物理屋の目から見た粉粒体の動力学(I)*

Dynamics of Granular Matter from the Physical Point of View(I)

田 口 善 弘**
Yoshihiro TAGUCHI

Key Words : Vertical Pipe Flow, Chute Flow, Hopper Flow,
Vibrated Bed of Powder, Fluidized Bed

1. はじめに

ある日、オフィスでボーッとしていると粉体工学会から電話がかかってきた。何事かと思って電話に出てみると「粉粒体の動力学の解説を書いて下さい」という依頼であった。明らかに、何かの聞き間違いと思った。なにしろ、粉粒体の研究を始めて5年足らずの物理学者が、粉粒体の専門家の諸先生方の読まれる雑誌に何を解説しようがあるだろうか? 釈迦に説法、どころの騒ぎではない。しかし、表記のような題名で書くこと、という条件付だと伺って、合点がいった。粉体工学を専門にやっていない人間から見たら粉のどういふところが面白いのか、ということ解説するのが使命らしい。だから、正しい題名は「物理学者は粉粒体の動力学をどう理(誤?)解しているか?」であるべきである。以下の文章を読んで、「嘘が書いてある」と怒られること無かれ。「物理学者は粉をこういう風に間違っ理解しているのだな」と思って頂きたい。出来の悪い学懂のレポートを採点するようなつもりでお読み頂ければ幸いである。ましてや、「この解説を読んで粉粒体の動力学を勉強しよう」などと、間違っても思わないように。その様な目的に適した正統的な教科書はいくらもあるから、そちらで勉強して頂きたい。何かの間違いで「おかめ八目」で素人なりに粉体工学

者の方々に役立つヒントなど含まれていた場合には望外の喜びである。

最近、物理学者の間で、粉粒体の動力学が興味を引いている。といっても、実際にはフランスを中心とするヨーロッパとアメリカの一部でやられているに過ぎない。それでも、後にノーベル物理学賞を授賞したP. G. de Gennesが論文を書いたり高分子の研究で有名な物理学者、S. F. Edwards¹⁾が現象論を提出したりしたせいもあり、世界的に有名な科学啓蒙雑誌、Science²⁾に解説が載るまでに注目を集めている。昨年(1993年)は、更に、物理学者の手になる、または、物理学者から見ても興味深い内容が満載された教科書/講演集が多く発行された年でもあった³⁾。今年(1994年)は、著者自身も、良く解らないながらも必死に粉粒体の解説を物理屋向けに書きまくった年だった⁴⁾。このブームはもともとBakによって提案されたSelf Organized Criticality(SOC)⁵⁾が砂山崩しの類比によって描写されたことに始まるようである。こんな名前が付いていると妙に難しそうだが、要するに、今まさに崩れんという砂山があったとして、そこにひと粒の砂を落したら、起きる山崩れの大きさはどのくらいか?ということに関する理論である。粉体工学者ならどなたでもご存知のように、ある時は大きな山崩れ、ある時は小さな山崩れが起きるのだが、物理学者の予想では「ある大きさの山崩れが起きる頻度は山崩れの大きさの逆べきに比例する」であった。

勿論、最初は物理学者は砂山の崩れ方そのものに興味があったわけではなく、「大きさの逆べきに出現頻度が比例する現象一般」の一例として砂山を研究し始

1994年 11月 8日受付

* この記事は「重力下の粉粒体の動力学」という題名で物性研究(61巻, 1993年10月号)に掲載されたものを加筆, 修正したものである。

** 東京工業大学理学部物理学科

(〒152 目黒区大岡山 2-12-1) TEL. 03-5734-2703

めただけのことである。現在では、SOCのモデルとしては砂山崩しはそれ程いい例ではないと思われているようであるが⁶⁾、粉粒体の動力学はSOCのはやりすたりからは独立して次第にそれ自体が研究の対象となりはじめたようである。本稿では、そのような流れの中で物理学者が粉粒体のどういうところに興味を持つのか、ということについて解説を行う。解説といってもそれほど立派なものを書けないのであるが、出来得る限りの努力をするつもりであるので最後まで、おつきあい願いたい。再度、断っておくが、粉粒体の動力学の研究は既に粉体工学の分野で長い歴史があるが、ここでレビューできるのは物理関係の物が主であるので、かなり偏った物になる可能性もあることはご承知おきいただきたい。

本稿で対象とする粉粒体の定義をしよう。本稿で扱う粉粒体とは直径1mm程度、(2mmから0.1mmの範囲)、粒径は揃っており(単分散)、粉体同志、および粉体と容器の相互作用は衝突と摩擦に限られる。衝突は非弾性衝突、摩擦は静止摩擦と動摩擦の2種類を考慮する(静止摩擦は考慮しないこともある)。相互作用は、お互いが接している時のみ作用する近接相互作用、反発力のみで、引力は存在しないものとする。流体が存在する時にはこれに流体との相互作用が加わる。そして最後に、これが一番重要なことであるが、重力が存在すること。

先年、毛利氏がスペースシャトルに搭乗したせいか、無重力での物理現象に興味を集めているが粉粒体に関する限り、無重力はかえってつまらないのである。その意味でも、宇宙なんかに行くお金のない貧乏人にとってはありがたいシステムである。

粒子の持つ自由度は並進と回転である。以下で見るように、回転の自由度は必ずしも本質的ではない。このような定義は粉体工学からするとあまりにも単純な場合ばかり扱っていると思われるかも知れないが、今のところ、物理学者が扱い切れるのはこの程度が限度である。いや、むしろ、その程度すら扱い切れていないとも言える。

2. 実験の手法

解説に入る前に、具体的な実験と数値計算の手法について述べておいた方が理解がしやすいであろう。まず、実験について述べる。

実験にもっとも多く用いられるのはガラス球である。これは、何とんでもなく粒径を揃える加工が簡単だからである。また、粉体粒子の流れを可視化するのに

必要な色の付いた粒子を作るのが簡単である^{*1)}。次に多く用いられるのがステンレス球である。粉粒体の動力学では反発係数が重要であるが、ステンレス球は大きな反発係数、つまり、弾性衝突に近い状況を扱うために用いられる。

実験では、何らかの形で粉粒体粒子に、運動エネルギーを与えてやる必要があるが、その方法には主に3つある。重力を使って流す、かき混ぜる、そして、振動させる、である。重力を使って流す、というのはもっとも一般的で、工学的にも応用範囲が広い。その中でも重要なのは、ホッパー流と呼ばれる場合である^{*2)}。ホッパーとは粉体工学においてもっとも一般的な粉粒体の貯蔵容器である。円筒形のタンクであるが、底部がロート状になっており、タンクから粉粒体を取り出す時にはロートの先端のバルブを開いて流しだして、取り出す。この際の流れがホッパー流と呼ばれる。この流れはタンクから通常の流体が流れ出す時と異なり、流れに振動が起きたり、不規則になったりして、いろいろ問題が生じるため、様々に研究されている。広い意味では、我々が日常で目にする、砂時計の砂の流れなどもホッパー流である。

もう一つのやり方としては、傾斜板上を粉粒体を流す場合がある。これは、単純過ぎてつまらないように思えるが、実際にはいろいろ複雑な現象が生じるので、面白い(つまり、工学的にはやっかいである)。また、この場合、粉粒体の安息角(砂山などを見ると分かるように、粉粒体は積み上げると重力下でも、液体のように水平な表面を持つことはなく、有限のスロープをもって(準)安定化する。この角度を安息角⁷⁾、と呼ぶ)の問題などもある。

次のかき混ぜる場合というのも重要である。工学的には粉粒体を生成する、つまり、物を砕いて細かくする場合のミルと呼ばれる装置の、最も単純な場合のシミュレーションに相当する。ミルは、まあ例えていえば、生コンを作る攪拌器のような外観で、内部に粉粒体の原料を入れ、激しくかき混ぜることにより、砕いて粉粒体を生成する。基礎研究で扱われるミルは粉粒

*1 色ガラスを用いればよい。通常、色の付いた粒子というのは無色の粒子と物性が変わってしまうことが多いが(粉粒体なら色を付けるためにペンキを塗る、と言うわけにはいかない。表面の摩擦係数など粉粒体の動力学に重要な物性値が変化してしまうからだ。)無色のガラスが色付ガラスになったからといって、何かが変わる訳ではない。

*2 はっきり言って、このような説明をここでするのはばかげているが、物理屋が「ホッパー」と言った時、どの程度抽象化して考えるものかと言うのを示すためにあえて残した。以下、分かり切ったことをいちいち定義したり、説明している部分があるかと思うが、すべて削除せずに残してある。

体を砕くようなものではなく、回転軸が水平又は垂直を向いている、くるくる回転する円筒に過ぎない。これは、ミル内での粉体流動の様子をシミュレートする物として扱われる。このような単純な系でも、いろいろ面白いことが生じる。回転軸が水平方向を向いている場合には粉体粒子が円筒の回転速度の変化とともに、様々な流れ方をする。遅い回転速度では振動(つまり、容器の回転とともに粉体表面も水平面に対して持ち上がっていくが、安息角に達したところであらりと崩れて水平にもどる、と言うことの繰り返し)をし、様々な複雑な形態を経た後、最終的には粉粒体粒子が円筒の壁面に張りついてしまい(遠心力で)、円筒とともに回転するモードにまで至る。その他、shear flow(逆方向に走行するベルトまたは壁面にはさまれた空間内の粉粒体の動力学)⁸⁾なども広い意味ではかき混ぜる場合に含まれるであろう。

最後が振動であるが、これが物理学者の間では最近、最も興味を呼んでいるテーマである。その理由は何といっても実験が簡単で、その割にはいろいろ面白い現象が見られるということである。出力の大きめのスピーカーを水平におき、その上に、粉粒体の入った容器を置いて振動させれば、それで、粉体振動層と呼ばれるこの実験系の出来上がりである。東急ハンズで色の付いた砂でも買ってきてガラスのコップに入れスピーカーを寝かせて低周波を流せばそれですぐ実験ができる(用いられる周波数は数十Hzから数百Hz程度である)。

粉体振動層で見られる面白い現象は2つある。第一はsize segregationである。この現象は誰もが一度は目にした事があると思う。食卓塩の容器に湿気を防ぐための焼米が入っていることがあると思う。この容器を手で細かくたたいて振動させてやると焼米がすべて表面に出てきてしまう、この「粒径の大きいものが小さい物に比べて上昇する」と言う現象がsize segregationである。

第二はもっと不思議な現象である。粉体の粒子の入った容器を強く上下に振動させると粉粒体の表面が自発的に不安定化し、表面が盛り上がって小山を形成する。更に、小山の内部では対流が生じ、小山の頂上から粉体粒子が吹き出し、斜面を転がり落ちる。まあ、火山のようなものを想定していただければよろしいかと思う。この不可思議な現象は、電磁気学の創始者でもあるFaradayによって1831年に報告されているが、一世紀半にわたって未解決のままである(筆者は主に、この現象の数値シミュレーションを行っている)。粉

体振動層の研究の最大の問題点は「工学的な応用が乏しい」と言う点であろう。

この他に、気体を使って粉粒体にエネルギーを与えるやり方もある。というより、工学的にはこちらの方がずっと応用範囲が広そうである。物理学者にとって面白そうに見えるのは垂直に立てた筒状の容器に粉粒体を詰め込んで下から空気を吹き込んで浮き上がらせる場合である。工学的には、これは、固体燃焼(ゴミの焼却、粉炭の燃焼など)用の装置や、固体と気体の反応装置として用いられる。これは流動層と呼ばれる装置であり、その挙動は実に興味深いものがある。

上記の実験はすべて2次元で行うことが可能であるし、実際、盛んにやられている。粉粒体の実験の最大の問題点は「内部が不可視」と言う点である。X線を用いた研究もあるが、動画を撮ることは限界がある。そこで、透明なガラス板やアクリル板で挟まれた空間で、粉体振動層や傾斜板上の粉体流の実験を行う。この際の問題点としては、側壁との摩擦が生じてしまうという点があるが、球を用いるなどして極力側壁との摩擦が少なくなるように工夫して実験がなされている。

物理屋にとって、実験技術の面から見ての最近の最大の進歩は、何と言っても可視化の技術の進歩だろう。粉粒体は流体と違って透明ではないから、内部を観察するのが非常に困難であり、これが物理学者が粉粒体を実験的に研究しようとした場合のある意味での最大のネックであるが、この点に関してのここ数年の進歩は著しい。中でも堀尾らによって開発された希薄流動層観察用のレーザー・シート法⁹⁾は、流動層内部の粉粒体のクラスターの様子などを2次元断面に限られるものの、水平断面、鉛直断面、あるいはそれらの同時かつ即時観測を可能にした。そこで生じている粉粒体クラスターの複雑な動きはひどく魅了されるものがある。流動層ではなくて、粉粒体だけの場合にも最近、観測技術に大きな進歩があった。Magnet Resonance Imaging(MRI)の手法を用いることにより、粉粒体内部の粒子の動きをある程度動的に即時観測できるようになったのである^{10,11)}。MRIで観測可能にするためには、粒子内部に液体が含まれていなくてはならないため、ガラス玉やステンレス球ではなく、植物の種子(ケシやカラシ)を用いなくてはならないという短所はあるが、粉粒体中に仮想的な格子を描き、その変形を観測するという高度な観測が可能であり、粉粒体の動力学の研究に大きく貢献すると思われる。

ここで述べた実験の、よいレビュー(全体は網羅で

きないが)としては英文ではあるが文献2)がある(既に少し古くなったが)。では次に、数値計算手法の解説をしよう。

3. 数値計算の手法

現在、粉粒体の数値計算の手法は発展途上にある。中でも、歴史が古く比較的標準化されてきて様々な現象に適応可能な手法であるのが「離散要素法」と呼ばれる分子動力学法的なスキームである。この手法は1977年にCundall & Strack¹²⁾によって提案された物である。彼らは、工学者であり、応用上の必要からこのモデルを提案した。Lenard-Jonesポテンシャルなどのソフトコアポテンシャルを扱い慣れた物理学者の目から見ると、かなり面妖なポテンシャルを用いた分子動力学法であるが、粉粒体の特質をうまく単純化して捉えており、工学者の直感はずばらしいと思わせる物がある。

離散要素法では、粉粒体の個々の粒子をゴムまりのような粘弾性球で近似する。図1に工学でよく用いられる離散要素法を示す模式図を示す。すべての相互作用は粒子が接している時に限られる。個々の粒子はオーバーラップすることが許され、オーバーラップした量にしたがった反発力を法線方向にもつ。これを表現するのが、図1のバネ k である。バネと粒子①の間に置かれているコンデンサーのような記号は、相互作用が接している時だけ相互作用することを表現し、また、引力は無いということを表す。

弾性力の変位 x 依存性は

$$F_{\text{repl}}(x) = -kx^a \quad (1)$$

とするのが一般的である(a は指数)。特にLandau & Lifshitzの弾性体論¹³⁾に従い、 $a=3/2$ とすることが多い(Hertz force)。しかし、現実にはシミュレーションは2次元で行われることも多く、その際、球の層をシミュレートしているのか、円柱を積み上げたものを

図1 離散要素法を説明する模式図

横から見た様をシミュレートしているのか判然としないうこともあり、粉粒体の動力学に対象を限れば、特に、 $3/2$ 乗にこだわる必要はないように思われる。また、後述するように $3/2$ 乗にこだわると、反発係数の定義に困難を生じることになる。

接線方向にはMindlin force¹⁴⁾と呼ばれる力が働く。その形は

$$F_{\text{fric}}(x, x') = -k'x^a x'^b, \quad (a=1/2, b=1) \quad (2)$$

である*3。 x' は粉体が接触した時点から計測した接線方向の変位である。模式的な図を書けば、図2のようになる。丁度、接線方向にバネが入ったようになっていいる。これは、静止摩擦力を表現する物として扱われる。これを考慮することにより、安息角の存在などを再現することができる。ただし、この静止摩擦力は粉粒体が静止した時のconfigurationだけでは粉体粒子間に働いている静止摩擦力が計算できず、我々が直感的に考えている静止摩擦力とは少しイメージが異なる。「粉体粒子間の接線方向の変位」という新しい測定量を導入する(あるいは、そこに至った、履歴を記録すると述べてもよいが)必要があり、一般的ではないようにも思われる。

これに加えて、法線方向、接線方向にそれぞれ独立な粘性係数を持った、粘性が働く。

また、接線方向の力に対しては、Coulomb則が適用される。すなわち、法線方向の力を F_n としたとすると(この力には反発力と粘性力を両方とも含む)摩擦係数 μ にたいして、接線方向の力 F_t は μF_n を越えることができない(その力を越えるとスリップしてしまう)。これが模式図1ではスライダーとして表現されてる(図3)。

この他に回転の要素も考えて結局、運動方程式は

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{x}}_i &= \sum_{\langle i, j \rangle} \theta(d - |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|) (\mathbf{F}_n^{ij} + \mathbf{F}_t^{ij}) \\ I \dot{\omega}_i &= \frac{d}{2} \sum_{\langle i, j \rangle} \theta(d - |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|) (\mathbf{n} \times \mathbf{F}_t^{ij}) \\ \mathbf{F}_n^{ij} &= \mathbf{n} \{ F_{\text{repl}} - \eta_n \mathbf{n} \cdot (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \} \\ \mathbf{F}_t^{ij} &= \begin{cases} \mathbf{F}_{\text{non-slip}}, & \mathbf{F}_{\text{non-slip}}^{ij} < \mu F_n^{ij} \\ \mu t F_n^{ij}, & \text{otherwise} \end{cases} \\ \mathbf{F}_{\text{non-slip}}^{ij} &= t \left\{ F_{\text{fric}}^{ij} - \eta_t [t \cdot (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) + \frac{d}{2} (\omega_i + \omega_j)] \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

*3 実際のシミュレーションでは単純化のため $a=0$ 、 $b=1$ とされることも多い

図2 Mindlin force

図3 Coulomb摩擦の模式図

ここで、 I は慣性モーメント、 ω は粒子の回転の角速度、 d は粒子の直径、ステップ関数 $\theta(x)$ は2つの粒子が接している(重なっている)時だけ相互作用するということを表す。 v は粒子の速度、 n 、 t はそれぞれ、粒子間の法線、接線単位ベクトル、 η_t 、 η_n はそれぞれ、接線、法線方向の粘性係数、 μ は摩擦係数、である。

次に、これらのパラメータの物理的な意味を述べよう。完全に解釈が付いている訳ではないが、分っている部分だけでも解説する。まず、法線方向の弾性と粘性についてであるが、これらは、反発係数 e と衝突時間(粒子が衝突を始めてから跳ね返されて離れるまでの時間) t_{col} と関係する。特に反発力が線形バネによる場合、つまり式(1)の指数 a が1の時には、

$$e = \exp(-\eta\pi/\omega)$$

$$t_{col} = \pi/\omega, (\omega = \sqrt{2k-\eta^2}) \quad (4)$$

と表すことができ、 e も t_{col} も衝突の相対速度によらない定数となる。特に反発係数は、実験的にも衝突の初速度によらない物質定数として扱われるので、これは大変都合がよい。ただし、これは衝突が正面衝突のときである。正面衝突の時は、2つの粒子の重なり距離(重なっている部分の2粒子の中心間を結ぶ線分への射影の長さ)を x とすると運動方程式は

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -2kx - 2\eta\frac{dx}{dt} \quad (5)$$

となる。これは通常のdamped oscillatorであるので解は簡単に求まって、 $x(t) \propto \exp(-\eta t) \sin(\omega t)$ である(ただし、 $2k > \eta^2$ 、つまり、減衰振動の範囲に限る)。したがって、 t_{col} は振動の半周期に等しく、 π/ω になり、反発係数はこの時間内の速度の減衰に等しいので、

図4 Waltonの反発力の模式化。近づく時と離れる時で弾性数が異なるので、結果的に衝突が非弾性になる。

$e = \exp(-\eta\pi/\omega)$ となる。

これに対し、反発力をHertz forceとし、 $a=3/2$ とすると、反発係数が衝突の初速から独立でなくなってしまう。反発係数を初速と独立にするためには粘性項を不自然な形に変更せねばならず、更に一意性も失われる^{15,16)}。このため、筆者は基本的には線形の反発力を用いることにしている。

ここで述べたのは離散要素法のフルセットであり、いかなる場合もこのすべてを考慮しなくてはならないとは限らない。Coulomb則、粒子の回転、静止摩擦力を表すMindlin force等、考慮しなくても実験を再現することができることは多い。

この他にも、近づく時と離れる時の弾性定数を変えることにより、非弾性衝突を表現するやり方もある(図4)¹⁷⁾が本解説では特に扱わない。

気流と共存する場合には流体の運動を別に計算し、離散要素法で計算した粒子の運動と結合させる必要がある¹⁸⁾。相互作用の形は基本的にはdrag forceで、粒子の速度を v 、流体の速度を u とした時、粒子が流体から受ける力は $\propto -(v-u)$ 、流体が粒子から受ける力は $\propto -(u-v)$ 、と互いに逆符号になる。比例係数は一般にはいろいろな量の複雑な関数になる。これで気流中の粉粒体を離散要素法で計算することができる。

最後に、よく問題になるこのモデルの妥当性について論じよう。基本的には離散要素法は現象論であり、第一原理から導出できるという意味での妥当性は保証されない。したがって、このモデルが正当なものであるかどうかは結果の妥当性、すなわち、どれくらいよく現象を再現/予測できるかという基準において判断されるべきである。この観点からすると離散要素法は以下に見る様にかなり健闘しているといえよう。

もう一つよくある疑問としてはどうして、剛体球やLenard-Jonesポテンシャルといった物理でなじみのあるモデルを使わないのかという疑問点であるが、まず、前者の剛体球のシミュレーションは重力が存在し、「粒子がお互いに接している時間」が無視できない時には計算スキームとして破たんしてしまう。剛体球でシミュレーションを行うと、衝突は瞬時に起こる訳

であるが、このようなモデル化で粒子同志がくっついていてる場合をシミュレートすることはできない。そこまで行かなくても、粒子間の距離が小さくなれば衝突から衝突までの時間が短くなり過ぎて計算が進まなくなってしまう。このような問題が存在しない、次節で述べるような重力が無視できるような粉粒体の動力学では、剛体球のシミュレーションは盛んにやられている。

次に後者のLenard-Jonesポテンシャルの場合はどうか。こちらに関してはあまりはっきりしたことが言えないがLenard-Jones型を用いることの問題点は、(そんなものを用いたら工学屋さんが口をきいてくれないだろうと言う点を除いても)2つ存在する。

一つは、摩擦力や反撥数といった粉体特有の相互作用どう入れるか分らないという点である。特に、静止摩擦力やCoulomb則などはかなり困難が予想される。

もう一つ、粉粒体の動力学ではdilatancyという性質¹⁹⁾が重要であると思われる。dilatancyとは粉粒体の易動度が粉粒体の密度の強い関数であり、粉粒体の密度がある値以上では易動度がほとんどゼロであり、密度がある値以下になると劇的に増大するという性質である。

このことの、物理的な意味は、「粉粒体が相互の位置関係を変更するにはある程度の隙間が必要である」ということである。離散要素法の場合、粉粒体粒子が接しているかどうかで摩擦力が働かなかつたりするのであるから、このような性質を持っているのは明らかであるが、Lenard-Jonesポテンシャルでこの性質をどう表現するかというのはちょっと難しい問題である。

結局のところ、離散要素法を用いる理由は、「既にうまく機能している物があるのだから、それを使っていこう」、ということである。

ここで述べた離散要素法の粉体工学分野での解説及び最近の研究概観は文献20, 21を参照されたい。

離散要素法以外には万能の方法が無いが、幾つかの

特別な場合の方法は存在する。気流中の粉粒体の数値計算では、希薄な場合には辻らによって開発されたDSMC法が有効である²²⁾。DSMC法はもともと、流体の運動をシミュレートするための方法として開発された。ナビエ・ストークス方程式を解く代わりに、「流体は分子/原子の集まりである」という原点にまで戻り、非常に多数個の粒子が確率的に衝突しあって運動するというモデルで流体の運動を表現する。辻らは、この粒子を粉体粒子で置き換え、非弾性衝突を考慮して別に解いた流体場の運動と結合させることにより、希薄流動層のモデル化に成功した。

これとは少し違うが、やはり、同じように確率的な衝突で流体をシミュレートする方法にLattice Gas Automat(LGA)法があるが、これに非弾性衝突の効果を検討することにより、気流がない場合の粉体流動のシミュレーションに成功した例もある²³⁾。

物理学者は往々にして、このような現象論的なモデルでは我慢できないことがある。このような場合には、流体中の粒子の運動を「真面目に」解く。つまり、流体の中に球状の障害物があつたらどのように流体が流れるか、という流体の問題を真面目に解き、流体から粒子に働く力を真面目に計算するのである²⁴⁾。残念ながら、これを完全に真面目に解くのは不可能で、ある程度の近似が入るのだが、それでも第一原理からの計算に今のところ一番近いのは確かである。このような計算でもパブリングやスラッシングを再現できるようになってきた。

粒子描像から離れて、粉粒体を連続体近似できないかという試みは粉体工学の分野でも古くからなされているが²⁵⁾、これをどの様にして行なうか(系統的に)というのは物理学者にとっての粉粒体の面白さの一つである。物理学者によるこのような試みはやっと始まったところである²⁶⁾。今回は、全体の概観のみで紙数が尽きてしまった。次回からは具体的な現象について、物理学者がどのように感じるかを概観したい。

参 考 文 献

- 1) Mehta A. and S. F. Edwards : *Physica* A, 168, 714(1990)
- 2) Jaeger, H. M. and S. R. Nagel : *Science* 255, 1523(1992)
- 3) Mehta, A. ed. : "Granular Matter", Springer, Berlin(1993) ; Bideau, D. and A. Hansen, eds : "Disorder and Granular Media", North-Holland, Amsterdam(1993) ; Thornton, C. ed. : "Powders and Grains '93", Balkema, Rotterdam(1993) ; Taguchi, Y-h, H. Hayakawa, S. Sasa and H. Nishimori, eds. : "Dynamics of Powder Systems", *Int. J. Mod. Phys.* B7, 9 & 10巻,(1993) ; Mehta, A. and G. C. Barke : *Rep. Prog. Phys.*, 235, 189 (1993) ; Meakin P. : *Phys. Rep.*, 57, 383(1994)
- 4) 早川尚男, 西森拓, 佐々真一, 田口善弘 : 日本物理学会誌, 49, 18(1994) ; 田口善弘 : 固体物理, 29, 451 (1994) ; 科学, 64, 504(1994)
- 5) 中西秀 : 日本物理学会誌, 49, 267(1994)

- 6) Held, G. A., D. H. Solina, II, D. T. Keane, W. J. Haag, P. M. Horn and G. Grinstein : *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1120(1990)
- 7) Jaeger, H. M., C-H Liu, S. R. Nagel and T. A. Witten : *Europhys. Lett.* **11**, 619(1990)
- 8) Campbell, C. S. and C. E. Brennen : *J. Fluid. Mech.*, **151**, 167(1985)
- 9) Horio, M. and H. Kuroki : *Chem. Eng. Sci.*, **49**, 2413(1994)
- 10) Nakagawa, M. : *Chem. Eng. Sci.*, **49**, 2540(1994) : Nakagawa, M., S. A. Altobelli, A. Caprihan, E. Fukushima and E.-K. Jeong : *Exp. Fluids*, **16**, 54 (1993)
- 11) Ehrichs, E. E., H. M. Jaeger, G. S. Karczmar, J. B. Knight, V. Y. Kuperman and S. R. Nagel : preprint(1994)
- 12) Cundall, P. A. and O. D. L. Strack : *Geotechnique*, **29**-1, 47(1979)
- 13) ランダウ・リフシツ : “弾性体論”, p.75, 東京図書 (1989)
- 14) Mindlin, R. D. : *J. Appl. Mech. Trans. ASME*, **16**, 259(1949)
- 15) Taguchi, Y-h : *J. de Phys.*, **II**, **2**, 2103(1992)
- 16) 田中敏嗣, 石井俊哉, 辻裕, 日本機械学会論文集 : **57**, 456(1991)
- 17) Walton, O. R. and R. L. Braun : *Acta Mechanica*, **63**, 73(1986)
- 18) Tsuji, Y., T. Kawaguchi and T. Tanaka : *Powder Tech.* **79**(1993)
- 19) Reynolds, O. : *Philos. Mag. Ser.*, **5**, **20**., 469(1885)
- 20) 日高重助 : 粉体工学会誌, **29**, 465(1992)
- 21) 第28回夏期シンポジウム特集「粉体工学における数値シミュレーション」粉体工学会誌, **30**, No.3(1993)
- 22) Tsuji, Y., T. Tanaka and S. Yonemura : *Appl. Mech. Rev.*, **47**, S75(1994)
- 23) Peng, G. and H. J. Herrmann : *Phys. Rev. E*, **49**, R1796(1994)
- 24) Ichiki, K. and H. Hayakawa : *Int. J. Mod. Phys. B*, **7**, 1899(1993) : preprint(1994)
- 25) Gidaspow, D. : “Multiphase flow and Fluidization”, Acedemic, Boston(1994)
- 26) Sasa, S. and H. Hayakawa : *Europhys. Lett.*, **17**, 685(1992) : Hayakawa, H. and S. Sasa : in “Complex Fluids”, L. Garrido ed., Springer, Heidelberg(1993) : Komatsu, T. S. and Hayakawa, H. : *Phys. Lett. A*, **183**, **56**(1993) : Hayakawa, H., Komatsu, T. S. and T. Tsuzuki : *Physica A*, **204**, 277(1994)