

GHG 排出削減のための高効率船用排熱回収システムの開発

春海 一佳*、村田 裕幸*、安達 雅樹*、岡 秀行**、
稲坂 富士夫*、高木 正英*、永井 建夫*、平岡 克英***
高橋 千織***、安藤 裕友***、宮田 修***

Development of Marine Heat Recovery System to Reduce Greenhouse Gas Emission

by

Kazuyoshi HARUMI, Hiroyuki MURATA, Masaki ADACHI, Hideyuki OKA,
Fujio INASAKA, Masahide TAKAGI, Tateo NAGAI, Katsuhide HIRAOKA,
Chiori TAKAHASHI, Hirotomo ANDO, and Osamu MIYATA

Abstract

This research aims to develop a marine heat recovery system with a circulating fluidized bed (CFB) heat-exchanger. In general, exhaust gases from marine diesel engines contain soot and sulfuric oxides originating from the low quality fuel oils, so that recovering heat from exhaust gases is limited and heat exchangers are vulnerable. In this heat recovery system, heat is recovered efficiently from exhaust gas and the exhaust gas is desulfurized by the aid of circulating particles through the system. Therefore, the ship motion, such as rolling and inclination, may affect its performance through the change of gas-solid flow field in the CFB. Experiments and numerical simulations were conducted to investigate influences of the ship motion on the gas-solid flow in the CFB. Total pressure drop through the CFB and heat transfer at the riser wall were found to increase due to the rolling motion. Finally, a demonstration heat recovery system was manufactured and combined with a medium speed diesel engine in order to run verification tests. The following results were obtained. 1) Heat recovery performance of the system fell below the expectation. Although the target value of heat recovery was 8% of the engine output at 75% load, attained heat recovery was about 8% at 40% load, 6.7% at 50% load, and 5.4% at 65% load, respectively. 2) The total pressure drop through the CFB was three times as large as a designed value due to improper design of the distributor. 3) Solid particles newly developed in this research achieved 90% desulfurization of the exhaust gas.

* 動力システム系、** 海洋リスク評価系、*** 海洋環境評価系

原稿受付 平成21年12月 3日

審査済 平成22年 1月18日

目 次

1. まえがき	48
2. 循環流動層への船体動揺影響	49
2.1 流動層コールドモデルを用いた実験	49
2.1.1 流動様式および 圧力損失への動揺影響	49
2.1.2 伝熱への動揺影響	56
2.2 コールドモデルの CFD 解析	61
3. 循環流動層を用いた排熱回収システム	65
3.1 流動層コールドモデルを用いた実験	65
3.2 循環流動層の仕様の検討	67
3.3 脱硫剤の検討	68
3.3.1 スクリーニング試験結果	68
3.3.2 ベンチプラントによる脱硫試験	69
3.3.3 熱重量測定による脱硫性能の評価	69
3.4 実証試験および結果	70
4. まとめ	73
参考文献	74

1. まえがき

貨物輸送において、船舶はトンキロベースのエネルギー消費が最も少ない輸送手段のひとつである。船舶のエネルギー消費を一層低減することは、現行の船舶輸送の省エネルギー促進だけでなく、モーダルシフト推進の加速による運輸部門の省エネルギー実現への貢献も期待できることから、その意義は大きい。船舶の推進機関はほとんどがディーゼルエンジンであるが、船用ディーゼルエンジンは、すでに熱効率が極限に近いほど高くなっており、エンジン本体の一層の熱効率改善は容易ではない。また、大型船舶に使用される 2 サイクルエンジンの一部では、排気からの熱回収および動力回収がすでに行われており、さらなる回収による省エネ効果には大きな期待は出来ない。しかし、内航船舶で多く使用されている 4 サイクルの中速及び高速エンジンでは、排気からの熱回収率は高くはなく、動力回収はほとんど行われていない。その一方で、同エンジンからの排気温度は 400℃程度と 2 サイクルエンジンからの排気温度と比べると、比較的高いので、この排気のもつエネルギーを有効に回収し動力生成するシステムが実現出来れば、船舶の省エネルギーを一層進め、二酸化炭素排出削減に寄与する上で非常に有望である。

多くの船用大型 2 サイクルディーゼルエンジンでは、排熱回収用の熱交換器（蒸気を発生させる）を設置することが多く、その熱交換器は排ガスエコノマイザとよばれる。しかし、同設備は一般に非常

に大型である。また、回収した熱量の利用形態が難しいこと等により、内航船舶の 4 サイクルエンジンに排ガスエコノマイザが設置されるケースは限られている。すなわち、内航船舶に排熱回収用熱交換器を搭載し動力として回収することができれば、大きな省エネルギー効果を期待できる訳である。

船舶用エンジンは次のような特徴を有する。

- ・ 限られた機関室スペースに設置されている。
- ・ 粘度が高くイオウ等の不純物を多く含む低質燃料（A 重油及び C 重油）を使用
- ・ 航海中はメーカーの支援を得難いため、高い信頼性とメンテナンスの容易さが必要

特に内航船舶の機関室スペースは限られており、排熱回収熱交換器及び動力回収システムを導入するためにはそれらが小型、しかも高性能であることが求められる。

さらに、排熱回収を極限まで追求する場合、低質燃料の燃焼ガスに起因する熱交換用伝熱管へのスート（すす）の付着による伝熱性能低下とその燃焼による伝熱管の損傷、あるいは熱交換器の低温部での硫酸腐食等の問題を克服する必要がある。つまり、排熱回収システムの開発で、船舶特有の問題を考慮するならば、小形・高性能でかつ低質燃料に起因する排ガス性状由来の問題に対応できる熱交換用システムの開発が最重要課題であるといえる。そこで、本研究では、内航船舶エンジンシステムの熱効率向上のための排熱回収システムの開発を目的とした。

近年、船舶においても大気環境対策として硫黄酸化物（SO_x）及び窒素酸化物（NO_x）の排出低減が求められ、規制強化が検討されている。特に SO_x は、船舶の熱効率向上に寄与する熱交換器に対しスート付着を促進しメンテナンス性を低下させるとともに、SO_x 起因の結露硫酸による腐食等の悪影響を及ぼす。そのため既存の大型船用排ガスエコノマイザでは、結露硫酸を発生させない温度（露点温度から 50℃以上のマージン）による回収熱量の上限値の制限、及びスート付着防止による機器の大きさの制限（コンパクト化が難しい）等により熱量回収性能が押さえられている。逆に、排ガス中の SO_x 低減対策がなされれば、性能向上・コンパクト化につながるとともに大気環境対策にも貢献できると考えられる。

そこで、本研究では以下の特長を持つ排熱回収システムの研究開発を実施する。

- ・排熱回収量の増大と機器のメンテナンス性向上を実現するための SO_x 及びスート除去機能
- ・約 400℃という低温熱源に対してコンパクト化を実現するための高い伝熱性能

これらの要件を満足させるため、SOx 除去及びスートの除去も期待できる循環式流動層熱交換器¹⁾と従来型の熱交換器を組み合わせたシステムの研究開発を実施した。

2. 循環流動層への船体動揺影響

循環流動層内部の固気混相流れの状態は脱硫、伝熱それぞれの性能に影響を及ぼす。その流れの状態を把握することは、循環流動層の開発において不可欠である。一方、通常の陸上機器としての循環流動層は正立状態にあり、同状態における固気混相流れに関する知見は充分蓄積されている。しかし、流動層を船舶に適用することを考えた場合に不可欠と考えられる船体運動の及ぼす影響については、気泡流動層に関する研究^{2~4)}があるだけで、横揺れ・定傾斜が循環流動層内部の固気混相流れに及ぼす影響を調べた事例はない。

そこで、本研究では循環流動層コールドモデルを製作して動揺台⁵⁾に設置し(図-1)、圧力損失、流動様式、熱伝達率等を計測した。さらに、動揺影響のメカニズムを調べるためにCFD解析を行った。



図-1 動揺台に設置されたコールドモデル

2. 1 流動層コールドモデルを用いた実験

2. 1. 1 流動様式および圧力損失への動揺影響

循環流動層コールドモデルの概要を図-2に示す。送風機からライザー底部に供給された空気は分散板を通してライザー部(断面寸法: 288mm×288mm、高さ: 2408mm)に流入し、装置内部を循環する粒子(循環粒子)を巻き上げてライザー部を上昇する。ライザー部を出た

固気混相流はサイクロンで固気分離され、循環粒子はダウンカマー部を流下してJバルブと呼ばれるニューマチックバルブに堆積し、ライザー底部から流入する空気がダウンカマー方向に流れ込むのを阻止すると共に、Jバルブをオーバーフローした粒子は再びライザー下部に戻って装置内部を循環する。なお、Jバルブに堆積した循環粒子の流動化を促進するため、コンプレッサーから少量の圧縮空気をJバルブ底部に導入する。一方、サイクロンを出た空気はバグフィルターを経て外部に放出される。実験装置には図-2に示すように圧力計(P1~P6)、オリフィス流量計(F1、F2)が設置されている。また、ライザー部側面には内部の流動挙動が観察できるように、観察窓が設置されている。さらに、ダウンカマーに接続するJバルブ上部管にも観察窓が設置されており、Jバルブ上部管に堆積した循環粒子が下方に流下する様子が観察できる。実験には、循環粒子として2種類の粒径 d_p (0.3~0.5mm、0.18~0.35mm)の石灰石粒子を使用し、何れの場合も充填量は40kgとした。

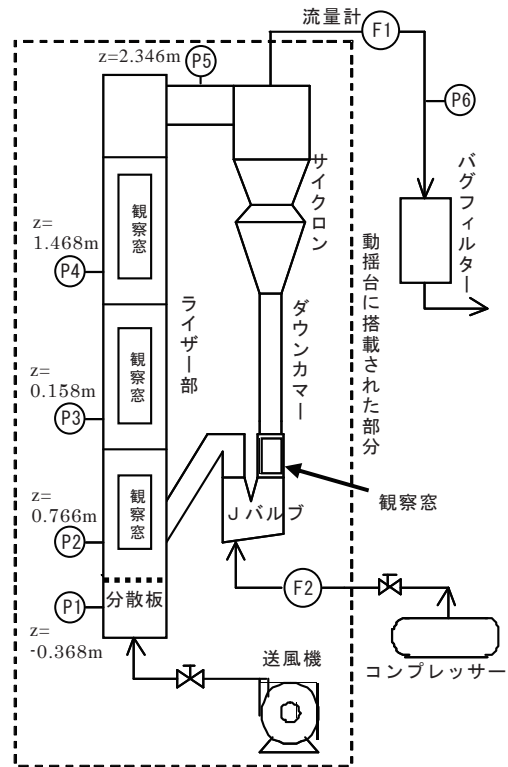


図-2 コールドモデル概要

実験中、系内の循環粒子量はほぼ一定に保たれているので、定常状態における循環流動層の任意流路断面での循環粒子流量は等し

く、次の連続の式が成り立つ。

$$G_s \cdot A = \rho_{bulk} \cdot A_J \cdot \bar{u}_{bulk} \quad (1)$$

ここで、 $G_s[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$ はライザー部における循環粒子の断面平均質量速度（粒子循環量）、 A はライザー部断面積、 ρ_{bulk} は循環粒子のかさ密度、 A_J はJバルブ上部管断面積、 \bar{u}_{bulk} はJバルブ上部管に堆積した循環粒子の平均流下速度である。Jバルブ上部管に堆積した循環粒子の流下速度は比較的遅く、（殆ど白色である）循環粒子の中には少数の黒い粒子が含まれているため、ある特定の粒子に着目することが可能であり、その粒子が観察窓上の特定区間を通過する時間をストップウォッチで計測することにより、その粒子の流下速度を決定できる。本実験では、Jバルブ上部管における循環粒子の流下速度は断面で一様と仮定し、上述の方法で計測した粒子の流下速度の平均値と別途計測した循環粒子のかさ密度から、式(1)により粒子循環量 G_s を決定した。実際にはJバルブ上部管に堆積した循環粒子の流下速度は断面分布を持ち、時間的にも変動するため、本実験で求めた粒子循環量は若干の誤差を含むと考えられる。

本研究の排熱回収システムは内航船の機関室への搭載を想定しているため、機器寸法を機関室の許容範囲内に納める必要がある。このため、本実験装置ではライザー底部を含めたライザー部全体の高さは3m以内に抑えられている。一方、ライザー部断面寸法は、本実験結果がそのまま実機に適用できるように、壁面効果が無視できる最小の流路幅（ $\sim 0.3\text{m}$ ）となっている。このため、ライザー部高さ・流路幅の寸法比が10以上である通常の循環流動層に比べると、寸法比が8.36の本実験装置はライザー高さが相対的に低い循環流動層と言える。

また、動揺台は可変偏心クランク方式で、ほぼ正確な正弦波状の横揺れ運動が模擬できる。なお、横揺れ運動の中心軸はコールドモデル実験装置の中心線上、分散板から2400mm上方にある。本研究では船体運動として、①横揺れ振幅 $\Theta = 16 \text{ deg}$ 、周期 $\tau = 5, 6, 10, 15$ 秒の横揺れ運動、②傾斜角 $\alpha = 5, 15 \text{ deg}$ の定傾斜を与え、循環流動層内部の固気混相流の挙動に及ぼす影響を検討した。

横揺れ条件、及び実験装置の搭載方法は、本動揺台により横揺れ運動の影響を評価した類似研究^{5), 6)}を参考に決定したが、一般に横揺れ角 θ が、

$$\theta = \Theta \cdot \sin(2\pi/\tau)t \quad (2)$$

と表されるとき、横揺れ運動により系内各部に作用する加速度の半径方向、接線方向成分は次式のようになり、その大きさ、作用方向は横揺れ運動の中心軸からの距離 r 、相対位置により変化する。

$$a_r = -r(2\pi/\tau)^2 \Theta^2 \cdot [1 - \sin^2(2\pi/\tau)t] \quad (3)$$

$$a_\theta = -r(2\pi/\tau)^2 \Theta \cdot \sin(2\pi/\tau)t \quad (4)$$

なお、 $|a_r|/|a_\theta| = \Theta$ であるので、本実験のように横揺れ振幅がそれ程大きくない（ $\Theta \approx \pi/6$ [rad]）場合、接線方向の加速度成分が支配的であることが分かる。

実験は送風機流量、Jバルブへの圧縮空気供給量を設定し、正立静止状態で系が定常状態になっていることを確認した上で各種状態量を計測し、その後実験装置を横揺れ、あるいは傾斜させて系が定常状態に達した後再びデータ収録した。また、120秒間計測したデータの時間平均値を実験値とした。なお、粒子循環量は正立静止状態のみで計測し、横揺れ・定傾斜した状態では計測していない。これは、Jバルブ自身が気泡流動層であるため、Jバルブ底部に供給する圧縮空気量を一定値に保持していても横揺れ、定傾斜状態ではJバルブ内部の循環粒子が動揺したり、空気の吹き抜けが起こって正確な循環粒子の降下速度が計測できないためである。

循環流動層における主要な圧力損失は分散板とサイクロンによるものである。これらの圧力損失を評価するため、ライザー部を空気単相流の状態にした上で、空塔速度（ライザー部の断面平均空気流速） U_g を変化させ、分散板、サイクロン各々の圧力損失を計測した。このとき、送風機から供給された空気が直接ダウンカマー方向に流れないように、Jバルブ及びダウンカマー下部には石灰石粒子が充填されている。図-3にその結果を示す。本実験装置では分散板、サイクロンの圧力損失は何れの空塔速度においてもほぼ等しく、空塔速度の増加に伴って急激に増大することが分かる。なお、図中の点線は分散板の圧力損失の近似式であり、次式で表される。

$$\Delta p = 18.8 \times U_g^{1.80} \quad (5)$$

正立状態のライザー部における鉛直方向の平均圧力勾配を図-4に示す（但し、0.3 mm

$< d_p < 0.5\text{mm}$ のとき)。ここで、 z は分散板から鉛直方向上向きに測った距離を表し、圧力勾配は各圧力測定点の中間位置で定義する。なお、P1~P2 間の差圧には分散板による圧力損失が含まれるため、分散板による圧力損失を式(5)により評価して補正している。

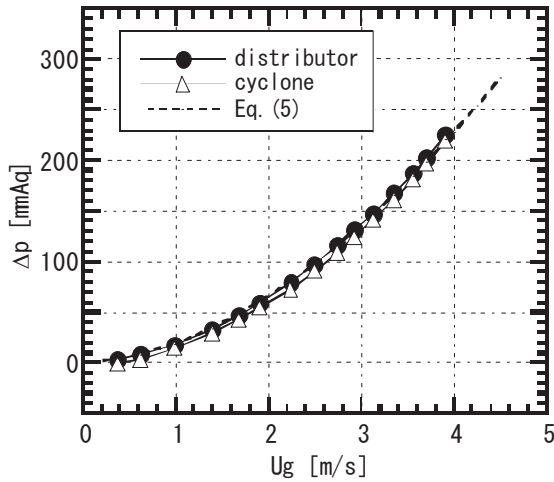


図-3 分散板とサイクロンの圧力損失

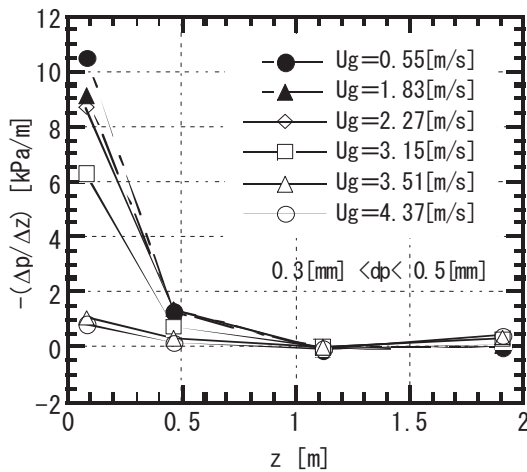


図-4 ライザー部鉛直方向圧力勾配(正立時)

ライザー部の鉛直方向の圧力勾配は、一般に次式で表される⁷⁾。

$$-\frac{dp}{dz} = (\rho_p - \rho_g)(1 - \varepsilon)g + Gs \frac{dv}{dz} \quad (6)$$

上式中の ρ_p 、 ρ_g は各々循環粒子、空気の密度を、 ε はボイド率、 v は粒子速度を表し、右辺第1項は重力の項、右辺第2項は循環粒子の加速に関する項である。本実験では粒子循環量 G_s が小さいため、右辺第2項は無視できる。また、粒子密度($\rho_p=2500[\text{kg}/\text{m}^3]$)は空気の密度に比べて遙かに大きいため、式(6)は、

$$-(dp/dz) = \rho_p(1 - \varepsilon)g = \rho_p \varepsilon_p g \quad (7)$$

と近似され、ライザー部の圧力勾配はボイド率 ε あるいは粒子ホールドアップ(容積分率) ε_p の関数となる。一般に、ライザー部の流動様式はライザー下部における平均圧力勾配から判定される⁸⁾が、先に述べたように本実験装置はライザー部高さがやや低く、圧力計の設置点数も少ないため、ライザー下部での平均圧力勾配を精度良く評価することが出来ず、この方法は適用できない。そこで、本報ではライザー部固気混相流の主要な支配因子である以下の2つの無次元数

$$Re_p \equiv \rho_g U_g d_p / \mu \quad (8)$$

$$Ar \equiv \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_p - \rho_g) g}{\mu^2} \quad (9)$$

(但し、 μ は空気の粘性係数)によって流動様式を判別する方法⁹⁾を採用した。

本実験において、空塔速度： $U_g \leq 1.83[\text{m}/\text{s}]$ では吹き上げられた粒子はライザー部上端まで到達せずに落下するため粒子循環は起こらず、系は気泡流動層となる(図-5(左))。このとき、ライザー上部には粒子は殆ど存在しないため、圧力勾配は分散板付近のライザー下部から上に向かうに連れて急速に減少し、 $z \geq 1.12\text{m}$ でほぼゼロとなっている。 $U_g > 1.83[\text{m}/\text{s}]$ では粒子循環が起こり、系は循環流動層となるが、ライザー部の流動様式は空塔速度により変化する。 $1.83[\text{m}/\text{s}] < U_g < 3.51[\text{m}/\text{s}]$ の範囲(乱流流動状態、図-5(中央))では、ライザー下部は気泡流動層と同様、粒子ホールドアップが0.26~0.37と比較的高い状態(粒子濃厚層)となっているが、粒子循環が起こってライザー上部にも粒子が存在するため、 $z=1.91\text{m}$ における圧力勾配は気泡流動層での値よりも僅かに増大している($\varepsilon_p: 0.005 \sim 0.01$)。一方、空塔速度がさらに増加して $U_g \geq 3.51[\text{m}/\text{s}]$ となると、ライザー下部の圧力勾配は減少し(粒子ホールドアップも0.04まで減少)、ライザー部全体が希薄な固気混相流れ(高速流動状態、図-5(右))となる。

空塔速度に伴う循環流動層の全圧力損失の変化を図-6に示す。全圧力損失は分散板とサイクロンの圧力損失、及びライザー部における圧力勾配の積分値の和である。本排熱回収システムはエンジン背圧により循環流動層を駆動するシステムであるため、循環流動

粒子循環なし



図-5 空塔速度の違いによる流動様式の違い
(左:気泡流動状態、中央:乱流流動状態、右:高速流動状態)

層の全圧力損失が極端に大きいとエンジンに過大な負担をかけることになり、本システムが成立しなくなるおそれがある。このため、循環流動層の全圧力損失は許容値（想定される実機条件で 600mmAq）以下に収める必要がある。

何れの粒径でも、全圧力損失は空塔速度に対して類似した傾向を示している。空塔速度の増大に伴って分散板とサイクロンの圧力損失が次第にその大半を占める（図-3 参照）ようになるが、ライザー下部流動様式が乱流流動状態から高速流動状態へ遷移することに伴うライザー下部での圧力勾配の減少（図-4 参照）により、 $0.3\text{mm} < d_p < 0.5\text{mm}$ の場合には $U_g=3.51[\text{m/s}]$ で、 $0.18\text{mm} < d_p < 0.35\text{mm}$ の場合には $U_g=3.01[\text{m/s}]$ で全圧力損失が顕著に減少する。

図-6 より、粒径が小さい粒子の方が高速流動状態に遷移する空塔速度は小さいことが分かる。これは、単一粒子が静止流体中を重力沈降する際、その沈降速度が最終的に到達する一定値である終末速度 u_t が、次式¹⁰⁾のように、

$$u_t = d_p \left[\frac{4g^2(\rho_p - \rho_g)^2}{225\rho_g\mu} \right]^{1/3} \quad (10)$$

$$\therefore 104 < Ar < 8.78 \times 10^4$$

粒径が小さいほど低くなるためである。すなわ

ち、ライザー部では粒子は流体に対して相対的にスリップしながら上昇しているが、流体速度 u と粒子速度 v との差（スリップ速度）は終末速度よりは大きくなり、流体速度が終末速度を上回ると粒子速度は正となって粒子は上昇する。式(10)に示す通り、粒径が小さい粒子ほど終末速度が小さくなる（本実験条件では $d_p=0.18\text{mm}$ で $u_t=1.42[\text{m/s}]$ 、 $d_p=0.35\text{mm}$ で $u_t=2.75[\text{m/s}]$ 、 $d_p=0.5\text{mm}$ で $u_t=3.93[\text{m/s}]$ ）ため、流動挙動の遷移もより低い空塔速度で起こる。図中の各シンボル

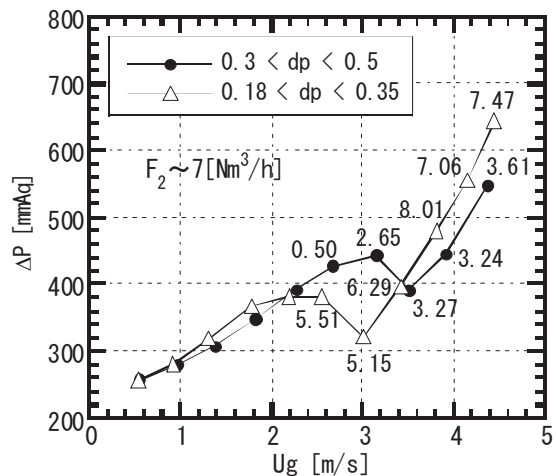


図-6 循環流動層の全圧力損失(正立時)

に付記された数字は、各ケースの粒子循環量である。本比較では、コンプレッサーからJバルブ底部に供給される圧縮空気量をほぼ一定(〜7[Nm³/h])に保ったまま空塔速度を変化させている。若干のばらつきはあるものの、粒子循環量は空塔速度の増大に伴って次第に増加していることが分かる。これは、本実験のように粒子ホールドアップが小さく粒子相互の干渉が無視できる場合には、粒子循環量が、

$$Gs = \rho_p v \varepsilon_p = \rho_p (u - u_t) \varepsilon_p$$

$$= \rho_p \left[\frac{U_g}{1 - \varepsilon_p} - u_t \right] \varepsilon_p \approx \rho_p (U_g - u_t) \varepsilon_p \quad (11)$$

となり、粒径が同一の場合には空塔速度の増大につれて粒子循環量が増加することによる。また、粒径が小さい粒子の方が終末速度は小さくなるため、上式から空塔速度が同じ場合には粒径が小さい方が粒子循環量は大きくなるという結論が得られるが、これは本実験結果と一致している。

ライザー部の流動挙動は粒子循環量によっても影響されるが、Jバルブを採用した本実験装置では構造上、粒子循環量を直接制御することは出来ず、粒子循環量は空塔速度とJバルブ底部に供給される圧縮空気量により決定される。Jバルブ底部に供給される圧縮空気量と空塔速度を種々変化させ、得られた全圧力損失を粒子循環量により整理した結果を図-7に示す(但し、0.18mm < d_p < 0.35mm)。

図中の曲線は、高速流動状態における各粒子

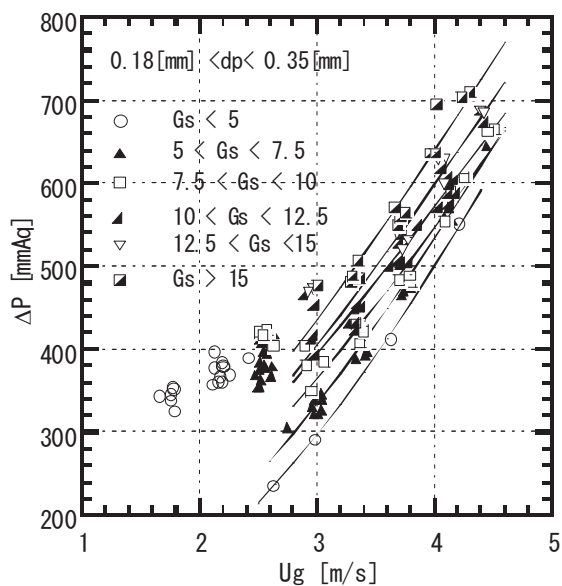


図-7 粒子循環量が全圧力損失に及ぼす影響

循環量範囲の全圧力損失の整理式である。図より、高速流動状態の同一空塔速度における全圧力損失は粒子循環量の増加につれて増大することが分かる。これは、粒子循環量の増加につれてライザー部の粒子ホールドアップが増大する(式(11)参照)ためであり、これはほぼ同一の空塔速度における鉛直方向平均圧力勾配が粒子循環量の増加に伴って増大している(図-8参照)ことから確認できる。また、乱流流動状態から高速流動状態に変化する空塔速度は、粒子循環量が増大するにつれて次第に増大することが分かる。

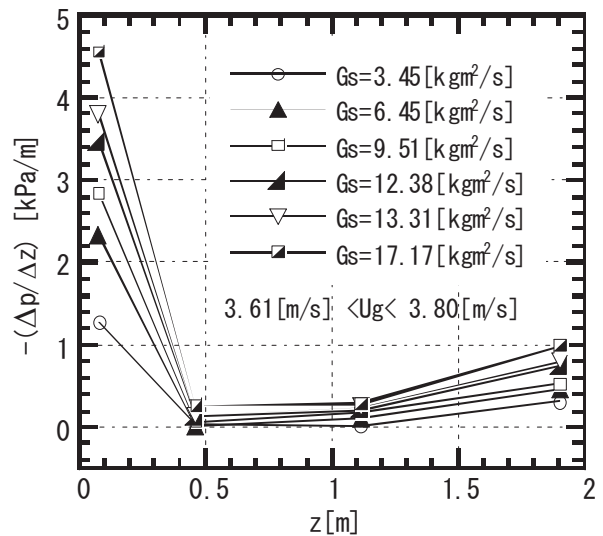


図-8 粒子循環量が圧力勾配に及ぼす影響

断面平均で見ると、乱流流動状態、あるいは高速流動状態におけるライザー部の粒子質量速度は上昇流となっている。しかし、ライザー壁面近傍では流体速度が遅いため、局所的には壁面近傍の粒子は流下している¹¹⁾(粒子下降流)。横揺れ運動を与えるとライザー部側面近傍の粒子下降流は周期的に変動し、側面がライザー部上側となるときには粒子は側面に接触することなく上昇し、ライザー部下側となるときには粒子は側面に沿って大量に流下する(図-9参照)。側面に沿って流下した粒子はライザー下部の分散板上に落下するが、落下した粒子は横揺れ運動を受けるため、粒子の上昇は正立時ほど容易ではなく、ライザー下部に滞留する粒子量は正立時に比較すると増加する。その結果、正立時には高速流動状態となる $U_g \sim 3.8$ [m/s] (但し、0.3mm < d_p < 0.5mm) においても、横揺れ時にはライザー下部に粒子濃厚層を形成することが図-10の鉛直方向の平均圧力

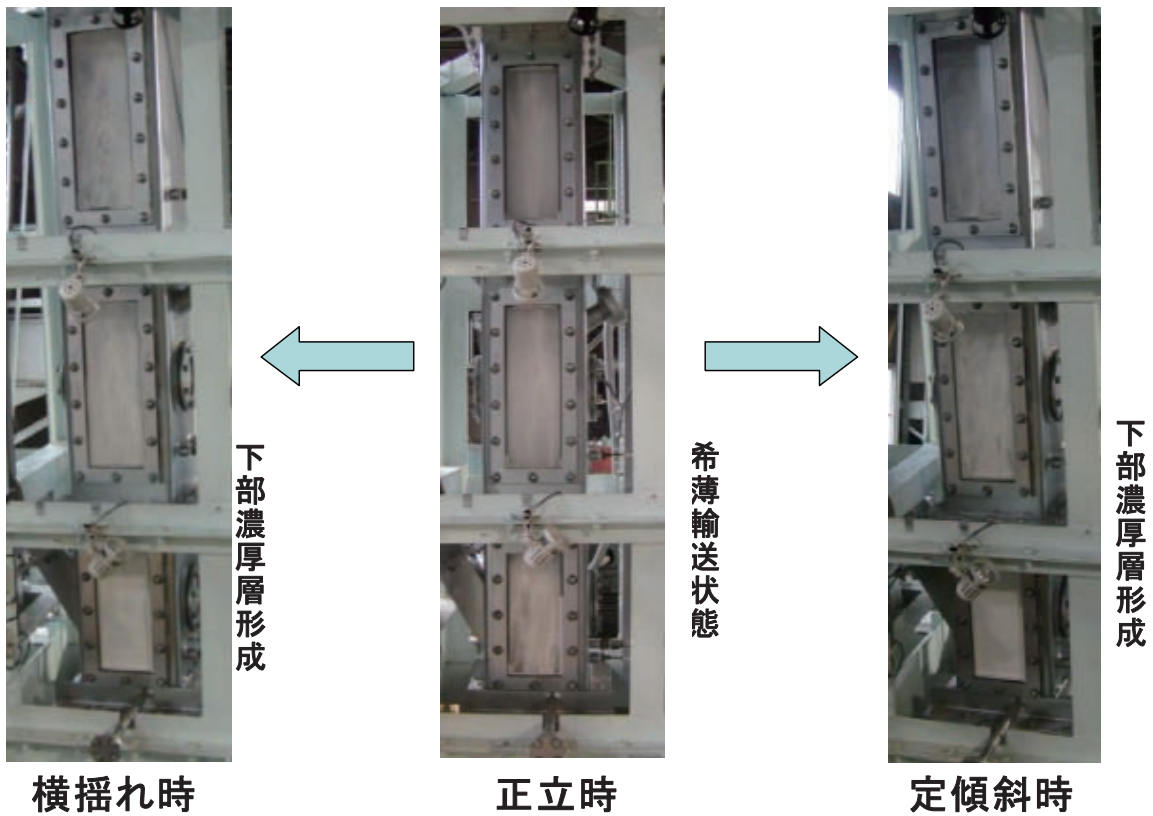


図-9 ライザー部下側の粒子下降流(横揺れ、正立、定傾斜)

勾配から分かる。同様に、定傾斜時においても、下側のライザー部側面に沿った粒子流下量が増大してライザー下部に滞留する(図-9参照)ため、 $U_g \sim 3.7$ [m/s]で粒子濃厚層が形成されることが分かる。但し、横揺れ、定傾斜何れの場合においても、系全体としての粒子循環は維持されている。

図-11に粒径が $0.3\text{mm} < d_p < 0.5\text{mm}$ の場合の横揺れ時、定傾斜時の全圧力損失を示す。本比較では、Jバルブ底部に供給される圧縮空気量

は各ケースでほぼ同一である。横揺れ時にはライザー下部に粒子濃厚層が形成されるため、循環流動層全体の圧力損失は $U_g > 2.6$ [m/s]で正立時に比べて顕著に増加している。同様に、定傾斜状態でも循環流動層全体の圧力損失は増大することが分かる。また、傾斜の影響は傾斜角が 5° の場合でも顕著である。一方、空塔速度が低い気泡流動状態 ($U_g \leq 1.83$ [m/s]) では、横揺れ時、及び定傾斜時

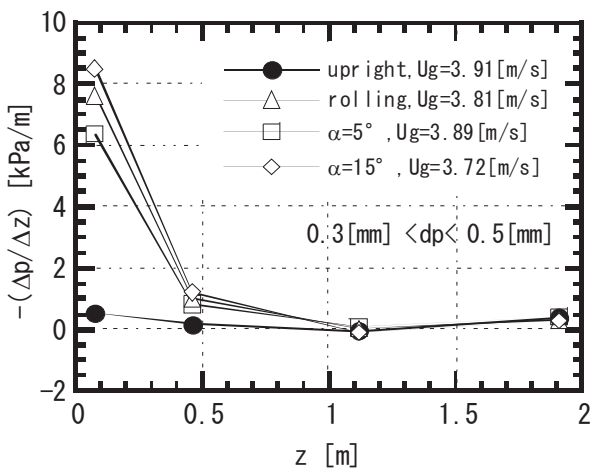


図-10 横揺れ・定傾斜が圧力勾配に及ぼす影響

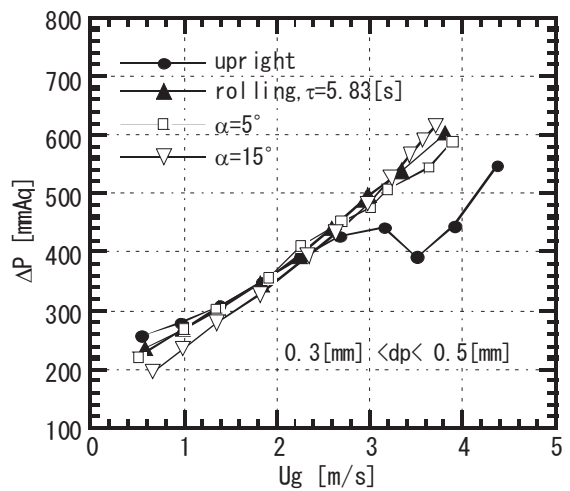


図-11 横揺れ・定傾斜が全圧力損失に及ぼす影響

の全圧力損失は正立状態に比べて小さくなっており、特に定傾斜時の方が全圧力損失の減少は顕著である。これは、傾斜によりライザー下部の粒子層高さが不均一となり、粒子層高さが薄い箇所から空気の吹き抜けが起こるためと考えられる。

図-12に粒径が $0.18\text{ mm} < d_p < 0.35\text{ mm}$ の場合の横揺れ時の全圧力損失を示す。図-11と同様、Jバルブ底部に供給される圧縮空気量は各ケースでほぼ同一である。 $0.3\text{ mm} < d_p < 0.5\text{ mm}$ の場合と同じく、横揺れ時の全圧力損失は空塔速度が低い $U_g < 1\text{ [m/s]}$ では正立時の値よりも小さく、空塔速度が増加して $U_g \geq 2.2\text{ [m/s]}$ となると正立時の全圧力損失よりも大きくなる。しかし、 $0.18\text{ mm} < d_p < 0.35\text{ mm}$ の場合、空塔速度がさらに増加すると横揺れ時の全圧力損失は正立時の値に漸近してゆき、 $U_g \geq 4.0\text{ [m/s]}$ では正立時の全圧力損失とほぼ等しくなる。この傾向は何れの横揺れ周期についても認められ、 $\tau = 9.70\text{ s}$ の全圧力損失が他の横揺れ周期に比べるとより低い空塔速度 ($U_g = 3.60\text{ [m/s]}$) で正立時の値に漸近するように見られるものの(これについては後述)、それ以外では横揺れ周期による明瞭な違いは認められない。

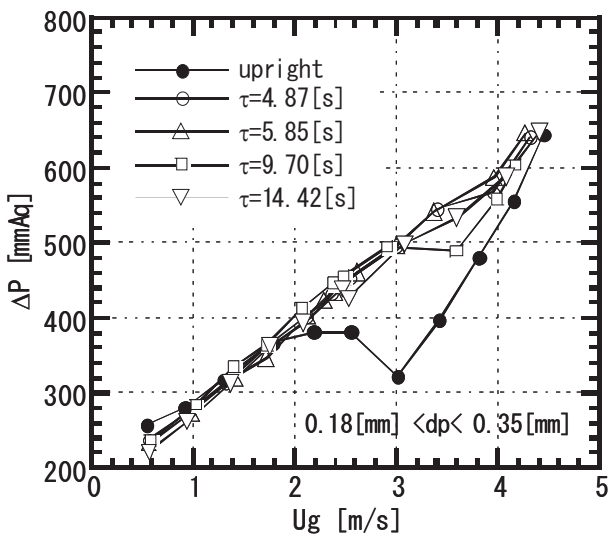


図-12 横揺れ周期が全圧力損失に及ぼす影響

横揺れ時の粒子循環量が計測できないため、横揺れ時の全圧力損失に及ぼす粒子循環量の影響については明確ではないが、正立時における粒子循環量が異なる(全圧力損失も異なる)場合には、横揺れ時でも全圧力損失は異なり、正立時の粒子循環量が多いケースの方が横揺れ時の全圧力損失が大きくなることを確認している。図-12で

は、 $\tau = 9.70\text{ s}$ 、 $U_g = 3.60\text{ [m/s]}$ のときの全圧力損失 (=489 [mmAq]) が、空塔速度がほぼ等しい ($U_g = 3.4 \sim 3.6\text{ [m/s]}$) 他の横揺れ周期の結果に比べると若干小さく、より低い空塔速度で正立時の結果に近づくように見受けられる。これは $\tau = 9.70\text{ s}$ のときの正立静止時に測った粒子循環量 ($7.3\text{ [kg/m}^2\text{s]}$) が、他のケースの粒子循環量 ($8.0, 9.0, 10.7\text{ [kg/m}^2\text{s]}$) に比べて小さいため、全圧力損失が小さくなることによるものと考えられる。以上の点から、本実験範囲では、横揺れ時の全圧力損失に及ぼす横揺れ周期の影響は認められないと結論される。

図-12中の各ケースについて、空塔速度が最も大きいときの鉛直方向平均圧力勾配を図-13に示す。図-10と比較すると、横揺れ時のライザー下部の平均圧力勾配は横揺れ周期によらず大幅に減少している。これは、空塔速度が十分大きいと、横揺れ時にライザー下部に流下した粒子が容易に上昇するため、ライザー下部の滞留粒子量が減少することによると考えられる。一方、正立時のライザー下部の平均圧力勾配は、図-10と比較すると大幅に増大している。これは、空塔速度が増大すると粒子循環量が増加するため、粒子下降流も増加してライザー下部の粒子ホールドアップが増大するためと考えられる。この結果、横揺れ時の平均圧力勾配は正立時とほぼ等しくなり、横揺れ時の全圧力損失は正立時の値と殆ど差がなくなることが分かる。

本実験装置は $U_g \leq 4.0\text{ [m/s]}$ が性能限界であるため、空塔速度が十分大きいときに横揺

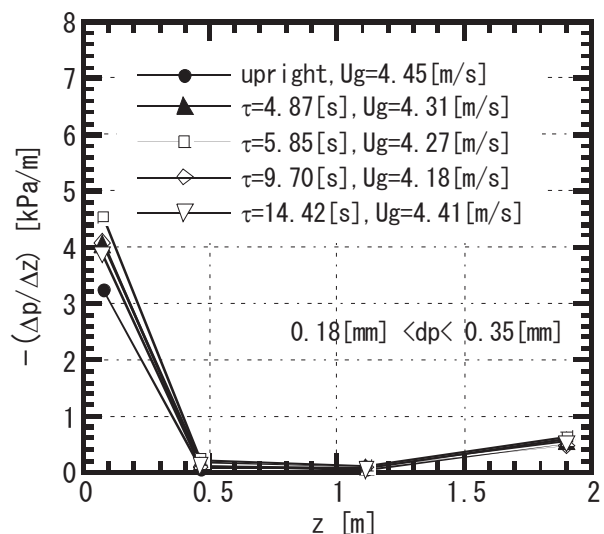


図-13 空塔速度が大きいときの鉛直方向圧力勾配

れの影響が小さくなるという傾向は図-11では明瞭には認められなかったが、粒径が $0.3\text{ mm} < d_p < 0.5\text{ mm}$ の場合でも、空塔速度をさらに増加させれば、同様の傾向を示すものと推察される。

2. 1. 2 伝熱への動揺影響

循環流動層内での排熱回収を想定し、伝熱性能への船体動揺および傾斜影響を実験的に調べた。実験では、図-2に示した循環流動層コールドモデルのライザー部を改造して使用した(図-14参照)。図-2の装置では、ライザー部側面の6箇所(3箇所×2面)に透明アクリル製の観察窓が設置されていたが、本実験では片側の側面3箇所を観察窓と同一寸法のベークライト製発熱板(寸法: $240\text{ mm} \times 440\text{ mm}$ 及び $240\text{ mm} \times 540\text{ mm}$)と交換した。図中の各発熱板に付された数値は、各発熱板中央と分散板との鉛直方向距離を示す。また、分散板から 158 mm 上方にステンレス製の円柱発熱体の流れ方向と直交させて挿入した。本実験で使用した循環粒子は粒径 d_p : $0.18 \sim 0.35\text{ mm}$ の石灰石粒子(充填量: 40 kg)であり、静止時の粒子層高は分散板から 175 mm となる。

実験装置には圧力計、オリフィス流量計(F1、F2)のほか、各部に温度計が設置されている。

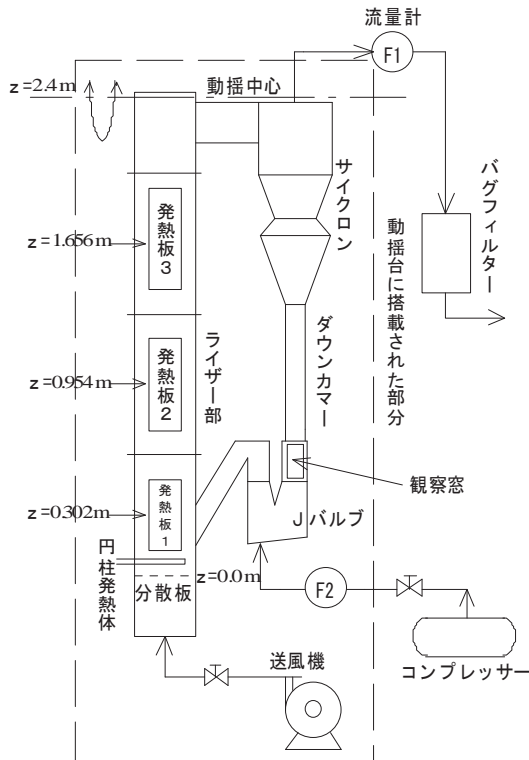


図-14 実験装置概略

また、粒子循環量(ライザー部における循環粒子の断面平均質量速度) $G_s[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$ は前項同様、正立静止状態のときに計測し、Jバルブ上部管に設置された観察窓から堆積した循環粒子の流下速度をストップウォッチで計測することにより求めた。なお、本実験ではJバルブ底部に導入する圧縮空気量を全てのケースでほぼ同一としたが、粒子循環量は空塔速度の増大に伴って次第に増大するため、 $2.3 \sim 14.3[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$ の範囲で変化している。

本実験では、図-14に示す実験装置に対して本紙面と垂直方向に、①横揺れ振幅 $\Theta = 15^\circ$ 、周期 $\tau = 6\text{ s}$ の横揺れ運動、②傾斜角 $\alpha = 15^\circ$ の定傾斜(発熱板は側面下側)を与え、循環流動層ライザー部の熱伝達に及ぼす影響を検討した。

図-15に本実験で使用したベークライト製発熱板の概略を示す。発熱板の内側壁面には厚さ: 0.1 mm のステンレス板が貼付されており、外径: 1 mm のT型シース熱電対がステンレス板の裏側に3箇所、発熱板外側表面に1箇所設置されている。ステンレス板は直流電圧により直接通電加熱され、計測した端子間電圧、電流から発熱量 Q を算出する。

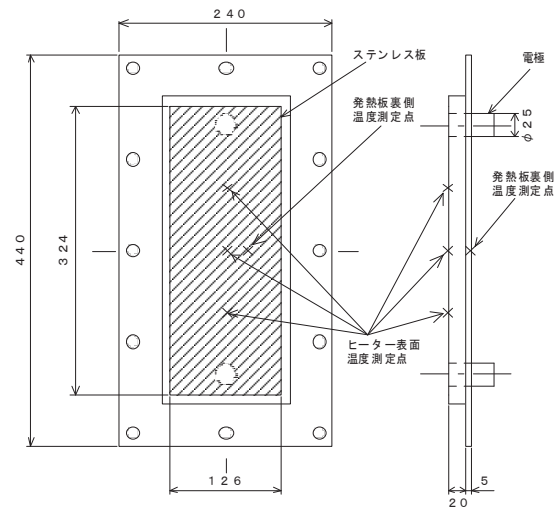


図-15 ライザー側面発熱板1

ステンレス板表面の熱伝達率 h は次式で評価した。

$$h \cdot (\bar{T}_w - T_f) \cdot S = Q - Q_{loss} \quad (12)$$

$$\bar{T}_w \equiv (T_{w1} + T_{w2} + T_{w3})/3 \quad (13)$$

ここで、ステンレス板の平均表面温度 \bar{T}_w はステンレス板裏側の熱電対計測値の算術平均値とし、固気混相流温度 T_f は分散板から 766 mm 上方に設置した白金測温抵抗体

($\phi 15\text{mm}$ 、挿入長さ 170mm) で計測した。また、 S はステンレス板の面積を、 Q_{loss} はステンレス板の発熱量のうち実験装置外部へ流出する熱損失を表し、次式、

$$Q_{loss} \equiv -\lambda \frac{T_o - \overline{T_w}}{l} \cdot S \quad (14)$$

で与えた。ここで、 λ はベークライトの熱伝導率、 T_o は発熱板外側表面温度、 l は発熱板厚さを示す。

図-16 にライザー下部に挿入した円柱発熱体の概略図を示す。円柱発熱体は内部にシースヒーターを組み込んだ外径 15mm の円柱であり、表面温度を計測するため、外表面近くの周方向4箇所に管軸に平行な挿入孔が穿たれており、その中に外径 1mm の T 型シース熱電対が挿入されている。円柱発熱体の表面熱伝達率 h_{rod} は、

$$h_{rod} \cdot (\overline{T_{w,r}} - T_f) \cdot S_{rod} = Q_{rod} \quad (15)$$

$$\overline{T_{w,r}} \equiv (T_{w1} + T_{w2} + T_{w3} + T_{w4}) / 4 \quad (16)$$

として計算した。ただし、 $\overline{T_{w,r}}$ 、 S_{rod} 、 Q_{rod} は円柱の平均表面温度、円柱発熱体表面積、シースヒーター発熱量である。

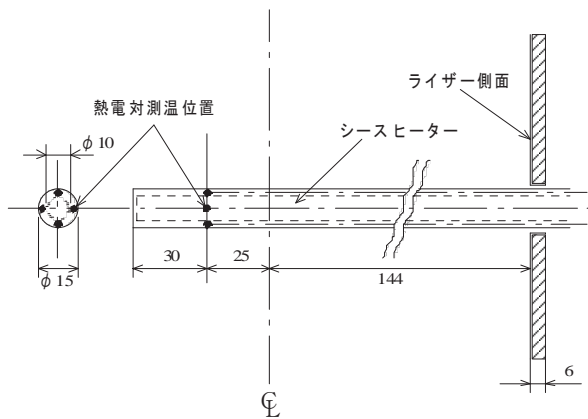


図-16 ライザー部円柱発熱体

図-17 に動揺中心の軸方向から見たライザー側面発熱板、円柱発熱体、测温抵抗体、圧力測定孔の位置関係を示す。円柱発熱体、圧力測定孔は各々ライザー中心線から 100mm オフセットして設置されている。また、本実験ではライザー側面発熱板がライザー部の下側に位置するように定傾斜させるため、粒子下降流は発熱板に沿って流下することになり、正立状態と比べると発熱板と循環粒子との接触は増大する。

実験は送風機流量、ヒーター出力、及び船体運動条件(正立静止状態、横揺れ、定傾斜)を

設定した後、系内各部の温度をモニターし、各部温度が一定値に収束して系が定常状態になっていることを確認した上でデータ収録した。本実験装置では、条件設定後、系が定常状態に達するのに約 2 時間 30 分を要した。なお、測定値は 120 秒間計測したデータの時間平均値とした。

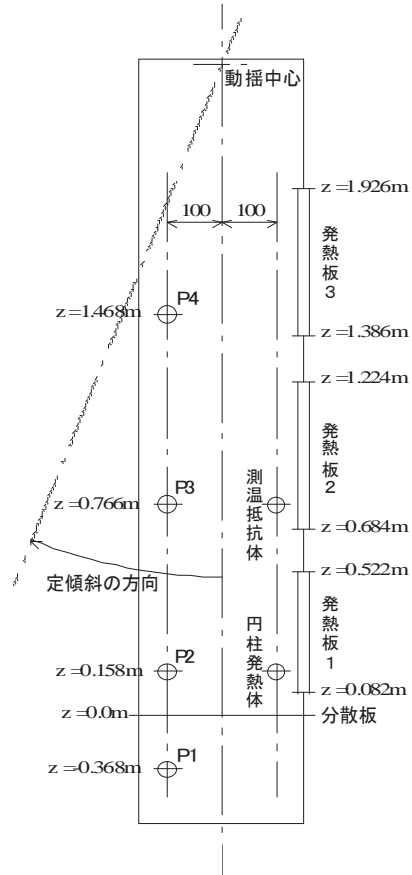


図-17 ライザー部発熱体の位置関係

図-18 に正立時のライザー側面発熱板の熱伝達率を示す。横軸は空塔速度 U_g である。また、次式、

$$Nu = 0.022 Re^{0.8} Pr^{0.5} \quad (17)$$

で示される、流れが発達した空気単相流のときの管内壁面乱流熱伝達率¹²⁾を併せて示す(本実験における Re 数は $2.20 \times 10^4 \leq Re \leq 6.57 \times 10^4$)。発熱板 2、3 が設置されたライザー中央部、上部の熱伝達率は、 $U_g = 1.36[\text{m/s}]$ では空気単相流の値とほぼ等しいが、空塔速度の増加につれて次第に増大し、 $U_g > 2.21[\text{m/s}]$ では空気単相流における熱伝達率に比べると数倍程度大きくなっている。

前項で示したように、空塔速度が低いと循環粒子はライザー部上端まで到達せずに途

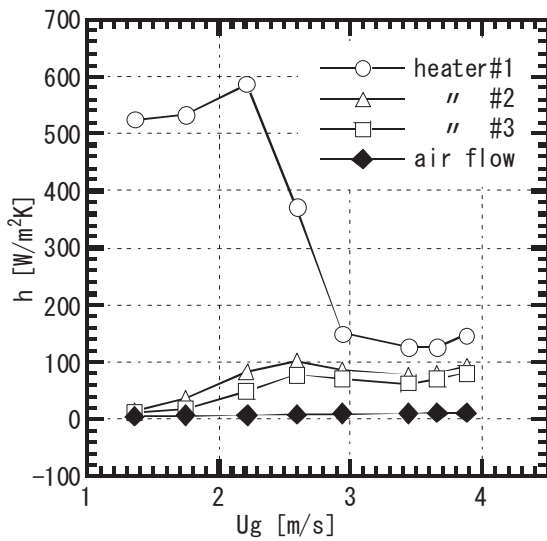


図-18 ライザー部側面の熱伝達率(正立時)

中で落下してライザー下部に留まっている(気泡流動状態)が、空塔速度の増大に伴って循環粒子は次第に高く吹き上げられるようになり、 $U_g > 1.75$ [m/s]では循環粒子はライザー部から流出してサイクロン、ダウンカマを経由して再びJバルブからライザー下部に流入するようになり、系は循環流動層となる。このとき、断面平均で見ると、ライザー部の粒子質量速度は上昇流となっている。しかし、局所的に見ると、ライザー壁面近傍では気相速度が遅いため、壁面近傍の循環粒子は壁面に沿って流下している(粒子下降流。図-9参照)。

空塔速度の増加に伴って発熱板 2、3 の熱伝達率が增大するのは、空塔速度が低い気泡流動状態では循環粒子がライザー中央部、上部に到達せず、ほぼ空気単相流となっているのに対し、空塔速度が増大して系が循環流動層となると、粒子下降流によって熱容量の大きい循環粒子が発熱板に接触しながら流下するため、発熱板から失われる熱量が増大することによると推察される。

一方、発熱板 1 が設置されたライザー下部の熱伝達率は、 $U_g \leq 2.21$ [m/s]ではライザー中央部、上部に比べると遥かに大きいですが、 $U_g > 2.21$ [m/s]では急激に減少している。循環流動層ライザー部の壁面熱伝達率は粒子ホールドアップ(容積分率)の増加により増大する¹³⁾ことが知られているが、ライザー下部の粒子ホールドアップは空塔速度が増大するとライザー部の流動様式の変化により顕著に減少する。そこで、ライザー下部の熱伝達率と粒子ホールドアップとの関連について検討する。

前項で述べたように、循環流動層ライザー部の鉛直方向圧力勾配は、

$$-(dp/dz) = \rho_p (1 - \epsilon) g = \rho_p \epsilon_p g \quad (18)$$

と近似され、ライザー部の圧力勾配はボイド率 ϵ あるいは粒子ホールドアップ ϵ_p と関連づけられる¹⁴⁾。図-19にライザー部圧力勾配から求めた粒子ホールドアップの鉛直方向分布を示す。図中の z は分散板から鉛直方向上向きに測った距離を表し、発熱板 1~3 の存在する範囲を併せて示す。ライザー下部の粒子ホールドアップは $U_g < 2.94$ [m/s] (乱流流動状態)では高いが、 $U_g \geq 2.94$ [m/s] (高速流動状態)では顕著に減少する。このため、 $U_g \geq 2.94$ [m/s]では発熱板 1 に接触する粒子量が減少して、熱伝達率が急減するものと考えられる。

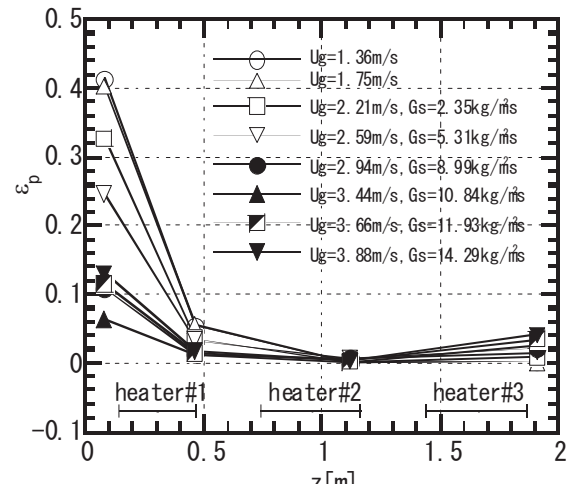


図-19 ライザー部粒子ホールドアップ(正立時)

発熱板 1~3 が存在する鉛直方向範囲の平均粒子ホールドアップを図-19 から算出し、熱伝達率と比較した結果を図-20 に示す。図より、ライザー下部の熱伝達率は粒子ホールドアップにより整理でき、既存の知見の通り、粒子ホールドアップが増加すると熱伝達率も増大する傾向を示すことが分かる。また、ライザー上部の熱伝達率も粒子ホールドアップの増加に伴って増大している。ライザー上部の伝熱促進に寄与する粒子下降流は壁面近傍の局所な現象であり、ライザー部の断面平均値である粒子ホールドアップと直接関連づけられる訳ではないが、ライザー上部の熱伝達率と粒子ホールドアップとは相関を持つことが分かる。なお、発熱板 3 を流下

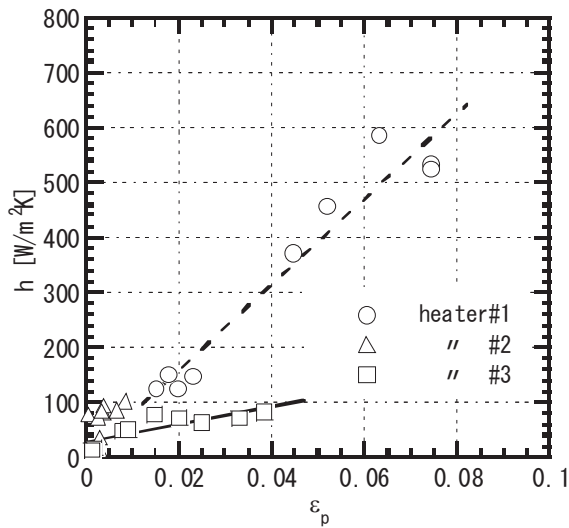


図-20 粒子ホールドアップと熱伝達率

した粒子下降流は必ず発熱板2上を流下してそこでの熱伝達促進に寄与するため、ライザー中央部の粒子ホールドアップはライザー上部に比べて低いものの、その熱伝達率はライザー上部の値に比べて大きくなっている。

横揺れ時のライザー部における粒子ホールドアップ分布を図-21に示す。前項で示したように、横揺れ運動を与えると粒子下降流は周期的に変動し、着目する側面がライザー上側となるとときには循環粒子は側面に接触することなく上昇し、ライザー部下側となるとときには側面に沿って大量に流下する。側面に沿って流下した循環粒子はライザー底部の分散板上に落下するが、横揺れ運動を受けるため落下した循環粒子の上昇は正立時ほど容易ではなく、ライザー下部に滞留する粒子量は正立時に比べて増加する。その結果、正立時では高速流動状態となる空塔速度においても、横揺れ時にはライザー下部の粒子ホールドアップは0.26と比較的大きな値を維持している。

横揺れ状態における各部熱伝達率を図-22に示す。ライザー下部の熱伝達率は、 $Ug > 2.21[m/s]$ で正立時の値よりも大きくなる。これは、上に述べたようにライザー下部の粒子ホールドアップが正立状態に比べて顕著に大きいことによる。一方、横揺れ時のライザー中央部、上部の熱伝達率は、空塔速度が増大すると正立時の値よりも大きくなっている。これは、横揺れ運動によりライザー部側面の粒子下降流による粒子流下量が大幅に増加することに加え、循環粒子の壁面への接触が促進されるためと考えられる。図-23に示すように、ライザー側

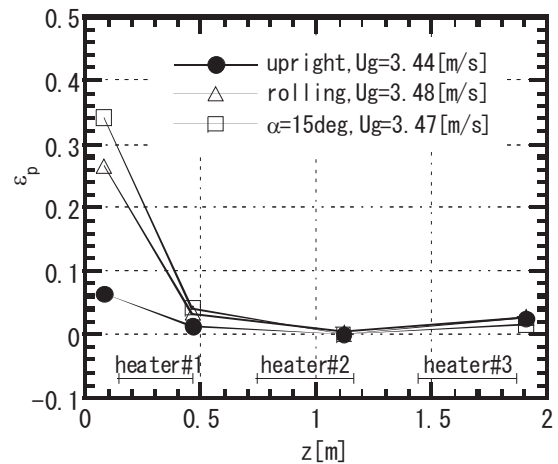


図-21 ライザー部粒子ホールドアップ(横揺れ時)

面が垂直の場合には粒子下降流が壁面に向かう力は作用しないが、側面が傾斜している場合には重力により粒子下降流が壁面に向かう力が作用する。このため、ライザー側面が傾斜している場合、循環粒子と壁面との接触の度合いは増大する。

横揺れ時の各部熱伝達率を粒子ホールドアップで整理し、正立時の熱伝達率と比較した結果を図-24に示す。ライザー下部の熱伝達率は正立時の熱伝達率整理式(図中の実線)と良く一致しており、横揺れ運動によるライザー下部の粒子ホールドアップの増加が直接、熱伝達率の増大に結びついていることが分かる。一方、横揺れ時のライザー上部熱伝達率の整理式(図中の破線)は、正立時

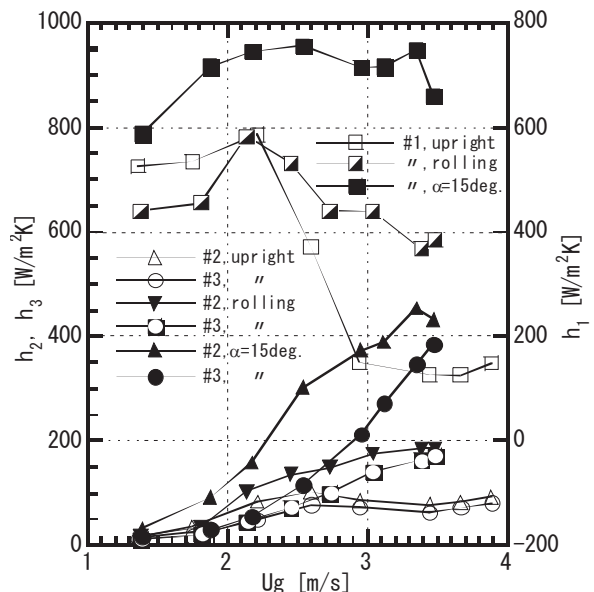


図-22 ライザー部側面の熱伝達率

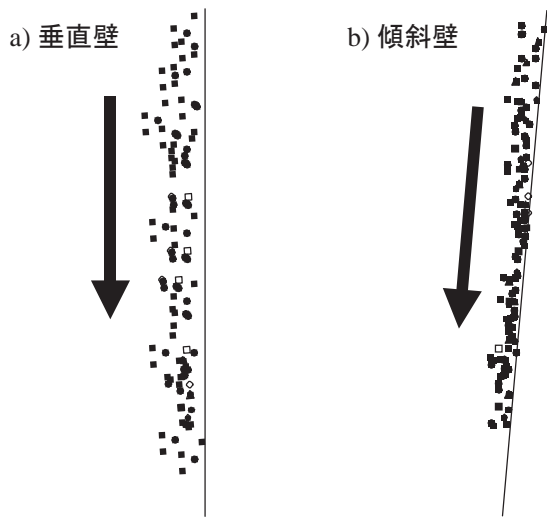


図-23 粒子のライザー壁面への付着(模式図)

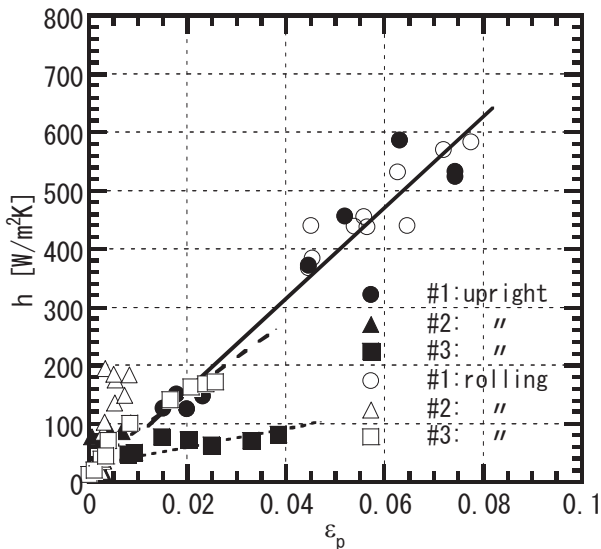


図-24 粒子ホールドアップと熱伝達率(横揺れ時)

の整理式(図中の点線)に比べると粒子ホールドアップに対する勾配が大きくなっており、横揺れ運動によって粒子下降流が周期的に変動し、循環粒子の伝熱面への接触が促進される結果、熱伝達率が增大することを示している。ライザー中央部における熱伝達率についても、(粒子ホールドアップは両者でほぼ同じものの)熱伝達率は横揺れ時の方が正立時よりも大きく、横揺れ運動による循環粒子の壁面付着の促進が熱伝達率の向上に寄与していることが分かる。

定傾斜状態における各部熱伝達率を図-22に示す。定傾斜時のライザー壁面熱伝達率はどれも正立時、横揺れ時の値よりも遥かに大きいことが分かる。本実験では、粒子下降流は発熱板

が設置されたライザー側面下側に沿って流下すると共に、粒子流下量が増大する。傾斜によって粒子の接触が促進されるため、発熱板の熱伝達率は正立時に比べて増大するものと考えられる。

図-25にライザー下部に挿入された円柱発熱体の表面熱伝達率を示す。図中の破線は、空気単相流中に挿入された円柱周りの平均ヌセルト数¹⁵⁾に関する次式、

$$Nu_m = 0.26Re^{0.6}Pr^{0.37}(Pr/Pr_w)^{0.25} \quad (19)$$

から求めた平均熱伝達率であり、 Pr_w は円柱表面温度で評価したプラントル数を表す(本実験における Re 数は $1.19 \times 10^3 \leq Re \leq 3.41 \times 10^3$)。正立時の円柱表面熱伝達率は空気単相流中の熱伝達率に比べると1オーダー大きく、円柱表面への粒子接触による熱伝達促進効果が顕著であることが分かる。正立時の熱伝達率は空塔速度により±25%程度増減しているが、その傾向は明瞭ではない。図-26に熱伝達率を粒子ホールドアップにより整理した結果を示す。熱伝達率は粒子ホールドアップに対しても明瞭な傾向は示さない。また、横揺れ時における熱伝達率は正立時の値と殆ど変わらず、空塔速度、及び粒子ホールドアップに対する依存性は殆ど認められない。ただし、正立時には円柱表面温度が周方向に不均一で、熱伝達率は下側で相対的に高く、上側で低くなっていたのに対し、横揺れ時における円柱表面温度は周方向にほぼ同一で熱伝達率が一樣となっている。これは、横揺れにより円柱周囲の循環粒子が攪拌されることによると推察される。

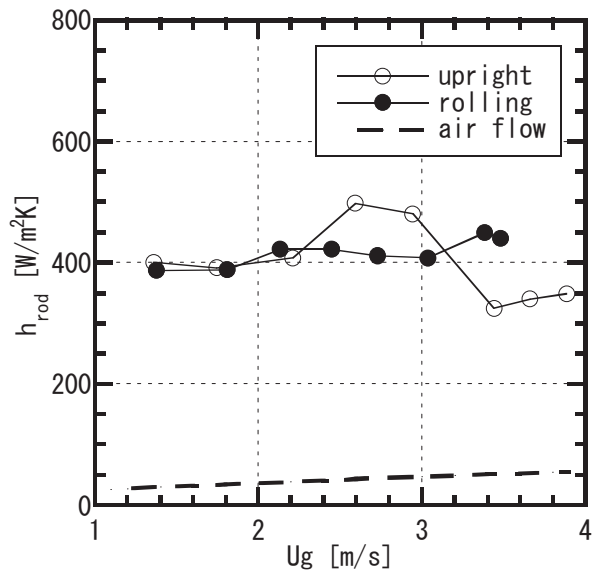


図-25 円柱発熱体の熱伝達率

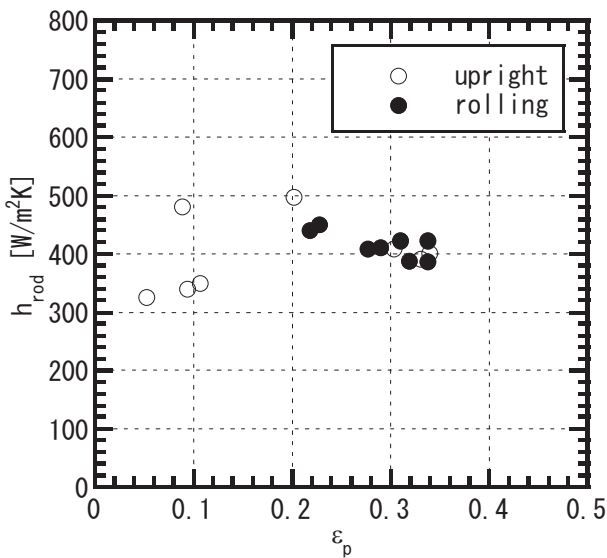
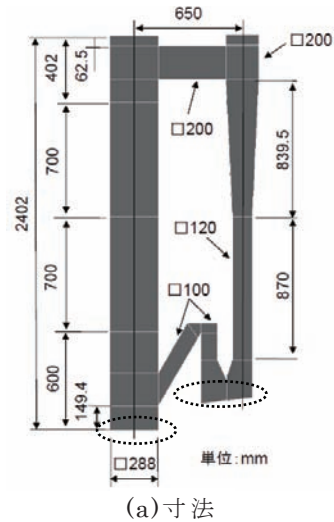


図-26 円柱発熱体の熱伝達率と粒子ホールドアップ

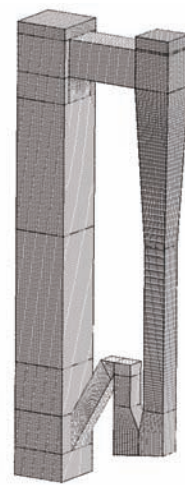
2. 2 コールドモデルのCFD解析

実験より循環流動層ライザー部の固気混相流れに対し船体動揺が明らかな影響を及ぼすことがわかった。そのメカニズムの解明のため、コールドモデルを対象とした CFD 解析を実施した。循環流動層の数値解析は計算負荷が非常に高いため、必要な計算精度を確保しつつ、可能な限り計算格子数を削減することが求められる。循環流動層における気相と粒子相の主要な接触部はライザー部であることから、図・27に示すようにサイクロン、ダウンカマー等の後段の形状については簡略化し、装置内の循環粒子の保存性を確保することを目的としたモデル化を行った。総格子数は約 23 万点で、ライザー部には格子幅が 1cm の矩形の等間隔格子を使用した。また、ライザー部底面と粒子循環量を制御する J パルプの底面からは空気が供給されるので、実際には分散板が存在する。しかし、このような複雑形状を模擬するには非常に多くの計算格子を要するため、一様流を流入させることで簡略化した。

装置内を循環する高濃度の固気二相流のモデルとして、気相だけでなく粒子相も連続体を仮定する Eulerian model (Euler-Euler 型)¹⁶⁾を使用した。Eulerian model は、粒子相の個々の粒子を Lagrange 的に追跡する Euler-Lagrange 型の計算手法に比べて計算負荷が小さく、実機スケールの大規模計算への適用が可能である。Eulerian model は二流体モデルの一種であるが、気液二相流で用いられる



(a)寸法



(b)計算格子

図-27 解析対象の計算領域と計算格子 (実際の実験装置には図(a)に示す点線部分に分散板が取り付けられている。)

ものとは異なり、連続体近似した粒子相の応力は、分子運動と粒子運動のアナロジーを仮定した kinetic theory¹⁷⁾から導出される。本計算では等温場を対象としているため、解くべき基礎方程式は次の質量保存式及び運動量保存式である。

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \bar{u}_k) = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k \bar{u}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \bar{u}_k \bar{u}_k) = -\alpha_k \nabla p + \nabla \cdot (\alpha_k \tau_k) + \alpha_k \rho_k \bar{g} + \beta(\bar{u}_l - \bar{u}_k) \quad (21)$$

ここで、 α は体積分率、 ρ は密度、 \bar{u} は速度ベクトル、 p は圧力、 τ は応力テンソル、 \bar{g} は重力加速度である。添字 k は各相を表し、気

相を g 、粒子相を s とする。添字 l は、 k 相と別の相を表す。相間の運動量交換係数には Syamlal-O'Brien モデル¹⁸⁾を使用しており、は次のように表される。

$$\beta = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_s (1 - \alpha_s) \rho_g}{V_r^2 d_s} |\bar{u}_g - \bar{u}_s| \quad (22)$$

ここで、

$$C_D = \left(0.63 + 4.8 \sqrt{\frac{V_r}{\text{Re}}} \right)^2 \quad (23)$$

$$V_r = \frac{1}{2} \left[a - b + \sqrt{b^2 + 2b(2c - a) + a^2} \right] \quad (24)$$

$$a = (1 - \alpha_s)^{4.14}, \quad b = 0.06 \text{Re}$$

$$c = \begin{cases} 0.8(1 - \alpha_s)^{1.28} & \text{if } \alpha_s \geq 0.15 \\ (1 - \alpha_s)^{2.65} & \text{if } \alpha_s < 0.15 \end{cases}$$

粒子相の応力は気相と異なり固体圧力 p_s が考慮され、次式で表される。

$$\alpha_s \tau_s = -p_s I + 2\alpha_s \mu_s S_s + \alpha_s \left(\lambda_s - \frac{2}{3} \mu_s \right) \nabla \cdot u_s I \quad (25)$$

$$p_s = \alpha_s \rho_s \theta_s + 2\rho_s (1 + e_s) \alpha_s^2 g_0 \theta_s \quad (26)$$

ここで、 μ_s はせん断粘性係数、 λ_s は体積粘性係数、 S_s はひずみ速度テンソル、 I は基本テンソル、 e_s は粒子の衝突時の反発係数、 g_0 は動径分布関数、 θ_s は granular 温度である。粒子相のせん断粘性係数 μ_s は粒子の衝突、運動、摩擦に起因する粘性の総和として次のように表される。

$$\mu_s = \mu_{s,col} + \mu_{s,kin} + \mu_{s,fr} \quad (27)$$

衝突粘性 $\mu_{s,col}$ と運動粘性 $\mu_{s,kin}$ には Syamlalらのモデル¹⁹⁾、体積粘性 λ_s には Lunらのモデル²⁰⁾を使用した。循環流動層のライザー部で観察される流動化状態（乱流流動層あるいは高速流動層）では粒子間摩擦の寄与は小さいと考えられるが、本計算では Jバルブに堆積する粒子相の挙動も計算に含めるため、摩擦粘性についても考慮し、Schaefferの表現式²¹⁾を採用した。ライザー部の流れ場は極めて複雑な固気二相乱流場であるため、実現象を再現できる決定的な乱流モデルは存在しない。本研究では計算負荷の増加を抑える観点から、物理的根拠に乏しいが、気相と粒子相の混合体を単一流体とみなし、乱流モデルとしては単相流の解析で豊富な実績を持つ標準 k - ε モデルを採用した。また、

流動層に対する動揺の影響については、各相の運動量方程式の重力項を修正すると共に、回転の加速による力、遠心力、コリオリ力を外力項に加えることで考慮した。

以上の CFD モデルを用いた数値シミュレーションには、汎用熱流体解析ソフトウェア FLUENT 6.3 を使用し、8ノードの PC クラスタ（管理ノード 1 台、計算ノード 7 台）を用いて並列計算を行った。計算ノード 1 つあたりに割り当てた格子点数は均等である。計算の時間ステップを 0.0025 秒として、実時間で 40 秒間の計算結果を得るために要した計算時間は約 300 時間（約 13 日）である。

実験条件に従って設定した計算条件を表-1 に示す。気相の流入境界条件として一様流を仮定し、簡略化したサイクロンの上部にある流出境界では自由流出条件とした。壁面境界条件として、気相には対数速度則に基づく壁関数を使用し、粒子相には partial slip 条件²²⁾を適用した。

表-1 計算条件

粒子密度 (石灰石粒子)	2500kg/m ³
平均粒子径	0.25 mm
全粒子質量	40 kg
空塔速度	2, 3, 4m/s
エアレーション (Jバルブ底面)	0.06 m/s
動揺条件	
振れの角	16°
周期	6 sec.

まず、正立状態（動揺無し）の十分発達した流れ場における粒子相の体積分率を図-28 に示す。ライザー及びダウンカマーの中心軸を含む垂直断面上の瞬時値を空塔速度が

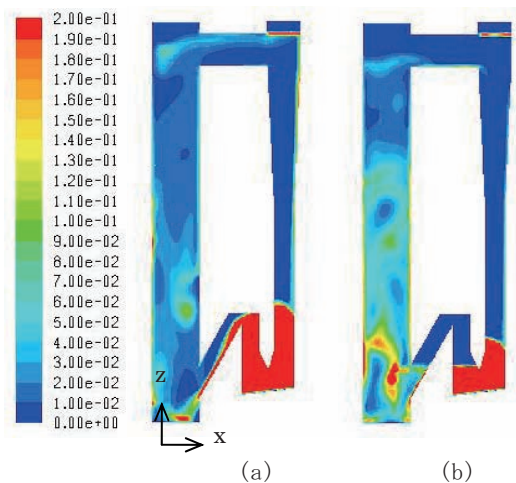


図-28 粒子相の体積分率の分布
(a) 空塔速度 : 3m/s、(b) 空塔速度 : 2m/s

3m/s と 2m/s の場合について示している。空塔速度が 3m/s の場合、ライザー上部まで粒子相が分布しているのに対し、空塔速度が 2m/s の場合にはライザー上部まで吹き上げられる粒子相が減少している。そのため空塔速度が 2m/s の場合、粒子循環量が減少し、J パルプに堆積している粒子量も空塔速度が 3m/s の場合に比べて減少していることが分かる。流動化状態判定図²³⁾によると本計算条件に対応する流動様式は、空塔速度が 2 m/s と 3 m/s ではそれぞれ乱流流動状態、高速流動状態に分類されるため、ライザー部に滞留する粒子相の分布状態の差異は妥当な結果であると考えられる。

次に、ライザー一部に滞留する粒子相の体積分率を図-29 に示す。縦軸に示す粒子相の体積分率は、実験値と同様に壁面から 44mm 離れた点の値を使用し、10 秒間に渡り時間平均したものである。空塔速度に依らず、ライザー底面からの高さが 0.1~0.3m あたりの領域に多くの粒子が滞留しており、空塔速度が 2 m/s の場合には 3 m/s の場合の約 2 倍になっている。一方、空塔速度が 3 m/s と 4 m/s の場合では、ライザー下部を除き、粒子相の体積分率の分布に大きな差異はなく、実験においても同様の傾向を示す結果が得られている。空塔速度が 3 m/s と 4 m/s では共に高速流動状態に分類されるため、粒子相の分布状態に大きな差異が見られないと考えられる。

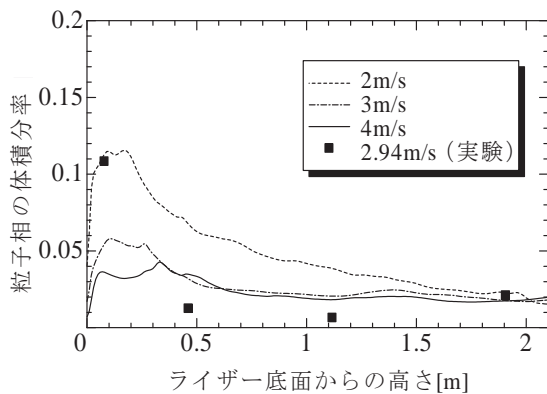


図-29 ライザー一部に滞留する粒子相の体積分率の分布
(十分発達した流動状態における 10 秒間の時間平均値を表している)

また、図-29 に示している実験値は、空塔速度が約 3 m/s の場合に計測した局所的な圧力の時間平均値と、鉛直方向の圧力勾配と粒子相の体積分率の関係式、

$$-\frac{dp}{dz} = \rho_s(1-\alpha_g)|\bar{g}| = \rho_s\alpha_s|\bar{g}| \quad (28)$$

から近似的に求めた体積分率である。ライザー底部では計算値と実験値で大きな差異が見られるが、これは前述のように分散板の影響を一様流でモデル化していることに原因があると思われる。その他の箇所では実験値に沿った分布となっている。実際には粒径分布を有する離散的な粒子相に対し、本計算は単一粒径で代表させた連続体モデルによる結果であること、並びに実験値に含まれる計測誤差を勘案すると、相応の結果が得られていると考えられる。

次に、動揺影響を考慮した場合の一例として空塔速度が 2 m/s の結果を正立時の結果と共に図-30 に示す。

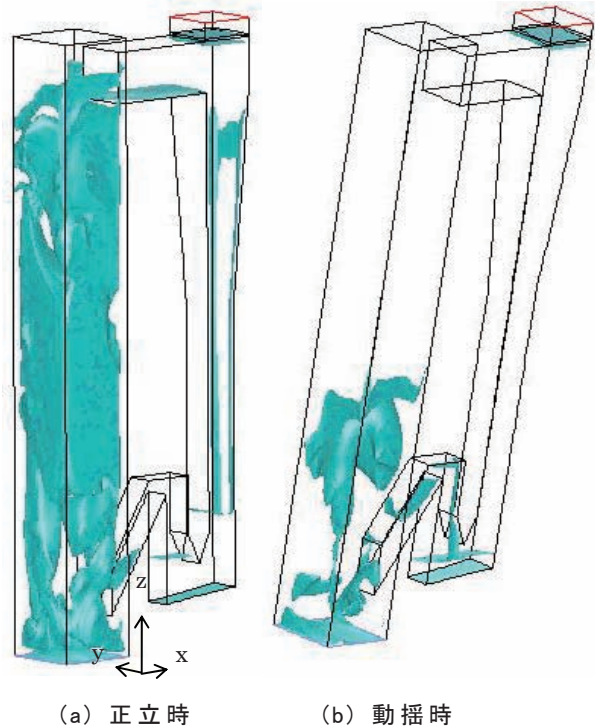


図-30 動揺の有無による流動化状態の変化
(空塔速度: 2 m/s、粒子相の体積分率が 5% の等値面を表している)

図-30(a)及び(b)は、共に粒子相の体積分率が 5% の等値面を表している。正立時にはライザー上部まで粒子が分布しているのに対し、動揺を加えた場合はライザー下部に粒子が滞留しており、異なる流動化状態になっていると考えられる。

流動化状態が異なることを定量的に示すために、その指標の一つとして粒子循環量

G_s に着目した。粒子循環量は、簡略化したサイクロンとダウンカマーの接続面を通過する粒子相の質量流束として見積もった。表-2に示す粒子循環量は十分発達した流れ場の10秒間の時間平均値である。動揺時の粒子循環量は正立時に比べ半分以下に減少し、空塔速度が2 m/sの場合、動揺条件下では粒子はほとんど循環せず、ライザー内に滞留していることが分かる。この変化は、実験においても目視観察により確認されている。

表-2 動揺影響による粒子循環量の変化

空塔速度	動揺の有無	粒子循環量 G_s [kg/m ² /s]	G_s の減少率
2 m/s	無	55.5	99.8%
	有	0.106	
3 m/s	無	200	74.4 %
	有	51.1	
4 m/s	無	186	56.3 %
	有	81.3	

上述のように、動揺時では同じ空塔速度であってもライザー内の流動化状態が正立時と比べて変化し、粒子循環量が減少する。その原因の一つとして、粒子相に作用する外力が正立時と比べて変化するためではないかと推測される。流動化状態の変化に大きく寄与している外力は、粒子相に作用する抗力（流体抵抗力）であると考えられるため、抗力の各方向成分の分布を調べることにした。単位質量あたりの粒子相に作用する抗力は $\beta(\bar{u}_g - \bar{u}_s)/(\alpha_s \rho_s)$ であり、 β には(22)式で表される Syamlal-O' Brien モデル¹⁸⁾を用いている。

まず、正立状態（動揺無し）において単位質量あたりの粒子相に作用する抗力及び重力の鉛直方向分布を図-31に示す。十分発達した流れ場の10秒間の時間平均値をライザー断面で平均化し、さらに重力加速度の大きさで規格化している。ライザー下部には相対的に粒子が多く存在するため、z軸正方向に作用する抗力が卓越している。しかし、ライザー上部では抗力の鉛直成分と重力の大きさが同程度となっており、(28)式から分かるように抗力はライザー管内の静的な圧力勾配の絶対値に近い値を示している。一方、抗力の水平成分については、ライザー底部に向かってJパルプから粒子が供給されるため、x方向に幾分抗力が作用しているが、流入出の無いy方向には抗力がほとんど作用していないことが分かる。

次に、動揺条件下における抗力の分布を図-32に示す。本研究では船体動揺の影響を周期

的な運動でモデル化しており、1周期分の時間平均を取ると動揺方向の外力の変化が陽に現れなくなるため、ここでは代表的な結果として振れ角が8度及び16度の場合を示し

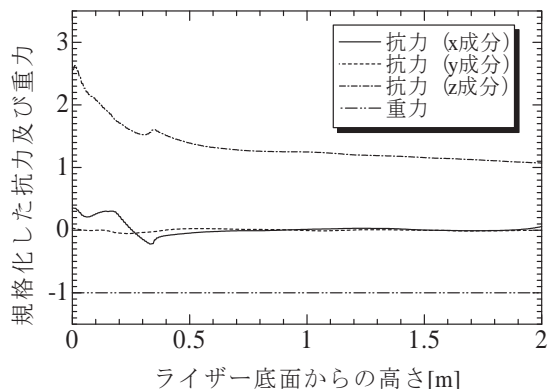


図-31 単位質量あたりの粒子相に作用する抗力及び重力の鉛直分布 (空塔速度 3 m/s、正立時。十分発達した流動状態での10秒間の平均値を表している)

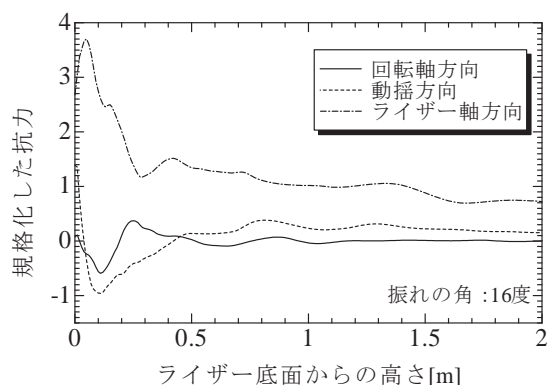
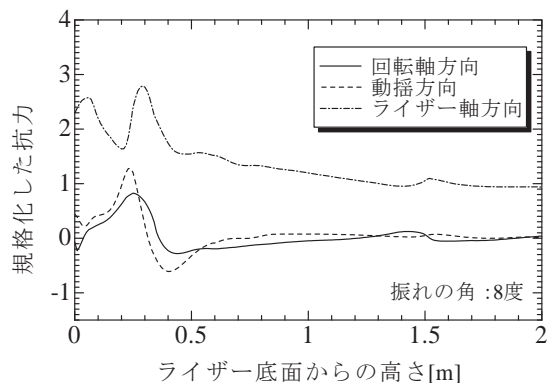


図-32 単位質量あたりの粒子相に作用する抗力の鉛直分布 (空塔速度 3 m/s、動揺有り)

ている。動揺の無い正立状態では抗力の水平成分に有意な値が見られなかったが、動揺条件下では動揺方向及び回転軸方向に重力と同程度の大きさの抗力がライザー下部の粒子相に作用していることが分かる。また、正立時の抗力のy方向成分と動揺時の抗力の動揺方向成分について1周期分の時間変化を評価したところ、他の角度の場合でも同様の傾向を示すことを確認している。それゆえ、動揺条件下で粒子循環量が減少する一因として、ライザー下部においてライザー軸に垂直な方向に有意な抗力が作用し、粒子相のライザー上部への吹き上げに影響を及ぼしていることが考えられる。

3. 循環流動層を用いた排熱回収システム

船用排熱回収システムの構築のため、排熱回収から動力生成に至るシステムの基本構成や脱硫剤の検討を行うと共に、その結果を踏まえて開発ターゲットである循環流動層熱交換器の仕様を検討し、実際に装置を試作し実証試験を行った。目標は、主機出力の8%に相当する動力回収が可能な排熱の回収と80%の脱硫である。

3.1 流動層コールドモデルを用いた実験

排熱回収により主機出力の8%に相当する動力回収を実現する上で、排熱回収、動力生成、という2つの要素があるが、前者については後者の仕様に依存する。すなわち排熱を動力として回収する効率が高い要素を選択できれば、排熱回収熱量は相対的に少なくても良い。一方、対象としているのは1000kW程度の主機であり、排ガス温度(過給機出口)は大型2ストロークエンジンに比し高いものの、排ガス流量の少なさ故に回収可能な排熱量は大型主機の場合に比し少ない。通常、排熱回収による動力生成では排熱により蒸気を生成し、それにより熱機関を駆動することで実現されているが、この回収熱量の少なさが熱機関の選択において重要なファクターとなる。すなわち、排熱により生成されるが故にさほど高温でない(300℃程度)、しかも排ガス流量の少なさ故に少量(1t/h未満)の蒸気によって駆動される高効率な熱機関が必要となる。通常、蒸気による動力生成においては蒸気タービン、あるいは、まれにレシプロ式の蒸気機関が用いられるが、前述の条件下において最も高効率な動力生成方式は高性能なラジアルタービン(半径流)²⁴⁾によるもので

ある。個々の構成要素の仕様を詳細に検討し、ラジアルタービン2段により、主機の8%以上に相当する動力回収が可能なシステムを構成することとした(図-33)。

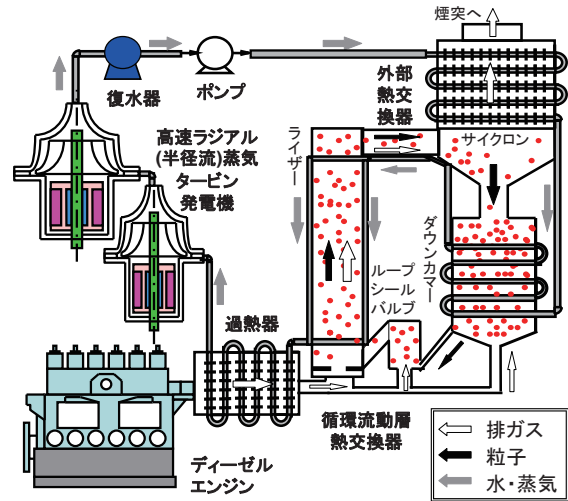


図-33 排熱回収システム概念図

この動力回収システムの概念設計を試みた。配管壁面からの放熱などシステム全体の熱損失は回収熱量の5%としこれは蒸気流量の減少分に換算した。タービン発電機二機のパッケージ(インバータ含)を直列配置した疑似の二段とし、第二段にて真空近傍にまで膨脹させることで膨脹比を確保し回収動力を増やした。また、単段での解析も行った。このときの各段の電気出力を求める際には、軸出力から電気出力への効率95%に加えインバータでの商用交流への変換効率95%も考慮した。一連の解析により、流動層熱交換器を蒸発部にする事、流動層単体として1000kW出力における排ガス条件で熱回収量を520kW程度にする必要があることがわかった。

図-34に過熱器、予熱器および循環流動層熱交換器からなるシステム解析結果の一例を示す。流動層熱交換器の仕様は実証試験装置の仕様に合わせている。このシステムでは、主機出力の9.2%に相当する動力生成が可能であり、ポンプ動力を考慮しても8.7%の正味の動力生成となる。

図-35に循環流動層熱交換器単体でシステムを構成した場合の解析結果を示す。このシステムでは、主機出力の2.8%に相当する動力生成しかおこなえないことがわかる。

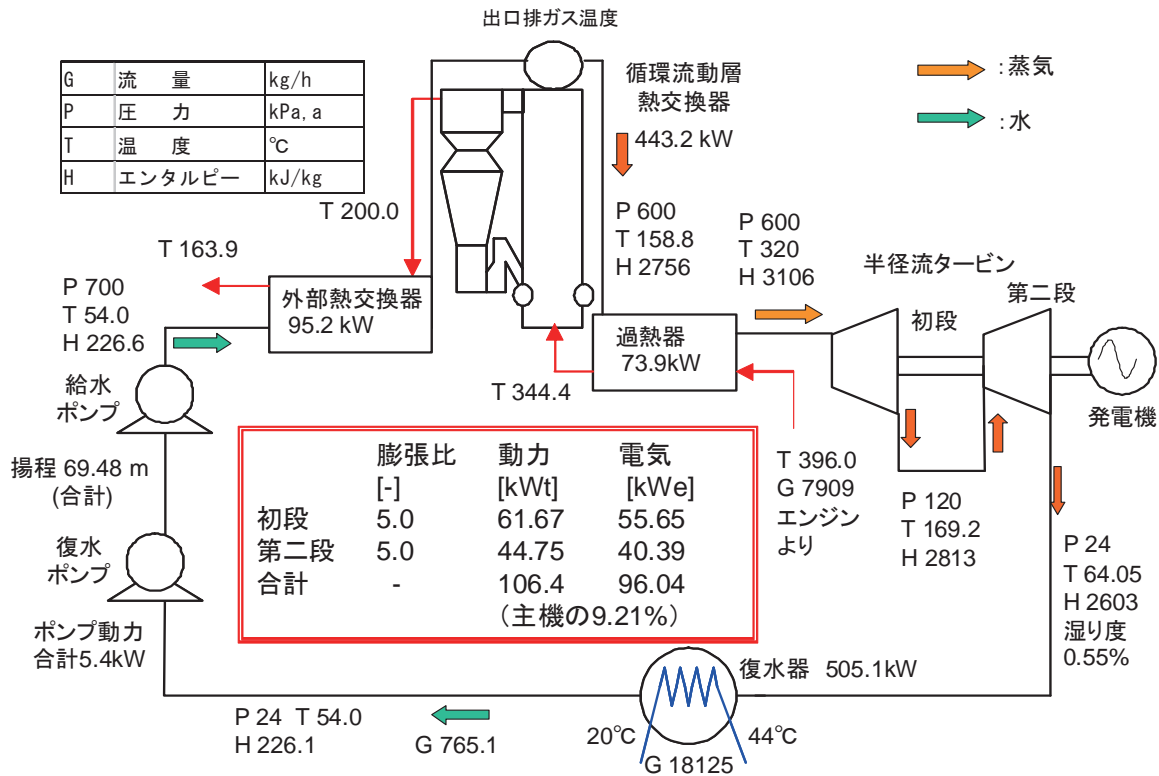


図-34 システム解析結果(過熱器等も含むシステム)

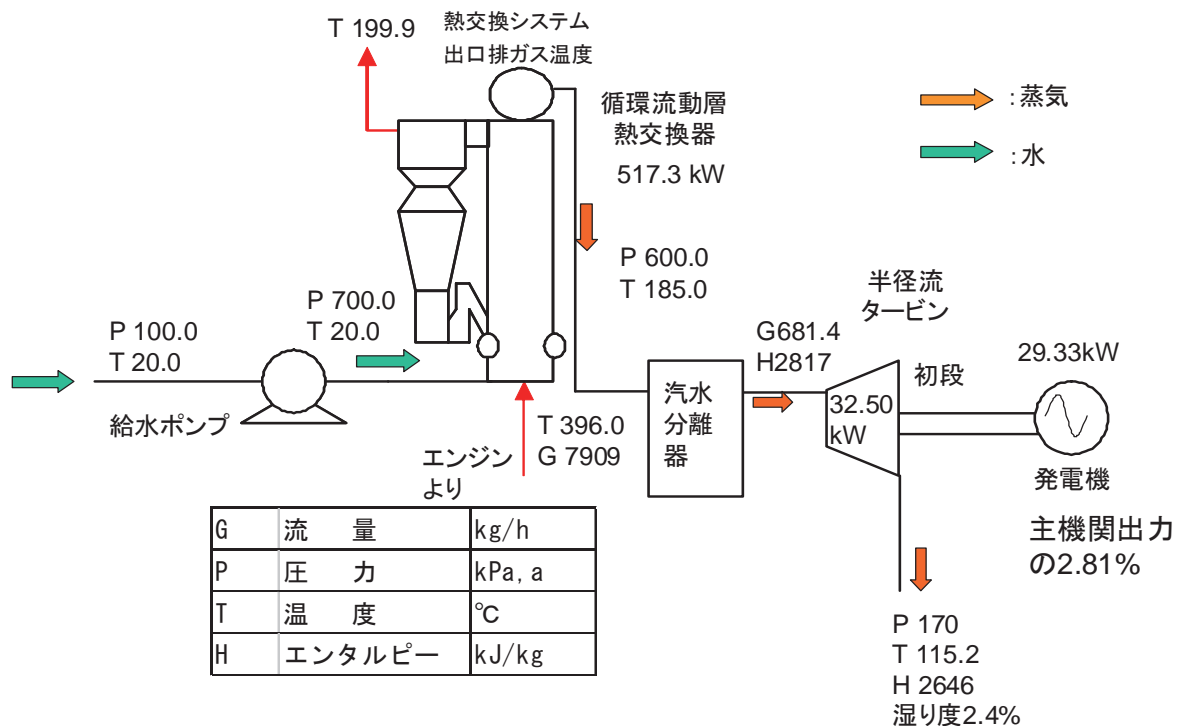


図-35 システム解析結果(循環流動層単体)

構成要素の選択によって可能な動力生成量に大きな差異が生じる。そこで、系統的にシステム解析を行った。結果を表-3に示す。

表-3に示された結果から、過熱器が動力生成の増大には不可欠であることが明らかになった。

表-3 システム解析結果

システム名称	蒸気系	CFB ホットモデル	汽水 分離器	過熱器	復水器	外部 熱交換器	タービン 段数	回収後 排ガス 温度	給水 流量	蒸気 温度	合計電 気出力	主機関出力 (1043kW)と の比率
								[°C]	[kg/h]	[°C]	[kWe]	[-]
シリーズ1	貫流	○	○				1	199.9	681.4	185	29.33	2.81%
シリーズ2	貫流	○		○			2	178.6	683.8	320	85.84	8.23%
シリーズ3	循環	○	○		○		1	205.5	680	190	30.84	2.96%
シリーズ4	循環	○		○	○		2	178.6	703.3	320	88.29	8.47%
シリーズ5	循環	○		○	○	○	2	163.9	765.1	320	96.04	9.21%

3. 2 循環流動層の仕様の検討

実証試験用循環流動層の形状、空塔速度、粒子径、伝熱面配置等を検討した。

まず、伝熱面配置を検討した。陸上大型プラントではライザー部、サイクロン、ダウンカマー部、ループシールバルブ等の構成要素各位置で熱回収が可能である。一方、本研究における循環流動層は、船舶への搭載を考え、高さ3m~4m程度に押さえる必要があるとともに、設置面積についても制限が課せられる。すなわち、通常のプラントと異なり、必ずしも全ての構成要素が伝熱面を配置するだけの空間的余裕を有してはいない。さらに製造上、メンテナンス上の制限も加わるため、伝熱面配置の自由度は低くなる。一方、2.1節に示された結果から、ライザー部の伝熱性能は船体動揺あるいは傾斜によって向上することが期待される。したがって、船用利用の小形化と伝熱性能の確保という観点から、ライザー部のみに伝熱面を配置することとした。

図-36に実証試験用循環流動層を示す。図に示すようにライザー部断面は円形である(下図)。当初、ライザー断面形状は同一面積でより伝熱面積を確保できる四角形としたが、製造の問題から円形とした。その結果、伝熱面積を確保するために高さは4mを越えることとなった。熱回収位置はライザー部であり、伝熱面積増加させるために追加伝熱管を配置している。形式はドラム無しの貫流型ボイラーである。また、本実験装置には

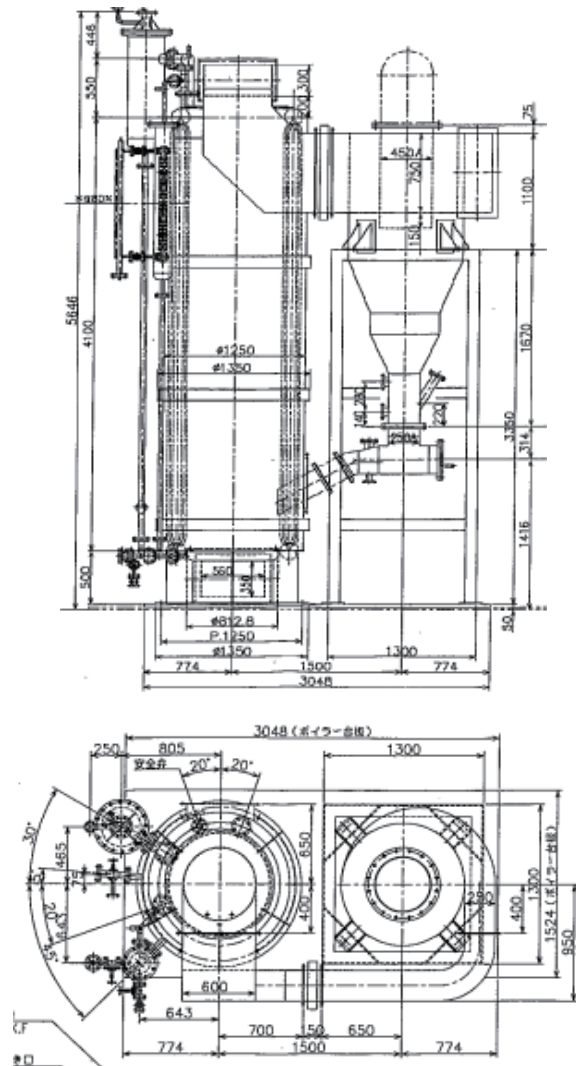


図-36 実証試験用循環流動層

予熱・過熱器は装備されていない。また、設置スペースの関係で、ループシールバルブはコールドモデルと異なる L バルブとした。

3. 3 脱硫剤の検討

比較的低温の排ガスから乾式脱硫を行うために、脱硫用粒子の検討を行った。

まず、予備的な検討として、①最適な脱硫剤を選定するためのスクリーニング試験、及び選定された脱硫剤に対し、②運転条件の選定により 80%以上の脱硫率が達成可能か検証するための脱硫試験を実施した。

スクリーニング試験では、内径 6mm の石英製反応管に充填した粒径 150~250 μm の脱硫剤（活性炭、酸化鉄、生石灰）1g に組成 O₂ : 14%、SO₂ : 600ppm、N₂ 希釈の模擬排気を導入し、ガス流量、脱硫温度をパラメータとして下流の SO₂ 濃度を計測した。また、排気中の水蒸気が及ぼす影響を評価するため、ガス組成を O₂ : 14%、SO₂ : 600ppm、H₂O : 5%、N₂ 希釈とした試験も実施した。

脱硫試験には循環流動層ベンチプラント（図-37）を用いた。ブロワから供給された空気は SO₂ を添加して所定の組成に調整された後、加熱されて分散板を通してライザー部（内径 100mm、高さ約 5000mm）に流入し、内部を循環するアルミナ粒子（粒径 150~250 μm、充填量 8kg）と共にライザー部を上昇する。ライザー部を出た固気混相流は 1

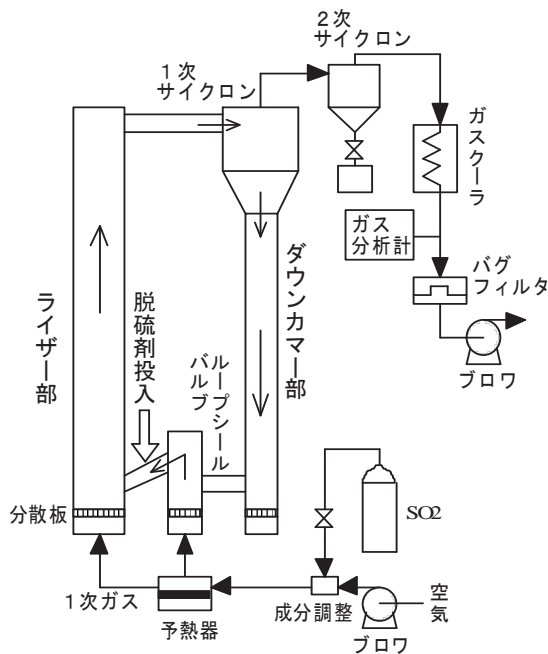


図-37 循環流動層ベンチプラント

次サイクロンで固気分離され、アルミナ粒子はダウンカマー部を流下してループシールバルブに堆積し、ライザー部底部から流入する 1 次ガスがダウンカマー方向に流れるのを阻止する。なお、ループシールバルブに堆積したアルミナ粒子の流動化を促進するため、予熱器からの空気の一部をループシールバルブ下部に導入する。一方、1 次サイクロンを出たガスは 2 次サイクロンでさらに除塵され、ガス分析計で SO₂ 濃度を計測した後、バグフィルターを経て外部に放出される。脱硫試験は総ガス流量、脱硫温度を変化させ、ループシールバルブ配管から脱硫剤を 100（または 70）g 単位で計 3 回、一定時間間隔で投入した。

3. 3. 1 スクリーニング試験結果

模擬排気を反応管に流入させると、脱硫反応が起こって SO₂ 濃度は最初、著しく減少するが、脱硫剤が消費され脱硫反応が減衰するに伴って SO₂ 濃度は次第に増加してゆき、脱硫反応は終了する。充填された脱硫剤による全脱硫量は、脱硫開始から反応終了まで時間的に変化する値を積分したものとなる。

こうして求めた脱硫剤 1g 当たりの脱硫重量を図-38 に示す。図より、酸化鉄系脱硫剤が最も良い脱硫性能を示すことが分かる。また、生石灰も比較的良好な脱硫性能を示している。なお、脱硫性能はガス流量によって大きく変動しており、その傾向は脱硫剤によって異なる。例えば、酸化鉄の 300~400℃での脱硫性能は、ガス流量が 0.6 NI/min から

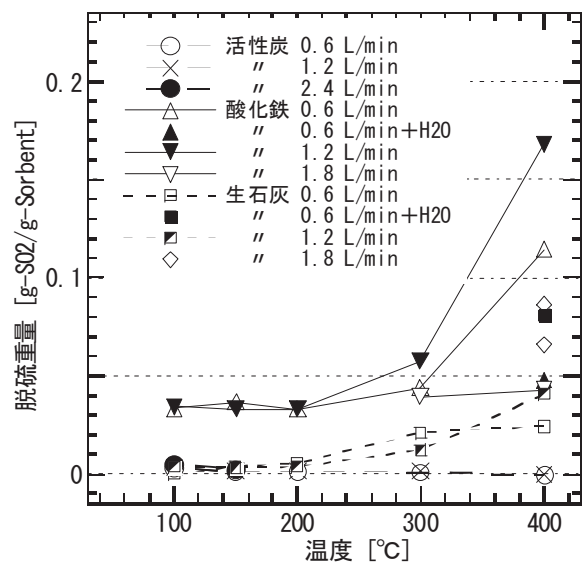


図-38 脱硫性能の比較

1.2NL/min に増加すると増大するが、1.8NL/min になると逆に低減する。この原因として、ガス流量の増大に伴って脱硫剤粒子表面に脱硫反応生成物が急速に生成すると、SO₂ガスが粒子内部へ浸透するのを阻害されるため、粒子内部が未反応のまま残されてしまうことが考えられるが、脱硫剤表面のミクロな観察等が必要である。

実際のディーゼル排気には水蒸気が 5%程度含まれているが、脱硫剤の脱硫性能は水蒸気を添加すると飛躍的に向上する場合がある。ガス流量 0.6 NL/min、400℃における酸化鉄の脱硫重量は、水蒸気が含まれない場合 0.115g であるが、水蒸気が含まれると 0.047g と約 60%も減少する。一方、生石灰では同一のガス流量、温度条件で水蒸気が含まれないときの脱硫重量は 0.024g であるのに対し、水蒸気が含まれると 0.081g と 3 倍以上も向上する。

3. 3. 2 ベンチプラントによる脱硫試験

図-37 の循環流動層ベンチプラントを用いた脱硫試験を酸化鉄系脱硫剤に対して実施した。脱硫試験における SO₂濃度の計測例を図-39 に示す。

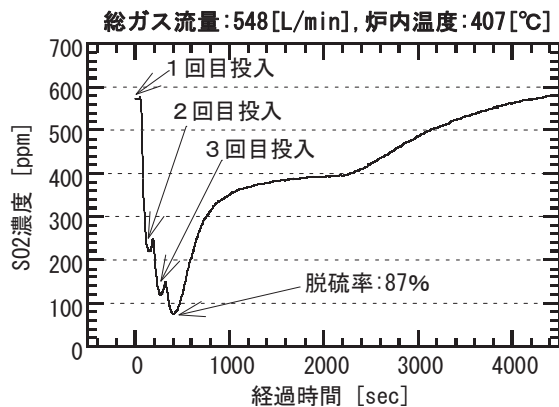


図-39 脱硫試験における SO₂ 計測結果

最初に投入された 100g の脱硫剤により SO₂濃度は模擬排気濃度 (573ppm) から急速に低下し、150 秒には 221ppm となる。その後、脱硫反応が減衰して SO₂濃度が上昇するので 2 回目の脱硫剤投入を行うと、SO₂濃度は再び減少し 270 秒には 119ppm となる。さらに 3 回目の脱硫剤投入を行うと、SO₂濃度は 410 秒に 76ppm にまで減少した後、次第に増加してゆく。以上の結果から、脱硫剤と運転条件を適切に選定すれば、循環流動層により

80%以上の排気脱硫が達成可能であることが確認された。

上記の実験では酸化鉄系粒子で優れた脱硫性能が得られたが、実排ガスに近い水蒸気を含んだ条件では必ずしも石灰系より優れているとは言い切れないことも明らかになった。そこで、より実際の排ガスに近い条件で多数の物質について性能評価を行った。

3. 3. 3 熱重量測定による脱硫性能の評価

熱重量天秤(Thermo Gravimetry :TG、図-40)を用い、試料の温度を一定のプログラムによって変化または保持させながら、試料の質量を温度または時間の関数として測定した。質量の増加が大きい物質がより性能の高い脱硫剤と見なせる。

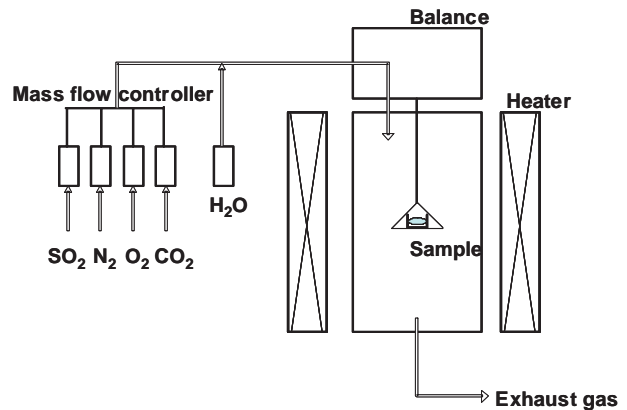


図-40 熱重量天秤による測定計

模擬排ガスの条件は、SO₂1000ppm、CO₂6wt%、O₂10wt%、H₂O6wt%、N₂ balance (総流量 100mL/min)である。実験では、測定空間をヒーターで加熱し、150℃で 30 分保持した後に 650℃まで昇温 (5 K/min) させ、3 時間後の重量変化を TG にて評価した。650℃に達した時点での、重量増加率を図-41 に示す。重量増加率から候補を絞ると、Ca(OH)₂、CaO、FeO、Li₂O₃、Bi₂O₃ が有力であると考えられる。

これらの検討結果とハンドリング、入手の容易さ等を踏まえ、実証試験においては、Ca(OH)₂を脱硫剤として使用することとした。

次に、粒子の物理的検討を行った。粒子は、粒径を小さくすると比表面積が増えることから、脱硫性能の向上につながる。一方で、粒径を小さくしすぎると、固気分離が困難になる。すなわちサイクロンでの粒子の捕集効率が低下し、ライザー内を貫流した後に流動層外に排出されることになる。すなわち、粒

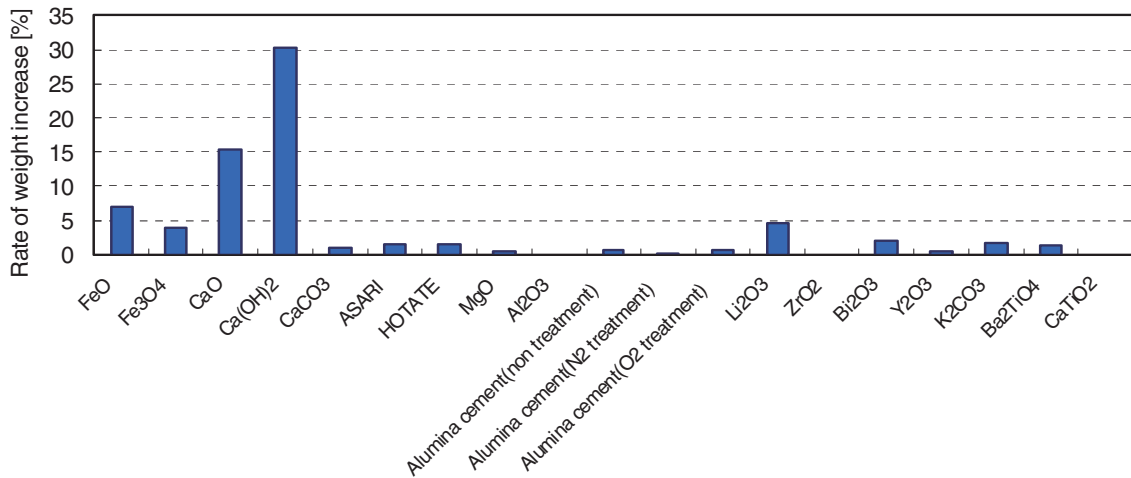


図-41 各物質の重量増加率

子の消費量の増加につながり望ましくない。また、サイクロンの小形化による捕集効率の向上も技術的には可能だが、圧力損失の増大を招くため限界がある。従って、粒子径を適切な範囲に設定する必要がある。

粒子径の検討に際しては、排熱回収が予定通り行われたという前提のもと、ライザー一部での排ガス温度を 250℃前後と設定した。粒子は、既述の通り Ca 系 (Ca(OH)₂、対比のため CaCO₃) である。これらを基に粒子が循環する条件を評価した結果を図-42 に示す。粒子循環するためには粒子に作用する重力と浮力と抗力の平衡点である終端速度より流速を上げる必要がある。一方、脱硫では十分な反応時間すなわちライザー内の固気接触時間を確保する必要があり、目安となるのが排ガス流量とライザー断面から換算した

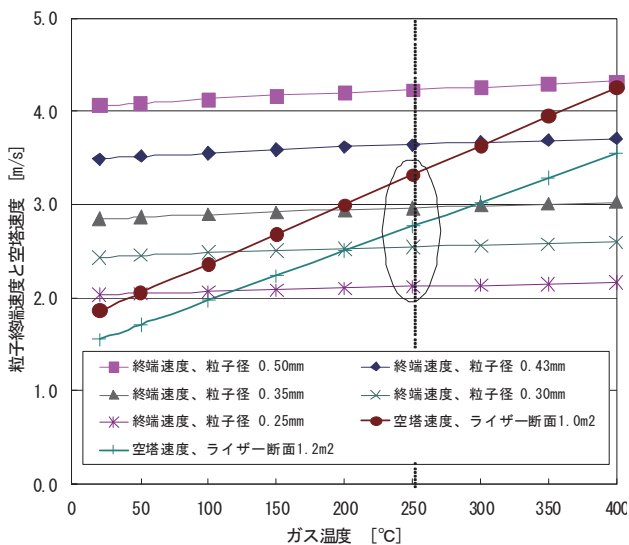


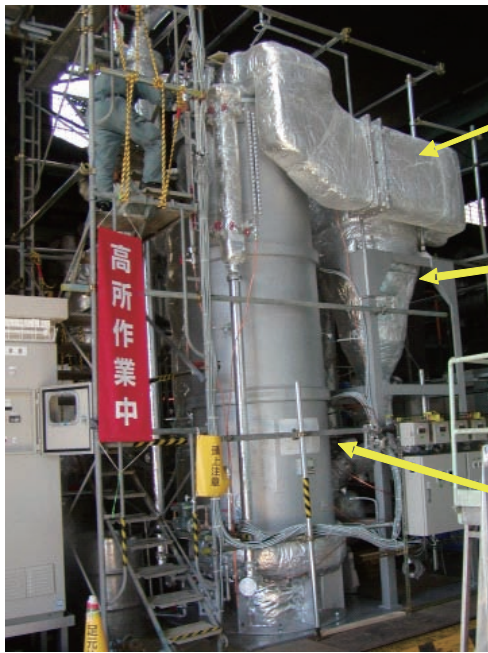
図-42 粒子が循環流動する条件の評価

空塔速度である。したがって粒子循環と脱硫を両立させるためには、空塔速度が終端速度を若干上回る程度に設定しなければならない。図より排ガス 250℃で最適な条件は、粒子径 0.25~0.3mm、空塔速度 2.8m/s (ライザー断面 1.2m²) となる。

3. 4 実証試験および結果

図-43 に実証試験装置を示す。図-36 に示したように、ドラム無しの貫流型ボイラーで、ライザー一部断面形状は一般的な円形である。図-44 にライザー一部内部を示す。伝熱管には熱伝達率を抑制するためのプロテクターが装備されていた。これは、熱伝達を抑制し、排熱回収量を低減させ、ライザー内部での排ガス温度を上昇させることで、脱硫率の測定条件を増やすためのものだったが、実験スケジュールの関係で、一部のプロテクターをはずし熱伝達率を向上させた実験のみを実施した。また、図-44 の右図 (上下図) から、排ガス中に含まれる煤が粒子によって除去されていることがわかる (粒子を循環させずに排ガスを流すと、右上図のように伝熱管に煤が付着する)。

熱回収試験の結果を図-45 に示す。装置全体にわたる平均的な熱貫流率である。45%負荷の 2 厘粒子 (粒子径 0.3~0.6mm) の場合のみ、粒子による熱伝達の向上が見られるが、それ以外では期待していた熱伝達性能は得られていない。これは粒子が、45%負荷の 2 厘粒子の場合以外、ライザー部に充分存在しないことに起因する。また、45%負荷の 2 厘粒子の場合に伝熱性能が高いのは、空塔速度に比し粒子径が充分大きくライザー部底部



サイクロンへの流路

サイクロン

固気分離を行う機構。
粒子は落下しライザ一部に戻る。

ライザー部

下部からエンジン排ガスが流入。粒子と一緒に上昇する。粒子は脱硫剤。上昇する間に排ガスからの脱硫と熱回収を行う

- ・高さ5m超
- ・貫流式ボイラー
- ・伝熱位置:ライザー部
- ・伝熱面積を確保するためにライザー部に追加伝熱管

図-43 実証試験用流動層ボイラー

に充分滞留し、同位置における伝熱係数を向上させていたためと考えられる。ライザー部に粒子が充分存在しない状況は、装置製造における仕様変更にもなって導入したLバルブが充分機能しなかったことが原因である。本研究で制作したような小型流動層の場合、

ダウンカマー部の容積を十分とれないため、Lバルブで循環粒子量を確保しようとした場合シールの破れが容易に発生し、サイクロンの固気分離性能の低下を招き粒子の装置外への流出を引き起こす。このため、実験では、想定した循環粒子量の 1/10 以下しか確保で



伝熱管(プロテクターで覆われている)

伝熱管と分散板

右上図: 粒子無しで実験した後の伝熱管(煤が付着)

右下図: 実験後の石灰石(煤が付着)

図-44 ライザー部内部の様子

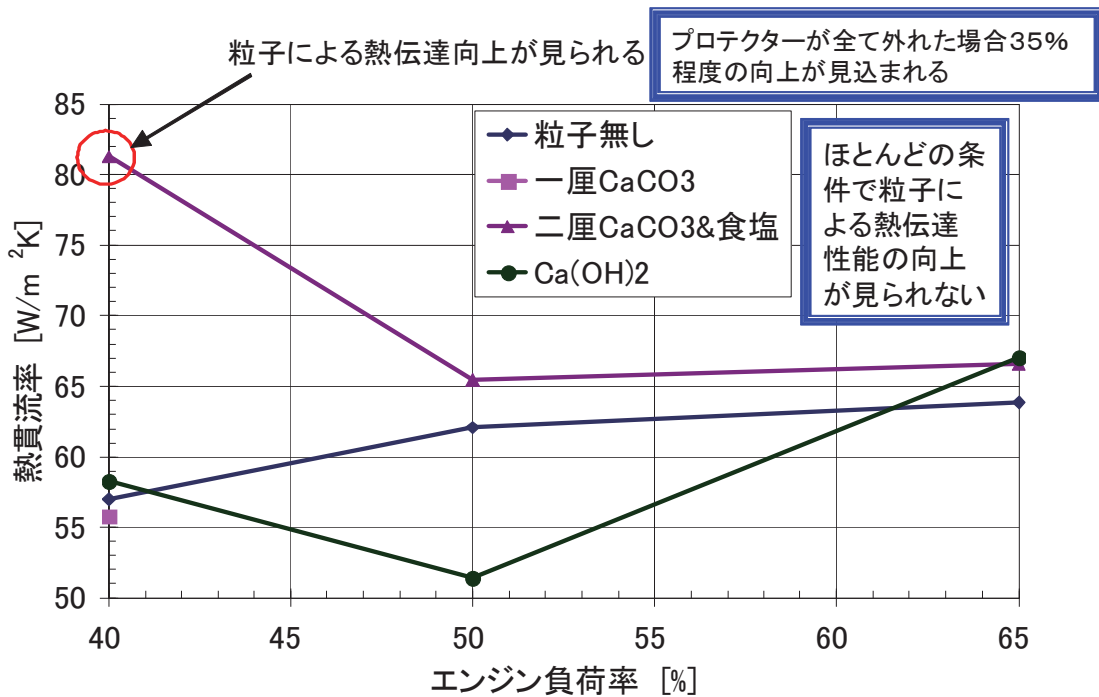


図-45 熱貫流率の計測結果

きなかった。なお、プロテクターが全てついていたときの実験値と図-45 に示した実験値（部分的にプロテクターが外れている実験）から推測した結果、プロテクターが全てはずれていたとした場合、実験値から 35%程度伝熱性能は向上すると考えられる。

排熱回収において、装置の圧力損失はエンジンの燃費の悪化をもたらす。図-46 に圧力損失（横軸）と燃費の悪化の関係を示す。装置の圧力損失が想定よりも大きかったため、4%以上の燃費悪化を招いている。

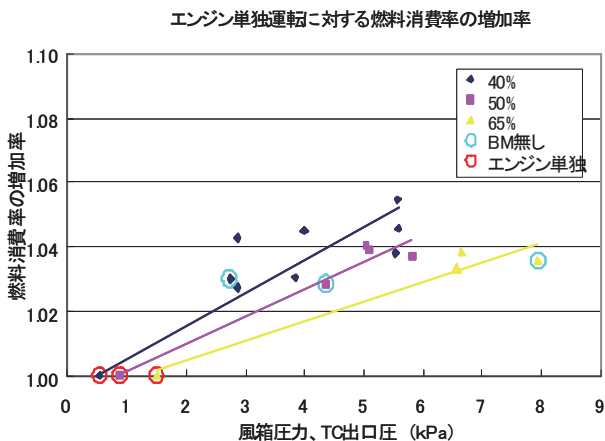


図-46 圧力損失と燃費の悪化

図-47 に装置の圧力損失に対する各要素の寄与を示す。圧力損失のほとんどが分散板による。コールドモデルと同等の圧力損失であ

れば、大幅な圧力損失低減が可能であったことがわかる。この分散板の過大な圧力損失は、コールドモデル実験装置からのスケールアップに伴う形状係数の変更の見積もりが誤っていたことと、通常行う要素試験をスケジュールの関係で省略せざるを得なかったことによる。なお、この高い圧力損失のため、エンジンへの負担が増大すると懸念され、75%負荷での実験は行えなかった。

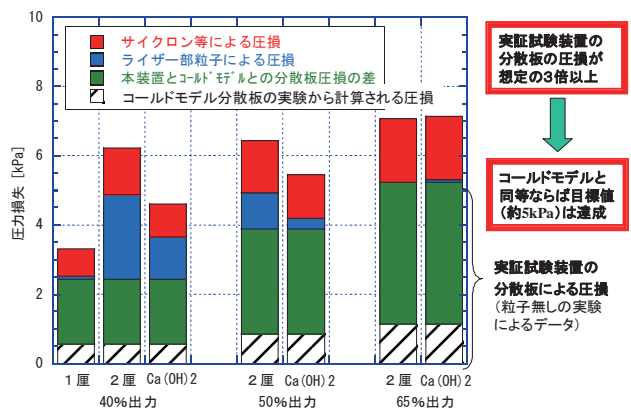


図-47 装置の圧力損失(各部位の寄与)

図-48 に排熱回収から得られる動力回収を示す。実験で得られた伝熱性能に基づきシステム解析を行った結果から、図-46 に示した圧力損失による燃費悪化の影響を含めている（燃費悪化の影響を含めない場合には、主

機負荷 40%で、主機出力の 8.6%、50%では 6.7%、65%では 5.4%の動力回収)。さらに、図には分散板がコールドモデルと同等の圧力損失で、プロテクターが全て外れていたとした場合の推定値と、粒子が充分ライザー部に存在していたとした場合の推定値も併記した。粒子が充分ライザー部に存在していたとした場合の推定値は、ライザー部に比較的粒子が存在していた 40%負荷時と同等の伝熱性能が可能と仮定して導いたものである。また、75%負荷での値は外挿により導出した。

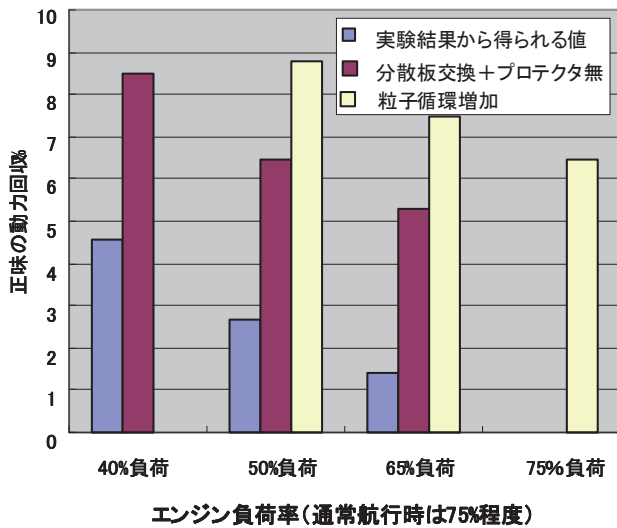


図-48 正味の動力回収量

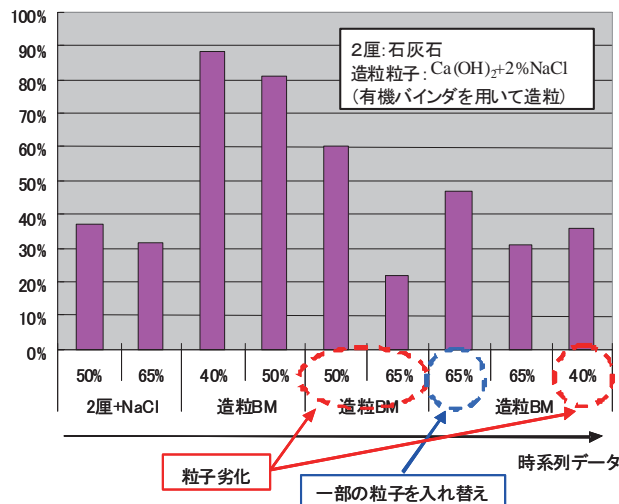


図-49 脱硫試験結果

図-49 に脱硫試験結果を示す。石灰石 (CaCO_3) と $\text{Ca}(\text{OH})_2$ を使用した。 $\text{Ca}(\text{OH})_2$ はバインダを用いて粉体を造粒している。図-41 に示した結果からは、脱硫性能が低かつ

た石灰石も NaCl を添加することで 30%程度の脱硫を実現している。また、 $\text{Ca}(\text{OH})_2$ による実験では 40%負荷の場合 90%程度の高い脱硫を実現している。また、高負荷の場合であっても、循環粒子量が想定 1/10 以下であったことを考えると、高い脱硫性能を発揮していると言える。

4. まとめ

内航船にも適用可能な小型高性能排熱回収システムを目指し、そのための循環流動層排熱回収装置を開発した。まず、流動層の船用利用のため、船体動揺が流動層内部の固気混相流にどう影響するかを調べ、以下の結論を得た。

- 1) 循環式流動層コールドモデルを動揺台に設置し、圧力損失、流動様式、熱伝達率等を計測した。実験の結果、動揺・傾斜によりライザー下部に粒子濃厚層が形成され圧力損失が増大することがわかった。また、動揺・傾斜によりライザー部での熱伝達率が大きく向上することがわかった。
- 2) CFD 解析を行い、定性的に実験と合致する結果を得た。解析結果から、ライザー下部に粒子濃厚層が形成されるのは、粒子相に対してライザー軸に垂直な方向に抗力が作用し、ライザー上部への吹き上げに影響を及ぼすためであると推察される。

これらの知見、および脱硫用粒子の検討結果に基づき、実証試験装置の仕様が決まされ、中速ディーゼルエンジンを用いた実験が行われた。その結果、以下の結論を得た。

- 3) 主機の 8% に相当する動力回収が可能な排熱回収システムの解析を行い、個々の構成要素の仕様を詳細に検討した。高性能なラジアルタービン 2 段により、主機の 8% 以上に相当する動力回収が可能なシステムを提案した。
- 4) 同システムに要求される流動層熱交換器の要件に基づき、実証試験用の流動層ボイラーを試作し、実際のディーゼルエンジンの排ガスを用いて運転した。蒸気発生量、蒸気条件 (温度・圧力)、脱硫性能等を計測した。動力生成 (熱回収) の目標 (75%負荷で主機出力の 8%) については、実証試験装置の不具合により、達成できなかった。40%負荷で主機出力の 8.6%の動力回収、高負荷の場合動力回収割合は低下し、圧力損失に伴う燃費の

悪化を考慮すると省エネ効果は更に低下する。これは、低い循環粒子量（想定 of 1/10 程度）が主たる要因であり、今後の改良により十分性能向上が見込まれる。また、正味の省エネ性能を低下させる要因である想定以上の圧力損失については、コールドモデルと同様の分散板の導入により低減可能と考えられる。

5) 脱硫については、目標値（脱硫率 80%）を超える約 90%を達成した。循環粒子量が小さかったことを踏まえると、非常に高い性能を有する乾式脱硫剤が得られた。湿式脱硫に比べ簡易な装置で脱硫を行うことが可能となるため、低温乾式脱硫の可能性を広げた。

本研究の装置は従来の装置に比べ 1/10 程度のスケールである。研究により、大型装置に比べ、小型装置の場合は粒子循環機構の選択に注意すべきであること、といった知見が得られ、小型流動層の開発に貢献し得るものと思われる。すなわち、環境・エネルギー問題への対応技術の選択肢を増やすことにつながる知見を得られたと考えられる。特に、船用利用を想定した動揺・傾斜実験から得られた伝熱性能向上に関する知見は、従来得られていなかったものであり、陸上機器の改良に結びつく可能性がある。

謝辞

本研究はNEDO受託研究「環境調和型高性能ハイブリッド熱交換器による高効率船用排熱回収システムの研究開発」により実施された。

参考文献

- 1) 日本粉体工業技術協会編、流動層ハンドブック、培風館（1999）
- 2) 中西ほか 6 名、流動床ボイラを目差して—船用・油だきに関する基礎実験—、船機誌、14-9（1979-9）、pp.808-819
- 3) 浜平ほか 3 名、船用としての流動層燃焼特性に関する実験的研究、船機誌、18-11（1979-11）、pp.856-866
- 4) 波江ほか 3 名、船用流動層燃焼技術に関する研究、船機誌、19-12（1984-12）、pp.943-950
- 5) H. Murata et al., Natural Circulation Characteristics of a Marine Reactor in Rolling Motion, Nucl. Eng. Design, 118（1990）、pp.141-154
- 6) H. Murata et al., Natural Circulation Characteristics of a Marine Reactor in Rolling Motion and Heat Transfer in the Core, Nucl. Eng. Design, 215（2002）、pp.69-85
- 7) 日本粉体工業技術協会編、流動層ハンドブック、培風館（1999）、pp.98
- 8) 武内、循環流動層の基礎と熱交換器への応用、北工試報告、50（1990）、pp.99-114
- 9) J. R. Grace et al., Circulating Fluidized Beds, Chapman & Hall,（1997）、pp.33
- 10) 鞭ほか 2 名、流動層の反応工学、培風館（1984）、pp.17
- 11) 日本粉体工業技術協会編、流動層ハンドブック、培風館（1999）、pp.101
- 12) 日本機械学会、伝熱工学資料、丸善、第 4 版（1986）、pp.56
- 13) 日本粉体工業技術協会編、流動層ハンドブック、培風館（1999）、pp.106
- 14) J. R. Grace et al., Circulating Fluidized Beds, Blackie Academic & Professional（1997）、pp.314
- 15) 日本機械学会、伝熱工学資料、丸善、第 4 版（1986）、pp.61.
- 16) R. Jackson, The Dynamics of Fluidized Particles, Cambridge Univ. Press（2000）、pp.17
- 17) D. Gidaspow, Multiphase Flow and Fluidization, Academic Press（1994）、pp.239
- 18) M. Syamlal and T. J. O'Brien, AIChE Symp. Series, 85（1989）、pp.22-31
- 19) M. Syamlal et al., MFIX Documentation: Volume 1, Theory Guide. National Tech. Information Service（1993）
- 20) C. K. K. Lun et al., J. Fluid Mech., 140（1984）、pp.223-256
- 21) D. G. Schaeffer, J. Diff. Eq., 66（1987）、pp.19-50
- 22) P. C. Johnson and R. Jackson, J. Fluid Mech., 176（1987）、pp.67-93
- 23) D. Kunii and O. Levenspiel, Fluidization Engineering, Butterworth-Heinemann（1991）
- 24) 井上他 5 名、エバラ時報、No. 211（2006）、pp.11-20