

可塑物の機械的性質に就いて

山 北 逸 郎

I 緒 言	V 高弾性
II 弾性變形と可塑性變形	VI 抗張力
III 機械的性質の測定法	VII 結 語
IV 可塑性變形に於ける純流動と擬流動	

I 緒 言

固體が外力の作用を受け、弾性の限界を越えて變形する際、恰も粘性の大なる流體の如き舉動を示し、外力を去つても歪が完全に消失しない。斯様な固體の性質を可塑性 (Plastizität) と呼ぶ。此の事實は 1834 年 Viscat が始めて實驗的に見出し、次いで 1872 年 H. Tresca が詳しく實驗した。その後 Mohr (1900年), Karmann (1911年), Mises (1913年), H. Henky (1924年) 等によつて理論的な取扱が行はれた。可塑性の問題は決して新しい事柄ではないが、近年に至つて所謂可塑物工業の進展に伴ひ、實際的應用方面の必要から種々の仕事になされてゐる。可塑性は凡ての物體に多少とも見られる普遍的な性質であるが、特に此の性質を利用して種々の製品を作るに用ひられるものが可塑物である。かゝる見地から可塑物の研究にはその可塑性を明らかに知ると云ふことが如何な重要であるかは云ふ迄もないことである、そこで可塑物の可塑性の研究に現在どんな方法が用ひられてをり、又得られた結果はどの様に解釋されてゐるかを述べてみる。實驗上可塑物の可塑性は弾性、時には粘性をも伴うて現はれる性質のものであるから、可塑性を中心とし弾性粘性にも觸れて行くこととする。

なほこゝに云ふ機械的性質とは固體の粘性的變性を伴ふ性質の意味で、一般物理的性質と區別されてゐる。

II 弾性變形と可塑性變形

一般に材料の機械的試験法として現在普通に行はれてゐるのは、靜荷重による引張の試験である。引張荷重を極めて徐々に試料に加へて行けば、これに對應して伸長が現はれる。此の伸長は、荷重の大きさのみによつて定まるが如き單純なものでないので、材料の種類は勿論、その履歴、荷重の作用、經過、等によつて異つた値を取る。そこで荷重と伸長との關係を代表的性質の材料に就いて求め、これをグラフに描けば、材料の性質の大體の傾向は充分覗はれる。

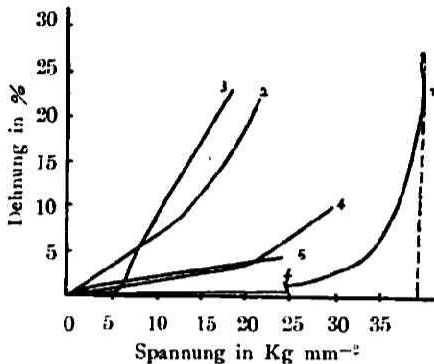
大抵荷重の小なる間は弾性的舉動が表はれ、伸長と荷重とは比例して Hooke の法則が成立する。此の場合外力の作用により、材料の内部に誘發された内方 σ とこのために材料が最初の長さ l から dl だけ伸びたとすれば、次の關係が成立する

$$\frac{dl}{l} = \frac{\sigma}{E} \dots\dots\dots (1)$$

こゝに E は比例常數で、Young の彈性率と呼ばれてゐる。

然るに荷重を増して、或限界を越えると、荷重を去つても、試料は原形に戻らなくなる、こ

の限界点を、材料の降伏点と云ふ、概して結晶性の物体は、非結晶性の物体に比して、より



第一圖

1. 軟鋼 2. 羊毛 3. 人造絹糸
4. 生絲 5. 綿纖維

明確な降伏点を有し、且つ内力が降伏点に達すると、伸長内力曲線に鋭い屈曲が見られる。第一圖は、軟鋼、羊毛、ビスコース人造絹糸、生糸、綿纖維に付き、内力と伸長との關係を示したものである。

軟鋼に於ては、降伏点「」に達した後、伸長が相當の程度に達する迄の間絶えず僅かに内力が増減してゐる。此の部分で軟鋼の踊り場と名付けてゐる人がある。表面を磨いた試料を引張つてゐる時には、表面に 45° の傾斜をして交叉する迂り線がはつきり認められるので内部組織に或變化の起つたことは確かである。なほ破壊に至る迄には最大の内力 m が存在し、これ以上に於ては荷重を減じつつある間にも伸長が起つてゐる。

人造絹糸に於ては、明瞭な降伏点に達する迄に弾性が現はれ、次に伸長と内力とが直線的に比例する長い範囲の可塑性伸長がある。

生糸と羊毛とに於ては、伸長と内力との關係が、曲線コースを取つて、弾性から可塑性へ連続した移行をする。

綿纖維に於ては、伸長と内力との關係が直線的に、弾性から可塑性へと連続してゐる。

以上は材料の斷面に垂直に外力が作用する場合である。次に材料の斷面に平行に外力が作用する剪断の場合を考へてみる。此の場合、迂りの大きさ r は第二圖の如く $\tan \angle YOA$ によつて表はされる。即ち

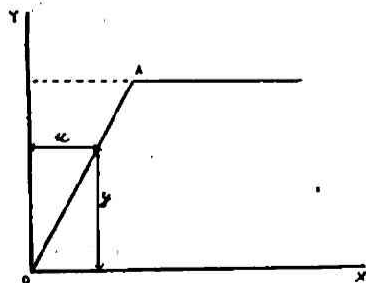
$$r = \frac{du}{dy} \dots\dots\dots (2)$$

迂りが完全に弾性的であれば、 r は迂りの内力 τ に比例する。

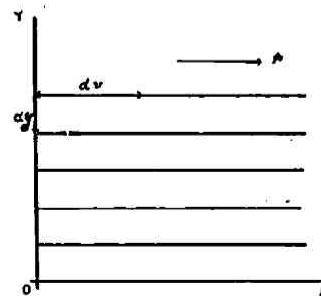
$$r = \frac{\tau}{G} \dots\dots\dots (3)$$

但し G は 迂りの弾性率或は剛性率と呼ばれる比例常數である。

剪断の場合に於ける固体の變形は、液体の流動の場合と全く類推的に考へることが出来る。最も簡單なる場合として第三圖の如く、降伏点のない液体が切線壓力 p の下に、 V なる平均流



第二圖



第三圖

動速度を以て層状の流れを生ずる時速度の勾配 D_1 は p に比例する。即ち、

$$D_1 = \frac{dV}{dy} = \phi p = \frac{1}{\eta} p \dots\dots\dots (4)$$

茲に dV は距離が dy だけ離れてゐる層と層との間の速度の増加を表はし $\phi (= \frac{1}{\eta})$ は流体の種類に依る恒数で流動度と呼ばれる。

(4) 式は (2) 式及び (3) 式と甚だよく似た形を有してゐるが、兩者の區別を立てれば、(4) 式には時間の概念が含まれてゐるに反し、(2) (3) 式にはこれがない。(2) (3) 式に時間の概念を入れたのが Maxmell の式である¹⁾。

Maxmell の考へに依れば、内力 τ の時間的變化は、非粘性物體に於ては (3) 式を時間 t に就いて微分した形の式 (5) が成立し

$$\frac{d\tau}{dt} = G \frac{d\gamma}{dt} \dots\dots\dots (5)$$

粘性物體に於ては非粘性物質の場合よりも内力 τ の大きさに比例した値だけ減少せんとする傾向を生じ (6) 式が成立すると云ふ。

$$\frac{d\tau}{dt} = G \frac{d\gamma}{dt} - \frac{\tau}{\lambda} \dots\dots\dots (6)$$

λ は常數で緩和時間 (Relaxationszeit) と呼ばれてゐる。

τ を一定と考へて (6) 式を積分すれば

$$\tau = \tau_0 + \frac{\tau}{G\lambda} t \dots\dots\dots (7)$$

但し τ_0 は最初の試験前迄の通りの大きさを表はす。(7) 式は一定の外力が作用する時、等速度を以て變形が進むものであることを示す。

(7) 式を時間 t に就いて微分すれば

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{\tau}{G\lambda} \dots\dots\dots (8)$$

今 $\frac{d\gamma}{dt} = D$, $G\lambda = \eta^*$ と置けば

$$D = \frac{\tau}{\eta^*} \dots\dots\dots (9)$$

(9) 式は粘性物質に於て、一定の外力が作用する時、變形速度と内力との關係を示すもので $G\lambda$ (即ち η^*) は一定の物質に就いては恒數と考へてよいから、變形速度は内力に比例することになる。

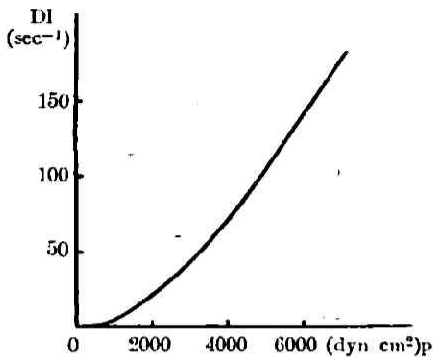
降伏點の存在する場合には、

$$D = \frac{1}{\eta^*} (\tau - f) \dots\dots\dots (10)$$

茲に f は降伏點に於ける内力の値である。

(10) 式は Bingham の可塑性流動式とも呼ばれてゐる。

一般に膠液溶液に於ける粘性は、測定の際に用ひられた切線壓力によつて異つた値を示すと云ふ構造粘性の事實が認められてゐる。(4) 式の示す D_1 と p との直線關係が成立しなくなる。此の場合の D_1 と p との關係を圖示すれば第四圖の様な曲線が得られる。固體の可



第四圖

塑性変形の場合にも斯様な事柄が期待されるとしたならば、(9) (10) 式の示すが如き直線的な $D \sim \tau$ 関係だけでは、特殊な場合しか通用出来ないことになる。そこで D と τ との関係より一般的な形で表したのが次の deWaele-Ostwald²⁾ 及び Herschel-Bulkley³⁾ の式である。

$$D = \frac{1}{\eta^*} \tau^n \quad (11) \text{ de Waele-Ostwald}$$

$$D = \frac{1}{\eta^*} (\tau - f)^n \quad (12) \text{ Herschel-Bulkley}$$

(11) 式は降伏点のない場合、(12) 式は降伏点のある場合に通用されることは云ふ迄もない。此等の式に於て $n=1$ の場合は、(9) (10) 式と同じく D と τ との関係は直線になり $n \neq 1$ の場合は、曲線となる。第五圖は種々の場合に於ける $D \sim \tau$ の関係を、圖解式に表したものである。

Williamson⁴⁾ は全く立場から D と τ との関係を導いてゐる。彼の考へに従へば、 D なる変位速度を生ぜしめるに必要なりの内力 τ は、物體の構成單位粒子に方向性を與へるに必要な部分 τ_1 と実際に流動を生ぜしめるに必要な部分 τ_2 とに分つのである。即ち

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 \quad (13)$$

先づ τ_2 は、 D の直線函数であるとする。

$$\tau_2 = \eta^* D \quad (14)$$

τ_1 と D との関係は、 $D=0$ の時 $\tau_1=0$ であり、 $\tau_1=f$ (物體の構成單位粒子に一定の方向性を與へるに必要な最小の力) の時、 D の値は、最大限に達するとする。此の様な関係を満足するものは双曲線であるが、一義的に定らない。そこで $\tau_1 = \frac{1}{2} f$ の時 $D=a$ となる様な双曲線を選べば、それは、(15) 式によつて與へられる。

$$\tau_1 = \frac{fD}{a+D} \quad (15)$$

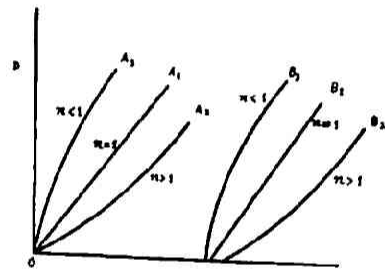
(13), (14), (15) を組合せて

$$\tau = \eta^* D + \frac{fD}{a+D} \quad (16)$$

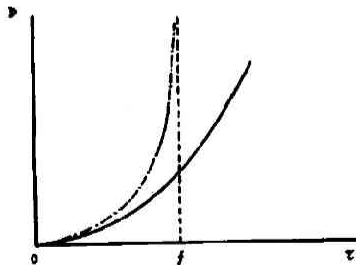
(16) 式も亦双曲線となる。此の場合 D と τ との関係は第六圖の實線で示す様な曲線となる。

$a=0$ の場合、(16) 式は Bingham の式 (10) と同じになり $f=0$ の場合は (9) 式と同じになる。

以上可塑性変形を表はす (9) (10) (11) (12) 及び (16) 式の中で最もよく利用されるのは (11) 及び (12) 式である。



第五圖



第六圖

III 機械的性質の測定法

可塑物の機械的性質の測定に最近使はれてゐる種々の装置や方法に就いて簡単に述べることにする。

A 静荷重に依り試料の伸長を測る法

既に述べた如く、糸状の試料に静荷重を與へて、伸長と内力との關係を調べるのも、機械的性質測定の一方法で、硝子、金屬、纖維等の如き材料の研究に、可なり以前から用ひられてゐる。糸状の物體に於ける内力の分布は、比較的規則正しく且つ簡單である。或瞬間に於て、糸の斷面の單位面積に就いての内力が σ で、その瞬間に於ける伸びの割合が α であり、 $\sigma = f(\alpha)$ であつたとせば、問題の材料の τ と D との關係は、 σ 及び α を夫々 $\sqrt{3}$ 、 $D/\sqrt{3}$ で置換することによつて得られる。即ち

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{3}} F \left(\frac{D}{\sqrt{3}} \right) \quad (17)$$

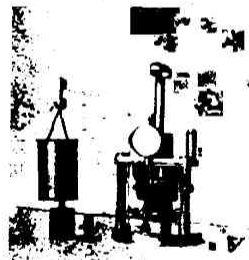
此の場合、糸は充分均一に引伸ばされた直徑の様なものでなければならぬことゝ、測定中に糸の直徑が減少しても張力は一定に保たれなければならぬことが必要である。

此の測定法に該當した装置の新しい考案はない様である。

B 壓縮による試料の高さの變化を測る法

適當な形の試料を上方より壓縮し、高さの變化を用ひた力と時間の函數として表はす、最初 Speedy や Williams によつてゴムの機械的性質の研究に用ひられた、その後、O. de Vries, von Rossem, von der Meyden 等に依り使はれ、最近 Houwink によつて多少改良された。こゝでは Houwink の装置に就いて示す。第七圖は彼の装置の實物寫眞である。

同圖向て右側の圓錐部の中に圓錐形の試料を入れる。左側に梁の端近付くに掛けられた荷重により圓錐部の真中を縦に通つてゐるピストンを介して試料に壓力を及ぼす。ピストンの移動は、その前に取付けられてゐる Ames のダイヤルによつて 0.01 mm 迄讀取ることが出来る。



第七圖

Houwink は Herschel-Bulkley の式 $D = \frac{1}{\tau^*} (\tau - \tau^*)^n$ を基礎とした

Scott の解析法を用ひて D と τ との關係を出してゐる。Scott によれば、試料の高さ h とその時間的變化 $\frac{dh}{dt}$ とは、試料の高さがその直徑に比して充分小さく、且つ降伏點のない(即ち $\tau^* = 0$) 場合、次の關係で示される。

$$\log \frac{dh}{dt} = \log a + b \log h \quad (18)$$

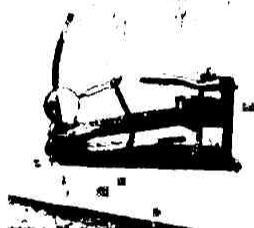
但し a は、 τ^* 、 n 、荷重、試料の容積等に関する複雑な函數であり、 b は次式によつて定められる。

$$b = \frac{5n+5}{2} \quad (19)$$

Houwink は、合成樹脂に就いて、 $\log \frac{dh}{dt}$ と $\log h$ との関係をグラフに描けば $30^\circ \sim 120^\circ$ の範囲内に於て測定を終頃 (用ひられた試料は高さ 1 cm 厚さ 1cm で実験の初期には h が直径に比して充分小さいと云ふ條件を満足してゐない) に可なり長い直線の部分が得られたと述べてゐる。此の直線の傾きから b の値が解り、従つて (19) 式によつて n が求められる、又此の直線が $\log \frac{dh}{dt}$ 軸を切る點から a の値が走り、斯くして遂には η^* が決められる。

降伏點の存在する場合は、降伏點のない場合と同様に直線の部分が得られるが h の小なる値に對しては、 $\log \frac{dh}{dt}$ 軸に平行な直線となる。

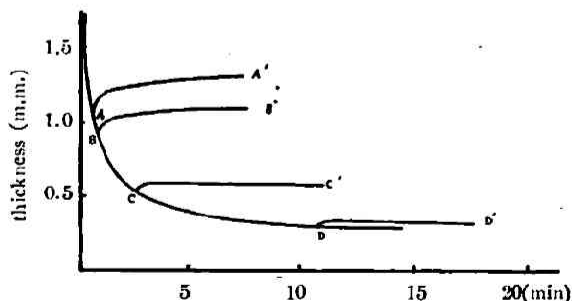
Houwink は、此の様な方法で三つのパラメーター η^* , f , n を求め Herschel-Bulkley の式によつて D と r の関係を定め合成樹脂の検定と分類とに用ひてゐる。然し彼は $\log \frac{dh}{dt}$ と $\log h$ の 關係を示すグラフの中で、Herschel-Bulkley の式に合ふ部分だけを考へ合はない部分は不問に附してゐるので完全な D - r 關係圖を構成することは不可能である。



第八圖

今述べた様な型の装置では、荷重を去つた後の試料の回復の状態を調べることが出来ない。Karrer 並に Hoekstra によつて作られた装置は、試料の回復の状態を知るに都合がよい、こゝでは簡單にして鋭敏な Hoekstra⁹⁾ の所謂 “Wagéplastometer” に就いて述べることにする。第八圖は此の装置の實物寫眞である。同板狀の試料を此の圖の向つて右側の中央の箱狀部を縦に貫いてゐる上下のピストンの間に挟む。上のピストンは軸承を樞軸として回轉し、錘によつて平衡状態に保たれる梁に取付けられてゐる。又此のピストンと T 字形をなしてゐる把手を下げれば、荷重が上のピストンに働き試料を壓縮する。此の場合のピストンの動きは指針によつて左端の目盛の上に 50 倍に擴大される。把手を上げて荷重を除けば試料の回復の状態が、壓縮の丁度逆の場合として知られる。此の装置はゴムの機械的性質の検査に使はれてゐる。

Hoekstra の生ゴムに關する實驗結果の一例を舉げると、第九圖の如くである。平均 5kg/cm^2 の壓力で、試料を壓縮した場合、試料の厚さの時間的變化は、曲線 ABCD によつて與へられる。此の曲線の中で、厚さが急激に減少し縦軸に平行な部分は彈性的變形の部分であり、徐々に減少してゐる曲線の部分は可塑的變形の部分である。



第九圖

若し壓力が ABCD 曲線上の A, B, C, 或は D 點で除去されるならば、曲線 AA', BB', CC', DD' で示される様な回復曲線が得られる。回復曲線の中で、回復が急激に起り縦軸に平行となつてゐる部分を彈性回復の部分と呼び、回復が徐々に進んで曲線になつてゐる部分を彈性餘效の部分と呼ぶ。試料の最初の厚さと、壓縮回復後の厚さとの差は可塑性變形の程度

を表はすものである。圖より明らかなる如く、壓縮の時間が長ければ長い程、弾性的變形の部分は少くなり、可塑性變形の部分が大きくなる。

やはり壓縮型に属するが、Zimmermann や Swijter が粘土泥の研究に用いた装置がある。Zimmermann は特に壓縮の最初の一秒間以内に起る變化に興味を持ち、Ames のダイヤルの代りに寫眞記録をする光學的方法を用いた。Scott の解析法に従つて $\log \frac{dh}{dt}$ と $\log h$ との間の關係を求めた所、 n の値が時に負になつたりして Herschel-Bulkley 式を基礎として D を τ の函數として表はすに都合の悪いことが認められた。壓縮の最初の段階は弾性的現象やピストンの慣性等により、強く影響されるので、此の寫眞記録法は、可塑性の研究に役立つが否か疑問である。

C 試料に壓力を加へて毛細管中を押出す法

此の方法は特に米國に於て粘性の低い材料の試験によく使はれてゐる。唯單に材料の粘性の比較と云ふ工業的な目的には役立つかも知れぬが、毛管中に於ける流動の様式が場合によつて一様でなかつたり、又滑りが起つたりして $D \sim \tau$ の關係を導き出すのに困難である。

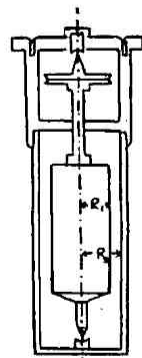
D 同轉型粘度計を使用する法

Couette 型の粘度計を用ひ、“Chatterton compound” (20% のグツタペルカを含む高級の瀝青で再現性の強い混合物である) に就き、極く近似的に D と τ との關係を定めたのは Braunkbek⁴⁾ である。彼は研究に最も都合のよい材料を選んだがために、得られた $D \sim \tau$ のグラフは、原點を過る直線となり、降伏點もなく、壁に沿ふての滑りも起らなかつた。

Saal はアスファルトの研究に同じく Couette 型の粘度計を用ひた、そして此の型の粘度計は試料の形を大して損することなしに、その構成單位粒子の可なりの變位を測定することが出来る點が優れてゐると述べてゐる。此の場合内筒の外半徑 R_1 と外筒の内半徑 R_2 との比が 1 に近づくに従つて満足すべき結果が得られるが、これにも限度があり、 R_1 と R_2 との比が餘り 1 に近付き過ると測定中に試料の變質が起る恐れがある。第十圖は Saal の用ひた装置の断面圖である。 D と τ との平均値 D_m , τ_m は次の式によつて計算される。

$$D_m = \Omega \frac{R_1}{R_2 - R_1} \dots\dots\dots (20)$$

$$\tau_m = \frac{2M}{\pi(R_1 + R_2)^2 h} \dots\dots\dots (21)$$



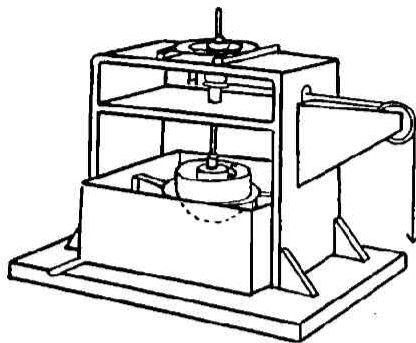
第十圖

こゝに Ω は角速度、 M は内筒に働くモーメント、 h は内筒の高さである。

滑車の部分に於ける摩擦、内筒の底部や回轉軸の突出部に對する補正を必要とする。

測定結果は、他の方法によつて得られたものとよく一致する。然し測定が τ の比較的小なる値例へば 2500/dynes/cm² 迄に限られてゐる。

Unger⁷⁾ は粘度、パテ、及て礦物質粉末を含む澱粉或はデキストリンのペーストの如き可塑性體の研究に、同心同的に回轉する二つの半球からなる装置を用ひた。半球の代りに完全球を用ひる方法は、既に Zemplen によつて通常の液體の粘性研究に使はれた、完全な球と球との間をペーストの様なもので充たすことは容易でないので Unger は半球にした譯である。



第十一圖

Unger の装置を示すと第十一圖の如くである。内側の半球 S はドラム H に働く錘によつて回轉させられる。此装置は同形装置に比し、底面や、回轉軸の突出部に對する補正が不必要な點が勝つてゐる。

Newton 性の液體が滿された時には、次の式が適用される。

$$\Omega = \frac{98/wa}{8\pi^2\eta} \frac{R_2^3 - R_1^3}{R_1^3 R_2^3} \dots \dots \dots (22)$$

但し Ω は角速度、 R_1 R_2 は夫々内外兩球の外徑及び内徑、 η は液の粘性係數、 a はドラム H の半徑、 w は錘の重量、

Unger は大抵彼の實驗結果を Ω と w との關係のグラフに描いてゐる。互にくつきき合ふ性質を持つた個體粒子即ち粘土泥、バテ、固形脂肪には降伏點が見出され、さらつとした結晶性の礦物質粉末を含む澱粉或はデキストリンの糊には、降伏點が見出されなかつた。

Tolstoi⁸⁾ は少し變つた回轉型の装置を用ひてゐる。第十二圖は彼の装置の断面圖である。縦に細隙のある外側の圓筒を可塑性の著しい塊狀の試料の中に推込み、完全に試料が滿たされるように、ネヂによつて細隙を閉ぢる。内外兩圓筒とも滑りを防ぐために、細い螺旋狀の溝が付けてある。内側の圓筒は、それと同じ直徑の孔を外筒に詰めた試料に穿つてその中に入れる。内筒の底部に錘を附し、内筒の變位の大さを接眼マイクロメーターで讀む。

此の装置は、の可なり大なる場合にも適用出來、且つ滑りの起らないのが特徴である。

Tolstoi は Bingham の式 $D = \frac{1}{\eta^*} (\tau - \tau_0)$ を基礎にして理論式を導き、次の三つの場合を區別してゐる。

- $P_1g > P_g = 2\pi R_1 h f$
- $P_2g = 2\pi R_2 h f > P_g > P_1g$
- $P_g > P_2g$

但し P は錘の重量 h は、圓筒に詰められた試料の高さ、 R_1 R_2 は、夫々内外兩圓筒の外徑及び内徑の半分、

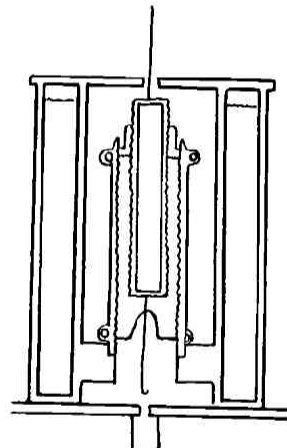
- の場合、有限の彈性的變位のみしか起らない。
- の場合、内側の圓筒と共軸の半徑 r (但し $R_2 > r > R_1$) の圓筒面との間に含まれた層の連續的な前進運動が起る。c) の場合は試料全塊の前進運動が起る。

b) の場合には、内側の圓筒の移動速度 V と錘 P との間には次の關係が成立する。

$$V = \frac{g}{2\pi\eta h} \left(P \ln \frac{P}{P_1} - P_1 - P \right) \dots \dots \dots (23)$$

c) の場合に於ては

$$V = \frac{P_g}{2\pi\eta^* h} \ln \frac{R_2^2}{R_1^2} - \frac{f}{\eta^*} (R_2 - R_1) \dots \dots \dots (24)$$



第十二圖

此の場合、 P と V との関係は直線的である故容易に f が求められる。 P の甚だ大なる値に對しては、實驗結果が上式を満足しないで V が過度に増大する。

R_1 と R_2 との比が 1 に近付くと、迂りの平均速度 D_m と平均の内力 τ_m とは、次式によつて與へられる。

$$D_m = \frac{V}{R_2 - R_1} \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\tau_m = \frac{Pg}{\pi (R_1 + R_2) h} \quad \dots\dots\dots (26)$$

他の場合は、 D と τ との関係が前以て解らなければ、簡単に計算が出来ない。

E 棒の撓みを測る法

非常に硬い材料の研究には、棒の試料の兩端を固定して、真中に錘を作用させ、その際の棒の撓みを測る方法が Trouton,⁹⁾ Reiner, Bingham 等によつて行はれた。Saal は種々の充填物を入れて非常に硬くしたアスファルトの研究に、此の方法を用ひた。彼の實驗では、厚さ d 、長さ $5d$ の四角な棒が、兩端で何れも d の長さだけ固定され、真中の d の部分に W 瓦の錘が掛けられた時、變形の最初の段階で變位が迂りのみの場合は、 D と v とは次の如く表はされる。

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{W}{d^2} \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$D = \frac{v}{d} \quad \dots\dots\dots (28)$$

v は棒の真中の部分の變位の割合を示す。

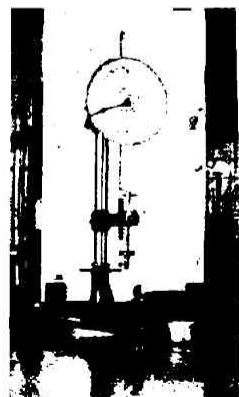
F その他の方法

Penetrometer と呼ばれる器械がある。これは例へば斷面積 1mm^2 の先の尖つた針が P 瓦の錘の用の下に 1 秒間に試料のどれだけの深さに達するかを測る器械である。アスファルトの粘性の工業的研究に用ひられてゐる。此の場合試料の粘料 η' と錘の瓦數 W との間には、

$$\eta' = \frac{Wt}{al + \frac{1}{2}bt^2} \quad \dots\dots\dots (29)$$

なる関係がある。但し l は針の進んだ深さ、 a 、 b は恒數である。

極く近似的な値しか得られないが、敏速に測定が出来るのが特徴である。第十三圖はこの器械の外観である。

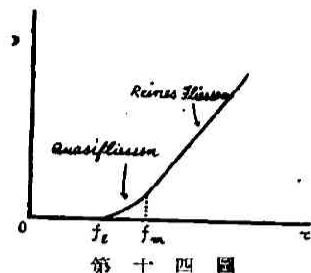


第十三圖

IV 可塑性變形に於ける純流動と擬流動

可塑性變形の際に於ける D と τ との関係は、曲線になる場合と直線になる場合とに分けられる。種々の材料に付き測定された結果を一瞥すれば、最も普通の場合として、第十四圖の如く τ が最大降伏値 f_m に達する迄は曲線であり、 f_m を越えると直線になる。これは丁

度膠質溶液の構造粘性の場合に於ける D_1 と p との関係(第四圖) に全く同じである。個體の



第十四圖

可塑性は膠質溶液の構造粘性と同一性のものであることが解る。此の點から見ると一般に液體の粘性と個體の可塑性との間の嚴密な區別が困難になる。可塑物に関する實際方面の仕事に於ては、兩者の區別を強いてしない方が却つて取扱が便利の様である。

可塑性變形を液體の流動に擬へて、 D と τ との関係並に D_e と p との関係が直線になる部分を純流動 (reines Fließen) 曲線の部分を擬流動 (Quasifliessen) と呼ぶ。

膠質溶液が構造粘性を示すのは、體系の内部的構造が流動によつて擾亂を受けるためであると解される。個體の可塑性變形の際、 $D \sim \tau$ の関係が τ の値の大小により曲線的に變化するのは變形の際個體の中に可變的な構成分が存在することを豫想するに充分である。

$D \sim \tau$ 曲線の形を支配するものは de Waele-Ostwald の式 (11) 又は Herschel-Bulkley の式 (12) に於ける n の値である。(第五圖参照) 此の n は具體的に何を意味するものであるか、Flouwink の考へによれば、 n は單位時間に移動する、構成單位粒子の増加量を示す函数であると云ふ。彼は Gally の澱粉稀溝水溶液に関する研究結果を擧げてゐる。此の溶液を流動させるに要する切線壓力 p と、速度の勾配 D_1 との間の関係が

$$D_1 = \frac{dV}{dy} = \frac{1}{\eta} p^n \quad (30)$$

の如く表はされる範圍内で n と濃度 c (重量%) との間には

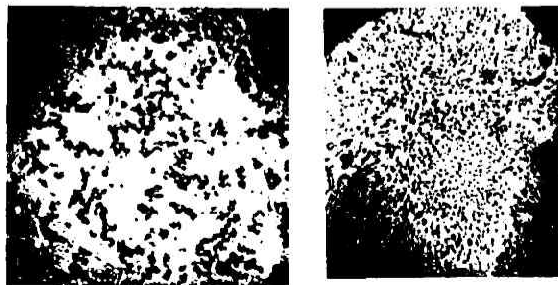
$$n = K_1 (c - c_K) + 1 \quad (31)$$

なる關係が成立する。茲に η は溶媒の粘性係數 c_K は臨界濃度 (重量%で表はしたもの) K_1 は粒子の容積並にその可變性に関する恒數である。 c_K 及び K の値は馬鈴薯澱粉と小麥澱粉とでは次表の如く違つてゐる。

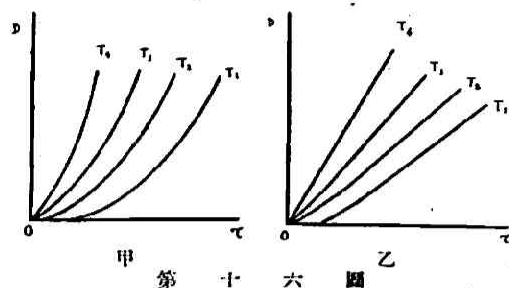
	$c_K(\%)$	$K_1(\%)$
馬鈴薯澱粉	0.45	0.71
小麥澱粉	1.9	1.07

濃度を増すに従つて (31) 式の示す如く n の値は異つて来る。此の事實は $D \sim \tau$ 曲線の形と移動粒子數との間の關係を暗示するものであらうが、擬流動と純流動との區別を明らかにするものとは云へない。

次に擬流動と純流動とが粒子の大きさによつて明瞭に區別される例を同じく澱粉の有機溶液に於ける Mc. Domell 及び Uscher の研究結果に就いてあげてみる。彼等はアミルアセートと、テトラクロロールエタンの如き有機體中に於て數%の澱粉の懸濁液を作つた。かゝる有機液體中では澱粉は凝集したまゝで全然膨潤を起さない。第十五圖



第十五圖



温度°C	n
80	4.4
90	3.2
100	2.8
110	1.7
120	1.6

斯様に温度によつて多少の差異はあつても、純流動と擬流動との區別は依然はつきりしてゐることが第十六圖から認められる。

V 高 弾 性

常溫附近に於て、金屬の彈性變形の割合は、1%を越えないのであるが、或種の可塑物例へば、アスファルト、ポリスチロール、フェノールフオブアルデヒド樹脂等はこれよりも遙かに大きく、彈性ゴムに於ては數百分にも及ぶ。彈性變形の割合が1%以上になるものは高彈性 (Hochelastizität) を現はすと云ふ。¹⁰⁾ 高彈性は、物體の特殊の構造に基くものとされてゐる。

高彈性を示す物體の構造を考察してみる。彈性ゴムは高彈性の最も著しいものである。彈性ゴムは單に炭素と水素との化合物である。これが甚しく彈性に富んでゐる點に就いて多くの學者等の興味を引き、彈性ゴムの化學構造に就いては種々の説がある。現在最も妥當と思はれるのは、細長い分子が鎖狀或は發條形に結合してゐると云ふ説である。然らば此等の分子は、曲り易い結合をしてゐるかどうかに就いては、議論かがある。Staudinger 一派は、曲り難い結合を主張し、Mark,¹¹⁾ Halles¹²⁾ 等は、曲り易い見解を持つてゐる。

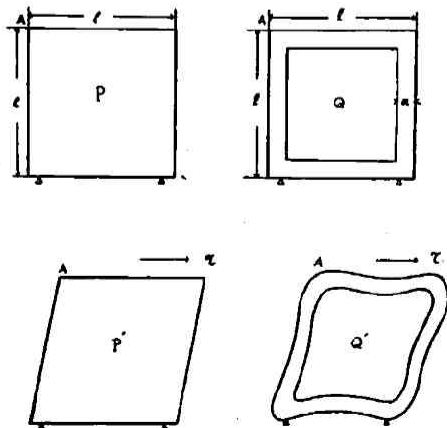


第十七圖

更に鎖狀分子同志が三次元的に二次結合をしてゐるか單なる機械的のもつれの狀態に過ぎないかに就いても可なり議論されてゐる。

次に蛋白質の様な兩性物質に於ては、第十七圖の如く一つの細長い分子の中に陰性基及び陽性基の隣合つてゐる配列があり得る。此の様な場合相互の靜電的引力による分子の收縮が起つてゐるとみてよいから外力によつて引伸す時は、收縮力が可なりの程度に彈性的抵抗として現はれることになる。斯様にして羊毛や筋肉等の如き蛋白質の高彈性は説明される。

以上は何れも細長い分子の存在を前提としてゐるのであるが、此の外にエネルギー含量の大なる結鎖より成る三次元的な分子の網狀組織に於ても高彈性の起り得べきことが示される。¹³⁾ 第十八圖は中空の物體 Q と中の詰つた物體 P の變形の際の比較を示したものである。兩物體とも Young 率が E、降伏點が F なる同一物質から出来てをり Q の内部は液體で満たされてゐる。今矢の方向に



第十八圖

τ なる一定の外力が働く時は、P と Q とは全く異つた變形の仕方をする。従つて此の場合、P 及び Q 上の定つた點 A の變位の大きさと τ の値から求めた Young 率は P に於ては E であつても Q に於ては E とはならず E' となる。van Dongen は E' を見掛けの弾性と呼び E と E' との關係を次の如く導いてゐる。

$$\frac{E}{E'} = \left(\frac{1}{a} - 1\right) \left\{ \frac{1}{a} - 1 \right\}^2 + 1 \dots\dots\dots (32)$$

又、 τ なる外力の下に於ける、伸長の割合が P の場合 ε であつても Q の場合は、 ε とはならず ε' となるとし、 ε と ε' との關係を次の如く與へてゐる。

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \frac{a}{1} \left\{ \frac{1}{3} \left(\frac{1}{a} - 1 \right) + 1 \right\} \dots\dots\dots (33)$$

但し (32) (33) 兩式とも $\frac{a}{1} \leq 0.3 \times < 1$ (x は A 點の變位の大きさ) なる條件を満足する時のみ成立する近似式である。

Q は丁度個體の網狀組織の中に液體を含んだ所の凝膠體に相當する。凝膠體は弾性率が小である割に弾性的伸長の大であることが (32) (33) 式より容易に理解される。合成樹脂、アスファルト、硝子等の如く、三次元的な分子からなる物質の高弾性は、上記の模型によつてうまく説明がつく。

高弾性の現象は、Whitby が弾性の増加する溫度を指摘して以來、一般の注目を引いた。溫度上昇による弾性増加の例を、ポリスチロールの場合に就いて述べる。10mm. の高さの試料を30分間、70°C に於て最初の高さの40%になる迄壓縮する。壓縮をやめると、同じ溫度で30分間に最初の高さの57%迄回復する。然しながら30分間 80° に保つと66%迄回復し、90° では100%迄回復する。斯様に溫度の上昇によつて弾性回復の増加する事實を“Thermorückfederung”と云ふ。今ポリスチロール中のモノスチロールの含量を増加すると此の現象は起り難くなり、50%のモノスチロールを含むものに於ては、全然見られなくなる。そこで此の現象は、スチロールイソゲルの構造と關聯してゐるものの様である。ポリスチロールはその分子が細長い形をしてゐるので Thermorückfederung なる現象の現はれるには、分子の特殊な形と云ふことが必要の様にも見られるが、球狀のミセルを持つた物質にもかかる現象が現はれる點から分子の形と云ふことは大して意味がないらしい。

VI 抗 張 力

個體が一定の形狀を保ち外力に抵抗して元の狀態に戻らんとするのは個體構成單位粒子間に斥力及び引力が作用してゐるものとされてゐる。然らば材料の強弱は、結局其等粒子相互間に働く力の大小に歸せられる。個體にそれが破壊される迄外力を作用させた場合外力は個體の弾性並に可塑性より生ずる張力に打勝たなければならない。これは丁度抗張力の試験の場合に當る。或る材料の抗張力とはそれを引張つて破壊するに要する最小の力を材料の最初の斷面積で割つたものである。

抗張力に影響を與へるものは、主として溫度である。

そこで先づ溫度の影響を考へてみる。溫度が高くなれば粒子の熱運動が盛になり、この結果粒子相互間に働く力は弱められ、従つて抗張力も當然下る筈である。或る溫度範圍内では、



- 7) G. Unger, *Kolloid-Z.*, **69**, 30, 164 (1934); **70**, 277 (1932); **71**, 16 (1935).
- 8) D. M. Tolstoi, *Kolloid-Z.*, **73**, 90 (1935).
- 9) F. T. Trouton, *Proc. Roy. Soc. A* **77**, 426 (1906).
- 10) R. Houwink, *Trans. Farad. Soc.*, **32**, 131 (1936).
- 11) H. Mark, *Trans. Farad. Soc.*, **32**, 144 (1936).
- 12) W. H. Faller, *Kolloid-Z.*, **56**, 257 (1931).