

## 特 別 講 演

# 鉄 鋼 の 高 速 変 形 に つ い て\*

作 井 誠 太\*\*

## High Strain Rate Deformation of Iron and Steel

Seita SAKUI

### 1. は し が き

鉄鋼の加工は高速で行なわれることが多く、鋼の細い針金の線引き速度は 2500m/min で、ひずみ速度に改めると、 $2 \times 10^5/\text{sec}$  となる。ブリキ用薄鉄板の圧延はそれぞれ 1500m/min,  $2 \times 10^3/\text{sec}$  で行なわれている。今回はこのような高速変形における鉄鋼の挙動について述べる。それも非鉄金属（主として FCC または HCP）に比べて、鉄鋼が高度変形において、どのように特異であるか、その指摘に重点をおいて話を進めたい。

鉄鋼が高速変形において、非鉄金属に比べて風変わりであるという点はかなり多い。本日はまずそれらの点を列挙し、つぎにその中から 2 つの問題を取り出してやや詳しく話すことにする。それで与えられた 40 分は終わると考える。

### 2. 金属の高速変形の 2 つの顔

鉄鋼とは限らず、一般に金属の高速変形においては、2 つの面に注意することが必要である。筆者はこのことを、高速変形は 2 つの顔を持っていると表現するのが常である。すなわち、

(1) 力学的な顔

(2) 材料学的な顔

である。高速変形では衝撃によつて発生した塑性波が試片内を伝はんしていく速度が問題となり、それに伴つて種々の力学的な問題が発生する。低速変形では塑性波の伝はんは問題にならない。高速変形における力学的な現象をとらえて、それを転位論で解釈するような誤りに注意する必要がある。

以上は高速変形中の鉄鋼の挙動に対する発言であるが、高速変形によつて変形した後の鉄鋼の機械的性質もまた、非鉄金属と異なつた特異性を示す。変形中の（仕事<sup>ワ</sup>中の）顔は外面であり、変形終了後の（家庭における）顔は内面<sup>ウチヅラ</sup>であるとすれば、非鉄金属ではこの内面と外面はだいたい一致するが、鉄鋼ではそれが異なる。今回はそれについて話す時間がないので、それがどのような問

題であるか、わかりやすい具体例を 1 つだけ挙げて、あとは省略する。この問題については筆者らも断片的な報文を出している。

図 1 は Al 多結晶体に一定のひずみを高速度（動的）で与えた場合と、低速度（静的）に与えた場合について、その性質を比較したものである。応力-ひずみ曲線は高速変形中の方が、低速変形中よりもやや大きな応力を示す。このひずみを受けた試片の加工硬化を、つぎに同一ひずみ速度の試験（静的試験）での流れ応力を測定することにより比較すると、高速変形の場合のほうが大きく、強度は大になつている。すなわち内面と外面とは一致している。

これに反して軟鋼の場合は高速度変形中の応力-ひずみ曲線は、低速変形中の応力-ひずみ曲線より著しく大きな応力を示すが、変形後の材料の強度を調べてみると、その関係は逆転して、高速変形を受けた試片の方が、低速変形を受けた試片よりも、同一ひずみについて比べると強度が小さい。加工硬化が小さいといえる。いわば内面と外面が一致しない。この問題は紹介するだけにとどめるが、高速加工に関連して開拓を待っている大きな分野とされている。

### 3. 鉄鋼の高速引張り変形における力学的な問題

高速変形における力学的な問題を、引張り変形を例にとつて考えてみる。この問題の大部分は、衝撃によつて発生した変形が、試片内を伝わっていく速度が問題になることにより生ずるのであるが、この伝はんの速度その他の過程は、試片の応力-ひずみ曲線の形状できまる。この形状は非鉄金属（大部分は FCC または HCP）に比べて、鉄鋼は上下の降伏点の存在などで特殊である。力学的な問題においても、鉄鋼は特有の問題を持つてい

\* 昭和46年4月本会講演大会にて講演  
昭和46年8月2日受付

\*\* 電気通信大学教授 工博  
東京工業大学名誉教授

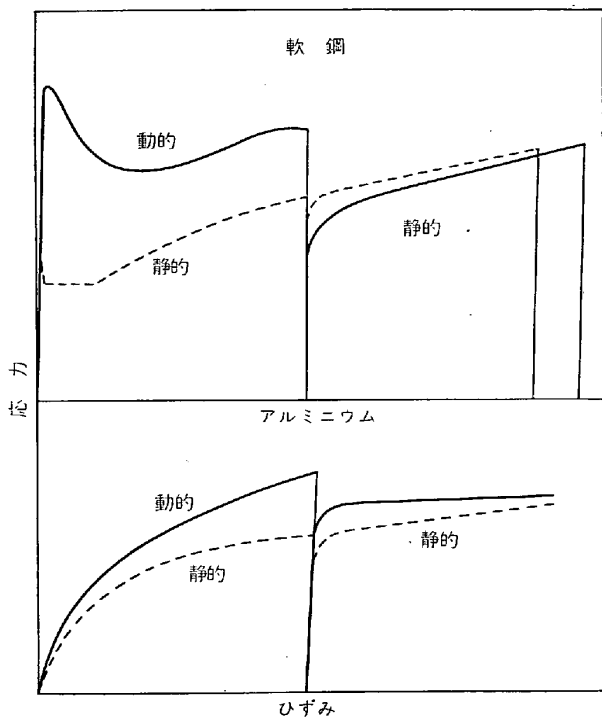


図 1 高速変形における外面と内面の模型図

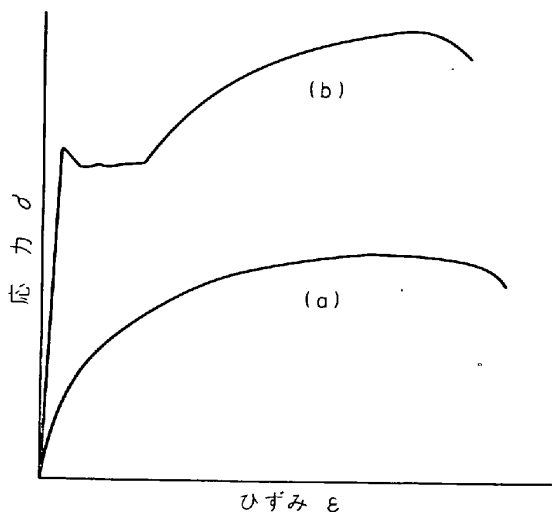


図 2 鉄鋼と非鉄金属の応力ひずみ曲線

と言うべきであろう。

図 2 (a) のごとき単純な非鉄金属の応力-ひずみ曲線の場合には、塑性波の伝ばんとそれに伴う諸現象について、von KARMAN らの<sup>2)</sup>解がある。ところが上部降伏点、下部降伏点が存在し、その結果、応力-ひずみ曲線の一部に上側に対して凹なる部分が存在するときは、一種の衝撃波であるところのリュエダス帯が発生し、伝ばりする。

この場合の力学的問題は、von KARMAN の解をそのまま使うわけにはいかず、相当の修正を必要とする。以下に鉄鋼の衝撃引張りにおける 4 つの力学的な問題に対

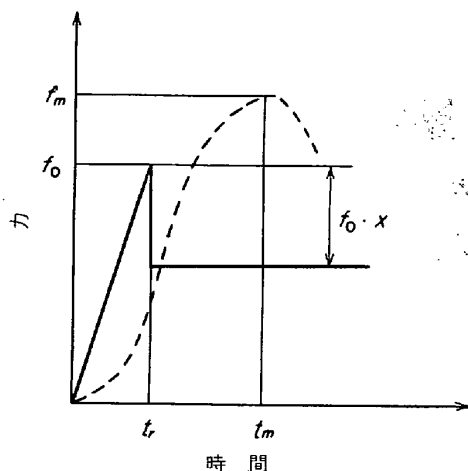


図 3 上部降伏点の overshoot

するわれわれの試みについて述べる。

### 3.1 鉄鋼の上部降伏点の Overshoot について

衝撃試験における荷重-時間曲線の測定精度は、ロードセル、動ひずみ計、記録装置などの測力系の総合的な動的特性により決まるが、ここではロードセルと試片およびそれらの支持台を一つの系(以上これを測力系と呼ぶ)と考え、これを 1 自由度系の振動体として取扱い<sup>3)</sup>、高次モードの振動は無視することにする。この振動系に、上部降伏点を示すところの荷重-時間曲線(図 3 の実線のごとく、直線部分の組立てで近似する)が入力として与えられるとき、測力系が点線のごとく応答するとすれば、点線の曲線の最大値  $f_m$  と入力<sup>4)</sup>の最大値  $f_0$  から、Overshoot  $(f_m - f_0 / f_0) \times 100\%$  が求められる。

図 3 の入力  $f(t)$  が与えられるとき、ロードセルの 1 自由度振動系の運動方程式は、時間領域により、2 つの式に分けて与えられる<sup>4)</sup>。(図 3 参照)

$$m \ddot{x} + c \dot{x} + Kx = \frac{f_0}{t_r} t \quad (0 < t < t_r) \dots \dots \dots (1 a)$$

$$m \ddot{x} + c \dot{x} + Kx = f_0 = (1 - X) \dots \dots \dots (1 b)$$

ここで  $m, c, K$  はそれぞれ測力系の質量、減衰係数、ばね定数であり、 $x$  は変位である。 $f_0$  と  $t_r$  は図 3 からわかるように、入力の応力-時間曲線における上部降伏点ならびに立上り時間である。 $X$  は上部降伏点と下部降伏点の差と、上部降伏点の比である。

途中の計算は略するが、(1) 式の解は下に与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{f}{f_0} = & x_0 \left[ \frac{1}{q} e^{-2\pi\zeta\tau} \cos(2\pi q\tau + \alpha) \right] \\ & + (v_0 + 2\zeta x_0) \left[ \frac{1}{q} e^{-2\pi\zeta\tau} \sin 2\pi q\tau \right] \\ & + (1 - X) \left[ 1 - \frac{1}{q} e^{-2\pi\zeta\tau} \cos(2\pi q\tau - \alpha) \right] \dots \dots \dots (2) \\ x_0 = & \left( 1 - \frac{\zeta}{2\tau_r} \right) - \frac{e^{-2\pi\zeta\tau_r}}{2\pi q\tau_r} \left\{ \sin 2\pi q\tau_r \right. \end{aligned}$$

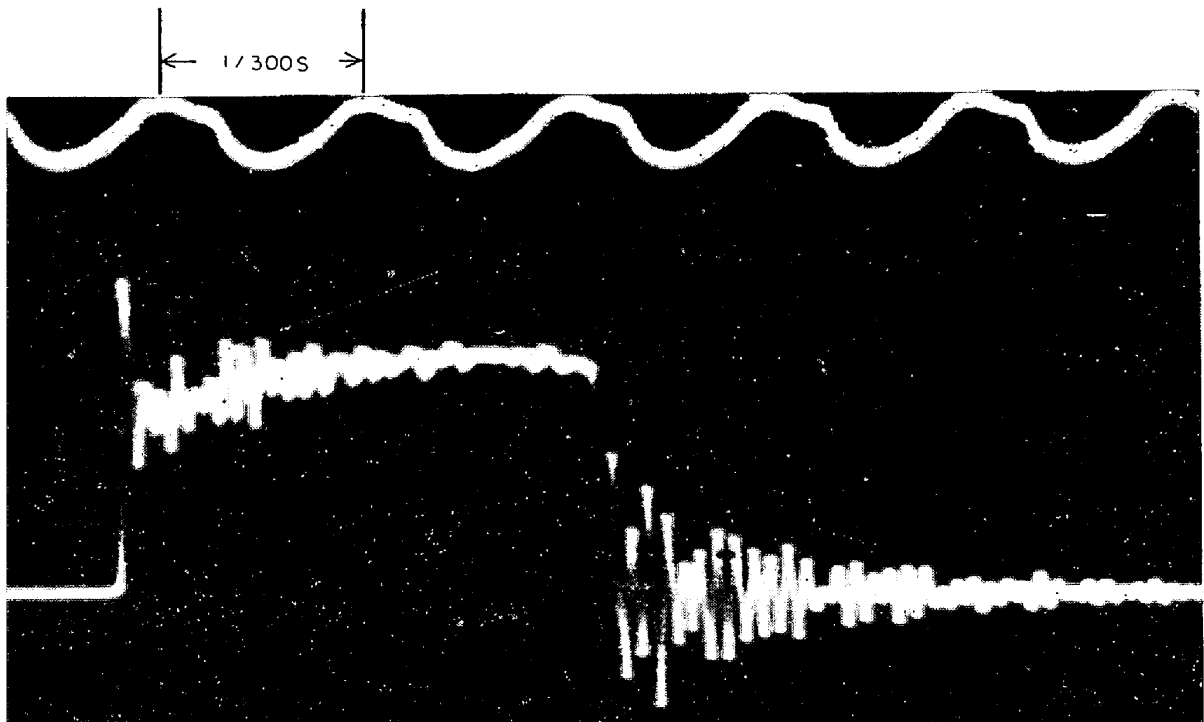


図 4 珪素鋼板の衝撃引張りのオシログラフ (荷重-時間曲線)

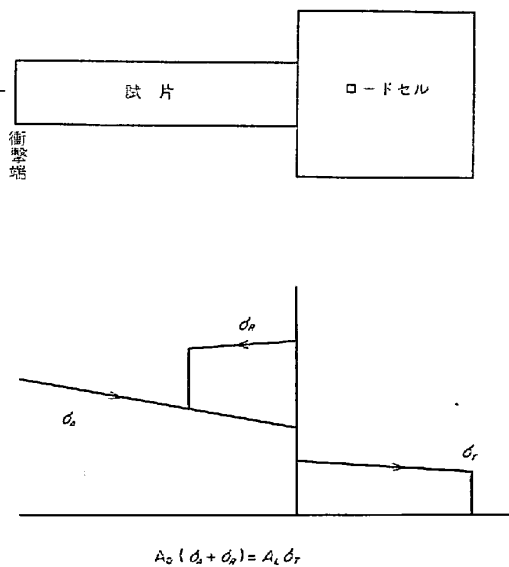


図 5 ロードセルと試片の境界における応力波

$$-2\zeta \cos(2\pi q\tau_r - \alpha) \dots\dots\dots (3a)$$

$$v_0 = \frac{1}{2\pi\tau_r} \left\{ 1 + \frac{\zeta}{q} e^{-2\pi\zeta\tau_r} \left[ \sin 2\pi q\tau_r - 2\zeta \cos(2\pi q\tau_r - \alpha) \right] \right\} \dots\dots\dots (3b)$$

ここで  $\zeta = C/2\sqrt{mK}$ ,  $q = \sqrt{1-\zeta^2}$ ,

$$\alpha = \tan^{-1} \left( \frac{\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \right), \quad \tau = t/T_m, \quad \tau_r = t_r/T_n,$$

$$T_n = 2\pi/w_n, \quad w_n = \sqrt{K/m},$$

であり、便宜上(2)、(3)式のすべての量は無次元量としてある。これより測力系の減衰係数比  $\zeta$ 、固有振動数  $w_n = 2\pi f_n$ 、入力波の形状 ( $t_r$  と  $X$  で示される)を知れば、Overshoot を求めることができる。

図4はわれわれの実験室で得た珪素鋼板の衝撃引張試験における荷重-時間曲線であるが、これから  $\zeta$  と  $f_n$  を知ることができる。これを用いて図4の上部降伏点は、真の値から約40%のOvershootを生じていることが認められる。したがってわれわれの測力系による実験で得られる図4のごときオシログラフから、直接に上部降伏点を測定することが無理であることがわかる。上記の計算で求めた約40%のOvershoot補正を加えれば、約±5%の誤差で上部降伏点を決定することができる。

3.2 ロードセルによる衝撃応力測定精度について

3.2.1 鉄鋼の下部降伏点の測定精度について<sup>5)</sup>

衝撃引張り試験において、ロードセルによる荷重測定は、どの程度の精度で行なうことができるか、軟鋼の場合について当たって見よう。

一般に衝撃引張り試験における測力系は図5のような模型を用いて考察するのが便利で、衝撃端から出た応力波が一定の伝ばん速度で試片中を伝わり、ロードセルへ向って入力波  $\sigma_A$  として入つてくるとする。ロードセルとの境界で反射波  $\sigma_R$  とロードセルへ入る透過波  $\sigma_T$  とに分かれると考える。このときの条件を書く<sup>6)</sup>、

イ) ロードセルと試片とは常に密接して離れることなく、また物質の重なり合いも起こらない。すなわち、境

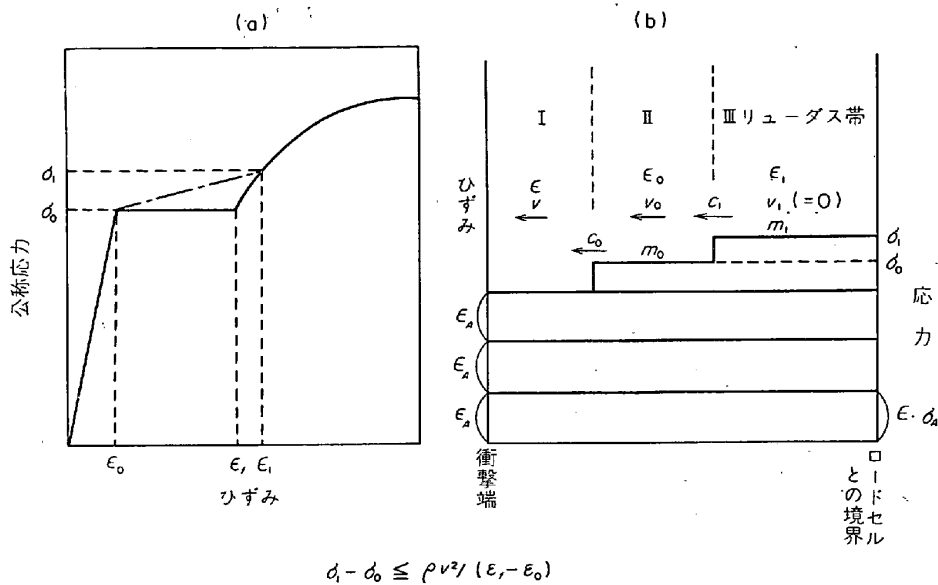


図 6 (a) 単純化された鉄鋼の応力ひずみ線図  
(b) 試片とロードセルの境界における応力波の反射と下部降伏点

界では試片中の物質速度とロードセル中のそれとは等しい。

ロ) 境界面では、試片にかかっている荷重とロードセルにかかっている荷重とは等しい。すなわち試片の断面積を  $A_0$ 、ロードセルのそれを  $A_L$  としたとき、次式が成立つとする。

$$A_0(\sigma_A + \sigma_R) = A_L \sigma_T \dots \dots \dots (4)$$

上式の左辺に  $\sigma_R$  が入っている。ロードセルによって記録できる波は、決して試片を始めに伝わってくる入力波  $\sigma_A$  でなく、ロードセルとの境界で生じた反射波  $\sigma_R$  との和である。以上のような条件のほかに、反射波の波頭と透過波の波頭に対して、質量保存則と運動量保存則を適用すれば、入力波  $\sigma_A$  に対する反射波  $\sigma_R$  と透過波  $\sigma_T$  が求まる。

以上のことを念頭において、衝撃における軟鋼の下部降伏点の測定精度について考えて見よう。

引張速度の小さい場合には、図5のロードセルで測定される降伏応力は、真の降伏応力と一致していると考えて差支えないが、引張速度が十分に大になると、ロードセルとの境界での反射が無視できないくらい大きくなって、測定された見かけの降伏点が真の降伏点より大きくなって来る。なお、純鉄の下部降伏点で見られるリュースダス帯の伝はんは、衝撃波の伝はんと考えるべきものである<sup>2)</sup>。それを考慮に入れて以下の議論を行なう。また速度をはかるための座標系は、空間に固定したものをを用いる。

簡単のために、試片の応力-ひずみ曲線は図6(a)の実線と与えられるものとする。計算を簡単にするために、衝撃端は定速  $v$  で動き、ロードセルは試片に比べて十分に剛で、剛体と考えてよいとする。この仮定は応力波の

反射と透過についての計算を簡単化するためのものであつて、ロードセルには透過波は(4)式を満たすように、十分に入つてきていることに注意を要する。

衝撃開始後、弾性波の伝はん速度を  $C_e$  とすると、

$$\epsilon_A = v/C_e \dots \dots \dots (5)$$

で与えられるひずみが、弾性域内にあれば、 $\epsilon_A$  なるひずみが  $C_e$  なる伝はん速度で試片中を伝わり、ロードセルの境界で反射を受ける。このとき  $2\epsilon_A$  が弾性域内にあれば、上記の条件1) およびロードセルを剛体とみなすという仮定から、さらに  $\epsilon_A$  なる反射が弾性波として試片内を衝撃端へ向かつて戻ってくる。これを何回か繰り返すうちに、衝撃端からロードセルとの境界で試片は弾性限( $\epsilon_0, \sigma_0$ )を越えて降伏を起こすわけである。図6(b)はこの模様を示すが、図ではロードセルとの境界で2回目の反射で降伏が起こつたことにしてある。こうして弾性波の反射によつて降伏が起こると、一般には、全応力が弾性限の大きさを持つた弾性波と、これより伝はん速度のおそい塑性波が共に生ずるが、この塑性波がリュースダス帯であり、その本質は衝撃波である。いま仮にロードセル側での  $n$  回目の反射によつて降伏が起こつたとしよう。これを式で表わすとつぎのようになる。

$$E \cdot (2n-1)v/C_e \leq \sigma_0 < E \cdot 2nv/C_e \dots \dots \dots (6)$$

図6(b)の領域Iの応力  $\sigma$  は  $\sigma = E(2n-1)v/C_e$  であり、またそのひずみは  $\epsilon = (2n-1)v/C_e$  であるが、物質速度は衝撃端側にあるので  $v$  である。また試片の単位長さあたりの質量を  $m$  とする。領域IIの諸量の値を  $\sigma_0, \epsilon_0, m_0$  とし、領域III(すなわちリュースダス帯)のそれらを  $\sigma_1, \epsilon_1, v_1, m_1$  とするが、 $v_1$  はロードセルと試片の境界側にあるから零である。これらの値を図6(a)(b)に示してある。

表 1 下部降伏強度の測定誤差  $(\sigma_1 - \sigma_0) / \sigma_0$  の最大値

衝撃速度 $v$ (m/sec)	何回目の反射で降伏するか	$Pv^2 / (\epsilon_f - \epsilon_0)$ (kg/mm <sup>2</sup> )			$(\sigma_1 - \sigma_0) / \sigma_0$ の最大値		
		$\epsilon_f - \epsilon_0 = 10^2$	$\epsilon_f - \epsilon_0 = 2 \times 10^{-2}$	$\epsilon_f - \epsilon_0 = 10^{-1}$	$\epsilon_f - \epsilon_0 = 10^{-2}$	$\epsilon_f - \epsilon_0 = 2 \times 10^{-2}$	$\epsilon_f - \epsilon_0 = 10^{-1}$
2	3	0.32	0.16	0.032	0.0076	0.004	0.00078
5	2	2.0	1.0	0.20	0.048	0.024	0.0048
10	1	8.1	4.0	0.81	0.19	0.096	0.019

衝撃波の伝ばん速度を求めるのに、慣用されている方法<sup>3)</sup>を用いて、おのおの領域の境界の動く速さ、すなわち I と II の境界の伝ばん速度  $C_0$  と、II と III の領域の境界の伝ばん速度  $C_1$  (これはリュウダス帯の伝ばん速度である) などを求めることができる。また各領域の物質速度を求めることができる。I の領域は衝撃端側にあるので、その物質速度は衝撃速度の  $v$  であり、III の領域はロードセル側にあるので零である。これらのことを考慮に入れて、衝撃端での引張り速度  $v$  と領域 I, II, III の応力、ひずみの状態を示す数値の間には次式が成立する<sup>3)</sup>。

$$v = \sqrt{1/\rho(\sigma_1 - \sigma_0)(\epsilon_1 - \epsilon_0)} + \sqrt{1/\rho(\sigma_0 - \sigma)(\epsilon_0 - \epsilon)} \dots (7)$$

ここで  $\rho$  は試片の密度である。ただしロードセルとの境界での  $n$  回目の反射による降伏を考えたことから、

$$\sigma = E(2n - 1)v / C_e \leq \sigma_0 \dots (8)$$

である。

以上の結果をまとめて見ると、ロードセルで記録される下部降伏強度は、真の下部降伏強度  $\sigma_0$  でなく、それより大きい  $\sigma_1$  である。また  $\sigma_1$  が下部降伏強度として求まるのは、リュウダス帯の伝ばん速度  $C_1$  が弾性波の伝ばん速度よりずっと小さいので、十分に荷重-時間曲線に停点として記録されるためである。

具体的な数値を入れて、下部降伏点測定の誤差  $(\sigma_1 - \sigma_0) / \sigma_0$  を調べよう。図 6 の (a) を見るとわかるように、降伏後の応力-ひずみ曲線の立上りは大きいので、

$$\epsilon_1 - \epsilon_0 \cong \rho_f - \epsilon_0 = \text{リュウダス伸び}$$

として差支えない。したがって (7), (8) 両式から

$$\sigma_1 - \sigma_0 \leq \rho v^2 / (\epsilon_f - \epsilon_0) \dots (9)$$

となる。この結果から表 1 に、通常の高速引張試験で観測される下部降伏強度  $\sigma_0 = 42 \text{ kg/mm}^2$  なる純鉄に対し、リュウダス伸び 1, 2, 10% の場合の測定誤差の最大を、種々の引張り速度に対して示したが、引張速度 10m/sec 位までは数% 以内の誤差で、下部降伏強度が測定できることがわかる。

以上の計算では、ロードセル側から降伏が始まるとして話を進めたが、衝撃端側で降伏が始まるとしても、計算には本質的な相異は生じない。

### 3.2.2 引張り強さ測定精度について

一般に引張り強さは降伏点に比べて、比較的高速、たとえば 20—40m/sec の引張速度まで正確に求まるとい

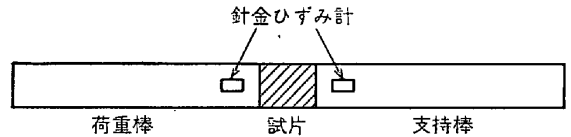


図 7 KOLSKY の方法の装置概略

われている。その理由は簡単で、臨界衝撃速度以上でない限り、破壊を生ずる前に応力波は固定端と衝撃端での反射を何回か受け、たとえひずみ分布は試片内で不均一になつていても、応力-ひずみ曲線の最大応力付近では、応力はそれほど違わないために、応力の分布はそれほど不均一にならず、かつ反射する応力波も弱いものになるからである。2 点が降伏点を問題とする場合と大いに異なるところで、降伏点の近くではひずみの少しの変化でも応力が相当に異なる。

### 3.2.3 Kolsky の Thin Wafer 方法について<sup>3)</sup>

高速変形のもとの材料の応力-ひずみ曲線を求める一つのすぐれた方法に表題の方法がある。その概要は図 7 に示す。2 つの長い弾性棒に薄い試片をはさんで、大きなラムあるいは別の棒を荷重棒に衝突させ、入力圧縮波  $\sigma_A$  を荷重棒中を試片へ向けて伝ばんさせて、試片を変形させる方法である。いま、圧縮圧力を正にとり、入力波  $\sigma_A$  が試片との境界 I で反射して、一部は  $\sigma_R$  なる引張り応力として反射され、一部は試片を通過して  $\sigma_T$  なる透過波 (圧縮応力) として支持棒を伝わるとする。荷重棒、支持棒にストレインゲージを貼つて、 $\sigma_A$ ,  $\sigma_R$ ,  $\sigma_T$  を時間に対して記録する。これより平均のひずみ、平均の応力、平均のひずみ速度がわかり、試片の種々なるひずみ速度における応力-ひずみ曲線も求めることができる。

この方法はいろいろ利点があり、装置に固定部がなく、反射波と透過波が荷重棒と支持棒の端に到達して戻ってくるまでに実験が終わり、余計な振動を誘発せず、測定系の慣性が効いてこない。また試片が小さいので容易に大きなひずみ速度が得られる。また高速変形では塑性波の伝ばんのため、試片内のひずみ分布が不均一になり、求めた応力ひずみ曲線は試片のどの部分に相当するかわからない場合があるが、この方法では試片を小にして、その不均一を小にできるという大きな利点がある。しかし注意しないと、試片が非常に小さいために試片の端部効果で試片の自由な変形が拘束される恐れがある。

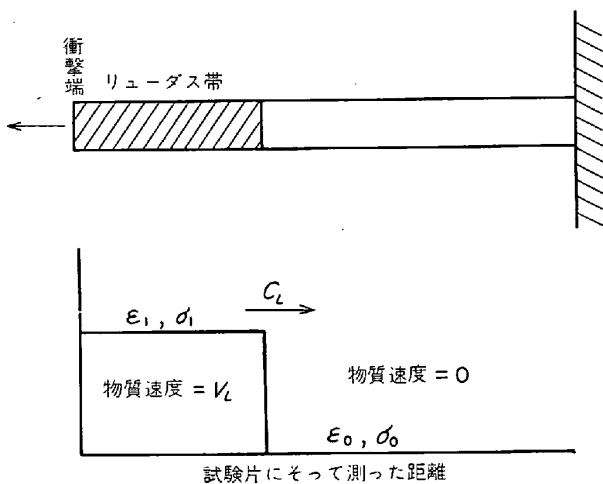


図 8 単一リュース帯伝ばんの模型図

またこの方法は高ひずみ速度のもとでの応力-ひずみ曲線を得る一つのすぐれた方法ではあるが、試片は塑性変形を起こすので、試片に入力波が到達すると、弾性限の強さを持つた弾性波と、それより強さは大きい伝ばん速度のおそい塑性波とが、同時に試片中を伝わり、さらにそれらが支持棒に到達して支持棒への透過波と、試片内へもどる反射波に分かれることを考慮すると、実際は、とくに衝撃開始時には複雑な応力状態が生じていることがわかり、現象としては単純なものではない。吉田らも焼鈍した高純度の多結晶アルミニウムを用いて、この方法で圧縮試験をした結果、変形開始後約 30μsec は試片両端の応力は大きな開きを示したと述べている<sup>9)</sup>。

3.3 鉄鋼における塑性波の伝ばんについて

3.3.1 はしがき

衝撃試験における変形の伝ばん、とくに塑性波の伝ばん、それに伴って生ずる試片内のひずみの分布の問題や、臨界衝撃速度の存在に関しては、von KARMAN らの有名な理論がすでにある。その理論は、応力-ひずみ曲線がつねに上向きに凸である場合、すなわち図 2 の (a) の曲線のごとき場合で、衝撃波を生じないときにだけ適用できるものである。しかしながら、純鉄や極軟鋼では、塑性変形はまづ衝撃波であるところのリュース帯の伝ばんから始まるのが普通である(図 2, (b))。

したがって、純鉄や極軟鋼について、変形の伝ばんを考えるには、von KARMAN の理論をそのままの形で使うことはできない。

一般に塑性域と弾性域を含めて、ひずみの伝ばん速度  $C$  はラグランジュ座標で表わすと、

$$C = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}} \dots\dots\dots(10)$$

$\rho$ ; 密度,  $\sigma$ ; 公称応力,  $\varepsilon$ ; 公称ひずみ  
(以下、公称応力と公称ひずみを単に応力、ひずみと呼ぶ)

したがって、 $d\sigma/d\varepsilon$  は応力-ひずみ曲線の勾配である。

多くの材料はひずみの増加とともに  $d\sigma/d\varepsilon$  が減少するので(図 2(a)) ひずみの大きい応力波は、ひずみの小さい応力波より伝ばん速度が小さい。

しかし、応力-ひずみ曲線の一部にでも上側に凹の部分があると、ひずみの大きい応力波の伝ばん速度が、ひずみの小さい応力波の伝ばん速度より大きくなって、ひずみの大きい応力波が、ひずみの小さい応力波に追いついてしまうことがある。もちろんひずみの大きい応力波が、ひずみの小さい応力波を追いこすことは物理的にあり得ないので、別の応力伝ばん機構を生ずる。すなわち、ひずみの大きい応力波は、ひずみの小さい応力波と合体して、きわめて急激な波頭をもつた衝撃波を作る。純鉄や極軟鋼で見られるリュース帯が、このような衝撃波であることは、COTTRELL によつてすでに指摘されている<sup>10)</sup>。

3.3.2 リュース帯を生ずる材料の応力波の伝ばん

いま、図 8 のように、引張り端からリュース帯が一つだけ出て、これが伝ばんしていくとし、その波頭ではひずみが図のように不連続に変わつていくとする、この仮定は、第一近似では十分であると考えている。リュース帯の伝ばん速度を  $C_L$ 、リュース帯と未変形部の物質速度の差を  $V_L$  とする。ただし図 8 の場合には、 $V_L$  は引張り速度に等しい。リュース帯の波頭の移動に対して、物質保存則と運動量保存則を適用すれば、

$$C_L = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{(\sigma_1 - \sigma_0)}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)}} \dots\dots\dots(11)$$

$$V_L = \sqrt{\frac{1}{\rho} (\sigma_1 - \sigma_0) (\varepsilon_0 - \varepsilon_1)} \dots\dots\dots(12)$$

を得る<sup>11)</sup>。  $(\varepsilon_1, \sigma_1)$  と  $(\varepsilon_0, \sigma_0)$  はそれぞれリュース帯の内と外とのひずみと応力であるが、  $(\varepsilon_0, \sigma_0)$  としては、リュース帯が伝ばんしてゆく過程を考えているので、図 9 の応力-ひずみ曲線の弾性域からの折れ曲がりの点をとる

(11) 式はリュース帯の伝ばん速度は、図 9 の  $(\varepsilon_0, \sigma_0)$  と  $(\varepsilon_1, \sigma_1)$  の点を結ぶ直線の勾配の平方根に比例し、(12) 式はリュース帯と未変形部分の物質速度の差が、2つの領域の応力の差とひずみの差の積の平方根に比例することを示す。

なお図 8 のような単一のリュース帯は、図 9 の  $(\varepsilon_0, \sigma_0)$  の点から応力-ひずみ曲線にひいた接線の接する点  $(\varepsilon_t, \sigma_t)$  まで生ずることが導かれる。このときのリュース帯と未変形部分の物質速度の差  $V_t$  と、リュース帯の伝ばん速度  $C_t$  は、

$$C_t = \sqrt{\frac{1}{\rho} \cdot \frac{(\sigma_t - \sigma_0)}{(\varepsilon_t - \varepsilon_0)}} \dots\dots\dots(13)$$

$$V_t = \sqrt{\frac{1}{\rho} (\sigma_t - \sigma_0) (\varepsilon_t - \varepsilon_0)} \dots\dots\dots(14)$$

で与えられる。ただし、いま考えている場合には  $V_t$  は引張り速度に等しい。

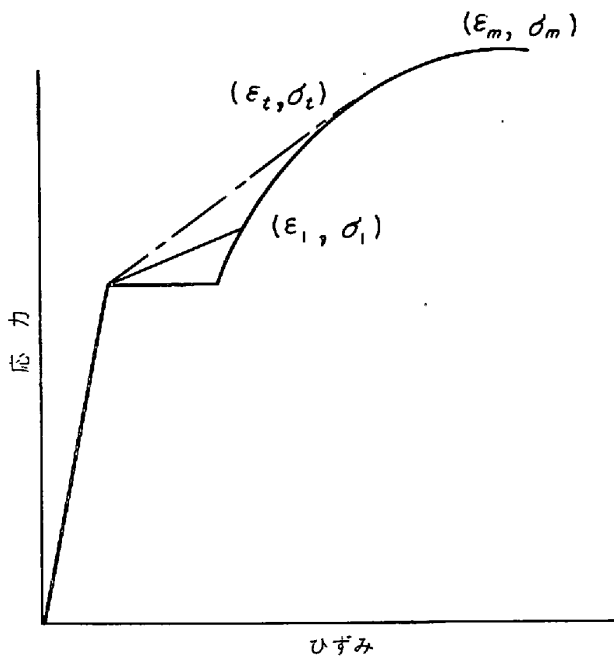


図 9 応力ひずみ曲線

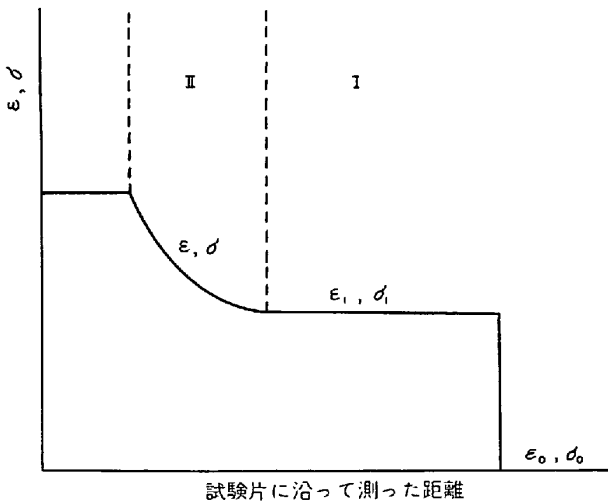


図 10 引張り速度が  $V_t$  を越した場合の試験片内の応力とひずみの分布

引張り速度が(14)式の  $V_t$  を越えないときは、変形は単一のリュエダス帯が、試験片全体を伝わって降伏が試験片全体に起こった後、さらに変形が進むことになる。

3.4 臨界衝撃速度の存在

引張り速度が  $V_t$  を越すと、リュエダス帯におくられて応力状態が場所的に連続的に変わる応力波を生ずる。この模様を図 10 に示すが、応力状態が連ぞく的に変わっている場合には、

$$\frac{dV}{d\varepsilon} = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}} \dots\dots\dots(15)$$

が、物質速度  $V$  と応力  $\sigma$ 、ひずみ  $\varepsilon$  の間に成立する<sup>12)</sup>。

図 10 の領域 II に対して (15) 式を適用すると、引張り速度  $V$  と応力とひずみの関係が導かれる。領域 I (リュ

エダス帯) と領域 II の境界の物質速度は  $V_t$  であり、その点のひずみは  $\varepsilon_t$  である。また領域 II の左端の物質速度は引張り速度  $V$  に等しいが、その点のひずみ、すなわち領域 II の最大のひずみを  $\varepsilon$  とする。

以上の境界条件を使つて、(15)式を解くと

$$\int_{V_t}^V dV = \int_{\varepsilon_t}^{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}} d\varepsilon$$

となる。上式の左辺の積分の下限  $V_t$  は、(14)式で与えられるので上式は、

$$V = \sqrt{\frac{1}{\rho} (\sigma_t - \sigma_0) (\varepsilon_t - \varepsilon_0)} + \int_{\varepsilon_t}^{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}} d\varepsilon \dots\dots\dots(16)$$

と書き直すことができる。引張り速度  $V$  が増すと、リュエダス帯におくられて生じているところの、連続的に応力状態の変わっている領域の最大のひずみ  $\varepsilon$  が、(16)式を満足するように増加するが、そのひずみが応力-ひずみ曲線の最高応力に対するひずみ  $\varepsilon_m$  に等しくなると、(10)式からわかるように、このひずみはもはや伝ばんせず、そこで局部収縮を生じ、試験片全体に変形が伝わらないうちに、試験片は破断する。このときの引張り速度を  $V_{cr}$  とし、臨界衝撃速度と呼ぶことにするが、

$$V_{cr} = \sqrt{\frac{1}{\rho} (\sigma_t - \sigma_0) (\varepsilon_t - \varepsilon_0)} + \int_{\varepsilon_t}^{\varepsilon_m} \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}} d\varepsilon \dots\dots\dots(17)$$

で表わされる。von KARMAN も図 2(a) の曲線について臨界衝撃速度を計算しているが、それはリュエダス帯の伝ばんをとまなう純鉄や極軟鋼には適用できない。

4. 鉄鋼の高速変形における材料学的な問題

4.1 はしがき

BCC 金属である鉄鋼の高速変形における材料学的な挙動は、二、三の点で大部分が FCC または HCP 金属に属する非金属のそれと顕著に異なっている。鉄鋼においては、

(イ) 降伏応力および流れ応力のひずみ速度依存性または温度依存性は、非鉄金属に比べて著しく大きい。

(ロ) (イ)からもたらされる当然の帰結であるが、塑性変形における活性化体積が、非鉄金属に比べて著しく小で、1桁または2桁小さい。

(ハ) 降伏応力または流れ応力と、結晶粒度との関係は PETCH の直線関係<sup>13)</sup>で示されるが、これらの直線は試験温度またはひずみ速度に依つて、平行移動をする。

PETCH の用語に従えば摩擦応力  $\sigma_i$  は試験温度やひずみ速度により、著しく変化するが、直線の傾きを示すところの  $k_y$  は変化しない。非鉄金属では  $\sigma_i$  と  $k_y$  の双方が試験温度やひずみ速度によつて変化する。

(ニ) 低温または高ひずみ速度の変形においては、鉄

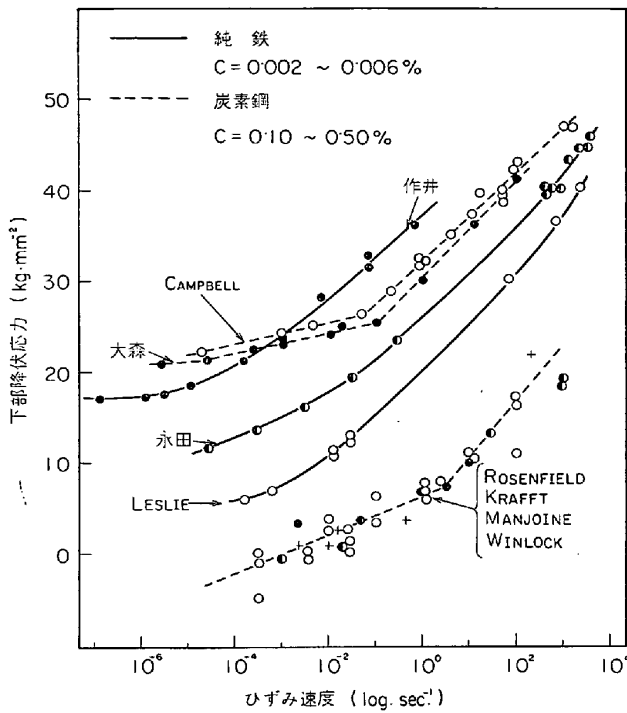


図 11 鉄鋼の下部降伏点に対するひずみ速度の影響 (引張りまたは圧縮試験)

鋼は機械的的双晶を生じやすい。ことに結晶粒の大きい場合はそうである。

2.4 鉄鋼の下部降伏点のひずみ速度依存性について

この問題に関しては在来から多くの研究があるが、引張り試験または圧縮試験における両者の関係を示す曲線

の、代表的なものを集めたのが図 11 である。C 量が 0.002~0.006% の間にある純鉄と、C 量が 0.10~0.50% の間にある炭素鋼について、諸研究者の結果を集めたものである。実線は純鉄の結果であるが、大体において滑らかな曲線で示されている。点線は炭素鋼の場合で、2本の直線部分から成っているのが特長である。

これらの諸曲線は  $10^{-7}$ sec から  $10^3$ /sec にわたる広いひずみ速度範囲における引張り試験の結果をまとめたものである。作井らの曲線は低いひずみ速度では  $10^{-7}$ /sec に及んでいるが、この場合には普通の寸法の試験片を一週間前後の時間をかけて、引張り試験を行ない切断したものである。これらの図において、引張りのひずみ速度の範囲は  $10^3$ /sec のひろがりを持っているが、それはひずみ速度を 1 億倍に変化させて、その間の下部降伏応力を調べたことになる。

図 11 の諸曲線を見ていると、一つの問題に気が付く。 $10^{-7}$ /sec から  $10^3$ /sec の間にひろがっている 1本の滑らかな曲線で示される鉄鋼の挙動は、単一の熱活性化過程で律速されているのではないかということである。もしそうであれば、いくつかの温度における低ひずみ速度 (静的) の試験結果から、同じ温度における高速変形のさいの挙動を推測することが可能である。もちろんこの推測は、経験的によく知られているように、高温における高速変形の結果は、低温における静的試験の結果と等価であるということをも、速度論的な表現をもつて表わしたことにすぎない。

図 11 を見ていると、もう一つ自然に浮ぶ感想は、これ

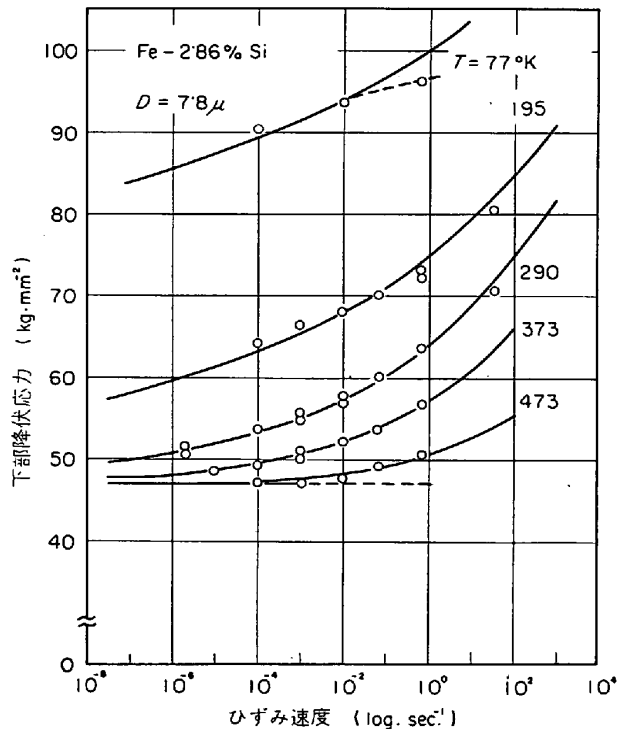
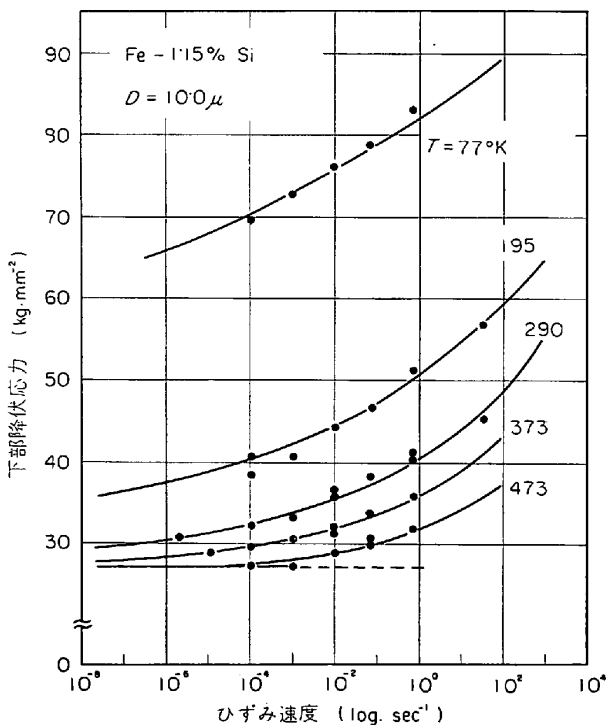


図 12 各温度における鉄珪素合金の下部降伏点に対するひずみ速度の影響



以上にひずみ速度を上げていくと、鉄鋼の強度はこれらの曲線の延長上にあるであろうか、何かの異変が起こらないであろうかということである。

それで今回は上記の材料学的な諸問題を、二つの話題に絞って話を進めていこう。

(1) 鉄鋼の低速の変形挙動から高速のそれを推定できるかどうか。推定が可能ならば、種々の困難を伴う高速変形の実験を試みなくとも、低速変形の実験結果から容易に推定できる。

(2) 高速変形のひずみ速度をさらに上げていくと、行く末は、究極はどのような強度を鉄鋼は示すのか。この超高速変形の領域を、HAHN<sup>14)</sup>らにならつて仮にⅣの領域と名付けよう。

4.3 熱活性化過程としての鉄鋼の高速変形

まづ上記の(1)の問題について、われわれの実験室でFe-Si合金について検討した結果を紹介しよう。図12はFe-1.15%Si合金(粒径10.0μ)とFe-2.86%Si合金(粒径7.8μ)について、各曲線に付記した温度において、下部降伏応力とひずみ速度との関係を示したもので、図11における純鉄の形式の曲線を示している。これらの諸曲線から  $\Delta\sigma/\Delta\ln\dot{\epsilon}$  を求め、さらに次式(21)で示す活性化体積  $v^*$  を求め、これと有効せん断応力  $\tau^*$  との関係を示したのが、図13である。

よく知られているように、変形が単一の熱活性化過程で律速されているときは、せん断ひずみ速度  $\dot{\gamma}$  は次式で示される、

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left\{\frac{-H(\tau^*)}{kT}\right\} \dots\dots\dots (18)$$

ここで  $\dot{\gamma}_0$  は定数、 $H$  は活性化の自由エネルギーである。 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は  $^{\circ}k$  で示した試験温度、 $H$  は活性化過程で外力のする仕事と結びつけるために、

$H$  を(19)式のようにしばしば表現する。

$$H = H_0 - v^* \tau^* \dots\dots\dots (19)$$

ここで  $\tau^*$  は有効せん断応力と呼ばれているもので、次式で示される。

$$\tau^* = \tau - \tau_{\mu} \dots\dots\dots (20)$$

$\tau$  は外部から試片に加えられたせん断応力であり、 $\tau_{\mu}$  は温度に依存しない流れせん断応力(非熱的せん断応力と呼ばれている)である。また  $v^*$  は次式で与えられる、

$$v^* = kT \left( \frac{\partial \ln \dot{\gamma}}{\partial \tau^*} \right) \dots\dots\dots (21)$$

$v^*$  は体積のディメンジョンを有するので活性化体積と呼ばれている。

図13によると  $\tau^*$  と  $v^*$  の関係はなめらかな曲線で表わすことができ、 $v^*$  は  $\tau^*$  の増大に伴って連続的に減少していき、これはBCC金属の低ひずみ速度範囲の変形ですでに求められている関係である。そしてこの関係はBCC金属が低ひずみ速度の変形において、熱活性化過程によつて律速されている実証であると、従来考えら

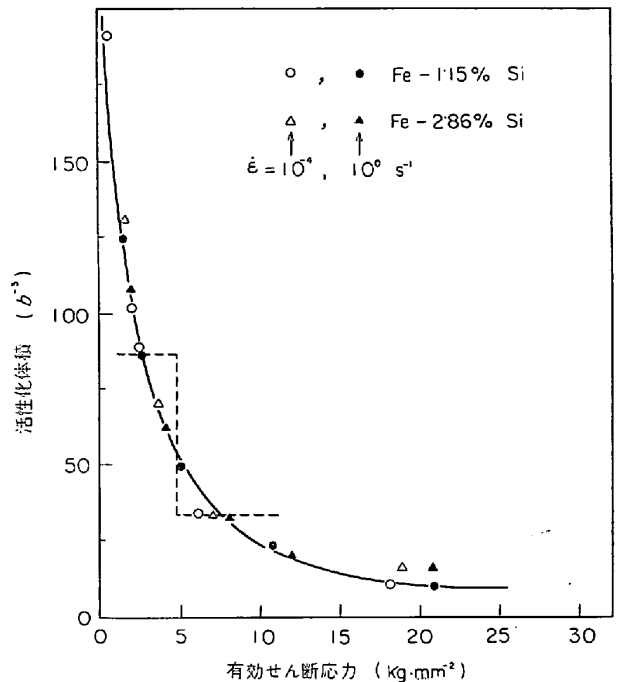


図13 鉄-珪素合金の活性化体積と有効せん断応力の関係

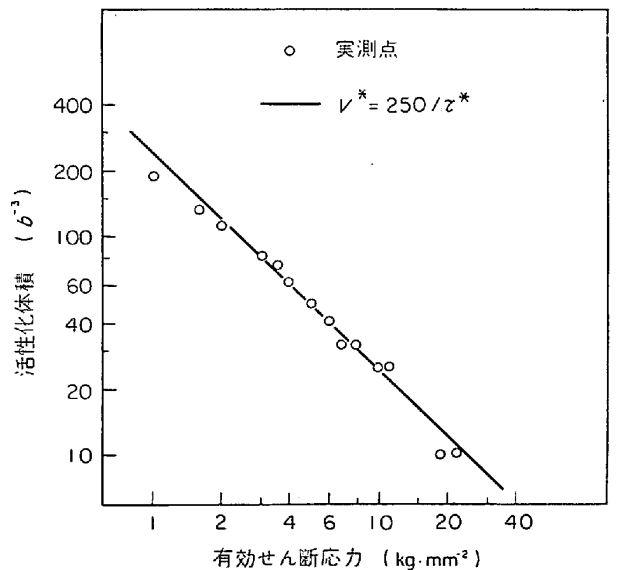


図14 図13の曲線を両対数の座標で示したもの

れていたものである。図13は  $10^2/\text{sec}$  程度の高ひずみ速度の変形も、 $10^{-4}/\text{sec}$  程度の低速の変形と同じ過程によつて律速されていることを示しているものと考えてよいであろう。

図13を両対数で表わすと、図14の直線が得られ、その実験式は次式で示される。

$$v^* = 250/\tau^* (1/b^3, \text{kg/mm}^2 \text{ 単位}) \\ = 3.75 \times 10^{-13}/\tau^* (\text{CGS 単位}) \dots\dots\dots (22)$$

これらの実験式から容易に  $\sigma^*$  と  $\dot{\epsilon}$  との関係が得られる。すなわち、

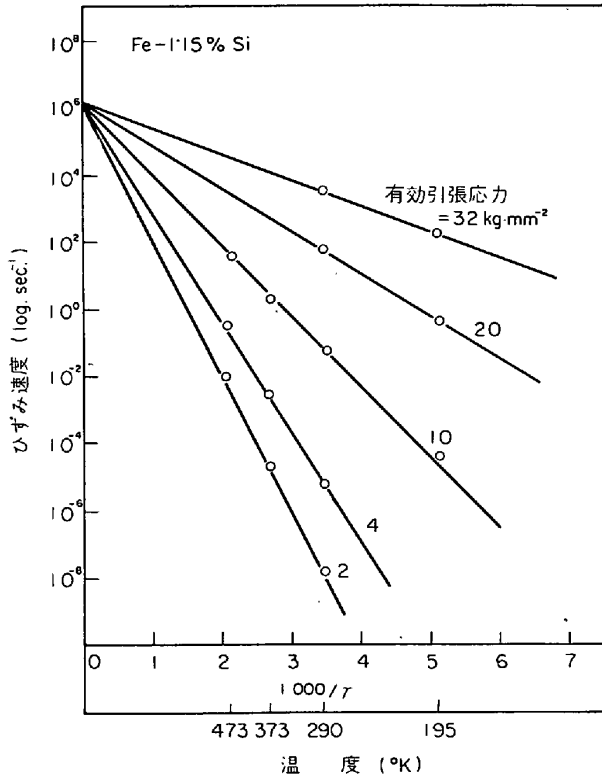


図 15 一定の  $\sigma^*$  を与えるためのひずみ速度と試験温度の関係

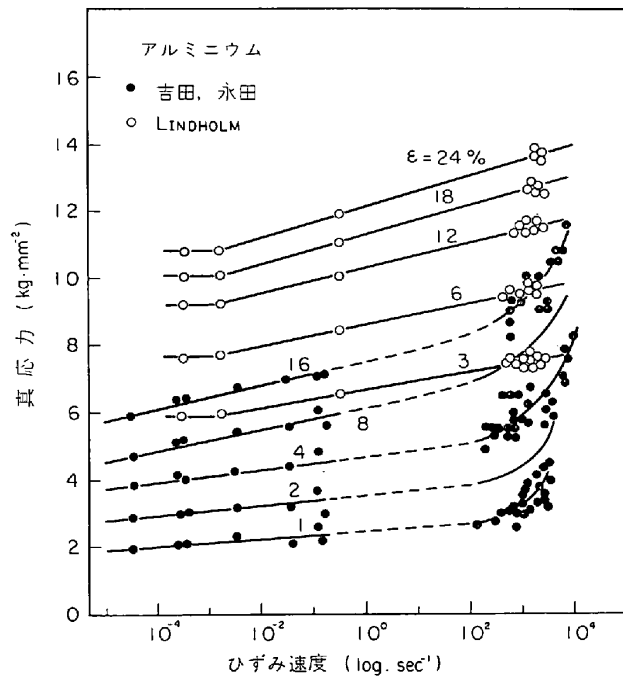


図 16 Al の流れ応力とひずみ速度の関係

$$\ln \sigma^* = \frac{kT}{3.75 \times 10^{-13}} \ln \dot{\epsilon} + C \quad (23)$$

ここで  $C$  は定数, また  $\dot{\gamma} = 0.7 \dot{\epsilon}$ ,  $\tau^* = \frac{1}{2} \sigma^*$  の換算によつて計算した.

これから非熱的応力  $\sigma_\mu$  および PETCH の関係におい

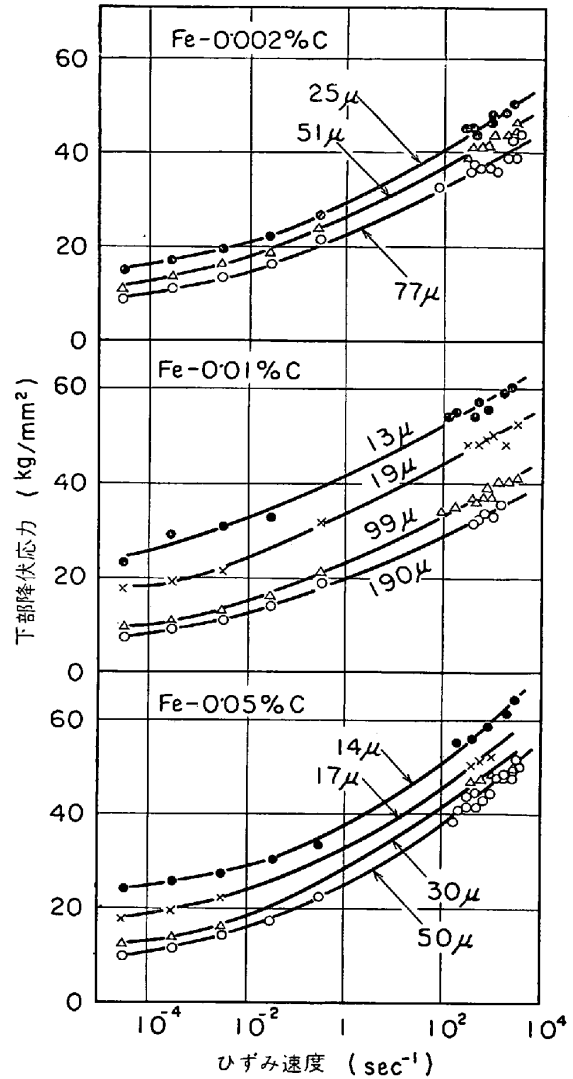


図 17 純鉄の下部降伏点に対するひずみ速度の影響 (曲線に記した数字は結晶粒を示す)

てよく知られている係数  $k_y$  を用いて, (23) 式の  $\sigma^*$  から任意の結晶粒度を有する試片の下部降伏応力  $\sigma_y$  を, 一定のひずみ速度  $\dot{\epsilon}$  に対して計算することができる,

$$\sigma_y = \sigma^* + \sigma_\mu + k_y D^{-1/2} \dots \dots \dots (24)$$

図 12 の各測定点をつなぐ実線の曲線は, 実は (23), (24) 両式によつて計算したものである. この両式によれば, 一定温度で低ひずみ速度の試験で  $\sigma_y$  を求むれば, 高ひずみ速度たとえば衝撃試験における  $\sigma_y$  を推定することができる. 1 週間かかつて 1 本の試片を切る試験の結果から, 衝撃試験のデータを推定することも, その逆も可能である. また一定の  $\sigma_y$  を与えるところのひずみ速度と温度との相関関係を知ることができる. 図 15 は図 14 のデータについて, 一定の  $\sigma^*$  を与えるための  $1/T$  と  $\ln \dot{\gamma}$  の関係を求めたものである.

低温における低ひずみ速度の試験が, 高温における衝撃試験と等価であることの実証は, 薄膜電子顕微鏡写真における転位組織, 鉄の単結晶における引張りの応力-

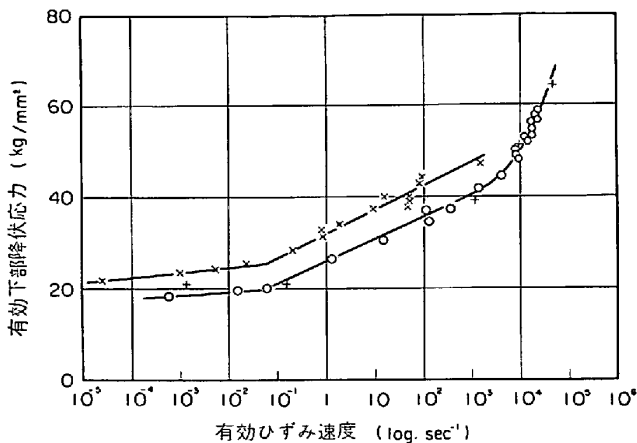


図 18 有効下部降伏応力と有効ひずみ速度の関係

ひずみ曲線などの観察においても得られている<sup>15)</sup>。

4.4 超高速変形における鉄鋼の下部降伏応力とひずみ速度の関係

図 11 に示されたひずみ速度の範囲、すなわち  $10^{-7}/\text{sec}$  から  $10^3/\text{sec}$  の範囲では、珪素鉄、純鉄、軟鋼の挙動は単一の熱活性化過程で説明できることは上述の通りであるが、ひずみ速度をさらに大にして、 $10^3 \sim 10^5/\text{sec}$  の範囲ではそのような説明は成立つであろうか。これが上記の第 2 の問題である。

図 16 は室温における Al の流れ応力とひずみ速度との関係を示したもので、上述の Kolsky 法による圧縮試験の結果である。黒丸は吉田ら<sup>16)</sup>の実験によるもの、白丸は LINDHOLM<sup>17)</sup>の結果を示している。吉田らによると、ひずみ速度が  $10^3/\text{sec}$  付近から以上においては、流れ応力の急激な、かつ直線に近い上昇を示している。曲線に付した数字は、流れ応力に対応するひずみを示して

いる。この他に銅合金に対しても吉田らは同様な結果を得ている。このような領域を HAHN らは IV の領域と名付けていることは上述の通りである。白丸の LINDHOLM らの結果は、吉田らと同じ種類の KOLSKY の装置で圧縮応力で得られたものであるが、IV の領域を示さない。また図 17 は吉田らが純鉄の下部降伏点に対するひずみ速度の影響を KOLSKY の方法で圧縮試験で調べた結果である。これによれば Al と異なりひずみ速度が  $10^3/\text{sec}$  を越えても IV の領域を示してはしていない。このような流れ応力の急激な上昇に対しては、絶対零度における流れ応力  $\sigma_0$  が一つの目安になるとされている。

すなわち  $\sigma_0$  より大きい流れ応力を示す場合は、変形はもはや熱活性化過程に支配されなくて、結晶格子から来る種々の減衰機構が、律速段階になるとの考え方がある。減衰機構としてはフォノン粘性を考える人が多い。流れ応力の温度依存性の小さい FCC または HCP 金属では、 $\sigma_0$  は小さく容易に  $\sigma_0$  より大きい流れ応力を高速変形により与えることができるが、流れ応力の温度依存性の極めて大きい BCC 金属では、 $\sigma_0$  の値は異常に大で(純鉄、極軟鋼の  $\sigma_0$  は  $74 \sim 90 \text{ kg/mm}^2$  の程度で、FCC, HCP 金属の  $10^2 \sim 10^3$  倍である) 試片の流れ応力は高速変形でも容易に  $\sigma_0$  には達せず、したがって鉄鋼では IV の領域は出現し難いとの考え方がある。たとえば吉田らも上記の (18) 式において、ひずみ速度の上昇と共に  $\tau^*$  は増大し、 $H$  は減少するが、 $\tau^*$  が  $H(\tau^*) = 0$  となるごとき有効応力  $\tau_0^*$  を越えると始めて、熱活性化過程によらない粘性抵抗があらわれるようになると期待している。 $\tau_0^*$  は絶対零度における流れ応力に対応するものであることはいうまでもない。しかし、鉄鋼の場合は活性化体積が小さいため、 $\tau_0^*$  が非常に大きくなり、

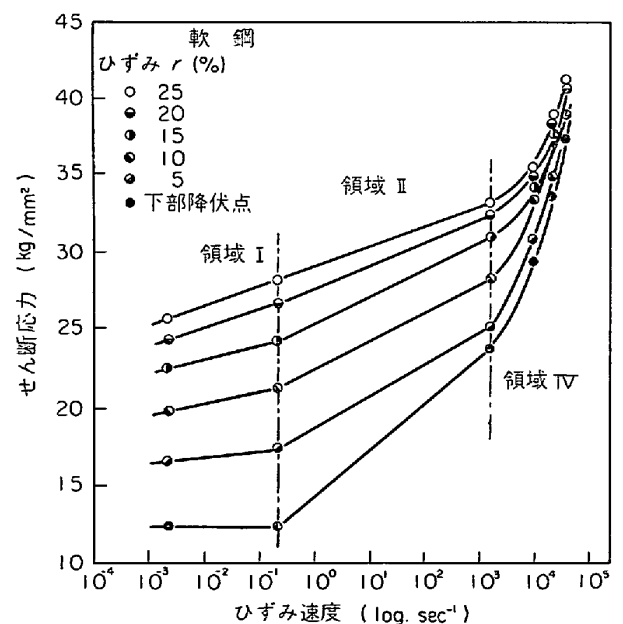
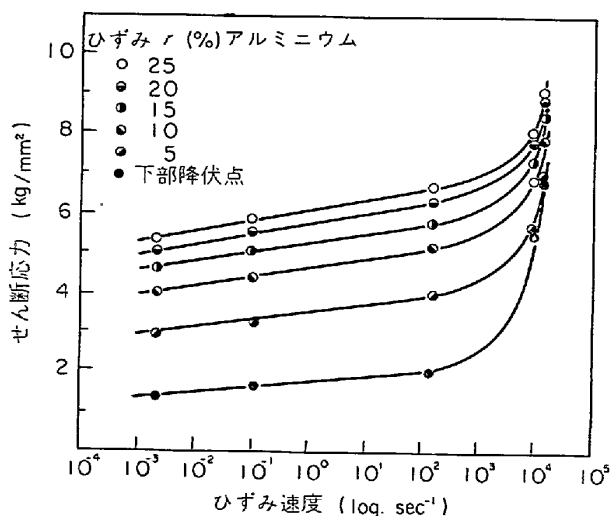


図 19 ポンチ打抜き試験におけるせん断応力ひずみ速度の関係

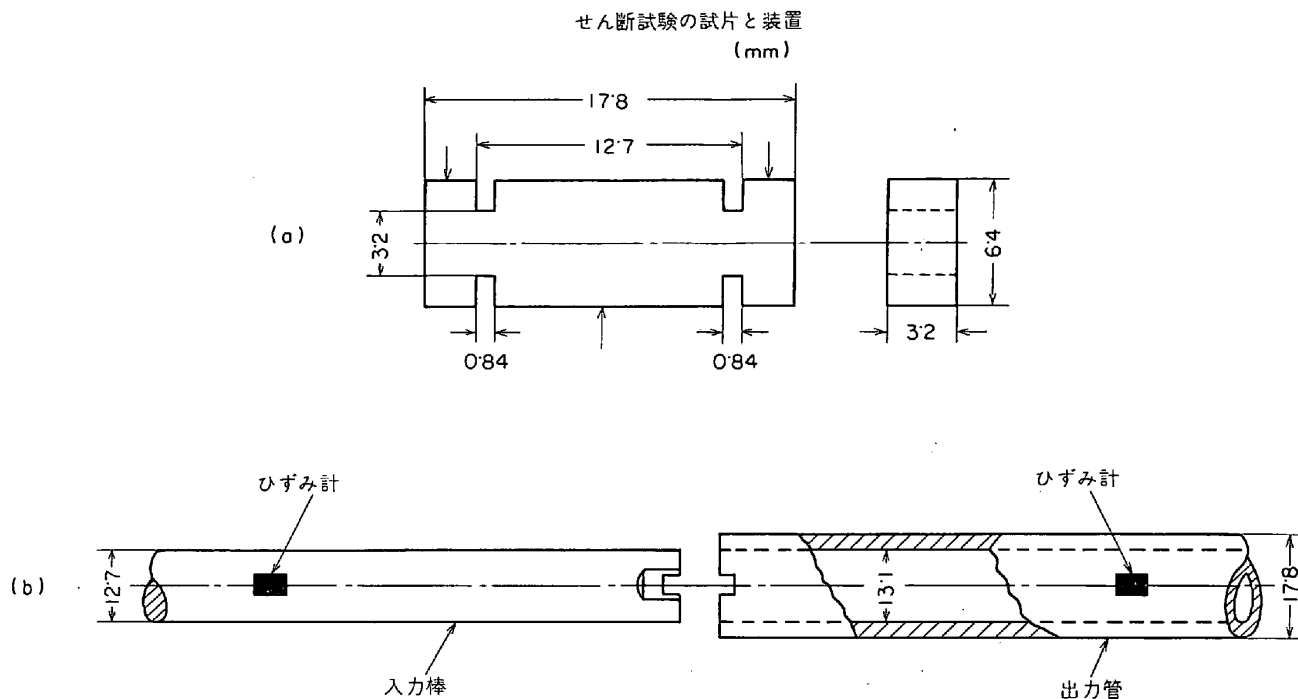


図 20 CAMPBELL らの高速せん断試験装置  
(a) 試片 (b) Kolsky の装置

$\tau^*$  が  $\tau_0^*$  を越えることは甚だ困難であることが想像される。事実吉田らの実験結果からは、 $\tau^*$  はひずみ速度が  $10^4/\text{sec}$  のごとく大きい場合でも、たかだか  $20 \text{ kg}/\text{mm}^2$  程度であるが、一方  $\tau^*$  の温度依存性の実験から求めた  $\tau_0^*$  はおよそ  $40 \text{ kg}/\text{mm}^2$  であつて、 $\tau^* > \tau_0^*$  を満足するためには、さらに遙かに大きいひずみ速度の実験が必要である。しかしこのような高ひずみ速度の変形では、必然的に双晶が生ずるのであろうから、迂り変形のみでⅣの領域を出現させることは困難であらうと述べている<sup>18)</sup>。少なくとも  $10^4/\text{sec}$  までは(実測点は  $4 \times 10^3/\text{sec}$  以下)熱活性化過程の領域であると述べている<sup>19)</sup>。

これに対して CAMPBELL<sup>20)</sup>らは図 18 に示すごとく、 $\sigma_0$  よりもはるかに小さい流れ応力においても、 $5 \times 10^3/\text{sec}$  以上のひずみ速度でⅣの領域が存在するとの実験結果を示している。図の上方の曲線は以前に彼が行なつた高速の引張り試験の結果であり、領域Ⅳを示さないように見えるが、下方の曲線は今回の実験で、Kolsky 法によるせん断試験の結果である。明らかに後者はⅣの領域を示している。かつ、このような高ひずみ速度領域でも、双晶は見られなかつたと述べている。

以上のように、 $10^4/\text{sec}$  までは単一の熱活性化過程が進行し、すなわち、それ以上でもひずみ速度を少々大きくしてもⅣの領域は出現せず、また高速変形における双晶の発生を思うと、迂り変形によるⅣの出現は困難であると考えられる吉田<sup>18)</sup>と、CAMPBELL の実験結果すなわち  $5 \times 10^3/\text{sec}$  と  $10^5/\text{sec}$  の間にⅣが出現するとの考えは、この種の研究における二つの考え方と思ひ、この点が

Al や Cu と鉄鋼の大きな相異点の一つと考へて講演でもその旨を述べた。ただ吉田らの実測データは  $4 \times 10^3/\text{sec}$  の点が最高であり、CAMPBELL らのⅣの出現は  $5 \times 10^3/\text{sec}$  以上であるから、実験的には両者の間に食い違いはない。吉田らの圧縮変形に対し CAMPBELL はせん断変形であり、両者の試料の化学組成、結晶粒度もそれぞれに異なつてゐる。ただ両者の図面の横軸はひずみ速度の対数をとつてゐるので、ひずみ速度の影響を小さく見過さない注意が必要であらう。

図 19 は CAMPBELL らがポンチ打抜き実験<sup>21)</sup>で、板状の試片を打抜いた場合のせん断強度とひずみ速度との関係を示したもので、Al と軟鋼の双方共に顕著な領域Ⅳを示し、軟鋼においてはそれが  $10^3/\text{sec}$  を少しく越したあたりから、あらわれている。

以上の諸実験で、筆者が注意すべきことと考へるのは、領域Ⅳを示すような大きなひずみ速度は、応力状態が単純かつゲージ長さの大きな引張り試験では、利用することが困難なことである。これは測力系の応答の忠実度という問題に、さらに塑性波の伝はんの問題が重なつてくるということによる。そのため超高速変形の領域では、極めてゲージ長の短い試片に、局部的に大きな変形を集中し、ひずみ速度を大にする方法が取られている。小さな試片で、ときには切り欠きを付して、集中的に圧縮またはせん断変形を与へ、負荷方法としては上述の Kolsky 法などが用いられる。図 20 は<sup>20)</sup> CAMPBELL らが図 18 の結果を求めるために用いた試片の形状と装置である。試片のゲージ長は極端に短く、矩形の切り込みのある

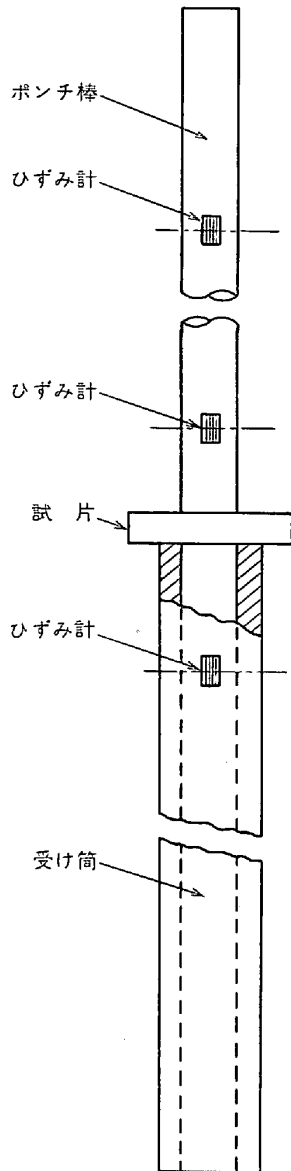


図 21 ポンチ打抜きせん断試験

部分でせん断変形を与えている。また彼らは  $10^4/\text{sec}$  のひずみ速度で破断しても、双晶の発生が見られなかつたとしているが、これは試片の結晶粒が細かいためかもしれない。集中応力における応力の分布を求めることが困難なように、ひずみの集中におけるひずみ分布を求める困難さ、またきわめて小さな試片を用いるときの端部効果その他による変形の拘束、Kolsky 法における試片内の応力とひずみの分布に関する検討の不足などがⅣの出現に関するデータの不揃の原因となるのではなかろうか。図 21 はポンチ打抜きせん断試験の装置を示し、この場合も小さい試片の局部に変形を集中している。Ⅳの領域の存在は疑うことはできないとしても、それが発生する臨界のひずみ速度の決定が、不正確になり勝ちなのは、材料学的な問題の他に力学的な原因もあるのでないかと筆者は考えている。

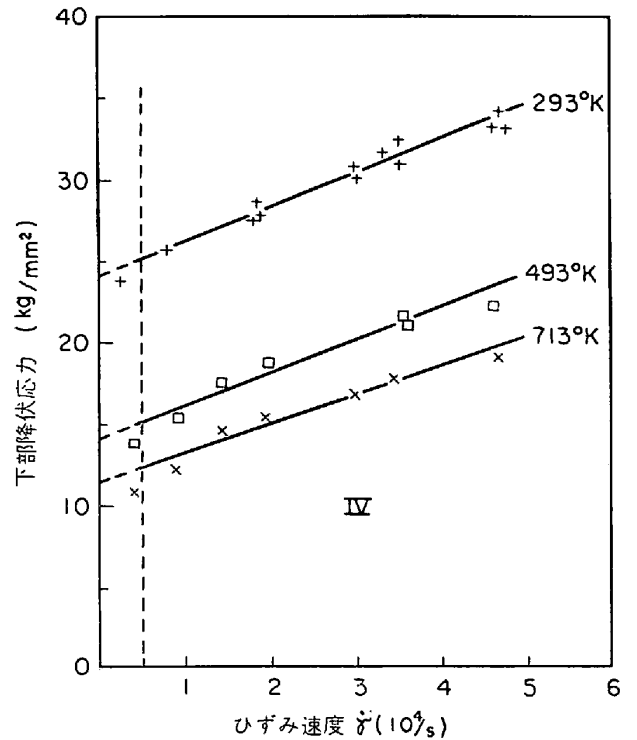


図 22 領域Ⅳにおける軟鋼の下部降伏応力とひずみ速度の関係

表 2 粘性係数

温度 (°K)	$\eta$ (10 Poise)
293	2.1
493	2.0
713	1.8

4.5 領域Ⅳにおける減衰因子

図 22 は CAMPBELL の実験<sup>20)</sup> において、Ⅳの領域内の下部降伏応力とひずみ速度の間の直線的な関係を示したもので、CAMPBELL がⅡとⅣの領域の境界と考えるひずみ速度を点線で示している。Ⅱの領域では熱活性化過程のみが変形を支配し、Ⅳの領域では熱活性化過程に打勝つ応力の他に、結晶格子の減衰機構に打勝つ応力  $\tau_\eta$  が加わっていると考えられる。図 22 によれば  $\tau_\eta$  は試片のひずみ速度  $\dot{\gamma}$  に比例している。

$\tau_\eta$  と転位の運動速度  $v$  との間にはつぎの関係が成立する。

$$\tau_\eta = Bv/b \dots \dots \dots (25)$$

ここで  $B$  は減衰定数で、単位速度で動いている転位の、単位長さに動く抵抗力に等しい。 $b$  はバーガスベクトルである。可動転位の密度  $\rho_m$  と試片のひずみ速度  $\dot{\gamma}$  を用いると、(25)式はつぎのように表現される。

$$\tau_\eta = B\dot{\gamma}/b^2 \rho_m = \eta\dot{\gamma} \dots \dots \dots (26)$$

すなわち、図 22 の  $\tau_\eta$  と  $\dot{\gamma}$  の直線関係から、巨規的な粘性係数の値は表 2 のごとく得られる。

これらの値は Zn 単結晶について、300~653°K の間で得られた 0.5, Al 単結晶で得られた 20°K における値 1.6, また 7075-T6Al は合金で室温で得られた 0.7~1.2 に比較される。また軟鋼については散乱のはげしい測定データを用いて、室温で  $\eta=57$  の値を示した研究者もあるが、これは 1桁大き過ぎると CAMPBELL からも考えている。なお転位の運動に対する減衰機構としては、フォノンの粘性を考える説が最も有力である。

なお、高速変形における第Ⅳの領域について永く研究された吉田進氏に紙上討論をお願いした。この領域における実験的な問題点について直接の研究者の見解は、読者の参考になることが多いものとする。

### 文 献

- 1) R. N. ORAVA and H. E. OTTO: J. Metals, (1970) Feb., p. 17.  
作井, 森, 角間: 日本金属学会誌, 29 (1965) 6, p. 665 (寄書)  
作井, 森, 佐藤: 同上, 30 (1966), 10, p. 984  
作井, 佐藤, 森: 同上, 30 (1966) 4, p. 412 (寄書)  
作井, 角間, 森: 同上, 30 (1966) 5, p. 493  
作井, 子安: 鉄と鋼, 52 (1966) 6, p. 1001 (速報)  
作井, 阿部, 佐藤: 日本金属学会誌, 33 (1969) 11, p. 204 (寄書)  
作井, 佐藤: 同上, 33 (1969) 11, p. 1268  
作井, 佐藤, 阿部, 角間, 森: Proc. Intern. Conofr. Strength. Metals & Alloys, (1967), p. 899
- 2) T. von KARMAN and P. DUWEZ: J. Appl. Phys., 21 (1960) 8, p. 989
- 3) C. H. CHIANG: J. Inst. Metals, 98 (1970), p. 78
- 4) 運動方程式の解と数値計算は電気通信大助手川西哲夫, 酒井拓の両氏に依頼した。
- 5) 作井, 森: 日本金属学会報, 3 (1964) 6, p. 303
- 6) H. KOLSKY: Stress Waves in Solid, (Oxford) 1953, p. 31
- 7) 作井, 森: 日本機械学会誌, 65 (1962), p. 258
- 8) H. KOLSKY: Stress Waves in Solid, (Oxford), 1953, p. 31
- 9) 吉田, 永田: 金属材料技術研究所研究報告, 83, (1965), p. 57~64
- 10) A. H. COTTRELL: Char. Mech. Engrs. London, 26 (1946), p. 486
- 11) 作井, 森: 塑性と加工, 51 (1965) 6, p. 195~201
- 12) M. P. WHITE and Le van GRIFFIS: J. Appl. Mech., 15 (1948) 3, p. 256
- 13) N. J. PETCH: JISI, 173 (1953), p. 25
- 14) A. R. ROSENFELD and G. T. HAHN: Trans. ASM, 59 (1966), p. 962~980
- 15) 作井: 材料, 18 (1969) 190, p. 579~589
- 16) 吉田, 永田: 金属材料技術研究所報告, 9 (1966) 1, p. 38~46
- 17) U. S. LINDHOLM: "Behavior of Materials under Dynamic Loading" ASME, 1965, p. 42
- 18) S. NAGATA, S. YOSHIDA, and Y. SEKINO: Trans. ISIJ, 10 (1970), p. 173~180
- 19) 永田, 吉田, 関野: 日本金属学会誌, 33 (1969), p. 271~277
- 20) J. D. CAMPBELL and W. G. FERGUSON: Phil. Mag., 21 (1970), p. 63~82
- 21) A. R. DOWLING, J. HARDING, and J. D. CAMPBELL: JISI, 98 (1970), p. 215~224

### 討 論

金材技研 吉田 進

#### 1. Kolsky の Thin Wafer の方法について

小生らも Kolsky の方法と本質的に同一である Hopkinson bar の方法を使つて、高速変形の研究を行なつたことがあり、本論文にもその結果が一部引用されているので若干の意見を述べさせていただきたい。

試料の力学的な状態式 (constitutive equation) を Kármán の理論のように、単純に変形応力がひずみだけに依存し、ひずみ速度に依存しないとして取り扱かうと、加工硬化率  $d\sigma/d\varepsilon$  の小さい試料では、塑性波の伝播速度が小さいので、この方法のように短い応力パルスの継続時間 (約 200  $\mu$  sec) 内には塑性波が試料内を何回も往復することができなくて、たとえ 1cm 程度の短い試料でも、試料内の応力、ひずみ分布はきわめて不均一になるはずである。ところが実験の結果では、本論文にも引用されているように、試料両端の応力が一致したのは、アルミニウムにおいて変形開始後約 30  $\mu$  sec で、以後はよく一致している<sup>1)</sup>。

このような結果は、小生らの報告でもたびたび述べているように<sup>2)3)</sup>、試料の状態式としては変形応力がひずみのみでなくひずみ速度にも依存するという現実に合った形のを基礎にして議論せねばならないことを示している。このような議論の結果を定性的に述べると、変形応力のひずみ速度依存性が大きいほど、負荷された応力の大きさに応じて大きな弾性的な応力 (静的な弾性限度よりかはるかに大きい) が弾性波の速度で伝播しうることになる<sup>4)</sup>。もつともこの応力は時間 (距離) と共に急激に減衰するが、試料の長さが小さければ他の端まで十分伝達されるわけである。純鉄の場合はアルミニウムよりかはるかに変形応力のひずみ速度依存性が大きいから、この点から考えると、試料内部のひずみ、応力の均一度の点において好都合である。純鉄に関する小生らの実験結果でも、その点が示されている<sup>5)</sup>。すなわち、負荷応力があまり大きくなければ、両端の応力は全域においてよい一致を示し (論文 (5) Fig. 1 (a)), 負荷応力が大きくても、下部降伏応力およびそれ以後の変形過程でよく一致している。

#### 2. 超高速変形における鉄鋼の下部降伏応力とひずみ速度の関係について

##### 2.1 実験結果

本論文でも述べられているように、小生らの実験<sup>5)</sup>ではひずみ速度  $4 \times 10^3 \text{ sec}^{-1}$  までしか実験していない。CAMPBELL はⅣ-領域はひずみ速度  $4 \sim 5 \times 10^3 \text{ sec}^{-1}$  から始まるという結果を出しているのであるから、小生らの実験結果と矛盾はしていない。また小生らの結果でも粒径の小さい試料 (平均粒径 50  $\mu$  以下) では双晶の発生す

る割合は少なく、粒径が小さくなるほど双晶発生は少なくなつた。CAMPBELL の試料の粒度は 880grains·mm<sup>-1</sup> (平均粒径~30μ) であるから、双晶の発生量が少なくてもおかしくはないと思われる。

## 2.2 結果の解釈

熱活性化の式：

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(-\frac{H(\tau^*)}{RT}\right)$$

を基礎にし、 $T \rightarrow 0$  で  $H \rightarrow 0$  となり、 $T \neq 0$  の場合は  $H = 0$  になると熱活性化を必要とする障害が問題でなくなり、粘性的な抵抗によつて変形が支配されるようになるという考え方においては、基本的に小生らと CAMPBELL との間に違いはない。

しかし論文(5)の中で、小生らは  $H$  および (活性化体積) は  $\tau^*$  のみの関数で  $T$  にはよらないと考えたから、 $H(\tau^*) = 0$  を満足する  $\tau_c^*$ 、すなわち  $\tau_0^*$  は  $T = 0$  でも室温でも同じであつて 40 kg/mm<sup>2</sup> であるとした。したがつて室温ではひずみ速度がきわめて大きくなつて  $\tau_c^* = 40$  kg/mm<sup>2</sup> とならねば  $H(\tau_c^*) = 0$  が成立せず、臨界ひずみ速度にならないと考えた。これに対し CAMPBELL は  $v$  は  $\tau^*$  によらず、 $T$  のみによると考え、

$$H = H_0 - \tau^* v(T)$$

という関係が成立するとしたから

$$T = 0 \text{ で, } H_0 = \tau_0^*(T=0)v(T=0)$$

$$T = \text{室温}(r.t.) \text{ で, } H_0 = \tau_c^*(T=r.t.)v(T=r.t.)$$

したがつて、

$$\begin{aligned} \tau_c^*(T=r.t.) &= \tau_0^* \cdot \frac{v(T=0)}{v(T=r.t.)} \\ &= 40 \text{ kg/mm}^2 \cdot \frac{v(T=0)}{v(T=r.t.)} \end{aligned}$$

CAMPBELL のデータによると  $v(T=0)/v(T=r.t.) \approx 1/2$  であるから  $\tau_c^*/T=r.t.) \approx 20$  kg/mm<sup>2</sup> となり、室温で

は  $\tau_c^* \approx 20$  kg/mm<sup>2</sup> でひずみ速度は臨界に達し、Ⅳ領域に入りうる事が結論される。

また、CAMPBELL はⅠ、Ⅱの領域を分けて考え、Ⅱ領域では  $v$  は  $\tau^*$  によらず  $T$  のみによるとしたが、小生らはⅠ、Ⅱの領域を区別せず、 $v$  が  $T$  によらず  $\tau^*$  によつて変わると考えた。これは一つの相違点である。しかし、一般的には  $H = H(\tau^*, T)$ 、したがつて  $v = v(\tau^*, T)$  であると考えべきであろう。これらの関数に適当な形を与えれば、CAMPBELL の考え方と小生らの考え方を統一し、しかもⅠ、Ⅱの領域を強いて分離する必要はないと思われる。

いずれにせよ、重要なのは確実な実験結果であつて、その点については、研究者の間に大きな違いはないと思われる。結果の解釈の相違について、あまり物理的意味のはつきりしない活性化体積などのあらわし方について細かく議論することは無意味かもしれない。今後必要なのは、鉄鋼の超高速変形における応力-ひずみ関係について、さらに確実に信頼できる実験結果を積み上げていくことであろう。

## 文 献

- 1) 永田徳雄, 吉田 進: 日本金属学会誌, 30(1966), p. 879
- 2) 吉田 進, 永田徳雄: 日本金属学会誌, 31(1967), p. 444
- 3) 永田徳雄, 吉田 進: 日本金属学会誌, 31(1967), p. 735
- 4) A. H. JONES, et al.: Mechanical Behavior of Materials under Dynamic Loads, (1968), p. 254 [Springer-Verlag, New York]
- 5) N. NAGATA, S. YOSHIDA, and Y. SEKINO: Trans. ISIJ, 10(1970), p. 173