荷による内部攪亂によつて消滅または不明瞭となる。換言すれば、 δ が安定せる時期における δ - τ 曲線がこのやうな状態にあることは、疲れの進行を意味するとも云へるのであり、疲れ破壊の可能性が存在することになる。

結晶は繰返負荷による迂りを生ずるも、その弾性的性質は測定誤差の範囲に入り変化が認められなかつたが、残留歪は δ の変化と共に似通つた変化をなし、結晶間の状態と減衰率とは密接不離の関係を有することが豫想される。(昭和 19 年 7 月 29 日受付)

金属材料の疲勞と内部摩擦に関する研究 (第 2 報)⁽¹⁾ (内部摩擦機構に就て)

(昭和 19 年 7 月 22 日 第 471 回講演會に於て講演)

正 員 榎 本 信 助⁽²⁾

摘 要

振り振動による減衰性と塑性的性質⁽³⁾との間には、密接な関係があり、低速度振動時における内部摩擦の主要な原因は、結晶間の迂り、及び迂り線の發生に起因することを實驗的に確かめ、更に靜的に求められた迂り機構に基づいて、内部摩擦機構につき考察し、これが振動時に於ても適用せられ、摩擦機構に特異な變貌が現はれぬことを確かめた。

1. 緒 言

振動時又は繰返負荷時における金属は、結晶又は結晶間に顯微鏡的又は超顯微鏡的と想像される變位を生じ、これに基づく熱發生及び内部構造の機械的變化によつて、與へられたエネルギーの消耗が行はれ、これが内部摩擦の原因と考へられてゐる。後者は結晶内の迂り線の發生即ち降伏に起因することは想像に難くないが、所謂弾性限内の内部摩擦に就ては二、三の説があり、その實驗的性格も統一された形態を把握するに至つてをらず、従てその機構も未解決のまゝに残されてゐる現状にある。これが既往よりの探究經歷については、迂餘曲折の感があるが、こゝに本質的原因として考へられてゐる提説を挙げれば、

- (1) 速度比例型内部抵抗を金属材料の特質とするもの、
- (2) 熱力學的見地から、膨張收縮に伴ふ熱弾性的効果によると考へられるもの、
- (3) 熱弾性効果と、結晶格子の格子缺陷による原子轉位のための摩擦的效果の重疊によるとするもの、

- (4) 降伏以外の塑性的効果によるであらうとするもの、

等が主なものである。この外に磁氣的效果等が考へられるが、本質的原因としては擧げられてゐない。

(1) は W. Voigt によつて提唱されたもので、研究の初期に最も有力に考慮された。併し乍ら速度無關係型内部摩擦の存在が確認されるに至つて、疑問の餘地を見出すに至つた。(2) は C. Zener⁽⁴⁾ の提唱にかゝり、熱力學的の考察によるものであるが、熱弾性効果に基づく内部摩擦は或速度範囲に於ては著しい効果を現はすが全般的には必ずしも支配的なものでなく、薄板の繰返曲げの如く、熱弾性効果を最も顯著に現はし得る場合にも、低速度振動に於ては定量的にかなりの懸隔が認められ、特に丸棒の振り振動の場合の如く、體積變化を伴はぬ場合には他の原因を豫期せざるを得ない様に考へられる。(3) は木谷教授⁽⁵⁾により提唱せられ、減衰能特性(振動減衰率一應力關係線圖)が應力の増加と共に減少する現象の説明に注目すべきものがある。最後の (4) については、その存在を容認する向⁽⁶⁾もあるが、一般に工業的弾性限内の現象と考へられてゐるために、あまり注目されず、従てその機構

(1) Study on Fatigue and Internal Friction of Metals.

(2) Nobusuke ENOMOTO, Member, Imperial Research Institute for Aeronautics, 中央航空研究所。

(3) こゝには結晶内の迂り線の發生による本來の塑性的のみならず、他の効果例へば結晶間の組織缺陷による非弾性變位をも含めた廣義のものである。

(4) C. Zener, Phys. Rev., 52 卷, 230 頁 (1937), 53 卷, 90 頁, 582 頁, 1010 頁 (1938).

(5) 木谷, 財満, 機械學會論文集, 9 卷 36 號, 1-121 頁 (昭 18-8). 木谷, 金屬學會誌, 5 卷, 研究 439 頁 (昭 16).

(6) 例へば脚註 (4) (7) (8).

[昭和 20 年 2, 5 月]

も不明である。Ewing⁽⁷⁾は疲の研究に於て、非常に小さい繰返應力に於ても、完全な弾性は存在しないことを指摘し、その後の多くの研究者によつて、この事實は明らかにされた。併し乍ら靜的に弾性限内の應力である筈の所に取扱上の疑問が存在するのである。Semkal⁽⁸⁾によれば純粋な弾性はあり得ず、測定精度の増大によつて、物理的な弾性限は益々低い應力となることが指摘され、従て繰返負荷の際にも塑性的な變形が生起され、たゞこの大いさが或限界以下に止まつてゐるに過ぎないと云つてゐる。

それならば、工業的弾性限界内のひきは如何なる性質を有してゐるか。よしかゝる塑性的性質が存在するとしても、これが振動時に於て、その性格を保有するものかどうか、換言すれば振動速度の影響を受けるかどうか問題となる。

2. 内部摩擦に及ぶ速度の影響

振動中における應力と歪との關係は、ヒステレシス環線として表はされ、これは内部摩擦効果による應力と歪との位相差を表はすものと考へられるが、これを例へば前節に述べた如く速度に比例する抵抗に起因するものとして取扱ふ場合がある。これは通常の固體間の摩擦の觀念に、その摩擦抵抗が速度に比例するといふ特性を織込んだ場合である。かゝる場合にはヒステレシス環線は楕圓となり、その面積は應力の自乗に比例し、従て應力と歪の位相差及び減衰率は振幅無關係となる。併し乍ら速度のみを變化させた場合には、位相差は變動し、従てヒステレシス楕圓の長短軸の比は變化し、當然減衰率は變化する筈である。

筆者の知る二三の報告によると、減衰率は振動周期の影響を受ける場合と、無關係となす場合とがあり、俄に斷定することは困難である。Zener の局部的膨脹収縮に伴ふ熱交流による、所謂熱弾性説では、振動速度の増加に伴ひ減衰率は次第に増大し、等溫變化から斷熱變化への移行の過程に於て、内部摩擦の極大値が現はれると論じ、その極大點の位置を實驗的に證明してゐる。しかし増加の現はれる速度は相當の高速に於てであり、又同氏の銅板の共振實驗によると、低振動數範圍に於ては、熱弾性理論による計算値に比して實驗値が著しく大となり、かゝる範圍に於ては材料の塑性的變形が主要因子であらうと推定附言してゐる。即ち熱弾性効果による内部摩擦は、振動速度の變化に伴ふ部分的存在であり、低振動速度範圍における他の原因による内部摩擦の性格については別個のもの

のと考へてゐる。Voigt⁽⁹⁾の、珪素鋼について 400~500 サイクルの範圍で行つた引壓減衰振動實驗では、減衰能の變化が認められず、Rowett⁽¹⁰⁾の、焼鈍せる軟鋼の靜的及び 67 サイクル振り振動時の摩擦仕事量についての比較測定に於ては、全く差異が認められてゐない。Contractor 及び Thompson⁽¹¹⁾の、0.2%炭素鋼につき 7.5~13 サイクルにおける振り減衰實驗でも同様の結果であつた。一方 Wegel 及び Walthe⁽¹²⁾の行つた $10^3 \sim 10^5$ サイクルにおける各種金屬の引壓及び振り共振實驗では、ヒステレシス常數は上昇、下降、不變とまちまちで、その傾向を判斷し難いが、著しい變化は見られない。Bennewitz と Rötger⁽¹³⁾の曲げ共振實驗の場合も前者と同じく材料により種々の傾向が示されてゐるが、この場合は極大點が明瞭に現はれ、Zener はこれを熱弾性理論を説明するものと考へてゐる。Brophy 及び Parker⁽¹⁴⁾は、振動數が大で内部摩擦による發生熱が表面から十分放散し得ずして、溫度が上昇する場合には、減衰能は上昇するが、しからずして十分に熱の放散を行ひ得る場合には、減衰能はその影響を受けぬと考へてゐる。

以上の諸實驗を一瞥して感ずることは、比較的高振動數における共振實驗に於ては、速度の影響が認められるが、低速度に於てはこれが認められないことである。Förster 及び Köster⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾は各種の金屬につき、溫度の減衰能に及ぶ影響を詳細に實驗してゐるが、それらによると溫度の上昇に伴ひ、減衰能は一般に高次曲線的な上昇を示すのに反して、弾性率は下降の傾向を示し、結晶自身の性質變化が、直接減衰能に著しい變化を及ぼすことが知られる。従て高振動速度下における共振實驗に於ては、溫度上昇による結晶自身の性質變化に伴ふ減衰能の變化をも考慮すべきものと考へられる。又こゝに留意すべきは、減衰能は振幅即ち應力と共に著しく變化するものであるから、共試材料の固有振動數を種々に變へて、速度の影響を調べる目的で、その寸法を變へた場合に、往々にして應力に相違を生ずる恐れのあることである。又特に共振により測定する場合には、共振點前後に於て降伏點を越す場合が多く、従てその後の振動が降伏の影響による誤差を生ずる可能性がある。この誤差を防止するためには

(7) J. A. Ewing, Brit. Assoc., Rep. 502 頁 (1889).
(8) A. Smekal, Rhys. Z., 39 卷, 228 頁 (1938).

(9) E. Voigt, Z. tech. Phys., 9 卷, 321 頁 (1928). (10) F. E. Rowett, Proc. Roy. Soc. Ser. A., 89 卷, 528 頁 (1914).
(11) G. Contractor & F. Thompson, J. Iron & Steel Inst., 141 卷, 157 頁 (1940). (12) R. I. Wegel & H. Walther, Physics, 6 卷, 141 頁 (1935).
(13) K. Bennewitz u. H. Rötger, Phys. Z., 37 卷, 578 頁 (1936). (14) G. R. Brophy & E. R. Parker, Trans. A. S. Metals, 24 卷, 919 頁 (1936). (15) F. Förster, u. W. Köster, Z. Metallk., 29 卷, 116 頁 (1937). (16) W. Köster, 同誌, 32 卷, 145 頁, 151 頁, 156 頁, 282 頁 (1940).

第1図 減衰能及び残留歪特性線圖

全く同一試験片を使用し、減衰振動により、且應力との関係を明らかにするのが適當であらう。

筆者は振動速度のみの影響をみるために、第1報に於て使用した減衰能測定装置の慣性棒の質量を変へて、振り振動実験を行つた。第1圖は軟鋼、アルミニウム及びマグネシウム合金の δ - τ 線圖であり、 f は毎秒振動数である。こゝに材質符號は第1報と同じである。圖に示す如く δ の値は同一軌道上に載り、この範圍の振動速度に於てはその影響が現はれてゐない。

以上の結果を綜合するに Brophy 及び Parkhr の説の如く、内部摩擦に伴ふ發生熱が、表面からの放散により、若くは測定装置への傳導により、結晶に變質を及さない程度の微小量の溫度上昇で平衡を保ち得る如き低速度に於ては、速度の影響はないかまたは僅少に止まるとの考は最も妥當性がありこの範圍は下述

の場合と相對的に低速度範圍に屬するものであり、熱傳導性の比較的に良好な金屬の、常溫附近における機械部分、若くは構造物に於て日常經驗する振動は、大部分この範圍に屬するものと考へられる。即ち結晶境界または辻り線における摩擦速度は極めて小なることが想像され、この範圍の摩擦の性格は、物體の接觸面の低速度における動摩擦に似通つてをり、摩擦速度の影響が著しく現はれない場合である。振動速度が増加するに従ひ、平衡溫度が上昇し、尙體積變化に伴ふ熱交流の著しい振動に於ては、振動速度の増大と共に熱彈性効果が次第に支配的となり、斷熱變化へ移行の過渡期に減衰能の極大點が現はれ、從て内部摩擦の様相は更に變貌を行ふものと思はれるが、これは熱傳導性の良好な金屬に於ては著しい高速時における問題である。

3. 減衰性と塑性的性質

自由減衰振動波形より求められた減衰特性 (δ - τ 線圖) は、一般に振幅從て應力と共に變化し、その狀態における材質固有の特性を現はす。即ち或應力より起振させるときは、減衰率は次第に減じ、零に近づく傾向を有してゐるが、材料の狀態によつてはこの間に減衰率一定と看做される範圍、即ち Kimball-Lovell 型の減衰が存在する。この特性曲線は疲限度以上の繰返負荷により著しく變形し、又降伏點より著しく大なる應力で起振させるときは、降伏の影響を受けて變化することは第1報で觀察された所である。これらの特質は塑性的變質の影響が著しく反映されることを物語るものである。

又一方残留歪特性 (γ - τ 曲線) も減衰特性と同様の傾向を示すことは第1報の第20圖乃至第22圖及び本報告第1圖に見られる通りである。これらの圖で注目すべき點は、第1に曲線の角 (カド) が兩曲線共略同一應力で現はれる事である。次に減衰率一定の範圍に於て、残留歪が彈性歪に比例してゐる點である。木谷教授の減衰能特性曲線における純彈性限、擬彈性範圍及び降伏點の名稱を、残留歪曲線に於て適用出来るわけである。こゝに擬彈性範圍の性質は、次の實驗により明らかにすることが出来る。

第2圖は軟鋼及びアルミニウムの靜的循環應力賦課による残留歪環線である。圖に見られる如く、降伏點以下の循環應力賦課によるバウシinger効果は現はれないが、軟鋼の場合に見られる如く、降伏點を超すとバウシinger効果が現はれる。これは擬彈性範圍の負荷が、結晶内の辻り線の發生即ち歪硬化を伴はないことを示すものと考へられ、かゝる辻りは機械的性

第2図 静的循環負荷による残留歪環線

質に變化を及さない可逆的なひきと考へられる⁽¹⁷⁾。これが本質的原因として考へられるものは、結晶境界のひき、又は結晶間の組織的缺陷による微細な空隙の集積の効果であり、その負荷に伴ふ非弾性的変位量は、環境即ち結晶の弾性的変位の制肘を受け、従て弾性歪に比例する場合である。かゝる説明が妥當であるとするれば、この集積の効果は又減衰能をも支配することが考へられ、結晶粒の大きさ、組織状態が、擬弾性範囲に於ても減衰能に影響を及ぼすことを首肯し得るであらう。

第3圖は δ と γ' の相互関係を模型的に説明したものである。 A, A' は純弾性限、 B, B' は降伏点であり、夫々對應する点である。但し A 點は第2圖に見られる如く、微少な加工の影響を受けて移動し、例へば一方向に微少な振りを與へてひき歪を生ぜしめた状態から出發して、反對方向に振りを與へると、著しく原點に近づき、或は消失する。思ふにひき易い状態が準備されるためであらう。第3圖に振り、 A 點に於て現はれた残留歪が OB 直線へ移行する過程は、静止からひきへ移行する際の過應力による不安定状態から安定状態への移行を意味するものと考へられる。 A 點が加工の影響を受けて移動するのに対し、 A' 點は内部應力零の状態を中心として振動する場合である

(17) R. H. Canfield, T.A.S. Steel Treat., 20 卷, 573 頁 (1932) によると、 δ 曲線の降伏點を弾性限と考へ、この應力以下では如何に繰返負荷をなすとも、その物理的性質には變化はないであらうと述べてゐる。

第3圖 ひき歪と減衰能特性の關係

から、後者の方が正しい純弾性限を示すものと云へよう。従て實驗曲線に於て A と A' とは必ずしも一致しない場合があり得るわけである。

圖の如き特性曲線は、疲の進行に伴つてその擬弾性範囲を短縮し、或は消滅する。その原因は結晶の変歪及びひき線の發生による内部歪のために、相互制肘を受けてひき難い状態、即ち歪硬化を起し、従て A 點は右へ移行し、粒子的應力尖頭のために局部的降伏が早期に發生し、従て B 點は左へ移行するためと考へられる。この場合 A, B' 點もこれに應じて移動する。第1報の第20圖にこの關係が見られる。

減衰特性とひき歪特性との間には、上述の様な定性的關聯性が伺はれる。これらの間に定量的關係が存在すれば、その一義的直接關係が期待出来るわけである。次節に静的循環負荷に基づく減衰振動を誘導する。

4. ひき歪に起因する減衰振動の考察

第2圖に得られた環線は、擬弾性範囲におけるひき歪が、1 サイクル負荷後に消滅することを示すものであり、この1 サイクル負荷により、應力-歪線圖及び應力-ひき歪線圖が菱形環線を描き、先づ第1行程に於て弾性歪に比例したひきを發生し、第2行程はそのひきをそのまま保存する弾性變形の行程であり、第3行程は保存された残留ひき歪が消滅する行程であり、第4行程は弾性變形のみの行程であることを知る。この菱形面積が内部摩擦仕事に相當する筈である。

こゝに第2, 第4行程は弾性變形の行程と考へたが、振動時に於て果してさうであるとすれば、第2行程の繰返し即ち片振り振動時に δ は零とならなければならぬ筈である。この點を確かめるために、第4圖に示す減衰能測定装置を使用して實驗した。この装置は平均應力負荷振動減衰能測定装置と稱すべきもので、2本の試験片を慣性棒の中央上下に取付けその上端を

棒へ、下端を初振振りを與へる棒に固定したもので、初振振り荷重賦與棒は、その4端のボルトにより棒に固定され、ボルトの加減によつて初振振り即ち平均應力を與へる構造を有してゐる。第5圖はこの装置による軟鋼試験片の測定結果で、原應力 5 kg/mm^2 の状態における振動は、兩振々動の場合に比して著しく δ が減じてゐる。實線は前者を應力上限で描いたものであり、降伏點を著しく超してゐるに拘らず、兩振々動の場合に比して δ が著しく小さいことを知る。

上述の實驗的事實は、迂り歪の菱形環線の觀念が略々妥當であることを物語るものである(18)。

第5圖 原應力を有する場合の減衰能特性(軟鋼)

第4圖 平均應力を附加し得る減衰能測定装置

第6圖 剪斷力と迂り歪の關係
點線は行程の初、實線は終、矢印はその間の力の方向を示す

化なく維持される筈である。即ち彈性變形のみが行はれることとなる。第4行程も同様である。

さて、以上の關係を振り減衰振動に及して考へる。第7圖(上)はかかる迂りを伴ふ振動説明圖で、(下)圖はこれに對應する迂り歪のヒステレシス環線であり、 AB, BC, CD 及び DE は夫々1サイクルにおける第1, 2, 3 及び 4 行程に相當する。(上)圖に於て實線は歪歪即ち振動曲線を表はし、點線はその中の彈性歪を表はすものとする。今この圖を、保有するエネルギーの觀點から考察すると、まづ A 點における運動のエネルギーは、 B 點の表はす位置のエネルギーにより示され、この間に BB' に相當する内部摩擦仕事を消費した結果、 B 點の保有する彈性エネルギーは B' 點により示され、 C 點はこれに相當する運動エネルギーを持つこととなる。従て第3行程は C 點より始り、前半と全く同様の關係が繰返される。即ち $1/2$ サイクル毎に基線を異にする振動と考へることが出来る。以上の關係から、 B' 點に相當する彈性エネルギーと、 D 點に相當する全エネルギーは等しい筈である。即ち單位容積につき

$$\rho_{B'} = \rho_D, \rho_{D'} = \rho_F, \rho_{F'} = \rho_H, \dots \dots \dots (1)$$

この關係は丸棒の振りに就ても適用される。即ち

〔昭和20年2, 5月〕

(18) 降伏點を超して負荷すると、結晶内に迂り線を發生するが、これは剪斷力の方向に對して最も迂りやすい軸を有する結晶のみが迂り歪は彈性的過應力状態にあるか、或は負荷の方向により彈性限を異にするために降伏點以下にあるものと考へられ、更に又不規則な結晶組織のために、内部應力の多少の不均一は避け得られないから、これに起因する局部的降伏も考へられる。故に降伏點以上の振動を與へても、1回の振動によつて、悉くの結晶が降伏するものではない筈であり、従てかかる状態における片振々動に於ても結晶迂りは振動回数と共に進行することは考へ得ることである。従て片振々動に於ても、降伏點を超せば減衰性は應力の増加と共に増大するであらう。こゝには振彈性範圍の片振の振幅が、兩振りの場合に比し著しく小さいことを知り得ればよい。然るときは次の本文に述べる如き、負荷と永久歪との關係は降伏點前後に拘らず適用される筈である。

第 7 図 迂り歪に起因する減衰振動説明圖
(上)減衰振動 (下)迂り歪のヒステリシス環線

$P_{B'} = P_D, P_{D'} = P_E, P_{E'} = P_H, \dots, (1')$
又弾性歪 γ と迂り歪 γ' との關係を

$$\gamma' = \eta(\gamma)\gamma \dots\dots\dots (2)$$

とすれば、全歪 Γ は

$$\Gamma = \{1 + \eta(\gamma)\}\gamma \dots\dots\dots (3)$$

迂り歪が弾性歪に比例する場合

擬弾性範圍がこれに屬し、(2) 及び (3) 式は夫々

$$\gamma' = \eta\gamma \dots\dots\dots (4)$$

$$\Gamma = (1 + \eta)\gamma \dots\dots\dots (5)$$

こゝに η は材料のその状態における常數である。かかる場合は第 7 圖 (上) に於て、B 點の保有するエネルギー即ち弾性エネルギー $P_{B'}$ は、

$$P_{B'} = \int_0^{\gamma_{i-1}} \tau d\gamma = \frac{G}{2} \gamma_{i-1}^2, \quad \tau = G\gamma.$$

こゝに G は弾性率である。單位長さ、外徑 $2r$ の圓形斷面については、

$$P_{B'} = \int_A p_{B'} dA = \frac{GA}{4} \gamma_{r(i-1)}^2,$$

γ_r は表面の剪斷弾性歪、 A は斷面積を表はす。又 C 點の有する運動エネルギー (即ち D 點の表はす全エネルギー) は、

第 11 卷 第 41 號 (第 1 部)]

$$p_D = \int_0^{\gamma_{i-0.5}} \tau d\Gamma = \int_0^{\gamma_{i-0.5}} G\gamma(1+\eta)d\gamma \\ = \frac{G}{2} (1+\eta) \gamma_{r(i-0.5)}^2,$$

$$P_D = \frac{GA}{4} (1+\eta) \gamma_{r(i-0.5)}^2.$$

從て (1') 式の關係により、

$$\gamma_{r(i-1)}^2 = (1+\eta) \gamma_{r(i-0.5)}^2,$$

或は

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{r(i-1)} / \gamma_{r(i-0.5)} &= (1+\eta)^{1/2} \\ \gamma_{r(i-0.5)} / \gamma_{r(i)} &= (1+\eta)^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

(6) 式は各振幅の間の關係を與へる。

一般に對數減衰率の計算は、基線の判定困難なるため、BD, FH の間の振幅和の比より計算するが、上記の如き振動に於てもこの方が合理的である。2 周期間の對數減衰率を、この中間における値とすれば、

$$\delta = \ln \frac{\Gamma_{r(i-1)} + \Gamma_{r(i-0.5)} - \Gamma'_{r(i-1)}}{\Gamma_{r(i)} + \Gamma_{r(i+0.5)} - \Gamma'_{r(i)}} = \ln \frac{\gamma_{r(i-1)}}{\gamma_{r(i)}} \\ = \ln(1+\eta) = \eta - \frac{\eta^2}{2} + \frac{\eta^3}{3} - \dots\dots\dots (7)$$

即ち δ は振幅に無關係となり、且一般に η は 10^{-2} 内外或はそれ以下であるから、近似的に

$$\delta \cong \eta = \gamma' / \gamma$$

として差支ない。即ち迂り歪曲線が原點を通る直線として與へられる場合は、 η は近似的に δ を與へることを知る。

次に減衰曲線の形については、各半サイクル毎に基線の位置を異にするために、標準を決めることは困難であるが、今便宜上各サイクルの前半の基線を連ねて直線と看做し、前半サイクルの減衰曲線を作ると、(或は後半サイクルにつき、その基線を考へるも同様) (7) 式の値をそのまま使用し得る。即ち

$$\Gamma = \Gamma_0 e^{-\delta(t/T)}, \quad \delta = \ln(1+\eta) \dots\dots\dots (8)$$

第 8 圖實線は殘留歪曲線の一例であり、點線は起振時振幅を變へて減衰振動をさせた場合の振動終了時の殘留歪を示す。圖により第 7 圖 (下) の菱形渦巻サイクルが中央に收斂することを知るのである。從て減衰曲線の他の一つの形として、基線を第 7 圖 (下) の菱形の略、中央へ平行移動した場合を考へると

$$\left(1 + \frac{\eta}{2}\right) \gamma = \left(1 + \frac{\eta}{2}\right) \gamma_0 e^{-\delta(t/T)}, \quad \delta = \ln(1+\eta) \dots\dots\dots (8')$$

第8図 静残留歪と振動残留歪の比較

次に消費仕事量の見地から δ を求めてみよう。第7図(上)に於て単位容積、1サイクルCG間における送り仕事消費量 w は、第7図(下)に於て

$$w = \oint \tau d\gamma' = \int_0^{\gamma_i'^{-0.5}} \tau d\gamma' + \int_0^{\gamma_i'} \tau d\gamma'$$

$$= \int_0^{\gamma_i'^{-0.5}} \tau d\gamma' + \int_0^{\gamma_i'} G\eta\gamma d\gamma = \frac{G}{2} \eta \left(\frac{2+\eta}{1+\eta} \right) \gamma_i'^{-0.5^2}.$$

単位長さ、圓形断面に就ては、

$$W = \int_A w dA = \frac{GA}{4} \eta \left(\frac{2+\eta}{1+\eta} \right) \gamma_{r(i-0.5)}^2 \dots (9)$$

一方 E 点の有する運動エネルギーを弾性エネルギーで表示すれば、単位容積につき

$$P_E = \frac{G}{2} \gamma_i'^{-0.5^2}.$$

同様に丸棒については、

$$P_E = \frac{GA}{4} \gamma_{r(i-0.5)}^2 \dots (10)$$

1サイクル間における消費エネルギーは、周期を T とすれば、

$$T \frac{dP_E}{dt} = \frac{GA}{2} \gamma_{r(i-0.5)} \frac{d\gamma_{r(i-0.5)}}{dt}.$$

これは内部摩擦消費仕事に等しい筈である。即ち

$$T \frac{dP}{dt} = -W \dots (11)$$

$$\therefore T \frac{GA}{2} \gamma_{r(i-0.5)} \frac{d\gamma_{r(i-0.5)}}{dt}$$

$$= -\frac{GA}{4} \eta \frac{2+\eta}{1+\eta} \gamma_{r(i-0.5)}^2.$$

$$\therefore \delta = -\frac{T}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} = -\frac{T}{\gamma_{r(i-0.5)}} \frac{d\gamma_{r(i-0.5)}}{dt}$$

$$= \frac{\eta}{2} \left(\frac{2+\eta}{1+\eta} \right) = \eta - \frac{\eta^2}{2} + \frac{\eta^3}{2} \dots (12)$$

(12) 式は (7) 式に比して第3項以下に幾分の差異があるが、これは E 点が厳密に1サイクルの平均点に

相當しないためである。

送り歪が n 次曲線として表はされる場合

一般の場合として (2) 式が

$$\gamma' = \alpha \gamma^n \dots (13)$$

で表はされる場合、即ち降伏点以上が、曲線で表はされるとする。降伏点を通る曲線であるためには、

$$\eta(\gamma) = \alpha \gamma^{n-1}, \quad \alpha = \frac{\eta}{\gamma_s^{n-1}} = \frac{\gamma_s'}{\gamma_s} \cdot \frac{1}{\gamma_s^{n-1}} \dots (14)$$

こゝに η は擬弾性範囲における常数、即ち降伏点送り歪 γ_s' と、同じく弾性歪 γ_s との比である。全歪は

$$\Gamma = (1 + \alpha \gamma^{n-1}) \gamma.$$

まづ各振動における振幅の関係を求めてみよう。前項と同じ符號を用ひれば、

$$P_{B'} = \int_0^{\gamma_i'^{-1}} \tau d\gamma = \frac{G}{2} \gamma_i'^{-1^2}.$$

$$P_{B'} = \int_A P_{B'} dA = \frac{GA}{4} \gamma_{r(i-1)}^2,$$

$$P_D = \int_0^{\gamma_i'^{-0.5}} \tau d\Gamma = G \int_0^{\gamma_i'^{-0.5}} \gamma (1 + n\alpha \gamma^{n-1}) d\gamma$$

$$= \frac{G}{2} \gamma_i'^{-0.5^2} \left(1 + \frac{2n}{n+1} \alpha \gamma_i'^{n-1} \right),$$

$$P_D = \int_A P_D dA$$

$$= \frac{GA}{4} \left[\gamma_{r(i-0.5)}^2 + \frac{8n}{(n+1)(n+3)} \alpha \gamma_{r(i-0.5)}^{n+1} \right].$$

(1') 式の關係により、

$$\frac{GA}{4} \gamma_{r(i-1)}^2$$

$$= \frac{GA}{4} \gamma_{r(i-0.5)}^2 \left[1 + \frac{8n}{(n+1)(n+3)} \alpha \gamma_{r(i-0.5)}^{n-1} \right]$$

$$\therefore \gamma_{r(i-1)} = \gamma_{r(i-0.5)} \left[1 + \frac{8n}{(n+1)(n+3)} \alpha \gamma_{r(i-0.5)}^{n-1} \right]^{1/2}$$

同様に

$$\gamma_{r(i-0.5)} = \gamma_{r(i)} \left[1 + \frac{8n}{(n+1)(n+3)} \alpha \gamma_{r(i)}^{n-1} \right]^{1/2}$$

(7) 式の如く直接對數減衰率を求めるときは、複雑な形となるので、こゝにはエネルギーの立場から求めてみる。CG間における内部摩擦仕事は、降伏点を著しく超さない場合は、バウシinger効果を無視し得るものとする、

$$w = \oint \tau d\gamma' = \int_0^{\gamma_i'^{-0.5}} \tau d\gamma' + \int_0^{\gamma_i'} \tau d\gamma'$$

[昭和20年2,5月]

$$= \int_0^{\tau_{i-0.5}} + \int_0^{\tau_i} G \gamma n \alpha r^{n-1} dr$$

$$= G \alpha \frac{n}{n+1} \left(\tau_{i-0.5}^{n+1} + \tau_i^{n+1} \right),$$

圓形断面については、

$$W = \int_A w dA$$

$$= \frac{2n}{(n+1)(n+3)} G A \alpha \left\{ \tau_{r(i-0.5)}^{n+1} + \tau_{r(i)}^{n+1} \right\}.$$

E 點の保有するエネルギーは、

$$P_E = \frac{GA}{4} \tau_{r(i-0.5)}^2$$

であるから (11) 式の關係により、

$$T \frac{GA}{2} \tau_{r(i-0.5)} \frac{d\tau_{r(i-0.5)}}{dt}$$

$$= - \frac{2n}{(n+1)(n+3)} G A \alpha \left\{ \tau_{r(i-0.5)}^{n+1} + \tau_{r(i)}^{n+1} \right\}.$$

従て (15) 式の關係を使用し、

$$\delta_E = - \frac{T}{\tau_{r(i-0.5)}} \frac{d\tau_{r(i-0.5)}}{dt} = \frac{\eta' \{1 + (1 + \eta')^{(n+1)/2}\}}{2(1 + \eta')},$$

$$\text{こゝに } \eta'(r) = \frac{8n}{(n+1)(n+3)} \alpha \tau_{r(i)}^{n-1} \quad (16)$$

この場合の減衰曲線は、

$$F = F_0 e^{-\delta(t/T)} \quad (17)$$

の形で表はすと、 δ は (16) 式で示される値を持つ。
但し (17) 式は前項の場合と同様に、E 點が 2 サイクル間の平均點に相當しないため、近似的一般式であ

る。(16) 式に於て $n=1$ の場合は $\eta'(r) = \eta$ となり、(12) 式と一致する。

(16) 式中

$$\eta'(r) = \frac{8n}{(n+1)(n+3)} \frac{\gamma_s'}{\gamma_s} \left(\frac{\tau_r}{\gamma_s} \right)^{n-1}$$

に於て軟鋼、アルミニウム及びマグネシウム合金に就ては、 γ_s'/γ_s は夫々 0.01, 0.008 及び 0.005 内外の値を有し、降伏點を著しく超さない範圍に於ては τ_r/γ_s 及び n は 1 より著しく大とならず、且 $8n/(n+1)(n+3)$ の値は $n=\sqrt{3}$ に於て約 1.072 を極大として次第に減少する傾向があるから、(16) 式の展開式、

$$\delta = \frac{\eta'}{2} \left\{ 2 + \frac{n-3}{2} \eta' + \left(\frac{n^2-1}{8} - \frac{n-3}{2} \right) \eta'^2 + \dots \right\}$$

に於て第 2 項以下を第 1 項に比して省略すると、

$$\delta \cong \frac{8n}{(n+1)(n+3)} \alpha \tau_r^{n-1}.$$

即ち迂り歪曲線が n 次の場合には、 δ 曲線は近似的に $n-1$ 次として現はれることを知る。

疲状態における δ と $\eta(r)$ の關係

第 1 報第 20, 21 圖に見られる如く、疲限度より著しく大なる繰返負荷後には、 δ 曲線は原點を通る直線的となる。今 (14) 式に於て $n=2$ とすると

$$\eta(r) = \alpha' r; \alpha' = \text{常數}.$$

この場合は降伏點が移動もしくは不明瞭となるため、 α' として區別する。殘留歪曲線は、

$$\gamma' = \alpha' r^2.$$

(16) 式により δ を計算すると、

第 1 表 對數減衰率の實驗値と計算値の比較 (擬彈性範圍)

材 質	δ 實驗値	$\eta = \frac{\gamma'}{\gamma}$	$\delta_c = \frac{\tau_n}{\tau_n(1+\eta)}$	$\frac{\delta}{\delta_c}$	採用資料	備 考
B (軟 鋼)	0.011 6	0.008 6	0.008 6	1.35	第 1 報第 20 圖上 1—20 上 2—1	繰返負荷後 平 均
	0.012 4	0.013 8	0.013 7	0.90		
	0.009 4	0.010 4	0.010 4	0.91		
				1.02		
C (アルミニウム)	0.003 5	0.009 7	0.009 7	0.88	1—21 2—1	平 均
	0.005 8	0.006 5	0.006 5	0.89		
				0.89		
D (マグネシウム合金)	0.007 0	0.006 6	0.006 6	1.06	1—22 上 1—22 上 1—22 下 1—22 下 2—1	繰返負荷後 繰返負荷後 平 均
	0.004 8	0.004 7	0.004 7	1.02		
	0.008 4	0.007 1	0.007 1	1.18		
	0.008 0	0.005 2	0.005 2	1.54		
	0.002 0	0.002 1	0.002 1	0.95		
				1.15		

$$\delta = \frac{16}{15} \alpha' \gamma_r \left\{ 1 - \frac{4}{15} \alpha' \gamma_r + \frac{7}{15} (\alpha' \gamma_r)^2 - \dots \right\}$$

$$\cong \frac{16}{15} \alpha' \gamma_r$$

第1報の第20, 21圖はこの関係を示してゐる。

實驗値との比較

δ 曲線と γ' 曲線との関係は、第1報及び本報告における實驗曲線より定性的に求められた。そして迂り歪の菱形環線によつて、これらの定性的関係は説明し得た。しからば迂り歪に基づく内部摩擦は金屬の減衰性をどの程度に支配してゐるものであらうか。換言すれば靜的に求められる迂り歪が、振動時にそのまゝ内部摩擦として作用する要因であらうか。

第1表は擬彈性範圍における δ の實驗値と計算値との比較を示す。なほ第1圖に示す直線は計算値である。この對照によつて、低速度に於ては少くとも靜的迂り歪が内部摩擦の主要因子をなしてをり、摩擦の性格に變貌が現はれないことを知るのである。 $\gamma(r)$ は迂り歪係数と呼び得るもので、内部摩擦に關する係数と考へることが出来る。

5. 結 び

軟鋼、アルミニウム及びマグネシウム合金等の如き軟かい金屬の減衰機構につき考察を行つた。かゝる軟金屬に於ては純彈性限は著しく小さく、一般に工業的彈性限内に於て、非彈性的な迂り歪を現はす。そして温度上昇が材質に本質的變化を及ぼさぬ程度の低速度の振動に於ては、これが減衰の主因をなす。工業的彈性限はむしろ降伏點を意味するものであり、結晶内における迂り線の發生に起因することは、殘留歪の測定及び疲實驗により了解される。本實驗により考察した内部摩擦機構を要約すると次の通りである。

- (1) 擬彈性範圍に於ては、迂り歪は彈性歪に比例し、且循環負荷によつてバウシinger効果が現れず、從て内部摩擦仕事は菱形環線によつて表はされる。即ち迂り歪係数 $\gamma(r)$ は常數となり、對數減衰率 $\delta = \ln(1 + \eta)$ となる。
- (2) 降伏點を超すと、結晶内の迂り線の發生を伴ふため、迂り歪は急激に増加し、迂り歪曲線が n 次の場合に $\gamma(r)$ は $n-1$ 次となり、 δ も近似的に $n-1$ 次曲線となる。
- (3) 從て迂り歪曲線を知れば、その減衰特性曲線は計算により求められる。
- (4) 温度上昇を無視し得る低速度に於ては、 δ は速度に無關係であり、應力即ち彈性歪のみに關係する。

以上により、金属材料の低速度減衰には、固體間の摩擦抵抗の概念がほぼ適用されるものと考へられ、迂り變位は體積變化を伴はぬために、摩擦面の壓力變化は互視的には少くとも著しい影響を持たず、迂り量の集積が減衰を支配するものと考へられる。即ち靜止及び振動時の摩擦的性格に變貌が現はれないものと考へられる。

從て材料の減衰性を増大させるには、應力集中等による結晶内の迂り線の發生を伴はぬ可逆的迂り、即ち擬彈性範圍における迂り歪を増大するを要し、延いては飛行機その他の構造物の減衰性の増大に就ても、構造部材の軸力即ち原應力を減少せしめると同時に、その結合部における迂りに對する許容性を増すを要するといふ、最も常識的、且剛性の見地から相容れない矛盾が結論される。又 (3) 項は材料ならびに構造物の減衰能測定方法に一つの示唆を與へるものと思ふ。

終に臨み、種々有益な示唆と助言を賜はつた小野鑑正博士及び中央航研研究官各位に深甚の謝意を表すると共に、谷秀夫君初め實驗に當つた技術員諸君の多大の勞苦に感謝する次第である。

備考 本谷教授その他二三の報告によると、減衰能特性曲線の擬彈性範圍と思はれる部分に於て、應力の減少と共に減衰率が増加する例外的現象が見られる。かゝる現象は本報告における迂り歪の發生機構に例外的な觀念、即ち (13) 式に於て $n < 1$ なる場合を考慮し、或は全く別個の原因を擧げない限り説明し得ない。筆者の知るかゝる事例は、0.13% 炭素鋼を 850°C で時間加熱水冷後 600°C で焼戻を行つた場合⁽⁵⁾、5.2%

第9圖 純鐵の減衰能及び迂り歪線
(點線は 700°C 2 時間加熱焼鈍、
實線は更に同温度同時間焼鈍)

[昭和 20 年 2. 5 月]

Cr, 0.5% Mo 鋼を 900°C に加熱空冷後 650°C で焼戻を行つた場合⁽¹⁴⁾、アームコ鐵⁽¹³⁾、及び SAE 1112 低炭素鋼 (アームコ鐵) を 1300°F, 2 時間加熱焼鈍を行つた場合⁽¹⁹⁾ のそれぞれ振り減衰実験に見られる。かかる事例は甚だ稀で、低炭素鋼に適當な熱處理を行つた場合にのみ得られてゐる様である。そこでなるべくこれらの性質と近似したものにつき、この現象を得ようとして、電解純鐵 (0.03%C, 0.05%Si, 0.04%Mn,

0.01%P, 0.02%S) につき減衰能及び残留歪を測定してみた。第 9 圖の點線は 700°C 2 時間加熱爐中冷却し、11 日経過測定した對數減衰率及び残留歪曲線であり、實線は更に同温度同時間真空焼鈍し、3 時間後に測定したものである。前者は後者に比し、内部歪の除去が不完全であることを知る以外に、特殊な現象を見ることが出来なかつた。今後かかる事例を捕捉したいと思つてゐる。

(昭和 19 年 8 月 29 日受付)

日本學術振興會學術部第 6 小委員會における磨耗の機構の研究 (第 6 報) 金屬の磨耗機構の再検討⁽²⁰⁾

(昭和 19 年 3 月 28 日 [日本學術振興會、日本機械學會、火兵學會、日本金屬學會、精機協會と聯合] 講演會に於て講演)

正 員 朝 倉 希 一⁽²¹⁾

第 1. 一 般

機械部分の磨耗軽減の方法を研究する順序として、先づ磨耗の機構を研究するため設けられた日本學術振興會第 6 (磨耗の機構) 小委員會は、設定以來 7 年を關し、委員會を開くこと 35 回、報告講演會を開くこと今回の分を合せて 6 回、磨耗の機構を相當究明し得たのみならず、時局關係磨耗の問題についても研究をなし來つた。然るに近來研究者が他の時局關係研究問題に没頭せねばならなくなつたので、本小委員會は昭和 18 年度限り一先づ研究を打切り、時局關係の研究は他に適當な研究方法を講ずることとなつた。今日までに究明し得た磨耗の機構は金屬殊に鐵鋼の場合に限られた部分が多いのみならず、その幅においても、その深さにおいても、今後の研究に俟つべきものが多い。併し今日までの成果が磨耗研究者に對し多大の寄與をなすことは疑はない。

第 2. 委 員

本委員會委員は設立以來多少の異動があつたが、昭和 18 年度末における委員は次の通りである。

委員長	汽車製造株式會社 工博 専務取締役	朝 倉 希 一	委員	陸軍第四技術研究所技師	上 西 甚 藏
委員	東京帝國大學教授兼理化學研究所研究員 工 博	大 越 諄	〃	鐵道總局技術研究所技師	若 杉 松 三 郎
〃	京都帝國大學教授 工博	西 原 利 夫	〃	鐵道總局技術研究 工博 所	池 田 正 二
〃	東京帝國大學教授兼理化學研究所研究員 工 博	眞 島 正 市	〃	住友金屬工業株式會社金屬研究所	山 本 信 公
〃	理化學研究所研究員工博	飯 高 一 郎	研究囑託	日立製作所 (龜有工場工機課長)	小 坂 誠 市 郎
〃	三菱重工業會社參事工博	楠 瀬 四 郎	〃	鐵道總局技術研究所	司 馬 二 朗

1. 總 説

日本學術振興會の第 6 小委員會は磨耗の機構を研究

し來り、相當の成果を得たが、尙研究すべき幾多の事項を残してゐる。然るに今回當小委員會における研究を打切ることになつたにつき、前回の講演會以後において研究したことを主とし、これに從來發表したことを簡単に附け加へて、金屬の磨耗機構一般につき述べる。

(19) J. T. Norton, Rev. Sci. Instrument, 10 卷, 77 頁 (1939).

(20) Investigation on the Abrasion Mechanism of Metals. (21) Kijiti ASAKURA, Member, Kisyu Seizo Kaisya, 汽車製造會社。