(\frac{\delta q}{q}\right)^2 = \left(\frac{\delta S_m}{S_m}\right)^2 + \left(\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}}\right)^2 + \left(\frac{\delta q_L}{q}\right)^2 \quad (2-1-20)$$

熱流束 q の時間変動は 10 時間以下の短い周期のものと、50 時間から 100 時間程度の長周期の変動がある。熱流束は長周期の 1~1.5 倍程度の時間にわたって測定することにより、熱流束測定誤差に対する長周期の蒸発ガス流量変動の影響は無いとみなした。短周期の蒸発ガス流量変動のみ考慮する。短周期の蒸発ガス流量変動の振幅を求め、その $\sqrt{2}$ 分の 1 を測定誤差とした。図 2-1-17 によると、短周期の蒸発ガス流量変動の振幅は熱流束の変動振幅に換算すると $0.14\text{W}/\text{m}^2$ である。この変動振幅の $\sqrt{2}$ 分の 1 を熱流束測定誤差 δq とすると $0.1\text{W}/\text{m}^2$ となる。

カロリメータタンクの伝熱面積の測定誤差 $\frac{\delta S_m}{S_m}$ と質量流量計の測定誤差

$\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}}$ は表 2-1-4 の大タンクの欄に示したので、これを使うと熱流束測定誤差は $\pm 12\%$ と見積もることができる。(表 2-1-10) この誤差評価の結果をエラーバーとして図 2-1-18 に記入した。ただし、同図で Dimple 型 MLI のデータは小型タンクと質量流量計を用いた測定結果なので、「2-3-4 熱流束測定結果」の「(6) 熱流束と層間接触厚の測定誤差」にまとめた誤差評価結果に基づいてエラーバーを記入した。

表 2-1-10 大タンクによる MLI の熱流束測定誤差

境界温度条件	$\frac{\delta S_m}{S_m}$	$\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}}$	$\frac{\delta q_L}{q}$	$\frac{\delta q}{q}$
$T_c=77K, T_h=300K$	± 0.002	± 0.0086	± 0.12	± 0.12

(3-3) 輻射反射膜のアルミ蒸着量と熱流束

輻射反射膜のアルミ蒸着量と熱流束との関係を調べるために、Type A1 と Type C1 および Type C2 を比較してみる。いずれの MLI も輻射遮蔽膜には SAM を採用している。アルミ蒸着膜が少ない場合の熱流束を調べるために用いた Type C1 では、アルミ蒸着膜の表面抵抗 R_s が 2.7Ω 、質量膜厚が 283\AA である。これに対して Type A1 と Type C2 の MLI では、 885\AA と 659\AA であり、 R_s はそれぞれ 1Ω と 0.8Ω である。(付録 2 輻射遮蔽膜のアルミ蒸着膜厚参照)

これら 3 つの MLI について熱流束の値を比較してみる(図 2-1-18)。層数は Type C1 および Type C2 が 40 層であるので、Type A1 についても 40 層の場合の熱流束を比較してみる。熱流束は Type C1 が $0.8W/m^2$ 、Type A1 が $0.59W/m^2$ 、Type C2 が $0.45W/m^2$ である。Type C1 のアルミ蒸着量は非常に少なく、熱流束は Type C2 よりも 2 倍程度高い値になっている。Type A1 がアルミ蒸着量として Type C2 より多いにもかかわらず、熱流束が大

きくなった理由は、しわ付け作業によりアルミ蒸着膜がしわの部分で剥がれたため、輻射の透過があったと考えられる。MLIの熱流束に対するアルミ蒸着膜厚の影響を調べるために Type C1 と Type C2 のMLIを用いたのは、TypeA1 などのしわ付け型 MLI を用いるとアルミ蒸着膜が剥げたところから輻射が透過し熱流束への影響があると考えたからである。

以上から、しわ付け型 MLI を使う場合はしわ付け加工によるアルミ蒸着膜の損傷(剥がれ)を防止することが重要であることがわかった。また輻射反射膜のアルミ蒸着膜厚は表面抵抗 R_s が 1Ω 以下であれば、 $N=40$ 層で $0.5W/m^2$ を下回る熱流束を達成できることがわかった。

(3-4) 真空タンク圧力の影響

しわ付け型 MLI である Type A1 について熱流束と真空タンク圧力 P_v との関係を図2-1-21に示す。ここで P_v は MLI 層外の圧力であり、真空タンクのトップフランジに取り付けた電離真空計 (ULVAC) により測定した。実験では、層密度 N/H の値を一定値 2.85 層/mm に保ち、層数 N を 70 から、 40 、 20 、 10 と順次減らしていき熱流束測定を行った。真空タンク圧力 P_v はトップフランジに取り付けたリークバルブから乾燥窒素ガス(コールドエバポレータの蒸発ガス)を真空タンク内にリークさせ、リークバルブの開度を一定にし、真空ポンプの排気速度とバランスさせることにより P_v を一定に保つことができた。図2-1-21からわかるように MLI の熱流束 q は P_v が $0.1Pa$ レベルでは P_v が低下するに伴い、急激に低下し、 $10^{-2} \sim 10^{-3}Pa$ で P_v にあまり依存しない領域に入る。ただし、 $10^{-3}Pa$ 以下の圧力でもわずかではあるが熱流束 q は減少傾向にあり、ガス分子による伝導がまったく無視できるようになるのは、 $10^{-4}Pa$ 以下の領域であろう。

(3-5) 全巻き付け層数と熱流束

Type A1の MLI について熱流束と全巻き付け層数 N との関係を求めてみると図2-1-22(a)、図2-1-15(b)(縦軸を対数軸とした)のようになる。これは図2-1-21で P_v が $10^{-4}Pa$ のとき、熱流束 q を各巻き数 N に対して読み取り、これを図示したものである。巻き数 N が 40 層以下の少ない時には、熱流束は N に反比例して急激に小さくなるが、 N が 40 を超えるとあまり減少しなくなる。

(3-6) カロリメータタンク寸法の影響

Type A1 の熱流束を「小タンク」で測定したが、その結果を白抜きのシンボル○で図2-1-22(a)に記入した。層密度は大タンクで測定した場合(図中●印)と同じであり、層数は40層である。「小タンク」で測定した熱流束 q は「大タンク」の場合より大きいことはなく、むしろ少し低い値を示した。

(3-7) 層密度の影響

「大タンク」を使い Type A1 の層密度 N/H を変えて熱流束 q を測定した。この場合、層数 N は一定の70層とした。図2-1-23は熱流束と MLI の厚さ H との関係を示す。図2-1-24は熱流束と層密度との関係を示す。 N/H の増加とともに q が増加することがわかる。熱流束測定値にばらつきがあるので、 q は N/H に対して線形に増加するのかわからない。また N/H が2層/mm程度になると、層間接触圧がほとんどゼロなのかわからない。

(3-8) 境界温度条件の影響

15mm 正方形パターンのデンプル型 MLI の熱流束 q を小タンクにより測定した結果を図2-1-25に示す。¹⁰⁾ 境界温度条件は高温域条件(H)で $T_c=77.6\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ 、低温域条件(L)で $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77.6\text{K}$ である。層数は高温域条件(H)の場合40層であり、低温域条件(L)では40、30、20層の3ケースを測定した。層数が40層の場合に測定した MLI は巻きなおすことなく、全く同じ MLI の施工条件で高温域条件と低温域条件で熱流束を測定した。両者の差は約6.2倍で1桁を越えなかった。比較のために Type A1 のデータ(層数70、 $N/H=2.8$ 層/mm)を同図に記入した。デンプル型 MLI でも Type A1 でも層密度一定として、層数が40層を超えると熱流束の低下は顕著でなくなることがわかった。このため、これ以降の実験では層数が40層の場合を中心に試験することにした。

(3-9) MLI の接続部の影響

MLI の接続部には Butting Seam、Overlap Seam、Zig-zag Seam などが考えられる。接続部があると熱流束が増加するかどうか確認するため、「大タンク」の側面を1周する接続部を作り熱流束を測定し、接続部が無い場合の熱流束と比較した。その結果を図2-1-26に示す。層密度はいずれの接続部のケースでも2.8層/mmである。

Butting Seam では MLI の端部が接触するように施工したので、常温では接続部に隙間はない。

Overlap Seam では各層で左右の輻射反射膜が 20mm 重なるように施工した。施工しているときの写真を図 2-1-16(c)~(e) に示した。輻射反射膜が重なる部分は層密度が高くなっている。

Zig-zag Seam では全 70 層を 17 層と 18 層の 4 つにわけそれぞれの層で Butting Seam を採用したが、Butting の位置は 20mm づつ円筒の軸方向にずらした。常温においては Butting Seam の隙間はゼロとした。

熱流束の測定結果を接続部が無い場合の熱流束とともに図 2-1-26 に示したが、接続部があるほうが若干熱流束は大きい、有意な差はみられなかった。

2-1-6 まとめ

- ① MLI の構成要素としてスペーサが必要とは言えないことが分かった。むしろ単一の素材で対応できるしわ付け型が施工上も有利と考えられる。
- ② しわ付け型はしわ付け作業が機械化しにくいので、しわの代わりにディンプル(エンボス)をつけた MLI を開発し、熱流束のより詳細な測定試験を実施することにした。
- ③ 層数 N については 40 層以上では熱流束の低下があまり無いので、70 層で基礎データを取得することはやめ、40 層に変える。

MLI の現場施工指針に従って輻射反射膜をできるだけ軽く巻いた状態で MLI の熱流束影響因子について調べたが、層間接触圧の影響についてはまだ把握できていない。

次節では層密度と層間接触圧との関係を明らかにする。それにより Vertical Cylindrical Calorimeter で測定した MLI の熱流束と層間接触圧との関係が明らかになり、第 3 章の 1 で論じるように MLI を実機クライオスタットに適用した場合の熱流束の推定が可能となる。

これにより Vertical Cylindrical Calorimeter による MLI の熱流束データを取得するのは、横型クライオスタットに適用する MLI の設計データを取得するという実験の実施目的が明確になる。

参考文献

- 1) C 740-73, "Standard Recommended Practice for Evacuated Reflective Insulation in Cryogenic Service", American National Standard Z98.57-1974, Approved Oct. 16, 1974 by American National Standards Institute, p529
- 2) G. R. Cunnington, C. W. Keller and G. A. Bell, "Interim Report, Thermal Performance of Multilayer Insulations", NASA-CR 72605, LMSC-A903316, 20 April, 1971
- 3) M. Taneda, T. Ohtani, M. Okuda and J. Tsukuda, "Systematic Analysis of Characteristics for Different Types of Multilayer Insulation", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 33, 1988, p
- 4) 稲井信彦、“多層断熱に関する研究(第2報、実験的研究)”、日本機械学会論文集(第2部)、43巻365号(昭52-1) p3116-3123, 536.241
- 5) S. Jacob, "Multilayer Insulation in Cryoequipment - A Study of Reference Literature", KfK 5165, Marz 1993, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- 6) R. B. Jacobs, "Theory of Boil-Off Calorimetry", The Review of Scientific Instruments, Vol. 35, No. 7, 1964, p828-832
- 7) ASTM Special technical publication 470A, "Manual on the use of thermocouples in temperature measurement", sponsored by ASTM, Committee E-20 on Temperature Measurement and Subcommittee IV on Thermocouples, American Society for Testing and Materials, 1974, p214
- 8) C. L. Tien and G. R. Cunnington, "Cryogenic Insulation Heat Transfer", Advances in Heat Transfer, Vol. 9, 1976, p349-417
- 9) R. P. Caren, "Radiation Transfer From a Metal to a Finely Divided Particulate Medium", Transactions of the ASME, February, 1969, p154
- 10) T. Ohmori, M. Tsuchiya, T. Taira, M. Takahashi, A. Yamamoto, H. Hirabayashi, "Multilayer Insulation with Aluminized Dimpled Polyester Film", Proceedings of 11th International Cryogenic Engineering Conference, 1986
- 11) E. M. W. Leung, R. W. Fast, H. L. Hart and J. R. Heim, "Techniques for Reducing Radiation Heat Transfer between 77 and 4.2K", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 25, 1980, p489-499
- 12) Q. S. Shu, "Systematic Study to Reduce The Effect of Cracks in Multilayer Insulation, Part 1:Theoretical Model", Cryogenics 1987 Vol. 27 May, p249-256

13) T. Ohmori, W. N. Boroski, J. D. Gonczy, R. C. Niemann, M. K. Ruschman, T. Taira, K. Takahashi, A. Yamamoto and H. Hirabayashi, "Thermal Performance of Candidate SSC Magnet Thermal Insulation Systems", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 33, 1988, p323

14) 飯島健一、都築康雄著、"エンジニアリング・サイエンス講座2 計測論"、共立出版株式会社、1978年、P24

記号一覧(第2章の1)

D_m	主タンクの外径 [m]
D_{mi}	メインタンクの内径
D_{co}	メインタンク中のガイドパイプの外径 [m] (下部補償タンクの注排気ポートを貫通させるためのパイプ)
\dot{G}	蒸発ガスの質量流量
H_m	主タンクの高さ [m]
D_{mi}	メインタンクの内径 [m]
H_g	ガードタンクの高さ [m]
H_s	自動石鹼膜流量計の2組の光電スイッチの取り付け距離 [m]
h_s	主タンクと補償タンクの間隔 [m]
N	層数 [層]
N/H	層密度 [層/mm]
P_v	真空タンクの圧力 [Pa]
P	層間接触圧 [Pa]
q	MLIを通して主タンクへ伝達される熱流束 [W/m^2]
R	気体定数 [kgm/kgK]
R_s	輻射遮蔽膜上のアルミ蒸着膜の表面抵抗 [Ω]
Q_L	液化ガスの潜熱
S_m	MLIの熱流束測定面積 [m^2]
T_c	低温面温度 [K]
T_h	高温面温度 [K]
t_w	輻射遮蔽膜上のアルミ蒸着膜の質量膜厚 [\AA]
V_m	メインタンクの容積 [m^3]
V_s	自動石鹼膜流量計の体積流量測定体積 [m^3]
X	体積流量 [m^3/s], [SCCM]
ρ_l	飽和状態の液体の密度 [kg/m^3]
ρ_g	飽和状態の気体の密度 [kg/m^3]
ρ_{gs}	Standard 状態(1気圧、20°C)の気体の密度 [kg/m^3]

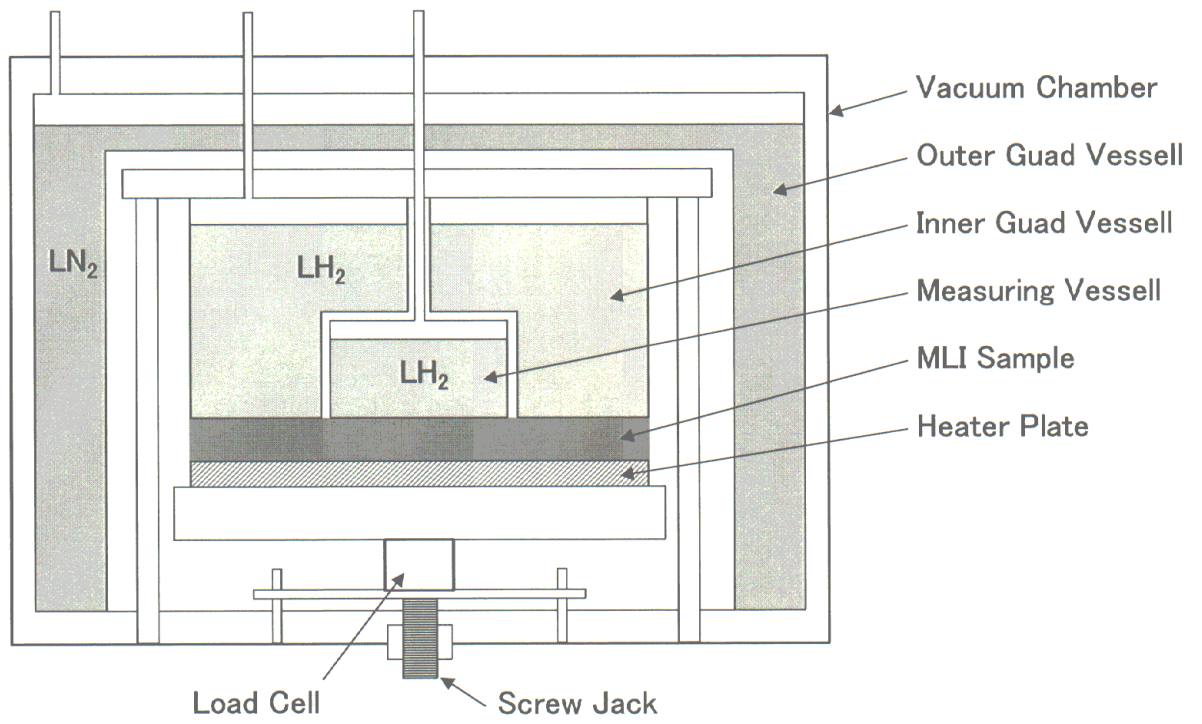


図2-1-1 Flat Plate Calorimeter の概略

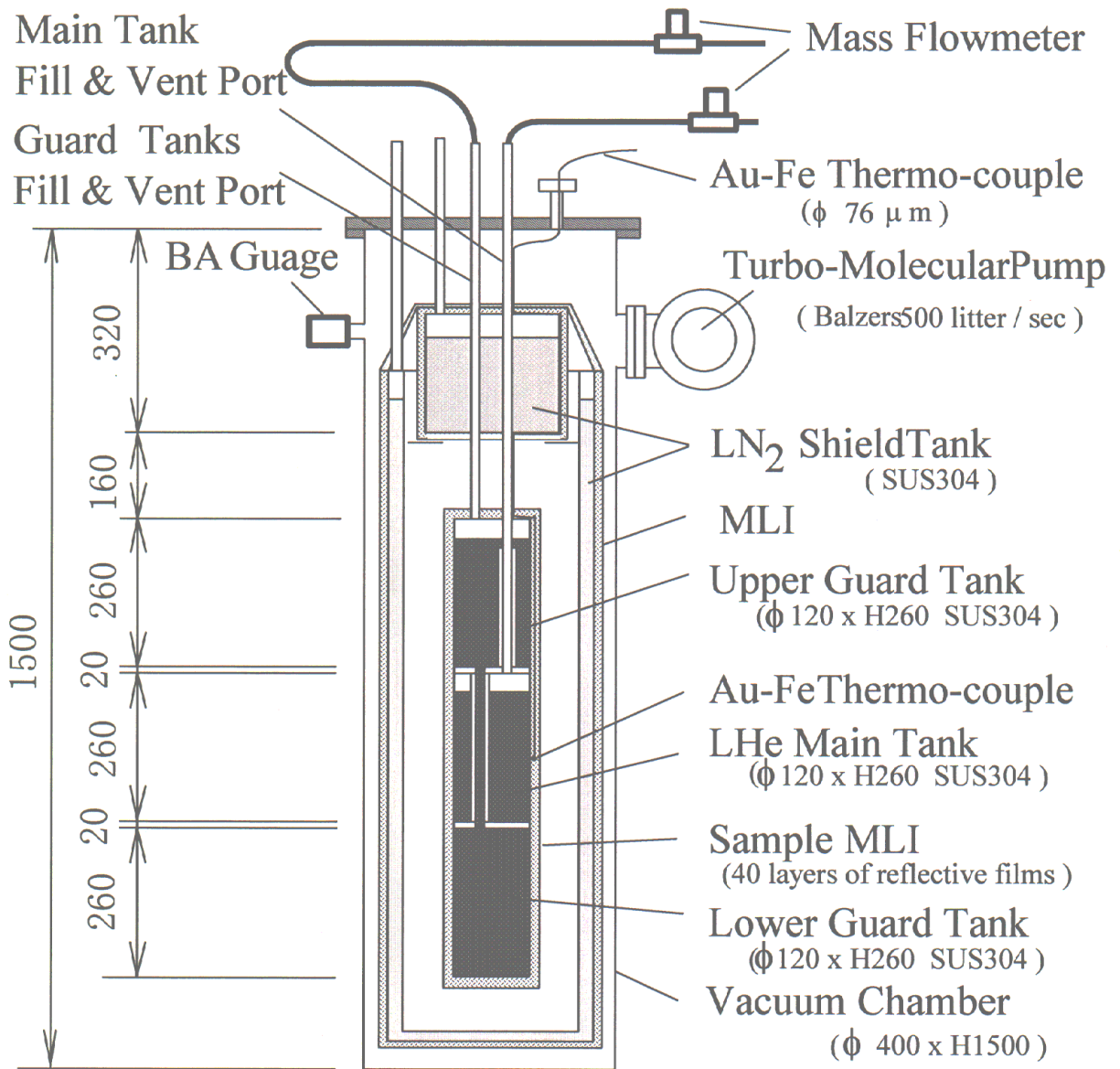


図2-1-2 MLIの断熱性能試験用 Vertical Guarded Cylindrical Calorimeter
 (液体窒素シールドタンク取り付け時の図。メインタンク及び上下のガードタンクに液体ヘリウムを充填する。)

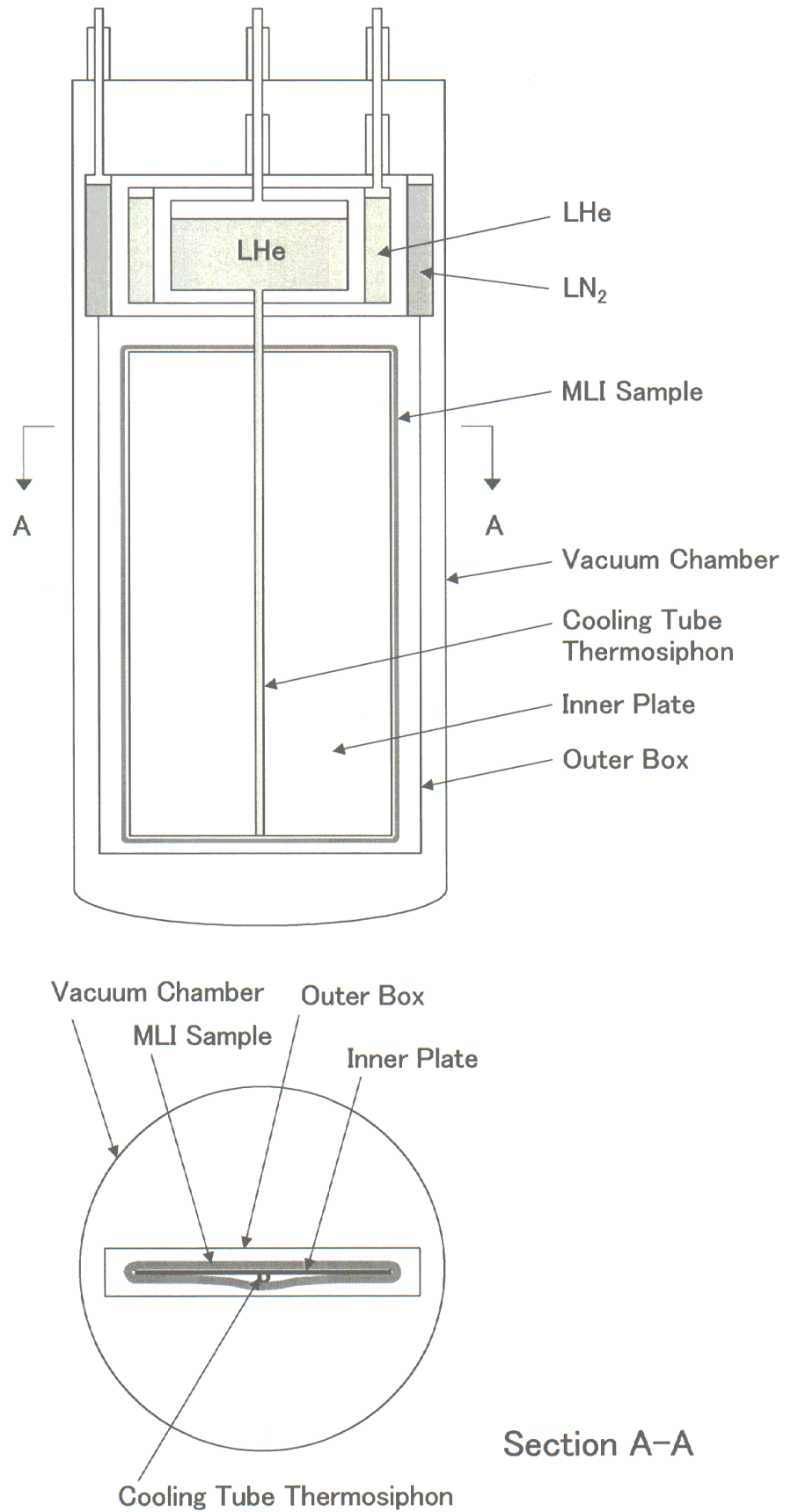
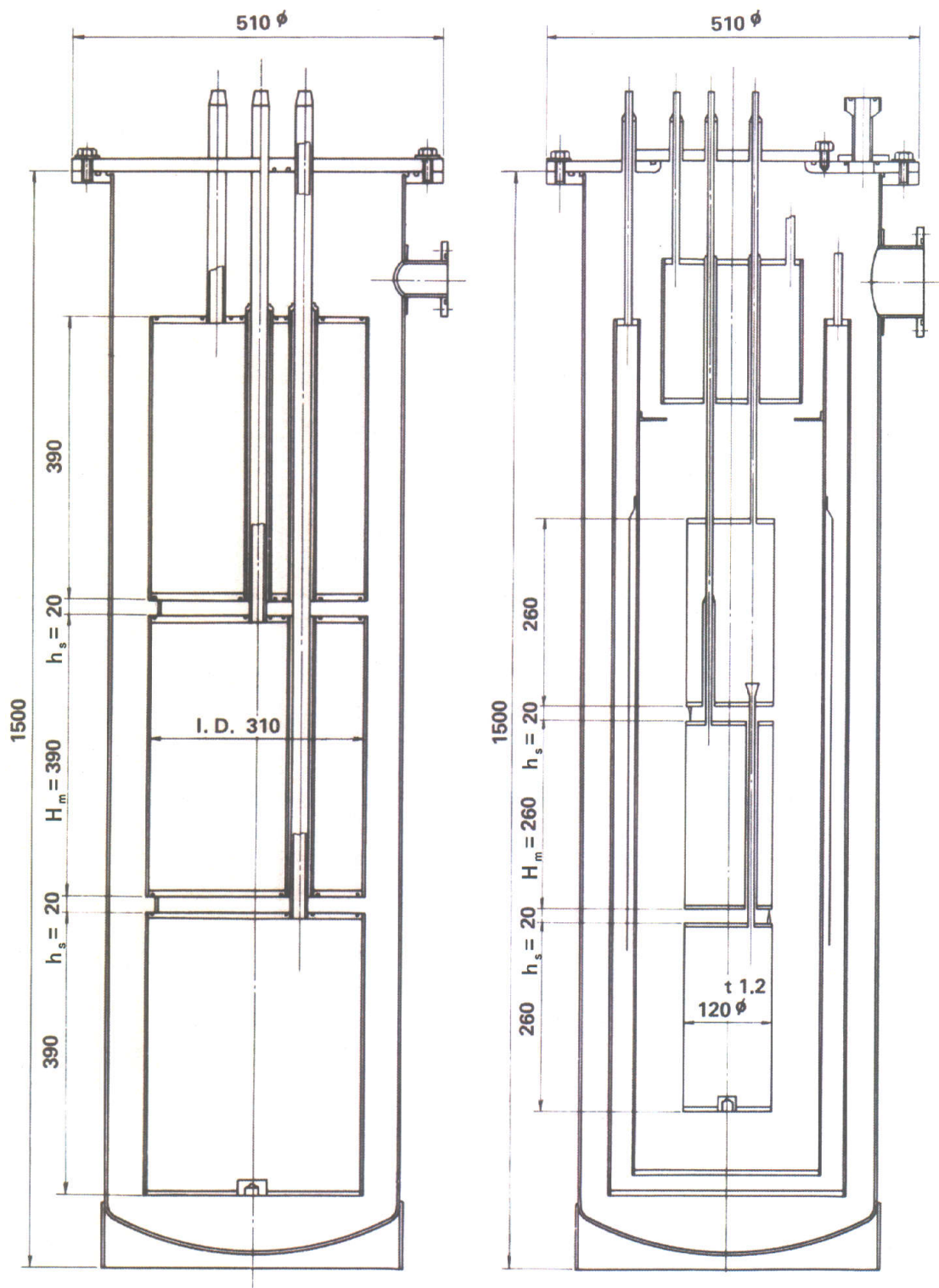


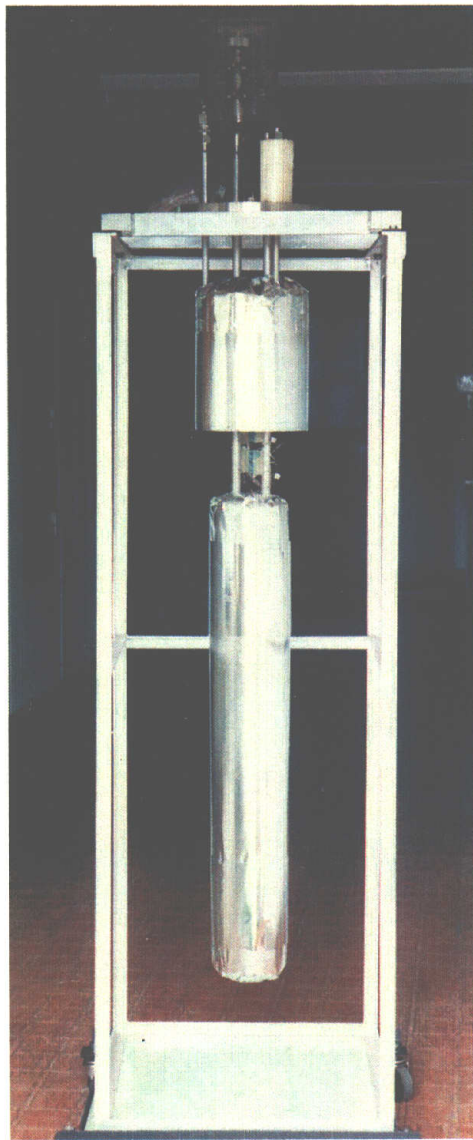
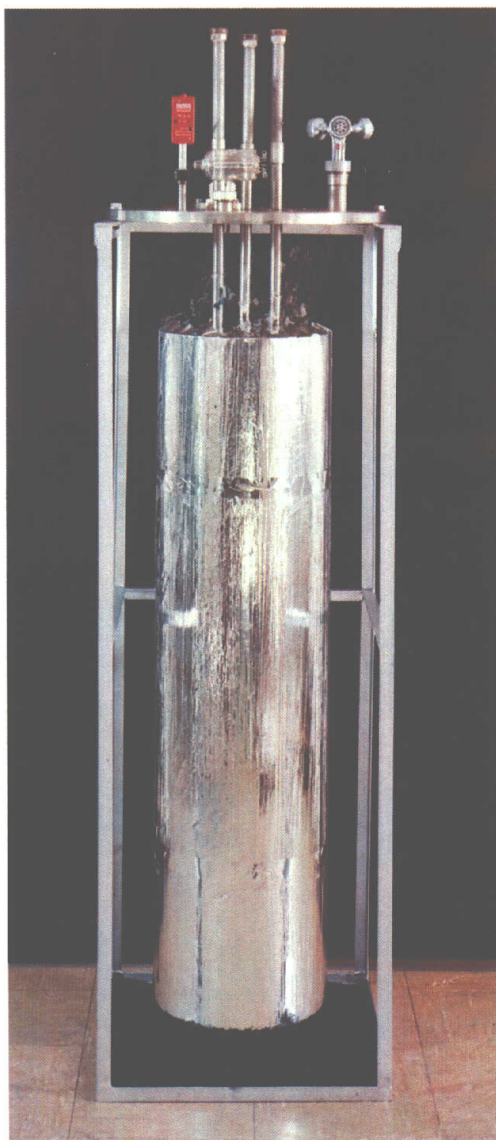
図2-1-3 Flat Panel Calorimeter の概略



(a) 大タンク - 液体窒素専用、

(b) 小タンク - 液体ヘリウム測定用
(液体窒素シールドタンクを除去すると液体窒素専用になる。)

図2-1-4. Guarded Cylindrical Calorimeter の主タンクと補償タンクの構造と寸法



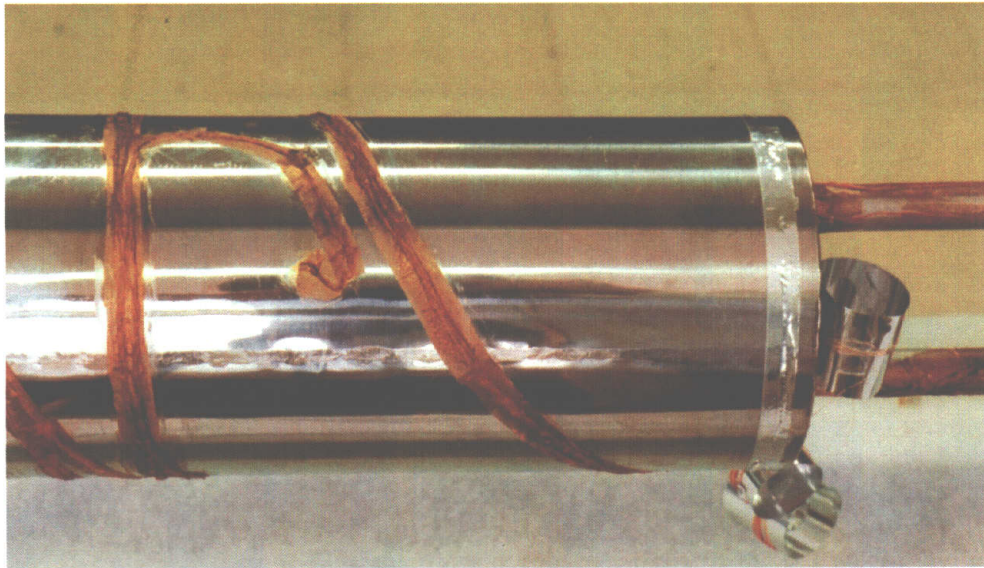
(a) 大タンク (メインタンク外径 310mm ϕ) (b) 小タンク (メインタンク外径 120mm ϕ)

図2-1-5 Vertical Guarded Cylindrical Calorimeter の主タンクと上下の補償タンク
(MLIを施工した状態)

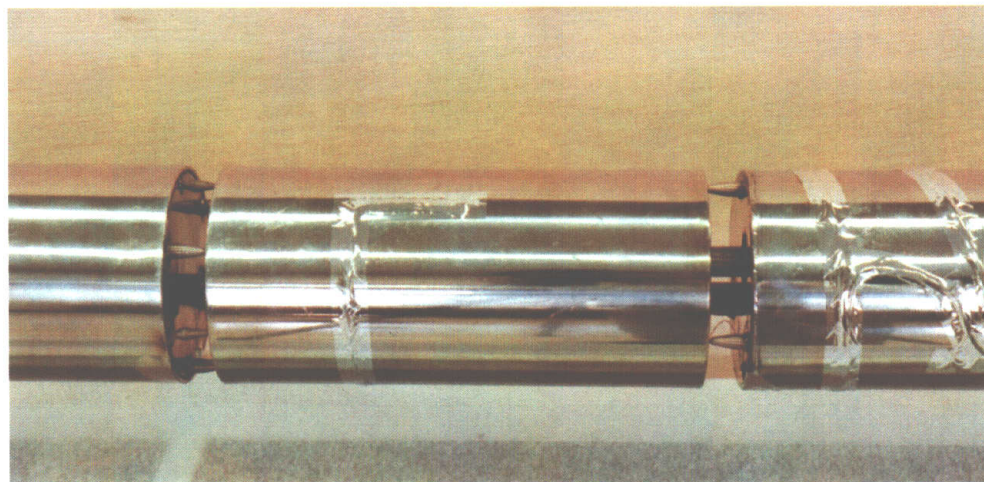


(a) 主タンクと上下の補償タンク

図2-1-6 小タンクの概観写真 (メインタンクおよび補償タンクの外径 120mm ϕ)
(金鉄クロメル熱電対を和紙とGEワニスを使い貼り付けた。和紙の上をアルミ箔粘着テープで覆う。)

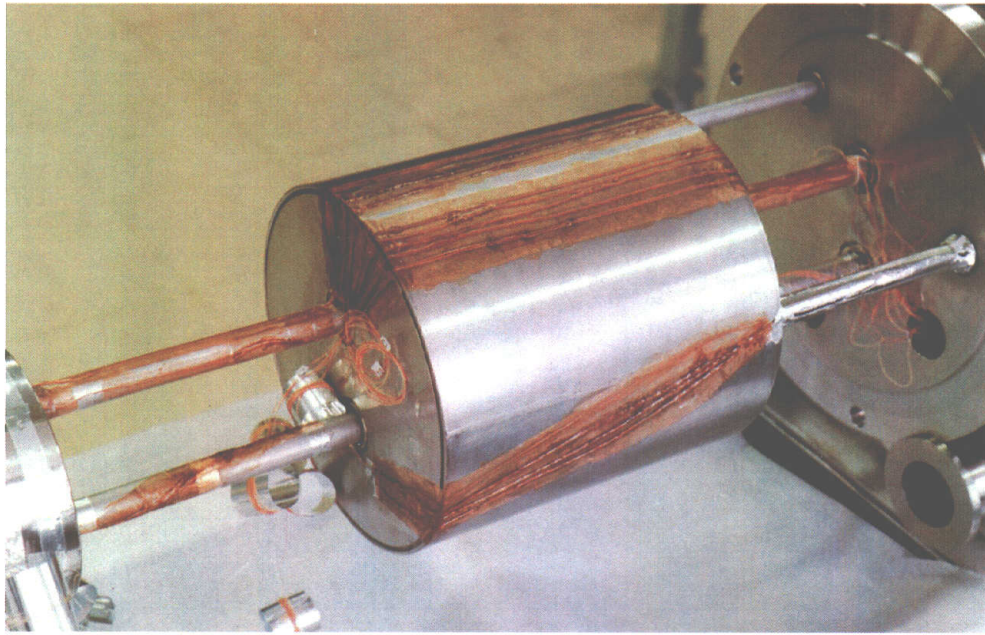


(b) 上部補償タンク上に接着された金鉄クロメル熱電対
(ワットマンのレンズクリーニングティッシュと GE ワニスを使用。この上からアルミ箔粘着テープを貼り付ける。)



(c) 表面温度測定用金鉄クロメル熱電対貼り付けを終えた主タンク

図2-1-6(つづき) Vertical Guarded Cylindrical Calorimeter の主タンクと上下の補償タンク (MLI 施工前後の状況およびタンク表面温度測定用金鉄-クロメル熱電対の取り付け)



(d) 上部液体窒素シールドタンクと熱電対のサーマルアンカー

図2-1-6(つづき)

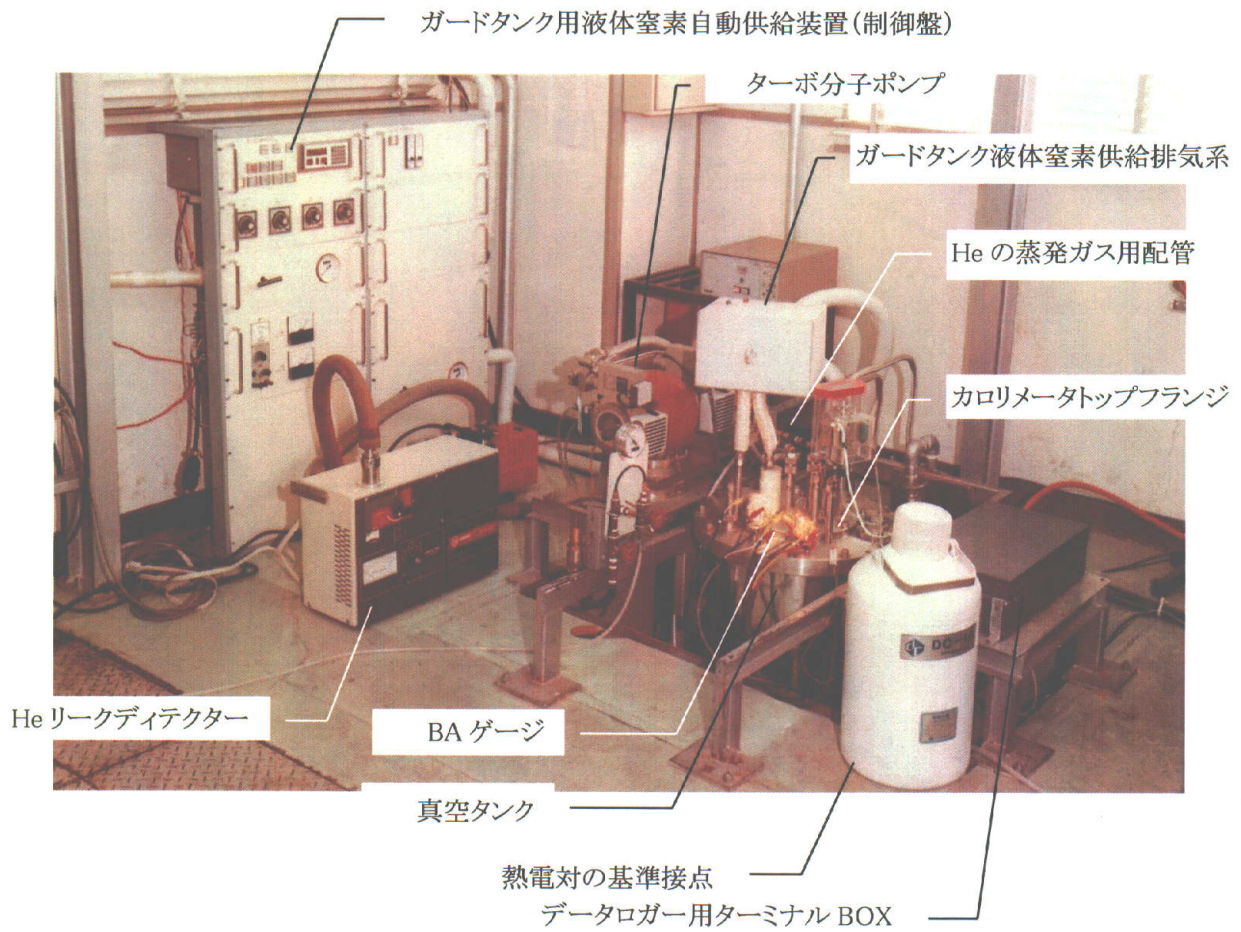


図2-1-7 Vertical Guarded Cylindrical Calorimeter 概観 (小タンク収納時)

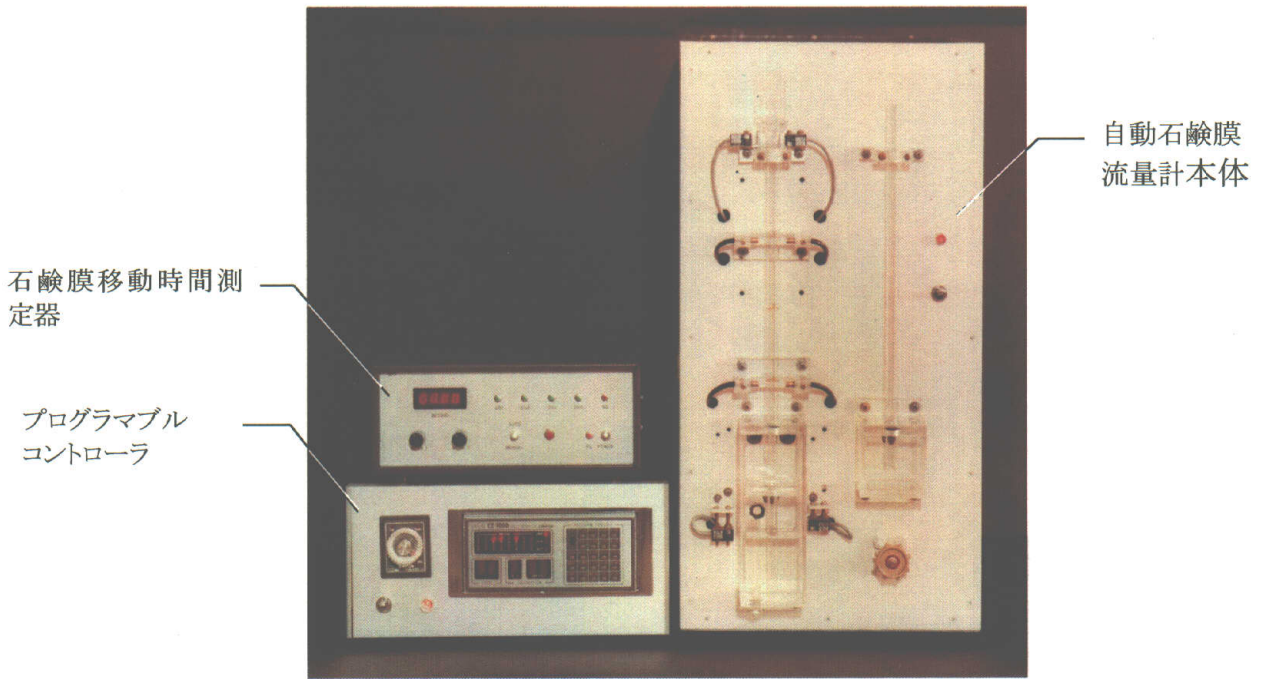


図2-1-8 自動石鹼膜流量計

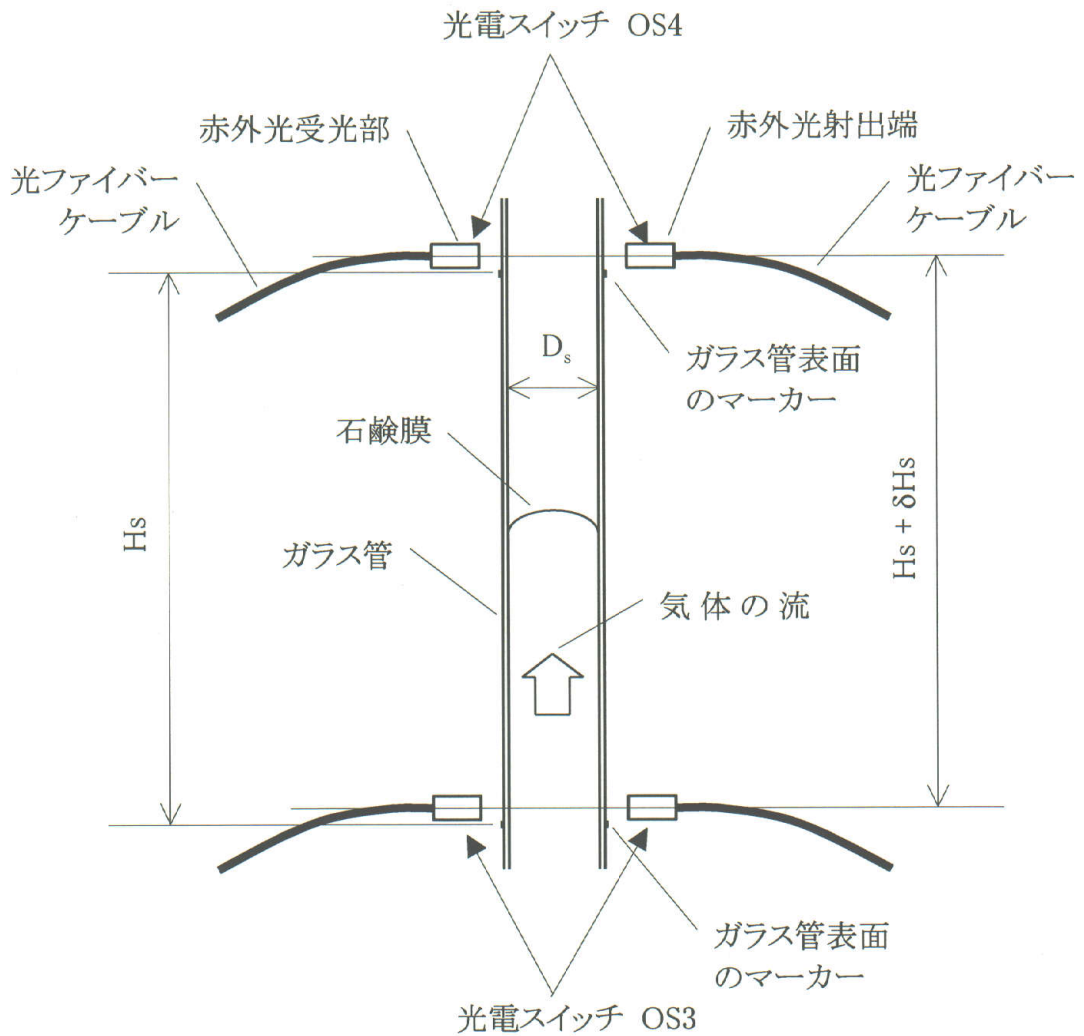


図2-1-9 自動石鹼膜流量計のガラス管と2つの光電スイッチの位置

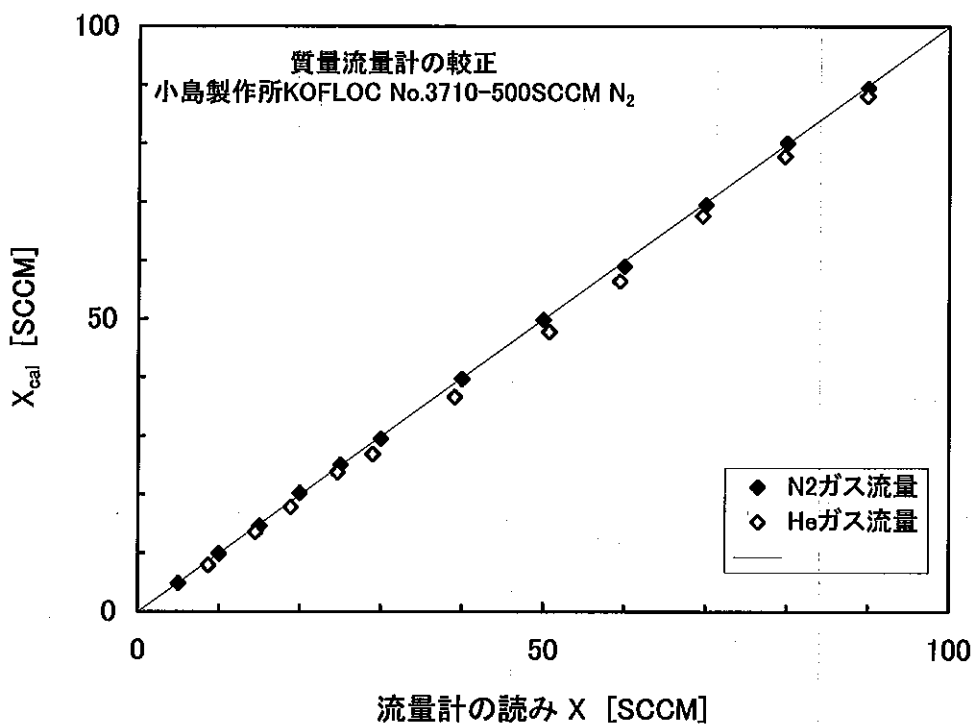


図2-1-10 質量流量計を石鹼膜流量計で較正した結果

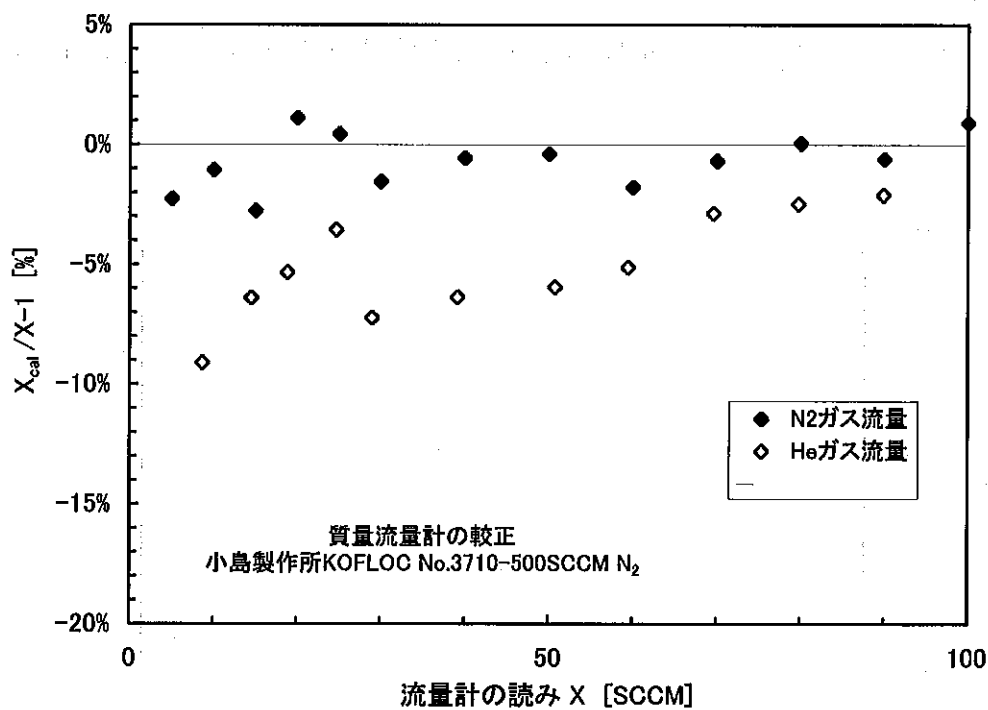


図2-1-11 質量流量計の読み値と較正值との差
(質量流量計:KOFLOC No.3710-500SCCM)

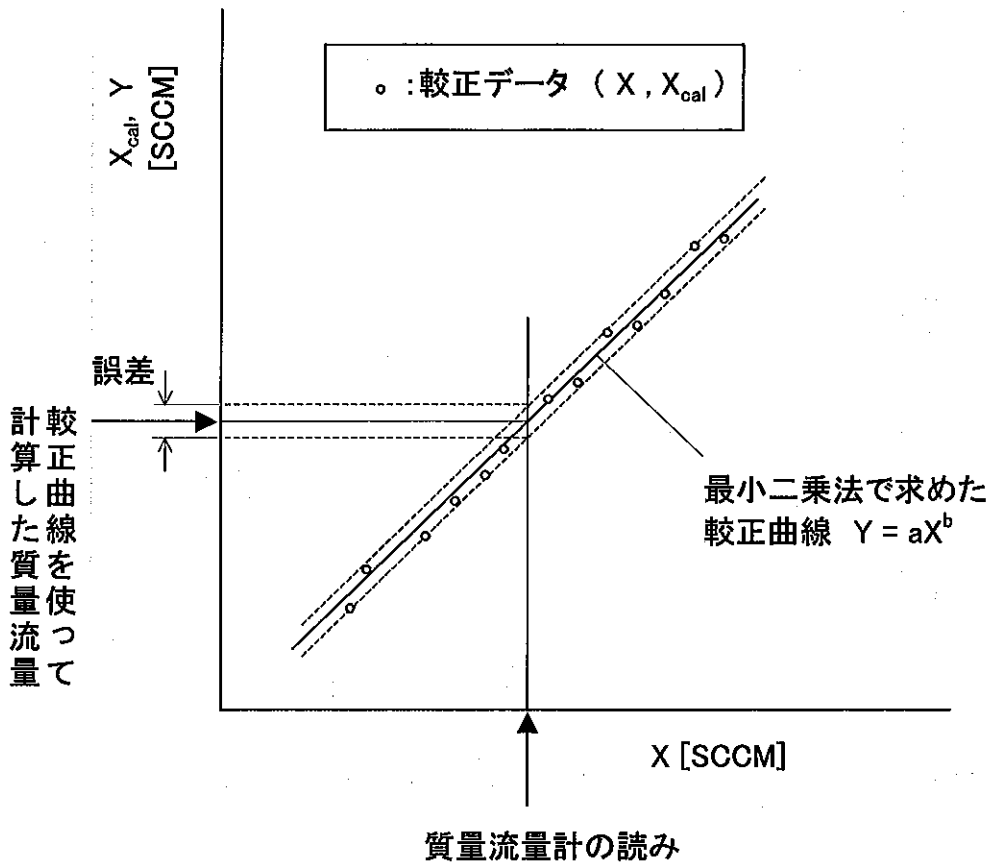


図2-1-12 質量流量計の誤差評価(石鹼膜流量計による校正曲線を使った場合)

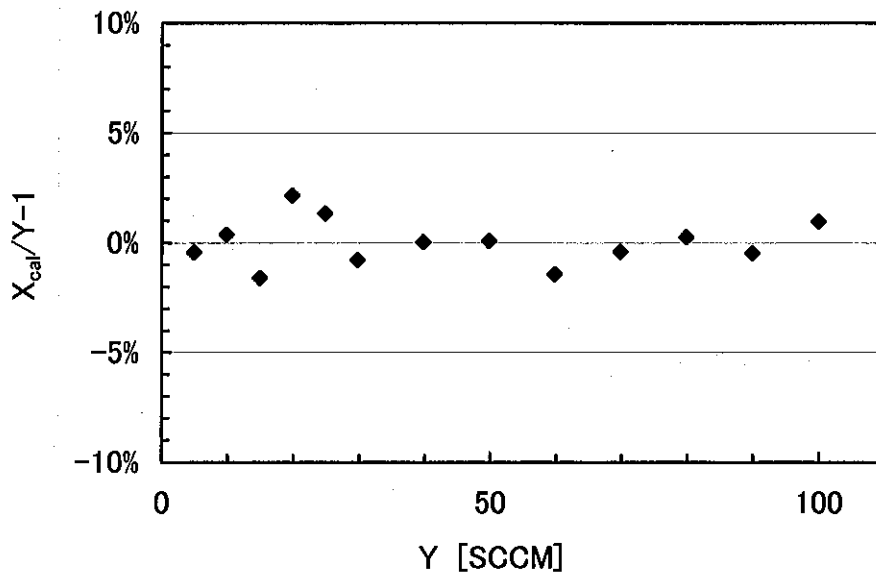


図2-1-13 質量流量計の校正データと校正曲線との差 (窒素ガス)
(質量流量計:KOFLOC No.3710-500SCCM)

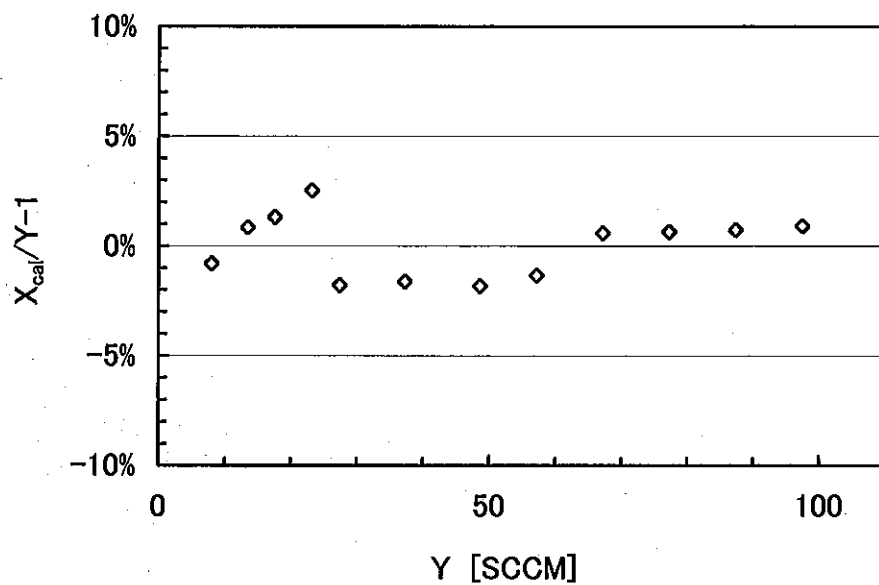


図2-1-14 質量流量計の較正データと較正曲線との差 (ヘリウムガス)
(質量流量計:KOFLOC No.3710-500SCCM)

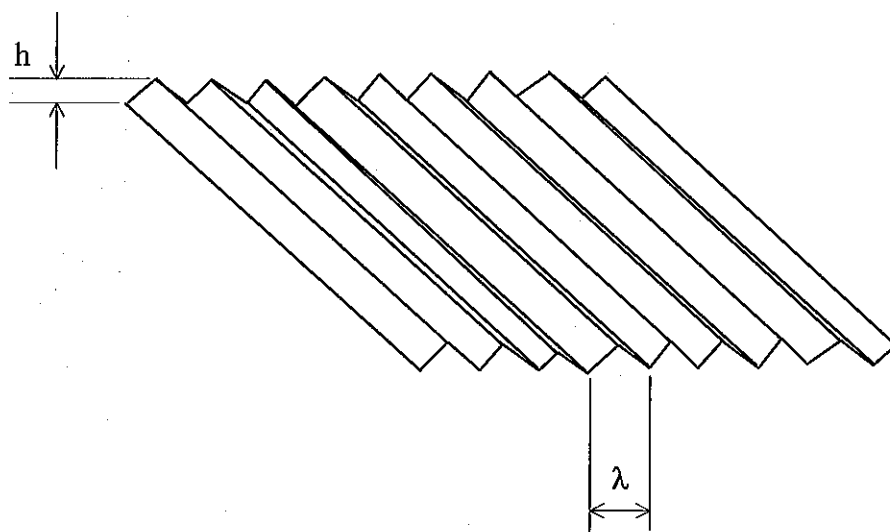
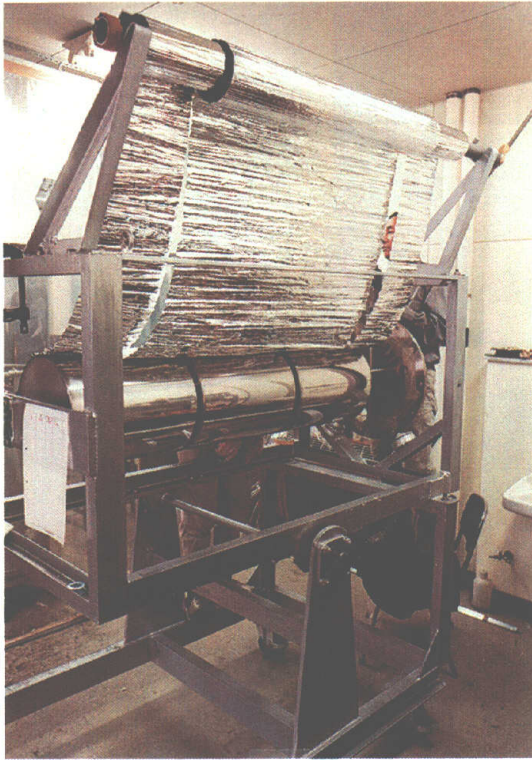
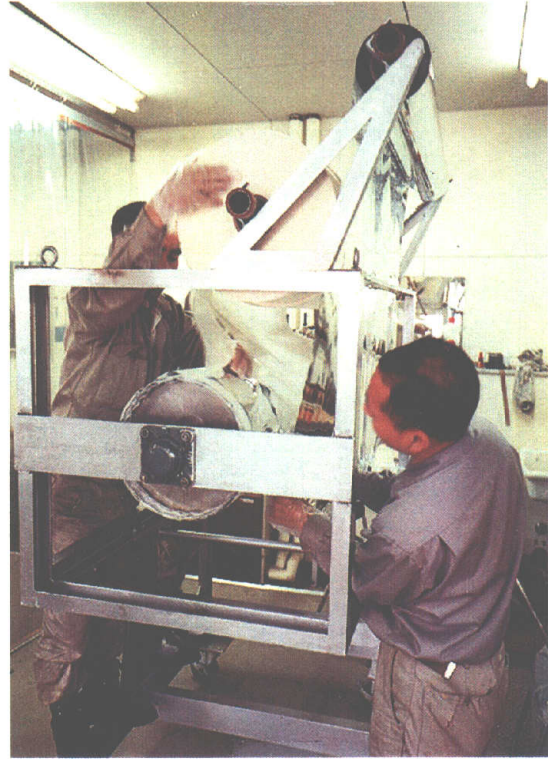


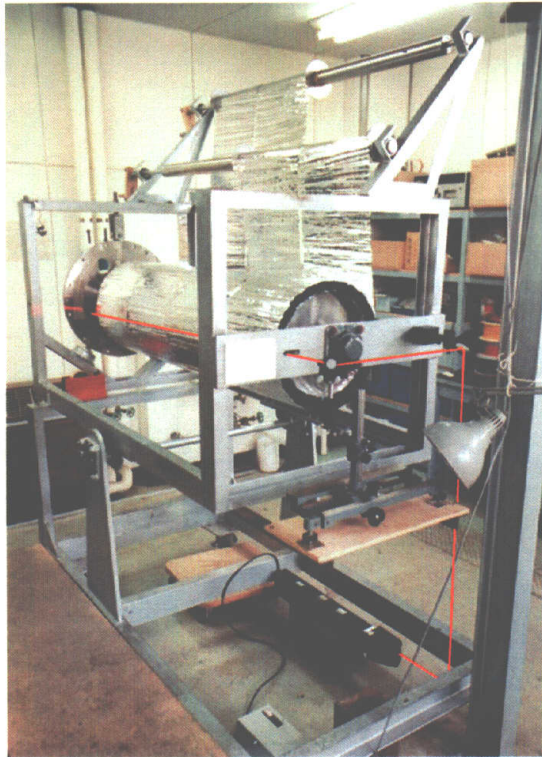
図2-1-15 しわ付け型 MLI のしわの形状
(平行パターンのしわ)



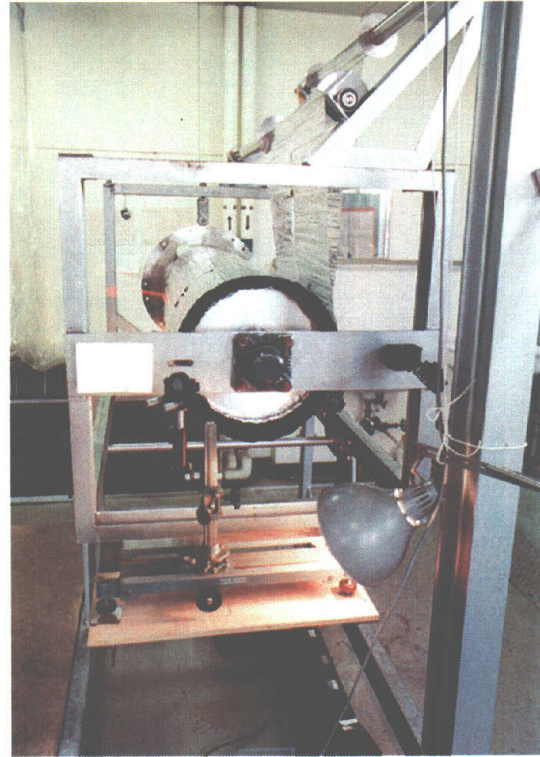
(a) しわ付け型 Type A (平行パターン折り)



(b) 和紙スペーサを用いた MLI、Type B

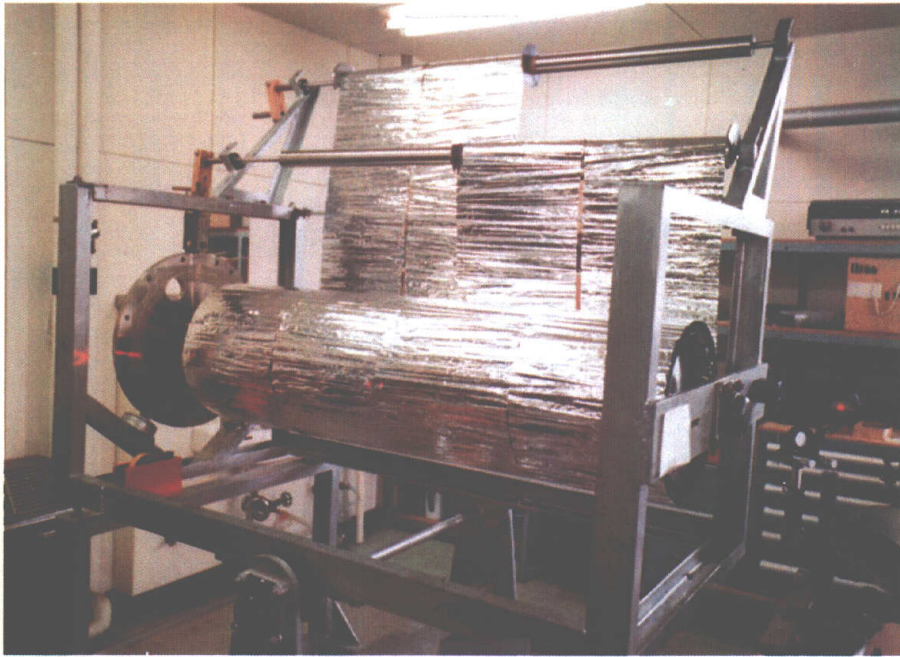


(c) 層密度調整用レーザービームガイド



(d) 層密度調整用レーザービームガイド

図2-1-16 MLI の液体窒素用カロリメタタンクへの施工 (大タンクの場合)



(e) Overlap seam 施工

図2-1-16(つづき) MLI の液体窒素用カロリメタタンクへの施工 (大タンクの場合)

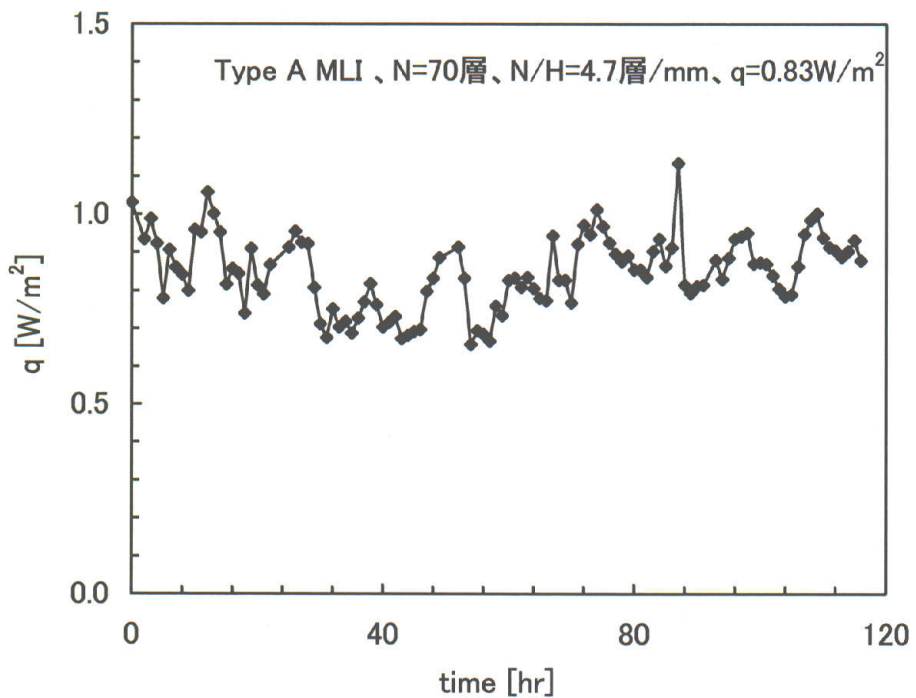


図2-1-17 MLI の熱流束の測定結果 (自動石鹼膜流量計使用)

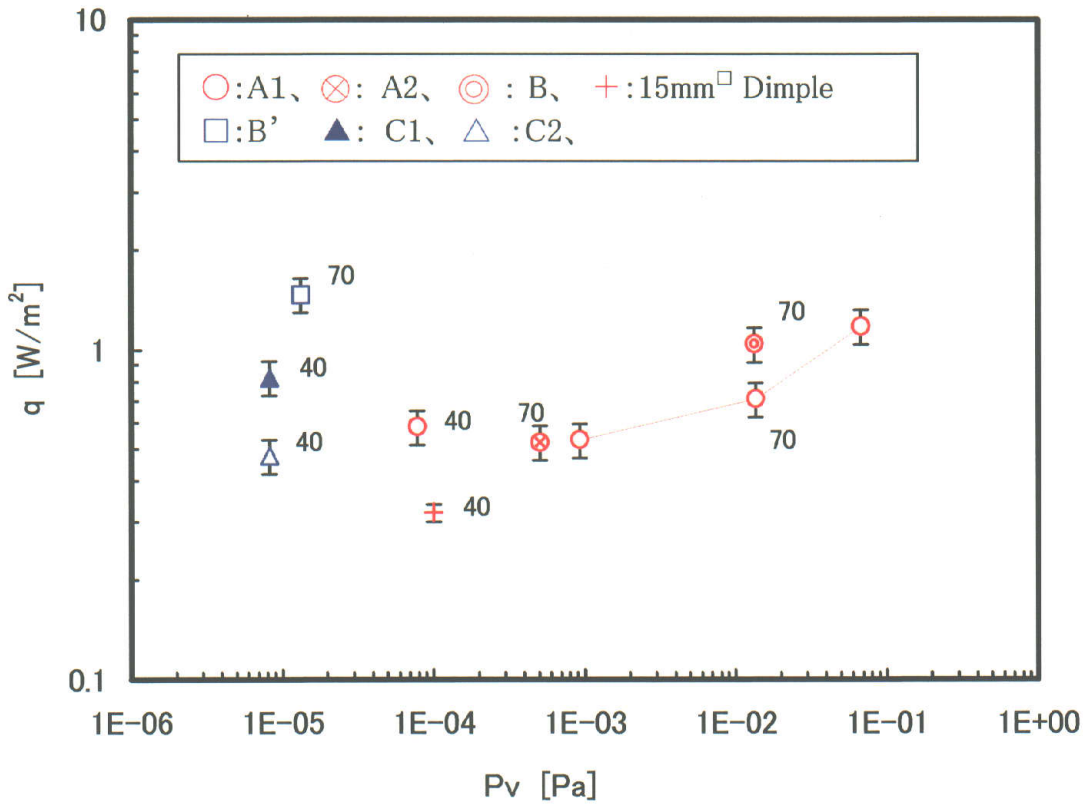


図2-1-18 MLI の熱流束の比較 ($T_c=77K$, T_h =常温、赤色のシンボルはスペーサを用いない MLI、青色のシンボルはスペーサを用いた MLI を示す。Dimple 型 MLI は小タンク、それ以外は大タンクで測定した。図中の数字は層数 N を表わす。)

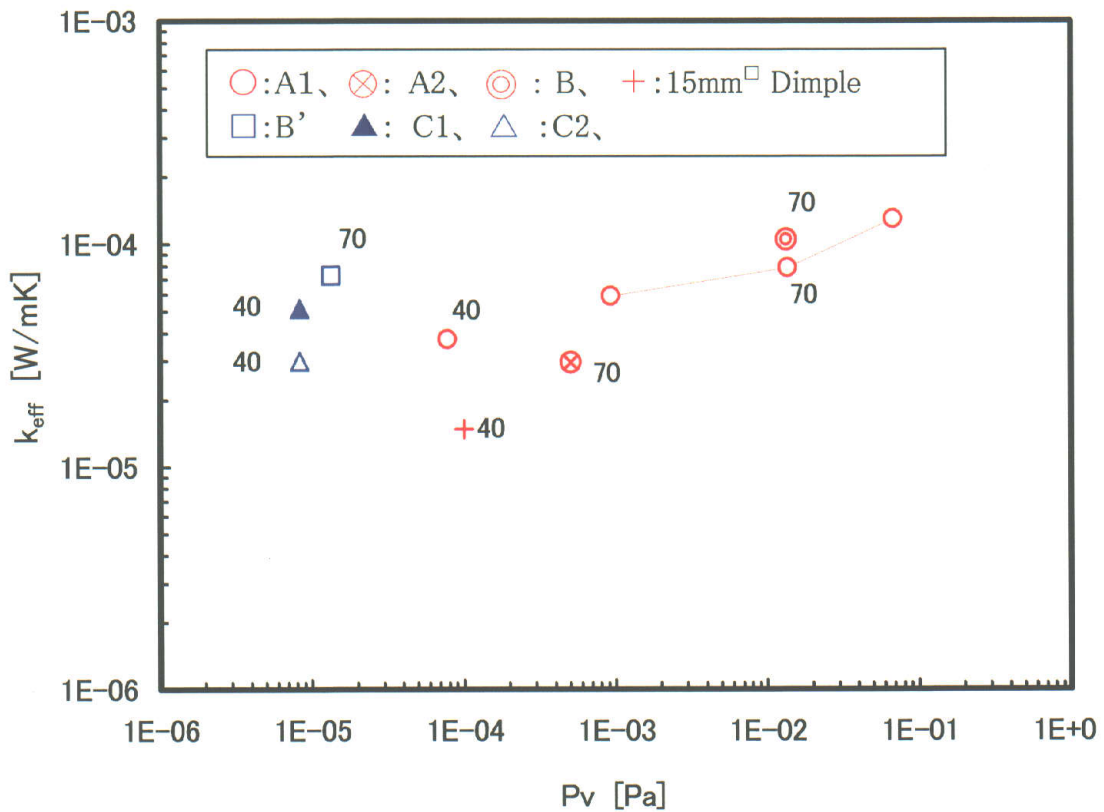


図2-1-19 MLI の相当熱伝導率の比較 ($T_c=77K$, T_h =常温、大タンク、Dimple 型 MLI は小タンク、それ以外は大タンクで測定した。図中の数字は層数 N を表わす。)

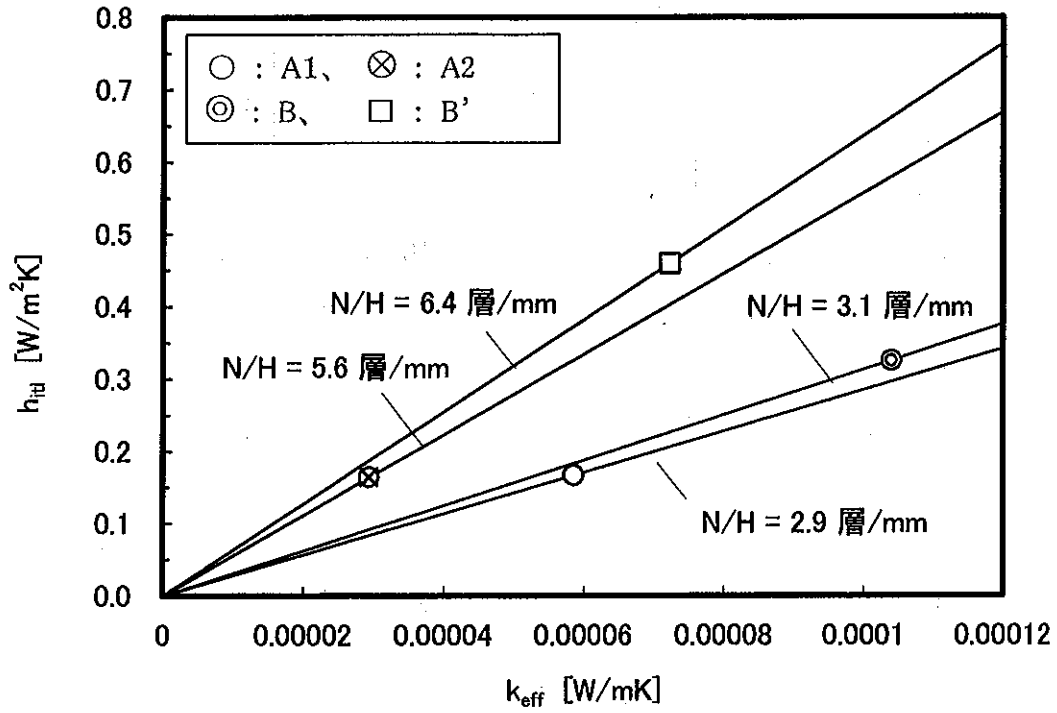


図2-1-20 相当熱伝導率 k_{eff} と平均層間熱伝達率 h_{id}
 (N=70 層、 $T_c=77K$, $T_h=290K$ 、大タンクで測定した。)

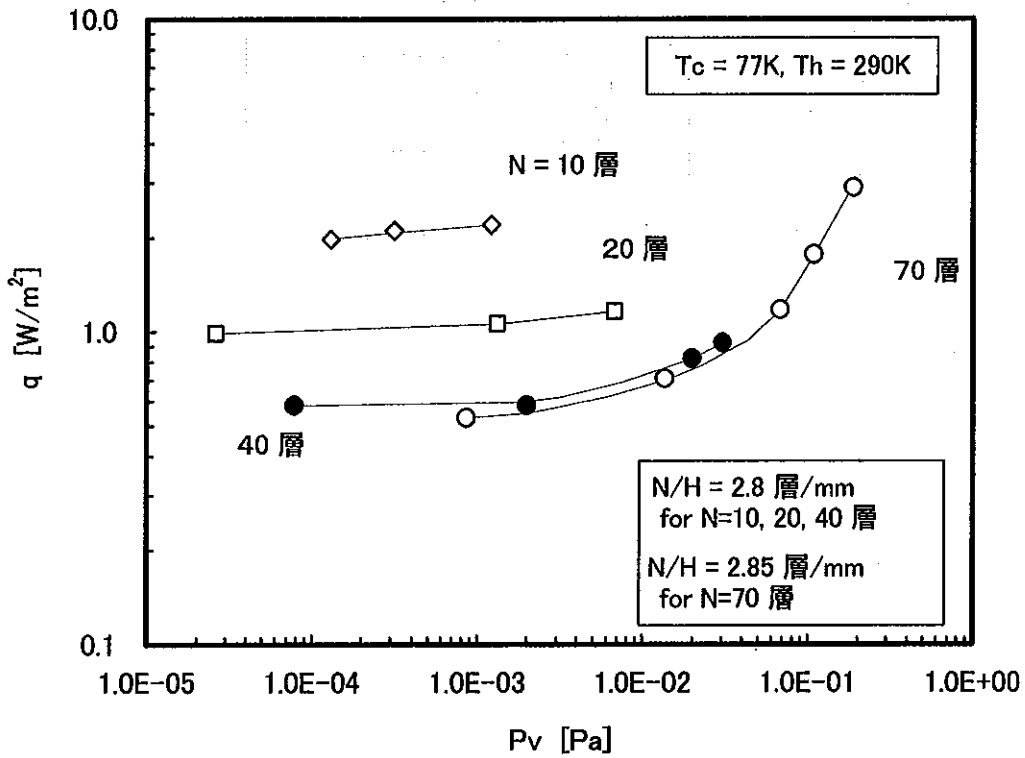
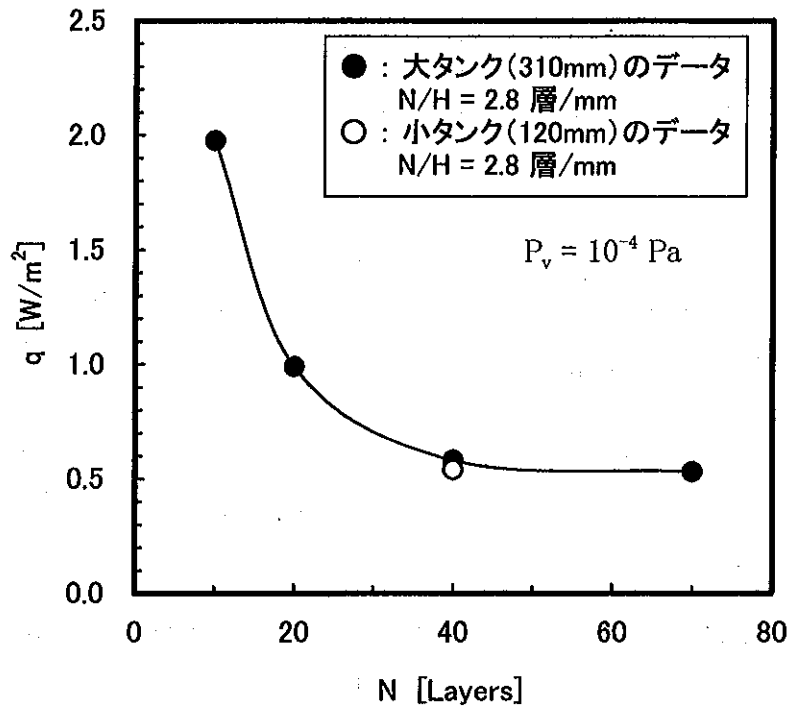
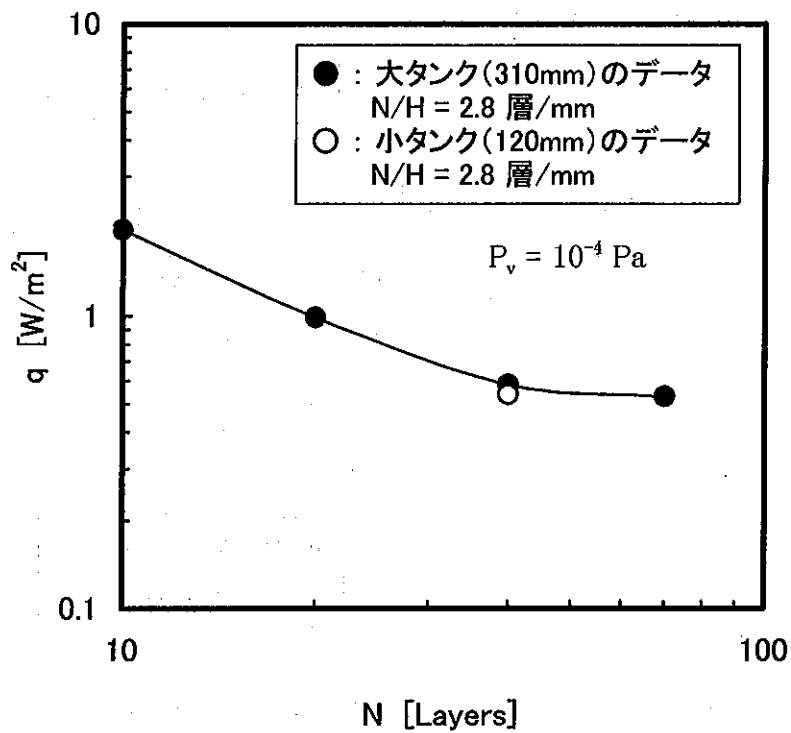


図2-1-21 真空タンクの圧力の効果 (MLI : Type A1)
 (N=70 層、 $T_c=77K$, $T_h=290K$ 、大タンクで測定した。)



(a) 横軸、縦軸 : リニアスケール



(b) 横軸、縦軸 : 対数軸

図2-1-22 巻き数(層数)の効果およびタンク寸法の違いによる効果
(MLI:Type A1「強いしわ」、N=70層、 $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=290\text{K}$)

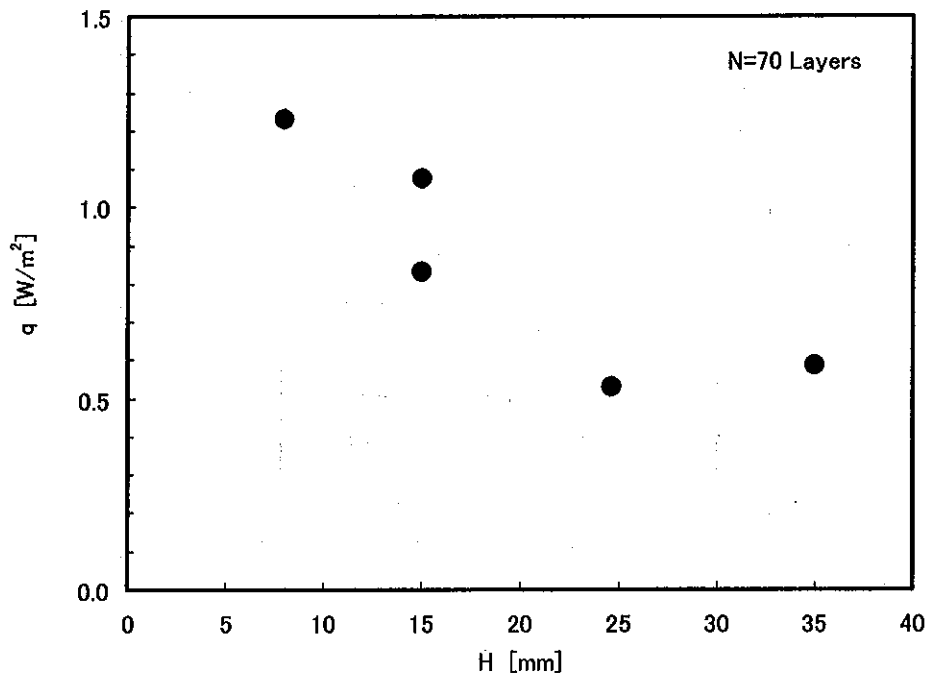


図2-1-23 MLIの全厚さHと熱流束q
(MLI:Type A1「強いしわ」、N=70層、 $T_c=77K$, $T_h=290K$ 、大タンクにて測定。)

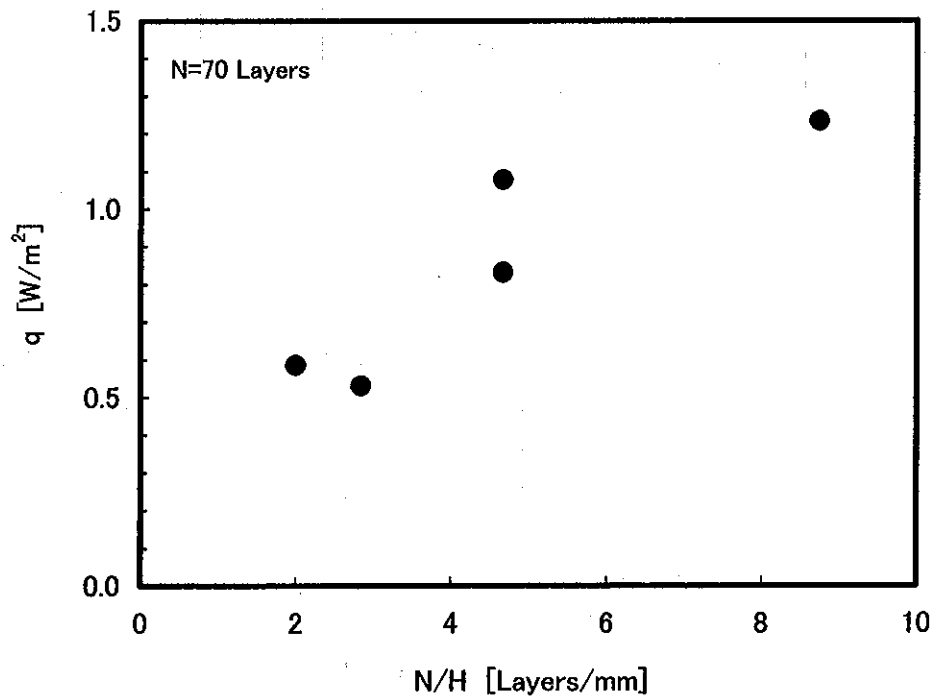


図2-1-24 層密度N/Hと熱流束q
(MLI:Type A1「強いしわ」、N=70層、 $T_c=77K$, $T_h=290K$ 、大タンクにて測定。)

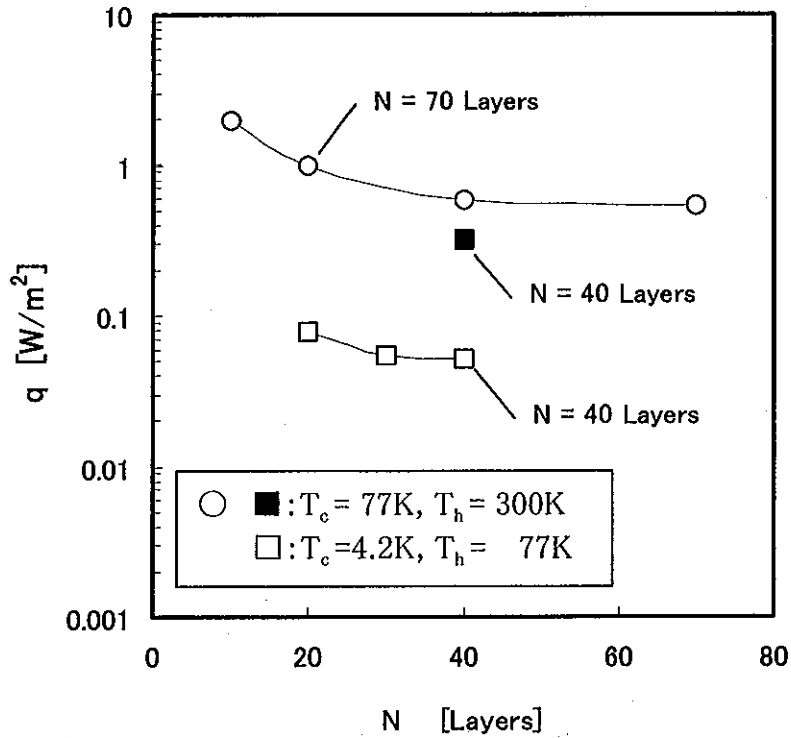


図2-1-25 巻き数 N の効果 (境界温度条件の違いと熱流束)
 (■、□ ; 15mm² Dimple MLI と ○ ; Type A1 「強いしわ」)

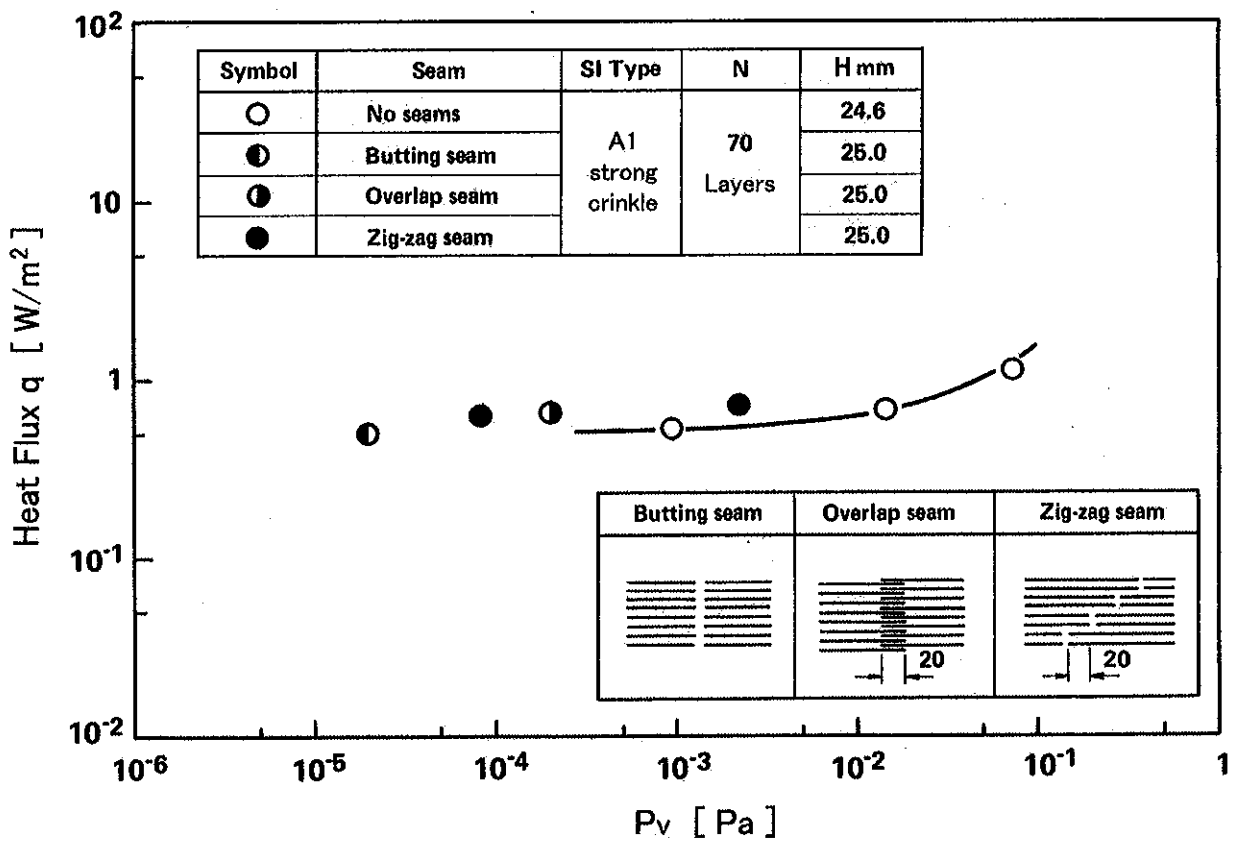


図2-1-26 MLI の接続部の影響
 (Type A1 「強いしわ」 , T_c = 77K, T_h = 290K 、測定には大タンクを使用した。)

2-2. MLIの積層試験による層間接触圧と層密度の関係の測定

2-2-1 はじめに

(1) MLIの積層試験とは

積層試験はMLIの断熱フィルムを水平の平板上に積層し、その積層高さ
と積層枚数の関係を調べることであり、この関係から層間接触圧と層密度の
関係を明らかにすることを目的とする。

(2) 層間接触圧モニタとしての層密度

層間接触圧が高くなるとMLIの断熱性能が悪くなるので、MLIを施工する
とき断熱フィルムに余分な張力が発生しないようにすることが重要である。しか
し層間接触圧を計測することは難しいので、これを良好な施工状態を確認す
るための尺度として利用することはできない。これに対して、層間接触圧と一
意的な関係にある層密度は計測可能であるので、これによって層間接触圧を
間接的にモニタすることができる。このためには断熱フィルムの積層試験を実
施して層密度と層間接触圧との関係を明らかにしておく必要がある。平板上
に重ねた断熱フィルムは自分の重量で圧縮されるので、特に重量を計ること
なく積層枚数から層間接触圧(圧縮圧)を計算することができる。

(3) MLIの自己圧縮

MLIの施工で層間接触圧を抑制するために断熱フィルムに余分な張力が
発生しないように施工できたとしても、自重によって発生する層間接触圧はま
ぬがれることはできない。

積層試験では水平面上になんら外力を加えない状態で断熱フィルムを積
層するが、この状態は上向き低温面上にMLIを施工した状態であり、MLIの
層間に発生している層間接触圧はMLIの自重によって発生している。この上
向き水平面に重力以外の外力を加えずにMLIを施工した状態が、ちょうど積
層試験でMLIを重ねている状態である。MLIの良好な施工状態ではその施
工厚さがどの程度になるのか、MLI中に発生している層間接触圧がどの程度
の大きさになっているのかということ積層試験の結果によって明らかにするこ
とができる。

2-2-2 MLIの断熱性能試験への準備

クライオスタットの中でMLIの施工対象面は上向き水平面ばかりではない。本研究では横型クライオスタットの断熱を研究対象にしているが、その断熱施工面は水平に支持された円筒側面と考えられる。この面に施工された MLI の層間接触圧を明らかにする為に積層試験で得られたデータをどのように適用するかが次章の課題となる。さらに第 6 章では液化ガス蒸発式のカロリメータで MLI の断熱性能試験を実施した結果を報告するが、カロリメータの試験結果を使って横型クライオスタットに施工した MLI の断熱性能を予測するには、カロリメータに MLI を施工する場合、どのような施工条件(特に層間接触圧と層密度の条件)にすればよいか明らかになる。

2-2-3 断熱フィルムの試験サンプル

積層試験に用いた断熱フィルム(輻射反射膜)は表 2-2-1 に示すように 5種類であり、いずれもスペーサを使用しない MLI に用いるものである。この中でサンプル①～④はポリエステル(PET)フィルムにアルミ蒸着したもの、サンプル⑤はポリフェニレンサルファイド(PPS)フィルムの両面にアルミ蒸着したものである。サンプル④は PET フィルムの片面だけをアルミ蒸着したもの(Single Aluminized Film)であり、材質が PET(Mylar)であるので SAM と呼ばれることがある。表 2-2-1 に記載した NRC-2 は商品名である。その他のサンプルはフィルムの両面にアルミ蒸着したもの(Double Aluminized Film)で断熱フィルムの厚さは、サンプル①、②、⑤が $12\mu\text{m}$ 、サンプル③が $6\mu\text{m}$ 、サンプル④が $1/4\text{ mil}$ すなわち $6.35\mu\text{m}$ である。サンプル③は断熱フィルムの軽量化のため、厚さをサンプル①、②の半分にした。サンプル④も厚さがサンプル③とほぼ同じで、軽量の断熱フィルムである。

各断熱フィルムサンプルのコードについて説明する。サンプル①を例にとると、そのコードは DAM12-DP12 であるが、始めの DAM は前述の Double Aluminized Mylar を示し、その後の数字 12 はフィルムの厚さを μm で表示したもの。右側の DP12 はディンプルの間隔(ピッチ)が 12mm であることを示す。ただしディンプルパターンは付録 3 に記載したように傾斜配置である。

サンプル④のコードは SAM6.35 とすべきところを、商品名を記載した方が

混乱がないと考えるので NRC-2 と記載した。サンプル⑤は Double Aluminized Polyphenylene Sulfide フィルムに 6mm ピッチの傾斜配置ディンプルをつけたものなので DAP12-DP6 と表示した。なお、サンプルコードについては「付録3 ディンプル型 MLI の開発」の図・付3-9で詳しく説明した。

スペーサを用いない MLI の 1 層あたり、かつ単位面積あたりの重量 w [kgf/m²] は厚さ 12 μ m のポリエステルフィルムを用いたものが 0.017 ~ 0.018 kgf/m² であり、6 μ m のポリエステルフィルムを用いたもので 0.0085 kgf/m² 程度になる。これらの MLI の w についてスペーサを用いた MLI のそれと比較してみた。表 2-2-2、表 2-2-3 はそれぞれ MLI の素材となる輻射遮蔽フィルムとスペーサのサンプルについて重量測定を行い、 w を算出した結果をまとめたものである。表 2-2-1 のスペーサを用いない MLI の $w(=w_r)$ を計算した値も表示した。

表 2-2-4 は以上の 2 つの表から算出した、主な MLI の w をまとめたものである。参考のため 40 層を重ねた場合の単位面積あたりの重量 $w(N=40)$ も表示した。表 2-2-4 に示した MLI の w を相互比較するために図示したのが図 2-2-1 である。Fermilab の Tevatron に使われている双極磁石や液体ヘリウムトランスファーラインの MLI は DAM06-DP06 に比べて 6 ~ 8 倍重いことがわかる。そのうち、スペーサが占める割合も大きい。

表 2-2-1. MLI 積層試験サンプル

No.	サンプルコード	輻射遮蔽膜の材質と厚さ μ m		輻射遮蔽膜 1 枚、 単位面積当りの重量 w_r [kgf/m ²]	ディンプル ピッチ [mm]	アルミ蒸着
①	DAM12-DP12*1	PET*2	12	0.0176	12	両面蒸着
②	DAM12-DP6*1	PET*2	12	0.0174	6	両面蒸着
③	DAM6-DP6*1	PET*2	6	0.00854	6	両面蒸着
④	NRC-2	PET*2	6.35	0.00823	crinkled	片面蒸着
⑤	DAP12-DP6	PPS*3	12	0.0166	6	両面蒸着

*1 : IHI dimple insulation (PET は東レ Lumirror を使用)

*2 : Polyethylene Terephthalate

*3 : Polyphenylene Sulfide (東レ Torelina を使用)

表2-2-2. 輻射反射膜の重量

サンプル	フィルム厚 [μm]	サンプル 寸法 [mm \times mm]	測定枚数	サンプルの 総重量 [gf]	1枚当り、単 位面積当り の重量 w_r [gf/cm 2]
DAM12-DP12-1 *1	12	250 \times 250	200	220.17	1.76×10^{-3}
DAM12-DP12-2 *1	12	250 \times 250	200	212.63	1.70×10^{-3}
DAM12-DP06-1 *1	12	250 \times 250	200	216.83	1.74×10^{-3}
DAM06-DP06-2 *2	6	250 \times 250	160	85.40	8.54×10^{-4}
PPS *1	12	250 \times 250	200	207.85	1.66×10^{-3}
DAK25-DP06-1 *1	25	250 \times 250	200		
NRC-2 *3	6.35(1/4mil)	250 \times 250	200	102.88	8.23×10^{-4}
Scharr DAM *4	25.4(1mil)	686 \times 1067	1	25.45	3.48×10^{-3}
Tevatron dipole magnet and LHe Transfer line *5		214.4 cm 2	1	0.71	3.31×10^{-3}
DAM/Univ. of Southampton *6		971 cm 2	1	1.79	1.48×10^{-3}
Perforated DAM *7		43.8 cm 2	1	0.04	9.14×10^{-4}
入手先 *1;東洋メタライジング㈱、*2;泉㈱、*3;長瀬産業㈱、 *4; Fermilab/ SSC candidate MLI, *5;Fermilab, *6;Prof. R. G. Scurlock, *7;Brookhaven					

表2-2-3. スペーサ材の重量

サンプル	サンプル寸法 [mm]	測定 枚数	サンプル の重量 [gf]	1枚当り、単位面 積当りの重量 w_s , [gf/cm 2]
Kaneka Polyester Net	1000 \times 880	1	12.24	1.39×10^{-3}
Cerex Spunbonded Nylon *1	682.6 \times 1238.3	1	8.86	1.05×10^{-3}
Surmet Fiber Glass Mat *1	590.6 \times 207.2	1	5.23	4.27×10^{-3}
Tissue Glass Paper *2	456.6 cm 2	1	0.74	1.62×10^{-3}
wavy DAM *3	29 \times 20.8	1	2.06	3.42×10^{-3}
chacoal loaded Tissue glass paper *4	606 cm 2	1	1.18	1.95×10^{-3}
Spunbonded fiber spacer *5	27.2 cm 2	1	0.14	5.07×10^{-3}
入手先 *1; Fermilab /SSC candidate MLI, *2;Fermilab/LHe transfer line and the central helium liquefier *3;Fermilab Tevatron dipole magnet, *4;Prof. R. G. Scurlock, *5;Brookhaven				

表2-2-4. 真空多層断熱材 (MLI) を構成する材料の単位面積当りの重量

サンプル	輻射反射膜 $w_r, \text{gf/cm}^2$	スペーサ材 $w_s, \text{gf/cm}^2$	MLI 1層当り $w, \text{gf/cm}^2$	MLI 40層当り $w(N=40)$ gf/cm^2
1. Dimpled type MLI				
DAM12	1.76×10^{-3}	---	1.76×10^{-3}	0.0704
DAM06	8.54×10^{-4}	---	8.54×10^{-4}	0.0342
DAP12 (PPS)	1.66×10^{-3}	---	1.66×10^{-3}	0.0664
2. Crinkled type MLI				
NRC-2 (1/4mil)	8.23×10^{-4}	---	8.23×10^{-4}	0.0329
3. DAM + Net Spacer				
DAM12 + Kaneka Polyester Net Spacer	1.76×10^{-3}	1.39×10^{-3}	3.15×10^{-3}	0.126
4. Fermilab, SSC candidate MLI				
candidate 1 Schall DAM (1mil) + 2-Cerex spunbonded nylon	3.48×10^{-3}	2.10×10^{-3}	5.58×10^{-3}	0.223
candidate 2 Schall DAM (1mil) + 1-Surmet fiber glass mat	3.48×10^{-3}	4.27×10^{-3}	7.75×10^{-3}	0.310
5. Fermilab, Tevatron				
DAM + wavy DAM (dipole magnet)	3.31×10^{-3}	3.42×10^{-3}	6.73×10^{-3}	0.269
DAM + tissue glass paper (LHe transfer line)	3.31×10^{-3}	1.62×10^{-3}	4.93×10^{-3}	0.197
6. Brookhaven N. L.				
DAM(perforated) + Spunbonded fiber	9.14×10^{-4}	5.07×10^{-3}	5.99×10^{-3}	0.239
7. Prof. R. G. Scurlock, University of Southampton				
DAM + chacoal loaded tissue glass paper	1.84×10^{-3}	1.95×10^{-3}	3.79×10^{-3}	0.152

R. G. Scurlock が提案した活性炭の粉末を混抄した tissue-glass スペーサを用いた MLI は DAM06-DP06 に比べて、4.4 倍重いことがわかる。以上から厚さ 6 μ m のポリエステルフィルムを使ったデンプル MLI (DAM06-DP06) と厚さ 1/4mil のポリエステルフィルムを使ったしわ付け型 MLI (NRC-2) が最軽量であることがわかる。

2-2-4 積層試験

(1) MLI の積層高さ

積層試験は図 2-2-2 に示すように、一辺 250mm の正方形に切り取った断熱フィルムを定盤上に重ね、その積層高さ H を触針を付けたハイトゲージで測定した。積層高さは同図に示すように、一辺 250mm の正方形サンプルフィルム上の 5 点で測定し、その平均値を積層高さとした。各サンプルを 160 枚重ねたときの写真を図 2-2-3 に示した。

各サンプルの積層高さ H_N と積層枚数 N との関係は図 2-2-4 のようになり、 H_N と N は

$$H_N = aN^b \quad (2-2-1)$$

の関係にあることがわかる。各サンプルの a と b の値を表 2-2-5 と図 2-2-5 にまとめた。式 (2-2-1) において $N=1$ とすると $H_N=a$ となり、係数 a は積層数 1 枚のときの断熱フィルムの厚さであり、圧縮を受けないときの厚さである。係数 b は 1 より小さい値であり、積層数が大きくなると断熱フィルムの平均厚さ H/N が小さくなることがわかる。これは MLI を積層したときの自己圧縮が原因である。係数 b が小さいほど積層数 N の増加に対する平均厚さの減少率が大きい。サンプル①、②、③について係数 a 、 b を比較すると、どちらの係数もサンプル③が一番大きいことがわかる。図 2-2-3 を見ると、積層数 160 枚のときサンプル①、②、③の順に積層高さが高くなっていることがわかる。

サンプル①と②を比較すると、デンプルピッチを 12mm から半分の 6mm にしたことで断熱フィルム相互の間隔を保つことができるようになりサンプル②の方が積層高さが高くなったと見られる。 b の値についてはサンプル①よりもサンプル②の方が 28% 大きい。これは積層枚数を増やした場合、サンプル②の方

がMLIが押しつぶされにくいことを示している。ディンプルフィルムを積層した場合図2-2-6に示すように、ディンプルの間の平面部(腹)が隣接するディンプルに押されて変形するものと考えられる。ディンプルのピッチが大きいと腹の部分の変形が大きく、積層されたディンプルフィルムの積層高さがより低くなると考えられる。

サンプル②と③を比較すると、係数 b はあまり差はないが、係数 a はサンプル③の方がほぼ2倍の 0.352 になっている。これはサンプル③のディンプルの高さが高いことを示している。サンプル③の方が断熱フィルム相互の間隔が大きく維持されることがわかるが、MLI 全体の厚さが厚いので、狭い施工空間に施工した場合、MLI が境界面により圧縮されないか注意が必要である。

表 2-2-5

No.	Sample Code	a	b
①	DAM12-DP12* ¹	0.297	0.711
②	DAM12-DP6* ¹	0.177	0.910
③	DAM6-DP6* ¹	0.352	0.930
④	NRC-2	0.549	0.680
⑤	DAP12-DP6	0.291	0.812

(2) 層密度と層間接触圧

この節では層間接触圧 P^* と層密度 η の関係を求める。図2-2-7に示すように、水平の平面上にN枚の断熱フィルムが積層されており、それぞれのフィルムの厚さを最上層から $h_1, h_2, \dots, h_i, \dots, h_N$ とすると、全積層高さHは

$$H_N = \sum_{i=1}^N h_i \tag{2-2-2}$$

第 i 番目の断熱フィルムの厚さ h_i は

$$H_i - H_{i-1} = h_i \tag{2-2-3}$$

式(2-2-1)と式(2-2-3)から h_i に対する次の式が得られる。

$$h_i = a \left\{ i^b - (i-1)^b \right\} \quad (2-2-4)$$

第 i 番目の断熱フィルムはその上に積層された $i-1$ 層の断熱フィルムにより圧縮荷重を受けているので、上から受ける圧力 p_i は

$$p_i = w(i-1) \quad (2-2-5)$$

となる。ここで w は MLI の 1 層あたり、単位面積当りの重量 [kgf/m²] である。スペーサを用いない MLI では輻射反射膜 1 枚の単位面積当りの質量 w_r に等しい。

$$P_i^* = \frac{P}{w} \quad (2-2-6)$$

として無次元圧力パラメータを定義すると、式(2-2-5)は

$$p_i^* = i - 1 \quad (2-2-7)$$

となり、積層枚数で表すことができる。この式を式(2-2-4)に代入すると、一般に MLI 1 層当りの厚さ h_i は無次元圧力パラメータ P_i^* により次のように表される。

$$h_i = a \left\{ (P_i^* + 1)^b - P_i^{*b} \right\} \quad (2-2-8)$$

P_i^* が十分大きいと式(2-2-8)は

$$h_i = a b (P_i^* + 1)^{(b-1)}$$

となるが、任意の圧力に対して MLI の 1 層が圧縮されたときの厚さ h は上式の h_i と P_i^* をそれぞれ h と P^* に変えて

$$h = a b (P^* + 1)^{(b-1)} \quad (2-2-9)$$

と表すことができる。層密度 η [層/mm] は断熱フィルムの厚さ h の逆数であるから

$$\eta = \frac{(P^* + 1)^{(1-b)}}{ab} \quad (2-2-10)$$

となり、無次元圧力 P^* と関係付けられる。断熱フィルムサンプル①～⑤について層密度 η と無次元圧縮圧 P^* との関係を図示すると図2-2-8のようになる。MLI 中においてある層の無次元圧縮圧が P^* のときその層の層密度 η が式(2-2-10)あるいは図2-2-8から得られる。また、MLI が均一な圧縮圧を受けている時、その MLI の層密度 η は同じく式(2-2-10)あるいは図2-2-8から得られる。

2-2-5 施工層数を増やすことの効果

断熱すべき低温面が上向きの水平面である場合、積層試験のように断熱フィルムをその面に積層した状態がいわゆる“良好な施工状態”に相当する。断熱フィルムの施工枚数が N_1 枚の場合と、さらに N_2 枚増やした場合、断熱効果の増加をどのように見込んだらいいのかを考える。

n 枚の断熱フィルムを平板上に積層し、その上にさらに m 枚の断熱フィルムを乗せたとき、初めの n 枚の断熱フィルムの積層高さを $H(n, m)$ で表す。(図2-2-9)

N_1 枚の断熱フィルムを平板上に積層し、その上に何も乗せない場合の積層高さは $H(N_1, 0)$ で表されるが、 N_1 枚の断熱フィルムの上に N_2 枚の断熱フィルムを重ねた場合の積層高さ $H(N_1 + N_2, 0)$ との間には次のような関係がある。

$$H(N_1, 0) + H(N_2, 0) > H(N_1 + N_2, 0) \quad (2-2-11)$$

これは断熱フィルム自身の重さのため自己圧縮が生じていることを示している。 $N_1 + N_2$ 枚の断熱フィルムの上層にある N_1 枚の断熱フィルムの積層高さは $H(N_1, 0)$ であるが、下層にある N_2 枚の断熱フィルムの積層高さは上から N_1 枚の断熱フィルムによる荷重がかかっているので $H(N_2, N_1)$ で表されるが、これらの和は $H(N_1 + N_2, 0)$ に等しい。

$$H(N_1 + N_2, 0) = H(N_1, 0) + H(N_2, N_1) \quad (2-2-12)$$

式(2-2-12)は N_1 枚の断熱フィルムが施工されているとき、さらに N_2 枚の断熱フィルムをその上に重ねた場合、実質的には N_1 枚の断熱フィルムの下に N_1 枚の断熱フィルムで圧縮された N_2 枚の断熱フィルムを挿入していることを表している。積層高さで表現すると高さ $H(N_2, 0)$ の断熱層を増やそうとしているのではなく高さ $H(N_2, N_1)$ の断熱層を増やそうとしているのである。この層は図2-2-9 (b) に示したように、先に施工した N_1 枚の断熱フィルムによって上から圧縮された層間接触圧が高い、したがって層間接触熱伝達率が高い層に実質的にはならざるを得ない。先に施工した N_1 枚の断熱フィルムの上にさらに N_2 枚を積層しようとしても、実質的には先に施工した断熱フィルムの下に挿入していることと同じである。以上のことは第9章で示されるように、横型クライオスタットのMLIの断熱性能が断熱フィルムの施工層数を増やしてもそれに反比例してMLIの断熱性能 q (MLIの面に垂直方向の熱流束) が減少しないことの原因である。すなわち

$$Nq = \text{Constant} \quad (2-2-13)$$

にならず、 N を増やすと上式の右辺の定数が増加する。

2-2-6 応用事例 — 狭い空間にMLIを挿入したときの層間接触圧 —

(1) 水平平行二面間

図2-2-10のように水平方向に配置された水平な2面があり、この間に N 層のMLIの断熱フィルムが挿入されている場合を考える。挿入された断熱フィルムは全て同じ w [kgf/m²]を持つとする。重力の方向はこれら二つの面に対して垂直方向である。MLIと上の面 U との間には面圧 P_e が発生しているとすると、下の面 L との間には発生する面圧 P_b は

$$P_b = P_e + wN \quad (2-2-14)$$

である。上面に発生している圧力 P_e は N 層のMLIの上にさらに積層されたMLIが乗って圧力を発生させていると考え、その等価層数 N_e と積層高さ H_e は次式で与えられる。

$$P_e = wN_e \quad (2-2-15)$$

$$H_e = aN_e^b \quad (2-2-16)$$

N 層の MLI とその上に乗った N_e 層の MLI をひとつの積層された MLI と考えると、

$$H + H_e = a(N + N_e)^b \quad (2-2-17)$$

となる。H が与えられたときに MLI 上面に発生する圧力 P_e は次のように求めることができる。式(2-2-16)、式(2-2-17)から

$$\frac{H}{a} = (N + N_e)^b - N_e^b$$

となり、式(2-2-15)を代入すると、

$$\frac{H}{a} = \left(N + \frac{P_e}{w} \right)^b - \left(\frac{P_e}{w} \right)^b \quad (2-2-18)$$

厚さ H で隔てられた水平二面間に挿入された N 層の断熱フィルムからなる MLI において、層間の接触圧は下面において式(2-2-14)で与えられ、上面において式(2-2-18)で与えられる。断熱フィルムは全て同じ w [kgf/m²]を持つと仮定しているので層間接触圧の積層方向の平均値 P_m は P_e と P_b の算術平均から次式で与えられる。

$$P_m = P_e + \frac{1}{2}wN \quad (2-2-19)$$

ここで $P_m^* = P_m/w$ 、 $P_e^* = P_e/w$ を使うと式(2-2-19)は次のようになる。

$$P_m^* = P_e^* + \frac{1}{2}N \quad (2-2-20)$$

図2-2-11に二面間の間隔 H と P_m^* との関係を示す。H がある程度大きくなると、MLI は圧縮されず、層間接触圧は自重で決まるので同図に示すようにグラフは水平になる。サンプル DAM06DP06 は他の2つのサンプルよりも厚いので、層間接触圧の上昇を避けるには、二面間の距離を大きくとらないといけない。この MLI はコンパクト性という点では他の2つよりも劣り、デインプルの高さを低くする必要がある。NRC-2 の場合、H が狭くなっても、層間接触圧は急激には上昇しないが、H を広げても層間接触圧はなかなか低下しないと言える。

(2) 垂直平行二面間

図2-2-12に示すように垂直な平行二面間にN枚の断熱フィルムを挿入するとき発生する層間接触圧を考える。重力の方向は面に平行方向なので、MLIには各層均一な層間接触圧が発生する。また、層密度も各層均一である。

荷重がかかると断熱フィルムの厚さはaであるので、二面間の距離がaNよりも大きい場合、すなわち

$$H > aN \quad (2-2-21)$$

の場合にはMLIは垂直二面間で面に垂直方向の圧縮は受けない。

$H < aN$ の場合、断熱フィルムの厚さhは H/N であるので、式(2-2-8)を使って層間接触圧 P^* は次式から得られる。

$$\frac{H}{N} = a \left\{ (P^* + 1)^b - P^{*b} \right\} \quad (2-2-22)$$

垂直二面間にMLIを挿入したときに発生する層間接触圧について、3つのMLIについて図2-2-13に示した。水平二面間の場合と同様に、NRC-2では2面間距離に対して接触圧パラメータ P^* の変化が鈍感であり、Hが狭くなっても接触圧は急には上昇しない。ただ、Hがある程度大きくなると、サンプルDAM12-DP06の接触圧の方が低くなる。たとえば $N=70$ 層のとき、Hが8mmを境に両者の層間接触圧が逆転する。Nが60層以下の場合、間隙の厚さが10mmもあればDAM12-DP06の方が層間接触圧をほぼゼロにすることができる。サンプルDAM06-DP06はDAM12-DP06と同じように、 P^* はHに対して敏感であるが、2倍ほど厚いので、クライオスタットの施工空間が広くとれない場合には層間接触圧の上昇やMLIと真空タンク(高温面)が接触するなどの問題が生じる。このことをMLIのコンパクト性の問題と称するならば、DAM06-DP06はディンプルの山を低くして、全体の厚さを抑えるなど、まだ開発要素が残っている。NRC-2については、 P^* がHに対して鈍感であるMLIであるが、施工上MLIの外径が定まりにくいという問題があるのではないか。

(3) MLIの施工空間

MLIをクライオスタットの断熱材として使用する場合、断熱性能の設計条件を満たすために必要な断熱フィルム層数を施工した場合、MLIに与えられた施工空間の厚さよりも薄く、MLIが高温壁と低温壁の間で圧迫されないということが重要である。必要な断熱フィルムを境界壁の間で圧迫されないような施工空間を確保するためにも積層試験の結果を設計データとして生かすことが重要である。

2-2-7 まとめ

- ① MLI の積層試験により、層間接触圧と層密度との関係を明らかにし、5つの MLI サンプルについて層間接触圧と層密度との関係式を得ることができた。
- ② デンプル型 MLI はスペーサを用いた MLI よりも1層あたりの重量が3～8分の1程度に軽いことがわかった。
- ③ MLI が自重で圧縮されているような場合、MLI の積層数を増やしても、そのまえに積層していた MLI の層間接触圧を上昇させてしまう。
- ④ 水平二面間と垂直二面間の例をとって、狭い空間に MLI を挿入したとき、MLI に発生する層間接触圧を計算する方法を明らかにした。また、任意の施工層数に対して、MLI を圧迫しない空間の幅を計算する方法を明らかにした。
- ⑤ MLI には施工空間の厚さに対して、層間接触圧が敏感に上昇するものがあるが、施工空間の幅をある程度確保してやれば、層間接触圧はむしろ低くなることがわかった。ただし DAM12-DAP06 の場合、厚さが1mm 小さくなるだけで接触圧は8倍も上昇するので、施工空間の余裕は十分取る必要がある。

参考文献

- (1) R. G. Scurlock and B. Saull, "Development of Multilayer Insulations with Thermal Conductivities below $0.1 \mu \text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ", Cryogenics, May 1976, p303-311
- (2) T. Ohmori et al., "Thermal Performance of Candidate SSC Magnet Thermal Insulation Systems", Advances in Cryogenic Engineering, vol. 33, p323-331, Cryogenic Engineering Conference '87

記号一覧(第2章の2)

a	式(2-2-1)で定義された係数
b	式(2-2-1)で定義された係数
H	MLIの厚さ [m]
H_N	N枚の輻射反射膜が平板上に積層されたときの積層高さ [m]
H_i	輻射反射膜が平板上に積層されているとき、一番上から数えて i 枚目までのフィルムの積層高さ
$H(n, m)$	n枚の断熱フィルムを平板上に積層し、その上にさらに m 枚の断熱フィルムを乗せたとき、初めの n 枚の断熱フィルムの積層高さ
H_e	等価層数 N_e に対応した積層高さ 式(2-2-16)
h_i	輻射反射膜が平板上に積層されているとき、一番上から数えて第 i 番目の断熱フィルムの厚さ
h	MLI 1層が任意の圧縮圧を受けた時の厚さ
N_e	圧力 P_e を w で割った等価層数 式(2-2-15)
N	積層枚数
N/H	N層の MLI の厚さが H のときの平均層密度 [層/mm]
η	MLI が均一な圧縮圧を受けたときの層密度 [層/mm] あるいは、MLI の1層の厚さの逆数
p_i	上から第 i 番目の断熱フィルムがその上に積層された i-1 層の断熱フィルムから受ける圧力 [Pa]
p_i^*	p_i を w で割った無次元圧力パラメータ
P_e	水平に置いた2枚の平行平板の上面 U から受ける圧力
P_b	水平に置いた2枚の平行平板の下面 B から受ける圧力
P_e^*	$= P_e/w$
P_m	水平に置いた2枚の平行平板の間に挿入した MLI の平均層間接触圧
P_m^*	無次元平均層間接触圧パラメータ $= P_m/w$
q	MLI の面に垂直方向の熱流束 [W/m^2]
w_r	輻射反射膜1枚当り、単位面積当りの重量 [gf/cm^2]
w_s	スペーサ1層あたり、単位面積当りの重量 [gf/cm^2]
w	MLI の1層あたり、単位面積当りの重量 [gf/cm^2] $w = w_r + w_s$ スペーサを用いない MLI では $w = w_r$

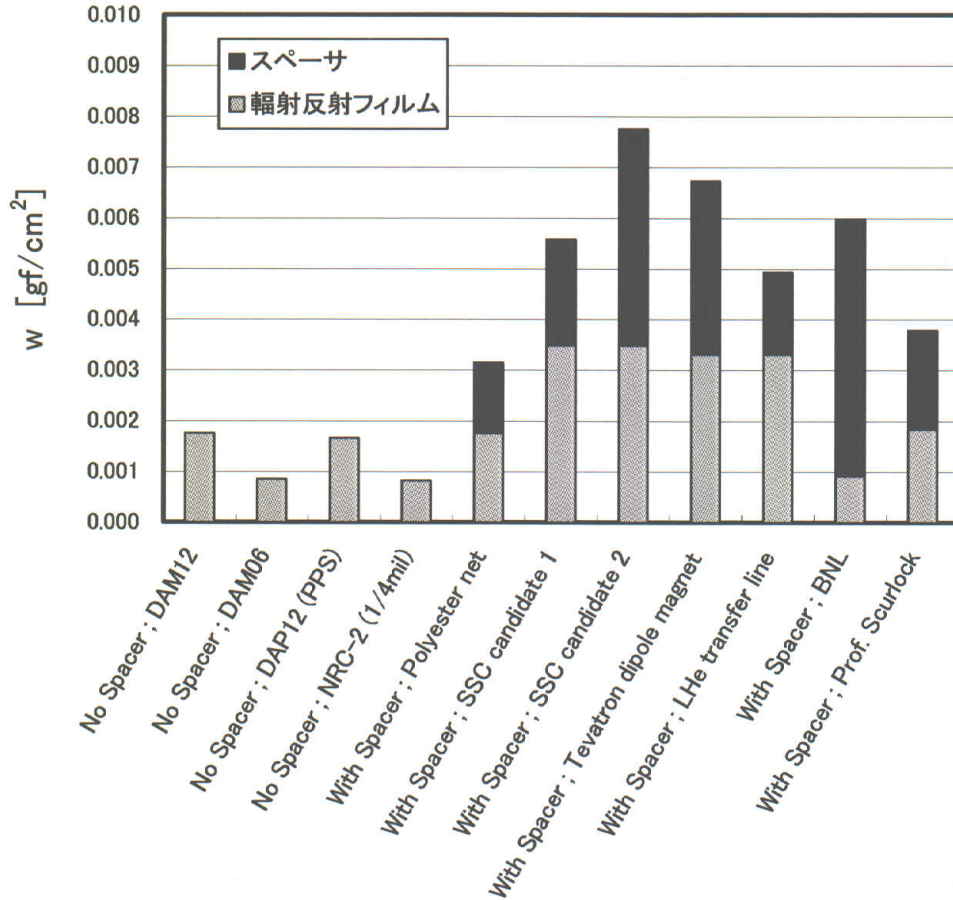


図2-2-1. MLIの1層あたり、単位面積あたりの重量 w [gf/cm²]の比較
 (注 ; NRC-2 の Mylar フィルムの厚さ 1/4mil = 6.36 μ m)

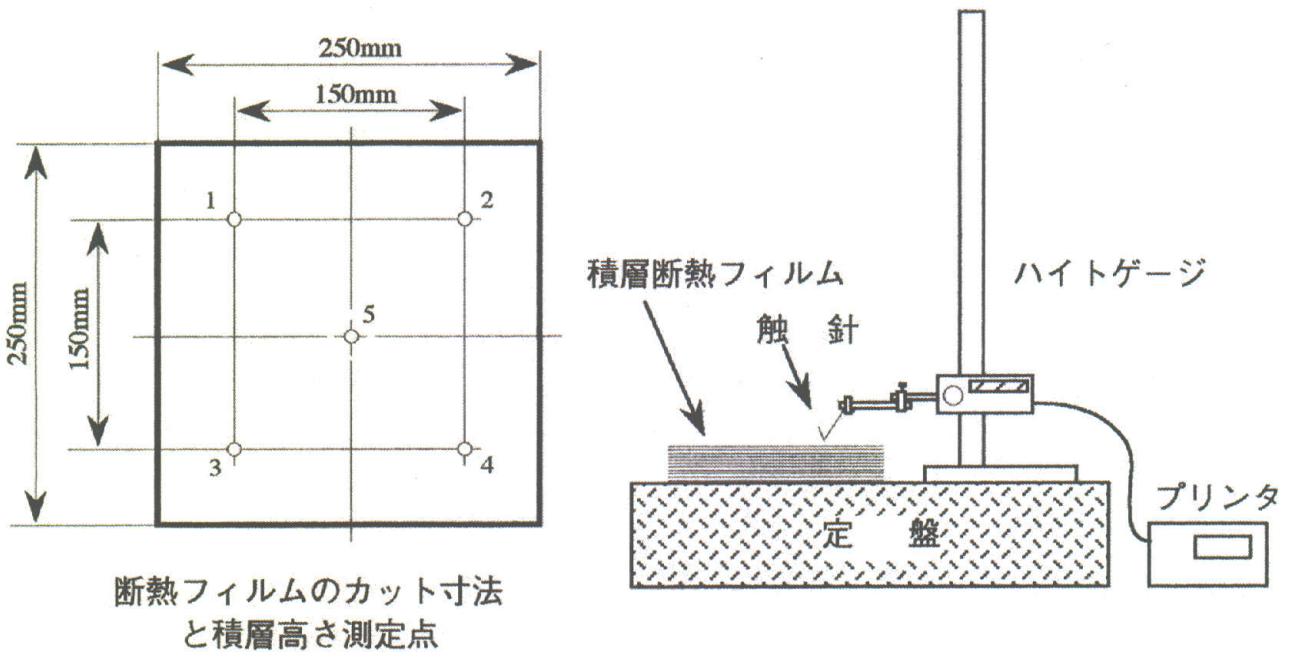
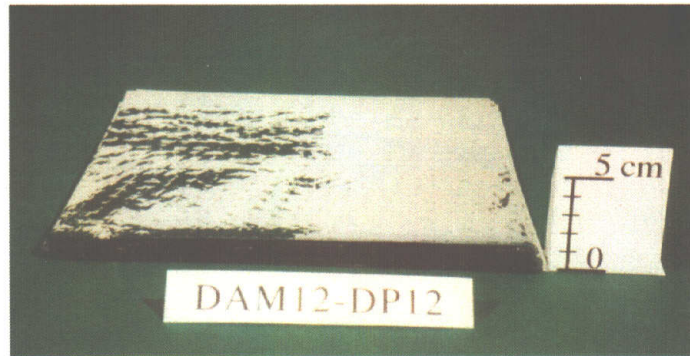
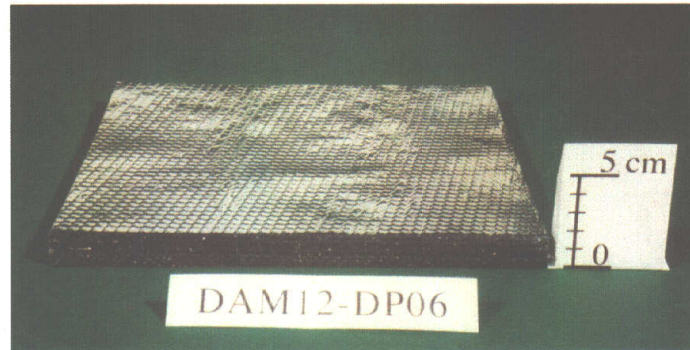


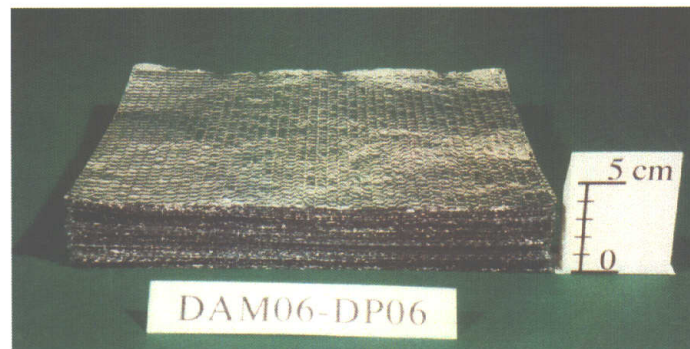
図2-2-2. MLIの積層試験



サンプル① DAM12-DP12



サンプル② DAM12-DP6



サンプル③ DAM6-DP6



サンプル④ NRC-2

図2-2-3. 断熱フィルムを160枚積層したときの MLI サンプル

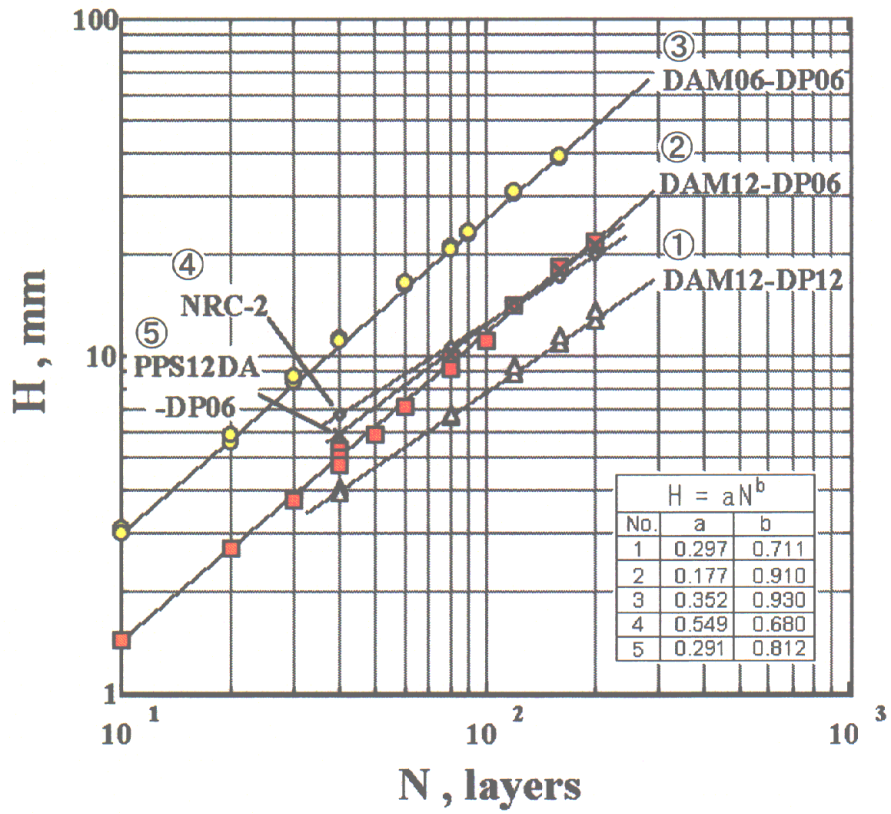


図2-2-4. 断熱フィルムの積層高さ H_N と積層枚数 N

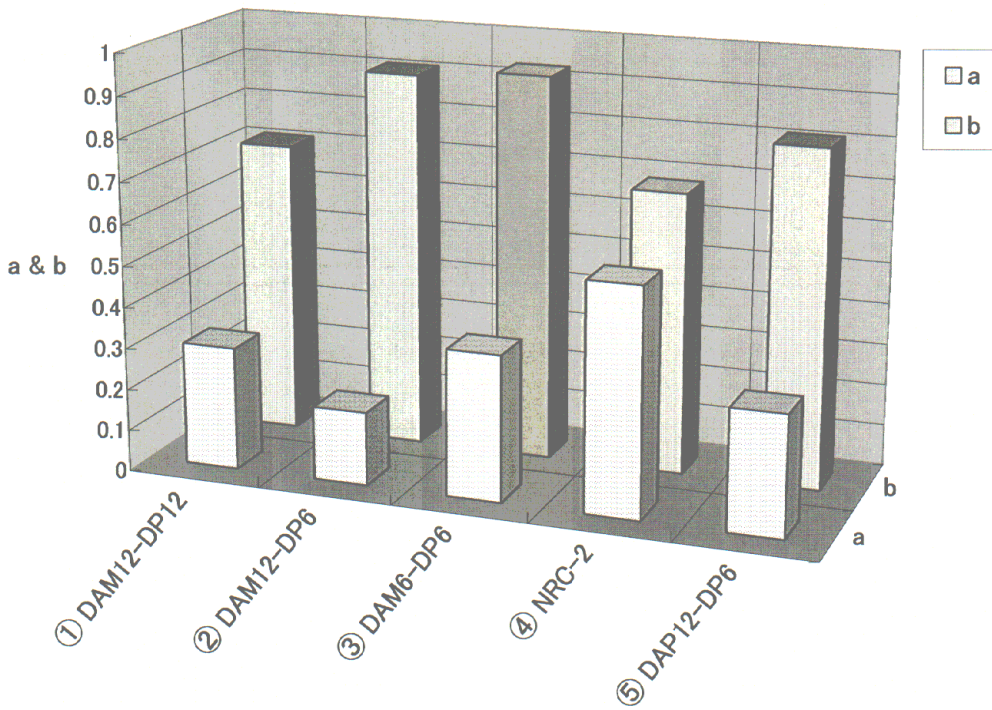
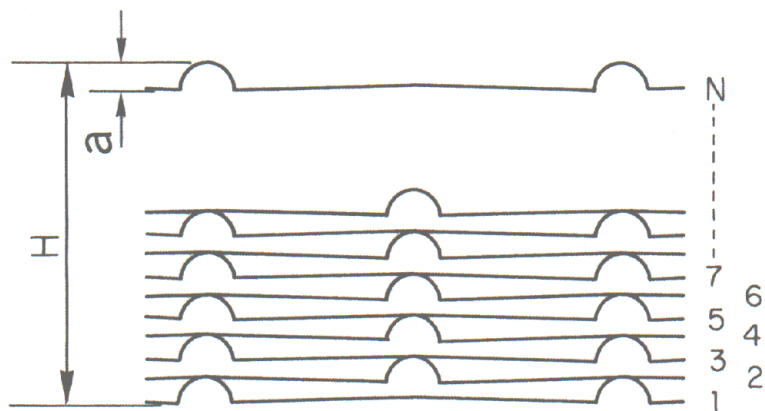


図2-2-5. MLI サンプルの積層高さの関係式 $H_N = aN^b$ における a、b の値



$$H/Na < 1$$

図2-2-6. 積層されたディンプルフィルムと腹部の変形

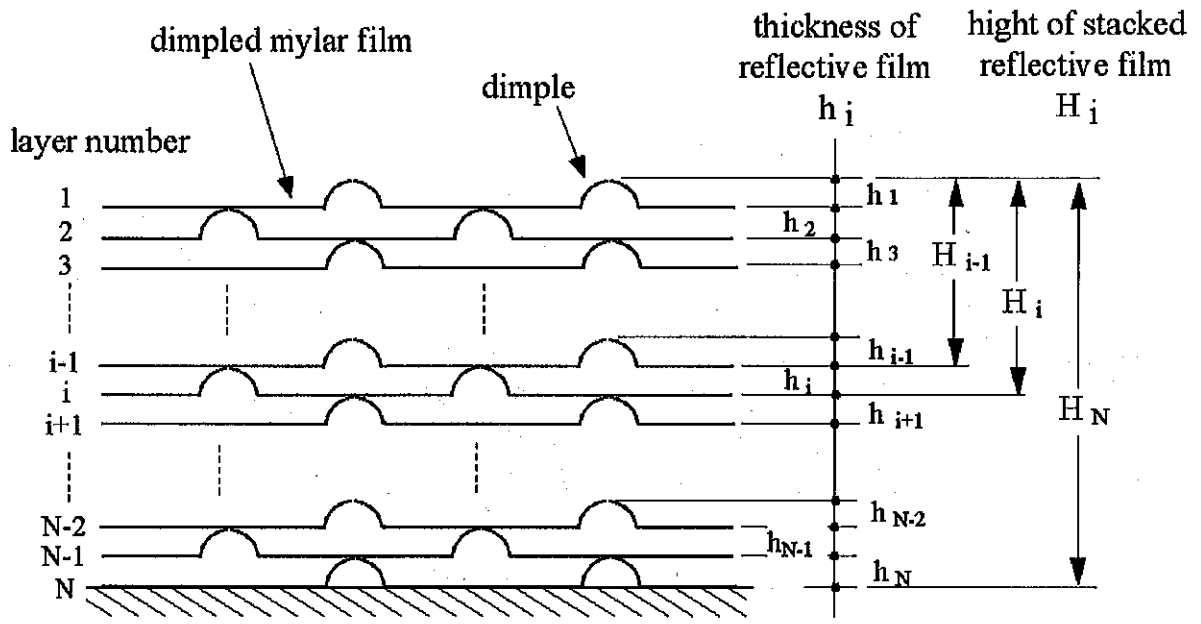


図2-2-7. 積層試験の考え方 — 積層高さと積層枚数 —

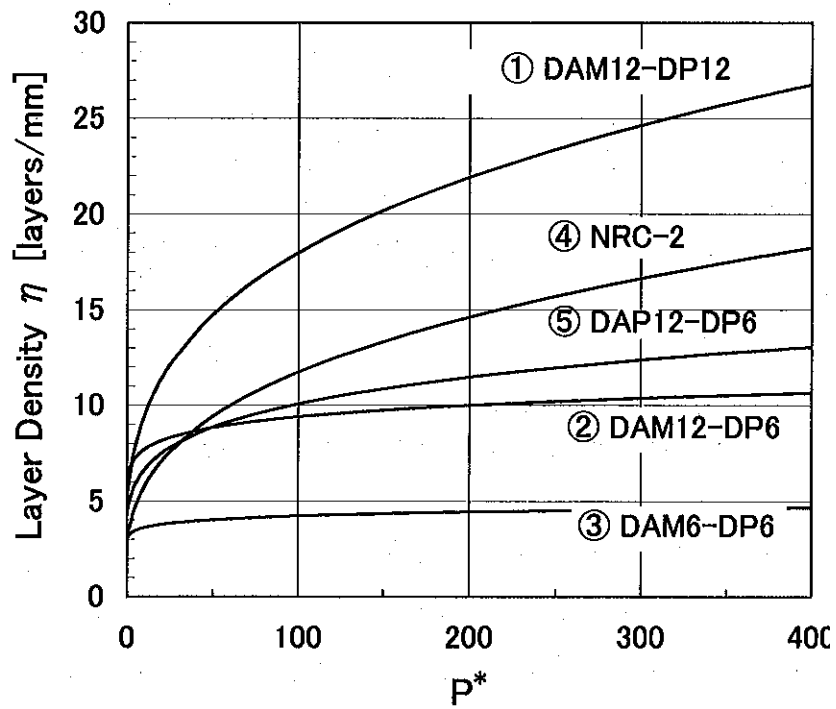
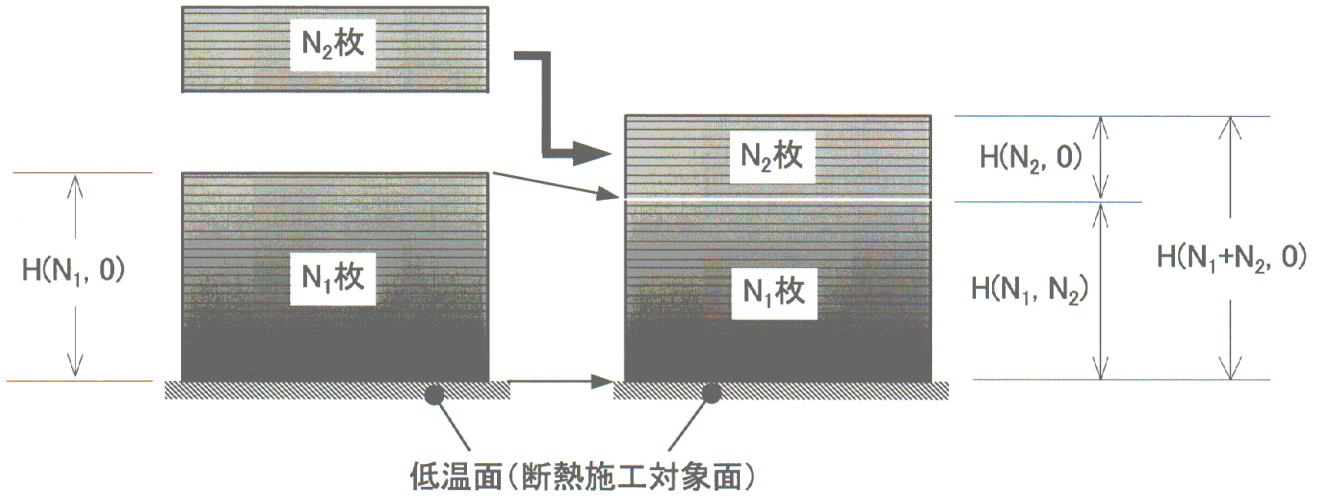
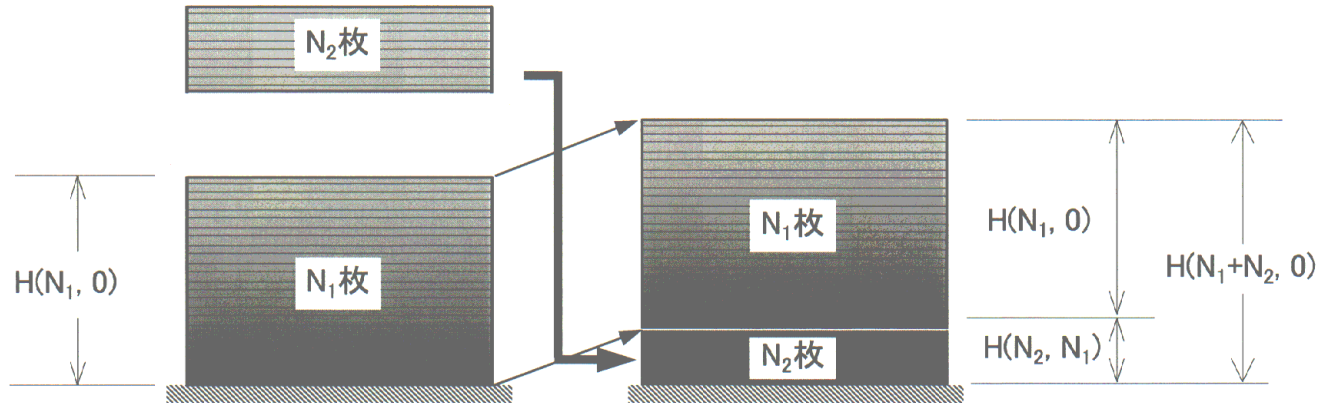


図2-2-8. 層間接触圧 P^* と層密度 η の関係



(a) N_2 枚の断熱フィルムの追加 (N_1 枚の断熱フィルムの上に積層する。)



(b) N_2 枚の断熱フィルムの追加
(実質的には N_1 枚の断熱フィルムの下に圧縮された形で挿入したことになる。)

図2-2-9. 断熱フィルムの追加施工

(N_2 枚の断熱フィルムを MLI の上に静かに乗せたとしても、下部の圧縮圧が一番高い部分に追加したことにしかならない。)

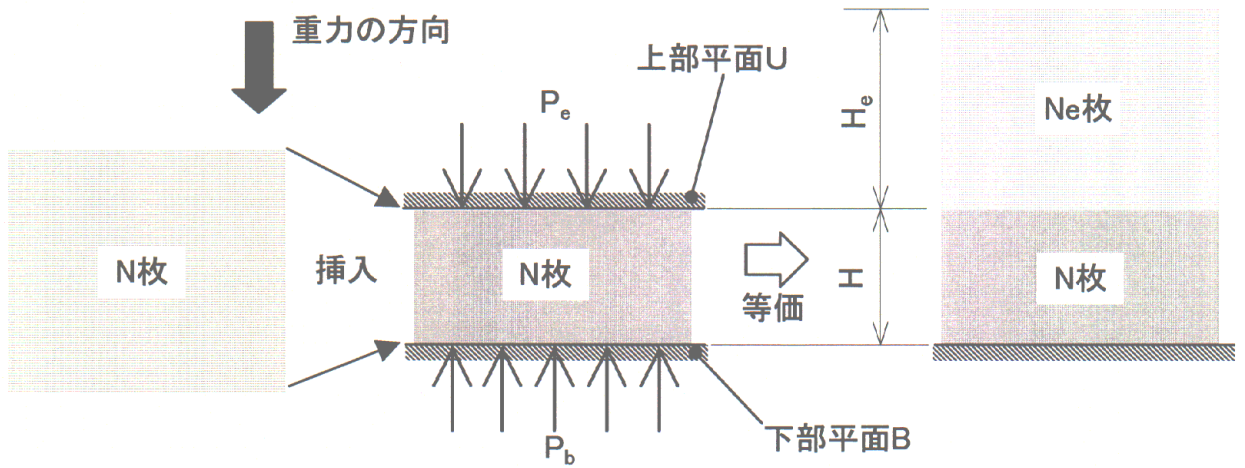


図2-2-10. 水平平行二面間に挿入したMLIに働く層間接触圧

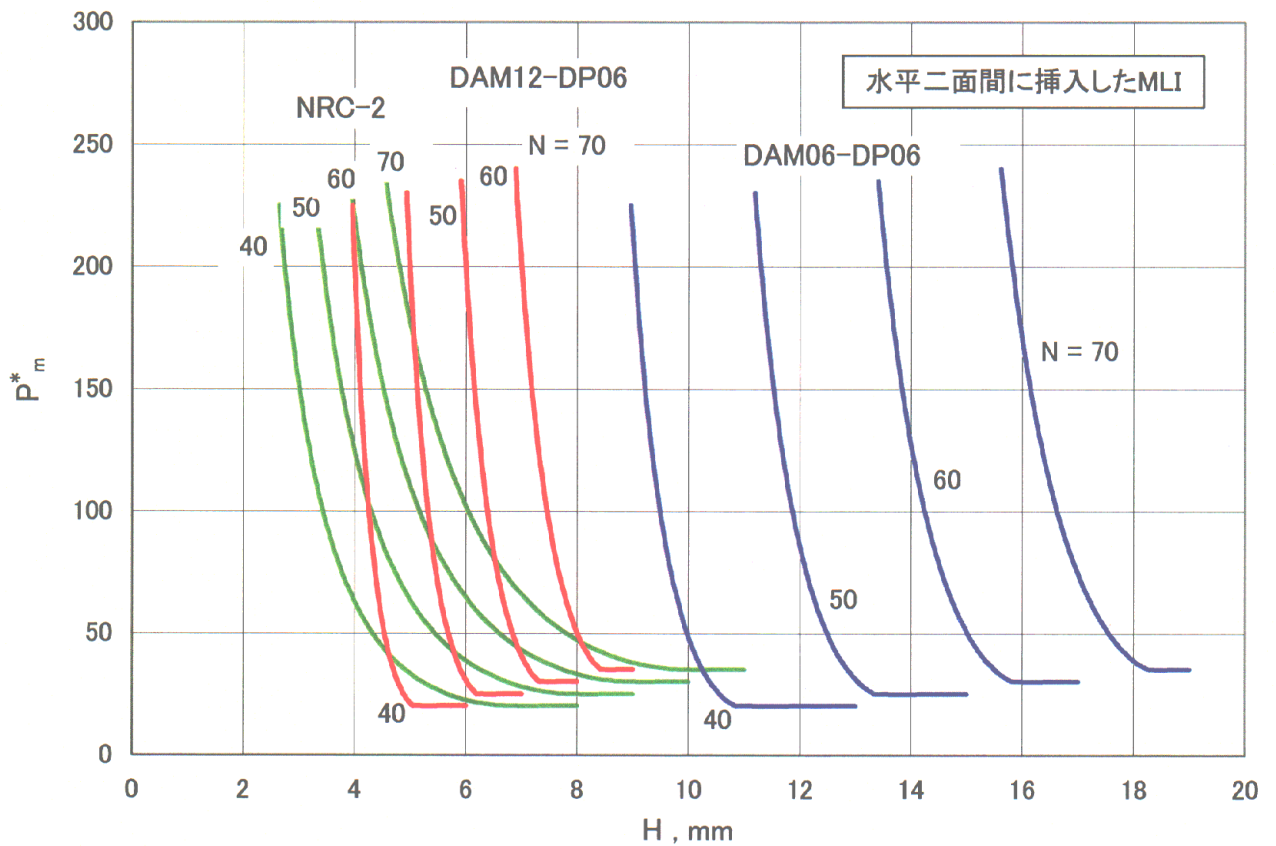


図2-2-11. 高さHで隔てられた水平二平面間にMLIを挿入したときに発生する無次元平均圧力 P^*_m

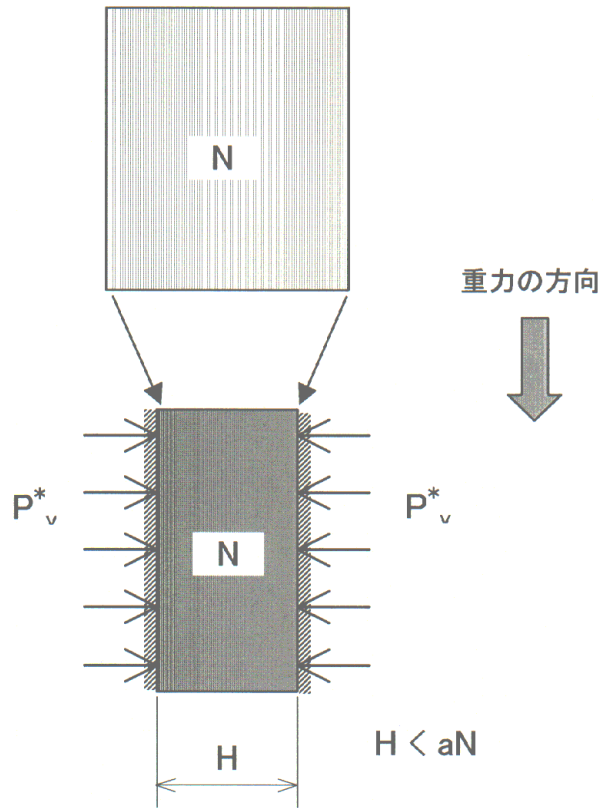


図2-2-12. 垂直二面間に MLI を挿入したときに発生する層間接触圧

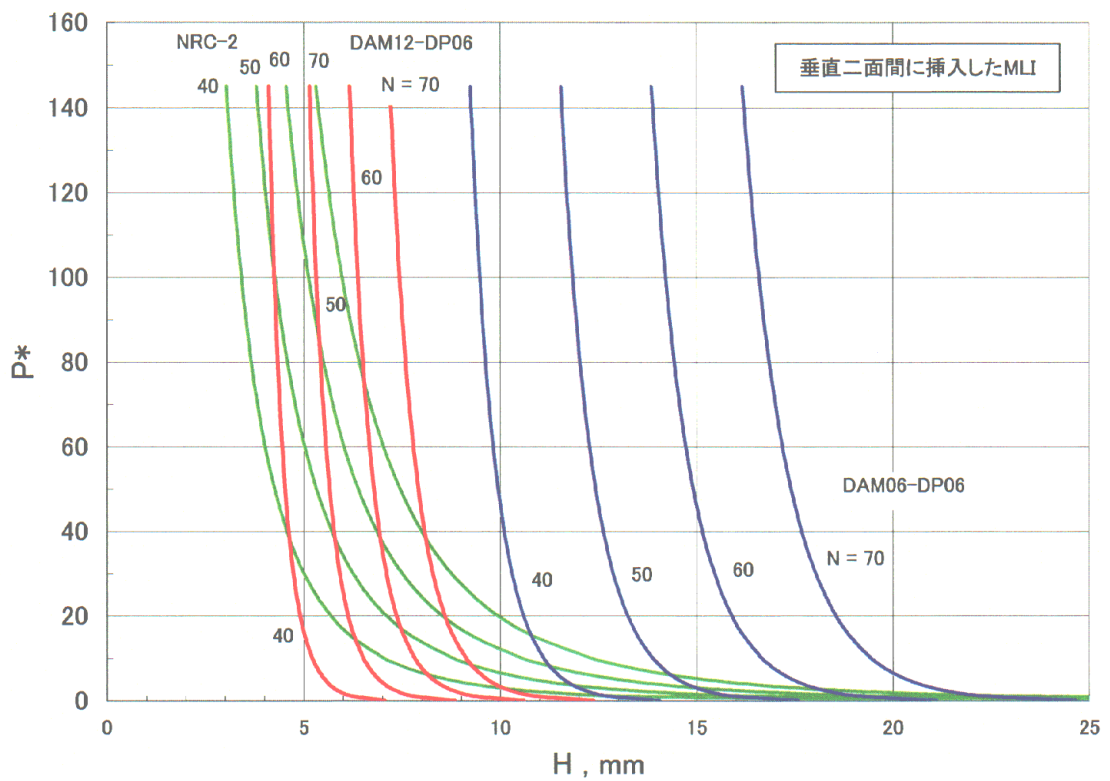


図2-2-13. 垂直二面間に MLI を挿入したときに発生する層間接触圧

2-3 デンプル型 MLI の開発と熱流束測定試験

2-3-1 はじめに

第2章の1. で横型クライオスタット用 MLI 候補材料の熱流束比較試験を行い、スペーサを用いない MLI の熱流束はスペーサを用いるものに比べて同等かやや低いという結果を得た。また、スペーサを用いないことで施工が容易になることと、MLI 構成素材の数を減らすことができるので、スペーサを用いない MLI の方が有利であると判断した。

比較試験ではスペーサを用いない MLI として「しわ付け型 MLI」を対象にしたが、この MLI は①しわの形状が変わりやすく施工時に層密度などの条件を一定に保ち難い、②最適なしわの形状が定量的に評価し難い、③しわ付け加工が大量生産に向かない、などが難点であった。

そこで、しわ付け加工に代えてデンプル加工(エンボス加工)を採用することにした。半球状のデンプルを輻射反射膜に一定の間隔とパターンでつけ、輻射反射膜間のスペーシング(間隔を保つ)機能を持たせた。デンプル加工は機械化が容易であり、デンプルの形状も安定している。

デンプルは直径 2mm の半球状の突起(デンプル)をアルミ蒸着ポリエステルフィルムに型押しして付ける。開発の当初はデンプルの配置(デンプルパターン)を 15mm 間隔の正方形パターンにした。最終的には 6mm 間隔の傾斜パターンを採用した。(開発の経緯やデンプルパターンの詳細については「付録3 デンプル型 MLI の開発」にまとめた。)

デンプル型 MLI を横型クライオスタット用 MLI 候補とし、その熱流束を Vertical Cylindrical Calorimeter を使って詳細に調べることにした。特に、熱流束影響因子として第2章の1では把握できなかった層間接触圧と熱流束との関係を明らかにする。これには第2章の2で明らかにした層間接触圧と層密度との関係を使う。層間接触圧の条件は本研究の主題である「MLIの施工指針を工学的に説明する」を考慮し、層間接触圧が MLI 自身の重量により決まる範囲(自己圧縮)とした。具体的には第3章の1で記述する「水平円筒まわりの MLI の層間接触圧解析」により明らかにされた圧力範囲を試験条件にする。横型クライオスタットで MLI を施工する主要部である断熱シールドや超伝導コイルのコールドマスを「水平に保持した円筒面」と考え、本論では「水平円筒側面」を MLI の熱流束検討対象とする。

2-3-2 断熱性能試験に用いた MLI

MLIの試験サンプルにはスペーサを用いないディンプル型 MLIに加えて「しわ付け型 MLI」として市販されている NRC-2 についても比較のため熱流束の測定を行った。試験サンプルは表 2-3-1 に示す 4 種類である。ディンプル型 MLI の仕様はサンプルコードで示すことにしたが、その定義については「付録 3 ディンプル型 MLI の開発」の中の図・付 3-9 に示した。

表 2-3-1. MLI サンプル

No.	サンプルコード	輻射反射膜のプラスチック材料と厚さ	w [Pa] *1	Dimple ピッチ [mm]
①	DAM12-DP06-1-P	PET*2、12 μ m ^t	0.171	6
②	DAM06-DP06-2	PET、6 μ m ^t	0.084	6
③	NRC-2	PET、1/4 mil	0.081	(crinkled)
④	DAP12-DP06-1	PPS*3、12 μ m ^t	0.163	6

*1 ; 輻射反射膜 1 枚の単位面積当りの重量 *2 ; ポリエステルフィルム (Polyethylene Terephthalate) *3 ; Polyphenylene Sulfide Film

(1)ディンプル型 MLI

試験サンプルに採用したディンプル型 MLI は表 2-3-1 に示したようにサンプル①、②、④の 3 種類である。

サンプル①のサンプルコード DAM12-DP06-1-P であるが、はじめの DAM12 は厚さ 12 μ m のポリエステルフィルムの両面にアルミ蒸着したものを意味する。DAM とは double aluminized mylar の略でマイラーフィルム(ポリエステルフィルム)の両面にアルミ蒸着したものを指す。これに対して SAM は single aluminized mylar の略で片面のみ蒸着したフィルムを指す。後で説明するサンプル③の NRC-2 フィルムがこれに相当する。DP06-1 とはディンプル型 MLI を指し、ディンプルパターンが傾斜パターンでありピッチが 6mm であり、ディンプル加工が「製法 1」に従って行われたことを示している。最後に表示した-P は層間の残留気体の排出促進を狙った抜き穴をつけたものであることを示している。これは直径 2mm の穴を間隔 100mm の井桁パターンでポリエステルフ

フィルムに開けたものである。抜き穴を採用したものは4つのサンプルのうち①だけである。

サンプル②は厚さ $6\mu\text{m}$ のポリエステルフィルムを使用したデンプル型 MLI で、サンプル①のポリエステルフィルムの厚さの半分にし、軽量化を計ったものである。MLI の層間接触圧が自己圧縮で生じている範囲で、熱流束がサンプル①に比べてどのくらい低下するかを調べた。サンプル②の写真は付録3の図・付3-8に示した。デンプルの寸法とパターンはサンプル①と同じであるが、デンプル加工は「製法2」を採用した。「製法1」と「製法2」の違いについては前述の「付録3 デンプル型 MLI の開発」に記した。「製法2」を採用することでデンプル加工によるアルミ蒸着膜のキズが生じるが、製造コストを下げることができる。「製法2」を採用することで熱流束が高くなるかについて確認することも目的である。

サンプル④は基盤フィルムとして PET ではなく、PPS (ポリフェニレンサルファイド) フィルムを使用したものである。このフィルムは放射線照射特性がポリエステルフィルムよりも優れているため、MLI として使用できるかを確認することを目的とする。MLI 用ポリエステルフィルムは放射線照射により高分子の結合が切れ、粉体化するとの報告があり⁹⁾、Kapton フィルムなどを使用しなければならない場合もある。しかし、Kapton は価格が高いという問題がある。PPS フィルムにアルミ蒸着するにはアルミ蒸気との親和性が必要であり、東洋メタライジング(株)では PPS をアルミ蒸着する前に、コロナ処理を行った。

サンプル④のコード DAP12 は厚さ $12\mu\text{m}$ の PPS フィルムの両面にアルミ蒸着したという意味である。このサンプルのデンプルピッチは 6mm であり、デンプルパターンはサンプル①、②と同じ傾斜パターンを採用している。この MLI は手にとって巻きつけ作業をするとき、独特のシャラシャラした音を立てるのが特徴である。

(2)しわ付け型 MLI

サンプル③は厚さ $6.35\mu\text{m}$ ($1/4\text{mil}$)のポリエステルフィルムの片面にアルミ蒸着したしわ付け型 MLI で、NRC-2 という商品名で市販されている。ポリエステルフィルムの厚さはサンプル②とほぼ同じである。

(3) MLI サンプルのアルミ蒸着膜厚

4つの試験サンプルについてその表面抵抗 R_s を測定し、 R_s と質量膜厚 t_w の関係式を使い t_w を推定した。その結果を表2-3-2に示した。質量膜厚はポリエステルフィルム上に蒸着したアルミの質量から、バルクアルミの密度を使って算出した厚さと定義される。 R_s と t_w の関係式については「付録2 輻射反射膜のアルミ蒸着膜厚」にまとめた。

表2-3-2. MLI サンプルのアルミ蒸着膜

No.	サンプルコード	アルミ蒸着	アルミ蒸着面の表面抵抗 [Ω]		アルミ蒸着面の質量膜厚 t_w [\AA]	
			凸側	凹側	凸側	凹側
①	DAM12-DP06-1-P	両面	0.80	1.02	7.47×10^2	5.87×10^2
②	DAM06-DP06-2	両面	0.79	1.32	7.59×10^2	4.55×10^2
③	NRC-2	片面	1.80		3.34×10^2 (SAM)	
④	DAP12-DP06-1	両面	0.30	1.35	1.59×10^3	4.46×10^2

2-3-3 MLI 試験サンプルの主タンクへの施工

(1) 層間接触圧の条件

横型クライオスタットの主要施工面を水平円筒側面とみなし、その回りに「現場施工指針」に従って巻きつけた MLI 中に発生する層間接触圧 P の範囲は第1章の「1-3-3 MLI の施工と層間接触圧」の項で記述したように

$$0 \leq P \leq 4Nw \quad (2-3-1)$$

である。ここで P の最大値は第3章の1の解析で明らかになるように、円筒頂部の MLI 最内層と円筒表面との間で発生しており $4Nw$ となる。ここで w は表2-3-1で示した、各 MLI サンプルの輻射反射膜1枚あたり、単位面積あたりの重量である。

ここで、式(2-2-6)で定義された無次元接触圧パラメータ P^* を使うと、式(2-3-1)は

$$0 \leq P^* \leq 4N \quad (2-3-2)$$

となり、 w が直接表に現れないので w の値が異なる任意の MLI の中に発生している層間接触圧を評価するのに便利である。

本研究では Vertical Cylindrical Calorimeter (VCC) で MLI の熱流束を測定し、その結果を使って水平円筒まわりに巻きつけた MLI の熱流束を推定する。VCC における MLI の層間接触圧の試験条件は、式(2-3-2)に示すように水平円筒まわりの MLI 中に発生している層間接触圧分布を VCC 中に再現するのではない。第1章の「1-3-4 小型カロリメータによる MLI の熱流束測定」で示したように、次のような試験条件で MLI の熱流束データを取得する。

- ① 層間接触圧は各層一定の値にする。その値は水平円筒まわりの MLI 中に発生している層間接触圧の最低値 (= 0 Pa)、中間の値、最大の値、の3種類とした。
- ② 施工層数 N を一定 (= 40 層) とする。

本実験では MLI の標準的な層数 N を 40 層と考えたので、無次元層間接触圧パラメータ P^* の範囲は式(2-3-2)から

$$0 \leq P^* \leq 160 \quad (2-3-3)$$

となる。

(2) MLI サンプルの主タンクへの巻き付け方法

無次元層間接触圧パラメータ P^* あるいは層間接触圧 P をモニタしながら MLI の断熱フィルムを巻きつけることができないので、第2章の2. で述べたように、MLI サンプルの層密度と層間接触圧との関係を使い、施工段階における層密度を確認しながら巻き付け施工を行った。実際には層密度ではなく巻き付け周長を確認したので、実験条件の P^* と巻き付け周長との関係を式(2-3-4)によりあらかじめ算出しておいた。MLI の輻射反射膜を n 層巻いたときの MLI の厚さを H_n とすると、層密度 η と MLI 最外層 (第 n 層) の周長 L_n はそれぞれ次のように表される。

$$\eta = \frac{n}{H_n} \quad (2-3-4)$$

$$L_n = \pi(D_0 + 2H_n) \quad (2-3-5)$$

ここで、カロリメータは図2-1-2(b)に示した小タンクを使用したので主タンクの外径 D_0 は 120mm である。層密度と P^* は式(2-2-10)の関係があるので、結局 L_n は P^* を使って次のように表すことができる。

$$L_n = \pi \left\{ D_0 + \frac{2abn}{(P^* + 1)^{(1-b)}} \right\} \quad (2-3-6)$$

係数 a 、 b は積層試験により MLI 各サンプルに対し、表2-2-5のように与えられている。

MLI の施工は目安となる周長を5層おきに測定し、設定値と比較しながら行った。周長は平坦な厚さ $25 \mu\text{m}$ のポリエステルフィルムのストリップを作成し、断熱フィルムの端部でストリップを巻きつけ、1周の長さを計測した。断熱フィルムを 40 層巻き終わった段階の周長を表2-3-3に示した。 P^* が0となるケースは施工した断熱フィルムの層密度が低く、式(2-2-10)を使って算出した P^* の値が負になるので層間圧縮圧をゼロとした。このように Vertical Cylindrical Calorimeter を使うと MLI の層間接触圧がゼロになる試験条件を作ることができる。

2-3-4 熱流束測定結果

4つの MLI 試験サンプルに対して実施した熱流束測定試験結果を表2-3-3にまとめた。真空タンク内の圧力については表2-3-4に示したように、MLI の熱流束が残留気体分子の影響を受けない範囲で行った。図2-3-1(a)、(b)はサンプル②DAM06-DP06-2 の性能試験において、カロリメータにそれぞれ液体窒素、液体ヘリウムを充填開始した後の主タンクからの蒸発ガス流量を MLI の熱流束に換算して示したものである。換算は式(2-1-4)による。また MLI の層間接触圧条件はいずれも、 $P^*=140$ である。どちらの図でも蒸発ガス流量が定常になるには液化ガスの初期充填から1日程度必要である。図中に示した時刻 F1 は初期充填後、最初に行った再充填時刻を示す。特に、

同図(a)の液体ヘリウムを用いた試験の場合、初期充填後 20 時間くらいで安定に近づいた時の蒸発ガス流量は時刻 F1 以降に安定する蒸発ガス流量より低い。これは、時刻 F1 の直前では、カロリメータの冷却のため液体ヘリウムが消費され、主タンク内の液体ヘリウムの液位がかなり低くなっているためと考えられる。

表2-3-3の結果を境界温度条件(L)すなわち $T_c=4.2\text{K}$, $T_h=77\text{K}$ の場合について、熱流束と P^* との関係として表2-3-5にまとめた。また境界温度条件(H)すなわち $T_c=77\text{K}$, $T_h=300\text{K}$ の場合については表2-3-6にまとめた。

(1) 熱流束と層密度との関係

表2-3-5、表2-3-6でまとめた4つの MLI サンプルの熱流束試験結果を層密度に対してグラフにすると図2-3-2のようになる。この図にはしわ付け型 MLI の Type A1 の熱流束データも記入した。境界温度条件(L)、(H)のどちらの場合も熱流束は層密度 N/H の増加とともに単調に増加するが、 N/H が大きくなると熱流束の増加率は落ちてくる。これは N/H が大きくなると、MLI 中の伝導伝熱の熱抵抗が低下するが、高温面と低温面との間の熱抵抗は MLI の最外層と高温面との間の真空空間が支配するようになるからである。 N/H が大きくなり MLI の温度が全体に低下し、MLI の最外層の温度と高温面との間で温度ギャップが顕著になるということは、図2-3-3に示した MLI 各層の温度分布の測定結果からわかる。同図には輻射反射膜の輻射透過性を考慮した MLI の熱流束解析(付録7参照)で得られた温度分布を層間接触熱伝達率 h_c [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$] をパラメータとして描いた。 P^* が大きくなると MLI 中の温度分布(各層の温度プロファイル)が直線的になり、かつ傾きが寝てくることわかる。ただし、MLI 最外層の温度は計算結果よりも高い値を示し、高温面との温度ギャップがあまり発生しないように見えるが、これは熱電対の素線を通した伝導伝熱による誤差と考えられる。

前の図2-3-2にもどり、層密度 N/H が小さい場合について検討してみる。層密度が最低の値はサンプル②の約 1.5 層/mm である。層密度がこれよりも下がった場合は熱流束はさらに低下するように見えるが、この場合既に層間接触圧はゼロになっており、さらに熱流束が下がることは無い。このように層密度で熱流束を見ていると、熱流束が最低となる基準がわからない。

表2-3-3 MLIの熱流束試験結果 (層数 N=40層、カロリメータ:小タンク)

サンプル	周長 [mm]	層密度 [層/mm]	P*	q [W/m ²]	
				T _c =4.2K, T _h =77K	T _c =77K, T _h =300K
① DAM12-DP06-1-P	468.0	2.8	0	0.008	0.16
	403.0	9.6	124	0.0715	1.5
	400.5	10.6	380	0.052	1.7
② DAM06-DP06-2	554.0	1.4	0	0.0054	0.24
	438.7	4.1	57	0.023	0.71
	435.0	4.3	140	0.027	1.1
③ NRC-2	402.0	10.0	60	0.035	0.85
④ DAP12-DP06-1	404.2	9.2	60	0.055	1.5

表2-3-4 熱流束試験の諸条件 (層数 N=40層、カロリメータ:小タンク)

サンプル	P*	境界温度 T _c - T _h [K]	真空タンク内の圧力 P _v [Pa]
① DAM12-DP06-1-P	0	4.2 - 77	~1.6×10 ⁻⁵
		77 - 300	2.4×10 ⁻⁵ ~4.3×10 ⁻⁵
	124	4.2 - 77	1.5×10 ⁻⁵ ~2.9×10 ⁻⁵
		77 - 300	2.1×10 ⁻⁵ ~2.9×10 ⁻⁵
	380	4.2 - 77	~1.0×10 ⁻⁴
		77 - 300	~5.7×10 ⁻⁵
② DAM06-DP06-2	0	4.2 - 77	1.9×10 ⁻⁵
		77 - 300	3.3×10 ⁻⁵
	57	4.2 - 77	2.0×10 ⁻⁴ ~2.7×10 ⁻⁴
		77 - 300	4.5×10 ⁻⁵ ~8.0×10 ⁻⁵
	140	4.2 - 77	7.4×10 ⁻⁶ ~1.3×10 ⁻⁵
		77 - 300	2.3×10 ⁻⁵ ~3.2×10 ⁻⁵
③ NRC-2	60	4.2 - 77	1.3×10 ⁻⁵ ~4.5×10 ⁻⁵
		77 - 300	1.6×10 ⁻⁴ ~2.3×10 ⁻⁴
④ DAP12-DP06-1	60	4.2 - 77	1.3×10 ⁻⁵ ~4.0×10 ⁻⁴
		77 - 300	2.4×10 ⁻⁵ ~5.3×10 ⁻⁵

(2) 熱流束と層間接触圧との関係

熱流束を層間接触圧との関係で見ると、その最低値を与える基準が明瞭になるので、熱流束と層間接触圧との関係を図2-3-4に示す。なお、表2-3-3に示した熱流束試験結果は層間接触圧 P と無次元層間接触圧パラメータ P* について整理し、境界温度条件(L)に対しては表2-3-5に、境界温度条件(H)に対しては表2-3-6にまとめた。

表2-3-5 MLIの熱流束試験結果 q [W/m²] (T_c=4.2K, T_h=77K)

層間接触圧		①	②	③	④
P*	P [Pa]	DAM12-DP06 -1-P	DAM06-DP06 -2	NRC-2	DAP12-DP06 -1
0	0	0.008	0.0054		
57	4.8		0.023		
60	9.7				0.055
60	4.9			0.035	
124	21	0.072			
140	12		0.027		
380	65	0.052			

表2-3-6 MLIの熱流束試験結果 q [W/m²] (T_c=77K, T_h=300K)

層間接触圧		①	②	③	④
P*	P [Pa]	DAM12-DP06 -1-P	DAM06-DP06 -2	NRC-2	DAP12-DP06 -1
0	0	0.16	0.24		
57	4.8		0.71		
60	9.7				1.5
60	4.9			0.85	
124	21	1.5			
140	12		1.1		
380	65	1.7			

図2-3-4からわかるように、MLIの熱流束は層間接触圧Pがゼロのとき最低値を示し、Pがゼロに近いところでPとともに急激に上昇することがわかる。層間接触圧が5Paになると、熱流束はゼロのときに比べて4倍程度高くなり、10Paになると7~8倍高くなる。層間接触圧が10Paから20Paの間になると、熱流束の上昇は小さくなる。層間接触圧65Paのデータはばらつきが大きい、20Pa以上では熱流束の上昇がさらに小さくなる。

液体窒素温度(77K)を境として高温側($T_c=77K, T_h=300K$)で熱流束を測定した結果と低温側($T_c=4.2K, T_h=77K$)で測定した結果を各MLIサンプルについて比較してみる。各MLIサンプルはカロリメータの「小タンク」を使い高温側で試験した後、MLIを巻きなおすことなく同一の施工状態を保って液体窒素シールドタンクをカロリメータに取り付けることにより低温側の境界温度条件で熱流束を調べることができた。その結果を2つの境界温度条件における熱流束の比

$$\frac{q(T_c = 77K, T_h = 300K)}{q(T_c = 4.2K, T_h = 77K)} \quad (2-3-7)$$

として表2-3-7と図2-3-5にまとめた。それによると温度域77K-300Kで試験した場合の熱流束は温度域4.2K-77Kでのそれよりも20~45倍大き

表2-3-7 MLIの熱流束の比 $\frac{q(T_c = 77K, T_h = 300K)}{q(T_c = 4.2K, T_h = 77K)}$

層間接触圧		①	②	③	④
P*	P [Pa]	DAM12-DP06-1-P	DAM06-DP06-2	NRC-2	DAP12-DP06-1
0	0	20.0	44.4		
57	4.8		30.9		
60	9.7				27.3
60	4.9			24.3	
124	21	20.8			
140	12		40.7		
380	65	32.7			

が、どのサンプルでも2桁を上回ることにはなかった。これは MLI 中の熱伝達が輻射熱伝達だけで支配されているわけではないからである。

(3) 熱流束と層間接触圧の関係を表す実験式

熱流束 q と層間接触圧 P に関する実験式を求めてみる。境界温度 $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ の場合について考える。図2-3-6に示すように、サンプル①とサンプル②の熱流束はほぼ同じ曲線上にあり、2つのサンプルで輻射反射膜の厚さが違っても、層間接触圧が同じなら、同じ熱流束を示すことが分かる。 q と P の実験式は式(2-3-7)を仮定し、サンプル①と②のデータをともに使用して最小二乗法により係数 α と β を求めた。

$$q = q_0 + \alpha P^\beta \quad (2-3-7)$$

ただし、 $P=0$ [Pa] の場合のデータだけ、それぞれのサンプルの実験式を求めるために個別に使用した。図2-3-7に示す境界温度 $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ の場合、サンプル①のデータのばらつきが大きいので、同様な方法で実験式(2-3-7)の係数を求めた。その結果を表2-3-6にまとめた。同表では熱流束を無次元層間接触圧パラメータで表した式も示した。

表2-3-6 熱流束 q の実験式

MLI 試験サンプル	境界温度 $T_c - T_h$ [K]	q [W/m ²] v.s. P [Pa] の実験式
①DAM12-DP06-1-P	4.2 - 77	$q = 0.008 + 0.00782P^{0.478}$ $q = 0.008 + 0.00336P^{*0.478}$
	77 - 300	$q = 0.163 + 0.333P^{0.390}$ $q = 0.163 + 0.167P^{*0.390}$
②DAM06-DP06-2	4.2 - 77	$q = 0.0054 + 0.00971P^{0.435}$ $q = 0.0054 + 0.00330P^{*0.435}$
	77 - 300	$q = 0.236 + 0.277P^{0.425}$ $q = 0.236 + 0.0965P^{*0.425}$

(4) 熱流束と無次元層間接触圧パラメータとの関係

図2-3-6と図2-3-7では横軸を層間接触圧 P としたが、横軸を無次元層間接触圧パラメータとしてそれぞれの図を書き直したのが、図2-3-8と図2-3-9である。同図には実験式(2-3-7)も示したが、サンプル①とサンプル②の w が異なるのでそれぞれの実験式は2本の曲線に分離していることがわかる。

(5) 輻射反射膜の軽量化の効果

輻射反射膜の材料であるポリエステルフィルムの厚さを $12\mu\text{m}$ から $6\mu\text{m}$ にすることにより、MLI の w を半分にすることができる。水平円筒まわりに巻きつけた MLI が自己圧縮状態にあるとき、層間接触圧は式(2-3-2)で与えられる範囲で分布を持つ。MLI の w が小さいと層間接触圧は低い範囲で分布を持つことがわかる。第3章の1の解析で明らかになるが、水平円筒まわりに巻きつけた MLI 中の層間接触圧の平均値は巻き数 N を使って、 $(N+1)w$ となる。層間接触圧を無次元層間接触圧パラメータ P^* で表すと、単に $N+1$ となる。 P^* がこの値になるときの MLI の熱流束を図サンプル①とサンプル②について境界温度条件(H)、すなわち $T_c=77\text{K}$, $T_h=300\text{K}$ と境界温度条件(L)、すなわち $T_c=4.2\text{K}$, $T_h=77\text{K}$ について、それぞれ図2-3-8と図2-3-9から求めると表2-3-7のようになる。両境界温度条件での熱流束の比 A を次のように定義する。

$$\text{ratio } A = \frac{q(\text{for sample ② at } P^* = 41)}{q(\text{for sample ① at } P^* = 41)} \quad (2-3-8)$$

どちらの境界温度条件の場合でも比 A (ratio A) は約 0.8 となった。この結果わかることは、本研究で実証したわけではないが輻射反射膜の軽量化による水平円筒まわりの MLI の熱流束の抑制効果は 20% 程度であるということである。接触熱伝達は輻射熱伝達ほど強い温度依存性が無く、温度が低い領域では MLI 中の熱伝達に占める接触熱伝達の寄与が大きいと考え、軽量化の効果を示す比 A は低温域で特に低くなると予想したが高温域との差はほとんどなかった。また、 w を半分の値にしても、熱流束の低下は 2 割程度であった。

表2-3-7. 輻射反射膜の軽量化の効果(水平円筒まわりに使用した場合の熱流束の比較)

境界温度 $T_c - T_h$ [K]	MLI 試験サンプル	q [W/m ²] at $P^*=41$	軽量化効果比 ratio A 式(2-3-8)
4.2 - 77 境界温度条件(L)	① DAM12-DP06-1-P	0.028	0.79
	② DAM06-DP06-2	0.022	
77 - 300 境界温度条件(H)	① DAM12-DP06-1-P	0.87	0.82
	② DAM06-DP06-2	0.71	

(6) 熱流束と層間接触圧の測定誤差

熱流束の測定誤差は式(2-1-7)に熱流束の時間変動による誤差を加えた評価式で与えられるが、これは大タンクと自動石鹼膜流量計を用いた MLI の素材試験での評価式・式(2-1-20)と同じである。詳細は付録9に記載したが

熱流束の測定誤差 $\frac{\delta q}{q}$ は境界温度条件 $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ に対しては $\pm 6\%$ 、

境界温度条件 $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ に対しては $\pm 8\%$ であった。

層間接触圧の測定誤差についても付録9に詳述したが、熱流束の測定誤差よりも無次元層間接触圧パラメータの推定誤差 $\frac{\delta P^*}{P^*}$ の方がかなり大きく、サンプル①(DAM12-DP06)で 23%程度、サンプル②(DAM06-DP06)で 13%程度である。

2-3-5 まとめ

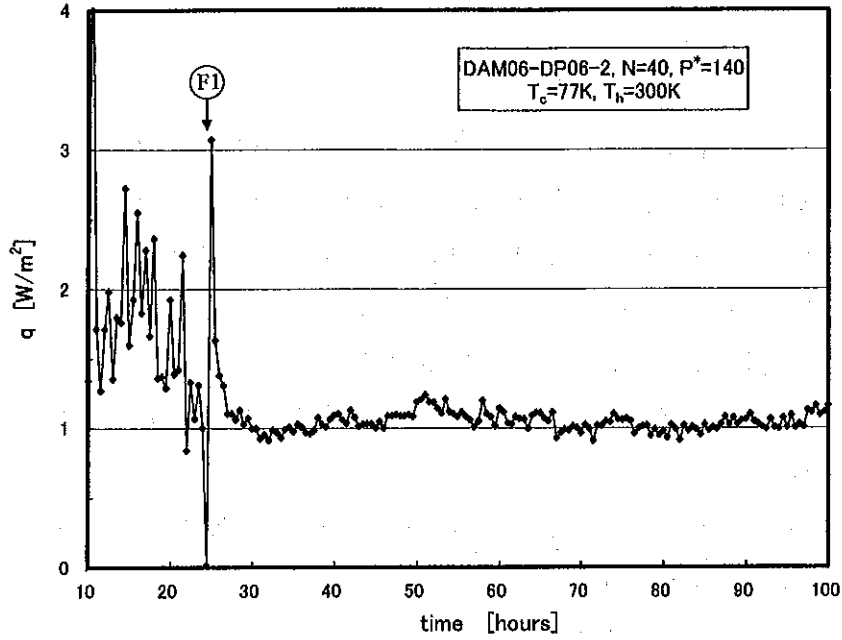
- (1) 水平円筒まわりに巻いた MLI の熱流束を推定するために MLI の熱流束をカロリメータで測定した。カロリメータの形式として Vertical Cylindrical Calorimeter が適当であると判断した。その根拠は、MLI の層間接触圧が重力に影響されずに設定でき、MLI の自重で決まる程度の低い層間接触圧レベルで熱流束を測定できるからである。
- (2) MLI の熱流束をカロリメータで測定する場合の層間接触圧の試験条件を 0 から自重の 4N 倍の範囲をカバーできるようにした。N は層数で本実験では 40 層とした。
- (3) Vertical Cylindrical Calorimeter を用いることにより、層間接触圧がゼロの場合に MLI の熱流束を測定することができた。
- (4) MLI の積層試験の結果を用いることにより MLI の熱流束と層間接触圧の関係を求めることが出来た。
- (5) 層間接触圧の範囲は G. R. Cunnington らが試験した圧力が高い範囲ではなく、0Pa から 70Pa の低圧力範囲である。この範囲で熱流束は層間接触圧に対して敏感であることがわかった。
- (6) MLI の層間接触圧と熱流束を関係付ける実験式を得ることができた(表 2-3-6)。
- (7) MLI の軽量化の効果については、断熱フィルムの厚さを $12\mu\text{m}$ から $6\mu\text{m}$ にした場合、水平円筒まわりの MLI の熱流束を約 20%抑制できる可能性がある。なお、アルミ蒸着工程での熱損傷の問題があり、 $6\mu\text{m}$ よりもさらに薄いポリエステルフィルムで MLI を作るのは難しいことがわかった。

参考文献

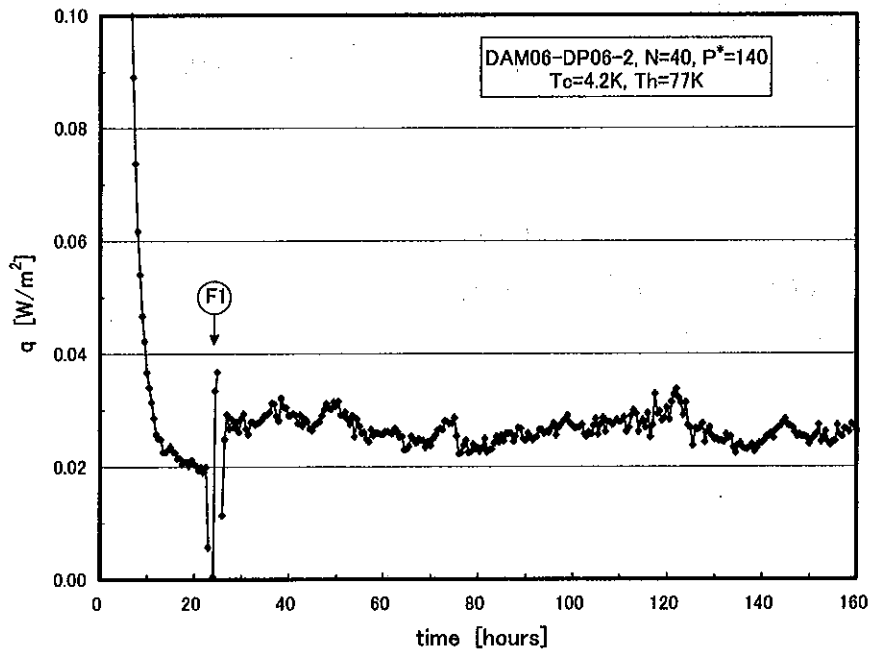
- 1) W. Burgess and Ph. Lebrun, "Compared Performance of Kapton and Mylar-based Superinsulation", 10th ICEC, Helsinki, Finland, 31 July - 3 August 1984 (CERN LEP-MA/84-8)

記号一覧(第2章の3)

a	MLIの積層試験により決まる式(2-2-1)の係数
b	MLIの積層試験により決まる式(2-2-1)の係数
D_0	Vertical Cylindrical Calorimeter 主タンクの外径 [m]
H_n	MLIの輻射反射膜をn層巻いたときの MLI の厚さ [m]
h_c	層間接触熱伝達率 [W/m ² K]
L_n	カロリメータに巻いた MLI の最外層(第 n 層)の周長 [m]
N	層数
N/H	MLIの層数 N と全厚さ H きまる平均層密度 [層/mm]
P	層間接触圧 [Pa]
P^*	無次元接触圧パラメータ
P_v	真空タンク内の圧力 [Pa]
q	MLIの面に垂直方向の熱流束 [W/m ²]
T_c	低温側境界温度 [K]
T_h	高温側境界温度 [K]
w	輻射反射膜1枚の単位面積当りの重量 [Pa]
α	式(2-3-7)で定義された係数
β	式(2-3-7)で定義された係数
η	層密度 [層/mm]



(a) MLIの断熱性能を与える平均熱流束 q は液体窒素を主及び補償タンクに充填して、MLI中の温度が静定する27時間目以降から蒸発速度が上昇し始める直前の100時間目までの平均として求めた。時刻F1は液体ヘリウムの補充時刻を示す。(カロリメータ：小タンク)



(b) MLIの断熱性能を与える平均熱流束 q は液体窒素を主及び補償タンクに充填して、MLI中の温度が静定する27時間目以降から蒸発速度が上昇し始める直前の165時間目までの平均として求めた。時刻F1は液体窒素の補充時刻を示す。(カロリメータ：小タンク)

図2-3-1. 主タンクからの蒸発ガス流量の変動 (熱流束 q に換算して表示した)

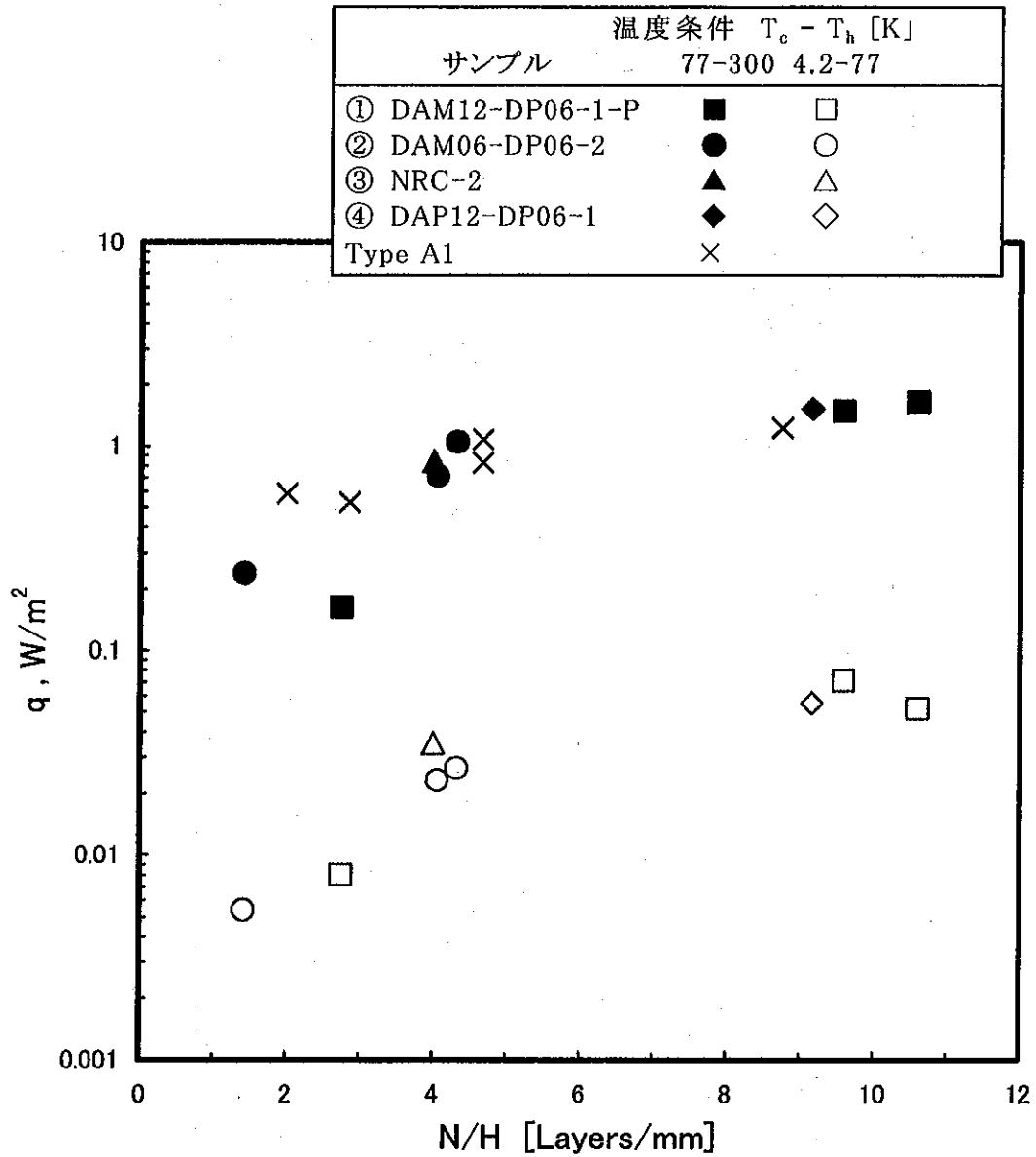
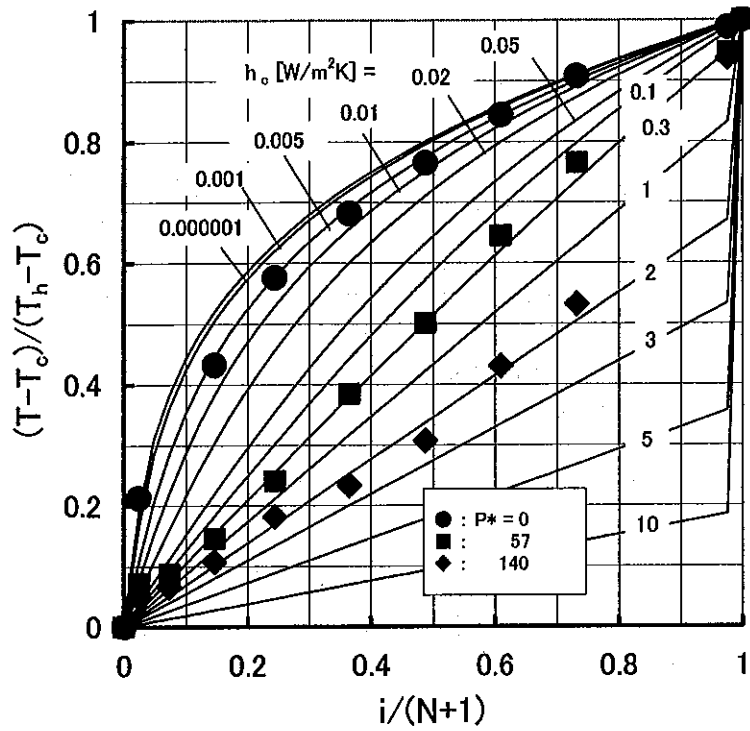
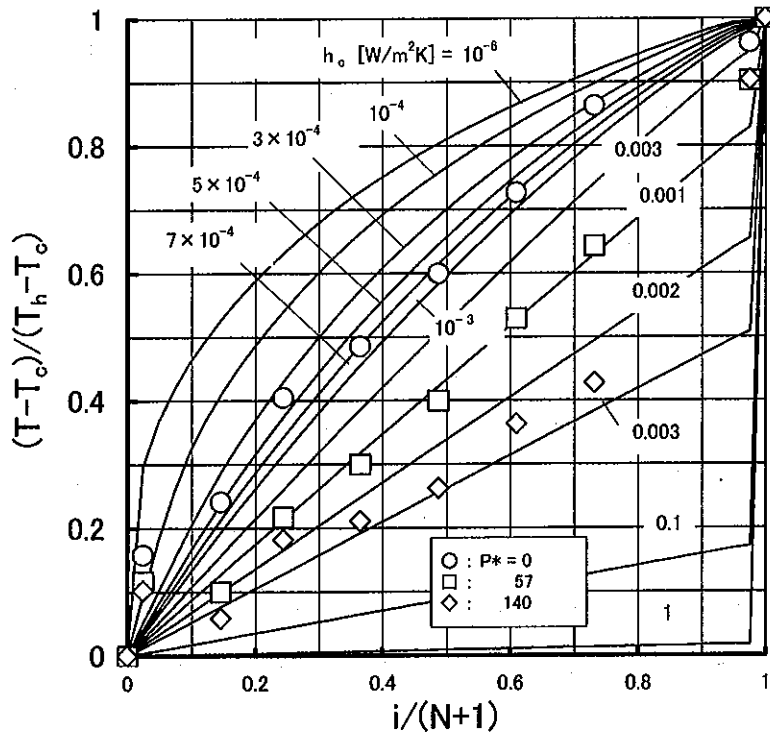


図2-3-2. 熱流束 q の層密度との関係

(Type A1 は大タンクで測定、その他は小タンク)



(a) $T_c = 77\text{K}$, $T_h = 300\text{K}$



(b) $T_c = 4.2\text{K}$, $T_h = 77\text{K}$

図2-3-3. MLI 各層の温度 (サンプル② DAM06-DP06-2、カロリメータ : 小タンク)

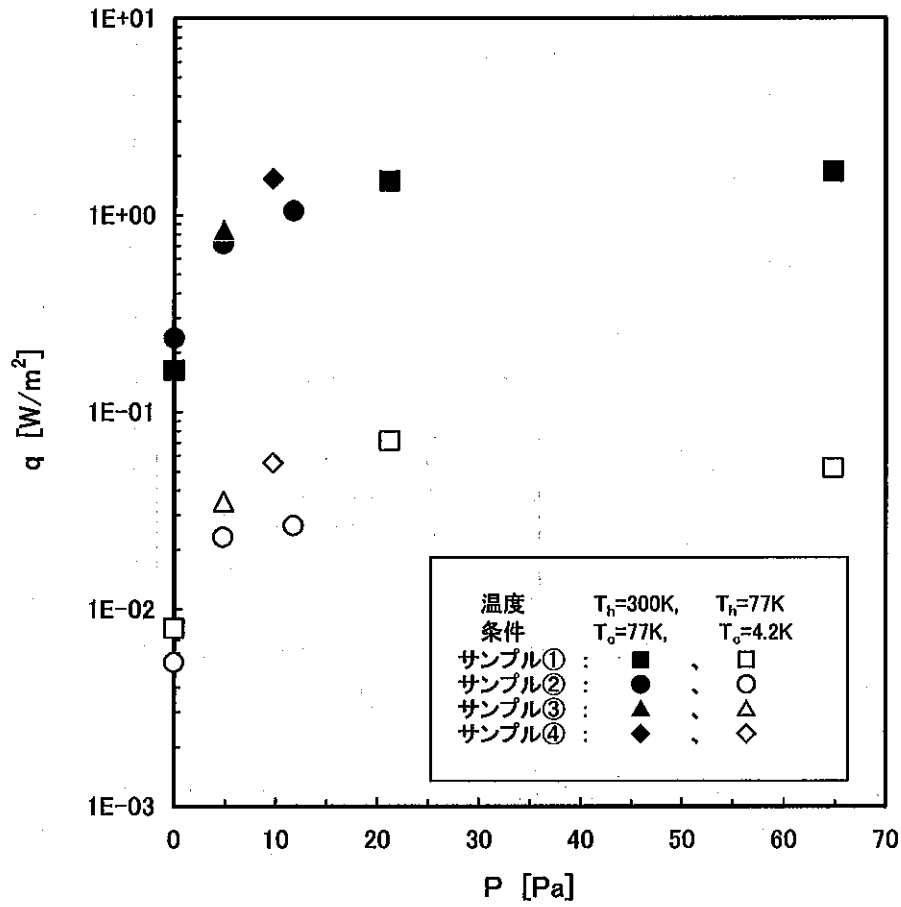


図2-3-4. MLI サンプルの熱流束と層間接触圧

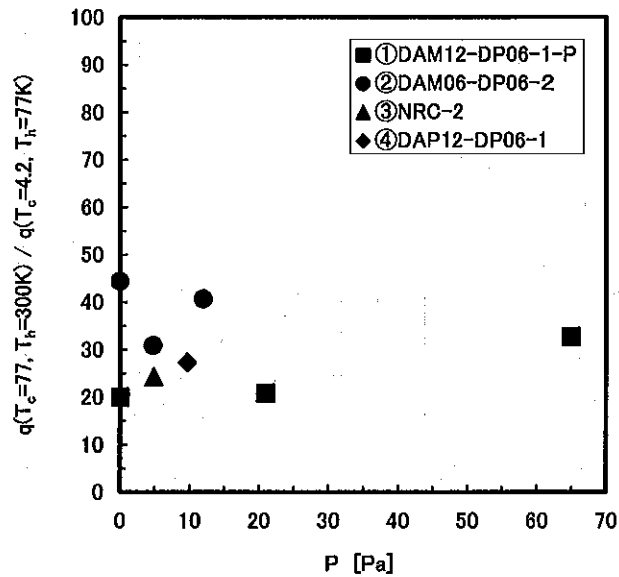


図2-3-5. 2つの温度領域での MLI の熱流束 q の比

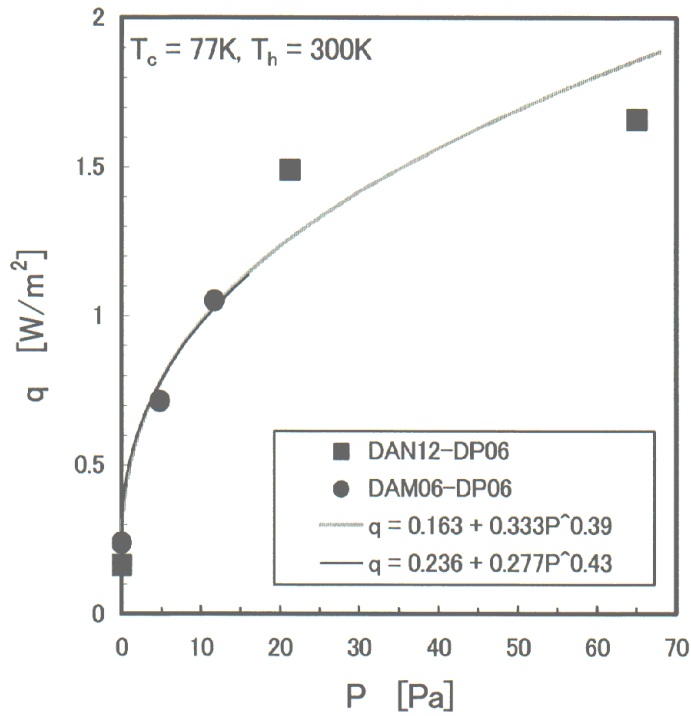


図2-3-6. 熱流束と層間接触圧との実験式を求める ($N = 40$ 層)

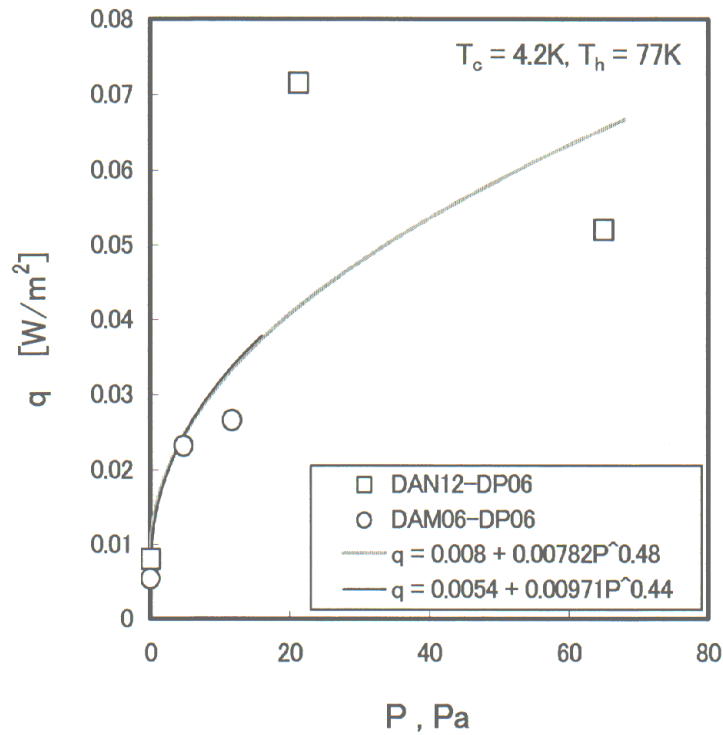


図2-3-7. 熱流束と層間接触圧との実験式を求める ($N = 40$ 層)

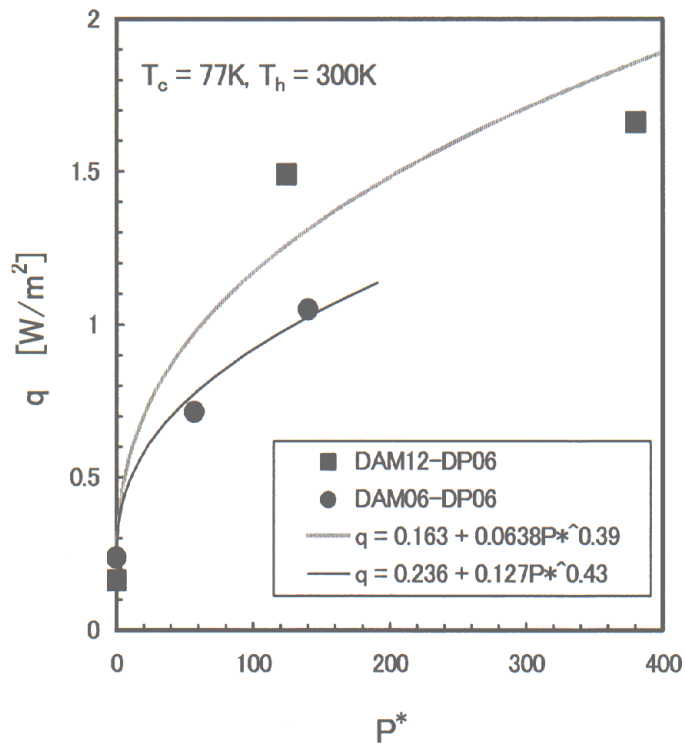


図2-3-8. 熱流束 q と無次元層間接触圧パラメータ P^* ($N = 40$ 層)

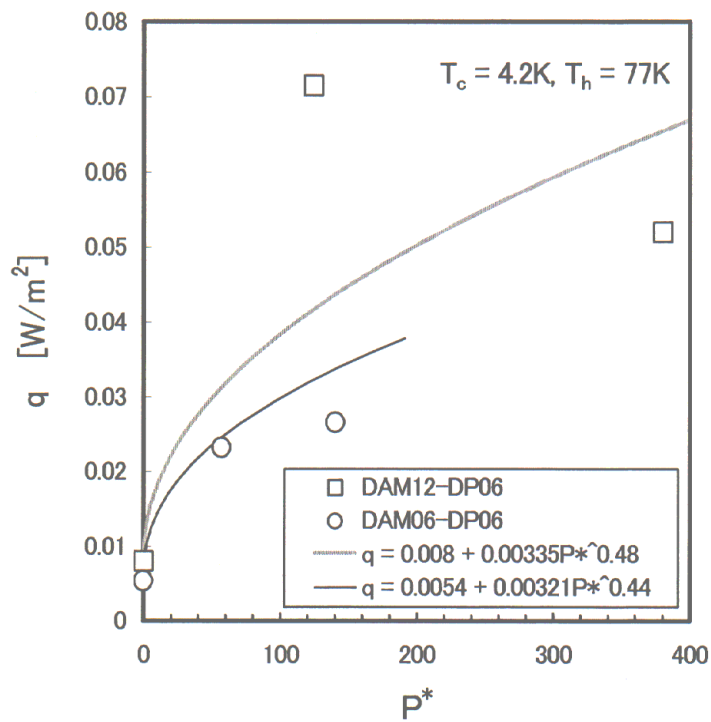


図2-3-9. 熱流束 q と無次元層間接触圧パラメータ P^* ($N = 40$ 層)

第3章

真空多層断熱材の熱流束に関する 解析的研究

第3章 真空多層断熱材の熱流束に関する解析的研究

3-1. 水平円筒まわりのMLIの層間接触圧解析

3-1-1 はじめに

横型クライオスタットの中でMLIが巻き付けられる主要部は水平に保持された円筒状の極低温面と考えられる。水平円筒まわりに巻きつけられた MLI の中で、層間の接触圧は円筒の上部の方が下部より高く、外側の層より内側の層の方が高いと予想される。接触圧の大きさは MLI の総重量とどのような関係にあるか。総重量は MLI の材質にもよるが、巻き付け施工される低温面の直径にも依存する。また層間接触圧は MLI の重量を受ける面の大きさに依存するので、円筒の直径が大きくなると面圧が下がる効果があると考えられる。この章では、多層のフィルムが水平円筒のまわりに巻かれている場合、隣接するフィルム相互の接触圧がどのような大きさになるか、また接触圧は円筒の直径や MLI の重量とどのような関係にあるかを明らかにする。

MLI は円筒のまわりに薄い輻射反射フィルムを多層に巻きつけたものである。スペーサを使用する MLI では、輻射反射フィルムの中にシルクネット、あるいはガラス繊維紙を挿入している。本論で取り扱っている MLI は主としてスペーサを使用していないデンプル型、あるいはしわ付け型 MLI を対象にしているので、MLI の1層は1枚の薄いフィルムでできていると考える。また、そのフィルムはアルミ蒸着をしたPETフィルムなので静電気を帯びることがなく、重ねた場合非常に滑りやすく互いに付着することはない。また水平円筒のまわりに巻きつけるため、円筒頂部を境に左右でバランスするので層間の摩擦は考える必要はない。

この章では始めに1枚の薄いフィルムが水平円筒のまわりにゆるく巻きつけられている場合に、フィルムと円筒との間に生じる接触圧を検討した。ゆるく巻きつけるとは、円筒の下部でフィルムがわずかな垂れを形成している場合である。実際の横型クライオスタットに MLI を施工する現場では、フィルムに余分な張力が極力発生しないように注意しながら巻きつける。これは、先に巻いた内側の層を締め上げるように巻いてはいけないという注意であるが、内側の層の周長よりもその外側に巻くフィルムの周長が少し長いという条件である。ただし、あまり長めに巻きつけては、MLI の施工のために割り当てられた断熱施工空

間に MLI が納まりきれなくなるので、現実的な大きさがあると考えられるので、これについても本章で検討した。

1枚の薄いフィルムと水平円筒との間に発生する接触圧の検討結果を使って、水平円筒のまわりに薄いフィルムを多層に巻いた場合に隣接するフィルム間に発生する接触圧について検討し、水平円筒まわりに巻いた MLI 中の層間接触圧の大きさや分布などを把握する。

3-1-2 水平円筒まわりに巻いた1枚のフィルムの接触圧解析

水平円筒のまわりに巻かれた 1枚の薄いフィルムと円筒との間に発生する接触圧の解析を行った。薄いフィルムに余分な張力が発生しないように円筒のまわりにゆるく巻きつけると、円筒の底部にフィルムの垂れ(Sag) H_s が発生する。図3-1-1に示すように薄いフィルムが円筒面に接触している領域 A と円筒から離れている領域 B とに分けてフィルムに働く力のバランスを考える。円筒面における周方向位置を示す方位角 θ を円筒の頂点を基点として測ったとき、フィルムが円筒面から離れる点 P_d を離脱点と呼び、点 P_d の方位角を離脱角 θ_d とする。

領域 A ; ($0 < |\theta| < \theta_d$)

領域 B ; ($\theta_d < |\theta| < \pi$)

(1) 領域 A における力のつりあい

図3-1-1で示した水平円筒まわりに巻きつけられた薄いフィルムで、領域 A について考える。薄いフィルムの円周方向の微小長さ $rd\theta$ に働く単位長さ(円筒の軸方向)当りの張力 $T(\theta)$ と円筒面との間に生じる接触圧 $P(\theta)$ について、水平方向と垂直方向の力のつりあいは次式で表される。

$$T(\theta) \cos \theta = P\left(\theta + \frac{d\theta}{2}\right) \sin\left(\theta + \frac{d\theta}{2}\right) rd\theta + T(\theta + d\theta) \cos(\theta + d\theta) \quad (3-1-1)$$

$$T(\theta) \sin \theta + P\left(\theta + \frac{d\theta}{2}\right) \cos\left(\theta + \frac{d\theta}{2}\right) rd\theta = wrd\theta + T(\theta + d\theta) \sin(\theta + d\theta) \quad (3-1-2)$$

ここで、 $T^*(\theta) = \frac{T(\theta)}{wr}$ 、 $P^*(\theta) = \frac{P(\theta)}{w}$ (w はフィルムの面密度である。)とすると、

式(3-1-1)、式(3-1-2)はつぎのようになる。

$$\frac{d}{d\theta}(T^*(\theta)\cos\theta) = -P^*(\theta + \frac{d\theta}{2})\sin(\theta + \frac{d\theta}{2}) \quad (3-1-3)$$

$$\frac{d}{d\theta}(T^*(\theta)\sin\theta) = P^*(\theta + \frac{d\theta}{2})\cos(\theta + \frac{d\theta}{2}) - 1 \quad (3-1-4)$$

$T^*(\theta)$ と $P^*(\theta)$ をそれぞれ無次元張力パラメータ、無次元接触圧パラメータと呼ぶ。 $T^*(\theta)$ は、円筒の軸方向単位長さについて周方向1ラジアンあたりのフィルム重量 rw を単位として張力を測ったときの値である。 $P^*(\theta)$ は、単位面積あたりのフィルム重量 w で接触圧を測ったときの値である。以下に示すように、2つの無次元パラメータを使うことにより、円筒の寸法を表す半径 r と単位面積あたりのフィルム重量 w が基礎方程式から消える。このことから、本解析で明らかになる $T^*(\theta)$ と $P^*(\theta)$ の特性は円筒の寸法とフィルムの単位重量に依存しないと言える。実際にはフィルムの弾性の影響で円筒半径が小さくなると、本解析の結果は適用できなくなるが、それ以外の場合は $T^*(\theta)$ と $P^*(\theta)$ の解析結果はいかなる寸法の円筒にも、いかなる単位重量のフィルムにも適用できる。また実際の接触圧 $P(\theta)$ は $P^*(\theta)$ にフィルムの単位重量 w を乗じれば得られる。 $P(\theta)$ は w が大きいほど大きい、円筒の寸法 r に無関係である。なお、フィルムの弾性の影響については付録5にまとめた。

式(3-1-3)、式(3-1-4)において $d\theta$ は十分小さいので、両式は次のようになる。

$$\frac{d}{d\theta}(T^*(\theta)\cos\theta) = -P^*(\theta)\sin\theta \quad (3-1-5)$$

$$\frac{d}{d\theta}(T^*(\theta)\sin\theta) = P^*(\theta)\cos\theta - 1 \quad (3-1-6)$$

式(3-1-5)に $\cos\theta$ を掛け、式(3-1-6)に $\sin\theta$ を掛けて両式の和をとると、

$$\frac{dT^*(\theta)}{d\theta} = -\sin\theta \quad (3-1-7)$$

式(3-1-7)を θ_0 から θ まで積分して次式を得る。

$$T^*(\theta) - T^*(\theta_d) = \cos\theta - \cos\theta_d$$

$$T^*(\theta) = \cos\theta + T^*(\theta_d) - \cos\theta_d \quad (3-1-8)$$

式(3-1-8)と式(3-1-5)から次式が得られる。

$$P^*(\theta) = 2\cos\theta + T^*(\theta_d) - \cos\theta_d \quad (3-1-9)$$

(2) 領域 B における力のつりあい

図3-1-1で示した薄いフィルムで、領域 B について考える。薄いフィルムの円周方向の微小長さ ds に働く力を x - y 方向に分解し図示すると図3-1-3のようになる。微小長さ ds に働く力の x 方向成分のつり合いを式(3-1-10)に、 y 方向成分のつり合いを式(3-1-11)に示す。

$$T(x+dx)\cos\varphi(x+dx) = T(x)\cos\varphi(x) \quad (3-1-10)$$

$$T(x+dx)\sin\varphi(x+dx) = T(x)\sin\varphi(x) + wds \quad (3-1-11)$$

ここで微小長さ ds は次式で表される。

$$ds = \sqrt{dx^2 + dy^2} = \sqrt{1+y'^2} dx \quad (3-1-12)$$

またフィルムの傾きは次式で与えられる。

$$y'(x) = \tan\varphi(x) \quad (3-1-13)$$

式(3-1-10)から

$$\frac{d}{dx}(T(x)\cos\varphi(x)) = 0 \quad (3-1-14)$$

であるので、積分定数 C を使って

$$T(x)\cos\varphi(x) = T(r\sin\theta_d)\cos\varphi(r\sin\theta_d) = C \quad (3-1-15)$$

式(3-1-11)から

$$\frac{d}{dx}(T(x)\sin\varphi(x)) = w \frac{ds}{dx} \quad (3-1-16)$$

式(3-1-15)を使って $T(x)$ を消すと

$$\frac{d}{dx}(C \tan\varphi(x)) = w \frac{ds}{dx} \quad (3-1-17)$$

式(3-1-13)、式(3-1-12)を使うと y に関する次の方程式が得られる。

$$\begin{aligned} y''(x) &= \frac{w}{C} \frac{ds}{dx} \\ &= \frac{w}{C} \sqrt{1+y'(x)} \end{aligned} \quad (3-1-18)$$

式(3-1-18)を積分し、 $y'(0) = 0$ を考慮すると次式が得られる。

$$y'(x) = \sinh\left(\frac{w}{C}x\right) \quad (3-1-19)$$

$$y(x) = \frac{C}{w} \cosh\left(\frac{w}{C}x\right) + A \quad (3-1-20)$$

積分定数 A は離脱点 $P_d (r \sin \theta_d, r \cos \theta_d)$ において、 $y(r \sin \theta_d) = r \cos \theta_d$ であることを考慮すると、式(3-1-20)から

$$r \cos \theta_d = \frac{C}{w} \cosh\left(\frac{w}{C}r \sin \theta_d\right) + A$$

となり結局、式(3-1-20)はつぎのようになる。

$$\frac{y(x)}{r} = \frac{C}{wr} \left\{ \cosh\left(\frac{wr}{C} \frac{x}{r}\right) - \cosh\left(\frac{wr}{C} \sin \theta_d\right) \right\} + \cos \theta_d \quad (3-1-21)$$

(3) 境界条件

薄いフィルムの領域 A と領域 B の境界である離脱点 P_d (departure point) における境界条件を考える。離脱点の座標は $P_d (r \sin \theta_d, r \cos \theta_d)$ である。離脱点において領域 A におけるフィルムの傾きと領域 B におけるフィルムの傾きは等しく、

$$y'(r \sin \theta_d) = -\tan \theta_d \quad (3-1-22)$$

が成り立つ。式(3-1-19)から

$$\sinh\left(\frac{wr}{C} \sin \theta_d\right) = -\tan \theta_d \quad (3-1-23)$$

となるので

$$\frac{wr}{C} \sin \theta_d = \sinh^{-1}(-\tan \theta_d) = \ln \left\{ -\tan \theta_d + \sqrt{\tan^2 \theta_d + 1} \right\} \quad (3-1-24)$$

これより、定数 C は次式で与えられる。

$$\frac{C}{wr} = \frac{\sin \theta_d}{\ln \left\{ -\tan \theta_d + \sqrt{\tan^2 \theta_d + 1} \right\}} \quad (3-1-25)$$

領域 A において、離脱点 P_d におけるフィルムの単位長さあたり周方向に働く張力は $T(\theta_d)$ である。領域 B において離脱点 P_d におけるフィルムの単位長さあたりに周方向に働く張力は $T(r \sin \theta_d)$ である。両者は等しく、次式が成り立つ。

$$T(\theta_d) = T(r \sin \theta_d) \quad (3-1-26)$$

また、離脱点 P_d において領域 B のフィルムは領域 A のフィルムに連続的に繋がりが、それぞれの領域におけるフィルムの傾き角は等しいので、

$$\varphi(r \sin \theta_d) = \pi - \theta_d \quad (3-1-27)$$

が成り立つ。式(3-1-26)と式(3-1-27)を式(3-1-15)を代入すると

$$T(\theta_d) = \frac{C}{\cos(\pi - \theta_d)} = -\frac{C}{\cos\theta_d} \quad (3-1-28)$$

となる。上式を式(3-1-25)へ代入し積分定数 C を消去すると、

$$T^*(\theta_d) = \frac{-\tan\theta_d}{\ln\{-\tan\theta_d + \sqrt{\tan^2\theta_d + 1}\}} \quad (3-1-29)$$

となる。 $T^*(\theta_d)$ と θ_d との関係を図示すると図3-1-4のとおりである。 θ_d が π に近づくと $T^*(\theta_d)$ は1に近づく。式(3-1-29)を式(3-1-25)に代入すると

$$\frac{C}{wr} = -\cos\theta_d T^*(\theta_d) \quad (3-1-30)$$

となるので、式(3-1-21)は次のように表される。これは領域 B におけるフィルム形状を与える式で、懸垂曲線である。¹⁾

$$\frac{y(x)}{r} = -T^*(\theta_d)\cos\theta_d \left\{ \cosh\left(\frac{x}{r\cos\theta_d T^*(\theta_d)}\right) + \frac{T^*(\theta_d) - \cos\theta_d}{T^*(\theta_d)\cos\theta_d} \right\} \quad (3-1-31)$$

領域 B における薄いフィルムの形状を表す式(3-1-31)には離脱角 θ_d と離脱点 P_d における無次元化した張力パラメータ $T^*(\theta_d)$ が含まれている。これらは2-2-5 節で薄いフィルムの総周長 S と関係付けられる。それによりフィルムの形状 $y(x)/r$ はフィルムの総周長 S の関数となるが、 S に関して陽に表すことができないので式(3-1-31)のように、 θ_d と $T^*(\theta_d)$ を使って表す。同じように領域 A における薄いフィルムと水平円筒との間に生じる接触圧 $P(\theta)$ 、あるいは無次元化した接触圧パラメータ $P^*(\theta)$ も θ_d と $T^*(\theta_d)$ を使って表す。

(4) 領域 A における薄いフィルムの接触圧分布と張力分布

$P^*(\theta)$ は $\theta=0$ のとき最大になるので、これを P^*_{\max} と表わすと式(3-1-9)から次式が得られる。

$$P^*_{\max} = T^*(\theta_d) + 2 - \cos\theta_d \quad (3-1-32)$$

図3-1-4に示すように離脱角 θ_d が π のとき $T^*(\theta_d)$ は1となるので、 P^*_{\max} は4になる。

$$P^*_{\max} \text{ for } \theta_d = \pi = 1 + 2 - (-1) = 4 \quad (3-1-33)$$

無次元接触圧パラメータ P^* の全周にわたる平均値を P^*_{mean} とすると

$$P^*_{\text{mean}} = \frac{\int_0^\pi P^*(\theta) r d\theta}{\int_0^\pi r d\theta} \quad (3-1-34)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{r \int_0^{\theta_d} (2 \cos \theta - \cos \theta_d + T^*(\theta_d)) d\theta}{\pi r} \\ &= \frac{1}{\pi} \left\{ 2 \sin \theta_d + (T^*(\theta_d) - \cos \theta_d) \theta_d \right\} \end{aligned} \quad (3-1-35)$$

となる。式(3-1-35)から、離脱角が π のとき、領域Bにおけるフィルムの垂れは無く、このとき P^*_{mean} はちょうど2となることがわかる。

$$P^*_{\text{mean}} \text{ for } \theta_d = \pi = 2 \quad (3-1-36)$$

このことは、平板上に置かれた1枚の薄いフィルムと平板との間の無次元接触圧パラメータが $P^*=1$ であるのに対し、水平円筒上では平均として無次元接触圧パラメータが $P^*=2$ になることを示している。水平円筒上の薄いフィルムはその面密度があたかも2倍になったかのように振舞うことがわかる。

以上の解析で明らかになった水平円筒と1枚の薄いフィルムとの間に発生する接触圧の分布と円筒頂部と底部での接触圧等を図3-1-5に示した。

(5) 薄いフィルムの周長

領域Bにおけるフィルムの周方向長さ S_B を求める。式(3-1-12)と式(3-1-19)から

$$\frac{ds}{dx} = \sqrt{1 + \sinh^2\left(\frac{w}{C}x\right)} = \cosh\left(\frac{w}{C}x\right)$$

となるので、これを積分すると

$$s(x) = \frac{C}{w} \sinh\left(\frac{w}{C}x\right)$$

したがって、領域 B における薄いフィルムの周長 S_B は

$$S_B = 2 \frac{C}{w} \sinh\left(\frac{w}{C}r \sin \theta_d\right)$$

式(3-1-23)を用いると上式から S_B は

$$S_B = 2 \frac{C}{w} \sinh(-\tan \theta_d)$$

式(3-1-30)を代入すると、 S_B は次のように表すことができる。

$$S_B = 2r T^*(\theta_d) \sin \theta_d \quad (3-1-37)$$

領域 A におけるフィルムの周方向長さ S_A は $2r\theta_d$ であり、フィルムの全周長 S は $S_A + S_B$ から次のようになる。

$$S = 2r \left\{ \theta_d + T^*(\theta_d) \sin \theta_d \right\} \quad (3-1-38)$$

フィルムの周長と円筒の周長との差を超過周長 S_e と定義すると

$$S_e = S - 2\pi r \quad (3-1-39)$$

となるが、 S_e を円筒の周長で割って無次元超過周長パラメータ S_e^* を定義する。

$$S_e^* = \frac{\theta_d + T^*(\theta_d) \sin \theta_d}{\pi} - 1 \quad (3-1-40)$$

これは薄いフィルムの周長が円筒の円周に対してどの程度余計に長いかを、円周を基準にした比率である。

領域 A において薄いフィルムと円筒表面との接触圧の垂直方向成分を

$-\theta_d$ から $+\theta_d$ の間で積分すると

$$\int_{-\theta_d}^{\theta_d} P(\theta) \cos \theta r d\theta = 2wr(\theta_d + T^*(\theta_d) \sin \theta_d) = wS \quad (3-1-41)$$

となり、薄いフィルムの全重量に等しくなっているのが確かめられる。

(6) 水平円筒底部での薄いフィルムの垂れ

薄いフィルムをゆるく巻きつけると、水平円筒下部でフィルムの垂れ (Sag) H_s が発生するが、 H_s を次式で定義する。

$$H_s = -r - y(0) \quad (3-1-42)$$

ここで式(3-1-26)から

$$y(0) = r \left\{ \cos \theta_d - T^*(\theta_d)(1 + \cos \theta_d) \right\} \quad (3-1-43)$$

となるので、式(3-1-42)に代入し、半径 r で無次元化した垂れ $H_s^* (=H_s/r)$ を求めると

$$H_s^* = (1 + \cos \theta_d) \left\{ T^*(\theta_d) - 1 \right\} \quad (3-1-44)$$

となる。

(7) 解析結果のまとめ (薄い1枚のフィルム)

水平円筒頂部で発生している無次元接触圧パラメータ P^* の最大値 P_{\max}^* と P^* の周方向平均値 P_{mean}^* およびフィルムの無次元垂れパラメータ H_s^* について、薄いフィルムの周長との関係を図3-1-6に示す。横軸は薄いフィルムの無次元超過周長パラメータ S_o^* である。薄いフィルムの周長が円筒の円周より1%長いと S_o^* は 0.01 となる。

同図から薄いフィルムの周長が円筒の円周に等しくなると、 P_{\max}^* 、 P_{mean}^* と H_s^* はそれぞれ4、2、0になることがわかる。これは円筒の直径によらず成立する。 S_o^* が大きくなると P_{\max}^* も P_{mean}^* も少し小さくなり、 S_o^* が 2.00×10^{-2} のとき

P_{\max}^* は最低の値 3.81 となり、 S_e^* が 4.46×10^{-2} のとき P_{mean}^* は最低の値 1.756 になる。さらに S_e^* が大きくなると P_{\max}^* も P_{mean}^* も増加し、 S_e^* が 0.113 のとき P_{\max}^* は再び 4 となり、 S_e^* が 0.2732 のとき P_{mean}^* は再び 2 になる。 P_{\max}^* も P_{mean}^* も S_e^* がさらに増加すると急激に増大する。 H_s^* は S_e^* が 0.001 以下の範囲でほぼゼロであり、 S_e^* の増大とともに除々に増加し、 S_e^* が 0.1 を超えると急激に増加する。

領域 B における薄いフィルムの形状と離脱角 θ_d をいくつかの S_e^* の値に対して図示したのが図 3-1-7 である。 S_e^* が 0.113 の場合の垂れ H_s^* は極めて大きく現実的な巻き方ではないが、 S_e^* が 0.02 のときも H_s^* はまだ過大である。 S_e^* が 0.002 になると、 H_s^* は 0.0177 となり薄いフィルムの垂れは半径の 1.77% になることがわかる。この程度の値を超えなければ、薄いフィルムはゆるくかつ垂れを小さく抑えて巻きつけられるので現実的と考えられる。またこのときの P_{\max}^* 、 P_{mean}^* はそれぞれ 3.88 と 1.87 である。以上から垂れの大きさが現実的なものであれば薄いフィルムの P_{\max}^* 、 P_{mean}^* はほぼ 4 と 2 であり、これらの数値を超えないということがわかった。

P_{mean}^* が 2 であるということは、水平円筒に巻きつけられた薄いフィルムはみかけの面密度がその面密度の 2 倍になるということである。水平円筒の円周と同じ長さの薄いフィルムを円筒の上に鞍を乗せるように乗せると、円筒の両側ではフィルムが垂直に垂れ下がったままである。この部分を円筒の下部に接するように引っ張り上げるとフィルムにかかる張力を増加させることになる。このことがフィルムの長さと同重圧面の円筒周長が同じであるのに、平均の面圧が $2w$ でパラメータ P_{mean}^* が 2 になる理由である。

(8) 離脱角と薄いフィルムの垂れの測定

単層フィルムと円筒面間の接触圧解析結果を確認するために、3種類の厚さが異なるポリエステルフィルムを直径 780mm、長さ 900mm のアルミ製水平円筒に巻きつけ、離脱角 θ_d 、フィルムの垂れ H_s^* を測定し、超過周長比 S_e^* との関係調べた。3種類のポリエステルフィルムの仕様について表 3-1-1 にまとめた。各サンプルの幅は 300mm である。薄いフィルムが円筒面を離れる位置、円筒の最下部で垂れ下がった薄いフィルムの位置をカセットメータで観測し、離脱角 θ_d とフィルムの垂れ H_s^* を測定した。実機で予想される S_e^* の値 $1 \times 10^{-3} \sim 5 \times 10^{-3}$ を考慮し、 S_e^* の試験条件は 0.001 から 0.2 の範囲と

した。図3-1-8に離脱角 θ_d と無次元超過周長パラメータ S_o^* との関係を示すが、3つのサンプルの測定結果もサンプルによらず、式(3-1-39)と式(3-1-40)で表される離脱角 θ_d と無次元超過周長パラメータ S_o^* の曲線上に乗ることが分かる。 S_o^* が 0.001 から 0.2 まで増加するに従い、 θ_d は 147° から 103° まで減少する。次にフィルムの垂れ H_o^* と無次元超過周長パラメータ S_o^* との関係についての解析結果、すなわち式(3-1-44)を図3-1-9に示す。また3つのサンプルについての測定値も同図に示した。やはりサンプルの面密度によらず、解析結果の曲線上に乗ることがわかる。 S_o^* が 0.001 から 0.2 まで増加するに従い、 H_o^* は 0.01 から 0.8 まで増加することがわかる。

表3-1-1. 離脱角と垂れの測定に使用したポリエステルフィルム

サンプル	厚さ [μm]	面密度 ρ [Pa]
No.1	12	0.171
No.2	25	0.355
No.3	100	1.42

(9) 実際に許容可能なフィルムの垂れ

実際のクライオスタットで薄いフィルムを巻きつけるとき、無次元超過周長パラメータ S_o^* の値はどの程度になるか、あるいはどの程度にしたら良いのかについて考えてみる。実際の断熱施工では薄いフィルムに余分な張力がかからないように巻きつけることが重要であるが、このためにゆるく巻き過ぎると底部の垂れが大きくなって、断熱施工空間で高温面にフィルムが接触したり、MLI が施工空間に収まらなくなる恐れがある。たとえば超伝導双極磁石を念頭にして、施工対象の円筒直径が 300mm とする。この円筒面にフィルムをきっちり巻いたところから少し巻きつけ周長を長く戻してやることを想定する。円筒の円周は 942.5mm である。そこから 5mm だけ薄いフィルムが長くなるようにゆるめたとしたら、 S_o^* の値は 5.3×10^{-3} となる。このとき、円筒底部の薄いフィルムの無次元垂れパラメータ H_o^* は 3.9×10^{-2} と計算されるので、垂れ H_o は 5.8mm とな

る。薄いフィルムを円筒の周長よりいくらか長くするかは超過周長 S_0 で表されるが、薄いフィルムの垂れ H_0 との関係を図3-1-10である。ここでは水平円筒の直径を300mm、1000mm、3000mmの3つの場合について示した。

円筒直径が300mmの場合、超過周長 S_0 の設計値を5mmとし、現場における誤差を±3mmとすると、 H_0 の最小値は2.8mm、最大値は8.6mmとなる。最大値は少し大きいようだが、断熱空間の余裕が10mmあれば、薄いフィルムの垂れがあっても、薄いフィルムは高温面に接触しない。薄いフィルムの超過周長5mmにするには、薄いフィルムに1周ごとにマーキングを入れることなどで対応できる。また底部の垂れの大きさもモニタしながら施工することが必要である。

円筒直径が3000mmの場合、超過周長 S_0 の設計値を直径300mmの場合と同様に5mmにすると、無次元超過周長パラメータ S_0^* は 5.31×10^{-4} となる。これは直径300mmの場合の S_0^* より1桁小さいので、断熱施工を行う場合のマーキング精度は厳しくなる。またマーキングの誤差を±3mmとすると、 H_0 の最小値は4.4mm、最大値は13.3mmとなる。円筒直径が大きい場合は断熱施工空間の余裕を大きめに取らないと、薄いフィルムが高温面に接触する可能性が高くなる。

以上は1枚の薄いフィルムに関する検討であり、断熱施工した場合の垂れの大きさについてもMLIとして1枚の薄いフィルムしか巻きつけていないという特別なケースを議論した。次節では薄いフィルムを多層に巻きつけた場合について検討する。

3-1-3 水平円筒まわりの多層フィルムの層間接触圧

はじめに、水平平板上に積み重ねたフィルムの場合について考え、その結果に基づき、水平円筒まわりの多層フィルム中に発生する層間接触圧について考える。このとき、水平円筒まわりの薄いフィルムはみかけの面密度が $2w$ になるという前節の結果を考慮して検討を進める。

水平平板上に1枚のフィルムが置かれた場合にフィルムと平板の間に発生

する接触圧はフィルム1枚、単位面積あたりの重量 w に等しく、無次元接触圧パラメータ P^* は1である。水平平板上に N 枚のフィルムが自然におかれた場合、すなわち重力以外なんの外力も加えずに積層した場合、平板と積層フィルム最下層のフィルム間に発生する接触圧は Nw であり P^* は積層されたフィルムの枚数 N となる。最下層から数えて i 番目のフィルムはその上に $N-i+1$ 枚のフィルムが積層されているので、 i 番目のフィルムの無次元接触圧パラメータ P_i^* は $N-i+1$ となる。

次に、水平円筒まわりに巻きつけられた多層フィルムの場合について考える。水平円筒まわりの1枚のフィルムに関する解析では次のような結果が得られた。薄いフィルムの離脱角 θ_d が π のとき

円筒頂部 ($\theta = 0$) で

$$P_{\max}^* = 4 \quad (3-1-45)$$

P^* の周方向平均値

$$P_{\text{mean}}^* = 2 \quad (3-1-46)$$

円筒底部 ($\theta = \pi$) で

$$P^* = 0 \quad (3-1-47)$$

となることに基づいて、水平円筒まわりに巻きつけた多層薄いフィルムにおける層間接触圧を検討する。この法則を多層の薄いフィルムの場合に適用するために、次のように表現する。

円筒の頂部では、

薄いフィルムの面密度があたかも4倍になったかのように積層している。

周方向平均として

薄いフィルムの面密度があたかも2倍になったかのように積層している。

円筒底部では

薄いフィルムの面密度があたかもゼロになったかのように積層している。

薄いフィルムは外側の層の方が周長が長いので、厳密にはこの違いを考慮しなければならない。周長の影響については第3章の第3節で検討するので、本節では各層の周長は最内層のフィルムの周長と同じであると仮定する。

水平円筒のまわりに薄いフィルムを N 層巻きつけた状況を図3-1-11に示す。最外層(第 N 層)は高温壁に接触していない場合を考えており、最外層と高温壁との間には狭い真空空間があるとしている。

円筒頂部 ($\theta = 0^\circ$) では面密度が $4w$ の薄いフィルムが N 層積み重なっていると考えられるから、最内層 ($i=1$) と円筒 ($i=0$) 間の無次元層間接触圧パラメータは $P_1^*(0)$ が $4N$ である。円筒頂部において、

$$P_1^*(0) = 4N \quad (3-1-48)$$

となり、この MLI の中で層間接触圧が一番高い。

第 i 層と第 $i-1$ 層との間の無次元層間接触圧パラメータ $P_i^*(0)$ は

$$P_i^*(0) = 4(N-i+1) \quad (3-1-49)$$

である。最外層 ($i=N$) と第 $N-1$ 層との間では

$$P_N^*(0) = 4 \quad (3-1-50)$$

である。

円筒底部 ($\theta = 180^\circ$) ではいずれの層間でも接触圧はゼロであり、

$$P_i^*(\pi) = 0 \quad (3-1-51)$$

となる。

無次元層間接触圧パラメータ $P_i^*(\pi)$ の周方向平均値 \hat{P}_i^* は次式で表すことができる。

$$\hat{P}_i^* = 2(N-i+1) \quad (3-1-52)$$

最内層では $\hat{P}_1^* = 2N$ 、最外層 ($i=N$) で $\hat{P}_N^* = 2$ である。以上の結果明らかになった無次元層間接触圧パラメータの関係を図3-1-11にまとめた。

水平円筒のまわりの MLI 全体では無次元層間接触圧パラメータの平均値 \hat{P}_{AVE}^* は次のようになる。

$$\hat{P}_{AVE}^* = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{P}_i^* = N+1 \quad (3-1-53)$$

ただし、式(3-1-53)は水平円筒底部でフィルムの垂れが無い場合に成り立つ式である。この式からわかることは、水平円筒まわりに MLI を「現場施工指針」に従って余分な張力が発生しないように巻きつけた場合、巻き数 N を増やすと層間接触圧の全層平均値は $(N+1)w$ に従って増大するということである。

実際に輻射反射膜を水平円筒まわりに巻きつける場合、水平円筒底部でフィルムの垂れが出来るように巻きつけた方が、確実にゆるく巻きつけることができる。この場合、円筒とフィルム間の接触圧の全周平均値は垂れが無い場合に比べて低くなるのが前節の解析結果で明らかになっている。従って水平円筒まわりに薄いフィルムを多層に巻きつけた場合、底部での垂れの発生を許した巻き方のほうが、層間接触圧の全平均値は式(3-1-53)で与えられる $N+1$ よりも小さくなると考えられる。

水平円筒まわりの多層フィルム中の無次元層間接触圧パラメータについて以上の検討結果を表3-1-2にまとめた。

表3-1-2. 水平円筒まわりにおける多層薄いフィルム中の無次元層間接触圧パラメータ $P_i^*(\theta)$ と無次元層間接触圧パラメータの平均値 \hat{P}_{AVE}^*

最内層を1、 最外層をN としたときの 層番号 i	$P_i^*(0)$ 円筒頂部 ($\theta = 0$)	\hat{P}_i^* 周方向平均	$P_i^*(\pi)$ 円筒底部 ($\theta = \pi$)
N	4	2	0
i	$4(N-i+1)$	$2(N-i+1)$	0
1	$4N$	$2N$	0

3-1-4 水平円筒まわりの MLI の熱流束

水平円筒まわりの MLI は層間接触圧の分布を持っているが、その全層平均は無次元層間接触圧パラメータ \hat{P}_{AVE}^* で表すと式(3-1-53)で与えられる。一方、Vertical Cylindrical Calorimeter (VCC) で MLI の熱流束を測定したとき、MLI 中の層間接触圧が全層で一定になるように輻射反射膜を巻きつけた。VCC で得られた MLI の熱流束データから、無次元層間接触圧パラメータ P^* が \hat{P}_{AVE}^* に等しい場合の熱流束を計算し、その値を水平円筒まわりの MLI の熱流束とみなす。

図3-1-12は第2章の3で測定したスペーサを使わない MLI サンプルの熱流束データを P^* に対して表したものである。このデータは巻き数 N が 40 層の場合に取得されたものであるから、横軸の P^* が $N+1$ すなわち 41 のときの熱流束を求めてみる。同図には MLI サンプル①DAM12-DP06 とサンプル②DAM06-DP06 のグラフを境界温度条件 $T_c=77K$, $T_h=300K$ と $T_c=4.2K$, $T_h=77K$ の2つの場合について4つの曲線が描いてある。 $P^*=41$ の垂直線とこれらの曲線との交点から $P^*=41$ のときの熱流束を読み取ることが出来る。それらを表3-1-3にまとめた。

表3-1-3. 水平円筒まわりに使用した場合の熱流束

MLI 試験サンプル	境界温度 $T_c - T_h$ [K]	q [W/m ²] at $P^*=41$	q [W/m ²] at $P^*=0$	ratio B (自己圧縮 効果比) 式(3-1-54)
①DAM12-DP06-1-P	4.2 - 77	0.028	0.008	3.5
	77 - 300	0.87	0.163	5.3
②DAM06-DP06-2	4.2 - 77	0.022	0.0054	4.1
	77 - 300	0.71	0.236	3.0

VCCによる熱流束測定試験では $P^*=0$ の場合も測定しているので、このときの熱流束も同表にまとめた。MLIの「現場施工指針」では輻射反射膜に余分な張力が発生しないようできるだけゆるく巻きつけることと指示しているので、研究の初期にはVCCにMLIを施工する場合もできるだけゆるく巻きつける傾向にあり、層間接触圧がゼロになる条件で熱流束を測定してしまった。また、これにより熱流束が低いデータを取得することができるので、あたかも断熱性能の優れたMLIを開発したかのような間違いに陥りやすい。 $P^*=41$ のときの熱流束と $P^*=0$ のそれとの比を次式のようにratioBと定義し、その値を表3-1-3にまとめた。

$$\text{ratio B} = q|_{P^*=41} / q|_{P^*=0} \quad (3-1-54)$$

それによるとratio Bは3から5の大きさになっている。水平円筒まわりのMLIは自己圧縮によってその熱流束が、層間接触圧がゼロのときの熱流束よりも3から5倍大きい値になっている。また、 P^* がゼロから $N+1$ の範囲で熱流束は P^* に対して敏感である。このため、基礎試験用カロリメータにおけるMLIの層間接触圧の設定には十分注意が必要である。

以上は水平円筒まわりのMLIの輻射反射膜の巻き数 N がVCCで測定した場合と同じ場合を推定したものである。巻き数 N が異なる場合の熱流束を同じVCCの試験データから推定する方法について検討する。図3-1-13はMLIサンプル②DAM06-DP06の熱流束 q と P^* の関係を表す実験式

$$q = 0.236 + 0.0965P^{*0.425} \quad [\text{W/m}^2] \quad (3-1-55)$$

を示した。(第2章の3、表2-3-6参照) この曲線は N が40層のとき、無次元層間接触圧パラメータ P^* を変えたときの熱流束の変化を表している。水平円筒まわりのMLIの輻射反射膜の巻き数が N のとき無次元層間接触圧パラメータの全層平均 \hat{P}_{AVE}^* は $N+1$ になる。このときの熱流束を q_{ex} とし(図3-1-13中の×印)、巻き数40と N との比で補正した熱流束 q_N (同図中の赤丸印)

$$q_N = \frac{40}{N} q_{\text{ex}} \quad (3-1-56)$$

を求める熱流束とみなす。輻射反射膜の巻き数 N を 10 層から 80 層まで 10 層おきに変えて求めた熱流束と N との関係を図 3-1-14 に示した。同図にはサンプル①とサンプル②について境界温度条件が $T_c=77\text{K}$, $T_h=300\text{K}$ の場合と $T_c=4.2\text{K}$, $T_h=77\text{K}$ の場合の熱流束について示した。これらは水平円筒まわりで自己圧縮状態にある MLI の熱流束を VCC で得られた熱流束データから推定したものである。

3-1-5 まとめ

- (1) 水平円筒まわりで自己圧縮状態にある MLI の層間接触圧を調べるために、始めに薄いフィルムと円筒との間の接触圧の解析を行った。
- (2) その結果を使って水平円筒まわりに多層に巻きつけた MLI 中の層間接触圧について検討した。
- (3) 層間接触圧を無次元層間接触圧パラメータ P^* で評価すると、 P^* は円筒の直径やフィルム1枚の単位面積当りの重量 w に依存しないので、これらの違いにとらわれずに層間接触圧を検討することができる。
- (4) 1枚に薄いフィルムの解析結果から P^* の全周平均 P^*_{mean} はフィルムの長さが円筒の円周に等しいとき、円筒の半径 r によらず 2 となることがわかった。
- (5) この結果を水平円筒まわりの多層フィルムの場合に拡張し、その平均値 \hat{P}^*_{AVE} が $N+1$ になることがわかった。
- (6) MLI の施工指針の工学的な内容 : MLI を水平円筒のまわりに「現場指針」にしたがって施工したとき、層間接触圧は MLI 自体の重量で決まり (自己圧縮)、その全周全層の平均値は巻きつけ層数を N とすると $N+1$ になっている。
- (7) Vertical Cylindrical Calorimeter (VCC) による MLI の熱流束測定 : 水平円筒まわりに施工した MLI の熱流束を推定するための熱流束データを取得するには層間接触圧の条件を $(N+1)w$ にすること。
- (8) VCC で MLI の熱流束を測定したときの層数 N と異なる層数を持つ水平円筒まわりの MLI の熱流束を VCC によるデータから推定する方法を提案した。
- (9) 熱流束測定用カロリメータ : カロリメータの形式は MLI が重力により圧縮されない Vertical cylindrical calorimeter が適当である。
- (10) 1枚のフィルムの解析では、フィルムの弾性は考慮しなかった。円筒の直

- 径が小さくなると、弾性の影響を考慮しなければならないだろう。このことについては「付録5 ポリエステルフィルムの弾性の影響」にまとめた。
- (11) 1枚のフィルムの解析結果を多層フィルムの場合に拡張する場合、先に巻いたフィルムが後から巻いたフィルムのために変形し、しわなどが発生するかもしれないが、このことについては無視した。円筒の下部(領域 B)では先に巻いたフィルムが後から巻いたフィルムに乗ることで、領域 A における接触圧が変化することもあると考えられるが、これも無視した。以上のように多層フィルムへの拡張には仮定が多いが、仮にこれらを考慮して解析することができたとしても平均値 \bar{P}_{AVE}^* はあまり変わらないのではないか。
- (12) 「第3章の3 水平円筒まわりの MLI の熱流束解析」との関係 : 水平円筒まわりの MLI の層間接触圧 $P_i(\theta)$ は $0 \sim 4Nw$ の範囲で分布を持っている。層間接触圧分布を考慮した MLI の熱流束解析を行うには $P_i(\theta)$ に対応した層間接触熱伝達率 $h_{ci}(\theta)$ の値が必要である。このため Vertical cylindrical calorimeter で得られた熱流束データからの層間接触圧と層間接触熱伝達率の関係を求める方法について第3章の3でまとめる。
- (13) G.R.Cunnington の実験結果²⁾ : Cunnington は Flat Plate Calorimeter を使い MLI の熱流束と層間接触圧との関係を調べた。その接触圧は非常に高い範囲にあるが、接触圧が低い場合の熱流束を外挿して明らかにし、Cunnington が使用した MLI を水平円筒まわりに施工した場合の熱流束を推定した。これを「付録4 Cunnington の Flat Plate Calorimeter による熱流束測定試験」にまとめた。

参考文献

- 1) Hayashi T. and Mura T., "Calculus of Variations", Corona Publishing Co., Ltd., Tokyo Japan (1972), p36
- 2) Cunnington R. G. et al., "Thermal performance of multilayer insulations", NASA-CR 72605 (1971-4) p5-5.

記号一覧(第3章の1)

a	式(3-1-50)で定義される係数 $[W/m^2]$
b	式(3-1-50)で定義される無次元の係数
C	式(3-1-15)の積分定数 $[Pa]$
H_s	薄いフィルムの垂れ $(= -r - y(0)) [m]$
H_s^*	円筒底部の薄いフィルムの無次元垂れパラメータ $(= H_s/r)$
N	真空多層断熱材中の全層数
P_d	離脱点
$P(\theta)$	領域 A において薄いフィルムと円筒面との間に生じる接触圧 $[Pa]$
$P^*(\theta)$	無次元接触圧パラメータ $(= P(\theta)/w)$
P_{max}^*	無次元最大接触圧パラメータ $(= P(0)/w)$
P_{mean}^*	無次元接触圧パラメータ $P^*(\theta)$ の周方向平均値
P_i	薄い多層フィルムの場合の第 i 層と第 i-1 層との接触圧 $[Pa]$
$P_i^*(\theta)$	薄い多層フィルムの場合の第 i 層と第 i-1 層との無次元接触圧パラメータ $(= P_i(\theta)/w)$
\hat{P}_i^*	$P_i^*(\theta)$ の全周平均
\hat{P}_{AVB}^*	第1層から第 N 層までの \hat{P}_i^* の全層平均
q	MLI の薄いフィルムの面に垂直方向の熱流束 $[W/m^2]$
r	水平円筒の半径 $[m]$
S	フィルムの全周長 $[m]$
S_A	領域 A におけるフィルムの周方向の全長 $[m]$
S_B	領域 B におけるフィルムの周方向の全長 $[m]$
S_e	超過周長 $[m]$
S_e^*	無次元超過周長パラメータ $(= S/2\pi r - 1)$
s	領域 B におけるフィルムの周方向の長さ $[m]$
$T(\theta)$	領域 A において薄いフィルムに働く単位長さ(円筒軸方向)当りの張力 $[N/m]$
$T(x)$	領域 B において薄いフィルムに働く単位長さ(円筒軸方向)当りの張力 $[N/m]$
$T^*(\theta)$	無次元 $(= T(\theta)/wr)$
w	薄いフィルムの単位面積当りの重量 $[Pa]$ MLI 1層の単位面積当りの重量 $[Pa]$
x	水平方向の座標 $[m]$

y 垂直方向の座標 [m]

Greek letters

θ 円筒の頂部を基点とした方位角

θ_d 離脱角

$\varphi(x)$ 領域 B におけるフィルムの傾き

superscripts

* 無次元

subscripts

A 領域 A

B 領域 B

d 離脱

e 超過

i 層番号

重力の方向

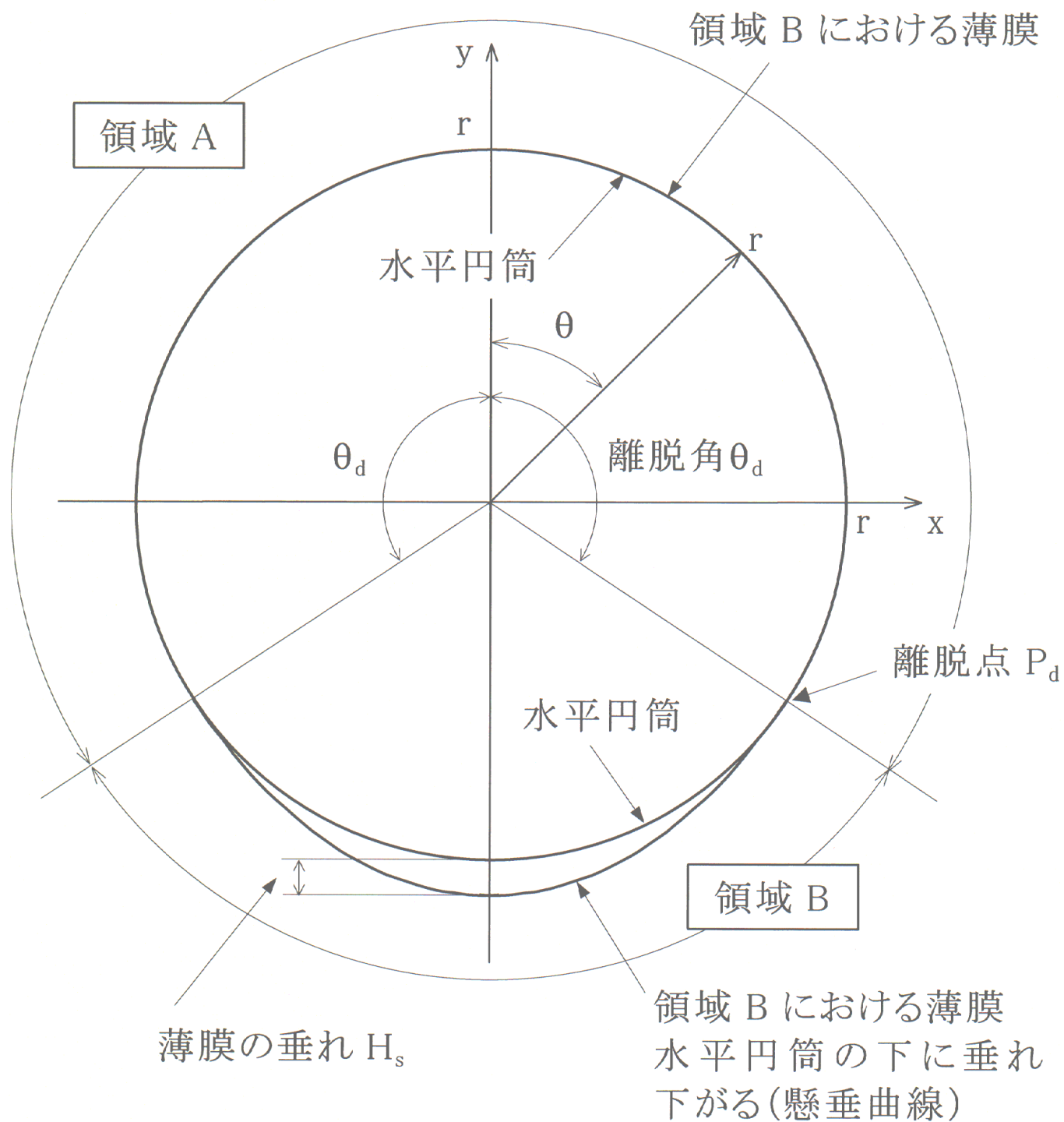


図3-1-1. 水平円筒まわりに巻いた1枚のフィルムの接触圧解析

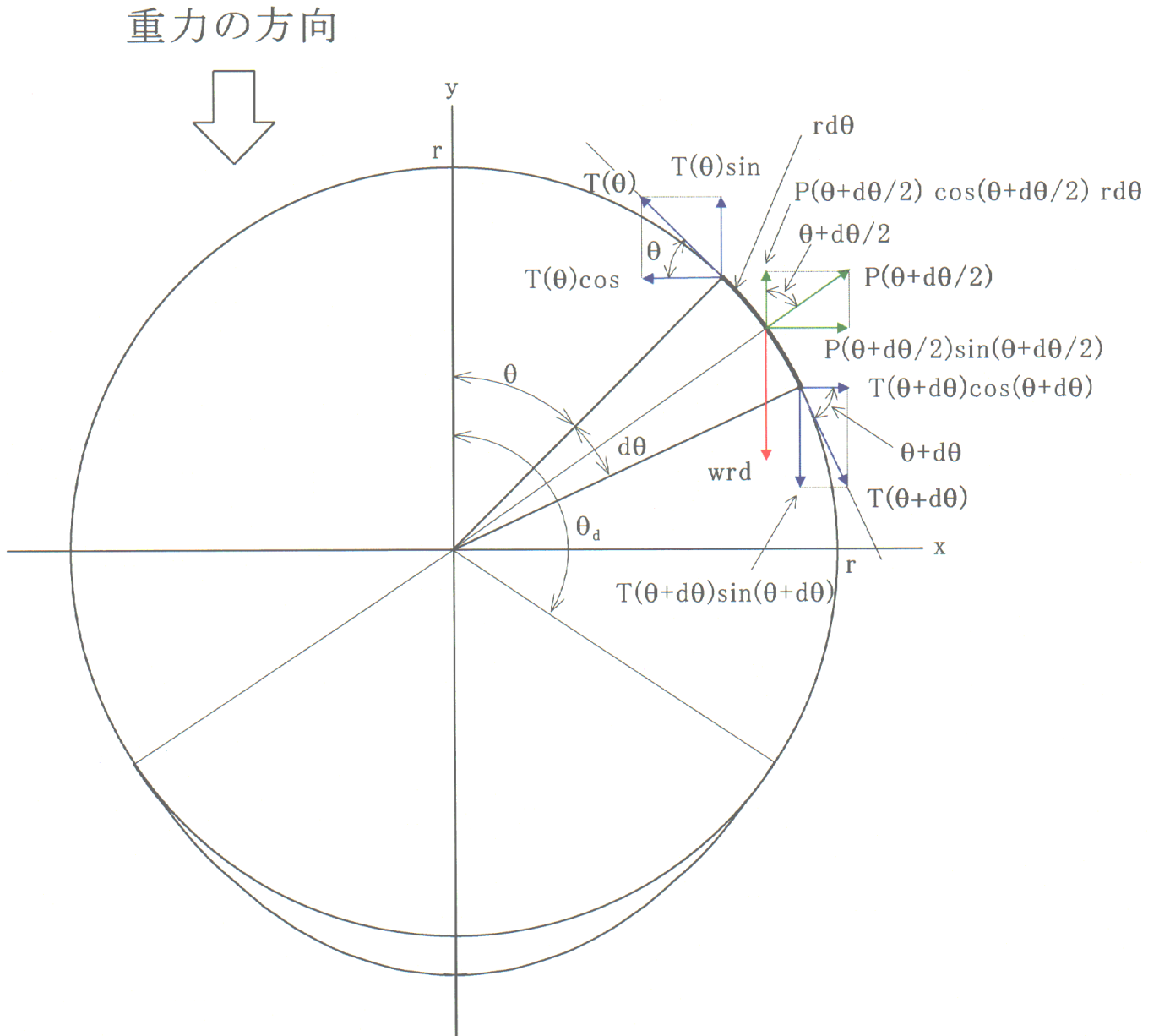


図3-1-2 領域 A における水平円筒まわりの薄膜と円筒面との接触圧解析 (x-y 座標系)

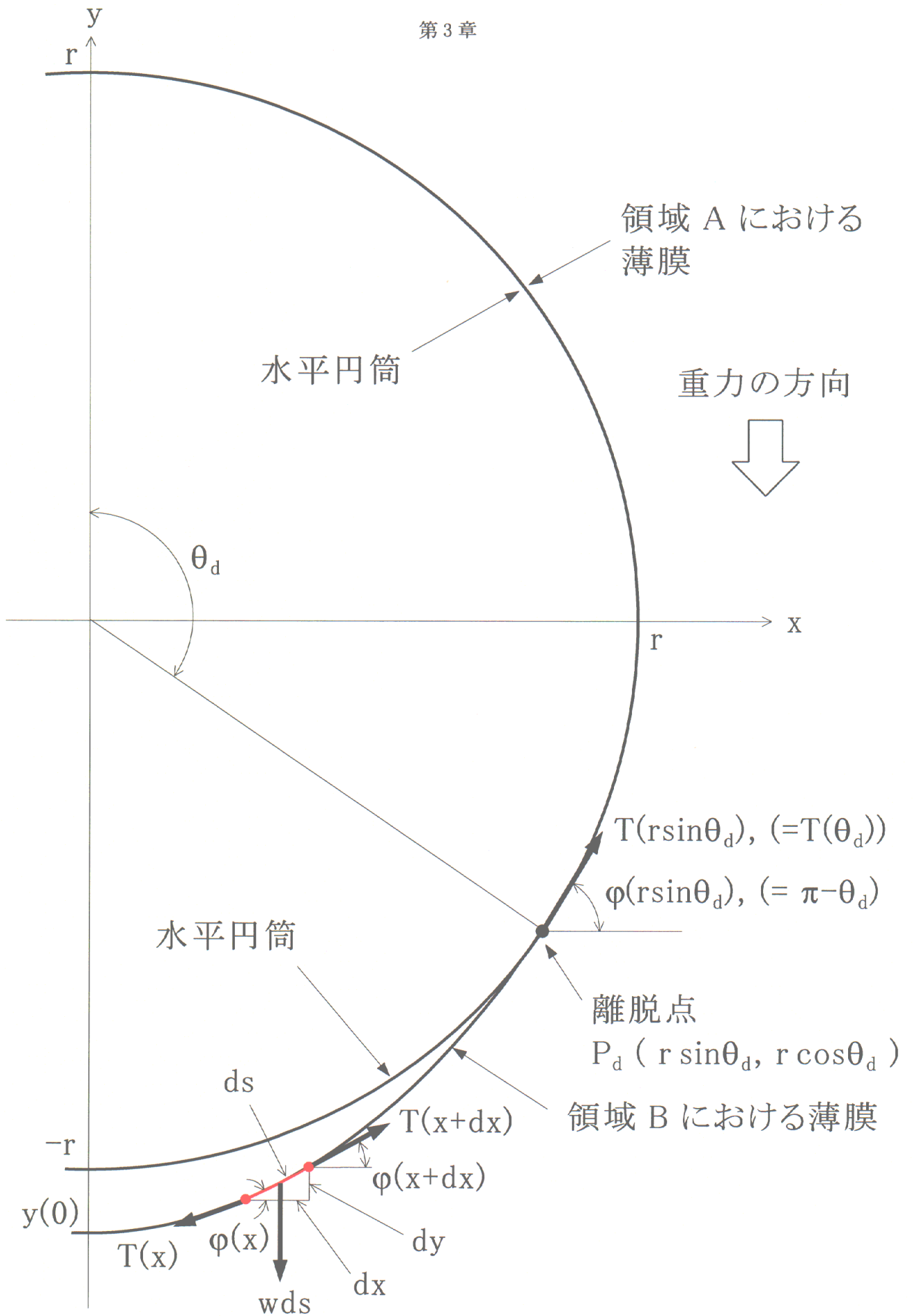


図3-1-3 領域 B における薄膜中の微小長さ ds に働く力のつりあい

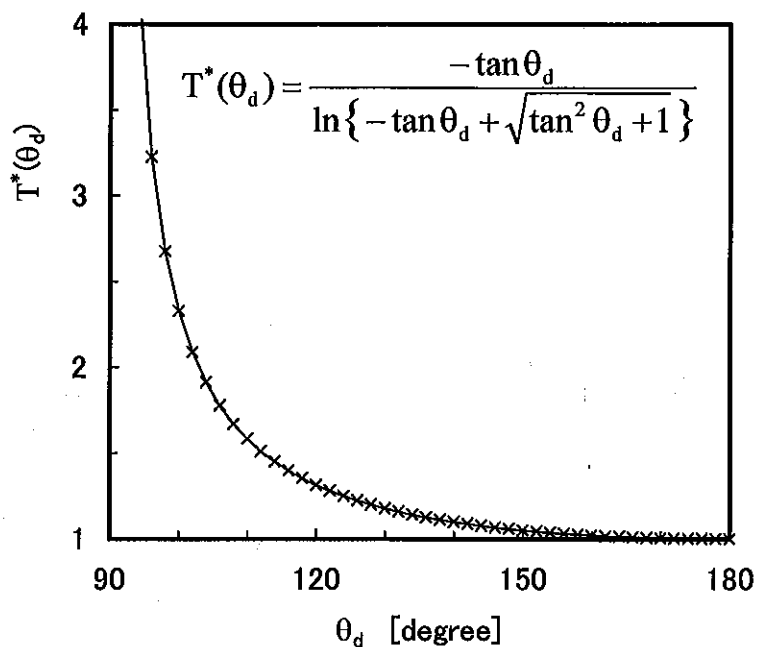


図3-1-4 関数 $T^*(\theta_d)$ の θ_d による変化

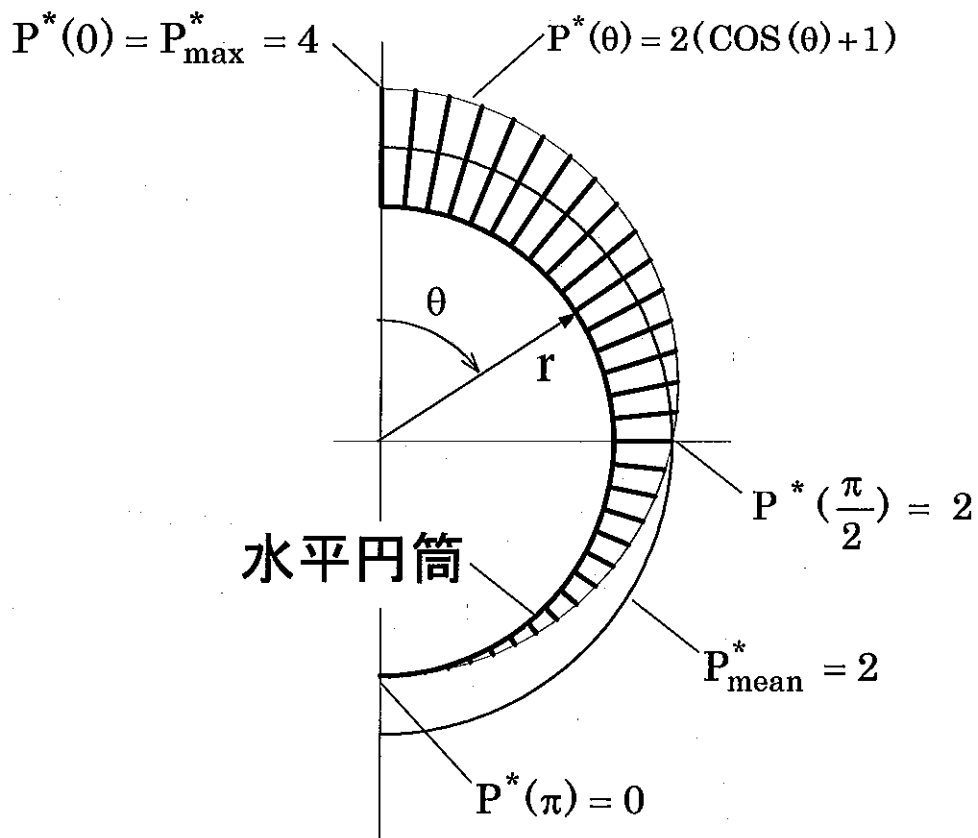


図3-1-5 円筒と薄いフィルム間の接触圧分布の解析結果 ($\theta_d = \pi$ のとき)

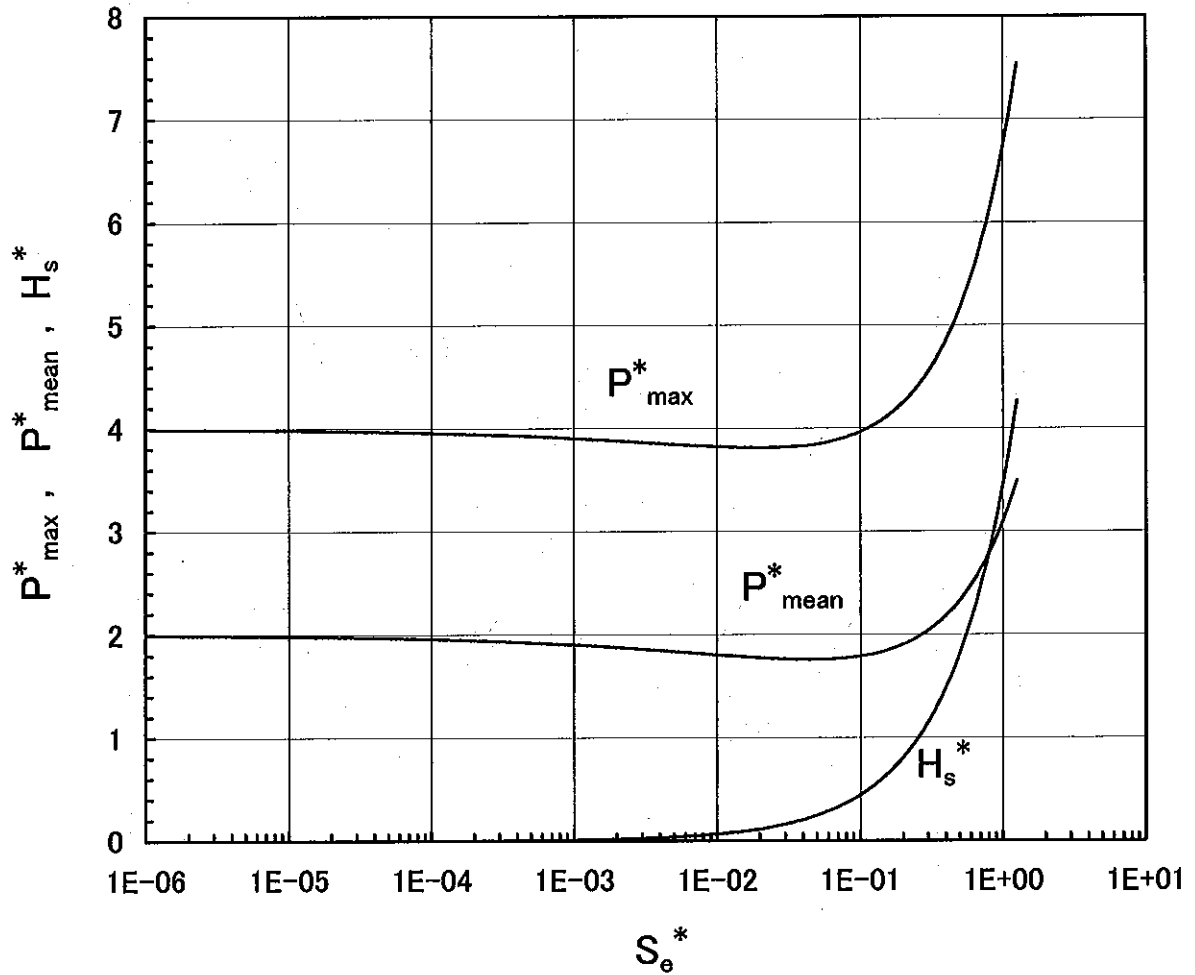


図3-1-6 水平円筒まわりの薄いフィルムにおける無次元接触圧パラメータの最大値 P_{max}^* 、同周方向平均値 P_{mean}^* 並びに無次元垂れパラメータ H_s^* と無次元超過周長パラメータ S_e^* との関係

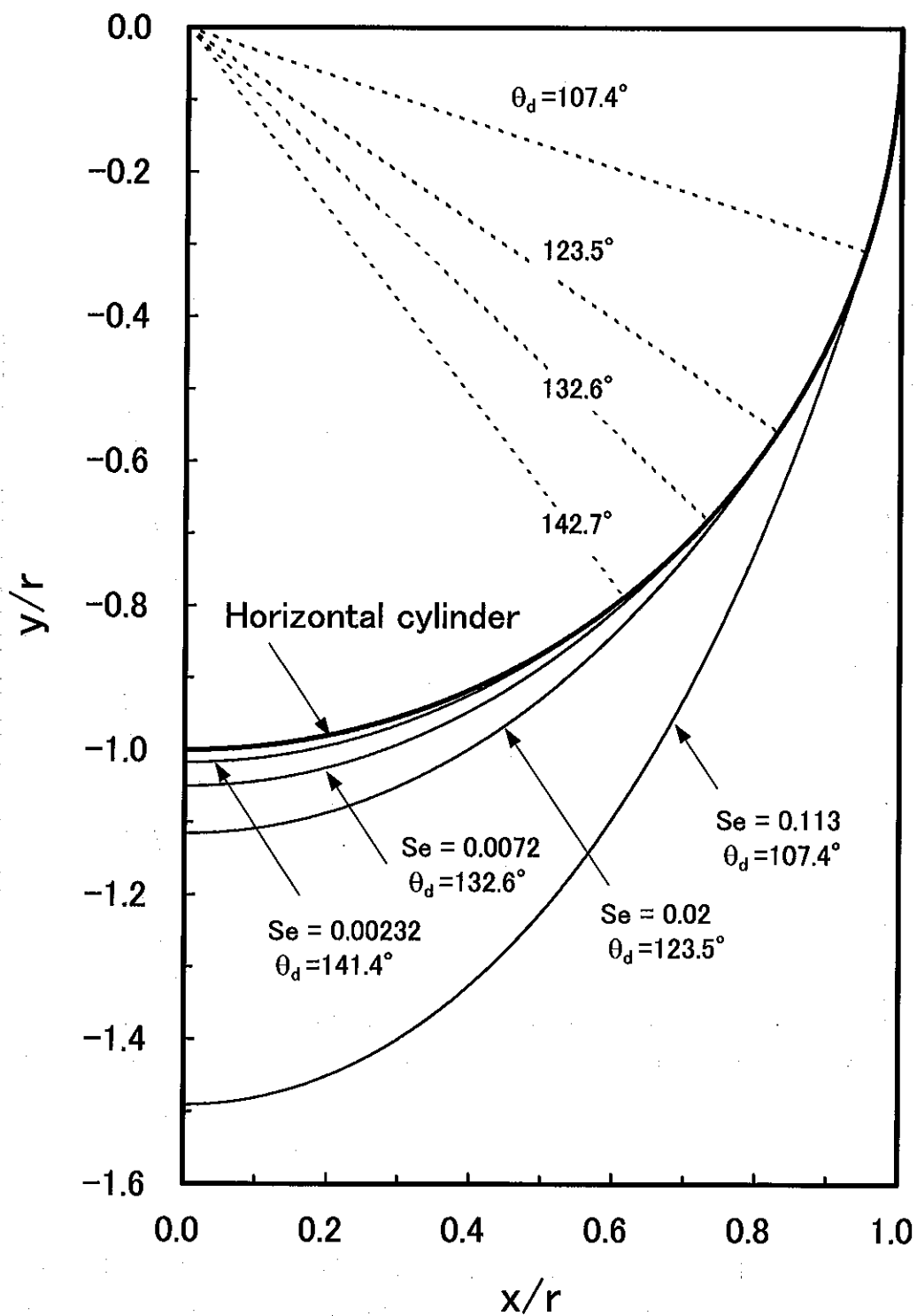


図3-1-7 領域 B における薄いフィルムの形状と無次元超過周長パラメータ S_e^* 、離脱角 θ_d の関係

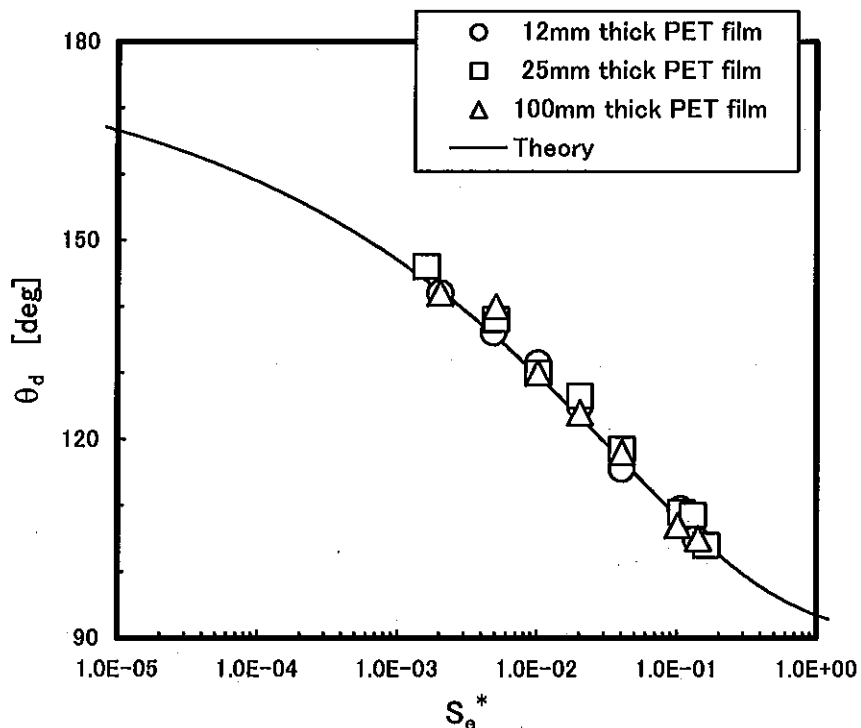


図3-1-8 離脱角 θ_d と薄いフィルムの無次元超過周長パラメータ S_o^*

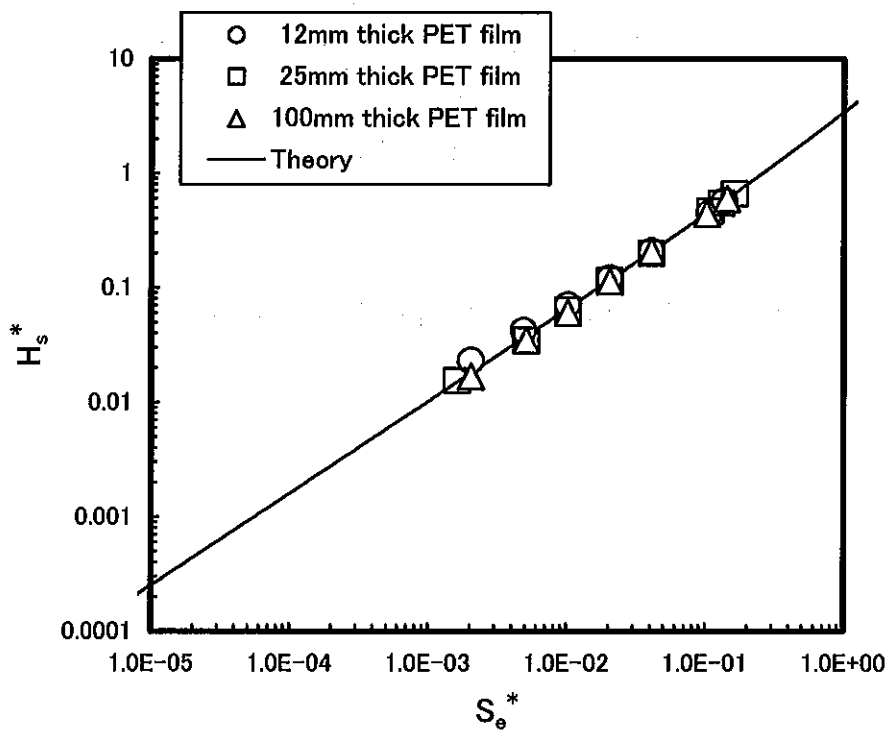


図3-1-9 薄いフィルムの無次元垂れパラメータ H_s^* と無次元超過周長パラメータ S_o^*

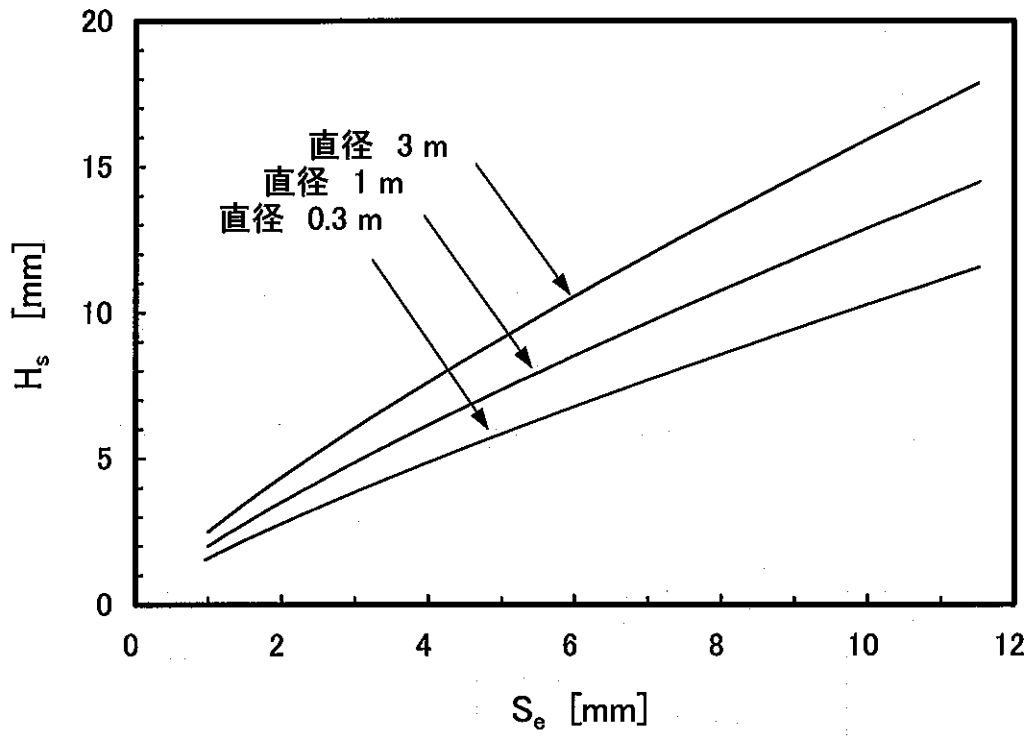


図3-1-10 超過周長 S_e と薄いフィルムの垂れ H_s

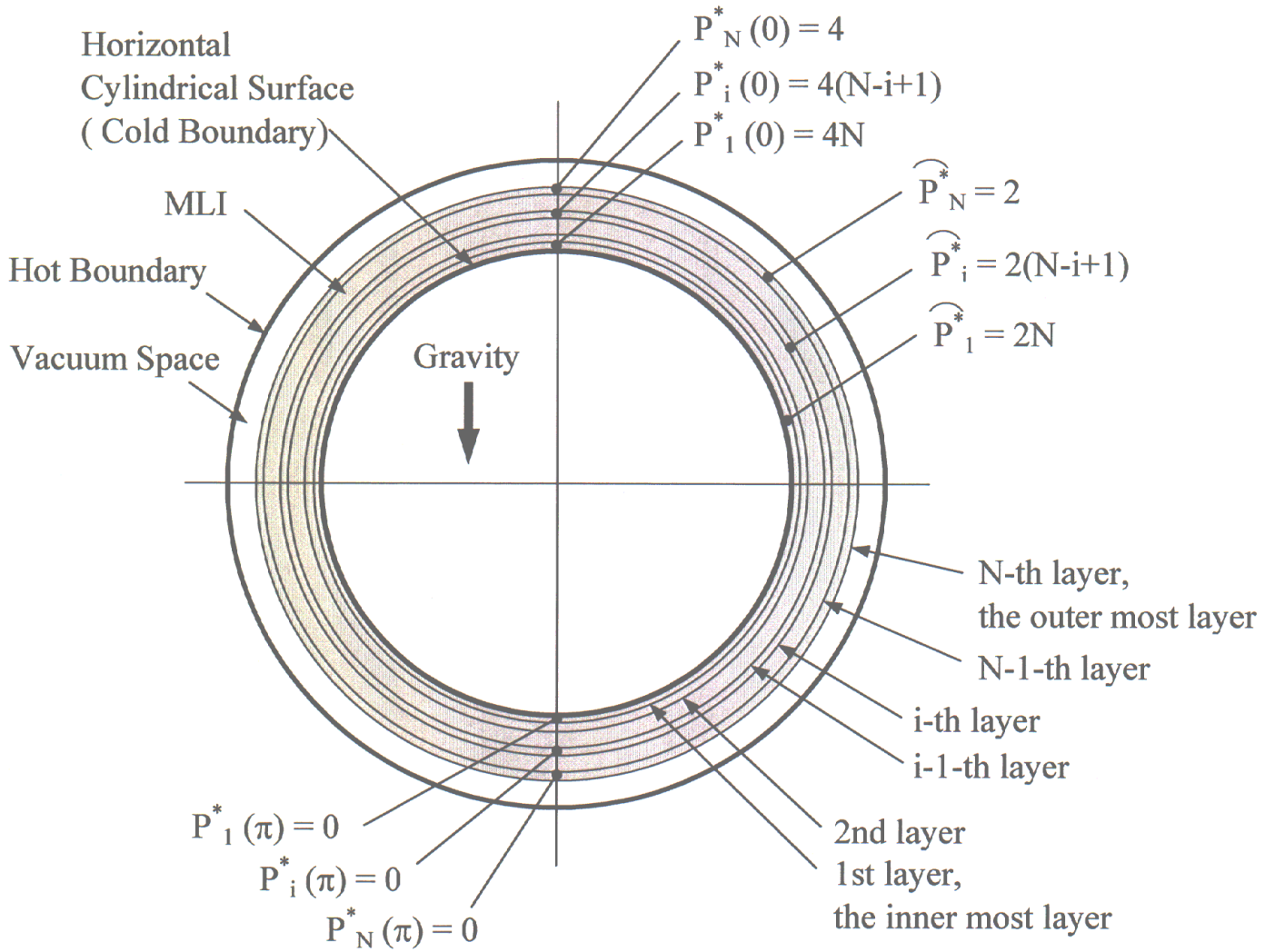


図3-1-11 水平円筒周りの薄い多層フィルム中の層間接触圧 (離脱角 $\theta_d = \pi$ の場合)

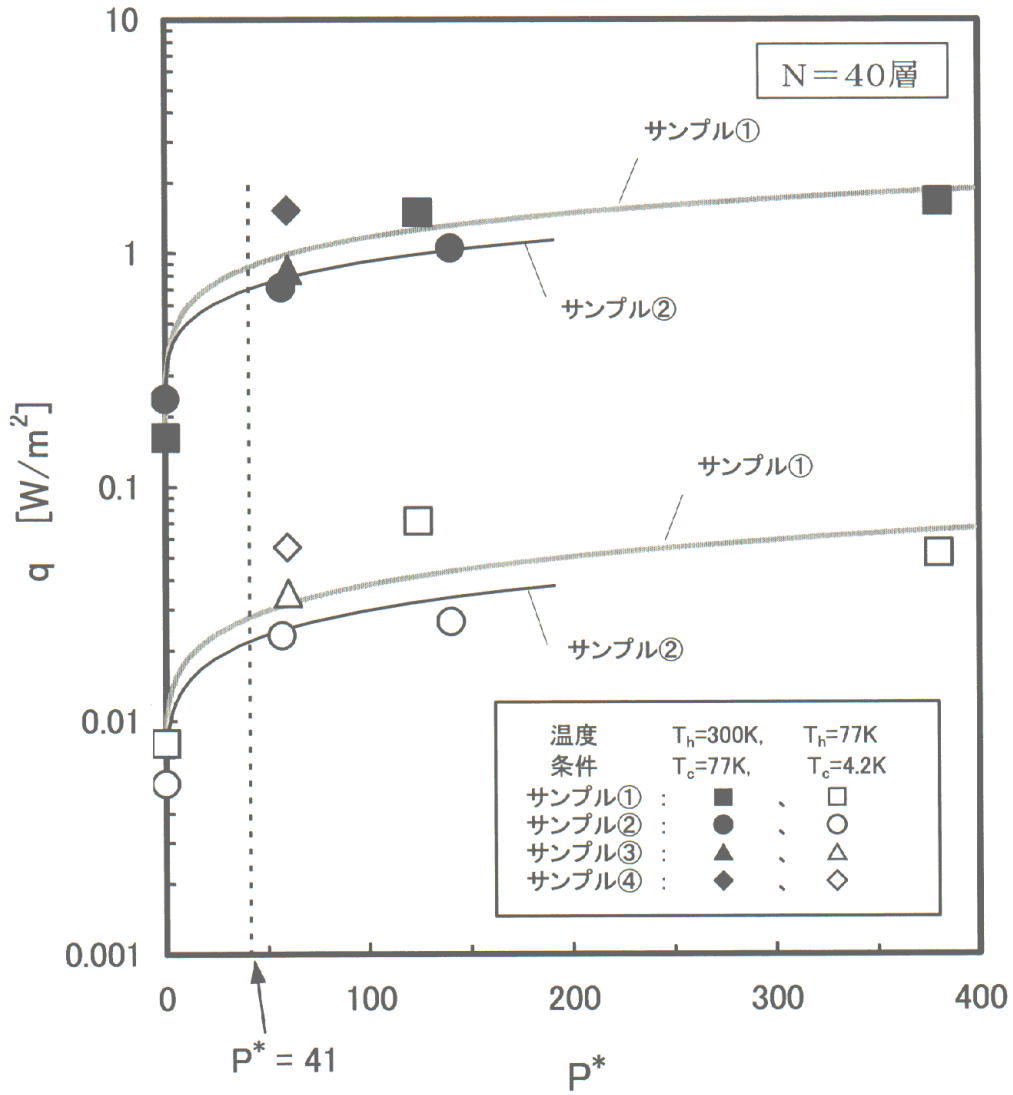


図3-1-12 MLIの熱流束測定結果 q と無次元層間接触圧パラメータ P^*

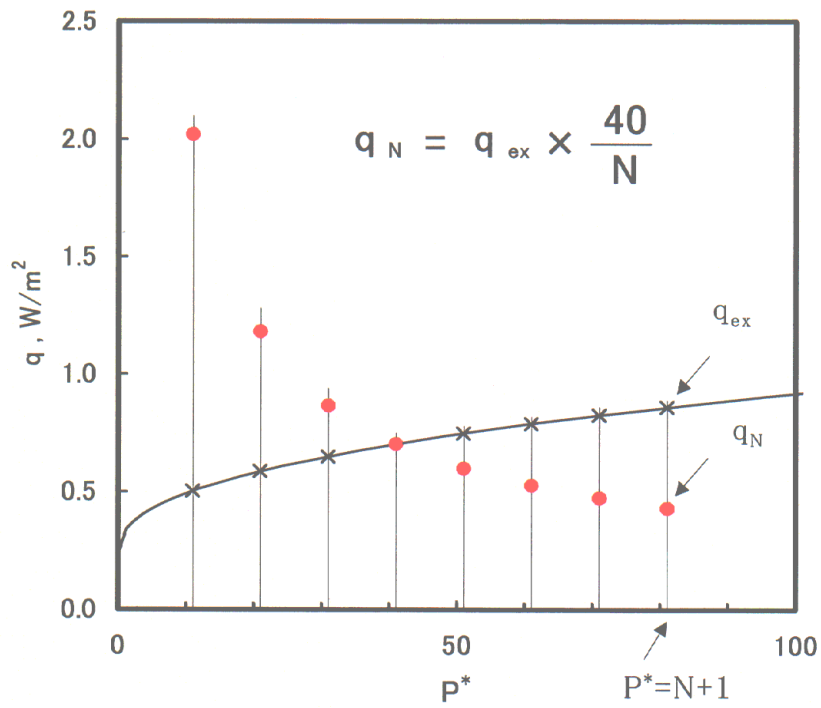


図3-1-13 層数が40層以外の熱流束 q_N の推定法

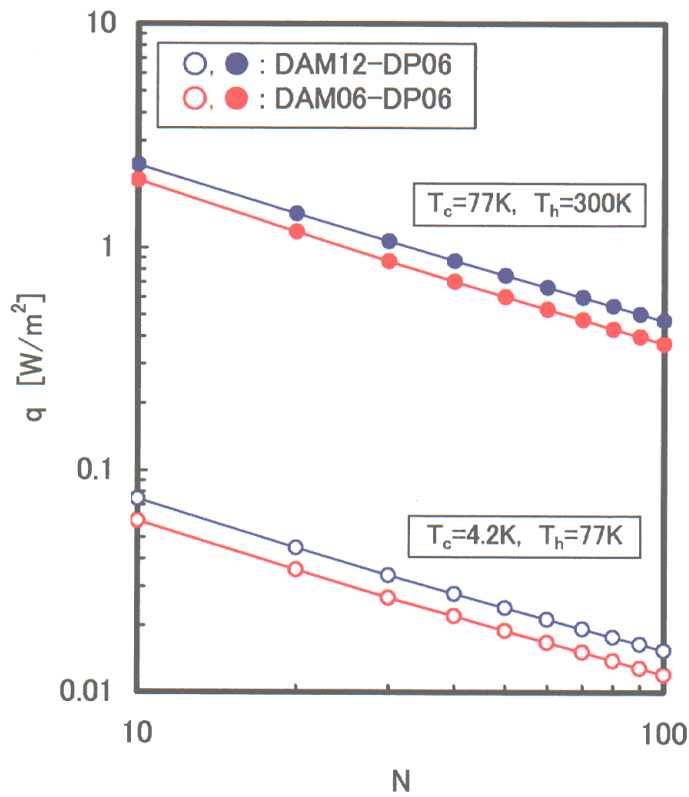


図3-1-14 水平円筒まわりの MLI の熱流束と巻き数 N との関係
($N=40$ 層での Vertical Cylindrical Calorimeter 試験データから推定する)

3-2 MLIの熱流束解析法と実験結果との比較

3-2-1 熱流束解析の目的

第3章の1では水平円筒まわりに巻きつけたMLIの層間接触圧の解析を行った。その結果、明らかになった水平円筒まわりのMLIの平均層間接触圧を使い、第2章で得られた熱流束データから、MLIが水平円筒まわりに巻きつけられたときの熱流束を推定する方法を提案した。また、カロリメータでの試験条件と巻き数が異なる場合の熱流束を求める方法も提案した。ただし、熱流束の推定結果を実験的に検証するには、水平円筒を模擬したカロリメータを新たに試作しなければならない。また、第3章の1で行った熱流束の推定方法は層間接触圧の分布を考慮してしたものではなかった。これを考慮して熱流束を推定するには解析的方法によって熱流束を求めなければならない。熱流束を解析的に求めることができれば、横型クライオスタットに限らず、層間接触圧分布がわかっているMLIの熱流束を計算することが出来る。これは、クライオスタットの設計上、非常に有用である。

MLIの熱流束解析を行うには輻射熱伝達成分と伝導伝熱成分の計算ができなければならないが、それにはMLIの構成材料に関する熱物性が必要である。輻射熱伝達成分は輻射反射膜の輻射係数が分からなければ計算できないが、計算に利用できる半実験式が明らかにされている。伝導成分については層間の接触熱伝達式として定式化されているが、その計算に必要な層間接触熱伝達率はMLIを構成する材料や層間接触圧などの使用条件によっても異なるので、個々のMLIに対して明らかにしなければならない。

本章の目的はカロリメータで得られたMLIの熱流束データと熱流束解析の結果を比較することにより、層間接触熱伝達率を明らかにすることである。また、この過程で利用する熱流束の解析法や輻射反射膜の輻射係数の研究に関する現状と問題点についても整理する。

3-2-2 MLI の熱流束解析

(1) 研究の現状

MLI 中の熱伝達に関する基礎的研究は U.C. Berkeley の C.L.Tien らのグループを中心に行われてきた。また、MLI の熱流束に関する実験的研究では Lockheed Palo Alto 研究所の G.R.Cunnington が輻射反射膜の輻射率データや熱流束と層間接触圧との関係について系統的な試験データを残している。¹⁾ MLI の熱流束の解析法や熱伝達に関連した物性値に関しては C.L.Tien と G.R.Cunnington によりよくまとめられている。²⁾ 日本では稲井が Tien や Cunnington の研究を紹介するとともに、熱流束解析とカロリメータ試験とを比較することにより熱流束の輻射成分と伝導成分の比率を推定した。³⁾ 稲井のカロリメータは Cunnington と同じ Flat Plate Calorimeter であり、熱流束と層間接触圧(締め付け圧)との関係も明らかにしている。⁴⁾

MLI の熱流束を計算するにはその伝導成分と輻射成分についての見積もりができなければならない。輻射成分の把握は輻射反射膜として用いているアルミ蒸着ポリエステルフィルムの輻射率がわかれば計算することができるが、これについては辻本と国友が Cunnington の実験結果をもとに半実験式を提唱しているのでこれを使用することができる。⁵⁾ MLI の熱流束のうち、伝導成分は全熱流束から輻射成分を引いた残りであるので、伝導成分を明らかにするには輻射成分を把握できているかが決めてとなる。本研究の第 2 章で、層間接触圧がゼロのときの熱流束を測定しているが、これは伝導成分がゼロのときの熱流束であり、輻射熱伝達による熱流束である。この実験結果が輻射熱伝達の理論式で説明できれば、輻射熱伝達の見積もりが確かであることがわかる。

MLI の熱流束は伝導成分の中の層間接触熱伝達率を仮定して計算することができる。本章では、この計算結果を実験データと比較することにより層間接触熱伝達率を推定する。層間接触熱伝達率は MLI の構成材料によって異なり、個々の MLI について実験データをもとに明らかにしなければならない。本研究ではデンプル型 MLI の層間接触熱伝達率と層間接触圧の関係を明らかにする。

(2) 辻本・国友の式⁵⁾

図 3-2-1 に示すように、温度 T_0 の低温面と温度 T_{N+1} の高温面との間に

あつて低温面上に積み重ねられた N 層の輻射反射膜からなる真空多層断熱材 (MLI) の断熱性能 q_t について考える。 q_t は MLI の輻射反射膜の面に垂直方向の熱流束である。輻射反射膜の輻射透過性は無いと仮定すると、連続の関係から q_t は第 i 層と第 $i-1$ 層との間の熱流束 q_{ii} に等しい。MLI としては、輻射反射膜の間にスペーサの無いデンプル型 MLI、あるいはしわ付け型 MLI を想定しているが、スペーサを用いている場合でも、一般にスペーサは光学的に薄いので、熱流束 q_t はこれを構成する3つの熱伝達モードの和で表すことができる。²⁾

$$q_t = q_{ri} + q_{ci} + q_{gi} \quad (3-2-1)$$

ここで q_{ri} は第 i 層と第 $i-1$ 層との間の輻射熱伝達、 q_{ci} は第 i 層と第 $i-1$ 層との伝導伝熱、 q_{gi} は第 i 層と第 $i-1$ 層との間に残留する希薄気体による熱伝達を表す。MLI に用いるスペーサの熱抵抗はスペーサと輻射反射膜とのあいだの熱抵抗に比べて無視できるので、 q_{ci} はスペーサを用いる MLI でも用いない MLI でも接触熱伝達項と考えてよい。^{2), 3)} なお本解析においては図 1 に示すように、最外層 (第 N 層、 $i=N$) は高温面 ($i=N+1$) に接触していないとする。

クライオスタットの真空タンクの圧力が十分低いと、層間の残留ガスによる熱伝達の影響が無くなるので、 q_t は次式で表される。本章では真空タンクの圧力が十分低い場合を取り扱うので次式を MLI の熱流束に関する基本式とする。

$$q_t = q_{ri} + q_{ci} \quad (3-2-2)$$

第 i 層の輻射反射膜は両面アルミ蒸着されているとして、表裏どちらの面も同じ輻射率を持つとすると q_{ri} は次式で表される。

$$q_{ri} = \frac{\sigma(T_i^4 - T_{i-1}^4)}{\frac{1}{\epsilon_{hti}} + \frac{1}{\epsilon_{htj-1}} - 1}, \quad (i = 1 \sim N+1) \quad (3-2-3)$$

ここで、輻射率を ϵ_{hti} は面 i の全半球輻射率である。式(3-2-3)は第 i 層と第 $i-1$ 層の温度差が小さい場合に成り立つが、温度差が大きい場合は成り立たない。辻本らによると、これは2面間の輻射熱伝達の非灰色体効果によるもの

で、特に低温面 ($i=0$) と MLI の第 1 層 ($i=1$) との間では次式を用いることを推奨している。⁵⁾

$$q_{r1} = \frac{\sigma T_1^4}{\frac{2}{\varepsilon_{ht1}} - 1} \quad (3-2-4)$$

式(3-2-3)の問題点について辻本らはつぎのように説明している。⁶⁾ 面 $i-1$ に入射する面 i からの輻射の温度は T_i である。この輻射に対する面 $i-1$ での吸収率を面 $i-1$ の輻射率 $\varepsilon_{ht\ i-1}$ を用いて $1 - \varepsilon_{ht\ i-1}$ として導出したのが式(3-2-3)である。しかし面 $i-1$ における吸収率は温度 T_i の輻射に対する全半球吸収率 $\alpha_{ht}(T_{i-1}, T_i)$ を用いなければならない。特に両面の温度差が大きい場合、温度 T_i の輻射と温度 T_{i-1} の輻射との波長範囲の差が無視できなくなる。辻本らによると全半球吸収率の温度依存性は小さいので $\alpha_{ht}(T_{i-1}, T_i)$ を $\alpha_{ht}(T_i, T_i)$ と置き換えることができる。 $\alpha_{ht}(T_i, T_i)$ は $\varepsilon_{ht\ i}$ に等しいので式(3-2-3)で $\varepsilon_{ht\ i-1}$ を $\varepsilon_{ht\ i}$ に置き換え、面 $i-1$ からの輻射を無視すれば、式(3-2-4)が得られる。

第 i 層と第 $i-1$ 層との間の接触熱伝達率を h_{ci} (W/m^2K) で表すと q_{ci} は

$$q_{ci} = h_{ci} (T_i - T_{i-1}) \quad , \quad (i = 1 \sim N+1) \quad (3-2-5)$$

ただし、第 N 層と第 $N+1$ 層の間は非接触と考えているので

$$h_{c\ N+1} = 0 \quad (3-2-6)$$

である。

辻本・国友の式を使い熱流束 q を求めるには、層間接触熱伝達率 h_{ci} を全層で一定の値 h_c とし、

$$h_{ci} = h_c \quad (\text{一定}) \quad (3-2-7)$$

次に、熱流束 q をある値に仮定し、式(3-2-2)～式(3-2-5)を使って数値計算により高温面 ($i=N+1$) あるいは低温面側 ($i=0$) から各層の温度を順次計算し、最後に計算された面 ($i=0$) あるいは面 ($i=N+1$) の温度が低温面温度 T_c あるいは高温面温度 T_h に一致するまで、始めに仮定した熱流束 q を変更し計算を繰り返す。これによって層間接触熱伝達率 h_c に対して熱流束 q と各層の温度

T_1 を求めることができる。なお、各層の輻射率には式(3-2-13)を用いる。

(3) C.L.Tien の式²⁾

2面間の熱流束 q について C.L.Tien も基本的には式(3-2-2)と同じように次式に基づいて検討している。

$$q = \frac{k(T_1 - T_2)}{h} + \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} (e_{b_1} - e_{b_2}) \quad (3-2-8)$$

ここで添え字 1、2 はそれぞれ隣接する面 1 と面 2 を示す。k は輻射反射膜間の相当熱伝導率 (含むスペーサの熱通過率、およびスペーサと輻射反射膜間の熱通過率)、h はスペーサ層の厚さである。 e_b は輻射反射膜からの黒体放射エネルギー流束、 ε は輻射反射膜からスペーサ層への輻射率で、輻射反射膜の全半球輻射率 $\bar{\varepsilon}$ とスペーサの屈折率 n により

$$\varepsilon = n\bar{\varepsilon} \quad (3-2-9)$$

と表される。

Tien は輻射反射膜が多いとき、式(3-2-8)は微分形式で表すことができ、低温面温度 T_c と高温面温度 T_h の間で積分することにより、MLI の熱流束の式として次式を導出した。

$$q = \frac{hp^d a_1}{(1+b_1)(h+t)N_0} \left(\frac{T_h^{1+b_1} - T_c^{1+b_1}}{N_0} \right) + \frac{2n^3 \sigma h a_2}{(h+t)(4+b_2)} \left(\frac{T_h^{4+b_2} - T_c^{4+b_2}}{N_0} \right) \quad (3-2-10)$$

ここで t は輻射反射膜の厚さ、 N_0 は全層数である。式(3-2-10)を導出する過程で輻射反射膜の全半球輻射率 $\bar{\varepsilon}$ については係数 a_2 、 b_2 を用いた次式を使用した。

$$\bar{\varepsilon} = a_2 T^{b_2} \quad (3-2-11)$$

また、輻射反射膜間の相当熱伝導率には次式を用いた。

$$k = \frac{a_1 T^{b_1} p^d h}{N_0} \quad (3-2-12)$$

N_0 は隣接する輻射反射膜間における接触面の数で、スペーサを用いない

MLI では $N_c=1$ 、スペーサを 1 枚用いる MLI では $N_c=2$ となる。P は層間接触圧で d は係数である。

C.L.Tien の式の問題点はつぎのようにまとめられる。MLI をクライオスタットに適用する場合、断熱の対象になる低温面に MLI を巻きつけるので MLI と低温面とは接触している。MLI の高温面側はクライオスタットの真空タンクや断熱シールド板などで囲むことになりこれらの面と MLI の高温側は非接触となる場合が多い。MLI 中の伝導成分が大きいと、MLI の各層が低温側から冷却され温度分布が直線状になるとともに MLI の高温面の温度が低下する。その結果、MLI の高温面温度 T_N と高温側境界の温度 $T_{N+1}(=T_h)$ との差が大きくなり、温度ギャップが生じる。このような状況では、MLI 中の温度分布の曲線は $i=N \sim i=N+1$ の範囲で微分可能とは言えない。また、Tien の式は温度 T_c から温度 T_h の間で温度積分を行うことにより得られたが、この操作によってこの式は MLI の高温側と低温側の層がいずれも境界面に接している場合にしか適用できないという制約が発生した。MLI の高温面(最外層と高温面が非接触であり、大きな温度ギャップが生じている場合、この非接触の空間が断熱効果を発揮し、MLI の熱流束の増大を抑えるという安全装置の働きをしている。

なお、層間接触圧 P がほぼゼロの場合、MLI の各層は低温側からあまり冷却されず、最外層の温度 T_N は高温面温度 T_{N+1} に非常に近い値となる。この場合の熱流束は Tien の式で見積もることができる。これについては 3-2-3 節にまとめた。

(4) 輻射反射膜の輻射係数

C.L.Tien と G.R.Cunnington によると、²⁾ 低温における金属薄膜の輻射率は Drude の理論で予測される値よりも 1 桁程度高い値を示している。Tien や Domoto ら⁷⁾ は ASE 理論で説明しようとしたが、なお実験値と理論値は 4 倍程度の開きがある。

辻本と国友(京都大学工学部)は Cunnington の輻射率データを参考に、アルミ蒸着面の輻射率についての半理論式を導出している。彼らが着目したのは、実際の蒸着膜では表面の微細な欠陥により電子が散乱を受けるため、蒸着膜の輻射率は ASE で計算した値より高い値を示す点である。表面欠陥の影響は Cunnington の常温における輻射率データを使って算定し、低温に

おける輻射率の温度依存性は金属の直流電気抵抗の温度依存性を考慮することにより算定し、次に示すアルミ蒸着膜の輻射率の式を得た。⁵⁾

$$\varepsilon = 1.63 \times 10^{-3} T^{0.495} \quad (3-2-13)$$

辻本・国友の輻射率の式と Cunnington の実験データとを図3-2-2に示す。ただし、G.R.Cunnington の報告書では測定サンプルであるアルミ蒸着ポリエステルフィルムに関し、アルミ蒸着量あるいはアルミ蒸着厚さについて具体的な値が示されていない。

蒸着面の輻射率はポリエステルフィルム上に真空蒸着したアルミの量に影響されるので、F.E.Ruccia と R.B.Hinckley はアルミの蒸着量と輻射率との関係を実験的に調べている。⁸⁾ 彼らは金属蒸着膜厚を 20nm から 200nm の範囲で変え、その輻射率を測定している。蒸着膜厚の測定法は電気抵抗法、溶融法、振動数測定法の 3 種類について記述しているが、算定された膜厚はどの測定法によっても同じなのかという点と、輻射率と膜厚の関係を示すグラフに記載した膜厚はどの方法によるものかは明確ではない。

ポリエステルフィルム上に真空蒸着したアルミ蒸着膜厚についての標準的な定義はまだ無い。金原によれば⁹⁾ 蒸着金属の膜厚の定義には、蒸着量で定義する質量膜厚、電気抵抗値から定義する物性膜厚、凹凸のある金属表面の平均高さをとる形状膜厚の3つがある。質量膜厚は蒸着量を測定できればアルミニウムの密度を使って算出できるが、蒸着金属が多孔質であればアルミニウムの密度を使うことはできない。蒸着面の電気抵抗はその測定法が JIS の規格としてある。バルク金属の電気伝導率を使えば、測定された電気抵抗値から膜厚を計算することができるが、蒸着膜は薄いのでその電気伝導率は表面の影響を受けるのでバルク金属のそれよりも低くなる。以上のように、膜厚を定義する場合、質量膜厚ではむくの金属の密度を使用すること、物性膜厚ではバルク金属の電気伝導率を使用することなどの条件が必要である。これまでの研究で、アルミ蒸着膜厚の数値を明示したものは上記の Cunnington や Ruccia のものであるが、膜厚の定義を明確にしていない。

Ruccia はアルミ蒸着膜厚が 90nm よりも厚くなると蒸着膜表面の輻射率は膜厚に依存しなくなるが、90nm よりも薄い範囲では膜厚が薄くなると輻射率が増大することを示している。この報告から、アルミ蒸着膜厚がある程度厚くなると蒸着膜の輻射率はその厚さに依存せず一定値になることがわかる。

アルミ蒸着ポリエステルフィルムの輻射率の測定結果に関する Cunnington の報告書¹⁾には、蒸着膜厚の数値が示されていない。蒸着膜厚の数値が示されていたとしても、Ruccia の実験のように蒸着膜厚と輻射率との関係を調べていなければ、輻射率が一定になる十分厚い範囲にあるかもわからない。Cunnington によるアルミ蒸着ポリエステルフィルムの輻射率データはポリエステルフィルム上のアルミ蒸着膜厚が十分厚い場合のデータであるか否かという問題が残る。なお、Tien と Cunnington が極低温断熱材の熱伝達について Review したテキストにはアルミ蒸着膜の厚さを 40nm と記載されているが、著者が測定した値なのかメーカー公称値なのか不明である。¹⁰⁾

MLI 中の輻射熱伝達に関する理論的検討にはアルミ蒸着ポリエステルフィルムの輻射率と温度の関係を表す式が必要であるが、これには Cunnington の実験式か、Cunnington の実験結果に基づいて得られた辻本・国友の半理論式を使うしかない。

(5) 輻射反射膜の輻射透過性

MLIの断熱性能計算において従来の研究では断熱フィルム表面にコーティングしたアルミ層に入射する輻射はアルミ層を透過しないとみなしていた。しかし著者らは、本論文第 2 章で明らかにしたように、アルミ蒸着膜厚が薄くなると断熱性能が低下することを実験で確認していた。¹¹⁾ この実験はポリエステルネットスペーサをアルミ蒸着ポリエステルフィルムの層間に入れた MLI で、アルミ蒸着ポリエステルフィルムは片面アルミ蒸着フィルムであり、ディンプルの無い平坦なフィルムである。アルミ蒸着層の質量膜厚を 65.9nm から 28.3nm にすると、層数が40層のとき、熱流束は $0.48\text{W}/\text{m}^2$ から $0.82\text{W}/\text{m}^2$ へ増加した。測定に用いたカロリメータは第 2 章で説明した Vertical Cylindrical Calorimeter である。

R.P.Shutt は金属薄膜の輻射透過性について理論的検討を行い、MLI の熱流束を計算する場合、金属薄膜の輻射透過性を考慮する必要があると述べている。¹²⁾ それによると、厚さ 30nm のアルミ薄膜に入射する輻射の温度が 300K の場合、輻射エネルギーの 5%が蒸着膜を透過し、輻射の温度が 170K では 10%、10K では 60%が透過すると報告している。さらに、隣接する 2 つの輻射反射膜間の輻射熱伝達を計算し、蒸着膜に輻射透過性があると、輻射エネルギーが隣接する 2 面間からさらにその外側に隣接する膜へ漏れていくこと

を示した。

輻射の温度が低下すれば蒸着膜の輻射透過性が増すので MLI の熱流束 q を増大させる要因であるが、低温域では輻射エネルギーが低くなるので、その効果は抑制されるだろう。輻射の透過性を考慮した MLI の熱流束 q の中で伝導項が大きい場合は、輻射の透過性による熱流束への寄与は相対的に低くなる。

3-2-3 熱流束の実験結果と計算値との比較

(1) 層間接触圧がゼロの場合の熱流束

第 2 章でディンプル型 MLI について層間接触圧がゼロの場合の熱流束データを報告した。層間接触圧がゼロの場合、MLI の熱流束は輻射熱伝達だけに支配されている。本章の 3-2-2 に記した MLI の熱流束に関する、辻本・国友の式、Tien の式における輻射項の計算値と第 2 章の 2-3-4 で示した熱流束の測定結果のうち層間接触圧 P がゼロの場合の値を比較してみると表 3-2-1 のようになる。境界温度条件は次の 2 ケースで、液体窒素温度を境に、それよりも低い条件(L)と高い条件(H)である。

境界温度条件(L) $T_c=4.2\text{K}, T_h=77\text{K}$

境界温度条件(H) $T_c=77\text{K}, T_h=300\text{K}$

実験値①、②はそれぞれ厚さ $12\mu\text{m}$ と $6\mu\text{m}$ のポリエステルフィルムの両面にアルミ蒸着したものに 6mm ピッチの傾斜パターンディンプルをつけた MLI の熱流束データであり、測定には Vertical Cylindrical Calorimeter を用いた。どちらも層間接触圧がゼロとみなせる条件での熱流束測定値である。なお、アルミの蒸着厚さ(質量膜厚 t_w)は両面で、サンプル①について 133.4nm 、サンプル②について 121.4nm である。

計算値③は式(3-2-10)の C.L.Tien による MLI の熱流束の式で第 2 項の輻射項を計算したものである。計算値④は、式(3-2-2)～式(3-2-5)の辻本・国友の式に従って輻射成分を計算した結果である。

図 3-2-3 に示したように境界温度条件(H)では実験値①、②は計算値③、

④とオーダーが同じであり、数値もほぼ近い値を示している。したがって、液体窒素温度(77K)以上における輻射熱伝達成分の計算式とそれに用いた輻射反射膜の輻射率の式は実験結果をよく説明できると考えられる。

境界温度条件(L)の場合、実験結果①、②は計算値③、④より18から27倍大きな値を示している(図3-2-3)。熱流束の測定に使用したMLIサンプルはカロリメータのメインタンクに巻き付け施工後、MLIサンプルを取り囲む液体窒素シールドタンクを組み込んだり取り外したりすることにより、境界温度条件の異なる実験をすることができ、MLIの施工状態は全く同じ条件で試験をしている。熱流束の計算値が、実験値より下回っているが、輻射の透過性を考慮すると熱流束の計算値は実験値と同じレベルまで上がるか検討してみる。

表3-2-1. 層間接触圧 P がゼロのときの MLI の熱流束

— 計算値と実験値との比較(全層数 N=40 層)

単位 [W/m²]

計算と実験の区分		境界温度条件(L) T _c =4.2K, T _h =77K	境界温度条件(H) T _c =77K, T _h =300K
実験値	① DAM12-DP06	8 × 10 ⁻³	0.163
	② DAM06-DP06	5.4 × 10 ⁻³	0.24
計算値	③ C.L.Tien の式(3-2-9)の輻射項	3.0 × 10 ⁻⁴	0.135
	④ 熱流束解析結果(輻射反射膜の輻射透過性無視)	3.2 × 10 ⁻⁴	0.14
	⑤ 熱流束解析結果(輻射反射膜の輻射透過性考慮)	6.2 × 10 ⁻⁴	0.161

(2) 輻射の透過性を考慮した場合の熱流束解析

R.P.Shutt の解析方法に従ってアルミ薄膜の輻射特性を計算した結果を「付録7 輻射反射膜の輻射透過性を考慮した熱流束解析」に示す。透過性がある場合の輻射係数は透過率がゼロのときの輻射率をベースとして見積もるので、これには辻本・国友の式(3-2-12)を用いた。この式は G.R.Cunnington の実験をもとにしているが、Cunnington はアルミ蒸着膜厚について明瞭に記載していない。ただし、アルミ蒸着膜の輻射率は蒸着膜が十分厚ければ、厚さによらず一定になることが Ruccia により報告されている。Cunnington の実験で用いたアルミ蒸着膜の厚さは十分厚いとして議論を進める。もし MLI の熱流束に関する理論と実験の比較で、不一致が生じた場合には、「蒸着膜の厚さは十分厚い」と考えてよいか検討すればよい。

アルミ薄膜の輻射係数に関して R.P.Shutt の解析方法に従って輻射の透過性を考慮して計算した輻射係数を使い MLI の熱流束計算を行った。この場合、MLI 中の輻射熱伝達は隣接する2面間だけでなく、MLI 中の全ての層との間の熱伝達を考慮しなければならない。また輻射の伝達経路も無限にあるが、輻射が透過する輻射反射膜の数が多くなると、輻射の減衰が大きくなる。輻射の減衰を考慮して輻射熱伝達の経路を整理すると、任意の2面間の輻射熱伝達を計算することができる。

伝導項については式(3-2-5)を用い、隣接する2面間の熱伝達のみを考える。ただし、層間接触熱伝達率 h_c はこの場合も全ての層間で一定の値 h_c とし、MLI 最外層 ($i=N$) と高温面 ($i=N+1$) 間は非接触で $h_N=0$ [W/m^2K] とした。

前節で境界温度条件が $T_c=4.2K$, $T_h=77K$ で層間接触圧がゼロのとき、MLI の熱流束の実験値は計算値より1桁以上大きいという問題があった。輻射反射膜の輻射透過性を考慮し、層間接触熱伝達率がゼロの場合の熱流束を計算した結果は表3-2-1の⑤に境界温度条件(L)と(H)について記載した。この表から境界温度条件が(H)の場合、熱流束の計算値と実験結果の差はさらに小さくなった。一方、境界温度条件(L)の場合、熱流束の計算値は実験値に近づいたが、依然として実験値は計算値よりも13倍～9倍大きい。輻射の透過性を考慮すると、境界温度条件(L)の方が境界温度条件(H)よりも低温域にあり、熱流束の計算値の増加は大きいことがわかったが、なお実験値との差は大きい。

「付録1 輻射反射膜をスパイラル巻きした場合の問題」で検討したが、輻射反射膜の面に沿って熱伝導によりメインタンクへ熱が入り、これが熱流束の実験データに含まれているのではないかという問題は、輻射反射膜のアルミ蒸着膜が薄く、薄膜の効果により熱伝導率がバルクのアルミより低いため、上記の面に沿った熱伝導は無視してかまわないという結果を出した。しかし、アルミ蒸着膜の熱伝導率がバルクアルミの場合と同じである場合は熱流束の実験値は 10%程度大きくなるという計算結果を得た。仮に 10%の増加があったとして、表 3-2-1 の熱流束実験値①、②を補正すると、それぞれ 0.0072W/m^2 、 0.0049W/m^2 となる。これらの値は、同表の⑤輻射反射膜の輻射透過性を考慮した輻射熱伝達計算によって得られた熱流束 $6.2 \times 10^{-4}\text{W/m}^2$ に対して、11.6 倍と 7.8 倍であり、その差はあまり縮まらない。

境界温度条件 (L) における熱流束の実験値と計算値の差の原因については今後の課題であるが、極低温における MLI 中の輻射熱伝達の解析法に原因すると考えられる。E. G. Cravalho らは MLI の熱流束は極低温において「近接効果」により促進されると報告している。¹³⁾ 近接効果には光(熱輻射)の干渉と Radiation Tunneling がある。この近接効果の概略について稲井が低温工学で説明している。¹⁴⁾

W.N. Boroski らは $T_c=20\text{K}$ 、 $T_h=80\text{K}$ におけるスペーサを用いた MLI の熱流束を測定している。それは、層数 N が 10 層の場合 0.071W/m^2 であり、5 層の場合 0.093W/m^2 である。これらの値はやはり Tien の式の輻射項を計算した値よりもそれぞれ 48.3 倍、31.6 倍である。ただ、Boroski の実験で層間接触圧がゼロであったとはいえないので Boroski のデータには伝導伝熱の効果も入っていると考えられる。しかし、Tien の式を使って、極低温における輻射熱伝達を正しく見積もれるというためには、熱流束として 10^{-3}W/m^2 レベルのデータが存在しなければならないが、まだそのようなデータは無い。また、仮にそのレベルの熱流束を測定するためには、カロリメータからの液体ヘリウムの蒸発ガス流量がこれまでの実験よりもかなり低くなるので、精度のよい流量測定が必要になる。

(3) 層間接触圧がある場合の熱流束

輻射反射膜の輻射透過性を考慮した MLI の熱流束解析を行い、層間接触熱伝達率 h_c をパラメータとして、境界温度条件 (L) と境界温度条件 (H) につ

いて熱流束を計算した。その結果を熱流束の実験結果と比較すると図3-2-4のようになる。熱流束 q の計算結果は同図に示すように層間接触熱伝達率 h_c に対してS字状曲線となり、 h_c が大きい場合と小さい場合で熱流束は h_c に依存しなくなる。 h_c が十分小さい場合は輻射熱伝達支配の領域である。S字曲線はアルミ薄膜の厚さによって異なり、アルミ薄膜が厚くなると熱流束が減少し、境界温度条件が(H)の場合、アルミ薄膜の厚さが 100nm 以上では熱流束の差は見られなくなる。境界温度条件が(L)の場合、アルミ薄膜の厚さが 200nm 程度でも熱流束はアルミ薄膜の厚さの影響を少し受けるが、300nm になると厚さの依存性はなくなる。熱流束曲線の中央、すなわち q が h_c に依存する領域では熱流束のアルミ薄膜の厚さに対する依存性が小さくなる。 q が h_c に依存する領域は境界温度領域(L)の方が(H)の場合より約2桁小さいことがわかる。

層間接触熱伝達率 h_c が大きくなると、熱流束 q は h_c に依存しなくなる。これは MLI の最外層と高温面の間が非接触で真空空間があるからである。層間接触熱伝達率が大きくなると、MLI 各層は冷却され温度が低くなる。MLI の最外層温度 T_N と高温面温度 T_{N+1} との差が大きくなり、いわゆる温度ギャップが生じる。このような場合、高温面と低温面の間で断熱に MLI 最外層と高温面間の真空空間が大きく寄与しているため、 h_c を大きくしても熱流束 q は増加しない。ただし、この領域における熱流束 q は高温面と MLI 最外層の間の輻射熱伝達に影響されるので、輻射反射膜のアルミ薄膜の厚さによって熱流束 q が異なることがわかる。

3-2-4 層間接触熱伝達率の推定

(1) 熱流束の計算値と実験値の比較から推定する

MLI の熱流束の値は図3-2-4において熱流束レベルを示す水平線で表されている。パラメータは無次元層間接触圧パラメータ P^* であり、水平線を熱流束の計算結果であるS字状曲線を横切るように短い線分で描き、MLI サンプルの違いを示すために両端に丸、三角、菱形のシンボルをつけた。それぞれ、MLI サンプル ①DAM12-DP06、②DAM06-DP06、③NRC-2 である。境界温度条件が $T_c=77K$ 、 $T_h=300K$ のとき黒塗りのシンボルとし、境界温度条件 $T_c=4.2K$ 、 $T_h=77K$ のとき白抜きのシンボルとした。また P^* の値は線分の横に

記載した。この水平線とS字状曲線の交点から層間接触熱伝達率 h_c を推定することができる。サンプル①の断熱フィルムのアルミ蒸着膜厚は両面で133.4nmであり、サンプル②は両面で121.4nm、サンプル③は片面で33.4nmである。いずれも質量膜厚 t_w の値である。

境界温度条件(H)の場合、 $P^*=0$ の熱流束レベルはS字状曲線の左方の水平線レベルにあり、熱流束が輻射熱伝達によって支配されていることを示している。 P^* がゼロでなくなると、熱流束の水平線とS字状曲線の交点はS字状曲線が h_c 依存性を示す領域に存在する。以上から、熱流束の計算結果と実験結果は互いに矛盾無く説明でき、各 MLI サンプルについて層間接触圧と層間接触熱伝達率との関係が得られる。

サンプル①、サンプル②で、 P^* の最大値における q のレベルは熱流束曲線の h_c 依存性があるスロープのまだ中程である。 P^* が0から380の範囲で、層間接触圧は $0.001\text{W/m}^2\text{K}$ から $0.3\text{W/m}^2\text{K}$ の範囲にあることがわかった。

境界温度条件(L)の場合、 $P^*=0$ の熱流束レベルはS字状曲線の左方の水平線レベルまで下がらず、これよりも高いレベルにある。また、 P^* が高い場合の熱流束はS字状曲線の h_c が高い領域における水平線よりも高い位置のデータもある。以上のように熱流束の実験結果を計算結果によりうまく説明できないので、この境界温度条件での層間接触熱伝達率は求めることができない。

(2) MLI の温度分布の計算値と実験値の比較から推定する

MLI 各層の温度を輻射反射膜の輻射透過性を考慮した熱流束解析により計算した MLI の温度分布(低温境界面から高温境界面までの間における各層の温度プロファイル)と MLI サンプル②(DAM06-DP06-2)の実験結果を比較してみる。解析では層間接触熱伝達率 h_c をパラメータとして計算し、実験で得られた温度分布と比較することによって h_c を推定することができる。

境界温度条件が $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ の場合、MLI の温度分布を図3-2-5(a)に示す。 $P^*=0$ の場合、温度分布の比較から h_c は $7 \times 10^{-4}\text{W/m}^2\text{K}$ 程度と予測される。このときの温度分布はやや上に凸の形状をしているので、輻射熱伝達の寄与が少しあることを示している。 h_c が $0.0007\text{W/m}^2\text{K}$ のときの MLI 各層における輻射熱伝達の流入 Q_{I_i} と流出 Q_{O_i} 、層間接触熱伝達の流入

$h_c(T_{i+1}-T_i)$ と流出 $h_c(T_i-T_{i-1})$ を図3-2-7(a)に示す。低温側から数えた層番号を i とすると i が 12 以上では輻射熱伝達の熱流束が伝導伝熱のそれより大きくなっていることが分かる。

$P^*=57$ の場合、温度分布は直線的になり、高温面と MLI 最外層との間に温度ギャップが生じている。この場合、 h_c は $0.01\text{W/m}^2\text{K}$ と推定することができる。 h_c が $0.01\text{W/m}^2\text{K}$ の場合の各層における熱流束の大きさを図3-2-7(b)に示したが、層間の接触熱伝達が MLI の熱流束を支配していることが分かる。

P^* が 140 になると MLI の温度分布の傾斜はさらに緩くなるが、MLI 最外層の温度の測定値は $P^*=57$ の場合とあまり変わらない。これは、熱電対がその素線を通じた熱侵入のため高い温度を示しているためと考えられる。 h_c は $0.03\text{W/m}^2\text{K}$ と推定することができる。各層における熱流束の大きさを図3-2-7(c)に示した。 h_c がこのレベルになると輻射熱流束は MLI 最外層と高温面の間以外はほとんど寄与していないことがわかる。

温度分布の比較から h_c を推定した結果を図3-2-5(b)の熱流束解析の結果得られた $q-h_c$ 曲線のグラフに白抜きのシンボルでプロットしてみる。同図には、MLI の熱流束を比較して推定した h_c を与える点を曲線上(アルミ蒸着膜圧 D-AL が 121.4nm の場合の曲線)に黒色のシンボルで示した。白抜きのシンボルは黒色のシンボルと同じ熱流束レベルにプロットしている。 P^* が一番高い 140 のとき、両推定値はほぼ一致しているが、 P^* が 0 と 57 の場合は温度分布の比較から推定した h_c の方が低い値を示している。

境界温度条件(L)の場合は、輻射熱伝達の理論式が実験結果をうまく説明できないことから、この温度域における h_c の推定値は参考値である。ただ、境界温度条件(H)の場合よりも h_c は低い値になっていることが分かる。

水平円筒まわりの MLI において、無次元層間接触圧パラメータの全周、全層の平均は N が 40 層のとき 41 となる。これは $P^*=57$ の場合より小さいので、MLI 中の輻射熱伝達は図3-2-7(b)で示された場合よりも大きくなるが、MLI の熱流束は接触熱伝達支配と言える。ただし、MLI 中の高温側の層では輻射熱伝達は熱流束にある程度寄与していると言える。

境界温度条件が $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ の場合、MLI の温度分布を図3-2-6(a)に示す。 $P^*=0$ の場合の温度分布はだいたい上に凸の湾曲した分布になっ

ており、輻射熱伝達の寄与が大きいことが分かる。 h_c は $0.005\text{W}/\text{m}^2\text{K}$ 程度と推定できるが、図3-2-8(a)に各層における輻射と接触熱伝達の熱流束を示した。 h_c がこの程度のレベルまで下がると、MLI の熱流束は輻射熱伝達支配であることがわかる。

$P^*=57$ になると MLI の温度分布は直線的になり、 h_c は $0.3\text{W}/\text{m}^2\text{K}$ 程度と推定できる。 h_c が $0.3\text{W}/\text{m}^2\text{K}$ のときの各層における輻射と接触熱伝達の熱流束を図3-2-8(b)に示したが、輻射熱伝達の熱流束への寄与と接触熱伝達のそれと同程度になっていることがわかる。

P^* が 140 になると MLI の温度分布の傾斜はさらに緩くなり、 h_c は $2\text{W}/\text{m}^2\text{K}$ 程度と推定できる。この場合の各層の熱流束を図3-2-8(c)に示したが、MLI の最外層と高温面間以外は接触熱伝達が支配していることがわかる。ただ、30 層より高温側では輻射熱伝達の寄与も残っている。MLI の最外層温度の計測値は計算結果のように低い値を示していない。層番号 $i=30$ 以下の温度が、 h_c が $2\text{W}/\text{m}^2\text{K}$ のときの温度分布(計算結果)によく一致している。従って、MLI 最外層温度は熱電対素線を通した熱伝導により高い値を示していると考えられる。

境界温度条件(L)の場合と同様に、各 P^* での熱流束測定試験で推定された h_c を図3-2-6(b)にプロットし、熱流束から推定した h_c の値と比較した。温度分布から推定した場合と熱流束値から推定した層間接触熱伝達率 h_c はあまり良い一致をみない。MLI の温度分布の測定は熱電対素線のサーマルアンカーの取り方が難しいので、測定誤差が大きいと考えられる。特に MLI 最外層の温度測定では、熱電対素線(Type E 熱電対)が真空中を通るので、サーマルアンカーが不十分で温度の測定値は高い。MLI 中の温度測定については熱電対素線は MLI の輻射反射膜上を沿わせているが、ポリエステル粘着テープで部分的に接着しているため、サーマルアンカーが十分ではないかもしれない。また熱電対素線を途中で上部の液体窒素シールドタンクに沿わせているので、境界温度条件(L)では温度測定値が高めに出て h_c が低く推定されているのではないかと考えられる。一方、境界温度条件(H)では温度の指示値が低くなり、高い h_c を推定してしまったのではないかと考えられる。以上から、 h_c の推定値としては熱流束の比較から推定した値を優先するべきであると考えられる。

水平円筒まわりの MLI において、無次元層間接触圧パラメータの全周、全層の平均は N が 40 層のとき 41 となる。この場合、図3-2-8(b)の場合よりも

輻射熱伝達は大きい、接触熱伝達と輻射熱伝達は MLI の熱流束に対し同程度に寄与していると考えられる。

(3) スペーサの熱抵抗と層間接触熱伝達率の比較

稲井はスペーサの熱伝導率はそれほど小さくは無く、MLI の熱流束を抑えているのはスペーサと輻射反射膜との間の接触熱抵抗であると述べている。³⁾ 稲井は厚さ $d=80\ \mu\text{m}$ のグラスファイバースペーサについて熱伝導率 λ [W/mK]と温度の関係を推定している。その値からスペーサの熱通過率 K [W/m²K] ($=\lambda/d$)を計算し、今回得られた層間接触熱伝達率 h_c [W/m²K]の大きさを比較してみた。その結果を図3-2-9に示した。ディンプル型 MLI (サンプル② DAM06-DP06-2)の層間接触熱伝達率 h_c を温度の測定範囲と P^* を振らしたときに h_c が変化した範囲を長方形の領域で図中に示した。MLIの熱流束 q を使って、推定した h_c の範囲を破線で示した。また MLI 中の温度分布から推定した h_c の範囲を細い実線で示した。グラスファイバースペーサの熱通過率 K は常温では約 $500\text{W/m}^2\text{K}$ であり、温度が下がると単調に減少し、温度 4.2K では常温の10分の1程度になる。図3-2-9において熱流束から推定した h_c は境界温度条件(H)の場合、グラスファイバーの熱通過率よりも3桁から4桁小さいことがわかる。境界温度条件(L)の場合も同じような差がある。以上から、MLI の熱流束を抑制しているのは層間の接触熱抵抗であることがわかる。

3-2-5 アルミ蒸着膜厚と熱流束

MLI のアルミ蒸着膜厚と熱流束の関係は付録7の輻射反射膜の輻射透過性を考慮した熱流束解析により明らかにした。境界温度条件(H)、層数 $N=40$ 層の場合についてアルミ蒸着膜厚と熱流束との関係を示すと図3-2-10のようになる。層間接触熱伝達率 h_c が $1\text{W/m}^2\text{K}$ 程度の大きさでは、アルミ蒸着膜厚が 60nm を超えても、それ以上熱流束は低下しないが、 h_c が $0.01\text{W/m}^2\text{K}$ 程度に下がると、アルミ蒸着膜厚が 80nm 程度までは熱流束は蒸着膜厚の増加とともに低下する。

水平円筒まわりの MLI において、無次元層間接触圧パラメータの全周、全層の平均は N が40層のとき41となる。前節で示したように P^* が57のとき h_c は $0.3\text{W/m}^2\text{K}$ と推定されるが、図3-2-10からアルミ蒸着膜厚が 60nm 以上

あれば輻射の透過性は無視できることがわかる。

図3-2-10には第2章の1で説明した、MLI Type C1とType C2のデータもプロットした。層間接触圧の値は不明なので計算結果との比較は十分行えないが、アルミ蒸着膜厚がType C1の28.3nmからType C2の65.9nmに増加したときの熱流束が低下する大きさは計算値と同程度になっている。

3-2-6 まとめ

本節では Vertical Cylindrical Calorimeter を使って MLI の熱流束と温度分布の測定結果と、熱流束の理論式から計算された熱流束や温度分布と比較することにより、MLI の層間接触熱伝達率を明らかにした。そのためには、MLI の熱流束測定試験で得られた諸特性を理論解析式でよく説明できるか確認した。

本研究では、MLI の層間接触圧が低い「自己圧縮」レベルで MLI の熱流束を測定した。層間接触圧がゼロのときの熱流束は輻射熱伝達によるものであるので、熱流束解析式の中の輻射項を計算し、試験データと比較した。これによると、MLI を液体窒素温度と常温の間で使用した場合、MLI 中の輻射熱伝達は理論的によく説明することができた。しかし、MLI を液体ヘリウム温度と液体窒素温度の間で使用した場合、MLI 中の輻射熱伝達は理論解析式で説明することはできなかった。これについては、輻射反射膜の輻射透過性を考慮した MLI の熱流束解析を行ってみたが、理論と実験の差は縮小したが埋まらなかった。また MLI のスパイラル巻きの影響も検討したが、その差を説明できるほどの効果はなかった。この温度域における輻射熱伝達に関して、C.L. Tien や E.G. Cravalho らは接近した平行平板間の輻射熱伝達に関して radiation tunneling や干渉効果により伝熱促進があるという研究結果を報告しているので、今後の検討課題とする。

本節では MLI を液体窒素温度と常温の間で使用したときの層間接触熱伝達率を推定したが、次節では層間接触熱伝達率と層間接触圧に関する実験式を明らかにする。このため、第2章の3で明らかにした熱流束と層間接触圧に関する実験式を、MLI の熱流束解析で得た熱流束と層間接触圧との関

係とを使い、層間接触圧と層間接触熱伝達率との関係を明らかにする。そしてその関係を水平円筒まわりの MLI の熱流束解析に使用する。

本節では輻射熱伝達の理論式が MLI を液体ヘリウム温度と液体窒素温度の間で使用したときの熱流束をうまく説明できないことがわかった。C.L.Tien の式や辻本・国友の式は1970年代から1980年代にわたって出されたものであるが、なぜ今ごろ理論式が使えないなどということが起きるのだろうか。稲井は液体ヘリウムと常温の間で MLI の熱流束を測定しているが、理論式の問題は起きなかった。それは、MLI の低温側から数えて第1層の温度は通常非常に高く、彼の実験では 93K であり、MLI 各層の温度は全て液体窒素温度以上になっているためである。³⁾

本研究では境界温度条件を液体窒素で区切り、その上の領域と下の領域で熱流束測定試験を実施することで、液体ヘリウムと液体窒素温度の間における輻射熱伝達の問題を明らかにすることができた。Vertical Cylindrical Calorimeter はこのように2つの温度領域で熱流束を測定することができるが、C.L. Tien や稲井が使用した Flat Plate Calorimeter では低温側の温度を変えることはできても、高温側の温度は常温だけに限定される。もちろん、高温側温度を液体窒素温度にすることは不可能ではないだろうが、装置が非常に複雑な構造を持ったものになるだろう。

C.L.Tien らは radiation tunneling などの特異な現象を研究していたが、その後この研究を継承するものがないということも一因であろう。Radiation tunneling が特にスペーサを使用しないデンプル型 MLI やしわ付け型 MLI に顕著に表れる現象かどうかは不明である。スペーサを使うことにより、輻射反射膜間の距離を確保でき、この効果を抑制できるとしたら、その MLI を層間接触圧がゼロの条件で熱流束を測ると輻射熱伝達による熱流束 $1.0 \times 10^{-3} \text{W/m}^2$ 程度にならなければならない。この熱流束による液体ヘリウムの蒸発ガス流量は、これまでに測定した蒸発ガス流量より、1桁低いレベルの流量である。なお、デンプル型 MLI で層間接触圧 P がゼロのとき、最低の熱流束は DAM12-DP06-1-P で得られた $8 \times 10^{-3} \text{W/m}^2$ ($N=40$ 層) が最低の値である。(表 2-3-5)

本節ではこの他、MLI の温度分布を測定する場合のサーマルアンカーの

取り方と測定誤差の問題、それにより推定された層間接触熱伝達率が液体窒素温度以下では熱流束の比較により得られた値より低くなること、液体窒素温度以上では、逆に高く推定されることなどがわかった。また、アルミ蒸着膜厚として輻射の透過を防止するにはどの程度の厚さが必要かについて、層間接触圧、特に水平円筒まわりの MLI の全層、全周にわたる無次元層間接触圧パラメータで推定される層間接触熱伝達率との関係で明らかにすることができた。

熱流束解析により MLI 各層の輻射熱伝達による熱流束と層間接触熱伝達による熱流束の大きさを比較することができた。この場合も水平円筒まわりの MLI の全層、全周にわたる無次元層間接触圧パラメータで推定される層間接触熱伝達率で MLI 中の接触熱伝達の大きさが決まる場合に MLI 中の熱伝達が輻射支配なのか接触熱伝達支配なのか、あるいは両者は互角なのかなどの関係を明らかにすることができた。

第3章

参考文献

- 1) G. R. Cunnington, C. W. Keller and G. A. Bell, "Interim Report, Thermal Performance of Multilayer Insulations", NASA-CR 72605, LMSC-A903316, 20 April, 1971
- 2) C. L. Tien and G. R. Cunnington, "Cryogenic Insulation Heat Transfer", *Advances in Heat Transfer*, Vol. 9, 1976, p349-417
- 3) 稲井信彦、“多層断熱に関する研究”、日本機械学会論文集、43巻365号(昭52-1)p217-224
- 4) 稲井信彦、“多層断熱に関する研究(第2報、実験的研究)”、日本機械学会論文集(第2部)、43巻365号(昭52-1) p3116-3123
- 5) 辻本 聡一郎、国友 孟、“低温多層断熱の解析手法について”、日本機械学会論文集(B編)、50巻450号(昭59-2)、415
- 6) 辻本 聡一郎、神田 誠、国友 孟、“アルミニウムおよびアルミニウム合金の室温以下における熱ふく射性質の研究”、日本機械学会論文集(B編)、48巻427号(昭57-3)、545
- 7) G. A. Domoto, R. F. Boehm, and C. L. Tien, "Predictions of the total emissivity of metals at cryogenic temperatures", *Adv. in Cryo. Eng.*, vol. 14, 1969 (230)
- 8) F. E. Ruccia, R. B. Hinkley and R. C. Reid, "Thermal Performance of Tank Applied Multilayer Insulations", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 12, 1967, p218-228
- 9) 金原 粲、“膜厚測定法”、物理工学実験5 薄膜の基本技術、東京大学出版会、1979年、p65-73
- 10) G. R. Cunnington, C. W. Keller and G. A. Bell, "Interim Report, Thermal Performance of Multilayer Insulations", NASA-CR 72605, LMSC-A903316, 20 April, 1971, p387
- 11) T. Ohmori, M. Tsuchiya, T. Taira, M. Takahashi, A. Yamamoto, H. Hirabayashi, "Multilayer Insulation with Aluminized Dimpled Polyester Film", *Eleventh International Cryogenic Engineering Conference (ICEC11)*, April, 1986
- 12) R. P. Shutt, "Some Thoughts on Superinsulation", Technical Note No. 21, ISABELLE Division, Brookhaven National Laboratory, September 3, 1976

- 13) E. G. Cravalho, C. L. Tien and R. P. Caren, "Effect of Small Spacings on Radiative Transfer Between Two Dielectrics", Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, Nov. 1967, p351-358
- 14) 稲井信彦、“多層断熱に関する研究の現状”、低温工学 第13巻 第2号、1978、p53-62
- 15) C. L. Tien and G. R. Cunnington, Recent advances in high-performance cryogenic thermal insulation, Cryogenics, December 1972, p386
- 16) R. C. Weast, CRC Handbook of Chemistry and Physics, 67th edition, 1986-1987, p E-378
- 17) W. Obert, J. R. Coupland, D. P. Hammond, T. Cook and K. Harwood, "Emissivity Measurements of Metallic Surfaces Used in Cryogenic Applications", Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 27, 1982, p293-300

記号一覧(第3章の2)

d	グラスファイバースペーサの厚さ [m]
h	スペーサの厚さ
K	グラスファイバースペーサの熱通過率(=λ/d) [m ² K/W]
N ₀	全層数
n	スペーサの屈折率 (スペーサを使用していない場合 n=1)
q _t	MLIの輻射反射膜に垂直方向の全熱流束
q _{ri}	MLIの熱流束の輻射熱伝達成分
q _{ci}	MLIの熱流束の伝導伝熱成分
q _{gi}	MLIの熱流束の層間残留ガスによる伝導成分
t	輻射反射膜の厚さ
ε _{hti}	第i層の全半球輻射率
$\bar{\epsilon}$	total hemispherical emittance of metal to vacuum ($\bar{\epsilon} = a_2 T^{b_2}$) $\bar{\epsilon} = 1.63 \times 10^{-3} T^{0.495}$
λ	グラスファイバースペーサの熱伝導率 [W/mK]

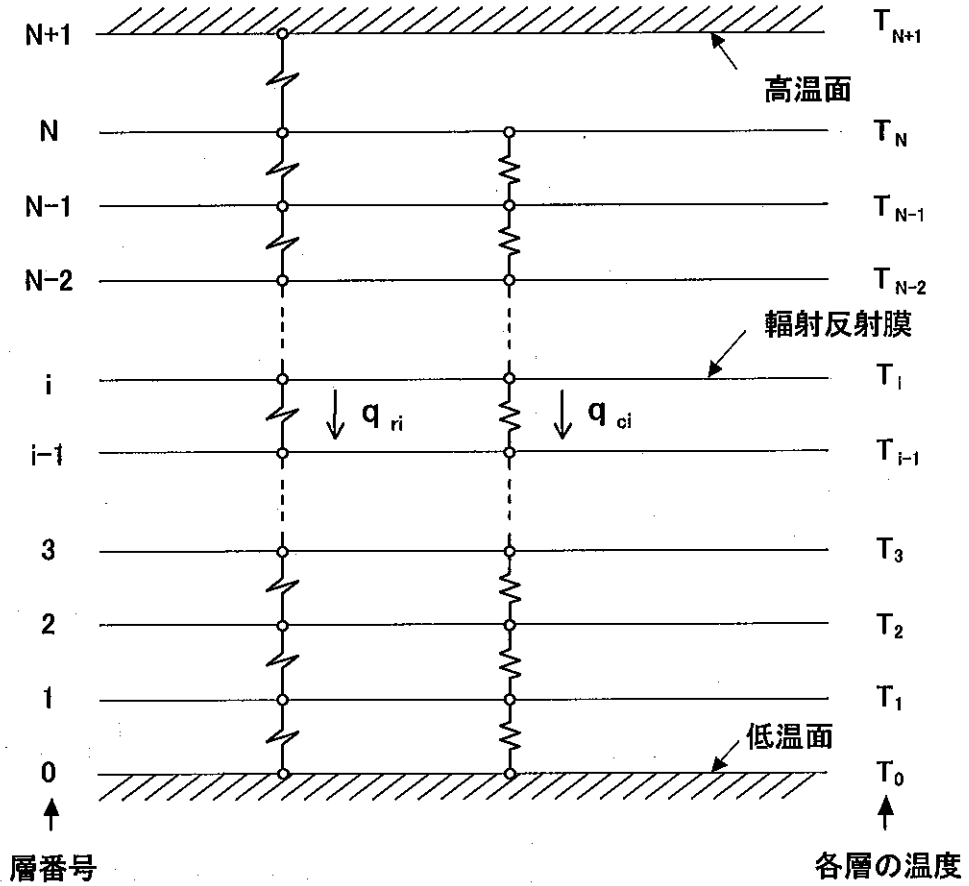


図3-2-1. MLIの構成と熱流束解析モデル

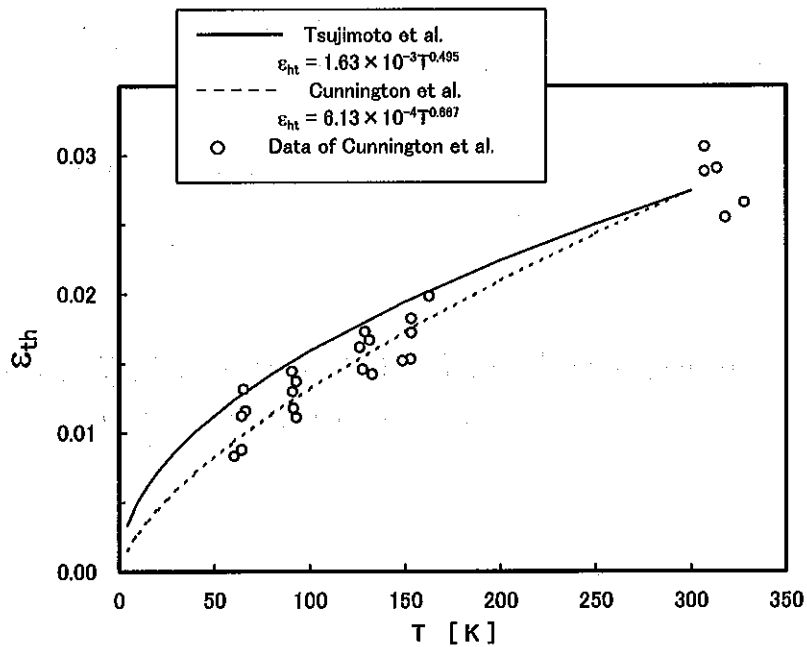


図3-2-2. G. R. Cunningham らの DAM の全半球輻射率データと辻本・国友の式

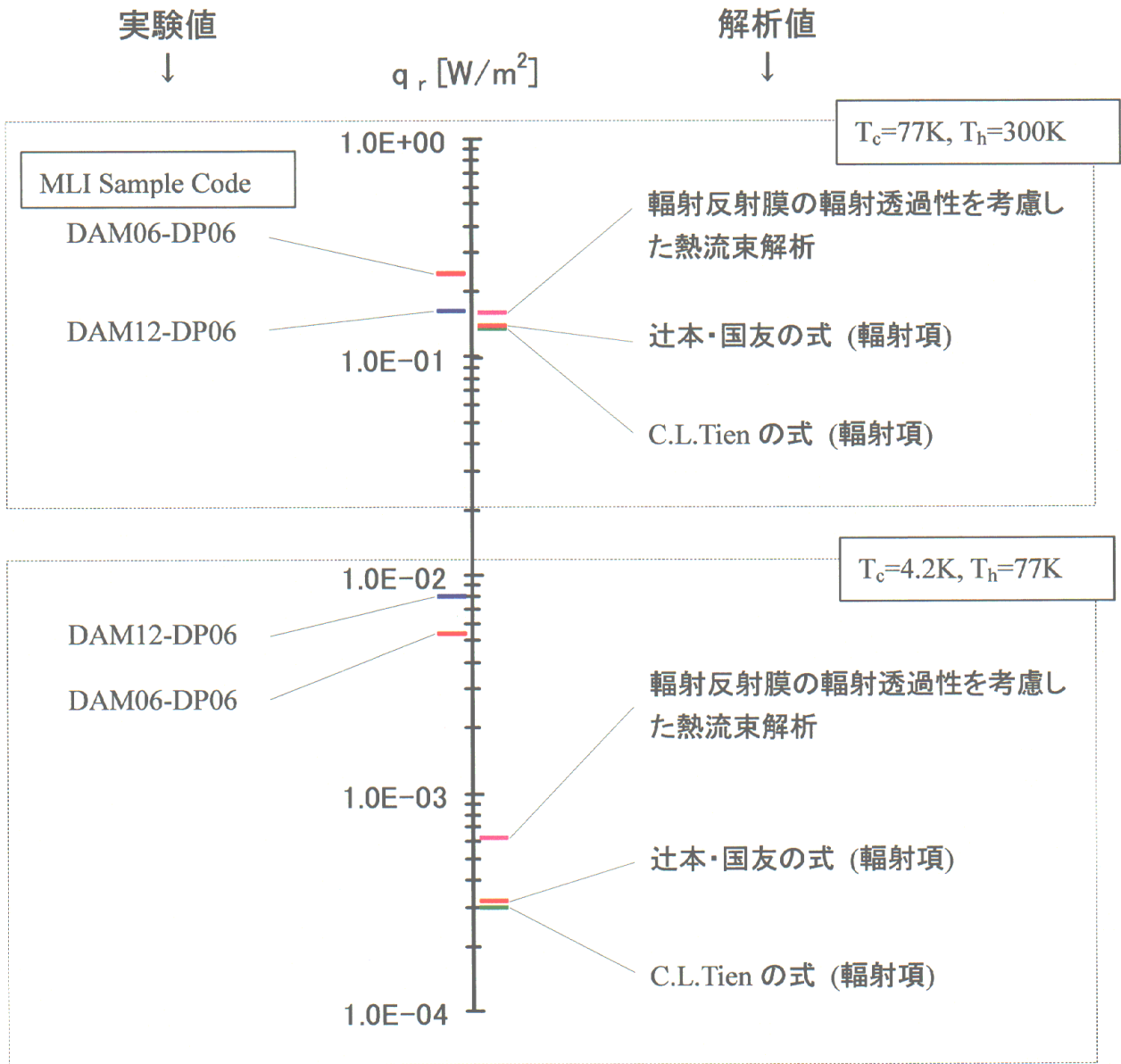


図3-2-3 MLIの熱流束(輻射熱伝達によるもの)の実験値と解析値の比較
($P^* = 0$ での熱流束 $\rightarrow q_r$)

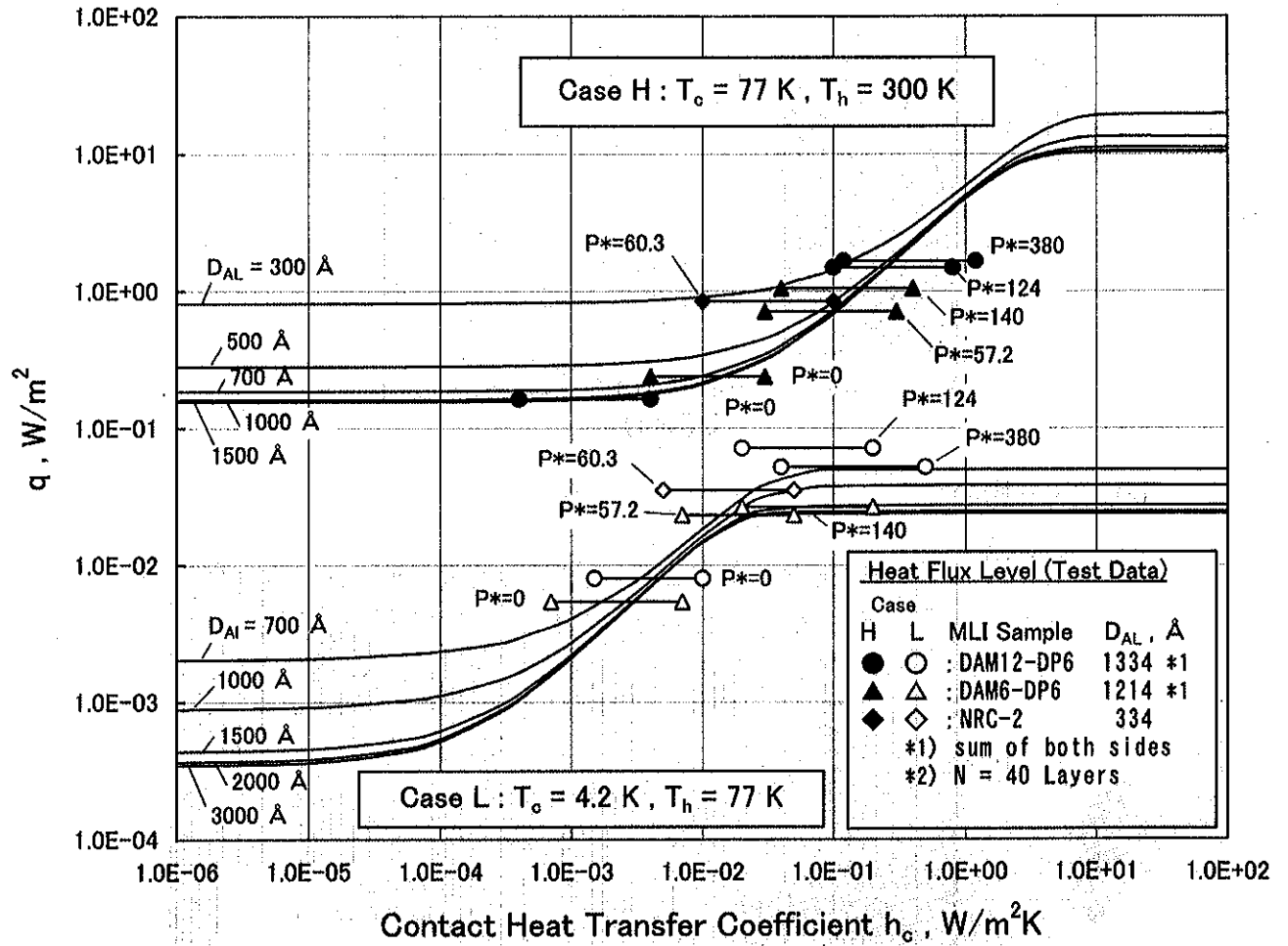
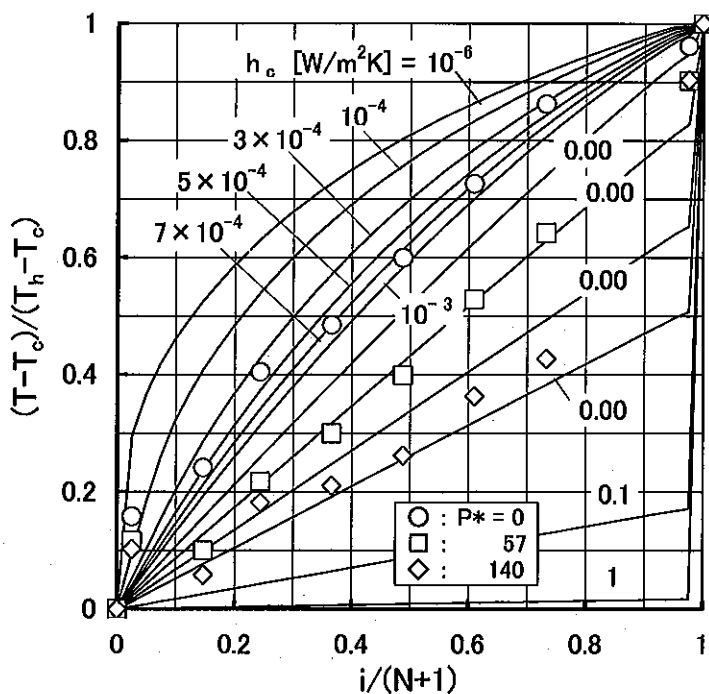
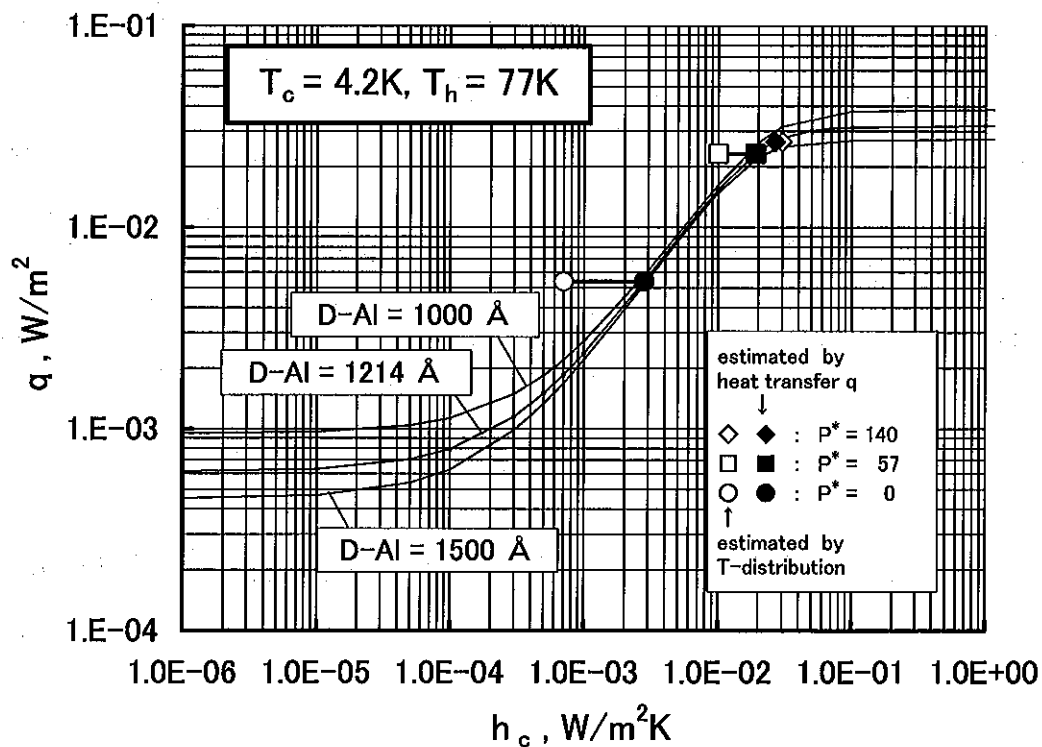


図3-2-4 輻射反射膜の輻射透過性を考慮した熱流束解析と実験結果との比較

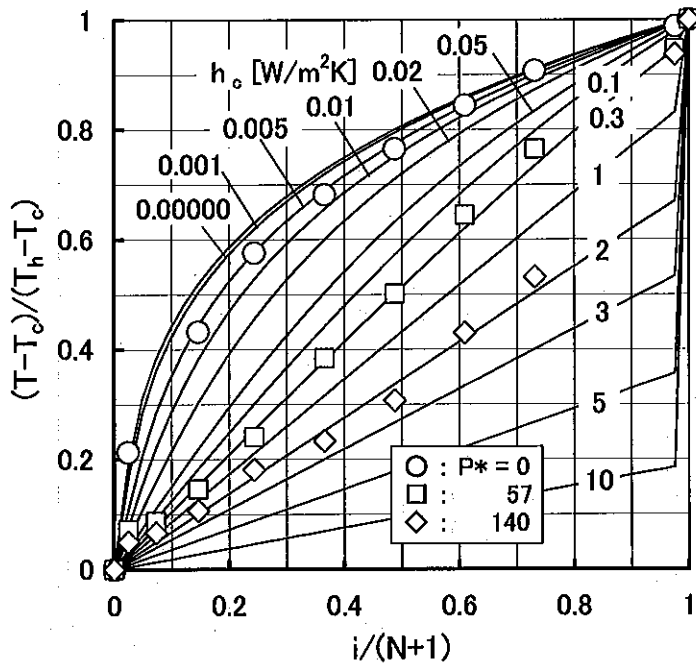


(a) MLI 各層の温度

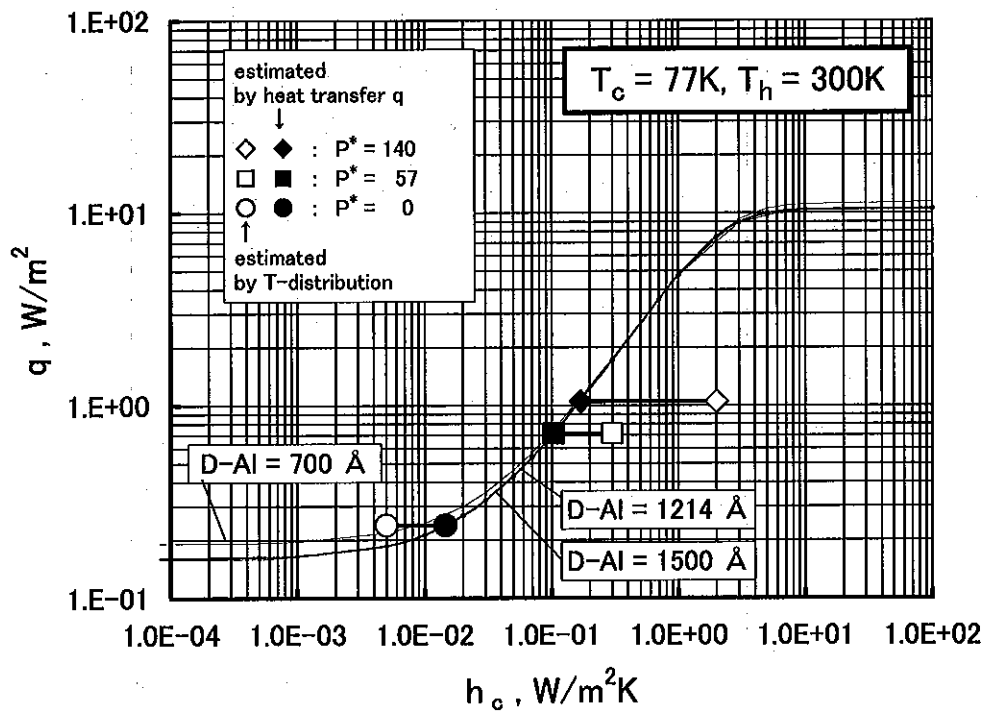


(b) MLI の熱流束と層間接触熱伝達率

図3-2-5 実験結果との比較 ($T_c=4.2K, T_h=77K$, サンプル② DAM06-DP06)

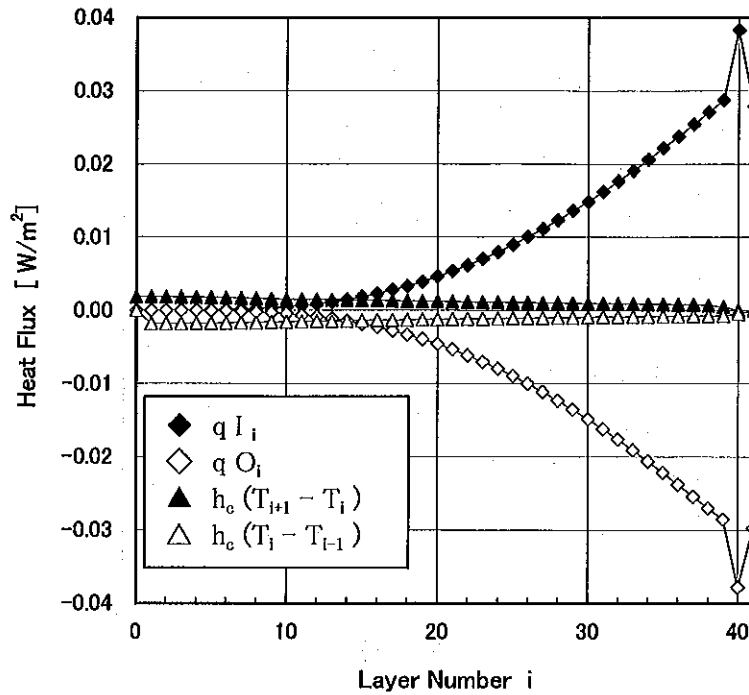


(a) MLI 各層の温度

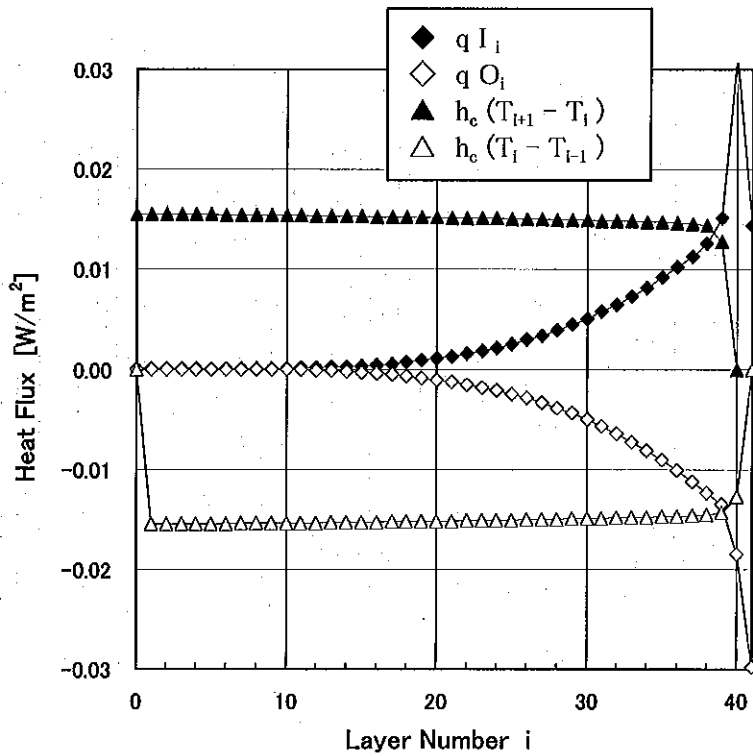


(b) MLI の熱流束と層間接触熱伝達率

図3-2-6 実験結果との比較 ($T_c=77K, T_h=300K$, サンプル② DAM06-DP06)

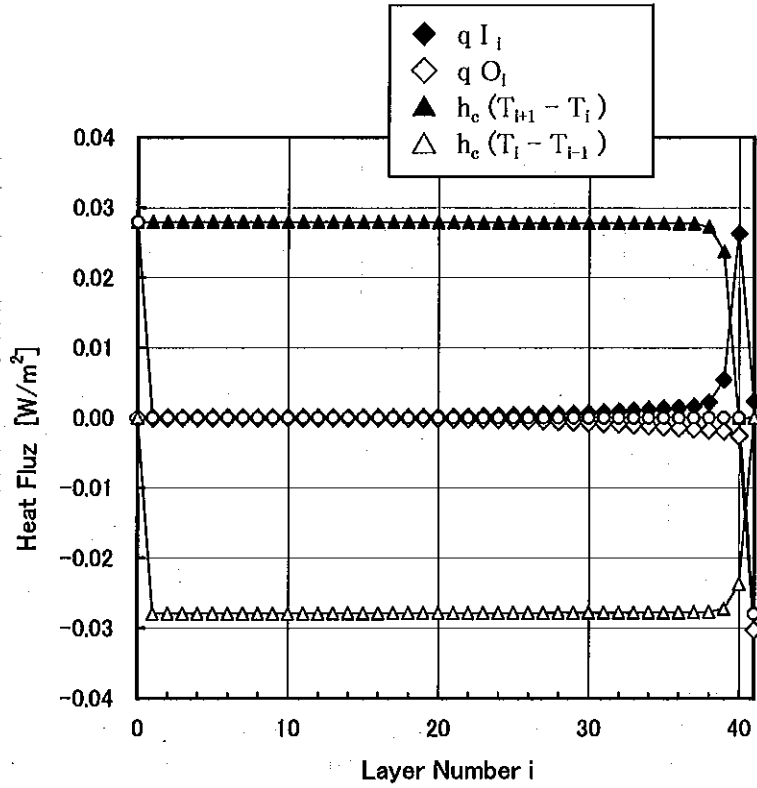


(a) $T_c=4.2\text{K}$, $T_h=77\text{K}$, $h_c=0.0007 \text{ W/m}^2\text{K}$



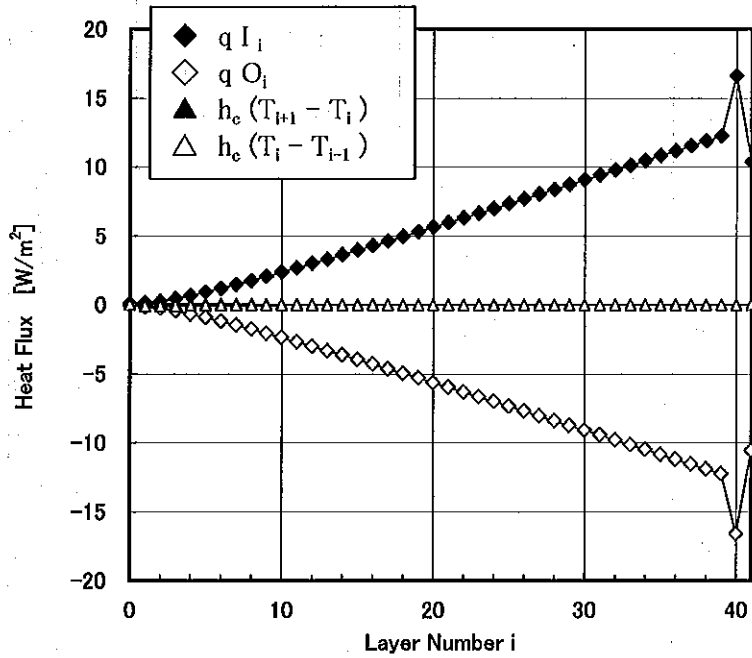
(b) $T_c=4.2\text{K}$, $T_h=77\text{K}$, $h_c=0.01 \text{ W/m}^2\text{K}$

図3-2-7 各層の輻射熱伝達と伝導伝熱の流入と流出、およびエネルギーバランス (輻射遮蔽膜の輻射透過性を考慮した熱流束解析; 付録7による。熱流束の流入を正、流出を負としてプロットした。輻射遮蔽膜のアルミ蒸着膜厚は $t_w=1214 \text{ \AA}$ として解析した。)



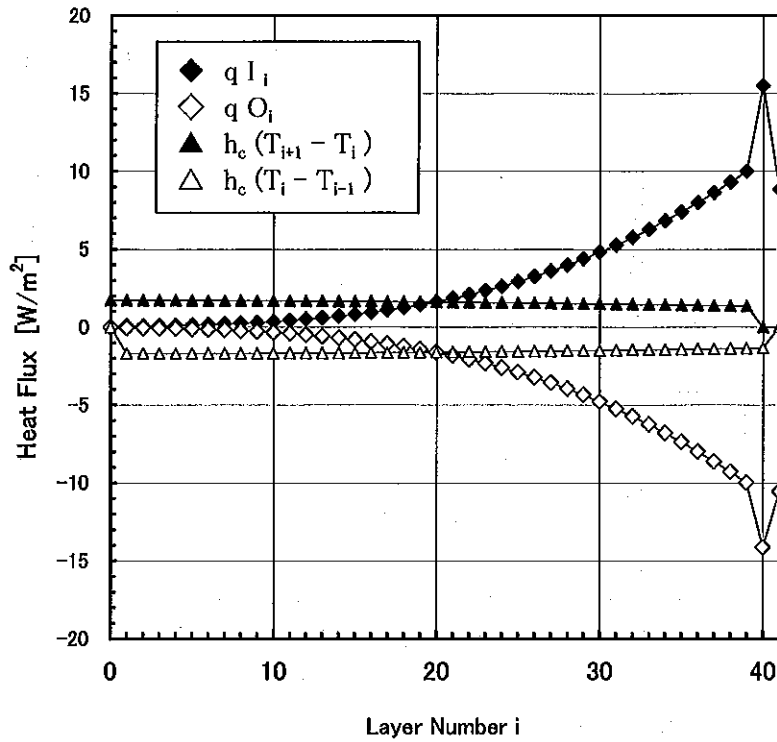
(c) $T_c=4.2\text{K}$, $T_h=77\text{K}$, $h_c=0.03\text{W/m}^2\text{K}$

図3-2-7 (つづき)

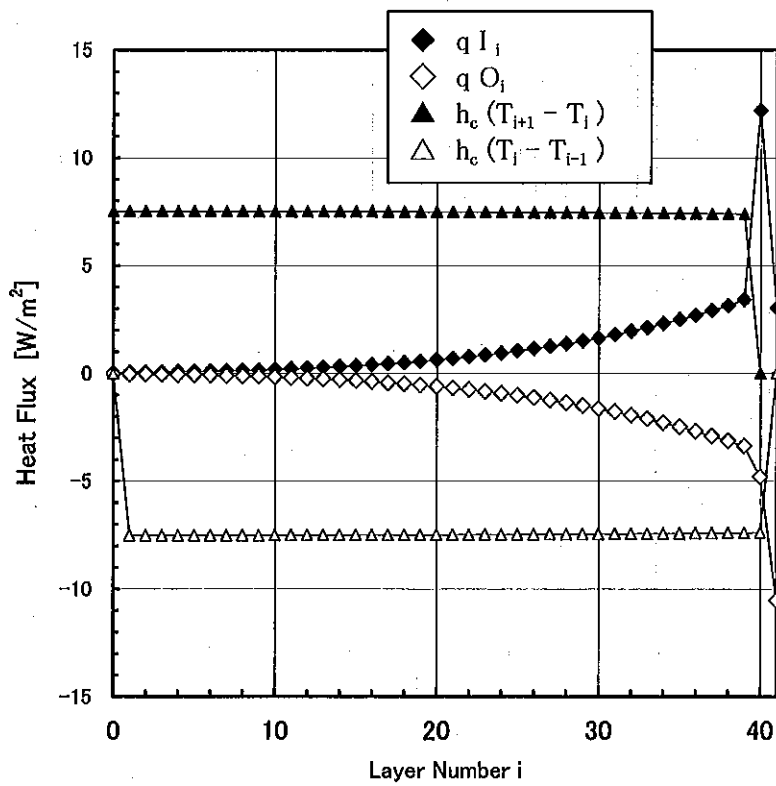


(a) $T_c=77\text{K}$, $T_h=300\text{K}$, $h_c=0.005\text{W/m}^2\text{K}$

図3-2-8 各層の輻射熱伝達と伝導伝熱の流入と流出、およびエネルギーバランス (輻射遮蔽膜の輻射透過性を考慮した熱流束解析; 付録7による。熱流束の流入を正、流出を負としてプロットした。輻射遮蔽膜のアルミ蒸着膜厚は $t_w=1214\text{\AA}$ として解析した。)



(b) $T_c=77K$, $T_h=300K$, $h_c=0.3W/m^2K$



(c) $T_c=77K$, $T_h=300K$, $h_c=2W/m^2K$

図3-2-8(つづき)

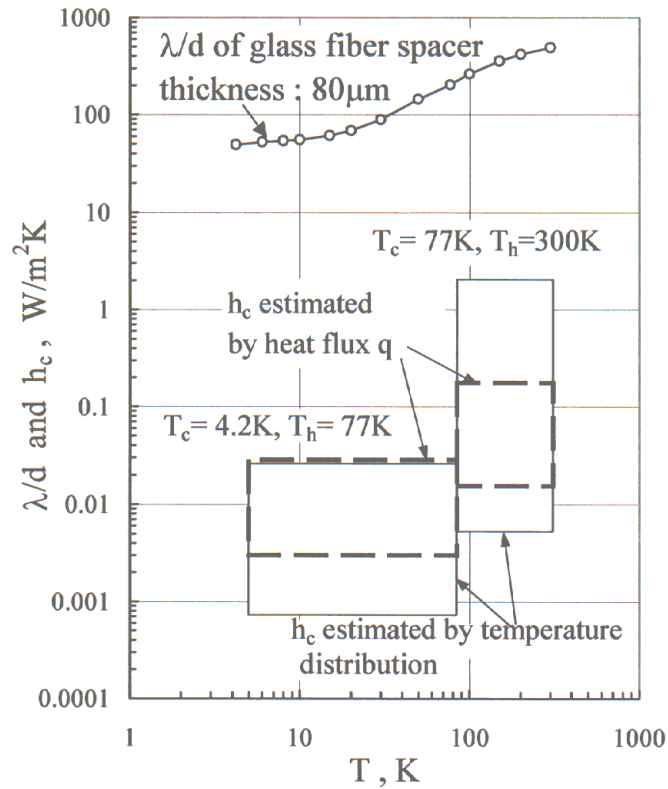


図3-2-9 層間接触熱伝達率とグラスファイバスペーサの熱通過率 $K(=\lambda/d)$ の比較

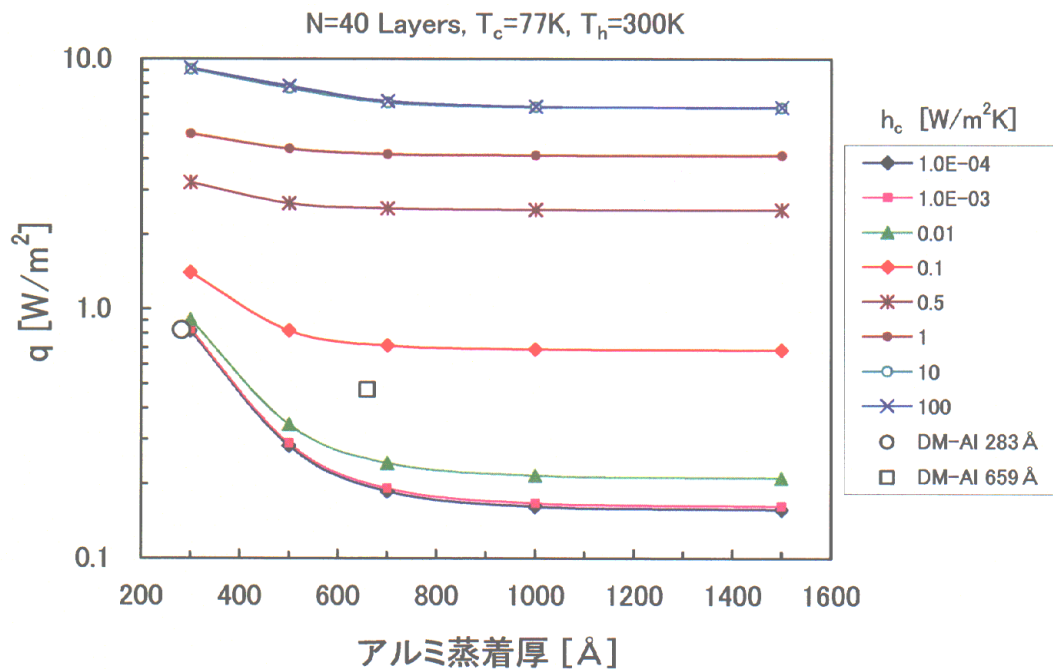


図3-2-10 アルミ蒸着膜厚を変えたときの熱流束データと計算値との比較

- : MLI Type C1 (SAM, $t_w = 283 \text{ \AA}$)
- : MLI Type C2 (SAM, $t_w = 659 \text{ \AA}$)

3-3. 水平円筒まわりのMLIの熱流束解析

3-3-1 はじめに

第3章の1では水平円筒まわりで自己圧縮状態にある MLI の熱流束を、Vertical Cylindrical Calorimeter で得られた MLI の熱流束データから推定した。MLI 中の層間接触圧は分布を持つが、無次元層間接触圧パラメータの全層全周にわたる平均値 \hat{P}_{AVE}^* を代表値として使い、カロリメータで得られた熱流束と層間接触圧との関係から水平円筒まわりの MLI の熱流束値を推定した。本節では層間接触圧分布を考慮した熱流束の推定を行うが、このためには MLI の熱流束解析を行わなければならない。

熱流束解析を行うためには層間接触熱伝達の計算のために、まづ MLI 中の任意の位置における層間接触圧 P から層間接触熱伝達率 h_c を計算しなければならない。このため h_c と P との関係を表わす実験式をあらかじめ求めておく必要がある。第3章の2では Vertical Cylindrical Calorimeter で得られた MLI の熱流束データと熱流束解析結果を比較することにより、層間接触熱伝達率が得られることを示した。しかし、境界温度条件が $T_c=4.2K$ 、 $T_h=77K$ のとき、輻射熱伝達の式で計算した結果が実験結果と一致しないので、この境界温度条件の場合に層間接触熱伝達率を求められないことがわかった。従って、本節では境界温度条件 $T_c=77K$ 、 $T_h=300K$ の場合に限って、MLI 中の層間接触圧分布を考慮した熱流束解析を行う。

層間接触圧の分布は第3章の1で明らかになった、1枚の薄いフィルムと円筒との間の接触圧を与える式(3-1-9)を多層フィルムの場合に拡張すればよいが、円筒のまわりでは各層のフィルム長は一定ではない。本節ではこれを考慮して水平円筒まわりの MLI 中における層間接触圧を明らかにする。

本節で実施する水平円筒まわりの MLI の熱流束解析手順はつぎのようにまとめることができる。

- (1) 水平円筒まわりの MLI を周方向に 12 領域に分け、それぞれの領域において層ごとの層間接触圧を明らかにする。そして、 h_c と P との関係から各層の h_c の値を明らかにする。
- (2) 周方向に分けられた 12 の領域ごとに MLI の熱流束解析を行う。この解析では各層の h_c は層間接触圧にしたがって変化している。

- (3) 周方向12領域で得られた熱流束の平均が水平円筒まわりのMLIの熱流束として算出される。

3-3-2 層間接触熱伝達率 h_c と無次元層間接触圧パラメータ P^* との関係

MLI サンプル②(DAM06-DP06)について層間接触熱伝達率 h_c と無次元層間接触圧パラメータ P^* との関係を求める。第2章では MLI の熱流束 q と無次元層間接触圧パラメータ P^* との関係

$$q = 0.236 + 0.0965P^{*0.425} \quad (3-3-1)$$

が得られた。(図3-3-1) この熱流束測定試験ではカロリメータの主タンクの外周に巻きつけた MLI 中の各層間の接触圧が一定になるように巻きつけた。

MLI の層間接触熱伝達率 h_c と熱流束 q の関係は輻射反射膜の輻射透過性を考慮した熱流束解析(付録7)の結果、図3-3-2のような関係が得られた。なお、輻射反射膜の厚さはサンプル②では121.4nmであり、その条件で熱流束解析を行った。この解析では全層にわたって層間接触熱伝達率が一定であるとして解析した。

以上の、2つの関係を比較することから無次元層間接触圧パラメータ P^* と層間接触熱伝達率 h_c との関係を求めることができる。

水平円筒まわりに断熱フィルムを巻きつける場合、 P^* は 0 から 4N の範囲で分布を持っているので、本熱流束解析を実施するためにはこの範囲における層間接触熱伝達率データが必要である。サンプル②の実験は P^* として 0 から 140 まで実験したので、推定できる層数は $N=35$ 層までとなる。層数 70 層のときの熱流束まで推定するには、 P^* の値として 280 までの熱流束データが必要である。今回は、この範囲を h_c の外挿可能範囲として取り扱うことにする。

サンプル②のアルミ蒸着膜厚は両面合計で 121.4nm である。アルミ蒸着膜厚をその条件にして熱流束解析を行い、層間接触熱伝達率との関係を求めたのが図3-3-2である。解析で得られた数値を表3-3-1に示す。同図を使い無次元層間接触圧パラメータに対応する層間接触熱伝達率を熱流束 q を介して求めると図3-3-3のようになる。ただし $P^*=0$ の場合の熱流束 q は

第2章の表2-3-6に示したように 0.24W/m^2 である。熱流束 q が 0.24W/m^2 のときの層間接触熱伝達率 h_c を図3-3-2から求めると $0.0141\text{W/m}^2\text{K}$ になる。これは、 P^* がゼロのとき h_c がゼロにならないことを示している。その原因は熱流束の測定誤差のために生じたゼロ点誤差と考えられる。しかしこの値は水平円筒まわりの MLI 中に発生している層間接触圧が最大のところにおける h_c の値と比べると十分小さい値である。たとえば N が 40 層のとき、 P^* の最大値は 160 となる。このとき q は式(3-3-1)から 1.07W/m^2 と見積もることができるので、表3-3-1から補間法で h_c を求めると、 $0.173\text{W/m}^2\text{K}$ となる。この値が MLI 中の最大の層間接触熱伝達率である。前述の値 $0.0141\text{W/m}^2\text{K}$ は $0.173\text{W/m}^2\text{K}$ に対して 8.2%の大きさである。巻きつけ層数 N が 10から70層のときに MLI 中の層間接触熱伝達率 h_c の最大値を計算すると表3-3-2のようになる。上記のゼロ点誤差 $0.0141\text{W/m}^2\text{K}$ と h_c の最大値との比を各 N の値に対して見積もった。(表3-3-2) それによると $N=10$ 層のときでも 14%であり、本章における熱流束の推定精度からみると小さいと考えられる。

表3-3-1 MLI サンプル②の熱流束 q と層間接触熱伝達率 h_c の解析結果

($T_c=77K$ 、 $T_h=300K$)

h_c [W/m ² K]	q [W/m ²]	h_c [W/m ² K]	q [W/m ²]
0.0001	0.1611	0.3	1.7198
0.0005	0.1632	0.7	3.5486
0.001	0.1658	1	4.7278
0.005	0.1870	2	7.5251
0.01	0.2140	3	8.9549
0.02	0.2683	5	9.9559
0.03	0.3225	7	10.2333
0.05	0.4304	10	10.3714
0.07	0.5376	100	10.5135
0.1	0.6971		

表3-3-2 $P^*=0$ のときの層間接触熱伝達率の見積もり誤差

N	$P^*=4N$	$P^*=4N$ のときの熱流束 q	MLI 中の最大値 h_c [W/m ² K]	*1 0.0141/ h_c
10	40	0.70	0.101	14.0%
20	80	0.86	0.132	10.7%
30	120	0.97	0.153	9.2%
40	160	1.07	0.173	8.2%
50	200	1.15	0.175	8.1%
60	240	1.23	0.193	7.3%
70	280	1.29	0.212	6.7%

*1; 見積もり誤差 0.0141W/m²K を MLI 中の h_c の最大値と比較する。

3-3-3 MLI の層間接触圧 (各層の周長の違いを考慮)

円筒のまわりに断熱フィルムを巻きつけると、外周側のフィルムの周長が長くなる。第2章で水平円筒まわりの MLI 中に発生している層間接触圧を検討したが、このときは各層の周長の違いを考慮しなかった。円筒の直径に比べて MLI の厚さが厚いと、断熱フィルムの周長の違いが大きくなる。まづ始めに、各層の周長の違いを考慮した場合の層間接触圧の一般式を導出し、次に比較的厚さが薄いスペーサを用いない MLI を例にとり、一般式を使って周長の違いを考慮しても2~3%程度であることを示す。

図3-3-4に示すように半径 r_0 の水平円筒のまわりに N 層の断熱フィルムが巻き付けられているとする。周方向の微小角 $d\theta$ の範囲について層間の力の釣合いを考える。なお、断熱フィルム間には摩擦が無いと仮定する。

第 i 層の断熱フィルムの切片 $r_i d\theta$ に対し、自重によって生じる円筒の中心を向く力 $f_i(\theta)$ は次のようになる。

$$f_i(\theta) = w P_s^*(\theta) r_i d\theta \quad (3-3-2)$$

ここで、 w は断熱フィルム1枚の単位面積あたりの重量 [Pa]、 $P_s^*(\theta)$ は1枚のフィルムが水平円筒に巻かれたときの円筒とフィルム間の無次元接触圧パラメータである。

またこの切片が第 $i-1$ 層を押す力 $F_i(\theta)$ は次式で与えられる。

$$F_i(\theta) = F_{i+1}(\theta) + f_i(\theta) \quad (3-3-3)$$

式(3-3-2)、式(3-3-3)から力 $F_i(\theta)$ は

$$F_i(\theta) = w P_s^*(\theta) \left(\sum_{j=i}^N r_j \right) d\theta \quad (3-3-4)$$

となるから、第 i 層と第 $i-1$ 層の間の接触圧 $P_i(\theta)$ は

$$P_i(\theta) = \frac{F_i(\theta)}{r_i d\theta} \quad (3-3-5)$$

であるので、無次元接触圧パラメータ $P^*(\theta)$ は次式で表される。

$$P_i^*(\theta) = \frac{\left(\sum_{j=i}^N r_j \right)}{r_i} P_s^*(\theta) \quad (3-3-6)$$

いま、水平円筒の底部に垂れ(sag)が発生しないように、かつ余分な張力が発生しないように断熱フィルムが巻き付けられていると考えると

$$P_s^*(\theta) = 2(1 + \cos\theta) \quad (3-3-7)$$

となるので、 $P_i^*(\theta)$ の一般式は結局次のようになる。

$$P_i^*(\theta) = 2(1 + \cos\theta) \frac{\sum_{j=i}^N r_j}{r_i} \quad (3-3-8)$$

ここで上式の中の $\frac{\sum_{j=i}^N r_j}{r_i}$ について検討する。 $r_j > r_i$ ($j=i+1 \sim N$) であり、

DAM06-Dp06では $r_N - r_0$ は9mm程度である。半径 r_0 が300mm程度のとき、 r_j/r_i の最大値は r_N/r_0 で1.03程度である。したがって Δ を小さな数とすると

$$\frac{\sum_{j=i}^N r_j}{r_i} = N - i + 1 + \Delta \quad (3-3-9)$$

と表すことができる。 $\Delta / (N - i + 1)$ は i が1のとき最大となるが、 N に対して計算すると N が70層で2.76%、40層で1.62%である。したがって Δ は十分小さく無視することができるので、

$$P_i^*(\theta) \cong (N - i + 1) P_s^*(\theta) \quad (3-3-10)$$

となる。

3-3-4 MLI の周方向分割領域ごとの層間接触熱伝達率

水平円筒のまわりに巻かれた MLI 中には周方向に層間接触圧分布があるので、周方向に12分割し、それぞれの領域に分けて半径方向の熱伝達を検討してみる。一つの領域は図3-3-5に示すように、角度 30 度の領域である。

各領域において最内層から i 番目の層と $i-1$ 番目の層との間の平均接触圧は、式(3-3-10)を使うと

$$\overline{P_i^*(\theta_1, \theta_2)} = \frac{1}{\theta_2 - \theta_1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} P_i^*(\theta) d\theta = 2(N-i+1) \left(1 + \frac{\sin \theta_2 - \sin \theta_1}{\theta_2 - \theta_1}\right) \quad (3-3-11)$$

となる。断熱フィルムを最外層から数えた場合、その番号を j とすると

$$j = N - i + 1 \quad (3-3-12)$$

であるので、式(3-3-11)は次のようになる。

$$\overline{P_i^*(\theta_1, \theta_2)} = 2j \left(1 + \frac{\sin \theta_2 - \sin \theta_1}{\theta_2 - \theta_1}\right) \quad (3-3-13)$$

この式の意味するところは、全巻きつけ層数が 40 層でも 50 層でも、外側から数えて同じ番号の層は同じ層間接触圧を持つということである。40 層から 50 層に巻き数を増やす場合、40 層の外側に新たに 10 層を巻きつけるけれども、実質的には 10 層の層間接触圧が高い領域が内層側にできるということである。さらに 10 層増やす場合には、40 層から 50 層に増やした場合より層間接触圧の高い 10 層が加えられることになり、同じ 10 層でも次第に断熱効果が低くなることを意味する。新たに加えられた 10 層は自己圧縮のために熱抵抗が低くなるが、既に巻きつけた層の熱抵抗に加えられ、全層の熱抵抗は増加する。従って、熱抵抗が増加する要因は無いので、熱流束は層数を増やすことにより単調に減少し、極値を持たない。ただし、層数を増やすことにより、MLI の最外層が高温面に接触するような状況がある場合には、既に巻いた層の層間接触圧も増大するので熱流束が増加し、熱流束は巻き数に対して極値をとる場合もある。

式(3-3-13)の右辺の $(1 + \frac{\sin\theta_2 - \sin\theta_1}{\theta_2 - \theta_1})$ を6つの領域について計算すると、表

3-3-3のとおりである。

MLI サンプル②(DAM06-DP06)を水平円筒に巻いたときの円周方向6領域の層間接触圧を図3-3-6に示した。横軸は最外層から数えた層番号 j であるので、層間接触圧は j に対して線形に増加している。この層間接触圧分布に対応して、層間接触熱伝達率が決まるが、それを図3-3-7に示す。

表3-3-3 式(3-3-13)右辺について

領域	$(1 + \frac{\sin\theta_2 - \sin\theta_1}{\theta_2 - \theta_1})$
0	3.9099
1	3.3981
2	2.5117
3	1.4883
4	0.6019
5	0.0901

MLIの熱流束解析は、周方向6領域において N 層積層された MLI の熱流束解析として独立に実施する。計算プログラムにインプットする層間接触熱伝達率は表3-3-4にまとめた。インプットする数値は70層まで巻きつけたときの各領域、各層についての値である。

表3-3-4 熱流束解析プログラムにインプットする層間接触熱伝達率 h_c (MLI サンプル② DAM06-DP06, $T_c=77\text{K} < T_h=300\text{K}$) 単位 [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]

j	領域 0	領域 1	領域 2	領域 3	領域 4	領域 5
1	0.0566	0.0542	0.0495	0.0419	0.0330	0.0224
2	0.0716	0.0682	0.0615	0.0521	0.0394	0.0253
3	0.0823	0.0784	0.0707	0.0591	0.0444	0.0276
4	0.0914	0.0868	0.0780	0.0656	0.0488	0.0295
5	0.0995	0.0943	0.0844	0.0704	0.0522	0.0310
6	0.1060	0.1010	0.0902	0.0749	0.0552	0.0322
7	0.1120	0.1065	0.0955	0.0790	0.0580	0.0334
8	0.1175	0.1117	0.1005	0.0828	0.0606	0.0345
9	0.1227	0.1165	0.1047	0.0863	0.0631	0.0355
10	0.1276	0.1211	0.1086	0.0897	0.0654	0.0365
11	0.1322	0.1254	0.1123	0.0930	0.0676	0.0374
12	0.1367	0.1296	0.1159	0.0961	0.0698	0.0383
13	0.1409	0.1336	0.1193	0.0991	0.0716	0.0391
14	0.1450	0.1374	0.1226	0.1017	0.0734	0.0399
15	0.1490	0.1411	0.1258	0.1042	0.0752	0.0407
16	0.1528	0.1446	0.1289	0.1066	0.0768	0.0415
17	0.1565	0.1481	0.1319	0.1089	0.0785	0.0423
18	0.1601	0.1514	0.1347	0.1111	0.0800	0.0430
19	0.1636	0.1547	0.1375	0.1133	0.0816	0.0437
20	0.1670	0.1579	0.1403	0.1154	0.0831	0.0444
21	0.1703	0.1609	0.1429	0.1174	0.0846	0.0451
22	0.1735	0.1640	0.1455	0.1195	0.0860	0.0458
23	0.1767	0.1669	0.1481	0.1214	0.0874	0.0464
24	0.1798	0.1698	0.1506	0.1233	0.0888	0.0471
25	0.1828	0.1726	0.1530	0.1252	0.0901	0.0477
26	0.1858	0.1754	0.1554	0.1271	0.0914	0.0483
27	0.1887	0.1781	0.1577	0.1289	0.0927	0.0489
28	0.1915	0.1808	0.1600	0.1306	0.0940	0.0495
29	0.1944	0.1834	0.1623	0.1324	0.0953	0.0501
30	0.1971	0.1860	0.1645	0.1341	0.0965	0.0506
31	0.1998	0.1885	0.1667	0.1358	0.0977	0.0511
32	0.2025	0.1910	0.1688	0.1374	0.0989	0.0516
33	0.2051	0.1935	0.1709	0.1391	0.1001	0.0521
34	0.2077	0.1959	0.1730	0.1407	0.1011	0.0525
35	0.2103	0.1983	0.1750	0.1422	0.1021	0.0530
36	0.2128	0.2006	0.1771	0.1438	0.1031	0.0534
37	0.2153	0.2029	0.1791	0.1453	0.1041	0.0539
38	0.2177	0.2052	0.1810	0.1469	0.1051	0.0543
39	0.2202	0.2075	0.1830	0.1483	0.1060	0.0548
40	0.2225	0.2097	0.1849	0.1498	0.1070	0.0552
41	0.2249	0.2119	0.1868	0.1513	0.1079	0.0556
42	0.2272	0.2141	0.1886	0.1527	0.1088	0.0561

表3-3-4 (つづき)

j	領域 0	領域 1	領域 2	領域 3	領域 4	領域 5
43	0.2295	0.2162	0.1905	0.1541	0.1098	0.0565
44	0.2318	0.2183	0.1923	0.1555	0.1107	0.0569
45	0.2341	0.2204	0.1941	0.1569	0.1115	0.0573
46	0.2363	0.2225	0.1959	0.1583	0.1124	0.0577
47	0.2385	0.2245	0.1976	0.1597	0.1133	0.0581
48	0.2407	0.2266	0.1994	0.1610	0.1142	0.0585
49	0.2428	0.2286	0.2011	0.1623	0.1150	0.0589
50	0.2449	0.2306	0.2028	0.1637	0.1158	0.0593
51	0.2471	0.2325	0.2045	0.1650	0.1167	0.0597
52	0.2491	0.2345	0.2062	0.1663	0.1175	0.0601
53	0.2512	0.2364	0.2079	0.1675	0.1183	0.0605
54	0.2533	0.2383	0.2095	0.1688	0.1191	0.0608
55	0.2553	0.2402	0.2111	0.1701	0.1199	0.0612
56	0.2573	0.2421	0.2127	0.1713	0.1207	0.0616
57	0.2593	0.2440	0.2143	0.1725	0.1215	0.0619
58	0.2613	0.2458	0.2159	0.1738	0.1223	0.0623
59	0.2633	0.2476	0.2175	0.1750	0.1231	0.0627
60	0.2652	0.2494	0.2191	0.1762	0.1238	0.0630
61	0.2671	0.2512	0.2206	0.1774	0.1246	0.0634
62	0.2690	0.2530	0.2221	0.1785	0.1254	0.0637
63	0.2709	0.2548	0.2237	0.1797	0.1261	0.0641
64	0.2728	0.2566	0.2252	0.1809	0.1269	0.0644
65	0.2747	0.2583	0.2267	0.1820	0.1276	0.0648
66	0.2766	0.2600	0.2281	0.1832	0.1283	0.0651
67	0.2784	0.2617	0.2296	0.1843	0.1290	0.0655
68	0.2802	0.2635	0.2311	0.1854	0.1298	0.0658
69	0.2820	0.2651	0.2325	0.1865	0.1305	0.0661
70	0.2838	0.2668	0.2340	0.1877	0.1312	0.0665

3-3-5 水平円筒まわりの MLI の熱流束解析

熱流束解析結果を図3-3-8に示した。この図は横軸が MLI を周方向12分割したうちの領域0から5の6つの領域を、縦軸に領域ごとの熱流束 q を示す。また、解析は巻きつけ層数を10から70層まで10層おきに計算した。層間接触圧が一番高い領域0の熱流束が1番大きい。水平円筒まわりに設定した6つの領域における熱流束の平均値が水平円筒まわりに巻きつけた MLI の熱流束である。以上の手順で計算された熱流束と巻き数 N との関係をも q_{analysis} として図3-3-9中に青い×印で示した。また、熱流束の値 q を表3-3-5に

まとめた。N が 40 層の場合、熱流束は 0.743W/m^2 であった。

図3-3-9には第3章の1で得られた MLI の熱流束 q_N と巻き数 N との関係 (図3-3-13中の赤丸印) を赤い丸印で示した。この関係は MLI の自己圧縮効果を考慮しているので本熱流束解析結果に近い値を示しているが、巻き数 N が大きくなると本解析結果の熱流束値よりも低い値を示している。

表3-3-5水平円筒まわりの MLI の熱流束解析結果

— MLI の層数と熱流束 q との関係 —

N, 層	q, W/m ²	40 x q(40)/N
10	1.890	2.971
20	1.192	1.486
30	0.904	0.990
40	0.743	0.743
50	0.638	0.594
60	0.564	0.495
70	0.508	0.424

MLI の熱流束 q に関する Tien の近似式(3-2-10)から q と N に関して次の式が導かれる。

$$qN = \frac{hp^d a_1}{(1+b_1)(h+t)N_0} (T_h^{1+b_1} - T_c^{1+b_1}) + \frac{2n^3 \sigma h a_2}{(h+t)(4+b_2)} (T_h^{4+b_2} - T_c^{4+b_2}) \quad (3-3-14)$$

ここで、Tien は全層数を N_0 で表したが、本研究では N を用いた。輻射反射膜間あるいは輻射反射膜との間の接触圧が変わらなければ、上式右辺第1項の a_1 と b_1 は変わらない。そして境界温度条件 T_h と T_c が変わらなければ N を変えても上式の右辺は変わらない。すなわち qN は一定となる。図3-3-9の中に黒丸の印で描いたグラフは式(3-3-14)の右辺が一定とした場合を表わしている。右辺の定数は $N=40$ のときの熱流束 $q_{p^*=41} = 0.743\text{W/m}^2$ を使い

$$qN = 40q_{p^*=41} \quad (3-3-15)$$

としたものである。水平円筒まわりの MLI で層数 N が少なくなると、層間接触圧が低くなるので、層間接触圧を一定とした場合の熱流束ほど熱流束は高くないことがわかる。また層数が大きくなると自己圧縮のために層間接触圧が高くなるので、層間接触圧を一定とした場合よりも熱流束が高くなることがわかる。

本熱流束解析結果を基準にして、第3章の1で得られた MLI の熱流束 q_N との偏差

$$\frac{q_N}{q_{\text{analysis}}} - 1 \quad (3-3-16)$$

と、式(3-3-15)で与えられる熱流束との偏差

$$\frac{\frac{40}{N} q_{P^*=41}}{q_{\text{analysis}}} - 1 \quad (3-3-17)$$

を N に対して示すと図3-3-10のようになる。この図からわかることは、 $N=40$ 層のときに小型カロリメータで得られた MLI の熱流束データに基づいて、異なる層数のときの熱流束を推定すると、式(3-3-14)のように自己圧縮効果を考慮しないと推定誤差が非常に大きくなることを示している。特に巻き数 N が 40 層よりも少なくなった場合、20 層では約 20% も大きく見積もってしまうことになる。一方、第3章の1でまとめたが、カロリメータによって熱流束と層間接触圧の関係を求めておけば、層数 N の試験条件が1つだけでも N が異なる場合の熱流束をよく推定できることがわかる。特に、境界温度条件が $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ の場合、熱流束解析ができないので、この方法によってしか異なる層数のときの熱流束を推定する方法がない。

熱流束は図3-3-9に示したように N の増大とともに単調に減少し極値を持たない。これは巻き数を増やす場合、実質的にはそれまでに巻かれていた層の内側にさらに層間接触圧が高い層を増やしていることになるからである。このことについては平板上に積層した MLI を例にとり、第2章2の「2-2-5 施工層数を増やすことの効果」で説明した。新しい層は層間接触圧が高くなっても熱抵抗はゼロではないので、MLI 全体の熱抵抗は必ず増加する。水平円筒まわりの MLI について、無次元層間接触圧パラメータの全層全周にわたる平

均値 \hat{P}_{AVE}^* と巻き数 N との関係を図3-3-11に示したが、 \hat{P}_{AVE}^* は N の増大とともに単純に N に比例して増大する。層数を増やすことによって伝熱促進効果が生まれえない限り、熱流束曲線は極値を持つことはない。

3-3-6 まとめ

- (1) Vertical Cylindrical Calorimeter を使った MLI の熱流束試験データと熱流束解析結果を比較することにより層間接触熱伝達率 h_c と層間接触圧 P の関係を、MLI サンプル② (DAM06-dp06) について明らかにした。(図3-3-3)
- (2) h_c と P の関係は、境界温度条件 ($T_c=77K$, $T_h=300K$) で MLI を使用した場合について求めることができたが、境界温度条件 ($T_c=4.2K$, $T_h=77K$) の場合は求められなかった。これは、この境界温度条件における輻射熱伝達の理論式が実験結果を説明できないからである。
- (3) 水平円筒まわりに「現場施工指針」に従って多層に巻きつけられ、自己圧縮状態にある MLI 中の層間接触圧を表わす式を導出した(式(3-3-10))。
- (4) 以上の(2)と(3)の関係を使い、接触圧の分布を考慮した熱流束解析により、水平円筒まわりの MLI の熱流束 q と巻き数 N との関係を計算した(図3-3-9)。それによると N が増大すると、 q は単調に減少し極値はもたないことがわかった。
- (5) 水平円筒まわりの MLI の巻き数 N を変えたときの熱流束を見積もるには、自己圧縮効果を考慮しなければならないことがわかった。
- (6) 第3章の1で説明した \hat{P}_{AVE}^* (式(3-1-53)) を使って水平円筒まわりの MLI の熱流束と巻き数 N の関係を推定する方法でも本節の熱流束解析結果と余り差が無いことがわかった。(本節の熱流束解析による推定結果の方が熱流束は約 6% 高い値となった。)(図3-3-11)。
- (7) 境界温度条件 ($T_c=4.2K$, $T_h=77K$) の場合、水平円筒まわりの MLI の熱流束と巻き数 N の関係を推定するには、現状では第3章の1で説明した \hat{P}_{AVE}^* を使う方法しかない。

参考文献

T. Ohmoril, A. Yamamoto, M. Nakajima1, "Thermal Performance of Multilayer Insulation Fabricated around A Horizontally Supported Cylinder", Advances in Cryogenic Engineering vol.49, Part A, 2003, p595

記号一覧(第3章の3)

$F_i(\theta)$	第 i 層の輻射反射膜の切片 $r_i d\theta$ が第 $i-1$ 層を押す力 [N]
$f_i(\theta)$	第 i 層の輻射反射膜の切片 $r_i d\theta$ に対し、自重によって生じる円筒の中心を向く力 [N]
h_c	層間接触熱伝達率 [W/m^2K]
N	施工層数 [層]
P	層間接触圧 [Pa]
P^*	無次元層間接触圧パラメータ
\hat{P}_{AVB}^*	水平円筒まわりの MLI 中の無次元層間接触圧パラメータ $P_i^*(\theta)$ の全周全層の平均値
$P_i(\theta)$	断熱フィルムの第 i 層と第 $i-1$ 層の間の接触圧 [Pa]
$P_i^*(\theta)$	無次元層間接触圧パラメータ = $P_i(\theta)/w$
$P_s^*(\theta)$	1枚の断熱フィルムが水平円筒に巻かれたときの円筒とフィルム間の無次元接触圧パラメータ
$\overline{P_i^*(\theta_1, \theta_2)}$	周方向の角度範囲 $\theta_1 \sim \theta_2$ の領域において最内層から i 番目の層と $i-1$ 番目の層との間の平均接触圧 [Pa]
q	熱流束 [W/m^2]
$q(40)$	$N=40$ 層の層数を持つ MLI の熱流束 [W/m^2]
q_N	Vertical Cylindrical Calorimeter により得られた $N=40$ 層のときの熱流束値から自己圧縮効果を考慮して計算した水平円筒まわりの熱流束推定値 [W/m^2]
r_0	水平円筒の半径 [m]
$r_N(\theta)$	水平円筒に巻いた MLI 最外層 (第 N 層) の半径 [m]
T_h	高温面温度 [K]
T_c	低温面温度 [K]
w	断熱フィルム 1 枚の単位面積あたりの重量 [Pa]
$d\theta$	水平円筒の周方向の微小角 [rad]

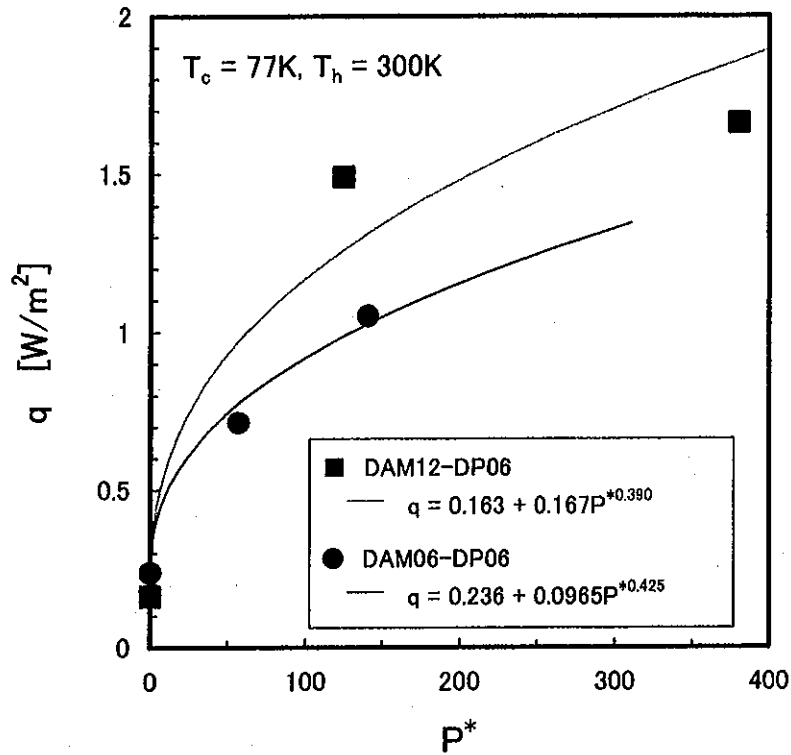


図3-3-1 MLIの無次元層間接触圧パラメータ P^* と熱流束 q

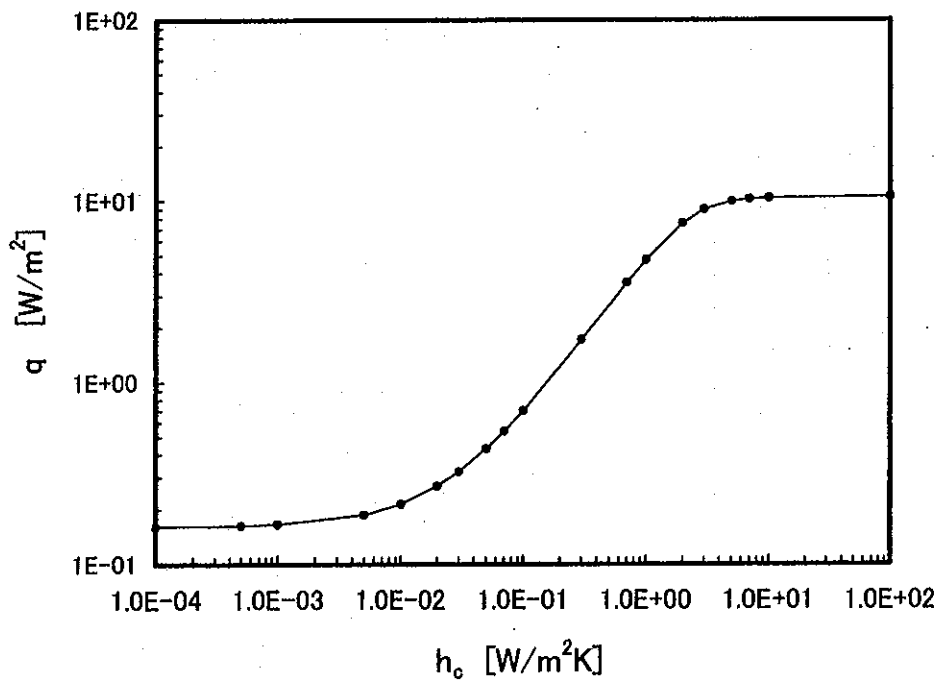


図3-3-2 MLIの熱流束 q と層間接触熱伝達率 h_c の関係
(アルミ蒸着膜の輻射透過性を考慮したMLIの熱流束解析結果
計算条件;アルミ蒸着膜厚 1214Å、 $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$)

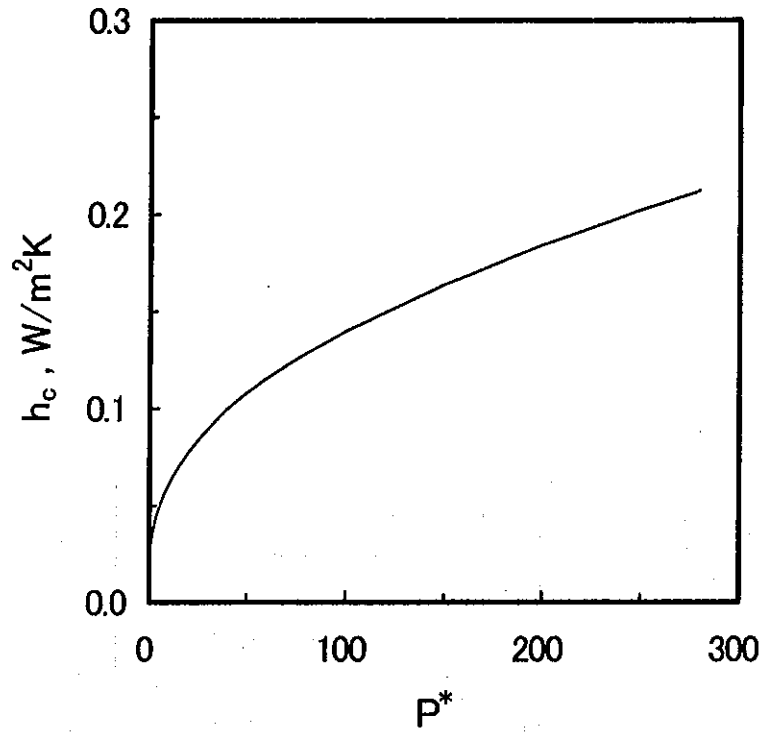


図3-3-3 層間接触熱伝達率 h_c と無次元層間接触圧パラメータ P^*
 (MLI サンプル② DAM06-DP06、 $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$)

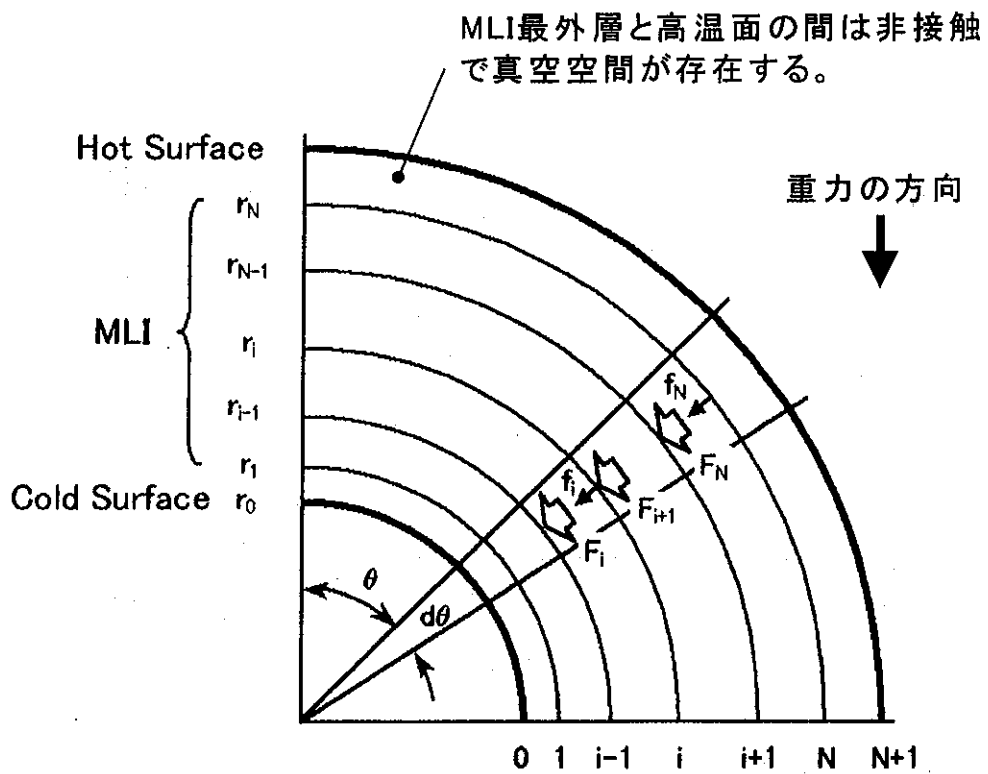
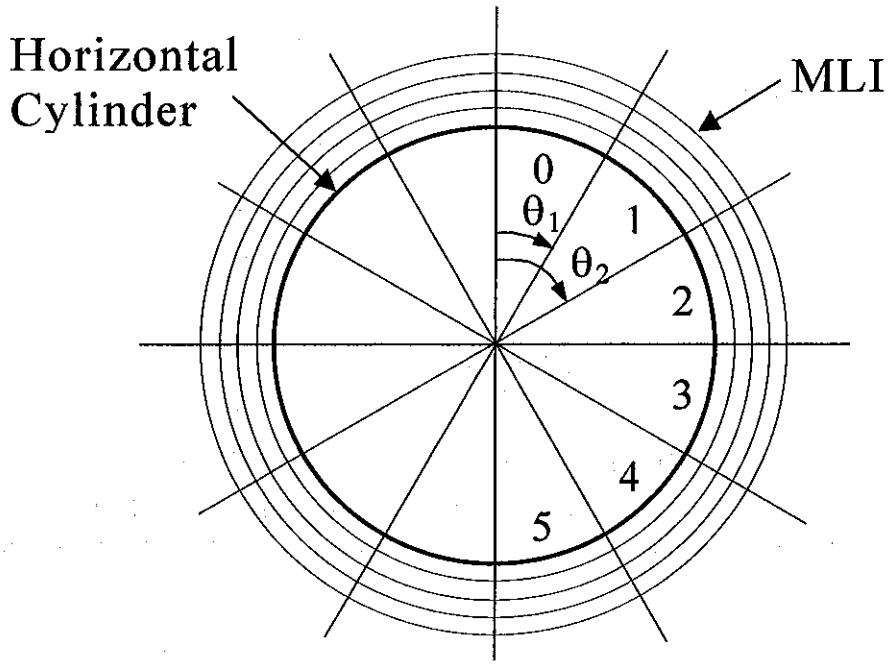


図3-3-4 各層の周長の違いを考慮した層間接触圧解析



$$\theta_2 - \theta_1 = 30 \text{ degree}$$

Average Contact Pressure between i-th layer and i-1-th Layer in Each Region

$$\overline{P_i^*(\theta_1, \theta_2)} = \frac{1}{\theta_2 - \theta_1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} P_i^*(\theta) d\theta = 2(N-i+1) \left(1 + \frac{\sin \theta_2 - \sin \theta_1}{\theta_2 - \theta_1} \right)$$

図3-3-5 水平円筒まわりの MLI を周方向12分割して層間接触圧を評価

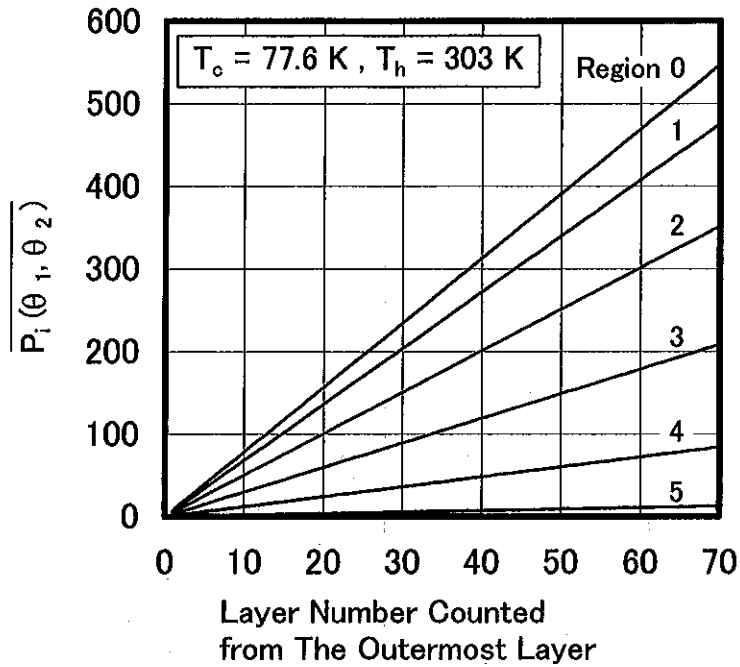


図3-3-6 水平円筒まわりの周方向6領域における周方向平均層間接触圧
 (横軸は最外層から数えた層の番号、内層にいくに従い接触圧が線形に上昇する。円筒の頂部 (Region 0) が層間接触圧が一番高い。MLI サンプル② DAM06-DP06)

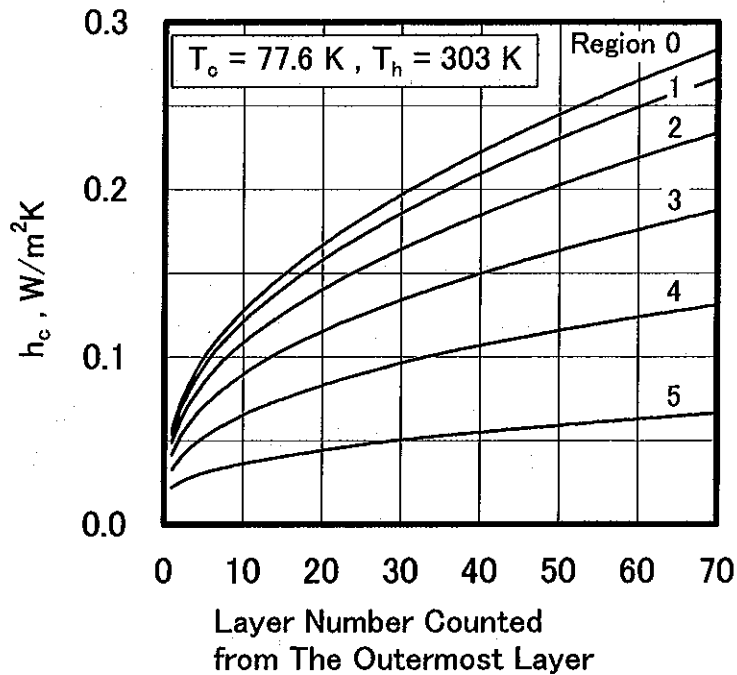


図3-3-7 水平円筒まわりの周方向6領域における周方向平均層間接触圧
 (MLI サンプル② DAM06-DP06)

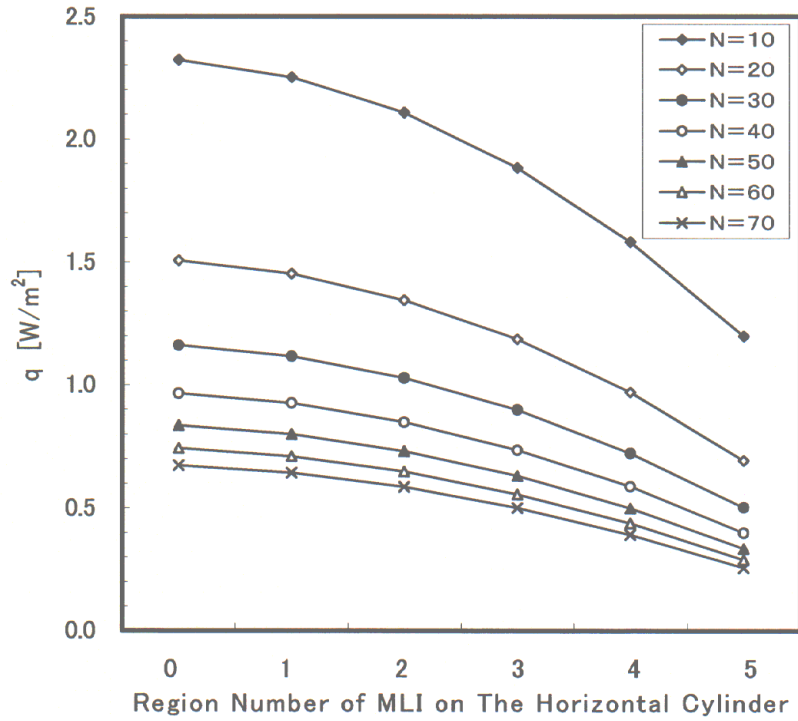


図3-3-8. 水平円筒まわりの MLI の熱流束（周方向に12領域に分け、それぞれの領域における熱流束を計算した。MLI サンプル② DAM06-DP06, $T_c=77\text{K}$, $T_h=300\text{K}$ ）

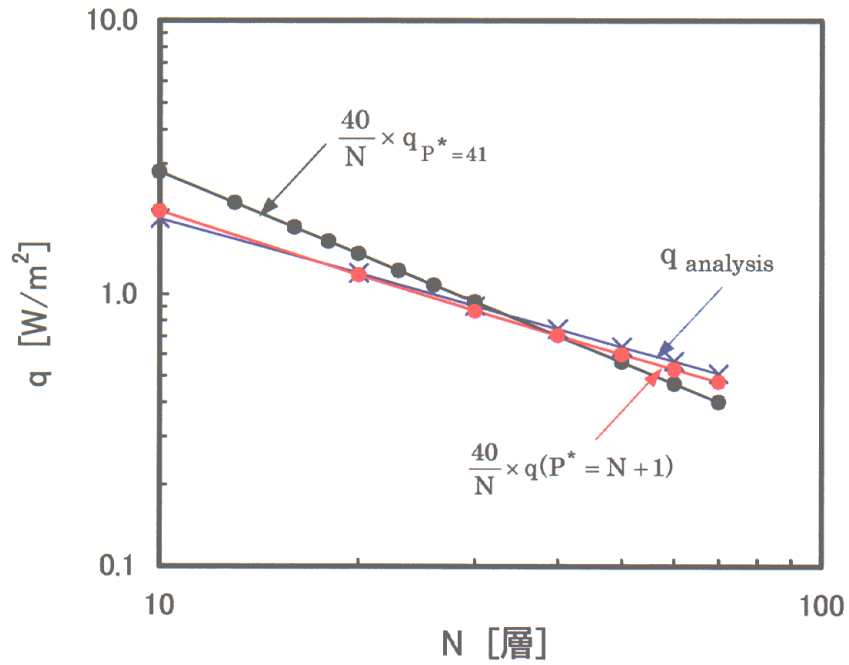


図3-3-9 水平円筒まわりの MLI の熱流束 q と巻き数 N

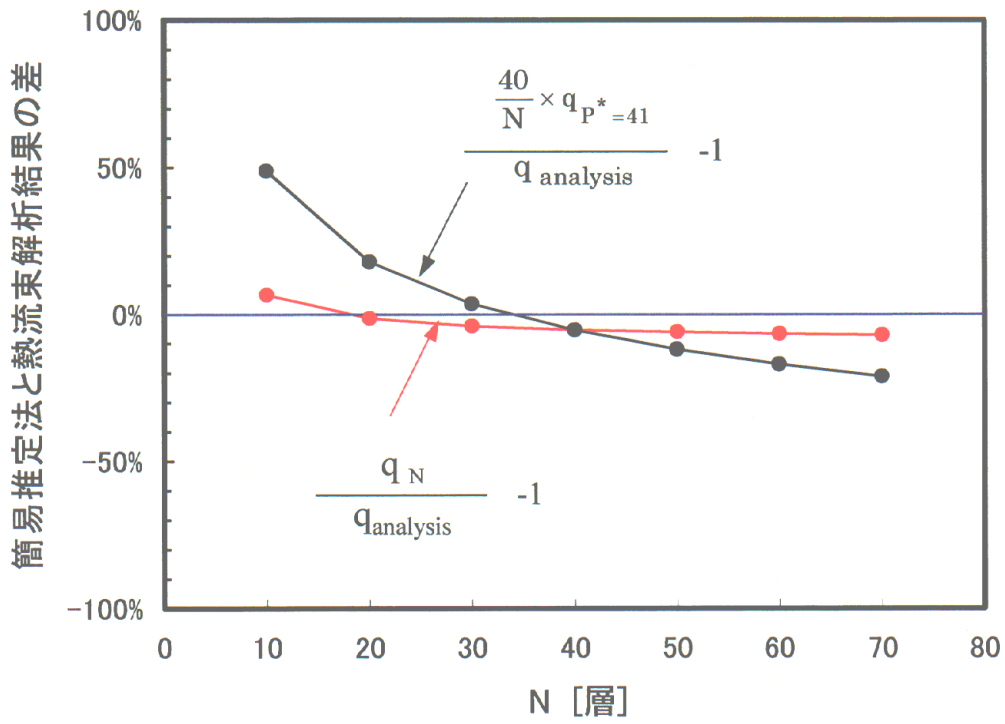


図3-3-11

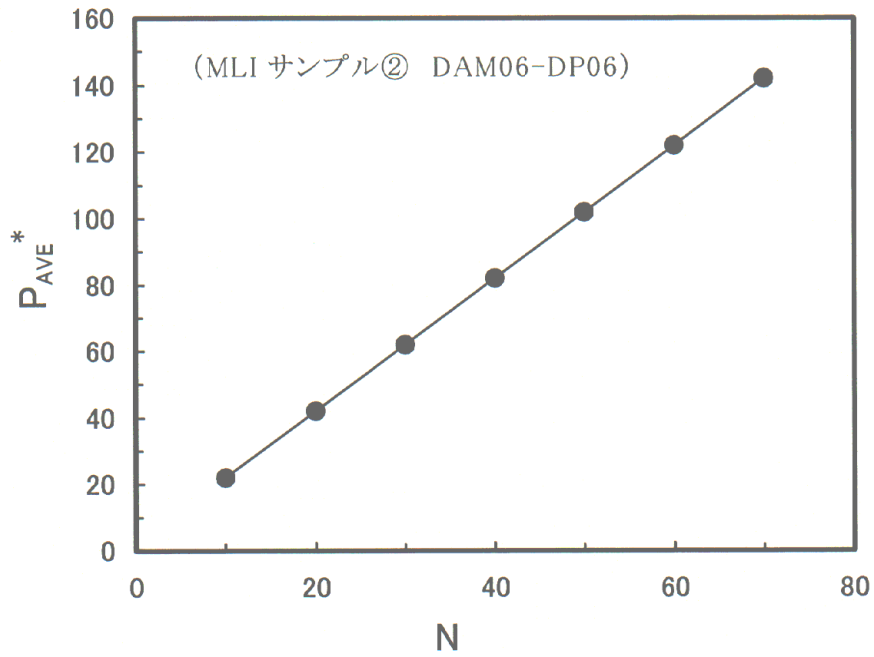


図3-3-12 水平円筒周りのMLI中における平均無次元層間接触圧パラメータ $P_i^*(\theta)$ の全層、全周にわたる平均値 P_{AVE}^* と層数 N

第4章 結論

第4章 結 論

本研究の成果として、真空多層断熱材 (MLI) の断熱性能 (熱流束) を把握するには次の原則に従って取り組まなければならないことがわかった。すなわち、

自然対流熱伝達が伝熱面の形状と重力の方向との関係を決めないと定義できないように、自己圧縮状態にある MLI の断熱性能 (熱流束) は断熱施工面の形状と重力の方向との関係を決めないと定義できない。

本研究では横型クライオスタットの MLI として何を選択すればよいのか、それをどのように使えばよいのかについて検討することから始めた。MLI の選定に関しては、スペーサを使用しない「しわ付け型」MLI の熱流束が比較的低く、必ずしも MLI にはスペーサを必要としないのではないかと考えた。これにより横型クライオスタットの MLI 候補としてスペーサを使用しない MLI を選択することにしたが、「しわ付け型」は大量生産に向かないこと、しわ付け加工によるアルミ蒸着膜の損傷が熱流束を増加させていることなどから、スペーサを使用しない MLI として「ディンプル型」MLI を開発することとし、アルミ蒸着膜の損傷を回避するためアルミ蒸着工程はディンプル加工後に行うことにした。

MLI の「現場施工指針」に従って MLI がクライオスタットに施工されている状態とは、層間の接触圧が MLI の自重に支配されている「自己圧縮」状態にあると考えた。従って、層間接触圧は MLI を構成する材料の質量や施工部位、すなわち MLI の面と重力の方向との関係などに影響されると考え、横型クライオスタットをモデル化して MLI の層間接触圧について理論的な検討を行った。本研究では横型クライオスタットの中で、MLI が施工される極低温面のうち最大の面積を占めるのは、コールドマスや断熱シールドの側面と考え、これを水平に保持した円筒面とみなした。水平円筒面まわりに巻きつけ自己圧縮状態にある MLI の層間接触圧は無次元層間接触圧パラメータ P^* で考えると 0 から $4N$ の範囲にあり、全周・全層の平均が $N+1$ となることがわかった。ここで N は MLI の全層数である。この関係は円筒の直径と MLI 構成材料の質量によらないことがわかった。

以上の無次元層間接触圧パラメータ P^* の範囲で「ディンプル型」MLI の熱流束をカロリメータにより詳細に測定し、設計基礎データを整備することができ

た。

熱流束測定用カロリメータとして Vertical Cylindrical Calorimeter を選定した。その理由はこのカロリメータの主タンク(測定タンク)が垂直円筒であり、これに施工した MLI の面が重力の方向に並行であり、MLI サンプルの層間接触圧が重力の影響を受けないからである。MLI サンプルの層間接触圧は主タンクに巻きつける輻射反射膜の周長をコントロールすることにより、その無次元層間接触圧パラメータをゼロから 4N の範囲で設定することができた。

本研究の熱流束測定用カロリメータにおいて、MLI サンプルの層間接触圧を「自己圧縮」レベルの低い圧力で測定するには、G.R.Cunnington が Flat Plate Calorimeter で行ったようなロードセルを用いる方法は適用できない。Vertical Cylindrical Calorimeter において、「自己圧縮」レベルの低い圧力を直接測定することができないが層密度は測定できる。そして、MLI の積層試験により層密度と層間接触圧の関係を調べておき、カロリメータに施工した MLI の層密度から層間接触圧を推定することができた。以上から、熱流束影響因子として測定できなかつた層間接触圧について、 P^* が 0~4N の範囲で熱流束との関係を明らかにすることができた。

熱流束測定に用いた「ディンプル型」MLI を水平円筒まわりに巻いた場合の熱流束は、カロリメータで得られた熱流束データにおいて P^* が $N+1$ のときの値であるとする推定法を提案した。また、 P^* がゼロの場合と P^* が $N+1$ の場合の熱流束には大きな差があることがわかった。その比を自己圧縮効果比 (ratio B) と定義し、実験で確認したところ、3~5 程度になることがわかった。従来、MLI の熱流束を Vertical Cylindrical Calorimeter で測定する場合、「MLI の現場施工指針」を考慮して主タンクのまわりに極力ゆるく巻いて測定していた。このとき MLI の層間接触圧はゼロに近い値となり、カロリメータで得られた熱流束の値は水平円筒まわりに巻きつけた場合の熱流束よりも 3~5 倍低い値になることがわかった。

「ディンプル型」MLI の $P^*=N+1$ における熱流束は N が 40 層の場合、カロリメータによる測定データから次の値になることがわかった。「ディンプル型」MLI サンプル DAM12-DP06-1-P で、境界温度条件が $T_c=4.2K$ 、 $T_h=77K$ のとき $0.028W/m^2$ 、境界温度条件が $T_c=77K$ 、 $T_h=300K$ のとき $0.87W/m^2$ である。DAM06-DP06-2 では境界温度条件が $T_c=4.2K$ 、 $T_h=77K$ のとき $0.022W/m^2$ 、境界温度条件が $T_c=77K$ 、 $T_h=300K$ のとき $0.71W/m^2$ である。

MLIの熱流束の理論式については辻本・国友やC.L.Tienらが提案しているので、これを使って任意の施工状態における熱流束が計算できればクライオスタットの断熱設計をより詳細に行うことができる。しかし熱流束の式の伝導項において、層間の接触熱伝達率が不明であるので計算することができない。これを Vertical Cylindrical Calorimeter で得られた熱流束データから推定した。

まず、理論式によって実験値がうまく説明できるかの確認を行った。層間接触圧がゼロの場合の熱流束は輻射熱伝達によるものと考えられるので、辻本・国友の式、およびC.L.Tienの式の輻射項を計算し実験値と比較した。それによると、境界温度条件が $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ のとき、理論値と実験値はよく合うことがわかった。しかし、境界温度条件が $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ のとき、実験値は理論値よりも 18~27 倍大きいことがわかった。その原因として、①カロリメータの熱流束試験では、輻射反射膜を主タンクに連続的に巻いている(スパイラル巻き)ため、輻射反射膜の面に沿って熱伝導があり、これが熱流束の測定値を高くしている、②R.P.Shutt が報告しているように輻射反射膜の輻射透過性が無視できず輻射熱伝達は国友らの式で計算するよりも大きい、が考えられるので、これについて検討してみた。①については、輻射反射膜のアルミ蒸着膜の熱伝導率に依存し、それがバルクアルミの熱伝導率と同じとして見積もると、熱流束の増加は 10%程度であり、18~27 倍の差は説明できない。②の輻射遮蔽膜の輻射透過性を考慮した MLI の熱流束解析を行ったが、これにより理論値と実験値の差は小さくなったが、なお 9~13 倍の開きがあることがわかった。

以上から境界温度条件 $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ の場合、輻射熱伝達の計算値が実験結果と合わないので、カロリメータで得られた熱流束データから輻射成分を差し引いて伝導成分を推定することができない。C.L.Tien らは液体ヘリウムや液体水素温度レベルで MLI を使う場合、MLI の層間距離が非常に短いので、Radiation Tunneling や干渉効果により輻射熱伝達が促進されると述べている。この温度レベルの輻射熱伝達の理論解析は今後の課題として残った。

境界温度条件が $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ のときは MLI の熱流束データから層間接触熱伝達率を推定することができ、層間接触圧との関係を明らかにすることができた。これにより、MLI の施工対象を問わず、層間接触圧の大きさとその分布がわかれば熱流束解析を行うことが可能となった。一例として、水平円筒

まわりの MLI について解析し、熱流束の推定を行った。N=40 層の場合の熱流束は、前述のカロリメータ試験データから直接推定する場合とほぼ同じ値であった。また層数を変えて計算したところ、層数を増加させると熱流束が減少するが、その減少率は N が大きいほど小さくなることがわかった。これは MLI の自己圧縮により、層数を増やすと平均層間接触圧が高くなるからである。また、N と熱流束の関係においては理論上極値を持たないことがわかった。

本研究によって、MLI の工学的な取り扱いのためにカロリメータ試験や積層試験などの基礎試験の重要性と位置付けが明瞭になった。これまでは MLI の選定や施工などの取扱いは主として経験に頼るところが大きく、設計図において MLI を金属材料と同等に具体的に描くというよりは、現場作業にまかせるという傾向があった。今後は本研究の成果を活用して、MLI による断熱設計をより詳細に行うこと、設計図の中にできるだけ MLI の形状を忠実に描く試みをするなどが必要である。また MLI の特性データについてはカロリメータ試験により、MLI の適用対象に限定されない、より一般的活用が可能なデータを集積することが重要と考える。これは金属材料に関して、小さなテストピースを使い疲労強度やクリープ強度のデータ整備し、巨大な原子炉やボイラー、長大橋の設計に利用していることを脇から見ている者の感想である。また、①材料データ収集のための基礎試験、②モックアップ試験、③実機性能と経験の集積などを通じて MLI の工学的取り扱いをより高度なものにする必要がある。理論解析といっても、仮定をおいて取り扱っているので、その結論が矛盾を持っていないかモックアップ試験によって総合的に確認することも必要になった。MLI に関して、これら3つの位置付けが明瞭になったと思う。

MLI の施工は取り扱いに注意が必要で、また工数のかかる作業である。このため、MLI をブランケット化して工数を下げるとともに、熟練作業でなくても性能保証可能な施工ができることがこれからは重要である。ブランケットには接続部や熱伝導を増加させる要素も含まれるが、MLI の施工状態は本研究で取り扱った「自己圧縮」状態にいかに近付けるかが重要である。ただし、クライオスタットの熱侵入経路の全体をよく見て、MLI の熱流束を低くすることに勢力を費やしてもクライオスタットの熱負荷低減にはあまり貢献できない場合もあるかもしれない。MLI のブランケット化といっても、その前に施工対象の形状を設計上許せる限りできるだけシンプルな形状、たとえば単純な円筒などにする努力は必要と考える。MLI の輻射反射膜は可撓性に富むが表面の凹凸にな

じむ材料ではない為である。

施工対象によって、同一のブランケットで全てを断熱してもよいか、ブランケットの形式も多種揃えて、部位ごとに対応することも考えられる。ブランケットの考案に関しては、本研究で取り扱った熱伝達の内容と、現場施工者の作業内容をともに考慮して、工夫と事例を積み重ねる必要がある。

最後に、本試験で取り扱った MLI の熱流束に関する基礎的研究では、液体ヘリウムや液体水素温度レベルの熱伝達に関する研究がなお必要であること、「ディンプル型」MLI 以外で使用している MLI についても、積層試験や熱流束測定などの基礎データを収集し、MLI 相互の性能比較を行うこと、「ディンプル型」についてもまだデータの収集が必要であることを強調したい。

以上をまとめると、本研究で理解できたことは

- (1) 「MLI の現場施工指針」従ってできるだけ軽く巻きつけられた MLI は「自己圧縮」の状態に有り、層間接触圧は自重によって支配されている。
- (2) 自己圧縮圧レベルの層間接触圧条件で MLI の熱流束を測定するには、層間接触圧が重力の影響を受けない Vertical Cylindrical Calorimeter が適している。このカロリメータで測定した MLI の熱流束データは MLI の積層試験によって得られた層間接触圧と層密度の関係を使って、層間接触圧と関係付けることができた。
- (3) Vertical Cylindrical Calorimeter によりスペーサを使用する MLI と使用しない MLI の熱流束の比較を行い、スペーサを使用しない「しわ付け型」MLI の熱流束の方が低いことが明らかになった。横型クライオスタット用 MLI としては「しわ付け型」MLI を改良した「ディンプル型」MLI を開発し、熱流束データの整備を行った。
- (4) 水平円筒まわりの MLI について層間接触圧を解析的に求め、これを無次元層間接触圧パラメータ P^* で評価すると、 P^* は円筒の直径と輻射反射膜の質量によらず一定の大きさを持つことが明らかになった。
- (5) 輻射反射膜の輻射透過性を考慮した MLI の熱流束解析が可能となった。

- (6) 水平円筒まわりの MLI の熱流束を層間接触圧の分布を考慮して解析的に求めることができた。ただし、境界温度条件 $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ での解析は可能であったが、 $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ では輻射熱伝達の解析をすることができず、今後の課題として残った。

である。

さらに、本研究の成果を今後に生かすために

- (1) ブランケットを使ったクライオスタットの断熱設計に本研究の成果を生かし、熟練者でなくとも MLI の施工が迅速に行え、かつ性能保証ができるようにすること。
- (2) 基盤技術としての「MLI を使ったクライオスタット断熱技術」の高度化を進めること。たとえば、MLI の規格化と基礎データの整備を進める、MLI の熱流束試験法の普及、MLI の施工要領の整備と標準化、クライオスタットの熱解析など。
- (3) 今回の研究では十分にデータ取得できなかったスペーサを用いた MLI について、積層試験や熱流束試験データを取得すること。
- (4) Vertical Cylindrical Calorimeter に MLI を巻きつけるとき、層間接触圧条件のばらつきを少なくする方法を明らかにすること。たとえば、「MLI の張力制御による巻き付け法」などにその解決の手がかりを探ること。
- (5) 極低温における輻射熱伝達の理論的解明を行うこと。とくに、Radiation tunneling や干渉効果などが MLI 中でおきる一般的な現象であるかを明らかにする。
- (6) 液体水素の利用技術の分野では高効率で性能にばらつきの少ない、しかも低コストな極低温断熱が必要とされる。

などの設計と研究活動を推進することが重要である。

謝 辭

謝 辞

断熱というところちょっと地味な分野のようですが、意外と面白い現象があり、大変やりがいがありました。断熱というのは熱を伝え難くするので、実験では定常状態になかなか達してくれず、時間がかかる仕事でした。しかし、基盤技術として重要な分野の基礎を少しでも固めることができたのではないかと思います。

高エネルギー物理学研究機構の平林洋美名誉教授にはこの研究を始めた時から終始温かい目で見守ってくださり、また励ましていただきほんとうに有難うございました。また、高エネルギー物理学研究機構・超伝導低温工学センター長の山本明教授にはやはり ϵ_1 や TOPAZ のころからお世話になり、先生が開発される超電導磁石と関連して MLI の研究の重要性をいつも語って励ましていただきました。また磁石へ利用できるかという目でいつも有益なアドバイスをいただきありがとうございました。先生には本研究をまとめるにあたりほんとうに長い間ご面倒をおかけしました。本研究成果をまとめるにあたり、高エネルギー物理学研究機構の土屋清澄教授にはご懇切なご指導をいただきました、また春山富義教授、細山謙二教授、斎藤芳男教授には有益なアドバイスをいただきここに感謝いたします。筑波大学の村上正秀教授には本研究を始めたころ駒場の宇宙研にお訪ねし、スーパーインシュレーションのサンプルを始めて見せていただいたりしましたが、この研究をまとめる段階で再度お世話になりましたことを感謝いたします。

ディンプル型 MLI の開発では、快く引き受けてくださった東洋メタライジング株式会社三島工場技術部の下り藤勝正、山本雅一両氏感謝いたします。また、低温設備の建設や準備でご協力をいただいた(株)東理社営業部 故濱野真美、技術部長橋浦弘昌氏、(株)東洋酸素(当時)の上岡泰晴氏にも大変お世話になり、感謝いたします。

KEK の平林洋美教授(当時)と高橋嘉祐教授(当時)のご紹介で米国・フェルミ国立加速器研究所に滞在する機会をいただいたことは、この研究を深める上で大変有意義でした。フェルミでは山内泰二副所長(当時)や山田隆治氏、H. E. Fisk 氏にお世話になりましたが、あらためて御礼申し上げます。山田先生には機会あるごとに声をかけていただきました。また、所属していた Technical Support Section の Ralph C. Niemann, Thomas Nicol, John D.

Gonczy, William Boroski には、やりがいのある研究の場をいただき感謝しています。Boroski 氏からは Dr. R. P. Shutt の論文を提供していただいた結果、熱流束解析の研究を進めることができ感謝しています。SSC 計画を現地で見ることにより、MLI の研究が加速器の設計で重要であるとの見方を持つことができました。また横型クライオスタットの断熱というテーマの出発点の一つとなった、SSC Central Design Group の MSIM(Magnet System Integration Meeting) を主催された Prof. M. Tigner, Dr. V. Karpenko 両先生に感謝いたします。

University of Southampton の Prof. R. G. Scurlock 先生の研究室を1981年に訪問し、留学などについて情報をいただきました。しかし、SSC 計画への会社方針もあり Southampton 行きは実現しませんでした。その際大変お世話になった故 Dr. K. Kellner 氏へもこの論文完成をご報告します。

㈱東芝の稲井信彦氏には川崎市浮島のエネルギー研究所にまだいらっしゃる時にお訪ねし、稲井さんがお書きになった真空多層断熱材の論文別刷りを多数いただきました。また、この分野は大変重要だけれども引き継いでくれる人が少なくなっているのががんばってほしいと励ましていただきました。

東京工業大学の故土方邦夫教授には「論文は書けたか」といつも言われていましたが、だいぶ時間をかけてしまい、大変ご心配おかけしました。また、いつも心からのご支援をいただいたことに感謝します。土方研で紹介されたアリゾナ州立大学の Pat Phelan 教授には、輻射透過性を考慮した断熱解析の研究を中断していた時に、叱咤激励をいただきました。それからなぜかうまくなりました。まことに有り難く思います。

石川島播磨重工業㈱技術研究所では、研究のスタートからご指導いただいたエネルギー機器部の平辰二部長(当時)、原田哲郎氏(現石川島検査計測㈱技師長)、また難しい実験を担当していただいた高橋可久夫さん、軽量型 MLI の開発以来長い間研究を手伝ってくれた中島雅祐さん、山口方士さん、山西晃郎さん、エネルギープラント事業本部の大野勇さんにはご協力感謝します。

私が管理部門に移ったあとも、この研究を続けて国際会議で発表するよう励ましていただいた、技術開発本部の佐藤順一副本部長に感謝します。最

後に学位論文を書き上げることはほんとうに大変でしたが、この段階では特に技術研修所の金子七三雄所長、真島勝彦氏、茂在晴秀氏、榊原茂樹氏、宮沢裕幸氏に大変ご面倒おかけしました。あらためて感謝いたします。また、㈱アイテックの藤野良亮社長、黒坂幸孝顧問、飯田雅管理部長、青木つや子さんには大変ご心配おかけしたしましたが、ご声援もいただきほんとうに有難うございました。澤田敏子さん(技開本・業務部)、福島秀子さん(㈱X ワークス)、池田由英さん(技開本・知財部)には日ごろからの暖かい応援有難うございました。

最後に、陰ながら支え続けてくれた妻・桃子に感謝いたします。

發表論文一覽

発表論文一覧

◇主著論文

- 1) T. Ohmori, "Contact pressure between adjacent layers in multilayer insulation fabricated around a horizontal cylinder", *Cryogenics*, Vol. 45, No. 12, 2005
- 2) T. Ohmori, A. Yamamoto, M. Nakajima, "Thermal Performance of Multilayer Insulation Fabricated around A Horizontally Supported Cylinder", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 49A, 2004, p595-604
- 3) T. Ohmori, A. Yamamoto, M. Nakajima, "Contact heat transfer between adjacent layers in super insulation", *Proceedings of 19th International Cryogenic Engineering Conference*, 2002, p851-854
- 4) T. Ohmori, A. Yamamoto, M. Nakajima, "The effect of non-zero thermal radiation transmissivity of the aluminized mylar film on the thermal performance of super-insulation", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 47B, 2002, p1573-1582
- 5) T. Ohmori, A. Yamamoto, M. Nakajima and K. Takahashi, "Light weight multilayer insulation to reduce the self-compression of insulation films", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 47B, 2002, p1565-1572
- 6) T. Ohmori, W. N. Boroski, J. D. Gonczy, R. C. Niemann and M. K. Ruschman, T. Taira, K. Takahashi, A. Yamamoto and H. Hirabayashi, "Thermal Performance of Candidate SSC Magnet Thermal Insulation Systems", *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol. 33, 1988, p323-331
- 7) T. Ohmori, R. C. Niemann, "Self-compression of The Multilayer Insulation around The Horizontal Cylindrical Shield", *Osaka University International Symposium "New Developments in Applied Superconductivity"*, Oct., 1988
- 8) T. Ohmori, M. Tsuchiya, T. Taira, M. Takahashi, A. Yamamoto, H. Hirabayashi, "Multilayer Insulation with Aluminized Dimpled Polyester Film", *Proceedings of 11th International Cryogenic Engineering Conference*, 1986

低温工学等シンポジウム、日本機械学会講演会等

- 1) 大森隆夫、山本 明、“真空多層断熱材の断熱性能とアルミ蒸着膜の輻射透過性について”、2000年低温工学・超電導学会、2000.10.30, C1-18
- 2) 大森隆夫、平 辰二、山本 明、“真空多層断熱材のふく射透過性について”、1996年低温工学・超電導学会、1996.11.8, C3-3
- 3) 大森隆夫、平辰二、山口方士、高橋可久夫、“自重レベルの層間圧縮圧を受ける真空多層断熱材の断熱性能”、日本機械学会、北海道支部第35回講演会 1995.9.30
- 4) 大森隆夫、平 辰二、山本 明、山口方士、高橋可久夫、中島雅祐、林道廣、“ディンプル型真空多層断熱材の軽量化による断熱性能の向上”、第51回低温工学・超電導学会、1994.4.26
- 5) 大森隆夫、平 辰二、山本 明、“真空多層断熱材輻射反射膜の面方向等価熱伝導率”、第49回低温工学超電導学会、1993.5.20
- 6) 大森隆夫、高橋可久夫、“極低温用真空多層断熱材の特性 — 水平円筒状シールド板に施工された場合の検討 — ”、日本機械学会、第5回熱工学シンポジウム、1992.7.10
- 7) 大森隆夫、大野 勇、平 辰二、山本 明、“低蒸発を念頭に置いたMLIとサポート — 真空多層断熱材の層密度に関する考察 — ”、低温工学冷凍部会、1992 年度・第7回、1992.1.19
- 8) 大森隆夫、“極低温用真空多層断熱技術”、コンデンサ研究会、1991.2.13
- 9) 大森隆夫、“極低温用真空断熱材の特性(実施工状態における一考察)”、低温工学材料部会シンポジウム「極低温下における有機フィルムの問題」、1991.1.22
- 10) 大森隆夫、平 辰二、伊集院郁彦、“真空多層断熱材の断熱性能”、第27回低温工学研究発表会、1981.11.5

解説

- 1) 大森 隆夫、“3.2.7.2 低温断熱”、大島耕一他編集、熱設計ハンドブック、朝倉書店、1992年、p533-539

◇共著論文

クライオスタットおよび超伝導磁石関係

- 1) A. Yamamoto, T. Mito, H. Kimura, T. Haruyama, H. Inoue, H. Yamaoka, E. Shiba, H. Kichimi and Y. Doi, T. Ohba and T. Ohmori, “Cryogenic Characteristics of The TOPAZ Thin Superconducting Solenoid”, Cryogenic Engineering Conference '87, 10-Jul-87

- 2) M. Yamaguchi, T. Ohmori, A. Yamamoto, "Design Optimization of A Vapor-cooled Radiation Shield for LHe Cryostat in Space Use", *Advances in Cryogenic Engineering* vol.37, Part B, 1992, p1367
- 3) R. C. Niemann, R. C. Bossert, J. A. Carson, N. H. Engler, J. D. Gonczy, E. T. Larson, T. H. Nicole, and T. Ohmori, "Superconducting Super Collider Second Generation Dipole Magnet Cryostat Design", *Applied Superconductivity Conference*, 1988.8.21
- 4) R. C. Niemann, R. C. Bossert, J. A. Carson, N. H. Engler, J. D. Gonczy, E. T. Larson, T. H. Nicole, and T. Ohmori, "Second Generation Superconducting Super Collider Dipole Magnet Cryostat Design", *12th Annual Energy Sources Technology Conference*, 1989.1.22
- 5) J. Strait, B. C. Brown, J. Carson, N. Engler, H. E. Fisk, R. Hanft, K. Koepke, M. Kuchnir, E. Larson, R. Lundy, P. Mantsch, P. O. Mazur, A. McInturff, T. Nicole, T. Ohmori, E. E. Schmidt, J. Theilacker, G. Tool, J. Cottingham, P. Dahl, M. Garber, A. Ghosh, C. Goodzeit, A. Green, J. Herrera, S. Kahn, E. Kelly, G. Morgan, A. Prodell, W. Sampson, W. Schneider, R. Shutt, P. Thompson, P. Wanderer, E. Willen, S. Caspi, W. Gilbert, W. Hassenzahl, R. Meuser, C. Peters, J. Rechen, R. Royer, R. Scanlan, C. Taylor, "Full Length Prototype SSC Dipole Test Results", *Applied Superconductivity Conference*, 1986, Oct.
- 6) 嶋村恭弘、浅井修、山口方士、大森隆夫、"液体ヘリウム貯槽の熱侵入解析プログラムの開発"、石川島播磨技報 第32巻、第3号、1992
- 7) 林道廣、吉田光豊、大森隆夫、"液体ヘリウム移送配管の開発"、石川島播磨技報 第33巻、第6号、1992
- 8) T. Taira, T. Ohmori, I. Ohno, A. Yamanishi, M. Yamaguchi, M. Miyazaki, H. Takeda, "Development of Superconducting Dipole Magnet", *IHI Engineering Review*, Vol.24, No.1, 1991
- 9) 平辰二、大森隆夫、大野勇、山西晃郎、山口方士、宮崎満成、武田博、"超電導双極電磁石の研究開発"、石川島播磨技報 第30巻、第5号、1990
- 10) Akio Yamanishi, Masahito Yamaguchi, Takao Ohmori and Tatsuji Taira, "Reduction of the sextupole component in the dipole field of a superconducting bending magnet", *Cryogenics*, Volume 32, Supplement 1, 1992, Pages 348-351

熱交換器関連

- 1) T. Kato, A. Miyake, M. Yamaguchi, A. Yamanishi, T. Ohmori, et. al., "Heat Transfer Characteristics of A Plate-fin Type Supercritical/Liquid Helium Heat Exchanger", *Cryogenics*, vol. 32, 1992

液体水素の貯蔵と輸送技術、断熱技術等

- 1) Chung-jen Tseng, M. Yamaguchi and T. Ohmori, "Thermal conductivity of polyurethane foams from room temperature to 20K", Cryogenics 1997 Vol.37, No.6
- 2) M. Yamaguchi, K. Takahashi, T. Ohmori, "Thermal Conductivity of Polyurethane Foam at Liquid Hydrogen Temperature Region", Advances in Cryogenic Engineering, Vol.41, 1996
- 3) 山口方士、曾重仁、大森隆夫、中島雅祐、"極低温ポリウレタンフォーム断熱材の熱伝導率の測定"、1996年低温工学・超電導学会、1996.11.8, C3-2
- 4) 曾重仁、中島雅祐、山口方士、大森隆夫、"ポリウレタンフォーム断熱材の熱伝導率解析 - Modeling the Effective Thermal Conductivity of Polyurethane Foams -"、第34回日本伝熱シンポジウム、1997.5.25
- 5) Chung-jen Tseng, M. Yamaguchi and T. Ohmori, "Thermal conductivity of polyurethane foams from room temperature to 20K", Cryogenics, Volume 37, Issue 6, 1997, Pages 305-312

高温超伝導関連

- 1) P. E. Phelan, 土方邦夫、中別府 修、伊藤衡平、大森隆夫、鳥越邦和、"金属点間接触における熱伝達と起電力"、第 29 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1992-5)、p503-504
- 2) P. E. Phelan, T. Ohmori, K. Hijikata, M. Ihara, "AC Impedance of Thin-Film Bi-Sr-Ca-Cu-O", Advances in Superconductivity IV, 1992, p987-990
- 3) P. E. Phelan, O. Nakabeppu, K. Ito, K. Hijikata, T. Ohmori, K. Torikoshi, "Heat Transfer and Thermoelectric Voltage at Metallic Point Contacts", Journal of Heat Transfer, Vol. 115 August 1993, p757
- 4) P. E. Phelan, K. Ito, K. Hijikata, T. Ohmori, "Thermal Resistance of Metallic Point Contacts", Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics 1993, p1688-1695
- 5) P. E. Phelan, Y. Song, O. Nakabeppu, K. Ito, K. Hijikata, T. Ohmori, K. Torikoshi, "Film/Substrate Thermal Boundary Resistance for an Er-Ba-Cu-O High-Tc Thin Film", Transactions of the ASME, Vol. 116 November 1994, p1038-1041

付 録

付録1 輻射反射膜をスパイラル巻きした場合の問題

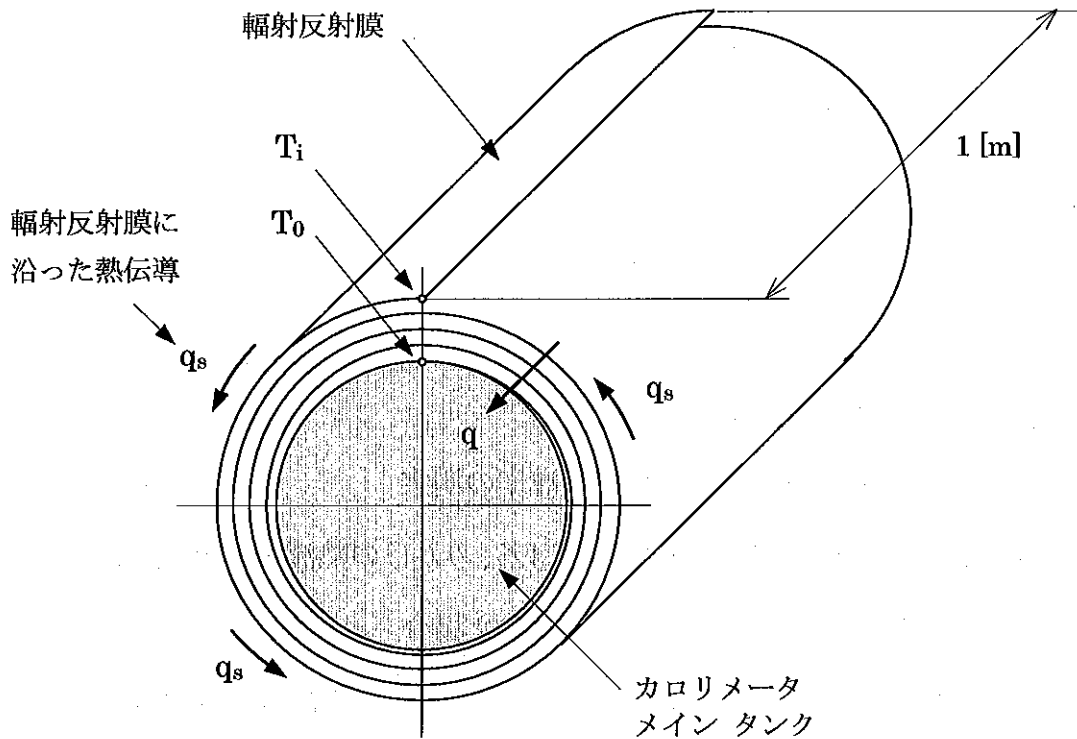
もくじ

1. 目的
 2. 輻射反射膜の面方向の熱伝導
 3. 輻射反射膜の面方向の相当熱伝導率
 4. アルミ蒸着膜とポリエステルフィルムの熱伝導率
 - 4-1 バルクアルミの熱伝導率
 - 4-2 アルミ蒸着膜の熱伝導率
 - 4-2-1 Wiedeman-Franz の法則
 - 4-2-2 Lorenz 数
 - 4-2-3 アルミ薄膜の電気伝導率の測定
 5. 輻射反射膜の面方向の熱伝導による、みかけの熱流束 q_s の評価
 - 5-1 バルクアルミの熱伝導率を用いた場合
 - 5-2 薄膜効果を考慮したアルミ蒸着膜の熱伝導率を用いた場合
 6. まとめ
- 参考文献

1. 目的

輻射反射膜をメインタンクまわりにスパイラル巻きした場合、輻射反射膜に沿った熱伝導がメインタンク MLI の熱流束測定値にどの程度影響するかを検討する。

検討対象の MLI はスペーサを用いないもの、あるいは特にスペーサの面に沿った熱伝導については考慮に入れなかった。計算に用いた MLI の輻射反射膜の温度はスペーサを用いない MLI の熱流束測定試験で得られたデータである。



図・付1-1 メインタンクまわりにスパイラル巻きされた輻射反射膜

2. 輻射反射膜の面方向の熱伝導

図・付1-1に示すように、輻射反射膜がメインタンクに巻きつけら始めるところの温度は T_0 でメインタンクの温度に等しい。輻射反射膜が i 回、メインタンクの周りに巻きつけられたところの温度を T_i とする。巻きつけられた輻射反射膜の長さ L は

$$L = 2\pi r i \quad (\text{付 1-1})$$

ただし、輻射反射膜各層の半径はメインタンクの半径 r [m] よりも大きい、ここではその差を無視した。輻射反射膜の面方向の相当熱伝導率を k_{off} [W/mK] とする。また、輻射反射膜の厚さを t_s とする。

輻射反射膜の面に沿った熱伝導によりメインタンクの軸方向単位長さあたりメインタ

ンクが受ける熱負荷を Q_s [W] とすると

$$Q_s = \frac{t_s}{L} \int_{T_0}^{T_1} k_{\text{eff}} dT \quad (\text{付 1-2})$$

熱負荷 Q_s をメインタンクの軸方向単位長さあたりの面積で割ると、熱流束 q_s が得られる。これは輻射反射膜の面に沿った熱伝導によって、MLI の熱流束が見かけ上増加する大きさを示している。

$$q_s = Q_s / 2\pi r \quad (\text{付 1-3})$$

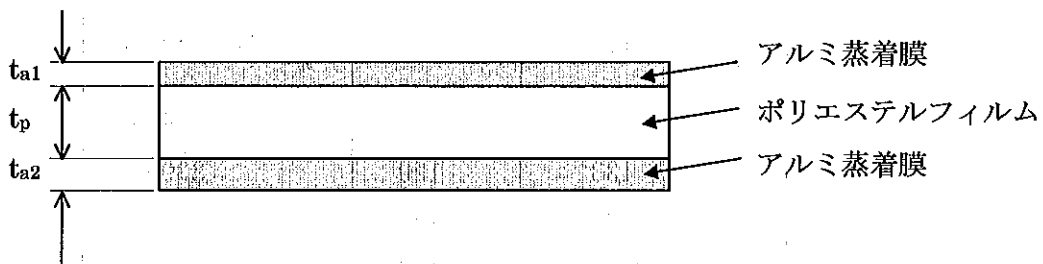
以上の式(付 1-1)～(付 1-3)により q_s は次のように表すことができる。

$$q_s = \frac{t_s}{(2\pi r)^2 i} \int_{T_0}^{T_1} k_{\text{eff}} dT \quad (\text{付 1-4})$$

3. 輻射反射膜の面方向の相当熱伝導率

輻射反射膜は図・付1-2に示すように、ポリエステルフィルムの両面にアルミ蒸着したもので、アルミ蒸着膜の厚さを表裏でそれぞれ t_{a1} と t_{a2} とする。

$$t_a = t_{a1} + t_{a2} \quad (\text{付 1-5})$$



図・付1-2 輻射反射膜の構造

ポリエステルフィルムの厚さを t_p とする。ポリエステルの熱伝導率を k_p 、アルミ蒸着膜の熱伝導率を k_a とすると、 k_{eff} は次式で与えられる。

$$k_{\text{eff}} = \frac{t_p k_p + t_a k_a}{t_p + t_a} \quad (\text{付 1-6})$$

$$\int_{T_0}^{T_1} k_{\text{eff}} dT = \frac{t_p}{t_p + t_a} \int_{T_0}^{T_1} k_p dT + \frac{t_a}{t_p + t_a} \int_{T_0}^{T_1} k_a dT \quad (\text{付 1-7})$$

具体的な MLI として厚さ $6\mu\text{m}$ ($= t_p$) のポリエステルフィルムの両面にアルミ蒸着したデインプル型 MLI である DAM06-DP06 を対象とする。アルミ蒸着膜の厚さは各面で 759Å 、 455Å である。金属薄膜のなかの伝導電子はバルク金属よりも表面における散乱の影響が顕著で、その熱伝導率はバルク金属のそれよりも小さい。アルミ蒸着薄膜の熱伝導率を直接測定していないが、電気伝導率の低温での温度依存性を測定しているため、その値から推定することにする。アルミ蒸着膜のトータルな厚さ t_a は 1214Å になるが、薄膜の熱伝導率は膜厚依存性が強いと考え、厚さ 633Å のアルミ蒸着膜の電気伝導率データを使って熱伝導率の推定を行う。この熱伝導率はあくまで推定値なので、アルミ薄膜の熱伝導率がバルクアルミのそれと同じ値であると仮定してスパイラル巻きをした場合の面方向の熱伝導による影響を調べてみる。もしこの場合、影響が無ければ、スパイラル巻きによる輻射反射膜の面に沿った熱伝導は無視できることになる。

4. アルミ蒸着膜とポリエステルフィルムの熱伝導率

4-1 バルクアルミの熱伝導率

バルクアルミの熱伝導率を使って式(付 1-7)の相当熱伝導率 k_{eff} の積分を計算する場合、次の表に示す熱伝導率の積分を用いる。

表・付1-1 バルクアルミの熱伝導率の積分

T [K]	$\int_4^T k dT$ [W/m]	T [K]	$\int_4^T k dT$ [W/m]
4	0	100	28400
6	138	120	33000
10	607	140	37600
20	2760	160	42000
40	9620	180	46400
60	17000	200	50800
76	22000	250	61800
80	23200	300	72800

4-2 アルミ蒸着膜の熱伝導率

4-2-1 Wiedeman-Franz の法則

ポリエステルフィルム上に蒸着したアルミ薄膜の熱伝導率は、アルミ薄膜の電気伝導率 σ を測定し、次式で表される Wiedeman-Franz の法則を用いて熱伝導率を推定した。

$$L = \frac{k}{\sigma T}$$

(付 1-8)

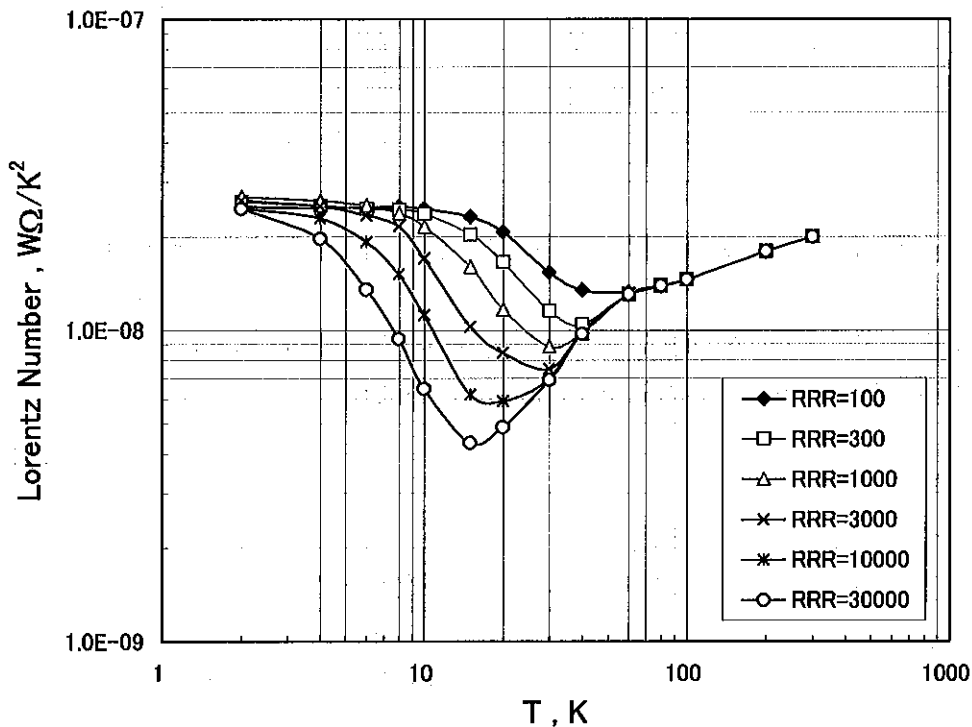
ここで、Lは Lorentz 数で、常温付近のバルク金属に対してはどの金属に対してもほぼ同じ値 $2.45 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2$ になる。Ref.1) 低温では、特に純度の高い金属では温度とともに著しく低下するが、純度が低くなると常温との差は小さくなる。

4-2-2 Lorentz 数

バルクアルミの熱伝導率および電気伝導率の温度依存性データ Ref. 2)から Lorentz 数を計算すると図・付1-2のようになる。パラメータは純度 RRR である。この図からわかるように Lorentz 数は温度の低下とともに低下するが、再び上昇し温度が 2K 程度になると純度の違いによらず一定値に近づく。その値は常温における値よりも大きく計算された。Lorentz 数は純度が高い金属ほどその低下が著しい。

アルミ蒸着膜はバルク金属と違うが、薄膜表面における伝導電子の散乱による電気抵抗への影響があるため、純度の低い金属と同じように Lorentz 数の低温での低下は小さいと考えられる。

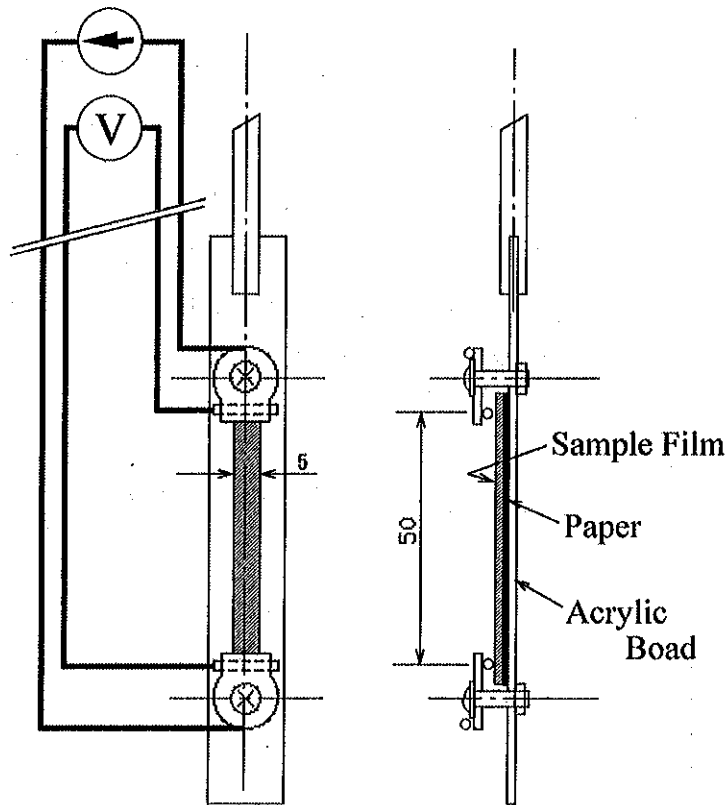
以上から、アルミ薄膜の Lorentz 数は温度に関係なく $2.45 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2$ となると仮定して、アルミ薄膜の電気伝導率からその熱伝導率を求める。



図・付1-3 バルクアルミの Lorentz 数と温度の関係

4-2-3 アルミ薄膜の電気伝導率の測定

ポリエステルフィルム上に蒸着したアルミ薄膜の電気伝導率はアルミ蒸着ポリエステルフィルムを幅 5mm、長さ約 50mm に切り、図・付1-3に示すサンプルホルダに取り付け、液体ヘリウムデューワーの注入ポートから差込み測定した。サンプルホルダの差込深さを変えることで、測定温度を変えた。Ref.3)



図・付1-4 アルミ薄膜の電気伝導率の測定用サンプルホルダ

アルミ蒸着 PET フィルムの幅を b 、長さ L 、アルミ蒸着膜の厚さ t 、蒸着膜の電気抵抗率 ρ を使って蒸着膜の抵抗 R を表すと次式のようなになる。

$$R = \frac{\rho L}{tb} \quad (\text{付 1-9})$$

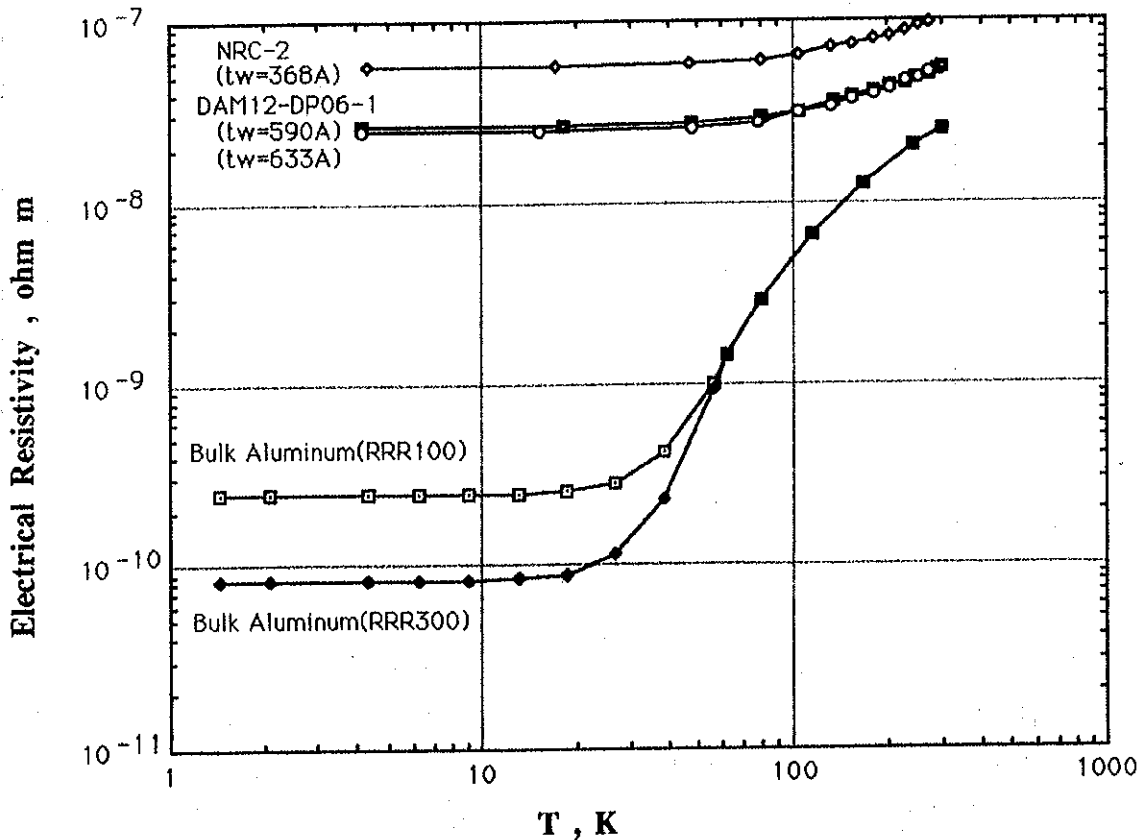
測定サンプルは次の3つである。

表・付1-2 アルミ蒸着 PET フィルムの測定サンプル

Sample	t_w [Å]
DAM12-DP06-1 : デインプル型 MLI	590
DAM12-DP06-1 : "	633
NRC-2 : しわ付け型 MLI	368

蒸着膜の厚さ t_a を質量膜厚 t_w として電気抵抗率 ρ を求めると、図・付1-5 のようになる。同図では参考のために、RRR=100 と 300 のバルクアルミの電気抵抗率も表示した。Ref.2)

アルミ蒸着膜の電気抵抗率はバルクアルミのそれよりも大きく、低温になっても常温での値と比較してあまり下がらないことがわかる。



図・付1-5 アルミニウムの電気抵抗率 ρ [Ωm] と温度

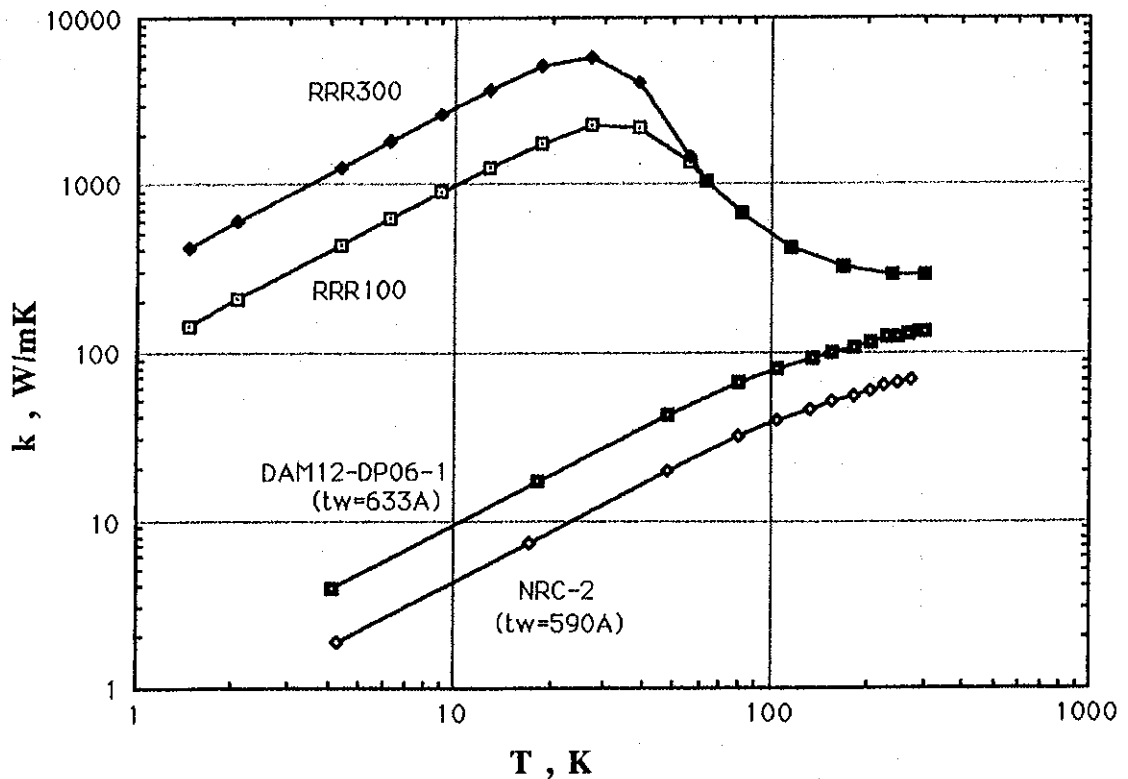
次に Lorenz 数 ($2.45 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2$) を使って、図・付1-5 の実験結果から熱伝導率を計算し図示すると、図・付1-6 のようになる。

デンプル型 MLI のサンプル DAM12-DP06-1 のアルミ蒸着膜 ($t_w = 633 \text{ \AA}$) の熱伝導率 k_a [W/mK] の温度 T [K] に対する実験式は次のようになる。

$$k_a = 1.3113590 \times 10^{-06} T^3 - 2.2018912 \times 10^{-03} T^2 + 9.7470020 \times 10^{-01} T + 2.8971481 \times 10^{-02} \quad (\text{付 1-10})$$

なお、PET フィルムの熱伝導率 k_p [W/mK] は次式で与えられる。Ref.4)

$$k_p = 9.115575 \times 10^{-13} T^5 - 8.065655 \times 10^{-10} T^4 + 2.783914 \times 10^{-07} T^3 - 4.747502 \times 10^{-05} T^2 + 4.089490 \times 10^{-03} T - 1.041946 \times 10^{-02} \quad (\text{付 1-11})$$



図・付1-6 アルミニウムの熱伝導率

5. 輻射反射膜の面方向の熱伝導による、みかけの熱流束 q_s の評価

Vertical Cylindrical Calorimeter (メインタンクの直径=120mm) を使って得られた MLI サンプル (DAM06-DP06) の熱流束 q と輻射反射膜の温度 T_i のデータを使って、輻射反射膜に添った熱伝導によるみかけの熱流束 q_s の大きさと熱流束データとの比 q_s/q を計算する。以下の表・付1-3、表・付1-4にそれぞれ境界温度条件 $T_c=4.2K$, $T_h=77K$ 、と境界温度条件 $T_c=77K$, $T_h=300K$ の場合の q と T_i を示した。

表・付1-3 MLI (DAM06-DP06) の輻射反射膜の温度および熱流束データ
($T_c=4.2K$, $T_h=77K$, $N=40$ 層)

P [Pa]	0	4.8	11.7
q [W/m ²]	0.00539	0.0232	0.0266
i	T_i [K]	T_i [K]	T_i [K]
0	4.2	4.2	4.2
6	21.9	11.5	8.5
10	33.9	20.2	17.6
15	39.8	26.2	19.7

表・付1-4 MLI(DAM06-DP06)の輻射反射膜の温度および熱流束データ
($T_c=77K$, $T_h=300K$, $N=40$ 層)

P [Pa]	0	4.8	11.7
q [W/m ²]	0.239	0.714	1.05
i	T _i [K]	T _i [K]	T _i [K]
0	77	77	77
6	173.7	110.3	101.6
10	205.7	131.5	118.2
15	229.2	163.6	129.9

以上の2つの表中に示す P は層間接触圧であり、P=0 [Pa]を含む3つのケースのデータを利用して q_s の大きさを計算してみる。なお、カロリメータに施工した MLI サンプルは施工状態を変えずに2つの境界条件で熱流束データを取得した。

5-1 バルクアルミの熱伝導率を用いた場合

始めに、アルミ蒸着膜の熱伝導率がバルクアルミのそれと同じであるとして見積もりを行った。熱伝導率としては over estimate であるので、 q_s/q が十分小さければ、輻射反射膜の面に沿った熱伝導は無視できると考えられる。

計算結果は2つの境界温度条件に対し、表・付1-5と表・付1-6に示した。境界温度条件 $T_c=77K$, $T_h=300K$ の場合、 q_s は無視できることが明らかである。境界温度条件 $T_c=4.2K$, $T_h=77K$ の場合、層間接触圧がゼロでない2つのケースに対して、 q_s は無視できることが明らかである。しかし、層間接触圧がゼロの場合、 q_s/q は10%程度に見積もられた。この場合、MLIの面に垂直方向の熱流束には層間の伝導伝熱が寄与せず熱流束 q が小さな値となる。このため q_s が相対的に大きくなる。

アルミ蒸着膜の熱伝導率をバルクアルミの熱伝導率を使うことは、over estimate であるので、薄膜効果を考慮した熱伝導率を使って q_s を評価した結果を次節にまとめた。

表・付1-5 $T_c=4.2K$, $T_h=77K$, $N=40$ 層

P [Pa]	0		4.8		11.7	
q [W/m ²]	0.00539		0.0232		0.0266	
i	q_s [W/m ²]	q_s/q [%]	q [W/m ²]	q_s/q [%]	q [W/m ²]	q_s/q [%]
6	4.86E-4	9	1.31E-4	0.6	5.96E-5	0.2
10	6.46E-4	12	2.42E-4	1.0	1.91E-4	0.7
15	5.47E-4	10	2.79E-4	1.2	1.54E-4	0.6

表・付1-6 $T_c=77K$, $T_h=300K$, $N=40$ 層

P [Pa]	0		4.8		11.7	
q [W/m ²]	0.239		0.714		1.05	
i	q _s [W/m ²]	q _s /q [%]	q [W/m ²]	q _s /q [%]	q [W/m ²]	q _s /q [%]
6	3.29E-3	1.4	1.20E-3	0.2	9.31E-4	0.1
10	2.59E-3	1.1	1.15E-3	0.2	8.82E-4	0.1
15	2.03E-3	0.9	1.19E-3	0.2	7.45E-4	0.1

5-2 薄膜効果を考慮したアルミ蒸着膜の熱伝導率を用いた場合

第4章で得られた薄膜効果を考慮したアルミ蒸着膜の熱伝導率を用いて、熱流束 q_s を評価すると、境界温度条件が $T_c=4.2K$, $T_h=77K$ 、層間接触圧 P がゼロの場合、 q_s/q は表・付1-7に示すように1%以下になる。したがって、輻射反射膜の面に沿った熱伝導が MLI の熱流束 q に影響することは無いということが分かった。

境界温度条件 $T_c=77K$, $T_h=300K$ の場合の q_s/q についても見積もった結果を表・付1-8に示したが、 q_s は無視できるほど小さい値である。

表・付1-7 $T_c=4.2K$, $T_h=77K$, $N=40$ 層

P [Pa]	0		4.8		11.7	
q [W/m ²]	0.00539		0.0232		0.0266	
I	q _s [W/m ²]	q _s /q [%]	q [W/m ²]	q _s /q [%]	q [W/m ²]	q _s /q [%]
6	3.52E-5	0.7	8.77E-6	0.04	4.15E-5	0.02
10	5.09E-5	0.9	1.79E-5	0.08	1.34E-4	0.05
15	4.64E-5	0.9	2.03E-5	0.09	1.13E-4	0.04

表・付1-8 $T_c=77K$, $T_h=300K$, $N=40$ 層

P [Pa]	0		4.8		11.7	
q [W/m ²]	0.239		0.714		1.05	
I	q _s [W/m ²]	q _s /q [%]	q [W/m ²]	q _s /q [%]	q [W/m ²]	q _s /q [%]
6	1.30E-3	0.6	3.68E-4	0.05	2.62E-4	0.02
10	1.11E-3	0.5	3.92E-4	0.05	2.83E-4	0.03
15	9.13E-4	0.4	4.56E-4	0.06	2.52E-4	0.02

6. まとめ

輻射反射膜の面に沿った熱伝導が MLI の面に垂直方向の熱流束に比べて無視できるか否かを調べたところ、境界温度条件が $T_c=77\text{K}$, $T_h=300\text{K}$ の場合 q_s は q に比べて非常に小さく無視できることがわかった。一方、境界温度条件が $T_c=4.2\text{K}$, $T_h=77\text{K}$ の場合、層間接触圧がゼロの場合のように熱流束 q が 0.01W/m^2 以下の低い値になる場合は熱流束 q の見積り方法に注意する必要がある、アルミ蒸着膜の熱伝導率を薄膜効果を考慮して見積もることにより、 q_s が無視できることがわかった。以上の検討では全層数 N が40層の場合に限定した見当結果である。この他の条件では、境界温度条件のうち、低温側の温度 T_c が液体ヘリウム温度になる場合で熱流束 q が 0.01W/m^2 よりも低くなる場合は、 q_s が無視できるか否かの評価をする必要がある。

参考文献

- 1) Charles Kittel 著, 宇野良清他訳, 固体物理学入門 第6版 上、丸善、p162
- 2) Metal and Ceramic Information Center, Battelle Columbus Lab., "Handbook on Materials for Superconducting Machinery", Nov. 1974, p4.1.1.1
- 3) 大森隆夫、平辰二、山本明、“真空多層断熱材輻射反射膜の面方向等価熱伝導率”、1993年春季(第49回)低温工学超電導学会、1993.5.20、B2-5
- 4) R. P. Reed, R. E. Schramm and A. F. Clark, "Mechanical, thermal, and electrical properties of selected polymers", Cryogenics, Feb. 1973 Pages 67-82 (PETの熱伝導率77-78)

記号一覧(付録1)

b	アルミ蒸着 PET フィルムの幅
i	輻射反射膜がメインタンクの周りに巻きつけられる回数
k	金属の熱伝導率 [W/mK]
k_{eff}	輻射反射膜(アルミ蒸着 PET フィルム)の面方向の相当熱伝導率 [W/mK]
k_a	アルミ蒸着膜の熱伝導率 [W/mK]
k_p	ポリエステル熱伝導率 [W/mK]
L_i	輻射反射膜がメインタンクの周りに i 回巻きつけられたときの長さ
L	Lorenz 数
N	MLI の層数
P	層間接触圧 [Pa]
Q_s	輻射反射膜の面に沿った熱伝導によりメインタンクがその軸方向単位長さあたりに受ける熱負荷 [W]
q	MLI の面に垂直方向の熱流束 [W/m ²]
q_s	Q_s をメインタンクの軸方向単位長さ当りの表面積で割って得られた熱流束
R	アルミ蒸着膜の電気抵抗 [Ω]
r_0	メインタンクの半径
T	絶対温度 [K]
T_c	低温側境界温度 [K]
T_h	高温側境界温度 [K]
T_i	輻射反射膜の温度でメインタンク外表面に i 回巻かれた位置での値 [K]
T_0	メインタンクの温度 [K]
t_s	輻射反射膜の厚さ [\AA]
t_{ai}	アルミ蒸着膜の厚さ ($i=1,2$ で表裏を区別する)
t_{a1}, t_{a2}	PET フィルムの表裏に真空蒸着されたアルミ蒸着膜の厚さ
t_a	PET フィルムの表裏に真空蒸着されたアルミ蒸着膜の厚さの合計
t_p	PET フィルムの厚さ
t_w	アルミ蒸着膜の質量膜厚 [\AA]

Greek letter

ρ	蒸着膜の電気抵抗率 [Ωm]
σ	金属の電気伝導率

付録2 輻射遮蔽膜のアルミ蒸着膜厚

もくじ

1. 蒸着膜厚の定義

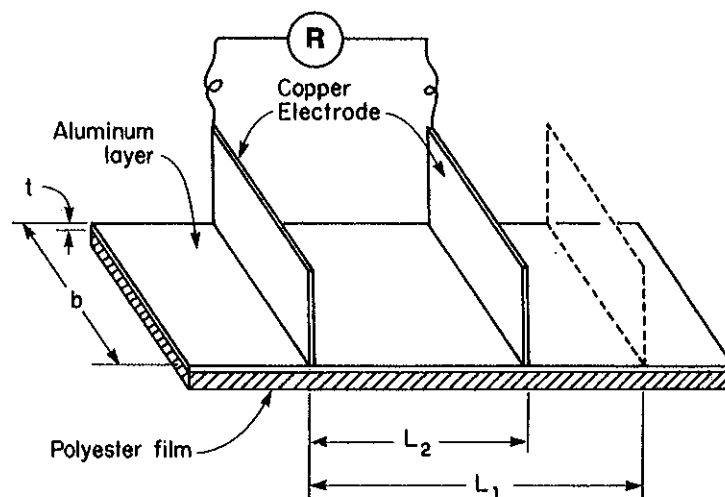
2. デンプル型 MLI サンプルのアルミ蒸着膜

参考文献

1. 蒸着膜厚の定義

アルミ蒸着膜厚は輻射遮蔽膜の輻射率や反射率に影響し、MLI の断熱性能を左右するのでその膜厚について調べた。膜厚の簡便な測定法はその電気抵抗値から推定する方法で、これにより得られた膜厚を抵抗膜厚 t_r と呼ぶことにする。アルミ蒸着膜は厚さが 1000 Å 以下の薄い膜であり、その電気伝導率はバルク金属より低い。これは蒸着膜中の伝導電子が蒸着膜表面で散乱される影響が出るためである。抵抗膜厚 t_r を算出するとき、金属の導電率を使って表面抵抗値から t_r を計算するが、薄膜の導電率が分からないので、バルク金属の導電率を使って計算する。このため、抵抗膜厚 t_r は実際の膜厚よりも薄く計算される。図・付2-1にアルミ蒸着膜の表面抵抗測定器を示した。これは JIS-C2318 のコンデンサ用金属化紙の金属膜抵抗試験法に準拠したものである。¹⁾ この方法では 2 枚の平行電極を用い、その間で蒸着膜の電気抵抗を測定する。測定するアルミ蒸着フィルムの幅は電極の幅と同じにしなければならない。蒸着フィルムはアルミ蒸着機で処理したときのフィルムの端部が含まれないように切り出さなければならない。電極間隔が L_1 、 L_2 のときの電気抵抗値をそれぞれ、 R_1 、 R_2 とし、電極の幅を b 、とすると、蒸着膜の表面抵抗 R_s [Ω] は次式で与えられる。

$$R_s = \frac{b(R_1 - R_2)}{L_1 - L_2} \quad (\text{付 2-1})$$



図・付2-1. アルミ蒸着膜の表面抵抗の測定

バルクアルミの比抵抗を ρ_r ($244 \Omega \text{ \AA}$ at 273K) とすると、抵抗膜厚 t_r は次式で与えられる。

$$t_r = \frac{\rho_r}{R_s} \quad (\text{付 2-2})$$

蒸着膜厚は蒸着されたアルミニウムの質量から算出することができる。この膜厚を質量膜厚 t_w と呼ぶ。アルミ蒸着膜の質量は、ポリエステルフィルムの表面のアルミ蒸着層を水酸化ナトリウム水溶液で湿らせた綿で拭き取り、前後のポリエステルフィルムの質量差 ΔM を精密天秤で測定する方法である。ポリエステルフィルムの面積を S 、バルクアルミの密度を γ_A とすると、質量膜厚は

$$t_w = \frac{\Delta M}{\gamma_A S} \quad (\text{付 2-3})$$

と表すことができる。アルミ蒸着面の輻射特性はその幾何学的厚みによって決まるので、質量膜厚を使う方がよい。図・付2-2は Dimple 型 MLI に使用したポリエステルフィルム上のアルミ蒸着膜の電子顕微鏡写真である。アルミ蒸着フィルムをカッターで切断し、その端部を撮影した。アルミ蒸着膜の比較的平坦

(b) $\times 50,000$

図・付2-2. アルミ蒸着膜の電子顕微鏡写真 膜厚 $\sim 700 \text{ \AA}$
(DAM06-DP06)

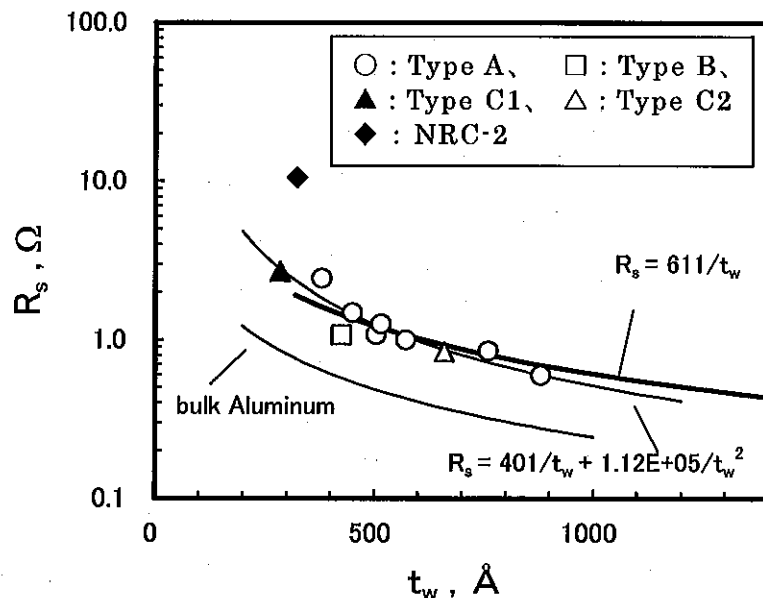
な蒸着層が前方に見えるが、後方には蒸着層が浮き上がったような乱れた部分が見える。これはアルミ蒸着フィルムを切断した時にできたのかまでは確認していない。ただ、前方の比較的滑らかなアルミ蒸着膜の厚さは約 700 Å である。一方、バルクアルミの密度 2.7g/cm^3 を使って計算した DAM06-DP06 の凸側のアルミ蒸着膜厚(質量膜厚 t_w)は表・付2-1の②に示したように 710 Å でほぼ等しい。したがってアルミ蒸着膜はほぼバルクアルミに近い密度を持っていると考えられる。

アルミ蒸着膜厚をモニタするには蒸着膜の電気抵抗を使うのが便利である。そこで図・付2-3に示すように R_s と t_w の関係を調べて式(付 2-4)で示した実験式を作っておき、 R_s から t_w を推定する方法をとった。測定したアルミ蒸着ポリエステルフィルムは第2章の素材比較試験で用いた輻射反射膜で、Type A (株東京金銀紙)、Type B (株東理社)、Type C1、Type C2 (株カネカ)、および SAM の NRC-2 である。株カネカ製のフィルムには、特に蒸着量の少ないサンプルが含まれており、 t_w は 285 Å であった。

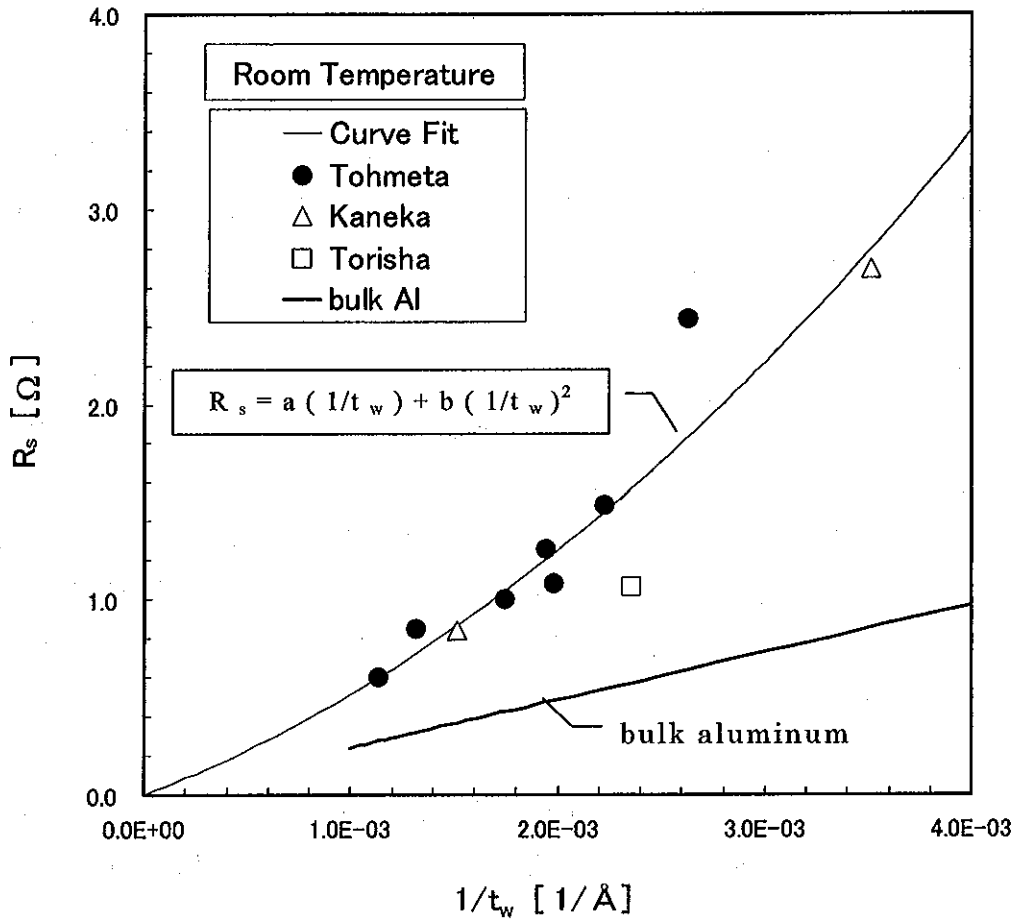
$$R_s = 4.0 \times 10^2 t_w^{-1} + 1.1 \times 10^5 t_w^{-2} \quad (\text{付 2-4})$$

ここで、 R_s 、 t_w の単位はそれぞれ、 $[\Omega]$ 、 $[\text{Å}]$ である。

図・付2-3にバルクアルミの比抵抗を使って、 t_w から R_s を計算した結果を示したが、アルミ蒸着膜の電気抵抗はるかに高いことがわかる。



図・付2-3 アルミ蒸着膜の表面抵抗 R_s と質量膜厚 t_w



図・付2-4. アルミ蒸着膜の表面抵抗と質量膜厚の関係

(R_s の実験式の係数 : $a = 4.0 \times 10^2$ [$\Omega \cdot \text{\AA}$]、 $b = 1.1 \times 10^5$ [$\Omega \cdot \text{\AA}^2$])

2. デンプル型 MLI サンプルのアルミ蒸着膜

表・付2-1に示した4つのサンプルについてその表面抵抗を測定し、質量膜厚 t_w を推定した。測定はフィルムの幅方向に行い、表面抵抗の分布を調べた。この為、効率よく測定が行えるように、電気抵抗測定のための4電極式表面抵抗測定器を製作した。図・付2-5に測定器の概略を示す。アルミ蒸着フィルムの幅は 1000mm あるので、長さ 1000mm のアクリル製サンプルベースを製作し、幅 100mm でアルミ蒸着フィルムの幅方向に切り取ったサンプルをこのベースに乗せて測定した。サンプルベースにはラバーシートを敷き、電極がむらなくアルミ蒸着膜に密着するようにした。電極間隔は 100mm であるのでその範囲の平均表面抵抗が測定される。また、4電極を 50mm のインターバルでずらしていき、表面抵抗の分布を測定した。

表面抵抗の測定結果を図・付2-6に示した。サンプル③の NRC-2 はフィ

ルムの幅が1400mmあり両端を切り落とし、幅1350mmとして測定した。その結果、ディンプル型 MLI のアルミ蒸着面の表面抵抗はほぼ平坦な分布をしていることがわかった。ディンプル型 MLI のアルミ蒸着膜については、表面抵抗が 1.5Ω 以下という仕様で製作している。

サンプル①はディンプルの凸側、凹側ともにこの条件を満たしている。サンプル②はディンプルの凸側がこの条件を満たしており、平均で 7.9Ω である。その凹側はフィルムの両端でその条件を満たしていないが、フィルムの中央±300mmの範囲の平均は 1.2Ω である。

サンプル③の NRC-2 については、蒸着膜の分布はディンプル型のように平坦でなく、かなり変動が有ることが分かった。断熱性能試験用カロリメータに施工する MLI サンプルの幅は860mmあればよい。サンプル③については図・付2-6中で $x=-600\text{mm}$ から $x=200\text{mm}$ の範囲の平均値 1.8Ω をアルミ蒸着膜の表面抵抗とした。

サンプル④については、フィルムの両側とも 1.5Ω の条件を満たしているが、ディンプルの凸側でアルミ蒸着量が非常に多く、平均抵抗値は 0.3Ω であった。

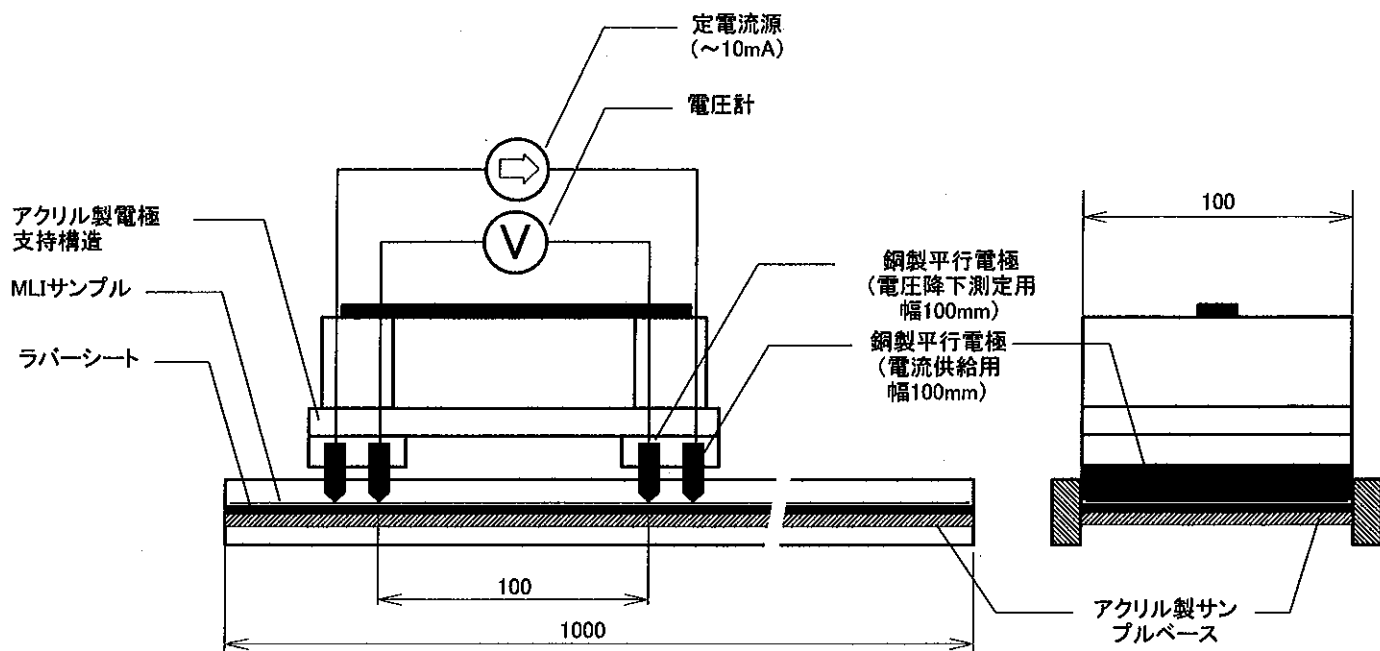
以上の測定で得られた各サンプルの表面抵抗の幅方向平均値を表・付2-1にまとめた。また、この平均抵抗値から、実験式(付 2-4)を使って質量膜厚 t_w を計算したがその数値についても同表にまとめた。

参考文献

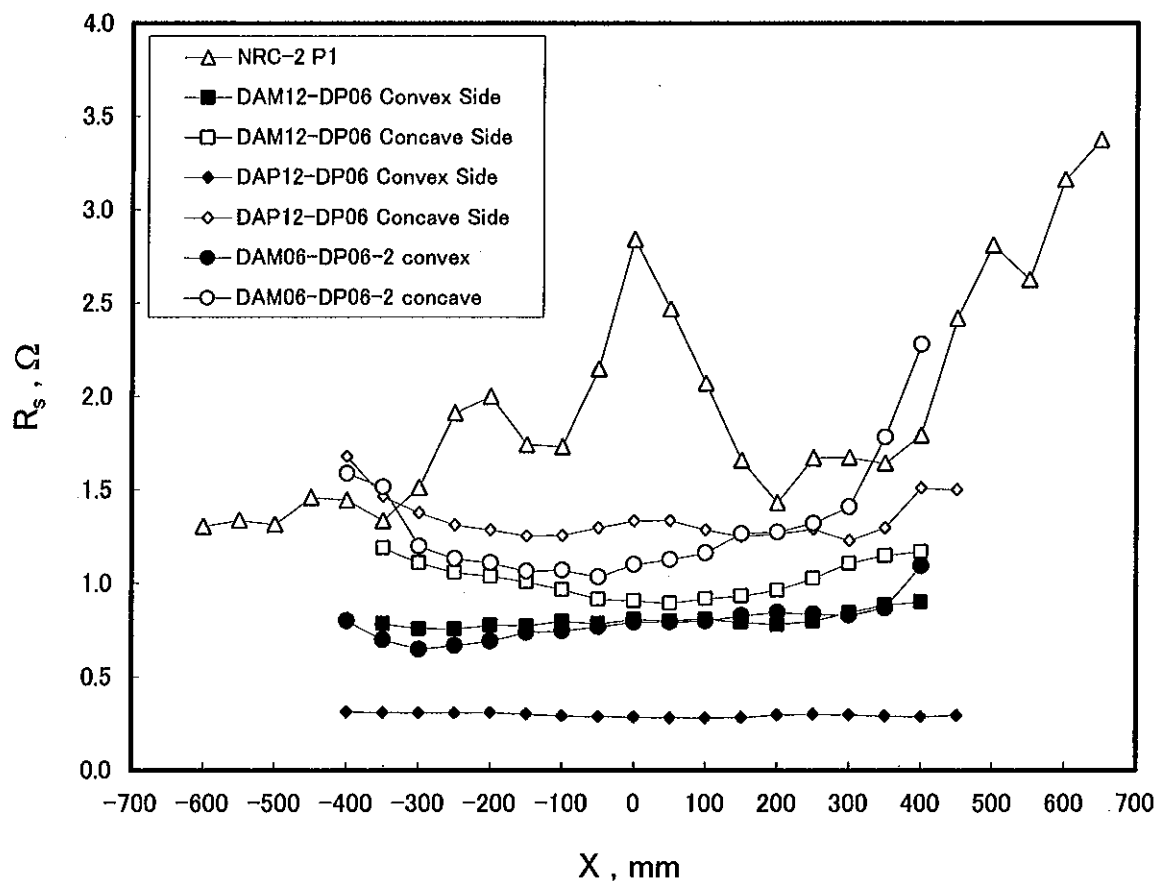
- 1) 日本工業規格、“コンデンサ用金属化紙”、JIS-C2316-1978

表・付2-1. MLI サンプルのアルミ蒸着膜

No.	サンプルコード	アルミ蒸着	アルミ蒸着面の表面抵抗 [Ω]		アルミ蒸着面の質量膜厚 t_w [\AA]	
			凸側	凹側	凸側	凹側
①	DAM12-DP06-1-P	両面	0.80	1.02	7.47×10^2	5.87×10^2
②	DAM06-DP06-2	両面	0.79	1.32	7.59×10^2	4.55×10^2
③	NRC-2	片面	1.80		3.34×10^2	
④	DAP12-DP06-1	両面	0.30	1.35	1.59×10^3	4.46×10^2



図・付2-5. アルミ蒸着ポリエステルフィルム上のアルミ蒸着膜表面抵抗測定器



図・付2-6. アルミ蒸着面の表面抵抗 R_s の分布 (xはアルミ蒸着フィルム幅方向位置)

参考文献

- 1) 日本工業規格、“コンデンサ用金属化紙”、JIS-C2316-1978

記号一覧(付録2)

b	電極の幅 [m]
L_1, L_2	電極間隔 [m]
ΔM	PET フィルム表面のアルミ蒸着層を除去する前後の PET フィルムの質量差 [g]
R_1, R_2	電極間隔が L_1, L_2 のときのアルミ蒸着膜の電気抵抗値 [Ω]
R_s	蒸着膜の表面抵抗 [Ω]
S	ポリエステルフィルムの面積 [m^2]
t_r	アルミ蒸着膜の抵抗膜厚 [\AA]
t_w	アルミ蒸着膜の質量膜厚 [\AA]
x	アルミ蒸着フィルム幅方向位置 [mm]

Greek letter

γ_A	バルクアルミの密度 [g/m^3]
ρ_r	バルクアルミの比抵抗 [$\Omega \text{\AA}$]

付録3 デンプル型 MLI の開発

もくじ

1. スペーサを使用しない MLI の利点
2. デンプル型 MLI
3. デンプル加工と蒸着加工の順番
4. 軽量型 MLI
5. デンプル型 MLI の形式コード

参考文献

1. スペーサを使用しない MLI の利点

MLI の素材試験でスペーサを用いたものと用いないものの性能比較を行った結果、スペーサを用いない MLI の方が断熱性能がいいこと、また真空引きに要する時間が短く、真空タンク内圧力の最終到達値も低いことがわかった¹⁾、

²⁾ 稲井は厚さ $80\ \mu\text{m}$ のグラスファイバースペーサとして利用されているグラスファイバーの熱抵抗を常温から 4.2K の範囲で調べ、MLI の断熱性能に寄与しているのはスペーサの熱抵抗ではなくスペーサと輻射反射膜間の接触熱抵抗であると報告している。³⁾ C.L.Tien も MLI の熱流束の式において伝導項にある相当熱伝導率はスペーサそのものの熱伝導率ではなくスペーサと輻射反射膜の間の接触熱伝達 (interface contact conductance) により支配されると述べている。⁴⁾

隣接する輻射遮蔽膜間でスペーサを入れる場合と入れない場合では、前者の方がスペーサの両面で接触熱抵抗が生まれるので、スペーサが無い場合よりも熱抵抗が 2 倍になるが、スペーサではなく輻射遮蔽膜を挿入しても同じであり、輻射遮蔽効果も持っているので、結局 MLI を輻射遮蔽膜だけで構成する方が有利である。そして、輻射反射膜だけで構成された MLI の必要層数について検討すればよい。また層間接触圧が MLI の自重に支配されている場合、スペーサを挿入することにより間接触圧を増加させることになる。

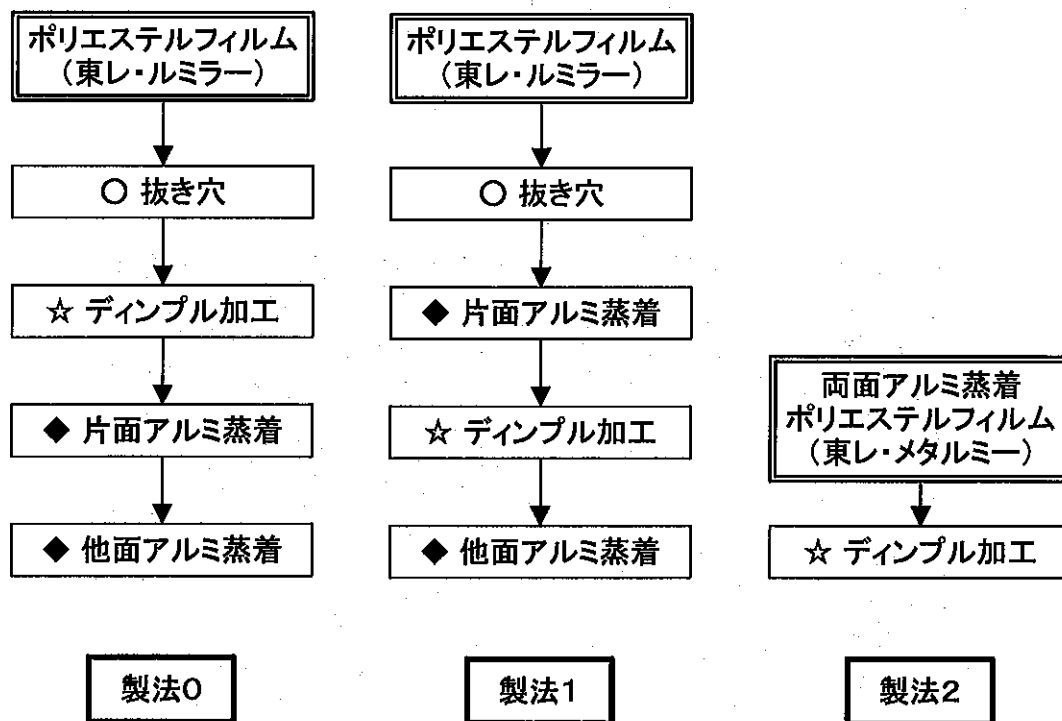
2. デンプル型 MLI

この MLI に使用される輻射遮蔽膜はポリエステルフィルム(マイラー)などに半球状の突起を一定の間隔とパターンで付け、輻射遮蔽膜どうしがお互いの間隔を保ちながら積層されることを狙っている。このためスペーサは使用しない。その製造手順を図・付 3-1 に示したが、開発の初期段階では「製法 0」を目標とした。これはアルミ蒸着ポリエステル (PET) フィルムをデンプル加工するとデンプルのエッジ部分でアルミ蒸着膜に傷がつくので、デンプル加工を先に行い、その後でアルミ蒸着工程を組んだ製法である。この方式ではデンプルを持ったポリエステルフィルムが真空蒸着機の中でアルミ蒸気により過熱され、蒸着直後に巻き取りロールで圧縮されるため半球状突起が潰れてしまうという問題が生じた。この問題を緩和するために、デンプル加工前に片面の蒸着を済ませ、デンプル加工後にもう片面のアルミ蒸着を行うもので、「製法 1」としてデンプル型 MLI の製造方法として採用した。ただし、最後のアルミ蒸

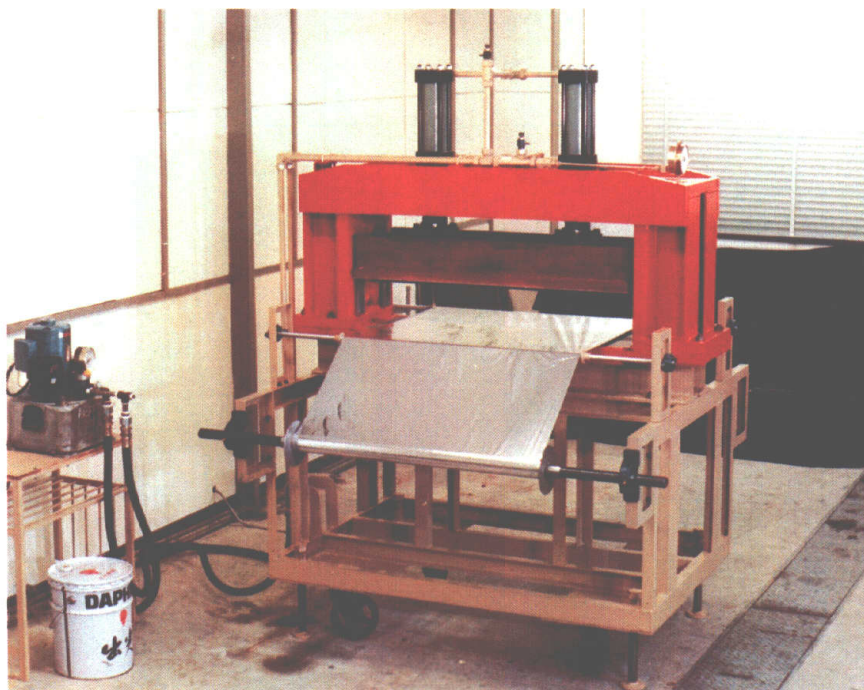
着でディンプルが圧縮される問題があるので、これを緩和するためにディンプルの配置として図・付3-2に示した傾斜パターンを採用した。

ディンプルパターンははじめ、正方形井型パターンを採用した。図・付3-2にはポリエステルフィルムに正方形井型パターンのディンプルを付けるために用いたプレス全景とプレス型の写真(図・付3-3)を示す。プレス型は黄銅製の板にNC加工により15mm間隔の井型パターンで穴をあけ、そこに直径2mmのベアリングボールを埋め込んだ。

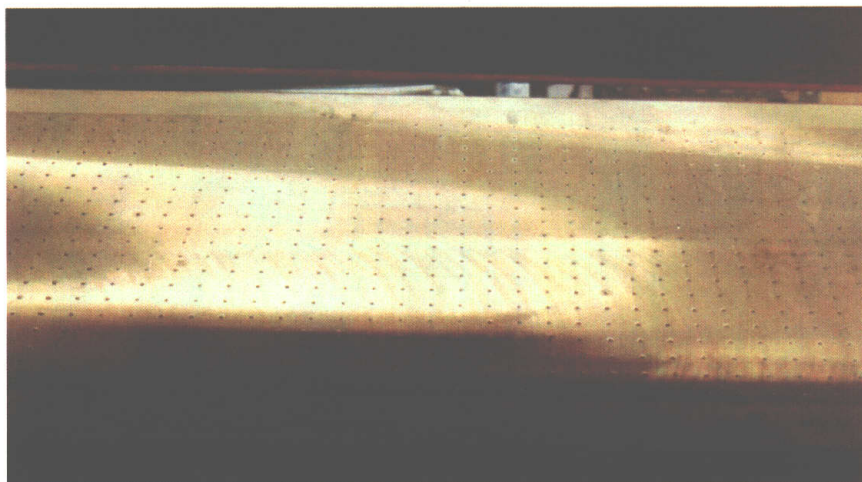
正方形井型パターンを採用したディンプル型MLIでは、その製造段階や保管段階に、ディンプルフィルムをロールに巻き取るとき、ディンプル部分がロールの軸方向の同じ位置で重なるため、ディンプルを潰すことになった。このため、ディンプルフィルムを巻き取った時、それが分散するように傾斜パターンを採用した。傾斜の角度 θ は図・付3-4に示すように $\tan\theta=5$ となるように決定した。



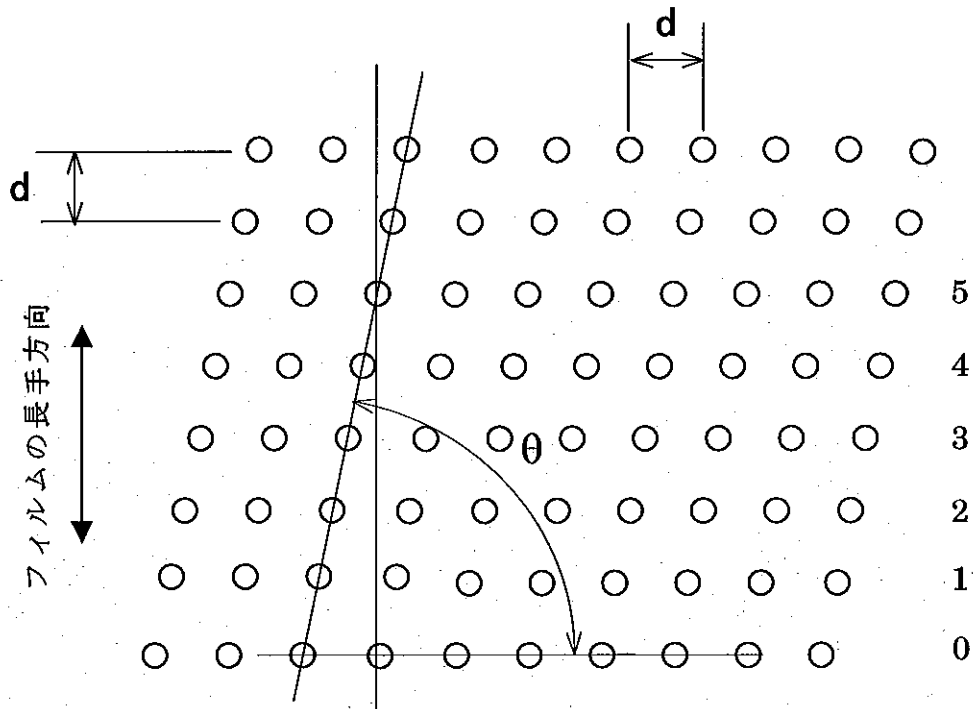
図・付3-1. ディンプル型 MLI の製法



図・付3-2. デンプル加工プレス



図・付3-3. デンプル加工用プレス型
(ラバーヒーターで下から120℃に過熱する。)



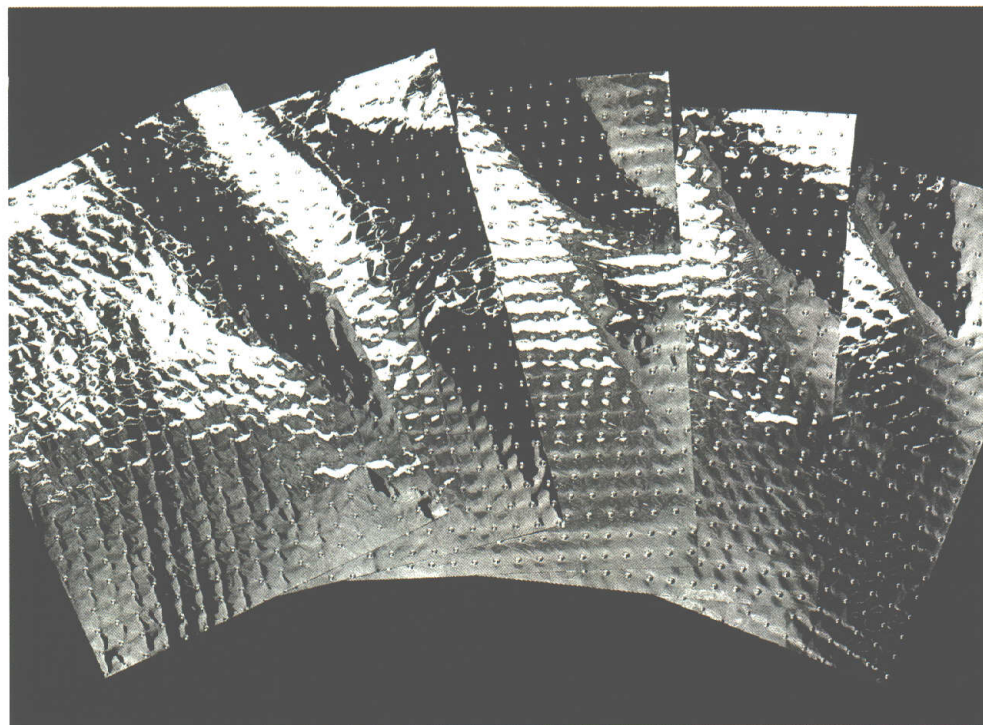
図・付3-4. デインプルの傾斜パターン

($\tan\theta = 5$ 、 d はデインプルピッチで 12mm、6mm など)

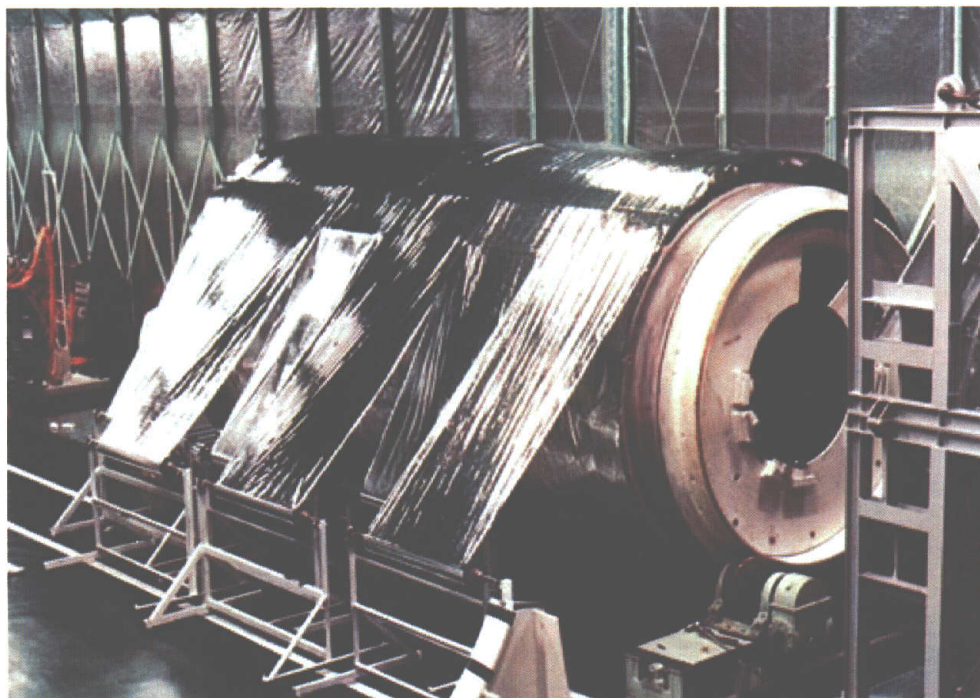
3. デインプル加工と蒸着加工の順番

厚さ $12\mu\text{m}$ のポリエステルフィルムを使い「製法1」で製作した傾斜パターンデインプルフィルムを図・付3-5に示す。この MLI は高エネルギー物理学研究所(当時)のトリスタンリングに設置された TOPAZ 薄肉超伝導ソレノイド磁石に適用した。^{5), 6)} (図・付1-6)

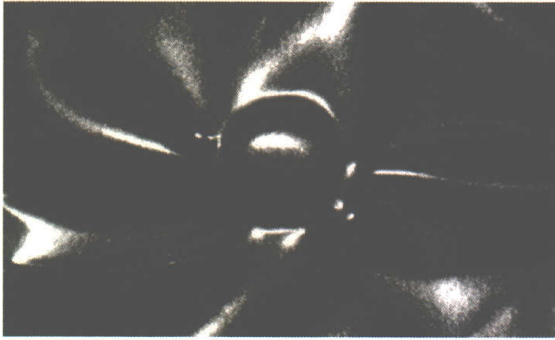
さらに「製法1」の問題はデインプルフィルムを巻き取ったロールの外径が大きくなり、アルミ蒸着機内にセットするにはフィルムの長さを数100メートルに制限しなければならない点である。アルミ蒸着機からロールを出し入れするには、アルミ溶融炉の加熱冷却、真空排気と真空ブレークの作業が必要であり、1回のアルミ蒸着工程での収量が少なくなることは断熱フィルムの製造コストを高くする要因であった。したがって図・付3-1に示した「製法2」ではデインプル加工工程をアルミ蒸着工程の後にすることでコストアップを解消しようとする製法である。この製法ではコンデンサ用として一般に製造しているアルミ蒸着ポリエステルフィルムが使用できる。ただし、デインプル加工により、デインプルの山の裾野でアルミ蒸着膜に傷がつくが、これを顕微鏡で見ると非常に多数の微細な切れ目であることがわかる。(図・付3-7)



図・付3-5. 12mm ピッチ傾斜パターンを持つデンプル型 MLI
(DAM12-DP12-1-P: TOPAZ 薄肉超伝導ソレノイド磁石に適用)



図・付3-6. デンプル型 MLI の TOPAZ 薄肉超伝導ソレノイド磁石
(高エネ研・トリスタン向け、 MLI:DAM12-DP12-1-P)



× 1 0 (反射光)



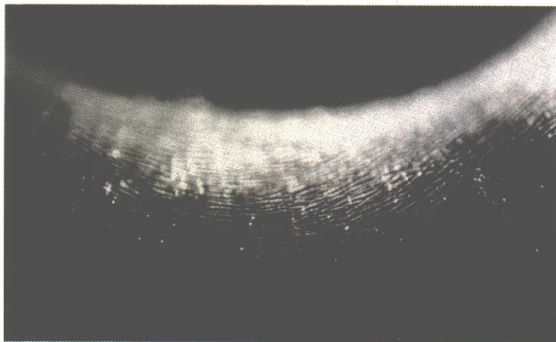
× 1 0 (反射光)



× 1 0 (透過光)

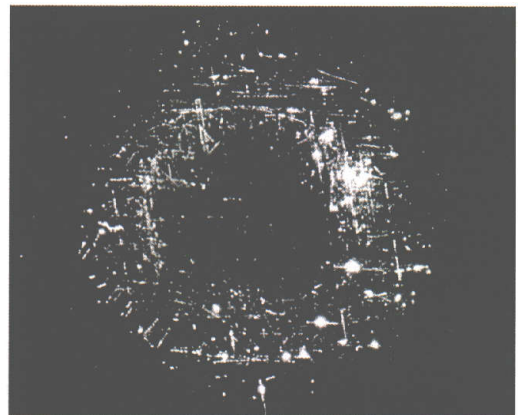


× 1 0 (透過光)



× 1 0 0 (透過光)

(a) Dimpled after Aluminized
DAM06-DP06-2



× 4 0 (透過光)

(b) Aluminized after Dimpled
DAM12-DP06-1

図・付 3 - 7 . 輻射反射膜のディンプル部の拡大写真

図・付3-6 厚さ $6\mu\text{m}$ のポリエステルフィルムに「製法2」で加工したディンプル部の拡大写真を示した。ディンプルの裾の部分でアルミ蒸着膜に円周状の短い切れ目(スリット)が多数生じており、背後の光がディンプルのまわりにリング状に透過しているのがわかる。また同図には厚さ $12\mu\text{m}$ のポリエステルフィルムに「製法1」で加工したディンプル部の拡大写真を示した。ディンプル部には平坦部には無い光を透過するキズがあるが、「製法2」のディンプルと比較すると透過光ははるかに少ない。

4. 軽量型 MLI

「製法2」を採用したディンプル型 MLI は厚さ $6\mu\text{m}$ のポリエステルフィルムをベースに作られたもので、フィルムの面密度を下げ、層間接触圧を小さくすることを狙ったものである。ディンプル部にアルミ蒸着に傷が存在するが、断熱性能に影響するほどのものであるかも確認することにした。また、コストアップ要因である抜き穴も付けなかった。この断熱フィルムの厚さが $6\mu\text{m}$ であり薄いので、厚さ $12\mu\text{m}$ の場合よりも熱的ダメージが大きいと予想され、この断熱フィルムは製法2で製作することにした。

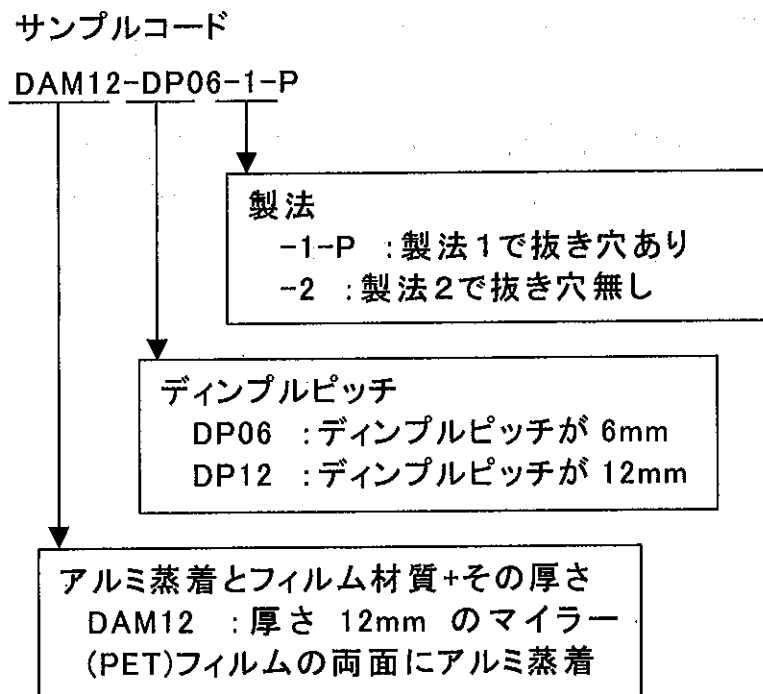


図・付3-8. 厚さ $6\mu\text{m}$ のポリエステルフィルムを使用した軽量型 MLI (6mm ピッチ傾斜パターン、DAM06-DP06-2)

デインプルフィルムを真空蒸着機の中でアルミ蒸着する場合、フィルムを溶融アルミの坩堝の上で高速に走らせる。このときフィルム面にデインプルのような突起があるとデインプルの一部に蒸着されない部分ができる。これはアルミの蒸気がデインプルフィルムに対して相対的に斜め方向から入射してくるからで、デインプルの山の陰がアルミ蒸着されない。このため「製法0」と「製法1」では、2回目にデインプルフィルムを逆方向に走らせる蒸着工程を組み、デインプルの全面がアルミ蒸着されるようにした。(PET フィルムの両側をそれぞれ2回蒸着している) デインプル付輻射遮蔽膜は両面アルミ蒸着であるため、製法0の場合、真空蒸着工程を4回組む必要があり、そのつど蒸着機の真空を破りデインプルフィルムロールを送り出し側へ戻した。これらの工程を組むことは、デインプルフィルムの製造コストを上げる要因になった。

5. デインプル型 MLI の形式コード

以上に説明した製法と PET フィルムの厚さを使い、デインプル型 MLI の形式を区別するコードを図・付1-9のように定義する。



図・付3-9. デインプル型 MLI の形式コード

表・付3-1. MLI サンプル

No.	サンプルコード	輻射遮蔽膜のプラスチック材料と厚さ	面密度 [Pa]	Dimple ピッチ [mm]
①	DAM12-DP06-1-P	PET、12 μm^t	0.171	6
②	DAM06-DP06-2	PET、6 μm^t	0.084	6
③	NRC-2	PET、1/4 mil	0.081	(crinkled)
④	DAP12-DP06-1	PPS、12 μm^t	0.163	6

表・付3-2. MLI サンプルのアルミ蒸着膜

No.	サンプルコード	アルミ蒸着	アルミ蒸着面の表面抵抗 [Ω]		アルミ蒸着面の質量膜厚 $\cdot t_w$ [\AA]	
			凸側	凹側	凸側	凹側
①	DAM12-DP06-1-P	両面	0.80	1.02	7.0×10^2	5.8×10^2
②	DAM06-DP06-2	両面	0.79	1.32	7.1×10^2	4.8×10^2
③	NRC-2	片面	1.80		3.9×10^2	
④	DAP12-DP06-1	両面	0.30	1.35	1.6×10^3	4.7×10^2

なお、デンプル型 MLI の開発におけるデンプル加工とアルミ蒸着加工は東洋メタライジング(株)三島工場が担当した。サンプル②の製造は東洋メタライジング(株)の営業窓口である泉株式会社が担当した。

参考文献

- 1) 大森隆夫、平辰二、伊集院郁彦、“真空多層断熱材の断熱性能”、第27回低温工学研究発表会、1981.11.5、B2-4, p60
- 2) T. Ohmori et al., “Thermal Performance of Candidate SSC Magnet Thermal Insulation Systems”, *Advances in Cryogenic Engineering*, vol.33, 1988, p323-331
- 3) 稲井信彦、“多層断熱に関する研究”、日本機械学会論文集、43 卷 365 号(昭52-1)p217-224
- 4) C. L. Tien and G. R. Cunnington, “Cryogenic Insulation Heat Transfer”, *Advances in Heat Transfer*, Vol. 9, 1976, p391
- 5) A. Yamamoto, T. Mito, H. Kimura, T. Haruyama, H. Inoue, H. Yamaoka, E. Shiba, H. Kichimi and Y. Doi, T. Ohba and T. Ohmori, “Cryogenic Characteristics of The TOPAZ Thin Superconducting Solenoid”, *Advances in Cryogenic Engineering Conference*, vol. 33, 1988, p533
- 6) T. Ohmori, M. Tsuchiya, T. Taira, M. Takahashi, A. Yamamoto, H. Hirabayashi, “Multilayer Insulation with Aluminized Dimpled Polyester Film”, *Eleventh International Cryogenic Engineering Conference (ICEC11)*, April 22, 1986

付録4 Cunnington の Flat Plate Calorimeter による熱流束測定

もくじ

1. Flat Plate Calorimeter における層間接触圧
 - 1-1. はじめに
 - 1-2. 水平円筒まわりの MLI の熱流束を推定する方法
 - 1-3. ロードセルによる圧縮圧の測定
 - 1-4. ロードセルの測定精度
 - 1-5. 低圧用ロードセルへの交換
 - 1-6. 層間接触圧測定の方策
 - 1-7. MLI と境界面の接触の問題
2. G. R. Cunnington らによる MLI の熱流束測定試験結果

参考文献

1. Flat Plate Calorimeter における層間接触圧

1-1. はじめに

Cunnington が Flat Plate Calorimeter を使って取得した MLI の熱流束データを使って水平円筒の MLI の性能を推定する方法述べる。その方法は水平円筒における MLI 中の平均層間接触圧に等しくなるように、flat panel calorimeter における MLI サンプル中の平均層間接触圧を設定して熱流束データを取得するものである。取得したデータが推定値である。問題は、設定すべき層間接触圧が精度よく測定でき、実験条件が調整可能かという点にある。Cunnington らが測定した層間接触圧は水平円筒まわりの MLI 中で発生するものよりも10から100倍高い範囲で測定している。このため使用したロードセルを低荷重用に取り替える必要がある。ただロードセルは MLI の圧縮圧だけでなく、サンプルを乗せている lower hot plate の荷重も同時に測るので、あつたとしても低荷重用のロードセルを使えるかどうかという懸念がある。

1-2. 水平円筒まわりの MLI の熱流束を推定する方法

水平円筒まわりの MLI の平均層間接触圧 P_{AVE} は

$$P_{AVE} = (N+1)w \quad (\text{付 4-1})$$

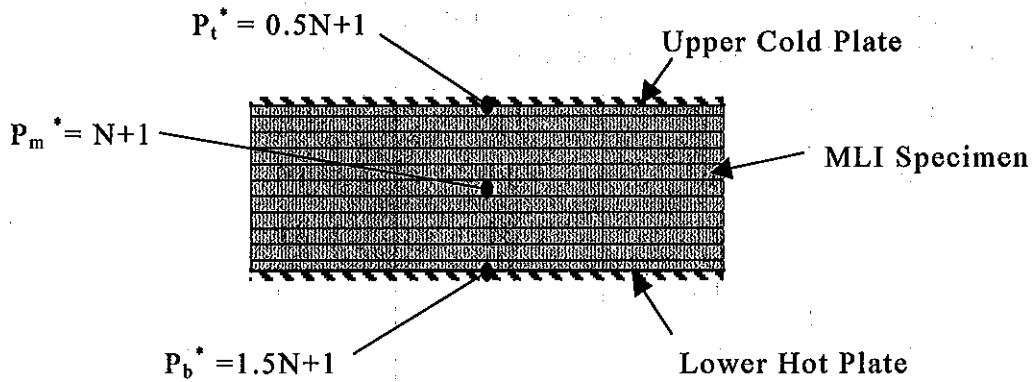
ここで w は1層あたりのフィルム密度である。Flat Plate Calorimeter で試験する MLI サンプルの平均接触圧を P_m とし、 P_m が P_{AVE} に等しいとき、Flat Plate Calorimeter で得られた実験値が水平円筒まわりの MLI の熱流束とみなす。

$$P_{AVE} = P_m \quad (\text{付 4-2})$$

式(付 4-1)と(付 4-2)から、MLI 熱流束測定試験の条件は

$$P_m = (N+1)w \quad (\text{付 4-3})$$

となる。



図・付4-1 Flat Plate Calorimeter 中の MLI サンプルと層間接触圧

1-3. ロードセルによる圧縮圧の測定

Flat Plate Calorimeter では MLI の圧縮圧は MLI サンプルの底面、すなわち lower hot plate に取り付けられたロードセルで測定している。これを P_b とすると、

$$P_b = P_m + 0.5Nw \quad (\text{付 4-4})$$

式(3)、(4)から

$$P_b = \left(\frac{3N}{2} + 1\right)w \quad (\text{付 4-5})$$

また、MLI サンプルの最上面では upper cold plate との間に接触圧 P_t が発生している。

$$P_t = \left(\frac{N}{2} + 1\right)w \quad (\text{付 4-6})$$

式(6)から P_t はゼロにはならないので MLI サンプルと upper hot plate との間は非接触になってギャップができることはない。

Cunnington らの $N=10$ 層の実験では、サンプル1の場合 $w=0.207\text{Pa}$ なので、 P_b は

$$P_b = 16 \times 0.207 = 3.31\text{Pa} = 1.45 \times 10^{-4} \times 3.31 = 4.8 \times 10^{-4}\text{psi} \quad (\text{付 4-7})$$

表・付4-1 水平円筒まわりの MLI の熱流束を予測するための実験
Flat Plate Calorimeter の MLI サンプルに発生する層間接触圧

N , Layers	P_t^*	P_m^*	P_b^*
10	6	11	16
20	11	21	31
30	16	31	46
40	21	41	61
50	26	51	76
60	31	61	91
70	36	71	106

Cunnington らの実験では、層間接触圧を 10^{-3} psi から 0.1psi までの2桁の範囲で測定している。(7)式で求められた圧力はこの範囲よりも1桁低い領域にある。Cunnington らの実験データから水平円筒まわりの MLI の熱流束を予測するには、Cunnington らが得た性能曲線を低温側へ延長しなければならないので、十分な精度で性能を推定することはできない。

Cunnington らのレポートでは層間接触圧が 10^{-3} psi のとき、層間接触圧の測定精度は±50%と報告している。(Fig. 3-6, p3-29)

Cunnington らは N=20 層でも実験を行っているが、この場合の P_b の値は、サンプル1の場合 9.3×10^{-4} psi であり、 1×10^{-3} psi を超えていない。

$$P_b = 31 \times 0.207 = 6.42 \text{ Pa} = 1.45 \times 10^{-4} * 6.42 = 9.3 \times 10^{-4} \text{ psi} \quad (\text{付 4-8})$$

N を変えたときの、 P_b の値をサンプル1について表・付4-2に整理した。表・付4-2に示すように、Cunnington の flat plate calorimeter で N が50層以上の実験を行えば、ロードセルは測定範囲の中で測定ができるようになるので、水平円筒まわりの MLI が層数 N として50以上の場合にいい推定データが得られたであろう。N=40 の場合には、まだ測定精度は十分とは言えない。

表・付4-2 Flat Panel Calorimeter 中の MLI の底部における層間接触圧

N	$P_b, \times 10^{-4}\text{psi}$	N	$P_b, \times 10^{-4}\text{psi}$
10	4.8	50	22.8
20	9.3	60	27.3
30	13.8	70	31.8
40	18.3		

1-4. ロードセルの測定精度

Cunnington らの報告書ではロードセルは strain-gage-type load cell で測定精度は $\pm 0.1 \text{ LBS} (\pm 0.4\text{N})$ と記載してある。(page 3-6) この荷重の測定精度を flat plate calorimeter における圧力 ΔP に換算し、MLI の圧縮圧 P_b との比を調べてみる。

$$\Delta P = \pm 0.4\text{N} / 0.129\text{m}^2 = \pm 3.1\text{Pa} \quad (\text{MLI サンプルの直径は } 406\text{mm})$$

(付 4-9)

サンプル1の MLI について $N=40$ 層の試験を行うとき、圧縮圧 P_b は $18.3 \times 10^{-4}\text{psi} (12.6\text{Pa})$ であるから、ロードセルの測定精度は

$$\Delta P / P_b = \pm 3.1\text{Pa} / 12.6\text{Pa} = 24.6\% \quad (\text{付 4-10})$$

同様に $N=10$ 層の場合、圧縮圧 P_b は $4.8 \times 10^{-4}\text{psi} (3.31\text{Pa})$ であるから

$$\Delta P / P_b = \pm 3.1\text{Pa} / 3.31\text{Pa} = 93.7\% \quad (\text{付 4-11})$$

となり、両者とも非常に悪い精度である。

1-5. 低圧用ロードセルへの交換

Cunnington らの実験は圧縮圧が高い領域の熱流束データを取得しようとしている。またロードセルの測定範囲も2桁に及んでいるので、 $1 \times 10^{-3}\text{psi}$ 以下の低圧域では測定レベルの低いものに変える必要がある。ただしロードセルにかかる荷重にはヒーターなどを組み込んだホットプレートも含まれる。MLI の圧縮による荷重 W_b とホットプレートの重量 W_h との比が小さいと精度のいい

測定はできない。

N=40 層の場合を例にとってこの比を計算してみる。MLI サンプルは直径 16in(406mm)であるので、面積は 0.129m^2 となる。

$$W_b = 18.3 \times 10^{-4} \text{psi} \times 6.895 \times 10^3 \text{Pa/psi} \times 0.129\text{m}^2 = 1.64\text{N} = 0.167\text{kg}$$

(付 4-12)

ホットプレートの重量は、ヒータープレート(銅製?)と Rigid Thermal Insulation および枠構造の合計になるが、仮に厚さ $h=6\text{mm}$ 、直径 $D=406\text{mm}$ の銅製円盤の2倍として計算すると

$$W_h = \gamma \pi D^2 / 4 \times h \times 2 = 13.9\text{kg} \quad (\text{銅の比重量 } 8960\text{kg/m}^3) \quad (\text{付 4-13})$$

W_b を3%の精度で測定しようとする。 $\Delta W_b = 0.005\text{kg}$ である。ロードセルに要求される測定精度は

$$\Delta W_b / (W_b + W_h) = 0.005 / (0.167 + 13.9) = 0.036\% \quad (\text{付 4-14})$$

となり、きわめて現実性のない小さな値である。

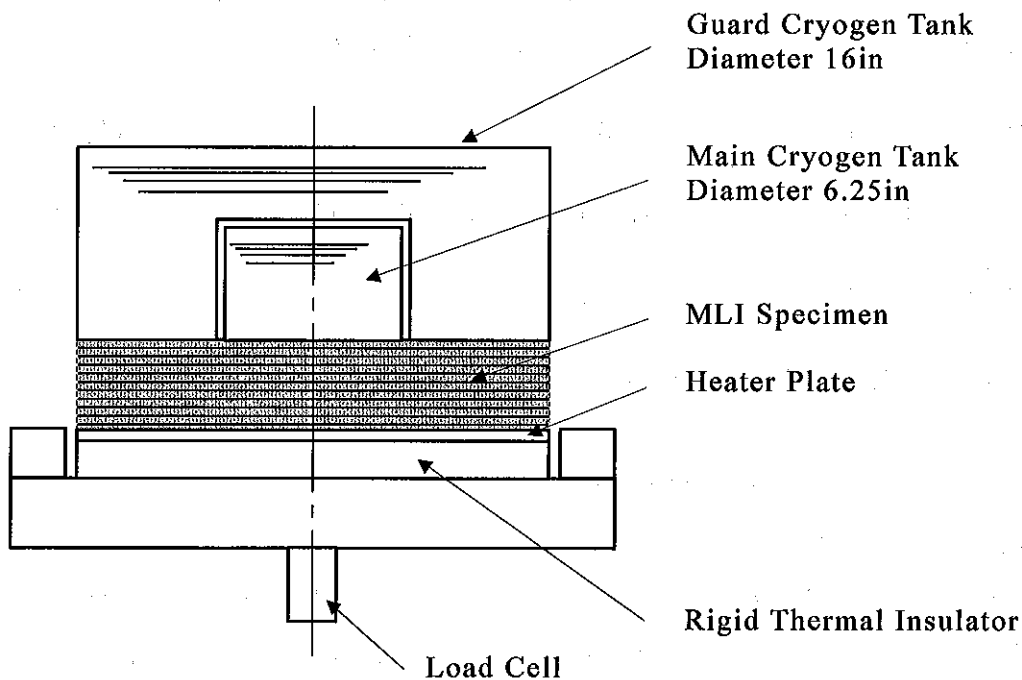


図2. Flat Plate Calorimeter

1-6. 層間接触圧測定の方策

接触圧は層密度から間接的に測定したほうがよい。この為にはスタックテストにより、層密度と層間接触圧の関係を得ること。Cunnington の装置には、側面に3つのビューポートがあり、MLI の厚さをカセットメータで測定できる。MLI の全厚さが「層間接触圧の平均値が $(N+1)w$ になるようにホットプレートの高さを調整する。

あるいは Guarded Cylindrical Calorimeter を使用して層密度を調整して MLI の熱流束を測定する。

1-7. MLI と境界面の接触の問題

自重で圧縮されている MLI は高温面あるいは低温面のどちらかが MLI の外表面と接触していないと考えられる。このとき、境界面との間に真空空間が存在していることになる。この真空空間が断熱に寄与する場合がある。MLI は自重レベルの圧縮を受けても層間接触熱伝達は輻射熱伝達と同程度、あるいはそれ以上、熱流束に寄与する。このような場合は MLI の熱抵抗が相対的に低くなり、真空空間が全体の熱流束に寄与することになる。したがって、MLI が境界面に接触するようなクライオスタットの設計をすると、熱流束が増大する場合がある。自重による圧縮は避けられないので、避けるべきは MLI 外表面と境界面との接触である。(高温側表面と高温面との間の接触など)

熱流束測定試験についていえば、Vertical Cylindrical Calorimeter では高温境界面と MLI が非接触である、Flat Panel Calorimeter では高温面と低温面のどちらも境界面に接触している。この点からいえば自重で圧縮を受けている MLI の熱流束を試験するためには Vertical Cylindrical Calorimeter でなければならない。境界面の中で MLI が強く圧縮を受けている場合の試験は Flat Panel Calorimeter でなければならない。

2. G. R. Cunningtonらによる MLI の熱流束試験結果

G. R. Cunningtonらは Flat Plate Calorimeter を用い4つの MLI サンプルについてその熱流束と層間圧縮圧の関係を実験的に調べた。彼らの実験結果から層間接触圧が $(N+1)w$ のときの熱流束を調べ、その値を彼らを使用した MLI を水平円筒まわりに巻きつけたときの熱流束であると考えることができる。本節ではこの考えに従って、水平円筒まわりに MLI を巻きつけた場合の熱流束が、実験室規模の小型カロリメータで得られた熱流束データを用いて推定する方法を明らかにする。

Cunningtonらの MLI サンプルは表・付4-3に示すように4種類であり、サンプル3はしわ付け型 MLI でスペーサを使用していないが、その他のサンプルは silk net や tissuglass などのスペーサを用いた MLI である。MLI サンプルは円形の高温板の上に積層し、上部の低温板の間に挟んで圧縮する。圧縮する圧力は底部の高温板に取り付けられたロードセルで測定している。図・付4-3に MLI の圧縮圧 P と熱流束 q を示す。この図・付4-3の4つの曲線は、彼らの研究のまとめとして描かれた熱流束曲線である。各サンプルの層数はいずれも10層である。表・付4-3の w は筆者が計算したスペーサも含めた1層あたりの断熱層の面密度 w である。彼らは下部の高温板からスペーサ、アルミ蒸着輻射反射フィルム、スペーサ、 \dots の順で積層し、第10層目のアルミ蒸着輻射反射フィルムの上にさらにスペーサを乗せ、上部の低温板とアルミ蒸着輻射反射フィルムが直接接触しないようにしている。したがって、スペーサの層数は11層で1層多い。表・付4-3の w は MLI サンプルの総重量をサンプルの面積と10で割った値である。

Cunningtonらはロードセルで測定した荷重を MLI サンプルの面積で割った値を MLI の圧縮圧と考えているので、MLI の重量については考慮していない。これは彼らの実験が比較的高い層間接触圧領域で行っているためである。圧縮圧が低い場合にはロードセルの測定誤差のため精度よい測定ができないので、低い圧縮圧については MLI の重量の半分から圧縮圧を計算している。したがって、図・付4-3の横軸 P は MLI サンプル中の層間接触圧の平均値と考えてよい。温度条件は、高温板の温度は 278K であるが、低温板の温度は 77K あるいは 20K の2種類にしている。ただし、熱流束 q は低温板温度を変えても有意な差は見られなかったと報告している。

図・付4-4に P が $(N+1)w$ すなわち $11w$ のときの熱流束 q をそれぞれのサンプルについて求めた結果を示した。またその数値について表・付4-4にまとめた。 P が $11w$ のときの値は Cunnington らが実験した圧力範囲よりも低く、彼らのデータを外挿しないと熱流束 q を求めることができない。従って、精度のよい推定を行うためには、層間接触圧レベルが $(N+1)w$ 程度で MLI の熱流束データを得る必要がある。前述したように層間接触圧が低い場合には熱流束 q の層間接触圧依存性が高いので、この領域で精度のよい実験をする必要がある。

4つのサンプルについて水平円筒まわりに施工した場合の熱流束推定値はいずれも $1\text{W}/\text{m}^2$ 以下である。筆者が縦型円筒式カロリメータ (Vertical Cylindrical Calorimeter) で得たディンプル型 MLI の実験データに基づいて推定した値は、 N が 10 層のとき $1.9\text{W}/\text{m}^2$ であった。⁷⁾ このことについては第9章で述べる。

Cunnington らの4つのサンプルの熱流束 q は

$$q = aP^b \quad (\text{付 4-15})$$

で表すことができる。サンプル3の熱流束曲線は P が 30Pa 以上で熱流束の接触圧依存性がさらに高くなっている。層間接触圧 P が 30Pa 以下の領域で式 (付 4-15) の係数 a 、 b を各サンプルについて求め、表・付4-3にまとめた。いずれのサンプルについても係数 b は1より小さい値であり、熱流束 q の層間接触圧依存性は P が小さくなればなるほど大きくなることを示している。

図・付4-4の横軸を無次元接触圧パラメータ P^* で表したのが図・付4-5である。 $P=(N+1)w$ のときの熱流束推定値は $P^*=N+1$ の同じ垂直線上に並ぶので、熱流束の推定、異なるサンプルごとの性能比較が容易である。

表・付4-3. Cunnington の実験で用いられた MLI サンプル

Sample No.	Reflective films and spacers	Specific weight w , Pa	Coefficient a in eq.(4-15) $[W/m^2]$	Coefficient b in eq.(4-15)
1	10 DAMs + 22 Silk Nets	2.07	0.69	0.31
2	10 DGMs + 22 Silk Nets	2.62	0.53	0.42
3	10 crinkled SAMs	0.83	0.87	0.22
4	10 DAMs + 11 Tissuglass	1.17	0.57	0.57

DAM ; double aluminized mylar, DGM ; double goldized mylar
SAM ; single aluminized mylar

表・付4-4 水平円筒まわりに適用した場合の熱流束の推定値

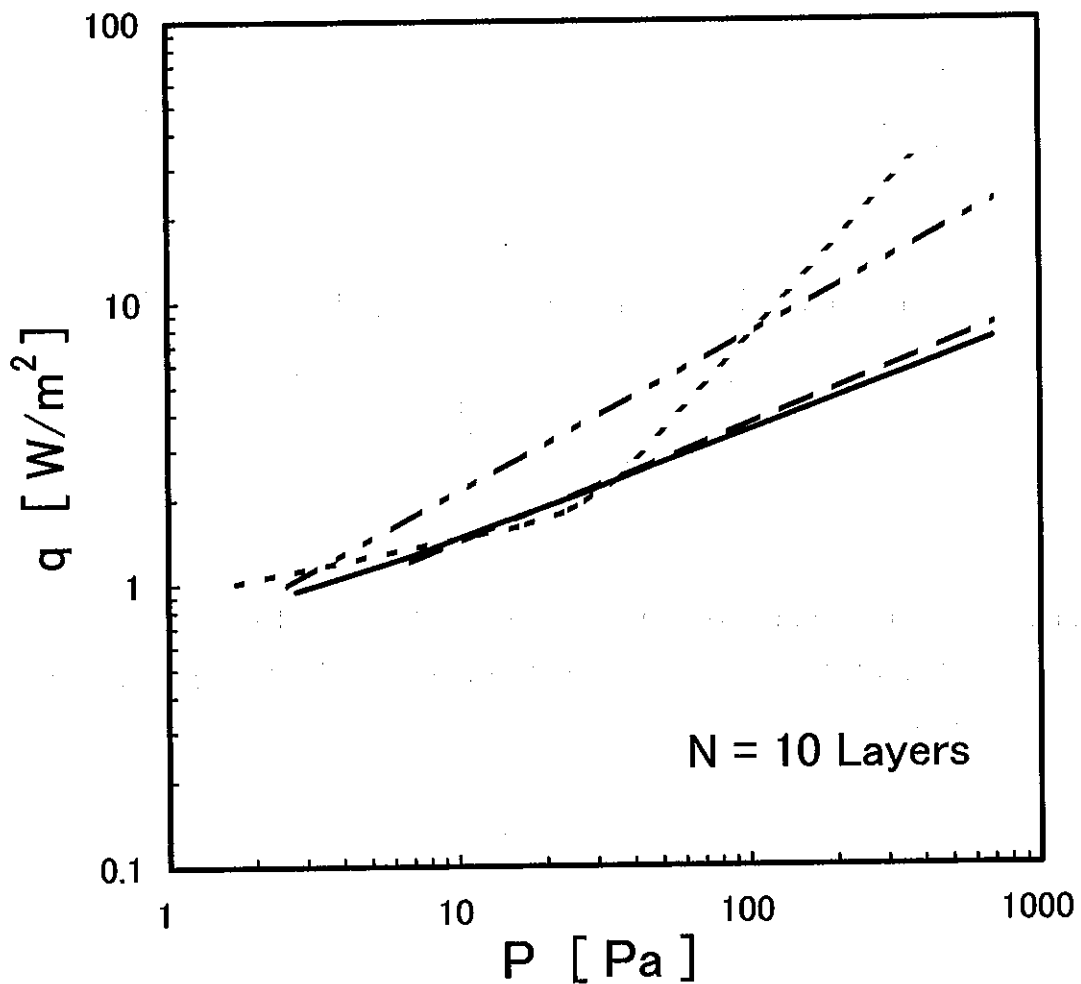
Sample No.	Contact pressure P at $11w$ [Pa]	Predicted thermal performance q $[W/m^2]$
1	2.28	0.89
2	2.88	0.82
3	0.91	0.85
4	1.29	0.66

Cunningtonらの Flat Panel Calorimeter では MLI の接触圧を MLI の下にある高温板に取り付けたロードセルで測定しているので、MLI 圧縮する力と高温板の重量の合計を計っている。したがって、MLI の圧縮が自重によって支配される領域では MLI の層間接触圧を精度よく測定することができない。また、この圧力域では高温板と低温板との間で MLI を圧縮する状態ではないので、MLI の上面と低温板との間が離れ、低温板は側面方向からの輻射熱伝達な

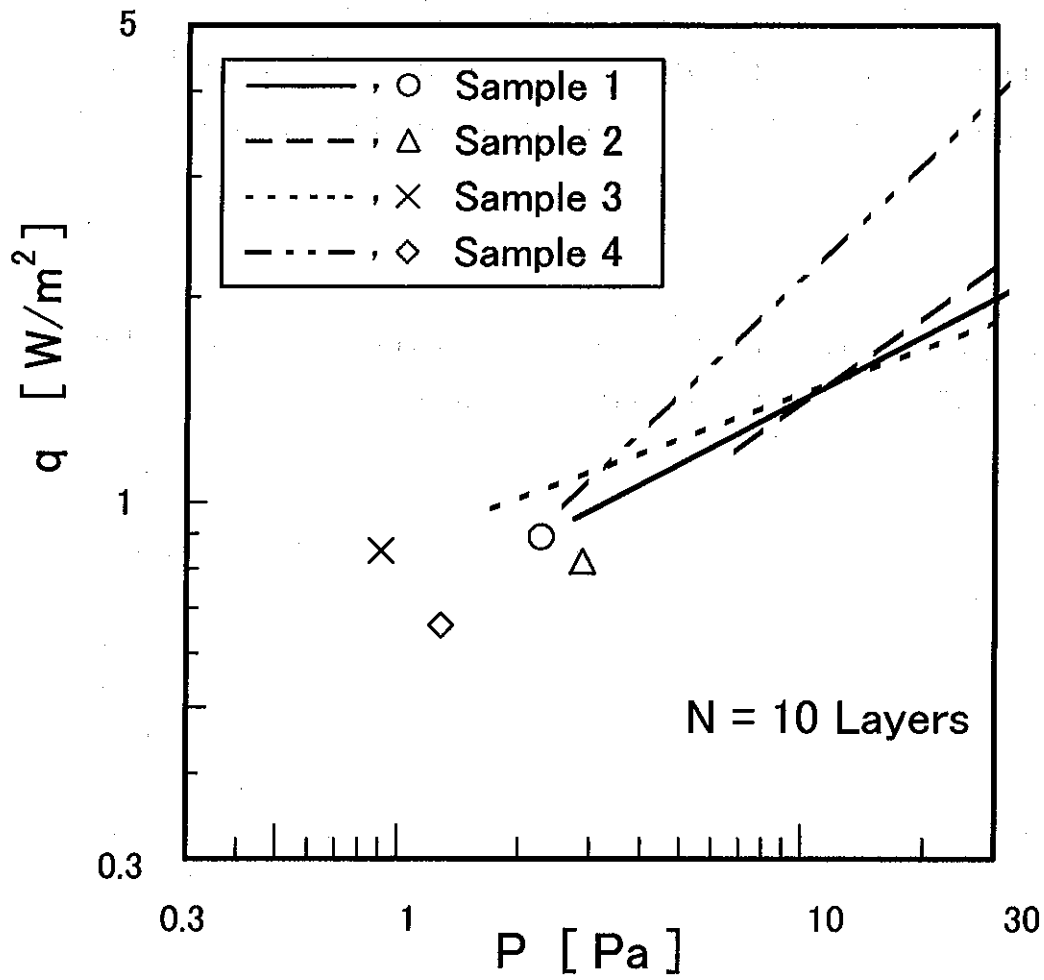
ど外乱を受けることになり、MLI を通した熱伝達を精度よく測定することができなくなる。以上のことから、MLI の層間接触圧が MLI の自重により支配される領域での熱流束の測定には Flat Panel Calorimeter は適当ではないことがわかる。

参考文献

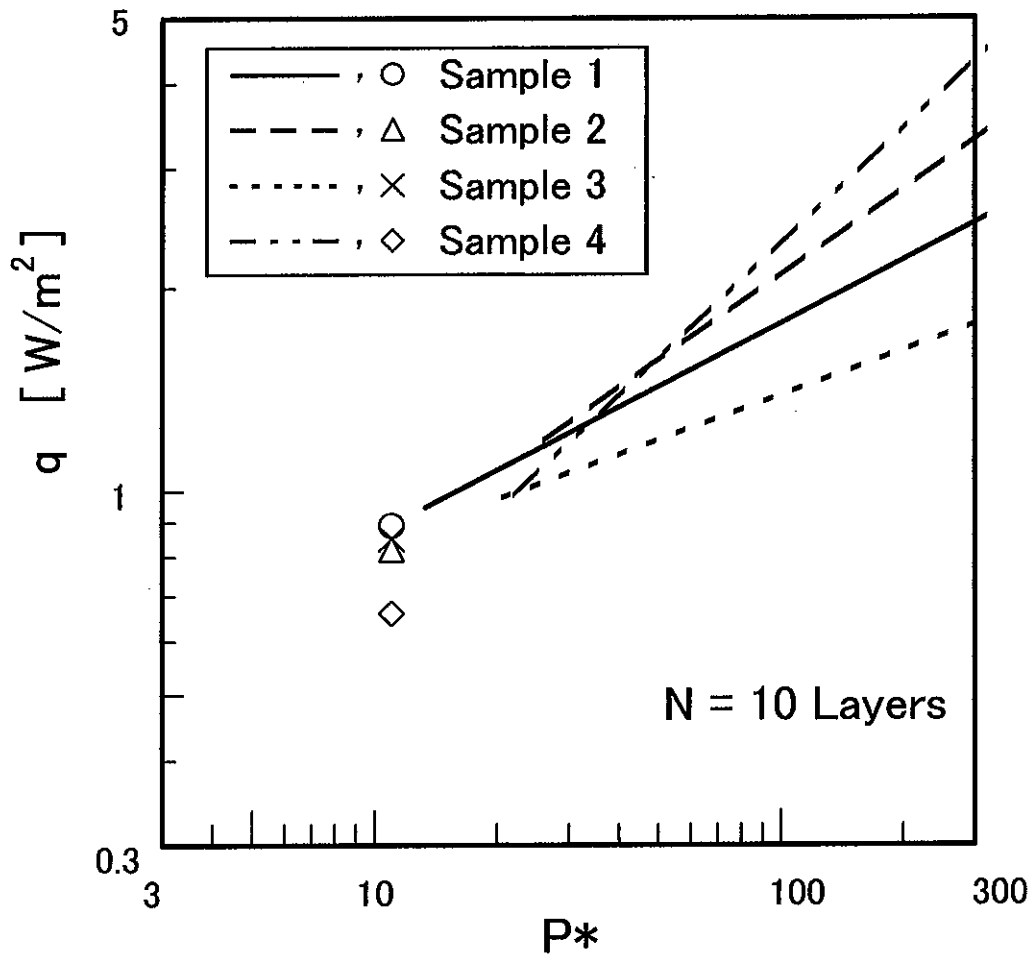
- 1) Cunnington R. G. et al., "Thermal performance of multilayer insulations", NASA-CR 72605 (1971-4) p5-5.



図・付4-3 G. R. Cunnington による MLI の熱流束試験結果
 — 熱流束 q と圧縮圧 P の関係を Flat Panel Calorimeter で測定した —



図・付4-4 G. R. Cunningtonの実験結果において、MLIサンプル中の層間接触圧 P が水平円筒まわりの MLI 中の平均層間接触圧 $(N+1)w$ に等しいときの熱流束を推定する



図・付4-5 G. R. Cunningham の実験結果において、MLI サンプル中の層間接触圧 P が水平円筒まわりの MLI 中の平均層間接触圧 $(N+1)w$ に等しいときの熱流束を推定する（横軸を無次元圧縮圧パラメータ P^* で表した場合）

参考文献

- 1) Cunnington R. G. et al., "Thermal performance of multilayer insulations", NASA-CR 72605 (1971-4) p5-5.

記号一覧(付録4)

a	式(付4-15)で定義される定数
b	式(付4-15)で定義される定数
N	層数
P	MLIの圧縮圧(層間接触圧)
P*	無次元層間接触圧パラメータ $P^*=P/w$
P_{AVE}	水平円筒まわりの MLI の平均層間接触圧 [Pa] 式(付4-1)で w の単位を[kgf/m ²]とする場合は換算係数 9.807 を右辺に乗じる必要がある。
P_b	Flat Plate Calorimeter における MLI サンプルの底面における 圧縮圧
P_b^*	MLI サンプルの底面における無次元層間接触圧パラメータ
P_t	Flat Plate Calorimeter における MLI サンプルの最上面にお ける圧縮圧
P_t^*	MLI サンプルの最上面における無次元層間接触圧パラメータ
P_m	MLI サンプルの平均接触圧
ΔP	strain-gage-type load cell で測定した層間接触圧の測定誤差
W_b	Flat Plate Calorimeter において MLI を圧縮することにより発生 する反力
W_h	ホットプレートの重量
w	MLI 1層の単位面積あたりの重量 [Pa]

Greek letter

γ	銅の比重量 8960kgf/m ³
----------	------------------------------

付録5 ポリエステルフィルムの弾性の影響

もくじ

1. 目的
2. 検討モデル
3. 曲げモーメントの計算
4. 計算結果
5. まとめ

参考文献

記号

a	水平円筒の半径 [m]
D	水平円筒の直径 [m] $D = 2a$
E	薄いフィルムの縦弾性係数 [Pa]
M_1	水平円筒の軸方向端長さあたりのフィルムに働く重力による曲げモーメント [Nm/m]
M_2	水平円筒の軸方向端長さあたりのフィルムに働くフィルムの弾性による曲げモーメント [Nm/m]
t	フィルムの厚さ [m]
w	単位面積あたりのフィルムの重量 [Pa]

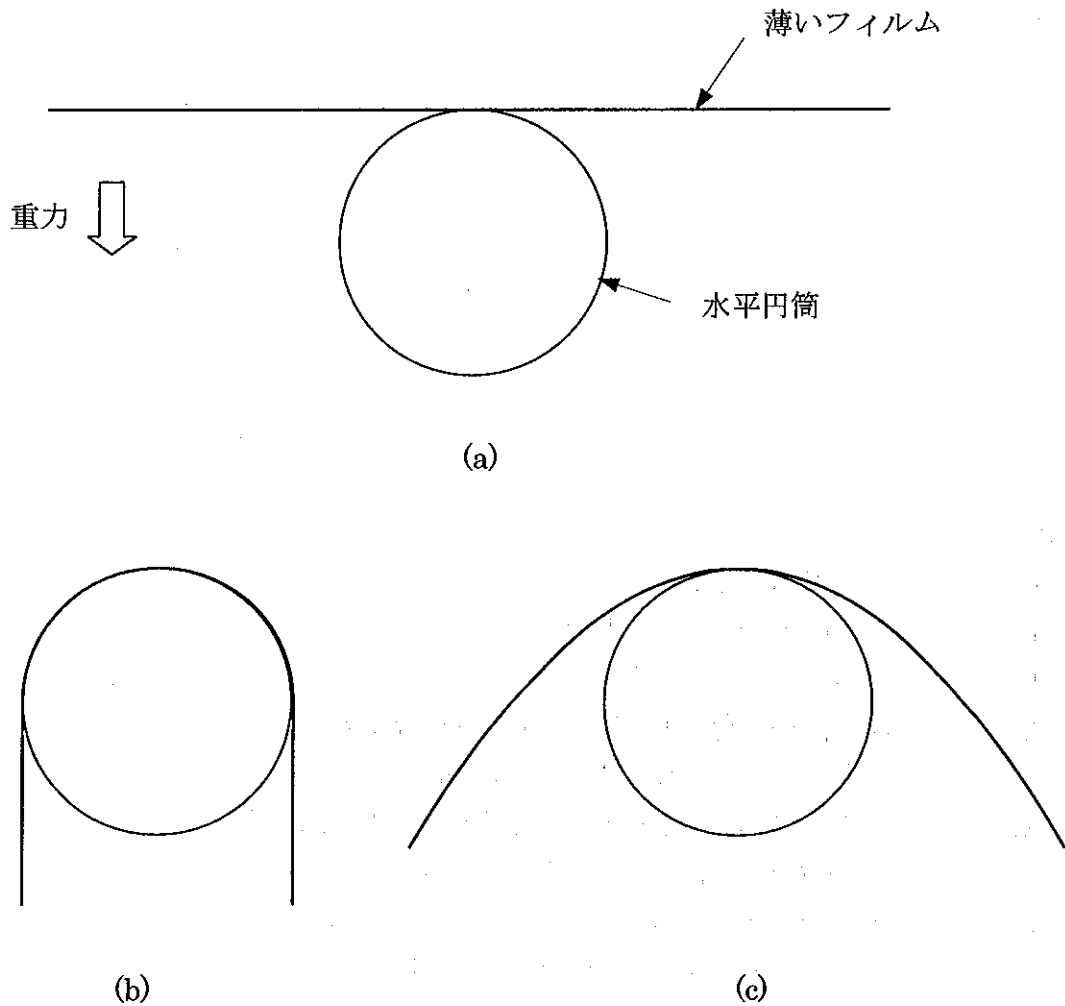
1. 目的

水平円筒まわりに巻きつけた薄い1枚のフィルムと円筒との間に働く接触圧についての解析を第3章で行ったが、フィルムが持つ弾性(Elastic Modulus)は考慮しなかった。円筒の直径が細くなるとこれを考慮しなければならないと考えるが、どの程度の直径になったら弾性の影響が無視できなくなるかを調べた。

MLIの輻射反射膜として通常、ポリエステルフィルムを用いるので、その弾性係数を使って本検討を進める。

2. 検討モデル

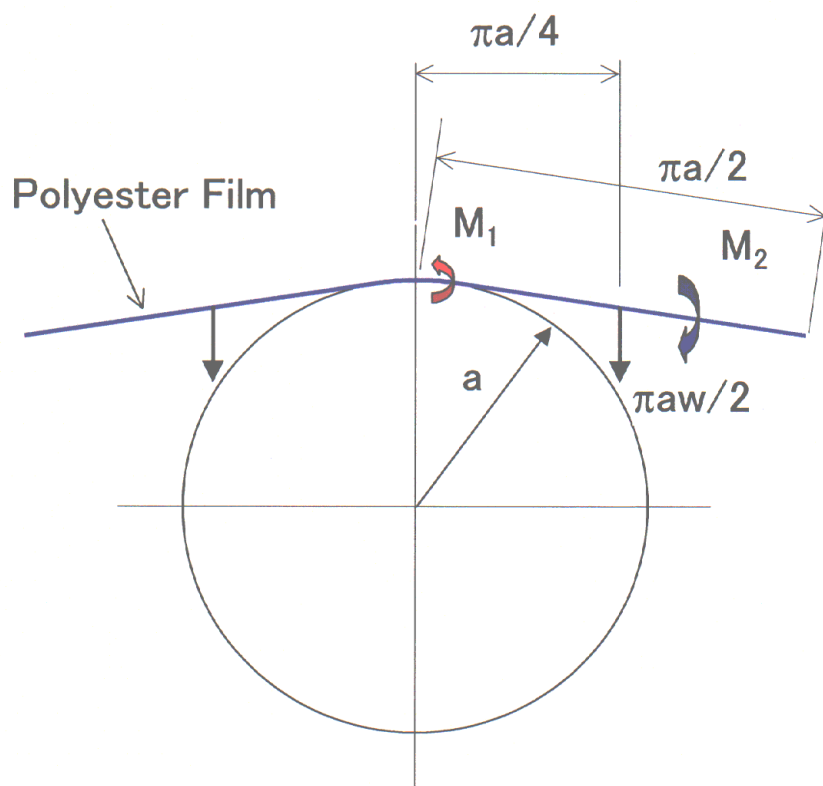
図・付5-1(a)のように水平円筒の上に薄いフィルムを掛け、巻きつける場合を考える。通常、フィルムの弾性は極めて小さく、同図(b)のようにフィルムは円筒の上面になじみ、両側面から垂れ下がる。もし、フィルムの弾性の影響がある場合、同図(c)のよう



図・付5-1 水平円筒に薄いフィルムを巻きつけるとき(フィルムの弾性の影響)

にフィルムは円筒の上面になじまず浮き上がるだろう。このときフィルムに働く重力による曲げモーメントに比べ、フィルムの弾性による曲げモーメントが無視できなくなっていると考えられる。このような状況は水平円筒の直径が小さい場合に発生すると考えられる。

ポリエステルフィルムの弾性(Elastic Modulus)の影響を調べるために、図・付 5-2 に示すように薄いフィルムを水平円筒の頂部に置いた時、フィルムの中心で発生する曲げモーメントについて考える。一つは重力によりフィルムを曲げようとするときの曲げモーメント M_2 、もう一つはフィルムの弾性によりフィルムを曲げさせまいとするモーメント M_1 である。



図・付 5-2 薄いフィルムを円筒頂部に置いたときにフィルムに生じる曲げモーメント

3. 曲げモーメントの計算

円筒半周分の長さのポリエステルフィルムを円筒頂部に置いたとき、ポリエステルフィルムの重量による曲げモーメントを M_2 とする。円筒の軸方向には単位長さ 1m を考える。

$$M_2 = (\pi a w/2) \times (\pi a/4) = \pi^2 a^2 w/8 \quad (\text{付 5-1})$$

頂部が図・付 5-2 のようにわずかに曲げられたとき、フィルムの弾性により曲げモーメ

ント M_1 が発生する。¹⁾

$$M_1 = Et^3/12a \tag{2}$$

ここで、E はフィルムの弾性係数である。

$$M_2 > M_1 \tag{3}$$

であれば、フィルムに働くモーメントは釣合いがとれず、フィルムは円筒面に密着する。

M_1 と M_2 の比をとると

$$M_1/M_2 = 2Et^3/3\pi^2a^3w \tag{4}$$

(4)式を円筒の半径 a について解くと

$$a = \{ (2E/3\pi^2w) / (M_1/M_2) \}^{1/3} t \tag{5}$$

4. 計算結果

曲げモーメントの大きさの比 M_1/M_2 が 1%、3%、10%となる円筒の直径を式(付 5-5) から求め、フィルムの弾性を考慮すべき円筒の直径ほどの程度の大きさかを明らかにした。

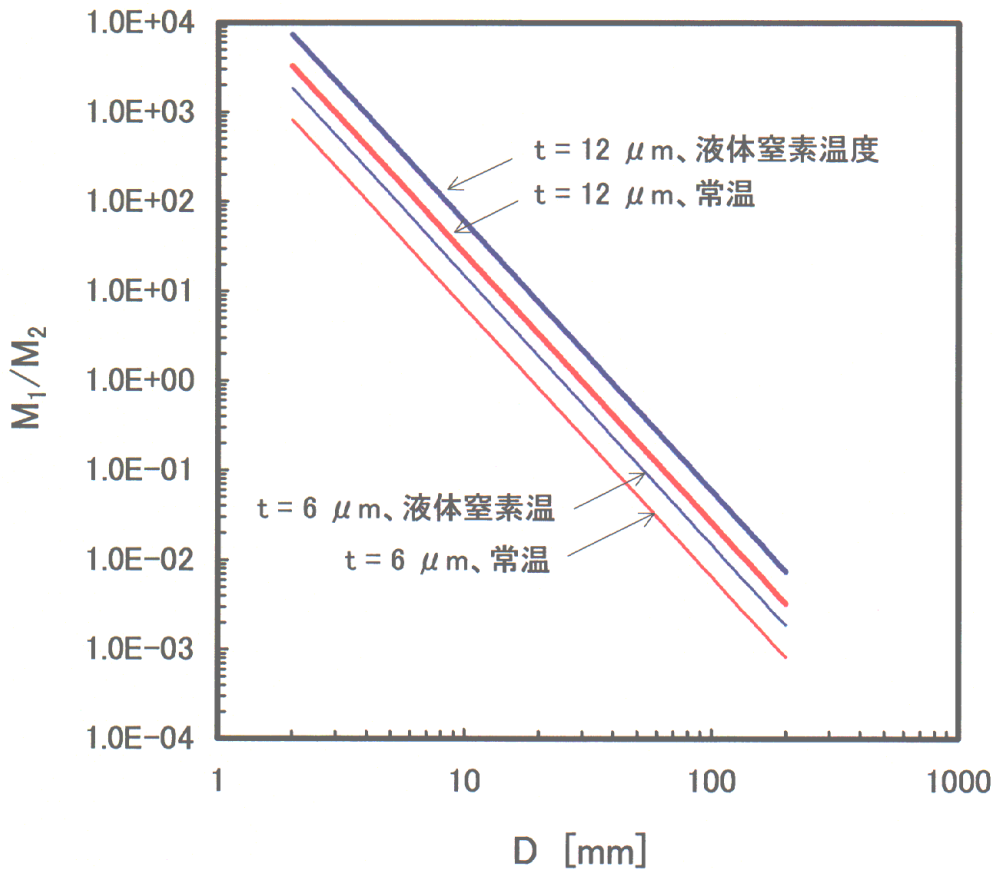
表・付5-1 M_1/M_2 が1%、3%、10%になる円筒の直径 D [mm] ($t = 12 \mu\text{m}$ の場合)

		E [kg/mm ²]	
		492 (常温)	1120 (液体窒素温度)
M_1/M_2	0.01	138 ^φ	181 ^φ
	0.03	95 ^φ	126 ^φ
	0.1	64 ^φ	84 ^φ

表・付5-2. M_1/M_2 が1%、3%、10%になる円筒の直径 D [mm] ($t = 6 \mu\text{m}$ の場合)

		E [kg/mm ²]	
		492 (常温)	1120 (液体窒素温度)
M_1/M_2	0.01	87 ^φ	114 ^φ
	0.03	60 ^φ	79 ^φ
	0.1	40 ^φ	53 ^φ

ここで、ポリエステルフィルムの弾性係数はDupont Technical Bulletin から常温の値 492kg/mm^2 (0.7×10^6 psi)、液体窒素温度以下のときの値、 $1.12 \times 10^3\text{kg/mm}^2$ (1.6×10^6 psi)を使用した。



図・付5-3 水平円筒の直径Dと比 M_1/M_2 の関係

5. まとめ

M_1/M_2 が 0.1 程度になれば薄いフィルムの弾性を無視することはできない。厚さ $12 \mu\text{m}$ のポリエステルフィルムでは水平円筒の直径が 84mm (液体窒素温度)、厚さ $6 \mu\text{m}$ のポリエステルフィルムでは水平円筒の直径が 53mm (液体窒素温度) である。

薄いフィルムの弾性を無視できない程度に円筒の直径が小さい場合、フィルムと円筒の間に働く接触圧は次のようになると考えられる。すなわち接触圧の最大値が低くなり、接触圧の周方向平均値は余り変わらないのではないか。

参考文献

- 1) Mark's Standard Handbook for Mechanical Engineers, 8th Ed., p5-24 Table.2
- 2) Dupont Technical Bulletin, G. 2. i, p294

参考文献

- 1) Mark's Standard Handbook for Mechanical Engineers, 8th Ed., p5-24 Table.2
- 2) Dupont Technical Bulletin, G. 2. i, p294

記号一覧(付録5)

a	水平円筒の半径 [m]
D	水平円筒の直径 [m] $D = 2a$
E	薄いフィルムの縦弾性係数 [Pa]
M_1	水平円筒の軸方向端長さあたりのフィルムに働く 重力による曲げモーメント [Nm/m]
M_2	水平円筒の軸方向端長さあたりのフィルムに働く フィルムの弾性による曲げモーメント [Nm/m]
t	フィルムの厚さ [m]
w	単位面積あたりのフィルムの重量 [Pa]

付録6 水平円筒上に懸けた薄いフィルム

もくじ

1. 目的
2. 水平円筒まわりの閉じたフィルムと開いたフィルム
3. 平均無次元層間接触圧パラメータ
4. 開いたフィルムと水平円筒表面との接触圧
 - 4-1 基礎方程式
 - 4-2 境界条件
5. 無次元平均接触圧パラメータと超過周長比との関係

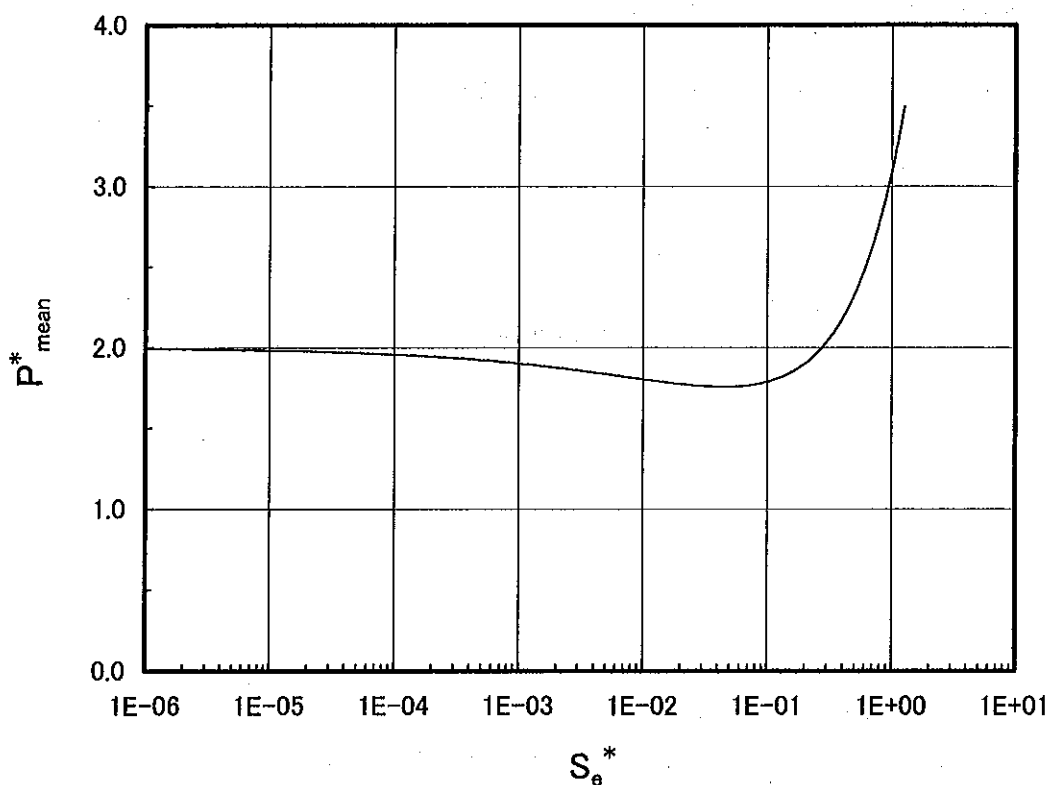
記号

L_h	フィルムの垂れ下がり部の長さ
P_{mean}^*	閉じたフィルムの平均無次元接触圧パラメータ
$P_{\text{o-mean}}^*$	開いたフィルムの平均無次元接触圧パラメータ
r	円筒の半径 [m]
S	フィルムの周方向長さあるいは周長
S_e	超過周長 $S_e = S - 2\pi r$
S_e^*	超過週長比 $S_e^* = \frac{S}{2\pi r} - 1$
$T\left(\frac{\pi}{2}\right)$	$\theta = \pi/2$ における円筒軸方向単位長さあたりの張力 [N/m]
w	単位面積当りのフィルムの重量 [Pa]

1. 目的

水平円筒のまわりに巻いた1枚の薄いフィルムと円筒との間に働く接触圧を解析した結果、平均無次元接触圧パラメータ P_{mean}^* と超過周長比 S_o^* との間に図・付6-1のような関係があることがわかった。

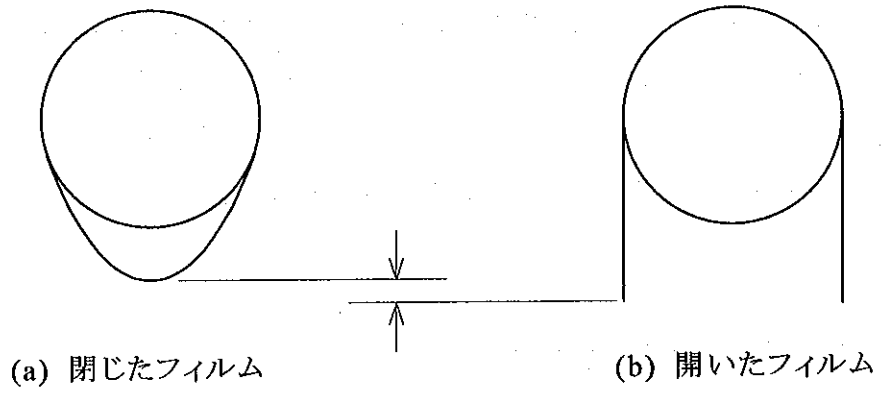
P_{mean}^* は S_o^* が増加すると一旦減少し、次に増加するのはなぜか。 P_{mean}^* が S_o^* に対して極値をもつ理由を説明する。



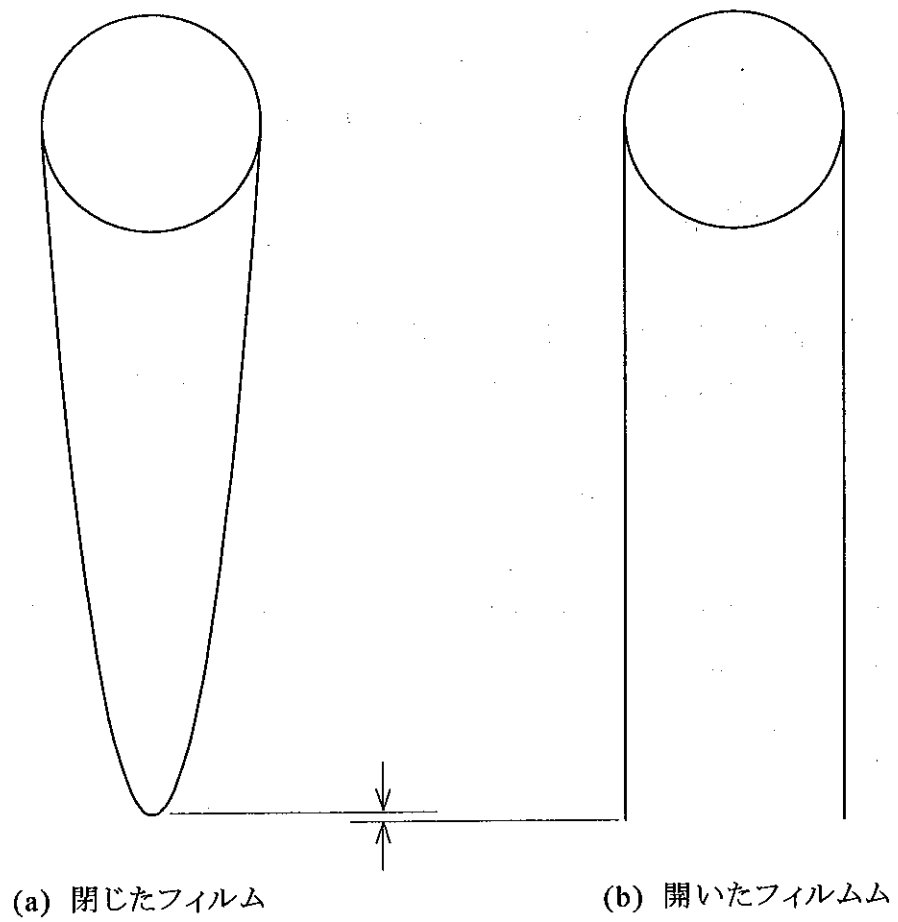
図・付6-1 平均無次元接触圧パラメータ P_{mean}^* と超過周長比 S_o^* 。

2. 水平円筒まわりの閉じたフィルムと開いたフィルム

水平円筒まわりに巻きつける MLI を想定して、1枚の薄く軽いフィルムが巻き付けられている場合を考えることにしたが、フィルムは図・付6-2(a)のように輪状につながったフィルム、すなわち閉じたフィルムを想定している。図・付6-2(b)には開いたフィルムを示すが、これは閉じたフィルムの周長と同じ長さのフィルムを水平円筒に懸けただけの場合で、フィルムの両端は水平円筒の側面から垂直に垂れ下がっている。図・付6-3には周長が長い場合の閉じたフィルムと開いたフィルムを示す。



図・付6-2 フィルム全長が短いとき



図・付6-3 フィルム全長が長いとき

閉じたフィルムと開いたフィルムではフィルムと円筒面間の接触圧は前者の方が大きい。それはフィルムを閉じるためにフィルムを引き上げる必要があり、このために接触圧が増大する。しかし、フィルムの全長が長いとフィルムの引き上げ高さが少なくなると同時に、接触圧は長いフィルムの重量で支配されるようになるため、両者の接触圧の差はほとんどなくなる。

3. 平均無次元層間接触圧パラメータ

閉じたフィルムの無次元平均接触圧パラメータ P_{mean}^* は無次元接触圧パラメータの全周平均として次のように定義する。

$$P_{\text{mean}}^* = \frac{\int_0^\pi P(\theta)^* r d\theta}{\int_0^\pi r d\theta} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi P(\theta)^* r d\theta \quad (\text{付 6-1})$$

閉じたフィルムでは $\theta > \theta_d$ で $P(\theta)^* = 0$ だから

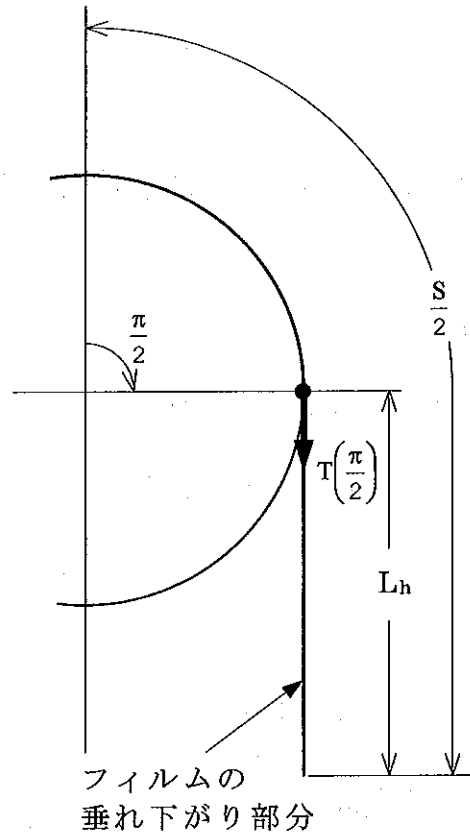
$$P_{\text{mean}}^* = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta_d} P(\theta)^* r d\theta \quad (\text{付 6-2})$$

一方、開いたフィルムでは図・付6-4に示すように、 $\theta > \pi/2$ で $P(\theta)^* = 0$ だから、その無次元平均接触圧パラメータ $P_{\text{o-mean}}^*$ は次式で定義する。

$$P_{\text{o-mean}}^* = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} P(\theta)^* r d\theta \quad (\text{付 6-3})$$

フィルムの垂れ下がりの部分の長さ L_h はフィルムの全長 S と円筒の半径 r を使い、次のように表される。

$$L_h = \frac{S - \pi r}{2} \quad (\text{付 6-4})$$



図・付6-4 開いたフィルムの諸元

4. 開いたフィルムと水平円筒表面との接触圧

4-1 基礎方程式

円筒面上におけるフィルムに働く張力 $T(\theta)$ と接触圧 $P(\theta)$ に対して、次の関係がある。

$$T^*(\theta) - T^*(\theta_d) = \cos\theta - \cos\theta_d \quad (\text{付 6-5})$$

$$P^*(\theta) = T^*(\theta) + \cos\theta \quad (\text{付 6-6})$$

ただし、 $T^*(\theta) = T(\theta)/rw$ 、 $P^*(\theta) = P(\theta)/w$ である。ここで $\theta_d = \pi/2$ であるので (付 6-5) は

$$T^*(\theta) = T^*(\pi/2) + \cos\theta \quad (\text{付 6-7})$$

式(付 6-6)と式(付 6-7)から $P^*(\theta)$ は次のようになる。

$$P^*(\theta) = 2\cos\theta + T^*(\pi/2) \quad (\text{付 6-8})$$

4-2 境界条件

円筒側面($\theta = \pi/2$)でフィルムに働く張力 $T(\pi/2)$ は円筒側面から垂れ下がるフィルムの重量に等しい。

$$T(\pi/2) = wL_h = (w/2)(S - \pi r) \quad (\text{付 6-9})$$

$$T^*(\pi/2) = T(\pi/2)/wr = (S - \pi r)/2r = \pi(S_e^* + 1/2) \quad (\text{付 6-10})$$

上式を式(付 6-8)に代入すると、 $P^*(\theta)$ は次のようになる。

$$P^*(\theta) = 2\cos\theta + \pi(S_e^* + 1/2) \quad (\text{付 6-11})$$

式(付 6-3)および式(付 6-11)から $P_{o\text{-mean}}^*$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} P_{o\text{-mean}}^* &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left\{ 2\cos\theta + \pi\left(S_e^* + \frac{1}{2}\right) \right\} d\theta \\ &= \left(\frac{2}{\pi} + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{\pi}{2} S_e^* \end{aligned} \quad (\text{付 6-12})$$

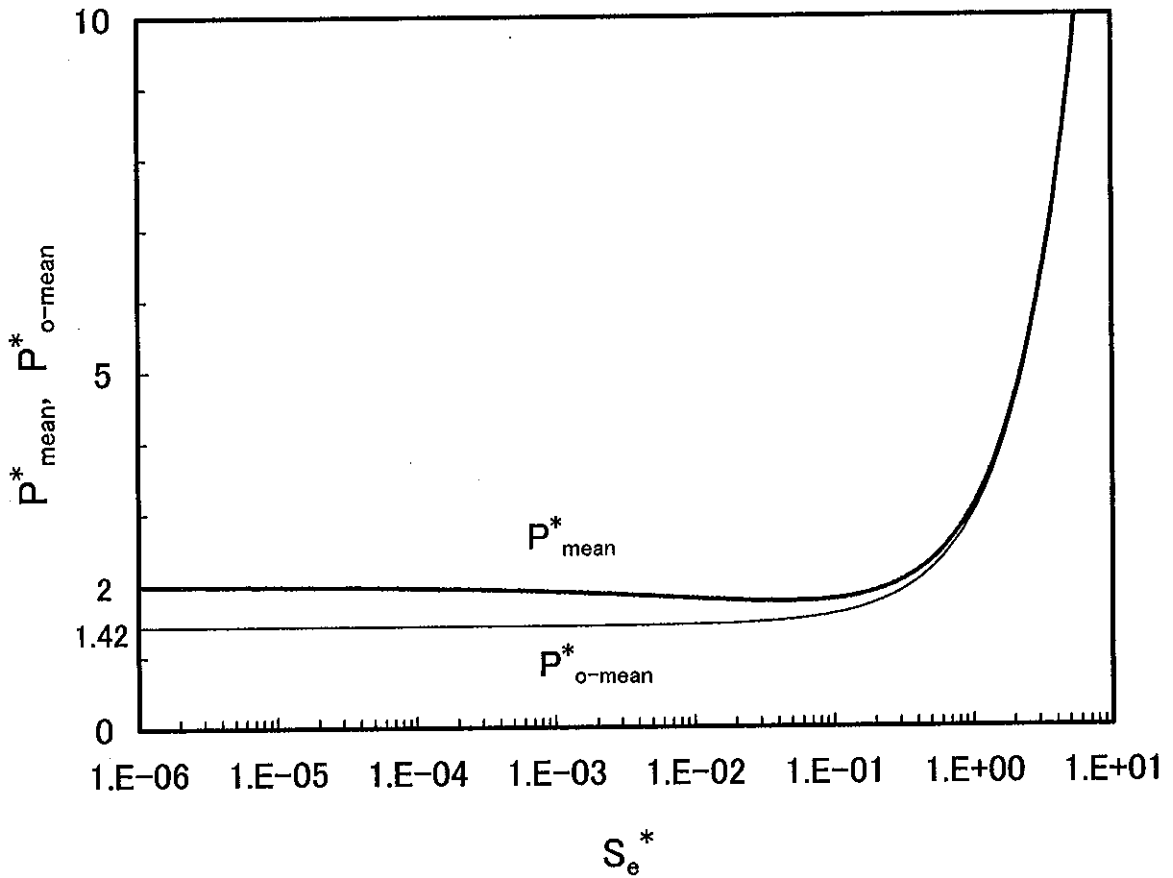
5. 無次元平均接触圧パラメータと超過周長比との関係

閉じたフィルムと開いたフィルムの無次元平均接触圧パラメータ P_{mean}^* および $P_{o\text{-mean}}^*$ を図・付 6-5 に示す。 S_e^* が大きいとき、フィルムと円筒との間の接触圧はフィルムの形状の相違に余り影響を受けないので、 P_{mean}^* および $P_{o\text{-mean}}^*$ に対する2つの曲線は一つの曲線に収斂する。

開いたフィルムの無次元平均接触圧パラメータ $P_{o\text{-mean}}^*$ は S_e^* が減少するとともに単調に減少し、その値は $2/\pi + \pi/4 (= 1.42)$ に近づき、 $P_{o\text{-mean}}^*$ は極値を持たない。

開いたフィルムを閉じるには、円筒側面から両側に垂れ下がったフィルムを引き上げかつ近づけて接続しなければならない。このためにフィルムに張力が必要である。この張力の増加のため、無次元平均接触圧パラメータは増大するが、その影響は S_e^* が小さいほど大きい。その結果、 S_e^* が小さい領域で曲線 P_{mean}^* は曲線 $P_{\text{o-mean}}^*$ から離れ、 $S_e^* \rightarrow 0$ で 2 に漸近する。

曲線 P_{mean}^* が $S_e^* = 0.0446$ で極値となるのは S_e^* がこの値よりも小さくなるとき、フィルムの全長 L_h はほとんど変わらないが、フィルムを引き上げるためにまだ相当の張力が必要なためである。



図・付6-5 開いたフィルムと閉じたフィルムの無次元平均接触圧パラメータの比較

記号一覧(付録6)

L_h	フィルムの垂れ下がり部の長さ
P_{mean}^*	閉じたフィルムの平均無次元接触圧パラメータ
$P_{\text{o-mean}}^*$	開いたフィルムの平均無次元接触圧パラメータ
r	円筒の半径 [m]
S	フィルムの周方向長さあるいは周長
S_e	超過周長 $S_e = S - 2\pi r$
S_e^*	超過週長比 $S_e^* = \frac{S}{2\pi r} - 1$
$T\left(\frac{\pi}{2}\right)$	$\theta=\pi/2$ における円筒軸方向単位長さあたりの張力 [N/m]
w	単位面積当りのフィルムの重量 [Pa]

付録7 輻射透過性を考慮した熱流束解析

もくじ

1. 目的
2. アルミ蒸着膜の輻射透過性
3. 断熱フィルム間の輻射熱伝達
 - 3-1 隣接する二面間の輻射熱伝達
 - 3-2 離れた二面間の輻射熱伝達
 - 3-3 輻射熱伝達の素経路
4. 壁面の影響
 - 4-1 壁面における多重反射による輻射係数
 - 4-2 輻射熱伝達パラメータの修正例 (mode 43 および mode 65)
5. 各層のエネルギーバランス
6. 計算プログラム
 - 6-1 解の収束と超過透過層数
7. 解析結果
 - 7-1 熱流束と層間接触熱伝達率
 - 7-2 MLI の熱流束とアルミ蒸着膜厚
 - 7-3 各層における輻射熱伝達および接触熱伝達による熱流束
 - 7-4 MLI 中の温度分布 (各層の温度)
8. まとめ

1. 目的

真空多層断熱材中の熱伝達について、稲井はスペーサを使用した MLI の面に垂直な方向の熱流束の解析を行った。^{1), 2)} 彼の解析では隣接する2面間の輻射伝熱と伝導伝熱の式をたてたが、スペーサの熱伝導率が不明なのでこれを未知パラメータとして解析をおこない、実験結果との比較からこれを推定する方法を考えた。解析におけるスペーサの熱伝導率の取り扱いは、層間の伝導伝熱と輻射伝熱との比を表すパラメータ A の中に組み込んで評価した。その結果、MLI 中の温度分布、すなわち各層の温度、および伝熱量がパラメータ A に対して得られた。MLI 中で輻射熱伝達が大きいと、パラメータ A は小さい値となり、MLI 中の温度分布は上に突になる。伝導伝熱が大きくなると温度分布は直線的になる。温度分布に関する実験結果と解析結果を比較することにより A パラメータの値が推定され、スペーサの熱伝導率が推定される。また伝熱量の比較からも同様のことが行える。この解析的研究の中で稲井は A パラメータの伝導項を規定しているのはスペーサの熱伝導率ではなくスペーサと輻射反射膜間の接触熱伝達率であることを明らかにした。しかし、温度分布から推定された A パラメータの値と熱流束から推定された値とはあまりいい一致はみられない。このため、彼の解析方法では層間の接触熱伝達率の推定がうまく行えなかった。A パラメータに関する不一致は MLI 中の輻射熱伝達、とくに輻射反射膜の輻射透過性を考慮しなかったためではないかと考え、本研究ではこれを考慮した解析を行うことにした。

断熱フィルムのアルミ蒸着膜の輻射透過性は蒸着膜厚に依存するので、本解析によりアルミ蒸着膜厚と MLI の熱流束との関係を調べることができる。

2. アルミ蒸着膜の輻射透過性

MLIの熱流束計算において従来の研究では断熱フィルム表面にコーティングしたアルミ層に入射する輻射はアルミ層を透過しないとみなしていた。しかし著者らは、アルミ蒸着膜厚が薄くなると熱流束が大きくなることを実験で確認していた。この実験はポリエステルネットスペーサをアルミ蒸着ポリエステルフィルムの層間に入れた MLI で、アルミ蒸着ポリエステルフィルムは片面アルミ蒸着フィルムであり、ディンプルの無い平坦なフィルムである。アルミ蒸着層の質量膜厚を 659 \AA から 283 \AA にすると、層数が40層のとき、熱流束は 0.48 W/m^2 から 0.82 W/m^2 へ増加した。測定に用いたカロリメータは第3章で説明した

Vertical Cylindrical Calorimeter である。³⁾ R. P. Shutt はアルミ薄膜の輻射透過について調べている。⁴⁾ それによると厚さ 300 Å 程度のアルミ薄膜について、輻射の透過率の温度依存性を計算してみると、常温で 0.05 程度であるが液体窒素温度では 0.2 まで増加し、液体ヘリウム温度では 0.75 程度まで上昇すると報告している。

第4章で述べたように本研究で使用したディンプル型 MLI のアルミ蒸着膜厚はポリエステルフィルムの両面の合計で 1200~1300 Å になり、300 Å よりかなり厚い。R. P. Shutt が報告しているように、極低温では輻射透過性が強くなるので、1000 Å を超える厚さでも輻射透過性が無視できないかどうかを、彼の計算方法に従って調べた。

金属中を伝播する輻射の強度 I は $x=0$ において I_0 とすると、

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (\text{付 7-1})$$

となる。ここで減衰率 α は

$$\alpha = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (\text{付 7-2})$$

で表わされ、 κ は輻射の消衰係数 (extinction coefficient) である。^{9), 11)} λ [cm] は輻射の波長である。アルミニウムの場合 κ は

$$\kappa = \frac{10^4}{\pi} \sqrt{\lambda} \quad (\text{付 7-3})$$

であるので

$$\alpha = \frac{4 \times 10^4}{\sqrt{\lambda}} \quad (\text{付 7-4})$$

厚さ D のアルミニウムにおいて波長 λ の輻射の透過率は(付 7-1)式と(付 7-4)式から

$$f(D, \lambda) = e^{-\frac{4 \times 10^4 D}{\sqrt{\lambda}}} \quad (\text{付 7-5})$$

となり波長 λ の関数になる。ただし、 $f(D, \lambda) = I/I_0$ とした。

ところで波長 $\lambda \sim \lambda + d\lambda$ の間の黒体の輻射エネルギー束は次のプランクの式で与えられる。

$$K(\lambda)d\lambda = \frac{3.74 \times 10^{-12}}{\lambda^5 (e^{\frac{1.44}{\lambda T}} - 1)} d\lambda \quad (\text{付 7-6})$$

厚さ D のアルミニウムに上式で与えられる輻射が入射し、アルミ層でその一部が吸収された後、このアルミ層を透過する輻射エネルギーは $f(\lambda)K(\lambda)d\lambda$ である。これを全波長にわたり積分し入射エネルギーとの比をとれば、厚さ D のアルミ層に対する輻射の透過率 τ は次式のようにになる。

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} f(D, \lambda)K(\lambda)d\lambda}{\sigma T^4} \quad (\text{付 7-7})$$

ここで σ はステファンボルツマン定数 $5.67 \times 10^{-8} \text{W/m}^2 \text{K}^4$ である。結局、(付 7-7)式からアルミニウム薄膜の輻射の透過率 τ は次式でのように導出される。

$$\tau = \frac{0.660}{T^4} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{4 \times 10^4 D}{\sqrt{\lambda}}}}{\lambda^5 (e^{\frac{1.44}{\lambda T}} - 1)} d\lambda \quad (\text{付 7-8})$$

輻射率 ε 、反射率 ρ 、透過率 τ との間にはキルヒホッフの法則、

$$\varepsilon + \rho + \tau = 1 \quad (\text{付 7-9})$$

が成り立つ。いま $\tau = 0$ の場合の輻射率と反射率をそれぞれ ε_0 、 ρ_0 とすると、 ε および ρ は次式で与えられる。

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 - \tau) \quad (\text{付 7-10})$$

$$\rho = \rho_0(1 - \tau) \quad (\text{付 7-11})$$

$$\varepsilon_0 + \rho_0 = 1 \quad (\text{付 7-12})$$

以上が R. P. Shutt が導出したアルミニウム薄膜の輻射係数を与える式であるが、彼は ϵ_0 の値を 0.05 として検討しているが、本論では温度に依存した輻射率の式として辻本・国友が提唱したアルミ蒸着膜の輻射率

$$\epsilon_0 = 1.63 \times 10^{-3} T^{0.495} \quad (\text{付 7-13})$$

を使用する。⁵⁾ 実在面の輻射率は Drude の理論や異常表皮効果理論などによって計算した値よりも高く、常温から極低温までをカバーできる式がなかった。^{6), 7)} 辻本・国友は実在面では光の散乱が無視できるような滑らかな面でも、表面の微細な凹凸や、これに起因する内部欠陥のために金属中の電子が散乱を受け、これを考慮しないと実在面の輻射率を推定することはできないとした。金属の表面欠陥による電子の散乱は温度に依存しないので、常温における実験結果を利用して表面欠陥に起因する電子の衝突緩和時間を見積もった。このデータには G. R. Cunnington らがアルミ蒸着ポリエステルフィルムの輻射率を測定した結果が利用された。辻本・国友の式は G. R. Cunnington らのデータと常温で一致しているのはこの理由による。一方、輻射率の温度依存性は電子の直流電気伝導率から計算される電子の衝突緩和時間を考慮することにより見積もることができる。以上の理論に従ってアルミ蒸着膜の輻射率が計算され、その結果を近似する式として辻本らは式(付 7-13)を得た。これを G. R. Cunnington らの実験結果とともに図示すると図・付 7-1 のようになる。⁸⁾ 実験結果は両面アルミ蒸着マイラーフィルムの全半球輻射率 (Total Hemispherical Emittance of Double-Aluminized 1/4 Mil Mylar) である。マイラーフィルムの厚さは $6.35 \mu\text{m}$ である。なお、式(付 7-13)は低温域では実験値より少し高めであるが、辻本らはデータのバラ付を考えるとこの式を使用して差し支えないとしている。式(付 7-8)と式(付 7-13)からアルミ蒸着膜の輻射係数を計算し、その結果をアルミの蒸着膜厚 D をパラメータとして図・付 7-2 に示した。それによるとアルミの蒸着膜厚 D が 300 \AA の場合、輻射の透過率 τ は温度が 200 K 以下では 0.1 以上になり、温度の低下とともに増加し、液体窒素温度では 0.2 程度、液体ヘリウム温度では 0.7 程度になることがわかる。透過率 τ が 0.1 以下になる温度は、 D が 500 \AA では 62 K 、 1000 \AA では 16 K 、 1500 \AA では 6.9 K となる。

3. 断熱フィルム間の輻射熱伝達

3-1 隣接する二面間の輻射熱伝達

図・付7-3に示すように2枚の断熱フィルム、面*i*と面*i+1*との間の輻射の多重反射について考える。面*i*の温度を T_i 、その温度に対する断熱フィルムの輻射率を ε_i 、反射率を ρ_i 、透過率を τ_i とする。面*i*から面*i+1*方向(正方向)へ射出される Radiative Power E_i は

$$E_i = \varepsilon_i(T_i) \sigma T_i^4 \quad (\text{付 7-14})$$

である。

E_i が面*i*と面*i+1*との間で多重反射することにより面*i+1*に吸収される Radiative Power は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E_i(\varepsilon_{i+1} + \rho_i \rho_{i+1} \varepsilon_{i+1} + \rho_i^2 \rho_{i+1}^2 \varepsilon_{i+1} + \rho_i^3 \rho_{i+1}^3 \varepsilon_{i+1} + \dots) \\ = E_i \varepsilon_{i+1} / (1 - \rho_i \rho_{i+1}) \\ = Ma_i E_i \end{aligned} \quad (\text{付 7-15})$$

ここで Ma_i は

$$Ma_i = \varepsilon_{i+1} / (1 - \rho_i \rho_{i+1}) \quad (\text{付 7-16})$$

と定義し、多重反射による輻射係数と呼ぶことにする。これは、面*i*が射出した Radiative Power のうち面*i+1*で吸収される比率が Ma_i であることを示している。隣接する二面間の温度差が小さく輻射係数の差が小さいと考えると、 Ma_i は面*i*の輻射係数だけで次のように表すことができる。

$$Ma_i = \varepsilon_i / (1 - \rho_i^2) \quad (\text{付 7-17})$$

解析対象にしている MLI の作動温度範囲は常温から 4.2K までの範囲であるが、Wien の遷移則によればこの温度領域の輻射の代表波長は $9.6 \mu\text{m}$ から $700 \mu\text{m}$ の範囲である。辻本らの前述の研究報告によると、⁶⁾ アルミの垂直単色吸収率の波長依存性について $0.4 \mu\text{m}$ から $50 \mu\text{m}$ の範囲で調べているが、波長が $1 \mu\text{m}$ より短い高温領域ではその温度依存性が高いが、波長の長い領域では波長依存性と温度依存性は小さいことが示されている。以上から隣接する2面間での輻射の多重反射において、輻射係数は射出面の温度 T_i で

計算するという仮定のもとに議論を進める。

面*i*から面*i+1*方向(正方向)へ射出される Radiative Power E_i はのうち
面*i+1*から面*i+2*側へ透過する分は

$$E_i(\tau_i + \rho_i^2 \tau_i + \rho_i^4 \tau_i + \rho_i^6 \tau_i + \dots) = Mt_i E_i \quad (\text{付 7-18})$$

である。ここで

$$Mt_i = \tau_i / (1 - \rho_i^2) \quad (\text{付 7-19})$$

面*i*から面*i+1*方向へ射出され、面*i*と面*i+1*との間で多重反射し、面*i*から面*i-1*方向(負方向)へ透過する輻射エネルギーは

$$E_i(\rho_i \tau_i + \rho_i^3 \tau_i + \rho_i^5 \tau_i + \rho_i^7 \tau_i + \dots) = Mb_i E_i \quad (\text{付 7-20})$$

となる。ここで

$$Mb_i = \tau_i \rho_i / (1 - \rho_i^2) \quad (\text{付 7-21})$$

とした。

面*i*と面*i+1*との間で多重反射し、面*i*に吸収される分は

$$E_i(\rho_i \varepsilon_i + \rho_i^3 \varepsilon_i + \rho_i^5 \varepsilon_i + \rho_i^7 \varepsilon_i + \dots) = Mr_i E_i \quad (\text{付 7-22})$$

ここで

$$Mr_i = \varepsilon_i \rho_i / (1 - \rho_i^2) \quad (\text{付 7-23})$$

多重反射による輻射係数 Ma_i 、 Mt_i 、 Mb_i 、 Mr_i の間にはつぎの関係が成立している。

$$Ma_i + Mt_i + Mb_i + Mr_i = 1 \quad (\text{付 7-24})$$

$$\frac{Mt_i}{Ma_i} = \frac{Mr_i}{Mb_i} \quad (\text{付 7-25})$$

アルミ膜厚 300~1500 Å について多重反射による輻射係数 Ma_i 、 Mt_i 、 Mb_i 、 Mr_i の値を計算し、図・付7-4に示した。これによると、アルミ薄膜の厚さが 500 Å では輻射の透過係数 Mt_i は常温でも 10% を超え、液体窒素温度 77.6K で 45.3% になる。

3-2 離れた二面間の輻射熱伝達

面*i*から射出される輻射エネルギー E_i が互いに隣接する二面間を多重反射しながら、面*i*から*k*層離れた面 $j (=i+k)$ へ伝達される経路と面 j で吸収される量について考える。

(1) 直達による輻射熱伝達

図・付7-5に示すように MLI 中の面*i*から正方向 ($k > 0$) に射出された輻射エネルギー E_i が面*i*と面*i+k*との間の各層をそれぞれ1回ずつ透過し(直達)、面 j で吸収されるときに輻射熱伝達を q_{0ij} とする。この伝達経路の途中で輻射が透過する断熱フィルム数は $k-1$ であるので、 q_{0ij} は次式で与えられる。

$$q_{0ij} = Mt_i^{(k-1)} Ma_j E_i \quad (\text{付 7-26})$$

(2) 輻射の透過回数の増分 n

面*i*と面 j の間で輻射が透過する断熱フィルム数 $k-1$ を基準とし、任意の伝達経路における透過回数の増分を n とする。このときの輻射熱伝達を q_{nij} と標記する。直達による輻射熱伝達は $n=0$ であるので q_{0ij} と標記される。

(3) 透過回数の増分 n が1の場合の輻射熱伝達

図・付7-3(b)に示すように面*i*から負方向に射出された輻射エネルギー E_i がすぐ隣の面*i-1*で折り返し(記号Rで標記する)、その後は面 j まで直達される場合、 n は1になる。この経路で面 j に正方向に入射し吸収される輻射エネルギーは次式で与えられる。

$$q = Mb_i \cdot Mt_i^{(k-1)} \cdot Ma_j \cdot E_i = Mb_i q_{0ij} \quad (\text{付 7-27})$$

この伝達経路を mode 11 と称する。これとは対象的に図・付7-3(a)のように、輻射 E_i がまづ面*i*から正方向に射出され、面*i+k*を透過し、面*i+k+1*で折り返す伝達経路も n が1になる。これは mode 11 に対して対称的なので mode 11a と称する。ここで mode 番号の付け方を次のように定義する。

$$\text{mode } n + m \quad (\text{付 7-28})$$

ここで n は透過回数の増分、 m は同一の透過回数の増分 n の中で経路の違いを区分する番号で、特に互いに対称的な経路についてはどちらかに a を

つけて区分する。

mode 11a の経路を通り、面 $i+k$ で吸収される輻射エネルギーは次式で与えられる。

$$q = Mt_i^k Mr_i E_i \quad (\text{付 7-29})$$

ここで、(付 7-17)式、(付 7-19)式、(付 7-21)式、(付 7-23)式を用いると

$$Mt_i^k \cdot Mr_i = Mt_i^{(k-1)} \cdot Mt_i \cdot Mr_i = Mb_i \cdot Mt_i^{(k-1)} \cdot Ma_i \quad (\text{付 7-30})$$

となるので、結局(付 7-29)式は

$$q = Mb_i \cdot q_{0ij} \quad (\text{付 7-31})$$

となる。以上から透過回数の増分が1のときの輻射熱伝達経路で、面 i から面 j に伝達される熱伝達量 q_{1ij} は式(付 7-27)と式(付 7-31)から次式で与えられる。

$$q_{1ij} = Mb_i \cdot q_{0ij} + Mb_i \cdot q_{0ij} = 2 Mb_i \cdot q_{0ij} \quad (\text{付 7-32})$$

式(付 7-27)、式(付 7-31)からわかるように、 $n=1$ のときの輻射熱伝達は直達の輻射熱伝達 q_{0ij} にその輻射熱伝達経路できまるパラメータを掛けた形で表すことができる。

輻射が透過する断熱フィルムの枚数の増分が n のときの面 i と面 j 間の輻射熱伝達パラメータを mode 番号 nm を使って $B_{nm,ij}$ と定義すると、mode 11 に対して

$$B_{11,ij} = Mb_i \quad (\text{付 7-33})$$

また、mode 11a に対して

$$B_{11a,ij} = Mb_i \quad (\text{付 7-34})$$

となる。したがって、面 i から面 j に伝達される熱伝達量 q_{1ij} は n が1のときの輻射熱伝達パラメータがすべてわかれば次式から求めることができる。

$$q_{1ij} = (B_{11,ij} + B_{11a,ij})q_{0ij} \quad (\text{付 7-35})$$

輻射熱伝達経路は図・付 7-6 に示すように mode 11 の場合、面 i で右方向

(正方向)に射出され、面 $j+1 (=i+k+1)$ で反転し面 j に右側から逆方向に入射する経路であるので、この経路を F-(R-B) と表記する。伝熱経路 mode 11a の場合は (B-R)-F と表記される。どちらの mode も n が奇数なので、射出面から輻射が射出される方向と入射面で輻射が入射する方向は逆方向である。正方向を F(Forward)、逆方向を B(Backward) と表記すると、射出面—入射面での輻射熱伝達の方法は mode 11 で F-B、mode 11a で B-F となる。以上で記述した $n=1$ のときの熱伝達経路と輻射熱伝達パラメータを表・付7-1にまとめた。透過回数の増分 n が 1 のとき伝熱経路の反転 R は 1 である。

$$n = R = 1$$

(付 7-36)

表・付7-1. 熱伝達経路の mode と輻射熱伝達パラメータ $B_{nm_{ij}}$ ($n=1$ の場合)

n	R	射出面、入射面での方向	mode	伝熱経路	$B_{nm_{ij}}$
1	1	F-B	11	F-(R-B)	Mb_i
		B-F	11a	(B-R)-F	Mb_i

(4) 透過回数の増分 n が 2 の場合の輻射熱伝達

i) 輻射の射出、吸収方向がともに正の場合 (mode 21)

図・付7-7に示すように輻射の伝達経路に2回の連続した折り返しがある場合、透過回数の増分 n は 2 になる。折り返しの中心は同図 (a) の面 i から同図 (c) の面 $i+k$ までの $k+1$ とおりあるので、これら経路で面 i から射出され面 $i+k$ で吸収される輻射熱伝達は次式で表される。

$$q_{21_{ij}} = (k+1) Mb_i^2 \cdot q_{0_{ij}} \quad (\text{付 7-37})$$

この熱伝達経路を mode 21 と呼ぶ。その経路は F-RR-F と表記され、輻射熱伝達パラメータ $B_{21_{ij}}$ は

$$B_{21_{ij}} = (k+1) Mb_i^2 \quad (\text{付 7-38})$$

となる。

ii) 輻射の射出、吸収方向がともに負の場合 (mode 22)

図・付7-8(a)に示すように面*i*から負方向に射出され面*i-1*で折り返し、面*i+k*を透過するまで直達し、面*i+k+1*で折り返し面*i+k*に負方向から吸収される場合も $n=2$ となる。この輻射熱伝達経路を mode 22 と呼ぶ。また、輻射熱伝達経路は(B-R)-(R-B)と表すことができる。また輻射熱伝達パラメータ $B22_{ij}$ は熱伝達経路の反転が2回 ($R=2$)あり、経路の数は図・付7-8(a)に示した1経路だけであるので、

$$B22_{ij} = Mb_i^2 \quad (\text{付 7-39})$$

となるが、図・付7-8(b)に示したように、輻射の射出面*i*がMLIの第1層である場合や、入射面が高温面 ($i=N+1$) の場合、この経路は成立しない。同様に mode 11 で入射面が高温面の場合、mode 11a で射出面がMLI第1層の場合も経路が成立しない。透過枚数の増分 n が2の場合の、伝熱経路と輻射熱伝達パラメータをまとめると、表・付7-2のようになる。熱伝達経路の反転 R は2で n に等しい。

$$R = n = 2 \quad (\text{付 7-40})$$

なお、 $n=2$ の場合は $n=1$ の場合に存在した、互いに対称的な伝熱経路は存在しない。

以上から、透過回数の増分 n が2のとき、面*i*から面*j* ($=i+k$)へ伝達される輻射熱流束 $q2_{ij}$ は次式で与えられる。

$$q2_{ij} = (B21_{ij} + B22_{ij}) q0_{ij} \quad (\text{付 7-41})$$

表・付7-2. 熱伝達経路の mode と輻射熱伝達パラメータ Bnm_{ij} ($n=2$ の場合)

n	R	射出面、入射面での方向	mode	伝熱経路	Bnm_{ij}
2	2	F-F	21	F-RR-F	$(k+1)Mb_i^2$
		B-B	22	(B-R)-(R-B)	Mb_i^2

(5) 透過回数の増分 n が3の場合の輻射熱伝達

n が奇数の場合、面 i における輻射の射出方向と面 $i+k$ における吸収方向が逆になる。 $n=3$ になるために輻射の折り返しを3回行う場合(mode 31, $R=3$)と、1回行う場合(mode 32, $R=1$)があるので、以下にそれを述べる。

i) 伝達経路の折り返しが3回の場合 (mode 31, $R=3$)

図・付7-9に示すように面 i から射出された輻射が連続した2回の折り返しを経て、面 $i+k$ を透過し、面 $i+k+1$ で折り返して面 $i+k$ の右側から負方向に入射する経路を考える。最初の折り返し R の位置は $i+1$ から $i+k+1$ まで $k+1$ 通りあるので、輻射熱伝達パラメータ B_{31ij} は次のようになる。

$$B_{31ij} = (k+1)Mb_i^3 \quad (\text{付 7-42})$$

mode 31 の熱伝達経路は $F-(RR)-(R-B)$ と表記できるが、 n が奇数なのでこの経路には対称的な経路 mode 31a がある。その経路は $(B-R)-RR-F$ であり、輻射熱伝達パラメータ $B_{31a_{ij}}$ は次のようになる。

$$B_{31a_{ij}} = (k+1)Mb_i^3 \quad (\text{付 7-43})$$

ii) 伝達経路の折り返しが1回の場合 (mode 32, $R=1$)

図・付7-10(a)に示すように面 i から正方向に射出され面 $i+k$ と面 $i+k+1$ を透過し、面 $i+k+2$ で折り返し、ふたたび面 $i+k+1$ を透過し面 $i+k$ の右から負方向に入射する経路を考える。このように連続して透過する膜がある場合、面 $i+k+1$ に注目すると折り返し後に再び同じ膜を今度は逆方向に透過しないと帰ってこれない。面 $i+k+1$ にかかわるこのような経路を T であらわすと、mode 32 では $T=2$ である。折り返しの位置は面 $i+k+2$ しかないので、この経路の数は1つしかない。この経路の輻射熱伝達パラメータ B_{32ij} は

$$B_{32ij} = Mb_i Mt_i^2 \quad (\text{付 7-44})$$

となる。図・付7-10(b)に mode 32 に対称的な経路 mode 32a の輻射熱伝達パラメータも式(付 7-44)と同様に

$$B_{32a_{ij}} = Mb_i Mt_i^2 \quad (\text{付 7-45})$$

と表すことができる。mode 32a の経路についても T の値は 2 である。n=3 の場合いずれの経路でも T と R の間には次の関係が成立していることがわかる。

$$n = T + R \quad (\text{付 7-46})$$

また、T はゼロか偶数の値しかとらない。透過枚数の増分 n が 3 の場合の、伝熱経路と輻射熱伝達パラメータをまとめると、表・付7-3のようになる。

以上から、透過回数の増分 n が 3 のとき、面 i から面 j (=i+k) へ伝達される輻射熱流束 q_{3ij} は次式で与えられる。

$$q_{3ij} = (B_{31ij} + B_{31a_{ij}} + B_{32ij} + B_{32a_{ij}}) q_{0ij} \quad (\text{付 7-47})$$

表・付7-3. 熱伝達経路の mode と輻射熱伝達パラメータ $B_{nm_{ij}}$ (n=3 の場合)

n	T	R	射出面、 入射面での 方向	mode	伝熱経路	$B_{nm_{ij}}$
3	0	3	F-B	31	F-RR-(R-B)	$(k+1)Mb_i^3$
			B-F	31a	(B-R)-RR-F	$(k+1)Mb_i^3$
	2	1	F-B	32	F-(TRT-B)	$Mb_i Mt_i^2$
			B-F	32a	(B-TRT)-F	$Mb_i Mt_i^2$

(6) 透過回数の増分 n が 4 の場合の輻射熱伝達

i) T=0 の場合

この場合、 $R=n-T$ から R は 4 になる。連続した伝達経路の折り返しが 2 つある場合、 $R=4$ になる。この伝達経路を mode 41 とし、その伝熱経路 F-RR-RR-F を図・付7-11に示した。連続した 2 つの折り返しのうち、2 番目の折り返しの位置は始めの折り返しの位置よりも射出面に近い側にくることはできない。この経路の場合の数は $1/2 (k+1)(k+2)$ であり、折り返し R が 4 回なので、輻射熱伝達パラメータ B_{41ij} は

$$B_{41ij} = 1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^4 \quad (\text{付 7-48})$$

となる。n が偶数であり、射出面と入射面の輻射の方向がどちらも F と対称なので mode 41 に対称的な伝熱経路はない。

伝熱経路の折り返しが射出面と入射面に付随している(B-R)-RR-(R-B)も伝熱経路が存在するので、これを mode 42 とする。この mode の経路の数は mode 21 と同じように、連続した折り返しRRの位置の数によってきまり、全部で k+1 である。R が4であるので、輻射熱伝達パラメータ $B42_{ij}$ は

$$B42_{ij} = (k+1)Mb_i^4 \quad (\text{付 7-49})$$

となる。これらの mode について表・付7-4にまとめた。

ii) T=2 の場合

この場合、R は2となる。輻射の射出面、入射面での輻射の方向が F-F の場合と B-B の場合を考える。はじめに F-F の場合、図・付7-11に示すように伝熱経路は F-RTRT-F となり、これを mode 43 と呼ぶ。この mode の経路の数は始めの折り返し R の位置が第 i+1 面から第 i+k+2 面までの k+2 通りある。T と R がそれぞれ2であるので、輻射熱伝達パラメータ $B43_{ij}$ は

$$B43_{ij} = (k+2)Mb_i^2Mt_i^2 \quad (\text{付 7-50})$$

となる。

伝達経路の折り返し R が輻射の射出面に付随している場合も伝熱経路として存在し、経路パターンは(B-R)-(TRT-B)となる。この経路を mode 44 と呼ぶ。この経路の場合、射出面と入射面の輻射の方向が異なるので、この経路に対称的な経路、すなわち mode 44a が存在し、経路パターンは(B-TRT)-(R-B)となる。これら2つの mode の伝熱経路を図・付7-13に示した。輻射熱伝達パラメータは $B44_{ij}$ に対してつぎのように表されるが、 $B44a_{ij}$ に対してもおなじ式となる。

$$B44_{ij} = Mb_i^2Mt_i^2 \quad (\text{付 7-51})$$

以上から、透過回数の増分 n が 4 のとき、面 i から面 j (=i+k) へ伝達される輻射熱流束 $q4_{ij}$ は次式で与えられる。

$$q4_{ij} = (B41_{ij} + B42_{ij} + B43_{ij} + B44_{ij} + B44a_{ij}) q0_{ij} \quad (\text{付 7-52})$$

表・付7-4. 熱伝達経路の mode と輻射熱伝達パラメータ $B_{nm_{ij}}$ ($n=4$ の場合)

n	T	R	射出面、 入射面 での方向	mode	伝熱経路	$B_{nm_{ij}}$
4	0	4	F-F	41	F-RR-RR-F	$1/2!(k+1)(k+2)Mb_i^4$
			B-B	42	(B-R)-RR-(R-B)	$(k+1)Mb_i^4$
	2	2	F-F	43	F-RTRT-F	$(k+2)Mb_i^2 Mt_i^2$
			B-B	44	(B-R)-(TRT-B)	$Mb_i^2 Mt_i^2$
				44a	(B-TRT)-(R-B)	$Mb_i^2 Mt_i^2$

(7) 透過回数の増分 n が 5 の場合の輻射熱伝達

増分 n が 5 の場合、 T の値は 0、2、4 の 3通りとることができるが、それぞれの場合 R の値は 5、3、1 となる。また、 n は奇数なので射出面 i における輻射の射出方向と入射面 j における輻射の入射方向は互いに逆となる。これらを考慮すると透過回数の増分 n が 5 の場合の輻射熱伝達経路は表・付7-5に示すように4通りある。すなわち、mode 51、mode 52、mode 53、mode 54 である。また n が奇数なので、それぞれの経路について対称的な経路も存在する。mode 54 と mode 54a の伝熱経路を図・付7-14に示した。

透過回数の増分 n が 5 のとき、面 i から面 j ($=i+k$) へ伝達される輻射熱流束 $q_{5_{ij}}$ は次式で与えられる。

$$q_{5_{ij}} = (B_{51_{ij}} + B_{51a_{ij}} + B_{52_{ij}} + B_{52a_{ij}} + B_{53_{ij}} + B_{53a_{ij}} + B_{54_{ij}} + B_{54a_{ij}}) q_{0_{ij}}$$

(付 7-53)

表・付7-5. 熱伝達経路の mode と輻射熱伝達パラメータ $B_{nm_{ij}}$ ($n=5$ の場合)

n	T	R	射出面、 入射面 での方向	mode	伝熱経路	$B_{nm_{ij}}$
5	0	5	F-B	51	F-RR-RR-(R-B)	$1/2!(k+1)(k+2)M_{b_i}^5$
			B-F	51a	(B-R)-RR-(R-B)	
	2	3	F-B	52	F-RR-(TRT-B)	$(k+1)M_{b_i}^3 M_{t_i}^2$
			B-F	52a	(B-TRT)-RR-F	
			F-B	53	F-RTRT-(R-B)	$(k+1)M_{b_i}^3 M_{t_i}^2$
			B-F	53a	(B-R)-RTRT-F	
	4	1	F-B	54	F-(TTRTT-B)	$M_{b_i} M_{t_i}^4$
			B-F	54a	(B-TTRTT)-F	

(8) 透過回数の増分 n が 6 の場合の輻射熱伝達

増分 n が 6 の場合、 T の値は 0、2、4 の 3通りとることができるが、それぞれの場合 R の値は 6、4、2 となる。また、 n は偶数なので射出面 i における輻射の射出方向と入射面 j における輻射の入射方向は互いに同じ方向となる。これらを考慮すると透過回数の増分 n が 6 の場合の輻射熱伝達経路は表・付7-6に示すように 8通りある。すなわち、mode 61、mode 62、mode 631、mode 632、mode 64、mode 65、mode 66、mode 67 である。また n は偶数であるが、mode 64 と mode 67 では射出面と入射面において、輻射の射出と入射の形式が異なるので、それぞれの経路について対称的な経路が存在する。また mode 61 の伝熱経路を図・付7-15に、mode 65 の伝熱経路を図・付7-16に示した。

透過回数の増分 n が 6 のとき、面 i から面 j ($=i+k$) へ伝達される輻射熱流束 $q_{6_{ij}}$ は次式で与えられる。

$$q_{6_{ij}} = (B_{61_{ij}} + B_{62_{ij}} + B_{631_{ij}} + B_{632_{ij}} + B_{64_{ij}} + B_{64a_{ij}} + B_{65_{ij}} + B_{66_{ij}} + B_{67_{ij}} + B_{67a_{ij}}) q_{0_{ij}} \quad (\text{付 7-54})$$

表・付7-6. 熱伝達経路の mode と輻射熱伝達パラメータ $B_{nm_{ij}}$ ($n=6$ の場合)

n	T	R	射出面、 入射面での 方向	mode	伝熱経路	$B_{nm_{ij}}$
6	0	6	F-F	61	F-(RR)-(RR)-(RR)-F	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^6$
			B-B	62	(B-R)-(RR)-(RR)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^6$
	2	4	F-F	631	F-(RR)-(RTRT)-F	$1/2! (k+2)(k+3)Mb_i^4 Mt_i^2$
				632	F-(RTRT)-(RR)-F	$1/2! (k+2)(k+3)Mb_i^4 Mt_i^2$
			B-B	64	(B-R)-(RR)-(TRT-B)	$(k+1)Mb_i^4 Mt_i^2$
				64a	(B-TRT)-(RR)-(R-B)	
			F-F	65	F-(RTTRTT)-F	$(k+3)Mb_i^2 Mt_i^4$
	4	2	B-B	66	(B-TRT)-(TRT-B)	$Mb_i^2 Mt_i^4$
				67	(B-R)-(TTRTT-B)	$Mb_i^2 Mt_i^4$
				67a	(B-TTRTT)-(R-B)	

5-3-3 輻射熱伝達の素経路

前節では1から6までの透過回数の増分 n に対する輻射熱伝達経路と輻射熱伝達パラメータ $B_{nm_{ij}}$ を求めた。輻射の折り返し R 、連続した輻射の透過 T の数はとの間につきの関係がある。

$$T < n \quad (\text{付 7-55})$$

$$n = T+R \quad (\text{付 7-56})$$

ただし、 T は偶数である。また輻射熱伝達パラメータ $B_{nm_{ij}}$ は、その経路の取り得る場合の数を K とすると次式で表すことができる。

$$B_{nm_{ij}} = K Mb_i^R Mt_i^T \quad (\text{付 7-57})$$

透過回数の増分 n に対する輻射熱伝達経路を1から9までの n についてまとめ

ると表・付7-7のようになる。また、対称的な輻射熱伝達経路に対しては、表・付7-8にまとめた。これら2つの表の中で、*印をつけた経路は素経路と称し自分自身は他の経路の組み合わせで表すことができない経路であり、輻射熱伝達の解析のときにこの経路による熱伝達を計算すれば、他の経路の熱伝達量は素経路の組み合わせとして計算することができる。

透過回数 n の増分 n によって輻射熱伝達経路を整理することができた。表・付7-7および表・付7-8では $n=9$ までの経路をまとめたが、経路の数に限界があるわけではなく無限にあるが、輻射が断熱フィルムを透過すると減衰するので、伝熱量は n が大きくなると無視できるレベルまで下がる。また輻射熱伝達パラメータを使えば、MLI中の第 i 層と $i=0$ から $N+1$ までの全ての層との輻射熱伝達を計算することができる。しかし、 k が大きい第 i 層から離れた層との間では直達の輻射熱伝達でも減衰が大きく、MLIの熱流束への寄与は小さくなる。

以上、任意の n に対して離れた二面間の輻射熱伝達を与える式を導出したが、いずれの式も輻射の射出面 i の温度 T_i で決まる「多重反射による輻射係数」によって表わされている。これは、二面間にある全ての面($i, i+1, i+2, \dots, j$)における輻射係数 Ma_i, Mt_i, Mb_i, Mr_i が、輻射が射出された面 i の温度 T_i で決まると仮定している。この仮定は第1章の「(2)極低温における二面間の輻射熱伝達の式」で説明したように、辻本・国友らが温度差の大きい二面間における輻射熱伝達の式(1-6)を導出するために採用した考えに基づいている。

表・付7-7 透過回数の増分nと輻射熱伝達経路(その1)

n	mode	伝熱経路のパターン	$B_{nm_{ij}}$ $k= j-i $	$B_{nm_{ij}}$ を 素経路(*印)で表す
1	11	F-(R-B)	Mb_i	*
2	21	F-(RR)-F	$(k+1)Mb_i^2$	*
	22	(B-R)-(R-B)	Mb_i^2	$B22=B11 \times B11a$
3	31	F-(RR)-(R-B)	$(k+1)Mb_i^3$	$B31=B11 \times B21$
	32	F-(TRT-B)	$Mb_i Mt_i^2$	*
4	41	F-(RR)-(RR)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^4$	*
	42	(B-R)-(RR)-(R-B)	$(k+1)Mb_i^4$	$B42=B21 \times B22$
	43	F-(RTRT)-F	$(k+2)Mb_i^2 Mt_i^2$	*
	44	(B-R)-(TRT-B)	$Mb_i^2 Mt_i^2$	$B44=B32 \times B11a$
5	51	F-(RR)-(RR)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5$	$B51=B41 \times B11$
	52	F-(RR)-(TRT-B)	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^2$	$B52=B21 \times B32$
	53	F-(RTRT)-(R-B)	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^2$	$B53=B43 \times B11$
	54	F-(TTRTT-B)	$Mb_i Mt_i^4$	*
6	61	F-(RR)-(RR)-(RR)-F	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^6$	*
	62	(B-R)-(RR)-(RR)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^6$	$B62=B41 \times B22$
	631	F-(RR)-(RTRT)-F	$1/2! (k+2)(k+3)Mb_i^4 Mt_i^2$	*
	632	F-(RTRT)-(RR)-F	$1/2! (k+2)(k+3)Mb_i^4 Mt_i^2$	*
	64	(B-R)-(RR)-(TRT-B)	$(k+1)Mb_i^4 Mt_i^2$	$B64=B21 \times B44$
	65	F-(RTTRTT)-F	$(k+3)Mb_i^2 Mt_i^4$	*
	66	(B-TRT)-(TRT-B)	$Mb_i^2 Mt_i^4$	$B66=B32 \times B32a$
	67	(B-R)-(TTRTT-B)	$Mb_i^2 Mt_i^4$	$B67=B54 \times B11a$
7	71	F-(RR)-(RR)-(RR)-(R-B)	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^7$	$B71=B61 \times B11$
	72	F-(RR)-(RR)-(TRT-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^2$	$B72=B41 \times B32$
	731	F-(RR)-(RTRT)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^2$	$B731=B631 \times B11$
	732	F-(RTRT)-(RR)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^2$	$B732=B632 \times B11$
	74	F-(RTRT)-(TRT-B)	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^4$	$B74=B43 \times B32$
	75	F-(RR)-(TTRTT-B)	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^4$	$B75=B21 \times B54$

付録7

	76	F-(TTTTTTT-B)	$Mb_i Mt_i^6$	*
8	81	F-(RR)-(RR)-(RR)-(RR)-F	$1/4! (k+1)(k+2)(k+3)(k+4)Mb_i^8$	*
	82	(B-R)-(RR)-(RR)-(RR)-(R-B)	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^8$	B82=B61 × B21
	831	F-(RTRT)-(RR)-(RR)-F	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^6 Mt_i^2$	*
	832	F-(RR)-(RTRT)-(RR)-F	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^6 Mt_i^2$	*
	833	F-(RR)-(RR)-(RTRT)-F	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^6 Mt_i^2$	*
	841	(B-R)-(RTRT)-(RR)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^6 Mt_i^2$	B841=B631 × B22
	842	(B-R)-(RR)-(RTRT)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^6 Mt_i^2$	B842=B632 × B22
	85	(B-R)-(RR)-(RR)-(TRT-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^6 Mt_i^2$	B85=B41 × B44
	86	F-(RTRT)-(RTRT)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^4 Mt_i^4$	*
	871	F-(RTTRTT)-(RR)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^4 Mt_i^4$	*
	872	F-(RR)-(RTTRTT)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^4 Mt_i^4$	*
	88	(B-R)-(RR)-(TTRTT-B)	$(k+1)Mb_i^4 Mt_i^4$	B88=B21 × B67
	89	(B-R)-(RTTRTT)-(R-B)	$(k+1)Mb_i^4 Mt_i^4$	B89=B65 × B22
	8A	(B-TRT)-(RR)-(TRT-B)	$(k+1)Mb_i^4 Mt_i^4$	B8A=B21 × B66
	8B	F-(RTTTT)-F	$(k+1)Mb_i^2 Mt_i^6$	*
	8C	(B-TRT)-(TTRTT-B)	$Mb_i^2 Mt_i^6$	B8C=B54 × B32a
	8D	(B-R)-(TTTTTTT-B)	$Mb_i^2 Mt_i^6$	B8D=B76 × B11a
9	91	F-(RR)-(RR)-(RR)-(RR)-(R-B)	$1/4! (k+1)(k+2)(k+3)(k+4)Mb_i^9$	B91=B81 × B11
	921	F-(RTRT)-(RR)-(RR)-(R-B)	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^7 Mt_i^2$	B921=B831 × B11
	922	F-(RR)-(RTRT)-(RR)-(R-B)	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^7 Mt_i^2$	B922=B832 × B11
	923	F-(RR)-(RR)-(RTRT)-(R-B)	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^7 Mt_i^2$	B923=B833 × B11
	93	F-(RTRT)-(RTRT)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^4$	B93=B86 × B11
	941	F-(RTTRTT)-(RR)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^4$	B941=B871 × B11
	942	F-(RR)-(RTTRTT)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^4$	B942=B872 × B11
	951	F-(RR)-(RTRT)-((TRT)-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^4$	B951=B631 × B32
	952	F-(RTRT)-(RR)-((TRT)-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^4$	B952=B632 × B32
	96	F-(RR)-(RR)-((TTRTT)-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^4$	B96=B41 × B54
	97	F-(RTTTT)-(R-B)	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^6$	B97=B88 × B11
	98	F-(RTTRTT)-((TRT)-B)	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^6$	B98=65 × B32

99	F-(RTRT)-((TTRTT)-B)	$(k+1)Mb_i^3Mt_i^6$	B99=B43 × B54
9A	F-(RR)-((TTTRTTT)-B)	$(k+1)Mb_i^3Mt_i^6$	B9A=B21 × B76
9B	F-((TTTTRTTTT)-B)	$Mb_iMt_i^8$	*

表・付7-8 透過回数の増分nと輻射熱伝達経路(その1に対称的な経路)

n	mode	伝熱経路のパターン	$B_{nm_{ij}}$ $k= j-i $	$B_{nm_{ij}}$ を 素経路(*印)で表す
1	11a	(B-R)-F	Mb_i	*
3	31a	(B-R)-(RR)-F	$(k+1)Mb_i^3$	B31a=B21 × B11a
	32a	(B-TRT)-F	$Mb_i Mt_i^2$	*
4	44a	(B-(TRT))-(R-B)	$Mb_i^2 Mt_i^2$	B44a=B32a × B11
5	51a	(B-R)-(RR)-(RR)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5$	B51a=B41 × B11a
	52a	(B-TRT)-(RR)-F	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^2$	B52a=B21 × B32a
	53a	(B-R)-(RTRT)-F	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^2$	B53a=B43 × B32a
	54a	(B-TTRTT)-F	$Mb_i Mt_i^4$	*
6	64a	(B-TRT)-(RR)-(R-B)	$(k+1)Mb_i^4 Mt_i^2$	B64a =B21 × B11 × B32a
	67a	(B-TTRTT)-(R-B)	$Mb_i^2 Mt_i^4$	B67a=54a × B11
7	71a	(B-R)-(RR)-(RR)-(RR)-F	$1/3! (k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^7$	B71a=B11a × B61
	72a	(B-TRT)-(RR)-(RR)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^2$	B72a=B41 × B32a
	731a	(B-R)-(RTRT)-(RR)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^2$	B731a=B632 × B11a
	732a	(B-R)-(RR)-(RTRT)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5 Mt_i^2$	B732a=B631 × B11a
	74a	(B-TRT)-(RTRT)-F	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^4$	B74a=B43 × B32a
	75a	(B-TTRTT)-(RR)-F	$(k+1)Mb_i^3 Mt_i^4$	B75a=B21 × B54a
	76a	(B-TTTRTTT)-F	$Mb_i Mt_i^6$	*
8	85a	(B-TRT)-(RR)-(RR)-(R-B)	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^6 Mt_i^2$	B85a=B41 × B45
	8Ba	(B-TTRTT)-(RR)-(R-B)	$(k+1)Mb_i^4 Mt_i^4$	B8Ba=B21 × B67a

付録7

8Ca	(B-TTRTT)-(TRT-B)	$Mb_i^2Mt_i^6$	$BCa=B54a \times B32$	
91a	(B-R)-(RR)-(RR)-(RR)-(RR)-F	$1/4!(k+1)(k+2)(k+3)(k+4)Mb_i^9$	$B91a=B81 \times B11a$	
921a	(B-R)-(RTRT)-(RR)-(RR)-F	$1/3!(k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^7Mt_i^2$	$B921a=B833 \times B11a$	
922a	(B-R)-(RR)-(RTRT)-(RR)-F	$1/3!(k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^7Mt_i^2$	$B922a=B832 \times B11a$	
923a	(B-R)-(RR)-(RR)-(RTRT)-F	$1/3!(k+1)(k+2)(k+3)Mb_i^7Mt_i^2$	$B923a=B831 \times B11a$	
93a	(B-R)-(RTRT)-(RTRT)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5Mt_i^4$	$B93a=B86 \times B11a$	
941a	(B-R)-(RTTRTT)-(RR)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5Mt_i^4$	$B941a=B872 \times B11a$	
942a	(B-R)-(RR)-(RTTRTT)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5Mt_i^4$	$B942a=B871 \times B11a$	
9	951a	(B-TRT)-(RR)-(RTRT)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5Mt_i^4$	$B951a=B632 \times B32a$
	952a	(B-TRT)-(RTRT)-(RR)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5Mt_i^4$	$B952a=B631 \times B32a$
	96a	(B-TTRTT)-(RR)-(RR)-F	$1/2! (k+1)(k+2)Mb_i^5Mt_i^4$	$B96a=B41 \times B54a$
	97a	(B-R)-(RTTTRTTT)-F	$(k+1)Mb_i^3Mt_i^6$	$B97a=B8B \times B11a$
	98a	(B-TRT)-(RTTTRTT)-F	$(k+1)Mb_i^3Mt_i^6$	$B98a=B65 \times B32a$
	99a	(B-TTRTT)-(RTRT)-F	$(k+1)Mb_i^3Mt_i^6$	$B99a=B43 \times B54a$
	9Aa	(B-TTTRTTT)-(RR)-F	$(k+1)Mb_i^3Mt_i^6$	$B9Aa=B21 \times B76a$
	9Ba	(B-TTTRTTT)-F	$Mb_iMt_i^8$	*

4. 壁面の影響

4-1 壁面における多重反射による輻射係数

高温壁と低温壁は SUS304製タンクのバフ研磨面であるので、アルミ蒸着ポリエステルフィルムとは異なる輻射係数を持つ。このため図・付7-18に示すように、低温壁とMLI第1層間の輻射の多重反射パラメータは低温壁から射出される輻射に対して

$$Ma_c = \frac{\varepsilon(T_0)}{1 - \rho_c(T_0)\rho(T_0)} \quad (\text{付 7-58})$$

$$Mt_c = \frac{\tau(T_0)}{1 - \rho_c(T_0)\rho(T_0)} \quad (\text{付 7-59})$$

$$Mr_c = \frac{\rho(T_0)\varepsilon_c(T_0)}{1 - \rho_c(T_0)\rho(T_0)} \quad (\text{付 7-60})$$

高温壁とMLI第N層間の輻射の多重反射パラメータは高温壁から射出される輻射に対して

$$Ma_h = \frac{\varepsilon(T_{N+1})}{1 - \rho_h(T_{N+1})\rho(T_{N+1})} \quad (\text{付 7-61})$$

$$Mt_h = \frac{\tau(T_{N+1})}{1 - \rho_h(T_{N+1})\rho(T_{N+1})} \quad (\text{付 7-62})$$

$$Mr_h = \frac{\rho(T_{N+1})\varepsilon_h(T_{N+1})}{1 - \rho_h(T_{N+1})\rho(T_{N+1})} \quad (\text{付 7-63})$$

のように変更する必要がある。また第*i*層から射出された輻射が低温壁、高温壁に入射する場合の多重反射パラメータは次のように修正する必要がある。低温壁とMLI第1層間の多重反射パラメータは

$$Ma_{ic} = \frac{\varepsilon_c(T_i)}{1 - \rho_c(T_i)\rho(T_i)} \quad (\text{付 7-64})$$

$$Mr_{ic} = \frac{\rho_c(T_i)\varepsilon(T_i)}{1 - \rho_c(T_i)\rho(T_i)} \quad (\text{付 7-65})$$

$$Mb_{ic} = \frac{\rho_c(T_i)\tau(T_i)}{1 - \rho_c(T_i)\rho(T_i)} \quad (\text{付 7-66})$$

高温壁とMLI第N層間の輻射の多重反射パラメータは

$$Ma_{ih} = \frac{\varepsilon_h(T_i)}{1 - \rho_h(T_i)\rho(T_i)} \quad (\text{付 7-67})$$

$$Mr_{ih} = \frac{\rho_h(T_i)\varepsilon(T_i)}{1 - \rho_h(T_i)\rho(T_i)} \quad (\text{付 7-68})$$

$$Mb_{ih} = \frac{\rho_h(T_i)\tau(T_i)}{1 - \rho_h(T_i)\rho(T_i)} \quad (\text{付 7-69})$$

と修正する必要がある。

4-2 輻射熱伝達パラメータの修正例 (mode 43 および mode 65)

以上の式(付 7-58)～式(付 7-69)を使って、輻射熱伝達パラメータ $B_{nm,ij}$ で壁面の影響がある部分を修正した。一例として mode 43 の輻射熱伝達パラメータについて、その一般式と壁面を通過する経路を考慮した修正点について以下にまとめる。

はじめの折り返しの位置 $R1$ は第 $i+1$ 層から第 $j+2$ 層までを取り得るので、経路の数は $j-i+2$ とおり、すなわち $k+2$ とおりある。

$$B_{43,ij} = (k+2)Mb_i^2Mt_i^2 \quad (1)$$

となる。図・付7-19(b)で示された経路は F-TTTR-B となっており、輻射熱伝達の式は

$$q_{ij} = E_iMt_i^{(k-1)} Mt_i^2 Mb_i Mt_i Mr_i \quad (2)$$

で表される。ここで

$$Mt_i Mr_i = Mb_i Ma_i \quad (3)$$

であるので

$$q_{ij} = E_iMt_i^{(k-1)} Mt_i^2 Mb_i^2Ma_i \quad (4)$$

となる。 $q_{0,ij}$ は

$$q_{0,ij} = E_iMt_i^{(k-1)} Ma_i \quad (5)$$

であるので、輻射熱伝達の式は結局

$$q_{ij} = Mt_i^2 Mb_i^2 q_{0ij} \quad (6)$$

となり、Mode 43 (F-RTRT-F)の経路と同じになるので、図・付7-19(b)で示された経路は Mode 43 の1変形とみなすことができる。

Mode 43 の経路が壁を通らない条件は、図・付7-20に示すように、射出面の番号 i と入射面の番号 j に対して次式で与えられる。

$$3 \leq i \leq N-3 \quad (7)$$

$$4 \leq j \leq N-2 \quad (8)$$

図・付7-21(a)に示すように、射出面 i が0、1、2、入射面 j が $N-2$ 以下の場合、始めの折り返し $R1$ の位置は、3以上 N 以下であるが、2番目の折り返しが低温面を通るのは $R1$ が3の場合だけである。このときの輻射熱伝達パラメータは $Mb_i Mb_{ic} Mt_i^2$ である。

図・付7-21(b)および(c)において、始めの折り返し $R1$ が4から $j+2$ までの $j-1$ 通りの経路は壁面を通らない。なお、同図では射出面が $i=0, 1, 2$ の3つの場合を重ねて描いた。

以上から、 $i=0 \sim 2$ 、および $j=1 \sim N-2$ における、Mode 43 の輻射熱伝達パラメータは

$$B_{43ij} = Mb_i Mb_{ic} Mt_i^2 + (j-1) Mb_i^2 Mt_i^2 \quad (9)$$

となる。この範囲に該当する輻射熱伝達パラメータを図・付7-22の黄色で色分けした領域で示した。なお、同図で黄色で色分けした領域 $i=N-1 \sim N+1$ 、 $j=3 \sim N$ の領域の輻射熱伝達パラメータは高温面における輻射熱伝達パラメータ Mb_{ih} を使って、次のように修正することができる。

$$B_{43ij} = Mb_i Mb_{ih} Mt_i^2 + (j-1) Mb_i^2 Mt_i^2 \quad (9)$$

なお、mode 65 の輻射熱伝達パラメータの修正図を図・付7-23に示す。他の mode については図・付7-24に図示した。

本研究で用いた MLI の熱流束試験用カロリメータでは高温面、低温面に SUS304 を用いている。W. Obert は SUS 材の機械的研磨面の輻射率と温度

の関係を実験的に求めている。¹⁰⁾ その結果を近似すると次式のようになる。

$$\varepsilon = 1.58 \times 10^{-2} T^{0.355} \quad (\text{付 7-70})$$

5. 各層のエネルギーバランス

第 j 層から第 i 層への輻射熱伝達を透過回数の増分 n を使って整理することができた。直達の輻射熱伝達も含めてすべての n に対する輻射熱伝達の和が第 j 層から第 i 層への輻射熱伝達 q_{tji} であるので

$$q_{tji} = \sum_{n=0}^{\infty} qn_{ji} \quad (\text{付 7-71})$$

となる。ここで、 qn_{ji} は n の値、1、2、3、4、5、6 に対してそれぞれ式(付 7-35)、式(付 7-41)、式(付 7-47)、式(付 7-52)、式(付 7-53)、式(付 7-54)で与えられる。その他の n に対しては $n=9$ までの qn_{ji} が表・付 7-7 と表・付 7-8 から容易に求めることができる。 N が大きくなると輻射の減衰が大きくなるので、あまり大きい n について問題にする必要は無いが、MLI の熱流束 q を計算する過程でその収束状況から、 n の大きさをどこまで考慮すればよいか分かる。

第 i 層のエネルギーバランスの式は図・付 7-25 に示すように、輻射熱伝達により第 i 層以外の層からのエネルギーの流入と、第 i 層から流出し他の全ての層へ伝達されるエネルギーの総量と、接触熱伝達により隣接する第 $i+1$ 層から流入するエネルギーと第 $i-1$ 層へ流出するエネルギーの総和が定常状態ではゼロになるとして立てることができる。

全層から射出され第 i 層に入射吸収される輻射熱伝達を qI_i とすると

$$qI_i = \sum_{j=0}^{N+1} q_{tji} \quad (\text{付 7-72})$$

第 i 層から射出され他層に入射吸収される輻射熱伝達の総和を qO_i とすると

$$qO_i = \sum_{j=0}^{N+1} qt_{ij} \quad (\text{付 7-73})$$

ここで、式(付 7-72)右辺にある qt の添え字は ij であり式(付 7-71)の場合と逆になっている。

定常状態での第 i 層のエネルギーバランスは層間の接触熱伝達率 h_c [W/m² K] を使うと

$$qI_i + h_c(T_{i+1} - T_i) = qO_i + h_c(T_i - T_{i-1}) \quad (\text{付 7-74})$$

ただし、層間の接触熱伝達率 h_c は全ての層で一定と仮定した。

低温面 ($i=0$)、高温面 ($i=N+1$) では、エネルギーバランスがとれず、低温面では流入する伝熱量が多く、高温面では流出する伝熱量の方が多い。どちらも MLI の熱流束 q [W/m²] に等しい。

$$q = qI_0 + h_c(T_1 - T_0) - qO_0 = qO_{N+1} - qI_{N+1} \quad (\text{付 7-75})$$

ただし、MLI 最外層 ($i=N$) と高温面との間是非接触と仮定した。

6. 計算プログラム

以上の断熱解析にしたがって、MLI の熱流束 q [W/m²] を求めるプログラムのフローを図・付 7-26 に示した。はじめに計算対象にする断熱フィルムについて、アルミ蒸着膜厚によってきまる蒸着面の輻射係数と温度の関係を計算し、ファイルとしてこのプログラムに与える。このプログラムは境界温度条件 T_c 、 T_h と、層間接触熱伝達率をパラメータとして与えると、熱流束 q と各層の温度が計算される。ただし、初期条件としての温度分布を与える必要があるが、その与え方により解がうまく収束しない場合がある。プログラムの中では透過回数 n の増分 n を 7 まで考慮したが、7 よりも少ない n に対しても解を求め、その違いから、 n としてどの程度の大きさまで考慮したらよいかを検討した。

高温面と低温面の輻射率は W. Obert による実験結果から得た近似式(付 7-70)を用いた。

6-1 解の収束と超過透過層数

前記のように透過回数が増分について、どの程度の大きさまで考慮したらよいかを調べた。その結果を図・付7-27に示した。低温面温度が T_c が77K、高温面温度 T_h が300Kの場合、これを高温域ケース(Case H)とする。この温度領域では断熱フィルムの輻射透過性は小さい。同図(a)に示すようにアルミ蒸着膜厚が700Åのとき1以上の n に対して解 q の値は変わらない。したがって n は1まで考慮すれば十分であることがわかった。 $T_c=4.2K$ 、 $T_h=77K$ の低温域ケース(Case L)ではアルミ蒸着厚が700Åの場合、 n として6以上7程度まで考慮する必要があることがわかった。アルミ蒸着膜厚が1500Åの場合は n として3まで考慮すれば十分であることがわかった。

以上の結果をもとに、プログラムは n の値として7まで考慮するように作成した。

7. 解析結果

7-1 熱流束と層間接触熱伝達率

層間接触熱伝達率 h_c をパラメータとして MLI の熱流束 q を計算した結果を図・付7-28に示した。計算条件は、断熱フィルムの全層数 N は40層、境界温度は高温領域(H)として低温面の温度 T_c が77K、高温面の温度 T_h が300Kの場合と、低温領域(L)として T_c が4.2K、高温面の温度 T_h が77Kの場合を計算した。断熱フィルム間の層間接触熱伝達率は全層で一定と仮定した。なお図・付7-25に示したように、低温面から数えた断熱フィルムの第1層と低温面との間の接触熱伝達率も他の層と同じとした。最外層の断熱フィルム($i=N$)と高温面との間は接触していないという条件で計算した。図・付7-28からわかるように熱流束 q と層間接触熱伝達率 h_c の関係はS字状曲線となり、どちらの温度領域の計算結果も、 q と h_c との関係は h_c が小さいときと、大きい場合に q が h_c に依存しない領域があり、その中間の領域は h_c が増加するに従い、 q が増加する領域を持つ。

熱流束曲線はこれらの3つの領域で構成されており、アルミ蒸着厚の影響のしかたも異なる。実際の MLI で層間接触熱伝達率がいくらになるかが決まらなると、アルミ蒸着膜厚をどの程度の厚さにしたらよいかの判断ができない。しか

し、計算結果の熱流束曲線がどのようなものであるかをまとめると、以下のようになる。

層間接触熱伝達率が小さいときは、MLIの熱流束は輻射支配であるので、アルミ蒸着膜厚に大きく影響されるが、高温領域では厚さが 700 Å 程度まで厚くなると、熱流束はアルミ蒸着膜厚に影響されなくなる。低温域においてはアルミの蒸着膜厚は 1500 Å 程度にならないと、蒸着膜厚に依存しない領域に入らない。層間接触熱伝達率が大きくなると熱流束曲線は再び水平になり、層間接触熱伝達率 h_c に依存しなくなる。これは、MLI の最外層が高温面と接触していないからである。 h_c が十分大きくなると MLI がよく冷やされて、最外層の温度が低くなる。このとき、高温面と低温面との断熱には、高温面と MLI 最外層との間の真空空間が寄与している。最外層の温度が低温面の温度に近いレベルまで冷却されると、高温面と低温面の断熱は MLI 最外層と高温面との間の真空空間だけになる。このとき MLI 中の層間接触熱伝達率が変化しても熱流束は変化しないので、熱流束曲線は水平になる。ただ、MLI のアルミ蒸着膜厚は断熱フィルムの輻射特性に影響するので、この領域においても熱流束 q にはアルミ蒸着膜厚への依存性が見られる。

熱流束が層間接触熱伝達率 h_c に依存する領域は、高温域においては h_c が $1 \times 10^{-3} \text{W/m}^2\text{K}$ から $10 \text{W/m}^2\text{K}$ の範囲であり、低温域においては h_c が $1 \times 10^{-5} \text{W/m}^2\text{K}$ から $3 \times 10^{-2} \text{W/m}^2\text{K}$ の範囲であり、両温度領域の間で2桁のズレがある。この熱流束が h_c に依存する領域では、アルミ蒸着膜厚による熱流束の差は小さくなる。特に、高温域では $1 \text{W/m}^2\text{K}$ 付近で、低温域では $8 \times 10^{-3} \text{W/m}^2\text{K}$ 付近でアルミ蒸着膜厚依存性が最低になり、 h_c が大きく熱流束 q が h_c に依存しない領域よりも依存性は小さい。

7-2 MLI の熱流束とアルミ蒸着膜厚

熱流束解析結果をアルミ蒸着膜厚を横軸にとり、層間接触熱伝達率 h_c をパラメータとして表したのが図・付7-29である。 h_c の大きさによって熱流束のアルミ蒸着厚依存性が異なる。同図(a)の高温域では h_c が $0.1 \text{W/m}^2\text{K}$ のとき、アルミ蒸着膜厚を 700 Å 以上にしても、それ以上熱流束は低下しない。 h_c が $0.1 \text{W/m}^2\text{K}$ よりも小さい場合、900 Å 程度までは蒸着膜厚を厚くすると熱流束は低下するが、それ以上ではほとんど効果は無い。 h_c が $0.1 \text{W/m}^2\text{K}$ よりも大きい場合、アルミ蒸着膜厚に依存しない限界の蒸着膜厚は 700 Å 程度であり

変わらないが、それ以下の厚さでの熱流束の変化は非常に小さくなる。

同図(b)に示した低温域では h_c が $1 \times 10^{-3} \text{W/m}^2\text{K}$ のとき、1000 Å程度まではアルミ蒸着膜厚を厚くすると熱流束は低下する。さらに h_c が小さいと、1800 Å程度までは、蒸着膜厚を厚くすると熱流束は低下する。 h_c が $1 \times 10^{-2} \text{W/m}^2\text{K}$ 、あるいはそれ以上では、熱流束へのアルミ蒸着厚の影響は小さい。以上がアルミ蒸着膜厚に関する解析結果の概要である。

7-3 各層における輻射熱伝達および接触熱伝達による熱流束

熱流束解析により各層における輻射熱伝達と接触熱伝達による熱流束の流入と流出の大きさを知ることができる。第 i 層に流入する輻射熱伝達 q_{L_i} は式(付 7-72)で、流出する輻射熱伝達 q_{O_i} は式(付 7-73)から求められる。接触熱伝達により流入する分は式(付 7-74)の $h_c(T_{i+1}-T_i)$ で、流出する分は同式の中の $h_c(T_i-T_{i-1})$ から求められる。

境界温度条件(L)、すなわち $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ において各層の熱流束の内訳を図示すると図・付 7-30 のようになる。流入する熱流束は正の値として図示し、流出する熱流束は負の値として図示した。

図・付 7-30(a)は層間接触熱伝達率が低い場合で $h_c=0.003\text{W/m}^2\text{K}$ である。輻射熱伝達により流入流出する熱流束は、層番号が25以上で層間接触熱伝達により流入、流出する熱流束よりも大きい。同図(b)は層間接触熱伝達率が高い場合で($h_c=0.02\text{W/m}^2\text{K}$)、各層における熱流束は層間接触熱伝達に支配されている。ただし、第 N 層と第 $N+1$ 層の間は非接触なので、第 $N+1$ 層においては流出する輻射熱流束が非常に大きく、接触熱伝達により流出流入する熱流束はゼロになっている。第 N 層においては、輻射熱伝達により流入する熱流束は非常に大きく、接触熱伝達により流入する熱流束はゼロである。接触熱伝達により流入流出する熱流束が各層でほぼ一定であるのは、層間接触熱伝達率 h_c を一定と仮定したことと、MLI 各層の温度が低温側から線形に上昇しているからである。

境界温度条件(H)、すなわち $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ の場合の各層に流入流出する熱流束を図・付 7-31 に示す。同図(a)は層間接触熱伝達率が $0.005 \text{W/m}^2\text{K}$ の場合で、各層の熱流束は輻射熱伝達支配である。層間接触熱伝達率が $0.1 \text{W/m}^2\text{K}$ まで上昇しても、同図(b)に示すように接触熱伝達の影響は小さい。ただし、層番号12層以下では接触熱伝達支配になっている。

7-4 MLI 中の温度分布 (各層の温度)

MLI 各層の温度は低温側の層から高温側の層まで温度分布を形成し、層間接触熱伝達と輻射熱伝達の相対的な大きさに従って温度分布の形状が変わってくる。¹⁾ 輻射熱伝達の寄与が大きいと、温度分布は上に突の曲線状になり、接触熱伝達の寄与が大きくなると温度分布は直線的になる。

MLI の温度分布は熱流束解析により計算することができる。境界温度条件 (L) と境界温度条件 (H) について、図・付7-32(a) と (b) に示した。いずれも層間接触熱伝達率 h_c をパラメータとして温度分布を示す。この熱流束解析では MLI の最外層と高温面の間が非接触としているので、 h_c が大きい場合温度分布は線形になるとともに MLI の最外層の温度と高温面間の温度ギャップが顕著になる。

稲井の方法²⁾ に従って、計算された温度分布と実験で得られた温度分布を比較することにより、層間接触熱伝達率を推定することができる。

8. まとめ

- (1) 輻射遮蔽膜の輻射透過性を考慮した MLI の熱流束解析手法を明らかにした。
- (2) アルミ蒸着フィルムについて、輻射の透過率などの輻射係数と温度との関係を見積もった。
- (3) 隣接する断熱フィルム間において輻射の多重反射によって隣接フィルムに吸収される輻射エネルギーの割合、隣接フィルムを透過してさらに隣の領域へ伝達される割合などを表す多重反射による輻射係数が、離れた2面間の輻射熱伝達を記述するのに非常に便利であることがわかった。
- (4) 離れた2面間の輻射熱伝達は、直達の輻射熱伝達を基本の熱伝達経路とし、その他の経路は輻射が透過する膜の枚数が2面間に存在する断熱フィルムの枚数よりもどれだけ多いかを規定する透過枚数の増分 n により整理することができる。透過枚数の増分が n のときの離れた2面間の輻射熱伝達の熱流束は、直達の輻射熱伝達の熱流束に輻射熱伝達パラメータを乗じることにより求めることができる。
- (5) 以上をつかって各層のエネルギーバランスの式をまとめることができた。
- (6) 輻射遮蔽フィルムの輻射の透過性を考慮した MLI の熱流束解析プログラ

ムを開発し、低温域、高温域における MLI の熱流束曲線を求めることができた。

- (7) カロリメータを使った MLI サンプルの熱流束データと熱流束曲線から層間接触熱伝達率を推定する方法を明らかにした。
- (8) MLI 中の各層において輻射熱伝達と接触熱伝達の大きさを比較することができた。
- (9) アルミ蒸着膜厚と熱流束の関係が得られ、輻射反射膜を輻射が透過しないために必要なアルミ蒸着膜厚を明らかにした。

参考文献

- 1) 稲井信彦、“多層断熱に関する研究”、日本機械学会論文集、43 巻 365 号(昭 52-1)p217-224
- 2) 稲井信彦、“多層断熱に関する研究(第2報、実験的研究)”、日本機械学会論文集(第2部)、43 巻 365 号(昭 52-1) p3116-3123
- 3) T. Ohmori, M. Tsuchiya, T. Taira, M. Takahashi, A. Yamamoto, H. Hirabayashi, “Multilayer Insulation with Aluminized Dimpled Polyester Film”, Eleventh International Cryogenic Engineering Conference (ICEC11), Aplir, 1986
- 4) R. P. Shutt, “Some Thoughts on Superinsulation”, Technical Note No. 21, ISABELLE Division, Brookhaven National Laboratory, September 3, 1976
- 5) 辻本 聡一郎、国友 孟、“低温多層断熱の解析手法について”、日本機械学会論文集(B編)、50 巻 450 号(昭 59-2)、415
- 6) C. L. Tien and G. R. Cunnington, Recent advances in high-performance cryogenic thermal insulation, Cryogenics, December 1972, p386
- 7) 辻本 聡一郎、神田 誠、国友 孟、“アルミニウムおよびアルミニウム合金の室温以下における熱ふく射性質の研究”、日本機械学会論文集(B編)、48 巻 427 号(昭 57-3)、545
- 8) G. R. Cunnington, C. W. Keller and G. A. Bell, “Interim Report, Thermal Performance of Multilayer Insulations”, NASA-CR 72605, LMSC-A903316, 20 April, 1971, p4-18
- 9) R. C. Weast, CRC Handbook of Chemistry and Physics, 67th edition, 1986-1987, p E-378
- 10) W. Obert, J. R. Coupland, D. P. Hammond, T. Cook and K. Harwood, “Emissivity Measurements of Metallic Surfaces Used in Cryogenic Applications”, Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 27, 1982, p293-300
- 11) 伊吹順章、科学シリーズ 物性5、“光物性”、三省堂 1974年5月、p8

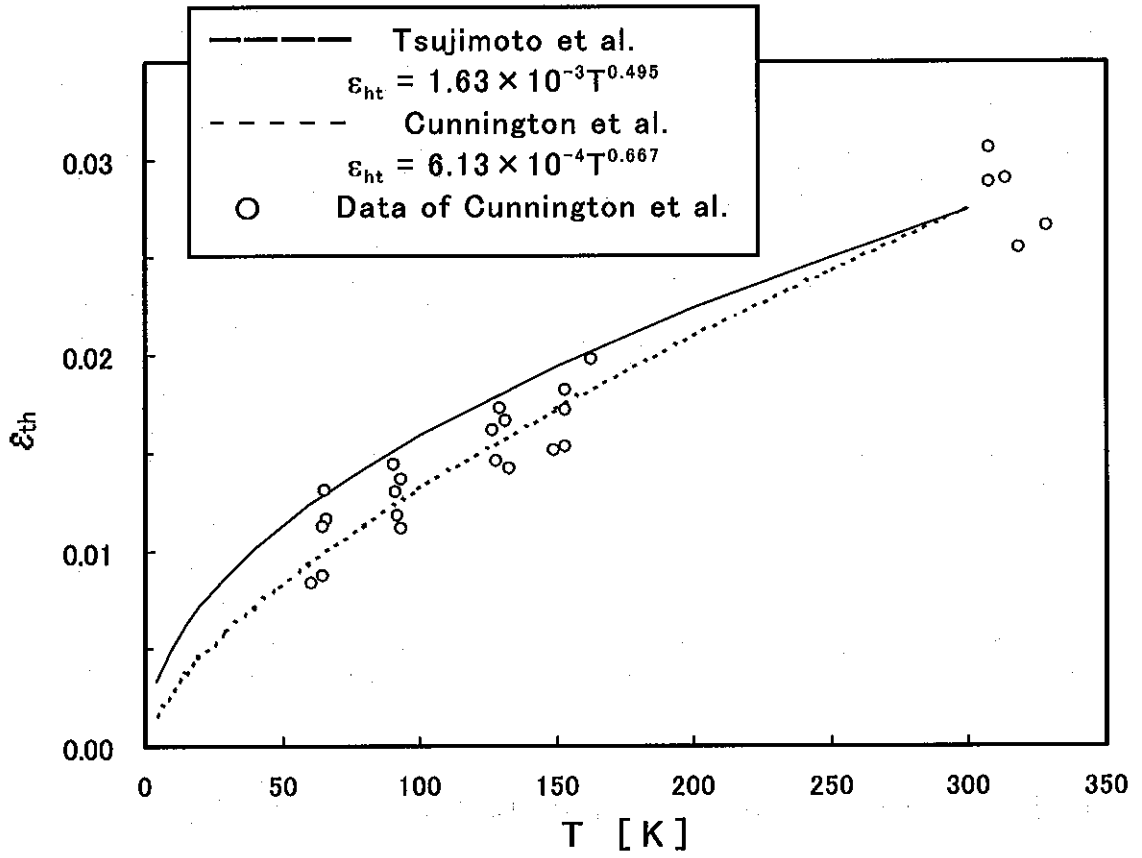
記号一覧

ε	輻射率
ρ	反射率
τ	透過率
ε_0	$\tau=0$ の場合の輻射率
ρ_0	$\tau=0$ の場合の反射率
α	輻射の減衰率
κ	輻射の消衰係数 (extinction coefficient); 無次元数
λ	輻射の波長 [cm]
σ	ステファンボルツマン定数 $5.67 \times 10^{-8} \text{W/m}^2 \text{K}^4$
$B_{nm,ij}$	輻射が透過する断熱フィルムの枚数の増分が n のときの面 i と面 j 間の輻射熱伝達パラメータ、 $B_{nm,ij} = K M b_i^R M t_j^T$
E_i	Radiative Power (輻射エネルギー束) $E_i = \varepsilon_i(T_i) \sigma T_i^4$
$f(D, \lambda)$	厚さ D の金属薄膜に関する、波長 λ の輻射の透過率
h_c	層間の接触熱伝達率
$K(\lambda)$	波長 $\lambda \sim \lambda + d\lambda$ の間の黒体輻射エネルギー束 [W/cm^3]
K	輻射熱伝達経路のモードが nm のときの伝熱経路の取りうる数
Ma_i, Mt_i, Mb_i, Mr_i	面 i から射出された輻射の面 j との間の多重反射による輻射係数
N	MLI の輻射反射膜の全数
n	直達の輻射熱伝達経路における輻射反射膜の透過枚数を基準にした透過枚数の増分
$q_{0,ij}$	面 i から面 $i+k$ への直達の輻射熱伝達、 $j=i+k$
$q_{n,ij}$	透過枚数の増分が n のとき、面 i から面 $i+k$ への輻射熱伝達 $= (\sum B_{nm,ij}) q_{0,ij}$
$q_{t,ij}$	第 i 層から第 j 層への輻射熱伝達で、直達の輻射熱伝達も含めてすべての n に対する輻射熱伝達の和
q_{I_i}	全層から射出され第 i 層に入射吸収される輻射熱伝達の総和
q_{O_i}	第 i 層から射出され他層に入射吸収される輻射熱伝達の総和
R	輻射熱伝達経路の中における経路の折り返しの数
T	輻射熱伝達経路の中において、輻射反射膜を連続して透過する経路の数

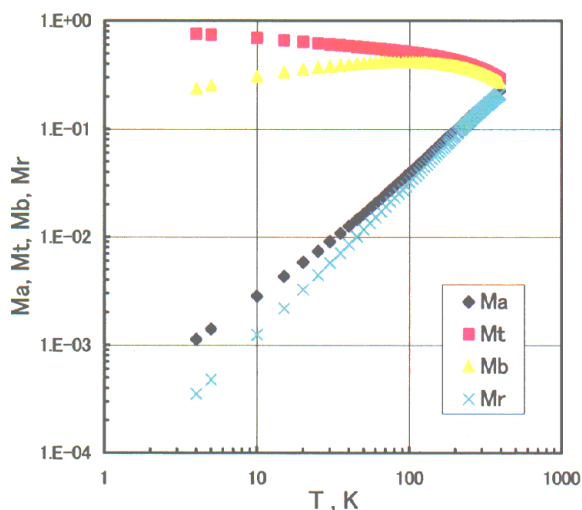
T_i 射出面 i の温度

添字

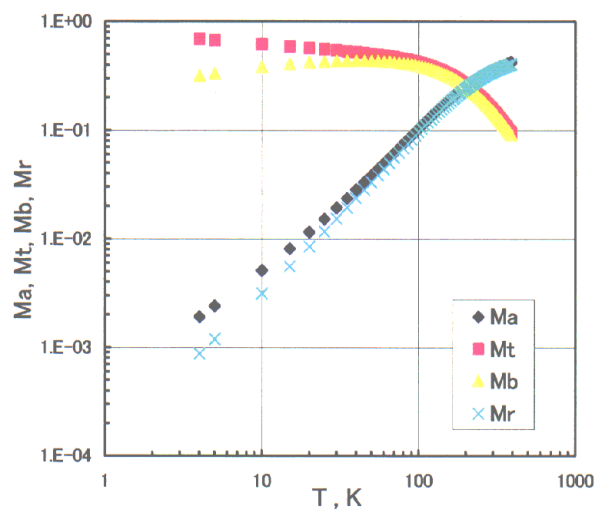
- a 射出面と入射面とを入れ替えても経路パターンが変わらない対称的な経路の区分を示す
- n 直達の輻射熱伝達経路における輻射反射膜の透過枚数を基準にした透過枚数の増分
- m 同一の透過枚数の増分 n に対する輻射熱伝達パラメータ $B_{nm_{ij}}$ において、経路の違いを区分する番号。
- c 低温面 ($i=0$)
- h 高温面 ($i=N+1$)
- i 層番号で輻射の射出面に使用する。
- j 層番号で輻射の入射面に使用する。 $j=i+k$



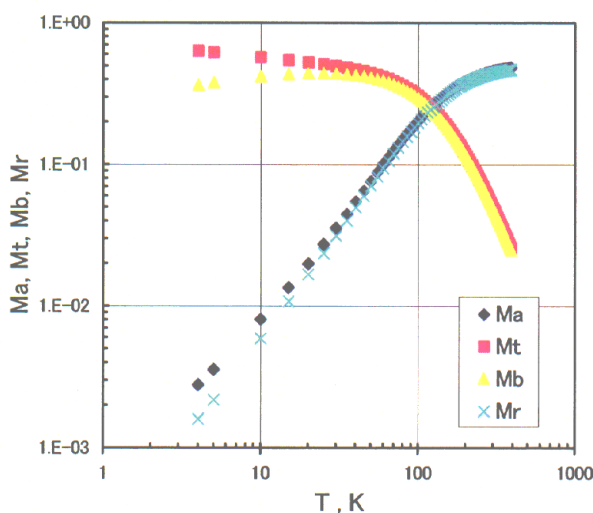
図・付7-1. G. R. Cunningham らの DAM の全半球輻射率データと辻本・国友の式



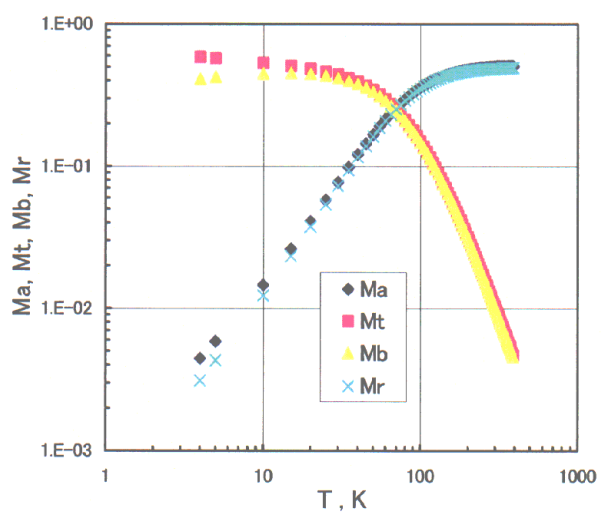
(1) アルミ膜厚 300 Å



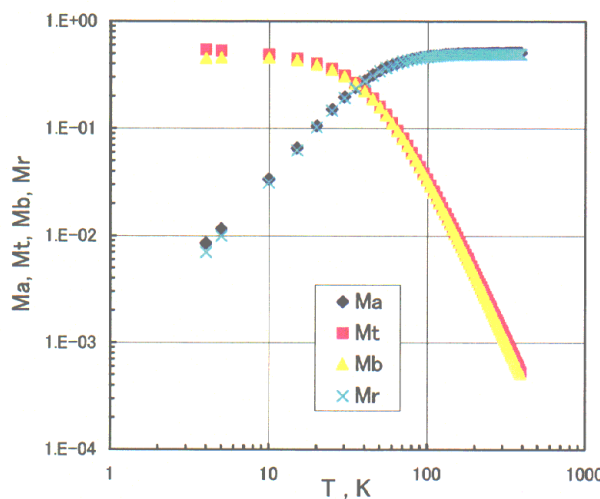
(2) アルミ膜厚 500 Å



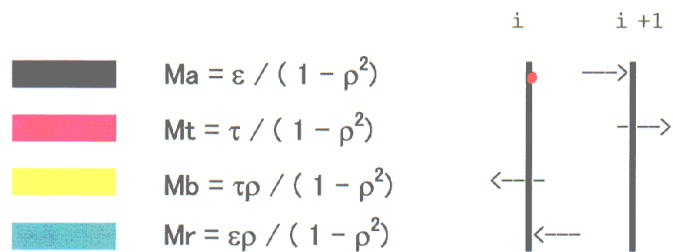
(3) アルミ膜厚 700 Å



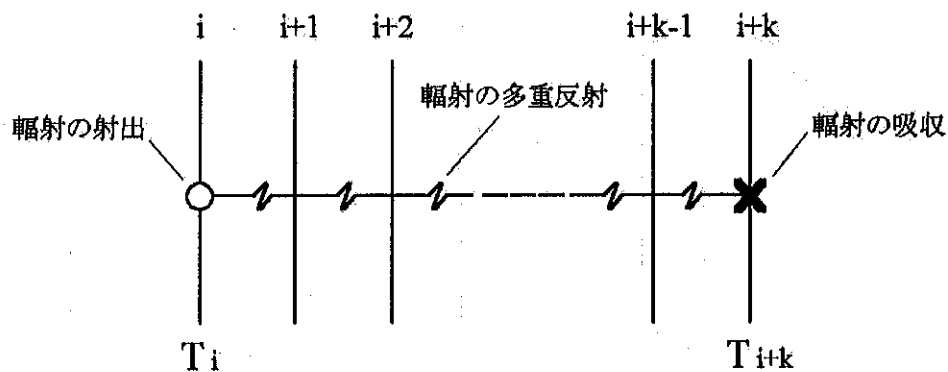
(4) アルミ膜厚 1000 Å



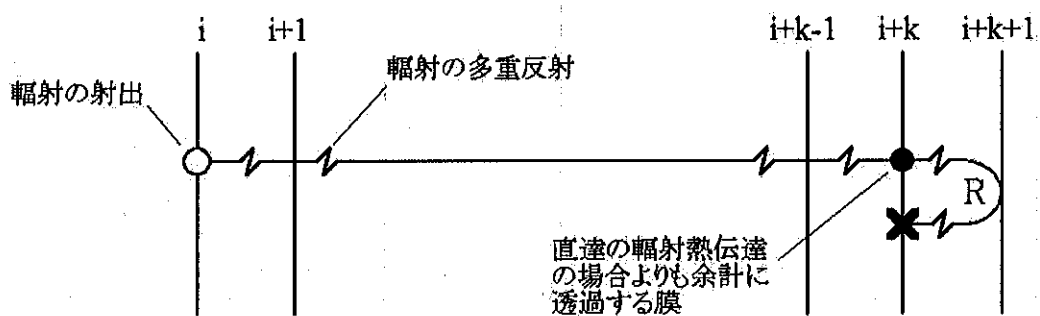
(5) アルミ膜厚 1500 Å



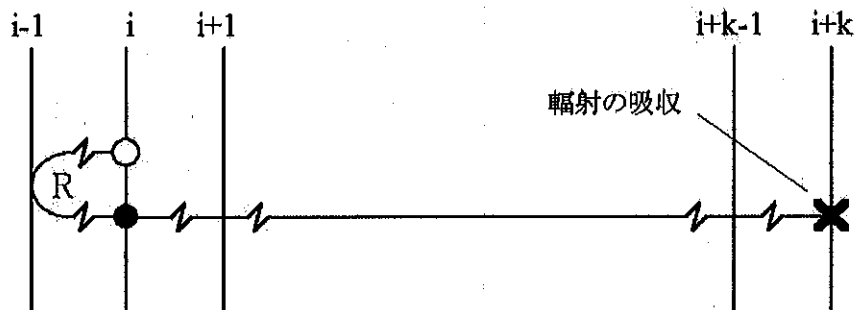
図・付7-4. 隣接断熱フィルム間の輻射熱伝達パラメータ (アルミ蒸着膜厚の影響)



図・付7-5 隣接面間多重反射による面から面 $j(i+k)$ へのふく射熱伝達経路 ($n=0$ の場合)

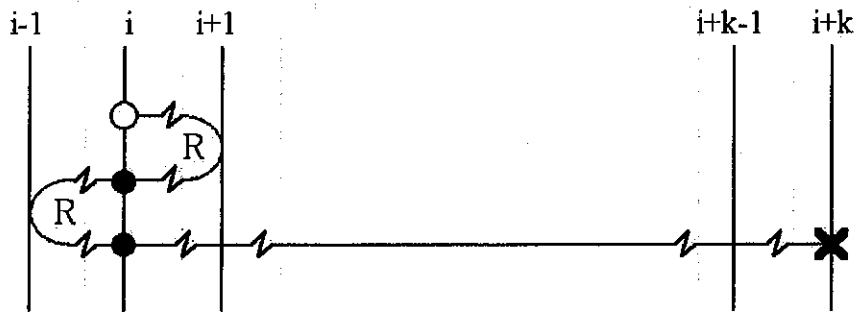


(a) mode 11 : F-(R-B)

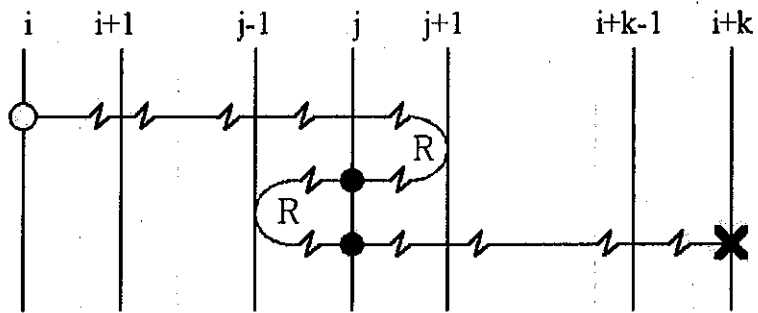


(b) mode 11a : (B-R)-F

図・付7-6 隣接面間多重反射による面から面 $j(i+k)$ へのふく射熱伝達経路 ($n=1$ の場合)



(a)

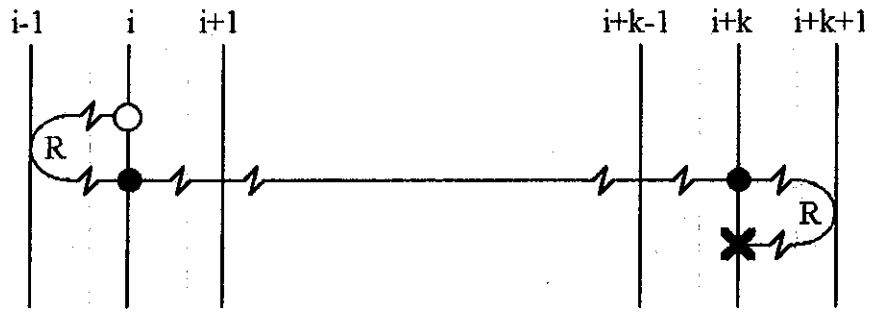


(b)

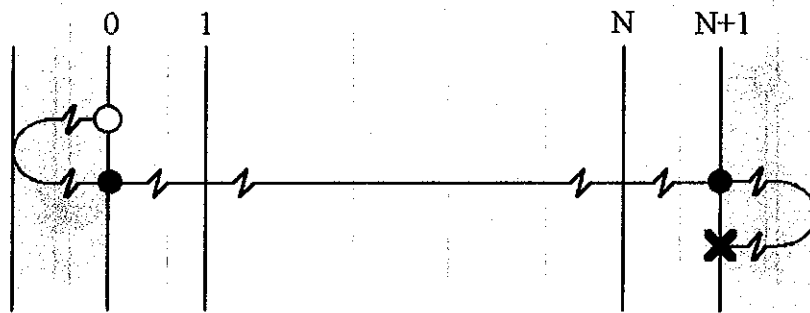


(c)

図・付7-7 隣接面間多重反射による面 i から面 $j (=i+k)$ へのふく射熱伝達経路
($n=2$ の場合、mode 21)

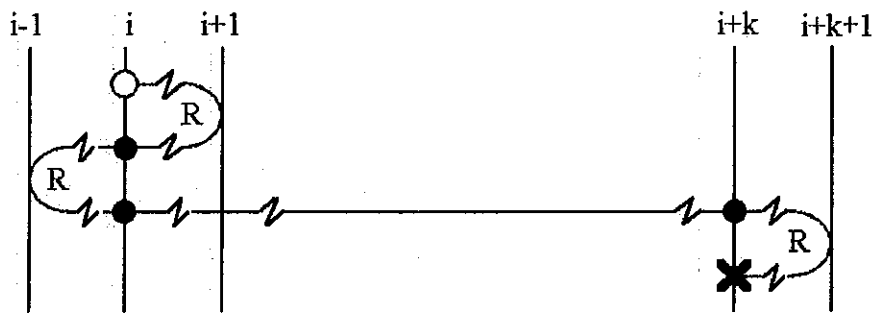


(a)

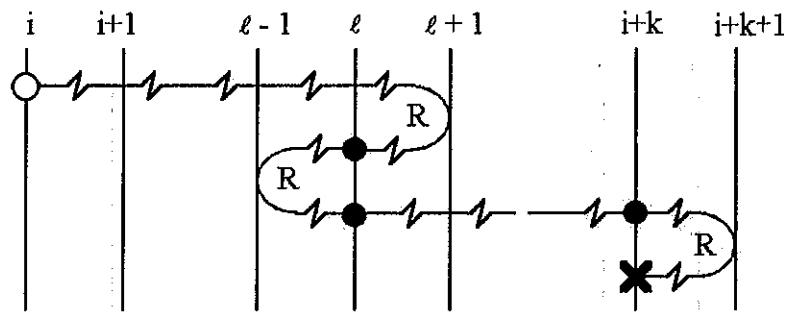


(b)

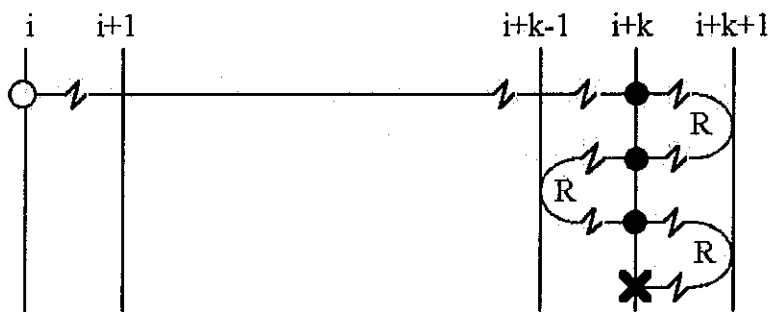
図・付7-8 隣接面間多重反射による面*i*から面*j* ($=i+k$)へのふく射熱伝達経路
($n=2$ の場合、mode 22)



(a)

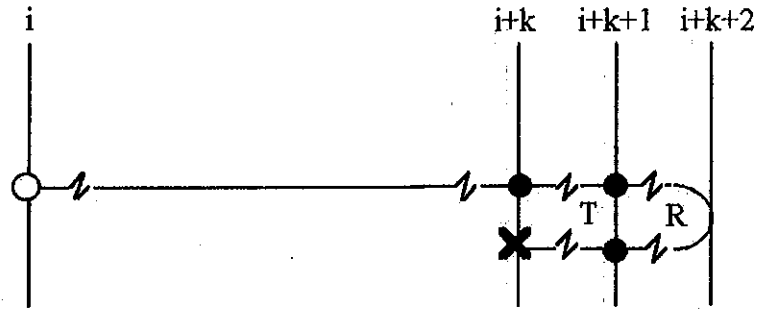


(b)

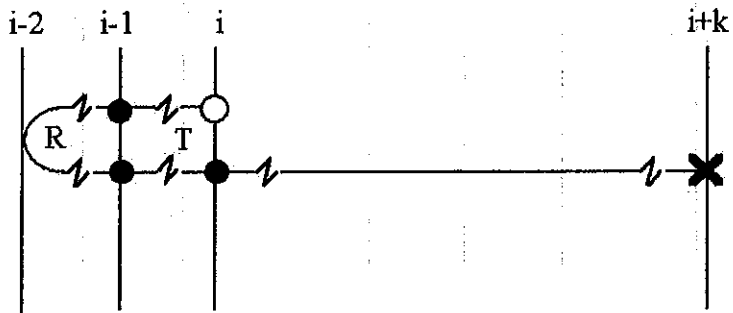


(c)

図・付7-9 隣接面間多重反射による面*i*から面*j* ($=i+k$)へのふく射熱伝達経路
($n=3$ の場合、mode 31)

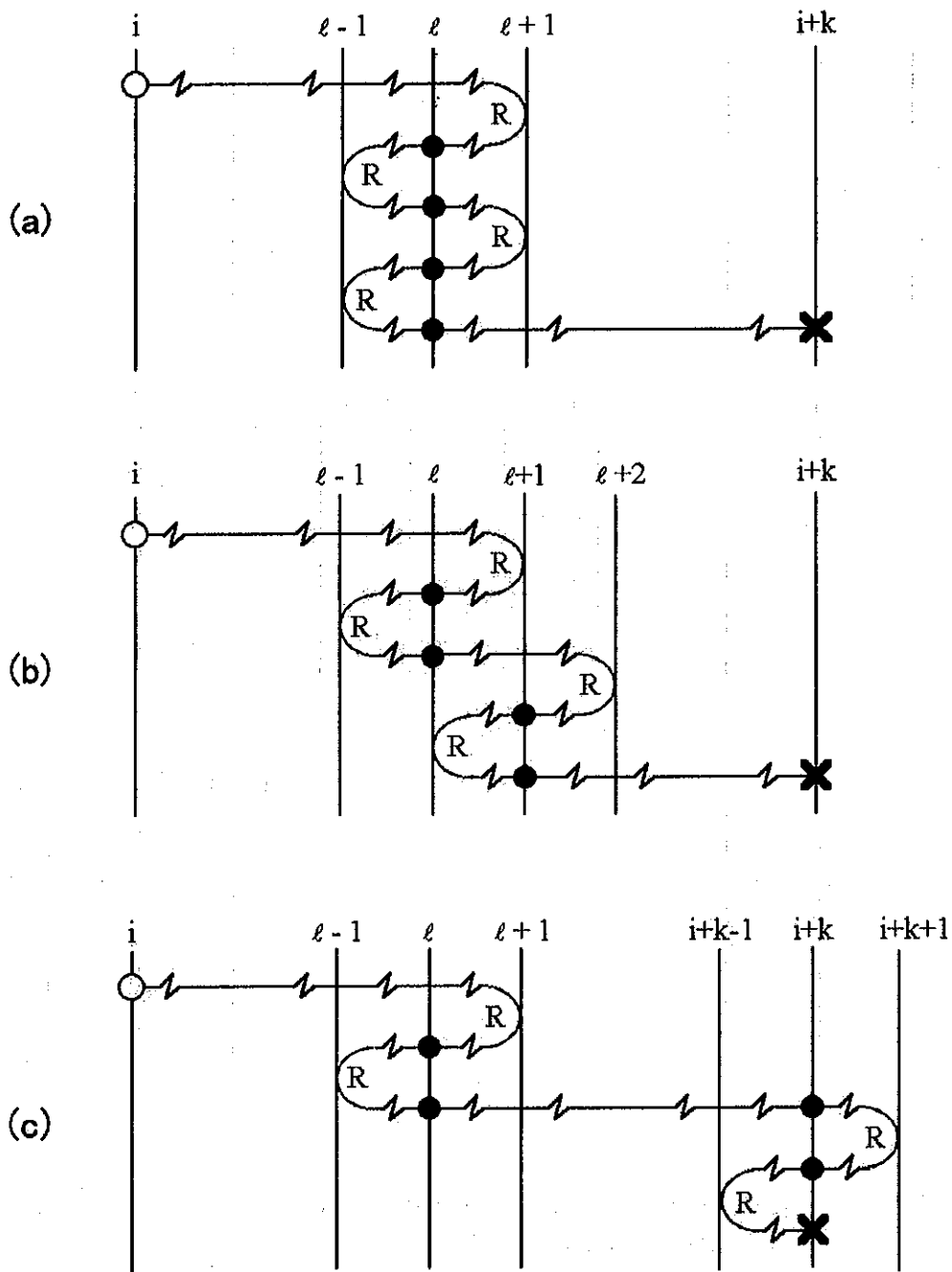


(a) mode 32 $F-((TRT)-B)$

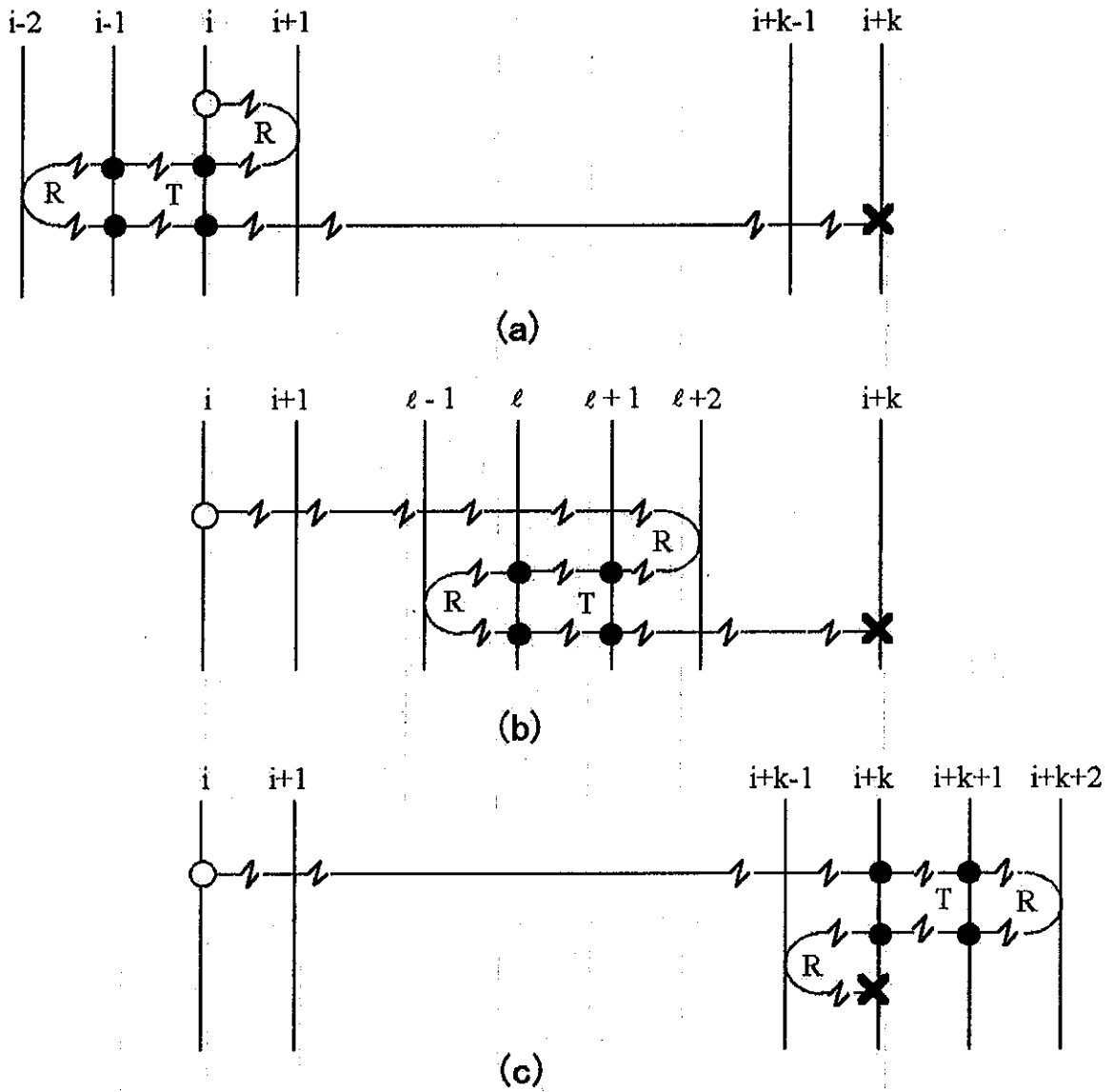


(b) mode 32a $(B-(TRT))-F$

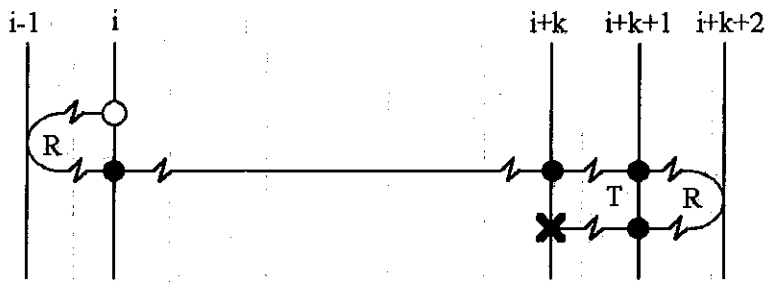
図・付7-10 隣接面間多重反射による面 i から面 $j (=i+k)$ へのふく射熱伝達経路
($n=3$ の場合、mode 32)



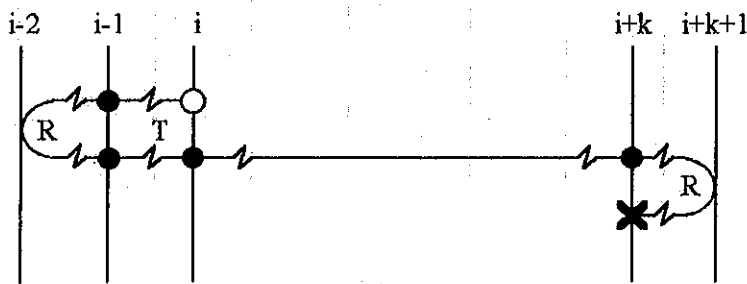
図・付7-11 隣接面間多重反射による面*i*から面*j*(=*i+k*)へのふく射熱伝達経路
(*n*=4の場合、mode 41)



図・付7-12 隣接面間多重反射による面*i*から面*j*(=*i+k*)へのふく射熱伝達経路
(*n*=4の場合、mode 43)

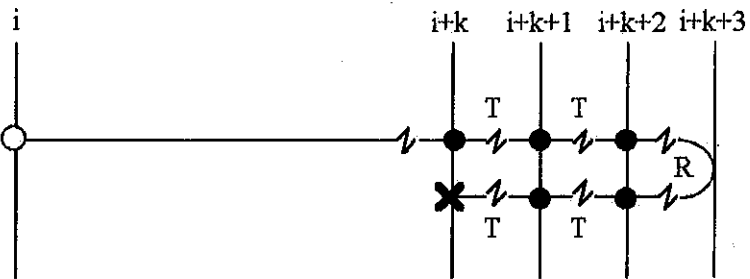


(a) mode 44 $(B-R) - ((TRT) - B)$

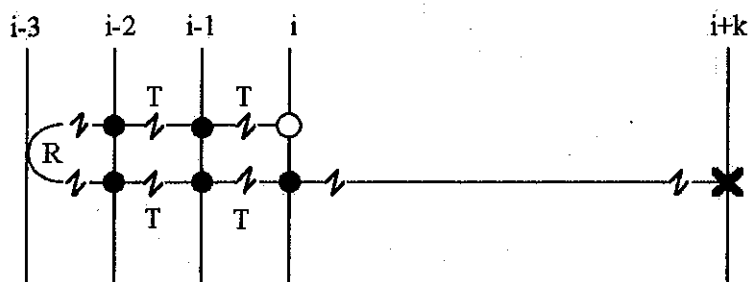


(b) mode 44a $(B - (TRT)) - (R-B)$

図・付7-13 隣接面間多重反射による面iから面j(=i+k)へのふく射熱伝達経路
(n=4の場合、mode 44およびmode 44a)

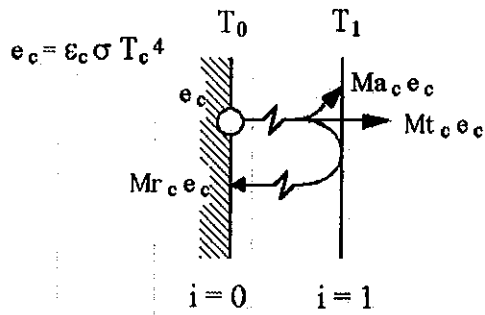


(a) mode 54 $(B-(TRT))-(R-B)$



(b) mode 54a $(B-R)-((TRT)-B)$

図・付7-14 隣接面間多重反射による面iから面j(=i+k)へのふく射熱伝達経路
(n=5の場合、mode 54およびmode 54a)

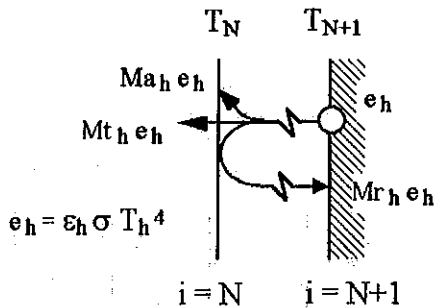


$$Ma_c = \frac{\epsilon(T_0)}{1 - \rho_c(T_0)\rho(T_0)}$$

$$Mt_c = \frac{\tau(T_0)}{1 - \rho_c(T_0)\rho(T_0)}$$

$$Mr_c = \frac{\rho(T_0)\epsilon_c(T_0)}{1 - \rho_c(T_0)\rho(T_0)}$$

(a)



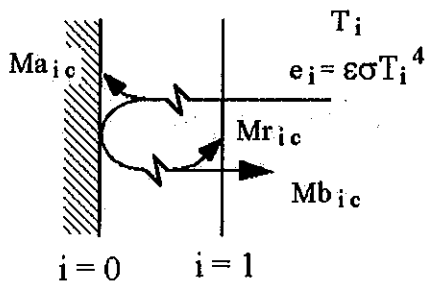
$$Ma_h = \frac{\epsilon(T_{N+1})}{1 - \rho_h(T_{N+1})\rho(T_{N+1})}$$

$$Mt_h = \frac{\tau(T_{N+1})}{1 - \rho_h(T_{N+1})\rho(T_{N+1})}$$

$$Mr_h = \frac{\rho(T_{N+1})\epsilon_h(T_{N+1})}{1 - \rho_h(T_{N+1})\rho(T_{N+1})}$$

(b)

図・付7-17. 低温壁、高温壁からの輻射に対する多重反射パラメータ

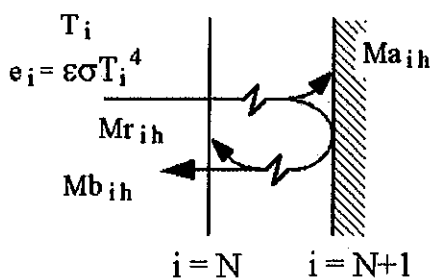


$$Ma_{ic} = \frac{\epsilon_c(T_i)}{1 - \rho_c(T_i)\rho(T_i)}$$

$$Mr_{ic} = \frac{\rho_c(T_i)\epsilon(T_i)}{1 - \rho_c(T_i)\rho(T_i)}$$

$$Mb_{ic} = \frac{\rho_c(T_i)\tau(T_i)}{1 - \rho_c(T_i)\rho(T_i)}$$

(a)



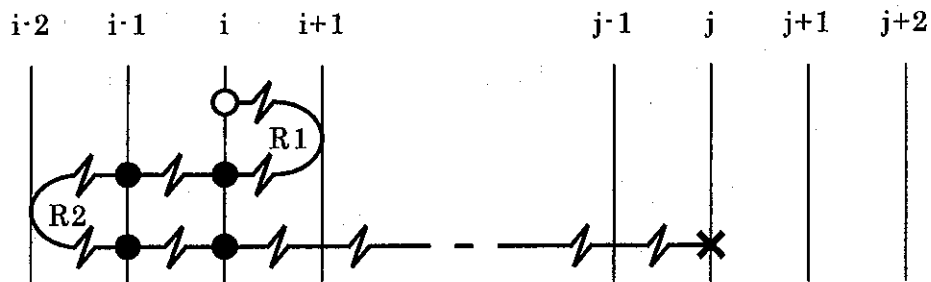
$$Ma_{ih} = \frac{\epsilon_h(T_i)}{1 - \rho_h(T_i)\rho(T_i)}$$

$$Mr_{ih} = \frac{\rho_h(T_i)\epsilon(T_i)}{1 - \rho_h(T_i)\rho(T_i)}$$

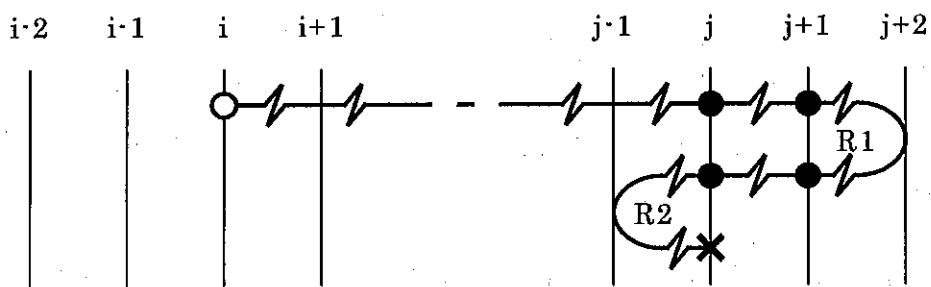
$$Mb_{ih} = \frac{\rho_h(T_i)\tau(T_i)}{1 - \rho_h(T_i)\rho(T_i)}$$

(b)

図・付7-18. 低温壁、高温壁へ入射する輻射に対する多重反射パラメータ

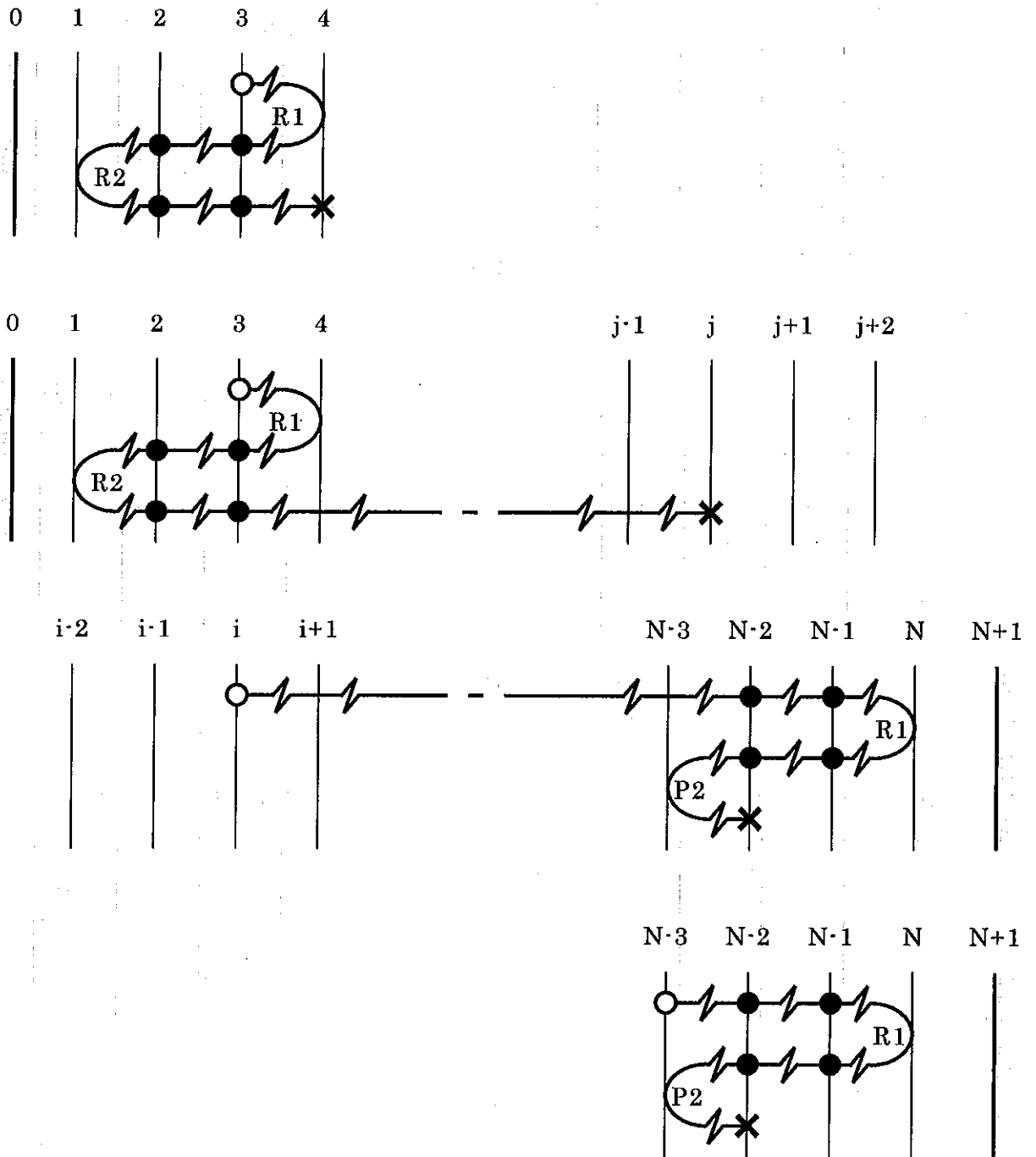


(a)

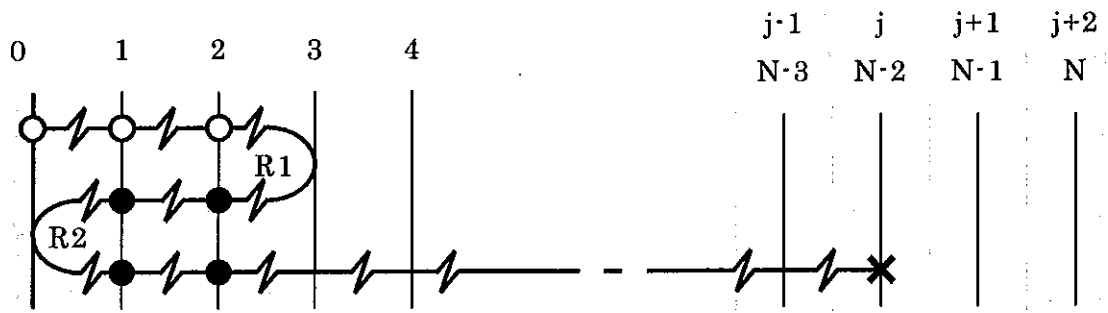


(b)

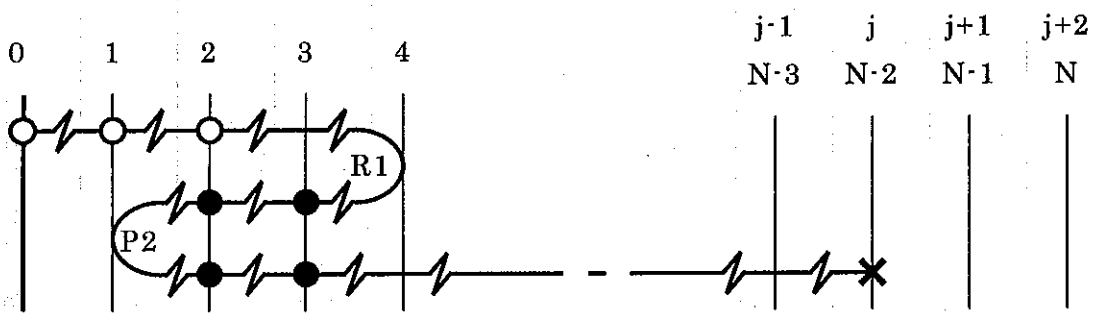
図・付7-19 mode 43 の輻射熱伝達経路(一般式の導出のための経路図)



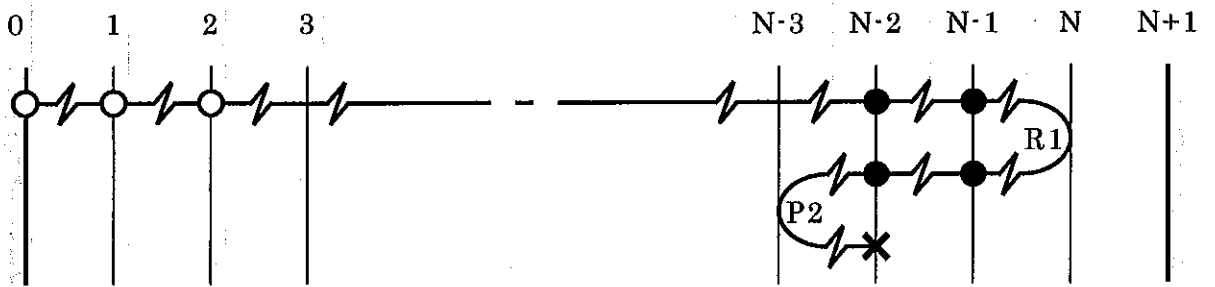
図・付7-20 mode 43 の輻射熱伝達経路 (壁面を通らない経路)



(a)



(b)



(c)

図・付7-21 mode 43 の輻射熱伝達経路 (2番目の経路の折り返し R2と低温壁との関係)

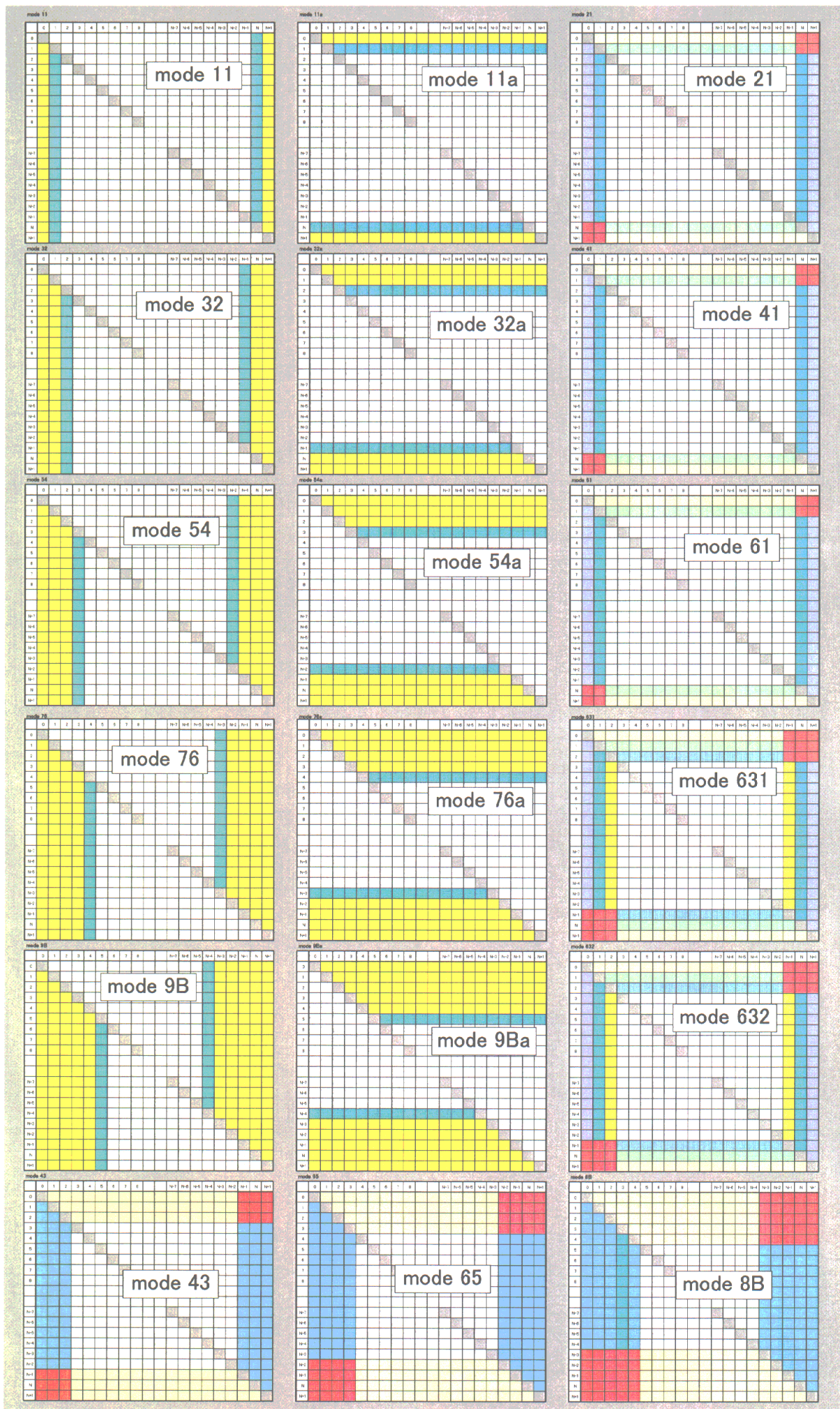
	0	1	2	3	...	j	...	N-2	N-1	N	N+1
0											
1											
2											
3											
⋮											
i											
⋮											
N-2											
N-1											
N											
N+1											

	$Mb_i Mb_{ic} M t_i^2$		$+ (j-1) M b_i^2 M t_i^2$	
	$M b_i M b_{ih} M t_i^2$		$+ (N-3) M b_i^2 M t_i^2$	
	$+ M b_i M b_{ic} M t_i^2$			
	$(i-1) M b_i^2 M t_i^2$		$+ M b_i M b_{ic} M t_i^2$	
	$(k+2) M b_i^2 M t_i^2$			
	$(N-i) M b_i^2 M t_i^2$		$+ M b_i M b_{ih} M t_i^2$	
	$M b_i M b_{ih} M t_i^2$		$+ (N-3) M b_i^2 M t_i^2$	
	$+ M b_i M b_{ic} M t_i^2$		$M b_i M b_{ih} M t_i^2$	
	$+ (N-j) M b_i^2 M t_i^2$			

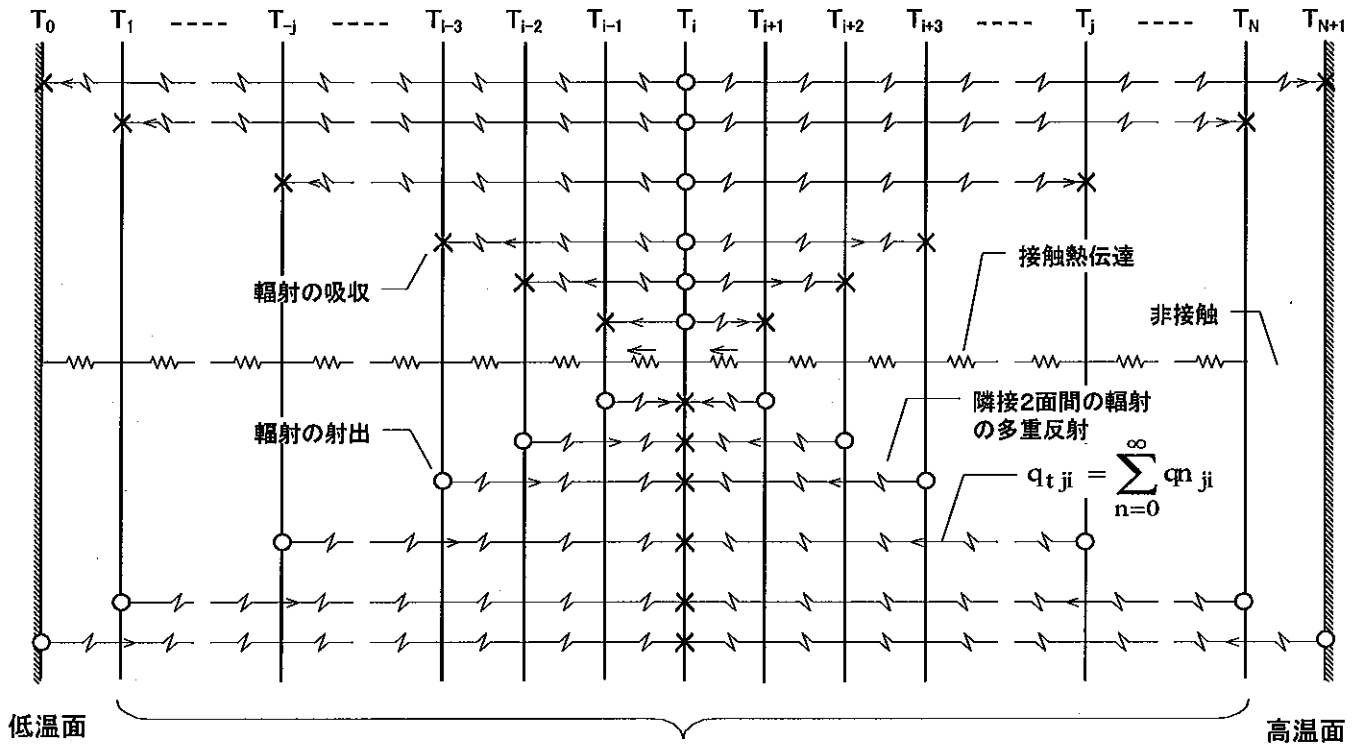
図・付7-22. 輻射熱伝達パラメータ・境界面の輻射率による修正: mode 43

	0	1		2	3	...	j	...	N-3	N-2	N-1	N	N+1
0													
1					$M_{b_i}M_{b_{ic}}M_{t_i^4} + (j-1)M_{b_i^2}M_{t_i^4}$					$M_{b_i}M_{b_{ic}}M_{t_i^4} + (N-4)M_{b_i^2}M_{t_i^4} + M_{b_i}M_{b_{ih}}M_{t_i^4}$			
2													
3						$(k+3)M_{b_i^2}M_{t_i^4}$							
⋮	$(i-1)M_{b_i^2}M_{t_i^4} + M_{b_i}M_{b_{ic}}M_{t_i^4}$									$(N-i)M_{b_i^2}M_{t_i^4} + M_{b_i}M_{b_{ih}}M_{t_i^4}$			
i													
⋮													
N-2													
N-1	$M_{b_i}M_{b_{ih}}M_{t_i^4} + (N-4)M_{b_i^2}M_{t_i^4} + M_{b_i}M_{b_{ic}}M_{t_i^4}$												
					$M_{b_i}M_{b_{ih}}M_{t_i^4} + (N-j)M_{b_i^2}M_{t_i^4}$								
N													
N+1													

図・付7-23. 輻射熱伝達パラメータ・境界面の輻射率による修正: mode 65



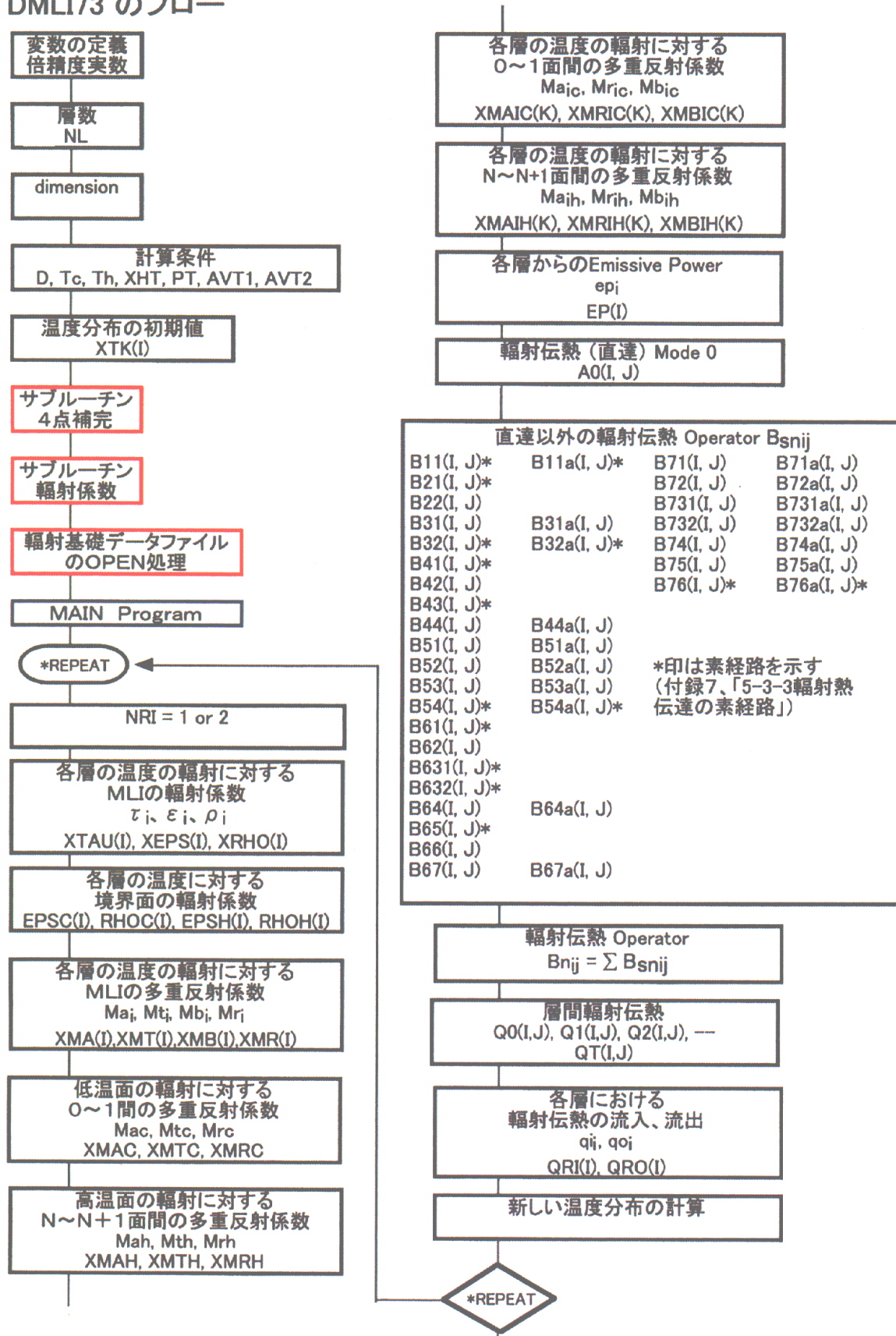
図・付7-24. 輻射熱伝達パラメータの壁面効果による修正



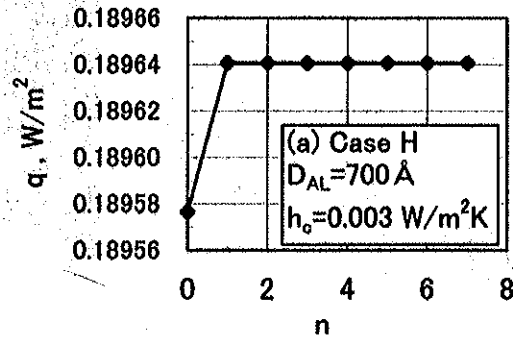
MLI(アルミ蒸着ポリエステルフィルム、N層)

図・付7-25. MLI第i層のエネルギーバランス

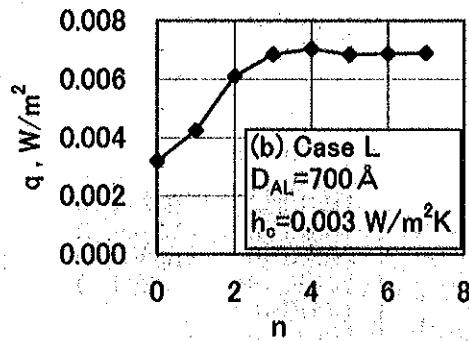
DMLI73 のフロー



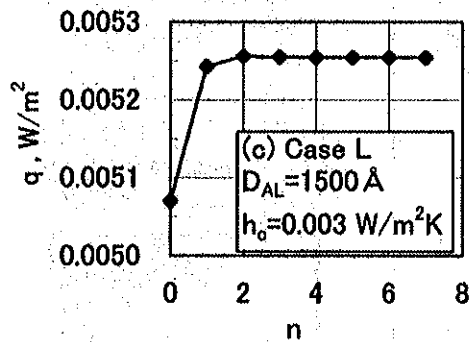
図・付7-26 断熱フィルムの輻射透過性を考慮した MLI の熱流束解析プログラムのフロー



(a)アルミ蒸着膜厚 700 Å、層間接触熱伝達率 $h_c=0.003\text{W/m}^2\text{K}$
境界温度条件; $T_c = 77\text{K}$, $T_h = 300\text{K}$



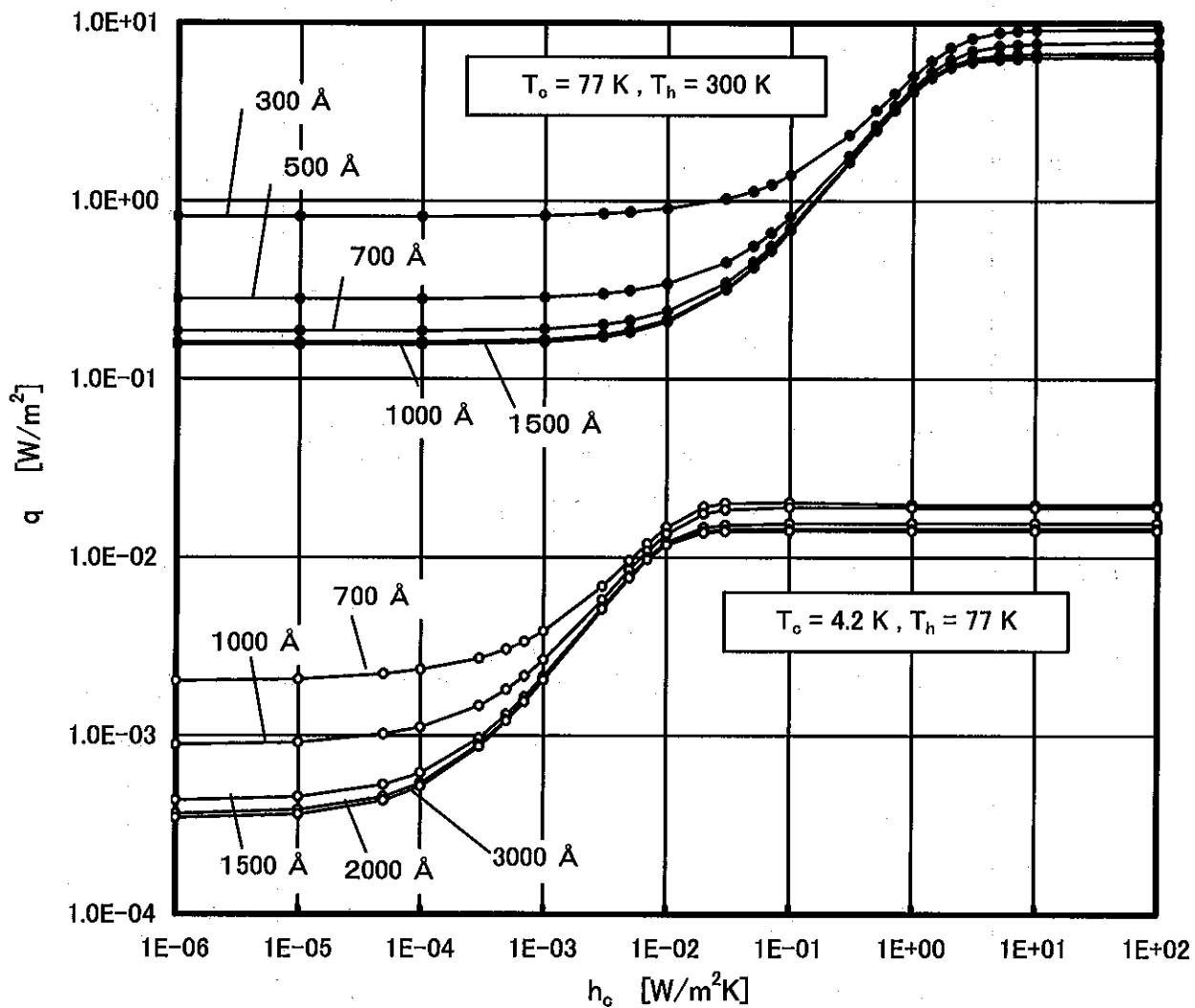
(b)アルミ蒸着膜厚 700 Å、層間接触熱伝達率 $h_c=0.003\text{W/m}^2\text{K}$
境界温度条件; $T_c = 4.2\text{K}$, $T_h = 77\text{K}$



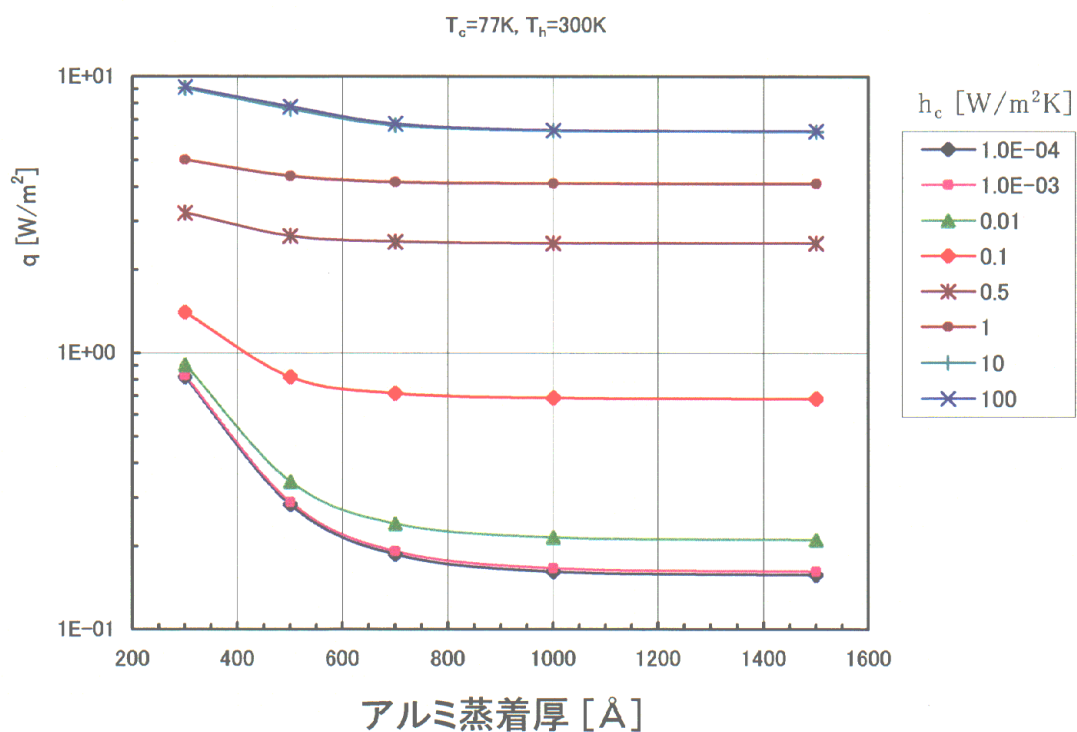
(c)アルミ蒸着膜厚 1500 Å、層間接触熱伝達率 $h_c=0.003\text{W/m}^2\text{K}$
境界温度条件; $T_c = 4.2\text{K}$, $T_h = 77\text{K}$

図・付7-27. 熱伝達 q の解の収束と計算で考慮した透過回数 n との関係

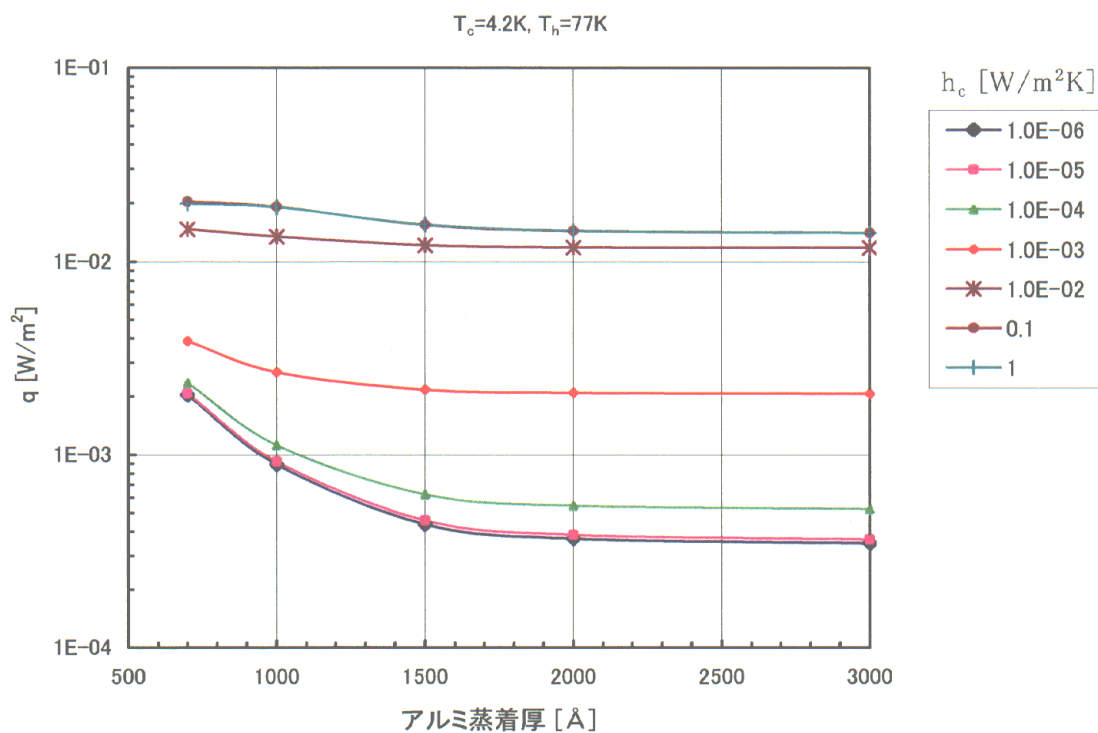
$$\left(q = \sum_{n=0}^m q_n \right)$$



図・付7-28. MLIの熱流束 q と層間接触熱伝達率 h_c との関係 (N=40層)

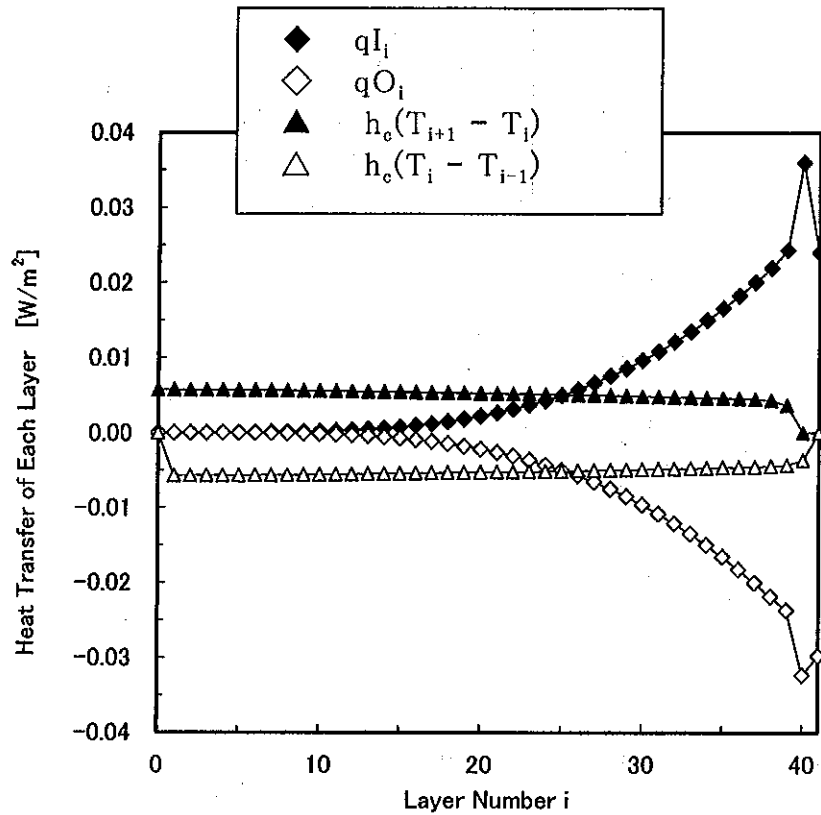


(a) 高温域

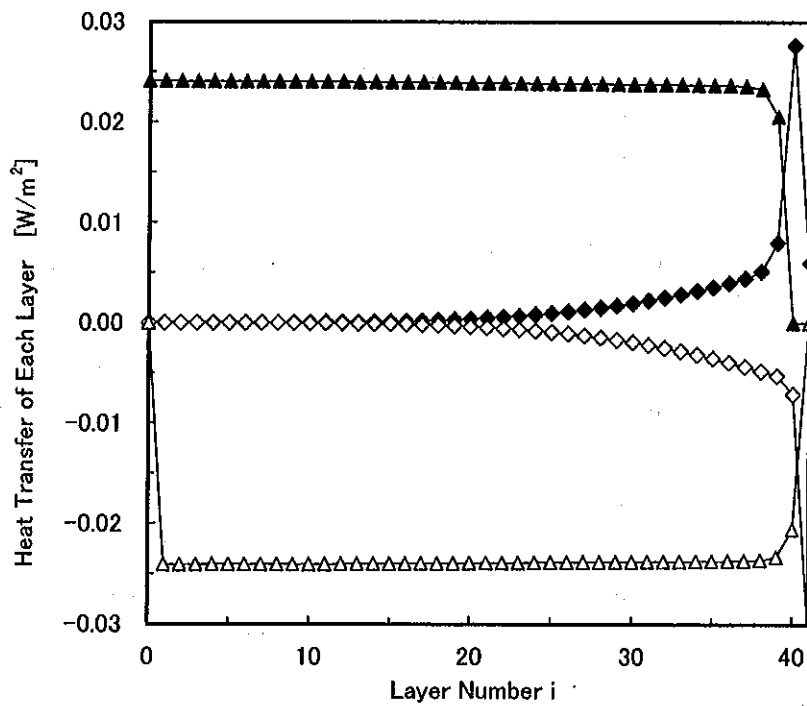


(b) 低温域

図・付7-29. アルミ蒸着膜厚と熱流束との関係 (N=40層)

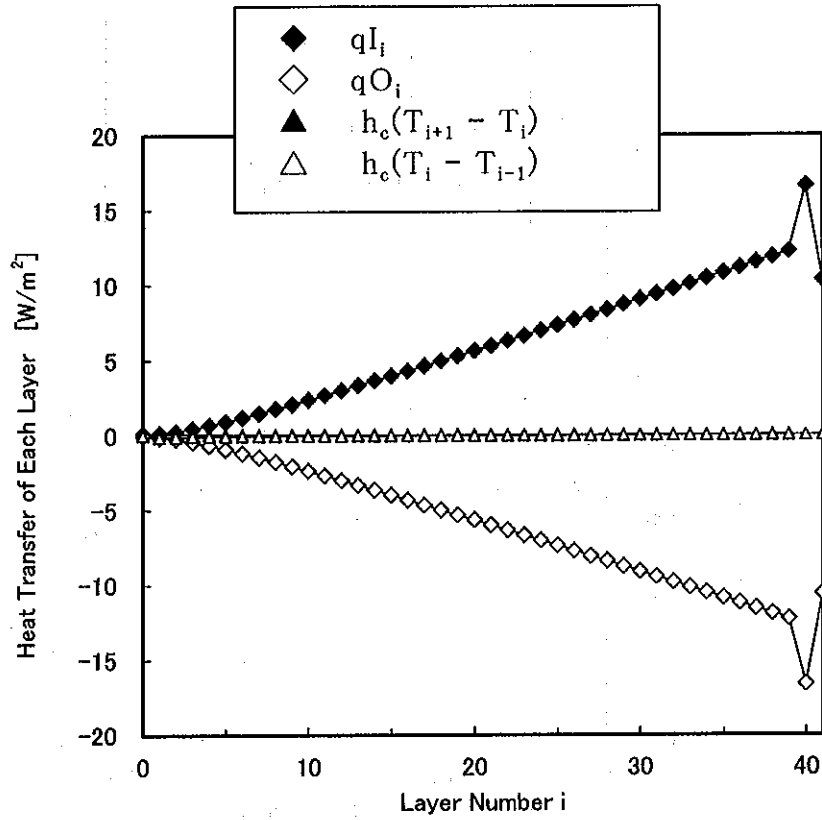


(a) $h_c = 0.003 \text{ W/m}^2\text{K}$

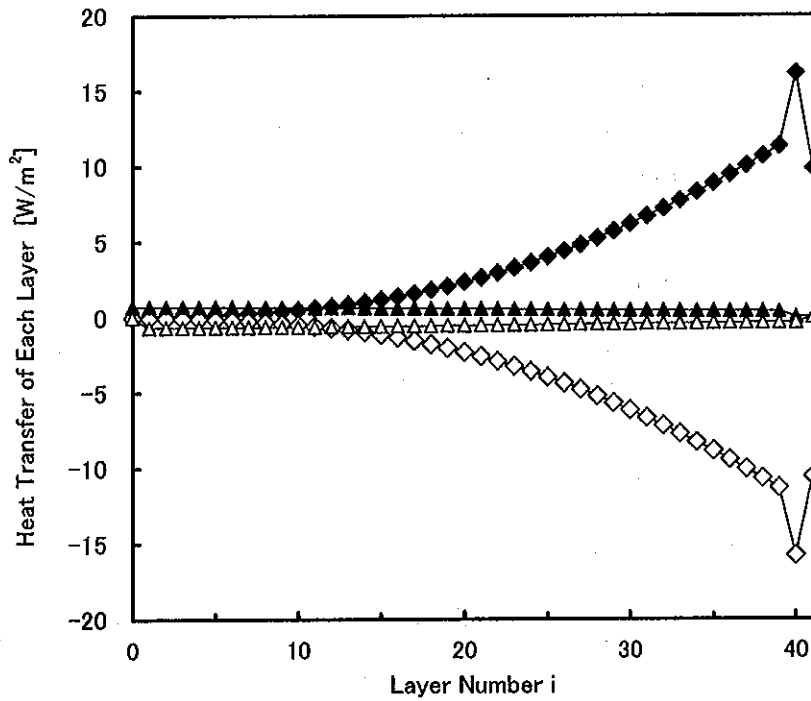


(b) $h_c = 0.02 \text{ W/m}^2\text{K}$

図・付7-30. MLI 中各層における輻射熱伝達、接触熱伝達(流入:正、流出:負)
($T_c = 4.2\text{K}$, $T_h = 77\text{K}$, $D\text{-AL} = 1214 \text{ \AA}$)

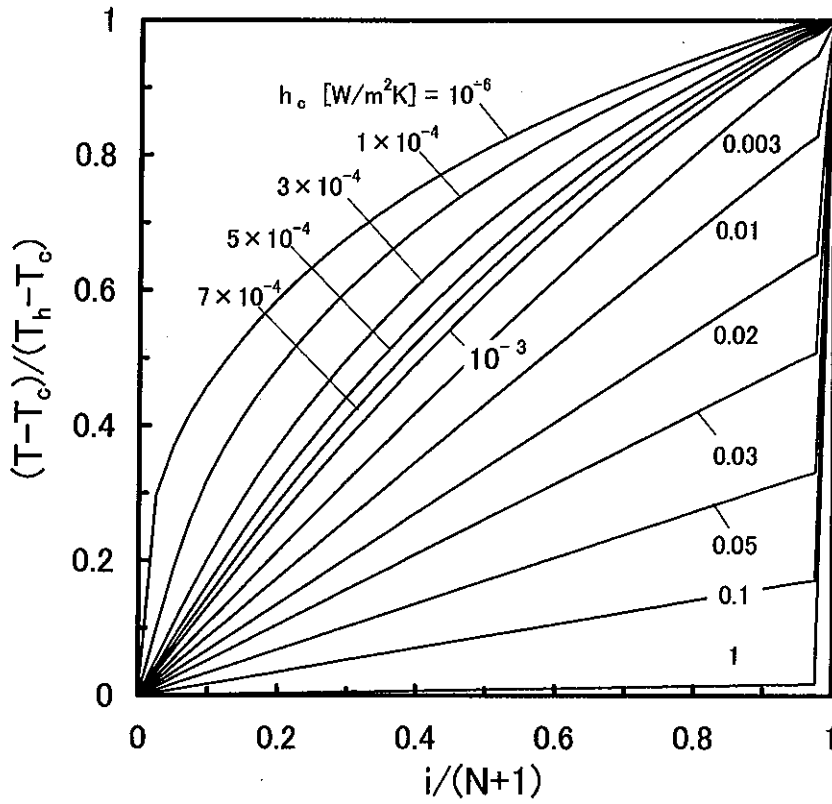


(a) $h_c = 0.005 \text{ W/m}^2\text{K}$

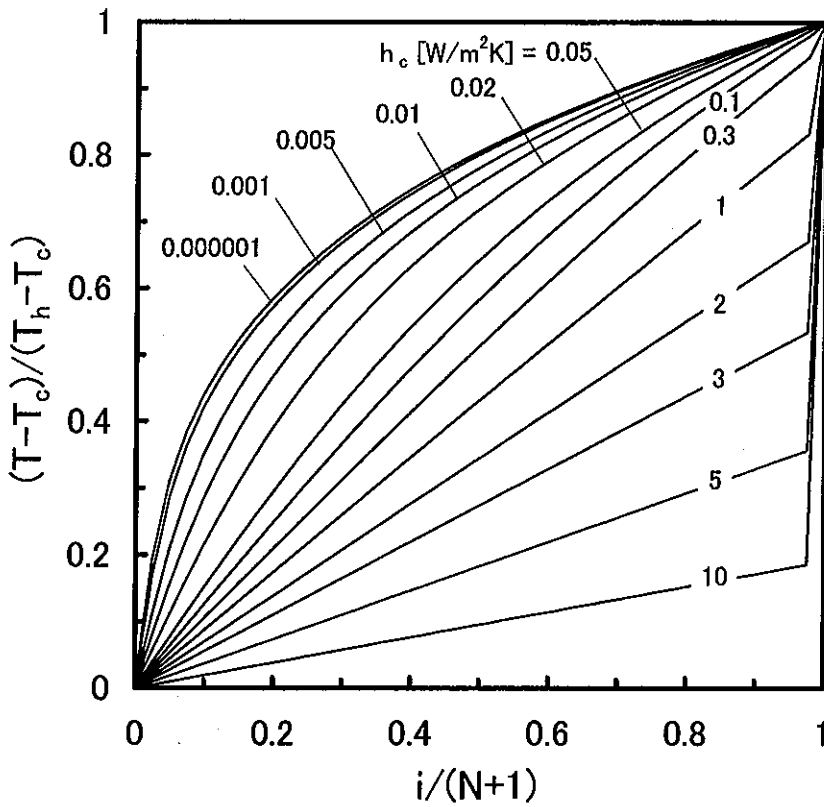


(b) $h_c = 0.1 \text{ W/m}^2\text{K}$

図・付7-31. MLI中各層における輻射熱伝達、接触熱伝達(流入:正、流出:負)
($T_c = 77\text{K}$, $T_h = 300\text{K}$, $D\text{-AL} = 1214 \text{ \AA}$)



(a) 境界温度条件(L) ; $T_c=4.2\text{K}$, $T_h=77\text{K}$



(b) 境界温度条件(H) ; $T_c=77\text{K}$, $T_h=300\text{K}$

図・付7-32. MLI 中の温度分布 (各層の温度)

付録8 自動石鹼膜流量計

もくじ

1. 流量計の構成と流量測定手順
2. シーケンス制御
3. 石鹼水の通過時間の測定
4. 石鹼水

1. 流量計の構成と流量測定手順

(1) 測定用ガス流をバイパス間へ流す

②測定用ガラス管内に石鹼水膜を作る工程では、測定ガスは④バイパス用ガラス管の方を流れるように電磁弁 SV2、SV1 の切り替えを行う。

(2) ②測定用ガラス管内を石鹼水で濡らす

石鹼水押し上げ用窒素ガスにより⑦石鹼水貯槽の上部空間の圧力を上げると石鹼水は連通管を通り上部の石鹼膜生成槽の液位を上げ、さらに②測定用ガラス管内を上昇する。光電スイッチ OS2 の位置まで上昇すると押し上げ用ガスの供給は止められ、電磁弁 SV4 から押し上げガスが放出され、測定用ガラス管内の石鹼水位は下降する。

この操作により、石鹼水膜がガラス管内を上昇するとき、途中で涸れて消えてしまうのを防ぐことができる。

(3) ②測定用ガラス管底部に石鹼膜を作る

タイマーを使って、石鹼水の水位がガラス管の下部に来た頃、電磁弁 SV6 を開放する。これにより、②測定用ガラス管内の石鹼水は一気に⑨石鹼膜生成槽に落ち、測定用ガラス管底部は石鹼膜生成槽内で石鹼水に漬かっている状態になる。

電磁弁 SV4 からの押し上げ用ガスの放出は続いているので、⑨石鹼膜生成槽内の石鹼水位は測定用ガラス管の底部高さよりも低くなり、このときガラス管底部に石鹼水膜が生成される。石鹼水の水位が光電スイッチ OS1 のレベルよりも下がると電磁弁 SV3、SV4、SV6 の全てが閉となる。

(4) 流量測定

測定ガスはバイパス管から測定用ガラス管へ戻され、石鹼水膜はガラス管内を上昇し始める。石鹼水膜が光電スイッチ OS3 と OS4 の間を通過する時間をタイマーでカウントし、タイマーの表示と出力電圧の書き換えを行う。タイマーの出力電圧はデータロガーで記録される。測定ガスの温度は電磁弁 SV1 後流の配管中に取り付けた TypeE 熱電対で測定した。熱電対の素線径は 70 μm である。

(5) 測定サイクル

次の石鹼膜生成と流量測定開始時間はタイマーによって設定する。

2. シーケンス制御

流量計の制御には OMRON 製プログラマブルコントローラーCZ-1000 を用いた。

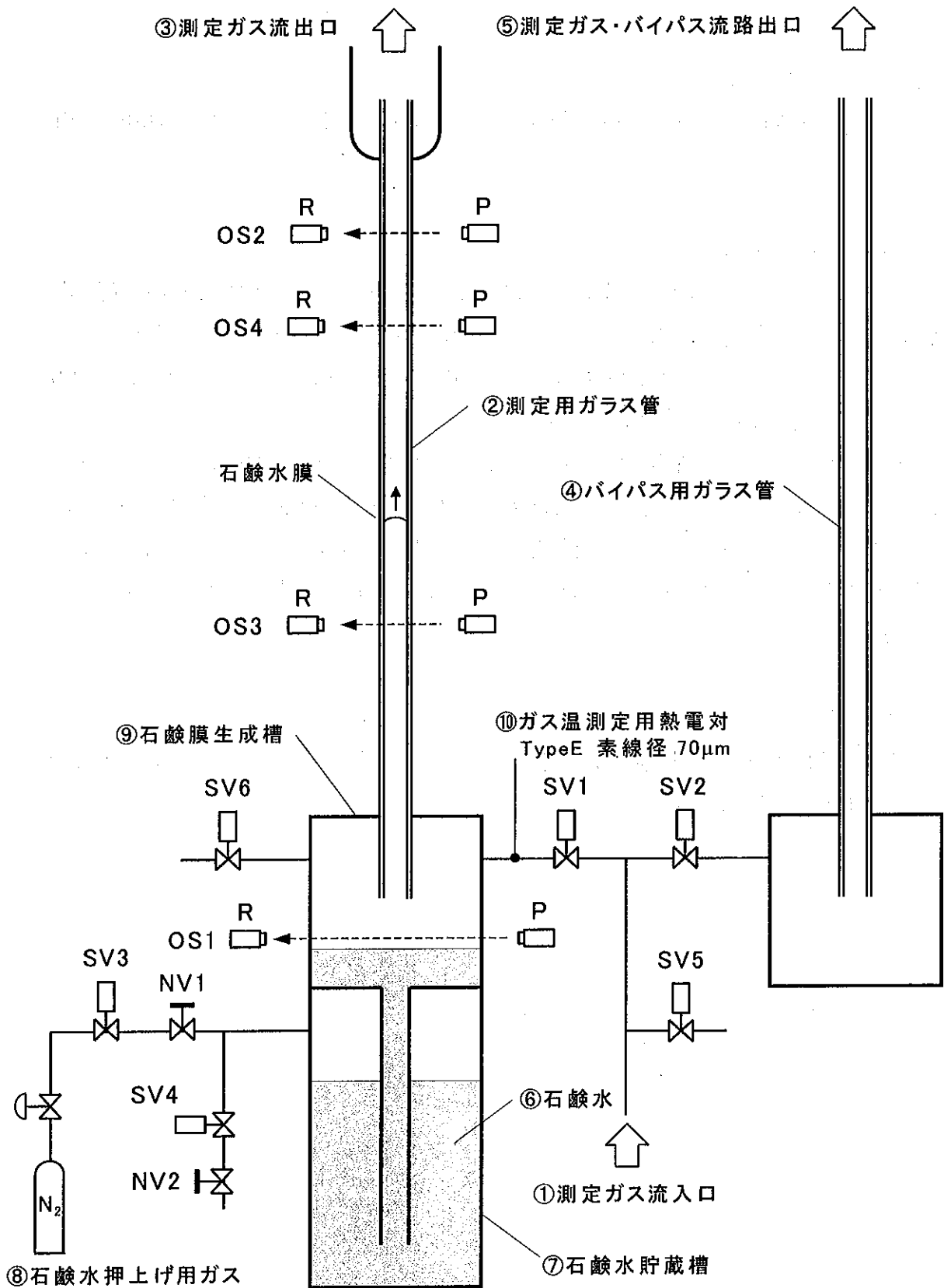
3. 石鹼水の通過時間の測定

石鹼水膜が光電スイッチを横切る時間から、ガラス管内の2点間を石鹼水膜が通過する時間を測定した。これには㈱大洋スリーオプト製デジタルカウンタを用いた。時間の分解能は 0.01 秒であり、アナログ出力の最大値は 59.99 秒で分解能は 0.01秒/10 μ V である。

測定用ガラス管の軸方向につけた2定点の間の容積は 10cm³ であり、距離は 127.3mm である。2定点間を石鹼水膜が通過する時間は、本研究の素材試験段階(「2-1-5 MLI の素材比較試験」にまとめた)での実験では、窒素ガスの流れに対しては 11~42 秒、ヘリウムガスの流れに対しては 5~30 秒であった。

4. 石鹼水

石鹼水は界面活性剤であるドデシルベンゼンスルホン酸ナトリウムの 20mMol 水溶液を用いた。



図・付8-1 自動石鹼膜流量計の構成

付録9 熱流束の測定と誤差評価

もくじ

1. はじめに
2. 熱流束の測定誤差
3. 層間接触圧の測定誤差
4. 熱流束と層間接触圧との関係 ー誤差評価結果ー
5. 層間接触圧の調整方法の改善策

1. はじめに

Vertical Cylindrical Calorimeter の小型タンクと質量流量計で MLI の熱流束を測定し、層間接触圧との関係を調べたときの誤差についてまとめる。MLI サンプルは「ディンプル型」MLI の次の2つである。

① DAM12-DP06

② DAM06-DP06

蒸発ガス流量測定用の質量流量計は小島製作所製サーマルマスフローメーター (KOFLOC No.3710-500SCCM N₂) である。

2. 熱流束の測定誤差

誤差評価式は式(2-1-7)に蒸発ガスの流量変動による熱流束の変動誤差 $\left(\frac{\delta q_L}{q}\right)^2$ を加えたものである。

$$\left(\frac{\delta q}{q}\right)^2 = \left(\frac{\delta S_m}{S_m}\right)^2 + \left(\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}}\right)^2 + \left(\frac{\delta q_L}{q}\right)^2 \quad (\text{付9-1})$$

ここでは、蒸発ガス流量の時間変動による熱流束の測定誤差 $\frac{\delta q_L}{q}$ を評価し、カロリメータタンクの伝熱面積の測定誤差 $\frac{\delta S_m}{S_m}$ と質量流量計の測定誤差 $\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}}$ の総和から熱流束測定誤差 $\frac{\delta q}{q}$ を見積もる。カロリメータの蒸発ガス流量から熱流束を計算し、その時間変動を図2-3-1に示した。

蒸発ガス流量の時間変動による熱流束の測定誤差 $\frac{\delta q_L}{q}$ は次のように評価した。

- (1) 熱流束 q の時間変動は10時間以下の短い周期のものと、50時間から100時間程度の長周期の変動がある。
- (2) 熱流束は長周期の1~1.5倍程度の時間にわたって測定することにより、熱流束測定誤差に対する長周期の蒸発ガス流量変動の影響は無いとみなした。短周期

の蒸発ガス流量変動のみ考慮する。

- (3) 短周期の蒸発ガス流量変動の振幅を求め、その $\sqrt{2}$ 分の1を測定誤差とした。サンプル②(DAM06-DP06)に関する熱流束測定値の時間変動を図2-3-1に示す。これによると、短周期の蒸発ガス流量変動の振幅は熱流束の変動振幅に換算すると、境界温度条件 $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ に対し 0.09W/m^2 、境界温度条件 $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ に対し 0.003W/m^2 である。これらの変動振幅の $\sqrt{2}$ 分の1を熱流束測定誤差 δq とすると、それぞれの境界温度条件に対して表・付9-1のようになる。

表・付9-1 蒸発ガス流量の時間変動による熱流束の測定誤差 $\frac{\delta q_L}{q}$ の評価

境界温度条件	q [W/m^2]	δq [W/m^2]	$\frac{\delta q_L}{q}$
$T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$	1.1	± 0.06	± 0.06
$T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$	0.027	± 0.002	± 0.08

カロリメータタンクの伝熱面積の測定誤差と流量計の誤差が原因で生じる熱流束の測定誤差(表2-1-5)を合わせると、熱流束の測定誤差 $\frac{\delta q}{q}$ は次の表・付9-2のようになる。すなわち、境界温度条件 $T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$ に対しては $\pm 6\%$ 、境界温度条件 $T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$ に対しては $\pm 8\%$ と見積もることができる。

表・付9-2 熱流束測定誤差 $\frac{\delta q}{q}$ の評価

境界温度条件	$\frac{\delta S_m}{S_m}$	$\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}}$	$\frac{\delta q_L}{q}$	$\frac{\delta q}{q}$
$T_c=77\text{K}$ 、 $T_h=300\text{K}$	± 0.003	± 0.022	± 0.06	± 0.06
$T_c=4.2\text{K}$ 、 $T_h=77\text{K}$		± 0.025	± 0.08	± 0.08

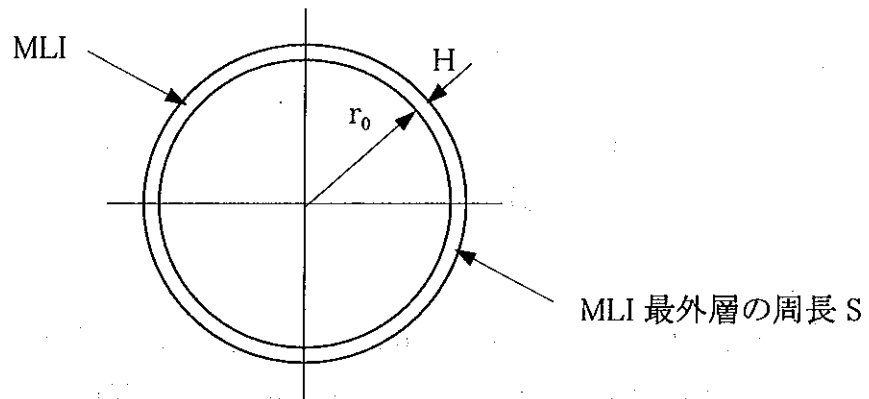
表・付9-3 MLIの熱流束の測定誤差 $\frac{\delta q}{q}$

熱流束測定誤差 $\frac{\delta q}{q}$: 式(2-1-20)、式(付9-1)

- ┌ 1. 伝熱面積の測定誤差 ----- $\frac{\delta S_m}{S_m}$: 表2-1-5
- └ 2. 蒸発ガスの質量流量の測定誤差 ----- $\frac{\delta \dot{G}}{\dot{G}}$: 表2-1-5
 - ┌ (1) 自動石鹼膜流量計による測定 : 式(2-1-12)
 - └ (2) 質量流量計による測定 (100SCCM以下では誤差が大きい)
 - ┌ 石鹼膜流量計による較正
 - └ 較正曲線を使用したときの測定誤差 : 式(2-1-19)
- └ 3. 流量変動による測定誤差 ----- $\frac{\delta q_L}{q}$
 - ┌ (1) 大タンクによる測定 ($T_c=77K, T_h=300K$) : 表2-1-10
自動石鹼膜流量計を使用
 - └ (2) 小タンクによる測定
 - 質量流量計 (KOFLOC No.3710-500SCCM N_2) を使用
 - ┌ ① 境界温度条件 $T_c=77K, T_h=300K$ の場合 : 表・付9-1
 - └ ② 境界温度条件 $T_c=4.2K, T_h=77K$ の場合 : 表・付9-1

3. 層間接触圧の測定誤差

カロリメータのメインタンクに MLI の輻射反射膜を巻きつけるとき、メインタンクの軸は水平に保持して行う。層密度が各層で一定になるように各層の周長を確認しながら巻きつけた。巻き上がったあと最外周の周長を測定し、MLI サンプルの層密度を計算した。最外層の周長を S とすると、その測定誤差 δS から無次元層間接触圧パラメータの測定誤差 δP^* を求める式を導出する。



図・付9-1 メインタンクの外周に巻いた MLI

MLI の熱流束測定時にはメインタンクの軸は垂直に立てられるが、最外周の周長は、タンクを水平にして測った S に等しい。MLI の熱流束測定時において、MLI の厚さを H とすると、

$$H = \frac{S}{2\pi} - r_0 \quad (\text{付9-2})$$

MLI は均一に巻いているので各層の厚さ h は次式で与えられる。

$$h = \frac{H}{N} \quad (\text{付9-3})$$

一方、MLI の積層試験から

$$h = ab(P^* + 1)^{b-1} \quad (\text{付9-4})$$

である。式(付9-3)、式(付9-4)から

$$\frac{\delta H}{H} = \frac{(b-1)P^*}{P^*+1} \frac{\delta P^*}{P^*}$$

P^* は1より十分大きいところで誤差評価をするので

$$\frac{\delta H}{H} = (b-1) \frac{dP^*}{P^*} \quad (\text{付9-5})$$

これに式(付9-2)を代入すると

$$\frac{dP^*}{P^*} = \frac{dS}{(b-1)(S-2\pi r_0)} \quad (\text{付9-6})$$

が得られる。

最外層の周長の測定誤差 dS を $\pm 0.5\text{mm}$ とし、無次元層間接触圧パラメータ P^* の測定誤差を式(付9-6)から計算すると、各 MLI サンプルに対して次表のようになる。

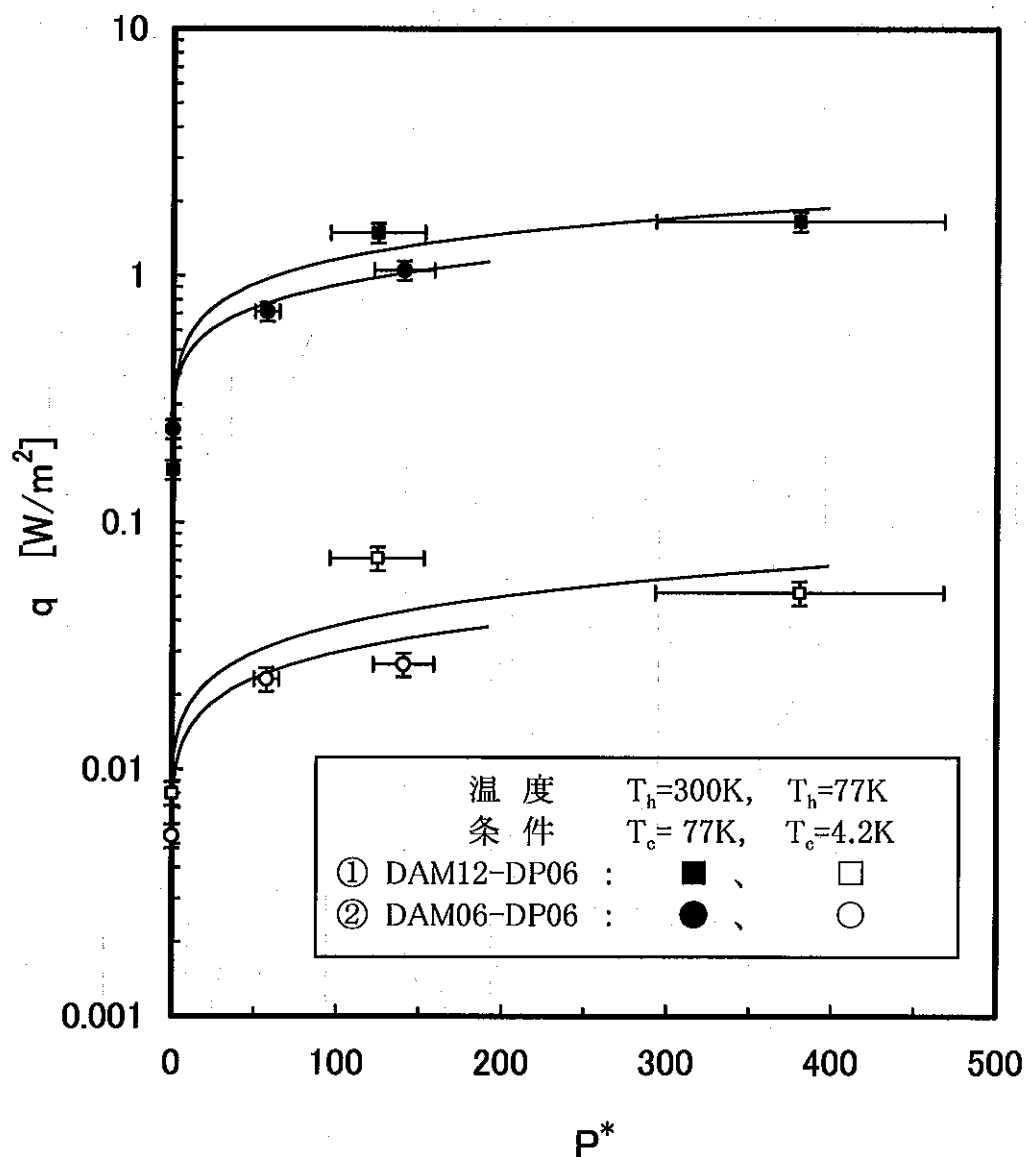
表・付9-4 MLI サンプルの無次元層間接触圧パラメータ P^* の測定誤差

MLI サンプル	P^*	S [mm]	$\frac{dP^*}{P^*}$
サンプル① DAM12-DP06	124	403	± 0.22
	380	400.5	± 0.24
サンプル② DAM06-DP06	57	438.7	± 0.12
	140	435	± 0.13

ただし、 r_0 は 60mm、各サンプルの積層試験結果から係数 a 、 b は表2-2-5のように与えられている。以上から、無次元層間接触圧パラメータ P^* の測定誤差はサンプル①で 23%程度、サンプル②で 13%程度であることがわかる。

4. 熱流束と層間接触圧との関係 — 誤差評価結果 —

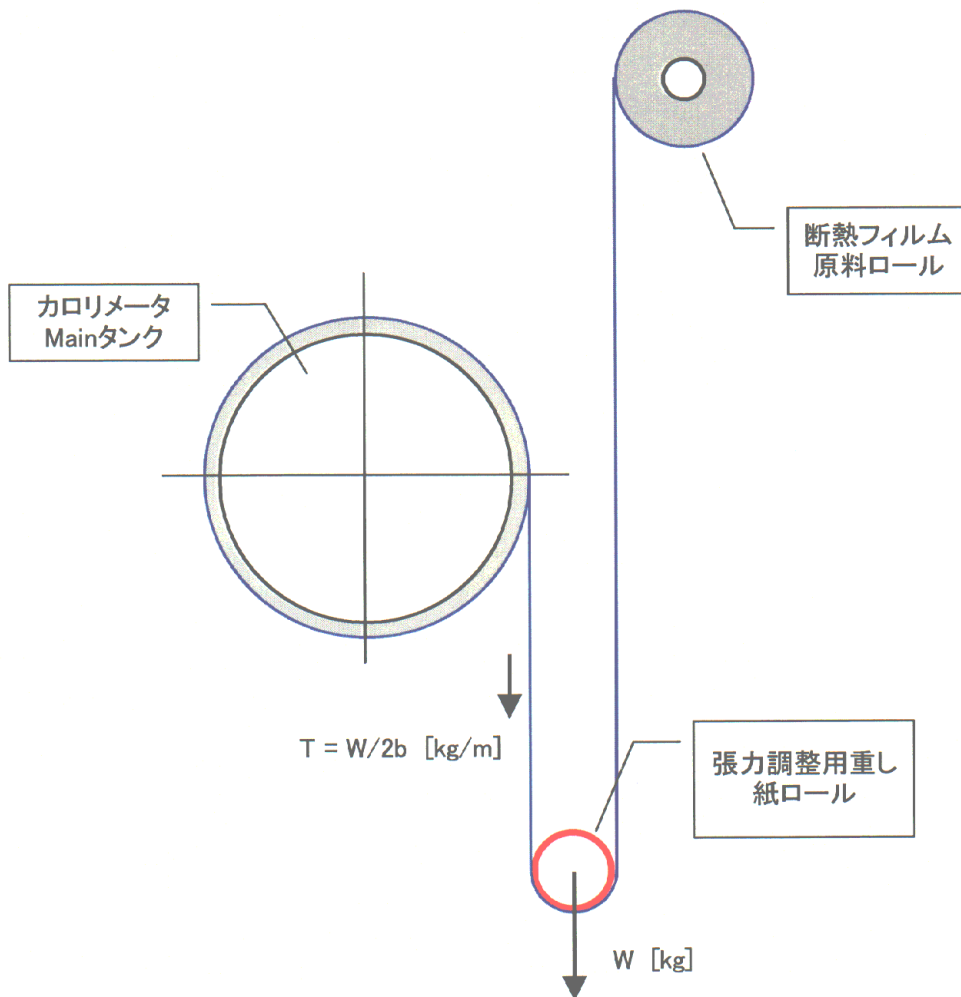
以上の誤差評価結果を熱流束と無次元層間接触圧パラメータとの関係を示すグラフに反映させると、図・付9-2もようになる。同図から、 P^* が大きくなるとその測定誤差が大きくなることわかる。これは図2-2-8で示したMLIの層密度と P^* との関係で、 P^* が大きくなると、グラフの傾きが小さくなるためである。



図・付9-2 MLIの熱流束 q と無次元層間接触圧パラメータ P^*

5. 層間接触圧の調整方法の改善策

層密度あるいは MLI の厚さから層間接触圧を推定する場合の推定誤差がかなり大きいことがわかった。MLI の輻射反射膜をカロリメータタンクに巻きつけるとき、各層の周長を確認しながら巻いているが、周長で層間接触圧を制御する巻き方といえる。この方法によって、試験条件の P^* を設定することがかなり難しいことがわかる。これを解決する方法としては、周長に頼らず、巻き付け張力を一定に保ちながら巻きつけるという方法がいいかもしれない。その方法は、次の図のように張力調整用紙ロール(錘)を使い、輻射反射膜をカロリメータタンクの側面に垂直に垂らしながら巻きつける方法である。



図・付9-3. 紙ロールを張力コントロールに用いた断熱フィルムの巻きつけ方法
(張力一定の巻きつけ ⇒ MLI の層間接触圧一定)

$P^* = 41$ のとき、薄肉円筒の内圧の式($2T = PD$)から

$$T = \frac{\rho P^* D}{2} = 0.084 [\text{Pa}] \times 41 \times 0.12 [\text{m}] \div 2 = 0.21 [\text{Pam}] \quad (\text{付9-7})$$

(注 DAM06-DP06 の輻射反射膜1枚の単位面積あたりの重量は $0.084[\text{Pa}]$)

フィルムの幅 b は 0.86m であるので、紙ロールの重量は 363gf となる。

$$W = 2bT = 2 \times 0.86 \times 0.207 = 0.356 [\text{Pa m}^2] = 0.102 \times 0.356 [\text{kgf}] = 363 [\text{gf}]$$

記号一覧(付録9)

a	式(2-2-1)で定義された係数
b	式(2-2-1)で定義された係数
$\frac{\delta\dot{G}}{\dot{G}}$	質量流量計の測定誤差
H	MLIの厚さ
h	MLI各層の厚さ
N	MLIの層数
$\frac{\delta P^*}{P^*}$	無次元層間接触圧パラメータの測定誤差
q	熱流束
$\frac{\delta q_L}{q}$	蒸発ガスの流量変動による熱流束の変動誤差
$\frac{\delta q}{q}$	熱流束測定誤差
r_0	水平円筒の半径
S	最外層の周長
$\frac{\delta S}{S}$	最外層の周長の測定誤差
$\frac{\delta S_m}{S_m}$	カロリメータタンクの伝熱面積の測定誤差
T_c	低温側境界温度
T_h	高温側境界温度