

粘土ペーストの構造と力学特性

藤井克己*・石川奈緒**

Structure of Clay Paste and its Relationships to Mechanical Properties

Katsumi FUJII* and Nao ISHIKAWA**

* Faculty of Agriculture, Iwate University, Morioka, Iwate, 020-8550

** The United Graduate School of Agriculture, Iwate University, Morioka, Iwate, 020-8550

1. はじめに

粘土懸濁液・ペーストの力学特性は、その粘性率を測定し固相率との関係で整理することにより検討される。粒子間相互作用が粒子・液体間の相互作用に比べて小さく無視できる「希薄系」では、粘性率は固相率に対し線形的に増加する。不活性な板状粒子であるカオリナイトの場合、これは固相率 10% 付近まで保たれる。これに対し同じ板状粒子でも膨潤性に富むモンモリロナイトでは、図-1 のように 0.1% という低い固相率で希薄系から外れ、1% 付近で「濃厚系」としての挙動を示しはじめる。つまり相対粘度 (= 懸濁液と水の粘度の比) の対数値が、固相率との線形関係から上に外れ、大きな固相率依存性を示すようになる。このように同じ板状粒子であっても、平板間の相互作用の大きさにより、粘土・水系の力学特性は著しく変化する。

一方で、粘土懸濁液の固相率と間隙溶液濃度を変えずに、粒子間相互作用を一定に保っても、その粘性率は固有の値を示さず、せん断様式が時間に依存して変化することが知られている。図-2 は、イオン交換水で飽和した、固相率 1.4~2.2% のモンモリロナイト懸濁液の流動曲線 (せん断応力 τ ~ せん断速度勾配 D の関係) を、速度勾配を上昇→下降させて測定した例 (藤井克己ら, 1996) である。固相率の増加によって τ ~ D 間の直線性が薄れて、せん断速度 D に依存するようになり、また時間的変化も生ずるため上昇と下降での曲線のギャップも激しくなる。これらの特徴は、せん断により粒子構造が変化し、その変化が時間を要して生ずることにより理解されている。以上のように粒子間相互作用は、(1) 粘土・水系の力学特性に直接的な影響を及ぼすとともに、(2) 粒子構造の形成とその変化を通じて間接的な変動をもたら

す。

本報では、これらの力学特性をペースト内の粒子構造との関連で検討する。

2. 排除体積効果と粒子構造変化

2.1 排除体積理論の考え方

上述のように、懸濁液の固相率増加に伴ない粒子数も増加し、粒子は接近する。これにより、粒子間相互作用が線形的に増加する「希薄系」の領域から、飛躍的に激増する「濃厚系」の領域へと次第に移行する。これら粒子間相互作用の効果を定量的にどう評価するか、またこれに対応して板状粒子の構造はどのように変化するかという問題について、以下に検討する。

粒子接近の効果を平均的に評価しようとした最初の試みが Onsager (1949) の排除体積理論である。これは粒子間相互作用を剛体球のように、ゼロか無限大かという井戸型ポテンシャルで表現するものであり、排除体積 V_c (Excluded Volume, あるいは, Covolume) とは、ある粒子の中心が他粒子に対して接近できない体積をいう。例えば半径 r の球形の反発体積をもつ粒子を考えた場合、半径 $2r$ の球内に他球の中心は入り込めないことになるため、この体積は $(4/3)\pi(2r)^3$ となる。ただしこれは一対の粒子に対して成り立つことであり、一粒子については半分の $V_c = 4(4/3)\pi r^3$ である。

以上のように、排除体積は粒子間相互作用の所産として現れるものであり、気体の分子運動を例にとれば、それは理想気体の状態方程式 ($PV = nkT$) から外れるものとなる。これを考慮したものがファンデルワールスの状態方程式であり、分子数 n の気体が ① 反発力による排除体積 V_c と ② 弱いファンデルワールス引力項 a をもつとき、状態方程式は、

* 岩手大学農学部 〒020-8550 岩手県盛岡市上田 3-18-8

** 岩手大学大学院連合農学研究科 〒020-8550 岩手県盛岡市上田 3-18-8

キーワード: モンモリロナイト, 排除体積理論, 降伏値出現, 構造変化

$$(P + \frac{n^2 a}{V^2})(V - nVc) = nkT \tag{1}$$

で表される。これに基づき圧力 P ~ 体積 V 曲線を描く(図-3)と、 P は極大・極小値をもつ。これは実在する気体を等温圧縮するとき、理想気体の状態方程式から外れて圧力一定のまま体積減少する様子を描いており、現実的には気相→液相への相転移に対応するとされている。

板状粒子のサスペンション(懸濁液)については、どのように考えればよいだろうか。直径 d 、厚さ Th の円板状粒子(実体積 Vp)について、その回転楕円体よりやや大きい体積を排除体積 Vc とすれば、これは次式で表される。

$$\frac{Vc}{Vp} = \frac{\pi \cdot d}{4Th} \tag{2}$$

ここでモンモリロナイトの軸比 $d/Th=300$ とおけば、サスペンションの実固相率が0.3%であっても、上式の右辺を乗ずれば、排除体積率=70%となり、見かけ上、極めて密に充填された状態になっていることに対応する。これは膨潤性粘土懸濁液が、1%未満の固相率でも十分な降伏値を呈しゲル化するという実験事実

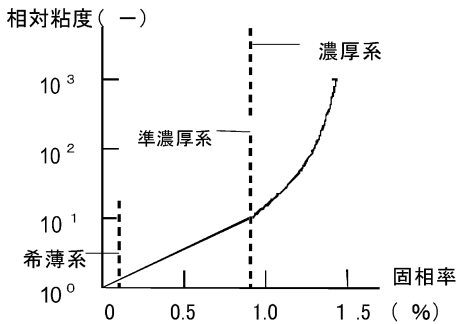


図-1 モンモリロナイト懸濁液の粘性変化

(Norrish, 1954) からも納得のいくことである。

先に気体分子の状態方程式を求めることにより、系の圧力変化に伴う気体⇌液体間の相変化を対応づけた。一方、板状粒子が水に分散した懸濁液において、系の圧力は浸透圧として評価されるので、固相率の増加に伴う浸透圧の変化を検討することが求められる。

直径 300 nm で厚さを無視できるほど薄い平板状粘土粒子について、浸透圧を固相濃度(重量)の関数として求めた例を図-4 (Forsyth, et al., 1978) に示す。濃度増加に伴い浸透圧が単調に増加するものの、ある濃度からは一定値を保ち、さらに再び増加に転ずる傾向が見てとれる。この希薄な領域では粒子構造はランダムで等方的であるのに対し、ある閾(しきい)値を超すと系は一方方向に配向した異方性を示すようになることされている。したがって浸透圧一定の領域は、等方的で大きな排除体積を有していた系が、粒子数の増加により間隔が狭まり、粒子群が配向し始めることによって排除体積が低下し、この効果が粒子数増加の項を相殺することにより、浸透

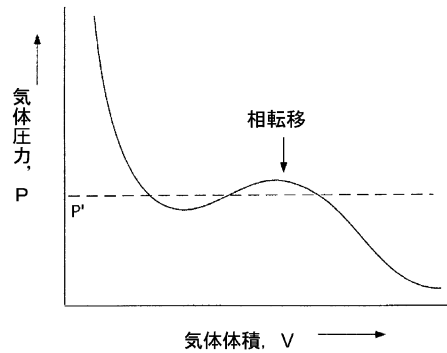


図-3 ファンデルワールス気体の相転移

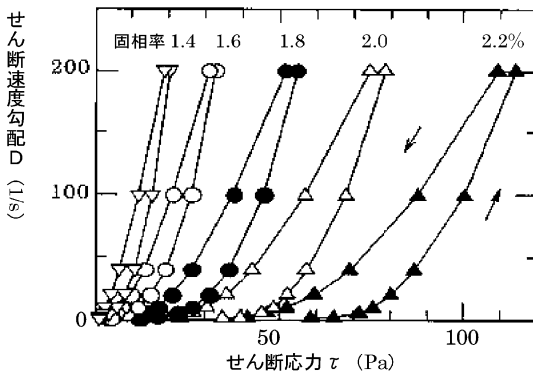


図-2 Na-モンモリロナイト懸濁液の流動曲線における時間的变化(間隙溶液濃度 0.003 mol/L)

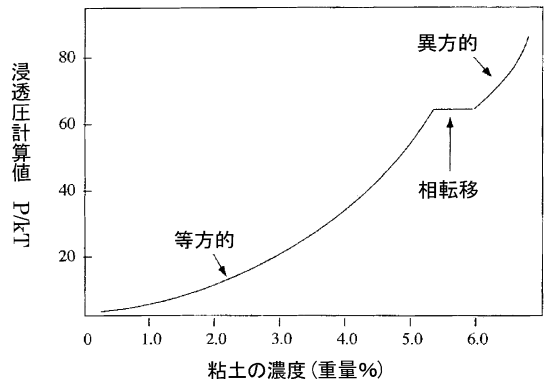


図-4 平板状粘土コロイドの浸透圧計算値 (Forsyth ら, 1978 より一部改変)

圧 p が一定に保たれるとみることができ。したがってこの領域は、異方性⇔等方性という粒子構造の変化に対応したものと予測できる。

2.2 モンモリロナイトゲルの粒子構造変化

これらの粒子構造の変化は、液晶での知識を援用して図-5のように模式化される (McBride, *et al.* 2002)。このうち等方的 (isotropic) な配列はもちろんのこと、異方的な (nematic) な配列についても、遠達力があまり支配しないものであると推察されている。以上の粒子モデルを裏付ける観察結果も近年報告されている。例えば偏光顕微鏡を用いた複屈折観察法により、懸濁液中で結晶性粘土鉱物の局所的な配向構造を捉えることができる。Gabriel, *et al.* (1996) は様々な粒子濃度と間隙溶液 (NaCl) 濃度のスメクタイト懸濁液について、複屈折観察から図-6

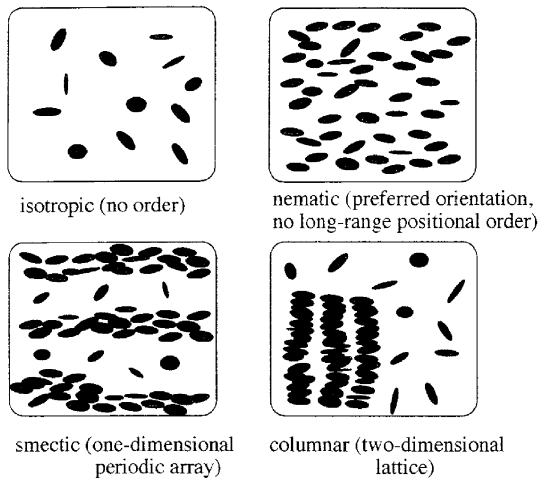


図-5 板状粒子サスペンションの粒子構造モデル模式図 (McBride, M.B. ら, 2002 より)

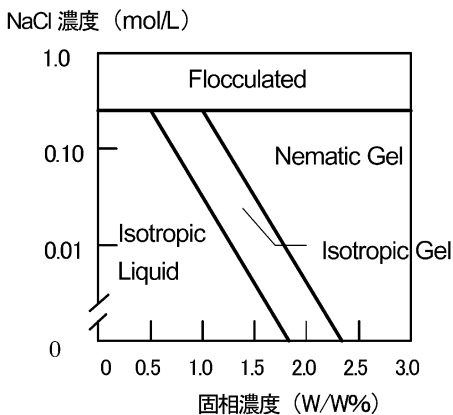


図-6 Na-スメクタイト懸濁液の相図 (Gabriel, J.-C. ら, 1996 による)

のような相図を得ている。これによれば希釈した間隙溶液では 2.5 (重量%) = 1.0 (体積%) の固相濃度以上で Nematic なゲルが認められており、この傾向は 1.2% 以上のスメクタイト懸濁液で秩序だった相が観察されると指摘した初期の Langmuir (1938) の考え方と合致する。また 0.3 mol/L の NaCl 濃度では非可逆な凝集相も認められている。

ファンデルワールス気体の相転移を考えると、これには気体分子間の弱い引力項が大きな役割を果たしていた。これに対しスメクタイト懸濁液では、ゲルの状態変化に間隙溶液濃度と粒子濃度、すなわち粒子間の拡散電気二重層反発力と粒子間吸引力のバランスが、大きく関与していることが分かる。ここでは、希薄で等方的な系が、これよりも濃厚ではあるものの粒子が配向構造をもち、小さな排除体積を有する異方的な系と共存し、圧力一定の相転移を生み出すのである。

3. 降伏値の出現と変化の非可逆性

3.1 流動曲線における降伏値の出現

モンモリロナイト懸濁液の固相率を 1% 以上に増加させて、そのせん断流動曲線を測定する (図-7) と、曲線は非線形となりせん断応力軸に切片をもつようになる。降伏値 τ_0 (Pa) の出現である。特にせん断速度 D の増加に対して粒子構造が破壊されることにより、せん断応力 τ の増加が鈍化する Shear-thinning な系について、 τ は次のような D の非線形関係で表されることが知られている。

$$\tau = aD^n + \tau_0 \quad (n < 1) \quad (3)$$

Herschel-Bulkley 式とよばれるこの実験式において、 a と n は特に物理的な意味を持たないが、 τ_0 は降伏値として、系全体にわたる粒子構造形成の定量的尺度となる。すなわち $\tau > \tau_0$ のせん断応力において、試料は初めて回復不可能な変形を生じて (降伏して) 流動する。ペーストなどの液体ゾルのように、わずかなせん断応力であっ

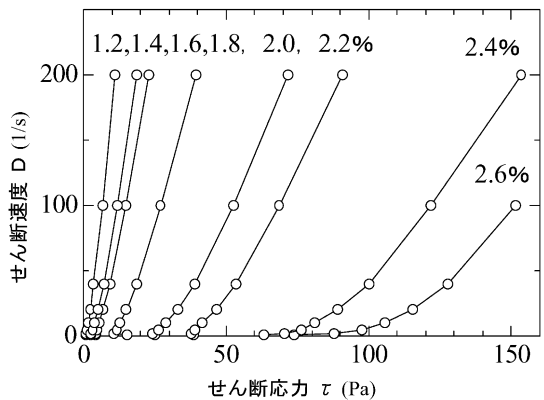


図-7 モンモリロナイト懸濁液の流動曲線

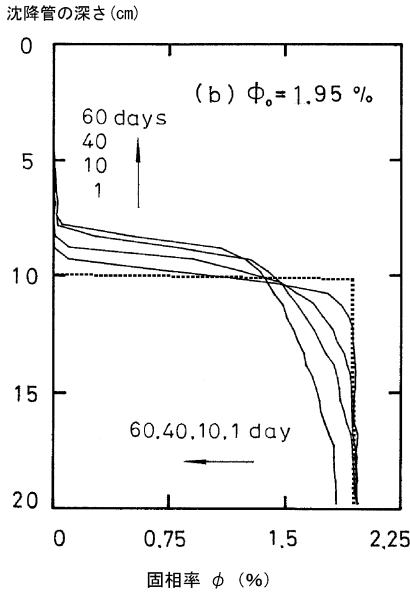


図-8a 固相率分布の経時変化<膨潤>

ても長時間をかけてゆっくり流動する材料と異なり、流動にあたりせん断応力の閾（しきい）値が生ずるゲルの場合は、その流動に非可逆性がみられることとなる。

例えば図-8aは、初期固相率1.95%のモンモリロナイトペーストを垂直なカラムの下部10cmにセットし、この上に10cm分のイオン交換水を加え、静置したときの固相率分布の経時変化をみた（藤井克己, 1993）ものである。粒子に作用する各種の力を考えると、流動の降伏値（=摩擦力）が一定程度の値をもつため、〔粒子間の上向き反発力〕-〔粒子への下向き重力〕の値が、降伏値を上回るところで、わずかな上昇移動が観察される。このため粘土ペーストの膨潤挙動は、60日間を要して2cmあまりと極めて小さいものである。

図-8bは、初期固相率2.0%のモンモリロナイトペーストを前と同様の沈降管に10cmまでセットし、10cm分のイオン交換水を加えた後、フタをして直ちに反転して静置したときの固相率分布の経時変化をみた（高橋孝志ら, 1996）ものである。この場合は〔粒子間反発力〕+〔下向きの重力〕が降伏値を上回る領域で粒子の沈降が生じ、固相率は減少する。沈降管の下半分では、沈降した粒子が底にあまり堆積せず、むらなく均一に膨潤し拡散している様子がうかがえる。

膨潤現象をみた図-8aに比べ、沈降現象をとらえた図-8bの方が、固相率の時間的な変化はかなり大きい。これは下向きの重力項が、膨潤では粒子移動とは逆に作用するのに対し、沈降ではこれを促進するように働くからで

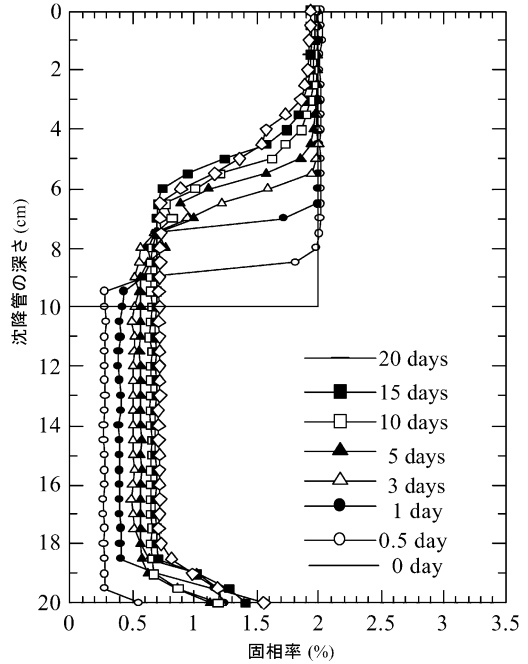


図-8b 固相率分布の経時変化
(初期固相率=2.0%, 管径=5.0 cm)

ある。また粘土ペーストの示す降伏値は摩擦力として、常に運動に逆らって作用するために、両方の固相分布は無限時間経過しても一致することがない。このように粘土ペーストにおいて、降伏値が発達し系がゲル化することは、粘土・水系の時間的な変化に非可逆性をもたらすこととなる。

3.2 アッターベルグ限界と降伏値

せん断流動曲線に現れた降伏値 τ_0 は、 $\tau \sim D$ の測定値に Herschel-Bulkley 式をあてはめて非線形回帰することにより求められる。図-7のモンモリロナイト懸濁液の結果から、固相率 ϕ ごとに降伏値 τ_0 を求めて図-9に示す。この図には、図-7に示していない固相率 $\phi = 0.8 \sim 1.2\%$ の結果（□印）も併記し、両対数表記しているが、これらのプロットをすべて同等に評価し回帰式を求めると、 $[\tau_0 \propto \phi^{7.24}]$ と、降伏値は固相率の7乗強という高い依存性を示す。通常の固・液分散系における ϕ の3乗という依存性に比べ、これは極めて高い数値である。

ここではその原因には触れずに、『この関係を固相率3%以上の試料についても適用できるか』という点を検討する。土質試験において力学的な性状が変化する転移点として、アッターベルグ限界が知られている。固相濃度が増加するにつれ、液体的な性状が薄れ降伏値が生ずるとともに塑性体へと移行し〔液性限界〕、さらに水分が減少するとボソボソパサパサと半固体状へと変化する

〔塑性限界〕とされている。これらの両限界は、JIS（日本工業規格）に基準化された方法で測られ、それらの水分状態は含水比で表される。その測定方法は比較的簡便で測定上の誤差を排除しやすいものの、これらがどの程度のせん断強度に対応しているかという点については、あまり明確ではない。

Atkinson (1993) によれば、液性限界 (LL) と塑性限界 (PL) に対応するせん断強度をそれぞれ、LL : 1.5 kPa, PL : 150 kPa としている。このせん断強度が、せん断変形におけるゲルの降伏値 τ_0 [Pa] に対応すると考え、これと試料固相率 ϕ [%] との関係を表す実験式

$$\tau_0 = 0.119 \times \phi^{7.24} \quad (4)$$

に代入すれば、アッターベルグ限界に対応するモンモリロナイトゲルの固相率 ϕ と含水比 ω (粘土の密度を 2.5 Mg/m³ とする) が、次のように求められる。LL : $\phi = 3.68\%$, $\omega = 1.046\%$, PL : $\phi = 6.96\%$, $\omega = 535\%$ 。これに対しそれぞれの実測値は、LL : $\omega \approx 900\%$, PL : $\omega \approx 100\%$ とされており、液性限界 (LL) での対応はよい。このことから降伏値と固相率との関係を表す実験式 (4) は、液性限界付近まで補外して適用することができるといえそうである。

3.3 モール・クーロンの破壊基準と粘着力

せん断変形に際して降伏値が発生することは、試料に生ずる垂直応力 σ が極めて小さい場合でも、何らかのせん断応力を有することに对应する。これは $\sigma \sim \tau$ の関係で土の強度を表すとき、せん断応力 τ 軸に切片をもつことに他ならない。またモール・クーロンの破壊基準 (破

壊包絡線) において、一般的な粘性土に現れるとされる粘着力 C の項に対応する。粘土のように水中であっても自立し、形を保つだけの粘着力を有する場合 (図-10 参照), $C > 0$ を示す。一方、砂のように粘着力が乏しい場合は、 $C = 0$ となり、水中にあれば安息角で堆積する (図-10)。また容易に吸水膨張する材料であれば $C < 0$ となり、水中に分散してしまう (図-10) であろう。しかし図-8 でみたように、膨潤性に富むモンモリロナイトペーストであっても、粒子が摩擦力や重力に逆らって分散することは容易ではなく、これは現実的には生じにくい。このように降伏値の出現は粘着力の発生と密接に関わるものである。

次に、試料を側方からの拘束なしに上下に引張る引張試験を考える。このとき試料は、最小主応力、つまり側方圧 $\sigma_3 = 0$ のままで、最大主応力 σ_1 は引張側の (負の) 垂直応力 $-\sigma_1$ を生じ、その限界値に達すると破壊する (図-11 参照)。逆に一軸圧縮試験では、 $\sigma_3 = 0$ を保ちながら σ_1 が増加し、この 2 点を直径とする円がモール・クーロンの破壊基準 ($\tau = \sigma \tan \phi + C$) に接するとき破壊に至る (図-11 参照)。このように一般の土質試験は、一軸圧縮試験や三軸圧縮試験、直接せん断試験など、試料の圧縮状態において破壊強度を求めるものであり、モール・クーロンの破壊基準も $\sigma > 0$ の第 1 象限に限定されている。その意味で $\sigma < 0$ での引張試験は、 $-\sigma_1$ という引張強度を求めるものであり、先の粘着力 C との関わりで興味深いものがある。

これら粘土ゲルの引張強度について信頼すべき測定値は少ないが、これは引張変形に抗する粒子間摩擦力という点で、物体の付着力というべきものである。粘着力 C はせん断変形に対する接線方向の粒子間摩擦力と捉えられるので、全応力 $\sigma < 0$ における破壊包絡線は図-11 の

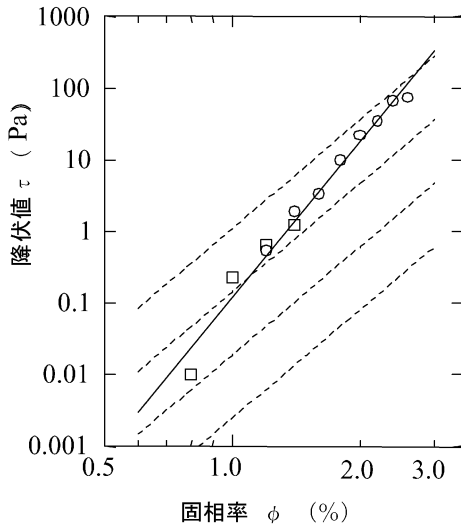


図-9 降伏値の測定値と回帰式 (破線は、 $\tau \propto \phi^5$ の関係を表す)

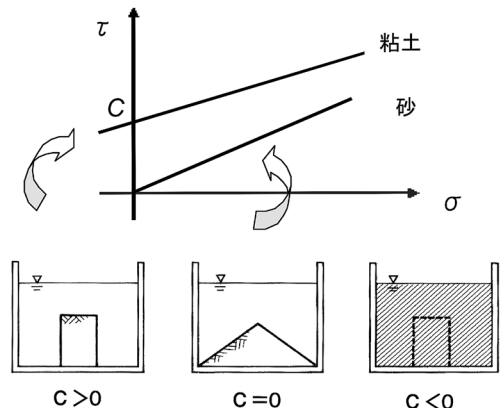


図-10 粘土における粘着力 C の発生

ように円弧を描き、付着力は $-\sigma_t$ の引張強度として粘着力 C とほぼ同じレベルの値を示すものと推察される。このように粘土ゲルにおける降伏値の発生は、そのせん断、圧縮、引張という応力と変形との関係を、統一的に考える上で重要な因子となっている。

3.4 粘土・水系に生ずる非可逆的变化

これまで粘土サスペンションの濃度増加に伴うゲル化と降伏値の出現、さらにこれによって生じる系の非可逆的变化について検討してきた。これらの見かけの力学的変化が、粘土・水系の微視的な粒子構造変化とどのように対応するかという点については、これまであまり明らかになっていない。

図-12は、所定の固相率のモンモリロナイト懸濁液を作成する際に、(a) 0.01 N の NaCl 溶液を粘土試料に直接混合したもの〔直接混合法〕と、(b) 予め粘土とイオン交換水を混合した上で、等量で2倍濃度 (0.02 N) の

NaCl 溶液と混合したもの〔2段階混合法〕について、せん断流動曲線を測定し比較したものである。直接混合法で得られた結果は、せん断速度の上昇→下降におけるせん断応力の低下が大きくヒステリシスが見られる。またこの傾向は固相率が大きいほど明瞭である。2段階混合法では、これが固相率2.2%においてわずかに見られるにすぎない。

どちらの試料作成法をとっても、バルクの溶液濃度は最終的に等しい値 (=0.01 N) をとるはずである。しかし試料の調整法の差異により、このように流動曲線に違いが現れることは、試料と溶液の混合の手順により、静置しても回復しない非可逆的变化が、系に生じていることを物語っている。せん断速度の上昇から下降に至るヒステリシスループの面積は、粘土・水系の単位体積に生じたエネルギー変化量に対応し、このことは直接混合法の方が、試料中の物性変化ひいては粒子構造の変化もはるかに多いことを示唆している。

このような試料調整法の差異が、サスペンション中の粘土粒子構造にどのように影響するか検討することは、重要である。ただし、モンモリロナイト懸濁液の間隙溶液濃度を変えた試料について、走査電子顕微鏡 (SEM) により、粒子構造の変化を観察した例はあまり多くない。これはモンモリロナイトが高い膨潤性を有するため、低い固相率でゲル化し、SEM 観察のための凍結乾燥処理により構造を保つことが困難なためである。この中で Osipov, *et al.* (1978) は、蒸留水と 0.5 N-NaCl 溶液を混合したモンモリロナイトペーストについて、粒子構造を観察 (図-13) 比較し、蒸留水を混合した場合に細かな間隙が形成されることを明らかにしている。

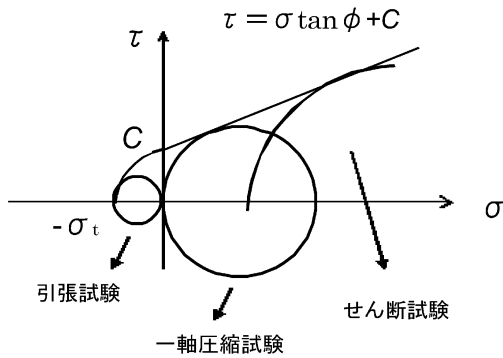


図-11 モール・クーロンの破壊基準と引張試験

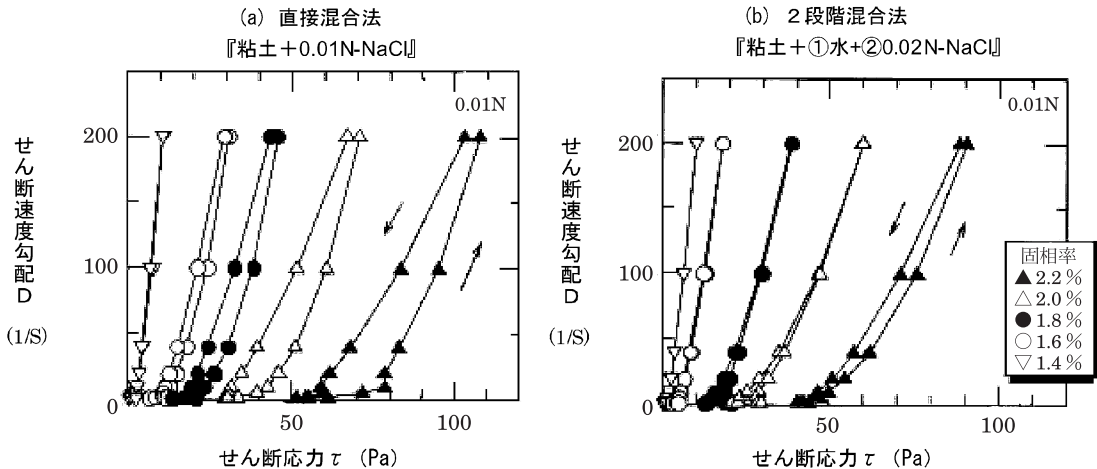
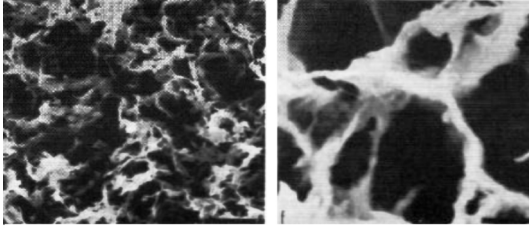


図-12 試料調整の差異による流動曲線の変化



+蒸留水

+0.5N-NaCl 溶液

図-13 間隙溶液の差異が懸濁液の粒子構造に及ぼす影響 (Osipov ら 1978 による)

ハニカム状のその固体壁は、0.5 N-NaCl 溶液を混合したものに比べて、薄く弱々しいものに見える。しかし図-12の結果に基づくなら、2段階混合法により、最初、イオン交換水と混合して生じた粒子構造は、その後の溶液混合によっても、容易には変化しないものと示唆される。図-13にみられる程度の固相率のモンモリロナイトペーストで、その降伏値はたかだか数百 Pa であろう。しかし粒子構造の組み換えを阻止するには、これでも十分な大きさであるとみることができる。

4. おわりに

土質力学において「過圧密状態」という、試料の応力履歴を表わす考え方がある。例えば堆積粘土が、過去に受けた载荷により最大 σ_{max} の応力を生じたとき、現時点での応力が σ_{prs} で、 $\sigma_{max} > \sigma_{prs}$ であるなら、試料は過圧密状態にあるという。この場合、現在の応力 σ_{prs} に対応する固有の間隙比 e よりも、小さい値 e' に押し止められ圧縮されているといえる。しかし、試料が吸水膨張して、本来の間隙比 e まで回復することはない。数百 kPa に発達した摩擦力が、粒子と水との相対的な移動を阻止しているからである。その点で過圧密状態とは、濃厚な粘土・水系の力学的性質に非可逆的な変化が生じたものとみることができる。

前章で述べた粘土・水系における降伏値の発生、濃度増加に伴う摩擦力の発達、これらにより派生する系の非可逆的な変化は、何れも互いに関連したものであり、粘土ペーストに限定されることなく、より濃厚な系へと適用できるものと期待される。しかしながら、その定量的な解析に対する取り組みは、依然立ち遅れているといわざるを得ない。モンモリロナイトペーストについても、図-6にみるように固相率 (=体積濃度) で1%前後までの粒子構造変化を実験的に把握しているに過ぎない。これら Nematic なゲルにおける粒子構造を定量的に把握し、巨視的な力学的性質を理論的に導くこと、さらにこ

れをより濃厚な系へと展開する試みが、現在、強く求められている。

引用文献

- Atkinson, J. (1993) : An Introduction to the Mechanics of Soils and Foundations. 76-77, McGraw-Hill, London.
- Forsyth, P., Marcelja, S., Mitchel, D.J. and Ninham, B. W. (1978) : Stability of Clay Dispersions, 17-25, in Emerson, W.W. *et al.* (ed.) Modification of Soil Structure. Wiley, New York.
- 藤井克己 (1993) : モンモリロナイト懸濁液における粘土粒子の拡散移動. 農業土木学会論文集, **163** : 71-78.
- 藤井克己・高橋孝志・中石克也 (1996) : モンモリロナイトのせん断流動特性と降伏値について. 農業土木学会論文集, **186** : 53-60.
- Gabriel, J.-C., Sanchez, C. and Davidson, P. (1996) : Observation of Nematic Liquid-Crystal Textures in Aqueous Gels of Smectite Clays. J. Phys. Chem., **100** : 11139-11143.
- Langmuir, I. (1938) : The Role of Attractive and Repulsive Forces in the Formation of Tactoid, Thixotropic gels, Proteins Crystals and Coacervates. J. Chem. Phys. **6** : 873-896.
- McBride, M.B. and Baveye, P. (2002) : Diffuse Double-Layer Models, Long-Range Forces, and Ordering in Clay Colloids. Soil Sci. Soc. Amer. J., **66** : 1207-1217.
- Norrish, K. (1954) : The Swelling of Montmorillonite, Discuss. Faraday Soc., **18** : 120-134.
- Onsager, L. (1949) : The Effect of Shape on the Interaction of Colloidal Particles, Ann. N.Y. Acad. Sci. **51** : 627-659.
- Osipov, V.I. and Sokolov, V.N.(1978) : Microstructure of Recent Clay Sediments Examined by Scanning Electron Microscopy. In Whalley, W.B. (ed.), Scanning Electron Microscopy in the Sediments, Geo Abstracts, Norwich, 29-40, England.
- 高橋孝志・藤井克己・藤崎浩幸 (1996) : ピンガム降伏値を有するモンモリロナイト懸濁液の沈降挙動について. 農業土木学会論文集, **186** : 61-67.
- 嵯峨美由紀・石川奈緒・藤井克己・藤崎浩幸 (2001) : モンモリロナイト懸濁液の流動特性の塩濃度依存性. 農業土木学会論文集, **212** : 23-30.

受稿年月日: 2004年3月9日

受理年月日: 2004年3月22日

藤井氏講演に関する質疑

宮崎 毅 (東京大学大学院農学生命科学研究科) :

宇宙船のような、重力のない場で今の実験や理論を考えた場合、全く同じになるのでしょうか。それとも違うのでしょうか。言い換えると、外力の場の中で起きる現象として見ているのか、それとも外力に影響されないより普遍的な現象として見ているのかということです。異

方性というのは重力方向の異方性なのか、それとも違うのか、と思いながら講演を聞きました。

藤井 :

宇宙船の中でも同じ結果が得られると思います。重力の存在はある方向に向けようとする触媒的な働き、すなわち板状粒子が揃う、揃わないということのきっかけになるのではないかと思います。