

宇宙航空研究開発機構研究開発報告

JAXA Research and Development Report

臨界点近傍における二酸化炭素流体中の ピストン効果研究

三浦 裕一, 石川 正道, 竹之内武義, 小林 礼人,
大西 充, 吉原 正一, 桜井 誠人, 本多 克也,
松本 昌昭, 河合 潤

2005年3月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

はじめに

宇宙環境を基礎科学分野の新たな実験環境として利用し、地上では実現が困難な自然現象を顕にして自然法則の理解を深め、同時に、自然現象に対する新たな知見を獲得する。旧宇宙開発事業団の宇宙環境利用研究システムでは、このような目標を掲げて、国際宇宙ステーションに実現される微小重力実験室を活用する基礎科学分野の研究課題を開拓することにした。このための先導的研究の一つとして、平成10年度から「非平衡現象と重力相関」に関する調査研究を開始し、平成13年度以降は、その発展の先導的研究の課題として、「臨界現象研究」（「臨界点近傍における二酸化炭素流体中のピストン効果」の実験研究）に関する準備研究を取り進めた。この研究は平成15年度に発足した宇宙航空研究開発機構にも引き継がれ、平成16年度末の段階でその成果集約の時期を迎えている。本稿は、「臨界点近傍における二酸化炭素流体中のピストン効果実験」についての先導的研究の成果報告書である。

本研究は、平成13年度に名古屋、筑波、調布、大手町から研究メンバーを結集してスタートした。それ以来4年間、宇宙環境利用のフライト実験課題への発展を目指して地上研究が継続的に進められてきた。その実施内容は、理論研究からフライト実験に向けた技術開発まで多岐に及んでいる。その中でピストン効果の素過程である音波の発信と伝播を地上実験で初めて捉えるなど、多くの成果を挙げる事ができた。

ここで集約した研究成果が、自然原理の理解と解明を目指す宇宙環境利用科学の進展に活用され、新しい更なる一歩を踏み出されることを期待している。

宇宙航空研究開発機構
顧問 井口 洋夫

臨界点近傍における二酸化炭素流体中の ピストン効果研究

三浦裕一^{*1}, 石川正道^{*1}, 竹之内武義^{*1},
小林礼人^{*1}, 大西充^{*2}, 吉原正一^{*2},
桜井誠人^{*2}, 本多克也^{*3},
松本昌昭^{*3}, 河合潤^{*3}

Research on piston dynamics of CO₂ by fluid near critical point

Y. Miura^{*1}, M. Ishikawa^{*1}, T. Takenouchi^{*1}, H. Kobayashi^{*1}, M. Ohnishi^{*2},
S. Yoshihara^{*2}, M. Sakurai^{*2}, K. Honda^{*3}, M. Matsumoto^{*3}, J. Kawai^{*3}

ABSTRACT

In order to conduct a quantitative measurement of the piston effect, the peculiar heat transportation phenomena in a critical fluid, an ultrasensitive density measurement system was developed using a very thin heater, a sensitive interferometer and a large-capacity high-speed data acquisition system. The piston wave was generated in pulses (5-200 μ s) by heating the heater. We succeeded to observe the detailed dynamics of the piston effects as: 1) emission of the piston wave from the heater boundary, 2) propagation in the bulk fluid, 3) reflection at the opposite boundary against the heater, and 4) thermal relaxation due to side walls. The velocity of piston wave showed the good agreement with the scale universality of sound wave in the critical fluid of CO₂ above $T - T_c = 100$ mK. However, the universality was broken below the temperature. The efficiency of transported energy by the piston wave was increased as decreasing temperature of $T - T_c$ and showed the maximum at $T - T_c = 100$ mK. The value was estimated as 10% and comparable with the theoretical value 14% estimated by Onuki. The maximum of efficiency and the change of velocity near $T - T_c = 100$ mK were discussed based on the theoretical estimation of the divergence of bulk viscosity near critical point. Numerical calculations were executed based on the Navier-Stokes equations for compressible fluids with the equations of states: van der Waals, Span-Wagner, and Patel-Teja. In these equations of states, the Span-Wagner was most reliable and used in the quantitative calculations. Others were used for analytical calculation and 2 D simulation, respectively. The numerical simulations including 1 D and 2 D showed the fairly well correspondence with the experimental results. However, no results were obtained concerning the unexpected efficiency maximum near $T - T_c = 100$ mK. We concluded that the unexpected behavior of the piston effects was assigned to the new dynamics of critical fluids proposed by Onuki and it was the first time to observe the dynamics experimentally. Our experiments show clear effects of gravity dependence of the new dynamics and microgravity experiment is very promising to facilitate the precise measurements near critical point. According to the discussion, we constructed the engineering model for sounding rocket. The interferometer using IR laser was

* 1 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部 (JAXA ISAS)
* 2 宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 (JAXA ISTA)
* 3 三菱総合研究所 (Mitsubishi Research Institute, Inc.)

newly developed and integrated into the thermostat with 2 adiabatic thermal shields and an outer jacket. The newly developed apparatus showed the comparable precision with the on-ground experimental facility. The flight plan for rocket experiment was documented according to the evaluation of the scientific significance of piston dynamics near critical point and the developed flight engineering.

Keywords: Critical point, Piston effects, Carbon dioxide, Scaling universality, Microgravity, Sounding rocket

概 要

1990年代に行われた宇宙実験によって、ピストン効果は、臨界点近傍において普遍的に成立する臨界減速(critical slowing down)に桁違いの速さで熱を伝える効果をもち、結果的に熱輸送は臨界加速(critical speeding up)するメカニズムとして作用することが明確となった。その速さは音速によって規定され、対流、拡散、輻射とは異なる、第4の熱輸送メカニズムとして認知されるに至った。宇宙実験と平行して発展したピストン効果の理論的検討は、ピストン波が加熱ヒーターの境界層で断熱膨張によって励起され、バルク流体中を高速に伝播することを明らかにした。このような研究の進展において、次の点がいまだ不十分であることが明らかとなった。①これまで行われたピストン波の観測は、高々ビデオ収録の時間分解能(1/30秒)の範囲であり、音速(~100 m/s)から見積もられる進行速度と比較すると、実際に観測された現象は試料セル内を数100往復した後の現象しか捉えていない。すなわち、ピストン波の素過程を直接見たとは言えず、平均化された間接的な効果しか見ていない。②実験的に実現された臨界温度への接近は、高々 $T - T_c \sim 30$ mKであり十分臨界点に近いとは言えない。③小貫による精密な動的臨界現象理論によると、ピストン波に強い影響をもつ体積粘性係数(bulk viscosity)は、臨界温度 T_c に十分近づいた場合に強く発散する。しかしながら、これまでのピストン効果の実験研究では、このような効果に関する観測事実は全く報告されていない。すなわち、理論と実験的事実とが食い違っている、あるいは実験が理論に追いついていない。

そこで、我々の研究の目的は、上記の研究の不足を克服することを目的として、①音速で伝播するピストン波の素過程を直接観測する。②臨界温度への接近は、 $T - T_c \sim 1$ mKを実現する。③ピストン波の直接観測により、ピストン波の熱輸送量を $T - T_c$ を関数として定量的に計測する。これによって、動的臨界現象理論が成り立つかどうかを検証する。このような高精度の実験を前提とした研究目的を実現するためには、微小重力環境を利用することは不可欠である。特に、理論と実験との食い違いを克服し、新規な動的臨界現象理論を実証するためには、重力効果による未知の効果を取り除き、不必要な可能性を排除することは極めて重要である。

本研究では臨界流体を用いた欧州のフライト実験で観測されているピストン効果について、その素過程からの解明を目指した地上実験を実施してきた。我々が技術開発を進めた結果、多段の熱シールドからなる温度制御・測定系を構築し、常温において ± 1 mKの精度で温度制御することが可能となり、マイクロ秒レベルのパルス加熱によって、臨界点近傍で相関距離に近い厚みの熱拡散層を励起できるようになった。さらに、マイケルソン干渉計とフォトマルを組み合わせた光学測定系を構築し、相対密度感度7桁の精密測定によりマイクロ秒のオーダーでの高速現象の観測を可能にした。このような技術開発は、従来の実験技術を格段に上回るものであり、従来全く得ることができなかったピストン波の特性を定量的に測定することを可能とし、ピストン波の発信に伴うエネルギー輸送の効率計測、流体全体が音速で瞬時に均一に温度上昇する断熱昇温現象の観測、また、理論的にのみしか予想されていなかった臨界点に極めて近い領域における動的な輸送係数の発散を初めて観測するなど、極めて多くの知見を得ることに成功した。また、臨界点近傍のピストン効果ダイナミクスは重力に強く影響することも明らかにし、微小重力実験の有望性を実証した。このような技術開発の蓄積を踏まえ、ロケット実験を想定した実験装置の小型化およびリソースの軽減、臨界流体を扱う場合避けることのできない臨界タンパク光散乱によるSN比の低下を回避するための宇宙用赤外干渉計の新規開発、試料充填時における臨界密度の設定誤差低減に関する試料取り扱い技術の向上、実験計画の作成など、宇宙実験実施に関わる中核技術の開発と運用構想を作成し、その有望性を評価した。

1. 研究の概要

1.1 背景と目的

臨界現象の研究は、統計物理学の進歩に大きな貢献を果たしてきた。1960年代から1970年代にかけて、気液臨界点近傍での流体力学的に異常な振る舞いが実験的に検証されるようになり、熱伝導度、粘性係数など輸送係数が発散するという事実が強く認識されるようになった¹。しかしながら、ランダウの平均場理論に代表される古典的な熱力学の体系においては、臨界点で発散ということは言えても、その発散の程度を実験と比較すると大きな食い違いを見せることが明らかとなった。これは、臨界領域における“古典論の破綻”として統計物理学の根本をゆるがす問題を提起することとなった²。このような背景において、その後の統計力学の中核的な理論体系となるスケーリング則、繰り込み群理論、モード結合理論、コヒーレント異常法などが続々と提出され、久保亮五、川崎恭治、鈴木増雄など、我が国の研究者も中核的な役割を果たしつつ、その後の統計力学の進歩を確実なものとしてきた。

臨界現象研究では、一成分子系流体、二成分系流体、磁性体が代表的な実験系として知られている。理論と実験が歩調をあわせながら新しい物理法則を解明するのは当然ではあるが、臨界現象理論の普遍性を実証する過程で、重力がこのようなやり取りを著しく阻害することとなった。理論の妥当性を検証するためにあらゆる系において理論が成り立っているかどうかを相互にチェックすることが必要であるが、特に、一成分子系臨界流体を用いた臨界現象研究では、臨界点近傍で流体の等温圧縮率が著しく発散することから、流体の自重によって密度勾配が引き起こされ、重力が精密な臨界条件への到達を阻むことが分かってきた。このため、実験結果に現れる重力の効果を補正する努力が続けられる一方で³、宇宙の微小重力を利用した理想的な実験へのアプローチが実現することとなった⁴。

既に四半世紀に及ぶ宇宙実験の歴史の中で、臨界現象の研究は最も実りの多かった実験テーマである。その最大の成果は、ピストン効果の発見である。上述したように気-液臨界点では、流体の等温圧縮率が発散する。このため、加熱により急激な断熱膨張が生じ、加熱境界に音波が形成される。熱拡散と比べて音波の時間スケールが小さいために温度の変化は断熱的となり、結果的に熱が音の速さで高速に伝播する。この現象はピストン効果と呼ばれ、これまでに理論、数値シミュレーションおよび実験（微小重力実験）を組み合わせることで精力的に研究が行われてきた。これらの一連の研究は、Straubらによる初期の宇宙実験の結果を再解釈するという⁵、劇的な微小重力科学の展開をもたらすこととなった。

本研究は、臨界点特有の異常な熱物性値の発散によって引き起こされる重要な動的臨界現象ピストン効果の熱輸送メカニズムを解明することを目的とする。熱輸送は自然界で最も基本的な現象であるが、ピストン効果はこれまでに知られていた拡散、対流、輻射とは全く異なる新しい熱輸送機構を提示する。しかしながら、ピストン効果は臨界流体に特有の複雑なダイナミクスがからみあった現象であり、流体中のゆらぎが巨大化した状態で現れる熱流、粘性の挙動がどのように影響しているかはいまだ十分な研究が行われていない。実際に、ピストン効果による熱輸送が音の速さをもつと言われているが、ピストン波を直接観察した実験もなく、そのメカニズムが実証されたとはいえない。かつ、いまだ未知な臨界理論構築の可能性が潜んでいるとも考えられる。そこで、本研究では、ピストン波の素過程を直接観測し、不明な点の多いこの“第四”のエネルギ-輸送過程を定量的に解明することにより、臨界点近傍の流体ダイナミクスを支配する物理法則を探究するものである。

1.2 研究内容

(1) 理論的検討

ピストン効果は、臨界点近傍での微視的なゆらぎが巨視的なスケールにまで増大することによって生じる輸送係数（熱伝導度、粘性係数など）の温度に対するべき発散と、流体力学ダイナミクスとが複合した現象であることが知られている⁶。分子論的に言えば、臨界流体中にはゆらぎの成長に伴って巨視的なスケールにまで巨大化した分子集団が生まれ、流体がどこまでも連続な均一媒体であることを要請する流体力学方程式は、その妥当性が疑わしくなる。これまで明らかにされてきた二酸化炭素流体における熱物性値の発散挙動を踏まえて、流体力学方程式が成り立つ範囲を明らかにし、流体力学方程式を用いたシミュレーションが妥当な温度領域を割り出した。これを踏まえて、本研究における実験結果を説明するのに適した流体力学方程式系の導入を行い、これまで報告されている臨界点から比較的離れた領域で推奨される状態方程式および熱物性値から最も信頼性の高いものを吟味し、後に行う数値シミュレーションの入力データとして整理した。併せて、本研究で採用した実験配置を模擬した二次元セルを想定して、臨界点近傍におけると静的な重力効果を評価し、地上実験における実験条件の設定および流体シミュレーションで基礎となる知見をまとめた。

(2) 地上実験

これまで行われてきたピストン効果実験では、観測の時間スケールは、高々ビデオ収録の時間分解能（1/30 秒）の範囲であり、音速（ ~ 100 m/s）から見積もられる進行速度と比較すると、実際に観測された現象は試料セル内を数100往復した後の現象しか捉えていない。すなわち、ピストン波の素過程を直接見たとは言えず、平均化された間接的な効果しか見えていないことになる。また、実験的に実現された臨界温度への接近は、高々 $T - T_c \sim 30$ mK であり、これは十分臨界点に近いとは言いがたい。また、小貫が報告したように、精密な動的臨界現象理論によると、ピストン波に強い影響をもつ体積粘性係数（bulk viscosity）は、臨界温度 T_c に十分近づいた場合に強く発散する⁷。しかしながら、これまでのピストン効果の実験研究では、このような効果に関する観測事実は全く報告されてこなかった。実際には、実験の精度が悪く、このような現象が評価できるに十分な実験系が構築されてこなかったと言わざるを得ない。

そこで本研究では、上記の実験上の不足を克服することとし、①音速で伝播するピストン波の素過程を直接観測する。②臨界温度への接近は、 $T - T_c \sim 1$ mK を実現する。③ピストン波の直接観測により、ピストン波の熱輸送量を $T - T_c$ を関数として定量的に計測することを目的とした。このために、 ± 1 mK の温度安定性を有する超精密な温度制御系、絶対温度精度 ± 1 mK の温度計測系、微小な密度差を検出する光学系、ならびに時間分解能 $1 \mu\text{s}$ の高速・大容量データ収集系を有する地上実験装置を開発した。また微小かつマイクロ秒オーダーの短いヒートパルスを超臨界 CO_2 に加えるための実験セルを構築した。

これら実験装置を用い、臨界点近傍でのヒートパルスによる密度波伝播の過程を世界で初めて捕らえることに成功した。動的ピストン効果において本質的に重要なプロセスである熱エネルギーから力学エネルギーへの変換プロセス（密度波の発生過程）に着目し、第1ピークの詳細な実験を行った。その結果、 $T - T_c$ が 100 mK 以下の温度領域で熱エネルギーから力学エネルギーへの変換効率が単純なべき乗則から逸脱することを実験的に明らかにした。このような現象は、音速の温度依存性にも見出され、それぞれ重力効果をもつことが明らかとなった。また、連続加熱を行った際の密度変化の挙動についても実験を行い、ヒーターに熱を印加している間は密度の高い領域が継続的に発生し音速で伝播すること、対向壁で反射すると密度上昇が重畳する形で高まることを明らかにした。

(3) 数値シミュレーション

ピストン波の素過程の観測に実験的に成功したことによって、ナビエ・ストークス方程式を用いたピストン波の時系列シミュレーションが現象の解明に重要な役割を果たすことが明らかとなった。流体が連続で均質な媒体であることを前提とするナビエ・ストークス方程式は、臨界点に極近くなると破綻することが分かっている。我々は、ナビエ・ストークス方程式に基礎を置く数値シミュレーションは、換算温度で 10^{-4} ($T - T_c$ で 30 mK) 以上であれば十分実際の物理現象を再現することが可能であると試算し、物性値および計算アルゴリズムを吟味することによって、実験に対応したピストン効果のダイナミクスを再現することを目的として数値シミュレーションを実施した。これによって、実験では観測することのできない物理量および多次元（計算では2次元まで）効果を評価することによって、動的ピストン効果の詳細を明らかにすることを可能とした。数値シミュレーションは、膨大な計算時間を要することから、高精度1次元および低精度2次元シミュレーションを併用して行った。また、空間の離散化には、計算の効率の観点から、境界でのみ離散化の幅を狭める可変メッシュ法を採用した。これによって1次元シミュレーションでは音速、パルスの減衰時間などの定量的な解析評価を実施した。2次元シミュレーションでは計算時間の観点から定量的な解析は行わず、ピストン波ダイナミクスの動画化を行い、ヒーター境界および対向する断熱境界の間で往復するピストン効果の詳細なメカニズムを明らかにした。

1次元シミュレーションによる定量的な評価により、臨界点に近づくに従って音速は減衰し、この減衰の温度に対する対数べきは、臨界点から離れた温度領域における実験のそれとよく一致した。しかしながら、実験では、 $T - T_c$ が 100 mK 以下の温度領域で音速の減衰が単純なべき乗則から逸脱したが、数値シミュレーションではこのような効果は見られなかった。さらに、ピストン波発生直後における、加えた熱量に対するピストン波のエネルギー変換効率を調べ、換算温度 10^{-4} ($T - T_c$ で 30 mK) 付近で 14% という結果を得た。この値は、実験値 10.4% ともよい対応を示した。このような評価は、本シミュレーションによって初めて実施することが可能となり、ナビエ・ストークス方程式が十分妥当な結果を与えることを示したものである。しかしながら、音波の場合と同様に、エネルギー変換効率の温度依存性においても実験結果は、臨界点近傍で単純なべき乗則からの逸脱を示したが、シミュレーションでは、全くこのような効果を再現することはできなかった。このことから、本シミュレーションでは、再現することが困難な臨界点物理過程があることも明確となった。この他、重力効果を検討したところ、 $T - T_c$ が 10 mK 以上の領域においては、シミュレーション上は重力の影響はほとんどなく、微小重力条件での計算結果との間に差異は見られなかった。これは、ファンデルワールス状態方程式を用いた解

析的な考察と一致した。

(4) フライト実験装置の開発

地上実験により、臨界点近傍での動的ピストン効果では100 mKよりも低い領域で特異な挙動が生じることが実験的に確認された。これは臨界点に向かって物性が単純なべき乗則で表されるものではないことを示しており、臨界点近傍の物理そのものに係る課題である。動的ピストン効果はこれを実験的に捉えるひとつの重要なアプローチであると考えられる。しかし重力下では臨界点に近づくにしたがって臨界点近傍CO₂中に密度勾配が生じるため、理想的な臨界状態を再現することは困難になる。そこでロケット実験を想定した小型化実験装置の開発および機能試験を行った。

装置に係る制限を明確化するため、微小重力実験用小型ロケットのペイロードを想定して実験装置の概念設計を行った(具体的には、TEXUS : Technologische EXperimente Unter Schwerelosigkeitを想定した)。また、より臨界点に近い領域での実験を行うための光学系の見直しを行い、光源として赤外半導体レーザーを用い、複数セルの同時測定を行う方法について検討した。概念設計に基づき、これまでの地上実験装置と同程度の温度維持機能を有し、赤外レーザーを光源とした実験装置の開発に成功した。また赤外を用いた動的ピストン効果の素過程観測を行い、地上実験装置で得られるデータと対応する結果が得られることを確認した。さらにHe-Neレーザーを利用した光学系よりも、より臨界点に近い領域で高い密度感度が得られることを実験的に示した。

(5) 実験計画書の作成

ピストン効果に関する宇宙実験は、小型ロケット、スペースシャトル、宇宙ステーションを中心に実験が進められてきた。試料を臨界点近傍の条件にもっていくためには、温度制御に時間がかかり、小型ロケットなど簡易実験手段では、精密な温度制御を行う実験は不可能と考えるのが一般的である。しかしながら、我々のピストン実験では、一回の測定に要する時間は秒程度であるため、ロケット実験の6分間の実験時間の範囲で試料セル中に均一な密度分布を達成することさえできれば、微小重力実験の科学的意義は満たされると考えた。このような観点から、セル長を短くとした5 mmの供試体で、ロケットの打ち上げに伴う加速度が印加され突然微小重力となった場合に、どれくらいの時間の内に密度がもとの均一性を取り戻すかを評価したところ、数10秒程度で十分であることが数値シミュレーションによって確認された。本実験計画は、小型ロケットの微小重力環境は、スペースシャトルと比べても遜色ないことを考慮して、TEXUSを実験手段として選定した。

また、地上実験、理論検討、および数値シミュレーション解析の結果により、ピストン波の進行速度およびエネルギー変換効率が、臨界現象に特有の臨界指数を持つことがわかった。これら臨界指数は、単一の臨界指数を持つのではなく、臨界点近傍に近づくにしたがって単調な増減ではなく、相関距離が増大することによる特異な臨界過程が関与することが明らかとなった。このため、重力影響を排除して、臨界点近傍にごく近づいた場合($T - T_c$ で1~10 mK)の新規な臨界過程を観測することを目的として、微小重力実験の計画を検討した。検討にあたっては、実験セルを3個装着し同時に異なる温度設定を実現し、臨界点近傍で測定のSN比を向上するために、小型の赤外レーザー干渉計を用いる実験運用を検討した。

(6) 成果の公開

本実験で得られた成果を一般に公表し周知を図るために、動的ピストン効果研究に関するwebサイトを制作した。日本語および英語によるコンテンツを公開し、海外に向けても情報を発信した。

1.3 実施体制および研究者

表 1.3-1 実施体制および研究者

実施体制	研究者
実験統括 (PI)	JAXA・宇宙科学研究本部・ISS 科学プロジェクト室招聘研究員/名古屋大学理学部助教授 三浦裕一
プロジェクト取りまとめ および実験計画推進	JAXA・宇宙科学研究本部・ISS 科学プロジェクト室招聘研究員/東京工業大学教授 石川正道, JAXA・宇宙科学研究本部・ISS 科学プロジェクト室 竹之内武義, 小林礼人
実験実施, データ解析	JAXA・総合技術研究本部・宇宙先進技術研究グループ 大西充, 吉原正一, 桜井誠人
実験装置開発	(株) 三菱総合研究所・先端科学研究センター 本多克也
理論解析, シミュレーション	(株) 三菱総合研究所・安全科学研究本部・安全技術研究部 松本昌昭, 河合潤

1.4 実施スケジュール

本研究は、平成 13 年度に実験テーマの成立性に関する予備的検討を経て、平成 14 年度に旧宇宙開発事業団の宇宙環境利用研究システムの準備研究として開始された。その後、研究システムにおける研究継続可否の評価を受け、新しい組織となる宇宙開発研究機構・ISS 科学プロジェクト室の研究プロジェクトとして継承された。平成 15 年度および 16 年度には、地上実験、理論解析・シミュレーション、フライト実験の要素開発において本格的な研究開発が行われた。この結果、ピストン効果の素過程を観測し、また、重力効果や動的理解現象固有の傾向を示す実験データを得た。理論解析・シミュレーションにおいても、実験データと良く対応し、補完する結果を得た。また、これらの成果を踏まえて、サウンディンググロケットを想定したフライト実験計画を検討するに至った。

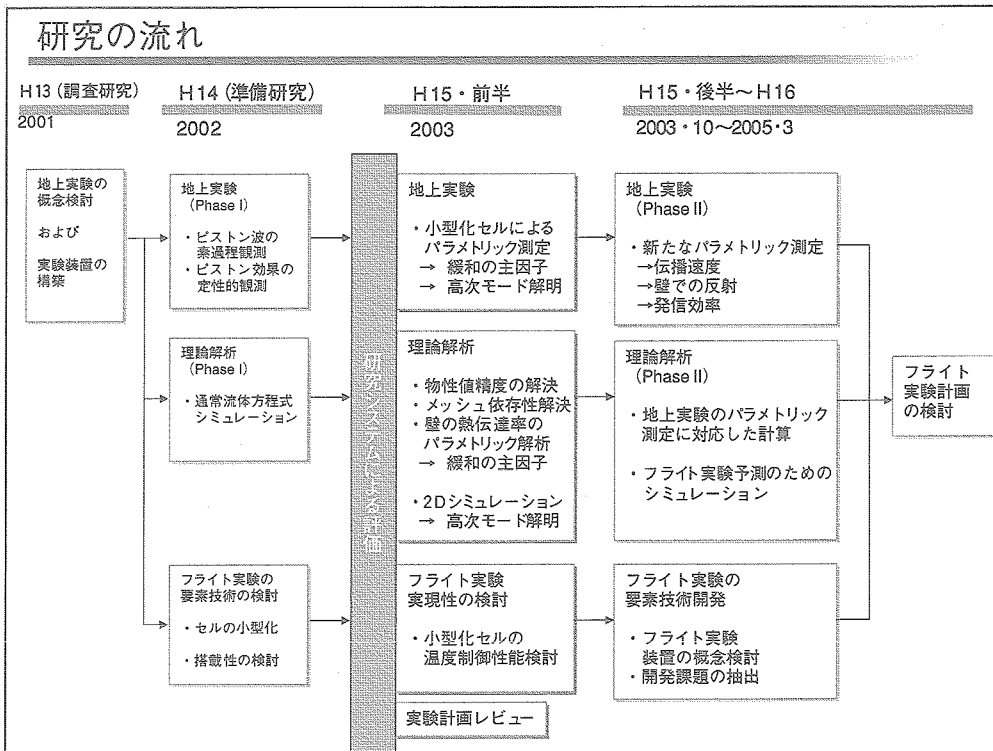


図 1.4-1 実施スケジュール

2. ピストン効果研究の背景と意義

2.1 微小重力下における臨界点ダイナミクス研究の意義

宇宙実験は、新材料創製の場として宇宙の微小重力環境を活用することから始まった。これは、微小重力場では対流や浮遊・沈降による重力分離がなくなることから、流体中の熱や物質の輸送過程が大きく変化し、主として拡散支配によって材料プロセスが制御されるということが強く認識されたことによる。この結果、巨視的な流体现象を取り扱う流体力学が、微小重力実験の基礎にある科学として取り扱われた¹。しかし、その後の宇宙実験の進展によって流体现象のように巨視的で目に見える現象から、微視的な現象に対する微小重力効果に注目した研究への取り組みがなされるようになってきた。この結果、微視的な統計的ゆらぎと巨視的な物理現象との間に成り立つ普遍的な物理法則を探求する基礎物理学が微小重力実験の重要な課題として設定されるに至った²。

近年の基礎物理学研究においては、物質を構成する粒子の微視的な振る舞いだけでなく、それらが協調的な相互作用の結果として示す巨視的あるいはメソスコピックな粒子集団の振る舞いへと研究の対象を拡大してきている。その背景としては、非平衡相転移、生命現象に深く関わる複雑系、非線形現象など、粒子間の相互作用や非線形性が強い現象に対する理解が深まったことがあげられる。こうした現象を理解するには、物理スケールの階層構造の重要性、特に古典力学的な微視的領域と現象論的な巨視的領域の中間を結びつけるメソスコピック領域における統計力学理論の構築が必要である。特に、臨界点近傍にある流体ゆらぎの相関距離は、メソスコピック領域の長さスケールにまで及ぶ。また、流体が非平衡な状態におかれれば、ゆらぎは解消されることなくさらに大きなスケールにまで時間発展していく。ここにおいて重力の影響は本質的に無視し得なくなる³。

本研究では、気体と液体の区別がなくなる気液臨界点におけるピストン効果と呼ばれる特異な熱輸送現象を問題とする。気液臨界点では、熱物性値が極めて異常な振る舞いを示す。流体の圧縮率、熱伝導度は発散し、流体中を伝わる音速は遅くなり、また、熱拡散係数はゼロに近づく。このような臨界流体の異常性は古くから知られていたが、理論的な取り扱いが可能となったのは1970年以降のことである。また、1986年にドイツのStraubらのグループがスペースシャトル上で臨界流体の比熱の計測を行おうとしたところ、予想とは異なる高速の熱輸送現象が観測された⁴。これを契機に微小重力下の熱輸送ダイナミクスの研究が急速に関心をひくようになった。フランスの研究者の詳細な解析によって、臨界流体中では、加熱された流体は発散した圧縮率により急激に膨張して音波を発信し、この音波に乗って熱が輸送される、というピストン効果の発見に至った。“ピストン”という名は、波が流体セル中を何度も行ったり来たりピストン運動をすることから命名されたものである。1990年代に入って、この現象を確認する宇宙実験が精力的に行われ、ピストン効果は宇宙実験発の研究テーマとしてその地位を確立した。

2.2 ピストン効果に関わるこれまでの研究事例

(1) 気液臨界点近傍流体にみられる重力効果

気液臨界点に近づくに従って、液体の圧縮率が発散するため、重力効果によって流体中に大きな密度分布が生じる。このため、密度に依存する多くの熱物性値の計測において重力効果を見積もることが必要になる。重力場の強さを関数として、種々の流体における密度勾配等、相図の関係を補正する検討が行われてきた^{5,6}。このような検討の結論として、宇宙実験の必要性が強く認識された。また、ナビエ・ストークス方程式を基礎にした臨界点近傍の流体力学において、ベナール対流の開始条件、密度成層内での重力対流、流体バルク中での振動流、表面重力波などに関する作用についても検討されている⁷。

(2) ピストン効果

気液臨界点では、流体の圧縮率が発散する。このため、加熱による急速な断熱膨張の効果によって加熱境界に音波が形成される。熱拡散と比べて音波の時間スケールが小さいために温度の変化は断熱的となり、結果的に熱が音速の速さで高速に伝播 (critical speeding up) する。この現象はピストン効果と呼ばれ、これまでに理論、数値シミュレーションおよび実験 (微小重力実験) を組み合わせて精力的に研究が行われてきた。これらの一連の研究は、Straubらによる初期の宇宙実験の結果を再解釈するという⁸、劇的な微小重力科学の展開をもたらすこととなった。

臨界点近傍における流体の熱力学的特性および輸送特性は、重力に起因する相分離を抑制することにより初めて顕著に現れるので、微小重力下でいくつかの実験が行われてきた⁹⁻¹⁶ (表2.2-1)。当初は、微小重力下では地上におけるよりはるかに長い熱緩和時間が臨界流体に対して予想されていたが、初期の微小重力実験により高速の動的な温度伝播挙動が見出さ

れ、ピストン効果が認識されるに至った。

1993年のスペースラブD2ミッションでは、ドイツのグループにより、定積比熱の計測用に設計されたカロリメーターを用いて、動的な温度伝播が調べられた¹⁵。この実験では、球面セル内に充填した臨界密度のSF₆に対して10秒間加熱が行われ、異なる3ヶ所の半径位置とセル壁面において10μKの分解能で流体の温度伝播が計測された。実験は、0.03 K < |T - T_c| < 5.25 Kの範囲内にある39の異なる温度条件下で行われたが、壁面と流体の温度差は、一相および二相領域のいずれにおいても、臨界温度T_cに近づくにつれてゼロに減少した。これらの実験結果は、数値シミュレーションと良く一致し、ピストン効果モデルにより定量的に予想される高速温度伝播挙動の確証となっている。最近では、ピストン効果をさらに系統的に計測することを目的として、密度急冷法を適用した新たな試料セルの開発も行われている¹⁰。

表 2.2-1 微小重力下でのピストン効果実験の例

研究テーマ	研究代表者	発表年	実験手段	参考文献
熱は逆に流れ得るか？臨界近傍流体で観察される異常な熱挙動	Beysens (Commissariat d'Énergie Atomique)	2002	ステーション MIR	(9)
微小重力および1Gにおける臨界および臨界近傍密度での純流体の動的挙動	Bartscher (Tech. Univ. Munich)	2002	ステーション MIR	(10)
超臨界流体サンプルセル中でのピストン効果：メカニズムの現象論的アプローチ	Garrabos (CNRS)	2001	ステーション MIR	(11)
ドイツスペースラブミッションD-2で行われたSF ₆ の臨界アイソコアでの熱容量計測の評価	Haupt (Tech. Univ. Munich)	1999	シャトル	(12)
重力効果のない環境下でのヒートパルス後の超臨界流体の緩和：理論と実験	Garrabos (Bordeaux I Univ.)	1998	ステーション MIR	(13)
純流体の臨界点における熱および物質輸送プロセス	Straub (Tech. Univ. Munich)	1995	ステーション MIR	(14)
ドイツスペースラブミッションD-2を用いた微小重力下で観察された臨界点近傍での純流体の動的な温度伝播	Straub (Tech. Univ. Munich)	1995	シャトル	(15)
微小重力下での二酸化炭素の臨界点周辺での熱サイクル	Guenoun (CENS)	1993	小型ロケット	(16)

一方、1996年から1999年にかけてのMIRを用いたミッションでは、フランスのグループにより、臨界密度におけるCO₂に対して、ヒートパルスの応答性に関する研究が行われている^{11,13}。その結果、臨界点近傍の流体は、熱挙動の違いから、熱源域で発達する境界層、バルク流体および温度制御された壁面域の3つの領域に分類できることが観察された。境界層では拡散により密度と温度の緩和が行われ、それらは臨界点近くで遅くなるのに対して、バルク流体では温度および密度が一定となり、そのダイナミクスは臨界点近傍で加速する高速のピストン効果に支配されている。壁面ではわずかに温度の低い境界層が形成され、最終的な温度と密度の平衡は、最も遅いメカニズムである拡散により支配される。微小重力実験で得られたこれらの温度計測結果は、温度緩和に関する一次元モデルにより良好に再現できることが示されている。

我が国におけるピストン効果の研究は、東らによって開始された。温度計測用のサーミスターに通電して臨界流体中に熱を加えることによって、重力方向およびこれと反対の両方向に熱ブルームが発生することが確認された¹⁷。前川らは、ナビエ・ストークス方程式を用いた数値シミュレーションによって二酸化炭素臨界流体中のピストン波の速度を評価し、進行方向に対して重力ベクトルが平行および反対平行の場合に応じて、ピストン波が影響を受けることを明らかにした¹⁸。

(3) 粘性係数の臨界発散

気液臨界点近傍において音速の減衰と同時に粘性係数が発散的になることが、古くから指摘されてきた。しかしながら、ピストン効果の研究において流体の粘性の効果は無視されるのが通常であった。川崎らによる動的臨界現象の理論によるとねじれ粘性係数 (shear viscosity) の発散は弱いという報告があり、粘性を考慮しない解析も根拠があるとの考えによ

るものである。しかし最近、ねじれ粘性係数に加えて体積粘性係数 (bulk viscosity) を同時に評価する精密な理論が発展し、このような取り扱いが不十分であることが分かってきた。これら粘性率の臨界発散は、熱伝導率の発散と共に流体力学的効果と熱力学的効果が不可分に結合する動的な効果によるものであり、初期には動的臨界現象の理論が発展する大きな契機を与え、現在もその精密化に向けた課題を残している¹⁹⁻²¹。

(a) モード結合理論および繰り込み群理論

川崎は、モード結合理論と繰り込み群理論を組み合わせ、臨界点近傍での音速の減衰とねじれ粘性係数の発散を精密に導き出した。この結果、ねじれ粘性係数は臨界点近傍で非常に弱いべきで発散を示すことを明らかにした。しかしながら、川崎らによって発展した動的臨界現象の理論ではねじれ粘性係数および体積粘性係数を含む粘性率の完全な評価はおこなわれなかった²²。

(b) 応力テンソルを含む動的臨界現象理論

臨界点近傍では、音波のモードは速い時間スケールをもつものに対して、遅い時間スケールをもつ熱拡散モードにはほとんど影響しない。このため、モード結合理論では、熱流のゆらぎを示すエントロピー密度の変化は、音波の進行方向に直交する方向の運動成分とのみ関係すると考える。このため、ピストン効果のように音速で伝わる熱ゆらぎの効果を評価するためには、音波の進行方向のみでなく流体中で直交する方向にも応力分布を評価することが不可欠となる。小貫はこのような考え方をさらに進めて、臨界点近傍流体に作用する応力テンソルの完全な記述を導くことに初めて成功した²³。これによって臨界点近傍での流体では、臨界ゆらぎの効果はねじれ粘性係数の発散に対しては弱いものの、体積粘性係数の発散に対しては、極めて強く作用することが初めて明らかにされた。この効果は、³He で実験的に検証されており、 $T/T_c - 1 = 10^{-4}$ でねじれ粘性係数が 17×10^{-6} poise であるのに対して、体積粘性係数は 50 poise であった²⁴。

(4) ピストン効果解釈における体積粘性係数の効果

ナビエ・ストークス方程式では、運動量保存式およびエネルギー保存式に粘性項が含まれており、上述した体積粘性係数の発散が影響をもつことが予測される。この効果が具体的にピストン効果にどのような変化をもたらすが、Zappoli および Carles によって評価された²⁵。ナビエ・ストークス方程式において、定積比熱、熱伝導率、圧縮率および粘性率 (ねじれ粘性係数および体積粘性係数を含む) が、臨界発散することが仮定される。これらパラメータを考慮した matched asymptotic analysis により、ピストン効果の熱緩和特性時間が T_c に近づくに従って短くなる傾向から、反対に増大する方向に変化することが示された。この逆転現象は、 T_c に近づくに従って粘性項が大きくなり圧縮率が減少することから、ピストン波を発生する熱拡散層の形成が抑制され、緩和時間が長くなることによって生じる。特に、二酸化炭素流体では、 $T - T_c \sim 60$ mK (10 mm セル) でこの粘性項の影響が無視できなくなると予想された²⁶。

(5) 臨界点近傍におけるクラスター対流

臨界点に近づくに従って音速が減衰し、粘性率が発散すると同時に、熱伝導率が発散するなど、臨界流体中では、流体力学的な効果と熱力学的緩和現象が複合する効果が顕著となる。このような動的臨界現象については、その微視的な描像はいまだ不十分であるといわざるを得ない。小貫らは、臨界点に近づくに従って増大する相関距離が規定する巨視的クラスターが、温度勾配に沿って移動するクラスター対流が熱伝導率の発散に寄与することを非平衡分子動力学の手法を使って明らかにした²⁷。このような効果が、加熱境界においてピストン波の発信の初期過程でどのような効果をもつかについては今後の課題と考えられている。

2.3 本研究の新規性と微小重力実験の必要性

気液臨界点近傍では、圧縮率、体積膨張率の発散により、流体のわずかな自重に重力が強く作用し、流体中に大きな圧力および密度の分布 (成層) を作り出す。この効果は、臨界点への接近にともなって一層増大し、試料中の密度が極めて不均一になってしまい、実現すべき臨界状態は試料セルの中のほんの一部でしか成立しないことになる。また、熱膨張が著しいことから、加熱に対して直ちに重力対流が発生する。微小重力環境ではこの二つの要素、すなわち、密度の空間的不均一性と対流が抑制できるために、宇宙実験は、臨界点近傍の流体特性の研究に極めて有利な条件を提供する。すなわち、臨界点近傍での定量的な現象の解明は、微小重力環境においてのみ可能となる。

本研究では、臨界点およびその近傍において顕著にあらわれるピストン波による熱輸送という動的な現象を対象とする。

その狙いは次のような点にある。

1990年代に行われた宇宙実験によって、ピストン効果は、臨界点近傍において普遍的に成立する臨界緩和（critical slowing down）を大きく上回る効果をもち、結果的に熱輸送は臨界加速（critical speeding up）するメカニズムとして作用することが明確となった。その速さは音速によって規定され、対流、拡散、輻射とは異なる、第4の熱輸送メカニズムとして認知されるに至った。宇宙実験と並行して発展したピストン効果の理論的検討は、ピストン波が加熱ヒーター近傍の境界層で断熱膨張によって形成され、バルク流体中を高速に伝播することを明らかにした。このような研究の進展において、次の点がいまだ不十分であることが明らかとなった。

- ① これまで行われたピストン波の観測は、高々ビデオ収録の時間分解能（1/30秒）の範囲であり、音速（ ~ 100 m/s）から見積もられる進行速度と比較すると、実際に観測された現象は試料セル内を数100往復した現象しか捉えていない。すなわち、ピストン波の素過程を直接見たとは言えず、平均化された間接的な効果しか見ていない。
- ② 実験的に実現された臨界温度への接近は、高々 $T - T_c \sim 30$ mK であり十分臨界点に近いとは言えない。
- ③ 小貫による精密な動的臨界現象理論によると、ピストン波に強い影響をもつ体積粘性係数は、臨界温度 T_c に十分近づいた場合に強く発散する²⁴。しかしながら、これまでのピストン効果の実験研究では、このような効果に関する観測事実は全く報告されていない。すなわち、理論と実験の事実とが食い違っている、あるいは実験が理論に追いついていない。

そこで、我々の研究の目的は、次のように設定することとした。

- ① 音速で伝播するピストン波の素過程を直接観測する。
- ② 臨界温度への接近は、 $T - T_c \sim 1$ mK を実現する。
- ③ ピストン波の直接観測により、ピストン波の熱輸送量を $T - T_c$ を関数として定量的に計測する。これによって、動的臨界現象理論が成り立つかどうかを検証する。

このような高精度の実験を前提とした研究目的を実現するためには、微小重力環境を利用することは不可欠である。特に、理論と実験との食い違いを克服し、新規な動的臨界現象理論を実証するためには、重力効果による未知の効果を取り除き、不必要な可能性を排除することは極めて重要である。

3. 理論的検討

3.1 はじめに

熱の伝達には、よく知られた三つのプロセスがある。輻射、拡散および対流である。気液臨界点近傍の流体のように圧縮率が非常に高く、熱膨張が非常に大きい場合には、これら三つのプロセスに加えて、ピストン効果と呼ぶ第四番目の熱輸送メカニズムが作用する。ピストン効果は、気液臨界点で普遍的に生じる現象であるが、ピストン効果の原理は、小貫らの研究によって初めて明らかにされた¹²。ここでは、小貫らの議論に基づいてピストン効果の科学的原理を紹介する。

また、小貫らの研究によれば、ピストン効果は、臨界点近傍での微視的なゆらぎが巨視的なスケールにまで増大することによって生じる輸送係数（熱伝導度、粘性係数など）のべき発散と、流体力学ダイナミクスとが複合した現象となる³。分子論的に言えば、臨界流体中にはゆらぎの成長に伴って巨視的なスケールにまで巨大化した分子集団が生まれ、流体がどこまでも連続な均一媒体であることを要請する流体力学方程式は、その妥当性が疑わしくなる。ここでは、これまで明らかにされてきた二酸化炭素流体における熱物性値の発散挙動を踏まえて、流体力学方程式が成り立つ範囲を明らかにし、流体力学方程式を用いたシミュレーションが妥当な温度領域を割り出す。これを踏まえて、本研究における実験結果を説明するのに適した流体力学方程式系の導入を行い、これまで報告されている臨界点から比較的離れた領域で推奨される状態方程式および熱物性値から最も信頼性の高いものを吟味し、後に行う数値シミュレーションの入力データとして整理する。併せて、本研究で採用した実験配置を模擬した一次元セルを想定して、臨界点近傍におけると静的な重力効果を評価し、地上実験および流体シミュレーションに必要な知見をまとめる。

3.2 ピストン効果の科学的原理

臨界点は、純物質（一成分系）の相図上にて、ある温度、圧力の条件のもとに普遍的に出現する。図3.2-1には温度—圧力相図上にその関係を示した。臨界点を超える温度および圧力領域では、流体は超臨界状態にあり、気体でも液体でもない挙動をとる。臨界点に近い領域では流体の熱物性値は、異常な振る舞いを示す。等温圧縮率（ κ_T ）は強く発散し、熱伝導度（ λ ）および比熱（定積比熱 C_p および定容比熱 C_v ）もこれについて発散的な挙動を示す。ただし、ここでいう発散の

意味は、換算温度 ($\epsilon = T/T_c - 1$) に対してべき乗で大きくなるという意味であって、値が無限大になるわけではない。これらの関係について二酸化炭素を例にして表 3.2-1 にまとめて示した。さらにこの表から読み取られる重要な点は、熱拡散係数 ($D_T = \lambda / \rho C_p$) が、熱伝導度の発散よりも定圧比熱の発散の方が強いいため、臨界点に近づくとも収束してしまうことである。この結果は、臨界点に近くなると熱の拡散がほとんど生じないことを意味しており、臨界緩和 (critical slowing down) 現象と呼ばれている。

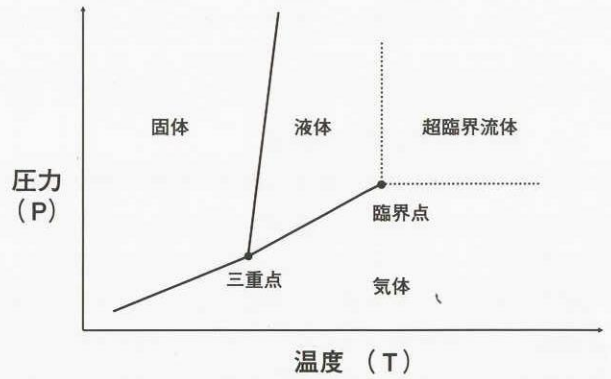


図 3.2-1 温度—圧力平面における一成分系流体の相図

表 3.2-1 二酸化炭素の臨界点近傍での熱物性値異常な挙動⁴

熱物性値	ϵ^x に対するべき指数 (x)	値 ($T - T_c > 0$)
等温圧縮率 (κ_T)	γ	1.26 ± 0.05
熱伝導度 (λ)	a	0.53
定積比熱 (C_V)	α	0.1
定容および定積比熱の比 $C_p / C_v - 1$	$\gamma - \alpha$	1.02 ± 0.03
熱拡散係数 ($D_T = \lambda / \rho C_p$)	$\gamma - a$	-0.73 ± 0.02

ただし、 ϵ は換算温度を意味する ($\epsilon = T/T_c - 1$)。また、二酸化炭素では、臨界温度 T_c は 304.23 K、臨界圧力 P_c は 72.85 atm、臨界密度 ρ_c は 466 kg/m³ である。

次に、ピストン波のメカニズムを説明する。ピストン波の発生は図 3.2-2 の配置によって典型的に生じる。上部に加熱境界を配置し、残りの境界は断熱壁であるとする。初期に流体は、ほんのわずかだけ臨界温度よりも高い状況 ($T - T_c > 0$) にあるとする。重力はなくセル全体が均一な臨界流体であるとしよう。このとき、加熱壁より瞬間的に一定の熱流が供給されたとする。すると、加熱境界の流体側に、極めて薄い熱拡散層 (δ) が形成される。これは熱拡散係数がほとんど 0 であることから極めて薄いということが出来る。しかし、これと同時に巨大な等温圧縮率の効果がはたらき、臨界流体は急激に膨張する。すなわち、加熱された熱拡散層の端面がピストンのように臨界流体を圧縮し、ここから圧縮音波、すなわちピストン波が流体中に発信される。ピストン波の速さ (u) は、Zappoli and Carles によって次のように推定されている^{5,6}。

$$u \approx \frac{1}{T} \frac{\dot{Q}}{A} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_p \tag{1}$$

ここで、 \dot{Q} は単位時間あたりの熱流、 A は加熱境界の面積を意味する。このピストン波の進行速度は、メカニズムの考察から臨界流体の中を伝わる音速のスピードと同程度であると推定できる。

ピストン波は、その発生時に加熱境界より、臨界点で極端に増大する熱伝導度 (λ) と比熱 (C_p) に応じたエネルギー (エントロピーの増大) を受け取る。また、この熱の授受は、熱拡散係数が非常に減少していることから、熱の逃げ場がない断熱的な状態で成立する。これから、ピストン波による熱の輸送は、臨界点に近い程その効率が高まることになる。また、ピストン波は音速で対向壁に向かって進行することから、温度上昇した熱パルスは音速で熱を伝えることになる。これが、臨界加速 (critical speeding up) と呼ばれる理由である。しかしながら、このような単純な現象論が実際に生じているかどうかは、実験的に検証することが必要で

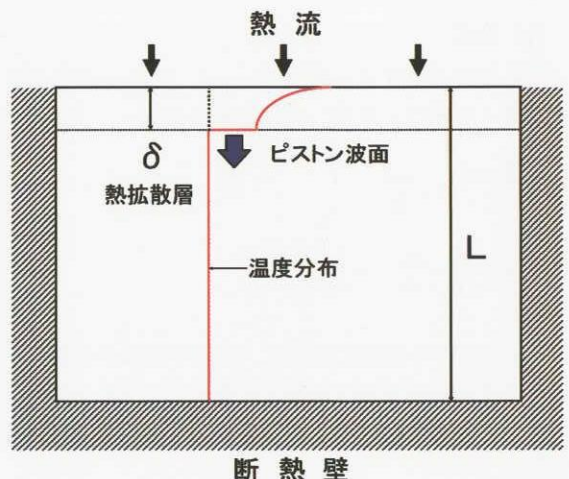


図 3.2-2 ピストン波の発生を説明するモデル

ある。また、真に臨界点に近づいた時、さらに新たな状況が生じることも考えられる。本研究の目的は、このようなピストン効果ダイナミクスを実験的に逐一明らかにしようとするものである。

3.3 流体方程式の適用性評価

ピストン波の発生は、臨界点近傍の特異な熱物性値の挙動と、気液臨界流体が高圧縮性の流体であることによる、複合的なプロセスであることを前章にて説明した。このため、臨界点近傍の流体ダイナミクスをナビエ・ストークス方程式によって記述しようとするのが一般的に行われている。しかしながら、臨界点に近づく時、密度の相関距離 (ξ) が発散し、ナビエ・ストークス方程式が仮定する均一な流体近似が成立しなくなる。このような状況は、数値シミュレーションによる離散化が相関距離以下になった場合、実際の物理現象と対応しなくなることを意味する。特に、ナビエ・ストークス方程式のような非線形な微分方程式系では、解の安定性を保証する数値離散化の空間スケールが、実際の相関距離より圧倒的に大きい条件であることが確認されない限り、ナビエ・ストークス方程式の使用は誤った結論を引き出す可能性がある。本研究における実験では、温度を限りなく臨界点に近づけることを目指しており、相関距離が相当に長くなることが予想される。次に、流体方程式の適用が可能な温度領域の評価を行う。

相関距離の温度依存性は一般的に次式のように表される。

$$\xi = \xi_0 \varepsilon^{-\nu} \quad (2)$$

3次元イジングモデルによる数値計算によれば、 ν は2/3である。光散乱実験の結果と組み合わせて二酸化炭素では、 ξ_0 は 0.053 ± 0.01 nmと見積もられている。これらの結果を用いて算出した臨界点近傍における二酸化炭素系での相関距離の増加を表3-2に示した。第5章に詳述する数値解析におけるメッシュの離散化は、10 nmのオーダーで計算結果がよく安定化しており、表3.3-1の結果に照らし合わせると、換算温度で 10^{-4} ($T - T_c$ で10 mK)のオーダーまでは、流体方程式の活用が妥当であると推定した。

表3.3-1 二酸化炭素における臨界点近傍における相関距離の増加⁴

換算温度 ($\varepsilon = T/T_c - 1$)	$T - T_c$ (mK)	相関距離 (ξ)
10^{-3}	300	5.3 nm
10^{-4}	30	25 nm
10^{-5}	3	114 nm

3.4 基礎流体方程式

前節で評価したように、流体方程式を用いた検討は、臨界点に近づきすぎない限りにおいてその結果は有効と考えられる。次に、実験結果を理解するために必要な基礎方程式系を導入する。

(1) 音速

圧縮性流体中では流速 (u) は一次元の現象として扱うことができる。音波が進む方向の座標軸を x とすると、連続の式および粘性を無視した運動量保存式は、それぞれ次のようになる。

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (3)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \quad (4)$$

u は音波の振幅に比例し、音波の振幅が非常に小さい状況を考える。これにより移流項は無視でき、また密度は、音波による圧縮率を表す変数 s を導入して $\rho = \rho_0 (1+s)$ と線形近似ができるとする。また、系の密度は平均密度 ρ_0 で代表する。これらの仮定により、連続の3式および運動量保存の4式は、次式のように変形される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial s}{\partial t} \quad (5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (6)$$

さらに圧縮率 β は次のように定義される.

$$\beta = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right) = \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right) \quad (7)$$

これを用いて, 運動量保存の6式は次のようになる.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\beta \rho_0} \frac{\partial s}{\partial x} \quad (8)$$

さらに運動量保存の8式を x で微分し, 連続の5式を時間で微分することによって u を消去して次式を得る.

$$\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} = \beta \rho_0 \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} \quad (9)$$

9式は, 音波の進行波に対する波動方程式であり, $s \propto \exp[i(kx - \omega t)]$ の形の解をもつ. ここで ω は音波の角振動数, k は波数を表す. これを波動方程式に代入して, 音速 c を表す次式を得る.

$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{2\pi / \text{周期}}{2\pi / \text{波長}} = \sqrt{\frac{1}{\beta \rho_0}} \quad (10)$$

この関係は, 圧縮率が增大することによって音速が小さくなる関係を示しており, 臨界点近傍で音速が遅くなること
が定性的に理解できる.

次に粘性が無視できない場合について考える. 運動量保存の6式において右辺の圧力に関する項は次式のように表される.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ p - \left(\frac{4}{3} \eta_s + \eta_b \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right\} \quad (11)$$

ここで, η_s , η_b は, ねじれ粘性係数および体積粘性係数を表す. 5式を用いて u を消去すると, 11式は次のように変形される.

$$\left\{ 1 + \beta \left(\frac{4}{3} \eta_s + \eta_b \right) \frac{\partial}{\partial t} \right\} \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} = \beta \rho_0 \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} \quad (12)$$

粘性のない場合と同様にして, 次の分散関係を得る.

$$\left\{ 1 - i \omega \beta \left(\frac{4}{3} \eta_s + \eta_b \right) \right\} k^2 = \beta \rho_0 \omega^2 \quad (13)$$

これにより音速との関係式を得る.

$$c^2 = \frac{1}{\beta \rho_0} \left\{ 1 - i \omega \beta \left(\frac{4}{3} \eta_s + \eta_b \right) \right\} \quad (14)$$

$c = a + ib$ とすると, a は実音速を表し, 14式より,

$$a = \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \left\{ \omega \beta \left(\frac{4}{3} \eta_s + \eta_b \right) \right\}^2}}{2}} \sqrt{\frac{1}{\beta \rho_0}} > \sqrt{\frac{1}{\beta \rho_0}} \quad (14)'$$

14' 式は, 音速が周波数依存性を持ち, その絶対値は粘性の増加によって加速されることを意味している.

(2) 数値計算で用いた基礎方程式

本研究では, 数値計算シミュレーションを行うことによって, ピストンの動的挙動を詳細に検討した. 臨界点近傍の

流体の性質を精密に計算するために、圧縮性流体の基礎方程式を、近似をできるだけしないように取り扱った。以下、この基礎方程式の導出を示す。

出発とした圧縮性流体の基礎方程式を、連続の式、運動量の式、エネルギーの式の順に示す。

(a) 連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (15)$$

(b) 運動量の式

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}^2) = \nabla \Phi + \rho \mathbf{f} \quad (16)$$

(c) エネルギーの式

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e \mathbf{v}) + \nabla \cdot \mathbf{q} = \nabla \cdot (\Phi \mathbf{v}) + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \quad (17)$$

ここで、 ρ : 密度、 \mathbf{v} : 速度、 Φ : 応力テンソル ($= -\mathbf{P} + \boldsymbol{\tau}$)、 \mathbf{f} : 体積力 (重力)、 e : エネルギー ($= \rho \left(u + \frac{1}{2} v^2 \right)$)、 u : 内部エネルギー、 \mathbf{q} : 熱流 ($= -k \nabla T$)、 k : 熱伝導率である。

これらは、ラグランジュ微分 $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ で書くと、

(a) 連続の式

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (15)'$$

(b) 運動量の式

$$\frac{D(\rho \mathbf{v})}{Dt} + \rho \mathbf{v} \nabla \cdot \mathbf{v} = \nabla \Phi + \rho \mathbf{f} \quad (16)'$$

(c) エネルギーの式

$$\frac{De}{Dt} + e \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot \mathbf{q} = \nabla \cdot (\Phi \mathbf{v}) + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \quad (17)'$$

となる。16' 式より、 $\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} + \frac{D\rho}{Dt} \mathbf{v} + \rho \mathbf{v} \nabla \cdot \mathbf{v} = \nabla \Phi + \rho \mathbf{f}$ であるが、15' 式を使って、

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \nabla \Phi + \rho \mathbf{f} \quad (18)'$$

を得る。運動エネルギーの式、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \mathbf{v} \right) = \nabla \Phi \cdot \mathbf{v} + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}$$

と17式から、内部エネルギーの式

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{v}) + \nabla \cdot \mathbf{q} = \Phi \nabla \cdot \mathbf{v}$$

が得られる。ラグランジュ微分を使って書くと、

$$\frac{D}{Dt} (\rho u) + \rho u \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot \mathbf{q} = \Phi \nabla \cdot \mathbf{v}$$

なので、15' 式より、

$$\rho \frac{Du}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{q} = \Phi \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (19)'$$

が得られる。内部エネルギー u が温度 T と密度 ρ の関数 $u(T, \rho)$ とすると、

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{DT}{Dt} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_\rho + \frac{D\rho}{Dt} \left(\frac{\partial u}{\partial \rho} \right)_T$$

となるが⁸, $\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_\rho = C_v \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial \rho} \right)_T = -\frac{1}{\rho^2} \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho - P \right]^1$, 15' 式を使って,

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho C_v \frac{DT}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{v} \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho - P \right]$$

が得られる. この式と 19' 式より,

$$\rho C_v \frac{DT}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{v} \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho - P \right] = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \Phi \nabla \mathbf{v}$$

ここで, $\Phi \nabla \mathbf{v} = -P \nabla \cdot \mathbf{v} + \varphi_v$ とすると,

$$\rho C_v \frac{DT}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{v} T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \varphi_v$$

となる. また, $\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho = -\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_\rho / \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T = \frac{\beta}{\kappa_T}$, β : 体膨張率, κ_T : 等温圧縮率なので, 最終的に次式を得る.

$$\rho C_v \frac{DT}{Dt} + \frac{T\beta}{\kappa_T} \nabla \cdot \mathbf{v} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \varphi_v \quad (20)'$$

以上の導出により, 第5章で実施したシミュレーションでは, 15', 18' および 20' 式を用いることとした.

$$1 \left(\frac{\partial u}{\partial \rho} \right)_T = T \left(\frac{\partial s}{\partial \rho} \right)_T - P \left(\frac{\partial v}{\partial \rho} \right)_T = -\frac{1}{\rho^2} \left[T \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T - P \right] = -\frac{1}{\rho^2} \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho - P \right]$$

3.5 各種状態方程式の比較検討

臨界点近傍の流体の特異な現象は, 臨界点近傍における物性値の異常を反映したものである. 流体方程式を用いた解析には各種の熱物性値が必要であり, 臨界流体の性質を解析するにあたり, 臨界点近傍の物性値を正確に知ることは重要な意味をもつ. これまで, 気体や液体の性質を算出する方法は数多く提案されている. ここでは, それらの中で, 特徴のある以下の3通りの物性値算出方法について検討した.

(1) ファンデルワールス状態方程式

実在気体の定性的な性質を表すことができる最も単純な状態方程式

(2) Span-Wagner の方法

実在気体の物性値を高精度で求めることができる方法 (数値シミュレーションに用いるには計算時間がかかる).

(3) 修正 Patel-Teja (PT) 状態方程式

比較的単純な状態方程式であるが, ファンデルワールスよりも高い精度で物性値を算出することができる方法 (計算時間はファンデルワールス状態方程式と同程度である)

これら状態方程式は, 目的とする解析内容に応じて使い分けた. すなわち, ファンデルワールス状態方程式は, 諸物性量の重力依存性を解析的に解く時に使用した (第3章). 数値計算には, 計算速度を維持するために修正 Patel-Teja (PT) 状態方程式を主として用いた. また, Span-Wagner の方法は, 物性量の精密評価には望ましいが, シミュレーションでは, 計算時間を維持しながら評価することが困難な変数もあり, 数値計算において精密な物性量評価を必要とした場合にのみ用いた.

(1) ファンデルワールス状態方程式

ファンデルワールス状態方程式は, 実在気体の状態方程式としては最も単純であるが, 各種気体—液体の特徴的な性質を良く表すことができるので, 最も幅広く使われている状態方程式である. ファンデルワールス状態方程式は, 臨界点近傍での物性値の発散も表すことができる.

ファンデルワールス状態方程式は, 次式で与えられる.

$$p = \frac{k_B T}{v-b} - \frac{a}{v^2} \quad (21)$$

ここで、 a, b は物質に依存するパラメータである。これらは、臨界点での体積密度 v_c 、圧力 p_c 、温度 T_c と次のような関係にある。

$$v_c = 3b, p_c = \frac{a}{27b^2}, k_B T_c = \frac{8a}{27b} \quad (22)$$

ファンデルワールス方程式 (21) は、上記の臨界点の物性値を用いて、次のように書き換えることができる。

$$\left\{ \frac{p}{p_c} + 3 \left(\frac{v_c}{v} \right)^2 \right\} \left\{ 3 \left(\frac{v}{v_c} \right) - 1 \right\} = 8 \left(\frac{T}{T_c} \right) \quad (23)$$

また、密度を用いると、

$$\left\{ \frac{p}{p_c} + 3 \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^2 \right\} \left\{ 3 \left(\frac{\rho_c}{\rho} \right) - 1 \right\} = 8 \left(\frac{T}{T_c} \right) \quad (24)$$

と表すこともできる。

この状態方程式から、自由エネルギーは次のようになる。

$$F(V, T) = -Nk_B T \ln(V - Nb) - \frac{aN^2}{V} + f(T) \quad (25)$$

これより、定圧比熱と定積比熱との比は、

$$\frac{C_p}{C_v} = \frac{2}{3} \frac{1}{1 - \frac{9T_c \rho}{4T \rho_c} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\rho}{\rho_c} \right)^2} + 1 \quad (26)$$

となる。

ファンデルワールス理論では、密度が臨界密度のとき、比熱比は臨界点に向けて、 $T - T_c$ に逆比例する：

$$\frac{C_p}{C_v} \propto (T - T_c)^{-1} \quad (27)$$

一般に、気液臨界点では、三次元イジングモデルのユニバーサリティクラスに属する臨界性を示すと考えられているので、より正確には、

$$\frac{C_p}{C_v} \propto (T - T_c)^{-1.125} \quad (28)$$

に従うと考えられる。ファンデルワールス理論と三次元イジングモデルの臨界指数が0.125程度しかずれていないことから、ファンデルワールス理論は、臨界領域においても、よい近似になっていると考えられる。

(2) Span-Wagner の方法

(a) Span-Wagner の方法の特徴

ファンデルワールス状態方程式は、定性的にはすぐれた状態方程式であるが、実験結果との定量的な比較など、個々の物質に依存する物性値を精度良く求めるには限界がある。そこで、現実の物質の物性値はどのように見積もられているのかを調べた。

現在、多くの物性値表（「PROPATH」や「流体の熱物性値集」等）では、International Union of Pure and Applied Chemistry (IUPAC) が、1976年にまとめた“International Thermodynamic Tables of the Fluid State-Carbon Dioxide-Vol. 3, Angus *et al.*”に示されている状態方程式が用いられている。これは広いパラメータ領域で、比較的精度の高い物性値を与えることが知られているが、1973年までの実験データをもとに構築した状態方程式なので、今では古くなっており、臨界点近

傍ではより高精度な物性値を示す状態方程式が提案されている。

1973年以降、CO₂の物性値に関する高精度実験がなされ、また状態方程式にも改良が加えられた。そこで、IUPACは、第15版として、新しい実験データと状態方程式を用いた物性値表を出版する予定であると発表した。そこで採用される状態方程式は、これまでの実測データを精度良く再現するもので、臨界点近くでもスケーリング関数を用いた状態方程式とはほぼ同等の精度が出るというものである。しかも、級数の和の形にかけているので、積分などの必要がなく、速く計算することができるという特徴をもつ。ここでは、この状態方程式（Span-Wagnerの方法）で計算された物性値について示す。（R.Span and W.Wagner, J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 25, No. 6 (1996)）。

(b) 状態方程式のもととなる実験データ

Span-Wagnerの状態方程式は、図3.5-1のP-T点のデータをもとに作られた。

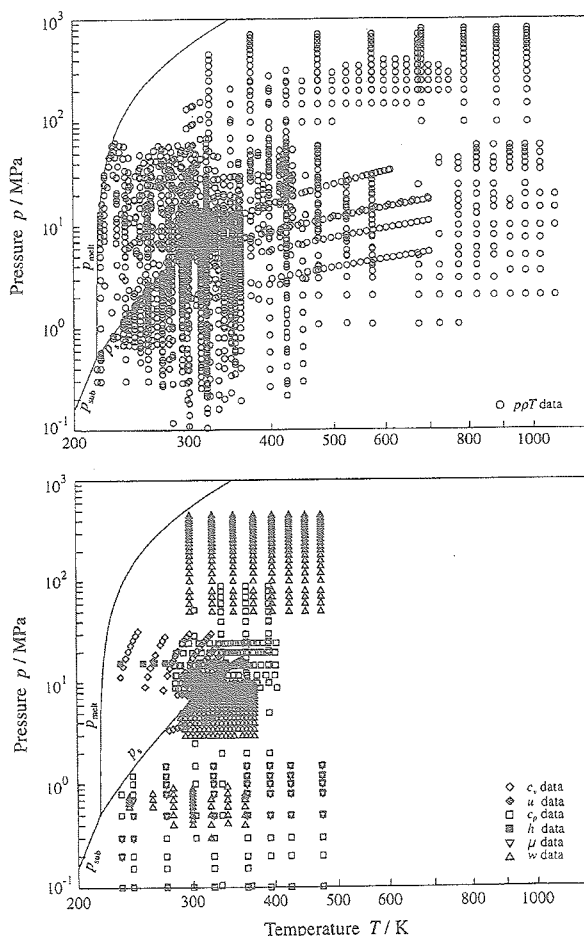


図3.5-1 Span-Wagner状態方程式のもととなる実験データの測定点（上：密度，下：その他の各種物性値）

(c) 臨界点近傍の精度

臨界点近傍の精度については、図3.5-2および図3.2-1にはSpan-Wagnerの状態方程式を用いて計算した値を、Chenらの繰りこみ群に基づくクロスオーバー方程式で得られた結果と比較した図を示した。ほぼ同程度の精度があることがわかる。破線は古典状態方程式で計算した結果であるが、前者と比べてずれは大きい。

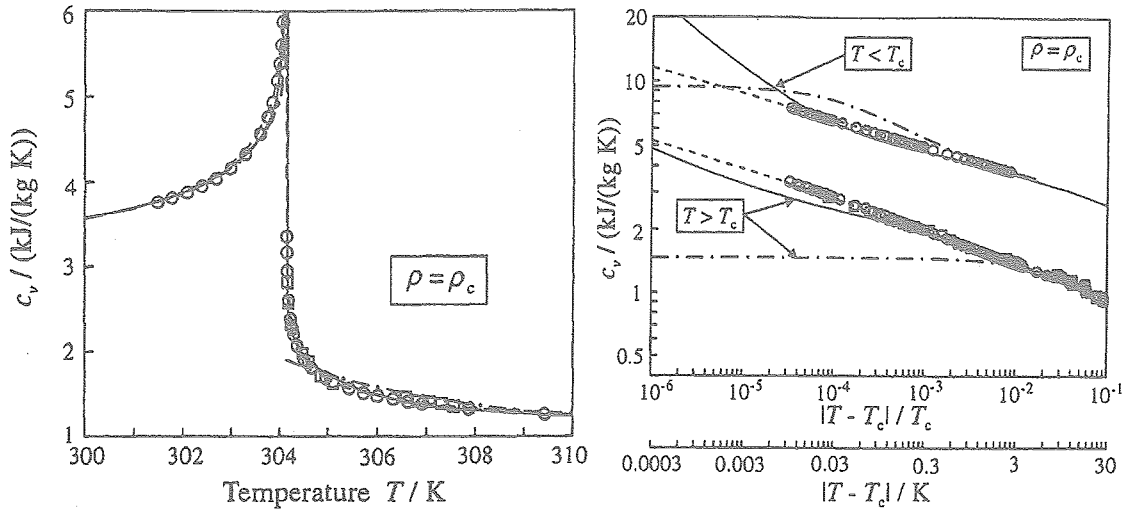


図 3.5-2 臨界点近傍での比熱. 実線: Span-Wagner の計算値, シンボル: 実験値, 点線: Chen らのクロスオーバー方程式の計算値, 破線: 古典的状态方程式

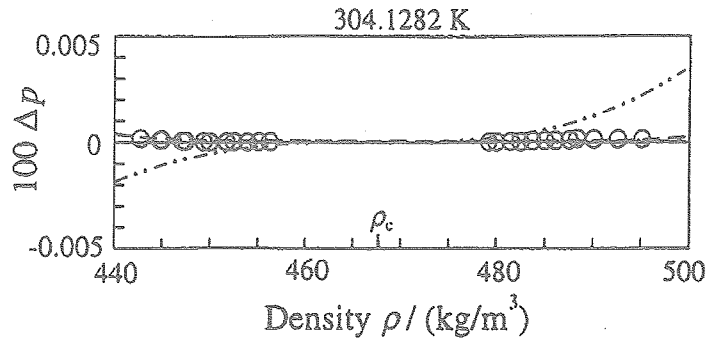


図 3.5-3 臨界点近傍での圧力の密度依存性. 実線: Span-Wagner の計算値, シンボル: 実験値, 点線: Chen らのクロスオーバー方程式の計算値, 破線: 古典的状态方程式

(d) 状態方程式の形

Span-Wagner の状態方程式は, 次の形の Helmholtz 自由エネルギー A で表される.

$$A(\rho, T)/(RT) = \Phi^0(\delta, \tau) + \Phi^r(\delta, \tau), \delta \equiv \rho/\rho_c, \tau \equiv T_c/T \tag{29}$$

ここで, Φ^0 は理想気体部分であり, Φ^r は残りの部分である. それぞれ, 表 3.5-1 から表 3.5-4 中の式で与えられる.

表 3.5-1 理想気体部分を表す式

ϕ^0	=	$\ln \delta$	+	a_1^0	+	$a_2^0 \tau$	+	$a_3^0 \ln(\tau)$	+	$\sum_{i=4}^8 a_i^0 \ln(1 - e^{-\theta_i^0 \tau})$
ϕ_δ^0	=	$1/\delta$	+	0	+	0	+	0	+	0
$\phi_{\delta\delta}^0$	=	$-1/\delta^2$	+	0	+	0	+	0	+	0
$\phi_{\delta\tau}^0$	=	0	+	0	+	0	+	0	+	0
ϕ_τ^0	=	0	+	0	+	a_2^0	+	a_3^0/τ	+	$\sum_{i=4}^8 a_i^0 \theta_i^0 [(1 - e^{-\theta_i^0 \tau})^{-1} - 1]$
$\phi_{\tau\tau}^0$	=	0	+	0	+	0	-	a_3^0/τ^2	-	$\sum_{i=4}^8 a_i^0 (\theta_i^0)^2 e^{-\theta_i^0 \tau} (1 - e^{-\theta_i^0 \tau})^{-2}$

⁰ $\phi_\delta^0 = [\partial \phi^0 / \partial \delta]_\tau$, $\phi_{\delta\delta}^0 = [\partial^2 \phi^0 / \partial \delta^2]_\tau$, $\phi_\tau^0 = [\partial \phi^0 / \partial \tau]_\delta$, $\phi_{\tau\tau}^0 = [\partial^2 \phi^0 / \partial \tau^2]_\delta$, and $\phi_{\delta\tau}^0 = [\partial^2 \phi^0 / \partial \delta \partial \tau]$.

表 3.5-2 理想気体部分を表す係数

i, j, k, l, m	a_i	b_j	B_k	C_l	D_m	A	β
1	3.00	0.875	0.30	10.00	225.0	0.700	0.300
2	3.50	0.925	1.00	12.50	250.0		
3	4.00			15.00	275.0		

表 3.5-3 実在気体部分を表す式

$$\phi^s = \sum_{i=1}^7 n_i \delta^{d_i} \tau^i + \sum_{i=8}^{34} n_i \delta^{d_i} \tau^i e^{-\delta^i} + \sum_{i=35}^{39} n_i \delta^{d_i} \tau^i e^{-\alpha_i(\delta-\epsilon_i)^2 - \beta_i(\tau-\gamma_i)^2} + \sum_{i=40}^{42} n_i \Delta^{b_i} \delta \Psi \quad \text{with } \Delta = \theta^2 + B_i [(\delta-1)^2]^{a_i}$$

$$\theta = (1-\tau) + A_i [(\delta-1)^2]^{1/(2\beta_i)}$$

$$\Psi = e^{-C_i(\delta-1)^2 - D_i(\tau-1)^2}$$

$$\phi'_s = \sum_{i=1}^7 n_i d_i \delta^{d_i-1} \tau^i + \sum_{i=8}^{34} n_i e^{-\delta^i} [\delta^{d_i-1} \tau^i (d_i - c_i \delta^{c_i})] + \sum_{i=35}^{39} n_i \delta^{d_i} \tau^i e^{-\alpha_i(\delta-\epsilon_i)^2 - \beta_i(\tau-\gamma_i)^2} \left[\frac{d_i}{\delta} - 2\alpha_i(\delta-\epsilon_i) \right] + \sum_{i=40}^{42} n_i \left[\Delta^{b_i} \left(\Psi + \delta \frac{\partial \Psi}{\partial \delta} \right) + \frac{\partial \Delta^{b_i}}{\partial \delta} \delta \Psi \right]$$

$$\phi'_{\delta\delta} = \sum_{i=1}^7 n_i d_i (d_i-1) \delta^{d_i-2} \tau^i + \sum_{i=8}^{34} n_i e^{-\delta^i} [\delta^{d_i-2} \tau^i ((d_i - c_i \delta^{c_i})(d_i - 1 - c_i \delta^{c_i}) - c_i^2 \delta^{c_i})] + \sum_{i=35}^{39} n_i \tau^i e^{-\alpha_i(\delta-\epsilon_i)^2 - \beta_i(\tau-\gamma_i)^2} \cdot [-2\alpha_i \delta^{d_i} + 4\alpha_i^2 \delta^{d_i} (\delta-\epsilon_i)^2 - 4d_i \alpha_i \delta^{d_i-1} (\delta-\epsilon_i) + d_i (d_i-1) \delta^{d_i-2}] + \sum_{i=40}^{42} n_i \left[\Delta^{b_i} \left(2 \frac{\partial \Psi}{\partial \delta} + \delta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \delta^2} \right) + 2 \frac{\partial \Delta^{b_i}}{\partial \delta} \left(\Psi + \delta \frac{\partial \Psi}{\partial \delta} \right) + \frac{\partial^2 \Delta^{b_i}}{\partial \delta^2} \delta \Psi \right]$$

$$\phi'_{\tau\tau} = \sum_{i=1}^7 n_i t_i \delta^{d_i} \tau^{i-1} + \sum_{i=8}^{34} n_i t_i \delta^{d_i} \tau^{i-1} e^{-\delta^i} + \sum_{i=35}^{39} n_i \delta^{d_i} \tau^i e^{-\alpha_i(\delta-\epsilon_i)^2 - \beta_i(\tau-\gamma_i)^2} \left[\frac{t_i}{\tau} - 2\beta_i(\tau-\gamma_i) \right] + \sum_{i=40}^{42} n_i \delta \left[\frac{\partial \Delta^{b_i}}{\partial \tau} \Psi + \Delta^{b_i} \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} \right]$$

$$\phi'_{\tau\delta} = \sum_{i=1}^7 n_i t_i (t_i-1) \delta^{d_i} \tau^{i-2} + \sum_{i=8}^{34} n_i t_i (t_i-1) \delta^{d_i} \tau^{i-2} e^{-\delta^i} + \sum_{i=35}^{39} n_i \delta^{d_i} \tau^i e^{-\alpha_i(\delta-\epsilon_i)^2 - \beta_i(\tau-\gamma_i)^2} \left[\left(\frac{t_i}{\tau} - 2\beta_i(\tau-\gamma_i) \right)^2 - \frac{t_i}{\tau^2} - 2\beta_i \right] + \sum_{i=40}^{42} n_i \delta \left[\frac{\partial^2 \Delta^{b_i}}{\partial \tau^2} \Psi + 2 \frac{\partial \Delta^{b_i}}{\partial \tau} \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + \Delta^{b_i} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} \right]$$

$$\phi'_{\delta\tau} = \sum_{i=1}^7 n_i d_i t_i \delta^{d_i-1} \tau^{i-1} + \sum_{i=8}^{34} n_i e^{-\delta^i} \delta^{d_i-1} t_i \tau^{i-1} (d_i - c_i \delta^{c_i}) + \sum_{i=35}^{39} n_i \delta^{d_i} \tau^i e^{-\alpha_i(\delta-\epsilon_i)^2 - \beta_i(\tau-\gamma_i)^2} \left[\frac{d_i}{\delta} - 2\alpha_i(\delta-\epsilon_i) \right] \left[\frac{t_i}{\tau} - 2\beta_i(\tau-\gamma_i) \right] + \sum_{i=40}^{42} n_i \left[\Delta^{b_i} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + \delta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \delta \partial \tau} \right) + \delta \frac{\partial \Delta^{b_i}}{\partial \delta} \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + \frac{\partial \Delta^{b_i}}{\partial \tau} \left(\Psi + \delta \frac{\partial \Psi}{\partial \delta} \right) + \frac{\partial^2 \Delta^{b_i}}{\partial \delta \partial \tau} \delta \Psi \right]$$

Derivatives of the distance function Δ^{b_i} :

$$\frac{\partial \Delta^{b_i}}{\partial \delta} = b_i \Delta^{b_i-1} \frac{\partial \Delta}{\partial \delta}$$

$$\frac{\partial^2 \Delta^{b_i}}{\partial \delta^2} = b_i \left[\Delta^{b_i-1} \frac{\partial^2 \Delta}{\partial \delta^2} + (b_i-1) \Delta^{b_i-2} \left(\frac{\partial \Delta}{\partial \delta} \right)^2 \right]$$

$$\frac{\partial \Delta^{b_i}}{\partial \tau} = -2\theta b_i \Delta^{b_i-1}$$

$$\frac{\partial^2 \Delta^{b_i}}{\partial \tau^2} = 2b_i \Delta^{b_i-1} + 4\theta^2 b_i (b_i-1) \Delta^{b_i-2}$$

$$\frac{\partial^2 \Delta^{b_i}}{\partial \delta \partial \tau} = -A_i b_i \frac{2}{\beta_i} \Delta^{b_i-1} (\delta-1) [(\delta-1)^2]^{1/(2\beta_i)-1} - 2\theta b_i (b_i-1) \Delta^{b_i-2} \frac{\partial \Delta}{\partial \delta}$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \delta} = (\delta-1) \left\{ A_i \theta \frac{2}{\beta_i} [(\delta-1)^2]^{1/(2\beta_i)-1} + 2B_i a_i [(\delta-1)^2]^{a_i-1} \right\}$$

$$\frac{\partial^2 \Delta}{\partial \delta^2} = \frac{1}{(\delta-1)} \frac{\partial \Delta}{\partial \delta} + (\delta-1)^2 \left\{ 4B_i a_i (a_i-1) [(\delta-1)^2]^{a_i-2} + 2A_i^2 \left(\frac{1}{\beta_i} \right)^2 [(\delta-1)^2]^{1/(2\beta_i)-1} + A_i \theta \frac{4}{2\beta_i} \left(\frac{1}{2\beta_i} - 1 \right) [(\delta-1)^2]^{1/(2\beta_i)-2} \right\}$$

Derivatives of the exponential function Ψ :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \delta} = -2C_i(\delta-1)\Psi$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \delta^2} = [2C_i(\delta-1)^2 - 1]2C_i\Psi$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = -2D_i(\tau-1)\Psi$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} = [2D_i(\tau-1)^2 - 1]2D_i\Psi$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \delta \partial \tau} = 4C_i D_i (\delta-1)(\tau-1)\Psi$$

$${}^2\phi'_\delta = \left(\frac{\partial \phi'_s}{\partial \delta} \right)_\tau, \quad \phi'_{\delta\delta} = \left(\frac{\partial^2 \phi'_s}{\partial \delta^2} \right)_\tau, \quad \phi'_\tau = \left(\frac{\partial \phi'_s}{\partial \tau} \right)_\delta, \quad \phi'_{\tau\tau} = \left(\frac{\partial^2 \phi'_s}{\partial \tau^2} \right)_\delta, \quad \text{and } \phi'_{\delta\tau} = \left(\frac{\partial^2 \phi'_s}{\partial \delta \partial \tau} \right)$$

表 3.5-4 実在気体部分を表す係数

i	n_i	d_i	t_i					
1	$0.388\ 568\ 232\ 031\ 61 \times 10^0$	1	0.00					
2	$0.293\ 854\ 759\ 427\ 40 \times 10^1$	1	0.75					
3	$-0.558\ 671\ 885\ 349\ 34 \times 10^1$	1	1.00					
4	$-0.767\ 531\ 995\ 924\ 77 \times 10^0$	1	2.00					
5	$0.317\ 290\ 055\ 804\ 16 \times 10^0$	2	0.75					
6	$0.548\ 033\ 158\ 977\ 67 \times 10^0$	2	2.00					
7	$0.122\ 794\ 112\ 203\ 35 \times 10^0$	3	0.75					
i	n_i	d_i	t_i	c_i				
8	$0.216\ 589\ 615\ 432\ 20 \times 10^1$	1	1.50	1				
9	$0.158\ 417\ 351\ 097\ 24 \times 10^1$	2	1.50	1				
10	$-0.231\ 327\ 054\ 055\ 03 \times 10^0$	4	2.50	1				
11	$0.581\ 169\ 164\ 314\ 36 \times 10^{-1}$	5	0.00	1				
12	$-0.553\ 691\ 372\ 053\ 82 \times 10^0$	5	1.50	1				
13	$0.489\ 466\ 159\ 094\ 22 \times 10^0$	5	2.00	1				
14	$-0.242\ 757\ 398\ 435\ 01 \times 10^{-1}$	6	0.00	1				
15	$0.624\ 947\ 905\ 016\ 78 \times 10^{-1}$	6	1.00	1				
16	$-0.121\ 758\ 602\ 252\ 46 \times 10^0$	6	2.00	1				
17	$-0.370\ 556\ 852\ 700\ 86 \times 10^0$	1	3.00	2				
18	$-0.167\ 758\ 797\ 004\ 26 \times 10^{-1}$	1	6.00	2				
19	$-0.119\ 607\ 366\ 379\ 87 \times 10^0$	4	3.00	2				
20	$-0.456\ 193\ 625\ 087\ 78 \times 10^{-1}$	4	6.00	2				
21	$0.356\ 127\ 892\ 703\ 46 \times 10^{-1}$	4	8.00	2				
22	$-0.744\ 277\ 271\ 320\ 52 \times 10^{-2}$	7	6.00	2				
23	$-0.173\ 957\ 049\ 024\ 32 \times 10^{-2}$	8	0.00	2				
24	$-0.218\ 101\ 212\ 895\ 27 \times 10^{-1}$	2	7.00	3				
25	$0.243\ 321\ 665\ 592\ 36 \times 10^{-1}$	3	12.00	3				
26	$-0.374\ 401\ 334\ 234\ 63 \times 10^{-1}$	3	16.00	3				
27	$0.143\ 387\ 157\ 568\ 78 \times 10^0$	5	22.00	4				
28	$-0.134\ 919\ 690\ 832\ 86 \times 10^0$	5	24.00	4				
29	$-0.231\ 512\ 250\ 534\ 80 \times 10^{-1}$	6	16.00	4				
30	$0.123\ 631\ 254\ 929\ 01 \times 10^{-1}$	7	24.00	4				
31	$0.210\ 583\ 219\ 729\ 40 \times 10^{-2}$	8	8.00	4				
32	$-0.339\ 585\ 190\ 263\ 68 \times 10^{-3}$	10	2.00	4				
33	$0.559\ 936\ 517\ 715\ 92 \times 10^{-2}$	4	28.00	5				
34	$-0.303\ 351\ 180\ 556\ 46 \times 10^{-3}$	8	14.00	6				
i	n_i	d_i	t_i	α_i	β_i	γ_i	ϵ_i	
35	$-0.213\ 654\ 886\ 883\ 20 \times 10^3$	2	1.00	25	325	1.16	1.00	
36	$0.266\ 415\ 691\ 492\ 72 \times 10^5$	2	0.00	25	300	1.19	1.00	
37	$-0.240\ 272\ 122\ 045\ 57 \times 10^5$	2	1.00	25	300	1.19	1.00	
38	$-0.283\ 416\ 034\ 239\ 99 \times 10^3$	3	3.00	15	275	1.25	1.00	
39	$0.212\ 472\ 844\ 001\ 79 \times 10^3$	3	3.00	20	275	1.22	1.00	
i	n_i	a_i	b_i	β_i	A_i	B_i	C_i	D_i
40	$-0.666\ 422\ 765\ 407\ 51 \times 10^0$	3.500	0.875	0.300	0.700	0.3	10.0	275
41	$0.726\ 086\ 323\ 498\ 97 \times 10^0$	3.500	0.925	0.300	0.700	0.3	10.0	275
42	$0.550\ 686\ 686\ 128\ 42 \times 10^{-1}$	3.000	0.875	0.300	0.700	1.0	12.5	275

$^{\circ}R = 0.188\ 924\ 1\ \text{kJ}/(\text{kg K}); T_c = 304.128\ 2\ \text{K}; \rho_c = 467.6\ \text{kg}/\text{m}^3.$

(e) Span-Wagner 状態方程式で計算した物性値

Span-Wagner 状態方程式で計算した圧力、定積比熱、定圧比熱、比熱比、音速、膨張率、熱伝導率、熱拡散係数、粘性係数および Joule-Thomson 係数の温度依存性をそれぞれ図 3.5-4 から図 3.5-12 に示した。臨界点に近づくに従って、圧力は減少し（図 3.5-4）、定積比熱および定圧比熱は発散的に増大し、定圧比熱の発散は定積比熱よりも圧倒的に強い（図 3.5-5～図 3.5-7）。音速は、臨界点に近づくに従って減少し（図 3.5-8）、膨張率は逆に発散する（図 3.5-9）。熱伝導率も同様に発散し（図 3.5-10）、熱拡散係数は 0（図 3.5-11）に近づく。粘性係数は臨界点に向かってほとんど変化せず小さな値をとり（図 3.5-12）、Joule-Thomson 係数についても同様である（図 3.5-12）。なお、熱伝導率、熱拡散係数、粘性係数は、一般によく使われる Chung ら（1984, 1988）の計算式によるものを用いた。詳細は、“The Properties of Gases and Liquid” 5th edition (McGrawHill) を参照のこと。

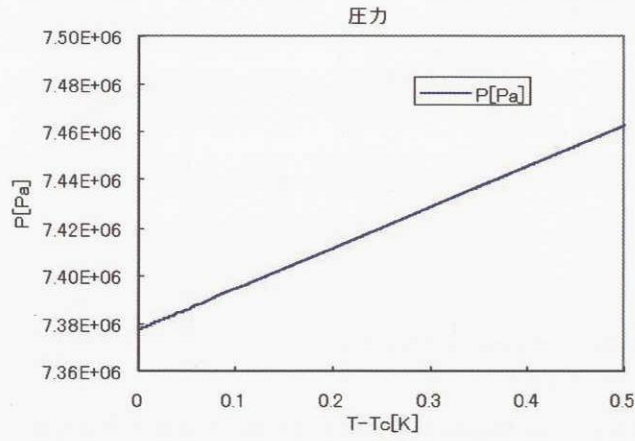


図 3.5-4 Span-Wagner 状態方程式を利用した圧力の温度依存性

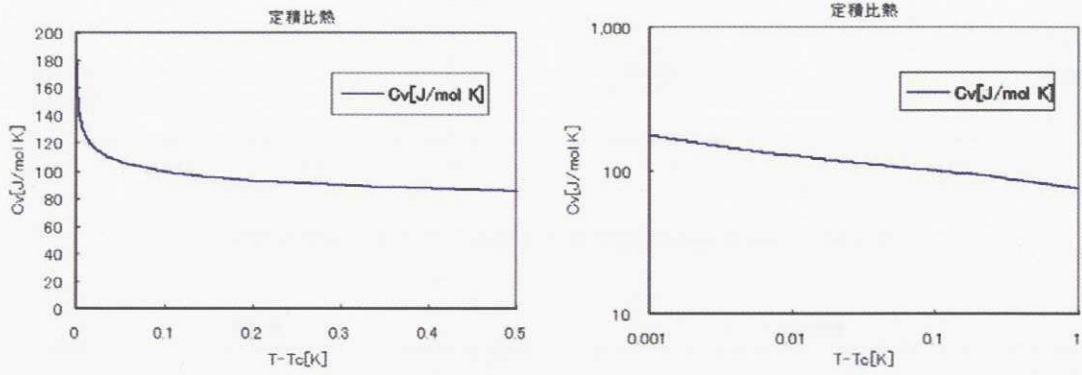


図 3.5-5 Span-Wagner 状態方程式を利用した定積比熱の温度依存性

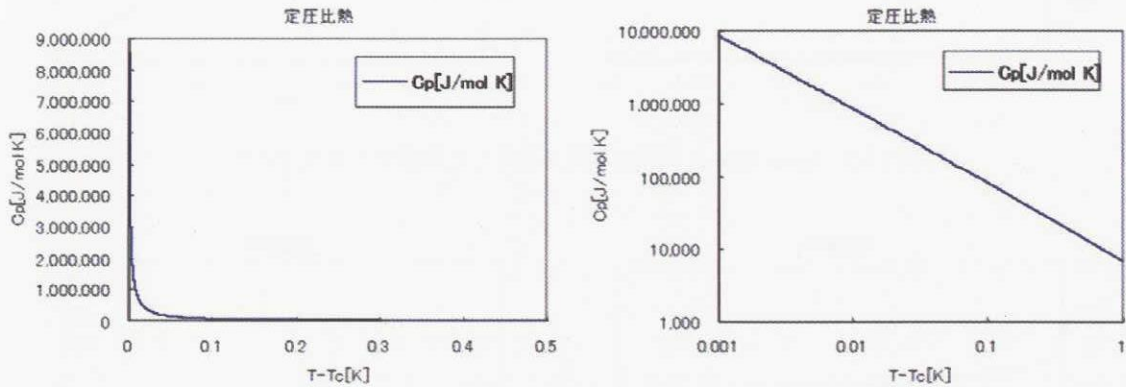


図 3.5-6 Span-Wagner 状態方程式を利用した定圧比熱の温度依存性

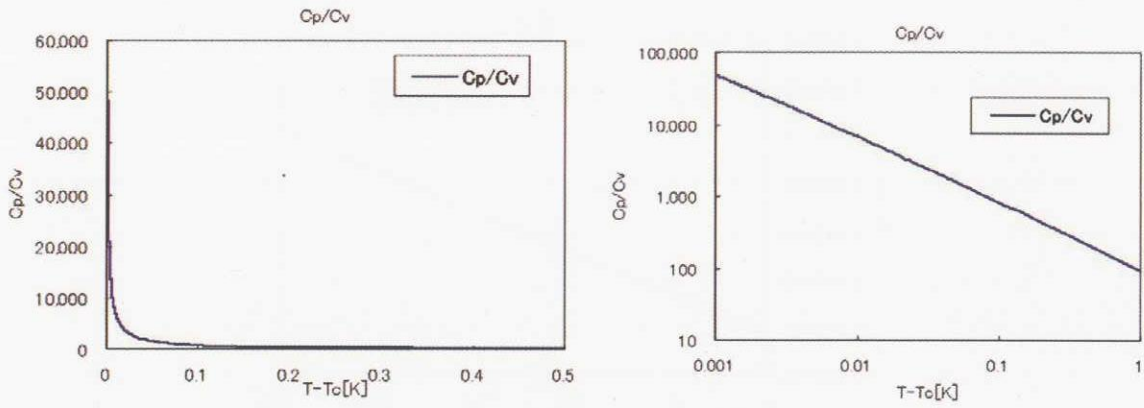


図 3.5-7 Span-Wagner 状態方程式を利用した比熱比の温度依存性

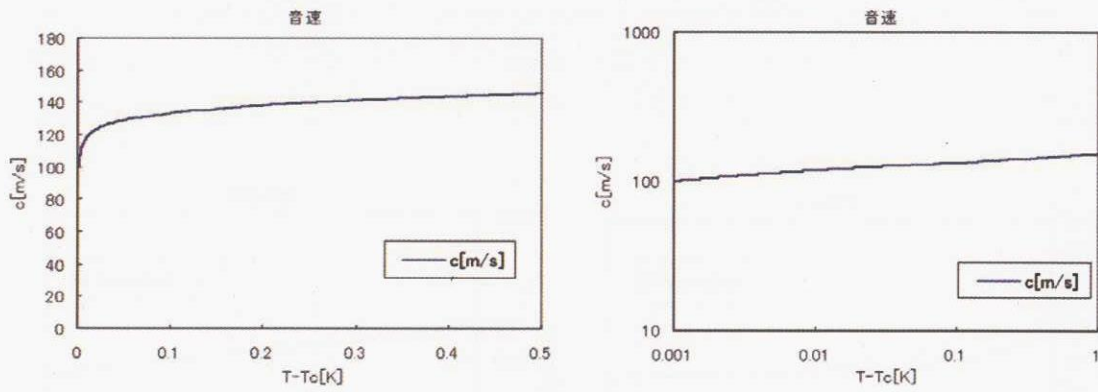


図 3.5-8 Span-Wagner 状態方程式を利用した音速の温度依存性

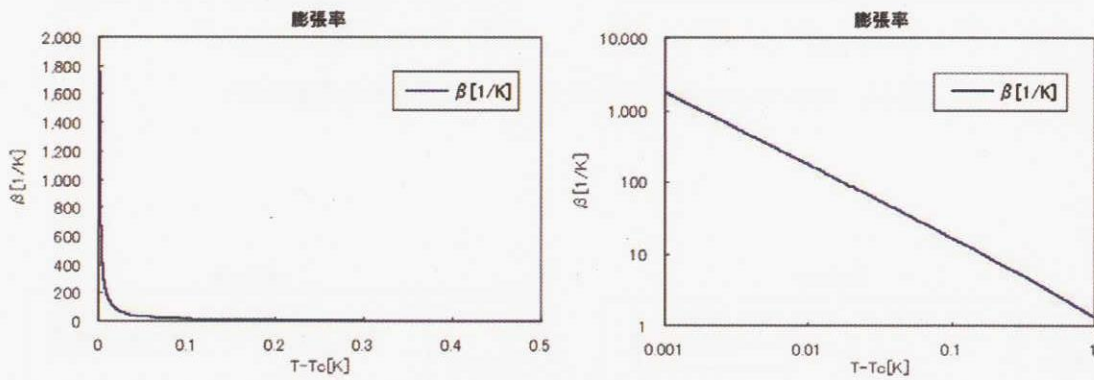


図 3.5-9 Span-Wagner 状態方程式を利用した膨張率の温度依存性

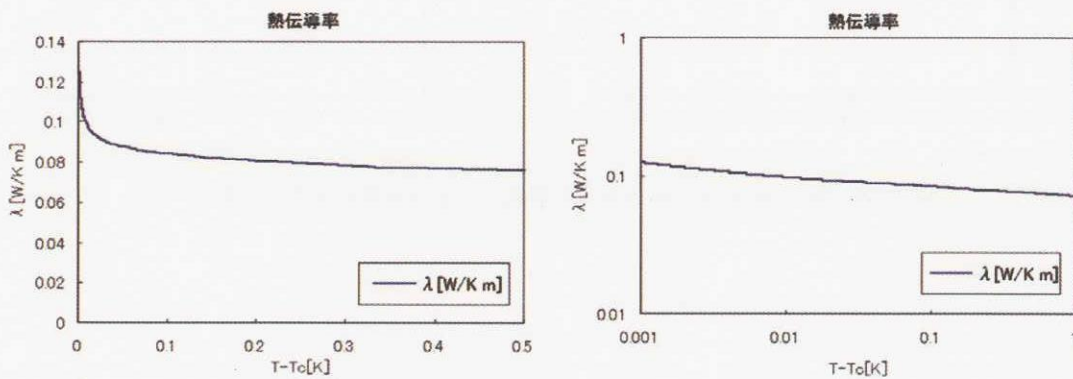


図 3.5-10 Span-Wagner 状態方程式を利用した熱伝導率の温度依存性

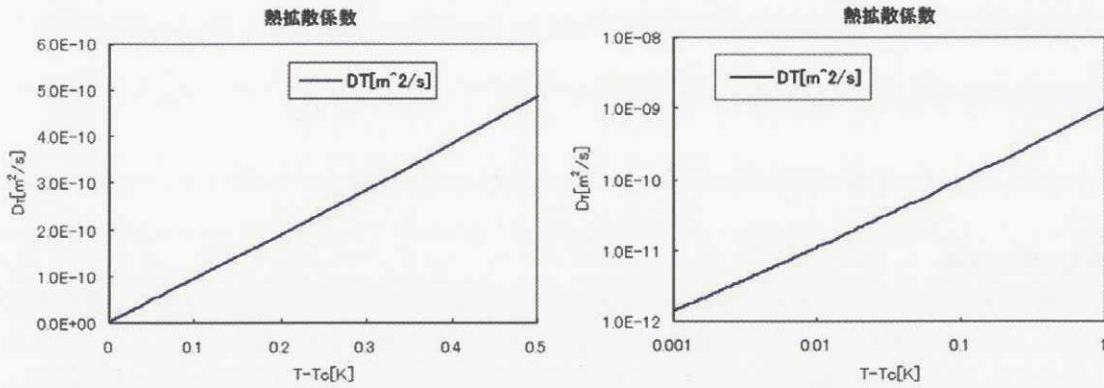


図 3.5-11 Span-Wagner 状態方程式を利用した熱拡散係数の温度依存性

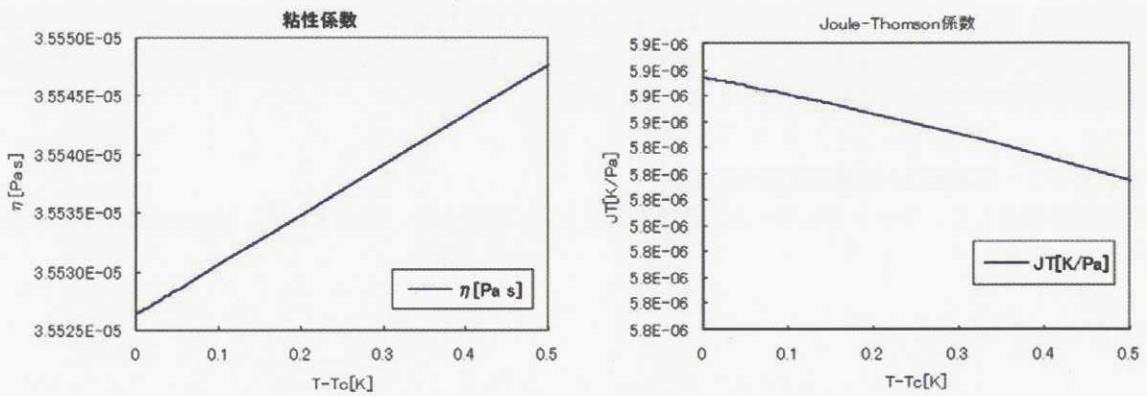


図 3.5-12 Span-Wagner 状態方程式を利用した粘性係数および Joule-Thomson 係数の温度依存性

(3) 修正 Patel-Teja(PT) 状態方程式

一般に、圧力 P 、体積 V 、温度 T の間の関係は、以下のように表すことができる。

$$\frac{PV}{RT} = f(T, V) \tag{30}$$

特別な場合として、理想気体では $f(T, V)$ は一定である。気相と液相を表すためには、 $f(T, V)$ は V に関して 3 次以上でなければならない。 $f(T, V)$ を V に関して 3 次までの関数とする状態方程式は、cubic 状態方程式と呼ばれ、広く用いられている。ファンデルワールス状態方程式もその 1 つである。

Cubic 状態方程式は、一般に次のように表すことができ、各種 cubic 状態方程式は、この中のパラメータの形を指定することで定まる（詳細は、“The Properties of Gases and Liquid” 5th edition (McGrawHill) p.4.18 参照のこと）。

$$P = \frac{RT}{V-b} - \frac{\Theta(V-\eta)}{(V-b)(V^2 + \delta V + \Delta)} \tag{31}$$

Cubic 状態方程式の一つである Patel-Teja(PT) 方程式は、次式であたえられる。

$$P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V(V+b)+c(V-b)} \tag{32}$$

PT 状態方程式は、Cubic 状態方程式の中でも、比較的精度が高いとされている Peng-Robinson (PR) 状態方程式や Redlich-Kwong-Soave (RKS) 状態方程式などを含んでいる (PR 状態方程式: $c=b$, RKS 状態方程式: $c=0$)。

ここで a は温度の関数であるが、その関数系として、Patel が提唱した以下のものを用いることにより、幅広い温度領

域で物性値の精度が向上することが知られている (N.C. Patel, Int. Journ. Thermophys. vol. 17, No. 3, p. 673 (1996)).

$$a = A \left(1 + c_1(T_\tau - 1) + c_2(\sqrt{T_\tau} - 1) + c_3(T_\tau^N - 1) \right) \quad (33)$$

ここで A , c_1 , c_2 , c_3 , N は物質に依存するパラメータであり, $T_\tau = T/T_c$ である.

(4) 粘性係数と熱伝導度

粘性係数や熱伝導度に関しては, 状態方程式からは得ることができないので, 別の方法で求める必要がある. これまで提案されているいくつかの方法の中から比較検討した結果, 粘性係数と熱伝導度を統一的に扱うことができ, 精度が高い算出方法であることから, Chung らの方法をここでは採用することとした. 詳細は, “The Properties of Gases and Liquid” 5th edition (McGrawHill) の p.9.40 (粘性係数) と p.10.23 (熱伝導度) を参照のこと.

3.6 臨界点近傍 CO₂ 流体の重力効果

微小重力を利用した動的ピストン効果の実験において, 重力の影響を理論的に評価することは重要である. そこで, 重力場中における超臨界状態の物性値を, ファンデルワールス理論に基づいて計算し, その物性値を用いて, 動的ピストン効果に対する重力影響について定量的に評価することを目的とする.

(1) ファンデルワールス理論への重力場中への拡張

重力の影響を考慮して, ファンデルワールス理論を次のように拡張する. 重力下では, 圧力は密度を用いて, 次のように表すことができる.

$$p(x) = p_0 + mg \int_0^x \rho(x) dx \quad (34)$$

ここで, $\rho(x)$ は重力方向の位置 x における粒子数密度であり,

$$\frac{N}{S} = \int_0^L \rho(x) dx \quad (35)$$

を満たす. ここで, S は断面積である. 簡単のために, 試料全体にわたって温度は一定とすると, 重力下で, ファンデルワールス方程式は, 次のように拡張することができる.

$$\left\{ \frac{p_0}{p_c} + \frac{mg}{p_c} \int_0^x \rho(x) dx + 3 \left(\frac{\rho(x)}{\rho_c} \right)^2 \right\} \left\{ 3 \left(\frac{\rho_c}{\rho(x)} \right) - 1 \right\} = 8 \left(\frac{T}{T_c} \right) \quad (36)$$

ここで ρ_c は臨界数密度である. または, 臨界質量密度 ρ_c^m を用いて,

$$\left\{ \frac{p_0}{p_c} + \frac{g\rho_c^m}{p_c} \int_0^x \frac{\rho(x)}{\rho_c} dx + 3 \left(\frac{\rho(x)}{\rho_c} \right)^2 \right\} \left\{ 3 \left(\frac{\rho_c}{\rho(x)} \right) - 1 \right\} = 8 \left(\frac{T}{T_c} \right) \quad (37)$$

と表すことができる.

密度分布や圧力分布は, 35式を考慮して, 36式 (または37式) から求めることができる. 以下, これらの方程式を CO₂ の物性値を用いて, 数値的に解いた結果を示す. なお, CO₂ の物性値として, 臨界圧力 $p_c = 7.375$ [MPa], 臨界質量密度 $\rho_c^m = 466$ [kg/m³], 分子量 $M = 44$ [g/mol] を用いた.

(2) 重力場中のファンデルワールス理論による物性値の解析

(a) 温度依存性

重力 (1 G) 下で, セル内の密度を臨界密度とした場合の計算結果を図 3.6-1 に示した. なお, 試料セルの厚みは 0.5 cm とした. また, 試料の温度 T を $T - T_c = 0.1$ mK, 1 mK, 10 mK, 100 mK, 1 K とした. 図の表記は, 重力に対して左側が上, 右側が下に対応している (以下の図全てについて同様である). 密度分布は, 試料セルの中心部で臨界密度となっている様子がよくわかる. この場合, 臨界温度に近いほど密度分布が湾曲し, セルの上部と下部で大きく臨界密度がはず

れることがわかる。この点は、第4章で述べるピストン波の観測実験において、ヒーターの位置および観測位置をどこにするかによって重力効果が変わることを意味しており重要である。また、圧力は臨界温度に近づく程、臨界圧力からの偏りが大きい。これは、臨界点近傍では圧縮率が非常に大きくなるためである。重力効果は、 $T - T_c$ が10 mK程度よりも小さい場合（換算温度で約 10^{-4} 以下）で極めて顕著となっており、臨界点に近づくとき急激に重力効果が増すことがよくわかる。図3.6-2には、定積比熱および定容比熱の比のセル内分布を示した。臨界点近傍では重力により試料の上部と下部とで密度変化が大きくなるために、比熱の分布がより臨界点に近い中心で大きくなり、これから外れると上下いずれの方向にも急激に変化していることがわかる。

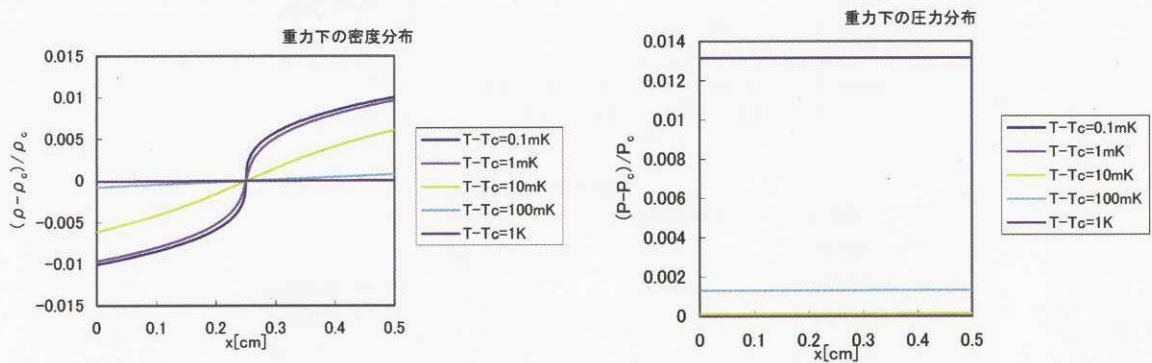


図 3.6-1 試料温度を変えた場合の重力下での密度分布（左）と圧力分布（右）

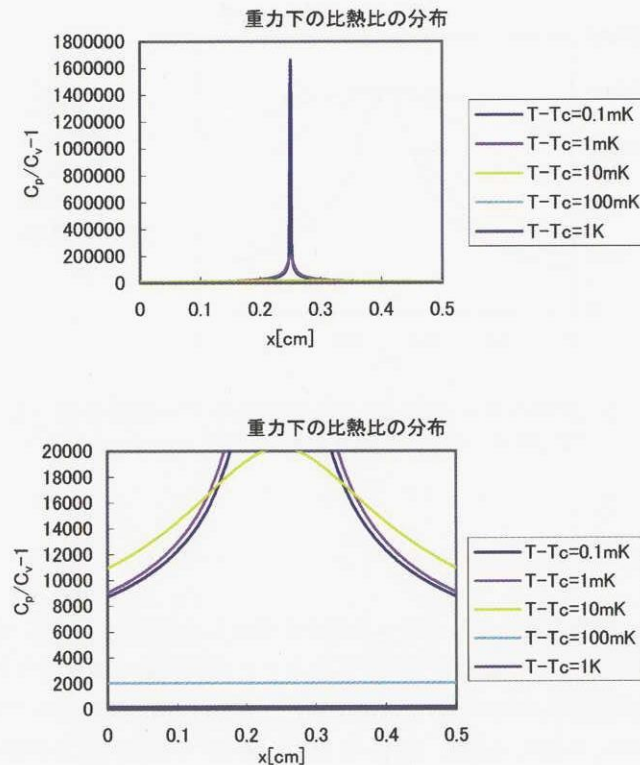


図 3.6-2 試料温度を変えた場合の重力下での比熱比分布（上）とその拡大図（下）

(b) 試料厚みに対する依存性

重力 (1 G) 下で、密度を臨界密度、温度を臨界温度から 10 mK 上とした場合の計算結果を図 3.6-3 に示す。試料の厚みを $L = 0.25$ cm, 0.5 cm, 1 cm, 1.5 cm, 2 cm とした。試料を厚くすると重力の影響が大きくなるのがわかる。

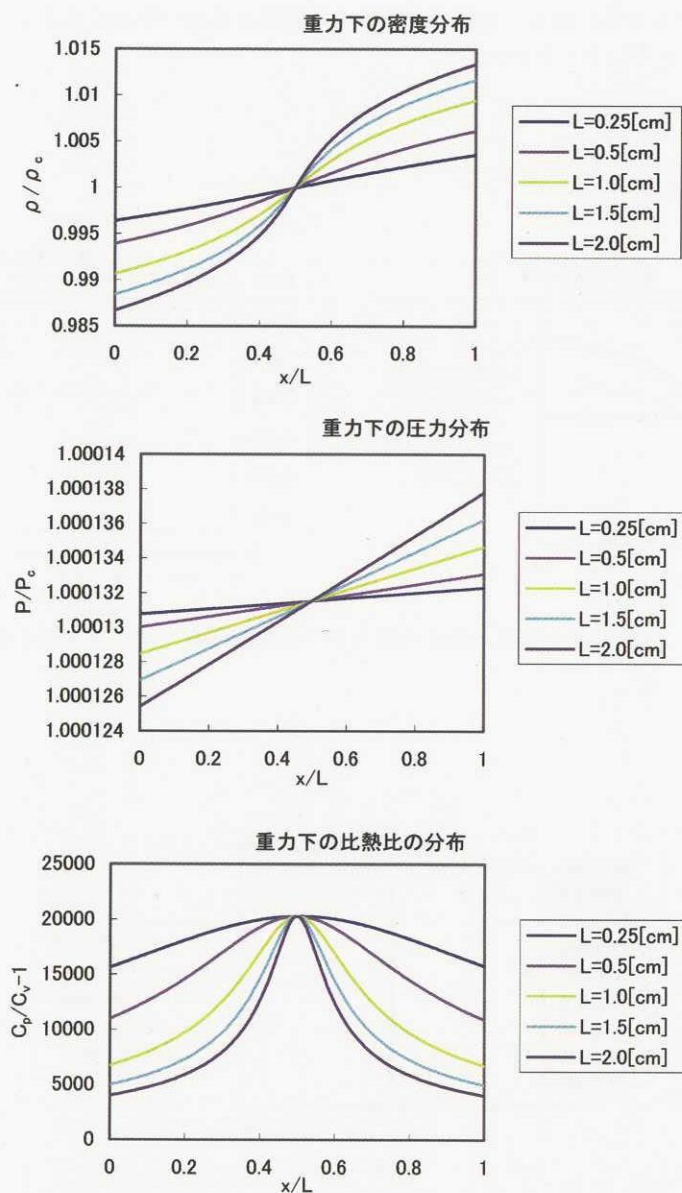


図 3.6-3 試料の厚みを変えた場合の重力下での密度分布 (上), 圧力分布 (中), 比熱比分布 (下)

(c) 試料不足の影響

次に、重力 (1 G) 下で密度が臨界密度に達しなかった場合を想定した検討を行った。これは、実験時に試料セルに二酸化炭素を充填する場合、実験誤差として避けることができない、充填質量のばらつきがどの程度影響するかを調べることを想定して行った。計算結果を図 3.6-4 に示した。温度は $T - T_c = 1$ mK、試料セルのサイズは 1 cm とした。密度は、 $(\rho - \rho_c) / \rho_c = 0.01, 0.008, 0.006, 0.004, 0.002, 0.001$ とした。重力下では試料質量が臨界質量から 0.1 % 以上に不足すると濃度分布が 1 mm 以上の上下非対称性を生み出すことが明らかとなった。観測位置の測定誤差を 1 mm 程度とすると、少なくとも試料は 0.1 % のオーダーで調整する必要があることになる。

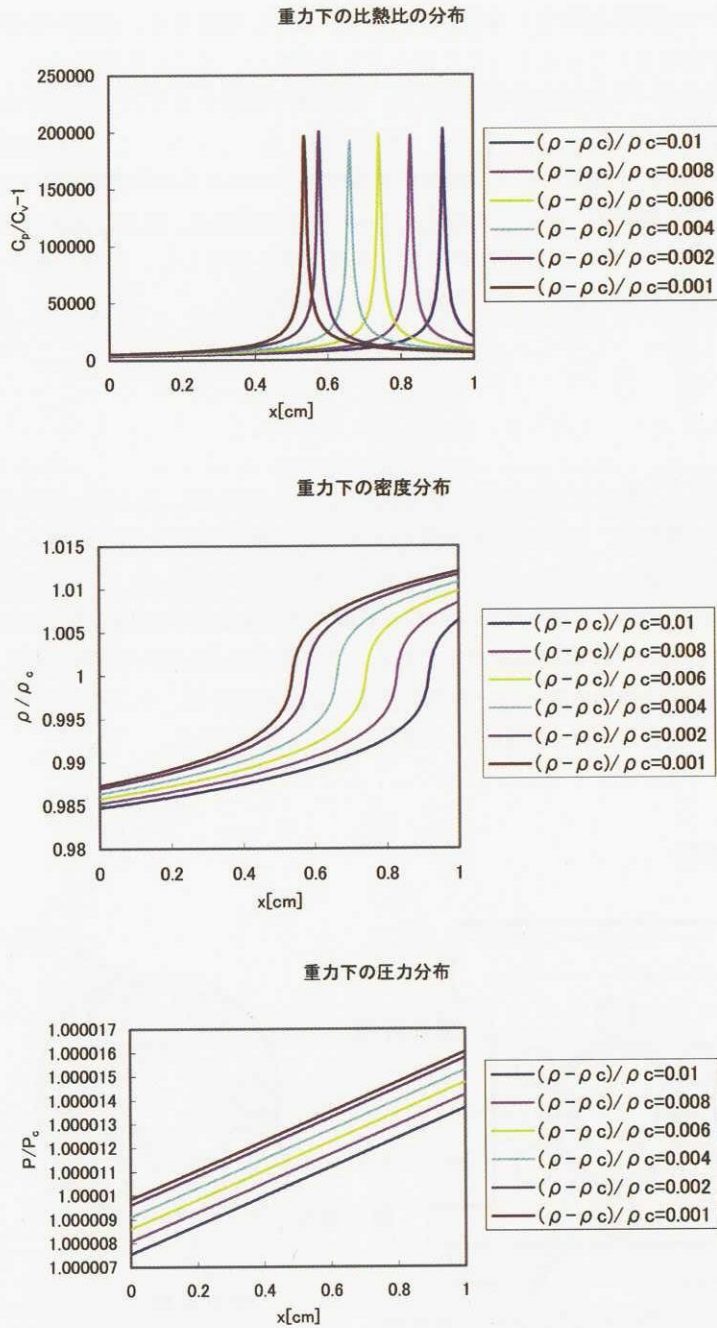


図 3.6-4 密度を臨界密度よりも少なくした場合の重力下での密度分布 (上), 圧力分布 (中), 比熱比分布 (下)

4. 地 上 実 験

4.1 はじめに

これまで行われてきたピストン効果実験では、観測の時間スケールは、高々ビデオ収録時間 (1/30 秒) の範囲であり、音速 (~ 100 m/s) から見積られる進行速度と比較すると、実際に観測された現象は試料セル内を数 100 往復した現象しか捉えていない。すなわち、ピストン波の素過程を直接見たとは言えず、平均化された間接的な効果しか見ていないことになる。また、実験的に実現された臨界温度への接近は、高々 $T - T_c \sim 30$ mK であり、これは十分臨界点に近いとはいえない。また、小貫が報告したように、精密な動的臨界現象理論によると、ピストン波に強い影響をもつ体積粘性係数 (bulk viscosity) は、臨界温度 T_c に十分近づいた場合に強く発散する。しかしながら、これまでのピストン効果の実験研究

では、このような効果に関する観測事実は全く報告されてこなかった。実際には、実験の精度が悪く、このような現象が評価できるに十分な実験系が構築されてこなかったと言わざるを得ない。そこで本研究では、上記の実験上の不足を克服することとし、次のような実験データの取得を目的とした。①音速で伝播するピストン波の素過程を直接観測し、その特性を明らかにする。②臨界温度への接近は、 $T - T_c \sim 1 \text{ mK}$ を実現する。③ピストン波の直接観測により、ピストン波の発生に伴うエネルギー変換量を $T - T_c$ を関数として定量的に計測する。このような科学的目標を達成するために、 $\pm 1 \text{ mK}$ の温度安定性を有する超精密な温度制御系、絶対温度精度 $\pm 1 \text{ mK}$ の温度計測系、微小な密度差を検出する光学系、ならびに時間分解能 $1 \mu\text{s}$ の高速・大容量データ収集系を有する地上実験装置を開発した。また、微小かつマイクロ秒オーダーの短いヒートパルスを超臨界 CO_2 に加えるための実験セルを構築した。

4.2 実験方法

(1) 実験装置

(a) 実験セル

動的ピストン効果実験では、二酸化炭素の臨界点から ΔT ($10 \sim 1000 \text{ mK}$)だけ高い温度での実験を行うことを目的とする。実験セルに要求される機能は、①内部に超臨界 CO_2 を安定に閉じ込めること、②微小かつ高速なヒートパルスを流体に加えられること、③光学測定が可能なこと、④セル内で温度分布が生じないこと、の4点である。

実験セル内部への超臨界 CO_2 の封入に関しては、 CO_2 の超臨界点は温度約 304.2 K 、圧力 72.9 atm (7.39 MPa)で実現される。したがって温度条件に関しては比較的緩やかである一方、耐圧性能は高い必要がある。これに加え、ホルダ内で温度分布を生じさせないためには熱伝導度の高い物質を使用する必要がある。そこで、本実験セルでは熱伝導率が約 350 W/mK と非常に高い銅を用いて製作した。実験セルの模式図を図4.2-1に示す。

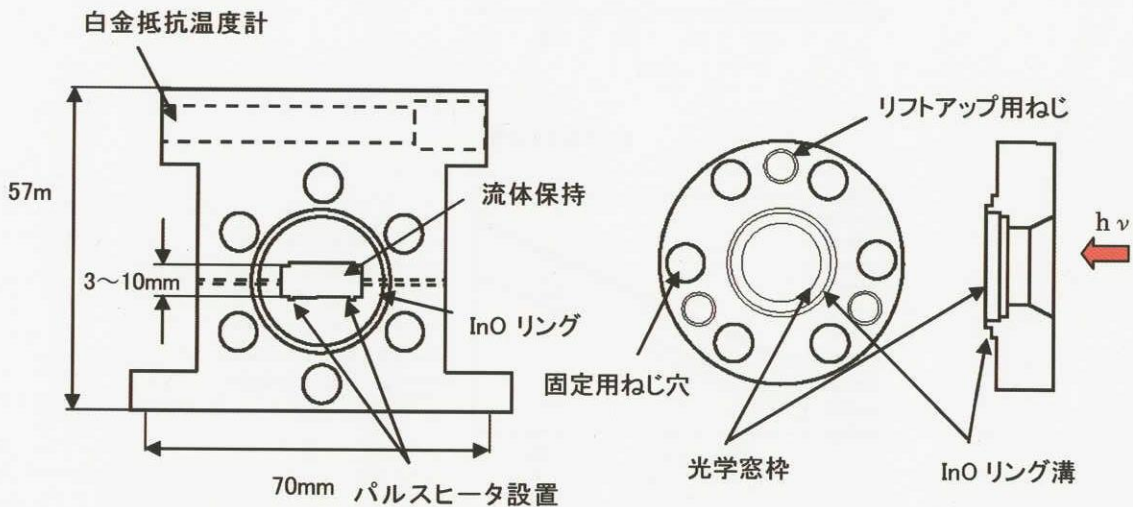


図4.2-1 地上実験装置用実験セルの模式図。(左)実験セル本体、(右)光学窓

CO_2 封入部の形状に関しては、超臨界 CO_2 の液柱高さを3, 5および 10 mm とした。動的ピストン効果実験では、干渉縞によって流体中の密度変化を捉える。そのためには CO_2 をレーザー光が通る光路長を長くしたほうが有利である。そこで奥行きを 10 mm とした。

これらに加え、後述するパルス加熱機構が加えられる。これは流体封入時などに破損する可能性があるため、交換可能にする必要がある。そこでソケットのように脱着可能な機構となるように溝を用意した。流体ホルダ本体の側面から流体導入用のニッケル製 $1/16$ チューブを銀口によって固定した。また内部に設置するパルスヒーター用リード線を導入するために、直径 1 mm の穴を左右両側面にあけた。

本実験では、臨界温度から ΔT だけ離れた状態の超臨界 CO_2 に対し、非常に微弱なヒートパルスを超短時間加える。従ってパルスヒーターには微小な加熱がすばやく出来、さらにそれがすぐに緩和することが要求される。

今、実験条件として密度波が 100 m/s で進行すると仮定すると、 5 mm の間を1往復するのに要する時間は 0.10 ms とな

る。すなわち、この密度波を観察するためにはヒーターがこれよりも十分に速く緩和する必要がある。そこで本実験では厚さ $3\mu\text{m}$ のニクロム箔を用いた。このヒーター膜では緩和時間は約 $1\mu\text{s}$ と見積もられ、実験には十分な速さが得られる。

ヒーターとしてニクロム箔を用いる場合、強度的に自立させることは困難である。したがって何らかのホルダで支える必要がある。そこで、図4.2-2に示すホルダを用いてニクロム箔を支持することとした。

図4.2-3は実際に作製したパルスヒーターホルダおよび薄膜ヒーターである。組み立ての際にはカプトン膜およびエポキシ系樹脂で絶縁および固定を行なっている。装置に組み込んだ際のヒーターの抵抗はリード線を含め約 0.9Ω 、一方リード線等の取り付けによる接触抵抗はその $1/10$ であった。

光学窓はガラス表面での光の乱れを抑えるために、 $\lambda/10$ の表面精度のあるものを用い、これを光学窓ホルダにエポキシ製接着剤で固定した。この窓ホルダには出入射側にテーパを設け、視野を確保した。これを流体ホルダ本体に固定する際にはIn製Oリングを用いた。このOリングは窓ホルダに設けられた段差部分にセットすることによって流体内側へ流れ込むのを防いだ。実際に組み上げた流体ホルダの概観図を図4.2-4に示す。

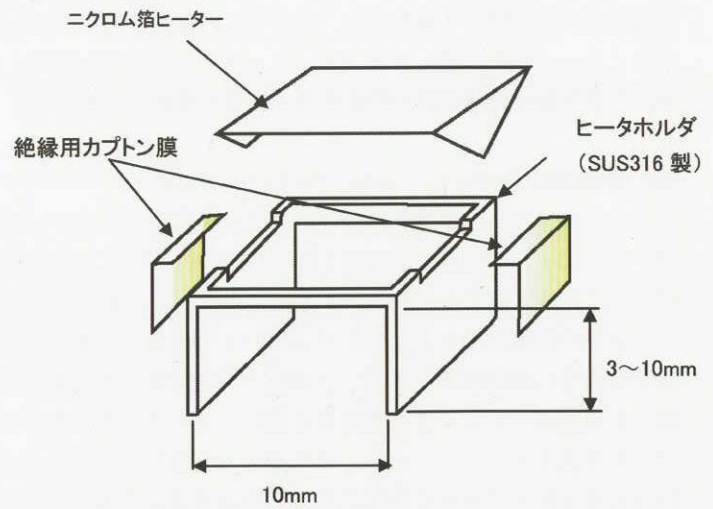


図4.2-2 パルスヒーターホルダの模式図

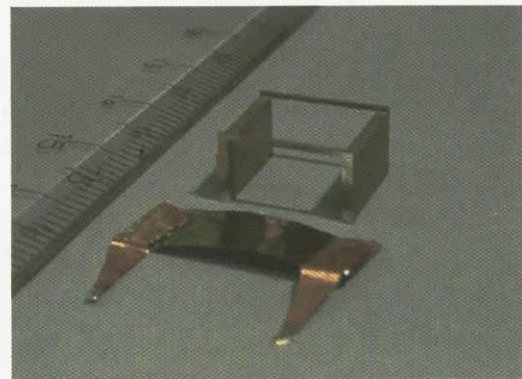


図4.2-3 パルスヒーターホルダと薄膜ヒーター

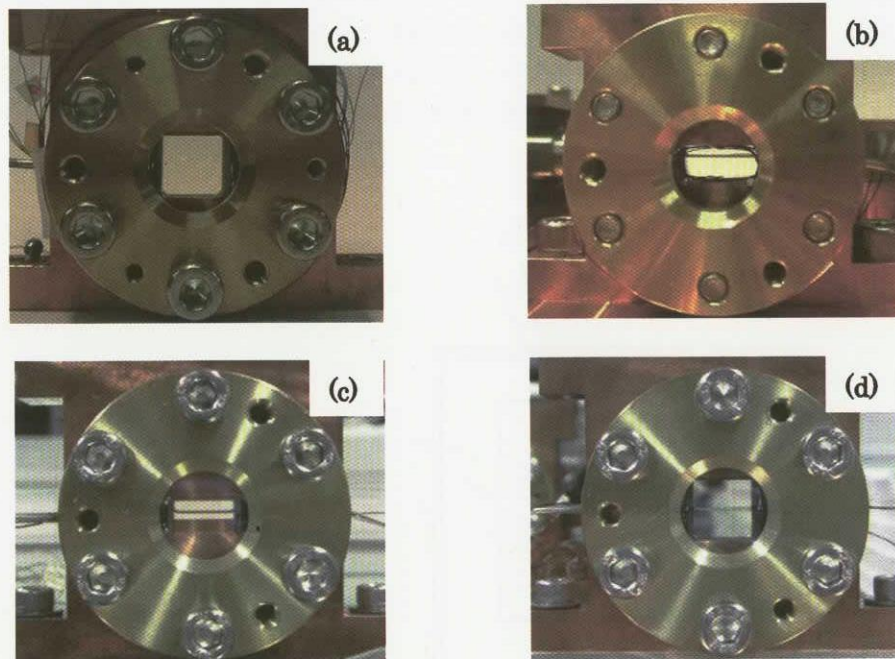


図4.2-4 実験セルの概観図。(a) 10 mmセル, (b) 5 mmセル, (c) 3 mmセル, (d) センターヒーター

実験セルは全部で4種類あり、それぞれ密度波伝播長が10 mm, 5 mm および3 mm となっている。また10 mmセルの中央にヒーターを設置したセンターヒーター（密度波伝播長5 mm）も用意した。密度波伝播長を変えることによりヘッドの影響評価や伝播過程での密度波の減衰の考察が可能になる。

(b) 温度制御

臨界点近傍の物性は換算温度 ($\varepsilon = (T - T_c) / T_c$) でスケージングされる。臨界点特有の現象を確認するためには、 ε で 10^{-5} オーダーまで臨界点に近づく必要がある。これは CO_2 の場合臨界点直上10 mK 程度となる。この中でさらに $T - T_c$ に対して非常に微弱なヒートパルスを加えるため、要求される温度制御機能は非常に高いものとなる。

実験系の温度制御は2つのタイムスパンで考える必要がある。ひとつは測定時間内での温度制御、そしてもうひとつは長時間での温度制御である。本実験の測定時間は数秒程度と考えられるが、その間に温度が安定していることは本実験の必須条件となる。また長時間安定性についても本実験では必須である。それは試料セル内の CO_2 の温度を徐々に上げて臨界点を越えたとしても、流体がすぐには均一にならないためである。さらに本実験は相転位点ごく近傍での温度制御を行うものであるために、温度制御が不十分で臨界温度を下回った場合には2相に分かれるなどの事態となる。そのため、長期間に渡る温度安定性も確保する必要がある。

本実験の温度制御におけるもうひとつの特徴は、制御温度が室温に非常に近いことである。試料セルの温度と室温が十分に離れている場合には、試料セルから外界への熱流出を制御することで比較的良好な温度制御が実現できる。ところが室温近傍での温度制御では、外界との温度差が小さいために熱の流出が少なくなり制御に精密さが必要となる。その一方で、室温は非常に激しく変動し、空調設備を有する実験室でも実際には $\pm 0.5 \text{ K}$ は変化する。この変化分は、実験温度が室温に近ければ近いほど影響が大きくなる。これを回避する方法として、試料セルをクライオスタットに入れ、外界の温度を液体窒素などで制御することが考えられる。試料セル周囲を液体窒素などで囲んだ場合には、周囲の温度は液体窒素の気液平衡温度となるので変動を小さくすることが出来る。しかし、本実験では流体を光学的に観察すること、また宇宙実験を視野に入れた実験装置とすることなどから、この方法を適応することは非常に困難である。よって、それ以外の方法で温度を精密に制御する必要がある。そこで本実験では絶対温度制御と相対温度制御を組み合わせた複合制御によって温度制御を実現した。

複合温度制御では、設定した温度になるように系の温度を制御するものである。いわゆる温度制御といった場合にはこの方式を用いている。しかし本実験では $\pm 1 \text{ mK}$ 程度の温度制御を行う必要がある。そのため制御に用いる温度測定はさらに高い精度を必要とする。また広い領域で均一な温度を得ようとすると、多点を個別に制御することになり、制御系が複雑になる上、制御が発散するなどの問題が生じる。一方、断熱制御では試料セルを多重の熱シールドで囲い、熱シールド間の温度差をなくすように温度制御を行う。熱シールド間の温度差がゼロになるということは、そこでの熱流入出がないという状態（断熱状態）であり、その内側にある試料セル全体も熱移動がない状態となる。この方法は非常に精度の高い温度維持方法であり、試料セル全体を均一な温度にすることができる。本実験ではこの両者を複合した方式で温度制御を行った。すなわち、熱シールドの温度を絶対温度で制御し、その周囲にさらに熱シールドを配置して内

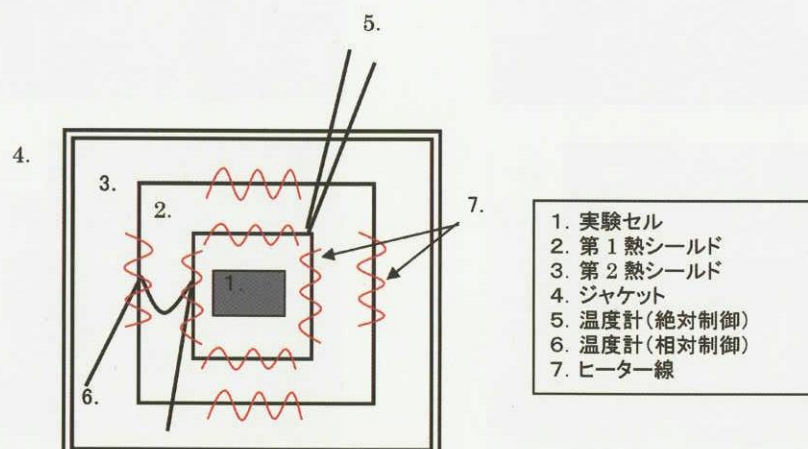


図 4.2-5 温度制御系の模式図

側の熱シールドへの熱の出入りを小さくする。これによって絶対制御における外界の温度の擾乱を低減するとともに、試料セルの均熱性を確保する。温度制御系の概念図を図4.2-5に示す。

第1熱シールドの温度はいずれの場所でも均一であること、また第2熱シールドも同様である。アウタージャケットに関しては外界の温度擾乱を緩和する目的であるので、高い制御は必要ではない。温度計5は第1熱シールドの温度（絶対値）を読み取り制御系にフィードバックをかけ、温度計6は熱シールド間の温度差を検出して制御系へフィードバックする。実際の熱シールド（ふたを取った状態）および制御系の概観図を図4.2-6に示す。

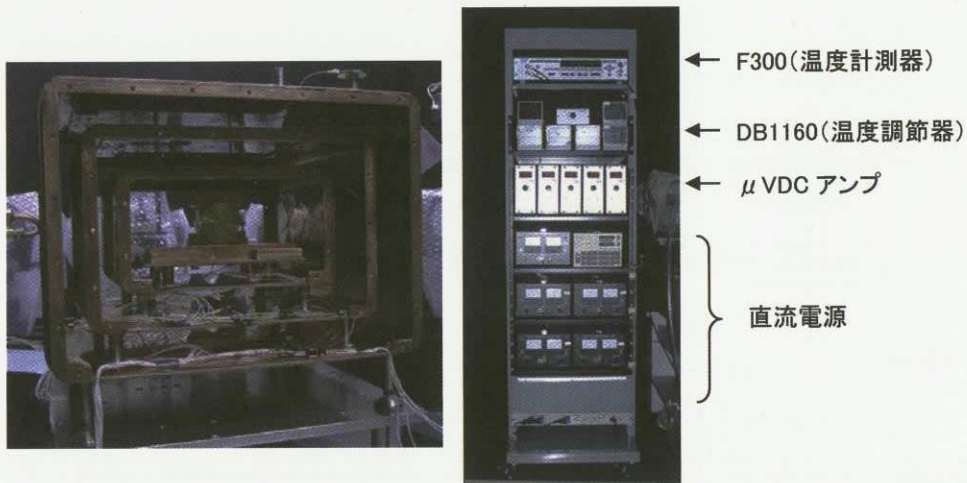


図4.2-6 熱シールドの構成（左）および制御系（右）。熱シールドは外側からアウタージャケット，第2熱シールド，第1熱シールドで構成されている。写真中央は試験用ダミーセル

以上の温度制御系を用いて行った温度制御実験結果を図4.2-7に示す。なお、温度計測には白金抵抗温度計を用い、4端子法にて測定した。今回の実験装置が短期および長期にわたり、 ± 1 mKの温度範囲内で安定に温度を維持していることがわかる。なお、パルス状に温度が変化している部分は外部からのノイズである。

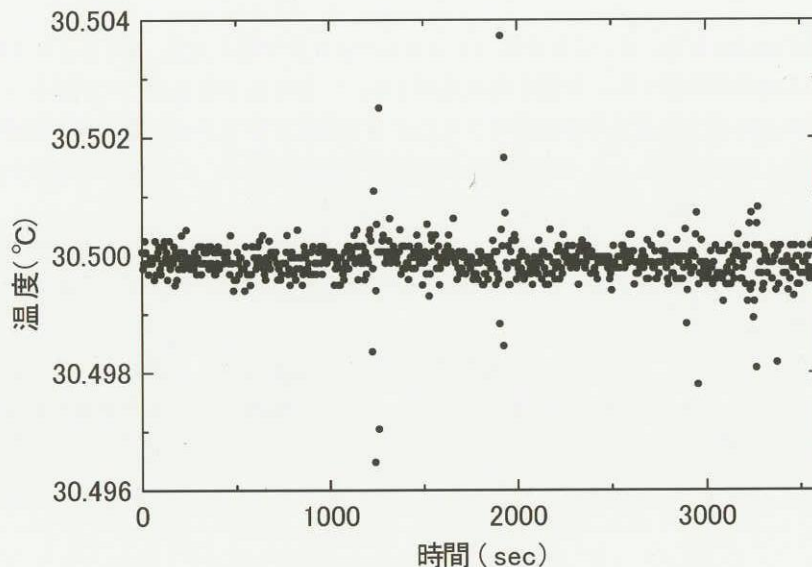


図4.2-7 温度制御系の試験結果。ダミーセルを用いて計測

(c) 光学計測

動的ピストン効果実験では、ヒートパルスを加えることによって発生する、音速で伝播する密度波を捉えることが必要となる。その手段として本実験では干渉縞を利用した測定を行った。干渉計としてはマッハツェンダー干渉計やマイケルソン干渉計などがあるが、試料中を1往復するマイケルソン干渉計では感度が2倍になる。地上実験装置では、光学系を構築する際の空間的な制約が無いため、より感度の高いマイケルソン干渉計を用いた。本実験で構築したマイケルソン干渉計の模式図を図4.2-8に示す。

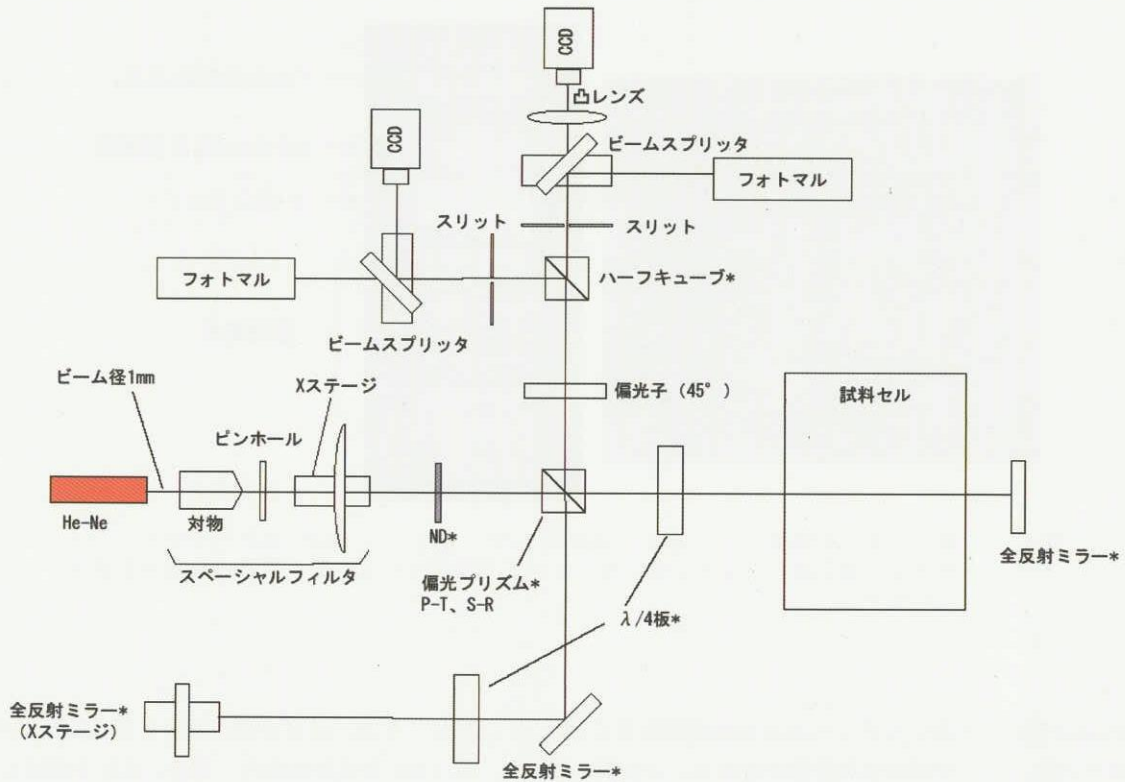


図4.2-8 実験に用いたマイケルソン型干渉計

干渉計の光源としてはHe-Neを用いる。これをスペシャルフィルタで整えた後、NDフィルタによって光量調整をし、偏光プリズムによって2光束に分割する。分割された光のうち、一方は $\lambda/4$ 板を通して試料セルを通過後全反射ミラーで反射され、もう一方は $\lambda/4$ 板を通過して全反射ミラーによって再度プリズムに戻される。両者は再度偏光プリズムによって重ねあわされた後、偏光子によって45°成分に合成され干渉が生じる。この光を50%ハーフキューブによって2分割し、それぞれ可動スリットを通してCCDおよびフォトマルに向かう。

CCDカメラは可動スリット上に焦点を合わせることで、スリットの像および干渉縞を観測する。一方、フォトマルは微弱な光の強度変化を捉えるのに利用する。フォトマルの信号は電圧アンプを介して高速データロガーWE7000でコンピュータに取り込まれる。

実際に構築した光学系を図4.2-9に示す。全ての光学系部品は光学定盤の上に配置した。また操作性の向上および光学系の直線性確保のためにCCDカメラを除く光学素子は全てレール上に配置した。また光強度測定用のフォトマルには迷光を除去するためのカバーを取り付けた。

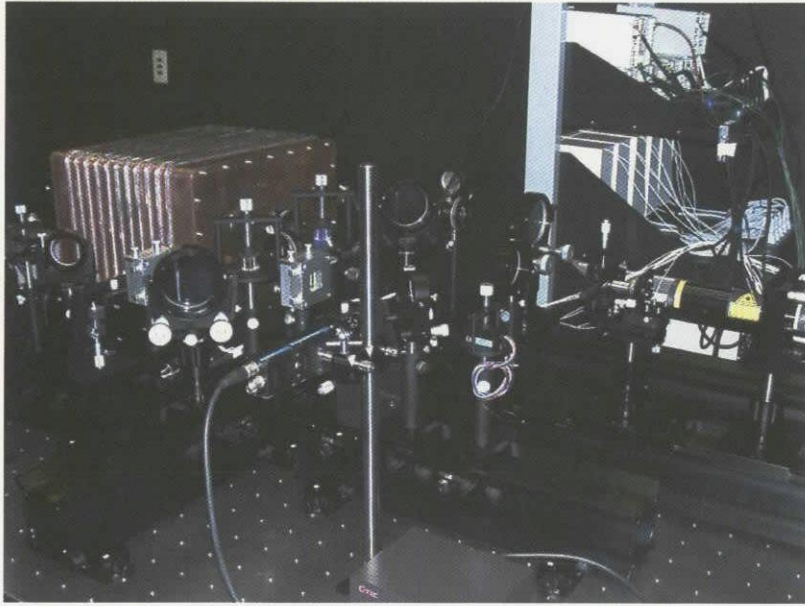


図 4.2-9 実験装置（光学系）の概観図

本光学系を用いて観察した干渉縞を図 4.2-10 に示す。図に示したように、可変スリットを用いることで干渉縞の一部のみを切り出すことが可能である。

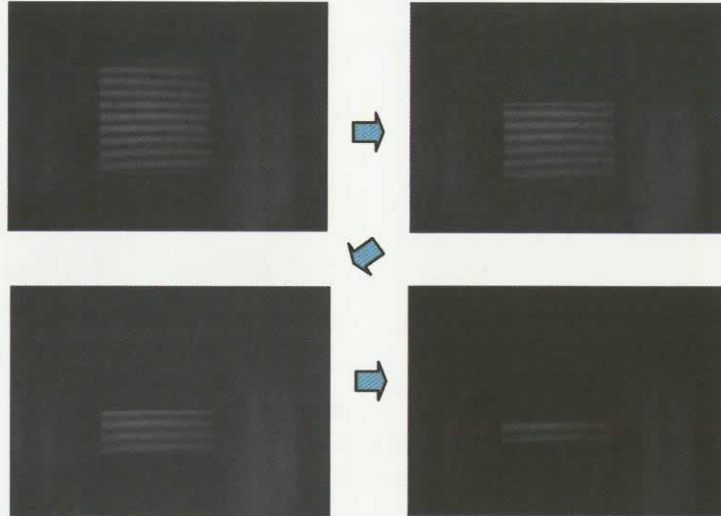


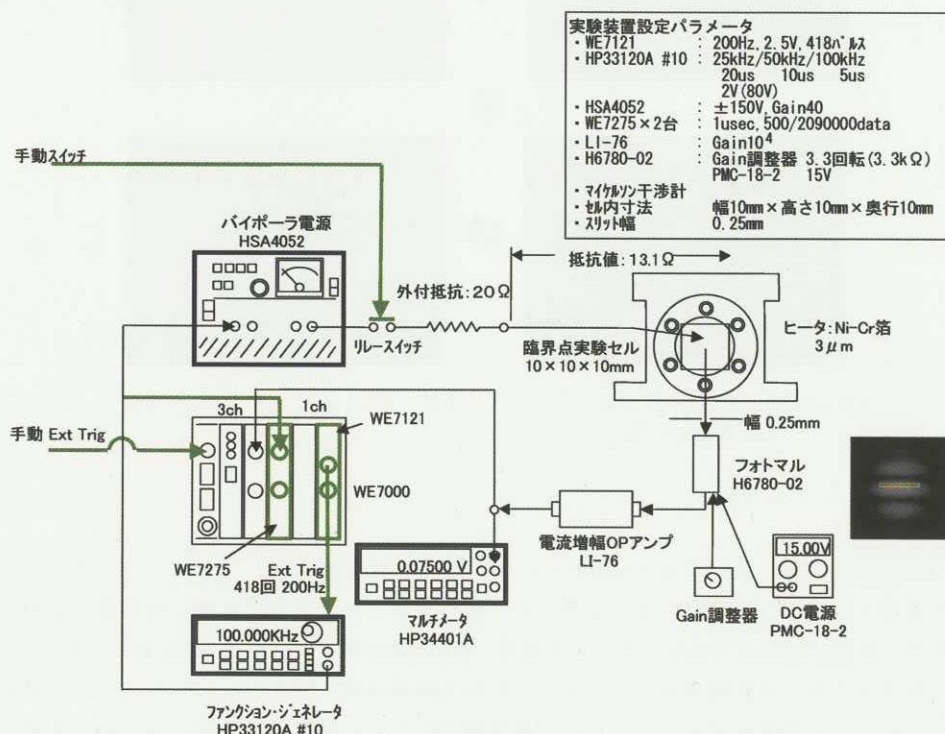
図 4.2-10 実験装置によって得た干渉縞。可変スリットにより視野調整が可能

(d) パルス発生

実験セル内部の上面をほぼ覆うように Ni-Cr 箔ヒータ（約 0.6Ω ）を配置した。これにより、熱せられた流体は熱対流の影響を受けずにほぼ一様に下方に運動する。このため、解析では一次元的な取り扱いが可能となる。ヒーターを高速でドライブするため、高速度応答が可能なバイポーラ電源（NF 回路設計ブロック製 HSA 4052、帯域 500 kHz）を接続した。図 4.2-11 にパルス発生系、光学観測系およびデータ収録系の構成図、図 4.2-12 にパルス発生系およびデータ収録系の実際にラックにされている様子を示す。これらは、光学観測系と共に温度擾乱を避けるため、閉鎖可能な実験室に設置してある。パルス発生は以下の手順で行う。

- ① ファンクションジェネレータ# 09 (横河電機製 WE 7000+WE 7121) よりトリガー信号を, 与えられた周波 (200 Hz) で与えられた回数 (430 回以上) だけ発生する.
- ② ファンクションジェネレータ# 10 (HP 33120 A) は# 09 からのトリガー信号毎に, 設定された波形 (デューティ比 50 % の矩形波) の信号を与えられた周波数, 電圧 (1 V または 2 V) で 1 回だけ発生する. 希望するパルス幅に合わせ, 周波数は適切に設定する. 例えば $10 \mu\text{sec}$ のパルスが必要な場合, デューティ比から 50 kHz を周波数に設定する. なお, 本ジェネレータは下記の性能を有する.
 - ・最大 16000 点から構成される任意形状波形を設定可能
 - ・各点の設定値を最大 40 MHz で D/A 変換可能
 - ・分解能は 12 ビット
 - ・正弦波, 矩形波などは既に設定されていて選択可能
 - ・外部トリガーにより信号出力可能
 - ・選択あるいは設定された波形を決められた数だけ出力可能
- ③ 結果として, ファンクションジェネレータ# 10 からは, 矩形波が与えられた時間 (5 ms) 毎に与えられた回数 (430 回) だけ発生される.
- ④ ファンクションジェネレータ# 10 からの信号をバイポーラ電源によって増幅 (最大 200 倍が可能, 最大電流 2 A, 本研究では 40 倍固定) する. 配線等の抵抗分は約 13Ω と計測されているため, 出力インピーダンスの調整として 20Ω の外付抵抗を付加してある.
- ⑤ 増幅された電気パルスが, ヒーターによって熱パルスに変換される.
- ⑥ この時, データ処理の参照信号として用いるために, ファンクションジェネレータ# 10 からのパルス信号もデジタルタイザ (横河電機製 WE 7000 + WE 7275) によって計測される.

熱パルスの形状確認のために, パルス高 2 V, パルス幅 $10 \mu\text{s}$ の設定で, ファンクションジェネレータ# 10 からの出力 (波線), すなわちバイポーラ電源への入力信号と, バイポーラ電源より 40 倍に増幅された後, 実験セルに印加された電圧 (実線) を計測したものを図 4.2-13 に示す. 外付抵抗のため, 実験セルに印加される電圧は約 40 % に減少しており, 誘導ノイズが見られる. ヒーターには約 2 % の電圧が印加される.



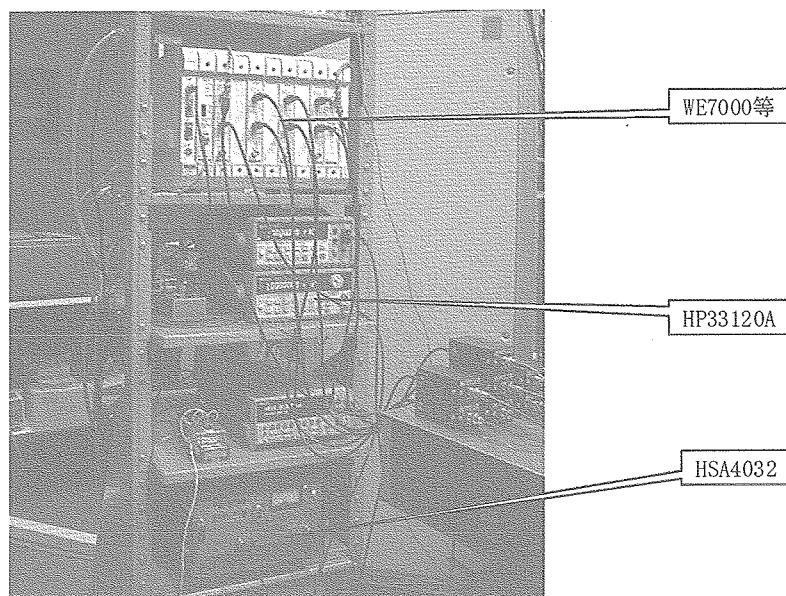


図 4.2-12 パルス発生系, データ収録系など

本実験は微弱な発熱も避けなければならないが、ファンクションジェネレータ# 10がゼロ信号を出していても、ジェネレータおよび電源が持つオフセットにより微弱な電流がヒーターに常時流れる可能性があった。このため、電源—ヒーター間に手動スイッチを設けている。

当初はファンクションジェネレータ# 09としてHP 33120 Aをもう一台用いていたが、デジタイザとファンクションジェネレータそれぞれが自分の発信器を基に動作していたため、水晶発振子の 10^{-5} 程度の誤差によるずれが発生した。すなわち、本来正確に5000データ毎にパルス発生がデジタイザに記録されるはずであるが、実際には数十パルスに1回程度、4999データ毎になり、誤差が累積され、最終的に10データ程度のずれが発生した。このため、4.2(3)の「データ処理」で

述べる積算によるノイズにおいて、機械的に5000データ毎に積算することができず、積算の同期用にパルス信号の記録が必須となった。ずれは一方であるため、それぞれの発振子の個体差に起因するものと思われる。現在は、ファンクションジェネレータ# 09とデジタイザは同期して機能しているため、最終的なずれは見られない。ただし、まれに個々のパルスの間隔を計算すると ± 1 の誤差が見られる。これは、ファンクションジェネレータ# 09と# 10間の遅延が影響していると考えている。この誤差程度ならば、5000データ毎に機械的に積算しても問題ないレベルであるが、念のため、パルス信号の記録とパルス信号を基準にした積算を行っている。

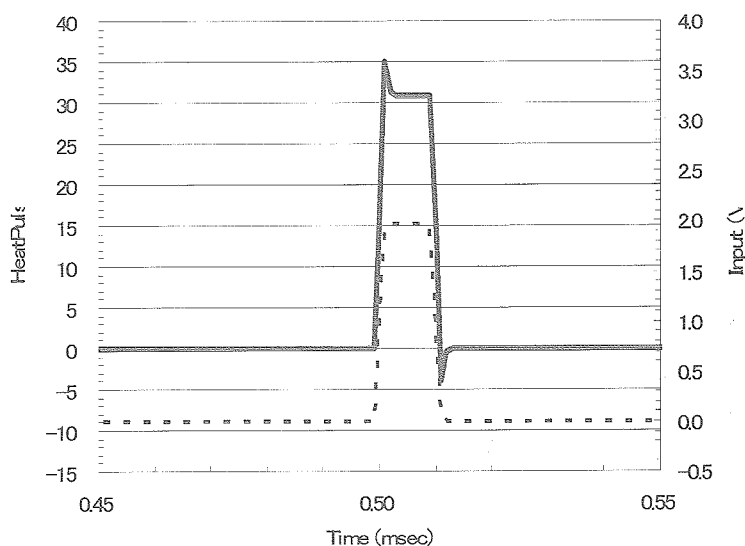


図 4.2-13 電源への入力波形（波線）と実験セルに印可された電圧波形（実線）

(e) データ収録

実験セルの特定部分を計測するために、フォトマル（浜松ホトニクス製H 6780-02）前面に、与えられた幅、高さのスリットが配置されており、実験セル内で密度の揺らぎが、スリットに対応する部分を通過する時に光量に変化する。凝

縮温度からの差が 300 mK の場合の干渉光を CCD によって観察した例を図 4.2-14 に示す。また、同図にスリット通過範囲も合わせて示した。光学計測は以下の手順で行う。

- ①熱パルスにより、ヒーター近傍の流体が加熱され膨張し、膨張域前面に密度パルスを形成する。これが音速で実験セル下方に伝播する。
- ②密度の揺らぎが干渉計によって明暗の変化（光量変化）に変換される。
- ③光量変化は、フォトマルによって検出され、その信号は電流増幅 OP アンプ（NF 回路設計ブロック製 LI-76）によって増幅（1 万倍）される。
- ④増幅された信号は、デジタイザ（横河電機製 WE 7000+WE 7275）によって、与えられたサンプリング周波数（1 MHz）で与えられたサンプル数（209 万個、約 2 秒間）計測される。
- ⑤デジタイザに蓄積されたデータは、デジタイザを制御する PC に自動的に転送される。1 回の計測で約 70 MB のデータが発生する。転送には 1 分程度を要する。
- ⑥実験室雰囲気温度の変動などによるフォトマルからの信号の大きくかつゆっくりした変化は、マルチメータ（アジレントテクノロジー製 HP 34401 A）によって読みとられる。まず、干渉計光量の明信号（光量最大）と暗信号（光量最低）の計測を行い、長周期変動の振幅を求める。次に、マルチメータ出力が明信号と暗信号間の中央付近になった時に熱パルスを発生する。これにより、熱パルス発生時の位相をほぼ一定にするとともに、干渉計の感度が最も良いところを利用できる。臨界点に近づくと、臨界タンパク光によって、実験セルの透明度が劣化する。しかし、この明信号、暗信号により信号を正規化することにより、種々の温度依存性を定量的に比較することが可能である。

なお、先に述べた様に図 4.2-11 に示す光学計測系などは、閉鎖可能な実験室に設置されているため、別室に設置されている図 4.2-15 に示す PC やモニター、計測器等の装置群によって遠隔で操作されている。

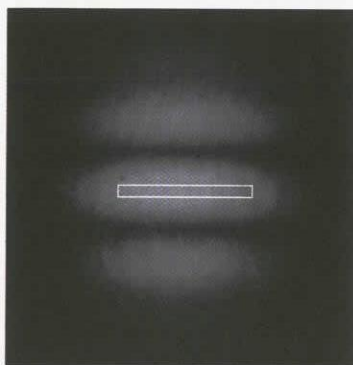


図 4.2-14 ビーム径 2 mm の場合に観測された CCD 画像およびスリット範囲

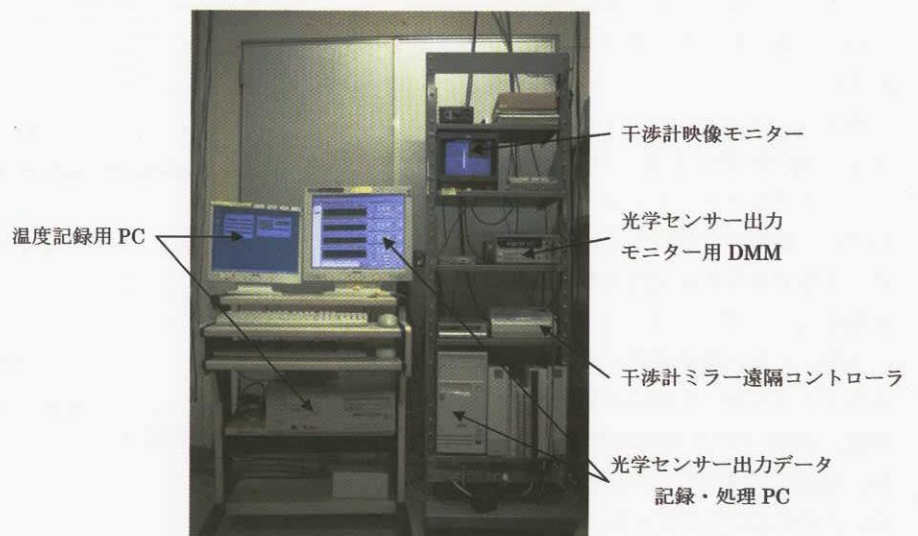


図 4.2-15 実験装置遠隔コントロール・計測データ記録・収録装置群

(f) 装置構成と調整

実験装置は温度制御系および温度計測系、実験セルおよびパルス電源、光学系およびデータ収集系から構成されている（図 4.2-11 参照）。温度制御系および温度計測系は独立した系となっており、個別に動作することができる。一方、パルス電源とデータ収集系は連動しており、パルス電源系からのトリガー信号でデータ収集系が動作するようになっている。

動的ピストン効果に関する地上実験での実施方法について以下に簡潔に述べる。

- ①セル内を CO₂ 液体の充填と開放を繰り返すことでバージする。
- ②セル内に再度 CO₂ 液体を充填し、徐々に CO₂ を排出して密度を臨界点近傍に近づける。
- ③温度制御を開始し、実験セルの温度を試料流体が一相になるまで上昇させる。
- ④温度を徐々に下降させ、流体が凝縮を開始した温度を計測する。これを T_c とし、以後の温度表示の原点として扱う。
- ⑤目的の実験温度に制御系をセットし、温度を安定させる。
- ⑥ファンクションジェネレータよりトリガー信号を、与えられた周波数で与えられた回数だけ発生させる。
- ⑦トリガー信号を受けたもう1台のファンクションジェネレータはデューティ比50%の矩形波を発生する（希望するパルス幅に合わせ周波数は適切に設定）。
- ⑧矩形波信号をバイポーラ電源によって増幅し、実験セル内のヒーターを加熱する。
- ⑨増幅された電気パルスが、ヒーターによって熱パルスに変換される。
- ⑩この時、データ処理の参照信号として用いるために、ファンクションジェネレータからのパルス信号もデジタイザによって計測される。
- ⑪熱パルスにより、ヒーター近傍の流体が加熱され膨張し、膨張域前面に密度パルスを形成する。これが音速で実験セル下方に伝播する。
- ⑫密度の揺らぎが干渉計によって明暗の変化（光量変化）に変換される。
- ⑬光量変化は、フォトマルによって検出され、その信号は電流増幅OPアンプによって増幅（1万倍）される。
- ⑭増幅された信号は、デジタイザによって、与えられたサンプリング周波数（1 MHz）で与えられたサンプル数（209万個、約2秒間）計測される。
- ⑮デジタイザに蓄積されたデータは、デジタイザを制御するPCに自動的に転送される。

(2) 試料

(a) 試料純度

実験に用いている CO₂ は純度 99.9990 vol.% である。セル内にあった空気等の不純物を 6 MPa 程度の CO₂ ガスで 4 回充填と放出を繰り返して不純物濃度を数 ppm 以内にする事が可能である。実験試料の規格表を表 4.2-1 に示す。

表 4.2-1 実験試料の規格表（二酸化炭素）

項目	規格
純度 vol.%	99.9990 以上
水分 vol.%	0.0010 以下
全硫黄分 wt. ppm	0.03 以下
異味異臭試験	合格
炭化水素 vol. ppm	1 以下
(H ₂ , N ₂ , O ₂ , Ar) vol.%	0.0010 以下
充填量	5.0 kg

(b) 充填方法

図 4.2-16 に示す CO₂ 注入装置を用いて、セル内に CO₂ を臨界点近傍になる密度に充填する。

- ①セルの温度を下げて CO₂ をセル内で液化させる。
- ②セルの温度を計測し、その温度の時に界面がセル中心からどの程度下にあるべきかをあらかじめ数表から求めておき、液を徐々に放出して界面が予定の高さになった時に HIP バルブを閉めて充填した CO₂ の重量を計測しておく。
- ③恒温槽にセルを取り付け、温度を上昇させセル内の CO₂ を一相状態にした後、徐々に温度を下げて気液二相状態にして界面が形成する位置を観測する。
- ④界面の位置がセル中心より下で形成し、さらに温度を下げた時に界面が上昇するようならばセル内の CO₂ 密度は $\rho/\rho_c < 1$ の状態にある。
- ⑤界面の位置がセル中心より上で形成し、さらに温度を下げた時に界面が下降するようならばセル内の CO₂ 密度は $\rho/\rho_c > 1$ の状態にある。
- ⑥CO₂ の密度が $\rho/\rho_c < 1$ の状態ならば CO₂ を追加し、 $\rho/\rho_c > 1$ の状態ならば CO₂ を放出する。
- ⑦この追加、放出する CO₂ の重量は、界面が形成された位置がセルの中心からどれだけ外れていたかを計測し、不足または余った体積を求め、それに見合う重量の CO₂ を追加、放出する。

なお、人間の感覚に頼った HIP バルブでの放出、追加重量の調整は、極めて経験が豊富であっても 1~2 mg 程度

(6.3(5) で述べる重量計測の実測値) が限度である。CO₂放出のとき HIP バルブの注入側には CO₂ガスで圧力を加えてセル内との圧力差を極力少なくすることが重要である。

この加熱，界面形成，液量調整を繰り返し，CO₂密度を $\rho/\rho_c \sim 1$ に近づけていく。

界面形成時（臨界点近傍）における温度下降速度は，これまでの経験から 10 mK/日程度必要である。ただ，界面が形成されたか否かを人間の感覚で判断するのは非常に難しく，個人差によるバラツキが避けられないため，機械的に精度が決まる密度調整法として 6.3(5) で述べる重量計測方法を検討した。将来のフライト実験等を考えたとき，経験者以外に試料充填を任せる場合もあり得る。この重量計測方法は，この点でも有利であると考えている。

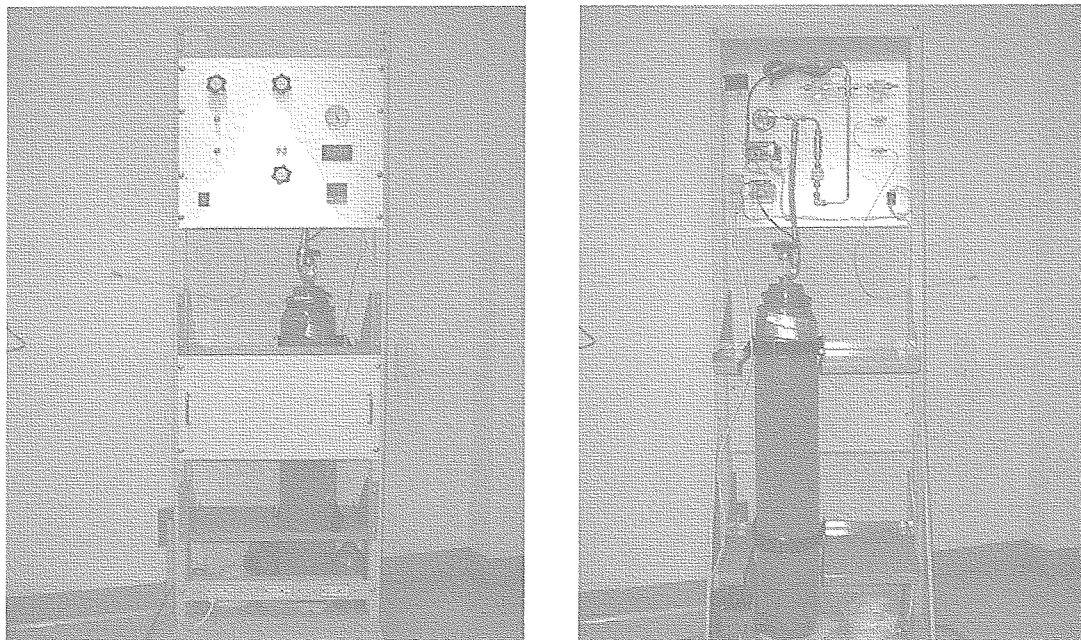


図 4.2-16 CO₂注入装置

(3) データ処理

図 4.2-17 に計測された信号で無処理のもの（最上ライン）を示す。ノイズレベルが大きいため時間的な積算を行い，ノイズを低減させる。ノイズが完全にランダム（ホワイトノイズ），理論的には積算回数の平方根分の 1 に低減できる。積算で除去可能な波の周期は，積算で得られるデータ列の時間（5 ms）より短くなければならない。すなわち 200 Hz 未満のノイズを除去することができない。このため，積算後，電源ノイズ（基準周波数 50 Hz）の最小二乗法を用いた除去を行う。

- ①参照信号データ中に 200 Hz で存在するパルス信号（パルス高 1 V または 2 V）を基準として用い，参照信号が与えられたレベル（0.1 V）を越えたときから，時間的前方 500 個，後方 4500 個のデータを抽出して 5000 要素のデータ列を作る。
- ②このデータ列を積算する。通常 1 回の測定（209 万データ）で 418 回の積算が行われる。図 4.2-17 に 10 回，100 回，418 回の積算で得られたデータを上から順に示す。418 回の積算で原理的にはノイズレベルは約 20 分の 1 になる。図 4.2-17 に示す様に 10 回の積算で大幅なノイズ除去が達成されている。この理由は，電源などに起因するノイズは特定の周波数成分を持ち，この場合は，その周期と積算周期の関係で効率的な除去がなされるからである。
- ③与えられた周波数（50 Hz，100 Hz，150 Hz，200 Hz）で構成された波で，積算データに最も近いものを最小二乗法を用いて計算する。
- ④計算された波を積算データから除去する。

ノイズ低減は、積算によっていくらかでも追求することが可能だが、デジタイザの限界のため、一回に計測できるのは209万データである。このデータをPCに転送して保存するために約1分を要し、この間に雰囲気条件は容易に変化してしまう。このため、同一雰囲気条件のデータを得ることは困難となっている。また、約400回の積算で、ノイズは満足できるレベルに低減されるため、一個の実験パラメータセットで複数回の計測を行っているが、合算は行わないこととした。ノイズの様子は、雰囲気条件が微妙に異なるため、計測毎に違ってくる。しかし、この積算および最小二乗法によるノイズ除去によって、再現性の良いデータを得ることが可能となっている。

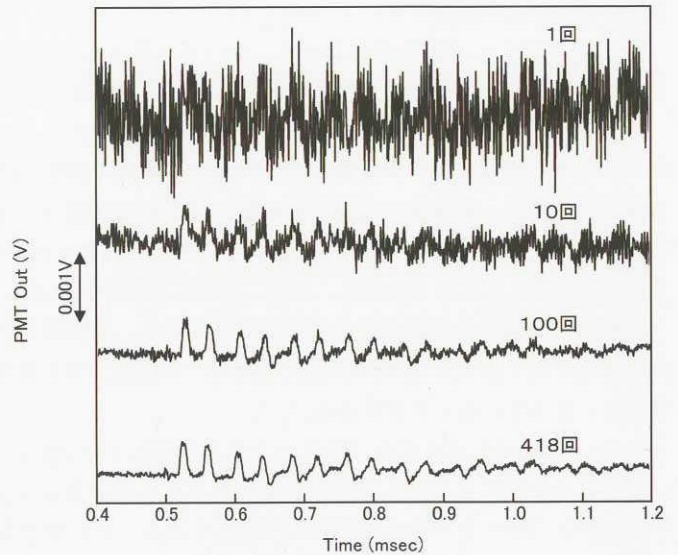


図4.2-17 積算によるノイズ除去

4.3 結果と考察

(1) パルス加熱によるピストン波素過程の観測

単一成分流体の気相液相臨界点近傍では、等温圧縮率や等圧比熱、熱膨張率が強く発散する。一方、熱拡散係数が大きく減少し、臨界減速と呼ばれている。そのため、熱平衡緩和時間が著しく増大すると思われる。しかし、実験的研究により通常の熱拡散過程よりも、桁違いに速い熱輸送の機構が存在することが示され、この現象を説明するため、小貫らが「ピストン効果」のモデルを提唱した。それによると、臨界点近傍の流体は、熱膨張係数が発散しているため、加熱面近傍の臨界流体が瞬時に膨張してバルク流体を圧縮し、音波が発信される。この音波が熱エネルギーを高速で輸送すると考えられる。この機構によれば、臨界点の極く近傍では、従来の予想と逆に熱輸送が高速で行われ、緩和時間が熱拡散で決まる値の約1週間から0.5秒程度にまで激減すると予想されている。

このピストン効果を実証するためには、第一に加熱により音波が発信される過程を観測しなければならない。しかし、これまで音速で規定される時間スケール、数十 μs （空間スケールが数ミリ秒の場合）、で観測された報告は無い。従来の測定では時間分解能が「秒」のオーダーなので、音波が数万回以上試料容器を往復した後の状態しか測定できなかった。このピストン効果の機構を解明するためには、音速で規定される時間分解能で熱輸送現象を追跡する必要がある。そして、加熱量の何パーセントのエネルギーが音波となって輸送されるかという、効率の実測と、その伝播の様子、及び壁による反射と減衰過程を明らかにする必要がある。

そこで臨界点直上の超臨界CO₂に対し、微弱かつ短時間のヒートパルスを加えることにより発生する密度波の伝播をリアルタイムで計測した。伝播長10mmの実験セルを用い、ヒートパルス幅および実験温度を変えて実験を行った。実験のコンフィギュレーションを図4.3-1に示す。またヒートパルス幅を20 μs とし、実験温度を変えて行った結果を図4.3-2に、実験温度を $T - T_c = 100 \text{ mK}$ とし、ヒートパルス幅を変えて行った結果を図4.3-3に示す。

図4.3-1に示すように、密度波の観測はセルの中央付近、パルスヒーターから約5mmの位置に通したビーム（直径約2mm）によって行う。試料を通過した試料光と参照光によって形成された干渉縞の一部を可変スリット（スリット高さ0.125~0.25mm）によって切り出し、光電子増倍管（PMT）へと導入する。密度波が観測位置を通過することによる干渉縞の移動を光

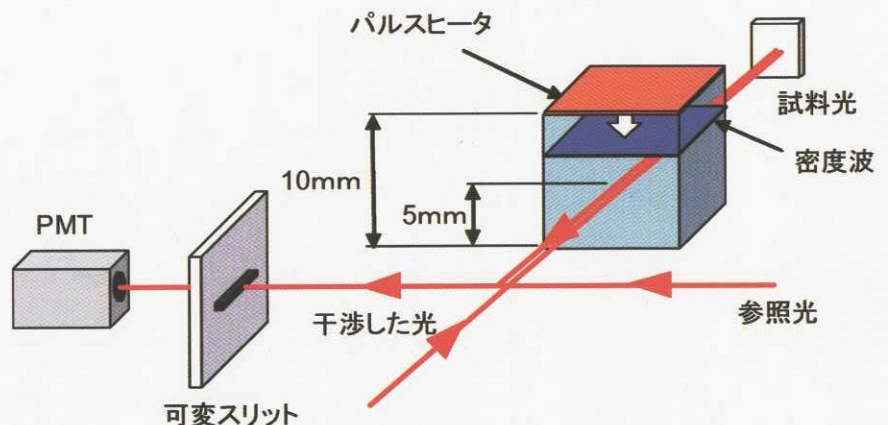


図4.3-1 密度波観測のコンフィギュレーション（10mmセル）

強度の変化として検出する。

図4.3-2に示した実験結果において、ヒートパルスの印加は0.5 ms時点で行われている。0.52 ms付近に見られる微小なノイズはヒートパルスが終了した際に発生したものである。

密度波の伝播に伴い、明確なピークが複数観察されている。0.55 ms付近で観察されるピーク（第1ピーク）はヒートパルスによって形成された密度波がヒータ面から離れる方向に伝播する過程で観察されたものである。0.65 ms付近に見られる第2ピークは、密度波が底面（対向壁）で反射して計測位置を通過したことによるものであり、進行方向は逆転している。さらに0.75 ms付近に見られる第3ピークはヒーター面で反射して計測位置を通過した密度波によるものであり、進行方向は第1ピークと同じである。以下、同様に反射を繰り返しながら密度波がセル内を往復する。

密度波伝播速度の実験温度に対する依存性では、実験温度が臨界点に近づくにしたがってピーク間隔が広がっており、伝播速度が遅くなることが分かる。またピーク強度（位相変化量）の減衰を比較すると、臨界点に近づくにしたがって減衰が早くなっていることが分かる。

一方、図4.3-3に示したようにヒートパルス幅を5, 10および20 μs と変えた場合にはピークの立ち上がり（ピーク左側）はいずれの条件でも一致しており、ヒートパルス幅を変えても音速に変化が無いことが分かる。またピーク高さおよびピーク幅が入力ヒートパルスに比例して大きくなることが分かる。ピーク面積とヒートパルス幅の関係を図4.3-4に示す。図に見られるように両者は良い比例関係にある。

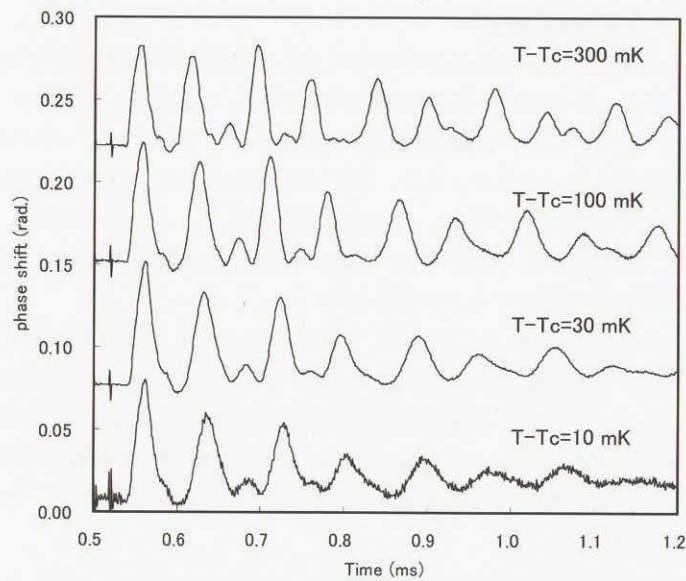


図4.3-2 臨界点からの温度を変えて行った密度波観測結果

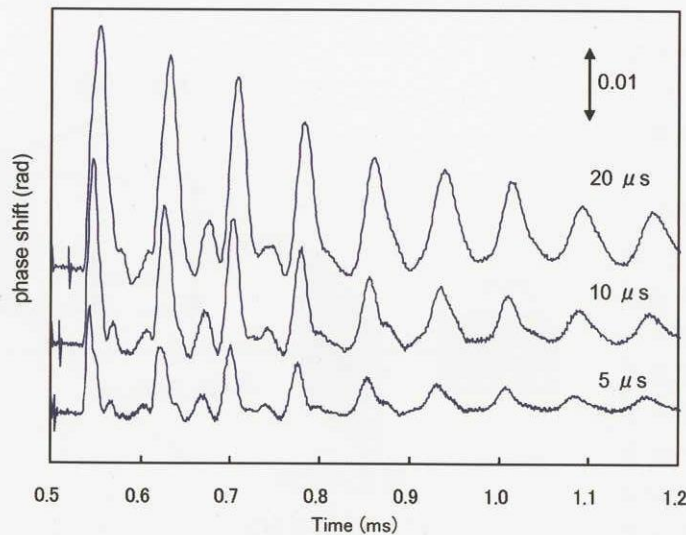


図4.3-3 ヒートパルス幅を変えて行った密度波観測結果

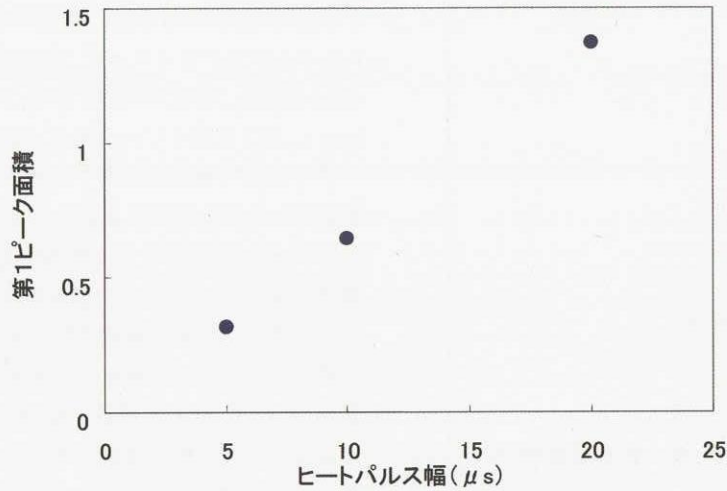


図 4.3-4 ヒートパルス幅と第1ピーク面積の関係

(2) 熱パルス印加時におけるピストン波の発生

動的ピストン効果による密度波の発生は臨界点近傍の流体に熱エネルギーを加えた際に生じる熱拡散層によって、その前方の流体が圧縮されることによって生じる。臨界点から $T - T_c = 100 \text{ mK}$ における加熱直後の密度分布の数値計算結果を図 4.3-5 に示す。数値計算には質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則、および修正された Patel-Teja 状態方程式を用いている。加熱パルス幅は $10 \mu\text{s}$ 、熱量 $5 \mu\text{J}$ の条件で、加熱開始から $9, 12, 15 \mu\text{s}$ 後のスナップショットを合わせて示した。臨界点の近傍では、熱拡散係数が減速しているため、加熱面の極く近傍の流体だけが温度上昇する。この部分を熱拡散層と呼ぶが、加熱パルス幅が $10 \mu\text{s}$ ではその厚みはわずか 100 nm 程度にしか成長しない。このように熱拡散層が非常に薄いため、温度、密度、圧力などの勾配が大きくなる。

流体の熱膨張係数が発散しているため、熱拡散相の密度が 2% 程度減少し、バルク部分の流体を圧縮する。その結果、バルク方向 (x -方向) へ音波が発信される。ただし、その相対密度振幅は百万分の一の程度と非常に小さい。加熱が持続している間は、高温高密度の領域がバルク方向へ音速で前進し、加熱終了と同時に、密度パルスが壁から離脱することが数値計算から予想される。

この機構を解明するため、地上実験装置を用いて幅 $5 \mu\text{s}$ から $20 \mu\text{s}$ のパルス加熱で発信された音波の伝播を密度測定によってリアルタイムで追跡測定した。

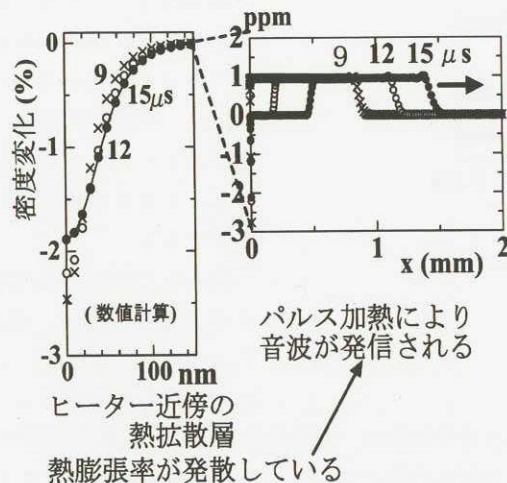


図 4.3-5 臨界点から $T - T_c = 100 \text{ mK}$ における加熱直後の密度分布の数値計算。加熱パルス幅は $10 \mu\text{s}$ 、加熱開始から $9, 12, 15 \mu\text{s}$ 後の密度分布

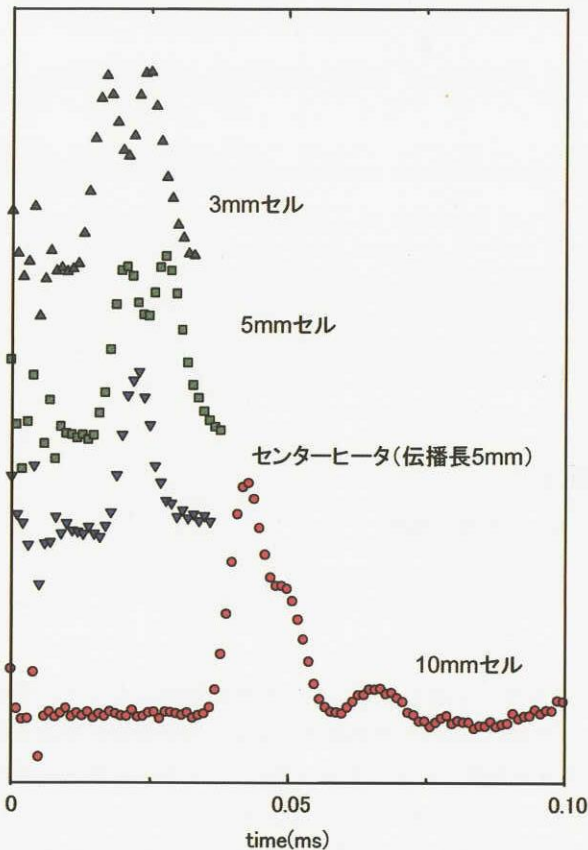


図 4.3-6 密度波伝播長の異なる実験セルでの第1ピーク

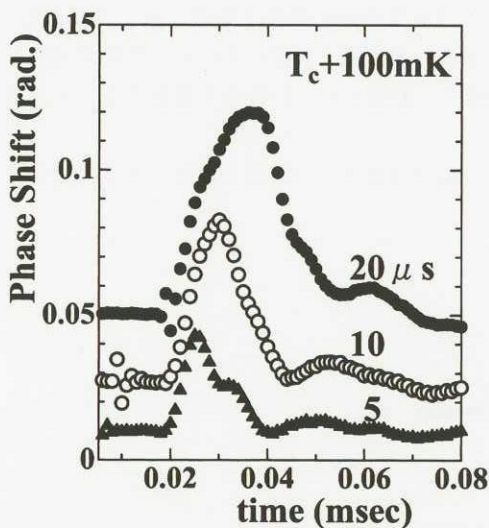


図 4.3-7 加熱時間を変化させた場合の第1ピーク形状

実験に用いたセルは、密度波伝播長が10 mm, 5 mm, 3 mmおよびセンターヒータ(伝播長5 mm)のものである(図4.2-4参照)。各セルでの $T - T_c = 100$ mK, ヒートパルス幅 $5 \mu\text{s}$ における第1ピーク形状を図4.3-6に示す。センターヒータ以外の密度波がダブルレットになっているのはヒータ裏面から発生した熱によるものと考えられる。

10 mmセルを用いて加熱時間を5, 10および $20 \mu\text{s}$ とした場合の第1ピーク形状を図4.3-7に示す。位相変化は密度変化に比例し, 信号の面積は加熱エネルギーに比例している。

最初のパルスは発信直後であり, 壁で反射する前なので減衰が小さく, パルス波形が維持されている。図4.3-5から分かるように, 音波に変換されるのは加熱エネルギーの一部である。大部分のエネルギーはヒータ近傍の高温の熱拡散層に蓄えられる。そして, 拡散過程で緩和するが, 従来考えられてきたように臨界減速のため, その緩和には極めて長時間を要する。

ここで, 加熱エネルギーの何パーセントが熱拡散層で音波に変換され, バルク領域へ音速で伝播するか, 興味ある問題である。Onuki¹によれば, 加熱の初期過程においては, バルク領域のエネルギー増加 $(\delta E)_{in}$ は, 次の式で表される。

$$(\delta E)_{in} = -V_{in} \rho \delta e \quad (1)$$

$$\delta e = -p \delta v \quad (2)$$

ここで, δe ; 単位質量当たりのバルク領域の内部エネルギーの増加, δv ; 単位質量当たりの体積変化, V_{in} ; バルク領域の体積, Q ; 加えた熱量, ρ ; 密度, p ; 圧力, である。式(1), (2)は連続加熱の初期の状態を表すが, 本実験はパルス加熱であるので, 対応する部分に適用する。

パルス加熱による実験では, $(\delta E)_{in}$ は音波のエネルギーであり, バルク領域 V_{in} に対応する部分は音波であり, 平均より高密度なパルス型の領域である。密度波伝播プロファイルから音速 c が求められる。信号のパルス幅を t とすると, 音波パルスの厚み ct が決まる。よって音波に含まれるモル数 $(V_{in} \rho)$ が求められる。このような方法で求めたパルスが輸送するエネルギーと投入熱量との比 $(\delta E)_{in}/Q$ をとることによって, ピストン効果によるエネルギー変換効率を算出することができる。

得られた効率の温度依存性の例を図4.3-8に示した。エネルギー変換率は, 臨界点に近づくに従って増加し, $T - T_c = 100$ mKのあたりで極大となり, さらに臨界点に近づくとも減少する傾向を示した。この極大値における値は, 10.4%

となった。理論的な輸送効率¹ $(\delta E)_{in}/Q$ の予想値は, 連続加熱の場合, 臨界点近傍で14%と報告されている。ただし, この数値は, 壁の温度を一定に保ち, 音波が多数回バルク部分を往復する条件で計算されている。実験と理論値との一致は良いと言える。入力した熱量が, 流体以外の部分にも逃げることを考慮すると良い一致を示しているといつてよい。なお, エネルギー効率の温度依存性が極大値をもつことについては, 4.3(6)で詳しく議論する。

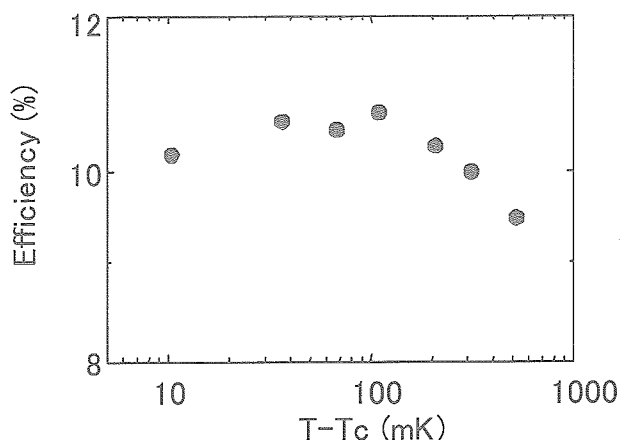


図 4.3-8 10 mm セルにおけるパルス発信効率の温度依存性 (ヒートパルス幅 10 μ s)

(3) バルク中のピストン波伝播速度の計測

各計測で得られた 5000 要素のデータ列の先頭から 4096 個を用いて FFT 解析を行い、主たる周波数を求めた。セル高が 10 mm, $T - T_c = 100$ mK の場合の解析結果を図 4.3-9 に示す。12.94 kHz に明確なピークがあることがわかる。これはパルス波がセル内を反射する特性周波数を示し、これとセル高 10 mm より、この条件での音速は 129.4 m/s となる。なお、この手法の精度は、サンプリング周波数 \div サンプル数 \times セル高で表すことができ、10 mm セルの場合は約 2.4 m/s となる。

求めた音速と温度の関係をプロットしたものを図 4.3-10 に示す。臨界点流体の古典的な理論では、音速は臨界点に近づくにつれ遅くなる。また、音速の減衰は、臨界点近傍では換算温度 ($\epsilon = (T - T_c) / T_c$) のべき乗で表される。図 4.3-10 には、 $T - T_c$ を 10 mK から 500 mK の範囲で変化させた場合の結果を対数プロットして示した。実験結果から、音速の温度依存性は温度のべき乗で表すことができるが、 $T - T_c$ が 50 mK 以上では 0.069, 50 mK 以下では 0.034 となり異なるべきをもつことが分かった。この理由については、4.3 (6) 節で詳しく述べる。これまでのピストン効果の研究では、音速を直接求めるだけの実験精度がなく、セル内を往復するピストン波の速さを実測したのは、本研究が最初となる。

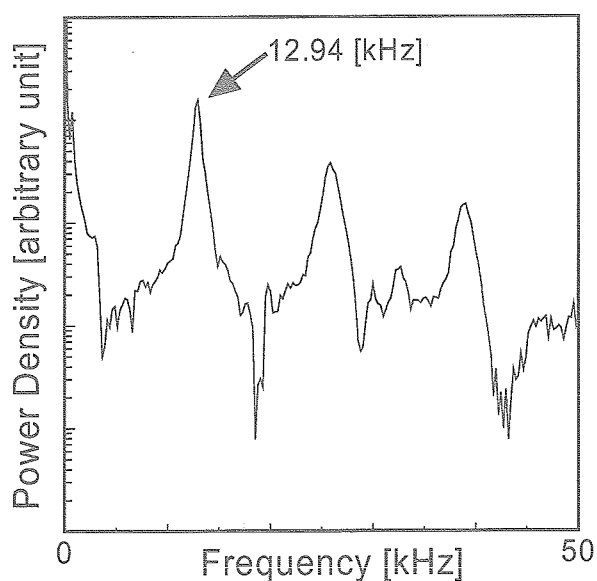


図 4.3-9 $T - T_c = 100$ mK の場合の FFT 解析結果

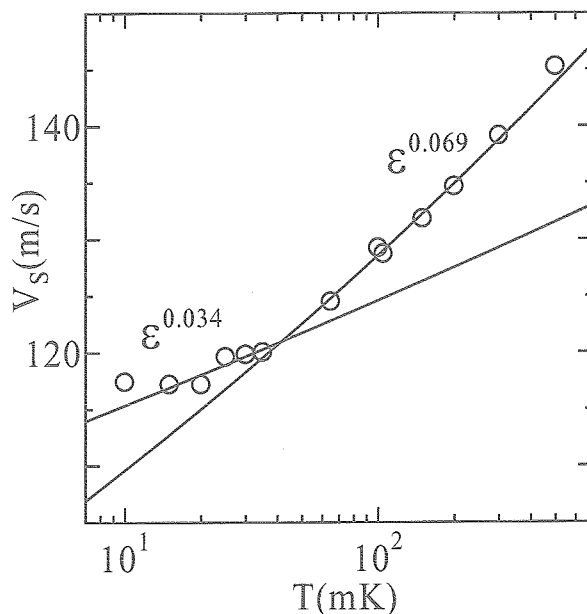


図 4.3-10 音速と温度の関係

(4) ピストン波のバルク中減衰と対向境界での反射

動的ピストン効果では密度波がセル中を伝播する過程において減衰が生じる。この減衰について、10 mmセルと5 mmセルの結果を元に考察を行った。

5 mmセルおよび10 mmセルによる10 μ s加熱時の密度波測定結果から緩和時間の温度依存性を求めた。結果を図4.3-11に示す。

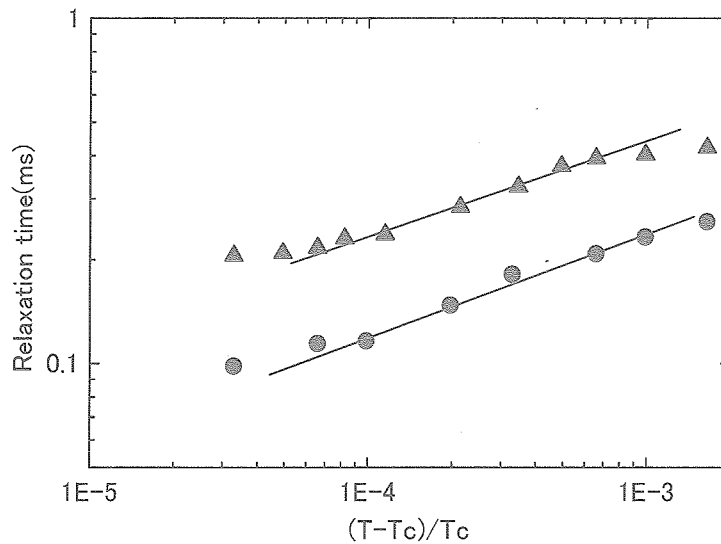


図4.3-11 5 mmセルおよび10 mmセルでの緩和時間の温度依存性
●：5 mmセル，▲：10 mmセル

緩和係数を比較すると、5 mmセルの場合には0.30であったのに対し、10 mmセルでは0.27となっており、5 mmセルのほうがわずかであるが若干緩和係数が大きくなっている。また両セルにおいて臨界密度より離れるに従って依存性が小さくなることも確認された。この傾向は10 mmセルのほうがより顕著である。さらに臨界点近傍 ($T - T_c/T_c$ が 10^{-4} 以下の領域)で、5 mmセルおよび10 mmセルともに近似直線からデータが逸脱する傾向が認められている。

5 mmセルと10 mmセルでの密度波の緩和について、200 mKでの実験結果について比較を行った。横軸を時間とした場合と、壁面への衝突回数とした場合の減衰挙動を図4.3-12および図4.3-13に示す。

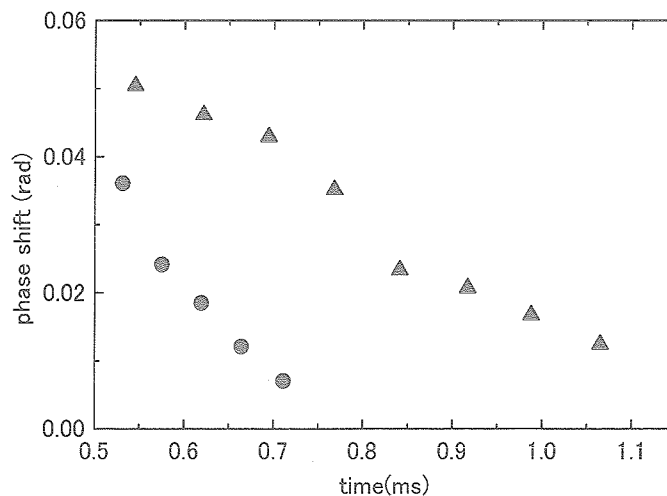


図4.3-12 横軸を時間とした場合の5 mmセルと10 mmセルによるピーク高さの減衰比較●：5 mmセル，▲：10 mmセル

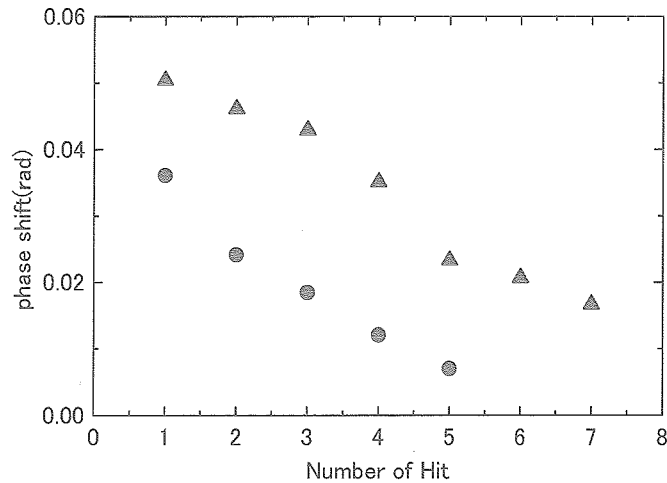


図 4.3-13 横軸を反射回数とした場合の 5 mm セルと 10 mm セルによるピーク高さの減衰比較 ●：5 mm セル，▲：10 mm セル

図 4.3-12 に見られるように、時間を横軸にした場合、5 mm セルの減衰のほうが早かった。一方、図 4.3-13 に示したように対向壁面への衝突回数で減衰を規格化した場合には、減衰はかなり類似した傾向を示した。

この状況は以下のように考えられる。

①密度波の減衰が対向壁面で支配的な場合

密度波の減衰は対向壁面のみで生じるのであれば、減衰速度は、壁面での衝突回数で規格化した場合に同じになり、横軸を時間でプロットした場合には、10 mm セルの減衰速度が遅くなる。

②密度波伝播中熱の緩和が支配的な場合

密度波の減衰が側壁や流体内部への熱の流出で支配されている場合、時間に対して密度波は減衰すると考えられる。一方、壁面への衝突で規格化した場合には、伝播速度が同じであれば 10 mm セルのほうが伝達長が長い分、早く減衰することになる。すなわち、横軸を時間とした場合に 5 mm セルと 10 mm セルの両方で減衰速度が等しくなり、反射回数で規格化した場合には 10 mm セルの減衰速度が 5 mm セルよりも減衰速度が速くなる。

以上の 2 つの状況を考えた場合、図に示した結果により近いのは①のほうであり、壁面での減衰がより支配的であるといえる。

(5) 連続加熱によるピストン波の伝播

前節までに示したとおり、我々はピストン効果の素過程である音波の発信とその伝播をパルス加熱によってとらえることができた。これはピストン効果研究にとって大きな進展である。一方、宇宙実験を含めこれまでに行われてきたピストン効果に関する実験は、すべて連続加熱の場合のものであった。そこで、これまでの結果との比較のため、我々が新たに構築した実験系を用いて連続加熱した場合のピストン波の伝播の観測を試みた。連続加熱実験では、ピストン波は音速のスピードで試料全体を均一な温度に上昇させる。このような現象は、数値シミュレーションによって音速で走るピストン波が階段状の温度上昇をもたらす効果として説明された²。我々の実験方法によれば、往復するピストン波をそれぞれ識別することが可能であることから、シミュレーションが予測する階段状の温度上昇を観測することができるはずである。ここでは、このような評価が実際に成り立っているかどうかを検証した。

実際の実験では、連続的に加熱すると流体の温度が上昇してしまい、設定条件が変わってしまう。そこで、加熱時間をピストン波が数回往復する程度の時間に留めて、階段状の温度上昇を観測することとした。ここではこのような観点から加熱時間は 200 μ s とし、ピストン波が 2～3 往復する程度に抑えた。また、この往復の間に流体の温度が上昇しても系の

状態にあまり大きく影響させないため、臨界点から 100 mK 高い温度に設定し、初期加熱量も低く抑えた。実験に用いた装置はパルス加熱のときと同じであり、4.2(1) で説明したとおりである。

図 4.3-14 に連続加熱時の密度変化を示す。ここではセル長が 10 mm のものを用いているので、ピストン波が往復するのに要する時間は $100 \mu\text{s}$ のオーダーである。図から、3つの階段状の密度上昇が見られる。図 4.3-15 に示した模式図のように、はじめのピストン波が観測点（セル中央）を通過したときに1段目の密度上昇が生じ、その後密度一定で維持した後、2つ目のピストン波が通過したときに2段目の密度上昇が生じる。ピストン波が通過する間密度が維持される理由は、次のように考えられる。ピストン波の進行に伴い、密度の変化する領域は経過時間に比例して増えていく。一方、加熱によって与えられるエネルギーは時間に比例しているため、ピストン波のエネルギー変換効率が毎回一定であれば、加熱による密度変化量は一定に保たれる。

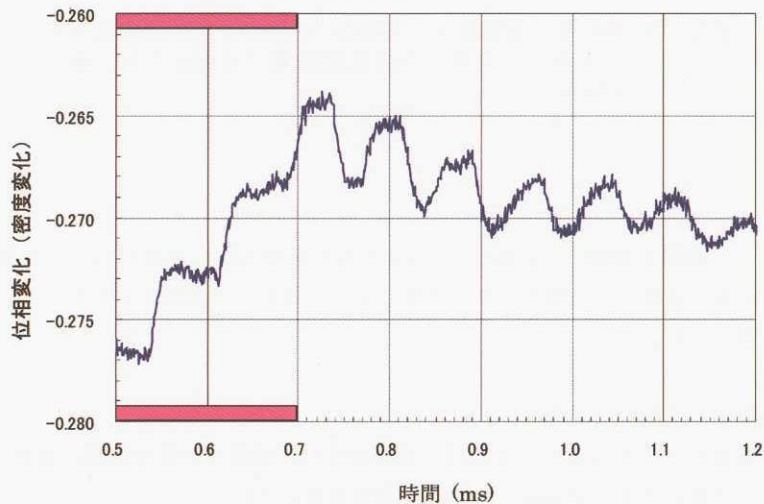


図 4.3-14 連続加熱時の密度の時間変化 (加熱時間 $200 \mu\text{s}$)

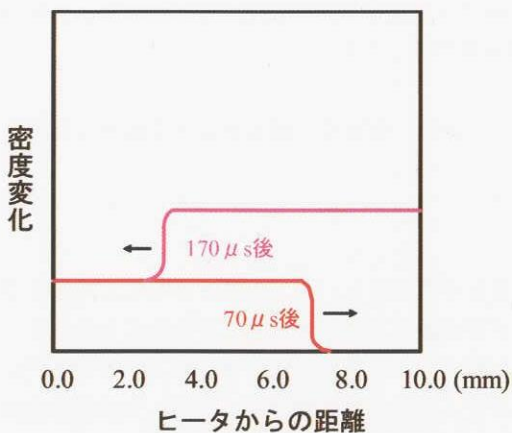


図 4.3-15 連続加熱時の密度変化の模式図

次に、パルス加熱の場合と同様にして連続加熱の場合のエネルギー変換効率を求めた。図 4.3-14 のグラフでは、印加電圧は 20 V、ヒーターの抵抗 0.5Ω であった。この場合、ピストン波が1つ通過した際の密度変化は干渉計の位相変化としておよそ 0.004 rad となり、パルス加熱の場合と同様にして体積変化率に換算したところ 2.0×10^{-7} となった。この結果から、セルの断面積、圧力および音速を用いることによって t 秒後にはおよそ $t \times 1.7 \times 10^{-2} \text{ J}$ のエネルギーが流体内に入ったことが分かった。一方、加熱エネルギーは $t \times 0.18 \text{ J}$ であったことから、結果的にエネルギー変換効率は、約 9% となった。この値は、パルス加熱の値とよく一致した。このことから、連続加熱の場合のエネルギー変換効率は、パルス加熱の場合と同様であると結論される。

以上のように、これまでシミュレーションでしか議論されていなかった連続加熱時の階段状の密度変動が我々の実験によってはじめて検証された。これにより、連続加熱によるピストン効果実験について初めて定量的な評価を与えることが可能となった。

(6) ピストン波伝播における重力効果

熱パルス印加時におけるピストン波の発生過程で説明したように、ピストン波の発信エネルギーは温度依存性があり、 $T - T_c$ が100 mK付近で極大値をもった。このような現象は、臨界点近傍でのピストン波に一般的に生じる物理的な作用によるものであるのか、あるいは、臨界点に近づくに従って重力に起因する密度分布の効果が強く作用した、単なるみせかけの挙動の変化であるのか明らかにする必要がある。ここでは、極大値付近 ($T - T_c \sim 100$ mK)でのピストン波ダイナミクスの重力依存性を検討し、このような現象が、真に臨界点近傍で特異的な現象であるかどうかを検討した。

ピストン波の発生に作用する重力影響の強弱を調べるために、次のような4種類の実験配置を検討した。重力の強さを変える仕組みは、流体セルのサイズとピストン波発生用のヒーターの設置位置を可変とすることにあり、その原理を図4.3-16に示した。

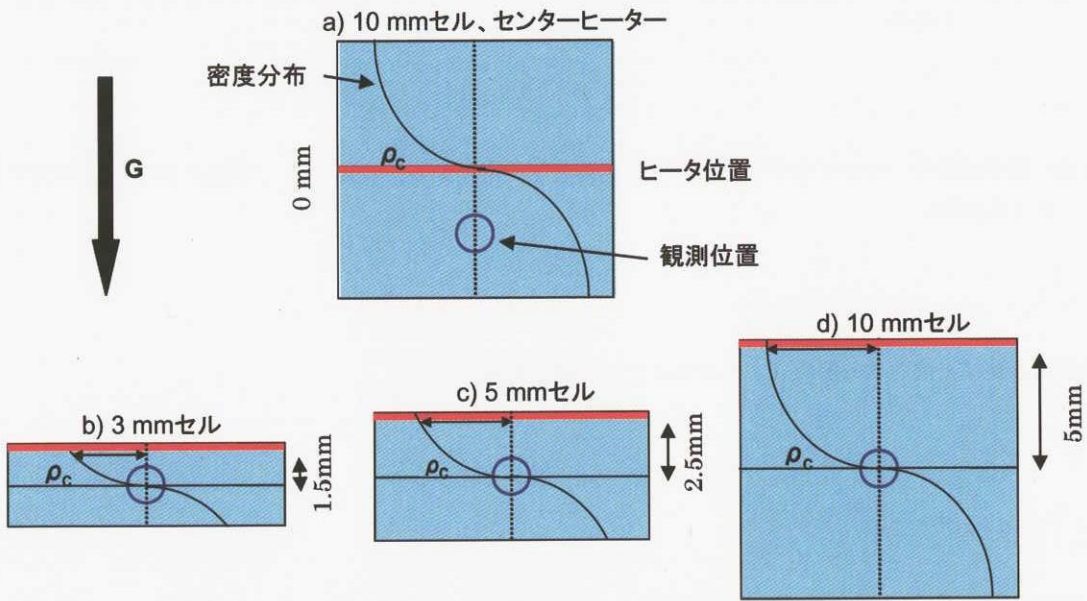


図 4.3-15 重力効果を見る実験配置

まず、図4.3-16 a)に示した配置は、ヒーターと臨界密度 ρ_c の初期設定位置がセルの中心であるため、重力による密度分布の効果が最も少ない配置となる。これに対して図4.3-16 b), c), d)は、ヒーターがセル上部に位置し、これに対して臨界密度 ρ_c の初期設定位置がセルの中心であるため、セルサイズが大きくなるに従って重力による密度分布が増大し、10 mmセルにおいて重力効果は最大となる。このように、4種類の実験配置についてピストン波の挙動を順に調べることによって、重力効果の強さを関数として音速およびピストン波輸送エネルギーの温度依存性を明らかにすることが可能となった。ピストン波のダイナミクスに及ぼす重力依存性をピストン波の音速および輸送エネルギーの二つの側面から検討した。

(a) ピストン波の音速に及ぼす重力効果

重力効果の異なる4種類の実験配置それぞれについて、温度を $T - T_c$ で10 mK ~ 500 mKの範囲で変化させて測定した。音速の温度に対するべき指数の重力依存性を、図4.3-16に示した。音速の温度変化の対数勾配は、温度が $T - T_c < 100$ mKと臨界温度 T_c に近い領域では、明確な重力依存性が観測され、重力効果が最も弱い位置でその傾きは最小となり、温度依存性が弱くなっていることが分かった。これに対して、 $T - T_c > 100$ mKでは音速の温度依存性は大きなべき指数をもつことが分かった。しかしながら、ヒーターからの観測距離に対する依存性はなく、重力の効果は顕著にはみられなかった。

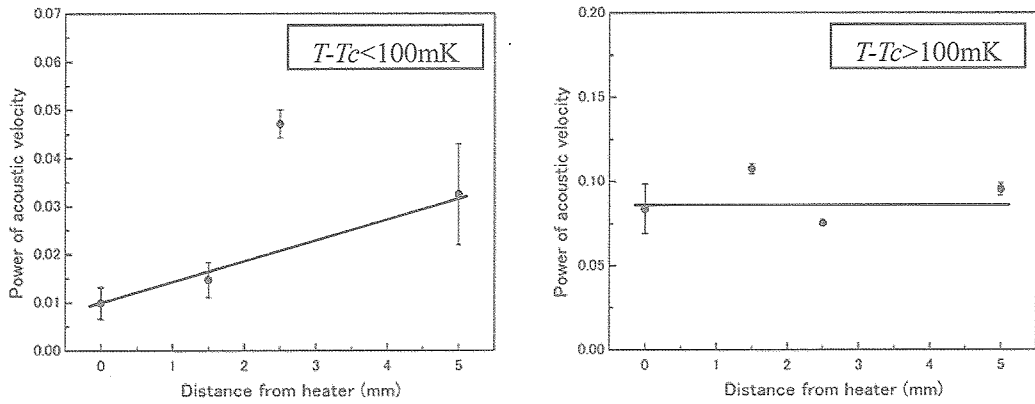


図 4.3-16 $T - T_c \sim 100$ mK の近傍におけるピストン波の音速の温度依存性のべき指数に対する重力効果

次に音速の温度依存性について考察する．音波の流体力学的考察から，音速 (c) と断熱圧縮率 κ_s との間に次の関係が成り立つ (第 3 章参照)．

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho_c \kappa_s}} \quad (3)$$

κ_s の温度依存性は，熱力学的関係式より次のように評価される．

$$\frac{C_p}{C_v} = \frac{\kappa_T}{\kappa_S} \quad (4)$$

$$\kappa_S = \frac{\kappa_T}{C_p / C_v} \equiv \varepsilon^{-0.10} \quad (5)$$

以上の関係より音速の温度依存性 $c \propto \varepsilon^{0.05}$ を得る．

$T - T_c > 100$ mK では音速の温度依存性は，0.075 から 0.11 (平均で 0.090) の範囲にあり， $c \propto \varepsilon^{0.05}$ とほぼ一致する結果と理解される．一方， $T - T_c < 100$ mK の領域に関しては，温度依存性のべきは，0.01 から 0.05 の範囲となっており，上記のべき指数と大きくかけ離れた．この結果は，臨界点に近い領域の温度依存性は，上記で解釈されるものとは異なったメカニズムを考える必要があることを意味している．このメカニズムについては，ピストン波のエネルギー伝達のメカニズムと関連して (c) の項で論じる．

(b) ピストン波が輸送するエネルギーに及ぼす重力効果

次にピストン波が輸送するエネルギー量の温度依存性についても同様に検討した．結果を図 4.3-17 に示した．エネルギー輸送量の温度変化の対数勾配は，温度が $T - T_c < 100$ mK および $T - T_c > 100$ mK のいずれの場合においても重力に対する依存性が見られた． $T - T_c < 100$ mK の領域では， T_c に近づくに従って対数勾配は正の方向に増加し，ピストン波によって輸送されるエネルギー量が重力効果の低下に従って一層減少することを示した．これは，ピストン効果が弱まったことを意味している．一方， $T - T_c > 100$ mK の場合には，重力効果の低下によって対数勾配は負の方向に強く減衰しており，逆に T_c に近づくに従ってピストン波によるエネルギー伝達が一層強まることを意味している．すなわち，重力効果がなければ臨界点に近づくに従ってピストン効果は強まる．以上のように，重力効果が最も乏しいセル配置において，ピストン波のエネルギー伝達が全く異なる効果をもつことが明確となった．この結果は，異なった臨界点ダイナミクスが二つの温度両域の間で作用しており，重力効果とは関係がないことを結論するものである．

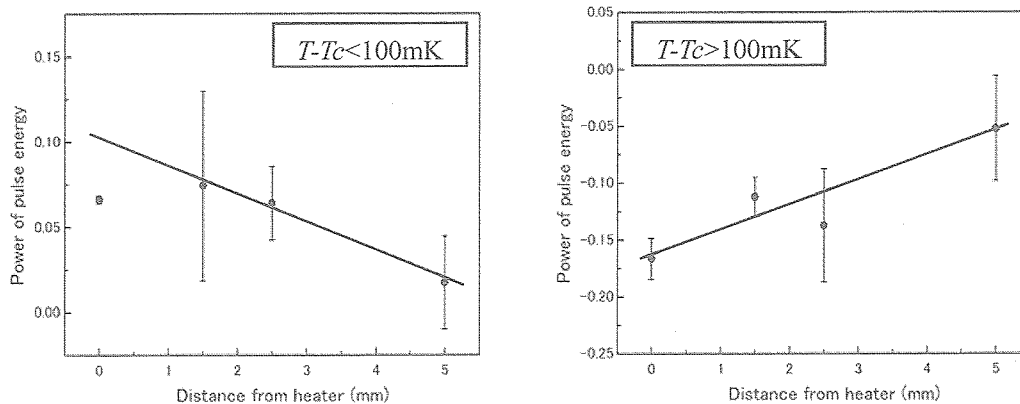


図 4.3-17 $T - T_c \sim 100$ mK の近傍におけるピストン波の発信エネルギーの温度依存性のべき指数に対する重力効果

(c) 臨界点近傍に見られる新規なピストンダイナミクス

重力依存性の検討から、 $T - T_c \sim 100$ mK においてピストン波の挙動に差異が見られたことは、重力によるみせかけの効果ではなく、臨界点特有の現象であることが明らかとなった。図 4.3-18 には、重力効果が最も少ない場合（10 mm セル、センターヒーター）について、ピストン波の音速とエネルギー輸送量の温度依存性に見出された特異な関係を示した。

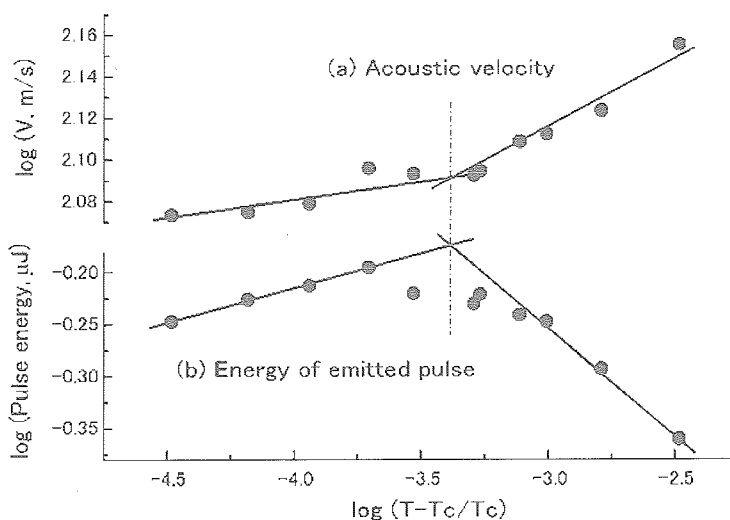


図 4.3-18 ピストン波の音速 (a) および発信エネルギー (b) の温度依存性、10 mm セルおよび $5 \mu\text{s}$ の加熱の場合の実験値を併せて表示、中心の一点鎖線は $T - T_c \sim 100$ mK を示す

小貫理論によると、一方向の縦波であるピストン波の伝播に対して、流体の運動に伴う応力が流体に発生する。これによる、ピストン運動を抑制する圧力増加分 (Δp_x) は、次式で表される。

$$\Delta p_x = -\left(\frac{4}{3}\eta_s + \eta_b\right)\frac{\partial u}{\partial x} \tag{6}$$

ここで、 η_s は、ねじれ粘性係数、 η_b は、体積粘性係数と呼ばれる。また、 η_s および η_b は、動的臨界現象理論によれば臨界点に近づくに従って、次のような関係で発散する³。

$$\eta_s \propto \xi^{\epsilon/19} \tag{7}$$

$$\eta_b \cong \frac{R_b \rho u^2}{D} \xi^2 \propto \xi^{2.8} \quad (8)$$

なお、 ε は1よりも小さい定数、 R_b は定数、 ρ は密度、 ξ は相関距離、 D は拡散定数を表す。 η_s の発散は弱く、 η_b の発散は強い。 ${}^3\text{He}$ では、 $T/T_c - 1 = 10^{-4}$ で η_s が 17×10^{-6} poiseであるのに対して、 η_b は50 poiseと推定されている⁴。 $T - T_c \sim 100$ mKの換算温度は $T/T_c - 1 \sim 3 \times 10^{-4}$ であり、 CO_2 においても体積粘性係数の発散効果が無視できないとすると、動的臨界現象理論が予測する粘性の効果が現れていることが推定できる。

実際に図4.3-18に見られるとおり、100 mKを境にして高温側と低音側では、 $(T - T_c)/T_c$ に対する傾き（べき指数）が異なり、温度が T_c に近い領域では、 T_c に近づくに従ってピストン波の速度の減少が抑制された。これは、ピストン波の発生が、臨界流体の無限大に発散する圧縮率により、加熱と同時に音速で膨張する断熱加熱効果によるものであることを考えると、粘性の増大によって臨界流体がピストン波に対して圧縮されにくくなることから、結果的にピストン効果が弱まることに対応すると考えることができる。一方、100 mKよりも温度が高い領域では、音速の温度依存性が断熱圧縮率および比熱の温度依存性から推定される指数とよく一致し、この領域では粘性係数の効果が効かないこともよく対応する。

また、Carlesは、小貫理論に触発され、ナビエ・ストークス方程式を基礎においた漸近展開法により、ピストン効果と粘性の発散効果との関係を検討した。この結果、 CO_2 臨界流体で $T - T_c$ が60 mK付近以下で、体積粘性係数の発散が無視できなくなり、ピストン効果が弱まることによって、臨界緩和（critical slowing down）が再び効くようになることと推定した⁵。この値は、本研究においてピストン波の進行速度の温度依存性が変化する実験値、100 mKとよく一致している。以上のように本研究の実験結果は、小貫理論およびCarlesの予測が成り立っていることを強く示唆している。このような現象はこれまで実験的に明らかにされたことはなく、本研究において初めて見出されたものである。これは、本研究におけるピストン波の観測実験が、動的臨界現象に関するダイナミクスの検証に高精度の研究手法を与えること示している。

5. 数値シミュレーション

5.1 はじめに

ピストン波の素過程の観測に実験的に成功したことによって、ナビエ・ストークス方程式を用いたピストン波の時系列シミュレーションが現象の解明に重要な役割を果たすことが明らかとなった。流体が連続で均質な媒体であることを前提とするナビエ・ストークス方程式は、臨界点に極近くなると破綻することが分かっている。我々は、ナビエ・ストークス方程式に基礎を置く数値シミュレーションは、換算温度で 10^{-4} ($T - T_c$ で30 mK)以上であれば十分実際の物理現象を再現することが可能であると試算した（第3章参照）。この議論を踏まえて物性値および計算アルゴリズムを吟味することによって、実験に対応したピストン効果のダイナミクスを再現することを目的として数値シミュレーションを実施した。数値シミュレーションを用いれば、ピストン波の詳細な運動を明確に記述することができ、実験では観測することのできない物理量および多次元（計算では2次元まで）効果を評価することとした。なお、非線形のナビエ・ストークス方程式を完全に解く数値シミュレーションには、計算時間が膨大にかかる。このため、1次元および2次元シミュレーションを併用して検討を行うこととした。また、空間の離散化には、計算の効率の観点から、境界でのみ離散化の巾を狭める可変メッシュ法を採用した。これによって1次元シミュレーションでは音速、パルスの減衰時間などの定量的な解析評価を実施した。2次元シミュレーションでは計算時間の観点から定量的な解析は行わず、ピストン波ダイナミクスの動画化を行い、ヒーター境界および対向する断熱境界の間で行ったり来たりするピストン効果の複雑な動きを明らかにした。

5.2 基礎方程式の検討

数値計算シミュレーションを行うにあたって、臨界点近傍のピストン波の動的な挙動を精密に計算するために、圧縮性流体の基礎方程式を、近似をできるだけしないように取り扱った。用いた基礎方程式の導出は、第3章に詳しく記した。ここには、計算アルゴリズムの検討の出発とした圧縮性流体の基礎方程式を、連続の式、運動量の式、エネルギーの式の順に示すことから出発する。

(a) 連続の式

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

(b) 運動量の式

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \nabla \Phi + \rho \mathbf{f} \quad (2)$$

(c) エネルギーの式¹

$$\rho c_v \frac{DT}{Dt} + \frac{T\beta}{\kappa_T} \nabla \cdot \mathbf{v} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \phi_v \quad (3)$$

ただし、 ρ ：密度、 \mathbf{v} ：速度、 Φ ：応力テンソル ($= -P\mathbf{I} + \tau$)、 \mathbf{f} ：体積力（重力）、 \mathbf{q} ：熱流 ($= -k\nabla T$)、 k ：熱伝導率、 β ：体膨張率、 κ_T ：等温圧縮率とした。また、ラグランジュ微分 $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ 、および応力テンソルに関する $\Phi \nabla \mathbf{v} = -P \nabla \cdot \mathbf{v} + \phi_v$ の関係をもちいた。

これら基礎方程式を1次元について整理すると次のようになる。以下、1次元の基礎方程式を中心に説明する。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \rho g \quad (5)$$

$$\rho c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{T\beta}{\kappa_T} \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(-k \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (6)$$

ここで、 g は重力、 μ は粘性係数を表す。

5.3 数値計算の方法

(1) 計算アルゴリズム

(a) 計算アルゴリズムの概要

連続の式、運動量の式、エネルギーの式はそれぞれ差分法を用いて離散化した。具体的な離散化プロセスを以下に示す。動的ピストン効果において支配方程式の移流項は強い非線形性を示す。このような非線形性の強い流れを解く場合には、移流項を適切に扱う必要がある。そこで、ここでは、連続の式、運動量の式、エネルギーの式に対して、移流項と非移流項に分離し、移流項に対しては時間空間に対して高精度なCIP法を適用した。非移流項に対しては一般的な不等分割メッシュを考慮した差分法を適用した。

(b) CIP法

CIP法²³を用いて数値解析を行う場合には、支配方程式の空間微分式も解く必要がある。よって離散化される支配方程式は、上記の3つの式に加えて、以下の空間微分を考慮したものも加わる。上記の支配方程式をまとめて以下のように表現する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = g \quad (7)$$

ここで、(7) 式を (4) 式、(5) 式、(6) 式にあてはめると、それぞれ、 $f = (\rho, v, T)$ であり

$$g = \left(-\rho \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \rho g \right), \frac{1}{\rho c_v} \left(-\frac{T\beta}{\kappa_T} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(-k \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right) \right) \quad (8)$$

となる。CIP法を用いて離散化する場合、方程式 (7) を分離する必要がある。移流フェーズと非移流フェーズに分離すると、以下の具体的に必要な離散化式を得る。

$$\frac{\tilde{f} - f^n}{\Delta t} + v^n \frac{\partial f^n}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{f^{n+1} - \tilde{f}}{\Delta t} = g^n \quad (10)$$

$$\frac{\tilde{f}_x - f_x}{\Delta t} + v^n \frac{\partial f_x^n}{\partial x} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{f_x^{n+1} - \tilde{f}_x}{\Delta t} = -\frac{\partial u}{\partial x} f_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right) \quad (12)$$

方程式中にあらわれる圧力や定積比熱，体膨張率，等音圧縮率，粘性係数，熱伝導率は第3章で説明した Span-Wagner や修正 Patel-Teja 方程式等の状態方程式を用いて算出した。数値計算において，メッシュにおける変数の配置は，密度，温度，圧力は要素中心に配置し，速度は節点上に配置した。これにより，解析時の計算の安定化を図った。

(2) メッシュ条件

動的ピストン効果をシミュレートするには，ピストン波が発生する加熱境界近傍に形成される境界層の再現を注意深く行う必要がある。実際に臨界点近傍に近づくとき境界層の厚みは 100 nm のオーダーとなり，境界壁面近くの効果が極めて強く作用する。本解析においては，このような微視的な物理現象とセル全体におよぶ巨視的な流体ダイナミクスを同時に再現しつつ，かつ計算時間を短縮するために，不等分割メッシュ法を用いた。不等分割メッシュ作成においては，ピストン波の発生メカニズムに対応して，壁面近傍はメッシュを詳細に分割し，壁から離れるにつれて，メッシュが粗くなるように節点を配置することとした。具体的には以下の関数を用いることで不等分割メッシュを再現した。

$$\frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{\alpha} \tanh \left(\frac{\xi_i}{2} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right) \right] \quad (13)$$

ここで，パラメータは次のように定義される。

$$\xi_i = -1 + (2i/N), \quad i = 0, 1, \dots, N, \quad \alpha = 0.995 \quad (14)$$

(14) 式により，規格化した空間座標で 0 から 1 までの空間が，境界である 0 と 1 の位置に寄せられたように分割される。 α を変化させることによって分布に変化をつけることができる。具体的なメッシュを作成する場合には，これに領域の長さをかけておけばよい。等分割メッシュの場合ならびにここで定義された関数を用いて作成された場合のメッシュの節点分布を示したものを図 5.3-1 に示す。実際に計算に用いた条件では，境界に最も近い格子でそのメッシュ間隔は，最小で 9 nm となる条件を採用した。

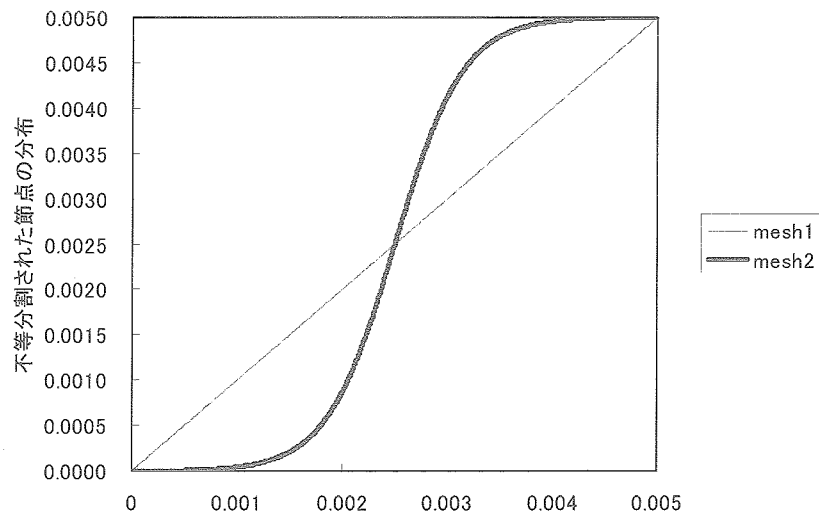


図 5.3-1 等分割メッシュ (mesh1) と不等分割メッシュ (mesh2)

(3) 物性量の計算

ここでは，シミュレーションに必要な物性値について記述する。1次元シミュレーションならびに2次元シミュレーションにおいて必要な物性値は，式 (4) から式 (6) をみればわかるように，定積比熱 C_v ，熱伝導率 k ，体膨張係数 β ，等温圧縮率 κ_T ，粘性係数 μ である。これらの値のうち，定積比熱，体膨張係数および等温圧縮率については修正 Patel-Teja

状態方程式ならびに Span-Wagner 状態方程式を利用して算出した。熱伝導率および粘性係数は、Chung らの方法を利用して算出した（第3章参照）。

(4) 計算条件

計算に利用した1次元および2次元の解析モデルおよび解析条件について述べる。1次元については3種類の解析を行った。一つはパルスの進行方向に対する解析，もう一つはパルス波に垂直な方向の解析，そして，フライトを想定した重力加速度が急激に変化する解析である。

図5.3-2にパルスの進行方向に対する解析モデルを示す。上側の壁にフラックス一定の熱量を与え，下側の壁は温度固定とする。重力加速度は1Gあるいは0Gとする。ある一定時間フラックスを与えた後，断熱条件とする。解析に用いた条件一覧を表5.3-1に示す。初期状態は，温度は一定値，密度および圧力は重力の効果を考慮して決定される。

図5.3-3にフライト実験を考慮した解析モデルを示す。フライト実験においては，ロケット打ち上げ時に大きな重力加速度が試料全体にかかり，その後，急激に微小重力状態となる。このときの試料内部の影響を調べるために本解析を行う。解析に用いた解析条件一覧を表5.3-3に示す。本解析についての詳細は6章に記述する。

図5.3-4にパルス波に垂直な方向の解析モデルを示す。ピストンのパルスの進行方向に対して，パルスに垂直な方向の状態を把握することを目的とする。これは，実際の実験条件では，実験セルの両側面が一定温度に制御されることから，ピストン波の温度に対して低く制御されており，熱の出入りを伴うからである。1次元シミュレーションでは，両境界は断熱境界としての扱いきれないために，この効果を見積もるために実施した。ここでは，パルスの進行方向に垂直な方向の1次元空間を仮定し，パルスに乗った状態でのシミュレーションを実施した。初期条件として試料全体の温度をパルス内部の温度に設定し，壁面については，パルス内部よりも低い温度に固定して解析した。解析条件一覧を表5.3-2に示す。

2次元シミュレーションでは，膨大な計算時間を節約するために，解析対象の対称性を考慮して中央部を境にした下半分とした解析モデルを採用した。解析モデルならびに境界条件を図5.3-5に示す。

解析対象のメッシュに関しては，1次元の場合と同様に，物理現象と計算の効率を考慮したメッシュの配置を行うことが必要である。長さ方向に対しては，(13)式に示される1次元の場合と同様に，壁面近傍にメッシュが配置されるように tanh および ln の関数として与えた。幅方向に対しては，中央部における対称性から，片方の壁面に対してメッシュを寄せるように配置した。配置の方法は長さ方向の時に用いた関数と同様なものを用いた。ただし，対称性を考慮し，中心部分でメッシュの幅は最も大きくなるようにした。メッシュ数は長さ方向および幅方向に対してそれぞれ1,000および500とした。最小格子幅は長さ方向および幅方向ともに5 μ mである。1次元シミュレーションと比べると圧倒的に大きな間隔であるが，計算時間の問題から，これ以上格子幅を小さくすることは困難であった。

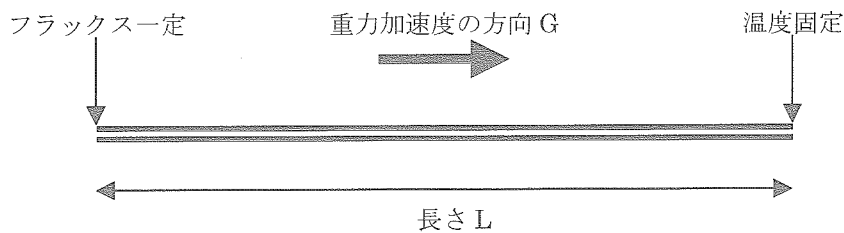


図5.3-2 パルス進行方向の1次元解析モデル

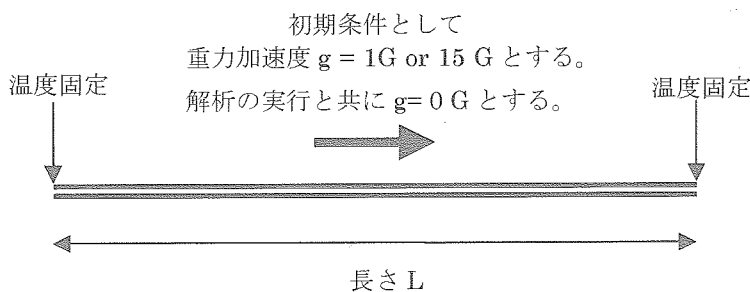


図5.3-3 フライト実験を考慮した解析モデル

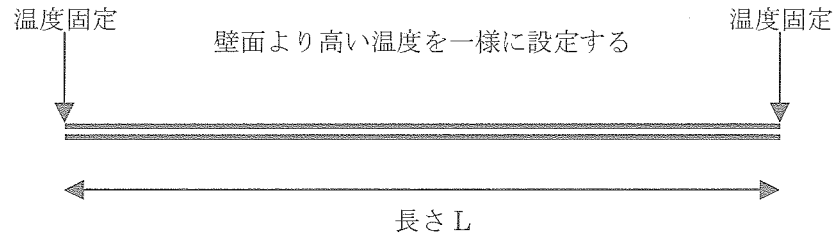


図 5.3-4 パルス波の進行方向に垂直な方向の解析モデル

表 5.3-1 1次元シミュレーションにおける解析条件一覧

解析ケース	重力	試料長さ [mm]	加熱量 [w/m^2]	状態方程式	最小格子間隔 [mm]	パルス幅 [μs]	初期温度 ($T - T_c$) [mK]	備考
								(メッシュ数; デフォルト 1000)
1-1	0	3	5000	SW	9	10	10,20,30,50,100,300	(600) セル長
1-2	1	3	5000	SW	9	10	10,20,30,50,100,300	(600)
1-3	0	5	5000	SW	9	10	1,3,5,10,20,30,50,100,300	
1-4	1	5	5000	SW	9	10	1,3,5,10,20,30,50,100,300	
1-5	0	10	5000	SW	9	10	10,20,30,50,100,300	(2000) セル長
1-6	1	10	5000	SW	9	10	10,20,30,50,100,300	(2000)
1-7	0	3	50000	SW	9	10	10	(600) 入熱量
1-8	0	3	500	SW	9	10	10	(600) 入熱量
1-9	0	50	5000	PT	32	5	50	(10000) (バルク散逸の評価)
1-10	0	10	5000	PT	32	5,20,50	50	(2000) (パルス幅依存性)

表 5.3-2 パルス波に垂直な方向の1次元シミュレーションにおける解析条件

解析ケース	重力	試料長さ [mm]	壁と試料の温度差 [K]	状態方程式	最小格子間隔	初期温度 ($T - T_c$) [mK]	備考
							メッシュ数
1-11	0	10	25 μ	PT	32	50	2000

表 5.3-3 加速度のステップ変化する解析条件

解析ケース	重力変化	試料長さ [mm]	状態方程式	最小格子間隔 [mm]	初期温度 ($T - T_c$) [mK]	備考
						メッシュ数
1-12	15 G \rightarrow 0 G	5	PT	32	10	1000
1-13	1 G \rightarrow 0 G	5	PT	32	10	1000

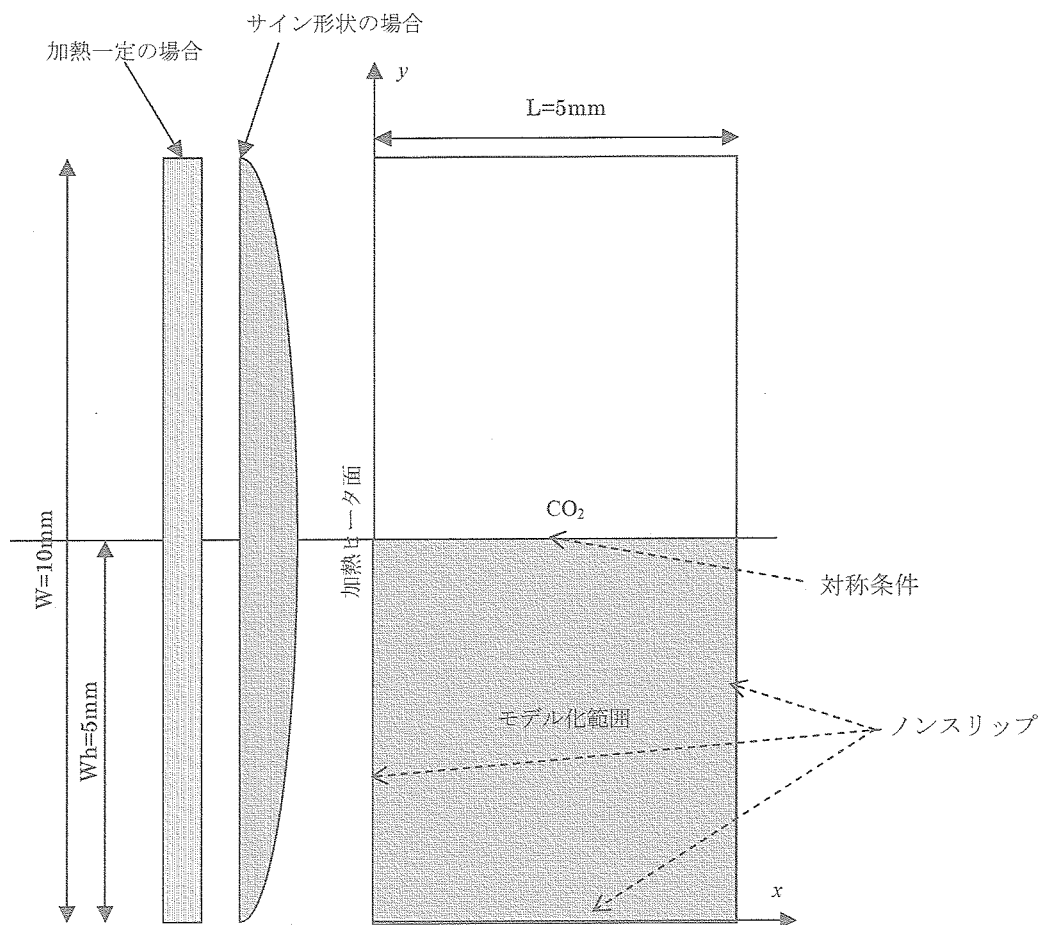


図 5.3-5 2次元解析のモデル化範囲（斜線部分）

表 5.3-2 2次元シミュレーションにおける解析条件一覧

解析ケース	重力	試料大きさ [mm]	加熱量 [w/m ²]	加熱分布	状態方程式	最小格子間隔 [μm]	パルス幅 [μs]	初期温度 (T - Tc) [mK]	備考
									メッシュ数
2-1	0	5 × 10	5000	一様	PT	5	5	50	1000 × 500 対象条件より 5 × 5 領域
2-2	0	5 × 10	5000	サイン波	PT	5	5	50	同上

(5) 可視化

1次元シミュレーションの可視化についてはエクセルを利用した。2次元シミュレーションの可視化については流体解析における汎用可視化ソフトウェア (FieldView) を利用した。なお、2次元シミュレーションの結果については可視化結果をまとめることによってアニメーションについても作成を行った。具体的には時間ステップごとに出力した jpeg ファイルを結合することによって動画形式のファイルである AVI ファイルとして作成した。動画作成にあたり利用したソフトウェアについてはフリーソフトウェア (AVI Maker) を利用した。

(6) 使用した計算機

シミュレーションに利用した計算機のスペックは、表 5.3-5 のとおりである。シミュレーションプログラムの開発についてはおもに Windows 環境を利用し、実行については Linux 環境を利用した。開発言語については Fortran90 を利用しており、

OS 等には依存しない開発環境とした。

表 5.3-5 シミュレーションに利用した計算機のスペック

項目	機能
CPU	Pentium 4 2.53 GHz (478 PGA)
メモリ	512 KB DDR N/ECC PC 266 CL 2.5 を 2 枚で合計 1 GB
HDD	IDE 120 GB
OS	Red Hat Linux 7.1
コンパイラ	Intel Fortran Compiler Version 5.0.1

5.4 結果と考察

(1) ピストン波の発生過程

ここではまず視覚的に理解しやすい 2 次元シミュレーションの結果を示すことによって、臨界点近傍におけるピストン波発生概要を説明する。次に、1 次元シミュレーションの結果を用いてパルス発生直後の挙動について詳細を記述する。さらに温度の違いによる音速の評価、加熱量に対するピストン波の発生における発信効率の関係を述べる。

(a) 二次元シミュレーション

表 5.3-4 に示した解析ケース 2-2 ($T - T_c = 50 \text{ mK}$) における 2 次元シミュレーションの結果を図 5.4-1 に示す。これには、パルス波の発生から連続的に時間ステップをおって波が伝わる様子を示した。図 5.4-1 に示した各図は、対称境界面を上部にした半分のみを描いてある。下側が壁面、左側が入熱面、右側が対向壁である。初期状態において一様な密度分布である状態から熱パルスを $5 \mu\text{s}$ 間与え、ピストン波を発生させる。熱パルスは、帯状の加熱領域（図には密度パルスを表示）として臨界流体中を伝播する。ピストン波は、ほぼ一定の速度で対向壁に向かって進行する。パルスが 5 mm のセルを往復するのに、高々 0.1 ms しかかかっておらず、高速な熱輸送が行われている様子がよくわかる。パルスの進行に伴い、パルスが接している図中の下側の壁面においては、壁面の影響をうけて密度パルスの進行が対称面付近に対して若干遅くなっている。ただし、この効果は離散化にともなう数値的な影響も考えられるので注意が必要である。また、パルスの後方において斜め方向に密度分布がついている様子が観察される。これは、パルスの進行方向と直交する位置にある壁面（ピストン波よりも低い温度に設定されている）との間で発生する弱いピストン効果によるものと推定される。この二次的な波はさらに主となるピストン波と干渉しあって、波面を乱す状況も見取れる。この二次的なピストン波の発生については、後に 1 次元シミュレーションによっても考察する。ピストン波は解析時間全体において、おおよそはその波形を保っている。これは、臨界点近傍において熱拡散率が小さいことに理由があるが、それでも次第にピストン波の境界は拡散している。2 次元シミュレーションは、ピストン波の全体像を描くのに極めて有力であり、以上のようなピストン波の運動過程を考慮しながら、1 次元シミュレーションによりピストン波の定量的な解析を行うこととした。

(b) 音速の評価

1 次元シミュレーションにおいてセル長の長さを 3, 5, 10 mm と変化させた解析ならびに試料内部の初期温度である臨界温度からのずれ $T - T_c$ を 10, 20, 30, 50, 100, 300 mK と設定した解析（表 5.3-1 における解析ケース 1-1 から 1-6）について音速の定量的な評価を行った。なお、5 mm セルについては $T - T_c$ が 1, 3, 5 mK の場合についても解析を実施した。ピストン波の進行をセル中央部で観測した場合に相当する固定点での温度の時間変化を図 5.4-3 に示した。複数の温度パルスが見えるのは、ピストン波が対向境界との間を何度も往復することによる。図には比較のために、1 G および 0 G の違いもあわせて示した。しかしながら違いが見られたのは、 $T - T_c$ が 5 mK 以下の場合であった。

数値計算によって得られたパルスの位置から、ピストン波の進行速度（音速）を算出した。図 5.4-3 には音速の温度依存性を示す。臨界点に近づくに従って ($T - T_c$ が小さくなる) 音速が減少していることがわかる。また、音速に対する試料セルのサイズ依存性は非常に小さく、無視できる程度であった。スケーリング則によれば、音速は $T - T_c$ の 0.12 乗に比例することが知られている（第 4 章参照）。数値解析による解析結果は $T - T_c$ の 0.0592 乗であった。この値は、スケ

ーリング則よりも低い値を示したが、実験値は0.07～0.1の範囲にあり、数値シミュレーションは実験値をよく再現しているといえる。重力の影響に関しては、 $T - T_c$ が10 mK以上の領域において1 Gと0 Gとの間に差はなかった。これ以下の温度で現れた音速の差異については、5 mm セルにおいて実施した音速の評価結果を、5.4 (3) 重力効果の評価の節で検討する。

(c) ピストン波発生直後の壁面近傍における挙動

ここでは、加熱直後におけるピストン波の発生メカニズムの詳細を明らかにすることを目的として、加熱壁面近傍における各熱物性量の分布の時間変化を検討した。解析ケースは、表5.3-1における解析ケース1-3の0 G、 $T - T_c = 30$ mKの結果を利用する。図5.4-4図5.4-7は、ピストン波発生直後の壁近傍および試料全体の1) 速度分布、2) 密度分布、3) 温度分布、4) 圧力分布の経時変化をそれぞれ示す。図に表示した時間は、ピストン波発生終了直前ならびにパルス発生終了直後の間にある、 $t = 6, 9, 12, 15 \mu\text{s}$ である。また、図には壁面近傍（左図）および試料全体（右図）の二つの状況が示されている。 $t = 6$ および $9 \mu\text{s}$ において壁面は加熱され、 $t = 12$ および $15 \mu\text{s}$ で加熱が終了する。

速度については加熱と同時に瞬時に速度が増大し、加熱終了とともに0となる。壁面近傍における境界層では、これに併せて正の方向および負の方向に速度が生じていることに注意されたい。このような状況は圧力変化と対応した圧縮性流体の特性によるものである。すなわち、加熱中は圧力が上昇するが、加熱が終了すると急速に反転して平均圧力よりもずっと小さくなり、これが流体速度の逆転を引き起こしている。密度および温度については、加熱中は温度の上昇および密度の低下が生じ、過熱の終了とともに、緩やかにもとの状態に戻る。

(d) 加熱量に対する発信効率の関係

加熱量に対するピストン波の発信効率を算出するために、加熱量と受け取るエネルギーとの間に比例関係があるかどうかを検討した。加熱量を10倍および10分の1倍に変更して解析を実施し、発生するパルスの温度を比較した。計算条件は、1 Gにおける3 mmセルおよび $T - T_c = 10$ mKのデータを用いた。解析ケースは、表5.3-1における解析ケース1-2の $T - T_c = 10$ mKのデータならびに解析ケース1-7および解析ケース1-8に相当する。比較を行ったデータは $t = 1.8 \mu\text{s}$ における温度プロファイルである。図5.4-8には入熱量に対するピストン波の温度の関係として結果をプロットした。加熱に伴う温度の上昇は、基準となる加熱量、これを10倍したものおよび10分の1倍にしたものについて、それぞれ 3.151×10^{-2} mK、 3.167×10^{-1} mKおよび 3.139×10^{-3} mKであった。このことから、加熱量に対する温度上昇については比例関係があり、設定した加熱エネルギー量は飽和していないことがわかった。

次に、加熱に伴ってピストン波が受け取るエネルギーの変換効率を検討した。加熱によってピストン波が受け取るエネルギーを、圧力と加熱によって膨張した流体の体積の積から仕事として算出した。この値を加えた全熱量に対する比（エネルギー変換効率）に換算し、その温度依存性を図5.4-9に示す。エネルギー変換効率は、13～18%の範囲にあり、臨界点から離れるに従って、増加する傾向を示した。この値は、実験によって得られた値10.4%とよく一致する。しかし、実験では温度上昇に対して効率は低下しており、数値シミュレーションは全く逆の結果を示した。ピストン波は壁面近傍の境界において生成される。数値シミュレーションにおいてピストン波の発生に影響を与える物性値は定積比熱、体膨張係数及び等温圧縮率である。これらの物性値のバランスによりピストン波のエネルギー変換効率が変わってくると考えられる。実験においても $T - T_c = 100$ mKにおいてエネルギー変換効率の傾向が変わっている。物性値の微妙なバランスでエネルギー変換効率が変わってくることが予想され、今後のさらなる検討が必要である。

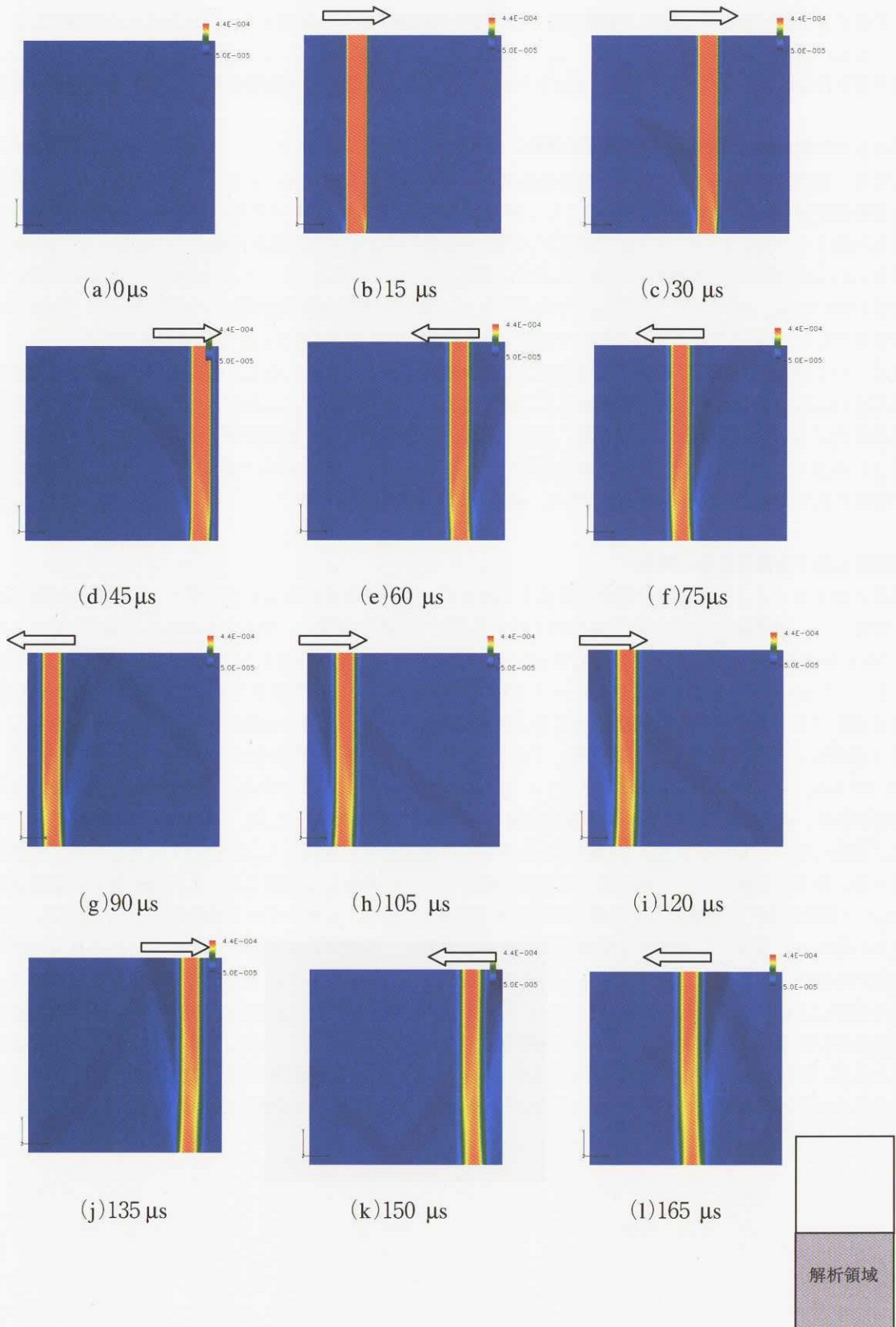


図 5.4-1 一様入熱における密度分布の時間変化

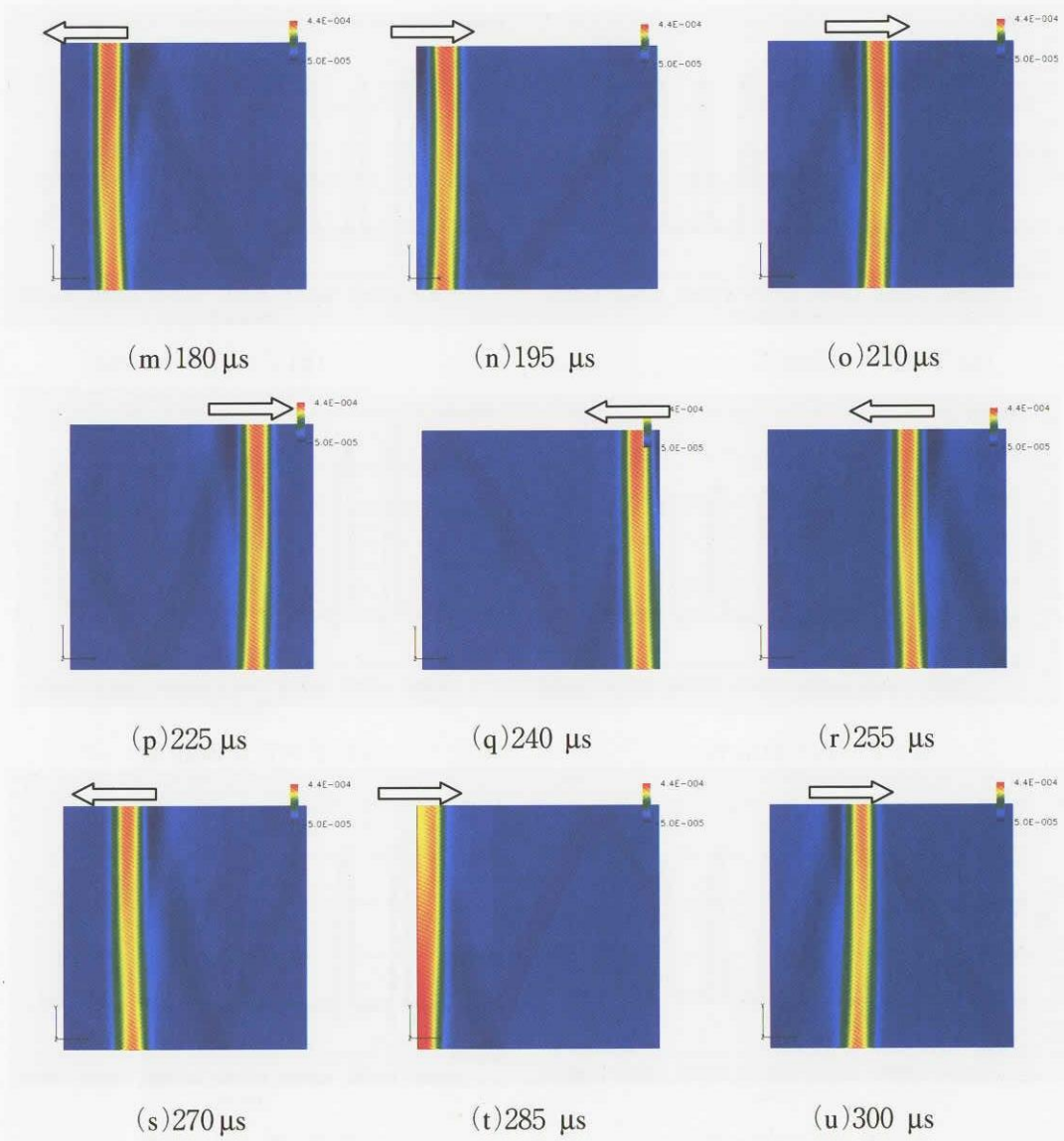


図 5.4-1 一様入熱における密度分布の時間変化 (つづき)

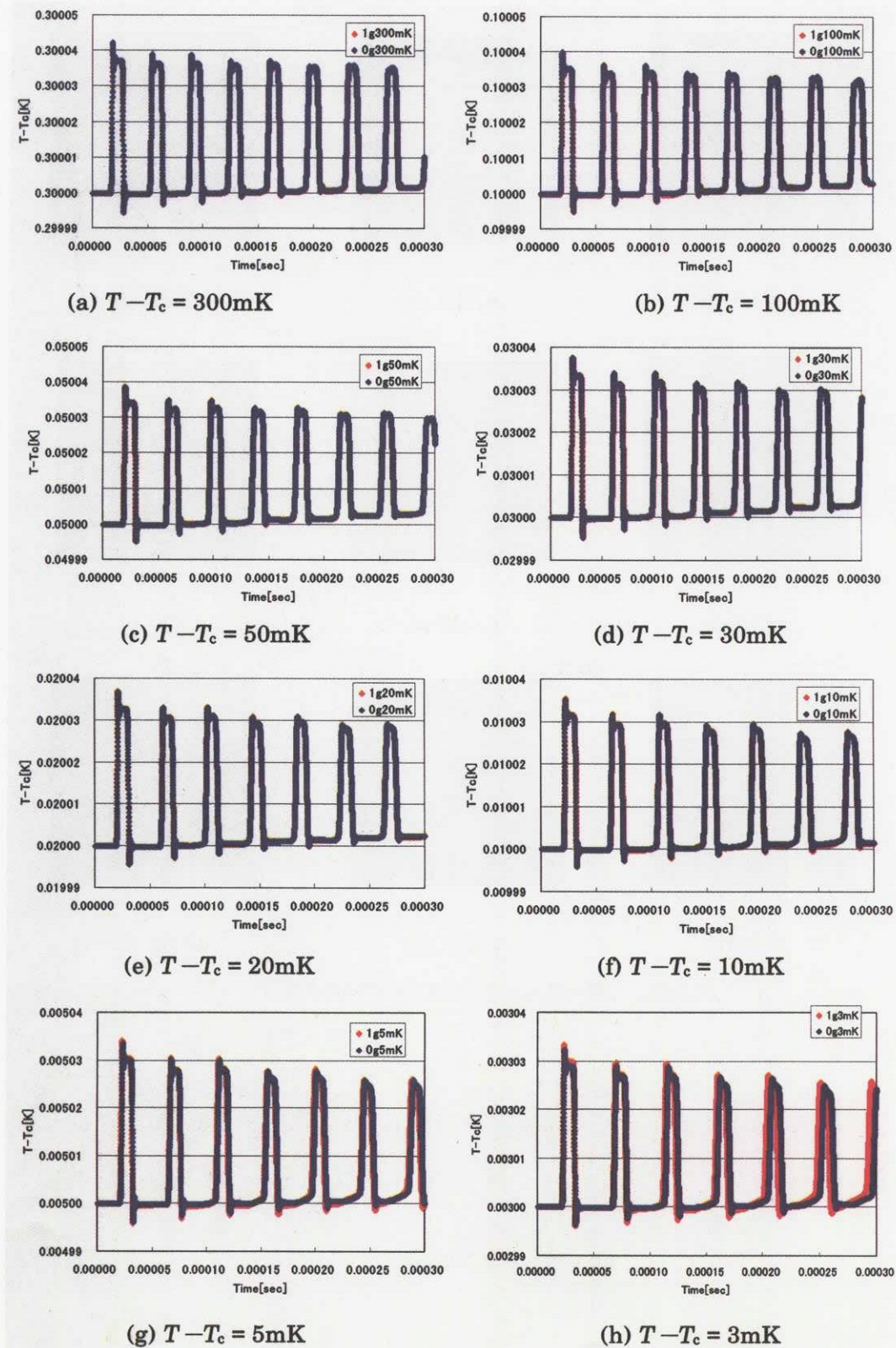
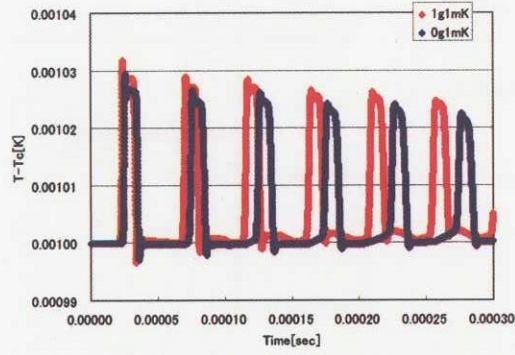


図5.4-2 各温度におけるセル中央での温度分布



(i) $T - T_c = 1\text{mK}$

図 5.4-2 各温度におけるセル中央での温度分布 (つづき)

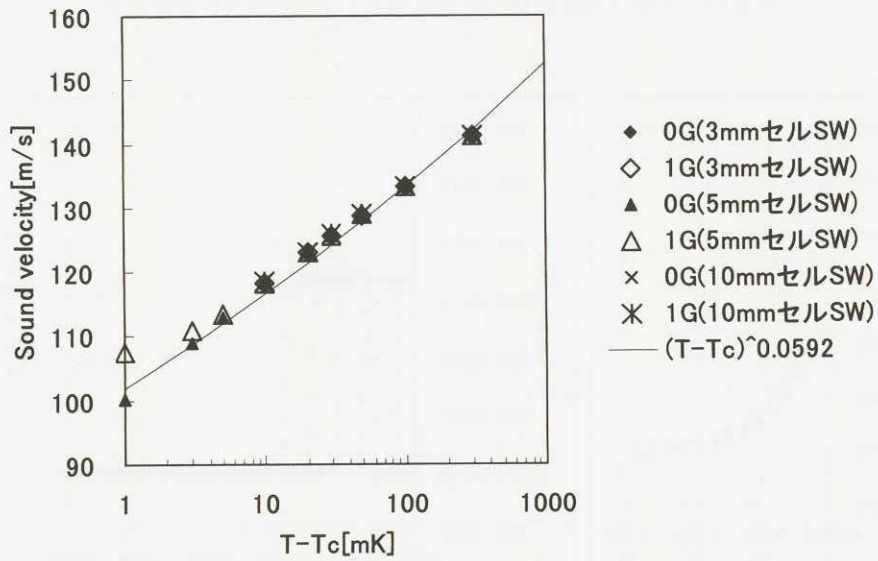


図 5.4-3 音速の温度依存性

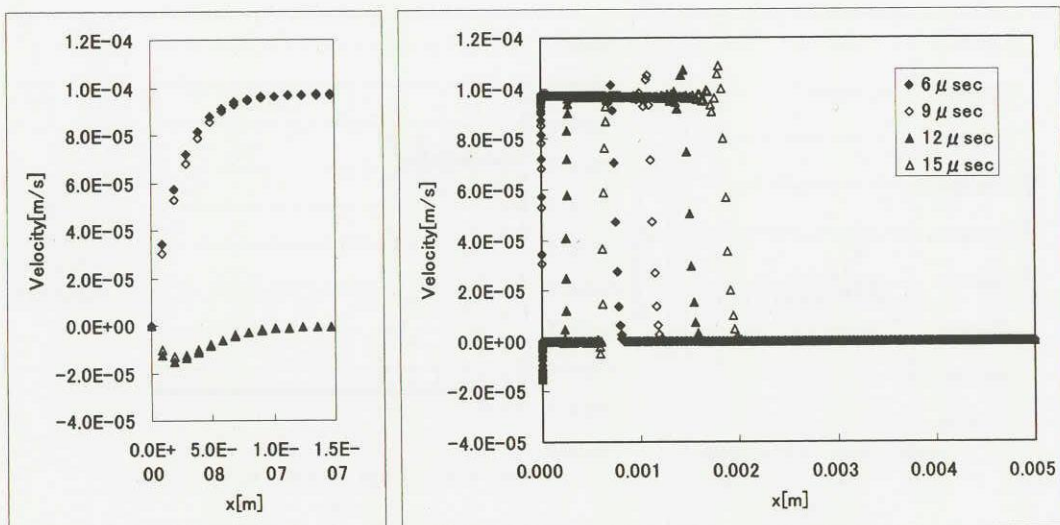


図 5.4-4 パルス発生直後の壁面近傍および試料全体の速度分布

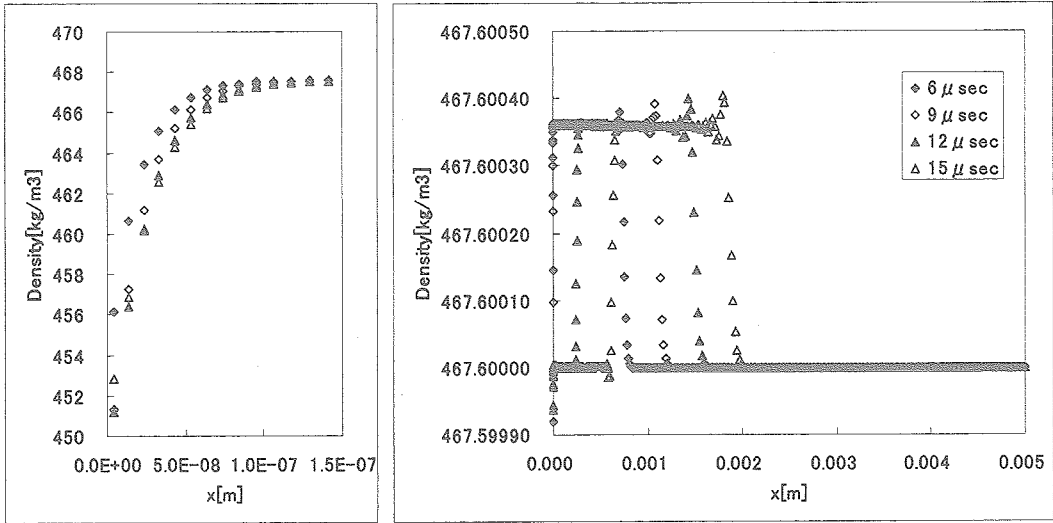


図 5.4-5 パルス発生直後の壁面近傍および試料全体の密度分布

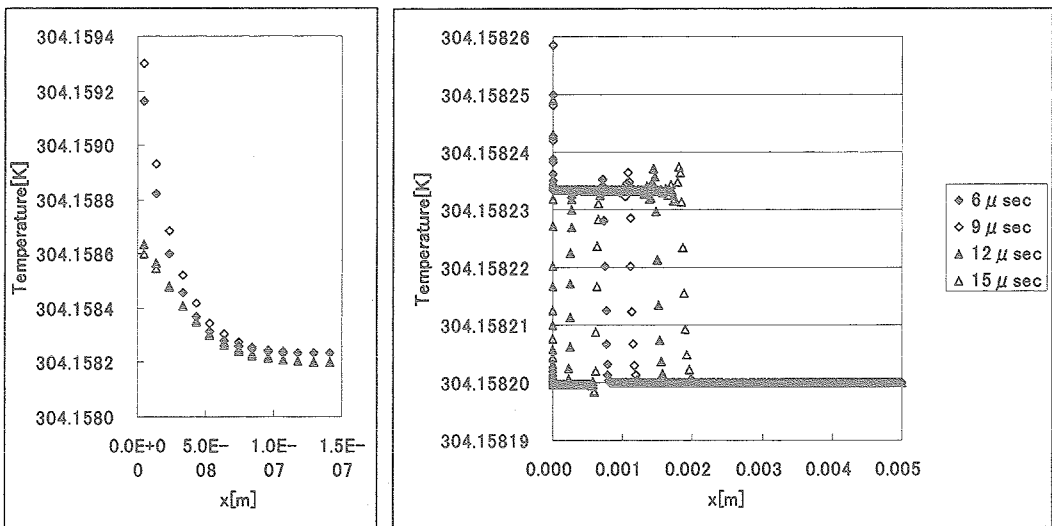


図 5.4-6 パルス発生直後の壁面近傍および試料全体の温度分布

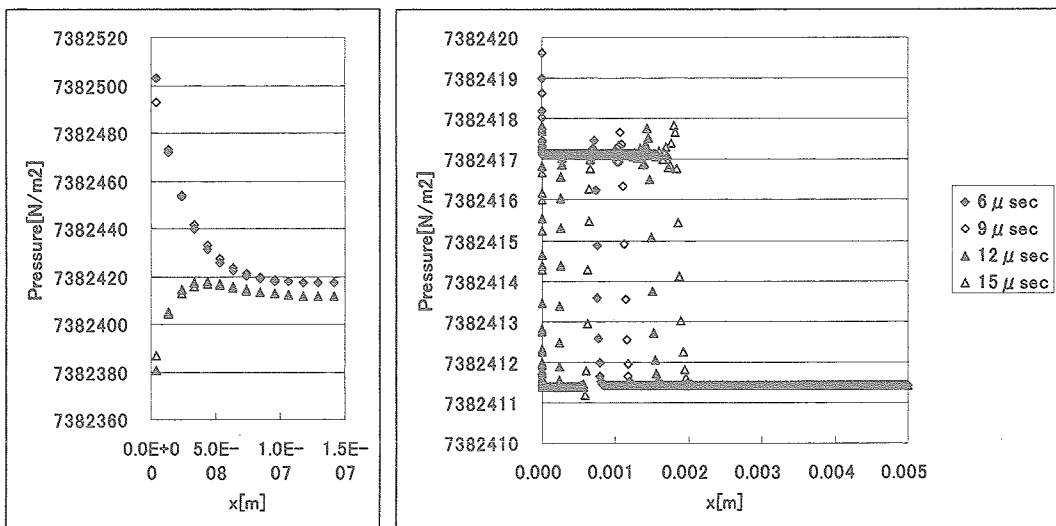


図 5.4-7 パルス発生直後の壁面近傍および試料全体の圧力分布

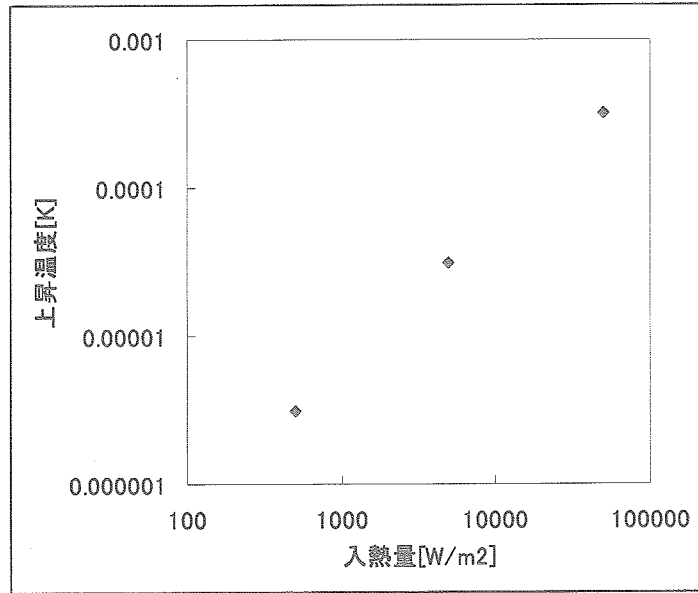


図 5.4-8 加熱量に対する温度パルスの温度上昇

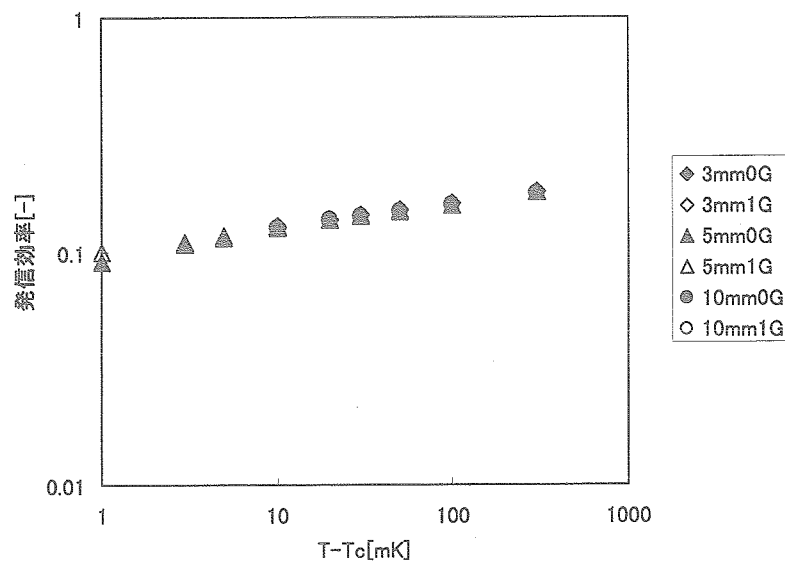


図 5.4-9 パルス発信効率の温度依存性

(2) 流体セル中でのピストン波の伝播

ピストン波は、臨界流体中を伝播する過程で、周囲に熱を散逸する可能性がある。ここでは流体セル中の伝播におけるピストン波の減衰に関与するプロセスについて議論する。考慮したプロセスは、1) 流体バルク中での熱の散逸、2) 対向壁での反射に伴う熱の散逸、3) 側壁境界との間でのピストン波の発生による散逸、および4) 実験では加熱用ヒーターが均一に加熱されないことが考えられ、ヒーター加熱に分布があることによって生じるセル内での散乱による散逸効果、の三点である。具体的には、つぎのような工夫をしてこれらプロセスの影響を評価した。

対向壁には等音境界条件を与えたため、バルクの流体温度より僅かに高温になるピストン波は、対向壁での反射時に冷却されエネルギーを失う。そこで、1次元シミュレーションにおいてセル長を長く設定することにより、対向壁での反射の影響なくして流体中の伝播のみで減衰があるかどうかを検討する。また、対向壁での反射による熱の散逸効果については、

ピストン波をセル内で何度も往復する条件を想定し、ヒーター境界（加熱終了後は断熱壁）と対向壁（等温壁）での反射によるピストン波の強度の減衰を比較することによって調べる。さらに、既に述べたように、パルスに垂直な方向においてもピストン波内部の温度と壁面における温度差の影響でピストン波が発生する。これによる熱量の散逸がどの程度となるかについては波の進行方向と直交する場合を1次元シミュレーションにより検討する。ヒーター加熱に分布がある場合の影響については、2次元シミュレーションを採用し、加熱壁面での入熱に分布（サイン形状）を与え、これが一様である場合と比較してピストン波の進行の差異を調べる。

(a) 臨界流体バルク中での熱の散逸

伝達パス長を5 mmセルを基準とした場合の10倍の50 mmとして、表5.3-1の解析ケース1-9に示す解析条件のもと1次元シミュレーションを実施した。ここでは、10倍の伝達パス長を持つ解析対象に対してパルスの移動に伴う減衰効果を調べる。伝達パスが10倍になるため、解析の精度をセルが短い場合と同程度にするために、メッシュ数を10倍の10000とした。伝達パス長が10倍になったときの密度パルスの空間分布の時間変化を図5.4-10に示す。計算結果は、 $t = 50 \mu\text{s}$ での密度パルスの最大値は約 4.0×10^{-4} 、 $t = 450 \mu\text{s}$ での密度パルスの最大値が約 3.7×10^{-4} となった。パルスの移動に伴う密度波の散逸効果は大変小さい。これは、臨界点近傍では熱拡散係数が0に近づき、散逸は小さくなった拡散係数程度となっていることによる。実際に、空間上の各節点における密度の二乗和の時間変化をプロットすると、図5.4-10においては密度波の最大値は $t = 200 \mu\text{s}$ 付近まで一定であるようにみえるが、図5.4-11では減衰の効果が一様であることがわかる。これらの結果から、ピストン波は断熱的な運動をしているといえる。

(b) 対向壁での反射による熱の散逸

実験では対向壁に銅を用いて、温度を一定に制御した。この場合、ピストン波は対向壁の温度が自身の温度と比べて低くなっていることから、銅壁にそのエネルギーの一部を吸収されることが想定される。ここでは、ヒーター境界（加熱終了後は断熱壁）と対向壁（等温壁）での反射によるピストン波の強度の減衰を比較することにより、対向壁での熱の散逸を評価する。解析条件は、表5.3-1の解析ケース1-10である。解析は、パルス幅をそれぞれ5、20および $50 \mu\text{s}$ と変えた3条件とした。伝達パス長は10 mmである。最小格子幅については32 nmとし、セル長の影響を考慮してメッシュ数を2000とした。パルス幅が、 $5 \mu\text{s}$ 、 $20 \mu\text{s}$ および $50 \mu\text{s}$ における試料中央での密度の時間変化をそれぞれ図5.4-12から図5.4-14に示す。これらの図を比較すると、パルス幅が $5 \mu\text{s}$ の結果は、他のパルス幅が $20 \mu\text{s}$ および $50 \mu\text{s}$ に比較して密度パルスの減衰が大きい。さらに図5.4-12から $5 \mu\text{s}$ の結果を詳細に見ると、パルスピークの二つ目から三つ目、四つ目、五つ目から六つ目にかけてはその高さが低くなっている。それに対して、パルスピークの二つ目から三つ目、四つ目から五つ目にかけてはその高さの変化が小さい。一つ目のパルスは、ヒーターから発信されたパルスそのものであり、二つ目のパルス波対向壁から反射されたパルスとなる。三つ目のパルスは、ヒーターによって反射されたパルスであり、四つ目のパルスは再び対向壁で反射されたパルスとなる。このため、パルスの持つエネルギーは対向壁において明確に減衰することが分かる。つまり、パルスは、対向壁近傍に近づくと、壁面とパルスの持つ大きな温度勾配によりエネルギーが除去され、反射後にはピーク高さの低いパルスとなって移動する。逆に入熱側の壁面で反射が起こる場合には、断熱条件として取り扱われるために、壁面でのエネルギーの減衰は起こらず、ピーク高さが一定のままパルスが移動することになる。

(c) ピストン波と側壁境界との相互作用

ピストン波の進行に伴ってピストン波内部に進行方向と垂直な方向に熱の散逸があるかどうかを調べた。解析は、パルス内部のピストン波の進行方向に垂直な方向についての現象を擬似的に模擬することによって行った。すなわち、初期条件として壁面で $T - T_0 = 50 \text{ mK}$ とし、試料内部については壁面よりもピストン波の温度上昇分だけ大きくした。温度上昇分は、これまでの解析結果を踏まえて $25 \mu\text{K}$ だけ大きくすることとした。解析は計算時間の制約から1次元シミュレーションとし、パルスの流れ方向のダイナミクスは考慮しない。解析条件を表5.3-2の解析ケース1-11に示す。各初期条件は流れ方向の解析時の計算結果を反映させた。計算の収束性の観点から初期密度は 467.6004 kg/m^3 とした。状態方程式によれば、初期密度は $467.600357 \text{ kg/m}^3$ 程度になるが、結果に対する影響は小さいと考えた。

密度の空間分布の時系列変化を図5.4-15に示す。初期に流体内で一定の密度分布（両端は境界条件により異なる）は、時間の経過とともに密度が小さくなっていく様子がわかる。この物理現象を説明するために、解析の初期である $t = 30 \mu\text{s}$ までの密度の空間分布の時系列変化を図5.4-16に示す。さらに、図5.4-16の楕円で囲った領域を拡大したものを図

5.4-17に示す。時間の発展とともに、両端の密度の変化が中央に向かって進行していく様子がわかる。これは、壁面での温度の変化が密度変化に影響を与え、中央に向かってパルスが発達していることを示すものである。セル中央部における密度の時系列変化を図5.4-18に示す。図5.4-17に示されるようなパルスの影響で、周期的に密度が不連続に低減する様子が見られる。図5.4-19には $t = 30 \mu\text{s}$ における、温度、密度、圧力、速度分布を示す。これらの結果は、ピストン波が対向壁のみでなく、側壁との間でもピストン効果による熱のやり取りを示すものである。

(d) ヒーター加熱に分布がある場合のピストン波の発生と散乱

ヒーター加熱に分布がある場合に、これから発生するピストン波がどのように変形、伝播されるかを調べた。解析条件は、表5.3-4に示したとおりである。入熱部の形状は一様入力およびサイン形状とした。加熱が一様に行われた場合の密度のピストン波の進行状況は、既に図5.4-1 (g) ~ (i) に示したとおりである。(d), (e), (f) には、加熱がサイン状の場合に発生したピストン波の進行の時系列変化を示す。入熱により生成されたパルスは、壁面の影響を強くうけ、パルスの形状が時間とともに曲がってくるのがわかる。ピストン波が通過した後は、ピストン波と壁面の境から発生している反射波についても観察することができる。この結果、ピストン波は時間の進行とともにセルの内部を乱反射し、様々な方向からこれが重なりあう。この様子をセル中央部における密度の時間変化の様子を、一様な加熱境界の場合と比較してそれぞれ図5.4-20(a) および図5.4-20(u) に示す。加熱に分布がある場合には、乱反射するピストン波が密度のベースラインをゆらがせ、またその強度が干渉により減衰する様子がよく再現されている。

(e) バルク流体および側壁への熱散逸の評価

以上のシミュレーション結果により、バルク中への熱散逸は小さいが、対向壁での熱の吸収および側壁との間のピストン効果による熱の散逸が顕著であることが分かった。また、2次元シミュレーションが示すとおり、ヒーターによる加熱が一様でない場合には、流体セルの内部でピストン波の散乱が生じ、その評価を困難なものとなることが分かった。これらの効果は、実験結果の解釈に全て直接影響するものであるが、その定量的な評価については今後の課題である。

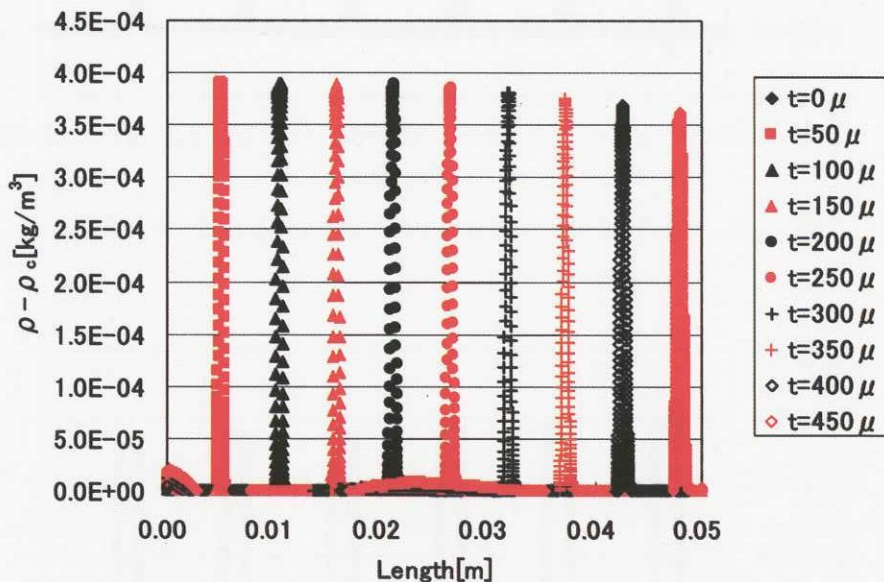


図5.4-10 伝達パス長が10倍になったときの密度パルスの空間分布の時間変化

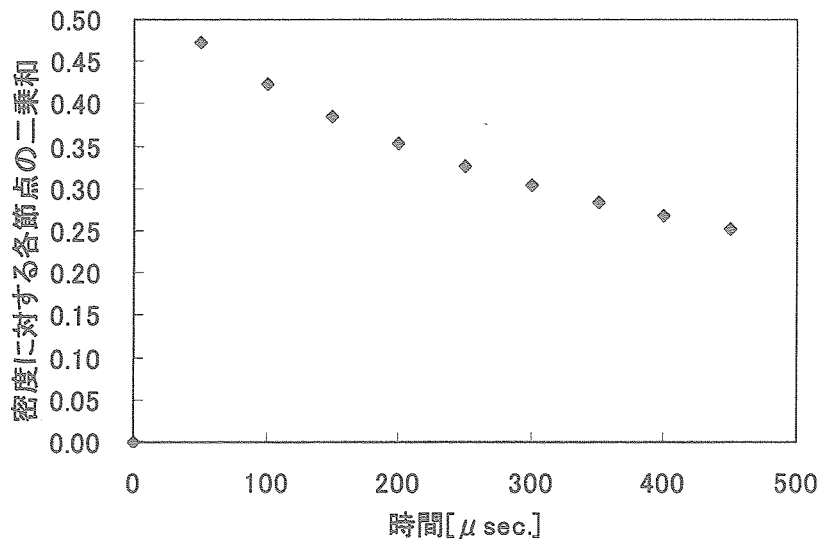


図 5.4-11 密度の空間上の節点の二乗和の時間変化

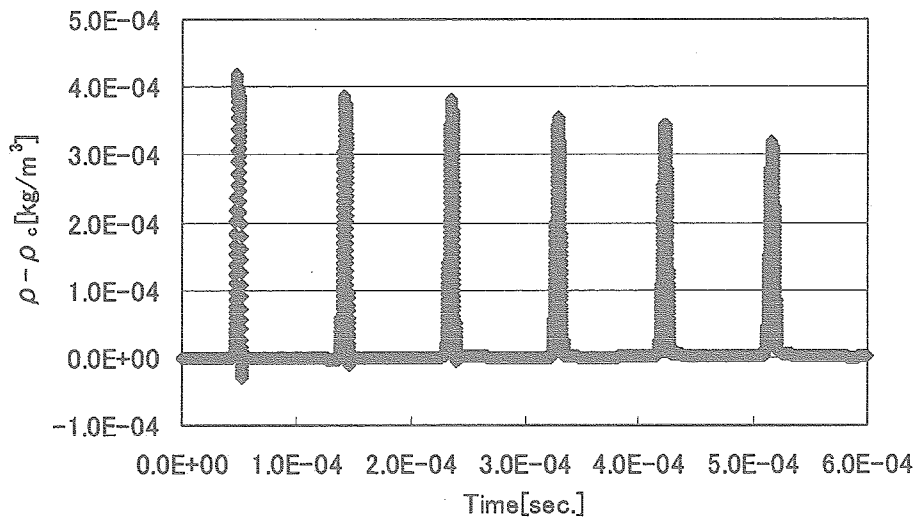


図 5.4-12 パルス幅が 5 μs の場合の中央断面における密度の時間変化

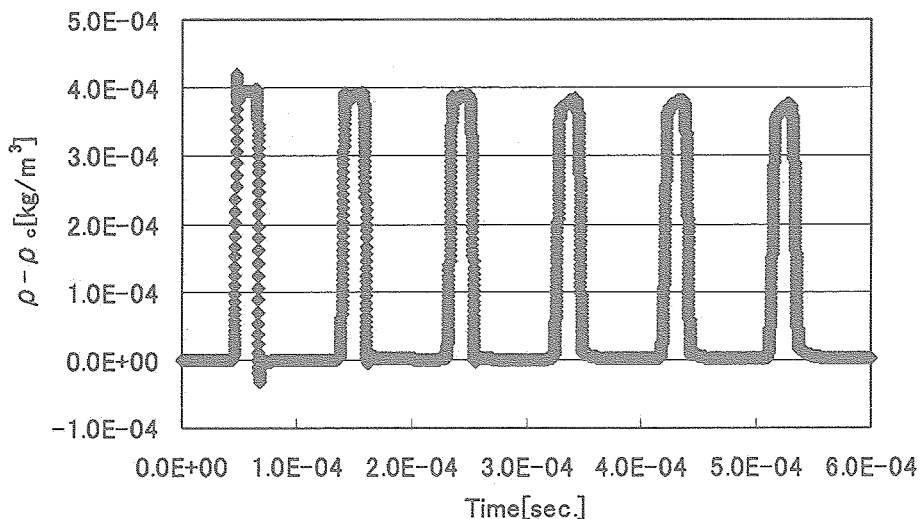


図 5.4-13 パルス幅が 20 μs の場合の中央断面における密度の時間変化

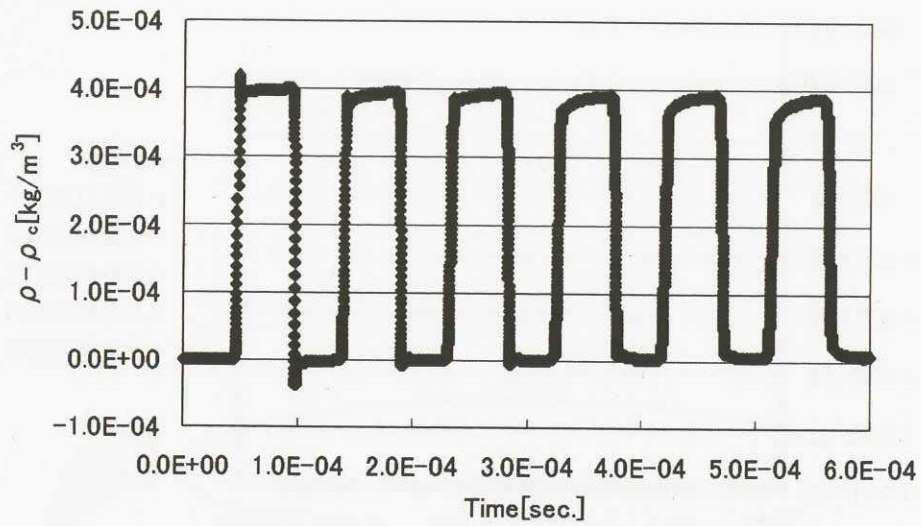


図 5.4-14 パルス幅が $50 \mu s$ の場合の中央断面における密度の時間変化

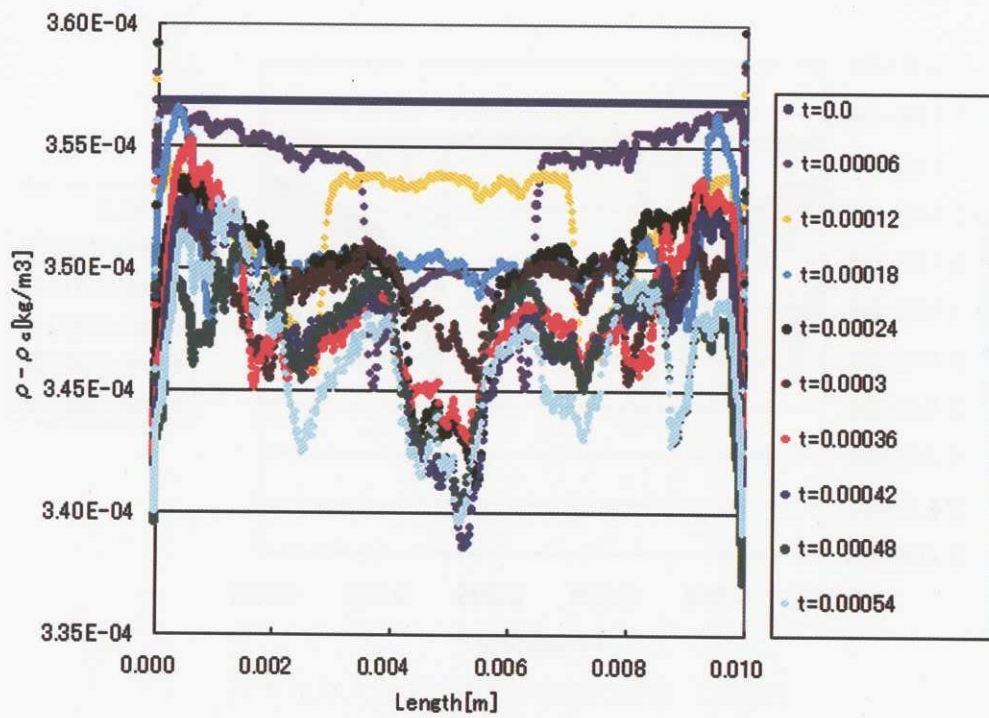


図 5.4-15 密度の空間分布に対する時系列変化

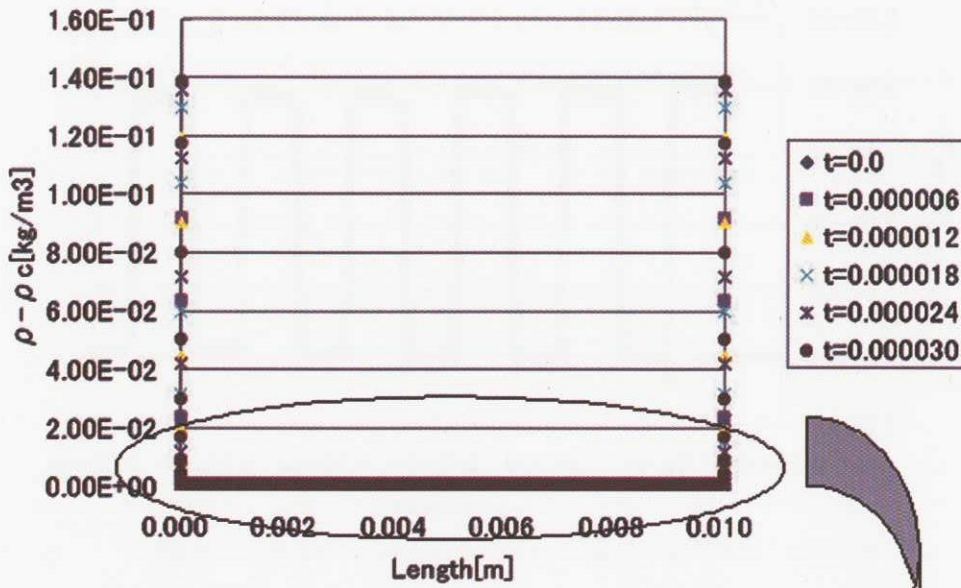


図 5.4-16 密度の空間分布 ($t = 30 \mu s$ まで)

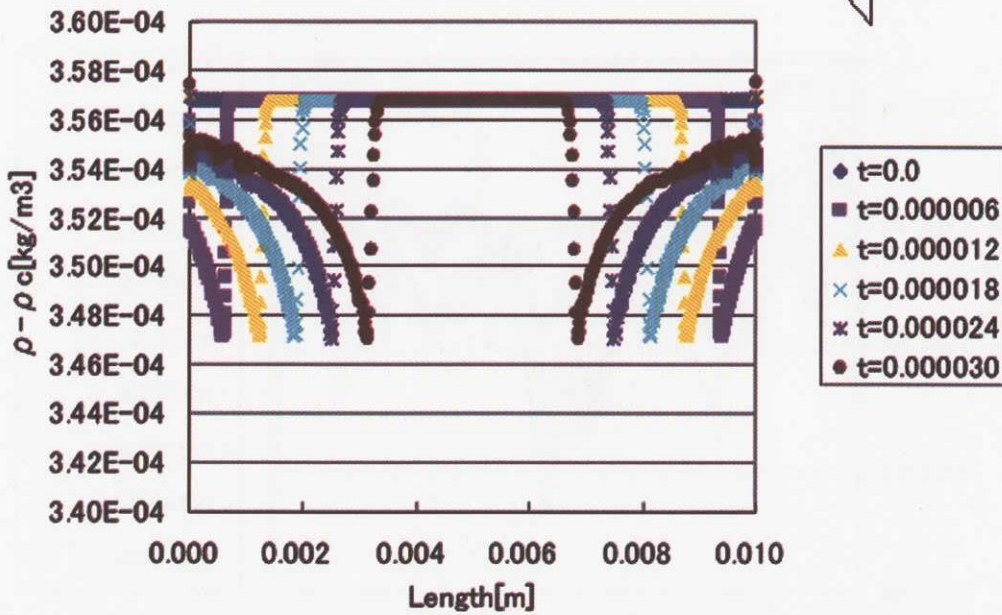


図 5.4-17 密度の空間分布の拡大図 ($t = 30 \mu s$ まで)

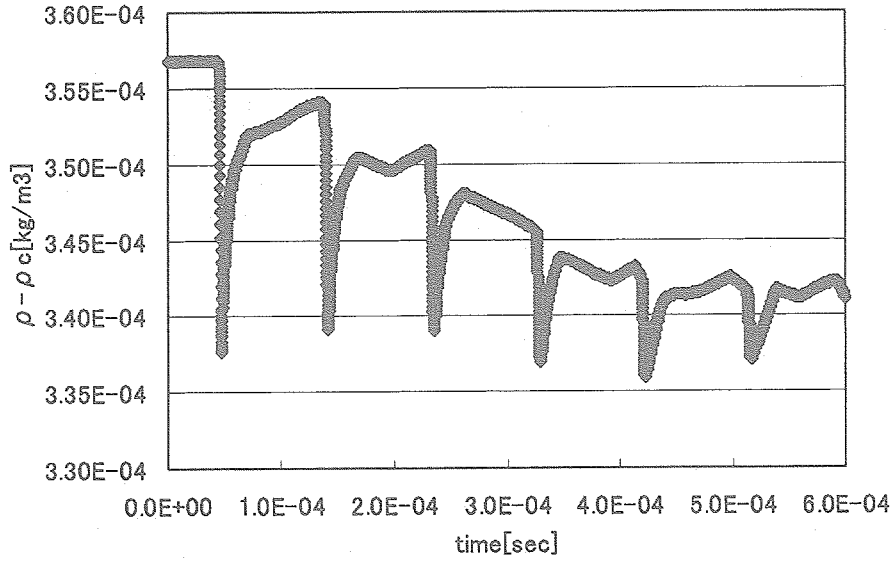
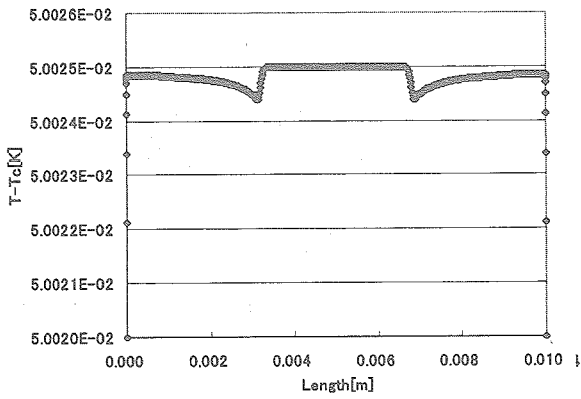
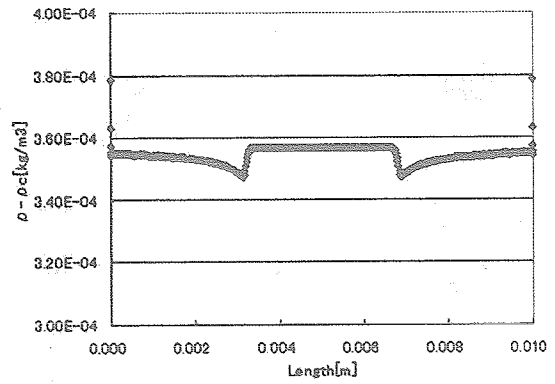


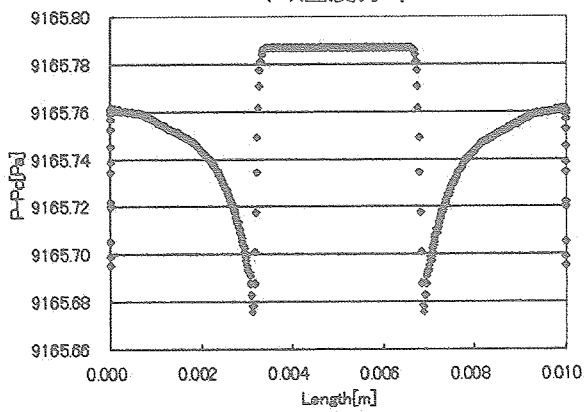
図5.4-18 試料中央における密度分布



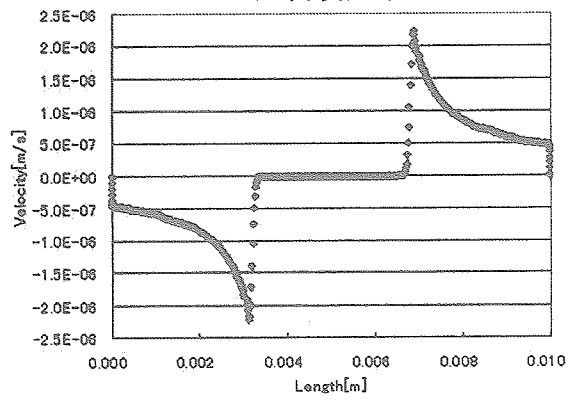
(a)温度分布



(b)密度分布



(c)圧力分布



(d)速度分布

図5.4-19 30 μsにおける各物理量の空間分布

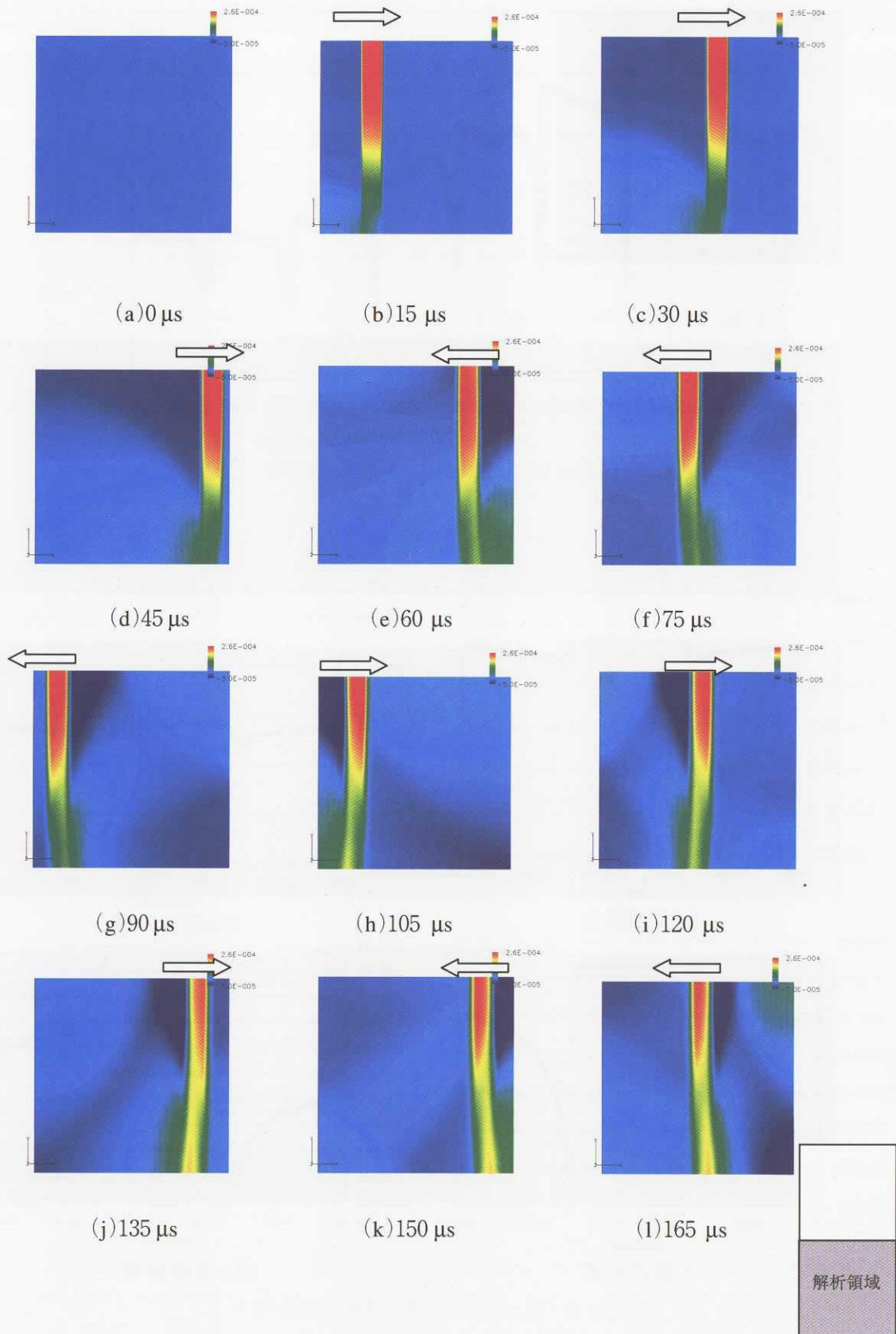


図 5.4-20 サイン形状入熱の場合の密度分布の時間変化

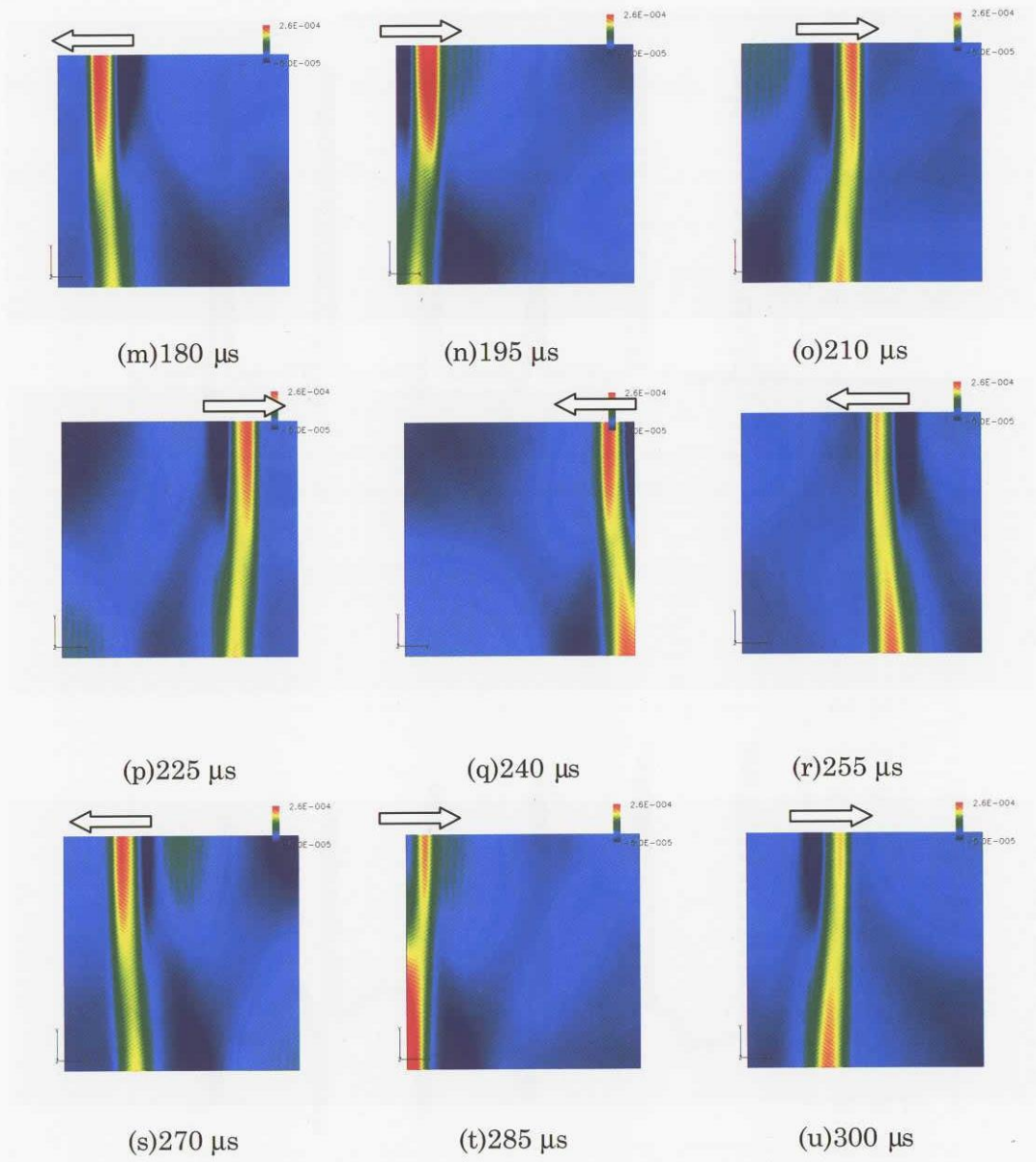


図 5.4-20 サイン形状入熱の場合の密度分布の時間変化 (つづき)

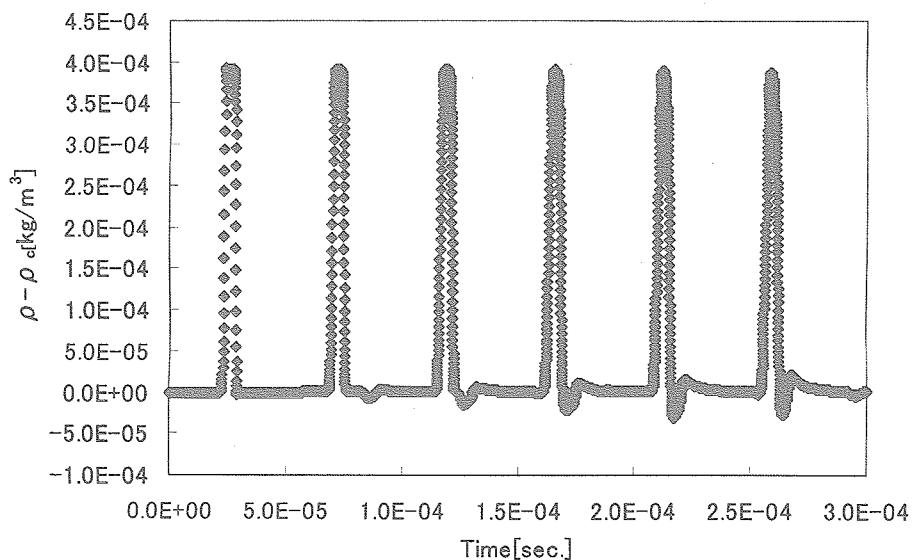


図 5.4-21 一様入熱における試料中央の密度分布の時間変化

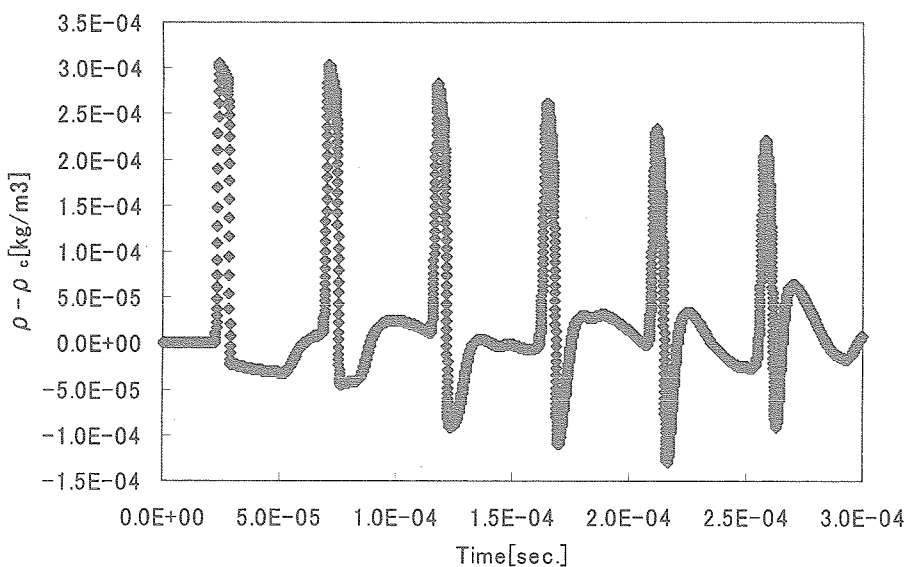


図 5.4-22 サイン形状（一山）入熱の場合の試料中央における密度分布の時間変化

(3) 重力効果の評価

表 5.3-1 の解析ケース 1-3 ならびに 1-4 における 1 次元シミュレーションにおいて $T - T_c = 1$ mK から 300 mK までの解析を実施し、セル中央のパルス分布を図 5.4-3 に示した。図から、重力効果が観察されるのは $T - T_c$ が 5 mK 以下の場合である。 $T - T_c$ が 1 mK の結果を見ると、パルス波形ならびにベースラインの波形についても 1 G ならびに 0 G の結果に違いが出ていることがわかる。重力効果は、音速の温度依存性の分布（図 5.4-3）をみても、 $T - T_c = 5$ mK 以下の領域で重力効果における音速の緩和が顕著となる。

実験によれば音速の温度依存性は、 $T - T_c$ が 100 mK 以下の領域で、それよりも高い領域と異なった挙動を示した（4.3 節参照）。シミュレーションでは、図 5.4-3 にみられるとおり、実験が示すような音速の温度依存性の変化はない。また、実験では臨界点に近い領域での音速の温度依存性は、明瞭な重力効果をもち、この点もシミュレーションの結果とは異なる。しかしながら、シミュレーションが示す温度依存性が、実験結果のうち $T - T_c > 100$ mK の領域に対応する物理過程のみを反映しているとする、音速の温度依存性のべきは定量的にも一致する。また、実験でもこの領域では音速の温度依

存性に重力影響はなく、シミュレーションの結果にも対応する。エネルギー変換効率の温度依存性についても、音速と同様な食い違いが、実験とシミュレーションの間に生じている。これらの結果を踏まえると、 $T - T_c < 100$ mKの温度領域には、まだモデル的に考慮されていない因子があることになる。このような因子は、主として物性値に基づくものであると推定される。物性値については、臨界点に近づくほどその信頼性は低下し、実測の試みさえしないのが実際である。また最近、粘性係数が臨界点近傍で強く発散する理論的予測がされるなど、その理解に不十分な点も多い。流体方程式によるシミュレーションについて、今後これら理論的な研究の進展をふまえたさらなる改良の余地があるといえる。

6. フライト実験に向けた技術開発

6.1 はじめに

これまで実施した地上実験により、臨界点から比較的離れた温度領域に関しては地上実験によって精密なデータの取得が可能であることが明らかとなった。また、 $T - T_c$ が100 mKよりも低い温度領域でダイナミクスがそれ以上の温度の場合と異なる挙動が生じることも確認された。これは臨界点に向かって物性が単純なべき乗則で表されるものではないことを示しており、臨界点近傍の物理そのものに係る現象である。しかし、重力下では臨界点に近づくにしたがって臨界点近傍CO₂中に密度勾配が生じるため、理想的な臨界状態を実現することは困難となる。このため、微小重力環境は、本研究の目的に適った極めて有利な条件を提供することになる。ここでは、本研究の科学的目的を達成するために、地上実験で確立した実験技術が、微小重力実験用の実験装置としても実現できるかどうか、その実現性を検討した。

微小重力実験の意義が臨界点に近い温度領域にあるとした場合、微小重力実験の技術開発では、次のような本質的な技術課題を避けて通ることができない。すなわち、超臨界流体は、臨界点に近づくにしたがって光を強く散乱するようになり、試料全体が明るく光るようになる。このような散乱光は臨界タンパク光と呼ばれ、光干渉法による計測を著しく阻害することになる。したがって、臨界点により近い領域で透過光を利用した光学干渉測定を行うためには、臨界タンパク光の影響を極力回避することが必要となる。そこで本研究では、臨界タンパク光の影響を小さくするために、波長の長い赤外光を用いることとした。現在通信用に小型かつ安定な赤外半導体レーザー（波長1.55 μm ）が商品化されており、光源として有望である。また、通信用であることから光ファイバや検出器、あるいは光学部品などの周辺機器の調達が比較的容易である。一方、赤外光源を用いると、地上実験装置に用いた光電子増倍管などの検出器が利用できないこと、目視で光線を確認できず調整が困難となるなどが新たな問題となる。これらの問題は、実験装置全体のインテグレーションと密接に関わるため、具体的な実験手段を想定することが技術を検証する上で必須となる。

本研究では、微小重力実験装置に加わる制限を明確にするために、微小重力実験用の小型ロケットであるTEXUS (Technologische Experimente Unter Schwerelosigkeit) のペイロードを想定して実験装置の設計と試作を行うこととした。TEXUSは、打ち上げ頻度も多く、 10^{-4} Gと微小重力の質も高い。これまでにCO₂を用いた臨界点実験が実施された実績もあり、簡便に実験を遂行する上で有望と判断したことによる。しかしながら、ロケット実験には、実験空間が小さいこと、打ち上げ時に強い加速度がかかること、およびデータリンクの不足など種々の制約があるため、上述した測定法の改良に加え、ロケットの特異性に基づく付帯的な技術課題が新たに浮上することとなった。このうち、ロケットに搭載できる程度のサイズで精密な温度制御系を実現すること、および打ち上げ、回収時に発生する振動に対して強固な実験システムを構築することは、地上実験装置が大掛かりで光学系の調整が極めて振動に弱い状況にあったため、困難な課題となった。本研究では、このような課題を克服するために、温度制御系、光学系、データ取得系にいたるまで、徹底的な小型化と強度の補強および信頼性を高める検討を行った。

6.2 実験装置要求仕様の検討

(1) ロケット実験による制約条件の検討

微小重力環境でピストン効果実験を実施するために、TEXUS ロケットを実験手段として想定した。表6.2-1には、TEXUS ロケットのペイロードについて公表されている、インターフェース仕様を示した。これら制約条件から、実験装置の設計にあたって考慮すべき要件を次のように割り出した。①装置の軽量化、②装置の耐震強度の向上、③光学系の熱シールド内への設置による熱安定性の向上、④光学系調整の簡略化による運用作業の簡便化、⑤直流電源によるヒーティングと温度制御、および⑥複数セルの搭載による実験パラメータの増加。

表 6.2-1 TEXUS ロケットを仮定した場合に考えられる実験装置への制約条件

項目	制約	備考
装置の寸法	直径 40 cm, 高さ 100 cm 以内	TEXUS ロケットの TEM に実験モジュールを 3 台搭載した場合.
重量	75 kg 以内	TEXUS ロケットの TEM に実験モジュールを 3 台搭載した場合.
加速 G	打ち上げ時, 12 G に耐える装置	ロケット打ち上げ時, 再突入時にはさらに大きな G が加えられる (25 G 程度).
ユーティリティ	直流電源	打ち上げ後には搭載したバッテリーを利用することになる.
外部温度変化	最大 120 °C	ロケット外壁の温度. 内部の温度は数度上がることが知られている.
内部気圧	~ 10 ⁻⁷ bar	ロケットの打ち上げに伴い減圧される.
操作環境	プログラム操作	人的に調整できるのは打ち上げ前のみとなる.

(2) 光学計測に関する制約条件の検討

本研究では, より臨界点に近い領域でのピストン効果実験を行うことが目的となるため, 臨界タンパク光の影響を極力小さくする工夫が重要となる. そのために赤外域のレーザー光源を用いることとし, これを用いた微小重力用の干渉計を次のように設計した. 赤外レーザーとして最も簡便に利用できるのは, 1550 nm の波長を有する通信用途の半導体系赤外レーザーである. これを用いることにより, 633 nm の波長を用いるよりも換算温度で 1/5 程度まで臨界温度に接近可能と推定した.

赤外レーザーを用いるとその検出デバイスとして光電子増倍管は使えなくなる. 化合物半導体系のフォトダイオードは, 最大波長感度が 1550 nm 帯にあるものが市販されており, 光電子増倍管が振動に弱いことを考えると, 赤外レーザーと組み合わせることにより, 感度を落とすことなく耐震性を同時に実現することができる. さらにフォトダイオードでは複数の素子をライン状あるいは面状に配置したマルチタイプも市販されており, スリット等を用いることなく干渉縞の一部を切り出すことが可能になる. さらに複数点の同時測定なども可能になると考えられ, 利点も多い.

動的ピストン効果では干渉計を用いて密度差を検出するが, 臨界点近傍では超臨界 CO₂ の屈折率が非常に高くなる. 高屈折率の媒体に法線以外の角度から光が入射すると, 光は曲がることになる. 地上実験装置で用いているマイケルソン型の干渉計では媒体内を光が一往復する光学配置となっており, 光が曲がった場合には光軸のずれが強調される. そこで媒体内を 1 回のみ通過するマッハツェンダー型干渉計を用いることとした. マイケルソン型干渉計とマッハツェンダー型干渉計の模式図を図 6.2-1 に示す.

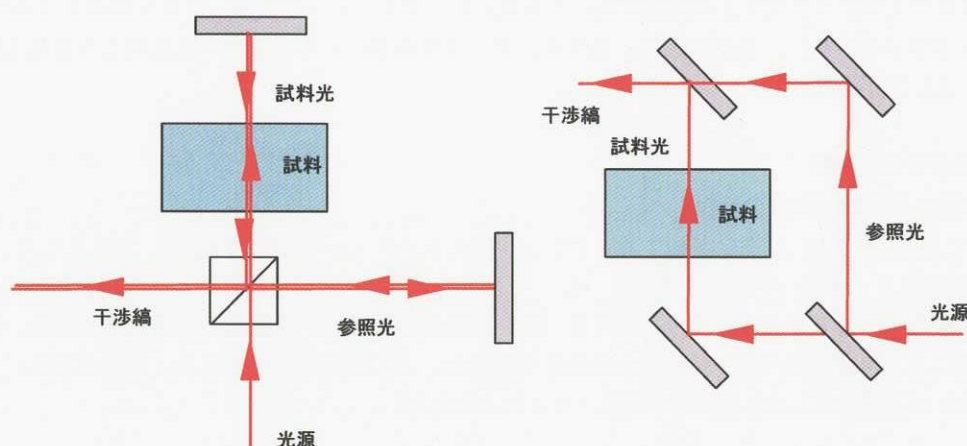


図 6.2-1 マイケルソン干渉計 (左) とマッハツェンダー干渉計 (右) の模式図

6.3 小型化実験システムの試作

(1) 実験システムの設計

従来の地上実験装置では、図6.3-1に示すように温度制御用熱シールドの内部に実験セルのみを配置し、光学系は外部に組み立てていた。しかしこの方式では必要とするスペースが大きくなるためロケット実験には不向きである。そこで本実験装置では、光学系を全て熱シールド内に設置することとした。また限られたスペースで振動等に強い光学系を構築することを目的とし、小型化実験装置ではマッハツェンダー型の干渉計とすることとした。さらに実験機会を有効に利用することから、複数セルの同時測定を念頭に置いて設計を行った。

臨界タンパク光の影響を避けるためには、波長の長い光を用いることがひとつの方法である。そこで小型化実験装置では1550 nmの赤外領域のレーザーを光源として用いることとした。光源を赤外光とした場合、地上実験装置で用いたフォトマル検出系は感度が無くなるため用いることが出来ない。またこれまでの予備実験より、光学系を熱シールド内に設置した場合、干渉縞は非常に高い安定性を示すことが分かっている。干渉縞が安定することは、打ち上げなどの影響によって干渉縞が移動した場合に適切な位置での計測が出来なくなる可能性があることにつながる。そこで小型化実験装置では1550 nm付近に最大感度を有する16チャンネルのマルチフォトダイオードを用いた。

従来の地上実験装置では、熱的な安定性の確保のために、アウタージャケット、第1熱シールド、第2熱シールドのすべてを銅製としていた。しかし銅は密度が大きく軽量化には適していない。そこで本業務ではAl製熱シールドを用いた。また電源系としてはDCリソースしか利用できないことを念頭に、ヒーター用DC電源をDC制御する系を構築した。さらに光学系をすべて熱シールド内に設置可能とするように変更した。光学系に関しては、より臨界点に近い領域での実験が可能となるよう、赤外光を光源とした干渉計を用いるとともに、16チャンネルのマルチラインフォトダイオードアレイを検出器に用いることで干渉縞に対するスリットの調整を不要とするようにした。

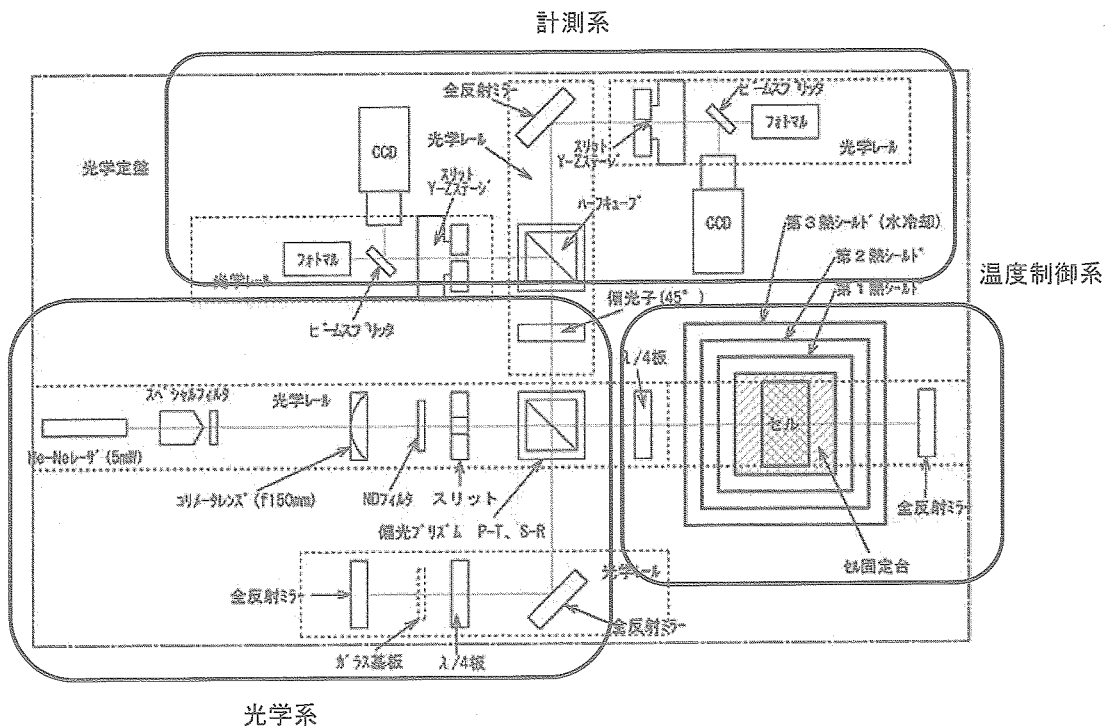


図6.3-1 既存の地上実験装置の概念図

温度制御系の基本的なデザインは現在の地上実験装置と同一である。すなわち、図6.3-2に示すように2重の熱シールドおよびアウタージャケットの3重構造で実験セルを覆い、温度制御を行う。このうち第1熱シールドは円筒形の部分（以降、熱シールド胴）の温度を絶対温度制御する。制御にはACブリッジを内部に搭載した温度調節器（CryoCon Model62）を用いる。第1熱シールドの上下の蓋（以降、熱シールド蓋）の温度は第1熱シールド胴の温度と同じになるように相対制御を行う。温度検出は差動作熱電対を用いるが、制御感度を上げるため、マイクロDCアンプ（東京理工製）を用いる。制御用

PIDとしてはチノー製、DB 1160を用いる。PIDからの出力はオペアンプによって増幅され、ヒーターへと導入される。第2熱シールド胴部分は第1熱シールド胴との相対温度制御を行うが、この際、第2熱シールド胴の温度が第1熱シールドよりも100 mK程度低くなるように制御をかける。これは実験などにより第1シールド内に発生した熱を逃がすため、および制御系のオーバーシュートが生じた際の熱の逃げ道を確保するためである。第2熱シールド蓋の温度は第2熱シールド胴に対して同じ温度になるように相対制御を行う。制御方式は第1熱シールドと同様である。最も外側のアウトージャケットは外界の温度変化を直接内部に伝えないため、および気密性確保のための構造体である。

(2) 赤外レーザー干渉計の試作

小型化した実験装置では、熱シールド内にすべての光学系および測定系を閉じ込めた状態で実験を行う。そのため、光学系のアライメントは装置外部で行い、その後実験装置に組み込む手順をとらざるを得ない。これを行うためには、地上実験装置に比較して格段の安定性が光学系（試料光と参照光の相対距離、光学系全体の平行度）に求められることになる。そこで、概

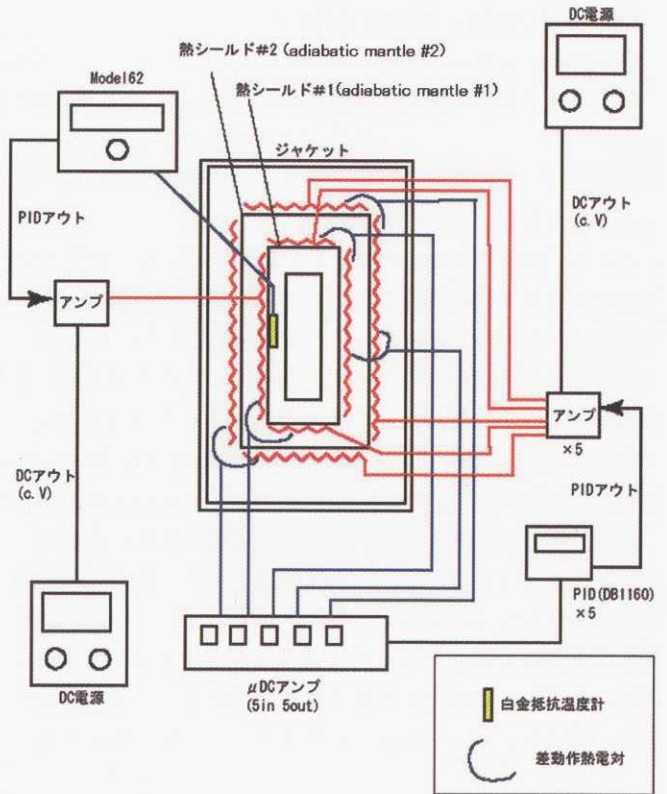


図6.3-2 小型化実験装置の温度制御系の概念図

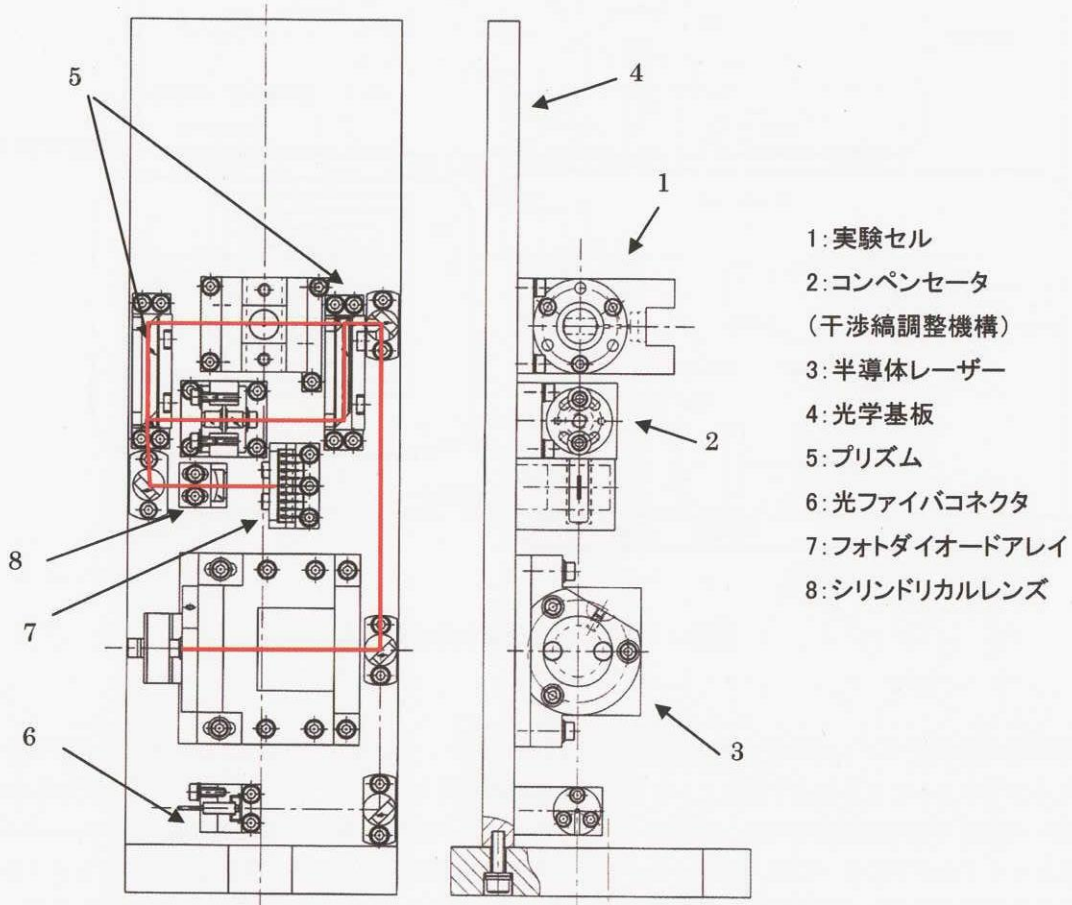


図6.3-3 光学系の詳細設計図

念設計ではミラーをもちいて取り回していた光学系を、プリズムを用いて取り回すこととした。プリズムを用いることで、光路長が固定されるだけでなく、光学系の歪みに対しても強度を保つことができる。プリズムを用いた光学系の詳細設計図を図6.3-3に示す。また、3試料同時測定を想定した場合の光学系の詳細設計図を図6.3-4に示す。

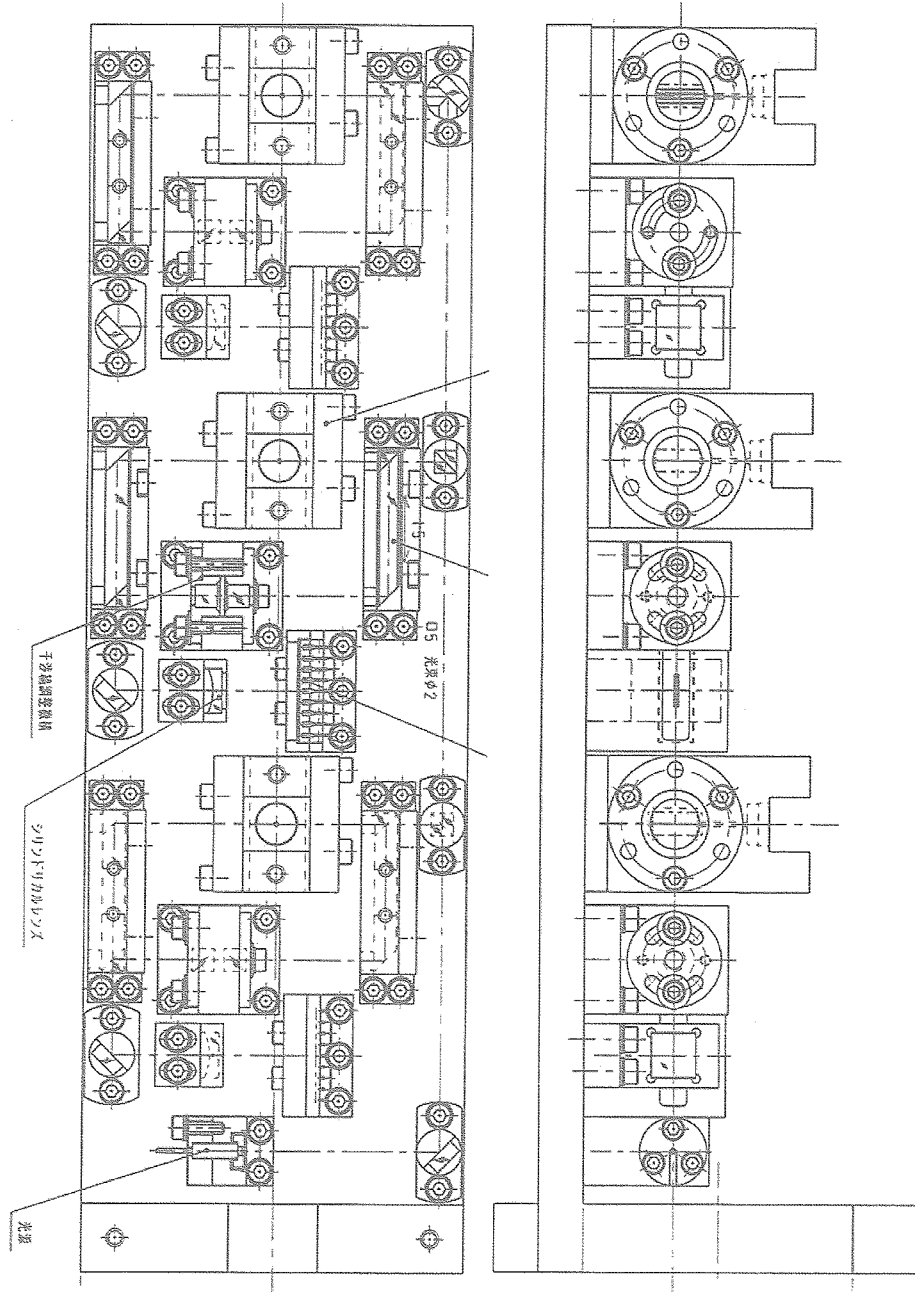


図6.3-4 3試料同時測定用光学系

図6.3-3と図6.3-4を比較すると判るように、今回試作した光学系は3試料同時測定光学系と全く同じ寸法で設計しており、3系統のうちセンターの光学系を残したものである。ただし、1試料測定光学系では空いたスペースに半導体レーザーを直接取り付けられるようになっている（図6.3-3中の3）。レーザー（あるいは光ファイバ）から出た光は2枚のミラーによりプリズムに導入される。このプリズムの端面はハーフミラーとなっており、分割された一方は実験セルを通過し、他方はプリズム内を進む。実験セルを通過した光（試料光）は対となるもう1つのプリズムに入る。プリズム内を進行した光（参照光）はプリズムのもうひとつの端面で反射され、コンベンセータを経由して対となるプリズムの端面に到達する。こ

ここで試料光と参照光が重なることで干渉縞が形成される。干渉縞はコンペンセータにより角度および干渉縞の本数を調整することができる。コンペンセータは一对のウェッジ状ガラス板からなっており、これを回転することで調整を行う。最終的にミラーで反射された干渉縞はシリンドリカルレンズによって拡大され、フォトダイオードマルチ検出器へと導入される。

図6.3-3に示した詳細設計図に基づいて製作した光学装置を図6.3-5に示す。光学系を支える基板は厚さ10 mmのアルミ製である。図中、フラットケーブルが出ている部品がフォトダイオードアレイである。

本装置で用いたフォトダイオードは、浜松ホトニクス製、G7150-16型 InGaAs PIN フォトダイオードアレイである。このフォトダイオードは0.45 mm × 1 mmの受光面を16チャンネル有しており、多点同時測定が可能である。また最高感度は1550 nmの波長にて得られる。フォトダイオードアレイは、干渉縞に対して各カラムの長辺が平行になるように配置した。本光学系によって形成された干渉縞を図6.3-6に示す。なお、1550 nmの光は通常では見えないため、赤外スコープ（浜松ホトニクス製、C2250）による観測を行った。1550 nm光による干渉縞をフォトダイオードによってマルチチャンネルで観察した。図には、モニターした干渉縞とフォトダイオードアレイからの出力を対応して示した。図に示したように干渉縞に対しフォトダイオードアレイのアンプ出力は、干渉縞とよく一致している。また、図中の500 mVのピーク出力は、フォトダイオードの出力換算で50 μ Vに相当し、約0.6 mWを受光したことに相当する。フォトダイオードアレイの暗電流は5～25 nAであることから、約2000～10000倍の強度が得られることが分かった。

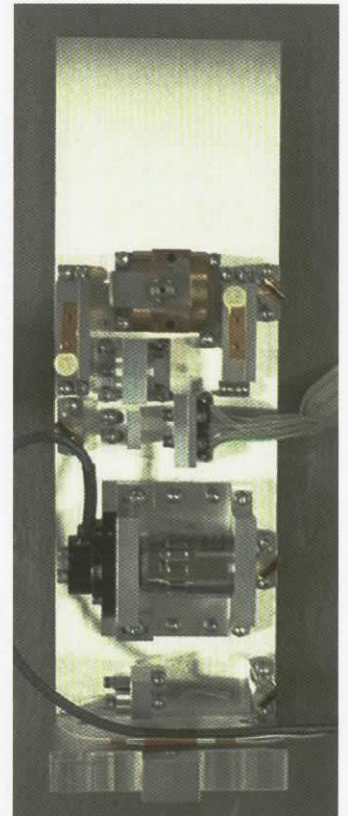
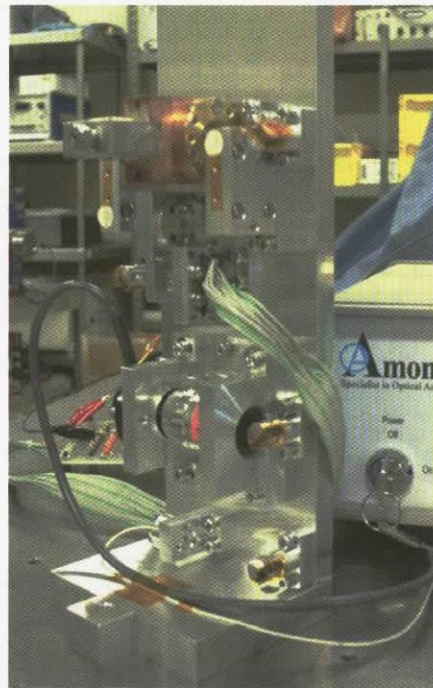


図6.3-5 製作した光学系，左が光学系を立てた状態

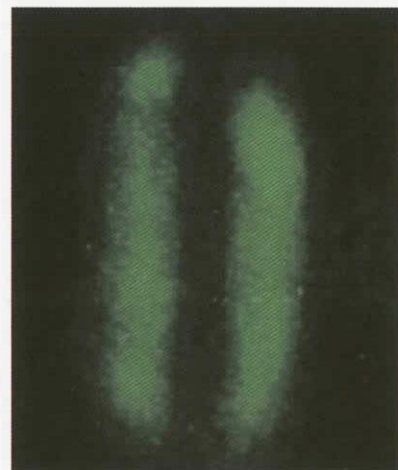
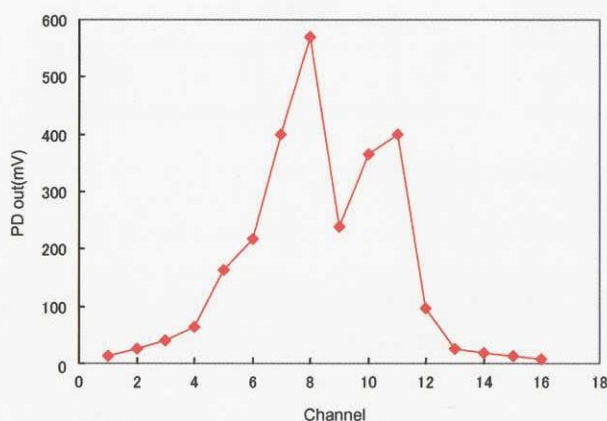


図6.3-6 1550 nmのレーザー光による干渉縞とその検出結果。左図は、16個のフォトダイオードに対する干渉縞の光強度出力（単位 mV）を示す。右図は実際の干渉縞

(3) 温度制御系の試作

小型化実験装置の温度制御系は、熱シールドと温度制御系そして電源系に大別できる。まず熱シールドであるが、第1および第2熱シールドはそれぞれ3つの構造体からできている。胴はいずれもアルミ製であり、上下蓋は負荷がかかることからジュラルミン製とした。第2シールドも同様な構成となる。アウトージャケットは外界の温度変動を内部に伝えにくくするため、および気密構造を持たせるためにステンレス製とした。アウトージャケット下部にはベースプレートが設置される。このベースプレートはTEXUS ロケットに詳細な仕様が記載されており、その寸法に合わせて設計を行っている。

各熱シールド間は熱的に絶縁されていることが望ましい。現在の地上実験装置では、肉薄のステンレスパイプを用いてシールドを支えているが、本実験装置では、力学的強度も確保する必要がある。そこで、各シールド間にガラスエポキシ製スペーサを挟むことで強度を確保する設計とした。一般的なエポキシの熱伝導度は 0.2 W/mK 程度であり、装置製作に用いたアルミ系材料の $1/1000$ 程度である。

温度制御用のヒーターは、第1シールド胴、第1シールド上蓋、第1シールド下蓋、第2シールド胴、第2シールド上蓋および第2シールド下蓋のすべてに独立して設置した。製作した熱シールドの外観を図6.3-7に示す。



図6.3-7 熱シールドの構成。(a) 内蔵する光学系、(b) 第1熱シールド、(c) 第2熱シールド、(d) アウトージャケット

製作した温度制御系について、温度特性の評価を行った。温度制御試験結果を図6.3-8および図6.3-9に示す。図に見られるように、温度制御は熱シールド、試料セルともに200分以上にわたり ± 1 mKで制御されており、良好な制御結果が得られた。

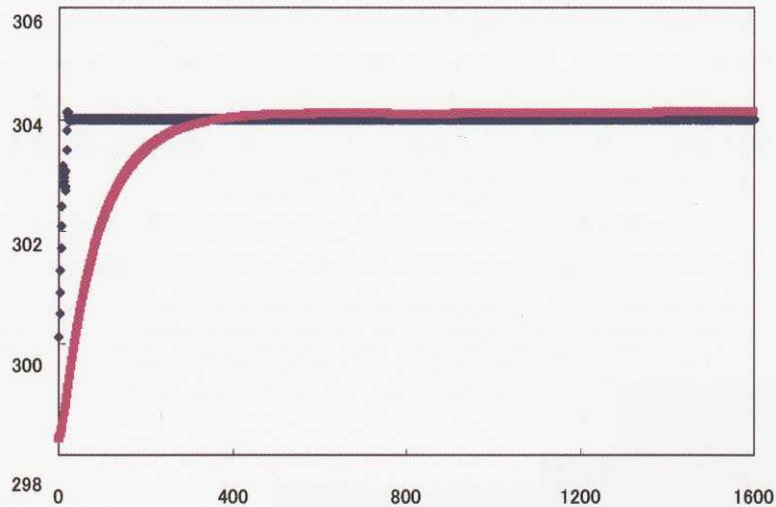


図6.3-8 温度制御試験結果（全体）

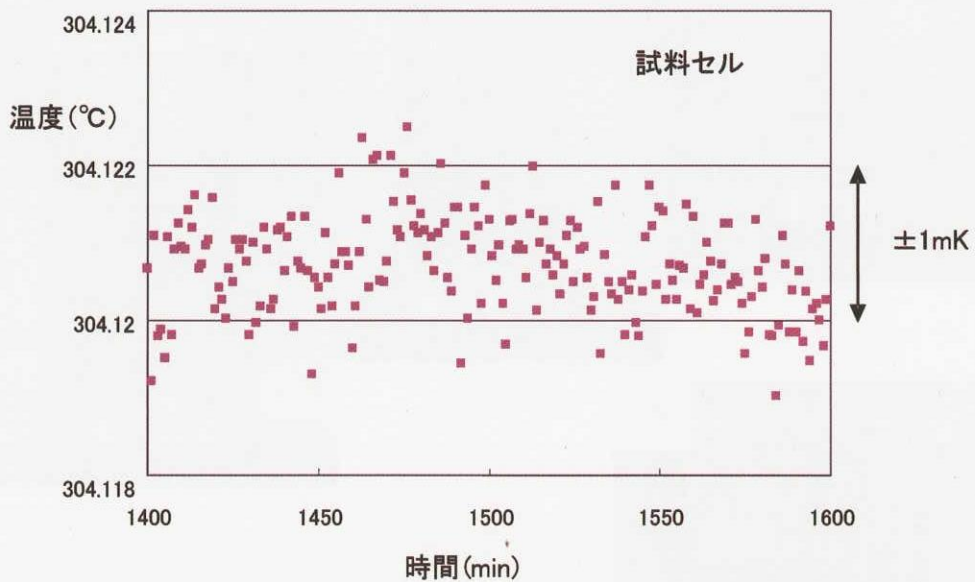


図6.3-9 実験セルの温度制御結果

(4) 計測系の検討

ロケット実験に適合するような小型の実験システムを実現するには、計測系も小型化する必要がある。一方、小型の計測系は一般に計測周波数と計測精度の両立が難しい。このため、どこかで妥協点を見いださなければならない。この指針とするため、まず数学的な検討を行い、実験に必要な計測精度を見積もった。

(a) 計測ノイズに関する数学的な検討

ノイズはランダムに発生しているとする、変位の確率密度は下記で表される誤差関数に従う。

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{a}} dx = \sqrt{a\pi} \quad (1)$$

確立分布を正規化した場合の誤差，すなわちノイズのパワーは，

$$\frac{1}{\sqrt{a\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} x^2 e^{-\frac{x^2}{a}} dx = \frac{a}{2} \quad (2)$$

よって，この場合の平均的なノイズは， $\sqrt{a/2}$ で表せる．複数のノイズが重なった場合のパワーを求めるためのステップとして，まず2つのノイズが重なった場合を考えると，

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{ab\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x+y)^2 e^{-\frac{x^2}{a}-\frac{y^2}{b}} dx dy \\ &= \frac{1}{\sqrt{ab\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x^2 + 2xy + y^2) e^{-\frac{x^2}{a}-\frac{y^2}{b}} dx dy \\ &= \frac{a}{2\sqrt{b\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{y^2}{b}} dy + \frac{1}{\sqrt{b\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} y^2 e^{-\frac{y^2}{b}} dy \\ &= \frac{a}{2} + \frac{b}{2} \end{aligned} \quad (3)$$

となり，ノイズの総パワーは単純に各ノイズのパワーを積算したものとなる事が判る．よって N 回信号積算した場合のノイズパワーは当初の N 倍となり，平均的ノイズレベルは，積算無しのノイズレベルの \sqrt{N} 倍になる．一方元信号のレベルは N 倍になるため，S/N比は \sqrt{N} 倍向上することになる．以上が積算によるノイズ低減の数学的な背景である．

元信号を S ，計測ノイズ信号を S_m ，量子化ノイズ信号を S_q とする．計測装置のレンジ R ，A/Dコンバータのビット数 M とすると，計測される信号 S_s ，ノイズ信号 S_n は，

$$S_s = S + S_n, \quad S_n = \frac{\sqrt{S_m^2 + S_q^2}}{\sqrt{N}}, \quad S_q = \frac{R}{2^M} \quad (4)$$

である．よってS/N比は，以下で表すことができる．

$$\frac{S}{S_n} = \frac{\sqrt{N}S}{\sqrt{S_m^2 + \left(\frac{R}{2^M}\right)^2}} \quad (5)$$

この式から，現在 $S_m = S_q$ であるので，これ以上計測ビット数を向上させてもS/N比の向上は望めず，逆に不必要に高分解能であることがわかる．現状では S_m の向上が望めない以上，積算によるS/N比向上しか手段がないが，一方で分解能低下と積算回数増加をバスターすることでS/N比改善の余地が充分あることもわかる．

(b) 計測精度の見積もり

地上実験では，現状次の精度となっている． $R = 0.100$ ， $M = 13$ ， $N = 418$ ， 1 MS/s ， 2 秒間の時， $S = 0.0005$ ， $S_m = 0.001$ ， $S_q = 0.00001$ となる．よって，S/N = 10 (20 dB) である．これに対して， $R = 0.100$ ， $M = 7$ ， $N = 40000$ ， 10 MS/s ， 2 秒間 $\times 10$ 回とすれば， $S = 0.0005$ ， $S_m = 0.001$ ， $S_q = 0.001$ となり，S/N = 70 (37 dB) と改善される．

(c) 入手可能な小型計測系

現在入手可能な計測系に関し，サイズ，電力等の必要リソース，計測精度のバランスを考慮するとマイクロサイエンス株式会社製のADボード「ADM-614 PC 104」が最も優れていると考えている．仕様を表6.3-1に示す．現在考えられる実験では， 1 MHz 以上のサンプリング周波数は必須である．当該ボードはこれを満足し，かつ高分解能を両立しているものの中では最も小型のPC 104バスの規格を用いている．当該ボードは，大容量の計測バッファが搭載できることも特徴で，最大で8 Mサンプルを自律的に計測可能である．これにより当該ボードの制御系に対するハードウェア，ソフトウェア要求を大幅に低減することができる．

表 6.3-1 計測ボード候補の仕様

バス規格	サンプリング周波数	分解能	チャンネル数	レンジ	バッファ
PC 104	1 MHz	14 Bit	8あるいは差動4	± 10 V	最大8Mサンプル

ちなみに、このボードを使った場合の計測精度は、 $R = 10.0$, $M = 13$, $N = 1600$, 1 MS/s , 8秒間, $S = 0.0005$, $S_m = 0.001$, $S_q = 0.001$ となり、よって、 $S/N = 15$ (24 dB) となり、現計測系より高性能が期待される。ただし、変換時間は $1 \mu\text{秒}/1$ チャンネルであるため、複数チャンネル計測では時間解像度が低下する。このため、1チャンネル/1ボード仕様で計測系を構築する必要がある。

この計測ボードに適合するCPUボードは、表 6.3-2に示す様にPC用と組込用に大別できる。PC用はプログラム開発環境や使用経験の面で有利であるが、発熱量が大きく、かなりのリソースを要するのに対し、組込用はプログラム開発に困難が予想されるものの本来省リソース型であり、宇宙用制御系として有望だと判断した。なお、現在の地上実験で用いているスタンドアロンタイプの計測系が計測データをネットワーク経由でPCに転送するために1分程度を要し、環境条件の変化に追従できない場合があるが、いずれの小型CPUでも、計測ボードから直接データを転送し、オンボードで記録処理、積算処理が可能となるため、ターンアラウンドの大幅な短縮が可能だと考えられる。

表 6.3-2 小型CPUボードの特徴

使用CPU	電力 (発熱)	OS	安定性	使用経験	プログラム開発	将来性
PC用	大	Windows/Linux	?	有	容易	?
組込用	小	Linux/TRON等	有	無	やや困難	有

現在、最も優れていると判断しているCPUボードは梅沢無線電機株式会社製の「HT 1070」である。仕様を表 6.3-3に示す。このボードのコアとなっているARMタイプのCPUは、高処理能力+低消費電力の特徴を活かしてPDAや小型ゲーム機などに多用されている。

CPUボードに他の機器の制御機能を付加するため、リレーボードの選択も行った。ADボードとの相性を考え、ADボードと同一メーカーの「SWR-201 PC 104」を候補としている。仕様を表 6.3-4に示す。

表 6.3-3 CPUボード候補の仕様

バス規格	CPU	電力	動作周波数	メモリ	OS	外部記憶
PC 104	ARM 720 T コア	1 W	約 74 MHz	32 MB	Linux	1 GB まで確認済み

表 6.3-4 リレーボード候補の仕様

バス規格	リレータイプ	リレー数	電力	電圧	電流	ON/OFF時間	駆動電流
PC 104	リードリレー	16	1 W	30 V	0.3 A	0.35 ms/0.25 ms	25 mA

(d) 小型計測系の試作

組込用使用のためのボードの購入、プログラム開発環境の整備等を行った。図 6.3-10にCPUボード、電源、リレーボード、ADボード、および開発に用いているノートPCを示す。微小重力実験は種々の環境で準備を進める必要があるた

め、ノートPCを中心とした開発環境を作り上げた。図6.3-10の装置一式の他にブロードバンドルータ、電源があれば、如何なる場所でもプログラムの開発・修正やパラメータ設定等を行うことが可能である。

CPUボードはシリアルポート経由でノートPCに接続されている他、ネットワーク経由でも接続できる。ノートPCの左上ターミナルではシリアルポート経由のメッセージが、右下ではネットワーク経由のメッセージが表示されている。CPUボードにはDebian系のLinuxが搭載されている。Debian系は端的に言えば「プロ用」であるため、少々扱いにくい。一般的な用途としてはRedhat系が広く流通しているため、ノートPCにはRedhat系のVineLinuxがインストールされている。Redhat系用のクロスコンパイラ等の開発環境はCPUボードメーカーから供給されているため、プログラム開発には問題ないと判断している。この環境で現在のところリレーボードの制御が可能である。

CPUボードの外部記憶装置としては少なくとも1GBのCFメモリが利用可能であることを確認しており、現在想定している宇宙実験ではもちろん、通常の地上実験でも十分な容量である。低発熱の省リソース型であるため、熱関連の実験用途として地上を含めて有望である。

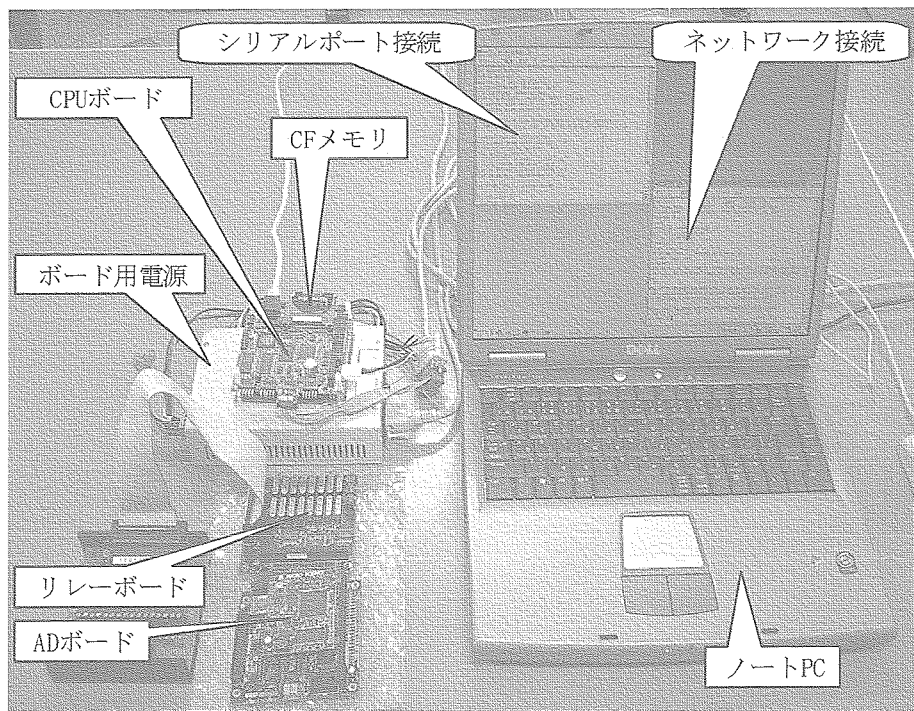


図 6.3-10 小型計測系の開発環境

(5) 試料流体の密度調整

実験は、体積一定の条件のもとに温度を制御することによって臨界点からのずれを調整する。このため、臨界温度で臨界状態を実現するためには、二酸化炭素の初期充填密度を正確に設定する必要がある。本研究では、マスコンパレーターを用いた重量計測による充填CO₂の密度調整を検討した。用いたマスコンパレーターの仕様および概観は、表6.3-5および図6.3-11に示すとおりである。

密度調整の誤差の評価は次の手順で行った。図6.3-12には、臨界点セルにCO₂を充填した後、マスコンパレーターにより重量計測を行っている状況を示す。

(a) セル内体積の決定

セル内に水を注入し、注入した水の重量を測定する。次に、注入した水の量からセル内の体積を求める。この作業の後、セル内の液体を真空ポンプで完全に排出する。

(b) 充填 CO₂ の密度調整

CO₂ をセル内に液化した状態で充填と放出を数回繰り返す、セル内に最初にあった空気等の不純物濃度を低くする。次に、セル内体積の半分に見合う CO₂ の重量となるように CO₂ の重量を調整する。ただし、この時必要な CO₂ の重量は、Span-Wagner の状態方程式を用いて、(a) で決定したセル内容積に対して求める。

以上の方法によって、試料を充填した場合、臨界密度の設定誤差は次のように評価された。

- ① ロケット実験用 BBM セル内体積 (図面寸法等から計算)

$$0.6578 \text{ cm}^3$$

- ② CO₂ の臨界密度 $\approx 466 \text{ kg/m}^3$ (文献値)

- ③ 計算から導かれるセル内の臨界密度の CO₂ 重量

$$0.6578 \times 0.4676 \approx 0.3076 \text{ g}$$

- ④ コンパレータの繰返誤差は 0.0003 g であることにより、充填誤差は、

$$0.0003/0.3076 = 0.00098 \times 100 \% \approx 0.1 \% \text{ となる。}$$

- ⑤ HIP バルブで人間が調整できる重量は 0.002 g 程度 (液が減少していることが確認できる量) であるから HIP バルブによる調整誤差は、

$$0.002/0.3076 = 0.0065 \times 100 \approx 0.7 \% \text{ になる。}$$

なお、人がセル中の液量の高さを目視のみで確認しながら、バルブ操作することによって CO₂ を充填する場合の誤差を確認したところ、0.7% 程度であった (操作誤差を重量に換算すると、0.002 g 程度となるため、 $0.002/0.3076 = 0.0065 \times 100 \approx 0.7 \%$)。

表 6.3-5. マスコンパレーター仕様

項 目	規 格
製 造	メトラー・トレド
型 式	PR 2004
秤 量	2300 g
最 小 表 示	0.1 mg
繰 返 性	0.3 mg (計量 10 回の標準偏差)
直 線 性	$\pm 0.5 \text{ mg}$
安 定 時 間	15 秒
較 正	全自動調整 (較正) 機構
感度ドリフト	$\pm 1 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$
計 量 皿 寸 法	$\phi 150 \text{ mm}$
レベルマチック皿	装備
寸 法	200 × 385 × 370 mm (風防ガラス付)
重 量	9.1 kg

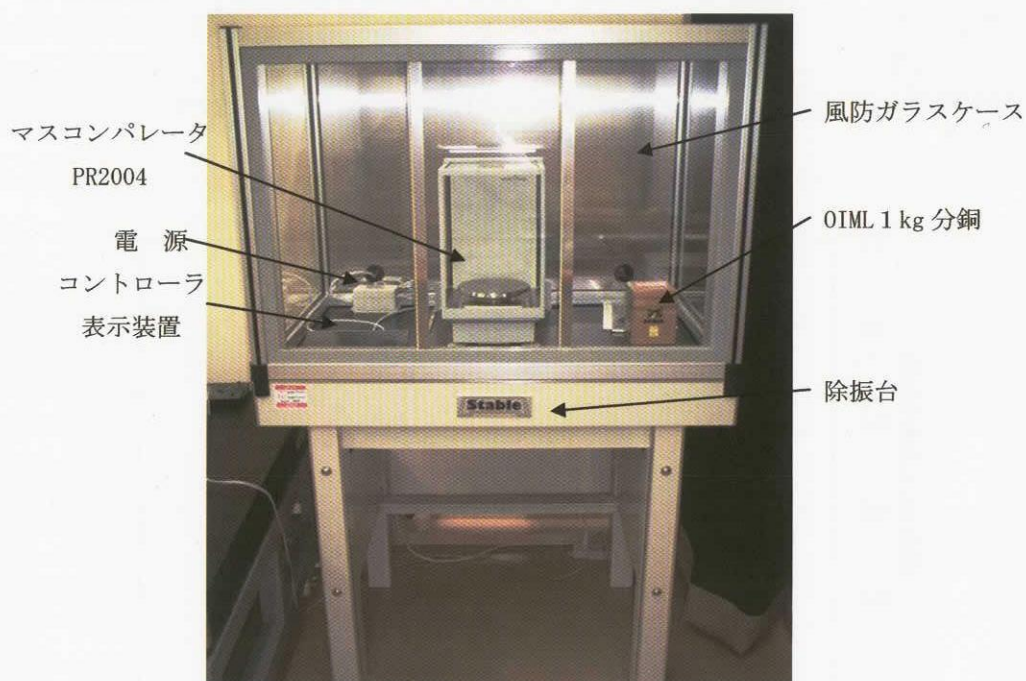


図 6.3-11 マスコンパレータ（風防付），除振台，風防ガラスケース概観

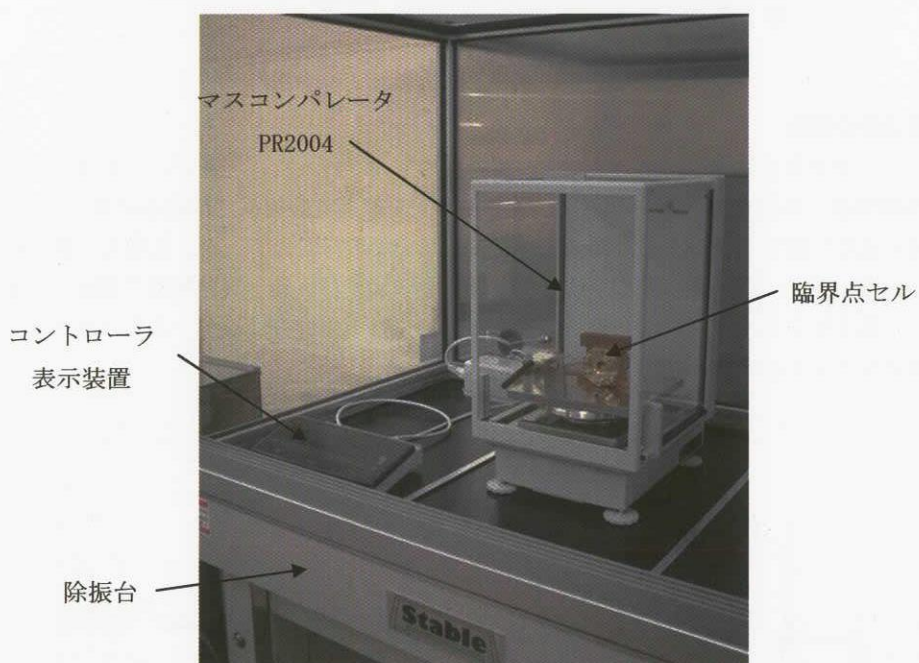


図 6.3-12 臨界点セル計測状況

6.4 予備実験の実施

(1) 赤外光の光散乱性の検討

臨界点に近づくに従って，超臨界流体は臨界タンパク光により透過光強度が低下する．ここでは赤外干渉計の有効性を確認することを目的として，試料透過後の干渉光が臨界温度に近づくに従ってどのような挙動をとるかを評価した．図 6.4-1 にその結果を示す．図には，その透過強度を He-Ne レーザー ($\lambda = 633 \text{ nm}$) を光源とした場合と，赤外レーザー ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) を光源とした場合を比較して示した．換算温度で 4×10^{-4} よりも小さい温度領域で赤外レーザーの透過光強度が

そのまま維持されているのに対して、He-Ne レーザーの場合には強度が減衰し、 4×10^{-4} 付近では 30% 近く低下し、明らかに臨界タンパク光の影響を受けにくいことが分かった。しかしながら、これ以降のさらに臨界温度に近い領域では、赤外レーザーも同様に減衰する傾向を示した。光学系のさらなる改良によって、臨界点に近い領域においても SN 比の低下を防ぐことが必要である。

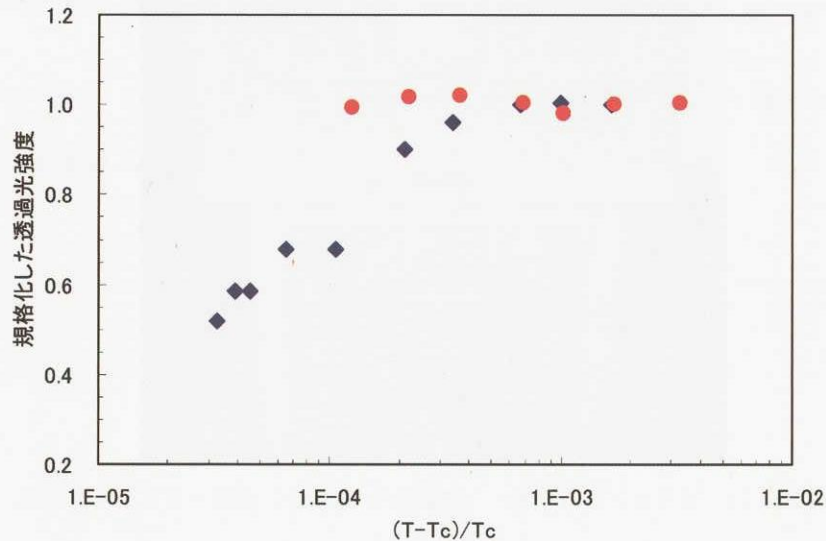


図 6.4-1 透過光強度の温度依存性, ● : 赤外レーザー ($\lambda = 1550 \text{ nm}$),
◆ : He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$)

(2) ピストン波素過程の観測

次に、実際にピストン波を発生させて、ピストン波の素過程の観測を行った。実験は、これまでの実験装置との比較を行うために、赤外実験装置（赤外干渉計およびおよび試料セル）を地上実験用温度制御系に導入してデータを取得した。得られたピストン波の進行に関するデータを、地上実験装置を用いて取得したデータと比較して図 6.4-2 に示す。実験は、ヒートパルス幅 $10 \mu\text{s}$, $T - T_c \sim 100 \text{ mK}$ にて行った。図に見られるように、地上実験装置で測定した結果と小型化実験装置で得た結果は良い一致を示した。さらに、図に見られるように赤外干渉計のほうが、よりノイズが少なく、かつ長時間のパルスの進行が確認できることが分かった。

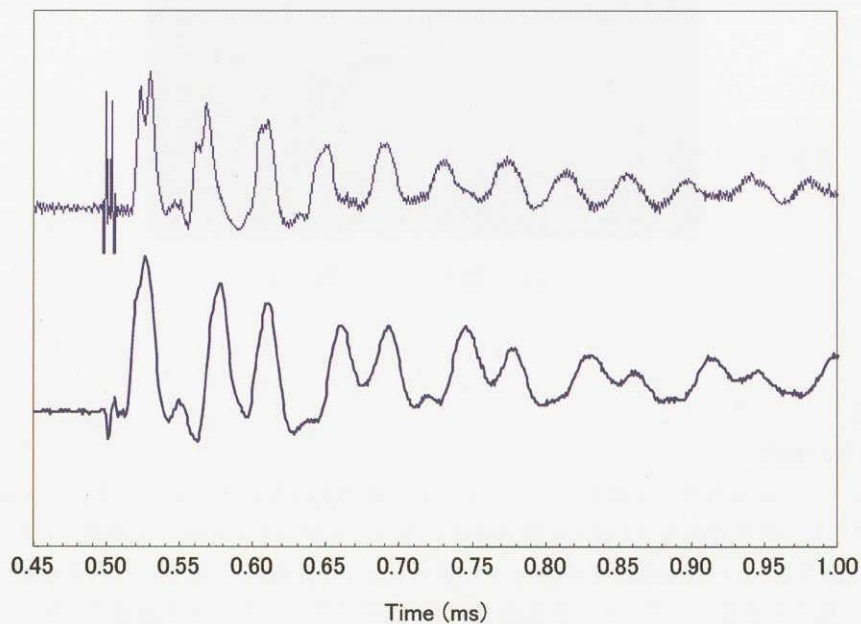


図 6.4-2 $T - T_c \sim 20 \text{ mK}$ での密度波伝播プロファイルの比較

赤外干渉計を用いて測定した密度波伝播速度の温度依存性を図6.4-3に示す。図に見られるように、赤外干渉計を用いた場合でも換算温度で 3×10^{-4} ($T - T_c \sim 100$ mK) で音速の傾きが変化した。これは地上実験装置によるデータで得られた結果を良く再現している。さらに、試料セルのサイズを変えて、音速の温度依存性に及ぼす重力効果を調べた。結果を図6.4-4および図6.4-5に示す。 $T - T_c \sim 100$ mKを境にした変化も、これまで地上実験で取得したデータと比較して矛盾はない。

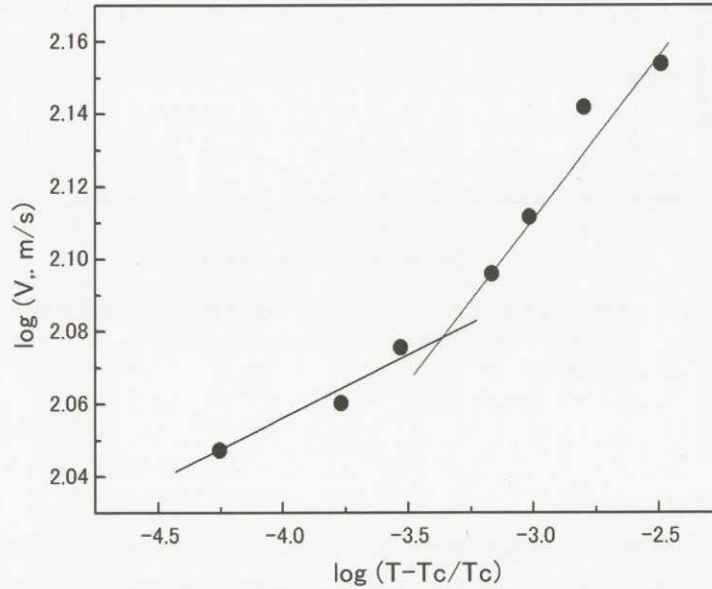


図6.4-3 IR干渉計によって計測した音速の温度依存性

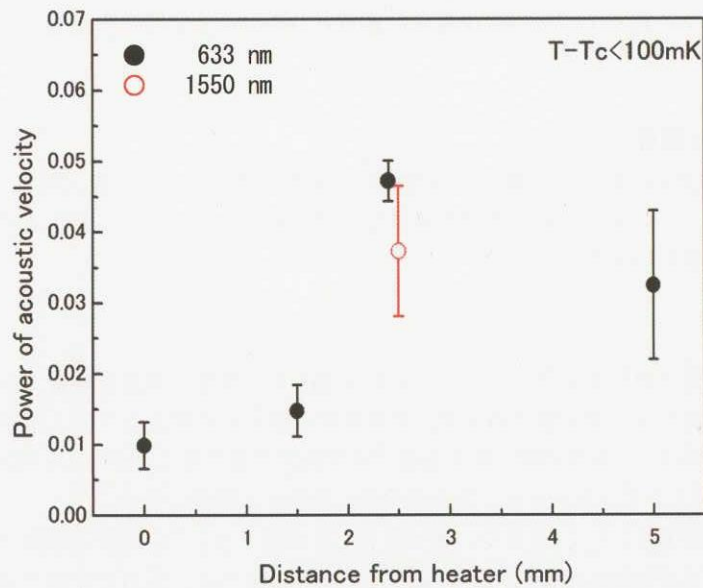


図6.4-4 音速の温度依存性のべきに及ぼす重力効果. 白抜き赤い点が赤外干渉計を用いて測定したデータを表す ($T - T_c < 100$ mK)

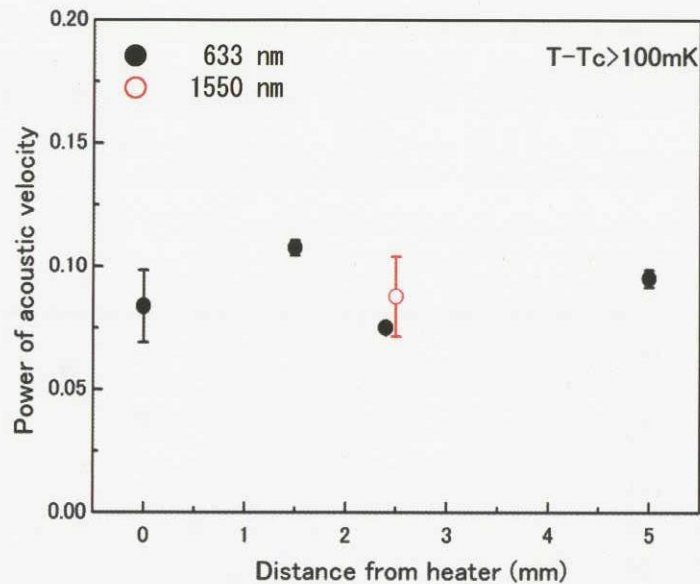


図6.4-5 音速の温度依存性のべきに及ぼす重力効果. 白抜きの赤い点が赤外干渉計を用いて測定したデータを表す ($T - T_c < 100 \text{ mK}$)

6.5 フライト実験手段の適合性の検討

小型ロケットを用いた微小重力実験では、実験時間が6分程度と短いこと、かつ打ち上げ時に12 Gを超える加速度が試料にかかる。臨界点実験では、実験を実施する温度は $\pm 1 \text{ mK}$ の温度制御が必要であり、温度の安定化にかなりの時間を要する。このため、打ち上げ前に温度制御を実施し、仮にこれが達成されたとしても、打ち上げ時の大きな加速度によりセル内に圧力分布が強く誘起され、微小重力となった後もこれが履歴となって目標とする実験条件を設定できないことが懸念される。ここでは、小型ロケットに前節で開発した実験供試体を搭載した場合を想定し、打ち上げ時に相当の重力が加わった後に、微小重力下で臨界流体がどれくらいの時間のうちに均一な密度分布を取り戻すかを数値シミュレーションによって検討した。特に、ロケット打ち上げ後の微小重力が維持されている6分間の内に均一な臨界条件が回復されるかどうか注目した。

(1) 数値シミュレーションの概要

ロケット実験では、打ち上げ時には12 Gを超える加速度が、試料全体にかかった後、突然、加速度が0 Gになる。シミュレーションによる評価では、このような重力環境を模擬して加速度をステップ状に変化させることによって試料内部の密度分布がどのように変化するかを検討した。

(2) 解析条件

解析の次元については1次元におけるシミュレーションを仮定する。実際の現象を模擬するためには、流れの効果を反映できる2次元以上の次元で行うことが必要であるが、計算時間が膨大に必要となり、これを実施することは不可能である。しかしながら、流れの効果は、セル内の均一化を加速する方向に作用することから、1次元での評価は緩和時間の最大値を与えると考えてよく、1次元シミュレーションは十分目的に合致する選択である。

加速度のパルス変化は、初期条件として15 Gで、かつ静止した状態を与えた。解析の開始と同時に重力を0 Gに変化させることで、ステップ状の加速度変化を模擬した。本来、ロケット実験では、15 Gの状況では、静的な加速度と別に、相当大きな振動で試料が揺さぶられるが、この効果については無視した。セルのサイズは、5 mmとし、メッシュ数は1000とした。最小格子幅は解析時間を考え32 nmとした。壁面付近の最小格子幅としては十分ではないが、安定化を評価するために到達時間を長く(9 ms程度)することを優先させた。境界条件は、試料の壁面で温度固定とした。また、比較のために1 Gから0 Gに変化させた解析も実施した。解析条件一覧を表6.5-1に示す。

表 6.5-1 加速度のステップ変化する解析条件

項目	ケース 1, 2
伝達バス長	5 mm
メッシュ数	1000
最小格子幅	32 nm
初期密度	467.6[kg/m ³]
初期温度	$T - T_c = 10$ mK : $T = 304.1382$ K
重力の変化	初期条件で 15 G または 1 G の分布を与える。 解析の開始と同時に重力を 0 G とする。
境界条件	両壁面 : $T = 304.1382$ K に固定
解析時間	9.0 ms
状態方程式	修正 Patel-Teja

(3) 解析結果および検討

密度の時間変化を図 6.5-1 から図 6.5-3 に示す。図 6.5-1 は初期条件における空間密度分布であり、図 6.5-2 および図 6.5-3 はそれぞれ $t = 4.5$ ms および $t = 9.0$ ms における空間密度分布である。解析時間が短いために、全体の密度プロファイルの変化は顕著でないが、 $t = 0.0$ ms における 15 G から 0 G への急激な加速度変化の影響を受けて、壁面近傍における密度分布が境界層を形成して 0 に近づいていることが読み取られる。この急激な圧力の変化がピストン効果を誘起し、試料全体にピストン波を発生している状況を図 6.5-4 に示す。この図は試料中の $x = 4.0$ mm における $\rho - \rho_c$ の時間変化をプロットしたものである。変化の初期に大きな密度振幅が観察され、時間の経過とともに減衰していく様子が観察される。このような振動的なダイナミクスは、ピストン波の存在を示しており、 $t = 0.0$ ms における加速度の 15 G から 0 G への急激な変化により、壁近傍で圧縮および膨張したエネルギーがピストン波として試料全体に往復する運動を引き起こしたと考えられる。また、図 6.5-5 には $\rho - \rho_c$ の振幅の拡大図を示した。ピストン波は、時間とともに急激に減衰していることがわかる。

次にピストン波の減衰とは別に物質拡散による緩和の効果を評価した。図 6.5-6 には、 $x = 0.0$ mm から $x = 5.0$ mm までのすべての空間にわたって密度の自乗和を算出した結果を時間に対してプロットした。図 6.5-4 に示した密度の時系列分布と同様の傾向に加えて、6.0 ms 以降に傾きが生じている点に注目する。この図が示すことは、解析初期から 6.0 ms 付近までは、ピストン効果による密度の拡散効果が大きく、6.0 ms を越えたあたりから、ピストン波による密度の均一化は小さくなり、物質拡散が均一化の主要なメカニズムと作用していることがわかる。この結果に基づき、最終的な平衡状態を $\rho - \rho_c = 0$ とおくことによって、平衡状態に到達するのに要する時間を、図 6.5-7 に示すように直線近似によって外挿して算出した。このような方法によって推定される密度の均一化に要する時間は 14.47 s となった。比較のために 1 G から 0 G に変化させた場合の同様な密度の時系列分布を図 6.5-8 に示す。15 G から 0 G の場合と同様に、大きな密度振幅が発生した後にしだいに減衰し、一定値に近づいていることがわかる。密度の自乗和の時系列分布およびその近似直線を図 6.5-9 に示す。この近似直線から推定される密度の平衡化に必要な時間は 9.68 s となった。重力の変化幅が小さくなったことに対応して、平衡になる時間は短くなっており、両者の間に矛盾はない。以上の検討により、打ち上げに伴う加速度によって引き起こされる密度分布が、再び平衡状態に達するのに要する時間は、高々数 10 s 程度であり、ロケット実験では 6 分間の微小重力が利用できることから、ロケット実験は実験手段として適切であると判断できる。

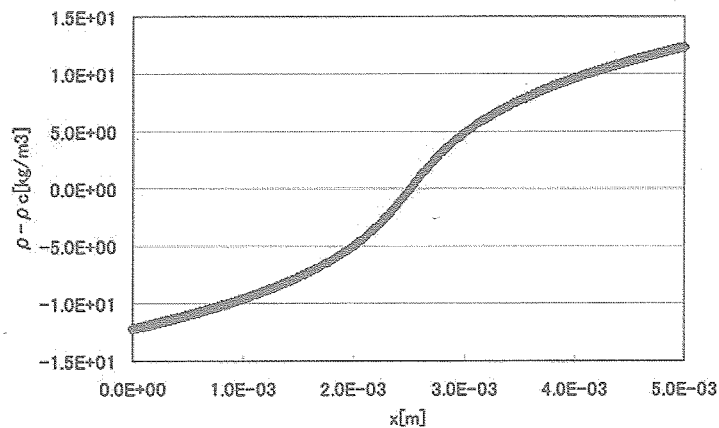


図 6.5-1 密度分布 (t = 0.0 ms)

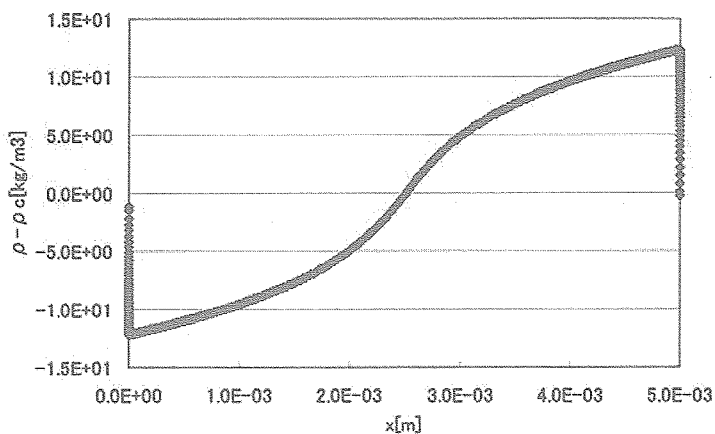


図 6.5-2 密度分布 (t = 4.5 ms)

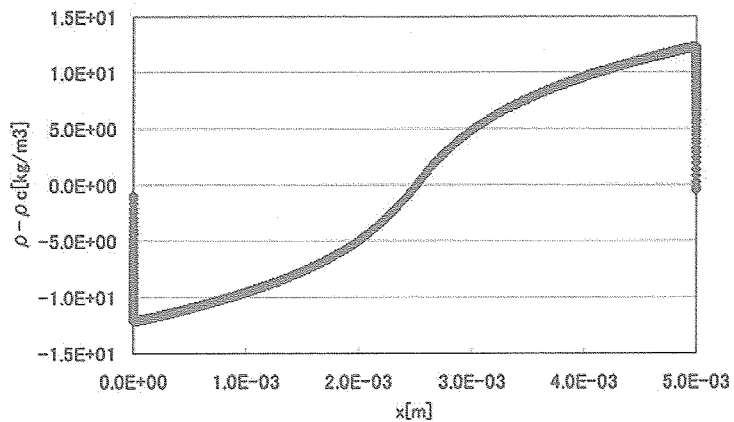


図 6.5-3 密度分布 (t = 9.0 ms)

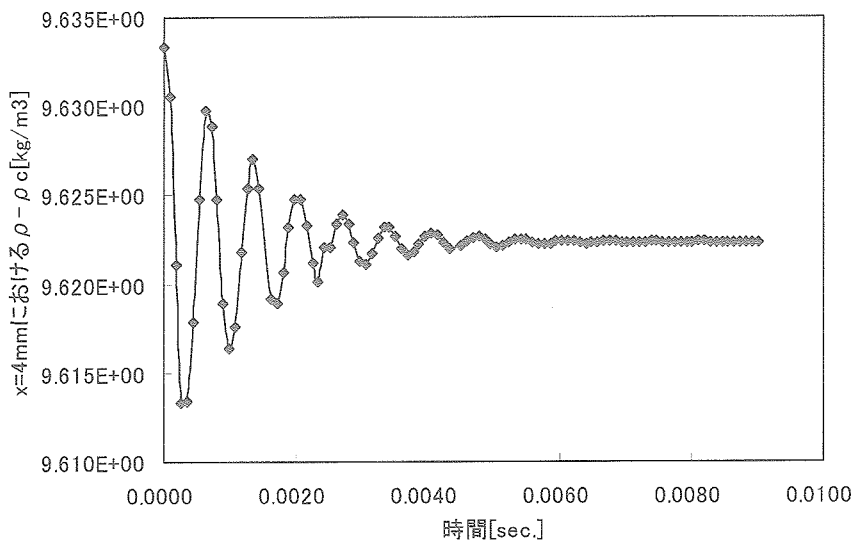


図 6.5-4 $x = 4 \text{ mm}$ の位置における $\rho - \rho_c$ の時系列分布

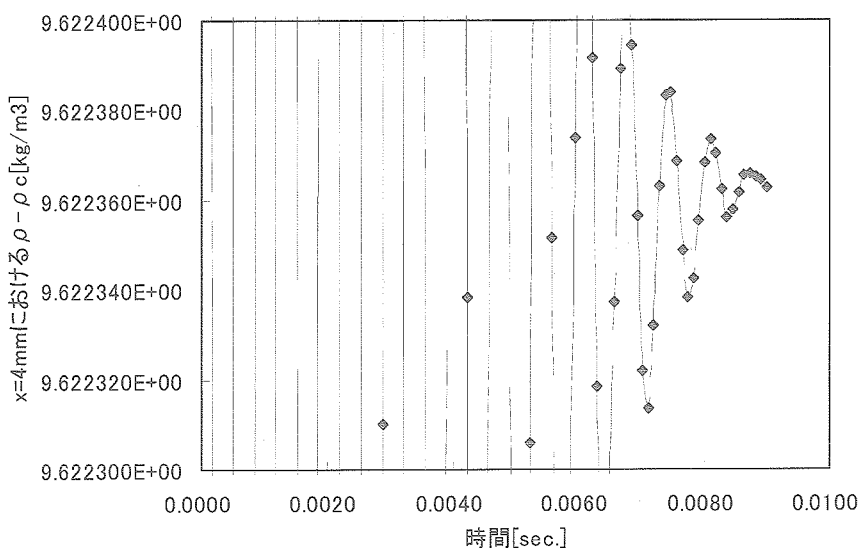


図 6.5-5 $x = 4 \text{ mm}$ の位置における $\rho - \rho_c$ の時系列分布 (拡大図)

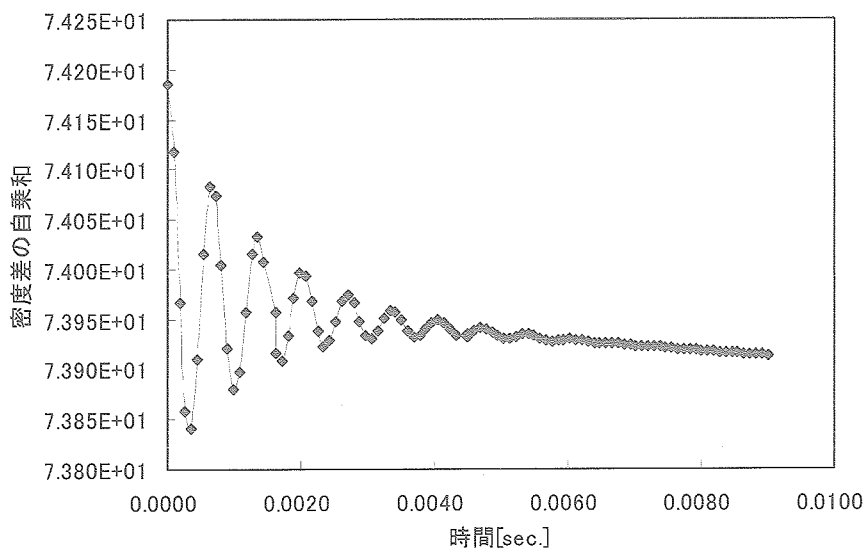


図 6.5-6 密度の自乗和の時系列分布

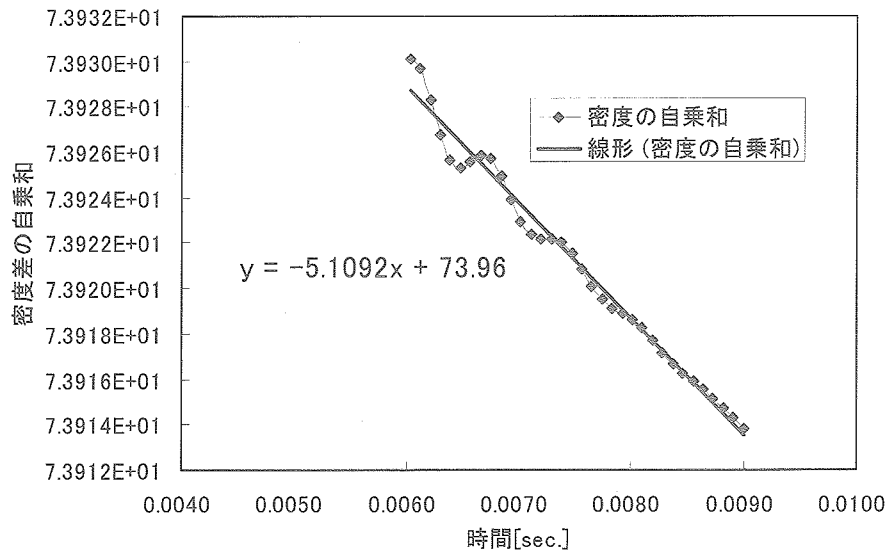


図 6.5-7 密度の自乗和の時系列分布に対する近似直線

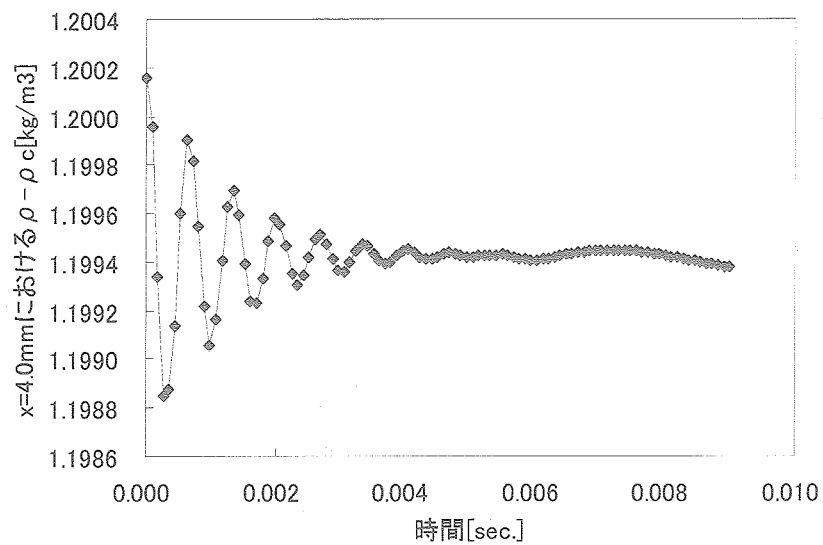
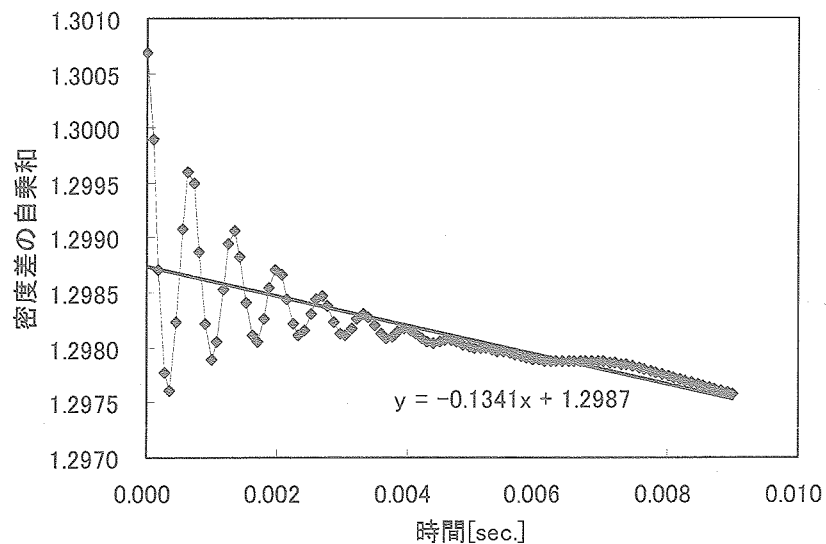
図 6.5-8 $x = 4\text{ mm}$ における $\rho - \rho_c$ の時系列分布 (1G → 0G)

図 6.5-9 密度の自乗和の時系列分布およびその近似直線 (1G → 0G)

7. フライト実験計画の検討

7.1 微小重力実験の科学的意義

ピストン効果は、1990年代に行われた宇宙実験によって、臨界点近傍において普遍的に生じる新たな熱輸送のメカニズムとしてその効果が始めて認識されることとなった。宇宙実験と並行して発展したピストン効果の理論的検討は、ピストン波がヒーター近傍の境界層で断熱膨張によって形成され、バルク流体中を高速に伝播することを明らかにした。この結果、熱輸送の速さは音速によって規定され、熱拡散が臨界緩和 (critical slowing down) によって非常に遅くなるのに対して、桁違いに速いスピードで熱を伝えることが明確となり、臨界加速 (critical speeding up) 効果とも呼ばれることになった。ピストン効果は、対流、拡散、輻射とは異なる、第4の熱輸送メカニズムとして認知されるに至ったのである。

このような研究の進展において、次の点がいまだ不十分であることが明らかとなった。①これまで行われたピストン波の観測は、高々ビデオ収録の時間分解能 (1/30 秒) の範囲であり、音速 (~ 100 m/s) から見積もられる進行速度と比較すると、実際に観測された現象は試料セル内を数100往復した現象しか捉えていない。すなわち、ピストン波の素過程を直接見たとは言えず、平均化された間接的な効果しか見ていない。②実験的に実現された臨界温度への接近は、高々 $T - T_c \sim 30$ mK であり十分臨界点に近いとは言えない。③小貫による精密な動的臨界現象理論によると、ピストン波に強い影響をもつ体積粘性係数 (bulk viscosity) は、臨界温度 T_c に十分近づいた場合に強く発散する。しかしながら、これまでのピストン効果の実験研究では、このような効果に関する観測事実は全く報告されていない。そこで、本研究は、上記の研究の不足を克服することを目的として、①音速で伝播するピストン波の素過程を直接観測する。②臨界温度への接近は、 $T - T_c \sim 1$ mK を実現する。③ピストン波の直接観測により、ピストン波の熱輸送量を $T - T_c$ を関数として定量的に計測する。これによって、動的臨界現象理論が成り立つかどうかを検証する。このような臨界点に非常に近づいた条件での臨界現象には、重力が強く作用することが確かめられており、高精度な実験を前提とした研究目的を実現するためには、微小重力環境を利用することは不可欠である。特に、新規な動的臨界現象理論を実証するためには、信頼性の高いデータを取得することは言うにおよばず、重力効果による未知の効果を取り除き、不必要な可能性を排除することは極めて重要である。

7.2 微小重力実験の必要性

二酸化炭素を用いて実施した地上実験およびこれを模擬した数値シミュレーションによって、ピストン効果の詳細が次のようにわかってきた。ピストン波は、臨界点に近づくに従って、熱膨張率の発散および熱拡散係数が著しく小さくなるなどのメカニズムによって、加熱境界の近傍に形成される境界層は、臨界流体に急激な膨張を引き起こし、過熱膨張した流体は音波 (ピストン波) を形成して流体中を進行する。この音波は、温度が臨界点に近づくに従って、速度が低下するが、換算温度 10^{-4} 付近で音速の低下の仕方が異なることが分かった (図 7.2-1 参照)。また、ピストン波が加熱境界から受け取るエネルギーを算出したところ、その効率は臨界点に近づくに従って増大し、音速に変化がみられたのと同じ温度 (換算温度 10^{-4} 付近) で極大となり、それ以降さらに臨界点に近い領域では効率は減少した。

換算温度 10^{-4} 付近では、臨界流体の相関距離は数 10 nm におよび、ピストン波を発信する境界層の厚みと同程度となって、流体方程式が仮定する連続流体近似が成り立たなくなる。ここでは、臨界流体の物理過程がこの二つの領域において大きく異なることが予想されるため、臨界点に近い領域を臨界領域とよび、流体力学が成り立つ領域 (流体力学領域) と区別することにする。小貫は、臨界領域において相関距離の増大によって相互作用をもつ領域が、クラスターのようにまとまって巨大なゆらぎ (“クラスター対流” と呼ぶ) を形成するという考えに立ち、体積粘性係数の異常な発散が生じることを明らかにした。我々の実験結果が示す換算温度 10^{-4} 付近でのピストン波ダイナミクスの変化は、小貫のいう体積粘性係数の異常発

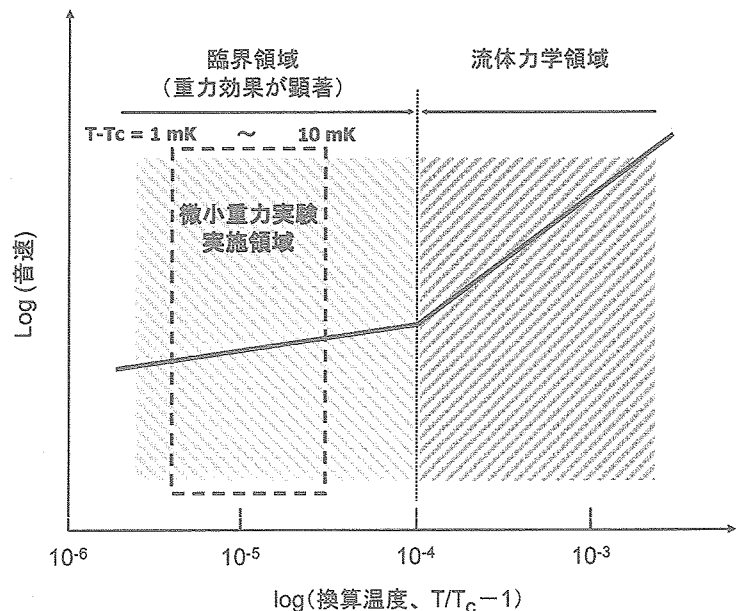


図 7.2-1 臨界点ダイナミクスにおける微小重力実験の実施領域

散が引き起こすものであることが、音速の粘性係数依存性の関係から説明された。これまでこのような体積粘性係数の発散を実験的に観測した例はなく我々の実験が最初であることは、本研究がこれまでの研究と比べて極めて精密な実験レベルに達していることを示すものである。

小貫理論によれば、臨界点に向けて発散の度合いが大きいため、地上重力による密度成層により、臨界密度からのわずかなずれが粘性係数に敏感に反映されて、強い重力効果を誘起する。音速の温度変化は、粘性係数の増加を敏感に反映する性質をもつ（第3章参照）。図7.2-1に図式化したように、我々の音速の実測値は臨界領域で明瞭な重力依存性を示しており、理論が正しいことを示すものとも言える。しかしながら、地上実験で重力効果が避けられないという事実は、小貫理論を精密に検証することが不可能であることも同時に意味している。これまでピストン効果の実験は、欧州の研究コミュニティが先導しておこなってきた。本研究は、欧州の研究成果をさらに発展させて、ピストン効果の本質に迫る内容をもつ。このような先進的な微小重力実験を実施することができれば、ピストン波に代表される動的臨界現象研究の発展に大きく貢献することができると期待される。

7.3 実験要求

(1) 実験手段

ピストン効果に関する宇宙実験は、小型ロケット、スペースシャトル、宇宙ステーションを中心に実験が進められてきた。試料を臨界点近傍の条件にもっていくためには、温度制御に時間がかかり、スペースシャトル以下の簡易実験手段では、精密な制御を要する実験は不可能と考えるのが一般的である。しかしながら、我々のピストン実験では、一回の測定に要する時間は秒程度であるため、ロケット実験の6分間の実験時間の範囲で試料セル中に均一な密度分布を達成することさえできれば、測定に必要な時間はわずかでよい。このような観点から、セル長が5 mmの供試体で、ロケットの打ち上げに伴う加速度が印加され、突然微小重力となった場合に、どれくらいの時間の内に密度がもとの均一性を取り戻すかを評価したところ、数10秒程度で十分であることが数値シミュレーションによって確認された（第6章参照）。本実験計画は、小型ロケットの微小重力環境は、スペースシャトルと比べても遜色ないことを考慮して、TEXUS (Technologische Experimente Unter Schwerelosigkeit) 小型ロケットを想定して作成した。小型ロケットを用いた微小重力実験に課されるインターフェース仕様を表7.3-1に掲載した。

表 7.3-1 微小重力実験に要求されるインターフェース仕様

区分	要求事項	設計に反映する因子
ペイロード	230 kg (total)	・同時に搭載する実験数により変化。3実験を想定すれば、1実験あたり約75 kg以内が必要。
装置寸法	直径 39 cm, 高さ 315 cm	・同時に搭載する実験数により変化。3実験を想定すれば、1実験あたり高さ約100 cm, 直径39 cm以内が必要。
外界温度	約-30°C	・サイロへの移動時に最低気温となる。 ・サイロ内での再制御が必要(24時間)。
加速 g	12 G	・加速 g による密度不均一の緩和時間を考慮する必要あり。
姿勢制御スピン	4 Hz	・ロケットの姿勢制御用スピンの、微小重力の質に与える影響を評価する必要がある。
外壁温度	6°C 上昇	・ロケット打上げ後の外壁温度上昇による実験装置温度への影響を制御する必要がある。
内部圧力	1.5 ~ 10 ⁻⁷ bar	・装置の機密確保、あるいは減圧動作を考慮する必要がある。
減速 g	最大 50 G (通常 25 G)	・装置の破損(特に主記憶系)を考慮する必要がある。
実験観測時間	約 340 s	・μg が達成される期間は、打上げ後、80 ~ 420 s である。
残留重力	1 × 10 ⁻⁴ G	・姿勢制御スピン等の条件より、10 ⁻⁴ G の微小重力環境となる。

(2) 実験装置

実験を遂行する上で必要な実験装置の要求仕様を次に示す。

(a) 温度制御系

3重構造の熱シールドで構成され、最内部には、レーザー干渉計と共に、3個の実験セルを装着することができる。温度制御の精度は、室温付近で ± 1 mKとし、3個の実験セルの温度をそれぞれ、 $T_c + 1$ mK, $T_c + 3$ mK, $T_c + 10$ mKに設定することができる。

(b) レーザー干渉計

赤外レーザーを用いたマッハツェンダー干渉計とする。干渉縞の観察はフォトダイオードアレイ (PD) によって行う。レーザー干渉計上には、試料セルを3個装着でき、同時に干渉計測を行うことができる。レーザーの波長は、1550 nmとし、PDは16チャンネルとする。

(c) 供試体

試料セル個々のサイズは、高さ5 mm、幅8 mm、奥行10 mmであり、それぞれのセルには、パルス加熱を可能とするニクロム箔製のヒーターが設置できる。セルは光学干渉計測を可能とする品質とし、二酸化炭素の臨界圧力 (8 MPa程度) に耐えるものとする。

(d) 温度データ計測系

実験セル内の白金測温抵抗体1個の抵抗値変動を定電流回路 (1 mA) を用いた電圧測定によって計測する。測定性能は、0~0.2 Vレンジ、分解能16ビット以上、10 Hz以上のサンプリングレートとする。打上からフライト実験終了までのデータ (約5000サンプル) を実験セル毎に記録できる。

(e) 光学データ計測系

PDからの出力16チャンネルの内、最適な1チャンネルを選択するための16チャンネルリレー装置をもつ。打上前から加熱実験開始までは16チャンネル中一つおきの8チャンネルを常時モニターする。測定性能は、0~0.5 Vレンジ、分解能10ビット以上、100 Hz以上のサンプリングレート (低速サンプリング)、および加熱実験時は1チャンネル以上で1 MHz以上のサンプリングレート (高速サンプリング) が可能。加熱実験毎、実験セル毎に2 Mサンプル以上を記録できる。なお、加熱実験は3回行う。

表 7.3-2 実験装置の概要

項 目	装置要求	備 考
温度制御系	・ 3重構造の熱シールドで構成され、最内部には、レーザー干渉計と共に、3個の実験セルを装着することができる。	・ 温度制御の精度は、室温付近で ± 1 mK ・ 3個の実験セルをそれぞれ $T_c + 1$ mK, $T_c + 3$ mK, $T_c + 10$ mKに設定。
レーザー干渉計	・ 赤外レーザーを用いたマッハツェンダー干渉計。干渉縞の観察はフォトダイオードアレイ (PD) とする。 ・ レーザー干渉計上には、試料セルを3個装着でき、同時に干渉計測を行うことが可能。	・ 波長は、1550 nm。 ・ PDは16チャンネル。
供試体	・ 個々のセルのサイズは、高さ5 mm、幅8 mm、奥行10 mm。 ・ それぞれのセルには、パルス加熱を可能とする薄膜ヒーターが設置できる。	・ セルは光学セルとし、8 MPaの圧力に耐えるものとする。 ・ ヒーターはニクロム箔。
データ計測系	・ 温度データおよび光学計測データを収録できる。	・ 測定性能は、0~0.5 Vレンジ、分解能10ビット以上、最大で1 MHz以上のサンプリングレートとする。

(3) 試料および試料調整

フライト実験に用いる試料の規格を表 7.3-3 に示す。また、試料充填時の二酸化炭素質量の充填精度は、0.1 % 程度とする。

表 7.3-3 フライト実験試料の規格

項目	規格
純度 vol.%	99.9990 以上
水分 vol.%	0.0010 以下
全硫黄分 wt.ppm	0.03 以下
炭化水素 vol.ppm	1 以下
(H ₂ , N ₂ , O ₂ , Ar) vol.%	0.0010 以下

7.4 実験シーケンス

(1) 温度プロファイル

フライト実験では3個の実験セルを用い、それぞれの温度を $T_c + 1$ mK, $T_c + 3$ mK, $T_c + 10$ mK に設定する。温度制御のシーケンスは、次の考え方に従って設定する。

- ①初期温度制御において、中間のセルの設定温度 $T_c + 200 \sim 500$ mK に温度制御し、全体が恒温となるまで放置 (24 時間程度) する。
- ②最終温度制御は、24 時間後を目途に、中間のセルの設定温度 $T_c + 3$ mK とし、温度制御をかけたまま放置 (24 時間程度) する。
- ③24 時間後を目途に、フライト実験の準備に入り、打ち上げる。

なお、温度差の設定に関しては、地上実験の繰り返しによって、各実験セル間の熱接触を適切に設定することで、中間セルの温度制御のみで適切な温度差が形成されるよう調整することとする。

(2) 取得データ

実験セル毎に、温度データ、光学計測データを取得する。

(a) 温度データ

実験セル内の白金測温抵抗体1個の抵抗値変動を定電流回路 (1 mA) を用いた電圧測定によって計測する。測定性能は、0 ~ 0.2 V レンジ、分解能 16 ビット以上、10 Hz 以上のサンプリングレート。打上からフライト実験終了までのデータ (約 5000 サンプル) を実験セル毎に記録できること。

(b) 光学計測データ

PD からの出力 16 チャンネルの内、最適な 1 チャンネルを選択するための 16 チャンネルリレー装置を要する。打上前から加熱実験開始までは 16 チャンネル中一つおきの 8 チャンネルを常時モニターする。測定性能は、0 ~ 0.5 V レンジ、分解能 10 ビット以上、100 Hz 以上のサンプリングレート (低速サンプリング)。加熱実験時は 1 チャンネル以上で 1 MHz 以上のサンプリングレート (高速サンプリング)。加熱実験毎、実験セル毎に 2 M サンプル以上を記録できること。加熱実験は 3 回行う。

(3) 実験シーケンス

- | | |
|-------------------------|----------------------|
| ① 打上 48 時間 + α 前 | 初期温度制御開始 |
| ② 24 時間 + α 前 | 最終温度制御開始 |
| ③ α 前 | 装置最終確認、低速サンプリング開始後引渡 |

④打上		特になし
⑤微小重力開始		特になし
⑥微小重力終了 35 秒前		低速サンプリングデータ格納, 測定チャンネル選定
⑦	32 秒前	1 回目の加熱実験開始, 2 秒間の高速サンプリング
⑧	30 秒前	高速サンプリングデータ格納
⑨	22 秒前	2 回目の加熱実験開始, 2 秒間の高速サンプリング
⑩	20 秒前	高速サンプリングデータ格納
⑪	12 秒前	3 回目の加熱実験開始, 2 秒間の高速サンプリング
⑫	10 秒前	高速サンプリングデータ格納, 計測の終了

7.5 データ解析

上で設定した実験シーケンスにより, 1 回のフライト実験において, 温度条件 $T_c + 1 \text{ mK}$, $T_c + 3 \text{ mK}$, $T_c + 10 \text{ mK}$ の 3 点の測定データを得る. これらのデータを用いて, 地上では重力効果により接近できなかった臨界点のごく近傍の領域のプロファイルを調べる. 以下に, 地上では判別できなかった臨界点近傍の固有の特性を抽出するためのデータ解析方法を示す.

(1) バルク中のピストン波伝播速度の計測

臨界点流体の古典的な理論では, 音速は臨界点に近づくにつれ遅くなるのが知られている. この関係は臨界点近傍では臨界指数 ($\varepsilon = T/T_c - 1$) のべき乗に従い, 地上実験の結果によれば, $T - T_c = 50 \text{ mK}$ 以上において, 係数は 0.069 となった. この値は, 数値シミュレーションで得られた値ともよく一致する. 一方, 100 mK 以下では, これとは異なる係数 0.034 が得られた. 臨界指数が, 100 mK 付近を境に異なる理由としては, 単に重力による静水圧分が作用し, 実験系が臨界密度からはずれた効果によることも考えられる. しかし, 数値シミュレーションではこの領域では, 全く重力による効果がみられなかったことから, 重力効果とは全く別の物理的な機構が作用していると考えられる. そこで, 地上実験では不可能であった 10 mK 以下の臨界点のごく近傍の領域において, 音速の温度依存性を計測し, そのべきを理論値と比較することによって, この未知の現象の物理過程を詳細に評価する (図 7.5-1 参照).

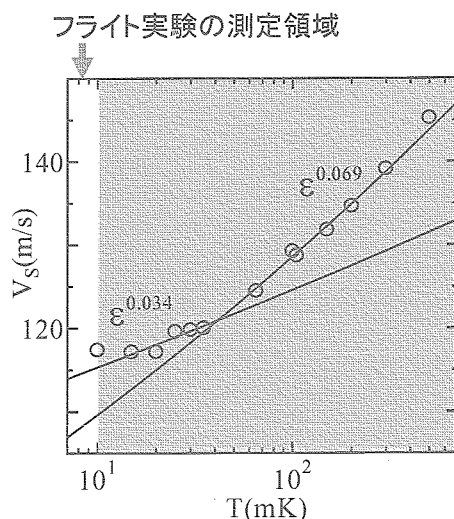


図 7.5-1 音速と温度の関係

(2) ピストン波伝播における重力効果

地上実験において, ピストン波の伝播のうち, ピストン波の音速および輸送エネルギーに及ぼす重力効果を調べたところ, $T - T_c \sim 100 \text{ mK}$ を境として重力効果の現れ方に差のあることがわかった. 音速については, 温度が $T - T_c < 100 \text{ mK}$ と臨界温度 T_c に近い領域では, 明確な重力依存性が観測され, 重力効果が弱いほどピストン効果特有の音速の減衰も弱められことがわかっている. 一方, $T - T_c > 100 \text{ mK}$ では, ピストン効果による音速の減衰に与える重力の影響は顕著にはみられなかった. エネルギー輸送量の温度変化の対数勾配については, 温度が $T - T_c < 100 \text{ mK}$ および $T - T_c > 100 \text{ mK}$ のいずれの場合においても重力に対する依存性が見られている. $T - T_c < 100 \text{ mK}$ の領域では, T_c に近づくに従って対数勾配は正の方向に増加し, ピストン波によって輸送されるエネルギー量が重力効果の低下に従って一層減少することを示した. 一方, $T - T_c > 100 \text{ mK}$ の場合には, 重力効果の低下によって対数勾配は負の方向に強く減衰しており, T_c に近づくに従ってピストン波によるエネルギー伝達が一層強まることを意味している. この結果は, ピストン効果が地上の重力によって抑制されることを裏付けている.

以上の重力依存性の検討から, $T - T_c \sim 100 \text{ mK}$ を境として, ピストン波の挙動に変化が見られたことは, 重力によるみせかけの効果ではなく, 臨界点特有の現象であると推定できる. そこで (1) と同様に, 地上実験では不可能であった 10 mK 以下の臨界点のごく近傍の領域に立ち入り, 重力影響を排除した上で, この現象を詳細に解析する (図 7.5-2 参照).

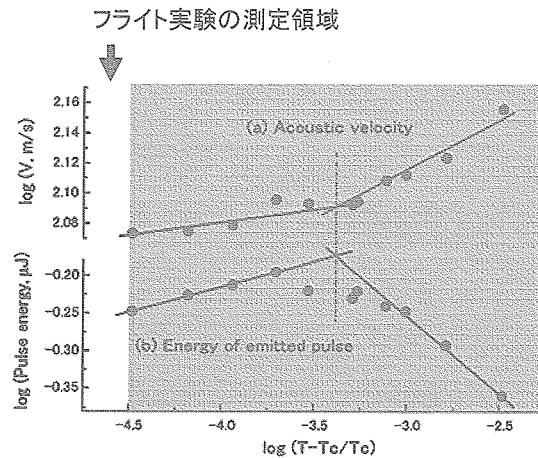


図 7.5-2 ピストン波の音速 (a) および発信エネルギー (b) の温度依存性, 10 mm セルおよび $5 \mu\text{s}$ の加熱の場合の実験値を併せて表示, 中心の一点鎖線は $T - T_c \sim 100 \text{ mK}$ を示す

8. 今後の課題

ピストン効果の研究は, Straub らが行ったドイツの D 1 実験 (1986 年) の“予想外の失敗”に端を発し, 1990 年に小貫がこれを説明するモデルを提示したことによって本格的な研究がスタートした. この小貫のモデルをいち早く理解し, ピストン効果を圧縮性流体の流体力学に置き換えて詳細な熱輸送特性を明らかにしたのがフランスの Beysens らのグループであった. これ以降, 欧州を中心にピストン効果を検証する一連の実験が, 小型ロケット, スペースシャトル, 宇宙ステーションを用いて精力的に実施され, ピストン効果研究は, 一応の収束を見ることとなった.

その後, 小貫は, 臨界流体の輸送係数を理論的に求める体系的な研究を進め, ナビエ・ストークス方程式など流体方程式に替わる, 巨視的なゆらぎが関与する動的な臨界現象を記述する基礎方程式を整備した (1997 年). これによって, 音速の減衰, 熱伝導率および粘性係数 (特に, 体積粘性係数) の強い発散などに対する動的臨界現象の理解がさらに深められることとなった. フランスの研究者らは, 小貫が指摘した粘性係数の異常発散にいち早く注目し, ピストン効果との関係を論じた (1998 年). これは, 一般に臨界流体は臨界点に向かって粘性係数 (ねじれ粘性係数) が次第に減少することから, 従来のピストン効果の説明では粘性係数を無視するのが一般的であったのに対して, 小貫の指摘に基づいて体積粘性係数の発散の効果が強いとした場合, 臨界点に近づくに従ってピストン効果はいったん強く現れるが, ある温度を境にして再び弱まる可能性がある, というものであった. しかしながら, 欧州グループが行ってきた宇宙実験装置では, 残念ながらこのような体積粘性係数の効果を観測するにいたらず, 地上実験を含めてその検討はこれ以上進むことはなかった.

JAXA (当時, 宇宙開発事業団) は, 宇宙環境利用研究の新たな分野として基礎物理および基礎化学に関わる分野を設定することを目的として, 「非平衡現象と重力相関に関する研究 (FY 9 ~ 12)」, 「化学物理研究会 (FY 13 ~ 15)」, 「低温物理研究会 (FY 13 ~ 15)」, 「基礎化学検討分科会 (FY 12 ~ 15)」を実施し, 研究領域の識別, 宇宙実験テーマの開拓, 研究コミュニティの育成を図ってきた. 臨界点近傍におけるピストン効果に関する本研究は, 特に微小重力下の基礎物理学を先導する有望な実験テーマとして認識され, 2001 年より地上研究が開始された. 研究の開始にあたって我々は, ドイツおよびフランスが中心となって行ってきたピストン効果実験には, いまだ次の点において不十分であることを認識した. 1) これまで行われたピストン波の観測は, 高々ビデオ収録時間 (1/30 秒) の範囲であり, 音速 ($\sim 100 \text{ m/s}$) から見積もられる進行速度と比較すると, 実際に観測された現象は試料セル内を数 100 往復した現象しか捉えていない. すなわち, ピストン波の素過程を直接見たとは言えず, 間接的な効果しか見ていない. 2) 実験的に実現された臨界温度への接近は, 高々 $T - T_c \sim 30 \text{ mK}$ であり十分臨界点に近いとは言えない. 3) 小貫による精密な動的臨界現象理論によると, ピストン波に強い影響をもつ体積粘性係数は, 臨界温度 T_c に十分近づいた場合に強く発散する. しかしながら, これまでのピストン効果の実験では, このような効果に関する観測事実は全く報告されていない. 本研究は, このような観点からピストン効果研

究の不足を克服することを目的とし、音速で伝播するピストン波素過程の直接観測、および $T - T_c \sim 10$ mK を越える臨界温度の実現、に関する技術開発を行い、ピストン波の直接観測によりその熱輸送量を温度の関数として定量的に計測することに成功した。この結果、 $T - T_c$ で 100 mK 以下の領域で、小貫およびフランスのグループが予測した粘性係数の増大に伴うピストン効果の減衰を初めて観測した。

本研究の成果をさらに発展させるにあたって、微小重力実験の実施が決定的に重要であることを提言する。すなわち、このような臨界点に非常に近づいた条件では、ピストン効果の発現に重力が強く作用する。このため、地上実験の結果には常に重力効果による不確定性がつきまとい、小貫が提示した輸送係数の普遍則を定量的に検証するためには微小重力環境を利用したデータ取得が必要である。特に、新規な動的臨界現象理論を実証するためには、信頼性の高いデータを取得することは言うに及ばず、重力効果による未知の効果を取り除き、不必要な可能性を排除することは極めて重要である。

我々は臨界点ダイナミクス研究において微小重力実験が本質的であるとの認識に立ち、小型ロケットの利用を想定して地上実験と同等な実験を微小重力下で行うための技術開発についても実施した。この結果、非常に安定性の高い温度制御系、ピストン波が輸送するわずかな熱の変化を臨界点近傍に極めて近い温度まで高精度に計測することを可能とする赤外干渉計および計測制御系、さらにこれまで制御が極めて困難であった試料充填の際の臨界密度誤差の低減など、従来の宇宙実験とは時代を画するフライトエンジニアリングを確立した。本研究で得られた成果を活用すれば、我が国がピストン効果研究の発展においてブレークスルーをもたらすことができるのは間違いない。今後、早期の実験機会の確保が望まれるところである。

謝 辞

東京理科大学鈴木増雄教授には、微小重力下の基礎物理学の方向性に関して、広い視野から数々の示唆に富むご助言をいただきました。ここに深く感謝申し上げます。また、京都大学小貫明教授には、本研究の開始にあたって臨界点ダイナミクスの本質を洞察した重要な示唆とご批判いただきました。ここに深く感謝申し上げます。東北大学佐藤武郎名誉教授には、研究の推進と成果のとりまとめに関して有益なご助言をいただきました。ここに深く感謝申し上げます。

引 用 文 献

第1章

- (1) H. E. スタンリー, 相転移と臨界現象, 東京図書 (1974).
- (2) H. B. キャレン, 熱力学および統計物理学入門 (下), 吉岡書店 (1999).
- (3) P. C. Hohenberg and M. Barmatz, Phys. Rev., A 6, 289 (1972).
- (4) 井口洋夫監修, 宇宙環境利用のサイエンス, 裳華房 (2000).
- (5) J. Straub, L. Eicher, A. Haupt, Phys. Rev., E 51, 5556 (1995).
- (6) A. Onuki, Phase Transition Dynamics, Cambridge (2002).
- (7) A. Onuki, Phys. Rev., E 55, 403 (1997).

第2章

- (1) 石川正道, 日比谷孟俊, マイクログラビティ, 培風館 (1994); 井口洋夫監修, 宇宙環境利用のサイエンス, 裳華房 (2000).
- (2) 石川正道, 化学と工業, 54, 569 (2001).
- (3) JPL, Fundamental Physics in Space - Roadmap, NASA (1998), 日本の微小重力物理研究シナリオは, 次のサイト http://iss.sfo.jaxa.jp/utiliz/jp_scenario_pys.html で入手可能, この他, 基礎化学については, 日本化学会編, 先端化学シリーズIV「理論・計算化学, クラスタ, スペースケミストリー」参照.
- (4) K. Nitsche, J. Straub, ESA SP-256, 109 (1987).
- (5) M. R. Moldover, J. V. Segers, R. W. Gammon, R. J. Hocken, Rev. Mod. Phys., 51, 79 (1979).
- (6) P. C. Hohenberg, M. Barmatz, Phys. Rev., A 6, 289 (1972).
- (7) M. Gitterman, Rev. Mod. Phys., 50, 85 (1978).
- (8) A. Onuki, R. A. Ferrell, Physica, A 164, 245 (1990).

- (9) D. Beysens, Y. Garrabos, R. Wunenburger, C. Lecoutre, *Physica, A* 314, 427 (2002).
- (10) C. Bartscher, J. Straub, *Int. J. Thermophys.*, 23, 77 (2002).
- (11) Y. Garrabos, A. Dejoan, C. Lecoutre, D. Beysens, V. Nikolayev, R. Wunenburger, *J. Phys. IV (France)*, 11, 23 (2001).
- (12) A. Haupt, J. Straub, *Phys. Rev.*, E 59, 1795 (1999).
- (13) Y. Garrabos, M. Bonetti, D. Beysens, F. Perrot, T. Frohlich, P. Carles, B. Zappoli, *Phys. Rev.*, E 57, 5665 (1998).
- (14) J. Straub, L. Eicher, A. Haupt, *Int. J. Thermophys.*, 16, 1051 (1995).
- (15) J. Straub, L. Eicher, A. Haupt, *Phys. Rev.*, E 51, 5556 (1995).
- (16) P. Guenoun, B. Khalil, D. Beysens, Y. Garrabos, F. Kammoun, B. Le Neindre, B. Zappoli, *Phys. Rev.*, E 47, 1531–1540 (1993).
- (17) H. Azuma, S. Yoshihara, M. Ohnishi, K. Ishii, S. Masuda, T. Maekawa, *Int. J. Heat and Transfer*, 42, 771 (1999).
- (18) K. Ishii, T. Maekawa, H. Azuma, S. Yoshihara, M. Ohnishi, *Appl. Phys. Lett.*, 72, 16 (1998).
- (19) K. Kawasaki, *Phys. Rev.*, 150, 291 (1966).
- (20) L. P. Kadanoff, J. Swift, *Phys. Rev.* 166, 89 (1968).
- (21) R. Perl, R. A. Ferrell, *Phys. Rev.*, 166, 89 (1968).
- (22) 川崎恭治, 非平衡と相転移—メソスケールの統計物理学—, 朝倉書店 (2000).
- (23) A. Onuki, *Phys. Rev.*, E 55, 403 (1997).
- (24) A. Onuki, *Phase Transition Dynamics*, Cambridge (2002).
- (25) B. Zappoli, P. Carles, *Physica, D* 89, 381 (1996).
- (26) P. Carles, *Phys. Fluids*, 10, 2164 (1998).
- (27) T. Hamanaka, R. Yamamoto, A. Onuki, *Phys. Rev.*, E 71, 011507 (2005).

第3章

- (1) A. Onuki, R. A. Ferrell, *Physica, A* 164, 245 (1990).
- (2) A. Onuki, H. Hao, R. A. Ferrell, *Phys. Rev.*, A 41, 2256 (1990).
- (3) A. Onuki, *Phase Transition Dynamics*, Cambridge (2002).
- (4) H. E. スタンリー, 相転移と臨界現象, 東京図書 (1974).
- (5) R. Monti, *Physics of Fluids in Microgravity*, Taylor & Francis (2001).
- (6) B. Zappoli and P. Carles, *Eur. J. Mech.*, B 14, 41 (1995).

第4章

- (1) A. Onuki, R. A. Ferrell, *Physica, A* 164, 245 (1990).
- (2) T. Maekawa, K. Ishii, *Therm. Sci. Eng.* 5, 15 (1997).
- (3) A. Onuki, *Phys. Rev.*, E 55, 403 (1997).
- (4) A. Onuki, *Phase Transition Dynamics*, Cambridge (2002).
- (5) P. Carles, *Phys. Fluids*, 10, 2164 (1998).

第5章

- (1) 棚橋隆彦, 連続体の力学 (2), 理工図書 (1986).
- (2) T. Yabe and T. Aoki, *Comp. Phys. Com.*, 66, 219 (1991).
- (3) T. Yabe and T. Aoki, *Comp. Phys. Com.*, 66, 233 (1991).

第6章

- (1) A. Onuki, *Phys. Rev.*, E 55, 403 (1997).
- (2) P. Carles, *Phys. Fluids*, 10, 2164 (1998).

参 考 資 料

1. ピストン効果研究に関する Web サイト

本実験で得られた成果を一般に公表し周知を図るために、動的ピストン効果研究に関する web サイトを作成、公開した。この web サイトの基本デザインを以下のように設定した。

①対象者および公開の目的：

海外における関連分野の研究者を対象とし、研究成果の専門的な内容を周知し、成果をアピールする。

②コンテンツの基本構成：

●WHAT's New

本ピストン効果研究の実施状況や最新の動向を記載する。

●はじめに

ー 臨界点ダイナミクス

本研究の意義をアピールするため、臨界点ダイナミクス研究の意義、臨界点ダイナミクス研究における微小重力利用の重要性を紹介する。微小重力利用の必要性においては、重力影響により生じる密度分布をモチーフとする。

・臨界点ダイナミクス研究

・臨界点ダイナミクスにおける微小重力利用の重要性

ー ピストン効果

ピストン効果について概説する。臨界現象におけるピストン効果の位置づけについては、重要性および新規性を表現する。また、ピストン効果の原理を視覚的にわかり易く表現する。

・ピストン効果とは

・過去の実験事例

・ピストン効果研究の意義

ー JAXA における臨界点実験プロジェクト

JAXA において臨界点実験を対象としたプロジェクトが進められていることを紹介する。

●地上実験

ー 実験装置の構成

これまでにフィージビリティスタディとして進めてきた地上実験の装置構成概要を紹介する。地上実験の装置仕様は、温度制御精度、密度差測定制度、時間分解能をポイントで紹介する。また、装置構成としては、試料セル、流体ホルダ&光学系レイアウト、熱シールドをポイントとする。

・観測対象

・実験装置の構成

・実験に要求される仕様

・実験装置各部の構成

ー 地上実験の結果

これまでに得られた実験結果としては、フォトマル信号波形、音速、緩和時間を中心に紹介する。

・パルス幅とフォトマル信号波形の関係

・温度とフォトマル信号波形の関係

・温度と音速の関係

・フォトマル信号波形の減衰率

●数値計算

ー 基礎方程式

適用した基礎方程式および物性値について紹介する。

ー 1次元シミュレーション

1次元シミュレーション結果として、ピストン波の時間進行と音速の温度依存性について紹介する。

- ・ピストン波の時間進行
- ・音速の温度依存性
- － 2次元シミュレーション
 - 2次元シミュレーション結果として、ピストン波の時間進行について紹介する。

・ピストン波の時間進行

数値解析結果としては、基礎方程式、1次元のパルス伝播（空間、時間）、2次元のパルス伝播（空間、時間）を中心に説明する。

●フライト実験に向けて

- － 実験装置の要求仕様
 - フライト実験に課される制約条件および設計目標である仕様について紹介する。
- － 実験装置の構成検討
 - フライト実験装置の温度制御・計測系、光学計測系、試料セル系について紹介する

●ライブラリ

関連情報のコンテンツとして、論文リストを紹介する。

●リンク

臨界点実験に関連する研究グループや研究機関、宇宙機関のリンクを掲載する。

●研究チーム

本研究の背景として、JAXAにおける臨界点実験プロジェクトの位置づけ、臨界点実験プロジェクトチーム紹介を掲載する。

2. 発表論文等リスト

原著論文

- (1) Ultra-Sensitive High-Speed Density Measurement of “Piston Effect” in a Critical Fluid, M. Ohnishi, S. Yoshihara, M. Sakurai, Y. Miura, M. Ishikawa, H. Kobayashi, T. Takenouchi, J. Kawai, K. Honda and M. Matsumoto, Microgravity Science and Technology, to be published.
- (2) Acoustic Speed of CO₂ near its critical Point, M. Ohnishi, S. Yoshihara, M. Sakurai, Y. Miura, H. Kobayashi, M. Ishikawa, J. Kawai, K. Honda and M. Matsumoto, Microgravity and Space Station Utilization. Journal, to be published.
- (3) 臨界流体の“ピストン効果”直接観察, 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 平成15年度宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部宇宙領域成果報告書, pp. 8.59–64, 2004.

総説

- (1) 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 三浦裕一, 小林礼人, 竹之内武義, 石川正道, 河合 潤, 本多克也, 松本昌昭, 徂 徠正夫: ピストン効果直接観察による臨界流体の音速測定, 日本マイクログラビティ応用学会誌, 21, 165 (2004).
- (2) 廣田 襄, 小林礼人: 先端ウオッチング調査報告スペースケミストリー—宇宙の, 宇宙での, 宇宙への化学—, 化学と工業, 56–7, 41 (2003).
- (3) 河合 潤: 微小重力物理学研究シナリオの紹介, 日本マイクログラビティ応用学会誌, 19, 70 (2002).
- (4) 小林礼人, 微小重力を利用した基礎物理現象の研究, 日本マイクログラビティ応用学会誌, 18, 245 (2001).
- (5) 石川正道, 宇宙実験の意義と夢, 化学と工業, 54–5, 569 (2001).
- (6) 清水順一郎, 井口洋夫, 微小重力環境を用いた物理実験, 日本物理学会誌, 56, 755 (2001).
- (7) 微小重力物理学分野研究シナリオ初版, 宇宙環境利用研究委員会 (2001).
- (8) 石川正道, 微小重力下における非平衡物理, 日本マイクログラビティ応用学会誌, 17, 14 (2000).

技術資料

- (1) Seminars on chemical physics under microgravity 2002, NASDA-CON-030001 (2003).
- (2) Seminars on chemical physics under microgravity 2001-2002, NASDA-CON-020001 (2002).

書籍

- (1) 理論・計算化学, クラスタ, スペースケミストリー, 日本化学会編, 丸善 (2003).

学会発表 (海外)

- (1) M. Ohnishi, S. Yoshihara, M. Sakurai, Y. Miura, M. Ishikawa, H. Kobayashi, T. Takenouchi, J. Kawai, K. Honda and M. Matsumoto, Ultra-Sensitive High-Speed Density Measurement of "Piston Effect" in a Critical Fluid, International Symposium on Physical Sciences in Space, Toronto, (2004).
- (2) Y. Miura, K. Honda, J. Kawai, M. Matsumoto, M. Sakurai, S. Yoshihara, M. Ohnishi, H. Kobayashi, T. Takenouchi, M. Ishikawa: Direct observation of the density wave in supercritical CO₂ by piston effect, 2nd International Symposium on Physical Sciences in Space, Toronto (2004).
- (3) M. Matsumoto, J. Kawai, K. Honda, M. Ohnishi, S. Yoshihara, M. Sakurai, M. Ishikawa, H. Kobayashi, and Y. Miura, Numerical Simulation of an Elementary Process of the "Piston Effect" in a Critical Fluid, International Symposium on Physical Sciences in Space, Toronto, (2004).
- (4) M. Ohnishi, S. Yoshihara, M. Sakurai, Y. Miura, H. Kobayashi, M. Ishikawa, J. Kawai, K. Honda, and M. Matsumoto: Acoustic speed of CO₂ near its critical point, 54th International Astronautical Congress, IAC-03-J_1_05, Bremen, (2003).
- (5) H. Kobayashi, T. Takenouchi, M. Ishikawa, K. Honda, J. Kawai, M. Matsumoto, M. Sorai, M. Ohnishi, S. Yoshihara, M. Sakurai, and Y. Miura: Research for elementary processes of the piston effect, The 10th International Space Conference of Pacific-basin Societies, Tokyo (2003).
- (6) M. Ishikawa, Japanese Programs of Nonlinear Sciences and Fundamental Physics under Microgravity, PPBWS(2001).

学会発表 (国内)

- (1) 石川正道, 小林礼人, 竹之内武義: 微小重力下における基礎物理学および化学, 第20回宇宙利用シンポジウム, 相模原 (2004).
- (2) 小林礼人, 竹之内武義, 石川正道, 本多克也, 河合 潤, 松本昌昭, 徂徠正夫, 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 三浦裕一: ピストン効果素過程の探求, 第20回宇宙利用シンポジウム, 相模原 (2004).
- (3) 小林礼人, 竹之内武義, 石川正道, 本多克也, 河合 潤, 松本昌昭, 徂徠正夫, 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 三浦裕一: 臨界二酸化炭素のピストン効果実験VI, 日本物理学会, 九州大 (2004).
- (4) 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人: 臨界流体の"ピストン効果"直接観察, 第1回宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部公開研究発表会, 日本科学未来館 (2004).
- (5) 小林礼人, 河合 潤, 清水順一郎, 本多克也, 石川正道, 河野昌仙, 松本昌昭, 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 三浦裕一: 臨界二酸化炭素のピストン効果実験III (実験), 日本物理学会, 東北大 (2003).
- (6) 河野昌仙, 松本昌昭, 本多克也, 石川正道, 小林礼人, 河合 潤, 清水順一郎, 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 三浦裕一, 小貫 明: 臨界二酸化炭素のピストン効果実験IV (解析), 日本物理学会, 東北大 (2003).
- (7) 小林礼人, 竹之内武義, 清水順一郎, 本多克也, 石川正道, 河合 潤, 松本昌昭, 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 三浦裕一: 臨界二酸化炭素のピストン効果実験V, 日本物理学会, 岡山大 (2003).
- (8) 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 三浦裕一, 小林礼人, 竹之内武義, 石川正道, 河合 潤, 本多克也, 松本昌昭: ピストン効果直接観察による臨界流体の音速測定, 日本マイクロ重力応用学会第19回学術講演会, 浜松 (2003).
- (9) 河合 潤, 小林礼人, 清水順一郎: 微小重力環境を利用した基礎物理学研究の展望, 第18回宇宙利用シンポジウム, 相模原 (2002).
- (10) 小林礼人, 河合 潤, 清水順一郎, 本多克也, 石川正道, 河野昌仙, 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 三浦裕一: 臨界二酸化炭素のピストン効果実験, 日本物理学会, 立命館大 (2002).
- (11) 小林礼人, 河合 潤, 清水順一郎, 本多克也, 石川正道, 河野昌仙, 大西 充, 吉原正一, 桜井誠人, 三浦裕一: 臨界二酸化炭素のピストン効果実験II, 日本物理学会, 中部大 (2002).

発行日 2005年3月31日
編集・発行 独立行政法人 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522
東京都調布市深大寺東町七丁目44番地1
TEL 0422-40-3000 (代表)
印刷所 株式会社 東京プレス
〒174-0075 東京都板橋区桜川2-27-12

©2005 JAXA

※本書(誌)の一部または全部を著作権法の定める範囲を超え、無断で複写、複製、転載、テープ化およびファイル化することを禁じます。

※本書(誌)からの複写、転載等を希望される場合は、下記にご連絡下さい。

※本書(誌)中、本文については再生紙を使用しております。

〈本資料に関するお問い合わせ先〉

独立行政法人 宇宙航空研究開発機構 情報化推進部 宇宙航空文献資料センター



宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency