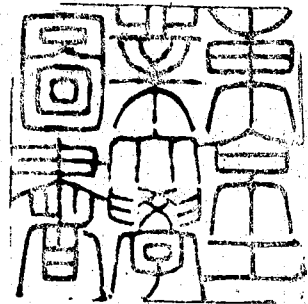


論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	金属の物性を考慮した切削過程のシミュレーション
Title(English)	
著者(和文)	白樫高洋
Author(English)	
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第463号, 授与年月日:1973年1月24日, 学位の種別:論文博士, 審査員:白井 英治
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第463号, Conferred date:1973/1/24, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

金属の物性を考慮した
切削過程のシミュレーション



白 樫 高 洋

東京工業大学 317831

目次

第1章	緒論	
1.1	切削理論の現状と問題点.	1.
1.2	研究目的および研究範囲.	4.
1.3	本論文の概要.	6.
	文献	
第2章	切くす生成時における被削材料の流動応力特性.	
2.1	緒言.	9.
2.2	被削材料の流動応力特性試験.	
2.2.1	ひずみ, ひずみ速度, 温度の試験範囲.	11.
2.2.2	材料試験装置.	13.
2.2.3	実験方法	17.
2.3	実験結果と解析・その1(等ひずみ速度変形)	
2.3.1	応力・ひずみ・ひずみ速度の関係.	27.
2.3.2	温度の影響.	31.
2.3.3	温度・ひずみ速度の等価性.	34.
2.4	実験結果と解析・その2(変形中にひずみ速度が変化する場合)	
2.4.1	ひずみ速度変化と流動応力.	37.
2.4.2	等ひずみ速度における相当静的塑性曲線.	39.
2.4.3	ひずみ速度変化と相当静的塑性曲線.	43.
2.4.4	流動応力と相当静的降伏応力.	48.

2.4.5	流動応力の一般的表示.	53.
2.5	結論.	56
	文献.	
第3章	切削温度分布の数値解析.	
3.1	緒言.	60.
3.2	基礎理論.	
3.2.1	問題の設定および基礎方程式.	62.
3.2.2	基礎方程式の解法および差分表示.	64.
3.3	熱源強さ.	
3.3.1	材料の流動応力特性および塑性仕事.	71.
3.3.2	工具すくい面上の摩擦仕事.	75.
3.4	電子計算機による数値計算とその結果.	
3.4.1	解析の手順.	78
3.4.2	計算結果および検討.	82
3.5	数値計算結果と測定結果との比較.	
3.5.1	温度の測定法.	89.
3.5.2	測定結果および数値解との比較検討.	91.
3.6	結論	95.
	文献	
第4章	工具すくい面上の摩擦特性	
4.1	緒言	97.

4.2	工具すくい面上の応力分布	
4.2.1	測定方法および装置	99.
4.2.2	工具すくい面上の応力分布	102.
4.3	工具すくい面上の摩擦状態および影響因子	
4.3.1	摩擦の形態	114.
4.3.2	工具すくい面接触部における切くすのせん断強さ(τ_c)	117.
4.4	工具すくい面上の摩擦特性	
4.4.1	摩擦特性を示す関数	124.
4.4.2	摩擦特性に対する温度の影響	129.
4.5	結論	132.
	文献	
第5章	切削過程のシミュレーション	
5.1	緒言	135.
5.2	基本原理とシミュレーションの手法	
5.2.1	有限要素法の概略	137.
5.2.2	シミュレーション演算の考え方と刃先部の処理	147.
5.2.3	被削材料の流動応力特性、摩擦特性の導入	154.
5.3	シミュレーションの結果と検討	
5.3.1	定常状態への収束	158.
5.3.2	ひずみ・ひずみ速度・温度分布	161.
5.3.3	実験値とシミュレーション結果との比較検討	167.

5.4

結 論

172.

文 献

第 6 章

結 論

174.

結 言

第1章 緒論

§1.1 切削理論の現状と問題点

切削加工の研究の歴史は古く著名な M.E. Merchant⁽¹⁾ の論文が発表されてからでもすでに25年になる。この間加工技術は工作機械の著るしい進歩、工具材料の改良開発にともなう、長足の進歩をとげた。また切削理論の面でも切削機構、工具寿命、切削油剤、自励振動等多岐にわたる理論が展開された。しかし実作業面にこれらの研究成果が充分にとり入れられているとはいえない。特に切削理論の柱ともいえる切削過程の力学的理論についてはその理論的成果はほとんど実作業面に利用されていないといっても過言ではない。この理論面と実際面のギャップがどこにあるのか、またそれを埋める方法は何かを探るために、特に理論面と実際面のギャップの大きい力学的理論について従来までの理論的成果を概観しその問題点を考えてみたい。

実際の切削作業は主として3次元切削の形式で行われるが、これを直接解析することは現象が複雑すぎて不可能である。そのためまずとりあげられたのは一番基礎的な2次元切削であり、その中でも特に重要で切削作業中でも一番多くあらわれ、かつ純塑性変形として取扱えそうな流水型切くず切削の解析である。

まず切削現象を観察しこれを説明しうる理論、いわゆる“現象論的理論”を確立し、ついでこれを発展させその中に含まれる未

知の定数および変数を何らかの方法で測定または予測出来れば、切削現象を予測しうる理論が成立することを期待し、現象論を展開した。

最初に切削状態の観察から単純せん断面切削模型を仮定し、せん断角(ϕ)と工具すくい面上の摩擦角(β), 工具すくい角(α)の関係すなわち $\phi = f(\beta, \alpha)$ なる関係を塑性条件、力学的平衡条件にたって導くことに多大の努力がはらわれた。Merchant⁽²⁾の理論、Lee-Shaffer⁽³⁾の理論、Shaw⁽⁴⁾の理論等がこれである。しかしこれらの理論で整理された実測値は広範囲な分散を示し、 $\phi = f(\beta, \alpha)$ の単一的な解析が無意味なことがわかった。ういでこれをおぎなうべくより多くの物理量(α_i)を導入したり、せん断域の広がりや考慮してより現象的な $\phi = f(\beta, \alpha, \alpha_i)$ の形式を決定すべく努力がなされた。佐田⁽⁵⁾, Zorev⁽⁶⁾, 竹山⁽⁷⁾らの研究がこれである。さらに加工硬化を導入した Oxley⁽⁸⁾の研究、工藤によるすべり線の検討⁽⁹⁾を通して定性的理論は深まったものの定量的成果は不成功に終わった。

以上の理論はいずれをとっても塑性条件と力学的平衡に基づき $\phi = f(\beta, \alpha, \alpha_i)$ の形式またはそれに代るものを決定しようとした理論である。しかしこれが決定したとしてもこの中に含まれる未知変数、物理量が別個に決定出来ないかぎり切削過程の予測は不可能であり、実際面への応用もなしえない。しかもこれ

らの未知変数、物理量は切削過程を通してはじめて決まるものであり、切削とは独立には決められない。したがって切削過程の予測は塑性条件と力学的平衡条件に立脚した従来の理論展開では不可能であり、未知変数、物理量をも同時に決定してゆく新たな論理展開が必要である。

§ 1.2 研究目的および研究範囲

切削理論本来の目的は切削試験によらないで被削性を予測しうる体系を樹立することにある。すなわち被削材料、工具材料の適当な材料試験、物性試験の結果と切削条件のみをもちいて全く解析のみで切くず生成、切削力、切削温度、工具寿命、仕上面粗さ、加工変質層などの状況が求められ、最適切削条件、ひいては最適加工機の設定、設計をするための基礎資料がえられるようにすることである。しかし切削過程解析の困難さは弾性学のようになぞの基本法則に立脚して論理を積上げてゆけば解が得られるという性質のものではなく多くの複雑なフィードバックをもつことにある。たとえば切くず生成状態を決定するせん断角は工具すくい面上の摩擦係数との関連において決まるものであり、逆にこの摩擦係数(摩擦力)はせん断域の変形状態によって影響される。さらに高速変形のため生ずる発熱は被削材料の変形特性に影響し、せん断面上の変形応力、工具すくい面上の摩擦力を変化させる。また発熱によって促進される摩耗のため工具はその形状をかえ切くず状態が変化する。このように切削においては個々の現象を独立に抽出して議論しても、これらの関連の上に成立している切削過程を解析、予測することは不可能であり、このためには影響因子全てを包含した解析を進めなければならない。

本論文は切削理論本来の目的である独立した試験により得られる物性値と切削条件を基礎として、切削過程を予測することであり、各種の切削様式の中でも特に多く現出し、他の切削方式の基礎となる二次元流れ型切くず切削を対象とし、そのうちでも振動がなく、工具摩耗も進行していない切削状態での切削油剤を用いない場合の切削を扱う。すなわち二次元流れ型切削における力学的理論を対象とする。

まずこのため必要な物性値の一つである切削時における同程度の高速変形下の被削材料の流動応力特性を独立に測定する装置を開発し、影響因子である温度、ひずみ速度、ひずみ速度履歴等の影響を求め流動応力特性を示す実験式を決定する。ついで境界条件として重要なもう一つの物性値である工具すくい面と切くず裏面との間の摩擦係数について検討を加え、物理的にその内容を明確化し、摩擦力・垂直力の関係を示す摩擦特性式を導く。最後にこれら物性値と切削条件を基礎とし、弾塑性理論にしたがった有限要素法を用いて切削過程をシミュレートし、削らずに切削過程、切削力、ひずみ分布、応力分布、温度分布等を求めるための方法を検討する。

§1.3 本論文の概要

本論文は6章よりなる。

第1章「緒論」である。

第2章「切くず生成時における被削材料の流動応力特性」

切削時の被削材料の流動応力特性を求めたものであり、高ひずみ速度下での材料試験の方法を示し、ひずみ速度、湿度、さらにひずみ速度履歴効果の影響を検討し実験式も導いている。

第3章「切削温度分布の数値解析」

第2章で求めた流動応力特性に等方性加工硬化、塑性仕事の等価性の仮定が適用できるか否か、また同特性が切削時の応力特性を表現しているか否かの検討を行うため切削温度の数値解析を行いその結果と実測した温度分布との比較、検討を行っている。またこの演算はフィードバックループの一部を固定したシミュレーションをとっており切削過程の完全なシミュレーションの可能性も確かめている。

第4章「工具すくい面上の摩擦特性」

切削時の変形を支配する工具すくい面上の摩擦係数について検討を加えたものである。同部の摩擦力はせん断面の変形とは不可分のものであり、せん断域の変形状態、すくい面上の温度、ひずみ速度等を考慮すれば、同部の摩擦応力、垂直応力の関係は工具材材種と被削材材種の組み合わせのみによつて

定まる定数(親和性を示す定数)を含み切削条件とは無縁な一本の曲線で表現出来ることを示している。

第5章「切削過程のシミュレーション」

第2章, 第4章で得た物性値を用いて切削過程を予測するために弾塑性理論にもとずいた応力増分法による有限要素法を用いて切削過程のシミュレーションを行ったものである。その具体的手法とシミュレーション結果を示している。これによって得られた結果、切削力、すくい面応力分布、温度分布、ひずみ分布、ひずみ速度分布も前章までの実験値と比較検討し良好一致が得られたことを示しており、この手法を用いることによって従来までの理論では不可能であった切削過程の予測が可能であることを述べている。

第6章「結論」

第5章までに得られた結論を総括して述べている。

文献

- (1) M.E. Merchant : J. Appl Phys, 16-5 (1945)
- (2) M.E. Merchant : J. Appl Phys, 16-6 (1945)
- (3) E.H. Lee, B.W. Shaffer : J. Appl. Mech, 18-4 (1951-12)
- (4) M.C. Shaw, N.H. Cook, I. Finnie : Trans. ASME, (1953-2)
- (5) T. Sata : Int. Res. Prod. Engg, (1963), 18, ASME
- (6) N.N. Zorev : 1956 Mashgiz. Proc. Instrn. Mech. Engrs, 173-24, (1959)
- (7) 竹山 秀彦 : 精密機械, 22-5 (1956)
- (8) W.B. Palmer, P.L.B. Oxley : Proc. Instrn. Mech. Engrs, 173-24 (1959)
- (9) H. Kudo : Int. J. Mech. Sci, 7 (1965)

第2章 切くず生成時における被削材料の流動応力特性

§2.1 緒言

前章において指摘したように、切削過程を厳密に解析し、特に「削らずに被削性を予測する」という方向を目指すならば、切削過程のシミュレーションという新たな論理を採用せざるを得ない。シミュレーションを行うには、切削過程での被削材料の応力特性、すなわち塑性流動応力が塑性ひずみ、ひずみ速度、ひずみ速度履歴、温度などによっていかに影響されるかの定量的情報が必要である。

ところでこの分野における従来の研究を概観してみると、まず切削時の被削材料のせん断変形応力を実際に求めようとするところから始まった。すなわち、せん断面切削模型を仮定し、切削実験を行い切削力を測定しその値からせん断面せん断応力を求めようとするものであった。ついでこの値の物理的意味を検討すべく、これらの値と静的材料試験、または切削時の変形条件とは対応しないが動的材料試験等の結果との比較を行った。さらに近年、佐田⁽¹⁾、R. G. Fenton & P. L. B. Oxley⁽²⁾ は速度修正温度理論を用いて、切削時の被削材料の応力特性を説明しようとした。このように流動応力特性は徐々にあきらかになって来ているものの、いまだに切削時の変形条件と同様の大ひずみ、高ひずみ速度、温度のもとでの切削とは独立した材料試験結果による裏付けは、

なく、速度修正温度理論にしても等温、等ひずみ速度のものでの適用でしかない。

近年しばしば指摘されるように切削変形域は広がりを持ち、その内部ではひずみ、ひずみ速度、温度が複雑に分布⁽²⁾⁽⁴⁾している。特に切削においては変形中にひずみ速度、温度の大きな変化をもたない、これ等の影響を受けることが考えられる。すなわち被削材料の流動応力には着目点のひずみ、ひずみ速度、温度のみでなく同地点にいたるひずみ速度の変化、温度の変化をも考慮されなければならない。したがって被削材料の流動応力特性の検討はこれらの複雑さを考慮し、切削に直接対応するような諸条件のもとで、切削とは独立した材料試験結果を用いてなされなければ意味がない。しかし現在ではこれらの条件を充分に満たす材料試験法も試験結果もない。

以上の理由で本章では切削の諸条件に充分に対応する試験条件が可能な単軸衝撃圧縮試験機をまず開発した。そしてこの試験機によって塑性流動応力をひずみ、ひずみ速度、ひずみ速度履歴、温度の関数として記述出来る一般的表示法と実験式を得た。本章はこれらに関する記述である。

§2.2 被削材料の流動応力特性試験

2.2.1 $\dot{\gamma}$ 、 $\dot{\gamma}$ 速度、温度の試験範囲.

実際の金属切削に対応する諸条件のもとで材料試験を行うため予備的な調査を行った。

図 2.1 (a) は 7-3 黄銅を切削速度 42 m/min で 2 次元切削を行ったときの格子線変形写真であり、visio-plasticity 法で解析を行えば、同図から流線(格子横線)に沿う最大せん断 $\dot{\gamma}$ 速度($\dot{\gamma}_{\max}$)を得ることが出来る。

また格子面に細いコンスタンタン線($0.1 \phi_{\text{mm}}$)を溶接して切削を行えば被削材-コンスタンタン熱電対法により流線に沿った温度分布(θ)を得る。

同図(b)はこれらによって得られた測定結果の一例である。同図より $\dot{\gamma}_{\max}: 0 \sim 2.0$, $\dot{\gamma}_{\max}: 0 \sim 850 \text{ /sec}$, $\theta: 0 \sim 170^\circ\text{C}$ 程度であることがわかる。もちろんこの結果は添図にも示すようにせん断域のみを通過する流線に沿ったものであり、すくい面に近接する流線をとれば、 $\dot{\gamma}_{\max}$, $\dot{\gamma}_{\max}$, θ はさらに大なる値となる。しかし、大略の見当をつけるには同図で十分である。また塑性仕事の等価性による換算が可能であることを仮定すれば、単純圧縮試験の場合、 $\dot{\epsilon}: 0 \sim 10^3 \text{ /sec}$, $\epsilon: 0 \sim 2.0$, $\theta: 0 \sim 300^\circ\text{C}$ 程度の条件を考えば図 2.1 の切削条件に対応する。なお同図で他の重要な量は $\dot{\gamma}_{\max}$, θ が変形中に一定でなく、特に $\dot{\gamma}_{\max}$ が単調増

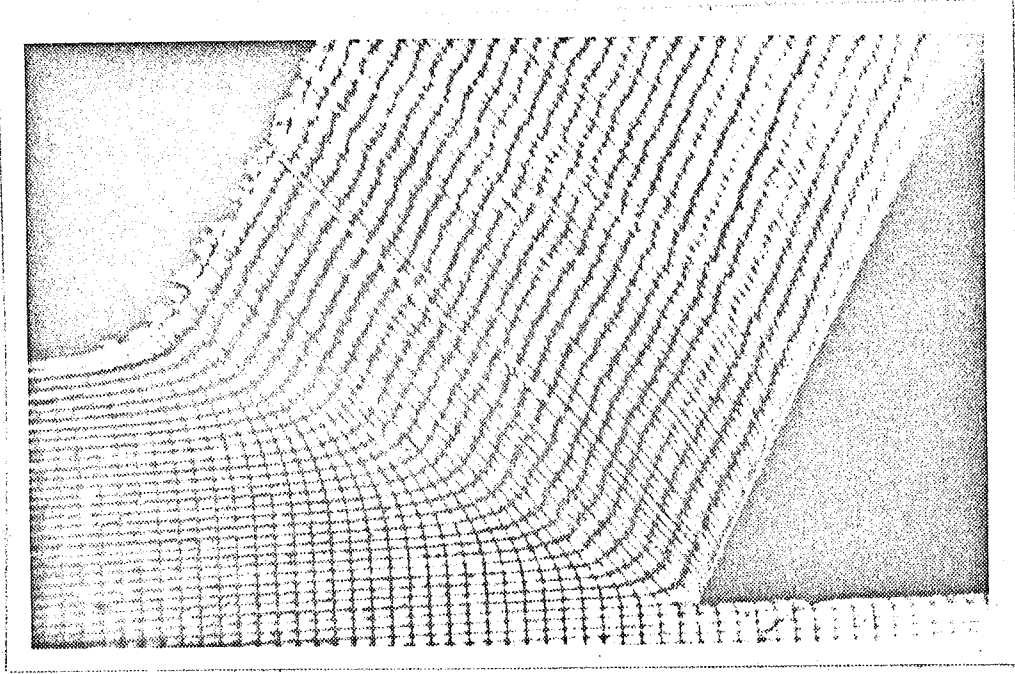
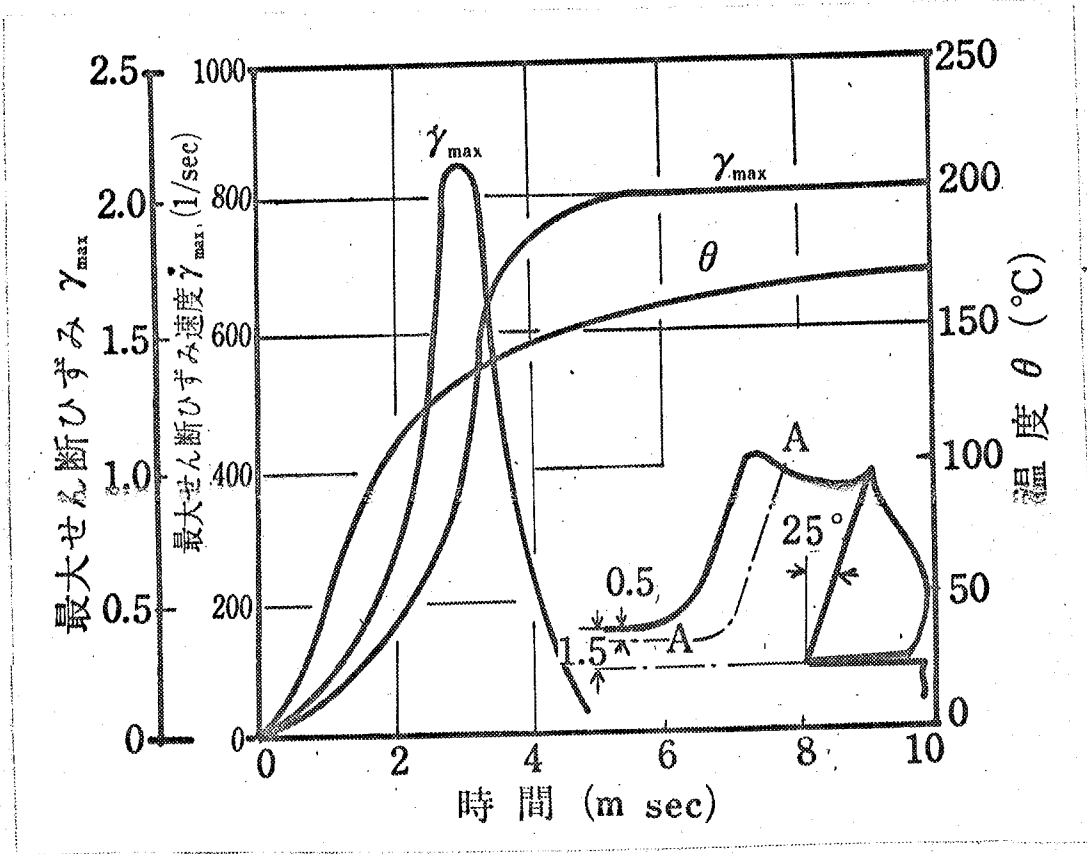


図2.1(a) 切削時の格子線変形の一例



切削条件：被削材 7-3黄銅(焼付孔), 切削温度 42 m/min
 切削厚 1.5 mm, 切削幅 6 mm, 工具 SK.3, 刃角 25°

図2.1(b) 切削せん断域内のひずみ, ひずみ速度, 温度.

加でなく極大値をもつことである。このためひずみ速度の履歴効果があらわゆることが予想される。また温度は非常に短時間(5~10^{msec})の変形中に大きく変化し、この間の加熱より被削材料が焼鈍され、軟化するか否かは疑わしい。

これらの条件を包含するにはひずみ速度、温度を試料の変形中に随時変更でき、かつ高ひずみ速度変形が可能な試験機が必要となる。

2.2.2 材料試験装置

試験機に要求される条件は大ひずみ、高ひずみ速度が得られること、変形中に任意にひずみ速度、温度を変えられ、切削変形過程を追跡出来ることである。

これらを満たすには F.E. Hauser⁽⁵⁾ が用いた Hopkinson-bar 型の衝撃圧縮試験を改良して用いるのが最適である。図 2.2 は試験機の概略である。

試験機は打出棒(A)、入力伝達棒(B)、出力伝達棒(C)、エネルギー吸収棒(D)および打出棒の発射装置、入力・出力伝達棒内の入力波の挙動を記録する計測部より構成されている。また試片は同

図に示すように入力伝達棒の間に打ち棒の発射には圧縮空気を用いる。

この圧縮空気により発射された打ち棒は入力伝達棒に衝突し弾性波が生ずる。この波は入力伝達棒に伝わり、出力伝達棒と間に打ち棒の試片を変形し、出力伝達棒を経て吸収棒に伝わる。吸収棒は残余のエネルギーを吸収して右方に飛び出す。この際入力伝達棒、出力伝達棒に伝わる弾性波の挙動は両棒の端面IIおよびIIIから 100mm の位置に貼付けられたひずみゲージを用いて直接シンクロ스코ープ上に記録される。

打ち棒の長さは 500mm 、入力伝達棒、出力伝達棒はそれぞれ長さ 1000mm 、直径はすべて $20\phi\text{mm}$ であり、各棒は降伏応力 $200\frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}$ 以上のダイス鋼(SKD6)製である。

以上はF.E. Hauserらが用いた装置と同様であるが、この装置には次の欠点がある。すなわちひずみ速度に応じて1回の衝撃あたりのひずみ量が増大し、これが大きくなる場合はバレーリングの発生や衝撃中のひずみ速度変化が著るしくなること、不測の反射波などのため衝撃後半で予定外のひずみが低いひずみ速度で加算されやすいことである。前者については打ち棒の長さを調節すればよいが、後者の欠点は等ひずみ速度で試片にひずみを積み重ねてゆく操作を不可能にする。このため本研究の実験では任意のひずみ量でひずみの進行を急停止させる方法がとられた。

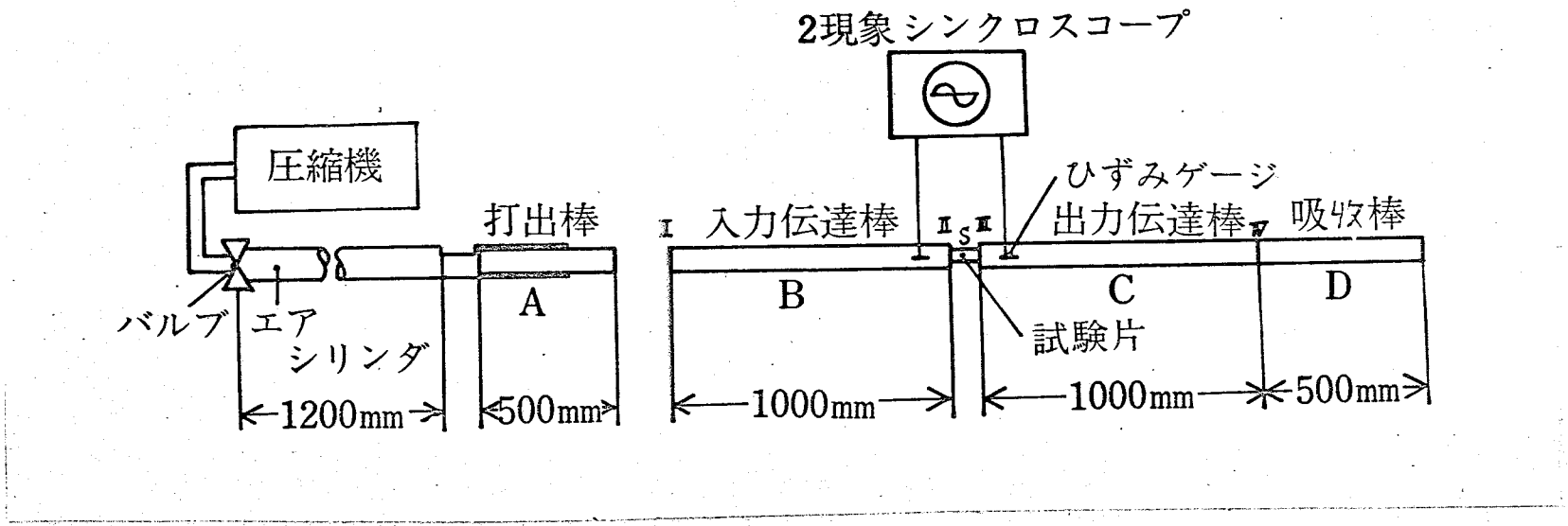


図2.2 実験装置概略図

図2.3はこの停止方法を示したものである。

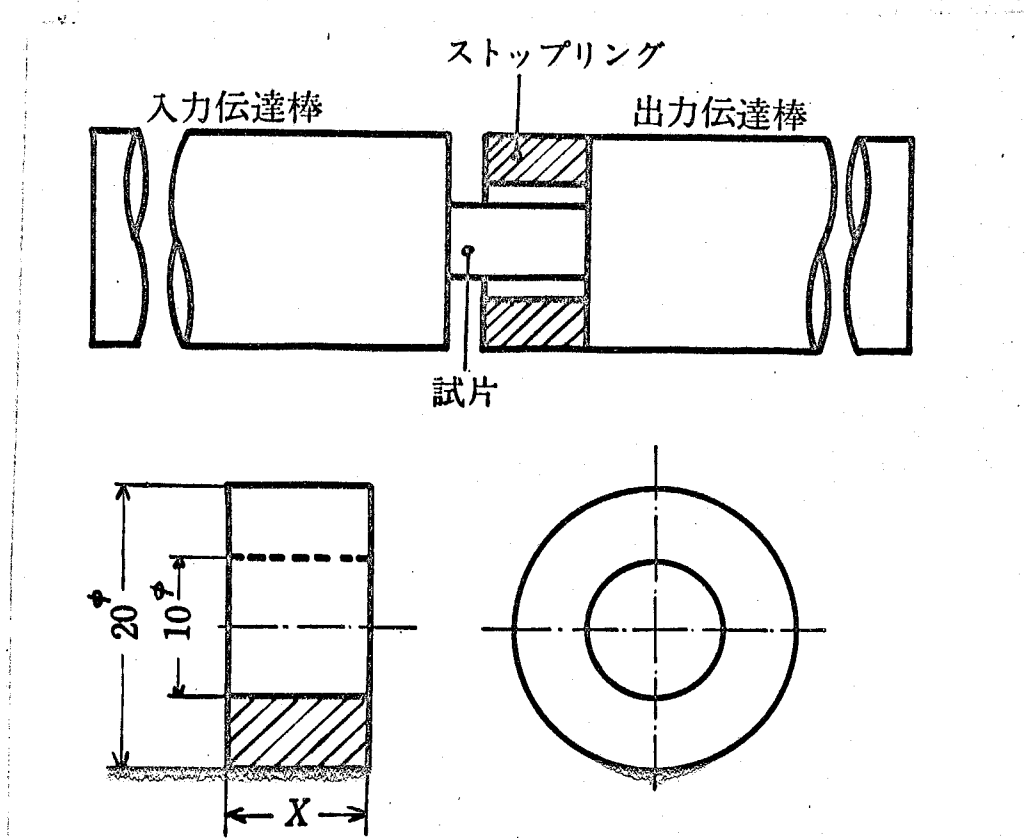


図2.3 ストップリングおよび使用状況

同図のように入力伝達棒、出力伝達棒の間に試片と一緒に高降伏強度をもつリング状のストップリングをばさむ。試片長がこのストップリングよりも大きい間は試片の変形はなんら拘束されることなく進行するが、両者が等しくなると後はストップリングと試片が同時に変形する。しかしこのときストップリングの降伏強度が十分に降伏しなければ試片の塑性変形も停止する。したがって試片長さ L とストップリングの長さ l の差が試片に与えられる変形量となる。

2.2.3 実験方法

本試験装置によれば試片に加わる応力、ひずみ、ひずみ速度は入力・出力伝達棒内の弾性波の挙動を解析することにより求められる。

一次元の波動方程式は u を x 方向の変位として次式で与えられる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad \text{但し} \quad c = \left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/2} \quad (2.1)$$

この一般解は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} u &= f(x-ct) + g(x+ct) \\ \varepsilon = \frac{\partial u}{\partial x} &= f'(x-ct) + g'(x+ct) \\ v = \frac{\partial u}{\partial t} &= -cf'(x-ct) + cg'(x+ct) \\ \sigma = E \cdot \varepsilon = c^2 \rho \frac{\partial u}{\partial x} &= c^2 \rho f'(x-ct) + c^2 \rho g'(x+ct) \end{aligned} \right\} (2.2)$$

進行波のみの場合式(2.2)は

$$u = f(x-ct)$$

$$v = -cf'(x-ct)$$

$$\sigma = -\rho c v$$

後退波の場合同様に $v > 0$

$$u = g(x+ct)$$

$$v = cg'(x+ct)$$

$$\sigma = \rho c v$$

となる。これらをまとめれば

$$\left. \begin{array}{l} \text{進行波} \quad \sigma = -\rho C v \\ \text{後退波} \quad \sigma = \rho C v \end{array} \right\} \quad (2.3)$$

となる。この結果を本試験装置に適用する。

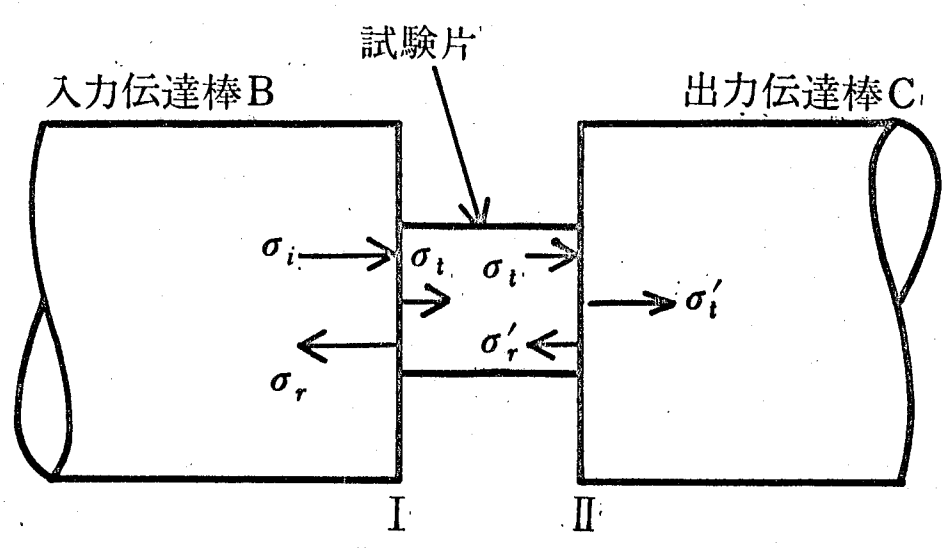


図2.4 応力波の挙動

図2.4に示すように入力伝達棒の一端から一定応力 σ_i なる連続した圧縮波が伝播してくる場合を考える。波 σ_i は試片面 I に達すると一部は反射して後退波 σ_r となり、入力伝達棒内を戻り、したがって同棒内の応力は $\sigma_i + \sigma_r$ となる。また残りは試片内に透過波 σ_t として伝わる。波 σ_t が試片の他端 II に達すると一部は再び反射して後退波 σ_r' となり残部は透過波 σ_t' として出力伝達棒内に伝わる。以上は最初の段階であるが、これ以後のことを考えると、 σ_r は端面 I で再び反射波と透過波に分離され、透過波は $\sigma_i + \sigma_r$ に加算、反射波は σ_t に加算される。さらに反射波は端

面IIで再び同じ状況を生じ、これらの繰返しがストップフリップが作用するまで続くわけである。

そこで図2.4の記号に一般的意味をもたせて、任意の時刻における図示の応力波を示すものとする。

いま任意時刻で端面I, IIにおける平衡条件を考えると、

$$\left. \begin{array}{l} \text{Iで} \quad (\sigma_i + \sigma_r) A_0 = \sigma_t A_1 \\ \text{IIで} \quad (\sigma_t + \sigma'_t) A_1 = \sigma'_t A_0 \end{array} \right\} \quad (2.4)$$

ここで A_0, A_1 はそれぞれ入力出力伝達棒、試片の断面積である。

試片に加わっている平均応力は試片両端に加わっている応力の平均であり、これが試片の変形応力である。

$$\sigma_{avg} = \frac{1}{2} \{ \sigma_t + (\sigma_t + \sigma'_t) \} = \frac{1}{2} \frac{A_0}{A_1} \{ (\sigma_i + \sigma_r) + \sigma'_t \} \quad (2.5)$$

ここで $\sigma_i + \sigma_r, \sigma'_t$ は入力および出力伝達棒内の応力であり、両棒に貼付したひずみゲージにより測定出来る。

試片のひずみは入力、出力伝達棒の端面I, IIの変位量 U_I, U_{II} から求められる。式(2.3)より進行波に対しては $\sigma = -\rho C v$ 、後退波に対しては $\sigma = \rho C v$ であり、 $v = \frac{du}{dt}$ であるから試片の原長を a とすれば衝撃中の試片内の通常平均ひずみ E_{avg} は

$$E_{avg} = \frac{U_{II} - U_I}{a} = \frac{1}{\rho c a} \left\{ \int_{t_0}^t (-\sigma'_t) dt - \int_0^t (-\sigma_i + \sigma_r) dt \right\} \quad (2.6)$$

ここで ρ : 入力、出力伝達棒の密度, C : 両伝達棒内の音速(本装置では 5100 m/sec), v : 両伝達棒の変位速度, u : 同変位, t : 変形開始から任意時刻までの時間である。 t_0 は試片内を応

力波が通過する時間であり、本試験では $a < 10^{mm}$ であるので $a/c < 2 \mu sec$ とかなり無視出来る。

ひずみ速度は式(2.6)のひずみを時間で微分すれば良い。

$$\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon_{avg}}{dt} = \frac{1}{\rho c a} \{ (-\sigma'_t) - (-\sigma_i + \sigma_r) \} \quad (2.7)$$

上式より任意時刻でのひずみ速度が得られる。

以上の諸式は一定の応力 σ_i が入力伝達棒に与えられたときのみ成立するものである。

入力伝達棒に一定応力 σ_i の弾性波を伝えるには一定速度 v_i で打出棒を入力伝達棒に衝突させれば良い。図2.5は時間と変位速度および応力 σ_i の状態を示したものである。同図(a)のように長さ L の打出棒が衝突した瞬間 ($t=0$) では打出棒、入力伝達棒は全ての点で $\sigma_i = 0$ であり、打出棒は一樣に v_i なる速度となっている。次に $0 < t < L/c$ の間では同図(b)のように衝突面 ($x=L$) から両側に $|v_i/2|$ の変位速度をもつ領域が音速で広がってゆく。また同部の応力 σ_i は式(2.5)より一樣となり $\sigma_i = -|\rho c v_i/2|$ の圧縮応力となる。 $t = L/c$ の瞬間には同図(c)のように σ_i の領域は打出棒の全域に広がり、同時に入力伝達棒内にも同じ長さの領域を生ずる。次に $t > L/c$ では同図(d)のように打出棒の終端 ($x=0$) にまで達した σ_i には $-\sigma_i$ の応力波が加算され応力 = 0 の波となって反射し、見かけ上、長さ $2L$ の応力波が入力伝達棒内を進行してゆく。したがって長さ L の打出棒を速度 v_i で入力伝達棒

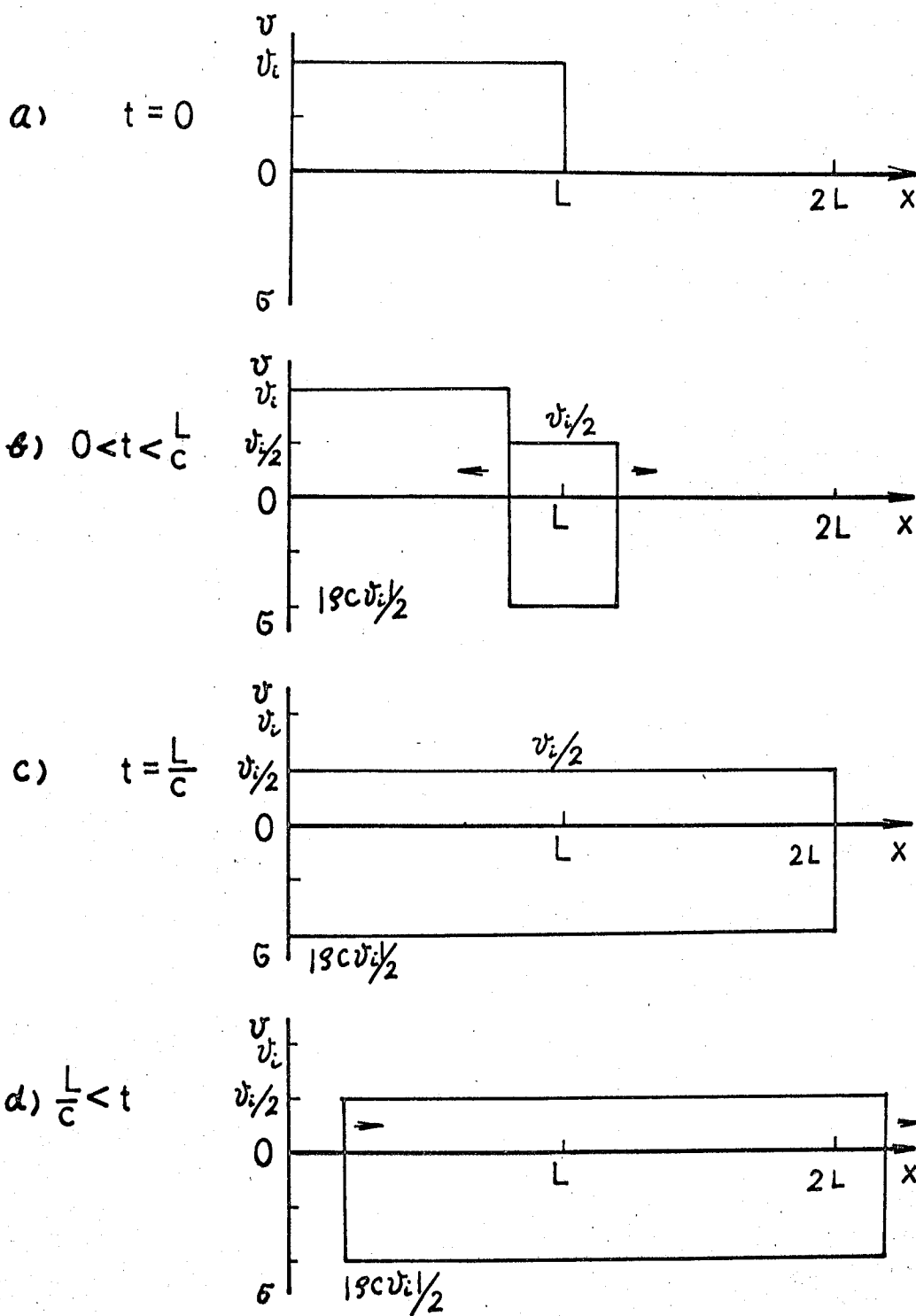


図 2.5 衝撃時の v_i, σ_i の挙動

に衝突させることにより、継続時間 $2L/c$ sec で応力 $\sigma_i = -\frac{1}{2}\rho c|v_i|$ なる一定応力の波が得られる。図2.6は本装置によって得られる一定応力波の一例である。

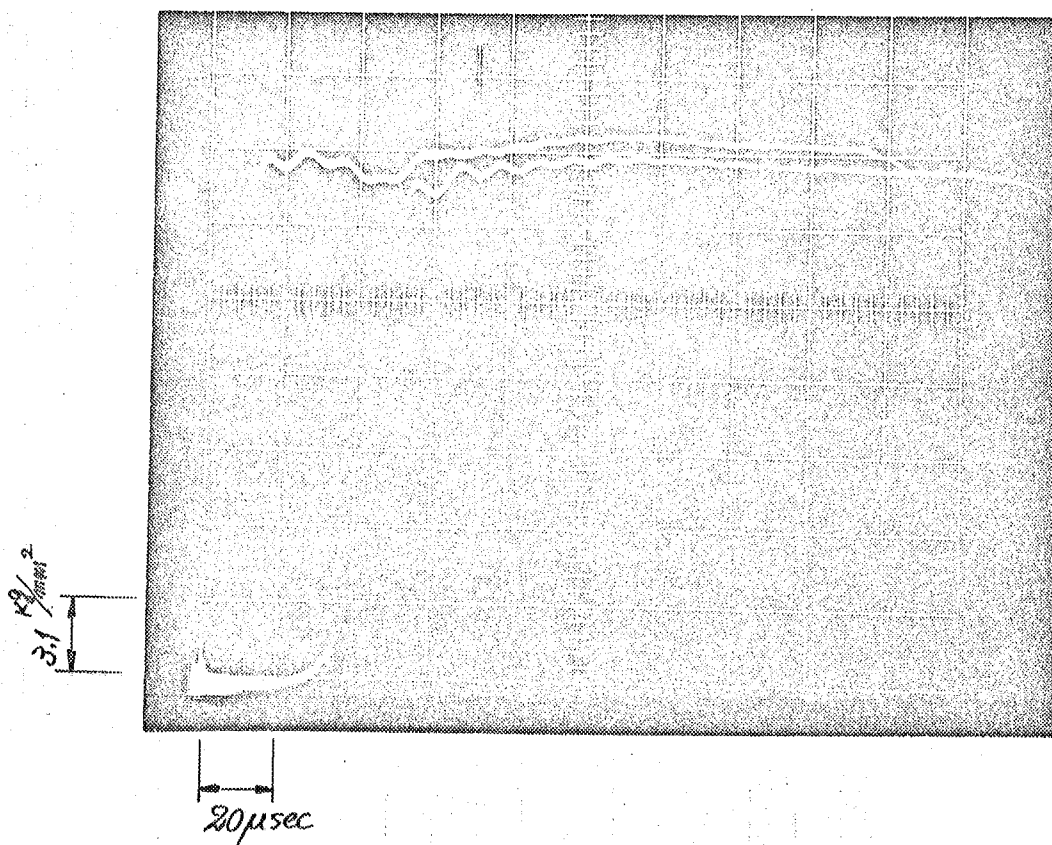


図2.6. 応力波 (σ_i) の一例

本装置では打撃棒、入力・出力伝達棒内の音速 $c = 5100$ m/sec である。Lは 500 mm のものを用いるから、継続時間の理論値は $196 \mu\text{sec}$ となり、実測値とほぼ一致している。また応力波の乱れも微小でありほぼ一様応力の波となっている。

ひずみ速度を制御するためには式(2.7)を式(2.5)を用いてひずみ速度 ($\dot{\epsilon}$) を書きなおすと、

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{\rho c a} \{(-\sigma_i') - (\sigma_i + \sigma_r) + (2\sigma_i)\} = -\frac{2}{\rho c a} \frac{A_1}{A_0} \sigma_{avg} - \frac{v_i}{a} \quad (2.8)$$

となり、打出棒の速度 v_i と試片寸法 a 、試片の断面積 A_1 および試片の変形応力 σ_{avg} の関数となる。ここで試片寸法は既知であるから、予備実験によって σ_{avg} の大略値をあらかじめ求めておけば必ずみ速度は打出棒の速度 v_i を制御することによって希望の値にすることが出来る。

図2.7(a)に観測される波形の一例を示す。

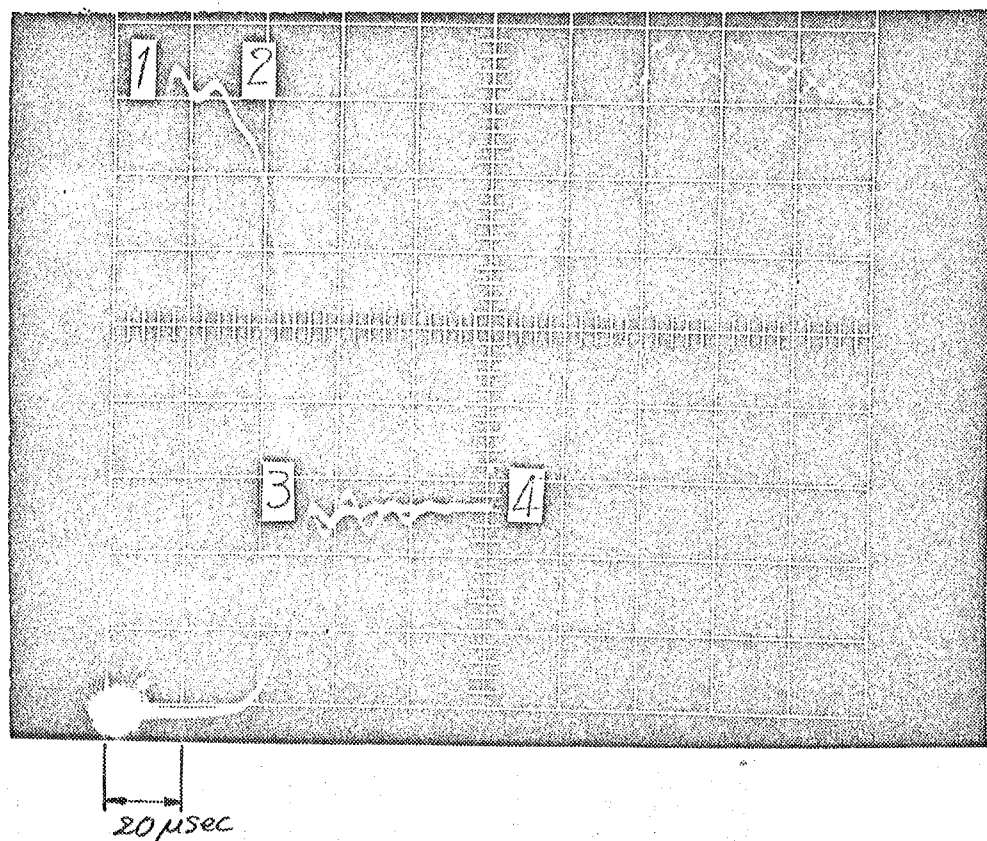


図2.7(a). 観測波形の一例

表1-2の部分が入力波 σ_i であり、裏側から反射波 σ_r が重なり $\sigma_i + \sigma_r$ となり、試片の一端Iに加わっている力を示す。ほとんど同時に裏側より出力伝達棒に透過した波 σ_i' 、すなわち試片の

他端IIに加わっている力が測定される。この試片両端の力は立上り時間を除いて一致しており、試片内を応力波が通過する時間が無視出来、試片内の応力が瞬間的に一様になっていることを示している。またこれによってストッパリングが働き、入力、出力伝達棒内の応力は瞬間的に入力波(σ_i)と等しくなり、試片の変形が停止したことを示している。同図より σ_{avg} , ϵ_{avg} , $\dot{\epsilon}$ を求める方法を立上り時間を省略して図式的に示したものが同図(b)である。

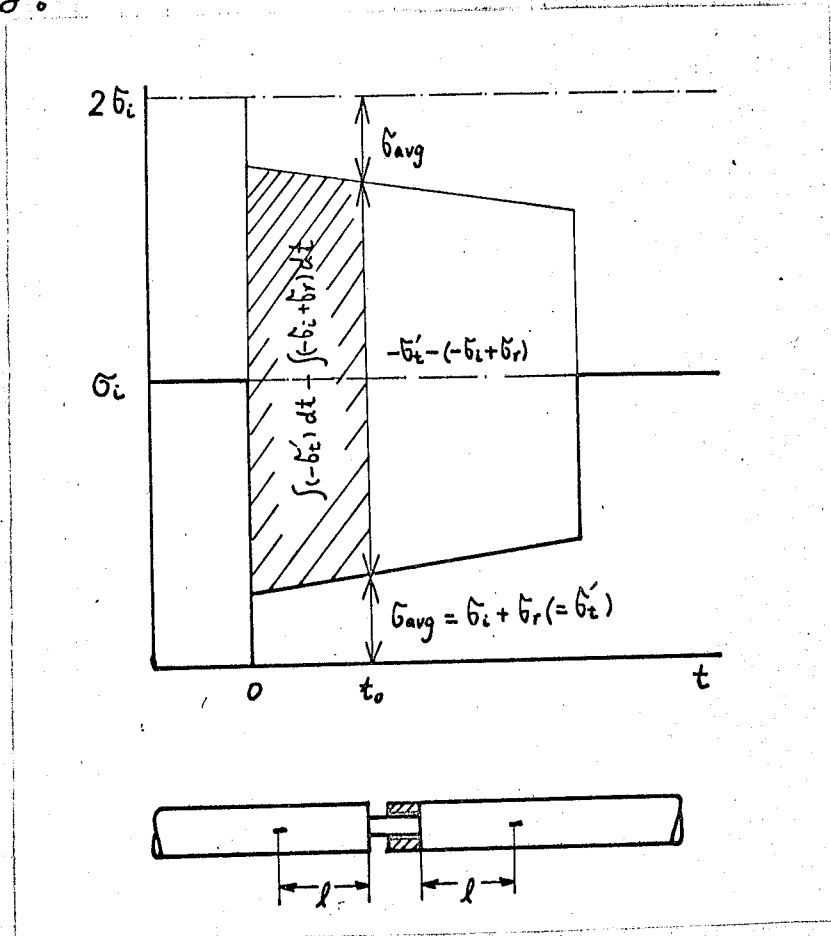


図2.7(b) σ_{avg} , $\dot{\epsilon}$, ϵ の計算方法

同図の添図のように、入力出力伝達棒の端面I, IIより等しい

位置にひずみゲージを貼付して応力を測定する。まず最初の部分は入力波 σ_i でありゲージと端面 I との間を応力波が往復する時間だけ続く。次に $\sigma_i + \sigma_r$ が段階状に上昇する。この時出力伝達棒内の応力は試片内を応力波が通過する時間だけ遅れやはり段階状に上昇するが、試片長を短くすればこの時間は無視でき $\sigma_i + \sigma_r = \sigma_x'$ となる。任意の時刻までのひずみ増分は同図に示す斜線部の面積を PCA で除いたものとなる。ひずみ速度は AB の高さを PCA で除いたものとなる。最後にストップリンクが働き入力、出力伝達棒内の応力は σ_b に等しくなりひずみの進行は停止する。

切削時の被削材料の流動応力への他の影響因子として温度変化がある。しかしこの変化は 10 msec 程度のごく短時間で生じ、これによる焼鈍効果の存在は疑わしい。図 2.8 は加熱時間と焼鈍効果の関係を示したものである。

試片に常温でひずみを加えて加工硬化させた後、一定時間加熱し、その後急冷して常温での硬さの変化を測定した。また試片はいずれも図示の加熱時間でほぼ一樣な温度に達することを確かめてある。同図に示されるように硬さが低下して焼鈍効果が見られるためには 2 min 以上のかなり長時間加熱されなければならない。この時間は切削変形域を被削材料が通過する時間に比して著るしく長い。したがって切削時には被削材料の焼

鈍は生じえず、流動応力におよぼす温度履歴の影響はないもの
と考えられる。

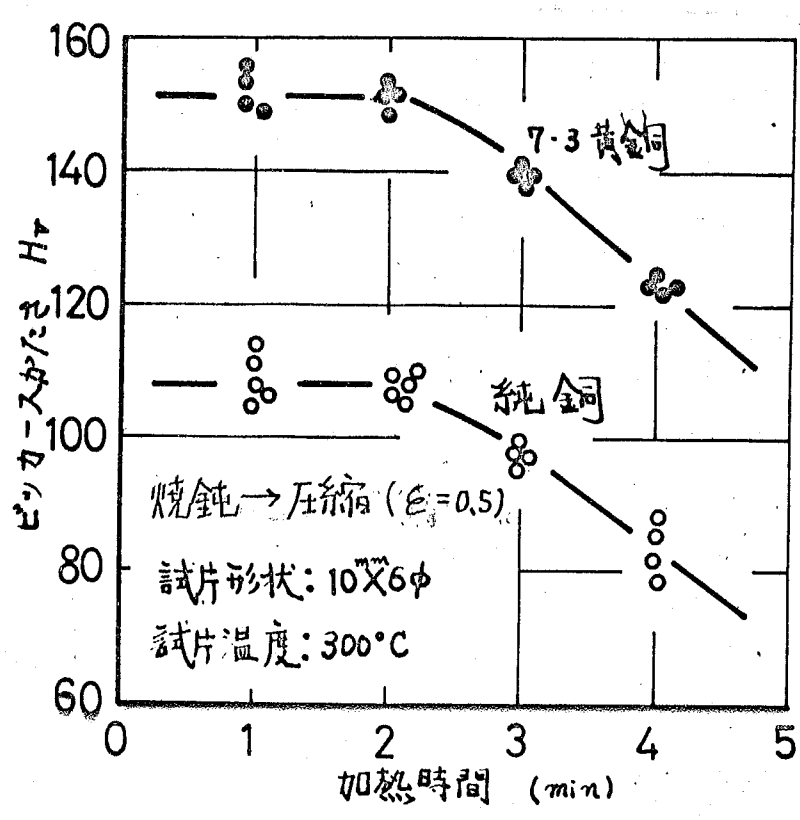


図2.8 硬さと加熱時間の関係

以上の点を考慮して本研究の衝撃試験は焼鈍効果の生じない短
時間の加熱、その直後の実験を旨として行われた。

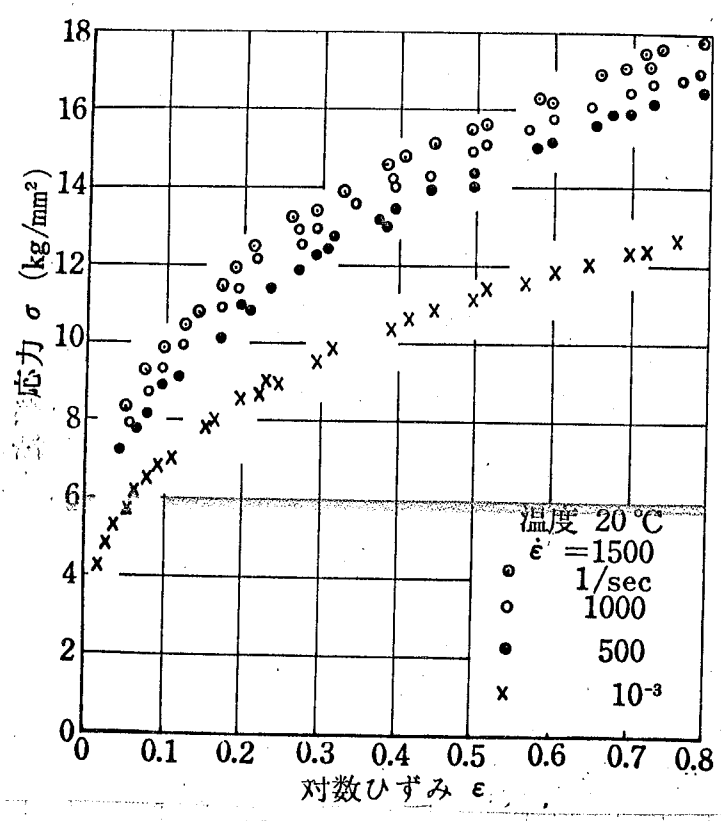
以上述べた装置方法を用い、ひずみ、ひずみ速度、温度を制
御することにより、切削変形域における被削材料のひずみの進
行をシミュレートした流動応力の測定が可能となる。

§2.3 実験結果と解析・その1 (等ひずみ速度変形)

2.3.1 応力・ひずみ・ひずみ速度の関係

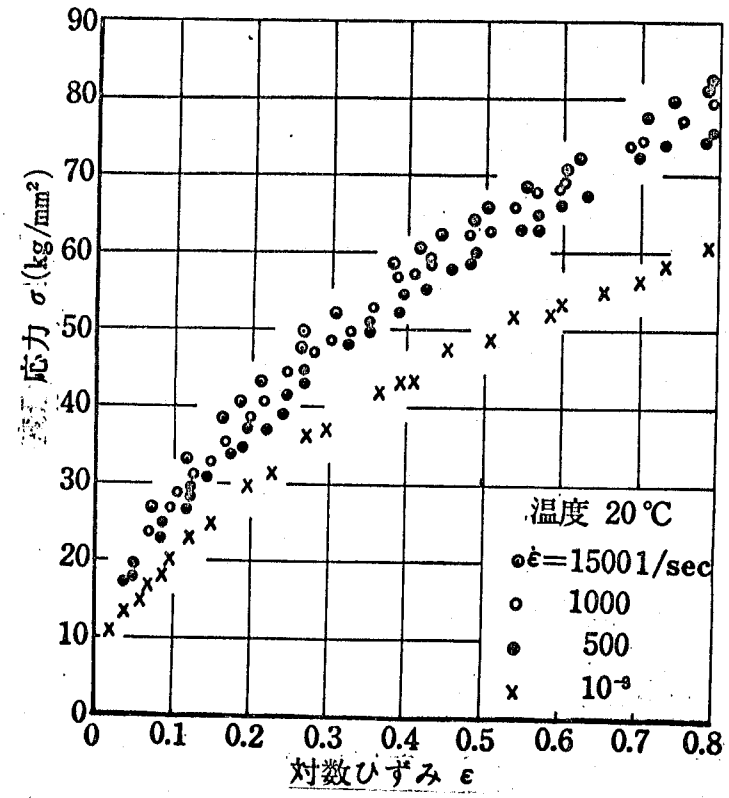
前項で示した装置・方法を用いて変形中ひずみ速度が変化しない場合(等ひずみ速度)の試験を行った結果を以下に示す。

試験した材料は純アルミニウム, 7-3黄銅, 純銅の3種でいずれも焼鈍したものである。図2.9はこれらの流動応力・ひずみ関係である同図(a)は純アルミニウム, 同図(b)は7-3黄銅, 同図(c)は純銅の結果を示す。

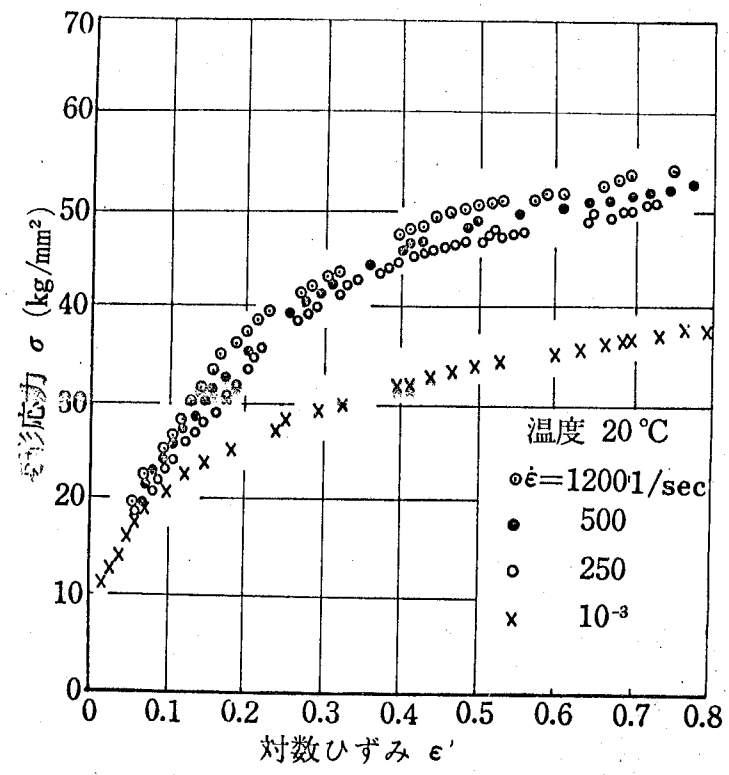


(a) 純アルミニウム

図2.9 応力・ひずみの関係



(b) 7-3 黄銅



(c) 純銅

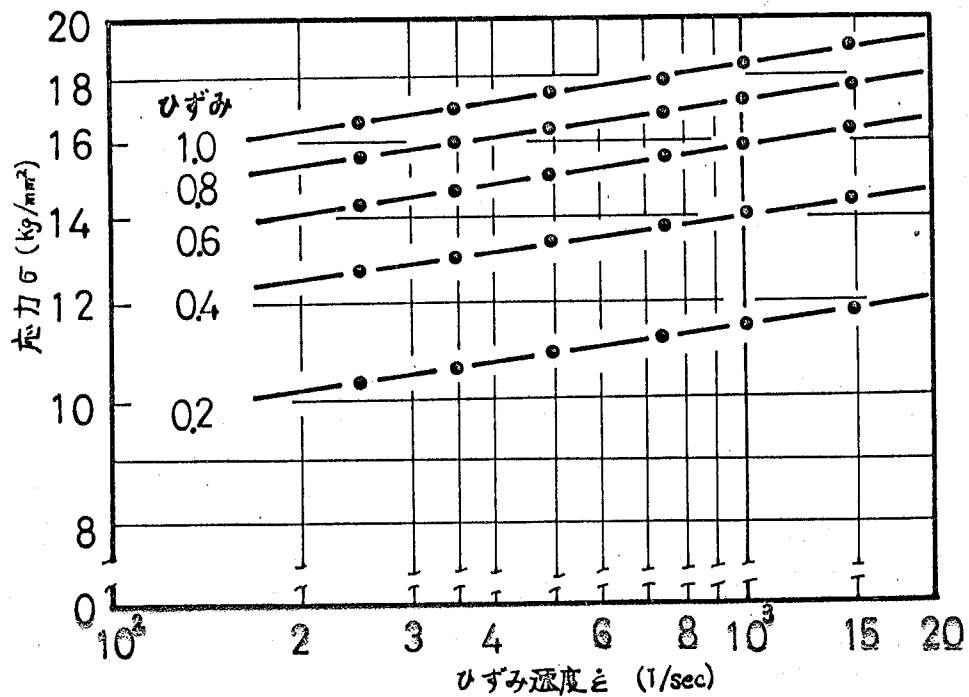
図2.9 応力・ひずみ関係

試験をした材料はいずれもひずみ速度の増加とともに流動応力が増加するが、高ひずみ速度においても応力・ひずみの関係は完全塑性体的にはならずD.C. Drucker⁽⁶⁾の指適と異なっている。

各ひずみ速度における応力(σ)とひずみ(ε)との実験的關係は各材料ともほぼ次式となる。

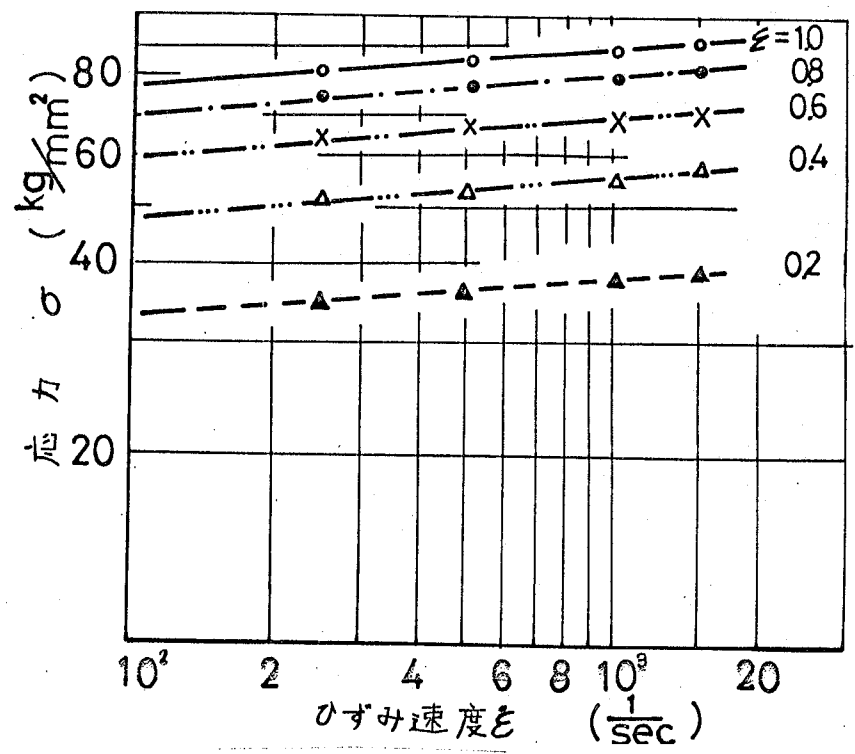
$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^m_{\dot{\epsilon} = \text{const}}$$

ここで ε₀: ひずみの標準値, σ₀, m: 定数である。つぎに流動応力のひずみ速度(ε̇)による変化を図2.10に示す。同図(a)は純アルミニウム, 同図(b)は7-3黄銅, 同図(c)は純銅の結果である。

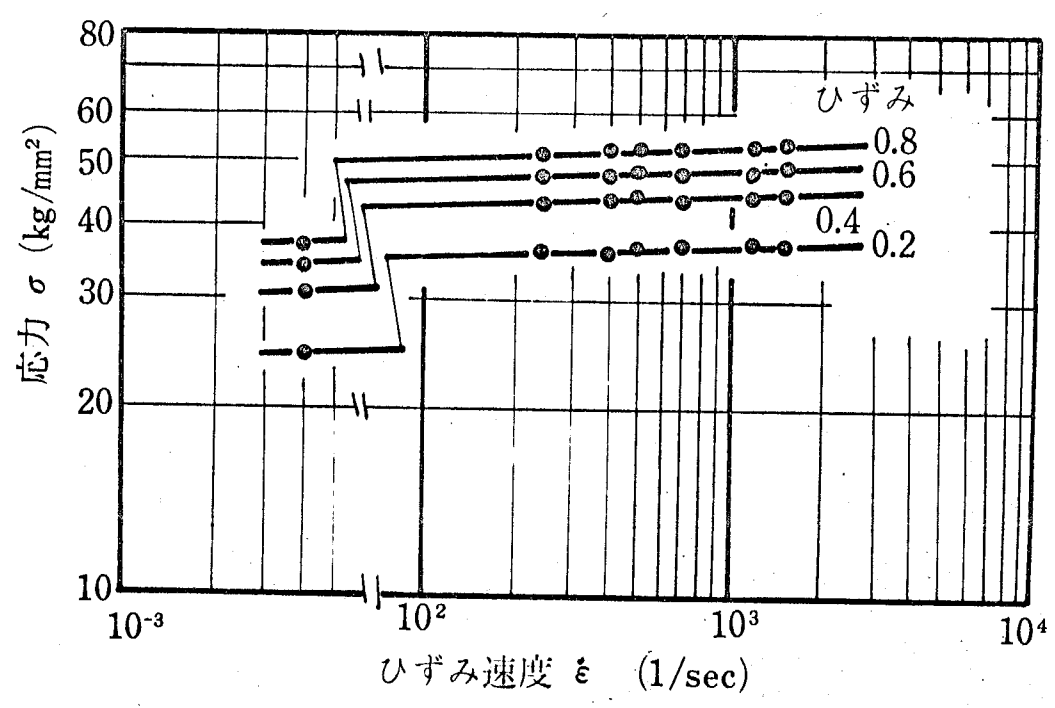


(a) 純アルミニウム

図2.10 ひずみ速度の影響



(b) 7-3 黄銅



(c) 純銅

図 2.10 ひずみ速度の影響

各図とも流動応力・ひずみ速度の関係は両対数グラフ上でほぼ直線となり、ひずみの変化によってもこの二直線の傾きは変化しない。したがって応力(σ)のひずみ速度($\dot{\epsilon}$)依存性は次式で与えられる。

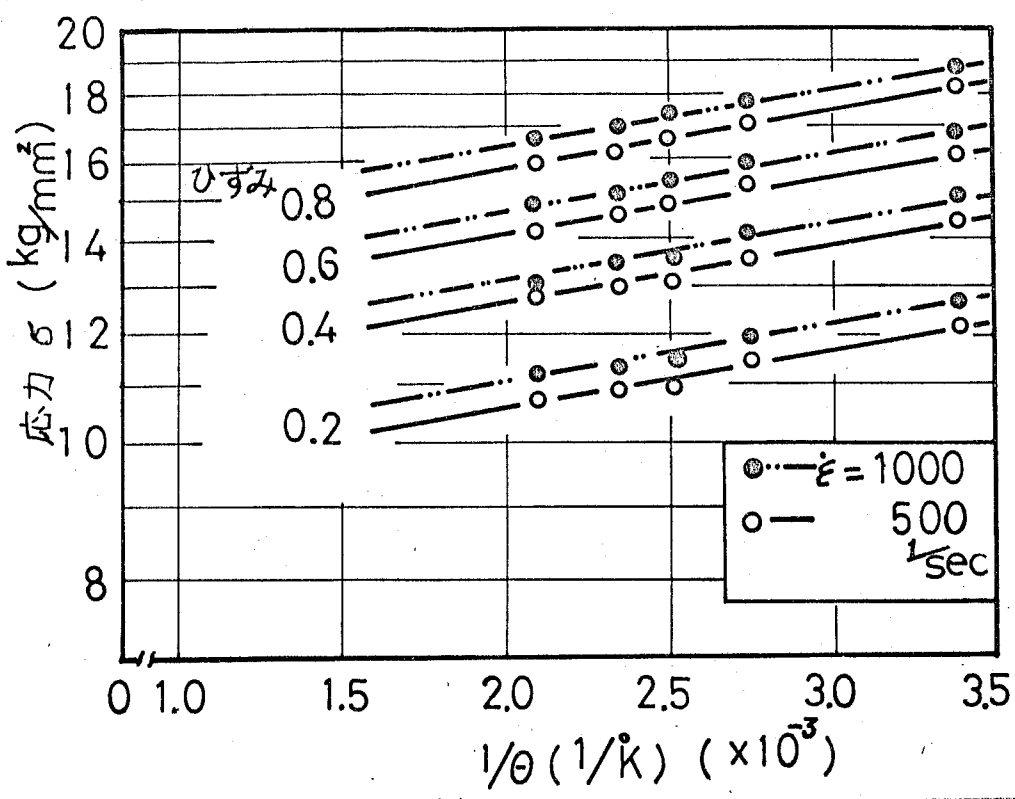
$$\sigma = \sigma_1 \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)_{\dot{\epsilon}=\text{const.}}^{n_0}$$

ここで $\dot{\epsilon}_0$: ひずみ速度の標準値, σ_1, n_0 : 定数である。前述の式とあわせると流動応力, ひずみ, ひずみ速度の関係は次式となる。

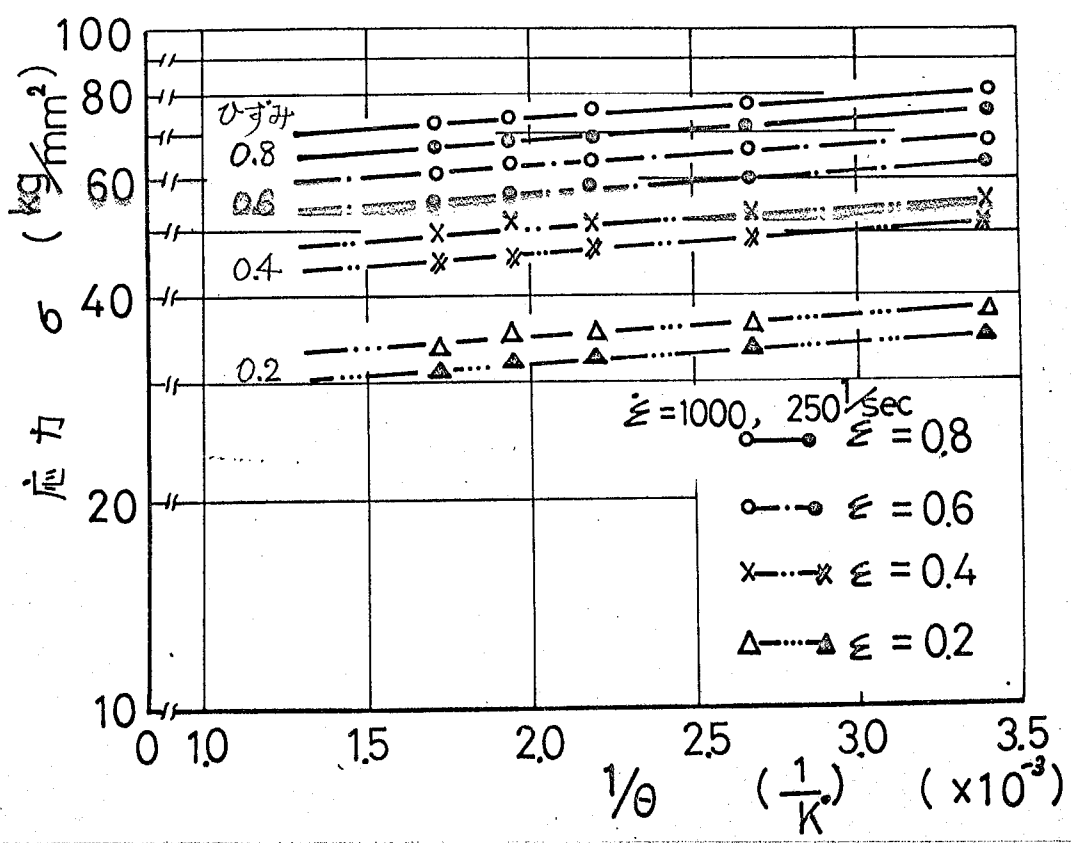
$$\sigma = \sigma_2 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right) \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{n_0} \quad (2.9)$$

2.3.2. 温度の影響

通常、高温下での材料試験は焼鈍効果も含んだ状態の温度の影響を示すものであるが、前述のように切削では短時間の加熱であるため焼鈍効果は存在しないし、温度の履歴効果もない。図2.11は焼鈍効果も含まない状態で求めた流動応力と絶対温度の逆数の関係を示す。同図(a)は純アルミニウム, 同図(b)は7-3黄銅, 同図(c)は純銅の結果である。

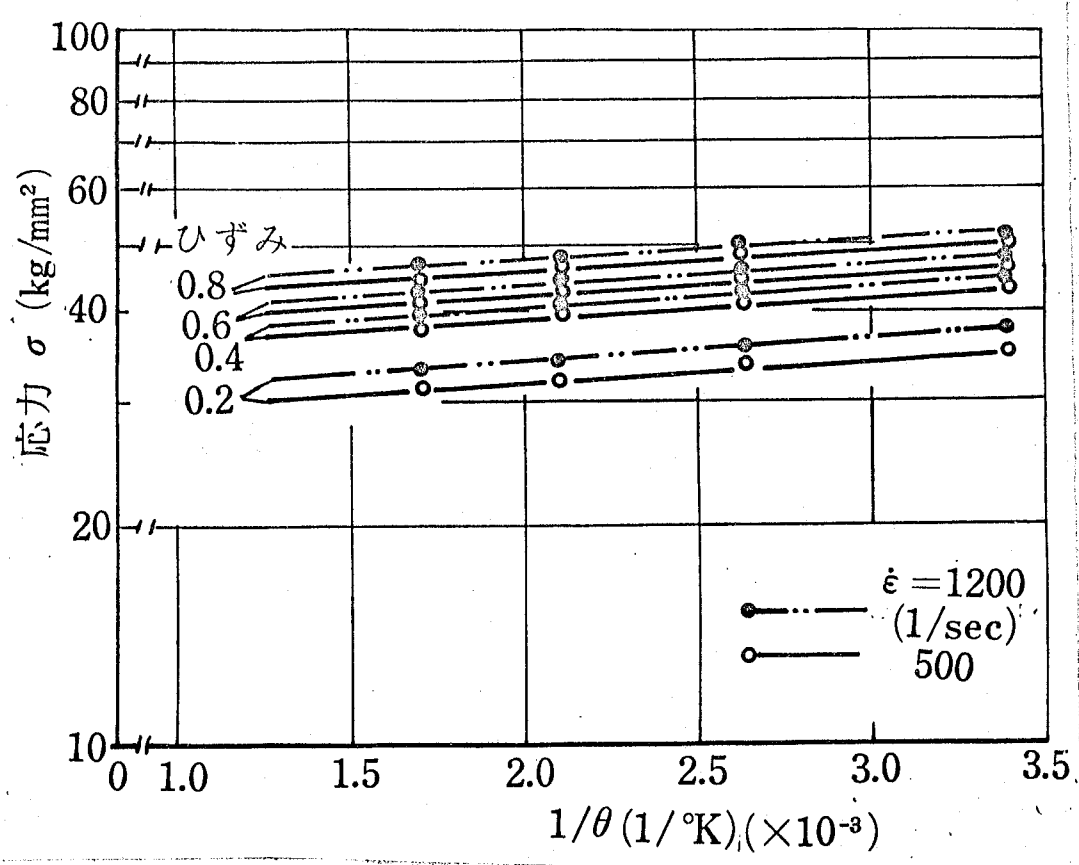


(a) 純アルミニウム



(b) 7-3 黄銅

図 2.11 温度の影響



(c) 純銅

図2.11 温度の影響

これらの図に示すようにいずれの場合も流動応力と絶対温度の逆数 $1/\theta$ は片対数グラフ上でほぼ直線となり、温度の上昇とともに流動応力は低下するが、ひずみ、ひずみ速度が変化してもその勾配は変化しない。したがって流動応力 σ と絶対温度 θ との間には、いずれの試片についても次式の関係が成立する。

$$\sigma = \sigma_0 \exp(\alpha/\theta)$$

ただし、 σ_0, α : 定数、この式と式(2.9)を組み合わせれば流動応力 σ 、ひずみ ϵ 、ひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ 、絶対温度 θ の関係は次式となる

る。すなわち

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)^m \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right)^{n_0} \exp(\alpha/\theta) \quad (2.10)$$

ここで、 ϵ_0 : ひずみの標準値, $\dot{\epsilon}_0$: ひずみ速度の標準値,
 σ_0, m, n_0, α : 定数である。試験を行った純アルミニウム, 7-3
 黄銅, 純銅の結果を式(2.10)の形で示すと次のようになる。

純アルミニウム

$$\sigma = 10.9 \cdot \epsilon^{0.3} \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000}\right)^{0.07} \cdot \exp(153.0/\theta)$$

7-3黄銅

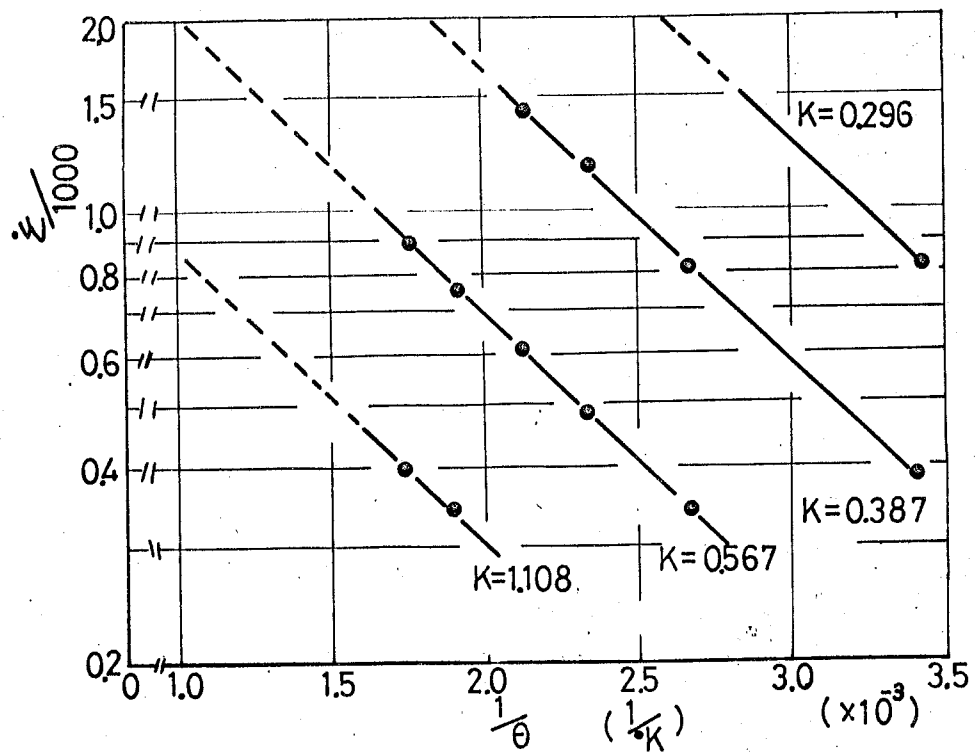
$$\sigma = 73.3 \cdot \epsilon^{0.5} \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000}\right)^{0.054} \cdot \exp(56.7/\theta)$$

純銅

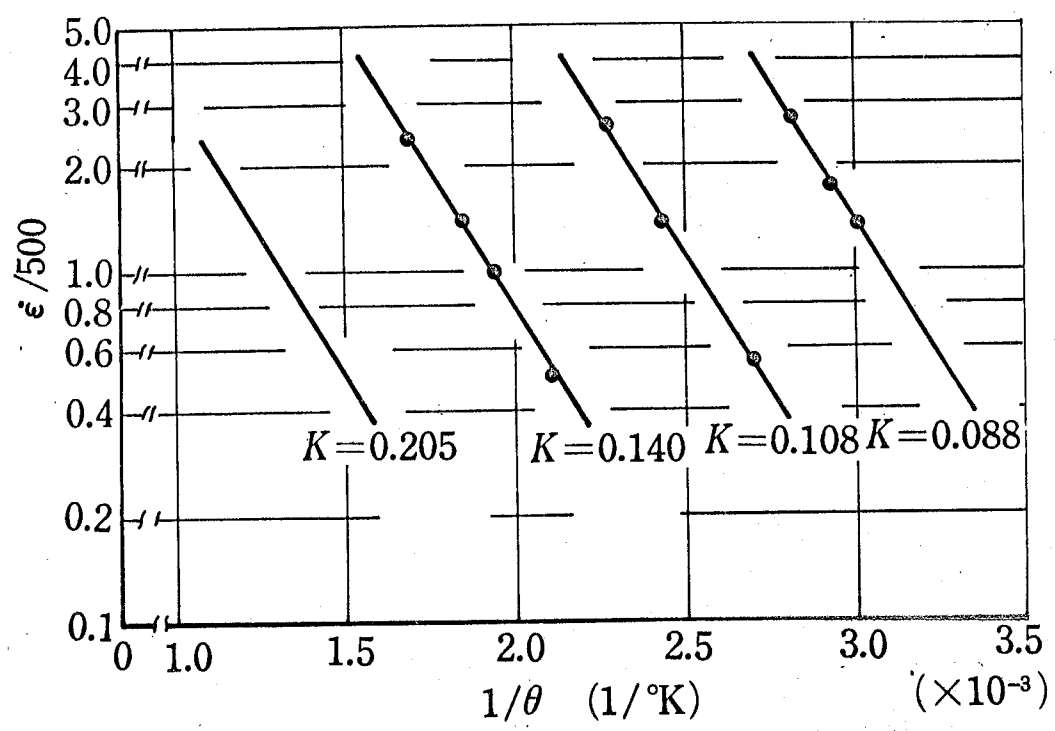
$$\sigma = 42.2 \cdot \epsilon^{0.24} \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000}\right)^{0.019} \cdot \exp(172.0/\theta)$$

2.3.3 温度・ひずみ速度の等価性

流動応力に対し、ひずみ速度と温度は相及する効果をもつと
 されている。いま、ひずみが一定の場合、流動応力を一定にす
 るためのひずみ速度と温度との関係を図2.9, 2.10, 2.11を用い
 て片対数グラフ上に示したものが図2.12である。同図(a)は7-3
 黄銅, 同図(b)は純銅の場合である。



(a) γ - β 黄銅



(b) 純銅

図 2.12 ひずみ速度と温度の相関関係

これらの図で示されるように、ひずみ速度($\dot{\epsilon}/\epsilon_0$)と絶対温度の逆数($1/\theta$)との関係はいずれも直線となり、両者の間には次式が成立する。

$$\frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon_0} = A \exp(-\alpha'/\theta)_{\sigma, \epsilon = \text{const}} \quad (2.11)$$

ただし、 A : 流動応力とひずみの関数、 α' : 定数である。式(2.11)を変形すれば

$$Q_m = \theta(1 - K \ln \dot{\epsilon}/\epsilon_0) = \alpha'/\ln A \quad (2.12)$$

式(2.12)の Q_m はひずみ速度修正温度であり、ひずみ速度と温度を総合的に表わす変数である。またこの式はC.W. McGregor⁽⁶⁾らが導いたものと形式的には同一である。しかし同氏らの理論では α' が応力、ひずみの関数であり、 $\ln A$ が定数であったのに反し、図2.12で見ると本実験の結果では α' が定数であり、 $\ln A$ および K が応力、ひずみの関数となっている点が異なる。

しかし、いずれにしても同一流動応力、同一ひずみの場合には、温度とひずみ速度の効果は式(2.12)で表わされ変数 Q_m のみで代表させることができる。

2.2.4 実験結果と解析. その2.

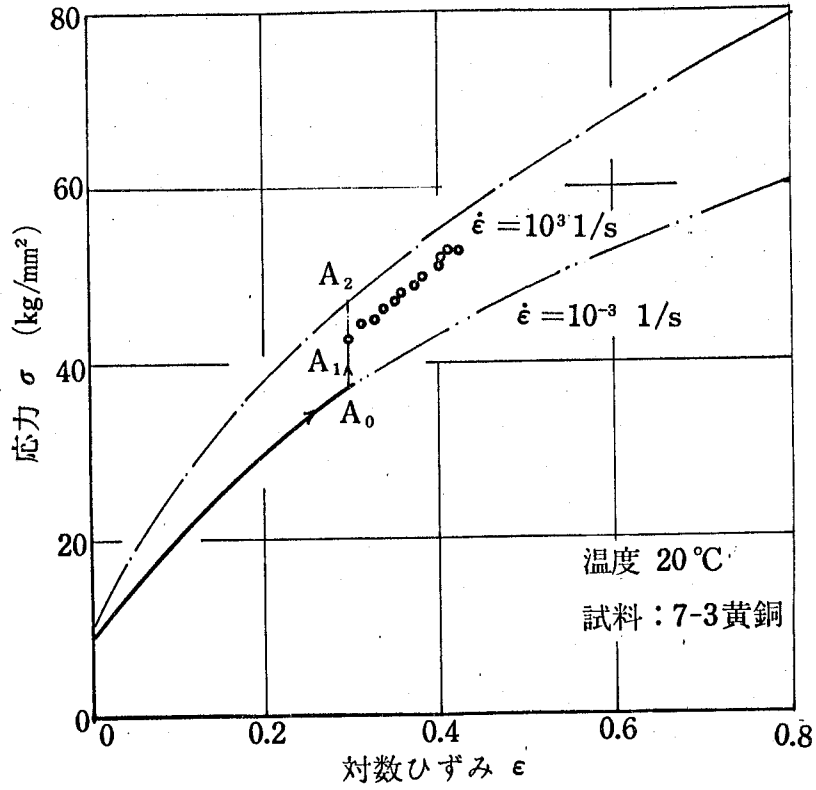
(変形中ひずみ速度が変化する場合)

2.4.1 ひずみ速度変化と流動応力.

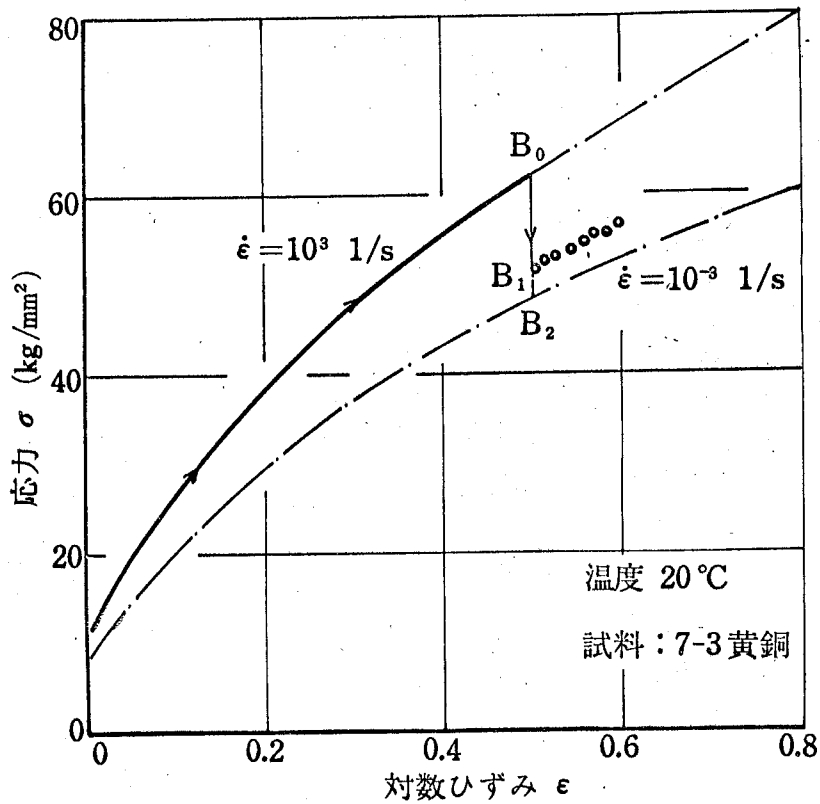
前節までは等ひずみ速度変形下での結果を示したものであるが、既述のように被削材料が切削変形域を通過する際にひずみ速度は大きく変化する。

焼鈍した7-3黄銅の変形途中でひずみ速度を変えた場合の、流動応力・ひずみ関係を図2.13に示す。同図(a)はひずみが A_0 になるまではひずみ速度 $10^3/sec$ で等速変形し、真 A_0 から後はひずみ速度を $10^2/sec$ に変更した場合である。また図中の一真鎖線は最初からひずみ速度 $10^2/sec$ の等ひずみ速度で変形させた場合のものである。同図の真 A_0 でひずみ速度が $10^3/sec$ から $10^2/sec$ になったにもかかわらず試片の流動応力は等ひずみ速度曲線上の真 A_2 とは一致しないでより低い値 A_1 になっている。同図(b)はこれとは逆にひずみ速度が変形途中で $10^3/sec$ から $10^2/sec$ に減少した場合である。この場合にも真 B_0 においてひずみ速度が $10^2/sec$ になったにもかかわらず、流動応力は $10^3/sec$ の等ひずみ速度曲線上の真 B_2 とはならず、これより高い値を示している。同様の現象は純アルミニウム、純銅においても見られる。

これらの例でもあきらかなように、流動応力はひずみ、ひずみ速度、温度以外に過去に受けたひずみ速度の履歴にも影響される。



(a) 変形途中でひずみ速度が増加した場合



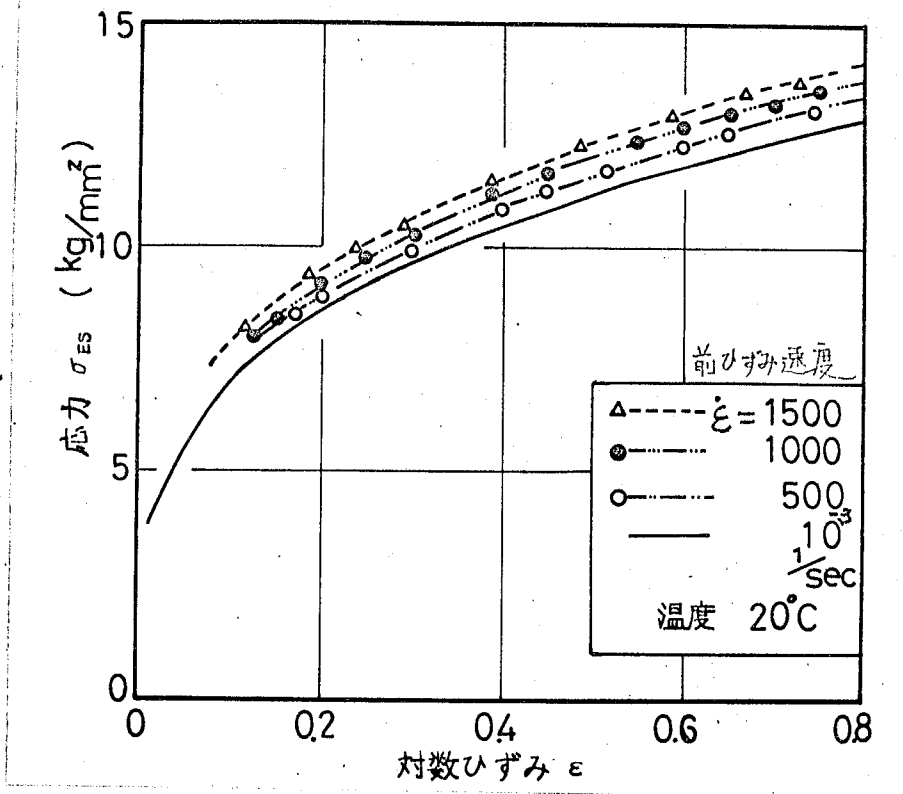
(b) 変形途中でひずみ速度が減少した場合

図 2.13. ひずみ速度変化と応力・ひずみの関係

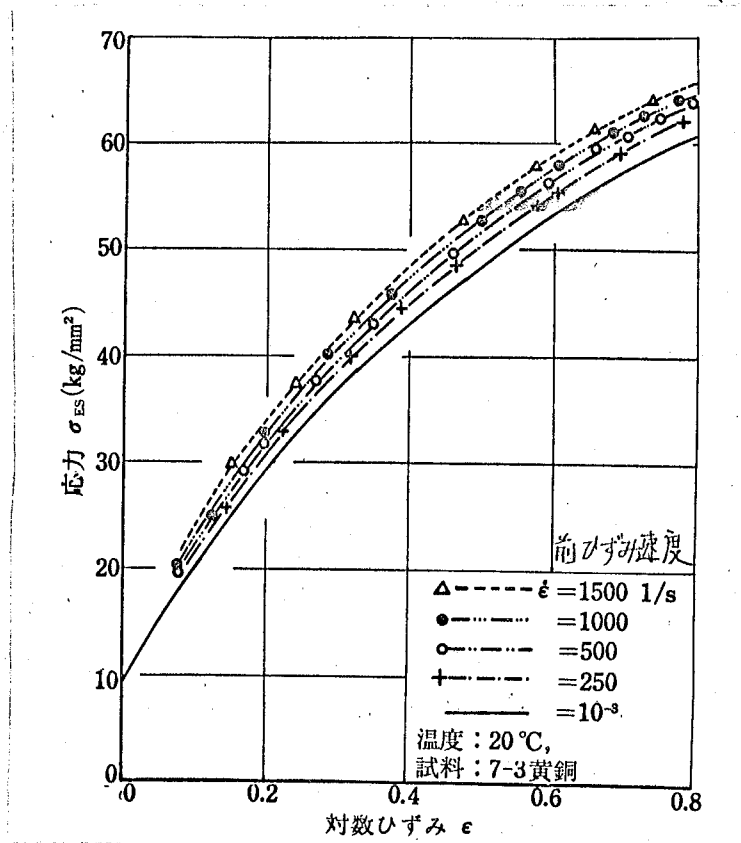
2.4.2 等ひずみ速度における相当静的塑性曲線

前項で述べたように流動応力はひずみ速度履歴の影響を受けるが、これは“材料が何らかの形で過去に受けたひずみ速度を記憶しているためである。”と考えられる。このことは“材料内部にひずみ速度に対応した何らかの変化が生ずる”ことを意味する。この変化は基本的には変形に伴う転位の発生、移動状況の相違として説明されるべきものであるが、本研究ではこのように真にはたらいらず、流動応力における履歴効果を実用的にはいかなる手法で整理し表示したらよいかを問題にする。

このためには以下に述べる“相当静的降伏応力”なる量を定義すると便利である。図2.13(b)に示したように、任意の等ひずみ速度(同図の場合 $\dot{\epsilon}=10^3/sec$) の変形により真 B_0 (同図の場合) のひずみ状態が得られるとする。この状態で変形を中止し、ついで静的($\dot{\epsilon}=10^{-3}/sec$)に試片を変形したときの降伏応力、すなわち真 B_1 の降伏応力をひずみ速度 $10^3/sec$ 、ひずみ 0.5 における相当静的降伏応力 (σ_{ES} : equivalent static yield stress) と定義する。定義より明らかたように σ_{ES} を求めるためには、ひずみ速度、ひずみの値に応じて独立の試片が必要である。同一のひずみ速度における各種のひずみに対応する σ_{ES} を連ねた曲線を等ひずみ速度における“相当静的塑性曲線 (equivalent static flow curve)”と呼び、ひずみ速度に応じて図2.14に示す曲線群が



(a) 純アルミニウム



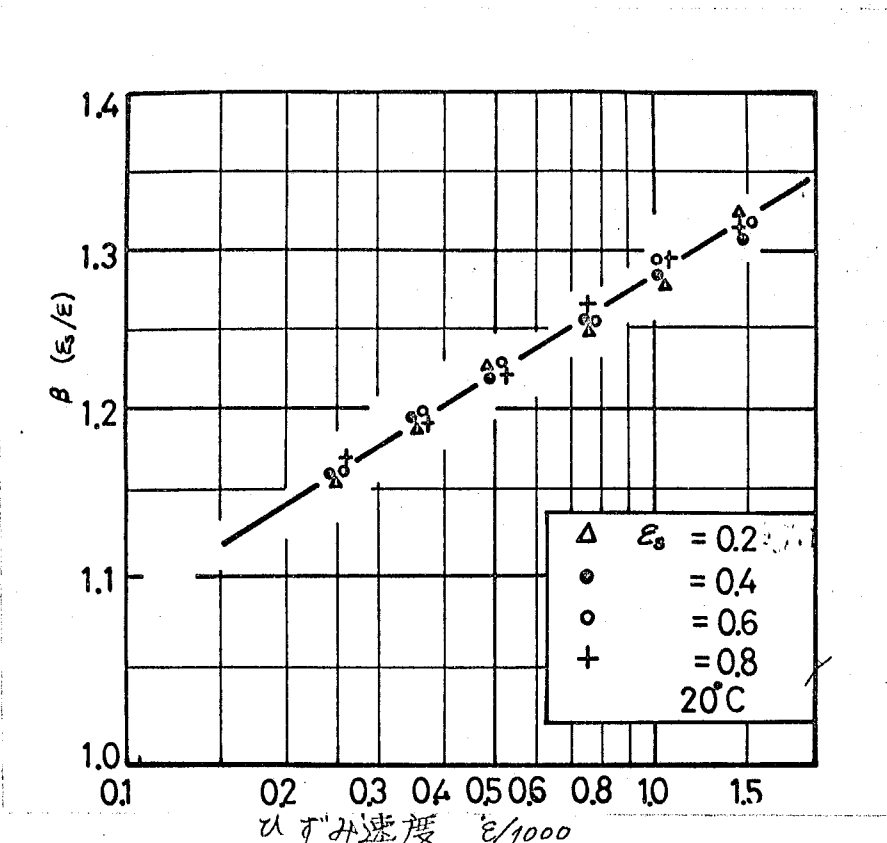
(b) 7-3黄銅

图 2.14 等ひずみ速度変形時の相当静的塑性曲線

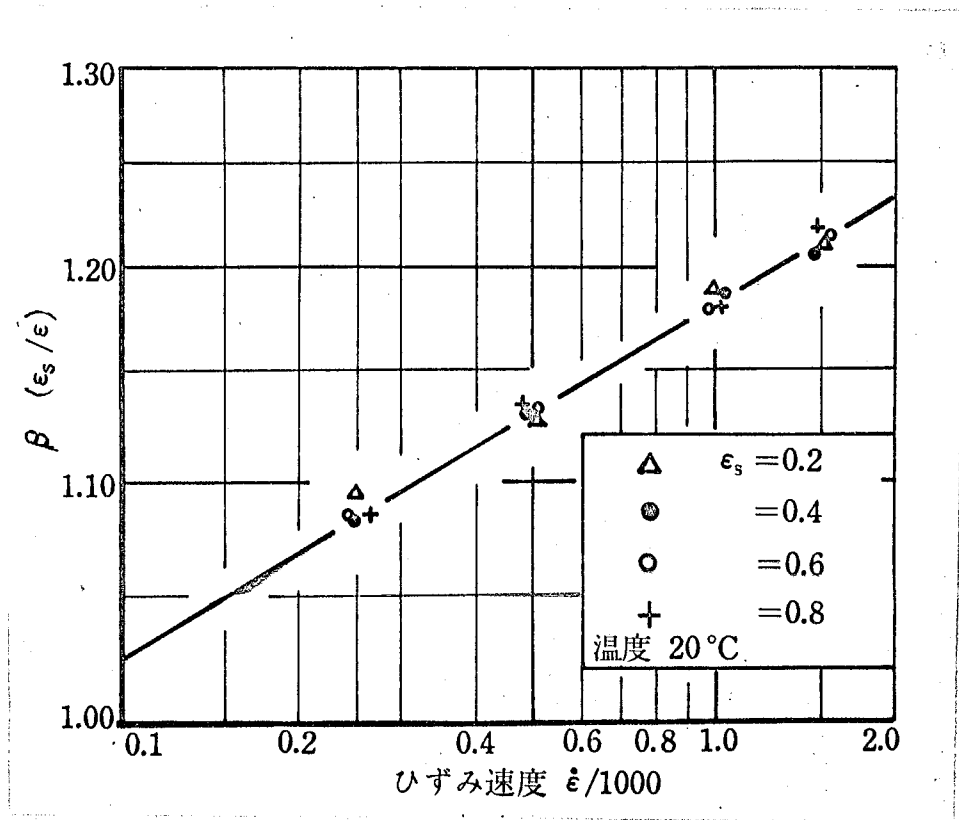
得られる。同図(a)は純アルミニウムに対するものであり、同図(b)は7-3黄銅に対するものである。相当静的降伏応力と通常の静的降伏応力の差違、すなわち図2.13(b)の点B₁と点B₂の降伏応力の差はひずみ速度によって材料内部に生じた変化を代表していうと考えられるから、図2.14(a), (b)の各曲線の相違はこの変化を総合的に示したものである。同図より、純アルミニウム、7-3黄銅いずれの場合も、ひずみ速度が上がる程σ_{ES}は大きくなり、材料内の変化が著しいことがわかる。

またε=0の場合のσ_{ES}はε̇によらずすべて同じであるから、σ_{ES}の差は材料の加工硬化の差をあらわしていうとしても良く、ひずみ速度が上がるほど材料の加工硬化速度(ひずみに対する)は大きい。

次に同じσ_{ES}を与える場合のεとε̇の関係を検討する。後の便宜のために無次元量ε/ε₀, ε̇/ε̇₀の関係で考える。ただし、ε₀, ε̇₀:ひずみ, ひずみ速度の標準値である。いま同じσ_{ES}を与える(ε_s/ε₀)/(ε̇_s/ε̇₀) = ε_s/ε と ε̇_s/ε̇₀ の関係を図2.15に示す。ただし、ε_s:静的に与えるひずみである。同図(a)は純アルミニウムに対するものであり、同図(b)は7-3黄銅に対するものである。同図はいずれもε₀のいかんによらずε_s/ε と ε̇_s/ε̇₀ は1本の線で整理され、両対数尺上で直線となることを示している。すなわち



(a) 純ポリエチレン



(b) 7-3黄銅

図 2.15 比ひずみ (ϵ_s/ϵ) と前ひずみ速度の対数表示

$$\beta = \frac{\epsilon_s}{\epsilon} = B_1 \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right)^{n_1} \quad (2.13)$$

ただし、 B_1, n_1 : 材料により定まる定数である。一方静的塑性曲線は2.3.1項で述べたように $\sigma = A_0' (\epsilon/\epsilon_0)^m$ なる指数関数であるから、また σ_{ES} と ϵ_s の関係は静的塑性曲線に他ならないから $\sigma_{ES} = \sigma = A_0' (\epsilon_s/\epsilon_0)^m$ である。したがって式(2.13)を用いれば

$$\sigma_{ES} = A_0' (\beta \epsilon/\epsilon_0)^m = A_1 (\epsilon/\epsilon_0)^m \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right)^{m n_1} \quad (2.14)$$

と書ける。

2.4.3 ひずみ速度変化と相当静的塑性曲線

7-3黄銅を例にとると、ひずみ速度が変形過程で変化する場合、前項の方法で求めた相当静的塑性曲線は図2.16の太い実線のようになる。同図は真 A_1 までを $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ 1/sec}$ で等ひずみ速度変形させ、さらに真 A_2 より真 A_0 までを $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ 1/sec}$ で変形させた場合の結果である。また図中2点鎖線は $\dot{\epsilon} = 10^0 \text{ 1/sec}$ 、1点鎖線は $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ 1/sec}$ における等ひずみ速度の相当静的塑性曲線である。

同図において区間 $A_1 A_2$ の太い実線に着目すると、これは2点鎖線上の区間 $B_1 B_2$ の曲線と同一であり、単に $B_1 B_2$ の区間の2点

鎖線を A_1, A_2 の位置に平行移動したものと仮定して考えることとする。

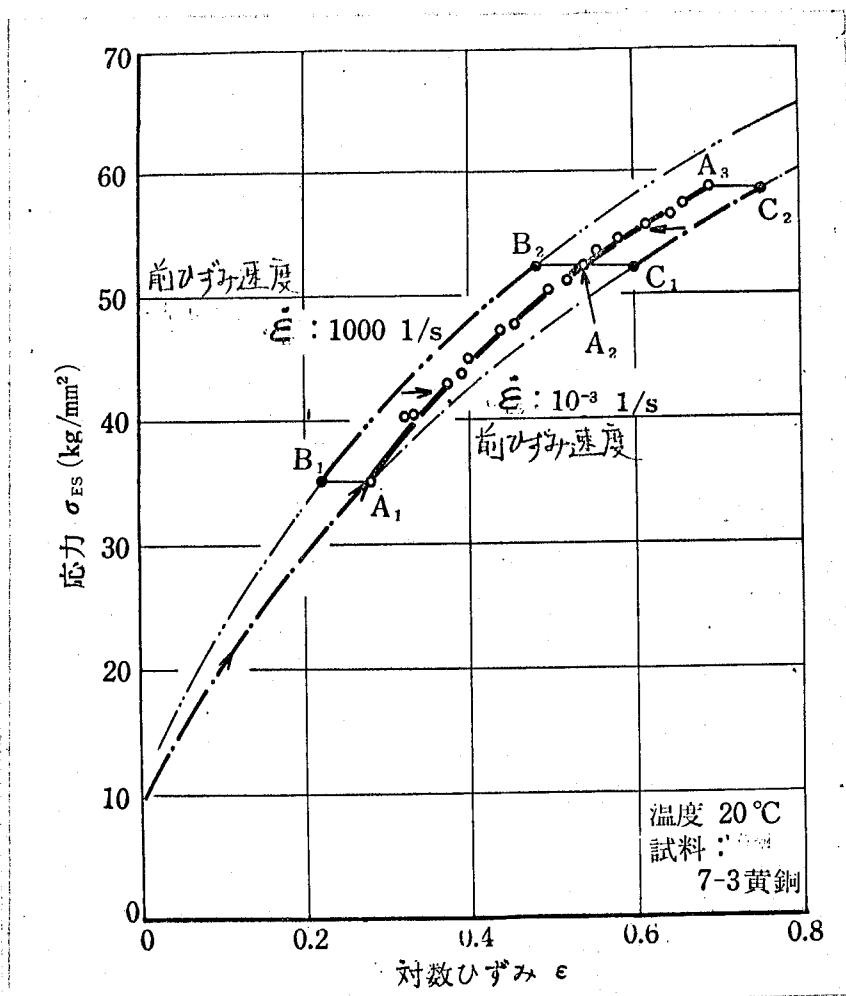


図 2.16 変形途中でひずみ速度変化のある場合の相当静的塑性曲線

同じ現象は区間 A_2, A_3 と区間 C_1, C_2 についても明らかであり、7-3 黄銅に関する他の諸データ、純アルミニウムについての結果からも同じ事実が確かめられる。点 A_1 と点 B_1 は同じ σ_{ES} の値をもつから、試片の状態（加工硬化状態と言っても良い）は同等と

考えられ、したがって以後同じひずみ速度の変形を行えば同じ相当静的塑性曲線が得られるものと解釈される。この事実を多くのひずみ速度変化をもつ一般の場合に適用すれば図2.17を得る。同図の実線はひずみ速度変化を伴う相当静的塑性曲線であり、図示のように対応する各区間の等ひずみ速度における相当静的塑性曲線を平行移動すれば得られるわけである。

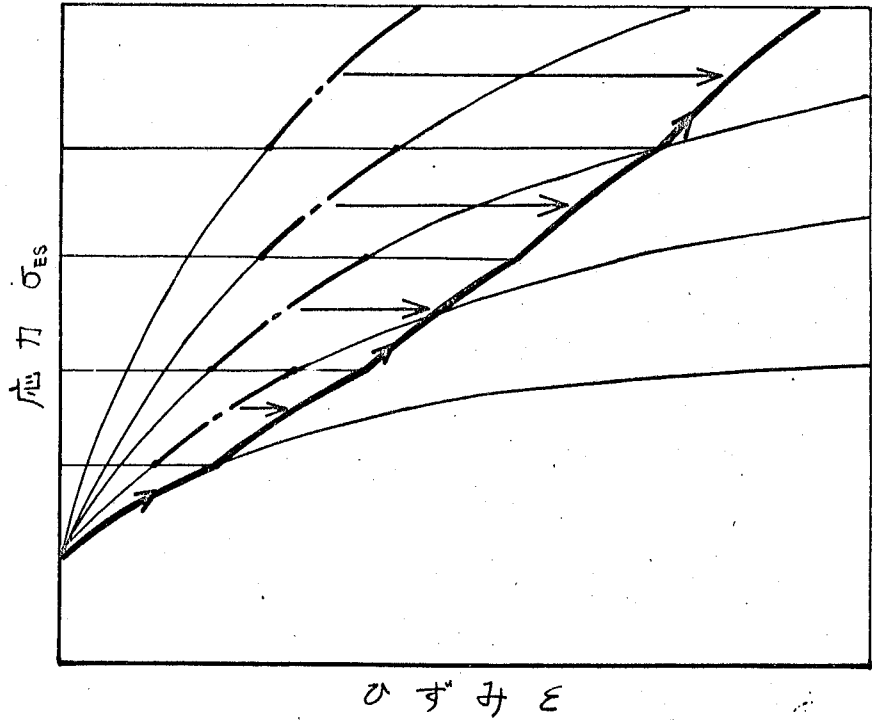
図示の2例でも明らかのようにひずみ速度系路によって大きく異なり、異なる形状の相当静的塑性曲線が得られる。すなわちこの曲線の勾配 ($d\sigma_{ES}/d\varepsilon$) はひずみ速度によって強く影響され、ひずみ量によって一義的には定まらない。なお $d\sigma_{ES}/d\varepsilon$ は

$$\frac{d\sigma_{ES}}{d\varepsilon} = f(\sigma_{ES}, \dot{\varepsilon}) \quad (2.15)$$

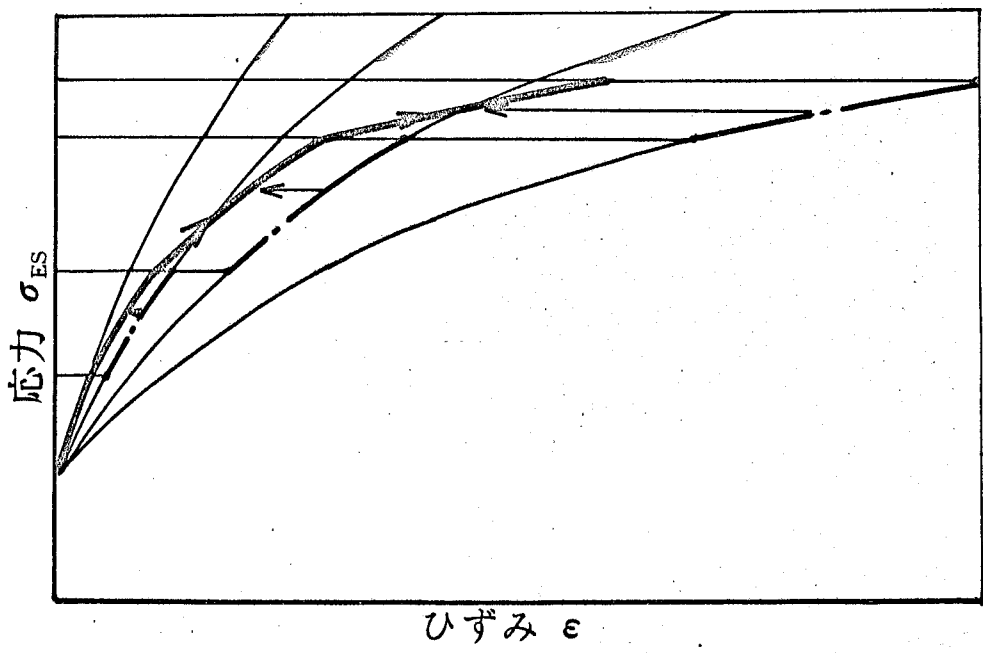
なる形式で書けるから、連続的にひずみ速度の変化する場合の σ_{ES} は式(2.15)をひずみ速度系路に沿って積分したものである。

なお以上の結果は変形中の温度がすべて室温(20°C)の場合についてであり、以下に変形中に試片の温度が変化し温度履歴を受ける場合の σ_{ES} について検討する。切削中に被削材が変形域内にある時間はごく短時間であり、その間に焼鈍効果が生じないことは2.2.3項でも述べた通りである。

7-3 黄銅について焼鈍が生じない条件のもとで、試片を変形中に20°Cと300°Cに交互に加熱し、温度履歴を加えながらひずみ速度 10^3 /secで変形した後、20°Cで σ_{ES} を求めた結果を図2.18



(a) ひずみ速度が増加する場合



(b) ひずみ速度が減少する場合

図 2.17. ひずみ速度変化と相当静的塑性曲線

を示す。

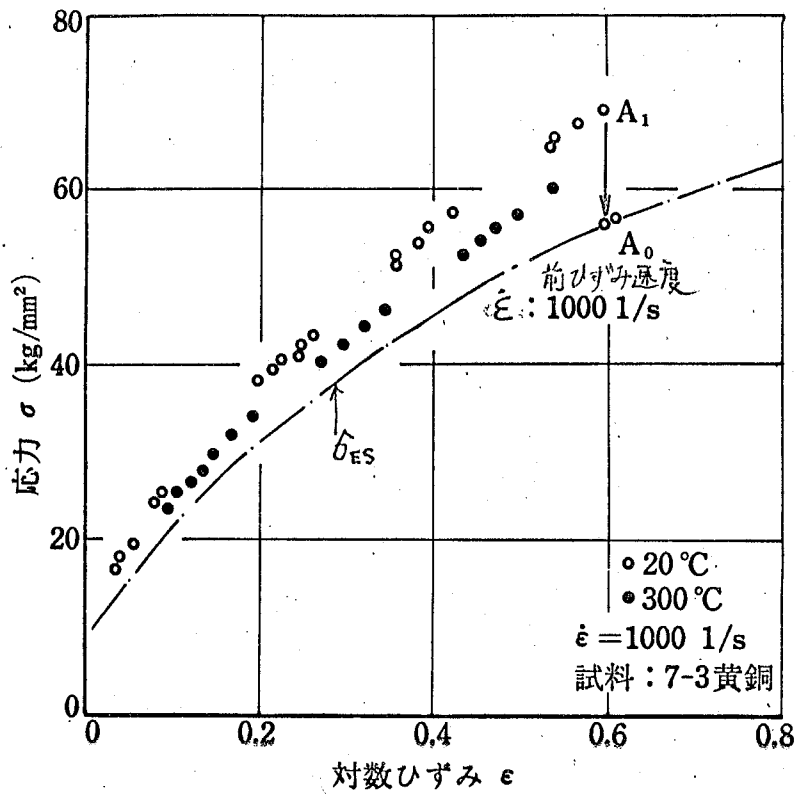


図 2.18 相当静的降伏応力(σ_{ES})に対する温度履歴の影響

温度履歴を切えした後測定した σ_{ES} (同図裏 A₀ の ○ 印) は温度履歴のない状態の相当静的塑性曲線 (1 実鎖線) に一致している。したがって σ_{ES} には焼鈍効果が生いなく、温度履歴の影響はなく、変形中の温度履歴にかかわらず室温 (20°C) での等ひずみ変形から σ_{ES} を求めて差支えのないことがわかった。

2.A.4 流動応力と相当静的降伏応力

前項で述べた相当静的降伏応力(σ_{ES})は定義より明らかたように材料の状態を指定するものであり、相当静的塑性曲線は材料の状態の推移を示すものといえる。実際の流動応力は σ_{ES} の状態にある材料を任意のひずみ速度、温度のもとで変形させた場合に生ずる降伏応力である。

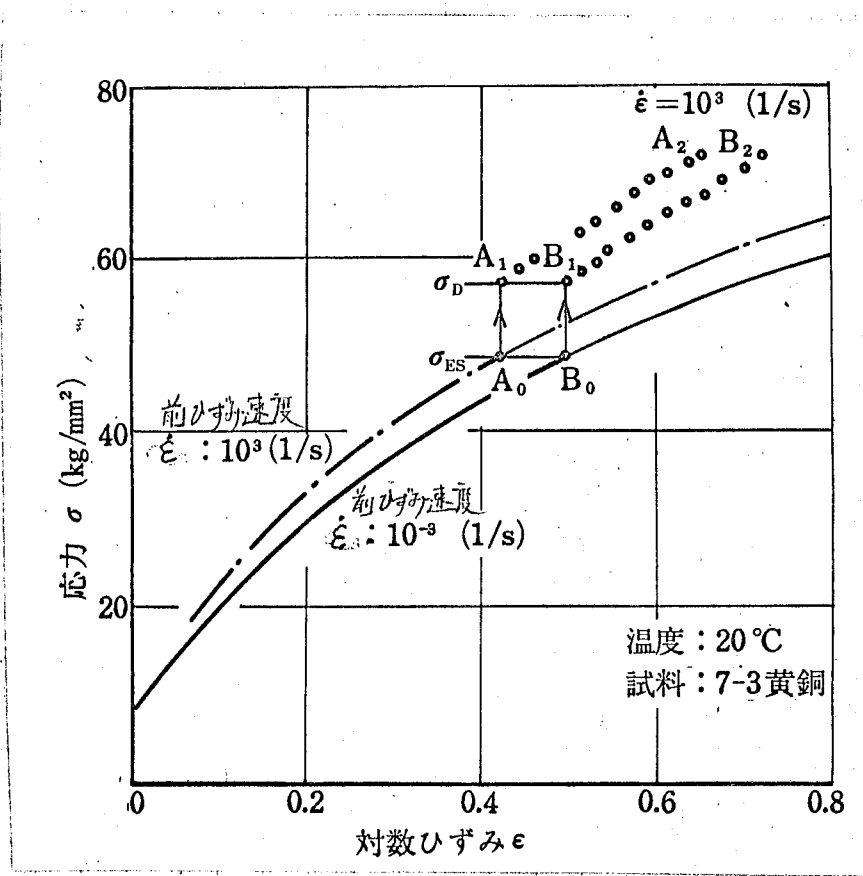
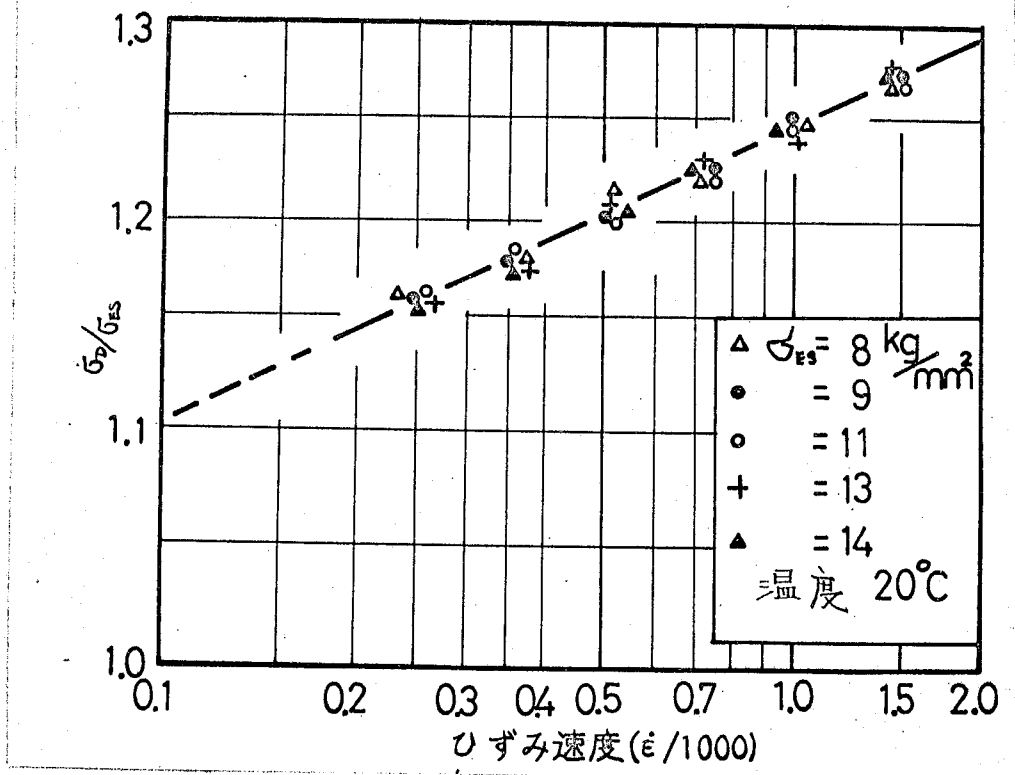


図2.19 相当静的塑性曲線と変形応力の関係

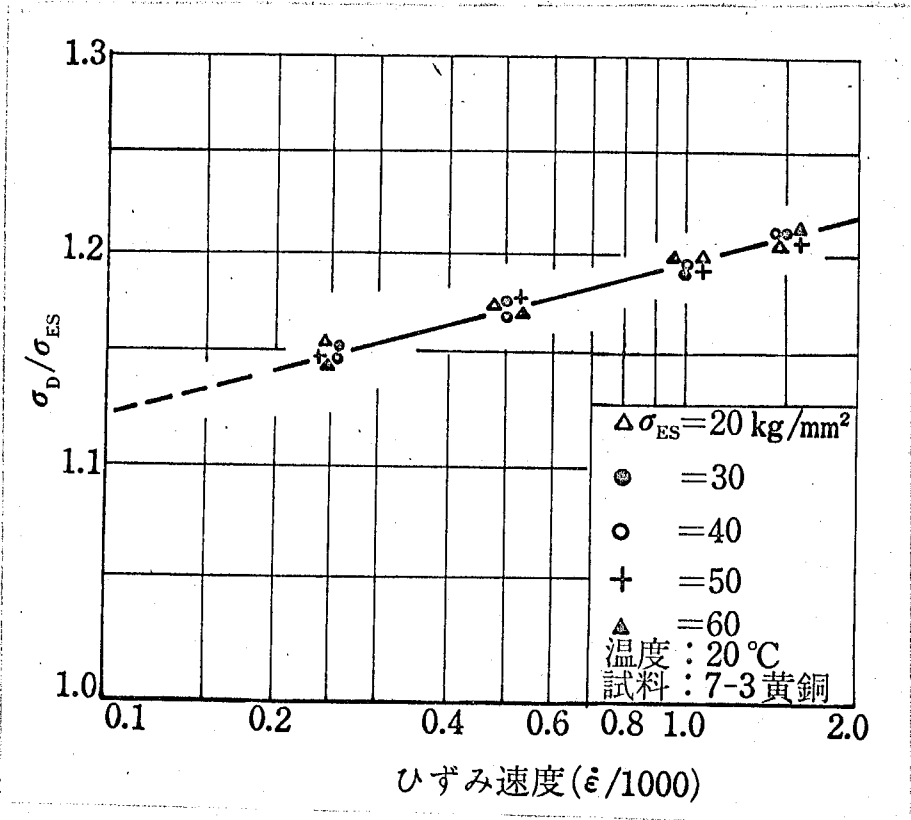
図2.19の点 A_0 , B_0 は2個の試片がそれぞれひずみ速度 10^0 /sec, 10^{-3} /secで等ひずみ速度の変形を受け、同じ相当静的降伏応力 σ_{ES} に達した状態である。いまこの状態から一方は $\dot{\epsilon} = 10^3$ /secでさ

らに変形を続け、他方の試片は $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ /sec}$ から $\dot{\epsilon} = 10^3 \text{ /sec}$ までひずみ速度を変更して変形を続ける。同図よりこの時の降伏点 A_1 B_1 における応力 σ_0 は等しいことがわかる。同様の結果は他の条件でも確かめられ、 σ_{ES} が等しければ、それ以前のひずみ速度やひずみがいかに異なろうとも、それにかかわらず σ_0 (σ_{ES} に対する流動応力) は等しくなる。つまり条件不明の変形を受けた2個の試片の静的降伏応力が等しければ、それ以後の任意のひずみ速度の変形に対する流動応力 σ_0 は一致するわけである。よって同図の $A_1 - A_2$, $B_1 - B_2$ の両塑性曲線を比較すれば両者はひずみ (ϵ) 軸方向の平行移動によってまったく一致するものであることが確かめられる。この事実¹は図2.16に関する結果と対応するものであり、相当静的降伏応力 σ_{ES} が等しければ、それ以後の通常塑性曲線および相当静的塑性曲線は一致することになる。以上の結果より σ_{ES} は少なくとも流動応力に関してはひずみ速度による材料内の変化を充分に代表するパラメータであるといえる。

σ_0 / σ_{ES} の値は当然ひずみ速度によって変化するが、いかなる種類の σ_{ES} に対してこの関係を見ても図2.20を得る。同図(a)は純アルミニウムに対するものであり、同図(b)は7-3黄銅に対するものである。同図より σ_0 / σ_{ES} は σ_{ES} の値のいかんにかかわらず、ひずみ速度のみによって決まることがわかる。同図はこの関係



(a) 純アルミニウム



(b) 7-3黄銅

図 2.20. ひずみ速度係数 (σ_D/σ_{ES}) と ひずみ速度 の 関係

を両対数尺の上にプロットしたものであり、これにより両試料に対して次式が得られる。

$$\sigma_D = A_2 (\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^n \sigma_{ES} \quad (2.16)$$

ただし、 A_2, n : 定数, $\dot{\epsilon}$: ひずみ速度の標準値である。

次に σ_D に及ぼす温度の影響を検討する。既述のように切削の加熱過程は焼鈍効果の生じない短時間に行われるから、この条件を満たす既述の手法を用いて実験を行った。図2.21にその結果を示す。同図(a)は純アルミニウム、同図(b)は7-3黄銅の結果である。片対数尺上で σ_D/σ_{ES} と $1/\theta$ は σ_{ES} の値のいかんにかかわらず1本の直線となる。なお同図はいずれも $\dot{\epsilon} = 10^3$ 1/secの等ひずみ速度変形で得たものであるが、他のひずみ速度での変形、さらに温度変化、ひずみ速度変化を伴う変形でもこの結果は変わらなかった。同図の結果より両材料に対して次式が得られる。

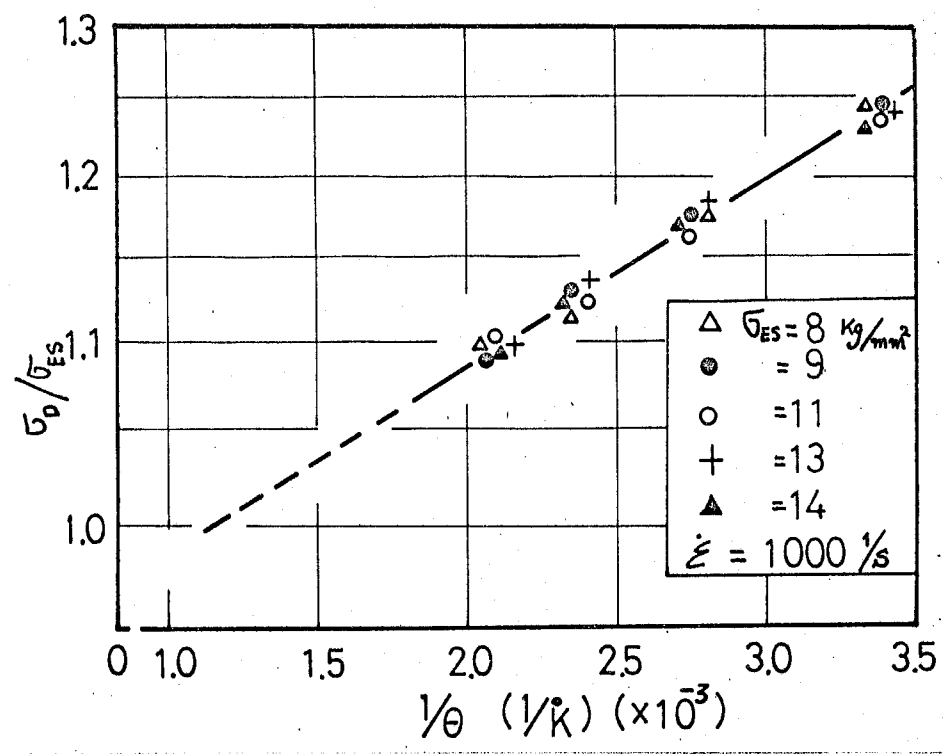
$$\sigma_D = A_3 \exp(\alpha/\theta) \cdot \sigma_{ES} \quad (2.17)$$

ただし A_3, α : 定数, θ : 絶対温度である。

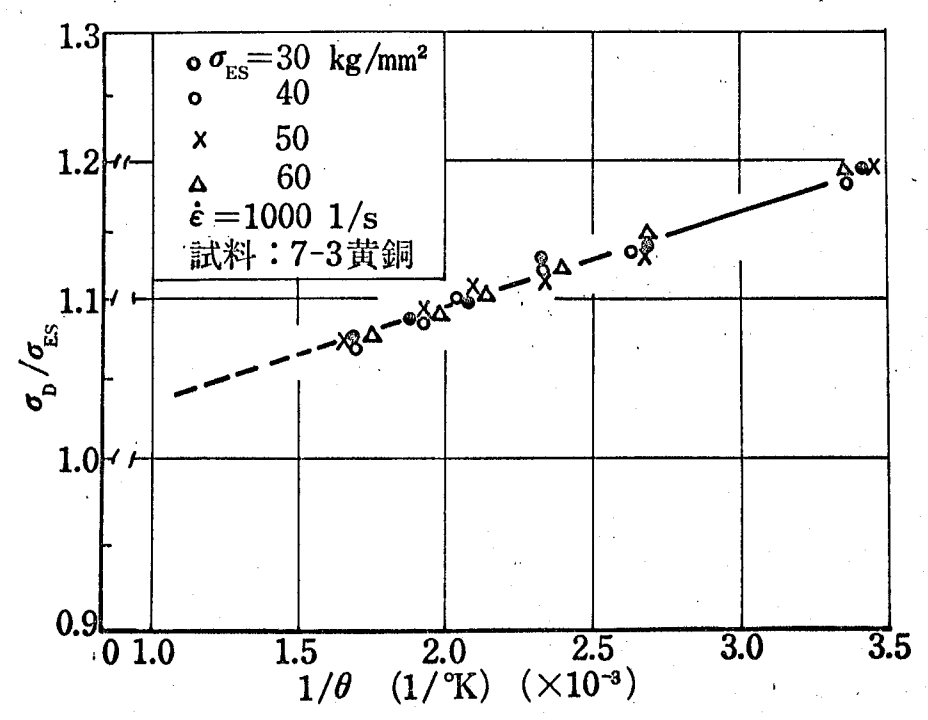
式(2.16), (2.17)をまとめれば次式となる。

$$\sigma_D = A (\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^n \cdot \exp(\alpha/\theta) \cdot \sigma_{ES} \quad (2.18)$$

したがって変形条件が高温、低ひずみ速度の場合には σ_D が σ_{ES} よりも小($\sigma_D < \sigma_{ES}$)なる場合も生じうる。



(a) 純アルミニウム



(b) 7-3黄銅

図 2.21 σ_D/σ_{ES} と $1/\theta$ の関係

2.A.5 流動応力の一般的表示

式(2.18)に示したように任意の圧縮変形過程の流動応力 σ_D は考える時点での材料状態をあらわす σ_{ES} とその時点での変形条件であるひずみ速度、温度を与えれば定まる。重要な点は σ_{ES} がいかなるひずみ、ひずみ速度、温度履歴(ただし焼鈍効果の生じない短時間加熱の条件下)をもつ試片についてのものでも差支えないこと、すなわち式(2.18)の表示は試片の履歴に影響されないことである。したがってひずみ速度履歴は式(2.18)の σ_{ES} の部分にのみ影響すると考えればよく、任意のひずみ速度の系路であるひずみに達したときの σ_{ES} が計算出来ればひずみ速度履歴を考慮した σ_D の表示が出来ることになる。

等ひずみ速度における相当静的塑性曲線は式(2.14)によって与えられるから、これを微分すれば次式となる。

$$\frac{d\sigma_{ES}}{d\varepsilon} = \frac{A_1}{\varepsilon_0} m \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^{m-1} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)^{m_1} = \frac{A_1^{1/m}}{\varepsilon_0} \cdot m \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)^{n_1} \sigma_{ES}^{1-\frac{1}{m}} \quad (2.19)$$

この式は σ_{ES} と $\dot{\varepsilon}$ の関数であり式(2.15)に対応するものである。

したがってひずみ速度の経路、すなわち $\dot{\varepsilon} = h(\varepsilon)$ なる関係があるから始めわかっているならば、これを積分して

$$\sigma_{ES} = A_0 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{\dot{\varepsilon}=h(\varepsilon)} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)^{n_1} \cdot d\varepsilon \right\}^m \quad (2.20)$$

となり、ひずみ速度の系路を考慮した相当静的降伏応力 σ_{ES} が得られる。式(2.20)を式(2.18)に代入すれば

$$\sigma_b = A \left\{ \frac{1}{\dot{\epsilon}_0} \int_{\dot{\epsilon}=h(\epsilon)} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{n_1} \cdot d\epsilon \right\}^m \cdot \exp\left(\frac{\alpha}{\theta}\right) \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^n \quad (2.21)$$

であり積分の部分が必ずみ速度履歴の効果もあらわすわけである。なお前述のように微小加熱時間の高速変形では温度履歴を考慮する必要がないから式(2.21)はこのような場合の流動応力の一般的表示と言っても良い。本研究の純アルミニウム、7-3黄銅の場合 $\dot{\epsilon} = 0 \sim 2000$ 1/sec, $\theta = 293 \sim 573$ °K の範囲で次のようになる。

純アルミニウム

$$\sigma_b = 10.9 \left\{ \int_{\dot{\epsilon}=h(\epsilon)} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000} \right)^{0.064} \cdot d\epsilon \right\}^{0.3} \cdot \exp\left(\frac{153.0}{\theta}\right) \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000} \right)^{0.057}$$

7-3黄銅

$$\sigma_b = 73.3 \left\{ \int_{\dot{\epsilon}=h(\epsilon)} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000} \right)^{0.06} \cdot d\epsilon \right\}^{0.5} \cdot \exp\left(\frac{56.7}{\theta}\right) \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000} \right)^{0.024} \quad (2.22)$$

なお式(2.21)を求めるより式(2.18)を用いる方が手数が省けるから最後に式(2.18)を用いて流動応力 σ_b を具体的に求める手続きを総括しておく

まず所要範囲で室温における等ひずみ速度の相当静的塑性曲線群(図2.14)を求めなければならぬ。この時の実験で室温における等ひずみ速度の通常塑性曲線群が付随的に得られる。ひずみ速度の経路は当然既知であるから温度の経路とは無関係に図2.17の手法によって変形過程の相当静的塑性曲線が得られる。ひずみはひずみ速度の時間積分で得られるから問題とする

段階での式(2.18)の σ_{ES} が求められることになる。

以上の手続き中に通常塑性曲線群と対応する相当静的塑性曲線群は求まっているからこれを用いれば図 2.20 ($\sigma_p/\sigma_{ES} \sim \dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$) のプロットが可能であり式(2.16)の指数 n , 定数 ϵ_0, A_2 が定まる。ついで図 2.21 に相当する実験を行えば式(2.17)の定数 α, A_3 が定まる。かくして式(2.18)の定数が与えられ式(2.18)によって流動応力 σ_0 が求まるわけである。結局相当静的塑性曲線群と図 2.21 の温度の影響を求める実験が必要である。

なお塑性仕事の等価性を仮定出来れば、切削変形過程を一軸圧縮のそれに換算出来るから、切削塑性域の流線に沿うひずみ、ひずみ速度、温度の各分布がわかれば塑性域内の最大せん断応力の値は式(2.18)または式(2.21)による σ_0 から計算しうることになる。

§2.5 結論

切削過程を厳密に解析し、特に「削らずに被削性を予測する」という目的のためには切削過程のシミュレーションという新たな手法を採用しなければならない。シミュレーションを行うには、切削過程での被削材料の流動応力特性、すなわち塑性流動応力が塑性ひずみ、ひずみ速度、ひずみ速度履歴、温度などによっていかに影響されるかの定量的情報が必要である。以上の目的のために衝撃圧縮試験を設計した。その大略は F.E. Hauser らが用いたものと同様であるが、衝撃中に試料の変形を急停止するストップリソフを用いる点異なる。これによりひずみ過程を任意の微小ひずみの増分に細分化し、各増分に対する温度、ひずみ速度を変えることができ、切削中の被削材料の変形過程をシミュレートして流動応力を求めることができる。

実験はいずれも焼鈍処理をほどこした純アルミニウム、7-3黄銅、純銅についてひずみ $0 \sim 1.5$ 、ひずみ速度 $0 \sim 2000 \text{ } \frac{1}{\text{sec}}$ 、温度 $0 \sim 250^\circ\text{C}$ の範囲で行われた。以下にその結果をまとめる。

1. 等ひずみ速度の変形で焼鈍効果が生じない場合、流動応力 σ は次式で表わされる。

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^m \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^n \exp\left(\frac{\alpha}{\theta}\right)$$

ここで ϵ : ひずみ, $\dot{\epsilon}$: ひずみ速度, θ : 絶対温度,

$\epsilon_0, \dot{\epsilon}_0$: ひずみ, ひずみ速度の標準値, σ_0, m, n, α : 定数

純アルミニウム

$$\sigma = 10.9 \varepsilon^{0.5} \cdot (\dot{\varepsilon}/1000)^{0.076} \cdot \exp(153.0/\theta)$$

7-3黄銅

$$\sigma = 73.3 \varepsilon^{0.5} \cdot (\dot{\varepsilon}/1000)^{0.054} \cdot \exp(56.7/\theta)$$

純銅

$$\sigma = 42.2 \varepsilon^{0.24} \cdot (\dot{\varepsilon}/500)^{0.019} \cdot \exp(72.0/\theta)$$

上式より明らかなるように本実験で用いた材料および実験条件の範囲で等温、等ひずみ速度の場合、ひずみ速度が大なるほど材料の加工硬化は大であり、ひずみ速度が大なるほど塑性曲線は完全塑性体的となるとする D.C. Drucker の推論は実現しない。

2. 等ひずみ速度の変形に対しては温度、ひずみ速度の等価性は次式で表わされる。

$$\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0 = [A \exp(-\alpha'/\theta)]_{\sigma, \varepsilon = \text{const.}}$$

ただし、 A, α' : 定数である。上式は形式的にはひずみ速度修正温度理論のものと同じであるが、 A はひずみ、流動応力の関数となる点が異なる。

3. 加熱時間が微小な場合、温度履歴は流動応力に影響しないが、ひずみ速度の履歴は著るしく流動応力に影響し、流動応力は考える時点のひずみ、ひずみ速度、温度だけでは決定しない。

4. ひずみ速度履歴の流動応力に対する影響を考えるには、相当静的降伏応力(σ_{ES})なる量を導入すると便利である。
 σ_{ES} は動的変形をあるひずみ量で中断し、その状態で求めた静的降伏応力として定義される。
5. 流動応力は温度の履歴効果のない場合次式で与えられる。

$$\sigma = (\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^n \cdot \exp(\alpha/\theta) \cdot \sigma_{ES}$$

ただし n : 定数, $\dot{\epsilon}$: ひずみ速度, $\dot{\epsilon}_0$: ひずみ速度の標準値, θ : 絶対温度である。また σ_{ES} を数式化し、各材料について流動応力を表示すれば次式となる。

純アルミニウム

$$\sigma = 10.9 \left\{ \int_{\dot{\epsilon}=h(\epsilon)} (\dot{\epsilon}/1000)^{0.064} \cdot d\epsilon \right\}^{0.3} \cdot \exp(153.0/\theta) \cdot (\dot{\epsilon}/1000)^{0.057}$$

7-3黄銅

$$\sigma = 73.3 \left\{ \int_{\dot{\epsilon}=h(\epsilon)} (\dot{\epsilon}/1000)^{0.06} \cdot d\epsilon \right\}^{0.5} \cdot \exp(56.7/\theta) \cdot (\dot{\epsilon}/1000)^{0.024}$$

6. σ_{ES} はひずみ速度によって材料内に生ずる変化を代表するものと考えられ、その値はひずみ速度の履歴によって変化する。ひずみ速度の履歴が流動応力に影響するのは材料がこの履歴を記憶し、その結果上式の σ_{ES} を変化させるためである。

文 献

- (1) 佐田登志夫：機械学会論文集, Vol. 125. No. 154 (昭34) 464.
- (2) R.G. Fenton, P.L.B. Oxley : Proc. Inst. Mech. Engrs. Part 1, 183-22, (1968/69) 417.
- (3) W.B. Palmer, P.L.B. Oxley : Proc. Inst. Mech. Engrs, 173, 24 (1959).
- (4) 白井英治, 牧野亮哉 : 精密機械, 33, 4 (1967) 245.
- (5) F.E. Hauser : Experimental Mech, 6, (1966-8) 395.
- (6) D.C. Drucker : J. Appl. Phys. 20, (1949. 11) 1013.
- (7) C.W. McGregor, J.C. Fisher : J. Appl. Mech. Trans. ASME, 67 (1945-12)

第3章 切削温度分布の数値解析

§3.1 緒言

前章において塑性流動応力の一般的表示法と実験式を得たがこれらはいくちでも単軸圧縮変形に関するものであった。これらの結果を切削過程のシミュレーションに適用する場合には、現在の塑性学の理論では等方性を仮定し、塑性仕事の等価性による換算を行うしかない。後に切削過程で生ずる異方性が顕著であるとするれば、この種の換算は不当なものとなるであろう。本章ではこの妥当性を検証することを主たる目的とし、あわせてシミュレーション計算の成功の可能性を部分的に確かめるため切削温度分布の解析を行った。解析は前章で得た塑性流動応力の特性を上述の換算のもとに導入して行い、数値解析結果と実験温度分布とを比較した。良好な一致が得られれば上述の妥当性、可能性を確かめたことになる。本章の記述はこれに関するものである。

切削過程のシミュレーションを考えると、室温で切削が開始される場合、必ず塑性学的諸法則と工具すくい面の摩擦特性を満たす塑性変形が切削速度に依りひずみ速度で生ずる。そしてそのひずみ速度とひずみ増分に応じて加工硬化を基礎として変形域各部の塑性仕事およびすくい面の摩擦仕事が決まってくる。これらの仕事から変形域内の熱源分布として温度が定まり、その

温度が変形域内の強度分布に影響して最初の塑性変形の状態を変えることになる。切削の進行とともにこのようなサイクルを繰返し、定常状態を実現するためのめけである。

現在の段階では、上述のシミュレーションを実施するには資料が不足なので塑性変形の状態を固定して考えることにした。すなわち塑性変形の状態は実測されるものを用い、これから変形域内のひずみ速度分布、工具すくい面の切くす速度および摩擦状態を計算する。計算されるものは要するに実測値であるから、あらゆる要因の影響を既に含んでおり、必ず実現するものである。したがってこれらを一定として用いるれば上述のサイクルの一部を固定出来ることになる。本研究では塑性変形のみを切削実験から求め、第2章の材料試験から求めた流動応力特性に等方性加工硬化を仮定し、塑性仕事の等価性による換算を行った応力特性を使って切削温度を計算し、実測される温度と比較してみることである。この結果良好の一致が得られれば、塑性仕事の等価性による換算の妥当性、シミュレーション法の成功の可能性を部分的に確かめることが出来ることになる。

§3.2 基礎理論

3.2.1 問題の設定および基礎方程式

切削温度分布を解析的に正確に求めるためにはどのような問題を解く必要があるかを考える。

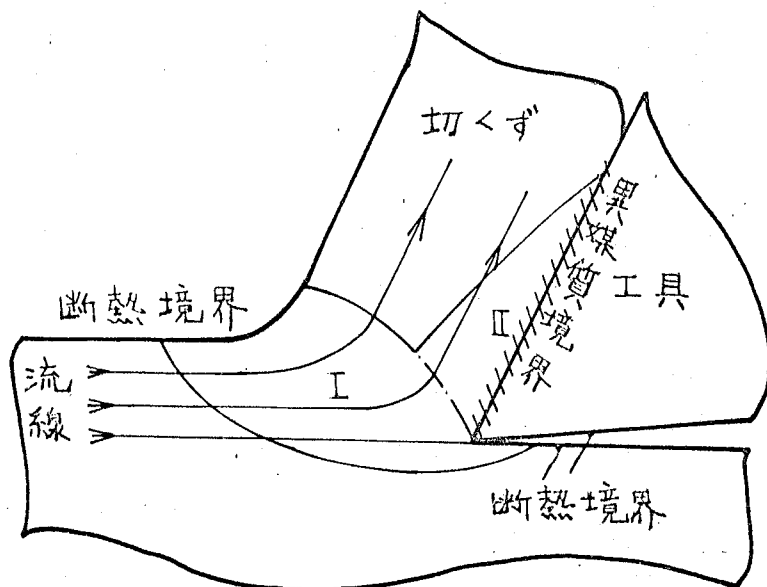


図3.1 2次元切削の変形過程。

図3.1に示すように2次元切削で流線に沿って材料要素が移動する場合の温度変化を考える。要素は塑性域を通過する際連続的にひずみを増して行くから、時間的に変化する熱源である。また材料要素は発熱しつつ移動して行くから熱伝達の問題も含まれる。さらに要素の温度は伝導によって周囲に伝わるから、

熱伝導の問題も考慮しなければならない。これらを考慮するだけでも非常に複雑であるので、できる限り問題を簡単にするため以下の仮定を用いた。

- (1). 変形は2次元定常変形(流水形切くす生成)、同時に熱、温度の分布も2次元적이다である。
 - (2). 熱に関する定数、すなわち熱伝導率、比熱、密度等は温度に無関係に一定であり、かつ異方性をもたない。
 - (3). 変形による塑性仕事、摩擦による摩擦仕事は全て熱になる。
- これらの仮定を用いれば、温度分布を求めるためには変形域内の要素について成立する次の偏微分方程式を境界条件のもとで解けばよい。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a^2 \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) - u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} + \frac{q}{\rho c} \quad (3.1)$$

ただし θ : 温度, t : 時間, x, y : 座標, u, v : x および y 方向の速度
 q : 単位体積当りの熱源強さ, a : 温度伝導率 ($=k/\rho c$),
 ρ : 密度, c : 比熱

である。

境界条件は後に詳述するが、断熱境界、および異媒質境界であり、各境界でそれぞれを次の式を満たすように解けばよい。

$$\left. \begin{array}{l} \text{断熱境界 } \frac{\partial \theta}{\partial n} = 0 \\ \text{異媒質境界 } k' \frac{\partial \theta}{\partial x} = k \frac{\partial \theta}{\partial x} \end{array} \right\} \quad (3.2)$$

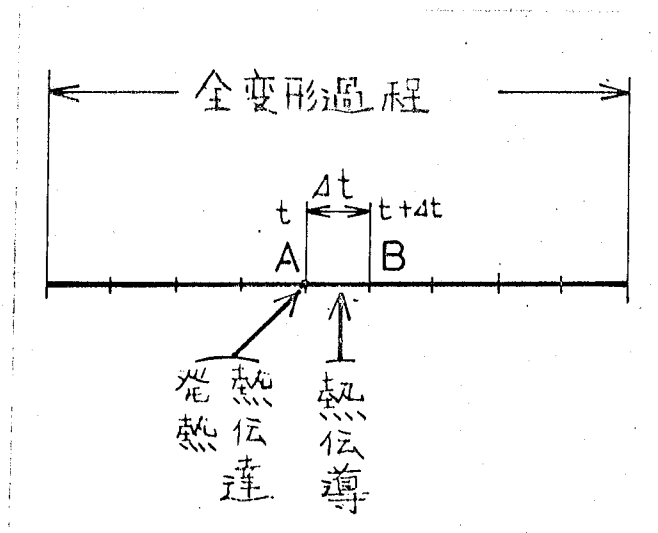
ただし、 n は境界面の法線座標, k, k' は境界の両側の熱伝導

率である。

3.2.2 基礎方程式の解法および差分表示

式(3.1)から直接に解析解を得ることは未知の関数である発熱項(q)が存在することもあり、非常に困難であるため、差分式に書きなおして数値解析を行う。

式(3.1)では発熱、熱伝達、熱伝導が同時にしかも連続的に生じるが、このような過程を解析する手法はJ.F.W. Bishop⁽¹⁾によって提案された後、二三の研究^{(2),(3)}に用いられている。



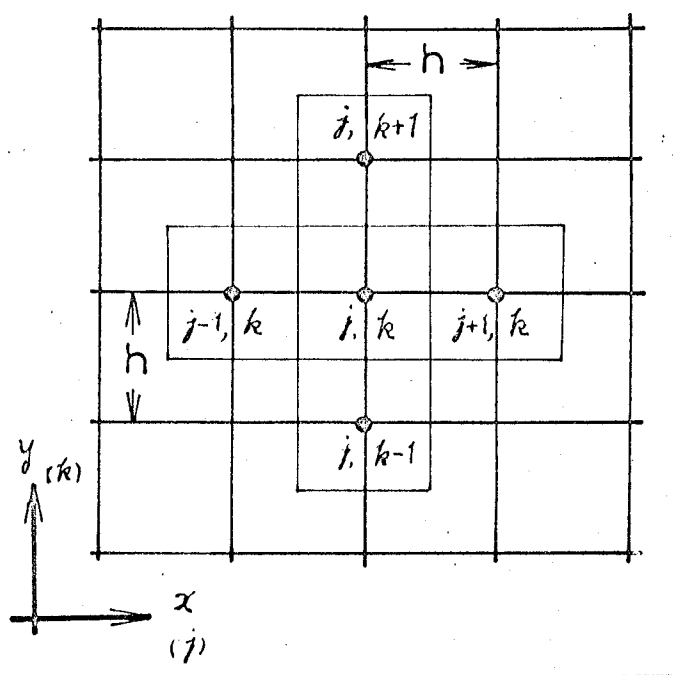
(a) 変形過程の細分化

図3.2 数値解析の方法

任意の微小体積の被削材要素に着目し、この要素の全変形過程

を图3.2(a)に示すように微小時間 Δt 間隔に細分化する。いまこのうちの任意区間ABに着目し、この区間内の Δt 時間に生ずる発熱および熱伝達による温度上昇は点Aの時刻で瞬時的に生じ、区間ABの時間 Δt では熱伝導のみが生ずるものとする。

以上のよう考えれば Δt 時間ごとの発熱、熱伝達による温度上昇の計算と Δt 時間内での熱伝導による温度変化の計算に分離できる。



(b) 差分表示と格子点

图3.2 数值解析の方法

まず熱伝導の項について考える。基礎方程式は式(3.1)の第1項である

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right)$$

右辺を差分表示すれば図 3.2 (b) を参照して任意時刻 (t) における任意点 (j, k) の温度 $\theta_{j,k}(t)$ は、同時刻の同点の 4 点の温度より、

$$\frac{\partial^2 \theta_{j,k}}{\partial x^2} = \left(\frac{\theta_{j+1,k} - \theta_{j,k}}{h} - \frac{\theta_{j,k} - \theta_{j-1,k}}{h} \right) \frac{1}{h}$$

$$\frac{\partial^2 \theta_{j,k}}{\partial y^2} = \left(\frac{\theta_{j,k+1} - \theta_{j,k}}{h} - \frac{\theta_{j,k} - \theta_{j,k-1}}{h} \right) \frac{1}{h}$$

と書ける。よって

$$\frac{\partial^2 \theta_{j,k}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_{j,k}}{\partial y^2} = (\theta_{j+1,k} + \theta_{j-1,k} + \theta_{j,k+1} + \theta_{j,k-1} - 4\theta_{j,k}) / h^2$$

となる。また左辺については、任意点、任意時刻の温度 $\theta_{j,k}(t)$ を用いて

$$\frac{\partial \theta_{j,k}}{\partial t} = \frac{1}{\Delta t} \{ \theta_{j,k}(t + \Delta t) - \theta_{j,k}(t) \}$$

である。これらをもとめると熱伝導の式の差分表示は、

$$\theta_{j,k}(t + \Delta t) = \theta_{j,k}(t) + \frac{\alpha \Delta t}{h^2} \{ \theta_{j+1,k}(t) + \theta_{j-1,k}(t) + \theta_{j,k+1}(t) + \theta_{j,k-1}(t) - 4\theta_{j,k}(t) \} \quad (3.3)$$

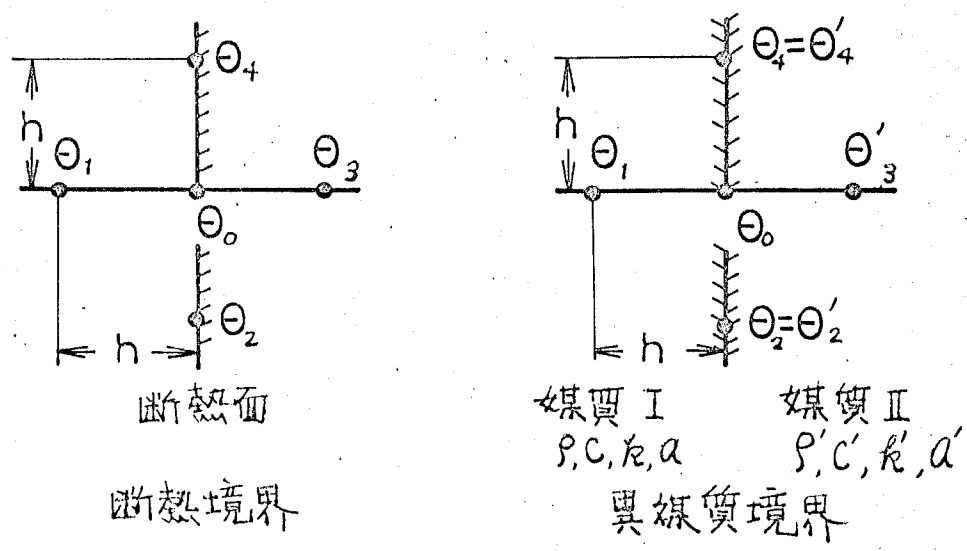
となる。すなわち任意時刻 t から Δt 時間後の任意点 (j, k) の温度は時刻 t における同点の温度および隣接 4 点の温度から計算出来る。

次に境界での差分表示式を示す。

まず断熱境界面では同図 (c) 左図を参考にして $\theta_1 = \theta_3$ であるから式 (3.2) の第 1 式を式 (3.3) に代入すればよい。

$$\theta_0(t + \Delta t) = \theta_0(t) + \frac{\alpha \Delta t}{h^2} \{ 2\theta_1(t) + \theta_2(t) + \theta_4(t) - 4\theta_0(t) \} \quad (3.4)$$

となる。



(c) 境界面と格子点
 図3.2 数値解析の方法

次に異媒質境界面では同様に同図(c)右図を参考にして式(3.3)を
 かけば

異媒質 I では
$$\theta_0(t+\Delta t) = \theta_0(t) + \frac{a\Delta t}{h^2} \{ \theta_1(t) + \theta_2(t) + \theta_3(t) + \theta_4(t) - 4\theta_0(t) \}$$

異媒質 II では
$$\theta'_0(t+\Delta t) = \theta'_0(t) + \frac{a'\Delta t}{h^2} \{ \theta'_1(t) + \theta'_2(t) + \theta'_3(t) + \theta'_4(t) - 4\theta'_0(t) \}$$

境界上では、 $\theta_0 = \theta'_0$, $\theta_2 = \theta'_2$, $\theta_4 = \theta'_4$ であり、 θ_3 , θ'_3 は各々
 仮想点で存在しないから、これを上記2式より消去すると

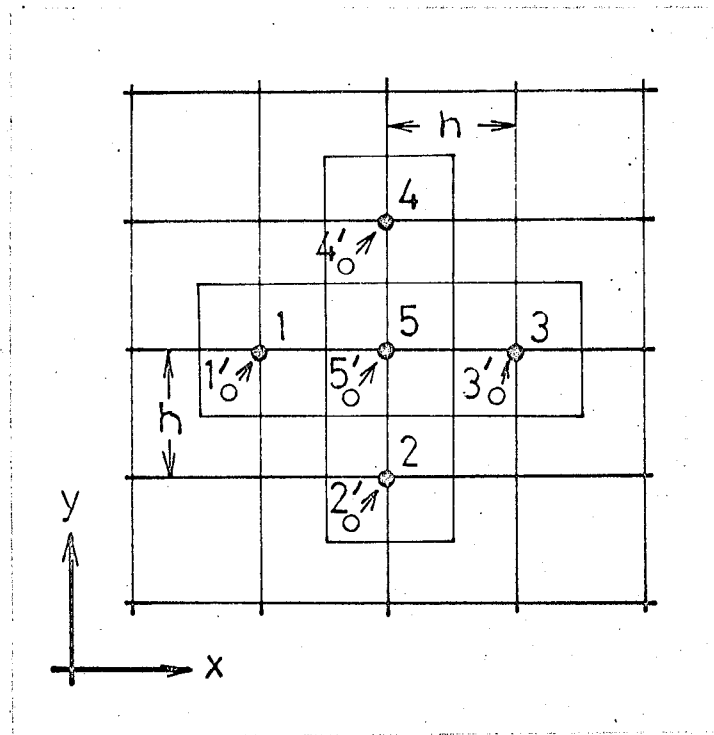
$$\theta_0(t+\Delta t) = \theta_0(t) + \frac{\Delta t}{h^2} \frac{k'pc' + kpc}{pc' + pc} \left[\frac{2}{k'pc' + kpc} \{ k'pc' \theta_1(t) + kpc \theta_3(t) + \theta_2(t) + \theta_4(t) - 4\theta_0(t) \} \right] \quad (3.5)$$

となる。ただし、 $a = \frac{k}{pc}$, $a' = \frac{k'}{pc'}$ である。

したがって、伝導のみについては任意点の時刻 $t + \Delta t$ における

温度は式(3.3), (3.4), (3.5)を解けば良く、 α は各式の収束条件は $\frac{\alpha \Delta t}{h^2} < \frac{1}{2}$ であり、この値が $\frac{1}{6}$ の時最良の収束が得られる。⁽⁴⁾

以上は熱伝導のみを考慮した場合であるが、次に熱伝達による温度上昇、発熱による温度上昇について示す。



(d) 質点の移動と格子点の関係

図3.2 数値解析の方法

α は熱伝達について考える。図3.2(d)を参考にして、材料内の任意点に着目すれば、熱伝達による温度上昇 $\Delta\theta$ は点1, 2, 3, 4, 5に Δt 時間後に到達する要素1', 2', 3', 4', 5'の時刻 t における温度と点1, 2, 3, 4, 5の要素の時刻 t の温度との差となる。すなわち

$\Delta\theta = \theta'_i - \theta_i$ である。見方を変えれば、時刻 $t + \Delta t$ における温度は Δt 時間後に桌 1, 2, 3, 4, 5 に到達する要素が時刻 t でもっている温度 θ_i そのものである。したがって熱伝達を考慮する際必要なものは Δt 時間 の間に移動する各桌の位置関係である。しかも流氷形切削の定常状態を対象とするからこれら各桌の位置関係は時間に対して不変である。

最後に発熱による温度上昇 $\Delta\theta_w$ を考えると、図 3.2(a) において区間 AB 内でなされる仕事は単位体積当り $w\Delta t$ であるから、
 $\Delta\theta_w = \frac{w\Delta t}{J\rho c}$ (ただし J : 仕事当量) となる。

以上を総合すれば図 3.2(a) の桌 A での時刻 $t + \Delta t$ における温度 $\theta'_{j,k}$ は次式で与えられる。

$$\theta'_{j,k} = (\text{桌 } (j,k) \text{ に } \Delta t \text{ 時間後に到達する要素の時刻 } t \text{ における温度}) \\ + (\Delta t \text{ 時間内の発熱による温度上昇}) \quad (3.5)'$$

である。さて図 3.2(a) において、AB 間の発熱、熱伝達は A 桌において瞬間的に与えられる、 Δt 時間には熱伝導のみが行われると考えるのであるから、式 (3.3) の右辺の $\theta_{j,k}(t)$ の諸項を式 (3.5)' で与えられる $\theta'_{j,k}$ に等しくとればよい。図 3.2(a) および式 (3.1) を参照して時刻 $t + \Delta t$ における温度を求める差分式は次式となる。

$$\theta_5(t + \Delta t) = (\theta'_5 + \Delta\theta_5) + \frac{\Delta t}{k^2} \sum_{i=1}^4 (\theta'_i + \Delta\theta_i) - 4(\theta'_5 + \Delta\theta_5) \quad (3.6)$$

ただし、 θ'_i, θ'_5 は時刻 t における $i', 5'$ の桌の温度、 $\theta_5(t + \Delta t)$

は時刻 $t + \Delta t$ における x の実の温度である。

§3.3 熱源強さ

3.3.1 材料の流動応力特性および塑性仕事

切削においては温度分布の大勢を決定するものは熱源強さであり、分布である。これらは変形域における塑性仕事を工具すくい面における摩擦仕事の状況から定まる。

いま、単位幅の切削で微小面積 $h \times h$ なる部分で dt 時間になされる塑性仕事による温度上昇 ($\Delta \theta_p$) を考えると、最大せん断応力 (τ_m)、最大せん断ひずみ速度 ($\dot{\gamma}_m$) を用いて

$$\Delta \theta_p = \frac{\tau_m \cdot \dot{\gamma}_m}{J \rho C} \cdot \frac{h \times h \times 1}{h \times h \times 1} \cdot dt = \frac{\tau_m \dot{\gamma}_m}{J \rho C} dt \quad \dots \dots \dots (3.7)$$

となる。但し、 J : 仕事当量, ρ : 密度, C : 比熱

温度上昇 ($\Delta \theta_p$) は被削材の最大せん断応力 (τ_m) と最大せん断ひずみ速度 ($\dot{\gamma}_m$) の積より計算される。したがって必ず τ_m を知る必要がある。そこで第2章で得た材料試験結果を用いる。

すなわち、塑性仕事の等価性を仮定して換算 $\sigma = \sqrt{3} \tau_m, \dot{\epsilon} = \frac{1}{\sqrt{3}} \dot{\gamma}_m$ をほどこすと、第2章の7-3黄銅の結果に対して次式を得る。

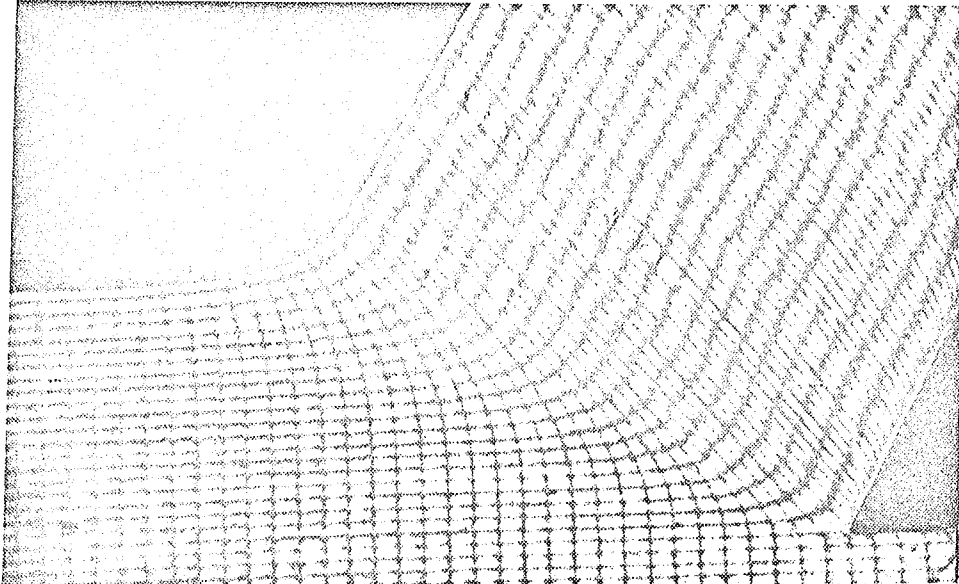
$$\dot{\gamma}_m \geq 5 \quad \tau_m = 31.3 \left\{ 0.01 + \int_{\dot{\gamma}_m = f(\dot{\gamma}_m)}^{\dot{\gamma}_m} \left(\frac{\dot{\gamma}_m}{1000} \right)^{0.06} d\dot{\gamma}_m \right\}^{0.5} \cdot \left(\frac{\dot{\gamma}_m}{1000} \right)^{0.024} \cdot \exp\left(\frac{56.7}{\theta}\right) \quad \dots \dots \dots (3.8)$$

$\dot{\gamma}_m < 5$ の時は $\dot{\gamma}_m = 5$ とおいた式を用いる。

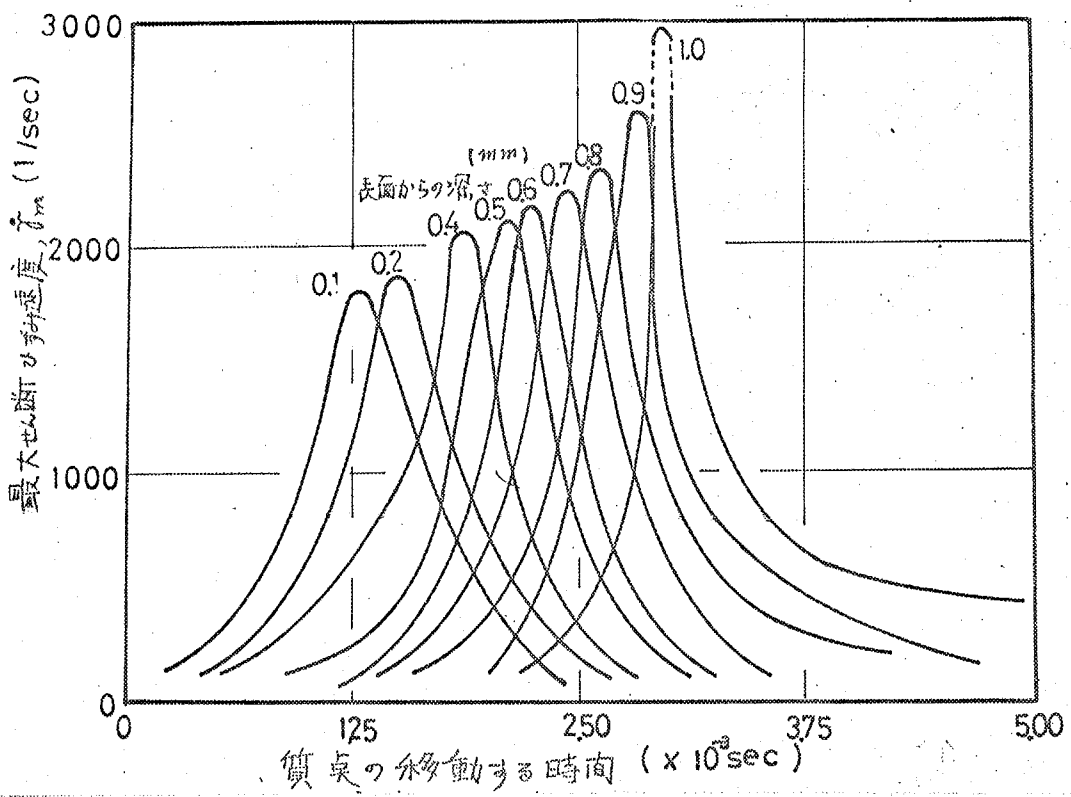
式(3.8)で見ると τ_m は $\dot{\gamma}_m, \dot{\gamma}_m = f(\dot{\gamma}_m)$ および θ の関数であり、このうち前2者を得るためには切削時の変形状態が必要である。

したがって、変形域内の塑性仕事率 $\dot{\epsilon}_m$ 、 $\dot{\gamma}_m$ を得るためには切削時の変形状態を知る必要があり、これは本来シミュレーションの過程中で決定されるべきものである。しかし本章の段階では初めに述べたように、これを臆測される塑性変形から求めることにした。

まず切削中の格子線変形写真図3.3(a)を得る。切削中に被削材要素は同図の流線に沿って移動するから、流線に沿って縦線ごとにひずみを測定する。連続性の条件からこの縦線間を要素が移動する時間は変形のいかんにかかわらず一定であるから、流線に沿って隣接する縦線間のひずみの増分をこの時の移動時間で割れば、ひずみ速度分布が求まる⁽⁵⁾。同図(b)はこのようにして得た流線に沿った最大せん断ひずみ速度分布である。同図で注目すべき点はひずみ速度の大きな変化であり前章でも示したように、これは流動応力に大きな影響を与える。同図(c)は同図(b)に基づいて求めた変形域内の最大せん断ひずみ速度分布($\dot{\gamma}_m$)であり、 $\dot{\gamma}_m$ の最大値はいわゆるせん断面の位置と一致するが、これに沿って $\dot{\gamma}_m$ は一樣ではなく刃先に近い程大となっている。式(3.8)から $\dot{\epsilon}_m$ を求めるためには、まずひずみ速度の履歴を示す項については図3.3(b)の流線に沿った $\dot{\gamma}_m$ の変化から $\dot{\epsilon}_m = f(\dot{\gamma}_m)$ を求めこれに沿って積分を行えば良い。次に各点の $\dot{\gamma}_m$ を用いれば



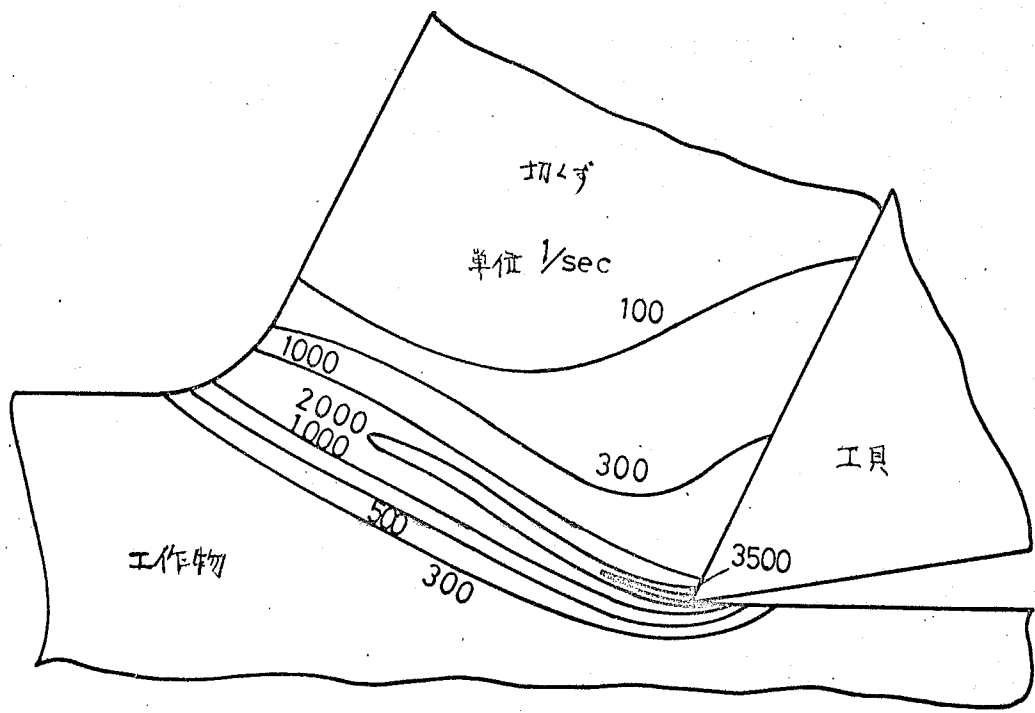
(a) 格子線変形



(b) 流線に沿って最大断面の切削速度の変化

切削条件: 被削材クハ黄銅, 工具SK3 (20, 0.5, 0, 0, 0, 0), 切削厚さ: 1mm
 切削幅: 6mm, 切削速度: 48^m/min, 切削剤: 乾燥

図3.3 格子線変形と最大断面の切削速度の分布



(c) 最大せん断ひずみ速度の等高線

図2.3 格子線変形と最大せん断ひずみ速度の分布.

同式より τ_m は θ のみの関数となる。したがって式(3.7)の塑性仕事による熱源は温度 θ のみの関数となる。

3.3.2 工具すくい面上の摩擦仕事

切削によるもう一つの発熱源として工具すくい面上の摩擦仕事がある。単位幅の工具すくい面上の任意の微小区間(dl)において単位時間になされる摩擦仕事は、その点での摩擦応力(τ_t)、すべり速度(V_t)を用いて $\tau_t \times dl \times 1 \times V_t$ を書ける。工具すくい面上の任意の1点を中心として切くず・工具内に単位幅の微小体積の Δt 時間の温度上昇($\Delta\theta_t$)は次のようになる。

$$\Delta\theta_t = \int_0^h \tau_t \cdot V_t \cdot dl \cdot \Delta t / J \rho_t C_t h \times h \times 1 \cong \tau_t \cdot V_t / J \rho_t C_t h \times 1 \cdot \Delta t \dots (3.9)$$

但し、 ρ_t : 切くずの平均密度, C_t : 切くずの平均比熱である。これより摩擦仕事による発熱の強さはすくい面上の着目点に $\tau_t \cdot V_t / h$ なる熱源が存在することと同等である。したがって摩擦仕事による発熱量を求めるためには、すくい面上の任意点における τ_t, V_t を知らねばならない。

まず V_t については図3.3(a)の格子線変形からすくい面に沿った格子の移動状況を測定したものと切削速度から簡単に求めら

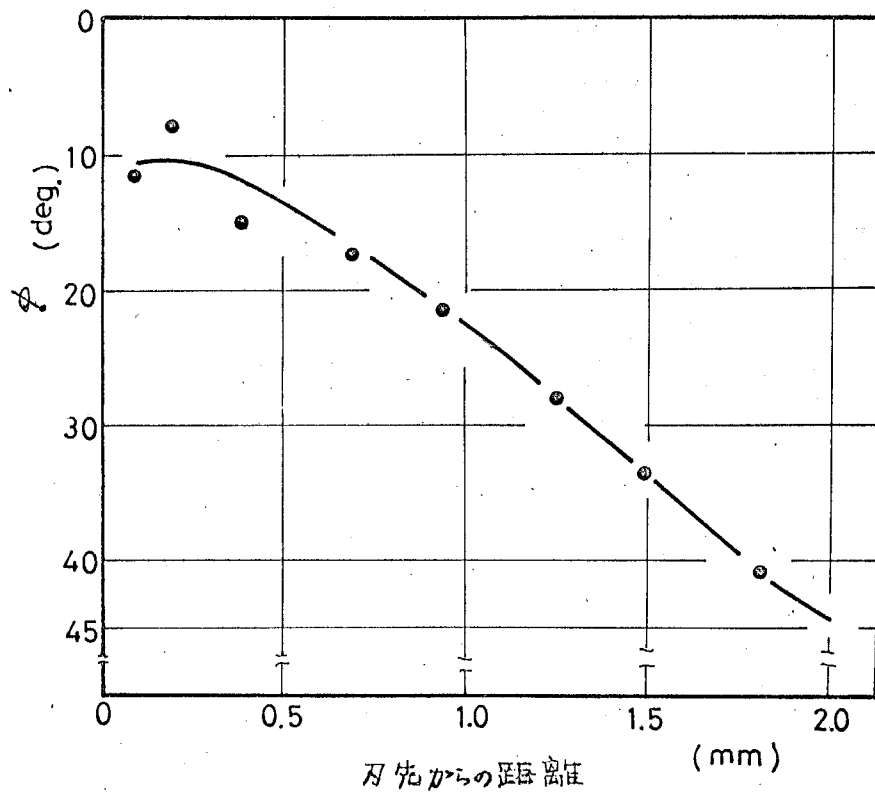
れる。

次に τ_t については、才が図 3.3 (a) よりすくい面に沿った流線について最大せん断のひずみ速度、ひずみ、ひずみ速度変化を測定し、前項の式 (3.8) を用いて、すくい面上の任意点における最大せん断応力 τ_m を求める。同時にすくい面上の任意点において最大せん断ひずみ速度の方向(すべり線とすくい面のなす角 ϕ) を測定すればすべり線理論より、⁽⁶⁾ すくい面に沿う摩擦応力 τ_t は次式で示される。

$$\tau_t = \tau_m \cos 2\phi \quad (3.10)$$

ϕ の測定の一例を図 3.4 に示した。ただし式 (3.10) で計算される摩擦応力は塑性変形も伴う摩擦についてのみのものであり、弾性接触による摩擦は考慮出来ないが、この弾性接触による摩擦仕事は無視出来るものとする。式 (3.10) より明らかのように摩擦応力は前項の塑性仕事と同様に温度 θ の関数となる。したがって摩擦仕事による熱源も温度の関数である。

以上述べたように熱源は全て温度 θ と場所の関数として示されるがこのうち各熱源の座標は実測されるから結局熱源は温度のみの関数となる。



切削条件: 図3.3と同じ

図3.4 ずく面に沿って最大せん断ひずみ速度方向

3.3.4 電子計算機による数値計算とその結果

3.4.1 解析の手順

前述の差分式(3.4), (3.5), (3.6)などを用いて数値計算を行なうわけであるが、以下にその具体的な手続きを述べる。

解析の対象とした被削材と工具の熱定数を表3.1に示す。

また、数値計算に用いた格子網と切削部分の関係を図3.5に示した。格子網は同図のように、正方格子でありその一辺が工具すくい面に一致するように選んだ。またその間隔 h は時間間隔 $\Delta t = 2.222 \times 10^{-4} \text{ sec}$ の採用と収束条件 $\frac{1}{2} > \alpha \Delta t / h^2 \geq \frac{1}{6}$ より $h = 0.2 \text{ mm}$ とした。同図中田内の部分は格子点の一部分の拡大図を示したもので、矢印は Δt 時間に移動する要素の動きを示したものである。

また境界は次の考え方で処理した。

- i) 空気と被削材、切くすおよび工具との接触面、ABC, EG, EFでは熱の出入りはなく断熱されている。ただし図示のようにB点のあたりは折線で近似した。
- ii) 工具、切くすの接触面は完全接触であり、同面では切くす内、工具内の温度は等しい。
- iii) 格子網の周囲温度は内側の2点より外挿した温度である。但し、この温度が室温(20°C)以下の場合には室温とする。

表3.1 熱定数と切削条件.

	比重(= ρ) γ kg/m^3	比熱 C $\text{kcal}/\text{kg}\cdot^\circ\text{C}$	熱伝導率 k $\text{kcal}/\text{m}\cdot\text{h}\cdot^\circ\text{C}$	熱拡散率 a m^2/h
工作物 7-3黄銅	8560	0.092	85	0.108
工具 SK3	7750	0.110	31	0.036

切削条件：7-3黄銅，工具：SK3 (0.30.50.0.0.0)

切削厚 s ：1mm，切削幅：6mm，

切削速度：48 m/min ，24 m/min ，5.6 m/min

切削剂：乾切削

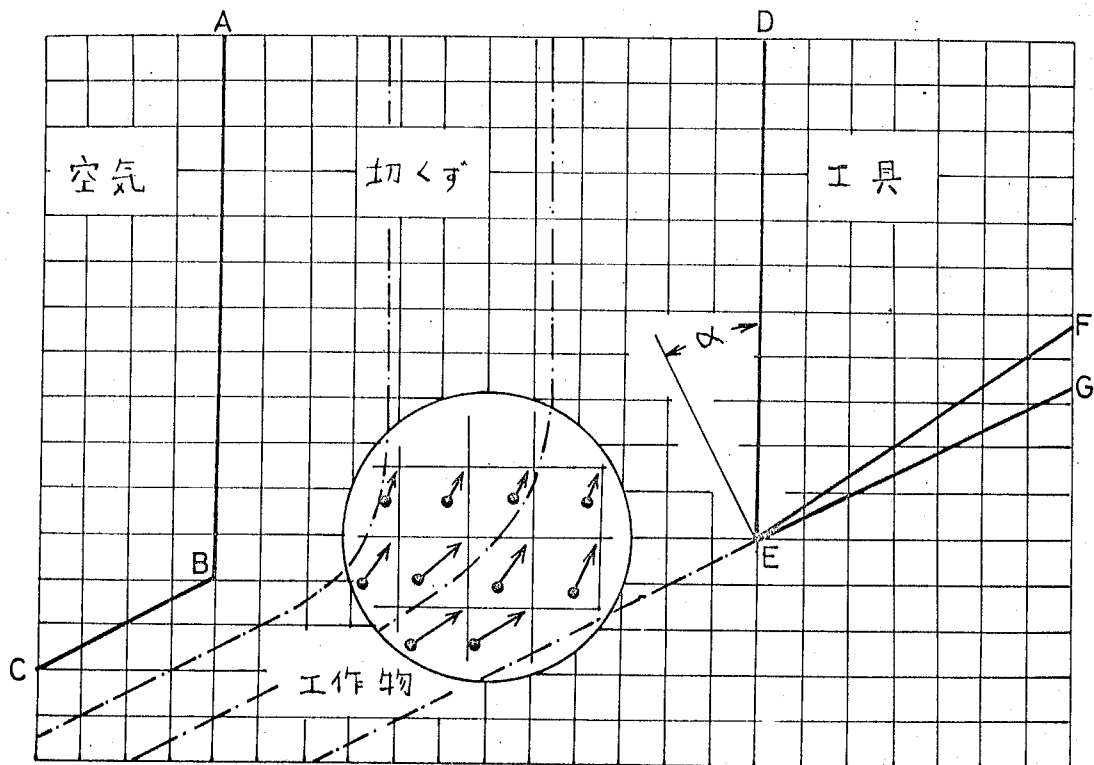


図3.5 数值解析のための差分格子網

したがって、i)に関しては式(3.4)、ii)に関しては式(3.5)を用いる。

以上の境界条件のもとで計算を行なうわけであるがその基礎となる考え方は次のようである。まず2次元切削を行ない定常な状態になり、たところで切削を中止して室温まで冷却した状態を想定する。次にこの室温の状態から切削を再開しこの時刻を $t=0$ とする。ただし切削再開後の切削状態、すなわちひずみ、ひずみ速度分布、工具すくい面の摩擦の状態、(中)などは定常状態がそのまま存続するものとする。

- i) $t=0$ においては図3.5の各格子点の温度は式(3.6)からわかるように、各点で1時間になされる仕事による発熱のみで決定される温度である。ただしこの時、各点での仕事の大きさは前節で述べたように温度の関数であり、室温($\theta=20^\circ\text{C}$)としてとこれらの大きさを決定する。以下1周期(50回、50tsec)の間は仕事の大きさに関するかぎり温度は一定とする。
- ii) $t+t$ の間は図3.2(a)で示したように時刻 t で各格子点にある温度が熱伝導のみで変化すると考えて、式(3.3)を図3.5にあてはめ、前述の境界条件のもとで数値計算すればよい。
- iii) 時刻 $t+t$ の各格子点温度は式(3.6)で示したように(以後は各格子点に到達する要素の時刻 t の温度) $+t$ の間の発熱に

よる温度上昇) である。このうち前者については各格子
 点に到達する要素の位置(図3.5の●点)からii)の結果を用
 いて内挿法により計算すればよい。

したがって図3.5で示す各●点の座標が必要であるが、
 これらは図3.3(a)の流線に沿った速度を測定することによ
 り得られる。

ここで注目すべきことは定常切削状態であるから図3.5
 で示した点●→○の関係は時間に対して変化しないことと
 ある。

以下同様にii)→iii)の手順を50回繰返す

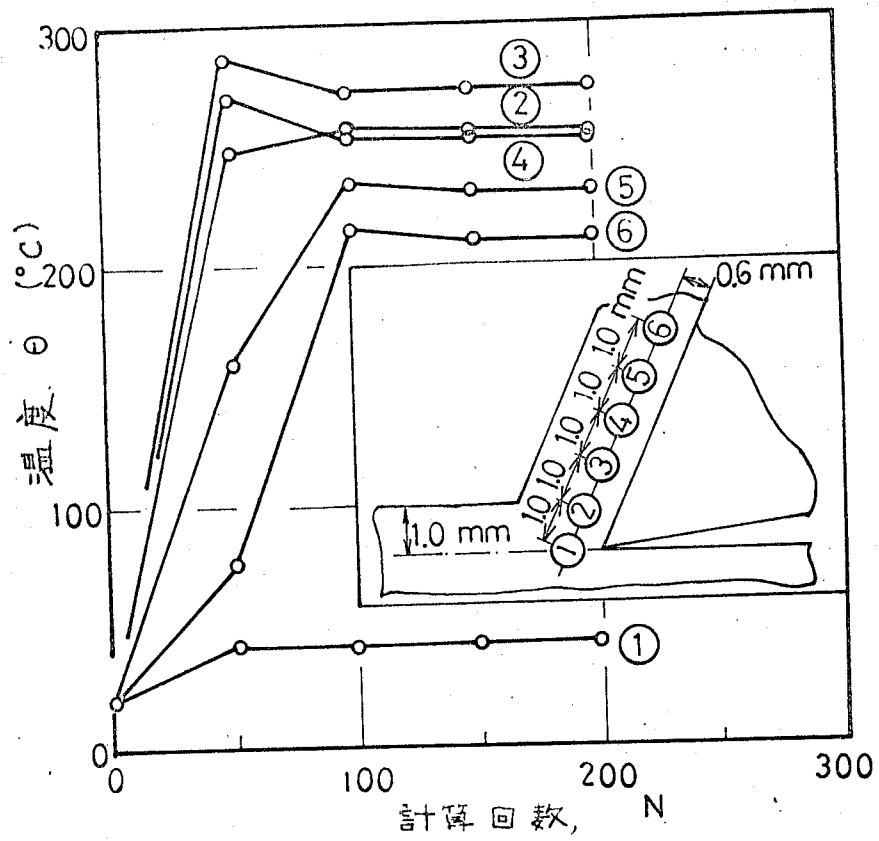
IV) 時刻50tになったらその時得られる温度分布を用いて T_m の
 値を式(3.8)を用いて計算し、各点における発熱による温度
 上昇 $\Delta\theta_p$, $\Delta\theta_c$ を式(3.7), (3.9)を用いて修正して前述の操作
 ii), iii)を繰返す。

以下ii)→iii)→IV)の操作を定常温度状態にするまで繰返し行
 えばよい。

3.4.2 計算結果および検討

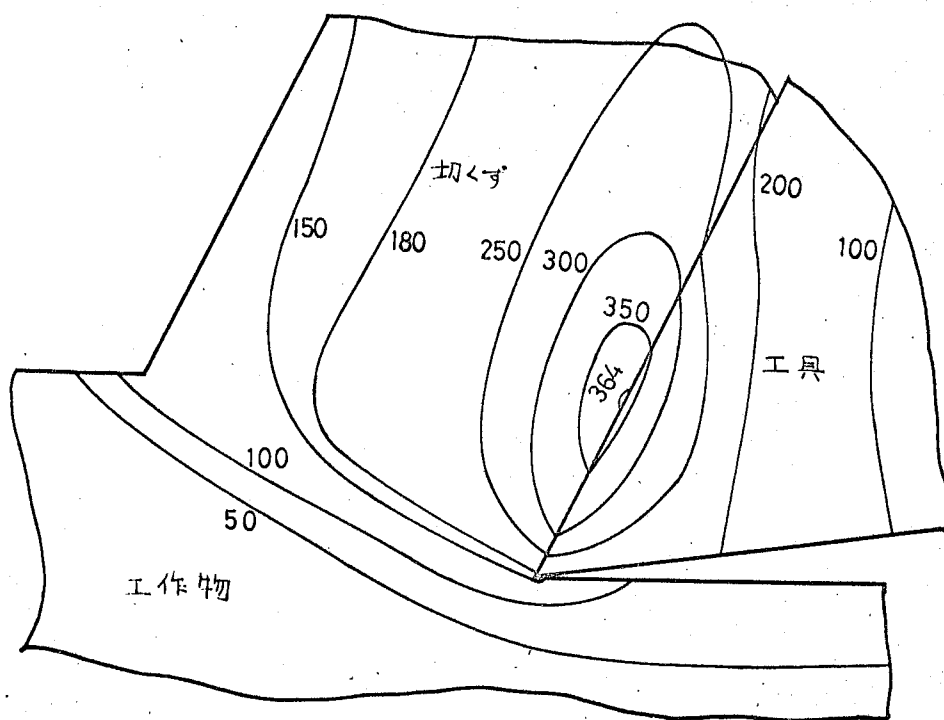
数値計算結果を次に示す。図3.6は計算結果の収束状況の例であり、計算繰返し回数 N と温度 θ の変化を示す。同図は附図に示す位置における温度の変化を示したものであり、同図の場合繰返し数150回すなわち切削距離約24mmで変形域内はほぼ定常の温度状態となるのがわかる。切削速度が遅くなるにしたがってこの収束回数は増大するが、いずれの速度でもその切削距離はほぼ同一で約24mmとなる。したがって変形域内が定常温度分布状態になるためには、定常切削の状態から30mm程度の切削距離に相当する回数だけ計算を繰返せばよい。またこのことは他の切削条件においても確かめられた。

図3.7に各切削条件における結果を示す。同図(a),(b),(c)はそれぞれ切削速度48 $\frac{m}{min}$, 24 $\frac{m}{min}$, 5.6 $\frac{m}{min}$, 同一すくい角の場合である。同図(a),(b),(c)を比較すると最高温度となる位置は切削速度が上昇するにしたがって工具刃先からはなれ、裏面に移動して行き、その位置は必ずしもすくい面上に接しなくなる。特に低速の切削では同図(c)で見ると刃先附近の切くず内部に最高温度域が生ずる。このことは低速の切削にあつてはすくい面上における摩擦仕事は小さいのみならず工具内への熱伝導の影響が大きいことを示している。いずれの切削条件の場合にもせん断面の

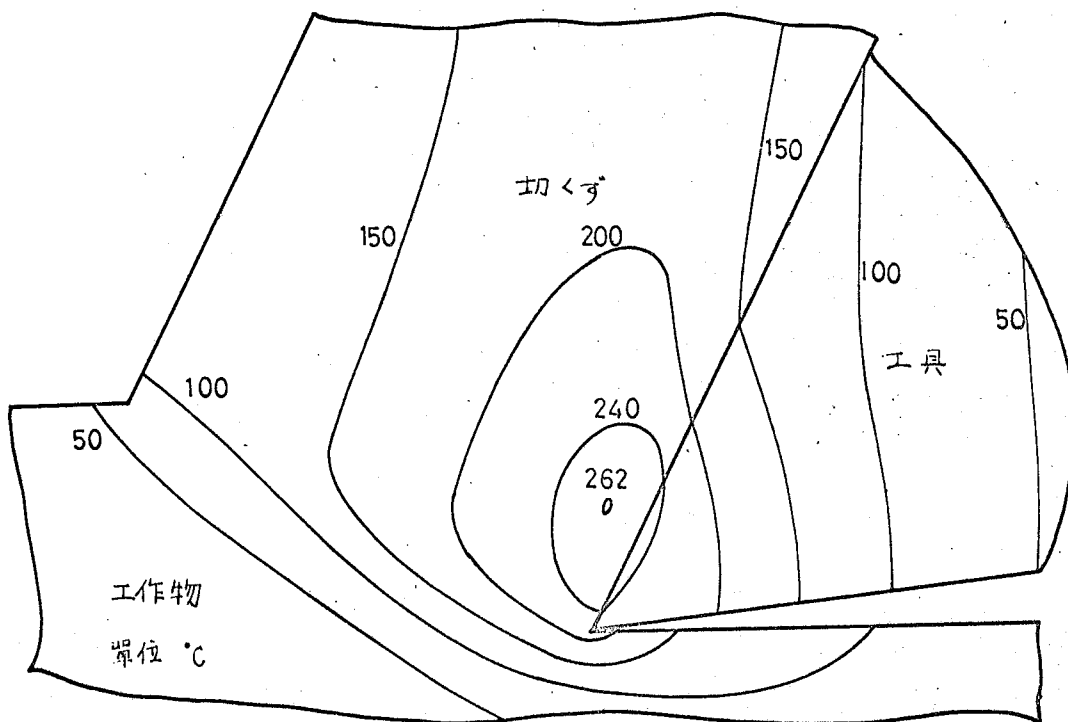


切削条件：切削速度 48 m/min ，他は表3.1に同じ

図3.6 計算の収束状態



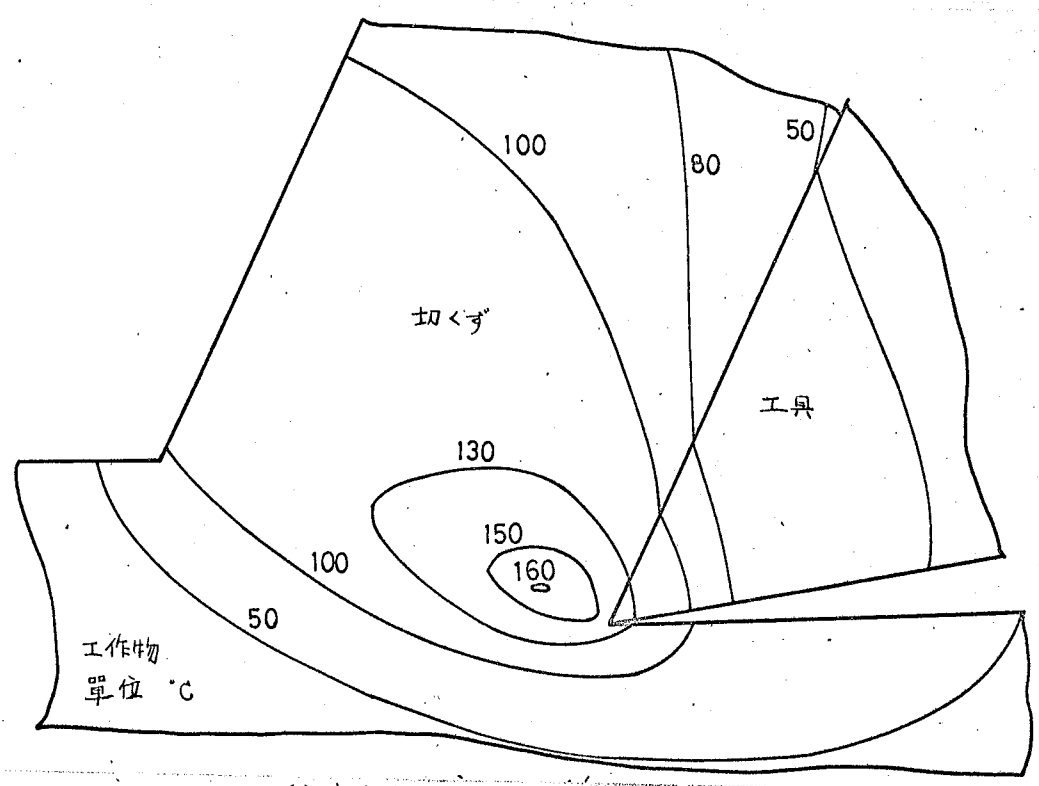
(a) 切削速度 48 m/min



(b) 切削速度 24 m/min

切削条件：切削速度以外は表3.1

図3.7 切削温度分布の数値計算結果



(C) 切削速度 5.6 m/min
 切削条件: 切削速度以外付表3.1

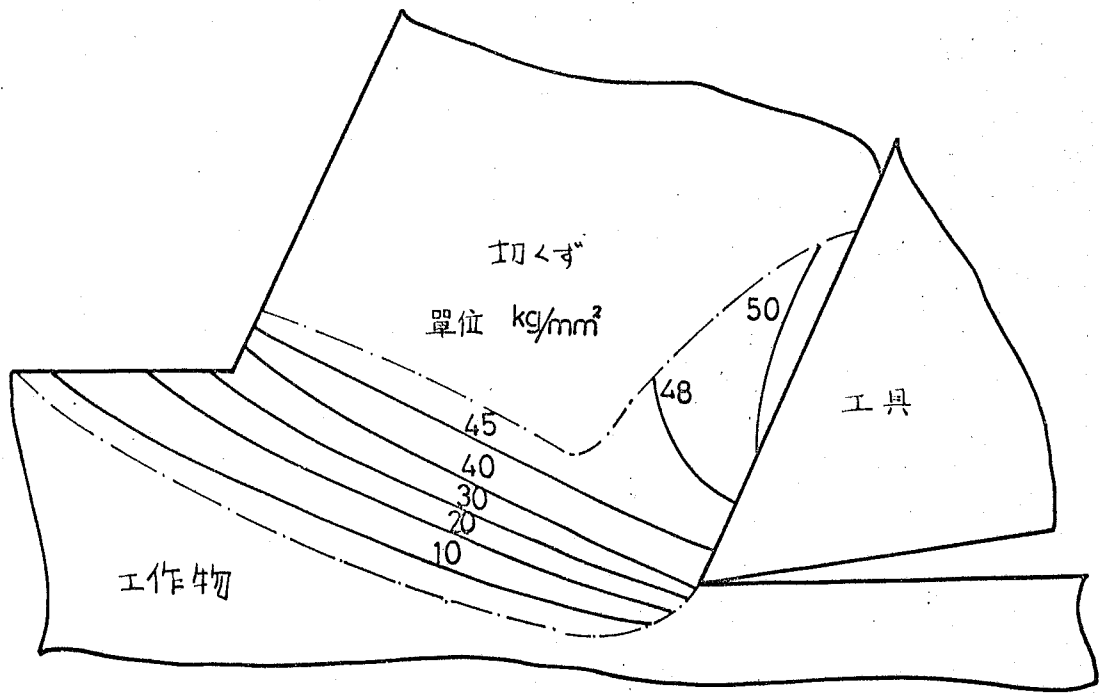
图3.7. 切削温度分布の数值計算結果.

温度上昇に比してすくい面近傍の温度上昇がけるかに大きく、温度の影響はせん断面せん断応力に対するものよりすくい面摩擦応力に対するものがより顕著であると予想される。

温度計算の途中で τ_m の値を式(3.8)を用いて計算するのであるから温度分布と同時に変形域内の最大せん断応力分布(τ_m)が得られる。図3.8は計算結果の一例である。同図を見るとせん断面での最大せん断応力はほぼ一様な値、約 40 kg/mm^2 となっており、これらの値は単純せん断面切削模型を仮定して切削力より計算されるせん断面せん断応力にほぼ一致していた。他の切削速度についても同様である。この事実は第2章の方法で得た材料の変形特性を等方性の仮定のもとに切削変形域に適用することの妥当性を示すものと考えられる。

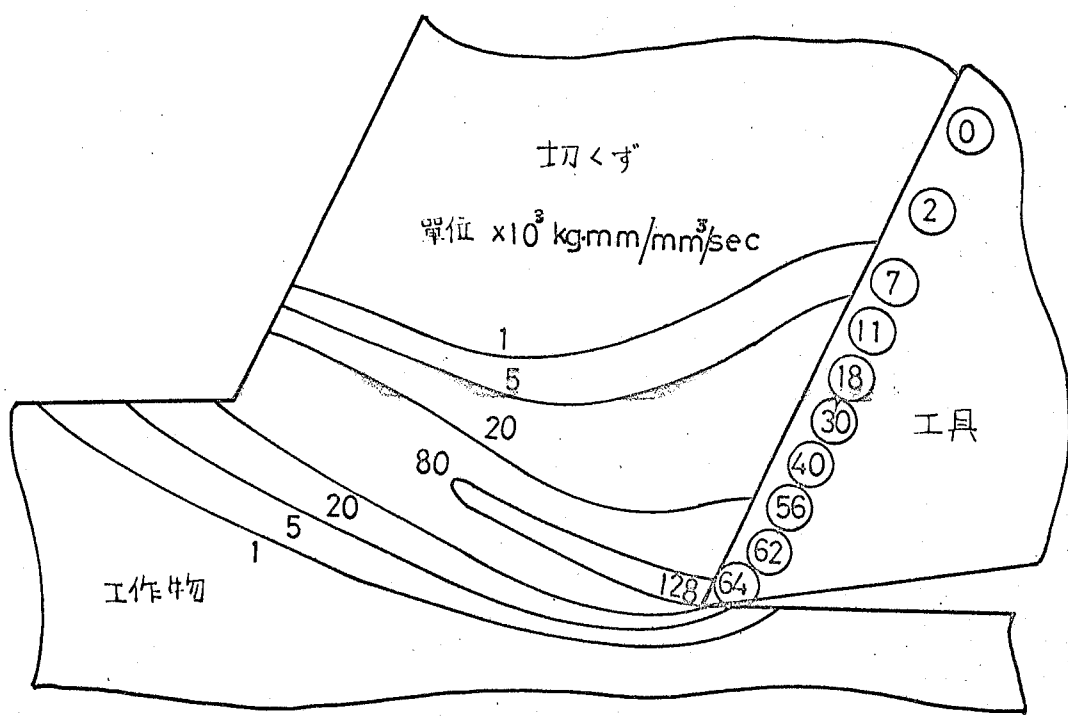
また数値解の τ_m から式(3.10)によってすくい面摩擦応力 τ_c の分布が得られるが、これの積分による摩擦力は図3.8の場合 300 kg であり、一方切削力の測定値から計算される摩擦力は 285 kg であった。数値解が弾性接触部の摩擦力を省略していることを考えると誤差はやや大きいが、弾性的な摩擦応力はわずかであるからこの程度の一致はむしろ良好というべきであり、せん断面の τ_m の一致とともに式(3.8)の使用の妥当性を裏付けるものと考えられる。

図 3.9 に式(3.7)から計算される熱源強さの等高線の一例を示した。また工具内の○印内の数字は式(3.9)から計算される摩擦熱源の強さである。変形域内の熱源分布は図 3.3(b)の $\dot{\gamma}_m$ の分布に類似している。なお常識的な結果であるが変形域、すくう面の熱源は刃先附近でもっとも強いことがわかる。



切削条件：切削速度 $48 \text{ m}/\text{min}$ 他は表0.1

図0.8 変形域内の最大せん断応力分布



切削条件：切削速度 $48 \text{ m}/\text{min}$ 他は表0.1

図0.9 変形域内およびくすの面上の熱源強度分布

3.5 数値計算結果と測定結果との比較

3.5.1 温度の測定法

前節で行った数値計算結果と実測値とを比較検討するため、切削桌近傍の温度分布の測定も行なった。

切削温度の測定法は種々考案されているが、本研究においては発熱桌より放射される赤外線を測定する赤外線輻射温度計および第4章で述べる直接法を用いた。前者は測定桌に接触することなく測定が可能であるため、微小部分も測定する際同部分の温度分布を乱すことがない。しかしその反面、表面温度しか測定出来ない欠点を持っている。また周縁効果があり内部よりも表面は高くなっているとも言われている。

さらに表面の状態によっても同一温度でも放射される赤外線の量が異なるなどの欠点があり、特に注意が必要である。測定に用いた温度計は米国 Burns Engineering 社製 RM-2B の赤外線顕微温度計であり、測定桌の直径は 0.15mm を使用した。

図 3.10 に測定法の概略を示す。平削り盤で二次元切削(切削幅 6mm × 切削厚 2mm)を行なう。図示のように側方より所定の位置の温度を測定して増幅器をへてペン書きオシロ上に記録した。この方法では1回の切削で1桌しか測定できず、切削状態の再現性が重要になってくるため、前節で計算した条件と同一せん

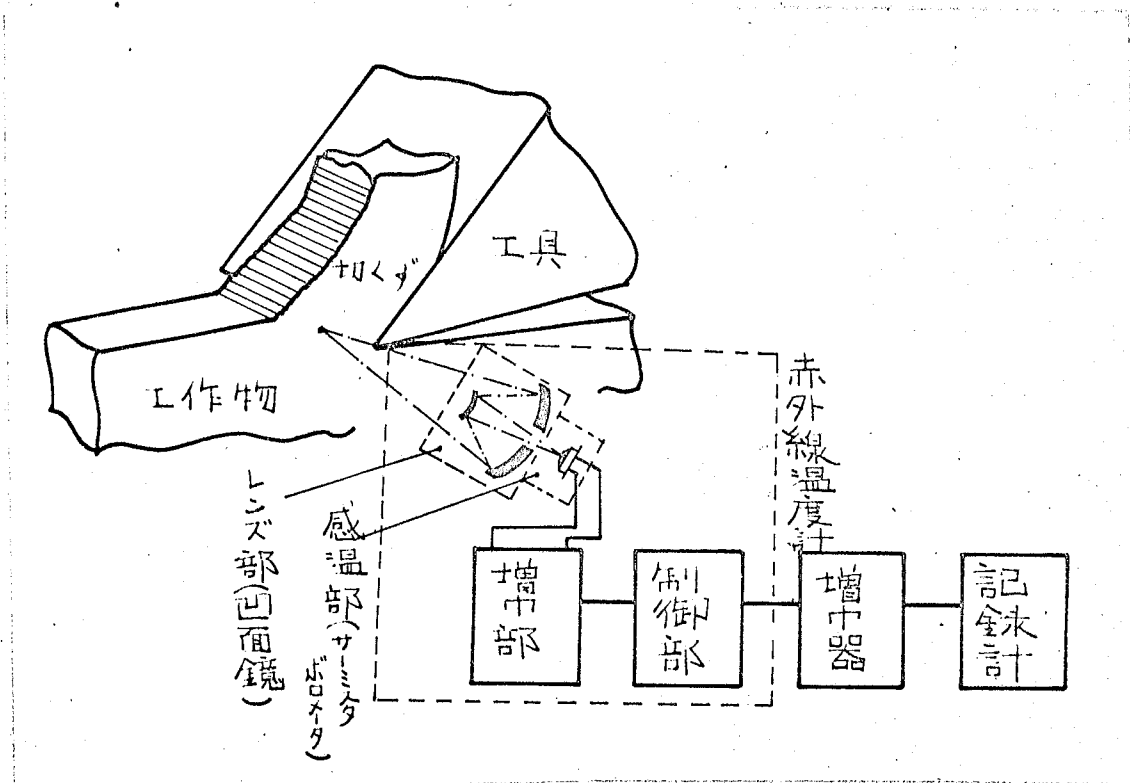


図 3.10 赤外線温度測定法の概略

断角，同一切削力になつてゐるもののみをとりだした。

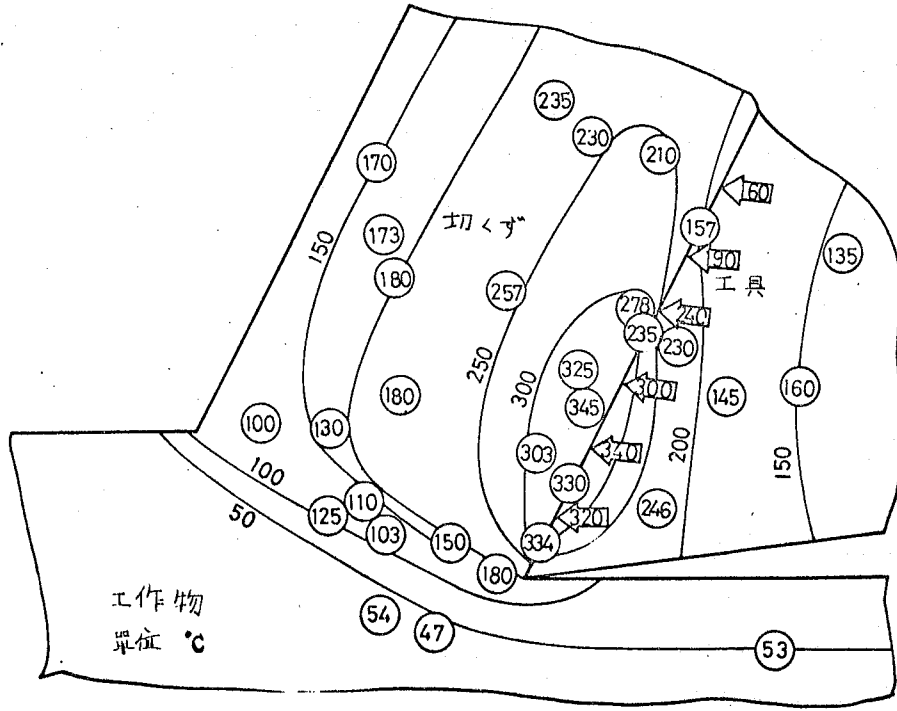
なお測定は切くずの幅方向へのひろがりの少い 30° のものについてのみ行った。

2.5.2. 測定結果および数値解との比較検討

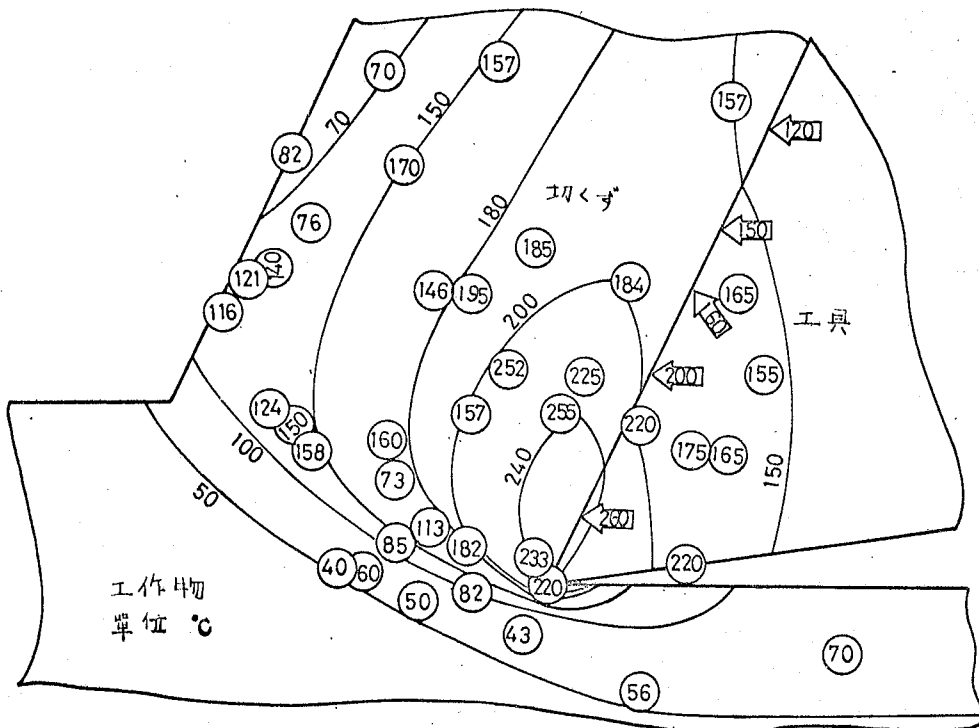
切削桌附近の温度測定結果を図2.11に示す。同図(a)(b)はそれぞれ切削速度 48 m/min ， 24 m/min の場合の結果である。同図中の印は赤外線による測定桌であり、 \leftarrow 印は後の第4章で示す切くずとコンスタントを直接熱電対とする直接法による測定桌である。数字は測定温度を示す。また実線は等温線を示す。この両者はよく一致しており赤外線法の妥当性が裏付けられたものと考へられる。

測定された温度は切削距離 200 mm から 600 mm の間での平均である。この間の切くず、被削材内にあつては温度の変動はほとんどなかった。しかし工具内にあつては温度はすくい面近傍では一定であつたが、すくい面からはなれるにしたがつてわずかではあるが時間とともに上昇の傾向を示してゐた。

温度の最高値は刃先からややはずれた切くず内に見られる。



(a) 切削速度 48 m/min

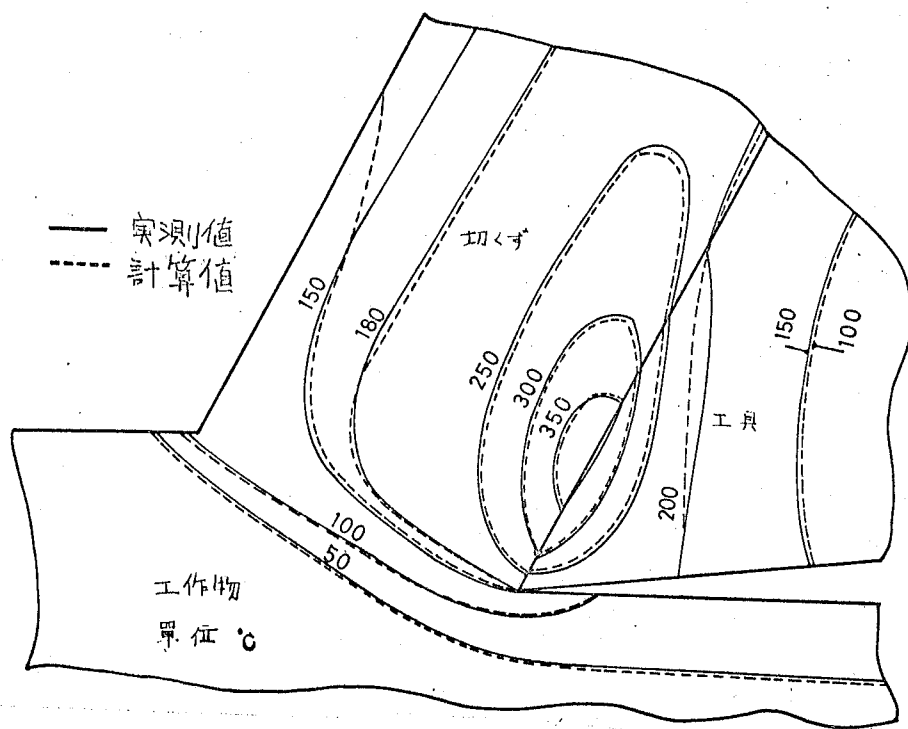


(b) 切削速度 24 m/min

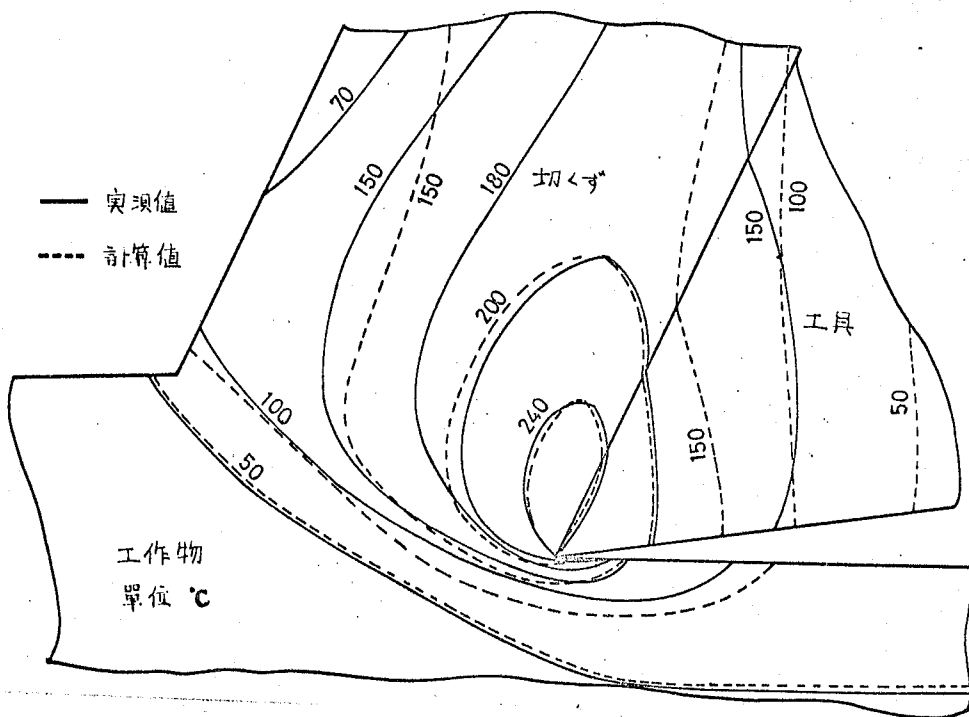
切削条件: 切削速度以外は表 3.1

図 3.11 切削温度分布の測定結果

図3.12は測定結果(実線)と数値計算結果(破線)とを比較したものである。同図(a)の高い切削速度(48 m/min)では測定値と計算値は良く一致している。しかし低切削速度(24 m/min)では変形域からはずれは切らず背面では多少実測値が低くなっている。また工具内にあつてはすくい面辺傍で測定値と計算値は良好な一致を見せているが、すくい面からはずれた部分では測定値が計算値よりも高くなっている。他に理由もあるが、この原因は主として切削距離の相違にあると考えられる。すなわち数値解析では既述のように 20 mm に相当する時間後の温度をとっているのに対し、温度測定では切削距離 $200 \sim 600 \text{ mm}$ 後の温度をとっているからである。工具内は熱伝導のみであるから時間にして、 $10 \sim 20$ 倍の相違は上述の温度差を生じるに充分である。なお切削速度 24 m/min の場合の方が実測温度と計算温度の差異が顕著であるが、仮定した断熱面での空冷効果が低速切削のためきいていっているように思われる。



(a) 切削速度 48 m/min



(b) 切削速度 24 m/min

切削条件: 切削速度以外は表3.1

图3.12 数值解析結果と実測値との比較.

§3.6 結論

第2章で求めた被削材料の流動応力特性も等方性を仮定して塑性仕事の等価性による換算を行うことの妥当性とシミュレーション計算の成功の可能性を部分的に確かめるため切削温度分布の数値解析および実測を行い比較検討した。得られた結論を次に示す。

- (1) 塑性変形に関する諸量のみを切削実験から求め、切削とは無縁の材料試験から得られた流動応力特性により、切削温度分布を数値解析的に得ることが出来た。
- (2) 数値計算より切削温度分布は赤外線法によって実測される切削温度とよく一致する。
- (3) 切削温度の最高値は低速切削の場合、刃先近傍の切くす内面にあり、切削速度の増大とともに刃先から離れ外すく面に移行する。
- (4) 温度解析に付随して得られるせん断面せん断応力、すくす面摩擦力は切削抵抗の実測値から計算されるものとよく一致する。
- (5) 本章の解析は切削過程のシミュレーションを部分的に行うもののみならずことができ、2,4項の結論は切削とは無縁の各種試験結果を用いる完全なシミュレーションの可能性を示すものと考えられる。

文 献

- (1) J.F.W. Bishop : *Quart. J. Mech. and Applied Math.* Vol. IX pt. 2. (1956) 326
- (2) T. Altan, S. Kobayashi, V. Ostafiev :
For Presentation at the Production Engineering Conference
Ohio, May 2-4, (1967) of ASME Manuscript.
- (3) T. Altan, S. Kobayashi : ASME paper No. 67-prod-8.
- (4) 例えは H.S. Carslaw, J.C. Jaeger : *Conduction of Heat in Solids*,
Clarendon Press, Oxford (1948).
- (5) 臼井英治, 牧野亮哉 : *精密機械*, 33.A (1967) 245
- (6) 例えは R. Hill : *塑性学*, 培風館
- (7) 竹山秀彦, 宮坂金佳, 古賀光幸 : 昭和43年度精機学会春季大会
前刷集. 23.

第4章 工具すくい面上の摩擦特性

§4.1 緒言

前章においてシミュレーション演算の一部を固定した切削温度分布の数値解析を行い、シミュレーション法の可能性を示すとともに、第2章で導入した流動応力特性を換算して切削過程に適用する妥当性を検証した。しかしながら、完全な切削過程のシミュレーションを行うにはまだ準備が充分でない。

残る問題は工具すくい面の摩擦特性である。

前章の部分的シミュレーションでは塑性変形（変形域内の速度、ひずみ、ひずみ速度など）は実測されるものを用いて、これを固定した演算を行った。このため工具すくい面の摩擦応力分布は visco-plasticity の理論から自動的に計算されてしまい、工具すくい面の摩擦特性が指定出来なかったものである。しかし、切削面摩擦が半ば以上も指定しえないのである。しかし、完全なシミュレーション演算では塑性変形は当然指定出来ず、「求めるべきもの」であるから、境界条件たるすくい面摩擦は何等か別の考えによって、その特性ないし摩擦係数値を指定しなければならない。

従来の切削の研究においてもこの分野は多大の関心を集め、すでに工具すくい面摩擦は単純なクーロン法則にしたがわぬこと、^{(1),(2),(3)} 特定の応力特性をもつであろうことが指摘されており、先

弾性切削工具などによる実証⁽⁵⁾も多く提出されている。しかしこれらの議論はすくい面の平均応力に関するものが多く、また応力分布を基礎にした議論でも奥用材料を奥用切削工具、奥用切削条件で切削した資料にもとづくものではない。また特に指摘される点は工具面の状況がせん断域のそれと独立には考えられぬにもかかわりなく、両者を総合した議論、具体的には温度や加工硬化、ひずみ速度効果を考慮した議論が全く行われていないことである。したがって本研究に必要なすくい面摩擦特性に関して利用しうる資料は従来の諸研究からは全く見られない。

従来の研究が十分な進展をみせなかった最大の原因は、すくい面の応力分布や温度分布のような摩擦特性に影響を与える量を実測する適切な方法がなかったためであろう。これに対処するため本研究では独特な方法を考案し、すくい面応力分布、温度分布を奥用切削状態について直接に測定出来るようにした。そして測定結果の解析と総合から各種の因子の影響を含んだ応力特性の形で摩擦特性を求めた。実際の摩擦係数はこの摩擦特性を境界条件とするシミュレーション演算の結果として与えられる。本章はこのような摩擦特性の解析に関するものである。

3.4.2 工具すくい面上の応力分布

4.2.1 測定方法および装置

切削中の工具すくい面における垂直応力、摩擦応力、摩擦係数を知るためにこれらの実測を行う。

すくい面上の応力分布の測定法には若くは弾性工具を用いる方法⁽⁵⁾または脆性材料を切削する方法⁽⁶⁾等があるが、これらはいずれも一種の模型実験法であり、実際被削材料も実際切削工具で削る場合には適用出来ない。したがってこれによって得られる応力分布も実際作業における状況とは一致しないことが予想される。

ここでは実際の作業状態でのすくい面応力を測定するために以下述べる分割工具法⁽⁷⁾を用いる。

すくい面上の垂直応力 (σ_x) が図4.1(a)に示すような分布をうけておくと仮定する。この場合の原素(刃先)から切くす接触部の任意点 l までの垂直力(単位切削幅とする)が測定できればこの力 (N) は応力分布 $\sigma_x(l)$ と次の関係がある。

$$N(l) = \int_0^l \sigma_x(l) \cdot dl \tag{4.1}$$

次に l を微小量 Δl だけ増加させるときの力 $(N + \Delta N)$ は

$$N + \Delta N = \int_0^{l+\Delta l} \sigma_x(l) dl \tag{4.2}$$

である。したがって、この微小区間 Δl での平均応力は $[(N + \Delta N) - N] / \Delta l$ となり、この値は点 l での応力 σ_x であるから式(4.1), (4.2)から

$$\sigma_x(l) = \frac{\Delta N}{\Delta l} = \frac{[(N + \Delta N) - N]}{\Delta l} = \frac{dN}{dl} \tag{4.3}$$

となる。すなわち単位切削幅で刃先から任意点 l までの働く力 $N(l)$ が測定出来れば式(4.3)を用いて垂直応力分布 $\sigma_z(l)$ が得られる。全く同様にして摩擦応力分布 $\tau_x(l)$ も

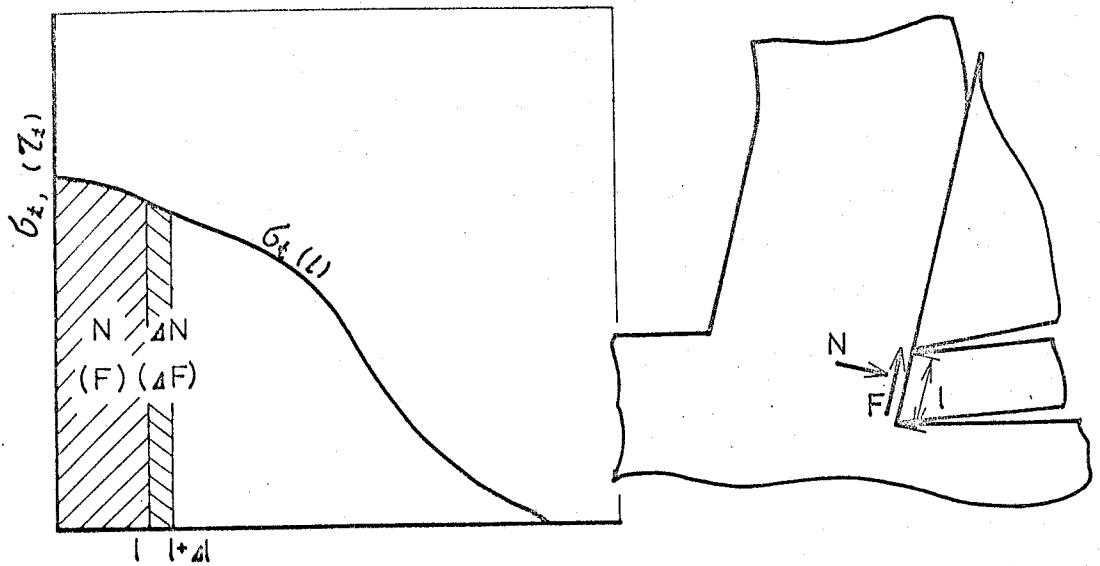
$$\tau_x(l) \doteq \frac{\Delta F}{\Delta l} = [(F + \Delta F) - F] / \Delta l \doteq \frac{dF}{dl} \quad (4.4)$$

ただし F : l の部分に働く摩擦力。

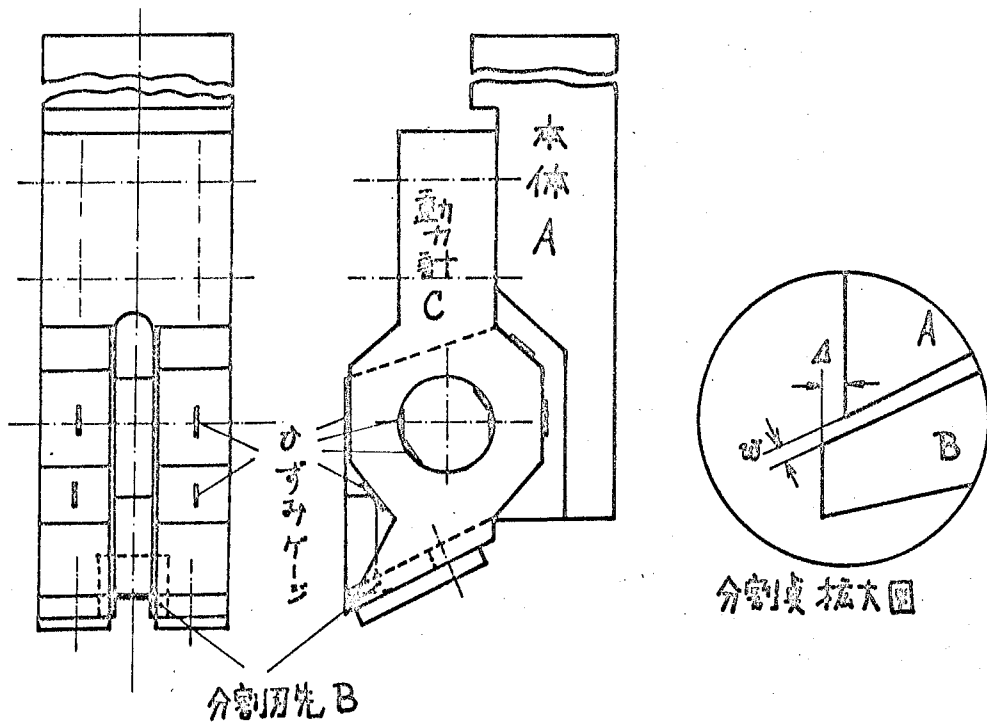
となり、 $\tau_x(l)$ が得られる。また切くす接触長さ l よりも l が大となれば $N(l)$ および $F(l)$ は一定となるから、応力分布域(刃面切くす間の接触長さ)は容易に決定される。

本測定に用いる工具の概略を同図(b)に示す。同工具は本体(A)、分割した工具刃先(B)、刃先部の保持および切削力 N, F を測定する動力計(C)からなっている。

本体Aのすくい面部分には刃先Bと同材質の工具を取り付ける。分割具は同図の添図に示すように N, F を正確に測定するためには間隙が必要であり、一方この間隙が大きすぎると切削時に切くすが進入して正確な測定が不可能となる。また切削力が加わればB部は歪み、後退し分割具に切くすが進入しやすくなる。これらのトラブルを避け、切削状態ですくい面が一線になるように切削条件に応じて分割具の間隙(w)を $5 \sim 10 \mu$ 、刃先部(A)を $5 \sim 10 \mu$ ほどにして切削を行う。



(a) すくいの面応力分布の測定原理



(b) 分割工具概略図

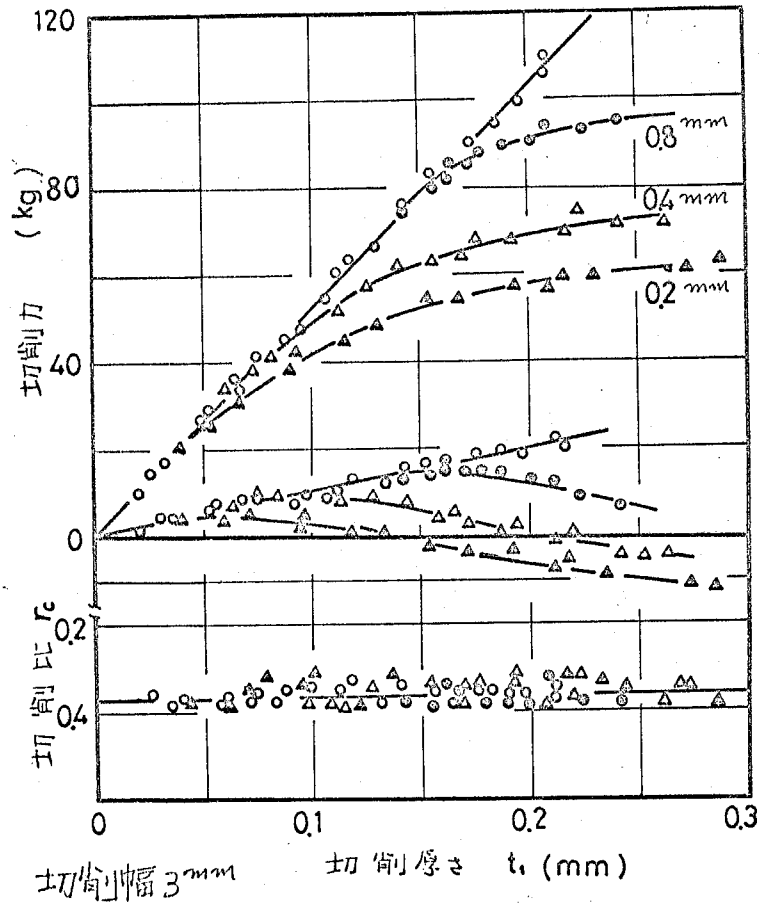
図 4.1 すくいの面応力分布の測定法

4.2.2 工具すくい面上の応力分布

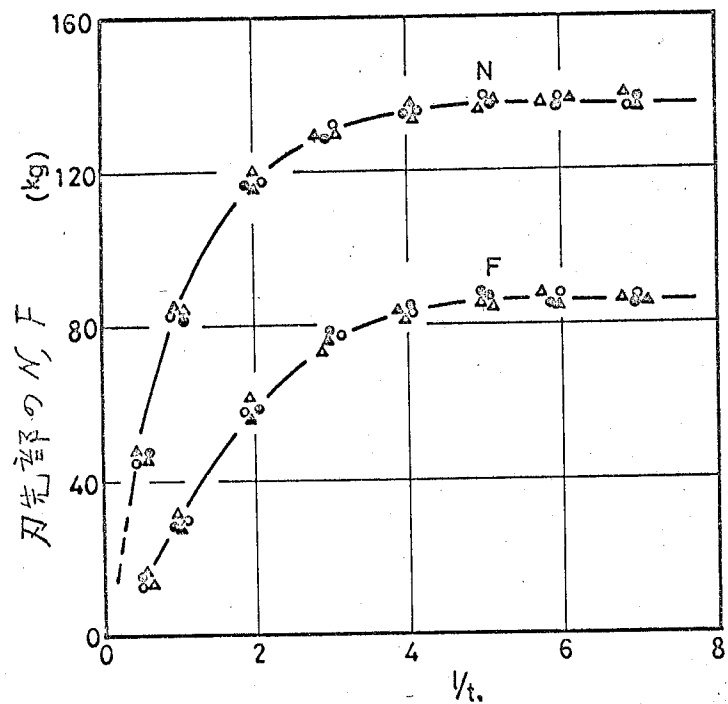
前項でも示したすくい面分割工具を用いたために切削状態は通常の工具によるものと異つてはならない。以下にこの影響および工具すくい面上の応力分布を測定する手順を示す。

図4.2(a)は分割のすくい通常の工具による切削力、および分割長さ l を変化させた場合の刃先部分に加わる切削力の一例を示したものである。同時に切削比 $\gamma_c (= t_{ch}/s)$ をも示してある。同図に見るように分割長さを 0.2^{mm} , 0.4^{mm} , 0.8^{mm} と変えても切削厚さ (t_c) の小さいと 3.7 での切削力は無分割のものと一致している。すくい工具を分割した場合でも切削比の変化は見られずせん断角の変化が小さいことがわかる。これらの諸量から見て工具すくい面を分割したための切削状態への影響は小さいと言える。すくい切削比は全切削厚さの範囲にわたって一定であり、切削厚さの変化に対してもせん断角の変化は小さいことがわかる。したがって刃先からの距離 l を切削厚さ t_c で除き無次元化し l/t_c を用いてすくい面上の力 $N (= \int_0^{l/t_c} \sigma_x dl)$ と l/t_c または $F (= \int_0^{l/t_c} \tau_x dl)$ と l/t_c の関係を示したものが図4.2(b)である。式(4.3); (4.4)より同結果を図式微分すれば切削厚さ 1^{mm} の場合に相当するすくい面上の応力分布 σ_x , τ_x が得られる。

上述の手法で得られるすくい面上の応力分布を図4.3に示す。同図(a), 同図(b)は7-3黄銅を超硬工具P20で切削した場合で



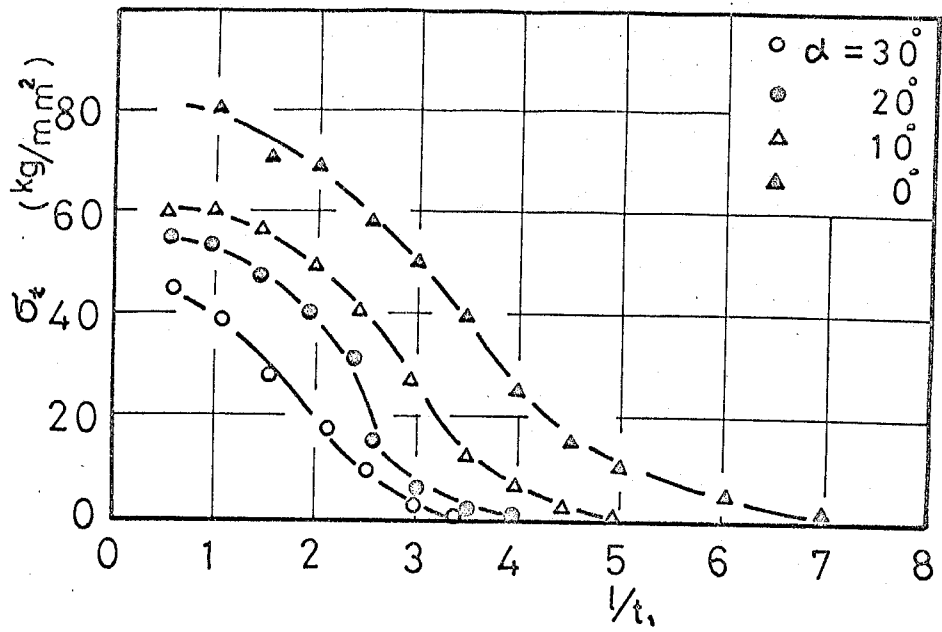
(a) 分割長さの変化と切削力, 切削比の関係



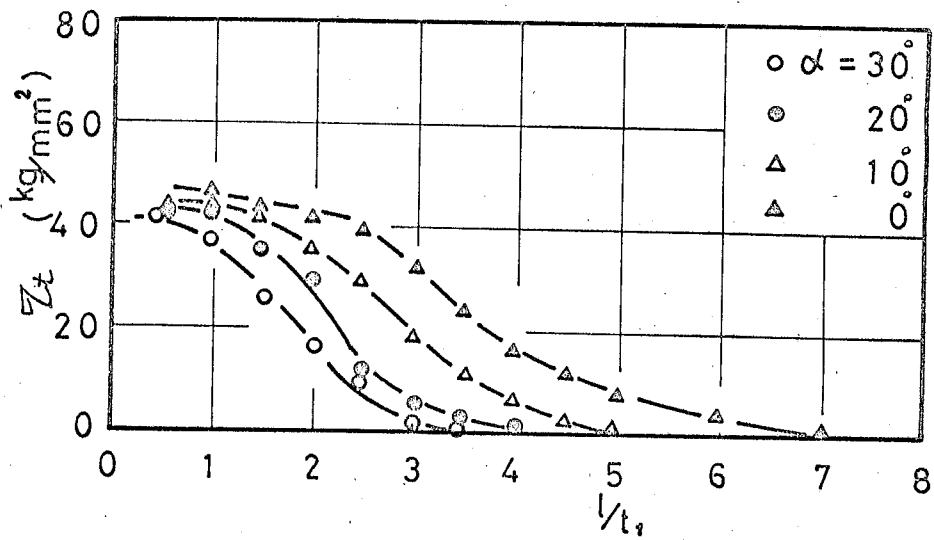
(b) 刃先部の N, F と t_1/a の関係

切削条件: 被削材 7-3黄銅, 環 $PK3(0.20, 0.5, 0.0, 0.0)$, 切削速度 48 m/min
 切削幅 0.8 mm , 切削剤 乾燥

図 3.2 すくい面応力分布の測定法



垂直応力(σ_t)の分布

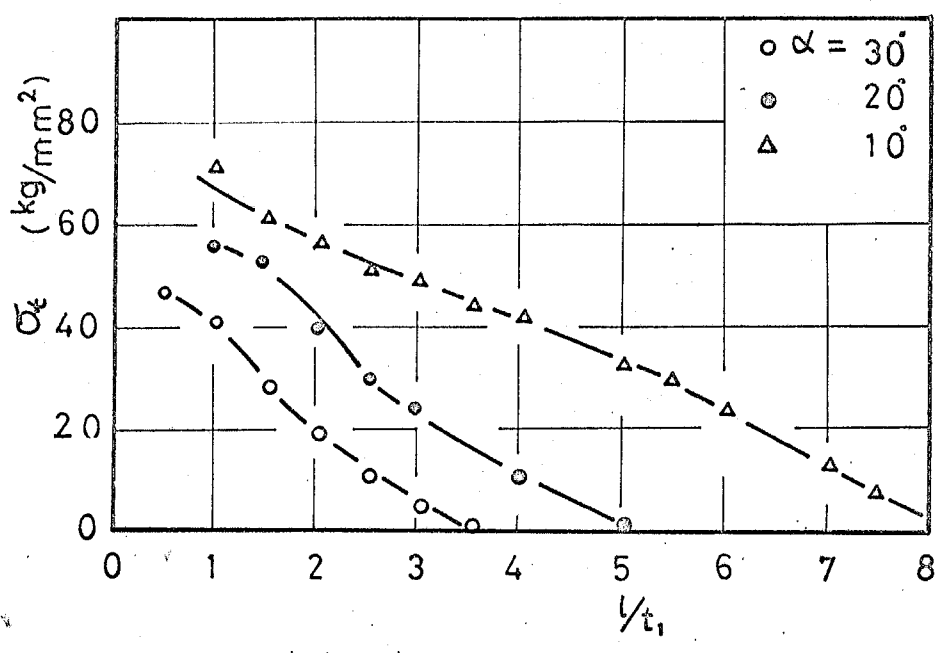


摩擦応力(Z_t)の分布

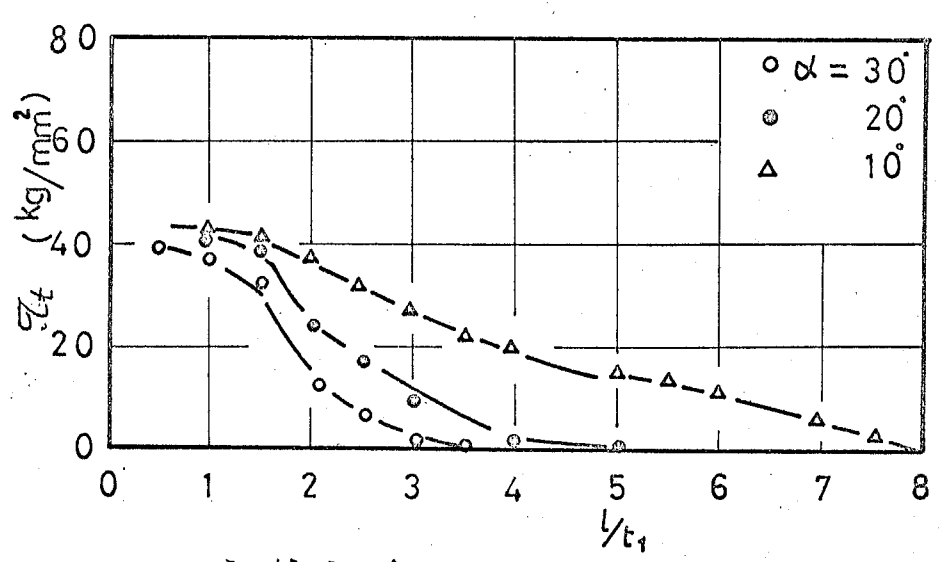
工具材料種 P20, 被削材料種 7-J黄銅

(a) 切削速度 48 m/min, 乾燥

図 4.3 すくい面上の応力分布



垂直応力分布

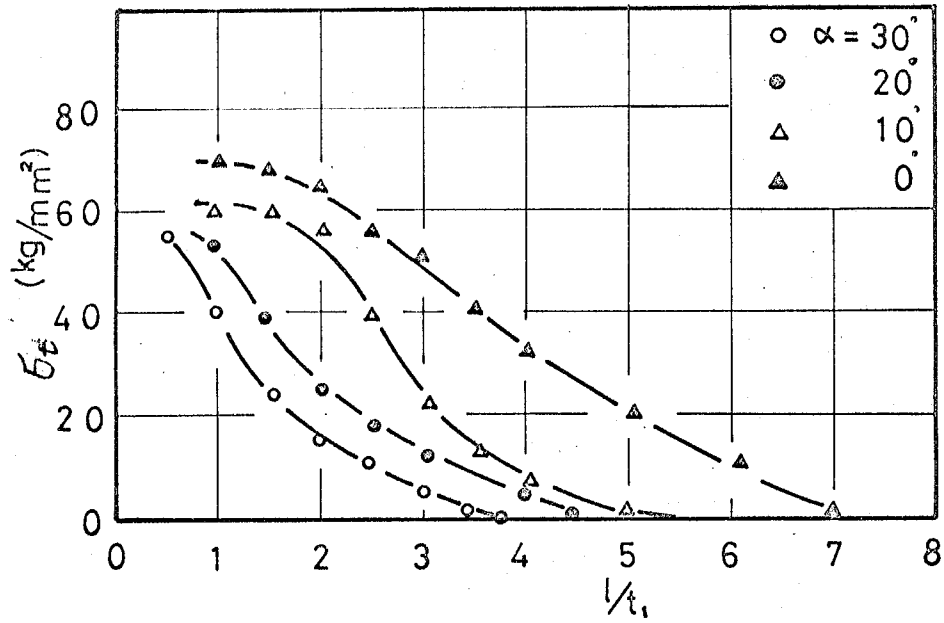


摩擦応力分布

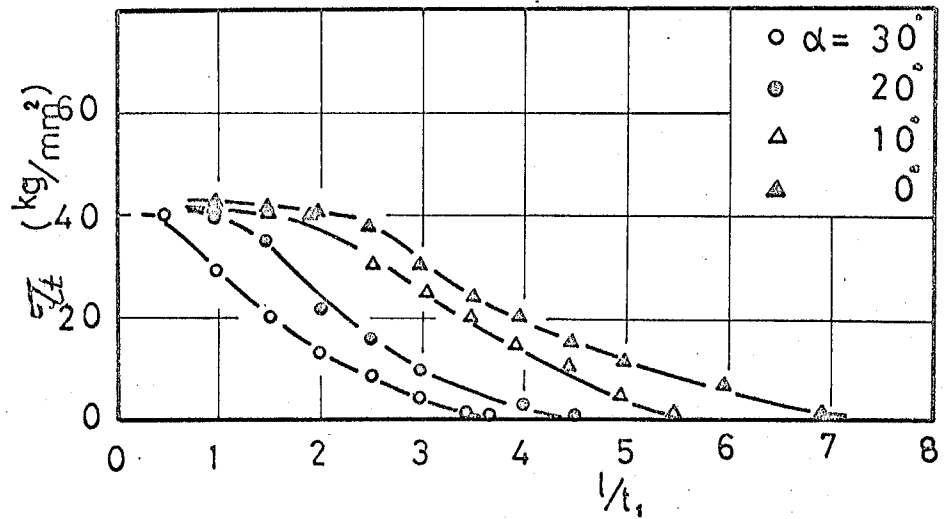
工具材材種 P20, 被削材材種 7-3 黄銅

(b) 切削速度 24 m/min, 乾燥

図 4.3 すくい面上の応力分布



垂直应力分布

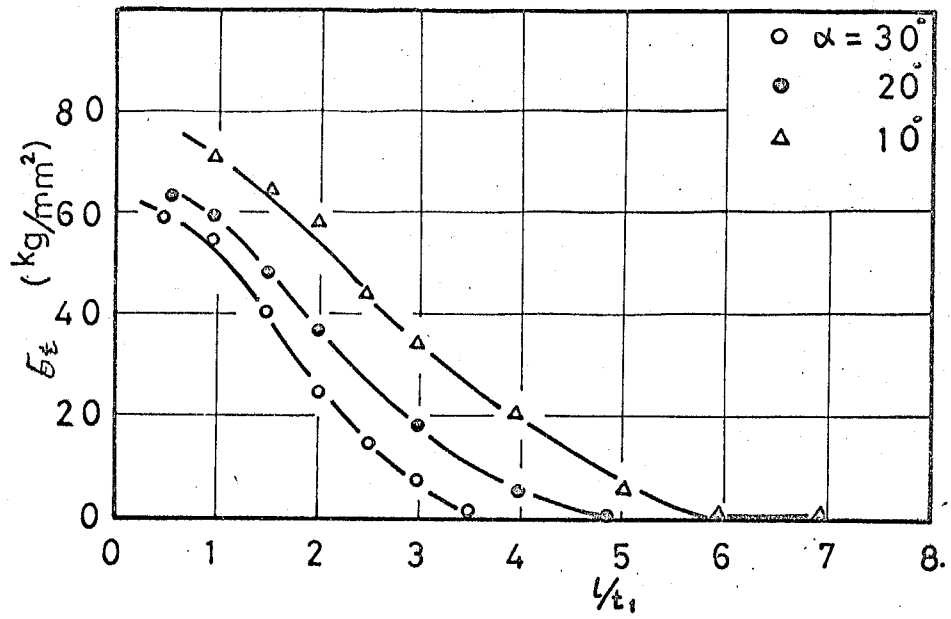


摩擦应力分布

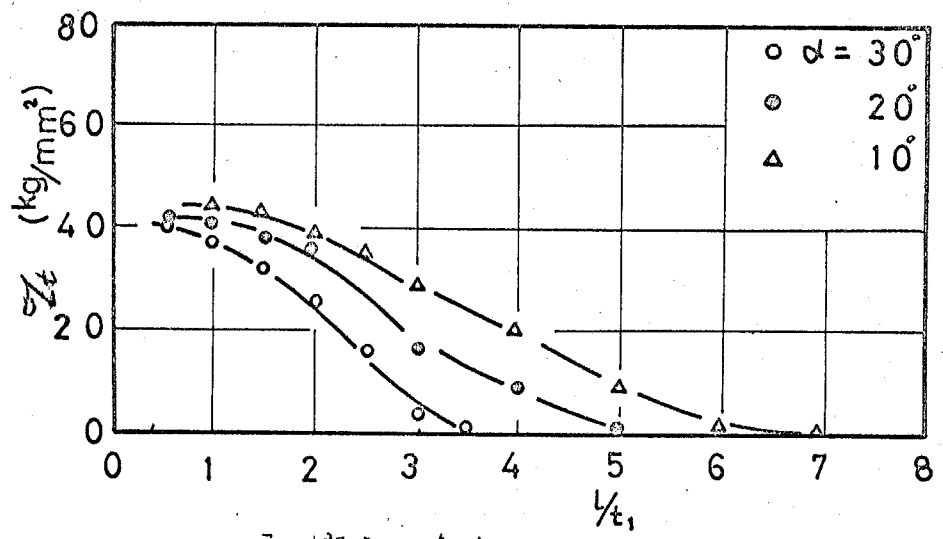
工具材料種 SK3, 被削材料種 7-3 黃銅

(c) 切削速度 18 m/min, 乾燥

圖 4.3 有 z 面上之应力分布



垂直応力分布



摩擦応力分布

工具材料種 SK3, 被削材料種 7-3黄銅

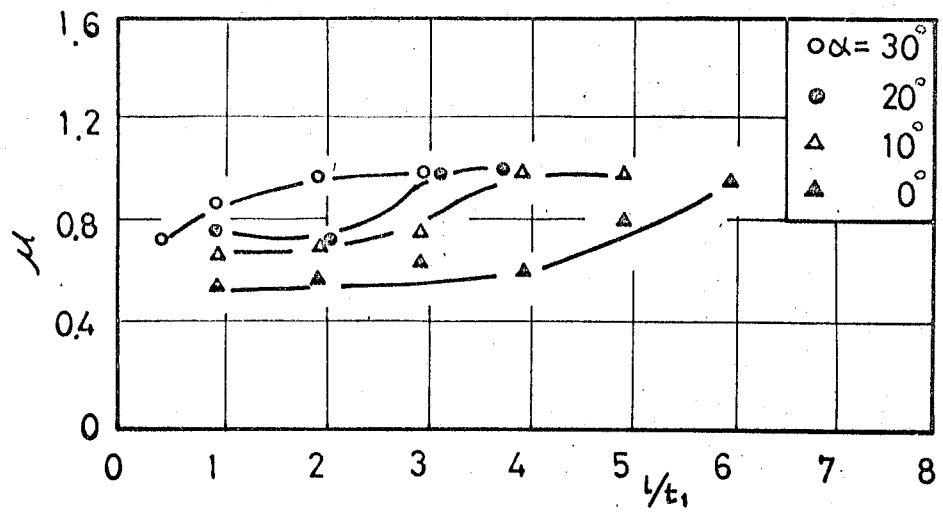
(d) 切削速度 2A^m/min, 乾燥

図A.3 寸くし面上の応力分布

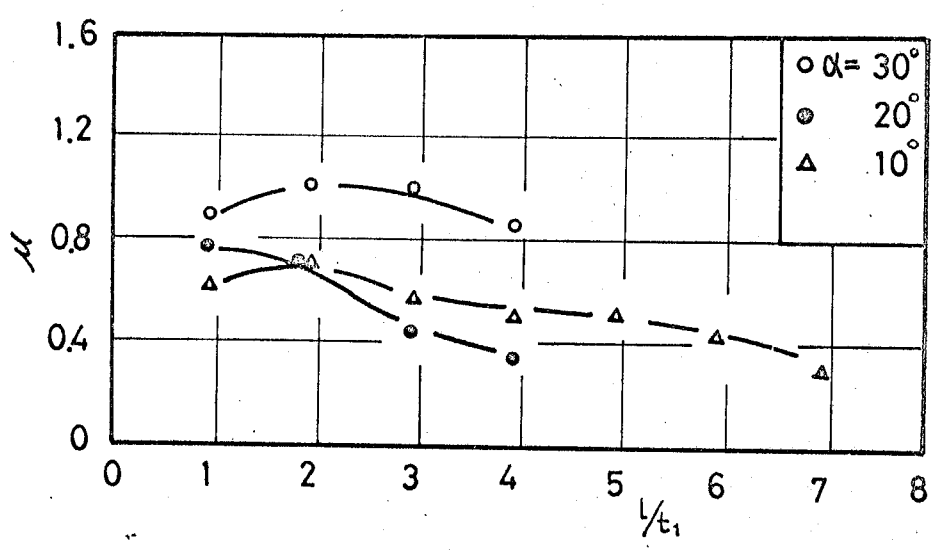
あり、同図(c)、同図(d)は同じく7-3黄銅を炭素工具鋼SK3の
 工具で切削した場合である。いずれの場合も摩擦応力(σ_f)の最
 大値はすくい角が減少すると増大するもののその変化は必ずか
 である。これに反し垂直応力(σ_x)の最大値はすくい角が減少す
 るにしたがって急激に増加しその差はすくい角30°と0°では2倍
 以上にもなる。

図4.4にすくい面に沿った摩擦係数 $\mu(=\sigma_f/\sigma_x)$ 分布の例を示す。
 同図(a)、同図(b)は7-3黄銅とP20の組合わせの場合であり、同
 図(c)、同図(d)は7-3黄銅とSK3の組合わせの場合である。す
 くい面上の摩擦係数はこれらの例にも見られるように一様とな
 く一般に垂直応力の大きい工具先端では小さくなっており同桌
 から見られるにしたがって大きくなっていく。またこの摩擦係数
 の分布状態は同一の工具、被削材の組合わせにもかかわらず、
 工具すくい角の変化によっても異っており、一般にすくい角が
 大なるほど大きな摩擦係数値となっている。

図4.5は摩擦応力(σ_f)と垂直応力(σ_x)の関係を示したもので
 ある。同図(a)、同図(b)は7-3黄銅とP20の組合わせの場合であ
 り、同図(c)、同図(d)は7-3黄銅とSK3の組合わせの場合であ
 る。一般に垂直応力の増加に伴って摩擦応力は増加するもの
 のその増加割合は減少し、除々に一定の摩擦応力値に達するよ
 うである。また工具すくい角が大でせん断角が大、しなびがって

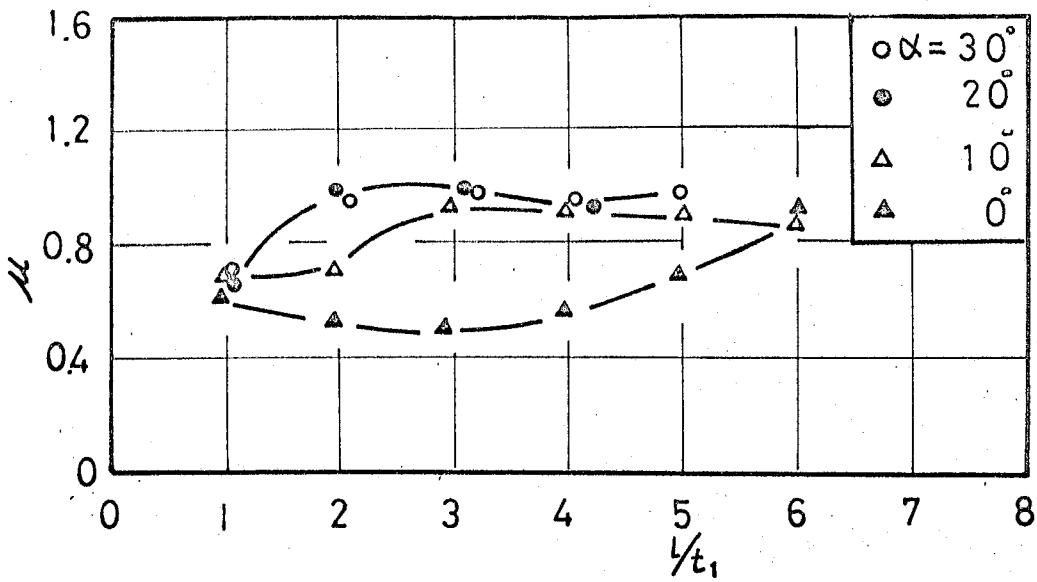


(a) 切削速度 48 m/min

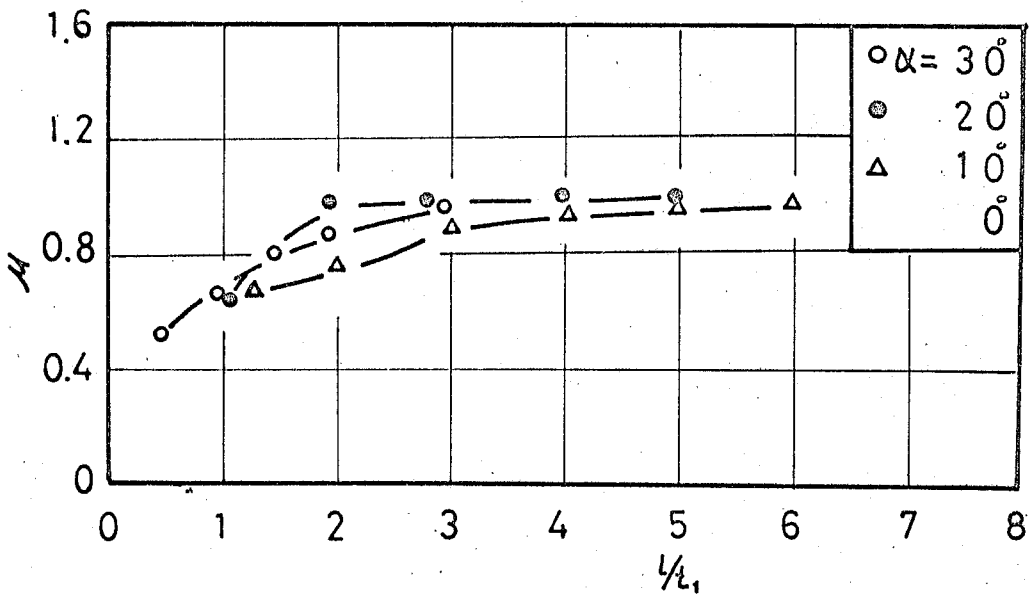


(b) 切削速度 24 m/min

工具材材種 P20, 被削材材種 7-3 黃銅, 乾燥
 圖 A.A. 寸 L の面上の摩擦係数分布



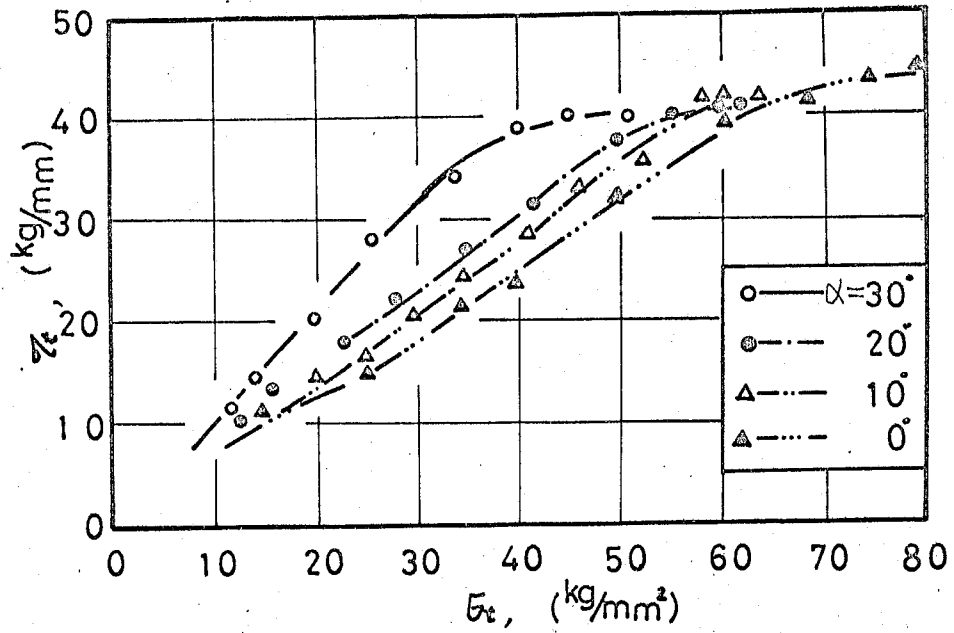
(c) 切削速度 48 m/min



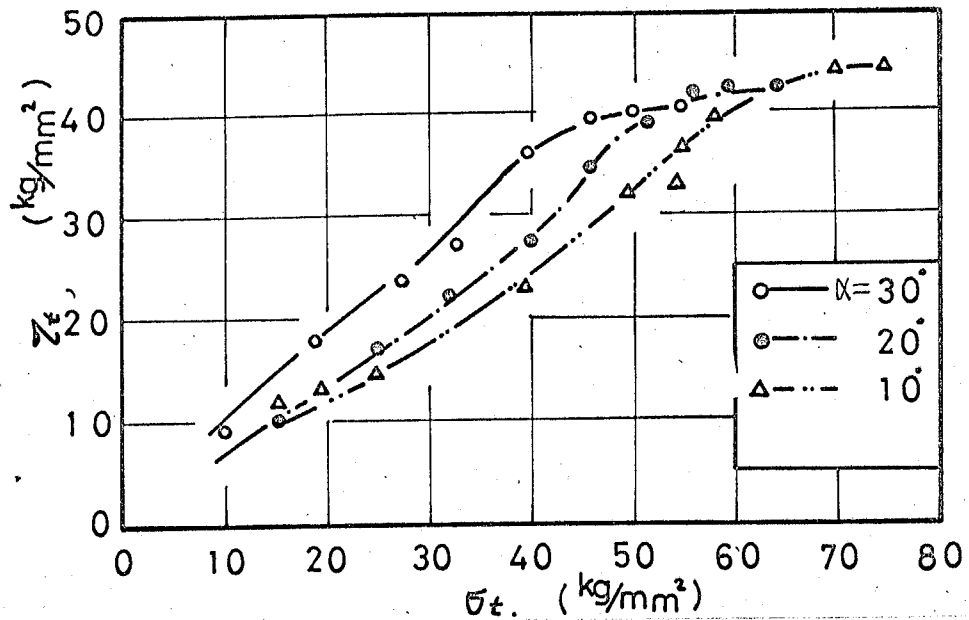
(d) 切削速度 24 m/min

工具材料種 SK3, 被削材料種 7-3 黄銅, 乾燥

图 4.4 工具面上之摩擦系数分布



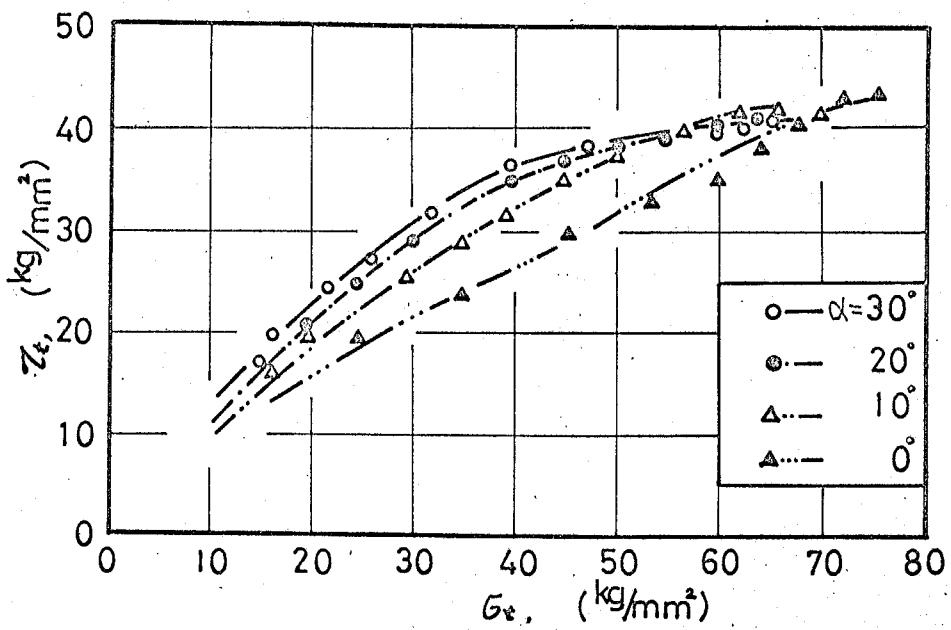
(a) 切削速度 48 m/min



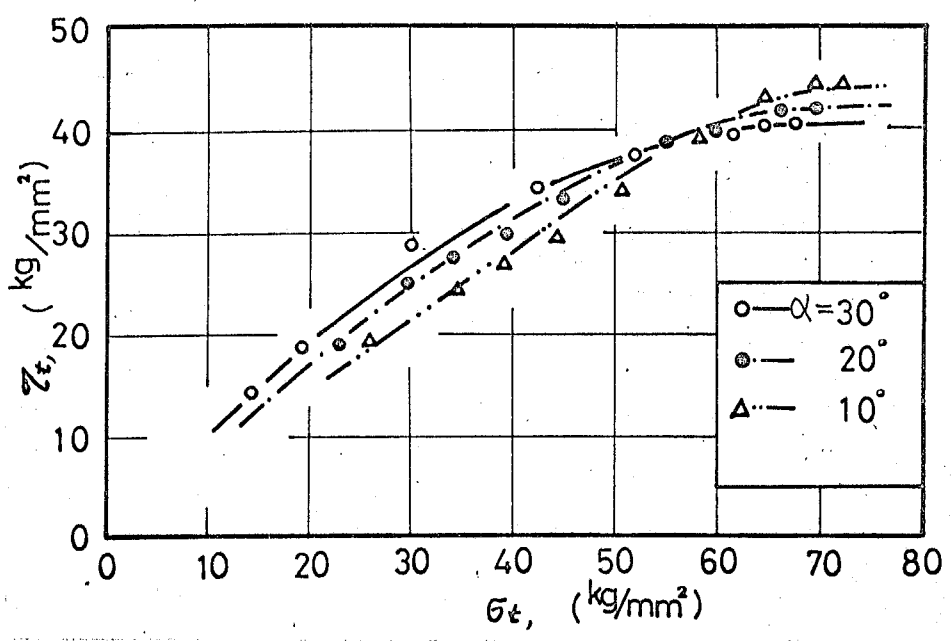
(b) 切削速度 24 m/min

工具材料種 P20, 被削材料種 7-3 黃銅, 乾燥

図 4.5 垂直力 (Z_t) と 摩擦力 (σ_t) の 関係



(c) 切削速度 48 m/min



(d) 切削速度 24 m/min

工具材料種 SK2, 被削材料種 7-3 黄銅, 乾燥

図 4.5 垂直力 (σ_t) と 摩擦力 (τ_t) の 関係

切くす内のひずみが小さく、加工硬化の少いと考えられる場合には、すくい角の小エウコルと逆の場合よりも垂直応力に対する摩擦応力の増大が大きい。しかし最大摩擦応力はすくい角が小なほど大きくなる。このように $\sigma_x \sim \sigma_y$ の関係でも同様とはならず切削条件によっても影響を受けている。

§4.0 工具すくい面上の摩擦状態および影響因子

4.3.1. 摩擦の形態

前項で示したように工具すくい面上の摩擦係数の値は一定ではない。また $\mu_s \sim \mu_k$ の単一の関係の摩擦特性としても表現出来ず切削条件による諸因子の影響をも受けている。したがって摩擦の機構にちかかってすくい面上の摩擦応力状態を再考する必要がある。

F. P. Bowden⁽⁸⁾らの研究にも明らかのように、一般に金属同士の摩擦において摩擦力は堀起こし力とせん断力の和として表現出来る。これらの力はいずれも摩擦金属の母材の性質と密接な関係にあるが、特に摩擦状態にある一方の金属が他方に比して非常に硬い場合には堀起こし力、せん断力とも軟かい金属の性質が顕著にあらわれくる。

切削における工具すくい面と切くすの摩擦は非常に硬い工具と比較的軟かい切くすとの摩擦であり上述の場合にあてはまる。また硬い工具すくい面が平滑であるため、堀起こし作用がほとんど働かないと考えられる。したがってこの場合の摩擦力はせん断力の作用が支配的であると考えられ、摩擦率でのせん断力が重要な因子となる。

以上の前提のもとに工具すくい面の摩擦機構を考察してみたい。

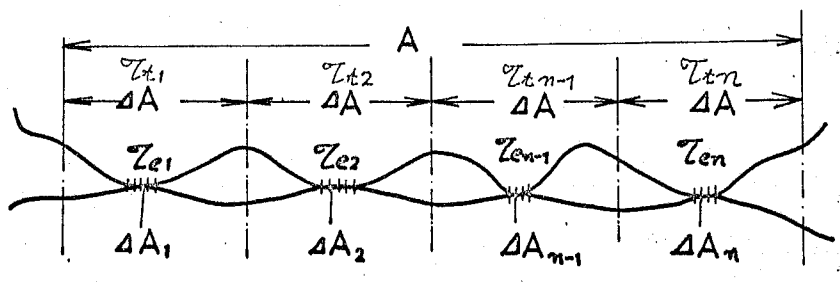


図 4.6 摩擦接触部の状態

工具すくい面と切くずとの摩擦模型を図 4.6 に示すが、一般に同図のように両者の接触は完全接触とはならない。よき見かけの接触面積を A 、見かけの微小接触面積を ΔA 、同部のせん断応力を $\tau_{t1}, \tau_{t2}, \dots$ 、各接触部における真実接触面積を $\Delta A_1, \Delta A_2, \Delta A_3, \dots$ 、同部におけるせん断強さを $\tau_{e1}, \tau_{e2}, \tau_{e3}, \dots$ とすると、この時の摩擦応力 F は

$$\begin{aligned}
 F &= \Delta A_1 \tau_{e1} + \Delta A_2 \tau_{e2} + \dots = \sum_{i=1}^n \Delta A_i \tau_{e_i} \\
 &= \Delta A \tau_{t1} + \Delta A \tau_{t2} + \dots = \sum_{i=1}^n \Delta A \tau_{t_i} \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

となる。一方摩擦応力 τ_{t_i} は見かけの微小接触面積 ΔA の平均応力であり、 $\tau_{t_i} = \tau_{e_i} \cdot \Delta A_i / \Delta A$ である。見かけの微小接触面積 ΔA 内では τ_{e_i} は一定と考えると良いから任意の ΔA 内を考えると $\tau_{e_i} = \tau_e$ とおけば、 τ_{t_i} は次式となる。

$$\tau_{xi} = \tau_{ei} \cdot \frac{\Delta A_i}{\Delta A} = \tau_e \cdot \frac{\Delta A_i}{\Delta A} \quad (4.6)$$

ここで $(\frac{\Delta A_i}{\Delta A})$ は ΔA 内の真実接触面積 (ΔA_i) と見かけの接触面積 (ΔA) との比を示している。式 (4.6) で示されるように任意位置の摩擦応力はその位置における真実接触面積比 ($\frac{\Delta A_i}{\Delta A}$) と同位置の接触部のせん断強度 (τ_{ei}) との積で与えられる。

通常の軽負荷の摩擦にあつては $\frac{\Delta A_i}{\Delta A} = 10^{-3} \sim 10^{-6}$ の値となり、一定温度においては真実接触面積はほぼ垂直力に比例して増加する。しかし切削工具すくい面接触部におけるように大きな垂直応力 σ_x を受ける場合には真実接触面積と見かけの接触面積の比 (以後 A_r/A という) は 1 に近づき最後には 1 となり完全接触状態となることもある。この事実は M.C. Shaw⁽⁴⁾ の示唆からも予想される。

このように σ_x の増加とともに A_r/A が 1 に近づくことは軟金属である切くずが降伏し接触点付近で塑性変形が進行するためである。したがって真実接触面積は σ_x とこの接触点における切くずの降伏応力 τ_{yield} との比の関数と考えられる。すなわち、

$$\frac{A_r}{A} = f\left(\frac{\sigma_x}{\tau_{yield}}\right) \quad (4.7)$$

特に本研究における切削の場合には工具すくい面の摩擦状態は切削により生じた直後の新生面と常に擦過されている工具すくい面との接触でありその間には介在物を持たないで直接金属同士の溶着が生じ、その場所のせん断強度はほぼ軟金属のせん断

降伏強さを等しいと考⁽⁸⁾えらるから $\tau_{yield} \doteq \tau_e$ とおけば式(4.6)
(4.7)より

$$\tau_x = \tau_e f\left(\frac{\sigma_x}{\tau_e}\right)$$

したがって

$$\frac{\tau_x}{\tau_e} = f\left(\frac{\sigma_x}{\tau_e}\right) \quad (4.8)$$

ここで τ_e は接触点附近の母材の降伏応力で代表させれば良く、
この値を得ることが出来れば図4.5の値を用いて式(4.8)の関
数形を決定することが出来る。また温度分布があれば、 τ_e に對
する効果とは別に式(3.8)は次の形であらわせば良い

$$\frac{\tau_x}{\tau_e} = f\left(\frac{\sigma_x}{\tau_e}, \theta\right) \quad (4.9)$$

ただし、 θ : τ_e を考⁽⁸⁾えるスケールでの平均温度

以上の検討により摩擦力に及ぼす影響因子としては τ_e, σ_x, θ
があり、このうち τ_e は着目点における被削材のせん断強さであ
るから第2章で示したようにひずみ、ひずみ速度、ひずみ速度
履歴、温度の関数である。

4.2.2. 工具すくい面接触部における切くずのせん断強さ(τ_e)

工具すくい面の摩擦特性は式(4.9)に示したように摩擦面の

応力分布 (σ_x, σ_y 分布) および接触部のせん断降伏強さ τ_e , 同部の温度 θ を変数とする関数と考えられるが, これらのうち τ_e についての検討をまず行う。

第2章で示したように一般に金属のせん断強さ (τ_e) はせん断ひずみ (γ), せん断ひずみ速度 ($\dot{\gamma}$), せん断ひずみ速度の履歴, 温度 (θ) の関数であり, 本実験の材料については次のようになる。

アルミニウム

$$\tau_e = 13.4 \left\{ 0.588 + \int_{\dot{\gamma}=h(\gamma)}^{\dot{\gamma}} \left(\frac{\dot{\gamma}}{1000} \right)^{0.064} \cdot d\dot{\gamma} \right\}^{0.3} \cdot \left(\frac{\dot{\gamma}}{1000} \right)^{0.057} \cdot \exp(153.0/\theta)$$

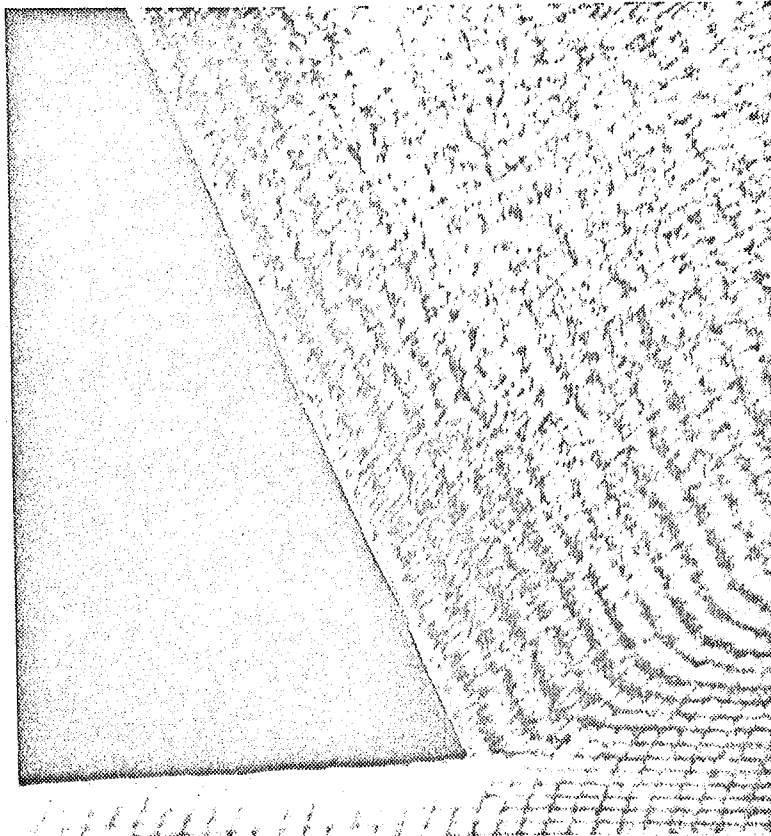
7-3 黄銅

$$\tau_e = 31.3 \left\{ 0.01 + \int_{\dot{\gamma}=h(\gamma)}^{\dot{\gamma}} \left(\frac{\dot{\gamma}}{1000} \right)^{0.06} \cdot d\dot{\gamma} \right\}^{0.5} \cdot \left(\frac{\dot{\gamma}}{1000} \right)^{0.024} \cdot \exp(56.7/\theta)$$

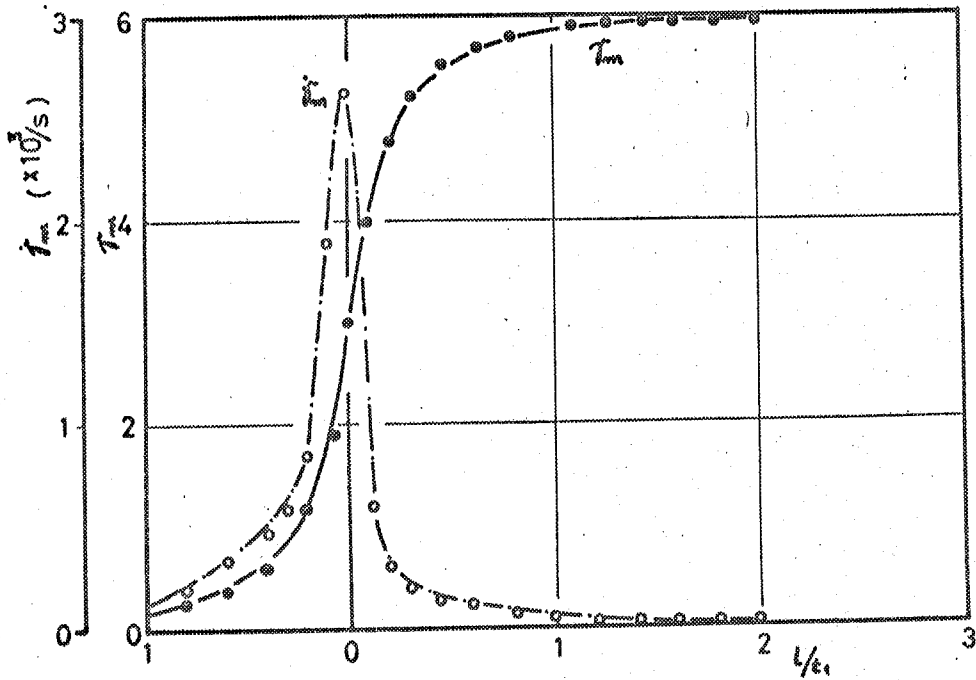
(A.10)

ただし, $\dot{\gamma} \leq 5$ のときは $\dot{\gamma} = 5$ とする。したがって τ_e を知るためには γ , $\dot{\gamma}$, $\dot{\gamma} = h(\gamma)$ および θ を求める必要がある。

図 A.7(a) はすくい面に沿った変形状態 ($\gamma, \dot{\gamma}$) の測定に用いた格子線変形の一例であり, すくい面に沿った流線について変形を測定することにより γ , $\dot{\gamma}$, $\dot{\gamma} = h(\gamma)$ がわかる。同図(b) は同図(a) より γ , $\dot{\gamma}$ を測定した例であり, $\dot{\gamma}$ は刃先付近で急激に増加し, すくい面に沿っても徐々ではあるが増加していることがわかる。またこれに対応して γ は刃先付近で非常に大であり, すくい面上では急激に減少している。この急激なひずみ速度の変化は式(A.10) 右辺の積分項が無視出来ないことを示すもの



(a) ずくい面に沿う格子変形の一例



(b) ずくい面に沿う最大せん断ひずみ速度、最大せん断ひずみ

切削条件：被削材 7-0黄銅，工具 $PK\delta(0.00, 0.5, 0, 0, 0)$ ，乾燥
 切削速度 24 m/min

図4.7 ずくい面に沿う変形状態の例

である。

次にすくい面上の温度分布の測定法を示す。測定法は第3章で述べた赤外線法もあるが、より直接的であると考えられる図4.8に示す方法を用いた。

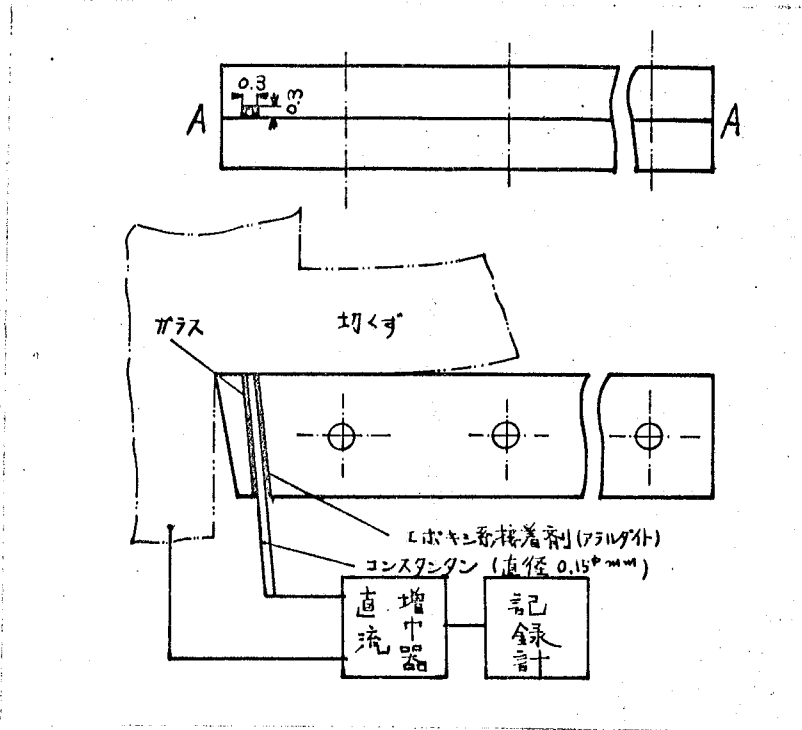
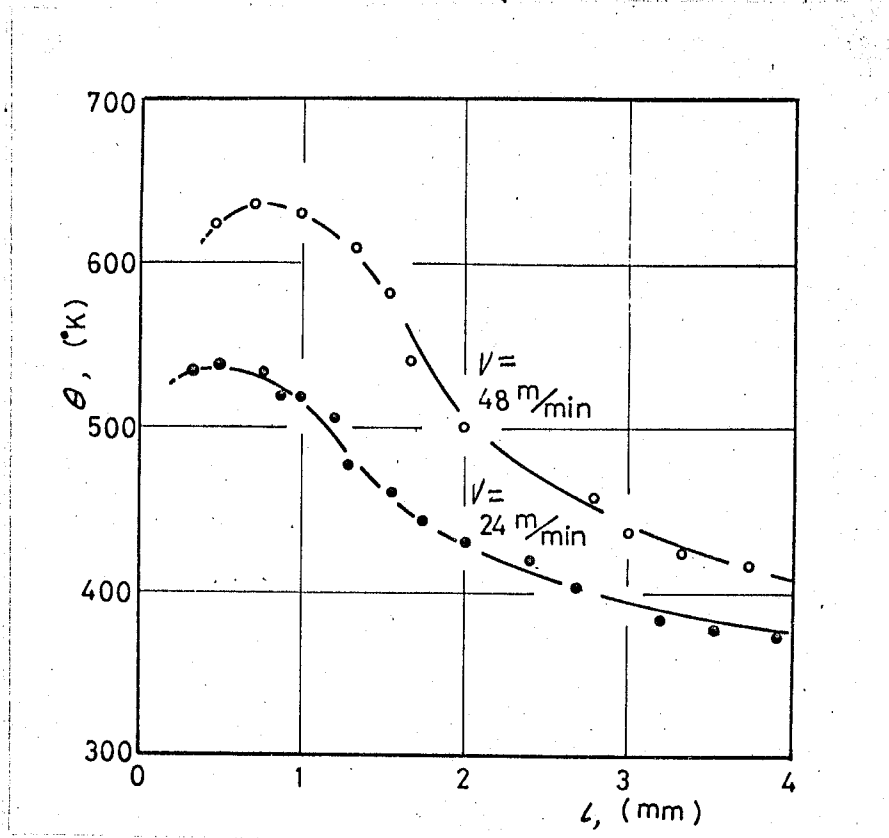


図4.8 工具すくい面温度の測定法

測定は被削材料-コンスタンタン線を素子とする熱電対法であり、工具内をとおってすくい面に露出したコンスタンタン線と切くす裏面との接点が高温度接点となる。工具内に細孔をあける困難さを避けるため工具は図示のA-A断面で2分割し分割面の片方に刃先より任意の距離に幅×深さ： $0.3 \sim 0.35 \times 0.3 \sim 0.35$ mmの溝を彫った。そしてガラス管で絶縁した 0.15ϕ mm のコンスタ

ンタン線をボルト(アラルダイト)とアルジナセメントと共に溝中に埋込み、先端をすくい面上に露出させ、以後工具をボルト締めし一体とし、測定は同一切削条件のとき工具の前逃げ面を研削すれば、コンスタンタン線の刃先からの埋込み位置を任意に変えることができ、切くす接触面の各部の温度を知ることができる。

すくい面上の温度分布の測定例を図4.9に示す。



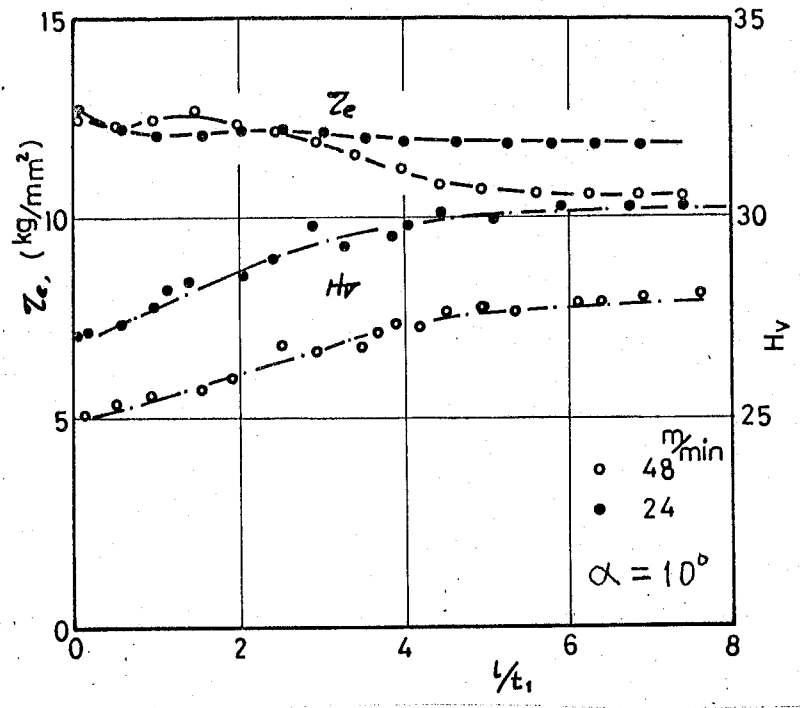
切削条件: 被削材 7-J黄銅, 工具 SK3(0.30, 0.5, 0.0, 0.0),
 切削厚 1 mm, 切削幅 6 mm, 切削剤 乾燥

図4.9 工具すくい面上の温度分布

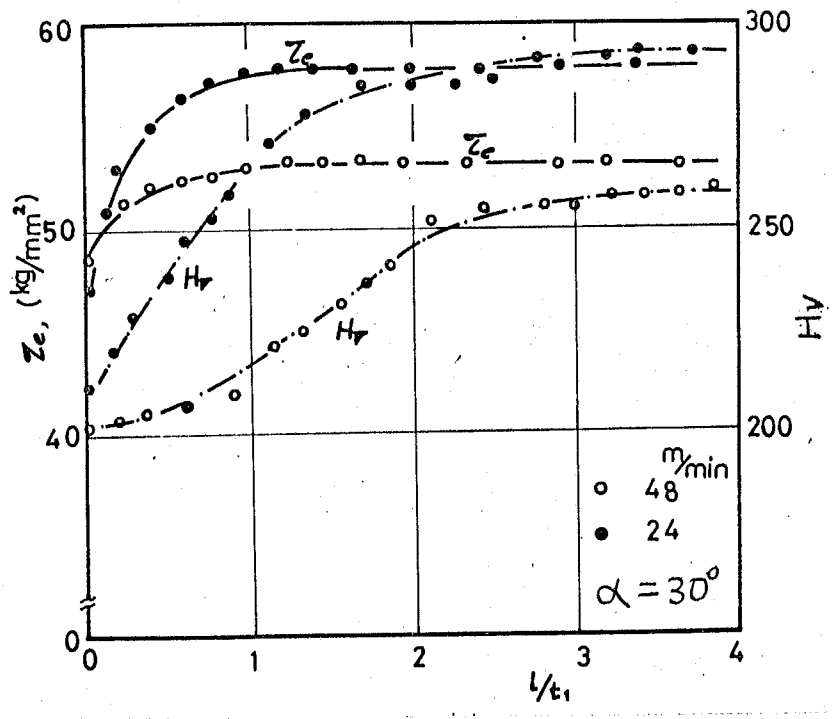
図示のようにすくい面温度は刃先よりもはなれた位置で最高値を示しており、この位置は切削速度の上昇とともに刃先より遠ざか

かる傾向を示している。これらの結果は第3章図3.11の結果と一致するものである。

図4.7, 図4.9の結果と式(4.10)を用いてすくい面に接する部分の切くずの σ_e を求めた結果を図4.10に示す。同図(a)はアルミ=ウレ・SK・Sの組合わせであり、同図(b)はク-0黄銅・SK・Sの組合わせの場合である。なお参考のためマイクロビッカースによる硬さの測定結果をも示してある。同図で明らかのように、すくい面に接する切くずの σ_e は一樣でない。同図(a)では σ_e は刃先部で高くなり、刃先からはなれるにしたがって低くなっていく。また同図(b)の例ではこれとは逆に σ_e は刃先から徐々に上昇している。この σ_e の変化は切削条件によっても異なっている。一方硬さは同図(a), 同図(b)いずれの場合でも刃先からはなれるにしたがって上昇し一定値となっている。このように σ_e と硬さは必ずしも同一の傾向となっていない。これは σ_e は変形中のひずみ速度、温度でのせん断強さでありいれは動的降伏強さともいうべきものであるのに対し、硬さは静的なしかも室温での降伏強さを示しているためである。



(a) 工具材料種SKD, 被削材料種アルミ, 乾燥



(b) 工具材料種SKD, 被削材料種7-3黄銅, 乾燥

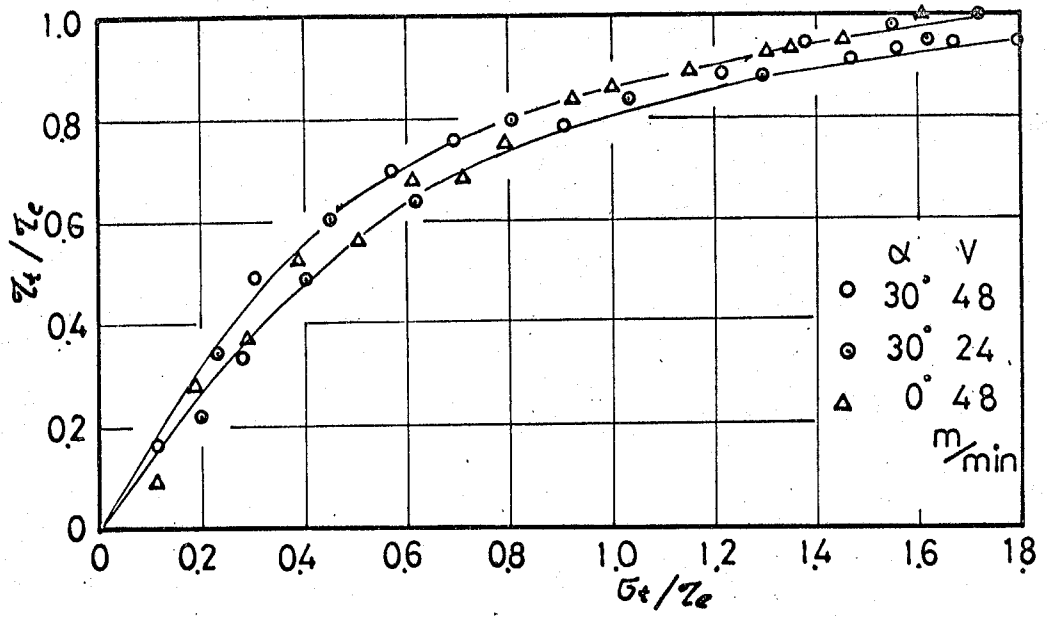
図 4.10 切くす裏面の Z_c, H_v の分布

8.4.4. 工具すくい面上の摩擦特性

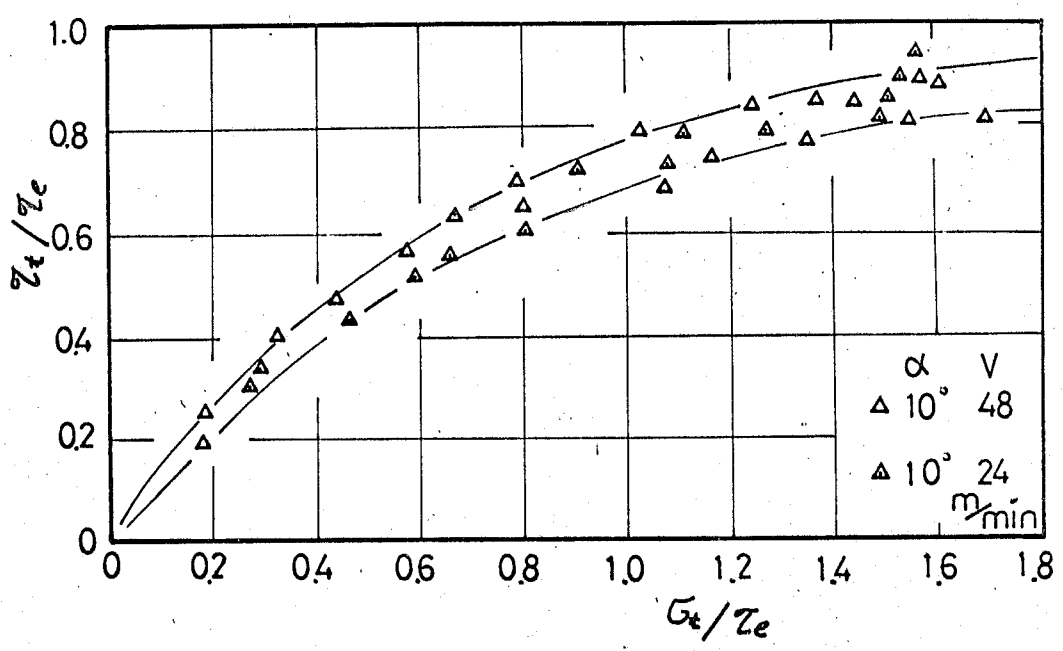
4.4.1. 摩擦特性を示す関数

工具すくい面上の摩擦特性を式(4.9)で表現したのが同式中の関数 $f(\frac{\sigma_{te}}{\tau_e})$ の形については不明であったのでこれについて検討を行う。

図4.11は工具・被削材料の組合わせごとに図4.9の結果、および図4.10の τ_e を用い、 $\frac{\sigma_{te}}{\tau_e} \sim \frac{\sigma_{te}}{\tau_e}$ の関係を示したものである。同図(a)はアルミニウム・P20の場合であり、同図(b)はアルミニウム・SK3の場合であり、さらに同図(c)は7-3黄銅・P20、同図(d)は7-3黄銅・SK3の場合を示す。これらの図で見ると、両者の関係は工具・被削材料種の組合わせを別にすれば工具すくい角、切削速度の変化にもかかわらずほぼ1本の曲線であらわされる。したがって、アルミニウムを切削する場合(同図(a)および(b))には多少バラツキが認められる。工具・被削材料種全ての組合わせにおいて $\frac{\sigma_{te}}{\tau_e}$ が増大するにしたがって $\frac{\sigma_{te}}{\tau_e}$ も増大し、一定値1に近づく事がわかる。すなわち式(4.9)で示した関数 $f(\frac{\sigma_{te}}{\tau_e})$ は、切削条件の変化には無関係に工具・被削材料種の組合わせごとに一つの形であらわせることがわかる。式(4.8)を式(4.6)と比較すればすぐわかるように関数 $f(\frac{\sigma_{te}}{\tau_e})$ すなわち図4.11の結果はすくい面上の任意の部分の真実接触面積(A_r)と見かけの接触面積(A)の比(A_r/A)を示すものであり、

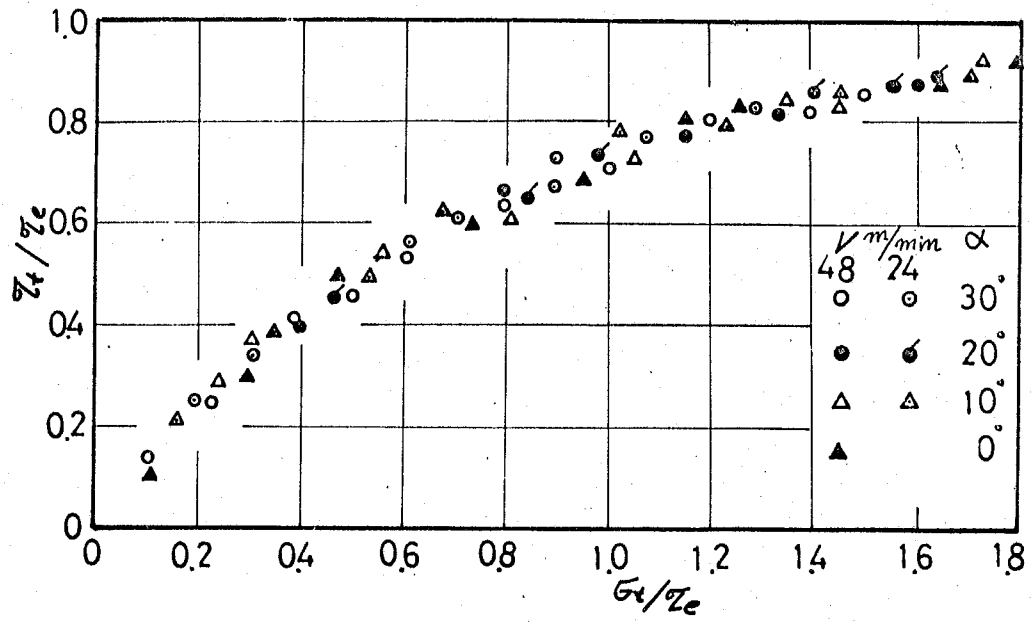


(a) 工具材料種 P20, 被削材料種 S45C, 乾燥

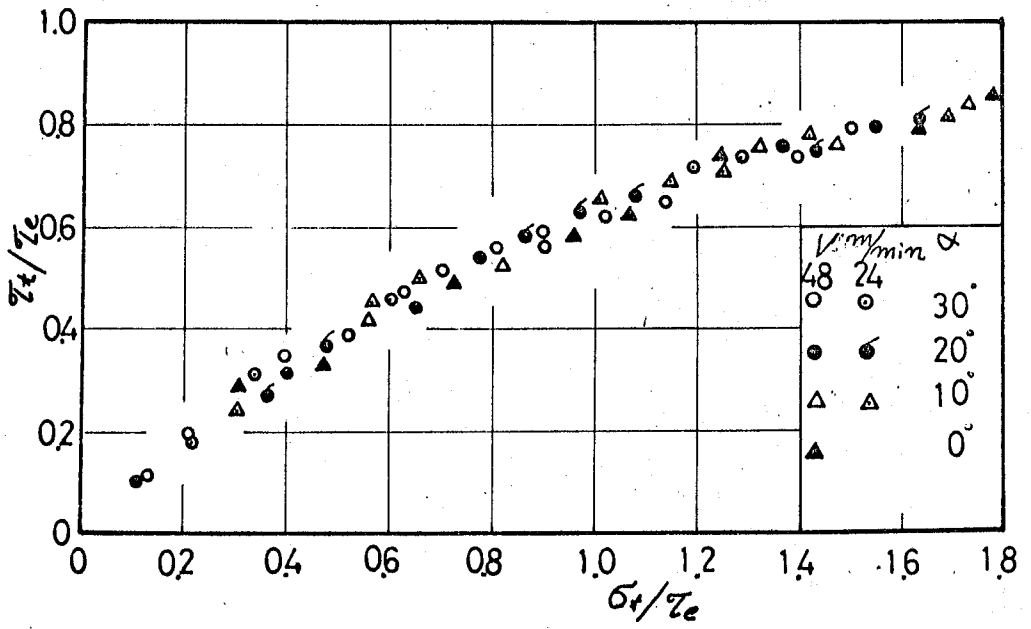


(b) 工具材料種 SKD11, 被削材料種 S45C, 乾燥

図 A.11 z_t/z_e と G_t/z_e の関係



(c) 工具材料種 P20, 被削材料種 7-3 黃銅, 乾燥



(d) 工具材料種 SK2, 被削材料種 7-3 黃銅, 乾燥
 圖 A.11 σ_t/σ_e と α_t/α_e の關係

関数 $f(\frac{\sigma_t}{\tau_e})$ が $\frac{\sigma_t}{\tau_e}$ の増大とともに一定値 1 に漸近することは
 極限状態では $A_r = A$ (全面接触状態) となることを示すもので
 ある。図 4.11 をさらに詳しく検討するにため $1 - (\frac{\tau_t}{\tau_e})$ と $\frac{\sigma_t}{\tau_e}$ と
 の関係も片対数グラフ上に示すと図 4.12 を得る。同図 (a) はア
 ルミニウムを被削材とする場合であり、同図 (b) は γ -黄銅を被
 削材とする場合である。同図 (a) に見るようにアルミニウムを
 被削材とする場合には多少バラツキがあるが、工具・被削材材
 種の組合わせごとくに 1 本の直線で整理することが出来る。この
 結果より式 (4.8) は次式に具体化される。

$$1 - \frac{\tau_t}{\tau_e} = \exp(-\lambda \cdot \frac{\sigma_t}{\tau_e})$$

または

$$\frac{\tau_t}{\tau_e} = 1 - \exp(-\lambda \cdot \frac{\sigma_t}{\tau_e}) \quad (4.11)$$

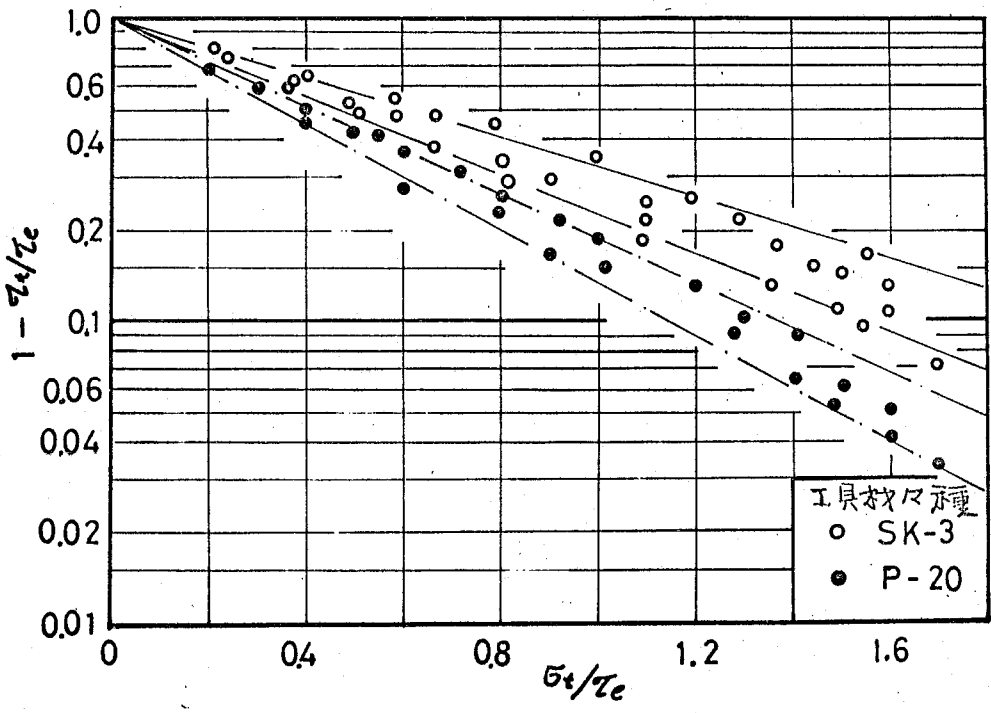
ここで λ の値は工具材種と被削材材種の組合わせによって定ま
 る定数で同一条件のもとでの両材種のくっつきやすさ、親和性
 とも言うべきものを示すと考えられる。

次に式 (4.11) で示される摩擦特性と γ -ロン法則との関係を
 検討しておく。

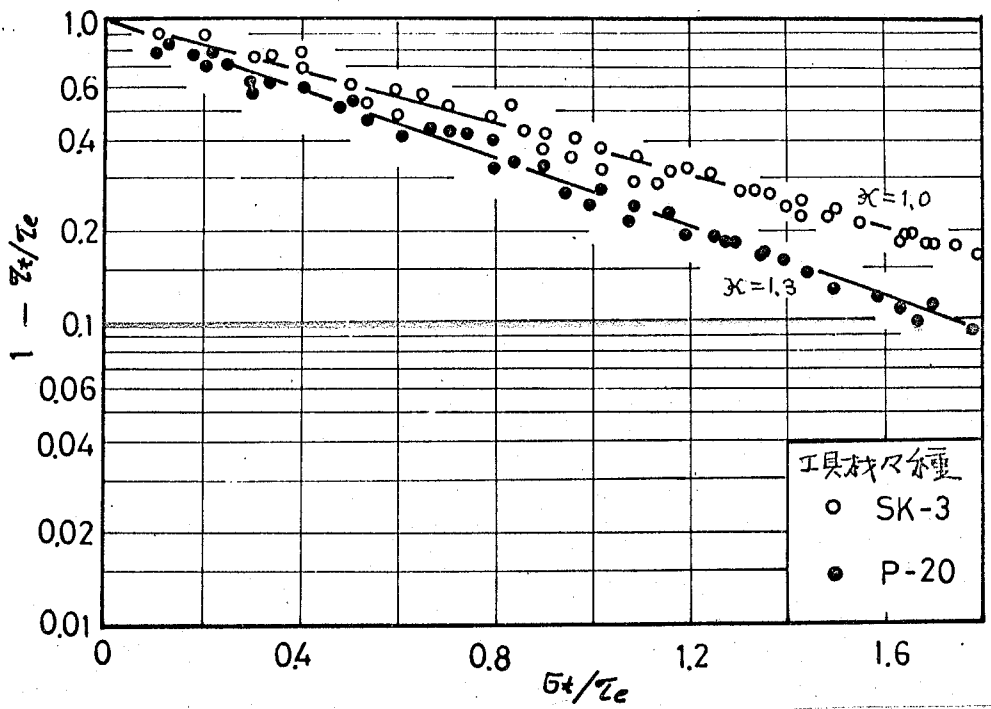
式 (4.11) を垂直応力 σ_t で微分すると、

$$\frac{d\tau_t}{d\sigma_t} = \lambda \exp(-\lambda \cdot \frac{\sigma_t}{\tau_e})$$

となるが、 γ -ロン摩擦法則は小さい垂直応力の場合に成立す
 るものであるから上式で $\sigma_t \neq 0$ とおくと



(a) 被削材材種 アルミウム, 乾燥



(b) 被削材材種 7-3黄銅, 乾燥

図 A.12 $1 - (z_t/z_e)$ と σ_t/z_e の関係

$$\frac{d\tau}{d\alpha} = \lambda = \text{const}$$

となる。すなわちフーロン法則は式(4.11)の一般的表現に含まれるわけである。

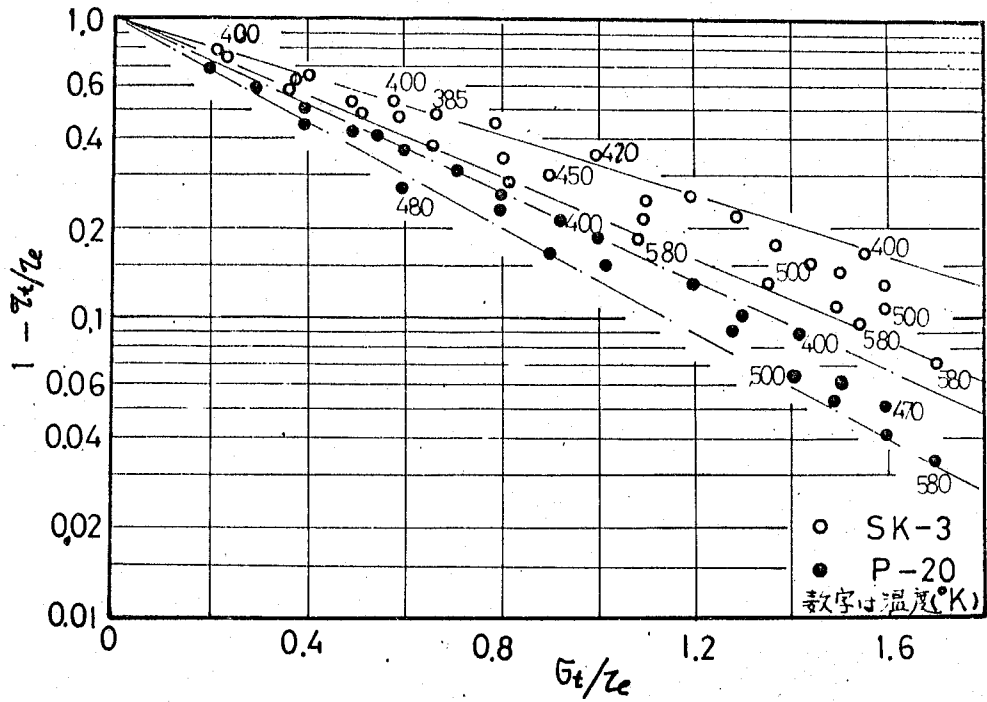
4.4.2. 摩擦特性に対する温度の影響

式(4.11)で表わされる工具すくい面上の摩擦特性にはすでに温度の影響が τ_0 の変化として含まれているが、これは落着桌の落着強さに影響するものである。式(4.11)に含まれるもう一つの因子として工具・被削材間の落着しやすさがある。この値を示すものが同式中の λ である。

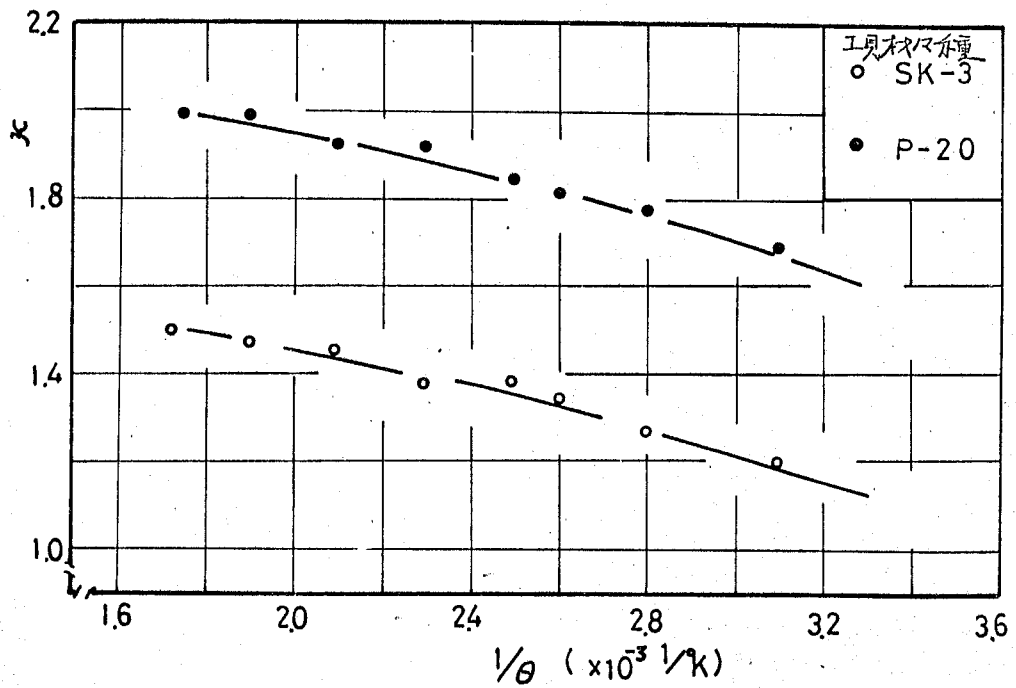
二つの新生面の落着のしやすさはその面の活性化エネルギーに左右され、この値はその面の温度の関数になると思われる。したがって温度の影響は落着桌の強さと落着しやすさの二つに分離して考察する必要がある。

図4.13はアルミニウムに対する図4.12(a)のデータに温度の値を記入したものである。同図より温度が増すにしたがって直線の傾斜すなわち式(4.11)の λ の値が増大し、落着が起りやすくなることかわかる。これに対し7-3黄銅を被削材と

する場合には図4.12(b)に示したように工具材との組合わせごとにほぼ1本の直線であり、この程度の温度(650°K)では λ の値が変化しないものと考えられる。図4.14はアルミニウムを被削材とするときの λ と θ の関係を示したものである。なお、アルミニウムと7-3黄銅の λ の温度変化に関する上述の相違が何に起因するかは明らかでない。今後の問題として研究してゆきたいと考えている。



被削材材種 アルミ=ウム
 図 4.13 G_t に対する温度の影響



被削材材種 アルミ=ウム
 図 4.14 G_t と温度の関係

§4.5. 結論

切削時の切くず生成を支配する工具すくい面上の摩擦係数をせん断域の変形と独立に決定することはできない。せん断域での変形状態との関連において考えるとき、摩擦係数そのものを単独に予想することは無理であり、摩擦応力(τ)と垂直応力(σ_n)との関係、すなわち摩擦特性式を種々の影響因子も含んだ形で表現しておき、これを用いて切削過程全体のシミュレーションから摩擦係数を具体的に求める論理をとるべきものと考えられる。

工具すくい面上の摩擦特性を求めためすくい面を分割して特殊な工具を用い、実際の金属切削における摩擦状態、せん断域、2次変形域の変形状態を実測、検討して摩擦特性への影響因子を抽出し、これらの関係を実験的に求めた。本章での結論を以下に述べる。

1. 乾式切削における工具すくい面上の摩擦においては、同部分に接触している切くずの強度(τ_c)分布、被削材材種・工具材種の種類によって定まり切削条件とほぼ無縁の定数(μ)が影響因子となる。

τ_c は第2章で示した材料の流動応力特性と変形環境であるひずみ、ひずみ速度、ひずみ速度履歴、温度から求められる。 μ は被削材・工具の親和性を示すものであり温度により若干変化する。

2. 摩擦特性式は次式で示される。

$$\tau_x = \tau_e \{1 - \exp(-\lambda \frac{\sigma_x}{\tau_e})\}$$

ただし τ_e : 着目点の切くすのせん断降伏強さ。

λ : 被削材材種・工具材材種によって定まる定数。

τ_x : 摩擦応力, σ_x : 垂直応力である。

3. 摩擦特性に対する温度の影響は二つあり、一つは落着部の強さ (τ_e) に影響するものであり、他の一つは落着性(親和性) (λ) に影響するものである。

文献

1. M.C. Shaw, N.H. Cooke, I. Finnie : Trans. ASME, Vol. 75 (1953-2) 273
2. I. Finnie, M.C. Shaw : Trans. ASME, Vol. 74 (1952-1) 61.
3. 佐田登志夫 : 機械学会論文集 21- (昭30) 106.
4. M.C. Shaw, A. Ber, P.A. Mamin : Trans. ASME. Vol. 82 (1960) 342
5. 臼井榮治, 竹山秀彦 : 機械試験所報 Vol. 12, no. 4 (1958)
6. 奥島哲式, 垣野義昭 : 精密機械, 36, 2, (1970) 129.
7. 切藤仁, 山口勝美, 山田又久 : 機械学会論文集, 37-298 (昭46-6) 1228.
8. バウデソ・テイバー, 曾田範宗訳 : 固体の摩擦と潤滑, 丸善

第5章 切削過程のシミュレーション

§5.1 緒言

第1章で述べたように本研究の目的は、切削とは独立した材料試験、物性試験の結果および境界条件としての工具すくい面上の摩擦法則を基礎にしたシミュレーション法によって、実際に切削を行うことなく、切削状態、切削力、切削温度分布等の諸量を具体的に求めることにある。このため第2章では被削材料の流動応力特性を切削とは独立の試験方法で解析し、塑性流動応力の一般的表示法と実験式を得た。そして第3章ではこの結果を用いて切削温度の数値解析を行い、等方性、塑性仕事の等価性の仮定のもとにこの結果を切削過程に適用して充分な近似が得られることを確かめた。さらに第4章では工具すくい面上の摩擦法則、摩擦特性を解析し、シミュレーションに際して境界条件として与えることができる表示式を得ることができた。

以上の準備により、切削過程をシミュレートし、任意の切削条件のもとでの切削状態を得ることが可能となった。すなわち与えられた切削条件のもとで切削を開始し、上述の流動応力特性、摩擦特性のもとに塑性の流動法則を満足する解を各瞬間で構成し、すくい面とせん断域の状態を同時に決定しながら切削が定常状態となるまで追跡すれば良いわけである。

これを具体的にを行うには、解の唯一性を保証しつつ、任意の

境界条件に対して一定の流動法則のもとにひずみと応力の平衡を満足する解を得る手法が必要である。このため弾塑性問題に対する有限要素法を採用した。

本章はこれを用いて切削過程のシミュレーションを行い、切削状態、切削力、切削温度分布等を求めたものである。

5.2 基本原理とシミュレーションの手法

5.2.1 有限要素法の概略

切削過程のシミュレーションには指定した境界条件、流動法則のもとで常に応力、ひずみの平衡を満足する解が得られる有限要素を用いるのが最適である。以下本章で用いる同方法の概略を示す⁽¹⁾。

いま梁で構成された構造物を考え、各要素が弾性的に挙動すると仮定すると要素節点に作用する外力 $\{F\}$ と節点の変位 $\{\delta\}$ の関係は要素の剛性マトリックス $\{k\}$ を用いれば次式のようになされる。

$$\{F\} = \{k\} \{\delta\} \quad (5.1)$$

一般に要素の剛性マトリックス $\{k\}$ は梁の断面形状、長さ等から定まる既知の値であり、 $\{\delta\}$ に対して $\{F\}$ の一方が変位の境界条件あるいは外力の値として与えられるとき、式(5.1)は多元の連立方程式となり、電子計算機等を用いれば他の一方を求めることができる。有限要素法はこの方法を拡張して連続体に適用したものである。

式(5.1)を具体的に構成するには次の手順による。

- i. 連続体を仮想の境界線によって任意の有限要素に分割する。
- ii. 要素はその境界上の有限個の節点において互に連結され、この節点の変位は未知のパラメータとなる。

- iii. 各要素内の変位状態が節点変位の関数として一義的に決定されるように関数を選んで変位関数とする。
- iv. この変位関数により、要素内のひずみ状態は節点変位の関数として一義的に定められる。このひずみは要素材料の性質とあわせて要素内の応力状態、そして要素の境界上の応力も決定する。
- v. 境界応力に釣り合うように節点に集中する節点力を定め、式(5.1)の形の剛性方程式を求める。

この要素の変位関数について記す。平面ひずみでは各要素を図5.1に示すように三角形要素に分割する。

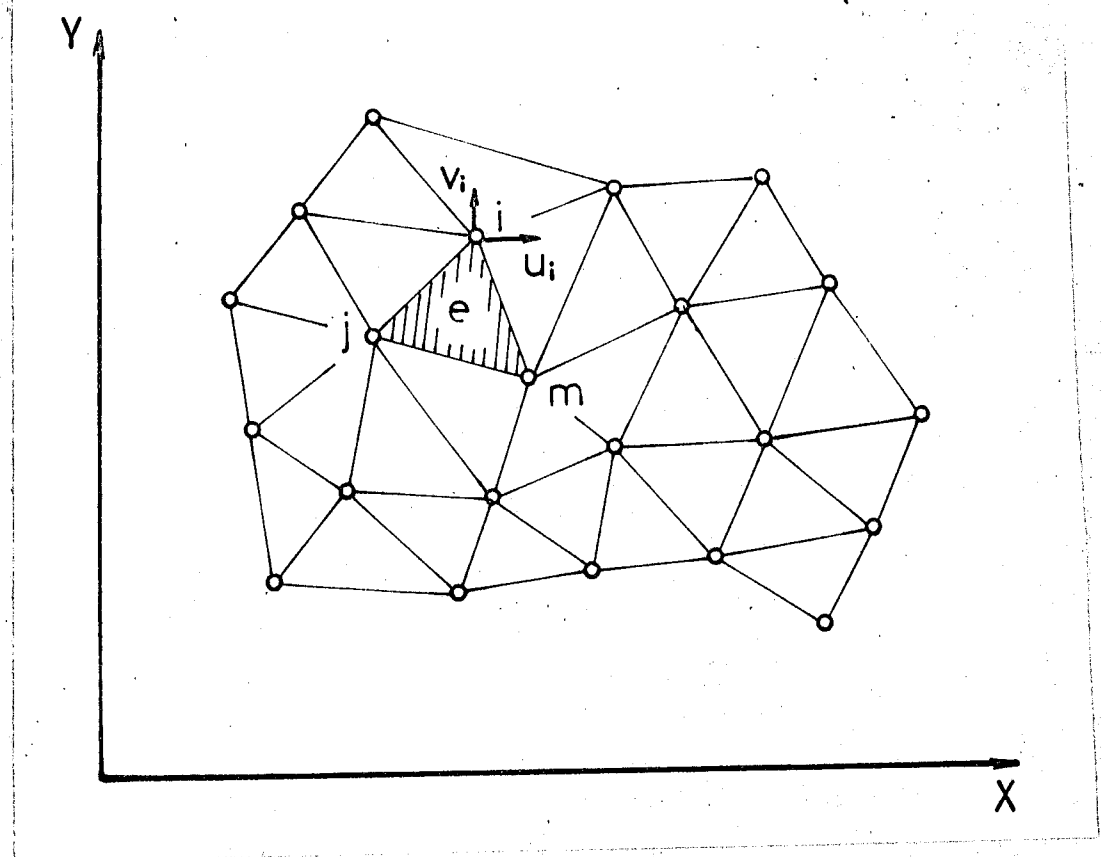


図5.1 有限要素分割

このうち任意の要素 e_k について考える。この節点を図示のよう
に i, j, m とする。要素内の任意点における変位を列ベクトル
 $\{f(\alpha, y)\}$ で表わすと

$$\{f\} = [N] \{\delta\}^e = [N_i, N_j, N_m] \begin{bmatrix} \delta_i \\ \delta_j \\ \delta_m \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

ここで $[N]$ の成分は一般に座標 (α, y) の関数であり、 $\{\delta\}^e$ は要素
 e のすべての節点変位を表わしてゐる。例えば

$$\{f\} = \begin{Bmatrix} u(\alpha, y) \\ v(\alpha, y) \end{Bmatrix}$$

は要素内の任意の点 (α, y) における変位の α, y 成分を表わし、

$$\{\delta\} = \begin{Bmatrix} u_i \\ v_i \end{Bmatrix} \quad (5.3)$$

は節点 i の変位成分を表わす。

関数 N_i, N_j, N_m は対応する節点の座標 $(\alpha_i, y_i), (\alpha_j, y_j), (\alpha_m, y_m)$
をそれぞれ式 (5.2) に代入した場合、その節点の変位を与えよう
うに選ばなければならない。すなわちそのような場合には

$$N_i(\alpha_i, y_i) = 1$$

$$N_i(\alpha_j, y_j) = N_i(\alpha_m, y_m) = 0$$

などである。これらの関係は α, y の適当な一次関数をとれば簡
単に満足される。

$$\{\delta\}^e = \begin{Bmatrix} \delta_i \\ \delta_j \\ \delta_m \end{Bmatrix} \quad (5.4)$$

要素内の変位は式 (5.4) の δ 成分値によって一義的に定められ
なければならないが、 n 次の 2 つの一次多項式で近似する
と、

$$\left. \begin{aligned} u &= \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y \\ v &= \alpha_4 + \alpha_5 x + \alpha_6 y \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

とす。6つの定数 (α, y) を節座標を代入する \Rightarrow とくり求めらる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} u_i &= \alpha_1 + \alpha_2 x_i + \alpha_3 y_i \\ u_j &= \alpha_1 + \alpha_2 x_j + \alpha_3 y_j \\ u_m &= \alpha_1 + \alpha_2 x_m + \alpha_3 y_m \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

これを α について解いて式(5.5)に代入すれば

$$u = \frac{1}{2\Delta} \left\{ (a_i + b_i x + c_i y) u_i + (a_j + b_j x + c_j y) u_j + (a_m + b_m x + c_m y) u_m \right\} \quad (5.7)$$

$$\begin{aligned} \therefore \text{ここで } a_i &= x_j y_m - x_m y_j \\ b_i &= y_j - y_m = y_{jm} \\ c_i &= x_m - x_j = x_{mj} \end{aligned}$$

等である。また Δ は $\triangle ijm$ の面積であり

$$2\Delta = \det \begin{vmatrix} 1 & x_i & y_i \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_m & y_m \end{vmatrix}$$

である。同様にして v についても式(5.7)と同形式が得られる。要素内の全ての点での変位が式(5.7)で与えられるから、任意要素内のひずみは簡単に求まる。マトリックス記号を用いれば

$$\{\epsilon\} = [B] \{\delta\}^e \quad (5.8)$$

$$\{\varepsilon\} = \begin{Bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \end{Bmatrix} \quad (5.9)$$

であり、[B]は式(5.7)および(5.8)に関する式を用いれば次式で与えられる。

$$[B] = \frac{1}{2\Delta} \begin{bmatrix} b_i & 0 & b_j & 0 & b_m & 0 \\ 0 & c_i & 0 & c_j & 0 & c_m \\ c_i & b_i & c_j & b_j & c_m & b_m \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

[B]は要素内の位置には無関係であり、したがって要素内全域で必ずみは一定となる。一般に応力 $\{\sigma\}$ は必ずみが判明すれば、それぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \{\sigma\} &= [D]\{\varepsilon\} \\ \{\sigma\} &= \begin{Bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (5.11)$$

[D]は次のように定められる。

等方性弾性体の場合、応力、変形関係は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \sigma_x/E - \nu \sigma_y/E - \nu \sigma_z/E \\ \varepsilon_y &= -\nu \sigma_x/E + \sigma_y/E - \nu \sigma_z/E \\ \varepsilon_z &= -\nu \sigma_x/E - \nu \sigma_y/E + \sigma_z/E \end{aligned} \quad (5.12)$$

$$\delta_{xy} = 2(1+\nu)\tau_{xy}/E, \quad \delta_{yz} = 2(1+\nu)\tau_{yz}/E, \quad \delta_{zx} = 2(1+\nu)\tau_{zx}/E$$

平面変形では

$$\varepsilon_z = 0 = -\nu \sigma_x/E - \nu \sigma_y/E + \sigma_z/E$$

$$\delta_{yz} = \delta_{zx} = 0$$

となる。したがって

$$D = \frac{E}{1+\nu} \begin{bmatrix} \frac{1-\nu}{1-2\nu} & \frac{\nu}{1-2\nu} & 0 \\ \frac{\nu}{1-2\nu} & \frac{1-\nu}{1-2\nu} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad (5.13)$$

要素境界上に働く応力に等価な節点力は次のようになる。

節点力のなす仕事は応力による内部仕事と等しいから、節点の仮想変位を $[\delta^*]^e$ とすると

$$([\delta^*]^e)^T \{F\}^e = ([\delta^*]^e)^T \cdot \int [B]^T \{\sigma\} d(\text{vol}). \quad \text{であるから}$$

$$\{F\}^e = \int [B]^T [D] [B] d(\text{vol}) \{\delta\}^e \quad (5.14)$$

この関係は

$$[k]^e = \int [B]^T [D] [B] d(\text{vol}) \quad (5.15)$$

とおけば

$$\{F\}^e = [k]^e \{\delta\}^e \quad (5.16)$$

となる。式(5.15)を単位厚さの平面ひずみ要素について書けば

$$[k] = \iint [B]^T [D] [B] dx dy = [B]^T [D] [B] \Delta \quad (5.17)$$

となる。また $[B]$, $[D]$ は式(5.10), (5.13) で与えられる。

式(5.16)により節点変位 $\{\delta\}^e$ から要素内応力 $\{\sigma\}^e$ は式(5.8), (5.13) を用いて次式で表わされる。

$$\{\sigma\} = [D] [B] \{\delta\}^e \quad (5.18)$$

この場合も要素内の応力はひずみ同様に一様になる。

以上は要素が弾性域にある場合であり、式(5.1)の表現 $\{F\} = [k] \{\delta\}$ が基礎となっており、要素の剛性マトリックス $[k]$ は式(5.17)

(5.13), (5.10) で示したようにひずみの大きさを知らず要素ごと
に一定とする。

これに及し塑性域にあつては、その流動法則の相違からマトリ
ックス $[D]$ は別の形をとり、塑性域内での $[D]$ は山田らによつて
次のように導びかれています。

塑性変形における流動法則は Reuss の式⁽³⁾と見做す。偏差
応力とひずみ増分とも用いて次のようにあらわされる。

$$d\varepsilon_{ij} = \sigma_{ij} d\lambda + \frac{d\sigma_{ij}}{2G}$$

$$d\varepsilon_{ii} = \frac{1-2\nu}{E} d\sigma_{ii}$$

各成分で示せば、

$$d\varepsilon_x = \sigma'_x d\lambda + d(\sigma_x - \nu\sigma_y - \nu\sigma_z)/E$$

$$d\varepsilon_y = \sigma'_y d\lambda + d(\sigma_y - \nu\sigma_z - \nu\sigma_x)/E$$

$$d\varepsilon_z = \sigma'_z d\lambda + d(\sigma_z - \nu\sigma_x - \nu\sigma_y)/E$$

$$d\delta_{yz} = 2\tau'_{yz} d\lambda + d\tau_{yz}/G$$

$$d\delta_{zx} = 2\tau'_{zx} d\lambda + d\tau_{zx}/G$$

$$d\delta_{xy} = 2\tau'_{xy} d\lambda + d\tau_{xy}/G$$

(5.20)

これより $\sigma'_x = \sigma_x - \sigma_m$, $\sigma'_y = \sigma_y - \sigma_m$, $\sigma'_z = \sigma_z - \sigma_m$, $\tau'_{yz} = \tau_{yz}$,

$\tau'_{zx} = \tau_{zx}$, $\tau'_{xy} = \tau_{xy}$ であり、 $\sigma_m = (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)/3$ である。

式(5.20) を $d\sigma_x, d\sigma_y, d\sigma_z, d\delta_{yz}, d\delta_{zx}, d\delta_{xy}$ について解けば

$$\frac{d\sigma_x}{2G} = \frac{1-\nu}{1-2\nu} (d\varepsilon_x - \sigma'_x d\lambda) + \frac{\nu}{1-\nu} (d\varepsilon_y - \sigma'_y d\lambda) + \frac{\nu}{1-2\nu} (d\varepsilon_z - \sigma'_z d\lambda)$$

$$\frac{d\sigma_y}{2G} = \frac{\nu}{1-2\nu} (d\varepsilon_x - \sigma'_x d\lambda) + \frac{1-\nu}{1-2\nu} (d\varepsilon_y - \sigma'_y d\lambda) + \frac{\nu}{1-2\nu} (d\varepsilon_z - \sigma'_z d\lambda)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma_z'}{2G} &= \frac{\nu}{1-2\nu} (d\epsilon_x - \sigma_x' d\lambda) + \frac{\nu}{1-2\nu} (d\epsilon_y - \sigma_y' d\lambda) + \frac{1-\nu}{1-2\nu} (d\epsilon_z - \sigma_z' d\lambda) \\ \frac{d\tau_{yz}'}{2G} &= \frac{1}{2} d\delta_{yz} - \tau_{yz}' d\lambda \\ \frac{d\tau_{zx}'}{2G} &= \frac{1}{2} d\delta_{zx} - \tau_{zx}' d\lambda \\ \frac{d\tau_{xy}'}{2G} &= \frac{1}{2} d\delta_{xy} - \tau_{xy}' d\lambda \end{aligned} \right\} (5.21)$$

上式より $\sigma_x' + \sigma_y' + \sigma_z' = 0$ を用いて λ を消去する

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_x'}{2G} &= \frac{1-\nu}{1-2\nu} d\epsilon_x + \frac{\nu}{1-2\nu} d\epsilon_y + \frac{\nu}{1-2\nu} d\epsilon_z - \sigma_x' d\lambda \\ \frac{d\sigma_y'}{2G} &= \frac{\nu}{1-2\nu} d\epsilon_x + \frac{1-\nu}{1-2\nu} d\epsilon_y + \frac{\nu}{1-2\nu} d\epsilon_z - \sigma_y' d\lambda \\ \frac{d\sigma_z'}{2G} &= \frac{\nu}{1-2\nu} d\epsilon_x + \frac{\nu}{1-2\nu} d\epsilon_y + \frac{1-\nu}{1-2\nu} d\epsilon_z - \sigma_z' d\lambda \end{aligned}$$

次に $d\lambda$ を決定する。まず $\bar{\sigma}$, $d\bar{\epsilon}^p$ を次式で定義する。

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ (\sigma_x'^2 + \sigma_y'^2 + \sigma_z'^2) + (2\tau_{yz}'^2 + 2\tau_{zx}'^2 + 2\tau_{xy}'^2) \right\}^{1/2} \\ d\bar{\epsilon}^p &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ d\epsilon_x^{p2} + d\epsilon_y^{p2} + d\epsilon_z^{p2} + \frac{1}{2} (d\delta_{yz}^2 + d\delta_{zx}^2 + d\delta_{xy}^2) \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (5.22)$$

これら x, y, z 軸の材料試験の結果を $\bar{\sigma} = f(\bar{\epsilon})$ の形に整理すると、

$$\left. \begin{aligned} d\lambda &= \frac{3}{2} \frac{d\bar{\epsilon}^p}{\bar{\sigma}} = \frac{3}{2} \frac{d\bar{\sigma}}{\bar{\sigma} H'} \\ H' &= \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\epsilon}^p} \end{aligned} \right\} (5.23)$$

式(5.22)の第一式を微分すると

$$\frac{3}{2} \bar{\sigma} d\bar{\sigma} = \sigma_x' d\sigma_x' + \sigma_y' d\sigma_y' + \sigma_z' d\sigma_z' + 2\tau_{yz}' d\tau_{yz}' + 2\tau_{zx}' d\tau_{zx}' + 2\tau_{xy}' d\tau_{xy}' \quad (5.24)$$

式(5.21), (5.24)より

$$[D^P] = G \begin{bmatrix} \frac{1-D}{1-2D} - \frac{\sigma_x'^2}{S_0} & & \\ \frac{D}{1-2D} - \frac{\sigma_x' \sigma_y'}{S_0} & \frac{1-D}{1-2D} - \frac{\sigma_y'^2}{S_0} & \\ -\frac{\sigma_x' \tau_{xy}'}{S_0} & -\frac{\sigma_y' \tau_{xy}'}{S_0} & \frac{1}{2} - \frac{\tau_{xy}'^2}{S_0} \end{bmatrix} \quad (5.29)$$

ここで、 $S_0 = \frac{2}{3} \bar{\sigma}^2 (1 + \frac{H'}{3G})$, $H' = \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\epsilon}^P}$, $\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{3}{2} \{\sigma_{ij}' \sigma_{ij}'\}^{\frac{1}{2}}}$,
 $G = \frac{E}{1+D}$ しかがって基本式(5.1)に相当するものは

$$\{dF\} = [k^P] \{d\delta\} \quad (5.30)$$

であり、ここで $[k^P]$ は次式となる。

$$[k^P] = [B]^T [D]^P [B] \Delta \quad (5.31)$$

すなわち $[k^P]$ は応力の増分とともに変化するため、変位応力は力を微小量ずつ増加させる増分法⁽²⁾を用いて式(5.29), (5.30), (5.31)等により応力、ひずみ分布が計算出来る。またこの時必要な材料特性値は式(5.29)に含まれる流動応力 $\bar{\sigma}$ および塑性曲線の傾斜 $H' (= \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\epsilon}^P})$ である。しかがって各段階ごとく、ひずみ、ひずみ速度、ひずみ速度履歴、温度によりこれらを修正して用いられる。

5.2.2 シミュレーション演算の考え方と刃先部の処理

切削に関する諸量，切削状態を削らずに知るためには切削過程を図5.2に示すように切削開始から定常状態の切くずと作るまで、有限要素法を用いて変位、応力の平衡を解析しながらシミュレートすれば良いわけである。

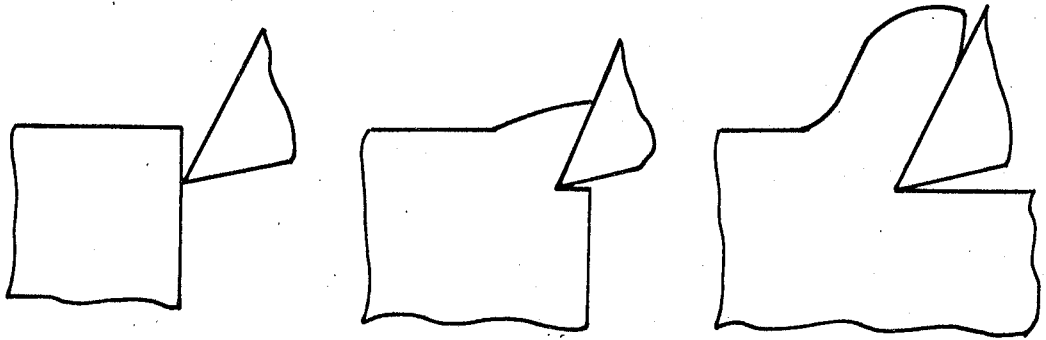
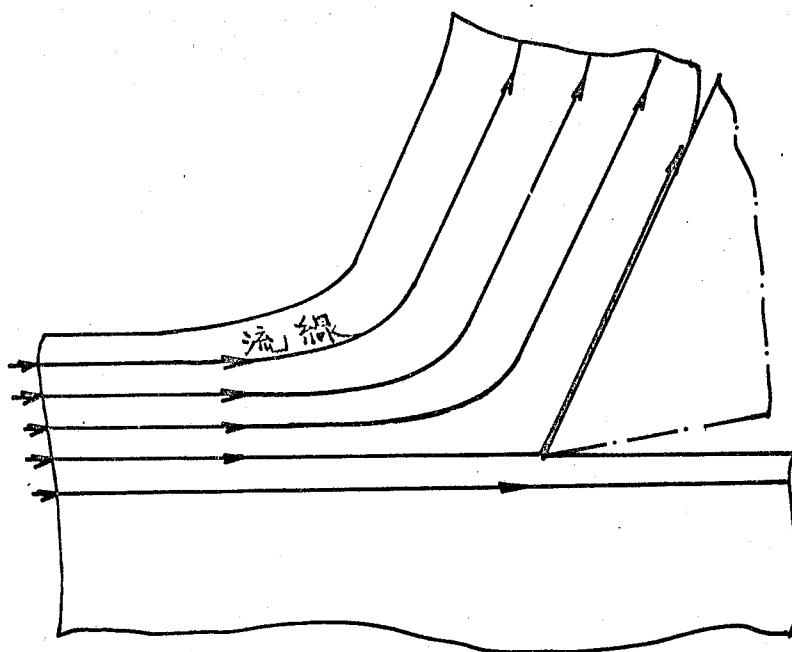


図5.2 切削開始から定常状態への推移

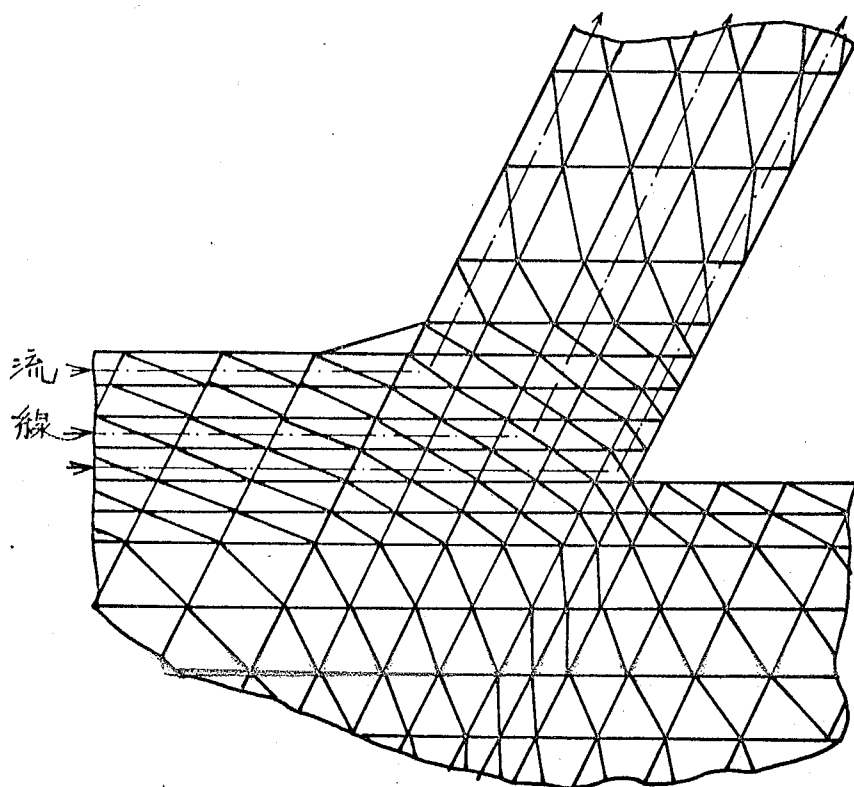
この過程で必要な諸量は被削材料の応力・ひずみ関係を示す流動応力特性と境界条件としての工具すくい面上の摩擦係数である。これら二者が前もって既知ならばこの切削過程は原理的には可能である⁽⁴⁾。しかし具体的には多くの問題がある。まず実際の切削過程の流動応力特性は第2章でも示すように単一の応力・ひずみ関係では与えられず、変形域内の各点によって異ってくるこゝとがあげられる。また工具すくい面上の摩擦係数も第4章で示すように単純な一定値ではなく、せん断面での変

形やすくい面上の変形が知られてはじめて決定する性格をもつ。したがって有限要素法を用いても単一の塑性曲線や摩擦係数による限り完全なシミュレーションはできず、上述の性格を考慮しなければならぬ。さらに困難な問題は刃先による仕上面の生成過程の処理である。刃先は被削材料を「ひきさいて」創生新生面とする仕上面、切くす裏面をつくりながら進むのであるから、この過程の処理には適当な破断の条件を導入しなければならぬ。しかし現段階では延性破断に関する信頼できるクリテリアは知られていないから切削過程に影響を与えない近似的な方法によって解決すべきであろう。しかしこうした近似的な手法をすれば長期のシミュレーションではこれによる誤差が累積してしる心配もある。また他の、実際の制約として計算時間があり、図5.2の過程を元のものをシミュレートするのでは計算時間は非現実的な膨大になってしまう。以上を勘案して本研究では半生成切くすが発生した状態を計算の起算とする方法を採用し、以下に述べる手続等によって上述の諸条件を満たすようにした。

図5.2(a)のように切削を行い定常状態となったものも考える。定常流形切くす状態であるから質点は同箇中に亦してどのように流線に沿って移動し、各点でひずみの増分を連続的に受けている。したがってそれだけの点におけるひずみの大きさは流線に沿ってその点にいるまでのひずみ増分の和となっている。また



(a) 流線に沿って要素分割



(b) 流線に沿って要素分割

物5.3 シミュレーションの考え方

ひずみ速度履歴も同様に流線に沿って、ひずみ速度変化の総和となる。

まず図 5.3 (b) のように単測では正しくせん断角を有する切削形状も流線に沿って要素分割したものを考える。ただし全要素は変形を受けておらず、また温度も室温であり、したがって各要素の降伏流動応力は一定であり、変形特性はひずみ速度の時のものとなっている。またすくい面の摩擦状態も未変形の状態における特性にしたがうものとする。この状態で与えられた切削速度で工具を微量移動して切削を行い、その間を山田等⁽²⁾の用いた増分法により有限要素計算を行い各要素について変形応力、ひずみ増分、ひずみ速度を求める。またこの結果と各要素の変位を基にして第3章で示したと同様の方法で温度の計算を行う。定常切削状態であれば、図 5.3 (a) に示したように質点は流線に沿って移動するから、ひずみ速度を仮定し、質点は同図 (b) に示した流線に沿って移動するものとし、要素のひずみ増分を仮定して流線に沿って次々と計算し、各要素内のひずみとする。またひずみ速度履歴についても同様に仮定して流線に沿って積分を行い、その効果を考慮する。したがってこの時点では各要素の変位方向と流線とは一致するものとなるが、定常状態においてはこの両者は一致すべきものである。以上のようにして要素の流動応力を求め、要素の特性を修正する。また

が、この時点で切くすモデルは各々特性の異なる要素の集合体としてあらわされる。これら一連の修正が終了すれば工具を最初の状態にもどし、有限要素計算された全要素内の応力、ひずみを零にする。ついで修正された特性を有する要素の集合体に対し前段と同様の操作で応力、ひずみ増分、温度の計算を行い、その結果を用いて各要素特性の修正を行う。この操作をくり返し修正された要素の流動応力と有限要素計算で得られた応力が一致するまで計算を行う。

以上は正しいせん断角を設定した場合であるが、完全なシミュレーションではこのせん断角の決定も含めて行わなければならない。このため任意のせん断角を有する切削モデルを設定し、上述の操作により収束するまで計算を行う。その結果を次の方法で判断し、正確であればせん断角を修正したモデルについて再度計算する。

1. 2次変形域以外の切くす内の最大せん断ひずみ(δ_m)とせん断角(ϕ)より計算されるせん断ひずみ $[\delta = \cot\phi + \tan(\phi - \alpha)]$ とが一定の誤差内にあるか？

2. 切くす表面の変位ベクトルが同面にほぼ一致しているか？
これらの条件が満足されるまでせん断角を修正し、計算を続行するわけである。図5.4は以上の手順を示したものである。

次に刃先部の処理方法を述べる。図5.5はこの方法を示した

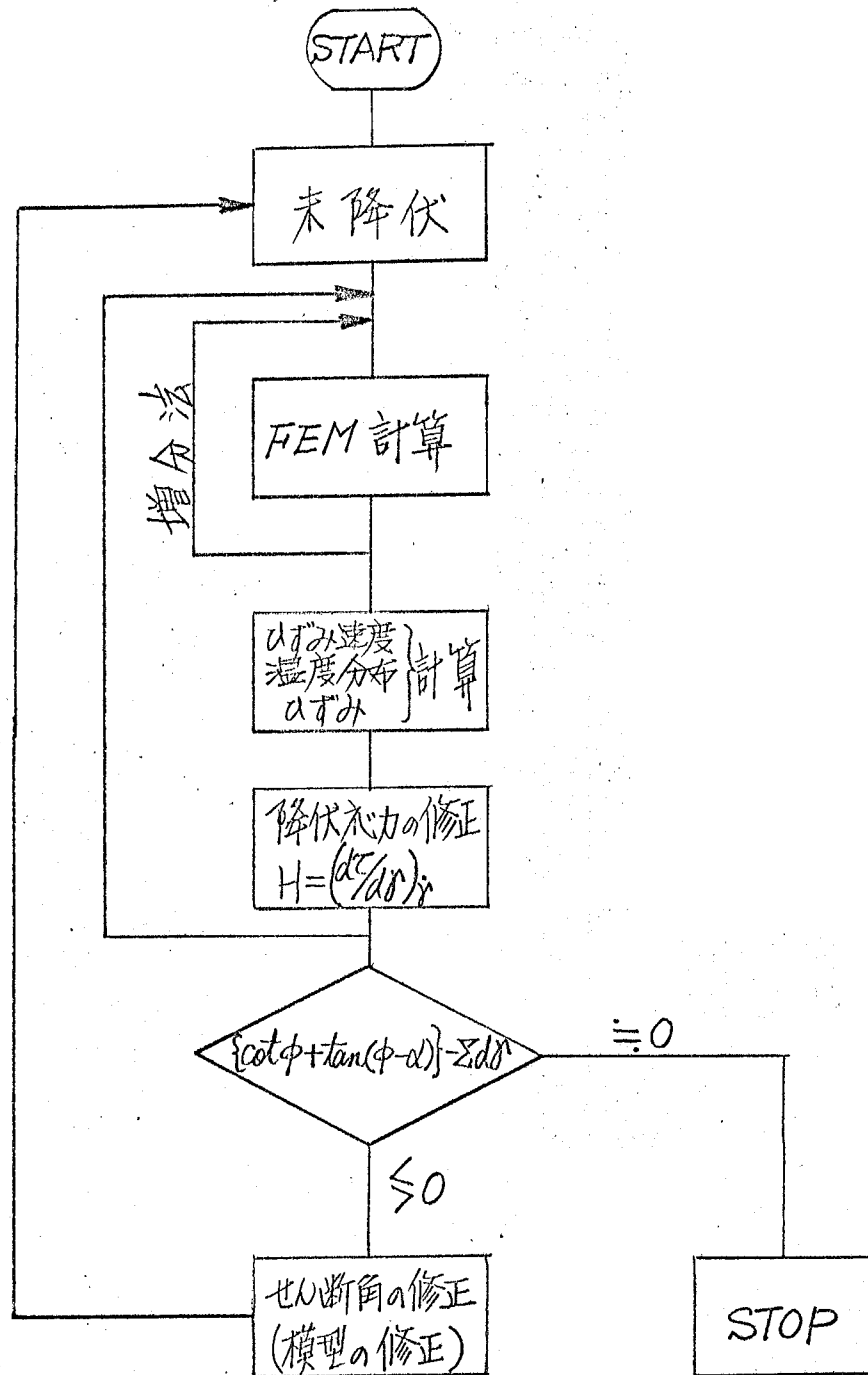


図 5.4 計算手順の概略

ものである。原理的には横内⁽⁵⁾の方法と同じであるが、本研究では刃先近傍の点Pにある節点を2つに分割し、一方の節点はPAに沿って拘束して切くすしなすようにし、他方はPEに沿って拘束して仕上面とすようにする。この方法では被削材料は工具の移動につれて分離してゆくことを意味しており、破断条件として特にその点の応力、ひずみ状態を考慮する必要がある。

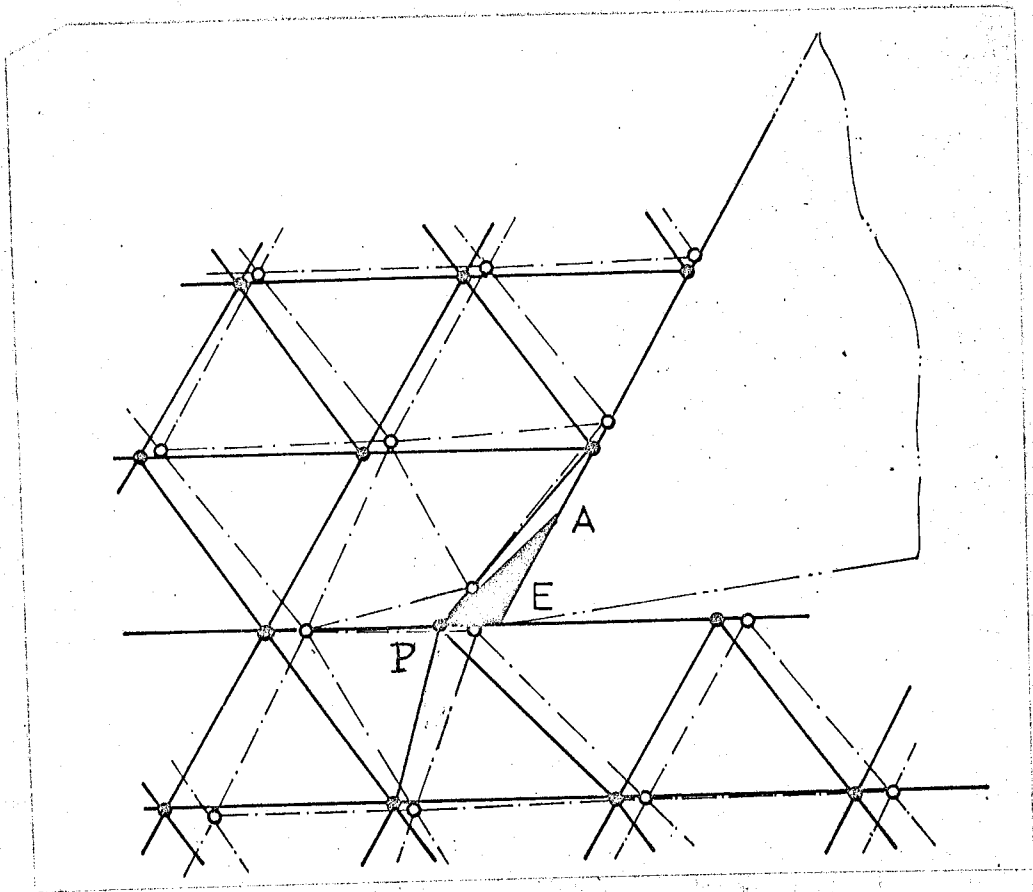


図5.5 刃先部の処理

5.2.3. 被削材料の流動応力特性, 摩擦特性の導入

前節で示したシミュレーションの手法を適用する場合の具体的な諸特性の導入法については以下に示す。

被削材料の応力特性は第2章式(2.18)で示したより次の式となる。

$$\sigma = \sigma_{ES} \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^n \exp\left(\frac{\alpha}{\theta}\right)$$

より σ_{ES} については同章式(2.20)より次の式となる。

$$\sigma_{ES} = A_1 \left\{ \frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} + \frac{1}{\epsilon_0} \int_{\dot{\epsilon}=h(\epsilon)} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{n_1} d\epsilon \right\}^m$$

ここで $A_1, n, n_1, m, \alpha, \epsilon_1$ は定数, $\epsilon_0, \dot{\epsilon}_0$ は各々ひずみ, ひずみ速度の基準値である。本研究に用いた7-3黄銅については次の式となる。

$$\sigma = 73.3 \left\{ 0.005 + \int_{\dot{\epsilon}=h(\epsilon)} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000} \right)^{0.06} \right\}^{0.5} \cdot \exp\left(\frac{56.7}{\theta}\right) \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000} \right)^{0.0244} \quad (5.32)$$

ただし, $\dot{\epsilon} \leq 5.0$ の時は $\dot{\epsilon} = 5.0$ とする。

より実測値より, ヤング率 $E = 10500 \text{ kg/mm}^2$, ポアソン比 $\nu = 0.33$ と

し, $H' = \frac{d\sigma}{d\epsilon}$ は次のようになる。式(5.32)より

$$H' = \frac{d\sigma}{d\epsilon} = 2686.4 \exp\left(\frac{113.4}{\theta}\right) \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000} \right)^{0.048} / \sigma$$

ただし, σ は式(5.32)で与えられる各要素の流動応力であり, σ_{yield} とかければ, 次の式となる。

$$H' = \frac{d\sigma}{d\epsilon} = 2686.4 \cdot \exp\left(\frac{113.4}{\theta}\right) \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000} \right)^{0.048} / \sigma_{yield} \quad (5.33)$$

塑性マトリックスの構成に必要な各要素の流動応力 σ_{yield} および

H'は式(5.32), (5.33)を用いるわけである。

次に摩擦特性の導入法を示す。工具すくう面上の摩擦特性は第4章式(4.11)で示したように次式で表現できる。

$$1 - (\tau_x / \tau_e) = \exp(-k \sigma_x / \tau_e) \quad (5.34)$$

一般に $\tau_x \sim \sigma_x$ の関係で示せば図5.6 のようになる。

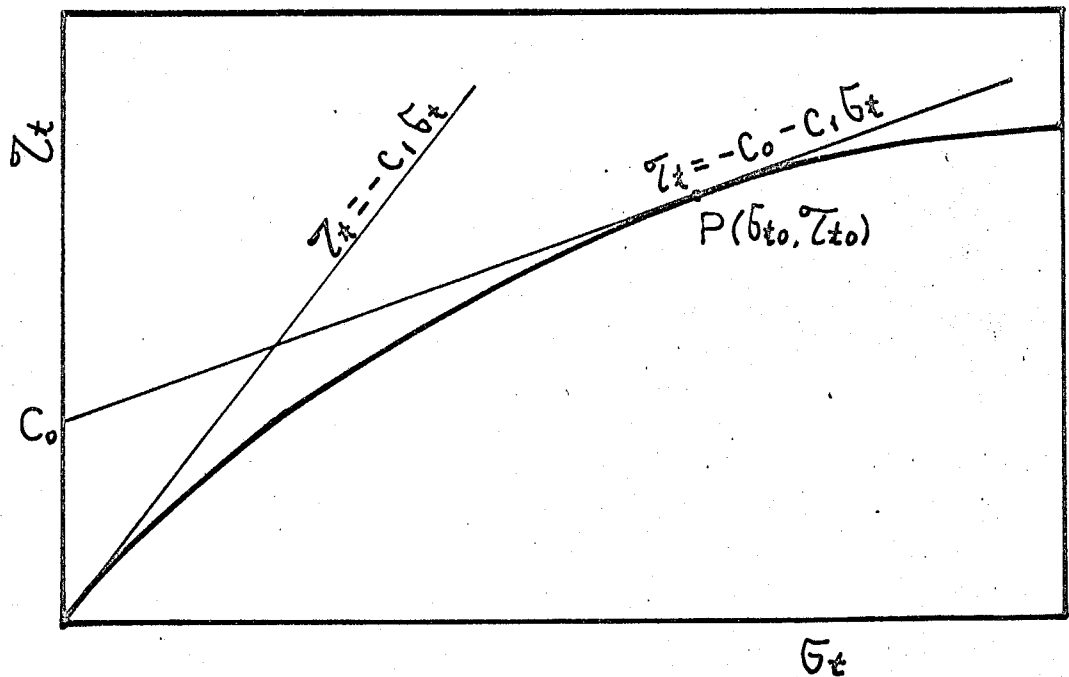


図5.6 摩擦特性の導入法。

同図の曲線上の任意の点 $P(\sigma_{x0}, \tau_{x0})$ を中心とする微小区間では $\tau_x \sim \sigma_x$ の関係は図示のように点 P に描いた接線に沿って変化すると考えてよいから

$$\tau_x - \tau_{x0} = \left(\frac{d\tau_x}{d\sigma_x} \right)_{\sigma_x = \sigma_{x0}} \cdot (\sigma_x - \sigma_{x0}) \quad (5.35)$$

したがって式(5.34), (5.35)より

$$\begin{aligned} \tau_t &= \tau_{t_0} - \mathcal{K} \exp(-\mathcal{K} \sigma_{t_0} / \tau_0) \cdot (\sigma_t - \sigma_{t_0}) \\ &\equiv -C_0 - C_1 \sigma_t \end{aligned} \quad (5.36)$$

となる。ここで C_0, C_1 は増分法を用いてなるから、1段前の状態から計算されるものである。また初期状態 $\sigma_{t_0} = 0, \tau_{t_0} = 0$ では、

$C_0 = 0, C_1 = \mathcal{K}$ となりこの値を用いて計算を開始すればよい。式(5.36)を工具すくい面上の力 F, N を用いて示せば

$$F = -C_0' - C_1' N \quad (5.37)$$

であり、またすくい面上の主切削力 F_H , 背合力 F_V を用いて示せば

$$F_V = -C_0'' - C_1'' F_H \quad (5.38)$$

となる。これを導入してマトリックス表示すれば

$$\begin{Bmatrix} F_H \\ F_V \\ F_1 \\ F_2 \\ \vdots \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{H1} & a_{H2} & a_{H3} & \cdots \\ a_{V1} & a_{V2} & a_{V3} & \cdots \\ a_{11} & a_{12} & a_{13} & \cdots \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} X_H \\ X_V \\ X_1 \\ X_2 \\ \vdots \end{Bmatrix}$$

式(5.38)を代入して整理すれば式は

$$\begin{Bmatrix} F_H \\ -C_0'' \\ F_1 \\ F_2 \\ \vdots \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{H1} & a_{H2} & \cdots \\ a_{V1} + C_1'' a_{H1} & a_{V2} + C_1'' a_{H2} & \cdots \\ a_{11} & a_{12} & \cdots \\ a_{21} & a_{22} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} X_H \\ X_V \\ X_1 \\ X_2 \\ \vdots \end{Bmatrix} \quad (5.39)$$

となり増分計算の1段ごとく C_0'', C_1'' を修正して式(5.39)を解けば良い。ここで a_{ij} は剛性マトリックス、 X_i は変位である。

以上により被削材料の流動応力特性と摩擦特性を導入して計

算ができる。

5.3 シミュレーションの結果と検討

5.3.1 定常状態への収束

実験工のせん断角($\phi=28.0$)を用いたシミュレーションを行い、収束状態を検討した。切削条件、物性値を表5.1に示す。

図5.7は本解析に用いた有限要素分割網であり、要素数286、節点数175である。両側面と下部は固定して動かぬものとして計算を行った。刃のせん断角の変更にはX座標に任意の係数を乗じX座標を拡大、縮小して行った。刃先で被削材が分離する点Pと刃先との距離PE(図5.5)は 10^4 より $\angle APE$ は 45° とした。要素特性修正までの切削距離は約 25^4 でこの間に生ずる要素内の最大せん断ひずみ増分は第1回目では約0.05である。またこれに要する計算時間はHITAC 5020Eで約15~30分であった。

図5.8は要素特性の修正回数と切削力の変化を示したものであり、修正回数8回程度でほぼ一定値となっており、実験工の切削力と一致している。図5.9はせん断域内の2箇所要素の最大せん断ひずみ速度の変化と要素特性の修正回数を示したものであり、6回程度の修正を行うことによりほぼ収束した最大せん断ひずみ速度となっている。

図5.8、図5.9の両図から正しいせん断角を設定した場合に8回程度の要素特性の修正を行えば十分に収束した定常状態が得られることがわかる。

ヤング率 (E) 10500 kg/mm^2

ポアソン比 (D) 0.33

摩擦特性値 (μ) 1.0

熱定数

	比重 (= ρ) (ρ) kg/mm^3	比熱 (C) $\text{Kcal/kg}^\circ\text{C}$	熱伝導率 (k) $\text{Kcal/mh}^\circ\text{C}$	熱拡散率 (a) m^2/h
7-3黄銅	8560	0.092	85	0.108
SK3	7750	0.110	31	0.036

切削条件：被削材 7-3黄銅, 工具 SK3 (0.30, 0.5, 0.0, 0.0)

切削速度 48 m/min , 切削厚さ 0.3 mm , 切削幅 1 mm

切削剤 乾燥

表 5.1 物性値および切削条件

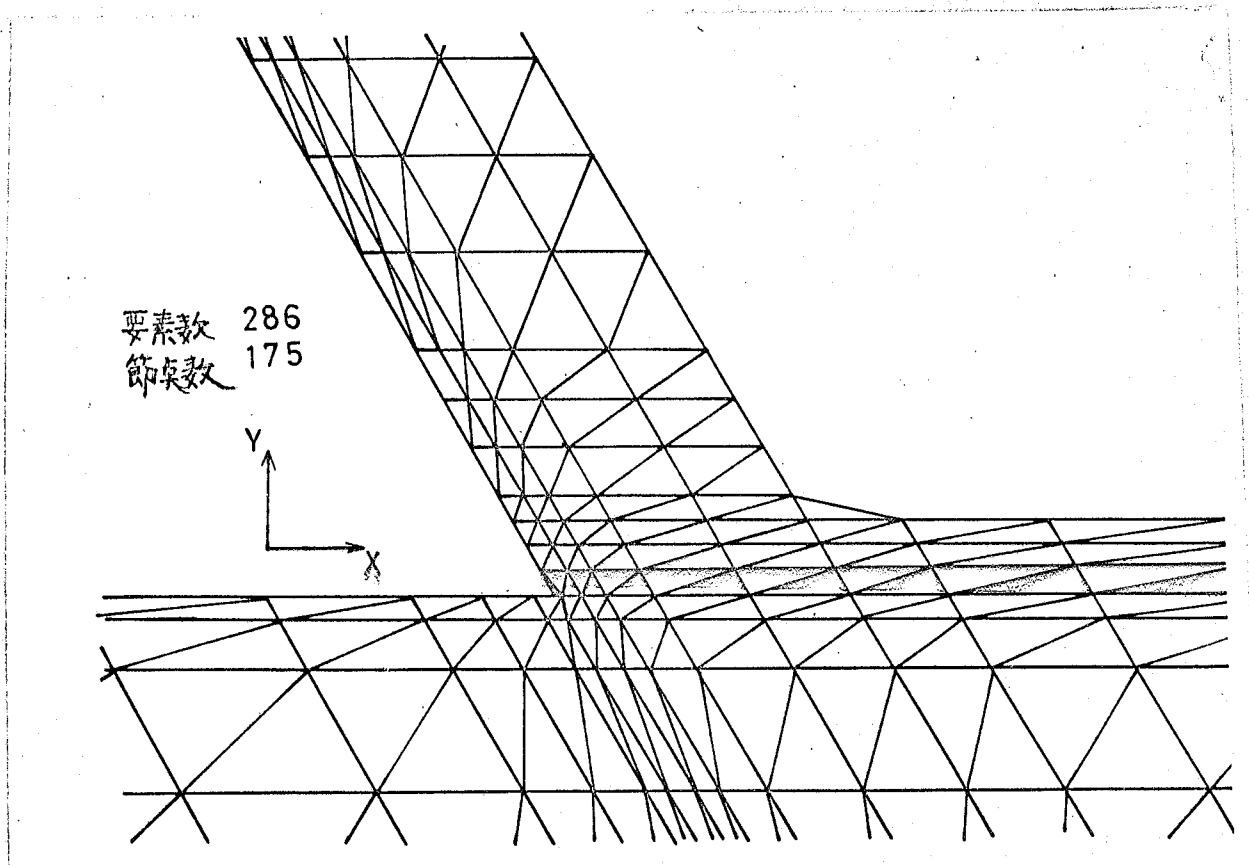


図 5.7 有限要素分割網 (刃先附近のみ)

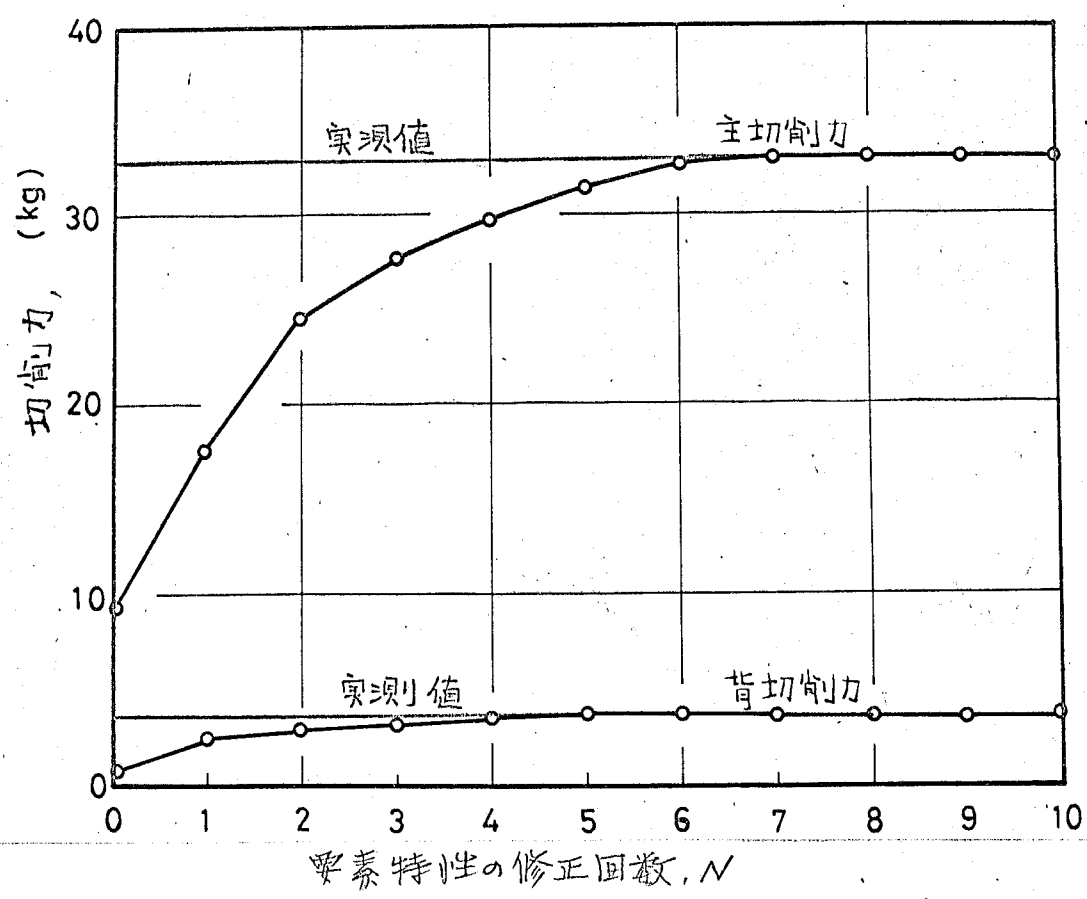


図 5.8 切削力の変化と要素特性の修正回数

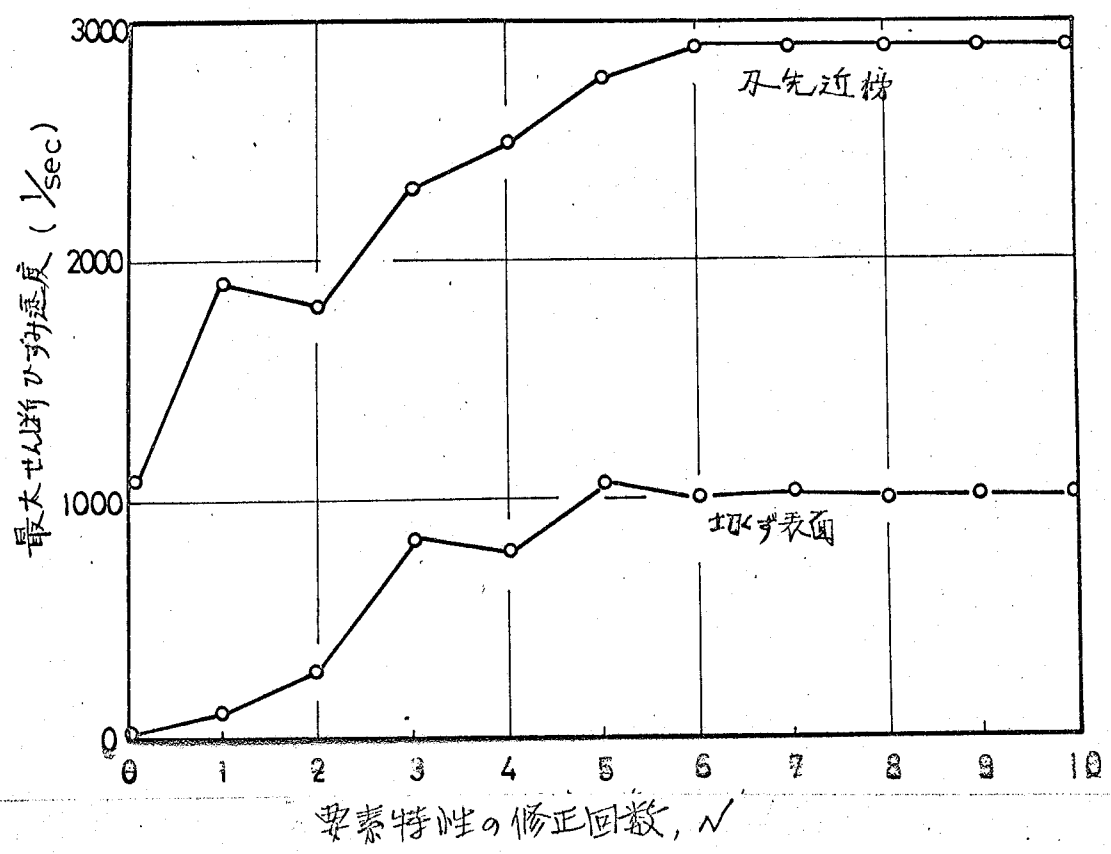


図 5.9 最大せん断ひずみ速度の変化と要素の修正回数

5.3.2 ひずみ・ひずみ速度、温度の分布

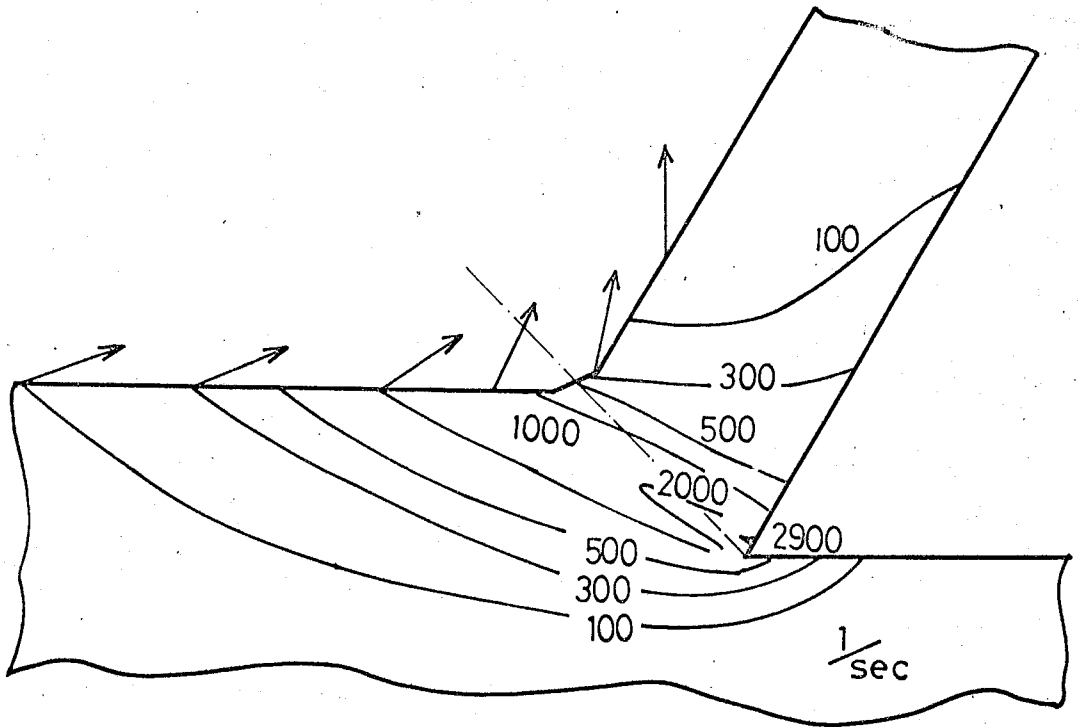
任意のせん断角を想定してモデルを用いてシミュレーションを行うこととし、ひずせん断角を45°に設定した場合の計算を行った。計算に用いた切削条件、物性値は表5.1の通りである。

図5.10は計算結果である。同図(a)は最大せん断ひずみ速度の等高線を示す。同図で見ると、等高線の分布から判断されるせん断角は、はじめに設定したせん断角よりも下にあり、実際のせん断角が45°よりも小さいことがわかる。切くず表面の矢印は同部の変位ベクトルを示したものであるが、設定した切くず表面よりも上りが生じ、ひずりひずみせん断角へ移行しようとする状況が認められる。同図(b)は最大せん断ひずみ分布であり、せん断領域で生ずる最大せん断ひずみは1.75であり、 $\cot\phi + \tan(\phi - \alpha) = 1.27$ よりもかなり大きい。したがって設定したせん断角では切くず生成に必要な変形が得られず、実際のせん断角はより小さいと考えるべきである。

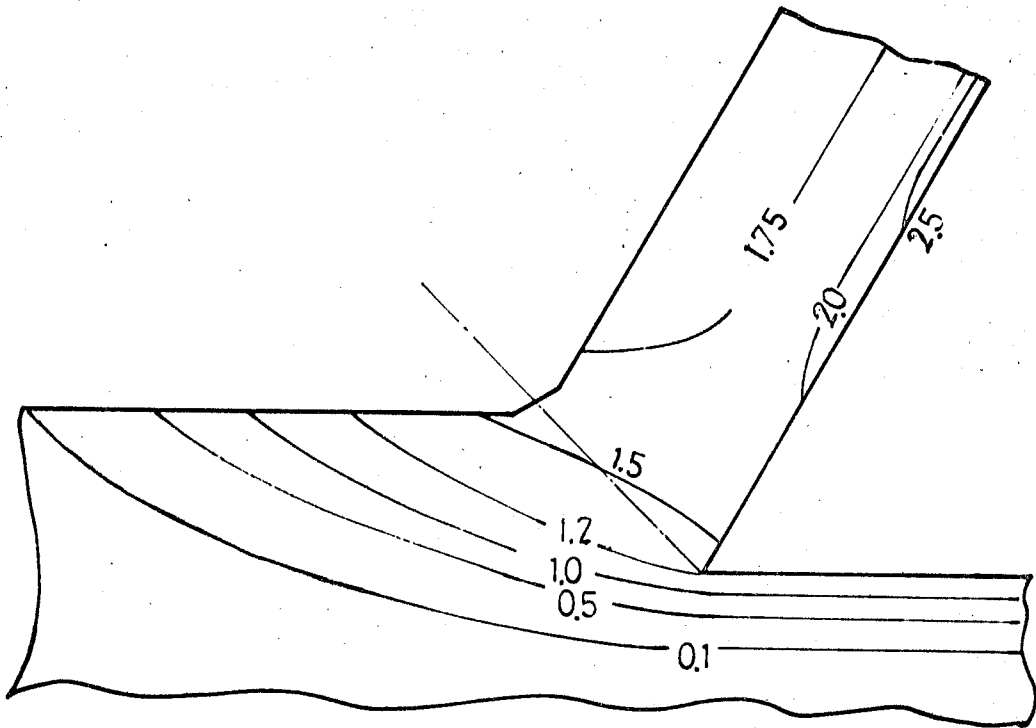
以上の結果よりせん断角45°の場合は切削機構をあらわすモデルとはなり得ず、正しい解はより小さなせん断角をもつことがわかった。

そこで次にせん断角15°のモデルについてシミュレーションを行った。

図5.11にこの結果を示す。同図(a)は最大せん断ひずみ速度の等高線である。同図で見ると、計算結果のせん断面は設定した

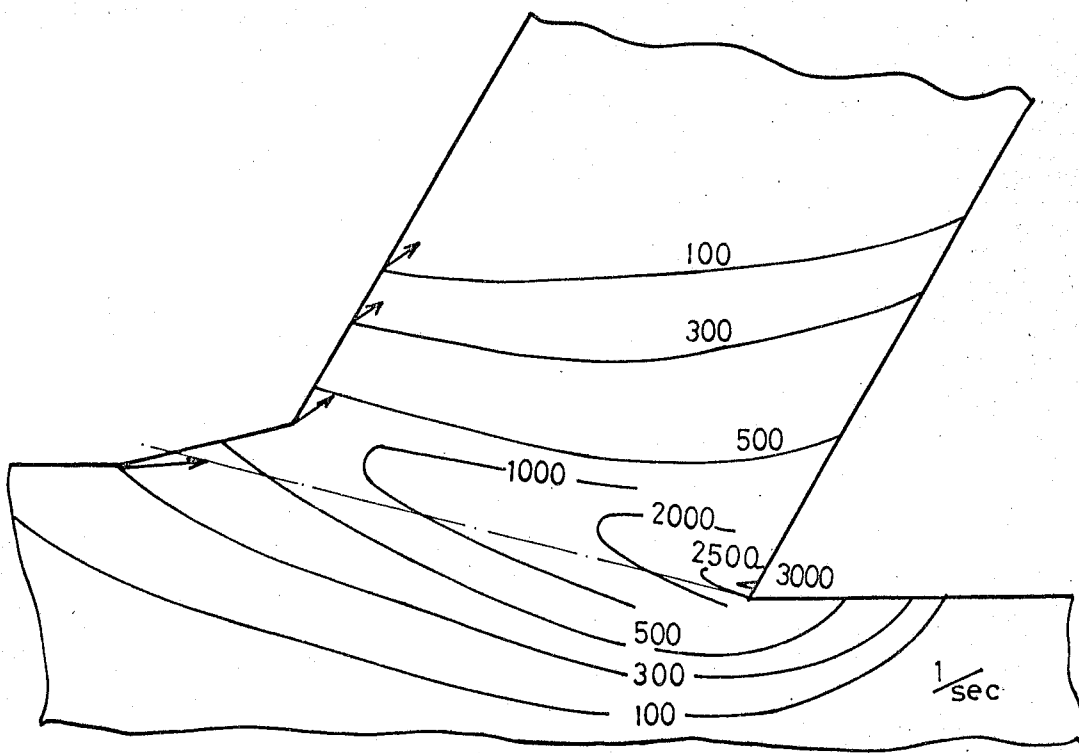


(a) 最大せん断応力速度の等高線

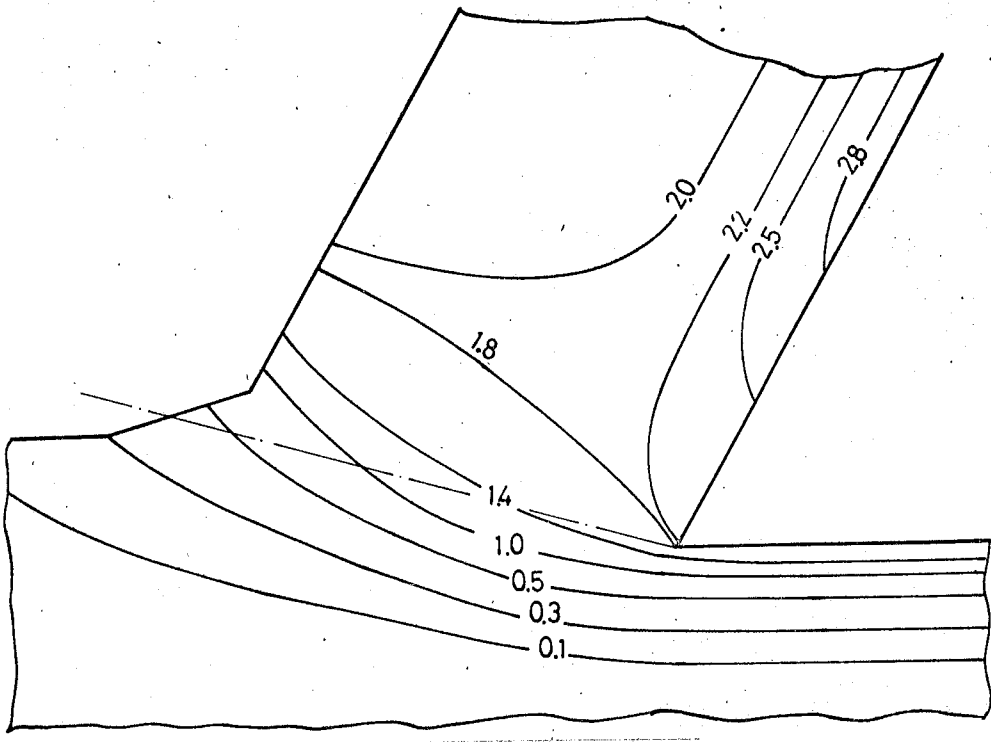


(b) 最大せん断応力分布

図 5.10 せん断角(φ)が45°の場合



(a) 最大せん断ひずみ速度の等高線



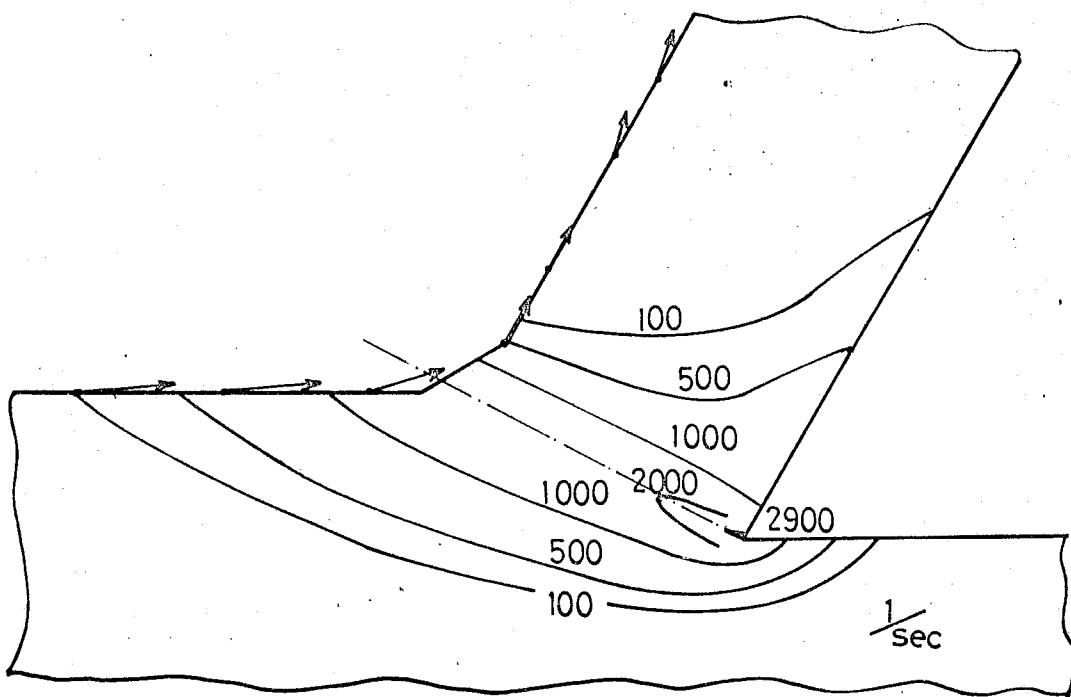
(b) 最大せん断ひずみ応力

図 5.11 せん断角(ϕ)が 15° の場合

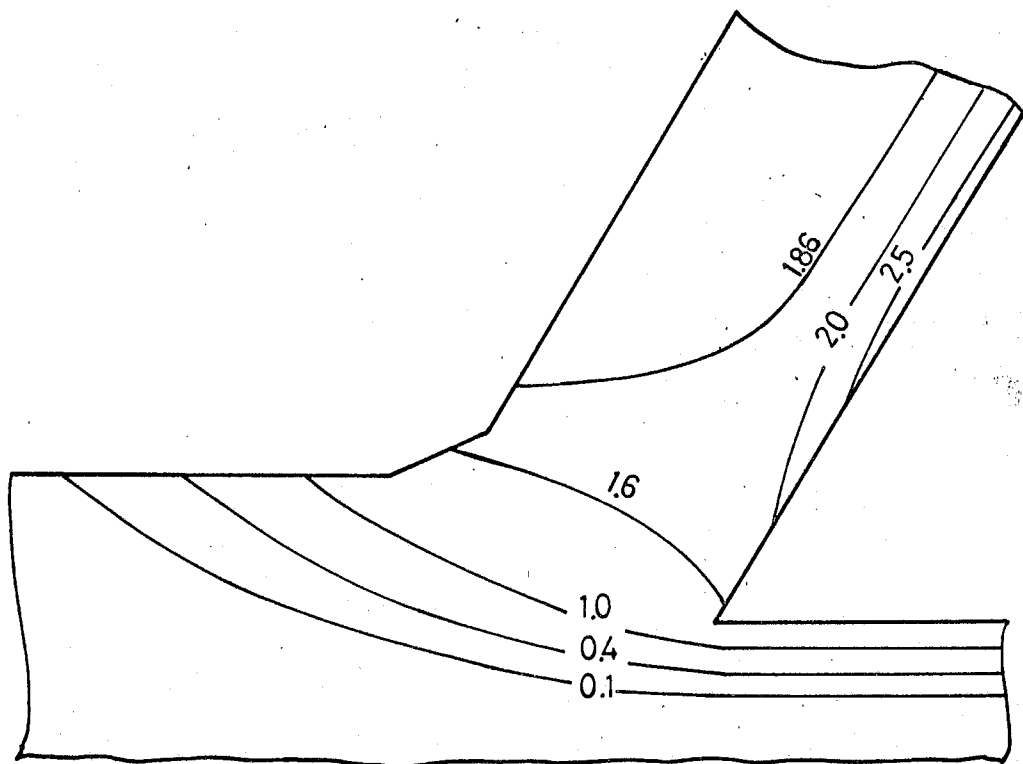
大せん断面よりも上方にあり実際のせん断角はより上方にある
 と考えねばならない。また図中の矢印は前図と同じく切くす表
 面の変位ベクトルであり、同ベクトルの方向が切くす内部に向
 うことから切くす厚さが薄くなる傾向、すなわちせん断角がよ
 り大きくなるようにする状況が理解される。同図(b)は最大せん断
 ひずみ分布であり、せん断領域で生ずる最大せん断ひずみは
 2.0となり、設定したせん断角より得られるせん断ひずみ3.46に
 比してはるかに小さく実際のせん断角がより大きくなることを示し
 ている。

以上の結果より現実のせん断角は設定したせん断角 45° と 75° の
 中間にあることが予想される。そこで図5.10(b)、図5.11(b)の両
 結果を参考にして両モデルの平均のひずみ $1.87[(1.75+2.0)/2]$ をよ
 えるせん断角 28° を設定してシミュレーションを行う。

図5.12(a)は得られた最大せん断ひずみ速度の等高線であり、
 計算結果のせん断面はほぼ設定したせん断面と一致することが
 わかる。また切くす表面の変位ベクトルはせん断面近傍で表面
 形状に一致しているが pre-flow があるから当然であり、切
 くす上方では外向きとなり、やはり切くすがカールしている様子
 がわかる。同図(b)は最大せん断ひずみ分布であり、計算された
 切くす内のひずみ1.86は設定したせん断角に対する値1.87にほ
 ぼ一致している。図5.12の結果から設定したせん断角($\phi=28^\circ$)



(a) 最大せん断ひずみ速度の等高線



(b) 最大せん断ひずみ分布

図 5.12 せん断角(中)が 28° の場合.

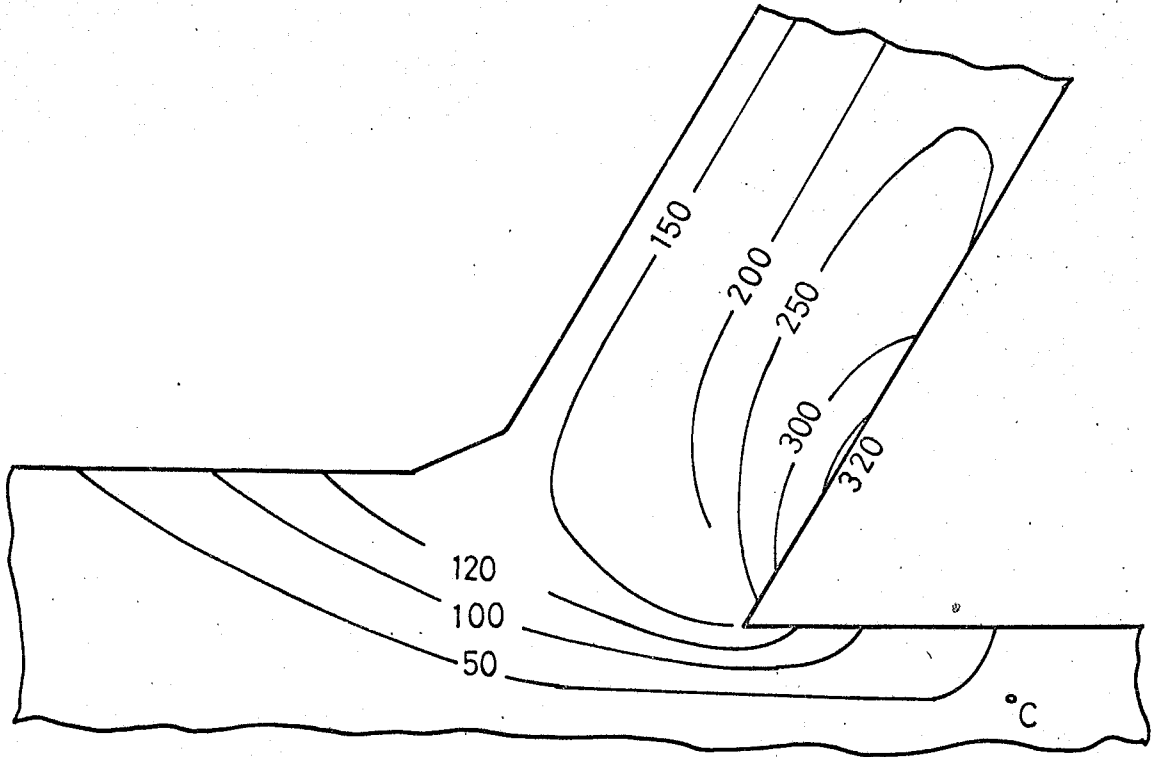


图 5.13 切削温度分布 ($\phi = 28^\circ$)

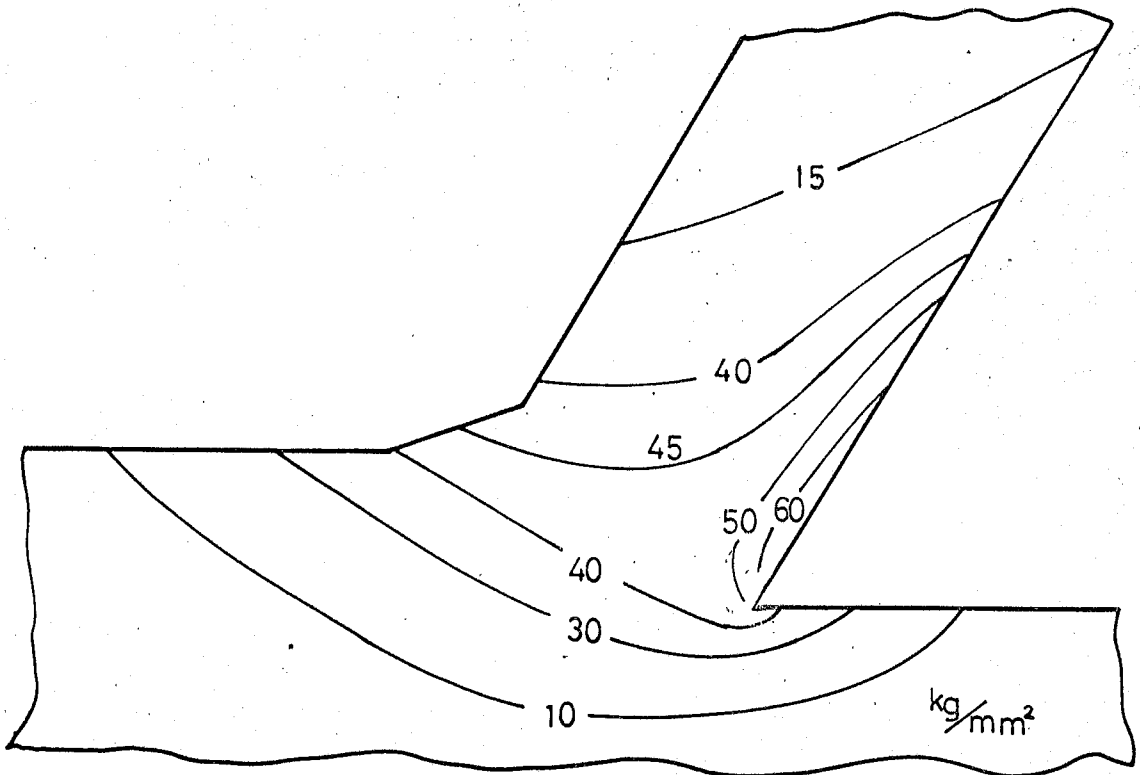


图 5.14 最大せん断応力分布 ($\phi = 28^\circ$)

は実際の切削に於り生ずるせん断角であるをみなしてとらえ考
えらる。

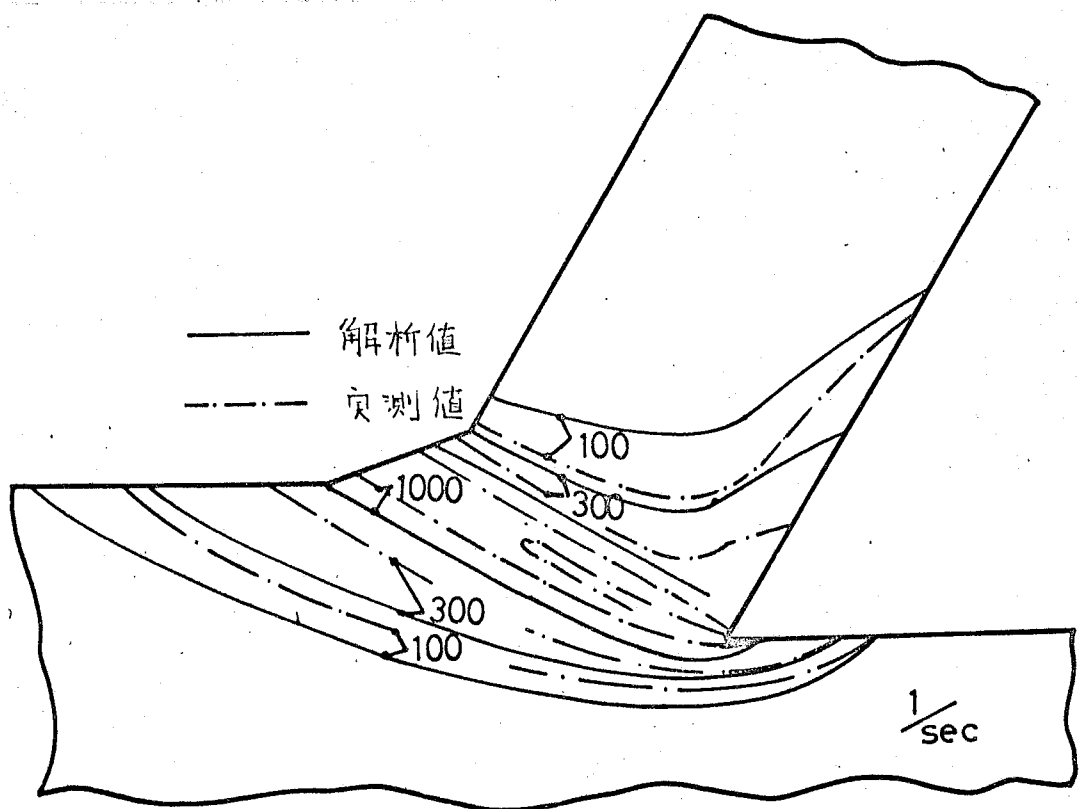
図5.13は $\phi=28^\circ$ のものに対して得られた温度分布を示す。切
削温度の最高値は工具すくい面のしかも切刃より幾分は下れた
ところにあり、第3章の結果と同様になっている。

図5.14はやはり $\phi=28^\circ$ のものに対して得られた最大せん断応
力分布を示す。せん断面は刃先部をのぞいてほぼ 40 kg/mm^2 と均一
になっている。すくい面上の刃先に近い二次変形域と考え
られる部分にやや高い応力値をもつ部分が見られ、これらの結
果も第3章におけると同様である。

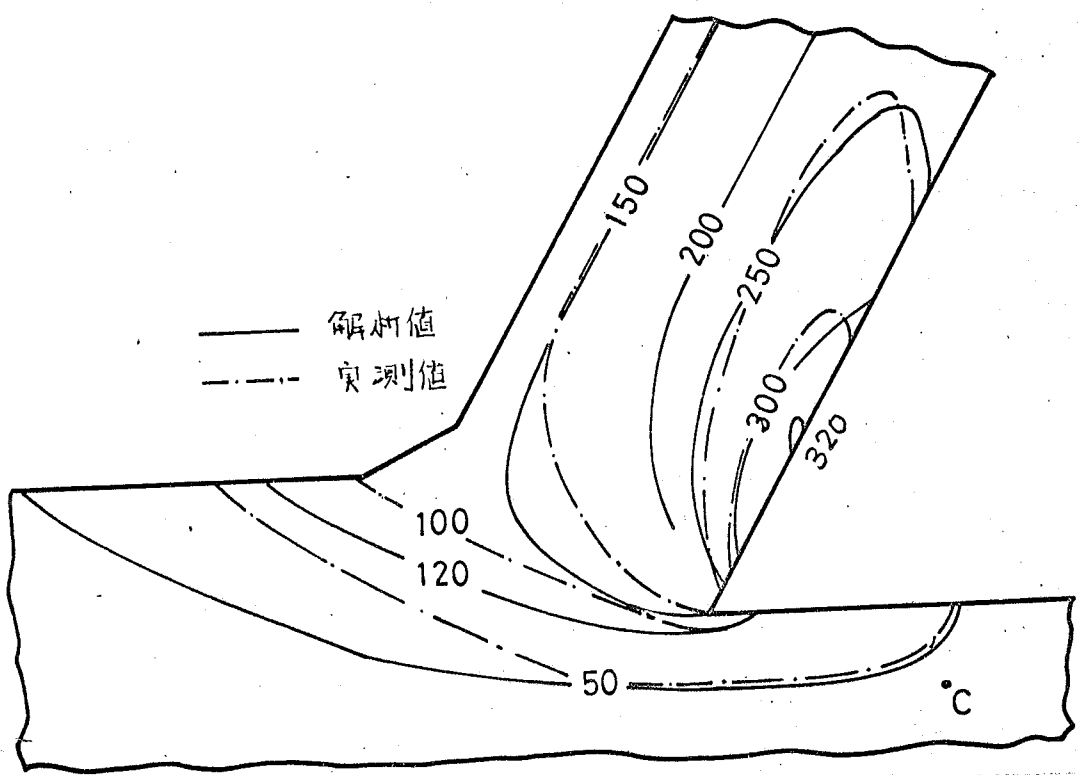
5.3.3 実測値とシミュレーション結果との比較検討

前項で示したように表5.1の条件でのシミュレーション解は、図
5.12, 5.13, 5.14でありせん断角は 28° である。本項ではこの解
と実測値との比較検討を行う。

図5.15(a)は最大せん断ひずみ速度の比較を行ったものである。
図中実線はシミュレーション結果であり、一実鎖線は visco-plasticity
法による実測値を示す。両者は図示のようによくほぼ一致して



(a) 最大せん断ひずみ速度の比較



(b) 切削温度分布の比較

図 5.15 シミュレーション解と実測値の比較

うるが、たゞいずれのひずみ速度でもシミュレーションにより得られる解は実測値よりもいくぶん大きくなっている。同図(b)は温度分布についての比較であり、実線はシミュレーション解、一実鎖線は赤外線温度計による実測値である。前図に対応してせん断面前方の温度の広がりもシミュレーション解の方が実測値よりも大であるが、他の部分については両者は完全に一致している。

図5.16最大せん断応力についての検討である。応力分布の実測値は得られないので、実測工具のすくい面応力分布と実際に切削を行うときのせん断角を用いて応力の有限要素法による計算を行ったものである。これによって得られる応力分布は応力の平衡方程式のみを解くこととなるので変形状態に無関係に正しい解が得られる。同図実線はシミュレーション解であり、一実鎖線は上述の計算結果である。両者は切くす表面のわずかな部分での不一致を除けば完全に一致し、応力分布についてもシミュレーション解が正しいことを示している。

図5.17はすくい面の応力分布についての比較であり、●△印と実線はシミュレーション解であり、○△印と一実鎖線は第4章の方法による実測値である。垂直応力(σ_x)についてはシミュレーション解は刃先で実測値よりわずかに大きくなり、刃先からはなれるにしたがって逆に実測値より小さめになっているが、この差異は微小であり、両者は一致しているといえる。摩擦応力(τ_x)

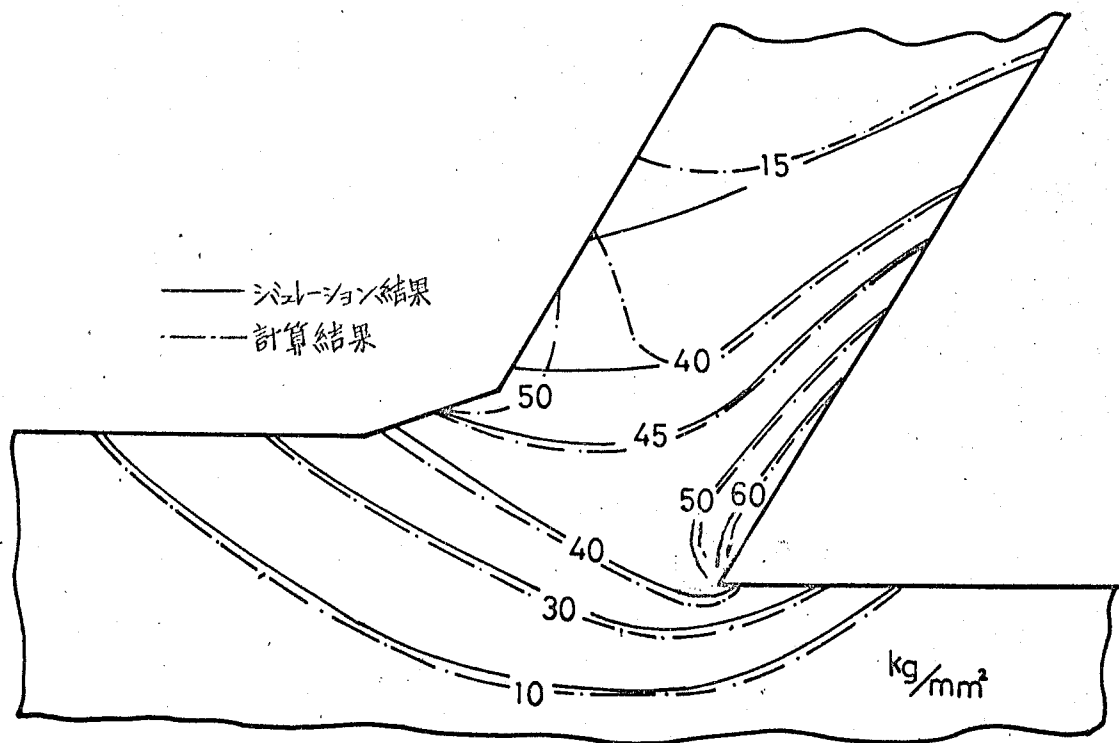


図 5.16 最大せん断応力分布の比較

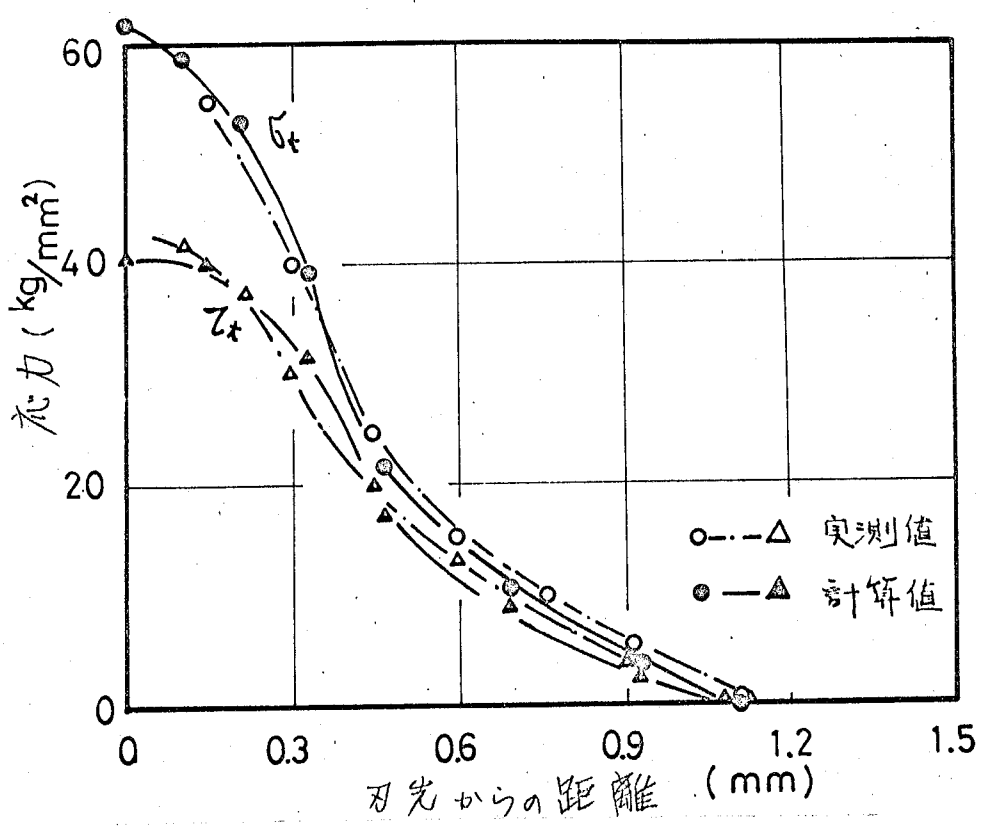


図 5.17 すくい面の応力分布の比較

についてはシミュレーション解が刃先でごくわずかであるが実測値より小さい。しかしO_A同様の差異も非常に小である。

§5.4 結論

本章ではせん断面領域の状態とすくい面の状態を両者の相互関連のもとに同時に決定出来る新しい理論としてシミュレーション法による計算を行い、切削状態を「削りずり予測」できるとを示した。得られた結論の主なものを以下に示す。

1. 増分法の有限要素法を用いて要素特性を修正するという方法で切削過程のシミュレーションは原理的に可能であり、十分な精度が得られる。
2. 定常解を得るためには本方法で8回程度の要素特性の修正が必要である。
3. 新生面が生成されるという工具刃先での破壊の問題は工具が移動しただけの長さ、被削材内に破断が生ずるとする本取扱いの方法で十分な近似が得られる。
4. 摩擦特性の導入法を示し、用いたものと同特性はシミュレーション結果と実測値の良好な一致からみて正しく摩擦状態を表わしているといえる。
5. 実測値とシミュレーションの結果は、ひずみ速度、ひずみ応力、温度とも完全に一致した。

文献

- (1) O.C. ツェンキウツツ, Y.K. フェーン : マトリックス有限要素法, 培風館.
- (2) 山田嘉昭 : 生産研究 19, 3 (1967) 75.
- (3) 大いば R. Hill : 塑性学, 培風館.
- (4) 垣野義昭 : 精密機械, 37, 7 (1971) 503.
- (5) 横内弘宇, 中島明一 : 昭和47年度精機学会春季大会前刷集, 1

第6章 結論

切削理論本来の目的は切削実験によらずに、解析のみによつて被削性を予測できるような体系を樹立することである。すなわち被削材料、工具材料、切削条件が与えられるとき、切くす生成状態、切削抵抗、切削温度、工具摩耗と工具寿命、仕上面あらエ仕上げ材料の物性に関する基礎的な情報のみにもとづいて全く解析的に求められなければならない。しかしこの予測は従来も行われてきたように個々の現象を独立に抽出しその相互関係も塑性条件と平衡条件とに立脚して解析する方法では不可能であり、せん断域の変形状態、すくい面の摩擦係数の状態、温度分布等の諸現象も塑性条件、平衡条件のもとに全て同時に決定する新たな理論展開によらなければならない。そしてこの前提となるものは被削材料の流動応力特性であり、工具すくい面の摩擦特性である。

本論文は被削材料の流動応力特性、工具すくい面の摩擦特性を導入してシミュレーション法という新たな論理を二次元切削過程の解析に適用し、従来の諸理論の難点であり、せん断域の現象とすくい面の現象を同時に決定する問題を解決し、切くす生成状態、変形域の応力とひずみの分布、切削抵抗、切削温度を解析のみで具体的に予測しうることを示したものである。またこのシミュレーションに必要な被削材料の流動応力特性、すくい面の

摩擦特性を得るための方法およびその結果を示して置く。

以下に本論文の各章で得られた結論を示す。

第2章 被削材料の流動応力特性

1. 等ひずみ速度の変形で焼鈍効果が生じない場合、流動応力は次式であらわされる。

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)^m \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right)^{n_0} \cdot \exp\left(\frac{\alpha}{\theta}\right)$$

ただし、 ϵ : ひずみ, $\dot{\epsilon}$: ひずみ速度, θ : 絶対温度,

$\epsilon_0, \dot{\epsilon}_0$: ひずみ, ひずみ速度の標準値, σ_0, m, n_0, α : 定数

純アルミニウム

$$\sigma = 10.9 \epsilon^{0.3} \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000}\right)^{0.076} \cdot \exp\left(\frac{153.0}{\theta}\right)$$

7-3黄銅

$$\sigma = 72.3 \epsilon^{0.5} \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{1000}\right)^{0.054} \cdot \exp\left(\frac{56.7}{\theta}\right)$$

純銅

$$\sigma = 42.2 \epsilon^{0.24} \cdot \left(\frac{\dot{\epsilon}}{500}\right)^{0.019} \cdot \exp\left(\frac{72.0}{\theta}\right)$$

上式より、明らかなように本実験で用いた材料および実験条件の範囲では等温、等ひずみ速度の場合、ひずみ速度が大きくなるほど塑性曲線は完全塑性体的となるD.C. Druckerの推論は実現する。

2. 等ひずみ速度の変形に対しては温度、ひずみ速度の等価性は次式であらわされる。

$$\frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon_0} = \left[A \exp\left(-\frac{\alpha}{\theta}\right) \right]_{\sigma, \epsilon = \text{const}}$$

ただし、 A, α : 定数である。上式は形式的にはひずみ速度修正温度理論のものと同じであるが、 A はひずみ、流動応力の関係とちがいが異なる。

3. 加熱時間が微小な場合、温度履歴は流動応力に影響しないが、ひずみ速度の履歴は著しく流動応力に影響し、流動応力は考える時刻のひずみ、ひずみ速度、温度だけでは決定しない。

A. ひずみ速度履歴の流動応力に対する影響を考えるには、相当静的降伏応力 (σ_{ES}) なる量を導入すると便利である。 σ_{ES} は動的変形のあるひずみで中断し、その状態で求めた静的降伏応力として定義される。

5. 流動応力は温度の履歴効果のない場合次式で与えられる。

$$\sigma = A \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^n \cdot \exp(\alpha/\theta) \cdot \sigma_{ES}$$

ただし、 A, n : 定数、 $\dot{\epsilon}$: ひずみ速度、 $\dot{\epsilon}_0$: ひずみ速度の標準値、 θ : 絶対温度である。また σ_{ES} を数式化し、各材料について流動応力を表示すれば次式となる。

純アルミニウム

$$\sigma = 10.9 \left\{ \int_{\dot{\epsilon}=h(\dot{\epsilon})} (\dot{\epsilon}/1000)^{0.064} \cdot d\dot{\epsilon} \right\}^{0.3} \cdot \exp(153.9/\theta) \cdot (\dot{\epsilon}/1000)^{0.057}$$

7-3 黄銅

$$\sigma = 73.3 \left\{ \int_{\dot{\epsilon}=h(\dot{\epsilon})} (\dot{\epsilon}/1000)^{0.06} \cdot d\dot{\epsilon} \right\}^{0.5} \cdot \exp(56.7/\theta) \cdot (\dot{\epsilon}/1000)^{0.024}$$

6. OES はひずみ速度によって材料内に生ずる変化を代表するものと考えられ、その値はひずみ速度の履歴によって変化する。ひずみ速度の履歴が流動応力に影響するのは材料がこの履歴を記憶し、その結果上式のOESを変化させるためである。

第3章 切削温度分布の数値解析

7. 塑性変形に関する諸量のみを切削実験から求め、切削は無縁の材料試験から得られた流動応力特性によって切削温度分布を数値解析的に得ることが出来た。
8. 数値計算と切削温度分布は赤外線法によって実測と切削温度とよく一致し、計算に用いた被削材の流動応力特性を等方性の仮定のもとに塑性仕事の等価性の概念を用いて切削過程に適用されることを確認された。
9. 切削温度の最高値は低速切削の場合、刃先近傍の切くす肉にあり、切削温度の増大とともに刃先から離れていく面上に移行する。
10. 温度解析に付随して得られるせん断面せん断応力、すくい面摩擦力は切削抵抗の実測値から計算されるものとよく一致する。

第4章 工具すくい面の摩擦特性

11. 乾式切削における工具すくい面上の摩擦については、同

部分に接触している切くずのせん断強さ (τ_e) 分布, 被削材材種, 工具材材種の組合わせによつて定まり切削条件とはほぼ無縁の定数 (κ) が影響因子となる。 τ_e は材料の流動応力特性と変形環境であるひずみ, ひずみ速度, ひずみ速度履歴, 温度から求めらる。 κ は被削材・工具の親和性を示すものであり, 温度により若干変化する。

12. 摩擦特性式は次式で示される。

$$\tau_t = \tau_e \left\{ 1 - \exp\left(-\kappa \frac{\sigma_t}{\tau_e}\right) \right\}$$

ただし, τ_e : 着目点の切くずのせん断強さ, κ : 被削材材種・工具材材種の組合わせによつて定まる定数, τ_t : 摩擦応力, σ_t : 垂直応力である。

13. 摩擦特性に対する温度の影響は二つあり, 一つは溶着部の強さ (τ_e) に影響するものであり, 他の一つは溶着性 (親和性) (κ) に影響するものである。

第5章 切削過程のシミュレーション

14. 被削材料の流動応力特性, 工具すくい面摩擦特性を具体的に導入して切削過程シミュレートする手法を示す。

15. 増分法の有限要素法を用いて要素特性を修正するという方法を用いた切削過程シミュレーションは原理的に可能であり, 充分な精度が得られる。

16. 新生面が生成されるという工具刃先の破壊の問題は工具

が視動しただけの長さ、被削材内に破断が生ずるとする
本研究における取扱ひ法で充分な近似が得られる。

17. シミュレーション結果と実測値との良好な一致からみて、シ
ミュレーションに用いた摩擦特性は切削時のそれを正しく表
わしてゐるといえる。

以上は各章で得られた結果を総括したものであるが、これに
よれば、具体的に切削状況をシミュレートするためには必要な諸量は
次のものである。

まず第2章で示した被削材料の流動応力特性を得る必要があ
る。このためには各種の等ひずみ速度のもとでの流動応力・ひ
ずみの関係、流動応力・温度の関係および各種の等ひずみ速度
下での相当静的降伏応力・ひずみの関係の3種の試験が必要であ
る。

次に境界条件としては第4章で示した式(4.11)の摩擦特性
式中の μ を求める必要がある。これらのデータが得られれば、
第5章で示した手法により切削過程シミュレーションを行い、切削
状況を予測することが可能となる。

結 言

金属切削状態を決定する大きな要因はせん断域での被削材料の特性であり、工具・切くす接触面における摩擦の状態である。

従来までの切削理論といわれこえるものの大部分はこれらの特性を実際に切削を行いそれから抽出したものを用いて力の平衡のみを解いてきたものであり、したがって必ず切削を行いこに生じてくる現象についての説明はできても何故その現象が生ずるのか？ どのような切削条件、工具、被削材が与えられたときどのような現象が生じ、せん断角、切削力、切削温度分布はどのようなものか？ といった切削理論本来の姿である被削材の予測に好むとは全く無力であった。

この最大の原因は切削変形域におけると同様環境での被削材料の流動応力特性を得ることが出来なかったためであり、さらに切削工具すくい面の摩擦がせん断域の変形状況とどのような関連をもたせその結果いかなる摩擦係数となるのか知られていなかったためである。切削過程の予測のためには上述の諸物性値を導入し、流動法則、力の平衡のもとにせん断域とすくい面の状況を同時に満足する解を探る手法を開発しなければならぬ。

この点に鑑み本論文は第2章で切削変形域と同じ環境下での材料試験法を開発し、実験結果を得た。そしてこの結果の正しいことを第3章において証明した。第4章ではすくい面上の摩

摩擦係数をせん断面との関連において決定する。摩擦特性式を提案した。最後に第5章で流動法則、力の平衡のもとにせん断域の状況とすくい面の状況を同時に決定するシミュレーション法により、材料の流動応力特性、工具すくい面の摩擦特性および切削条件等の基礎データを導入し、切削状態の予測を行い、せん断角、切削力、温度分布、応力分布の計算のみにより求めらるることを示した。

以上のように入論文は被削性の予測が可能であることを示し従来の切削理論のゆきづまりを打破したものと思ひ。

本研究がさらに実用的な被削性の予測、すなわち工具摩耗、工具寿命、仕上面あらさ等の予測の方向へと発展することを切に望む所である。

最後に本研究を遂行するにあたり、筆者の東京工業大学に在籍以来絶えず御指導をうけた東京工業大学益子正巳教授をはじめ、研究の細部にわたるまで理論面、実際面の両面から絶えず熱心に御指導、御討論をうけた東京工業大学臼井榮治教授に深く感謝するとともに今後共御指導、御鞭達の程を願ひする次第であります。さらに本研究に御協力をうけた東京工業大学生産機械工学科機械加工学講座、機械物理工学科応用物性学講座の皆様へ感謝いたします。