鋼の減衰能の實驗とその基礎的取扱ひに就て**

遠 藤 貞 一*

Teiichi Endo : Measurements and Treatments of the Internal Friction of Carbon Steel.

The problem of internal friction of metals are of practical importance in the research of dynamic properties, strength, and internal structure of metals. This paper shows experimentally that the internal friction of some carbon steel decreases with the decrease in amplitude, and this decrease is more rapid at smaller amplitudes. The internal friction for larger amplitudes, however, is more nearly constant and is subject to the laws proposed by Kimball and Lovell. This result approximates Ockleston's recent result with regard to mild steel. Also this paper shows the theoretical treatment of Searl's system of vibration following the laws stated by Kimball and Lovell. Moreover the theoretical treatment of clamped-free rod vibrating laterally is also shown in the same case.

(Received October 30, 1939)

I 緒 言

金屬材料減衰能の問題は材料の動的機械的性質、動的強度に關係し、更に材料内部構造の研究にも將來重要な役割を持つであらう事より近時非常に重視されて來た。併しその性質に就ては未だ議論が多く特にその力學の問題は極めて古くより發生したるにも拘らず、今日迄この最も根本的な問題に於て未だ解決を見ないのである⁽¹⁾。筆者はかゝる減衰能の基礎的性質を見るために入手し得た鋼材に就て、果してその減衰能が速度比例型⁽²⁾のものなりや、又は振動數無關係型⁽³⁾のものなりやを判別し減衰能の値を求むる實驗を行つた。その結果本鋼材ではやはりその減衰能は速度比例型ではなく、振動數無關係型のものである事を見出した。又その對數減衰率は振幅と共に多少減少する事を見出した。その減少は振幅が小なる程著しいが、振幅が大なる場合にはあまり著しくはない。この傾向は最近の A. J. Ockleston⁽⁴⁾の實驗と非常によく相似してゐる。Ockleston の場合でも振幅が大なる時は殆んどその對數減衰率は振幅に對し一定で Kimball-Lovell⁽³⁾の法則に従ふ事を述べてゐる。この場合でもその傾向は認められる。所がこの減衰能定數型なる最も簡單なる場合に就ては筆者は若干の考へをもつてゐるので、その考へを基礎としたかゝる場合の實驗の基礎的處理仕方について述べてみよう。即ち本實驗に於

てもさうであるが、かゝる研究に於ては彈性棒の減衰振動としてその實驗が行はれる事が非常に多く又それは便利の一つの手段である⁽⁵⁾。併し材料の減衰能が振動數無關係型の如き場合にはその彈性棒の理論がなく、充分その實驗を處理すべき式がないのである。本論は筆者の考へに依るかゝる減衰能を持つ彈性棒振動の理論を示し、特にかゝる實驗の基礎的處理仕方について述べる事とした。

II 試料と實驗法

本實驗に使用せる試料は航空材料規格 35 炭素鋼である。次に本試料の成分及び機械的性質を示す

Table 1 Composition of Carbon Steel
(Spec. No. 35, 1003)

C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	Cu
0.34	0.33	0.41	0.029	0.010	0.04	nil.	0.16

Table 2 Mechanical Properties
(Quenched and Tempered)

yield Point kg/mm ²	Tensile Strength kg/mm ²	Elongation %	Reduction %	Brinell Hardness
50.7	73.5	22.5	63.7	217

試験片は Fig 1 に示す如き Haigh の疲勞試験機に用ふるものと同型のものとし、直ちに Haigh の疲勞試験機にも掛けられる様にした。

試験片形状

かゝる試験片の曲げ振動試験を爲さしめるのに Searle

* 愛知時計電機株式会社。

** 本研究は昭和 14 年 10 月 30 日福岡に於て開催された日本金屬學會第 6 回講演大會で發表したものである。

(1) 本誌, 2 (1938), 716, 802, 3 (1939), 19, 小野鑑正, 日本學術振興會編, 金屬材料應力論, 第 3 章, 54~59 頁。

(2) W. Voigt, Ann. Phys., 47 (1892), 671

(3) A. L. Kimball, D. E. Lovell, Trans. Amer. Soc. Mech. Eng., (1926)

(4) A. J. Ockleston, B. E. Ph. D. Phil. Mag., 26 (1938) 617.

(5) 五百旗頭, 酒井, 東北帝大理科報告, 10 (1921), 1, Phil. Mag., 43 (1921), 397, 本多, 今野, 東北帝大理科報告, 11 (1922), 435; Phil. Mag., 43 (1921), 115. 妹澤, 東大航空研究所報告, 4 (1929), 妹澤, 同, 7 (1932~33)

の方法を採用した。その振動系の装置は Fig. 2 に示す。

1 は試験片であつてその両端はナット 2 に依り慣性棒 3 の中央にその軸に垂直に固く取付ける。そして試験片中央の平行部を除いた片側部分の重心 (殆ど慣性棒の重心)

Fig. 1

Fig. 2

に圖の如く細い棒 4 を立てその頭部を細い糸 5 にて吊る。この 4 なる細棒には慣性棒軸に約 45° の傾きをなした小鏡片 6 を圖の如く向ひ合せて取付ける。又慣性棒には圖に於ける 7 の様なボルト孔を穴け、四角な

分銅を取付けその慣性能率を變へられる様にした。勿論この分銅は慣性棒の四端に同じものを取付けこの系の對稱性を失はしめない様にする。

さてこの慣性棒が垂下軸の廻りに振動し試験片に彎曲振動をなさしめると、こゝに試験片平行部の曲げ振動の状態が得られる。これの減衰振動に依つてその部材料の内部摩擦を調べるのである。

次にその曲げ振動の大きさを測定するために Fig. 3 の如き装置を使用する。

Fig. 3

今光源、縦スリット更に収光レンズを通つた光を鏡 (A) に當て、その反射光が更に鏡 (B) で反射される様に配置する。その反射光は更にシリンジカルレンズ、振子式時間記録装置 (光を間歇的に遮断す) を経て寫真暗箱に入る如くする。

この様にして振動装置の慣性棒を振動せしめると互に略直角になつてゐる (A), (B) 鏡に依る反射光が水平に振れ、暗箱の後のフィルム上の光點が水平に振動する。この光點の振動を寫真に撮るのである。

今この光點の振動中性位置からの振れを r とすれば、

(A), (B) の鏡の振動中性位置からの回轉角中は次の如く與へられる。

$$\Phi = r/2(a+2L) \quad (1)$$

但し a : (A), (B) 鏡間の距離で 110mm

L : (B) 鏡よりフィルム迄の距離で 1990mm

従て $\Phi = 1.222 \times 10^{-4} r$

さてこの種の研究では從來よく片持弾性棒の實驗が行はれた、併しこゝで特にその方法を採用せずこの様な Searle の方法を選んだ理由は次の如くである。

- (1) 片持弾性棒の實驗では基部取付状況の點に不安がある。又その振動勢力が支持臺を経て逸散する點にも不安がある。併しこの點はあまり明瞭でない。
- (2) この Searle の方法は非常に細い糸で吊れば、振動勢力逸散防止に有利であると考へた。
- (3) 慣性棒に附加質量を付してその垂下軸回りの慣性能率が變へられる。これで振動數を變へる事が出来る。若し慣性棒を大きくして固有振動數を低くすれば空氣抵抗を無視しても差支へなくなる。従つて真空中で行ふ必要がなくなる。
- (4) 鏡二枚で振幅擴大率が大である。
- (5) 若し慣性棒全體の前後、左右、Yawing の振動があつても光點の振れには出ない。又縦スリット及びシリンジカルレンズを使用してゐるために僅かの Pitching 振動があつても光點の觸れには出ない。このために波線のピッチを非常に小さく撮る事が出来るから、特に減衰能の極めて小さい場合の測定には便利である。

III 實驗結果

前述の如き装置を以て次の三つの場合に就て、試験片の曲げ減衰振動を寫真に撮つた。

A: 慣性棒に附加質量なし

B: 小附加質量を付したる場合

C: 大附加質量を付したる場合

次に多數撮つた寫真の中の代表的なものを示す。

Photo. 1. A 附加質量なし

Photo. 2. C 附加質量最大

Photo 1, 2 に於ける等間隔の白い切斷線は振子に依る光遮断式の時間記録線である。この振子の週期は 2.18 秒である。この寫真で毎週期の波線は非常に細かい縞となつて出てゐる。これは減衰能が小さい時處理上の便宜がある。

先づこの場合多數撮つた寫真 A 組, B 組, C 組三つの場合の慣性棒部慣性能率並にそれに對する振動數を求めると、次の Table 3 が得られる。

Photo. 1. A No Load

n = 22.4/sec

Photo. 2. C Max. Load

f = 26.6/sec

Table 3

	A	B	C
Efficiency of Inertia J gr-cm ²	74500	96300	106000
Frequency Number (Sec.)	26.6	23.4	22.4

A, B, C 各場合で撮つたもの同志ではその固有振動数はよく一致する事を認めた。又 $n^2 J$ は A, B, C 各場合でよく一致する。

次に A, B, C 各場合で得られた写真より、その對數減衰率 δ を調べる。この對數減衰率 δ は次の方法に依つて求めた。

$$\delta = \frac{1}{m} \log \frac{r_n}{r_{n+m}} \text{ or } \frac{1}{m} \log \frac{r_n + r_{n+1}}{r_{n+m} + r_{n+m+1}} \quad (2)$$

但し r_n は波形の或る山から數へた、 n 番目の波形山に於ける振幅 (振動幅の半分)。

(2) の最後の項は中性線なき場合に使用した。又 m は振子週期 $T=2.18$ 秒に於ける山數を選んだ。即ち對數減衰率を求むる二つの振動幅は一つ置きの時間記録白線の部分に採つたのである。そしてその對數減衰率の値はその二つの振幅の中間の振幅に於ける値とした。

次にこの写真の振幅は試験片平行部の何程の曲げモーメントに相當してゐるか、又最大曲げ應力は何程に相當してゐるかを調べる必要がある。こゝでは最大曲げ應力 σ_b に対する對數減衰率を圖示する事にしよう。今ヤング率 E 、及び試験片平行部の長さ L を用ひずにその曲げ最大應力を求め様とすれば次式がある。

$$\sigma_b = (128 \pi^2 n^2 J / \pi d^3) \phi \quad (3)$$

但し J : 慣性棒部の慣性能率, n : 振動數 (毎秒), d : 試験片平行部の直徑。

以上に依つてその σ_b に對する A, B, C 三つの場合の對數減衰率を圖示すれば Fig. 4 の如くなる。

Fig. 4

以上の事から次の事が解かる。

(1) 以上 A, B, C 三つの場合に於ける對數減衰率 δ の値には差異は認められない。即ちよく一致する。この事はこの程度の振幅、振動數附近では空氣抵抗を無視し得るのみならず、その對數減衰率がこの附近では振動數無關係である事を示すものと考へる。

(2) こゝに實驗した對數減衰率は振幅と共に減少する。その減少の割合は振幅の小なる程著しい。そして振幅の大なる所ではあまり變らず大體一定になつて来る。

(3) 本鋼材の減衰率は小さく振幅の大なる附近で略々 0.0023 である。

以上の傾向は軟鐵に對する A. J. Ockleston の結果に酷似してゐる。彼の場合でも丁度かゝる傾向があり猶、振幅大なる場合には減衰率は振幅、振動數に無關係で Kimball-Lovell の法則に従ふ事を述べてゐる。本鋼材でもかゝる性質を示す事はこの鋼材が少くともこの程度の振幅、振動數附近では、その減衰能が速度比例型でない事を示すものと思はれる。

IV 實驗に關する處理理論

さて以上の實驗に依つて、本鋼材の減衰能は振動數無

関係のものである事を知つた。又その振幅があまり小さい場合には振幅にも大體無関係になる。今かゝる振幅にも無関係な最も單純な場合にはこれを理論に掛ける事が出来る様である。今かゝる事を試みるのは、その實驗處理の内容を明らかにし、又色々の處理手段を見出し、その解析をより完全にせんが爲である。猶又かゝる事が可能になれば、これから他の現象例へば強制定常振動の彈性履歴乃至共鳴現象の推定も行ひ得るであらうからである。

次にこの場合の様な Searle の方法の處理理論から考へてみよう。先づこの場合の振動方程式は筆者の考へに依れば

$$J \frac{d^2\psi}{dt^2} + \frac{2I}{l} \left(\sqrt{E^2 - \xi^2} + i\xi \right) \psi = 0 \quad (4)$$

但し J : 慣性棒の垂下軸廻りの慣性能率

I : 断面一様な試片棒の断面の慣性能率

l : 試験棒の均等撓みをなす部分の長さ

E : 試験棒材のヤング係数

ξ : 筆者の内部摩擦係数で定数型とする

t : 或る時刻より測られた時間

i : $\sqrt{-1}$ なる虚数の単位

ψ : 複素数でこの實部は回轉振動せる慣性棒の中性位置からの回轉角 ϕ である。

この式の實部を考へれば初項は實際の慣性力を與へ、第 2 項はその發條力を表はしこれは一つの運動方程式と見得る。今それにかゝる複素型の式として處理するのはその取扱ひを容易にするため、現象はこの式の解の實部 ϕ を以て取扱へばよいと考へるのである。

今これの解の實部を求めると容易に次のものが得られる。

$$\phi = Ae^{-\alpha t} \cos(\beta t + B) \quad (5)$$

$$\text{但し } \alpha = \sqrt{(I/lJ) (E - \sqrt{E^2 - \xi^2})} \quad (6)$$

$$\beta = \sqrt{(I/lJ) (E + \sqrt{E^2 - \xi^2})} \quad (7)$$

A, B は積分定数

従つて今この解を見ると、先づ振幅の減衰型に就てはそれが e の指數函數型である事を知る。又減衰振幅の對數の時間に對する傾き α は J の平方根に逆比例しなければならぬ事を知る。然るに減衰項が速度比例の場合にはその α は J そのものに逆比例しなければならぬ。従つて減衰能が速度比例の係数型か又振幅、振動數無関係型かの判定は、この α が J に逆比例するか又はその平方根に逆比例するかも判定出来る。これ又實驗の一つの判定處理の手段である。

次に對數減衰率 δ は解より直ちに次の如く求まる。

$$\delta = 2\pi \frac{\alpha}{\beta} = 2\pi \left[\frac{E - \sqrt{E^2 - \xi^2}}{E + \sqrt{E^2 - \xi^2}} \right]^{\frac{1}{2}} \div \frac{\pi}{E} \xi \quad (8)$$

かくて δ は J を含まず E, ξ のみより成る。従てそれは振動數、振幅無関係である事を知る。

猶 β で $\xi=0$ とすれば内部摩擦なき時の固有圓振動數が得られ、又それより β が ξ の存在のために小さくなる事は現象として合理的である様である。

以上の事に依つて (4) 式の解 (5) はよく實際を表はす様である。今この考へに依るとすれば我々はこの實驗結果の新らしい處理法を得る事が出来るのである。

先づ實驗よりはこの α, β を求める事が出来る。さうするとこの α, β からこの材料のヤング率 E 並びに内部摩擦係数 ξ を求める事が出来る。(6), (7) 式より

$$E = (lJ/2I) (\alpha^2 + \beta^2) \quad (9)$$

$$\xi = (lJ/I) \alpha \beta \quad (10)$$

次に α の代りに δ を使用する事も出来る。これには

$$\alpha = (\beta/2\pi) \delta \quad (11)$$

を使用すれば直ちに得られる。

$$E = (lJ/2I) \beta^2 \{1 + (\delta/2\pi)^2\} \quad (12)$$

$$\xi = (lJ/2\pi I) \beta^2 \delta \quad (13)$$

又 ξ を E, δ で表はせば

$$\xi = \frac{\delta}{\pi} \cdot \frac{E}{1 + (\delta/2\pi)^2} \quad (14)$$

次にかゝる材料の材質としての機械的性質を表はす二三の重要な基礎式を擧げておく

今かゝる材料が定常な伸縮型繰返應力下にある時は、その應力一歪に關する彈性履歴曲線は、傾いた細長い橢圓曲線を描くのである。その橢圓の表示式は次の如く與へられる。

$$\sigma^2 - 2\sqrt{E^2 - \xi^2} \sigma \epsilon + E^2 \epsilon^2 - \xi^2 \epsilon_m^2 = 0 \quad (15)$$

但し σ : 應力, ϵ : 振動歪

ϵ_m : 歪振幅 (最大歪)。

今最大應力 (應力振幅) を σ_m とすれば

$$\sigma_m = E \epsilon_m \quad (16)$$

であつて橢圓の傾きは即ちこの材料のヤング率を與へるのである。そこで今歪零に於ける殘留應力 σ_r を求めると

$$\sigma_r = \pm \xi \epsilon_m \quad (17)$$

次に應力零に於ける殘留歪 ϵ_r を求めると

$$\epsilon_r = \pm (\xi/E) \epsilon_m \quad (18)$$

最後にその材料の單位體積が毎週期消費される勢力 E_n は次の如く與へられる。

$$E_n = \oint \sigma_r d\epsilon = \pi \xi \epsilon_m^2 = \xi' \sigma_m^2 \quad (19)$$

但し $\xi' = \pi \xi / E^2$ 。

E_n は ϵ_m 又は σ_m の二乗に比例する型でこれは繰返振動數には無関係である。この場合は即ち内部摩擦に關する

Kimball-Lovell. の場合であつて ξ' は即ち Kimball-Lovell の内部摩擦係數である。

次にこの種の實驗としてよく行はれるものに一端固定の片持棒の振動實驗がある。この方法は從來よく行はれ又將來も行はれるであらうからこゝで特に取扱つておく。この方法は棒の基部から逸散する勢力に充分注意して、その點の心配が除ければ、そして又真空中で實驗する不便さへ忍べれば、あとは比較的簡單である。又それに應ずる正確解が得られ易いためにそれを處理する式の近似性を除く事が出来る。この様な意味でこの方法は特長を持つてゐるので序にこゝに取扱ひ、その處理の基本となる解を與へ、且つその主な處理式を述べておく。

先づ断面一樣な眞直棒の撓み振動に関する基礎式を、振動數、振幅無關係型の内部摩擦を持つ場合に考へてみると次の如く與へられる。

$$\rho \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + \left(\sqrt{E^2 - \xi^2} + i\xi \right) k^2 \frac{\partial^4 z}{\partial x^4} = 0 \quad (21)$$

但し ρ : 密度, R : 断面の回轉半径, t : 時間,

x : 振動中性位置の棒軸に一致する座標,

z : 複素函數でその實部 y は撓み變位。

この式の實部を考へればそれは運動方程式と考へる事が出来、今それをかゝる複素型で取扱へば解が容易に得られる。そして振動狀況はこの解の實部で表はされ得るものと考へる。今次式に於て s を複素數と考へ、 $U(x)$ をノーマル函數を考へて z を次の如く置く

$$z = U(x)e^{st} \quad (22)$$

この z を (21) 式に代入すれば次式が得られる。

$$\frac{d^4 U}{dx^4} - \lambda^4 U = 0 \quad (23)$$

$$\text{但し } \lambda^4 = -s^2 / (k^2 / \rho) (\sqrt{E^2 - \xi^2} + i\xi). \quad (24)$$

こゝで λ は實數と考へる。この (23) は撓みの型を與へるノーマル函數の微分方程式である。従つてノーマル函數は減衰項の影響は全く受けず減衰項なき時と全く同様になる。従つて更に U に一端固定、他端自由の境界條件を入れて λl (l は棒の長さ) の値を定めて行く所も減衰項なき場合と全く同様になる。従つてノーマル函數は

$$U(x) = (\sin \lambda l + \sinh \lambda l) (\cos \lambda x - \cosh \lambda x) - (\cos \lambda l + \cosh \lambda l) (\sin \lambda x - \sinh \lambda x).$$

又 λl を定める振動數方程式も

$$1 + \cos \lambda l \cosh \lambda l = 0$$

となり、これを満足する λl は次の如く與へられる。

$$\lambda_1 l = 1.875, \lambda_2 l = 4.694, \lambda_3 l = 7.855, \dots$$

そこでこれから s を求めその負の方を採れば

$$s = -\alpha_0 - i\beta_0 \quad (25)$$

$$\text{但し } \alpha_0 = \lambda^2 \sqrt{(k^2 / 2\rho) (E - \sqrt{E^2 - \xi^2})} \quad (26)$$

$$\beta_0 = \lambda^2 \sqrt{(k^2 / 2\rho) (E + \sqrt{E^2 - \xi^2})} \quad (27)$$

従つて (21) 式の解の實部は A, B を定數として次の如く與へられる。

$$y = AU(x)e^{-\alpha_0 t} \cos(\beta_0 t + B). \quad (28)$$

以上の式から E, ξ を求める方法は前述の Searle の方法の場合と全く同様である。今對數減衰率 δ を與へる式をこの場合に求めると (8) と全く同じ式となる。今この δ と β_0, λ, k を使用して E, ξ を求める式を示すと

$$E = (\rho \beta_0^2 / \lambda^4 k^2) \{1 + (\delta / 2\pi)^2\} \quad (29)$$

$$\xi = \rho \beta_0^2 \delta / \pi \lambda^4 k^2 \quad (30)$$

又 ξ を δ と E で表はさうとすれば (14) と全く同様の式が得られる。これは當然の事である。

次にこの棒の尖端に質量 M の物體が附加してゐる場合には、(23) のノーマル函數の一般解

$$U(x) = C_1 \cos \lambda x + C_2 \sin \lambda x + C_3 \cosh \lambda x + C_4 \sinh \lambda x$$

の係數 $C_1, \dots, C_4$ を決定する境界條件は、前境界條件に對し $x=l$ に於ける $d^3 u / dx^3$ に関する條件式のみが零でなくなる。

$$E a k^2 \frac{d^3 u}{dx^3} = -M \beta_0^2 U \quad (31)$$

こゝに a は斷面積である。さて一般に減衰項の固有振動數への影響は二次的に小であるから、減衰項が小なる時は充分

$$\beta_0^2 = E k^2 \lambda^4 / \rho \quad (32)$$

が成立つ。そこでノーマル函數の一般解をその4個の境界條件に入れる時は次式が得られる。

$$1 + \cos \lambda l \cosh \lambda l = (\lambda M / \rho a) \times (\cosh \lambda l \sin \lambda l - \sinh \lambda l \cos \lambda l).$$

そこでこの方程式を解くに物部博士⁽⁶⁾及び Prescott⁽⁷⁾の方法に依り $Z \equiv \lambda l, C \equiv M / \rho a l$ と置けば

$$\frac{1 + \cos Z \cosh Z}{\cosh Z \sin Z - \sinh Z \cos Z} = CZ \quad (33)$$

が得られるからグラフに依つてその Z を求める事が出来る。

V 實驗結果の處理

以上に依つて實驗結果の處理方法が大體明らかにせられたと考へる。そこでその處理式を使用して、本鋼材の振幅の大なる附近に於ける内部摩擦係數 ξ を先づ求めてみよう。この場合の對數減衰率は極めて小さいので

$$\xi = (E / \pi) \delta. \quad (34)$$

今この炭素鋼のヤング率を $21,000 \text{ kg/mm}^2$ とすれば

$$\xi = 15.3 \text{ kg/mm}^2.$$

(6) N. Monobe, J. Soc. Civil Eng., Tokyo, 6 (1920), 581

(7) J. Prescott, Applied Elasticity London, (1924), 213.

今この減衰定数を Kimball-Lovell の減衰定数 ξ' に直せば

$$\begin{aligned}\xi' &= \pi \xi / E^2 = \delta / E \\ &= 1.1 \times 10^{-7} \text{ mm}^2 / \text{kg}\end{aligned}\quad (35)$$

次にかゝる材料が定常的繰返應力下に於ける橢圓的履歴曲線 (應力-歪面上) の状況を推定してみる。

先づこの場合振動中性位置に於ける残留應力 σ_r の, 最大振幅 ε_m に対する比は, ξ そのもので與へられる。又最大振幅附近に於て起る最大應力 σ_m は $E\varepsilon_m$ で與へられる。従つて残留應力の最大應力に対する比は

$$\frac{\sigma_r}{\sigma_m} = \frac{\xi}{E} = \frac{\delta}{\pi} = 0.00073 \quad (36)$$

又應力零に於ける残留歪 ε_r の最大振幅に対する比は

$$\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_m} = \frac{\xi}{E} = \frac{\delta}{\pi} = 0.00073 \quad (37)$$

従つて, 残留應力の最大應力に対する比, 残留歪の最大歪に対する比は, (共に ξ/E 又は δ/π で相等しいのであるがこの値が) 本炭素鋼では極めて小さい事を知る。即ち 1 萬分の 7.3 程度である。

従つて若しこの材料のヒステログラフを直接或る光學的方法等に依り描かしめても, 殆んどその狭い幅を検出する事は出来ないであらう事が解る。

次にかゝる材料の棒の一端に慣性質量を付し, その他端即ち基部を棒軸方向に一定振幅で振動せしめる。そしてその振動数のみを加減して共鳴に入らしめたとする。この時共鳴振幅の基部振幅に対する比 (振幅の共鳴倍率と假稱す) を求めると次のくなる。

$$v = E / \xi = \pi / \delta = 1370 \quad (38)$$

従つてかゝる材料の共鳴に入つた場合の振幅の延伸度は恐るべきものである事が解かる。實際の場合では弾性限内でこの ξ の成立つ所ではこの勢で振幅の延伸が起るであらう。併し歪が弾性限に近づき, 更にそれを越す場合には減衰能の値は著しく大きくなりその延伸度は非常に減ぜられるものと考へられる。

VII 結 論

(1) 35 炭素鋼の内部摩擦は速度比例型ではなく, 振動数無関係型である。

(2) その對數減衰率は振幅と共に減少する傾向がある。この傾向は振幅が小なる程著しい。併しこれも振幅が大となればあまり變はらず殆んど一定となる。従つて振幅の減衰曲線は振幅の大なる所では却つて e の指數函數型であるが, 小なる所では却つて e の指數函數型でない。

(3) 本鋼材の對數減衰率は小さく最大曲げ應力 10 kg/mm^2 (直徑 4 mm 棒) 附近では略 0.0023 である。

(4) 減衰能が定數型 (振動数, 振幅に無関係) なる時の Searle 實驗の處理式を示した。

(5) 同様な減衰能を含む一端固定片持棒の振動理論を示し, 實驗處理の基礎を示した。

(6) 直徑 4 mm 棒の最大曲げ應力 10 kg/mm^2 附近の内部摩擦係数は約 15.3 kg/mm^2 となる。Kimball-Lovell の係数では $1.1 \times 10^{-7} \text{ mm}^2 / \text{kg}$ となる。

(7) 一定振幅の繰返應力下に於ける弾性履歴曲線 (弾性限内) は非常に幅が狭い。残留變形は最大變形の (残留應力は最大應力の) 實に 1 萬分の 7.3 倍程度でしかない。

(8) 本鋼材の共鳴に入つた時の振幅延伸度は極めて大である。その振幅の共鳴倍率は實に 1370 倍程度に達する。

金屬材料の機械的性質乃至強度の問題でその動的な方面は, 近時特にその將來性と重要性が強調せられる様になつて來た。この減衰能の問題はかゝる方面で重要な基礎的役割を持つものの一つである。又減衰能は材料の内部構造に極めて鋭敏であり, 材料學的, 冶金學的研究にも將來重要な役割を持つものの如く, その重要性は次第に強調されて來つつある様である。かゝる時本論の取扱ひがその基礎に於て少しでも何等かの事情を明らかにしてゐるものとすれば著者の幸甚とする所である。