

土石流に関する基礎的研究

昭和45年3月

大 同 淳 之

土石流に関する基礎的研究

昭和45年3月

大 同 淳 之

目 次

緒 論	1
第 1 章 土石流の実態に関する研究	9
第 1 節 概 説	9
第 2 節 土石流の実態に関する研究	9
2-1 土石流の分類	9
2-2 土石流の実態	10
2-3 土石流の特徴とその流動における粘土の役割	22
第 3 節 土石流の定義	27
3-1 既往の定義とその問題点	27
3-2 土石移動の力学的分類に立脚した土石流の定義	30
第 4 節 結 語	33
第 2 章 土石流の発生に関する研究	37
第 1 節 概 説	37
第 2 節 土石流の発生に関する地形学的考察	39
2-1 溪谷における堆積と侵食の過程	39
2-2 土石流の発生地点のこう配	39
第 3 節 土石流の発生過程に関する研究	41
3-1 発生過程に関する問題点	41
3-2 表面流による斜面の変形に関する実験	42
3-3 表面流による単一砂堆の発達機構	44
3-4 砂堆の発達に伴う砂層内のスベリの発生機構	49
3-5 砂堆の流動化の機構	61
第 4 節 結 語	64

第 3 章	土石流の流動に関する研究	69
第 1 節	概 説	69
第 2 節	土石流の流動学的特性に関する研究	70
2-1	固体粒子を伴う流れの流動学的性質	70
2-2	粘土を含む流体の流動特性とその物理常数	78
2-3	粘土を含む流体の粘度と降伏値の発生機構	79
2-4	低いせん断力の下における粘土を含む流体の特性	88
第 3 節	土石流の抵抗法則に関する研究	92
3-1	滑面上の粘土を含む流体	92
3-2	粗面上の粘土を含む流体	106
3-3	抵抗法則の指数則表示	109
3-4	砂れきを伴う粘土を含む流体の抵抗法則	112
第 4 節	結 語	120
第 4 章	土石流による輸送と堆積に関する研究	125
第 1 節	概 説	125
第 2 節	粘土を含む流体による輸送に関する研究	127
2-1	粘土を含む流体の掃流力	127
2-2	粘土を含む流体中の砂れきの移動限界	130
2-3	土石流前面における巨れきの移動限界	137
2-4	粘土を含む流体による掃流砂量	145
第 3 節	土石流の堆積に関する研究	150
3-1	土石流流下前の涙床こう配	150
3-2	土石流の堆積の分類とそれらの特徴	159
3-3	粘土を含む流体の堆積機構	160
第 4 節	結 語	169
結 論		175

緒 論

わが国においては、豪雨のたびに土石流による被害が報ぜられる。この現象はどうして発生し、どのような挙動をするか。またこれを防ぐのにはどうすればよいか。現在われわれは、これについて十分に答えることができない。

この論文は、これに対して何らかの寄与することを願って行なったもので、まず日本における山地災害の現状とそこで土石流が演ずる役割をのべ、本研究の意義を明らかにするとともに、土石流の研究上の問題点をあげ、これに対する本研究の研究方針をのべることにする。

1. 日本の山地災害の現状

山地において自然現象によってもたらされる災害には、平地で起る震害、風害、水害など一連の災害のほか、山地の崩壊、地スベリおよび土石流のような土砂災害がある。わが国は、地形が急峻で、地質は過去においていくたびか褶曲、隆起を受けて弱く、降雨が多量であるために、岩石の風化が著しく、かつ深い。したがって、峡谷などに土砂が深く堆積し、豪雨に伴なって流出する。山地における土砂災害の形態とそれが生起する場をあげると表 1. のようである。

最近、集中豪雨によって局所的な山地災害とくに扇状地や崖錐上にある集落が土砂災害によってかい滅し、人命が失なわれることが多い。例えば、昭和 41 年度に生じた 16 回の災害で、平地の受けたものは新潟地方の加治川だけで、その他は、6 月の長野県南木曾町、26 号台風による山梨県足和田村、あるいは静岡県裾ヶ島など、主

表 1. 山地における土砂災害の形態

災害の形態	発 生 地 帯
土 石 流	扇状地、河谷平野、崖錐
山 腹 崩 壊	山腹緩斜地、崖錐、山脚集落
地 ス ベ リ	地スベリ地、崖錐
溪流の岸侵食	河谷平野、溪流沿いの緩斜地

として山地の局所的災害である。昭和 42 年以降においても全く同様である。

治水事業は、明治以来、大河川を中心に組織的に行なわれ、法制的、財政的の裏付けを得て、計画的な事業の遂行が可能になり、流域管理にかかわる科学的調査研究の成果と、施工方法の進歩と相まって、最近においては、極端な豪雨でない限り、大河川の氾濫はみられない状態となった。

一方、山地においては、保全対象物が分散して保安対策がたてにくい点もあるが、山地における

降水および流出土砂の実態が不明なため、保全の方法が不十分で、前記のような災害をくり返しているといえる。しかも山地にも開発が進み、従来山地災害の危険地として、山林や原野等粗放な利用しかしていない溪流沿いの緩斜地、あるいは崖錐上が、居住地に利用されるようになり、被害を受ける感受性は次第に高くなっている。加えて開発に伴う斜面のじょう乱、道路の開削など山地荒廃の人為的促進が増加しつつある。

現在、山地災害における人命の損傷は、年間1000人位と推定され、この値は、風水害による人命損傷の約1/2である。物的被害は別として、人的被害で山地災害の占める割合は大きい。この被害をさけるために、災害の恐れのある場所に住まないことが必要であろう。しかし日本の山地部の人口密度は78人/Km²で、これは例えばフランス全土の人口密度と等しい。山地部のほとんどが居住できない急峻な山地であることを考えると、実際の人口密度はきわめて高い。必然的に危険度の高い土地を利用せざるを得ないのが現状で、その安全性について十分な判定法を確立しない限り、山地災害はますます増加する傾向にあるといえる。

また日本の河川は、中流部がないと表現されるほど、急こう配の流路が直接、下流の平野につながる。水源の荒廃は平野部にまで影響をおよぼす。そこには、自然のとうたによって水源の荒廃の影響を緩和するという余裕はない。これは直接被害を生じなくても、山地の土砂の制御が必要であることを示すものである。

山地の土砂の移動は、地形、地質、土壌あるいは植生が素因として、また豪雨、地震、火山、温泉、積雪あるいは風化の作用が誘因として働き、きわめて複雑である。いずれの作用も環境に応じて有効に働くので土砂の挙動の全貌を明らかにするためには、これらの作用の一つ一つを明確にしなければならない。

ただ、山地における土砂の移動はいわゆる地学輪廻の過程であって、これがゆるやかに進行するときは、何らの害も生ぜず、むしろ輪廻の平衡上必要である。しかし山地からの土砂の流出は、流砂量のサイクルという言葉で表わされるように、経常的な流出と豪雨に伴う一時的な流出からなる。量的には後者のものが圧倒的に大きく、しかもごく短時間に生じるため、平衡がくずれ、予想せざるところに洗堀や堆積を起こす。さらに、この一時的な流出によって河川は長期にわたって荒廃し、ときにはこれをきっかけに荒廃が進行する。この豪雨に伴う土砂の異常流出を、一般に山津波または土石流と呼ぶ。したがって、山地における土砂災害を防止するためには、土石流による被害を軽減するのが一番近道といえる。

この土石流はへき地において、一時的に生ずるため、その実態は明らかでない。しかも発生後に観察される現象は、ときには現在の水理学の知識による予測をこえるものがある。そこには、われ

われにとってまだ未知のものが内蔵しているのではないかと考えられる。

この研究が土石流をとりあげたのは、土砂災害の軽減には土石流に対する処置がもっとも重要であるにもかかわらず、対策の方法が確立していないことに起因するのである。

2. 土石流の研究上の問題点

土石流に対する研究が今まで不十分であった原因はつぎの2点である。

- a. 土石流の実態が不明である。
- b. 現象が多岐にわたり、総合的な研究が必要である。

これらについて若干の説明を補足する。

a. 先述したように、土石流そのものが十分観察されていないため、実態が不明である。したがって解析にあたっては実態を想定して、暗中摸索する状態である。従来から土石流という言葉がよく使われるが、その内容は必ずしも同じでない。これも現象そのものが不明確であるからであろう。われわれの目指す定量的解析では、現象のモデル化が必要である。そのためには現象を正しくは握しなければならない。そのためには種々な方法で現象を測定しなければならないが、実際には困難である。

b. 土石流研究の終局の目的は、土石流の発生の場所、時期およびその規模を予知し、同時にこれの予防対策を確立することである。そのためには、地質、地形、水理、水文あるいは土質力学など多方面からの研究が必要で、しかも土石流がきわめて局地的な条件に支配されるので、マクロな取扱いでは役に立たず、個々についてきめの細かい研究が必要である。

3. 本研究の内容

さて、以上の問題に対して、まず土石流の実態を現地調査および既往の文献調査によって明らかにする必要がある。第2の問題に対しては、すべてを網らすることはできないので、もっとも肝要な土石流の力学的性質の解明につとめる。物質の力学的性質は、応力と変形の関係で代表されるので、土石流の流動面からの研究に重点をおくことにする。

さて、土石流を流動面から研究するとき、まず何をとりあげるべきかということが問題になる。土石流がいろいろに解釈されているので、人によってその重要度がちがってくるが、嶋³⁾が水理学的立場から提起した研究課題はつぎのとおりである。

- 1) 高濃度流体の流動特性、
- 2) 土石流の限界掃流力、

- 3) 流水中での巨れきの転動特性,
- 4) 段波状のいわゆる鉄砲水の流出特性,
- 5) 斜面や崖錐中での浸透やバイピング,

田中⁴⁾もまた、高濃度流体の流動特性の研究の必要性を指摘した。

これらをふまえて、本論文ではつぎのように研究を進めることにした。

まず第1章において、土石流の実態を現地調査および既往の文献調査をもとに、とくに発生の原因、流動の状態およびそれに伴う現象を中心にし、その特徴を整理してこの研究の対象とする土石流の像をさぐることにする。

つぎに、従来から土石流の像が人によって違い、ときには議論に混乱が起こることから、土石流の定義を考察する必要がある。混乱の原因は、土石流の実態の不明確さによるのであるが、従来の定義が現象面からの定義に偏し、力学的な規定に欠けるためでもあると考えられる。そこで、土砂の移動形態を力学的に分類し、その中で土石流の領域をきめ、これによって従来の定義の補足を試みよう。

実態調査の結果、得られた土石流の性質は、本論文において述べるべきであるが、以下の研究の方向に関係するので、あえてここにあげれば、つぎのとおりである。

a. 流れの実質は細かい土砂を含んだ流れで、むしろ泥流と呼ぶ方が適切なものが多い。きわめて粘稠な流れでは、その中に巨れきを含むことがあるが、この場合でも流体の粘度その他流体の物理常数に影響を与えるだけとして取扱える。しかしこの粘土粒子の存在は、土石流の特性に大きく影響する。

b. 土石流の解析において、流れの流動と巨れきの運動は別取扱すべきである。

c. 土石流に伴うれきの移動は、もちろん流れの寄与が必要であるが、れき自身の質量力が流れの方向に大きく働く結果である。

これらの考えは、限られた実態調査の結果で、正しいかいは、今後の研究で明らかにする必要があるが、以下の研究はこれらの考え方の妥当性を確かめる方向に進める。

第2章は、土石流の発生機構について考察する。ここで要求されるものは、発生の場所、時および規模の予知である。

場所については、発生の原因によって相違する。火山の噴出、地スベリ性地質に伴う土石流は場所の予測はまず可能であろう。崩壊に伴うものは崩壊の予知が必要であるが、これについては従来から数多くの研究がある。したがって、ここでは溪谷堆積物の流動による発生について、地形的な考察を行なう。

第1章で調べた土石流発生場所の多くが、普段は水流のとうたを受けず、斜面からの崩落などで形成された堆積上に生ずることを手掛りに、土石流とは、このような堆積が、豪雨に伴って生じた表面流によって変形する過程であるとし、発生する位置は、土砂の輸送形態の違う領域の境界に生ずると考えた。この考え方を事例で実証するつもりである。

つぎの時間および規模は、発生機構の考察によって解明されよう。ここで重要なことは、水流の作用を受けた急こう配の堆積がどうして土石流に移行するかである。従来から斜面上の土砂の移動については、表面侵食あるいはパイピングによる崩壊など種々の形態がのべられているが、いずれも土石流に移行する機構の説明には不十分のようである。これに対しては、水流のとうたを受けた斜面より急なこう配の斜面に、表面流が生じたときの土砂の移動機構を、実験によってしらべる必要がある。

そうしてこの結果、砂堆の発達、それに伴う砂層内のスベリあるいは砂堆そのものの流動化が見られたが、この現象は従来観測された実際の土石流とも近いので、その一つ一つについて、その機構と発生限界について考察する。一般にいわれる集合移動の起る限界を求めることが重要であろう。

第3章において土石流の流動を取り扱う。第1章において、土石流は比較的細かい土砂が一体となって流れるもので、このような流れを形成し、そこにみられる特徴を發揮するためには、構成材料中に粘土の存在が必要であることをのべた。しかし多量の土砂とくに粘土を含む流体の挙動は不明な点が多い。ここでは、とくに粘土の役割を重視して、多量の粘土を含む流体（以下これを泥流と呼ぶ）を取扱う。土石流が大きな石を伴い、これが流動に及ぼす影響もまた無視できないが、石を伴う現象は泥流による掃流現象と、またこれが流れにおよぼす影響はこれによる摩擦抵抗の増大として取扱うことができる。また、実際の土石流の構成材料が粘土より粗いとしても、流れを巨視的に扱うと、構成材料の変化は関係式中の物質常数の変化として処理できるであろう。

さて、泥流のような固体粒子を伴う流れの取扱いに2通りの方法がある。一つは流れを巨視的に取扱い、単一の流体としてその流体の挙動に注目していく方法である。粘土粒子を伴う流れは、応力とひずみ速度の関係がニュートンの仮説にしたがわず、一般に非ニュートン流体と呼ばれる挙動をする。他の一つは、ニュートン流体中の固体粒子が流れにおよぼす影響を論ずるものである。どちらの方法をとるかということは、研究を進める上に重要である。粒子濃度が低いとき、後者の方法が不可欠であるが、濃度の高いときは粒子の接触あるいは粒子間の分子引力など現在の時点では十分解明されていない不確定な要素が流れの挙動を支配し、微視的な取り扱いは不可能になる。さらにこれらの不確定な要素の挙動が作用する力の大きさによって変ることを考えると、流れを巨視的に取り扱うのが、流れの性質をむしろ明確にすると考えてよい。このため、この論文は泥流を巨

視的に取り扱う。

この流れにおいてとくに説明すべきことは、流体の性質、流動によるエネルギー消費およびこの流れの掃流力などである。

そこで、第2節において、泥流の非ニュートン流体的性質をのべ、その特性をもたらす粘度および降伏値の生成機構を求め、とくに泥流の特徴といえる粘土粒子が結合して作るフロックに言及し、このフロックが泥水の粘度および降伏値におよぼす影響を考察する。

抵抗法則を第3節でとりあつかう。ここでは、泥流の層流、乱流について、それぞれ滑面および粗面の全領域についての抵抗法則を確立するとともに、移動床についてもふれる必要がある。そこで、ニュートン流体の抵抗法則はほぼ確立しているので、ニュートン流体の手法を泥流に応用し、ニュートン流体で使われている物理量に、泥流の非ニュートンの特性を表わす物理量を加味して、泥流の抵抗法則を表わすことを試みよう。さらに泥流の水理学的な粗滑面の限界についても云及する。

第4章で、泥流の掃流力をとりあつかう。泥流の掃流力が大きいことは直観的にも知られているので、その増大に寄与する項とその大きさを明らかにすることが必要である。そこで粘土を含むことによって密度の増加だけでなく、境界面付近の流速に差が生じ、水深と平均流速が同じでも境界のせん断応力の変ることをのべる。つぎに、泥流中におかれたれきの限界掃流力について考察し、清水を対象とした限界掃流力の無次元表示に、泥流の塑性流動の特性を表わす物理量を付加して、ニュートン流体の限界掃流力と同様な関係で限界掃流力が得られるようにする。そうして、焼岳で生じた泥流による石の移動にこの成果を適用して、これらの石の移動の可能性について考察する。

つぎに、土石流の発生のたびに話題とされる巨れきの移動の機構を考察する。著者はこれが土石流の前面の段波状のところで生ずると考える。段波状の流れの流速およびその加速度は未知数が多くて評価がむずかしいが、まず第1近似としてれきの後側にだけ水流があって、巨れきの直径あるいはそれ以下の水深の水流が作用したときにれきが転動あるいは滑動する限界のこう配を求める。

つぎに、泥水による掃流砂量を明らかにする必要がある。これに関する量にはその性格に未知のものが多いので、ここでは実験によってその性格をつかむ必要がある。そうして掃流砂量に寄与する量とその割合を明らかにして今後の解析の一助とする。

つぎに重要なことは、流動した土石流がどこに堆積するかということである。しかしこれを一般的に取り扱うことは困難である。ここでは、積極的にせきによって制御する場合を扱う。土石流の堆積こう配は一般に急であるから、初期の溪床こう配との差が土石流の滞留量になる。初期の溪床こう配を、流れが定常と考えられる場合と、斜面からの流入が多くて流量が次第に増す場合について求める。つぎに土石流の堆積物がふるいわけを受けたものからなる場合と粘土を含む場合にわけ、

前者はさきの溪床こう配の算定法と同じ方法で求められるとし、後者については実験をもとにして、有効せん断力が小さいから、泥水の法線応力効果が生ずることをのべる。

以上、土石流の実態、発生、流動およびその輸送と堆積等の諸現象についての理論的、実験的研究成果を実際の現象面とかみあわせつゝ明確にするとともに、この流体による被害を軽減する方策についても言及し、今後の研究上の問題点を指摘して結論とする。

参 考 文 献

- 1) 石原藤次郎 ; 河川災害研究の問題点, 第2回災害科学総合講演会講演論文集, 文部省特定研究災害科学総合研究班, 1965 pp.227-232.
- 2) 矢野勝正 ; 土砂災害とその対策, 1967年度水工学に関する夏期研修会講義集, 土木学会水理委員会, 1967年7月, pp.06-1~06-37.
- 3) 嶋裕之 ; 土砂災害による実態調査報告, 台風26号による災害の実態調査報告書, 吉川秀夫, 昭42.3.
- 4) 田中茂 ; 土木学会第18回年次学術講演会一般報告, 総括報告, 土木学会誌48巻7号, 昭38.7, pp.66-67.

第 1 章 土石流の実態に関する研究

第 1 節 概 説

土石流とは、どのような現象をさすのか。山地における土砂の移動にはいろいろあるが、砂れきの他の移動形式とどこがちがうのか。

現在、これに対して十分な答はなされていない。これは緒論でのべたように土石流の実態が明らかでないため、これに答えるためには、実態をできるだけ観察する以外にない。しかし現象が予期しないところで突発的に起こるので、これを観察する機会にめぐまれることはきわめて少ない。そこで、ここでは、著者のいくつかの現地調査および既往の文献をもとに実態をのべ、その特徴を明かにしよう。

つぎに土石流の実態を議論するうえで、本研究の意図する土石流象を明かにする必要がある。そのためには土石流を定義することが重要である。従来の定義が現象面からのもので、力学的取扱いには不十分であることから、山地の土砂の移動を力学面から分類し、その中で、土石流の定義づけを試みる。もちろん力学的分類を確立するためには、これらの力学的条件の成立する範囲を明確にする必要があり、これを確定することは容易でないであろう。しかしそこに生じる問題は、土石流の問題点をあきらかにするであろう。

第 2 節 土石流の実態に関する研究

2-1 土石流の分類

概説でのべたように、土石流の定義が確定していないので、土砂の移動現象のどこまでを土石流とするかが問題となるが、ここでは既往に土石流と呼ばれた現象についてのべることにする。

説明にあたって、何らかの分類をした方が理解に役立つであろう。谷¹⁾は、土石流を分類して、

1. 崩壊土砂がそのまま直進し、土石流に発展するもの
2. 崩壊土砂が一度溪床に堆積して天然ダムを形成し、これが欠壊して土石流となるもの
3. 溪床の堆積土砂が移動して土石流に発展するもの

とし、R.P.Sharp²⁾ および C.F.S.Sharpe³⁾ は、

1. 半乾燥性
2. 高山性
3. 火山性

に分けている。

著者は、後述するように、土石流は流水以外の営力によって堆積した土砂が、水流の作用を受けたとき、新しい環境に応じて変動する一つの過程と考えている。そこで流水の発生する場に、土砂を供給する過程によって、つぎのように分類した。

1. 火山の噴出に伴うもの 例・十勝岳，焼岳，Irazu火山
2. 山腹の崩壊に伴うもの 例・筑波山，Mayflower峽谷（米）
3. 溪谷の堆積物によるもの 例・Wrightwood（米），赤城山，山梨県足和田村，新潟県安田村，三重県桶田川
4. 地スベリに伴うもの 例・長野県浦川，同中の沢（清水山）

つぎにこれらの個々についてその詳細を説明しよう。

2-2 土石流の実態

1. 火山の噴出に伴うもの

火山の噴出にともなって生ずる土石流は、噴出物の直接流出と、斜面に堆積した灰の降雨による流出の二通りがある。さきにふれたように、前者は一般に溶岩流、あるいは火山泥流と呼ばれるもので、この現象の生ずる頻度はそれほど大きくない。後者は往々にして生じ、これによる事例は少なくないようである。

A. 十勝岳⁴⁾

1) 概況

十勝岳では、大正15年5月24日、爆発と同時に土石流が発生し、図1.2.1、図1.2.2に示すように、西側山腹を流下して1部は25Km離れた美瑛市街に、1部は20Km離れた富良野平野に到達した。この土石流は、爆発による崩壊物が流出したのではなく、噴出物の落下によって積雪がとけ、この水が山腹の土砂をはく離して土石流となったものである。当時の調査によると、噴出物および噴火に伴う山体の崩壊物は200万 m^3 と推定されているが、このほとんどが火口から1000mの部分（標高1000m以上）に堆積して、これから下に流下せず、土石流となった土砂は、富良野川では標高1100mから700m、美瑛川では、同じ高さから600mまでの山腹の土砂のはく離であることが確かめられている。当時の積雪深は0.8～1.5m程度で、水に換算してこの約30%の高さの水が一瞬に生じたことになり、これが400mの斜面を流下した。この流れによって斜面からはく離された土量は790万 m^3 で、富良野川へ流出したのは、このうちの75%、約590万 m^3 と推定されている。この土石流は、死者および行方不明144名、耕地の流出、埋没が1187町歩（11 Km^2 ）に達する被害をもたらした。

ii) 土石流の流下状況

イ) 速度

火口から上富良野村鉄道線路に達するまでの時間は25分と推定されている。これは爆発時の時間（九目川測候所の地震計の記録）および線路流出の時刻からきめられたもので正確なものである。これによると、平均速度は13m/secである。また電灯線切断の記録などから推定された山間部における速度は表1.2.1のようである。

表 1.2.1 十勝岳土石流の流下速度

地点名	累加距離	区間距離	到達時間	所要時間	平均速度
火口	0 Km	2.4 Km	16時18分	1分	4.0 m/s
元山事務所	2.4	4.1	16 19	3	2.1.8
真水沢合流点	6.5	10.0	16 22	11	15.5
新井牧場	16.5	4.0	16 33	12	6.6
国鉄線	20.5	2.6	16 45	15	2.9
上富良野町 裏手	23.1		17 00		

ロ) 土石流の高さ

土石流の高さは、上流部の流路のせまい所で10m位、平坦地では3～5mと推定されている。

ハ) 土石流の粒度

土石流の運搬した土砂の粒径は、比較的小さかった模様である。もちろん上流部にはかなりの大きさのものが残されており、図1.2.1に示す真水沢への分岐点より下流付近では最大径2m、平均0.6m程度の石が一層で広範囲に堆積したとされている。しかしこれより下流では石れきの量は著しく少なく、北海道農事試験場が当時調査した堆積物の粒径分布は図1.2.3.に示すとおりである。

ニ) 流下の状況

流下の状況については、村野によって災害誌⁵⁾からつぎのように引用されている。「始め20分間位は土煙りを立て、材木の一团が河流に沿って奔流したが、その様子はカマボコ状に中央が盛り上っていた。5分間位づつ間をおいて3段になってきた。木材の一团がまず過ぎ去ってから泥水が増加していったのは15分位で、20分位経って水は減じた。」

B. 焼 岳 (足洗谷)

北アルプスの焼岳は活火山であって、1915年噴火のさいの泥流によって梓川をせきとめ、大正池を形成した。図1.2.4に附近の地形図を示す。その後も小規模な噴火は数回あり、その都度、泥流が発生する。最近では、昭和37年6月17日小規模の噴火があり、主として灰を噴出した。噴出の翌々日、無降雨にもかかわらず焼岳の西側の白水谷に泥流が段波状になって流出し、以後数日程度の降雨のたびに泥流が生じ、同年8月15日までに6回発生した。このときの泥流を構成した土砂の粒度分布⁶⁾を図1.2.3に示す。このときの泥流の比重は1.56と報告されており、この流れによって生じた堰堤の破損および河床の局所洗掘は表1.2.2に示すとおりである。

この谷はその後小規模の泥流の流出があり、最近では昭和43年8月17日総雨量25.5mmの降雨によってごく短時間のあいだに谷の出口で、流出土砂量が $6 \times 10^3 \text{ m}^3$ 以上に達する土砂の移動が生じた。これは千数百メートルの距離を6~12メートルの幅で平均1.2~1.3メートルの深さで、河床にあった直径1メートル程度のれきを押し流しながら流れたもので、流下後の河床に図1.2.5に模式的に示すような流路の両側に石を積上げた形を残した。このときのれきの大きさ、れきのおかれた位置における水深 h_s 、流路の最大水深 H および附近の流路のこう配を著者の測定によって表1.2.3に示す。

実際の流動の状態は不明であるが、仮に定常な流れを考えてこれらの石の移動限界をしらべると、現在、れきのある砂面上の水深 h_s では動かないが、もとは流路断面の最深部にあったと考えると、流れの掃流力が限界掃流力をわずかに上廻り、移動が可能になる。しかし白水谷堰堤から深谷堰堤まで千数百メートルの調査区間において、断面の中央部にあって移動しなかったれきは殆んどない(この溪流におけるれきの最大粒径は比較的等しくほぼ1.5メートル)という事実は、これらの石の限界掃流力より大幅に上廻った掃流力が働いたと考えてよい。実際に観察していないので推察の域を出ないが、こう配と水深が定められて、掃流力を増すためには、段波状の流れによるれきの移動および流体が泥流であることによる掃流力の増大を期待せざるを得ない。段波状の流れは当然生じたと考えられるが、それは一時的なものであり、前に述べた多量の移動量の説明には不足のようである。量を説明するためには、ある程度の流れの継続時間が必要である。従来からこの溪谷では、土石流の発生のおきにはれきが浮いて流れることが観察されているので、今回の流出でれきが流路の両側に積上げられた現象も、れきが浮いたと考えると理解できることから、流れが泥状のものであったと考えるのが妥当ではなかろうか。これについては第3章で再びふれる。

表 1. 2. 2 足洗谷土石流の概要と被害状況（文献より編纂）

昭和年月日	概要	雨量	被害		状況
			黒谷第3号堰堤	中尾第1号堰堤	
37. 6. 19	6月17日 爆発 6月18日 中尾で鳴動あり 6月19日 1時30分頃、白水谷より泥流流出	ほとんどなし	約20,000m ³ 堆積、天端上に大転石堆積(径1.0~1.5m)、型枠(本体水通部)50枚損傷、300m下流道路延長100m破壊し土橋1個流失。	中尾第1号堰堤 泥流は施工中の中尾第1号堰堤を越流したが、水叩部、副堰堤に多少の土砂を堆積した程度。	
37. 7. 2	梅雨前線の影響により7月1日より降雨あり、白水谷より13時20分14時13分の2回泥流流出。	発生までの積算雨量 7月2日5時より 22.5mm	水叩の堆積土砂を持ち去りそれとともに足洗谷第1号堰堤下流部を約2m洗掘、仮橋を流失し足洗谷第3号堰堤上流材料運搬道路に一部堆積。	副堰堤掘削箇所166m ² 堆積、副堰堤型枠25枚埋没、水叩掘削箇所170m ² 洗掘。	
37. 7. 12	北上中の梅雨前線の南下により7月9日より断続的降雨あり、上高地方5時30分頃、小爆発、上高地方降伏あり、12時50分、白水谷より泥流流出。	7月9日より 37.3mm	水通し乗立箇所3m ² 破損、水叩に30m ² 堆積、仮橋を埋没、足洗谷第2号堰堤上流材料運搬道路上に堆積。	被害なし	
37. 8. 9	台風10号の影響により15時より降雨あり、9時10分、11時10分、12時10分の3回にわたり爆発あり、上高地方面に降伏あり、20時頃白水谷より泥流流出。	9日15時より 20.5mm	足洗谷第3号堰堤上流の材料運搬道路延長25m流失、同じく仮橋流失。	被害なし	
37. 8. 14	夏型の気圧配置で午前中は晴れていたが午後降雨あり、8月9日の噴火物を白水谷に泥流流出。	14日14時より 10.2mm	足洗谷第3号堰堤上流の材料運搬道路に少量堆積。	増水したが被害なし	
37. 8. 15	夏型の気圧配置で午前中は晴れていた、午後雷雨となる。 8月9日の噴火物が白水谷より14時40分、15時10分と2回の泥流流出。	15日 1.8mm	足洗谷第1号堰堤直下で5.5m洗掘し、同堰堤の副堰堤右岸側の立ち上り部姿をみせる。又足洗谷第3号堰堤と副谷合流点附近で洗掘により梁床が約2m低下し流心が右岸に偏向した。それとともに材料運搬道路を洗掘、流出した。	2回の泥流流出により、堰堤上流の掃切および溝水路埋没、本体を越流して、掘削施工中の水叩部91m ² 副堰堤部162m ² の泥土堆積により手戻りの被害を出した。	

表 1. 2. 3 昭和43年8月17日足洗谷土石流で動いたれきの大きさ

測定箇所	平均径	hs	こう配	区間の最大水深	れきの限界掃流力	区間の最大掃流力
深谷堰堤	1.56 ^m	0.80 ^m	0.10	1.60 ^m	0.61 m^2/s^2	H=1.30 I=0.11 として $U_*^2=1.40\text{m}^2/\text{s}^2$
	1.53	-	?	?		
	1.25	0.65	0.096	1.30		
	1.17	0.60				
	0.88	0.65				
足洗谷3号	1.63	0.70	0.0369	-	1.00	
	1.59	1.10				
	0.98	0.90				
	1.18	1.30				
黒谷3号	1.04	0.50	0.0781	0.82	0.38	$U_*^2=0.63\text{m}^2/\text{s}^2$
	0.91	-				
	0.81	0.50				
	0.81	-				
	0.80	-				
白水1号	1.40	1.00	0.070	2.10	0.97	2mとして $U_*^2=1.37\text{m}^2/\text{s}^2$
	1.39	1.26		?		
	1.25	0.71		1.80		
	1.20	0.55		-		
	1.10	0.65				

※₁ れきの大きさは、各点10~20ヶの測定値のうち大きいものから示す。

※₂ 限界掃流力は岩垣式の $U_{*c}^2=8.09d(\text{cm}-\text{s})$ を適用。急こう配による $\cos i (\tan \phi_1 - \tan i) / \tan \phi_1$ の補正を行なった。

C. Irazu火山⁷⁾

このような例は外国にもみられ、例えばCosta RicaのIrazu火山(図1.2.6)では1963年から65年3月までの噴火で約100万tonの降灰を生じた。この火山から流下する川のそばにあるCartago市では、63年の噴火前に水害を生じた洪水は、240年間に5回にすぎ

ず、その最大は、日雨量154mmに対して起こったもので、50年確率に相当するものであった。噴火後63年から64年の雨期において、今迄の最大流量を超過する洪水が5回もあり、その最大流量が、わずか24.4mmによって生じた。これらの流れは多量の土砂を輸送し、64年には従来の最大水位を3m超過する洪水が19回生じた。この流れの中に含まれる粒子の粒度分布は同じく図1.2.3に付記したがシルト質のものである。流れの濃度は水源から約4Km下流で77万ppm、流れの比重は1.2~1.9と測定されており、約5m程度の巨れきの移動があったと報じている。

以上の例から、地表が火山灰で被覆されたとき、地塊の不安定化の他に雨水の滲透が制限され、地表流出が増し、洪水流量を増大させることに注意しなければならない。この火山の噴火にともなう土石流は、噴火の程度によって大規模なものになる恐れがある。例えば米代川の流域のシラス台地は、約1000年前の十和田火山の噴出物が一ときの洪水によって運ばれたものと推定されている⁸⁾。その量は $5.9 \times 10^8 \text{ m}^3$ であって、狩野川台風において生じた土砂量が $4 \times 10^8 \text{ m}^3$ であることと比較するとその大きさがわかる。

以上のべてきた火山の噴出物による土石流は、主として、泥流で、流動後にみられる石の堆積は、泥流による輸送の産物と考えることができる。

2. 山腹の崩壊に伴うもの

一般に山腹の崩壊土は斜面のすぐ下に崖錐状に堆積し、また崩壊の発生は出水のピークにおくれるなどの理由で、崩壊がそのまま土石流に移るとは限らない。しかし豪雨にともなう山崩れの多くは山体からの湧水によるので谷頭に生じることが多い。したがって崩壊土砂に細粒分が多いときには、高濃度の流れが生じやすくなり、土石流に移行することが考えられる。

A. 筑波山⁹⁾

昭和13年7月3日筑波山に発生した土石流はこれに相当するものと考えられる。1ヶ月にわたる降雨によって谷頭が崩壊し、1時間に約14回断続的に泥流が発生した。附近の地形を図1.2.7に示す。14回のうち岩石を含んだ泥流が8回、岩石のみ5回、泥水のみが1回であったと報告されている。発生箇所この配は1/2、堆積地点のこの配は1/6で、流速は筑波山測候所長の観測によって2m/secとされている。

B. Mayflower 峡谷¹⁰⁾

1961年8月18日アメリカのコロラド州デンバーの西南西100KmにあるTemmile Range 西方Mayflower 峡谷のカールの谷頭で土石流が観察された。砂れきを含んだ流れは、標高4000m付近の傾斜35-41度の崖錐上で発生し、標高3600mの傾斜7.5~12度の谷

の底部にまで達した。斜面は一般に厚さ4m以上の崖錐層でおおわれ、中央粒径10~150cmのコンブリア初期の片麻岩や斑状の第三紀層石英モンゾニ岩が主であった。気象データはその年の夏当で観測され、約7km離れたところの気象協会観測所の継続データと対比できる。これから推定すると森林限界付近のカール底部での年間降雨量は2540mmでその70%は普通降雪によるものである。7月30日から8月1日にかけて日雨量290mmの降雨があり、さらに17日245mmの降雨があって、土石流はその直後に発生した。この雨は、最近の50~100年間の最大の降雨であると推定された。植生はところどころに山岳植物がある程度である。図1.2.8に付近の地形を示す。流動の状況はつぎのとおりである。

8月18日午後4時頃突然雷のような大音響とともにカールの谷頭付近の4カ所から山崩れが生じた。これは崖錐層でおおわれている場所に限って発生し、48時間の降雨後にもかかわらず水蒸気のような煙がたっていた。そのうち最大のものが8mmカメラで撮影された。段波のようにして流下し、中央部付近では流速は915~980m/minだったが、砂れき円錐をとおりこして谷の底に達した時は1m/minであった。流速測定はわずか300mほど離れた2地点の通過時間と8mmカメラのフィルムによっているため、これ以上の精度は無理であったが、観察者によると個々の砂れきの速度はそれ以下のものである。

斜面上部での崖錐層は段波に混ぜ合わされていくようであったが、下部にくると段波の前面に押し出されるようなかっこうであり、もっと下部の牧草地や砂礫円錐の緩斜面では地面をはく離することなく単に牧草地などの上を流れているにすぎなかった。粒径0.8m、重量340kg以上の巨れきもふくまれていたが、これらの巨れきは段波の前面付近に集中していた。れきは泥の薄膜でおおわれていた。

標高3600m地点で写真撮影後、口径5cmの3ℓ入り広口ビンを30~45cmの深さに入れて試料採取を行なった。粒度は50~2.0mmが60%、2.0~0.0625mmが29%、0.0625~0.0039mmが9.9%、0.0039mm以下が1.1%で、含水率9.1%、密度2.53gr/cm³であった。式(2.2.1)によって粘性が概算され、

$$\mu = \rho \cdot g \cdot \sin i \cdot h_0^2 / 2V_s \quad (2.2.1)$$

ここに μ は粘性係数、 ρ は流体密度、 g は重力加速度、 i はこう配、 h_0 は流体深、 V_s は流速である。

$\rho = 2.53 \text{ gr/cm}^3$ 、 $i = 15^\circ$ 、 $h_0 = 1.5 \text{ m}$ 、 $V_s = 2.5 \text{ m/sec}$ とすると、 $\mu = 3 \times 10^4$ ポアズとなる。

4カ所の土石流のうち最大のものの堆積土砂量は17000m³で、最大到達距離は820mであ

*) 文献10)の値をそのまま引用した。

った。途中では崖錐が4 m以上がはく離され基岩が露出した。この露岩には一種の「うね」が生じるほどであった。

土石流堆積の前面付近でいくつかの古い土石流の痕跡が発見された。それらは互層を形成しているので、その発生順序を推定することは可能であった。各流れに含まれるRhizocarpon についてLicheno-metric 計算をすると、土石流は最近の1550年±250年のうちに堆積したものである。この解析は、コケの種が100年に直径4 mmの割合で生長するとして推定されたもので、Benedict, J.¹¹⁾がColorado州Front-Rangeで考案したものである。気象条件、土壌条件が似ているMay-flower 峡谷でも応用できるものと考え、土石流の発生推定年の誤差は土石流発生間隔より大きいかもしれないが、砂れき円錐の下部までとどくような大きい土石流の発生頻度はだいたい150～400年に一度だと考えられるとしている。

3. 溪谷の堆積物の流出によるもの

一般に土石流と呼ばれる現象の多くは、この範ちゅうに属する。昭和22年赤城山、昭和41年山梨県足和田村、昭和42年新潟県安田村の例はこれである。

A. 米国南カリフォルニアWrightwood における土石流¹²⁾

この土石流は、多くの目視あるいは写真撮影等が行なわれ、詳細な報告の残されている一つである。これらの報告を要約するとつぎのとおりである。

この土石流は、温度の急激な上昇に伴う融雪によって、谷頭の堆積物が流出したものである。発生地点は湿度が与えられたとき、容易に流動性をもつねばさと細かさに富んだ堆積物からなり、堆積こう配は32°～24°であった。付近の地形を図1.2.9に示す。

流れは軽い灰色で、コンクリートの混合物のスープ状のかたさを持ち、そのほとんどはシルト、砂および1 inch 以下のれきからなっている。この流れは数秒あるいは10分位の間隔でサージを起しながら流れ、流路が制限されたところでは、前面がもり上り、そこに玉石の集合がみられた。サージの前面ではこの玉石がころがりながら進むが、流れ自体は回転を示さず、後からの流れで押されるように進み、残ったものはあとからくる泥流によって掃流された。流れの深さは、サージの一番高いところで1.5 m、それにつづく流れの部分で1.2 mで、別の所ではサージの部分で4.5 m、サージの前面の玉石の直径は0.6～1.0 mと測定された。流れの速度は0.3～0.6 m/sec から4.3 m/sec まで測定され、Gleason とAmidon¹³⁾の11ヶ所の測定の平均値は2.8 m/sec、D.V.Harris¹⁴⁾の測定値は3.3 m/sec である。流れの見掛けの密度は2.4、水の含有率は重量で25～30%である。実際の流れは高い流動性のある印象を与え、泥のしぶきが空

中に6mの高さまでちらばり、ときには石を投込んでも、しぶきもあげずに静かに沈むほど粘度があったとしている。粘度は流れがニュートン流体で層流であるという仮定のもとに、速度、密度の測定値から求められたが、その結果は $2.1 \times 10^3 \sim 6 \times 10^3$ poiseの値を得ている。

この流れは距離が約24km、高低差300mを流下し、扇状地に36mの厚みで堆積した。この堆積物の表面を高さ0.3mのサージの伝わるのが観測されているが、かなり流動性の高いものであったと想像できる。堆積地でのこう配は 1° 内外であった。

発生源から最終点まで堆積の粒径分布が調べられたが、その結果は図1.2.10のとおりである。原報告では篩分け作用はあまりなかったとしているが、中央粒径は流下方向に減少を示している。

B. 赤城山土石流¹⁵⁾¹⁶⁾

昭和22年カスリン台風に伴って、赤城山では山腹崩壊によるものと、溪谷の堆積から発生したところの2つの型の土石流が生じたが、災害をひき起こしたのは溪谷からのもので、これらは山腹が崩壊する前に発生しているので、崩壊に無関係である。土石流は赤城山から流出するほとんどの溪流に生じたが、そのうちの沼尾川と梨木川の状態についてのべる。

沼尾川は、図1.2.11に示すように後入沢と前入沢の2つの支川をもち、後入沢は大沼からの流れのため常時流水があるのに対し、前入沢は普段流水は河床面にあらわれなかった模様である。土石流は主として前入沢に発生し、 $1 \sim 2$ m/secの速さで砂と石の混合した泥状のものが流下した。

この土石流は屋間、人家のある所を流下したため目撃者が多く、これらの人から聴取した結果が、小出、川口らによって記録されている。川口らの記録によると¹⁵⁾、「土石流は夕立雲のごとく煙をたて、砂、泥、石および木が小山のように流れ、水よりも泥の流れで泡も立たず、重くいやな臭がし、横断面はカマボコ型、縦断面は先端が盛り、相当の大木が土石流の進む方向に回転しながら流れた」とある。長さ6,500mの区間において、巾8m、平均深さ4mの断面が洗掘され、下流の河道に堆積して、利根川の本流を一時せきとめた。これに対して、後入沢においても土石流が生じたが、規模は小さかったようである。これは後入沢は普段の流れによって溪流の堆積が少ないのに対して、前入沢は普段水がなくなるため堆積が甚だしいのであろう。事実、発生後2年間における前入沢の河床上昇は2mと報告せられているのはこの事情を物語るものである。土石流は河道に堆積している土砂が出水に遭遇して、流量に応じた平衡縦断形に移ろうとする過程であると考えられる。図1.2.12は梨木川の2つの溪流の土石流発生前後の河床の縦断形であって、いずれも前入沢と同じような傾向を示している。

C. 山梨県足和田村

昭和41年9月25日、台風26号は、静岡県、山梨県に集中豪雨をもたらした。図1.2.5は台風26号の等時間雨量曲線で、梅ヶ島および西湖附近に強雨域を示している。土砂災害の激基地もこれと一致し、いずれも土石流が発生した。西湖周辺の地質はいわゆる御坂層と呼ばれ、流域の中腹以上は第三紀の凝灰岩と角礫岩からなっている。山腹の崩壊はかなりの密度で発生しているが、その厚みは40cm以内のものが多く、直接土石流をひき起したものはない。いずれの溪流も中流の狭さく部の背後にたまって土砂が流れ出て湖岸のデルタに堆積した。当時の総降雨量分布を図1.2.1.3に、土石流発生位置を図1.2.1.4に、流出土砂量を表1.2.4に示す。

1例として、根場の西入川について説明すると谷の出口から扇状地の勾配は8°である。途中に狭さく部があってその上流端に砂防ダムがあり、その背後は開けた谷で三本の谷が集まり、ダムの背後には約20°のこう配で土砂が堆積する。この土砂は流送されたというより崖錐状のもので次第にこう配がきつくなって山腹につらなる。

今回の豪雨で山腹ははく離をおこしているがうすい表土のはく離で、崩壊土は下部の斜面にとどまり下までは達していない。土石流として流出したものは斜面のすその谷を埋めて存在する崖錐部で、ガレ状に深く切り込まれている。土石流が発生した機構については、河道に平行した林の中を径15cm位の石が流れてきて、下草の上に無数に散在

していることおよびカレの模様が流れによる侵蝕を示していることから、流れの平面侵蝕によって土石を運び出したとみることができる。

表 1.2.4 西湖周辺の堆砂量*

河川名	流域面積km ²	崩壊量 10 ³ m ³	単位面積当 崩壊量m ³ /km ²	堆砂量 10 ³ m ³
西入川	2.2	289.7	131.6	196.5
東入川	1.8	94.1	52.3	58.0
本沢	1.0	196.0	196.0	141.3
三沢川	1.1	96.7	87.9	52.7

昭和34年、近くの笛吹

* 山梨県の調査によるもので、崩壊量には溪流洗掘を含む。

川の支川重川で足和田村と同じ規模の土石流が発生した。著者の調査で¹⁸⁾は、このときも山腹の崩壊はまったくなく、林相の良好な溪谷内で、溪谷の堆積のみが流出して生じたものであった。

D. 新潟県安田村

昭和42年8月28日、新潟県岩船郡荒川流域、北蒲原郡中条町、黒川村の櫛形山腹の西側斜面および北蒲原郡安田町、笹神村に至る五頭山塊の西側斜面に土石流が発生した。

笹神村、村杉における雨量を図1.2.1.5に示す。これによると、28日(0時~24時)136mm、29日141mmで、最降雨強度は58mm/時である。同図に併記したように、8月12日に

57mm/時の降雨があるが、このときはまったく崩災をおこしていない。また雨量強度分布と山地崩壊を含めた土砂災害の発生分布の対応を図1.2.16¹⁹⁾に示すが、土砂災害の発生には、降雨強度とともに連続降雨量を必要とするようである。

五頭山塊は花崗岩よりなり、崖錐の堆積は直径70～80cmの岩と真砂土よりなる。この土石流も峡谷堆積物の流出が原因であって、山あいの谷は相当の長さわたり侵蝕され基岩を露出している。この土石流によって10m×4m×2mのコンクリートのダムの1部が800m移動した。流出した砂れきは流れによってとうたされ、20cm以上のれきについて奥田²⁰⁾によって測定された結果は図1.2.15のようである。れきはこう配4°～8°のところにとどまり、それよりゆるいところはシルトで埋められた。

E. 三重県 櫛田川²¹⁾

三重県櫛田川の水源地の谷頭に発生したもので、この地は地殻構造線上に位置し、地質は石英斑岩よりなり節理の発達で細かく破碎した岩くずで粘土を含む。発生する地点は崩壊地の様相を示し、降雨によるはくりより、冬期の凍結融解による土砂生産が盛んであると、林野庁によって調べられている。

冬期に崩落堆積したものが雨期に流動化するもので、主として5月から9月にかけて、昭和40年より42年まで20数回の土石流を生じた。

4. 地すべりに伴うもの

ここに示す例は、いままでに述べてきたものと同じであるが、地質の条件から堆積物が流動性をもち易く、誘因はやはり水でありながら、発生が降雨時と必ずしも一致しないものである。

A. 浦川

浦川は姫川の支川で、フォッサマグマの北西部にあたり、火山作用を受けて複雑な地質の上に、地形が急峻で、さらに多雪という条件が加わって崩壊あるいはほふく現象が多発する(図1.2.16)。流域の地質は中世代の砂岩、頁岩、輝緑岩などを基盤として、その上に成層火山の噴出物が、さらにその上に白馬乗鞍岳や風吹岳の新しい小さい火山錐がのっている。山頂は平坦面が発達した火山性の湖沼や湿原があり、また谷は温泉が湧出するといわれており、岩石は硫化を受けて粘土化している。流域内は図1.2.6に示すように、稗田山、風吹岳の崩壊をはじめとして大規模な崩壊があり、平常でも流水はにごっている。この川の土石流は地すべり性的のものであって、地すべり性的の崩壊に伴って溪流に押し出した土砂が、河道を流下し、あるいは河床に堆積して河道を高め、流動性を増して一時に流出する。これは一般にクリープと呼ばれる流動に近いものである。

地すべり性崩壊がまだ進行中であるため、表 1.2.5 にみられるように大規模なものは 10 年に 1 回程度の周期で発生している。図 1.2.1 7 は中流部までの縦断面で、昭和 34 年以降 38 年まで次第に上昇を示し、昭和 39 年の発生後、再びこの高さに戻っていることから、河道の堆積がある程度進行して不安定性を増すと大規模の土石流に移るとも考えられる。

B. 中之沢（清水山）

浦川の反対側から姫川に流入する中谷川の支流中の沢でも全く同様の現象が生じている。この沢は比較的傾斜がゆるく、中谷川に面した下部で $15^{\circ} \sim 20^{\circ}$ 、上部はさらになだらかで 10° 内外である。地質は泥岩と細粒砂岩の互層からなり、走向 $N30^{\circ} \sim 40^{\circ}E$ 、傾斜 $SE50^{\circ}$ と川に向かって傾斜するいわゆる流れ盤になっている。中の沢の下部は青色粘土が 7-8 m の高さに堆積している。昭和 36 年 2 月頃この沢の各所に地割れが生じ、3 月頃から部分的に地すべりが生じ、沢の中心に土の押し出しによる崖錐が生じた。4 月 6 日この崖錐がすべり出し、最大 0.5 m/sec の速度で流下し、中谷川に沿って下流へ押し出した。当時の積雪量および気温を図 1.2.1 8 に示すが、3 月末より急激に気温が上昇して、融雪水が増していたものと思われる。

表 1.2.5 浦川における土石流の発生例²²⁾²³⁾

発 生 年 月 日	状 況
1726(享保11)	稗田山に金山沢が崩壊し、姫川をせき止める。(浦川の鉄砲水の名称ができる)
1842(天保13)6.	風吹岳より押し出し米馬下寺部落流失。
1844(天保15)6.	浦川の奥(風吹岳と思われる)が崩壊して泥土を押し出し、米馬下寺の人家、耕地を流出。
1911(明治44)8.3	稗田山大崩壊、姫川をせきとめる。せき止規模は高さ54m(30間)長さ330m(180間)巾110m(60間)にわたる。このため姫川本川は約3km上流まで湛水した。死者23人、流失家屋26戸、浸水家屋47戸。
1912(明治45)4.26	稗田山が再び崩壊し、泥流となる。
1912(明治45)5.4	“ “
1936(昭和11)5.23	風吹岳が崩壊して山津波となる。3日間にわたり1時間2回位づつ泥土を押し出す。姫川はせき止められ、約2km上流の中谷川まで逆流。
1948(昭和23)7.28	雷雨のため風吹山より泥土を押し出し、姫川をせき止める。
1964(昭和39) 8.29 ~ 10.21	風吹崩壊による土石流、この間数十回におよび、姫川本川をせき止める。浦川の河床変動も大きく20mに及ぶ。国鉄大糸線不通。
1965(昭和40)5.9	風吹崩壊による上流部の堆積土砂も含んで、大規模な土石流に発達した。姫川はせき止められて、22日間国鉄不通となる。既設えん堤完全に破壊。

2-3 土石流の特徴とその流動における粘土の役割

以上の実例からその特徴をまとめ、この研究でこれから対象とする土石流像について考察することにする。

1. 土石流の流速

土石流の流速を理論的に表わそうとする試みはいくつかなされている。その一つは清澄な流れのなす仕事と砂れきを含む流れのなす仕事が等しいという仮定のもとに導かれるもので、つぎのように表わされる²⁹⁾。

$$V_s = V_0 \frac{\gamma'}{\gamma' + \phi_s (\gamma'_s - \gamma')} \quad (2.2.2)$$

ここに、 V_s は砂れきを含んだ流れの流速、 V_0 は清水の流速、 γ' は水の比重、 γ'_s は砂れきの比重、および ϕ_s は砂れきの容積比である。しかしこの式は、清澄な流れも砂れきを含む流れも摩擦抵抗は等しく、この摩擦力和流水の仕事が等しいという仮定に立っている。清澄な流れと砂れきを含む流れの摩擦抵抗は等しくないので、この式は適当でない。

ソビエトにおいては³⁰⁾、G.I.Snamov あるいは M.F.Sribniy の提案した式が使われている。これはつぎのようなものである。

$$V_s = K_1 h^{1/6} D^{1/3} \frac{\gamma'_s - \gamma'_m}{\gamma'_m} \quad (2.2.3)$$

$$V_s = \frac{K_2 h^{1/3} i^{1/4}}{\phi_s \gamma'_s + 1} \quad (2.2.4)$$

ここに、 D は岩の直径、 γ'_m は土砂と水の混合体の比重、 γ'_s は岩の比重、および ϕ_s は土砂の容積比で $\phi_s = (\gamma'_m - 1) / (\gamma'_s - \gamma'_m)$ で表される。 K_1 、 K_2 は係数である。

B.M.Goldin と L.S.Lyubashevsky が人工的に起こした土石流に対して指定した係数は、 m -sec 単位で $K_1 = 3.15$ 、 $K_2 = 6.5$ である。これをクリミヤに発生した土石流に適用した結果が表 1.2.6 である。自然条件で観測された流速が記載されていないので、詳しいことは不明であるが、原論文では、よく一致した、と述べている。

Shamov の式はこう配の影響を考えていないので、適用範囲に限度があると考えられる。Sribniy の式はこう配の影響を考慮しているが、 $\phi_s = 0$ のとき、従来考え方からするとこう配の指数が $1/2$ のほうが妥当でないかと考えられるのに対して、(2.2.4) 式では、 ϕ_s が小さいと予想されるこう配のゆるいところで、こう配の影響が大きく作用し、適用の範囲を定める必要

表 1. 2. 6 クリミヤ地方の土石流に対する流速公式の適用例

土石流発生日時	支川番号	流域面積 (km ²)	長さ (km)	流路断面積 (m ²)	流路幅 (m)	流れの平均水深 (m)	区間のこり配 (%)	れきの平均粒径 (m)	式による平均流速 (m/s)		
									P. V. Fokrovskiy による	M. F. Strtniy による	G. I. Shafov による
Uskut 河流域 1/v111 1955	2	3.88	2.45	5.16	9.4	0.54	0.150	0.47	1.41	2.21	2.12
	4	0.810	1.50	9.16	13.3	0.68	0.053	0.21	0.98	1.80	1.91
	5	3.81	3.10	5.40	19.0	0.28	0.066	0.17	0.61	1.41	1.12
	6	1.98	2.52	1.74	7.5	0.23	0.035	0.06	0.58	0.96	0.80
	7	10.62	5.25	5.20	16.5	0.31	0.016	0.07	0.54	1.04	1.12
AV-Serezh 河流域 28/v1 1956	1	1.70	1.40	3.80	5.9	0.64	0.130	0.50	1.47	2.32	2.35
	2	0.23	0.65	12.50	4.10	0.31	0.095	0.40	0.79	1.73	1.31
	3	0.32	0.80	15.10	17.4	0.86	0.078	0.30	1.39	2.06	2.46
	6	3.02	2.35	12.00	14.2	0.85	0.061	0.20	1.22	1.79	2.31
Voron 河流域 28/v1 1956	2	0.48	1.57	6.60	7.8	0.77	0.047	0.12	1.00	1.49	2.01
	6	1.47	2.45	9.50	6.2	1.53	0.072	0.50	1.96	2.69	3.51
	15	0.27	0.92	10.20	9.5	1.03	0.026	0.10	0.94	1.48	2.18
	16	0.24	0.90	5.80	11.7	0.50	0.057	0.10	0.83	1.30	1.59
Shelen 河流域 28/v1 1956	2	0.63	1.2	4.94	10.9	0.45	0.129	0.30	1.16	1.84	1.81
	7	6.07	2.1	5.93	6.6	0.90	0.053	0.30	1.23	2.07	2.36
	10	1.28	1.0	2.18	3.20	0.68	0.091	0.30	1.27	2.10	2.19

がある。

米国においては、第2節のMayerflower峡谷、Wrightwood の例に見られるように、土石流をとりあえずニュートン流体の層流と考えると、流速の大小を粘度のちがいでしている。しかし、すべての土石流をニュートン流体の層流として取扱えるかどうか、またその粘度が何によってきまるか明らかにする必要がある。

いずれにしても、上にのべたような方法によって土石流の流速を求めるのは困難である。これについては第3章で再び論ずるつもりである。

2. 土石流の流動形状

一般に土石流の先端はもり上って流下する。これは土石流を観察した者が等しく認めるところである。この様子はすでに第2節2-2においてのべたが、Shrumberger がアルプスで観測した結果が川口¹⁵⁾によって引用されており、これによるとつぎのようである。「小溪を下ってきた泥流は流動性があるか無いか位の状態で、土やいろいろの物質の塊りのアマルガムのようなものである。泥が濃密で半ば凝固したようなときは、5～6 m³ もある岩塊が前衛になって押し進んでいく。これらの岩塊は数分の間は先頭を進むが、障害物にあたるとどまり流れの中に吞まれてしまい、代りのものが先頭を進む。このようなことをくり返してあるときは速く、あるときはきわめておそく進んでいく。

一度大塊の前衛が通過したあとの泥流はかなり規則正しい速度で流下する。それはほとんど流動性のない黒色のもので、ごくわずか水の混った単なる土からなるように思われ、泥の大川のようなものである。

間もなく水が後から大量に押寄せ、奔流のように土石流の上を流れ、土石流そのものは相変わらずゆるやかに進むが、この状態から大きな音を出すようになる。水は先頭の濃密な土石流と一緒に新らたに推進力を与えるとともに、溪床に残った泥流を一掃し、あとにはあたかも溪床そのものが流路にそって動き去ったように、U字型の断面が残され、泥の痕跡は泥流の高さを示すだけで溪床には残らない。」

この記述は、焼岳における土石流の状態からみて、きわめて正確に土石流の状態を説明しているように思う。

流下の前面がもり上る理由は、上の記述から段波と同じように深さによる抵抗のちがいで流れの前面が高くなるのに加えて、岩塊のせき止め効果と考えることができる。

3. 土石流の慣性力

土石流の直進性ともいわれるもので、普通の流れに比べて慣性力が大きい。例えば河道が屈曲したところでは、流路の外側と内側の水位差は3~4 mに達することが赤城山¹⁶⁾、浦川*で観測されている。昭和43年の足洗谷の場合でも流路の屈曲点にある黒谷3号堰堤で、流路の内側の袖は水位がゼロに対して、外側の高さ2 mの袖を少なくとも粒径20 cm程度のれきが無数にこえた。

4. 流動の特徴から想定される粘土質材料含有の必要性

以上述べてきた土石流の特性をまとめると表 1.2.6 のようになる。これから土石流の構成材料がそれほど大きくなく、せいぜい平均径が1 mm、最大径が10 mm程度のもので、しかも流動当時は粘土分に富んだものであったようである。これは、

i) Mayflower 峡谷, Wrightwood において土石流の流速の大小を流れの粘度の多寡によって表わそうとしていること、また第2節にあげた土石流の流動の記述に、粘ちように富んでいるという例が多く見出されること。

ii) 大きい石が浮遊しているということ。これはいくつかの土石流の報告に散見され、焼岳の土

表 1.2.6 既往の土石流の特性

発 生 点	流 速	発 生 点 こ う 配	堆 積 点 こ う 配	単 位 重 量	平 均 径
十 勝 岳	40~2.9 ^{m/s}	-	-	-	0.6
Irazu 火山	-	30°~36°	-	1.2~1.9	0.3
筑 波 山	2.0	30°	9°	-	-
Mayflower	15~2.5	35°~41°	-	2.53	-
中 の 沢	0.5	10°	-	-	0.045
焼 岳	3	-	-	1.5	0.12
足 和 田 村	-	20°~30°	10°以下	-	-
Wrightwood	0.3~4.6	24°	4°~1°	2.4	1.5 (発生点) 0.025 (堆積点)
濁 沢	9.0	-	-	1.2~1.5	0.15
浦 川	6.0	20°	-	1.61	0.04
赤 城 山	1~2	-	-	-	-

*) 林野庁現地担当官の言による。

石流では直径20cm程度の石が高さ2m以上の堰堤をこえているという事実は、これらの石が流れの中に浮遊していたと考えられる。またさきの述べたように、いかに流路の屈曲部といえども水深1m内外の流れが、川幅数米のところ、横断方向に2m以上の水位差が生ずるのは、清澄な流れでは異常ではなからうか。

土石流の一つの大きな特徴は、土砂が水と一体になって流れるということであろう。一体になりうる条件はどこにあるのか。

w_s を土砂の沈降速度、 u_* を流れの摩擦速度とすると、普通、土砂を含む流れの多くは $w_s/u_* < 1$ の範囲である。^{31),32)} そこで足洗谷土石流を例にとると $u_* = 1.7 \text{ m/sec}$ 程度と推定されるので、 $w_s/u_* = 1$ に相当する土砂の大きさは数cm程度である。また、 ρ_s, ρ_0 をそれぞれ砂および水の密度、 ϕ_s を容積濃度、 u_m を流れの平均流速、 I をこう配とすると、土砂を浮遊させるエネルギーと流れの失なうエネルギーの比、 $\{(\rho_s/\rho_0) - 1\} \phi_s w_s / u_m I$ もまた、普通の場合0.1以下である。焼岳の $u_m I = 0.7 \text{ m/sec}$ 程度に対して、さきの砂の大きさでは濃度 ϕ_s はきわめて少ないものになる。このような流れがさきの現象を生じうるためには、外力 u_* あるいは $u_m I$ は変らないことから w_s を減少させることが必要である。 w_s を減少させるただ一つの方法は、流れそのものが細かい微粒子を含有して、ちょう密化することである。

平地河川にみられる流れの土砂の含有率は、せいぜい2~3%で、流れの性質をかえるには程遠い。しかし溪谷に主じる流れの濃度は、われわれの想像をこえて大きいようで、例えば、さきに述べた焼岳の足洗谷における、著者の観測によると、夕立程度の降雨で、容積濃度10%に達する流れが観測された。条件さえととのえば、さらに大きい濃度の流れが容易に生ずるものと推定できる。

表1.2.7(後出)は米国の川における $40 \times 10^4 \text{ ppm}$ の濃度をもつ流れの観測例である。 $40 \times 10^4 \text{ ppm}$ の濃度は、容積濃度15%に相当し、表にみられる発生頻度から、これらは経常的なものと推定できるので、この数倍の濃度の流れはときには生じると考えることができるようである。

以上、土石流の実態をしらべてきたが、その性質についてつぎのことがいえる。

- a. 土石流が流動すると大きなれきの移動を生ずるが、これは流れに伴って生じたもので、流れの本体はかなり細かい土砂を含有した流れで、泥流と呼ぶのがふさわしいときさえある。しかしこの粘土の含有が土石流の形成に大きな役割をもつようである。
- b. 土石流に伴うれきの移動は、もちろん流れによってひき起こされるのであるが、流れの方向にれきの質量力の分力が、かなり働きうる領域でのみ生ずる。

もちろん、これについてはまだ解析されていないので、ここでは想定するにすぎないが、流れについてはa、れきの移動についてはbの要素を注目して、これがどの程度の役割を演じているかを追究すると、土石流の理解が容易ではないかと考えられる。そこで本研究ではこの2つに焦点を合せて研究を進めることにする。

第 3 節 土 石 流 の 定 義

3-1 既往の定義とその問題点

さて、ここで土石流の定義について考察し、この論文が対象とする土石流の像を明確にしておくことが、こんごの議論を進める上に重要である。

土石流を定義して、野嵩³³⁾、伏谷³⁴⁾、遠藤³⁵⁾、谷³⁶⁾および村野³⁷⁾らは、「土石流は一般に、水量に対する土砂量が著しく多く、かゆ状になったものが、重力の作用で急傾斜の河床上を自ら運動する現象をいう」とのべている。

小出³⁸⁾は、土石流を土流（山津波）と土石流にわけ「土流は山くずれの土砂がえんえんと谷に押出すもので、主として粘土質の土よりなり、土石流は山崩れと直接関係がなく、谷にたまった砂や石が押出すもの」としている。

柿³⁹⁾は山津波と土石流とを区別して「山津波は土が7分、水が3分ぐらいの割合で、高さ数十米におよぶこれらの集団が急速に殺到するもので、流れというより押し出しに近いものである。土石流は土が3分、水分が7分位で、水位はそれほどあがらない」とのべている。

これらは、いずれも土石流を説明するものであるが、土石流を十分に定義づけるためには、他の土砂の移動型式との関連を明かにする必要があるのではなかろうか。

日本においては、山地における土砂の運動は、すべて山くずれ（landslide）と総称し⁴⁰⁾、その中に崩落（fall）・滑落（slide）・流動（flow）を包括する。山くずれを運動する物質、運動形態、運動速度およびその他の原因によっていくつかに分類しようとする試みが、脇水⁴¹⁾、渡辺⁴²⁾および小出⁴³⁾らなどによってなされている。これは、表1.2.8の脇水の分類によって代表されるが、地スベリあるいは山くずれに重点をおいた分類で、内容についても説明されていないので、土石流の定義に用いるには不十分のようである。

表1.2.9は、C.F.S.Sharpe³⁾が地形変化を原因から分類して、内容についても説明を加えたものである。W.D.Inornbury⁴⁴⁾もこの分類のもとに新しく内容を定義しているが、その結果は表1.2.9に付記したとおりである。この分類は、他の現象との関連が比較的明らかで、現象面

から土石流を定義するには都合よく、表 1.2.9 より mud-flow がこれに相当することがわかる。なお、この分類は、米国道路局の地スベリ⁴⁵⁾の分類 表 1.2.10 に発展し、よく引用されるが、⁴⁶⁾現象の説明を写真によっているのでここでは省略する。しかし、現象を力学的に解析する場合には、以上の分類は不十分である。このような分類が意義をもつためには、1つの分類に属するものは、力学的な解析の方法が同じである必要がある。そこで山地における土砂の移動を力学的な立場から分類してみよう。

表 1.2.8 山崩れの分類⁴²⁾

山崩れ land slipe	A. 山崩れ land slide proper	(1) 石崩れ rockfall (2) 山崩れ earthfall (3) 山津波 (大規模な山崩れ)
	B. 山スベリ land slipe	(1) 石スベリ rock slipe (2) 土スベリ earth slipe
地スベリ land creep	A. 震引 B. 地スベリ land creep proper	

表 1. 2. 9 C.F.S.Snarpe³⁾による地形の変形の過程

地形の変形の過程	Snarpeによる内容の説明	Thornburyによる内容説明
外因による変形の過程 Exogenetic process 侵食 Degradation { 風化作用 Weathering 重力作用 Gravitative transfer or mass wasting 流体による侵食 Erosion by Running water, etc.	Slow flowage type Creep Rapid flowage type Earth flow Mud flow Debris avalanche	Thornburyによる内容説明 非常に動きがおそい、含水量が mud flow より少ない。溪流以外でおこる。 水で飽和した粘土又はシルト質の流動 水で飽和した debris の流れで、限られた流路中を流れるもの せまい急こう配の流路に生じる岩くずの滑動 知覚できるもので、乾いた土砂の運動を含む rock debris の mass movement の総称
堆積 Aggradation 流体による堆積 有機物の作用 Work of organisms, including man 内因による変形の過程 Endogenetic processes { 地震変動 火山 大気圏外からの作用による変形 隕石作用	Landslides Slump Debris slide Debris fall Rock slide Rock fall Subsidence	

表 1. 2. 10 地スベリの分類

運動型	構成物質型			
	基岩		土壌類	
崩落	岩崩落		土壌崩落	
少動体 滑動 多動体	回転型 (slump)	平面型 (block glide) 岩滑動	平面型 (block glide)	回転型 (block slump) 岩屑滑動 側方押し出しによる崩壊
乾 流動 湿	地塊の完全破壊したもの			
	岩片 岩片流動	砂またはシルト 砂崩壊	混合 レス流動 急速な泥流	ほとんど塑性 岩屑崩壊 緩泥流
		砂またはシルト流動	岩屑流動	泥流
複合型	構成物質または運動型の組合せ			

3-2 土砂移動の力学的分類に立脚した土石流の定義

土砂の運動は、一般に力を受けたときに、物体に内部変形が生じ、それによって内部抵抗が生ずるか否かによって分類される。この結果は、境界面に働く摩擦抵抗に関係し、内部変形が生じない場合は、摩擦抵抗は境界に働く法線方向の力に比例するとして表わすことができる。いわゆる質点の力学として取り扱えるもので、一方、内部抵抗が生ずる場合は、これらの積分値が境界面に働く力に相当し、この力を物質の速度のベキ乗に比例するとして表わすのが普通であり、流動と呼ばれる現象がこれである。

以上の分類はさらに、流体要素の検査面に作用する外力と、物体素分に働く質量力の相対的な大きさによってさらに細分類される。

山地における土砂の移動のうち、斜面崩壊あるいは滑落と呼ばれる現象は、質量力が表面力に卓越し、この現象が生ずるか否かは、境界に働く摩擦抵抗に、質量力が打克つか否かできめることができる。このように質量力が表面力に卓越することができるのは、こう配が急なところに限られるだろう。

また、風あるいは水流によって土砂が侵食、輸送される現象は、質量力より表面力によって行なわれる。運動のはじまりは、境界面の摩擦抵抗に対して、表面力と質量力の和が打克つことによつて決めることができる。この現象は表面力が消失するとその運動を停止する。

これらはいずれも質点と考えて取扱えるもので、摩擦抵抗は法線方向の力に比例し、動きはじめたあとは、簡便上、質量速度のベキ乗に比例するとして表わすのが普通である。

一方、流動の場合は、局部的に非平衡の場所において検査面に作用する外力が大きくなることもあるとしても、ほとんどの場合には質量力によって動くと考えてよい。そうして物体に流動をおこさせるに十分な力である限り、その力がいかに小さくても、力が動く限り物体は流動をつづける。地スベリ、クリープおよび土石流はこの範ちゅうに属する。以上のべたことをまとめると、表 1.2.11 のように表わされる。

さて、この表において、何をもちて土石流とするのか。従来、山地における土砂の異常流出に、土石流という言葉が多用されている。しかし斜面崩壊にともなつて山すそに流出した土砂は、いわゆる質点としての運動であつて土石流でない。また、いかに量が多くても掃流型式で生じた土砂は土石流ではない。しかし溪床に散在する巨れきが、れきの大きさあるいはそれ以下の水深で動くときには土石流といわざるを得ない。また、いかにその粒径が小さくても、土砂が水と一体となつて流動する場合には、たとえその規模が小さくても土石流である。

この2つはその力学的領域が異なり、一方は質点としての運動で、一方は連続体としての挙動をする。これは土石流の実質がいわゆる流体であつて、それに伴う巨れきの移動はあくまでも付随現象であることを示す。したがつて両者の発生限界は別々に定めるべきである。

巨れきの移動についてそれを求める場合には、第4章2-3で論ずるよつに、巨れきが転動しはじめる限界がこれを与える。これは任意の水深に対して転動しはじめるこつ配を与えるから、このこつ配以上のところの現象は土石流となる。力学的に定義するためには、れきを転動させようとするモーメントとそれに抵抗するモーメントの割合によつて規定されるだらう。

一方、土砂と水が一体化した流れでは、その限界はそのよつな状態が起こりうる条件で与えられる。これは土砂の容積濃度が例へば50%程度になりうる条件できめられるものであらう。Bagnold⁴⁹⁾によるAutosuspensionの考へ方もこの限界をきめるものであらう。ただ、れきの移動、Autosuspension いずれもこつ配によつて定まる。緒言において指摘したよつに、これは急こつ配なるがゆゑに起こりうる現象である。

また地スベリは、力学的性質は土石流と同じである。しかし1日に数cm程度の速度では、これは土石流とは区別される。このときの限界は、土塊が水と混合して、数m/sec という速度を持ちうる物質の空隙率によつて規定されるだらう。

以上の考へで、土石流と呼ばれるものは上にのべた2つの現象で代表される。したがつて、この2つの現象の発生領域を求め、そこに動く力学的関係からもう一度定義しなおせばよい。これは土石流を研究する場合の大きな問題であるので章を改めて考察する。

表 1. 2. 1. 1 山地における土砂の移動の力学的分類

内部応力による抵抗の有無	境界面の摩擦力	外力の相対的な大きさ	運動型式	現象	発生限界
構成要素にひずみを生ぜず 内部応力が働らないもの	境界面の法線方向に働く力 に比例するとして表される。 運動がはじまると運動 速度のベキ乗に比例す ると、経験的に表すこ とができる。	検査面に働く外力が質量力 より卓越するもの。 ↑ ↓ 検査面に働く表面力より質 量力が相対的に大きいもの。 ↑ ↓ 質量力が卓越するもの	抽 流 ↓ 崩 滑 落 動	緩こう配水路に おける補流現象 急こう配におけ る巨れきの転動	(4.2.45)式 以上のこう配 → 土石流
		質量が卓越するもの	崩 滑 落 動	斜面崩壊 山崩れ	
構成要素にひずみを生じ、 内部応力が働くもの。	質量の運動速度のベキ乗に 比例すると表される。	一般に質量力によって流動 する。	流 動	地スベリ クリーブ 土砂と水の一体 化した流れ 水流の流動	特定の流速をもちうる物質 の空隙率 ↓ 1.2の表として ($w/u_* < \tan \theta$) ⁽¹⁾ (Bagnoldによる) あるいは 特定濃度の含有可能条件

第 4 節 結 語

土石流の実態が不明確である現状から、各種の文献や調査結果にもとづいて本章では土石流の実態の究明を行なった。まず、いままでに土石流と呼ばれた現象を、土砂の供給源別に4つにわけ、それぞれの特徴をのべた。まず火山の噴出物によるものとしては、噴火物の直接流出のほか、斜面を被覆した降灰は、雨水の浸透をさまたげ、容易に侵食されて泥流となり、河床を侵食して巨石の移動をひき起こす事例が多いことをのべた。山腹の崩壊は必ずしも結びつかないが、谷頭あるいは崩壊物が直接河道に入る場合には、土石流に移行する場合がある。土石流として一番頻度の高いのは、溪谷の堆積物の流動であって、これらは水流以外の作用によって運ばれた堆積物であって、普段は水流のとうたをあまり受けていないということのをべた。さらに地すべりにひきつづいて起こる土石流に云及し、地すべり地帯では粘土質が多く、地すべりの間に流動化し、きわめて大量の土石が移動する事例のあることを明らかにした。

つぎに土石流の性質を総括し、文献の説くところおよび流動状態の異常さから、実際の土石流はきわめて粘土質の高いものであると推定した。また、一般に土石流という言葉が広義に用いられ、ときには議論に混乱を起こすことから、土石流の定義にふれ、既往の定義が力学的な制限に欠けることからこの面からの補足を試みた。すなわち、土石流は土砂と水の一体化した流れおよび巨れきの移動によって象徴される。これを力学的に定義するためには、その発生領域を明確にすればよい。この2つは力学的な領域が違うので、その発生限界は別々に定めなくてはならぬ。前者については、このような流れが生ずる過程が2つあることから、一つは土砂で構成された密な物質が数m/secという流速をもちうる物質の空隙率、一つは流れが特定の土砂濃度を含みうる条件で規定されるとし、後者については、巨れきがれきの大きさあるいはそれ以下の水深で移動し始める限界がこれに相当するのではないかと述べた。

参 考 文 献

- 1) 谷 勲 ; 土石流(山津波)について, 水利科学, No 60, 1968, pp. 109-126.
- 2) Sharp, P.P. ; Mudflow levees, Jour. Geomorph., 5, 1942, pp. 222-227.
- 3) Sharpe, C.F.S. ; Landslides and Related Phenomena, Columbia University Press, 1938, p. 137.
- 4) 村野義郎 ; 十勝岳の土石流について, 新砂防, 18-3, 1965, pp. 14-23.
- 5) 多田文男, 津屋弘達 ; 十勝岳の爆發, 震研彙報, No 2, 1927, pp. 62-65.
- 6) 建設省神通川上流砂防工事々務所, 神通川水系砂防調査報告書(第2回)調査編, 昭38. 3.
- 7) Ulata, C.A. & M.F. Corrales ; Mud Floods Related to the Irazu Volcano Eruptions, Proc of A.S.C.E., HY.6, Nov., 1966.
- 8) 平山次郎, 市川賢一 ; 千年前のシラス洪水, 地質調査所月報第17巻, 第2号, 昭41. 2.
- 9) 飯田汲事 ; 昭和13年5月9日及び15日の磐梯山麓川上温泉付近における山津波並びに流下せる火山灰質土砂の二, 三の物理的性質, 地震研究所彙報, 16-3, 1938, pp. 668-669.
萩原尊礼 ; 筑波山山津波調査報告, 地震研究所彙報, 16-4, 1938, p. 781.
- 10) Curry, R.R. ; Observation of Alpine Mudflows in the Ten-mile Range, Central Colorado, Geological Society of America Bulletin, Vol. 77, No 7, 1966, pp. 771-776.
- 11) 10) と同じ, p. 775.
- 12) Sharp, R.P. and L.H. Nobles ; Mudflow of 1941 Wrightwood, South California, Bull. of the Geological Society of America, Vol. 64, 1963, pp. 547-560.
- 13) 12) と同じ, p. 552.
- 14) 12) と同じ, p. 552.

- 15) 川口武雄, 渡辺隆司, 滝口喜代志 ; 赤城山崩れに関する研究, 林業試験場報告第49号, 1948.
- 16) 小出 博 ; 赤城火山の崩壊並びに土石流, 地質調査所報告第133号, 1948.
- 17) 矢野勝正ほか ; 西湖周辺における土砂流出に関する研究, 昭和41年台風26号による災害の実態調査報告書, 昭42.3, p. 1.
- 18) 大同淳之 ; 昭34年山梨県重川に発生した土石流の調査報告書, 未発表
- 19) 石原藤次郎ほか ; 降水, 流出, 洪水流の研究, 昭和42年8月羽越水害の総合的研究, 昭43.3, p. 111.
- 20) 奥田節夫ほか ; 羽越豪雨にともなう土砂災害, 昭和42年8月羽越水害の総合的研究, 昭43.3, p. 211.
- 21) 高村舜介 ; 土砂生産流出の連続性と周期性について, 新砂防, Vol.20, No.4, 昭43.3, pp. 10-13.
- 22) 町田 洋 ; 姫川流域の一溪流の荒廃とその下流部に与える影響, 地理学評論, 昭37.9, p. 477.
- 23) 山崎卓郎 ; 浦川の土石流とその防災工法, 新砂防, Vol.19, No.4, 昭42.3.
- 24) 長野県砂防課 ; 清水山の地這り, 昭36.11.
- 25) Jahns, R.H. ; Desert floods, Eng. and Sci. Jour., Vol. 12, pp. 10-14.
- 26) Blackwelder, E. ; Mudflow as a Geologic Agent in Semiarid Mountains, Bulletin of The Geological Society of America, Vol.39, pp. 465-480.
- 27) 高野秀夫 ; 猪野山土石流について, 新砂防, 15-1, 1962, p. 18.
- 28) 山崎卓郎 ; 濁沢の土石流, 新砂防, 18-2, 1965, pp. 1-6.
- 29) 伏谷伊一 ; 砂防工学新論, 地球出版, 昭32.3, P. 36.
- 30) Goldin, B.M. and L.S. Lyubashevskiv ; Computation of Mudflows for Crimean Rivers, Soviet Geology, pp. 179-183.
- 31) 芦田和男, 道上正規 ; 浮遊砂を含む場合の河床変動について, 第10回水理講演会講演集, 昭41.2, pp. 43-48.
- 32) 土屋昭彦, 星畑国松 ; 浮遊による河床変動, 第13回水理講演会講演集, 昭43.2, pp. 45-50.

- 33) 野満隆治, 瀬野錦蔵 ; 新河川学, 地人書館, 昭34, p. 242.
- 34) 29) と同じ, P. 36.
- 35) 遠藤隆一 ; 砂防工学, 森北出版, 昭33, p. 61.
- 36) 谷 勲 ; 1) と同じ.
- 37) 村野義郎ほか ; 砂防工学, 朝倉書店, 昭43.
- 38) 小出 博 ; 日本の地汙り, 東洋経済新報社, 昭30.
- 39) 柿 徳一 ; 土石流に関する実験的研究, 新砂防 Vol. 19, 昭30, 11.
- 40) 例えば, 近藤泰夫編 ; 防災ハンドブック 5篇, 山地防災, 技報堂, 昭40, p.496.
- 41) 脇水鉄五郎 ; 山地の崩壊について, 地学雑誌, 282, 283, 284, 1912.
- 42) 渡辺 實 ; 山崩れの分類, 地質学雑誌, 421, 1928, pp. 547-556.
- 43) 小出 博 ; 39) と同じ.
- 44) Thornbury, W.H. ; Principles of Geomorphology, John Wiley & Son, 1954, pp. 35-61.
- 45) Varnes, D.J. ; Landslide Type and Processes, Report of Committee on Landslide Investigation, Highway Research Board U.S.A., 1958, pp. 20-47.
- 46) Engelen G.B. ; Landslides in The Metamorphic Northern Border of The Dolomites(North Italy), Eng. Geology, 2(3), 1967, pp. 135-147.
- 47) Bagnolds, R. A.; L.Duglas Sediments, Physical Properties and Mechanics of Sedimentation, Submarine Geology, pp. 135-140.

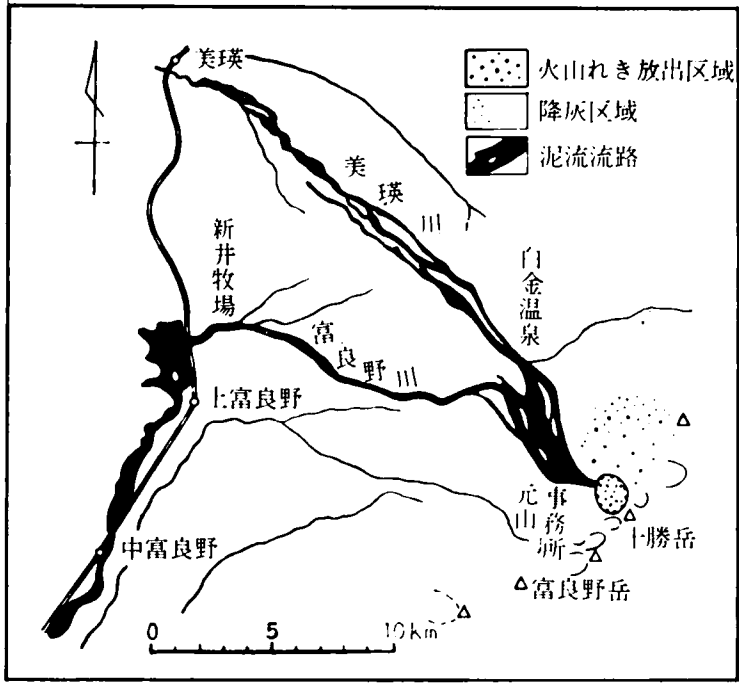


図1.2.1 1926年十勝岳噴出物の分布と泥流の流路 (多田、津屋による)⁵⁾

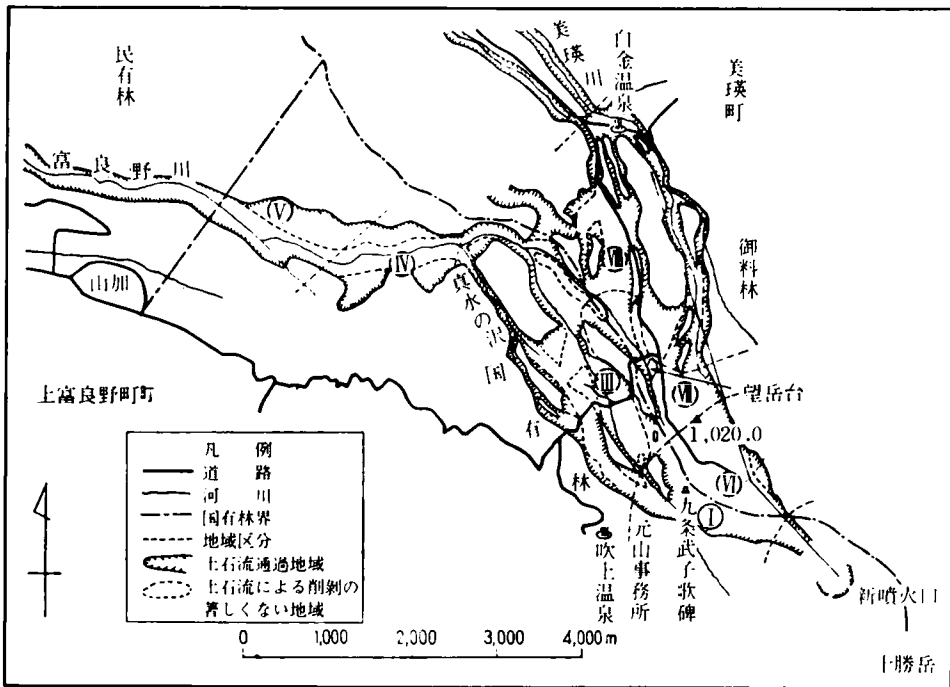


図1.2.2 十勝岳水源部の土石流流路 (村野による)⁴⁾

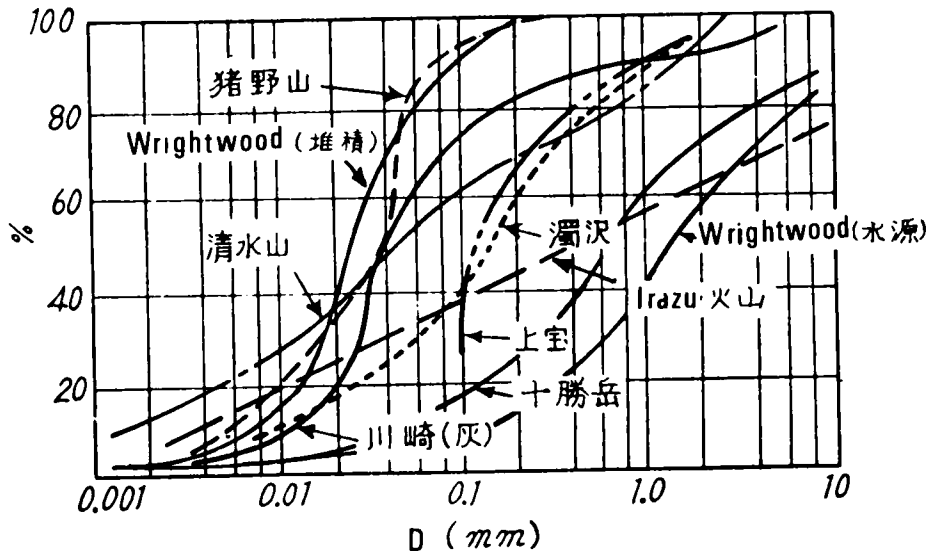


図1.2.3. 土石流に含有する土砂の粒度分布

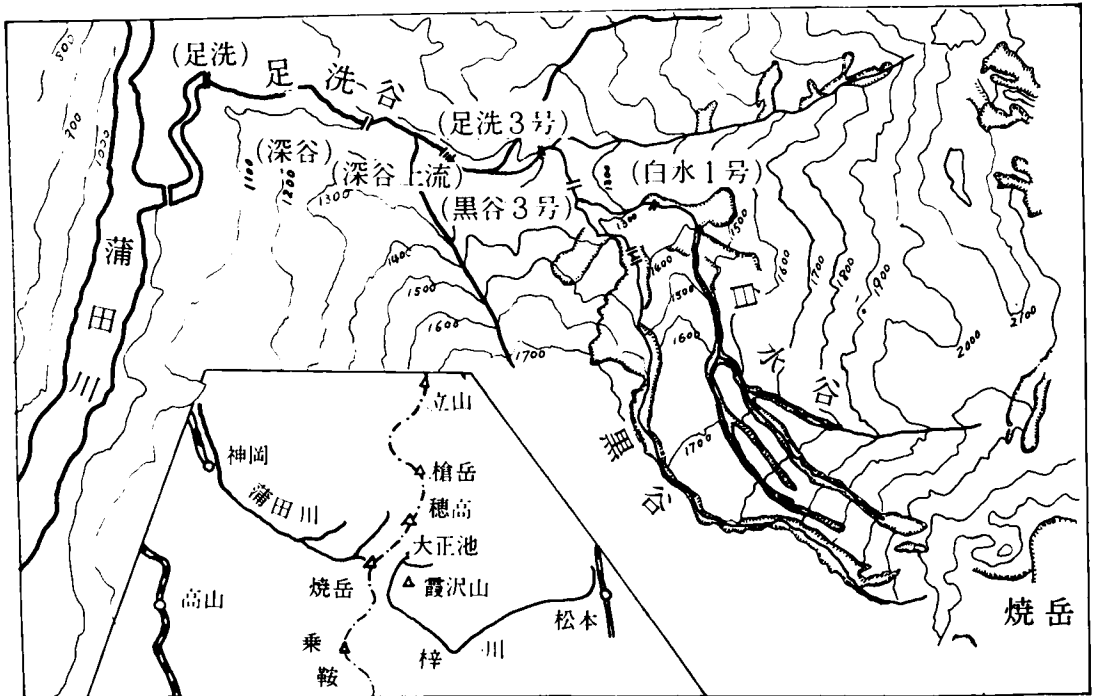


図1.2.4 烧岳付近地形および位置図

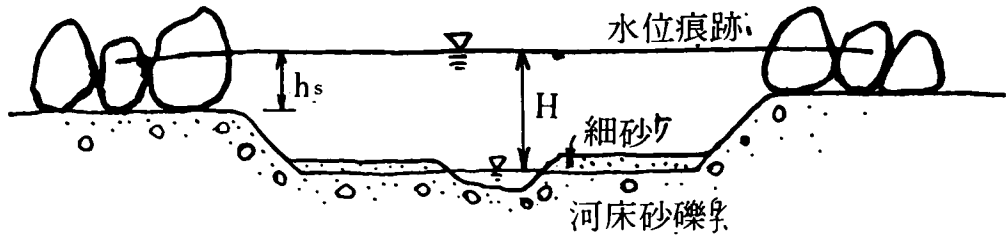


図1.2.5 岐阜県上宝村足洗谷における泥流通過後の断面

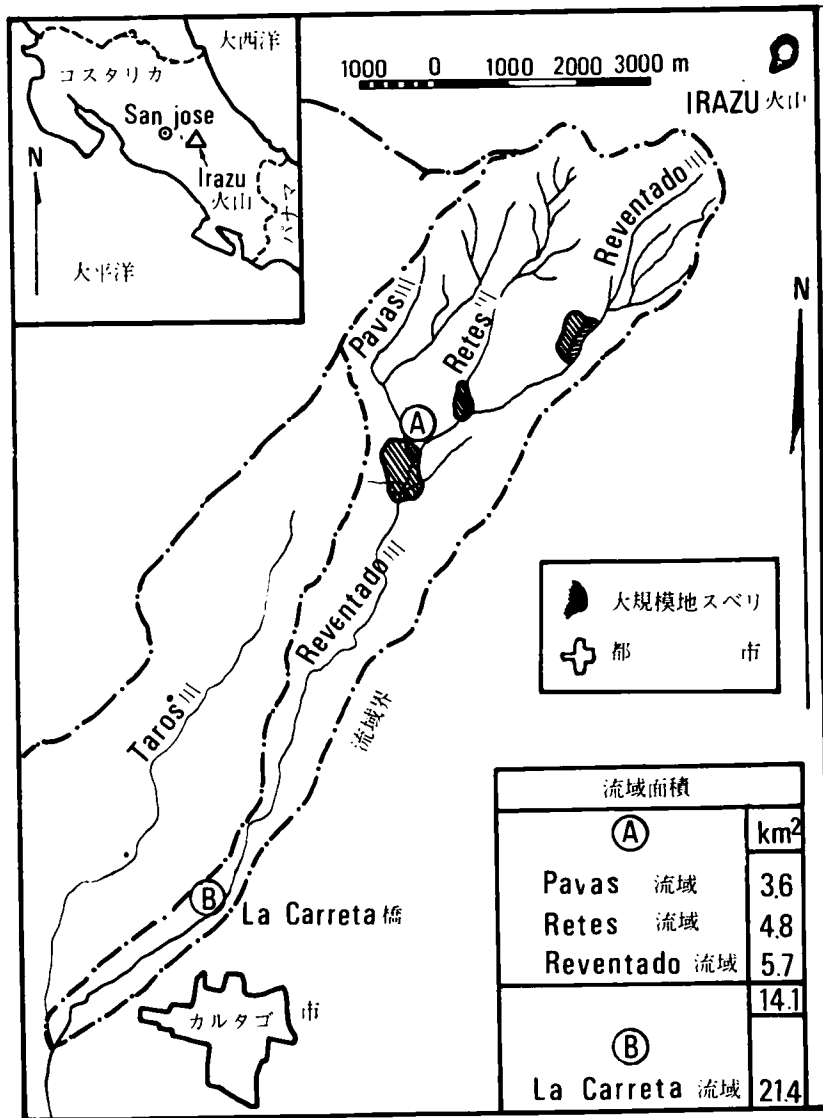


図1.2.6 Irazu 火山付近地形図

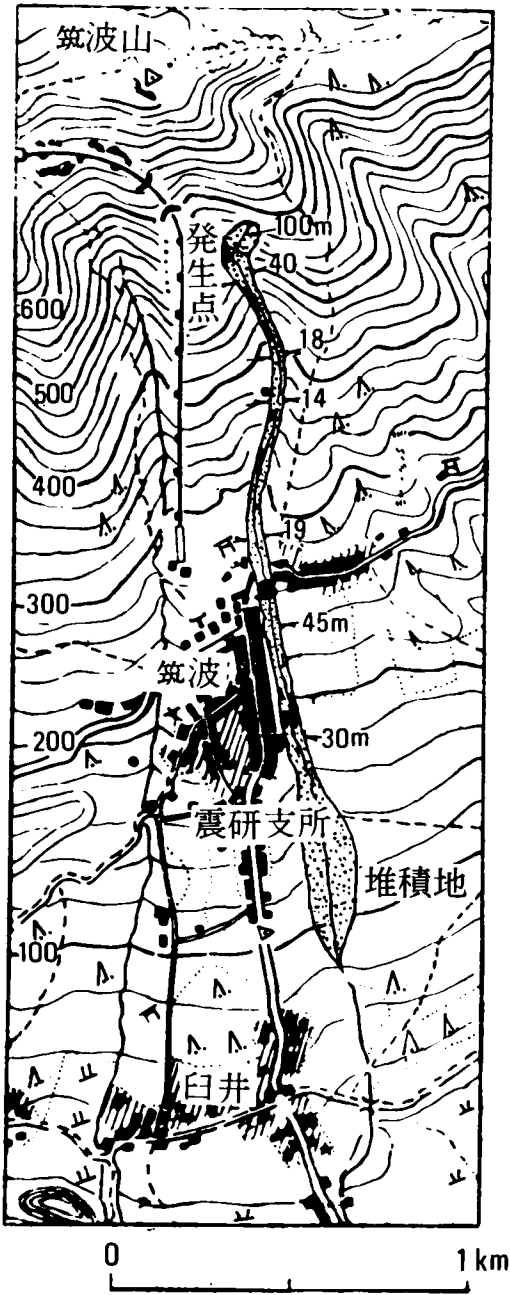


図1.2.7 筑波山の土石流発生点付近地形図

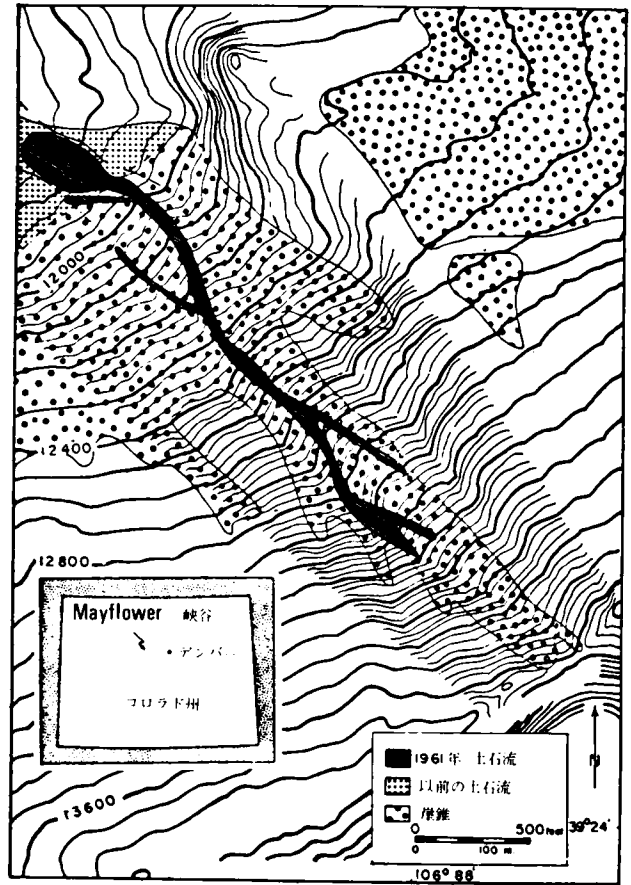
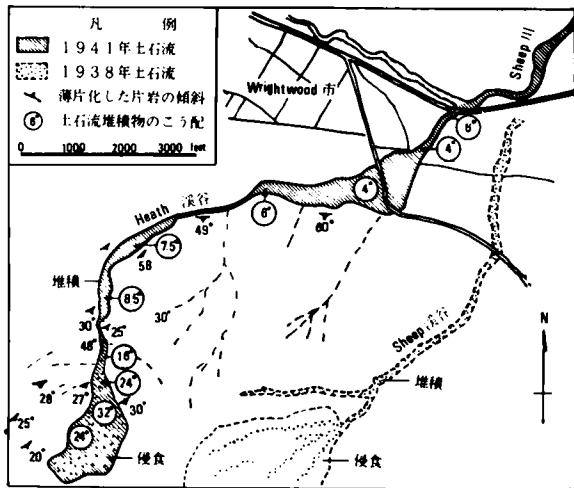
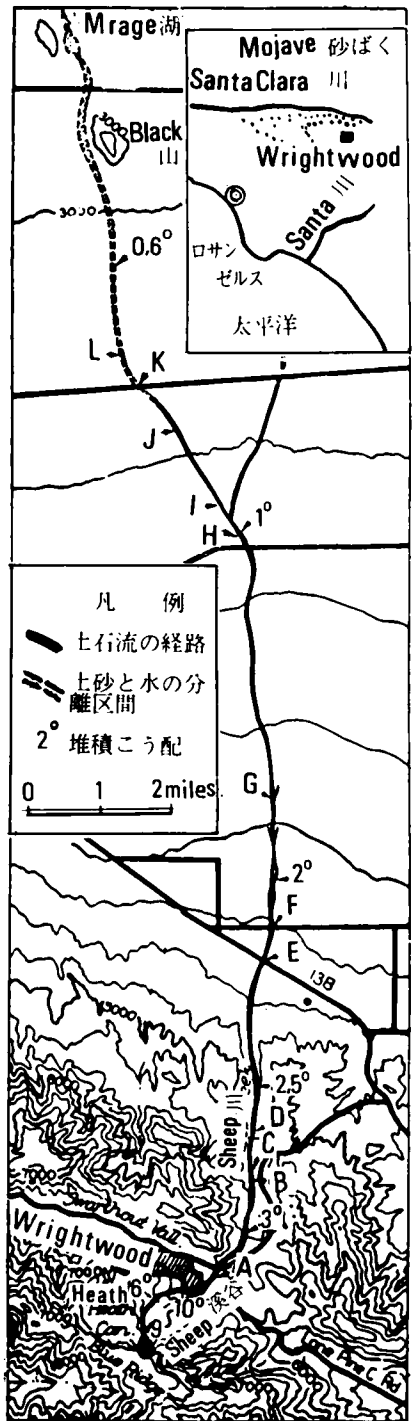


図1.2.8 May flower 峡谷付近地形図



(a) 発生点付近詳細図



(b) 土石流の経路と土砂の堆積区間

図1.2.9 Wrightwood 付近地形図

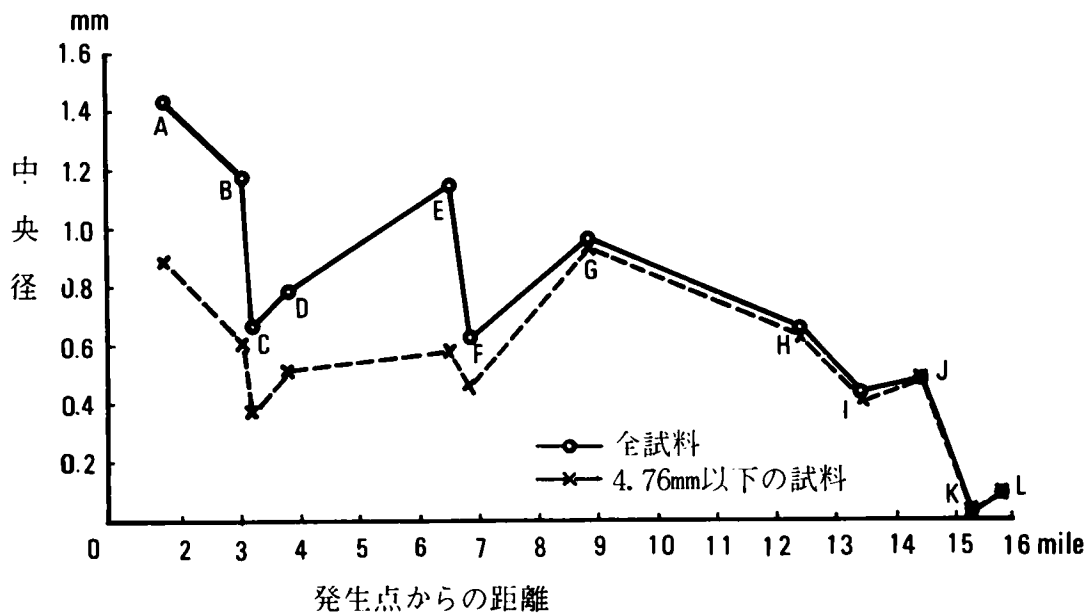


図 1.2.10 Wrightwoodの上石流の流下による平均粒径の減少状況

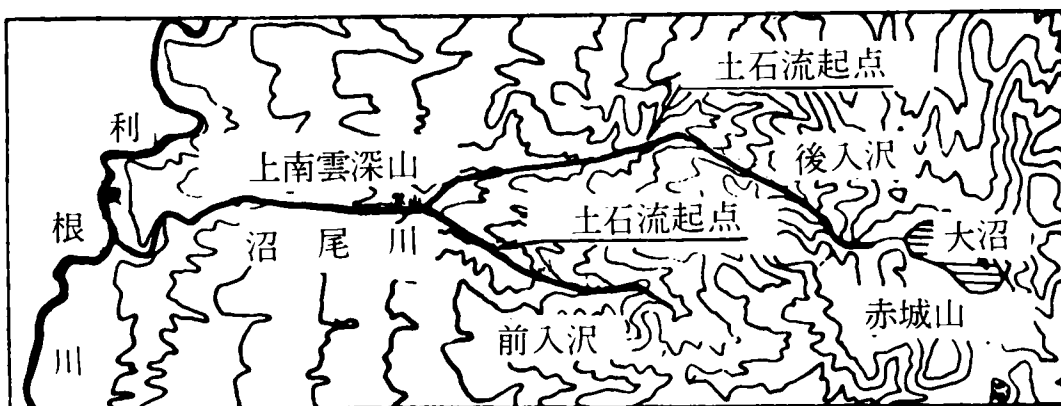
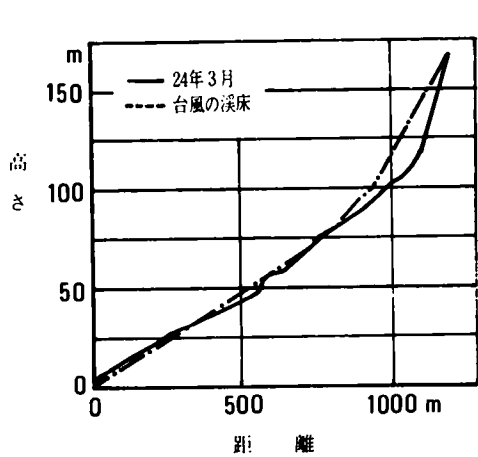
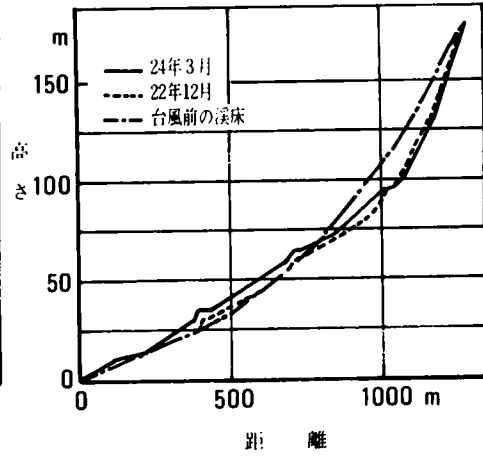


図1.2.11 沼尾川平面図

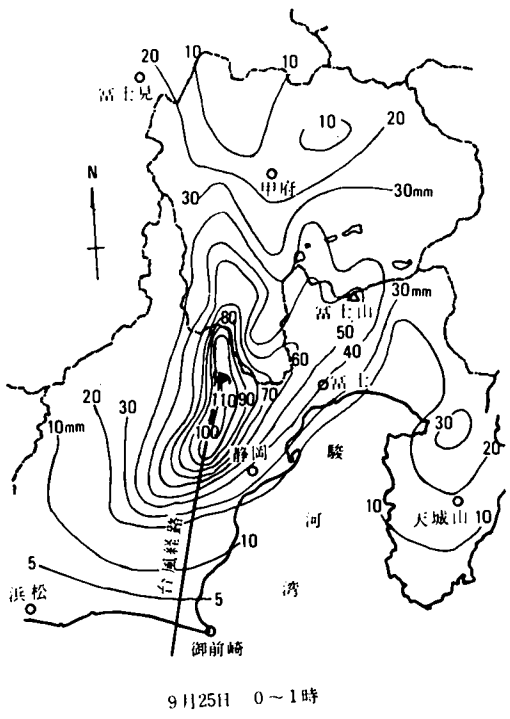


へらたま沢

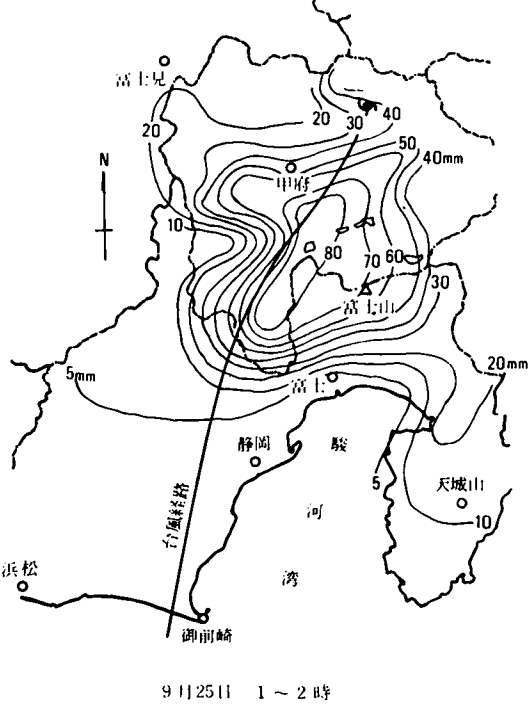


しげりたち沢

図1.2.12 赤城山梨木川縦断図



9月25日 0～1時



9月25日 1～2時

図1.2.13 昭和41年台風26号の雨量分布

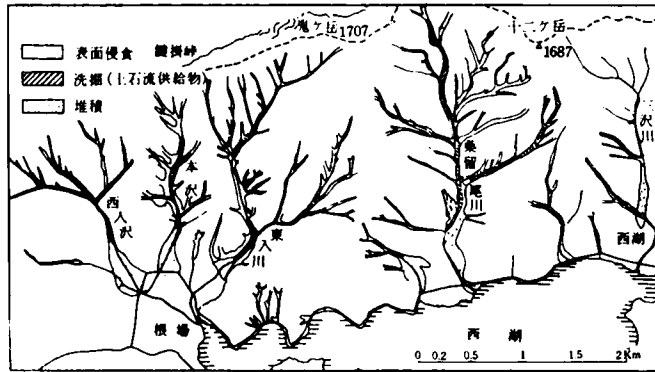


図1. 2. 14 昭和41年台風26号による西湖周辺の土砂流出状況

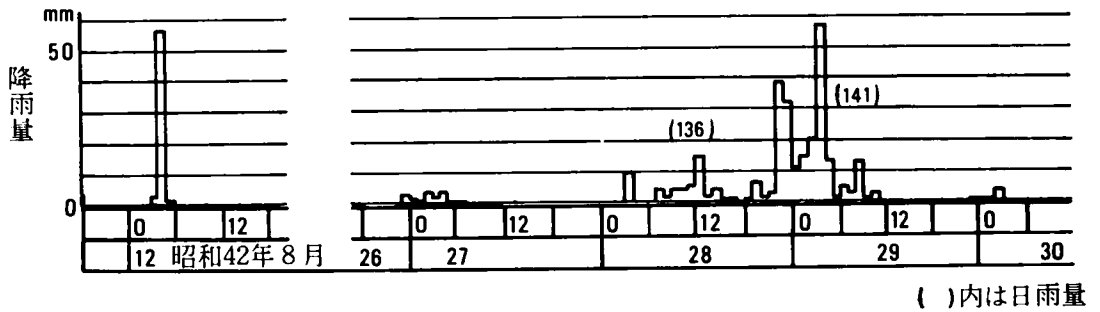
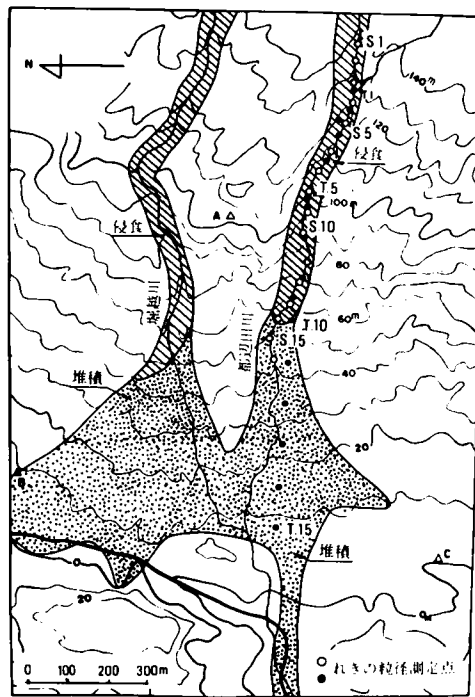


図1. 2. 15 昭和42年8月羽越豪雨における降雨記録(村杉)



図1. 2. 16 昭和42年羽越豪雨による最大降雨量の地域分布(石原らによる)¹⁹⁾



(a) 平面図

図1. 2. 17 新潟県安田村の昭和42年土石流の洗堀および堆積位置とれきの粒径分布

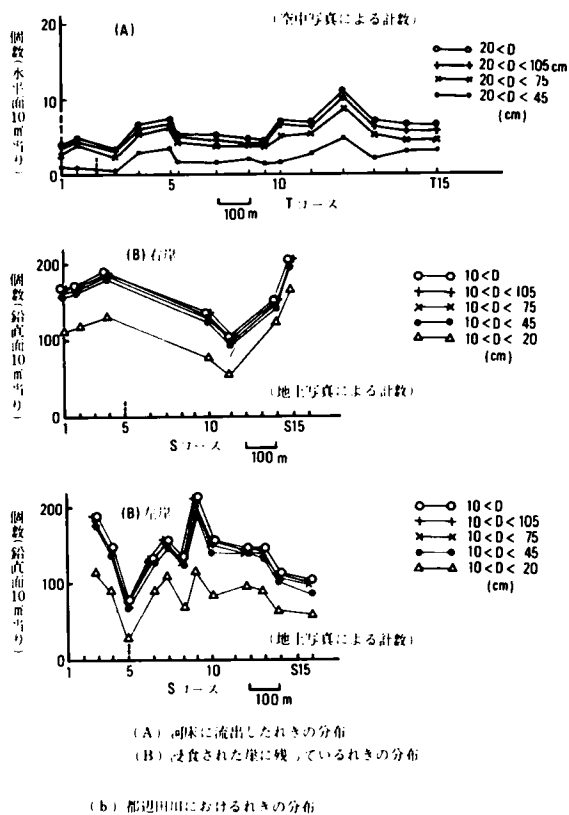


図1.2.17 新潟県安田村の昭和42年上石流の洗堀および堆積位置とれきの粒径分布

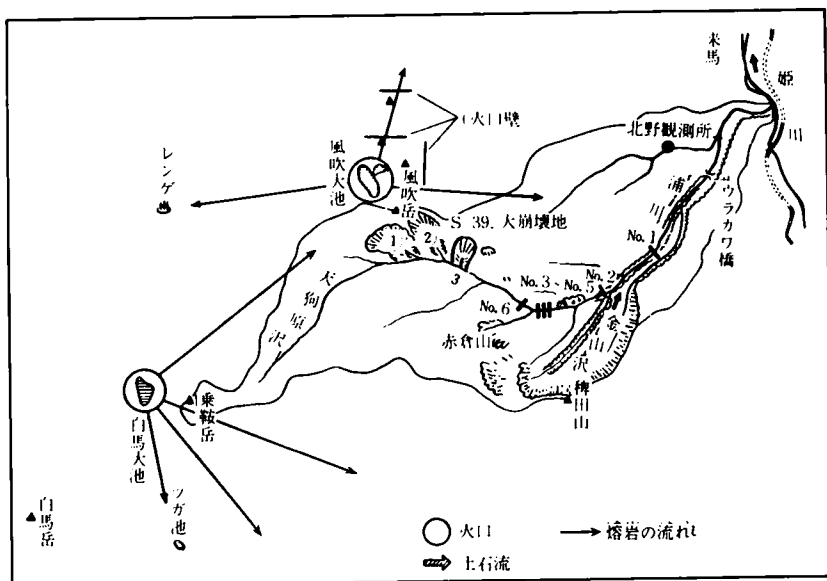


図1.2.18 浦川流域地形図

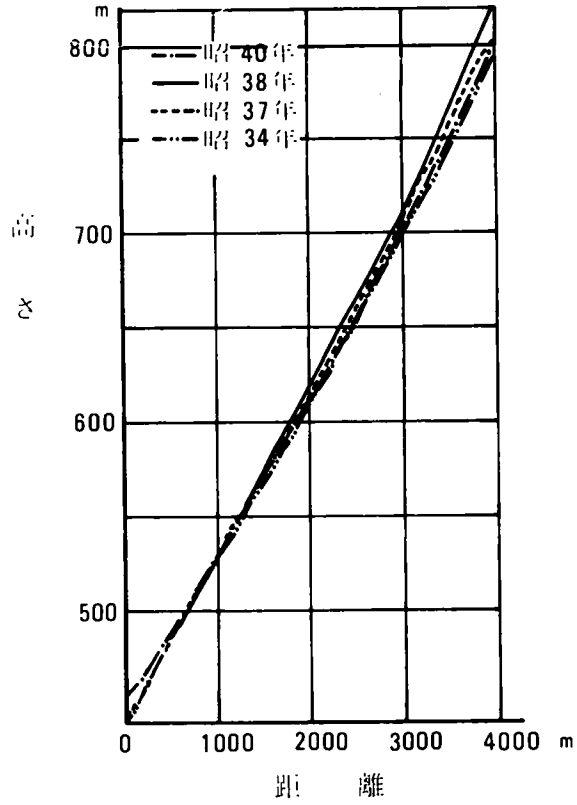


図1.2.19 浦川の縦断面図

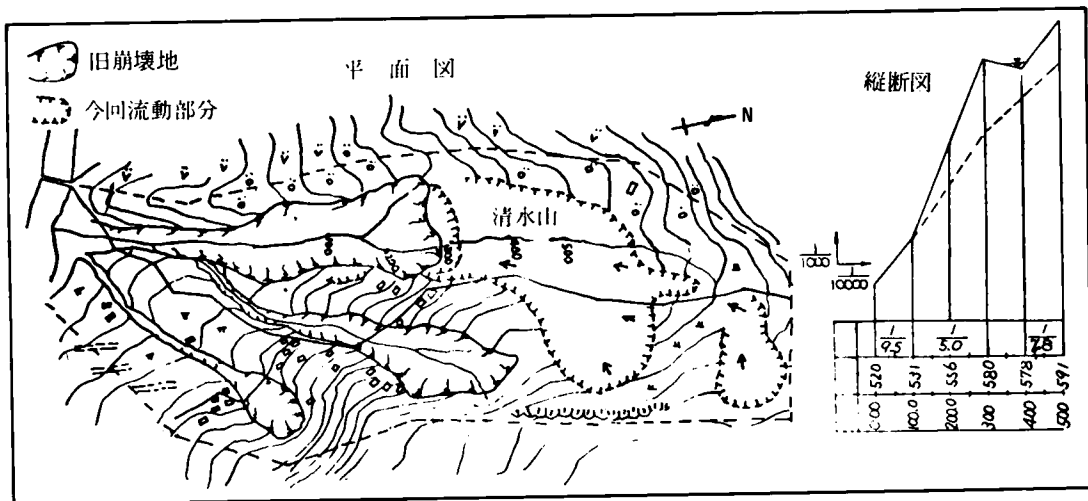


図1.2.20 中之沢地形および縦断面図

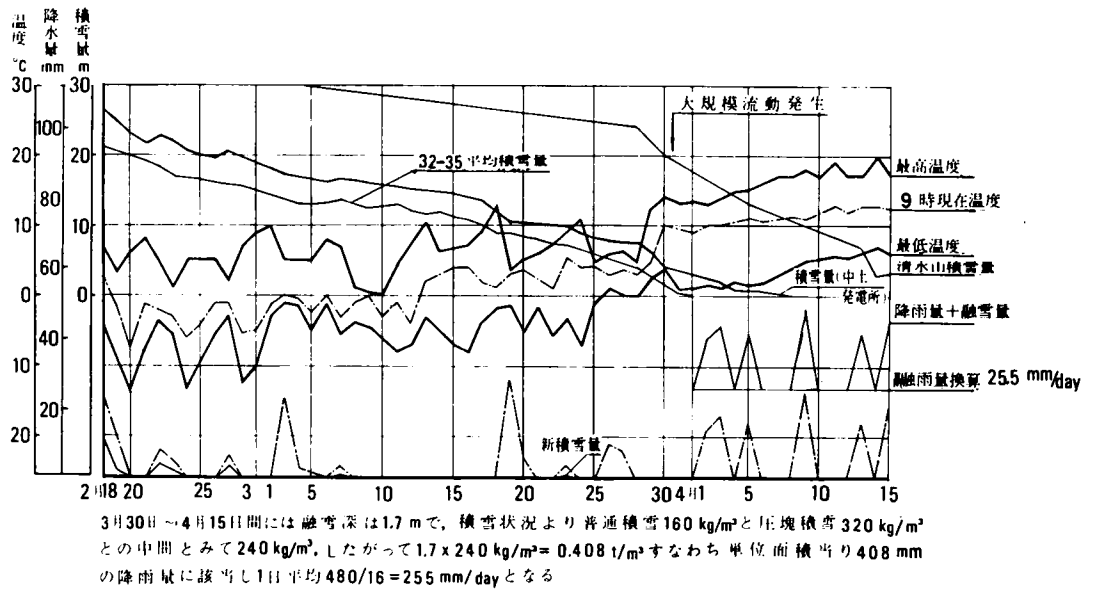


図1. 2. 21 土石流発生前後の気象状況(中之沢)

表 1. 2. 7. 米国における重量比 40% 以上の流れの実例

測 点	年 月 日	水温 F°	流量 cfs	浮遊土 砂濃度 P.P.M	測 点	年 月 日	水温 F°	流量 cfs	浮遊土 砂濃度 P.P.M
Pio Puerco Cabezon (ニューメキシコ)	8. 6. 1951	--	340	414×10 ³	Raria 河 Lees Ferry(アリゾナ)	10. 8. 1954	--	435	427×10 ³
Rio Puerco Bernardo (ニューメキシコ)	7. 24. 1949	70	1,980	418 "	" "	7. 25. 1955	--	288	529 "
" "	" "	70	2,380	412 "	" "	8. 26. 1955	75	408	468 "
Rio Salado San Acacia(ニューメキシコ)	8. 13. 1953	68	5,680	405 "	" "	7. 29. 1956	--	11	400 "
Raria 河 Lees Ferry(アリゾナ)	7. 9. 1950	--	218	480 "	" "	7. 30. 1956	--	455	415 "
" "	7. 10. 1950	--	455	515 "	" "	8. 22. 1958	76	400	473 "
" "	8. 27. 1952	--	632	646 "	" "	9. 6. 1958	77	150	408 "
" "	" "	--	316	533 "	" "	8. 3. 1959	73	1,400	493 "
" "	" "	--	280	416 "	" "	" "	77	600	572 "
" "	7. 14. 1953	--	127	599 "	" "	8. 4. 1961	72	2,540	596 "
" "	" "	--	107	506 "	" "	" "	78	1,500	531 "
" "	" "	--	94	441 "	" "	" "	77	6,270	451 "
" "	7. 16. 1953	--	720	587 "	" "	8. 6. 1961	--	1,200	538 "
" "	" "	--	610	546 "	" "	9. 24. 1962	62	1,200	440 "
" "	7. 18. 1953	--	242	489 "	" "	8. 5. 1963	70	900	602 "
" "	7. 31. 1953	--	790	450 "	" "	" "	74	400	553 "
" "	" "	--	570	599 "	" "	8. 6. 1963	69	700	432 "
" "	" "	--	377	560 "	" "	8. 7. 1963	75	200	432 "
" "	" "	--	396	463 "	" "	8. 31. 1963	70	650	633 "
" "	8. 1. 1953	--	1,060	530 "	Little Colorado河 Cameron (アリゾナ)	8. 25. 1957	70	5,700	620 "
" "	" "	--	560	455 "	" "	8. 22. 1968	74	5,000	438 "
" "	7. 25. 1954	--	3,310	514 "	" "	" "	75	4,400	415 "

第2章 土石流の発生に関する研究

第1節 概 説

土石流の発生機構の考察において、まず要求されるものは発生場所、時期およびその規模の予知である。

発生場所は原因によって相違し、火山の噴出、地スベりに伴うものについては、場所が限られるから、その予知は可能である。崩壊に伴うものは、崩壊に寄与する因子の生起する確率の高い場所がこれにあたる。崩壊の機構については多くの研究があり、これを参照することによって、ある程度予知は得られるので省略し、本論文では、いままでに研究がほとんど進んでいない溪谷堆積物の流動による土石流の発生場所の特性を考察する。

土石流の発生の状況をみると、常に豪雨に見舞われる地域よりも、豪雨の頻度の小さいところに多い。また第1章で明らかにしたように、土石流の発生する溪谷のこう配は $20^{\circ}\sim 30^{\circ}$ のところが多い。これは何を意味するのであろうか。

著者は、山地においては、流水以外の力による侵食作用が卓越して、輸送能力の違いから溪谷に堆積が生じ、その堆積のこう配は水流によって形成されたものに比較して急であり、豪雨のとき、この堆積が水流の洗礼を受けて新しい環境に応じるために変形する、この遷移過程が土石流であると考えた。第2節においては以上の考え方をくわしく説明し、溪谷堆積物の流動による土石流の発生例をこの考えにもとずいて解析する。

一方、発生の時期と規模については、発生機構の解明によって明らかにできる。

第1章において、土石流の発生限界をつきのようにとりあげた。

- a. 土砂と水の一体化した流れが生じうる限界
- b. 土砂で構成する物質が流動化しうる空隙率
- c. れきと同じまたはそれ以下の水深で巨れきが移動する限界

発生機構の解明においては、これらが明らかにされなくてはならぬ。このうち、cについては、第4章で論ずることとし、ここではa、bを主として溪谷堆積物の流動による土石流の面から考察する。

土砂と水が一体化するのに2つの過程が考えられる。一つは土塊が動きだし、しだいに空隙化し

つつ一体となっているもので、上のもの場合である。他の一つは流れが土砂を拾い上げて一体となるものである。溪谷堆積物の流動による土石流がどちらの過程に属するか不明である。ただ流れによる拾い上げで一体となる機構は、流体力のまさる沖積河川で起こらない事実から、もし拾い上げて起こるとするならば、溪谷のみにある特性すなわち、こう配が急であるために生ずるものと考えられる。

溪谷において豪雨に伴って起こる大量の土砂移動の原因に、つきの2つのものが考えられる。一つは流れによって河床の粗石による被覆が破れて、その下の細かい土砂が移動するもので、いかに急こう配の溪流でも堆積物のある河道では、表層の粗石をとり除くと、細かい砂が存在するのが常である。水位が増して表層が流失すると、この細砂が流れにさらされて移動する。この場合は予想もつかぬ大量の土砂が移動する。しかし、この場合の堆積物は一度流れによってふるい分けを受け、粘土質の材料が少ないので、土砂と水の一体化に至るのには無理である。

もう一つの過程は、さきに述べた流水以上の作用でできた堆積が流水の作用を受けて変形する過程である。

従来、水による斜面の変形として、表流水の土壌侵食、雨水の浸透によって含水量が増加して、斜面の内部にスベリ面を生じての崩壊、あるいは基岩にそっての崩壊、不透水性の地層上に貯留した水のパイピングによる地表と不滲透面間の崩壊、被圧地下水圧による表土の崩壊があげられている¹⁾。しかし、ここにあげた原因だけでは、土石流と呼ばれる現象への移行を説明するためには不十分で、土石流への移行過程については、上述のものとは違った形態があることが予想される。

そこで、第3節では、急斜面に表面流が生じたときの土砂の挙動についての実験を行なった。その結果、急斜面が流水の作用を受けたとき、斜面は、構成材料と水流の大きさに応じてこう配を緩和し、この緩和作用の結果、無用の土砂が放出されて、みかけ上砂堆を形成することが見出された。この砂堆は、斜面を構成する材料と水流の強さに応じて、つきの形態を示す。

- a. 砂堆が次第に大きくなるもの
- b. 砂堆の発達に伴って砂層内にスベリを生じて滑動するもの
- c. 砂堆そのものが流動化するもの

この結果は、さきに述べた表面流の作用を受けた堆積物が、あるこう配以上をなり得ないことを示すとともに、溪谷で十分起こり得る水量で集合移動の形態をとり得るという点で、いままでいわれてきた土砂移動の形態より土石流に通ずるものがある。そこで、これらの現象の起こる機構、発生限界および土石流へ移行しうる条件について考察することにした。

第 2 節 土石流の発生に関する地形学的考察

2-1 溪谷における堆積と侵食の過程

土石流は、地形輪ねの一過程である。したがってその発生も輪ねの一コマとして考えるべきである。山地における土砂の侵食は、流水だけでなく、風食あるいは凍上などによって地表からはくりした土砂が、自身の質量力によって移動する（以下これを質量作用と呼ぶ）。山地の高度が高くなると、質量作用による侵食の割合が増加する。

一つの溪流において、水が豊富に現われる下流部では水流による輸送が卓越するが、水源部ではときには水が消失し、質量作用による輸送が大きくなる。実際には両者の中間的な侵食があるからその境界は明確でないが、このような境界が溪流の途中に存在する。この境界は2つの侵食機構の力の均衡によって溪流を上下し、質量侵食の弱いところでは山頂近くまで水流による侵食が行なわれ、堆積はそれ程おこらない。風化のはげしいところでは境界点が下に移動し、その背後に、質量作用で運ばれた土砂による堆積がすすむと考えられる。

豪雨によって大量の水が供給されると、両者の均衡が変わり、境界点が上流側に移動すると、そこにある流水の洗礼を受けていない堆積が新しい環境のもとで安定に移ろうとする。この遷移過程が土石流に相当するといえよう。

土石流がいままで種々の状態について呼ばれるのは、この境界付近では両者の力が同じ程度に作用し、ときには水流による侵食が、ある場合には質量作用が卓越して、いろいろの形態を生じるからであろう。

2-2 土石流の発生地点のこう配

さて、以上の推定が正しければ、第1章でのべた土石流の実例のうち峡谷の堆積物の流出による土石流は、質量作用の卓越する領域と水流による侵食が支配する領域の境界において生じることになる。例えば普段水流がなく、斜面から土砂が補給される急斜面をもつ谷で、豪雨のときだけ表面流の起る谷は、発生の条件をみたとことになる。ただ崩落による土砂の供給は局所的であるのに対し、流れは集中するので、土砂の移動に非平衡が生じるためには流域の形状がきわめて影響すると考えられるが、これを考察する資料がないのでここではとりあえずこう配のみからその位置を求めてみよう。

堆積物のこう配は、それが輸送されてきた過程を反映する。たとえば竹下²⁾によると

- a. $0 \sim 6^\circ$ は水流によってふるいわけを受けた細砂の堆積面
- b. $5^\circ \sim 13^\circ$ はれき質の水流運積面
- c. $10^\circ \sim 23^\circ$ は水流によるうたを受けていない運積面
- d. $20^\circ \sim 40^\circ$ は斜面の崩積層

とわけている。図 2.2.1 は西湖周辺の地形を 10° 毎に分類して表示したもので、さきに示した図 1.2.1.4 と比較すると、土石流の堆積地は 10° 以下、土石流に土砂を供給したのは 20° の領域、斜面の崩壊は 30° のところに限られており、その発生の分布は、このこう配の分布とよく一致する。現地視察の結果では、 20° と区分けされた区域は、崖に近い性質をもち、植林が行なわれているほどの土まじりの堆積で、少なくとも流れによって運ばれたものではない。この流れでは、 10° および 20° に分けた領域の境界が、水流による輸送と質量輸送の境界点と考えてよいように、西入沢ではちょうど砂防タムの少し上流付近にあたる。

さて、 30° のところは、斜面崩壊は生じるが土石流には直接関係しないと考えると、土石流に寄与するのはこう配 20° で表現される堆積部のみとなり、この量の多寡が土石流の大きさに関係することになる。西湖周辺の各支川の流域においてこの量を比較すると、西入沢、本沢の順に小さくなり、三沢川が一番少ない。表 1.2.4 にみられたように、三沢川は流出土砂が少なく、2.3 の人によると³⁾、この沢にあるタムの効果にしておられるが、発生の原因となる土砂そのものが少なかったのではなからうか、またこのような見地から、この地形図に含まれる他の地域をみると、この堆積が一般に少ないので、この地形図の範囲内ではほかに顕著な発生を見ていないのもうなずけるのではなからうか。

以上の考え方によると、土石流の発生の難易は窪谷の堆積土砂の厚できまり、また発生の頻度は、窪谷の堆積の有無とこの堆積上に表面流を起す豪雨の発生の頻度によってきまるようである。豪雨発生の周期より土砂の堆積の期間が長い地域では土石流は発生しにくい。これに対して豪雨の周期より土砂の堆積が早いとき土石流が起りやすい。土石流の発生が一般に年降雨量のそれほど大きくない地域において起りやすいのは、このような事情によるものといえる。一度発生したところでも、風化のはげしいところでは、一般に山腹崩壊を伴うことから、堆積の成長は早く、もし同じ程度の降雨に遭遇すると、ふたたび発生すると考えるのが妥当である。

豪雨の発生の頻度は、水文資料が整備されてきた今日、ある程度のものは期待できる。したがって土石流の発生の予知には、堆積の進行状態の算定が重要となり、斜面の生産する土砂量とくに崩壊の拡大あるいは雪氷作用による生産量とそれが河道に輸送される過程を研究する必要がある。

また、溪谷における侵食と堆積の過程には流域の形、水系の形が影響すると考えられる。羽状流域は放射状流域にくらべて、流量の集中が少ないから、堆積の進行は容易であろう。

これを実証するためには、数多くの発牛例の解析が必要で、このために従来の発牛例について少しでも資料を蓄積していくことが重要である。しかしへき地には大縮尺の地形図に乏しく、貴重な天与の資料を整理できないのが現状である。したがってできるだけ早くへき地にも大縮尺の地形図が整備され、これらが一ヶ所に集められて容易に利用できるようになることをのぞむものである。

第3節 土石流の発生過程に関する研究

3-1 発生過程に関する問題点

土石流の発生要因については、従来から種々の提案があり、例えばBlackwelder⁴⁾はつぎのものをあげている。

- a. 湿潤状態では滑りやすくなる未固結物質が存在すること
- b. 急こう配であること
- c. 植生が少ないこと
- d. 豊富でかつ間けつ的な水の供給があること

また、概説にあげた水による斜面の変形も、土石流の原因にしばしばとり上げられる。これらが土石流の原因になりうることに疑問はないが、土石流へ移行する過程については全く不明である。

さきに、土石流は土砂と水が一体になって流れるものであると定義し、この状態になりうる過程を2つ考えた。一つは土砂で構成された物質が次第に空隙になりつつ一体となっているもので、池の一つは流れが土砂を拾い上げて一体化するものである。いずれにせよ、水流の力の大きい沖積地河川で、河床がたとえ粘土物質であったとしても、一体化になるのは容易でないと考えられる。それが溪谷において生じるのは、沖積地河川になくて溪谷にある要素すなわち急こう配が急であるという要素が、土砂と水の一体化に大きく働いていると想像される。そこでは概説にあげた斜面の変形過程以外の移動過程があるのではないかと推定できる。

また、従来から山地災害は連続降雨がある層を起ると発生し、その量は100mm前後であるとされている⁵⁾。この値は何を意味するのであろうか。塵くすれでは、この量は40~50mmで⁶⁾、大滝⁷⁾はこれを土の保湿当量に要する量としている。土石流の場合には何に相当するのであろうか。

そこで、急こう配の堆積が水流の作用を受けたときの土砂の挙動について実験を行ない、これからの問題点を明らかにしよう。

3-2 表面流による斜面の変形に関する実験

1. 実験の方法

実験に用いた水路は、幅25cm、高さ45cm、長さ3mおよび幅7cm、高さ30cm、長さ3mの2種である。水路上流端の給水部と砂槽の間には金網を挿入して、浸透流が一様になるようにし、水路床には砂をばりつけて境界面の摩擦が砂層内の粒子間の摩擦より小さくならないようにした。実験に用いた砂の性質およびこう配の範囲を表2.3.1に示す。実験は、砂が完全に水で飽和の状態に表面流が生じたとき、砂の表面は湿润状態で空隙は未飽和の状態に表面流が生じたときを対象に、定常および非定

表2.3.1 実験に用いた砂の性質

砂れきの特性	A	B	C	D
取 因	人工骨材	人工骨材	自然砂	自然砂
粒 径	1.5mm	5.2以下	5.6	3.2
比 重	1.282	1.40	2.56	2.56
空 隙 率	45.6%	23.0	43.0	39.3
摩 擦 角	33°23'	-	47.45	37.26
実験したこう配の範囲 $\tan \theta$	0.239 0.056	0.239	0.326 0.239	0.504 0.239
(2.3.1)式による限界こう配	0.153		0.545	0.460

常流について行なった。表面流の発生に伴って生じた砂層表面の変形および砂層内の砂の移動を水路の側面からカメラで記録した。

2. 実験の結果

実験によって観察された結果を要約するとつぎのとおりである。

- (i) この実験における土砂の移動は表面流によって生じる。実験を行なった範囲内では、砂層の飽和、不飽和にかかわらず、表面流が発生するまで砂の移動は起こらない。粘着性のない砂からなる斜面に、浸透流があるときに安定な限界こう配 i_c は、砂の水中単位重量を r_b 、砂の単位重量を r 、砂の内部摩擦角を ϕ とすると、つぎのように表わされる。

$$\tan i_c = (r_b / r) \cdot \tan \phi \quad (2.3.1)$$

この実験のように、 i_c 以上のこう配でも下流端を閉鎖して浸透水を砂層面と平行に排出する

ときは、飽和に達しても表面流が生ずるまでは土砂の移動は生じない。従来この種の実験においては、 i_c 以上の斜面については、第1節でふれたように浸潤線が砂層面に現われたところで、パイピングを起して、それから上の土砂が崩落する現象をとらえているが、この実験はこれと違って、 i_c 以上の斜面でも、表面流による斜面の変形をとらえたものである。

(iii) 表面流によって砂の掃流がおこると、斜面は与えられた表面流速と河床の粒径に応じて、初期こう配に無関係に新しいこう配を形成する。こう配形成後の余分の砂を初期河床上にはき出し、そこに砂堆を作る。この砂堆は、一般の移動床にみられる砂堆の移動と同じように砂堆の背面の砂をはくりして砂堆の前面に堆積し、砂堆を次第に下流に移動させる。ただ一般の砂堆と違うところは、表面流の前縁が下流に伝わるのと同じ速さで砂堆の山が移動するため砂堆の下流側には表面流ができないことである。図2.3.1は砂堆の移動する様相を、図2.3.2にその頂点高さの変化を示す。図2.3.2は原点からいくらかはなれると一定の割合で高さが増加し、頂点が水路こう配よりゆるいあるこう配線にそって移動することを示す。図2.3.3は頂点の位置の時間的变化を示したもので、きわめて早いことを示す。

この砂堆の発生は、A砂(人工骨材)では、実験の全領域でみられた。これに対して、CおよびD砂(自然砂)では、 $\tan \theta = 0.326$ 以下のこう配では発生せず、ガレ状の水みちを作る。かりに人工的に砂堆を与えても、表面流が砂堆をのりこえて砂堆を押し流してしまふ。またA砂とほゞ同じ比重でも、砂粒の空隙率の小さいB砂では $\tan \theta = 0.239$ 以下では砂堆の発生をみていない。

(iv) 限られた水量を与えたとき、ある程度砂堆が発達すると表面流はすべて浸透して砂堆は移動を停止し、砂堆の下流で再び表面流が現われて、その下流で同じような現象が起こる。このとき水路内にはいくつかの砂堆が残される。

(v) A砂では、砂堆の発達が進むと、砂層内にスベリ面ができ、スベリ面から上の部分の下流に動く。スベリ面の深さは、こう配が急で河床の砂の厚みが少ないときは水路底面に達するが、こう配がゆるやかなときは水路床にまで達しない。

(vi) D砂では、砂堆がある程度発達すると砂堆前面がくずれるように押出されて、この現象がくり返されて脈動するように砂堆が動く。

この実験では、以上述べたように土砂の移動が掃流による移動と土塊が安定を失なって崩落する場合とが含まれている。ある場合には、これらのうちの1つの要素のみで土砂が移動するが、ある場合には2つの要素が同時に起こるため土砂の移動の形態を複雑にしているようである。

この実験によって得られた土砂の移動の形態と、従来からいわれている流砂現象との違いはつき

のようである。

(i) 急斜面上に表面流が生じると、流量と斜面の構成材料に応じて流れはこう配を緩和する。これがわずかな流量で起こるので、斜面の全面的に表面流が生ぜず、砂の移動が局所的となり、みかけ上単一の砂堆を形成して土砂が移動する。

(ii) 砂堆の発達に伴って、水の存在が局所的になり、砂層中の応力に分布が生じて砂層内にスベリが起こる。

(iii) 砂堆そのものが脈動しながら流動する。

この結果は、さきに述べた急こう配の堆積が表面流の作用を受けたときにあるこう配以上をとり得ないことを示すとともに、土石流の原因に取り上げられる自然タムと同じ効果をもつ砂堆が、ごく小世の水流で起こりうるということは、土石流の発生に通じるものがある。

また、3-1でふれた窪谷の土砂の異常流出の多くが連続降雨100mmをこえると多発するのは、100mm程度までは堆積層中を流動するが、100mm程度から堆積上を表面流となるため考えられる。

窪谷堆積物の流動による土石流の発生には、うえに述べた自然こう配が何で規定されるかを明確にすることが重要であるが、これは第4章で述べることにし、次節においては、うえに述べた砂堆の発達について、それぞれの機構と土石流へ移行する可能性を考察する。

3-3 表面流による単一砂堆の発達機構

1. 急こう配斜面に生ずる単一砂堆の発達過程

実験で観察された単一砂堆は、砂層内のスベリの有無にかかわらず、あるこう配以上になると発達する。実験によると、スベりを伴わない砂堆の発達の領域はかなり大きく、無視できないものである。

砂堆の発達過程は、実験による観察からつぎのように考えることができる。

(1) 急傾斜水路では砂層内を流れる水量が大きく、表面流量 Q_s は与えた流量 Q から浸透量 Q_b を引いたものである。浸透流の流線は、不浸透層すなわち水路床に平行である。したがって自然こう配は流線のこう配よりゆるいので堆砂の背面上の流れは、砂堆の先端に至るほど浸透によって流量を減ずる。

(2) 急傾斜の砂面に表面流が生じたとき、流れは流量と河床の粒径に応じて特定のこう配を作る。(以下このこう配を仮りに自然こう配と呼ぶ)。

流れが自然こう配を形成する結果、余分の砂が自然こう配の下流端に排出され、そこに堆積する。流れは自然こう配をとりながら砂堆の背面をけすり、砂堆の前面に堆積をつづけるので、砂堆は次第に下流に移動する。したがって、砂堆の背面の変動は、砂堆の頂点に向って次第に流量が減じつつある流れのもとの河床変動として扱える。

(3) 砂堆が下流に移動する速度が表面流より早いとき、砂堆の前面および下流側の砂層の表面に表面流は生じない。砂堆が発達をつづけるのは、砂堆の進行速度が表面流の速度より早い、等しいときで、逆に表面流の速度が大ききとき、流れは砂堆をのりこえて、砂堆は消失する。したがって砂堆の発達貯水池内のデルタの進行と同じように取り扱える。

以上のことを基礎にして、砂層内のスベリを伴わぬ場合の砂堆の発達を考えてみよう。

2. 砂堆背面の変動機構

砂面こう配がかりに与えられたとすると、砂堆の背面上の流れの連続方程式は、図 2.3.4 に示すように、砂面から x 方向の単位長さあたり $q \tan(\theta - i)$ つつ流量が減ずると考えて、つぎのようになる。

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q_s}{\partial x} = -q \tan(\theta - i) \quad (2.3.2)$$

運動方程式は、浸透の方向が表面流の方向と $(\theta - i)$ の角度をなすとすると⁹⁾

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial t} \left(\alpha_m u_m + (1 - \alpha_m) \frac{u_m}{g A} \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{\alpha_m u_m}{g A} q \tan(\theta - i) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha_m \frac{u_m^2}{2g} \right) \right) \\ + \frac{q w'}{g A} \sin(\theta - i) = -\frac{\tau_0}{\rho g R} + \sin i - \frac{\partial h}{\partial x} \cos i \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

$$\frac{\alpha_m u_m q \tan(\theta - i)}{g A} > \frac{q w'}{g A} \sin(\theta - i), \quad i = \left(\theta - \frac{\partial z}{\partial x} \right) \quad (2.3.4)$$

とし、 $\partial/\partial t$ の項は省略し、連続方程式を用いて書き直すとつぎのようになる。

$$\frac{dh}{dx} = \frac{\sin\left(\theta - \frac{\partial z}{\partial x}\right) - \frac{\tau_0}{\rho g R} + 2 \frac{\alpha_m u_m}{g A} q \tan \frac{\partial z}{\partial x}}{\cos\left(\theta - \frac{\partial z}{\partial x}\right) - \frac{\alpha_m Q_s^2}{g A^3 b}} \quad (2.3.5)$$

一方、単位幅当りの流砂量は、実測から Brown 型がなりたつことが認められたので、これを用いると、

$$q_T = \alpha' u_* (u_*^2 - u_{*c}^2)^m$$

$$\alpha' = k \cdot d / \{ (\sigma / \rho) - 1 \} g d \}^m \quad (2.3.6)$$

で、 k 、 m は常数である。

流砂の連続方程式は、水路床からはかった河床面の高さを z とすると、

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{1}{b(1-\lambda)} \frac{\partial (q_T b)}{\partial x} = 0 \quad (2.3.7)$$

とあらわされる。ここに b は水路幅、 λ は空隙率を 100 で割ったものである。

摩擦速度はマンニング式で、

$$u_* = g^{1/2} Q n / b h^{7/6} \quad (2.3.8)$$

と表わされる。(2.3.4)、(2.3.5)、(2.3.6) および (2.3.7) 式を用いて、

$$\begin{aligned} \frac{\partial z}{\partial t} = & \frac{7}{6} \frac{\alpha'}{1-\lambda} \frac{g^{1/2} Q n}{b h^{13/6}} \left\{ \left(\frac{g Q^2 n^2}{b^2 h^{7/3}} - u_{*c}^2 \right)^{m-1} \cdot \left\{ \frac{g Q^2 n^2}{b^2 h^{7/3}} \right. \right. \\ & \left. \left. \times (1+2m) - u_{*c}^2 \right\} \times \frac{\sin(\theta - \frac{\partial z}{\partial x}) - \frac{Q^2 n^2}{b^2 h^{10/3}} + 2 \frac{u_m}{g A} g \tan \frac{\partial z}{\partial x}}{\cos(\theta - \frac{\partial z}{\partial x}) - \frac{Q^2}{g A^3} b} \right\} \end{aligned} \quad (2.3.9)$$

となる。砂堆の背面の時間的な変動は (2.3.9) 式を用いて計算できる。各点の流量は、その点の河床高さを z 、浸透係数を k とすると

$$Q_{sz} = Q - k \theta Z \cdot b \quad (2.3.10)$$

で与えられる。(2.3.9) 式の計算にあたっては、計算の初期の河床形とその上の水理量が必要であるが、これが与えられると河床にそって適当な区間に分割して (2.3.9) 式を計算する Δt 時間後の河床は、元の河床高を z_0 とし、

$$z = z_0 + (\partial z / \partial t) \Delta t + (\partial z / \partial x) \Delta x \quad (2.3.11)$$

で与えられる。 $\partial z / \partial x$ の値に如して、砂堆の背面では河床がほぼ平行に下がるという実験結果を利用することができる。

3. 砂堆の進行速度

さて実際に問題になるのは、砂堆の進行速度と高さの変化である。砂堆の頂点では、上流から押し出した砂がくずれ落ち、流れが急変するのでうえにのべた方法は適用できない。頂点付近の現象に対して、実験の事実からつぎのことがいえる。

- (i) 砂堆の前面の傾斜角は、湿潤砂の空気中安息角である。
- (ii) 砂堆の頂点を通過した全流砂量はそのままだらに前面に堆積する。
- (iii) 砂堆の頂点から上流側は、上述の河床変動の考察が適用できる。

とすると、このような現象は、矢野、芦田および定道⁹⁾が貯水池の堆砂の解析に用いた手法がそのまま適用できる。砂堆の頂点では流量が消失するので、頂点から少し上流の断面を計算上の頂点とすると、そこを通過する流砂量は、つぎのように表わされる。

$$q_{Tf} \Delta t \cdot b = \frac{\alpha' g^{1/2} n Q_f}{h_f^{2/6} b} \left\{ \frac{g n^2 Q_f^2}{h_f^{14/6} b^2} - u_* c^2 \right\}^m \Delta t \cdot b \quad (2.3.12)$$

ここに Q_s は計算上の頂点における流量である。

砂堆頂点の進行方向を図 2.3.6 に示すように、水路床に平行な進行速度 U とそれに直角な方向の上昇速度 V に関し、砂堆の進行方向はその合成速度のなす方向とする。 Δt 時間内に頂点が Δx だけ進んだとすると、流砂の連続式は図 2.3.5 より近似的につぎのように表わせる。

$$\frac{q_{Tf}}{1-\lambda} \Delta t \cdot b = \left\{ (z_f - z_0) + \frac{1}{2} \frac{dz_f}{dt} \Delta t \right\} + \frac{dz_f}{dt} \Delta t \times (z_f - z_0) \cot(\alpha - \theta) \quad (2.3.13)$$

ここに z_0 は初期砂層高さ、 α は湿潤砂の空気中安息角である。進行速度 U は

$$U = \lim_{\Delta x \rightarrow 0, \Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt} = \left\{ \frac{q_{Tf}}{1-\lambda} - \frac{dz_f}{dt} (z_f - z_0) \cot(\alpha - \theta) \right\} \times \frac{1}{z_f - z_0} \quad (2.3.14)$$

鉛直方向の速度成分 V は

$$V = \lim_{\Delta x \rightarrow 0, \Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta z_f}{\Delta t} = \frac{dz_f}{dt} = \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)_f + \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_f \frac{dx}{dt} \quad (2.3.15)$$

ここに添字 f は頂点における値を示す。頂点の水路床に対する運動方向の角度 Θ は

$$\Theta = V/U = (1/U) \cdot (\partial z / \partial t)_f + (\partial z / \partial x)_f \quad (2.3.16)$$

となる。 $(\partial z / \partial t)_f$ は (2.3.9) 式より求める。

以上の方法によって砂堆の進行を計算するには、やはり初期の砂堆とくに砂堆背面の河床形と水理量が必要である。与えられていないときは適当に砂堆の形を与える必要がある。砂堆の河床形と水理量が与えられると、(2.3.10) 式および (2.3.12) 式を用いて q_{Tf} が得られるから、(2.3.15) 式の右辺第2項を無視して U の第1近似を求める。この実験の例では U が大きく、1秒間に $(z_f - z_0)$ の何倍も進むケースが多く、 U の第1近似では誤差が大きいようである。したがって (2.3.9) 式より $d z_f / d t$ の値を求める必要があるが、一般にはんざつである。砂堆の背面の低下は平行に進むことが実験によって得られているので、 z_f より上流側の河床面積を A_F とすると、

$$q_{Tf} \Delta t b / (1 - \lambda) A_F = \Delta z_f$$

の関係が得られるから、 Δt 時間の z_f の河床低下量を求め、その位置から初期の河床に平行に $U \Delta t$ たけ延長すると Δt 後の z_f の位置の近似値が求まる。この値を用いて (2.3.14) を再計算すればよい。 U が決まると Θ を求め、 Δt 後の砂堆の頂点位置をきめることができる。 Θ の計算において $\partial z_f / \partial t$ を求めるにもうえにのべた簡略法で $\partial z_f / \partial t$ を予測することができる。

図 2.3.5 に示した計算例の砂堆の頂点の位置は以上のようにして求めた。この計算を行なったときの問題点をあげるとつぎのようである。

(iv) 新しく盛上った部分と、もとの砂層内では透水係数が異なり、新しく盛上った部分は透水係数を大きくする必要がある。

(v) (2.3.9) 式の計算で、もっとも影響するのが摩擦項である。実験の場合には水位とこう配の実測値があるから、数値計算例をあげることができたが、実際の問題を取り扱うときには、急こう配で、水深が溪床の石と同じ程度における抵抗法則が必要であって、このときの n の値をいかにみつめるかが問題となる。

4. 土石流との関連

以上述べた計算は、砂面が見かけ上盛り上って移動し、その移動速度が大きいので、あたかも砂堆全体が動いているように見えるが、実際には砂堆の背面上での掃流現象であることを示したものである。しかし、ここにできる砂堆は、さきの計算例でも指摘したように、きわめて透水性のよい粗れきの場合でも、その構成は空隙になる。崩落などで出来た堆積のように、粘土質の多い場合に

は流動化しやすい状態になることが予想される。さらに、土砂の粒径が小さいときは3-5で述べたように砂堆の前面でパイピングが起るので、流動化は助長される。実際の現象では、これに加えて、流れの非定常あるいは流路断面の変化によって、ときには流れが砂堆上を越流することも考えられる。土石流の原因によく斜面の崩壊による自然ダムが取り上げられるが、砂堆はこれと全く同じ効果を発揮する。しかも流れが土砂を拾い上げて一体化になるのには、かなり大きい流体力が必要であると予想できるのに対して、この機構によって流れが土砂を混入するときには、堆積上にほぼ粒径と等しい程度の表面流の発生で起こることになる。

この砂堆の形成によって土砂が移動するとき、河川構造物に作用する力はそれ程大きくないと予想できる。例えば昭和40年における福井県西谷村中島では、家屋の軒まで土石で埋まったが、家屋の被害がほとんど見られなかった事実は、ここに述べた現象に近い状態で土砂が流出してきたと考えることができるであろう。

3-4 砂堆の発達に伴う砂層内のスベリの発生機構

1. 砂層内のスベリの発生状況とその問題点

3-2で述べた砂堆の発達に伴う砂層内のスベリの発生は、土砂の集合移動のきっかけになるので、この現象の発生領域とその規模を明らかにし、実際の土石流との関連を見出すことが必要である。そこで、このスベリの発生領域とその規模を実験的にしらべた。測定の方法は、砂を着色し、砂堆の観測と同時に、砂槽の側面から、ガラス越しに、0.5 sec おきに写真を撮り、着色砂の移動を追跡したものである。

図2.3.7はその1例で、粒子の移動の早さと方向をベクトル的に示したものである。スベリ面の形は、どの場合でも砂堆の先端ののり先から砂層内を斜面の上方に向かって円弧状をなしており、こう配の急な場合には、スベリ面は水槽の底に達するが、こう配がゆるくなると、砂層の中程までしか及ばない。砂の速度は、スベリ面の近傍を除いては、ほぼ等しいので、全体としてのスベリと考えられる。A砂の場合には、このようなスベリが実験の全ケースで見られたがC、D砂の場合には、移動層の厚みがせいぜい粒径の2-3倍にすぎず、この移動は表面流の作用によるものであるとみるのが妥当であることから、この実験の範囲内ではスベリは起こっていないと結論できる。

図2.3.8は、スベリの領域が砂堆の移動とともに動いていく観測結果を示したもので、一度動いた砂が、砂堆の通過後再び停止している事実は、砂層内のスベリが砂堆によって生じた局所的な負荷によるものであることを示している。

このスベリ面から上の砂塊についてその安定を、分割法によって調べると、とくに他に原因を求めなくても、浸透があることを考慮するだけで、すでに不安定である。これは、浸透がないとき安定であった斜面が、浸透の作用によって不安定になっているが、スベリを生ずるために必要な初期応力の不足と斜面ののり先で作用する受働領域によって安定を保っているものと考えられる。

無限長斜面においては、表面から、深さ z' に地表面と平行に浸透流がある場合、滲透水面上の土砂の単位重量を r 、滲透水面以下の土の飽和単位重量を r_t 、滲透水面以下の土砂の水中重量を r_b とし、土砂のせん断強さを $\tau = C_0 + \bar{\sigma} \tan \phi$ 、ここに C_0 は粘着力、 $\bar{\sigma}$ は有効応力、 ϕ は土砂の摩擦角とすると、斜面が安定な条件は、

$$\begin{aligned} & ((z - z') r_t + z r) \sin \theta \cos \theta \leq C_0 + ((z - z') r_b + z' r) \\ & \times \cos \theta \tan \phi \end{aligned} \quad (2.3.17)$$

である。¹²⁾この式を安定数、 C_0 / r_t z で表わすと、

$$\frac{C_0}{z r_t} = \cos^2 \theta \left[\left(1 - \frac{z'}{z} \cdot \frac{r_t - r}{r_t} \right) \tan \theta - \left(\frac{r_b}{r_t} + \frac{z'}{z} \frac{r - r_b}{r_t} \right) \tan \phi \right] \quad (2.3.18)$$

となる。(2.3.17)式が浸透流のある斜面の安定条件を示す一般式である。これから、特定の条件の一般式は、つきのように表わされる。

(1) 浸透流が地表面と一致するとき ($z' = 0$)

$$(C_0 / z r_t) = \cos^2 \theta [\tan \theta - (r_b / r_t) \cdot \tan \phi] \quad (2.3.19)$$

(2) 浸透流がないとき ($z' = z, r_t = r = r_b$)

$$(C_0 / z r_t) = \cos^2 \theta (\tan \theta - \tan \phi) \quad (2.3.20)$$

(3) 粘着力と浸透流のない場合

$$\tan \theta = \tan \phi \quad (2.3.21)$$

(4) 粘着力がなく、浸透流が地表面まであるとき ($r_t = r$)

$$\tan \theta = \frac{r_b}{r} \tan \phi \quad \text{再記(2.3.1)}$$

である。

実験斜面を無限長斜面とみなすと、砂層内にスベリが生ずる限界こう配は、この実験の場合には全ての場合に砂層が飽和の状態にあることから、(2.3.1)式によって表わされる。事実この限界

こう配を規準として実験で測定されたスベリの発生、不発生をわけると、一応、発生、不発生の規準になる。A砂の $\tan \theta_c$ は0.153で、実験のほとんどが発生の領域に属し、実験結果と一致する。しかしC砂およびD砂の場合には、(2.3.1)式の $\tan \theta_c$ 以上でもスベリは発生していない。

この実験で、(2.3.18)式の条件を満足しても、表面流が生じ砂堆が発生するまではスベリが起らない。あるいは比重の軽い人工砂の場合にはスベリを生じ、自然砂の場合にはスベリが起らないという事実は、何に起因するのであろうか。

これに対する答として、一つは斜面の下部の受動領域の影響が考えられる。例えば、図2.3.9は長さ10mの水路を用いて、矢野、角野¹³⁾によって行なわれた同じような実験において得られたもので、流速を徐々に増して、砂がすべり出したときの流速とこう配の関係を示したものである。

この図は、こう配が急になるほど流速が少なくて土砂の移動が起り、急こう配では浸透流が地表面に達するまでに土砂が移動することを示す。(2.3.17)式によって、それぞれのこう配、砂の厚さに対して限界の $z-z'$ を求め、 $z-z'$ だけ水を流すのに必要な流速を求めて図に書き入れると図中の実線をつくる。計算値は実験値と比較的によく一致することから、斜面の状態はすでに無限長斜面の条件に近いと判定できる。この場合でも、土砂の移動は、(2.3.17)式の意味するような全面的な移動でなく、局所的な移動と報告されているので、いくらか斜面の下部の受動領域の影響を受けていると考えられる。これに対してこれより短かい斜面での著者の実験では、受動領域の作用は大きいとみなしてよい。

われわれの用いる土砂の粘着力およびまさつ係数は、あるちらばりをもつ値の代表値であるから、実際に砂粒が移動するためには、代表値をいくらか逸えた力が、スベリ面の全てのところに作用したときに、スベリが生ずると考えることができる。このスベリ始めるに必要なこの初期応力として、局所的な間ガキ水圧の増加が考えられる。飽和した砂層に振動力が作用すると、間ガキ水圧の増加によって有効応力さらに摩擦角が減少することが指摘されている。^{14) 15) 16)} 著者の実験では、できる限り流れの非定常性の影響をさけるように実験を行ったので、まさつ角の減少までは期待できないが浸潤線の前面の伝ばあるいは砂堆の移動による間ガキ水圧の変動は当然作用することになる。

そこで、斜面こう配より急なこう配で浸透流があるときの安定を論じ、間ガキ水圧の局所的な増加が斜面の安定に及ぼす影響をしらべるとともに、受動領域の存在を考慮したスベリ域にもこの考え方を適用し、その影響を論ずることとする。

2. 局所的に浸透こう配の増加がある斜面の安定

図2.3.10に示すように、この傾 θ の砂層内に、 θ より急なこう配 i_w をもつ滲透が生じたとする。流線は滲透面に平行で、等ポテンシャル線はそれと直交すると考える。任意の深さ z で、表面な平行な面BDを考えると、B、Dにおける間ゲキ水圧はそれぞれ、 $\gamma_w(z-z') \cos^2 i_w$ 、 $\gamma_w \cos^2 i_w \{ (z-z') + \sin(i_w - \theta) \sec i_w \cdot b \}$ である。したがって、 b の面に作用する全体の間ゲキ水圧 P_u は、つぎのようになる。

$$P_u = \frac{1}{2} (\gamma_w \cos^2 i_w \{ 2(z-z')b + \sin(i_w - \theta) \sec i_w b^2 \}) \quad (2.3.22)$$

AB面に作用する土砂の重量は、

$$\begin{aligned} & \gamma_t(z-z') \cos^2 \theta b + \gamma z' \cos^2 \theta b + (\gamma_t - \gamma) \frac{b^2}{2} \{ \sin(i_w - \theta) \\ & \times \{ \cos(i_w - \theta) + \sin(i_w - \theta) \cdot \tan i_w \} \} \cos \theta \end{aligned} \quad (2.3.23)$$

であるから、面に作用する有効圧力 $\bar{\sigma}$ は、

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} = & \cos^2 \theta b \gamma_t z \left\{ \left(1 - \frac{z'}{z}\right) + \frac{\gamma z'}{\gamma_t z} + \frac{(1 - \frac{\gamma}{\gamma_t})}{\cos \theta} \cdot \frac{b}{2z} \{ \sin(i_w - \theta) \right. \\ & \times \{ \cos(i_w - \theta) + \sin(i_w - \theta) \tan i_w \} \} - \cos^2 i_w b \cdot \gamma_t z \\ & \left. \times \left\{ \frac{\gamma_w}{\gamma_t} \left(1 - \frac{z'}{z}\right) + \frac{1}{2} \frac{\gamma_w}{\gamma_t} \sin(i_w - \theta) \sec i_w \frac{b}{z} \right\} \right\} \end{aligned} \quad (2.3.24)$$

となる。一方、せん断応力は、土砂の θ 方向の分力、

$$\begin{aligned} & \{ \gamma_t(z-z') + \gamma z' \} \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot b + (\gamma_t - \gamma) \frac{b^2}{2} \\ & \times \{ \sin(i_w - \theta) \{ \cos(i_w - \theta) + \sin(i_w - \theta) \tan i_w \} \} \sin \theta \end{aligned} \quad (2.3.25)$$

で、ABおよびCD面の間ゲキ水圧の差、

$$\left\{ \gamma_w \cos i_w z \cdot \sin(i_w - \theta) \cdot b + \frac{\gamma_w}{2} \sin^2(i_w - \theta) b^2 \right\} \sec \theta \quad (2.3.26)$$

を加えて、

$$\begin{aligned} \tau = & \gamma_t b z \sin \theta \cdot \cos \theta \left[\left\{ 1 - \frac{z'}{z} \left(\frac{\gamma_t - \gamma}{\gamma_t} \right) \right\} + \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_t} \right) \frac{b}{\cos \theta \cdot z} \right. \\ & \times \left. \left\{ \sin(i_w - \theta) \{ \cos(i_w - \theta) + \sin(i_w - \theta) \tan i_w \} \right\} \right] \\ & + \gamma_t b z \sec \theta \cdot \left\{ \frac{\gamma_w}{\gamma_t} \sin(i_w - \theta) \left\{ \cos i_w + \frac{1}{2} \right. \right. \\ & \times \left. \left. \sin(i_w - \theta) \frac{b}{z} \right\} \right\} \end{aligned} \quad (2.3.27)$$

となる。土砂のせん断強さから、考えている部分の安定条件は、つぎのように表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{C_0}{\gamma_t z} + \cos^2 \theta \left\{ \frac{\gamma^*}{\gamma_t} \left(1 - \frac{z'}{z} \right) + \frac{\gamma}{\gamma_t} \frac{z'}{z} + \frac{\gamma_t - \gamma}{\gamma_t} I_{w_1} - \frac{1}{2} \frac{\gamma_w}{\gamma_t} I_{w_2} \right\} \\ \times \tan \phi = \tan \theta \cdot \cos^2 \theta \left\{ \left(1 - \frac{z'}{z} \right) + \frac{\gamma z'}{\gamma_t z} + \frac{1}{2} \frac{\gamma_t - \gamma}{\gamma_t} \cdot I_{w_1} \right. \\ \left. + \frac{\gamma_w}{\gamma_t} I_{w_3} \right\} \end{aligned} \quad (2.3.28)$$

$$\text{ここに } \gamma_b^* = \gamma_t - \gamma_w \frac{\cos^2 i_w}{\cos^2 \theta}$$

$$I_{w_1} = \frac{b}{z} \cdot \frac{1}{\cos \theta} \left[\sin(i_w - \theta) \{ \cos(i_w - \theta) + \sin(i_w - \theta) \right. \\ \left. \times \tan i_w \} \right]$$

$$I_{w_2} = \frac{b}{z} \frac{\cos i_w}{\cos \theta} (\tan i_w - \tan \theta)$$

$$I_{w_3} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{z}{b} \left(I_{w_2} + \frac{\cos^2 \theta}{\cos^2 i_w} I_{w_2}^2 \right)$$

で、 γ_b^* は土砂の水中単位重量に相当するもので、 I_w はいずれも間ゲキ圧のこう配が、斜面のこう配より急である影響を表わし、 I_{w_1} は土砂の単位重量の補正項、 I_{w_2} は揚圧力、 I_{w_3} は側面に作用する間ゲキ水圧の増加量を表わす。

粘着性のない土砂に対しては、(2.3.28)式はつぎのように表わされる。

$$\frac{\left\{ \frac{\gamma''}{\gamma_t} \left(1 - \frac{z'}{z} \right) + \frac{\gamma}{\gamma_t} \frac{z'}{z} + \frac{\gamma_t - \gamma}{\gamma_t} I_{w_1} - \frac{1}{2} \frac{\gamma_w}{\gamma_t} I_{w_2} \right\} \tan \phi}{\left(1 - \frac{z'}{z} \right) + \frac{\gamma z'}{\gamma_t z} + \frac{1}{2} \frac{\gamma_t - \gamma}{\gamma_t} I_{w_1} + \frac{\gamma_w}{\gamma_t} I_{w_3}} = \tan \theta$$

$$\gamma''_b = \gamma - \gamma_w \frac{\cos^2 \theta}{\cos^2 \phi} \quad (2.3.29)$$

これから、滲透流のこう配が斜面のこう配より急であるときは、(2.3.29)式の分子が $(1/2)(\gamma_w/\gamma_t)I_{w_2}$ だけ減じ、分母が $(\gamma_w/\gamma_t)I_{w_3}$ だけ増加して、いずれも限界のこう配をゆるくする方向に作用することを示す。砂層が完全に飽和した状態($z'=0$)で、もし間ゲキ水圧のこう配が斜面より急な場合に対しては、上式はつぎのようになる。

$$\frac{\left(\frac{\gamma'_b}{\gamma_t} - \frac{1}{2} \frac{\gamma_w}{\gamma_t} I_{w_2} \right) \tan \phi}{1 + \frac{\gamma_w}{\gamma_t} I_{w_3}} = \tan \theta \quad (2.3.30)$$

したがって、滲透流のこう配と斜面のこう配が等しいときの限界こう配を $\tan \theta_0$ とすると、滲透性のこう配が、斜面のそれより急であるために生ずる限界こう配の低下率 K_θ は、

$$\tan \theta / \tan \theta_0 = K_\theta$$

$$K_\theta = 1 / \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\gamma_w}{\gamma_t} I_{w_2} \right) \left(1 + \frac{\gamma_w}{\gamma_t} I_{w_3} \right) \quad (2.3.31)$$

で表わされる。図2.3.11は、 I_{w_2} および I_{w_3} の値を示したものである。その結果 K_θ の値は図2.3.12のようになる。いずれも、スベリ面の位置が深いときには、この影響は小さくなる。

なお、滲透流のこう配 i_w が斜面のこう配 θ と等しいとき、(2.3.28)式は(2.3.17)式と一致する。

以上の考え方は、作用する力が局部的に生ずることから、その適用はあくまで局所に限られる。したがって、その適用は、実際にはスベリ域の大きさの指定できるところに限定されるが、(2.3.17)式では示すことのできない発生位置との結び付きが可能になったといえる。

3. 受働域をもつスベリ面に滲透こう配の増加の影響

つぎに、斜面の下端に受働領域がある場合のスベリについて考察する。滲透のない斜面において、受働領域の存在を考慮したスベリ域の大きさについては、齊藤¹⁷⁾によって考察されているので、この考え方をを用いて、滲透流とくりに斜面のこう配より急なこう配の浸透流が生じたときのスベリの規模を考察する。スベリ面は、図2.3.13に示すように折線状とし、スベリ面がその上下端で地表と交わる角度を、受働域については $(\pi/4) + (\phi/2)$ 、主働域については $(\pi/4) -$

($\phi/2$)とし、中間の領域は斜面と平行とする。一番不安定になり得る状態を考えて、スベリ域は全て飽和の状態にあるとする。斜面のこう配より急なこう配をもつ滲透流が生じたと考え、スベリ域の上にはこう配 i_w の表面流があることになる。その深さ z は添字1をつけて表わす。流線は、表面流および滲透流を通じて、流れのこう配 i_w に平行で、等ポテンシャル線はこれと直交すると考えることが許されるものとする。

以上の仮定のもとに、スベリ域をその折点を通る鉛直線で3分して、それぞれの平衡条件を求める。 W を砂塊の重量、 P_w を鉛直面に作用する間ゲキ水圧、 P_u をスベリ面に作用する間ゲキ水圧、 p を鉛直面に作用する力、 R をスベリ面に作用する反力、 C を接線応力とする。 P の力の作用する方向は斜面と平行、 R は極限の場合を考えて、スベリ面と角 ϕ をなす方向とする。

上端の3角形について、それぞれの諸量に添字1をつけて表わすと、水平方向および鉛直方向の力の釣合いから、

$$\begin{aligned}
 & -R_1 \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} - \theta\right) + P_1 \cos \theta + C_1 \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \theta\right) - P_{u_1} \\
 & \quad \times \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \theta\right) + P_{w_1} = 0 \\
 & R_1 \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} - \theta\right) + P_1 \sin \theta + C_1 \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \theta\right) - P_{u_1} \\
 & \quad \times \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \theta\right) - W_1 = 0
 \end{aligned}
 \tag{2.3.32}$$

が成立つ。 R_1 を消去するとつぎのようになる。

$$\begin{aligned}
 P_1 = \frac{1}{\cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2}\right)} \{ & W_1 \sin\left(\frac{\pi}{4} + \theta - \frac{\phi}{2}\right) - C_1 \cos \phi + P_{u_1} \sin \phi \\
 & - P_{w_1} \cos\left(\frac{\pi}{4} + \theta - \frac{\phi}{2}\right) \}
 \end{aligned}
 \tag{2.3.33}$$

正弦法則から、3角形の2辺の長さは、

$$l_1 = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}\right)} z_2
 \tag{2.3.34}$$

$$l'_1 = \frac{\cos \theta}{\sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}\right)} z_2
 \tag{2.3.35}$$

て、境界に作用するせん断応力 C および W_1 はそれぞれ、

$$C = C_0 l_1' = \frac{\cos \theta}{\sin(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2})} z_2 \quad (2.3.36)$$

$$W_1 = \frac{\gamma t}{2} z_2 l_1 \cos \theta = \frac{\gamma t z_2^2}{2} \frac{\sin(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \theta)}{\sin(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2})} \cos \theta \quad (2.3.37)$$

て、FB面に作用する岡ゲキ水圧は、

$$P_{w_1} = \frac{\gamma w}{2} \cos^2 i_w (2 z_{12} z_2 + z_2^2) \quad (2.3.38)$$

て、AB面に作用する岡ゲキ水圧は、

$$P_{w_1} = \gamma w \cos^2 i_w \left\{ \frac{z_2^2}{2} + z_{12} z_2 + \frac{1}{2} \sin(i_w - \theta) \sec i_w \right. \\ \left. \times \frac{\sin(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \theta)}{\sin(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2})} z_2^2 \right\} \frac{\cos \theta}{\sin(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2})} \quad (2.3.39)$$

て、ここに z_{12} は、F点上における水深である。これらの値を入れて整理すると、

$$P_1 = \frac{2 \cos \theta}{1 + \sin \theta} \left\{ \frac{\gamma t z_2^2}{4} \{ \cos(2\theta) - \sin \phi \} - C_0 z_2 \cos \phi \right. \\ \left. + \gamma w \cos^2 i_w \sin \phi \left\{ \frac{z_2^2}{2} + z_{12} z_2 + \frac{\sin(i_w - \theta)}{2 \cos i_w} \frac{\sin(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} - \theta)}{\sin(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2})} z_2^2 \right\} \right. \\ \left. - \frac{\gamma w \cos^2 i_w}{2 \cos \theta} \sin(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}) \cos(\frac{\pi}{4} + \phi - \frac{\phi}{2}) (z_2^2 + 2 z_{12} z_2) \right\} \quad (2.3.40)$$

同様、下端の三角形について力の釣合いは、諸量に添字3をつけて表わすと、つぎのようである。

$$P_3 = \frac{1}{\cos(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2})} \{ W_3 \sin(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} - \theta) + C_3 \sin(\frac{\pi}{2} + \phi) \\ - P_{w_3} \cos(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} - \theta) - P_{u_3} \sin \phi \} \quad (2.3.41)$$

$$l_3 = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} + \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2}\right)} z_2, \quad l'_3 = \frac{\cos\theta}{\sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2}\right)} z_2 \quad (2.3.42)$$

$$W_3 = r_l \frac{z_2^2}{2} \cos\theta \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} + \theta\right) / \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2}\right), \quad (2.3.43) \quad C_3 = C_0 l_3 \quad (2.3.44)$$

$$P_{w_3} = \frac{1}{2} r_w \cos^2 i_w \left\{ 2 \sin(i_w - \theta) \sec i_w l_3 + z_2 \right\} z_2$$

D点上の水位は零とすると, P_{u_3} はつぎのようになる

$$P_{u_3} = \frac{1}{2} r_w \cos^2 i_w \left\{ \sin(i_w - \theta) \sec i_w l_3 + z_2 \right\} \times l'_3 \quad (2.3.46)$$

したがって,

$$P_3 = \frac{2 \cos\theta}{1 - \sin\phi} \left[\frac{r_l z_2^2}{4} (\cos 2\theta + \sin\phi) + C_0 z_2 \cos\phi \right. \\ \left. - \frac{r_w}{2} \cos^2 i_w \sin\phi \left\{ z_2^2 + \frac{\sin(i_w - \theta) \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} + \theta\right)}{\cos i_w \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2}\right)} z_2^2 \right\} \right. \\ \left. - \frac{r_w \cos^2 i_w}{2 \cos\theta} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} - \theta\right) \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2}\right) \left\{ z_2^2 + 2 \frac{\sin(i_w - \theta) \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} + \theta\right)}{\cos i_w \sin^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2}\right)} z_2^2 \right\} \right] \quad (2.3.47)$$

中央の区間についても同様に,

$$P_3 - P_1 = \frac{1}{\cos\phi} \left\{ W_2 \sin(\theta - \phi) + (P_{w_1} - P_{w_2}) \cos(\theta - \phi) + P_{u_2} \sin\phi - C_2 \cos\phi \right\} \quad (2.3.48)$$

となり, W_2 , C_2 , 鉛直面に作用する間ゲキ水圧の差 $P_{w_1} - P_{w_2}$ およびスベリ面に作用する間ゲキ水圧 P_{u_2} はそれぞれつぎのように表せる。

$$W_2 = r_l z_2 l_2 \cos\theta \quad (2.3.49) \quad C_2 = C_0 l_0 \quad (2.3.50)$$

$$P_{w_1} - P_{w_2} = \frac{r_w}{2} \cos i_w \cdot \sin(i_w - \theta) l_2 z_2 \quad (2.3.51)$$

$$P_{u_2} = \frac{r_w}{2} \cos^2 i_w \left\{ 2 z_2 l_2 + 2 z_{13} l_2 + \sin(i_w - \theta) \sec i_w l_2^2 \right\} \quad (2.3.52)$$

これらを用いて整理すると、

$$P_3 - P_1 = \frac{\tau_t z_2 \cos^2 \theta}{\cos \phi} \left(l_2 \left\{ \frac{\sin(\theta - \phi)}{\cos \theta} + \frac{\tau_w \cos^2 i_w}{2\tau_t \cos^2 \theta} \right. \right. \\ \left. \left. \times \left\{ I_{w_4} + 2 \left(1 + \frac{z_{13}}{z_2} \right) \sin \phi \right\} - \frac{C_0 \cos \phi}{\tau_t z_2 \cos^2 \theta} \right\} + l_2^2 \frac{\tau_w \cos^2 i_w}{2\tau_t \cos^2 \theta} I_{w_5} \right) \quad (2.3.53)$$

$$\text{ここへ、} I_{w_4} = \cos \theta (\tan i_w - \tan \theta) \cos(\theta - \phi)$$

$$I_{w_5} = \cos \theta (\tan i_w - \tan \theta) \sin \phi$$

この結果、中央部の長さ l_2 はつぎのように表される。

$$l_2 = - (B_w / 2A_w) + \sqrt{(B_w^2 / 4A_w^2) - (\Gamma_w / A_w)}$$

$$\text{ここへ、} A_w = (\tau_w / 2\tau_t) (\cos^2 i_w / \cos^2 \theta) \cos \theta (\tan i_w - \tan \theta) \sin \phi$$

$$B_w = \frac{\sin(\theta - \phi)}{\cos \theta} + \frac{\tau_w \cos^2 i_w}{2\tau_t \cos^2 \theta} \left\{ I_{w_4} + 2 \left(1 + \frac{z_{13}}{z_2} \right) \sin \phi \right\} - \frac{C_0 \cos \phi}{\tau_t z_2 \cos^2 \theta}$$

$$\Gamma_w = - (P_3 - P_1) \cos \phi / \tau_t z_2 \cos^2 \theta \quad (2.3.54)$$

で、 $P_3 - P_1$ は (2.3.40) 式と (2.3.47) 式より

$$P_3 - P_1 = \frac{2 \cos \theta}{\cos^2 \phi} \tau_t z_2 \left\{ \sin \phi \cos^2 \theta \left(1 - \frac{\tau_w}{\tau_t} \right) + \frac{2C_0}{\tau_t z_2} \cos \phi + \frac{\tau_w \cos^2 i_w}{2\tau_t \cos \theta} \left\{ \sin \phi \cos \phi \cdot \sin \theta \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{z_{12}}{z_2} I_{w_6} + \frac{\sin(i_w - \theta)}{\cos i_w} I_{w_7} \right\} - \frac{\tau_w}{\tau_t} \cos^2 i_w \sin \phi \left\{ 2 \frac{z_{12}}{z_2} I_{w_8} + \frac{\sin(i_w - \theta)}{\cos i_w} I_{w_9} \right\} \right\} \quad (2.3.55)$$

$$\begin{aligned}
\text{こゝに、} I_{w_6} &= \{ \cos \theta + \sin (\phi - \theta) \} (1 - \sin \phi) \\
I_{w_7} &= (\cos \phi + \sin \theta) (1 + \sin \phi) / \sin \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2} \right) \\
I_{w_8} &= 1 - \sin \phi \\
I_{w_9} &= (\cos \theta / \cos \phi) + \tan \phi \sin (\phi + \theta) \tag{2.3.55}
\end{aligned}$$

である。したがって、(2.3.54) 式中の $B_w / 2 A_w$ および、 Γ_w / A_w は、つぎのようになる。

$$\begin{aligned}
\frac{B_w}{2 A_w} &= \frac{\cos \theta (\tan \theta - \tan \phi) - (C_0 / r_l z_2) \cos \phi / \cos^2 \theta}{(r_w / r_l) (\cos^2 i_w / \cos^2 \theta) \cos \theta (\tan i_w - \tan \theta) \sin \phi} z_2 \\
&+ \frac{\cos (\theta + \phi)}{2 \sin \phi} z_2 + \frac{1 + (z_{13} / z_2)}{\tan i_w - \tan \theta} z_2 \\
\frac{\Gamma_w}{A_w} &= \frac{4 \left\{ \tan \phi \cos^2 \theta \left(1 - \frac{r_w \cos^2 i_w}{r_l \cos^2 \theta} \right) + \frac{2 C_0}{r_l z_2} \right\}}{(r_w / r_l) \cos^2 i_w (\tan i_w - \tan \theta) \tan \phi} z_2^2 + \frac{2 \left\{ \tan \phi (\cos \phi \sin \theta) + \frac{z_{13}}{z_2} I_{w_6} + I_{w_7} \right\}}{\cos \theta (\tan i_w - \tan \theta) \sin \phi} z_2^2 \\
&- \frac{4 \cos \theta \cdot \tan \phi \left\{ 2 \frac{z_{13}}{z_2} (1 - \sin \phi) + \frac{\sin (i_w - \theta)}{\cos i_w} I_{w_8} \right\}}{\cos \theta (\tan i_w - \tan \theta) \sin \phi} z_2^2 \tag{2.3.56}
\end{aligned}$$

$B_w / 2 A_w$ 、 Γ_w / A_w いずれも第1項の分子第1項は質量力を、分子第2項はスベリ面に作用する粘着力を、第2項の分子は鉛直面に作用する間ゲキ水圧を、第3項の分子はスベリ面に作用する間ゲキ水圧を、分母はいずれも浸透流のこう配が斜面のこう配より急な場合の影響を表わすものである。スベリの全長は、(2.3.54) 式の l_2 に、(2.3.34) 式の l_1 、(2.3.41) 式の l_3 を加えると求まる。

粘着力がないときには、 $B_w/2A_w$ 、 Γ_w/A_w の第1項の C_0 が零になる。斜面のこう配 θ と滲透流のこう配 i_w が等しいときは、 l_2 が一次式で表され、

$$l_2 = \frac{2\left\{ (r'/r_l) \tan \phi \cdot \cos \theta + (2C_0/r_l z_2 \cos \theta) + (r_w/r_l) \sin \phi \cdot \cos \theta \right\}}{\cos \phi \left\{ \tan \theta - (r_0/r_l) \tan \phi - (C_0/r_l z_2 \cos^2 \theta) \right\}} z_2$$

$$= \frac{2 \cos \theta \left\{ (r_l z_2 / C_0) \left\{ (r'/r_l) \sin \phi \cos^2 \theta + (r_w/4r_l) \right\} \sin 2\theta \sin 2\phi \right\} + 2 \cos \phi}{\cos \phi \left\{ (r_l z_2 / C_0) \left\{ \cos \theta \cdot \sin (\theta - \phi) + (r_w/r_l) \cos^2 \theta \sin \phi \right\} - \cos \phi \right\}} z_2 \quad (2.3.57)$$

また、粘着力がなくて、 $\theta = i_w$ のときは、

$$l_2 = \frac{2\left\{ (r'/r_l) \tan \phi + (r_w/r_l) \sin \phi \tan \phi \right\}}{\cos \phi \left\{ \tan \theta - (r_0/r_l) \tan \phi \right\}} z_2 \quad (2.3.58)$$

となる。 l_1 および l_3 の長さは、条件が変わっても同じである。¹²⁾

(2.3.57) 式は滲透流のないとき、つぎのようになり、斎藤の解と一致する。

$$l_2 = \frac{2 \cos \theta (r_l z_2 / C_0) \sin \phi \cos^2 \theta + 2 \cos \phi}{\cos \phi (r_l z_2 / C_0) \left\{ \cos \theta \cdot \sin (\phi - \theta) \right\} - \cos \phi} z_2 \quad (2.3.59)$$

したがって、斜面と平行に滲透流があるときは、(2.3.59) 式の分子に、 $+ \cos (r_u Z_2 / C_0)$ $(r_w/4r_l) \sin 2\theta \sin 2\phi$ が、分母には $\cos \phi (r_w Z_2 / C_0) \cos^2 \phi \sin \phi$ が加わり、スベリの長さを短くする。滲透流のこう配が斜面のそれより急になると、 l_2 が2次式で表わされ、さらに、 l_2 の長さが短くなることが分った。

4. 土石流との関連

以上、実験で観察された砂層内のスベリについて考察し、斜面の下端に受働域があるときには、全面的に滑動するのではなく、砂堆の発達とともに上側から次第に下にスベリが波及することを示した。実際の溪谷では、一般に下端に受働域があると考えられるので、この実験のような形態で土砂が移動することが予想できる。この現象も実際に起こりうる水量で十分に発生可能であり、土砂と

水の1体化を作りうるので、土石流の発生に通じるものがある。

3-5 砂堆の流動化の機構

1. 実験でみられた流動化の現象

土砂移動の第3の形として、砂堆がある程度発達すると、砂堆の前面が押出されて砂堆がくずれ、またある程度発達してはくずれるというように同じ現象をくり返し、砂堆そのものが非常に長くなりながら脈動して進む現象がみられた。このときの砂堆の前面はきわめて流動性を帯びたものである。この現象は、われわれの実験では、粒径の小さい場合にのみ見られたものであるが、砂が水と一体になって流動性をおびてくるという点ではさきの2つの場合より土石流の性質に近い。

また、流れによって河床の土砂が拾い上げられ、それが土石流に発達するためには、土砂の粒径が粘土に近いものでない限り、きわめて大きい流れの力が必要であると推定されるのに対し、砂堆が流動化する場合には、これに要する水の力は普通に起りうる水量で十分である。したがって土石流に移行する過程の説明に一番無理が少ないように思うので、この機構を考察することにする。

砂堆が流動化する原因は、つぎのものが考えられる。

- 1) 砂堆自身の移動に伴って、砂堆の構成が空疎となり、みかけの密度を減じ、摩擦抵抗が低下して流動化する。
 - 2) 急なこう配をもつ砂堆が水に浸されて水中安息角に移ろうとする。
 - 3) 砂堆の発達に伴って、局部的に生じた湧水こう配で、砂堆前面にパイピング現象が起る。
- そこで、これらについて、流動化の可能性を検討することにする。

2. みかけの密度の減少による流動化

佐藤¹⁷⁾は、斜面上をすべる一定容積の地塊の運動を、つぎのように取り扱った。砂堆が初期速度 v_0 で動き出したとき、ある速度 v_1 の範囲では弾性ポテンシャル kx が働き密度は変わらない。速度 v が $v > v_1$ になると砂堆の構成が空疎になり、次第にみかけの密度が減少する。また砂堆のうける摩擦抵抗は、法線方向の力を R 、斜面の動きまざつ係数を μ_s とすると、 $R\mu_s$ で表わされるが、 μ_s は動きはじめると小さくなり、さらに速度を増すと逆に大きくなるとした。以上の仮定にしたがって、密度 ρ_s および μ_s はつぎのように表わされる(図2.3.15, 2.3.16参照)

$$\rho_s = \begin{cases} \rho_{s_0} & (0 \leq v \leq v_1) \\ \rho_{s_0} e^{-\lambda(v-v_1)} & (v_1 \leq v) \end{cases} \quad (2.3.60)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_{s_0} - \mu_s(v) &= K(v) \\ \text{ここに } K(v) &= \frac{\mu_{s_0} - \mu_{sm}}{v_m^2} v(2v_m - v) \\ K(v_m) &= \mu_{s_0} - \mu_{sm} \quad \mu_{s_0} = \tan \phi_3 \end{aligned} \right\} (2.3.61)$$

そこで、弾性ポテンシャルが働く領域では、運動方程式

$$\frac{d}{dt}(\rho_{s_0} v) = \rho_{s_0} g \cdot \sin \alpha - \mu_s \rho_{s_0} R - \rho_{s_0} k x \quad (2.3.62)$$

を、 $G(x, v) = g \cos \phi_3 K(v) - kx$ とおき、位相平面図(図 2.3.16)によって弾性ポテンシャルの働く限界の流速 v_1 と摩擦抵抗に關係する v_m の關係から、砂堆が運動をつづけるためには、 $0 < v_1' < v_m$ であることが必要であると結論した。

また、砂堆の速度が弾性ポテンシャルの働く限界をこえたときは、運動方程式

$$\frac{d}{dt}(\rho_s v) = \rho_s g \sin \alpha - \mu_s \rho_s R \quad (2.3.63)$$

を、密度 ρ_s の定義を用いて、つぎのように書き直し、その特性をしらべた。

$$\lambda(\lambda^{-1} - v) \frac{dv}{dt} = g \cos \phi_3 K(v) \quad (2.3.64)$$

そうして、砂堆が運動し続けるのは、

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1 < 2v_m \text{ で, } 2v_m < \lambda^{-1} \text{ のとき, } t \rightarrow \infty \text{ で, } v = 2v_m \text{ となる。} \\ 2v_m = \lambda^{-1} \text{ のとき, 時間とともに運動が発達する。} \\ v_1 > 2v_m \text{ で, } v_1 > \lambda^{-1} \text{ のとき, 時間とともに運動が発達する。} \end{array} \right.$$

これ以外にはそのような現象はあり得ないか、起つても停止することを示した。この結果は密な構成の土塊が流動し始める空隙率をきめるもので、きわめて示唆に富むものである。しかし問題は、どのような機構で初速が与えられるか、砂堆の空隙化がどうして行なわれるかである。

ここでは、砂堆が移動しうる原因について考察することにし、まず砂面上の砂堆が一体となって動きうる可能性をしらべる。図 2.3.18 に示すようなこの実験で観測された典型的に上流側の水圧および滲透圧が作用して動き出す限界の釣合い式はつぎのようになる。

$$\frac{z_2^2}{2} \left\{ \frac{\cos \theta \cdot \cos \phi_3}{\sin(\alpha - \theta)} + \frac{\cos i \cdot \cos \theta}{\sin(\theta - i)} \right\} \{ r_t \sin \theta - r_b \cos \theta \cdot \tan \phi_3 \} \\ + r_w z_1 z_2 \frac{\sin(\frac{\pi}{2} - \theta)}{\sin(\theta - i)} \sin i = 0 \quad (2.3.65)$$

この式の第1項は質量力の θ 方向の分力、第2項は摩擦抵抗、第3項は上流に作用する水の質量力である。水の載荷のないとき安定な砂堆を動かすに要する上流側の水深を、砂堆の高さ z_1 との比によって表わすと、

$$\frac{r_w}{r_b} \frac{z_2}{z_1} = (\tan \phi - \frac{r_t}{r_b} \tan \theta) / \left\{ \sin(\theta - i) \frac{\cos \alpha}{\sin(\alpha - \theta)} + \cos i \right\} \\ \times \frac{\sin i}{\cos \theta} \quad (2.3.66)$$

となる。1例として実験に用いた砂の内部まっ角を用いてその大きさを求めると図2.3.19のようになり、 $\tan \phi - (r_t/r_b) \tan \theta \rightarrow 0$ の近くを除いては、かなりの水深が必要で、上流側の水的作用で砂堆全体が動き出すのは無理である。これは実験における観察とも一致する。

3. 砂堆が水中安息角の状態に移ろうとするための流動化

この実験のこう配がもともと空気中の安息角に近い、あるいは少しこえたところでなされているため、受働圧の作用していない砂堆が水に浸されたとき、水中安息角の状態に移行しようとするとは予想できる。水中安息角が、空気中の安息角より小さいことは、例えば久宝¹⁹⁾によって示されるとおりである。しかし実際には浸透圧が作用するのでこれより小さくなる。したがって、つぎの考察の場合を考えることが必要である

4. パイピング現象による流動化

赤井¹⁹⁾、図2.3.20のような浸出開において、浸透水流に浸った単一の微小な球状の砂粒子を考え、その半径を r 、平均動水こう配を \bar{i} とすると、釣合の状態をつぎのように表わした。

$$\bar{i} \leq \frac{4}{3} C_i \frac{r_b}{r_w} \cos \psi (\tan \phi - \tan \psi)$$

ここに ψ は浸透水の流線が水平面となす角、 C_i は砂れきの形状と空けきに関係するもので、赤井は C_i を0.6ときめている。この式は、 $\psi = \theta$ のとき \bar{i} が一層大きくなり等号がなりたつこのときがパイピングによって砂れきかとび出す限界で、これを \bar{i}_c とすると、

$$\bar{i}_c = \frac{4}{3} C_i \frac{\gamma_b}{\gamma_w} \cos \theta (\tan \phi - \tan \theta) \quad (2.3.67)$$

となる。 $C_i = 0.6$ を用いて、例えば $\phi = 30^\circ 27'$ に対して、 $\theta = 26^\circ, 40'$ および $\theta = 18^\circ 30'$ に対して、 \bar{i}_c はそれぞれ0.10, 0.31となり、実験の条件とあわせると、十分パイピングが生じることになる。

粗い粒径の場合には、パイピングで砂れきがとび出したとしてもすぐ下に堆積して流動化することはないが、細かい粒子の場合には、沈降速度が小さいため、ひきつづいて生じるパイピング作用によってきわめてルーズな構成を維持するものと考えられる。

従来から、流動化の起こる条件として、²⁰⁾

- 1) 相対密度50%以上の砂は、粒度にかかわらず流動化現象を起さない。
- 2) 粗い砂ほど流動化の可能性は少ない。
- 3) 最つとも流動化しやすいのは細かい砂の均一砂と丸形の粗いシルトの混合物である、といわれているが、この実験の場合にもいえるようである。

5. 土石流との関連

以上ここでは、砂堆そのものの流動化の原因をしらべたが、砂堆の前面に生ずるパイピングによって砂れきが放り出され、浸透水とまじわって流動化する現象が一番可能性が高いことを述べた。これは3-2で述べたように、土石流への移動には一番無理が少ない。いずれにしても急こう配の堆積層上に表回流が生じたとき、こう配の低下によって、砂堆が形成され、これが土石流の発生に有効に働くと考えられる。溪谷において土石流流下後には、その谷の流域面積からは想像できないほど大きい流れの痕跡が残されるが、これは砂堆の通過した痕跡であると想定できる。

第 4 節 結 語

土石流の発生は、局所的に生じる土砂の不安定な状態が安定化に移る現象である。したがって、本章では不安定の生ずる原因あるいは過程をさがせば、土石流の発生についての知識が得られるであろうと考えた。

まず、土石流の発生場である地形について考察し、土石流とくに溪谷に堆積する土砂の流動による土石流の多くが、特定のこう配のところで生ずることに着目し、そのこう配のもつ意味を求めた。そうして、この配が、斜面からの崩落物あるいはクリーク等、水流以外の作用で形成さ

れ、水流によってとうたを受けた斜面ではこのような急こう配をとり得ないことから、土石流とは、いままで水流のとうたを受けていない斜面が、豪雨によって水流の作用を受け、新しい環境に順応しようとするものであると推論した。そうして以上の推論が実際の発生例において十分裏付けられることをのべた。

そうして、土石流の発生周期は、土砂の堆積の周期とある層以上の降雨の生ずる周期によって左右され、土砂の堆積より降雨の周期が短いところでは土石流は生じない。逆に豪雨の発生周期が、土砂の堆積の期間より長いところでは、土石流の発生する危険はきわめて高いことをのべた。

さて、この考え方にたつと、つきに問題になるのは、水流の作用を受けた斜面の挙動と土石流への移行の可能性である。

急こう配の斜面上の土砂の移動は、必ずしも明確でない。これに対処して、急こう配上の斜面に表面流が生じたときの土砂の移動について実験を行ない、そこに生ずる現象をしらべた。その結果、急こう配では、いままでにあまり触れられていない現象が生ずる。それは、砂れきの集積力の流れ方向の分力が大きくなり、わずかの流れて砂れきの移動が生じ、斜面全体にわたって流れが生ずる前に、局部的に土砂の移動が起る。

この移動した土砂が砂面上に盛り、この砂堆が次第に下方に移動する。またこの砂堆の発達によって砂層内にスベリを生じる場合あるいは砂堆そのものが流動化することがみられた。ここに得られた結果は限られた実験で得られたので、これが急こう配斜面上の土砂の移動の全てではないかも知れないが、少なくともいままでにあまり触れられていない現象で、土石流への移行も容易と考えられたので、これを考察した。

著者はこの現象を砂堆の発達の機構、砂堆の発達に伴って砂層内にスベリを生ずる場合および砂堆そのものが流動化する場合にわけ、それぞれについてその機構を論じた。砂層内にスベリのないとき、土砂の移動は砂堆の背面でのみ掃流に生ずるといふ実験事実から、砂堆の運動の解析は貯水池の堆砂の進行の解析と同じ方法で処理できることをのべた。

砂層内にスベリが生ずる場合については、スベリが砂堆の発達とともに移動することから、砂堆の形成に伴う局所的な間ゲキ水圧の変動が、スベリの大きさに影響すると考え、斜面のこう配より急な間ゲキ水圧のこう配が生じた場合の土塊の安定を論じた。まず斜面の一部に斜面こう配より急な間ゲキ水圧が生じた場合に、無限長斜面より限界こう配がゆるくなる割合を明らかにし、ついで、この負荷が局所的であることから、これを上下端の条件を考慮したスベリ域に適用し、この影響によってスベリ域の長さが短かくて発生しうることを示した。

つきに、砂堆そのものが滑動する条件および砂れきがパイピングによって移動する限界について

考察し、パイピングの砂れきの吹出しはきわめて容易であるが、砂堆そのものが滑動するのは困難と考えられることから、砂堆そのものが流動化する現象は、パイピングによるものであろうと結論した。

以上、溪谷の堆積物の流動による土石流を中心にその発生を論じたが、急こう配の堆積に表面流が生じたとき、こう配の低下によって河床に砂堆が形成されることを指摘した。この砂堆は、崩壊による自然ダムと同じ効果を持ち、その溪谷でときには起こりうる水腫によって十分土石流への移行に通ずるものがあることをのべた。

参 考 文 献

- 1) 田中 茂 ; 神戸背山における豪雨時の斜面崩壊の予想, 水利科学, 1968. pp. 13-34.
- 2) 竹下敬司 ; 地形的災害と斜面の微地形に関する森林立地学的研究, 林業試験場時報, 13, 1961, pp. 1-49.
- 3) 例えば吉川秀夫, 椎貝博美 ; 根場西湖付近の土石流の特性(I) 台風26号による災害の実態調査報告書, 昭42, 3, pp. 30-31.
- 4) Blackwelder, E ; Mudflow as a Geologic Agent in Semiarid Mountain. Publ. Geol. Soc. Am., 39, pp. 465-480.
- 5) 室田 明 ; 貯水池堆砂中の推算について, 水理学, 水文字における最近の進歩, 土木学会関西支部, 昭42, 3, pp. 224-234.
- 6) 矢野勝正, 土屋義人, 道上正規 ; 呉市の崩災, 昭和42年7月 豪雨による災害の総合的実態的研究, 昭43, 3, pp. 51-55.
- 7) 大滝俊夫 ; 崩壊の水文学的研究(第1報), (第2報), 知力と気象, Vol. 14, 1963, pp. 1-14.
- 8) 例えば, 赤井浩一 ; 土質力学, 朝倉書店, 昭41, p. 239.
- 9) 岩垣雄一 ; 雨水流による地面侵食機構に関する基礎的研究, 学位論文, 昭和30年9月, pp. 2-5.
- 10) 矢野勝正, 芦田和男, 定道成美 ; ダムの背砂に関する研究(I), 京大防災研究所年報, 昭38, pp. 254-265.
- 11) 芦田和夫, 土屋義人, 村本嘉雄, 大同淳之 ; 土砂流出を伴う洪水災害に関する研究,

九頭竜川の洪水災害，昭和41年9月豪雨および24号台風による風水害の調査とその防災研究，昭和41.3月。

- 12) 齊藤迪孝：斜面安定，土質工学ハンドブック，土質工学会，昭40，p.216，
- 13) 矢野勝正，角野 愁：急傾斜水路における土砂の移動(Ⅱ)，土木学会関西支部昭年44年度年次学術講演概要，昭44.5. pp.Ⅱ181-2.
- 14) 石原藤次郎，尾島 勝，古賀泰之：飽和砂層における間げき水圧発生と流動化に関する考察，土木学会第24回年次学術講演会講演集，第2部，昭44.9，pp.151-152.
- 15) 柴田 徹，行友 浩：振動時における飽和砂の強度特性，京大防災研究所年報，第12号B，昭44.3，pp.89-96.
- 16) 谷本喜一：地盤の流動化現象とその防止対策，土木工事における土中水の扱い方，土木学会関西支部講習会テキスト，昭44.11，pp.93-112.
- 17) 佐藤常三：地すべり現象について，早稲田大学理工学研究所報告，第10輯，1958，pp.1-4.
- 18) 石原藤次郎：応用水理学中1，丸善，昭32，p.14.
- 19) 赤井浩一：盛土構造物特にアースタムの設計施工に関する基礎的研究，京大学位論文，昭32.6，p.Ⅱ-90.
- 20) 土質工学会編：土質工学ハンドブック，技報堂，昭41，p.979.

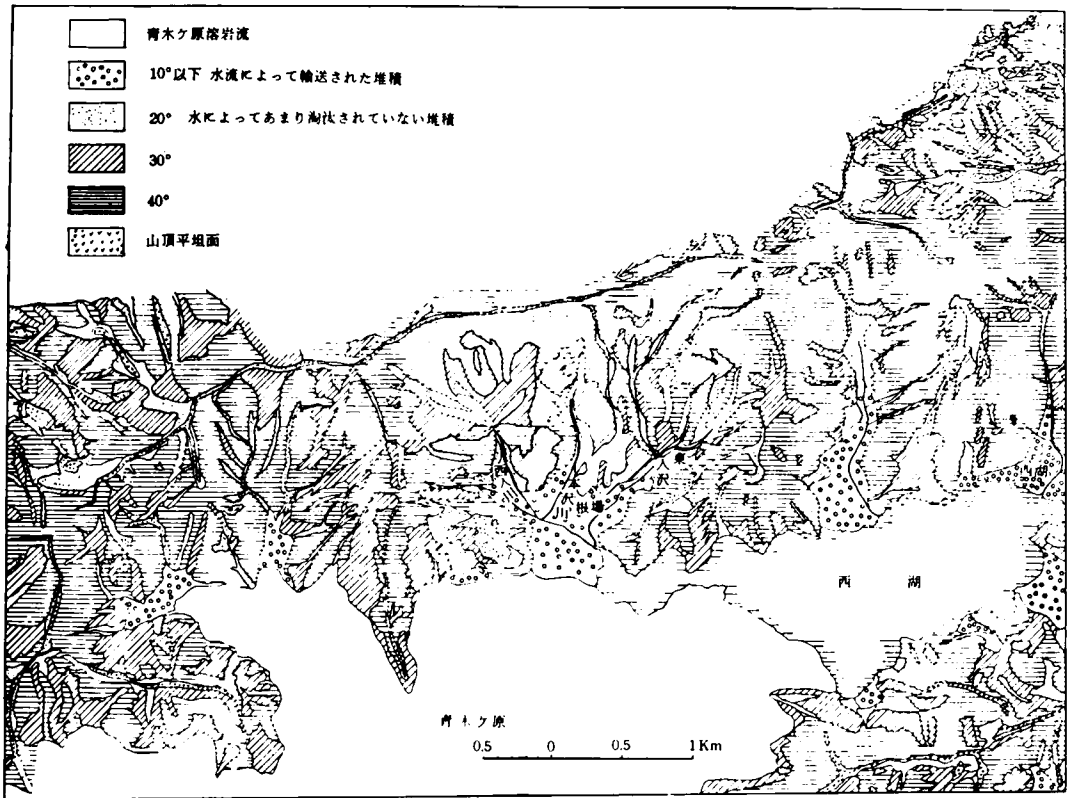


図2.2.1. 西湖周辺等こう配線図

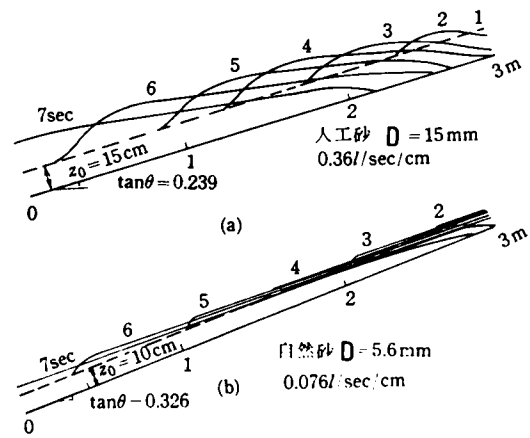


図2.3.1. 砂堆の発達状況

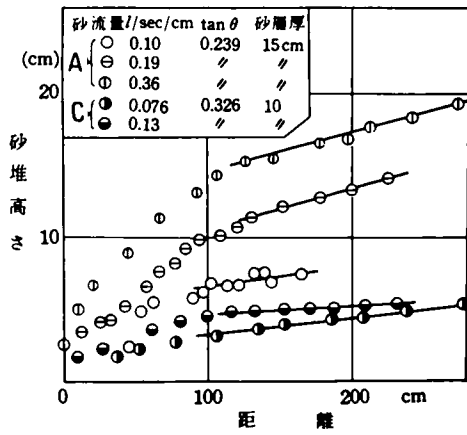


図2.3.2. 砂堆の発達高さ

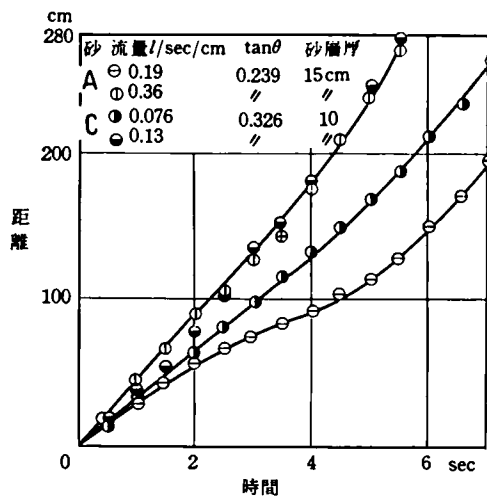


図2.3.3. 砂堆の進行速度の1例

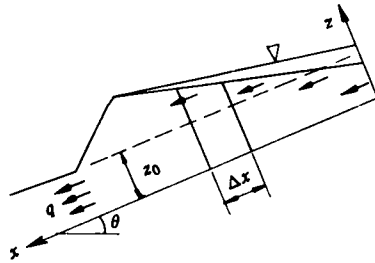


図2.3.4. 砂堆モデル

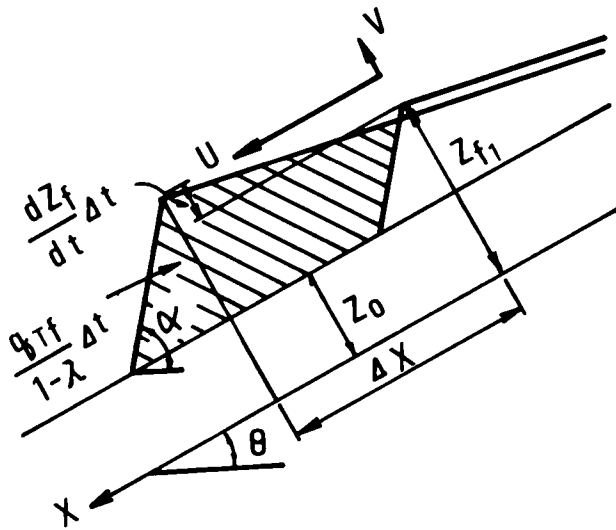


図2.3.5. 砂堆の頂点の移動のモデル

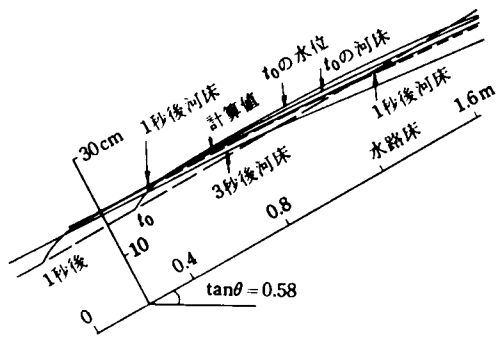


図2.3.6. 砂堆の移動の解析例

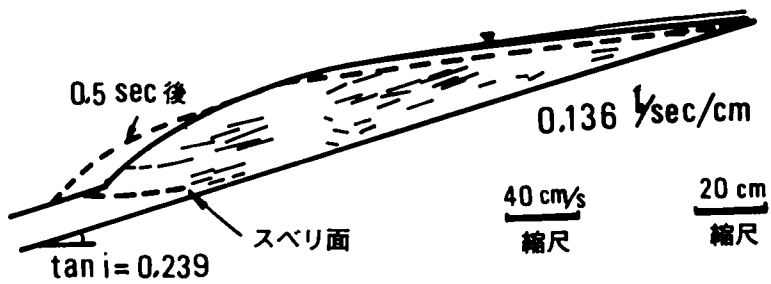


図2.3.7. スベリ領域内のスベリの速度と方向の1例

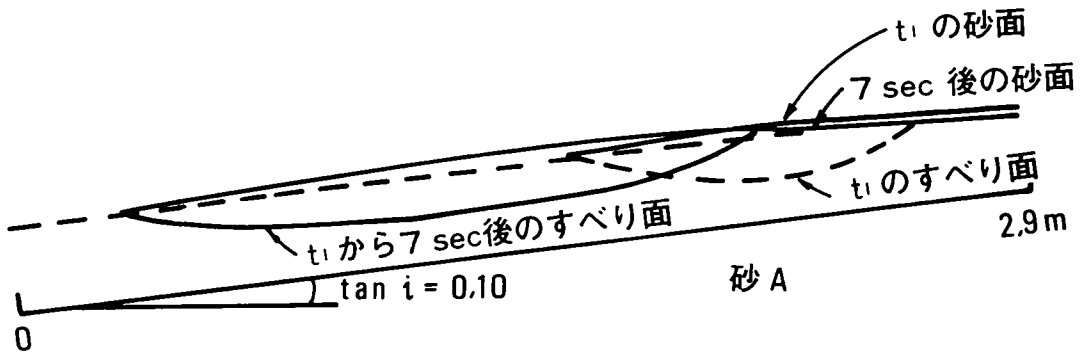


図2.3.8. 砂堆の移動に伴うスベリ領域の移動例

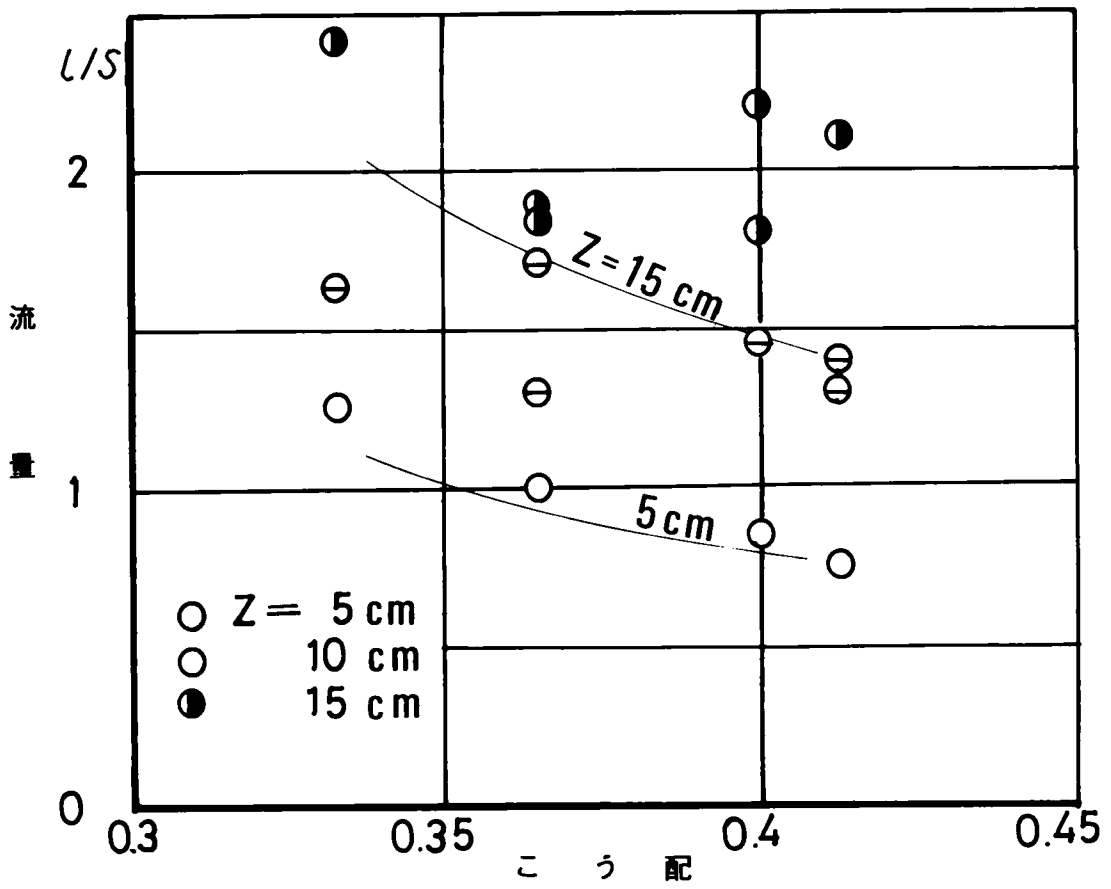


図2.3.9. 砂層が移動し始めた流量 (矢野、角野¹³⁾ による)

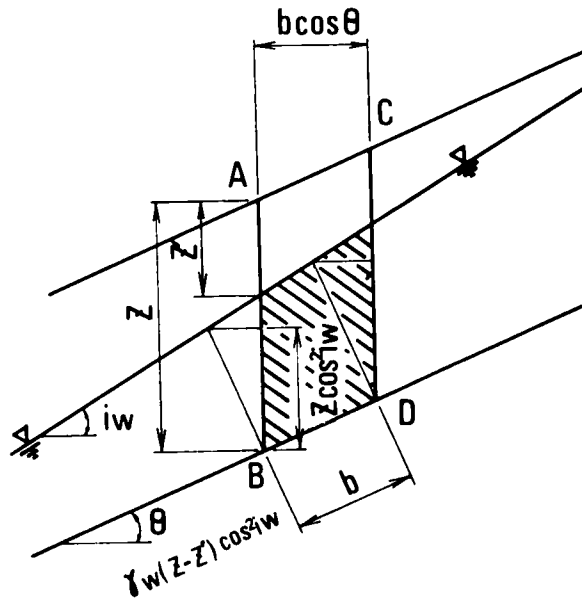


図2.3.10. 斜面こう配 θ より急な滲透こう配 i_w が作用する斜面

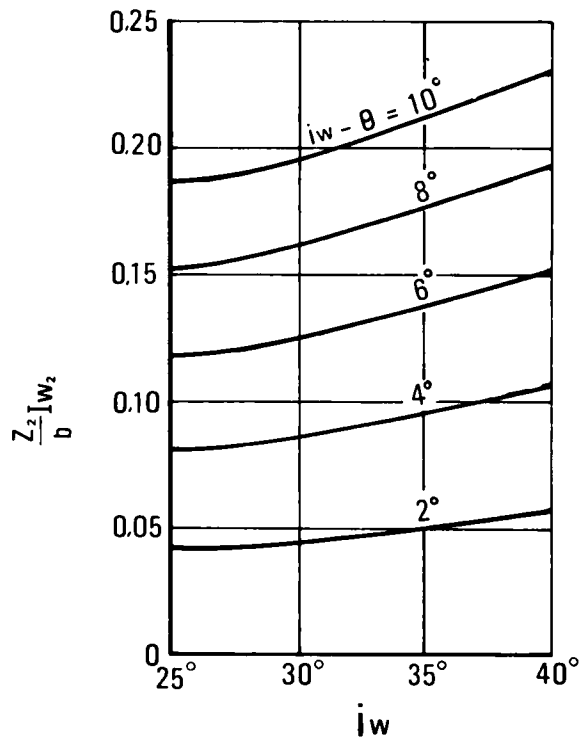


図2.3.11. 斜面こう配 θ より滲透流のこう配 i_w が急なとき、スベリ面に作用する間ゲキ水圧の影響 I_{w2}

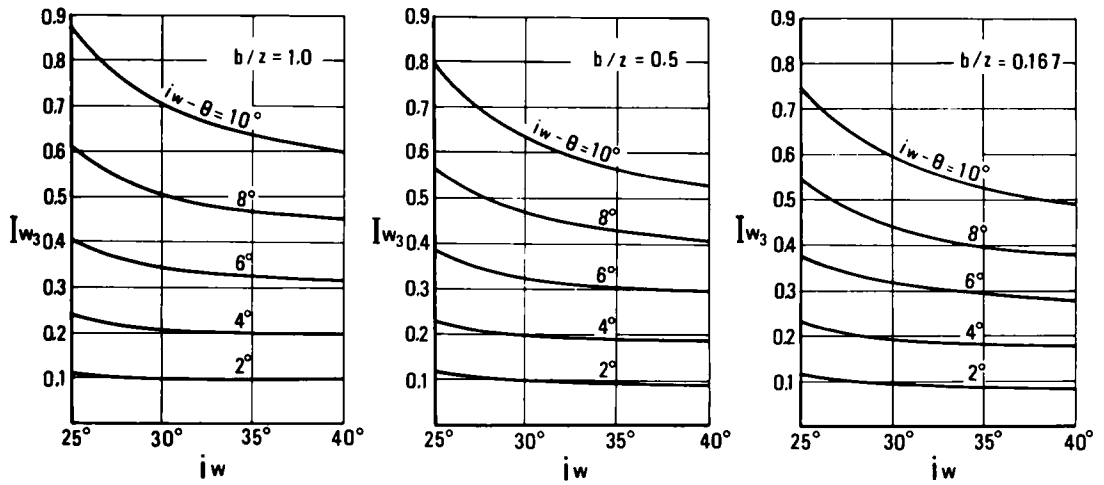


図2.3.12. 斜面こう配 θ より滲透流のこう配 i_w が急なとき、鉛直面に作用する間ゲキ水圧の影響 I_{w3}

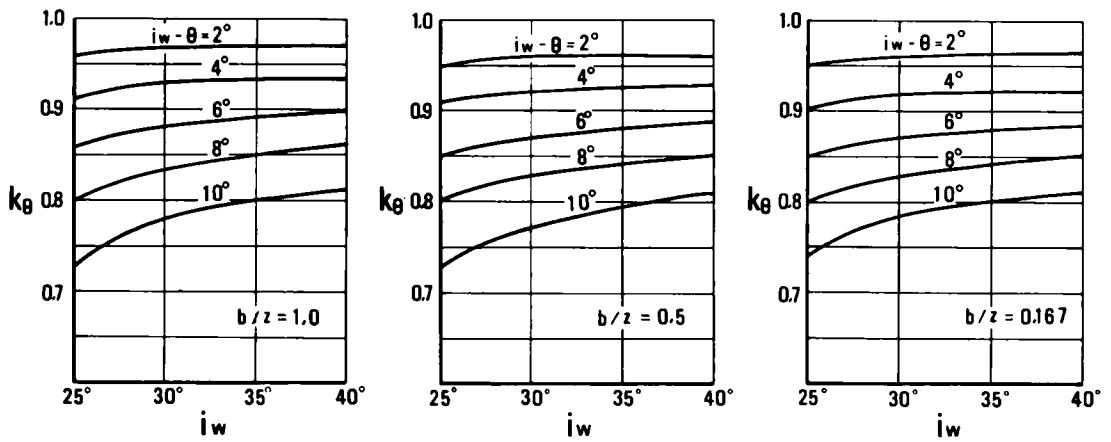


図2.3.13. 斜面こう配 θ より滲透流のこう配 i_w が急なときの限界こう配の減少率 K_θ

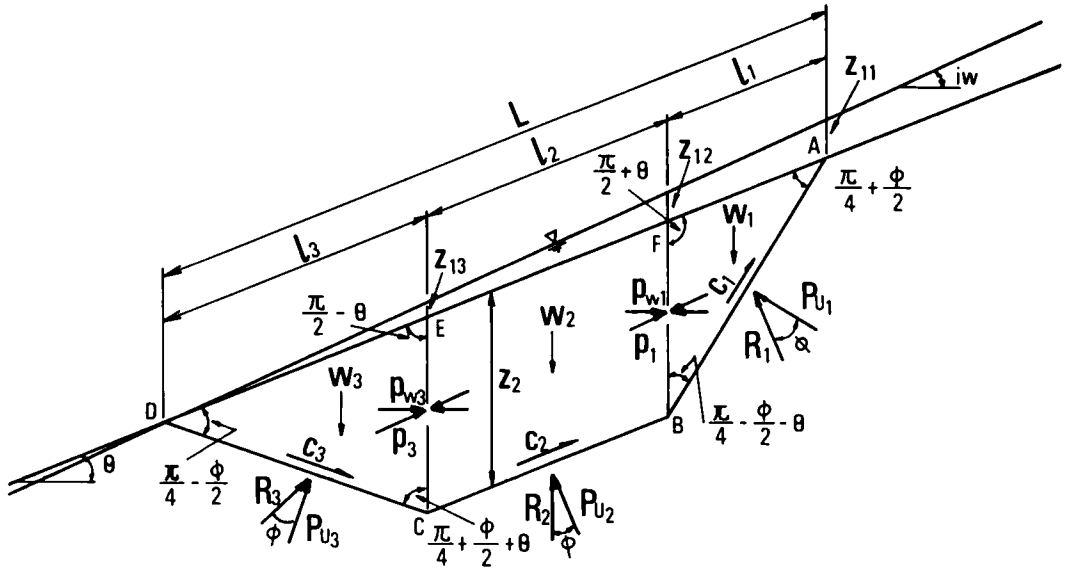


図2.3.14. 折線状スベリ面に作用する力

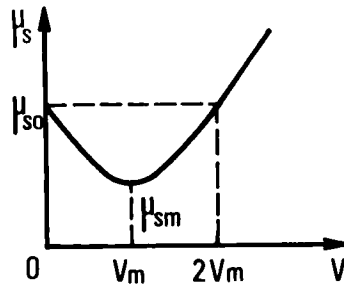
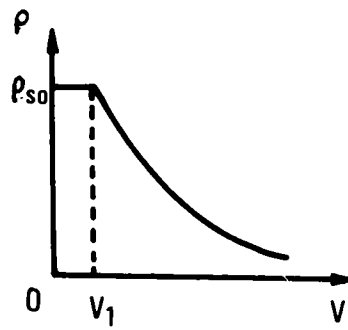


図2.3.15. 砂塊の密度と運動摩擦係数の假定 (佐藤¹⁷⁾による)

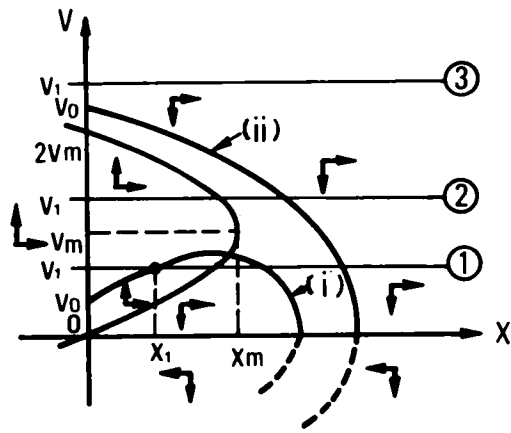


図2.3.16. 場による運動の変化 (佐藤による)

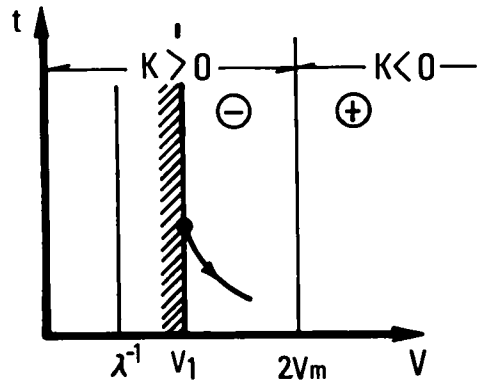
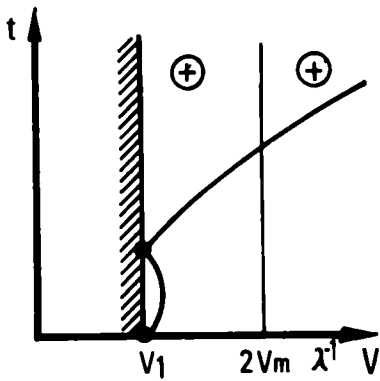
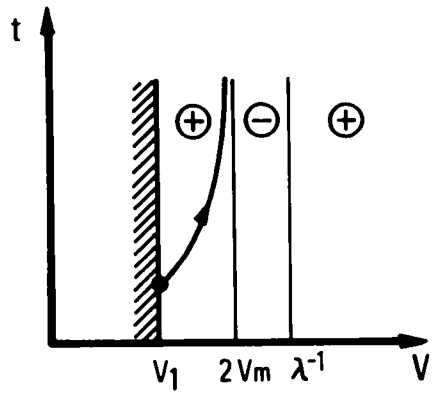
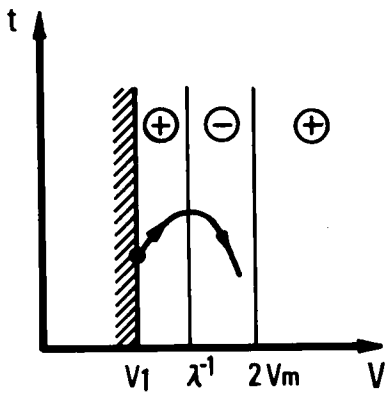


図2.3.17. 場による運動の変化 (佐藤による)

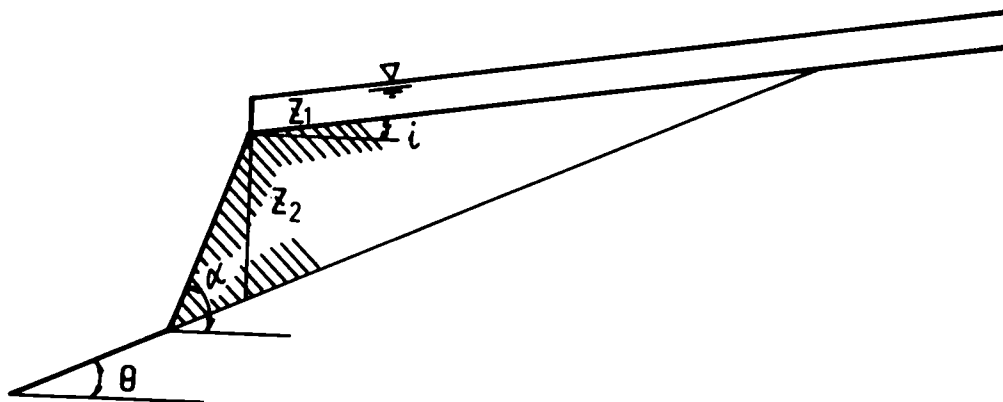


図2.3.18. 安定計算に用いた砂堆の規模

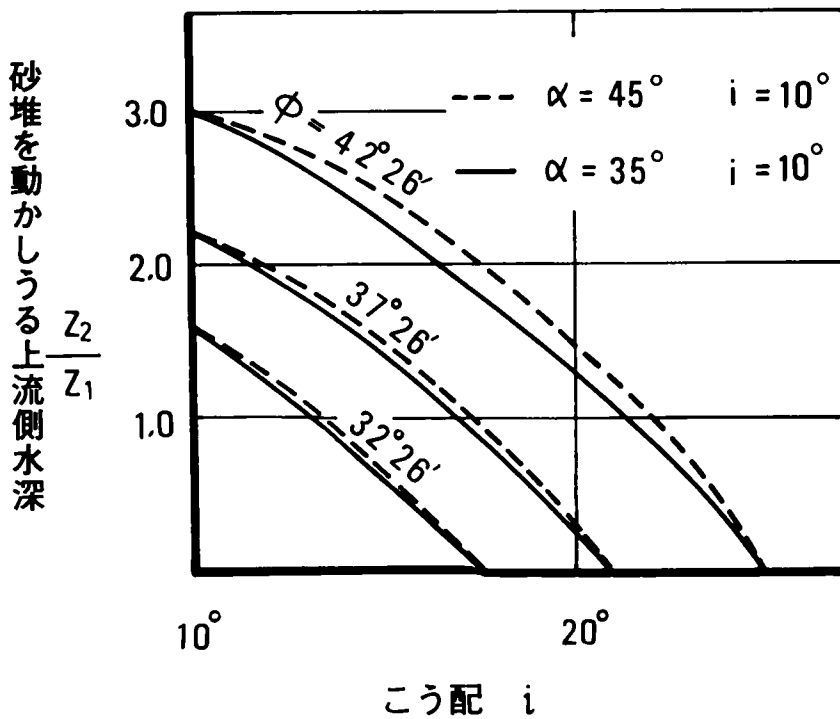


図2.3.19. 砂堆を滑動させるに要する上流側水深

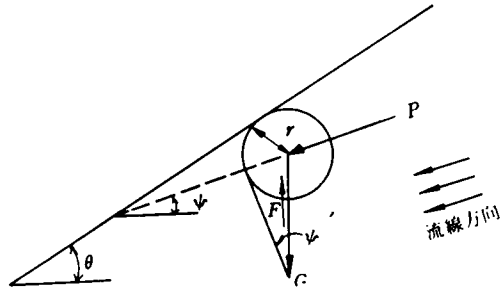


図2.3.20. 水が浸出する位置におかれたれきに作用する力（赤井による）

第 3 章 土石流の流動に関する研究

第 1 節 概 説

第 1 章において、土石流は比較的細かい土砂が、水と一体となって流れるものであることを述べ、とくに、その中に含まれる粘土の役割を重視したが、性質の解明は残された。ここでは多量の粘土を含む流体（以下これを泥流と呼ぶ）の流動性状について考察する。土石流が大きくなれきを伴う現象は泥流による掃流現象として、またこれが流れにおよぼす影響は、れきによる摩擦抵抗の増加として取り扱うことにする。実際の土石流の構成材料が、この実験で用いる粒子より粗いとしても、流れを巨視的に扱うとき、構成材料の変化は、流体の粘性係数を降伏値などに適当な値を用いることによって処理できるであろう。

泥流のような固体粒子の取り扱い方に 2 通りの方法がある。一つは流れを巨視的に単一の流体として取り扱い、その流体の挙動に注目していく方法である。粘土粒子を含む流れは、応力とひずみ速度の関係がニュートンの仮説にしたがわず、非ニュートン流体と呼ばれる挙動をする。他の一つは、ニュートン流体中の固体粒子が流れにおよぼす影響を論ずるものである。どちらの方法をとるべきかということは、流体中の固体の性質と濃度によって定まる。固体粒子の濃度が低いときは、後者の方法がよいが、濃度が高いときは粒子間の接触あるいは粒子間の分子引力などが働き、これらが作用する力の大きさによって違った挙動をとり、これが流体の変形を支配する。このような流れでは、巨視的に扱うほうが流れの挙動を明確にする。この論文で扱う固体濃度の範囲は、すべて巨視的に扱うべき領域に終始するので、以下の取り扱いはすべて巨視的に取り扱う。

さて、泥流においては、流体の基本的な性質である応力とひずみ速度の関係、それを関係づける粘度あるいは降伏値が未知であるので、まずこれらを明らかにして、流動を取り扱う必要がある。

そこで、第 2 節において、泥流の非ニュートン流体的性質を調べ、流体の流動式を決定し、この式を関係づける粘度および降伏値の機構を述べる。とくに、泥流の特徴といえる粘土粒子が結合して作るフロックに言及し、このフロックが泥流中の固体粒子の容積単位として重要な働きをなすことを述べる。

ついで第 3 節において、泥流の抵抗法則を取り扱う。泥流の抵抗法則の表現にあたっては、ニュートン流体の抵抗法則がほぼ確立しているのを利用して、その手法を泥流に適用し、ニュートン流

体で使われている物理量に、泥流の非ニュートンの特性を表わす物理量を加味して表現する。そうして層流、乱流および粗滑面の抵抗法則にふれ、泥流の水理学的粗滑面の限界についても云及する。さらに、砂れきが、河床上を転動する場合の抵抗についてもふれる。

第2節 粘土を含む流体の流動学的特性に関する研究

2-1 固体粒子を伴う流れの流動学的性質

1. 非ニュートン流体の流動特性

A 流体の応力と歪み速度

流体の性質は、応力と歪み速度の関係によって示される。1685年Newtonによって提出された仮説は、その表現が非常に簡明で、解折的に取り扱いやすいうえに、われわれが遭遇する機会の多い、水、空気、あるいは油などが、普通の条件下ではよくこの仮説にしたがうので、古くから広範かつ詳細に研究されてきた。

しかし、最近この仮説にしたがわない流体が数多く見出されるようになり、これらの流体を総称して非ニュートン流体と呼ぶ。

この論文で取り扱う泥流は、粒子間を満たす流体はニュートン流体であるが、全体としての流動は、非ニュートン流体の性格を示す。流体を巨視的に連続体とみなして取り扱うのは、一般にとられる方法であって、とくに泥流のように、流体中に粘土粒子が互に分子間引力で結合して存在し、力を受けたときにこれらの結合が抵抗する場合には、むしろ適切な取り扱いといえる。

流体の応力と変形速度の関係を表わすのに2つの方法がある。一つは流動方程式をあらかじめ仮定し、方程式中に含まれる定数をきめる方法である。これを積分法という。Newtonがとった方法もこれである。他の一つは、流動方程式を仮定せず、応力と歪み速度を実測して、両者の関係を図式微分して求める方法である。この方法は、流体の本質を細部にわたって調べるためには必要であるが、一般に繁雑である。

この論文においては、積分法によって解折を進める。

B 非ニュートン流体の流動特性

非ニュートン流体の流動式は、大別して次のように分類される。①②③)

- 1) 任意の点の歪み速度が、せん断応力のみの関数で、時間に無関係な流体。
- 2) せん断応力と変形の関係が、せん断応力を受けた時間あるいはその履歴に関係する流体。
- 3) 固体と流体の両方の性質を有し、変形後部分的に弾性回復するような粘弾性流体。

しかし、非ニュートン流体的性質を有する一般の物質は、はっきりと上の分類にはしたがわず、上述の性質のいくつかを共有し、作用した力の大きさと負荷速度に応じて、それぞれの性質が顕著に反応する。以下にそれぞれの特性を示す。

(1) 時間要素に無関係な非ニュートン流体

時間要素に無関係な流体は、歪み速度を $\dot{\gamma}$ 、せん断応力を τ とすると、つぎの流動式によって説明される。

$$\dot{\gamma} = f(\tau) \quad (3.2.1)$$

この式は、流体中の任意の点のずり速度が、その点のせん断力のみの関数であることを意味している。この型の流体にはつぎの2つの区分がある。

(a) ビンガム塑性流体

ビンガム塑性流体の流動式はつぎのように表わされる。

$$\tau - \tau_y = \mu_B (du/dz) \quad (3.2.2)$$

ここに τ_y はせん断降伏値、 μ_B は塑性粘度である。図3.2.1に示すようにこの流体は、降伏値 τ_y より小さい応力に対しては、応力の影響を受けず剛体として存在し、 τ_y を超える応力に対しては、 $\tau - \tau_y$ の応力下のニュートン流体として挙動する。一般の塑性流体は、必ずしもこのように理想化された形ではないが、実用的にこのようにみなして十分な場合が多い。

(b) 擬塑性流体およびタイラント流体

この流体の単純せん断流れは、Waele-Ostwaldによって、つぎのように表わされる。

$$\tau^n = \mu_p (du/dz) \quad (3.2.3)$$

ここに μ_p は擬塑性粘度で、 n は構造粘度指数と呼ばれ、流体の性質によってきまる。(3.2.3)式で擬塑性流体のときに $n > 1$ であり、タイラント流体のときは $n < 1$ である。これらの流体は、降伏値がなく、せん断応力とずり速度の比で表わされるみかけの粘性 μ_a は、せん断応力の増加に伴って変化し、擬塑性流体では小さくなり、タイラント流体ではその逆である。 n の値は、実際の流体では、せん断応力の全領域で一定でないことが多い。しかし工学的な応用においては、実際に遭遇するせん断応力の範囲において一定とみなしてよい場合が多く、一般には一定として取扱われる。一般に(3.2.3)式をベキ法則と呼ぶ。

擬塑性流体の挙動を説明する式としてこのほかにつぎのようなものがある。

$$\text{Prandtl} \quad \tau = A \sin^{-1} (\dot{\gamma}/C) \quad (3.2.4)$$

$$\text{Eyring} \quad \tau = \dot{\gamma}/B + C \sin(\tau/A) \quad (3.2.5)$$

$$\text{Powell-Eyring} \quad \tau = A\dot{\gamma} + B \sin \pi^1(C\dot{\gamma}) \quad (3.2.6)$$

$$\text{Williamson} \quad \tau = A\dot{\gamma}/(B+\dot{\gamma}) + \mu\dot{\gamma} \quad (3.2.7)$$

これらの式中のA, B, Cはそれぞれの流体によって一定である。これらの式は、ベキ法則にくらべて取扱いが不便で、不便に堪えて用いるだけの特色が少ないように思うので、この論文では、擬塑性流体に対してはベキ法則を用いる。以上の流動図を図3.2.1に示す。

(2) 時間要素に依存する非ニュートン流体

流体を一定の割合でせん断したとき、せん断応力が時間とともに増すか、減少するかによって、つぎのように分けられる。

(a) チキソトロピー流体

(b) レオペクチック流体

ここにチキソトロピー流体は、せん断応力が減少していくもので、減少の原因は、せん断を受けると、物質の構造が破壊し、それによって粘度が減少すると考えられている。せん断による構造の破壊の割合は、物質を形成する分子の連鎖の量に比例すると考えられる。またレオペクチック流体は、その逆に、せん断を受けると構造が再組成されて粘性が増すもので、これはせん断が適当な早さで加えられるときにのみ生じるもので、急速のせん断においては、この現象は生じないのが普通である。

これら両者は、粒子の配列の状態の表現として、応力が時間的に変る擬塑性流体である。しかし、その現象が生ずるのはいずれも低速のせん断の領域でその影響はあまり大きくないのが普通である。工学的には、擬塑性流体に含めて、考えて差し支えない。

(3) 粘弾性流体

塑性と弾性の性質を共有する流体を粘弾性流体という。微細な粒子を多量に含む流体は、多少ともこの性質をもつ。粘弾性物質の変形の特徴は、一定のひずみに対して応力の時間的減少（応力緩和）あるいは一定の応力に対してひずみのおくれ（遅延現象）を示すことである。粘弾性物質の挙動は大別して、線型粘弾性と非線型粘弾性に分けられる。

線型粘弾性は、ひずみに対して、ニュートンの法則とフックの法則が同時に成り立つとして、力の作用の仕方によっていずれかの要素が卓越してそれに応答するもので、基本的な形としてつぎのものがある。

$$\text{マックスウエル模型} \quad \dot{\gamma} = \tau / \mu + \dot{\tau} / G \quad (3.2.8)$$

$$\text{フォクト模型} \quad \tau = G\gamma + \mu\dot{\gamma} \quad (3.2.9)$$

ここにGはフックの法則における剛性率[●]は時間微分を示す。上式の挙動を具体的に表わすために、弾性を表現するスプリング、粘性を表現するダッシュポットが取入れられ、応力の緩和にはマックスウエル模型を、遅延現象にはフォクト模型を適用する。さらに複雑な応力とひずみの関係に対しては、これらの要素の数を増して、3要素または4要素模型が用いられる。

しかし、粘弾性物質の多くは、一般に非線型挙動を示すものが多い。純粋な粘性流体がずり変形をうけたとき発生する応力は、粘性によるせん断応力だけであるが、弾性を有する流体に大きな変形が生じたとき、せん断応力ほかに、流動方向に平行な方向の応力、すなわち法線応力が生ずることが明らかにされている。したがって非線型流動の粘弾性流体の流動方程式は、(1)法線応力効果、(2)粘弾性効果、(3)非ニュートン効果を説明できなければならない。現在この非線型挙動を示す流体について多くの研究が集中されているが、まだ確定した体系づけは行なわれていない。

この論文において主として用いられた粘土試料も、粘弾性的性質を示す。これについては第4章3節でふれるつもりである。

2. 流動式と物理常数の決定法

さて、われわれが特定の流体を取り扱うとき、上述の各種の流動式のうち、どの流動式を適用するかということ、非ニュートンの性質がどうして生ずるか明らかでない現在、対象とする流体のせん断試験を実施して、流動図を画き、この流動図によって判定する以外にない。

また、非ニュートン流体では、粘度 μ と降伏値 τ_y 、あるいはレオロジー定数のような物理常数が、1つの流動式において2つ以上必要である。これらは、流体中に含まれる粒子の大きさ、濃度、形状および粒子相互間の吸着力に関係するが、その関係は十分に明らかでない。したがってやはり直接測定せざざるを得ないのが現状である。

流動図および物理常数を決定する方法は種々提案されているが、この論文で行なった方法を流体の変形が時間の要素に無関係とみなせる範囲について述べる。

A. 共軸円筒回転型粘度計による場合

この実験に用いた共軸円筒回転型粘度計の構造を図3.2.2に示す。図の(A)は円筒回転型で、内外筒のすきまに測定する試料を満たし、円筒に重量をかけて回転させて試料をせん断し、そのときの

歪速度を円筒の回転速度より得るものである。主要部の寸法は、外筒の内径 3.16 cm, 内筒の外径 2.80 cm, 両者の間隔 1.8 mm, 内筒の長さは 13.48 cm である。

(B)は外筒回転型で、外筒を一定速度で回転させ、試料に働く力は、試料の流動によって内筒の表面に働く力を内筒を吊るスプリングのねじれから求めるもので、主要部の寸法は外筒の内径 3 cm, 内筒の外径 2.8 cm, 間隔 2.0 mm, 長さ 14 cm である。(A)は応力一定, (B)は歪速度一定の試験ができるものである。

図 3.2.3 において、外筒 (半径 R_0) は固定し、内筒 (半径 R_1) が角速度 ω で回転し、2円筒間には試料が満たされているものとする。回転流動する試料中に、半径 r および $r + dr$ の 2層を考え、この 2層の角速度をそれぞれ Ω および $\Omega + d\Omega$ とする。二層の回転速度の差は

$$dv = \Omega dr - r \cdot d\Omega \quad (3.2.10)$$

したがって速度こう配はつきのようなになる。

$$dv/dr = \Omega - r (d\Omega/dr) \quad (3.2.11)$$

ここに右辺第 1 項は、内外 2 円筒が固定して同一の角速度で回転するときの項にあたるから、粘性力を生じる速度差にはならない。第 2 項だけが粘性力に有数な相対速度差である。したがって (3.2.11) 式はつきのようなになる。

$$f(\tau) = dv/dr = r (d\Omega/dr) \quad (3.2.12)$$

内、外筒の角速度をそれぞれ Ω_1, Ω_0 とすると、相対角速度 ω は

$$\int_{\Omega_1}^{\Omega_0} d\Omega = \int_{R_1}^{R_0} \frac{f(\tau)}{r} dr = \frac{1}{2} \int_{\tau_1}^{\tau_0} \frac{f(\tau)}{\tau} d\tau \quad (3.2.13)$$

となる。ここに τ_0, τ_1 はそれぞれ外、内筒壁に働くせん断応力である。半径 r の円筒面に働く回転モーメントは、粘性力とつりあい、トルク T は、 $T = \tau \cdot 2\pi r h \cdot r$ で与えられるから、

$$\tau = T/2\pi h r^2 \quad (3.2.14)$$

となり、 $\tau_0 = T/2\pi h R_0^2, \tau_1 = T/2\pi h R_1^2$ となる。

(i) ビンガム塑性流体への適用

ビンガム流体では (3.2.2) 式より、 $f(\tau) = \frac{1}{\mu_B} (\tau - \tau_y)$ であるから (3.2.13) 式より、つきのようなになる。

$$Q = -\frac{1}{2\mu_B} \int_{\tau_i}^{\tau_0} (1 - \frac{\tau_y}{\tau}) d\tau = \frac{T}{4\pi h \mu_B} (\frac{1}{R_i^2} - \frac{1}{R_o^2}) + \frac{\tau_y}{\mu_B} \ln \frac{R_i}{R_o} \quad (3.2.15)$$

この式は、 Q と $(T/4\pi h)(1/R_o^2 - 1/R_i^2)$ の関係が、グラフ紙上でこの配を $1/\mu_B$ とする直線状に表わされることを示している。測定値がこの関係にしたがえば、流体はビンガム流体であると判定され、直線のこの配から μ_B が、また $\mu=0$ における $(T/4\pi h)(1/R_o^2 - 1/R_i^2)$ の値を読み取ることによって、(3.2.15)式より τ_y を求めることができる。

ただし、(3.2.14)式の τ が τ_y のとき、これに相当する半径を r_0 とすると、この値は、

$$r_0^2 = T / 2\pi h \tau_y \quad (3.2.16)$$

であるが、 T が小さくて $r_0 < R_i$ ならばまったく流動しない。 $r_0 = R_i$ で内筒壁で流動がはじまり、そして $T_0 = 2\pi h R_o^2 \tau_y$ になすまでは $r_0 < r < R_o$ の部分は流動しない。このように $T < T_0$ で、試料の一部に流動しない部分が残されているときには、(3.2.15)式に相当して、

$$Q = \frac{T}{4\pi h \mu_B} (\frac{1}{R_i^2} - \frac{1}{r_0^2}) + \frac{\tau_y}{\mu} \ln \frac{R_i}{r_0}$$

となり、 Q が増すと r_0 が変るので、 Q と $(T/4\pi h)(1/R_i^2 - 1/r_0^2)$ の関係は曲線になる。しかしこの論文においては、内外筒の間隙は $1.8\text{mm} \sim 2.0\text{mm}$ と小さいので、円管が回転しているときは、試料内は全て流動しているものとみなし、 T の小さい領域で Q と T の関係が曲線さえかくのは、試料が完全なビンガム塑性流体でないためと考えることにする。

(ii) 擬塑性流体への適用

ベキ法則では、(3.2.3)式より $f(\tau) = \frac{1}{\mu_p} \tau^n$ であるから、

$$Q = \frac{1}{2n\mu_p} (\frac{T}{2\pi n})^n (\frac{1}{R_i^{2n}} - \frac{1}{R_o^{2n}}) \quad (3.2.17)$$

となる。この場合は $\log Q$ と $\log T$ が n をこの配とする直線で表わされる。測定値がこれにしたがうとき、その流体を、ベキ法則にしたがう流体と判定する。 μ_p はよみとった n を(3.2.17)式に代入して求めることができる。

以上の考察は、内筒が回転する場合について述べたが、外筒が回転する場合でも同じである。また、以上の考察では内筒の底面に働く摩擦力は考えていない。以下の測定では、同一の試料につい

て内筒が試料に浸る深さ h を種々かえて、 h とトルク T の関係を実験的に求め、図 3.2.4 に示すように、その関係を $T=0$ まで延長して、 $T=0$ のときの h 軸の長さ Δh は、底面の摩擦を長さに換算したものととして、 $\Delta h + h$ をもって試料に接している内筒の長さとした。

この試験法は、試料の厚みがうすいので、試料内のずり速度はほとんど一定と考えることができ、測定結果の精度は高い。しかし流体中に含まれる粒子の沈降速度の大きい場合には、測定中に試料内で濃度分布が生じるから使えない。また測定可能な濃度の範囲は非常に狭い。そこで、第 3 章以後の種々な流れの取り扱いにおける μ_B と τ_y の測定にはつぎの細管法を用いた。

B. 細管流動による方法

これは粘度計として古くから用いられている毛細管型を非ニュートン流体に応用したもので、この研究では直径 2.5 cm のパイプを用いて測定した。

管内の流れにおいては、管の中心からの距離 r におけるせん断応力は

$$\tau = r \cdot \Delta p / 2 l \quad (3.2.18)$$

ここに $\Delta p / l$ は圧力こう配である。 $r=R$ (管壁) で最大となり、

$$\tau_0 = R \cdot \Delta p / 2 l \quad (3.2.19)$$

である。一方速度こう配は (3.2.1) 式より、

$$\dot{\gamma} = -du/dr = f(\tau) \quad (3.2.20)$$

であるから、

(3.2.18) 式と (3.2.20) 式より

$$du = -(2l/\Delta p) f(\tau) \cdot d\tau$$

となる。したがって単位時間当りの流量は

$$Q = \int_0^{u_{\max}} \pi r^2 du = \left(\frac{2l}{\Delta p} \right) \pi \int_0^{\tau_0} \tau^2 f(\tau) d\tau = \frac{\pi R^3}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (3.2.21)$$

となって、 τ_0 すなわち Δp の関数として与えられる。

(i) ビンガム塑性流体への適用

ビンガム流体は

$$f(\tau) = \frac{1}{\mu_B} (\tau - \tau_y) \quad (3.2.22)$$

であるから、流量はつぎのようになる。

$$Q = \frac{\pi R^3}{\mu_B \tau_0} \int_{\tau_y}^{\tau_0} \tau^2 (\tau - \tau_y) d\tau = \frac{\pi R^4 \Delta p}{8 l \mu_B} \times \left\{ 1 - \frac{4}{3} \left(\frac{\tau_y}{R \cdot \Delta p} \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{\tau_y}{R \cdot \Delta p} \right)^4 \right\}$$

これを書きかえると、

$$\frac{4Q}{\pi R^3} = \frac{R \cdot \Delta p}{2 l \mu_B} \left\{ 1 - \frac{4}{3} \frac{\tau_y}{\left(\frac{R \cdot \Delta p}{2 l} \right)} + \frac{1}{3} \frac{\tau_y^4}{\left(\frac{R \cdot \Delta p}{2 l} \right)^4} \right\} \quad (3.2.23)$$

となり、この関係は $(R \cdot \Delta p / 2 l)$ の大きいところでは、

$$\frac{4Q}{\pi R^3} = \frac{1}{\mu_B} \left(\frac{R \cdot \Delta p}{2 l} - \frac{4}{3} \tau_y \right) \quad (3.2.24)$$

の直線に漸近する。この直線のこう配より μ_B が、直線を $R \cdot \Delta p / 2 l \rightarrow 0$ に外挿して、 $4Q / \pi R^3$ と交る位置から τ_y を求めることができる。

(ii) 擬塑性流体への適用

(3.2.3) 式、 $f(\tau) = \frac{1}{\mu_p} \tau^n$ を用いて

$$Q = \frac{\pi R^3}{\mu_p \left(\frac{R \Delta p}{2 l} \right)^3} \int_0^{\tau_0} \tau^{n+2} d\tau = \frac{\pi}{\mu_p (n+3)} \frac{R^{n+3}}{(2 l)^n} (\Delta p)^n \quad (3.2.25)$$

となり、この関係から $\log Q$ と $\log \Delta p$ のグラフを描いて直線を示すならば擬塑性流体であるとみなし、その直線のこう配から n を、直線の切点から μ_p を求める。この μ_p とニュートンの仮説にしたがう粘度の間には、

$$\mu = \mu_p \cdot \tau^{n-1} \quad (3.2.26)$$

の関係がある。

2-2 粘土を含む流体の流動特性とその物理常数

1. 実験に用いた粘土の特性

前節において、一般的な非ニュートン流体の特性についてふれたが、ここでは、この研究に用いた粘土粒子を含む流体の特性を述べる。実験および解析の対象とする流体は、規模は小さくとも原型と相似の関係をみたす流体であることが望しい、土石流は土砂と水が一体となって流れるものであることを考慮して、実験装置で与えることができるせん断の大きさに、装置内で常に濃度が一定であるという条件から、表3.2.1に示す土がえられた。No. 1, No. 3およびNo. 4は人工的に粉碎らびに分級などの処理が加えられたもので、粘土を構成する鉱物は、No. 1およびNo. 3はパイロファイト、No. 4はカオリナイトである。No. 2は京都市の稲荷山で採集されたもので図3.2.5にそれぞれ粒径分布を示す。

表3.2.1 実験に用いた粘土の特性

流動あるいはれきの移動限界など、本論文中的ほとんどの実験は、No. 1の土を用い、他の土は粘度および流動特性をしらべるときに、No. 1との比較に用いた。

種別	中央径 D ₅₀ (μm)	粒径分布形	標準偏差 (D ₈₄ /D ₁₆) ^{1/2}	粒子比重
No. 1	0.34×10 ⁻²	対数正規分布	2.92	2703
2	0.62×10 ⁻²	〃	4.70	2810
3	0.62×10 ⁻²	〃	3.04	2706
4	0.55×10 ⁻²	〃	—	2673

2. 粘土の流動特性

粘土鉱物の微粒子を含む懸濁液は、粒子間の相互作用によって、一般の非ニュートン流体にくらべてそのレオロジー的性質は一段と複雑である。懸濁液のレオロジー的性質は、含まれる粒子の寸法、濃度、粒径分布および粒子間の相互作用が関係する。とくにコロイド状の懸濁液では、粒子間の相互作用が懸濁液の性質を左右する。懸濁液中にある粘土粒子は、鉱物粒子が単体として存在せず、いくつかの粒子が結合したフロックとなっている。このフロックは粒子間に働く陽イオンと陰イオンの相互作用によって、カードハウス状をしていると考えられる。電気化学的環境が変わると、フロックの性質、形状が変わるので、同じ容積濃度といえどもその構造が異なり、ときには非ニュートンの性質を失なうことも起こる。

しかし、大幅な電気化学的環境の変化がない限り、環境の変化は物質常数の変化として表わされ、

流動式まで変わることはまずないと考えてよい。

したがって、実験に用いる試料の調製は厳重な品質管理が必要であって、この研究においても、流動式の測定においては、水の水質、温度、混合の方法および試料調製後試験までの期間について、できるだけ統一をはかった。

図3.2.6に共軸円筒回転型粘度計によって測定されたひずみ速度とせん断力の関係の1例を示す。 η_1 、 η_2 および η_4 は、いずれもビンガム塑性流動の性質を示す。しかし濃度が大きいときは、いずれも完全なビンガム流動ではなく、流動に有効な応力 τ_y と歪速度 $d\epsilon/dt$ が直線関係を示すまでかなり流動が生じる。(3.2.2)式が適用できるのは、この直線関係を示す部分であって、この直線のはじまる位置のせん断力を τ_0 と名付けると、 τ_0 以下の力が作用したときの歪み速度には(3.2.2)式が適用できない。これについては、2-4でふれらるつもりである。

図3.2.7は細管法で測定されたひずみ速度とせん断力の関係で、やはりビンガム流動を示す。非ニュートン流体では、同じ流体をできるだけ異種の試験法で試験して、その性質を決定することが提案されているが、これら2つの方法で得た物質常数は、ほぼ同じ値を示しているため、どちらも十分な精度をもつと考えてよい。図3.2.7の場合に、せん断応力の大きい領域で、直線関係からはなれてこう配がゆるくなるのは、管内の流れが乱流の領域に入り、乱れによる応力が加わったためと考えられる。これは第3章で定義する限界 Reynolds 数からも確認された。また液温が高くなると、 τ_y の値が減るのは、温度が上昇するとフロックの吸着力が減るからであろう。

以上によって、ここに用いた粘土の懸濁液はビンガム塑性流動をすべと判定できた。以下の実験では、とくに断らない限り η_1 の試料を用いた。

以上の測定によって得られた塑性粘度と容積濃度の関係を図3.2.8に示す。また図3.2.6において、直線をせん断応力軸に外挿して求めたビンガム式による降伏値 τ_y と容積濃度の関係を図3.2.9に示す。

2-3 粘土を含む流体の粘度と降伏値の発生機構

1. 泥流の粘度

A 粘度についての一般的な考え方

以上述べてきた非ニュートン流体の流動式によって、流れを説明するためには、必ず2つの常数すなわち粘度 μ を降伏値 τ_y あるいは μ とレオロジー定数 n が必要である。これらの値は、さきに流動を与えて、その関係をみたとすように定めるのであるから、適用する流体模型の適否の判定が常に先行すべきであるが、同時に正しい常数を与えることが、流動式の有用性を増進することになる。

2-2で述べたように、これらの物質常数は、容積濃度、温度、土粒子の電気化学的性質およびせん断力の関数である。したがってその値は、これらの関係量を全て結びつけて求める必要がある。現在、例えば粘度は、粒子に吸着性がなく、濃度も低い場合には、ある程度の予測は可能であるが、粒子間に吸着性がある場合には、統一的な関係は得られていない。これは土質力学の分野において、応力とひずみの関係は表わせたとしても、両者を結びつける常数は、現在のところその都度測定しなければならないのと同じである。しかし、この値を測定せずに予測できるようにすることは、今後この流体を取り扱っかっていくうえに重要なことである。そこでこれについて考察する。

粘性という力学的性質は、物質が流動している状態で定義されたものである。力を加えられた流体は、粘性力によって発熱してエネルギーを消散する非可逆過程である。

粘性流動をつづけるためには、外部から常に力学的エネルギーが加えられていなくてはならぬ。この非可逆的变化のために、粘性現象に対する理論的取扱いは一義的な筋がなく、対象に応じてちがった解釈がされている。

粘性理論のもっとも基礎的な考え方は、運動量の輸送理論としてみる一般的な場合で、これは弾性を説明する熱力学的な取扱いに相当し、理想気体や比較的簡単な単原子液体の粘性は、この考え方で説明されている。また多くの液体や固体に近い物質では、分子相互間の作用が複雑なため、さきの基礎的な方法はむずかしく、ここで成功をおさめているのはEyring⁴⁾の考え方である。これは分子相互作用に相当するものとして、分子相互の位置交換という一つの速度過程を考慮するやり方である。さらに、流体中に固体が分散するような場合には、微視的な分子の次元でなく、巨視的な連続流体中の粒子の運動という形で粘性理論が形成されている。Einstein⁵⁾からはじまる流体力学的方法がこれである。

泥流の場合は、流動要素の単位が粘土粒子または粒子の集合体の大きさをもつことから、分子の大きさを議論する速度過程理論よりも流体力学的考え方の方が理解しやすい。以下において、流体力学的な考え方をさらにくわしく説明し、粘土粒子のような、吸着性のある粒子を含む流体にこれを応用するために、粘土粒子がいくつか集ってできるフロックの容積濃度を固体分容積濃度として用いると、粘度が十分予測できることを述べる。

B 分散系の粒子を対象にした、流体力学的方法による粘度式とその問題点

懸濁液の挙動に対して、先導的な研究は、吸着性のない粒子の粘度を取り扱ったEinstein⁵⁾の研究である。

Einsteinは、溶媒を粘性流体と考え、その中に浮んだ球形粒子によって生ずる流動速度の変化を計算し、これより内部摩擦の増加を求めた。粒子を含んだ流体の粘度 μ_s はつぎのように表

わされる。

$$\mu_s = \mu_0 (1 + 2.5 \phi_s) \quad (3.2.27)$$

ここに、 μ_0 は溶媒の粘度、 ϕ_s は粒子の容積濃度である。

この方法は、粒子の形をいろいろ変えることによって、球形以外の粒子に拡張され、溶液の粘度理論の+つの流れをつくっている。しかし (3.2.27) 式が成り立つのは、 ϕ_s が 2% までであって、それより濃度が大きくなると、(3.2.27) 式よりも実際の粘度は大きくなる。

Robinson⁶⁾ は、Einstein 式を高濃度の場合に拡張し、粘度は、容積濃度に比例するのみならず、懸濁液中の自由液容積率に逆比例すると考えた。この自由液容積とは、見掛けの全容積 V から有効固体分容積 V_e を差引いたもので、 V_e とは懸濁液の最高濃度における容積 V_c すなわち十分に沈降を終った固体分の容積とその間隙液の容積 V_i の和である。 W_s を粒子の重量、 σ を粒子の密度とするとうえの関係はつきようになる。

$$\mu_s = \frac{k \cdot \frac{V_s}{V}}{\frac{V - V_e}{V}} = \frac{k \phi_s}{1 - \frac{V_e}{V} \frac{W_s / \sigma}{V}} = \frac{k \cdot \phi_s}{1 - S' \phi_s} \quad (3.2.28)$$

ここに、 $S' = V_e / (W_s / \sigma) = 1 / \phi_{sc}$ で、 ϕ_{sc} は最高容積濃度、 k は係数である。

森、乙竹⁷⁾ は、Robinson の考え方をさらに拡張し、自由液容積が流体内に均一に分布してるとして、粒子間の平均の膜の厚さ δ をつきのように表わした。

$$\delta / Z = (V - V_e) / S_0 \quad (3.2.29)$$

ここに S_0 は系中に存在する粒子の総表面積である。図 3.2.10 にしたがってニュートンの仮説が

$$\tau = \mu_0 \frac{\Delta u}{\delta} = \mu_s \frac{\Delta u}{D + \delta} \quad (3.2.30)$$

と表わせることから懸濁液の見掛けの粘度 μ_s を、

$$\mu_s = \mu_0 \left(1 + \frac{D}{\delta}\right) \quad (3.2.31)$$

と表わした。前述の有効固体分容積 V_e と容積濃度 ϕ_s の間にはつぎの関係、

$$V_e = V_c + W_s / \sigma, \quad \phi_s = (W_s / \sigma) / V, \quad \phi_{sc} = (W_s / \sigma) / V_c \quad (3.2.32)$$

があるから、これを用いて (3.2.3 1) 式を書き直し、つぎの式を得ている。

$$\mu_s = \mu_0 \left(1 + \frac{D}{2} S_r \frac{1}{1/\phi_s - 1/\phi_{sc}} \right) \quad (3.2.3 3)$$

ここに $S_r = S_0 / (W_s / \rho_s)$ で、球形粒子のときは粒径にかかわらず $D S_r / 2$ は 3, ϕ_{sc} は、立方系の粗充てんを考えると理論的に 0.52 であることから (3.2.3 3) 式を、

$$\mu_s = \mu_0 \left(1 + \frac{3}{1/\phi_s - 1/0.52} \right) \quad (3.2.3 4)$$

とした。この式は、粒子間に吸着力のないときは、かなり良好な結果を得ているが、ここで取り扱った粘土粒子のときは、図 3.2.8 にも示したように、固体分容積濃度だけでは一定の粘度を示さない。

粒子間に吸着力が働く場合は、粒子が結合してフロックまたはフロックの集団を作り、せん断力が比較的小さいとき、このフロックは分解せず 1 つの単体として挙動する。これはすでに村山⁸⁾および A. S. Michaels⁹⁾ によって指摘されているところである。Michaels は懸濁液の説明にフロックを用いたが、必ずしも十分に粘度を説明していない。

これに、粘度の説明に Einstein の式を用いたことに起因すると思われる。以下において、粘土の懸濁液のフロックの性質をしらべ、これを用いて粘度を求めてみる。

C. 粘土懸濁液のフロックの性質

いくつかの粘土粒子が集まってできるフロックは、粘度計内あるいは自然河川を流動するときに受ける程度のせん断力では、その構造を変えないと考えて差支えない。逆に、フロックの静水中を重力で沈降するようなゆるいせん断の場におかれたときは、フロックとフロックは結合してフロックの集団を作る。(以下これを集団と呼ぶ)。たとえば懸濁液を容器内で沈降させたとき、集団は容器一ぱいにネットワークを作り、一体となって容器中を沈降する。集団の上端は明瞭な平面を形成し、面が沈降したあとには透明な流体が残るのが常である。

このフロックの沈降によってフロックの性質を調べてみよう。フロック面の沈降は、大別して図 3.2.1 1 の 3 つの場合に分けることができる。(a) は濃度が非常にうすい (試料 No. 1 で $\phi_s < 0.024$) 場合で、フロック面の沈降速度は沈降の初期を除いて変らない。図 3.2.1 2 はその 1 例で、この場合の上澄液は少しにごる。(b) は a) より濃度が高い場合に示されるもので、沈降開始後徐々に速度が早くなり、図 3.2.1 1 の時刻 t_1 で最高になり、あと急減する。図 3.2.1 3 はその 1 例である。(c) は更に濃度が高い場合 (No. 1 で $\phi_s > 0.25$) で殆ど沈降しない。

(a) の場合は、フロック又は集団が個々に自由に沈降していると考えてよい。J. F. Richa-

rdson と W. N. Zaki¹⁰⁾ が求めた相互干渉ある場合の粒子の沈降速度を集団の沈降速度に応用するとつぎのようになる。

$$W_A = \bar{W}_{SA} \cdot e^{4.65} \quad (3.2.35)$$

ここに W_A は集団の沈降速度、 \bar{W}_{SA} は単一粒子についての Stokes による沈降速度、 θ は空隙率である。集団の大きさは濃度のうすい場合には濃度に無関係とすると、沈降の途中では変わらない。集団の容積濃度を ϕ_A とすると、 ϕ_A と土砂の容積濃度 ϕ_S との間にはつぎの関係が成立する。

$$\phi_A = C_{AS} \cdot \phi_S \quad (3.2.36)$$

ここに C_{AS} はフロックの集団の容積濃度と土砂の容積濃度の比例係数である。(3.2.35) 式を (3.2.36) 式で書き直すと、

$$W_A^{1/4.65} = \bar{W}_{AS}^{1/4.65} (1 - C_{AS} \phi_S)$$

となる。この式は $W_A^{1/4.65}$ と ϕ_S が直線関係にあることを示している。図 3.2.14 は実験値を用いてこの関係を示したもので、この図から $\phi_S \rightarrow 0$ の点の W_A を求め、ストークスの式からこの W_A を満足する粒径 D_A を、また直線のこう配から C_{AS} を求めると、表 3.2.2 のようになる。これによると、集団の大きさは、

粘土粒子の 5.47 倍および 2.26 倍であることを示している。 C_{AS} の値は、(3.2.35) 式の指数に検討の余地があるため、必ずしも妥当であるといえない。

表 3.2.2 低濃度懸濁液におけるフロックの大きさ

試料番号	濃度範囲	PH	D_A	C_{AS}
No. 1	$\phi_S < 0.035$		0.0186 ^{mm}	12.0
No. 4	$\phi_S < 0.00445$	5.4	0.0124	51.4

(b) の場合は、フロックのネットワークは容器全体に広がっていると考えられる。

A. S. Michales¹¹⁾ によって紹介されている A. M. Gaudin と M. C. Fuerstenau が同様な実験を行なって、液中の密度分布を X 線を用いて測定した結果は図 3.2.15 (a) のとおりで、(b) はこれから画いた沈降面の時間的変化である。この結果によると、表面の沈降によって全体的に密度が増すのではなく、最初の濃度がそのまま棒状に保たれて沈降し、一番下部でその状態が破壊して密度を増していく。ここに行なった実験でも、同様な状態にあるものとする。

容器内に最初フロックを拡散した液柱の高さを Z_0 、沈降してフロックが堆積した高さを Z_f 、フロックの容積濃度を ϕ_f 、フロックの最高容積濃度を ϕ_{f0} とすると、これらの間にはつぎの関係

が成り立つ。

$$AZ_f = (A \cdot Z_0 \cdot \phi_F / \phi_{F0}) + A \cdot b_f \quad (3.2.37)$$

ここに A は容器の断面積、 b_f は堆積の上部で十分にしまらない部分の高さである。 ϕ_{F0} はフロックの形状が球状で、正方系の粗充填をすると考えて、0.52 とする。 ϕ_F と ϕ_S の間には、

$$\phi_F = C_{FS} \cdot \phi_S \quad (3.2.38)$$

ここに、 C_{FS} はフロックの容積濃度と土砂の容積濃度の比例係数の関係があると考え、(3.2.37) 式はつきのように書き直される。

$$Z_f = \frac{C_{FS}}{0.52} \phi_S Z_0 + b_f \quad (3.2.39)$$

(3.2.37) 式の考え方が正しければ、 Z_f と $\phi_S Z_0$ の間には直線関係が成り立つ。どういふ状態の堆積高さを、 Z_f として採用すべきかということが問題になるが、フロックが、かなりのせん断を受けてもその構造を変えないという定義から、一番強く圧縮された最終の高さを採用することになると Z_f と ϕ_S の関係は図 3.2.16 のようになる。 b_f の値はほとんど零とみなすことができる。(ii) 図では濃度が大きくなると C_{FS} が小さくなる傾向を示すが、同一の試料については一定と見なし、ても大きい誤りはなさそうである。各試料について求めた C_{FS} の値は、表 3.2.3 のようになる。

この C_{FS} は、粒子間に働いている吸着力の大きさを間接的に表現しているものである。

さらに集団の容積 ϕ_A にも (3.2.37) 式と同じ考え方を適用することができる。集団が最充填されたときの容積として、図 3.2.11 において密度が一様になった時間 t_2 における Z_2 を用いると、

$$C_{AF} = \phi_A / \phi_F \approx Z_2 / (Z_0 \cdot \phi_F) \quad (3.2.40)$$

となる。これについて求めた結果も表 3.2.3 に併記した。集団をと同じこめて圧縮しなければ、集団中に存在するフロックの容量は $1/C_{AF}$ である。これは集団内のフロックと水の割合が $1/C_{AF}$; $1 - 1/C_{AF}$ であることを示す。 ϕ_F が $1/C_{AF}$ をこえると、容器内は全て集団で満されることになりそこでは自由沈降はない。ただ圧密によってフロックを最高充填濃度に充填する。図 3.2.

表 3.2.3 懸濁液の C_{FS} の値

種別	C_{FS}	C_{AF}
No. 1	2.08	1.71 ($\phi_S = 0.206$)
No. 2	3.25	—
No. 4	8.50	1.87
焼岳の土	1.55	1.92

1.1(c)の場合はこれである。 $\phi_F > 0.52$ では、試料をセットした時からフロック面の高さは変わらない。

D. フロック濃度を用いたときの粘度式

以上求めたフロック濃度は、フロックの外側の吸着層を含んだものである。このフロックの外側の吸着層もせん断に対して固体として働らくと考えると、この場合の自由容積濃度は、全体の体積から、フロックの容積と、フロックを最高濃度に充填したときその中にとじ込められた液体分を差引いたものである。そこでフロックのまわりの自由液の厚さを(3.2.29)式と同じに定義すると、比粘度は森、乙竹の粘度式の固体容積濃度をフロック容積濃度におき変えればよい。したがってつぎのように表わせる。

$$\mu_r = \frac{\mu_B}{\mu_0} = \left(1 + \frac{3}{1/\phi_F - 1/0.52} \right) \quad (3.2.41)$$

(3.2.41) 式中の数値はフロックを球とみなして定められた。

図3.2.8の測定値を、さきに求めた C_{FS} を利用してフロック濃度によって再整理すると、図3.2.17となる。 $\phi_F < 0.52$ の資料については十分その粘度を表わすことができる。

これは、フロック濃度が、懸濁液の流動を規定する容積単位として十分有意であることを示すものである。最近、泥流の取り扱いがふえ、多くの粘度が測定されているが、これらを統一する関係は見出されていなかった。これはここに述べた方法が解決するであろう。

2. 泥流の降伏値

A. 懸濁液における降伏値の構造

つぎに、降伏値 τ_y について考察する。粘土の懸濁液をせん断したとき、理想的なビンガム塑性流動を示さず、図3.2.6に示すような型をとる。すなわちせん断軸上の τ_L から変形がはじまり、次第にひずみ速度(速度こう配)を増し、 τ_U から直線関係を示す。この τ_L あるいはビンガム塑性流動とみなしたときの降伏値 τ_y について述べる。

土のような粒子集合体にせん断が作用したとき、せん断応力はつぎのように表わされる。¹²⁾

$$\tau = \tau_d + \tau_\phi + \tau_v + \tau_u \quad (3.2.42)$$

ここに τ_d は体積変化の成分、 τ_ϕ は摩擦成分、 τ_v は構造粘性成分、 τ_u は粘着成分である。

コロイド状の懸濁液におけるせん断応力も(3.2.42)式と同じ関係が成立すると考える必要がある。ただし、懸濁液の場合は、 $\phi_F < 0.52$ では τ_d は生じないと考えられる。 τ_ϕ は土の場合

のような粒子摩擦ではなく、前節2で求めた自由液容積が受持つ粘性応力である。 τ_v はブロック間の結合の破壊に要する応力、 τ_u はブロック集団の破壊に要する応力である。そこで、ペンガム型性流動における τ_y は、 τ_u と τ_v の和であると考えることができ、さらに τ_u は図3.2.6において、変形のはじまる下限降伏値 τ_L に対応すると考えることにする。

B. 集団の破壊に要する力 τ_u

粘土骨格の構造について村山⁸⁾は、セグメントからなるカードハウス状の模型を提案し、その変形について統計的な考えを導入して、その機構を説明されている。ここで取り扱っているブロックおよびブロックの集団の構造も恐らくこの模型にしたがうであろう。しかしながら、ここでは ϕ がブロック濃度の関数で表わされているので、 τ_u についてもブロック濃度との関係で表わすことにする。

従来から、懸濁液の降伏値は粒子の体積濃度に比例し、粒子の粒径に反比例すると考えられている。A. S. Michaelsは容積濃度の3乗に比例し、粒径の2乗に反比例するとした。せん断を受けるまえの懸濁液はブロックの集団を形成しているので、容積濃度として集団の容積を用いるべきであるが、これをブロックの容積濃度で代表させると、つぎのように表わせる。

$$\tau_L \propto (H_F / d_F^2) \cdot (\phi_F - \phi_{F0})^3 = A_1 (\phi_F - \phi_{F0})^3 \quad (3.2.43)$$

ここに、 H_F はブロック粒子間の吸着力、 ϕ_{F0} は τ_L を生じ始める限界のブロック濃度である。図3.2.6の流動図から τ_L の位置を外挿で求め、(3.2.43)式の関係をしらべた結果を図3.2.

18に示す。No.1の試料について、得られた ϕ_{F0} は0.17、 $H_F / d_F^2 = 4.5$ である。このせん断応力は大きい力が作用したときには消滅するとMichaelsは考えているが、本文では常に存在すると考えていく。

C. ブロックの結合を破壊する力 τ_v

非ニュートン流体の構造粘性は、カードハウス状骨格または鎖状モデルの接点の破壊という考え方で説明される。さきの τ_u は、破壊される一方のものであるに対して、 τ_v は、定常な状態では破壊と同時に一方では結合が行なわれ、構造的には平衡を保つと考えるのが常である。¹³⁾¹⁴⁾

ここでもとりあえず τ_u と同じように、Michaelsの考え方にしたがって τ_v を表わしておくことにする。Michaelsは粒子の接点の破壊に要する単位時間、単位体積当りのエネルギー E_v をつぎのように表わした。

$$E_v = \frac{A_0}{2\pi^2 a_0 D} J \cdot \phi^2 \quad (3.2.44)$$

ここに A_0 は係数, D は粒子の直径, a_0 は粒子の表面間の距離, J は流れの速度こう配, ϕ は粒子の容積濃度である。共軸円筒内の流体がせん断応力 τ_v で消散するエネルギーは,

$$E_v = \tau_v \cdot J \quad (3.2.45)$$

であるから, フロックの状態を添字 F をつけて表わすと,

$$\tau_v = \frac{A_0}{2\pi^2 a_0 J_F} \phi_F^2 = A_2 \phi_F^2 \quad (3.2.46)$$

とすることができる。図 3.2.19 は図 3.2.6 の流動図の直線部分を延長して求めた τ_y より, τ_L を差引いたものの平方根と ϕ_F の関係を示したものである。直線のこう配より $A_2 = 0.131$ となる。H. C. Harmker¹⁵⁾ によると, 2つの粒子の間に働らく引力は, (3.2.44) 式と同じ記号を用いて,

$$H = A_0 J / (24 a_0^2) \quad (3.2.47)$$

と表わせる。この H が (3.2.43) 式の H_F と同じと考えると, A_1, A_2 の値から $a_0 / J_F = 0.239 \times 10^{-2}$ となる。 J_F の値が以上述べてきた方法だけでは定まらないため, フロックの構造をこれ以上追求できないが, 以上の取り扱いは今後発展できる可能性をもっているといえる。

なお $\phi_F > 0.40$ では τ_v が急に増加をはじめ。 $\phi_F > 0.40$ では自由液容積が極度に少なくなっており。ある部分ではフロック粒子が接触して, 吸着層内でのずりが始まるものと考えられる。

3. ビンガム塑性流動する泥流の流動式

以上の結果, 比較的大きいせん断力を受けたときのビンガム塑性流動をする泥流の流動式を (3.2.42) 式に, (3.2.41), (3.2.43) および (3.2.46) 式を代入してつぎのように表わすことができる。

$$\tau = A_1 (\phi_F - \phi_{Fc})^3 + A_2 \phi_F^2 + \mu_0 \left\{ 1 + 3 / (1 / \phi_F - 1 / 0.52) \right\} \times \frac{du}{dZ} \quad (3.2.48)$$

したがって, τ_y は,

$$\tau_y = A_1 (\phi_F - \phi_{Fc})^3 + A_2 \phi_F^2 \quad (3.2.49)$$

である。

以上、この項では、粘土粒子が水中で凝集して作るフロックを固体粒子の容積濃度にとりあげ、これによって粘度および降伏値の整理をはかった。この結果、従来十分に関係づけられなかった粘度および降伏値がうまく整理できよになり、その性質についても議論できるようになった。この取り扱いは、さらに発展させることができるであろう。

2-4 低いせん断力の下における粘土を含む流体の特性

1. 低いせん断力の下における泥流の挙動

せん断降伏値 τ_y とほぼ同じ大きさのせん断力が作用したときの流動は、(3.2.48)式では表わせない。泥流は理想的なビンガム塑性流動でなく、 $\tau \leq \tau_y$ 程度のせん断力でもかなり流動する。この領域の流動を考察する。

この領域の性質を明らかにするために、図3.2.2の(A)の粘度計で、4%の試料を用いて、比較的粘度の高い流体に対して一定のせん断力を負荷すると、内筒の回転速度は載荷直後から次第におそくなって一定の速度に達する。図3.2.2(B)はその1例を示す。さらに、同じ濃度では τ が小さくなると、また一定の τ では濃度が大きくなると、この傾向がはなはだしく、ついには回転が停止する場合も生ずる。また一般に同じ試料では測定をくり返すと、次第に早く停止するようになる。

これらの実験結果から、図3.2.6の曲線の部分の流動は外力の大きさまたは負荷速度によって、粘弾性流動または塑性流動の性質を示すものと考えられる。つきにおいて粘弾性流動と考えて、実験値を検討してみよう。

2. 線形粘弾性流体と考えたときの流動

この試料の粘弾性流体としてのレオロジー式は不明である。そこで弾性と粘性の性質を合せもつものとして次式で検討することにする。

$$\tau = G\epsilon + \mu \left(d\epsilon / dt \right) \quad (3.2.49)$$

ここに ϵ はひずみ、 G は剛性率、 μ は粘性係数、 $d\epsilon / dt$ はひずみ速度である。右辺第1項はフックの法則、第2項はニュートンの法則である。(3.2.49)式の解は、

$$\epsilon = e^{-\frac{G}{\mu}t} \left(\epsilon_0 + \frac{1}{\mu} \int_0^t \tau e^{\frac{t}{\mu}} dt \right) \quad (3.2.50)$$

で、 ϵ_0 は $t=0$ のときのひずみである。図3.2.2(B)に示す例では、 τ が一定で、 $\epsilon_0 = 0$ である

から,

$$\epsilon = \frac{\tau}{G} \left(1 - e^{-\frac{G}{\mu} t}\right) \quad (3.2.51)$$

となり,

$$d\epsilon/dt = (\tau/\mu) e^{-\frac{G}{\mu} t} \quad (3.2.52)$$

となる。角速度を $\dot{\omega}$ とすると,

$$d\epsilon/dt = dv/dr = \dot{\omega} \quad (3.2.53)$$

であるから, (3.2.52) 式は対数で表わすと,

$$\log \dot{\omega} = \log(\tau/\mu) - (G/\mu) t \cdot \log e \quad (3.2.54)$$

となって, (3.2.54) 式の流動式では $\log \dot{\omega}$ と t が直線関係で示される。しかし図3.2.20では上に凹の下降曲線で, t が大きくなると $\dot{\omega}$ が一定になるうとする傾向がある。これは, (3.2.49) 式で τ, μ を一定としたことに起因すると思われる。そこで (3.2.49) 式を書直して,

$$\tau = G(\epsilon) \cdot \epsilon + \mu(\epsilon) (d\epsilon/dt) \quad (3.2.55)$$

と考え, 図3.2.20の曲線も (3.2.55) 式の関係を示すものとする。さきに仮定した (3.2.49) の μ, G に, 図3.2.20の特定の時間の値を与えると図3.2.20においてその時間における曲線の切線となる。この切線は, t が大になるほど角速度軸を切りとる点が低下してそのこう配が緩やかになる。すなわち t が大になるほど τ/μ および G/μ が小になる。外力 τ は一定であるから, τ/μ の減少は μ の増加を, G/μ の減少は G の減少または μ の増加を示す。また t が相当大きいところでは, G/μ は0になる。 $\mu \rightarrow 0$ であることは明らかであるから, μ は変形の増加と共に減少して $G=0$ に漸近し, μ は変形とともに増して一定値に漸近することが分る。

このような現象は, 粘弾性流体に一般に見られる現象である。こうした物質に, 時間 ξ が0から t までの間, 力 $\tau(\xi)$ が作用したときの変形量は Boltzmann によってつきのように表わされる。^{16,17)}

$$\epsilon(t) = \frac{\tau(t)}{G} + \int_0^t g(t-\xi) \tau(\xi) d\xi \quad (3.2.56)$$

$\xi=0$ より t まで一定の力が働いたとすると

$$\epsilon(t) = \frac{t}{G} + \tau \int_0^t g(t-\xi) d\xi \quad (3.2.57)$$

時刻 ξ ($< t$) と $\xi + d\xi$ の間, 応力 τ が働いたとき, 時刻 t における変形量は, 重ね合せの原理

を用いて、時刻 ξ から t までの応力 $\tau(\xi)$ を加えたものとして(3.2.35)式より求めた変形量 $\epsilon_1(\xi)$ と、時刻 $\xi+d\xi$ から t までの応力 $\tau(\xi)$ を加えたものとして求めた変形量 $\epsilon_2(\xi)$ の和で、つぎのように表わされる。

$$\epsilon_1(t) - \epsilon_2(t) = \tau \int_0^{t-\xi} g(t-\xi) d\xi - \tau \int_0^{t-\xi-d\xi} g(t-\xi-d\xi) d\xi \quad (3.2.58)$$

したがって、 ξ が0から t までの変形は、上式を0から ξ まで加え、さらに時刻 t における瞬間弾性変形量を加えると $\epsilon(t)$ が求まる。

しかしながら(3.2.36)式は直接には取り扱いにくいので、つぎのようにする。実験結果によると、変形がかなり進んだところでは弾性変形は0として、変形量とせん断力応力の関係は図3.2.21に示されるように、

$$\epsilon = \alpha_c \tau \beta_c \quad (3.2.59)$$

と表わすことができる。ここに d_c は時間の関数、 β_c は定数である。そこで、 $\epsilon_1 = \tau/G + \tau \int_0^{t-\xi} g(t-\xi) d\xi$ の積分項を(3.2.59)式で、また、 $\epsilon_2 = -\tau/G - \tau \int_0^{t-\xi-d\xi} g(t-\xi-d\xi) d\xi$ の積分項に相当するものとして、

$$-\alpha_c \tau \beta_c - \frac{d\alpha_c}{dT} \tau \beta_c dT$$

$$\text{ただし } T = t - \xi$$

を用いることにすると、つぎのようになる。

$$\epsilon_1(t) + \epsilon_2(t) = -\frac{d\alpha_c(T)}{dT} \tau \beta_c dT \quad (3.2.60)$$

したがって、これを $\xi=0$ から t まで加えて、時刻 t における瞬間弾性変形量を加えれば、時刻 t における総変位量となる。すなわち、

$$\epsilon(t) = \frac{\tau}{G} - \tau \beta_c \int_0^t \frac{d\alpha_c(T)}{dT} dT = \frac{\tau}{G} + \tau \beta_c \int_0^t \frac{d\alpha_c(T)}{dT} dT \quad (3.2.61)$$

ここで、 $d\alpha_c(T)/dT = K(t)$ とおくと、

$$\epsilon(t) = \frac{t}{\tau} + \tau^{\beta_c} \int_0^t K(t) dt \quad (3.2.62)$$

と表わすことができる。

さらに観測結果によると、変形量と時間の関係は、図2.3.22に示されるようにつぎのように表わせる。

$$\epsilon / \epsilon_u = (t / t_u)^{\gamma_c} \quad (3.2.63)$$

ここに ϵ_u は、上限降伏値に達したときの変形量、 t_u は変形をうけ始めてから上限降伏値に達するまでの時間である。そこで、(3.2.62)式を(3.2.63)式で表わすものとする、つぎのようになる。

$$\tau^{\beta_c} \int_0^t K(t) dt = \epsilon_u (t / t_u)^{\gamma_c} \quad (3.2.64)$$

したがって $K(t)$ は

$$K(t) = \frac{\epsilon_u}{\tau^{\beta_c}} \gamma_c \left(\frac{t}{t_u}\right)^{\gamma_c - 1} \frac{1}{t} \quad (3.2.65)$$

である。われわれの実験では、 γ_c の値は濃度一定のとき、 τ の大きさにかかわらず一定で、例えば試料No1, 濃度4.25%で、 $\gamma_c = 0.96$ である。

したがって、上限降伏値を越えて変形を続けるときの変形量は、 ϵ_u に ϵ_u を越えてからの変形量、

$$\epsilon = \frac{1}{\mu_B} (\tau - \tau_y) (t - t_u) \quad (3.2.66)$$

を加えた、

$$\epsilon(t) = \frac{\tau}{G} + \tau^{\beta_c} \int_0^{t_u} K(t) dt + \frac{1}{\mu_B} (\tau - \tau_y) (t - t_u) \quad (3.2.67)$$

によって表わされる。

また角速度 $\dot{\Omega}$ は、(3.2.63)式より

$$\dot{\Omega} = \frac{d\epsilon}{dt} = \epsilon_u \gamma_c (t / t_u)^{\gamma_c - 1} \frac{1}{t} \quad (3.2.68)$$

と表わされるから、(3.2.15)式を等置すると

$$\mu_B = \left(\frac{R_1^2}{2} \tau + \tau_y l_n \frac{R_1}{R_0} \right) \frac{1}{\epsilon_u} \frac{1}{\gamma_c} \left(\frac{t_u}{t} \right)^{\gamma_c} t \quad (3.2.69)$$

となる。粘弾性の領域では粘度は時間の関数で、この試料では時間と共に増すことになる。したがって、実験において示された回転が停止する現象は、粘度が増して外力にうちかつためと解釈できる。

以上、ここでは泥流が線形粘弾性であるという考えに立って、その性質を考察したが、考察の結果から判断して、泥流を、非線形性の粘弾性と考えるほうが適切のようである。これについては第4章第3節で再びふれるつもりである。

第3節 土石流の抵抗法則に関する研究

3-1 滑面上の粘土を含む流体

1. 層流の抵抗法則

A. ビンガム塑性流動の抵抗法則

前章においてのべた泥流が河道を流下するとき、どのような抵抗法則に支配されるか^ε明らかにすることは流れを論ずる場合の基本問題である。

ニュートン流体の抵抗法則は、Hagenの研究以来百数十年の歴史をもち、とくに円管内の流動については、工学上十分であるほどに確立されている。すなわちニュートン流体においては、管摩擦係数 f は Reynolds 数 Re と管の半径の関数となるが、滑らかな管を考えると、 f は Re のみの関数である。

非ニュートン流体の抵抗法則は、懸濁液、高分子物質の輸送に関連して、管内流動の損失水頭についてすでにいくつかの研究がある。これらはニュートン流体からの類推によって、 f を見掛けの粘度 μ_a を用いた Reynolds 数あるいは他の適当な無次元数によって整理するもので、Meitzner¹⁸⁾によって代表される。しかし非ニュートン流体の流動式には少なくとも2つ以上の定数が含まれるから、 f は一般に2つ以上の無次元数の関数となる。これに対して、伊藤¹⁹⁾は粘性によって失われるエネルギー消費の相似をみたす広義の Re 数を、富田²⁰⁾は抵抗係数に関係する流速にエネルギー消費が行なわれる部分の代表流速を用いて、 f を一つの無次元数の関数で表わすことを試みた。

泥流においても、流動の機構がニュートン流体と相似である限り、同じような取り扱いができる。また力学的性質が明確でない領域についても、とりをえずニュートン流体と同じ取り扱いを行なっ

て、その結果と実際との違いから、その流体の特性を知ることもできよう。以下ニュートン流体の研究を参照しつつ、泥流の取り扱いを進めていこう。

(1) 流速分布および抵抗係数

開水路では、等流の場合つぎの関係が成立する。

$$1 - (Z/h) = \tau / \tau_0 \quad (3.3.1)$$

$$\tau_0 = \rho_s g h I_e \quad (3.3.2)$$

ここに Z は底からの距離、 h は流れの深さ、 ρ_s は流体の密度、 I_e はエネルギーこう配である。

(3.2.2) 式に (3.3.1), (3.3.2) 式を代入すると、流速分布は次式で示される。

$$u = (h \tau_y / \mu_B) \{ \zeta \{ a' - (\zeta / 2) \} / (1 - a') \} \quad (3.3.3)$$

ここに $a' = Z_y / h$, Z_y は τ_y の生じる底からの高さ、 $\zeta = Z/h$ である。速度 u は $Z = Z_y$ で最大流速 u_{max} になる。これは、 $\zeta = a'$ を (3.3.3) に代入して、

$$u_{max} = \frac{h \tau_y}{\mu_B} \frac{a' (a' - \frac{a'}{2})}{(1 - a')} = \frac{h \tau_y}{\mu_B} \frac{a'^2}{2(1 - a')} \quad (3.3.4)$$

と表わされ、また平均流速は、

$$u_m = \frac{\int_0^{Z_y} u \cdot dZ + u_{max} (h - Z_y)}{h} = \frac{h \tau_y}{\mu_B} \cdot \beta, \quad (3.3.5)$$

$$\beta = \frac{a'^2 (1 - \frac{a'}{3})}{2(1 - a')}$$

である。したがって、こう配 I と平均流速の関係はつぎのようになる。

$$I = \left\{ 3 u_m \frac{\mu_B}{3 \beta (1 - a')} \right\} / \rho_s g h^2 \quad (3.3.6)$$

いま、

$$\mu_a = \frac{\mu_B}{3 \beta (1 - a')} \quad (3.3.7)$$

とおくと、(3.3.6) 式はニュートン流体の層流の式と一致する。

流れの一般の取り扱いには、抵抗係数 f を用いて、エネルギー損失を表わすから、 f を求めておく。 f の定義は、 I と u_m で表わしたとき、ニュートン流体においては、

$$I = f \cdot u_m^2 / R \cdot 2g \quad (3.3.8)$$

である。ここに R は径深である。ビンガム流体では平均流速が等しくても、 τ_y , μ_B の値が変わると、境界面における速度こう配すなわち壁面せん断応力が変わるので、(3.3.8) 式の関係そのままでは I と u_m^2 が一義的に関係しない。したがって抵抗係数 f が従来の Reynolds 数のほかに、 τ_y の関数として表わされることになる。しかしこの方法は多くの実験的検照を必要とし、取り扱いにも不便で、あまり得策でない。むしろほとんど完全に近く確立されているニュートン流体の抵抗法則を利用するほうがのぞましい。

そこで、(3.3.8) 式に用いる流速としては、流動することによって実際にエネルギーの消費に寄与している部分だけを取り上げ、つぎの値を用いることにする。

$$U^2 = \frac{1}{h} \int_0^{Z_y} u^2 dZ = u_m^2 F_1 \quad (3.3.9)$$

$$\text{ここに } F_1 = \frac{8}{15} \frac{a'}{(1-a'/3)^2} \quad (3.3.10)$$

さて、この U^2 は、(3.3.8) 式の u_m^2 と違うので、(3.3.8) 式を用いるためには、この違いを知る必要がある。ニュートン流体に対応する $a' = 1$ のときにこの違いを求めてみると、ニュートン流体の層流の流速分布は Navier-Stokes の運動方程式より、

$$u = (\tau_0 / \mu_0) \{ Z - (Z^2 / 2h) \} \quad (3.3.11)$$

であるから、 U^2 および平均流速 u_m^2 は

$$U^2 = \frac{1}{h} \int_0^h u^2 dZ = \frac{1}{7.5} \left(\frac{\tau_0 h}{\mu_0} \right)^2 \quad (3.3.12)$$

$$u_m^2 = \frac{1}{9} \left(\frac{\tau_0 h}{\mu_0} \right)^2 \quad (3.3.13)$$

となって、(3.2.9) 式の $F_1 = 1.2$ となる。これは (3.2.10) 式に $a' = 1$ を代入したときと一致する。そこでニュートン流体のときの f を f_N と表わすと、

$$I = f_N \frac{1}{R} \frac{u_m^2}{2g} = f_N^* \frac{1}{R} \frac{u_m^2 F_1}{2g} \quad (3.3.14)$$

とおくことができる。上式がニュートン流体において成立するためには $f_N = f_N^* \cdot F_1 / 1.2$ であ

ることが必要である。この考え方をビンガム流体に拡張し、ビンガム流体の抵抗係数を f'_B とし、つぎのように表わすことにする。

$$I = f'_B \frac{1}{R} \frac{u_m^2 F a'}{2g} \quad F a' = F_1 / 1.2 \quad (3.3.15)$$

ここに、 $F a'$ は損失水頭を表わすときの平均流速の補正係数で、 $F a'$ と a' の関係を図3.3.1に示す。(3.3.6)式を(3.3.15)式を用いて書き直すと、 f'_B はつぎのようになる。

$$f'_B = \frac{6 \frac{\mu_B}{3\beta(1-a')}}{u_m \cdot F a' \rho_s h} \quad (3.3.16)$$

(3.3.15)式は $a' = 1$ のとき $f'_B = f_N$ である。 f_N と Reynolds 数 R_{eB} の関係はニュートン流体の場合には、 $f = 6/R_e$ の関係が成り立つから⁵⁾、 $a' = 1$ のとき $f'_B = 6/R_{eB}$ の関係をみたとすように R_{eB} をきめると、つぎのようになる。

$$R_{eB} = \frac{\rho_s u_m h \Gamma a'}{\mu_B} \quad \Gamma a' = \frac{3}{2} F a' (a'^2 - \frac{a'^3}{3}) \quad (3.3.17)$$

a' が1からはなれるにしたがって、従来の Reynolds 数の定義に対して乗じなければならない補正項 $\Gamma a'$ は、図3.3.2のようになる。ここに定義した f'_B と R_{eB} の関係は、 $a' = 1$ のときには間違いなく $f'_B = 6/R_{eB}$ の関係を満たすことは間違いのないが、それ以外については実験によって検証しなければならない。そこで実験を行なって以上の結果を検証した。

(2) 流速分布および抵抗法則に関する実験

(a) 流速分布に関する実験

この実験は、京都大学防災研究所宇治川水理実験所において行った。用いた水路は幅0.20m、長さ18mで循環式となっており、定常な流れを作り出すことが可能である。用いた土の資料は、第2章第3節でのべた γ_1 で、この試料を水に加えて次第に濃度を上げながら流速分布を測定した。流速分布の測定はピトー管によった。この流れの濃度分布は、サイフォンで測定した結果、底のごく薄い層を除いて殆んど断面一様できて、これは H. Rouse による濃度分布式²¹⁾を適用した結果からも確認できた。

こう配が $1/100$ 、水深 10cm 程度の流れて、濃度が $300\text{g}/\ell$ 以上になると、塑性流体に移行することが流速分布の測定から得られた。このときには、流れの表面にも、水路の中央に乱れはも

もちろん流速分布のない部分が現われる。

図 3.3.3 はこの領域で測定された流速分布の 1 例で、この実験当時は τ_y, μ_B の測定装置を設備していなかったため、流速分布および流動層における $\tau - \tau_y$ と du/dz の関係から、 $Z_y = 6.25 \text{ cm}$ とし、 μ_B は、図 3.3.4 の du/dz と $\tau - \tau_y$ の関係より $\mu_B = 0.224 \frac{\text{g} \cdot \text{sec}}{\text{cm}^2}$ として計算した結果である。(3.3.3) 式がこの泥流に十分適用できると考えてよい。

しかし、一連の実験を行なった結果、流れが塑性流体の領域に入ると、等流の状態を作り出すことが非常にむずかしいことを経験した。たとえば図 3.3.3 に示した実験例より濃度が増すと、1/5 程度のこり配で水路全長にわたる低下背水が生ずる。これを調整するためには、下流端で大幅なせき上げを必要とするが、その量が大きいためそのような操作が妥当であるかどうか疑わしくなる。それを避けるためにこり配を急にすると、従来ニュートン流体で発生が確かめられている転波列が生ずる。したがって流速分布はもちろん抵抗係数も、ある特定の濃度について、種々の条件で測定することはできず、得られた結果も十分な精度ではなかった。

そこで、抵抗係数の検証は、不等流の影響をさけるために管路で行なった。

なお、実際の泥流でも転波列が発生することがあると予想されるが、それ以上に不等流現象はほとんどの場合に生ずる。これは現地で発生する泥流の実態を知ろうえに重要な事項の一つと考えられるので、第 4 章で改めて考察するつもりである。

(b) 管路による抵抗係数に関する実験

(i) 管路の抵抗係数

(3.3.1) 式および (3.3.2) 式に対応して、圧力を p 、管の半径を R 。とすると、

$$\tau = (r/2) (dp/dx) \quad , \quad \tau/\tau_0 = r/R. \quad (3.3.18)$$

の関係が成り立つから、速度分布、平均流速 u_m および損失水頭 h_f はつぎのように表わされる。

$$u = (\tau_y/2r_y\mu_B) (R^2 - 2r_y + 2r_y r - r^2) \quad (3.3.19)$$

$$u_m = R \cdot \tau_y \alpha / \mu_B \quad , \quad \alpha = (a^2 - 4a + 3) / 12a \quad (3.3.20)$$

$$h_f = (2u_m\mu_B l) / (\rho g a \alpha R^2) \quad (3.3.21)$$

ここに r_y は τ_y の生じる管中心からの距離、 a は τ_y/τ_0 、 l は区間の長さ、 ρ は流体の密度、 g は重力の加速度である。抵抗係数 f の定義に用いる代表流速は、

$$U^2 = (2\pi/\pi R^2) \int_0^{r_y} r u^2 dr = u_m^2 F(a) \quad (3.3.22)$$

を用いると、ビンガム塑性流体に対して、

$$f_B = \frac{h_f \cdot D \cdot 2g}{L u_m^2 F(a)} \quad F(a) = \frac{9(5+6a-11a^2)}{5(3+2a+a^2)^2} \quad (3.3.23)$$

が得られる。この f_B が、 $f_B = 64/R_{eB}$ の関係をもつように R_{eB} をきめると、

$$R_{eB} = \frac{\rho_s D u_m}{\mu_B} 4a\alpha F(a) \quad (3.3.24)$$

となる。

(ii) 管路の抵抗係数の測定

実験は管径4.09cmおよび2.72cmの硬質プラスチック管において、2-3の表3.2.1に示した粘土の試料No.2の混合液を用いて行なった。流量はマスで、損失水頭は2mはなれた点で管壁にかけられた孔から取出した圧力を水柱で測定した。 τ_y および μ_B は2-1でのべた細管法によって測定した。以上の測定値を用いて、(3.3.22)式および(3.3.23)式の f_B および R_{eB} を求めて描点すると、図3.3.5のようになる。

図3.3.5よりつぎのことがいえる。

- (i) f_B と R_{eB} の関係は、ニュートン流体の f と R_e の関係と全く同じである。 R_{eB} が小さい領域で、 $f_B = 64/R_{eB}$ の関係が成立するのは当然であるが、 R_{eB} が2400より大きくなると、この関係にしたがわなくなる。
- (ii) $R_{eB} > 2400$ の資料を $1/\sqrt{f_B}$ と $\log(R_{eB}\sqrt{f_B})$ について描点すると、図3.3.6のようになり、両者の関係は、

$$1/\sqrt{f_B} = B \log(R_{eB}\sqrt{f_B}) + A \quad (3.3.25)$$

と表わされる。ここに $B=2.0$ 、 $A=-0.8$ である。

- (iii) 層流、乱流の定義は、抵抗法則の違いを表現するものだと考えるならば、限界Reynolds数を2400として、 $R_{eB} < 2400$ をみかけの層流、 $R_{eB} > 2400$ をみかけの乱流とみなすことができる。

- (iv) この実験に用いた円管の清潔な水における乱流の抵抗係数は、

$$1/\sqrt{f} = 2.0 \log(R_e \sqrt{f}) - 0.8 \quad (3.3.26)$$

と表わせたことから、ヒンガム流体の乱流の抵抗係数を(3.3.24)の形で表現すると、ニュートン流体の f と R_e を f_B と R_{eB} におきかえて、常数は同じ値を用いることができる。

以上、 f_B と R_{eB} は層流で $a=1$ のとき、ニュートン流体と同じ関係をもつようにきめられた

のであるが、 $a \neq 1$ の場合でも、またみかけの乱流の領域でも、ニュートン流体と同じ関係で示される。これは、層流の領域で得られる τ_y と μ_B の値を用いて、乱流の領域でも十分現象が説明できることを意味し、この結果は、乱流の性質が不明で、かつその測定はニュートン流体に比して数倍困難なこの種の流れにおいては貴重である。

(c). 開水路滑面乱流の抵抗法則

以上の管路の実験から得られた結果は、開水路においても成り立つと考えてよい。層流における抵抗係数はもちろんのこと、乱流域に対しても、ニュートン流体について岩垣²²⁾によって、

$$1/\sqrt{f'} = 1.509 + 4.07 \log_{10} (R_e \sqrt{f'}) \quad (3.3.27)$$

とされていることから、ビンガム塑性流体に対しては、

$$1/\sqrt{f'_B} = 1.509 + 4.07 \log_{10} (R_{eB} \sqrt{f'_B}) \quad (3.3.28)$$

が適用できる。

B. 擬塑性流体の抵抗法則

(1) 流速分布および抵抗係数

ビンガム塑性流体と同様に(3.3.1)式および(3.3.2)式が等流の場合に成り立つ。(3.2.3)式に(3.3.1)式および(3.3.2)式を代入すると、流速分布および平均流速はつきのようになる。

$$u = \frac{h \tau_0^n}{(n+1) \mu_p} \{ 1 - (1-\zeta)^{n+1} \} \quad (3.3.29)$$

$$u_m = \frac{h \tau_0^n}{(n+2) \mu_p} \quad (3.3.30)$$

したがって、こう配と平均流速の関係はつきのようにである。

$$I = \frac{\tau_0}{\rho_s g h} = \frac{\mu_p^n u_m^n (n+2) \frac{1}{n}}{\rho_s g h \left(1 + \frac{1}{n} \right)} \quad (3.3.31)$$

(3.3.30)式は $n=1$ のとき、ニュートン流体の層流の式と一致する。この場合でも平均流速が等しくても壁面の速度こう配は n の値で違ふ。ビンガム塑性流体の場合と同様に考えて、抵抗係数 f'_p の定義に用いる代表流速 U^2 はつきのようになる。

$$U^2 = \frac{1}{h} \int u^2 dZ = u_m^2 \cdot F'_{1P} ,$$

$$F'_{1P} = \frac{(n+2)^2}{(n+1)^2} \left\{ 1 - \frac{2}{n+2} + \frac{1}{2(n+1)+1} \right\} \quad (3.3.32)$$

その結果、 f'_P と R_{eP} はつぎのようになる。

$$f'_P = \frac{2(n+2) \frac{1}{n} \mu_P \frac{1}{n}}{\rho_s U_m^{2-\frac{1}{n}} F'_{2P} h^{\frac{1}{n}}} , \quad F'_{2P} = \frac{F'_{1P}}{1.2} \quad (3.3.33)$$

$$R_{eP} = \frac{\rho_s h^{\frac{1}{n}} U_m^{2-\frac{1}{n}}}{\mu \frac{1}{n}} \Gamma'_P , \quad \Gamma'_P = \frac{3 F'_{2P}}{(n+1) \frac{1}{n}} \quad (3.3.34)$$

F'_{1P} 、 F'_{2P} および Γ'_P と n の関係を図 3.3.7 に示す。

(2) 抵抗法則に関する実験

擬塑性流体の抵抗法則に関する実験も、ビンガム塑性流体と同様に円管で行なった。擬塑性流体の円管内の流れに対する抵抗係数 f_B および Reynolds 数 R_{eP} はつぎのようになる。

$$f_P = \frac{h_f \cdot D \cdot 2g}{l U_m^2 F_{2P}} , \quad F_{2P} = \frac{3}{4} \frac{n+3}{n+2} \quad (3.3.35)$$

$$R_{eP} = \frac{\rho_s U_m^{2-2/n}}{\mu_P^{1/n}} \Gamma'_P , \quad \Gamma'_P = \frac{6(n+3)^{1-\frac{1}{n}}}{2} \quad (3.3.36)$$

第3章表 3.2.1 に示した粘土試料のうち、 μ_P は、濃度がそれほど大きくないとき、細管法による試験では擬塑性流体であるともみなせたので、この実験資料を (3.3.35) 式および (3.3.36) 式で整理した結果を図 3.3.8 に示す。この場合にも、見かけの乱流の領域に対して、ニュートン流体の抵抗法則と同型の式であらわされ、その値は、

$$\frac{1}{\sqrt{f_P}} = 2.0 \log (R_{eP} \sqrt{f_P}) - 0.8 \quad (3.3.37)$$

としてよい。

この結果は、開水路にも拡張でき、開水路の抵抗法則は、(3.3.33)式および(3.3.34)式を用いて、

$$\frac{1}{\sqrt{f_P'}} = 1.509 + 4.07 \log(R_{CP} \sqrt{f_P'}) \quad (3.3.38)$$

とすることができる。

2. 乱流の抵抗法則

3-1で述べた実験によって、この論文で取り扱う流体においても、抵抗係数が対数法則で表わされる乱流の領域が生ずることが明らかにされた。非ニュートン流体の乱流についての従来の研究は、概説でのべたように、広義のReynolds数を用いて、その抵抗法則を表わそうとした以外にはあまり取扱われていない。この領域の流れの応力と変形速度の関係は、(2.2.2)式および(2.2.3)式では説明できない。

著者は、3-1-1でのべた抵抗法則が、ニュートン流体と同型の抵抗法則で与えられることから、ビンガム塑性流体の乱れによる応力についても、ニュートン流体と同様に混合長理論が成り立つと考えて、流速分布を求め、これを用いて抵抗係数式の常数項の内容を明らかにし、この常数項が一定値をもつという実験事実をもとにして、常数項に含まれる諸量の値を考察し、実験を行なってこの考え方が妥当であることを述べる。

A. ビンガム塑性流体の管内乱流の流速分布と抵抗法則

(2.2.2)式の粘性による応力に乱れによる応力 $(-\rho_s \overline{u'v'})$ を加えるときのように表わされる。

$$\tau - \tau_y = \mu_B (du/dz) + (\rho_s \overline{u'v'}) \quad (3.3.38)$$

ここに u' 、 v' は変動速度成分、 $\overline{\quad}$ はその時間的平均値を示す。乱れによる応力としては、混合長理論が成り立つものとする、つぎのようになる。

$$-\rho_s \overline{u'v'} = \rho_s l^2 (du/dz)^2 \quad (3.3.40)$$

$$l = \kappa (z - \delta_L) \quad (3.3.41)$$

ここに、 l は混合距離、 κ はuniversal constant、 δ_L は層流底層の厚さである。 $\tau \neq \tau_0$ とすると、(3.3.38)式は、

$$(\tau_0/\rho_s)\{1-(\tau_y/\tau_0)\}=\nu_B(du/dz)+l^2(du/dz)^2 \quad (3.3.42)$$

ここに $\nu_B=\mu_B/\rho_s$ である。(3.3.42)式は、

$$du/dz=\{\nu_B\pm\sqrt{\nu_B^2+4lu_*^2(1-a)}\}/2l^2 \quad (3.3.43)$$

と変形される。(3.3.43)式を $Z=\delta_L$ で、 $u=u_*^2\delta_L/\nu_B$ の条件で積分すると、

$$u=\frac{\nu_B}{\kappa l}\left\{\frac{1}{2}-\sqrt{\left(\frac{lu_*^2\sqrt{1-a}}{\nu_B}\right)^2+\frac{1}{4}}\right\}+\frac{u_*\sqrt{1-a}}{\kappa}\ln\left\{2\frac{\ln\sqrt{1-a}}{\nu_B}\right. \\ \left.+2\sqrt{\left(\frac{lu_*\sqrt{1-a}}{\nu_B}\right)^2+\frac{1}{4}}\right\}+\frac{u_*^2\delta_L(1-a)}{\nu_B} \quad (3.3.44)$$

u_*l/ν_B が大きいところでは、 $l=\kappa Z$ とすると、

$$\frac{u}{u_*}=\frac{\sqrt{1-a}}{\kappa}\ln\frac{Zu_*}{\nu_B}+A_1 \quad (3.3.45)$$

$$A_1=\frac{\sqrt{1-a}}{\kappa}(\ln 4\kappa\sqrt{1-a}-1)+\frac{u_*\delta_L(1-a)}{\nu_B}$$

として流速分布が得られる。(3.3.45)式は $a=0$ のとき、J. Rotta^{2,3)}によって得られたニュートン流体に対する流速分布式と一致する。

ここで取り扱うような泥状の粘土のせん断降伏値は、せん断の関数であるという考え方もあるが、これについてはまだ十分に明らかでないから、ここではせん断降伏値はせん断応力に無関係に、濃度に固有のものであると考えると、 $Z=Z_y$ において流速は最大になり、その値 u_{max} は(3.3.45)式より、

$$\frac{u_{max}}{u_*} = A_1 + \frac{\sqrt{1-a}}{\kappa}\ln\frac{Z_y u_*}{\nu_B} \quad (3.2.46)$$

となる。ここに Z_y は $\tau=\tau_y$ となる壁面からの距離である。(3.3.45)式と(3.3.46)式よりつぎの関係が得られる。

$$\frac{u_{\max}-u}{u_*} = \frac{\sqrt{1-a}}{\kappa} \ln \frac{Z}{Z_y} \quad (3.3.47)$$

円管内の流れについて、(3.3.47)式を円管全体について積分すると、

$$\begin{aligned} & \int_{r_y}^R (u_{\max}-u) 2\pi r \cdot dr + u_{\max} \pi r_y^2 \\ &= \int_{r_y}^R \frac{u_* \sqrt{1-a}}{\kappa} \ln \frac{R(1-a)}{Z} 2\pi r \cdot dr + u_{\max} \pi r_y^2 \end{aligned} \quad (3.3.48)$$

(3.3.48)式の左辺は、

$$\int_{r_y}^R (u_{\max}-u) 2\pi r \cdot dr + u_{\max} \pi r_y^2 = u_{\max} \pi (R^2 + r_y^2) - u_m \pi R^2$$

(3.3.48)式の右辺は、

$$\begin{aligned} & \int_{r_y}^R \frac{u_* \sqrt{1-a}}{\kappa} \ln \frac{R(1-a)}{Z} 2\pi r \cdot dr + u_{\max} \pi r_y^2 \\ &= -\frac{u_* \sqrt{1-a}}{\kappa} 2\pi R^2 \cdot (1-a) \left(\frac{1-a}{4} - 1 \right) \end{aligned}$$

であるから、平均流速はつきのようなになる。

$$\frac{u_m}{u_*} = \frac{u_{\max}}{u_*} - \frac{\sqrt{1-a}}{\kappa} (1-a) \left(\frac{3+a}{2} \right) \quad (3.3.49)$$

(3.3.46)式を(3.3.49)式に代入すると、

$$\frac{u_m}{u_*} = \frac{\sqrt{1-a}}{\kappa} \ln \frac{Z}{Z_y} \frac{u_*}{\nu_B} + A_1 - \frac{\sqrt{1-a}}{\kappa} (1-a) \left(\frac{3+a}{2} \right) \quad (3.3.50)$$

となり、これを書き直すと、平均流速は、

$$\frac{u_m}{u_*} = \frac{\sqrt{1-a}}{\kappa} \ln \frac{R}{Z_y} \frac{u_*}{\nu_B} + A_2$$

$$A_2 = A_1 - \frac{\sqrt{1-a}}{\kappa} (1-a) \left(\frac{3+a}{2} \right) + \frac{\sqrt{1-a}}{\kappa} \ln(1-a) \quad (3.3.51)$$

と表わせる。

そこで (3.3.23) 式の抵抗係数を書き直すと、

$$u_m \sqrt{F(a)} / u_* = \sqrt{8/f_B} \quad (3.3.52)$$

であるから、(3.3.24) 式の R_{e_B} を用いて (3.3.51) 式を書き直すと、

$$\frac{1}{\sqrt{f_B}} = B_B \log(R_{e_B} \sqrt{f_B}) + A_3$$

$$B_B = 2.303 \frac{\sqrt{F(a)} \sqrt{1-a}}{\sqrt{8} \kappa}$$

$$A_3 = \frac{A_2 \sqrt{F(a)}}{\sqrt{8}} - \frac{\sqrt{F(a)} \sqrt{1-a}}{\sqrt{8} \kappa} \ln(4\sqrt{2} \sqrt{F(a)} \cdot 4a\alpha)$$

(3.3.53)

となる。

図3.3.6の実験結果から、実験の範囲では a の変化 (即ち濃度の変化) にかかわらず一定で $B_B = 2.03$, $A_3 = -0.8$ であった。したがって、

$$2.303 \frac{\sqrt{F(a)} \sqrt{1-a}}{\sqrt{8} \kappa} = 2.03 \quad (3.3.54)$$

$$\frac{A_2 \sqrt{F(a)}}{\sqrt{8}} - \frac{\sqrt{F(a)} \sqrt{1-a}}{\sqrt{8} \kappa} \ln(4\sqrt{2} \sqrt{F(a)} \cdot 4a\alpha) = -0.8 \quad (3.3.55)$$

となり、(3.3.54) 式中の κ は a の値が与えられずと定まる。このようにしてきめた κ の値を (3.3.55) 式に代入すると A_2 が、さらに A_1 , $(u_* \delta_L / \nu_B) (1-a)$ の値が順次 a の関数として定められる。この結果は図3.3.9に示すとおりで、 a の増加にしたがって、 κ , A_1 および A_2 は減少し、 $(u_* \delta_L / \nu_B) (1-a)$ は増加を示す。もちろん、 $a=0$ のときはニュートン流体に相当し、従来のおわっている $\kappa=0.4$, $A_2=1.75$, $A_1=5.5$, $(u_* \delta_L / \nu_B)$

$\times(1-a)=6.83$ に一致する。ただしこの計算に用いた A_3 の値 -8 は、Nikuradseの実験結果によるものであり、理論結果では -0.91 であることから、 $A_3=-0.91$ を用いて計算した。以上の考えは、抵抗係数式の定数が一定である間は十分成立すると考えることができよう。以上の結果を検証するために実験を行なった。

B. 円管における乱流の流速分布に関する実験

さきに抵抗係数の測定に用いた直径 4.09cm の硬質ビニール管において、外径 3mm のピトー管を用いて流速分布を測定した。測定に当たっては、ピトー管中に泥が流入するのを防ぐため、ピトー管中に清水を注水して、圧力読取時には常にピトー管中が清澄な水でみたされるようにした。清水注水後、ピトー管内圧力が平衡に達するまでには若干の時間を要し、その間に泥が拡散によって管内に流入することが予想されたが、予備的な試験の結果、泥の流入はきわめて少なく、以上の測定方法が十分の精度をもつことが確認された。

測定結果の1例を図3.3.10に示す。(3.2.45)式の考え方が妥当であるならば、 a の等しい流速分布の実験値は、流れの規模がちがっても、層流、乱流の領域を通じて、 u/u_* と u_*Z/ν_B の関係は1つに重ねられるはずである。図3.3.10の結果は、 R_{cB} の大きさの違う2つの資料を重ねたもので、(3.3.45)式の考え方が成り立つと考えてよい。ニュートン流体では、 $u_*Z/\nu > 70$ の領域が乱流、 $5 < u_*Z/\nu < 70$ の範囲は遷移領域とされている。ニュートン流体の u_*Z/ν と塑性流体の u_*Z/ν_B が対応しているとする、流速分布のこの配は $u_*Z/\nu > 70$ のところではよみとる必要がある。直径 4.1cm の円管を用いて流速分布を測定した結果では、 τ_y の値が十分の精度で測定できる程度の高濃度では、 $u_*Z/\nu_B > 70$ の領域が得られるのは、 τ_y に比して τ_0 の大きいすなわち $a=0$ の近くに限られ、 a の値が大きい資料は層流の領域に入った。実験から得られた K と a の関係を図3.3.11に示す。 A_1 、 $(u_*Z/\nu_B) \times (1-a)$ の値については、実験値のばらつきが大きく必ずしも満足できる結果は得られなかった。このばらつきの原因は、用いた実験装置では液温を一定に保つことができないので、一つの流速分布の測定中に 5°C 内外の温度上昇を生じ、このために、1流速分布中において、 τ_y および μ_B が実際には一定でないことによるものと考えている。

以上の考察によって、この流体の特性である粘度の増加に伴って、大きくなると予想された粘性底面の厚さが、一応定めることができる。これは、泥流によるれきの輸送を論ずる場合に、役立つと思われる。

C. 開水路流れの滑面乱流の流速分布と抵抗法則

ニュートン流体でもそうであったように、円管内の流速分布は、開水路の流れに拡張できる。流

速分布の対数法則 (3.3.47) 式を開水路の一次元流れについて積分すると、

$$\int_0^{Z_y} (u_{\max} - u) dz + u_{\max} (h - Z_y) = \frac{u_* a'}{\kappa} \int_0^{Z_y} \ln \frac{Z_y}{Z} dz + u_{\max} (h - Z_y) \quad (3.3.55)$$

この結果は、つぎのようになる。

$$\frac{u_m}{u_*} = \frac{u_{\max}}{u_*} - \frac{a' \frac{3}{2}}{\kappa} \quad (3.3.56)$$

(3.3.46) 式の u_{\max}/u_* を代入すると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{u_m}{u_*} &= A'_2 + \frac{\sqrt{a'}}{\kappa} \ln \frac{h u_*}{\nu_B} \\ A'_2 &= A_1 + \frac{\sqrt{a'}}{\kappa} \ln a' - \frac{a' \frac{3}{2}}{\kappa} \\ A_1 &= \frac{a'}{\kappa} (\ln 4 \kappa \sqrt{a'} - 1) + \frac{u_* \delta_L}{\nu_B} a' \end{aligned} \right\} \quad (3.3.57)$$

(3.3.45) 再記

となる。(3.3.16) 式および (3.3.17) 式の f'_B および R_{eB} を用いて、(3.3.28) 式を書き直すと、

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{f'_B}} &= A'_3 + B' \log (R_{eB} \sqrt{f'_B}) \\ B' &= 2.303 \frac{\sqrt{a'} \sqrt{F_{a'}}}{\sqrt{2} \kappa} \\ A'_3 &= \frac{A'_2 \sqrt{F_{a'}}}{\sqrt{2}} - \frac{\sqrt{a'} \sqrt{F_{a'}}}{\sqrt{2} \kappa} \\ &\quad \times \ln \{ 3 \sqrt{2} \beta (1 - a') \sqrt{F_{a'}} \} \end{aligned} \right\} \quad (3.3.58)$$

となる。円管の場合と同様に、

$$2.303 \frac{\sqrt{a'} \sqrt{F_{a'}}}{\sqrt{2} \kappa} = 4.07$$

$$\frac{A'_2 \sqrt{F_{a'}}}{\sqrt{2}} - \frac{\sqrt{a'} \sqrt{F_{a'}}}{\sqrt{2} \kappa} \ln \{ 3\sqrt{2} \beta (1-a') \sqrt{F_{a'}} \} = 1.509 \quad (3.3.59)$$

として、 a' を与えて、 κ 、 A'_2 、 A_1 および $u_* \delta_D a' / \nu_R$ を求めた結果は、図 3.3.12 のようになる。当然のことながら、円管の場合と同じように表わされる。

3-2 粗面上の粘土を含む流体

1. 粗面の抵抗法則

自然界に生ずる泥流の流路は一般に粗面である。この粗面上を粘度の高い泥流が流れるとき、河道の粗面効果がどのように変化するかを知ることは、いままでに述べてきた理論を実際に応用するにあたって重要である。また 3-1 で述べた広義の Reynolds 数を条件の違う場合に適用して、これが流れの粘性効果を十分に表わす要素であるかどうかを確かめるためにも興味あることである。

ここでは、ニュートン流体において、粗面の抵抗を明確にした Nikuradse²⁴⁾ にならって実験を行なった。粗面の効果がどのように変化するかを明らかにするためには、粗滑面遷移領域付近の抵抗を明らかにすればよい。つぎの実験は、この点に着目して遷移領域付近の実験を行なった。

実験は、直径 4.09 cm の円管の内部に、平均粒径 1.015 mm の天然砂と、grit number 120 のサンドペーパーをはりつけて行なった。清澄な水によって測定された相対粗度 R/k は、15.41 および 93.05 である。損失水頭の測定は、滑面の場合と同じである。この場合も層流の領域で測定された τ_y と μ_B を用いて、(3.3.23) 式および (3.3.24) 式を用いて f_B および Re_B を求め、両者の関係を図 3.3.13 に示した。この図からつぎのことが結論できる。

- (イ) 粗な管においても (3.3.24) 式で定義した Reynolds 数が小さいとき、抵抗法則は滑面层流の抵抗法則にしたがう。
- (ロ) 流れが乱れる限界 Reynolds 数は、この実験に用いた粗度において、2,300 から 3,500 の範囲にあり、滑らかな管と同じである。
- (ハ) Reynolds 数が大きくなると、抵抗係数は Reynolds 数に無関係になり、各相対粗度についてそれぞれ一定値をとる。

これらの結論は、ニュートン流体の粗面の抵抗法則と全く同様で、(3.3.24) 式の Reynolds 数は、周知の Reynolds 数と同じ役割を果たすものと考えてよい。

2. 粗面の抵抗係数

A. 粗面円管の抵抗法則

(3.3.25) 式を (3.3.23) 式および (3.3.24) 式を用いて書き直すと、つぎのようになる。

$$1/\sqrt{f_B} = 2.0 \log \left\{ \frac{U_* k}{\nu_B} \sqrt{F(a)} \cdot 4a\alpha \right\} + 2.0 \log \frac{R}{k} + 0.705 \quad (3.3.60)$$

これは、粗な管の水理学的に滑らかな場合の抵抗法則である。図3.3.13の試料を用いて、(3.3.60) 式にしたがって再整理すると図3.3.14のように、二つの粗度のちがう試料が1本の曲線にまとめられる。図中左の傾斜した部分が滑らかな管の抵抗法則にしたがう範囲で、横軸と平行になった部分が完全に乱れた部分である。これらの限界を、ニュートン流体のNikuradse²⁵⁾の実験結果をも参照して、図3.3.14から定めると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{u_* k}{\nu_B} \sqrt{F(a)} \cdot 4a\alpha &\leq 4 \quad ; \quad \text{では水理学的に滑面,} \\ \frac{u_* k}{\nu_B} \sqrt{F(a)} \cdot 4a\alpha &\geq 100 \quad ; \quad \text{では水理学的に完全に粗面} \end{aligned} \right\} (3.3.61)$$

となる。また、 $u_* = \sqrt{\tau_0 / \rho_s}$ 、 $\tau_0 = (dp/dx) (R/2)$ によって書き直すと、

$$\left. \begin{aligned} \frac{k}{\mu_B} \sqrt{\rho_s D \frac{dp}{dx}} \sqrt{F(a)} \cdot 4a\alpha &\leq 8 \quad ; \quad \text{では水理学的に滑面,} \\ \frac{k}{\mu_B} \sqrt{\rho_s D \frac{dp}{dx}} \sqrt{F(a)} \cdot 4a\alpha &\geq 200 \quad ; \quad \text{では水理学的に完全に粗面} \end{aligned} \right\} (3.3.62)$$

と表わすことができる。

以上の結果、ビンガム塑性流体の完全粗面の抵抗法則は、管内流れのとき、

$$1/\sqrt{f_B} = 1.74 + 2.0 \log \frac{R}{k} \quad (3.3.63)$$

と表わされる。また遷移領域については、実際には不均一の粗度が多いことを考慮して、

$$1/\sqrt{f_B} = 1.74 - 2.0 \cdot \log \left(\frac{k}{R} + \frac{18.7}{R_{eB} \sqrt{f_B}} \right) \quad (3.3.64)$$

と表わして十分であろう。

B. 開水路粗面における抵抗法則

以上の結果は開水路にも応用できる。ニュートン流体の粗面上の流れの流速分布は、対数法則で表わすと、つぎのとおりである。

$$u/u_* = A_r + 5.75 \log(R/k) \quad (3.3.65)$$

ここに A_r は滑面の場合の常数項を A_s とすると

$$A_r = A_s + \frac{1}{\kappa} \log \frac{u_* k}{\nu_B} \quad (3.3.66)$$

と表わされる。円管の場合の考え方を開水路に拡張して、ペンガム塑性流体の粗面上の流速分布は、

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_*} = & \frac{a'}{\kappa} (\ln 4\kappa \sqrt{a'} - 1) + \frac{u_* \delta_L}{\nu_B} a' + \frac{\sqrt{a'}}{\kappa} \log \frac{u_* k}{\nu_B} + \\ & \frac{\sqrt{a'}}{\kappa} \log \frac{h}{k} \end{aligned} \quad (3.3.67)$$

また平均流速は、

$$\begin{aligned} \frac{u_m}{u_*} = & \frac{a'}{\kappa} (\ln 4\kappa \sqrt{a'} - 1) + \frac{u_* \delta_L}{\nu_B} a' + \frac{\sqrt{a'}}{\kappa} \log \frac{u_* k}{\nu_B} - \\ & \frac{a'}{\kappa} + \frac{\sqrt{a'}}{\kappa} \log \frac{h}{k} \end{aligned} \quad (3.3.68)$$

と表わすことができる。これらは粗滑面遷移領域、完全粗面領域のいずれにも適用される。

Reynolds 数が大きくなって、完全粗面領域に入ると、常数項 A_r が一定値をとることが、円管の実験および従来のニュートン流体の実験から予想できる。しかしながら、前述のように開水路では等流の状態が作りにくいということから実験的には確かめられていない。ただ、円管における実験結果から (3.3.68) 式の右辺の最後の項を除いた値が、ニュートン流体における値と一致すると考えられる。開水路におけるこの値は、一般に 6.0、あるいは 6.25 の値が用いられているから、この場合に対しても完全粗面の領域では、

$$\frac{a'}{\kappa} (\ln 4\kappa \sqrt{a'} - 1) + \frac{u_* \delta_L}{\nu_B} a' + \frac{\sqrt{a'}}{\kappa} \log \frac{u_* k}{\nu_B} - \frac{a'}{\kappa} = 6.0 \quad (3.3.69)$$

と考えても十分であろう。

3-3 抵抗法則の指数則表示

1. 抵抗法則の指数則表示

3-1および3-2において、滑面上および粗面上の泥流の抵抗法則を明らかにしたが、一般に利用する場合には、Chézyの係数 C またはManningの係数 n で表わすほうが実際には役立つ。そこで、さきに求めた抵抗法則を C または n に書き直そう。

平均流速を指数公式の形

$$u_m = (1/n) R^{\frac{1}{2}+p} i^{\frac{1}{2}+q} \quad (3.3.70)$$

で表わせば、Chezy型では $p=0$, $q=0$, Manning型では $p=1/6$, $q=0$ である。

(2.4.1)式を変形すると、

$$n = (R^{1/6} / \sqrt{g}) / (u_m / u_*) \quad (3.3.71)$$

$$C = \sqrt{g} (u_m / u_*) \quad (3.3.72)$$

と表わすことができる。

したがって、層流領域においては、(3.3.5)式を変形すると、

$$\frac{u_m}{u_*} = \frac{u_* h}{\nu_B} \beta (1-a') \quad (3.3.73)$$

となるから、 $R \doteq h$ では

$$n_B = \frac{h^{1/6}}{\sqrt{g}} / \left\{ \frac{u_* h}{\nu_B} \beta (1-a') \right\} = \frac{\nu_B}{g h^{1/3} I^{1/2} \beta (1-a')} \quad (3.3.74)$$

$$C_B = \sqrt{g} / \left\{ \frac{u_* h}{\nu_B} \beta (1-a') \right\} = \frac{g h^{1/2} I^{1/2} \beta (1-a')}{\nu_B} \quad (3.3.75)$$

である。

滑面乱流のときは、(3.3.57)式より、

$$n_B = \frac{h^{1/6}}{\sqrt{g}} / \left\{ A_2' + \frac{2.303 \sqrt{a'}}{\kappa} \log \frac{u_* h}{\nu_B} \right\} \quad (3.3.76)$$

$$C_B = \sqrt{g} / \left\{ A'_2 + \frac{2.303\sqrt{a'}}{\kappa} \log \frac{u_* h}{\nu_B} \right\} \quad (3.3.77)$$

$$\text{ただし } A'_2 = \frac{a'}{\kappa} (\ln 4\kappa\sqrt{a'} - 1) + \frac{\sqrt{a'}}{\kappa} \ln a' + \frac{u_* \delta_L}{\nu_B} a' - \frac{a'^{3/2}}{\kappa}$$

また粗面のときは、(3.3.69)式を用いて、

$$n_B = \frac{h^{3/2}}{\sqrt{g}} / \left(A_r + \frac{2.303\sqrt{a'}}{\kappa} \log \frac{h}{\kappa} \right) \quad (3.3.78)$$

$$C_B = \sqrt{g} / \left(A_r + \frac{2.303\sqrt{a'}}{\kappa} \log \frac{h}{\kappa} \right) \quad (3.3.79)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし } A_r = & \frac{a'}{\kappa} (\ln 4\kappa\sqrt{a'} - 1) + \frac{u_* \delta_L}{\nu_B} a' \\ & + \frac{2.303\sqrt{a'}}{\kappa} \times \log \frac{u_* h}{\nu_B} \end{aligned}$$

である。

2. 清澄な流れの摩擦係数との比較

層流のとき、清澄な流れの粗度係数 n_N を(3.3.74)式と同様な表わし方をすると、

$$n_N = 3\nu_0 / (g h^{4/3} I^{1/2}) \quad (3.3.80)$$

となるから、水深とこう配がそれぞれ同じ流れて、泥流の粗度係数の比を求めると、

$$n_B / n_N = (\mu_B / \mu_0) (\rho_0 / \rho_B) \{ 1/3 \cdot \beta (1 - a') \} \quad (3.3.81)$$

となる。密度の比 ρ_B / ρ_0 は、

$$\rho_B / \rho_0 = \{ 1 + \{ (\sigma - \rho_0) / \rho_0 \} \phi_s \} \quad (3.3.82)$$

また、 μ_B / μ_0 は(2.3.15)式より $\phi_F < 0.52$ の範囲で

$$\mu_B / \mu_0 = 1 + 3 / (1 / \phi_F - 1 / 0.52) \quad (3.3.83)$$

である。

いま、 $C_{Fs} = 2.0$ として、土の濃度および a' が変化したときの粗度係数の比 n_B / n_N を求めると、図3.3.15のようになる。この比は濃度によって指数的に増加し、同じ濃度でも τ_y / τ_0 の値によって変化し、 τ_y に対して τ_0 の小さいほど粗度係数は大きくなる。

Chezy の C についても同様に,

$$C_B / C_N = (\mu_B / \mu_0) (\rho_0 / \rho_s) \{ 1 / 3 \beta (1 - a') \} \quad (3.3.84)$$

となり, n_B / n_N と全く同じ関係を示す。

滑面乱流のときは, (3.3.57) 式を変形して

$$(h^{1/6} / n_B \sqrt{g}) = (2.303 \sqrt{a'} / \kappa_B) \log \left\{ \frac{u_* h}{\nu_B} \cdot A_2'' \right\}$$

$$\text{ここに } A_2'' = 10 (\kappa_B / 2.303 \sqrt{a'}) \cdot A_2'' \quad (3.3.35)$$

となる。この式はさらに,

$$10 \frac{h^{1/6} \cdot \kappa_B}{n_B \sqrt{g} 2.303 \sqrt{a'}} = \frac{g^{1/2} h^{3/2} 1^{1/2}}{\nu_B} \cdot A_2'' \quad (3.3.86)$$

と表わされる。滑らかな流れに対しても同様に,

$$10 \frac{h^{1/6} \cdot \kappa_0}{n_0 \sqrt{g} 2.303} = \frac{g^{1/2} h^{3/2} 1^{1/2}}{\nu_0} A_0'' \quad (3.3.87)$$

となるから, 水深とこう配がそれぞれ等しいとき, 両者の比は,

$$10 \frac{h^{1/6} \kappa_0}{2.303 \sqrt{g} n_0} \left(1 - \frac{\kappa_B n_0}{\kappa_0 n_B \sqrt{a'}} \right) = \frac{\nu_0 A_0''}{\nu_B A_B''}$$

対数をとると,

$$\left\{ 1 - \left(\frac{n_B \kappa_0 \sqrt{a'}}{n_0 \kappa_B} \right)^{-1} \right\} = \frac{2.303}{\kappa_0} \frac{\sqrt{g} n_0}{h^{1/6}} \cdot \log \left(\frac{\nu_0}{\nu_B} \frac{A_0''}{A_B''} \right) \quad (3.3.88)$$

となる。この関係を, 例えば土のフロック係数 C_{FB} が 2 であるとして図に表わすと, 図 3.3.16 のようになり, 土の濃度と a' を与えると, 滑面乱流の粗度係数の比が得られる。図 3.3.17 は特定の水深に対して n_B / n_N を求めたもので, 土の濃度が 0.20 以上にならないと, n_B / n_N の値はそれほど増加しないようである。

乱流で粗面のときは, 泥流の場合でも粘性の効果働かないから, 滑らかな流れと変わらない。

3-4 砂れきを伴う粘土を含む流体の抵抗法則

1. 掃流砂れきが流れにおよぼす影響

A. 移動床の摩擦抵抗

つきに考察しなければならぬのは、移動床の抵抗法則である。土石流がきわめて大量の土砂を輸送することから、その究明は重要である。いままでの研究によると、泥水の抵抗法則は清澄な流れと本質的に変りはない。したがって移動床の場合にも、河床形態の範囲が変わることがあっても、本質的には清澄な流れと同じ形の抵抗法則が適用できると考えられる。移動床の抵抗は、河床形態が大きく影響するが、泥水の場合には、河床が見えないだけにむつかしい。ただ泥流の生ずるところでは、粒径が大きく、河床の変動は少ないので、河床を転動する砂れきの抵抗のほうが影響が大きいのではないかと考えられる。

移動床における抵抗は、固定面の摩擦抵抗、突起物の抗力抵抗および河床面を転動、跳躍する掃流砂れきによる抵抗に分けられる。抵抗の線形性が成り立つという考え方に立つと、流水の摩擦抵抗を求めするためには、これらの全ての大きさを求める必要がある。

摩擦抵抗については、3-2でのべたように泥流のもつ塑性的性質を加味することによって、ニュートン流体と相似の形に表わされることを述べた。突起物の抗力抵抗については、泥流によるれきの掃流現象と関係するので、第4章で論じることにする。ここでは残されたれきの転動または跳躍による抵抗を考察することにする。

石原、岩垣、末石は²⁵⁾ 清澄な流れが転動砂れきを伴うとき、底面付近で流速が対数法則からはずれて様になるうとすることを実験結果から指摘した。この事実は、流れが砂れきから抗力抵抗のほか、流速分布に変化を与え何らかの影響を受けることが想像される。

著者は、この流速分布に影響をおよぼすものとして、砂れきの転動に伴って、砂れきのまわりに流体質量の移動が起こると、粒子の存在する水平面を境とし、流れの方向に運動量の差が生じ、これがせん断力として働くと考えた。

この考えが妥当であるかどうか、まず清澄な流れを対象に検討を行う。

2. 掃流砂れきを伴う流れの流速分布の測定

実験に用いた水路は、幅0.3m、長さ10m、こう配1/100の鋼製のもので、1部側面はガラス張りになっている。この水路に堆積しない程度にできるだけ多くの砂れきを流して、そのときの流れの流速分布を測定した。実験に用いた砂れきは、ふるい目7.93mmのもので、比重は1.44

形状はほぼ球形に近い人工軽量骨材である。

流速の測定は直径 1mm のピトー管によった。流砂量を水路下流端で計量によって測定すると同時に、水路断面に存在するれきの数を知るために、水路の上面と側面から写真を撮影した。

砂れきを流さないときの流速分布は、Froude 数が 1 以下については図 3.3.18 に示すように、

$$u/u_* = 5.5 + 5.75 \log (u_* z / \nu)$$

の関係を、また Froude 数が大きくなると、定数 5.5 が小さくなり、その割合は、岩垣²⁵⁾によって求められている結果とほぼ一致するので、水路の状態および測定方法は満足すべき状態であると考えてよい。図 3.3.19 に砂れきが流れている場合の流速分布を慣用の座標で示したものである。

図 3.3.18 および一連の実験において、流速分布の屈曲点は、この実験の範囲では、水路床から 0.66 cm または 1.06 cm (中間に測定点はない) の位置で生じている。1.06 cm は粒径の 1.5 倍に相当する。

図 3.3.19 は任意時間に断面内の鉛直方向の砂れきの分布を示す。流速分布の屈曲点までに存在する粒子の数は、単位面積当りに存在する粒子のうち、床面に接触しているものを含めて、全体の 65% ~ 75% である。

3. 掃流砂れきが流れに及ぼす影響

掃流砂れきが流速に及ぼす影響を表わすのに、つぎの考え方が成り立つ。一つは、砂れきを粗度要素と考え、砂れきから生ずる後流の領域を定め、その外側では対数法則が成り立つとして表わすもので、幣²⁶⁾ 足立²⁷⁾ 山岡²⁸⁾ が棧型粗度上の流れについて行なった手法がこの場合に 응용できる。これに対して著者は、れきの回転に伴ってれきのまわりに流体の移動が生じ、これによって流体中にせん断応力が付加されると考えた。以下にそれについて考察する。

A れきのまわりの質量移動

れきの回転に伴って、そのまわりに生ずる流れを厳密にとくことは困難であるから、大胆な仮定のもとに基礎式をとき、れきのまわりの流れに関係する項を見出そう、砂れきを球とみなし、軸のまわりを回転する球の回転方向を ϕ とし、流れが定常で、 r 方向および θ 方向の流速を零とすると、粘性係数 μ のかわりに、渦動粘性係数 ϵ を用いた ϕ 方向の Navier-Stokes の式はつぎのように表わせる。

$$\epsilon \{ \nabla^2 v_\phi - (v_\phi / r^2 \sin^2 \theta) \} = 0$$

ここに

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \quad (3.3.89)$$

さらに $\partial v_\phi / \partial \theta = 0$, $\partial v_\phi^2 / \partial \theta^2 = 0$ とすると, (3.3.89) 式はつぎのようになる。

$$\frac{\partial^2 v_\phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial r} - \frac{C_\theta v_\phi}{r^2} = 0 \quad (3.3.90)$$

$$\text{ここに } C_\theta = 1 / \sin^2 \theta$$

$r \rightarrow \infty$ で $v_\phi = 0$, $r = R$ (球表面) で, $\theta = 90^\circ$ のとき $v_\phi = \omega R$ の条件で (3.3.90) 式をとくと,

$$v_\phi / \omega R = (R/r)^{m+1} \quad (3.3.91)$$

$$\text{ここに, } \omega \text{ は角速度, } m = - (1/2) + \sqrt{C_\theta + (1/4)}$$

となる。以上の結果は大胆な仮定のもとにみちびかれたので, 実際の流れに対しては, これに係数 N をかけて,

$$v_\phi / (\omega \cdot R) = N (R/r)^{m+1} \quad (3.3.92)$$

と表わすことにする。

この結果, 砂れきが角速度 ω で回転するとき, 回転軸の含まれた平面を境として, Z 方向に生ずる質量の差 $\rho Q'$ は, 面の上方から下方に移動するものと, 下方から上方に移動するものの差であって, つぎのように表わすことができる。

$$\begin{aligned} \rho Q' &= 2\rho \int_0^{\pi/2} \int_R^\infty v_\phi \, d r \cdot r \cdot d \theta - (-2\rho \int_0^{\pi/2} \int_R^\infty v_\phi \cdot d r \cdot r \cdot d \theta) \\ &= \rho \alpha N \omega R^3 \end{aligned} \quad (3.3.93)$$

ここに α はれきのまわりの流れを (3.3.92) 式で代表させたことによる補正係数である。速度こう配 $d u / d z$ のある流れの中におかれた粒子の回転の角速度は, つぎのように表わすことができる。

$$\omega = (1/2) \Gamma_s (d u / d z) \quad (3.3.94)$$

ここに Γ_s は, 粒子と流体の密度差に関係し, 粒子の比重が 1 のとき Γ_s は 1 で, 粒子の比重が

1より大きいとき $\Gamma_s < 1$ となる係数である。

したがって速度こう配 du/dz の流れの中におかれた粒子1箇あたりの質量の輸送量は、

$$\rho Q' = \rho \Gamma_s N (\alpha/2) R^3 (du/dz) \quad (3.3.95)$$

と表わすことができる。

B. 砂れきの回転によって生ずるせん断応力

単位幅、単位時間あたりの流砂量を q_T 、砂れき1箇あたりの体積を AR^3 、砂れきの平均流動速度を v_s 、砂れきの平均跳躍高さを Z_s とすると、河床から高さ Z_s までの鉛直単位面積に存在する砂れきの個数 K は、つぎのようになる。

$$K = q_T / (AR^3 \cdot v_s \cdot Z_s) \quad (3.3.96)$$

したがって、河床から Z_s までの部分では、単位高さをたり $\rho K Q'$ の流体の質量が Z 方向に輸送されていると考えることができる。この質量の移動によって河床から Z の点の流速を u とすると、 Z の高さにおいて流れの方向に生ずる運動量の差から、この質量の輸送によるせん断応力はつぎのようになる。

$$\tau = \rho K Q' u = \rho \beta u (du/dz), \quad (3.3.97)$$

$$\beta = (1/2) \Gamma K N \alpha R^3$$

河床から Z_s までの部分では、乱れによるせん断応力のほかに、この砂れきの回転に伴う、せん断応力が加わるものとする。乱れによる応力は、混合長 l を用いて、混合長理論によって表わすと、砂れきの回転を伴う流れでは、

$$\tau = \rho l^2 (du/dz)^2 + \rho \beta u (du/dz) \quad (3.3.98)$$

と表わされることになる。

4. 砂れきの回転によるせん断応力を考慮したときの流速分布

河床面のごく近傍では、乱れによる応力が省略でき、かつ $\tau \doteq \tau_0$ 。(壁面摩擦応力)とすると、(3.3.98)式は、

$$\tau_0 / \rho = \beta u (du/dz) \quad (3.3.99)$$

となり、 $Z=0$ で $u=0$ の解は、

$$u/u_* = \sqrt{2Z/\beta} \quad (3.3.100)$$

となる。(3.3.98)式右辺第2項中の u を(3.3.100)式で近似すると、(3.3.98)式は、

$$\tau_0/\rho = l^2 (du/dz)^2 + \sqrt{2\beta} u_* \sqrt{Z} \cdot (du/dz) \quad (3.3.101)$$

となり、これはつぎのように書きあらためられる。

$$\frac{du}{dz} = \frac{\sqrt{4l^2 u_*^2 + 2\beta u_*^2 Z}}{2l^2} - \frac{\sqrt{2\beta} u_* \sqrt{Z}}{2l^2} \quad (3.3.102)$$

$l = \kappa(Z - \delta_L)$ 、ここに κ はKarman定数、 δ_L は粘性底面の厚さとする、(3.3.102)式の右辺第2項に、 $Z \doteq l/\kappa$ を用いて、(3.3.102)式はつぎのようにかくことができる。

$$\frac{du}{dl} = \frac{u_*}{\kappa} \frac{\nu}{U_* l} \cdot \left\{ \frac{\sqrt{\left(\frac{u_* l}{\nu}\right) \left(1 + \frac{\beta}{2\kappa l}\right)}}{l} - \frac{\sqrt{2\beta} \frac{u_*}{\nu} \sqrt{\frac{l}{\kappa}}}{2l} \right\} \quad (3.3.103)$$

(3.3.103)式を、 $Z=Z_1$ で $u=u_0$ としてとくとつぎのようになる。

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \left[l \ln \left\{ \frac{u_* l}{\nu} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{F_s}{\frac{u_* l}{\nu}}}\right) + \frac{F_s}{2} \right\} + \frac{2F_s}{\frac{u_* l}{\nu} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{F_s}{\frac{u_* l}{\nu}}}\right)} + \frac{\sqrt{2}}{2\kappa} \sqrt{\frac{F_s}{\frac{u_* l}{\nu}}} \right] + C_2 \quad (3.3.104)$$

ただし、 $F_s = \beta u_* / 2\kappa\nu$ 、 C_2 は境界条件を満足する定数である。 $u_* l / \nu$ が大きいところでは $l = \kappa Z$ とすると

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left\{ \frac{u_* Z}{\nu} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{F_s}{\frac{u_* Z}{\nu}}}\right) + \frac{F_s}{2\kappa} \right\} + \frac{2F_s}{\kappa^2 \frac{u_* Z}{\nu} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{F_s}{\frac{u_* Z}{\nu}}}\right)} + \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{F_s}{\kappa^3}} \frac{1}{\sqrt{\frac{u_* Z}{\nu}}} + C_2 + \frac{1}{\kappa} l \ln \kappa \quad (3.3.105)$$

となる。(3.3.105)式は $F_s=0$ のとき

$$u/u_* = (1/\kappa) \ln(u_* Z/\nu) + C_3 \quad (3.3.106)$$

となって、従来用いられている対数法則式と一致する。

さきののべたように、掃流型式で砂れきが移動しているときに、底面付近で流速が対数法則からはずれることが指摘されている。このずれは、(3.3.105)式によると、任意の高さの流速が、 Z の対数以外の Z にも関係するためといえることができる。(3.3.105)式が正しければ、(3.3.105)式の右辺第2項、第3項を左辺に移項し、この左辺と右辺第1項の{ }で括られた群の対数の間には $1/\kappa$ のこの配の直線関係が成立することになる。

また(3.3.105)式を用いて平均流速を求めると、

$$\begin{aligned} \frac{u_m}{u_*} &= \frac{1}{h} \int_0^h \frac{u}{u_*} dz \\ &= \frac{1}{\kappa} \left[\sqrt{1 + \frac{F_s}{\kappa \frac{u_* h}{\nu}}} \left\{ \ln \left(\frac{F_s}{\kappa} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{F_s}{\kappa \frac{u_* h}{\nu}}} - 1}} + \frac{F_s}{2\kappa} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 1 \right\} + \frac{2}{F_s} \sqrt{1 + \frac{F_s}{\kappa \frac{u_* h}{\nu}}} - \sqrt{2} \sqrt{\frac{F_s}{\kappa}} \frac{1}{\sqrt{\frac{u_* h}{\nu}}} + C_2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\kappa} \ln \kappa \right] \quad (3.3.107) \end{aligned}$$

をうる。この値と滑面水路における平均流速

$$u_m/u_* = (1/\kappa) \ln(u_* h/\nu) + C_3 \quad (3.3.108)$$

との差を求めると、この差は水路内に存在する砂れきの流れとの相対速度差に基因する抗力抵抗とここに求めた砂れきの回転にともなって生ずる抵抗の和である。

以上の結果を砂れきを伴う流れに適用するためには、誘導の途中において用いた係数を決定しなければならぬ。しかし、いずれも掃流現象の基本につながる問題で、早急に解答を得ることはむづかしい。ここではとりあえず、さきに行なった流速分布の測定範囲において、(3.3.105)

式を計算するに必要な数値を実験によって決める。

(a) 球のまわりの流速分布に関する実験

(3.3.105) 式の計算において、砂れきの回転とともに流量が、重要な役割を演ずるので、(3.3.92) 式の正否を実験によって確かめた。

実験は縦 0.8 m、横 1.0 m、および、深さ 0.4 m の水槽の中央で直径 1.0 cm および 5 cm の木製の球を、静止流体中で、鉛直軸のまわりに回転させ、直径 1 mm のピトー管を用いて、球のまわりに生じた流速分布を測定した。図 3.3.20 は、 $\theta = 90^\circ$ (水平面) の線上の流速分布を示す。

図中の直線のこう配は、(3.3.91) 式から与えられるこう配を示す。このこう配は θ が小さくなると、(3.3.91) 式で与えられる m より小さくなる。この違いは、流速の小さいところで生ずるのでその影響は少ないと考えて、(3.3.92) 式の指数は理論の値をそのまま用いることにする。また係数 N は図 3.3.19 から 0.3 とする。

(b) 砂れきの回転速度に関する実験

実験に用いた水路およびれきは、さきに流速分布を測定したものと同じである。側壁のガラス張りの部分を利用して、流れにともなって転動する砂れきの回転状態を、ストロボ装置を用いて撮影した。用いたストロボの発振周波数は 400 / s である。1 コマのフィルムに 6 ないし 10 箇の影像を得られるようにした。

図 3.3.21 に測定結果と $(1/2) (du/dz)$ との比較を示す。この実験ではれきを 1 箇ずつ流しているので、 du/dz の値は、(3.3.106) 式より $du/dz = (u_* / \kappa Z)$ である。ここで行った実験の範囲では、れきの跳躍は非常に盛んで、測定された殆んどのが跳躍中のものである。図 3.3.21 にみられるように跳躍中の砂れきは (3.3.92) 式で予測される角速度より、一般にはやくなっている。実際には、砂れきの存在する位置の $(1/2) (du/dz)$ より少しおそいと考えられるから、砂れきの角速度はその存在する高さの流れの速度こう配にすぐ対応せず、水路床を転動したときにうけた角速度をかなり保持しながら跳躍していることが分る。これは同じ高さでも、跳躍直後と着床前ではかなり速いという事実からもうなづける。またれきの大きさがかなり大きいことから、れきの中心点の高さの速度こう配ではなく、れきの上下端の速度差から、れきの大きさの範囲で直線変化すると考えて求めた角速度も同じく、図 3.3.21 中に記したが、測定値はこれより下まわっている。測定値そのものは妥当だといえよう。以上の実験から、ここに用いた砂れきについては、水路床に接しているときは $\Gamma_s < 1$ 、跳躍しているときは $\Gamma_s > 1$ とみなせる。そこで、跳躍高さ Z_s の範囲では平均して $\Gamma_s = 1$ とする。

(c) 砂れきの平均の跳躍の高さ

(3.3.96) 式の K をきめるに必要な Z_s は、流速分布の測定結果を参照して、断面内の砂れきの65%が存在する高さと定めることができよう。水路の上面からとった写真に記録されたれきの平面的な分布と、この Z_s より、鉛直単位断面に存在する砂れきの粒子数 K が得られる。 α は平均の流速が最高流速の $1/2$ であるとみなして、 $\alpha=2$ を用いることにする。

(d) 実験結果に (3.3.105) 式の適用

以上の値を用いて、(3.3.105) 式の各項を計算し、片対数紙上に描点した結果を図3.3.23に示す。図中 I_s^2 の値に変化があるのは上流からの給砂量を加減したためである。この整理法によると、砂れきの転動の影響のある範囲の流速が、影響の及ばない範囲も含めて、片対数紙上に $1/K$ のこう配をもつ直線関係で示される。そうして K の値はいずれも 0.4 の値が成立する。

河床における砂れきの運動と、その上を流れる流れの流速は相互に関係する。砂れきによって影響された流速はいままで不明のため、従来砂れきの運動の解析において、流れの流速は砂れきの存在しないものを用いてきた。この解析によって、砂れきの流動に応じた適確な流速が得られることになり砂れきの運動の解析に役立つであろう。

とくに流速分布のこう配が、片対数紙上で $1/K$ の一定値で表わせることは解析および実験値の整理に大変役立つと考えられる。以上の取り扱いはいわば第1近似であって、このような考え方がなりたつことが実証されたから、さらに厳密な解析と得られた結果の一般化をはかる必要がある。

以上の考え方は、泥流の場合についても応用できる。泥流の場合でも、作用する力が十分大きいとき、流速分布に対数法則が成立することが確認されているので、 K あるいは A_1 の値が図3.3.12に示したように変るだけで十分適用できよう。

以上、本項では従来あまりふれられていない砂れきの転動が、流れに及ぼす影響を論じ、ここに求めた座標を用いると、砂れきを伴う流れの流速分布が、 $1/K$ の直線状になることを示した。

第 4 節 結 語

以上、泥流の物理的性質とその抵抗法則について考察したが、その成果をとりまとめて結語とすればつぎのようである。まず泥流を扱う基本方針を流体の性質から、非ニュートン流体として取り扱うことを述べた。そうして非ニュートン流体の応力とひずみ速度の関係を、時間に依存しない流体、依存する流体ならびに粘弾性流体に分け、時間に依存する流体は現れる領域が小さいので、工学的には時間に依存しない流体と粘弾性流体が重要であることを述べた。つぎに与えられ流体の流動式を判定し、物質常数を決定する方法をふれ、共軸二重円筒形粘度計が精度上すぐれているが、粒子が大きく測定中に粒子の沈降が生じるときには、細管法がのぞましいことを述べた。

2-2において、粘土を含む流体はビンガム塑性流動としての挙動を示し、流体の粘度は粘土の容積で定まることを述べた。この容積は粘土の実質容積でなく、粘土が水と結合して作るフロックの容積である。このフロックは流動によるせん断程度の強さでは、その構造を変えないと考え、砂れきの容積を知ると同じように容器内に沈澱した体積から求めた。泥流のもつせん断降伏値もこのフロックの濃度できまり、せん断降伏値は、フロックの集団の破壊とフロック間の構造粘性に対して費されるものであるという結果を得た。

2-4において、流体に作用する力がせん断降伏値と同じ程度の大きさのときは粘弾性的性質が現れることを述べ、ここでは線形粘弾性の考え方で実験値を整理した。

第3節において、泥流の抵抗法則について考察した。3-1において層流をとりあげ、滑面上の抵抗法則を求めた。流速に実際のエネルギー消費に働いた部分の流速をとりあげて抵抗係数と結びつけ、広義の Reynolds 数を用いて、ニュートン流体と同形の式に關係づけた。そうしてこの Reynolds 数と抵抗係数を用いると、層流の領域のみならず、みかけの乱流の領域においてもニュートン流体と同形の式で表わされることが実験で確かめられた。そこで乱れによる応力に混合長理論を適用して、実験で得られた抵抗係数式の係数の内容を吟味し、乱流領域における流速分布式の式中の係数が、流体の降伏値と壁面せん断応力の比によって変わることを論じた。

3-2では、粗面の抵抗を実験によって測定し、3-1で求めた Reynolds 数と抵抗係数を用いて実験値を整理し、ビンガム塑性流動においても、Reynolds 数の大きいところでは、ニュートン流体と同様に、抵抗係数が Reynolds 数に無関係になって、相対粗度だけできまることが明らかにした。さらにこの結果を用いてビンガム塑性流体の水理学的粗面の限界を求めた。この限界もさきの Reynolds 数と抵抗係数を用いて、ニュートン流体と同様に表される。

3-3において、以上の結果を実際に利用するのに便利なように、抵抗係数をChezy の C およびManning の n で表わした。そうして泥流の n と清澄な流れの n を比較して、層流のときは粘度の濃度に比例して n が増すが、乱流で n の増すのは濃度がかかなり高い領域であることを述べた。

3-4において、移動床上の泥流の抵抗法則を求める第1歩として、固定床上を転動、跳躍する砂れきがあるときの抵抗をとりあつた。これについては清澄な流れでも取り扱れていないので、まず清澄な流れについて考察した。掃流を伴う流れの流速を、慣用の座標を用いて対数則に表わすと、底面付近では対数則からはなれて、ほゞ一様のように示される。この原因を砂れきの回転にもなり流体輸送から生じるせん断応力と考え、乱れによる応力にこのせん断応力を付け加えて流速分布式をみちびいた。そうして新しくみちびいた座標を用いると、砂れきの流動があるときでも片対数紙上に $1/K$ のこう配で表わされることが示された。実験の結果、上述の考え方が妥当なことが証明された。この新しい流速分布式と、転動砂れきのない流速分布式との差が、移動中の砂れきの抵抗力抵抗と、砂れきの回転による抵抗の和である。泥流の場合には実験による実証はできないが、この結果から推定することができた。

以上、本章においては、泥流の流動学的性質と抵抗法則を明らかにした。流動学的性質では、われわれが自然河川で遭遇すると予想される範疇の泥流の粘度が予測でき、抵抗法則では滑面および粗面上の泥流について層流および乱流の領域の抵抗を表わすことができた。

参 考 文 献

- 1) Wilkinson, W. L. ; Non-Newtonian Fluids-Fluid Mechanics, Mixing and Heat Transfer, Pergamon Press, 1960.
- 2) 中川鶴太郎, 神戸博太郎 ; レオロジー, みみず書房, 1959.
- 3) 富田幸雄 ; 非ニュートン流体の流動 ; 日本機械学会誌, 第66巻, 第557号, 昭. 38. 10. pp. 23-30.
- 4) 2)と同じ pp. 606-615.
- 5) 2)と同じ pp. 624-627.
- 6) 奥田 聡 ; 懸濁液および泥漿のレオロジー, 化学技術者のためのレオロジー, 日本材料試験協会レオロジー部門委員会編, 横書店, pp. 156-157.
- 7) 森 芳郎, 乙竹 直 ; 懸濁液の粘度について, 化学工学, 20巻, 9号, 1956.
- 8) 村山朔郎 ; 粘土のレオロジー特性の確率論的研究, 第13回討論会講演要旨, 1964. pp. 126-133.
- 9) Michales, A. S. and J. C. Bolger ; The Plastic Flow Behavior of Flocculated Kaolin Suspensions, I. & E. C., Fundamentals, vol. 3, 1962. pp. 153-162.
- 10) Richardson, J. F. and W. N. Zuki ; Sedimentation and Fluidization, part 1, Trans. Instn. Chem. Engrs., Vol. 32, 1954. pp. 35-53.
- 11) Michales, A. S. and J. C. Bolger ; Settling Rates and Sediment Volumes of Flocculated Kaolin Suspension, I. & E. C., Fundamentals, vol. 1, No. 1, 1962, pp. 24-32.
- 12) 星壘 和 ; 土のせん断強さ—その解説と研究の展望—, 土木学会誌第49巻第1号, 昭和39年, pp. 48-55.
- 13) 8)と同じ, pp. 126-133.
- 14) 古川淳二 ; 高分子レオロジーと速度論, 高分子, Vol. 4, pp. 419-475.
- 15) 神保元三 ; 付着性, 粉体工学ハンドブック, 井伊谷綱一編, 朝倉書店, 昭和40年, pp. 130-140.

- 16) 2)と同じ
- 17) 仲野良紀 ; 地すべり粘土のレオロジー的性質の研究, 農業土木学会講演要旨, 昭. 36, pp. 12-15.
- 18) Dodge, D. W. and A. B. Metzner ; Turbulent Flow of Non-Newtonian System, Journal of A. I. Ch. E., 5, No. 2, (1959), pp. 189.
- 19) 伊藤四郎 ; 塑性流体の流れ, 第93回講習会教材, 日刊工業新聞社, 昭. 32, p. 37.
- 20) 富田幸雄 ; 非ニュートン流体の管内流動について, 日本機械学会論文集, 24巻, 141号, 昭. 33. 5, pp. 288-294.
- 21) Rouse, H. ; Modern Conceptions of the Mechanics of Fluid Turbulence, Trans. A. S. C. E., Vol. 111, 1946.
- 22) 岩垣雄一 ; 雨水流による地面侵食機構に関する基礎的研究(学位論文) 京都大学, 昭30. 9, pp. 1-18.
- 23) Rotta, J. ; Das in Wandnähe Gültige Geschwindigkeitsgesetz Turbulenter Strömungen, Ingenieur-Archiv, 18 Band, 1950, S277-280.
- 24) 例えば, 佐藤清一 ; 水理学, 森北出版, 昭35. 8, p. 156.
- 25) Ishihara, T., Y. Iwagaki, and I. Sueishi, ; On the Effect of Bed-Load Movement in Thin Sheet Flow, Proc. 3rd. Japan National Congress for Applied Mechanics, 1953, pp. 265-269.
- 26) 椿 東一郎 ; 二次元矩形粗度の流体抵抗について, 土木学会第10回学術講演会講演要旨, 昭29.
- 27) 足立昭平 ; 固定床河川模型水路の人工粗度に関する研究(学位論文) 京都大学, 昭36. 6 pp. 2.33-2.66.
- 28) 山岡 勲 ; 河床上の矩形粗度が水路の抵抗におよぼす効果の研究, 北海道開発局土木試験所報告, 第27号 昭. 37.

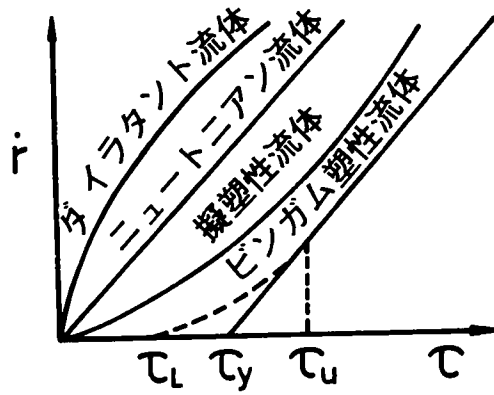


図3.2.1 非ニュートン流体の流動図

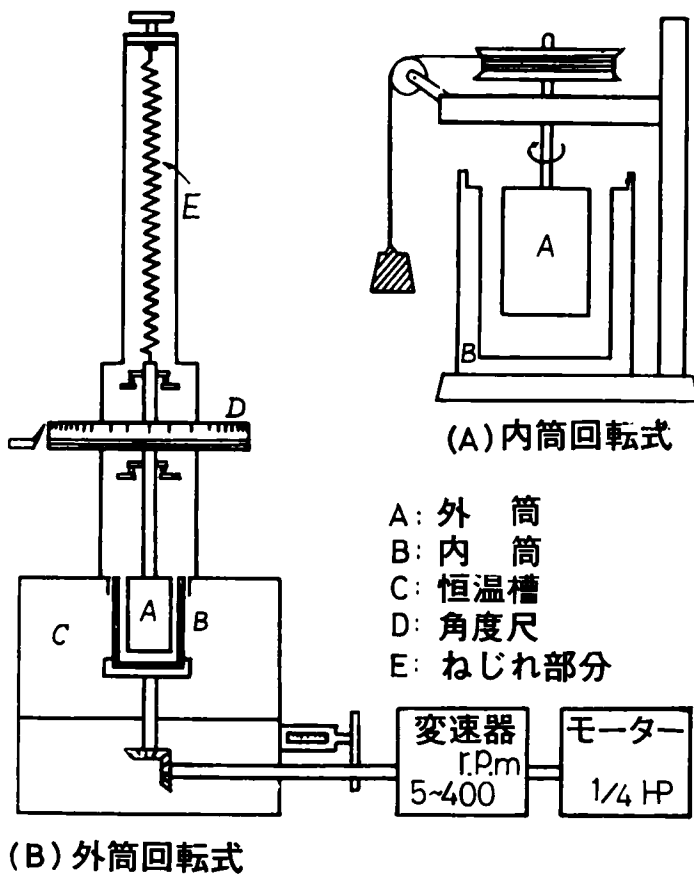


図3.2.2 実験に用いた粘度計

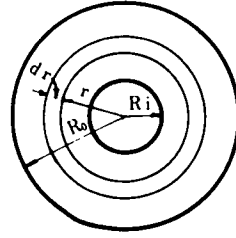


図3. 2. 3 記号

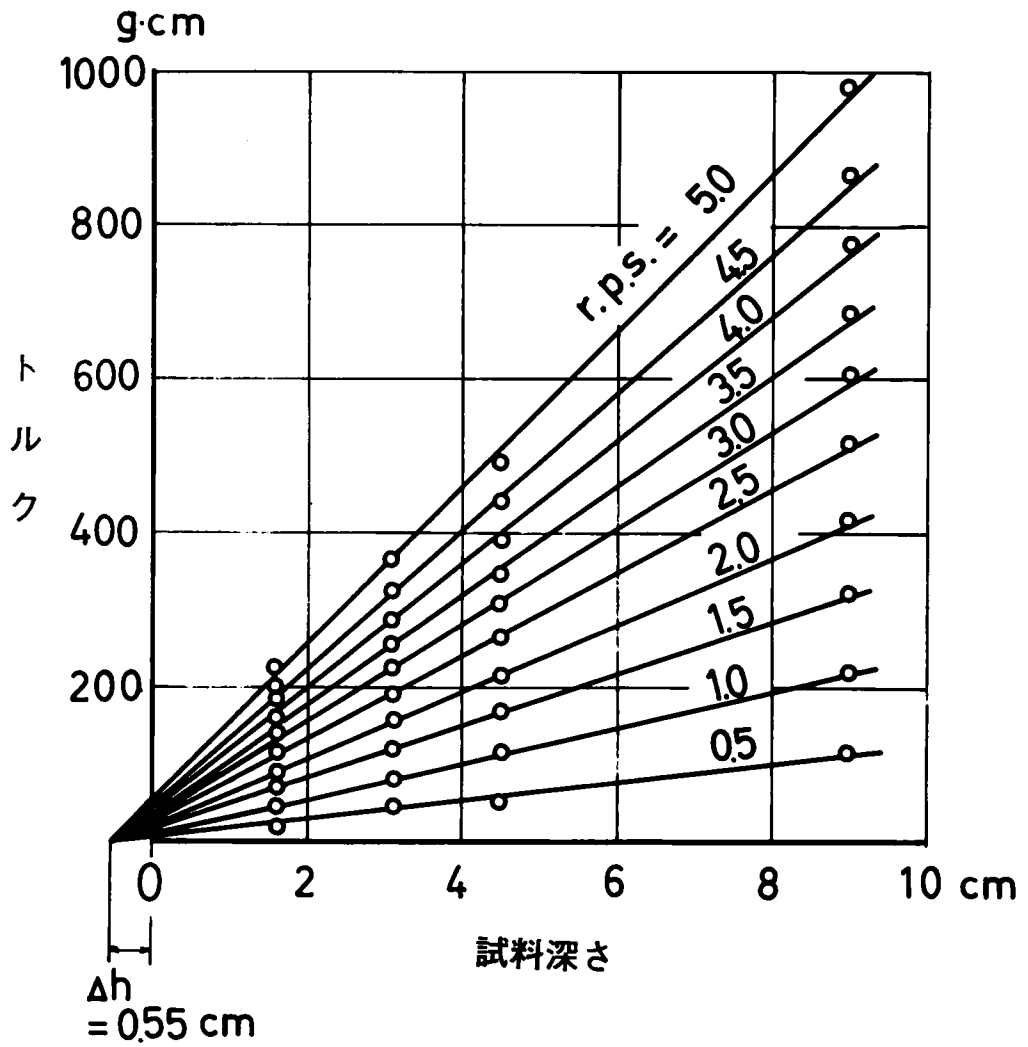


図3. 2. 4 粘度計の底部摩擦の判定法

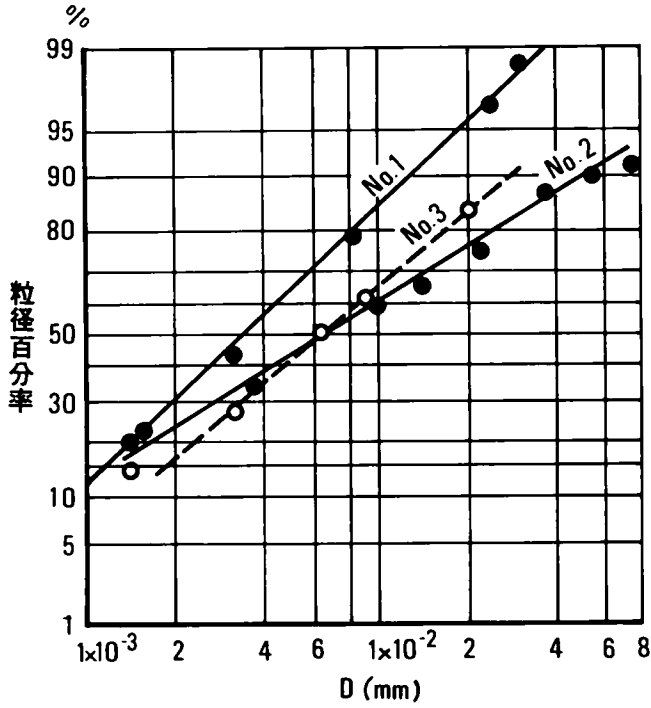


図3.2.5 実験に用いた粘度の粒径分布 (J I Sの試験法により、行ったもので、実際はフロック化していると想像される)

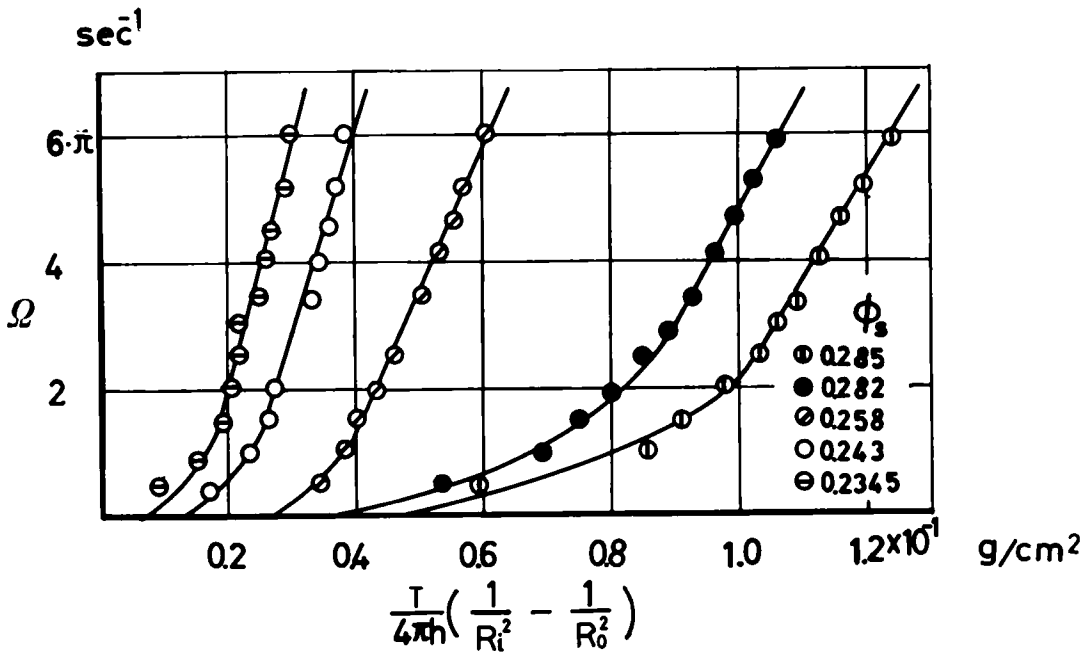


図3.2.6 共軸二重円筒型粘度計による流動図

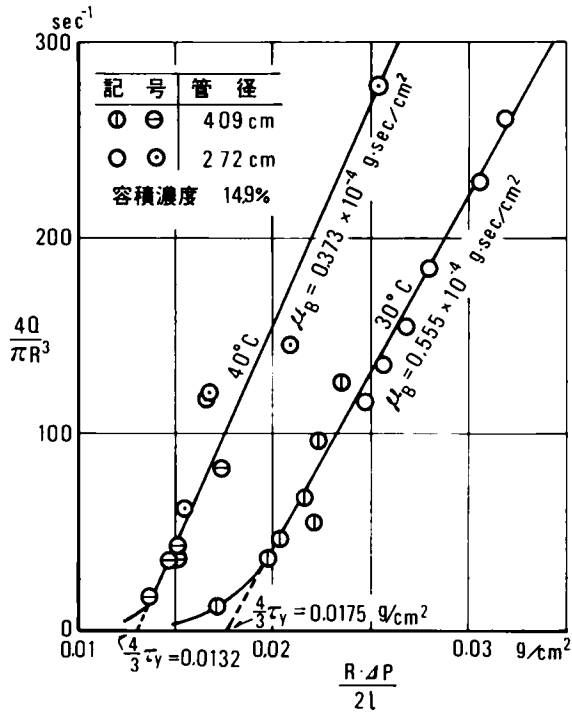


図3.2.7 細管法による流動図

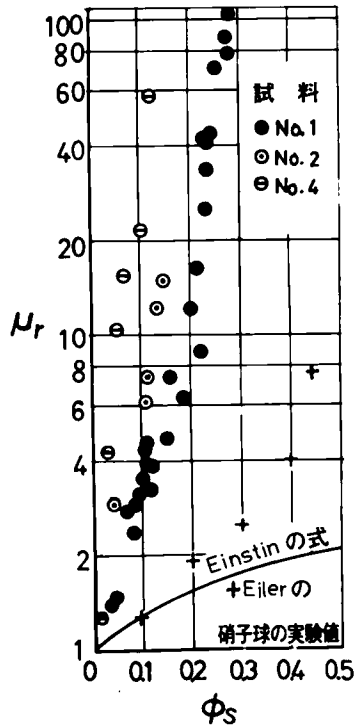


図3.2.8 容積濃度 ϕ_s と比粘度 μ_r との関係

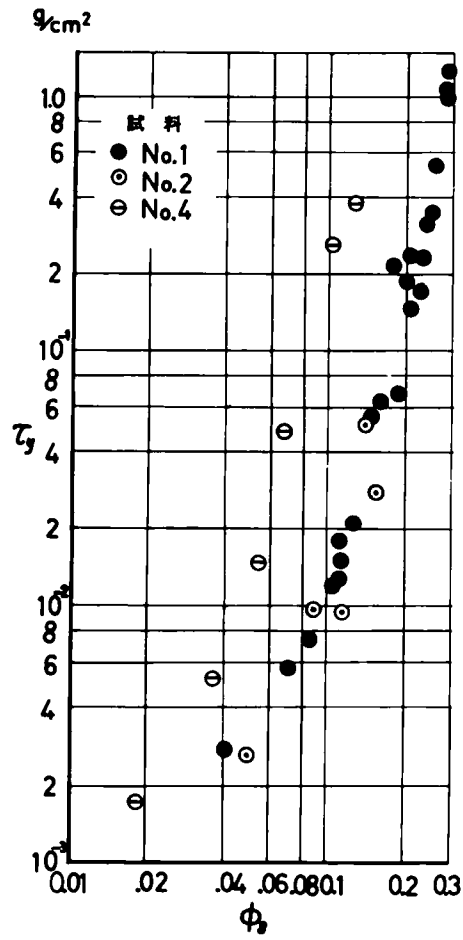


図3.2.9 容積濃度 ϕ_s とビンガム塑性隆伏値 τ_y の関係

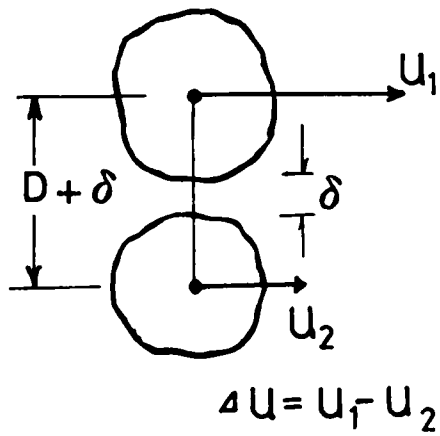


図3.2.10 流体中の粒子のモデル

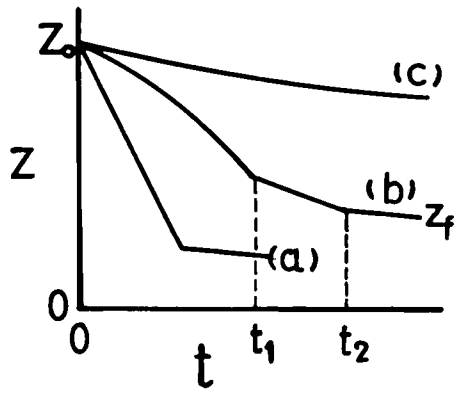


図3. 2. 11 フロック面の沈降の3態

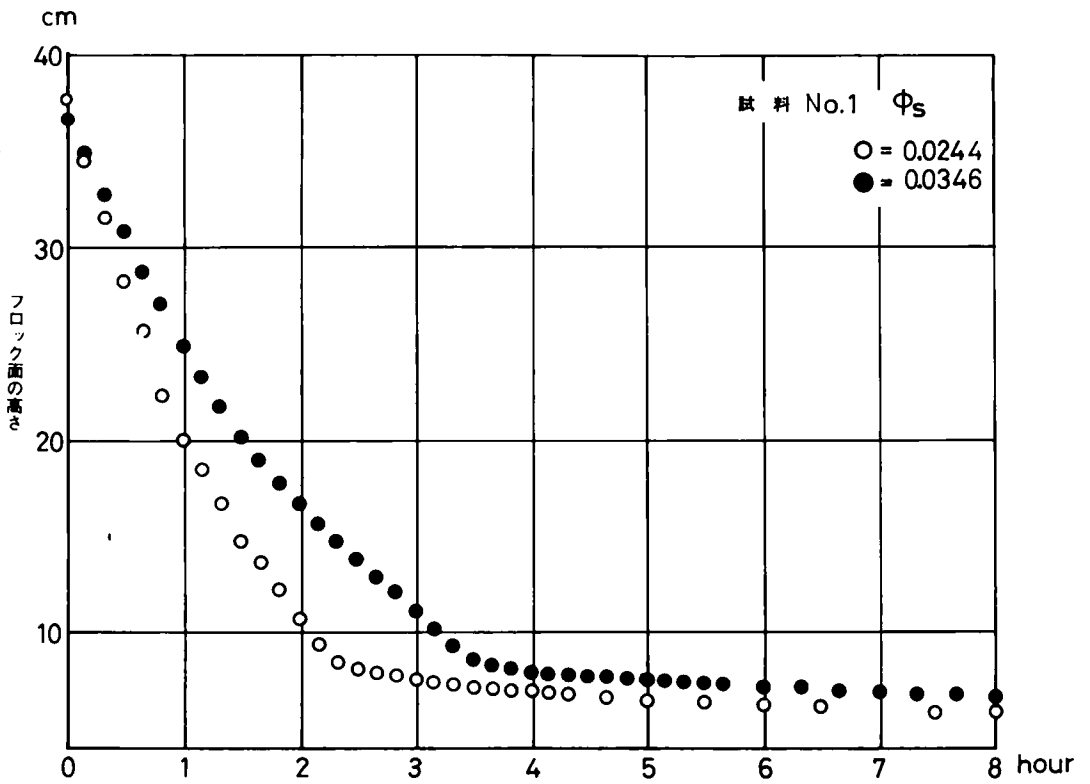


図3. 2. 12 低い濃度におけるフロック面の沈降状況

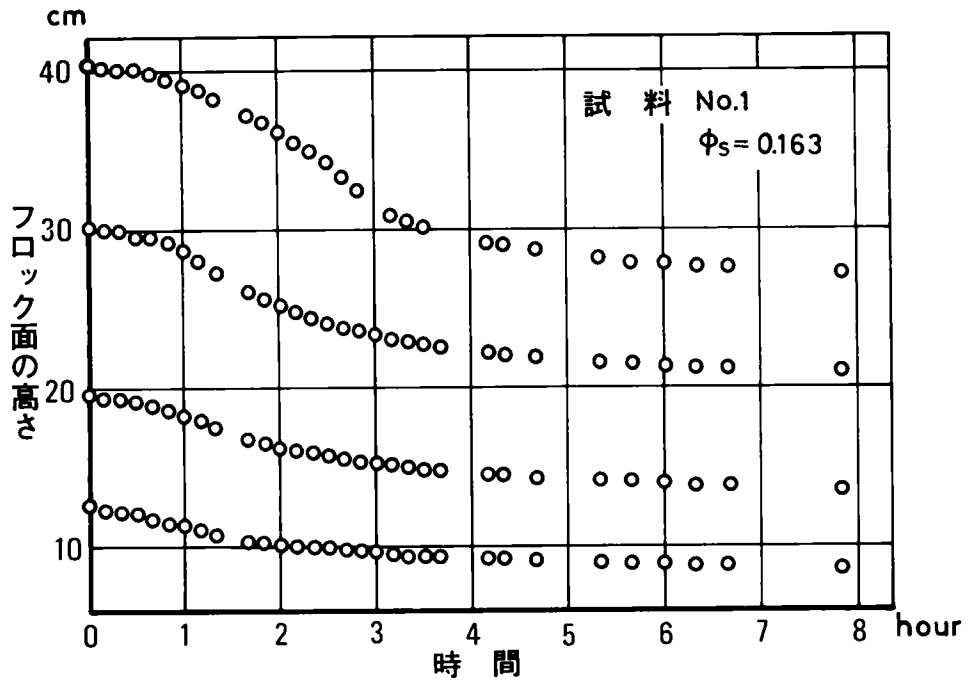


図3. 2. 13 土の濃度 ϕ_s が $0.024 < \phi_s < 0.25$ の領域におけるフロック面の沈降状況

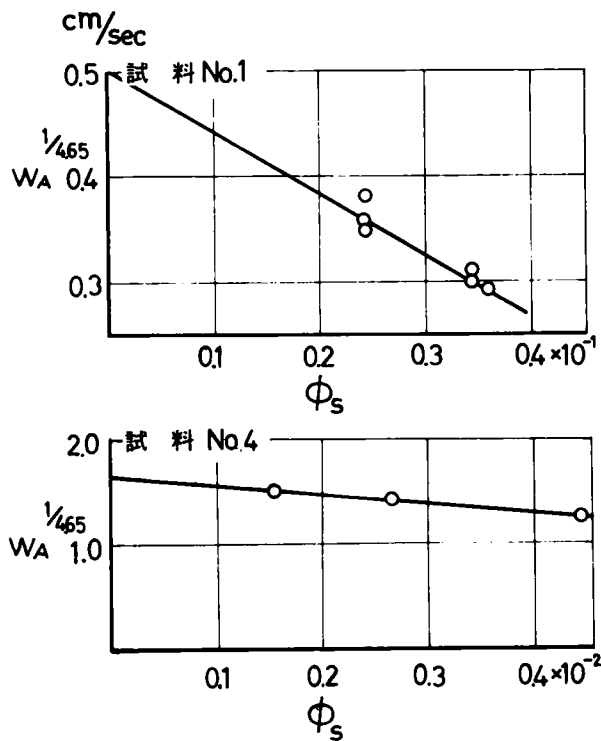


図3. 2. 14 フロックの集団の沈降速度と濃度の関係

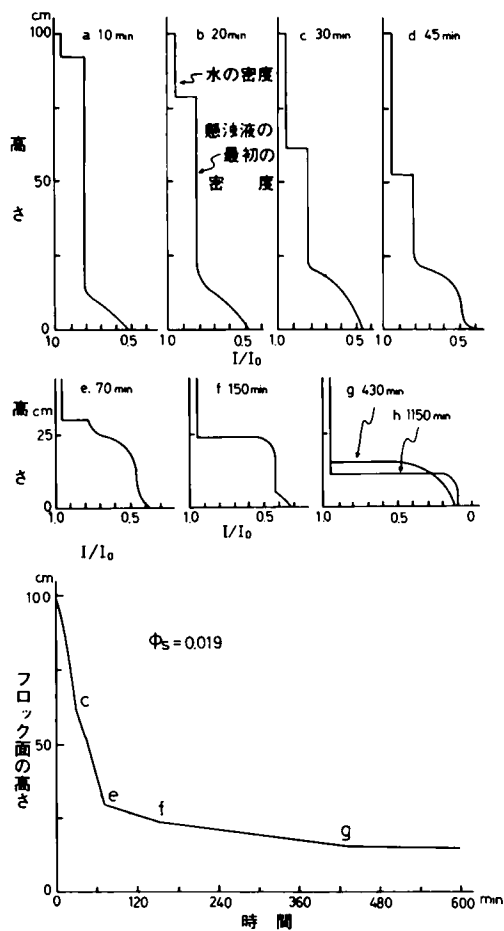


図3.2.15

懸濁液中の密度分布とフロック面との関係
 (A. M. Gaudin および M. C. Fuerstenau
 による) $I / I_0 = [\text{透過した放射線の強さ}] /$
 [最初の放射線の強さ]

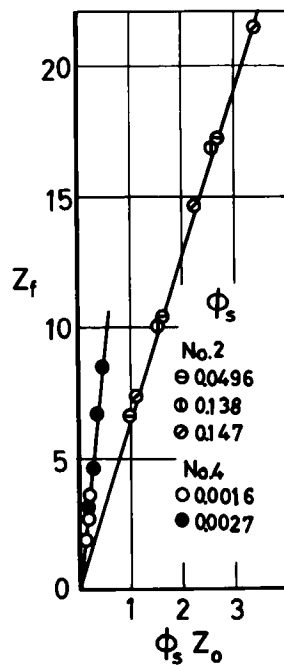
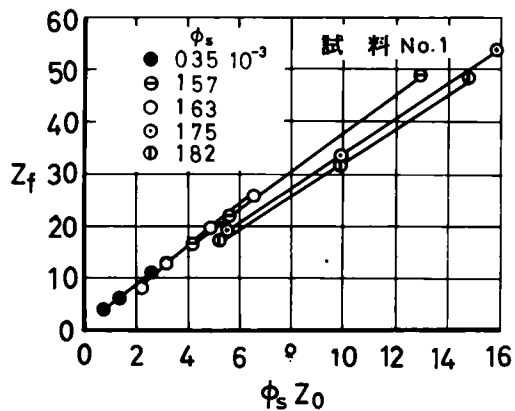


図3.2.16 フロックの最終沈降高さ Z_s と濃度の関係

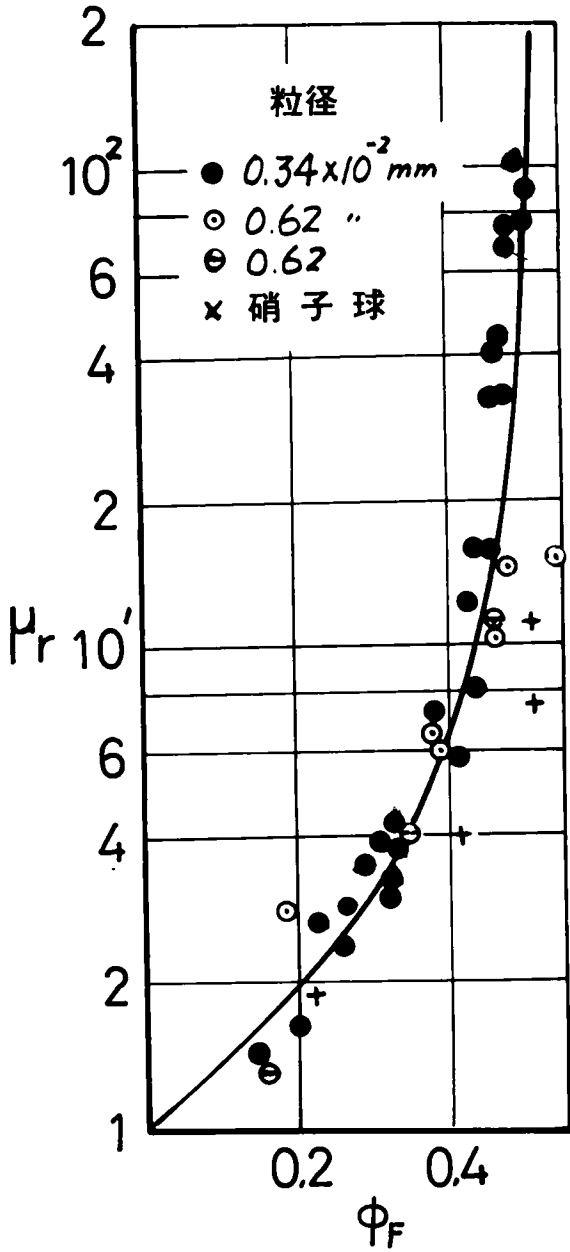


図3.2.17

フロク濃度 ϕ_F を用いて整理した粘度

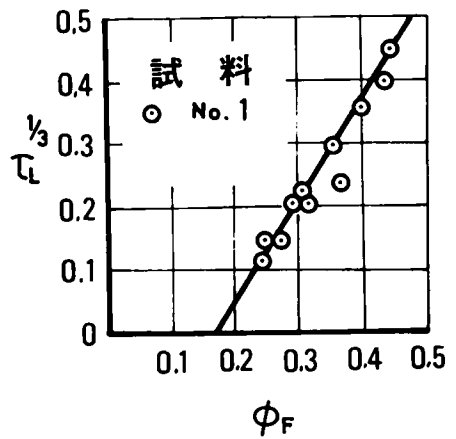


図3.2.18

フロク濃度 ϕ_F と下限降伏値 τ_L との関係

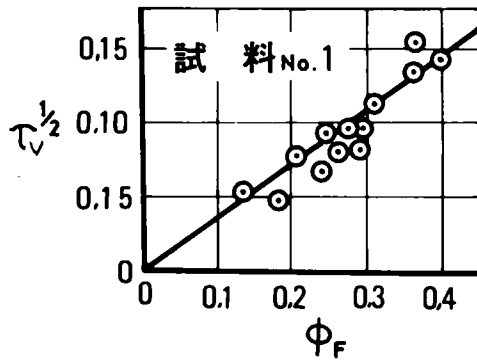


図3.2.19 フロックの結合力 τ_v とフロック濃度 ϕ_F の関係

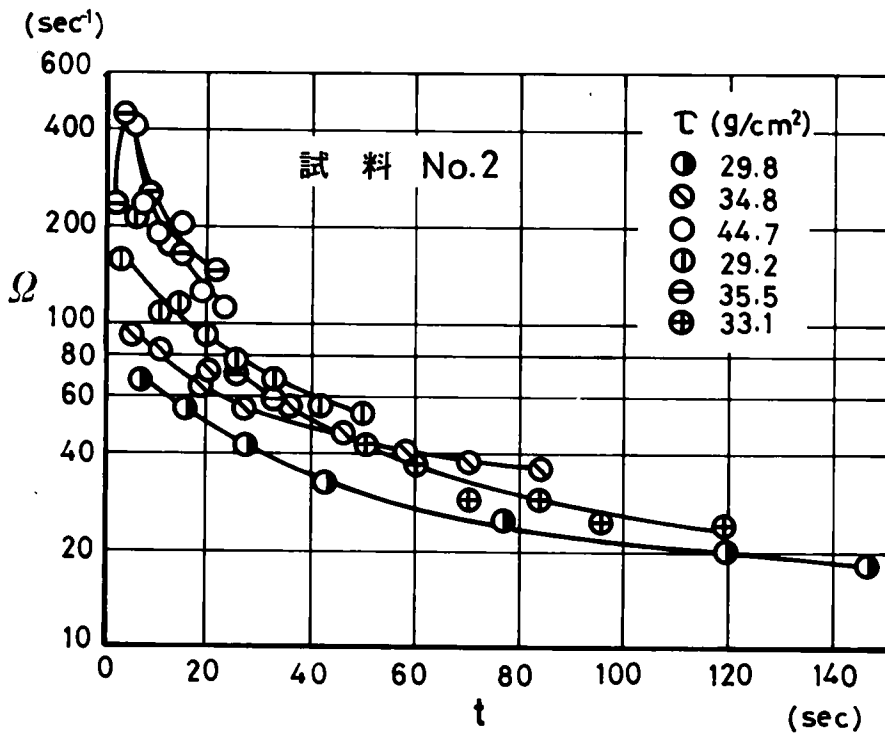


図3.2.20 一定応力下におけるひずみ速度の変化

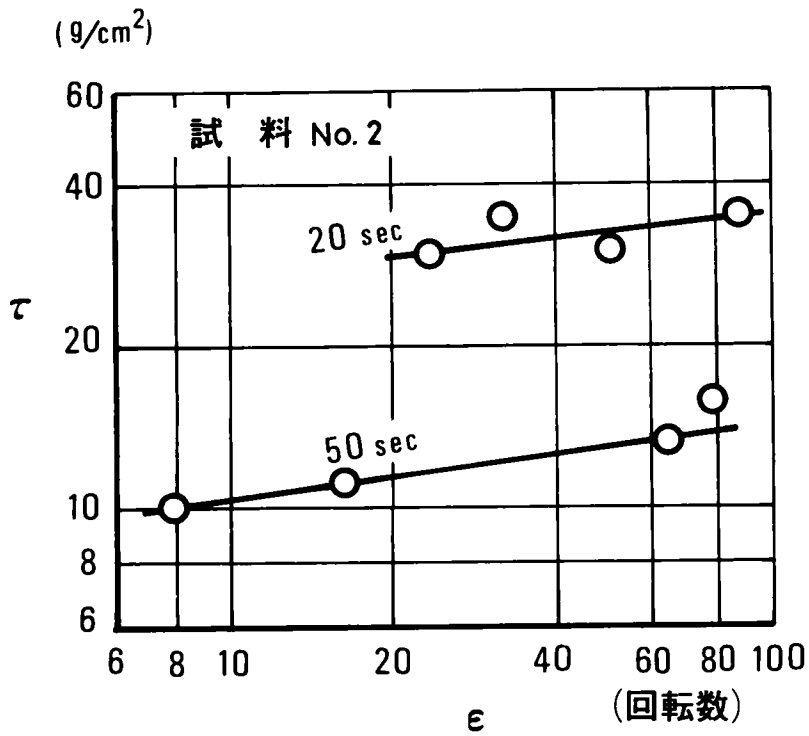


図3. 2. 21 τとεの関係

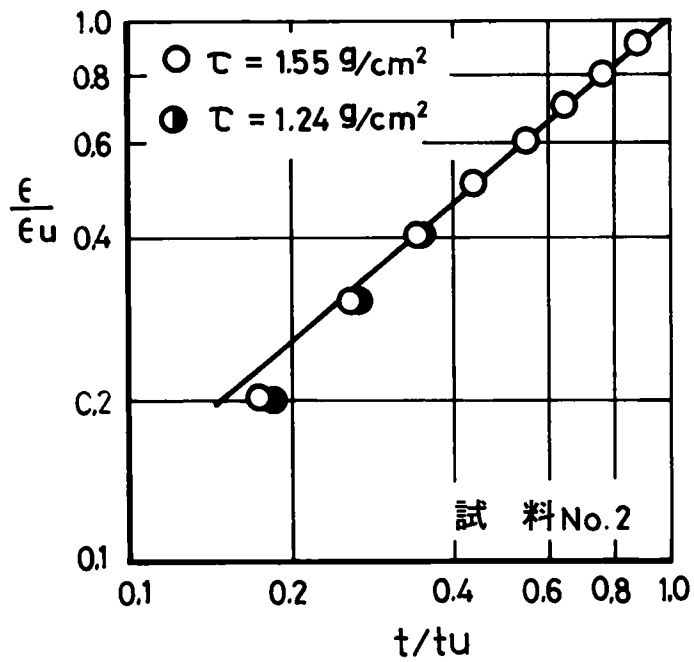


図3. 2. 22 ϵ/ϵ_u と τ/τ_μ の関係

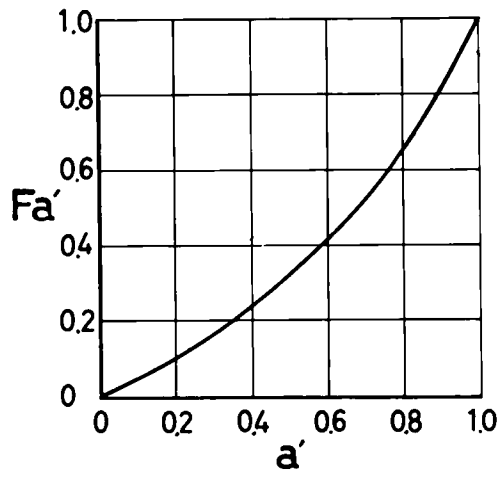


図3.3.1 平均流速のエネルギー補正係数

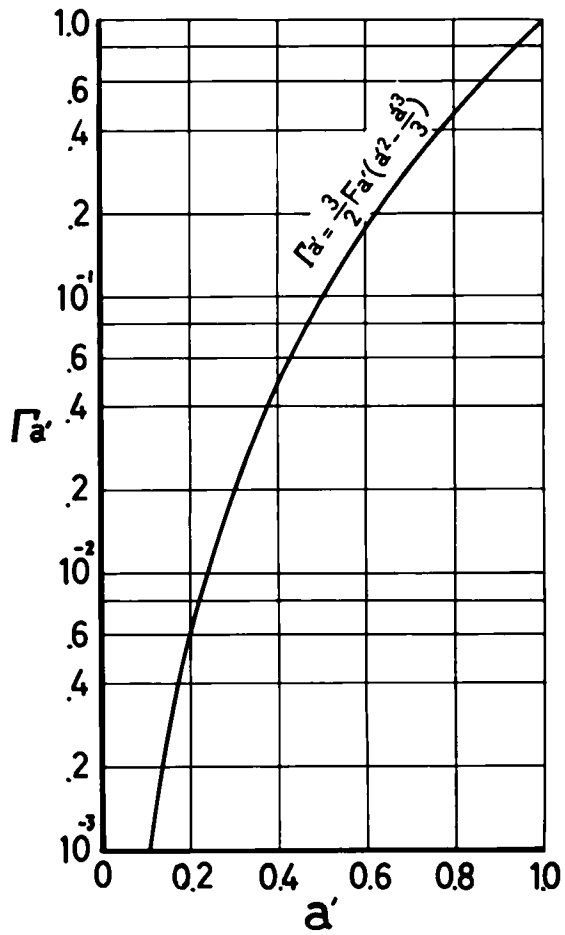


図3.3.2 Reynolds 数の補正係数 $\Gamma_{a'}$ と a' の関係

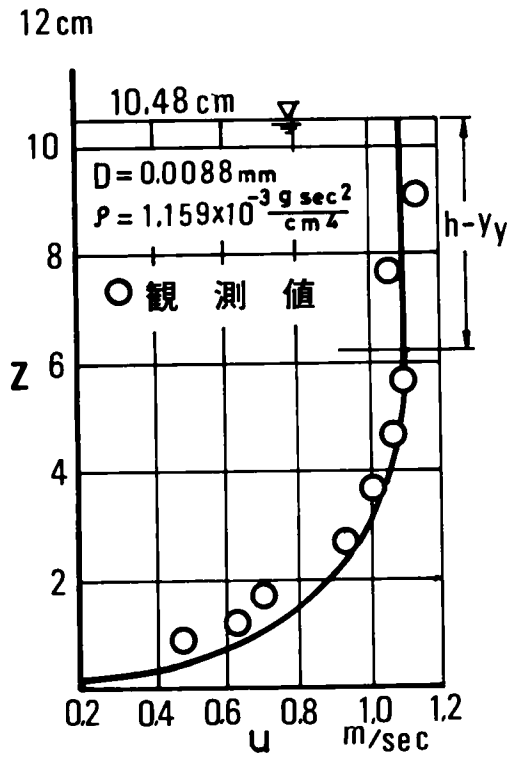


図3.3.3 開水路における泥流の流速分布の1例

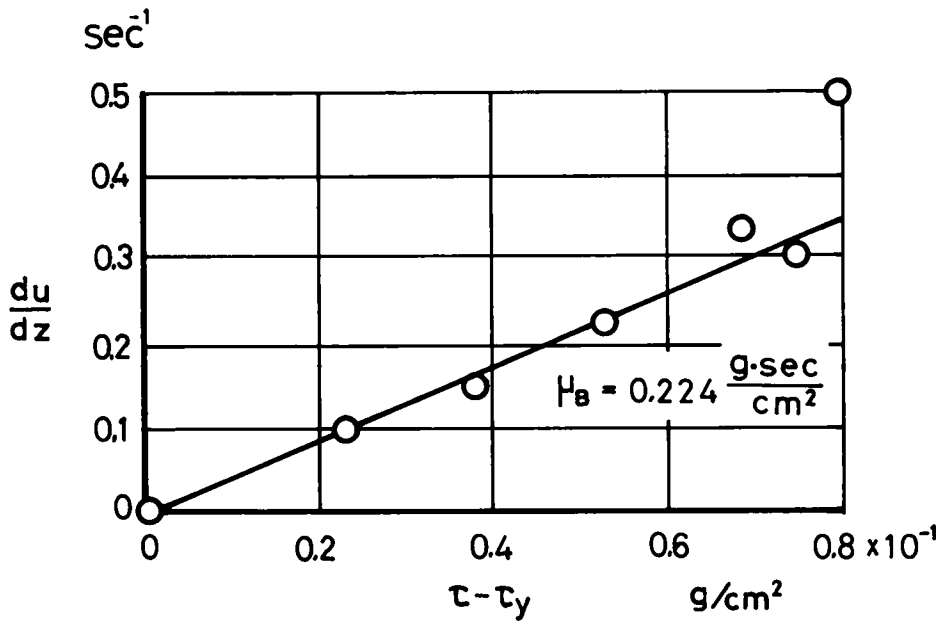


図3.3.4 $\frac{du}{dz}$ と $\tau - \tau_y$ の関係 (図3.3.3の例による)

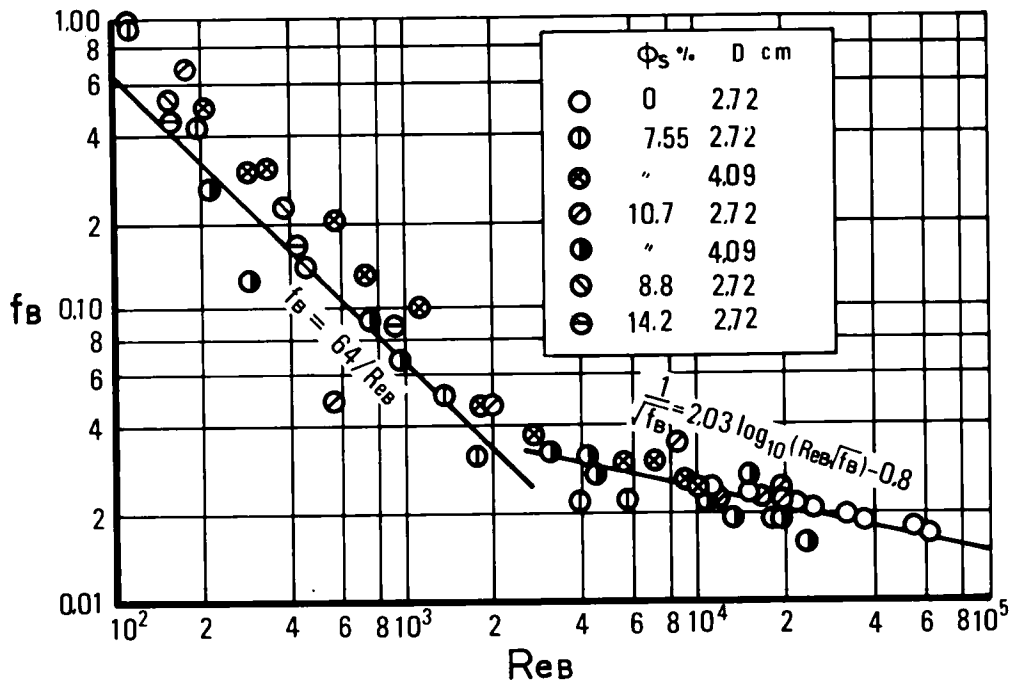


図3.3.5 ビンガム塑性流体の抵抗係数 f_B と Re_B の関係 (管路)

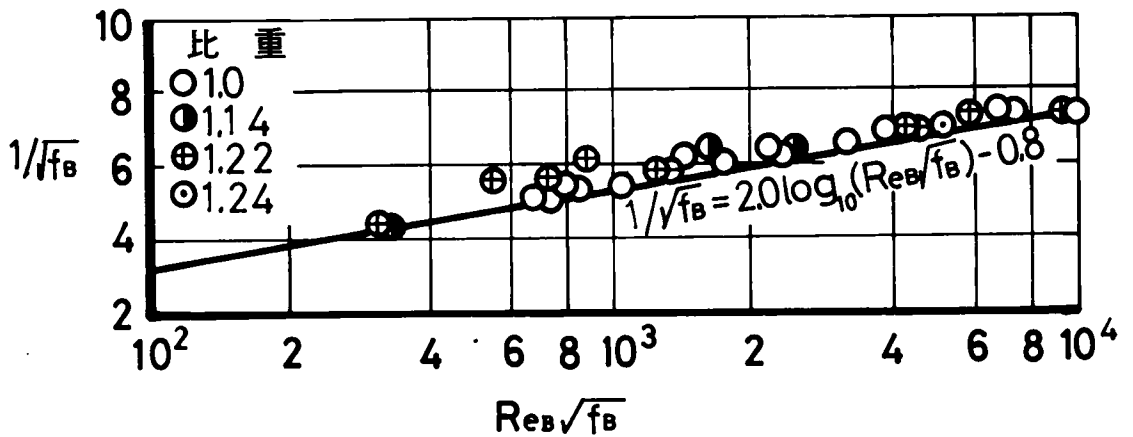


図3.3.6 抵抗係数 $1/\sqrt{f_B}$ と $Re_B \sqrt{f_B}$ の関係

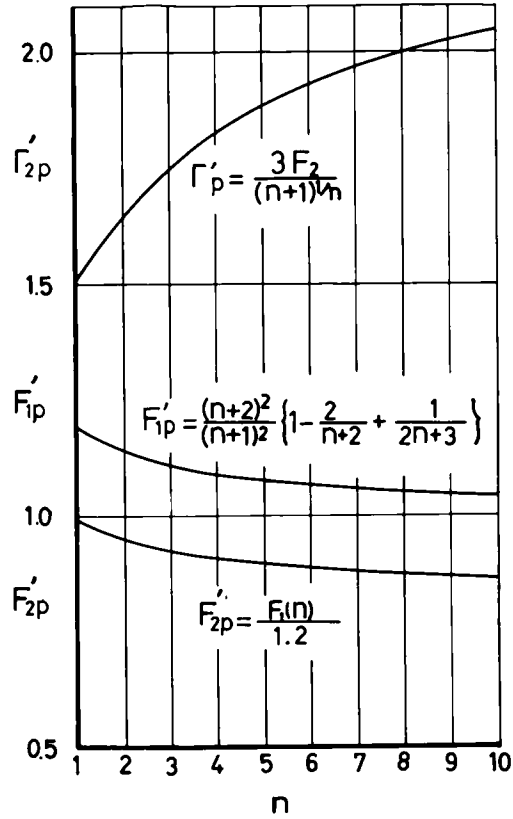


図3.3.7 構造指数 n と流速の補正係数 F_p , Reynolds数の補正係数 Γ_p の関係

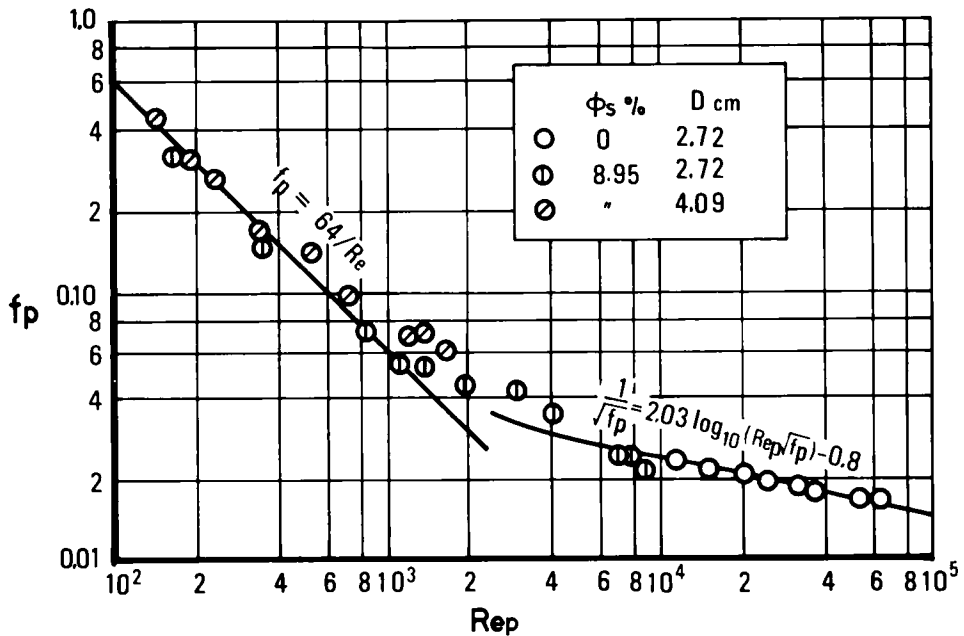


図3.3.8 擬塑性流体の抵抗係数 f_p とReynolds数 Re_p の関係

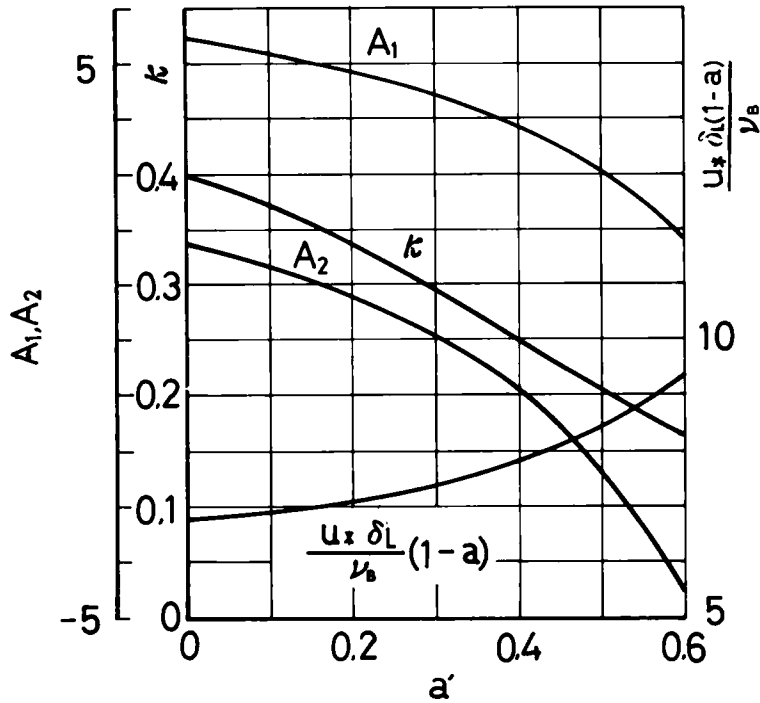


図3. 3. 9 a' と K, A_1, A_2 および $\frac{u_x \delta_L (1-a)}{\nu_B}$ との関係

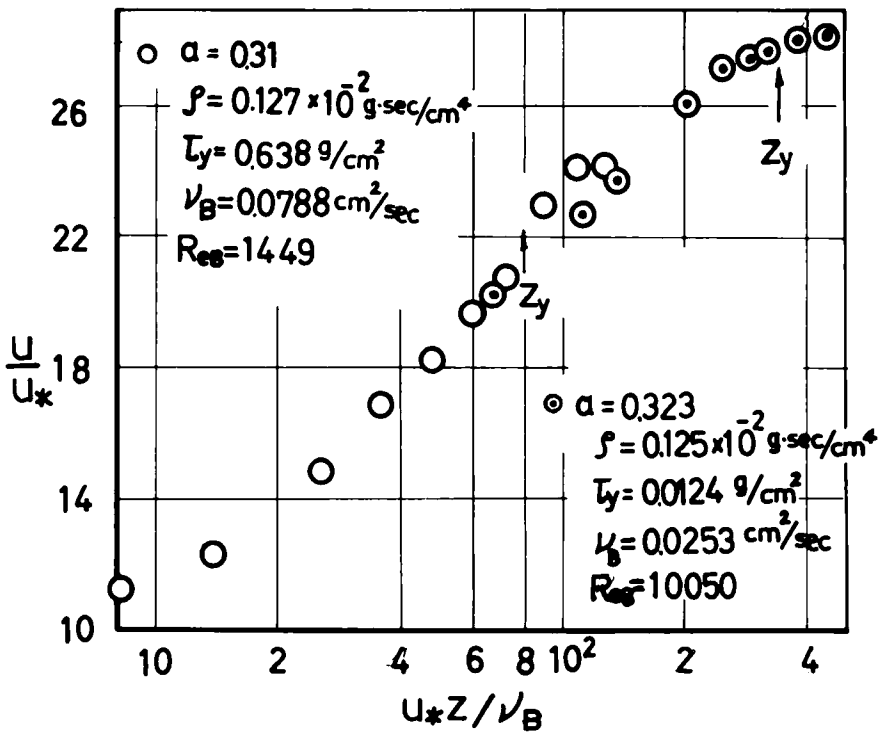


図3. 3. 10 ビンガム塑性流体の流速分布 (管内)

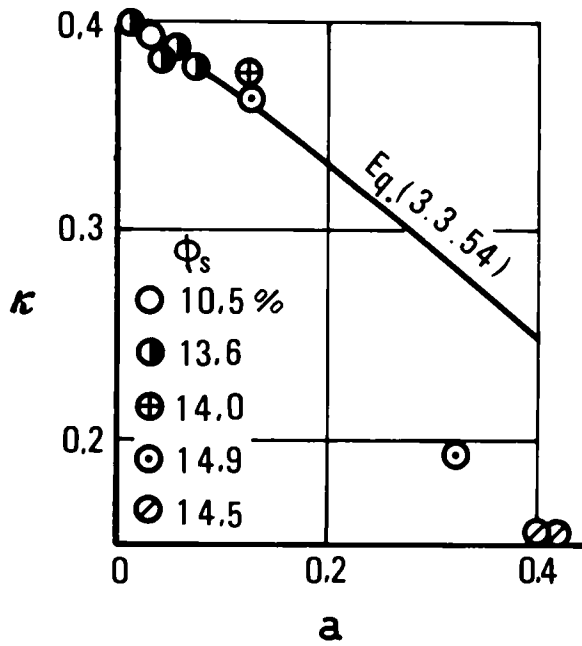


図3.3.11 (3.3.54) 式と実験の比較

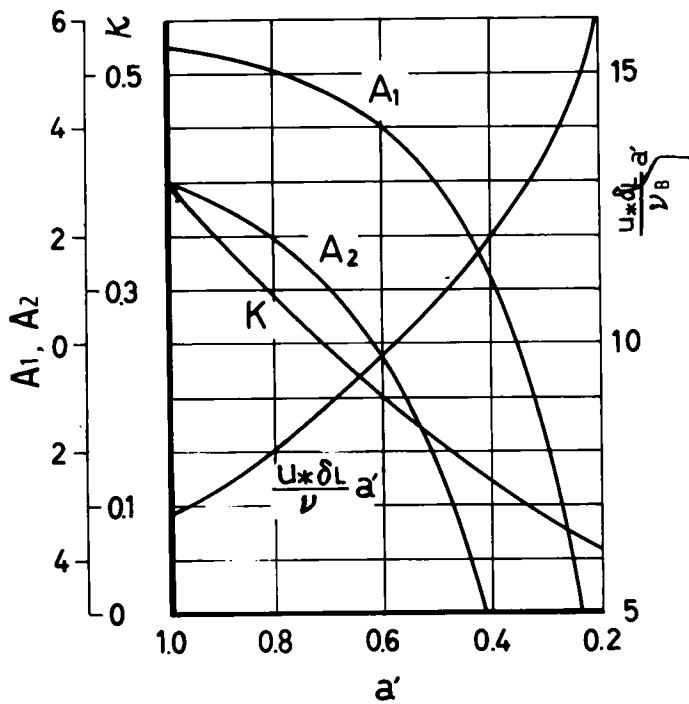


図3.3.12 a' と開水路における A_1, A_2, K および $\frac{u_* \delta_L a'}{\nu_B}$ の関係

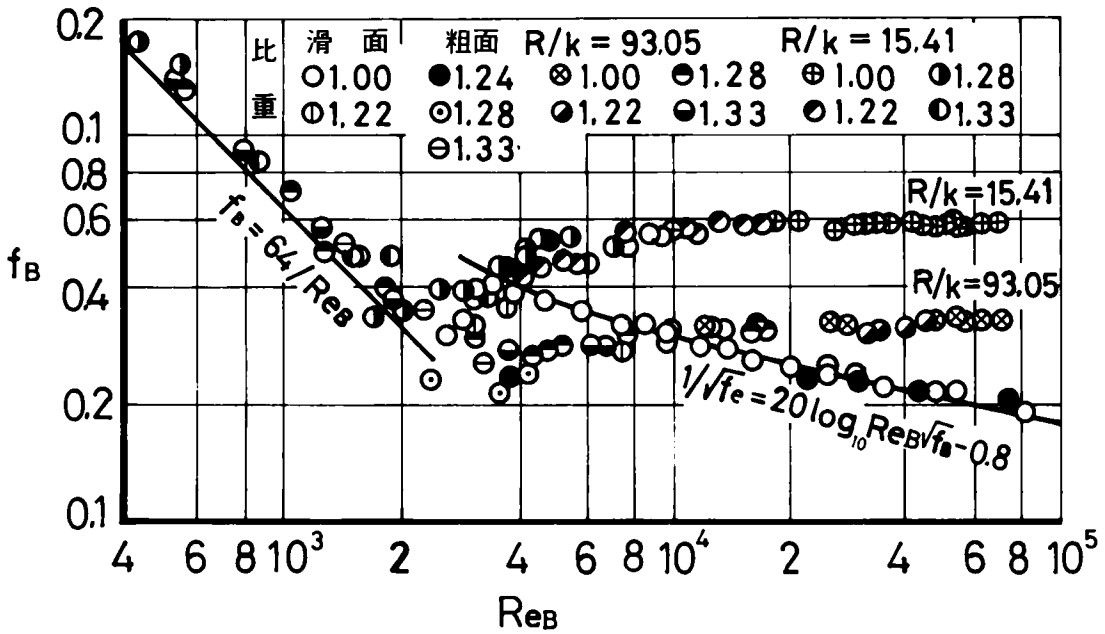


図3. 3. 13 粗面管における抵抗係数 f_B と Re_B

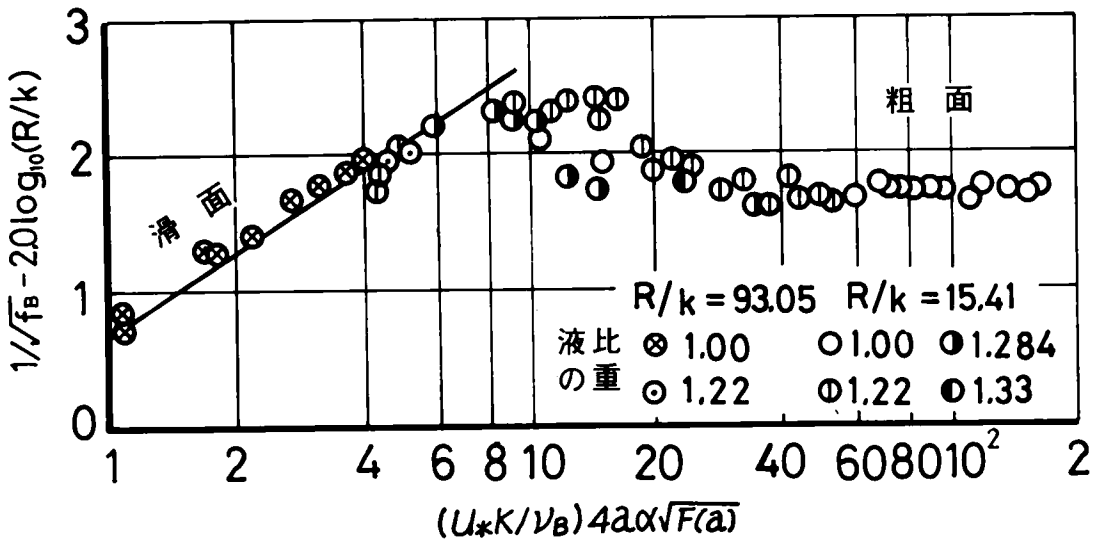


図3. 3. 14 ビンガム塑性流体における $1/\sqrt{f_B} - 2.0 \log_{10}(R/k)$ と $(u_*k/\nu_B) 4a \alpha \sqrt{F/a}$ の関係

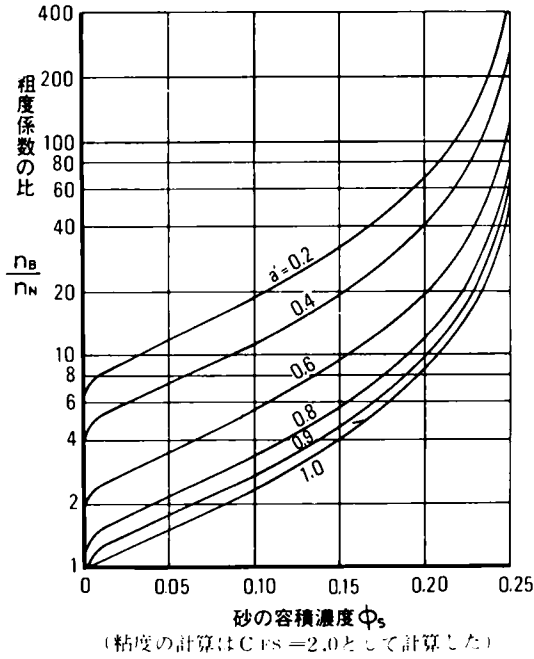


図3.3.15 水深とこう配がそれぞれ等しいときの泥流と清澄な流れの粗度係数の比

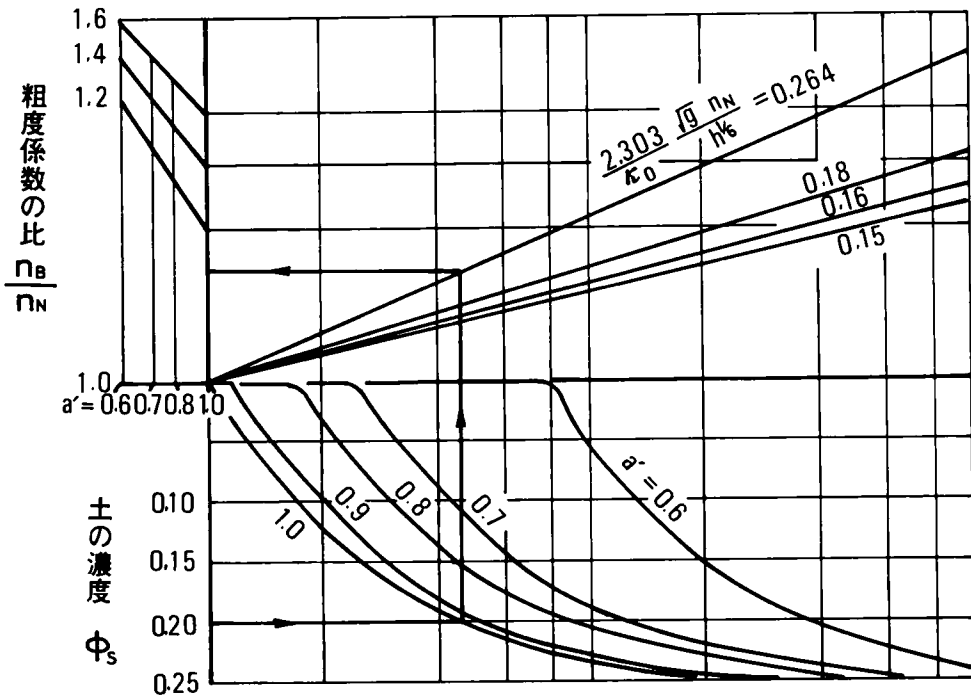


図3.3.16 水深とこう配がそれぞれ等しいとき、泥流と清澄な流れの粗度係数の比 (滑面乱流)

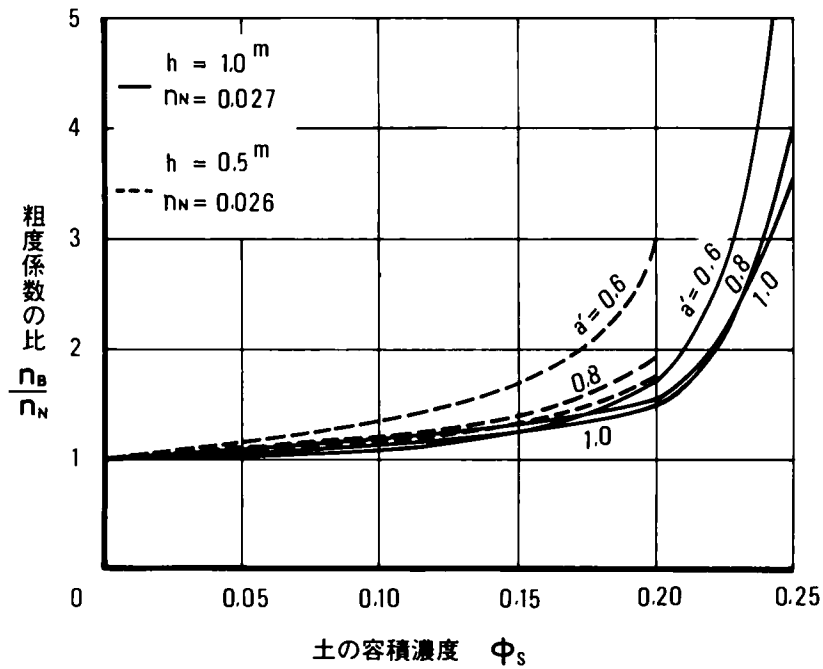


図3.3.17 滑面乱流の場合のマニングの粗度係数の比

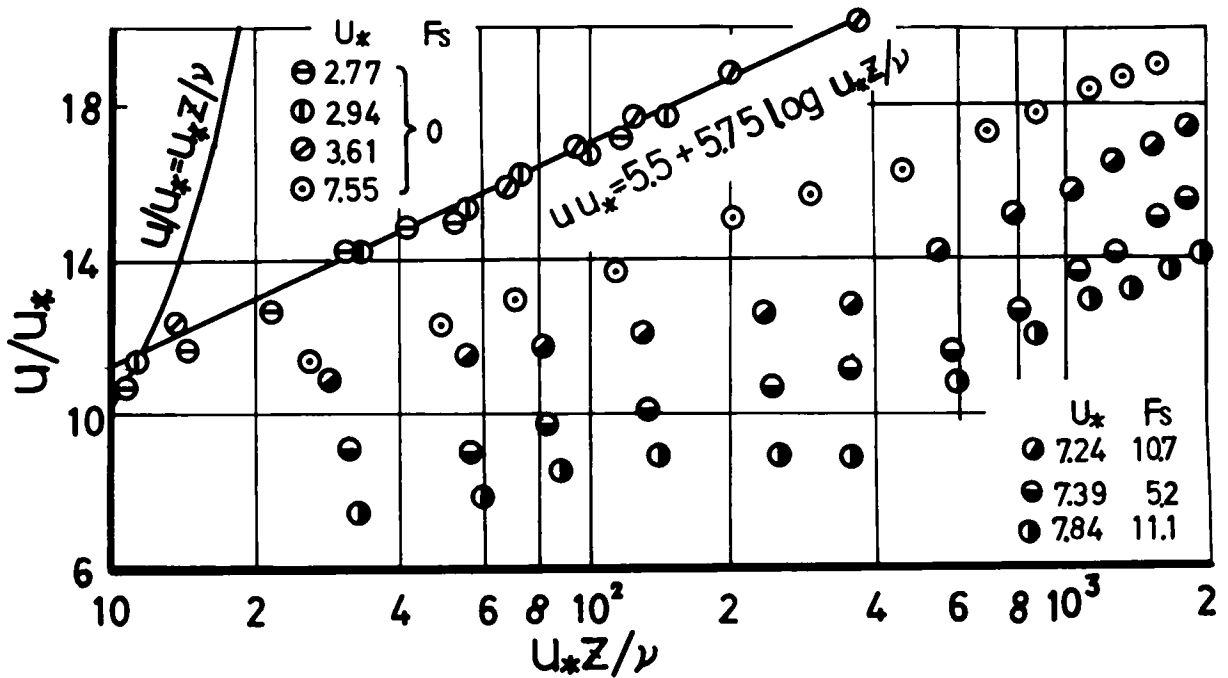


図3.3.18 慣用の座標で表わした砂れきをともなう流れの流速の分布

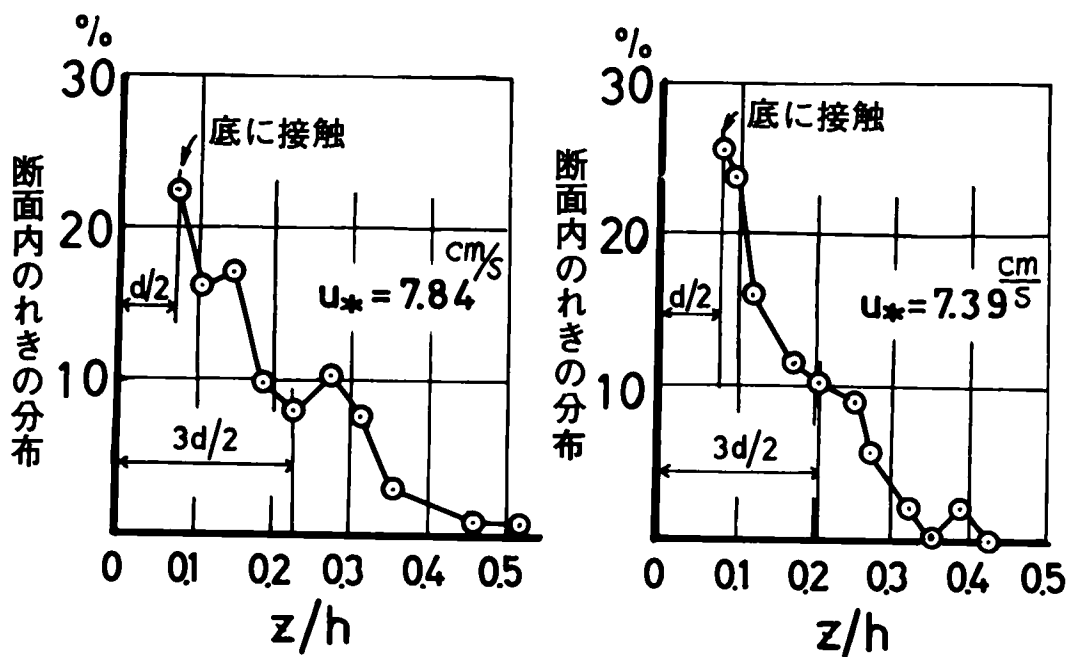


図3. 3. 19 砂れきの跳躍高さの分布

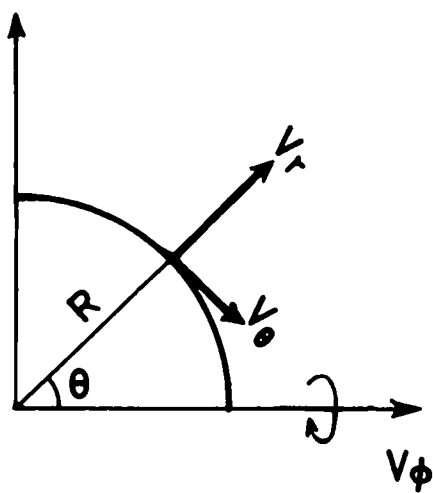


図3. 3. 20 座標

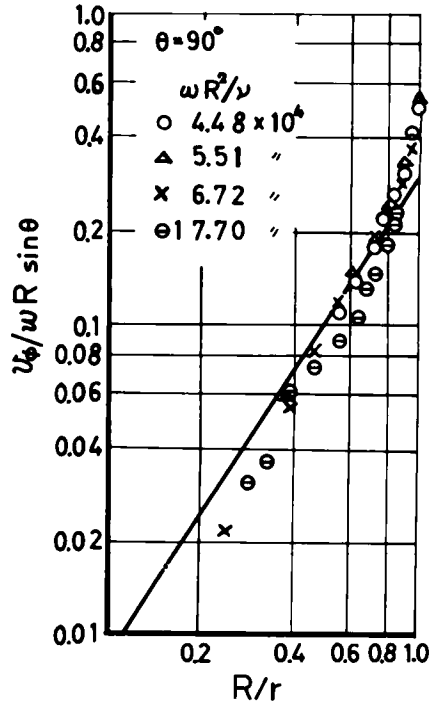


図3. 3. 21 球の回転にともなう球のまわりの流れ

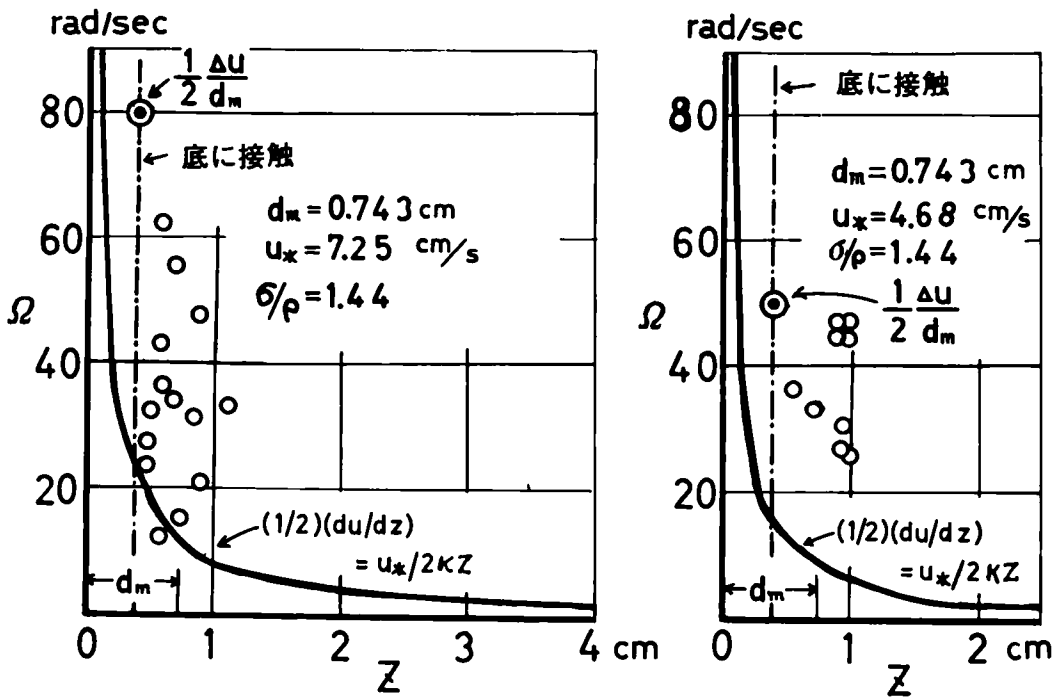


図3. 3. 22 滑面上を転動する砂れきの角速度

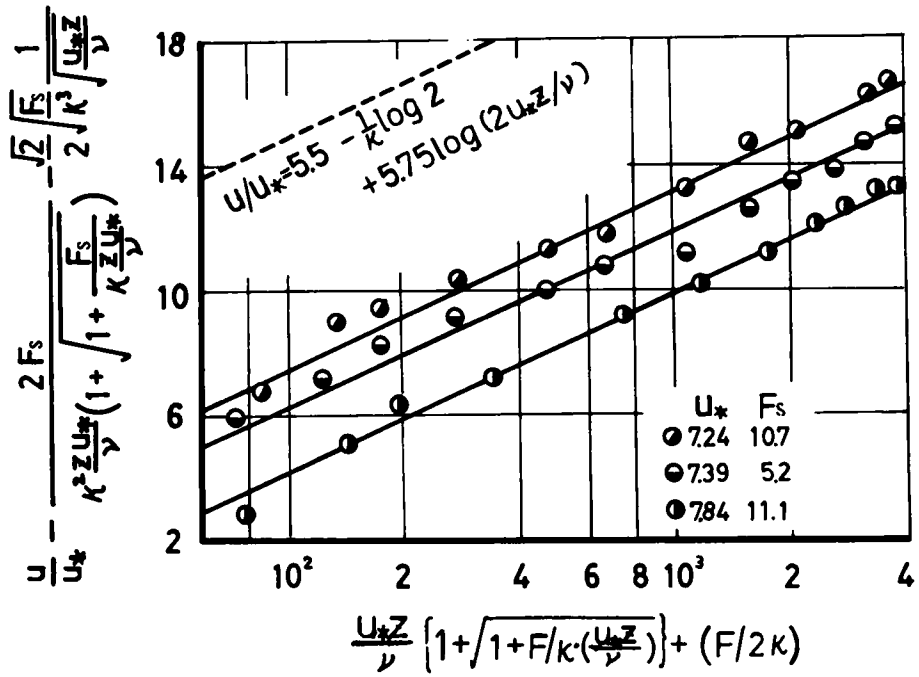


図3. 3. 23 砂れきの回転を考慮したときの座標で表わした流速分布

第 4 章 土石流による輸送と堆積に関する研究

第 1 節 概 説

土石流による輸送と堆積は、この流れの特徴が現われるので、その機構の解明は重要である。れきの輸送については、土石流が大きい力をもつことがよく知られているので、その増大に寄与する要素と、その増加量を明らかにすることが必要である。

土石流によるれきの輸送形態に 2 つのものが考えられる。一つは崩壊あるいは地スベリに引続いて、土塊として流動しているもので、流動現象として取り扱われ、れきの存在は流れの物理常数の変化として処理される。この場合の輸送量は、流れの中の土砂の含有量から求められる。他の一つは、泥流の掃流現象とみなせるものである。第 1 章で示したように、土石流に含まれる土砂の粒度は、シルトまたは砂と呼ばれる領域のもので、土石流という名前から想定されるものより、かなり小さいのが普通である。この流れに付随して生ずるれきの移動は、土砂を含む流れの掃流とみることができる。したがって、この場合の輸送量は、流れ自身に含まれる土砂量と掃流されたものの和である。

流れの中に含まれる土砂量と流れの関係は、3 章から求められる。一方、土砂を多量に含む流れの掃流砂量については、従来の研究は、流体の比重の増加によってれきの浮力の増加にふれている程度¹⁾で、あまり深く考察されていない。土砂とくに粘土が、多量に流体中に含まれると、境界面付近の流速およびれきの受ける抵抗が変化し、掃流砂量に影響を与えたと考えられる。

ここでは、泥流の掃流力におよぼす効果として、まず河床に働らくせん断力にふれ、水深とこう配が等しい条件で泥流と清澄な流れのせん断力を比較して、せん断力が粘土の濃度によって変化する割合を示す。

つぎに境界面付近の流速およびれきの抗力係数の変化を、泥流中におかれたれきの限界掃流力に応用し、清澄な流れにおけるれきの移動限界を規定する無次元量に、泥流の塑性的性質を加えて実験値を整理し、清澄な流れに対して泥流中ではどの程度限界掃流力が小さくなるかを明らかにするつもりである。この結果を、第 1 章で述べた昭和 43 年の足洗谷の土石流に適用し、れきの移動の説明の一助とした。

土石流によるれきの移動について、つぎにふれなければならないのは土石流に伴う巨れきの移動である。これは流れが土砂を含む程度では不十分である。第1章でふれたように、土石流ではその先端が段波状に盛り、そこでれきの移動が甚だしいという観察²⁾がある。このような流れの不連続面では、流れの中に完全に没した場合よりも大きい力を受けると考えられる。そこで、このような流れの不連続面にれきがおかれたときの移動限界について考察を行なう。

つぎに、泥流が掃流砂量におよぼす影響をとりあげる。掃流に関する物理量は多種で、清澄な流れにおいても力学的に明確でない。したがって、泥流の場合に關係する物理量がどの程度変化するかを明らかにすることは現在では困難で、この研究が今までにとってきた、清澄な流れにおいて確立された關係に泥流の塑性的性質を加えて拡張するという方法が適用できない。ここでは、実験によって、泥流の掃流現象が、砂れきの移動厚さと移動速度のどちらに影響するかを調べるつもりである。

第3節では、土石流の堆積を取り扱う。土石流の堆積には種々のものがあって、その両極端に、土砂の集合体が流動性を失なって堆積した土石の堆積と水流であるい分けられたれきの堆積とがある。前者は第2章でのべた構成物質の空隙率によって、後者は流れの限界掃流力によって規定される現象である。これらについては、第2節で考察するので、ここでは土石流をせきのような工作物によって制御する立場からその挙動を取り扱う。

土石流を制御する方法としては、つぎの2つが考えられる。

1. 発生の恐れのある溪流に適当な工作物を設けて、土石流を原野に導き、そこに分散、堆積させる。
2. 砂防ダムのようなせきによってせき止める。

第1の方法は、適当地形のところでは有効で、防止の効果も大きい。しかし、地形的にこの方法を取り得るところは限られる。第2の方法は、規模は限られるが、効果は確実である。したがって一般に第2の方法がとられている。

せきによるせき止め能力は、砂防ダムが空虚のときは大きいですが、土石流の発生するような地域では、半年流砂量が大いいため、砂防ダムは数年またずに満砂し、ダムの貯砂能力に期待することはできないので、一般にダムによる貯砂能力は、満砂後のいわゆる調節能力にたよらざるを得ない。

土石流の流動は、清澄な流れが掃流で運んだ土砂の堆積こうより一般に急なこう配が必要である。したがって、土石流の流動後には初期の溪床こう配と土石流の流動こう配の差だけ土砂が残留する。土石流が発生したとき、これをできるだけ溪流にとどめて本川への流出を防ぐためには、床固めをいくつか作って、これらの床固めの背後に一時的に貯留される土砂量の流下が予想される量を上廻

るようにすればよい。

さて、この床固めによる土石流のせき止め量を知るためには、土石流の流動形から、初期の溪床の形状を差引けばよい。そこで初期の溪床のこう配を、流れが定常と考えられる場合と、流路が長くなって流域面積が増し、流量が下流に行くにしたがって増加する場合について求めることにする。

つぎにこの上を流下する土石流として、れきと流れが必ずしも一体化していないものの流動こう配は上述の場合と同様に処理できるのでこれを省略し、土砂と流れが一体化した場合、とくに流れの性質を支配する粘土を多量に含んだ流れをとりあげ、実験結果をもとに、その流動こう配について考察する。

第 2 節 粘土を含む流体による輸送に関する研究

2-1 粘土を含む流体の掃流力

土砂を多量に含む流体の底面せん断応力は、泥流の平均密度を ρ_s 、重力の加速度を g 、水深を h 、エネルギーこう配を I_e とすると、二次元のとき、

$$\tau_0 = \rho_s g h I_e \quad (4.2.1)$$

で、表わされる。水の密度を ρ_0 、土砂の密度を σ 、土砂の容積濃度を ϕ_s とすると、泥流の平均密度 ρ_s は、

$$\rho_s = \rho_0 \{ 1 + \{ (\sigma - \rho_0) / \rho_0 \} \phi_s \} \quad (4.2.2)$$

である。

さて、泥流が滑溜な流れと比較して、底面せん断応力がどれほど違うか比較検討を行なう。土砂を混入すると、流量が一定の場合でも摩擦こう配ひいては水深が変わるので、両者を同じ条件で比較するためには、(4.2.1)式に代って、流速で表わした底面せん断応力、

$$\tau_0 = (1/2) \cdot f \cdot \rho u_m^2 \quad (4.2.3)$$

を用いる必要がある。

流れが層流のとき、滑溜な流れに対して添字 N をつけてあらわすと、抵抗係数および Reynolds 数はそれぞれつぎのようである。

$$f'_N = 6/R_{eN}, \quad R_{eN} = (u_{mN} h_N / \nu_0)$$

泥流については、ビンガム塑性流体として(3.3.16)式より添字 B をつけて

$$f_B = 6/R_{eB}, R_{eB} = (u_{mB} h_B / \nu_B) \cdot \{ F a' 3\beta (1-a') \}$$

であるからこの式を(4.2.3)式と等置すると,

$$\frac{\tau_{0B}}{\tau_{0N}} = \frac{\nu_B \rho_s u_{mN} h_N}{\nu_0 \rho_0 u_{mB} h_B \cdot \{ F a' 3\beta (1-a') \}} \quad (4.2.4)$$

となる, $h_N = h_B$, $u_{mN} = u_{mB}$ とすると,

$$\frac{\tau_{0B}}{\tau_{0N}} = \frac{\mu_B}{\mu_0} \frac{1}{\{ F a' 3\beta (1-a') \}} \quad (4.2.5)$$

となる。第3章2-3でのべたように μ_B / μ_0 は粘土粒子の形成するフロックの容積濃度 ϕ_F の関数で, $\phi_F < 1/C_{AF}$ の範囲では(3.2.41)式より,

$$\mu_B / \mu_0 = 1 + 3 / (1/\phi_F - 1/0.52)$$

で与えられる。ここに $\phi_F = C_{FS} \cdot \phi_S$ 以上の関係を用いて(4.2.5)式を再整理すると,

$$\frac{\tau_{0B}}{\tau_{0N}} = \left\{ 1 + \frac{3}{(1/C_{FS} \phi_S - 1/0.52)} \right\} \{ F a' 3\beta (1-a') \}^{-1} \quad (4.2.6)$$

と表わされる。 μ_B / μ_0 の値は図3.2.12, $F a' 3\beta (1-a')$ は図3.3.2に与えられているが, μ_B / μ_0 は ϕ_F の増加によって増し, $\{ F a' 3\beta (1-a') \}^{-1}$ も, $a' = z_y/h$ が1から0に (τ_y/τ_0 が0から1に) 近づくにつれて増加する。(4.2.6)式の関係を, $C_{FS} = 2$ を用いて表わすと図4.2.1に示すとおりで, $\tau_y/\tau_0 \rightarrow 0$ のとき, $\tau_{0B}/\tau_{0N} = \mu_B/\mu_0$ であって, ϕ_F が0.52に近づくとき, τ_{0B}/τ_{0N} は急激に増してくることを示す。

乱流の場合でも同様な取り扱いが可能で, (4.2.3)式より平均流速が等しいとき,

$$(\tau_{0B}/\tau_{0N}) = (f'_B/f'_N) (\rho_S/\rho_N) \quad (4.2.7)$$

である。(3.3.58)式を書き直おすと,

$$\sqrt{\frac{1}{f'_B}} = B' \log (R_{eB} \sqrt{f'_B} A'_3)$$

ここに,

$$A'_3 = 10 (\sqrt{2\pi}/2.303\sqrt{a'}) A_3'$$

となる。ここに, B' , A_3' は(3.3.58)式に示すものである。さらに, これを変形して,

$$10 \frac{1}{B' \sqrt{f_{B'}}} = R_{eB} \sqrt{f_{B'}} A_3' \quad (4.2.8)$$

とすると、ニュートン流体に対しても同様に、次式がえられる。

$$10 \frac{1}{B' \sqrt{f_{N'}}} = R_e \sqrt{f_{N'}} A_N' \quad (4.2.9)$$

ここに

$$A_N' = 10 (\sqrt{2\kappa} / 2.303) A_N'' , \quad A_N'' = 2.1$$

これら両者の比をとると、

$$\frac{10 \frac{1}{B' \sqrt{f_{B'}}} \sqrt{f_{N'}}}{10 \frac{1}{B \sqrt{f_{N'}}} \sqrt{f_{B'}}} = \frac{\frac{u_m h_B}{\nu_B} \Gamma_{a'} \cdot A_3''}{\frac{u_m h_N}{\nu_0} A_N''} , \quad \Gamma_{a'} = F_{a'} 3\beta (1-a') \quad (4.2.10)$$

となり、両者の平均流速と水深がそれぞれ等しいときは、つぎのようになる。

$$10 \left(\frac{1}{B' \sqrt{f_{B'}}} - \frac{1}{B' \sqrt{f_{N'}}} \right) \frac{f_{N'}}{\sqrt{f_{B'}}} = \frac{\Gamma_{a'} A_3'' \nu_0}{A_N'' \nu_B} \quad (4.2.11)$$

これをかきかえすと、

$$\left(1 - \sqrt{\frac{f_{N'}}{f_{B'}}} \right) + \frac{B' \sqrt{f_{N'}}}{2} \log \frac{f_{B'}}{f_{N'}} = B' \sqrt{f_{N'}} \times \log \left(\frac{\nu_B}{\nu_0} \frac{A_N''}{\Gamma_{a'} A_3''} \right) \quad (4.2.12)$$

となる。図 4.2.2 は、土砂の浸没が与えられたとき、境界面のせん断応力の増加を見出すために、

(4.2.12) 式の関係を清澄な流れの抵抗係数 f_N をパラメーターとして表わしたもので、これによって見出された f_B / f_N に ρ_s / ρ_0 を掛けると τ_B / τ_N になる。これから、1例として

水深が1.0mおよび0.5mの場合について τ_{0B}/τ_{0N} を求めた結果は、図4.2.3に示すとおりである。かなりの早さで流動する流れは、 $\alpha' \cong 1$ と考えられるが、土砂の混入によるせん断力の増加は著しいといえる。この結果は、泥流がれきの輸送に及ぼす影響を考察するうえで無視できない性質といえる。

粗面の場合には、抵抗係数がReynolds 数に無関係になり、 τ_{0B}/τ_{0N} の値は ρ_s/ρ_0 の値と一致する。ただし粗滑面領域の限界は(3.3.61)式に準ずることはいうまでもない。

2-2 粘土を含む流体中の砂れきの移動限界

1. 泥流中のれきの平衡条件

A. 限界掃流力の考え方

澄んだ流れの中におかれたれきの限界掃流力については、A. Shields³⁾が限界掃流力を無次元表示し、それが限界摩擦速度と粒径とで作られる Reynolds 数 $u_{*c} D/\nu$ の関数で表わされることを見出して以来、C. M. White⁴⁾、栗原⁵⁾、岩垣⁶⁾⁷⁾、土屋⁸⁾⁹⁾によって理論的解析が進められている。この場合、理論的取り扱いの基礎になっている考え方には、2通りあって、White、栗原のように、単位面積にはたらくせん断応力を単位面積当りの突起砂粒数で割った値を、砂粒一つ一つが、それぞれ受けもって平衡を保っているとするものと、岩垣、土屋のように、粗面上にのっている1つの球状の砂が、それにおよぼす流体抵抗や圧力こう配による抵抗を受けもって平衡を保っているとするものがある。

泥流の中におかれたれきの移動の機構は、澄んだ流れの中のれきに対して究明された機構とは本質的に違いはない。ここでは、岩垣の考え方に従って、移動限界を考察する。

B. 層流層内における平衡条件

図4.2.4に示すように、斜面(粗面)上にのっている、直径Dの1粒の球状のれきを考え、そのれきがうごき出すための条件を取り扱う。れきに作用する力として、流れの方向の流体抵抗 R_T とれきに作用する重力を考える。れきの摩擦角を ϕ_1 、斜面のこう配を i とすると、斜面上の粒子に働く力の釣合はつきのように表わされる。

$$R_T + W \sin i = W \cos i \cdot \tan \phi_1 \quad (4.2.13)$$

これを整理すると、

$$R_T = W \cos i (\tan \phi_1 - \tan i) \quad (4.2.15)$$

となる。従来、限界掃流力を求めるにあたって、一般に $i = 0$, $\tan \phi_1 = 1$ として取り扱われているため、この配の影響を往々にして見逃し勝ちであるが、急斜面上のれきに適用するときは、この配の補正を必要とする。

れきの密度を σ 、流体の密度を ρ_s 、れきの抵抗係数を C_D とすると、

$$R_T = (\rho_s / 8) C_D u^2 \pi D^2 \quad (4.2.16)$$

$$W = \{ (\sigma - \rho_s) g (\pi / 6) D^3 \} \quad (4.2.17)$$

より (4.2.15) 式は、

$$\begin{aligned} & \{ (\sigma - \rho_s) g (\pi / 6) D^3 \} \cos i (\tan \phi_1 - \tan i) \\ & = (\rho_s / 8) C_D u^2 \pi D^2 \quad (4.2.18) \end{aligned}$$

となる。以下 $i = 0$ として取り扱いを進め、最後にこの項を導入することにする。

この平衡条件は、どのような流体でも成立する。塑性流体の層流の流速分布は、二次元のとき (3.3.3) 式よりつぎのようになる。

$$u = \frac{h \tau_y}{\mu_B} \left\{ \frac{z \left(\frac{zy}{h} - \frac{z}{2h} \right)}{h \left(1 - \frac{zy}{h} \right)} \right\} = \frac{\tau_y}{\mu_B} \frac{\frac{z}{h} \left(zy - \frac{z}{2} \right)}{1 - \frac{zy}{h}} = \frac{u_*^2 z}{\nu_B} \left(a' - \frac{z}{2h} \right) \quad (4.2.19)$$

したがって、粒径 D が水深に比して小さいとき、底から D の高さの流速は、

$$u = \frac{u_*^2 D}{\nu_B} a' \quad (4.2.20)$$

また D が大きくなって zy 以上になると、

$$u = \frac{u_*^2 zy}{\nu_B} \frac{a'}{2} \quad (4.2.21)$$

と表わされ、 zy 以上では、一律な流速の中におかれることになる。(4.2.18) 式に (4.2.20) 式を代入すると、

$$\frac{u_*^2 a' \cdot a'^2}{\frac{\sigma - \rho_s}{\rho_s} g D \tan \phi_1} = \frac{1}{\frac{3}{4} C_D \left(\frac{u_* D}{\nu_B} \right)^2} \quad (4.2.22)$$

となる。塑性流体中の粒子に作用する抵抗係数 C_D は、図 4.2.5 で与えられるものとする¹⁰⁾。図 4.2.5 で C_D の表示に用いられた Reynolds 数 R_e^* は、伊藤¹⁰⁾によって、つぎのように与えられ

る。

$$R_e^* = R_e / (1 + N_y I_D) \quad (4.2.23)$$

ここに,

$$R_e = u D / \nu_B, \quad N_y = \tau_y D / \mu_B u, \quad I_D = I_A / I_B$$

$$I_A = \iiint \frac{1}{A^2} dX dY dZ, \quad I_B = \iiint \frac{1}{A} dX dY dZ$$

$$1/A = \sqrt{2(\dot{e}_{xx}^2 + \dot{e}_{yy}^2 + \dot{e}_{zz}^2) + \dot{e}_{yz}^2 + \dot{e}_{zx}^2 + \dot{e}_{xy}^2} \quad (4.2.24)$$

で、これらはいずれも無次元で、 X, Y, Z は、 x, y, z を、 E_{xx}, E_{xy} は変形速度 $e_{xx} = \partial u / \partial x$, $e_{xy} = \partial v / \partial x + \partial u / \partial y$ をそれぞれ無次元化したもの σ である。ただし、 I_D は現在では計算できないので、実験的に図4.2.6で与えられる。さらに、

$$R_e = \frac{u D}{\nu_B} = \frac{u * c D}{\nu_B} \left(\frac{u}{u * c} \right) = \left(\frac{u * c D}{\nu_B} \right)^2 a'$$

$$N_y = \frac{\tau_y D}{\mu_B u} = \frac{\tau_y}{\tau_0 c} \cdot \frac{\rho_s D \cdot u * c^2}{\mu_B u} = a' \frac{D u * c}{\nu_B} \frac{u * c}{u} = \frac{1}{a'} - 1$$

とおけるので、

$$R_e^* = \frac{\left(\frac{u * c D}{\nu_B} \right)^2 a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D} \quad (4.2.25)$$

と変形できる。

a' と $u * c D / \nu_B$ を与えて R_e^* を求め、その結果、 C_D が得られて(4.2.25)式を計算することができ。この結果は、図4.2.7に示されるように、shieldsの提案した $u * c^2 / \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} \right) \times g D \tan \phi_1$ と $u * c D / \nu_B$ の関係が a' をパラメーターとして示される。しかし性質の異なる流体の行なり現象を一つの図面上にあらわすためには、これらの現象の力学的相似をみだす態で表現するのが望ましい。この場合には、(4.2.25)式を用いることが考えられる。以上の考えから、

$$\frac{u_* c^2 a' \left\{ 1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D \right\}}{\frac{\sigma - \rho_s}{\rho_s} g D \tan \phi_1} = \frac{1}{\frac{3}{4} C_D \left(\frac{u_* c D}{\nu_B} \right)^2 \left\{ \frac{a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D} \right\}}$$

$$= \frac{1}{\psi \left\{ \frac{u_* c D}{\nu_B} \left\{ \frac{a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D} \right\}^{1/2} \right\}}$$

(4.2.26)

ここに

$$\psi \left[\frac{u_* c D}{\nu_B} \left\{ \frac{a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D} \right\}^{1/2} \right] = \frac{3}{4} C_D \left(\frac{u_* c D}{\nu_B} \right)^2$$

$$\times \left\{ \frac{a'}{1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D} \right\}$$

と変形すると、この新しい座標軸では、図4.2.7に示すようにさきの表わし方における $a' = 1$ (ニュートン流体に相当する) の関係と一致して、 a' の値が如何にかかわらず1つの関係で表わせることになる。もちろん以上の関係の成立するのは、流れが層流の領域に限られる。

C. 乱流域における平衡条件

層が層流層から突き出て、乱れによる抵抗を受けるときの取り扱いは、現在では塑性流体の乱れの現象が全く不明であるから、理論的な取り扱いは無理である。そこで乱れの領域の移動限界を求めるにあたって、つぎの方法によることにする。従来、非ニュートン流体の取り扱いにおいては、層流の領域で適当な物理量を尺度に用いたとき、この新しい物理量間の関係が、ニュートン流体と同じ関係を示すとき、乱流の領域でもこの物理量を用いて、ニュートン流体と同様に取り扱い、工学的に十分であることが多い。この問題でも乱流のところで適当な関係量をきめることができれば、乱流の領域の実験資料が、うまく整理ができるのではなからうか。そこでつぎのような実験を行った。

2. れきの移動限界に関する実験

A. 実験装置と実験方法

(1) 実験用管路、図4.2.8に示す $7\text{ cm} \times 7\text{ cm}$ の正方形断面をもつ長さ 10 m の水路で、約 6 m の区

間の内壁全体にれきをはりつけ、底面の一部35cmの部分は、底の高さを少し低くしてれきをしき並べ、このれきの移動限界をしらべた。れきの移動は、底面にあけた4cm×4cmの穴から、落ちるのをもって判定した。

(2) 泥水の作製に用いた粘土は、表3.2.1のNo.1で、実験の最高濃度における流体の比重は1.34である。

(3) 境界せん断力 τ_c は次式によって求めた。

$$\Delta p \cdot A = 2\tau_c \cdot \Delta l (b + y)$$

ここに、 Δp は距離 Δl 間の圧力差、 A は水路断面積、 b は水路幅、 y は水路の高さである。圧力は水路の両側から、 $y/2$ の位置の圧力をマンメーターで測定し、両者の平均値をもって Δp とした。なお圧力取出管は壁にはりつけたれきの先端まで突出し、先端に厚さ0.2mm、広さ25mm×25mmの真鍮板をとりつけて、圧力がれきから発生する渦に影響されそのを防いだ。また水路壁面からマンメーターまでのサイフォン内は、常に澄んだ水で満たした。この実験に用いた Δl は2.275m、流れの断面は、はりつけたれきの天端から平均粒径の1/4のところまでを有効断面とした。

B. 実験結果とその考察

この実験の方法では、れきはほかのれきによってしやへいされるので、さきに求めた移動限界にこの影響を考慮しなくてはならぬ。また移動限界として、どの程度のれきの移動をもって限界とすか定めなくてはならぬ。そこで、まず澄んだ流れでれきの移動限界の実験を行い、(2)でのべた境界せん断力の決定法の妥当性を検討するとともに、本実験における判定法では、岩垣の実験公式と一致させたとき、どの程度の砂れきの移動に相当するか調べた。その結果、1分間に7箇程度のれきが落下する状態が、ほぼ岩垣の採用した限界に一致することを見出し、泥流中においてもこの状態を移動限界と定めた。

泥流における実験結果を図4.2.9に示す。1例として平均粒径5.4mmの場合についてその結果を説明すると、 $\rho = 1.0$ のとき、 $u_{*c} D / \nu > 5.1.1$ の領域で、岩垣の実験公式上にあった実験値は、流体の密度が増すにしたがって、岩垣の実験公式上を左に移動し、限界掃流力の無次元表示の値も小さくなる。もう一つの粒径1.6mmの場合も同じ傾向を示す。従来、澄んだ流れで、 $u_{*c}^2 / \{ (\sigma / \rho) - 1 \} g D$ の値に極小値があらわれることが述べられているが、泥流の場合にも同じ結果を示している。以上の実験結果から泥流の場合でもしやへい係数は0.3としてよいようである。

ここに用いた無次元量の妥当性をさらに追求するために、れきをはりつけた固定床上にはりつけたれ

きを数個おいて移動限界を測定し、岩垣、土屋⁹⁾の理論値と比較した結果は図4.2.10である。ここに n_K は床に固定したれきとその上においたれきの粒径の比である。実験値のちらばりの度合は $\rho_0=1.0$ の場合とほぼ同じ程度であることから、ここに用いた無次元量はれきに作用する力の表現には妥当であるといえる。

C 実験公式

以上の実験結果を用いて、実験公式をあらわすと、実験の行なわれた範囲に対してつぎのようになる。

$$R_* \geq 671, \quad u_{*c}^2 = 0.05 \left\{ \left(\frac{\sigma}{\rho_s} \right) - 1 \right\} g D a'^{-1} \left\{ 1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D \right\}^{-1}$$

$$1.627 \leq R_* \leq 671, \quad u_{*c}^2 = \left\{ 0.015 g \left\{ \left(\frac{\sigma}{\rho_s} \right) - 1 \right\} \right\}^{25/22} \cdot D^{31/22}$$

$$\times \nu_R^{-(3/11)} \cdot a' \times \left\{ 1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D \right\}^{-(7/3.5)}$$

$$54.2 \leq R_* \leq 162.7, \quad u_{*c}^2 = 0.034 \left\{ \left(\frac{\sigma}{\rho_s} \right) - 1 \right\} g D a'^{-1}$$

$$\times \left\{ 1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D \right\}^{-1}$$

ただし、 $R_* = \left\{ \left(\frac{\sigma}{\rho_s} \right) - 1 \right\}^{1/2} \cdot g^{1/2} \cdot D^{3/2} \cdot \nu_E^{-1} \cdot \left\{ a' \left\{ 1 + \left(\frac{1}{a'} - 1 \right) I_D \right\}^{-(1/2)} \right\}$

(4.2.25)

である。 R_* の中に流体の性質および流れの強さが入るので、数回の試算が必要であるが、 u_{*c} を求めることができる。急こう配上におかれたれきに対しては、(4.2.25)式の u_{*c}^2 に $\cos i (\tan \phi_1 - \tan i) / \tan \phi_1$ をかければよい。

なお、この実験式は微細な粘土粒子を含む比較的粘度の高い流体を対象に作られたもので、適用にあたっては、降大値および粘度の決定に十分な配慮が必要なことはいうまでもない。

3. 足洗谷土石流におけるれきの移動への適用

昭和43年8月18日の降雨による足洗谷の土石流については第1章であれた。この土石流の規

模はそれほど大きいものでないが、このときに生じたれきの移動に、今までの研究成果を適用してみよう。

8月18日の泥流が、どのような過程をへて生じたかは、明らかでない。著者は発生の原因を知るために踏査したが、水源近くの峡谷は踏査不能のためわからない。しかし新しい崩壊はみられないので、山頂のとくしや（禿嶺）地の侵食によるものと推定できる。

焼岳の頂上は火山灰が堆積し、山頂近くの噴気孔から大きなガレが長野県側に、また岐阜県側にも小さなガレが無数にこの土石流の生じた白水谷に向って発達している。当日、長野県側にも泥流が発生したと報せられており、事実頂上のガレは以前より発達をみせた。

著者は、雨水がこの火山灰を侵食して土石流に移行したと想定して、土石流の材料となったガレ状斜面の土の性質をしらべた。粒度分布を図4.2.11に示す。このうち、0.85mm（採集した土のほぼ中央径に相当する）以下の土について、第3章でのべた方法によって、この土のフロックの強さをしらべた。この0.85mmという粒径は、建設省¹¹⁾が昭和38年に同じ溪流で生じた土石流について測定した粒径分布の90%粒径に相当する。

焼岳の土の C_{FS} は1.55、 C_{AF} は1.92の値を得た。これは、焼岳の土が、この研究で主として用いてきた λ_1 の土にほぼ近い性質をもつと判断できる。

さて、今回の泥流の濃度は測定されていないので不明であるが、昭和38年の泥流では、測定値中の最大値は、流体の単位重量が 1.537 g/cm^3 と報告されている。土の粒子の比重が2.55（測定値）であるから、この濃度では、土の濃度 ϕ_s が0.346となり、フロック濃度 ϕ_F は0.53となる。したがって $\phi_F \doteq \phi_{FC}$ であると考えられる。このときの粘度は、図3.2.17より $\mu_r = 100$ と推定される。また降伏値 τ_y は λ_1 と同じ性質と考えると、 $\tau_y \doteq 1 \text{ g/cm}^2$ とみなすことができる。

かりに、これと同じ濃度で泥流が流れてきたと想定すると、黒谷3号北堤において河床に作用したせん断力は、

$$\tau_0 = 1.56 \text{ t/m}^3 \times 0.82 \text{ m} \times 0.0781 = 0.1 \text{ t/m}^2 = 10 \text{ g/cm}^2$$

である。したがって、

$$\tau_y / \tau_0 = 1 \text{ g/cm}^2 / 10 \text{ g/cm}^2 = 0.1, \quad a' = 0.9$$

となる。

流速は不明であるが、2~3 m/sec と考えられるから、この流れは、乱流で粗面上の流れと判定される。したがって流速は、滑らかな流れの場合と大差ないと考えてよい。

つぎにれきの限界掃流力を(4.2.25)式より求める。直径1mのれきに対しReynolds数が大きいところでは、 $\left\{ \left(1/a' \right) - 1 \right\} D \doteq 0$ とみなされ、

$$u_{*c}^2 \doteq \frac{0.05 \left\{ \left(\frac{\sigma}{\rho_s} - 1 \right) g D \right\}}{a'}$$

となる。所要の値を代入すると、 $u_{*c}^2 = 0.38 \text{ m}^2/\text{s}^2$ となる。清澄な流れにおける直径1mの石の限界掃流力 $u_{*c}^2 = 0.84 \text{ m}^2/\text{s}^2$ にくらべて半分以下になる。足洗谷泥流では、清澄な流れの場合の限界掃流力の約2倍の掃流力が作用したことになる。したがってこの程度のれきが動くのは当然となる。

この例のように、土砂の濃度が ϕ_{FC} に達すると、フロックが流れの中に滴されると考えられる。著者の実験によると、濃度が ϕ_{FC} に達すると流体は支持力をもつようになり、比重の大きい物質を流体中または流体の表面にのせるようになる。

例えば、図4.2.12は調製した泥水の上に断面積 3.077 cm^2 の真鍮の分銅をのせ、いくら沈降して静止したときの分銅の浸液深と有効荷重との関係である。ここに有効荷重とは、分銅の重さから液に浸った部分の浮力を差引いたものを単位面積当りで表わしたものである。このように流体が比重差のあるものを支持するのは、フロック間の摩擦によって流体の変形が妨げられるからである。流れのフロック濃度が ϕ_{FC} に達すると、一度流れの中に拾い上げられた土砂は流れの中に取り入れられ、流動につれてますますその濃度を高くすることになる。この機構についてはまだ十分議論ができないが、土石流になりうる一つの道がここにあるように思う。

ただ、流体が流動するときはフロック間の結合が切れ、支持力は低下すると考えられる。しかしフロックの存在はれきの流送に何らかの影響をもつことが予想される。

2-3 土石流前面における巨れきの移動限界

土石流がその前面で巨れきを押流しながら進むことは、土石流の観測者がしばしば指摘するところである。この状況を谷¹²⁾は図4.2.13のように表わしている。このような流れの盛り上りは、土石流でなくても、溪谷では、出水の初期にしばしば観測される。また溪谷では流路幅が狭いため、河床に突起したれきによる流路の縮小からせき上げが生じ、れきの上下流で甚だしい水位差が起こる。このような流れの不連続面にれきがおかれたとき、れきの受ける力は、流れの中に完全に浸している場合よりも大きいと考えられる。そこで、土石流に伴う巨れきの移動の説明の一助として、

れきの上下流で流れに不連続面が生じている場合についてれきの秘勁限界を考察しよう。

1. 流れの不連続面におかれたれきに作用する力

A. れきの周辺の流れ

れきの上下流で著しい水位差が生ずるのは、急激な出水に伴う段波をそのはれき自身のせき上げによる場合である。前者の水位差は、段波の規模によって与えられる。後者は、水路こう配および流路幅とれきの大きさが関係し流量が一定の場合、断面縮小部における限界流のエネルギー E_c と、同所における常流のエネルギー E_n の大きさによって図4.2.14に示す水面形を生ずる。Froude数が大きくなると、一般に下流側の水位低下が大きくなる。例えば、開水路に円柱を立てた実験では、水位の低下が水路床に達する場合がある。¹³⁾ 流れが非定常の場合には、このせき上げによる水位差はみかけ上増すことになる。

B. れきに作用する力

れきに作用する力は、上下流の水位差による静圧差、流れの加速度によって生ずる仮想質量力、流れによる形状抗力、造波抗力および揚力である。流れがれきに衝突した瞬間では、これらの力が同時に作用し、時間がたつて上下流の流況が定常化してくると、加速度による力は消失し、さらに上上下流の水位差が著しくないときは、静圧差の効果も造波抗力に含ませて取り扱えるようになる。定常な流れにおける抗力抵抗 F_f および造波抵抗 F_w は次式で表わされる。

$$F_f = (\rho/2) C_f A_f u^2 \quad (4.2.26)$$

$$F_w = (\rho/2) C_w A_w u^2 \quad (4.2.27)$$

ここに C_f は形状抗力係数、 C_w は造波抗力係数、 A_f はれきの流れ方向の投影面積、 A_w はれきを水面で切った断面積である。

さて、れきの受ける力が大きくなるのは、段波状の流れの先端がれきに衝突した直後の、上下流の水位差の著しいときである。この場合の抗力を(4.2.26)式または(4.2.27)式で表わすことは可能であるが著しい水位差が流れの非定常性から生じていることを考えると、そこに生じる静圧差は、流れの抗力と別にする方が望ましいといえる。

C. 流れの不連続面にあるれきに作用する力

図4.2.12の状態を、図4.2.14に示すようにほぼ一様にならんだれきの上に突き出た単一のれきとみなして考察する。

(i) 仮想質量力

流れの加速度による力は、つぎのように表わされる。

$$F_M = \rho C_M M'(t) \, du/dt \quad (4.2.28)$$

ここに C_M は慣性係数、 $M'(t)$ はれきの浸水体積である。この力をれきのすぐ前面で流れがせき上げられつつある状態に対して、つぎのように表わすことが許されよう。

そこでは、水路こう配と摩擦こう配が釣り合うと考えて、運動方程式はつぎのようになる。

$$\frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial h}{\partial x} - \alpha_m \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2g} \right) \quad (4.2.29)$$

連続方程式は、流路が輻一様な長方形断面の場合には、

$$u_m \frac{\partial h}{\partial x} = -h \frac{\partial u_m}{\partial x} - \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.2.30)$$

である。流れの流速を近似的に、

$$u_m = \frac{h^{2/3}}{n} \sqrt{i - \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)} \quad (4.2.31)$$

とすると、 du/dt は (4.2.31) 式より、 α_m は 1 と仮定すると、

$$\frac{du_m}{dt} = - \left\{ \frac{2}{3} - \frac{1}{2} \frac{h}{\left(i - \frac{\partial h}{\partial x} \right)} \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right\} - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{1}{u_m} \quad (4.2.32)$$

と表わすことができよう。任意時間の浸水体積 $M'(t)$ は、

$$M'(t) = M'_0 + (dh/dt) \Delta t \eta_w (\pi D^2 / 4) = \kappa_M (\pi D^3 / 6) \quad (4.2.33)$$

$$\kappa_M = \left(\xi_{M'_0} + \frac{3}{2} \frac{dh}{dt} \Delta t \eta_w \right)$$

で与えられる。ここに M'_0 は初期の浸水体積で、 η_w は M'_0 時におけるれきを浸水面で切断したときの断面積係数、 $\xi_{M'_0}$ は M'_0 が全体の体積中に占める割合、 D はれきの粒径である。したがって (4.2.28) 式は、 du/dt に (4.2.32) 式を用いて、

$$F_M = \rho C_M \kappa_M (\pi D^3 / 6) (du/dt) \quad (4.2.34)$$

となる。この力の作用点は、流速分布の複雑さを考えて、 M' の重心に働らくと考えるのが妥当であろう。これを河床から、

$$Z_{CFM} = K_4 \varepsilon_1 D \quad (4.2.35)$$

と表現する。作用する方向は河床に平行である。

(ii) 動 圧

流れがれきによって阻止され、流れの方向の運動量を減することから高さ Z におけるれきの幅を b 、その点の流速を u とすると、れきに働く流れの力はずきのように表わされる。

$$K_T = \rho \int_0^{\varepsilon_1 D} \varepsilon_1 D \psi u^2 b \cdot dz \quad (4.2.36)$$

ここに ψ は、抗力の流れ方向の効率 ψ_1 と、れき前面の流体力が他のれきでしやへいされない割合 ψ_2 の積であると考える。 $\varepsilon_1 D$ ($\varepsilon_1 \leq 1$) は水深である。河床上に突起した障害物のまわりの流速は複雑で、鉛直方向の流れも卓越することから (4.2.36) 式はこれを平均して取り扱い、

$$K_T = \rho \psi \zeta (\eta \pi D^2 / 4) u_m^2 \quad (4.2.37)$$

とする。ここに ζ はれきの流れ方向の投影面積が他のれきでしやへいされない割合、 $\eta \pi D^2 / 4$ は水深が εD のときのれきの流れ方向の投影面積である。平均流速 u_m は、(4.2.31) 式を変形して、

$$u_m = A_* u_* \quad (4.2.38)$$

と表わすことにする。ここに A_* は流れの水深と相度に関係する係で、 u_* は摩擦速度である。この力の作用点も、流速分布の不明確さから河床から、

$$Z_{CRT} = K_3 \varepsilon_1 D \quad (4.2.39)$$

とする。ここに K_3 は係数である。作用する方向は河床と平行とする。

(iii) 静 圧

れきの上下流の水深をそれぞれ $\varepsilon_1 D$ 、 $\varepsilon_2 D$ で表わし、れきを球状とみなすと、上下流の圧力差は、

$$P_i = \rho g \int_0^{\varepsilon_i D} b \cdot (\varepsilon_i D - Z) dz = \rho g \beta_i (\pi D^3 / 8) \quad (4.2.40)$$

$$\begin{aligned} \text{ここに } \beta_i = & (\varepsilon_i - \frac{1}{2}) \left[1 + \frac{8}{\pi} \left\{ (\varepsilon_i - \frac{1}{2}) \sqrt{K_i} \right\} + \frac{1}{4} \sin^{-1} (\varepsilon_i - \frac{1}{2}) \right] \\ & + \frac{2}{3} \frac{8}{\pi} \sqrt{K_i^3} \end{aligned}$$

$$K_i = \frac{1}{4} - \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2}\right)^2, \quad i = 1, 2,$$

より,

$$\Delta P = \rho g \lambda (\pi D^3 / 8), \quad \lambda = \beta_1 - \beta_2 \quad (4.2.41)$$

で与えられる。力の作用点 $Z_{c\Delta p}$ は,

$$Z_{c\Delta p} = (P_1 Z_{cpw_1} - P_2 Z_{cpw_2}) / \Delta p = K_2 \varepsilon_1 D \quad (4.2.42)$$

$$\text{ここに, } p_i Z_{cpw_i} = \int_0^{\varepsilon_i D} p_z dz = \rho_s g A (3\pi D^4 / 64)$$

$$\begin{aligned} A = & \frac{1}{3\pi} \left[8 \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2}\right) \left\{ \frac{\pi}{2} + \sin^{-1} 2 \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2}\right) + 4 \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2}\right) \sqrt{K_i} \right. \right. \\ & - \left. \left. \left(\frac{\pi}{2} + \sin^{-1} 2 \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2}\right) + 32 \sqrt{K_i} \left\{ \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2}\right)^3 - \frac{1}{8} \left(\varepsilon_i - \frac{1}{2}\right) \right\} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{64}{3} 2 \left(\varepsilon_i - 1\right) \sqrt{K_i}^3 \right] \end{aligned}$$

である。作用する方向は水平である。

揚力は、れきが大きいことから無視することができよう。

2. れきの安定限界

A. 転動に対する安定

図4.2.15の突き出たれきの転動に対する安定は、図中に示すA点のまわりのモーメントから求まる。2列に並んだれきの平均こう配を i とし、れきの中心において、河床の法線方向とA点の方向のなす角を ϕ_2 とすると、A点のまわりのモーメントはつぎのようである。

$$\begin{aligned} \psi \zeta \eta A_*^2 u_*^2 (\cos \phi_2 + \alpha_3) &= \frac{2}{3} \frac{\sigma}{\rho} g D \sin (\phi_2 - i) - \frac{2}{3} \xi g D \\ &\times \{ \sin (\phi_2 - i) + \alpha_1 \} - \frac{1}{2} g \lambda D \{ \cos (\phi_2 - i) - \alpha_2 \} - C_M \\ &\times (\partial u / \partial t) \chi (\cos \phi_2 + \alpha_4) \quad (4.2.43) \end{aligned}$$

ここにこれらの力の腕長を表4.2.1に示す。

表 4.2.1 A 点のまわりに働く力の大きさとその腕長

	力の大きさ
れきの重さ W	$\sigma g (\pi D^3 / 6)$
れきの浮力 W_u	$\rho g \xi (\pi D^3 / 6)$
静圧 R_w	$\rho g \lambda (\pi D^3 / 8)$
動圧力 R_T	$\rho v \zeta \eta u_m^2 (\pi D^2 / 4)$
仮想質量力 R_M	$\rho C_M (du/dt) \kappa_M (\pi D^3 / 6)$

	腕長	働く方向
W	$(D/2) \sin(\phi_2 - i)$	-
W_u	$(D/2) \{ \sin(\phi_2 - i) + \alpha_1 \}, \alpha_1 = K_1$	+
R_w	$(D/2) \{ \cos(\phi_2 - i) - \alpha_2 \}, \alpha_2 = 1 - 2K_2 \varepsilon_1$	+
R_T	$(D/2) \{ \cos \phi_2 + \alpha_3 \}, \alpha_3 = 2K_3 \varepsilon_1 - 1$	+
R_M	$(D/2) \{ \cos \phi_2 + \alpha_4 \}, \alpha_4 = 2K_4 \varepsilon_1 - 1$	+

ξ, η は水深が εD ($\varepsilon \approx 1$) のときの浸水部分の体積比および面積比を表わし、図 4.2.1 6 に示すとおりである。

(4.2.43) 式に、

$$u_*^2 = g \varepsilon_1 D \sin i \quad (4.2.44)$$

を代入すると、

$$\varepsilon = \left[\frac{2}{3} \frac{\sigma}{\rho} \sin(\phi_2 - i) - \frac{2}{3} \xi \{ \sin(\phi_2 - i) + \alpha_1 \} - \frac{1}{2} \eta \{ \cos(\phi_2 - i) - \alpha_2 \} - C_M \frac{\kappa_M}{g} \frac{du}{dt} (\cos \phi_2 + \alpha_4) \right] / \left[v \zeta \eta A_*^2 \sin i (\cos \phi_2 + \alpha_3) \right] \quad (4.2.45)$$

となる。この式は、れきの粒径に無関係に、そのれきが転動し始める水深とこう配の関係を示す。

この解析の途中に用いた係数が、どのような値をもつかということについては、自由水面に1部露出した球状体のまわりの流れの研究が、いままで行なわれていないので、全く未知である。問題はむしろこれら係数の決定にあるといえる。ここでは、とりあえず類似の研究から係数を決定して、(4.2.45)式の傾向をみることにする。

簡単のため下流側に水深のない場合 ($\varepsilon_2 = 0$) を考え、しかもれき全体が浮力を受けているものとし、仮想質量力は省略することにする。

抗力係数の値は、れきによって流れの方向の運動量が完全になくなったとき $\psi_1 = 1$ である。またれきが完全に流れの中に浸した状態を考えると、れきの抵抗係数 $C_f/2$ ($\equiv \psi_1$) は 0.1 とみなされることから、両者の平均をとって、 $\psi_1 = 0.55$ と仮定できる。また他のれきによる流体力のしやへの係数は、岩垣、土屋⁷⁾の限界掃流力の考察を参照して、 $\psi_2 = 0.3$ とする。したがって ψ は 0.165 と仮定する。

ζ の値は、れきの $0.1D$ の部分がしやへいされたとすると、 $\zeta = 0.915$ とすることができる。 A_* は、平均流速に対数則がなりたち、 k_s は $D/2$ であるとするときめられる。力の作用点の高さは、河床から $0.6\varepsilon D$ とする。

以上の仮定のもとに、 $\phi_2 = 45^\circ$ (ここで用いる ϕ_2 と、れきの中心とA点を結ぶ線が水平軸となす角 ϕ_1 の間には、 $\phi_1 = 90^\circ - \phi_2 + i$ の関係がある) について計算した結果は、表 4.2.2 に示すとおりである。

表 4.2.2 転動限界に 対する試算 ただし $\psi = 0.165$
 $\zeta = 0.915$
 $R_H = 0$

B. 滑動に対する安定

巨れきが滑動するということは、転動より困難と考えられるが、図 4.2.15 の条件で滑動に対する安定条件はつぎのとおりである。

$$P \cos i + R_T + W' \sin i = \mu W' \cos i$$

(4.2.46)

ここで用いた記号は A と同じで、 W' は浮力を考えに入れたれきの重さで、

$$W' = (\sigma - \rho \xi) g (\pi D^3 / 6) \quad (4.2.47)$$

である。 μ は滑動に対する摩擦係数で、

ε	限界こう配 i_c	
	$\phi_2 = 45^\circ$	$\phi_2 = 30^\circ$
1.0	$3^\circ 20' (0.058)$	$1^\circ 40' (0.029)$
0.8	$9^\circ 21' (0.162)$	$5^\circ 19' (0.093)$
0.5	$27^\circ 30' (0.461)$	$17^\circ 13' (0.296)$

$$\mu = \tan \phi_1 \quad (4.2.48)$$

と表される。 ϕ_1 は摩擦角である。(4.2.46)式を整理すると、

$$\rho \psi \zeta \eta A_*^2 u_*^2 = -\rho g \frac{\lambda}{2} \cos i - \rho \frac{\kappa_M}{2} C_M (du/dt) + (\sigma - \rho \varepsilon) g \frac{2}{3} \times (\mu \cos i - \sin i) \quad (4.2.49)$$

となり、

$$u_*^2 = g \varepsilon D \sin i$$

を代入すると、

$$\varepsilon = \frac{\cot i}{\psi \zeta \eta A_*^2} \left\{ \frac{2}{3} \left(\frac{\sigma}{\rho} - \varepsilon \right) \times (\tan \phi_1 - \tan i) - \frac{\lambda}{2} \cos i - \frac{C_M}{g} \frac{du}{dt} \frac{\kappa_M}{2} \right\} \quad (4.2.50)$$

表 4.2.3. 滑動限界に対する試算

ただし $\psi = 0.165$
 $\zeta = 0.915$
 $R_M = 0$
 $\phi_1 = 5.5^\circ$

ε	限界この配 i
1.0	$4^\circ 36'$ (0.08)
0.8	$10^\circ 10'$ (0.176)
0.5	$29^\circ 30'$ (0.492)

となる。これは(4.2.45)式と同じように任意の粒径に対して、そのれきが動きうる水深とこの配の関係を示すものである。Aの場合と同じ数値をとり、 $\phi_1 = 5.5^\circ$ について計算した結果は、表4.2.3.に示すとおりである。 ϕ_2 と ϕ_1 は性格がちがうので比較はできず、実際河川における ϕ_1 の評価も困難であるが、いずれにしても 10° 内外のこの配のところでは、ほとんどの粒径の0.8倍の水深が生じると、どのような大きさの石でも動きうることを示す。仮想摩擦力が作用するときには、A、Bいずれもこの限界この配はさらにゆるくなる。

3. 現地資料との対応

(4.2.45)式中の係数を合理的に決定するまで、表4.2.2の計算結果を云々することは早計であるが、一応現地における資料と対比させる。

昭和42年に新潟県北蒲原郡安田村に生じた巨れきの堆積の平均この配は 5° 、また昭和44年度の長野県飯田市松川におけるれきの堆積この配も 5° であって、いずれもれきの0.8倍程度の水深の流れを受けたと推定される。このような急この配のところでは、ここで取り扱ったと同じ状態

になりやすいので、これらの巨れきの移動は十分起こりうると考えられる。さきにふれた足洗谷におけるのれきの移動も、このような流れによる作用もはたらいたと考えると、十分説明できる現象になる。

また第2章でふれた表面流を受けた堆積が 10° 以上のこう配をとらないことおよび急斜面における砂面の變形が、れきとほぼ同じ程度の水深で、ほとんど流れと同じ速度で進行するものも説明できることになる。

2-4 粘土を含む流体による掃流砂量

1. 泥水が砂れきの流送におよぼす効果

従来、稀澁な流れにおける流砂量公式としては、砂粒にはたらく乱れによる揚力に着目する Einstein 式¹⁴⁾およびそれを発展させた佐藤、吉川、芦田公式¹⁵⁾と流れ方向にはたらく抵抗力を主に考えた Kalinske¹⁶⁾式がある。最近では、単一の砂粒子の運動が、飛砂現象における saltation に類似であるという仮定のもとに、砂粒子の跳躍を算出し、実験と比較して流砂量をみちびいた Yalin¹⁷⁾、あるいは岸、福岡の式¹⁸⁾、また砂粒の移動は流水のエネルギーが砂粒に伝達されるために生じるという仮定にもとづいて、いままでの流砂理論の考え方を利用して流砂量公式を求めた Chang, Ciments および Richardson¹⁹⁾のものがある。

しかし、これらの流砂量公式の誘導にあたって、砂粒の運動の機構が十分に明確でなく、多少とも力学的に不十分な点がある。

泥水が砂れきの輸送におよぼす影響を列挙するとつぎのようである。

- i) 流れの密度の増加による外力の増大、
- ii) 浮力の増加、
- iii) 粘土の含有による底面付近の流速の変化、
- iv) 抵抗係数 C_D の変化による抗力の増加、
- v) 揚力係数 C_L の変化による揚力の増加、
- vi) 流体中の乱れの規模の変化、
- vii) 流体中に存在するフロックが砂れきの運動におよぼす影響、

このうち、i)、ii) は与えられるもの、iii)、iv) は前節の研究から求めることができるが、v) 以下については、その影響が少なくないことが予想されるが、その複合については全く不明である。砂れきの運動の力学的な不明確とあいまって、抵抗法則あるいは限界掃流力において行なっ

たように、清澄な流れの関係式に適当な補正を加えて処理する方法はとることができない。

ここでは、実験によって泥流による流砂量を測定し、その結果について考察を加えることにする。

2. 泥流中の掃流砂量の測定

A. 実験の方法

掃流現象の機構を明らかにするためには、単一砂れきの流体中の運動を追跡する方法、あるいは集団としての移動特性をしらべる方法があるが、ここでは、まず慣用の方法で泥流中の流砂量を測定した。

実験水路は幅20cm、長さ10mで、砂れきを6cmの厚みに所定のこう配にしき、泥水を循環させて一定の条件下における流砂量を測定した。実験に用いた砂れきの粒径は、9.5 μ mから6.73 μ mまでのもので、その平均は8.13 μ m、比重が2.602の川砂である。

泥水は第3章表3.2.1に示したNo.1の粘土で作成した。その最高濃度は粘土の実質容積濃度が0.20、フロック濃度が0.416、流体の見掛け比重は1.3.4である。泥水の粘度および降伏値は、水路に付設の細管を用いて細管法によって測定した。

B. 実験結果に対する考察

泥流においては、砂れきの運動が観察できないため、その運動が転動であるか跳躍であるか明らかでない。ただ実験結果を整理すると、流砂現象が乱流の領域に限らず、みかけの層流の領域において、かなりの量が輸送される。この層流の領域は乱れがエネルギー消費に関与していないという条件で定められたので、そこではれきの輸送に働くような大規模な乱れは存在しないと考えてよい。したがって、層流、乱流の領域を通じて流砂量を整理するためには、乱れの存在を前提として求められた式では適当でない。

ここでは、砂れきの移動料のなす仕事と流れが河床になす仕事が等しいという条件からみちびかれた、Chang Simons および Richardson¹⁹⁾ の式によって実験値を整理する。この式はつきのように与えられる。

$$q_T = K_{b1} \frac{\tau_s}{(\tau_s - \tau_0)(\cos i \tan \phi - \sin i)} (\tau_0 - \tau_c) u_m \quad (4.2.5 \downarrow)$$

ここに、 $K_{b1} = K_{bc} \cdot M$ で、 K_{bc} は砂れきの流送に働く流れのなす仕事の効率で、Bagnold²⁰⁾によると粒径と粒子の構成に関係するとされている。 M は移動層内の流砂量の積分値と平均値で表わした流砂量との比で、砂れきの移動層の厚みがうすいので、1と考えられるものである。

砂れき層間の摩擦係数 $\tan \phi_1$ の不確かさにくらべて、こう配 i は小さいので、 $\cos i \doteq 1$
 $\sin i \doteq 0$ とみなすと (4.2.34) 式は、

$$\frac{q_T}{r_s} = \frac{K_{b1}}{\tan \phi_1} \frac{1}{r_s - r_0} (\tau_0 - \tau_c) u_m \quad (\text{cm}^2/\text{sec}) \quad (4.2.52)$$

となる。これにしたがって実験値を整理すると図 4.2.17 をうる。清澄な流れに対して $K_{b1} / \tan \phi_1 = 0.184$ となる。 $\tan \phi_1 \doteq 1$ とみなすと、 $K_{b1} = 0.184$ となる。この値は、Chang らによって多くの実験値が整理された結果とも等しい。泥水中では、この値は泥の濃度の増加とともに増し、その結果は図 4.2.18 に示すようになる。

図 4.2.17 は、泥水の場合の流砂量が、流体の比重の増加を考慮するだけでは流砂量が表わせないことを示すもので、さきあげた要素が影響していると考えられる。Bagnold は角澄な流れのみを対象にしたので、流れが砂れきの移動に働らく効率を $(\tau_0 / \tau_0 - \tau_c) \times K_{bc}$ と表わしたが、泥水の場合には、十分でないといえる。この実験の条件と等しいものについては、 $K_{b1} / \tan \phi_1$ は図 4.2.18 の値が使える。

3. 集団としての移動特性の測定

A. 実験の方法

さきの実験では、流砂量の増加がどの要素で行なわれているか明らかでないので、矢野、土屋、および道上²¹⁾の方法にならって、砂れきの集団としての移動特性をしらべた。

用いた砂れき、流体はさきの実験と同じであって、移動特性の測定の方法は、水路の下流から 7 m および 7.4 m の位置を原点として、そこに河床砂れきと同じ粒径の二重の着色砂れきを配置して、着色砂れきの流下方向の移動分布および原点に残留している箇数をしらべた。原点における着色砂れきの並べ方は、箇數 150 箇を $16 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ の面積に、1 層の厚みになるように配置した。着色砂れきはビニール板でおおい、等流の状態になってからおおいをとり、所定の時間、砂れきを流下させた。この操作をくり返すことによって、着色砂れきの流下方向の移動分布をしらべた。これと同時に水路下流端で流砂量を測定した。

B. 実験結果とその考察

各時間における集団としての砂れきの平均移動距離 \bar{x} およびその分散 σ_0^2 は、 x を原点からの距離、 $f(x)$ を x の位置における着色砂れきの密度とすると、

$$\bar{x} = \int_0^{\infty} x \cdot f(x) dx \quad (4.2.53)$$

$$\sigma_0^2 = \int_0^\infty (x - \bar{x})^2 f(x) dx \quad (4.2.54)$$

で表わされる。砂れきの集団の移動速度は、 $d\bar{x}/dt$ で表わされるから、これに移動層内の砂れきの個数と、1個の体積をかけることによって流砂量を表わすことができる。そこで、単位時間、単位幅あたりの容積で表わした流砂量 q_T は、つぎのようになる。

$$q_T = (1/\eta D^2) \xi D^3 (d\bar{x}/dt) \quad (4.2.55)$$

ここに η は砂れきの投影面積率、 ξ は砂れきの容積率に相当し、いずれも砂れきの形状に関する量である。 η は 1、 ξ は 0.5 に近いと考えられる。(4.2.39) 式を無次元化すると、

$$q_T/u_* D = (\xi/\eta) (d\bar{x}/dt) (1/u_*) \quad (4.2.56)$$

となる。 ξ/η はうゑに述べた考え方からは ≈ 0.5 と考えられる。 $d\bar{x}/dt$ と流砂量の測定値から逆算した ξ/η の値は、表 4.2.3 のとおりで、清澄な流れについてみると、流れの強度が小さいときは 0.5、大きくなると 1.0 に近い。1.0 は粒径の 2 倍の層が動いていることに相当し、一層目は跳躍が盛んになり、2 層目が流れにさらされていると考えられる。これは Einstein¹⁹⁾ が、移動層の厚みに粒径の 2 倍をとったことと、Danel, Durand および Condolios²²⁾ によって、流れの強度が小さいとき、移動層の厚みの変化は甚だしいが、流れの強度が大きいときは厚みの変化が小さいのとべていることとも一致する。

泥水の場合にも、層の厚みは 2 倍をこえないようである。したがって、流砂量の増大は平均移動速度の増加によって行なわれていることになる。(4.2.56) 式によって泥水中の掃流砂量を表わすとき、厚みの変化が変らないと仮定すると、平均移動速度を与えると関係づけられる。

図 4.2.19 は平均移動速度の性質を求めるため、沈降速度を表わす関係量で除して、流れの有効せん断力との関係を表わしたものである。この整理の方法は、砂れきの運動が沈降速度のみに限られないため必ずしも適切であるとはいえないが、一応これによって泥水の影響をみることとする。

ここに用いた沈降速度を表わす項は、つぎの考え方から求めた。泥流の中のれきの抵抗係数 C_D は、3-2 で示したように、 $C_D = f \{ R_e / (1 + N_y I) \}$ で表わされるが、 τ_y/τ_0 の比が小さいとき、 $C_D = f(R_e)$ とおいてよい。このように仮定すると、泥流および清澄な流れのいずれについても、Reynolds 数を適当な領域に分けて、 $C_D = K_3 R_e^{n_3}$ とおくことができる。そうして泥流、清澄な流れのいずれについても K_3, n_3 は同じ値をとる。清流から泥流に移行しても、 K_3, n_3 をきめた領域をこえないと仮定すると、沈降速度を表現する物理量は、動粘性係数 ν_B を用いて、 $w_s = f \left\{ \left(\frac{\sigma}{\rho_s} - 1 \right) g D^2 / \nu_B \right\}$ となる。

表4.2.3 集団としての移動特性の測定値

$\rho_s g$ (g/cm^3)	h (cm)	I	$\frac{1}{\psi} - \frac{1}{\psi_c}$	$d\bar{x}/dt$ (cm/s)	q_r (cm^2/s)	$\frac{\xi}{\eta}$	$\frac{1}{\lambda_1 D}$	$\lambda_2 \left\{ \frac{D}{(\sigma/\rho_s - 1)g} \right\}^{1/2}$
		$\times 10^{-2}$	$\times 10^{-2}$		$\times 10^{-1}$			$\times 10^{-5}$
1.00	3.75	2.19	1.08	.0029	0.01	0.44	32.9	0.24
"	4.0	2.05	1.14	.0028	"	0.44	19.7	0.39
"	4.20	2.05	1.62	.0227	0.05	0.595	16.1	3.18
"	4.28	2.10	1.76	.0098	0.035	0.43	21.9	1.26
"	4.72	2.1	2.44	.084	2.60	0.43	28.9	8.11
"	8.71	1.33	3.96	.54	4.74	1.04	16.6	28.8
"	8.66	1.17	2.78	.27	2.29	1.02	13.5	17.6
"	9.11	1.23	3.61	.33	3.64	1.77	31.9	9.2
1.34	4.0	2.0	5.44	.19	4.4	1.16	25.2	34.7
1.33	5.7	2.0	9.60	5.3	47.9	1.09	47.9	40.6
1.33	5.7	2.0	9.60	5.55	48.0	1.06	96.9	40.0
1.32	6.65	2.0	11.85	10.0	85.4	1.05	53.0	67.8
1.31	6.25	2.0	10.6	8.1	67.8	1.04	41.1	70.0
1.30	7.20	1.0	3.0	1.0	18.6	1.03	39.0	90.6
1.25	4.90	1.0	1.25	0.48	6.4	1.64	140.9	11.6
"	4.8	2.0	5.92	1.94	12.1	0.77	242.8	27.3
1.25	3.6	2.0	3.19	6.9	8.95	0.16	73.0	32.2
1.29	5.75	1.0	1.91	0.005	0.13	0.36	43.5	4.3
1.17	4.9	1.0	0.10	0.012	0.14	0.39	34.2	0.92

図4.2.19において、前段な流れにおける平均移動速度と流れの強度との関係を直線で示した。かりに流れの性質が変わっても平均移動速度は変わらないと仮定すると、それぞれの流体の単位重量について、図中の鎖線のようになる。この鎖線と測定値との差が平均移動速度の増加である。図4.2.17から流れの強度が小さいときには、平均移動速度の増加は大きい、流れの強度が大になると、あまり増加していない。これは流れの強度の大きいところでは、抵抗法則においても、粘性あるいは降伏値の影響が消失したのと同様に、この場合にもその影響が相対的に減少するのであろう。

さて、この平均速度の増加は、何によってもたらされているのであろうか。矢野、土屋および道上²¹⁾あるいはHubbell およびSayer²³⁾の砂れきの移動確率モデルによると、 $d\bar{x}/dt = \lambda_2 / \lambda_1$ 、 $\sigma^2 \div 2\lambda_2 t / \lambda_1^2$ となり、ここに $1/\lambda_1$ は1 step における平均の移動距離、 λ_2 は単位時間当りの移動確率に相当する。これらの値を求めた結果も表4.2.3に付記したが

この考え方によると、平均の移動距離も増大するが、移動確率の増いがさらに増加が大きい結果を示している。

平均移動速度を関係づけるにはまだ至っていないが、泥水が流砂現象にきわめて大きい影響をもつことだけは明らかにされた。

第 3 節 土石流の堆積に関する研究

3-1 土石流流下前の溪床こう配

1. 計算区間で流量の変化がない場合の溪床こう配

A. 流路の安定縦断形状についての概説

渓谷では流路の延長が長くなると、上下流で流量がちがう。しかしここではまず、算定区間の長さが短かく、流量の変化のおそれのない場合を取り扱う。流路の縦断形状は、流水の作用と流路を構成する砂れきとの関連によって形成される。渓谷の侵食も、侵食輪廻の一過程であって、長い年代がたつと流れの環境、砂れきの構成が変化するので、そこには平衡という状態は存在しないが、少なくともわれわれが防災的な対策を論ずる場合には、輪廻の過程による環境の変化は考慮しなくてもよいであろう。流れの環境と砂れきの特性が時期的に変らない限り、河道は平衡の状態に近づくであろうから、河道の縦断形状の想定は、平衡条件からなされる。この平衡条件には、河道の砂れきが動かない状態にある静的平衡条件と、砂れきの移動はあるけれども、考えている区間において、堆積も洗掘も生じないという動的平衡条件とがある。これらは解析の都合上、別々に取り扱つかわれていることが多いが、砂れきの混合を考慮せず、一様粒径として取り扱う場合には、支配流量としていかなる流量を用いるかということによって、必然的にいずれかの条件にしたがわなければならないものである。

一方、縦断的に粒径分布がある河道においては、ある流量が流れているとき、ある地点では、流量による掃流力を限界掃流力とする砂れきは停止するが、それ以下の粒径は下流に通過する。このとき停止する砂れきの量は通過する量に比べて一般に多いから、河床は停止している粒径の静的平衡によって、また逆に移動している粒径の動的平衡によってきまると考えてよい。このように考えると、河道を形成する流量は静的も動的も同一のもので、静的または動的のいずれの条件を適用するかということは、粒径によって区別すればよいということになる。

実際の河川においては、河床の砂れきは混合粒径であつて、おのおのの粒径の平衡条件の組合せから河道は形成される。河道の平衡条件を求める場合、砂れきのふるい分け作用を考えた取り扱いをしない限り、問題を解決したとはいえない。しかしフルイ分け作用については、その機構が未知で、これを解析にとり入れることは現在のところできない。

砂防ダムのように対象とする区間が比較的短かいときは近似として、砂れきの大きさを一定と考えて取り扱うことは許されるから、以下の解析では河床の粒径を一定として取り扱う。

B. 河床の縦断形状に関する理論的考察

ある基準面から測つた河床面の高さを z とすると、流砂の連続方程式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{1}{b(1-\lambda)} \frac{\partial (q_T \cdot b)}{\partial x} = 0 \quad (4.3.1)$$

ここに、 b は河幅、 λ は砂の空隙率、 q_T は単位幅、単位時間当りの掃流砂量である。

(4.3.1) 式において河床が時間的に変動しない、すなわち平衡状態にあるならば、

$$\frac{\partial (q_T \cdot b)}{\partial x} = 0 \quad (4.3.2)$$

でなければならない。

掃流砂量については、従来多くの公式が提案されているが、ここではつぎのような Brown³⁾ の提案した実験式を用いる。

$$\frac{q_T}{u_* D} = K_{b2} \tau_*^2 \quad (4.3.3)$$

ここに、 u_* は摩擦速度、 D は砂の粒径、 K_{b2} は常数、 τ_* は無次元化した掃流力で、 $u_*^2 / \{ (\sigma/\rho) - 1 \} g D$ によって表わされ、 σ は砂の密度、 ρ は水の密度、 g は重力の加速度である。(4.3.3) 式はつぎのように書き改めることができる。

$$q_T = \alpha' u_*^5 \quad (4.3.4)$$

ただし、 $\alpha' = K_{b2} D / \{ (\sigma/\rho) - 1 \} g D^2$

(4.3.3) 式は等流の場合について得られたものであるが、不等速定流の場合にも適用できるものとして取り扱う。

抵抗法則は Manning 型の $u_*^2 / g R = n^2 u^2 / R^{4/3}$ を用いることにし、断面が幅の広い矩形断面とみなすと、つぎのようにかくことができる。

$$u_* = g^{1/2} n Q / h^{2/3} b \quad (4.3.5)$$

一方、水流は平衡に達した状態を考えれば不等速定流であるから、運動方程式および連続式は、Coriolis のエネルギー係数を1とすると、

$$-i + \frac{dh}{dx} + \frac{Q^2}{2g} \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{A^2} \right) + \frac{n^2 u^2}{R^{4/3}} = 0 \quad (4.3.6)$$

および、

$$Q = A \cdot u = \text{const.} \quad (4.3.7)$$

である。

河幅 b が直線的に変化する場合を考えると、つぎのように表わされる。

$$b = mx + b_0, \quad db/dx = m \quad (4.3.8)$$

ここに、 b_0 は $x=0$ の点における河幅である。

(4.3.4) 式の q_T に b をかけて、 x で微分すると、

$$\frac{d(q_T \cdot b)}{dx} = \alpha' \left\{ \frac{db}{dx} u_*^5 + b \cdot 5 u_*^4 \frac{du_*}{dx} \right\} \quad (4.3.9)$$

(4.3.2) 式の条件によって、 $d(q_T \cdot b)/dx = 0$ となるためには、

$$\left\{ \frac{db}{dx} u_* + 5b \frac{du_*}{dx} \right\} = 0 \quad (4.3.10)$$

となることが必要である。

(4.3.5) 式および (4.3.8) 式を (4.3.10) 式に代入すると、つぎのようになる。

$$\frac{dh}{dx} + \frac{24}{35} \frac{1}{\left(x + \frac{b_0}{m}\right)} h = 0 \quad (4.3.11)$$

この式を $|h|_{x=l} = h_f$ の条件でとくと、つぎのようになる。

$$h = h_f \left(l + \frac{b_0}{m} \right)^{24/35} \left(x + \frac{b_0}{m} \right)^{-24/35} \quad (4.3.12)$$

(4.3.12) 式は各断面で流砂量が等しいという条件を満足する水深の関係である。そこで、

(4.3.6) 式の運動方程式を $h_c^3 = Q^2 / g b^2$ の関係を用いて書き直し、(4.3.12) 式の h を代入すれば、うえに述べた条件を満足する水深とこう配の関係が求まる。

$$\begin{aligned}
 i &= \frac{n^2 Q^2}{m^2 \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^2 \left\{ h_f \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{24/35} \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{-24/35} \right\}^{10/3}} I \\
 &= \frac{24}{35} h_f \left(1 + \frac{b_0}{m}\right)^{24/35} \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{-54/35} - \frac{11}{35} \frac{Q^2}{g h_f^2 m^2 \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{48/35}} \\
 &\quad \times \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{-57/35} \quad (4.3.13)
 \end{aligned}$$

基準面からの堆砂の高さ z は、 $|Z|_{x=l} = 0$ (ダム頂面の標高) の条件で水路床こう配 i を x で積分して、つぎのようになる。

$$\begin{aligned}
 Z &= \frac{n^2 Q^2}{\frac{9}{7} h_f^{10/3} m^2 \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{48/35}} \left\{ \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{9/5} - \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{9/5} \right\} \\
 &\quad + h_f \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{24/35} \left\{ \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{-24/35} - \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{-24/35} \right\} \\
 &\quad + \frac{Q^2}{2 g h_f^2 m^2 \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{48/35}} \left\{ \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{-22/35} - \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{-22/35} \right\} \\
 &\quad (4.3.14)
 \end{aligned}$$

なお (4.3.5) 式の u_* に $c h' e z y$ 型の $u_* = \sqrt{g Q^2 / C^2 b^2 h^2}$ を用いた場合には (4.3.12) 式、(4.3.13) 式および (4.3.14) 式はそれぞれ、

$$h = h_f \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{4/5} \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{-4/5} \quad (4.3.15)$$

$$\begin{aligned}
 i &= \frac{Q^2}{C^2 m^2 \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^2 \left\{ h_f \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{4/5} \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{-4/5} \right\}^3} \\
 &= \frac{4}{5} h_f \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{4/5} \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{-9/5} - \frac{1}{5} \frac{Q^2}{g m^2 h_f^2 \left(l + \frac{b_0}{m}\right)^{8/5}} \\
 &\quad \times \left(x + \frac{b_0}{m}\right)^{-7/5} \quad (4.3.16)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Z = & \frac{Q^2}{\frac{7}{5} C^2 m^2 h_f^3 \left(l + \frac{b_0}{m} \right)} \left\{ 1 - \left(l + \frac{b_0}{m} \right)^{-1/5} \left(x + \frac{b_0}{m} \right)^{2/5} \right\} \\
& + h_f \left\{ 1 + \left(l + \frac{b_0}{m} \right)^{4/5} \right\} \left(x + \frac{b_0}{m} \right)^{-4/5} + \frac{1}{2} \frac{Q^2}{g m^2 h_f^2 \left(1 + \frac{b_0}{m} \right)^2} \\
& \left\{ 1 - \left(1 + \frac{b_0}{m} \right)^{2/5} \left(x + \frac{b_0}{m} \right)^{-2/5} \right\} \quad (4.3.17)
\end{aligned}$$

となる。

C. 実験結果との比較

上記の式を検討するために、防災研究所宇治川水理実験所において実験を行った。実験に用いた水路は図4.3.2に示すように長さ7mの区間で幅が12cmに直線的に変化する部分と、上流側に長さ6m、幅12cmの一定の部分と、幅20cmの鋼製水路の中へ、木の板で片側を仕切って作ったものである。下流端19cmのところの高さ9cmのタムの模型をとりつけ、上流から毎時一定量の砂を補給して自然に堆砂せしめ、下流端から流出する砂の量が、上流での供給量に等しくなるまで実験をつづけ、そこで形成されたこう配と水深を、ポイントゲージで測定したものである。図4.3.3はその1例に上記の式を適用した結果で、この実験は砂の粒径 $D_{50}=0.37\text{mm}$ 、 $Q=2.0\text{ l/sec}$ 、Froude 数0.42程度の常流の場合である。この場合の水理条件では、砂れんの発生を避けることができないので、河床は波打ち、適合度はよくないように見えるが、砂れんによる変動を除けば、よく適合していると見てよい。砂の粒径が $D_{50}=0.082\text{ cm}$ および 0.037 cm の2種類について、常流から射流の範囲にわたり種々の実験を試みたが、そのいずれの場合でも、十分適合すると判定される結果がえられた。

D. 実際資料への適用

以上の実験の結果、(4.3.14)式が堆砂の形状をよく説明することが分かったので、実際の砂防ダムについて堆砂こう配の算定を行った。ここに採用したのは宇治川の支川犬打川の砂防ダムで、昭和32年8月に現地では堆砂こう配を測定した結果である。河幅は図4.3.4に示すように直線的に変化するとみなし、計算に用いた流量は、流域面積から洪水量を算定して $10\text{ m}^3/\text{sec}$ および $30\text{ m}^3/\text{sec}$ について計算を行った。溢流点での水深は溢流点での河幅を用いて次式で求めた。

$$h_f = (Q / \zeta_d \sqrt{2gB})^{2/3}$$

ここに、

$$\zeta_d = 0.7071 \times \left(\frac{c^2 i^*}{g} \right)^{1/2}$$

i_* はせきの背後の堆砂こう配で、用いた i_* が(4.3.13)式を満足するように試算で求めた。

この計算では、 h_f の算定に $ch'zy$ の係数 c を用いたので、(4.3.17)式によって計算した。ここで c の見積りが実際にはかなり影響するので、用いた c の値の妥当性あるいは現地このう配が実際に平衡であるかどうかなどの問題はあがあるが、得られた結果は図に示す通りである。上流部分では実測の河床こう配はかなり急であるが、この付近では平均粒径の算定が困難なほど粒径が大きいので、区間を別にしなければならぬものである。

図4.3.4は、流量によるこう配の変化を計算例で示したもので、流量が大きくなるほどこう配は減少し、河床の高さは低くなる。

図4.3.5は図4.3.4と同じ溢流幅をもつ水路で、河幅の変化率が違う場合の影響を示したもので、区間は300m、流量 Q は $300\text{ m}^3/\text{sec}$ である。限られた区間では、上流へ向って河幅の縮小がはなはだしいほど堆砂高さは低くなる。この例のように河幅のせまいところでは、流量の変化より河幅の変化の影響の方が大きいようである。

以上河幅が直線的に変化する砂防ダムの堆砂こう配について考察し、その結果を実際の砂防ダムに適用した。粗度係数の見積りに、抵抗法則についての最近の成果を適用するならば、十分堆砂こう配が求まることが明らかにされた。

2. 対象区間で流量が変化する溪床のこう配

A. 山地における河道の動的平衡条件

2-1で述べた方法によって平衡こう配を求めるとき、一番問題になるのは、河道の形成を支配する流量として、どのような流量を採用するかということである。頻度は少ないが掃流力の大きい洪水の最大流量をもって平衡こう配をきめるか、あるいは掃流力は若干少なくても河床に作用する時間が長い流量を用いるかということである。このために支配流量という言葉が生れ、この流量の定め方について論議されることが多い。例えば杉尾²⁴⁾は、砂防ダム上流での堆砂形状および四国の河川について、実測河床に対応する流量を静的平衡条件から逆算して、それらの流量の年超過確率を調べて、ほとんどの年に1~2回程度の流摺が支配流量となっていることを見出している。河村²⁵⁾は、期間中の流量の頻度分布の中央値を満たす流砂量に対応する流量をもって、支配流量としている。

しかし、山岳地帯の溪流においては、洪水の継続時間が短かく場所的にも流量の変動がはげしい。したがって、たとえ支配流量が適切にきめられたとしても、それで十分であるかどうかわからない。溪流の河床は、表面は大きな粒径によっておおわれているが、かなりの急流においても河床材料中

に占める細砂の量はかなり多い。異常に土砂が流出するような大洪水でなくても、土砂を輸送する潜在能力は、上流河川ほど大きいと考えることができる。それにもかゝらず、流路が大きな変動を示さずに、ある形状のまわりでの変化に止まっているのは、せん断を受ける継続時間が、河川の上下流で違うためと考えてよい。上流では大きなせん断が作用するが、一般に継続時間が短かく、下流では、掃流力は上流にくらべて小さいが継続時間が長い。結果として、1洪水期間中に運ばれる土砂量は1水系では上下流同じとなり、河道は平衡を保っていると考えることができる。そこで、1洪水時の全流砂量が等しいという平衡条件をみたす河道のこう配を求めてみよう。

B. 1洪水期間中の全流砂量を対象にした水路の動的平衡こう配

任意の地点の流量図を、図4.3.6に示すように、最大流量を Q_p 、流出時間を T とする三角形で表わし、 Q_p (m^3/sec) は次式で得られるものとする。²⁹⁾

$$Q_p = 0.278 r_{mp} A \quad (4.3.18)$$

ここに、 r_{mp} は有効降雨 r_e の最大流量の到達時間内の平均値 (mm/hr)、 A は流域面積 (Km^2)である。流出時間 T (sec) は図4.3.6より、つぎのようになる。

$$T = 2R_r A \times 10^3 / Q_p \quad (4.3.19)$$

ここに、 R_r は全有効雨量である。最大流量における水深 h_p は、流れを擬似的に等流と考え、断面は幅広い長方形断面とすると、つぎのようになる。

$$h_p = (Q_p n \cdot i^{1/2} b)^{3/5} \quad (4.3.20)$$

ここに、 n はManningの粗度係数、 i は河床こう配、 b は河幅である。一方、流砂量としては、1.では解析の便利さからKalinskeおよびBrownの式を用いたが、ここでは、いずれにしても解析的な解答をうるのは困難であるから、上の式より実際によく合う佐藤、吉川、芦田公式²⁷⁾を用いることにすると、次式で表わされる。

$$q_T = \left\{ \rho / (\sigma - \rho) g \right\} \cdot \phi F u_*^3 \quad (4.3.21)$$

ここに σ 、 ρ はそれぞれ砂粒および水の密度、 ϕ は $n \geq 0.025$ では定数、 F は限界掃流力 τ_c と底面せん断力 τ_0 の比の関数、 u_* は $\sqrt{\tau_0 / \rho}$ である。

洪水期間中、こう配は一定であると仮定し、 $F = 1 - \tau_c / \tau_0$ として、洪水期間中の全流砂量 Q_T を求めると、水深は図4.3.6にしたがって、 $h_1 = h_p t_1 / t_g$ 、 $h_2 = h_p (1 - t_2 / t_L)$ であるから、

$$Q_T = \int_0^T b q_T dt = \frac{2}{5} b \alpha'' (g i)^{3/2} \cdot T \cdot h p^{3/2} \left\{ 1 - \frac{5}{4} \left(\frac{h c s}{h p} \right)^{1/2} \right\} \quad (4.3.22)$$

となる。

ここに、 $\alpha'' = \{ \rho / \sigma - \rho \} g \} \varphi_1$ 、 $h c s$ は砂粒が動きはじめる水深で、 $h c s = K b_3 D / g i$ と表わされ、 $K b_3$ は岩垣⁶⁾によると、粒径 $D > 0.3 \sim 3 \text{ cm}$ において一定で $8.09 \text{ (cm}^2/\text{sec}^2)$ である。(4.3.22)式に(4.3.20)式を代入すると

$$Q_T = \frac{4}{5} \alpha'' g^{3/2} R_r (0.278 r m p)^{-0.1} b^{0.1} i^{1.05} A^{0.9} n^{0.9} \\ \times \left\{ 1 - \frac{5}{4} (K b_3^{0.5} g^{0.5} D^{0.5} i^{-0.35} A^{-0.3} n^{-0.3} b^{-0.3}) \right\} \quad (4.3.23)$$

となる。(4.3.23)式の $\{ \quad \}$ 内を E とし、基準点の諸量は添字0をつけて表わすと、支川の流入がなく、流域面積が連続的に変化する河道の平衡こう配は、 $R_r (0.278 r m p)^{-0.1}$ が各点で一定のとき、つぎのようになる。

$$i = i_0 (b_0 / b)^{0.0951} \cdot (A_0 / A)^{0.855} \cdot (n_0 / n)^{0.855} \cdot (E_0 / E)^{0.951} \quad (4.3.24)$$

$T_c \ll T$ で $E \approx 1$ となるとき以外は、 E が i の関数であるために、 i を求めるのに試算を必要とするが、基準点の値がきまると、 A 、 b は既知であるから、 n は想定する洪水の Q_p に対応する n を用いることによって懸案地点の i を求めることができ、この i を積分することによって河床高も得られる。

以上の方法は、解析的には不十分な点があるが、(4.3.23)式においてこう配 i が流砂量 Q_T と結びつけてあるために、流砂量 Q_T を与えてこう配を定めるのには、この方が便利である。

従来、砂防工事は水系一貫した計画にしたがって行なわなければならないといわれているが、具体的にどうすればよいかということについては明確にされていない。砂防工事は等流砂量河道の建設にあるといえる。そのためには各地点の流砂量が、任意の地点で決められた許容流砂量になるようにすればよい。

(4.3.22)式および(4.3.23)式はこの目的のために有効であって、許容流砂量が与えられたとき、(4.3.22)式または(4.3.23)式の Q_T にこの値を入れて、 i を求めればよい。支川が流入する場合には、支川の流砂量をきめて、その値で支川の i をきめ、本川については支川の分を差引いた残りの流砂量について i をきめていけばよい。

以上の考え方にしたがると、洪水波形の波頂の場所的な変化が流砂量についてはこう記におよぼす影響は、洪水到達時間の変化、すなわち h_p については、 T の変化によって生じることになる。

C. 実際河川での適用例

実際の平衡な河川では、ここで考えているような条件での平衡がかなりたっているのではないかと考えられる。図 4.3.7 に示す神通川上流高原川の④から⑩までの約 17Km の区間は、昭和 30 年から 36 年までの毎年の測量では、局部的に増減はあるが大きな変化はなく、一応平衡状態にあるといわれている。³¹⁾ 各支川の受け持つ流砂量は、いまのところ正確にはきめにくいので、全区間通じての検討はむづかしいが、支川の合流点から合流点までの各区内では全流砂量は等しいと考えられる。図 4.2.7 に示す A~E の 5 区間で、各区内毎に上流端と下流端の b , i , D を求め、この区間における最大洪水 (最大降雨強度 2 cm/h , 連続降雨量 127.5 mm) を対象にして、(4.3.24) 式に適用した結果は表 4.3.1 に示すとおりである。この計算では水位観測の記録が十分でないので、 r_{mp} は最大降雨強度 $\times 0.75$, R_e も連続降雨 $\times 0.75$ とした。各点の水位は、平均粒径を用いて、岩垣式 $k_s/D = 10 \cdot \{u_*^2 / (\frac{\sigma}{\rho} - 1) g D\}^{0.69}$ より k_s を求め、これを対数法則式に代入して平均流速を求め、これから水位流量曲線をかいて求めた。(河床砂れきの平均径は、1 断

表 4.3.1 高原川における計算例

区 間	A		B		C		D		E	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
測 点										
A (Km ³)	295.9	283.4	258.4	253.8	218.3	215.9	211.9	198.8	171.2	155.6
b (m)	1015	1202	84.3	110.8	185.4	166.5	160.2	93.97	126.1	200.0
D (m)	0.144	0.215	0.114	0.114	0.114	0.114	0.174	0.174	0.154	0.099
i	0.0115	0.0178	0.0153	0.0180	0.0188	0.019	0.0178	0.0197	0.0211	0.0198
Q (m ³ /s)	1298	1239	1129	1109	953.9	943.9	926.1	868.6	748.0	679.8
h (m)	223	177	2.10	1.68	1.15	1.18	1.26	2.08	1.26	0.835
n	0.032	0.035	0.032	0.032	0.031	0.033	0.033	0.034	0.033	0.0323
E	0.144	0.101	0.432	0.303	0.155	0.192	0.178	0.165	0.115	13.90
(b ₀ /b) ^{0.0951}		0.983		0.974		1.105		1.053		0.957
(A ₀ /A) ^{0.885}		1.0298		1.0171		1.0128		1.0552		1.085
(E ₀ /E) ^{0.951}		1.39		1.26		0.981		1.072		0.844
(b ₀ /b) ^{0.0951} (A ₀ /A) ^{0.885} (E ₀ /E) ^{0.951}		1.89		1.25		1.10		1.19		0.832
i		0.0218		0.0191		0.0207		0.0212		0.0186

面2箇の測定値の算術平均を用いた。) n_0/n は1として、各区間下流側の値を基準にして上流側の i と求めた結果を表4.3.1の最下欄に示す。計算値と実測値は必ずしも一致していないが、その差程度の変動は、砂れきの代表径の取り扱い方によって生じるので、その取り扱い方がこの河川のように粒径が大きく、その分布も大きいところでは明確でないので、これ以上の追求はむづかしい。

また(4.3.24)式によると河床こう配 i は他の量が一定とすると

$$i \propto A^{-0.855}$$

という関係が成立する。図4.3.8は建設省³²⁾で調査した全国の砂防ダムのこう配と流域面積の関係である。粒径その他の量が必ずしも一定でないので、相関を期待するのがむしろ無理であるが、図4.3.8の結果はかなりの相関を示している。この事実は、一般の河道ではさきにも述べた1洪水中の流砂量が各点で等しいという条件が、成立していると考えることができる。

3-2 土石流の堆積の分類とそれらの特徴

土石流の堆積は、その構成材料から2つに分類される。一つは砂れきと流れが分離して砂れきだけの堆積、一つは粘土分を多量に含んだ流動物の堆積である。

砂れきだけの堆積のこう配は、水流と砂れきの相互作用で決まる。砂れきを伴う流れは摩擦抵抗が大きいから、含有する砂れきを放出することによってこう配を増し、この抵抗に打ちかとうとする。このときのこう配は、2-1で述べた動的平衡の考えで求められ、要は流れのもつ砂れきの量と摩擦抵抗をいかに正しく見積るかだけである。これについては、すでにいくつかの研究があるのでここでは取り扱わない。

一方、粘土を多量に含むときは、堆積そのものが流動化して、その流体のせん断降伏値以上のせん断力が作用すると、たとえその力が小さくても流動する。しかしせん断降伏値をこえるため、砂れき上の清水の流れに比較すると一般に急なこう配が必要で、この場合は流れ自身がそこに滞留して急こう配を作る。これについてはまだ未知の点が多いので、ここではこれをとりあげる。

土砂を多量に含む流体の流動は、第3章で述べた抵抗法則に支配される。したがって、せきの堆砂区間における流動も、これによって十分説明できるはずである。ただし、この流体の顕著な特性として、濃度が高く、せん断力がそれほど大きくないとき、開水路で等流の状態が作りにくいという事実がいままで経験されてきた。例えば長さ20mの実験水路の全長にわたって低下背水の様相を示す。低下背水の現象はもちろんニュートン流体においても、水路の段落ちの上流部分に発生す

るが、この区間は実際には短かくほとんど問題にはならない。低下の原因が、水面が支配断面で限界水深の位置を通るという局所的なものであるから当然である。

この影響がなくなると、正の水路こう配のところでは、エネルギーこう配と摩擦こう配が釣合つて等流の状態を作る。土砂流でもこの関係は満されるはずである。もちろん低下背水の領域が、ニュートン流体にくらべて長いといえども、終局的にはうへの釣合いをみたまものと思はれる。水路が十分長いところでは問題はないかも知れないが、砂防ダムのように水路長が比較的短いところでは、この影響は大きい。

エネルギーこう配と摩擦こう配が、長い区間にわたって釣合わないとすると、そこに釣合いをみたす何らかの力が作用しているはずである。これについて、実験資料をもとにして考察を試みよう。

3-3 粘土を含む流体の堆積機構

1. 泥流の流動形状に関する実験

実験に用いた流体は、第3章以下の実験において取り扱ってきたのと同じもので、ビンガム塑性流体の性質を示し、その粘度および降伏値も、第3章で述べたとおりである。

用いた水路は幅0.2 m、深さ0.5 m、長さ2.0 mの循環式鋼製水路で流量は1.7 l/sec から4.2 l/sec で、流量の測定はマスで測定した。水路こう配は1/100から1/20である。流動形状の測定は0.2 mないし0.5 mごとにポイントゲージを用いて測定した。

実験結果の1例を図4.3.9に示す。図4.3.9は下流端にせきを設けてせき上げたもので、水路こう配は1/30と1/20である。図の上流端におけるReynolds数は、第3章2-1の定義にしたがって表わすと、(i) (ii) はそれぞれ4.84および0.518で層流の領域に属する。Reynolds数は下流へ行くにしたがって低下し、せきの点では(ii)の場合で0.19程度である。Froude数は次節において考察するようにニュートン流体と同様に定義でき、この値は(i) (ii)それぞれ0.385、0.345であって、常流の領域に属する。

また図4.3.10は水路下流端が段落ちの場合で流動形状は低下曲線を示す。 $i=1/30$ のときにはほぼ等流が形成されたが、こう配がそれよりゆるい場合にはいずれも顕著な低下曲線が形成される。従来ニュートン流体の低下背水の領域は小さいといわれているが、この場合には水路全長にわたって不等流の状態が生ずることが測定された。

2. 塑性流体と考えた場合の流動形

ここで取り扱う流体は、第3章で述べたように、高い Reynolds 数で流動するとき、ニュートン流体と同様な挙動を示し、その流速分布についても乱流の場合には対数法則が成立することも明らかにされている。したがってこの流体のある断面の全エネルギーはニュートン流体と同様に次式によって表わされる。

$$E = \alpha_m \frac{u_m^2}{2g} + Z + h \cos i \quad (4.3.25)$$

ここに α_m は流速分布の補正係数で、 $\alpha_m = \int_A (u \frac{u}{m})^2 \frac{dA}{A}$ 、 u_m は断面内の平均流速、 g は重力の加速度、 Z は基準面から水路床までの高さ、 h は流れの深さ、 i は水路こう配である。 α_m の値は流れがたとえばみかけの層流 σ のとき、この流れの増流分布および平均流速 u_m は幅広い水路では、(3.3.3) および (3.3.5) 式よりつきのように表わされる。

$$u = \frac{\tau y}{\mu_B (h - Zy)} \left(Z - Zy - \frac{Z^2}{2} \right) \quad (4.3.26)$$

$$u_m = \frac{\tau y}{\mu_B (h - Zy)} \frac{Zy^2}{2} \left(1 - \frac{Zy}{3h} \right) \quad (4.3.27)$$

ここに τy は流体のせん断降伏値、 μ_B は流体の塑性粘度、 Zy は τy が生じる高さであるから、 α_m はつきのようなになる。

$$\alpha_m = \frac{1 - \frac{7}{15} a'}{\left(1 - \frac{a'}{3} \right)^2} \quad (4.3.28)$$

この値は、第3章第2節で求めた流速の補正係数 F_a' と同じものである。この種の流体に対しても、(4.3.25) 式が成立つとすると、限界水深 h_c 、Froude 数 F_r およびそれらの限界値を、水路幅に B 、流量に Q を用いて表わすと、

$$h_c = \sqrt[3]{\frac{\alpha_m Q^2}{g B^2 \cos i}} \quad (4.3.29) \quad v_c = \sqrt[3]{\frac{g Q \cos i}{\alpha_m B}} \quad (4.3.30)$$

$$F_r = \frac{u_m}{\sqrt{g h \cos i}} \quad (4.3.31) \quad F_{rc} = \frac{1}{\sqrt{\alpha_m}} \quad (4.3.32)$$

となって、従来のニュートン流体と同じ関係式で定義できる。対象とする河川は一般に急こう配であるから、 $\cos i$ の項は省略せずに書き残したが、これも $i=1/10$ 程度までは $\cos i \approx 1$ とみなして差し支えないものである。

一方、等流水深は、ビンガム塑性流動では流動によるエネルギー消費がせん断降伏値 y 以上のせん断力を受ける領域でのみ行なわれることを考慮すると、平均流速 u_m は (3.3.29) 式より、

$$u_m = \frac{2g}{f'_B F_a'} \sqrt{i h} \quad (4.3.33)$$

と表わされる。

$$C = \sqrt{2g / f'_B F_a'} \quad (4.3.34)$$

とおくと、等流水深はニュートン流体と同形の式

$$h_0 = \sqrt[3]{\alpha_m Q^2 / C^2 \cdot i B^2} \quad (4.3.35)$$

となる。

その結果、流れの流動形式はニュートン流体の水面形と同じく、例えば幅一様な長方形水路では、つぎのように、水面形についての基礎式がえられる。

$$\frac{dh}{dx} = \frac{i \left(1 - \frac{C_0 h_0^3}{C h^3}\right)}{1 - \frac{h_0^3}{h^3}} \quad (4.3.36)$$

もし $C=C_0$ と考えると、水面形の計算における Bresse の公式あるいは Chow の公式が適用できるようになる。実際には、 $C=C_0$ でないので、 C が一定とみなされる範囲に分割し、各区分における Reynolds 数から、 $f'_B = 6/R_{eB}$ の関係を用いて f'_B を求め、各区分において C の変化を考慮して、水面形を計算した結果を図 4.3.9 に示す。不等流領域では、壁面の流速分布が変わるから、当然抵抗係数が等流の場合とは異なる。ここで行なったように、等流の条件で得られた抵抗則を適用しているところに問題があるが、実験値と計算結果の間には、たとえこれを補正したとしても本質的に違いがあるように思われる。

3. 粘弾性流体と考えた場合の流動

A 流体の有する粘弾性的性質

ここで取り扱っている流体は、第3章でも述べたように、本質的には粘弾性流体である。これは表2.3.1の中で、見掛け上弾性的な性質が小さいと予想された δ 1の試料について、振動式粘弾性測定装置で測定した結果では、著しい非線形挙動のために剛性率は決定できなかったけれども、弾性的性質をもつことを示した。また管内流動の実験において、粘弾性流体の特徴とされているBarus効果ともみられる現象に接したことから、多少とも弾性的性質をもつことは否定できない。管路内の流動では断面が限定され、かつ弾性の効果が断面の法線方向に作用するため、局所的にはその影響が現われないが、自由表面を有する流れではこの効果が現われると考えてよい。粘弾性流体は法線応力効果をもつといわれている。ここで扱う流体がその性質をもつかどうかは実際に測定されていないので不明であるが、これを測定することは現在できないので、ここではこの効果を入れて流動機構を解析し、実験値との比較によってその存在と影響を考察する。

B. 有限変形における粘弾性流体の応力とひずみ速度の関係

粘弾性流体の流動式は、法線応力効果、粘弾性効果および非ニュートン粘性が説明できるものではないといけな。これについて種々の流動式が提案されているが³³⁾、いずれも議論の余地を残すようである。ここではこれらからはなれて、有限変形する弾性体を対象とした応力とひずみの関係を流体に適用して議論をすすめることにする。

有限変形する弾性体の応力 p_{rs} とひずみ e_{rs} の関係を議論して、Poincar³³⁾は、従来の微小変形の式に $4\mu_c e_{r\alpha} e_{\alpha s}$ を加えて、

$$p_{rs} = \lambda e_{\alpha\alpha} \delta_{rs} + 2\mu e_{rs} + 4\mu_c e_{r\alpha} e_{\alpha s} \quad (4.3.37)$$

と表わした。ここに λ と μ はラメ常数、 δ_{rs} はクロネッカーのデルタで、 μ_c を交叉弾性率と名付けた。

流体に対しても、いままで微小変形について行なったと同様に、 $e_{\alpha\alpha}$ は0として、静水圧 p を導入し、ひずみをひずみ速度 \dot{e}_{rs} に直して、

$$p_{rs} = -p \delta_{rs} + 2\eta \dot{e}_{rs} + 4\eta_c \dot{e}_{r\alpha} \dot{e}_{\alpha s} \quad (4.3.38)$$

と表わすことができる。 η_c は交叉粘性率とでもよばれるものである。

そこで、 $u=f(x, z)$ 、 $v=0$ 、 $w=0$ の流れに対して(4.3.38)式は、

$$\begin{aligned}
p_{xx} &= -p + 2\mu (\partial u / \partial x) + \mu (\partial u / \partial x)^2 + \eta_c (\partial u / \partial z)^2 \\
p_{zz} &= -p + \mu (\partial u / \partial z)^2 + \eta_c (\partial u / \partial z)^4 \\
p_{yy} &= -p \\
p_{xx} &= \mu (\partial u / \partial z) + \eta_c (\partial u / \partial z)^3 \\
p_{zy} &= p_{zx} = 0
\end{aligned} \tag{4.3.39}$$

となる。この結果は、粘弾性流体の流動式を提案した Rivlin-Ericksen³⁴⁾ の式において、 \dot{e}_{xz} の高次の式を省略した結果と一致する。(4.3.39) 式は従来から流体要素の応力とひずみ速度の関係を、例えば x 方向について、

$$p_{xx} = -p + \mu (\partial u / \partial x) \tag{4.3.40}$$

としているのに対して、 $\mu (\partial u / \partial x)^2$ および $\eta_c (\partial u / \partial z)^2$ が法線応力に加わったものである。(4.3.40) 式において $\mu (\partial u / \partial x)^2$ および $\eta_c (\partial u / \partial z)^2$ の 2 乗以上の項は小さいとして省略すると、

$$\begin{aligned}
p_{xx} &= -p + 2\mu (\partial u / \partial x) + \eta_c (\partial u / \partial z)^2 \\
p_{zx} &= \mu (\partial u / \partial z)
\end{aligned} \tag{4.3.41}$$

となる。

C. 粘弾性的性質による偏差法線応力を考えたときの不等流式

2次元流れの運動方程式はつぎのとおりである。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \nu \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{zx}}{\partial z} \right) \tag{4.3.42}$$

(4.3.42) 式に (4.3.41) 式を代入すると

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= \nu \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right. \\
&\quad \left. + \frac{\partial}{\partial x} \frac{\eta_c}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right)
\end{aligned} \tag{4.3.42}$$

となる。すなわち、Navier-Stokes の式にさらに一項、偏差法線応力の項が加えられる。

開水路に適用する場合には、(4.3.42) 式を断面について積分すればよい。

右辺第2項および第3項には、もし流れに乱れがあれば、Reynolds 応力 $\rho \overline{u' u'}$ および $\rho \overline{u' w'}$ が付け加えられ、またときには粘性応力が省略されることがあるが、いずれにしても、

$$\int_A \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\nu \frac{\partial u}{\partial x} - \rho \overline{u'u'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\nu \frac{\partial u}{\partial z} - \rho \overline{u'w'}) \right\} dA = -\tau_0 S$$

とおくことによって、(4.3.42)式は積分でき、これはつぎのようになる。

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial}{\partial t} (u_m A) + \rho \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_m u_m^2 A) = -\tau_0 S + \rho g A S \sin i \\ - \rho g A \frac{\partial h}{\partial x} \cos i + \frac{\partial}{\partial x} \int_{A_e} \eta_c \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 dA \end{aligned} \quad (4.3.43)$$

ここに A_e はせん断応力が τ_y 以上である部分の面積である。右辺第4項を除くと慣用の開水路の水流の運動方程式であることはいうまでもない。

さて、交叉粘性率の表現にあたっては、従来から粘弾性流体の取り扱いに用いられる手法を用いることにする。富田³⁵⁾は、従来から提案された粘弾性流動の流動式を比較して、Weissenberg の仮定が、表現がもっとも簡単で、しかもせん断速度の適用範囲を限定すると大きなせん断速度の領域でよく実験結果と一致すると述べている。この式は弾性体の有限変形理論の結果から類推したもので、偏差法線応力を σ' とし、つぎのように表わされるものである。

$$\begin{aligned} \sigma'_{xx} - \sigma'_{zz} = G S^2 \quad p_{zx} = G S \\ \sigma'_{zz} - \sigma'_{yy} = 0 \end{aligned} \quad (4.3.44)$$

ここで G は剛性率、 S は回復しうる内部ひずみである。これはあくまでも弾性体を対象としたものであるから、粘弾性流体に適用するためには、これと非ニュートン粘性とを結びつける必要がある。

(4.3.39)式と(4.3.44)式より、

$$\sigma'_{zz} = 0$$

とみなされるので、

$$\sigma'_{xx} = G S^2 \quad (4.3.45)$$

となる。流体に適用したときの剛性率 G は、ひずみの大きさ、および緩和時間に関係し一定でないと考えられるが、ここでは一定として取り扱うことにする。

さて、この研究で取り扱う塑性流体では、降伏応力を差引いた有効応力に対して、

$$p_{zx} = \mu_B (du/dz) \quad (4.3.46)$$

と表わしているので、(4.3.44)式の p_{zx} を代入して e を \dot{e} に拡張すると、

$$\sigma'_{xx} = \frac{\mu_B^2}{G} \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (4.3.47)$$

となる。したがって交叉粘性率 η_c は (μ_B^2/G) と表わされることになる。

流れが層流のとき、流速分布は近似的に(4.3.26)式および(4.3.27)式を用いて、

$$\frac{du}{dz} = 2u_m \left[\frac{1 - (z/z_y)}{z_y \{1 - z_y/3h\}} \right] \quad (4.3.48)$$

と表されるから、

$$\eta_c (du/dz)^2 = 4(\mu_B/G) u_m^2 \left[\frac{1 - (z/z_y)}{z_y \{1 - (z_y/3h)\}} \right]^2 \quad (4.3.49)$$

となる。水路幅 b が一定のとき、 $\int_{A_e} \eta_c (du/dz)^2 dA$ は、

$$B \int_0^{z_y} \sigma'_{xx} dz = \frac{4B}{3} \cdot \frac{\mu_B^2}{G} \cdot \frac{Q^2 \xi_\lambda}{A^2}, \quad \xi_\lambda = \frac{1}{z_y \cdot \left(1 - \frac{z_y}{3h}\right)^2} \quad (4.3.50)$$

と表わされる。連続式 $\partial A/\partial t + \partial Q/\partial x = 0$ を用いて、(4.3.43)式の第1項、第2項を整理し、各項を $\rho g A$ で割ると、 $\partial/\partial t = 0$ のとき

$$-i + \frac{dh}{dx} + \frac{d}{dx} \left(\frac{\alpha_m u_m^2}{2g} \right) + \frac{\tau_0}{\rho g R} - \frac{4Q^2 \mu_B^2 \xi_\lambda B}{3G \rho g A^3} \left(\frac{1}{\xi_\lambda} \frac{d\xi_\lambda}{dx} - \frac{2}{A} \frac{dA}{dh} \frac{dh}{dx} \right) = 0 \quad (4.3.51)$$

となって、従来の不等流の運動方程式に、最後の項が付け加わる。この式を長方形断面の場合について書き直すと、

$$\frac{dh}{dx} = \frac{i - \frac{Q^2}{c^2 b^2 h^3} + \frac{4Q^2 \mu_B^2 B}{3G \rho g A^3} \frac{d\xi_\lambda}{dx}}{1 - \frac{\alpha_m Q^2}{g b^2 h^3} + \frac{8}{3} \frac{Q^2 \mu_B^2 \xi_\lambda}{G \rho g b^2 h^4}} \quad (4.3.52)$$

となって、水面形を求めることができる。

D. 剛性率 G の測定

(4.3.52)式を用いて水面形を計算するとき、剛性率 G の値が必要である。 G の値はさきに述

べたようにせん断力の大きさまたは緩和時間に関係するものと予想される。しかしこれを測定する適切な装置がないので、ここでは、図 4.3.1 1 に示す Schwedoff の装置³⁶⁾を作製して使用した。寸法は、内筒の長さ 20.69 cm, 太さ 4.06 cm, 内外筒のすきまは 2.0 mm で鋼線の太さ 0.5 mm 長さ 27 cm のものを使用した。ねじれ角の測定は望遠鏡と尺度の方法によった。この測定法による G と試料のねじれの関係は、つぎの式で表わされる。³⁶⁾

$$G = \frac{k}{4\pi H} \left(\frac{1}{R_i^2} - \frac{1}{R_o^2} \right) \frac{\varphi_s - \psi'}{\psi'} \quad (4.3.53)$$

ここに、 k は鋼線のねじれ常数、 H は試料が内筒に浸たる深さ、 R_i , R_o はそれぞれ内外筒の半径、 φ_s は鋼線のねじれ角、 ψ' は試料のねじれ角である。

この実験に用いているのは粘弾性流体であるから、かならずしも弾性平衡点にとまらず、 θ は時間とともに増加していく。この変化が進む時間はかなり長く（この測定では 2 時間ぐらい）、その結果 G の決定をどこで行なうかが問題になる。 G の決め方は必ずしも適切ではないが、時間的な変化が小さくなったときの θ を用いて、 G の値を求めた。図 4.3.1 2 は、このようにして求めた G と土砂濃度との関係である。

E. 実験結果への適用

以上の結果、必要な常数は一応決定されたので、実験結果を用いて、(4.3.5 1) 式の各項の大きさを求めた。実験結果は、水路幅に対して水深が水路幅の 1.5 倍程度に達するため断面の影響を考慮する必要がある。

ξ_λ の値を求めるためには、 $\tau > \tau_y$ のせん断力を受ける領域をきめる必要がある。断面内のせん断力の分布は不明であるが、流動をしていない部分にたいして、エネルギーこう配を I_e 、末流動領域の径深を y_y としたときに、

$$\tau_y = \rho g I_e y_y \quad (4.3.54)$$

が成り立つものとし、全断面に対する径深 R から y_y を引いたものを流動深さ Ry とし、それに平均潤辺長 $\bar{b} = 2h + B - 2Ry$ を乗じたものを流動面積とした。したがって (4.3.6 3) 式の偏差法線応力によるこう配は、

$$= \frac{4Q^2 \mu_B^2 \xi_\lambda \bar{b}}{3G \rho g A^3} \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\xi_\lambda}{dx} - \frac{2}{h} \frac{dh}{dx} + \frac{1}{\bar{b}} \frac{d\bar{b}}{dx} \right), \quad \bar{b} = 2h + B - 2Ry \quad (4.3.55)$$

と書き直される。

この計算においては、摩擦こう配に正しい値を与えることが重要である。不等流の領域では、一般に、見掛け上摩擦こう配が増すことが指摘³⁷⁾されているが、清楚な場合でも、その程度は明らかでない。ここでは第3章で、等流のときの抵抗係数、

$$f'_B = 6/R_{eB}, \quad R_{eB} = \frac{u_m R}{\nu_B} I'a'$$

によることとし、測定区間を1mごとに分割して、各区分ごとに R_{eB} を計算して、 f'_B を求めた。

各項の大きさを計算した結果を図4.3.13(a),(b)に示す。(a)はせき上げ背水、(b)は低下背水の場合である。

(4.3.55)式において、 dh/dx が正のとき、一般に $d\xi_\lambda/dx$ は負、 db/dx は正、また dh/dx が負のとき、 $d\xi_\lambda/dx$ は正、 db/dx は負である。しかし(4.3.55)式の括弧内の各項の大きさを比較すると、いずれの場合も $(2/h) \cdot (dh/dx)$ の項が大きく、 dh/dx の正負で(4.3.55)式の正負がきまる。 dh/dx が正のとき、偏差法線応力効果は摩擦こう配と同じ符号を、また dh/dx が負のときは逆の符号をもつ。これは dh/dx が正のとき、みかけ上摩擦が増して流れにくくなって水深が増し、 dh/dx が負のときは、摩擦が減じて水深が低下することを意味する。この結果は図4.3.9および図4.3.10の実験結果の傾向と一致する。図4.3.9において、(4.3.36)式によって計算した結果より水深が大きいのは、この偏差法線応力効果ははたらいしていると解釈できる。同様に図4.3.10においては、流れは当然等流水深で流れるべきところ、段落ち部で生じた不等流現象によって偏差法線効果を生じ、等流水深より低くなる領域が顕著になると考えることができる。

図4.3.13(a)(b)において求めたこの偏差効果の流れ方向の変化は、図4.3.9における(4.3.47)式による計算値と実測値の差、あるいは図4.3.10における等流水深と実測値との差の流れ方向の変化と傾向としては一致し、以上に述べたことを立証している。

現在のところ流体の物理常数、とくに剛性率 G の絶対値が決定的でないため、定量的に以上の考えが正しいかどうかは説明できない。

(4.3.51)式の考え方が正しいければ、図4.3.13において、エネルギーこう配と摩擦こう配の差は偏差効果によるこう配となるべきで、逆に偏差効果のはたらいしていないところでは、エネルギーこう配と摩擦こう配は釣り合うべきである。図4.3.13の計算結果はこの関係をみだしていない。

これは摩擦こう配の算定にも問題があり、図4.3.13(a)よりわかるように、不等流の区間に入ると摩擦こう配の計算値は急に小さくなって釣合いを失なう。層流を対象に側壁の摩擦をとり入れたLorenz G. Straub³⁸⁾の方法で補正を行なってもこの傾向は変わらない。従来ニュートン流

体の流れにおいても背水区間においては、みかけ上抵抗係数が増すことが指摘されているので、この計算においても当然この影響に対する補正をしなければならぬ。しかしこの補正は未知の点が多く、みだりに補正を加えると、他の要因による影響を見失う恐れがあるので、ここでは補正をしていない。ニュートン流体における背水区間の摩擦抵抗の究明が望まれる。摩擦こう配を求めるときに注意すべきもう1つの事項は、計算に採用した各断面の a' の値すなわち断面内の流動域の決定で、流体の緩和現象は考慮せず、その場所の外力だけで決めているが、流体自身はその前の時刻に、前の場所で受けた力の影響を保持していると考えられる。偏差効果の計算値が一般に、現象より急激な変化で表われているのも、この緩和現象を考慮していないからであろう。これは剛性率に関係し、さきに採用した剛性率の値の不確かさもさることながら、これを応力に無関係に一定としているところに問題がある。

以上、泥流が偏差法線応力をもつという考えにたつて、その効果を考慮に入れて水面形を求め、実験値と比較した。その結果は、この効果を考慮しない計算値と実験値とのずれと、この効果による影響とが傾向として一致することを見出した。ただ、弾性的性質の応力緩和の未導入あるいは剛性率の正しい値の未決定のため量的には一致していない。

これらの結果から、泥流の不等流現象に粘弾性的性質を導入することは必要であると考えることができ、泥流の粘弾性的性質の一層の究明が重要である。

第 5 節 結 語

以上、土石流による輸送と堆積の機構について述べたが、これを要約するとつぎのとおりである。

まず、泥流の掃流力を滑らかな流れのそれと比較して、どこが違うか指摘した。ついで泥流の河床せん断の増大にふれ、層流および滑面乱流の場合を例にとつて、水深とこう配がそれぞれ同じとき、粘土の濃度が増すにしたがってせん断力の増す割合を示した。第3章で同じことをマンニングの粗度係数について行ない、この場合には、濃度の影響があまり顕著でなかったが、河床に作用するせん断力については、濃度の影響が著しく、水深、こう配がそれぞれ同じの流れについては2-3倍になることを示した。

つぎに泥流中におかれたれきの限界掃流力について考察し、泥流中におかれたれきの移動限界は、

清澄な流れの中のれきの移動限界を規定するパラメーターに、泥流の塑性的な性質を付け加えることによって表わされるとし、付加する項として粘性によるエネルギー逸散が、境界面にはたらく力の単位時間の仕事量と等しいとおき、この両者の相似を保つパラメーターを付け加えた。これによって整理された泥流中のれきの移動限界の実験値は、清澄な流れの中の移動限界と同じ関係を示した。

つぎに足洗谷の土石流におけるれきの移動に、第3章以下の研究の成果を適用した。土石流の構成材料は頂上のとくしや地の侵食によって供給されたと考え、この斜面の土を採集して、そのフロックの大きさを求めた。その結果、昭和38年に生じた土石流は、最大フロック濃度に達した泥流であったと推定された。昭和43年8月の土石流も、同じ濃度であったと仮定すると、河床に散在するれきには、清澄な流れの限界掃流力の2倍の掃流力が作用したことになり、れきの移動が生じたとしても無理でないと推定できた。

つぎに土石流の前面において巨れきを転動あるいは滑動の形で押しながら進む現象に着目して、れきの前後で水位差が甚だしいときの巨れきの安定について解析した。これらの結果はいずれもれきの大きさに対する水深の比を与えると、れきが転動または滑動する限界のこう配が得られる。従来の研究からはほゞ妥当と考えられる数値を用いて求めた結果は、例えば粒径の0.8倍の水深で、転動しうるこう配が9°程度となり、この結果は、新潟県大日原、長野県松川入におけるの巨れきの堆積こう配とも近い。この結果、いかなる大きさのれきでも、ここに考えた流況になると、十分転動することができるという結果を得た。これは、土石流の流下した後にのこるのと残される巨れきの移動を説明するものである。

つぎに、泥水が掃流砂量に及ぼす影響について実験を行ない、みかけの層流の領域における掃流現象がかなりの量をもつことから、ここではChang Simons およびRichardson の提案した式によって流砂量を整理し、粘土の濃度によって流水がれきの輸送に働く効率が大きくなる割合を求めた。さらにれきの平均移動速度を測定し、泥水中の掃流量の増加は、移動層の厚みの増加でなく、平均移動速度の増大でなされることをのべた。

第3節では、土石流の制御という立場から土石流の堆積について論じた。土石流が流動するためには、普通的水流より急なこう配が必要であるから、流動後にはせきの背後にかなりの量が残る。発生が予想される土石流の量よりこの滞留量が上まわるように、いくつかのせきを設ければよいとの考えにたつて、まず流動前の河床こう配を算定した。

まず算定区間が短かく、支溪からの流入のないところでは、一定流量における動的平衡の考え方で、支溪からの流入による流量の変化が無視できないときは、1洪水期間中の流砂量が各点で等し

いという条件で、こう配を求め、実際の河川の資料と比較して、その妥当性を確かめた。後者の考え方は、単にせきの背後の溪床こう配に限らず、河川の一貫した河道計画に役立つものである。

つぎに土石流の堆積を2つに分け、流動中に粘土分が洗い流されて粗い砂れきのみ残った場合と、きわめて粘礫な場合に分け、前者は上述の方法で求められることから、ここでは後者について考察した。

実験によると、粘土を多量に含む流体は、不等流の傾向が顕著になる。そこで不等流を助長する原因を、この流体のもつ粘弾性的性質に求め、その法線応力効果によって生ずるものと考察した。せん断速度に関係すると考えられる流体の剛性率を一定としたため、考察した結果は定量的には一致しないが、定性的には以上の考え方が妥当である。という結果を得た。

以上、土石流の輸送と堆積について、とくに泥の役割および巨れきの移動機構について考察し、とくに前者はれきの秘効に顕著なはたらきをなし、後者は決して特別な現象でなく、十分起こりうるものであることを示した。

参 考 文 献

- 1) 例えば, Curry, R. R. ; Observation of Alpine Mudflows in the Tenmile Range, Central Colorado, Geological Society of America Bulletin, Vol. 77, No. 7, 1966, pp. 771-776.
- 2) 例えば, 川口武雄, 渡辺隆司, 滝口喜代志; 赤城山崩れに関する研究, 林業試験場報告第49号, 1948.
- 3) 石原藤次郎 ; 応用水理学, 中1, 丸善, 昭32. 12, pp. 15-16.
- 4) White, C. M. ; The Equilibrium of Grain on the Bed of a Stream, Proc. Roc. Soc., A 174, 1940, pp. 322-338.
- 5) 栗原道徳 ; 限界掃流力に就いて, 九大流体力学研究所報告, 第4巻, 第3号, 1948, pp. 1-26.
- 6) 岩垣雄一 ; 限界掃流力の流体力学的研究, 土木学会論文集, 第41号, 1956, pp. 1-21.
- 7) 岩垣雄一, 土屋義人 ; 砂面上におかれた礫の限界掃流力について, 土木学会論文集, 第41号, 1956, pp. 22-38.
- 8) 土屋義人 ; 混合砂礫の限界掃流力に関する研究, 京大防災研究所年報, 第6号, pp. 228-253.
- 9) 土屋義人 ; 水門下流部における洗堀限界に関する研究, 土木学会論文集, 第82号, 昭和37, pp. 21-51.
- 10) 伊藤四郎 ; 塑性流体の流れ, 第93回講習会教材, 日刊工業新聞社, 昭和32年, pp. 37-50.
- 11) 建設省神通川上流砂防工事事務所 ; 神通川水系砂防調査報告書, (第2回) 昭38. 3
- 12) 谷 勲 ; 土石流(山津波)について, 水利科学, No. 60, 第12巻6号, 1968, pp. 111-119.
- 13) Hsich, T. ; Resistance of Cylindrical Piers in Open-Channel Flow, Proc. of the A. S. C. E., Vol. 90, HY1, Jan., 1964, pp. 161-173.

- 14) Einstein, H. A. ; The Bed-Load Function for Sediment Transportation in Open Channel Flows, U. S. Department of Agriculture Soil Conservation Service, Technical Bulletin, №1026, pp. 1-71.
- 15) 佐藤清一, 吉川秀夫, 芦田和男 ; 河床砂礫の掃流運搬に関する研究, 土木研究所報告, 第98号の2, 昭32, pp. 13-30.
- 16) Kalinske, A. A. ; Movement of Sediment as Bed-load in Rivers, Trans. AGU, Vol. 28, №4, 1947, pp. 615-620.
- 17) Yalin, M. S. ; An Expression for the Bed Load Transportation, Proc. A. S. C. E., Vol. 89, HY3, 1963, pp. 221-250.
- 18) 岸 力, 福岡捷二 ; 河床粒子の Saltation の機構と流砂量, 土木技術資料, 土木学会北海道支部, 第23号, 昭41, pp. 113-120.
- 19) Chang, F. M., D. B. Simons and E. V. Richardson ; Total Bed-Material Discharge in Alluvial Channels, Geol. Sur. Water-Supply Division 1965.
- 20) Bagnold R. A., ; 19) より引用
- 21) 矢野勝正, 土屋義人, 道上正規 ; 砂れきの流送機構の確率過程としての特性について, 京大防災研究所年報, 第11号B, 昭43. 3, pp. 61-74.
- 22) Danel, P., R. Durad and E. Condolios; 前記19) より引用
- 23) Hubbell D. W., and W. W. Sayer ; Sand Transport Studies with Radioactive Tracers, Proc. A. S. C. E., Vol. 90, HY3, 1964, pp. 39-68.
- 24) 杉尾捨三郎 ; タム上流の堆積形状について, 土木学会論文集, 昭38. 5,
- 25) 河村三郎, D. C. Saimons ; 大ダム下流の河床低下, 第11回水理講演会前刷 1967 pp. 31-36.
- 26) 増田重臣, 河村三郎 ; 河川の静的平衡こう配について, 土木学会論文集, 第70号, 昭35. 9, pp. 8-16.
- 27) 増田重臣, 河村三郎 ; 流砂を有する河川の平衡こう配について, 土木学会論文集, 第70号, 昭35. 9, pp. 17-25.

- 28) 土屋義人 ; 流路の安定縦断形状に関する研究, 京大防災研究所年報 第5号 A , 昭37. 3, pp. 192-211.
- 29) 石原藤次郎, 石原安雄, 高禰琢馬, 頼千元 ; 田良川の出水特性に関する研究 ; 京大防災研究所年報, 第5号, 昭37. pp. 147-173.
- 30) 前記15)
- 31) 建設省北陸地方建設局 ; 神通川水系砂防調査報告書, (第2回) 昭38. 3
- 32) 村野義郎 ; 砂防ダムに於ける滞砂, 建設者直轄工事第15回技術研究報告, 建設省 p.107
- 33) 富田幸雄 ; 非ニュートン流体の流動, 日本機械学会誌, 第66巻, 第537号, 昭38. 10, pp. 1325-1332.
- 34) 中川鶴太郎, 神戸博太郎 ; レオロジー, みみず書房, 昭34, pp.299-300.
- 35) Rivlin, R. S., ; Rheology. Edited R. Eirich, Vol. 1, Academic Press. New York. 1956, p.351.
- 36) 富田幸雄 ; 粘弾性流動に関する研究(第4報) 日本機械学会講演前刷集 No.136, 昭40. 2, p. 51-57.
- 37) 中川鶴太郎, 神戸博太郎 ; レオロジー, みみず書房, 昭34, p. 521.
- 38) 角屋 睦, 今尾昭夫 ; 緩こう配流れに関する研究(1), 京大防災研究所年報 第6号, 昭38. 8, pp. 200-208.
- 39) Straub, L.G., E. Silberman, H. C. Nelson ; Some Observation on Open Channel Flow at Small Reynolds Numbers, Proc. of the ASCE., Vol. 82, July, 1956, pp. 1031-1-28.

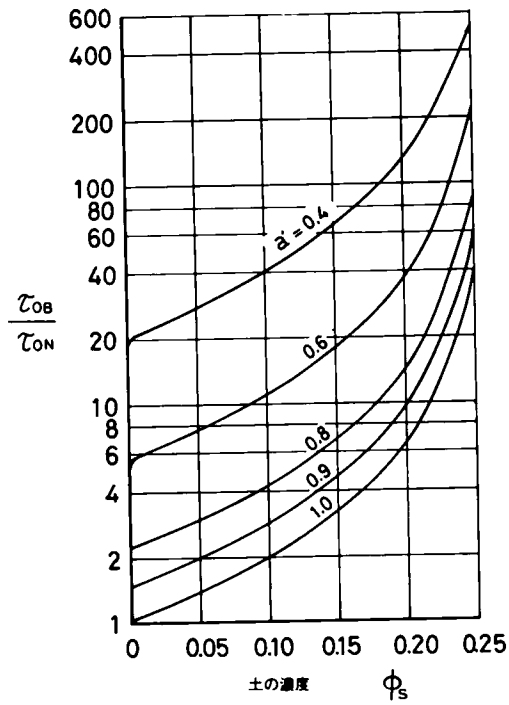


図4.2.1 水深と流速がそれぞれ等しいときに境界に働くせん断応力の比 (層流)

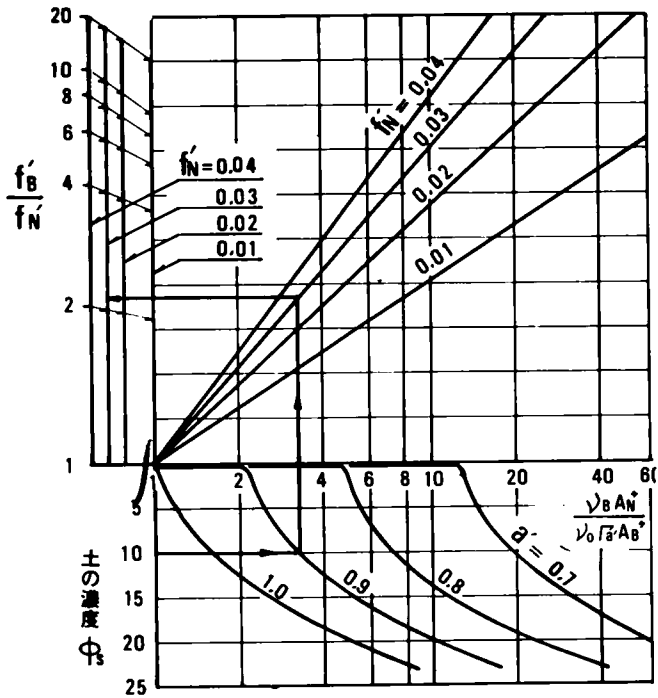


図4.2.2 泥流の抵抗係数と清澄な流れの抵抗係数の比 (f'_B / f'_N に ρ_s / ρ_0 をかけると、 τ_{0B} / τ_{0N} になる。)

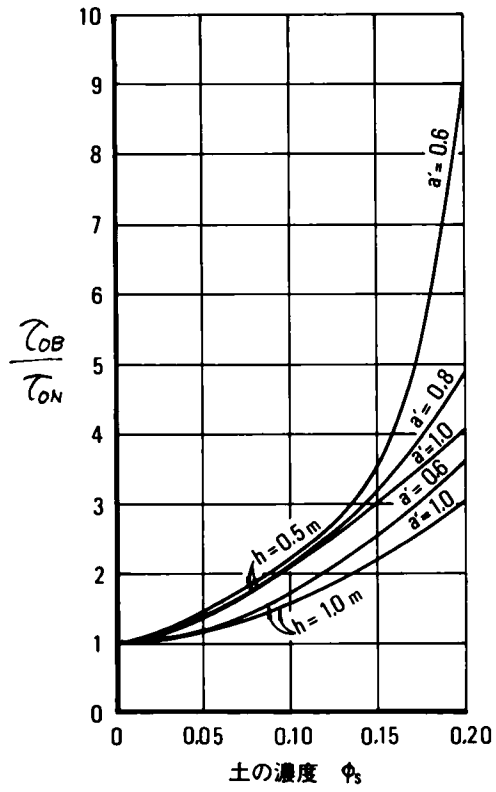


図4.2.3 濃度の増加による τ_{OB}/τ_{ON} の変化

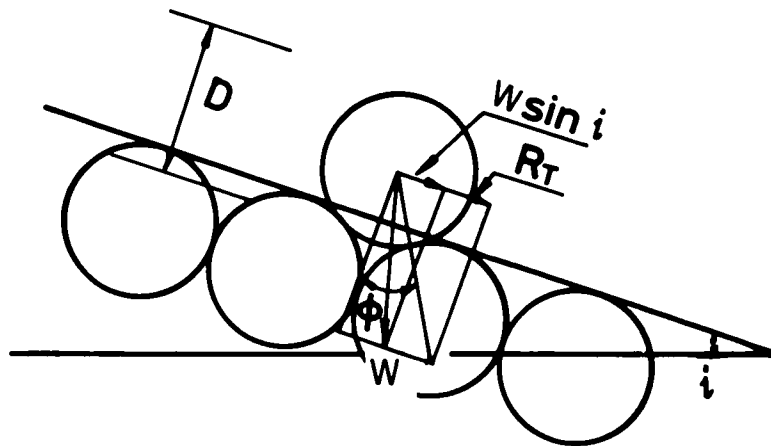


図4.2.4 球状の砂れきに作用する力

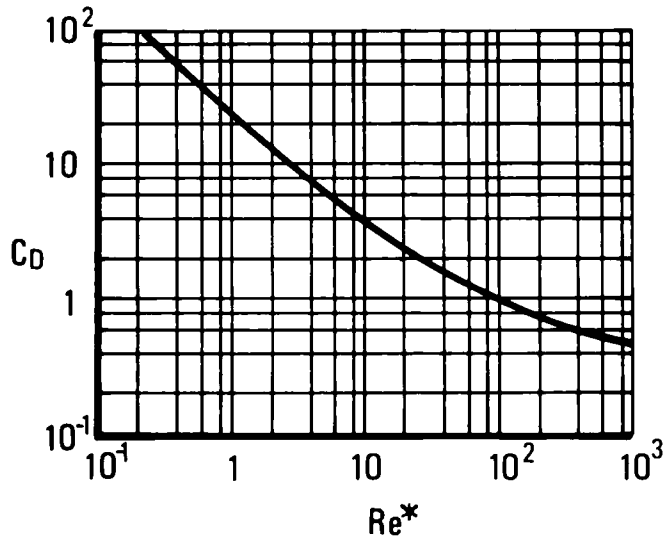


図4.2.5 C_D と Re^* の関係 (伊藤¹⁰⁾による)

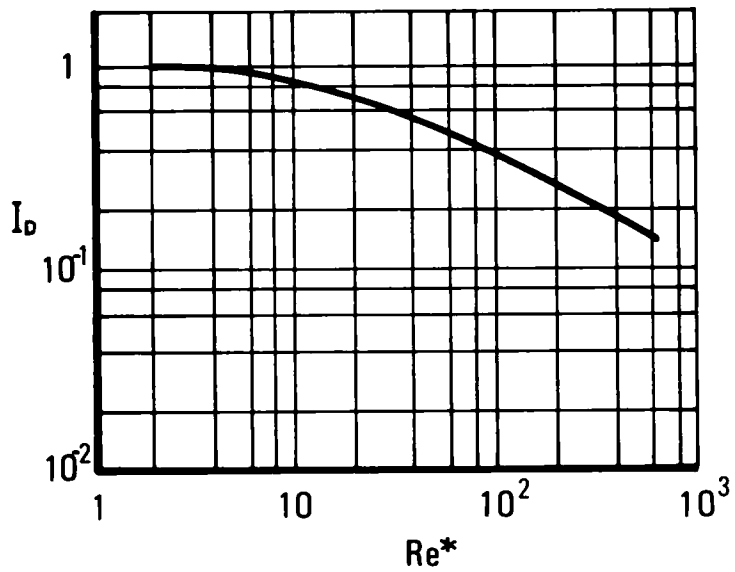


図4.2.6 I_D と Re^* の関係 (伊藤¹⁰⁾による)

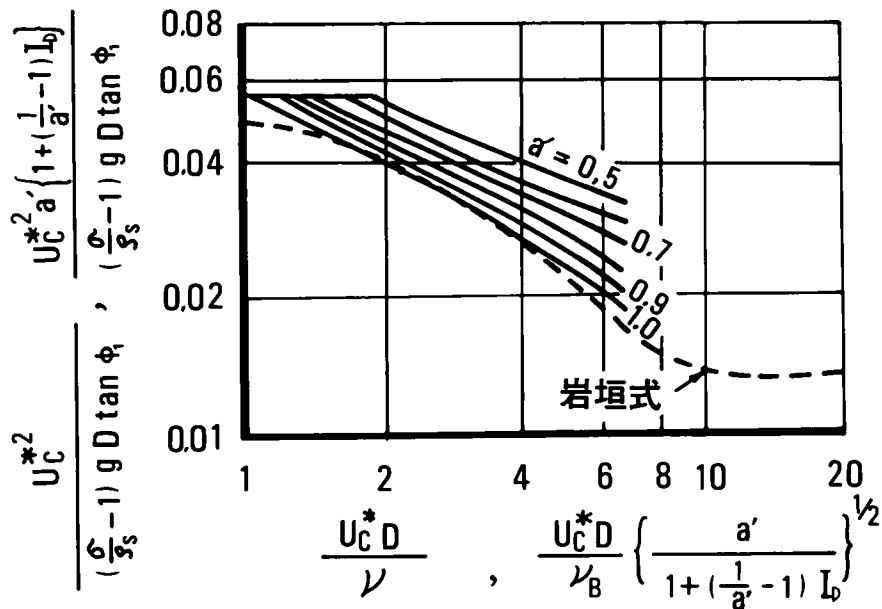


図4.2.7 泥流における限界掃流力の無次元表示.

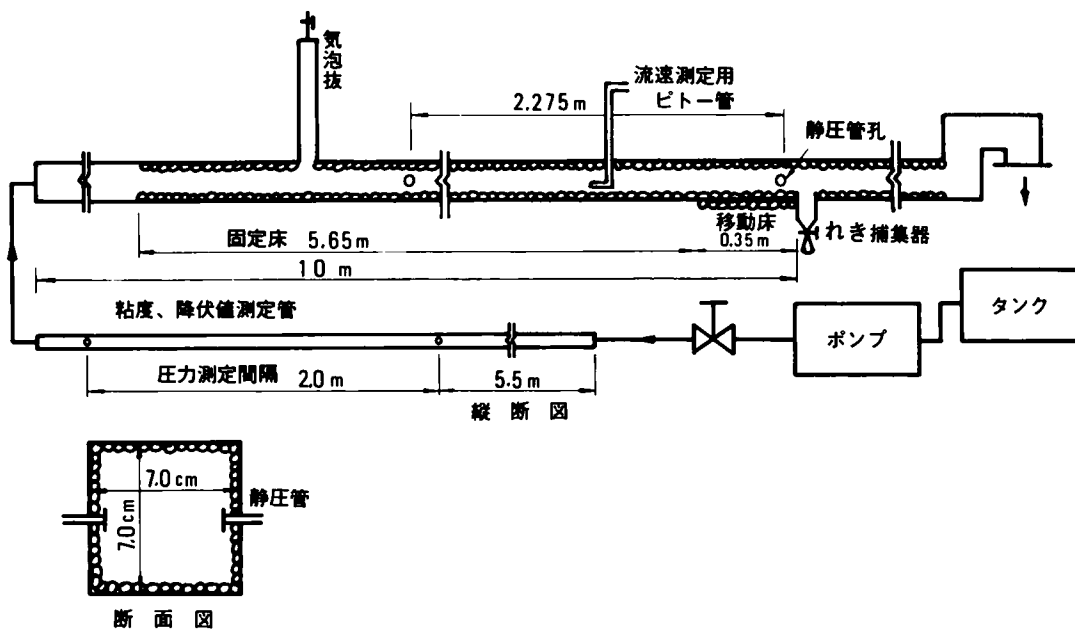


図4.2.8 れきの移動限界の測定に用いた実験水路

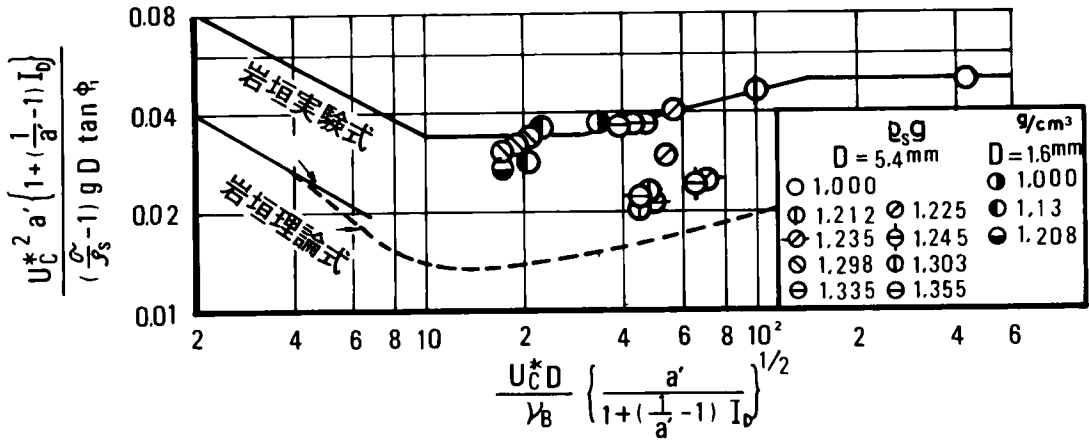


図4.2.9 実験結果と岩垣公式との比較

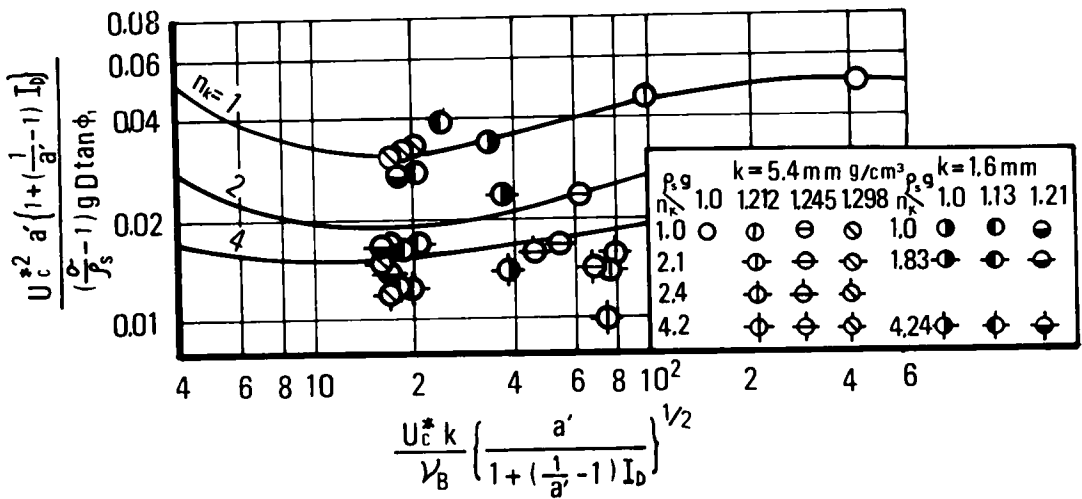


図4.2.10 $n_k \geq 1$ の場合の実験結果と岩垣、土屋の理論曲線との比較

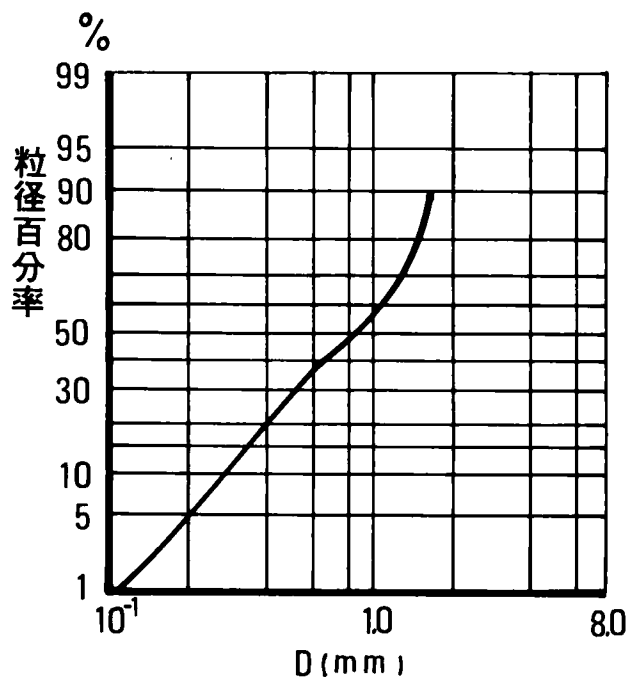


図4.2.11 焼岳のガレ状斜面の上の粒度分布

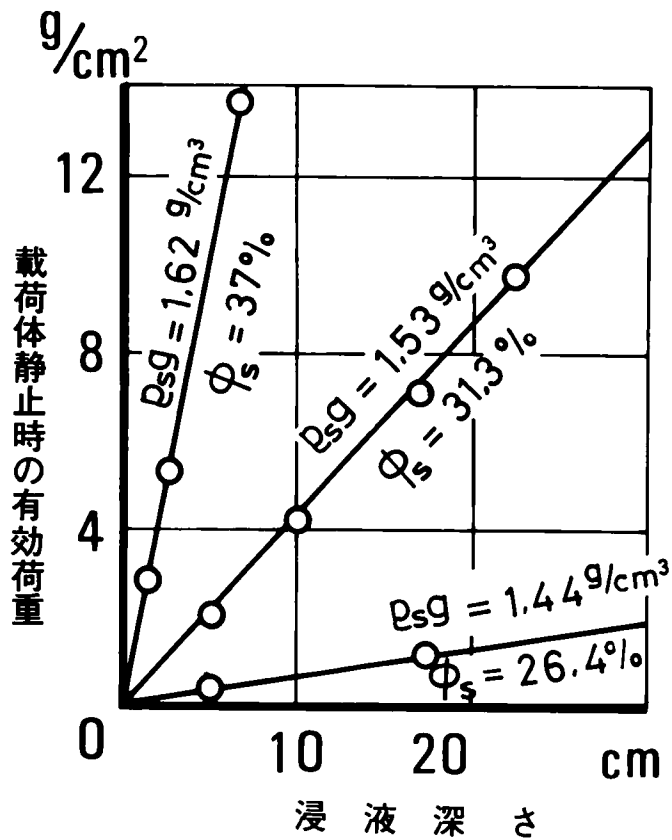


図4.2.12 泥水が液面に物体を保持する力

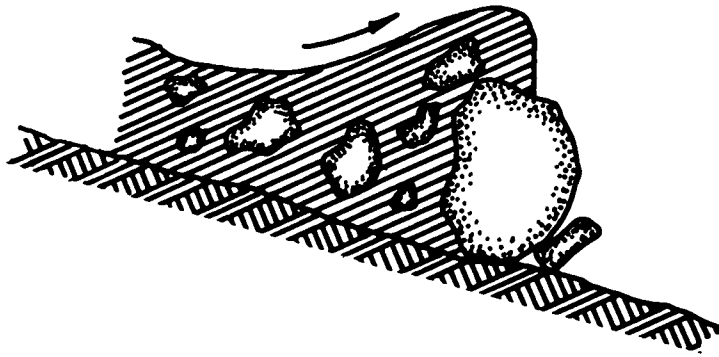


図4.2.13 上石流にみられる巨れきの移動

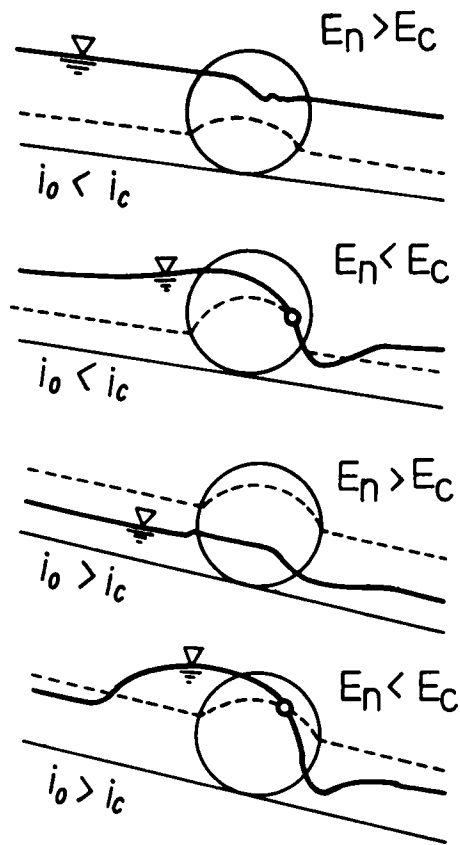


図4.2.14 れきによって断面が収縮したときの水面形

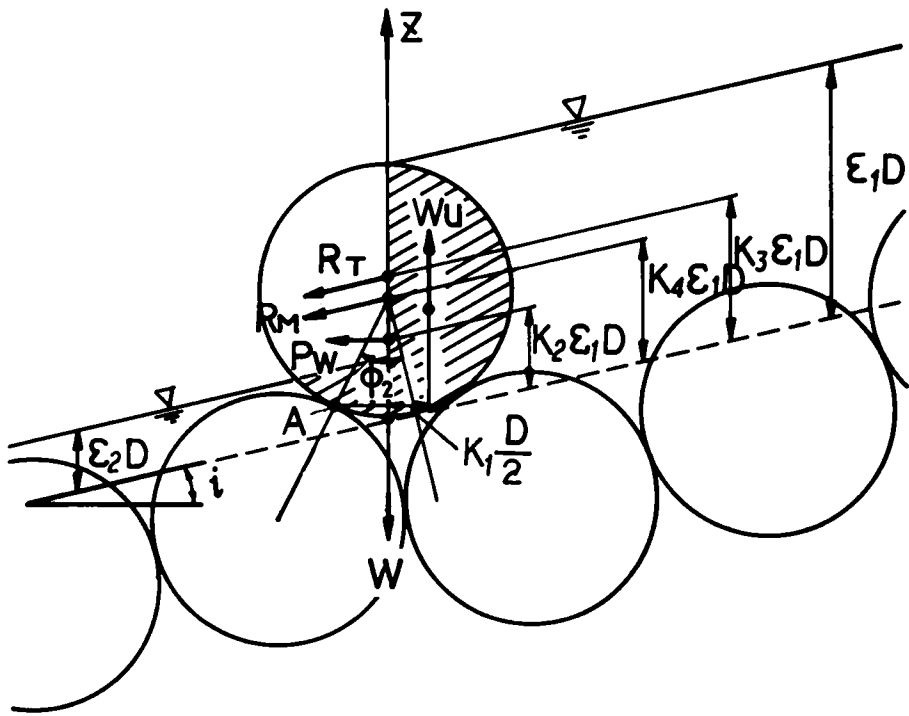


図4.2.15 れきの上下流の水位差がはなはだしいときにれきに作用する力

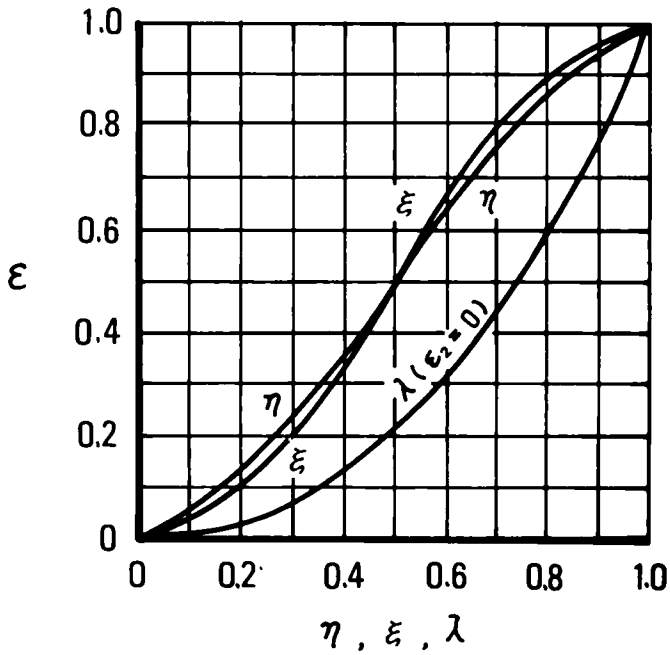


図4.2.16 ϵ と η , ϵ および λ の関係

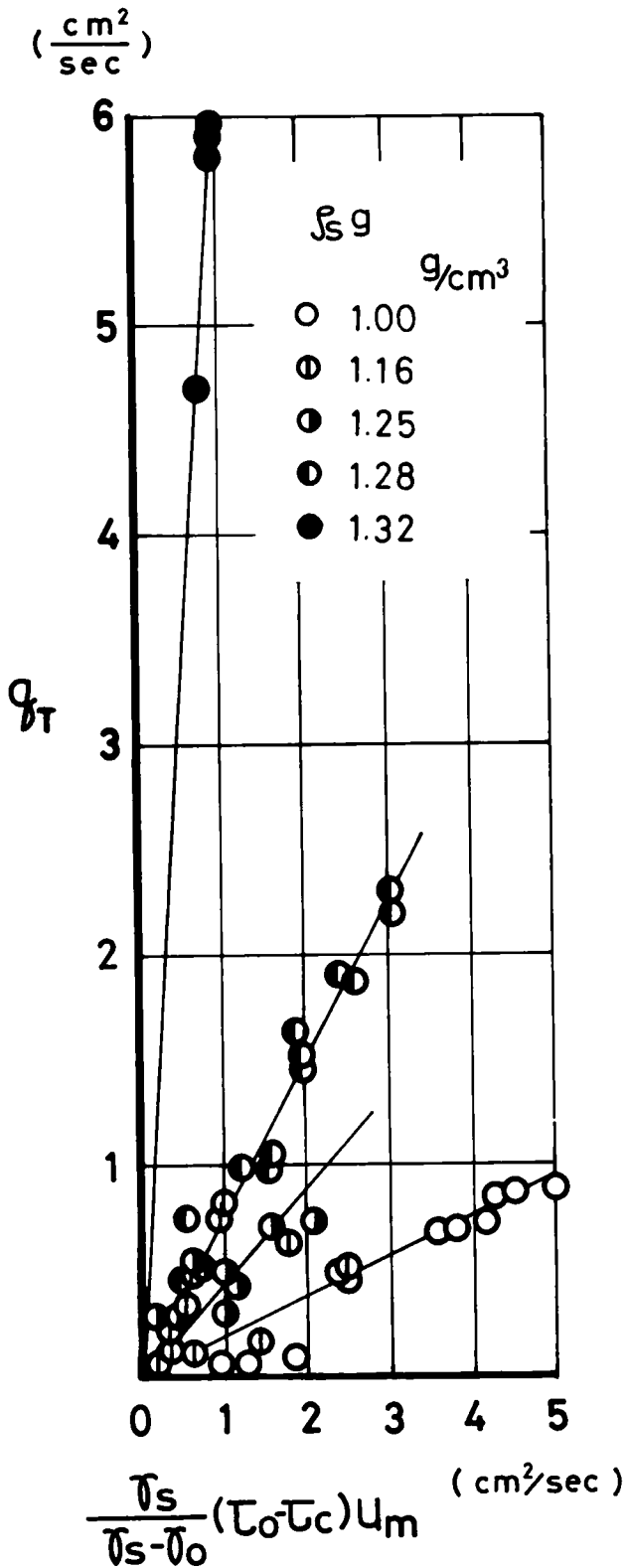


図4.2.17 流砂量と流れのなす仕事の関係

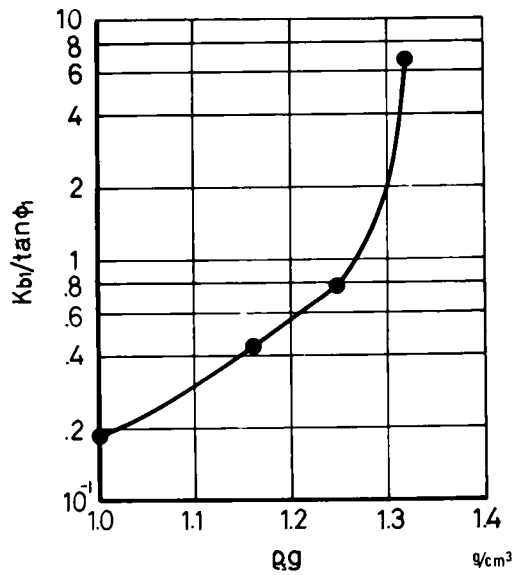


図4.2.18. $K_b / \tan \phi$ の濃度による変化

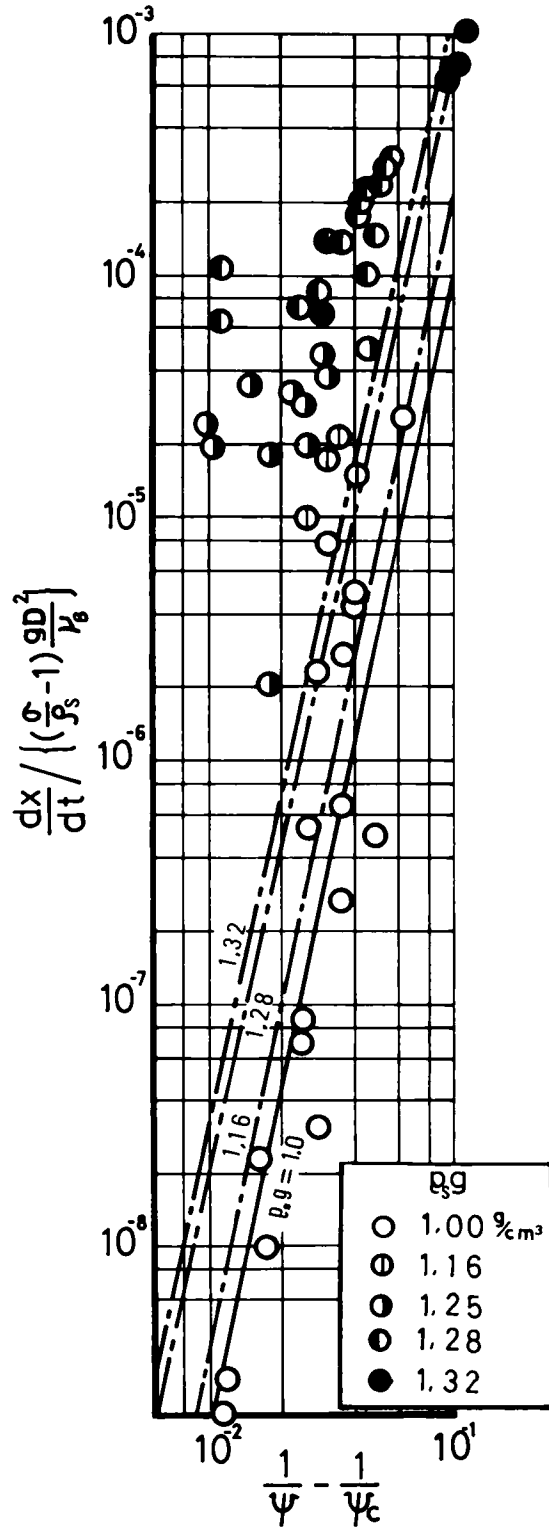


図4.2.19 平均移動速度の無次元表示と流れの強度の関係

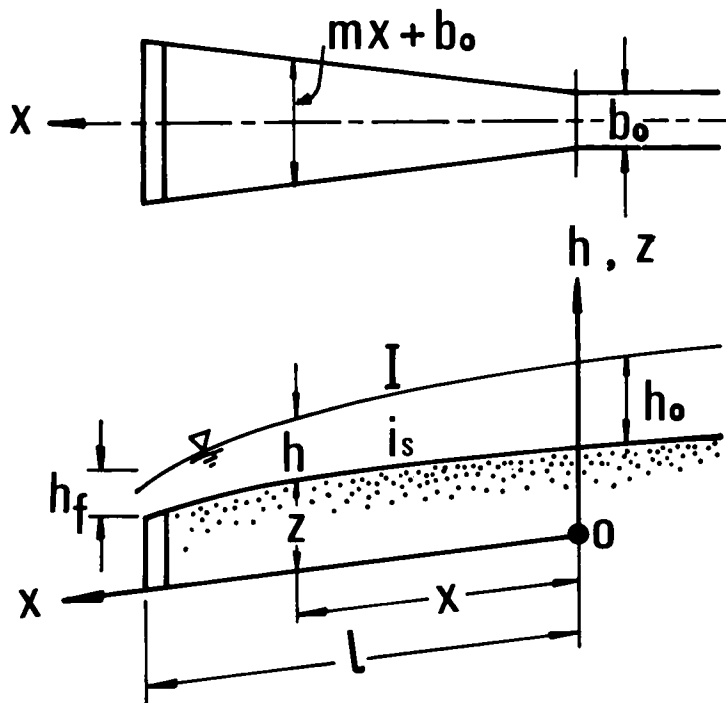


図4.3.1 記号

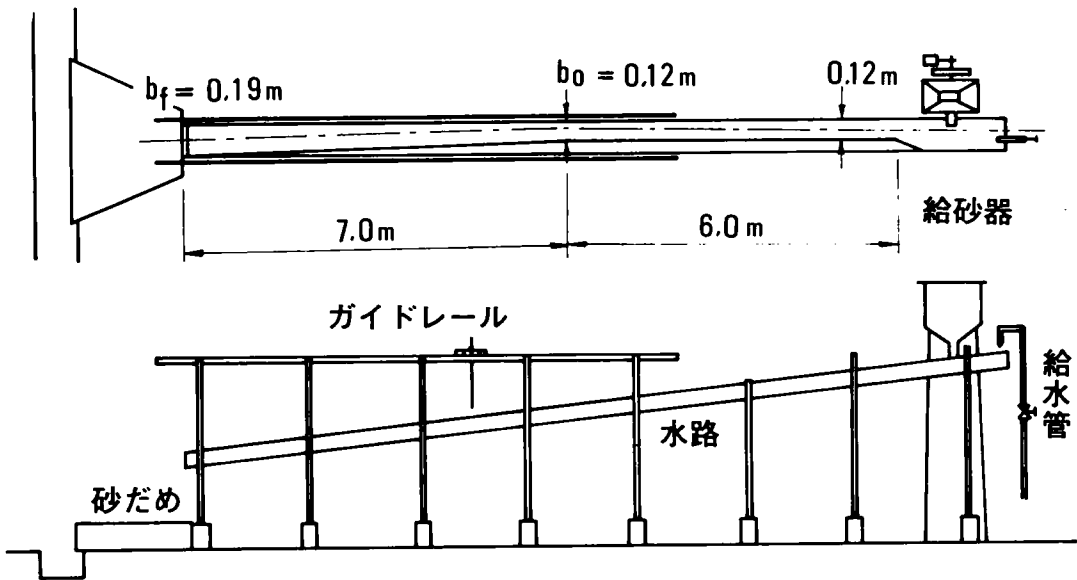


図4.3.2 水路幅が変化する砂防ダムに関する実験の水路

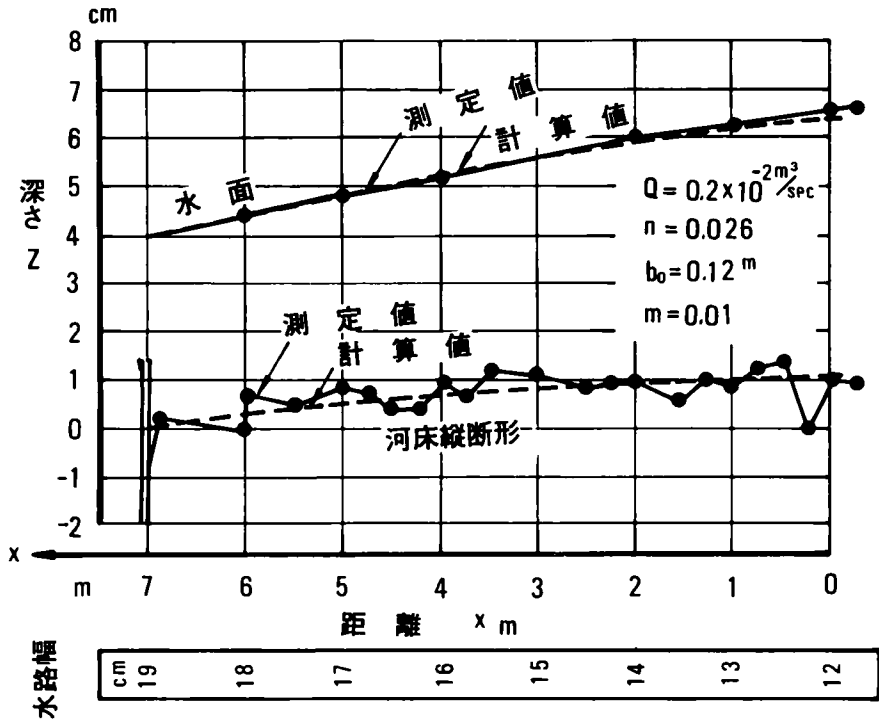


図4.3.3. 実験結果と理論結果の比較

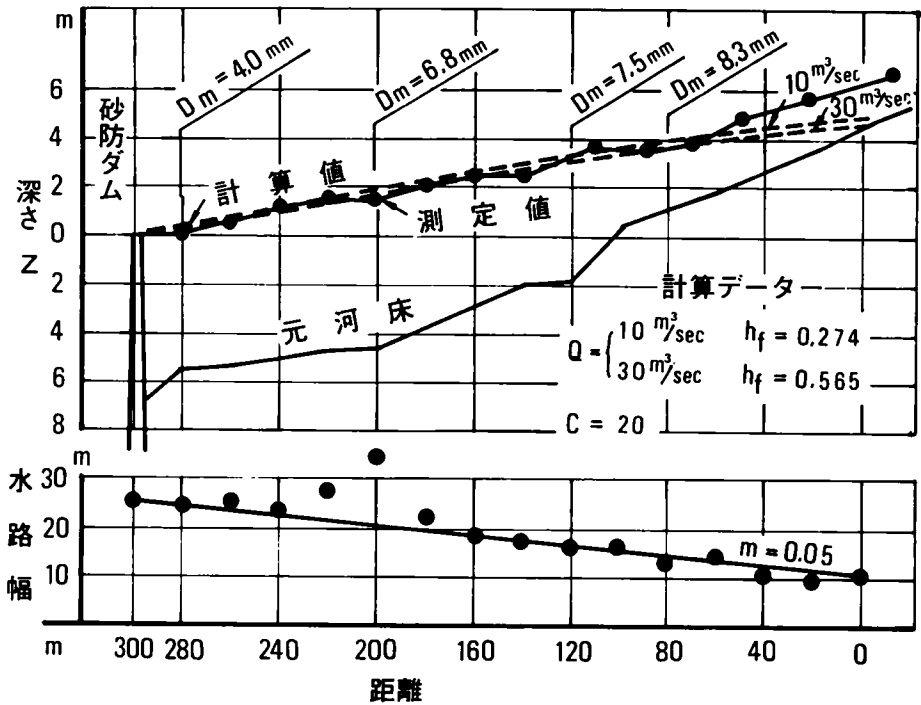


図4.3.4. 実際河川への適用結果

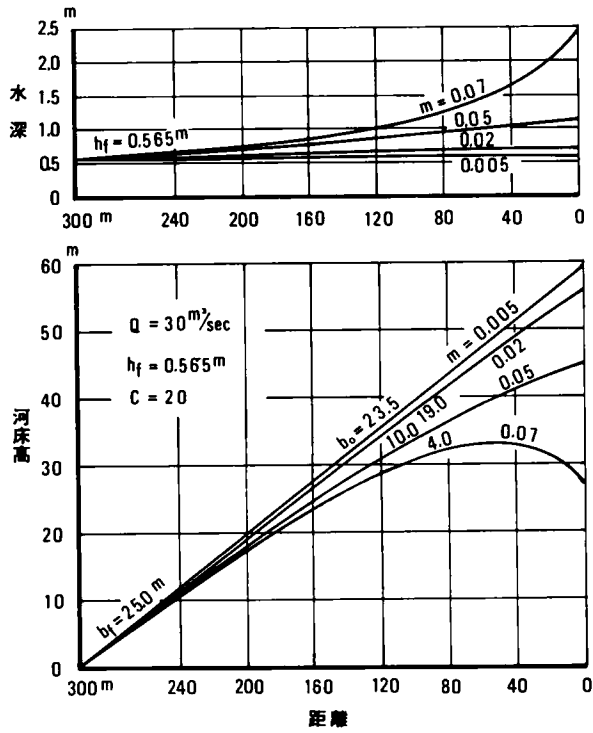


図4.3.5 河幅の変化による河床高の変化

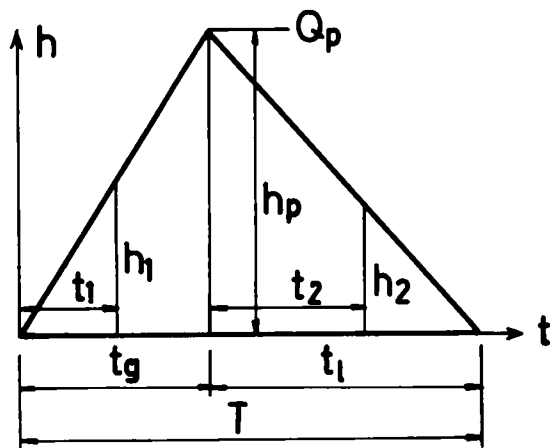


図4.3.6 想定洪水曲線

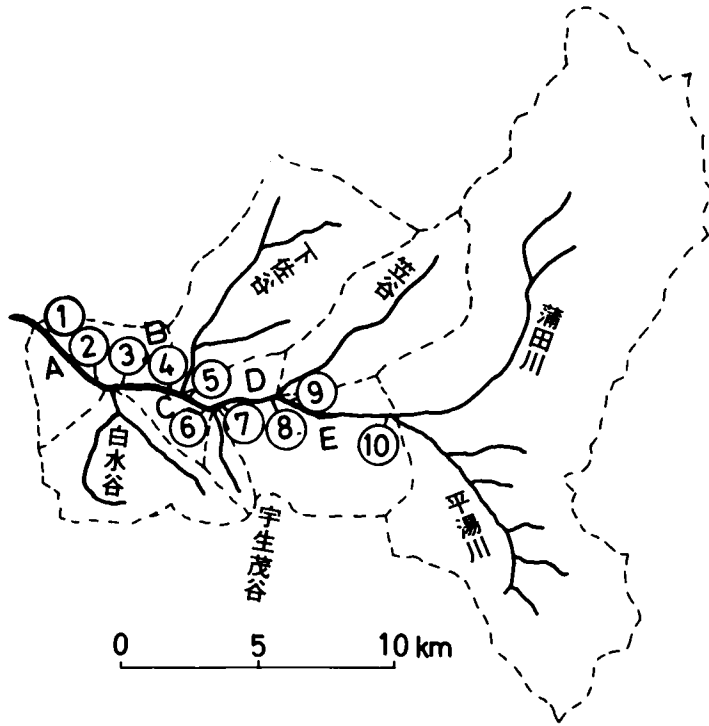


図4.3.7 高原川平面図

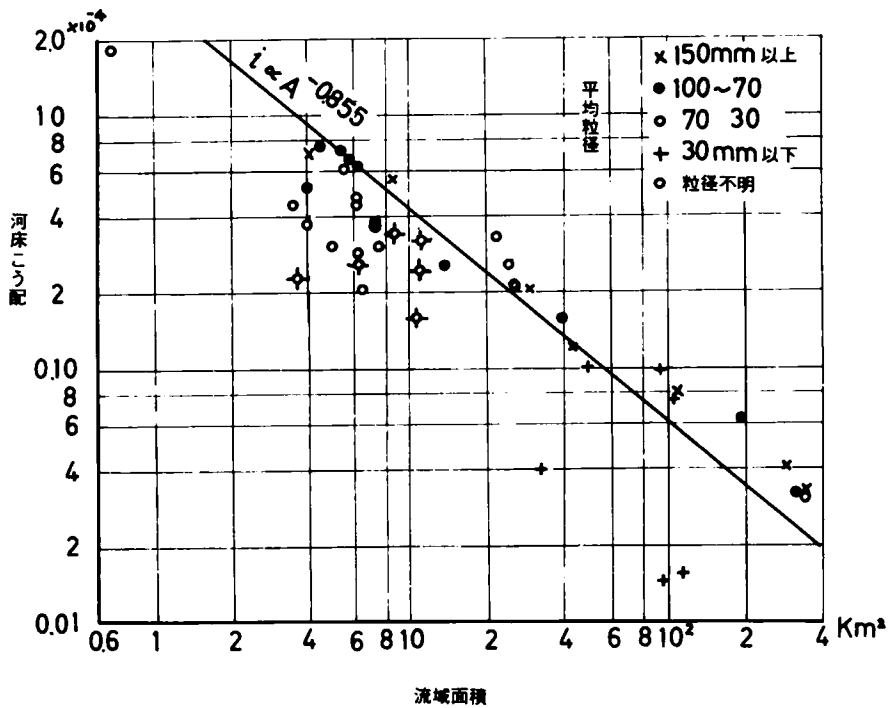


図4.3.8 全国の砂防ダムの堆砂こう配と流域面積の関係

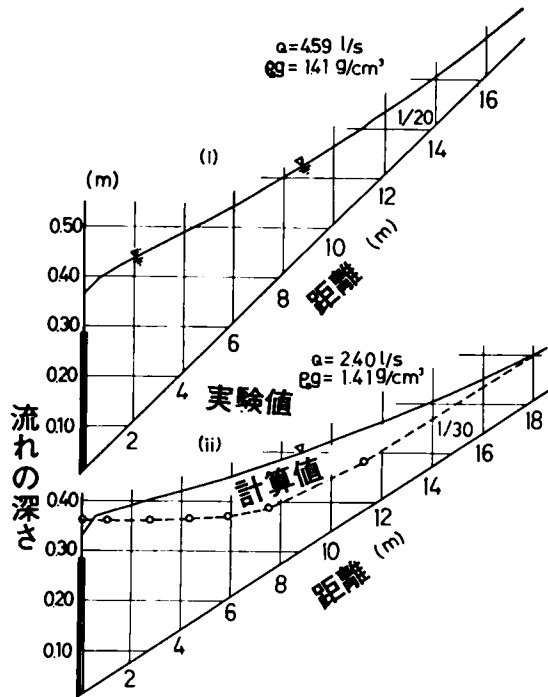


図4.3.9 泥流の水面形の実験結果

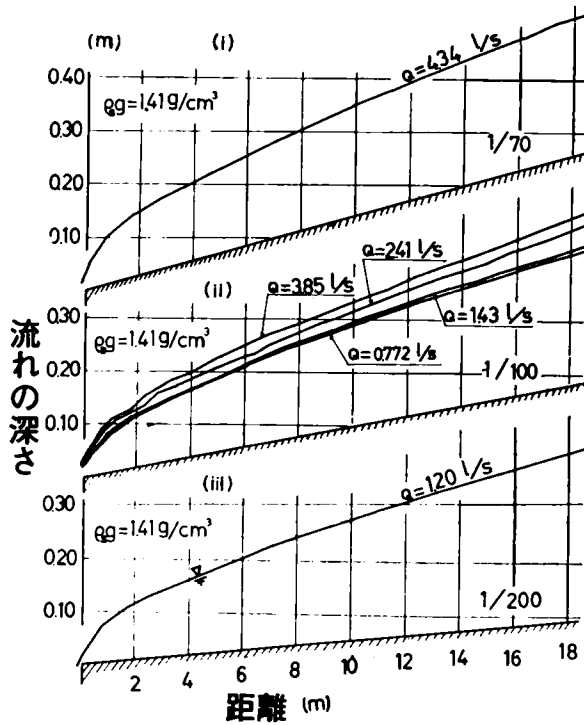


図4.3.10 泥流の水面形の実験結果

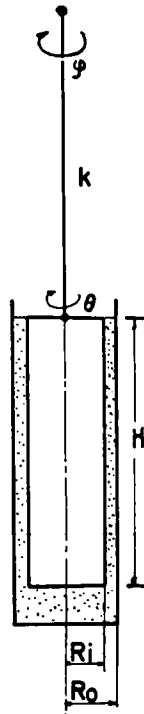


図4.3.11 Sehwedoffの装置

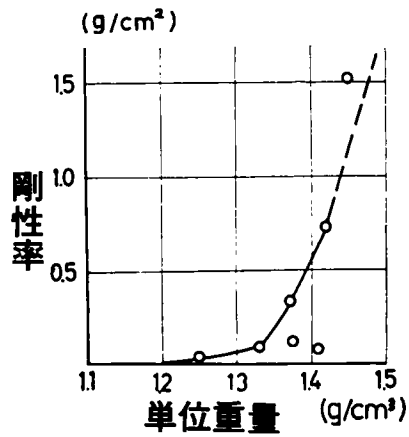


図4.3.12 剛性率の測定値

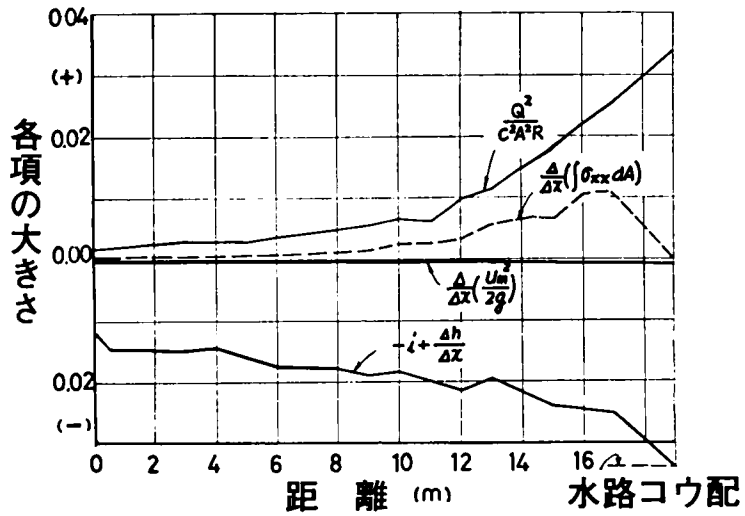


図4.3.13 (a) (4.3.51) 式の各項の大きさ (せき上げ背水)

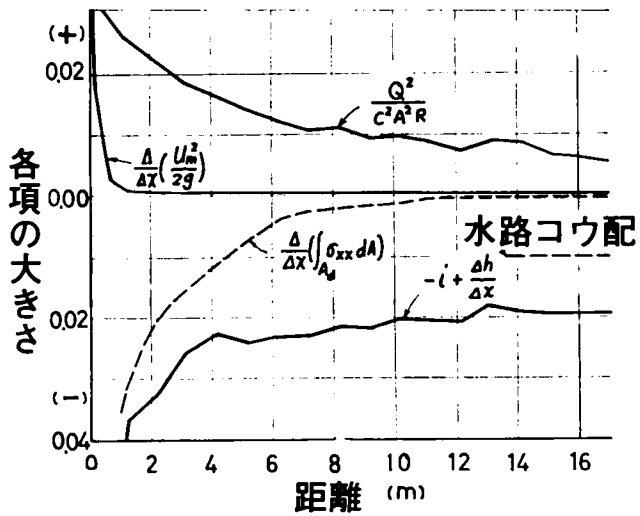


図4.3.13 (b) (4.3.51) 式の各項の大きさ (低下背水)

結 論

以上、著者は本論文において、土石流に関する基礎的諸問題を、主として水理学的な立場から考察してきたが、これまでに述べてきたことを要約するとつきのとおりである。

まず結論では、わが国の山地における河川災害の現況について概説し、その被害の多くが、土石流と呼ばれる現象によって生ずるが、これに対する対策は、土石流についての研究不足からいまだ十分でないことを述べた。そうして、土石流の研究が今日まで十分でない原因は、その実態が明確でないことおよびその機構の解明には多方面からの基礎的研究が必要であるにもかかわらず、必ずしもそのような体制がとられていなかったことにあることを述べた。

これに対して本研究では、現地調査の結果および既往の文献資料から、できる限り土石流の実態を明らかにすることに努めるとともに、この問題の解決において、もっとも重要である土石流の力学的性質とくにその流動およびそれに伴う砂れきの移動について、研究を行なわなければならないという本論文の立場を明らかにした。

まず、第1章において、土石流の実態に言及し、土石流の実例を、火山の噴出に伴うもの、山腹の崩壊に伴うもの、渓谷堆積物の流動によるもの、および地スベリに伴うものに分け、それぞれの特徴を明らかにするとともに、わが国においては、渓谷堆積物の流動による土石流の発生がきわめて多いことを指摘した。これら調査結果から、土石流は比較的細かい土砂と水に一体化したものが主体で、むしろ泥流と呼ぶのがふさわしいことが明らかになり、したがって、土石流に伴って生ずる巨れきの移動は、このような土砂を多量に含む流れの掃流作用によるものと考えるのが妥当であると結論した。流れの本質ではないとしても、一般に土石流を論ずる場合に巨れきの移動を無視することはできないことから、本論文では土石流の範囲をつぎのように定義した。

a. 土砂と水が一体化して流れるもの

b. 渓谷に散在する巨れきが、れきの粒径以下の水深で移動する状態

したがって土石流の発生限界は、上述の状態が起りうる条件を明らかにすればよいことを述べた。

第2章では、第1章で提起した問題をふまえて、土石流の発生について考察した。発生機構の解明で要求されるものは、発生の場所、時期および規模の予知である。第1章で述べた土石流のうち、渓谷堆積物の流動によるもの以外は、その場所を予測することが可能なことから省略し、ここでは、研究がほとんど進んでいない渓谷堆積物の流動による土石流の発生場所の特性を論じた。すなわち、

著者は一般に、土石流がこう配 20° 内外の堆積箇所から生ずることを手掛りとして、まず、このような急こう配の堆積が形成された過程について考察した。この堆積は斜面からの崩落などで形成されるが、水流のとうたを受けたときには、このような急こう配を保ち得ないことから、豪雨に伴ってこの堆積上に生じた表面流によって、堆積が安定した新しい状態に移ろうとする遷移過程が土石流であると考えた。そして、この考え方を実際例に適用して、^堆溪谷^積物の流動については以上の考え方で、発生位置をきめることができることを見出した。

一方、土石流の発生の時期および規模については、発生の機構を明らかにすることによって推定できると考えて、ここでも一番不明確な溪谷堆積物による土石流の発生機構を論じた。さきに、土石流は土砂と水が一体化した流れであると述べたが、斜面上の土砂の流動についての従来の研究がこれを説明するには不十分であることから、急こう配の斜面上に表面流が生じたときの土砂の挙動について実験を行なった。その結果、従来いわれてきた現象と違って、土砂が斜面上で局所的に盛り上って流下し、ときにはそれに伴って砂層内にスベリが発生したり、また盛り上った砂堆そのものが流動化することが明らかにされた。この結果は第1章で述べたようにいずれも土石流の現象にきわめて近いのでその機構の解析を行ない、砂堆の発達にバラムの堆砂の手法を、またスベリの大きさに関しては新しくバゲキ水圧の局所的な増加を考えた安定限界を、さらに砂堆の流動化についてはパイピングの限界を適用してその発生限界を明らかにした。この結果は、渓谷でときには起りりと予想できる水層で、土砂と水の一体化した流れが生ずる可能性を示し、先述した急こう配の堆積が土石流に移る過程を説明するものであることを結論づけた。

第3章では、一般に土石流が土砂と水の一体化した流れであって、とくに流動の状態では粘土を多量に含むことから、粘土を多量に含んだ流れの流動を取り扱った。粘土を含む流体は、比較的小さいせん断が加えられると粘弾性的性質を、また大きいせん断に対してはビンガム塑性流体の性質をもつことを確かめた。そして、流体中の粘土の容積濃度として、粘土粒子が結合して作るフロックの容積を用いることを提案した。このフロックの容積濃度を流体の粘度および降伏値の特性の表現に用いると、粘土の実容積濃度に比べてきわめて相関のよいことを見出された。この結果、従来統一的な関係が見出されていなかった粘度が、統一的に表わされ、その性質についても明確に論ずることができるようになった。この方法は十分実用に供しうるものであることを示した。

つぎに、流体の基本問題である流れの抵抗法則について理論的に考察し、つぎの結論を得た。この流体の抵抗係数は、平均流速だけでなく、境界面上の速度こう配の変化を表わしうる量と関係づける必要があることを述べ、この考え方に基づいて広義の抵抗係数を導入して、みかけの層流領域のみならず、乱流領域においてもニュートン流体と相似の形で結ばれる Reynolds 数との一般

的な関係を求めた。さらにこの結果から、ビンガム塑性流体の乱れによる応力に混合長理論を適用して、実験で得られた抵抗係数の表示式の内容を吟味し、これを用いて乱流の流速分布式の係数についてその性格を明らかにした。

また粗面の抵抗法則を実験によって求め、このような流れでも乱流の領域では抵抗係数は Reynolds 数に無関係に相対粗度で決まることを明らかにし、水理学的な粗滑面領域の限界を求めた。さらに、得られた抵抗係数を指数則に書き直して、実用化を試みた。その結果、粘土を多量に含む流体の抵抗法則を、層流、乱流および粗滑面領域について明らかにすることができた。とくに、粗滑面の水理学的限界を明確にしたのは、この流体の取り扱いにきめて有意義といえる。

さらに、移動床における抵抗法則として、河床で砂れきが転動する場合、それが流れの流速分布に及ぼす影響を理論的に論じた。

第4章では、土石流の流動と堆積の特性を論じ、つぎの結論をえた。まず、この流体の掃流力は、単に流体の密度の増加だけでなく、境界面付近の速度が変わるから、水深および平均流速がそれぞれ同じでも、境界のせん断応力が変わることを明らかにし、その違いを見出した。ついで、泥流中におかれたれきの限界掃流力について論じ、Shields の提案した限界掃流力の無次元表示に、ビンガム塑性流動の特性を表わす物理量を付加して、ニュートン流体の限界掃流力と同様な関係で限界掃流力を表わす実験式を理論結果に基づいて提案した。この結果を、足洗谷の泥流におけるれきの移動に対して適用し、自然河川で流体中の土砂の浸没が最大フロク浸没に達することが可能であることを示して、このような流れによって、直径約 1m 程度の巨れきが動くことか、十分起こりうることを明らかにした。

さらに、巨れきの移動する原因を、土石流の前面において、巨れきを回転あるいは押しなから進む現象によるものと考え、巨れきの前後で水位差が著しい場合の移動限界条件を回転および滑動に分けて考察した。両者の結果からいずれも巨れきの粒径に対する水深が与えられたとき、れきが回転または滑動しうる限界のこう配が表わされることを示した。この結果の 2、3 の計算例は実際の土石流の発生例に近いことを示した。このことは、特定の場所か与えられたとき、そこに散在する巨れきが動き出す流れの掃流力を定めることかできることを示し、これは土石流発生の一つの限界を与えることかできるものであることかわかった。また、このことは流れの作用を受けた河床か、巨れきの移動限界条件から定まるこう配以上にはなり得ないことを示すものであって、土石流の発生箇所についての調査結果を裏付けるものである。

つぎに、粘土を含む流体による掃流砂量特性を、実験的に究明し、みかけの層流の領域における移動量かかなり大きくなることから、Chang, Simons および Richardson の式で実験値

を整理して、この流れが砂れきの移動幅になす仕事の効率が泥水の濃度の増加によって、増加することを示した。さらに、泥流中のれきの平均移動速度を測定して、掃流砂量の増大が砂れきの移動幅の厚みの増加でなく、平均移動速度の増加によってなされることを明らかにした。

つぎに、土石流の堆積の特性をきわめて粘土分の多い場合について、とくにその流動の工学的制御という立場から考察した。一般にこの流れが急な流動こう配を必要とすることに着目し、せきなどの背後に滞留する場合の特性を明らかにした。すなわち、まず土石流の堆積する前の初期河床のこう配を推定するために、掃流状態で移動する土砂を対象として動的平衡の考え方からそのこう配の推定について理論的に考察した。さらに、山間部ではいわゆる支配流量の決定がむずかしいことから、実際上どのような流量でも動的平衡の条件をみたすように、1洪水期間中の流砂量が各点で等しいという条件を用いるべきであることを述べ、この条件をみたすこう配式を導いた。この結果は、単にせきの背後の堆積こう配に限らず、山地河川の一貫した河道設計にも供しうるものであることを述べた。

最後に、粘土を含む流体の流動こう配を取り扱い、このようなこう配が抵抗法則の特性を十分に考慮してもなお急になることから、その原因を流体の粘弾性的性質に求め、この性質に依存しているものと考えて考察を試みた結果、定量的には十分でないが、定性的には実験の傾向と合う結果が得られ、このことから土石流の堆積の特性を明らかにした。

以上要するに、著者は山地における河川災害の主原因である土石流に関して、主として水理学的立場から理論的および実験的研究を進め、土石流の実態についての調査結果に基づいて、土石流の発生、流砂および堆積の機構を、屈流の流動機構の究明に主眼を置いて、系統的に論じた。土石流に対する災害の防止対策について、なお残られた問題は多く、とくに、

- 1) 山腹斜面の土砂生産過程とその堆積機構
- 2) 流れの最大可能含有土砂量の推定
- 3) 土石流が河川構造物に作用する力

などの問題を究明すべきであるが、本論文で得られた土石流に関する基礎的研究の成果は、河川の制御において水源における土砂管理がきわめて重要であるといわれている現在、その基本的指針を与え、土石流による河川災害の軽減防止に寄与するところが少なくないと考えられるものである。

最後に、本研究を遂行するにあたり、長い間にわたって、終始ご懇切なご指導を仰いだ京都大学防災研究所矢野勝正教授および河川工学および水理学上の諸問題についてご指導を賜った工学部石原藤次郎教授および岩垣雄一教授に衷心より謝意を表するとともに、常に暖かいご援助、ご激励を賜り、本論文の作成にあたって、ご懇切な指導をいただいた防災研究所芦田和男教授および土屋孝人教授に厚く謝意を表する次第である。