

## マンガン団塊揚鉍システムの流体力学的検討と問題点

Hydrodynamic Examinations and Problems on Lifting Characteristics of Manganese Nodules by Air-Lift Pump System

八 田 夏 夫\*

Natsuo Hatta

## 1. はじめに

陸上資源の枯渇に呼応し、資源の安定供給を維持するためには、深海底鉍物資源の開発が切り札であると考えられてから、かなり長い年月が経過している。水深4,000mから6,000mの深海底にはマンガン団塊(Manganese nodules)と呼ばれる金属酸化物塊が賦存している。また、水深800mから2,400mのところではコバルト・リッチ・クラスト(Cobalt rich crust)と呼ばれる層状のコバルト鉍床が分布している。この両者の資源量は莫大であり、銅、ニッケル、コバルト、モリブデンなどの現在の世界年消費量の数百倍とも数千倍とも言われている。

これまでの調査によって、深海底鉍物資源の分布状況もかなり明確になってきており、鉍区も設定され、海洋法も発効されている。しかし、なぜか、最近の深海底鉍物資源開発の研究、とくに、集鉍・揚鉍システムに関する研究は、陸上資源の枯渇とは裏腹に、停滞あるいは後退しているのではないか、という意見も出ている<sup>1)</sup>。深海底鉍物資源の開発には、長いリードタイムを必要とし、未解決な問題が多く残されている。事実、1981年度から通産省の大型プロジェクトとして、揚鉍技術の開発研究が推進されてきている。著者が何となく知りたい問題が1つあって、それは今までに行なわれてきた開発研究によって、準備さえ整えれば、いつでも深海底から鉍物資源を引き揚げる事が可能であるという結論が得られているのかどうか、もし得られているとすれば、それに対する実験的かつ理論的な根拠はどこにあるのか、ということである。というのは、米国企業を中心としたコンソーシアム(Consortium)が最初に揚鉍実験を行ない、その揚鉍に成功していると聞いているからである。米国のコンソーシアムが成功した揚鉍方式はエアリフト方式であり、

その実績が買われて、国内外においてこの方式の採用が有望視されている。

ところで、このエアリフト方式とは、ほぼ5,000mと見なされている海底までパイプを降ろし、その途中から空気相をパイプの中に注入し、気泡の上昇に伴うボイド率(Voidage)の増加によって、浮力の効果が顕著となり、その結果として海水相が引き揚げられ、それから与えられる運動量によって鉍物相を引き揚げる方式である。したがって、各相の間には速度差が生じ、気泡相、海水相、鉍物相の順に速度が小さくなる。

しかし、固相、液相および気泡相のいずれか2つ以上の相が相互作用しながら運動する混相流の力学は非常にむづかしい。現段階では、経験的な、あるいは実験的な構成式に頼らずに、基礎方程式が得られ、混相流に特有な流れ場が具体的に解けるのは、基本的に、異相間の速度差が無視できる均質2相流か、まったく乱れが無視できる微小粒子を希薄に含む流れの問題に限られる<sup>2)</sup>。しかし、後者の流れにおいて、希薄粒子相の条件が満足されているのかどうかの評価は、必ずしも容易ではない。とくに、気泡相を普通に含んだ混相流体の場合、それに特有な性質をもつ流れ場が具体的に解ける閉じた方程式系は確立されていないのである。深海底資源の揚鉍の場合には、気泡相と鉍物相の両相を含んだ流れであるから、問題がさらに難しくなる。

つぎに、気泡相を含んだ混相流体の流れに起こる重要な問題は、流動様式(Flow pattern)が容易に変わることである。海水中に管を鉛直に配置し、その深部から多数の小さな気泡を注入したとすると、それらはそれぞれ別個の流線に沿って、その体積と形状を変えながら上昇していくが、やがて気泡の集団化が起こって、スラグ流と呼ばれる大きな気体の塊になって上昇していく。上昇に伴って流速が増大し、ボイド率が著しく大きくなると、気体が管の中央を、海水が管壁に沿って流れる、いわゆる環状流になってしまう。ほぼ

\* 京都大学工学部資源工学科教授  
〒606 京都市左京区吉田本町

5,000mの長さをもつ揚鉱管内で流動様式を制御することは大変困難ではないだろうか。

いずれにしても、深海底の鉱物資源の揚鉱に当たって、この長い揚鉱管のどの位置から、どの程度のボイド率で、どのような径の気泡を注入するのか、揚鉱管の径をどのように選ぶのか、経済的にペイする最適化は可能なのか、問題はきわめて複雑である。

本稿の目的は、深海底鉱物資源の開発に際し、学術的に整合性のある揚鉱理論の確立が可能かどうかを検討することである。海洋は地球表面の約7割を占め、雄大な空間をイメージする反面、深海底鉱物資源の開発は陸上資源のそれとは比較にならない多くの困難が伴うことは容易に想像できよう。したがって、単に過去の経験やローテク (Low technology) 技術の延長線上では、この開発は不可能である。揚鉱条件に応じて、注入すべき空気量とその位置が決定でき、同時に、揚鉱量と揚水量の定量化が可能となる信頼性の高い理論が不可欠である。著者自身の揚鉱理論の提案も含めて、流体力学的検討と問題点を具体的に探りたいと考えている。

## 2. 揚鉱プロセスの流体力学的問題点

揚鉱条件に応じて、揚水量や揚鉱量を定量的に予知する手段として何があるのか。恐らく、実験か理論に頼るしかないだろう。揚鉱実験と言っても、管の径や長さ、管途中で注入される空気の質量流速やボイド率などの数多くの因子によって、その結果は大幅に変動するに違いない。実験によって得られた結果を実験式として表現できたとしても、別な実験装置による結果に適用できるという根拠は全くないし、実作業への予知も難しいであろう。実験による1つの可能性は、米国のコンソーシアムが行なったように、わが国の鉱区で実作業に近い実験を行なうことである。なぜ、それがなされないのか、国はそれ位の投資はすべきだと思う。

その次の手段は揚鉱理論の構築であるが、その可否がむづかしい。ところで、森岡<sup>2)</sup>によると、混相流体の特徴はそれぞれの相自身あるいは異なった相間の相互作用が、空間・時間スケールで起こり、混相流体に特有な挙動を従来の流体力学そのままの形で記述することはできない、ということである。また、それに代わって、どのような方法が採られるべきかも未知のままであり、それだけで混相流体の流れを解明するための閉じた方程式系はまだ確立されていない、というこ

とである。流体力学の長い歴史と過去の膨大な研究成果を考えると、実に不思議な感じがする。

広大な海水中で、スキューバ・ダイビングをしている人が呼吸すると、大小の多くの気泡がきらきらと輝きながら上昇してくるのを見ることができる。上昇とともに気泡と気泡の間隔は広がり、決して並進運動していない。大きい気泡はひさしのない肉厚のヘルメット状になり、海面近くで、不思議にも、4つに割れて、大気中へ出ていく。小さい気泡は上は半球状で下は平坦な形状を保ち、横揺れしながら、何となくらせん状に近い経路をたどって上昇していく。ところで、気泡の質量は同体積の海水のそれに比べて、とくに深くなければ、無視してもよいだろう。その気泡がはるかに密度の大きい海水を押し退けて上昇する。浮力の効果のたくましさには驚くが、気泡の通過した後の空間は海水によって埋められる。周辺の海水は、気泡の上昇とともに、後を追かけるように上昇する。したがって、気泡から少し離れた場所の海水は下向きに流れる。このように、気泡の不安定な上昇は海水にも不安定な揺動運動を与え、同時に、それは近くの気泡にもそれなりの影響を及ぼすことは容易に想像できる。要するに、直接的ではなくても、海水を介して、気泡群は互いに相互作用を及ぼし合っているのである。これが揚鉱管という閉じた系の中で起こるとすると、管壁との相互作用も無視できない。

ところで、国内においても固液2相流および固気液3相流に関する実験的研究はかなり古くから行なわれてきており、最近では、鉛直管内の発達した空気と水からなる気液2相流中と水単相流中の単一固相粒子の速度を測定し、その実験式を求めたものがある<sup>3)</sup>。これは気液混相流体を仮相密度の均質流体として取り扱う方法である。また、この実験式を固気液3相流中の粒子群にも適用できるように改良して、気水2相流体による固相粒子群の揚固特性の記述を試みたものもある<sup>4)</sup>。また、管の途中から空気注入することによって、固気液2相流から固気液3相流への遷移を含んだ実験を行ない、粗粒子群を揚鉱するエアリフトポンプの定常的作動状態の予測を可能にするための実験的研究もあるが<sup>5)</sup>、全長が8m弱で小さい。また、ドリフト流速モデルに基礎を置いた固気液3相流の解析方法が提唱されているが<sup>6),7)</sup>、佐田富ら<sup>4)</sup>によって指摘されているように、流動様式の差異に基づく変数の選択に一意性がない。実際、分布定数やドリフト速度の実験定数が利用され、その相関式が重要な役割を果たす。

その相関式を流動様式に従って与えられたとしても、それを求めたときの実験条件とまったく異なる場合にそれらを正確に決めることが可能か否か、難しい問題である。

話題は少し変わるが、著者が深海底鉱物資源の揚鉱プロセスに関心を寄せる動機は、昨年(1995年)1月号の本誌で特集された未来展望(随想)の記事の執筆依頼を受けたことに始まる。もともと、学問分野が資源工学であるという事情もあって、深海底鉱物資源に関連するテーマを選択した<sup>9)</sup>。原稿を書くに当たって、深海底資源の揚鉱プロセスの研究が、どのような状況にあるのか、どのように展開されているのか、といった過去の研究の背景を調査した。その結果、国家プロジェクトの対象となっている深海底鉱物資源の重要性を考慮に入れると、研究が飛躍的に進展しているとは思わなかった。

さて、難しい問題をそのまま難しく捉えようと、解決の切口が仲々見えてこない。難しい問題を易しく考えることも、難しいことであるが、問題を難しくしている要因を探ることは可能である。混相流では、粒子同志の衝突の問題になるが、衝突が無視できる状況であっても、粒子速度にランダムな変動が起こる。その代表的なものはブラウン運動であるが、粒子径がある程度大きいと、この効果は無視できる。また、平均的な粒子間距離が粒子寸法に比べて小さい場合には、周りの流体の相対運動によって粒子に変動を与える。これらは、どちらかと言うと、非決定論的現象である。実際、粒子相が十分希薄な場合には、流体中に含まれている個々の粒子をラグランジュ追跡することによって、粒子相の流れの把握は可能である。また、無数の粒子群を、多数であるが、有限の小粒子群に分割し、それぞれの小粒子群を離散集合可能な集団と考えることも可能である<sup>9)~11)</sup>。

しかし、気泡を含む液相の流れにおいて、気泡は変形や体積変化を生じ、気泡と気泡の液相を介しての相互作用が起こり、とても気泡の運動を追跡することは困難である。また、深海底における気泡に対する釣合いを考えると、気泡自身の質量が無視できないため、慣性力をゼロと置けない。気泡が周辺の密度の大きい液相を押し退けて進むために生ずる仮想質量力も考慮する必要がある。ところで、気泡を含んだ流れにおいて、問題を難しくしている要因は、何と言っても、気泡と気泡の相互作用の取扱いであり、仲々糸口がつかめない。現在までのところ、その効果を記述できる

関数形は与えられていない。しかし、小さい気泡が分散していて、ボイド率も小さいと考え、相互作用の効果はきわめて小さいという前提の下で、問題解決の切口を探るしか手はないだろう。

### 3. 揚鉱管内の流動を支配する方程式系

深海底から海面までの揚鉱管の長さはほぼ5,000mである。その途中から空気を吹き込み、それによって多数の気泡を作る。仮りに、水深3,000mの位置で気泡を注入したとすると、その圧力は300気圧である。水面のそれは大気圧であるから、気泡1個の体積は水深3,000mから海面に達するまでの間に300倍となる。気泡の密度は水深3,000mでは約360 [kg/m<sup>3</sup>]である。海水の密度が1,000 [kg/m<sup>3</sup>]であるから、水深の大きいところでは、気泡の質量は無視できない。その意味で、気泡の慣性力を無視することはできない。

空気注入位置より下方の管内流は固液2相流である。それより上方の管内流は固気液3相流である。したがって、固液2相流領域においては、固相と液相に対して連続方程式が2個、運動量方程式が2個および両相の体積分率の和が1であるという条件式から成り、合計5個の方程式系が構成される。固気液3相流領域においては、各相の連続方程式が3個、各相の運動量方程式が3個、ガス相の状態方程式が1個、さらに、各相の体積分率の和が1であるという条件式が加わるので、合計8個の方程式が形成される。

つぎに、深海底にある鉱物資源をエアリフト方式によって引き揚げるという問題も含めて、混相流体の垂直上昇流の流動特性として何を求めるべきなのか。固液2相流の領域においては、両相の速度  $v_s$  と  $v_l$ 、体積分率  $n_s$  と  $n_l$  および圧力  $p$  の5つの流動特性である。また、3相流領域においては、3相のそれぞれの速度と体積分率  $v_s$ 、 $v_l$ 、 $v_g$ 、 $n_s$ 、 $n_l$ 、 $n_g$  および圧力  $p$  とガス相の密度  $\rho_g$  の8個の流動特性である。ここで、 $v$  は速度を、 $n$  は体積分率を、 $\rho$  は密度を示す。下付きの添字の  $s$  は固相、 $l$  は液相、 $g$  はガス相を意味し、以後においても、記号はこの約束に従うものとする。

さて、固液2相流領域において、求めるべき流動特性値は5個で、方程式の数は5個である。また、固気液3相流領域において、方程式の数は8個であり、求めるべき変数は8個である。したがって、2相流領域においても、3相流領域においても、方程式系は閉じている。若干の補足をすると、エネルギー方程式が必要と思われるかもわからないが、各相間の熱伝達は起

こらないとしている。いずれにしても、支配方程式系を構築するためには、若干の仮定が導入される。例えば、

- (1)流れは定常で、1次元とする。
- (2)ガス相、固相および液相のそれぞれの質量流束は保存される。
- (3)固相および気泡相を含む液相はEuler方程式に従うが、抗力などの抵抗は考慮する。
- (4)気泡体積の膨脹はガス相の状態方程式に従うが、気泡形状は球体を維持する。しかし、実際には、変形するので、気泡の抗力係数は球体とした場合のそれには従わないとする。
- (5)気泡同志、固相粒子同志および気泡と固相粒子の間の相互作用を無視する。
- (6)管摩擦による圧力損失はない。

のような仮定を置く。この仮定の中で、(1)と(2)は許容できるが、その他の仮定は、現実には、無理があるかもわからない。事実、先述したように、同相間あるいは異相間の相互作用の効果は絶大であると言いながら、仮定(5)を許容してもよいのか、と反論されるかもわからない。しかし、小さな気泡が分散しており、そのポイド率もきわめて小さいと考え、相互作用の起こる確率は小さく、起こるとしても海面付近に限られる、という状況を想定しているとか言いようがない。むしろ、不確かな物理過程を式として表現するよりも、単純化を優先していると言った方が妥当かもわからない。いずれにしても、上述の仮定を許せば、支配方程式系の記述は可能である。3相流領域の支配方程式は

$$\dot{m}_g = n_g \rho_g V_g \quad (1)$$

$$\dot{m}_s = n_s \rho_s V_s \quad (2)$$

$$\dot{m}_l = n_l \rho_l V_l \quad (3)$$

$$\rho_g V_g \frac{D_g V_g}{Dt} = -\delta D_g - k \rho_l \frac{D}{Dt} [V_g (v_g - v_l)] + V_g (\rho_l - \rho_g) \left( g + \frac{D_l v_l}{Dt} \right) \quad (4)$$

$$\rho_s V_s \frac{D_s V_s}{Dt} = -\delta D_s - k \rho_l V_s \left( \frac{D_s v_s}{Dt} - \frac{D_l v_l}{Dt} \right) + V_s (\rho_l - \rho_s) \left( g + \frac{D_l v_l}{Dt} \right) \quad (5)$$

$$n_l \rho_l \frac{D_l v_l}{Dt} + n_g \rho_g \frac{D_g v_g}{Dt} + n_s \rho_s \frac{D_s v_s}{Dt} + \frac{dp}{dx} + (n_l \rho_l + n_g \rho_g + n_s \rho_s) g = 0 \quad (6)$$

$$n_g + n_s + n_l = 1 \quad (7)$$

$$p = \rho_g R T_0 \quad (8)$$

となる。いくつかの記号の説明は少し前にしているが、

それ以外の記号の説明を補足する。まず、独立変数  $t$  と  $x$  は時間と位置を示している。ここで、微分演算子  $D_i/Dt = \partial/\partial t + v_i \partial/\partial x$  ( $i = g, l, s$ ) である。 $\dot{m}$ ,  $\delta D$  および  $V$  は質量流束、粒子1個に作用する効力および粒子1個の体積であり、前に約束しているように、添字  $g, s$  および  $l$  はガス相、固相、液相を指す。運動量方程式中に含まれている  $k$  は仮想質量係数で、球体の場合は0.5である。 $g$  は重力加速度である。また、 $R$  はガス定数であり、 $T_0$  は絶対温度であり、一定としている。

つぎに、2相流領域の支配方程式系は、(1)式から(8)式までにおいて、 $n_g = 0$  および  $V_g = 0$  と置くことによって得られる。また、この領域においては、(8)式に示されている状態方程式は不要である。したがって、2相流領域の支配方程式の合計数は5個となる。

いずれにしても、2相流領域の未知数の数は、先に述べたように、5個である。また、3相流領域の支配方程式の数は8個であり、未知数も8個であるから、いずれの領域においても、方程式系は閉じている。

#### 4. 解を得るための若干の注意と揚鉦条件の設定

問題を具体的に解く前に、若干の指摘をしておきたい。著者は揚鉦管の途中から空気注入することによって、固液2相流から固気液3相流への遷移を含んだエアリフトポンプの定常解を求めることを目的としている。もっとも、 $t = 0$  から定常に至るまでの非定常プロセスは必ずしも重要ではない。それでは、非定常プロセスの計算が可能かという点、結論は否である。指摘しておきたいというのはこのことである。

3相流領域においては(1)式から(8)式までの8つの方程式を連成問題として解く。そのとき、(4)式から(6)式によって  $v_g$ ,  $v_s$  および  $v_l$  (あるいは  $p$ ) を求めることになる。ところが、厳密に言うと、この方程式系を初期値問題として考えたとき、数学的にうまく解けない。具体的には、この方程式系を時間依存形式として扱ったとき、解が本質的に不安定になる<sup>13), 14)</sup>。

それをうまく解くためには、気泡と気泡の相互作用による効果を考慮した何らかの項を、気泡の運動量方程式に組み込まねばならない。しかし、より不運なことに、その、相互作用効果の評価がきわめて困難で、現在に至るまで、この効果を十分信頼できる形で記述した研究者はいない。ところが、ここで求めるのは定

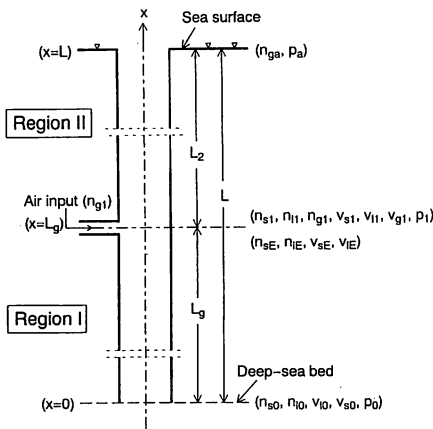


図-1 固液2相流領域から固気液3相流領域への遷移を含んだ揚鉦管の概要

常解であって、初期値問題として扱っていない。実際に、 $D_i/Dt = v_i (d/dx)$  ( $i = g, l, s$ ) と置いている。

実は、この上に述べた指摘は、ある研究者の著者へのコメント<sup>12)</sup>である。文献13)と14)もその彼から貰ったものである。

図-1は揚鉦管内の流れの概要を示している。管底を  $x = 0$ 、空気注入口の位置を  $x = L_g$ 、海水面を  $x = L$  としている。領域 I (Region I) は固液2相流領域であり、領域 II (Region II) は固気液3相流領域である。また、同図に示されているように、添字の 0 と a は管底および海水面の値を示し、添字の E と 1 はガス注入の直前と直後の値を示している。

揚鉦管の途中で空気注入することによって、深海底鉦物資源を水深5,000mから海水面に引き揚げることが前提として、先に述べた方程式系を用いて、揚鉦プロセスの数値実験を行なってみよう。その実験条件は

$$L = 5,000 \text{ [m]}$$

$$L_g = 2,000 \text{ [m]}$$

$$p_a = 10^5 \text{ [Pa]}$$

$$T_0 = 293 \text{ [K]}$$

$$R = 287 \text{ [J/(kg}\cdot\text{K)]}$$

$$\rho_s = 2,000 \text{ [kg/m}^3\text{]}$$

$$\rho_l = 1,000 \text{ [kg/m}^3\text{]}$$

$$g = 9.8 \text{ [m/s}^2\text{]}$$

$$p_0 = p_a + \rho_l g L = p_a + 4.9 \times 10^7 \text{ [Pa]}$$

としよう。

つぎに、海水面に近くなるにつれて、ガス相の体積分率が急激に増加し、逆に、海水相の体積分率が急激

に減少するので、海水面における海水相の体積分率が  $n_{la} \geq 0.8$  となるように、揚鉦条件の設定を考えたい。

ここではガス相と固相の質量流束は

$$\dot{m}_g = 1.0 \text{ [kg/(m}^2\cdot\text{s)]}$$

$$\dot{m}_s = 17.5 \text{ [kg/(m}^2\cdot\text{s)]}$$

と置くが、これはこの条件下において揚鉦が可能かどうか、それを調べることを目的とする。また、同一の  $\dot{m}_s$  であっても、鉦物相の粒径によって揚鉦の可否が決まるのも当然であろう。なお、揚鉦特性の解の整合性は管底の静圧と海水面の大気圧の条件を満足すること、すなわち、静圧に関する2点境界値問題によって判定することにしよう。

### 5. 平衡流（均質流）と非平衡流の流動特性

固相粒子群および気泡群に作用する流体抵抗は粒子径の1あるいは2乗に比例するが、それらに作用する慣性力も含めて、ほかの外力は粒子径の3乗に比例するので、粒子径が小さくなるにつれて、各相間のすべり比 (Slip ratio) が小さくなり、極限において、ゼロとなる。このときの抗力係数は、理論的には無限大である。したがって、均質流（平衡流）の条件下で算定された鉦物相の質量流束は、少なくとも、しきい値 (Threshold) を与えることになり、非平衡の流動条件下で得られる質量流束はそれ以上に達することのできない指標となる。したがって、著者は深海底から海面までの鉛直管内を上昇する海水相、鉦物相および気泡相からなる混相流体の定常的流動特性を、均質流を

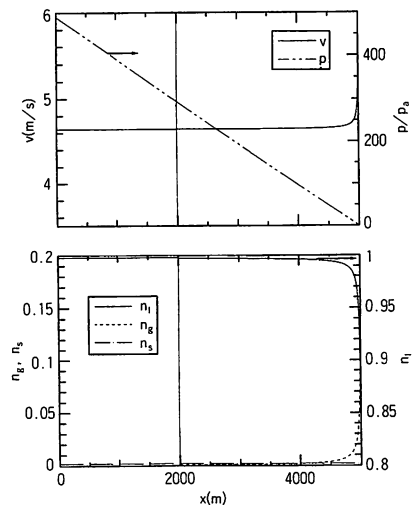


図-2 ガス相の質量流束  $\dot{m}_g = 1.0 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  および粒子相の質量流束  $\dot{m}_s = 17.5 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  としたときの均質流（平衡流）の数値解

前提として数値解析し、気泡相の質量流束の値によって決まる鉱物相のしきい値を他所で報告している<sup>15)</sup>。

ところで、平衡流を前提とすると、2相流領域であっても、3相流領域であっても、一般解の導出がきわめて簡単になる。それは、各相の速度が等しいと見なせるので、解析解が得られるからである。問題は深海底の圧力  $p_0$  と海面の圧力  $p_a$  を満たせばよく、その数値結果を示すと、

$$\dot{m}_1 = 4633.52 \text{ [kg/(m}^2 \cdot \text{s)]}$$

$$n_{g1} = 6.141 \times 10^{-4}$$

$$n_{g0} = 0.1533$$

$$v_1 = 4.645 \text{ [m/s]}$$

である。

図-2は、平衡流の場合の管軸に沿う各相の体積分率の変化と圧力  $p$  と速度  $v$  の変化の様子を示したものである。この図から理解できることは、ガス相の体積分率  $n_g$  の増加と海水相の体積分率  $n_l$  の減少が、 $x = 4,500\text{m}$ 程度から顕著になり、流速も海水面近くで急激に増大していることである。

つぎに、非平衡流の流動特性値は平衡流の解からのせつ動 (Perturbation) によって求めることができるのである<sup>16)</sup>。計算は固気液3相流領域の始点  $x = L_g$  から開始する。その位置における平衡流の解は、速度  $v_1$ 、各相の体積分率  $n_{g1}$ 、 $n_{s1}$ 、 $n_{l1}$ 、圧力  $p_1 (= p_E)$ 、ガス相の密度  $\rho_{g1} (= p_1 / RT_0)$  の6個である(ここで、添字の1は、前に約束したように、ガス注入直後の値を示す)。したがって、各相の質量流束  $\dot{m}_g$ 、 $\dot{m}_s$ 、 $\dot{m}_l$  も既知である。この平衡流の解を非平衡流の解を求めるための  $x = L_g$  における境界条件として用いる。具体的には、 $x = L_g$  における各相の速度は  $v_{g1} = v_1$ 、 $v_{s1} = v_1$  および  $v_{l1} = v_1$  とし、残りの5つの数値は平衡流の解をそのまま当てる。そして、(1)式から(8)式までの非平衡流の支配方程式系を解けばよい。ガス相の注入直後において、非平衡流の支配方程式系の数値解を求める限り、 $v_g > v_l > v_s$  の順で速度分離が起こることは容易に想像できよう。

もちろん、非平衡流の解を得るには、ガス注入位置における気泡半径  $r_{g1}$  と抗力係数  $C_{Dg}$  を与える必要がある。ところが気泡の抗力係数は Reynolds 数、Weber 数、管径に対する気泡径の比などによって決まると考えられるが<sup>17)</sup>、その決定はきわめて面倒である。したがって、単純に、 $r_{g1} = 0.5\text{mm}$  および  $C_{Dg} = 3.0$  と置くことにする。

また、マンガン団塊の形状は球体に近く、その平均

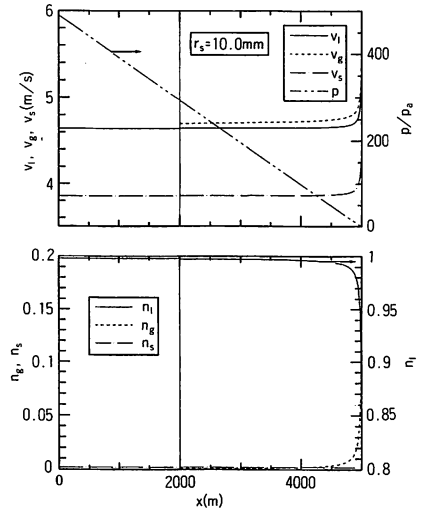


図-3 ガス相の質量流束  $\dot{m}_g = 1.0 \text{ kg/(m}^2 \cdot \text{s)}$  で粒子半径  $r_s = 10\text{mm}$  の鉱物相を揚鉱するときの非平衡解

的粒径は  $20\text{mm}$  と観測されている<sup>18)</sup>。したがって、固相粒子の半径を  $r_s = 10\text{mm}$  とする。また、球体としているので、抗力係数は球体の場合の公式に従うものとする。

さて、揚鉱に関する条件設定が完了すると、 $x = L_g$  における平衡流の解を境界条件として、非平衡流を支配する方程式系を解けばよい。しかしながら、若干の重要な問題が残る。その1つは各相の速度を大きさの順に並べると、 $v_g \geq v_l \geq v_s$  (等号は  $x = L_g$  においてのみ) となるが、最も速度の小さい固相の速度勾配が  $dv_s/dx < 0$  となる領域が  $x = L_g$  の近傍に出現することである。もう1つの問題は、平衡流の解を境界条件として得られた非平衡解において、海水面における圧力が大気圧  $p_a$  より低くなっていることである。これらの問題は平衡流の解を境界条件に当てて、非平衡流の方程式系を解いているので、上述の数値的現象が起こる。このことは、数学的観点から見ると、矛盾ではない。しかし、物理的には妥当ではない。したがって、その問題を解決しなければならない。要するに、境界条件の再構築である。

最初の問題に対しては、速度分離が完結した位置でのガス相、液相および固相の速度を  $x = L_g$  における境界条件として採用すればよい。ガス相の質量流束  $\dot{m}_g$  は一定と置いているので、境界条件に導入される残りの5個の因子は自動的に決まる。各相の速度  $v_{s1}$ 、 $v_{l1}$ 、 $v_{g1}$  が、上述のように既知であるから、ガス相の体積分率  $n_{g1}$  を適当に与えればよい。そうすると  $\rho_{g1}$ 、

$p_1$ ,  $n_{s1}$  および  $n_{l1}$  が自動的に決まる。これらの境界値から非平衡解を求め、海面における圧力が大気圧  $p_a$  に達するものが正解である。

図-3は海面の圧力が  $p_a$  に達したときの非平衡解を示している。ガス相の質量流束  $\dot{m}_g = 1.0$  [kg/(m<sup>2</sup>・s)] としたとき、固相粒子半径  $r_s = 10$  mm の場合の非平衡解から得られた液相と固相の質量流束は  $\dot{m}_l = 4635.51$  [kg/(m<sup>2</sup>・s)] および  $\dot{m}_s = 14.22$  [kg/(m<sup>2</sup>・s)] となっている。したがって、平衡流の場合の揚鉱量に比べて、非平衡の場合のそれは80%程度となる。

もちろん、粒子径が小さくなるにつれて、非平衡の場合の揚鉱量は平衡流のそれに近づく。逆に、粒径が大きくなると、揚鉱量は減少し、粒径がある大きさに達すると、揚鉱不能となる。これは解析結果からも判定できる。

ここで述べた計算例は、いくつかの仮定に基づいているので、その信頼性については議論しない。先に述べたように、実操業スケールの揚鉱実験は行なうべきであるし、その実験設備の設計や計画には役立つかわからない。また、上の計算では、管摩擦による圧力損失を考慮していない。径は十分大きいとしている。実操業に用いられる揚鉱管の径はどのように決めるのか。圧力損失は管径に反比例するので、揚鉱システムの経済性に限れば、管径は大きい方が望ましい。管径を小さく選ぶと、管摩擦による圧力損失が大きくなるため、揚鉱量が減少する。そのほか、鉱物相の粒径や密度が変わると、当然のことながら、結果も変わる。また、空気注入口の位置や空気注入力によって揚鉱量に及ぼす影響も大きい。水深の小さい位置に空気注入口を設けると揚鉱量は減少し、余り浅いと、揚鉱不能となる。

## 6. おわり

エアリフト方式による揚鉱管内の流動は、学問分野としては流体力学に属すると考えている。その中でも、混相流体の力学に属する。混相流を記述し、解析することのできる基礎方程式が、まだ十分に確立されていないとされているのに、いくつかの仮定を設けて定式化し、数値実験までやった。ここで述べたシナリオが当たっているのかどうか、実際の揚鉱が始まるまでわからない。それまでにこのシナリオをもっと磨く必要もあるし、新しいシナリオが次々と誕生し、深海底への挑戦がいつでもできるように、準備しておきたいと考える。この稿で述べたかったことは、マンガン団塊

やコバルト・リッチ・クラストの開発はまったく新しいタイプの資源開発で、まさにフロンティア資源の開発と利用を実現するための技術のシーズを創出する最先端の研究である、ということである。

## 参考文献

- 1) 西山 孝; 深海底鉱物資源開発が必要とされる時期, 資源・素材学会平成7年度春季大会, 企画発表(分科研究会)講演資料E, p.9-12.
- 2) 日本流体力学会編; 流体力学シリーズ2, 混相流体の力学(1991), 朝倉書店.
- 3) 佐田富道雄ほか3名; 粗粒子群の垂直管内水力輸送に関する研究(第1報, 固液2相流), 混相流, 4巻, 2号(1990), p.111-124.
- 4) 佐田富道雄ほか3名; 粗粒子群の垂直管内水力輸送に関する研究(第2報, 気液固三相流), 混相流, 4巻, 2号(1990), p.125-140.
- 5) 吉永俊雄ほか2名; エアリフトポンプの揚固特性, 混相流, 4巻, 3号(1990), p.175-191.
- 6) 富山明夫ほか2名; 一次元三流体モデルに基づく固気液三相流に必要な相間運動量輸送の構成方程式の導出, 機論(B編), 57巻, 536号(1991), p.1239-1245.
- 7) 富山明夫ほか3名; 局所相対速度モデルの固気液三相流の応用, 機論(B編), 59巻, 561号(1993), p.1545-1552.
- 8) 八田夏夫; 未来展望(随想), 深海底鉱物資源の開発時期はいつか, エネルギー・資源, Vol.16, No.1, (1995), p.77-78
- 9) R. Ishii, N. Hatta & M. Yuhi; Supersonic gas-particle two-phase flow around a sphere, J. Fluid Mech, Vol. 221, (1990), p.453-483.
- 10) N. Hatta, R. Ishii & H. Fujimoto; Numerical Analysis of Gas-Particle Two-Phase Subsonic Freejets, Trans. ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 114, (1992), p.420-429.
- 11) N. Hatta, H. Fujimoto & H. Takuda; Numerical analysis of flow pattern of impinging liquid sprays in a cold model for cooling a hot flat plate, Applied Scientific Research, Vol. 50, (1993), p.129-147.
- 12) Private communication(私信)
- 13) R. Ishii et al., ; Bubbly flows through a converging-diverging nozzle, Phys. Fluids A, Vol. 5, No. 7, (1993), p.1630-1643.
- 14) D.Z.Zhang and A. Prosperetti; Ensemble phase-averaged equations for bubbly flows, Phys. Fluids, Vol.6, No.9, (1994), p.2956-2970.
- 15) 八田夏夫, 石井隆次; 揚鉱管内を上昇する固気液3相流体の流動に関する数値モデル, 資源と素材, 111巻, 9号(1995), p.637-642.
- 16) N. Hatta, H. Fujimoto & R. Ishii; Theoretical Analysis on Steady Flow Characteristics of Multi-Phase Mixture in an Air-Lifting Pipe, Submitted to J. Comput. Phys.,
- 17) 八田夏夫ほか2名; 変形を伴う気泡まわりの流れ場の数値解析, 資源と素材, Vol. 111, No.9 (1995), p.630-636.
- 18) 堀田敦史; 深海底鉱物資源の地域特性, 昭和63年度資源・素材関係学協会合同秋季大会, 開洋開発(分科研究会)講演資料K, p.1-4.