

軟鋼の低温における降伏応力の温度および歪速度 依存性と延性-脆性遷移について*

70576

西野 知良**・本間 浩夫***

A Study on Temperature and Strain Rate Dependences of Yield Stress, and Ductile-Brittle Transition in Mild Steel

Kazuyoshi NISHINO and Hiroo HONMA

Synopsis:

The dependence of the yield stress of mild steel at low temperatures on grain size, strain rate and temperature was studied mainly by compressive deformation test.

(1) The following equation relating strain rate ($\dot{\epsilon}$), temperature (T) and frictional stress (σ_t) of Petch equation was obtained;

$$\dot{\epsilon} = C\sigma_t^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$$

This is applicable when σ_t is in the range of 8.7 to 28.2 kg/mm². Strain rate exponent n and activation energy E are constant, both being independent on temperature, strain rate or stress. Above this stress level, n becomes larger but E is substantially invariable.

(2) According to the study on BCC metals, it can be said that they behave in a similar manner to mild steel. That is, n is in the range of 7 to 9, being constant and specific to BCC metals, and in addition, E is approximately proportional to an energy of μb^3 , where μ is the shear modulus and b the Burgers vector.

(3) The relations between strain rate, grain size and ductile-brittle transition temperature were studied by using the above equation, and the calculated temperatures are generally in accordance with the measured values.

(Received Sept. 19, 1969)

1. 緒 言

軟鋼を含めて、体心立方金属の低温における降伏応力の急上昇および延性-脆性遷移現象については、かなりの研究がなされてきた。降伏応力の低温における急上昇については熱揺動の助けをかりて、パイエルス力に打ち勝ち、Kinkの生成、移動が起こるといふ単一の熱活性過程説が支配的である。従来の解析によると、絶対零度に近い低温または、鉄の場合に例をとると約 30kg/mm²以上の高応力側では、実際とかなり一致するが、実用上問題の多い比較的高温、低応力側ではあまり合わない。活性化エネルギーが温度に依存しない、活性化体積が従来の予想よりかなり小さくまた浸入型炭素原子の効果は非熱活性的であるという考え方にも疑問がある、など議論があり、機構について再評価の必要性が叫ばれている¹⁾²⁾³⁾。

室温以下の変形は、とくに降伏点近傍では、必ずしも単一のプロセスによると思われない点がある。静的引

張試験によると、鉄は約 -100°C を境にして、この温度以上では波状じり、転位のセル形成⁴⁾が起こる。一方、この温度以下では、加工硬化係数の増加⁵⁾⁶⁾、降伏応力の歪速度指数の減少⁶⁾、延性の低下⁷⁾⁸⁾、じり系の減少および転位の正常堆積⁴⁾、微小クラックの発生⁹⁾、などが起こる。すなわち、高温側では、交差じり低温側では単一じりが主体になって、上記の諸変化を起こしているように思われる。

以上の点に注目し、軟鋼の強度の結晶粒度、歪、歪速度および温度依存性についての相関性を総合的に検討し、ついで延性-脆性遷移温度との関係、他の体心立方金属との比較を行なった。試験は引張および圧縮変形によつたが、破断が起こりにくいために、延性-脆性遷移温度付近の変形に関する諸因子の検討が容易であることから、主として圧縮によつた。

* 昭和44年9月19日受付

** 日本揮発油(株)材料研究部 工博

*** 日本揮発油(株)材料研究部

2. 実験方法

引張および圧縮試験にはレバー式アムスラーおよびインストロン型試験機を併用し、温度 $-196 \sim 100^\circ\text{C}$ 、歪速度 $10^{-5} \sim 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の範囲で行なつた。圧縮に際して、試験片の端面の摩擦を少なくするために、二硫化モリブデンを塗布した。圧縮試験片は直径 8 mm、高さ 8 mm、引張試験片は直径 6 mm、ゲージ長さ 40 mm であつた。軟鋼は 0.10% C, 0.10% Si, 0.45% Mn, 0.015% P, 0.019% S, 0.007% N の市販鋼を主として用いた。結晶粒度の調整は、 $850 \sim 1200^\circ\text{C}$ に 1~5 hr 加熱し、空冷、試験片に加工した後、 650°C 、2 hr 加熱して行なつた。なお、このほかに炭素量のちがう各種炭素鋼についても若干の試験を行ない、この報告に含めた。市販鋼が主であるが、炭素量が 0.01% 以下の場合には真空溶解、あるいはそれに加えて、高純度水素中で 850°C 、500 時間加熱して純化した。

3. 実験結果

3.1 応力-歪関係

Fig. 1 は圧縮応力-歪関係を対数で表わしたものである。塑性歪が約 3% 以上では、ほぼ直線関係にあり、歪を 100% まで外挿した場合の応力 σ_c は結晶粒度および歪速度によらず、同一温度では一定値になる。

引張の場合、歪を自然歪で表わすと、応力-歪関係が圧縮とよく一致した。また下降伏点 σ_y について比較してみると、Fig. 2 に示すように、両者は約 5% の範囲内で一致する。これは従来の報告⁹⁾¹⁰⁾と一致する。降伏および変形については、類似した挙動を示すとみなして、以後、主として圧縮によつた。なお、上降伏点は測定した全温度範囲に見られたが、下降伏点とほぼ同様の挙動を示す。双晶は -150°C 以上には見られなかったが、それ以下では粗大結晶粒の場合、わずかに見られた。

3.2 降伏応力の結晶粒度依存性

Fig. 3 は下降伏点と結晶粒度との関係を示す。いずれも(1)式の Petch の関係にある。

$$\sigma_y = \sigma_t + K_y d^{-1/2} \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 σ_y は下降伏点、 σ_t は摩擦応力、 d は結晶粒の直径である。 K_y は結晶粒度係数であり、その温度変化を Fig. 4 に示す。約 -100°C 以上ではほとんど歪速度によらず、 $K_y = 1.8 \text{ kg/mm}^{3/2}$ 。引張変形の場合もほぼ同じであつた。 -100°C 以下では、 K_y は急激に増加し始め、しかも歪速度にやや依存している。 K_y の急激な増加は Fig. 2 に示した断面収縮率の温度変化によく対

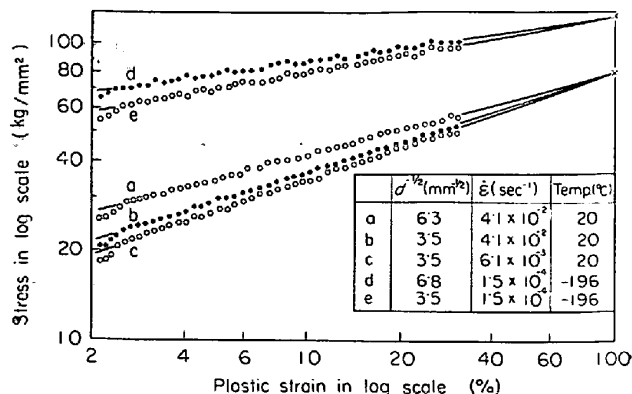


Fig. 1. Stress-strain diagram in 0.10% C-steel.

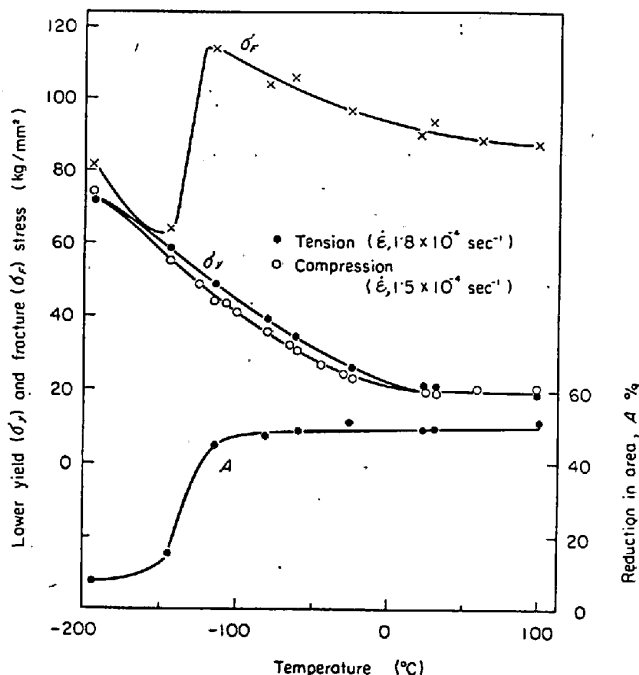


Fig. 2. Tensile properties versus temperature in 0.10% C-steel (Grain diameter, 0.026 mm).

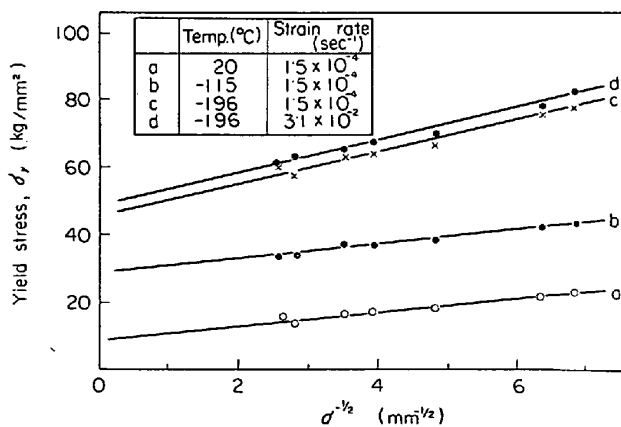


Fig. 3. Lower yield stress versus grain diameter(d) in 0.10% C-steel.

応していることから、延性-脆性遷移に関連していることがわかる。この結果は HAHN⁷⁾および作井ら¹¹⁾の K_y

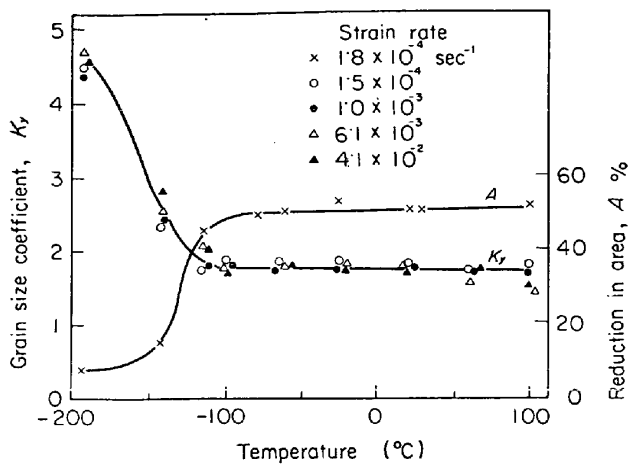


Fig. 4. Grain size coefficient (by compression) and reduction in area (by tension) versus temperature in 0.10% C-steel.

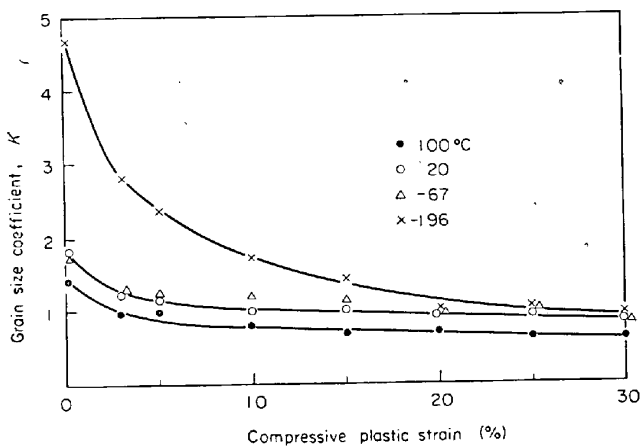


Fig. 5. Grain size coefficient versus plastic strain at the indicated temperatures in 0.10% C-steel (Strain rate: $6.1 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$).

の結果に一致している。 K_y の温度または歪速度変化はないという説¹²⁾¹³⁾もあるが、系統的な調査がなされていなかったためと思う。

圧縮歪と結晶粒度係数 K との関係を Fig. 5 に示す。ただしこの場合の結晶粒度係数とは一定の歪における変形応力の場合の係数をさす。歪の増加につれて K は減少し、ことに -196°C で著しい。降伏点における係数 K_y は粒界における応力集中の目安であり、迂り系または粒界の障害物の性状によるといわれているが、同一試験片の場合、前者が支配的とみなしうる。約 -100°C 以上では、交差迂りのため、一方それ以下では迂り系が制限され転位の正常堆積に移行するため¹⁴⁾、Fig. 4 に示した K_y の温度変化が起こると考えるべきであろう。 -196°C の場合 (Fig. 5)、歪が約 20% 以上で高温の値に近づく。

Fig. 1 に示した極限歪での応力 σ_c が結晶粒度によら

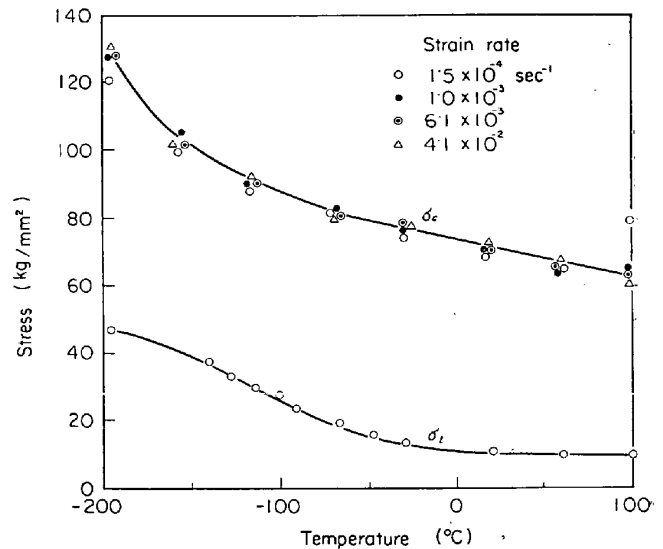


Fig. 6. Frictional (σ_t) and ultimate flow (σ_c) stress versus temperature in 0.10% C-steel.

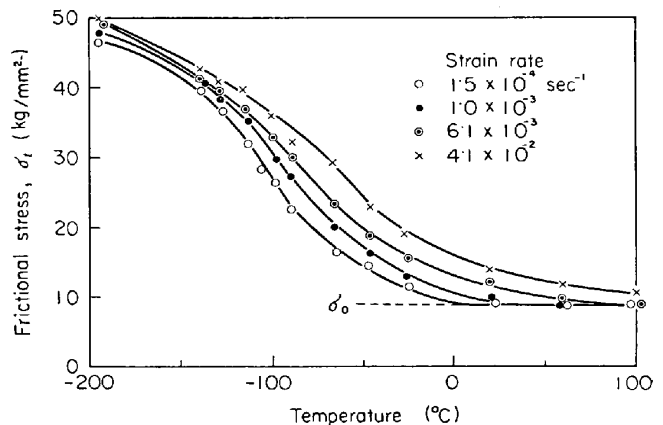


Fig. 7. Frictional stress versus temperature in 0.10% C-steel.

ないことは Fig. 5 からわかる。また、 σ_c は歪速度によらず、温度にだけ依存する。その結果を Fig. 6 に示す。 σ_c と (1) 式の σ_t の差は -196°C の場合を除いて、 $63 \pm 6 \text{ kg/mm}^2$ の範囲にある。 σ_t は歪速度に依存するので、一概にはいえないが、おおよそ加工硬化は温度に依存しないといえよう。なお、引張試験による破壊応力 σ_F についても、(1) 式と同様の関係にあり、(2) 式のようなになる。

$$\sigma_F = \sigma_{F0} + K_F d^{-1/2} \dots \dots \dots (2)$$

K_F は K_y より一般に大きく、この場合、 $5.0 \text{ kg/mm}^2 \cdot \text{mm}^{1/2}$ であつた。

3.3 降伏応力の温度および歪速度依存性

降伏応力は熱的な応力成分と非熱的な成分からなるといわれている。(1) 式の右辺第 2 項は、Fig. 4 に示すように、少なくとも -100°C 以上では後者に属するとみなしうる。また σ_t は非熱的成分を含んでいるが、4.2

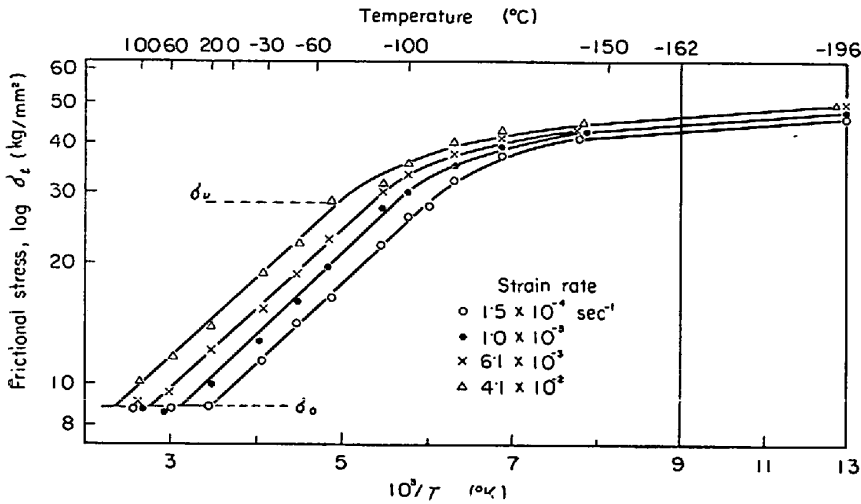


Fig. 8. Frictional stress versus temperature in 0.10% C-steel.

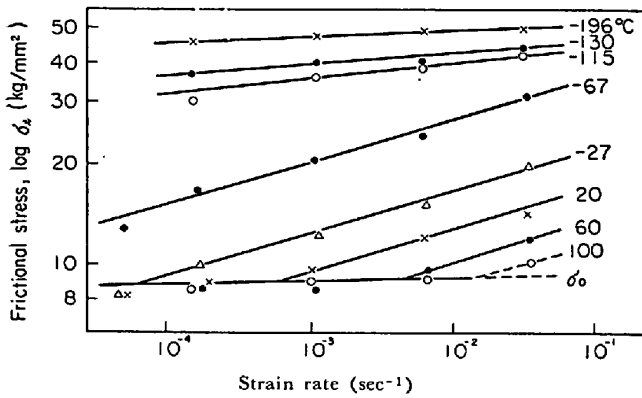


Fig. 9. Frictional stress versus strain rate at various temperatures in 0.10% C-steel.

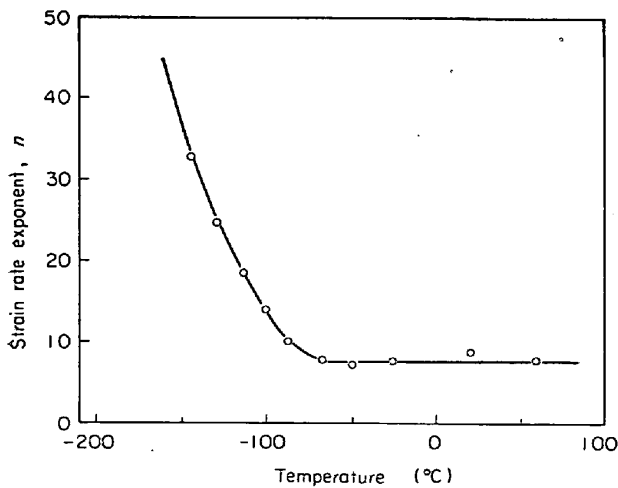


Fig. 10. Strain rate exponent versus temperature in 0.10% C-steel.

(Strain rate: $4 \times 10^{-5} \sim 4 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$)

節で述べるようにわずかであると思われるのでここでは熱的な有効応力とみなして扱うことにした。

Fig. 7 は σ_t の温度変化を示す。歪速度にもよるが、室温以上に σ_t の一定の温度範囲があり、 $\sigma_t = \sigma_0 = 8.7$

kg/mm² であつた。Fig. 7 の関係を $\log \sigma_t - 1/T$ で表わしたのが Fig. 8 である。 σ_t が $\sigma_0 \sim \sigma_u$ の応力範囲で直線関係にある。しかも、歪速度を変えても、 σ_t の増加の傾向はほぼ相似であり、温度軸に平行移動した形状を呈する。摩擦応力が σ_u 以上で直線からずれるが、その温度は Fig. 4 に示す諸性質の変わる温度にほぼ対応しているとみてよい。

Fig. 9 は σ_t の歪速度依存性を示す。温度の場合と同様に、低歪速度側に $\sigma_t = \sigma_0$ の一定範囲、また直線上昇の範囲がある。この範囲では次式が成立

する。

$$\dot{\epsilon} = C_1 \sigma_t^n \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 $\dot{\epsilon}$ は歪速度、 C_1 は常数である。歪速度指数 n の温度変化を示したのが Fig. 10 である。-70°C 以上では、 $n=8.0$ であり、これ以下では温度の降下とともに急増する。この傾向は Fig. 4 に示した挙動によく対応する。ただし、-70°C 以下の n は次節の Fig. 12 に関して述べるように、応力水準によつて変わるため、ここでは一応見かけの指数とした。 n が -70°C 以上で一定であり、温度および特定範囲の応力に依存しないということは注目値する。純鉄の n が報告によると、7~10 の範囲¹⁵⁾¹⁶⁾¹⁷⁾にあり、ほぼ一致する。しかし、 $1/T$ (°K) に比例するという考え方¹⁸⁾はこの場合と合わない。

4. 考 察

4.1 摩擦応力の温度および歪速度依存性

応力、歪速度および温度の限られた範囲では、Fig. 8 および Fig. 9 に示すように、直線関係が成り立つことから、(4)式が成立するように思う。

$$\dot{\epsilon} = C \sigma_t^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 E は活性化エネルギー、 T は絶対温度、 C および R は常数である。 σ_t は次節で述べるように、有効応力とみなしている。有効応力の評価にはいろいろの方法があるが、ここでは、普通扱われているように、 $(\sigma_t - \sigma_0)$ の表示をとらずに σ_t のままで扱った。これは σ_0 も有効応力の 1 種とみなしたためである。Fig. 9 の $\sigma_t = \sigma_0$ における臨界歪速度と温度の関係を示したのが Fig. 11 である。臨界歪速度とは一定温度で σ_t が σ_0 の水準から直線的に増加し始める歪速度をいう。図に示すように、-70°C 以上では直線関係にあり、しかも、

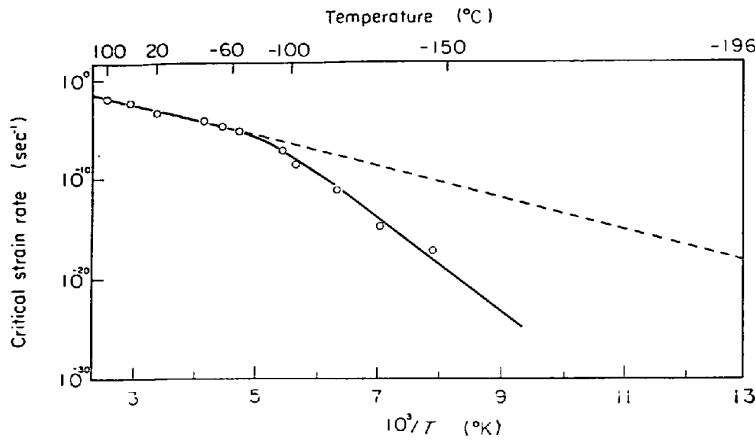


Fig. 11. Strain rate versus temperature at constant stress σ_0 in 0.10% C-steel.

σ_t が $\sigma_0 \sim \sigma_u$ の応力範囲ではやはり同様の傾向にある。すなわち、活性化エネルギーは温度およびこの範囲の応力に依存せず、一定であり、 $E = 7.2 \pm 0.3 \text{ Kcal/mol}$ である。なお、 σ_u 以上の応力水準でも、Fig. 8 に関して述べたように、実験範囲の曲線はほぼ相似であり、したがって、一定応力での活性化エネルギーは、ばらつきがややあるが、やはり同じ値を示すようである。

Fig. 8 における直線の傾斜は次式の A に相当し、この場合、 $A = 460 \pm 10$ である。次式は(4)式について、歪速度が一定の場合を示す。

$$\sigma_t = C_2 \exp \frac{A}{T} \dots\dots\dots (5)$$

上述の諸性状、(4)および(5)式の組み合わせから、次式が得られる。

$$A = E/nR \dots\dots\dots (6)$$

A 、 E または n のうち、いずれか2つがわかれば、他の一つは評価できる。

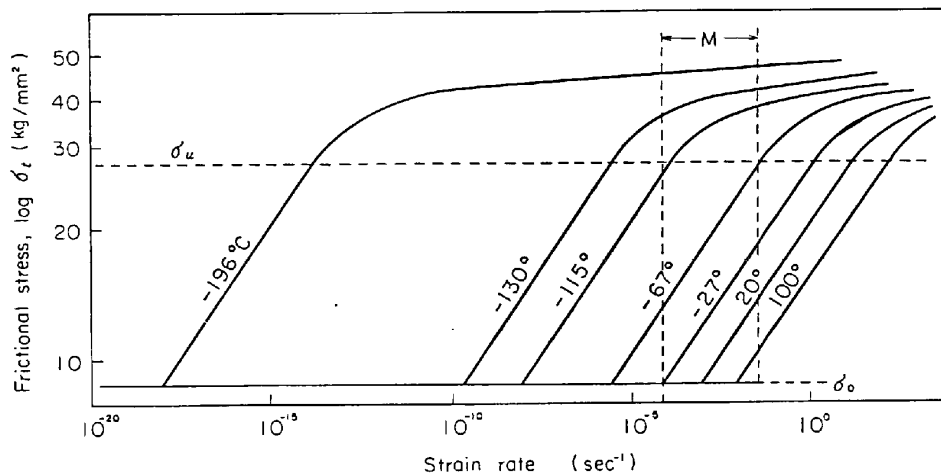


Fig. 12. Calculated frictional stress-strain rate diagram in 0.10% C-steel. M : Measured range shown in Fig. 9.

Fig. 11 において、 -70°C 以下では直線から偏移するが、これは Fig. 4 および Fig. 10 の諸変化にほぼ対応する。(4)式にしたがう変形がさらに低温で起こるためには、ヤング率の温度変化を無視すれば、臨界歪速度は Fig. 11 の点線のように変わるであろう。 -196°C で、 $10^{-18} \text{ sec}^{-1}$ である

(4)式および Fig. 8 を利用して、 σ_t と歪速度との関係を計算により求めた結果が Fig. 12 である。ここではつぎの諸数値を用いた。ヤング率の温度変化を無視して、 $\sigma_0 = 8.7 \text{ kg/mm}^2$ 、 $\sigma_u = 28.2 \text{ kg/mm}^2$ 、 $n = 8.0$ 、 $E = 7.2 \text{ Kcal/mol}$ とした。なお、 σ_u 以上の応力水準の場合、見かけの n は増すが (Fig. 10)、一定応力での活

性化エネルギーは Fig. 11 に関して述べたようにほぼ一定とみなした。Fig. 12 に示した M は Fig. 9 の実測の歪速度範囲に相当し、この範囲における両者の応力水準はかなりよく一致している。したがって、歪速度をきわめて小にすれば、液体空気のような低温でも(4)式にしたがった熱的変形が起こりうる。 $\sigma_t - \dot{\epsilon}$ 線図は温度に、また $\sigma_t - 1/T$ 線図は歪速度によらず、相似であり、それらの横軸に平行移動する、という考え方は妥当とみなしうる。

σ_u 以上の高応力水準では、それ以下の場合と変形機構がちがうであろうことは、緒言および Fig. 4, Fig. 10 に関して述べた。変形様式については、つぎのことが推測される。低応力側の直線範囲は交差迂りに対応する。一方、高応力側でも同様の変形が支配するが、応力の増加とともに迂り系が制限されて交差迂りのかわりに、単一迂りが混在してゆく。ただし、20% 以上の高歪側では、Fig. 5 からわかるように、高温、低応力側の変形と同じ様式になる。

4.2 他の体心立方金属との比較

Table 1 は体心立方金属の諸数値を示す。これらは評価の可能な資料から、この報告における軟鋼の場合と同様の処理をして得た結果である。軟鋼については資料がかなり多いので文献名を省略した。なお、降伏おくれ時間、リューダース帯の成長速度および後述の延性—脆性遷移温度についても基本的に(4)式と同じ考え方ができるので含

Table 1. Data for BCC metals as to the relations between frictional stress, temperature and strain rate.

Metal	(C + N) (wt%)	K_y (kg/mm) ^{3/2}	Frictional stress σ_0 (kg/mm ²)	Critical temp. ($\dot{\epsilon}$, 10^{-4} ~ 10^{-3} sec ⁻¹) T_0 (°C)	Strain rate exponent n	Activation energy E (Kcal/mol)	Number of references
Mild steel	0.08~0.2	1.5~2.4	8~11	20	7.1~9.1	5.5~7.5	
Fe	0.002~0.02	0.5~2.4	2.0~7.6	20~35	7.1~8.3	7~13	8, 2, 29, 30, 31, 32, 33, 34
V	0.015~0.12	0.3~0.8	2.5~22.6	80~160	—	6~7*	35, 36, 37, 38
Nb	0.025~0.03	0~0.2	7.0~16	20~160	7.1~8.1	4~7	3, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45
Ta	0.002~0.010	0	1.7~5.1	60~170	7.7~8.3	6~13	45, 46, 47, 48, 49, 50
	0.02	0	20~30	50~100	7.7	3	
Cr	0.003~0.008	2.8~3.5	7.1~12.6	140~150	8.3	13~16	28, 51, 52, 53
Mo	0.007~0.051	2.0~3.5	8.0~11.5	100~280	7.1~8.3	12~17	15, 18, 28, 49, 54, 55, 56, 57, 58, 58, 60
W	0.004~0.006	(Crystal)	13~35	200	9.1	13	15, 61, 62, 63
	(C + O) 0.0006	(0.5)	5.0	700	—	30*	
K	Impurity <0.020	—	0.035	-246	—	1.0*	64

* Calculated from yield stress-temperature relation on the basis of $n=8.0$ (eq. 6)

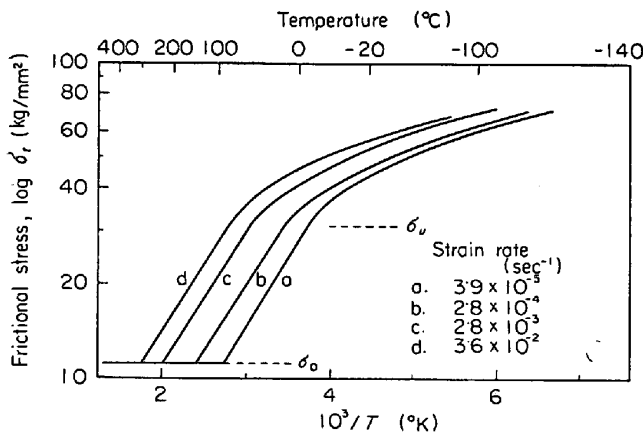


Fig. 13. Frictional stress versus temperature in molybdenum.¹⁹⁾ ($n=8.0$, $E=14.1$ Kcal/mol)

めた摩擦応力 σ_t および σ_0 は(1)式にしたがい、また単結晶の場合には降伏応力そのものを採用した。Fig. 13 は 1 例として、ALERS¹⁹⁾ のモリブデンに関する結果から計算したものであり、Fig. 8 の軟鋼の場合とほぼ同じ傾向にある。その他の体心立方金属の場合もほぼ同様である。

Table 1 の中で注目すべき特徴は n が 7~9 の範囲にあり、ほぼ一定値を示していることである。体心立方金属の特性といえる。この n と転位速度~応力との間の指数 m の関係については、次式が提示されている²¹⁾。

$$n = m + \Delta \ln \rho / \Delta \ln \tau \dots \dots \dots (7)$$

ここに、 τ は剪断応力、 ρ は転位密度であり、 n は m よりも転位の増殖に相当する分だけ大きくなっている。 τ は $\rho^{1/2}$ に比例するようであるから、(7)式の右辺第 2 項は 2 に等しい。事実、 n は 7~9 であり、 m は 5.5~6.7 の範囲にある²¹⁾。なお、歪速度を転位速度におきかえると、(4)および(6)式はそのまま成立するようである。

固溶体合金、たとえば Fe-Si 合金の場合、 m は前記よりかなり高い値が得られている ($m > 35$) が、これは珪素による固溶体硬化の分を有効応力の中に入れていたためであると考えられる。STEIN ら²⁰⁾ の転位速度に関する結果をもとにし、あらい試算を試してみた。この場合、珪素による固溶体硬化量を 20 kg/mm^2 (剪断応力はその 1/2 とする) と想定し、非有効応力とみなして、与えた応力から差引いて有効応力 σ_t を得た。歪速度を転位速度に、置きかえて、(4)および(6)式を適用した結果、 m および活性化エネルギーは鉄とほぼ同水準になるようである。なお、固溶体合金の詳細は後日報告することにする。

活性化エネルギーは金属によつてかなりちがうが、鉄の場合、Fig. 14 に示すように、(C + N) 含有量の増加とともに減少する。ほとんどの場合、(4)または(6)式

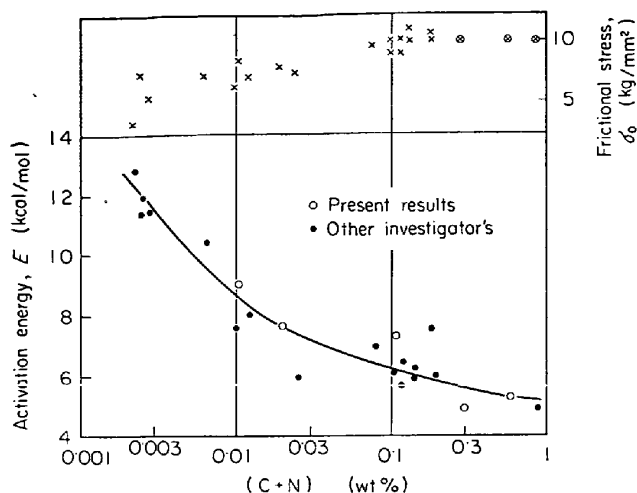


Fig. 14. Activation energy versus (C+N) content in Fe-C alloys.

が成立し、 n が前述とほぼ同様に一定値を示していることから、 σ_i および σ_0 の水準に問題があるとは思われず Fig. 14 の傾向は妥当と考える。侵入型の原子の固溶または析出粒子の変形への効果は非熱活性的であるといわれているが、必ずしもそうではない²⁾。熱活性的変形を助ける方向に働いていると考えざるを得ない。Table 1 に示した活性化エネルギーがかなりばらついているが、不純物の効果がこの1因になつていると考えられる。なお、Fig. 14 において、 σ_i は $(C+N) < 0.2\%$ では(1)式にしたがつた。これ以上では析出粒子の効果があり、評価しにくいので便宜上 $\sigma_0 = 10 \text{ kg/mm}^2$ としたが、不合理な値ではないようである。

体心立方金属の活性化エネルギーは Fig. 15 に示すように、 μb^3 で表わすエネルギーとほぼ比例関係にある。 $E = 0.05 \mu b^3$ の関係は得られた結果のほぼ平均値をもとにして、Fig. 14 の傾向から推して、高純度金属の場合、 $E = (0.07 \sim 0.08) \times \mu b^3$ が妥当であり、交差迂りに関連したエネルギーと考えられる。ただし、算出根拠はちがうが、従来の値(係数が約 0.1)²²⁾ に比べてやや小さい。なお、カリウムの場合降伏応力がかなり低温まで一定値のままであり、30°K 以下で初めて上昇始める⁶⁴⁾。Fig. 12 の極低温における応力上昇の傾向を示す具体的な例といえる。 $n = 8.0$ と仮定して、降伏応力-温度曲線⁶⁴⁾および(6)式から活性化エネルギー 1.0Kcal/mol が得られた。Fig. 15 からこの仮定はほぼ妥当と考える。極低温まで降伏応力の上昇しないのはこの小さい活性化エネルギーのためとみなしてよい。

摩擦応力 σ_i は(4)式を満足する有効応力であるが、この中には非有効的な成分を含んでいるはずである。しかし、試行錯誤的に(4)および(6)式を満足するような

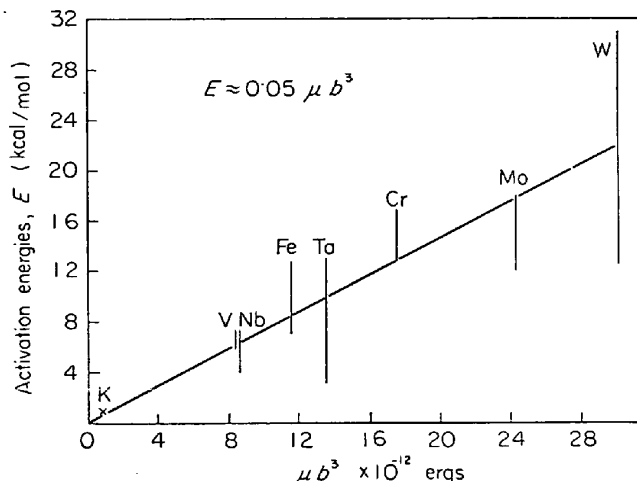


Fig. 15. Activation energy versus shear modulus in BCC metals.

μ : Shear modulus
 b : Burgers vector

σ_i を求めた結果、非有効応力は 1 kg/mm^2 以下であるので、この報告では無視した。なお、Table 1 の σ_0 は高温側で温度によらず一定であり、非有効応力のように見えるが、熱エネルギーだけでは交差迂りは起こらない。 σ_0 はそれに必要な最低応力である。

(4)式は一般的につぎのように表わすことができる。

$$\dot{\gamma} = f \exp(-E(\tau)/kT) \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $\dot{\gamma}$ は剪断歪速度、 E は活性化エネルギーであり、有効剪断応力 τ の関数とみなされている。 k はボルツマン定数である。 f はエントロピー項であるが、実験結果から $f \propto \tau^n$ とみなしうる。また、 E はある応力範囲では応力に、また温度に依存せず、とみなしうる。一方、活性化体積 V についてはつぎのように表わすことができる。

$$V = -\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial \tau}\right)_T = kT \left(\frac{\partial \ln \dot{\gamma}}{\partial \tau}\right)_T \dots\dots\dots (9)$$

ここに ΔG は活性化自由エネルギーである。(8)、(9)式およびそれに上記の諸条件を入れると、つぎの関係が得られる。

$$V = nkT/\tau \dots\dots\dots (10)$$

(10)式は、Li²²⁾ および CONRAD ら²¹⁾の式と、結果的にはあるが、同形になつている。(10)式から、

$$n = V\tau/kT \dots\dots\dots (11)$$

が得られる。実験結果から、 n は温度および限られた範囲の応力に依存せず、一定である。しかも機械的および熱的エネルギーの比として表わすことができる。

一方、応力が(8)式の f に影響を与えず、従来の諸説の中でしばしばあつかわれているように、すべてエンタルピーの中にはいると仮定しても、結局(8)式から応力

が消えてしまう結果になり、この仮定は合理的でない。したがって、応力はエンタルピーに寄与するというよりは、ほとんどがエントロピー項に影響を与える。これは弗化リチウムの場合²³⁾にも同様の傾向がみられる。従来、エントロピー項は応力にほとんど依存しないとみなされて、等閑視されがちであったが、STEIN²⁾が指摘したように、かなり重要な意味をもっているように思う。

(4)式の常数Cは、 σ_t を (σ_t/Y) に置き換えた場合、体心立方金属の種類によらないようである。ややばらつきがあるが、 $10^{30} \sim 10^{32} \text{ sec}^{-1}$ の範囲にあり、一定とみなしうる。上記のYはヤング率であり、その温度変化を無視した。 σ_t を剪断応力にすれば、ヤング率を剛性率に置き換えればよい。また、歪速度を転位速度に換えてもほぼ同じ値(ただし、単位は $\text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}$)になる。また $C(\sigma_0/Y)^n$ も同様に、体心立方金属では、ほとんどが $10^3 \sim 10^5 \text{ sec}^{-1}$ の範囲にある。試算を試みた結果、ダイヤモンド構造のゲルマニウム²⁴⁾の常数Cは 10^{11} の桁であり、体心立方金属に比べて、かなり小さい。

4.3 延性-脆性遷移温度と歪速度および結晶粒度

延性-脆性遷移現象は降伏応力が温度または歪速度の変化により、材料固有の脆性破壊強度に達したとき起こる、とみなして、以下の考察を試みる。

Fig. 16 の (A) は降伏応力および破壊応力の温度変化を示す。両者の交点Pを遷移温度とみなし、そのときの破壊強度はヤング率の温度変化を無視すれば、歪速度を変えてもほとんど変わらず、PQ に沿って移動する。同図 (B) は一定歪速度での $\log \sigma_t - 1/T$ 線図であり、(I)の平坦部分、(II)の直線上昇部分、(III)の曲線部分からなる。

降伏応力および破壊強度の結晶粒度依存性はそれぞれ(1)および(2)式に示したとおりである。ここで注目すべきことは K_F が K_y に比べてかなり大きいことである。 σ_t と比較するためには、破壊応力として、次式の σ_f を用いる必要がある。

$$\begin{aligned} \sigma_f &= \sigma_F - K_y d^{-1/2} \\ &= \sigma_{F0} + (K_F - K_y) d^{-1/2} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここに σ_{F0} は常数である。

$\sigma_t = \sigma_f$ で延性-脆性遷移が起こるとすれば、Fig. 16-(B)の温度 T_i が式にしたがった場合の遷移温度である。歪速度を変えると、DC線上を移動する。すなわち(4)および(12)式から、

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_i} &= \frac{nR}{E} \ln \frac{\partial F0}{\partial_0} \left(1 + \frac{K_F - K_y}{\sigma_{F0}} d^{-2/1} \right) \\ &\quad - \frac{R}{E} \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} + \frac{1}{T_0} \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

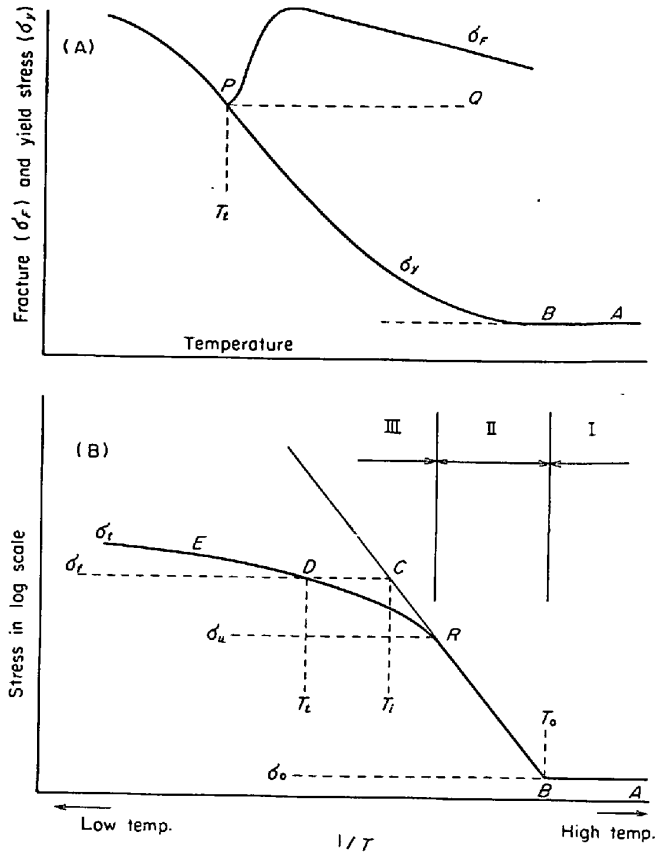


Fig. 16. Schematic representation of yield stress, fracture stress(A) and frictional stress (B) versus temperature.

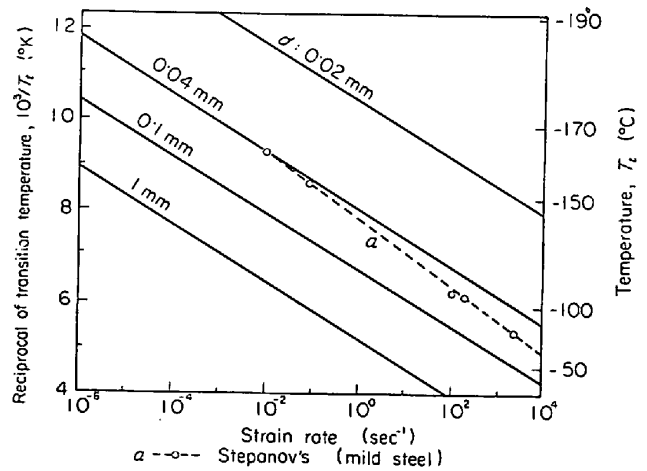


Fig. 17. Transition temperature versus strain mild steel of various grain diameters (d).

ここに、 T_0 は歪速度 $\dot{\epsilon}_0$ での σ_t の上昇し始める温度である。実際の遷移温度は Fig. 16-(B) の D点、すなわち T_i である。したがって、

$$\frac{1}{T_i} = \frac{1}{T_i} + S \dots\dots\dots (14)$$

$\sigma_t \geq \sigma_u$ では、 σ_t は曲線 EDR に沿って上昇するが、歪速度を変えても、ほぼ相似のまま温度軸に平行移動す

るだけである。したがって、補正項 s は σ_f の水準により変わるが、歪速度には依存しない常数である。

(13)式において、結晶粒径 d が一定の場合

$$\frac{1}{T_i} = C' - \frac{R}{E} \ln \dot{\epsilon} \dots\dots\dots (15)$$

であり、直線関係にある。その方向係数は活性化エネルギー E に依存する。歪速度が一定の場合、近似的に、

$$\ln \left(1 + \frac{K_F - K_y}{\partial F_O} d^{-1/2} \right) = r d^{-1/2}$$

であるから、(13)式はつぎのようになる。

$$\frac{1}{T_i} = \frac{nRr}{E} d^{-1/2} + C'' \dots\dots\dots (16)$$

やはり、直線関係にある。ここに、 C' C'' 、および r は常数である。

切欠のない場合の軟鋼に関し、(15)式から計算した結果が Fig. 17 である。計算に用いた諸数値はつぎのとおりである。 K_y は Fig. 4 から、遷移点における平均値をとり、 $2.4 \text{ kg/mm}^{3/2}$ 、 $K_F = 5.0 \text{ kg/mm}^{3/2}$ 、 $\sigma_0 = 8.7 \text{ kg/mm}^2$ 、 $\sigma_{FO} = 38 \text{ kg/mm}^2$ 、 $\epsilon_0 = 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ で $T_0 = 300^\circ\text{K}$ 、 $n = 8.0$ 、 $E = 7.2 \text{ Kcal/mol}$ 、 d が 0.02 、 0.04 、 0.1 、 1 mm の場合、(14)式の $S \times 10^3$ はそれぞれ 5.0 、 3.0 、 1.6 、 0.5 とした。

Fig. 17 の直線(a)は STEPANOV らの軟鋼に関する結果である²⁵⁾。結晶粒度が不明のため、直接の比較がむずかしいが、実用材料の結晶粒径が 0.04 mm 程度であることから、計算値はほぼ妥当とみなしうる。ただし、直線(a)の活性化エネルギーは約 6 Kcal/mol であり、傾向がややちがう。Fig. 15 に示したように、(C+N)含有量が 0.1% 程度の軟鋼の値は平均 6 Kcal/mol である。(C+N)含有量によるのはもちろんであるが、かなりばらつきがある。一方 Fig. 17 に採用した値は Fig. 11 から求めたものであり、やや高目になっている。結晶粒度のみならず、製鋼法、合金成分によつて、延性—脆性遷移および σ_u 以上の摩擦応力の温度変化が微妙にちがうことから、軟鋼といつても一概に同一視するわけにはゆかない。

切欠のある場合の遷移温度から、軟鋼の活性化エネルギーは約 6 Kcal/mol が得られている²⁶⁾²⁷⁾。また、モリブデンの場合 15 Kcal/mol が得られている²⁸⁾。これらは Table 1 に示した値の範囲に一致している。切欠のある場合、応力集中係数を考慮する必要があるが、基本的には同じと考えられるから、活性化エネルギーは切欠のない場合と同じ水準になるはずである。

5. む す び

軟鋼について、主として圧縮変形により温度 $-196 \sim$

100°C 、歪速度 $10^{-5} \sim 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$ 、結晶粒の平均直径 $0.021 \sim 0.23 \text{ mm}$ の範囲で降伏応力の温度および歪速度依存性を検討した。

(1) 歪速度($\dot{\epsilon}$)、温度(T)、摩擦応力(σ_t)の間につぎの関係のあることがわかった。

$$\dot{\epsilon} = C \sigma_t^n \exp \left(- \frac{E}{RT} \right)$$

ただし、 σ_t が $8.7 \sim 28.2 \text{ kg/mm}^2$ の範囲で適用できる。歪速度指数 n および活性化エネルギー E は温度、歪速度または応力に依存せず、ほぼ一定とみなしうる。これ以上の応力水準では n が増加するが、 E は応力によらず、ほぼ一定とみなしてよい。

(2) $\sigma_t - 1/T$ の関係をもとに $\sigma_t - \dot{\epsilon}$ の関係を温度別に計算した結果は実際とよく一致する。

(3) いろいろの体心立方金属に関する上式の n および E を検討した結果、 n は $7 \sim 9$ の範囲にあり、金属の種類によらず、ほぼ一定である。 E は μb^3 で表わされるエネルギーと比例関係にある。ここに、 μ は剛性率、 b はバーガースペクトルである。交差じりのエネルギーと考えられる。

(4) σ_t は上式を満足するような有効応力である。 σ_t が $8.7 \sim 28.2 \text{ kg/mm}^2$ の範囲では交差じりが支配的であるが、これより高応力側では単一じりが混在すると考えられる。

(5) 上式を用いて、計算により延性—脆性遷移点と歪速度および結晶粒度との関係づけを試みた結果、実際とほぼ一致した。

文 献

- 1) M. S. DUESBERG and P. H. HIRSCH: Dislocation Dynamics, Ed. by A. R. ROSENFELD, G. T. HAHN, A. L. BEMENT, Jr., and R. I. JAFFEE, (1968), p. 57
- 2) D. F. STEIN: Acta Met., 15(1967), p. 150
- 3) H. D. GUBERMAN: ibid., 16(1968), p. 713
- 4) A. S. KEH and S. WEISSMANN: Electron Microscopy and the Strength of Crystals, Ed. by G. THOMAS and J. WASHBURN, (1963), p. 231, Intersci.
- 5) R. L. SMITH and G. SPANGLE: Trans. Amer. Soc. Metals, 46(1954), p. 973
- 6) H. CONRAD and S. FREDERICK: Acta Met., 10(1962), p. 1013
- 7) G. T. HAHN and M. COHEN: J. Iron Steel Inst., 200(1962), p. 634
- 8) W. D. BIGGS: Acta Met., 6(1958), p. 694
- 9) J. H. KNOTT and A. H. COTTRELL: J. Iron Steel Inst., 201(1963), p. 249
- 10) C. S. BARRETT: Trans. Amer. Soc. Metals, 49(1957), p. 53

- 11) 作井, 中村: 鉄と鋼, 49(1963), p. 996
- 12) G. SCHOECK: Acta Met., 8(1960), p. 791, 9(1961), p. 382
- 13) F. de KAZINCZY, W. A. BACKÖFEN, and B. KAPADIA: Fracture, Ed. by B. L. AVERBACH, D. K. FELBECK, G. T. HAHN, and D. A. THOMAS, (1959), p. 65
- 14) R. W. ARMSTRONG: Dislocation Dynamics, Ed. by A. R. ROSENFELD, G. T. HAHN, A. L. BEMENT, Jr., and R. I. JAFFEE, (1968), p. 293
- 15) H. W. SCHADLER: Acta Met., 12(1964), p. 861
- 16) J. T. MICHALAK: *ibid.*, 13(1965), p. 213
- 17) D. F. STEIN: *ibid.*, 14(1966), p. 99
- 18) H. L. PREKEL and H. CONRAD: Dislocation Dynamics, Ed. by A. R. ROSENFELD, G. T. HAHN, A. L. BEMENT, Jr., and R. I. JAFFEE, (1968), p. 431
- 19) G. A. ALERS: Trans. Met. Soc. AIME, 212 (1958), p. 523
- 20) D. F. STEIN and J. R. LOW: J. Appl. Phys., 31 (1960), p. 362
- 21) R. W. GUARD: Acta Met., 9(1961), p. 163
- 22) J. C. M. LI: Dislocation Dynamics, Ed. by A. R. ROSENFELD, G. T. HAHN, A. L. BEMENT, Jr., and R. I. JAFFEE, (1968), p. 87
- 23) W. G. JOHNSTON and J. J. GILMAN: J. Appl. Phys., 30(1959), p. 129
- 24) P. HAASEN: Dislocation Dynamics, Ed. by A. R. ROSENFELD, G. T. HAHN, A. L. BEMENT, Jr., and R. I. JAFFEE, (1968), p. 701
- 25) W. STEPANOV and F. WITTMAN: J. Tech. Phys. USSR, 9(1939), p. 1070., A. N. STROH, Adv. Phys., 6(1957), p. 418 から引用.
- 26) G. OATES: J. Iron Steel Inst., 207(1963), p. 353
- 27) R. W. VANDERBECK, H. D. WILDE, R. W. LINDSAY, and C. DANIEL: Welding J., 32(1953), p. 325 S
- 28) H. L. WAIN, S. T. M. JOHNSTONE, and F. HENDERSON: J. Inst. Metals, 91(1962-63), p. 41
- 29) B. L. MOLDIKE and P. HAASEN: Phil. Mag., 7(1962), p. 459
- 30) F. A. SMIDT: Acta Met., 17(1969), p. 381
- 31) H. L. D. PUGH and P. S. CHANG: Phil. Mag., 8(1963), p. 753
- 32) J. J. COX, G. T. HORNE, and R. F. MEHL: Trans. Amer. Soc. Metals, 49(1957), p. 118
- 33) B. EDMONDSON: Fracture, Ed. by B. L. AVERBACH, D. K. FELBECK, G. T. HAHN, and D. A. THOMAS, (1959), p. 130
- 34) J. R. LOW: Iron and Dilute Solid Solutions, (1959), p. 130
- 35) T. C. LINDLEY and R. E. SMALLMAN: Acta Met., 11(1963), p. 361
- 36) W. R. CLOUGH and A. S. PAVLOVIC: Trans. Amer. Soc. Metals, 52(1960), p. 948
- 37) B. A. LOOMIS and O. N. CARLSON: Reactive Metals, (1959), p. 227, Intersci.
- 38) S. A. BRADFORD and O. N. CARLSON: Trans. Amer. Soc. Metals, 55(1962), p. 169
- 39) D. P. GREGORY: Acta Met., 11(1963), p. 455
- 40) A. L. MINCHER and W. F. SHEELY: Trans. Met. Soc. AIME, 221(1961), p. 19
- 41) G. A. SARGENT, A. A. JOHNSTON, and P. J. SHERWOOD: Nature, 196(1962), p. 374
- 42) B. F. DYSON, R. B. JONES, and W. J. McG. TEGART: J. Inst. Metals, 87(1958-59) p. 340
- 43) M. A. ADAMS, A. C. ROBERTS, and R. E. SMALLMAN: Acta Met., 8(1960), p. 328
- 44) E. WESSEL: Columbium Metallurgy, (1961), p. 459, Intersci.
- 45) M. S. WECHSLER, R. P. TUCKER, and R. BODE: Acta Met., 17(1969), p. 541
- 46) D. P. FERRISS, R. M. ROSE, and J. WULFF: Trans. Met. Soc. AIME, 224(1962), p. 584
- 47) R. J. ARSENAULT: Acta Met., 14(1966), p. 831
- 48) B. L. MORDIKE: Z. Metallk., 52(1961) p. 587
- 49) E. T. WESSEL: Trans. Met. Soc. AIME, 209 (1957), p. 930
- 50) J. H. BECHTOLD: Acta Met., 3(1955), p. 249
- 51) M. J. MARCINKOWSKI and H. A. LIPSITT: *ibid.*, 10(1962), p. 95
- 52) A. GILBERT, Reid C. N., and G. T. HAHN: J. Inst. Metals, 91(1964), p. 351
- 53) B. C. ALLEN, D. J. MAYKUTH, and R. I. JAFFEE: Trans. Met. Soc. AIME, 227(1963), p. 724
- 54) J. A. HENDERICKSON, D. S. WOOD, and D. S. CLARK: Trans. Amer. Soc. Metals, 48(1956), p. 540
- 55) J. W. PUGH: *ibid.*, 47, (1955), p. 984
- 56) R. P. CARREKER and R. W. GUARD: Trans. Met. Soc. AIME, 206(1956), p. 178
- 57) A. W. MAGNUSON and W. M. BALDUIN, Jr.: C. S. Barrett, Trans. Amer. Soc. Metals, 49 (1957), p. 53 から引用
- 58) A. S. WRONSKI, A. C. CHILTON, and E. M. CAPRON: Acta Met., 17(1969), p. 751
- 59) R. N. ORAVA: Trans. Met. Soc. AIME, 230 (1964), p. 1614
- 60) S. S. LAU, S. Ranji, A. K. MUKHERJEE, G. THOMAS, and J. E. DORN: Acta Met., 15 (1967), p. 237
- 61) R. M. ROSE, D. P. FEERISS, and J. WULFF: Trans. Met. Soc. AIME, 224(1962), p. 981
- 62) A. S. ARGON and S. R. MALOOF: Acta Met., 14(1966), p. 1499
- 63) P. L. RAFFO: J. Less-Common Metals, 17 (1969), p. 133
- 64) I. M. BERNSTEIN and M. GERNISMER: Acta Met., 16(1968), p. 987