超臨界ヘリウムの強制対流熱伝達

尾 形 久 直・佐 藤 新 太 郎

(株)日立製作所中央研究所 東京都国分寺市東恋ヶ窪 1-280

(1972年2月17日受理)

Forced Convection Heat Transfer to Supercritical Helium

Hisanao OGATA and Shintaro SATO

Central Research Laboratory, Hitachi, Ltd., Kokubunji, Tokyo

(Received Feb. 17, 1972)

Synopsis :

Heat transfer to forced supercritical helium has been measured at fluid temperatures of 4.2° to 11K and pressures of 2 to 15 atm (0.2 to 1.5 MN/m²). A test section is a 0.109 cm i.d. × 8.5 cm long stainless-steel tube through which helium flows vertically upwards.

Measured results have shown that supercritical helium is similar to ordinary supercritical fluids in turbulent heat transfer. For example, an enhancement of heat transfer coefficient occurs near the transposed critical temperature and the enhancement disappears at high heat flux. The data have been compared with the correlation proposed by Miropolskii et al. Some phenomena like "pseudo boiling" have been observed.

1. 緒 言

超電導応用といえば、現時点ではまず超電導マグネットが代表されよう。このマグネットの冷却には、従来から液体ヘリウム中に浸漬する方式がとられてきた。しかし、近年になってマグネットが大型になり、その構造も複雑になってきたので、ヘリウムを強制循環してマグネットコイルを冷却しようと試みられるようになってきた。この場合、液体ヘリウムよりも臨界圧以上のヘリウム、いわゆる超臨界ヘリウムを用いた方が流動的にも熱伝達の面からも良いのではないかと考えられ、いくつかの実験が試みられている^{1)~4)}。たとえば、CERN の Morpurgo らはこの方法を用いて Omega Project と呼ばれるスパーク・チェンバ用の大規模な超電導マグネットを建設中である。

しかしながら、このように応用面から注目されている超臨界ヘリウムも基礎的な面、たとえば流体特性、熱伝達などについては明確でなく、体系的に冷却技術が確立されているとは言い難い。超臨界ヘリウムの熱

伝達の研究は、これまでに二、三の報告があるのみで^{5)~8)}、超臨界流体特有の現象についてはあまりあきらかにされていなかった。われわれはまず、熱伝達の解析に必要な物性値の整理、推定を行ない(付録参照)、つぎに伝熱工学的手法によって温度 4.2~11K、圧力 2~15 atm(abs.)、熱流束 0~1.1W/cm² の範囲で熱伝達の測定を行なったので以下に報告する。

2. 熱伝達率の測定装置と測定方法

2.1 測定装置

熱伝達率は円管状の垂直直管に超臨界ヘリウムを上向きに強制的に流して測定するが、Fig. 1 はその系統図である。この実験方式は Hay⁵⁾ や Giarratano⁶⁾ のように循環ポンプを使用しないので流量測定が容易かつ正確である。また圧縮機で作動ガスを循環させるので、長時間の実験が可能であり、圧力や流量の制御も容易である。おもな構成機器は圧縮機、LNクライオスタットおよび LHe クライオスタットである。流量および圧力はバイパス弁 4 と圧力調整弁 5 で設定

Fig. 1 Experimental system : 1, gas holder; 2, He cylinder; 3, compressor; 4, by-pass valve; 5, control valve; 6, LN heat exchanger; 7, trap; 8, LN cooling loop; 9, He heat exchanger; 10, filter; 11, LHe cooling loop; 12, test chamber; 13, preheater; 14, test section; P, pressure gauge; F, flow meter; T, θ , thermometer.

Fig. 2 Detail of a test chamber : 1, vacuum chamber; 2, test section; 3, inlet; 4, outlet; 5, lead wires; 6, radiation shield; 7, potential tap; 8, current lead; 9, insulator; 10, mixing chamber; 11, preheater; 12, thermal anchor; 13, hermetic seal; 14, s. s. tube; 15, bakelite; 16, epoxy; 17, copper plate; 18, Ge thermometer.

Fig. 3 View of test section

する。流量はオリフィス型差圧発信器 F_1 と浮式流量計 F_2 により室温、大気圧下で測定する。試験部分の圧力は圧力タップにより室温中に置かれた精密圧力計で測定する。

Fig. 2 は測定室の詳細を示したもので、Fig. 3 はその外観である。測定部分は、外径 1.600 mm、内径 1.090 mm、長さ 85.0 mm (いずれも 4K 換算) のステンレス鋼 (SUS 27) 管である。加熱方式は温度測定のやり易さから直熱すなわち管自体をヒータとしたジュール加熱によった。したがって、加熱部分は接続管と電氣的に独立させる必要があり、Fig. 2 の A に示すようなベークライト製コネクターを使用した。加熱部の電気抵抗は 4.2 K で 0.0452Ω である。管内の乱流速度分布が十分発達するに必要な速度助走を間として、混合室から加熱開始点までの距離を約 50 mm ($L/D_i=46$) とった。測定部分の加熱のための電流リ

ードは通電容量が 10 A にもなるので、まず超電導 Nb₃Sn リボンで引き出し、さらに 0.5 mm ϕ の銅線に接続し、ハーメチックシールを使って直接液体ヘリウム中に引き出して熱侵入の低減をはかった。そのほかの各種リード線は、直径 50 mm、長さ 410 mm の真空容器の真空引口から引き出し、室温部でシールした。すべてのリード線は、試験室を上下に貫通する銅管をサーマルアンカーとしてこれに固定させた。予熱ヒータは測定部分の入口流体温度を変化させるためのものである。温度測定には、校正した Ge 抵抗温度計

を使用し、入口流体温度 (θ_i)、出口流体温度 (θ_o)、および管外壁温度 (T_1 , T_2) をデジタル電圧計で測定した。

2.2 測定方法

熱伝達率 h は次式で定義されるのが普通で、これは局所熱伝達率とも呼ばれる。

$$h = \frac{q}{T_w - \theta_b} \quad (1)$$

ただし、 T_w は流体と接している面の管壁温度、 θ_b は流体のバルク温度で、その流路断面内の平均温度である。 T_w は管外壁温度に次のような補正を加えて求め

る。すなわち、管断面中に一様な発熱があり、外壁が完全に断熱され、熱流はすべて内壁側に向っているときの熱伝導方程式の解から、管の内壁と外壁の温度差 ΔT_w は、

$$\Delta T_w = \frac{q D_i}{2k_w} \left(\frac{D_o^2}{D_o^2 - D_i^2} \log e \frac{D_o}{D_i} - \frac{1}{2} \right) \quad (2)$$

で表わされることが知られている。管の熱伝導度は文献値⁹⁾から引用した。 θ_b は、

$$\frac{qx}{\dot{m}L} = \int_{\theta_i}^{\theta_b} C_p dT = H(\theta_b) - H(\theta_i) \quad (3)$$

から求められる。この関係式は流体出口 (θ_b) においても成立していることが実験から確認された。同様にして管の長手方向の熱伝導および測定部から外部への熱リークはほとんど問題ないことも確かめられた。

Fig. 4 (a) Temperature dependence of heat transfer coefficient :
 $p=3$ atm, $\dot{m}=0.166$ g/s

Fig. 4 (b) Temperature dependence of heat transfer coefficient :
 $p=5$ atm, $\dot{m}=0.174$ g/s

3. 測定結果

3.1 熱伝達率

超臨界ヘリウムの熱伝達率が、温度、圧力、流量によってどのように変わるかを、流体の温度 4.2~11K、圧力 3~15 atm (文中すべて atm は絶対圧である)、流量 0.058~0.3 g/s で測定した。流量をほぼ一定の 0.17 ± 0.005 g/s とし、圧力を 3, 5, 8, 15 atm にそれぞれ固定して θ_i を変えながら行なった測定結果を Fig. 4 に示す。このときのレイノルズ数は温度、圧力によって変わるが、およそ $5 \times 10^4 \sim 9 \times 10^4$ の乱流域である。流速も温度と圧力で変わるがおよそ $10^2 \sim 10^3$ cm/s である。これをみると、まず第 1 に、 q が小さいときには h の極大点が存在することがわかる。その点は、3 atm で 5.5K, 5 atm で 6.5K, 8 atm で 7.5K, 15 atm で 10K 付近であり、これらの点は

Fig. 4 (c) Temperature dependence of heat transfer coefficient :
 $p=8$ atm, $\dot{m}=0.171$ g/s

Fig. 4 (d) Temperature dependence of heat transfer coefficient :
 $p=15$ atm, $\dot{m}=0.174$ g/s

比熱の極大点すなわち擬臨界点付近である。そしてこの極大点における h は圧力の増加とともに小さくなっている。もう一つの特徴は、 q が大きい場合に、この h の極大点が消滅し、3 atm においては h の極小点が表われたりすることである。このような現象は超臨界圧水などについては低流量高熱流束下の熱伝達劣化として知られていたことで、それがヘリウムについても観測されたということが出来る。なお、点線は、超臨界圧水について Miropolskii や Styrikovitch らの与えた式¹⁰⁾¹¹⁾

$$Nu_b = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_{min}^{0.8} \quad (4)$$

で計算した曲線である。ここに添字 b は、物性値を流体のバルク温度 θ_b でとり、min は θ_b における値と管壁温度 T_w における値のうち小さい方をとることを意味する。これらのデータを圧力を変数として整理したのが Fig. 5 である。低熱流束では h を最大にする圧力が存在するが、高熱流束では圧力依存性が無い。

Fig. 5 Pressure dependence of heat transfer coefficient : $\dot{m} = 0.17$ g/s.

いっぽう、圧力と温度を一定にして流量を変えながら h を測ったのが Fig. 6 である。 h が $\dot{m}$ の0.8乗に比例していることがわかる。式(4)の計算値とくらべて6%低い。

超臨界ヘリウムと液体ヘリウムの熱伝達特性の差異をみるために X-Y レコーダを使って熱流束と温度との関係を求めた。流量をほぼ一定にして圧力を臨界圧の前後で変えながら求めた $q-T$ 曲線が Fig. 7 である。2 atm における曲線は通常よくみかけるプール沸騰曲線に対応している。2.2 atm は臨界圧 (2.26 atm) よりもわずかに低いとその曲線は 2 atm の曲線に類似している。2.3 atm は超臨界圧であり、いわゆる核沸騰と膜沸騰の区別ははっきりしないが、壁温の

Fig. 6 Flow-rate dependence of heat transfer coefficient : $p = 3$ atm, $q = 0.17$ W/cm².

Fig. 7 Comparison of heat transfer between subcritical and supercritical helium : $x/D_i = 51.3$, $\dot{m} = 0.15$ g/s

上昇が激しくなる点がある。3 atm の曲線と 2 atm の曲線との相関はいっそうつけ難い。いずれの曲線も熱流束の上昇時と降下時ではあまり差がない。流体のバルク温度の上昇は当然ながらエンタルピーの小さい 3 atm の時の方が大きい。この実験から、低熱流束では二相流の方が熱伝達がすぐれていること、いっぽう超臨界流には二相流のような急激な壁温の上昇はみられないことがわかる。

3.2 熱振動について

振動に関しては系統だった実験は行っていないが、実験中にあらわれた主な振動のパターンは Fig. 8 の (a), (b) に示すようなものである。(a) は振動数 0.2 Hz 程度で振巾はあまり大きくない。ステップ

(a) $p = 3 \text{ atm}$, $m = 0.166 \text{ g/s}$, $q = 0.17 \text{ W/cm}^2$, $\theta_i = 6.0 \text{ K}$

(b) $p = 3 \text{ atm}$, $m = 0.058 \text{ g/s}$, $q = 0.011 \text{ W/cm}^2$, $\theta_i = 4.21 \text{ K}$

(c) Onset of type(a) oscillation: $m = 0.15 \text{ g/s}$, $\theta_i = 4.2 \text{ K}$

Fig. 8 Thermal oscillation data.

状に加熱すると一時振巾が増すが次第に減衰する。 θ_i に (a) 型の振動があると測定部の加熱によっては (b) 型の振動がおこることがある。(b) 型の振動は振動数 $0.5 \sim 1 \text{ Hz}$ で振巾は $\pm 0.2 \sim 0.1 \text{ K}$, $\theta_i = 4.2 \text{ K}$ で低流量において観測された。(b) の型の振動が通常の熱振動であろう。(a) 型は流体が擬臨界点付近まで加熱されたときにおこっているようで、このことから、 θ_b が擬臨界温度以上になる直前の熱流束 (ここではエンタルピー安定限界と呼んでおく) を計算すると、Fig. 8 の (c) のように実験で求められた振動開始熱流束 q_i とほぼ一致する。この付近では小さな圧力変化でも温度上昇に寄与するので、そのあたりに (a) 型振動の根拠があるかもしれない。

4. 検 討

超臨界ヘリウムの測定データと従来の超臨界流体の理論とを比較してみる。解析に使用した物性値を付録に示す。まず、もっとも簡単な式として知られているのが式 (4) に示される Miropolskii らの実験式であるが、これによる計算値 h_{calc} と測定値 h_{obs} を比較して示したのが Fig. 9 である。ほとんどの点が $h_{obs}/h_{calc} = 0.9 \pm 0.2$ の範囲内に分散していることがわかる。この範囲からはみ出しているのは、 h_{obs} がピークになる点の近傍と、圧力が 15 atm の場合である。 h の極大点付近は物性値の変化が著しく、したがって h_{calc} の不確かさもかなりあると思われる。また q が大きいときには熱伝達の劣化がおこって h_{obs} が低下

Fig. 9 Comparison of experimental data to Miropolskii's correlation.

していることもずれの原因である。15 atm の場合は物性値の変化もあまり大きくなく、超臨界流体というよりむしろ通常の単相流体と考えられ、よく知られている Dittus-Boelter の式

$$Nu_b = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \quad (5)$$

で計算した方がよいようである。計算式としては、ほかに九大の式¹⁰⁾や、 $(T_w/\theta_b)^n$ で整理する方法⁹⁾もあるが、すべてを説明しうるものがない現状である。

なお、Johannes の測定値⁹⁾ をプロットすると h_{obs}/h_{calc} は 1.3~1.5 である。また、筆者らの測定方法と合わせてよく似た実験を行なった Giarratano らの測定データの一部をプロットすると全体として筆者らのデータより高めである⁹⁾。彼等の実験条件は流れの方向が下向きであり、用いた管内径は約 2 mm である点で筆者らと異なる。

超臨界流体にも沸騰類似現象 (Pseudoboiling) があるのではないかとされているが、ヘリウムにおける実験でもそのような挙動らしきものが観測された。たとえば、前章に述べた高熱流束における温度上昇すなわち熱伝達の劣化が、ヘリウムの沸騰のいわば膜沸騰の如きものに対応するのではないか。さらに q をあげてゆくと、Fig. 7 にみられるように再び熱伝達のよくなる点があるが、これも二相流と超臨界流に共通にみられる現象である。臨界点から遠ざかるにつれてこれらの現象は急速にうすらいでゆく。

h の位置依存性については、Fig. 4 からは T_1 と T_2 におけるデータ間に有意な差があるかどうか、誤差の大きい実験であることを考えると即断はできないが、ほとんどの場合 T_2 のデータの方が T_1 のそれよりわずかに低いことから何らかの位置依存性があるかもしれない。

そのほか、浮力の影響が出ていることも考えられるが、検討は行なっていない。

振動についてはそれが加熱によっておこされているのは間違いないが、超臨界流体特有の振動に関する情報はあまり得られなかった。Thurston らの式¹²⁾ で計算すると、本実験装置の振動数は 500~1,000 Hz となり、このような振動は測定器の制約から観測できなかった。また、振動開始熱流束は 3 atm ($m=0.15$ g/s) のとき 0.91 W/cm² と計算されるが、 $\theta_i=6$ K のときの振動開始熱流束がほぼ一致した以外は予想された振動は観測されなかった。ともかく、超臨界流体の振動も二相流のその延長であると考えられる。

圧力降下は、外界の影響をできるだけ除去するため

に測定しなかったが、熱伝達が通常の乱流公式とおおよそ一致したことから、従来の方法で求めてさしつかえないと考えられる。

測定データの誤差は、 $q=0.17$ W/cm² では 25% 以下、 $q=0.385$ W/cm² では 20% 以下、 $q=0.875$ W/cm² では 10% 以下と計算された。影響のもっとも大きいのはステンレス管の熱伝導度の誤差と、管の内径および外径の測定誤差（それ自体の相対誤差は 0.2~0.3% であるが）が、管壁温度降下に寄与する分である。

5. 結 言

超臨界ヘリウムの熱伝達に関する測定を行ない、温度 4.2~11 K、圧力 2~15 atm、熱流束 0~1.1 W/cm² の範囲の強制対流 (乱流) 熱伝達を測定した。超臨界ヘリウムも水や炭酸ガスのような一般の超臨界流体と類似の挙動を示すことが認められた。以下にその特徴を列挙すると、(1) 低熱流束において、熱伝達率は擬臨界点付近で極大値をとる。(2) 高熱流束においては熱伝達の劣化がみられ極大値は存在しない。(3) 熱伝達率は Miropolskii らの式による計算値と比べて $h_{obs}/h_{calc}=0.9 \pm 0.2$ の範囲内に分散している。(4) 沸騰曲線と対応づけられるような熱流束—温度の関係が求められた。(5) 振動に関しては十分なデータは得られていないが、周期の異なる二種類の振動が観測された。

今後、振動に関する系統だった研究が実用上望まれる。また、物性値をより明確にして理論的な検討を深めてゆくことも必要である。

おわりに、本研究の推進に尽力して頂いた当所木村浩氏に謝意を表する。

6. 付 録

6.1 極低温ヘリウムの熱伝導度と粘性係数の推定 (1) 従来のデータの整理

極低温におけるヘリウムの熱的性質、とくに熱伝達にとってもっとも基礎的な物性値すなわち熱伝導度と粘性係数に関するデータはきわめて少ない。米国 NBS の Hanley と Childs は従来の文献と計算からもっとも確からしい推定曲線を与えた¹³⁾。筆者らはその後発表された新しい実験データを付加して、Hanley らの推定値を修正することにした。

Fig. 10 に 50 K 以下におけるヘリウムの熱伝導度に関するデータを整理して示す^{14)~17)}。Kerrisk ら、

Golubev らの実験データは Hanley らの推定値とかなり開きがある。いっぽう、粘性係数に関するデータを Fig. 11 に示す^{18)~20)}。実験データと Hanley らの推定値との差は高密度において大きい。

比較的高温高密度の流体に対する熱伝導度、粘性係数の理論に Enskog 理論がある。Hanley らはヘリウムについて Enskog 理論を応用し 20~50K における物性値を推定したが、かれらの計算値は場合によっては実験との一致があまりよくない。たとえば、20K における計算値と実験値との比較を Fig. 20 に示すが、密度が 0.01 g/cm^3 以上の領域で両者の差が大きい。これは計算に用いた基本定数をアルゴンのデータからとったためではなかろうか。おなじく、Enskog 理論で計算した Lindauer は定数をヘリウムの PVT 線図から求めており、20K 付近での実験との一致はよい。ただし、この理論の適用可能な範囲は古典流体に限られ、4K 付近ではヘリウムは量子流体としての挙動を示すので誤差は大きい。

Fig. 10 Thermal conductivity data

Fig. 11 Viscosity data

(2) チャートの作成

Fig. 11 に示す Kerrisk ら, Golubev らのデータをもとに, Lindauer の計算値を参考にして筆者らが等密度線を作図し, これからヘリウムの熱力学テーブルを用いて等圧線に変換したのが Fig. 13 である。臨界圧 (2.26 atm) の付近では臨界温度付近で熱伝導度の大きなピークが存在することが水素などのデータから予想されているがまだ実験的に確認されていない。

粘性係数については Fig. 11 に示すように 4~20K にデータの無い領域があるので, Diller らの提案した経験的手法で推定してみた。Diller らは希薄ガスの粘性係数 η_0 との差 $\Delta\eta (= \eta - \eta_0)$ が密度 ρ の関数として表わされ, しかも極低温を除いて温度に依存しないことを水素, アルゴン, 酸素のデータから結論し, ヘリウムに対しても応用した。かれらは, 4K 以下の Tjerkstra のデータのみ引用したが筆者らは 20K における Coremans らのデータを付加し, Fig. 11 の⑥に示すような修正曲線を得た。40K 以上の高温ガスに

(a) Thermal conductivity : $\lambda_0=0.27\text{mW/cm-K}$

(b) Viscosity : $\eta_0=36\mu\text{P}$

Fig. 12 Comparison of Enskog theory to experimental data (taken from Ref. 13)

については、一般化された不活性ガスの粘性係数のチャート (H. Shimotake and G. Rhodes)¹⁹⁾ によって容易に計算でき、その一例を Fig. 11 の⑤に示す。Fig. 11 に掲げる実験データおよび計算値、推定値をもとに筆者らが作成した等圧線が Fig. 14 である。

以上の過程から、少なくとも従来より確からしい値が得られたものとする。まったく理論らしきものも

ない領域では実験データや計算の信頼性を判断するに有効な手段がなく、いくぶん主観のまじった推定になってしまった。とにかく必要にせまられて作成したわけで、今後さらにデータを積み重ねてより正確な形に修正されるべきものである。

なお、最近 NBS から報告された物性値のテーブルとは $\pm 10\%$ 以内で一致していることがわかった²¹⁾。

Fig. 13 Thermal conductivity of helium

Fig. 14 Viscosity of helium

Fig. 15 Prandtl number of helium

6.2 プラントル数

前項で求めた熱伝導度と粘性係数からプラントル数を求めると、Fig. 15 のようになる。プラントル数の値の大きいところは不正確であることをことわっておく。

記号の説明

- C_p : 流体の定圧比熱 ($\text{Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$)
 D_i, D_o : 測定管の内径および外径 (cm)
 $H(\theta)$: 流体のエンタルピー (Jg^{-1})
 h : 局所熱伝達率 ($\text{W cm}^{-2}\text{K}^{-1}$)
 k_w : 管の熱伝導度 ($\text{W cm}^{-1}\text{K}^{-1}$)
 L : 加熱全長 (cm)
 $\dot{m}$: 流体の質量流量 (gs^{-1})
 p : 圧力 (atm)
 q : 熱流束 (W cm^{-2})
 T : 管の温度 (K)
 v : 流速 (cm s^{-1})
 x : 加熱開始点からの距離 (cm)
 Nu : ヌッセルト数 $= hD_i/\lambda$ (無次元数)
 Pr : プラントル数 $= C_p \eta/\lambda$ (無次元数)
 Re : レイノルズ数 $= \rho v D_i/\eta$ (無次元数)
 ρ : 流体の密度 (g cm^{-3})
 λ : 流体の熱伝導度 ($\text{W cm}^{-1}\text{K}^{-1}$)
 η : 流体の粘性係数 (Poise)
 θ : 流体の温度 (K)
 添字 w : 壁における値, b : バルクにおける値

参考文献

1) 米満 : 低温工学 4 (1969) 247.

2) 島本 : 低温工学 5 (1970) 186.
 3) 塚本, 山村 : 昭 45 年電気四学会連合大会 No. 350 (1970).
 4) M. Morpurgo : CERN Report 69-25 (1969).
 5) R. D. Hay : 1969 American CEC (1969).
 6) C. Johannes : Proc. ICEC 3 (1970) 97.
 7) 我妻, 等々力, 小室 : 第 7 回低温工学研究発表会予稿集 (1971).
 8) P. J. Giarratano, V. D. Arp, and R. V. Smith : Cryogenics 11 (1971) 385.
 9) I. Estermann and J. E. Zimmerman : J. Appl. Phys. 23 (1952) 578.
 10) 西川, 伊藤, 吉田 : 日本機械学会誌 74 (1971) 365.
 11) R. C. Hendricks, R. J. Simoneau, and R. Vg Smith : Advances in Cryogenic Engineering. 15 (1970) 197.
 12) R. S. Thurston, J. D. Rogers, and V. J. Skoglund : Advances in Cryogenic Engineering 12 (1967) 438.
 13) H. J. M. Hanley and G. E. Childs : Cryogenics 9 (1969) 106.
 14) W. H. Keesom : Helium (1942) Elsevier Pub. Co.
 15) J. F. Kerrisk and W. E. Keller : Phys. Rev. 117 (1969) 341.
 16) I. F. Golubev and I. B. Shpagina : Gaz. Prom. 11 (1966) 40.
 17) G. C. Lindauer : BNL 50138 (T-510) (1968).
 18) H. H. Tjerkstra : Physica 18 (1952) 853.
 19) 日本機械学会編 : 伝熱工学資料, 改訂第 2 版 (昭 41).
 20) D. E. Diller, H. J. M. Hanley, and H. M. Roder : Cryogenics 10 (1970) 286.
 21) NBS Report 10703 (1971).