研究論文

409. スラリの円管内流動に関する研究, (II)*

管 摩 擦 係 数

岐美格**, 松本隆一**, 水野謙一**, 中井優***

*Flow of Slurry through a Pipe, (II)**Friction Coefficient*By Itaru MICHIIYOSHI, Ryūichi MATSUMOTO,
Kenichi MIZUNO and Masaru NAKAI

This report presents the correlations of the Bingham viscosity and the yield stress of alumina-water slurry with volume fraction of alumina and temperature of slurry, measured with the use of a narrow channel with circular cross section.

Data of the friction coefficient for slurry in laminar and turbulent flows through a circular pipe are also presented. The results for the laminar region coincide well with Hedström's theory. In the turbulent region, the slurry friction coefficient deviates from the Newtonian fluid in the positive direction with increasing Hedström number, but with a given Hedström number the friction coefficient approaches Newtonian fluid when the Reynolds number exceeds a certain critical value. The critical points of the Reynolds number are about 4×10^4 , 6×10^4 and 1.5×10^5 for Hedström numbers of 5×10^4 , 1×10^5 and 5×10^5 respectively.

I. 緒 言

本研究の第I報⁽¹⁾においては、ビンガム流体の円管内層流助走区間について解析を行ない、別にアルミナ-水スラリを用いて実験を行なって、層流助走距離と助走区間における圧力損失とを明らかにした。第II報においては、まず細管法を用いて、アルミナ-水スラリのビンガム粘度およびせん断応力の降伏値について、スラリの温度とアルミナの体積率をかって実験を行なった。ついでそのデータを用いて、スラリが円管内を層流および乱流するときの管摩擦係数について測定した。得られた結果は、管摩擦係数を、レイノルズ数とヘドストロム数との関数として整理してある。

II. ビンガム粘度とせん断応力の降伏値

一般に、流体の性質が時間的に変化しないものとする、細管内の流れについて、変形速度とせん断応力との間にはつぎの関係がある。

$$-\frac{du}{dr} = \phi(\tau) \quad (1)$$

ここに、 u は発達した流れの管軸方向の速度、 τ は半径 r の点でのせん断応力で、 ϕ は τ の任意の関数とする。第1図において、流体の中に考えた仮想の、半径 r 、長さ l の流体の円柱要素について力のつり合いを考えると、

$$2\pi r l \tau = \pi r^2 \Delta P$$

すなわち、

* 本会昭和39年および40年年会にて発表。

** 京都大学工学部原子核工学教室 (Dept. Nucl. Eng., Kyoto Univ.)

** 現在、神戸大学 工学部 (Dept. Mech. Eng., Kobe Univ.)

** 現在、三菱原子力工業(株) (Mitsubishi At. Power Ind. Inc.)

*** 現在、日本原子力事業(株) (Nippon At. Ind. Group Co., Ltd.)

$$\tau = \frac{r \Delta P}{2l} \quad (2)$$

となる。ここに ΔP は両端面の圧力差である。細管壁面におけるせん断応力を τ_w で表わすと、(2)式より

$$\tau_w = \frac{R \Delta P}{2l} \quad (3)$$

となるから、

$$\tau = \tau_w \frac{r}{R} \quad (4)$$

第1図

一方、単位時間あたりの体積流量 Q は

$$Q = \int_0^R 2\pi r u(r) dr = \pi \int_0^R u(r) d(r^2)$$

これを部分積分法を用いて積分し、 $u(R)=0$ および (1)式を用いると、

$$Q = \pi \int_0^R r^2 \phi(\tau) d\tau$$

そこで、上式に(4)式を用いると、

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_w^3} \int_0^{\tau_w} \tau^2 \phi(\tau) d\tau \quad (5)$$

を得る。

(5)式の積分値は、その積分上限の τ_w のみの関数であるから、たとえ $\phi(\tau)$ が複雑な関数であろうとも、 $Q/(\pi R^3)$ は τ_w のみの関数となる。一方 τ_w は(3)式で与えられるように、細管内を流れる流体の長さ l の間の圧力降下 ΔP に比例する。

したがって、以上の事柄を総合すると、細管内を発達した層流で流れる流体の流量と圧力損失とを実験的に求めて、 $Q/(\pi R^3)$ と $R \Delta P/(2l)$ との関係を図示すれば、1本の曲線が得られるであろう。すなわち、

$$\frac{Q}{\pi R^3} = F(\tau_w) \quad (6)$$

これと(5)式とを組み合わせると、

$$\phi(\tau_w) = \frac{1}{\tau_w^2} \frac{d[\tau_w^3 F(\tau_w)]}{d\tau_w} \quad (7)$$

となる。したがって、(7)式より $F(\tau_w)$ が実験的にわかると、 $\phi(\tau_w)$ が求まる。すなわち、いろいろの τ_w に対する $\phi(\tau_w)$ が定まる。 $\phi(\tau_w)$ と τ_w との関係はもちろん、その流体の流動特性を満足するものである。

ところで、ビンガム流体の流動特性はつぎのような関係で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq \tau \leq \tau_y: \phi(\tau) &= 0 \\ \tau_y < \tau \leq \tau_w: \phi(\tau) &= \frac{\tau - \tau_y}{\mu_B} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここに、 μ_B はビンガム粘度、 τ_y はせん断応力の降伏値である。流動特性、すなわち ϕ と τ との関係は、たとえば第2図のようであって、点線で示したニュートン流体の流動特性とは異なる。

第2図 流動特性

内径5.35 mmの水平黄銅管内を、平均粒径約 $2 \mu\text{m}$ (顕微鏡写真による)のアルミナ粉末を水に懸濁させて作ったスラリーを流動させ、流れが十分に発達した部分において*、層流状態のもとで、流量と圧力損失との関係を実験的に調べ、前述した方法によって、 $\phi(\tau_w)$ と τ_w との関係を求めると、第3図のようになる。

第3図 $\phi(\tau_w)$ と τ_w との関係

ただし、スラリーの温度は 12°C 、アルミナの体積率は22.1%である。この図において、実験点を最もよく満足する直線を引くことができる。この直線は、たしかに横軸と、あるところで交わる。この結果は、アルミナの体積率が22.1%の場合であるが、他の体積率の場合

* 本研究の第I報、「層流助走距離の解析結果」を参照した。

合同様な結果が得られる。このことを第2図の実線と比較すると、われわれが取り扱っているアルミナ-水スラリはビンガム流体とみなしてよいことが結論される。

そこで、ビンガム流体の流動特性を示す(8)式を(5)式に代入して、積分を遂行すると

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{\tau_w}{\mu_B} \left[\frac{1}{4} - \frac{1}{3} \left(\frac{\tau_v}{\tau_w} \right) + \frac{1}{12} \left(\frac{\tau_v}{\tau_w} \right)^4 \right] \quad (9)$$

これに(3)式を用いると、

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8 l \mu_B} \left[1 - \frac{4}{3} \left(\frac{2 l \tau_v}{R \Delta P} \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{2 l \tau_v}{R \Delta P} \right)^4 \right] \quad (10)$$

となる。いま、 $\tau_v \ll \tau_w$ として、(9)式の右辺のかつこ内の第3項を省略すると、

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8 l \mu_B} \left[1 - \frac{4}{3} \left(\frac{2 l \tau_v}{R \Delta P} \right) \right]$$

すなわち、

$$\Delta P = \frac{8 l \mu_B}{\pi R^4} Q + \frac{8}{3} \frac{l}{R} \tau_v \quad (11)$$

となる。上述の省略を行なったことによる誤差は、 $\tau_v/\tau_w=0.5$ のときにせいぜい6%程度であって、われわれの実験範囲に対してはそれ以下*であるので、十分である。したがって、実験によって、 ΔP と Q とを求めて、縦軸に ΔP 、横軸に Q をとって実験点を満足する直線を最小自乗法により求めると、その直線の勾配 $8 l \mu_B / \pi R^4$ よりビンガム粘度 μ_B が、縦軸の切片 $(8/3)(l/R)\tau_v$ からせん断応力の降伏値 τ_v が得られる。

供試管		圧力取出口 の間の距離	管内径	材 質
助走区間	l_e (mm)	l (mm)	D (mm)	
①	1510	2000	5.35	黄銅
②	2800	1495	28.0	黄銅
③	1600	1400	29.0	ポリカーボネイト
④	1700	1500	55.0	ポリカーボネイト
⑤	2010	1500	92.5	黄銅
⑥	マノメータ	⑪	仕切弁	
⑦	スラリーポンプ	⑫	玉形弁	
⑧	鉄製容器	⑬	ゴムホース	
⑨	かくはん機	⑭	ガラス製ノズル	
⑩	ヒータ			

第4図 実験装置

第4図に実験装置を示す。図において、試験部として、この実験では①の内径5.35mmの黄銅管を用いた。(他の管は、後に第III章で述べる管摩擦係数の測定に用いる)。そして、アルミナの体積率と、アルミナ-水スラリの温度をいろいろに変えて実験を行ない、上述の方法でビンガム粘度 μ_B および降伏値 τ_v を求めた。なお、アルミナ分散剤は本実験を通じて使用していない。

第5図は、スラリの粘度と、その温度のもとにおける水の粘度との比(相対粘度と呼ぶことにする) μ_r とアルミナの体積率 ϵ との関係を示したものである。

第5図 相対粘度と粒子体積率との関係

図からわかるように、相対粘度は固体粒子の体積率が増すと増加する。Einstein⁽²⁾は、相対粘度は固体粒子の体積率の関数で、粒子の大きさには無関係であるとして、球形粒子に対してつぎの理論式を与えている。

$$\mu_r = 1 + 2.5 \epsilon \quad (12)$$

一方 Taylor⁽³⁾は、いろいろのスラリーに対して(12)式の ϵ の係数をきめたが、粘土-水スラリーに対しては

$$\mu_r = 1 + 22.4 \epsilon \quad (13)$$

を与えている。Eirich⁽⁴⁾は棒状粒子に対して、

$$\mu_r = 1 + 2.5 \beta \epsilon + 8 \beta^2 \epsilon^2 + 40 \beta^3 \epsilon^3 \quad (14)$$

を導いた。ここで、 β は棒状粒子の長さとの比の関数であるが、大きさや粒子の体積率には無関係である。たとえば、棒状粒子の UO_3 -水スラリーでは、 β は 2.4 ± 0.7 であると報告されている⁽¹⁴⁾。ただし、濃度は250 g/lまで、温度は30~75°Cの範囲に対する結果である。

* $\tau_v/\tau_w=0.3$ が最大の場合である。

第5図には、上述の(12), (13), (14)式($\beta=2.4$ とする)の関係が示されている。実験点は、体積率の小さいところでは(13)式に近いが、体積率の大きいところではむしろ(14)式に近い。図にはアルミナ-水スラリーに対する橋ら⁽⁵⁾の実験結果(粒径: $30\sim 40\ \mu\text{m}$, 温度: 常温)および ThO_2 -水スラリーに対する Thomas⁽⁶⁾の実験結果(粒径: $2\ \mu\text{m}$ 程度, 温度: $24^\circ\sim 80^\circ\text{C}$)を比較のために示してある。

第6, 7図は、アルミナの体積率をパラメータとして、スラリーの温度の影響を示したものである。図には平井⁽⁷⁾のケイ藻土-水スラリーに対する実験値も示した。図から明らかなように、ビンガム粘度 μ_B も、せん断

応力の降伏値 τ_y も、ともにスラリーの温度が上昇すると減じている。

Eyring⁽⁸⁾は、純粋の液体の粘度と温度との関係式として次式を導いている。

$$\mu = A \exp\left(-\frac{B}{T}\right) \quad (15)$$

スラリーの場合にも、上の関係式が成立するかどうかを見るために、 μ_B と $1/T$ とを半対数グラフに図示すると第8図を得る。この図から、スラリーに対して(15)式の関係が満足されることがわかる。

第8図 μ_B と $1/T$ との関係

なお、第9図は τ_y と $1/T$ とを半対数グラフに図示したものであるが、 τ_y についても(15)式と同種の関係式が得られることがわかる。このような関係は、グリースの降伏値について知られているもの⁽⁹⁾である。さらに、第7図からわかるように、一定温度のもとでは、 τ_y は体積率 ϕ のおよそ3乗に比例する。この関係は、たとえば ThO_2 -水スラリーの τ_y について知られているもの⁽¹⁰⁾と同様である。

第9図 τ_y と $1/T$ との関係

第6図 ビンガム粘度

第7図 降伏応力

Ⅲ. 管摩擦係数

管摩擦係数 C_f をつぎのように定義する。

$$C_f = \frac{1}{4} \frac{D}{l} \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho_s u_m^2} \quad (16)$$

ここに ΔP は、内径 D の管内を流動する流体の、長さ l の間の圧力降下であり、 ρ_s は流体(スラリー)の密度、 u_m は管内の平均流速である。

次元解析によれば⁽¹¹⁾、 C_f はレイノルズ数 Re とヘドストロム数 He との関数である。ここに

$$Re = \frac{\rho_s u_m D}{\mu_B} \quad (17)$$

$$He = \frac{\rho_s \tau_y D^2}{\mu_B^2} \quad (18)$$

$$\text{である。} \quad \tau_y / \tau_w = a \quad (19)$$

とおくと、 a は比せん半径と呼ばれる。しかし、 τ_w は(3)式で与えられるから、(19)式に(3)、(16)、(17)、(18)式を代入すると、

$$a = \frac{He}{\frac{1}{2} C_f Re^2} \quad (20)$$

を得る。

一方、流れが層流のときには(9)式が成立する。流量 $Q = \pi R^2 u_m$ であるから、

$$\frac{u_m}{R} = \frac{\tau_w}{\mu_B} \left(\frac{1}{4} - \frac{a}{3} + \frac{a^4}{12} \right)$$

これに(3)、(16)、(17)式を代入すると、

$$C_f Re = \frac{4}{\frac{1}{4} - \frac{a}{3} + \frac{a^4}{12}} \quad (21)$$

となる。比せん半径 a は、 $\tau_y = 0$ のニュートン流体のときには、0 であるから、(21)式から

$$C_f = \frac{16}{Re} \quad (22)$$

を得る。これはニュートン流体の層流・管摩擦係数として周知のものである。しかし、ビンガム流体の層流については、一般に C_f は(21)、(20)式から a を消去すれば、 Re と He との関数として理論的に与えられる*。ビンガム流体の乱流については、実験的に定めなければならない。なお、ニュートン流体の乱流・管摩擦係数は、たとえば Blasius によれば

$$C_f = 0.0791 Re^{-1/4} \quad (23)$$

で与えられる⁽¹²⁾。

第4図に示した実験装置を用いて測定した。使用した円管は、図示した5種である。流れが十分に発達した状態で、圧力降下を測定してある。アルミナ-水スラリーの温度とアルミナ体積率を規定すれば、前章の結果から μ_B と τ_y が知られる。

第10、11図は、管摩擦係数 C_f とレイノルズ数 Re との関係を、ヘドストロム数 He をパラメータにして図示したもので、前者は比較的 He の小さい場合を、後者は乱流域のデータを主として、詳しく示した。両図において、太い実線は(20)、(21)式

第10図 スラリーの管摩擦係数

第11図 スラリーの管摩擦係数

* C_f を Re と He との関数として解析的に求めることは困難である。

から理論的に得られるビンガム流体の層流・管摩擦係数であって、図には比較のために、ニュートン流体に対する(22), (23)式も示してある。層流域においては、実験値と理論値との一致は良好である。

ヘドストロム数が大きい場合には、層流から乱流へ遷移し始めるときのレイノルズ数は、水(ニュートン流体)の遷移レイノルズ数2,300よりも大きく、第11図からわかるように、 He が 5.8×10^4 , 1.0×10^5 , 4.0×10^5 のそれぞれ*に対して、およそ6,000, 8,000, 12,000となっている。また、乱流に移行するまでの遷移領域もかなり広い。このことは、ビンガム流体の粘度は第Ⅱ章で述べたように、水に比べると大きく、粘性力も大きいので、たとえ攪乱が与えられても、なかなか増大せずに消滅してしまうためであろう。したがって、乱れ始めるときの主流部平均流速は、管径を同じにすると、ビンガム流体の方が水よりも大きい。ところで、上記の He は、せん断応力の降伏値 τ_y がそれぞれ5.3, 2.2 および 2.8 dyne/cm² のスラリーに対するものである。これに対して、上記遷移レイノルズ数に対する平均流速の比はおよそ1.6 : 0.9 : 1である。以上の事柄から、乱れ始めるときの主流部平均流速は、管径には無関係に、 τ_y が大きい方が大きくなるといえよう。Thomas⁽¹³⁾ も同様の結論を下している。

つぎに、遷移領域を終わって乱流域になると、第11図からわかるように、レイノルズ数のある範囲では、ヘドストロム数が大きいほど、ニュートン流体($He=0$)の乱流・管摩擦係数の特性直線より離れ、 C_f は大きくなっている。しかし、レイノルズ数がかなり大きいと、 $He=1.0 \times 10^5$ の場合に最も明白であるが、しだいに管摩擦係数は減少し、ついにはニュートン流体のそれに漸近する。 $He=4.0 \times 10^5$ の場合には、実験装置の関係で、レイノルズ数の大きいところまで実験できなかったが、上と同様の傾向を示すものと思われる。

乱流域におけるこのような特性は、つぎの理由によるものと考えられよう。すなわち、まずニュートン流体の C_f より大きな値を示す部分について考える。比せん半径 a の大小と、壁面での速度勾配 $(dU/d\eta)_{\eta=0}$ の大小とは一致している。ここに $U=u/u_m$, $\eta=y/R$ で、 u は管壁 $y=0$ から半径に沿って距離 y のところの管軸方向の速度である。すなわち、

第12図

$$\int_0^1 (1-\eta) U d\eta = \frac{1}{2} \quad (24)$$

を満足するためには、 a が大きければ当然 $(dU/d\eta)_{\eta=0}$ が大きくなければならず、 a が小さければ $(dU/d\eta)_{\eta=0}$ は小さくなる。また、逆も成り立つ。ゆえに

$$a \text{ の大小} \iff \left(\frac{dU}{d\eta} \right)_{\eta=0} \text{ の大小} \quad (25)$$

ところで、乱流の場合にも、壁面におけるせん断応力 τ_w は次式で与えられる。

$$\tau_w - \tau_y = \mu_B \left(\frac{du}{dy} \right)_{y=0}$$

ゆえに

$$\tau_w = \frac{\mu_B}{1-a} \left(\frac{du}{dy} \right)_{y=0} \quad (26)$$

これと、(3), (16)式を組み合わせると、

$$C_f = \frac{4}{(1-a)} \frac{1}{Re} \left(\frac{dU}{d\eta} \right)_{\eta=0} \quad (27)$$

となる。 a , He および Re の間には(20)式の間がある。いま、 Re を一定にして、 He を大きくしたとき、 a が小さくなるものとすれば、(25)式によって $(dU/d\eta)_{\eta=0}$ が小さくなり、(27)式によって C_f が小さくなる。しかし、(20)式は a が大きくなるという結果を与えるので、最初の仮定に反する。それゆえ、 Re を一定にして He を大きくしたときには a は大きくならなければならない。そのときには(25), (27)式から C_f は大きくなるのである。このように、 He が大きくなると C_f が大きくなるという実験結果は、定性的に説明される。そして He を大きくしたときに、実験結果の示すような C_f のふえ方に対応して、(20)式によって a が大きくなっているものと考えられる。

つぎに、ニュートン流体の場合よりも大きい管摩擦係数の値が、レイノルズ数がかなり大きくなると、ニュートン流体のそれに近づく理由を考える。(20)式からわかるように、 He 一定のもとに Re が大きくなると、 a は小さくなる。比せん半径 a は、スラリーの非ニュートン流体の性質を特徴づける1つの重要なパラメータであるから、それが小さくなることは、それだけスラリーの非ニュートン流体の性質が失われて、ニュートン流体的になっていくことを意味する。そのために、管摩擦係数も、しだいにニュートン流体のそれに近づくものと考えられる。第11図から、 $He=1.0 \times 10^5$ のとき $Re=6.0 \times 10^4$ において、ニュートン流体の管

* 管内径 D はそれぞれ 29.0, 55.0, 92.5 mm, 流体の密度 ρ_s はそれぞれ 1.46, 1.34, 1.4 g/cm³, ビンガム粘度はそれぞれ 3.3, 2.8, 2.9 centi poise の程度のスラリーに対するものである。

摩擦係数と同じ値になっている。このとき $a=8 \times 10^{-3}$ である。それで、 $a=1 \times 10^{-2}$ を管摩擦係数がニュートン流体のそれに一致するときの1つの目安とすると、 $He=5 \times 10^4$ では $Re=4 \times 10^4$, $He=5 \times 10^5$ では $Re=1.5 \times 10^5$ 程度でニュートン流体の管摩擦係数と同じ値になることが予想される。

Hedström⁽¹¹⁾は、乱流になれば、スラリの非ニュートン流体の性質は破壊されるので、その管摩擦係数も当然ニュートン流体のそれに一致するであろうと考えているが、われわれの実験結果は、そのことをうらづけているといえる。ただ前述したように、スラリーがニュートン流体の性質をもつようになるには、あたえられたヘドストロム数に対してレイノルズ数に下限が存在することに注意すべきである。

IV. 結 言

粒径約 $2 \mu\text{m}$ のアルミナを水に懸濁させたスラリーを用いて流動実験を行なった。細管法による実験結果によると、スラリー中の固体粒子の体積率が10%以下の小さいところでは、相対粘度と体積率との関係は Taylor の式に近いが、体積率の大きいところでは、むしろ Eirich の式($\beta=2.4$ とする)に近い。せん断応力の降伏値は、体積率のはば3乗に比例して増大する。ビンガム粘度とスラリの温度との関係は、純粹の液体の粘度と温度との関係に対する Eyring の式と同様の式で表わされる。せん断応力の降伏値についても同様の関係式が得られる。

ついで、ヘドストロム数が 4×10^3 以下、レイノルズ数が 7×10^4 以下の範囲に対して、管摩擦係数を測定した。スラリの層流域における管摩擦係数の理論値と実験値との一致は良好である。ヘドストロム数が大きくなると、層流から乱流へ遷移し始めるときのレイノルズ数は、ニュートン流体の場合よりも大きく、またその遷移領域も広い。スラリの乱流域では、あるレイノルズ数の範囲においては、ヘドストロム数が大きいほど、スラリの管摩擦係数はニュートン流体のそれより

も大きい。しかし、与えられたヘドストロム数に対して、レイノルズ数がかかなり大きくなると、管摩擦係数は減少し、ニュートン流体のそれに近づく。ニュートン流体の管摩擦係数に一致するときのレイノルズ数は、ヘドストロム数が 5×10^4 , 1×10^5 , 5×10^5 のそれぞれについて、 4×10^4 , 6×10^4 , 1.5×10^5 程度であって、これ以上のレイノルズ数では、スラリーはもはやニュートン流体の性質を示すものと考えられる。

以上の管摩擦係数を用いると、理論的にスラリの速度分布を解析することができる。これと実験値との比較は、この報告の第Ⅲ報において述べる。

実験に協力された伊藤 剛氏と菊池三郎氏に感謝する。

(1965年 6月9日 受理)

— 参 考 文 献 —

- (1) 岐美 格, 水野謙一, 星合洋一: 本 誌, **7**, [10], 554 (1965).
- (2) A.EINSTEIN: *Ann. Phys.*, **19**, 289 (1906), Corrections, *ibid.*, **34**, 591 (1911).
- (3) H.S.TAYLOR: *J. Chem. Phys.*, **6**, 331 (1938).
- (4) F.EIRICH, *et al.*: *Z. Kolloid*, **75**, 20 (1936).
- (5) 橋 藤雄, 森下輝夫: 東大生産研究, **11**, 45 (1959).
- (6) D.G.THOMAS: *J. Am. Inst. Chem. Engrs.*, **6**, 631 (1960).
- (7) 平井英一: 化学工学, **21**, 26 (1957).
- (8) H.EYRING: *J. Chem. Phys.*, **4**, 283 (1936).
- (9) 後藤廉平: “レオロジーとその応用”, 306 (1962), 共立出版(東京).
- (10) D.G.THOMAS: *USAEC Rept.*, TID-7592, 21 (1959).
- (11) B.O.A.HEDSTRÖM: *Ind. Eng. Chem.*, **44**, 651 (1952).
- (12) H.SCHLICHTING: “Boundary Layer Theory”, 503 (1960), McGraw-Hill, N.Y.
- (13) D.G.THOMAS: *USAEC Rept.*, TID-7592, 13 (1959).
- (14) L.E.MORSE: *ibid.*, ORNL-1318, 82 (1952).