

## 特 別 講 演

### 鉄鋼材料の高速衝撃張引諸性質について\*

作 井 誠 太\*\*

#### On the Impact Tensile Properties of Iron and Steel.

Seita SAKUI

#### I. は し が き

##### (1) 研究の目的

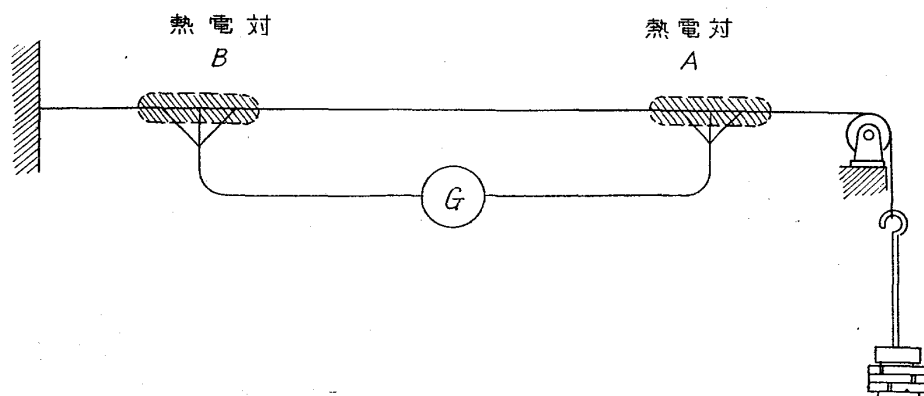
俵先生の研究室で卒業論文を書き、以来 30 年にわたって御慈愛を頂いた筆者には俵賞は他のいかなる賞にもましてうれしい。1930 年に大学を出ると俵先生の御紹介で理化学研究所の真島正市先生の研究室に入れて頂き、先生の助手として研究生活を始めたが、先生はわが国における応用物理学の祖と仰がる方だけに、日常身の現象をすべて科学的に考察し、研究テーマとして取上げられることを奨励された。地下鉄の通風機構の考察と測定、日本産各種木材の発火点、日本産各種絹織物の反射率、雨の日に電車の窓ガラスに町の灯が十文字に長く尾を引く理由、いろいろの形状の物体の周辺の風速の分布の熱線風速計による測定などの研究を手伝わされたが、冶金学科出身の筆者には何ものにもまさる尊い訓練であった。科学研究の面白さという世にも得難い宝を頂いたと深い感謝の念を禁じ得ないと同時に、それに没頭した若い日々をなつかしく思う。正しく *Schöne Arbeitsjahre* であつた。

##### (a) 物が伸びるといふ現象

研究室に入つて間もない 1930 年に先生は物が伸びるとはどんなことかふしぎに思わないかと言ひ出された。ゴム紐や針金を引張ると伸びるが、全体が同時に伸びるのか、引張つた端から伸び始め、その伸びが全体に伝わつて初めて全体が伸びるのか、後者のように思えるからその伝播速度を測定して見ようと提案された。いろいろ

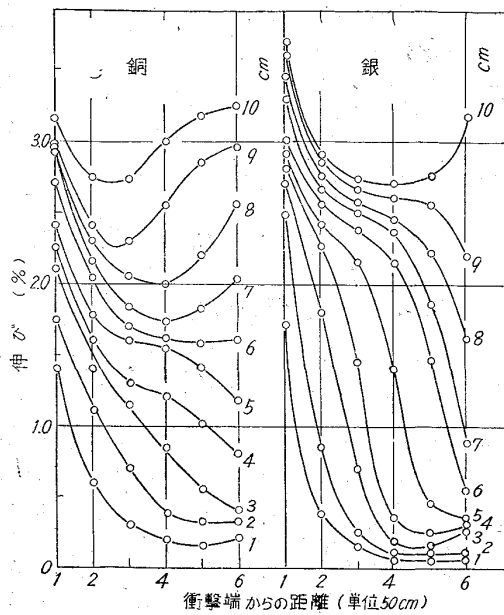
の方法を試みたがその二つについて、われわれと一諸に実験された小川義朗氏が発表していられる。その詳細は省くが測定原理の一つを第 1 図に示す。約 10m の長い針金の右端を落下荷重で伸ばし、伸びが A 点に達すると塑性変形のため熱が発生し温度が上がり A 点と B 点の間に温度差が生ずる。両点を試片とは別種の針金で電位計 G につなぐと熱電対が形成されて G が振れる。更に伸びが伝播して B 点に達し同じく温度が上がり A B 両点が同じ温度になると、G の振れは零となる。G が振れている間の時間をはかれば塑性波伝播の速度が測定できる。その 1 例を上げると試片は 1mm 直径の焼鈍した針金で Cu は 2300m/sec(3970),  $\alpha$  黄銅 2900m/sec(3650), Al 3600m/sec(5100) の速度で塑性波が伝播することが測定されている。(括弧内は弾性波の伝播速度である)

この実験は 10~20m の長い針金の一端に衝撃荷重を加えて伸ばすのであるが、衝撃速度が 3m/sec の程度小さいものなのでこのような大きな伝播速度の値を示すが、衝撃速度が大きい時は遙かに小さい値となるはずである。またブラウン管の入手も電子管増幅装置も不自由な 34 年前の実験なので正確とは言い難く、目下筆者の



第 1 図 長い針金を伝播する応力波の速度の測定

\* 昭和39年4月本会第49回通常総会における俵賞受賞記念特別講演  
昭和39年8月20日受付 \*\* 本会副会長 東京工業大学教授 工博



第2図 3m の針金を衝撃で伸ばした時のひずみ分布

ところで追試中である。しかしこの実験は物が伸びるといふ身辺茶飯事から出発して塑性波伝播の idea を出し、これを実測した世界最初の実験ではないかと筆者は考えている。

さらにこの実験の進行中に、長い針金 (3~20m) を衝撃的に均一に伸ばすのは至難のわざであることが見出された。これは伸びの伝播を考えれば当然のことであるが、その不均一な伸びの分布を実測する実験が行なわれた。第2図は Cu および Ag の針金を伸ばした一例で、長さ 3m の針金を 3m の高さから自然落下する落槌で一端を引張つて伸ばした結果で、図中曲線に付した数字は針金に与えた全伸びを示す。横軸は衝撃端からの距離、縦軸は衝撃によつて生じた針金の各部分の伸びである。伸びを測定する標点距離が 50 cm という長いものなので、その平均伸びを測定したことになり KÁRMÁN らの研究結果と異なる形状を示しているが、衝撃試験におけるひずみ分布の不均一に気付き、これを定量的に測定した世界で最初の実験の一つであろう。

かくして真島先生の物の伸び方に関する実験から

- (1) 塑性波が弾性波よりも小さな速度で伝播する。
- (2) 塑性波伝播の現象のために、衝撃を受けた金属材料は不均一な変形をする。

この二つの特性が見出されたが、今日の新しい衝撃変形の科学でもこの二つの現象は実験結果の考察に欠くことのできない基本的な現象とされている。本講演の主題である衝撃における金属材料の引張特性の考察はつねにこの二つの問題の周辺をめぐつて進行して行くことになる。

終戦後にそれまで永らく杜絶していた海外の文献を見ている中に、KÁRMÁN<sup>3)</sup> や TAYLOR<sup>4)</sup> が以上の二つの結果を見事に数式化しているのを見たときの驚きは大きかった。日本においてずっと以前にその idea に達し実験もしていながらその後の努力の足りなかつたことが悔まれたが、一方で衝撃試験の結果をこの二つの面から考察すべきことを筆者は自信を以つて提唱することができ、最近では高速度変形の研究に KÁRMÁN 理論をとり入れることはわが国では普通のことになっている。

以上の長い針金の衝撃実験から短かい 5cm 前後の長さの針金の衝撃試験を思い付くのは自然の勢いで、落槌式衝撃装置<sup>5)</sup> (よいとまけ式) が作られた。落槌の重さ約 30 kg, その落下高さは最高 4m で試片の針金またはリボンに衝撃的に伸ばす際の荷重-時間曲線は水晶-熱陰極型陰極線オシログラフ系で測定した。このオシログラフは同じ理研の渡辺俊平氏<sup>6)</sup> の設計になるもので水晶の電荷を直ちにオシログラフの偏位板に入れ、中間には全然電子管増幅装置を必要とせずきわめて忠実度の高いものである。現在のシンクロスコープなどに比べればさすがに不便であるが、筆者はその高度の正確さを愛して単結晶その他の精密衝撃試験に落槌型衝撃試験機と共に34年来今もなお愛用をつづけている。

(b) 高速衝撃引張試験機と高速衝撃ねじり試験機の製作

1953年に山田良之助先生を始め諸先生の御同情で教授に昇格させて頂いたが、金属加工講座の担当の責任上金属工業の実際に多少とも役立つ研究を行なわねばならぬこととなり、三つの実験を始めることにした。その一つは在来から細々と行なつてきた衝撃引張試験の実用化であり、他の一つはシャルピー試験における時間荷重曲線の測定<sup>9)</sup> であつた。在来筆者の行なつて来た落槌式衝撃試験機では試片は細い針金かりボンであり、衝撃速度の範囲も試験温度の範囲もせまく、大量の工業用金属材料をどしどし調べて行くには役立たない。(逆に小さい試片と精密測定の利点はあるが)。それで普通の引張試片(直径 15mm 前後、長さ 150mm 前後)を簡単に衝撃で引張破壊し、試験温度も引張速度も実際の加工および実際使用の際の範囲を充分にカバーするのみならず、高速度加工の将来を考えて最高引張速度を極度に大きくしたいと考えた。また機械の容量を充分に大にし性能を安定化し、普通の静的引張試験機と同程度の容易さで試験を行ないたいと希望した。これにより金属加工における熱間および冷間の変形抵抗を実際の加工速度において測定できるし、一方では鉄鋼材料の低温における脆性破壊の研究を温度と速度の両面から行なうことができ、以上の

二つの面で工業の実際に貢献し得ると考えたのである。それには回転円板式のものもつとも便利と考えたがこの型式は珍しいものではなく、世界の各所で行なわれている。しかしそれらは熱間加工を対象としているものが多いため容量が小さく、冷間加工および低温脆性を対象とするには無理であり、かつ衝撃速度も80m/secが世界最高であるが、高速度加工法の最近の発展を見ると将来は150m/sec程度が必要と思われた。それには巨大な円板を高速度で回転せしめる必要があり、大きな危険があるのでその設計は金属工学関係者の手に負えるところでないと考え、その方面の権威者である当時東京工業大学機械工学科教授津村利光氏に指導して頂きたいと希望し、同氏を主査として昭和33年度の文部省科学研究費に対し「高速度衝撃試験の研究」なる機関研究を申請したところ、幸に採択された。

この試験機は後述のごとく着々と成果をあげて行き、変形抵抗の測定では満足すべき状態であつたが、変形能の測定には必ずしも敏感でなかつた。在来から引張試験よりも振り試験の方が材料の変形能を敏感にあらわすことはよく知られているが、高速度衝撃試験機もその例外ではない。そこで筆者らは引張試験機の場合と同様に衝撃速度と試験温度の範囲が充分に大で、工業的な寸法の試片を簡単に破壊できるような容量の大きい高速度衝撃振り試験機の製作を希望していたが、幸に昭和35年度日本鉄鋼協会からの推せんで第1回の東洋レーヨン科学技術研究助成金を与えられ、再度津村教授に設計をお願いして製作し、目下盛に実験中である。この試験機も在来のそれに比べて多くの特長を有し、工具鋼などの脆性のある材料の室温における試験、また鋼の低温脆性の研究にも用いられているがこの小文の対象外なので省略する。

### (c) 衝撃試験へ材料科学の導入

各方面の御好意で以上のごとく実験装置は整い、データは盛に出始め、それらのデータ自身は衝撃速度と試験温度の今までにない広範囲な点で各方面で注目されたが、それらのデータを説明する理論に欠けていた。とくに転位論などの材料科学との結びつきを行ないたいと考え、筆者は金属単結晶の落槌型試験機による研究をつづけて、その中に端緒をつかめるであろうと努力をしているが<sup>9)</sup>単結晶の製作に人手と時間を要し、遅々として進まない。また高温で衝撃変形をする金属の変形機構も世界中で誰も調べていないので、特殊な方法によりこれを顕微鏡組織的にまたX線的に調べることに努力している<sup>10)</sup>。筆者の助手の森は衝撃試験において転位論の対象となり得るのは転位が複雑な運動後に複雑な組織を作ら

ない時期、すなわち塑性変形の開始時であり、ことに隅り場を示す鋭い降伏を示す合金では、衝撃においてもそれが現われその測定も正確に行なわれて理論の対象になり易いとして、Al-Mg合金および極低炭素鋼について衝撃速度および試験温度の影響を調べている<sup>11)</sup>。漫然と衝撃におけるひずみ-応力曲線を対象として来た在来の研究に比して鋭く焦点を絞つたものといえよう。

約10年前から多結晶体の下部降伏点 $\sigma$ の結晶粒度依存性をあらはすPetchの式 $\sigma = \sigma_i + k_y d^{-1/2}$ があらわれ、一応はこの式の定数 $\sigma_i$ と $k_y$ の転位論的な意味づけも与えられている。恐らく衝撃試験での降伏現象を上式によつて調べたのは、英国のCAMPBELLらが最初であろうが、森も同じ頃からAl-Mg合金、純鉄などの衝撃試験の解析に上式を用い始めた。今回の受賞論文の一つもこの方法によりデータを整理している<sup>12)</sup>。もつとも上式の $k_y$ はまだ十分な解釈がなく、したがつてそれを用いた実験結果の解析もまだ不十分であるが、今後電子顕微鏡による衝撃試験を受けた金属の直接観察などと相俟つて、衝撃試験の材料学的研究に対する有力な武器となり得よう。

もう一つの材料科学的な衝撃試験の研究方法はCLARKやWOOD<sup>13)</sup>の行なつたdelayed yieldの現象の研究であろう。衝撃変形における塑性変形開始時の転位の挙動を突きとめる有力な方法であり、わが国でも2, 3の研究者に採用されている方法である<sup>14)</sup>。われわれも目下この実験を行なつている。

最後に材料科学的な議論が盛んに行なわれている分野もあることを紹介したい。それは近年盛になつた爆発変形の研究でそれに関する論文が短時日のうちに数多くあらわれた<sup>15)</sup>。

### (2) 衝撃実験の二つの面

静的試験で金属材料の強度に関連する性質を調べるのは比較的簡単である。試験機の示す数字がそのまま材料の性質を示すことが多い。ところが衝撃試験では上記(1)で示したように試片内に非定常かつ不均一な応力やひずみの分布が発生しそれが衝撃条件で異なるので、そのたび毎に試験機ははたして試片の何を測定しているのか、十分に力学的な検討を加える必要がある。そうでないと力学的に発生した現象を材料そのものの性質と見誤る恐れがある。たとえば衝撃速度が大になると軟鋼の上部降伏点がいちじるしく上昇する現象が見られたとしても、それがはたして侵入型溶質原子による転位の固着に関連した材質的な問題なのか、衝撃力測定装置の不完全のため衝撃速度が大になると上部降伏点が見掛上高くあらはれるという力学的な問題なのか検討を要する。また

短時間内に变化する荷重-時間曲線の測定装置自身も相当に厄介な問題で回路にリークのあるのを知らずに使ったり、周波数特性の不良な回路を用いて測定した結果について議論したりする恐れがある。このように衝撃試験には材料力学的な面と材料学的(冶金学的)な面と二つの面があることを常に念頭において実験しなければならない。今回は紙数が許さないで材料力学的な問題は目次のみにとどめる。日本金属学会誌に書いた筆者の詳細な総説を読みたい<sup>16)</sup>。

## II. 材料力学的な問題

- (1) ひずみ波の伝播について
- (2) ひずみの不均一分布と臨界衝撃速度
- (3) リューダス帯は衝撃波である。
- (4) 衝撃試験における応力測定精度

## III. 材料学的(冶金学的)な問題

- (1) はしがき

金属材料の衝撃試験における材料学的問題として、在来から取上げられているのは、材料の機械的性質の測定である。これは金属材料を実用する立場からは当然のことである。その結果は金属材料の加工面において、また使用面において大きく工業に貢献している。たとえば加工面を考えても最近の加工におけるひずみ速度はいちじるしく大になり圧延において $10-10^2/\text{sec}$ 、爆発加工に到つては $10^2-10^8/\text{sec}$ の程度であり、このような高速度加工における材料の変形抵抗の大小を知りその加工性を知ることが大切なことは言うまでもない。それらは現実の加工温度と加工速度において測定されねばならず、われわれの廻転円板式高速引張試験機はそのひろい試験温度とひずみ速度の範囲によつてその方面に貢献していると信ずる。また金属材料の使用面で衝撃荷重を受ける場合も多くなり、ロケット、ミサイルを一例にとつて見てもそれは明らかである。これよりさらに一般的な問題として鉄鋼材料の低温脆性の問題がある。周知のごとく鉄鋼の低温脆性に影響する三つの因子としてひずみ速度、試験温度、および試片の形状の切欠きの有無が考えられるが、これらの諸影響を調べるのにわれわれの試験機は都合がよく、低温脆性に関する多くのデータを工業

界に提出している。このようにわれわれの行なつている高速度衝撃引張試験は金属材料の変形抵抗の測定と低温脆性の研究において、ひろく実際面と接触しその測定結果も相当の量に達している。

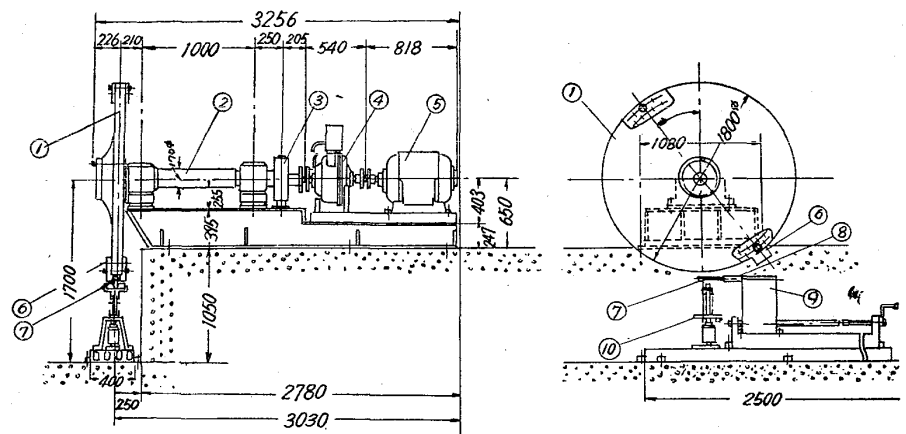
ただこの場合に言えることは、この種のデータにおいては試片の形状の相似律は成立せず、材料の純度や履歴に微妙に影響されてデータに普遍性がなくそれぞれの場合のデータに終り勝ちで、衝撃下の金属の挙動の本質は容易につかめない。この一線にとどまつている限りは実用上の意味はあつても衝撃試験自身の進歩はあり得ない。われわれの努力も当然その方向に向けられているがまた収穫は微々たるものであるが、本講演はそれを中心に話したい。

実用的なデータはわれわれの多くのデータの中から23の実例を提示することにとどめたい\*。

- (2) 衝撃試験による変形抵抗および変形能の測定

この種のデータが一定の傾向を示すが普遍性の少ないものであることは、あたかも金属材料の再結晶図形と呼ばれるものがそうであるのに似ている。変形抵抗に対する試験温度、ひずみ速度の影響を実験式で表わす試みもかなり行なわれているが<sup>17)</sup>それらは理論的な考察の対象にならない。理論がなければこそ個々の材料についての実測例は実用上大切であるとも言えよう。変形能はわれわれは主として局部収縮率の大小をもつて判断しているが、根本的なことを言えば上記のごとく高速度衝撃振り試験機に依り研究する方が望ましくわれわれはすでにそれを開始している<sup>18)</sup>。

第3図にこの試験に用いた回轉円板式高速衝撃引張試験機を示す。この試験機の詳細についてはすでに報告をした<sup>19)</sup>のでここでは省き寸法は図面を見られたい。とくに大型の回轉円板を採用し直径10mmの試片を切断



① 回轉円板 ② 回轉軸 ③ ブレーキ ④ トルクコンバーター ⑤ 主モーター50馬力4極  
⑥ 爪 ⑦ 試片 ⑧ ロードセル ⑨ アンピル ⑩ 回轉円板の爪に試片を叩かすための装置

第3図 高速度衝撃引張試験機

\* 紙数の制限でこれも省く。

するに要する円板の回転エネルギーの消費を最大2%とした場合、2m/sec ないし 140m/sec の速度の引張試験ができるようになってきている。

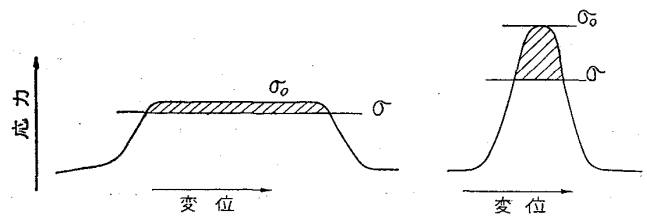
以下に2, 3の測定の実例の文献を示す。0.15% C, 0.21% Si, 0.44% Mn, 0.013% P, 0.019% S の低炭素キルド鋼について各種の変形速度、試験温度で衝撃引張試験を行なった結果を引張強さ、伸び、局部収縮率について文献20) に示してある。これらのデータは加工における変形抵抗とか変形能を示すものとして役立つであろう。同様な図面が F.C.C 金属の Cu および H.C.P 金属の Mg について同文献に示してあるから参照されたい。また文献21) には文献20) と同一の組成の低炭素キルド鋼の靱性脆性現象が衝撃引張速度を 2.5, 10, 40m/sec に変化せしめた時に順次に高温側に移動して行く有様を示す。また同じ文献21) で電線用純銅についての各温度各衝撃速度における試験結果を示してあるが、再結晶温度で局部収縮率のいちじるしい低下が見られるが、その低下が衝撃速度の増大に伴って高温側へ移動して行くが見られる。

また 0.12% C, 0.40% Si, 0.44% Mn, 0.014% P, 0.017% S, 12.49% Cr, 0.32% Mn, 0.17% Cu の組成の 13Cr 鋼について文献22) に示してあるが、そして静的の場合と 2.5m/sec の衝撃の場合を比較してあるが、静的では高温でいちじるしい絞りの減少があるのに対し、衝撃ではそれが防止されている。これは高温においては変形能が衝撃によつて向上する一例であるが、われわれは同様の現象を高純度無酸化銅、3種類の Ni-Cr 鋼に見ているが<sup>22)</sup>その理由についてはまだ満足すべき状態に達していない。

(3) 衝撃における鉄鋼の降伏点について

(a) はしがき 塑性変形の研究で比較的理論的考察の容易なのは降伏点と脆性破壊であろう。いずれも極く少量の塑性変形後に発生する現象と信じられていて、大量の塑性変形に依り生ずる複雑な転位の組織の問題にせざるに済むからである。その意味で、引張強さとか靱性破壊に関する考察はむづかしい。

(b) 長範囲と短範囲の固着力または抵抗力 Cottrell は転位を固着して運動させない力また固着から解放されて運動する転位に抵抗する力の作用を適当な振幅  $\sigma_0$  と波長  $\lambda_0$  を持つ内部応力の場に置き換え、波長の長いものと短いものに区別して考えている<sup>23)</sup>。これによると衝撃応力下の金属材料の挙動が一応説明できるので、今後はこの方針にしたがつて実験結果を考察して行きたい。この方針だけでは説明し切れない現象も見られるがそれは明記して読者の参考としたい。



第4図 長範囲と短範囲のエネルギー障壁の模型

第4図は短範囲と長範囲の応力分布を模型図的に示したもので、図において外部から一定の活性化エネルギー(斜線部分で示す)を与えると、図のごとく  $\sigma$  なる外部力に依つても  $\sigma_0$  なる応力の障壁を越えて転位は固着から解放されることを示しているが、長範囲の場合は  $\sigma$  を少し変化させても必要な活性化エネルギーは大きく変化し、短範囲の場合はその逆で、 $\sigma$  を大きく変化させても活性化エネルギーの変化量はわずかである。このことは逆に衝撃の実験条件により熱動揺による活性化エネルギーの補給の状態が変わる時、短範囲の場合の  $\sigma$  は大きく変り得るが長範囲の場合の  $\sigma$  は極くわずかしか変化しない。銅とかアルミニウム合金の下部降伏点は長範囲的であり衝撃速度や試験温度の影響をあまり受けず、鉄合金の場合は短範囲的であるとされている。熱動揺の効果の大小は熱動揺の働く時間の長短と試験温度の高低に影響されるので、熱動揺の効果に左右される  $\sigma$  の大小は衝撃速度と試験温度に左右され、その程度は長範囲の拘束の場合は小さく短範囲の拘束の場合は大きいということになる。

JOHNSTON の動力学的な考え<sup>24)</sup>によらず COTTRELL の侵入型原子による転位の固着の考えによれば、転位かその固着雰囲気から逃れる過程が上部降伏点であり、その過程の活性化エネルギーを  $U$  とすると降伏の際のひずみ速度  $\dot{\epsilon}$  は

$$\dot{\epsilon} \propto \exp(-U/kT) \dots\dots\dots(1)$$

で示される。  $U$  の計算は内部応力の場の形状が正確に判らないと求まらないものであるが外力  $\sigma$  を含む関数であることは期待できる。なぜならば外力が大きいほど少しの熱エネルギーの助けによつて、転位が雰囲気から逃げ出すことができるからである。COTTRELL によるとこの活性化エネルギー  $U$  は

$$U = 0.9(1 - \sigma/\sigma_0)^3 \dots\dots\dots(2)$$

であらわされる。

ここで  $\sigma_0$  は熱エネルギーの助けなしで転位が雰囲気から逃げ出すに要する応力である。活性化エネルギーの式としては横堀のものもあり

$$U = -\frac{1}{n} \log \frac{\sigma}{\sigma_0} \dots\dots\dots(3)$$

$n$  は常数である。

次に通常の引張試験のように外力が時間とともに変る場合にどのような降伏応力が生ずるかを考えて見よう。外部応力の増加速度を  $\dot{\sigma}$  とすると

$$\int_0^t e^{-U/kT} dt = \int_0^{\sigma} e^{-U/kT} \frac{d\sigma}{\dot{\sigma}} \dots\dots (4)$$

なる積分が一定値  $t_0$  になる時の  $\sigma$  の上限が降伏開始の応力すなわち上部降伏点と考えられる。この積分は  $U$  の  $\sigma$  に依存する形のいかんによつて簡単でないが、 $\dot{\sigma}$  の増加すなわち荷重速度の増加によつて上限の  $\sigma$  が増すことは容易に判る。なお横堀の式の一つの利点は(4)式の積分が簡単にできる点である。

一定の外力  $\sigma$  をかける時には降伏開始までの時間  $t$  は CLARK と WOOD によれば(5)式であらわされる<sup>25)</sup>。これがいはゆる降伏おくれの時間である。 $t_0$  は時間に関する定数で(4)式のところで述べた  $t_0$  である。

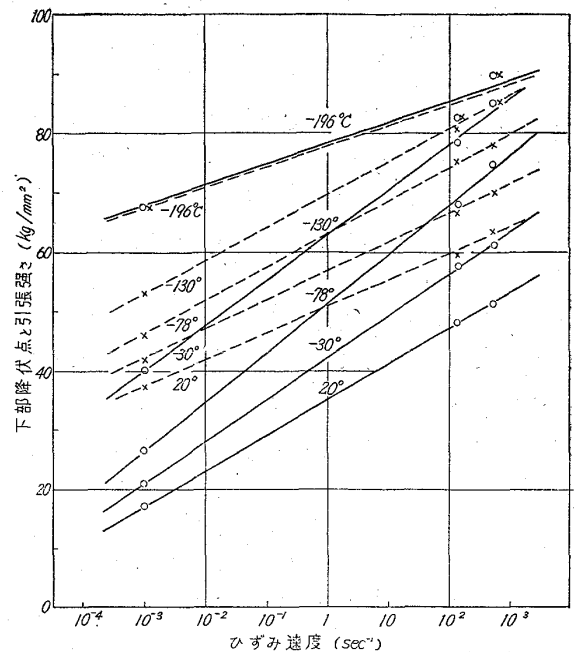
$$t = t_0 \exp(U/kT) \dots\dots (5)$$

$U$  は  $\sigma$  の増加によつて減少するため、 $t$  は  $\sigma$  の増加、試験温度の上昇によつて短くなる。

(c) 衝撃試験における下部降伏点の測定 明瞭な降伏現象を示さない材料は静的試験においても特に注意して実験を行なわない限り降伏強度の測定はできない。とくに衝撃試験ではさうであるので現在までに行なわれている降伏強度を衝撃荷重下で測定した実験の大部分は、降伏現象の明確な純鉄や軟鋼のようなB.C.C. 金属であつて一部には筆者らの実験のごとくF.C.C. 金属の実験もある。またB.C.C. 金属はその降伏強度がひずみ速度の増加によつていちじるしく増して興味が深いので、衝撃実験を行なうものは好んで純鉄や低炭素鋼を対象としてきた。また降伏現象は低温脆性と密接な関係があることが知られているので、この種の研究は実用上の意味も少くない。

また降伏現象の研究において下部降伏点のみを問題とし、上部降伏点を対象としないのは、それが静的試験においても試験機と試験片の軸が完全に合わないために生ずる曲げ応力、チャックのつかみ部分あるいは表面疵などにおける応力集中のために正確に測定することが難しい、衝撃試験においてはロードセルのオーバシュートなる現象のために正確な測定がさらに困難なためである。

しかし下部降伏点も転位の粒界における堆積の結果発生する応力が粒界に接する隣接の結晶粒内の転位をその溶質原子の固着雰囲気からははずすことにより進行するのであるから、上記の上部降伏点の理論を適用しても大筋には誤りのないはずである。



第5図 試片 N1 の下部降伏点(—○—)と引張強さ(—×—)の各温度におけるひずみ速度依存性

0.15% C, 0.21% Si, 0.44% Mn, 0.013% P, 0.009 % S の組成の低炭素鋼の下部降伏点がいちじるしく衝撃速度ならびに試験温度の影響を受けることは第5図<sup>26)</sup>に示すごとくである。図中の直線に付した数字は試験温度を示す。

下部降伏点  $\sigma_y$  が試片の結晶粒の直径の  $d$  によつて変化し、それが次式<sup>27)</sup>によつて表わされることが判つて以来、多くの研究者が(6)式を利用して実験結果を整理している。

$$\sigma_y = \sigma_i + k_y d^{-1/2} \dots\dots (6)$$

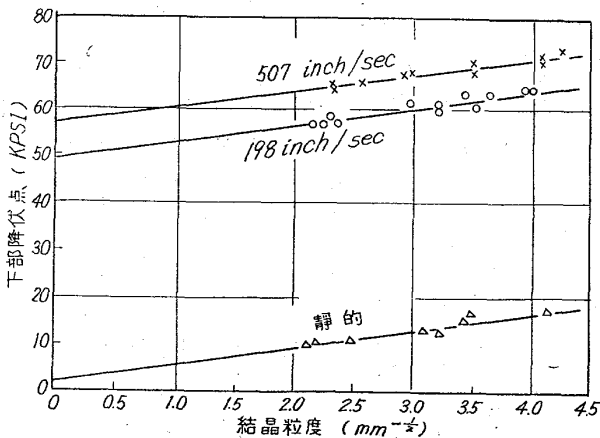
(6)式の  $k_y$  は COTTRELL<sup>28)</sup>によると転位源を溶質原子の固着雰囲気からははずす応力に比例し、 $\sigma_i$  は解放された転位の運動に対する各種の抵抗の合計で摩擦応力と呼ばれている。B.C.C. 金属における転位と溶質原子の間の弾力的な相互作用はよく知られている。これに対してF.C.C. 金属では溶質原子の溶解によつて生ずる格子ひずみは対称性がよいのでらせん転位を格子ひずみによつて固着できないわけであるが、F.C.C. 金属でも(111)面上において単位の転位は部分転位に分れており、これらの一対の部分転位は積層欠陥により弾力的に結び付けられているという事実からやはり弱い固着が行なわれていると考えられる。すなわち二つの部分転位のバーガース、ベクトルは  $120^\circ$  の角度で交つているので部分転位の双方かららせん転位であることはあり得ないで少なくとも

一つは刃状転位の成分を有しており、それが格子ひずみの静水圧部分と相互作用をなし固着されることができ、したがって侵入型原子により非対称の格子ひずみを生じさせ転位を強く固着できる B.C.C 金属の場合に比較して F.C.C では固着力がいちじるしく弱いことは考えられる。われわれの実験した Al-Mg 合金において Al は F.C.C 金属においても転位の拡張がほとんどないものとして有名であるが、Mg を Al に加えることにより積層欠陥エネルギーが減少し転位の拡張を起す可能性があり、かつその積層欠陥に Mg 原子が偏析するための転位の固着（鈴木効果）も考えられ明瞭な下部降伏点が見られる<sup>20)</sup>。

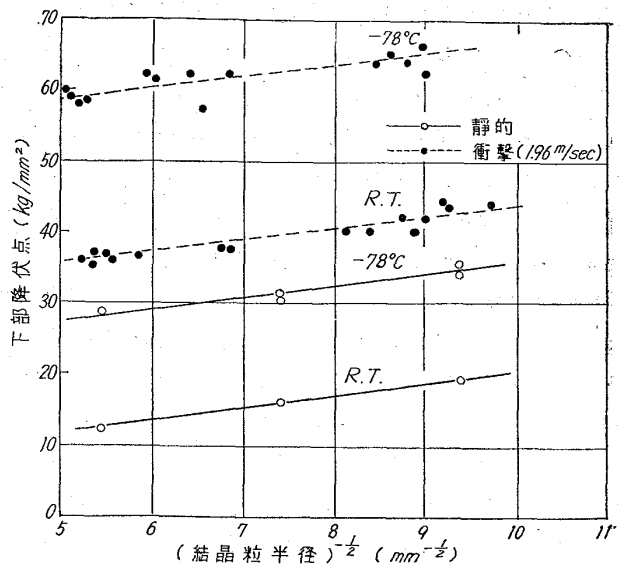
なほ(6)式を衝撃試験に導入することは後述のごとく材料学的にはその意義ははなはだ大きい、筆者の知る限りでは先づ CAMPBELL<sup>30)</sup>が、ついで森<sup>31)</sup>が、ややおくられて独立にその衝撃実験の結果を(6)式を用いて整理している。

CAMPBELL の場合は 0.0012% C の組成で純鉄の約 0.2" の平行部を持つ試験片について、衝撃速度 198 inch/sec と 507 inch/sec の速度で引張試験を行ないそれを静的試験の結果と比較している(第6図)。この図から静的試験に比較して下部降伏点のいちじるしい増加は  $k$  の増加によるのではなく、摩擦応力  $\sigma_i$  の増加によることが明らかである。

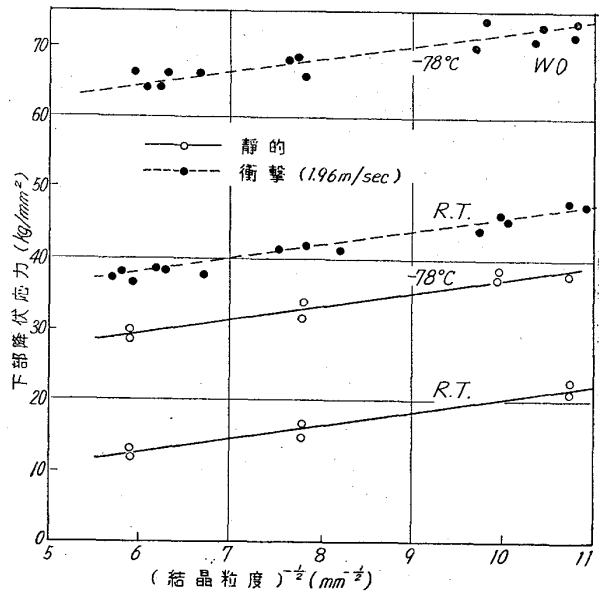
McLEAN<sup>32)</sup> は CAMPBELL の実験結果を解析して  $\sigma_i$  のひずみ速度依存性から、転位の運動の素過程が  $9b^2$  ( $b$  はバーガースベクトル) 程度の短範囲内で起ることを示し、その値が軟鋼の場合と大差がないことから、純鉄の降伏強度が衝撃試験によつていちじるしく増すのは不純物の量その他の外来的な原因によるものでなく、純鉄自身の本来の性質たとえば Peierls-Nabarro の力による



第6図 各種のひずみ速度における下部降伏点の結晶粒度依存性に関する CAMPBELL の実験



第7図 試片W23(極軟鋼)の下部降伏点の結晶粒度依存性の試験温度およびひずみ速度(2種類)による変化

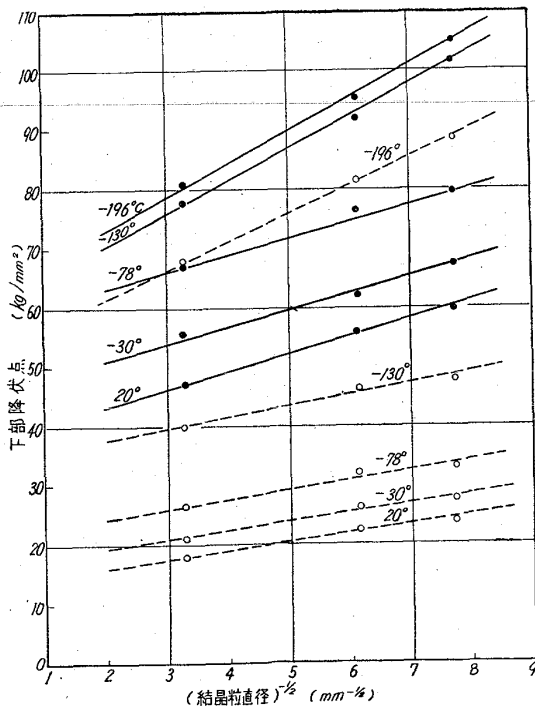


第8図 試片WO(極軟鋼)の下部降伏点の結晶粒度依存性の試験温度およびひずみ速度(2種類)による変化

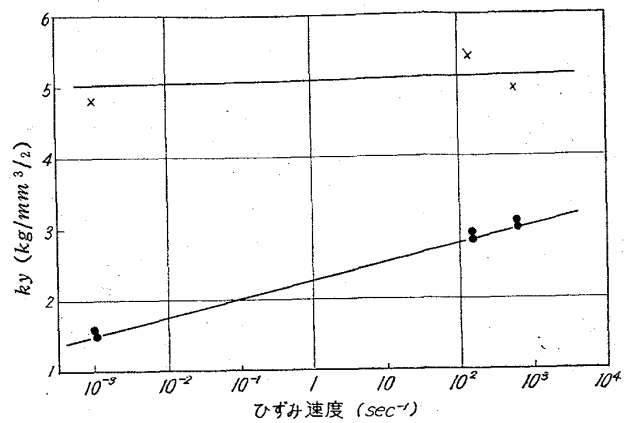
ものであると説いている。筆者らも湿水素による脱炭脱窒処理により炭素と窒素の量を 1 ppm 以下に下げた純鉄の衝撃引張試験を前述の落槌式衝撃試験装置で行なつたが<sup>33)</sup>室温と  $-78^{\circ}\text{C}$  において第7図のごとき結果を得て、CAMPBELL の結果とよく一致している。すなわち純鉄の下部降伏点の大きなひずみ速度依存性と試験温度依存性は  $\sigma_i$  が変化するためであつて  $k_y$  の値は両因子に依存しないことを示している。また第8図は湿水素による処理以前の試片で 0.013% C, 0.001% N の組成の純鉄の実験結果であるが第7図との比較から、試片の不

純物の多少は上記の事柄に本質的な影響を持たないことを示し上記の McLEAN の説を確めている。

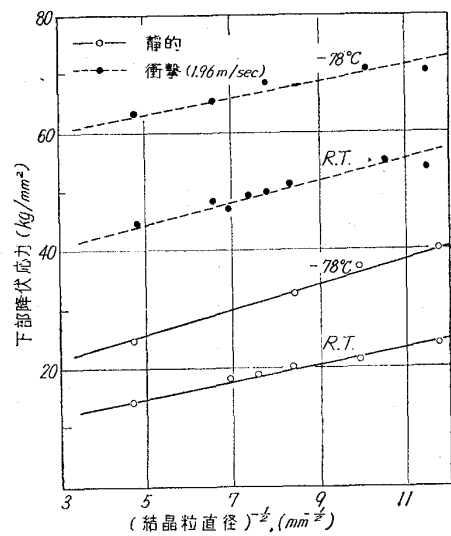
筆者らは回転円板式高速度引張試験機により、第5図の組成の極軟鋼につき、結晶粒度を ASTM No. 2・9, 7・3, 8・7 に変化せしめ試験温度は 20°C, -30°C, -78°C, -130°C, -196°C に引張速度は静的, 5m/sec 20m/sec に変化せしめて衝撃試験を行なった<sup>34)</sup>。その一例を ASTM No. 2・9 について示したのが前記第5図である。各種の結晶粒度の試片について同様の試験を行なった結果を PETCH の式にしたがって整理した一例は9図のごとくなる。これによつても下部降伏点のひずみ速度および試験温度依存性は、主として  $\sigma_i$  の変化により生じ、 $k_y$  はほとんど実験条件によつて変らない。ただし第6図、第7図、第8図と異なるところは  $k_y$  の値は試験温度の上下によつては全然変らない点は同様であるが、ひずみ速度の影響が若干あらわれている点である。なお試験温度が低下して靱性破壊から脆性破壊に移ると  $k_y$  の値は急激に大になつてゐる。このことはすでに HAHN, COHEN, AVERBACH<sup>35)</sup> および HESLOP, PETCH<sup>36)</sup> らが極軟鋼の静的引張試験において見出しているところである。なお第9図に関連する一連の実験における  $k_y$  のひずみ速度依存性を図にあらわすと第10図のごとくなり、靱性破壊においてはかなり顕著な依存性を示すが -196°C における脆性破壊においてはほとんどひずみ速



第9図 極軟鋼の下部降伏点の結晶粒度依存性の温度による変化。  
 --○-- 静的, --●-- 衝撃速度 5m/sec



第10図 (6)式中の  $K$  に対するひずみ速度の影響  
 ● 20°C ~ -78°C 間で靱性破壊  
 × -196°C で脆性破壊



第11図 0.03% C, 0.0044% N 鋼の下部降伏点の結晶粒度依存性の試験温度およびひずみ速度 (2種類) による変化

度に依存しない。

(d)  $k_y$  の値について以上のごとく  $k_y$  の値についての実験値を見るに極軟鋼の場合にはひずみ速度と試験温度のいずれの影響も見られない場合、ひずみ速度の影響は受けるが試験温度の影響を受けない場合と二つの異なる傾向があらわれている。Al-Mg 合金の場合は微弱ながらひずみ速度と試験温度の双方の影響を受けている。このように各傾向が一致しないので他に2, 3の鋼について調べて見た。

第11図<sup>37)</sup>は 0.03% C, 0.0044% N の鋼の下部降伏点について上と同様の試験を行なった結果で室温では衝撃試験の  $k_y$  は静的試験のそれより大きい、-78°C の試験ではそれが逆になつてゐる。また静的試験では -78°C の試験での  $k_y$  は室温での  $k_y$  よりも大きくなつてゐるが、衝撃試験ではそれが逆である。



次に 0.037% C, 0.31% Mn, 0.023% Si, 0.044% P, 0.010% S, 0.97% Ni の試片 N1 と 0.0040% C, 0.34% Mn, 0.021% Si, 0.046% P, 0.010% S, 0.07% Ni の試片 N4 について同様な実験を行つた結果は第 11 図と同じ傾向を示して  $k_y$  の変化は複雑である。

以上数例について  $k_y$  に対するひずみ速度と試験温度の影響をみたが、その程度はわずかでありかつ確固たる傾向は見られなかつた。筆者らの最初の予想では低炭素鋼における転位の C や N による固着は極めて短範囲の雰囲気依るもので、 $k_y$  はひずみ速度や試験温度に大きく依存すると考えていたが CAMPBELL やわれわれの実験は完全にその予想を裏切っている。逆に Al-Mg 合金の転位の固着雰囲気はかなりの長範囲と考へたが、 $k_y$  は微弱ながら両因子に依存している。このように筆者らの予想がちがつた原因として考えられるのは HAHN ら<sup>39)</sup>が言うように  $k_y$  の物理的意味が、さらに根本的に考えて降伏点の機構が COTTRELL の考へるように転位の固着によるのではないかも知れない。筆者らは間違つているかも知れないが、COTTRELL の固着説にしたがつて次のごとく一応の解釈を加えている。

上記の湿水素で脱炭脱窒した試片が顕著な降伏点を示すことから明らかなように、転位の固着に必要な C や N の原子の数は驚くほど少なくてよく、われわれの計算では合計が 0.1 ppm 以下でも差支えない。転位と溶質原子の静水圧的な相互作用のエネルギーは内部摩擦の実験などから推定して 1/2~3/4 eV と推定され極めて大きな値である。以上の二つの事実に基づいて普通の低炭素鋼の C と N は室温においても濃厚な condensed atmosphere を転位の周囲に形成しその転位に対する固着力はきわめて大きく、熱動揺の影響を受けることが少なくなる。固着のエネルギーに対して熱動揺によるエネルギー変動の割合はきわめて小さい。これに対して転位の中心部が全部溶質原子により満たされているわけではなく、充たされない中心部に溶質原子が出入しその出入が平衡状態を保つことによつて雰囲気を作つている場合、すなわち Maxwell の雰囲気または dilute atmosphere の場合は固着力も弱く熱動揺の影響もかなり大きいであろう。非鉄合金の場合は溶質原子と転位の相互作用のエネルギーは小さくたとえば Cu に Zn を溶かした場合は 1/8 eV 程度であり容易に condensed atmosphere を形成し難い。Al-Mg 合金の  $k_y$  に弱いながらもひずみ速度と試験温度依存性があるのはそのためである。以上のごとく筆者らが仮りに考へている説によれば、雰囲気範囲の長短の他に雰囲気構造に基づく固着力の強弱も考へなくてはならないと思うのである。

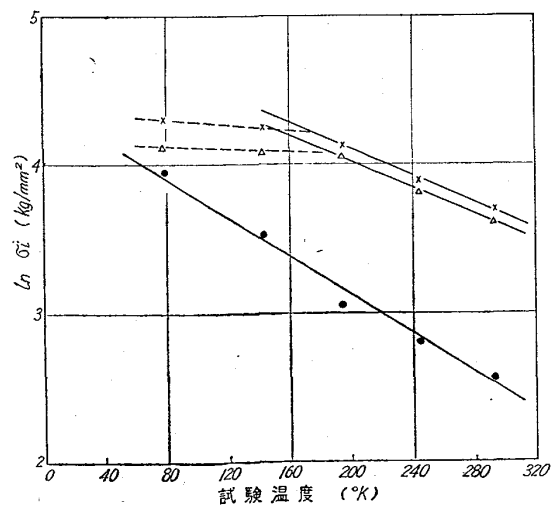
また G. SCHNECK<sup>40)</sup>によると B.C.C 金属における転位の固着雰囲気は従来考へられているよりも遙かに長範囲でありかつ非常に強力であるために  $k_y$  は温度依存性を示さないとしている。また鉄では溶質原子は転位の中心部で鉄原子と化合物を形成し極めて強く転位を固着し、その場合の  $k_y$  の物理的意味は新たに可動性の転位を作り出す力に相当し(固着からはずすのでなくて)その絶対値は固着の力に比べて大きく、歪速度や温度の影響をあまり受けないという考へ方もある。さらに根本的に異なる考へ方としては JOHNSTON のごとく溶質原子による転位の固着を全然考へない降伏点機構の考へ方もある。

いずれにしても筆者らの少数の実験では純鉄および低炭素鋼の  $k_y$  に対するひずみ速度と試験温度の影響に一定した傾向を認め難い。 $k_y$  のこれらの諸因子による変化から転位の固着機構を明らかにするには現状ではデータ不足である。多くの人の実験によるデータの蓄積を待ちたい。

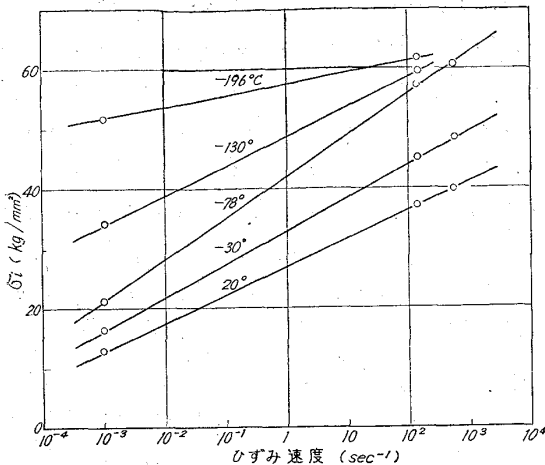
(e)  $\sigma_i$  の値について 上記の諸実験から低炭素鋼では摩擦応力  $\sigma_i$  がひずみ速度と試験温度により大きく変ることを知つた。ひずみ速度一定の時は第 9 図の試片について  $\sigma_i$  と試験温度との関係は

$$\sigma_i = \alpha \exp(-\beta T) \dots\dots\dots (7)^{41)}$$

で示される。ここで  $\alpha$ ,  $\beta$  は定数である。この式は試片が靱性破壊をする場合にのみ成立つもので脆性破壊の温度では  $\beta \rightarrow 0$  となり  $\sigma_i$  は温度に依存しなくなる。これを図示すると第 12 図のごとくなる。また  $\sigma_i$  の変形速度依存性は第 13 図に示すごとくなる。すなわち靱性破



第12図 (6)式の摩擦応力  $\sigma_i$  に対する試験温度の影響  
 —●— 静的, —△— 5m/sec 衝撃  
 —×— 20m/sec 衝撃



第13図 (6)式の摩擦応力  $\sigma_i$  に対するひずみ速度の影響

壊の場合は変形速度に強く依存しその程度は試験温度の低下と共にいちじるしくなるが、脆性破壊の温度ではひずみ速度にほとんど依存しなくなる。

一般には  $\sigma_i$  は上述のごとく強くひずみ速度と試験温度に依存しているが、われわれの見解ではそれは純鉄または低炭素鋼が B.C.C. 金属に属しているからだと考えている。Low, Jr<sup>42)</sup> の言うごとく少量の C や N の溶質原子によるものとは考えていない。Peierls-Nabarro の力が  $\sigma_i$  のこのような挙動に寄与していると考え。Peierls-Nabarro の力は結晶格子の周期に等しいような範囲の力でありきわめて短範囲なので  $\sigma_i$  のひずみ速度と温度に対する大きな依存性を説明するのに都合がよい。Peierls-Nabarro の力以外に転位のジョグの運動にともなう点欠陥の形成に必要なエネルギーを供給する力に  $\sigma_i$  は依存しているとの考えもある<sup>43)</sup>。

Peierls-Nabarro の力が B.C.C. 金属ではいちじるしくひずみ速度と試験温度に依存するが、F.C.C. 金属ではその程度がいちじるしく弱いのはそれらの格子内における転位の拡張の状況が異なるためであろう<sup>44)</sup>。B.C.C. の遷移金属では  $\frac{1}{2}a[111]$  のバークス、ベクトルを有するらせん転位が対称性のある方向に沿って横たわっている時には三つの等価な面に沿って分解しているためであろう。このような分解が生ずると、諸面の中の一つか一つで迂りが生ずるためには転位に収縮を与える必要がある。この収縮は温度の低下にともなう困難となりその結果が  $\sigma_i$  増大する。これに反して F.C.C. 金属では転位は  $\{111\}$  面上に横たわっていて、その面内で分解することはあつても他の種類の面内に分解してエネルギーを下げるという方向はなく、したがってこのような分解に原因する Peierls-Nabarro の力は零であるとき

れている。また結晶格子内における原子の結合力の方向性が B.C.C. 金属ではいちじるしい異方性があるが F.C.C. 金属ではほとんど等方性であるために、転位の運動に対応する格子の原子の動きが B.C.C. では困難で F.C.C. は容易であるとの考え方もある。

#### (4) 衝撃と鉄鋼の低温脆性

(a) はしがき 鉄鋼の低温脆性を論ずるときに理論的にも実用的にも問題となるのはその靱性-脆性遷移温度(単に遷移温度と呼ぶことにする)および完全な脆性破壊を生ずるときの鉄鋼の強度一仮りに脆性破壊強度と名付ける一の二つであろう。この遷移についてはそれを支配する四つの因子が一般に知られている。ひずみ速度、試験温度、試片の形状に切欠きの有無および試片の結晶粒の大小である。これらの四つの因子を調べるにはわれわれの高速衝撃引張り試験機はもつとも適していると信ずる。すなわち応力状態は単純な引張り応力であり、ひずみ速度も試験温度もきわめて広い範囲に変えられるからである。また切欠きのない平滑試験片を用い、実験に多くの困難を伴う極低温を用いずとも、その大きな衝撃速度を利用して単純な引張応力により脆性破壊を生ぜしめかつ脆性破壊強度を正確に求めることができる。一般には脆性破壊強度はシャルピー試験または切欠きを有する試片の静的試験などによつて求めることが多いが、その際の強度の計算が困難であり本試験機により直接かつ単純なものにはおよばない。

筆者らは以上の四つの因子について多くの実験例を有しているが、紙面の都合で 2, 3 の例を上げそれについて 2, 3 の討論を行なうにとどめる。

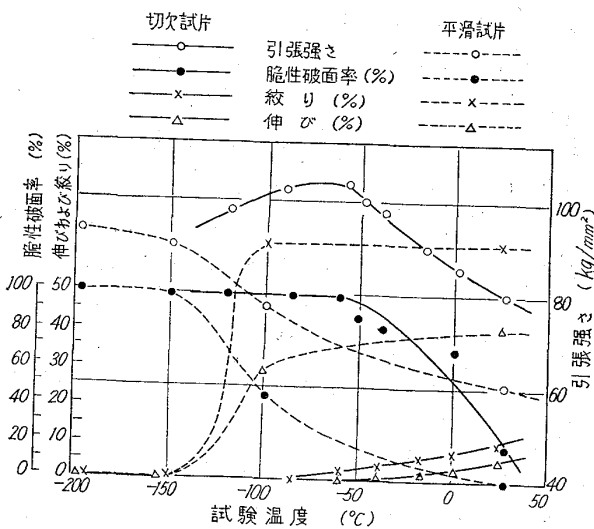
#### (b) 2, 3 の実験結果

以下に 0.11% C, 0.59% Mn, 0.19% Si, 0.025% P, 0.019% S, 0.09% Cu の組成を有する軟鋼について高速衝撃引張り試験により低温脆性を調べた実例を 2, 3 示す。第 14 図は 5m/sec の衝撃速度で切欠きを有する試片について衝撃引張を行なつた結果を切欠きのない平滑試片の結果と比較して示したもの<sup>45)</sup>第 15 図<sup>46)</sup>は衝撃引張速度が遷移温度におよぼす影響を<sup>46)</sup>第 16 図<sup>46)</sup>は試片の結晶粒度が遷移温度におよぼす影響を調べたものである。

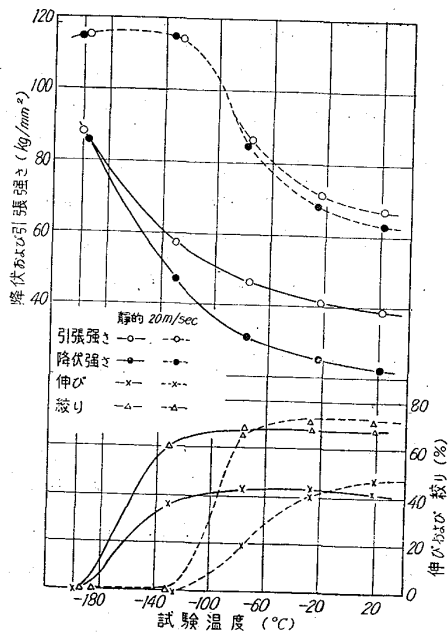
第 14 図では切欠き底で測定した試片の直径  $d$  と切欠きのない部分の試片の直径  $D$  との比  $d/D=2/3$  にかつ  $d=8\text{mm}$ , 切欠き底の曲率半径  $0.50\text{mm}$  のとき切欠き試片と切欠きのない平滑試片と比較した結果である。第 15 図は静的試験と 20m/sec の速度で行つた衝撃引張り試験の結果を比較したものである。第 16 図は ASTM No. 2.9 の試片(試片番号 N1)と ASTM No. 8.7

の試片（試片番号 N3）について遷移温度を調べたものである。以上いずれの場合も在来から言はれてきた四因子の影響は在来から知られている傾向の通りにあらわれている。影響の大きさの程度についてはこれらの図から推定されたい。

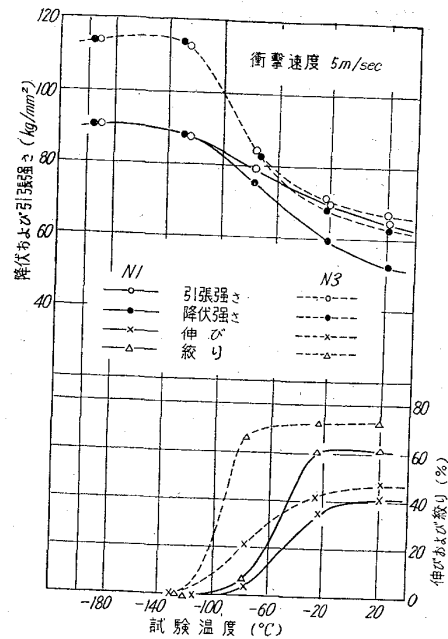
以上の諸実験で共通なことはいずれの場合にも完全な脆性破壊（すなわち伸びおよび局部収縮率が零となるがごとき）が生じた直後において破壊強度が極大を示すという事実である。この関係は筆者らが先に報告したシャルピー衝撃曲げ試験における破壊荷重の変化と全く同様である<sup>47)</sup>。



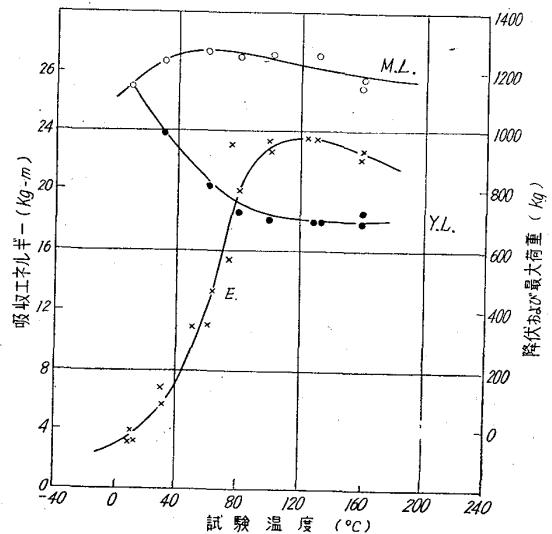
第14図 低炭素鋼の試験温度-衝撃引張性質曲線に対する切欠きの影響



第15図 N3 試片の試験温度-引張性質曲線に対する衝撃速度の影響



第16図 N1 および N3 試片の試験温度-衝撃引張性質曲線に対する結晶粒度の影響



第17図 N3 試片(軟鋼)のシャルピー試験結果

第17図<sup>48)</sup>は軟鋼(N3)について標準シャルピー試験を行なった結果で横軸には試験温度、縦軸には破壊吸収エネルギー値、最高荷重ならびに降伏荷重をとっている。この場合の降伏荷重は衝撃時に記録した荷重-時間曲線において塑性変形を開始する荷重をもつて定義した。この場合も脆性が完全になる温度で最高荷重は極大を示した。同様な現象が極低温における静的引張試験にも観察されている<sup>49)</sup>。以上の諸実験を総合してこのような破壊強度の極大点は脆性破壊に必要な切欠きの鋭さ、衝撃速度、および衝撃温度の三条件が必要かつ十分になった状態をあらわすと考えられるのでこの破壊強度をもつて脆性破壊強度とした。

なお脆性破壊強度を求める方法としてはいろいろ提案されているが上述のごとく極低温の静的引張試験を除いては、なんらかの不明確な因子を含む便宜的な方法ばかりである。直接に脆性破壊強度を求めかつその温度依存性などを求めることは、筆者らの実験のごとく平滑試験片を用いかつ変形速度をひろい範囲に変化し得る場合のみ可能である。

切欠きを有する試片の衝撃引張試験においては切欠き底部の曲率半径を変化せしめた試片において、衝撃速度と試験温度の影響を調べたのであるが、衝撃速度の増大試験温度の低下および切欠き底の鋭さの増加はいずれも全く同一傾向の結果を招来し脆性破壊を容易にした。三変数のいずれを変化せしめても脆性破壊が始めて完全となる点において公称応力は極大となりこの切欠き試片では  $102 \sim 115 \text{ kg/mm}^2$  なる値を得た。平滑試片の低温における衝撃試験においても完全な脆性破壊を生じ、この場合の強度は  $98 \text{ kg/mm}^2$  で切欠き試片のそれよりやや低かった。シャルピー試験でわれわれが求めたものは(計算方法によっては別の値も得られようが)  $104 \sim 110 \text{ kg/mm}^2$  であつた。

このようにして筆者らは多数くの線図を求め、これらは鋼材を低温または高速度の衝撃荷重下で使用する場合の参考になることは確実である。しかしこの種の実験の目的は脆性破壊の機構を知り、かつ各種の条件にしたがつて遷移温度の移動する程度を理論的に計算できることであらう。

筆者らも以下に示すごとくその方向に努力を払っているがまだ不十分である。転位論で言う脆性とわれわれの測定している脆性とが同一の状態を意味しているのかどうか、すなわち転位論で仮定している機構が現実の試片で行なわれているのかどうか\*、これは未だ学界で検討中の大きな研究題目のようである。われわれも単に遷移曲線を描くことに満足せずに脆性破壊をした試片について顕微鏡的組織その他の観察を行い物性論的考察を加えねばならないのであるがそれを行なっていない。現在行ない得ることは転位論から導き出された遷移温度に関する諸式がどの程度にわれわれの遷移温度に関する実験結果と食いちがつているか、その程度を示すことであらう。

折角測定した脆性に関する諸係数であるから、両者の一致を見なくてもこれを検討して読者の参考に供する。われわれの実験で遷移温度曲線から脆性が始まる点とか完全脆性となつた点の決定が困難である。曲線自身の形

\* たとえば脆性破壊は微量の塑性変形を伴うのかどうか。

もあいまいである。その原因の一つとして室温以下の低温にて試験温度を細かく変化することが困難で測定点が不足している点である。第14図～第16図からそのことは明らかであらう。

(c) 遷移温度に関する2, 3の考察 脆性破壊または靱性—脆性遷移に関する転位論的な考察はいろいろ行なわれている<sup>50)</sup>。たとえば A. H. COTTRELL<sup>51)</sup> は脆性破壊はまづ転位の堆積によるマイクロクラックの発生から出発するが、そのクラックが伝播するか否かが問題でありその伝播が脆性破壊の律速段階になるとし、靱性破壊から脆性破壊への遷移は(8)式の右辺が左辺よりも小になるときに生ずるとしている。

$$(\sigma_i D^{1/2} + k_y) k_y = G \gamma \beta \dots\dots\dots (8)$$

ここで  $G$  はその材料の剛性率、 $\gamma$  は表面エネルギー、 $D$  は結晶粒の直径、 $\sigma_i$  は自由になつた転位が結晶格子内を通過するときに受ける抵抗、 $k_y$  は上記の降伏強度の項で述べたように転位源を固着雰囲気からはずすのに必要な応力に比例する値であり、また粒界に堆積している転位によつて生ずる応力集中の度合を表わす数値であるとされている。また  $\beta$  は外力により試片内に発生する剪断応力の法線応力に対する比を表わし、これは外力のかけ方によつて変化する定数で振りの場合は1、引張り場合は1/2、切欠きを有する試片の引張りでは約1/3である。(8)式を用いて切欠きのない平滑試片の衝撃引張試験において、衝撃による脆性破壊がどのように表現されているかを調べて見よう。

先ず(8)式は遷移温度に影響すると筆者らが考えている諸因子をすべて取り入れていることに注意したい。直接的には結晶粒度、応力状態、表面エネルギー、自由転位に対する摩擦応力  $\sigma_i$  および上記の意味を持つ  $k_y$  が含まれている。遷移温度に対する大きな因子であるひずみ速度ならびに試験温度は(8)式には直接には表現されていないが、この2因子が  $\sigma_i$  と  $k_y$  を変化せしめるときはこの二つの項を通じて(8)式に含まれていることになる。実際問題としては鉄鋼では  $k_y$  は2因子にほとんど影響されず  $\sigma_i$  が大きく影響されることになる。(8)式は  $\sigma_i$  が大になれば脆性破壊を生じ易くなることを意味するが、これは間接的にひずみ速度が大になるか、試験温度が低くなれば脆性破壊が生じ易くなることを意味している。また  $\sigma_i$  は  $D^{1/2}$  との積として式中に入れているので、結晶粒の小さい試片では  $\sigma_i$  が大きくなるような条件においても脆性が生じ難いことを示している。すなわち細粒の試片は粗粒の試片に比べて遷移温度が低く、脆性を生ずる衝撃速度もかなり大きい。

(8)式において  $\gamma$  を除く他の諸量はすべて既知である

か、あるいはわれわれの実験で測定できるのでし(8)式が正しいとすれば逆に $\gamma$ を求めることができる。固体の $\gamma$ を求めるのは非常にむづかしい仕事であるが、われわれの高速衝撃試験は $\gamma^*$ を実験的に求める一つの方法であろう。逆に2, 3の人の計算した $\gamma$ を用いて $\sigma_i$ を計算しそれに相当する試験温度を脆性破壊の温度とすることもできよう。

(8)式は脆性破壊をするか靱性破壊をするかの臨界的な条件を示すものであるが、上述のごとくなにをもつて脆性破壊の criterion にするかが問題となる。われわれは試験後の試片の局部収縮率が零となつた場合を脆性破壊を生じたとみなし、その限界温度 $T_c$ における $\sigma_i$ との値を用いて $\gamma$ を計算しそれを在来から知られている $\gamma$ の値と比較して(8)式の妥当性を調べてみたい。この試みにおいて大きな障害となつたのは $\phi$ が零になる温度を第14図、第15図から決定することがむづかしい点である。それは上記のごとく低温における試験温度を細かにとることのむづかしさが原因している。

筆者らの実験では $\beta=1$ ,  $G=8.3 \times 10^{11}$  dyne/cm<sup>2</sup>, であり静的試験では N1, N3 の試片ともに $T_c=77^\circ\text{K}$  (この温度があいまいで残念である)でこの温度に相当する $\sigma_i$ と $k_y$ を用いて $\gamma$ を計算すると N1 の試片で $\gamma=1.46 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup>, N3 の試片で $\gamma=0.71 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup> また衝撃試験では 5m/sec の衝撃引張で $T_c$ は N1, N3 の試片ともに $143^\circ\text{K}$  であり N1 の試片では $\gamma=4.19 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup>, N3 の試片では $\gamma=2.08 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup> となる。この計算に用いた $T_c$ は上記のごとく決定に無理があり、N1 でも N3 でも同一の $T_c$ を与えるのはおかしい。それで理論的には無理であるが局部収縮率が靱性破壊の場合の1/2となる温度を $T_c$ と選べば計算は次のごとくなる。静的試験では N1 の $T_c$  153<sup>o</sup>K, N3 の $T_c$  113<sup>o</sup>K でこれより計算すれば N1 の $\gamma=0.973 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup>, N3 の $\gamma=0.594 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup> 衝撃試験では N1 の $T_c$  213<sup>o</sup>K, N3 の $T_c$  は 163<sup>o</sup>K これより $\gamma$ を求めると N1 の $\gamma=3.20 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup>, N3 の $\gamma=1.91 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup> である。これに対して HULL, MOGFORD<sup>52)</sup>は $\gamma=1.16 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup>, Low<sup>53)</sup>は $\gamma=2.8 \times 10^4$  erg/cm<sup>2</sup> の値を与えている。われわれの実験は不完全な上に、試片が完全な脆性破壊を行なっているか否かの検討も不十分であり、今後の綿密な実験に待つところが多い。たとえば静的と衝撃的試験の間に $\gamma$ の

値が異なるのも理解できない\*\*。しかし、われわれの計算性は大体に上記の二人の $\gamma$ の値に近く、(8)式の criterion はそれほど現実を離れたものとは思えない。

なお(8)式の根本的な思想は、衝撃で迂り変形を生ずるためには静的変形の場合よりも大きな力を要し、それが材料固有の脆性破壊応力よりも大きくなると脆性破壊を生ずるというにある。その意味でわれわれが材料固有の脆性破壊強度を求めたのは意義なしとしない。

また PETCH<sup>54)</sup>はやはり $T_c$ と $d^{1/2}$ および $\epsilon$ との関係を求めている。すなわち

$$\beta T_c = \ln B - \ln \left( \frac{4q\mu r'}{k_y^*} - k_y^* \right) - \ln d^{-1/2} \quad (9)$$

ただし $\sigma_f$ を靱性破壊強度とすると

$$\sigma_f = \sigma_0 + k_y^* d^{-1/2}$$

$$\sigma_0 = Be^{-\beta T}$$

なる関係があるものとする。 $q$ は応力集中係数、 $r'$ は有効表面エネルギーである。今 $\ln(4q\mu r'/k_y^* - k_y^*)$ は実験条件で変わらないと仮定する。 $(k_y^*$ は少しく変るが他の項は不変と考えて大きな誤差はない。)(9)式を利用して同一の結晶粒度の試片について静的試験の遷移温度 $T_{c1}$ と5m/secの衝撃引張試験における遷移温度 $T_{c2}$ の関係を求めて見よう。筆者らの実験から<sup>55)</sup>

$$\text{静的の場合の } \beta = \beta_1 = 0.64 \times 10^{-2}/^\circ\text{K}$$

$$5\text{m/secの場合の } \beta = \beta_2 = 0.45 \times 10^{-2}/^\circ\text{K}$$

(9)式より

$$\begin{aligned} \beta_1 T_{c1} - \beta_2 T_{c2} &= 0.64 \times 10^{-2} T_{c1} - 0.45 \times 10^{-2} T_{c2} \\ &= \ln B_1 - \ln B_2 = \text{定数となる。} \end{aligned}$$

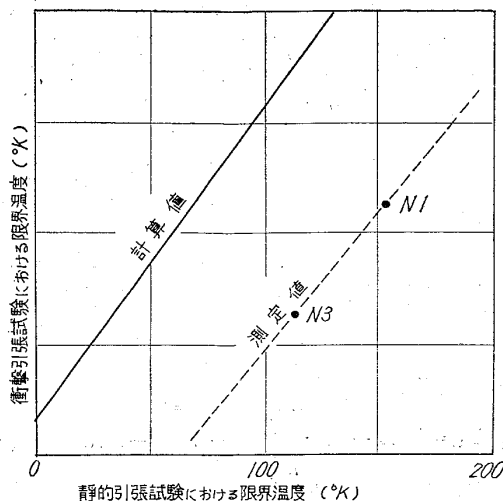
これを図示すると第18図実線のごとくなる。これに対し筆者らの実測した $T_{c1}$ と $T_{c2}$ を入れると点線で示すごとくなる。これによると PETCH の式で計算する方が実測よりも $T_c$ に対する影響はかなり大きく出ることがわかる。たとえば静的で $110^\circ\text{K}$ の $T_c$ は5m/secでは $160^\circ\text{K}$ となることを実測は示しているが(9)式の計算ではこれが $270^\circ\text{K}$ となつている。

以上のごとく筆者らの実験値は転位論より誘導された諸種の数式による計算結果とは漸く次数が合う程度で良好な一致を示すとは言えない。

なによりもまづ試験温度を細かく変化せしめることと脆性破壊の様相を物理冶金的によく観察して正確に脆性現象をつかむという二つの方針で目下実験をやり直している。

\* 現実の試片では微少の塑性変形のためのエネルギー、破面の運動のエネルギーをも含む値であろう。

\*\* 静的と衝撃の場合の脆性破面の比較を行なう必要がある。恐らく塑性変形の量が異なるのであろう。



第18図 静的引張試験における限界温度と衝撃引張試験における限界温度の関係

#### (d) 鉄鋼の靱性-脆性遷移温度と合金元素

純鉄または低炭素鋼の遷移温度に対す添加合金元素の影響に関する実験は多くあるが、近頃の傾向として単に遷移温度の移動に注目するだけでなく、(6)式の  $k_y$ ,  $\sigma_i$  または結晶粒直径  $D$  に対する影響に分解して考えてそれらの結果を転位論的に解釈しようとの努力が行なわれている。しかし添加合金元素の冶金学的な影響は複雑多岐で中々このような単純な解析にかからないようである。上記の  $\sigma_i$ ,  $k_y$ ,  $D$  の中  $k_y$  が脆性破壊と関連が大きいと考えられている。 $k_y$  の意味は転位をその固着雰囲気からはずすに要する応力に比例する係数と考えられているが、そのことはまた固着雰囲気から解放されて自由に迂回面上で運動し、かつ新しく堆積し得る転位の数に比例する係数であると考えてもよい。 $k_y$  の大きい金属材料は単位時間に多数に自由転位を発生せしめいわゆる転位雪崩を生じ易く、これがクラックの生成と成長を容易にし、脆性の原因となる。たとえば同じB.C.C金属でも Nb や Ta が Fe や Mo に比べて脆性を示し難いのはその  $k_y$  がより小さいことに原因があるとされている。

Mn は遷移温度を下げる添加合金元素として知られているが、PETCH<sup>56)</sup>はその原因として結晶粒を小にし、 $k_y$  の値をわずかながら減少せしめるためとしているが、HAHN<sup>57)</sup>は 0.16% C, 1.30% Mn, 0.010% P, 0.024% S, 0.024% Si, 0.0021% N, 0.006% O の組成の鋼と 0.22% C, 0.36% Mn, 0.016% P, 0.031% S, 0.002% Si の鋼とを比較して  $k_y$  の値はほとんど変わらないが、シャルピー試験で測定した遷移温度は前者がかなり低く、Mn の影響を示しているとの結果を得て、PETCH の

$k_y$  の解釈に疑問をていして、さらに降伏点の解釈には JOHNSTON の動力学的解釈のほうが妥当であるとしている。また商業用鋼に少量の Nb を加えたときの  $k_y$  の変化を調べた実験もあるが<sup>58)</sup> Nb 添加鋼の下部降伏点は PETCH の関係すなわち  $d^{-1/2}$  との直線関係を示さないとしている。これは結晶粒を調整するための熱処理によって炭化物の生成と分布状態が変化したためであるとしている。

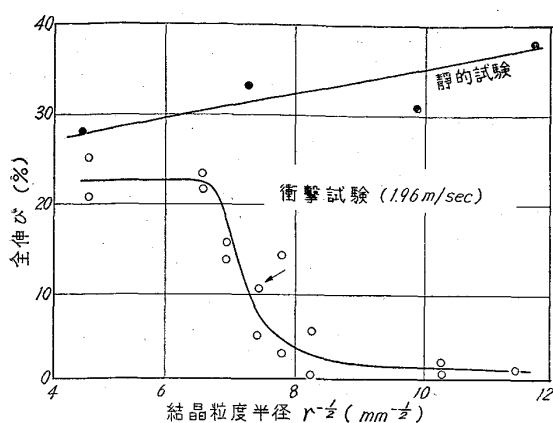
筆者らは 0.037% C, 0.31% Mn, 0.023% Si, 0.044% P, 0.010% S, 0.97% Ni の組成の鋼と 0.040% C, 0.34% Mn, 0.021% Si, 0.046% P, 0.010% S, 0.07% Ni の組成の鋼を比較して  $k_y$  および  $\sigma_i$  に対する Ni の影響を見た<sup>59)</sup>。Ni は Mn と同じく鋼の遷移温度を下げる合金元素として知られているが、それは結晶粒を小にするほかに  $k_y$  をかなり小とし  $\sigma_i$  を大にする傾向があることを明らかにした(図面は紙面の都合で省く)鋼の低温脆性に対する合金元素の影響は古くて新しい問題で、われわれは上述の衝撃試験機を利用してその研究を進めつつある。

#### IV. 材料力学的な現象と冶金学的な現象の混合せる脆性現象-擬脆性現象について

(a) はしがき 一般に金属材料の遷移温度はその結晶粒度に左右され結晶粒の小さいほど遷移温度が低く、脆性破壊が起り難いことはよく知られている。そのためにはなるべく結晶粒度の小さい材料を作ることにより努力が払われてきた。

一方で筆者らは焼鈍した純鉄または純鉄に近い極軟鋼の衝撃引張試験を室温で行うと焼鈍温度が低く、結晶粒度の小さい試片がほとんど伸びずに切れて、破断までの伸びがきはめて小さく見掛上の脆性を示すのに対し、焼鈍温度が高く結晶粒度の大きい材料は衝撃引張試験で十分な伸びを示す現象を観察してきた<sup>60)</sup>。これは上に述べた事実とは全く逆の現象のように見える。

最近筆者らはこの細粒鋼に見られる見掛上の脆性の問題は冶金学的な靱性-脆性への遷移現象ではなく、応力波の伝播という材料力学的な問題と降伏点に対する結晶粒度の影響という冶金学的な問題とが結びついた結果生ずる現象であることを発見したのでそれを報告する。衝撃試験には材料力学的な問題と冶金学的な(材料学的な)問題があり、いづれに対しても厳密な態度をとらねばならぬことを筆者らは力説してきたが、両者が混合して両方面の知識を総合しなければ解釈のできない現象を見出したことは、衝撃試験の二面性をなによりも雄弁に語るものとして興味が深い。



第19図 静的および衝撃引張試験における 0.03% C リムド鋼の全伸び—結晶粒度曲線

(b) 実験結果<sup>61)</sup> この実験は前記の落槌式引張試験機によつたがこれはきわめて剛い試験機であつて、試験片はその一端が剛体に固定されていると考えてよい。また用いた試験片は針金状または短冊状(厚さ0.4mm前後)のもので、チャック間の距離は65mmで衝撃速度は1.96m/secで試験を行なつた。伸びの測定は試験片の全長で試験片全体の示した変形量を割つて求めた。静的試験は2mm/minの速度でインストロン型試験機で行つた。試験は5種類の炭素鋼について行ないいずれも上記の現象を顕著に観察したが、代表例を第19図に示す。

第19図は0.03% Cを有する極軟リムド鋼の厚さ0.8mmの調質圧延板をさらに冷間圧延して、厚さ0.4mmと0.1mmの板を作り各々から断面積1.2mm<sup>2</sup>の短冊状試験片を作つて、600~1050°Cで真空焼鈍して行なつた実験結果である。

以上からわれわれは衝撃荷重下では結晶粒の小さい試験片の伸びはいちじるしく小で結晶粒の大きい試験片の伸びが大きく、この現象は全く結晶粒度によつて決定される現象であり、焼鈍温度の高低の直接の影響によるものではないと考えた。結晶粒が小さくてほとんど伸びない試験片の表面を破断後に観察すると、チャック附近に変形が集中してその近くで破壊が生じその部分が十分に絞れているのに対し、試験片の残りの大部分は巨視的には全く変形してないことよることがわかつた。また結晶粒の大きい試験片は十分に伸びるがその表面を観察すると変形が試験片全体におよんでいる。中間の伸びを示した試験片たとえば第30図の矢印で示したものは中央部に2~3mmの全く変形しない領域を残して破断しており破断部は十分に絞れていた。

(c) 考察 第19図および破断した試験片の観察結果は次のように二つの事項にまとめることができる。

(1) 衝撃引張試験では結晶粒の大きい試験片は十分に伸びるが、結晶粒の小さい試験片はほとんど伸びない。

(2) 結晶粒が小で衝撃引張試験ではほとんど伸びない試験片でも、チャック附近は十分に変形し、ただこの変形が試験片全体に伝わらないうちに破断がおこるため、試験片の大部分が巨視的には全く変形しない結果になる。このため試験片全体の示す伸びが小さい。

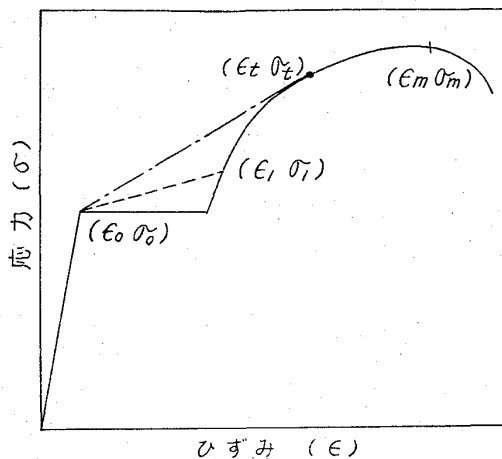
(2)の結果を見るとこの現象が変形の伝播ということがらに関連していることがわかる。結晶粒の小さい試験片が衝撃試験ではほとんど伸びなくなることは、変形の伝播速度がおそく引張速度に対して試験片の運動が追いつきなくて破壊を起す現象であり、結晶粒の大きい試験片が大きい伸びを示すのは、変形の伝播速度が速くて十分に試験片の変形が引張速度に追いついた結果といえよう。また伸びの少い試験片の中央部に未変形の部分のあることは、リユードス帯の伝播を考えなくてはならないことを示している。一般にひずみの伝播速度はⅡで述べたように、ラグランジュの座標を用いるときは

$$C = \sqrt{1/\rho \cdot d\sigma/d\epsilon} \dots \dots \dots (10)$$

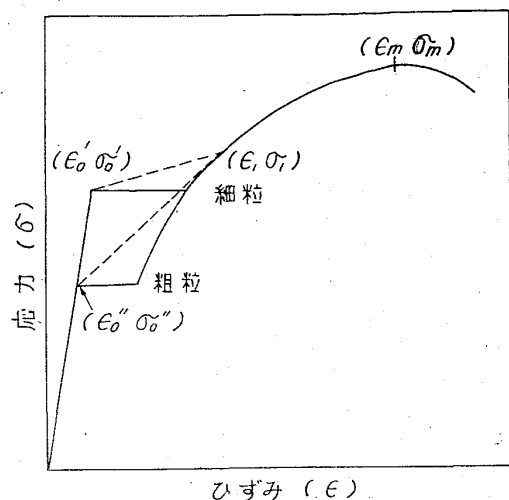
で示される。

ここで $\rho$ は密度、 $\epsilon$ 、 $\sigma$ はそれぞれ公称ひずみと公称応力である。したかつて $d\sigma/d\epsilon$ は応力—ひずみ曲線の勾配である。通常多くの材料はひずみの増加とともにその応力—ひずみ曲線の勾配は減少する。いいかえれば応力—ひずみ曲線が上に凸なので、ひずみの大きい応力波はひずみの小さい応力波より伝播速度が小さい。しかし応力—ひずみ曲線の一部分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方がひずみの小さい応力波よりも伝播速度が大きくなってひずみの小さい応力波に追いついてしまう。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越すことは物理的にあり得ないので、ひずみの大きい応力波はひずみの小さい応力波を合体し、波動のきわめて急激な衝撃波を作る。純鉄や軟鋼で見られるリユードス帯はこのような衝撃波であることは、COTTELLによつてすでに指摘されている<sup>62)</sup>(7)式はこのような衝撃波が生じている場合には適用できないので純鉄や軟鋼の場合にはとくに衝撃波を考慮したひずみの伝播を考えなくてはならない。

第20図のごとく鉄の下部降伏点附近で降伏点終了直後の硬化を考慮に入れると、その附近のひずみ—応力曲線の形状は上側に凹であることがわらう。われわれの計算によると<sup>63)</sup>このようなリユードス帯の伝播は第20図の $(\epsilon_0, \sigma_0)$ と $(\epsilon_1, \sigma_1)$ の点を結ぶ直線の勾配の平方根に比例することがわかる。そして単一のリユードス帯は第20図の $(\epsilon_0, \sigma_0)$ の点から応力—ひずみ曲線にたて



第20図 低炭素鋼の下部降伏点における衝撃波発生機構の説明図



第21図 低炭素鋼の応力-ひずみ線図に対する結晶粒度の影響(模型図)

た接線が応力-ひずみ曲線に接する点  $(\epsilon_t, \sigma_t)$  までは生じ得ることが導かれている。衝撃速度  $v$  が  $\sqrt{1/\rho(\sigma_t - \sigma_0)(\epsilon_t - \epsilon_0)}$  を越すと、リュウダス帯において応力とひずみが場所によつて連続的に変化している塑性波が生じるが、この時、引張速度  $v$  と衝撃端に生ずる最大のひずみ  $\epsilon$  は

$$v = \sqrt{\frac{1}{\rho}(\sigma_t - \sigma_0)(\epsilon_t - \epsilon_0) + \int_{\epsilon_t}^{\epsilon} \frac{1}{\rho} d\sigma/d\epsilon d\epsilon} \dots\dots\dots (11)$$

なる関係で結ばれる。上式の  $v$  の値に一種の臨界値  $v_{cr}$  があつて、引張速度が増して  $v_{cr}$  となると衝撃端に直ちに応力-ひずみ曲線の応力最大の点に相当するひずみ  $\epsilon_m$  を生じ、この点のひずみは伝播速度が零でありもはや伝播せず直ちに衝撃端で破断を生ずる。

なお  $v_{cr}$  は下式で与えられるがわれわれはこれを準

$$v_{cr} = \sqrt{\frac{1}{\rho}(\sigma_t - \sigma_0)(\epsilon_t - \epsilon_0)}$$

$$\int_{\epsilon_t}^{\epsilon_m} \frac{1}{\rho} d\sigma/d\epsilon d\epsilon \dots\dots\dots (12)$$

臨界衝撃速度と呼んでいる。その意味は KÁRMÁN らの名づけた臨界衝撃速度と全く同じであるが、KÁRMÁN らは応力-ひずみ曲線が常に上側に凸で衝撃波を形成しない材料の半無限長の試片の引張試験の場合を扱つたのに対し、われわれは衝撃波(リュウダス帯)を生ずる材料の有限長試片の引張試験の場合をとりあげ弾性波の往復によつて試片の一端に降伏が始まつた後のことを考えた。

結晶粒度の小さい試片が衝撃端で破断し変形が伝播しなかつたのはまさにこれらの試片では引張速度が  $v_{cr}$  を越したことを意味し、また結晶粒の粗い試片で変形が試

片全体に伝わつたことを引張速度が  $v_{cr}$  以下であつたことを示す。このように結晶粒度により  $v_{cr}$  が変化するのには結晶粒により応力-ひずみ曲線の形が変わることから説明される。応力-ひずみ曲線の降伏点を過ぎて以後の曲線の形状は結晶粒度によりあまり変わらないが、下部降伏点は第 21 図に示すごとく顕著に変化し、結晶粒が小になるといちじるしく上昇する。 $\epsilon_1$  のひずみを有するひずみ波が伝播する速度は細粒では  $(\epsilon_0', \sigma_0')$  と  $(\epsilon_1, \sigma_1)$  を結ぶ直線の勾配の平方根に比例するが、粗粒では  $(\epsilon_0'', \sigma_0'')$  と  $(\epsilon_1, \sigma_1)$  と結ぶ直線の勾配の平方根に比例していちじるしく細粒の試片に比べて大となる。これに似た状況は (12) 式による  $v_{cr}$  の計算にも存在していて細粒の試片の  $v_{cr}$  は粗粒の試片の  $v_{cr}$  よりいちじるしく小なる値を示すことになる。

### V. む す び

以上にわれわれのグループの行つてきた衝撃試験の目標と現状を主として「鉄と鋼」に発表した部分および他誌に発表したものの中鉄鋼材料に関係の深い部分について述べたが、残りの大きな部分はまた次の発表の機会を待つことになつた。実験結果は紙面の都合で各テーマ毎に 2, 3 の例をあげるにとどめ、実験についてわれわれが日頃から問題にしている点、不備と考へて究明に努力している点、読者諸兄から教えていただきたい点について、卒直に述べて今後のこの方面の研究の発展に資したいと考へた。

この研究に各方面から賜つた御援助を具体的に述べて微力な筆者によせられた御厚意に心からの感謝を申述べたいと思つたが、紙面の都合で許されなかつた。ここに



謹しんで御礼申上げたい。

本稿の執筆にあたり共同受賞者の諸兄ならびに森勉君の御助言をいただいた。日頃の御苦勞と共に感謝の意を表す。また今後はさらに物性論と深く結びつくために衝撃を受けた材料の組織の物理冶金的な研究と靱性—脆性遷移曲線のより正確な決定を御願ひする。

#### 文 献

- 1) 小川義朗: 名古屋高工25周年記念論文集 (1933) 85
- 2) 真島正市: 応用物理, 5 (1936), p. 105
- 3) von KÁRMÁN, P. S. DUWEZ: J. Appl. Phys., 21 (1950), p. 987
- 4) G. I. TAYLOR: J. Inst. Civil Engrs (London), 26 (1946), p. 486
- 5) 真島正市: 応用物理, 5 (1936), p. 275
- 6) 渡辺俊平: 圧電気実験法, 共立社 (1933)
- 7) 作井, 佐藤(公)他: 科学研究所報告, 27 (1951) 4, p. 309~315  
作井, 大森: 鉄と鋼, 45 (1959) 4, p. 415~423  
作井, 森: 日本金属学会誌, 6 (1964), p. 325~329, 他 11 篇
- 8) 作井, 中村, 大森: 鉄と鋼, 46 (1960), p. 140~146  
作井, 中村, 大森: 鉄と鋼, 46 (1960) 12, p. 1538~1543  
S. SAKUI, T. NAKAMURA et al: Proc. 3rd Japan Congress Test Materials 4 (1961) p. 65~70  
S. SAKUI, T. NAKAMURA, M. OMORI: Tetsu-to Hagané Overseas 1 (1961) p. 38  
作井, 中村, 大森, 藤原: 鉄と鋼, 49 (1963) 4, p. 672~679
- 9) 作井, 佐藤, 他: 科学研究所報告, (Al), 27 (1951) 4, p. 309~315  
作井, 佐藤, 他: 日本金属学会誌 (Al), 21 (1957) 1, p. 55~59  
作井, 森: 日本金属学会誌 (Zn), 23 (1959) 9, p. 552~555  
作井, 森: 応用物理 (Zn), 28 (1959) 5, p. 309~310  
作井, 森, 山本: 日本金属学会誌講演予稿 (Fe), 1963 年 10 月
- 10) 作井, 佐藤, 佐々木: 日本金属学会誌, 19(1955) 11, p. 659~662  
作井, 佐藤, 佐々木: 日本金属学会誌, 19(1955) 11, p. 663~666  
作井, 佐藤, 佐々木: 日本金属学会誌, 19(1955) 12, p. 704~706  
作井, 佐藤, 佐々木: 日本金属学会誌, 19(1955) 12, p. 707~711  
作井, 佐藤: 日本金属学会誌, 20 (1956) 1, p. 35~39  
作井, 佐藤: 日本金属学会誌, 20 (1956) 5, p. 281~285
- 佐藤: 日本金属学会誌, 25 (1961) 6, p.385~389
- 佐藤: 日本金属学会誌, 25 (1961) 11, p. 723~728
- 11) 作井, 森: 日本金属学会誌 (Al-Mg), 26 (1962), p. 545  
作井, 森: 日本金属学会誌 (Al-Mg), 28 (1964), p. 325  
作井, 森: 日本金属学会誌 (Al-Mg), 28 (1964), p. 443  
作井, 森: 日本金属学会誌 (Fe), 28 (1964) 8, p. 443  
作井, 森: 日本金属学会誌 (Fe), 28 (1964) p. 717
- 12) 作井, 中村, 大森: 鉄と鋼, 49 (1963) 7, p. 996~1003
- 13) D. S. CLARK, D. S. WOOD: Proc. ASTM, 49 (1949), p. 717
- 14) 武内, 池田: J. Phys. Soc. Japan, 18 (1963), p. 488  
武内, 池田: J. Phys. Soc. Japan, 18(1963), p. 767
- 15) G. E. DIETER: "Strengthening Mechanism in Solids" ASM 発行 (1960)
- 16) 作井, 森: 日本金属学会会報, 3 (1964) 6, p. 303~313  
作井, 森: 日本金属学会会誌 3 (1964) 7, p. 358~364  
作井, 森: 日本金属学会会誌 3 (1964) 8, 405~514
- 17) 鉄鋼技術共同研究会編: 「圧延理論と変形抵抗」誠文堂新光社 (1960)
- 18) 作井, 中村: 鉄と鋼, 50 (1964) 4, p. 593
- 19) 作井, 中村, 布村: 鉄と鋼, 47 (1961) 6, p.803
- 20) 作井, 中村: 応用物理, 32 (1963) 10, p. 731
- 21) 作井, 中村, 布村: 鉄と鋼, 48 (1962), p. 28
- 22) 作井, 中村: 鉄と鋼, 48 (1962) 11, p. 1441
- 23) A. H. COTTRELL: Chartered Mech. Eng., 4 (1957), p. 448
- 24) W. G. JOHNSTONE: J. Appl. Phys., 33 (1962) 9, p. 2716
- 25) 13) におなじ
- 26) 作井, 中村, 大森: 鉄と鋼, 49 (1963) 7, p.996
- 27) N. J. PETCH: J. Iron & Steel Inst. (U.K), 174 (1953), p. 25
- 28) A. H. COTTRELL: Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met & Pet. Eng., 212(1958), p.192
- 29) 作井, 森, 角間: 日本金属学会誌, 28 (1964) 6, p. 325
- 30) J. D. CAMPBELL, J. HARDING: Response of Metals to High Velocity Deformation Interscience (1961), p. 51
- 31) 作井, 森: 日本金属学会誌, 26 (1962), p. 545
- 32) D. McLEAN: Mechanical Properties of Metals John Wiley. (1962), p. 214
- 33) 作井, 森: 日本金属学会誌, 28 (1964) 8, p. 443

- 34) 26) におなじ
- 35) G. T. HAHN, M. COHEN, B. L. AVERBACH: J. Iron & Steel Inst. (U.K.), 200 (1962), p. 634
- 36) J. HESLOP, N. J. PETCH: Phil. Mag., 2 (1957), p. 649
- 37) 作井, 森, 樋口: 日本金属学会誌, 28 (1964), p. 717
- 38) 作井, 森, 三上: 未発表
- 39) 35) におなじ
- 40) G. SCHOECK: Acta. Met., 9 (1961), p. 382
- 41) 26) におなじ
- 42) D. F. STEIN, J. R. LOW, A. U. SEYBOLT: Acta. Met., 11 (1963), p. 1253
- 43) 40) におなじ
- 44) ADAMS, ROBERTS, SMALLMAN: Acta Met., 8 (1960), p. 328
- 45) 作井, 中村, 大森, 布村: 鉄と鋼, 49 (1963) 1, p. 55
- 46) 26) におなじ
- 47) 作井, 中村, 大森: 鉄と鋼, 46 (1960), p. 140  
作井, 中村, 大森, 布村: Proc. 3rd. Jap. Cong. Test. Mat., p. 58
- 48) 26) におなじ
- 49) G. T. HAHN, W. S. OWEN, B. L. AVERBACH, M. COHEN: Weld. J., (1959), p. 367
- 50) G. E. DIETER JR: Mechanical Metallurgy (McGraw-Hill), p. 204
- 51) A. H. COTTRELL: Fracture (John Wiley 社) p. 20
- 52) D. HULL, I. MOGFORD: Phil. Mag., 3 (1958), p. 1213
- 53) J. R. LOW: Fracture, (John Wiley 社) p. 68
- 54) 同上
- 55) 26) におなじ
- 56) J. HESLOP, N. J. PETCH: Phil. Mag., 2 (1957), p. 649
- 57) G. T. HAHN, M. COHEN, B. L. AVERBACH: J. Iron & Steel Inst. (U.K.), 200 (1962) 8, p. 634
- 58) W. B. MORRISON, J. H. WOODHEAD: J. Iron & Steel Inst. (U.K.), 201 (1963) 1, p. 43
- 59) 作井, 森, 三上: 卒業論文, 未発表
- 60) 作井, 大森: 鉄と鋼, 45 (1959), 415
- 61) 作井, 森: 日本金属学会誌, 28 (1964), p. 537
- 62) 23) におなじ
- 63) 作井, 森: 日本金属学会誌, 28 (1964) 6, p. 325