

回転下固体ヘリウムの弾性に関する研究

2020 年度

立木 智也

学位論文 博士（理学）

回転下固体ヘリウムの弾性に関する研究

2020 年度

慶應義塾大学大学院理工学研究科

立木 智也

目次

第1章	序論	1
第2章	^4Heの性質	5
2.1	液体 ^4He	5
2.1.1	二流体モデル	5
2.1.2	熱機械効果	7
2.1.3	特殊な音波	8
2.1.4	量子渦	9
2.2	固体 ^4He	10
第3章	固体^4He研究の歴史	12
3.1	固体 ^4He に対する理論について	13
3.2	固体 ^4He 研究の歴史	14
3.2.1	初期の固体 ^4He を扱った実験について	14
3.2.2	ねじれ振り子以外の手法で固体 ^4He を調べた実験について	19
3.2.3	近年の固体 ^4He の発展的な研究について	24
3.2.4	これまでの実験を踏まえた本論文の実験の位置づけ	31
第4章	固体^4He研究のこれまでの解釈	34
4.1	ねじれ振り子測定と固体 ^4He 弾性測定の比較	34
4.2	固体 ^4He の弾性変化	36
4.2.1	転位の性質	37
4.2.2	転位モデルによる固体 ^4He 実験の解釈	41
4.3	ねじれ振り子共鳴変化の原因	44
4.3.1	ロッド中の固体ヘリウム	44
4.3.2	Maris 効果	45
4.3.3	弾性加速効果	45
第5章	固体^4Heの弾性率測定	47
5.1	弾性率測定の目的	47
5.2	弾性率測定の方法	47
5.2.1	弾性率測定のセルについて	47
5.2.2	弾性率測定の原理について	49
5.2.3	弾性率の測定系について	51

5.2.4	圧力計について	51
5.2.5	キャピラリーブロック法	52
5.3	弾性率測定のパックグラウンドについて	53
5.4	弾性率測定の結果	55
5.4.1	バックグラウンドについて	55
5.4.2	固体 ^4He を入れた時の変化	57
5.4.3	回転掃引の結果について	65
5.5	弾性率測定のまとめ	67
第 6 章	floating core 振り子	69
6.1	実験の目的	69
6.2	ねじれ振り子測定	70
6.2.1	ねじれ振り子測定の原理	70
6.2.2	振動速度測定	76
6.2.3	phase lock loop 法	78
6.3	floating core 振り子について	80
6.4	floating core 振り子の実験結果	83
6.4.1	空セルの結果について	83
6.4.2	固体 ^4He が入った場合の挙動について	84
6.4.3	温度掃引の結果について	85
6.4.4	回転掃引の結果について	96
6.4.5	floating core 振り子の回転依存性について	102
6.5	floating core 振り子の結果のまとめ	105
第 7 章	composite 振り子	107
7.1	実験の目的	107
7.2	composite 振り子について	110
7.3	composite 振り子の実験結果	111
7.3.1	空セルの結果について	111
7.3.2	液体 ^4He が入った時の周波数変化について	112
7.3.3	固体 ^4He が入った場合の挙動について	113
7.3.4	温度掃引の結果について	113
7.3.5	回転掃引の結果について	121
7.3.6	composite 振り子の回転依存性について	124
7.4	composite 振り子の結果のまとめ	129
第 8 章	考察	132
8.1	ねじれ振り子の実験結果の比較	132
8.2	実験結果の解釈について	142
8.2.1	遠心力による転位の長さの伸び	142
8.2.2	^3He の移動を拡散現象としてとらえた場合	143

8.2.3	^3He と転位の衝突確率に与える影響	144
8.2.4	運動する ^3He へのコリオリ力の影響	150
8.2.5	回転実験ごとの結果の違いについて	152
第 9 章	結論	156
	参考文献	163
	謝辞	164
付 録 A	Vycor 振り子	166
A.1	Vycor 振り子について	166
A.2	Vycor 振り子の実験結果	168
A.2.1	空セルの結果について	168
A.2.2	液体 ^4He が入った時の周波数変化について	169
A.2.3	固体 ^4He が入った場合の挙動について	171
A.2.4	温度掃引の結果について	174
A.2.5	回転掃引の結果について	177
A.3	Vycor 振り子の回転依存性について	177
付 録 B	セルの図面	186
付 録 C	回転の安定性について	193
C.1	回転中の振動について	193
C.2	回転速度について	193
C.3	回転冷凍機について	201

第1章 序論

本論文は、固体 ^4He が低温で示す物性について調べた実験の結果をまとめている。本実験は、固体 ^4He に回転場を加えた際の弾性について調べるため、回転希釈冷凍機という特殊な実験系で行った。同冷凍機を用いた実験には、2010年に固体 ^4He の特異な挙動を観測した実験があり、本論文に示した実験はその後継にあたる。本論文の導入としてこの章では、 ^4He 研究の流れを述べた上で固体 ^4He について概要を示す。各項目についてより詳しい話は第2章以降に述べる。なお、Heの安定同位体は ^4He と ^3He が存在するが、本論文で示した実験は専ら ^4He の固体であるため、以降は ^4He の話として進める。

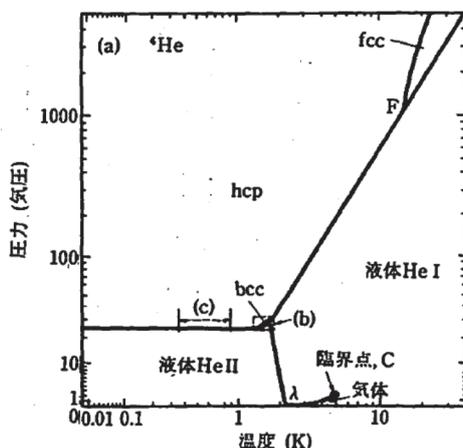


図 1.1: ^4He の温度圧力相図 [1]。

^4He が長年、研究対象とされてきた背景には、この元素が他の元素と比べ突出した特徴を持っていることにある。これを端的に確かめるには、図 1.1 に示した ^4He の温度圧力相図がわかりやすい。図からもわかるように、 ^4He の特徴として、まず沸点がおよそ 4 K という極めて低い温度であることが挙げられる。他の元素が液化する温度よりもさらに低温にしても気体であり続けることから、1908年にオランダの H. Kamerlingh Onnes により液化が成功するまでは ^4He は「永久気体」とも呼ばれていたほどである。液体の ^4He は、低い沸点という特性が活かされ寒剤として利用されることが多い。例えば、Onnes が 1911 年に水銀の電気抵抗が 4.2 K 付近で急激に減少することを見つけ、超伝導研究の基礎を築いた際にも、液体 ^4He は冷却に用いられている。低温環境を実現するための材料として用いられる一方で、 ^4He の液化に成功して以降、液体 ^4He 自身の性質の研究も盛んに行われた。

実際、他の元素と比べずっと低い温度にしないと液化しない ^4He は、興味深い物理的性質を持つことがわかっている。例えば、 ^4He は、その質量の軽さおよび原子間引力の弱さによって、絶対

零度付近においても常圧では固化できずに液体として存在する。しかし、熱力学の第三法則によって、絶対零度でのエントロピーは0にならなくてはならない。エントロピーが0であるということは、統計力学に従えば系がとり得る状態の数が唯一ひとつになっていることを意味する。 ^4He がボース粒子であることを踏まえて量子力学的に考えれば、系がとり得る状態の数が一つになるという現象は、ボース粒子の凝縮と関係があると考えられる。これは絶対零度近傍の極低温で、多数の原子が最低エネルギーの単一状態を占めているとして記述される状態で、ボース-アインシュタイン凝縮 (BEC) と呼ばれる。BEC を起こすと、液体 ^4He はあたかも系の粒子全体が一体となっているかのような性質を示すようになる。例えば、個々の原子同士が全く同じ運動状態を持っていることにより原子同士の摩擦がなくなることが推察され、実際に液体の粘性の消失という巨視的な現象として表れる。この粘性が消失した特異な液体状態は通常の流体 (常流動) と区別され、超流動状態と呼ばれる。実際に理論的にボースアインシュタイン凝縮を起こす温度 T_c の計算に、 ^4He のパラメタを代入すると、液体 ^4He が超流動転移を起こす $T_\lambda = 4.2 \text{ K}$ と近い $T_c \approx 3.1 \text{ K}$ が得られ、超流動とボースアインシュタイン凝縮は大きな関係を持つことがわかる。常流動から超流動への相転移は ^4He の場合 2.17 K 付近から徐々に進み、絶対零度では全ての液体部分が超流動となる。

上記を踏まえ超流動転移したことが粘性の消失として表れたことを言い換えれば、量子力学で記述されるようなミクロな世界での事象が、実験的に観測可能なマクロな世界の現象として表れたことになる。そのため、超流動状態を記述する波動関数は「巨視的波動関数」と呼ばれる。また、超流動では粘性の消失以外にも、フィルムフローや熱機械効果といった現象を観測することができる。通常の音波とは異なる波の伝播といったことも挙げられ、理論と良い一致を見せた。このように実験、理論、両面の発展を伴いながら、液化の成功以降、液体 ^4He の超流動現象の理解が進んできた。

さて、常圧下では絶対零度でも上記のような興味深い超流動状態として液体の状態を保っている ^4He も、25 気圧以上の圧力をかけることで固体を生成することができる。その結晶構造は相図上大部分の固相領域が hcp 固体となっており、融解圧曲線近傍で比較的高い温度 (1.6 K) で bcc となる。あるいは常温であっても、1000 気圧という非常に大きな圧力をかけた場合には fcc の結晶構造をとることが知られている。これら各結晶構造の分布は図 1.1 で確認できる。固体となった ^4He も液体同様、非常に興味深い性質を持つことが昔から知られてきた。特殊な極限環境でしか生成できないにもかかわらず、この固体が研究対象として扱われていた理由には、例えば格子欠陥の研究にふさわしかったことが挙げられる。鈴木秀次は、固体 ^4He の利点として

- (1) 同位体以外の不純物が混入しない高純度な固体である。
- (2) 圧力を変化させることで格子定数、弾性定数などの物質定数を広く連続的に変えられる。
- (3) 多粒子系の運動を古典力学で記述できる状態から量子力学で取り扱わなければならない状態まで連続的に変えられる。

といった特徴を挙げている [1]。これらの特徴が、固体中の格子欠陥の様子を研究するのに固体 ^4He が適しているとされる理由である。そして本論文はこの欠陥の物理に深く影響される固体 ^4He の弾性を調べた実験について論じる。

弾性を調べる実験含め、固体 ^4He の実験が特に盛んに行われるようになったきっかけには、先述した超流動が深く関わっている。そのきっかけとは「超流動固体」の存在の予言であり、既に知

られた ^4He 相図の固相の領域が、この特異な相の存在によって書き変わるのではないか、という議論が 1970 年代からなされてきた。直感的に考えると、超流動とはその名が示すように流動性を持つ物質に当てはまる性質であり、一方、固体とは「固い」物体であって流動性を考えることは矛盾しているように思われる。しかし、理論家たちは液体 ^4He の超流動が見つかって間もないころから固体 ^4He も超流動を示すだろうという予想を立ててきた。液体 ^4He が超流動性を有する理由の一つである原子の軽さによって、 ^4He は固体となった状態において、格子点周りで激しい振動をしている。この激しさの度合いは、ゼロ点での振動振幅が最近接原子間距離の 26 % 程度にもなるほどである。そのため、仮に結晶を組んだ固体中に空孔が存在している場合、この空孔は、大きな振動振幅を持つ周りの原子と位置交換を起こす可能性がある。もし一箇所にとどまらず「非局在化」した空孔が BEC を起こすことがあれば、系全体としては超流動性の発現とみなせる。初期の超流動固体の研究はこのようなモデルを基に発展していった。上記のようにこのモ

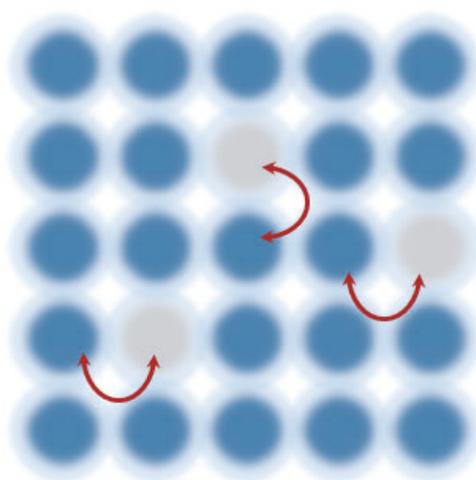


図 1.2: ボーアパラメタが大きく波動関数の重なりが大きい事に加え、ゼロ点振動の振幅が最近接原子間距離の 30% 程度にもなるという特徴を持つ固体 ^4He は容易に原子の位置交換が起こるとされる。

デルを適用するのに、古典的に考えた場合にはゼロ点で各格子点位置に静止してしまうため位置交換を起こせないが、量子力学的過程を考えるとゼロ点振動のおかげで位置交換を行うことが可能である。これを踏まえると、ゼロ点振動の振幅が大きく最近接原子間距離の 30% 程度にもなる固体 ^4He は超流動性を示す可能性があると考えられ、量子性が強く表れる量子固体として恰好の実験対象となってきた。現実には実験による観測への取り組みは多くの失敗があったものの、2004 年に超流動の兆候と思われる観測の成功がなされた後にこの超流動が本物かどうかを見極める実験が活発に行われてきた。

今日に至るまで、固体 ^4He が液体の超流動と同じ性質を示すという確定的な証拠は見つかっていない。それどころか最近の固体 ^4He を調べた実験結果は、超流動性以外の理由で説明されることが多い。超流動固体 ^4He は興味深いトピックであるものの、これを見つけるための一つ一つの実験結果を理論的に考察しようとしても、包括した理解を「拒む」ような結果が次々に出てくる発表されてきた。実際、2003 年にノーベル賞を受賞した A. Leggett も、“the enigma of supersolidity continues to defy agreed theoretical explanation”と語っているほどである [2]。これらの謎を解

き明かすのに理論的にも実験的にも有力とされているのが、固体 ^4He が極低温で示す特異な弾性変化である。そんな固体 ^4He についてより深く理解する為の一端として、回転により固体 ^4He の弾性がどのような影響を受けるのかを研究した結果を本論文で紹介する。

なぜ特殊な冷凍機を用いてまで固体 ^4He への回転場の影響を調べる必要があるのか、その動機については、固体 ^4He が示しうるとされた超流動様の現象の解釈を進めることが挙げられる。2010年に Science 誌に”Evidence of Supersolidity in Rotating Solid Helium”と題され発表された回転に対する固体 ^4He の反応 [3] は当初、固体 ^4He が超流動性を示す強力な証拠とされた。その結果を巡っては、2012年に行われた国際学会中の、固体超流動に関するワークショップでも最初に議論に上がるほど注目された。この実験のより前に行われていた固体 ^4He が超流動を示したと解釈された多くの実験が、実際は固体 ^4He の弾性の変化で説明される中、この回転場を与えた時の結果を解釈するには、実験を行うのに回転冷凍機という特殊な装置を必要とすることもあって実験事実が不足しており、そのため理論的に結果を解釈する際の問題となっていた。本論文は同実験およびこれに関連し出された論文 [4,5] に関連して行った実験結果を示している。

本論文では、これまでに前例のない二つの実験を行っている。それらの特徴を簡潔に記すと次のようになる。

- ピエゾ素子を用いて行った直接的な弾性測定を初めて回転下で行った。結果、与える歪みが大きい際に回転の速度による弾性率変化の抑制を観測した
- 通常剛性を高めて固体 ^4He の弾性の影響を抑える振り子実験を、あえて固体 ^4He の弾性の影響を受けやすいセルで行い、さらに回転場を加えた場合での挙動を調べた。結果、先行研究とは異なる、固体 ^4He の回転への反応を観測した

これらの結果から、不純物の効果が弾性に影響を及ぼす固体 ^4He の性質が、従来考えられてきた理論だけでは十分に説明することが難しく、また先行研究を含め、単純な固体 ^4He の弾性変化のみでは説明できないような結果が得られた。回転場を与えるという特殊な実験環境で初めて得られたこれらの結果は、どのような特性を反映しているのか説明できるような理論的な考察の発展を促し、固体 ^4He の性質のより深い理解につながるものと考えられる。ここに述べた内容について、以降の章で詳しく記していく。

本論文の構成は次の様である。まず第2章では超流動液体 ^4He 中に見られる現象の例を簡単に紹介する。一見固体 ^4He の弾性とは関係のないトピックであるが、弾性の研究が行われる発端となった固体超流動の実験の手法は私の実験の一部で使用されており、またこれらの実験は私の実験の背景を理解するうえで不可欠である。続く第3章で、固体 ^4He を対象としてこれまで行われてきた研究について述べる。第4章では、これら固体 ^4He 研究の結果が、現在どのように解釈されているかを示す。その後、第5章から第7章ではそれぞれの章ごとに私が行った実験の背景、方法、そして結果を示す。そして第8章でそれら実験の結果についての考察を行った。なお、付録には対照実験として行った実験の結果や、メインとなった実験の補足資料、および実験全般に関わる内容をまとめている。これには各実験に用いたセルの図面、回転冷凍機についてとその回転安定性を含んでいる。

第2章 ^4He の性質

この章では、 ^4He の性質について、簡単に紹介する。本論文で扱う状態は固体 ^4He であるが、まずは液体 ^4He の特徴を紹介し、その後に固体 ^4He についてよく調べられた性質を述べている。液体 ^4He で見られる超流動が固体 ^4He 中に見出されたと考えられる実験の解釈に向けて、固体 ^4He の弾性についてもよく調べられるようになってきたという経緯があり、本論文の研究もその中の一部に位置付けられる。したがって、本論文の背景を示すためにまずはその発端となった液体超流動の性質を述べ、これを踏まえて続く第3章で本論文の意義を明らかにする。なお、内容は Tilley&Tilley [6]、Enss&Hunklinger [7]、Chan *et al.* [8]、山田・大見 [9]、鈴木 [1]などを参考にした。

2.1 液体 ^4He

固体 ^4He に対する実験の歴史やその中身を理解する為に、この節では、まず液体超流動について述べる。固体 ^4He の超流動性を調べた実験の歴史は第3章で述べるが、初期の実験の多くは、超流動で観測される現象を固体でも観測することを足掛かりに行われた。固体 ^4He が超流動性を持つ場合にはこの節で示す一部の実験事実と同様な観測が期待されるとして、固体超流動を調べる際には液体超流動を調べる場合と似た実験セルが使用されてきた。そこで、こういった実験が超流動性、ひいては固体 ^4He 研究に対してなされてきたのかを知るために液体超流動の性質について紹介する。

2.1.1 二流体モデル

固体 ^4He に超流動性があったときにその割合がどの程度見えると予想されるかは実験が盛んに行われるようになる前から理論的に考えられてきた（例えば Leggett [10] など）。この割合に関する考え方の元になる二流体モデルを最初に取り上げる。

二流体モデルは超流動状態で観測される現象を説明するうえで簡便なモデルとして扱われる。このモデルが最初に Tisza(1938)によって提唱された時には、当時矛盾しているように思われた二種類の超流動 ^4He の粘性測定実験の結果を説明するのに用いられていた。その二つの実験の概要を以下に挙げる。

- 細管でつないだ二つの容器間の流れ：超流動 ^4He が入った二つの容器を、 $0.1\sim 4\ \mu\text{m}$ 程度の径の細管でつないだ時、細管中の流れの速さは、細管に沿った圧力勾配にほとんどよらず一定であった。これは、圧力勾配がなくても流れる、粘性ゼロの状態が超流動 ^4He で実現していることを示している。

- 回転粘性計の実験：二重円筒の間に液体 ^4He を用意し、内側の円筒の回転から流体を介して外側の円筒に伝わるトルクを調べると、超流動転移温度以下でも有限なトルクを得る。粘性がなければ外側にトルクが伝わらないことから、この実験は、転移温度以下でも超流動 ^4He が有限の粘性を持っていることを示している。

細管の実験は、いわゆる永久流の実験によって裏付けがなされた。また回転粘性系の実験は、振動ワイヤやねじれ振り子の実験によって裏付けがなされた。これらの実験は、超流動 ^4He に、粘性を持つ状態と持たない状態という相対する状態が同時に存在しているという性質があると考えられる。その考えを元に提唱された二流体モデルでは、超流動 ^4He を、粘性を持つ常流動成分と粘性を持たない超流動成分の二種の液体の混合物であるとして考えている。具体的には、常流動成分と超流動成分の密度および運動量を用いて、液体全体の密度 ρ と運動量 j が

$$\rho = \rho_n + \rho_s \quad (2.1)$$

$$j = \rho_n v_n + \rho_s v_s \quad (2.2)$$

で表すことができると考える。ここで添え字の n は常流動成分を、 s は超流動成分を表す。そして

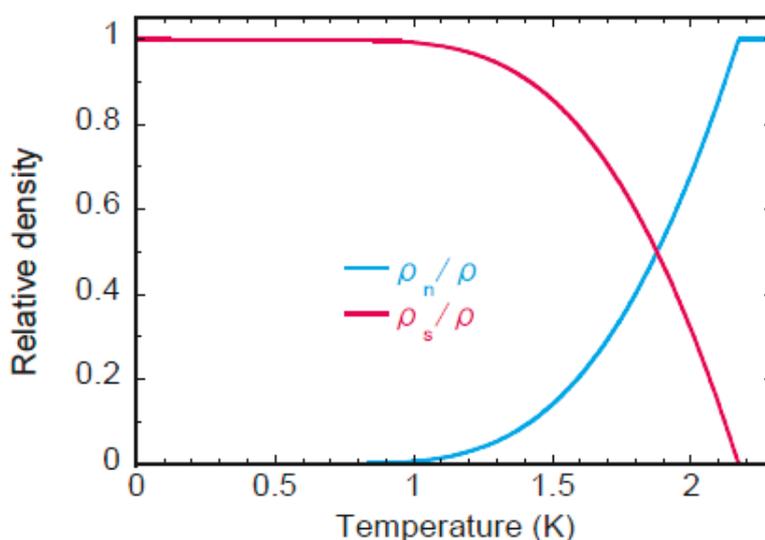


図 2.1: 二流体モデルの常流動成分比 ρ_n/ρ と超流動成分比 ρ_s/ρ のそれぞれの温度に対する割合の変化。1 K 以下では液体のほとんど全体が超流動となっている。

これら二つの成分は、図 2.1 に示したように温度によってその割合が変化すると考える。ただしこの二つの成分を独立に扱うことができるのは流体の速度が小さいときのみであり、速度が高い時には相互作用するため図 2.1 のような関係を保たない。このような仮定¹をおく二流体モデルを用いて、先の二つの実験結果は、

- 細管でつないだ二つの容器間の流れ：超流動成分のみが細管を通して容器間を流れた。

¹二つの成分の違いは、粘性の有無だけでなく、エントロピーの輸送を担うか否かにも表れる。粘性を持つ常流動成分はエントロピーの輸送に関与し、粘性のない超流動成分はエントロピーの輸送に関与しないと考える。

- 回転粘性計の実験：常流動成分が持つ有限の粘性によってトルクが伝わった。

と説明される。

なお、粘性のない超流動成分の運動は巨視的波動関数 ϕ で記述され、

$$\psi = \sqrt{n}e^{i\phi} \quad (2.3)$$

となる。ここで n は凝縮体の密度であり、 ϕ は波動関数の位相である。超流動成分の流れの速度 v_s は上記の巨視的波動関数に運動量演算子 $p = -i\hbar\nabla$ を使って求めることができる。

$$\begin{aligned} -i\hbar\nabla\psi &= -i\hbar\nabla\sqrt{n}e^{i\phi} \\ &= \hbar\sqrt{n}e^{i\phi}\nabla\phi \\ &= \hbar\nabla\phi\psi = p\psi \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\therefore p = m_4v_s = \hbar\nabla\phi \quad (2.5)$$

$$\therefore v_s = \frac{\hbar\nabla\phi}{m_4} \quad (2.6)$$

ただし m_4 は ${}^4\text{He}$ の質量である。(2.6) 式から、 v_s は位相の勾配に比例することが分かる。

2.1.2 熱機械効果

固体 ${}^4\text{He}$ の研究として、超流動に特有な噴水圧力を固体 ${}^4\text{He}$ を用いて観測しようという試みがある。これは液体超流動で熱機械効果として知られる現象に由来する。この節ではこの熱機械効果について紹介する。

2.1.1 節で取り上げた二つの実験のうち、細管でつないだ二つの容器の流れを調べる実験では、二つの容器に温度差をつけた時に圧力差ができる様子が観測されている。温度を ΔT 上げた側の容器は、温度を上げていない側の容器に比べ Δp の圧力分だけ液面が高くなる。この現象もまた二流体モデルを基として理解される。二流体モデル中の二つの成分を支配する流体力学的方程式のうち、超流動成分に関する Euler 方程式を考える。その結果のみを引用すると、

$$\frac{Dv_s}{Dt} = -\frac{1}{m_4} \frac{\Delta\mu}{\Delta x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta x} + \sigma \frac{\Delta T}{\Delta x} = 0 \quad (2.7)$$

となる。(2.7) 式について、 $\Delta\mu$ は温度勾配をつけたことによる化学ポテンシャル差を表し、 m_4 は ${}^4\text{He}$ の質量、 σ は単位質量あたりのエントロピーを表す。(2.7) 式より、圧力差と温度差について

$$\frac{\Delta p}{\Delta T} = \rho\sigma \quad (2.8)$$

が成り立つ。実験結果を説明する上記の温度と圧力の関係は、熱機械効果と呼ばれる。二つの容器の代わりに、片方の端が超流動 ${}^4\text{He}$ に浸かり、超流動成分しか通ることの出来ない微粒子のパウダー (superleak と呼ばれる) を介して反対の端が ${}^4\text{He}$ の液面から出ている構造を考えれば、 ${}^4\text{He}$ に浸かった端を温めることで液面から出た容器の端から ${}^4\text{He}$ が噴水のように飛び出す現象を観測することができる。この現象は噴水効果と呼ばれ、温度差によって生じた圧力差により噴水ができることから、この圧力差を噴水圧力と呼ぶことがある。

2.1.3 特殊な音波

二流体モデルを用いると、超流動中を伝播する音波の存在が予言され、これらは実験的に確かめられてきた。固体 ^4He についても、他の実験と比べるとあまり実験例はないものの、特殊な音波を調べる実験が行われた例がある。この節ではそのような特殊な音波がどのような性質をもちうるのかを紹介する。

理論的に予言された音波がどのような性質を持つかは、それら音波の導出の結果を考えると分かりやすい。その導出は、連続の方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot j = -\nabla \cdot (\rho_s v_s + \rho_n v_n) \quad (2.9)$$

およびエントロピーの保存式

$$\frac{\partial(\rho\sigma)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\sigma v_n) = 0 \quad (2.10)$$

そして、二流体に関する運動方程式から速度に関する二次の項を除いて得られる

$$\rho_s \frac{\partial v_s}{\partial t} = -\frac{\rho_s}{\rho} \nabla p + \rho_s \sigma \nabla T \quad (2.11)$$

$$\rho_n \frac{\partial v_n}{\partial t} = -\frac{\rho_n}{\rho} \nabla p - \rho_s \sigma \nabla T - R v_n \quad (2.12)$$

を用いて導くことができる。ただし、(2.12) 式の最後の項 $-R v_n$ は常流動成分に対する抵抗を表した項で、常流動体が粘性によって運動できなくなるような構造（スーパーリークと呼ばれる）中に閉じ込められている時に考慮しなくてはいけない項である。

まずは $R = 0$ 、つまり常流動体が特に制限されないようなバルク空間での運動を考える。これらの (2.9) 式から (2.12) 式を用いて、密度とエントロピーに対する平面波解

$$\rho = \rho_0 + \rho' \exp[i\omega(t - z/C)] \quad (2.13)$$

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma' \exp[i\omega(t - z/C)] \quad (2.14)$$

を探す。計算の詳細は省き結果のみを記すと、

$$C_1^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_\sigma \quad (2.15)$$

$$C_2^2 = \frac{\rho_s}{\rho_n} \sigma^2 \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma} \right)_\rho \quad (2.16)$$

を用いて

$$\begin{aligned} \left[\left(\frac{C}{C_1} \right)^2 - 1 \right] \left[\left(\frac{C}{C_2} \right)^2 - 1 \right] &= \left(\frac{\partial p}{\partial \sigma} \right)_\rho \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_\sigma \left(\frac{\partial T}{\partial \rho} \right)_\sigma \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_\rho \\ &= \frac{C_p - C_v}{C_p} \end{aligned} \quad (2.17)$$

を得る。超流動ヘリウム中で C_p と C_v がほとんど等しいことから (2.17) 式の解は $C = C_1$ か $C = C_2$ となる。 $C = C_1$ では、(2.15) 式から、密度の変化が波として伝播する。これは第一音波と呼ば

れる通常の音波の定義であり、常流動体と超流動体の二つの流体は同位相で動く。 $C = C_2$ では、(2.16) 式から、温度の変化が波として伝播する。この波は、第二音波と呼ばれ、常流動体と超流動体は全体の密度を一定に保ちながら互いに逆位相で動く。速度の大きさを比較すると、 C_2 は C_1 より一桁小さい。また、(2.16) 式は C_p を用いて書き直すことができ、

$$C_2^2 = \frac{\rho_s T \sigma^2}{\rho_n C_p} \quad (2.18)$$

となる。この式によって、 ρ_s や ρ_n の測定を行うこともできる。

次に、常流動体が粘性によって動けなくなり、(2.12) における R が $R \rightarrow \infty$ の場合を考える。途中計算は省くと、次の様な位相速度を持つ波の存在が予言される。

$$C_4 = [(\rho_s/\rho)C_1^2 + (\rho_n/\rho)C_2^2]^{1/2} \quad (2.19)$$

この波は、スーパーリーク中を伝わる密度波で、第四音波と呼ばれる。実験的には酸化クロムの微粒子を詰めてスーパーリークとし、その前後につけた共鳴器によって音波の速度を測る方法で観測され、(2.19) と良く一致した [11]。

第二音波、第四音波は超流動に特有な波であり、第一音波と比べて速度が小さいため、”slow sound mode” として呼ばれ、固体 ^4He にそのようなモードの波が伝播するかどうか調べられた。

2.1.4 量子渦

超流動では、(2.6) 式で表されるような速度場があった。このような速度場中で、流体力学で用いられる循環 κ を考えることで、特異な渦が存在する状態を予言することができる。本論文の特徴である回転場とも関係するこの超流動特有な渦について紹介する。

流体力学の知識を使って、循環 κ を求めると、

$$\kappa = \oint \mathbf{v}_s \cdot d\mathbf{l} \quad (2.20)$$

となり、(2.20) 式に (2.6) 式を代入すると、

$$\kappa = \frac{\hbar}{m_4} \Delta\phi_L \quad (2.21)$$

となる。 $\Delta\phi_L$ はある周回積分上の経路に沿った位相の勾配を表すが、波動関数の一価性から、位相は 2π の整数倍しかとらない。これを踏まえると、 $n = 1, 2, 3, \dots$ を用いて

$$\kappa = \frac{h}{m_4} n \quad (2.22)$$

となり、 $h/m_4 = 9.98 \times 10^{-8} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ は循環量子と呼ばれる。つまり、(2.22) 式は、循環 κ が循環量子を単位に量子化されていることを表している。このような量子化された渦は、原子の大きさ程度の渦芯を持ち、回転速度によって液体中に表れる数が異なる。

以上までが液体超流動 ^4He に対して、観測されてきた現象である。液体超流動の性質は他にもフィルムフローや超熱輸送等があるが、この節では固体 ^4He の研究に関連する代表的な現象を取り上げた。

2.2 固体 ^4He

この節では固体 ^4He について、超流動に限らない、よく知られた性質について紹介する。

固体 ^4He の著しい特徴の一つは、原子自体の軽さと弱い相互作用によって、絶対零度であっても 25 気圧程度の圧力をかけなければ生成されないことである。結晶構造は低温の幅広い圧力域で hcp 相をとり、融解曲線近くでなおかつ 1.4 ~ 1.8 K 程度の温度で bcc 相となる。また、十分高い圧力 (1000 気圧以上) をかければ 15 K 以上の「高温」で fcc 相にもなる。

固体 ^4He が量子固体と呼ばれる理由は、量子力学的な効果が顕著なことにある。実際その効果がどのように表れるかを、いくつかの項目について示す。

- 固体の量子性を示す Boer パラメタ Λ が大きい。これはゼロ点エネルギーとポテンシャルエネルギーの比で

$$\Lambda = \frac{h}{\sigma\sqrt{m\epsilon}} \quad (2.23)$$

と表される。ここで h はプランク定数、 σ はポテンシャルエネルギーの及ぶ距離、 m は質量、 ϵ はポテンシャルの深さを表す。 Λ が大きいということは、格子の中で近接する原子の波動関数同士の重なりが大きいことを意味する。その結果、隣り合う 2 個の原子が直接位置を交換する確率が高く、格子点間のトンネルが容易となる。希ガス元素の固体と Λ の大きさを比べると、Xe は 0.064、Kr は 0.103、Ar は 0.186、Ne は 0.577 という値であるのに対し ^4He は 2.61 という桁外れに大きな値を持つ²⁾。

- 比熱自体は低温で Debye の T^3 則に従う。ただし、Debye モデルから導かれる原子振動の大きさと最近接原子間距離の比は 0.2 を超える。実験的には、モル体積にも依存するが、0.3 となる場合もある。この大きさを固体の融解に対する Lindemann criterion の観点から見る。この criterion は、固体内の原子の熱振動の大きさが原子間隔に比例するある量になったときに融解が起こると考えるモデルから導かれる。これにより計算した値は 0.15 であるため、固体 ^4He は本質的に不安定である、とされる。
- ^4He 原子を量子的な粒子と見なした時には、運動エネルギーに起因し質量に依存した「量子圧力」が格子間隔を押し広げる。この効果により、固体 ^4He の原子間隔の実験値 $a=3.67 \text{ \AA}$ は Lennard-Jones の 12-6 ポテンシャルから導かれるポテンシャルの最小値での距離よりも大きいばかりか、L-J ポテンシャルの変曲点をとる時の距離 $r = \left(\frac{26}{7}\right)^{1/6} \sigma = 3.18 \text{ \AA}$ よりも大きくなっている。よって、ある一つの原子を考えた時に、周りの最近接原子が格子の平衡位置に固定されている場合のポテンシャルエネルギーを考えると、ある原子の平衡位置はポテンシャルの最小ではなく最大となる。このことから、 ^4He 原子は結晶を組むこと自体が不安定である。

上記に挙げた性質により、固体 ^4He は量子固体と呼ばれる。これらの性質はいずれも、原子の軽さおよび相互作用の小ささに起因している。固体 ^4He を調べる利点として、例えば、高い圧縮率を持ち広い密度範囲で単純な結晶構造の性質を調べるのに適していることが挙げられる。これは、固体 ^4He が古典的な固体の 2、3 倍の格子間隔を持つことに由来している。また、仮に固体 ^4He 中

²⁾ ^3He はさらに大きく 3.01 となる。

に空孔子が存在していたとすると、この空孔子も格子間でのトンネルが容易であると考えられる。周りの ^4He 原子が作る周期的なポテンシャルによって、この空孔子はコヒーレントな状態として固体中を伝播する波として非局在化する。この考えが、次の章で述べる、固体 ^4He の超流動性を考察する上での起点となった。

第3章 固体⁴He研究の歴史

2章で示したように、固体⁴Heは常圧では絶対零度であっても生成されず、25気圧以上かけて初めて作り出すことができる。鈴木秀次はその特徴 [1] として、同位体以外の不純物が混入しないこと、圧力の変化で格子定数をはじめとした物質の定数を変えられること、多粒子系の運動として古典力学で記述できる状態から量子力学で扱う状態まで変えられることを挙げている。これらの特徴から、固体⁴Heは固体中の格子欠陥の様子を研究するのに適しており、注目されてきた。

研究により明らかになった格子欠陥の物理は、以降で紹介する超流動性と期待されたいくつかの結果について説明する際の基礎にもなっている。この超流動性発現は固体⁴He研究のテーマとして2000年代以降盛んに実験が進んでいた。一見直感に反する、固体⁴Heの超流動性自体は、その存在が理論的に長年予言されていたものが見つかっていなかった、固体⁴Heにおける大きな研究動機の一つであった。そして2004年の画期的な実験結果が発表されて以降様々な実験が行われ、それまで知られていなかった性質が明らかとなった。そしてそれらの実験こそが固体⁴Heの弾性の研究の発展にも貢献した。

本論文の第5章以降では、これら固体⁴He研究の中で代表的な圧電素子を用いた弾性変化の測定およびねじれ振子子の測定を、回転下で行った結果を述べている。実験結果に入る前に本章では、これまでの固体⁴Heに関する研究について発展するきっかけとなった2004年の実験以降の歴史を中心に概観し、本論文の特徴である回転下での実験がどういった位置づけになっているかを紹介する。

なお、第7章以降の実験の章の冒頭には、各実験を行った背景をそれぞれ簡単にまとめている。この章では、固体⁴He研究に関連するこれまでの経緯を紹介するために本論文で述べている以外の実験手法についても簡単に触れつつ紹介する。

実験の歴史が主となるものの、その発端となる背景を示すために、まずは「固体⁴Heが超流動を示す可能性がある」ことについての理論的な考察の歴史について簡単に述べる。なお、代表的な実験装置であるねじれ振子子の結果については、説明として共鳴周波数の変化と記述しているも、対象の論文では共鳴周期の変化として記述されている場合がある。

本章でこれまでの固体⁴He研究の全ては紹介しつくせないが、固体⁴Heの研究の流れはこれまで幾度かまとめられてきた。例えば固体⁴He研究のレビュー論文としては、Prokofevら [12]、Balibar [13]、GalliとReatto [14]、Beamishら [15]、Balibarら [16]、ChanとHallockとReatto [8] などがある。また固体⁴Heの超流動性を話題にした読み物も出ており、Beamish [17]、Reich [18]、Chan [19]、Hallock [20] などがある。

3.1 固体 ^4He に対する理論について

固体 ^4He の超流動についての理論的な研究として、最初期には Onsager と Penrose の考察がある。彼らは、空孔子や不純物のない完全結晶では、結晶を構成している原子が局在しているため、結晶状態と超流動状態の共存は有りえないと提言した [21]。しかし、彼らの考察は、不完全結晶における超流動性までは否定していなかった。そこで Chester は低温で有限の空孔を持つ結晶が、結晶性を保ちながら BEC を示すであろうと考えた。そしてその最有力候補として、ゼロ点での量子揺らぎが大きい固体 ^4He を挙げた [22]。この考えは、Chester とは独立して Andreev と Lifshitz らによっても同時期に可能性を論じられていた。彼らは、量子力学的なトンネル効果で動く空孔を defecton と呼ばれる素励起として扱い、絶対零度であっても格子点周りのゆらぎの振幅が原子間距離の 30% 程にもなるヘリウム原子が周りにある状況下では、defecton は容易に移動でき、非局在化していると考えた [23]。そして結晶を構成するヘリウムが ^4He 、つまりボース粒子の時には defecton もボース粒子であり、これが十分な低温で BEC を起こしうると考えた。ただ、この考えを進める上で、果たして固体 ^4He の基底状態に本当に空孔子があるのかどうか定かではないという問題があった。空孔子を作るためには原子を取り除く必要がある分エネルギー的に損をする。一方、空孔子が非局在化しているならば、Heisenberg の不確定性原理によって、運動エネルギーが低下する利得がある。したがって、空孔子の非局在化によるエネルギー利得が、空孔子を作るためのエネルギーより勝っているならば基底状態で空孔子が存在していると考えられる。計算機によるシミュレーションが行われる前には、液体 ^4He の状態を表す Jastrow-Bijl 波動関数 (JWF) を用いた考察が行われた。これによると、JWF で記述されるような固体は有限の空孔子を持つということがわかった。しかし JWF を固体 ^4He の記述に用いる事ができるかどうかには疑問があり、この波動関数が仮定する空孔子同士の弱い相互作用という条件は固体 ^4He では成り立たないであろうことが難点となっていた。

初期の理論的考察の中には、では実際にどのように実験的に観測すればいいのか、という提案もあった。Leggett はその存在を確かめる方法として、非古典的回転慣性 (Non Classical Rotational Inertia, NCRI) の観測を挙げ、固体 ^4He 中に NCRI を発見することができればそれは超流動固体に他ならないとした [10]。さらに Leggett は実際の系で見積もられる、固体全体に対する「超流動固体比 (NCRI fraction)」が 10^{-4} 程度であると推定した。

上記に挙げた Chester、Andreev と Lifshitz、そして Leggett は超流動固体の理論の根本を確立した。これら以外にも理論的な研究はあったが、実際の固体 ^4He を記述するのに十分とは言えないモデルが用いられているなど、超流動性の有無に関して信頼できる考察はなかった。一方で、理論の発展が進むと、そもそも絶対零度で空孔子は存在しないとする計算が報告された。例えば Frass は空孔子の活性化エネルギーが 8 K だとしており [24]、Boninsegni らは Path Integral Monte Carlo 法で 13 K と求めている [25]。これは、通常固体 ^4He の超流動を議論するような 0.1 K よりはるかに大きな値となっている。したがって、初期の理論的考察で予言されていたようなゼロ点空孔子の超流動は起こらないとされた。ただどのような考え方であっても結論としては、基底状態が欠陥を含んでいた場合に、ボース粒子の固体で超流動状態が起こる可能性を否定してはいなかった。

1970 年前後の固体超流動に関する最初期の理論的な研究はその後、2004 年までは実験で否定的な結果しか得られなかったことからあまり進展しなかった。シミュレーション方法が確立し、モンテカルロ法による計算が行われるようになって、これが固体 ^4He に適用された例はほとんど

なかった。そのような状況で唯一 shadow wave function (SWF) が適用され、空孔と BEC の関係について調べられた例がある。そのきっかけは、Goodkind らが固体 ^4He 中の音波の測定を行った際に、空孔によって引き起こされた BEC という観点から結果を解釈したことである（後述）[26,27]。SWF による計算では、空孔が固体内を飛び移るまでの平均の時間は ^4He 原子が平衡位置の周りを振動している周期の 4 倍であることや、空孔の有効質量 m^* が ^4He 原子の質量 m_4 と比をとった時に $m^*/m_4=0.3-0.4$ 程度となることが導かれた。

2004 年に実験的に固体 ^4He の超流動性の存在について有力とされる結果が得られて以降は理論の発展が進み、量子モンテカルロ法を用いた計算や、多体系の理論、現象論的なモデルを用いた研究が進んだ。それらの詳細は理論の内容としてこの論文の範疇を超えるため割愛する。しかし固体超流動に対する現在の理論の考え方は、ボース粒子の超固体状態が存在するかどうかは問題とはしておらず、そのような状態がどのような系で見つかるかが問題となっている。ボース粒子の冷却原子が固体超流動を起こすことは理論的に強力な証拠があるとされ、実験による観測も期待されている。これに比べると、固体 ^4He の超流動は当初考えられていたよりもずっと複雑であり、未だに議論の余地がある。

3.2 固体 ^4He 研究の歴史

本節から、固体 ^4He に対して盛んに実験が行われるようになったきっかけである、超流動性に関する初めての実験的な証拠と言われる論文を始めとして、近年に至るまでの固体 ^4He 研究の歩みを述べる。実験で固体 ^4He の超流動発現を示唆する結果が得られたことを発端として、この実験結果に対して様々なアプローチで追実験が行われ固体超流動の性質が明らかになった。その一方で固体 ^4He の弾性を基に結果を解釈できることを示した実験結果が出て以降は、より精度を高めた実験や超流動ならではの性質を明らかにしようという実験も行われるようになった。このような流れで行われてきた固体 ^4He の研究の歴史を、代表的な論文とその結果を挙げながら述べていく。

なお、固体 ^4He を題材にした研究は、有名な 2004 年の実験以前にも多く行われてきた。超流動探索については、M. W. Meisel の論文 [28] に、1969 年から 1990 年までの様々なグループによって行われた超流動性の探索の歴史がまとめられている。その多くは固体 ^4He の超流動について消極的な結果となっていた。それらの詳細は割愛し、固体 ^4He の実験研究を活発にするきっかけとなった 2004 年の実験から紹介する。

3.2.1 初期の固体 ^4He を扱った実験について

前の 3.1 節で示したように、固体 ^4He は超流動性を示しうる物質として期待され、その存在を実験的に示すのに有効と考えられた方法が非古典的回転慣性 (NCRI) を観測することであった。NCRI は、超流動成分の量と直接関係し、温度冷却により固体 ^4He が徐々に超流動状態になった場合、その超流動成分の割合に応じて増加する。その観測を行うのに適した実験方法がねじれ振り子法である。ねじれ振り子法の原理の詳細は実験についての第 7 章の 6.2 節で述べるが、定性的には、振り子容器の中の試料が超流動状態になることで振動に追従しなくなる様子を慣性モーメントの減少に起因する振り子共鳴周波数の増加により調べる手法である。試料中で超流動転移し

た成分の割合が増加するほど、つまり NCRI が増加するほど、周波数の増加量が大きくなる。試料が固体 ^4He の場合、振り子の共鳴周波数 (周期) の温度変化が起きれば、これを NCRI の発現、つまり固体 ^4He の超流動性の証拠とすることができると考えられる。

理論としては 1970 年前後に最初期の考察がなされ、これを基にして観測を試みた実験は失敗に終わっているものが多く、固体 ^4He 研究の大きな発展は 2004 年の E.Kim と M.H.W.Chan らの登場まで時間がかかった。Kim らが実験を行ったきっかけとしては、Goodkind らが固体 ^4He 中の音波を調べた実験で興味深い結果を得たことが挙げられる [26,27]。この実験では固体 ^4He 中の音波の速度およびその減衰の様子が MHz の周波数帯で測定された。すると、150 mK 付近で速度の急激な上昇および減衰のピークが観測され、その温度が ^3He 濃度に依存することがわかった。当時の解釈では、この観測が一次相転移ではない、いわゆる連続的な相転移であると考えられ、ボース凝縮体によって引き起こされたと解釈された。解釈自体は議論の余地があるものの、この実験で重要なのは、固体 ^4He 中で興味深い「何か」が起こっている可能性が見出されたことである。

この Goodkind らの実験に触発され [8]、E.Kim と M.H.W.Chan らはねじれ振り子の実験を行った。これが、超流動固体 ^4He の最初の実験的な証拠とされ、固体 ^4He 研究が活発に行われるようになったきっかけとなる、2004 年の Vycor 中の固体 ^4He を扱った実験である [29]。彼らは Vycor 中に固体 ^4He を生成し、これを封入した振動子を持つねじれ振り子の共鳴周期が、温度冷却と共に減少する様子を観測した。さらに、振動の速度、つまり振幅を大きくすると周期の減少量が小さくなること、固体 ^4He 中の不純物である ^3He の濃度が増えると周期減少が始まる温度が高温側にシフトし、減少量自体も小さくなることを報告した。

その後、同じ 2004 年に再び E.Kim と M.H.W.Chan らが、今度はバルクな固体 ^4He を封入したねじれ振り子についても温度冷却による共鳴周期の減少が観測されることを報告した [30]。この実験は、先の Vycor 中固体 ^4He について考えられる、「Vycor の孔表面に残存した液体状のヘリウム原子層が超流動状態を模している」という可能性を検証するために行われた。今度のねじれ振り子は円環状のバルクな固体 ^4He を調べることができる構造であり、Vycor 中に生成された固体 ^4He 同様、振幅、 ^3He 濃度、そして固体 ^4He の圧力依存性まで調べ、 ^4He の相図に supersolid、超流動固体の相を示した。さらにこの相の超流動性を裏付ける実験として、彼らは円環の一部にブロックを設けた実験も行っていた。ブロック前に円環が一周つながった状態で超流動が実現していた時、円環の一部をブロックすることで円環を一周した時の位相のコヒーレンス性が破壊され、巨視的現象としての超流動は成り立たなくなる。つまり、もし固体 ^4He を封入したねじれ振り子の共鳴周期変化が固体の超流動性によるものであれば、円環に設けたブロックにより超流動が壊されるため、共鳴周期の減少は観測されないと予想される。彼らは実際にブロックを設けることで周期減少がおおよそ 98% も抑制されるという結果を得た (図 3.1 参照)。振り子の中で固体 ^4He がスリップをしている可能性もないとし¹ [31]、彼らの観測結果は間違いなく固体 ^4He の超流動に起因すると発表された。

2004 年の E.Kim と M.H.W.Chan らによる二つの論文が出た直後は、他の研究グループによる追試が活発に行われ、どのような条件で固体 ^4He を詰めたねじれ振り子の共鳴が変化するかについて調べられた。数々のねじれ振り子の実験を通して以下のことが分かった。

¹スリップが起きている場合、周期の変化は振幅および振動速度の増加に比例して大きくなるはずなのに実際は減少していること、スリップの効果は表面積の大きさに比例するはずであるが、表面積の大きい Vycor 中の固体 ^4He よりバルク固体 ^4He での実験の方が周期変化が大きかったことを理由に挙げている。

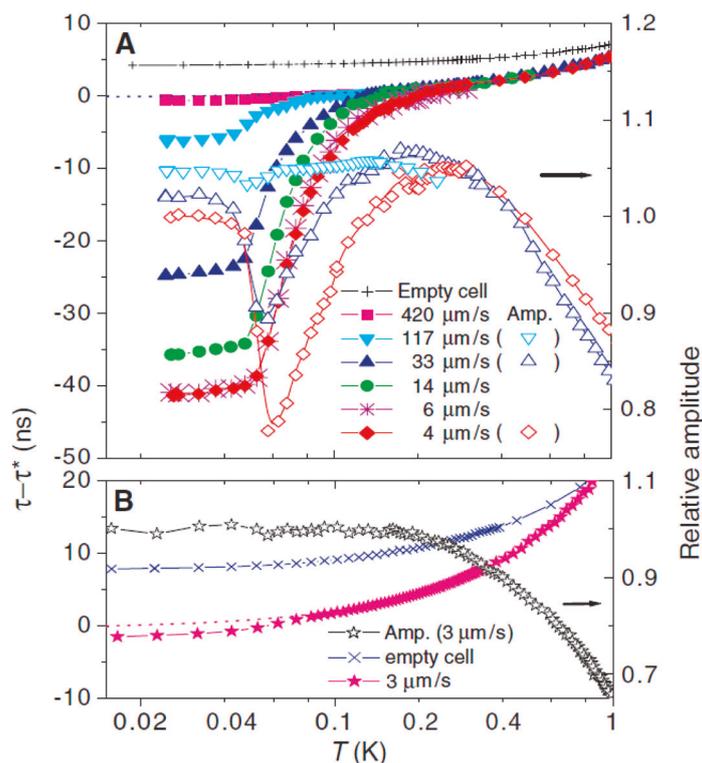


図 3.1: 固体 ^4He の超流動の可能性を示した E.Kim と M.H.W.Chan らによる結果。A では様々な振動速度で振り子を振らせた時の、空セルと固体 ^4He が入った状態での共鳴周期および振幅の温度変化を表している。B では振り子中に固体 ^4He が入っている円環の一部をブロックした際の結果を表している。ブロックがあることにより、共鳴周期の変化が抑制されている。E.Kim and M.H.W.Chan, *Science* **305**, 1941 (2004) Fig.2 より。

- ねじれ振り子の共鳴周波数変化の大きさは、振動速度を増加させるとある臨界速度を超えたところで減少し始める。この臨界速度は典型的には $10 \mu\text{m/s}$ 程度である。
- ねじれ振り子の振動子に封入した固体 ^4He を融解圧近くの温度に長時間保つことでアニールすると、アニール前と比べて共鳴周波数の変化量が小さくなる。また、急速に冷やして生成した固体 ^4He を調べた時の共鳴周波数変化は、そうでない固体 ^4He を調べた時と比べて大きい。
- 共鳴周波数、および NCRIf (NCRI fraction、NCRI 成分比) の変化の様子は ^3He の濃度に依存する。NCRIf の立ち上がりの温度を超流動固体への転移温度と表現すると、濃度が大きいほど、転移温度は高温側にシフトし、立ち上がり方も緩やかとなる。
- 共鳴周波数の変化の様子には次のようなヒステリシスが見られる。まず、臨界速度以上で振動させた状態を保ち高温から転移温度以下まで冷却する。その後、温度を保って振動速度を臨界速度以下まで下げるとこれに応じて共鳴周波数変化量が増大する。しかし再び振動速度を上げて共鳴周波数変化量はなかなか下がらない。つまり振動速度を下げていった過程と重ならない。一方で、高温からの冷却を転移温度以上の温度までにとどめると、振動速度の

上げ下げで共鳴周波数変化の推移は重なる。

- (e) 実験で調べる試料が単結晶である場合、多結晶と比べて転移温度が低温である傾向がある。また、再現性が高く、アニールの効果があまり表れない。さらに共鳴周波数の変化の大きさ自体がねじれ振り子自体の材質や内部構造によって大きく変わり得る。

以下、それぞれの項目について詳細を示す。

(a) について、ねじれ振り子の振動に臨界速度があることは、Kim らのねじれ振り子の実験 [29,30,32] で既に確かめられている (図 3.1 参照)。ねじれ振り子実験で臨界速度を議論する際には、液体薄膜が比較対象として引き合いに出る [29] が、この場合は臨界速度が 200 mm/s を超える [33] ため、固体 ^4He の臨界速度、 $10 \mu\text{m/s}$ はそれより 4 桁程度低いことになる。臨界速度の大きさは、異なる振り子、異なる圧力の固体 ^4He 試料でも同等なオーダーであった。

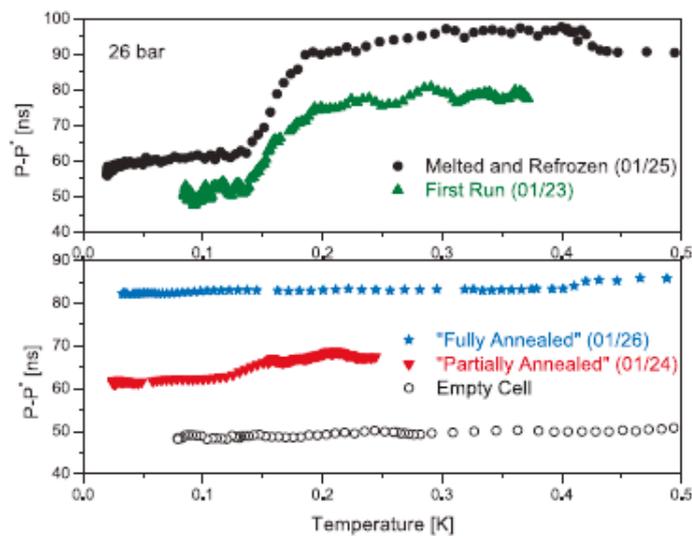


図 3.2: アニールの条件を変えた固体 ^4He 試料が入ったねじれ振り子の共鳴周期変化の違い。アニールを十分行うほど変化量は小さくなり、“Fully Annealed”の試料は、空の状態 (“Empty Cell”) と同等な変化しか示していない。A.S.Rittner and J.D.Reppy, Phys. Rev. Lett. **97**, 165301 (2006)Fig.3 より。

(b) については、2006 年に Reppy らのグループが行った実験に詳しい (図 3.2 参照) [34]。ここで言うアニールとは、固体試料を融解曲線よりわずかに低い温度に長時間保つ操作を指す。彼らは固体 ^4He の作成方法あるいはアニールの条件 (温度や時間) を変えた時に振り子の共鳴周期の変化の大きさおよび振り子の Q 値の逆数、つまり振動に関するエネルギーの散逸が変わる様子を詳細に調べた。すると、急冷でつくった固体 ^4He 試料、あるいはアニール前の試料ほど、そうでない試料と比べて大きな共鳴周期の変化があることがわかった。アニールを、比較的低い温度 (1.1~1.2 K) で 100 分ほど行った “partially anneal” と、高温 (1.4~1.5 K) で 13 時間ほど行った “fully annealed” でも違いがあり、十分なアニールで共鳴周期変化が振り子が空の時と同等になるまで抑制されることがわかった。これらのアニール操作は、結晶中の欠陥を減らす効果がある。したがって、上記の実験事実は、固体 ^4He 結晶中の欠陥の存在が共鳴周期変化に重要な役割を果たすことを示していると考えられた。

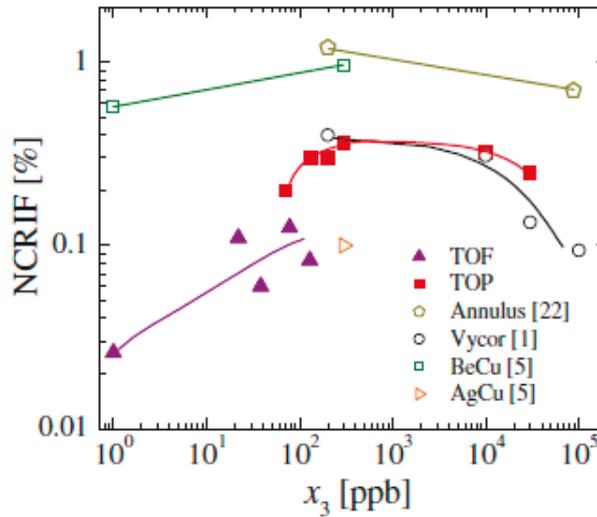


図 3.3: いくつかのねじれ振子ごとに、 ^3He の濃度を変えた時の NCRIF の量をまとめた結果。E.Kim, J.S.Xia, J.T.West, X.Lin, A.C.Clark, and M.H.W.Chan, Phys. Rev. Lett. **100**, 065301 (2008)Fig. 2 より。

(c) については、2008 年の Chan らのグループによる論文がまとめている (図 3.3 参照) [35]。彼らは、それ以前に調べられた実験結果も含め ^3He の濃度がねじれ振子で観測される NCRIF に及ぼす影響を調べた。NCRIF の大きさに関しては、ねじれ振子の構造や固体 ^4He 試料によっても大きく異なるため、 ^3He 濃度に対する統一的な傾向を得るのが難しい。しかし、大まかな傾向として、 ^3He 濃度が 1 ppm 以下の範囲では濃度上昇と共に NCRIF も増加し、1 ppm を超えると濃度上昇で NCRIF が下がることがわかった。一方で、NCRIF の立ち上がり温度は ^3He 増加によって高温側にシフトし、変化も緩やかになるといった特徴はどのねじれ振子を使用しても再現される一般的な性質としてみられることがわかった。

(d) については、始めに Aoki らの二重振子を用いた実験によって観測され [36]、その後 Reppy らのグループ [37]、あるいは Beamish グループらによる弾性率測定 [38] でも観測されている。ヒステリシスが表れるか表れないかの境目の温度は、二重振子の実験で 40 mK だとしている。この温度より低い温度に冷却するまでは、高い振動速度、例えば $610 \mu\text{m/s}$ を保ち、冷却後に振動速度を下げると NCRIF は徐々に増加する。しかしこの後に振動速度を再び上げても、NCRIF は徐々に減少するのではなく、 $610 \mu\text{m/s}$ になっても低い振動速度の時の値を保ち続ける。すなわち、振動速度の増減に対して NCRIF の変化にヒステリシスが生じる。一方、高い振動速度で冷却して到達した温度が 40 mK より高温である場合は、振動速度の増減に応じて NCRIF も同時に増減するためヒステリシスが生じない。この 40 mK という温度は、一定の振動速度で最低温から温度を上げた時に NCRIF が減少し始める温度と一致する。このヒステリシスの観測は二重振子の実験で行われたため、同一試料に対し異なる二つの共鳴周波数で実験が行われた。結果、振動速度と NCRIF の大きさの関係は共鳴周波数に依らないことがわかった。共鳴周波数が異なると、同一の力で振子を振らしても振子の振動速度や、変位量、および加速度が変化する。にもかかわらず、振動速度を基準にすると NCRIF の大きさの変化は異なる共鳴周波数でも同等だった。したがって、

どんな共鳴周波数を持つねじれ振り子の実験であっても、NCRIfの大きさを決めるのに重要なのは、振り子の変位量や加速度ではなく、振動速度である、という主張がなされた。

(e)については、2007年のChanのグループの実験で詳細に調べられた[39]。他の多くのグループと同様、固体 ^4He 試料をキャピラリーブロック法で生成すると、試料は多結晶になる(キャピラリーブロック法については5.2.5節参照)。そこで彼らは圧力を一定に保ちながら温度を冷却する、あるいは温度を一定に保ちながら圧力を上げる方法によって単結晶を生成し、実験を行った。結果、多結晶では異なる試料で高温での振る舞いが大きく変わるのに対し、単結晶では試料が変わっても高温での振る舞いは大きく変化しないことがわかった。ただし、 ^3He の濃度が増加するとNCRIfの立ち上がりが高温にシフトする様子はどちらの結晶にも共通していた。さらに、温度変化によるNCRIfの増加量は多結晶の方が単結晶より2倍程度大きい、アニールを繰り返すことで徐々に減少し、最終的に単結晶のNCRIFと同等な大きさまで抑制されることがわかった。また、この実験では実験セルの材質もBeCuとAgCuの二種類を用意し比べていた。上記のアニールの効果はBeCuの振り子での実験だが、AgCuの振り子では多結晶を調べた場合にアニールによってNCRIfが増加するという結果も得られている。ただし、材質によるNCRIfの変化の仕方の違いは、材質の熱的性質に依るところが大きいと考えられている。単結晶、多結晶での共鳴周波数変化の大きさの違いは、後にChanらのグループによる実験[40]でも再び観測されている。この時には熱サイクルの履歴による周波数変化への影響が調べられた。

上に列挙した実験事実は、今日にまで至る様々なねじれ振り子実験で振り子の種類に依らずおおよそ常に成り立つ結果として知られている。

2004年のKimとChanの実験を皮切りに、数多くのグループが「超流動固体 ^4He 」の存在を確かめるために盛んに実験を行った。その多くはLeggettが主張したNCRIの発見による存在証明のための実験であったが、超流動の性質を他の側面から調べた実験も数多く存在する。それらについては次の小節で簡単に紹介する。

3.2.2 ねじれ振り子以外の手法で固体 ^4He を調べた実験について

2004年の実験以降様々なグループによって、ねじれ振り子の実験でNCRIの出現と解釈される共鳴周波数の変化がどのような条件で観測されるか検証されてきた。ねじれ振り子ごとにNCRIfの大きさは変わるため定量的な比較は難しいが、定性的に結果を比べた時にはいくつかの共通点が見出されるようになった。その中で特に重要と思われるのは、固体 ^4He 試料中の欠陥に関する状態を変えた時のねじれ振り子の共鳴の変化である。固体中の欠陥は、その物質の弾性に非常に大きな役割を果たすことは、固体 ^4He のみならず固体一般に当てはまることとしてよく知られている。よって、固体 ^4He の欠陥の状態を変える操作でねじれ振り子の共鳴の様子も変わる、ということは、固体 ^4He の弾性の変化と共鳴の変化に関連がある可能性が高いことを意味すると考えられる。例えば、ねじれ振り子の振動の復元力には振り子ロッドの弾性が関与するため、このロッドの弾性に固体 ^4He の弾性、正確にはせん断率の変化が影響を及ぼすと振動の様子は変化することになる。当然、ねじれ振り子の共鳴変化に、固体 ^4He の弾性変化が寄与していても、超流動固体 ^4He として慣性モーメントが変化した寄与があるという可能性が否定されるわけではない。しかし、振り子弾性への固体 ^4He の弾性の寄与の大きさは、振り子の共鳴変化の原因を考察する上で重要である。

こうした背景の中、固体 ^4He の弾性の温度変化について 2007 年に報告された Day と Beamish らのグループによる実験 [41] は、これ以降の固体 ^4He の超流動性に関する実験に重要な影響を与えた。彼らは、低温における固体 ^4He の大きなせん断率上昇を観測した。その手法は、圧電素子

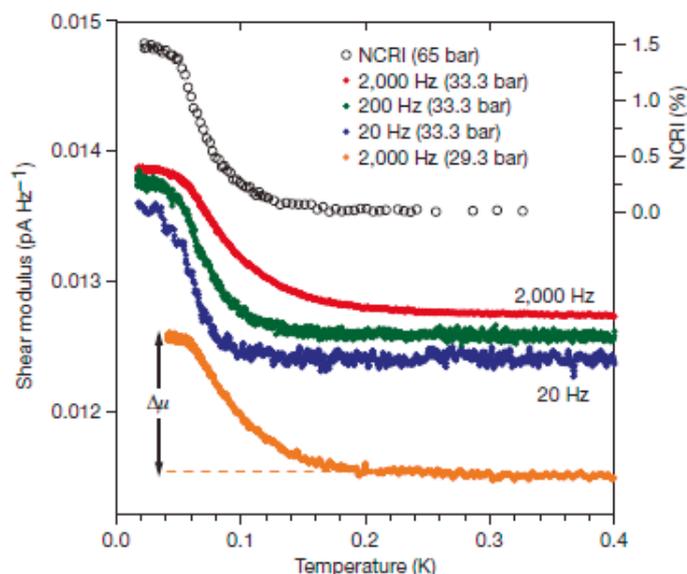


図 3.4: 固体 ^4He のせん断率の温度変化と、ねじれ振り子実験で見られる NCRI の温度変化の比較。J.Day and J. Beamish, Nature **450**, 853 (2007)Fig.1 より。

(トランスデューサー) によって固体 ^4He にひずみをかけ、検知用のトランスデューサーにかかる応力の大きさからせん断率を測定するというものであり、冷却時の固体 ^4He せん断率が、ねじれ振り子の共鳴周波数の変化と似た温度依存性を持つことを見出した。さらに、固体 ^4He にかけるひずみの大きさを増加していくと、ある値、臨界歪みを境にせん断率の上昇量が抑制されること、また ^3He の濃度を上げるとせん断率の上昇が始まる温度が高温側にシフトしていくことも発見した。せん断率の上昇が抑制されはじめる臨界歪みの存在はねじれ振り子において臨界速度が存在していることと似ており、また ^3He 濃度依存性については共鳴周波数変化における ^3He 濃度依存性と傾向が一致していた。彼らはこれらの観測結果を固体 ^4He 中の線状欠陥である転位の運動の様子と関連付けて説明した。そして、ねじれ振り子と固体 ^4He のせん断率の測定で多くの類似点があるのは、二つの測定に深い関連があるからであり、振り子の結果を考察する際には固体 ^4He の弾性の影響も考慮しなければならないと報告している。

Beamish グループはその後、固体 ^4He のせん断率測定の実験を数多く行った。2009 年には、固体 ^4He をアニールした時のせん断率の温度変化について報告している [42]。そこでは、固体 ^4He をアニールすると最低温度でのせん断率の値は変わらないのに対し、昇温時のせん断率減少量がアニール前と比べて小さくなると述べられている。ねじれ振り子の実験と対応させると、中の固体 ^4He 試料をアニールすることで共鳴周波数の温度変化量が小さくなることに符合する。せん断率変化、 $\Delta\mu$ がアニールによって減少することは、転位の密度 Λ と転位ネットワークの平均長さ L_N を組み合わせた ΛL_N^2 が $\Delta\mu$ に比例するという考えで説明された。例えば、アニールをすることは Λ の減少に対応するために、 $\Delta\mu$ が変化すると考えられる。しかし、 Λ の減少は場合によって

は L_N の増加を起し、 L_N^2 の増加が Λ の減少量を上回ることによってアニールによって $\Delta\mu$ が増える可能性もあり、一部の測定ではこの傾向が見られていた。また、弾性測定用のトランスデューサーによって固体 ^4He の共鳴を引き起こして通常の測定時より 1000 倍も大きい応力をかけ固体 ^4He をひずませると、高温でせん断率が上がる様子が観測された。大きな応力をかけることによるせん断率の変化は Λ を増やすといった影響を与えるのではなく、転位中に jog と呼ばれる新たな欠陥を生み出すことに相当するとし、固体をアニールすることで jog を消失させ、大きな応力をかける前の状態に戻すことができることを示した。さらに 2010 年の実験 [38] では先に述べた Aoki らによるねじれ振り子実験でのヒステリシスと同様な観測が固体 ^4He 弾性の測定にも見られることを示し、転位のモデルによって説明できることを説いた。

固体 ^4He の弾性測定について、共鳴法に特化した実験を行う Balibar らのグループの結果も、Beamish らのように歪みをかけて測定を行った実験と同様な結果を得ている [43]。彼らはセルの中身が見えるようなガラス部分を設けることで、生成される結晶方位を確かめながらトランスデューサーの共鳴周波数の温度変化を測定した。この実験法のメリットは特定の方角を持った固体 ^4He を試料とすることで、弾性体理論から結果を考察することができる点であり、単結晶においてせん断率に関する弾性定数である c_{44} は 86% ほど変わるという結果を示している。

固体 ^4He の弾性を調べる実験が発展した一方で、ねじれ振り子の実験とは必ずしも相容れない結果も報告された。それらは、ねじれ振り子と固体 ^4He の弾性の実験結果を固体 ^4He の性質によって起こる現象として統一的に理解する際の困難となっている。そのいくつかを列挙すると

- (2a) 臨界パラメタの大きさの違い
- (2b) 観測される変化の定量的な違い
- (2c) 量子統計性と結晶構造の違い

となる。以下各々について述べる。

(2a) 臨界パラメタの大きさの違いについて。ねじれ振り子の実験ではある臨界速度を超えた場合に共鳴周波数の温度変化量が抑制されていたのに対し、弾性の測定においてはある臨界ひずみを越えた場合に弾性の温度変化量が抑制されていた。つまり振り子では速度を、弾性測定ではひずみを基準に周波数あるいはせん断率の温度変化量の抑制を考える。そこで、もし振り子の結果を固体 ^4He の弾性の変化で説明することができるのであれば、振り子の測定で臨界速度に達した時に振り子によって固体 ^4He にかかれられている応力が、弾性測定で臨界ひずみをかけている時の応力と同程度の大きさであることが期待される。振り子測定時に固体 ^4He にかかる応力を、振動している振り子容器の壁が固体に与えるトルクの大きさを計算して見積もった場合に、臨界速度において固体 ^4He へかかる応力の大きさは通常 0.001 Pa 程度となる。これは弾性測定における臨界ひずみ時に固体にかかる応力 0.1 Pa より 2 桁小さい。したがって、応力の大きさで二つの実験を統一的に理解することができないことになる。逆に、弾性測定時で臨界ひずみをかけている時に、トランスデューサーが固体 ^4He を動かす際の見積もるとその速度は $0.1 \mu\text{m/s}$ のオーダーであり、ねじれ振り子測定における典型的な臨界速度 $10 \mu\text{m/s}$ と 2 桁異なる²。

²弾性測定時に固体を動かす速度 v は、トランスデューサーによる測定周波数 $f_{\text{tra}} (\times 2\pi)$ と固体をひずませた際の変位量 δx を用いて $v = 2\pi f_{\text{tra}} \delta x$ と計算される。したがってこの計算は測定周波数に比例する。ただし多くのねじれ振り子の典型的な共鳴周波数が 1kHz であるため、トランスデューサーについての計算を行う際には $f_{\text{tra}} = 1 \text{ kHz}$ として計算する。

応力で考えるか、速度で考えるか、どちらが固体 ^4He の特性を考えるのに適しているかは明らかではない。既に述べたように、Aoki らの実験 [36] によると、二重ねじれ振り子の実験でヒステリシスが見えた時の振る舞いは、異なる共鳴周波数での結果を速度を基準として比べた時に定量的に一致する結果が得られることから、ねじれ振り子の測定は速度を基準に考えることが便利である。一方で、弾性率測定におけるヒステリシスを観測した Beamish らの実験 [38] では、異なる測定周波数でせん断率測定を行った場合には、固体 ^4He にかかるひずみの大きさを基準にした場合には周波数に依らない臨界ひずみを得られるのに対し、速度を基準にすると周波数ごとに異なる臨界速度となると報告している。したがって、各々の測定で周波数あるいは弾性的変化が抑制され始める時に基準とする物理量は異なり、一方を片方の量に変換した際には量的な差が生じてしまう。

(2b) 観測される変化の定量的な違いについて。ねじれ振り子の結果を固体の弾性率の変化によって説明する際に最も直接的な寄与として考えられるのは、振り子のねじれロッド中に存在する固体 ^4He の弾性変化である。振り子の復元力に関係するねじれロッド中の固体 ^4He が固くなれば、ロッド自身の復元力が増加し、その結果振り子の共鳴周波数が上がる。ここで注意しなければならないのは、ロッド、すなわち振り子の部材と固体 ^4He のもとの弾性率の大きさはそもそも大きく異なることである。例えば振り子ロッドが BeCu で作られている場合、BeCu のせん断率 μ_{BeCu} と固体 ^4He のせん断率 μ_{He} の比は $\mu_{\text{He}}/\mu_{\text{BeCu}} = 2.8 \times 10^{-4}$ となり、固体 ^4He のせん断率の変化は無視できるほど小さいともいえる。しかしながら、実際に観測される振り子の共鳴周波数変化から計算した NCRI 自体もまた小さいため、固体 ^4He のせん断率の影響は無視できない重要な要素となっている。振り子のロッドが外径 r_o で内径 r_i の中空構造であり、その中心の穴の部分に固体 ^4He が存在していたとすると、共鳴周波数の変化 $\Delta f_{\text{elastic}}$ は

$$\frac{\Delta f_{\text{elastic}}}{f_0} = \frac{1}{2} \frac{\mu_{\text{He}}}{\mu_{\text{rod}}} \frac{1}{\left(\frac{r_o}{r_i}\right)^4 - 1} \quad (3.1)$$

となり、固体 ^4He とロッドのせん断率の比に比例し、外径と内径の比は 4 乗で効く（上式において f_0 は共鳴周波数）。2012 年に Beamish らが行った解析 [44] は、その時点までに報告されていた様々なねじれ振り子の結果を (3.1) 式に当てはめた上で、実際の実験結果で得られた共鳴周波数変化 $\Delta f_{\text{measured}}$ と Δf_{elast} の比を調べている。 $\Delta f_{\text{measured}}/\Delta f_{\text{elast}}$ が 1 以下である時には、観測された共鳴周波数変化がロッド中の固体 ^4He 試料の弾性の温度変化で十分説明でき、1 より大きい時には共鳴周波数変化の全てをロッド中の弾性の温度変化のみでは説明しきれないことを意味する。2012 年の解析では、1 より小さくなった振り子実験もあったが、半数以上が 1 より大きくなり、中には 7×10^5 となる結果もあった。したがって、全てのねじれ振り子の結果を弾性的変化のみによって説明することはできないと結論された。ただし、実際の固体 ^4He の弾性的寄与は、ロッド中の固体の復元力に対する寄与のみではない。その他の寄与についても、いくつかは解析的に影響を考慮することができる。一例として、2008 年の Chan らの論文 [40] では、周波数の変化の大きさからせん断率 μ の変化の大きさを見積もる式を FEM の解析を基に導き、 $\delta\mu/\mu = (d \ln f / d \delta\mu)^{-1} (\delta f / f)$ という式で表せるとした。ただし、彼らの実際の実験結果にこの式を当てはめると、せん断率は温度によって最大 20 倍程度も変わるという結果になってしまった（そのためこの時点では、ねじれ振り子の実験と弾性率測定の実験は、固体 ^4He の測定という点である程度関係があるものの、全く別物であると結論していた）。ねじれ振り子の構造により弾性的変化の影響の大きさは変わるた

め、できる限り固体 ^4He の弾性の変化の影響が少ない振り子を用いることで、慣性モーメントの変化をとらえるのに重要である。

(2c) 量子統計性と結晶構造の違いについて。固体の超流動は、液体の超流動と同様に、Bose-Einstein 凝縮に関連した現象だと期待される。そのため、ねじれ振り子の実験で共鳴周波数が観測される原因が超流動に起因するのであれば、ボソンである固体 ^4He を測った場合のみ共鳴周波数の変化が表れ、フェルミオンである固体 ^3He では共鳴周波数に変化が表れないことになる。一方で、弾性測定において重要とされるのが結晶中の欠陥であるならば、弾性率測定の様子は hcp や bcc といった結晶構造にのみ依存し、 ^4He か ^3He かといった量子統計性とは無関係であることになる。これらの予想を検証した実験についての報告が 2009 年に出されている [45]。実験に用いられた試料は、hcp の ^4He 固体と、hcp および bcc の ^3He 固体であり、これら 3 つの試料について弾性測定およびねじれ振り子による測定を行って結果が比較された。その結果は以下の表 3.1 のようにまとめることができる。表 3.1 より、せん断率に関しては ^4He か ^3He かを問わず、hcp の結晶

表 3.1: 結晶構造や量子統計性を変えた場合の弾性測定、ねじれ振り子測定の結果の比較

	弾性測定	振り子測定
hcp ^4He 固体	せん断率の温度変化有り	共鳴周波数の温度変化有り
hcp ^3He 固体	せん断率の温度変化有り	共鳴周波数の温度変化無し
bcc ^3He 固体	せん断率の温度変化無し	共鳴周波数の温度変化無し

で温度変化が得られている。これは、弾性の変化が結晶構造に依存するであろうという予想と一致している。一方、ねじれ振り子の観測については、 ^4He の場合のみ温度変化が起きており、 ^3He は hcp でも bcc でも変化が観測されていなかった。つまり、振り子の共鳴変化が、固体 ^3He ではなく固体 ^4He の超流動に起因すると考えた場合の予想と一致する。以上の結果は、ボソンである固体 ^4He が超流動を示すことを強く支持することになった。ただし、ねじれ振り子の測定に弾性の変化の寄与も現れるため、弾性を支配する転位の運動が固体 ^3He の超流動を妨げる可能性が指摘された。また、この一連の実験については、後に行われた追試により現在では結果が疑問視されている。追試によって hcp の固体 ^3He もねじれ振り子の共鳴周波数変化を起こすことが明らかになっている [46]³。

以上のように、せん断率測定の結果とねじれ振り子の結果を同じ固体 ^4He の弾性によって理解しようとする、ねじれ振り子の実験の一部が固体の弾性変化によって完全に説明されうる [44] ため、固体 ^4He が普遍的に超流動性を持つという可能性については疑問視せざるを得なくなった。それでも固体 ^4He の性質を理解しようと、ねじれ振り子や弾性測定以外のアプローチで固体 ^4He について調べた実験も多く存在する。この論文の主たる実験であるねじれ振り子や弾性測定とは異なる測定であるが、ここで簡単に触れることとする。

- 比熱測定 [47, 48]。はじめて報告されたのは 2007 年の実験 [47] であり、常流動状態から超流動状態への二次相転移にともなう比熱の異常を確かめようとした。結果、幅広ではあるが、

³これを明らかにした 2014 年の論文 [46] では、2009 年の実験で hcp ^3He 固体が振り子の共鳴周波数変化を起こさなかった理由について、振り子の特性上、外部ノイズを拾いやすくなりとした共鳴周波数変化が妨げられていたからだという推察をしている。

75 mK 付近に比熱のピークが観測された。この温度は、ねじれ振り子冷却時の共鳴周波数の上昇の始まりと見られる温度と同じであることから、比熱のピークが NCRI の熱力学的転移の証拠であるとしている。同様な実験は 2009 年にも行われており、 ^3He の濃度に依らず、試料の質に依った比熱のピークが観測されている [48]。ねじれ振り子の実験と比べると、 ^3He 濃度が共鳴周波数の立ち上がり温度と関係する振り子の結果とは相いれないが、試料の質に依存して共鳴周波数変化の様子が変わる点は共通している。

- 音波共鳴測定 [49, 50]。液体超流動で観測することができる第二音波および第四音波といった”slow mode”の音波測定を行った。その結果、kHz の範囲では超流動に特有な音波は見つからなかった。その理由として、音波が激しく減衰しやすいこと、実験装置の感度が足りないこと、固体の超流動は液体の超流動とは異なり特殊な音波はそもそも存在しないこと、などを挙げている。

上記のほかに、固体 ^4He の誘電特性を調べた実験 [51]、NMR による測定 [52, 53]、中性子散乱の実験 [54-56] などがある。一方で、固体 ^4He 中の質量流 (mass flow) を調べた実験も行われてきており、この実験は現在までも続く実験で、超流動性を支持するのに有力な可能性があり、次の節で触れる。

3.2.3 近年の固体 ^4He の発展的な研究について

上述のように、Day と Beamish の実験をきっかけに、固体 ^4He の超流動性に起因すると思われた実験結果の一部は、固体 ^4He の弾性の変化で説明されうるため、超流動性の存在が疑問視されることとなった。そこで行われた別のアプローチとして、ねじれ振り子を工夫することで固体 ^4He の超流動の”上限”を探る実験が行われた。つまり、実験で超流動固体 ^4He の存在を完全に否定せずとも、固体 ^4He 全体で超流動成分となっている割合がどの程度なのかを知り、ねじれ振り子で検知できる限界以下の割合しかないのではないかと、ということを探る実験が行われた。このような実験の発展には、2004 年に超流動固体 ^4He の実験的証拠を見つけた当初と比べ、有限要素法 (FEM) によりねじれ振り子に対する力学がより詳細に調べられるようになったことが大きく関与している。例えば Chan らのグループは長距離位相コヒーレンスが巨視的量子現象に必須な条件として、ねじれ振り子で調べる固体 ^4He を長い経路中に生成するようにした [57]。通常の実験で固体 ^4He の長さが 5 cm 程であるのに比べ⁴、6、9、30、100 cm の長さの固体 ^4He を調べることができるようなねじれ振り子を作成し実験を行っている。それら各々のねじれ振り子の寸法を基に、仮に調べる固体 ^4He のせん断率が温度変化により 20% 変わる場合にどの程度の周期変化が見えるかを FEM 計算であらかじめ予想している。実験結果が FEM の予想する周期変化以内であれば、実験で得られた周期変化は弾性の変化が原因であると考えることができる。彼らの実験では 30、100 cm の長さの経路を持つ振り子では固体 ^4He が入っていない、空セルの状態と比べた時の共鳴周期の明確な変化が観測されず、そのためもし仮に NCRI が存在していたとしてもその上限を 4×10^{-5} だとしている。一方で 6、9 cm の固体では FEM で計算された変化よりも大きな共鳴周期の変化が観測されたものの、やはりオーダーとしてはそれまでのねじれ振り子で観測さ

⁴例えば半径 $r = 8$ mm の円環を形成するような固体 ^4He を調べる実験では、その円環に沿った固体の長さは $2\pi r \approx 5$ cm となる

れていたものと比べると小さい値となっていた。その理由として、彼らの振り子がトロイド状の形をしていることが、結晶質の良い（欠陥の少ない）固体 ^4He 生成に関係しているとし、欠陥が少ないために周期変化が小さくなったと論じている⁵。

2004年の最初の実験結果についても現在は別の解釈がなされており、その発端となったのは2004年の実験を改良した測定装置を用いた2012年のD. Y. KimとM. H. W. Chanらによる実験結果の報告である[58]。彼らは2004年の実験に行われたVycor中の固体 ^4He についての実験[29]に対する再試を行った。その背景として、固体 ^4He の弾性変化では説明できない共鳴周期変化として、Vycor中固体 ^4He の実験の結果をもう一度考察するという意図があった。温度依存性を持つねじれ振り子の共鳴変化を固体 ^4He の弾性の変化で説明するには、当然弾性が温度変化できる状態であることが条件となる。逆に、固体 ^4He の弾性が温度変化しない状態を作り出した場合、ねじれ振り子の共鳴は温度変化を起こさなければならずである。この弾性変化を理論的に考察する時に用いられるのが固体中の転位であり、この転位が運動することが固体の弾性を減らす要因となる。そのため、何らかの要因で転位が運動することができないのであれば、固体 ^4He の弾性は変化することができず、したがってねじれ振り子の共鳴周波数は変化しないはずである。そのような転位の運動を妨げる状況を作り出すために使われたのがVycorであった。転位のスケールより小さい孔径を持つVycor中に固体 ^4He を作ると、固体中の転位は、周りの孔構造に妨げられて運動ができない状態となるので、Vycor中の固体は弾性変化を起こさない。つまり、転位のモデルによって固体 ^4He の弾性が変化すると考えたときに、Vycor中の固体 ^4He の弾性変化は起きずねじれ振り子の共鳴周波数変化は起こらない。上記の理論的考察に反し、2004年のVycor中の固体を調べたねじれ振り子の共鳴周波数は温度によって変化していた[29]。そしてこれが固体超流動が存在する可能性の証拠として残っていた。

ところが、2012年の再試ではVycor中の固体を調べた実験において共鳴周期の変化は観測されなかった[58]。この結果により、少なくともVycor中の固体 ^4He に超流動性が観測される可能性はほとんど失われることになった。ではなぜ2004年のVycor中固体を調べた実験では共鳴周波数が観測されたのかについては、2004年の振り子ではVycorに確実に ^4He を導入するために50 μm 程の隙間が空いていた可能性が指摘されている⁶。このようなVycor中の固体 ^4He 、つまり固体の弾性変化を抑制した状態で行ったねじれ振り子の共鳴周波数が変化しないという結果は、ますます固体 ^4He の超流動の可能性を否定することになった。

さらに、2004年に行われた実験のもう一つの重要な結論である、ブロックの実験についても解釈がなされるようになった。このブロックの実験はKimとChanらによって行われた[30]後にも、RittnerとReppyらによっても確かめられている[37]。どちらの実験でも、固体 ^4He が入っている円環状の経路の一部にブロックを設けると共鳴変化量が減少してしまうという結果が出ており、その理由は長距離相関を保てなくなり超流動が壊れてしまった事によると当初考えられていた。しかし、円環の内部と外部の壁を仲介している固体 ^4He が壁同士をノリのようにつなぐ強さを弾性の大きさに関連させることで、上記の実験結果が解釈されることがわかった。その解釈は定性的には次のように説明される。まず、ブロックがない場合は、固体 ^4He の弾性の温度変化に応じて

⁵ただしこの理由もどんな場合でも当てはまるとは言えない。不均一な aerogel 中に生成された固体 ^4He 、つまり欠陥が多いであろうと思われる固体 ^4He を調べた実験においても、特に共鳴変化が増強されるという結果は得られていない。

⁶隙間に生成されたバルクな固体 ^4He が共鳴周波数変化を起こる弾性変化に寄与していたとする FEM による解析は、隙間が 50 μm の時としたときに、実験で得られた共鳴周期変化量を定量的に再現することに成功している。

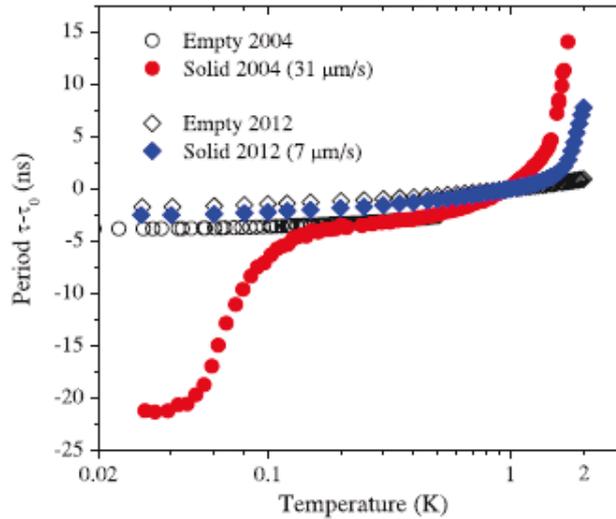


図 3.5: ともに Vycor を用いた 2004 年の実験 (丸) と、その再試である 2012 年のねじれ振り子の実験 (ひし形) の比較。D.Y.Kim and M.H.W.Chan, Phys. Rev. Lett. **109**, 155301 (2012)Fig.2 より。

円環の内側と外側の結合が非常に大きく変わり、それが共鳴の大きな温度変化となって表れる。一方、ブロックがあると、このブロックを設ける都合上、既にブロックによって円環の内側と外側がある程度結合してしまうため、温度変化する固体 ^4He の弾性の寄与は相対的に弱くなってしまふことで、共鳴の変化も現れなくなる。この考えは、円環以外に、その円の直径を通る経路にも固体 ^4He がつくられるような振り子を用いた実験結果も説明出来た [59]。実験ではどこにもブロックがない状態と、ブロックが円環の一部にある状態、そして円環のブロック以外に直径を通る経路にもブロックがある状態の 3 通りが試され、ブロックが直径の経路にある状態とない状態では共鳴の変化が変わらなかった。この結果は、直径の経路にブロックがなくても、すでに円環の一部にあるブロックが円環の内側と外側を結合していると考えられることで説明された。よって、2004 年の実験で固体 ^4He の超流動性の有力な証拠とされていた、Vycor 中の固体 ^4He を用いた実験およびブロックを設けた実験のどちらもが、超流動ではなく固体 ^4He の弾性の変化で説明することができるようになった。

固体 ^4He の研究は、上記のように、もはや超流動性ではなく弾性で説明されることが多くなっているのが現状である。しかし、固体 ^4He の弾性が変化することでどれだけねじれ振り子の実験を説明できても、超流動の可能性を完全に否定することにはなっていない。こうした背景により、シンプルにねじれ振り子を用いただけの実験はもはや意味をなさなくなり、さらに別のアプローチによる固体 ^4He の研究が発展することになった。

固体 ^4He への「別のアプローチ」について、ここでは大まかに三つの方法を紹介する。それらは、

(3a) 多重振り子実験

(3b) 更なる固体 ^4He 弾性の研究

(3c) 質量流の実験

である。以下、これらを順に示していく。

(3a) 多重振り子による実験は、共鳴周波数が複数あることを活かし、単振り子では行えない周波数解析の手法で慣性モーメントの変化を調べることを目的とする。もともと固体 ^4He を研究するうえでのねじれ振り子の実験の本質的な弱点は、観測される共鳴周波数変化が、超流動性による慣性モーメントの変化か、あるいは固体 ^4He 中の転位運動で説明される弾性の変化なのか区別がつかないことであった。これを克服しようと、弾性の変化を抑制した状態の固体を調べた時に振り子の共鳴周波数も大きく抑制されることが実験で確かめられたのは前の 3.2.2 節で示した通りである。しかし、振り子の共鳴周波数変化へ寄与する固体 ^4He の弾性変化に、超流動性による寄与が埋もれてしまっている可能性も簡単には否定できない。そこで近年いくつかのグループで行われるようになった手法が、多重振り子による周波数解析である。これは、同一固体 ^4He 試料に対し、複数の測定周波数で得られた共鳴の温度変化を、周波数に依存する項と依存しない項に分けることで超流動による寄与を抽出しようという試みである。超流動に由来する共鳴の温度変化は測定周波数に依らず、弾性の温度変化の様子は測定周波数に依存する。したがって、共鳴の温度変化中、測定周波数に依らない成分が有限であれば、それは超流動に由来して生じた変化だと考えられる。

具体的な説明のため、ここでは、ある共鳴周波数で測定を行った時の共鳴の温度変化を、共鳴周波数ではなく、共鳴周期を基準に考える [59]。つまり、規格化された周期変化を、測定周波数に依存しない項 $\delta P_{\text{Ind}}(T)$ と、測定周波数に依存する項 $\delta P_{\text{Freq-}} = a(T)f_-^2$ あるいは $\delta P_{\text{Freq+}} = a(T)f_+^2$ の和であると考え。ここで、 f_- 、 f_+ はそれぞれ二重振り子の場合の低周波数、高周波数のモードの共鳴周波数を表す。温度依存する $a(T)$ はせん断率の温度変化、あるいはねじれ振り子の構造に依存する量としている。このとき、二つの測定周波数での周期変化は $\delta P_-(T, f) = \delta P_{\text{Ind}}(T) + a(T)f_-^2$ および $\delta P_+(T, f) = \delta P_{\text{Ind}}(T) + a(T)f_+^2$ と書くことができる。これら二式から、 $r_- = [P_-^2 / (P_-^2 - P_+^2)]$ と $r_+ = [P_+^2 / (P_-^2 - P_+^2)]$ を用いて測定周波数に依存しない周期変化を $\delta P_{\text{Ind}}(T) = [r_- \delta P_- - r_+ \delta P_+]$ と求めることができる。この $\delta P_{\text{Ind}}(T)$ が有限であれば固体 ^4He の超流動の存在の証拠とする。なお、 $\delta P_{\text{Ind}}(T)$ は、横軸を測定周波数の二乗 f^2 、縦軸を $\delta P_{\pm}(T, f)$ で書いたときに、 $\delta P_-(T, f)$ と $\delta P_+(T, f)$ を直線で結んだ場合の縦軸切片として求められる (傾きは $a(T)$)。

周波数解析を用いた、初期の多重振り子実験は Reppy グループによって行われ、彼らは Vycor を用いた振り子で測定を行っている [60]⁷。報告がなされた当時の解析では、NCRIf 由来とされる縦軸切片項は $2.72 \times 10^{-4} \pm 3.2 \times 10^{-4}$ あると見積もられた。ただし、この実験は Vycor 中固体 ^4He で振り子共鳴周波数が大きく抑制されたという Chan らの報告より前に出ているため、Vycor 中固体 ^4He であるにもかかわらず小さくない変化を示していることについては、現在ではバルク固体の寄与を疑わざるを得ないことに注意しなければならない。彼らのグループはその後もねじれ振り子のデザインの改良を何度も行っている。その経緯は [61] に詳述されており、二重振り子以外に三重振り子による実験も行っている。いずれの振り子においても、測定周波数に依存しない周期の温度変化項が有限となる結果を報告している。

同様な周波数解析は、例えば Royal Holloway のグループ [62] や KAIST のグループ [63] によっても行われており、前者は固体 ^4He の超流動の可能性を否定しない結果を報告しているものの、後者は縦軸切片が負の数となる、つまり超流動に由来する測定周波数に非依存な項はないとしてい

⁷これより前に、Aoki らがヒステリシスを観測した二重ねじれ振り子の実験 [36] があるが、その時点では周波数解析は行われていなかった。

る。さらに KAIST グループは、 $\delta P_-/\delta P_+$ が、固体の超流動に由来する場合に沿うと考えられる直線の傾きではなく、解析的あるいは FEM による計算で導かれたせん断率変化が起きた場合の直線の傾きに近いことを示し、固体 ^4He の超流動の可能性を否定している。

この周波数解析の難点は、周期の温度変化を考える際の、変化の始まりの温度をどこにとるかに任意性があることである。ここで言う周期変化は、固体 ^4He が入っていない空セルの場合の周期変化を差し引いたときのある温度（例えば最低温 ~ 20 mK 付近）での周期の変化量を指す。このとき、空セルの寄与をどの温度から引くかで変化量の大きさが変わる場合がある。高温領域で空セルと固体 ^4He を入れた場合の周期の温度変化の推移が完全に重なっている場合、それらが二つの曲線に離れる温度を基準として、固体 ^4He による周期変化を考えることができる。しかし実験によっては高温領域で変化の推移が重ならないケースがある。そのような場合の対処法として、例えば Reppy のグループはせん断率測定の結果を基にしている [61]。せん断率は、様々な測定周波数や温度で測ることができるが、300 mK では周波数に依らず一定値を指す場合が多い。これを理由に 300 mK を基にして空セルと固体 ^4He が入った場合の周期を同じ値になるようにシフトさせ、低温での値の差を周期変化として計算に用いている。ただし、多重振子を用いた実験を行った他のグループもこの基準を採用しているわけではないため、同一の基準で論じなければ定量性を比較することはできないと思われる。

(3b) 固体 ^4He の弾性の特徴を調べる研究は、実験的な発展と、転位のモデルに代表される理論的な考察を促してきた。実験的な発展については、Balibar グループの Giant Plasticity についての報告 [64] およびこれに続く転位ネットワークについてのいくつかの論文に詳しい [65, 66]。彼

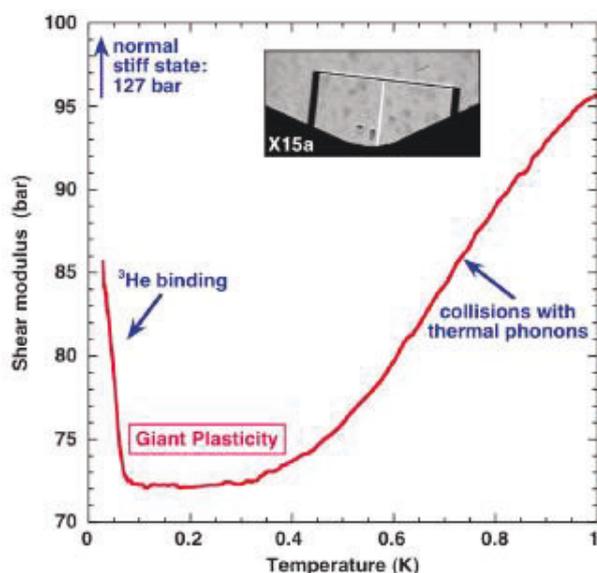


図 3.6: 固体 ^4He のせん断率が、高温では熱的フォノンとの衝突が原因で高いものの温度が下がるにつれて減少し、再び今度は ^3He の影響で上がる様子を結晶方位を調べながら研究している。A. Haziot, X. Rojas, A.D. Fefferman, J. R. Beamish, and S. Balibar, Phys. Rev. Lett. **110**, 035301 (2013) Fig.1 より。

らの実験では結晶構造を目視できるガラス状のセルを用いて、方位がはっきりわかっている状態

の固体 ^4He のせん断率の温度変化を調べ、方位ごとに理論から予想される変化量と照らし合わせている。実験値と理論値が一致するという事実により、理論が正しいという裏付けになる。また、結晶中の転位のネットワークの長さや転位密度を実験結果から推定するための解析を行っている。他にも、ねじれ振子を用いながら、固体の弾性の寄与を考えた Aoki らの実験もある [67]。彼らは、ねじれロッドにのみ固体 ^4He が存在する場合と振動子部分にも固体 ^4He が存在する場合で共鳴周波数変化が同じであることから、ロッド中の固体 ^4He が共鳴周波数に支配的な寄与をしていると考えた。この実験もまた、固体 ^4He の弾性が振子共鳴周波数の変化の主たる原因であることを示すが、弾性の変化による共鳴周波数の変化量を解析するのに以下に述べる転位モデルを使っている。

転位のモデルの理論的な考察について、ここでは Iwasa の転位振動モデルを挙げる [68,69]。このモデルは転位の運動が不純物 ^3He によりピン止めされることとピンが外れることの競合を基に、固体 ^4He の弾性の温度変化を考えている。これはねじれ振子によって得られた実験結果をも定性的に説明する。その例としてねじれ振子共鳴周波数の振幅依存性や Aoki らによって観測されたヒステリシス現象について説明を試みている。このモデルは、本論文の固体 ^4He せん断率測定に対する解析にも用いているため、その実験について記した第 5 章で詳しく述べる。

(3c) 質量流の実験は、ねじれ振子や弾性率の測定とは別のアプローチであるが、2008 年の Ray と Hallock らの実験⁸に始まり、現在まで続いている固体 ^4He に関する興味深い研究の一つである [70–77]。以下簡単に紹介する。

質量流の実験は、固体 ^4He を間にはさんで両側に ^4He 原子を打ち込めるラインを設けた “サンドウィッチ” 型のセルを用いる。片方のラインから ^4He を打ち込むことで圧力を増加させた後、もしもう片方のラインの圧力が変化すれば、それは間の固体を通して流れ（流束）が伝わったことになる。2008 年の Ray と Hallock の実験では、片方のラインの圧力を上げた時に、両方のラインで圧力が同一の値になるように緩和する様子を観測した [70]。ただし、緩和に向かって圧力が増加する側のラインの圧力増加の様子は、二つのラインの圧力差に依らない時間変化を持っていた。通常は圧力差に応じて流れの速さが変わることを踏まえると、この観測結果は流れの伝わりの速さに上限があると考えられる。また、圧力と温度の条件を変えて上記の流れを観測できるかどうかを調べ、比較的低压の固体 ^4He では固体の作り方に依らず流れが見えるという相図を示している。さらに、質量流の応用として彼らはいわゆる「噴水効果」を固体 ^4He を介して観測できないかを調べた [71–73]。一方のラインについた液浴の温度を一定に保ちながら、もう片方の液浴の温度を増加させることで、圧力勾配が生じる様子を調べた。その圧力勾配 ΔP は、

$$\Delta P = \int_{T_a}^{T_b} \rho S dT \quad (3.2)$$

と表される（2.1.2 節で示した液体の場合と同じ）。この圧力増加を観測する際、熱していない方の液浴の圧力が減少したばかりではなく、二つの熱浴の間にある固体 ^4He の圧力も減少した。これは、液浴間でヘリウム原子が移動しただけでなく、固体からも原子の供給があった結果だと考えられている。

固体 ^4He を介した、このような噴水効果の実験は、その後も温度依存性や ^3He 濃度依存性について研究され、まとめられている [77]。温度上昇と圧力勾配によって固体 ^4He 中に生じたと考え

⁸それ以前にも Greywall(1977) や Beamish グループ (2005,2006) の実験があるが、質量流に関してのポジティブな結果は得られていなかった。

られる流束 $F = d(P_1 - P_2)/dt$ は、温度と化学ポテンシャル差 $\Delta\mu = m_4 [\int (dP/\rho) - \int (sdT)]$ に依存する（ここで P_1, P_2 は二つの液浴の圧力、 m_4 は ^4He の質量、 ρ は密度、 s は単位質量あたりのエントロピー）。噴水効果の実験により、 A と b を定数として $F = A(\Delta\mu)^b$ なる関係が導かれ、ここから液体ヘリウムが Luttinger 液体のように振る舞うことと合わせ、固体ヘリウム中でも Luttinger 状の振る舞いが見られるという仮説を検証した。また、Vycor を通して原子を注入することで固体の密度を上げることができる”syringe effect”が、60 mK ほどの低温で融解圧曲線の直下に用意した試料には見られないことがわかった。この試料には噴水効果が表れないものの、300 mK 程度まで熱してから再び冷却すると噴水効果が見られるといったヒステリシスが存在していた。他にも、600 mK より高い温度では不純物 ^3He の濃度によらず F が観測されないこと、冷却すると F が急激に減少し 0 に近づく温度 T_d が存在すること、200 mK での F の値で規格化した F の温度変化は温度の対数に対して ^3He の濃度に依らず、一つの曲線に乗ることがわかっている。 T_d は ^3He 濃度が 0.17 ppm 程度の時は 75-80 mK 程度であり、 ^3He 濃度が上がるにつれて高温側へシフトする。 T_d は、わずかに 1 mK 低い温度にただけで F が劇的に減少するといった特徴的な温度であり、横軸に ^3He 濃度をとって T_d をプロットすると、hcp の固体 ^4He 中に bcc の ^3He が混合している場合の固体の相分離に対する曲線と類似している。しかし、hcp ^4He と bcc ^3He 固体の相分離がおおよそ 10 時間程度かかるのに対して、 T_d 以下にした後再び T_d 以上に熱した時に F が戻ってくる時間がせいぜい 150 秒ほどであった。これらの違いは、固体 ^4He 中の流れの実験において ^3He がほんのわずかでも変わると F の大きさに大きな影響を与えることを示しているとしている。 ^3He の具体的な作用は、例えば固体 ^4He 中に F を通すために存在する path を ^3He が阻害することが挙げられている。その理由として、そもそも流束は固体中の転位の核や転位の交差点の存在に重要であり、 ^3He がそれら転位の核や交差点に沿って存在することで超流動密度が減少するという指摘があることが挙げられている。

上記のような質量流の実験は、ねじれ振り子や弾性測定の実験では得られなかった固体 ^4He の性質を発見できた興味深い実験であった。しかし、何が固体 ^4He 中の流束を運ぶのか、流束を阻害する時 ^3He はどこに存在しているのか、 ^3He 濃度に依存しない流束の温度依存性の起源は何なのか、流束の上限を定めているものは何なのか、などといった問題も生むことになった。

最後に、Hallock のグループ以外にも質量流を観測しているグループを紹介する。Beamish グループは、Hallock グループの行った、「液体超流動-固体-液体超流動」というサンドウィッチではなく、「固体-液体超流動-固体」というサンドウィッチを用いた実験を行い、 T_d の温度域や ^3He 依存性、600 mK 程度より上の温度で圧力差が見られないことを調べた [76]⁹。この実験では Hallock グループ同様、固体と接する液体層を実現するために、バルク液体より固化圧の高い Vycor を用い、Vycor 中に液体を作っている。これに対し、Vycor を排除し、液体の寄与無しに質量流を観測した実験も近年行われた [78]。 ^3He 濃度依存性について、5 ppt の高純度固体 ^4He では 28 mK まで冷却しても流束が減少せず、 ^3He を増やしても Vycor が入ったセルと比べてより ^3He 濃度が大きくなれば流束の減少が見られなかった。そのため、流束の path には広い空間あるいは ^3He による流束の束縛が弱いという条件が重要であり、path の候補としてセルの壁や結晶粒界での乱雑な層が挙げられている。さらに、Chan のグループは液体ではさんだ固体層の長さを変えた時の質量流の様子を調べている [79]。このセルでは流速がある温度を境に減少するといった、他のグ

⁹ただし、これは噴水効果のように温度を変えているのではなく、ダイアフラムによって固体を強く押し出した時の、液体を介した固体の圧力変化を観測した実験である。

ループの実験との共通点を発見している。一方で、熱サイクルを繰り返すと流束が安定的に再現性を持つことを見つけ、従来の転位線および結晶粒界が超流動と関わっているとするモデルとは異なる解釈ができることを指摘している。これらの質量流の研究がさらに進むと、ねじれ振り子や弾性率測定で得られた固体 ^4He の性質の理解の手助けになるかもしれない。

3.2.4 これまでの実験を踏まえた本論文の実験の位置づけ

現在では、2004年のねじれ振り子の実験結果は超流動性に起因したものではなく、これ以降に行われた実験の多くも、固体 ^4He の弾性変化で解釈される実験がほとんどである。一方で、最後に紹介した多重振り子や質量流の実験はまだ完全に解釈はされてきれないトピックとして残っている。

本論文では、これまで紹介した実験とはまた異なるアプローチで行われ十分に解釈されきれていない実験の一つとなっている、Choi らによって行われた回転場を加えた実験に解釈を加え、固体 ^4He の弾性がどう関わるかを調べることをモチベーションとした実験を行い、その結果を示している。本章の最後にこの回転の実験について紹介する。この実験は、それまでのねじれ振り子測定に回転というパラメータを加えることで周波数変化に回転速度依存性を見出したという意味で画期的だった [3]。

これまで述べてきたように、ねじれ振り子の共鳴周波数の変化に固体 ^4He の弾性の寄与があることは確かで、これを完全に除くのは難しい。よって、超流動性を示す実験としては固体 ^4He の弾性の変化を認めた上で、超流動性が存在しているかを見極める方法が必要になる。ただし、ねじれ振り子のみでの測定では、本質的に超流動性と弾性変化を切り離すことができないという欠点を克服することはできない¹⁰。この欠点を解決する方法として行われたのが、回転場でのねじれ振り子測定であった。つまり、回転場を加えることで、超流動性がある場合にしか起こらないであろうねじれ振り子の反応を観測することを目的とし、その観測の事実をもって固体の超流動の存在を示すための実験が行われた。

超流動で起こり得る現象で、特に回転場で観測が期待できるのは渦の侵入である。液体超流動では、回転を加えることによって量子化された渦が発生し、回転速度に応じて渦の侵入数が増えることが知られている [80]。渦の発生は、流動性に起因すると考えられ、固体の弾性変化とは一見結びつかない現象である。Choi らの実験では、さらに超流動の証拠を強固にするために、ねじれ振り子のセル中央部に弾性率測定のためのトランスデューサを設置し、共鳴周波数変化と弾性変化を同時に行える構造のセルが用いられた。もし共鳴周波数が回転速度に依存した変化を示した上で、同時に測定された固体 ^4He の弾性には対応する変化が観測されなければ、それは共鳴にのみ影響を与える回転の効果を観測していることを意味し、渦の侵入およびこれを可能にする固体の超流動の存在が示せると期待された。

彼らの実験によって、回転速度をパラメータとして固体 ^4He をつめたねじれ振り子の共鳴変化が表れる様子が観測された。実際に回転下でのねじれ振り子測定を行うと、回転速度が増加するにつれ共鳴周波数の温度変化が抑制された。一方、同時に測っていた固体 ^4He の弾性変化には回転速度依存性が見られなかった。さらに、振動速度の増加による共鳴周波数の温度変化の抑制の大きさ

¹⁰Vycor をはじめとする多孔質体中に固体 ^4He を生成した場合には、理想的には固体の弾性の温度変化を無くすることができる。しかし、ここではそのような多孔質体に作った固体 ^4He ではない、バルクな固体 ^4He についての実験も含めて表現している。

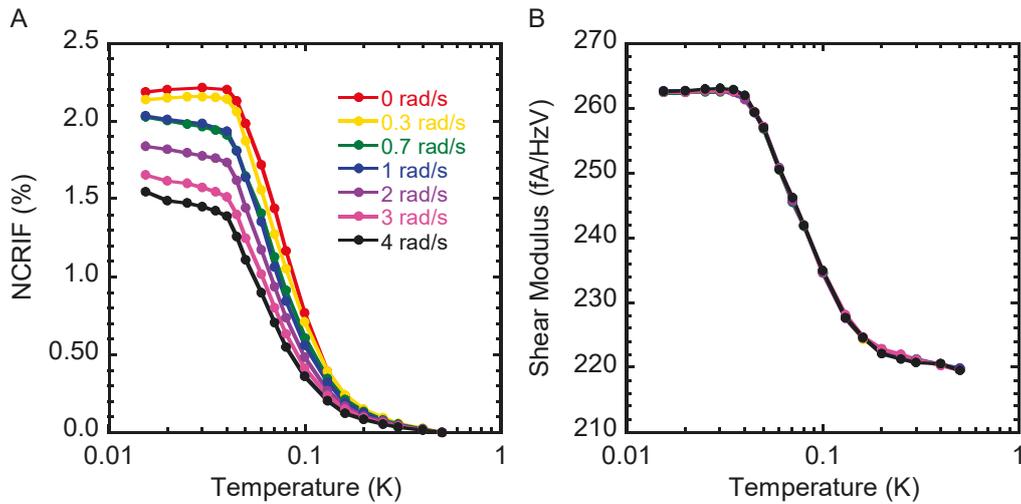


図 3.7: 回転速度を増やした時の NCRIF およびせん断率の温度変化の様子。回転速度増加に対する両者の変化の様子が異なっていることから、NCRIF とせん断率の変化が対応していない、とされる。高橋大輔氏より頂いたデータを基に作成。オリジナルの図は H.Choi, D.Takahashi, K.Kono, and E.Kim, Science **330**, 1512 (2010)Fig.2。

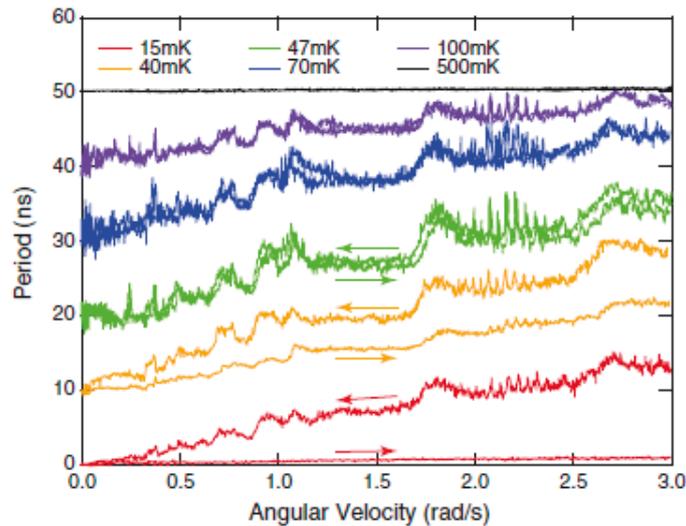


図 3.8: 回転速度を掃引した時にねじれ振子共鳴周期がどのように変化するかをいくつかの温度で調べた結果。回転速度減速過程で周期がステップ状に変化している。ヒステリシスは 40 mK 付近を境に消えている。H.Choi, D.Takahashi, W.Choi, K.Kono, and E.Kim, Phys. Rev. Lett. **108**, 105302 (2012)Fig.3 より。

と、回転速度の増加による抑制の大きさが、ある振動速度で重なることを示し、どちらの抑制も同じ物理的起源から起こっているだろうことを示した。また、後の論文では温度を固定して回転速度を変えた時に、特定の回転速度で共鳴周期がステップ状に変化する様子を報告している [4]。

その変化の様子は固定する温度に依存し、高温になるにつれ周期変化の大きさが小さくなる様子が観測された。また、低温では回転速度の減速過程ではステップ状に変化した周期が、加速過程では一切変化しなくなるというヒステリシスが観測された。このステップはまさに量子渦が次々に固体に侵入する様子になぞらえられ、固体の超流動性の存在を大きく後押しする結果かと考えられた。ただし、液体の超流動と同様な物理を考えた際に液体と固体とで不一致が生じることも指摘している。例えば、液体超流動で最初に渦が侵入する際の回転速度を Ω_{C1} とし、渦の侵入で完全に超流動が阻害される際の回転速度を Ω_{C2} とする。 Ω_{C1} については、その大きさが \hbar/mR^2 とされ、彼らの実験で使用したセルから $R=8$ mm を用いると $\Omega_{C1} = 2.5 \times 10^{-4}$ rad/s となる。一方で、彼らの実験結果から最初に渦が侵入したと考えている速度は 0.17 rad/s であり大きく異なる。また、 Ω_{C2} に関して、超流動として考えた場合には 10^{12} rad/s であるのに対して、実験から推測される固体超流動成分が抑制される速度はおおよそ 13 rad/s 程度となった。これら、超流動として予想される値と実験で得られた値の差についてはそれ以上の考察が加えられていない。

液体超流動との定量的な対比が難しいとしても、Choi らの実験はそれまで他のグループによって行われた実験結果と対応させることができず、当初の固体超流動がほぼ否定された現在でも解釈が難しい。さらに、その他に行われた、別の回転冷凍機の実験結果も、解釈をより難しくしている。例えば、Yagi らの実験 [81] や Fear らの実験 [82] では、それぞれ異なる回転冷凍機を用いているが、2 rad/s まで回転をしたところで顕著な「回転効果」は観測されなかった。特に、Choi らの実験の後に行われた Fear らの実験では、Choi らの結果は回転冷凍機特有の問題、例えばノイズなどが、ねじれ振り子の周波数変化に表れているのではないかと結論付けている¹¹。

回転を抜きにすれば、ねじれ振り子の実験結果は固体 ^4He の弾性と深い関係があることは確実と言える。では回転を加えた時のねじれ振り子の挙動は、固体 ^4He の弾性に対して回転が影響をしているのかどうか、これについては実験的な検証が十分に行われていない。そこで同じ回転装置を使用し、別の実験セルを用いて結果が再現されるかに注目する。他の回転下での実験で唱えられたように回転によるノイズがねじれ振り子に影響をおよぼしていたとしても、それらのノイズは固体 ^4He の弾性に効いているのかどうか判別することで、Choi らの結果をどう解釈すればよいかについて新たな考察を加えることができるかもしれない。そのため、本論文の実験では固体 ^4He の弾性の直接的な測定だけでなく、もともと超流動探索に使われていたねじれ振り子法も用いて、固体 ^4He 弾性への影響を回転下で調べた。

¹¹Choi らも論文 [4] の中で彼らの回転冷凍機のノイズについて言及しているが、振動レベルの大きさ、そしてねじれ振り子の Q 値を考えるとノイズの影響はないとしている

第4章 固体⁴He研究のこれまでの解釈

この章では第3章の歴史を踏まえ、固体⁴He研究の解釈について一度整理する。第3章で述べたように、固体⁴He研究の方法は数多くあるが、本論文で対象としている圧電素子による固体⁴He弾性の直接的な測定とねじれ振り子測定の二つを取り上げて進める。

まずはねじれ振り子実験と弾性測定の実験それぞれの結果を比較しどのような対応があるのかをまとめる。次に、固体⁴Heの弾性変化の基本的な考え方である、固体中の転位を基に、なぜ低温で弾性の変化が起こるのか説明する。そして、振り子の結果が固体⁴Heの弾性によるものだとして、その弾性変化がどのようにねじれ振り子測定に効くと考えられてきたのかについて述べる。

4.1 ねじれ振り子測定と固体⁴He弾性測定と比較

表 4.1: ねじれ振り子と弾性率測定の結果の比較

	(a) ねじれ振り子	(b) 弾性率測定
温度依存性	温度冷却に応じて周波数変化 (Δf) が大きくなる	温度冷却に応じてせん断率変化が ($\Delta\mu$) 大きくなる
振幅依存性	振幅 (\propto 振動速度) が臨界値を超えるまで Δf は一定。臨界値を超えるほど、 Δf は減少	振幅 (\propto 印加歪み) が臨界値を超えるまで $\Delta\mu$ は一定。臨界値を超えるほど、 $\Delta\mu$ は減少
測定周波数依存性	測定周波数が大きくなるほど、共鳴周波数が上がり始める温度 (T_o) ¹ が高温側にシフト	測定周波数が大きくなるほど、せん断率が上がり始める温度 (T_o) ¹ は高温側にシフト
不純物 ³ He 依存性	³ He が増える程、 T_o は高温側にシフト	³ He が増える程、 T_o は高温側にシフト
固体の乱雑さ依存性 (アニール効果)	アニールによって Δf はほとんどの場合小さくなる	アニールによって $\Delta\mu$ はほとんどの場合小さくなる

この節では、固体⁴Heが関係するねじれ振り子実験と固体の弾性率を測定した実験について、それぞれいくつかの実験で共通している特徴を比較している。大まかなまとめは表 4.1 に示した。ただし、ねじれ振り子については、固体⁴Heの弾性の影響が全く表れないような特別堅固に作った振り子を想定しておらず、近年の剛性に特徴を持った振り子の結果とは異なる内容があり²、試料

¹測定対象量が変わり始める、オンセット温度という意味であるため共通して T_o と表記している

²剛性が高い振り子では、固体⁴Heの弾性の変化の影響がほとんど出ずに共鳴周波数の変化が抑えられると考えられている

とする固体 ^4He がバルクな多結晶固体である実験についてよく当てはまる内容となっている。以下、表 4.1 の各項目について、補足する。

温度依存性について

固体 ^4He をつめたねじれ振子の子の共鳴周波数変化と、固体 ^4He の弾性率の変化が温度に対し類似した依存性をもつ様子は様々な論文で確認されている。両者が類似している様子は、例えば固体 ^4He の弾性率変化をねじれ振子の結果と結びつけた初期の論文である Beamish グループの結果 [41] によくあらわされている。測っている物理量は異なるものの、それぞれを NCRI および最低温でのせん断率 μ_0 で規格化した μ/μ_0 で表した場合には、両者の温度変化はおおよそ一致する [2]。

その他の参考文献については様々な論文があるので割愛する。

振幅依存性について

振幅は、ねじれ振子の測定においては Q 値の測定および振動速度を算出するのに用いられる (6.2.2 節参照)。固体 ^4He の実験における振動速度は、ある臨界値を超えた状態では共鳴周波数の温度変化量 Δf が抑制されることから、液体超流動の測定における超流動性消失の臨界速度と関連付けて考えられてきた。なお、ねじれ振子の振幅は温度変化を起こすが、ここで言う振動速度はある基準温度での振幅の値を参考にする。「超固体転移」していない温度が振幅依存性を比べるのに適していると考えられるため、基準温度は高温 (500 mK など) が選ばれる。一方、弾性率測定における振幅とは、固体 ^4He に与える歪みの大きさに関連する。歪みの大きさは入力したドライブ電圧および圧電素子の圧電定数に比例する量であるため、温度変化しない³。弾性率測定においても、ある臨界歪みを超えた状態でせん断率の温度変化量が抑制されるという現象が観測される。

参考文献については、ねじれ振子の実験は [29, 30, 40, 83]、弾性率測定は [38, 41, 45] などがある。さらに、固体 ^4He が入ったねじれ振子での周波数測定と、その固体のせん断率変化の振幅依存性を同時に測った実験に Kim *et al.* がある [84]。ただし、特にねじれ振子の最近の実験では大振幅による、臨界速度を超えるような速度での実験は行われていない。多くの実験では大振幅にする前に既に周波数変化が小さい場合が多く、振幅が大きいことで周波数変化が抑制されることをわざわざ取り上げる必要がない実験が多いためである⁴。

周波数依存性について

測定周波数依存性は、表 4.1 に示された他の項目と比べると両実験の結果を比較することが難しい。なぜなら、ねじれ振子の場合、振子の設計の段階で測定周波数が定まってしまうため、同一の固体 ^4He 試料に対して周波数依存性を調べるためには多重振子を用いなければならないからである。いくつかの多重振子実験で明らかになったのは、温度変化による周波数の変化の始まる温度、 T_0 が測定周波数の増加につれて高温側にシフトするということである。一方で、全ての多重振子の実験で明らかな T_0 の変化が得られているわけではない (例えば [85] など)。弾性率測定では、入力周波数を任意に変えることができるため、同一試料に対し広い周波数範囲 (数十 Hz から数 kHz など) で測定を行うことができる。ただし、固体 ^4He の共鳴を起こす 8 kHz 程度以下で測定が行われることが多い。弾性率測定では、測定周波数の増加によって明らかな T_0 の高温側へのシフトが見られている。

³厳密には圧電定数は温度によって変化するが、測定温度範囲内、500~20 mK 程度では十分小さいとして無視する

⁴ただし、後述するように本論文では回転を印加した時の周波数変化と振幅を変化させた時の周波数変化と比べるため、振幅依存性について詳しく調べている。

参考文献については、ねじれ振子の実験は [36, 60–63, 63, 86, 87]、弾性率測定は [15, 38, 41, 65, 88, 89] などがある。

不純物依存性について

固体 ^4He にとっての不純物とは、専ら同位体である ^3He をさす。したがって、不純物依存性は、固体 ^4He 試料中の ^3He 量を変えることで調べられる。通常の (^4He ガスが石油から抽出される際に自然に含まれる) 不純物 ^3He 濃度は 0.3 ppm (3×10^{-7}) であるが、精製することで数 ppb レベルまで濃度を下げることができる。さらに固体 ^4He が液体 ^4He と接触していると、(理想的には) ^3He は液体に引き寄せられるため、不純物がない試料として調べることができる。ねじれ振子測定で ^3He 濃度が変わった時の共通した特徴は T_0 が高温側にシフトすることである。Kim らのグループが様々な ^3He 試料の結果をまとめた報告 [35] によると、大まかな傾向として 1ppm 以下の濃度では濃度増加につれて NCRI が上昇し、1 ppm 以上では濃度増加につれて NCRI が減少するという結果が出ている。しかし、同一のねじれ振子であっても固体 ^4He 試料が変わるとそもそも NCRI の大きさも変化しうるため、あくまで傾向としてしか比較できない。弾性率測定においても ^3He 濃度が増加するにつれて T_0 が高温側にシフトするが、これは転位のモデルで説明される。ただし、変化量の大きさについては、 ^3He の濃度以外に固体 ^4He 試料作成時の転位の様子(密度や長さなどの条件)にもよるので一般的に当てはまる特徴はないと思われる。

参考文献については、ねじれ振子の実験は [35, 39, 52, 90]、弾性率測定は [41, 89] などがある。

乱雑さ依存性 (アニール効果) について

ねじれ振子測定では振動子中の固体 ^4He 試料が、急冷によりつくられたものでは周波数変化が大きく出やすい。また、アニールを行うことで周波数変化量は基本的には減少する。アニールの時間および温度が十分なほどその効果は高く、空セルからの変化が測定解像度以下になるほどまで抑制される [34]。ただし、アニールによって周波数変化量が変化しない場合も報告されている [39]。さらに、アニールを行ったことで周波数変化量が増加した場合も報告されている⁵ [39]。弾性率測定では、ほとんどの場合においてアニールによってせん断率の変化量は減少する。一方、アニールによってせん断率の変化量が増大する場合も報告されている [42]。この観測も、転位のモデルを考えれば起こり得るとされている。参考文献については、ねじれ振子の実験については [34, 39]、弾性率測定については [42] などがある。

4.2 固体 ^4He の弾性変化

前節のようにねじれ振子と弾性測定の類似点があり、これによりねじれ振子の共鳴の変化が固体 ^4He の弾性変化に起因していると考えられる。この弾性変化を起こす原因と考えられているのが固体中の転位である。そこでこの節では、転位の性質の概要を示し、転位を用いたモデルで実際にねじれ振子の結果を説明する際の考え方についてまとめる。ただし以下では固体 ^4He の実験と関係する部分を中心に話を進めている。より広く一般的な転位については、例えば鈴木 [91] や坂 [92] の教科書が参考になる。

⁵ [39] の文献では、増加した量は NCRIF であるとされ、アニール前後で 0.1% が 0.2% になった場合が挙げられている

4.2.1 転位の性質

これまで示してきたように、転位とは結晶欠陥が一次元の鎖のようにつらなった状態であり、結晶中に余分な格子面が挿入されているものとして説明される。なぜ転位が重要であるかという点、それが結晶の固さ、つまり変形のしにくさに大きく影響するからである。転位が変形とどのように関係しているかを以下に示す。結晶の変形とは、これを構成している原子の位置がずれることで起こる。図 4.1 には変形の様子を示しており、結晶がずれる前の状態を (a)、ずれた後の状態を (d) とする。もし仮に、ある原子面上の全ての原子が一つ隣の原子位置へ一斉にずれようとする場合、初期状態での原子の結合を一斉に切り、隣の場所へ移る必要がある。つまり、(a) から直接 (d) に移るプロセスをとろうとすると、全ての結合エネルギーを切るだけの莫大な力をかけて変形を起こすことになる。しかし、この考えから求まる理論値と、実際に結晶を変形させるのに必要な実験値を比較すると、金属の場合ではあるが、理論値が 4 桁程度大きくなる。変形のプロセスの理論値と実験値の相異を説明するために、今度は局所的な変形がずれが起こる面全体に広がる、と考える。したがって、図 4.1 で (a) から (b)、(b) から (c)、(c) から (d) といった形で、段階的にずれの位置が移動するというプロセスを考える。転位が結晶の端から端に動けば、最終的に結晶はその分ずれ、変形することになる。このプロセスで重要な局所的なずれこそが転位であり、図 4.1(b) あるいは (c) に T が上下逆になった記号で表す。この転位を動かす力は、原子面全体が一斉

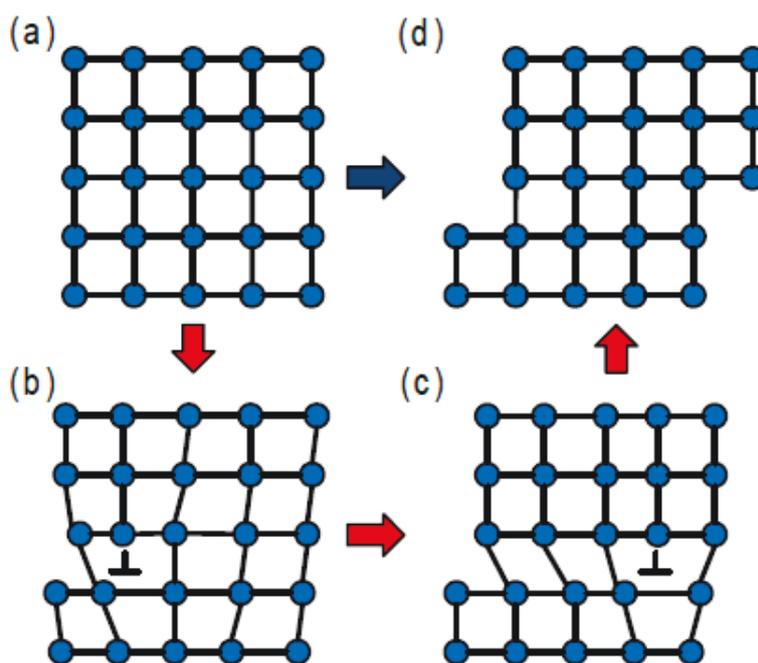


図 4.1: 結晶の変形に伴う転位の運動。(a) の状態から (d) の状態へ一斉に変形する (青矢印) ためには、黒線で表した結合を一度に切らなくてはならないが、これに必要な応力は、実験値よりもはるかに大きい。実験値を再現するには、(b)、(c) で示されているようにひずみの部分をもうけ、そのひずみがずれるというモデルが適している。このひずみは転位という一次元の欠陥として結晶中に存在しており、T が上下逆になった形で表される。

に動く時と比べてはるかに小さい力でよく、このモデルで想定される変形のための力の大きさは実験から導かれる結果とも矛盾しない。そのため、結晶の変形を扱う上で転位の性質は重要である。

転位の性質として、固体 ^4He の研究と関連するものを挙げる。

- 転位の構造には刃状転位とらせん転位、およびそれらが混ざった混合転位があるが、hcp 構造をとる固体 ^4He では刃状転位が重要である。hcp 構造では刃状転位は c 軸に垂直な、基底面上を動く。
- 転位は、そのずれが起こる面を境にして原子の集まり方が異なる。したがって、図 4.2 に示したように、片側は格子が圧縮され、もう片側は引き伸ばされている。これにより、転位周りにはひずみが生じる。転位のずれは結晶中の変位場を生み、内部応力の源となる。
- 転位は結晶中で三次元的なネットワークを組んでおり、端点は結晶の表面にあるか、あるいは一つの転位が自身で閉じている。ネットワークの節（ノード）は強い固着点となっているため、ノード間の転位は両端固定の弦のように見なせる。
- 結晶中の転位を評価する指標の一つに、転位の密度 Λ がある。これは、単位体積中の転位の全長で定義されるので、単位は $\text{m}/\text{m}^3 = \text{m}^{-2}$ となる。
- 転位による格子の変形の度合いと向きを表すのにバーガスベクトル \vec{b} が用いられる。結晶中のある原子を指定し、その原子から刃状転位の中心（転位芯）を囲むように任意の長方形

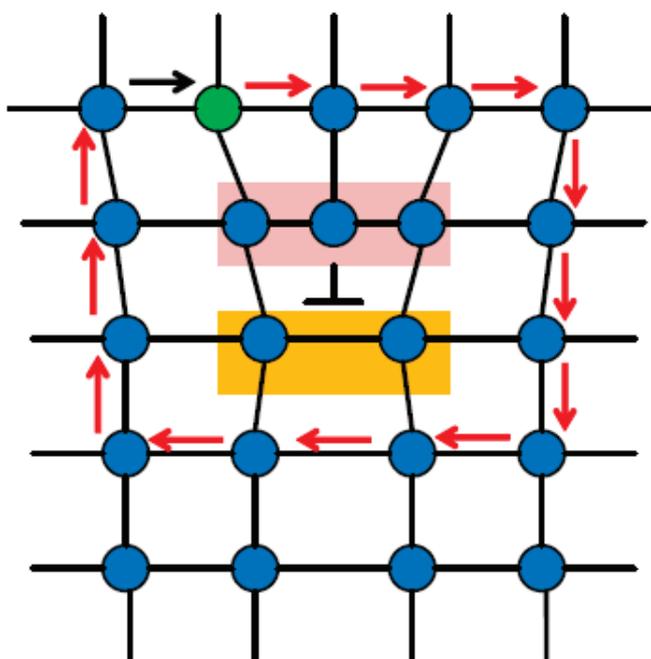


図 4.2: 転位周りの様子。背景が赤で示された、原子面が挿入されている（T 字の先端）と見なせる側は転位がない部分と比べて原子が密集し、格子が圧縮されている。背景がオレンジで示された、反対側は転位がない部分と比べて原子が疎になっており格子が引き伸ばされているような状態となる。黒で示した矢印がバーガスベクトル \vec{b} を表す。

を描こうとすると、転位の片面は原子が多く、もう片面は原子が少ないため、長方形は閉じなくなる。図 4.2 を例にとり、緑で示された原子から出発し、右に 3、下に 3 進むことを考える。次に左に 3、上に 3 進むと、長方形は閉じない（最終的な点が緑の原子とならない）。この時に長方形をなすために補助的に考えなくてはならない、原子同士を結ぶベクトルがバーガスベクトルである。図 4.2 では黒い矢印で示している。バーガスベクトルの大きさ b は、この定義から、原子間距離に等しくなる。

上記の性質を踏まえ、ノード間に固定された転位を弦と見なせば、転位の運動の様子を解析することができる。転位弦の共鳴周波数は MHz 程度であり、ねじれ振子や弾性率測定が多くで測定に用いられる周波数よりはるかに大きいのでここでは考えない。張り出した転位弦は、上記のようにひずみ場を生むため、結晶が元々有する弾性歪みと合わせ結晶のせん断率を減らす。これは式で表すと次のようになる。通常の、転位の影響を考慮していない状態での弾性体の応力 σ_{el} と歪み ϵ_{el} はせん断率 μ_{el} を用いて

$$\sigma_{el} = \mu_{el} \epsilon_{el} \quad (4.1)$$

と書ける。ここに転位による歪みが加わる、ということなのでその大きさを ϵ_{dis} とすると

$$\sigma = \mu(\epsilon_{el} + \epsilon_{dis}) \quad (4.2)$$

となる。転位が起こす応力自体は無視できるほど小さいので、(4.2) 式の $\sigma = \sigma_{el}$ とおけるので、上の式よりせん断率 μ は

$$\mu = \mu_{el} \frac{\epsilon_{el}}{\epsilon_{el} + \epsilon_{dis}} \quad (4.3)$$

となり、転位による歪みの分、せん断率が小さくなる。

このひずみの大きさ ϵ_{dis} は、転位の張り出しによる平均変位 $\bar{\xi}$ と方向因子 R 、および転位の密度 Λ とバーガスベクトル b で

$$\epsilon_{dis} = R\Lambda b\bar{\xi} \quad (4.4)$$

で表される。この大きさを知るためには平均変位 $\bar{\xi}$ を知る必要がある。これには、Granato-Lücke の振動弦モデルを用いる [93]。同モデルでは、転位の運動方程式が

$$A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = b\sigma_{el} \quad (4.5)$$

と表されるとしている。ただし、転位の長さ方向を y とし、 $A = \pi\rho b^2$ は転位の単位長さ当たりの有効質量で、 B は単位長さ当たりの減衰力、 $C = 2\mu b^2/\pi(1-\nu)$ は単位長さ当たりの有効張力を表す。今は時間変化のない定常状態を考えているため時間微分の項を落として

$$-C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = b\sigma_{el} \quad (4.6)$$

と書ける。さらに今考えている応力は転位上で一定であるので

$$\xi(y) = -\frac{b\sigma_{el}}{2C} y^2 + A_0 y + A_1 \quad (4.7)$$

を計算する (A_0 、 A_1 は積分定数)。転位のノードが固着点なのでこれが境界条件となる。転位の長さを L と書くと $\xi(0) = \xi(L) = 0$ なので (4.7) 式に当てはめて

$$\xi(y) = -\frac{b\sigma}{2C}y^2 + \frac{bL\sigma}{2C}y \quad (4.8)$$

を得る。これにより平均変位 $\bar{\xi}$ を計算することができ、

$$\begin{aligned} \bar{\xi} &= \frac{1}{L} \int_0^L \xi(y) dy \\ &= \frac{\pi(1-\nu)L^2}{24} \frac{\sigma}{\mu b} \end{aligned} \quad (4.9)$$

となる。この $\bar{\xi}$ を (4.4) 式に代入して、

$$\epsilon_{\text{dis}} = \frac{\pi(1-\nu)}{24} R\Lambda L^2 \frac{\sigma_{\text{el}}}{\mu_{\text{el}}} \quad (4.10)$$

を得る。この式は転位による歪みを表しており、 $\sigma_{\text{el}}/\mu_{\text{el}} = \epsilon_{\text{el}} \equiv \epsilon$ を考えると、 ϵ_{dis} は転位によるせん断率の変化量に等しくなる。つまり、

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = \frac{\Delta\mu}{\mu} = \frac{\pi(1-\nu)}{24} R\Lambda L^2 \quad (4.11)$$

であることがわかる。この式に出てくる ΛL^2 は、よく定義されたネットワークでは構造によって決まる定数である。結晶をアニールすると転位は消えるが、転位の (平均の) 長さは増える可能性があるため、 ΛL^2 は増加、あるいは減少する場合もあれば、ほとんど変わらない場合もある。例えば ΛL^2 は単純立方格子であれば 3 であり、(4.11) 式より $\Delta\mu$ は転位密度 Λ に依らなくなる。多結晶では R が 0.2 程度となることを踏まえると、(4.11) 式から、せん断率は大きくて 30 % 減少することがわかる。

さらに、(4.8) 式で最大振幅を見積もると、張り出し量が最も大きくなるのは $y = L/2$ であるのでこれを代入し、

$$\xi_m = \frac{\pi}{16}(1-\nu) \frac{L^2}{\mu b} \sigma \quad (4.12)$$

を得る。 $\nu \approx 0.3$ 、 $L \approx 5 \times 10^{-6}$ m、 $\mu \approx 1.5 \times 10^7$ Pa、 $b \approx 0.35$ nm などの典型的な値を代入すれば、 $\xi_m \approx (6.5 \times 10^{-10})\sigma$ m/Pa である。格子間隔が 0.35 nm である事を踏まえると、転位の振幅の最大値は 1 Pa あたり原子間距離二つ分であることになる。

上記 (4.11) 式のように、結晶欠陥の一つである転位の性質を調べるだけで、結晶 (弾性体) の弾性について知ることができる。ただし、注意しなくてはならないのは、計算に使用されるパラメタ、特に転位密度 Λ とネットワークの長さ L が測定方法によって「典型的」とされる値が異なることである。これらのパラメタは、当然作成した固体 ^4He 試料によるため、試料ごとに値が異なるのは当然である。しかし、例えば Balibar らのグループは単結晶で Λ が 1.2×10^5 cm $^{-2}$ で L が 175 μm である (ただしこれらは ^3He 濃度が 300 ppb の時であり、固化温度や ^3He 濃度が異なれば Λ はファクターで 5、 L はファクターで 2 程度変わる。以下の数値も全て ^3He 濃度が 300 ppb の時の結果) としていて、多結晶では Λ が 5.4×10^5 cm $^{-2}$ 、 L が 59 μm であるとしている [94]。

これらから、転位の特徴的なパラメタ ΛL^2 が単結晶で 36.8、多結晶で 18.8 となっている。一方、Iwasa の解析によると、 Λ が $1.32 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ という範囲で L が $2.34 \mu\text{m}$ 程度としている [68, 69]。したがって、 ΛL^2 が 7.23×10^{-2} である。これらの相違は、Balibar がせん断率測定の結果を解析し、Iwasa がねじれ振り子の結果を解析したという違い以外に、解析に用いている式も異なっている。一番単純な、立方格子の場合では、既に示したように $\Lambda L^2 = 3$ であることを考えると、二つの解析結果は、実際の固体 ^4He が単純なモデルでは解析できないことを示している。転位のモデルで固体 ^4He の実験結果を調べる際には、上記のように解析法によって値が大きく異なり得るという難しさがあることを考慮しなければならない。

4.2.2 転位モデルによる固体 ^4He 実験の解釈

前節の難しさを踏まえた上で、固体 ^4He についての実験結果が転位モデルでどのように説明されるかを示す。なお、以下の議論は Iwasa の論文を参考としている [68, 69]。

まずは、固体 ^4He の弾性を直接測定した時の、せん断率の温度変化について示す。転位は固体 ^4He の弾性を決め、具体的には、転位が動くことでせん断率が減少するのは前述したとおりである。つまり、転位の運動が妨げられる状況があればせん断率は減少しないことになる。また、始め転位が自由に運動できる状態から、転位の運動が妨げられると、せん断率は上昇する。この転位の運動を妨げる要因として、固体 ^4He 中に存在する不純物である ^3He の作用を考える。 ^3He は固体 ^4He 中をトンネルして気体分子のように飛び回っているとされ、これが転位に近づくと、転位の芯の部分膨張して引力ポテンシャルとなっているため、そこに ^3He が落ち込む。このトラップのレート R_1 はノード間の長さ L_N (以下では後の長さとして L_N と記す) と ^3He の濃度を x_3 、それに ^3He と転位が出会い衝突することに関係する定数 G を用いて

$$R_1 = L_N x_3 G \quad (4.13)$$

とかける。この ^3He は転位にトラップされると、転位にとっては固着点 (ピン止め点) として作用し、転位の運動を阻害することになる。しかし、 ^3He は熱活性化により転位から離脱することもでき、そのレート R_2 は、転位上の ^3He の原子数を N 、緩和時間 τ_0 、結合エネルギー W 、そして温度 T を用いて

$$R_2 = \frac{N}{\tau_0} e^{-W/T} \quad (4.14)$$

とかける。よって、熱平衡時に転位上にある ^3He 原子の数 N_0 を考えると、 $R_1 = R_2$ から

$$N_0 = L_N x_3 G \tau_0 e^{W/T} \quad (4.15)$$

となる。この時、転位上には ^3He が均等に配置しており、 ^3He 同士の間隔 L_i は

$$L_i = \frac{L_N}{N_0} = \frac{e^{-W/T}}{x_3 G \tau_0} \quad (4.16)$$

となる。したがって、転位の固着点間隔、ピン止めされている時の長さを L とすると、

$$L = \frac{L_N}{N_0 + 1} = \frac{L_N L_i}{L_N + L_i} \quad (4.17)$$

となる。つまり、 ^3He 原子が転位をピン止めすると、 L_N は (4.17) 式の L まで短くなる。

^3He が低温になるにつれて転位にピン止めしやすくなる（離脱しにくくなる）ことを考えることで、実験結果は説明される。Iwasa の解析では、転位の運動方程式 (4.5) 式に、基本振動のモード $\xi = \xi_0 \sin(\pi y/L_N)e^{i\omega t}$ を代入して平均変位についての運動方程式に書き換えることで

$$-A\omega^2\bar{\xi} + i\omega B\bar{\xi} + A\omega_0^2\bar{\xi} = b\sigma_{\text{el}} \quad (4.18)$$

としている。ただし転位の共鳴周波数 ω_0 は、前述の通り MHz 程度で実験の条件とは大きく異なるので無視でき、減衰項 B は無視できるとすると

$$\bar{\xi} = \frac{b\sigma_{\text{el}}}{A\omega_0^2} = \frac{L_N^2 b\sigma_{\text{el}}}{\pi^2 C} \quad (4.19)$$

を得る。よって、(4.4) 式により ϵ_{dis} を計算すると⁶、

$$\epsilon_{\text{dis}} = \Lambda b\bar{\xi} = \frac{(1-\nu)\Lambda L_N^2 \epsilon_{\text{el}}}{2\pi} \quad (4.20)$$

と計算できるので、(4.3) 式から

$$\mu = \mu_{\text{el}} \left(1 + \frac{(1-\nu)\Lambda L_N^2}{2\pi} \right)^{-1} \quad (4.21)$$

となる。 ^3He がある時には (4.21) 式の L_N が (4.17) 式の L となることから、温度が下がると ^3He によるピン止めが進んで L が小さくなり、(4.21) 式によって μ が μ_{el} に近づく、という説明がつく。

ねじれ振子の子の結果についても転位を用いたモデルによって説明する。ただし詳しい導出は Iwasa [68] にあるのでここでは結果だけを引用する。導出の流れは、ねじれ振子の子の内壁（固体 ^4He と接している部分）が固体 ^4He に対しせん断力を与え、これがせん断波として固体中を伝播すると考える。その結果、ねじれ振子の子の共鳴周期は

$$p = 2\pi \sqrt{\frac{I_{\text{TO}} + I_{\text{He}} \left(1 + \frac{(1-\nu)R\Lambda L^2}{2\pi} \right)}{\kappa}} \approx p_0 + p_1 + p_2 \quad (4.22)$$

と表される。ただし、 I_{TO} と I_{He} はそれぞれ振子自身および ^4He の慣性モーメントである。ここで、 $p_0 = 2\pi\sqrt{I_{\text{TO}}/\kappa}$ は空セルの周期であり、 $p_1 = (I_{\text{He}}/2I_{\text{TO}})p_0$ は固体 ^4He を入れた時の周期の変化（マスロード）を表している。残った p_2 の項が周期変化に対する転位の寄与であるため、

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{(1-\nu)R\Lambda L^2}{2\pi} \quad (4.23)$$

と表すと、これはいわゆる NCRIf を表す。(4.23) 式に表れる L は (4.17) 式の L であり、これで固体 ^4He が固くなる効果がねじれ振子の子の共鳴変化に表れることが説明される。

転位のモデルをねじれ振子の子の結果に適用する際の流れは上記のとおりである。(4.17) 式を用いる事で、ねじれ振子の子の共鳴の温度変化を定量的に再現することもできる。しかし、転位のモデルは振子やせん断率の直接測定の実験における、他の特徴も説明することができる、とされ

⁶この場合の Iwasa による解析では方向因子 R は特に考慮していない

ている。例えば、ある臨界値以上の応力がかかると振り子の共鳴変化量あるいはせん断率そのものの温度変化量が抑制される、という特徴がある。これは転位モデルで次の様に説明される。固体 ${}^4\text{He}$ に応力 σ がかかっている時に、 L_N の長さを持つ転位には

$$F = L_N b \sigma \quad (4.24)$$

の力がかかると考える。この転位のどこかに、 ${}^3\text{He}$ が付着して、 L_N の長さを二つの部分 L_1 と L_2 に分けたとする。この転位に応力 σ がかかっているとすると、この時には転位をピンしている ${}^3\text{He}$ には

$$f = \frac{L_1 b \sigma + L_2 b \sigma}{2} = \frac{L_N b \sigma}{2} = \frac{F}{2} \quad (4.25)$$

の力がかかる。ある程度の大きさの f がかかると ${}^3\text{He}$ は外れるようになり、その時の臨界の力を f_c とする。 ${}^3\text{He}$ が外れることで転位は再び自由に動けるようになり、せん断率は減少する。この f_c はある一定の値であるが、(4.25) 式により、転位にかかる力はその長さ L_N で決まる。つまり長さを基準に考えれば、与えられた σ が一定の時には、ある長さを臨界長さ L_c として定義でき、この長さより長い転位は σ の大きさの応力でピンが外れ、この長さより短い転位は σ でもピンが外れない、と考えることができる。式 (4.24) と (4.25) から、 L_c は

$$L_c = \frac{2f_c}{b\sigma} \quad (4.26)$$

となる。したがって、転位に ${}^3\text{He}$ が付着して、ある部分の転位の長さが L_i となった場合においても、その長さが L_c より長ければある応力 σ で ${}^3\text{He}$ のピンが外れるのに対し、 L_c より短ければ同じ大きさの σ であってもピンは外れないことになる。

上記の内容と、低温であるほど ${}^3\text{He}$ が固着しやすいことを考えると、固体 ${}^4\text{He}$ の弾性変化の温度変化量についてより詳しく考えることができる。以下では温度変化に対して常に応力 σ は一定だと考える。まず高温では L_N に対して L_i が長いので ${}^3\text{He}$ による転位のピン止めが起こらない。温度が低くなるにつれて L_i が L_N より低くなると ${}^3\text{He}$ によるピン止めが始まる。ただしこの時 $L_N > L_c$ であれば、 ${}^3\text{He}$ がピン止めされてもすぐにそれは外れてしまう。 $L_N < L_c$ である時に $L_i < L_N$ (この時自動的に $L_i < L_c$ を満たす) であれば、転位は ${}^3\text{He}$ にピン止めされ続ける。

この考察は、転位の運動の自由度を反映した固体弾性の温度変化を説明するだけでなく、Aoki らが観測した [36] ねじれ振り子実験でのヒステリシスをも説明する。そのヒステリシスについては第3章で過去の実験を紹介した 3.2.1 節で述べているが、簡単に再掲すると、高温の状態で大きな振動速度 (固体にかかる応力の大きさが高い) にしたまま十分に低温に冷やした後、振動速度を下げる (応力が小さくなる) と振り子の共鳴周波数が上がっていくのに対し、振動速度を十分下げた後再び上げていくと周波数は下がらず、ある程度の大きさの振動速度になるまで一定であり続けるという結果が得られている。このヒステリシスについて転位のピン止めのモデルで説明すると次のようになる。まず、始め高温で大きな振動速度で振らしている時には転位のピン止めは起こっていないため相対的に柔らかい状態にある。その後、温度が低くなり、振動速度を下げると固体にかかる応力が小さくなるので ${}^3\text{He}$ が徐々に固着し始めることで固さが増す (共鳴周波数が増加する)。そしていったん ${}^3\text{He}$ が十分に固着すると、固体中には短い L_i となった転位が多くなる。こうなると、温度が低い状態であり続ける以上、転位はよほど大きな応力がかかっ

て f_c を越えない限りにおいてはピンされ続けたままになる。この一連の流れは確かに Aoki らの実験結果に定性的な説明を与える。

上記のように、ねじれ振り子の実験や弾性率測定の実験結果を再現することができる転位のモデルは、固体 ^4He の超流動に起因すると思われていた実験結果が、実は転位の運動が関係した弾性の変化によるものであったという主張を支持している。ただし、4.2.1 節の最後にも述べたように、解析法によって転位についてのパラメタが大きく異なるなど、不確定な要素もある。また、固体 ^4He の弾性変化に関わるのは刃状転位であるが、それが純粋な刃状転位であるのかあるいは混合転位であるのか、よりエネルギーが下がるとされる 2 つの不完全転位に分裂しているのか、そうである場合分裂幅はいくらか、さらにネットワークのノードで会する転位 (3 本) はどのような転位となっているのかなど、不明な点も多い [95]。したがって、転位モデルはある程度実験結果を説明することができるものの、いくつかの「理想的な」仮定の下うまく説明できていることを考慮する必要がある。

4.3 ねじれ振り子共鳴変化の原因

いくつかの仮定を必要としながらも、転位のモデルによる固体 ^4He の弾性変化がねじれ振り子の結果を説明することができることがわかった。そこで最後に、弾性の変化が振り子の共鳴にどのように利くかについて考える。弾性がおよぼす影響がわかると、弾性変化の影響を受けにくい振り子を設計することも可能である。特に、機械的剛性の高い振り子 (例えば [63]) では、考え得る弾性変化の影響を極力減らした状態で振り子の測定ができ、そのような振り子で変化が起きた場合、それは弾性以外の寄与による変化だと考えることができる。よって、もし弾性の効果を無くしたいのであれば、ここに挙げた要因を排除できるようなセルを設計する必要がある。本論文の主題は固体超流動探索ではないが、ねじれ振り子法は本論文でも使用しており、この手法と固体 ^4He の弾性の関わりについて、これまで考察されてきた内容をここでまとめる。なお以下のまとめは、[63, 86, 96]などを参考にした。

4.3.1 ロッド中の固体ヘリウム

ねじれ振り子で固体 ^4He を調べる実験では、振動子中に固体 ^4He を生成する。このためには振動子まで ^4He を通じさせる経路が必要であり、特に初期のねじれ振り子の実験では振り子のロッドを中空にして振動子までの経路を確保していた。すると冷却して振動子中の ^4He を固化させる過程でロッド中の ^4He も固体となる。結果、振り子ロッドのねじれによる復元力には、振り子の素材そのものの弾性以外に固体 ^4He の弾性が寄与する。振り子の共鳴周波数 f_0 が、ロッド中の固体 ^4He の弾性から受ける影響は

$$\frac{\Delta f_{\text{elastic}}}{f_0} = \frac{1}{2} \frac{\mu_{\text{He}}}{\mu_{\text{rod}}} \frac{1}{\left(\frac{r_o}{r_i}\right)^4 - 1} \quad (4.27)$$

で評価される。ここで μ_{He} 、 μ_{rod} はそれぞれ ^4He とセルのロッドのせん断率を表し、その大きさは典型的に 15 MPa と 53 GPa (ロッドを BeCu とした場合⁷) である。(4.27) 式より、ロッドの外

⁷本論文で行ったねじれ振り子の実験は全てロッドは BeCu 製である

径 r_o と、固体 ^4He が存在するロッドの内径 r_i の比が大きいほど、ロッド中の固体 ^4He の寄与が小さくなる。よって、振り子のロッドを介して ^4He を供給するタイプの振り子の場合、 r_o と r_i の比を大きくすることで、ロッド中の固体 ^4He の弾性が共鳴周波数に与える影響を減らすことができる。あるいは、ロッドを介さずに、別に振動子への ^4He 供給ラインを設ければ、この効果は無視できる⁸

4.3.2 Maris 効果

以下では便宜上、ねじれ振り子に対してロッドがついていない面を振動子の天面、ロッドがついている面を振動子の底面、またロッドについて振動子と接している側を上、冷凍機に接している側を下と定義する。ロッドの下側に大きさ τ のトルクがかかると、上側に対して角度 θ_0 だけ下側が変位する。しかし、上側は振動子と接しており、振動子の底面の影響を受ける。その影響とは、天面が固定されているとして、底面が（剛体ではなく）弾性体であるために、振動子中の固体ヘリウムのせん断率に依存した変位 $\Delta\theta(\mu_{\text{He}})$ に由来する。結果、ねじれロッドの弾性は

$$k = \frac{\tau}{\theta_0 + \Delta\theta(\mu_{\text{He}})} \quad (4.28)$$

と、固体 ^4He のせん断率 μ_{He} に依存することになる。この効果は、最初に提唱した H.J.Maris にちなみ、Maris 効果と呼ばれることがある [97]。Maris 効果は、底面が振動子中の固体 ^4He の弾性に影響を受けて起こるため、底面となる部分が分厚いほど固体 ^4He の影響を受けず、Maris 効果も小さくなる。一例として、底面の厚さが 5 mm 程度あれば Maris 効果はほとんどゼロまで抑制される [96]。

4.3.3 弾性加速効果

これは振り子の内部構造、つまり固体 ^4He が存在している部分の形によって、実質的な ^4He の慣性モーメント I_{eff} が変わるという効果である。そのため、セルの構造により I_{eff} が変わる。本論文における振り子は全て内部が円環構造をした振り子を扱っているが、ここでは比較として円柱構造をした振り子についても記す。

円環構造の時、 I_{eff} は

$$I_{\text{eff}} \approx I_{\text{He}} \left(1 + \frac{1}{12} (\Delta r_0)^2 \omega^2 \frac{\rho}{\mu} \right) \quad (4.29)$$

と書ける。ここで Δr_0 は円環の幅を表し、 ω は共鳴周波数、 ρ は固体の密度、 μ はせん断率を表す。円柱構造では、円柱の高さ z_0 と円の半径 r_0 の大小で異なり、 $z_0 \ll r_0$ であるとき、

$$I_{\text{eff}} \approx I_{\text{He}} \left(1 + \frac{1}{12} z_0^2 \omega^2 \frac{\rho}{\mu} \right) \quad (4.30)$$

⁸正確にはロッドとは別にキャピラリーを介して ^4He を供給する場合には、ロッドの長さ L と固定されたキャピラリーの長さ L_{cap} の比を考慮した $\frac{\Delta f_{\text{elastic}}}{f_0} = \frac{1}{2} \frac{\mu_{\text{He}}}{\mu_{\text{rod}}} \frac{L}{L_{\text{cap}}} \frac{r_i^4}{r_o^4}$ という影響を受ける。

となるが、 $z_0 \gg r_0$ であるときには、

$$I_{\text{eff}} \approx I_{\text{He}} \left(1 + \frac{1}{12} r_0^2 \omega^2 \frac{\rho}{\mu} \right) \quad (4.31)$$

となる。この効果は、 ^4He の慣性モーメントに効くという点で固体の超流動と同様な寄与を持つが、上の式にあるように共鳴周波数に依存するという点で固体の超流動とは異なる。

ここで紹介した効果は、振り子の構造を工夫することで小さくすることが可能である。むしろこれらを踏まえて「弾性の効果を最小限に抑え、慣性モーメントの変化を最大限にする」ことで慣性モーメントの変化だけをとらえ、直接的に超流動の証拠を見つけることが固体超流動探索で行われてきた実験である。多くのグループによって培われてきた、「弾性の効果を最小限に抑える」という工夫とは逆行して、弾性変化の影響であると疑われる現象を調べるために、あえて弾性の効果がより強く出る [85] ような実験セルを用いたという例はないため、本論文でその一種を扱っている (第6章)。

第5章 固体⁴Heの弾性率測定

この章では、 piezo素子を用いた固体⁴Heの弾性率測定の実験について、目的、方法、結果について述べる。

5.1 弾性率測定の目的

第3章で述べたように、2004年のねじれ振子の実験 [29, 30] に端を発した固体⁴Heの性質を調べた数々の実験で得られた結果は、現在では固体⁴Heが超流動性を示したという解釈とは異なる解釈がなされている。Day、Beamishらによって行われた固体⁴Heの弾性率の温度変化を調べた実験 [41] により、ねじれ振子の周波数変化と固体⁴Heの弾性の変化は似ており、したがって固体⁴Heの弾性が特異な温度変化をすると解釈することで、ねじれ振子の実験結果が説明されてきた。

一方で、単純に固体⁴Heの弾性率が温度変化すると考えるだけでは説明が難しい現象もあった。それが、本論文で述べる実験の特徴になっている、回転下での振子の挙動である。先行研究 [3] では、印加する一定回転の速度を速くすることで、固体⁴Heを封入したねじれ振子の共鳴周波数の温度変化量が減少していた。振動子中の固体⁴Heの弾性率の変化に影響されるねじれ振子の共鳴周波数変化が回転速度依存性を持つということは、この弾性変化自体が回転速度依存性を持つ可能性が考えられる。そしてこれを調べる最も単純な方法は、回転下での固体⁴Heの弾性変化を直に調べる方法である。この考えの下、回転下での固体⁴Heの直接的な弾性率測定を行った実験が本章で述べる実験である。

すでに行われていた Choiらによる先行研究では、回転速度が変化しても弾性の温度依存性に影響は見られなかった [3]。ただし、彼らは径方向の弾性変化を見ていたため、回転の影響を議論するには不十分であったと考えられる。そこで、彼らの実験と比較した際により回転下での力を検出しやすいと考えられる、円周方向の固体⁴He弾性の測定を考えた。つまり、先行研究で見られていた回転下でのねじれ振子の挙動が理解できるような弾性率の変化を観測することを目的として、piezo素子を用いた回転下での弾性率測定を行った。

5.2 弾性率測定の方法

5.2.1 弾性率測定のセルについて

図5.1に、本実験で用いた弾性率測定用のセルの概要を示す。セル本体は銅でできた中空容器とフタで構成され、フタには中心に円筒の構造物がある。中空容器の内側の壁側面と、フタの円筒の外側側面に、それぞれ壁の曲面に沿う形でPZT素子が配置されている。中空容器の内径と、フ

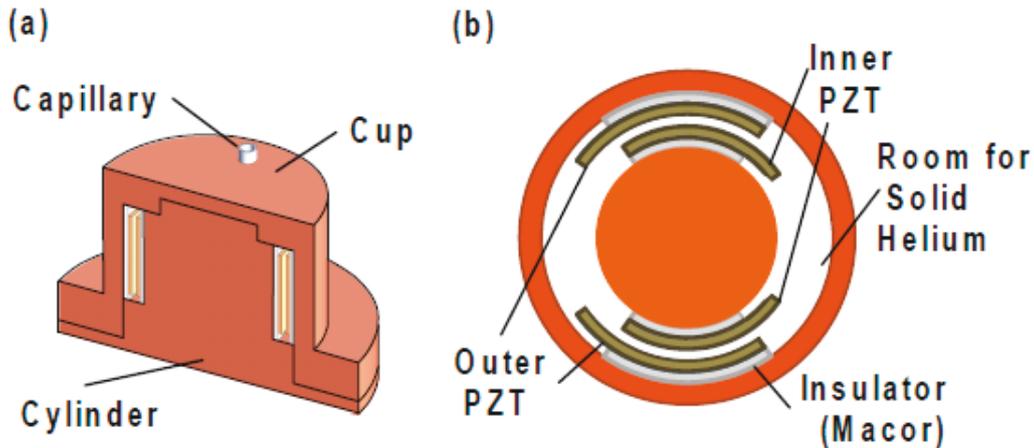


図 5.1: 弾性率測定に用いた測定セルの概略図。(a) セルの断面。キャップ状の中空容器と中心に円柱状の構造のあるフタがはめ合わされてできている。図ではキャピラリーは一つしか表示されていないが実際はもう半断面に一つおよび下面に二つ、計四つある。(b) セルの中身。内側、外側の PZT をそれぞれ Inner PZT、Outer PZT としている。各々の PZT は銅製の容器と絶縁をとるため Macor を介してセルの壁に貼り付けられている。

々の円筒の外径は、向かい合う素子の距離が 0.5 mm となるように設計している。¹なお、セル本体と電氣的に接触するのを防ぐため、壁との間には絶縁物である Macor を挟んでいる。

セルには天面と底面にキャピラリーが二つずつ計四つ設けてある。このうち二つは試料である ^4He の導入用に使い、室温にある試料の用意のためのハンドリングシステムからセルの天面に設置したキャピラリーを介して試料を導入し、底面のキャピラリーを通り、最終的に圧力計にまで ^4He を流す（圧力計については 5.2.4 節参照）。つまり、 ^4He が圧力計に到達するためには必ず測定セルを通らなければいけないため、圧力計に反応が見られれば ^4He が確実にセルに入っていることを確かめることができる。天面、底面にある別のキャピラリーは導線をセル内部から外に出すためのフィードスルーとして設置している。セルには二種類の piezo 素子 (PZT) の対が入っており、一つの PZT には内側と外側の面に導線を貼り付けたものをねじったツイストペアがつくので、合計四つのツイストペアをフィードスルーからセルの外部に出している。セルの構造上、天面と底面のフィードスルーからそれぞれ二本ずつのツイストペアを通した。

図 5.3 に本実験で用いた PZT 素子の動きを示した。素子の動く方向は、分極の方向で制御され、その分極方向に素子に変形する [98]。したがって、せん断率測定用の素子は電極に対し平行に分極し、ヤング率測定用の素子は電極に対し垂直に分極している。図 5.3 の最上段が基本の位置として、せん断率測定では中段のように横に、ヤング率測定では最下段のように上下に動く。これらの PZT 素子を図 5.1(b) の Inner PZT および Outer PZT のペアで用いた。

¹素子の配置に関しては、測定のための導線の取り回しの都合上、向い合せた面同士は相対的に位相をずらしている。



図 5.2: 実際の弾性率測定セルの様子

5.2.2 弾性率測定の方法について

この節では PZT (piezo-electric transducer)² による固体の弾性測定について示す。圧電性という性質から、力を電気に、あるいは電気を力に変換することができ、物質の弾性を直接測定する方法として広く用いられている。以下では、特に低温環境における試料の弾性測定の方法を示す。

PZT による弾性測定ではドライブ側とディテクト側に二つの PZT 素子が必要であり、この二つの素子に挟まれた試料の弾性を測る。簡単のため、それぞれをドライブ PZT、ディテクト PZT と呼ぶことにする。ドライブ PZT は外部からの信号 (入力電圧を V_i 、入力周波数を f_i とする) を受け取ると、その大きさに応じた力を試料に与える。すると試料は変位するが、この変位量 δx は、PZT 固有の圧電定数 d_{PZT} を用いて

$$\delta x = d_{\text{PZT}} \times V_i \quad (5.1)$$

と書ける (実験的には入力電圧 V_i を変えることで PZT を変位させることができるため、この V_i をドライブ電圧と呼ぶ)。変位したことで試料はひずみ、このひずみ量 ϵ に比例した応力 σ がディ

²一般に圧電素子は piezoelectric element と呼ばれ、PZT はチタン酸ジルコン酸鉛 $\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})_3$ という特定の混晶物質を指すが、ここでは PZT は圧電素子という意味合いで用いている。

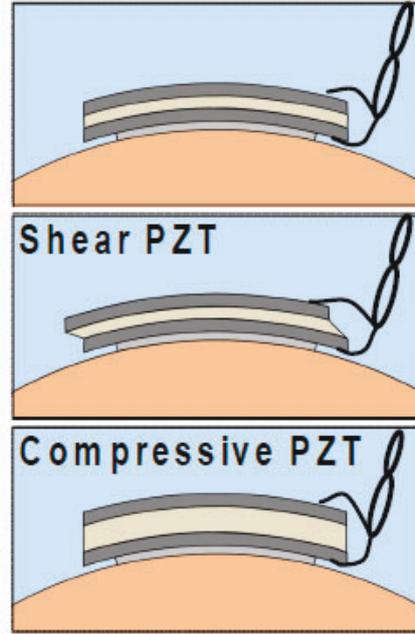


図 5.3: 今回の測定に用いた PZT 素子の動く向き。最上段が基本の位置として、せん断率測定では中段のように横に動き、ヤング率測定では最下段のように上下に動く。

テクト PZT にかかる。 ϵ は、ドライブ PZT とディテクト PZT の距離 D を用いて

$$\epsilon = \frac{\delta x}{D} = \frac{d_{\text{PZT}} V_i}{D} \quad (5.2)$$

と表される。応力 σ とひずみ量 ϵ については、弾性率 λ を介してフックの法則

$$\sigma = \lambda \epsilon \quad (5.3)$$

が成り立つので、(5.2) と (5.3) 式から

$$\sigma = \lambda \frac{d_{\text{PZT}} V_i}{D} \quad (5.4)$$

となる。ディテクト PZT に応力 σ がかかっている時には表面に電荷 q が誘起される。この q は

$$q = d_{\text{PZT}} \sigma A \quad (5.5)$$

で表される³。ここで A はドライブ PZT とディテクト PZT が向かい合っている部分の表面積である。ディテクト PZT から検出される信号電流 I は

$$I = 2\pi f_i q = 2\pi f d_{\text{PZT}} \sigma A \quad (5.6)$$

³PZT はキャパシタンスであるため、電荷 $q = CV$ を貯める。静電容量 C は誘電定数 ϵ を用いて $C = (\epsilon \epsilon_0 A)/t$ となる (t は PZT の厚み)。PZT の圧電定数 d_{PZT} が $d_{\text{PZT}} = (\epsilon \epsilon_0 V)/(\sigma t)$ と書けることにより、 $C = (\sigma d_{\text{PZT}} A)/V$ を得る。

となるので、式 (5.4) と (5.6) を用いて

$$I = 2\pi f_i \lambda \frac{d_{\text{PZT}}^2 V_i}{D} A \quad (5.7)$$

を得る。したがって、弾性定数 λ は

$$\lambda = \left(\frac{D}{2\pi A d_{\text{PZT}}^2} \right) \left(\frac{I}{f_i V_i} \right) \quad (5.8)$$

として計算することができる。式 (5.8) において、最初の括弧内は定数であり、二番目の括弧内の f_i および V_i は測定中に変えるパラメタである。ただし、定数項のうち、 d_{PZT} は低温の試料測定の場合に室温の時とは異なる値となっているため、低温での d_{PZT} を知る必要がある。このため、あらかじめ λ が分かっている状態で測定を行うことで逆算して d_{PZT} を求める。すなわち、式 (5.8) を入れ替えることで得られる式

$$d_{\text{PZT}} = \left(\frac{D}{2\pi A \lambda} \frac{I}{f_i V_i} \right)^{1/2} \quad (5.9)$$

に値を代入すればよい。なお、典型的に、低温での d_{PZT} は室温での値の 20% 程度になる [41, 64]。

弾性定数が (5.8) 式のように書けるため、結果を表す際には (5.8) 式の最初の括弧の定数項を除いた、 $I/f_i V_i$ 、あるいは I/f_i を用いて表されることが多い [3, 38, 41, 42, 84]。そこで本論文についても、後述の結果の節については $I/f_i V_i$ [pA/HzV] で表すこととする。

5.2.3 弾性率の測定系について

PZT による試料弾性の測定は、ドライブ PZT に入れた信号の大きさに応じて試料に与えられた歪みが、試料の弾性定数に応じた応力となってディテクト PZT に伝わる度合いを調べる。全体の測定系について、図 5.4 に示す⁴。ドライブ PZT に入れた交流信号と同じ周波数の信号を検出するために、ディテクト PZT が発する信号をロックインアンプに入れる。小さい信号を検出するために、ディテクト PZT とロックインアンプの間にプリアンプをかましている。参照信号は、周波数発生器の同期口 (Sync) の信号をロックインアンプの REF IN に入れた。

PZT で測定を行う際に、ディテクト PZT で検出される生の信号はドライブ PZT からのクロストークの影響を受ける。その影響を小さくするため、ドライブ PZT とディテクト PZT の向かい合っている面につけた導線はグラウンドに落としている。それでも完全にはクロストークの影響を除くことができなかった。実際に固体 ⁴He を試料として測った時の、測定信号からのクロストークの除去については 5.3 節に示す。

5.2.4 圧力計について

測定系の話として、本論文で対象としている固体 ⁴He の性質にも関わる圧力を知るための圧力計について紹介する。使用した圧力計は、低温環境での実験でよく使用される Straty-Adams の圧

⁴実際に用いた PZT は円弧状であるが、簡単のためここでは板状の PZT として表示している。

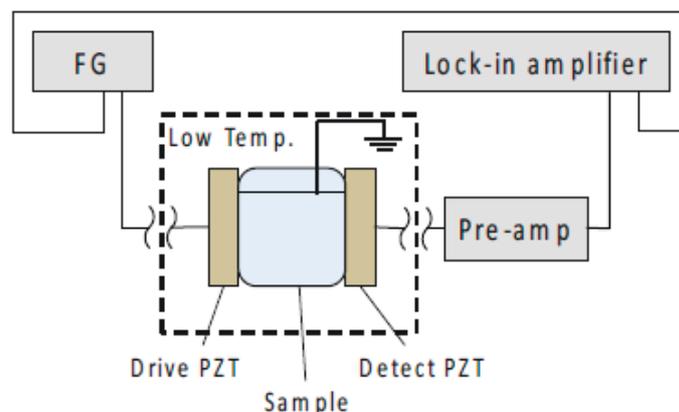


図 5.4: 弾性率測定の実験系。周波数発生器 (FG) から信号がドライブ PZT に伝わり、ディテクト PZT から検出された信号をロックインアンプで受け取る。信号が小さいため適宜プリアンプを使用した。クロストークを減らすために向かい合った PZT の面はそれぞれグラウンドに落としている。

力計を用いた [99]。この圧力計は、かけた圧力によって内部のコンデンサ間の距離が変動することを検知し、そのときの静電容量の大きさから圧力を求めるものである。本論文では、弾性率測定の実験だけではなく、後の章で述べるねじれ振り子の実験でも全て同じ圧力計を使用した。その圧力計は、内部に Vycor を使用したもので、Vycor 中の固体 ^4He はバルクな固体 ^4He と比べると固液共存線が低温側にシフトする。そのため、固体作成時には Vycor を使用した実験セルではなくても Vycor 中固体 ^4He の影響が圧力変化に表れていた。

圧力計は、圧力を測る以外にも、実験セルに ^4He が到達したかを判断するためにも役立てた。低温実験で特に高圧の ^4He を扱う場合、圧力が高くても実験セルが破損しないように、 ^4He を流すキャピラリーの内径を小さくすることが多い⁵。このため、低温環境で ^4He や ^3He 以外の不純物が入っていた場合、キャピラリーを詰まらせる原因になり得る。一度詰まったキャピラリーは温度を上げて固化した不純物を取り除く必要があるが、それを判断するのも難しいことがある。そこで、圧力計は実験セル近傍に配置し、それぞれに ^4He が流れるように分岐する、あるいは実験セルを通過後に圧力計に到達するような仕組みを作れば、圧力計に反応があった際には ^4He が実験セルに到達したことを判断できる。5.2.1 節でも述べたように、本章で述べている弾性率測定の実験セルは後者の方法の設計になっており、実験セルを介さないと圧力計に到達できないため、圧力計の反応をもって実験セルに ^4He がはいったことを確認していた。

5.2.5 キャピラリーブロック法

実験に使用する固体 ^4He は、キャピラリーブロック法で生成した。キャピラリーブロック法は広く固体 ^4He 研究で普及している生成法であり、多結晶が生成される。これ以外には温度あるいは圧力を一定に保って固体を生成する方法があり、これらの方法では単結晶を生成することがで

⁵例えば $\phi=0.1\text{ mm}$ など

きる。ただし実験セルの構造を工夫する必要があり⁶、また本論文で述べている実験セルで扱った固体 ⁴He 試料は全てキャピラリーブロック法によるものであるためここでは触れない。

キャピラリーブロック法では、3、4 K 程度の高温の段階で、高圧の He ガスをねじれ振り子の振動子に仕込む。この時、キャピラリーやセルの大きさにもよるが、目的とする最終的な固体の圧力より 3.0 MPa 程度高い圧力で用意しておく。ガスを用意したら冷却を開始する。室温部分のガスハンドリングシステムから実験セルまで伸びているキャピラリーは、希釈冷凍機の 1 Kpot に熱的にアンカーをとっているため、1 Kpot を始動させることでその周辺のキャピラリー中の ⁴He ガスは固体の栓となる。一方で栓から下の振動子までに存在する He ガスは、温度により順次液体、固体に変わるが、その変化の間質量（密度）は一定に保たれる。固体がつくられる様子は、低温部分（栓より下の部分）に圧力計を設置している場合、温度と圧力相図から確認することができる。本論文においても全ての実験について前節の Straty-Adams の圧力計 [99] を用いており、十分固相に入った状態での最終的な固化圧を調べている⁷。

5.3 弾性率測定のバックグラウンドについて

固体 ⁴He の弾性率を PZT によって測定する方法では、ディテクト側の PZT の信号をロックインアンプによって検出する。この信号は、ドライブ PZT によりひずんだ固体の生む応力がディテクト PZT を押した強さによって大きさが決まる。しかし、生の信号は一般的にドライブ PZT からのバックグラウンドとしてのクロストークの影響を含んでいる。この時、固体の応力による信号（以下ではこの信号の大きさを I_{solid} として扱う）と、クロストークの信号 (I_{cross}) の位相の関係によって、生の信号 (I_{raw}) からバックグラウンドの影響を取り除く方法が異なる。本来測定したいのは I_{solid} であり、固体 ⁴He が入っていない時に測定されるのは I_{cross} 、固体 ⁴He が入っている時に測定されるのは I_{raw} である。しかし、測定セルを組む時点では固体の応力によりディテクト PZT で検出される信号とクロストークの信号の位相差は知ることができない。位相差の関係によっては、固体の弾性率が上昇した際に、測定される信号が大きくも小さくもなり得る。そこで、この節では I_{solid} を測るために考えなければならない位相の関係について考察する。

位相の関係としてここで考えるのは、(1) 固体の応力による信号とクロストークの信号の位相差 θ と、(2) クロストークと生の信号の位相差 ϕ である（ここで生の信号とは、固体の信号とクロストークが足し合わされた信号であることに注意する。）ただし、 ϕ はロックインアンプの phase として測ることができるのに対し、 θ は直接知ることができない量である。有り得るパターンは次の三つの場合である（図 5.5 参照）。

- (a) $\theta=0$ の時
- (b) $\theta=\pi$ かつ $\phi=0$ の時
- (c) $\theta=\pi$ かつ $\phi=\pi$ の時

以下順にこれらを考える。

⁶例えば [39] の図 1 に描かれているように均一な固体を作るための工夫が必要

⁷低温部分に圧力計がついていない場合は、始めに仕込んだガスの圧力および相図上で固液共存線とぶつかる点からおおよその圧力を推定する。

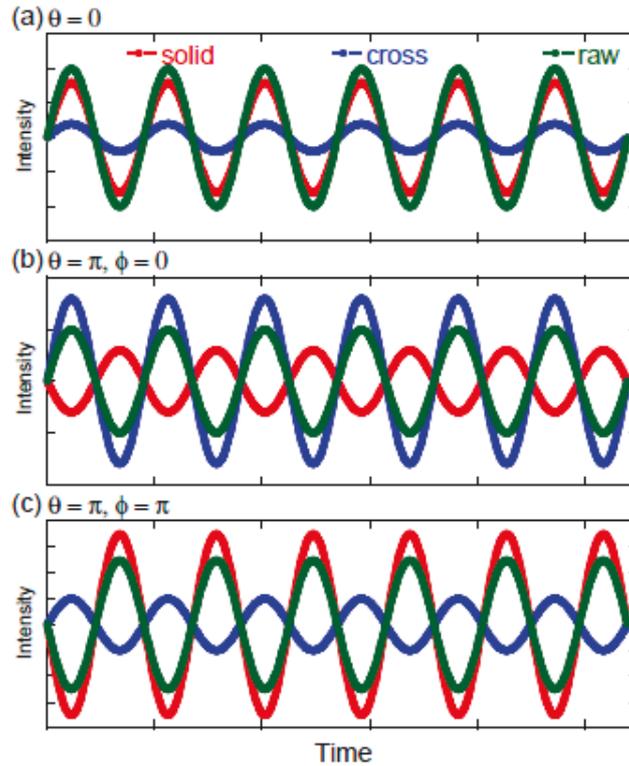


図 5.5: elasticity 測定における信号の出方。固体の応力による信号 (赤) とクロストークの信号 (青) の位相差 θ と、クロストークと生の信号 (緑) の位相差として、 ϕ (a) $\theta=0$ 、(b) $\theta=\pi$ かつ $\phi=0$ 、(c) $\theta=\pi$ かつ $\phi=\pi$ の場合

(a) $\theta=0$ の時

$\theta=0$ の時、つまり固体の応力による信号とクロストークの信号の位相差が 0 の時には、それらの足し合わせである生の信号は常に二つの信号と同位相であるため $\phi=0$ となる (図 5.5(a) 参照)。したがって、

$$\begin{aligned} I_{\text{raw}} &= I_{\text{solid}} + I_{\text{cross}} \\ \therefore I_{\text{solid}} &= I_{\text{raw}} - I_{\text{cross}} \end{aligned} \quad (5.10)$$

したがって、生の信号からクロストークの信号の大きさを引いたものが、固体の応力による信号となる。

(b) $\theta=\pi$ かつ $\phi=0$ の時

$\theta=\pi$ の時には I_{solid} と I_{cross} の大小関係によって ϕ が 0 あるいは π となる。図 5.5(b) に示されているように、 $I_{\text{solid}} < I_{\text{cross}}$ である時には $\phi=0$ となる。したがって、

$$\begin{aligned} I_{\text{raw}} &= I_{\text{cross}} - I_{\text{solid}} \\ \therefore I_{\text{solid}} &= I_{\text{cross}} - I_{\text{raw}} \end{aligned} \quad (5.11)$$

である。

(c) $\theta=\pi$ かつ $\phi=\pi$ の時

(b) の場合とは逆で、図 5.5(c) に示されているように $I_{\text{solid}} > I_{\text{cross}}$ の時、 $\phi = \pi$ となる。したがって、

$$\begin{aligned} I_{\text{raw}} &= I_{\text{solid}} - I_{\text{cross}} \\ \therefore I_{\text{solid}} &= I_{\text{raw}} + I_{\text{cross}} \end{aligned} \quad (5.12)$$

である。

以上の三つのパターンは I_{cross} と I_{raw} の測定を行った時の信号の大小関係、および温度変化時の I_{raw} の変化の様子で見分けることができる。上記の関係式から、それぞれ

(a) $I_{\text{raw}} > I_{\text{cross}}$

(b) $I_{\text{raw}} < I_{\text{cross}}$ かつ冷却時に I_{raw} が減少

(c) $I_{\text{raw}} < I_{\text{cross}}$ かつ冷却時に I_{raw} が上昇

となる⁸。

5.4 弾性率測定の結果

5.4.1 バックグラウンドについて

5.3 節で述べたように、測定セルに固体 ^4He を入れて得られた信号は、固体 ^4He の弾性をそのまま反映したものではなく、バックグラウンドの影響が含まれている。そこで、バックグラウンドの影響を考えるためにセルに液体 ^4He を入れた状態で測定を行い、固体 ^4He を入れた状態との比較を行った。結果を図 5.6 に示す。

図 5.6 では、上段がせん断率測定、下段がヤング率測定の結果を表し、どちらも赤が固体が入った時の結果（左縦軸）、青がバックグラウンドの変化（右縦軸）である。また、両縦軸の値はロックインアンプで得られた信号振幅をドライブ電圧で規格化した値としている。図より、せん断率測定では、固体 ^4He を入れた時に温度冷却につれて信号値が下がっている。また絶対値を比べると、固体 ^4He が入っている場合の信号はバックグラウンドより小さい値となっている。これは 5.3 節における (b) の場合に該当する。一方、ヤング率測定については、固体 ^4He を入れた時に温度冷却により信号値が上がり、また絶対値を比べるとバックグラウンドより大きくなっている。これは 5.3 節における (a) の場合に該当する。これらの結果から、固体 ^4He の固さを求める際には、バックグラウンドを引くためにせん断率の場合では (5.11)、ヤング率の場合では (5.10) 式を用いる。⁹以下、特にことわりの無い弾性率測定の結果のグラフは、バックグラウンドを引いた後の値で表している。

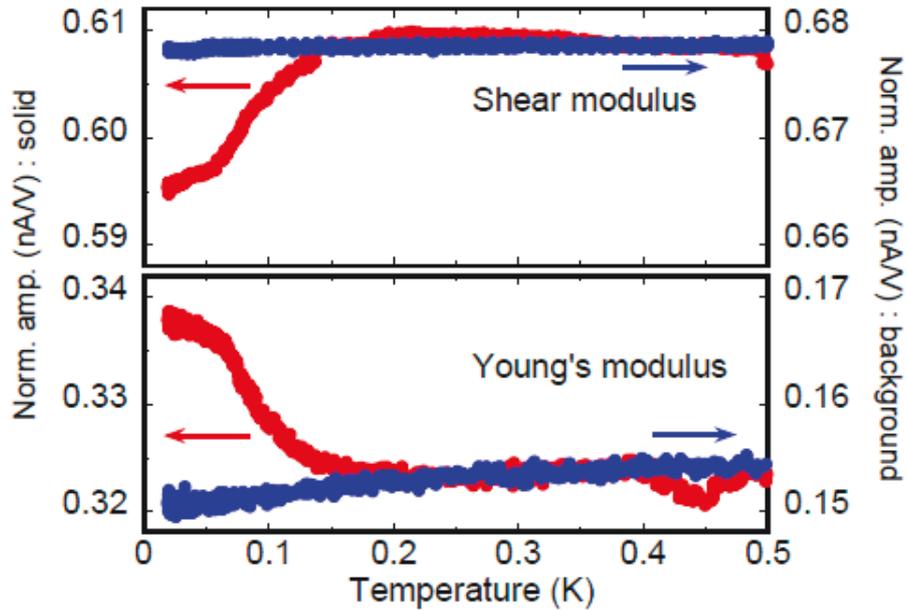


図 5.6: 弾性率測定セルによる測定例。上段がせん断率測定、下段がヤング率測定の結果を表す。色分けは、固体 ^4He を入れた時の結果を赤で左縦軸、バックグラウンドの結果を青で右縦軸に示している。それぞれの結果は入力ドライブ電圧で規格化している。

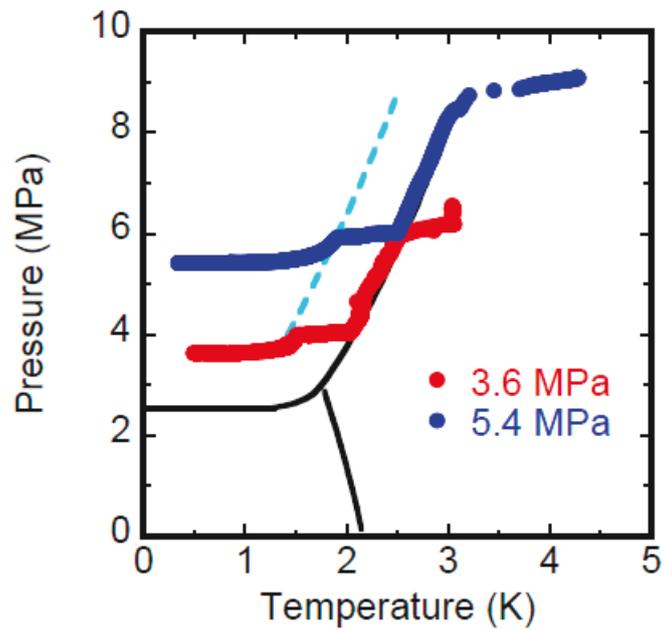


図 5.7: 弾性率測定を行った固体 ^4He 試料の作成の様子。赤が 3.6 MPa、青が 5.4 MPa の固体試料の生成過程を表す。水色の点線は Vycor 中へリウムの固液共存線である (本文参照)。

5.4.2 固体 ^4He を入れた時の変化

図 5.7 に、弾性率測定を行った二種類の固体 ^4He の作成過程を示す。固体生成法はキャピラリーブロック法 (5.2.5 節参照) を用い、3.6 MPa および 5.4 MPa の固体 ^4He 試料を作成した。なお、こうした異なる圧力の固体 ^4He は、圧縮率やモル体積、 ^3He と ^4He の交換エネルギーが異なるなど、固体の性質が変わることになる。圧力によって結果が異なった場合には、これらの性質の違いが結果の違いに起因するかを考察時に考慮することができる。そのため、次章以降の実験も、いくつかの圧力の固体 ^4He に対して実験を行うこととした。

温度掃引の結果について

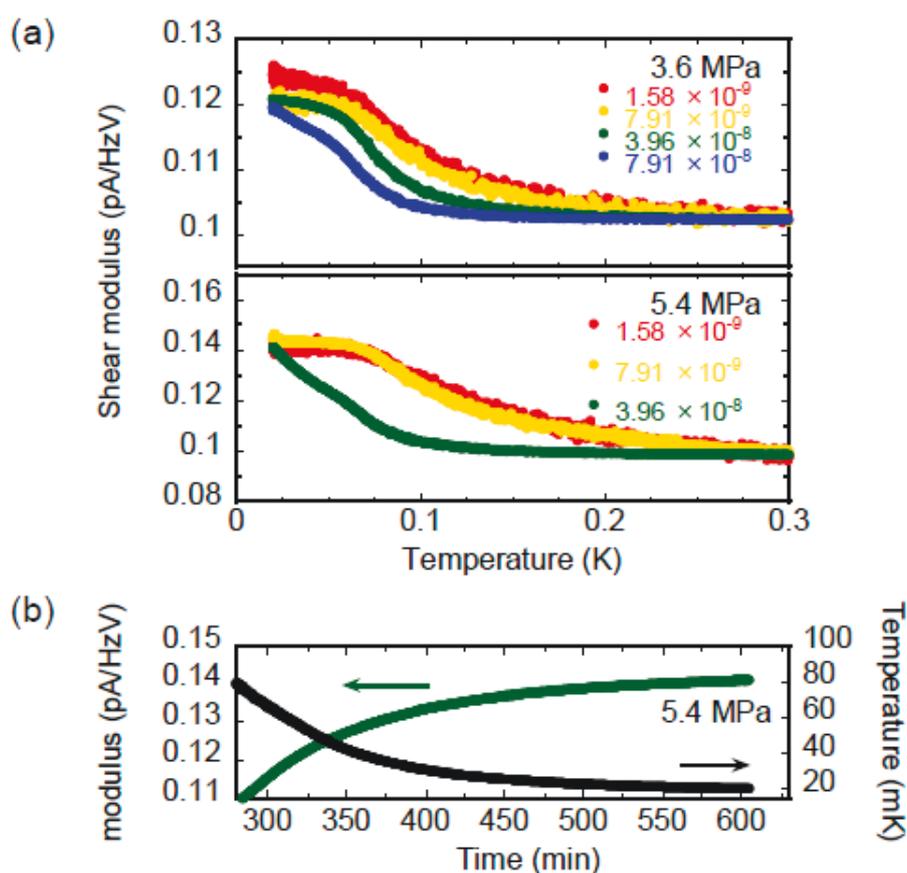


図 5.8: (a)3.6 MPa と 5.4 MPa の二種類の固体 ^4He についてのせん断率測定の結果。凡例の数値は測定時に固体 ^4He に加えたひずみの大きさを表す。高温で値が同じとなるように適当にシフトしている。二つの固体 ^4He 測定の結果で縦軸のスケールが異なることに注意。(b)5.4 MPa の固体試料を 3.96×10^{-8} のひずみで測定した時のせん断率および温度の時間変化の様子。

⁸クロストークは温度変化しないことを前提としている

⁹位相は 5.3 節のような、 $\theta=0, \pi$ などとは厳密には成り立っていないため、位相を考慮するために、同節で示した単純な足し算引き算ではなく、三角関数を考慮した演算を行っている。

図 5.7 のように作成した固体 ^4He を用い、いくつかの異なるひずみを与えてせん断率を測った結果を図 5.8(a) に示す。図 5.8(a) には二種類の固体試料のせん断率の温度変化を示している。ただし、高温で値が同じになるように適当にシフトしている。

弾性率測定では、ある臨界ひずみ ϵ_c 以上のひずみを与えると、冷却時の弾性率上昇量が抑制されることが知られている [41, 89]。ひずみを大きくするほど、より冷却時の弾性率増加量が減り、また増加し始める温度が低温側にシフトする。この ϵ_c は、典型的に 10^{-8} のオーダーの大きさである。図 5.8(a) 上段 3.6 MPa の結果では、ひずみが 1.58×10^{-9} (赤) のときに最低温での値が一番大きくなっている。これに対し、他の三つの結果は最低温までの変化量が小さくなっている。ただし、 7.91×10^{-9} (黄色) と 3.96×10^{-8} (緑) では変化が同じで 7.91×10^{-8} (青) もそれら二つに近い変化を示している。仮に ϵ_c が $1.58 \times 10^{-9} < \epsilon_c < 7.91 \times 10^{-9}$ の範囲にあるのであれば、 7.91×10^{-9} と 3.96×10^{-8} は同じ値とならず、 3.96×10^{-8} および 7.91×10^{-8} では、より変化量が小さくなると考えられる。そのため、この実験で使用した固体 ^4He の臨界ひずみ ϵ_c も $7.91 \times 10^{-9} < \epsilon_c$ となっていると考えられ、典型的な大きさになっていることがわかる。図 5.8 を見て注意する点として、上記のようにひずみが大きくなって弾性率が上昇し始める温度が低温側にシフトすると、これにともなって最低温付近で変化が飽和しきらないという傾向について述べる。図 5.8(a) の 3.6 MPa の結果では、 3.96×10^{-8} 以下のひずみでは、50 mK 以下でせん断率の上昇が止まるのに対し、 7.91×10^{-8} の測定では最低温付近でも上昇は続いているように見える。5.4 MPa の試料についても図に示されたひずみの中で最大である 3.96×10^{-8} でせん断率は上昇し続けているように見える。ただしこれは、温度をさらに冷却するとせん断率がより上昇するという様子を示してはならない。実際、せん断率変化と温度の変化を時間に対してプロットした図 5.8(b) を見ると、5.4 MPa の試料の 3.96×10^{-8} のひずみでの測定時に、温度が 20 mK にさしかかる段階でせん断率はほとんど上昇し終わっている。したがって、図 5.8(a) でせん断率変化が温度に対して飽和していないように見えるものの、実際はせん断率の上昇は終わっており、温度冷却によってさらにせん断率が上昇するわけではない。

ヤング率についても同様な温度変化を測定した結果を図 5.9 に示す。せん断率の場合と同じく、与えるひずみが大きくなるとヤング率の上昇する温度が低温側にシフトしていることがわかる。5.4 MPa の固体試料の結果では、 3.68×10^{-8} のひずみを与えると、明らかにこれより低いひずみで測定した時と比べてヤング率の上昇が抑制されている。したがって、5.4 MPa の試料のヤング率測定で 3.68×10^{-8} というひずみは臨界ひずみ ϵ_c を超えている、あるいは ϵ_c に近いと考えられる。

上記のせん断率およびヤング率測定では、より大きなドライブ電圧を加えることで、これに比例した大きなひずみをかけることができる (式 (5.2) 参照)。ドライブ電圧をかけ続ければいずれ ϵ_c を超し、明らかな弾性率変化の抑制が見られるはずである。しかし本論文ではあまり大きなドライブ電圧をかけていない¹⁰。これは、大きなドライブ電圧をかけることで最低温付近で温度が上昇したためである。その原因として、PZT 素子が発熱してしまったことが考えられる¹¹。

弾性率が上記のような温度依存性をもつ固体 ^4He 試料について、回転下でせん断率測定を行った結果を図 5.10 に示す。測定では、冷却および昇温それぞれの温度変化を始める前に、測定回転速度で回し、温度変化が終わった後に毎回回転速度を 0 rad/s に戻している (後述する図 5.11 参

¹⁰ひずみの量とドライブ電圧の関係を具体的に記すと、例えば図 5.8 の測定で 7.91×10^{-8} のひずみはドライブ電圧として 1 V_{pp} であった。

¹¹ドライブ電圧の大きさとして 5 V_{pp} をかけたときに温度上昇を確認している

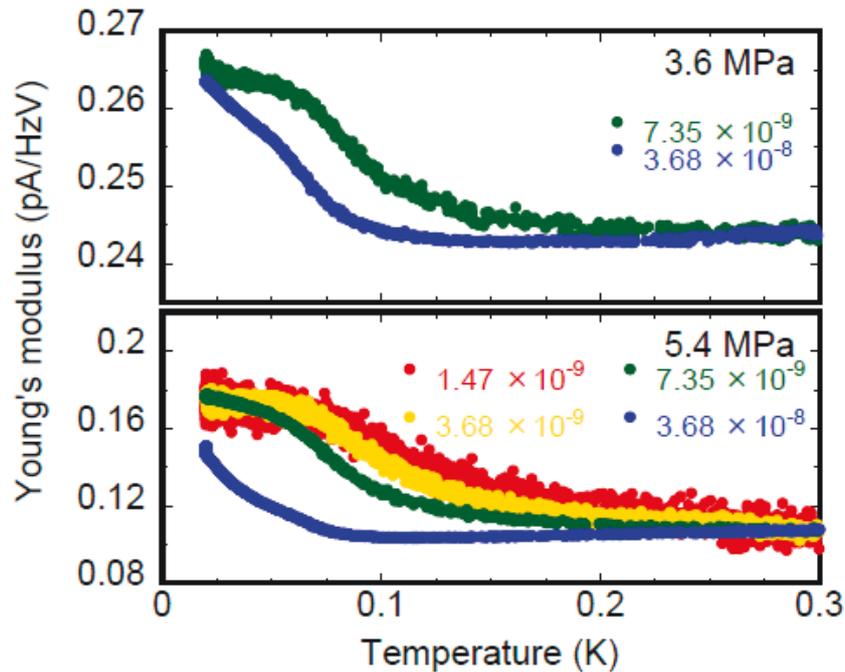


図 5.9: 3.6 MPa と 5.4 MPa の二種類の固体 ^4He についてのヤング率測定の結果。二つの固体で縦軸のスケールが異なることに注意。

照。) 縦軸はせん断率に比例する量である pA/HzV で示している ((5.8) 式)。ただし、高温で値がそろるように適当にシフトし、また異なるひずみの結果どうしが重ならないようにずらしている。絶対値は実際のせん断率の値に比例した量とはなっていない。

図 5.10(a) に示した 3.6 MPa の固体試料の結果では、 2.37×10^{-9} のひずみでは、信号の小ささによるばらつきが大きいものの、せん断率の温度依存性について回転速度の違いによる系統的な差異は見られない。 7.91×10^{-9} のひずみでも同様に、400 mK 以下の温度では回転速度が変わってもせん断率の変化に違いはない。400 mK 以上の温度で回転速度ごとにばらついているものの、2 rad/s 以上の回転速度で全て重なっていることもあり、回転の効果として考えることは難しい。 3.91×10^{-8} のひずみでは 100 mK 以下の温度で各回転速度での測定結果が重なっていない。具体的には、回転速度増加に伴い、20 mK 付近の最低温度での値が減少している。これは、回転速度が増加するにつれてせん断率の上昇率が減少していることを示していると考えられる。

図 5.10(b) に示した 5.4 MPa の結果も同様な傾向が見られた。こちらは 0 と 4 rad/s の二種類を示しているが、 1.58×10^{-9} の比較的低いひずみを与えた場合では 0、4 rad/s で違いが見られていないものの、ひずみが 3.96×10^{-8} の測定では明らかな違いが見えている。

図 5.10 より、固体 ^4He 試料の圧力を問わず比較的高いひずみを与えた測定では、一定回転速度が変わることでせん断率の温度変化の様子に違いが表れた。回転速度の変化によるせん断率変化への影響について詳しく知るために、3.6 MPa の固体試料の 3.96×10^{-8} のひずみでの測定過程を図 5.11(a) に示す。図 5.11(a) は、ひずみが 3.96×10^{-8} の時の一定回転下温度掃引の様子を横軸を実際の経過時間にして表している。前述の通り、各測定では、まず回転を印加した後、温度を昇

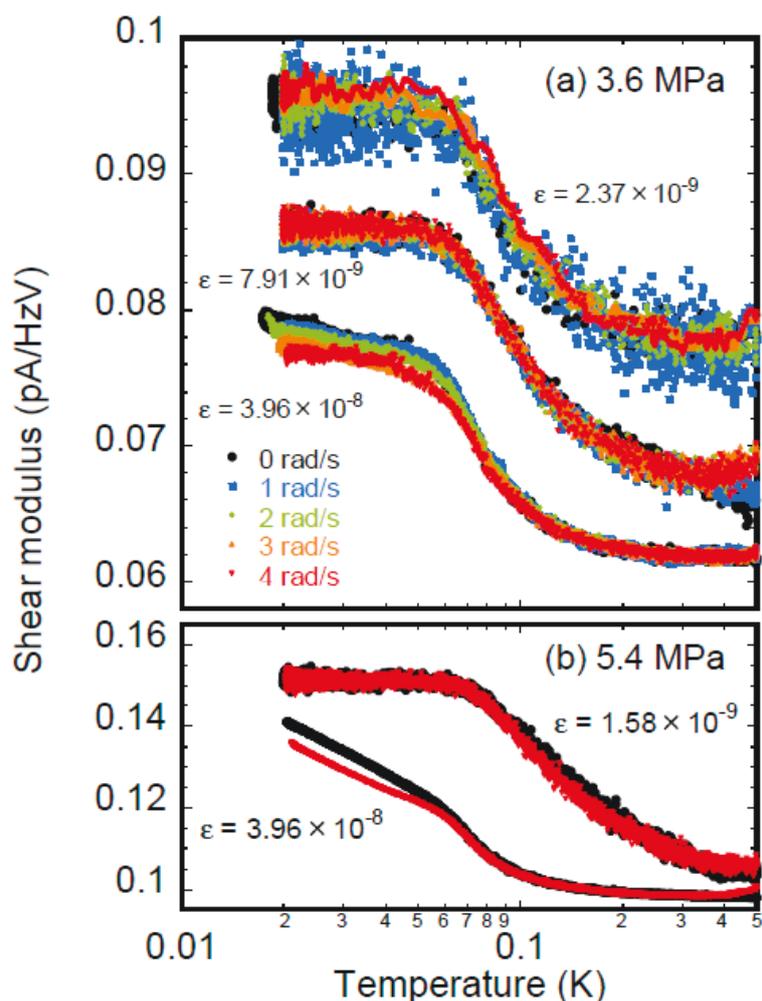


図 5.10: 3.6 MPa と 5.4 MPa の二種類の固体 ^4He についての一定回転下せん断率測定の結果。(a)3.6 MPa、(b)5.4 MPa の固体 ^4He 試料について、それぞれ異なるひずみで測定を行った。黒が 0、水色が 1、黄緑が 2、オレンジが 3、赤が 4 rad/s の回転速度での結果である。(a) と (b) で縦軸のスケールが異なることに注意。縦軸は、せん断率に比例した量として単位を pA/HzV で表しているが、高温で値がそろおうように適当にシフトし、また結果が重ならないようにずらしているため、絶対値は実際のせん断率の値に比例した値とはなっていない。

温、または冷却する過程でせん断率の測定を行い、測定が終われば一度回転を止め、その後再び回転を印加して温度を冷却あるいは昇温する、という方法で測定した。図に示された中抜き丸、四角の点はそれぞれ温度冷却に伴うせん断率上昇が起こっていない高温領域の時、および十分に冷却してせん断率変化がプラトーを持った時の平均値を表している。具体的な温度で表せば、高温領域は 300 mK 付近の、プラトーは 20 mK 付近のせん断率の平均値である。

図 5.11(a) より、せん断率の変化は回転速度が増加するにつれ、段階的に抑制されていることがわかる。つまり、図 5.11(a) に示しているように、丸と四角の点の間の大きさをせん断率の温度変化量として $\Delta\mu$ を考えると、 $\Delta\mu$ は回転速度が増加するほど小さくなっている。回転速度と $\Delta\mu$ の関係を見やすくするために、各回転速度での測定の丸、四角点を抜き出して図 5.11(b) に示した。

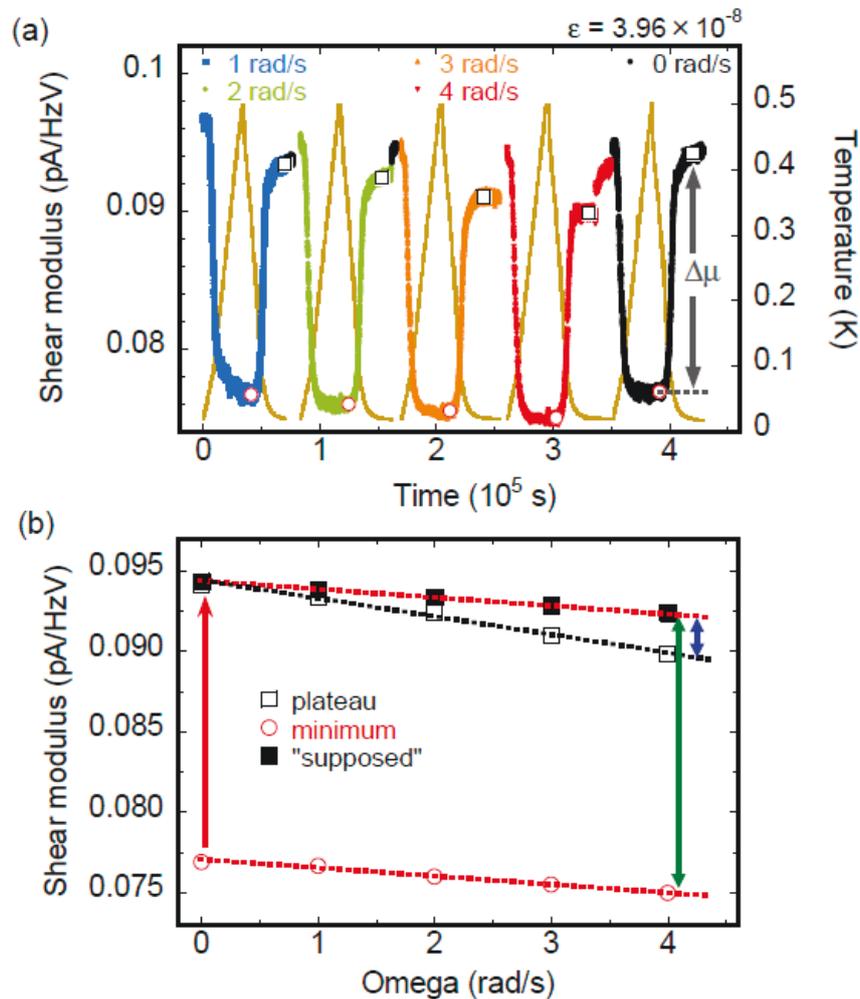


図 5.11: (a) ひずみを 3.96×10^{-8} にして 3.6 MPa の固体 ^4He 試料の弾性を測定した時の時間推移。茶色の線は温度の変化（右縦軸）を表す。測定は回転を印加して温度を変えた後、一度回転を止めて、再び温度を変えるという方法で行った。温度が低くなる前の、せん断率が変化していない高温領域でのせん断率の値を丸、冷却してプラトーを持った時の値を四角で表している。(b) 各回転速度での高温の時（minimum）、およびプラトーでのせん断率の値（plateau）をまとめた。“supposed”の点は、最小自乗法により得られた直線上に乗っている。

高温での値は、ある回転速度でのせん断率測定値の最小値（minimum）と見なすことができ、回転速度増加によって緩やかに値が減っている。その減り方は図 5.11(b) 上で minimum の点を最小二乗法でフィッティングした赤の点線として示している。一方でプラトーを持つ点の値（plateau）では回転速度増加につれてより急な傾きで下がっている。その下がり方は図 5.11(b) の黒の点線で示した通りである。

ここで、回転の効果が生断率変化をどの程度抑制するかを考える。この時に問題となるのは、高温での minimum の値が回転速度ごとにずれていることである。このずれを、値がドリフトしているという測定上起きたずれと考えるか、あるいは実際に回転によって高温でのせん断率の値も変わっていると考えるかで、せん断率の温度変化の量が変化する。まずは値のドリフトとして考え

る。高温時の、minimumの値がドリフトしていると考え、もし回転によるせん断率への影響がない時には、せん断率は本来、図中に緑の矢印で示されているような、赤の二本の点線の間の距離分の変化をすると考えられる。しかし、実際には回転によるせん断率変化の抑制が起きて、4 rad/sの回転下では図中に青で示された矢印の分だけ、せん断率変化が抑えられた。これを定量的に評価するために

$$\delta(\Omega) = \frac{\mu_{\text{supposed}}(20 \text{ mK}) - \mu_{\text{ave}}(20 \text{ mK})}{\mu_{\text{supposed}}(20 \text{ mK}) - \mu_{\text{ave}}(300 \text{ mK})} \quad (5.13)$$

という量を考える。ただし、supposedの添え字がついている μ は図5.11(b)の中塗りの四角の点、aveの添え字がついている μ は白抜きの点を表す。この $\delta(\Omega)$ は3.6 MPaの固体 ^4He では $\Omega = 4$ rad/sの時0.147、5.4 MPaの時は0.123となった(図5.11(b)の例で言えば、緑の矢印に対する青の矢印の長さが0.147であった)。したがって、回転の効果は、 $\Omega = 4$ rad/sの時、どちらの固体 ^4He についても10%ほどのせん断率変化の抑制をもたらしたことになる。

次に、高温での値が本当に回転によって変化していると考えた場合の回転の効果の大きさを考える。この時には、温度変化によるせん断率の変化の量を絶対値の差ではなく、割合で考える必要がある。したがって、次の式を評価する。

$$\delta_{\mu} = \frac{\mu_{\text{ave}}(20 \text{ mK}) - \mu_{\text{ave}}(300 \text{ mK})}{\mu_{\text{ave}}(300 \text{ mK})} \quad (5.14)$$

つまり、図5.11(b)において、0 rad/sの時のせん断率の増加の割合が $\delta_{\mu}0.2245$ (22.45%)であるため、もし回転がせん断率の変化に何の影響も及ぼさない場合、4 rad/sであってもせん断率の増加の割合は0.2245であるはずと考える。実際は、4 rad/sの時に δ_{μ} が0.1976 (19.76%)であった。したがって、0.2245の増加量が0.1976になったので、 δ_{μ} は11.94%減少したと言える。同様の計算を5.4 MPaの固体に対しても行くと、4 rad/sの回転で4.88%の減少と計算できる。

上記二つの計算方法のどちらが正しいのかは、回転の効果が固体 ^4He にどのように効いてくるか、その根本を知らなければ正確に判断できない。もし、回転の効果として固体 ^4He に影響を与える要因が、高温でのせん断率変化を起こす可能性がないのであれば、高温での値のずれは測定上の値のドリフトと考えられる。一方、回転の効果が高温でのせん断率の変化も変化させ得るのであれば、回転の効果の評価は、せん断率の値の絶対値の変化ではなく、割合で考える方が良い。仮に固体 ^4He のせん断率の変化を全て固体中の転位の運動で説明するのであれば、高温としている300 mK以上の領域では、固体中のあらゆる転位はほぼ自由になっているため、これ以上せん断率が下がる理由はない。また、図5.11に示した 3.96×10^{-8} の測定以外にも、同一のひずみおよび回転速度の測定を行った時にせん断率の基準点がずれる場合は見受けられている。例えば図5.12にはひずみが 7.91×10^{-9} の時の結果を比較として示しているが、このときには回転速度を変えても高温と低温での値の傾きは一緒であることがわかる。そのためこれらの理由から、高温領域で回転速度に応じてせん断率の値が変化しているのは、回転による本質的な影響ではなく、測定上のドリフトによるずれと考えている。

図5.11(a)に見られる特徴として、温度冷却中のせん断率の変化がプラトーを持った後、値が急に飛んでいる様子が見られる。1、2 rad/sの間や、2、3 rad/sの間、そして3、4 rad/sの間は値が急に上がっているが、これらの間は測定プログラムを切っているため、徐々に値が上がったのか突然飛んだのかはわからない。一方、4 rad/sの測定中には急に値が上に飛んだ後もじわじわ値

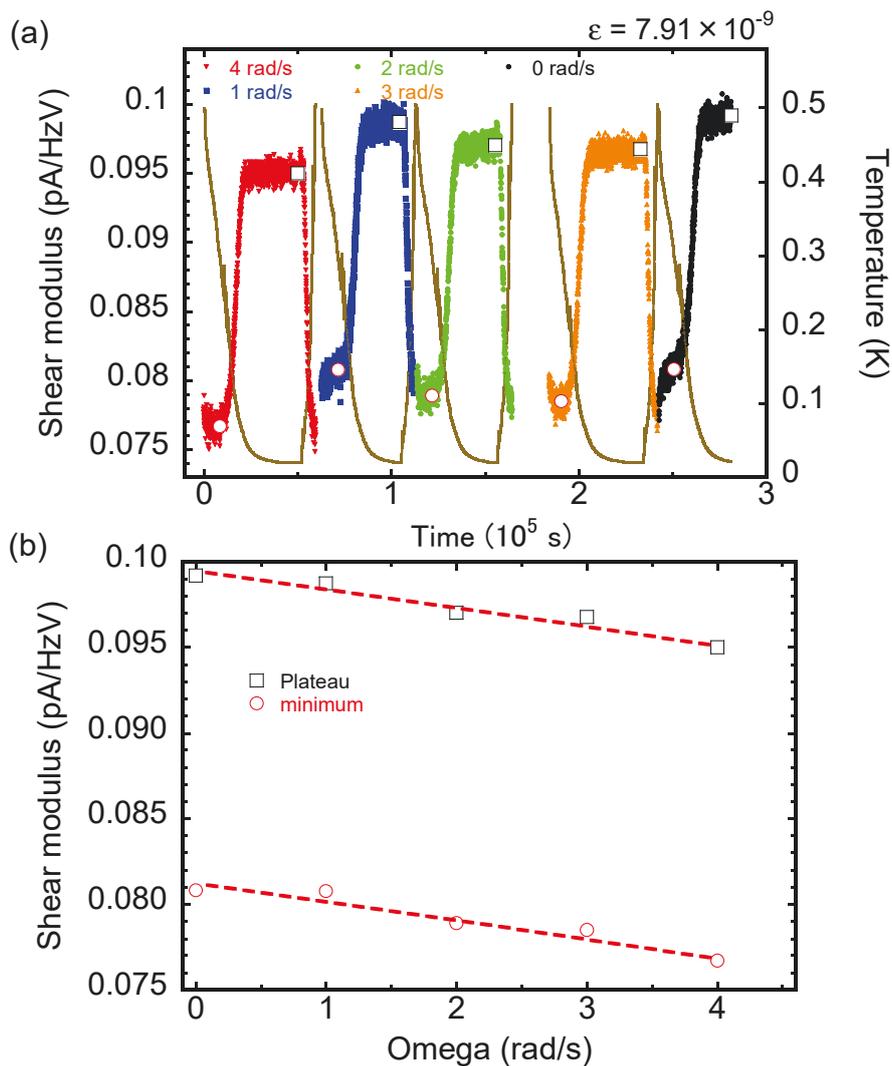


図 5.12: (a) ひずみを 7.91×10^{-9} にして 3.6 MPa の固体 ^4He 試料の弾性を測定した時の時間推移。図 5.11 同様、茶色の線は温度の変化（右縦軸）を表す。温度が低くなる前の、せん断率が変化していない高温領域でのせん断率の値を丸、冷却してプラトーを持った時の値を四角で表している。(b) 各回転速度での高温の時（minimum）、およびプラトーでのせん断率の値（plateau）をまとめた。赤の点線は、高温での各回転速度の値を線形フィッティングした結果を表しており、二つの直線は平行である。

が増えている様子が見られる。こういった振る舞いが見られる理由と、回転によってせん断率の変化が抑制される理由との関係については後述する。

図 5.13 に、5.4 MPa の固体 ^4He のヤング率測定を無回転下と 4 rad/s 回転下で行った結果を示す。図 5.9 で明らかなヤング率温度変化の抑制が見られた 3.68×10^{-8} のひずみで測定を行っている。図 5.13 では、ヤング率の回転による変化量の抑制は見られない。これは、比較的大きなひずみを与えた時に回転速度に応じた変化が見られたせん断率の測定の結果（図 5.10）とは対照的である。

以上のように、一定回転下での温度掃引における弾性率変化は、せん断率測定の場合は臨界ひ

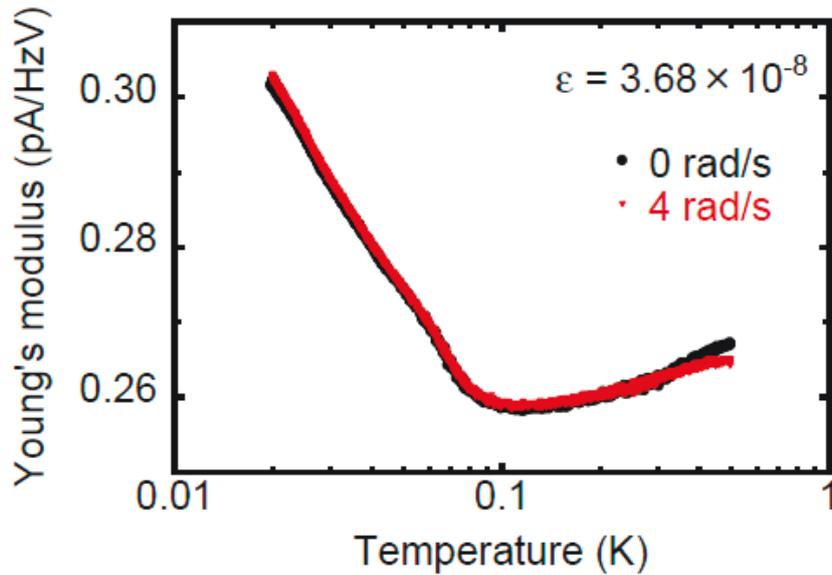


図 5.13: 5.4 MPa の固体 ^4He 試料のヤング率を無回転下と 4 rad/s 回転下で測った結果。300 mK の高温領域で値が合うようにシフトしている。

ずみに近いと思われる大きさのひずみを与えた場合に抑制される様子が観測された。この結果は、ねじれ振り子の結果とは異なっている。先行研究 [3] では、振り子振動の速度が臨界速度 v_c を超えた時に回転による共鳴変化の抑制が見られていたことが報告されている。 v_c に固体 ^4He にかかる計算される応力は、高々 1.0×10^{-3} Pa であり、これをひずみの量に直せば 1.0×10^{-10} となる。つまり、ねじれ振り子の測定では固体 ^4He に与えるひずみの大きさが 1.0×10^{-10} 程度で回転による影響が表れており、これは今回のせん断率測定で効果が表れたひずみ量 3.96×10^{-8} と比べると二桁小さい。

一方で、ヤング率に関しては無回転時に変化が抑制されるような大きなひずみを与えた測定であっても温度変化の様子に回転の効果は表れなかった。せん断率とヤング率はポアソン比で結ばれる弾性論的關係があるため、回転の効果は両弾性率に同様に表れることが自然だと考えられる。

5.4.3 回転掃引の結果について

一定回転下での温度掃引では、大きなひずみを与えた時にのみ、回転速度増加によるせん断率変化量の抑制が見られていた。一方、ヤング率では、臨界ひずみより大きいと思われるひずみを与えた場合でも、温度変化の様子は静止下と 4 rad/s で違いがなかった。これらの温度掃引実験以外に、固定温度での回転速度掃引を行った。回転速度掃引はねじれ振り子を用いた先行研究でも行われており、そこではある特定の回転速度において振り子の共鳴周波数変化にステップ状の変化が表れていた。今回の弾性率測定に対しても、様々なひずみ量でせん断率の測定を行った結果を図 5.14 に示す。図 5.14 に示した回転掃引実験は全て 20 mK まで回転させずに冷却し、20 mK に保ったまま回転速度を 4 rad/s まで加速および 0 rad/s まで減速している。いずれの測定も加速および減速の速さは同じ（およそ 13 時間で 0 rad/s と 4 rad/s を往復する）で測定も一定間隔で行っているが、 1.58×10^{-9} での 3.6 MPa の実験のみばらつきが大きかったために測定の積算時間を長くした関係でデータ点の数は少なくなっている。なお、回転速度掃引実験の結果は、バックグラウンドの寄与を差し引いていない¹²。したがって、縦軸は弾性率に比例した量ではないため、測定電流値を測定周波数とドライブ電圧で割った値として表している。ただし代わりに図には空セルの結果も示している。

図 5.14(a) ではひずみ量が 1.58×10^{-9} の結果を表している。3.6 MPa および 5.4 MPa の結果の概形を見ると、0 rad/s から 4 rad/s へ右肩上がりに変化する傾向であることがわかる。前述のように本実験のせん断率測定は 5.3 節の (b) に該当し、バックグラウンドを引く前の信号は、固くなるほど小さく、柔らかいほど大きくなる。したがって、固体 ^4He を測った時の回転速度掃引の結果は、4 rad/s になるほど固体が柔らかくなっていることになる。しかし、同時に示している空セルの結果もまた同様に 0 rad/s から 4 rad/s へ右肩上がりであつその変化量もほとんど同じである。つまり、固体 ^4He を測っている時の右肩上がりの信号の変化はセル自身の変化に由来すると考えられる。そのため、固体 ^4He を測っている結果から空セルの寄与を丁寧に引くことができた場合、回転速度掃引中の固体 ^4He の弾性は回転速度が変わっても基本的には変わらないと考えられる。図 5.14(b) および (c) についても同様に、3.6 MPa で他のひずみ量および 5.4 MPa の固体 ^4He がセルに入った状態でせん断率を測定した場合に回転速度が大きいほど信号は大きくなっているが、空セルの場合も同様に大きくなるため、固体の弾性率の変化を考えれば、回転掃引によって固体 ^4He の弾性に変化は見られなかったと考えられる。

回転速度掃引実験の測定は他の温度に対しても行った。図 5.15 に示したのは 3.6 MPa の固体 ^4He を測った場合であるが、図に示した 20 mK、100 mK、300 mK の場合いずれも変化の様子は目立った特徴はなく、空セルの寄与を引けば回転速度に依らないせん断率の値となると考えられる。

ヤング率の測定についても同様に、無回転で温度を 20 mK に冷却した後に回転速度を掃引した時の空セルおよび固体 ^4He が入った状態での信号の変化を調べた。結果を図 5.16 に示す。回転は 0 rad/s → 4 rad/s → 0 rad/s → -4 rad/s → 0 rad/s という順に掃引した。図では 3.6 MPa の固体の測定結果に、大きく変化している様子が表れている。つまり、始めの 0 rad/s → 4 rad/s の際に 2 rad/s を超すまで信号は上昇し、その後は変化が緩やかになって 0 rad/s に再び戻るまでは変化のない状態となっており、0 rad/s → -4 rad/s への過程でも同様な傾向が見られている。しか

¹²液体 ^4He を入れた状態での回転速度掃引の実験結果がないためバックグラウンドの寄与を考慮することができなかった

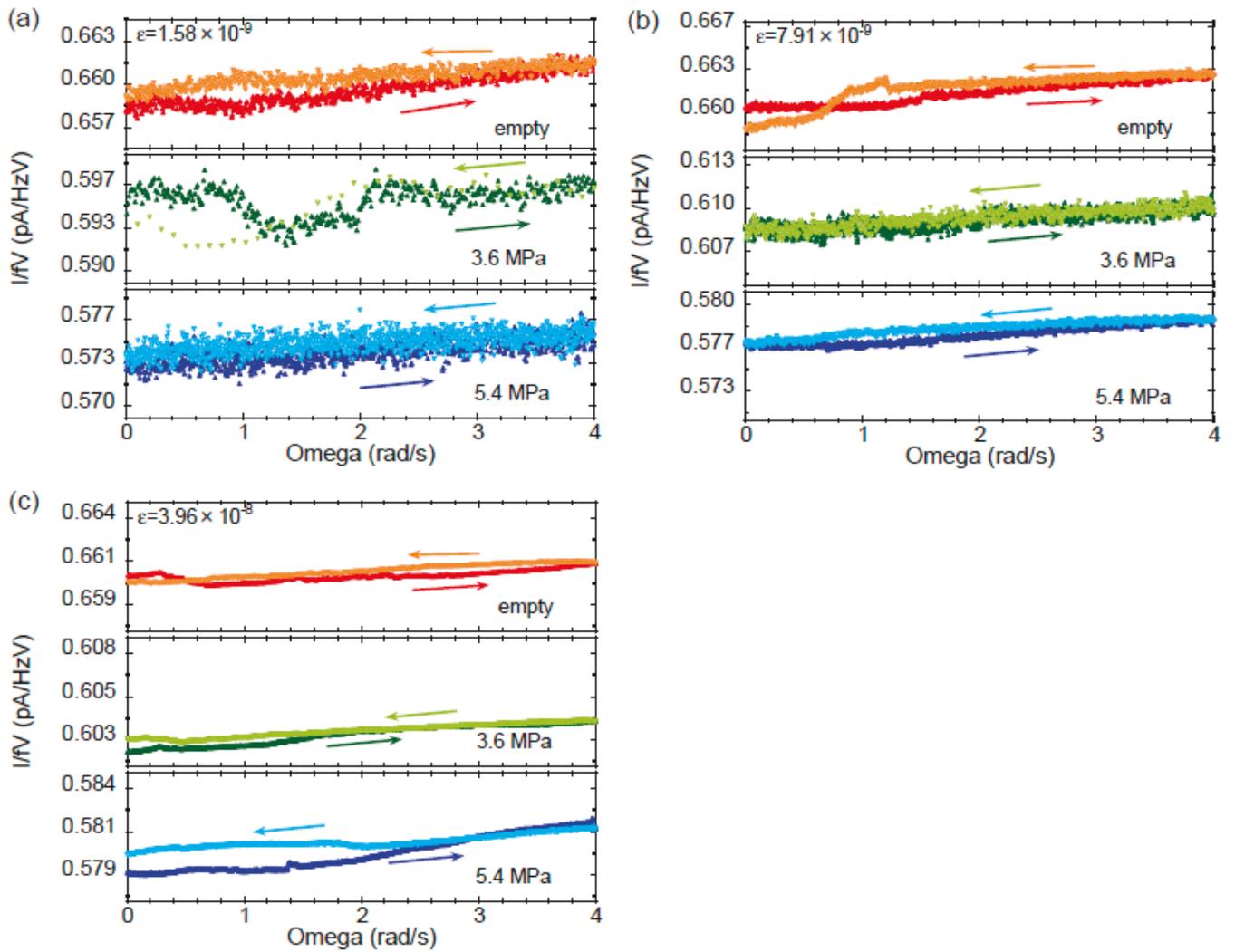


図 5.14: 20 mK で回転速度を掃引しながらせん断率測定をいくつかのひずみ量で行った結果。(a) 1.58×10^{-9} 、(b) 7.91×10^{-9} 、(c) 3.96×10^{-8} のひずみをかけている。それぞれ、赤が空セル、緑が 3.6 MPa、青が 5.4 MPa の固体 ^4He を測った結果を表している。

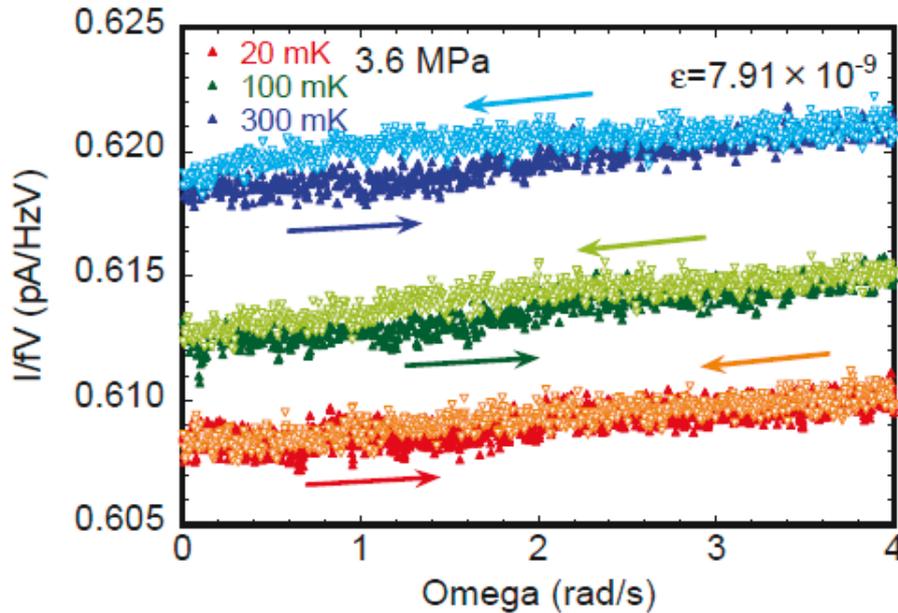


図 5.15: 回転速度を掃引しながらセルに 3.6 MPa の固体 ${}^4\text{He}$ が入った状態のせん断率測定をいくつかの固定温度で行った結果。赤が 20 mK、緑が 100 mK、青が 300 mK での結果を表す。

し、一方で 5.4 MPa の固体を測った結果では、同一スケールで比べた時に信号の値は回転速度に依っていない。これは空セルと同じ傾向である。したがって、3.6 MPa の固体の結果を含め、ヤング率も固体 ${}^4\text{He}$ を入れた時の結果からバックグラウンドを差し引けば、回転速度に依らず一定の値をとると考えられる。実際、3.6 MPa の固体の結果に見られるような値の上昇は 5.4 MPa の固体やバックグラウンドの測定時にもいくつか見られているため、固体 ${}^4\text{He}$ ヤング率の有意な変化ではないと思われる。

以上より、温度を固定した回転速度掃引実験では、バックグラウンドの寄与を差し引いた場合にはせん断率、ヤング率ともに回転速度に依らず一定の値を示す。

5.5 弾性率測定のまとめ

本章で述べた弾性率測定の結果をまとめる。

- 温度掃引の実験の結果、臨界ひずみ付近のひずみを与えると、印加する回転の速度が上がるにつれて、高温から低温にかけてのせん断弾性率の上昇量が抑制された。一方、ヤング率については回転速度を変えても上昇量に違いは見られなかった。
- 回転速度掃引の実験の結果、せん断弾性率、ヤング率どちらも、温度に依存しないでセルが空の時と同様な変化しか見られなかった。そのため、回転速度を連続的に変化させる実験では回転による固体 ${}^4\text{He}$ への影響は見られなかった。

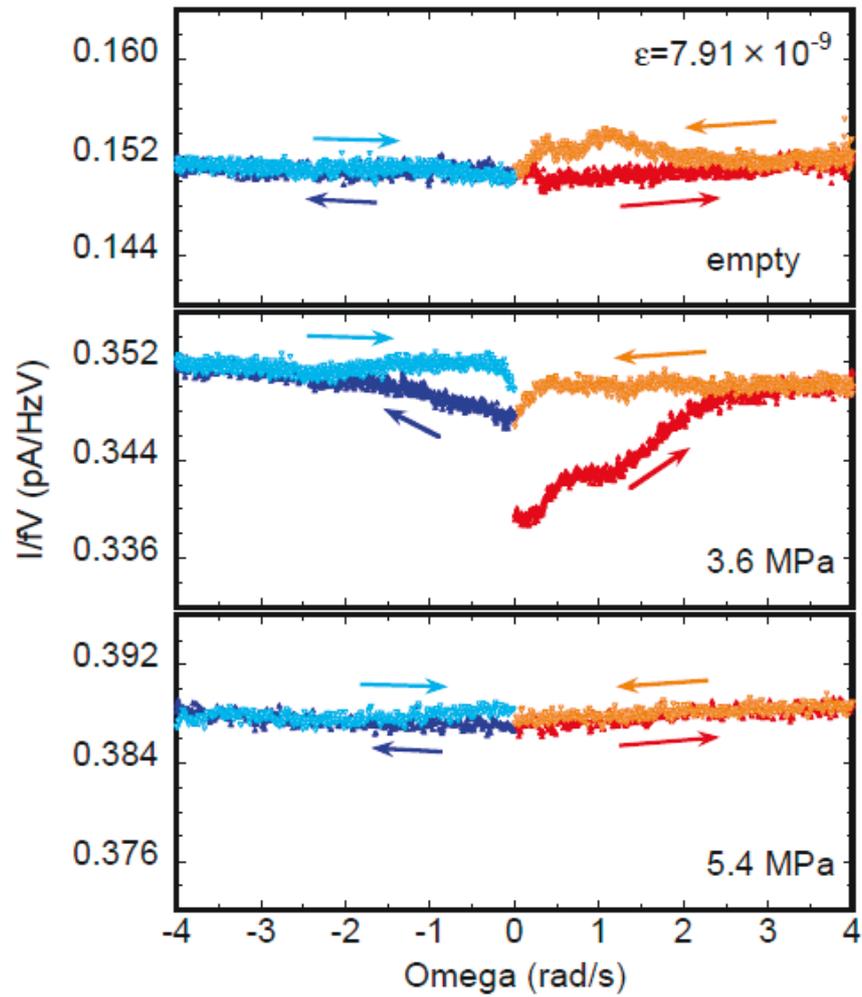


図 5.16: 回転速度を掃引しながらヤング率測定を行った結果。ひずみ量は 7.91×10^{-9} とし、温度は 20 mK。回転は $0 \text{ rad/s} \rightarrow 4 \text{ rad/s} \rightarrow 0 \text{ rad/s} \rightarrow -4 \text{ rad/s} \rightarrow 0 \text{ rad/s}$ としている。

したがって、固体 ^4He の弾性を直接ピエゾ素子を用いて回転下で測った結果は、先行研究 [3] で見られていたねじれ振子の実験結果と定性的に一致するような傾向は見られていたものの、変化量を比べると弾性率の変化は小さく、また回転速度の掃引の実験では先行研究の結果と対応するようなステップ状の変化が観測されるなどの結果は得られないことがわかった。

第6章 floating core 振り子

本章では floating core 振り子による実験の目的、方法、結果について述べる。

6.1 実験の目的

第5章で述べたように、固体 ^4He の弾性は大きなひずみを与えた場合に回転によって影響を受けることがわかった。その影響は、回転速度の増加によって弾性率の温度変化量が小さくなるという結果に表れた。これは Choi らのねじれ振り子の実験 [3] と照らした時に、彼らが得た回転速度の増加によってねじれ振り子の共鳴周波数の温度変化量が小さくなるという結果や、元々の共鳴周波数変化が固体 ^4He の弾性変化に起因することを考えると、定性的な傾向は一致していると言える。しかし、その回転による影響の大きさは異なっており、回転によりねじれ振り子の実験で 40 % ほど周波数変化量が減ったことを定量的に説明できてはいない。そこで、先行のねじれ振り子の実験とより直接的に比較できる実験として、同じねじれ振り子の手法を用いた別のアプローチで固体 ^4He の弾性に対する回転の効果を測ろうと考えた。それが、本章で述べる、弾性変化の測定のためのねじれ振り子である。

そもそものねじれ振り子による固体 ^4He の超流動性を確かめる実験では、固体 ^4He の慣性モーメントの変化に興味があった。つまりねじれ振り子の共鳴周波数 f_{TO} の式を再掲すれば、

$$f_{\text{TO}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\kappa_{\text{TO}} + \kappa_{\text{He}}}{I_{\text{TO}} + I_{\text{He}}}} \quad (6.1)$$

と表されるため、 I_{He} の変化を最大限に、かつ κ_{He} の変化を最小限に抑える振り子が適していると考えられてきた。そこでねじれ振り子測定に対して行える工夫として、振り子の内部構造を変えることで、測定対象となる固体 ^4He の形を円柱型 (cylindrical) か円環型 (annulus) として実験を行う、ということが考えられてきた。さらに、液体の超流動性から予想される、測定周波数に依存しないという特性を調べるために、二つ以上の共鳴周波数を持つ、いわゆる二重振り子 (double oscillator) や三重振り子 (triple oscillator) が作成され、いくつかの実験結果も出ている [61–63]。これらねじれ振り子の構造に関するまとめは、2012 年の Reppy の論文に詳しく載っている [85]。

本章のねじれ振り子は、これまで他のグループが用いてきた振り子とは逆の発想を基に作成したものとなっている。前述したように、ねじれ振り子を作成する際の工夫は、主に I_{He} の変化を最大限に、かつ κ_{He} の変化を最小限に抑えるものであった。この工夫とは逆に、 κ_{He} の変化が大きく出やすい構造とすることで、ねじれ振り子を用いて弾性変化を調べるという実験が考えられる。このような目的でねじれ振り子が作成されている例は過去になく、回転をさせることとは別に、「ねじれ振り子は固体 ^4He の弾性に影響を受ける」ことを改めて確認する実験となる。これに回転を加えることで、明らかに変化することがわかっている固体 ^4He の弾性が回転によりどのよ

うな影響を受けるかを同じ実験手法を用いて調べることができ、Choi らのねじれ振り子の実験とより直接的に比べることができると考えた。

固体 ${}^4\text{He}$ の弾性変化の影響を受けやすいという要件を満たす振り子については 2012 年の Reppy の参考文献 [85] の 5.1 節に例が記述されている。その振り子のデザインは同引用文献の中で "floating core" と呼ばれており、外側の振動子の中に、別の振り子ロッドおよび振動子が入れ子になった構造をしている。運動方程式は、ねじれロッドの弾性定数を k 、慣性モーメントを I とし、外側、内側のロッドと振動子を添え字 1、2 で区別して

$$\begin{pmatrix} k_2 + k_{\text{eff}} - \omega^2 I_2 & -k_{\text{eff}} \\ -k_{\text{eff}} & k_{\text{eff}} - \omega^2 I_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta_2 \\ \theta_1 \end{pmatrix} = O \quad (k_{\text{eff}} = k_\mu + k_1) \quad (6.2)$$

と表される。固体 ${}^4\text{He}$ の弾性率である k_μ は $k_\mu \gg k_1$ であるため有効弾性率である k_{eff} が k_μ に強く影響される。この性質のため、floating core 振り子を回転下で調べることで、「振り子に封じられた固体 ${}^4\text{He}$ の弾性」の影響がより共鳴周波数に反映されやすいと言える。なお、floating core 振り子は振動子を二つ持つ、二重振り子であるために理想的には共鳴周波数も二つ存在する。よって floating core 振り子は、弾性を振り子法によって測ることができるのみならず、測定周波数依存性を確かめることができる実験セルとなっている。ただし実際の測定において観測したモードは、次の節で示すように同位相のモードと逆位相のモードの二つではなく、同位相モードでも異なる共鳴周波数を持つ振動モードとなっていた。実験では共鳴の安定性の都合上逆位相のモードに対応する周波数での測定を行うことができず、異なる二つの同位相モード周波数での観測を行った。

章の構成は次の様である。まず、6.2 節では、ねじれ振り子測定に関係する測定原理を中心にねじれ振り子法の概括をする。これは、後の章で述べる他のねじれ振り子にも共通する。6.3 節で floating core 振り子の構造について説明する。6.4 節から floating core 振り子を用いて行った実験について示す。

6.2 ねじれ振り子測定

本論文では本章で述べる floating core の実験セルを含め合計で 3 種類のねじれ振り子の実験について述べている。これらは振り子の構造が異なるものの、測定方法は共通している。この節ではねじれ振り子の原理および共通する測定方法の詳細についてまとめる。

6.2.1 ねじれ振り子測定の原理

ねじれ振り子は、ねじれロッドと振動子で構成される。液体ヘリウムの超流動を調べるために Andronikashvili が用いた測定手法として有名 [100] だが、本論文で扱うものはこれを改良したものである。その構造を簡単に表すと図 6.1 のようになる。ロッドの部分の弾性係数が κ であるとし、振り子本体に力を加えて θ 回転させると、生じたねじれを元に戻そうとロッドに復元力が働く。その運動の様子は、振動子本体の慣性モーメントを I として次の運動方程式によって表される。

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\kappa\theta - \Gamma \frac{d\theta}{dt} \quad (6.3)$$

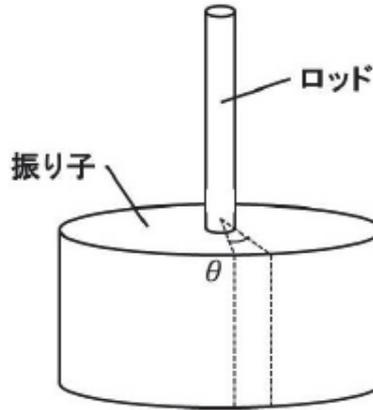


図 6.1: ねじれ振り子の概略図

右辺第二項はねじれ速度に比例した減衰項であり、 Γ はその比例定数である。 $\omega_0^2 = \kappa/I$ 、 $\gamma = \Gamma/I$ として式を変形すると、

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \gamma \frac{d\theta}{dt} + \omega_0^2 \theta = 0 \quad (6.4)$$

を得る。この時、 ω_0 は減衰がない場合の物体の固有振動数である。これは(6.3)式で $\Gamma = 0$ （あるいは(6.4)式で $\gamma = 0$ ）とおくと

$$\theta = Ae^{i\omega_0 t} + Be^{-i\omega_0 t} \quad (6.5)$$

という解が得られることからわかる。

(6.4)式で $\theta = A \exp(\lambda t)$ とおくと、

$$(\lambda^2 + \gamma\lambda + \omega_0^2)A \exp(\lambda t) = 0 \quad (6.6)$$

を得る。 $A \neq 0$ としてこの式を解くと、次の解が得られる。

$$\lambda = -\frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 - \omega_0^2} \quad (6.7)$$

現実の系では減衰振動を考えるため、 $\gamma/2 < \omega_0$ という条件を課す。この時(6.7)式は次のように変形できる。

$$\lambda = -\frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{-\left\{\omega_0^2 - \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2\right\}} = -\frac{\gamma}{2} \pm i\omega_1 \quad \left(\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}\right) \quad (6.8)$$

したがって解は、定数 C_1 、 C_2 、および C を用いて

$$\begin{aligned}
\theta &= C_1 \exp\left(-\frac{\gamma}{2} + i\omega_1\right)t + C_2 \exp\left(-\frac{\gamma}{2} - i\omega_1\right)t \\
&= \exp\left(-\frac{\gamma}{2}t\right) \{C_1 \exp(i\omega_1 t) + C_2 \exp(-i\omega_1 t)\} \\
&= C \exp\left(-\frac{\gamma}{2}t\right) \cos(\omega_1 + \varphi)
\end{aligned} \tag{6.9}$$

と表される。これは振幅 $A(t) = C \exp(-\frac{\gamma}{2}t)$ をもつ単振動解である。振幅 $A(t)$ からわかるように、この単振動は時間とともに指数関数的に減衰していく。

この時の減衰の様子をエネルギーから考えると、

$$\begin{aligned}
E(t) &= \frac{1}{2} \kappa A^2(t) \\
&= \frac{1}{2} \kappa C^2 \exp(-\gamma t) \\
&= E(0) \exp(-\gamma t)
\end{aligned} \tag{6.10}$$

である。これは $E(t)$ が指数関数的に減少することを示す。 $t = 0$ での値の $1/e$ に減少する時間を τ とすると、 $\gamma = 1/\tau$ である。 γ が小さいとき τ は大きい、すなわちエネルギー散逸が緩やかである。そこで系のエネルギーの安定の度合いを示す Q 値を

$$Q = \frac{\omega_0}{\gamma} \tag{6.11}$$

で定義すると、 Q 値が高いほど γ が小さく、エネルギーの散逸が緩やかであると言える。

単純に共鳴周波数を求めるには、様々な入力周波数で振らせた時の振幅の大きさを調べ、それがピークをとる周波数を調べればよい。これは、実際の実験では複数の共鳴周波数の中から目的のモードの測定周波数の当たりをつけるために行うことがある。液体ヘリウムに対してねじれ振り子法を用いる場合には、共鳴周波数が温度変化にどのような依存性を持っているかを調べることが多い。ただし実験的には振動の減衰が生じてしまうため、これを考慮しながら連続的に共鳴周波数を保つ必要がある。そこで外から角周波数 ω で振幅 F_0 の外力 $F_0 \cos \omega t$ を強制的に与える。運動方程式は次のように表される。

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\kappa\theta - \Gamma \frac{d\theta}{dt} + F_0 \cos \omega t \tag{6.12}$$

これを变形して、

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \gamma \frac{d\theta}{dt} + \omega_0^2 \theta = f_0 \cos \omega t \tag{6.13}$$

ただし $f_0 = F/I$ とおいた。(6.13) 式は非斉次方程式であるため、一般解は右边を 0 と置いた時の解、つまり (6.9) 式と、特解の和で表すことができる。特解を見つけるため、複素数 z を用いて

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \gamma \frac{dz}{dt} + \omega_0^2 z = f_0 e^{i\omega t} \quad (6.14)$$

と書きなおす。この式を満たす複素数 z の実部 $\text{Re}z$ が (6.13) 式の特解となる。解くために複素数 a を用いて $z = ae^{i\omega t}$ とおき代入すると、

$$\{(i\omega)^2 a + i\omega\gamma a + \omega_0^2 a - f_0\} e^{i\omega t} = 0 \quad (6.15)$$

と変形され、ここから

$$\begin{aligned} a &= \frac{f_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \\ &= \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} f_0 + i \frac{-\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} f_0 \\ &= (\text{Re}a + i\text{Im}a) \end{aligned} \quad (6.16)$$

と求まる。ゆえに

$$\begin{aligned} z &= ae^{i\omega t} \\ &= a(\cos \omega t + i \sin \omega t) \\ &= (\text{Re}a + i\text{Im}a)(\cos \omega t + i \sin \omega t) \end{aligned} \quad (6.17)$$

したがって

$$\begin{aligned} \text{Re}z &= (\text{Re}a) \cos \omega t - (\text{Im}a) \sin \omega t \\ &= \sqrt{(\text{Re}a)^2 + (\text{Im}a)^2} \cos(\omega t + \varphi) \end{aligned} \quad (6.18)$$

ここで

$$\begin{aligned} (\text{Re}a)^2 + (\text{Im}a)^2 &= \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 f_0^2}{\{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2\}^2} + \frac{\omega^2\gamma^2 f_0^2}{\{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2\}^2} \\ &= \frac{f_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} \end{aligned} \quad (6.19)$$

よって

$$\text{Re}z = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}} \cos(\omega t + \varphi) \quad (6.20)$$

ゆえに (6.9) 式、(6.20) 式から、一般解は次の式で表される。

$$\theta = C \exp\left(-\frac{\gamma}{2}t\right) \cos(\omega t + \varphi) + \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}} \cos(\omega t + \varphi) \quad (6.21)$$

式 (6.21) より、振動数 ω を持つ外力を与えると物体は振動を始めるが、十分な時間がたつと、第一項が第二項に比べて十分小さくなり、外力と同じ振動数をもつ振幅 $f_0/\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}$ の単振動となる。したがって振幅は $\omega = \omega_0$ 付近で最大となる。そのため、振動数 ω の外力を入れた系の振動を測定し、十分時間がたった後にその最大振幅を起こす振動数 ω は系固有の振動数 ω_0 と一致する。

次に、実験系として測定値がどの程度信頼できるかを示す指標である Q 値を考えるために、振動をしている間物体の振幅を一定に保つために必要な仕事率を考える。仕事は、

$$W = I f_0 \cos \omega t \times \frac{d\theta}{dt} \Delta t \quad (6.22)$$

で表されるので仕事率は

$$P(\omega) = \frac{I}{T} \int_0^T f_0 \cos \omega t \frac{d\theta}{dt} dt \quad (6.23)$$

である。十分時間が経ったとすれば、

$$\theta \sim \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}} \cos(\omega t + \varphi) \quad (6.24)$$

と近似される。これを用いると、

$$P(\omega) = \frac{I}{T} \int_0^T \frac{f_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}} \cos \omega t (-\omega \sin \omega t \cos \varphi - \omega \cos \omega t \sin \varphi) dt \quad (6.25)$$

が得られるが

$$\int_0^T \cos^2 \omega t dt = \frac{1}{2} \int_0^T 1 + \cos 2\omega t dt = \frac{1}{2} \left[t + \frac{\sin 2\omega t}{2\omega} \right]_0^T = \frac{T}{2} \quad (6.26)$$

$$\int_0^T \cos \omega t \sin \omega t dt = \frac{1}{2} \int_0^T \sin 2\omega t dt = \frac{1}{2} \left[-\frac{\cos 2\omega t}{2\omega} \right]_0^T = 0 \quad (6.27)$$

$$\sin \varphi = \frac{\text{Ima}}{\sqrt{(\text{Rea})^2 + (\text{Ima})^2}} = \frac{-\omega \gamma}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}} \quad (6.28)$$

といった関係があるため (6.25) 式は次のように積分できる。

$$P(\omega) = \frac{I}{2} \frac{\gamma \omega^2 f_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \quad (6.29)$$

この $P(\omega)$ は $\omega = \omega_0$ で最大となる。 ω_0 は共鳴周波数である。共鳴周波数からわずかにずれた振動数における振動の様子を調べるため

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega \quad (6.30)$$

とにおいて $P(\omega)$ を調べると、

$$\begin{aligned} P(\omega) &= \frac{I\gamma}{2} f_0^2 \frac{(\omega_0 + \Delta\omega)^2}{(\omega_0^2 - \omega_0^2 - 2\omega_0\Delta\omega - \Delta\omega^2)^2 + (\omega_0 + \Delta\omega)^2 \gamma^2} \\ &= \frac{I\gamma}{2} f_0^2 \frac{(\omega_0 + \Delta\omega)^2}{(2\omega_0 + \Delta\omega)^2 \Delta\omega^2 + \gamma^2 (\omega_0 + \Delta\omega)^2} \\ &\sim \frac{I\gamma}{2} f_0^2 \frac{\omega_0^2}{4\omega_0^2 \Delta\omega^2 + \gamma^2 \omega_0^2} \quad (\Delta\omega \ll \omega_0) \\ &= \frac{I\gamma}{8} f_0^2 \frac{1}{\Delta\omega^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \end{aligned} \quad (6.31)$$

この式は $\Delta\omega$ についてローレンツ型の関数形であり、 $\Delta\omega = 0$ で最大値 $I f_0^2 / 2\gamma$ をとる。 $P(\omega)$ の値がこの半分になるところを求めると、

$$\frac{I\gamma}{8} f_0^2 \frac{1}{\Delta\omega^2 + \frac{\gamma^2}{4}} = \frac{I f_0^2}{4\gamma} \quad (6.32)$$

$$\Delta\omega^2 + \frac{\gamma^2}{4} = \frac{\gamma^2}{2} \quad (6.33)$$

$$\Delta\omega = \pm \frac{\gamma}{2} \quad (6.34)$$

この $\Delta\omega$ を半値半幅と呼び、 $2\Delta\omega$ を半値幅という。 $Q = \omega_0 / \gamma$ を用いると、

$$\Delta\omega = \pm \frac{1}{2} \frac{\omega_0}{Q} \quad (6.35)$$

と表される。 Q 値が高いほど $\Delta\omega$ は小さくなり、共鳴のピークは鋭くなることがわかる。

(6.35) 式より、共鳴周波数を f_0 、その変化を Δf とすると、オーダーの見積もりで係数 2 を除けば $Q = f_0 / \Delta f$ である。したがってねじれ振り子の Q 値の大小は、その振り子の共鳴周波数測定がどの程度まで信頼できるかを表す指標になる。例えば典型的な例として $Q = 10^6$ および $f_0 = 1$ kHz とすると、 $\Delta f = 10^{-3}$ となるため、1 mHz の変化までは十分測定することができる。振り子を構成する金属等の剛性が低温になるにつれて上がるため Q 値も向上し、大まかには室温、窒素温度、そしてヘリウム温度でそれぞれ一桁ずつ増えていく。 Q 値を高くするためには振動の対称性や振り子自体の剛性が必要だが、一方で Q 値の高さは必ずしも安定した (SN が良い) 振り子とは同義ではないことに注意する ([45] と [46] 参照)。

6.2.2 振動速度測定

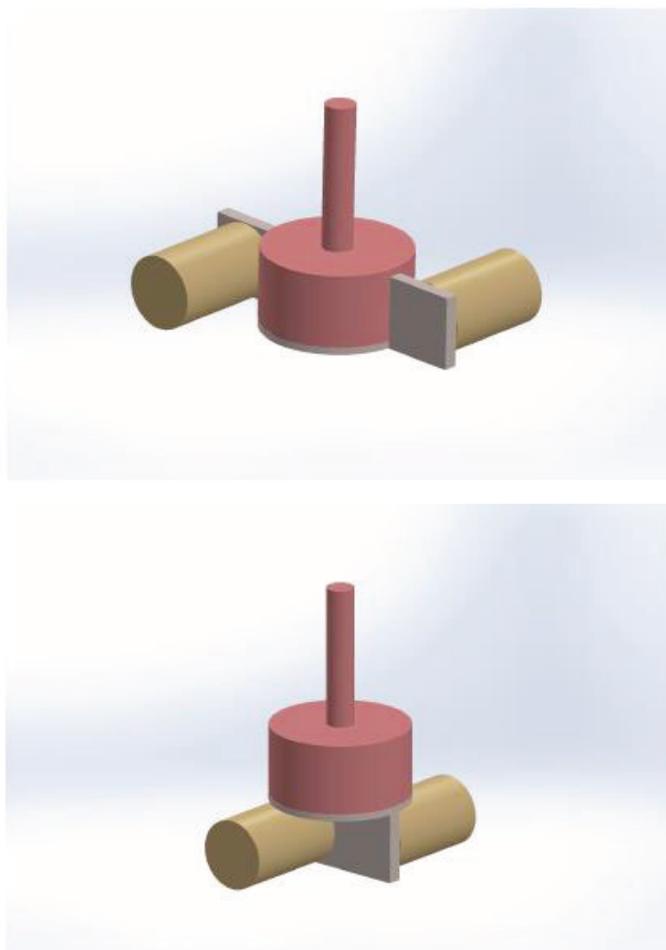


図 6.2: 羽電極（グレー）と固定電極（黄色）の配置。上が電極が両側についているタイプで下が電極が一つになっているタイプ

6.2.1 節で示したねじれ振り子を用いた実験で操作できるパラメタの一つに振動速度がある。振動速度の大きさは、ねじれ振り子による固体 ^4He の測定について、共鳴周波数の温度変化量を区別するパラメタとして重要である。この節では、振動速度の求め方を示す。

ねじれ振り子を振動させるには、実際には図 6.1 に示したねじれロッドと振動子以外に羽電極が必要である。羽電極の付け方は大きく分けて図 6.2 に示した二種類であるが、本論文では全て図 6.2 の上のタイプを用いている。ねじれ振り子自身に羽電極をとりつけ、対向する位置に二か所に固定電極を設置すれば、羽電極と固定電極はそれぞれコンデンサを成す。片方の固定電極をドライブ電極とし、この電極に信号を入力すると、コンデンサ間に静電的な力が働くことで、ディテクト電極としたもう片方の固定電極との間に変位電流が流れる（測定の具体的な方法は 6.2.3 参照）。この時振動の角速度を ω とすると、流れる変位電流 i は、虚数単位を j として

$$i = i_0 \exp(j\omega t) \quad (6.36)$$

と表すことができるが、電極同士がコンデンサであることを考えると、

$$i = \frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \epsilon \frac{S}{d} V \quad (6.37)$$

とも書くことができる。ここで Q は電荷、 ϵ は誘電率、 S は極板の面積、 d は極板間距離を表す。振動することで極板間距離は変化するが、その様子は、初期位置を d_0 として¹、

$$d = d_0 + \Delta d \exp(j\omega t) \quad (6.38)$$

であるので、(6.37) 式と合わせて、

$$\begin{aligned} i &= \frac{d}{dt} \epsilon \frac{S}{d_0 + \Delta d \exp(j\omega t)} = \epsilon S V \frac{-j\omega \Delta d \exp(j\omega t)}{(d_0 + \Delta d \exp(j\omega t))^2} \\ &\approx -\frac{\epsilon S V j\omega \Delta d \exp(j\omega t)}{d_0^2} \end{aligned} \quad (6.39)$$

が得られる。すると、(6.36) 式と絶対値を比較して

$$\begin{aligned} i_0 &= \epsilon S V \frac{\omega \Delta d}{d_0^2} \\ \therefore \Delta d &= \frac{i_0 d_0}{\epsilon S V \omega} d_0 \end{aligned} \quad (6.40)$$

であり、極板間距離 Δd の時間変化である速度 v_G は

$$v_G = \frac{d}{dt} \Delta d = \frac{i_0 d_0^2}{\epsilon S V} \quad (6.41)$$

ただし v_G は電極の重心の位置の速度である。振り子の振動子に入った固体 ^4He の振動速度としては、振動子の内壁の位置の速度 v_w を基準にする。つまり、回転軸からの電極重心までの距離を l_G 、回転軸から振動子の内壁までの距離を l_w とすると、

$$v_w = \frac{l_w}{l_G} v_G = \frac{l_w}{l_G} \frac{i_0 d_0^2}{\epsilon S V} \quad (6.42)$$

である。実際の測定では、(6.42) 式をさらに変形し、

$$v_w = \frac{l_w}{l_G} \frac{\epsilon S}{V C_0^2} i_0 = A_0 i_0 \quad (6.43)$$

として、ディテクト電極と羽電極間の静電容量 C_0 から上記の A_i を求めておいて、測定された電流値を代入する。電流値、つまり振幅は温度の関数であり、温度の変化により大きく変わるが、一つの参照温度を決めておいて常にその温度での振幅を基に振動速度を求めるようにすればよい。固体 ^4He 測定においてはねじれ振り子の共鳴周波数の急な温度変化が見られない、高い温度を参照温度とするため、本論文の実験では 500 mK を参照温度として、この時の振幅の値を基に振動速度を算出した。

¹低温になって熱収縮で距離が変化しても短絡しないかつ感度を大きくするために静電容量を極力大きくするには、典型的には、振動していない状態の室温の状態で $d_0=0.1$ mm とする [101]。調整には、 $d_0=0.1$ mm の時の静電容量の値 C を $C = \epsilon d/S$ であらかじめ計算しておき、静電容量計を見ながら位置を変える。

6.2.3 phase lock loop 法

6.2.1 節で述べたように、減衰してしまうねじれ振り子の振動を、共鳴周波数に保ちながら持続させる方法として phase lock loop 法が用いられる。本論文のねじれ振り子測定では次の図 6.3 のような測定回路で測定を行った。図 6.3 にある番号を基に各機器の役割を列挙する。

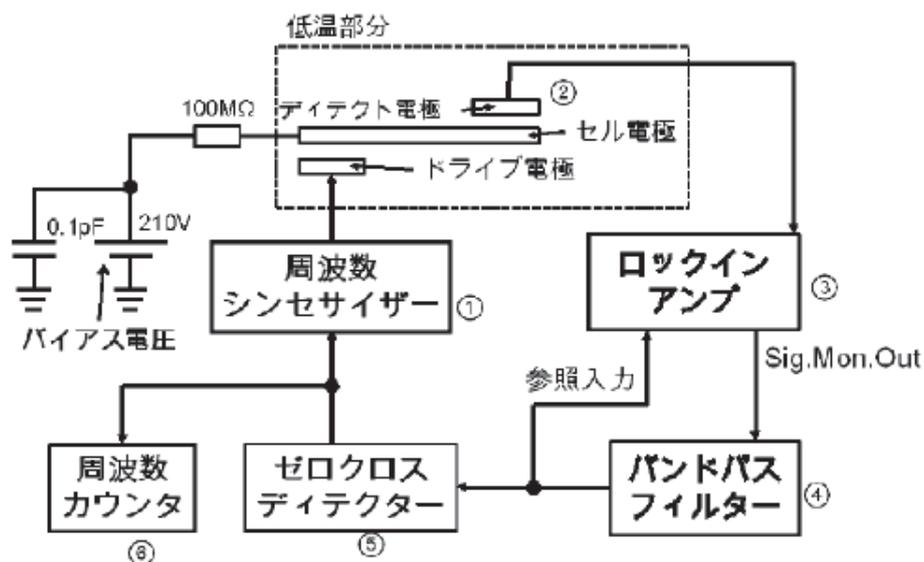


図 6.3: phase lock loop 法による測定回路

1. 任意波形発生器 (シンセサイザー)

本実験ではシンセサイザー (Agilent 社製 33250A) を用いて図 6.4 に示す矩形波を発振している。周波数シンセサイザーからの信号がドライブ電極に入力されることによりねじれ振り子の振動を励起する。矩形波は後述するゼロクロスディテクターから入力された信号をトリガーとすることで振り子の出力信号と同期する。同期された矩形波が振り子を振らせ、その結果次の周期でゼロクロスディテクターが入力信号を送り矩形波のトリガーとなる、というプロセスが繰り返されることで連続的に振動を駆動する。なお、周波数シンセサイザーから電極までの間の同軸ケーブルの浮遊容量等でずれた位相を修正するために、ゼロクロスディテクターからのトリガーに対して一定の位相遅れ (Delay time) が与えられている。与える位相遅れを最適にするために、位相遅れをスイープして振り子振動の振幅が最大限になる点を探るか、オシロスコープによって後述するバンドパスフィルター後の信号の振幅最大の点に目視で合わせるという方法をとる。

2. ディテクト電極

ドライブ電極およびディテクト電極とねじれ振り子本体は、図 6.3 中のバイアス電圧を用いて静電容量的に結合している。シンセサイザーからの入力信号により駆動された振り子の振動は、セル電極とディテクト電極の静電容量変化による誘導電流として観測される。振り子の応答は周波数シンセサイザーからの入力信号に対して位相の遅れ α を生じた交流信号となっている。

3. ロックインアンプ

ロックインアンプ (NF 社製 LI5640) に入力されたディテクト電極からの電流信号は、ロックイ

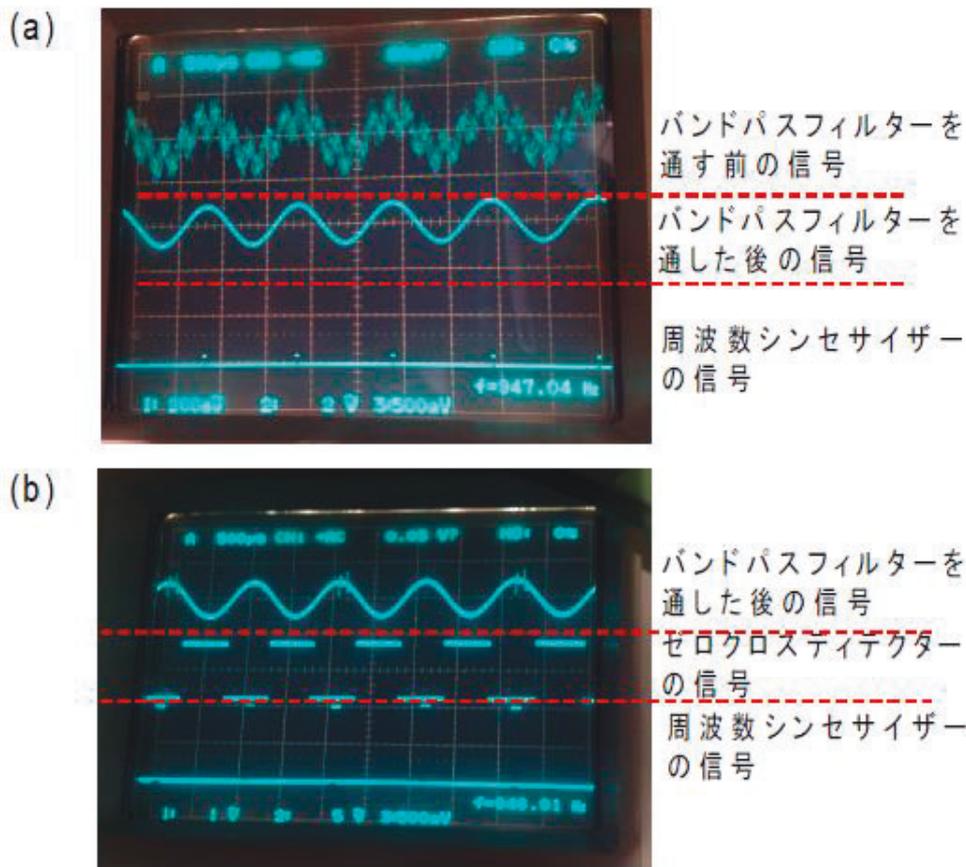


図 6.4: phase lock loop 法による測定の各プロセスで得られる信号波形の様子。(a) 周波数シンセサイザの信号から駆動された振り子が発する信号がバンドパスフィルターによって滑らかな波形となる。(b) なめらかな波形が 0 を通ることを検知するゼロクロスディテクターと、そこからある位相遅れを設定して周波数シンセサイザが再び信号を出す。

ンアンプのローパスフィルターを通過して増幅される。増幅された信号は Signal Monitor Out から出力されバンドパスフィルターにより成形される。整形された波形は参照信号としてロックインアンプに入力される。この参照信号とディテクト信号を掛け合わせて検波する。これにより振り子の振動振幅とドライブ周波数の位相差が測定される。

4. バンドパスフィルター

バンドパスフィルター (NF 社製 3625) はあらかじめ定めた周波数帯の信号のみを通すフィルターで、本研究では 48db/Oct のフィルターを使用している。ロックインアンプの Signal Monitor Out から入力された信号は中心周波数域のみの信号となり、それ以外の信号はノイズとしてカットされる。バンドパスフィルターの出力信号はロックインアンプの参照信号およびゼロクロスディテクターに入力している。

5. ゼロクロスディテクター

ゼロクロスディテクター (既製品でなく自作) は信号の振幅がゼロと交わる点において、0-10 V のパルスを発生させる。これにより出力される入力信号 (ねじれ振り子の応答信号) と同じ周

波数をもった矩形波を周波数シンセサイザーのトリガーへ入力する。

6. 周波数カウンター

周波数カウンター（Agilent 社製 53132A）はゼロクロスディテクターから出力された信号の周波数、つまり振り子の共鳴周波数を表示する。カウンターには積算時間を設定することができ、測定が不安定な場合に長くすることで、各測定点のばらつきを少なくすることができる。特別不安定ではない場合においては積算時間は 58 秒とした。

図 6.4 には、各プロセスにおいてどのような波形が観測されるかの例を実際のオシロスコープの画面で示した。(a) は周波数シンセサイザーの信号によって駆動された振り子の運動の様子をディテクト電極で検知され、その信号がバンドパスフィルター入ることで滑らかな波形になっている様子を表している。(b) ではなめらかな波形が 0 を通ることを検知するゼロクロスディテクターを基準に、ある位相遅れを設定して周波数シンセサイザーが再び信号を出す様子を表している。位相遅れの設定はオシロスコープで生の波形を見ることで最適に決められる。振り子からの信号波形の山となっている部分に周波数シンセサイザーの矩形波のタイミングを合わせる。

なお、この測定法は温度変化による共鳴周波数の変化量が大きい場合には連続的な駆動が行えず、「ロックが外れる」場合がある。また、温度変化時には通常ドライブ電圧を一定にして測定を行うため、振動を駆動する力の大きさは一定である。この場合に变化する振動振幅は、ねじれ振り子のエネルギー散逸量の変化が原因と考えられる。つまり振り子振幅の減少はエネルギー散逸の増加を意味する。固体ヘリウム測定時に、バックグラウンドの寄与を引いた状態で観測されるエネルギー散逸のピークは固体ヘリウムの弾性の変化としてとらえられる。

6.3 floating core 振り子について

図 6.5 に floating core 振り子の概形を solidworks² で描いた図を示す。図 6.5(a) は振り子を固定するプラットホーム周りの固定電極の配置を表しており、羽電極にバイアス電圧をかけるための部品や固定電極用の同軸コネクタ、⁴He 導入ライン用のキャピラリーは省略している。図の下部にある部品は希釈冷凍機のフランジにプラットホームをとりつけるためのロッドである。プラットホーム全体は銅、振り子はベリリウム銅、羽電極はアルミニウム、固定電極は真鍮で作製した。図 6.5(b) は振り子本体を表しており、その断面が (c) である。(c) の下部に見られる凹みは ⁴He 導入ラインであるキャピラリーを差し込み固定する際に、接着のための stycast を貯めておくための構造であり、キャピラリーと内側振動子のロッドの穴からの ⁴He のリークを防ぐために設けた。

図 6.5(c) で見えるように、この floating core 振り子は、外側の振り子と内側の振り子が入れ子になった二重振り子である。振り子の寸法は、外側のねじれロッドの直径が 4 mm、長さが 10 mm であり、振動子本体の外直径が 20 mm、高さが 20 mm である。その内側には直径が 17 mm、高さが 15 mm の空間がある。外側振動子内部にあるもう一つの振り子については、ねじれロッドの直径が 3 mm、長さが 3 mm、振動子の直径が 16 mm、高さが 10 mm となっている。したがって、外側振動子の内壁と内側振動子の外壁の隙間は 0.5 mm であり、外側振動子の内部の上側空間³には直径 17 mm、高さ 2 mm のバルクな空間が存在している。

²図面を引くために用いるソフトウェア。3D のモデルを組むことができ、各パーツを組み立てた様子を視覚化することで実際に問題なく組み上げられるかを見ることができる。また、後述する COMSOL という物理シミュレーション用ソフトウェアにモデルを渡すことができる。

³図 6.5 の (b) や (c) の向きを基準にしている

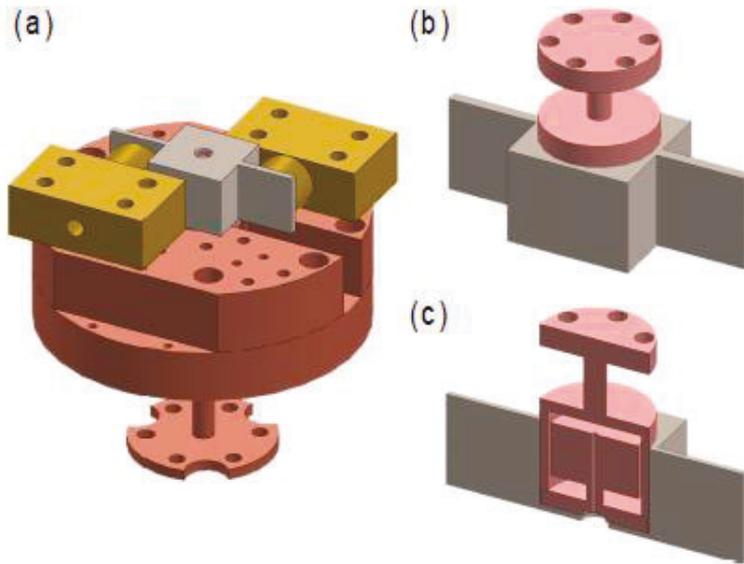


図 6.5: floating core 振り子の概形。(a) 振り子がプラットフォームに固定された状態での各 부품の配置。羽電極へバイアス電圧をかけるための部品、および各固定電極への同軸コネクタ、セルへヘリウムを導入するキャピラリーは省略されている。(b) 振り子のロッドおよび振動子の外観。(c) 振り子の断面。

上記のように floating core 振り子は二重振り子であるため、観測対象であるねじれモードにも、二つの振動子が同位相で動く低周波数のモードと、逆位相で動く高周波数のモードがある。それら二つのねじれモード以外の振動が起こることは COMSOL による有限要素法の計算で確認しているが、計算によると、高周波では羽電極自身のたわみによるモードが表れると予想された。シミュレーションを行うと、羽電極の羽部分以外に平板をなくす構造にすることでこのたわみモードがなくなることがわかったため、電極は図に示した形とした。

図 6.7 に、floating core 振り子のねじれモード時の振動の様子を COMSOL で計算した結果を載せている。上記のように、二重振り子は同位相のモードと逆位相のモードを持つが、シミュレーションによると同位相のモードにもいくつか種類があることが分かった。図 6.7(a) は、composite 振り子や Vycor 振り子にも見られた、ロッドを軸に全体が一様に同位相で振動しているモードを表す。図 6.7(b) および (c) は全体としてロッドを軸に同位相ではあるものの、外側の振動子よりも内側の振動子が大きく振動しているモードを示している。ただし (b)、(c) はそれぞれ羽電極の振動が、ロッドを軸に非回転対称であるモードと回転対称であるモードであり、非回転対称である (b) の方が共鳴周波数は低かった。図 6.7(d) は外側の振動子と内側の振動子が逆位相で振動しているモードである。実際に実験では二つの周波数で観測ができたが、計算により算出された共鳴周波数値と実験で得られた値を考えると、(a) と (b) のモードが観測されたと考えている。低い周波数のモードは周波数の値が (a) に近かった。また高い周波数のモードについては、振動子内部の固体 ${}^4\text{He}$ の弾性率を変化させた時の共鳴周波数変化量のシミュレーション結果が (b) のモードと近かった。各モードと、固体の弾性の変化に関しては表 6.1 にまとめた。

なお、振動子に固体 ${}^4\text{He}$ が入っていない状態、空セルの場合での共鳴周波数は、有限要素法に

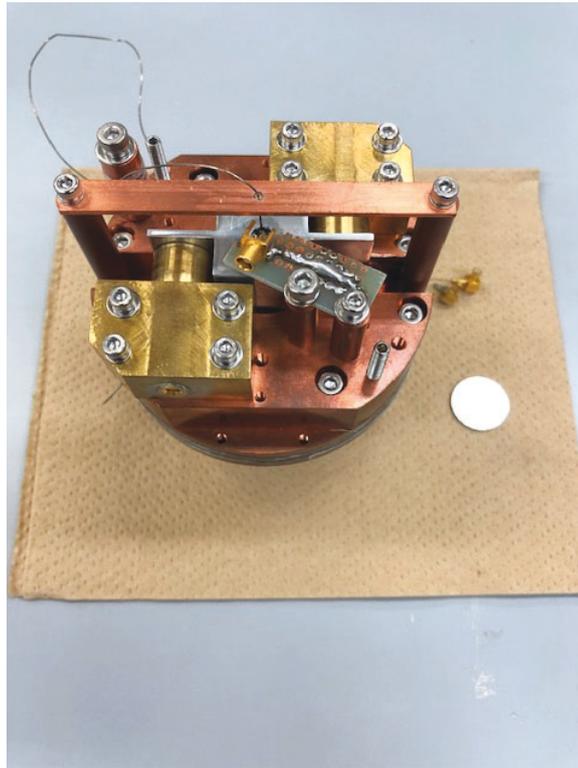


図 6.6: 実際の floating core 振り子の様子

表 6.1: 固体 ^4He せん断率と各振動モードの共鳴周波数の関係 (単位: Hz)

		モード			
		(a)	(b)	(c)	(d)
固体 ^4He せん断率 (MPa)	15.00	796.314	6145.042	6650.463	8936.161
	13.64	796.268	6141.658	6606.308	8610.109
	12.50	796.222	6138.093	6554.718	8340.857
	11.53	796.177	6134.302	6494.833	8118.269
	10.71	796.133	6130.264	6426.676	7936.036

よると同位相のモードで 790.518 Hz、逆位相のモードで 2341.951 Hz であった。

他の振り子同様、共鳴周波数の温度や回転速度による変化は phase lock loop 法によって調べた (6.2.3 節参照)。

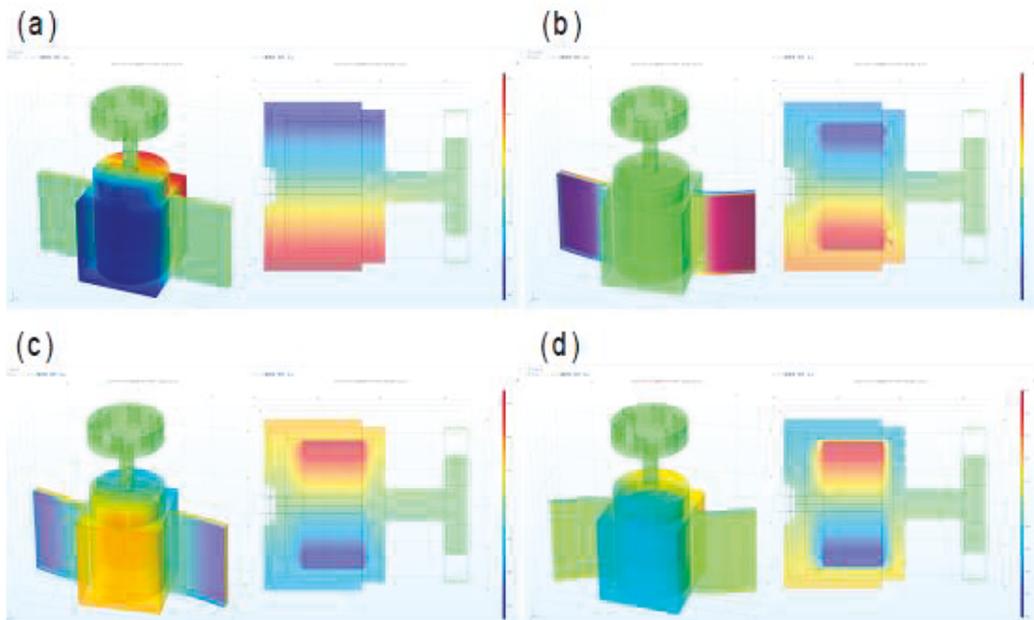


図 6.7: floating core 振り子のねじれモードを COMSOL による有限要素法解析で表している。カラープロットは変位の大きさを表す。(a) ロッドを軸に、外側と内側の振動子が同位相で一樣に振動しているモード。(b) ロッドを軸に外側と内側の振動子が同位相で振動しているが内側の振動子の方が外側より大きい振幅を持ち、羽電極の振動がロッドを中心に回転対称ではないモード。(c) (b) と振れ方は同じであるが羽電極の振動がロッドを中心に回転対称となっているモード。(d) ロッドを軸に、外側と内側の振動子が逆位相で振動しているモード。

6.4 floating core 振り子の実験結果

6.4.1 空セルの結果について

floating core 振り子に固体 ^4He を詰めた時の測定のバックグラウンドデータとなる、振り子が空の場合の共鳴周波数の測定は、同位相のモードと逆位相のモードの二つを行った。結果を図 6.8 に示す。赤丸が周波数、青四角が振幅を表している。図 6.8 の上側に示されているように、同位相のモードの共鳴周波数は 400 mK の測定点のみ他の温度の測定点となめらかにつながる値とならなかった。同様に、振幅の変化も 400 mK で飛びが見られなめらかにつながらない。このため、図 6.8 の結果を元に固体 ^4He が入った時の周波数変化からバックグラウンドの寄与を引くことは難しい⁴。そこで、固体が入った場合の floating core 振り子の結果は、バックグラウンドと併記することにする。ただし、空セルが測定温度域で 1 mHz も変化していないのに対し、後述する固体 ^4He を入れた時の結果は 200 mHz ほどの大きな周波数変化を持っていた。よって、固体 ^4He を入れた時の結果からバックグラウンドを引くか否かは振動速度や回転速度依存性について調べる際にほとんど影響がないと考えられる。

⁴バックグラウンドとしての空セルの測定は図 6.8 に示した以外にも行っているが、図に示したものが一番なめらかに測定できていた

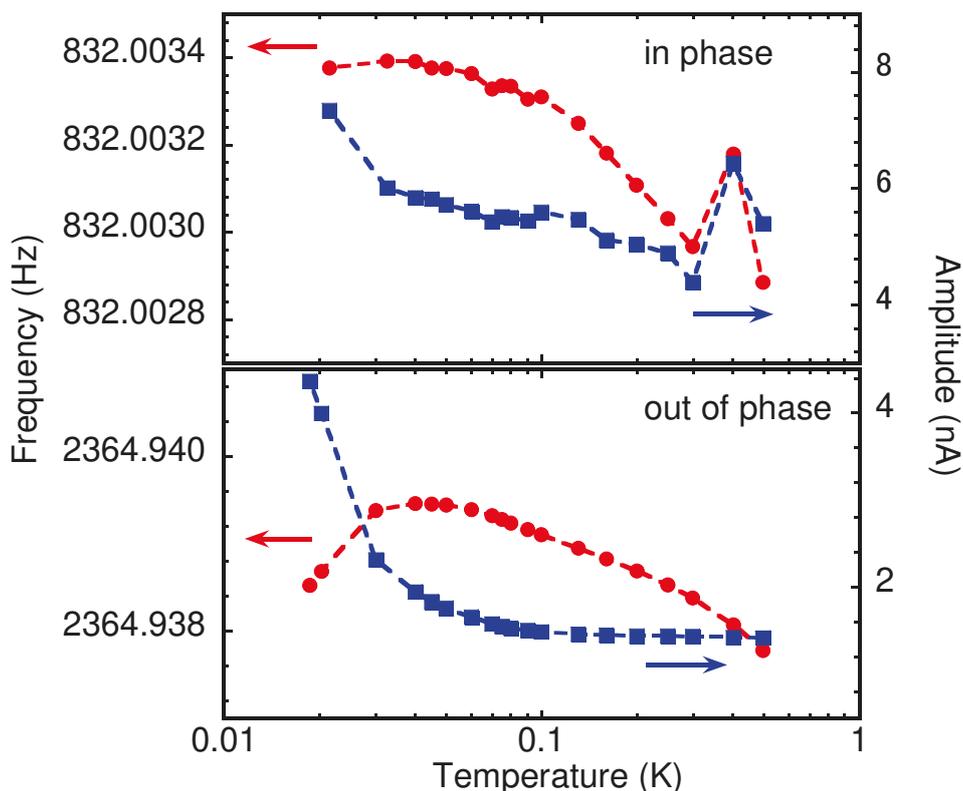


図 6.8: floating core 振り子に ^4He 試料が入っていない、空セルの時の共鳴周波数と振幅の変化。赤丸が周波数で左縦軸、青四角が振幅で右縦軸で表している。点線はフィッティングではなく、単純に点と点をつないだ時の様子を示している。

逆位相のモードについては、空セルのバックグラウンドは途中で値が飛ぶことなく測ることができた。振幅の変化もねじれ振り子の典型的な温度依存性を示している。ただし、固体 ^4He を入れた時の逆位相のモードは測ることができなかった。共鳴周波数を見つけるため温度を一定にして周波数を掃引し共鳴曲線を得る方法であっても、40 mK 以上では共鳴曲線を描けないほど乱れた結果しか得られなかった。

6.4.2 固体 ^4He が入った場合の挙動について

実験では 2 種類の固体圧力、4.0 MPa と 5.3 MPa の試料について測定を行い、4.0 MPa の固体についてはアニールの効果も調べた。固体試料作成の様子を図 6.9 に示す。

図 6.9 に示した固体 ^4He も、作成にはキャピラリーブロック法 (5.2.5 節参照) を用いた。floating core 振り子では図 6.5 で示したようにバルク領域しか存在しない。しかし、図 6.9 中の赤および青点で示された固体生成過程は、水色の点線で示された Vycor 中へリウムの固液共存線に沿った変化を示している。これは、5.2.5 節で述べたように、用いた圧力計に Vycor が使用されていたためであると考えられる。このため、floating core 振り子の中に生成された固体 ^4He 試料の圧力は図 6.9 から読み取られる値とは厳密には一致しない。しかし、二つの固体試料を区別する参照値とし

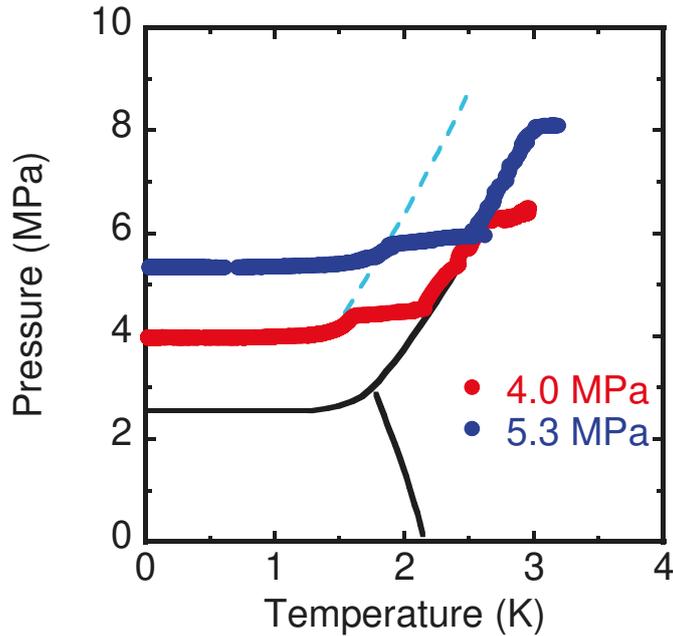


図 6.9: floating core 振り子で調べた 2 つの固体試料作成の様子。固体はキャピラリーブロック法で生成した。1 K 以下で一定になった時の圧力は赤が 4.0 MPa、青が 5.3 MPa である。水色の点線は Vycor 中 ^4He の固液共存線を表す。

て、4.0、5.3 MPa の固体として以下結果を示す。

floating core 振り子の実験では、上記の 4.0 MPa の固体 ^4He をアニールした試料についても、他の試料と同様な測定を行っている。floating core 振り子が弾性的変化に敏感であるために、アニールの効果も出やすいであろうことを期待し、1.6 K を 20 時間程度保ち、その後冷却してアニール後の固体とした。

6.4.3 温度掃引の結果について

低周波数同位相モードについて

図 6.10 に floating core 振り子の振動子中に固体 ^4He を詰めた時の共鳴周波数及び振幅の典型的な温度変化の様子を示す。赤丸で示された共鳴周波数は温度変化によっておよそ 200 mHz 程度変化した。図 6.10 ではバックグラウンドの寄与は差し引いていないが、参考としてバックグラウンドの様子 (図 6.8) も同一のスケールでプロットしている (図に収めるために空セルの 500 mK での値が固体を入れた時の値と同じになるように適当にシフトしている)。この図から、floating core 振り子の共鳴周波数変化は、固体 ^4He を入れたことによって空セルと比べ明らかに温度依存性が変化したと言える。また、周波数変化が急になる温度付近で振幅の変化が最小値をとっている。この様子がわかるよう、図 6.10 では振幅は対数軸で表している。振幅の逆数はエネルギー散逸、 Q^{-1} に対応するため、この振幅の最小値はエネルギー散逸のピークとなっている。これらの周波数や振幅の温度変化に見られる特徴は、最初期のねじれ振り子の実験 [29] の特徴と一致する。

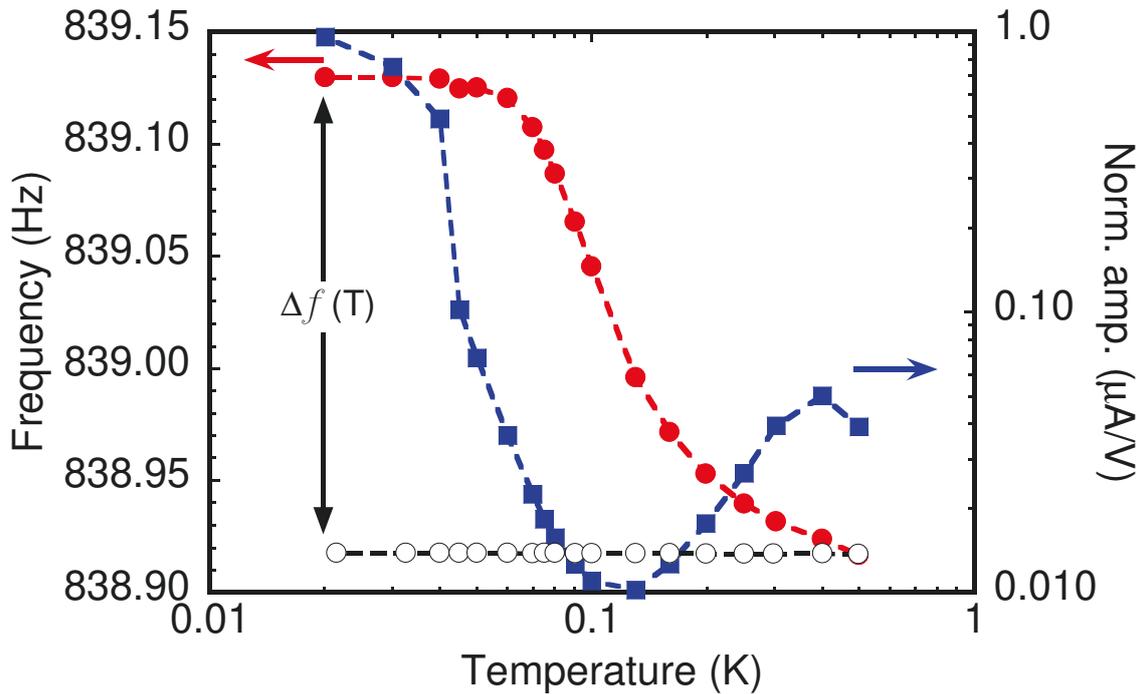


図 6.10: floating core 振り子の振動子中に固体 ^4He を詰めた時の共鳴周波数及び振幅の典型的な温度変化の例。周波数は赤で、左縦軸、振幅は青四角で右縦軸で表している。ただし、見やすさのため振幅の目盛は対数軸とした。バックグラウンドを差し引く代わりに空セルの周波数を黒丸で示した(最高温で値が合うように適当にシフトしている)。なお、振幅の値は入力した電圧の大きさと規格化している。

図 6.11 に floating core 振り子の振動子中に固体 ^4He を入れた時の共鳴周波数およびエネルギー散逸の温度変化の様子を示す。周波数の値は生の値を示しているが、空セルの結果のみ適当にシフトしている。各色分けはそれぞれ異なる振動速度を表しており、振動速度が小さいうちは温度冷却による周波数変化の大きさに変化は無いものの、臨界速度 v_c を超えると、それ以降は振動速度が増加するにつれて変化量が減少した。図より v_c はおおよそ $5 \mu\text{m/s}$ 前後である。

振り子の共鳴周波数変化の全てあるいは大部分が固体 ^4He の弾性変化に起因すること、floating core 振り子はこの弾性変化に敏感であることを考えれば、floating core 振り子は目的に適った特性を持っていると言える。特に、図 6.10 で示した 500 mK からの周波数変化の差分として定義される $\Delta f(T) \equiv f(T) - f(500 \text{ mK})$ を考えれば、その大きさは 200 mHz を超えていることから、固体 ^4He の弾性変化を強く反映していると言える。また、エネルギー散逸に関しては、振動速度が大きくなるにつれ、明らかにピークの大きさが低くなり、またピークをとる温度が低温側にシフトする様子が観測された。空セルの散逸の様子は固体 ^4He が入った場合の結果と比べると温度に依らず一定であると見なせるため、これらの散逸は固体 ^4He に由来する。この結果もまた、固体 ^4He の弾性がエネルギー散逸に大きく影響を及ぼす [88, 94] ことを考えると、floating core 振り子が固体の弾性に影響されやすいことを示している。さらにアニールの影響を考えるために、図 6.11 で 4.0 MPa の固体のアニール前後の結果を比べると、周波数変化の量がアニールによって小

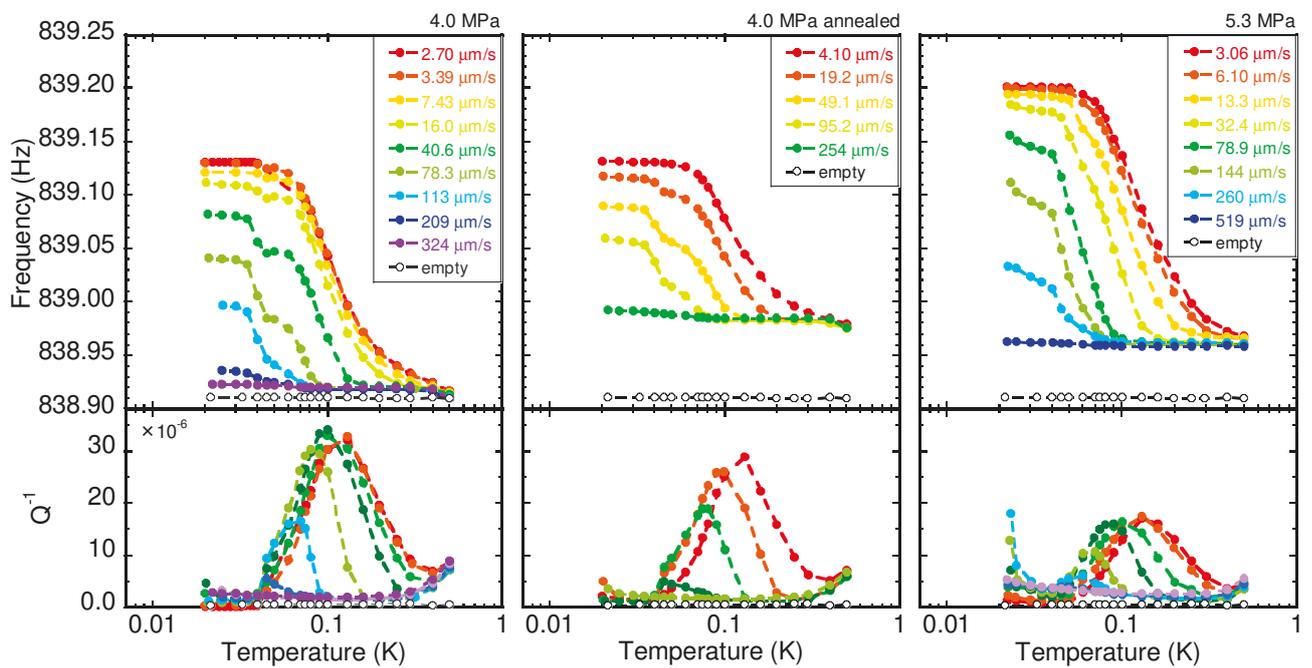


図 6.11: 2 種類の圧力の固体 ^4He および 4.0 MPa の固体をアニールした試料を封入した floating core 振り子の共鳴周波数およびエネルギー散逸の温度変化の様子。周波数は、空セル (empty) 以外は生の値である。周波数の温度変化量が抑制される臨界速度 v_c はおよそ $5 \mu\text{m/s}$ 前後である (後述する図 6.15 も参照)。

さくなっていることが分かる。したがって、アニールの効果が十分出ていると言える。

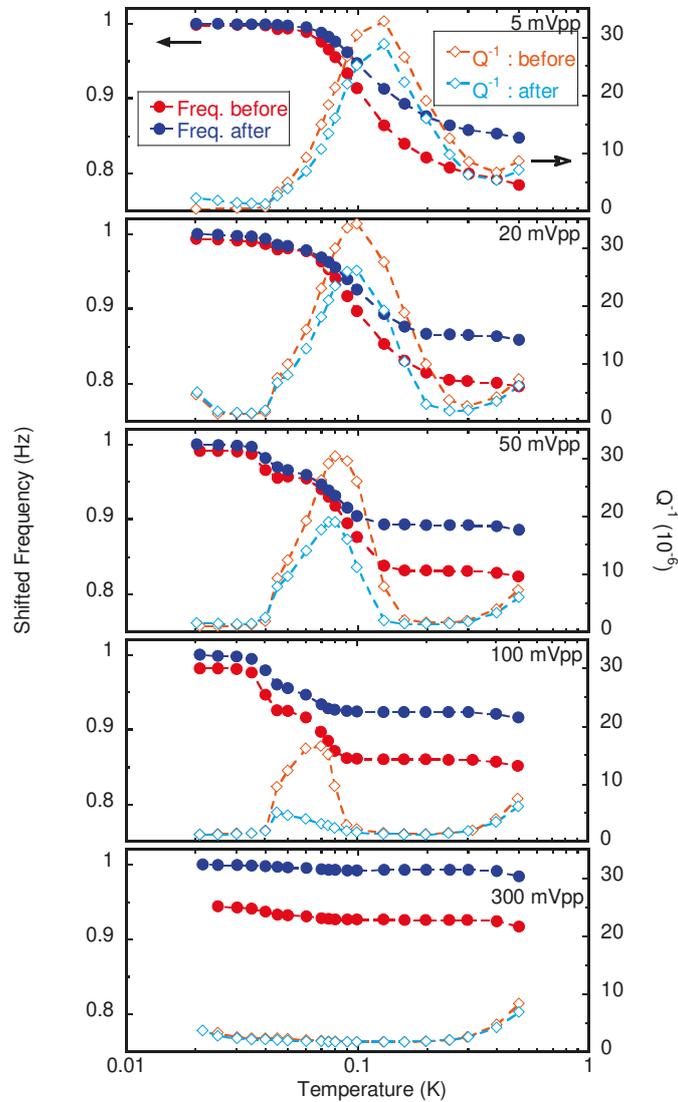


図 6.12: floating core 振り子中に入れた 4.0 MPa の固体試料のアニール前後の共鳴周波数およびエネルギー散逸の温度依存性の違い。赤がアニール前、青がアニール後を表し、丸が周波数、ひし形がエネルギー散逸を表す。比較しやすくするため、周波数の値はアニール後の最低温での値が 1 Hz となるようにシフトさせ、アニール前の結果も同量シフトしている。

アニールの効果をより詳しく見るために、同一の入力ドライブで測定をした時の比較を行った結果を図 6.12 に示す。図 6.12 ではアニール前は赤、アニール後は青の丸で、4.0 MPa の固体試料が入った floating core 振り子の周波数を示している。周波数の値はアニール後の最低温での値が 1 Hz となるように適当にシフトした値を示しており、アニール前の結果も同じ分だけシフトして

いる（アニール前後の結果の相対的な周波数の値は変えていない）。図 6.12 から、比較的振動速度が小さい場合の測定ではアニールの前後で 20 mK 付近の最低温度での共鳴周波数が一致している。つまり、低ドライブで振動速度が小さい時の低温での周波数の値がアニール前後でほぼ同じ値をとっている。温度が上がるにつれ、アニール後の試料の方があまり周波数変化が見られないこと、アニール後の方がひし形で示されたエネルギー散逸のピークの高さが低くなっていることなども含め、 piezo 素子による固体 ^4He 弾性の直接測定 [42] で得られた結果と一致している。

固体 ^4He の弾性の性質を調べる難点の一つに、piezo 素子による直接測定で得られる臨界ひずみの大きさと、ねじれ振子による間接的な測定において見られる臨界速度時の固体へかかる力の大きさの相異があった。piezo 素子による測定で見積もられる臨界ひずみが、振子測定での臨界速度時に固体にかかる力より 2 桁程度大きい値となり、振子の実験結果をそのまま固体の弾性変化で考えるのが難しかった。この困難を解決するための今回の floating core 振子は、温度掃引実験の結果により

- 弾性の影響を強く反映させる振子として設計され、期待通り従来の振子と比べて周波数変化量が大きい
- アニールの結果からわかるように、弾性測定において観測された特徴も併せ持っている
- 臨界速度は通常の振子で観測される典型的な値であり、振子の振動によって固体にかかる力が固体 ^4He に及ぼす影響は、他の振子の場合と同等であると考えられる

という特性を持っていることがわかった。すなわち、弾性の直接的な測定で得られる結果と対応する変化を示し、かつ固体にかかる力は通常の振子の実験と同程度であることから、floating core 振子は固体 ^4He の弾性変化を間接的に知る振子として有効であると言える。したがって、回転下での floating core 振子の振る舞いは、回転下での固体 ^4He の弾性の変化を強く反映することが期待される。floating core 振子の無回転時の特性がわかったため、今度は回転を印加してどのような周波数変化が得られたのかを以下に示す。

図 6.13 および図 6.14 には、floating core 振子の振動子中に固体 ^4He を入れて一定回転を印加した状態での共鳴周波数および振幅の温度変化を示している。図から、回転速度が上がっても、高温から低温にかけての周波数の変化量 $\Delta f(20 \text{ mK})$ の抑制はあまり見られないことがわかる。

図 6.13 に示した 4.0 MPa の固体 ^4He を入れた時の結果では、振動速度が一番小さい $3.39 \mu\text{m/s}$ の測定では回転速度に依らず $\Delta f(20 \text{ mK})$ が 210 mHz 程度となっている。ただし、100 mK 前後の中間の温度域において回転速度が 4 rad/s の時に周波数が乱れている。実際に生データでは 4 rad/s の時に 100 mK 前後の値は大きく異なった値に飛んでしまっている（図 6.13 では明らかに飛んでしまった点は除外している）。また、振動速度が大きくなると、回転速度の増加によって 20 mK 付近の最低温度での $\Delta f(T)$ はわずかに減少するという傾向があった。一方エネルギー散逸については、振動速度が小さい時には 100 mK 付近の温度域で 4 rad/s より低速であっても回転速度が変わるとピークの位置も変わり、振動速度が増加するとピーク温度が低温側にシフトしその高さも減少した（図 6.11 参照）。また、回転速度が増加するとピーク温度が低温側にシフトしながらその高さがわずかに増加しているという傾向も観測された。

図 6.14(a) で示したアニール後の結果も同様に、振動速度が低いと回転増加につれて 100 mK 付近で周波数変化が乱れること、エネルギー散逸のピーク温度や高さが変化することが観測され、振

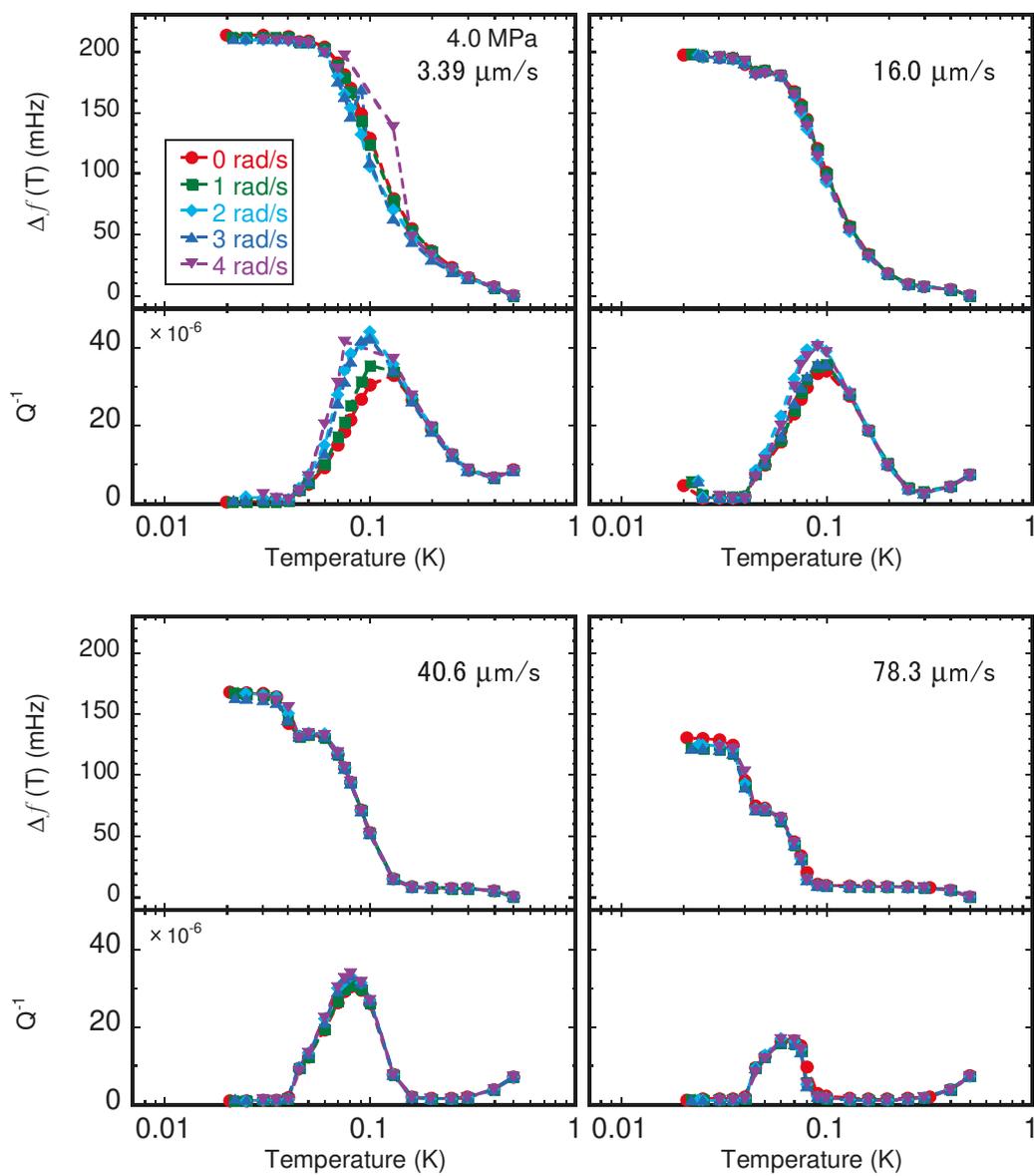


図 6.13: floating core 振り子中に 4.0 MPa の固体 ^4He 試料を入れた時の一定回転下での共鳴周波数及びエネルギー散逸の温度依存性。バックグラウンドの寄与は引いていない。

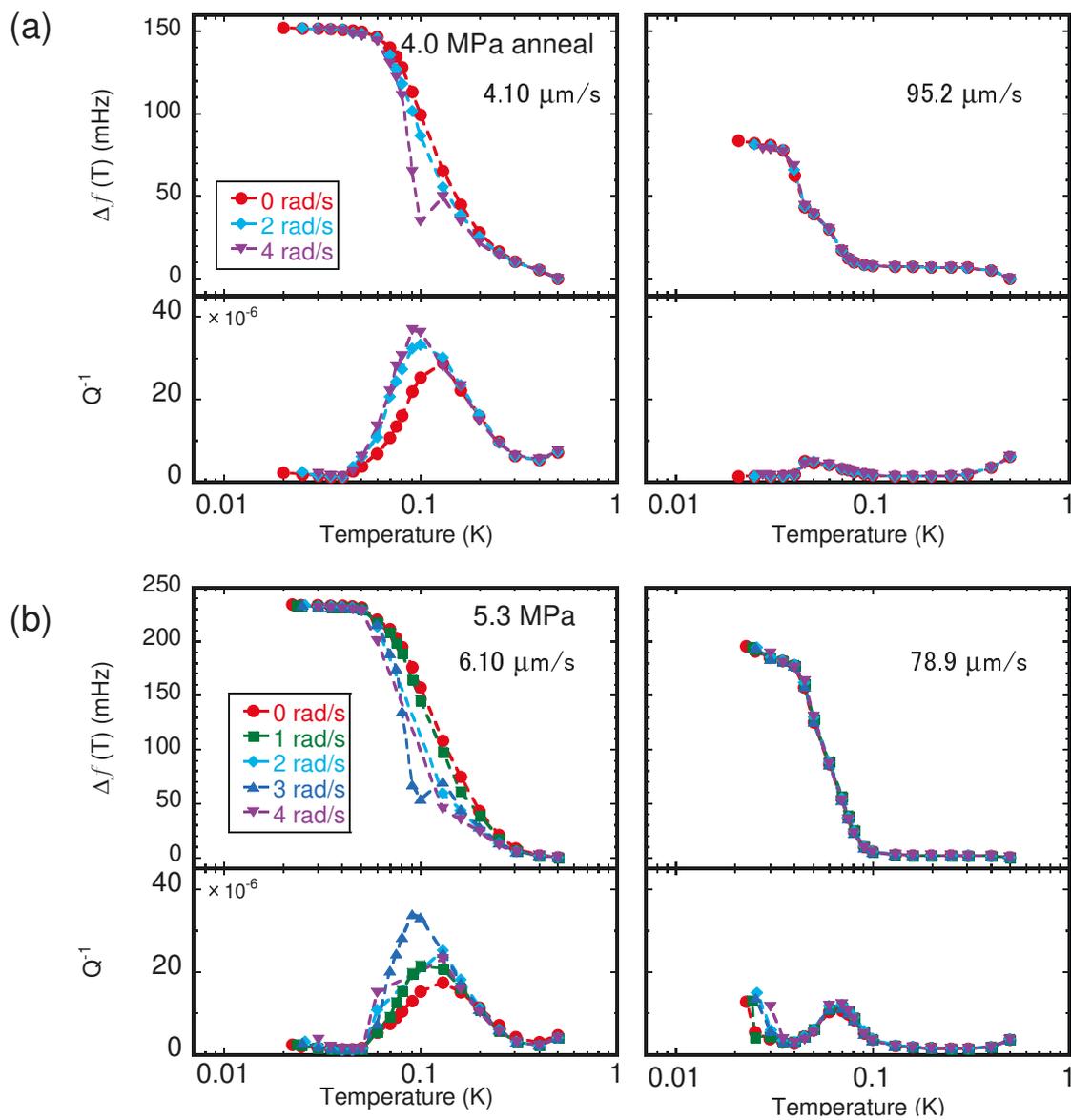


図 6.14: floating core 振り子中に 4.0 MPa の固体 ^4He をアニールした試料、および 5.3 MPa の試料を入れた時の一定回転下での共鳴周波数及びエネルギー散逸の温度依存性。バックグラウンドの寄与は引いていない。

動速度が増加するとそれらの傾向は顕著には観測されなくなった。図 6.14(b) に示した 5.3 MPa の固体試料の結果についてもほとんどの傾向は 4.0 MPa の固体 ^4He の結果と同様であるが、振動速度が大きい時にエネルギー散逸が低温域で回転速度の違いによって変化していた。

上記の結果をまとめると、floating core 振り子の応答について、振動速度が低い時には共鳴周波数より散逸に回転速度による違いが表れやすく、振動速度が高い時には散逸より周波数（より正確には最低温付近での $\Delta f(T)$ ）に回転速度による違いが観測された、と言える。

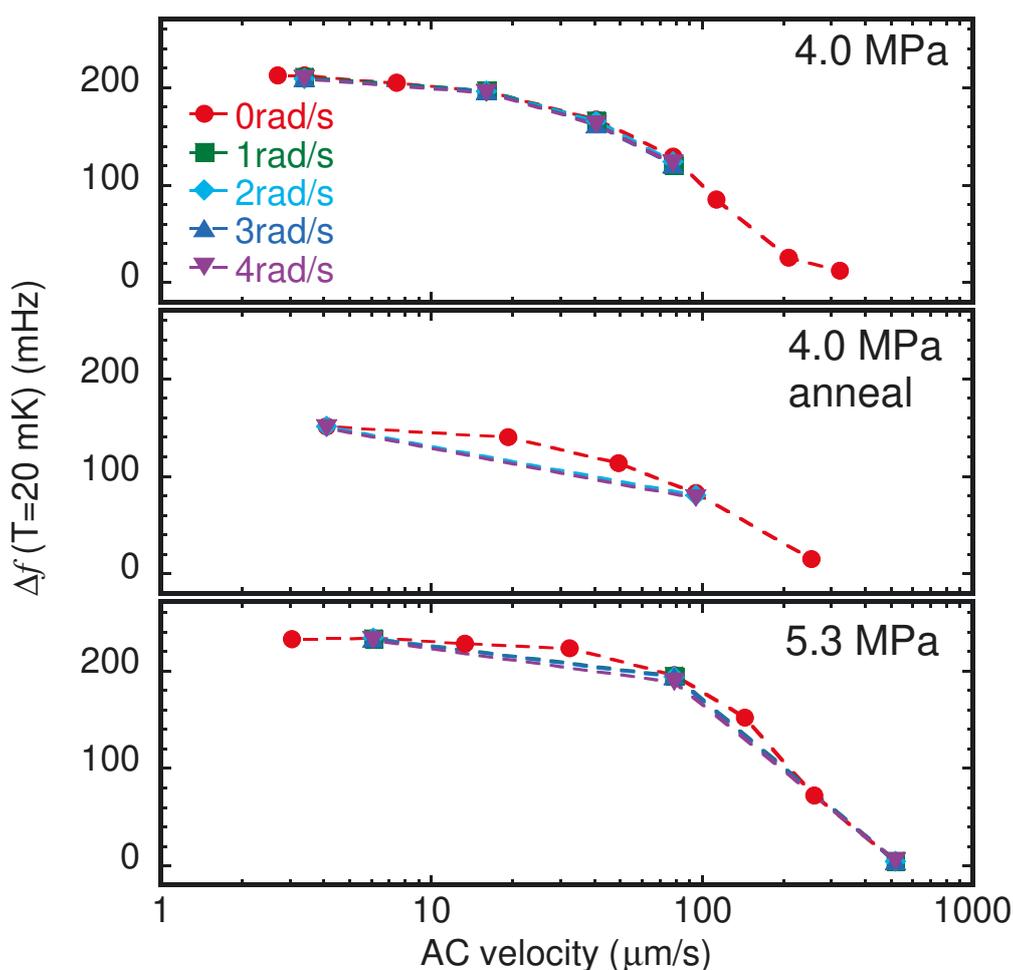


図 6.15: floating core 振り子に固体 ^4He を詰め、振動速度 (AC velocity) および回転速度を変えた時の周波数の温度変化量 ($\Delta f(20 \text{ mK})$) の違い。どの固体試料の結果についても、振動速度が小さい領域で回転速度ごとに $\Delta f(20 \text{ mK})$ が大きく変わることはなかった。

共鳴周波数の結果について、振動速度と回転速度によって $\Delta f(20 \text{ mK})$ がどの程度変化するかを図 6.15 に表した。この図は Choi らの先行研究の論文 [3] の図 3B に対応するが、彼らの実験では振動速度や回転速度の増加に伴って周波数の温度変化量は明らかに減少していたのに対し、floating core 振り子は明らかな減少は観測されていないことがわかる。

高周波の同位相モードについて

図 6.16 に 6000 Hz 以上の周波数で floating core 振り子を振動させた時の共鳴測定及び共鳴周波数と振幅の温度依存性を示す。6.4.1 節で述べたように、固体 ^4He を入れると floating core 振り子の逆位相モード（有限要素法では 8000 Hz 程度と予想される）は 40 mK 以下の低温でしか共鳴曲線をとることができないほど、安定に測定することができなかつた。一方で図 6.16(a) に示したように、6280 Hz 台の周波数領域で共鳴曲線をとることができた。各温度に固定して同様に共鳴曲線を取り、得られた共鳴周波数を温度に対してプロットした図 6.16(b) によると、温度による周波数変化は 500 mK から 20 mK でおよそ 16 Hz 程度である。これは、表 6.1 の (b) が示している共鳴周波数及びその変化量に近い。したがって、図 6.7 から、図 6.16 に示されたモードは内部の振動子が外部の振動子より大きな振幅を持った同位相のモードであると考えられる。以下ではこのモードを高周波同位相モードとして 839 Hz 付近の低周波同位相モードと区別する。

図 6.16(b) に示した振幅は、(a) の図で共鳴曲線のピークが表れた時の振幅を表している。これは、低周波同位相モードの結果で示していた振幅の温度変化（例えば図 6.10）と定義が異なるが、大きさの変化が共鳴の強さを表すため以下の図ではこの振幅の逆数をエネルギー散逸に関する量として扱うこととする。

図 6.17 に無回転下で振動速度を変えた時の高周波同位相モードの測定結果をまとめている。(a) が 4.0 MPa の、(b) が 5.3 MPa の結果で、周波数の値は生の値を示している。500 mK での振幅の値が測定されていない結果があるものの 500 mK の値として推定される振動速度を表している⁵。

図 6.17 の 4.0 MPa の結果では 1.0 $\mu\text{m/s}$ の結果が高温まで測られていないが、周波数変化に関して 4.0 $\mu\text{m/s}$ の結果と同じ曲線を描くと考えられる。エネルギー散逸のピークはブロードであるものの、低周波同位相モードの場合同様に、周波数の温度変化が最も急になる温度がピークを中心となることが予想される。5.3 MPa の試料ではさらに大きな振動速度でも測定を行っているが、測定範囲中最大の 107 $\mu\text{m/s}$ の入力ドライブ電圧であっても周波数変化の抑制が見られなかつた。両固体の結果を比べると、温度による周波数変化量自体は 5.3 MPa の固体試料を調べた場合の方が小さかつた。これは低周波同位相モードの場合と逆である（図 6.11 参照）。より振動速度での測定の場合に周波数変化の抑制が起こる可能性はあるが、少なくとも臨界速度の値は低周波同位相モードより大きいと言える。一方で、振動速度が上がると、周波数が上昇し始める温度およびエネルギー散逸がピークをとる温度が低温側にシフトするという傾向は低周波同位相モードと共通している。しかしエネルギー散逸のピークに関しては、ピーク温度のシフトはあってもピークの大きさ自体は低周波同位相モードの場合ほど明らかな変化は見られなかつた。

以上より、無回転時についての、高周波同位相モードの共鳴と低周波同位相モードの共鳴の違いとして、臨界速度がより大きいであろうこと、振動速度の変化に対しエネルギー散逸の大きさが変わらないことがわかつた。これらの相違は、例えば Choi らの堅い二重振り子の実験結果とは異なる [63]。彼らの振り子では、臨界速度は異なるモードでもあまり変わらず、エネルギー散逸は高周波モードで大きくなり、かつ振動速度が上がるにつれてピークが下がっていた⁶。

無回転時の、低周波数モードと高周波数モードの振動速度に対する上記のような影響の違いは、

⁵高周波数のモードは低周波数のモードと異なる測定法である周波数掃引で測っているが、500 mK での共鳴周波数のピークの振幅値をもとにそれぞれ振動速度を計算した。

⁶Choi らの実験では同位相モードと逆位相モードという違いがあり、本実験はどちらも同位相モードである、という違いがある。

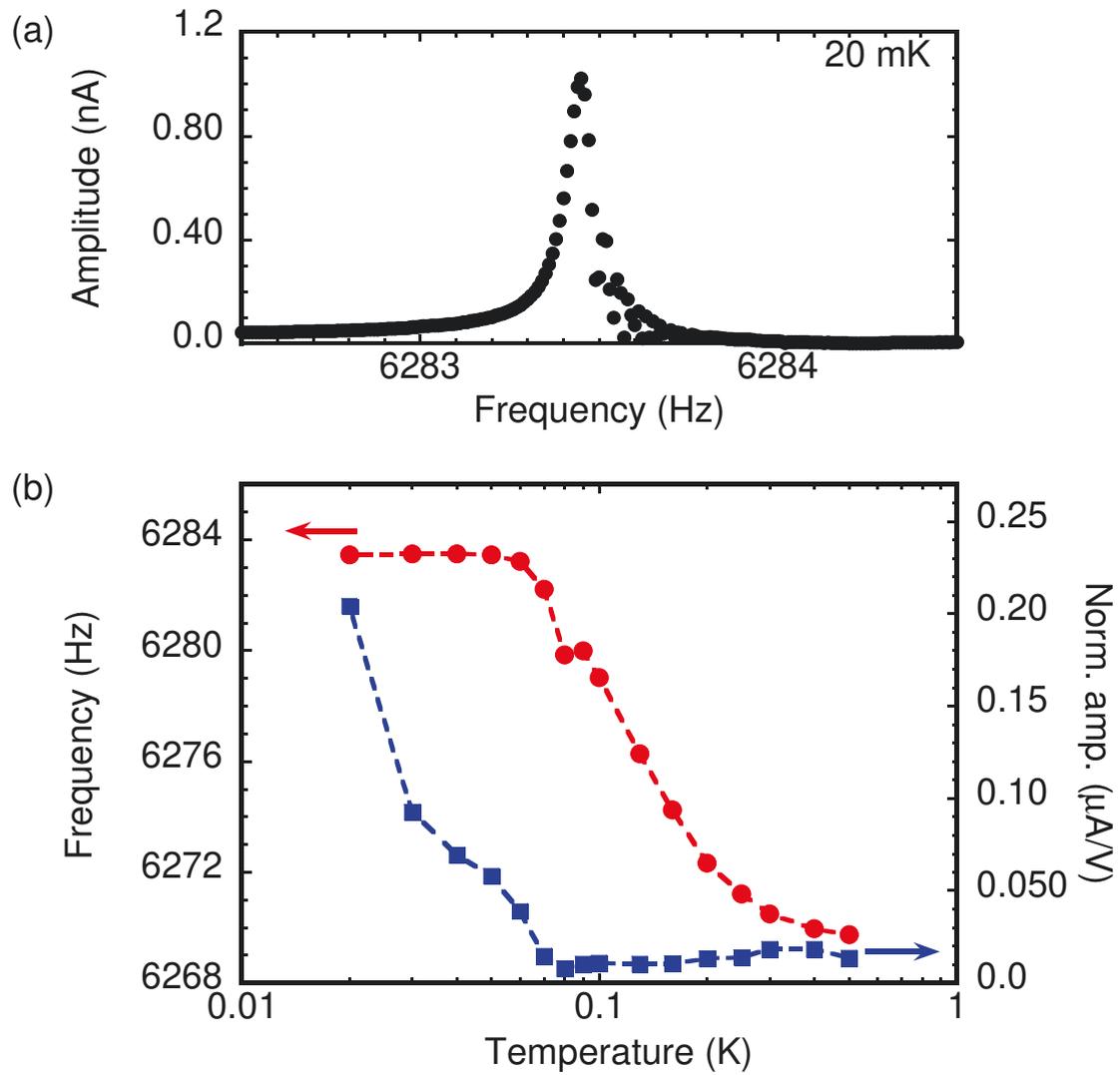


図 6.16: floating core 振りに固体 ^4He を詰めた状態での高周波数側の共鳴測定とその温度依存性。(a) 温度を 20 mK に固定した状態で周波数掃引を行い、振幅の変化が描く共鳴曲線を得た。(b) 共鳴曲線のピークの位置およびその高さをそれぞれ共鳴周波数および振幅に対応する量と見なし、固定する温度を変えて測定を行って、周波数 (赤) と振幅 (青) の変化を温度の関数として表した。振幅は入力ドライブ電圧の値で規格化している。

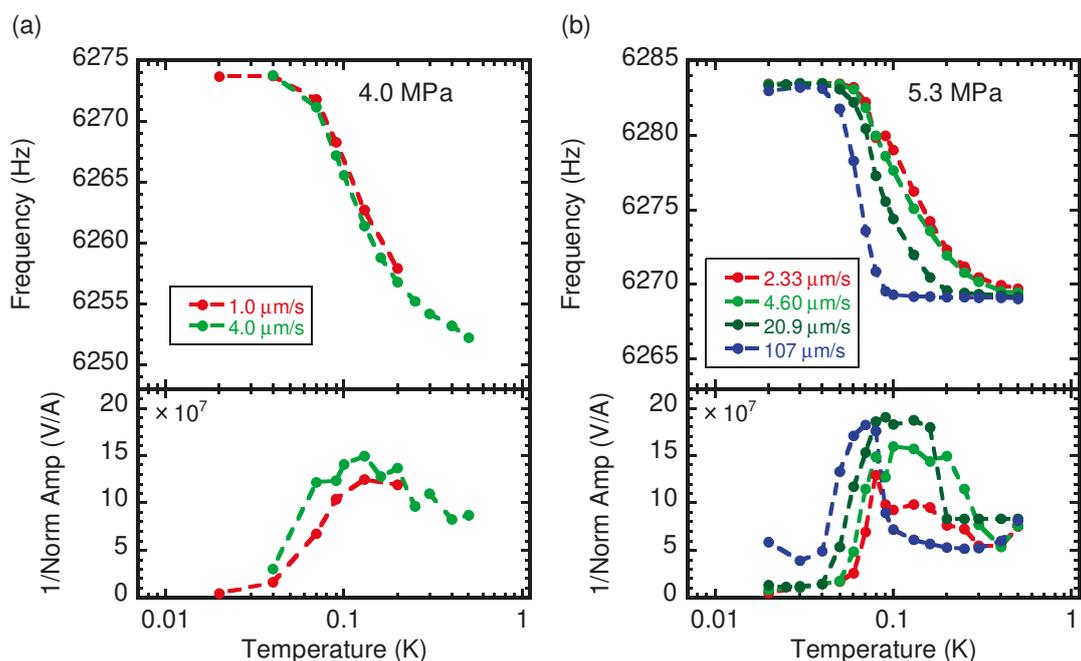


図 6.17: floating core 振り子の高周波の同位相モードについて、振動速度を変えた時の共鳴周波数およびエネルギー散逸の温度依存性の様子。(a) が 4.0 MPa のとき、(b) が 5.3 MPa のときの結果を表す。4.0 MPa の試料を用いた 5 mVpp のドライブでの測定は高温の結果がないため、20 mVpp の時の振動速度から 10 $\mu\text{m/s}$ と見積もった。

測定の方法に由来すると考えられる。特に高周波数のモードは、図 6.16 のとおり温度を固定して周波数を掃引し、共鳴ピークがどの周波数で見られるかを観察していた。ねじれ振り子法あるいは弾性の直接的な測定を固体 ^4He に対して行った時、振動速度を一定の温度で掃引した時に強いヒステリシスが表れることが知られている。例えば、大きなせん断ひずみをかけることなく低温まで冷却した固体 ^4He 試料は、50 mK 以下ではその後大きな歪みをかけてもせん断率が変わらない、ということが観測されている [36]。floating 振り子の実験に当てはめれば、共鳴を起こしていない状態で低温まで冷却し、その後周波数を掃引している。共鳴周波数ではない場合には、固体 ^4He に与えられるせん断ひずみはとても小さい。この測定を行っている状態では、固体 ^4He にかかるせん断ひずみは ^3He のピンを転位から外すには足らず、したがって振動速度がたとえ変わったとしてもせん断率は変化しないと考えられる。ただし、50 mK 以上の温度になるとヒステリシスは消え去り、大きなひずみ（つまり高い振動速度）では ^3He によるピンが外れることでせん断率が変化し、それが共鳴周波数の変化につながると考えられる。

次に、高周波同位相モードを回転下で測った結果を図 6.18 に示す。図 6.18 に載せているのは全て 5.3 MPa の固体の結果である（4.0 MPa の試料では測定していない）。測定結果は無回転と 2、4 rad/s の 3 種類で比べているが、周波数の温度変化量に対する回転の影響は 4 rad/s であっても確認できない。これは低周波同位相モードで見られた傾向と一致している。また、エネルギー散逸は回転を加えてもピークの位置がわずかに変わる程度であり、低周波同位相モードで低い振動速度の時に見られていたほど顕著な差はなかったが、入力ドライブ電圧が大きく振動速度が高い

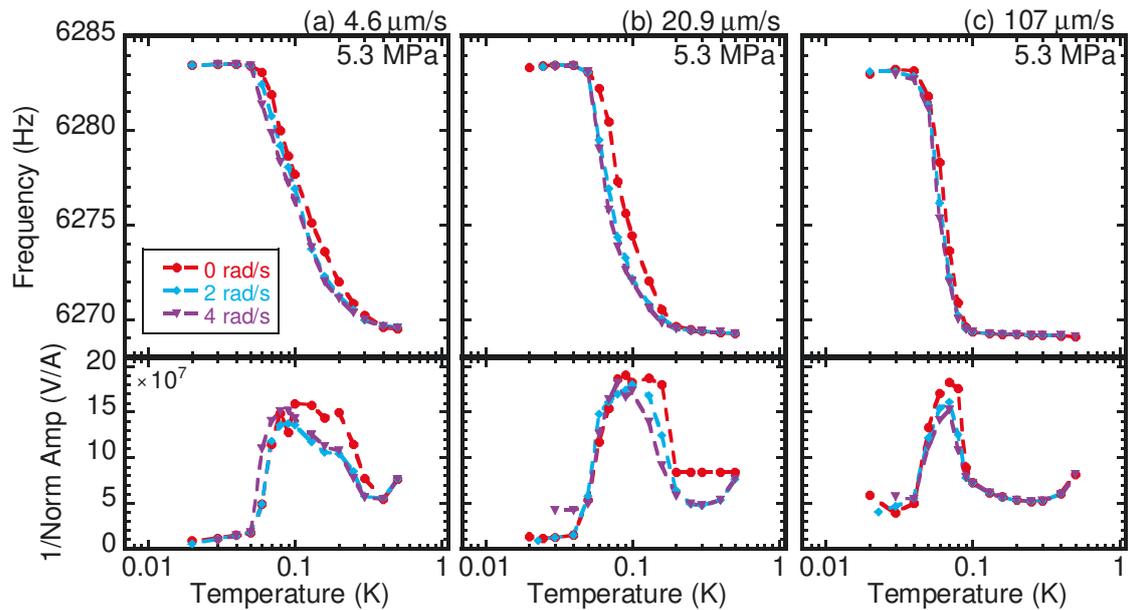


図 6.18: floating core 振り子の高周波の同位相モードについて、各振動速度での一定回転下共鳴周波数およびエネルギー散逸の温度依存性の様子。試料は 5.3 MPa で、周波数は 6269 Hz シフトしている。回転速度は赤が 0、水色が 2、紫が 4 rad/s を表している。

場合であっても回転速度によって若干の違いが表れていた。

図 6.17 で 20 mVpp の時の結果は、最高温と最低温で周波数の値がほぼ一致しているのに対し、100 mK 付近の中間温度域で曲線が重なっていない。この傾向は 100 mVpp や 500 mVpp のドライブの時にも見られ、いずれも回転速度が上がるにつれて勾配が急になっている。同様な傾向は低周波同位相モードの結果、例えば図 6.14 の 5.3 MPa の固体で振動速度が 6.10 $\mu\text{m/s}$ の時の結果にも見られている。

上記のように、周波数の変化に関して、無回転時にドライブを高くしたときの様子は低周波同位相モードと高周波同位相モードで異なる点があるが、回転が加えられた時には両モードとも変化量はあまり変わっていないことがわかった。これらの結果は、Choi らの実験結果 [3] とは異なっている。彼らの用いた振り子では回転を加えた状態で周波数の温度変化量が抑制されているのに対して、floating core 振り子は回転による抑制を受けていないように考えられる。先行研究では他にも、一定温度に保って回転速度を掃引したときにステップ状の周波数変化が観測されており [4]、その解釈は十分になされていない。温度掃引の実験で相違があった floating core 振り子で、この回転掃引の実験についても先行研究と異なる結果となるのかを確かめるために同様な実験を行った。

6.4.4 回転掃引の結果について

前節のように、floating core 振り子に固体 ^4He を入れた時の周波数変化は、低周波同位相モードでは振動速度の増加によって最低温での変化量 $\Delta f(20 \text{ mK})$ が抑制されるものの、一定の回転を印加したことによる $\Delta f(20 \text{ mK})$ の抑制は見られず、一方高周波同位相モードでは振動速度ある

いは回転速度いずれによっても温度変化量の抑制が見られなかった。これらの結果を踏まえると、一定温度でかつ一定の振動速度を保った状態での回転速度掃引では、周波数変化は起こらないことが予想される。この予想を確かめるため、いくつかの温度及び回転速度で回転掃引実験を行った結果を以下に示す。なお、高周波同位相モードは周波数掃引を行わなければ測れなかったため、連続的に回転を掃引する実験として周波数変化を測定することはできなかった。そのため以下に示すのは全て低周波同位相モードの結果である。また、本実験中、回転掃引を行うときに最高速度の 4 rad/s で温度を 20 mK に保つのが難しかったため、最低温は 30 mK としている (図 6.11 から、30 mK では既に周波数変化の値は十分飽和しており、20 mK での値と変わらないと見なししている)。

図 6.19 に、4.0 MPa の固体 ^4He を入れた時の floating core 振り子の回転掃引実験の結果を示す。図に示した振動速度は、同じドライブ電圧での測定を静止下で行った場合の 500 mK での振幅の値から算出した値を表している。赤で示した共鳴周波数の変化には、どれも共通した傾向が見られた。それは、4 rad/s からの減速過程で周波数が下がり、それ以降はほぼ横ばいとなり周波数が回転速度に依存しない、という傾向である。この傾向は大きさの違いはあるが振動速度が 3.39 $\mu\text{m/s}$ や 16.0 $\mu\text{m/s}$ などの比較的低い時に見られた。振動速度が 78.3 $\mu\text{m/s}$ の場合にも 4 rad/s から減速する過程で下がっているが、その後も減速、加速時に 1 rad/s から 2 rad/s の間で似た周波数変化を持っており、その後 4 rad/s に戻る時には目立った変化は見られなかった。一方、青で示した振幅の変化については振動速度が 16.0 $\mu\text{m/s}$ 以下の測定では振動速度に依らず類似した回転速度依存性を持ち、4 rad/s から減速するにつれて、周波数の場合とは逆に振幅が上昇した。その後は 3.39 $\mu\text{m/s}$ の測定で一部スパイク状の変化が 2.2 rad/s 付近で見えている以外はほぼ横ばいであり、周波数変化の場合と似ている。振動速度が 78.3 $\mu\text{m/s}$ の結果は、振幅変化の回転速度依存性が他の二つの振動速度の結果と異なっているが、同じ振動速度の周波数変化に呼応して変化が表れていると考えられる。

図 6.20 には 5.3 MPa の場合の回転速度掃引の結果を載せている。赤が周波数、青が振幅を表しており、振動速度は全て 78.9 $\mu\text{m/s}$ でいくつか異なる温度下で測定を行った結果を示している。30 mK の場合は、4.0 MPa の測定の図 6.19 でも見られたように、周波数は 4 rad/s から減速する過程で下がり、その後はほぼ横ばいになって変化をせず、振幅は 4 rad/s からの減速時に上昇して以降は一部スパイクを持つ部分があるものの、目立った特徴がない。一方 75 mK になると、周波数の変化は 4 rad/s からの減速過程でも急に下がることはなくなっている。振幅については、低回転速度で周波数変化にも見られるような波打つような変化を示していた。100 mK になると、75 mK の時の周波数、振幅の変化を交換したような回転速度依存性の結果が得られた。

先行研究の Choi らの実験結果 [4] ではステップ状の周波数変化が見られていたが、これに近い変化は図 6.20 の 75 mK での振幅の変化や 100 mK での周波数変化である。この傾向は別の条件でも観測されており、その結果を図 6.21 に示した。図 6.21 に示した二つはどちらも 100 mK での測定であり、周波数、振幅ともに、他の温度で見られた 4 rad/s からの大きな飛びはない。図 6.20 の 75 mK の結果では振幅のみ類似した曲線を描いていたが、図 6.21 によると 100 mK では周波数、振幅の変化ともに回転速度の小さい部分でスパイクのような構造が見られている。こういった構造は、後述する composite 振り子でも見られていた。

他には図 6.19 や図 6.20 では温度が 30 mK の場合に 4 rad/s からの減速で周波数が大きく下がるという傾向が共通して見られたため、この変化の様子も調べた。実験としては、4 rad/s から 3

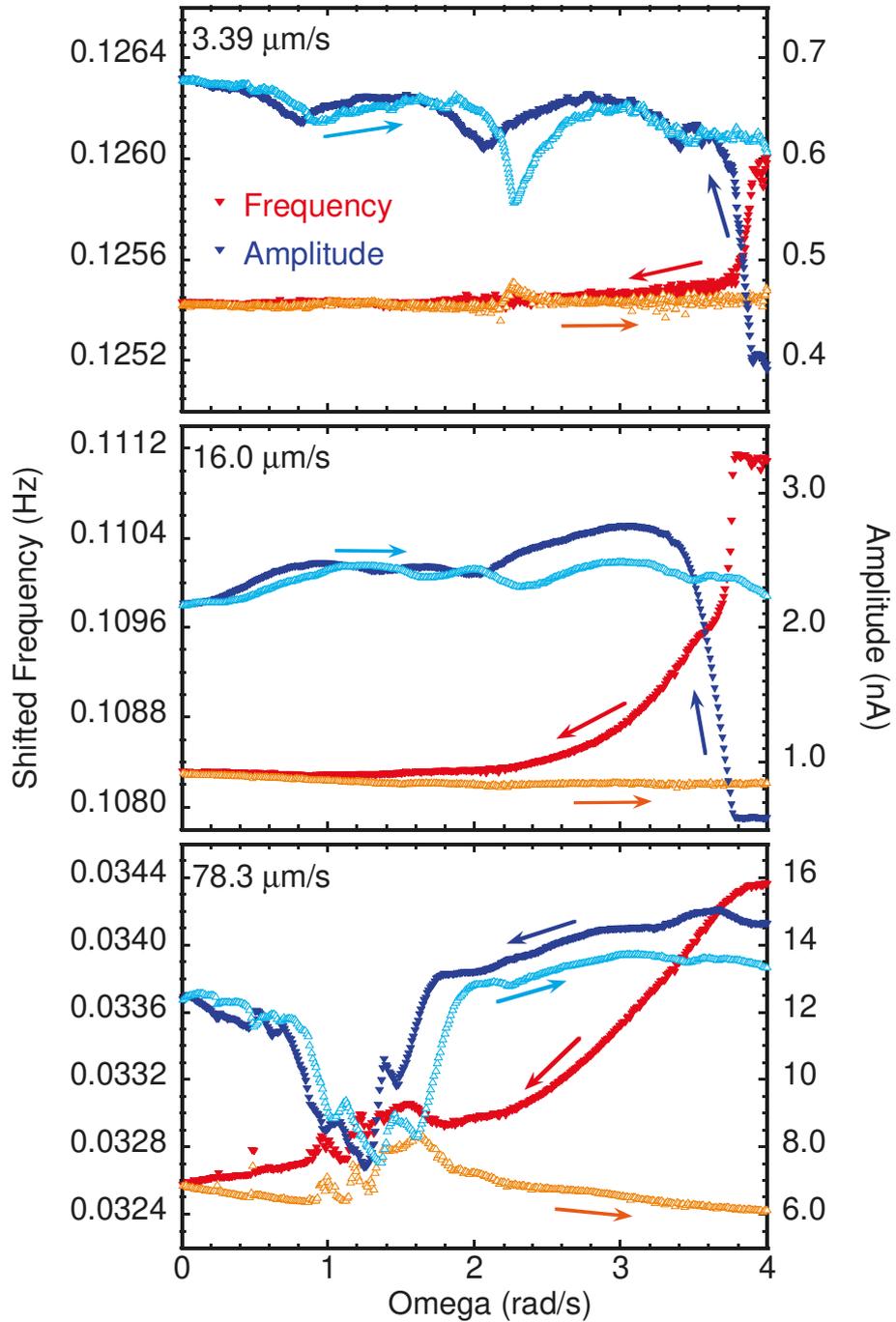


図 6.19: floating core 振り子に 4.0 MPa の固体 ^4He が入った状態でいくつかの振動速度で回転掃引実験を行った結果。データ点は、中塗りの逆三角形が回転速度減少過程を、白抜きの三角形が回転速度増加過程の結果を表している (矢印参照)。赤が共鳴周波数を左縦軸に、青が振幅を見次縦軸に表している。周波数は 839 Hz を引いている。温度は全て 30 mK に固定している。各振動速度の結果毎にスケールが異なることに注意。

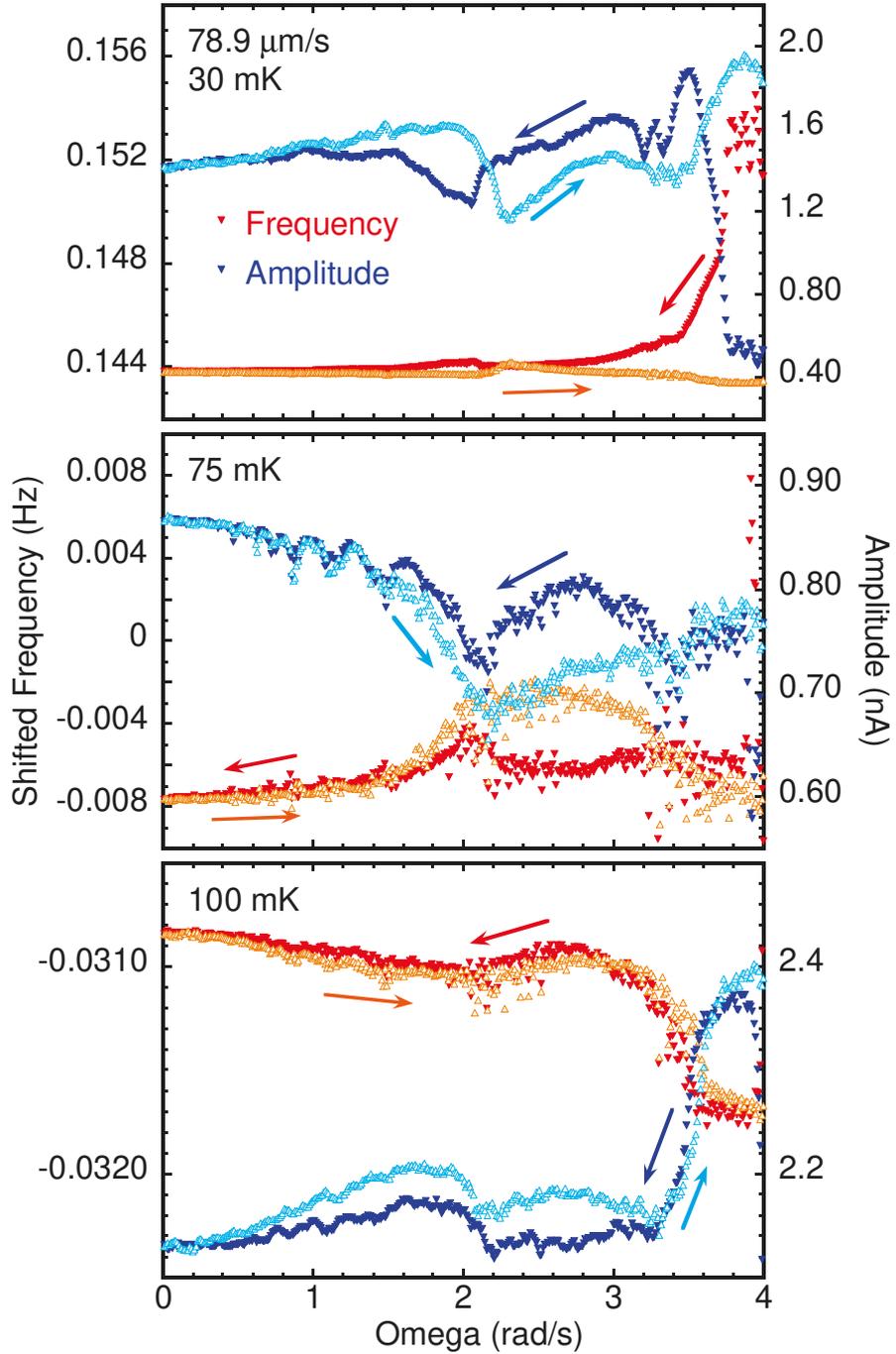


図 6.20: floating core 振り子に 5.3 MPa の固体 ^4He が入った状態でいくつかの温度で回転掃引実験を行った結果。データ点は、中塗りの逆三角形が回転速度減少過程を、白抜きの三角形が回転速度増加過程の結果を表している (矢印参照)。赤が共鳴周波数で左縦軸、青が振幅で右縦軸で表している。周波数は 839 Hz を引いている。振動速度は全て $78.9 \mu\text{m/s}$ 。各温度の結果毎にスケールが異なることに注意。

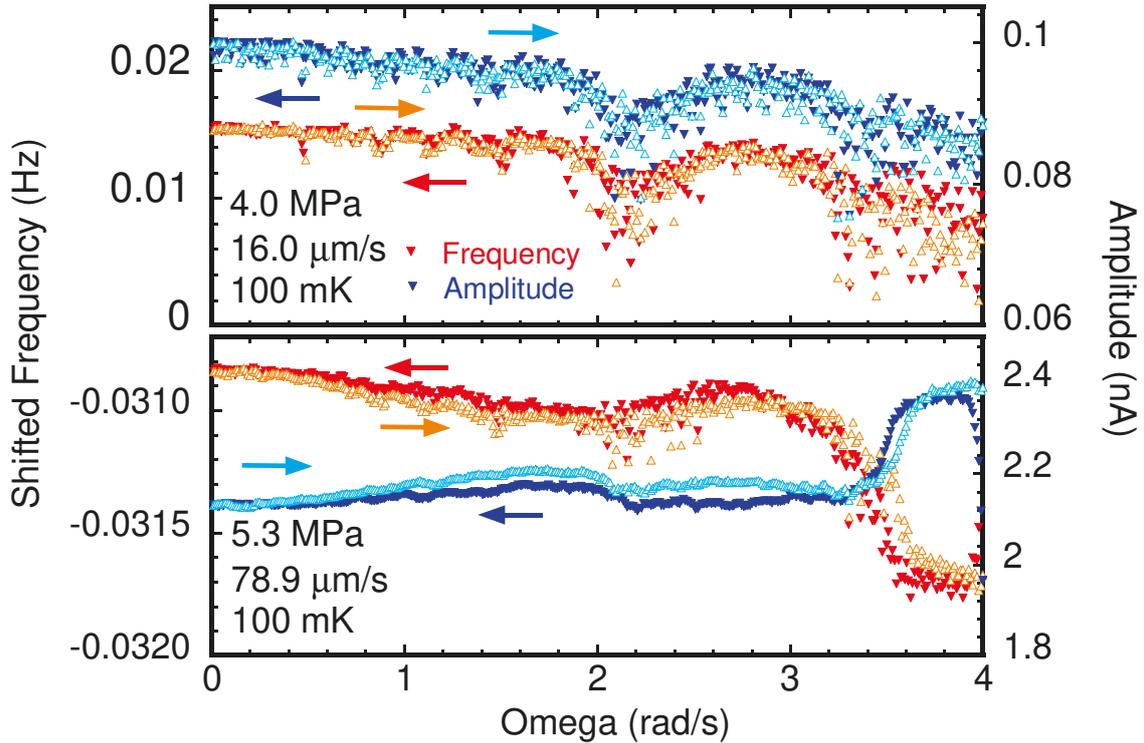


図 6.21: composite 振り子の結果に類似した、floating core 振り子での回転掃引実験結果。赤が共鳴周波数で左縦軸、青が振幅で右縦軸で表している。周波数は 839 Hz を引いた値を表している。4.0、5.3 MPa どちらの試料でも 100 mK の時にこのような観測結果を得た。試料ごとにスケールが異なることに注意。

rad/s まで減速後、再び 4 rad/s まで加速した後に、最終的に 0 rad/s まで減速するという回転速度掃引を行った。結果は図 6.22 に示した通りで、4 rad/s \rightarrow 3 rad/s \rightarrow 4 rad/s という順番で回転速度を変えると、周波数や振幅の値はもともと 4 rad/s から減速し始めた前の値に戻ろうとするような振る舞いを見せた。さらに、挿入図として 4 rad/s \rightarrow 3 rad/s \rightarrow 4 rad/s の部分を拡大した結果を見ると、周波数、振幅いずれも激しく波打っている様子が見える。しかし、その後に 4 rad/s \rightarrow 0 rad/s と掃引した時には波打つ様子は確認できない。これは、4 rad/s \rightarrow 0 rad/s という過程の回転加速度が、4 rad/s \leftrightarrow 3 rad/s という過程の回転加速度より大きいことによると考えられる。つまり、4 rad/s \rightarrow 0 rad/s という回転速度掃引を遅く行えば、波打つ様子が観測されたと予想される⁷。

⁷希釈冷凍機温度維持のために冷凍機デュワーに液体 ^4He を汲む都合上、回転加速度を終始 4 rad/s \leftrightarrow 3 rad/s での加速度として 0 rad/s まで減速するような測定は行えなかった。

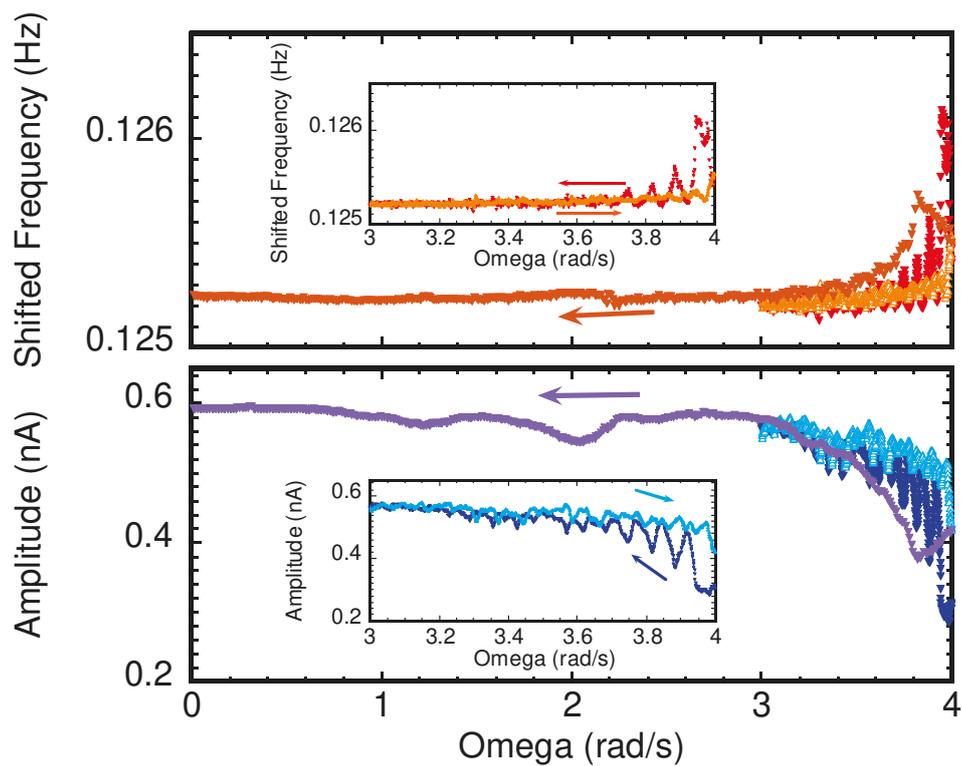


図 6.22: 4.0 MPa の固体 ^4He が入った状態で floating core 振り子に $4 \text{ rad/s} \rightarrow 3 \text{ rad/s} \rightarrow 4 \text{ rad/s} \rightarrow 0 \text{ rad/s} \rightarrow$ と回転掃引した時の共鳴周波数および振幅の変化。温度は 30 mK であり、周波数は 839 Hz を引いた値を表している。挿入図は、 $4 \text{ rad/s} \rightarrow 3 \text{ rad/s} \rightarrow 4 \text{ rad/s}$ の部分を拡大した様子を表している。

6.4.5 floating core 振り子の回転依存性について

floating core 振り子に固体 ^4He を詰めた実験では、低周波、高周波の同位相モードで測定を行った。

温度掃引の実験に関しては、低周波のモードでは共鳴周波数の温度変化が大きく、振動速度の増加による周波数変化の抑制も明瞭に観測された。そして試料のアニールを行うと、低温での周波数の値は一致する一方、高温ではアニール後の試料の周波数はあまり減少しなかった。この傾向は直接的な固体 ^4He の弾性測定でも見られる現象と定性的に一致する。しかし、このモードを回転下で測定した際に回転速度の増加による周波数変化の抑制はほとんど見られなかった。エネルギー散逸については、振動速度が小さい時には回転速度によってピークの高さが変わる場合もあったが、振動速度が大きくなると回転速度に影響されにくいと思われる傾向が得られた。高周波のモードでは、低周波のモードよりも大きな共鳴周波数の温度変化が観測されたが、振動速度が増加しても周波数変化の抑制が起こらなかった。このモードを回転下で測定してもやはり回転速度の増加による周波数変化の抑制はほとんど観測されなかった。また、エネルギー散逸については低周波のモードと同じ特徴を持っていた。

回転速度掃引の実験に関しては、低周波のモードについて、温度によって共鳴周波数の回転速度依存性が異なるという傾向があった。最低温付近では回転速度の減速過程で周波数が大きく下がり、それ以降は目立った変化を示さないのに対し、温度が 100 mK 付近になると周波数はスパイク構造を持ち、その回転速度依存性は composite 振り子に見られていたものと似ていた。エネルギー散逸については、周波数変化の回転速度依存性に依らずにスパイクを持つ結果があった。高周波のモードは測定法（温度と回転速度を固定してその都度共鳴曲線を見る）上、回転速度を掃引しながらの実験は行えなかった。

以上のような結果を持つ floating core 振り子について、特に回転下の結果をより細かく確認する。まず、固体 ^4He に関係せず振り子自身が回転によって影響を受けているかを考えてみる。つまり空セルおよび液体が入った状態での周波数の回転速度依存性についてを考えると、まず低周波の同位相モードは 6.4.1 節で述べたように空の状態で安定せず測定することができなかった。また、液体を入れた状態で温度を低温まで冷やすことができなかったため、液体の結果も得られていない。したがって、振動モードが同じもの同士で、バックグラウンドデータと固体を入れた場合の周波数の回転速度依存性を比べることができない。

ただし、空セルの状態では、逆位相のモードは phase lock loop 法で測定することができた⁸。図 6.23 には、空セルの状態で逆位相のモードをとった時と、4.0 MPa の固体 ^4He を入れた状態の同位相のモードの結果を比較した様子を載せている。固体を入れた時の結果は図 6.21 で示した結果と同一である。なお、空セルの結果は回転加速度を変えた状態も示している。5 Hz step の測定では、通常の回転速度掃引実験よりも倍の時間をかけて速度を掃引している（C.3 節参照）。セルの状態、モード、ドライブ電圧、温度、および縦軸のスケールが異なるため、一様に比較することはできないが、固体 ^4He を入れた状態で見えている周波数のスパイク状の変化が表れる回転速度の中には、空セルにおいても飛びが見えている速度がある（0.85 rad/s など）。もし固体 ^4He が入った状態での周波数変化のスパイク構造が、ねじれ振り子自体が回転に対して影響を受けることを反映しているのであれば、空セルの結果でスパイク構造が出る回転速度では固体が入っている場

⁸逆位相であることは、6.3 節で調べた comsol による解析結果と実験で得られた周波数値が近いことから判断している

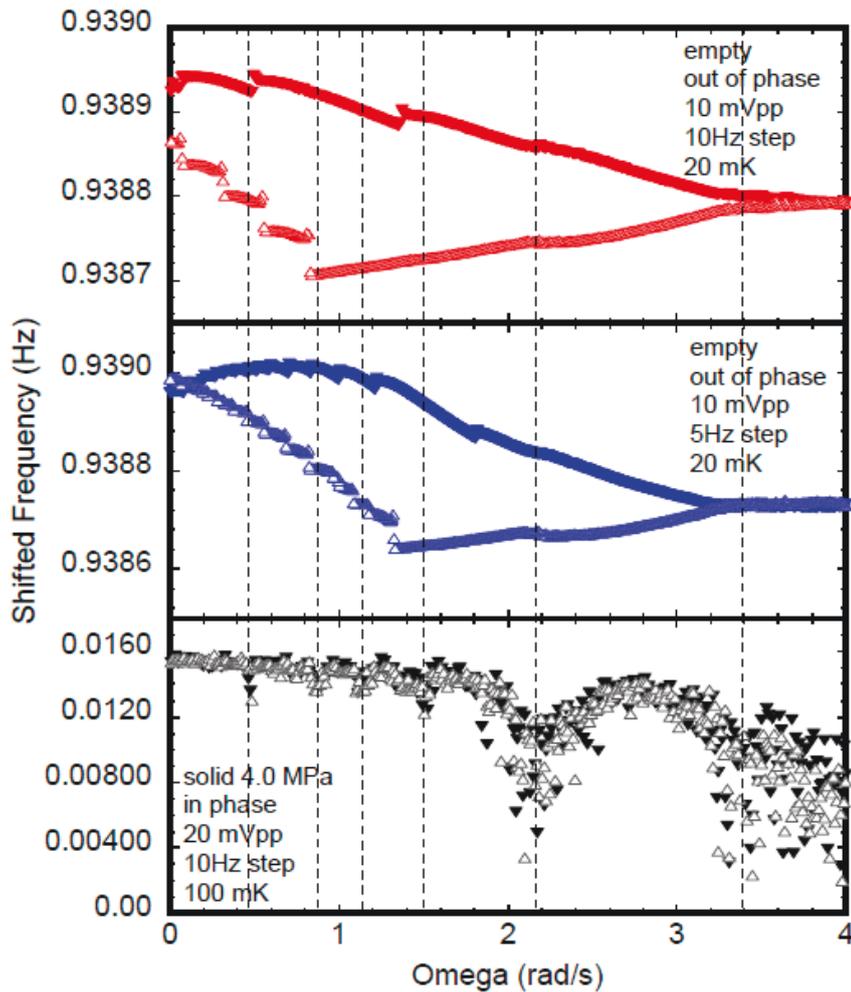


図 6.23: floating core 振り子で空セルの状態と 4.0 MPa の固体 ^4He が入った状態で回転速度掃引実験を行った時の比較。それぞれの測定条件は図に示した通りで、縦軸は空セルの場合 2364 Hz を、固体の結果は 839 Hz 分シフトした。青で示した空セルの結果は、赤で示した空セルの結果を倍の時間をかけて回転速度掃引した時の結果である。

合であっても毎回スパイク構造が出ると考えられる。しかし、実際には必ずしもスパイク構造が表れてはいないことから、空セルと固体を入れた時の結果で見られるスパイク構造は特に相関がない可能性がある。一方で、空セルと固体が入った状態でスパイクが表れる回転速度が必ずしも一致しないのは、図 6.23 が異なるモード同士を比べていることが原因であるとも考えられる。

次に、一定回転下での温度掃引実験の結果と一定温度下での回転速度掃引実験の対応を調べた。その結果を図 6.24 に載せている。図 6.24 で四角で示された点は一定回転下での温度掃引実験で得られた周波数の値を表している。図より、温度掃引と回転速度掃引の実験は絶対値がずれているが、温度掃引で得られたそれぞれの点を線で結んだ時の変化幅は、回転速度掃引した時の変化幅とあまり変わらないことが分かる。周波数の値の絶対値さえ平行移動すれば温度掃引と回転掃引で対応した結果が得られるのは、後述する composite 振り子でも同様である (図 7.17)。

図 6.25 では、floating core 振り子での回転速度掃引実験中の共鳴周波数、振幅そして温度の時

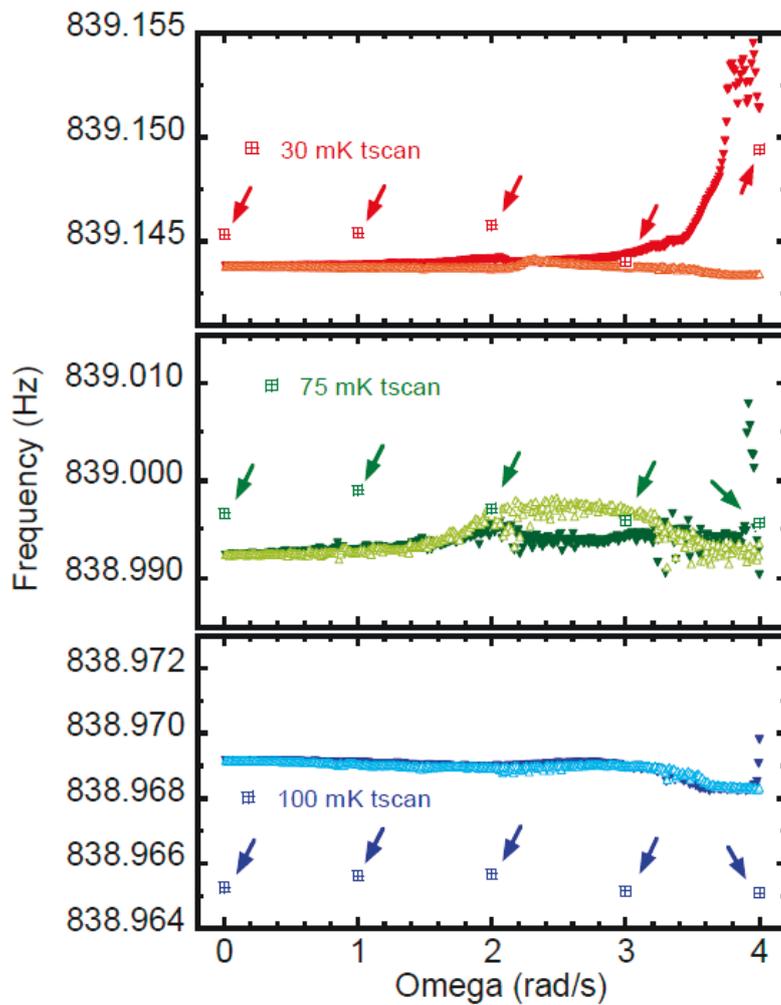
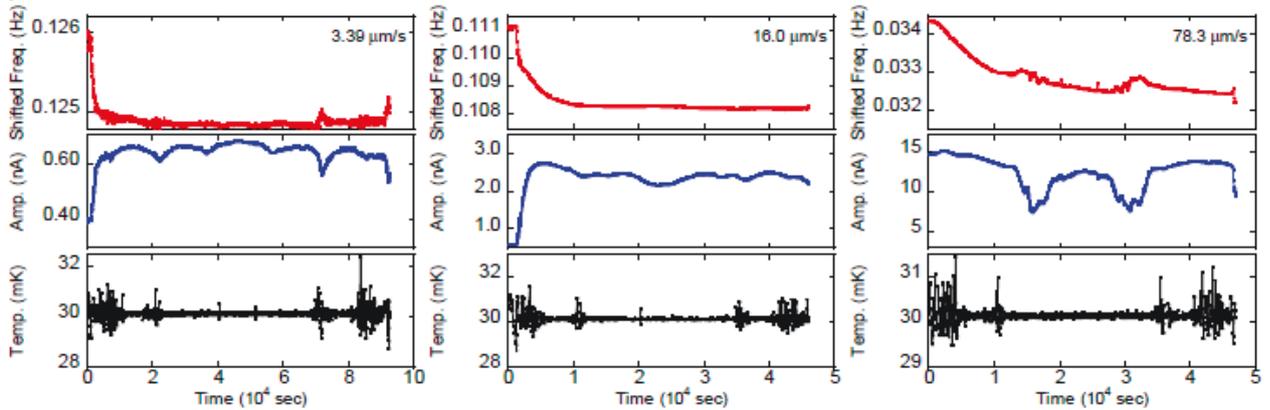


図 6.24: floating core 振り子を用いた一定回転下での温度掃引実験の結果と一定温度下での回転速度掃引実験の比較。温度掃引の結果は四角で示している。それぞれの図で縦軸のスケールが異なることに注意。

(a) 4.0 MPa : 30 mK



(b) 5.3 MPa

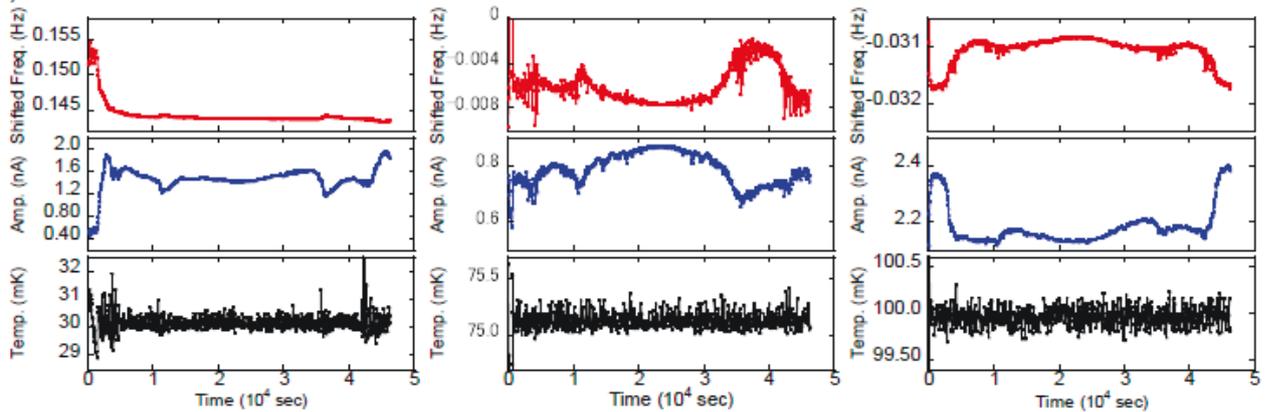


図 6.25: floating core 振り子に固体 ^4He を入れた状態での回転掃引実験の周波数、振幅、温度の時間推移。(a) では 4.0 MPa の固体についてどれも 30 mK の時の結果であるが振動速度が異なっている。(b) は 5.3 MPa の結果であり、ドライブ電圧は 50 mVpp で同じだが温度がそれぞれ異なっている。赤が周波数、青が振幅、黒が温度を表す。周波数は 951 Hz を引いている。全ての結果について、時刻が 0 秒の時に 4 rad/s から減速し、0 rad/s 達して折り返し、4 rad/s に再び加速している。

間推移を表している。(a) は 4.0 MPa で 30 mK の状態で異なる振動速度で測定した結果を、(b) は 5.3 MPa でドライブ電圧は全て 50 mVpp で同じだが異なる温度で測定した結果を示している。図より、周波数や振幅の細かい変化と温度の変化は一対一で対応しているわけではないことがわかる。一方で周波数と振幅の相関については、少なくとも周波数が水平な状態から変化しているタイミングでは振幅にも同様に変化が表れる傾向があることがわかる。

6.5 floating core 振り子の結果のまとめ

本章で扱った floating core 振り子の実験結果をまとめる。

- 複数の共鳴周波数モードで周波数の弾性変化を調べた。実現されたモードは同位相のモードだと考えられるが内側の振り子と外側の振り子壁とで振幅が異なり、低周波数のモードと高

周波数のモードとして区別できる。

- 回転を加えていない状態では、モードに依らず周波数の温度変化量が大きかった。これは、中の固体 ^4He の弾性変化を反映しやすいという特徴をよく表している (図 6.11、図 6.17)。
- 回転を加えた状態で温度掃引を行ったところ、モードに依らず周波数の温度変化量は全体的にほとんど抑制されなかった (図 6.13、図 6.14、図 6.18)。この結果は、Choi らの先行研究とは異なっている。ただし、100 mK 付近の中間温度域では回転速度の違いによって周波数や振幅の大きさが異なる様子が観測された。
- 温度を固定した状態で回転速度を掃引したところ、Choi らの先行研究とは異なり、ステップ状の変化は表れなかった (図 6.19、図 6.20)。ただし、温度掃引の実験で周波数に影響が表れていた、100 mK では、スパイクのような構造が観測された (図 6.21)。

これらの結果から、同じ回転冷凍機を用いているために測定上のノイズ等の条件も同じであるにも関わらず、Choi らの結果 [3] とは異なる結果を得ていることから、Choi らの実験で得られたステップ状の周波数応答は測定環境上の問題ではない可能性が高いと考えられる。

第7章 composite 振り子

本章では、バルクな固体 ^4He と多孔質ガラスである Vycor 中の固体 ^4He が混在した状態の振り子である composite 振り子を使用した実験の結果を示す。

7.1 実験の目的

第6章で見たように、固体 ^4He の弾性変化の影響が出やすいねじれ振り子は回転による共鳴周波数変化に大きな抑制は見られなかった。弾性の直接測定では回転による弾性変化の抑制が見られていたこと、および Choi らの先行研究 [3] を考えると、これらの結果は統一的に解釈することが難しい。

そこで、これまで他の研究グループによって用いられてきた、「典型的な」振り子を使用した実験も行った。これは先行研究でのバルク固体 ^4He を調べた振り子、弾性の変化の影響を受けやすい floating core の振り子とは異なる形状を持つ振り子を使用した対照実験となっている。

新たな振り子として中の構造が変わっているのは Vycor を封入している点である。Vycor は平均孔径が 6 nm 程であり、固体 ^4He 中の転位の典型的な長さスケールである数 μm より小さい孔を多く持つ多孔ガラスである。孔径が転位の典型的な長さよりも小さいことから、Vycor 中に生成された固体 ^4He 中の転位は、Vycor の壁に阻まれて運動が阻害される。この運動の阻害は温度に依らないので、固体 ^4He の弾性の温度変化は起こらないと期待される。そのため Vycor は通常、E. Kim らの初期のねじれ振り子実験 [30] に見られるように固体 ^4He の弾性変化を抑制させるために使用されてきた。しかし実際はわずかなバルク固体 ^4He が振り子の共鳴変化に大きな影響を与えたと考えられている [58]。本章ではこの振り子をバルク固体と Vycor 中の固体の共存した振り子として composite 振り子と呼び、結果を示していく。

なお、Vycor により固体 ^4He 中の転位の運動を封じられること、そしてその結果固体 ^4He を入れたねじれ振り子の周波数変化が劇的に抑制されることは既に D.Y.Kim らの実験 [58] によりわかっており、回転の効果は表れないだろうことが推察される。実際、バルクな固体 ^4He が存在しえないねじれ振り子を用いた実験では、回転によって周波数の温度変化量が影響を受けないことがわかっている。その実験結果の詳細については、弾性に対する回転の効果を知る主旨とは外れる実験となっているため付録の A に載せている。

章の構成は次の通りである。まず 7.2 節では composite 振り子の構造について説明する。7.3 節では composite 振り子を用いて行った実験結果について示す。続く 7.3.6 節では、回転を加えた時に得られた実験結果について考察を行っている。

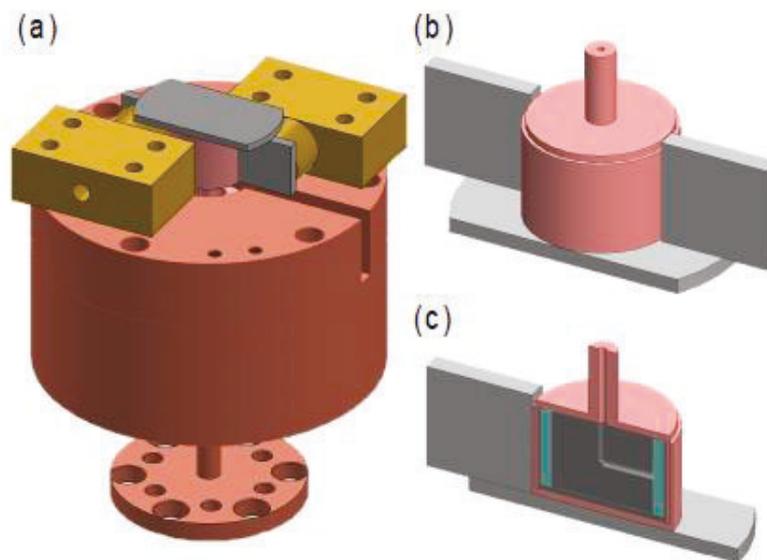


図 7.1: composite 振り子の概形。(a) 振り子がプラットホームに固定された状態での各 부품の配置。羽電極へバイアス電圧をかけるための部品、および各固定電極への同軸コネクタ、セルへヘリウムを導入するキャピラリーは省略されている。(b) 振り子のロッドおよび振動子の外観。(c) 振り子の断面。振動子内部のグレーの部分は stycast でつくった詰め物であり、水色の部分に Vycor があり固体 ^4He が生成される。両端の羽電極は中心をずらして作られているため、断面にした時に片側のみ表示されている。

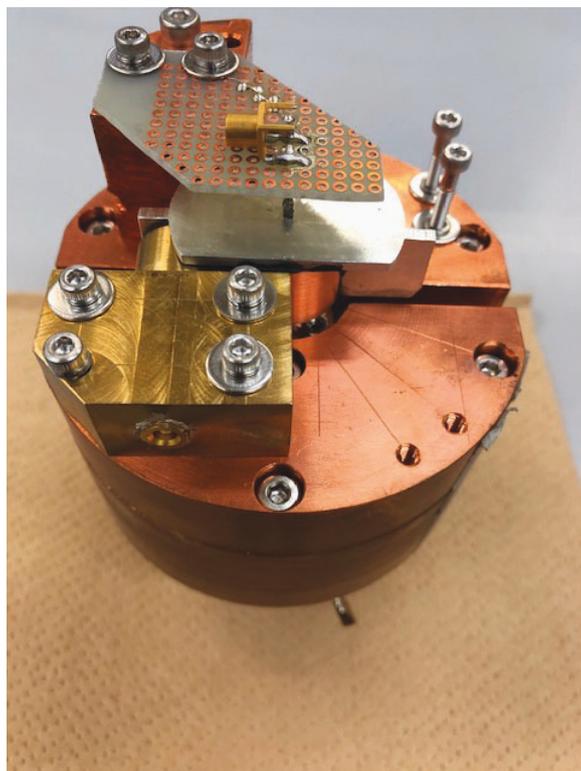


図 7.2: 実際の composite 振り子の様子

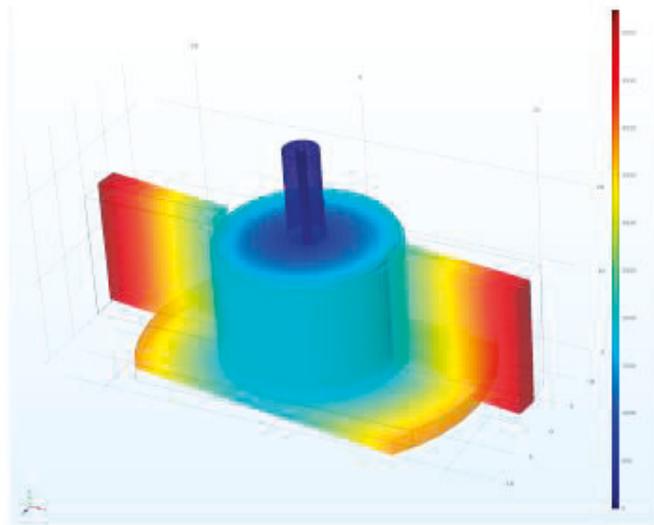


図 7.3: composite 振り子のねじれモードを comsol による有限要素法解析で表している。カラープロットは変位の大きさを表す。

7.2 composite 振り子について

図 7.1 に、composite 振り子の概形を solidworks で描いた図を示す。図 7.1(a) は振り子およびこれを固定する丸型の台座（プラットホーム）、羽電極に対抗した固定電極の配置を示しており、この他に羽電極にバイアスを与えるための部品や固定電極へのコネクタ、ヘリウム導入ラインとしてのキャピラリーがある（図では省略している）。図の下部にある細いロッドおよび等配の穴が開けられた部品がプラットホームのロッドとして希釈冷凍機のフランジに取り付けられる。プラットホーム全体は銅、振り子本体はベリリウム銅、羽電極はアルミニウム、固定電極は真鍮でできている。図 7.1(b) には composite 振り子本体の外観を示している。振り子の振動子にはアルミニウムでできた羽電極が stycast2650 で接着されている。振動子は、ロッドの付いたカップと、フタとなるカップが入れ子構造をなし、内部に円環状の Vycor を封入している。実際の内部の様子は図 7.1(c) に示した断面図のようである。Vycor の中空部分には隙間を埋めるように用意された stycast1266 製の詰め物があり、そこにヘリウム用の通路が用意されている。ヘリウムを振動子中に用意する際には、ロッドの中から導入し、stycast の詰め物中の通路を通過して Vycor に到達できるようになっている。なお、図 7.1(c) で羽電極が片側しか表されていないのは、振動子左右の羽電極がそれぞれ中心からずれて配置されているためである。

振り子の寸法は、ねじれロッドの外直径が 4 mm、内直径が 1 mm、長さが 10 mm であり、振動子本体の外直径が 20 mm、高さが 15 mm である。振動子内部は先に述べたように入れ子の構造をしており、Vycor が封入されている空間の内直径が 18 mm、高さが 13 mm となっている。この部分に外直径 17.4 mm、内直径 14.5 mm、高さ 11.2 mm の円環状 Vycor が封入され、隙間は stycast1266 で埋められている。

図 7.3 に、composite 振り子のねじれモード時の振動の様子を comsol で計算した結果を載せている。温度あるいは回転速度によって変わり得るこのモードの共鳴周波数は、phase lock loop 法

によってその変化を追った。

7.3 composite 振子の実験結果

7.3.1 空セルの結果について

composite 振子中に固体 ^4He を詰めた時の測定のバックグラウンドデータとなる、振子が空である時の共鳴周波数および振幅の温度変化を測定した。その結果を図 7.4 に示す。

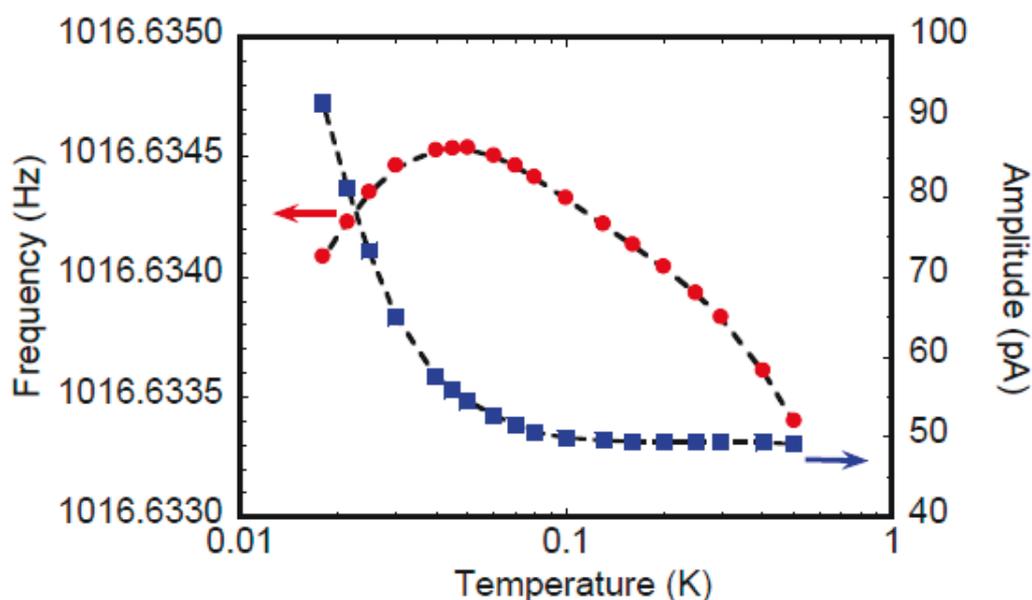


図 7.4: composite 振子のバックグラウンド。振動子中に ^4He が入っていない状態で共鳴周波数及び振幅の温度変化を測定した。赤丸が周波数で左縦軸、青四角が振幅で右縦軸に表している。点線はフィッティングの結果を表す。

固体 ^4He が入った状態で測定を行った時に、図 7.4 の温度変化を考慮し差し引くことで、固体 ^4He の寄与による共鳴周波数および振幅の変化を知ることができる。空セルの状態と固体 ^4He が入った状態とで基本的には同じ温度に設定して周波数を比べているため、各温度ごとに差し引くことはできるが、少しの温度のずれがあっても対応できるように図 7.4 を再現するフィッティング曲線を求めた。フィッティングでは、全温度域を対象に一つの曲線にすることができなかつたが、80 mK を境に二つの曲線としたところ実際の実験結果を再現することができた (図 7.4 の黒点線)。

フィッティング曲線は、周波数を f 、振幅を a として

80 mK $\geq T$:

$$f = 1016.63198 + 0.20532T - 6.5711T^2 + 105.89T^3 \\ - 865.61T^4 + 2839.6T^5 \\ a = 2.2368e - 10 - 1.2539e - 8T + 3.8219e - 7T^2 \\ - 5.9227e - 6T^3 + 4.5907e - 5T^4 - 0.00014156T^5$$

80 mK $< T$:

$$f = 1016.63498 - 0.009991T + 0.045729T^2 - 0.126510T^3 \\ + 0.16669T^4 - 0.08392T^5 \\ a = 5.5043e - 11 - 1.0137e - 10T + 7.0205e - 10T^2 \\ - 2.3402e - 9T^3 + 3.7604e - 9T^4 - 2.3435e - 9T^5$$

であった。

7.3.2 液体 ^4He が入った時の周波数変化について

6.2.1 節で述べたように、ねじれ振子共鳴の周波数は、振動子中の試料が超流動転移すると増加する。したがって、composite 振子に液体 ^4He を入れた状態で超流動転移温度 T_λ を横切るとバックグラウンドとは異なる周波数変化が観測されるはずである¹。ただし、composite 振子のように振動子中に Vycor を封入している場合は超流動転移による周波数の温度変化の取り扱いに注意する必要がある。Vycor 中の液体の超流動転移は、バルクの液体の転移温度 T_λ より低温側にシフトする [102] ため、これを考慮しなければならない。実際の結果を図 7.5 に示す。

図 7.5 では、二つの温度で周波数変化の上昇の仕方が変わっている様子が見えている。一つは 2.2 K 付近であり、もう一つは 1.9 K 付近である。これらは、上記の通りバルクと Vycor 中の二つの状態の液体 ^4He が混在し、それぞれの転移温度で周波数変化が表れているためと考えられる。すなわち、高温で見えている転移はバルクな液体 ^4He の、低温で見えている転移は Vycor 中の液体 ^4He の超流動転移となっている。図 7.5 から分かるように、振動子中に Vycor 部分以外に無視できない大きさのバルク領域が存在している、ということになる。この結果から、composite 振子は Vycor 中の固体 ^4He とバルクな固体 ^4He の混合固体を調べる振子となっている²。Vycor 中固体 ^4He のみではねじれ振子の周波数変化は表れないことが知られており [58]、弾性率の変化（が反映された周波数変化）をねじれ振子で測定することができないため、適度なバルク空間があることで固体 ^4He の弾性を floating core 振子とはまた違った環境下で調べることができる。Vycor を使用した振子としては、2004 年の Kim と Chan の実験 [29] と似た状況になっており、振子自体の構造も他のグループの実験と同様な作りになっているため、「典型的なねじれ振子」と言える。

¹液体を入れた時の周波数の減少、および T_λ を横切った際の周波数変化を確かめることで振子に ^4He が入ったことを確かめることができる。

²バルクと Vycor が混合している様子をもって、このねじれ振子を composite（混合）振子と名付けた

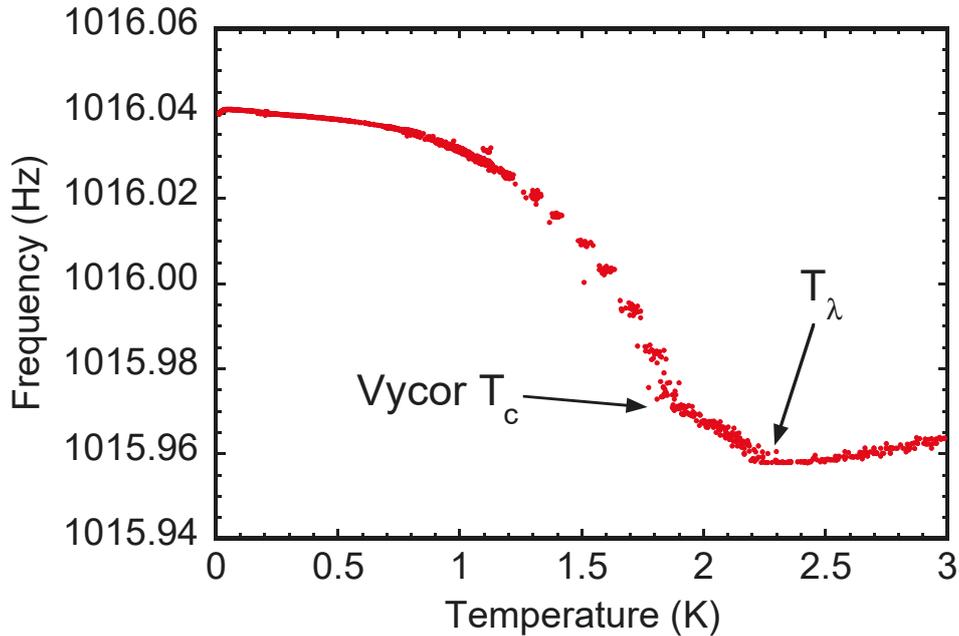


図 7.5: composite 振りに液体 ^4He を入れた時の共鳴周波数変化の様子。周波数変化の上昇の仕方が変わる温度が二ヶ所ある様子が見えている。これは、バルクな液体と、Vycor 中の液体が共存していることを意味する。

7.3.3 固体 ^4He が入った場合の挙動について

固体 ^4He に対する実験としては 3 種類の試料を作成した。図 A.6 にその固体試料作成の様子を示す。

全ての固体はキャピラリーブロック法 (5.2.5 節参照) を用いて生成した。3 つの固体は圧力の低いものからそれぞれ 5.6 MPa、5.8 MPa、そして 8.2 MPa である。これら固体 ^4He 試料はいずれも圧力が高く、試料が十分固相にあることを保証していると言える。

7.3.4 温度掃引の結果について

図 7.7 に、composite 振りの振動子中に固体 ^4He を詰めた時の共鳴周波数および振幅の典型的な温度変化の様子を示した。赤丸でプロットしている共鳴周波数の温度変化量はおよそ 55 mHz 程度であった。図 7.7 ではバックグラウンドの寄与は差し引いていないが、参考としてバックグラウンドの様子 (図 7.4) も同一のスケールでプロットしている (図に収めるために空セルの 500 mK での値が固体を入れた時の値と同じになるように適当にシフトしている)。この図から、composite ねじれ振りの周波数もまた、floating core 振子同様、固体 ^4He を入れたことによって空セルと比べ明らかに温度依存性が変化したと言える。また、周波数変化が急になる温度付近で振幅の変化が最小値をとっている。振幅の逆数はエネルギー散逸、 Q^{-1} に対応するため、この振幅の最小値はエネルギー散逸のピークとなっている。

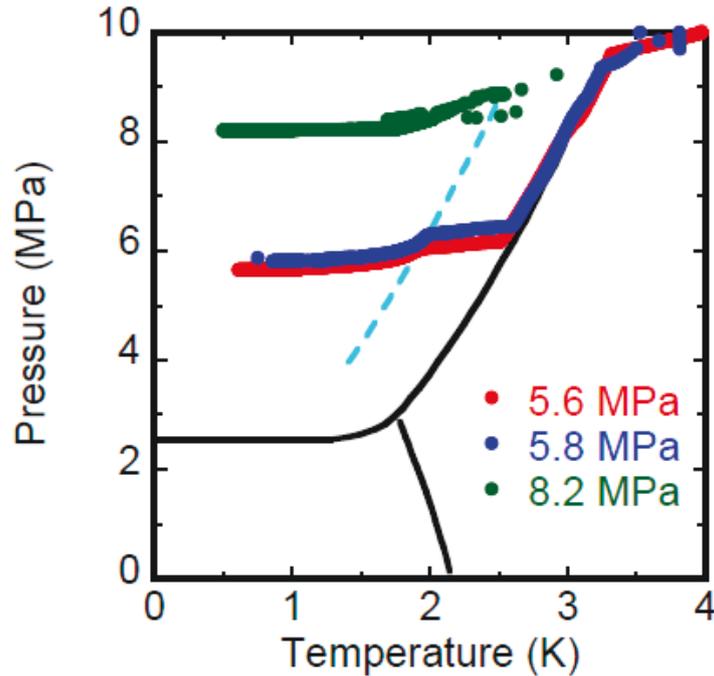


図 7.6: composite 振り子で調べた 3 つの固体 ^4He 試料作成の様子。固体はキャピラリーブロック法で生成した。1 K 以下で一定になった時の圧力は赤が 5.6 MPa、青が 5.8 MPa、緑が 8.2 MPa である。水色の点線は Vycor 中ヘリウムの固液共存線を表す。

共鳴周波数や振幅に見られる上記の温度依存性は、最初期のねじれ振り子の実験 [29] で見られたものと一致している。同じことは、第 6 章で述べた、わざと弾性変化の影響を受けやすいように設計した floating core 振り子でも言えるが、温度変化によって周波数は 200 Hz 程度も変化していた。これに比べると composite 振り子の周波数変化は少ないものの、上記の 55 mHz という変化量は過去の様々なグループによって行われたねじれ振り子の実験と比較した場合には大きな変化である。敢えてより正確にねじれ振り子実験での周波数変化の大きさを比較するためには、固体を入れた状態での周波数の温度変化量を、空セルから固体を生成した際に減少した周波数の量で割った NCRIF（非古典気回転慣性成分、Non Classical Rotation Inertia fraction）で比べる必要がある。しかし、floating core 振り子では NCRIF として表すことができていなかった³こと、また NCRIF という「固体 ^4He の超流動変化」を前提とした概念を用いる必要はないため、以下の結果についても NCRIF ではなく周波数変化量で表す⁴。だが、少なく見積もっても NCRIF はオーダーで 10 % 程度あり、この大きさは他のグループのこれまでの実験と比べても大きいといえる [103]。

振動速度や回転速度が変わった時の変化の大きさを表すために、floating core 振り子の結果同様、図 7.7 に示したような $\Delta f(T) \equiv f(T) - f(T = 500 \text{ mK})$ を用いる。これは任意の温度での周波数 $f(T)$ と、十分「超流動転移温度」よりも高い 500 mK での周波数の値との差分を表す。

³ 「空セルから固体を入れた時の周波数の減少量」について、floating core 振り子は減少ではなく増加であったため、本来の NCRIF 算出の式で計算すると負の値となる

⁴ composite 振り子は固体 ^4He 試料作成のたびに空セルの周波数の絶対値が変わってしまったため、空セルから固体を作成した時の周波数減少分が正確にはわからない。

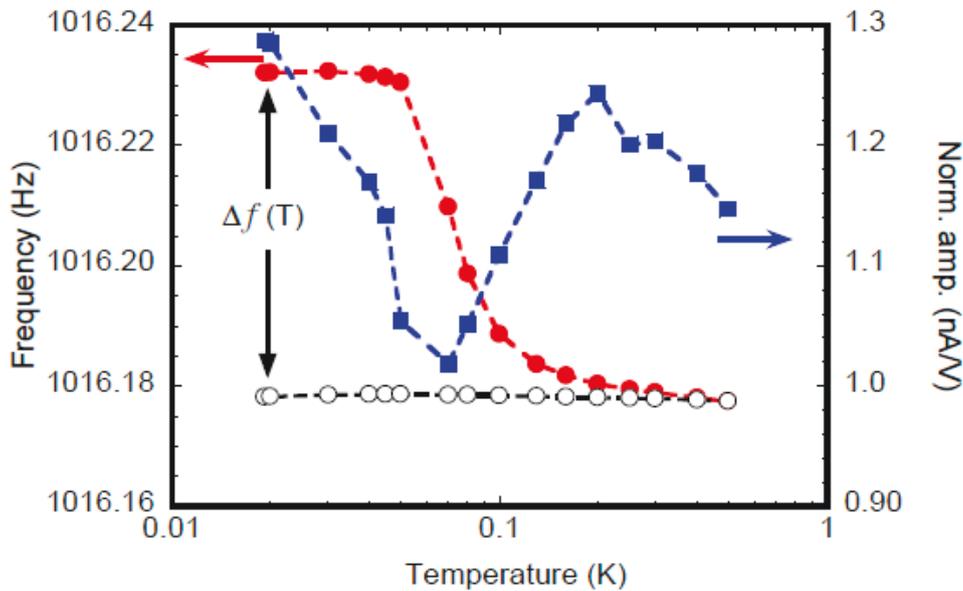


図 7.7: composite 振り子の振動子中に固体 ^4He を詰めた時の共鳴周波数及び振幅の温度変化の例。周波数は赤丸で左縦軸、振幅は青四角で右縦軸の目盛で表している。振幅の値は入力した電圧の大きさと規格化している。周波数、振幅ともにバックグラウンドは引いていないが、参考として空セルの周波数を白丸で示した（最高温で値が合うように適当にシフトしている）。図中に示した $\Delta f(T) \equiv f(T) - f(T = 500 \text{ mK})$ は、ある温度での 500 mK からの周波数の差分を示す。

図 7.8 に、3 種類の圧力の固体 ^4He を composite 振り子に封入した時の共鳴周波数およびエネルギー散逸の温度変化を様々な振動速度で調べた結果を示す。全てのデータは空セルのバックグラウンドを引いており、周波数は 500 mK からの差分 $\Delta f(T)$ で表している。エネルギー散逸については、固体 ^4He が振動子に入っている場合を Q_{solid}^{-1} 、空セルの場合を Q_{empty}^{-1} と表した時の $\Delta Q^{-1} = Q_{\text{solid}}^{-1} - Q_{\text{empty}}^{-1}$ として、固体 ^4He のエネルギー散逸を表している。各色分けはそれぞれ異なる振り子の振動速度を表している。振動速度が小さいうちは温度冷却による周波数変化の大きさは一定であるものの、臨界速度 v_c を超えると、それ以降は振動速度が増加するにつれて変化量が減少する様子が見える。5.6 MPa の固体試料を例にとると、振動速度が $6.68 \mu\text{m/s}$ 以下の結果では、20 mK の最低温での $\Delta f(T)$ は全て 60 mHz を明らかに超えている一方で、振動速度が $8.41 \mu\text{m/s}$ の結果では、最低温での $\Delta f(T)$ が 60 mHz 程度になっている。その後は振動速度が上昇するにつれ、最低温での $\Delta f(T)$ は明らかに減少し、測定結果の範囲内で最大の振動速度である $66.3 \mu\text{m/s}$ では $\Delta f(T = 20 \text{ mK}) \approx 20 \text{ mHz}$ となっている。その他の圧力の固体試料であっても v_c は大きくは変わらず、おおよそ $v_c \approx 10 \mu\text{m/s}$ 程度であることがわかる（後述する図 7.8 参照）。しかし、異なる圧力の固体で同程度の振動速度同士で比べた場合、臨界速度以上の速度で、周波数の温度変化量がどの程度抑制されるかについては固体試料によって異なっている。例えば 5.6 MPa の結果の $18.1 \mu\text{m/s}$ （水色）と 5.8 MPa の $17.4 \mu\text{m/s}$ （水色）、そして 8.2 MPa の $17.0 \mu\text{m/s}$ （黄緑）の近い振動速度同士の結果を比べると、8.2 MPa では高々 5 mHz 程度であるのに対して、他の二つは 10 mHz 程度、温度による周波数変化量が小さくなっている。

一方で、図 7.8 の下部に示されたエネルギー散逸の結果によると、散逸の変化の様子は周波数

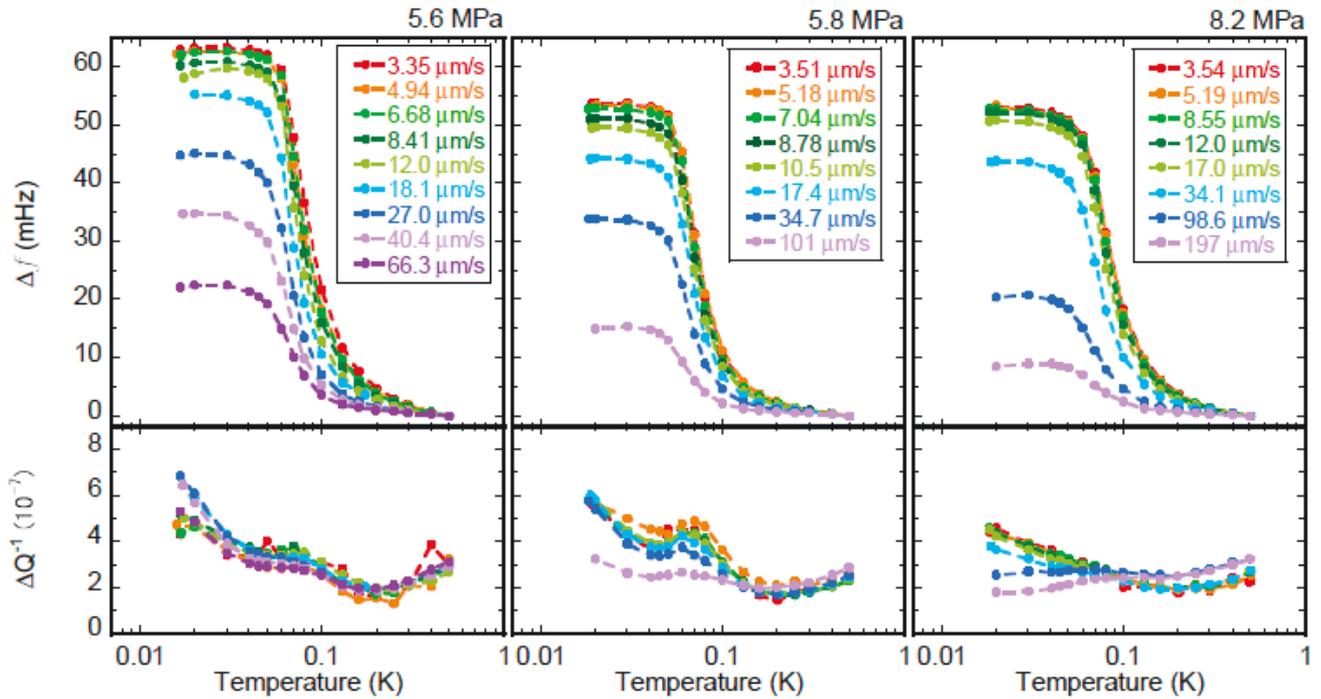


図 7.8: 3 種類の圧力の固体 ${}^4\text{He}$ を封入した composite 振り子の共鳴周波数およびエネルギー散逸の温度変化を様々な振動速度で調べた結果。全て空セルのバックグラウンドを引いている。周波数は、500 mK からの差分、 $\Delta f(T)$ で表し、 $\Delta Q^{-1} = Q_{\text{solid}}^{-1} - Q_{\text{empty}}^{-1}$ は固体 ${}^4\text{He}$ のエネルギー散逸を表す。周波数の温度変化量が抑制される臨界振動速度 v_c はおよそ $7 \mu\text{m/s}$ であった（後述する図 7.8 も参照）。

変化に関して定義される v_c 前後ではあまり変わっていない。ただし、例えば 8.2 MPa のグラフの $197 \mu\text{m/s}$ の結果に見られるようにあまりに振動速度が大きくなると、より低い振動速度の結果とは重ならなくなる。こういった散逸の様子の変化は、例えば振り子を駆動させる力に関するドライブ電圧（振動速度の大きさと対応）が大きすぎるのが原因だと思われる。ドライブ電圧が大きいと、駆動力に対する振り子変位を決めるフックの法則を超えて非線形領域に入り、線形領域での振る舞いとは異なる振動をすることが考えられる。

臨界速度以下の速度、つまり共鳴周波数の温度変化量が抑制されていない振動速度の結果を見比べた時に、各圧力の固体 ${}^4\text{He}$ 試料で、最低温での変化量 $\Delta f(T = 20 \text{ mK})$ が異なっている。図 7.8 より、5.6 MPa では 62 mHz、5.8 MPa では 54 mHz、8.2 MPa では 53 mHz 程度となっている。そこで、振動速度が十分小さい時の $\Delta f(T = 20 \text{ mK})$ の違いが、固体の圧力に関係しているかどうかを考えてみる。固体試料の圧力と周波数の温度変化量の関係については E. Kim らが過去に調べていた [32]。彼らの考察では、圧力が 5.5 MPa 以下では温度変化量が圧力増加につれて大きくなるが、5.5 MPa を超えると温度変化量は圧力増加につれて減るとしている⁵。そして圧力に対し周波数変化量が減少する様子を直線的に延長することで、17 MPa で周波数変化はゼロになると予想していた。ただし、結果にはばらつきがあり、この考察が出されるより前の報告 [30] との一貫性もないことから、どのようなねじれ振り子測定でも普遍的に当てはまる結果とは言えない

⁵ただし [32] の論文ではいわゆる超固体成分比として NCRIF で議論している。

と思われる。実際 composite 振り子の結果については、もし $\Delta f(T = 20 \text{ mK})$ が調べる固体の圧力に依存しているのであれば、5.6 MPa と 5.8 MPa の試料はほとんど同じ変化量を示し 5.8 MPa と 8.2 MPa では変化量が異なるはずである。むしろ、近年明らかになった固体 ^4He の弾性変化によるねじれ振り子の周波数変化であると考えれば、生成した固体試料ごとに弾性の温度変化率が異なりうるということが考えられる。弾性の温度変化率は、生成時にどの程度の欠陥（転位）がどういう配置で固体中に存在するかによって変わり得る。しがたって、もし圧力によって周波数の温度変化量が異なるのであれば 5.6 MPa と 5.8 MPa の結果が近しくなると考えられるがそうはなっていないこと、および振り子の共鳴周波数の変化が固体作成時に決まる欠陥構造に影響される弾性の温度変化を反映していることから、図 7.8 に見られる周波数の各固体試料の温度変化量の違いは、圧力に依存しているのではなく、生成された固体試料の欠陥の違いを表していると考えられる⁶。

エネルギー散逸については、5.6 MPa、5.8 MPa の固体では類似した結果が表れている。先の図 7.7 の例で見られたような、共鳴周波数の温度変化が最も急な温度である 80 mK 付近で振幅（エネルギー）の極小が観測されていたのに対応して、図 7.8 では特に 5.8 MPa の試料の結果でエネルギー散逸のピークが 80 mK 付近で明らかに見えている。一方、8.2 MPa の固体試料の場合はあまりピークがはっきりとは見られていない。このような、高圧の固体試料では散逸のピークが明確に見られないという傾向は Kim らの結果 [32] と一致している。

次に、図 7.9 に一定回転を印加した時の温度掃引時の共鳴周波数変化の結果を、5.6 MPa の固体試料を例に載せる。一定回転を印加した状態で冷却、昇温を行った際の周波数変化および振幅の変化を調べた（図に載せているのは温度調整をかけながら昇温をした時の結果）。図 7.9 に載せた例のように、周波数の温度変化量は回転速度の増加につれて小さくなった。この結果は floating core 振り子とは異なり、先行実験 [3] で得られている傾向と一致する。また振幅の変化は回転印加によりばらつきが大きくなり、[3] で得られている振幅（の逆数、つまりエネルギー散逸）とは異なる結果となった。

図 7.9 で示された、回転速度増加につれて $\Delta f(T = 20 \text{ mK})$ が減少する傾向は他の圧力の固体とも共通している。他の固体試料についてまとめた結果を図 7.10 に示す。表記されている各振動速度は静止時 (0 rad/s) の 500 mK での振幅の値から算出した。振幅の回転依存性の結果は省略している。図 7.10 はバックグラウンドを引いた結果を表しており⁷、どの結果を見ても回転速度が増加するにつれて温度変化量が抑制されていく様子が見える。

5.8 MPa と 8.2 MPa の固体 ^4He 試料の結果では、回転速度による周波数変化抑制量の大きさが異なる。例として図 7.10 に示された振動速度が同程度の 5.18、5.19 $\mu\text{m/s}$ の結果を比較する。5.8 MPa の試料の場合、無回転 (0 rad/s) と比べると 3 rad/s では温度冷却による周波数増加量が 20 Hz 程度抑制されている。一方で 8.2 MPa の試料の場合、0 rad/s と 3 rad/s ではおよそ 10 Hz 程度の抑制となっている。したがって、5.8 MPa の固体 ^4He の方が、回転速度による抑制をより大きく受けていると言える。また、振動速度を変えた結果（図 7.8）を思い出すと、8.2 MPa の試料より、5.8 MPa の試料の方が、同一振動速度でもより大きく抑制を受けている。これらから、ねじれ振り子の振動と、回転場が固体 ^4He に及ぼす影響には共通の特徴がある可能性があると考えられる。

そこで、振動速度および回転速度による周波数変化の抑制量をまとめると、図 7.11 のようにな

⁶floating core 振り子でも同様。

⁷全ての結果について静止下で測った 7.4 の結果をバックグラウンドとして引いている。振動子が空の時には回転の速さに依らない周波数変化となることを仮定している。

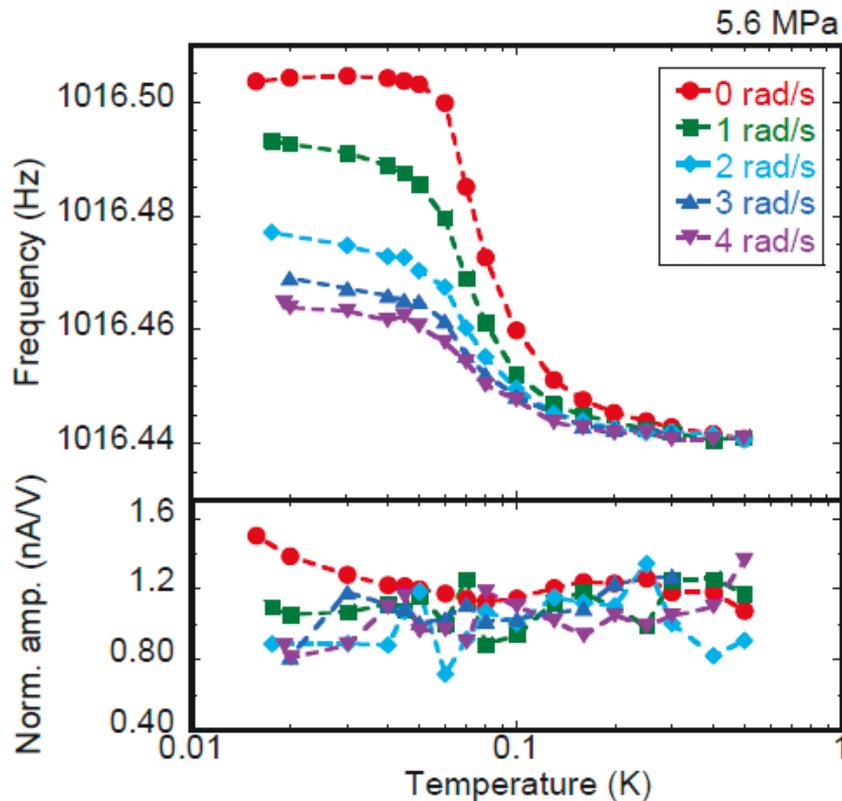


図 7.9: 5.6 MPa の固体 ^4He 試料を詰めた時の composite 振子共鳴周波数および振幅の温度変化を様々な一定回転下で測定した結果。バックグラウンドは引いていない。各色は回転速度を表し、赤が 0 rad/s、青が 1 rad/s、緑が 2 rad/s、黒が 3 rad/s、そしてピンクが 4 rad/s である。回転速度増加につれて周波数の温度変化量が小さくなる様子が観測され、先行研究 [3] と同じであった。一方、振幅の変化は Ref. 3 と対応する変化として測定することができなかった。

る。各振動速度および回転速度での周波数変化は $\Delta f(T = 20 \text{ mK})$ で比べている。ただし、回転速度が速い時には、遅い時と比べて最低温が高くなってしまふ（例えば 30 mK）場合があった。この場合については、図 7.10 からわかるように 40 mK 以下で周波数の変化がほぼ飽和していることから、40 mK 以下の値を「最低温での周波数」として $\Delta f(T = 20 \text{ mK})$ の代替値として表している。

図 7.11 では、同じ固体 ^4He 試料で同程度の振動速度の結果を見比べた時に、回転速度増加に対して徐々に Δf の絶対値どうしの差が小さくなる傾向がある。5.8 rad/s の結果を例にすると、振動速度が $5 \mu\text{m/s}$ 付近の結果を見たときに 0 rad/s と 1 rad/s の点の間隔、1 rad/s と 2 rad/s の点の間隔、2 rad/s と 3 rad/s の点の間隔、そして 3 rad/s と 4 rad/s の点の間隔は徐々に狭くなっている。この傾向から外れる振動速度もあるものの、振動速度が大きくなると各点の間隔はさらに短くなり、十分大きな振動速度では全ての回転速度の点が一点に収束している。各回転速度の結果が一点に収束する振動速度は各固体で完全には一致しないが、どれもオーダーで $100 \mu\text{m/s}$ 程度であった。このように、振動速度が大きいと、異なる回転速度の Δf の振動速度依存性が収束する傾向は先行研究 [3] と共通し、収束する時の振動速度の大きさも同じオーダーである（先行研究

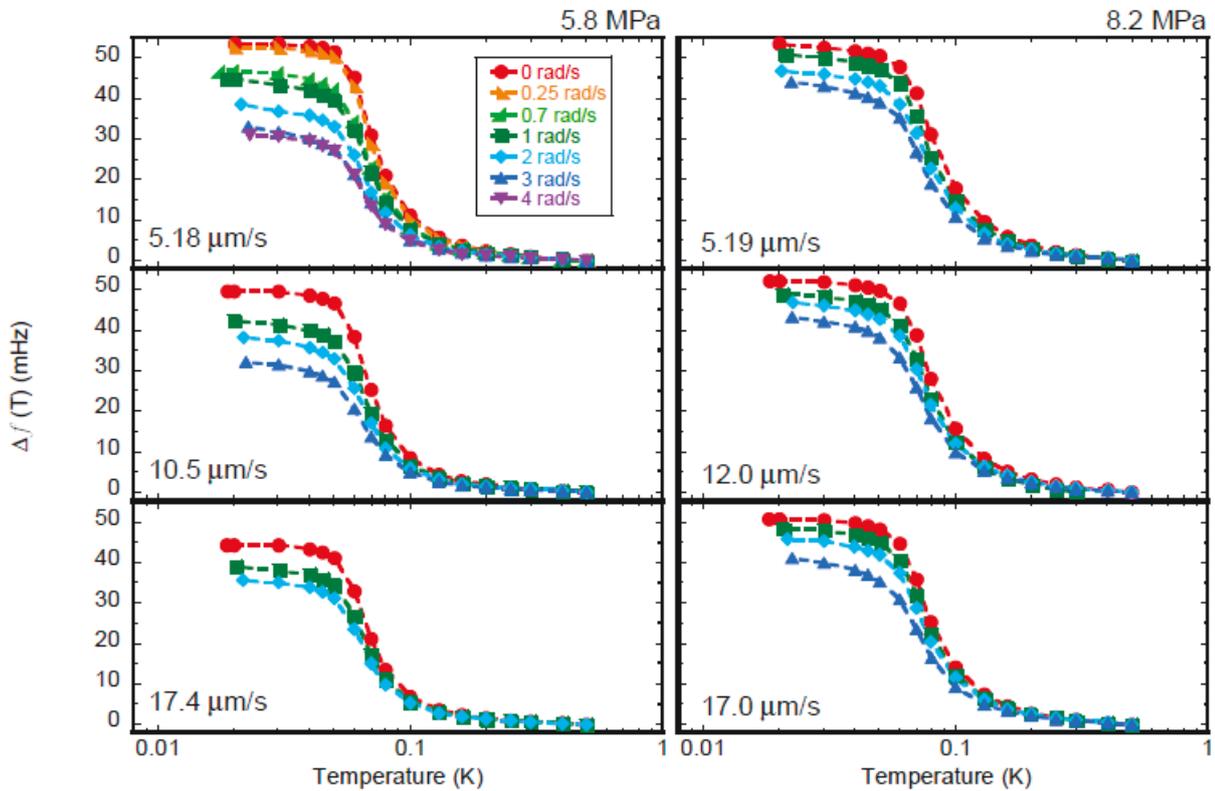


図 7.10: 5.8、8.2 MPa の固体試料を詰めた時の composite 振り子の共鳴周波数および振幅の温度変化を様々な一定回転下で観測した結果。バックグラウンドは引いている。周波数は 500 mK からの差分 $\Delta f(T)$ で表している。各図で表記されている振動速度は静止時 (0 rad/s) の時の 500 mK での振幅の値から算出した。各色は図に示された凡例のように異なる回転速度を表している。

で収束し始める振動速度は $300 \mu\text{m/s}$ 。

以上の結果から、回転下での composite 振り子の共鳴の温度変化は、回転による周波数の温度変化の抑制をあまり受けなかった floating core 振り子とは異なり、Choi らの先行研究と多くの共通点を持っていることがわかった。Choi らの振り子と composite 振り子の構造の違いは Vycor 中固体 ^4He の有無である。そのため、Vycor 中の固体 ^4He があっても無くても定性的には結果が同じであることから、Vycor 中の固体が周波数変化に何か影響を与えている可能性は低いと思われる。

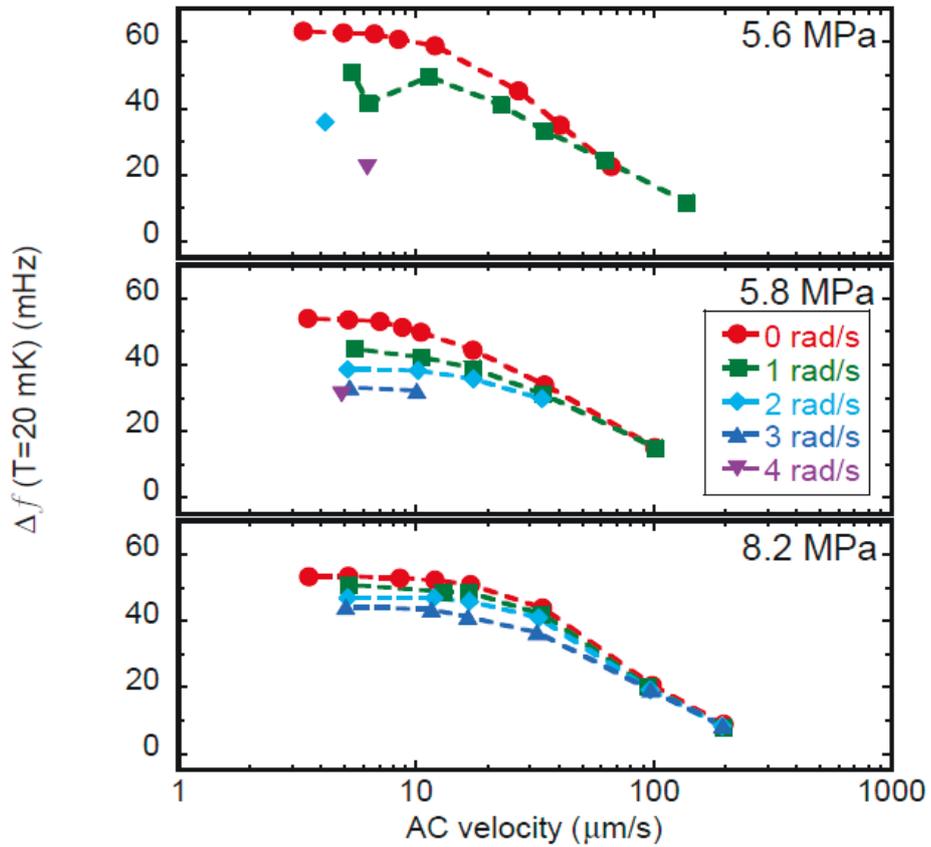


図 7.11: composite 振り子に固体 ^4He を詰め、振動速度 (AC velocity) および回転速度を変えた時の共鳴周波数の温度変化量の違いを調べた結果。温度変化量はバックグラウンドを引いた状態での、 $\Delta f(T)$ の最低温での値、 $\Delta f(20 \text{ mK})$ で表している (ただし一部例外がある。本文参照)。振動速度が小さい時には、回転速度が異なる結果どうしは重なっていない。しかし、振動速度が大きくなると各回転速度の $\Delta f(20 \text{ mK})$ の推移曲線が全て一点に収束するような傾向が見える。

7.3.5 回転掃引の結果について

前7.3.4節のように、回転速度を固定して温度を掃引した場合には、固体⁴Heを詰めた composite 振り子の共鳴周波数変化量は、ほとんどの場合回転速度が増加するにつれて減少した。この結果は第6章の floating core 振り子の結果とは異なっている。

floating core 振り子では、温度を固定して回転速度を掃引する実験を行った際に、100 mK 付近で特徴的な周波数変化を示していた。これは Choi らの結果 ([4] の図1や3など) とは異なる変化であった。一定回転速度の際に Choi らの結果と似ていた composite 振り子について、回転速度を掃引する実験でも Choi らと似た結果が得られるか確かめた。

回転速度掃引の実験について、先行研究では回転速度に応じた階段状の共鳴変化が表れていた [4]。回転速度を 4 rad/s から 0 rad/s に減速した際には階段状の共鳴変化が表れ、温度が低いほど顕著に観測されるといった温度依存性を持っていた。一方、再び回転速度を 4 rad/s に上げると、50 mK 以下では階段状の共鳴変化がなくなりヒステリシスが表れ、50 mK 以上ではヒステリシスがなくなる、という結果が報告されている。

図7.12に典型的な composite 振り子の回転速度掃引実験の結果を示す。この図および以降の回転速度掃引実験の結果はバックグラウンドの寄与を引いていない。これは、固体を入れた時の結果からバックグラウンドの寄与を除くのが困難であるからである (バックグラウンドの影響については後述する)。なお、振幅の大きさはドライブ電圧の大きさを規格化した値で示している。

回転速度掃引実験は、500 mK の状態から 4 rad/s の回転を保持し目標温度 T_s (図7.12であれば 20 mK) まで冷却後、回転速度を 4 → 0 → 4 rad/s と変えて行った。図に示した矢印が変化の向きとなっている。赤で示した周波数変化では、データ点を線で結んだ挿入図中の黒矢印で示したように特定の回転速度でスパイクを持っていた。これは先行研究 [4] での回転速度に対する共鳴周期の階段状の変化とは異なる変化の形である。また、同先行研究で観測されていたようなヒステリシスは観測されなかった。

上記のような回転速度掃引実験を、様々な T_s で測定した結果を図7.13に示す。測定は 5 $\mu\text{m/s}$ 程度で行った⁸。縦軸は 1016 Hz を引いており、一部の測定では点が重ならないように測定点全体を縦軸に平行移動した。中塗りの逆三角の点は減速過程、白抜きの三角の点は加速過程を表す (5.6 MPa の結果に示された矢印参照)。温度は、5.8 MPa の結果に示している通りで温度が上がると回転速度による周波数の変化量が小さくなる他、スパイクもなくなり平坦な変化となっていることがわかる。20 mK と 500 mK の結果を取り出して比べた図7.14を見ても、500 mK では特徴的なスパイクは完全に消えてしまっていることがわかる。減速過程と加速過程の間の、回転速度が小さい領域で顕著なヒステリシスは同じ温度で比べても固体試料ごとに大きさが異なり、5.6、5.8 MPa の試料では比較的明らかに表れているが 8.2 MPa の試料では顕著ではない。

図7.15に振動速度を変えた時の composite 振り子の回転掃引実験の結果を示す。8.2 MPa の固体⁴He 試料を 20 mK で調べた。図7.8、あるいは図7.11からわかる臨界速度 $v_c \approx 7 \mu\text{m/s}$ を超えてもしばらくは周波数の回転依存性に変化は見られない。しかし、34.1 $\mu\text{m/s}$ では全体の変化量が小さくなっており、98.6 $\mu\text{m/s}$ ではスパイク状の変化は強く抑制されていた。

以上の、図7.13、および図7.15から、温度や振動速度の変化による周波数の回転依存性について、温度あるいは振動速度が増加すると無回転から 4 rad/s までの周波数変化が抑制される傾向が

⁸全ての測定は同一のドライブ電圧で行っている。ここで表記している 5 $\mu\text{m/s}$ とは同一のドライブ電圧で 500 mK の時に測定した振幅から出した値であり、測定ごとにばらつきはあるものの代表値として示した。

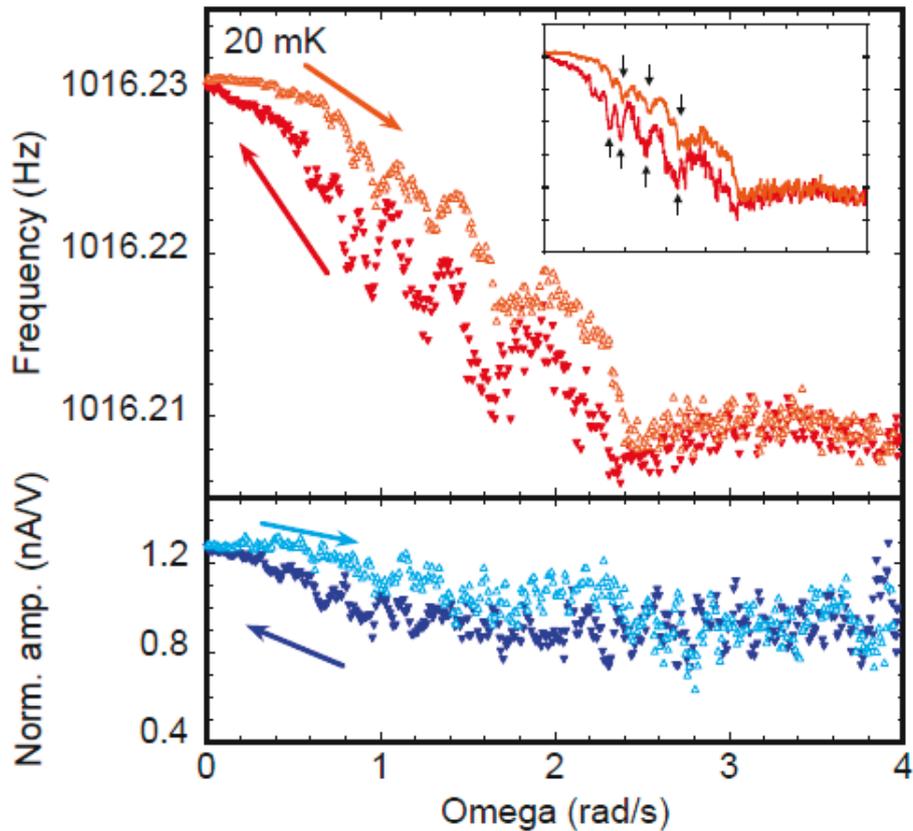


図 7.12: composite 振り子での、温度一定下回転速度掃引実験の例。バックグラウンドは引いていない。データ点は、中途りの逆三角形が回転速度減少（減速）過程の結果であり、白抜き三角形が回転速度増加（加速）過程の結果を表している（矢印参照）。振幅はドライブ電圧の大きさと規格化している。測定は、4 rad/s の回転を印加しながら 20 mK まで冷却後、回転速度を $4 \rightarrow 0 \rightarrow 4$ rad/s と変えて行った。周波数の結果の挿入図では、データ点を線で結んでいる。周波数の変化に、特定の回転速度で挿入図中の黒矢印で示したようなスパイクが見える。[4]に見られたような、回転速度増加時に変化が全くなくなる、というヒステリシスは観測されていない。

あることがわかる。そして、それらの温度、振動速度が十分高くなると、どちらの測定においても周波数は回転速度に依存しなくなる。ヒステリシスについては、温度変化の場合には明らかな全体の変化量の減少が見える 70 mK 以上の温度の結果ではどの固体試料でも減速、加速の変化が重なっているため、ヒステリシスがない。20 mK などの低温では、温度掃引実験での臨界速度 v_c を超えているような速度、 $34.1 \mu\text{m/s}$ であっても減速、加速の変化は一致せず、ヒステリシスが見えているが、 $100 \mu\text{m/s}$ 近くになるとほとんど見えなくなる。

以上より一定回転下で温度掃引をした時の固体 ^4He を詰めた composite 振り子は floating core 振り子とは異なる結果であったが Choi らの先行研究とは定性的に同じ挙動を示した。つまり、印加する回転速度を上げることで、温度冷却による周波数の増加量が小さくなるという結果が得られた。回転速度と振動速度、どちらも周波数変化量に影響を与えるが、これら二つの速度の増加による変化量の抑制は収束するといった結果も先行研究と一致していた。一方、上記の一定温度

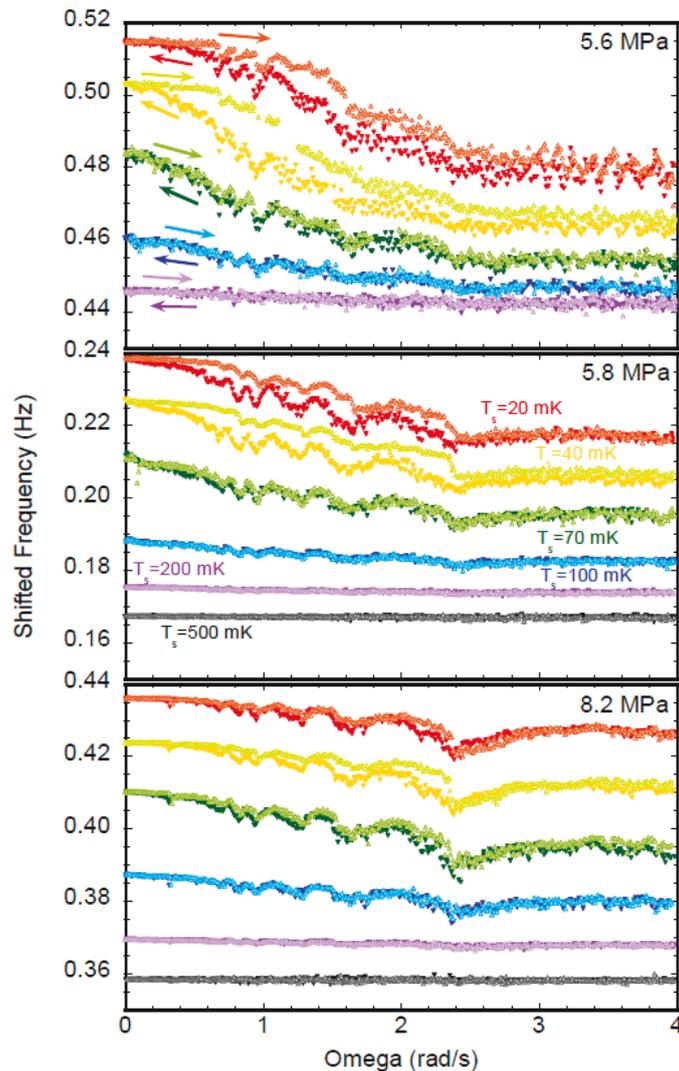


図 7.13: composite 振り子での、温度一定下回転速度掃引実験の結果。縦軸は、1016 Hz を引いており、さらに点が重ならないように一部の結果は測定点全体を縦軸に平行移動している。中塗りの逆三角の点は減速過程、白抜き三角の点は加速過程を表す (5.6 MPa の結果の矢印参照)。温度は、5.8 MPa の結果に記された通りで赤が 20 m K、黄色が 40 mK、緑が 70 mK、青が 100 mK、紫が 200 mK、黒が 500 mK である。測定は、振動速度が $5 \mu\text{m/s}$ 程度となるドライブで行った。

での回転速度掃引の実験では、composite 振り子は先行研究と異なる周波数変化（階段状かスパイク状か）およびヒステリシスの形（低温において、先行研究では減速過程で周波数変化が回転速度に依らず、composite 振り子では減速過程でも回転速度に応じて周波数が変化した）に違いが表れていた。

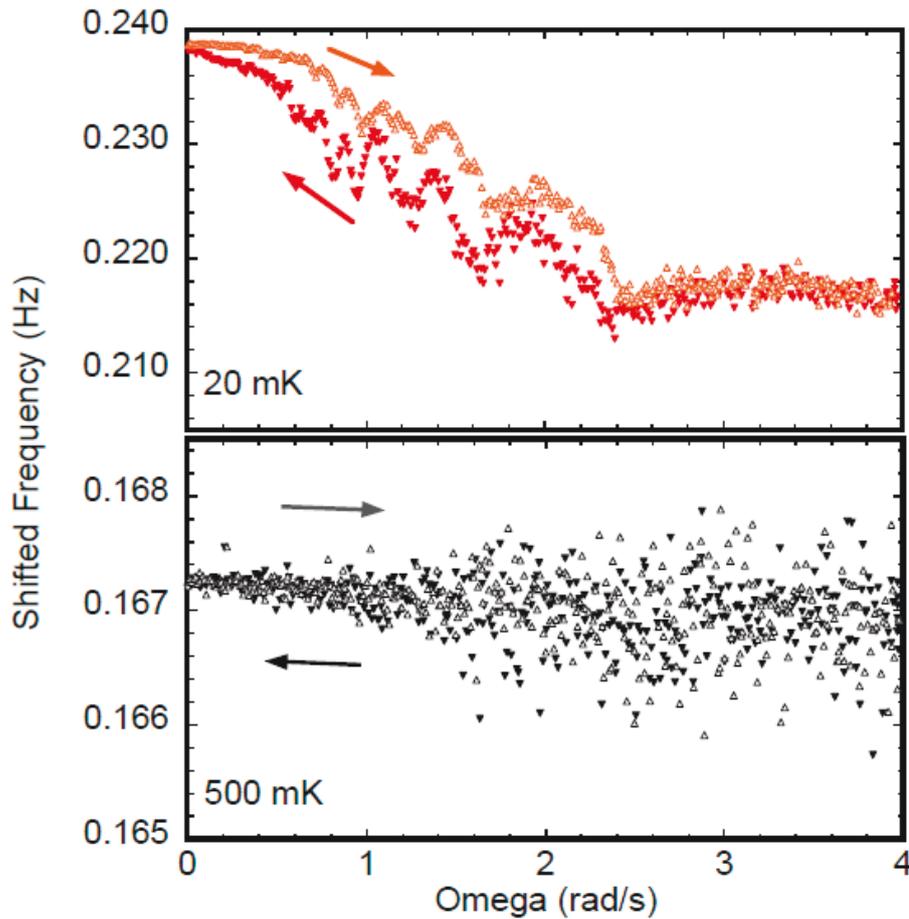


図 7.14: 図 7.13 の 5.8 MPa の 20 mK と 500 mK の結果を拡大した図。両結果で周波数を表している縦軸のスケールが異なることに注意。

7.3.6 composite 振り子の回転依存性について

温度掃引実験、回転掃引実験で見られる、固体 ^4He を詰めた時の composite 振り子共鳴周波数の上記のような回転速度依存性の起源について、バックグラウンドの影響を考えてみる。ここで言うバックグラウンドとは、composite 振り子の振動子に何も入っていない、空セルの状態の他に、液体 ^4He が入っている状態を指す。固体 ^4He を測定した温度範囲 (20 mK~500 mK) において、液体 ^4He は全体が超流動状になっている (常流動成分が消えている) と見なせば、これは (理想的には) 空セルの状態と同様な周波数変化を持つと考えられる。固体 ^4He を詰めた場合と、空セルおよび液体が入った状態の周波数変化の比較を図 7.16 に示す。図 7.16(a) は、5.8 MPa の固体 ^4He が入った場合と、空セルおよび液体 (0.1 MPa と 1.0 MPa の二種類) が入った場合での周波数の回転速度依存性を全て同一スケールで比較した時の結果を表している。明らかに、固体 ^4He が入った場合の結果とそれ以外では変化の大きさが異なっていることが分かる。図 7.16(b) では空セルと液体が入った場合での周波数変化を拡大した図を示しているが、この図でも、固体が入っている時に周波数のスパイクが見えていた回転速度付近で対応する変化は特に観測されなかった。

図 7.16 は、回転掃引におけるバックグラウンドの影響を完全に否定するわけではない。固体 ^4He

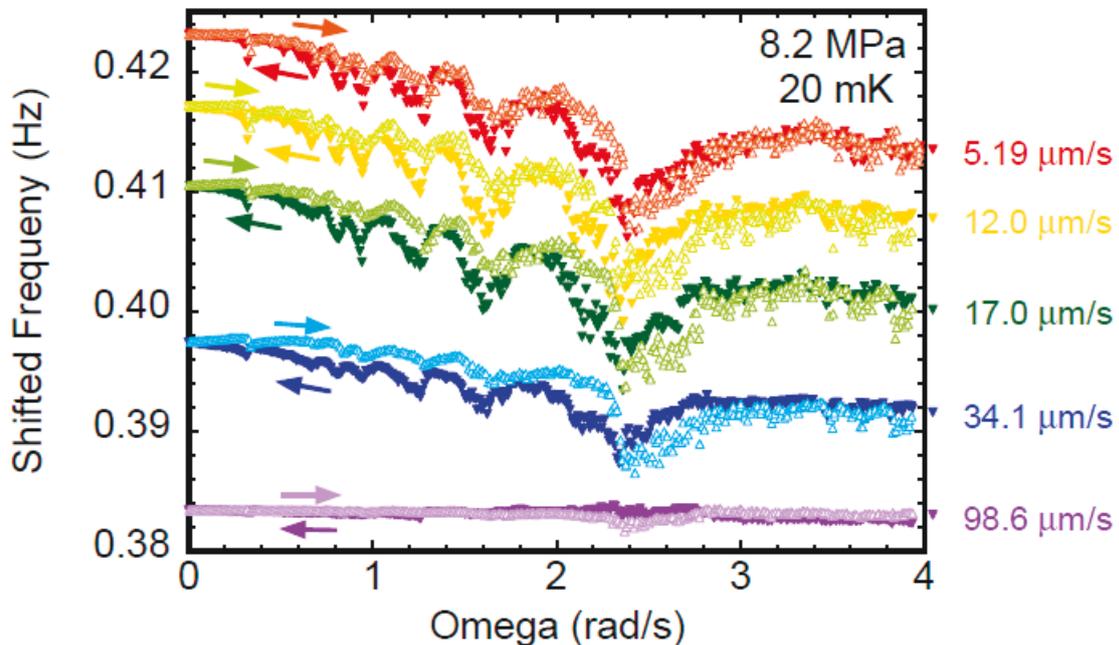


図 7.15: 振動速度を変えた時の composite 振り子の回転掃引実験の結果。8.2 MPa の固体 ^4He 試料を 20 mK で調べた。縦軸は 1016 Hz を引き、さらに重ならないように適宜シフトしている。中塗りの逆三角形が回転速度減少時、白抜き三角形が回転速度増加時の結果を表す (矢印参照)。無回転時に温度掃引によって調べた臨界速度 v_c を超えても、直ちには回転掃引時の周波数変化の様子は変わらない。しかし振動速度が十分大きくなると周波数の変化は強く抑制された。

が入っている状態と比べた時に、入っていない状態は中の構造に空隙がある⁹可能性があるため不安定であり、それゆえきれいに測ることができない、という可能性が考えられる。しかし少なくとも、図 7.16 に示された結果は、composite 振り子の中に固体 ^4He が入ったことで回転下でのバックグラウンドの変化が増強されたか、あるいは固体 ^4He へ本質的な回転の影響が出た結果だと言える。

図 7.10 で示されているように、固体 ^4He 試料を詰めた composite 振り子の共鳴周波数の温度による変化量は、一定回転の速度が増すにつれ減少していた。また、図 7.13 からわかるように、共鳴周波数は温度を固定した場合に回転速度に応じたスパイク状の変化を示し、これは温度依存性を持っていた。これら二つの実験、つまり温度掃引実験と回転掃引実験は対応するのかどうかについて調べた結果を図 7.17 に示す。図 7.13 とは異なり、図 7.17 は生データを用いて表している (つまり任意のシフトを行っていない)。また温度掃引実験の結果も測定生データである¹⁰。図 7.17 を見ると、どの温度の結果を見ても、温度掃引実験 (四角点) と回転速度実験 (三角点) は重なっている点が多い。さらに細かい回転速度を設定した温度掃引実験は行っていないが、図 7.17 からわかる範囲では、二つの実験は十分一貫性があると言える。

回転速度掃引の実験を考えるため今度は温度の揺らぎを考えてみる。無回転時、composite 振り子の共鳴周波数は温度冷却によって大きく変化をしていた。したがって、もし回転掃引時に固定

⁹この空隙にバルクな固体 ^4He が生成される。

¹⁰結果を比べるために「ある温度に温調をかけたときの周波数の平衡値」をプロットしている。

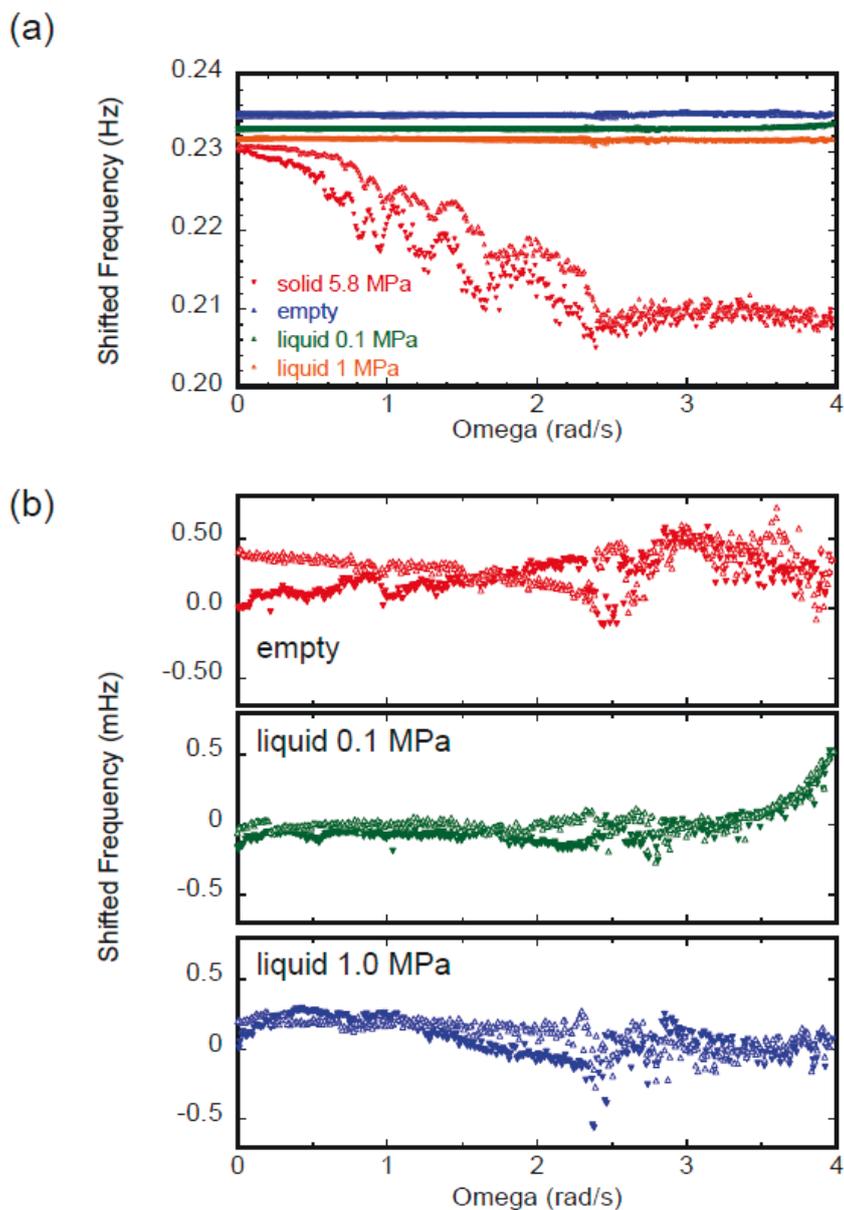


図 7.16: 固体 ${}^4\text{He}$ 5.8 MPa を入れた場合と、空セルおよび液体 0.1 MPa、1.0 MPa を入れた場合の周波数の回転速度依存性。(a) それぞれの結果を同一スケールで比べた図。縦軸は 1016 Hz を引いた後、適宜シフトしている。固体が入った場合と比べると、空セル、および液体が入った場合では周波数変化は見られない。(b) 空セルおよび液体が入った状態の結果を拡大した図。固体が入った状態の時に見えていたようなスパイク状の変化に対応する周波数変化は見られない。

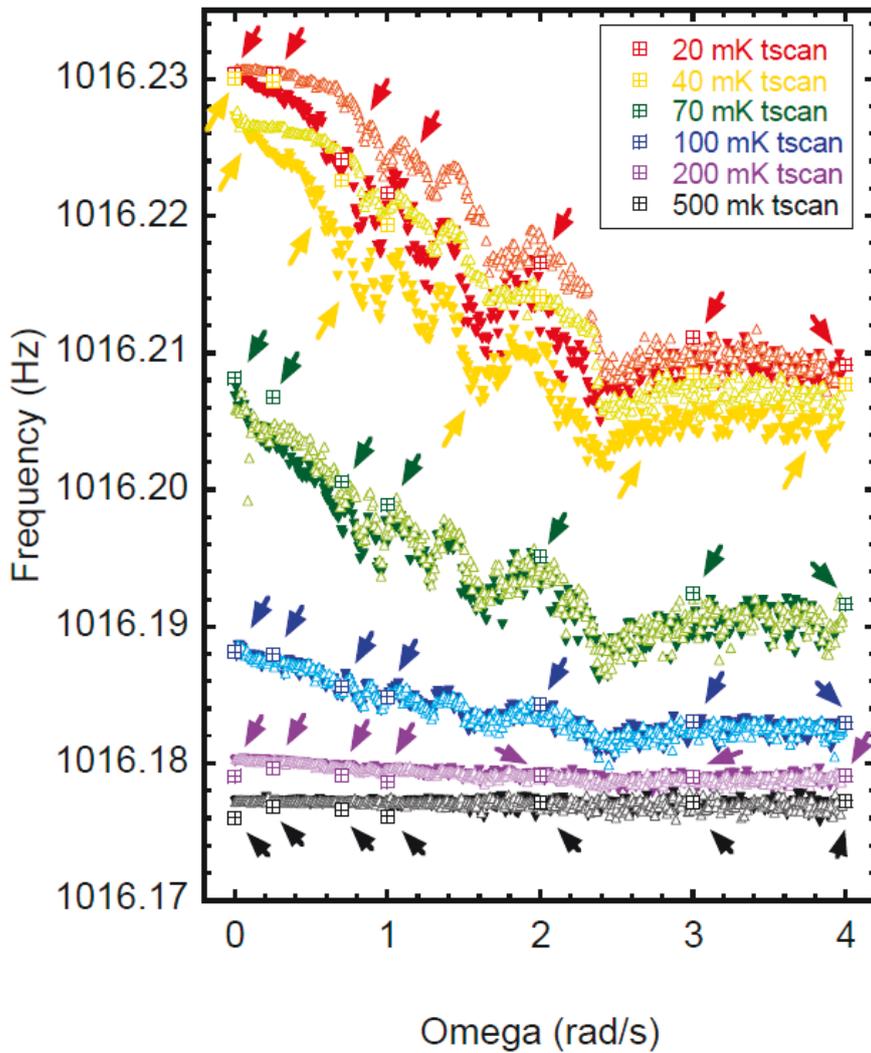
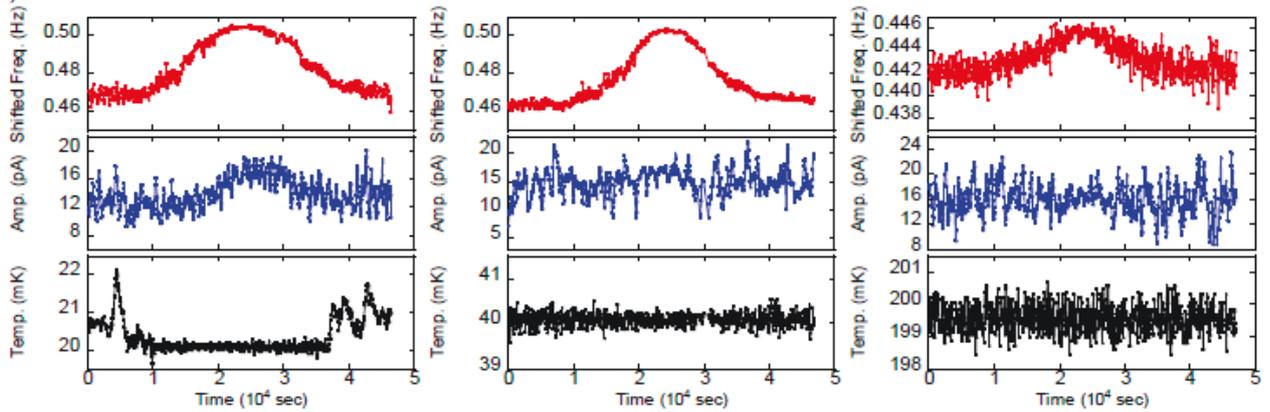
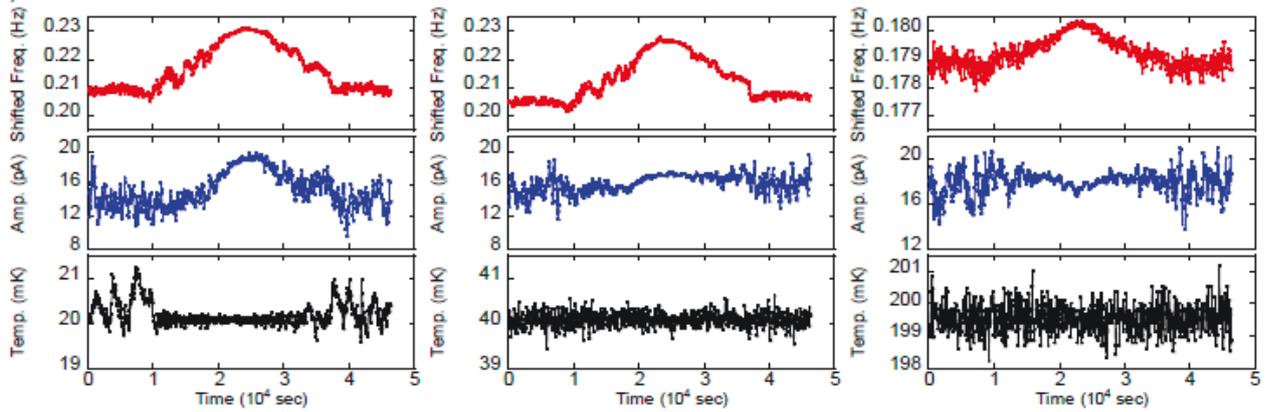


図 7.17: 5.8 MPa の固体を詰めた composite 振り子の回転掃引実験、図 7.13 のシフト前の結果に、温度掃引実験、図 7.10 の対応する回転速度ごとの値を乗せた。温度掃引の結果は四角で示している。矢印の延長上に四角の点がある。

(a) 5.6 MPa



(b) 5.8 MPa



(c) 8.2 MPa

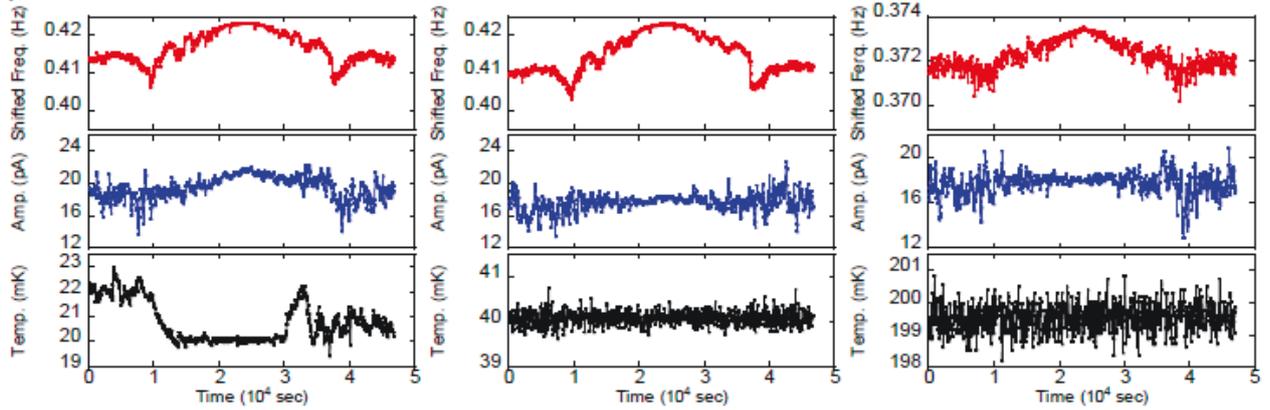


図 7.18: composite 振りに固体 ^4He を入れた状態での回転掃引実験の周波数、振幅、温度の時間推移。赤が周波数、青が振幅、黒が温度を表す。それぞれの結果は異なる温度に固定した時の結果であり、周波数は 1016 Hz を引いている。全ての結果について、時刻が 0 秒の時に 4 rad/s から減速し、0 rad/s 達して折り返し、4 rad/s に再び加速している。

しているはずの温度が実際は大きく変化しているのであれば、その温度変化によって回転掃引の結果で見られていたスパイクが表れることも考えられる。これを確かめたのが図 7.18 である。図では (a)5.6 MPa、(b)5.8 MPa、(c)8.2 MPa の固体について、20 mK、40 mK、そして 200 mK に固定した時の結果を示している。これらは全て、4 rad/s にしながら 500 mK から冷却し、その後 4 rad/s → 0 rad/s → 4 rad/s と回転した時の測定であるため、(a)、(b)、(c) のそれぞれについて、20 mK の結果では回転速度が大きい時間に温度が 2 mK 程上昇している。しかし、一定回転下での温度掃引実験の結果でわかるように、20 mK から 40 mK ではほとんど周波数の変化は見られないため、2 mK の上昇が回転掃引実験での周波数変化の要因になっているとは考えにくい。また、周波数変化のスパイクと温度の変化は必ずしも一致しない。他の温度、40 mK や 200 mK なども同様に、周波数変化にスパイクが見えている時間に温度が対応する変化を示しているようには見えない。振幅の変化も同様に温度の変化と関連しているとは限らない。ただし、周波数と振幅の変化には相関がみられる結果もある。したがって、回転速度が速い時に温度が最低温付近で乱れることはあっても、その温度の乱れと周波数変化は関連付けられないことになる。

composite 振り子では、図 7.5 で見られるように、振動子中でバルク領域と Vycor 領域が混在している。Vycor 領域では液体の超流動転移温度がバルク領域と比べ低温にシフトするのは既に述べたとおりだが、固化圧も変化する。相図を見ると、Vycor 中 ^4He の固化曲線はバルクの固化曲線に比べ 1.5 MPa 程高くなり、4.0 MPa 程度の圧力で固化する。これを踏まえると、固体 ^4He を圧力をうまく調整することで、バルク領域の ^4He は固体となり Vycor 中の固体 ^4He は液体であるような状況を作ることが可能である。

そこで、回転下での固体 ^4He の挙動を調べるために composite 振り子で行った最後の実験の結果として、図 7.19 に 2.8 MPa の ^4He 試料を調べた時の結果を載せている。(a)、(b) とともに温度は 20 mK として回転速度掃引を行った。図 7.19(a) は無回転で 500 mK から 20 mK まで冷却後、回転速度を 0 → 4 → 0 rad/s と変えた測定の結果である。この結果では周波数、振幅とも目立った変化は見られない。一方、図 7.19(b) は回転 4 rad/s を印加して 500 mK から 20 mK まで冷却後、4 → 0 → 4 rad/s と掃引した時の結果であるが、特徴的なヒステリシスが表れていることがわかる。このヒステリシスの形、つまり回転を減速した時に周波数が回転速度の変化に応じて変わっているのに対し、加速に転じた時に周波数変化がなくなるという挙動は、先行研究 [4, 5] に特徴が一致している。図 7.19 の測定では Vycor 中の ^4He は液体であり、固体 ^4He として存在するのはバルクな固体のみである。先行研究ではバルク固体のみを扱っていたことを考えると、図 7.19(b) に見られるような挙動は、バルク固体 ^4He に由来する振り子共鳴周波数の回転速度依存性であると考えられる。ただし、無回転冷却 (図 7.19(a)) ではそのような挙動が見られない理由はわからない。

7.4 composite 振り子の結果のまとめ

本章で扱った composite 振り子の実験結果をまとめる。

- Vycor を金属容器に封入した形の振り子であり、Vycor 中の固体 ^4He 以外にもバルクな固体が存在している。これは液体 ^4He を入れた際の超流動転移による周波数変化で明らかになった (図 7.5)。

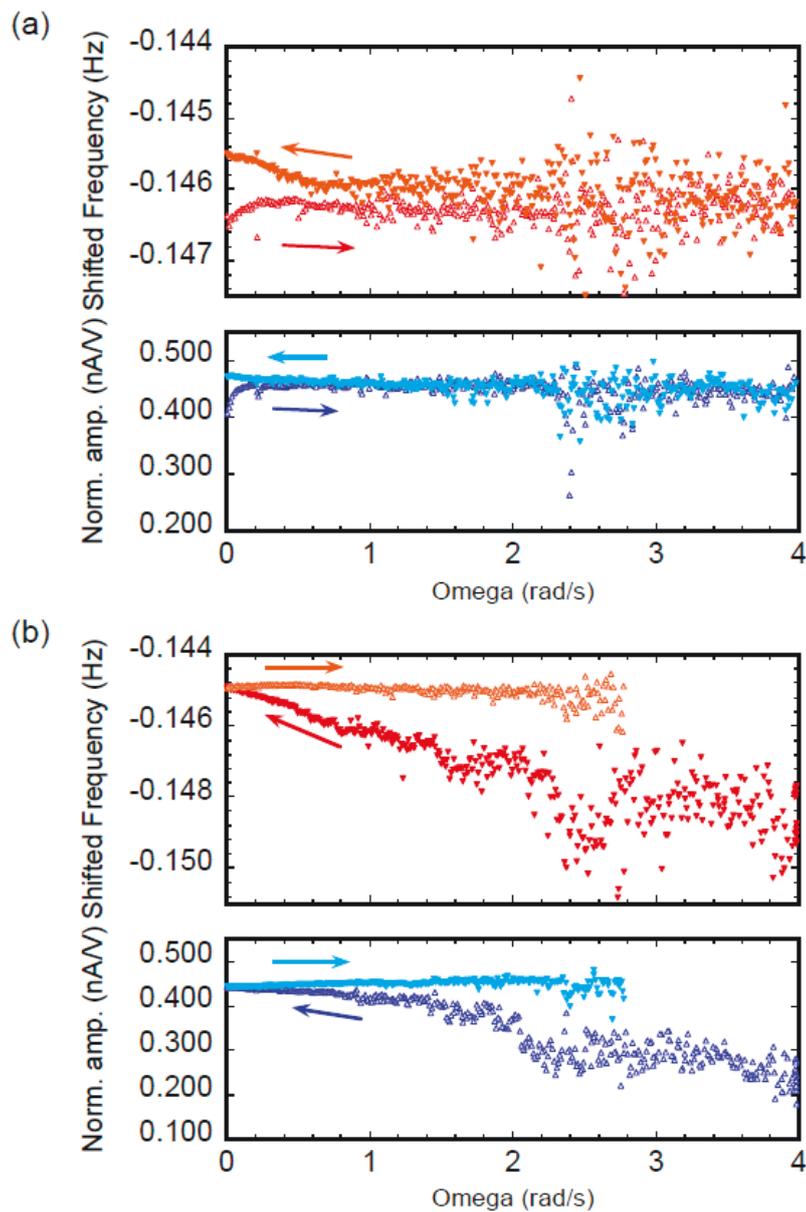


図 7.19: ^4He 試料 2.8 MPa を入れた composite 振り子の共鳴周波数および振幅の回転速度依存性。周波数は 1016 Hz を引き、振幅はドライブ電圧で規格化している。(a) では無回転で 500 mK から 20 mK まで冷却後、回転速度を $0 \rightarrow 4 \rightarrow 0$ rad/s と変えているのに対し、(b) では回転 4 rad/s を印加して 500 mK から 20 mK まで冷却後、 $4 \rightarrow 0 \rightarrow 4$ rad/s と掃引した。

- 回転を加えていない状態では floating core 振り子ほどではないが大きな周波数変化が温度掃引によって見られた (図 7.8)
- 回転を加えた状態で温度掃引を行ったところ、Choi らの先行研究を再現するように、回転速度の増加に応じて周波数の温度変化量が減少した (図 7.9、図 7.10)。振り子の振動速度と印加回転速度による周波数変化量への影響も先行研究と同じ傾向を持っていた (図 7.11)。
- 温度を固定した状態で回転速度を掃引したところ、Choi らの結果とは異なり、ステップ状の変化は表れなかった。しかし、floating core で 100 mK 付近で見られたようなスパイク状の周波数変化が見られ、振動速度や温度によって見え方が異なる様子が観測された (図 7.13、図 7.15)。

これらの結果から、ねじれ振り子の周波数変化に対する回転の効果は振り子の構造に大きく依存することが分かる。振り子の構造の違いは固体 ^4He の形状の違いにも影響するが、Choi らの実験 [3]、Fear らの実験 [82]、floating core 振り子、そして composite 振り子のどれも円環状であることは共通している。より正しく現象を理解する為には、それぞれのねじれ振り子の構造に対して固体 ^4He の弾性変化がどのように影響するのか、そこに回転の効果がどのように効いてくるかを考える必要がある。

第8章 考察

第5章から第7章まで、固体⁴Heの挙動を調べた3つの実験の結果をそれぞれ述べてきた。それらの実験相互のつながりを簡単にまとめると次の様である。第5章では、ピエゾ素子による固体⁴He弾性の直接的な測定について述べた。実験の結果、臨界歪み付近の歪みを与えた状態では回転により弾性の変化が抑制される様子が観測された。この結果を踏まえて、回転下での固体⁴Heの性質を調べた先行研究と同じくねじれ振り子法を用いて、より弾性の変化を観測しやすいfloating core振り子を用いた回転下での実験について第6章で示した。また、比較実験としてVycorガラスを用いた従来型の構造をもった振り子を用いて同じく回転下での挙動を調べた実験について第7章で述べた。実験としては、上記の二つのねじれ振り子以外にも、Vycor中の固体⁴Heのみを扱ったねじれ振り子（Vycor振り子）を用いて回転下での挙動を調べた実験もある。ただし、Vycor中にある固体⁴Heは弾性の変化が起こりにくいことから、回転による固体⁴Heの弾性への影響を調べる本論文の主題からは外れるため、こちらのVycor振り子の結果は付録Aに記している。

この章ではまず複数のねじれ振り子の実験結果を比較し、回転下で固体⁴Heの弾性変化の影響がどのように表れていたかをまとめる。floating core振り子の結果のみではなく対照実験と比較しながら考察を進めるため、Vycor振り子の結果についても適宜図中や文中に使用している。次に、ピエゾ素子による測定も含め、回転により固体⁴Heの弾性が受ける影響について考えられるシナリオを述べる。

8.1 ねじれ振り子の実験結果の比較

これまでの実験に関する章で示したねじれ振り子の結果を、いくつかの項目ごとにまとめて表8.1に整理した。なお、floating core振り子については、同位相のモードで低周波、高周波二つの測定を行ったが、他の振り子の測定を行った方法であるphase lock loop法で測った低周波のモードについて比べるものとする。また、比較実験として行ったバルク固体⁴Heがほとんど入っていないVycor振り子についても適宜記載している（Vycor振り子の結果のまとめは付録A参照）。

(1) 構造について

それぞれのねじれ振り子の構造およびそれらの振り子で調べることのできる固体⁴Heの様子は、次のように異なる。floating core振り子では、振動子は金属容器でできているがVycorは入っていない。振動子内部には、幅の狭い（0.5 mm）円環状の部分もあれば円柱状（φ 17 mm）の部分もあり、固体⁴Heが存在する空間は全てバルクな領域である。したがって、バルク固体⁴Heのみがねじれ振り子の共鳴に影響する。composite振り子では、金属容器中に円環状Vycorを封入している。作成方法の都合上、無視できない量のバルク領域があることが確認されている（図7.5参照）。したがって、Vycor中とバルク領域にある固体⁴Heがねじれ振り子の共鳴に影響する。Vycor振り子では、円環状Vycorにエポキシ材を直に塗り付けたものを振り子の振動子にすることによっ

表 8.1: 各ねじれ振り子実験毎の結果の比較

	(a)floating core	(b)composite	(c)Vycor
(1) 構造	Vycor を用いず狭い幅および円柱状領域にバルク固体 ^4He	円環状 Vycor 中以外にバルク部分にも固体 ^4He あり	ほぼ Vycor 中のみしか固体 ^4He がない
(2) 固体 ^4He が入った状態での共鳴周波数温度変化（無回転）	空セルの変化の 100 倍程度の大きな変化。振動速度増加によって変化量抑制	空セルの変化の 10 倍程度の大きな変化。振動速度増加によって変化量抑制	空セルとほぼ同程度の変化しかない。振動速度増加によって変化量抑制
(3) 固体 ^4He が入った状態でのエネルギー散逸あるいは Q 値の変化（無回転）	振動速度が増加するにつれて散逸のピーク的位置が低温にシフトし、大きさも減少	振動速度が変化しても温度依存性に大きな変化なし	振動速度が変化しても温度依存性に大きな変化なし
(4) 固体 ^4He が入った状態での共鳴周波数変化（回転）	回転速度が変わっても変化量変わらず	回転速度増加につれて変化量抑制	回転速度が変わっても変化量変わらず
(5) 固体 ^4He が入った状態でのエネルギー散逸、あるいは Q 値の変化（回転）	回転速度が増加しても散逸の様子に大きな変化なし	回転速度増加に伴う単調な変化は見られず	回転速度増加に伴う単調な変化は見られず
(6) 回転速度掃引で振動速度を変えた場合	振動速度が大きくなると、回転速度減速時の周波数の変化量が増える	振動速度がある程度大きくならない限りスパイク構造が残る	振動速度がある程度大きくならない限りスパイク構造が残る
(7) 回転速度掃引で温度を変えた場合	特定の温度でのみスパイク構造が見える	温度が上がるとスパイク構造が消える	温度が変わってもスパイク構造は残っている
(8) 回転下でのバックグラウンドの挙動	—————	固体 ^4He が入っている場合に見られたスパイク構造と対応する結果は見られず	固体 ^4He が入っている場合と類似したスパイク構造が見られた

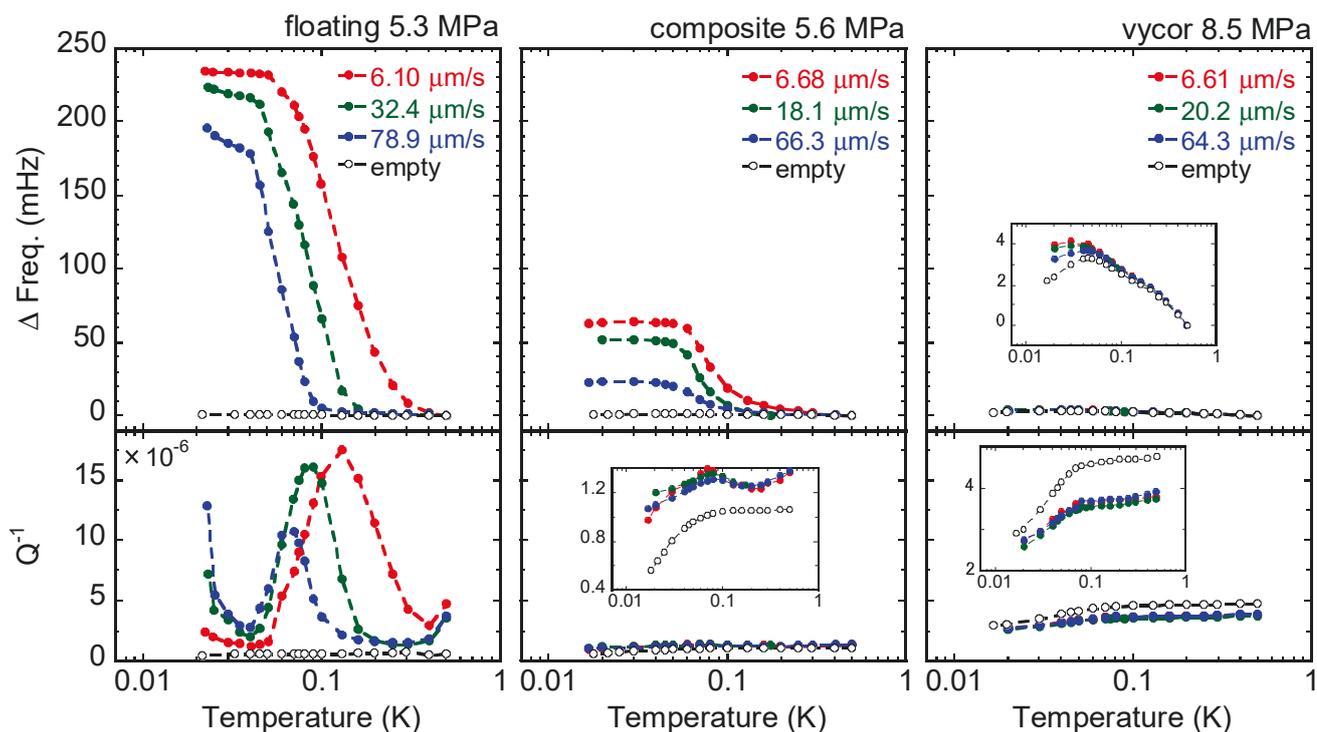


図 8.1: floating core、composite、Vycor 振り子で固体 ^4He が入った状態で無回転時の代表的な共鳴周波数及びエネルギー散逸の結果を比較した様子。縦軸のスケールは周波数、散逸それぞれで統一している。 $\Delta \text{Freq.}$ は、500 mK での周波数からの差分を表す。中途りの点で示した固体の結果は空セルの寄与を引いていない。挿入図があるものは拡大した結果を表している。

て、極力バルク領域を減らした構造としている。したがって、Vycor 中固体 ^4He のみがねじれ振り子の共鳴に影響する。

3つのねじれ振り子に共通することとしては、振り子の振動子中の全部あるいは一部に円環状の固体 ^4He が入っていることが挙げられる¹。

(2) 固体 ^4He が入った状態での無回転時共鳴周波数温度変化について

3つのねじれ振り子で固体 ^4He を入れた時の無回転時の共鳴周波数の温度変化測定をした結果を比較する。代表的な結果について比べた様子を図 8.1 に示した。縦軸の周波数、散逸のスケールは振り子に依らず統一している。ただし周波数は絶対値が大きく異なることから、500 mK での周波数からの差分として $\Delta \text{Freq.} = f(T) - f(500 \text{ mK})$ で表した。また、挿入図は拡大した様子を表している。

ねじれ振り子の周波数変化を比べる際に、周波数そのものの値の変化ではなく、空セルの状態から固体 ^4He を作成した時の周波数減少量（マスロード）で固体が入った状態での周波数温度変化量を割った規格化した量を用いる場合がある。²。しかし、floating core 振り子は固体 ^4He が入っ

¹ composite 振り子についてはバルク固体 ^4He がどのような形でどこに生成されてしまったか明らかではない。しかし、バルク領域ができる部分は円環状 Vycor 周りのエポキシ材が剥離した箇所である可能性が高く、Vycor そのものも円環状であるため固体 ^4He 全体としては円環状の形状をしているとみなせる

² 超流動固体の文脈で NCRIF 成分比 (NCRIF) とされる

たことで構造上周波数が増加しているため、他の二つの振り子と同様な基準で規格化された量を比べることができない。そこで全ての結果を周波数の変化として表した。

3つの振り子を比較して変化が大きい順番は floating core、composite、そして Vycor 振り子であり、この順番は振り子中固体 ^4He のうちバルク固体となっている量の多さの順番と同じになっている。バルクな固体 ^4He は弾性の温度変化が大きいことを踏まえると、これらのねじれ振り子の周波数変化は、固体 ^4He の弾性に強く影響を受けた結果だと言える。どの結果でも振動速度増加につれ、周波数変化量が減少し、周波数が上がり始める温度が低温側にシフトする傾向は共通している。その上で表れている周波数変化の大きさの違いは、固体 ^4He の弾性変化のねじれ振り子剛性への寄与の大きさを反映していると考えられる。

(3) 固体 ^4He が入った状態での無回転時エネルギー散逸あるいは Q 値の変化について

3つの振り子に固体 ^4He が入った場合の無回転時のエネルギー散逸についても図 8.1 に比較した様子を示した。これらの変化量も、周波数変化同様、中の固体 ^4He の弾性の変化が振り子剛性に寄与する度合いをそのまま反映していると考えられる。これは、「わざと」固体 ^4He の弾性変化を反映しやすい構造とした floating core 振り子で最も大きく（周波数変化と共に）散逸の変化が起こっていることからわかる。

(4) 固体 ^4He が入った状態での回転時共鳴周波数変化について

3つのねじれ振り子で固体 ^4He を入れた時の回転時の共鳴周波数の温度変化測定をした結果を比較する。代表的な結果について比べた様子を図 8.2(b) に示した。縦軸のスケールは周波数、散逸それぞれで統一している。また、挿入図は拡大した結果を表している。周波数は、図 8.2(a) の黒矢印部分で定義されるような、各回転速度で得られる 500 mK での周波数からの差分、 $\Delta\text{Freq.} = f(T) - f(500 \text{ mK})$ を無回転時の $\Delta\text{Freq.}$ から引いた量で表している ((a) は composite 振り子で 0、3 rad/s の結果を例示している)。そのため、同じ温度で異なる回転速度の結果を見た時にデータ点が離れているほど、回転による周波数への影響が大きく出ていることになる。floating core 振り子の場合、回転速度の増加につれて周波数変化量が単調に変わるとは限らないものの、100 mK 付近で周波数変化が大きく出ている。composite 振り子では、回転速度の増加につれて変化量が大きくなっている、すなわち周波数の温度変化量が回転速度の増加につれて単調に減少している。そして Vycor 振り子の結果では、他の振り子と比べると、全ての結果が密集しており、回転による周波数変化への影響がないと言える。図 8.2(b) の挿入図を見ても、composite 振り子の場合のように系統的な変化は無い。固体 ^4He の弾性変化が起きやすいほど、周波数の温度変化が大きいことは floating core、composite と Vycor 振り子を比較すればわかるが、周波数の温度変化が大きければ回転による周波数変化量の抑制も大きく見えるわけではないことが floating core と composite 振り子を比較するとわかる。

図 8.1 に依れば、振動速度が増加すると、全ての結果で周波数変化は単調に減少していた。したがって、回転速度が増加した時の周波数変化への影響は、振動速度が増加した時の影響と必ずしも一致しないことになる。

(5) 固体 ^4He が入った状態での回転時エネルギー散逸あるいは Q 値の変化について

それぞれの振り子に固体 ^4He が入った場合の回転時のエネルギー散逸についても図 8.2(b) に比較した様子を示した。floating core 振り子は、100 mK 付近でピークの高さが変化している様子が見えるが、回転速度の増加につれて単調に変化するわけではない。一方、composite、Vycor 振り子は floating core 振り子と比べると大きな変化は見えず、また回転により特に目立った変化が表

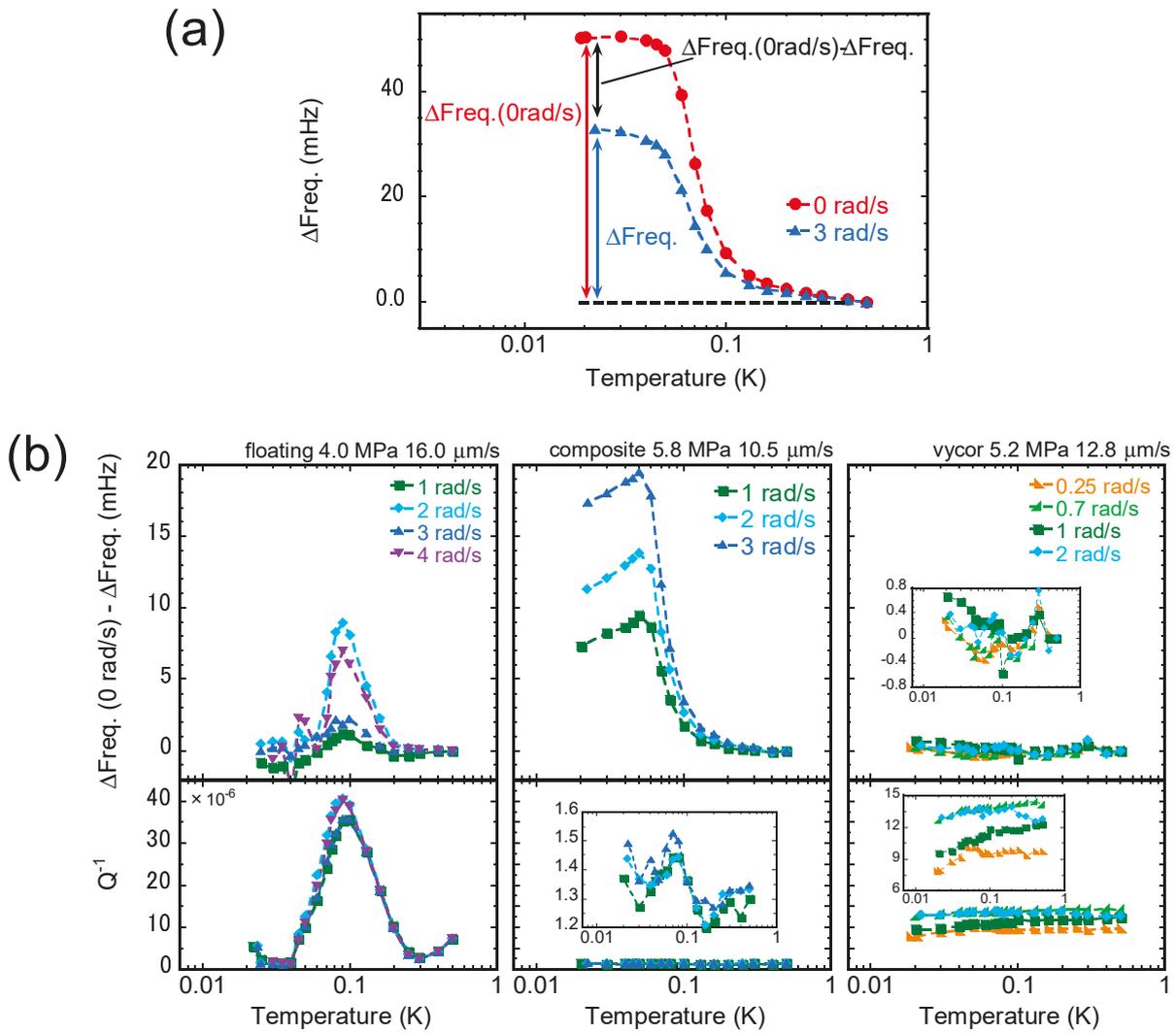


図 8.2: (a) $\Delta\text{Freq. (0 rad/s)} - \Delta\text{Freq.}$ の定義。(b)floating core、composite、Vycor 振り子で固体 ^4He が入った状態で回転時の代表的な共鳴周波数及びエネルギー散逸の結果を比較した様子。縦軸のスケールは周波数、散逸それぞれで統一している。周波数変化は、(a) で定義した、各回転速度で得られる、500 mK での周波数からの差分を表した $\Delta\text{Freq.}$ を、無回転時の結果から引いた量で表している。全ての結果は空セルの寄与を引いていない。挿入図があるものは拡大した結果を表している。

れていない。これらのことから、図 8.1 と比べると、振動速度の増加と回転速度の増加が振り子のエネルギー散逸に及ぼす影響の出方には違いがあることが分かる。

(6) 回転速度掃引で振動速度を変えた場合の結果について

3つのねじれ振り子に固体 ^4He をつめていくつかの振動速度で回転速度掃引を行った時の結果の比較を図 8.3 に示している。なお、温度調整の都合上、floating core 振り子は 30 mK、composite、Vycor 振り子は 20 mK に固定して測定をした³結果を載せている。また、縦軸は振動速度が一番遅い測定の 0 rad/s の時の結果が 0 mHz となり、その他の結果が重ならないように適当にシフトしスケールを各振り子ごとに統一している。

floating core 振り子の結果を他の振り子と比べると、(この温度では) 他の振り子で見えていたようなスパイク構造が見えていない。目立った構造が見られるのは振動速度が一番大きい $78.3 \mu\text{m/s}$ のみである。ただし、減速過程で始めに周波数が大きく下がり、その後はその下がった量よりも大きな変化が見えることなく、最終的に回転速度が 4 rad/s に戻っても周波数は元の値に戻っていないという特徴は共通している。この振る舞いは、floating core 振り子の章や後の図 8.4 に見られるように、最低温付近のみに見られる傾向である。そこで温度による違いを考えると、floating core 振り子は最低温付近で周波数の変化および振幅の変化の緩和時間が極端に長くなっていたことが最低温での挙動と関係している可能性がある。回転掃引実験は測定の都合上 4 rad/s で温度が最低温まで冷却されてすぐに減速過程に入るため、周波数の変化が十分に緩和していない状態で減速したことが図に表れた急な変化を示す可能性も考えられる。しかし減速時の急な変化が温度冷却後の周波数の緩和が十分でないことが理由である場合、図 6.22 で見られるように、 $4 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ rad/s と戻した時に周波数の値が減速を始める前の値に戻ろうとする傾向とは合致しないように思われる(もし回転時の大きな変化が緩和が不十分であることだけに依るのであれば、 $3 \rightarrow 4$ rad/s の時に元の値に戻ることはないと考えられる)。一方 composite 振り子は回転による変化の大きさが圧倒的に大きい。そして振動速度が増加すると composite 振り子は明らかに周波数変化が小さくなっている。 $5.19 \mu\text{m/s}$ ではっきり見えていたスパイク構造は $98.6 \mu\text{m/s}$ で明らかには見られない。そして、Vycor 振り子は振動速度増加で大きさの変化は見えているものの、composite 振り子よりずっと大きな振動速度でようやくスパイク構造が確認できなくなる。

(7) 回転速度掃引で温度を変えた場合の結果について

それぞれのねじれ振り子に固体 ^4He をつめていくつかの温度で回転速度掃引実験を行った時の結果の比較を図 8.4 に示している。縦軸は振動速度が一番遅い測定の 0 rad/s の時の結果が 0 mHz となり、その他の結果が重ならないように適当にシフトしスケールを各振り子ごとに統一している。各ねじれ振り子の図で振動速度は統一しており、図 8.3 での「明らかに周波数変化の大きさが小さくなって」しまうよりも小さい振動速度で測った結果である。

振動速度を変えた図 8.3 同様、同一スケールで比べた時に一番変化が大きいのは composite 振り子である。その composite 振り子は、温度が上昇すると全体の変化量も小さくなり、またスパイク構造も見えにくくなって最高温である 500 mK では確認できなくなっている。この結果と対照的に、floating core 振り子の場合は各温度毎に回転速度掃引に対する周波数変化の様子が異なっている。特に 100 mK の時の結果に注目すると、これは他の振り子の回転掃引の結果と同様なスパイク構造を持っている(100 mK の結果をより詳細に見た図は 6.21 参照。)。しかし、回転掃引

³それぞれのねじれ振り子の結果の章で示したように、これらの最低温に固定した時の温度は実際には測定中常に 20 あるいは 30 mK を保っていたわけではない。しかし、温度掃引時の周波数変化の結果を見る限り、温度のぶれによる周波数変化は考慮する必要はないとみなせる

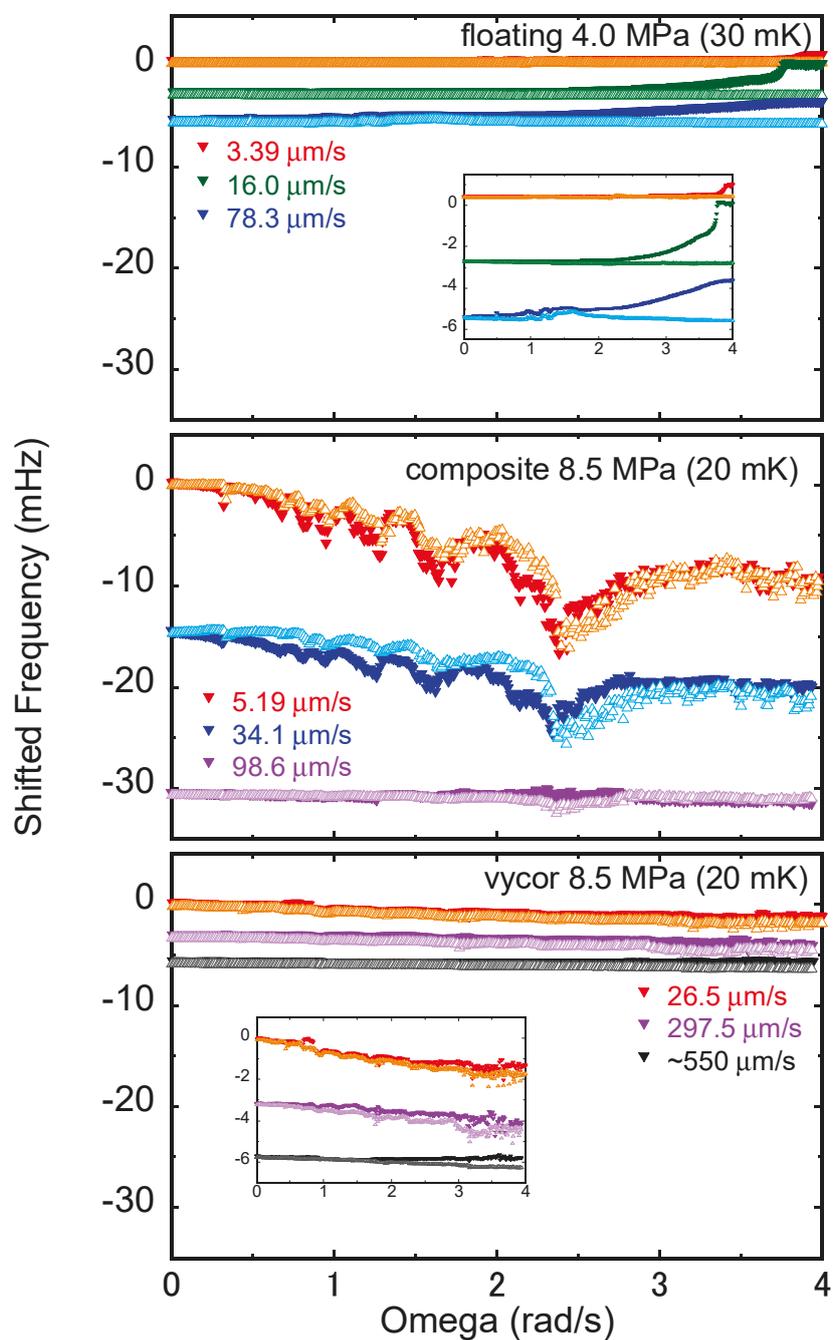


図 8.3: floating core、composite、Vycor 振り子で温度を固定し、回転速度掃引をいくつかの振動速度で測定した時の代表的な結果の比較。floating core 振り子は 30 mK、それ以外は 20 mK としている。縦軸は適当にシフトしている。挿入図は拡大した様子を表している。

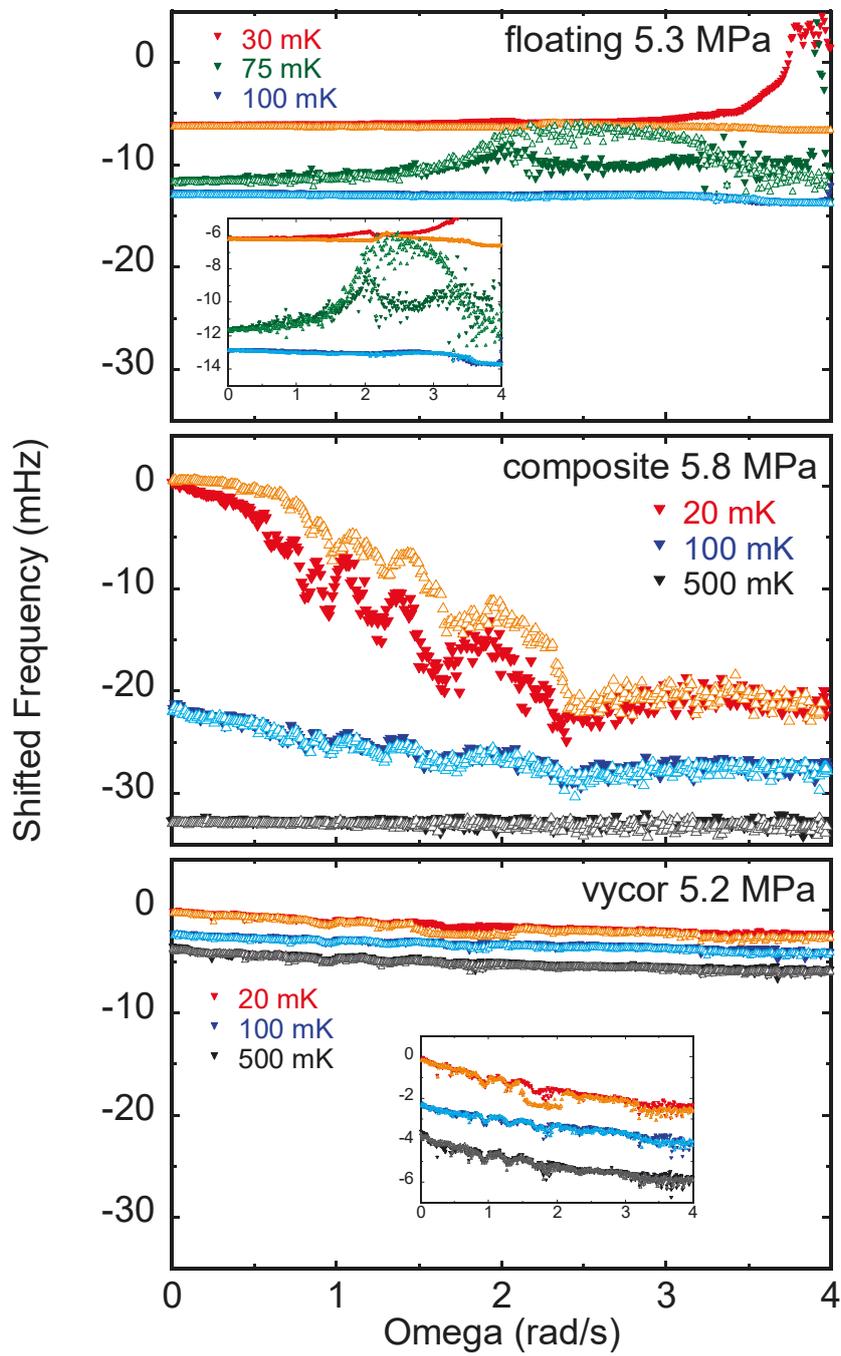


図 8.4: floating core、composite、Vycor 振り子で振動速度を固定し、回転速度掃引をいくつかの温度で測定した時の代表的な結果の比較。縦軸は適当にシフトしている。挿入図は拡大した様子を表す。

時の周波数変化の温度依存性の傾向としては、周波数変化のスパイク構造や大きさのみが変わる composite 振り子の場合とは異なっている。そして Vycor 振り子では温度が変わっても周波数変化の様子は変わらず、最低温と最高温の結果に違いは見られない。したがって、温度依存性の出方は3つのねじれ振り子でどれも異なる。

(8) 回転下でのバックグラウンドの挙動について

図 8.3 や図 8.4 に見られるそれぞれのねじれ振り子の共鳴周波数の回転掃引時の変化は、バックグラウンドの回転速度依存性を反映している可能性が考えられる。しかし、測定の都合上、floating core 振り子では回転掃引時のバックグラウンド測定は行えず、また他の振り子についても振動子に試料が入っていない状態では、試料が入っている状態に見られるスパイク構造と同様な変化は観測されなかった。そこで、ここでは3種のねじれ振り子の測定に共通する回転冷凍機による影響を、振り子に試料が入っている場合に対して考える。

回転速度掃引を3つのねじれ振り子で行った時に観測された周波数の変化のスパイク構造についてまとめた様子を図 8.5 に示す。図ではそれぞれの振り子での変化量が異なるため、0 rad/s で1、4 rad/s で0となるように $f(\Omega = 0 \text{ rad/s}) - f(\Omega = 4 \text{ rad/s})$ で周波数変化を規格化し、重なりを防ぐため各結果を適当にシフトしている。Vycor 振り子の結果は振動子に入れた試料が固体 ^4He の時だけでなく、液体 $^4\text{He}(1.0 \text{ MPa})$ の時の結果も載せ、いくつかの温度で測定した結果をまとめている。

図 8.5 より、周波数変化にスパイク構造が表れる回転速度は同一のねじれ振り子では一致しているものの、異なる振り子間では一致していないと言える。図にはガイドとして、回転速度依存性を持つ周波数変化が極小をとる回転速度で縦点線を引いている。

もし図 8.5 に見られるような周波数の変化が、回転によるノイズが機械的に入った結果観測される現象である場合には、振り子によってスパイクが見える位置が違うことは振り子の構造によってノイズの拾い方が異なることを反映していると考えられる。Vycor 振り子の結果では試料が固体、液体に関係なく見られているため、この振り子の結果で周波数変化に表れるスパイク構造そのものは固体 ^4He に起源をもたないように見える。他の振り子にも当てはまるとすると、各々の振り子自身が持つ特性として特定の回転速度でノイズを拾い、そのノイズが ^4He が入った時に大きな周波数変化として観測されることになる。剛性が低い振り子は擾乱の影響を受けやすいと考えられるため、固体 ^4He を含めた実験セル全体の剛性がこのスパイク構造の起源だとすると、高温になり固体 ^4He の弾性が相対的に小さくなることでスパイク構造が見えなくなるという結果(図 8.4)とは矛盾しない。しかしその場合は、弾性の変化が一番大きい floating core 振り子では温度が低くなるにつれてより大きく周波数が変化することでスパイク構造も顕著に見えると予想されるが、実際にはそうになっていない。composite 振り子の周波数変化の温度依存性を説明するには固体 ^4He の弾性変化の温度依存性を考えるが、これがより顕著に表れる floating core 振り子では温度毎に全く異なる周波数の回転速度依存性が表れている(図 8.4)。そのため、回転速度掃引時の周波数変化に固体 ^4He の弾性の影響がどのように、どの程度表れるかは全てねじれ振り子の構造に依存すると考えることもできるが、それは解析が困難である。また、振り子自体の剛性を考えれば、Vycor 振り子のみ固体 ^4He が入っている部分が金属ではないために構造的に剛性が低くなっており、他の振り子と比べて擾乱を受けやすくなっている可能性がある。つまり、回転掃引時の周波数変化としては見た目上類似したグラフを得ているものの、その原因はどれも同じになっているとは限らないと考えられる。

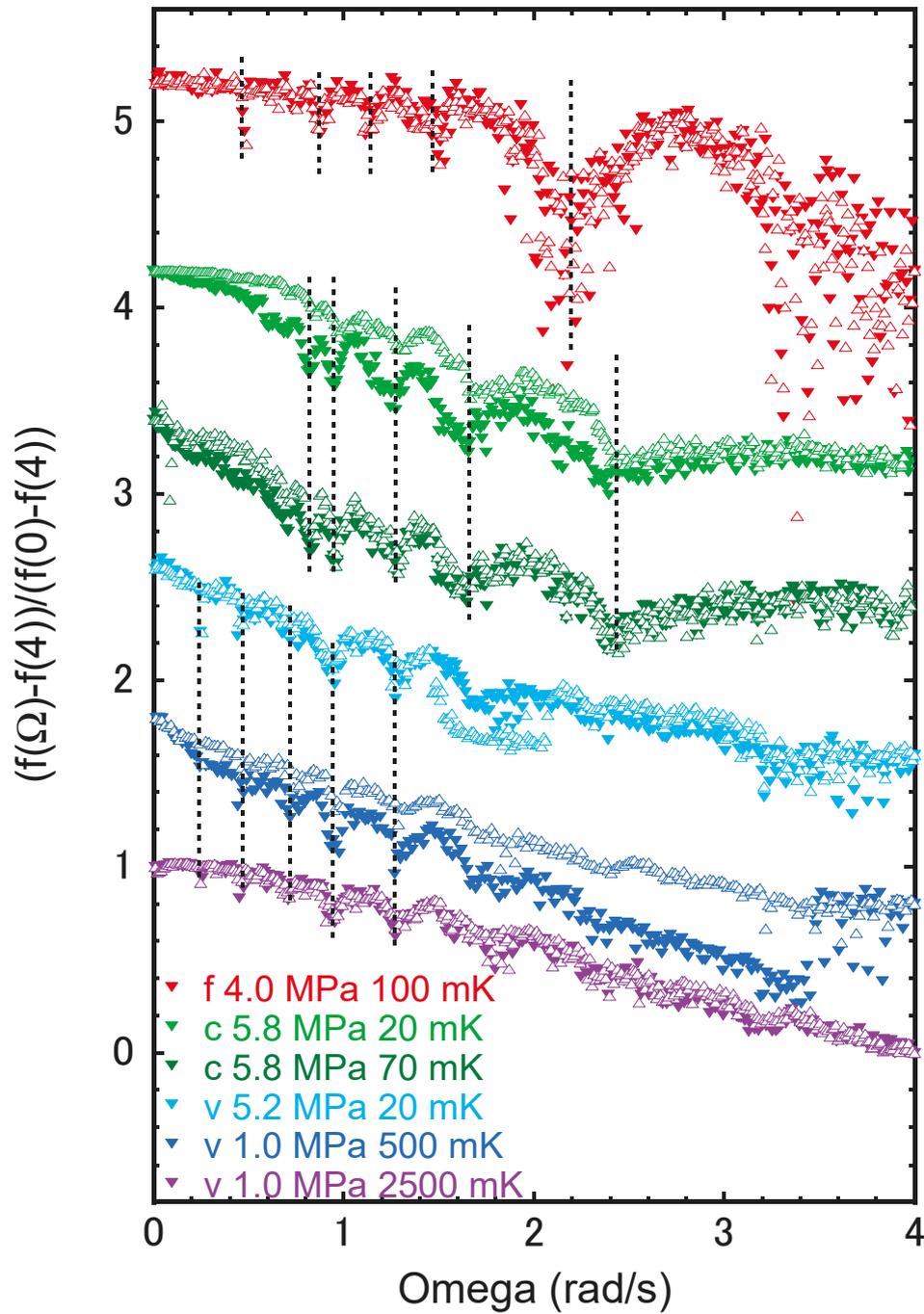


図 8.5: floating core、composite、Vycor 振り子に試料を入れた状態で回転速度掃引を行った時の結果。f は floating core、c は composite、v は Vycor 振り子の結果を表し、1.0 MPa は液体試料を入れた測定を表す。縦軸は回転速度が 0 rad/s で 1、4 rad/s で 0 となるように周波数 $f(\Omega = 0 \text{ rad/s}) - f(\Omega = 4 \text{ rad/s})$ で規格化し、各結果を適当にシフトしている。縦点線は周波数変化が極小をとる位置のガイドである。

したがって、回転速度掃引時の周波数変化への解釈については、いくつかの結果で見られるスパイク構造など特徴的な変化が回転時のノイズを拾ってこれが固体 ^4He の弾性と結びついて表れていると単純に結論付けることはできず、現時点で理解を深めるのは難しいと考えている。回転速度を掃引していることにより時々刻々と回転速度が変化する影響もあり解析が複雑であるため、以降では回転場としての複雑さが少ない一定回転下での周波数変化の様子について考察を進めることにする。

8.2 実験結果の解釈について

ピエゾ素子による直接測定の結果やねじれ振り子の測定結果に対する固体 ^4He の弾性の変化については基本的に転位のピンングモデルを基に解釈を試みる。転位モデルについての導入は既に4.2で述べている通りであり、以下の説明では導出は省いて適宜このモデルに関係する式を引用することとする。

8.2.1 遠心力による転位の長さの伸び

転位のピンングモデルにおいて、転位の長さ L は重要なパラメタの一つである。なぜなら、 L は転位をピン止めする ^3He にかかる力の大きさに関わり、その値が臨界力 f_c より大きければピン止めが外れ、結果固体 ^4He が柔らかくなる、つまり弾性が小さくなるからである。この転位の長さが遠心力によって変わる可能性を、応力 σ がかった場合の転位の運動方程式から考える。

ネットワークを組んでいる転位網のノードは、転位を強くピン止めする。ノード間の長さを L_N 、長さ方向を y 軸として、ある時間 t での変位量を $\xi(t, y)$ とする。この時、転位の運動方程式は

$$A \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + B \frac{\partial \xi}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = b\sigma \quad (8.1)$$

で表される。ここで、 A は単位長さ当たりの有効質量で $A = \pi\rho b^2$ 、 B は単位長さ当たりの減衰力、そして C は単位長さ当たりの有効張力で、せん断率 μ とポアソン比 ν を用いて $C = (2\mu b^2)/(\pi(1-\nu))$ と書ける。一定回転での遠心力による転位の張り出しを考える場合、かかる力は定常的であるため、(8.1) 式について時間依存の項を落とすことができ、

$$-C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = b\sigma \quad (8.2)$$

となる。ノードでの変位がゼロ、つまり $\xi(0) = \xi(L) = 0$ という境界条件の下 (8.2) を解くと、

$$\xi(y) = -\frac{b\sigma}{2C}y^2 + \frac{b\sigma}{2C}Ly \quad (8.3)$$

を得る。(8.3) 式は、ノードから距離 y の位置での転位の張り出し変位を与える式である。

ここで、遠心力による力がなく長さが L_N の状態と比べ、遠心力が加わって転位が張り出した時の長さ L_{Ncent} はどの程度変わるかを計算する。張り出した転位に沿った長さ L_{Ncent} は、

$$L_{Ncent} = \int_0^L \sqrt{1 + \left(\frac{d\xi}{dy}\right)^2} dy \quad (8.4)$$

$$= \int_0^L \sqrt{1 + \Lambda^2(4y^2 - 4Ly + L^2)} dy \quad (8.5)$$

となる。ただし $\Lambda = b\sigma/(2C)$ である。固体 ^4He のバーガスベクトル b は $b = 0.37 \text{ nm}$ であることから、 μ を $\mu \approx 1 \times 10^7 \text{ Pa}$ とすると、 $C \approx 1.2 \times 10^{-12}$ となる。遠心力による応力の大きさは 0.01 Pa のオーダーであるとする、 $\Lambda \approx 1.5$ となる。(8.5) 式に Λ を代入し、数値計算を行うために転位の典型的な長さとして $L_N = 10 \text{ } \mu\text{m/s}$ を代入すると、 $L_{Ncent} \approx 0.000010000000000004 \text{ m/s}$ となる。つまり、元の長さを 10^{-10} 程度しか引き伸ばさない。

また、(8.1) 式から、一定の応力がかかっている時の転位の振動振幅の平均値 $\bar{\xi}$ を求めることができる。簡単のため基本振動のモード $\xi = \xi_0 \sin(\pi y/L_N)e^{i\omega t}$ で転位が変位すると考えると、その共鳴角周波数は $\omega_0 = (\pi/L_N)\sqrt{C/A}$ となる。応力を $\sigma_{el} = \sigma_0 e^{i\omega t}$ として (8.1) に代入し、 y についての積分を行うと $\bar{\xi}$ が得られる。結果、運動方程式は

$$-A\omega^2\bar{\xi} + i\omega B\bar{\xi} + A\omega_0^2\bar{\xi} = b\sigma_{el} \quad (8.6)$$

となる。 ω_0 は MHz 以上となりことから、ねじれ振り子や弾性率測定の実験では無視できる。また熱フォノン散乱によって生じる減衰定数は $B \propto T^3$ であり、実験範囲である 1 K 以下の温度ではこの寄与も無視できる。したがって、(8.6) 式の第一、二項が落ちて、結局

$$\bar{\xi} = \frac{b\sigma_{el}}{A\omega_0^2} = \frac{L_N^2 b\sigma_{el}}{\pi^2 C} \quad (8.7)$$

$$= \frac{L_N^2 b\sigma_{el}}{\pi^2 \frac{2\mu_{el}b^2}{\pi(1-\nu)}} = \frac{(1-\nu)L_N^2 \sigma_{el}}{2\pi b \mu_{el}} \quad (8.8)$$

$$= \frac{(1-\nu)L_N^2}{2\pi b} \epsilon_{el} \quad (8.9)$$

となる。この (8.9) 式で例えば臨界ひずみ $\epsilon_{el} = 10^{-8}$ を代入すると、 $L_N = 10 \text{ } \mu\text{m/s}$ だとして $\bar{\xi} \approx 3 \times 10^{-4} \text{ } \mu\text{m}$ となる。つまり、ネットワークの長さに対して 5 桁程度小さい変位しかしないことになる。

8.2.2 ^3He の移動を拡散現象としてとらえた場合

転位のピンギングモデルでは転位と ^3He が出会う必要があるが、その際の ^3He の動きやすさの変化を考える。例えば、 ^3He が固体 ^4He 中を動く過程を拡散過程と見なして考えると、この拡散係数が回転によって減少することで転位に出会いにくくなると考えられる。この可能性は Pushkarov [104] によって指摘されている。参考文献 [104] によると、回転中の拡散係数について次のように書ける。

$$D_{xx} = D_{yy} = \frac{as}{4\beta} \frac{\kappa^2 t^9}{\kappa^2 t^{16} + \omega^2} \quad (8.10)$$

$$D_{xy} = -D_{yx} = \frac{as}{4\beta} \frac{\kappa\omega t}{\kappa^2 t^{16} + \omega^2} \quad (8.11)$$

$$D_{zz} = \frac{as}{4\beta} t^{-7} \quad (8.12)$$

ただし、上式において $\kappa = \beta\hbar/(ma^2)$ 、 $t = T/\theta_p$ 、 $\theta_p = \hbar s/(2a)$ であり、 $\beta \approx 0.14$ [105]、 m はヘリウムの質量、 a は固体 ^4He の格子定数、 s は音速を表す。これらの式の導出は欠陥子 (defecton)

に対する考察を基にしており、固体 ^4He にとっての ^3He は不純物 (impuriton) であるため、そのまま適用できるか否かは不明である。

仮に今回の実験条件を (8.10)~(8.12) 式に当てはめて考える。(8.10) は動径軸方向の拡散が回転速度 ω の増加によって変わることを表す。その指標として臨界速度 $\omega_c = \kappa t^8$ を定義すると、 $\omega = 0$ のとき $D \propto T^{-7}$ であるが、 $\omega \gg \kappa t^8$ のとき $D \propto T^9$ になる。 ω_c は $t^8 \propto T^8$ に依存するので、温度変化で大きく変わる。 $a = 3.55 \times 10^{-10}$ m、 $s = 500$ m/s、 $\beta = 0.14$ m、 $m = 6.67 \times 10^{-24}$ kg、 $T = 0.5$ K とすると、 $\omega_c = 0.098$ s $^{-1}$ であるが、 $T = 0.1$ K のとき $D_{xx} = 2.5 \times 10^{-7}$ となる。また、(8.10) 式から、 $T = 0.1$ K のとき $\omega = 0$ rad/s で $D_{xx} = 4.1 \times 10^5$ m/s となるのに対し、 $\omega = 4$ rad/s の時には 1.63×10^{-9} m/s となる。これらの変化の大きさから、定量的にモデルを適用し、このモデルが実験結果を説明するか否かを考えるのは難しい。

8.2.3 ^3He と転位の衝突確率に与える影響

前節の ^3He の運動を拡散現象として捉える方法ではなく、別のアプローチで転位のピンニングモデルにおける転位と ^3He の関係への回転効果を考える。特に、回転をすることで表れるコリオリ力が弾性へ影響を与えると考えた時のシナリオを考察していく。

まずは、観測された回転の効果には、不純物である ^3He が転位へ付着する確率 G が関わり、コリオリ力によってその大きさが変化する可能性を考える。以下、再び 4.2.1 節でも取り扱った転位のピンニングモデルを適宜引用する [68]⁴。

^3He が転位へ付着する確率 G を改めて考える。この G というパラメータはピンニングモデルで表れることを改めて確認する。このモデルでは固体 ^4He のせん断率 μ は次のように表される。

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{\mu_{\text{el}}}{1 + \frac{(1-\nu)\Lambda}{2\pi} L^2} \\ &= \mu_{\text{el}} \kappa^{-1} \left(\kappa \equiv 1 + \frac{(1-\nu)\Lambda}{2\pi} L^2 \right) \end{aligned} \quad (8.13)$$

ここで、 μ_{el} は ^3He によるピンニング効果がないときのせん断率であり、 ν はポアソン比、 Λ は転位密度そして L はピン止め点間の転位の平均の長さを表している。まずは、転位の長さは全て平均的な長さになっているとして話を進める⁵。

(8.13) 式は L が増加するとせん断率が減少することを表している。その L は次の式で与えられる。

$$L = \frac{L_N L_{iA}}{L_N + L_{iA}} \quad (8.14)$$

ここで、 L_{NA} と L_{iA} はそれぞれ転位のネットワークノード L_N 間の、および ^3He によるピン止め間の、平均の長さを表している。転位のノードは強く固定されているため、固体 ^4He 試料が生成された段階で L_N は決定される。対して、 L_i は L_N を転位 n_i 上にピン止めしている ^3He の数で割った値として決定される。そのため、 L_{iA} はピン止めの過程を考えることで見積もることができる。

⁴以降、各式の導出については 4.2.1 節に記載しているので割愛

⁵実際には転位の長さには分布があり、それは後に扱う

転位に近づいた ${}^3\text{He}$ は、次の式で表されるピンニングレート R_1 で転位をピンする。

$$R_1 = x_3 L_N G \quad (8.15)$$

つまり、衝突確率 G はこの R_1 に関係する。ここで、 x_3 は ${}^3\text{He}$ の濃度である。ピンしている ${}^3\text{He}$ はピンを外す確率 R_2 で転位から離れる。 R_2 は転位に対する ${}^3\text{He}$ の束縛エネルギーによる熱励起のエネルギー E_A を考慮した Arrhenius 型の確率方程式を仮定することで得られる。

$$R_2 = \frac{n_i}{\tau_0} e^{-E_A/T} \quad (8.16)$$

ここで τ_0 は緩和時間である。転位への ${}^3\text{He}$ 付着の平衡数 n_{i0} は R_1 と R_2 のバランスで決まり、

$$n_{i0} = x_3 L_{NA} G \tau_0 e^{E_A/T} \quad (8.17)$$

となる。したがって、 L_{iA} は次のようになる。

$$L_{iA} = \frac{L_{NA}}{n_{i0}} = \frac{\exp(-E_A/T)}{x_3 G \tau_0} \quad (8.18)$$

(8.13)、(8.14)、そして (8.18) により、 μ と μ_{el} の比例関係をとると κ はピンニングする確率 G に依ることがわかる。

$$\kappa = 1 + \frac{(1-\nu)\Lambda}{2\pi} \left(\frac{L_{NA} L_{iA}}{L_{NA} + L_{iA}} \right)^2 \quad (8.19)$$

$$= 1 + \frac{(1-\nu)\Lambda}{2\pi} \left(\frac{L_{NA} \frac{\exp(-E_A/T)}{x_3 G \tau_0}}{L_{NA} + \frac{\exp(-E_A/T)}{x_3 G \tau_0}} \right)^2 \quad (8.20)$$

温度の変化による μ の大きさの変化を

$$\delta_\mu = \frac{\mu_{ave}(0.02\text{K}) - \mu_{ave}(0.3\text{K})}{\mu_{ave}(0.3\text{K})} \quad (8.21)$$

という δ_μ で評価すると (8.21) 式と (8.13) 式を用いて、

$$\delta_\mu = \frac{\frac{\mu_{el}}{\kappa(0.02\text{ K})} - \frac{\mu_{el}}{\kappa(0.3\text{ K})}}{\frac{\mu_{el}}{\kappa(0.3\text{ K})}} \quad (8.22)$$

$$= \frac{\kappa(0.3\text{ K})}{\kappa(0.02\text{ K})} - 1 \quad (8.23)$$

となる。実際にこの δ_μ をピエゾ素子による弾性測定の結果に当てはめてみる。Iwasa [68] にしたがって $\Lambda = 1.32 \times 10^{10} \text{ m}^{-2}$, $G = 1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$, $\tau_0 = 10 \times 10^{-3} \text{ s}$ そして $E_A = 0.2 \text{ K}$ を (8.18)、(8.19)、(8.23) 式に代入すると、 $L_{NA} \approx 1.36 \times 10^{-5} \text{ m}$ の時に 3.6 MPa の時の試料が 4 rad/s で回転による抑制を受けていない場合には $\delta_\mu = 23.18\%$ となる。試料作成時点で $L_{NA} (= 1.36 \times 10^{-5} \text{ m})$ は変化しないとして回転により δ_μ が変化することを考えると、(8.18)、(8.19)、(8.23) 式により、 $\Omega = 4 \text{ rad/s}$ で $\delta = 19.76\%$ に抑制されるには、 G が $G \approx 1.25 \times 10^9 \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$ となる必要がある。これは、無回転時の G の値よりも 10^{-3} 倍小さい値である。

以下では、 G が回転により小さくなる理由について、運動している ^3He に作用する力としてコリオリ力の効果を考えてみる。運動方程式をコリオリ力の寄与で考えると、

$$m^* \mathbf{a} = -2m^* \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} \quad (8.24)$$

となり、 ^3He の動きはらせん状となる。つまり、 z が回転軸に平行な円筒座標系 (r, θ, z) を考えると、 ^3He は $r - \theta$ 平面で環を描く。環の半径 R_c は $r - \theta$ 平面への群速度 v_g の投影を $\langle v_g \rangle_r$ とすると、 $\langle v_g \rangle_r / 2\Omega$ となる。hcp の ^4He 固体中の群速度は ^3He と ^4He の交換エネルギーを J_{34} とすると、hcp の基底面の格子定数 a を用いて $\langle v_g^2 \rangle = 18J_{34}^2 a^2 / \hbar^2$ となる [106]。回転効果を評価するために必要な J_{34} と a は、それぞれ NMR の実験 [107, 108] および X 線の実験 [109] を参考にした。すると、不純物 ^3He の運動の環の半径 R_c は、3.6、5.4 MPa の固体 ^4He でそれぞれ 10、1 μm となる。もしこの R_c が転位のセグメントの長さ L_N よりもずっと小さかった場合、 ^3He が転位にぶつかる確率 G は低くなると考えられる。

この解釈に対して、さらに二つの実験条件を考慮に入れる。

- (1) せん断率 μ の抑制は、与えたせん断ひずみが臨界ひずみを超えた場合にのみ観測された
- (2) どんな結晶でも、実際には転位のセグメント長 L_N や不純物によるピンングの間の長さ L_i には広い分布がある

これらを踏まえ、回転の効果を Iwasa [68]、Fefferman [65]、Kang [110] のモデルを拡張して考察を進める。

応力 σ が結晶に加わると、転位は力 f を感じ、この f が ^3He を転位から外すときの臨界値は b をバーガースベクトルとして $f_c = b\sigma L_c / 2$ で与えられる。ここで、 L_c はピンがされるかされないかの臨界セグメント長である。式を変形して、

$$L_c = 2f_c / b\sigma \quad (8.25)$$

を得る。簡単のために L_c は固体 ^4He 中で一定だとし、Fefferman らにより得られた $f_c = 1 \times 10^{-4}$ N [65] および $b = a$ として L_c を求め、これを実験で得られた $\mu = I/fV(20\text{mK})$ とプロットした結果が図 8.6 である。

固体試料が作成されると、 L_N の分布は固定される。 L_N は対数正規分布をしていると仮定し [110, 111]、Kang らの考察にしたがって L_N の分布は次のように与えられる。

$$N(L_N) dL_N = Z \exp \left[-\frac{(\ln L_N - \ln \bar{L}_N)^2}{s^2} \right] dL_N \quad (8.26)$$

ここで、 s は分布の幅であり、 $Z = \frac{\Lambda}{\sqrt{\pi} s L_{NA}^2} \exp(\frac{s^2}{2})$ 、 $\bar{L}_N = L_{NA} \exp(-\frac{3s^2}{4})$ である。一方、 $N(L_i)$ に対しては指数関数的な分布が考えられ、

$$N(L_i) dL_i = \frac{\Lambda_d}{L_{iA}^2} \exp \left(-\frac{L_i}{L_{iA}} \right) dL_i \quad (8.27)$$

となる。これらの式から、50、100、300 mK での $N(L_N)$ や $N(L_i)$ を計算した結果を図 8.6 に示している。なお、計算には、(8.18) 式および励起エネルギー E_A ⁶ として 0.3 K を使用している。ま

⁶値については 0.2 から 0.7 K まで様々な値が提唱されているが、今回の計算についてはどの値でも結果は変わらない

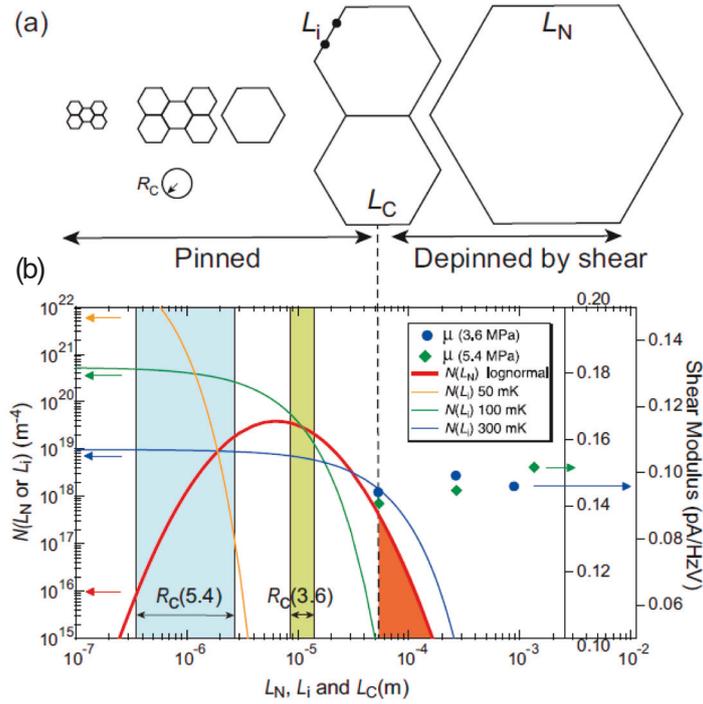


図 8.6: (a) L_N の分布。 L_i や R_c も示している。(b) 転位長 L_N や L_i の数密度 $N(L_N)$ や $N(L_i)$ の値について 50、100、300 mK の時に、 L_N や L_i の関数として表した。これらは (8.26) や 8.27 から導かれる。測定されたせん断率 μ は L_c の関数として (8.25) 式により計算して表している。 $\epsilon = 3.96 \times 10^{-8}$ のときの $L_c = 5 \times 10^{-5}$ m での μ を点線で表している。

た、 $N(L_{N(\text{ori})})dL_{N(\text{ori})}$ は $L_{N(\text{ori})}$ と $L_{N(\text{ori})} + dL_{N(\text{ori})}$ の間の長さを持った転位の数を表しており、 $\int_0^\infty L_{N(\text{ori})}N(L_{N(\text{ori})})dL_{N(\text{ori})}$ が単位体積当たりの転位密度 Λ であること、および L_{NA} は平均として 1.36×10^{-5} m であることを利用した。

上記の式や図 8.6 を実験結果に当てはめて考える。まず、せん断力も回転も加わっていない状態を考えると、この場合 ^3He のピンニングはただ温度によってのみ影響される。図 8.6 によると、温度が低くなると $N(L_i)$ は L_i が小さくなる方にシフトするが、 $N(L_N)$ は変化しない。これは短い転位セグメントがより低い T で ^3He にピン止めされることを示している。つまり、固体 ^4He の弾性が低温で上がることを表している。

次に、いくつかのせん断ひずみが与えられた場合を考える。図 8.6 で赤い線として表示されている $N(L_N)$ は 7×10^{-6} m でピークを持ち、 L_N が増えると対数的に減少する。印加するせん断力が小さく L_c が大きい (例えば $L_c > 1 \times 10^{-4}$ m) 時には、このせん断力によりピンが外れる転位は少ない。これは、 $\epsilon \ll 7.91 \times 10^{-9}$ であるせん断ひずみでは μ が抑制されないという結果に対応する。また、図 8.6 では $L_c \geq 3 \times 10^{-4}$ m での I/fV の 4 つのデータ点に対応している。

実験中一番大きいせん断ひずみであった $\epsilon = 3.96 \times 10^{-8}$ の時には、 L_c は 5×10^{-5} であり、図 8.6 では点線で (a) と (b) を横断している部分に対応する。この場合、 $L_N > L_c$ という長さを持つ転位 (図ではオレンジの領域に対応) は与えられたせん断力により全て ^3He のピンが外れている。長い領域にわたってピンが外れているためせん断率が大きくなれず、実験で得られた結果と対応

している。

次に、回転の効果を考える。図 8.6 に $\Omega=4$ rad/s での環状の運動半径 R_c を表しており、誤差は色つきの領域で 3.6、5.4 MPa の固体に対しそれぞれ緑と青の色で表している。 R_c は $\epsilon = 3.96 \times 10^8$ のときに L_c の 1/5 (3.6 MPa) および 1/50 (5.4 MPa) 程度になっている。 $L_X \leq L_c$ の長さの転位に対して ^3He がピン止めする確率はらせん上の運動により抑制されると考えられる。そのため、転位のセグメント長に分布があっても回転によりせん断率は抑制されることになる。

上記の説明において、ある温度 T でのピンニングの確率 G の抑制に対する重要な条件として、この T における R_c の大きさが、主にせん断率に寄与する転位長よりもずっと小さいということが挙げられる。ある固体試料に対して $N(L_N)$ が決まると、 R_c と L_N の大きさの関係も決定される。もし $R_c \ll L_N$ がほとんどの転位セグメントに対して成り立つ場合、 μ の抑制は印加したせん断応力に依らず起こると思われる。にもかかわらず、なぜ回転の効果が $\epsilon \geq \epsilon_c$ でのみ見られるのかという疑問が残る。だが、この問題については実際は μ の抑制はより小さいせん断ひずみ $\epsilon < 10^{-8}$ でも起こっているのだと考えている。5.4 MPa の μ の測定結果では、 $\Omega = 4$ rad/s での μ は 0.1 K から 0.2 K の間の静止状態の μ よりもわずかに小さい。せん断率測定の実験的な分解能に近いほどの違いしかないため、これが本当に回転の効果に依るかどうかはわからないものの、同じ温度域での似たような回転の効果は固体 ^4He の弾性変化に敏感な floating core のねじれ振り子の実験にも表れている。

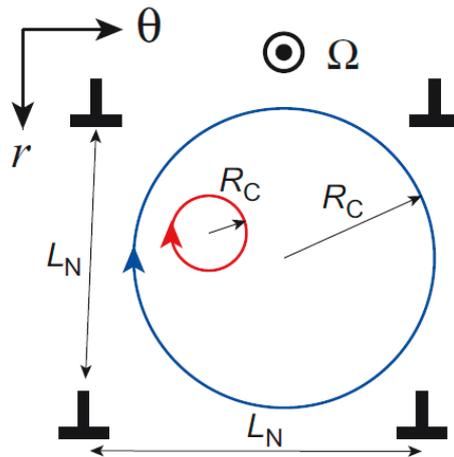


図 8.7: 回転軸 $z \parallel \Omega$ の方向から見た転位のネットワークと不純物の環状の運動の様子。 z に平行な刃状転位はせん断力が θ 方向に印加された時に μ に寄与する。簡単のため、四つの転位線を距離 L_N 離れて示している。 $R_c \ll L_N$ のとき、不純物 ^3He は転位に遭遇せず、弾性の変化に影響しない。 $R_c \approx L_N$ といった回転をしている不純物は z 方向の転位につかまるので、固体 ^4He のモル体積が増加すると回転の効果は消えてしまう。

今度はせん断率に寄与する転位セグメントの方向異方性を考慮する。図 8.7 は PZT の対の上から、つまり $z \parallel \Omega$ の回転軸の方向から転位のネットワークと不純物の環状の運動の様子を表したものとなっている。 z と平衡に刃状転位が存在し、 θ 方向にせん断力が印加された時に μ の変化に大きく寄与する。簡単のため、4つの転位が距離 L_N だけ離れて存在しているとする。つまり、これらの転位は r や θ 方向にある他の転位によってそれぞれ結ばれている状態となっている。 $R_c \ll L_N$

のとき、不純物 ^3He は転位と出会わない。一方で、 L_N と近い R_c の回転半径を持つ転位は、最終的に z 方向の転位に拘束される。そのため回転効果は、固体 ^4He のモル体積が増える、あるいは圧力が減少すると小さくなり、融解圧では R_c が大抵の転位線が分布する長さである 1×10^{-4} を超えるため、消えてしまうと考えられる。

上記の考察は回転下での弾性率の直接測定を行った結果を説明する際に考えていたシナリオである。しかし一方でこの考えはいくつかの理由により現実にはそぐわない可能性が高いと考えている。その理由としてまず、上記の効果の大きさの小ささが挙げられる。コリオリ力が転位から十分離れている ^3He に働いていたとして、他の重力や遠心力の大きさを超えられず、したがって ^3He 不純物のらせん状の運動の影響は ^3He と転位のピン止めのプロセスに与える回転効果としては無視できるほどの大きさとなると考えられる。また、 ^3He の実際の運動の様子を反映できていない点も挙げられる。上記の例では、固体 ^4He 中で ^3He が impuriton、不純物⁷として運動していることを前提にした。しかし実際は転位の核の周りで ^3He は不純物⁷として運動しているわけではなく、ランダムウォークをしていると考えられるため、不純物⁷描像を前提にしたらせん状運動は現実的ではないことになる。

この転位の核周りでの ^3He の運動については次のように説明されると考えられる。外部ポテンシャル $U(r)$ の下で、 ^3He 不純物の状態は不純物エネルギーバンド幅 Δ と不純物があるサイトから隣のサイトまで移る際のポテンシャルの変化 $a|\nabla U(r)|$ の大小で決まる（ただし a は格子定数）。上記シナリオの不純物⁷の描像は $\Delta > a|\nabla U(r)|_{r=r_0}$ を満たすときに r_0 で有効となる。一方で、もし $\Delta < a|\nabla U(r)|_{r=r_0}$ 、つまり外部の力が大きいあるいはバンド幅が小さいときには、不純物⁷描像は正しくない。このときには ^3He はサイトからサイトへランダムウォークする。そして実際の ^3He 原子は転位の核へ弾性的な相互作用で近づくため、転位セグメント付近では不純物⁷描像が成り立たなくなる。

例えば、直線状の刃状転位が z 方向に伸びているとする。 ^3He と転位の弾性相互作用は ^3He 原子と固体 ^4He の体積の違いによって生まれ、次の式で与えられる。

$$W(x, y) = \frac{4}{3} \left(\frac{1 + \nu}{1 - \nu} \right) \frac{\mu b \epsilon r_4^3 y}{x^2 + y^2 + r_0'^2} \quad (8.28)$$

ここで ν はポアソン比 (~ 0.33)、 μ はせん断率 (~ 15 MPa)、 b はバーガースベクトルを表す。 ϵ は、 ^4He と ^3He の原子の半径をそれぞれ r_4 、 r_3 と表した時に $\epsilon = (r_3 - r_4)/r_4$ で表される。また、 $r_0' \sim 2b/3$ は転位の核でフックの法則が破れることの補正項となっている。Iwasa と Suzuki は刃状転位の核におけるポテンシャルの深さを見積もっており、0.6 K としている [112]。これは ^3He のピンニングエネルギー 0.7 K と近いので、(8.28) 式は固体 ^4He に当てはめられると考えられる。

この相互作用についての等ポテンシャル面を表したのが図 8.8 である。 ^3He は下半面の領域で転位に引き寄せられ、上半面では相互作用は斥力として働く。等ポテンシャル線は円であり、原点（転位核）で接している。 $x = 0$ とすると、円の $\Delta = a|\nabla U(x = 0, y)|_{y=y_0}$ となる「臨界直径」 y_c を見積もることができる。実験で試した $P=4.0$ MPa と 5.4 MPa の場合、 y_c はそれぞれ 3×10^{-7} と 1×10^{-6} となる。これらの値は転位の平均長さとは比べて 1/10 程度短い値になっている。

不純物⁷の描像は y_c の「臨界円」の外で有効になる（図 8.8 では薄い水色の円で示している）。図 8.8(b) に見えるように、 ^3He は格子が最もひろがったサイトにトラップされる。このとき、サイ

⁷ここで不純物⁷とは、固体 ^4He の格子による周期ポテンシャルの中を ^3He が移動するブロッホ波の状態を表す

トは $a|\nabla U(x, y)|$ が Δ を超える円の中にあるため ^3He は不純物子としてではなくランダムウォークする粒子としてこのサイトに近づく。このランダムウォークは、フォノンや転位の運動によりポテンシャルエネルギーが揺らぐことで引き起こされる。また、臨界円の外からやってきた不純物子は円を境にランダムウォーク粒子に変わることができ、サイトに到達できる。しかし転位のすべり面上を移動してくる不純物子 ^3He はポテンシャルの勾配がないためにそのまますべり面を移動し、転位にトラップされることなく転位核の領域を素通りする。そして、斥力領域にある ^3He は臨界円で跳ね返されることになる。したがって、不純物子の状態で転位核に到達する不純物はないことになる。

この考えは、刃状転位や混合転位については ^3He が転位の核でトラップされるとして有効であると考えられるが、核の部分で ^3He をとらえるための体積の拡張のないらせん転位でも有効かは定かではない。ただ、らせん転位の核が一次元的な超流動ネットワークを形成して核にトラップされた ^3He が超流動を阻害していると考えられる実験結果も出ている [75, 113, 114]。

8.2.4 運動する ^3He へのコリオリ力の影響

固体 ^4He の弾性が回転により生じたコリオリ力の効果で変化する可能性について、 ^3He と転位の衝突確率を基にした考えでは ^3He の運動状態が現実と異なることから、別のシナリオによる説明を試みる。そのために、上記のようにランダムウォークする ^3He がコリオリ力によって影響を受け、これが固体 ^4He の弾性に与える影響を考える。

図 8.9 のように、刃状転位が z 方向に存在し、 $z = \pm L_N/2$ で両端をノードで止められている場面を考える。このとき x 方向へのせん断力により転位は弦のように振動する。簡単のため、 $x = y = z = 0$ 付近の格子点に ^3He が静止していて転位をピン止めしているとする⁸。転位をピンングしている ^3He 原子にかかる力 f を考えると、これは 4.2.2 節で述べたように

$$f = \frac{L_N b \sigma}{2} \quad (8.29)$$

となる。したがって、ピン止めが外れる転位の長さ L_c は

$$L_c = \frac{2f_c}{b\sigma} \quad (8.30)$$

となり、転位セグメントの長さ L_N がこの L_c よりも短いとピン止めは外れない。なお、 f_c はいくつかの研究でその値が見積もられている。Iwasa と Suzuki らは超音波の実験から 1.8×10^{-14} N と見積もった [112] が、その後 Iwasa はもっと低い 10^{-16} N である [68] とした。一方で Fefferman らの研究で見積もられた値 [65] では、 $f_c = 6.8 \times 10^{-15}$ N である。ここでは臨界応力 σ_c から f_c を求めることにすると、(8.30) 式に $L_c = 10^{-5}$ m、 $b = 3 \times 10^{-10}$ m を代入して、 $\sigma_c = 0.5$ Pa とするとおよそ 10^{-15} N と計算される。この値は、上記の他の実験の中間値となるので適当とし、代表値としてこの値を使用する。

転位から ^3He のピンが外れるプロセスは自由度が高く複雑なものとなっているが、ここでは ^3He が大きな速度を獲得して回転によるコリオリ力の影響を受けることを考える。8.2.3 節でみたよう

⁸Balibar らが指摘しているように、実際には ^3He はある程度の速度までは転位に引きずられるため静止しておらず、臨界速度 v_c 以上でピンングが起きる。ただこの考察ではピン止めが外れるような v_c よりもずっと大きな速度の場合を考えるため v_c 付近の状況は考える必要がないものとして進める。

に ${}^3\text{He}$ と転位のトラップに対するポテンシャル E_0/k_B は 0.7 K であり、摩擦力のような非保存力を無視すると、 ${}^3\text{He}$ がポテンシャルから抜け出す際の初速度 v_i はエネルギー保存則 $m_3^*v_i^2/2 = E_0$ で与えられるので

$$v_i = \sqrt{\frac{2E_0}{m_3^*}} \quad (8.31)$$

となる。固体 ${}^4\text{He}$ 中では ${}^3\text{He}$ 原子は有効質量 m_3^* で運動しているが、裸の質量 5×10^{-27} kg と近いと考えて計算すると $v_i = 62$ m/s となる。つまり、 ${}^3\text{He}$ 原子がピンから外れるとその初速度は 10^2 m/s 程度となる⁹。この速度 v_i は単純なエネルギー保存則で得られているが、現実には摩擦力のような非保存力が熱励起を妨げると考えられる。したがって、ピンが外れた際の初速度はこの値よりもさらに大きいと見積もられる。

${}^3\text{He}$ にかかるコリオリ力 F_{col} は ${}^3\text{He}$ がこの速度を獲得したことで生じ、

$$F_{\text{col}} = 2m_3^*\Omega v_i \approx 2.5 \times 10^{-24} \quad (8.32)$$

となる。ただし $m_3^* = 5 \times 10^{-27}$ kg および $\Omega = 4$ rad/s とした。この F_{col} の値は臨界力 $f_c \approx 10^{-15}$ N よりも 8、9 桁ほど小さいため、コリオリ力によりピン止めが外れることは考えにくい。しかし、コリオリ力による力の向きが原子の高密度領域 (図 8.9 では $y > 0$ の領域) に働くと、転位から外れた ${}^3\text{He}$ はある確率で高密度領域に到達すると考えられる。高密度領域は斥力ポテンシャルが働くので、転位が ${}^3\text{He}$ に近づいても ${}^3\text{He}$ は斥力により離れる方向へ力を受けることになる。逆に、コリオリ力が原子の低密度領域 (図 8.9 では $y < 0$ の領域) に働くと、 ${}^3\text{He}$ は引力ポテンシャルを受けるので転位に近づく方向に力を受ける。このため、例えば f_c に近い力がかかったなどの何らかの理由でピン止めが外れた ${}^3\text{He}$ は左右に等確率で転位弦から外れるが、外れた向きによってコリオリ力の向きが逆となり、 ${}^3\text{He}$ のうち半分が斥力ポテンシャルの方へ、もう半分が低密度領域で引力ポテンシャルの領域に移動する。その後引力ポテンシャルの領域の ${}^3\text{He}$ は再びピンが外れた際に半分が斥力、もう半分が引力ポテンシャルの領域に入る、といった流れを繰り返す。そして最終的には転位をピンしていた ${}^3\text{He}$ の多くが斥力ポテンシャルの影響により転位の周りからなくなる。これが ${}^3\text{He}$ 原子のピンが外れた際に起こる回転効果として固体 ${}^4\text{He}$ の弾性の変化に表れると考えられる。

ただし、この効果はそもそも一定の確率で ${}^3\text{He}$ のピンが外れることを前提としている。floating core のねじれ振子の実験の温度範囲で、500 mK では ${}^3\text{He}$ によるピン止めが起こっておらず、20 mK では回転速度に依らず全ての転位が ${}^3\text{He}$ によるピン止めを受けていると考えられる。これらの状態では上記の回転の効果は表れない。対して中間温度では、 ${}^3\text{He}$ によるピンが起こったり外れたりという平衡状態が回転により発生した ${}^3\text{He}$ へのコリオリ力の影響で破れ、無回転のときは異なる周波数変化が得られたと考えると実験結果を説明できる。

あらためて回転下で働くコリオリ力の影響の仕方について二つのシナリオは次のようにまとめられる。まず運動している ${}^3\text{He}$ の移動範囲がコリオリ力の影響により R_c の半径を持つ円になり転位に出会いにくくなること、あるいは転位と出会うことはあるもののピンが外れて以降転位のピンングに関与しなくなることが原因で弾性率上昇が抑制されるというシナリオを考えた。ただし、運動する ${}^3\text{He}$ 粒子は固体 ${}^4\text{He}$ 中を不純物子としてではなくランダムウォークする粒子として転位

⁹この速度は不純物速度と考えた時の 0.1 mm/s よりはるかに大きい

の核に近づくと考えられるため、このシナリオは現実的ではないと思われる。次に、 ^3He が一定の確率で斥力ポテンシャル領域に移動し転位から離れていくといったシナリオを紹介した。転位周りの領域が斥力ポテンシャル領域と引力ポテンシャル領域に分かれ、転位から離れてある初速度を持った ^3He にかかるコリオリ力によりどちらの領域にも等確率で移動しうることから、徐々に ^3He が転位の核から「一掃」されていくというプロセスが考えられる。どちらの考えも、回転の効果として運動している ^3He に対するコリオリ力を中心に考えた理論となっている。実際には重力や遠心力などの他の力も影響し、さらに ^4He が周りに存在する空間での運動ということも踏まえて、より複雑な運動場を考慮しなければ現実を正しく記述しているとは言えないかもしれないものの、8.2.3 節および本節で示した簡素化した条件での考察は他の実験の結果も踏まえると定量的に大きく外れることもないため、ありうるモデルとして有効だと考えている。

8.2.5 回転実験ごとの結果の違いについて

前 8.2.4 節で示したコリオリ力の効果は floating core 振り子の、中間温度域のせん断率の減少を説明するためのシナリオであった。しかし一方で、Choi らの実験 [3] や composite 振り子で見られていたような、大きな、そして全温度域での振り子の周波数変化の抑制は説明できていない。Choi らの実験ではバルクな固体 ^4He のみが、そして composite 振り子では Vycor ガラス中とバルクな固体が共存している状態という違いがあった。試料や形状の違いがあるにも関わらず、回転による周波数変化の抑制が見られたことから、この現象が単に回転により発生した機械的な擾乱といった実験上の問題ではなく、固体 ^4He 特有の性質に由来すると考えている。

二つの実験での回転による周波数変化の抑制の原因が、どのようなメカニズムによるものかを考えてみる。最近の実験で、バルクな固体 ^4He 中の転位ネットワークが Vycor ガラス中に封入された液体 ^4He 浴間で超流動 ^4He を運ぶという結果が得られている [75, 113]。この結果は、転位の核中では ^4He 原子や欠陥が転位線の方に沿ってとても移動しやすく超流動や Luttinger 流体となっているという提言と整合性がある [114]。この移動しやすいという性質は転位の核で格子パラメタが大きくなることに由来すると考えられる。そして転位の核では、ここにトラップされた ^3He もまた結晶中の他の場所にあるときよりも移動しやすくなっている。

3 次元的な転位のネットワークを持つ円環状の固体 ^4He が回転しているとき、核にトラップされている ^3He 原子は遠心力によって試料の内側に移動しやすくなり、一方で核の中の移動できる ^4He は質量の違いによって逆に外側に移動する。もし転位ネットワークの端のいくつかが ^3He の「溜まり」につながっている場合には、 ^3He 原子はネットワーク中の ^3He が失われるまで溜まりに排出されていく。このような現象は、Vycor ガラス中の超流動 ^4He という溜まりに ^3He が排されやがて転位の核から ^3He が消える現象として実際に観測されている [113]。実際の固体 ^4He 試料では、結晶粒の境界であったり、結晶とキャビティの隔たり部分が ^3He にとっての溜まりとなると考えられ、この予想は精密な NMR の測定とも矛盾しない結果となっている。測定では、10 ppm の ^3He 不純物が入った固体 ^4He で ^3He 原子が相分離温度よりも高い温度であっても試料中のある場所に集まってクラスターを形成することがわかった [115]。この現象が、定性的とはなるものの Choi らの観測した回転の効果の説明することができる。さらに、回転速度を連続的に変えた時のねじれ振り子の共鳴周期のステップ状の構造は転位核から ^3He が離れていく際の不規則な運動に起因するとも考えられる。この場合、他のねじれ振り子でこのような回転の効果が見られなかつ

たのは、固体試料の構造に依ると説明される。転位のネットワークが試料中で三次元的に形成されないのであれば、回転により影響を受けた ^3He 原子の運動が抑制される。

上記のシナリオは composite 振り子にも適用されると考えられる。composite 振り子では、圧力に依存して Vycor 中の固体あるいは液体 ^4He にバルク固体 ^4He の薄い層がはりついているとみられる。観測された周波数の変化や回転の効果は、Vycor 中では転位線がないために固体が固くなる現象が起きないため、このバルク固体によるものである。そして Vycor 中の ^4He はバルク固体中の転位ネットワークにトラップされている ^3He 原子のほとんどを吸着して、巨大な ^3He 溜まりとなるような環境を形成している。このような環境そして構造自体も含め Choi らの実験セルと異なるものの似たような実験結果が得られていること、また相違点があることについての理解にはまだ研究する余地が残っている。

固体 ^4He の弾性が回転により影響を受けると解釈される特異な実験について、本論文のきっかけとなった Choi らの振り子と floating core 振り子および composite 振り子で全ての結果を統一的に説明することはまだ難しい部分も多く存在する。しかし、この章で述べたような転位と ^3He の関係を中心とした固体 ^4He に対する物理をより深く調べ考察するための一端として本論文で示した実験結果は有意なものになっていると考えている。

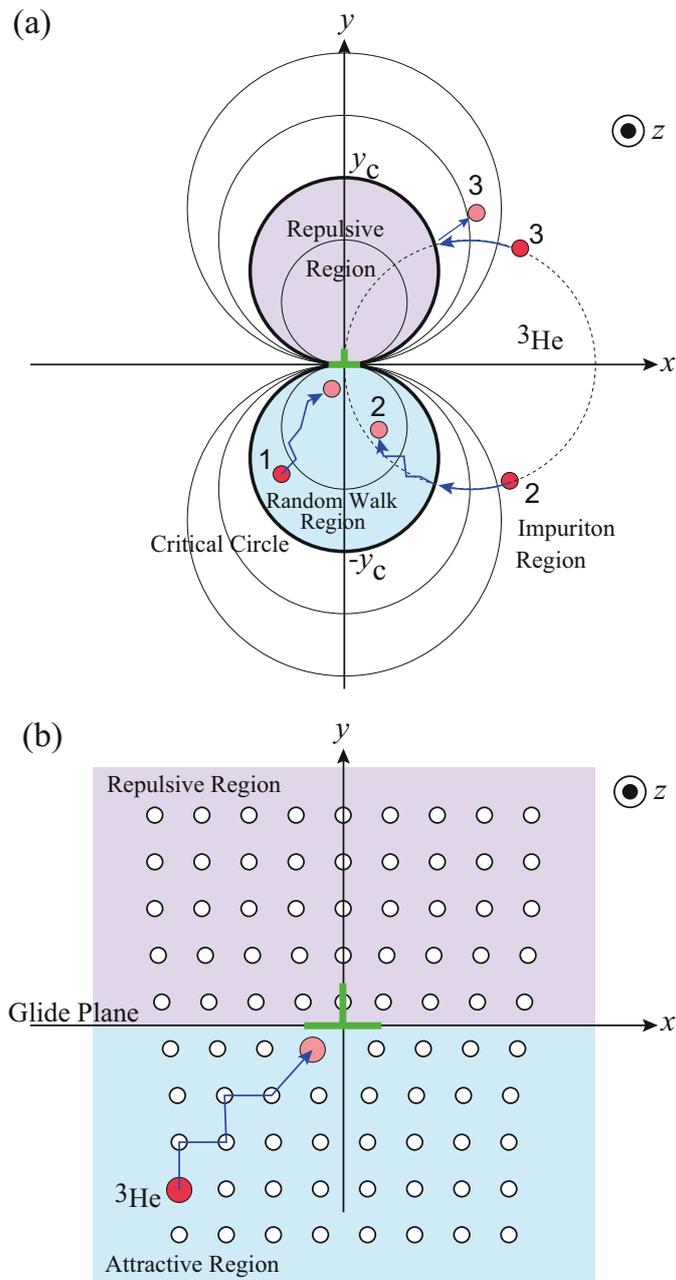


図 8.8: (a) 円は原点にある直線状の刃状転位と ${}^3\text{He}$ の間の弾性相互作用 (8.28) 式が等ポテンシャルにある円を表す。太線の円は $\Delta = a|\nabla U(r)|_{r=r_0}$ となるような臨界円を表している。不純物子の描像はこの円の外側で成り立ち、水色で示したこの円の内側では ${}^3\text{He}$ はランダムウォークでしか移動できない。赤やオレンジの円は ${}^3\text{He}$ を表している。原子 1 はランダムウォークで転位の核に近づく様子を表している。原子 2 は点線の円で示したポテンシャル勾配上を進んでおり、途中でランダムウォークする原子に変わる。原子 3 は不純物子としてすべり面を進み、転位の核を素通りする。原子 4 は斥力領域の原子であり、臨界円にはじかれる。(b) 原子スケールで見た時の転位核領域。 ${}^3\text{He}$ の番号は (a) と同じであり、原子 1 はランダムウォークして格子が最も広がったサイトにトラップされる。原子 3 は転位核を素通りしすべり面上を移動する。

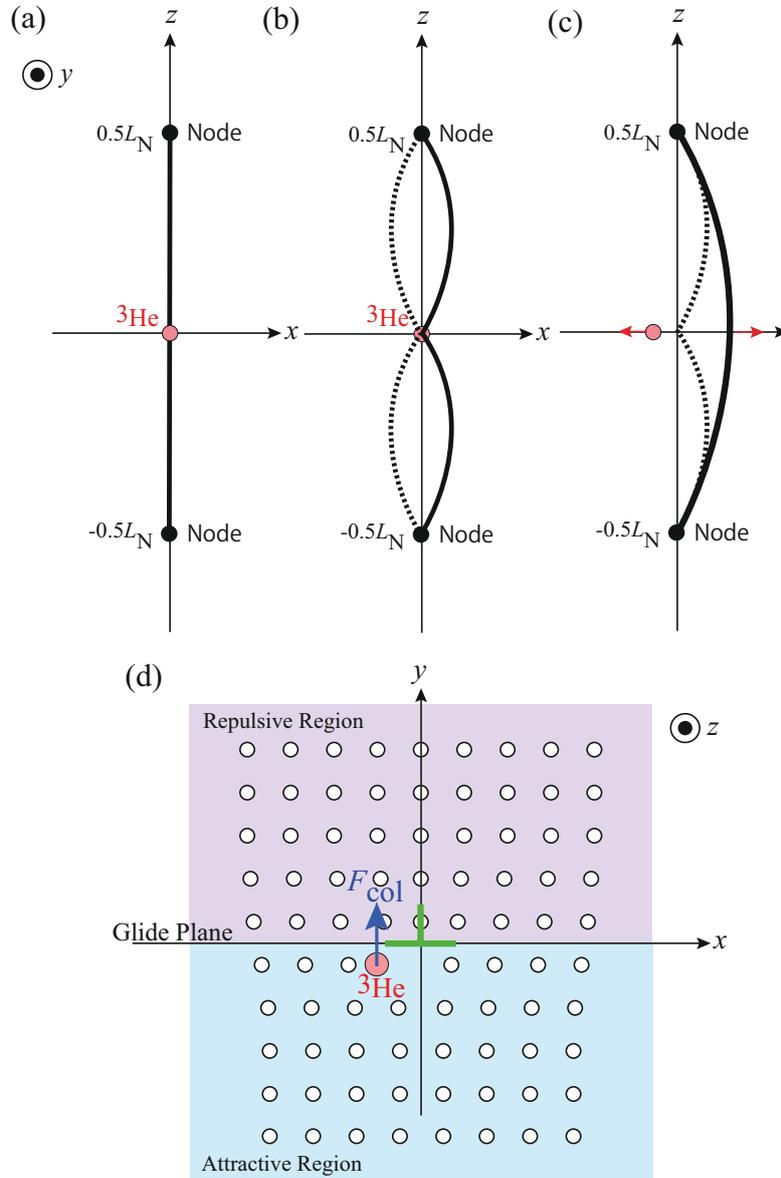


図 8.9: (a) 両端がノードでピン止めされた長さ L_N の転位。(b) 原点に ${}^3\text{He}$ があるときに転位がこの ${}^3\text{He}$ にピンされながら振動している様子。(c) 臨界力に達してピンが外れた時の様子。転位と ${}^3\text{He}$ は逆向きに等しい運動量を持って動く。(d) ピンが外れたあとに ${}^3\text{He}$ が得る x 軸方向にもつ速度によってコリオリ力 $F_{\text{col}} = 2m_3\Omega v_3$ が y 軸方向に生じる。斥力ポテンシャルの領域に移動するか引力ポテンシャルの領域に移動するかで、この ${}^3\text{He}$ が再度ピンングを起こすかどうかが変わる。

第9章 結論

本論文では、極低温で観測される固体 ^4He の弾性変化に回転場がどのような影響を及ぼすかを二種類の手法で確かめ、それらの結果から考えられる物理現象を考察した。

まず弾性変化を直接測定した piezoelectric 素子の実験では、臨界ひずみを与えた状態で回転をさせた場合に、回転速度の増加に依って低温での弾性率変化量が抑制されるという結果を得た。臨界ひずみ以下では同じような変化量の抑制が見られなかったことと固体 ^4He の弾性に深く関係する転位論を踏まえると、転位のピンが外れた ^3He に回転が影響を及ぼしている可能性が考えられる。

また、ねじれ振子を用いた実験では、弾性変化が顕著に出る floating core 振子において回転を印加した際の影響が先行研究と異なることがわかった。中間温度域では回転により周波数変化に影響が出つつも、500 mK から 20 mK までの温度変化時の全体的な周波数変化量については回転速度増加による抑制が見られなかった。一方で、Vycor を封入することで、Vycor 中の固体とバルクな固体が共存する環境での反応を調べた composite 振子の実験では、一定回転下での温度掃引実験では先行研究の結果を再現しつつも、回転速度を掃引した際には先行研究とは異なる結果を得た。これらの結果は、先行研究で見られていたステップ状の周波数変化が単なる回転測定系のノイズによるものではなく、回転の効果が固体 ^4He の形状や環境によって変わりうることを示していると考えられる。

そもそも、固体 ^4He を回転させその効果がどのような性質の変化として表れるかを調べるという実験の背景には、固体 ^4He に超流動性があるかもしれないというその証拠を見つけようと研究が進められてきた経緯がある。今となっては主な実験手法であるねじれ振子が示す共鳴の変化は固体 ^4He の弾性変化を反映したものとして理論的にもほぼ説明されうるものとされるが、それでも理解しがたい結果の一つとして回転下での実験があり、これが本論文の動機となっている。そしてこの動機から、ねじれ振子や piezoelectric 素子による直接的な測定で明らかになった固体 ^4He が示す現象に対して回転場がもたらす影響を実験的に観測し、その結果を記してきた。実験結果の解釈は回転場でしか生じない力によって ^3He が影響を受けるという考えを基にしているが、その基礎になっている考えは無回転時の固体 ^4He の性質を良く表している転位論である。本論文で考察した内容が既に確立した転位論から発展して実際に起きている物理現象を説明できているかどうかは、全ての回転下での実験を包括的に理解することが難しく十分とは言えない。そのためこれまでの固体 ^4He への理解の延長で十分説明されるかどうかについても研究の余地があり、将来の展望として本論文で得られた結果をより良く解釈できるような研究が進むことが期待される。その新たな動機づけとして、回転下でのねじれ振子の振る舞いが単に回転のノイズを拾っているといった測定上の問題に起因するのではなく、振子の構造と固体 ^4He の弾性の性質が絡んだ物理に起因している可能性を示すことはできたと考えている。

物質の弾性を支配する法則を記述した転位論は結晶欠陥の運動を説明する。そしてこの結晶欠陥を調べるのに最も適している研究対象がクリーンな量子固体とされる ^4He である。実験と理論

の双方が補いあって研究が発展し、固体 ^4He の物性については結晶欠陥の物理、そしてそこに回転場という特殊な環境が加わることで起こる現象の理解が進む一助に本論文がなれることを願いつつ、締めとする。

参考文献

- [1] 鈴木秀次, 固体物理 **18** (1983).
- [2] S. Balibar, Nature **464**, 176 (2010).
- [3] H. Choi, D. Takahashi, K. Kono, and E. Kim, Science **330**, 1512 (2010).
- [4] H. Choi, D. Takahashi, W. Choi, K. Kono, and E. Kim, Phys. Rev. Lett **108**, 105302 (2012).
- [5] W. Choi, D. Takahashi, D. Y. Kim, H. Choi, K. Kono, and E. Kim, Phys. Rev. B **86**, 174505 (2012).
- [6] D. R. Tilley and J. Tilley, *superfluidity and superconductivity* (IOP Publishing Ltd, Bristol, 1990), 3rd ed.
- [7] C. Enss and S. Hunklinger, *Low Temperature Physics* (Springer, 2005).
- [8] M. H. W. Chan, R. B. Hallock, and L. Reatto, J. Low Temp. Phys. **172**, 317 (2013).
- [9] 山田一雄、大見哲巨, **超流動** (培風館, 1995).
- [10] A. J. Leggett, Phys. Rev. Lett. **25**, 20 (1970).
- [11] I. Rudnick and K. A. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **9**, 191 (1962).
- [12] N. Prokof'ev, Adv. Phys. **56**, 381 (2007).
- [13] S. Balibar and F. Caupin, J. Phys:Condens. Matter **20**, 173201 (2008).
- [14] D. E. Galli and L. Reatto, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 111010 (2008).
- [15] J. Beamish, J. Low Temp. Phys. **168**, 194 (2012).
- [16] S. Balibar, A. D. Fefferman, A. Haziot, and X. Rojas, J. Low Temp. Phys. **168**, 221 (2012).
- [17] J. Beamish, Nature **427**, 204 (2004).
- [18] E. S. Reich, Nature **468**, 748 (2010).
- [19] M. H. W. Chan, Science **338**, 25 (2012).
- [20] R. Hallock, Phys. Today **68**, 30 (2015).

- [21] O. Penrose and L. Onsager, Phys. Rev. **104**, 576 (1956).
- [22] G. V. Chester, Phys. Rev. A **2**, 256 (1970).
- [23] A. F. Andreev and I. M. Lifshitz, Sov. Phys. JETP **29**, 6 (1969).
- [24] B. A. Frass, P. R. Granfors, and R. O. Simmons, Phys. Rev. B **39**, 124 (1989).
- [25] M. Boninsegni, A. B. Kuklov, L. Pollet, N. Prokof'ev, B. Svistunov, and M. Troyer, Phys. Rev. Lett. **97**, 080401 (2006).
- [26] P. C. Ho, I. P. Bindloss, and J. M. Goodkind, J. Low Temp. Phys. **109**, 409 (1997).
- [27] J. M. Goodkind, Phys. Rev. Lett. **89**, 9 (2002).
- [28] M. W. Meisel, Physica B **178**, 121 (1992).
- [29] E. Kim and M. H. W. Chan, Nature **427**, 225 (2004).
- [30] E. Kim and M. H. W. Chan, Science **305**, 1941 (2004).
- [31] E. Kim, Thesis (2004).
- [32] E. Kim and M. H. W. Chan, Phys. Rev. Lett. **97**, 115302 (2006).
- [33] M.H.W.Chan, A.W.Yanof, and J.D.Reppy, Phys. Rev. Lett. **32**, 1347 (1974).
- [34] A. S. C. Rittner and J. D. Reppy, Phys. Rev. Lett. **97**, 165301 (2006).
- [35] E. Kim, J. S. Xia, J. T. West, X. Lin, A. C. Clark, and M. H. W. Chan, Phys. Rev. Lett. **100**, 065301 (2008).
- [36] Y. Aoki, J.C.Graves, and H. Kojima, Phys. Rev. Lett. **99**, 015301 (2007).
- [37] A. S. C. Rittner and J. D. Reppy, Phys. Rev. Lett. **101**, 155301 (2008).
- [38] J. Day, O. Syshchenko, and J. Beamish, Phys. Rev. Lett. **104**, 075302 (2010).
- [39] A. C. Clark, J. T. West, and M. H. W. Chan, Phys. Rev. Lett. **99**, 135302 (2007).
- [40] A. C. Clark, J. D. Maynard, and M. H. W. Chan, Phys. Rev. B **77**, 184513 (2008).
- [41] J. Day and J. Beamish, Nature **450**, 853 (2007).
- [42] J. Day, O. Syshchenko, and J. Beamish, Phys. Rev. B **79**, 214524 (2009).
- [43] X. Rojas, A. Haziot, V. Bapst, and S. Balibar, Phys. Rev. Lett. **105**, 145302 (2010).
- [44] J. R. Beamish, A. D. Fefferman, A. Haziot, X. Rojas, and S. Balibar, Phys. Rev. B **85**, 180501 (2012).

- [45] J. T. West, O. Syschenko, J. Beamish, and M. H. W. Chan, *Nature* **5**, 598 (2009).
- [46] D. Y. Kim and M. H. W. Chan, *Phys. Rev. B* **90**, 064503 (2014).
- [47] X. Lin, A. C. Clark, and M. H. W. Chan, *Nature* **449**, 25 (2007).
- [48] X. Lin, A. C. Clark, Z. G. Cheng, and M. H. W. Chan, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 125302 (2009).
- [49] Y. Aoki and H. Kojima, *Low Temperature Physics* **34**, 329 (2008).
- [50] S. Kwon, N. Mulders, and E. Kim, *J. Low. Temp. Phys.* **158**, 590 (2010).
- [51] L. Yin, J. S. Xia, C. Huan, N. S. Sullivan, and M. H. W. Chan, *J. Low Temp. Phys.* **168**, 251 (2012).
- [52] R. Toda, P. Gumann, K. Kosaka, M. Kanemoto, W. Onoe, and Y. Sasaki, *Phys. Rev. B* **81**, 214515 (2010).
- [53] S. S. Kim, C. Huan, L. Yin, J. Xia, D. Candela, and N. S. Sullivan, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 185303 (2011).
- [54] H. R. Glyde, *J. Low Temp. Phys.* **172**, 364 (2013).
- [55] E. Blackburn, J. Goodkind, S. K. Sinha, C. Broholm, L. Copley, and R. Erwin, *Pramana* **71**, 673 (2008).
- [56] H. Lauter, V. Apaja, I. Kalinin, E. Kats, M. Koza, E. Krotscheck, V. V. Lauter, and A. V. Puchkov, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 265301 (2011).
- [57] D. Y. Kim, J. T. West, T. A. Engstrom, N. Mulders, and M. H. W. Chan, *Phys. Rev. B* **85**, 024533 (2012).
- [58] D. Y. Kim and M. H. W. Chan, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 155301 (2012).
- [59] X. Mi and J. D. Reppy, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 104 (2014).
- [60] X. Mi and J. D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 225305 (2012).
- [61] A. Eyal, X. Mi, A. V. Talanov, and J. D. Reppy, *PNAS* **113**, 23 (2016).
- [62] G. Nichols and M. Poole and J. Nyeki and J. Saunders and B. Cowan, *arXiv:cond-mat* 1311.3110v2.
- [63] J. Choi, J. Shin, and E. Kim, *Phys. Rev. B* **92**, 144505 (2015).
- [64] A. Haziot, X. Rojas, A. D. Fefferman, J. R. Beamish, and S. Balibar, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 035301 (2013).

- [65] A. D. Fefferman, F. Souris, A. Haziot, J. R. Beamish, and S. Balibar, *Phys. Rev. B* **89**, 014105 (2014).
- [66] A. D. Fefferman, J. R. Beamish, A. Haziot, and S. Balibar, *J. Low. Temp. Phys.* **176**, 1 (2014).
- [67] Y. Aoki, I. Iwasa, T. Miura, D. Takahashi, A. Yamaguchi, S. Murakawa, and Y. Okuda, *J. Phys. Soc. Jpn* **83**, 084604 (2014).
- [68] I. Iwasa, *J. Low Temp. Phys.* **171**, 30 (2013).
- [69] 岩佐泉, *超固体ヘリウムの真相と固体ヘリウムの格子欠陥*, vol. 50 (アグネ技術研究センター, 2015).
- [70] M. W. Ray and R. B. Hallock, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 235301 (2008).
- [71] M. W. Ray and R. B. Hallock, *Phys. Rev. B* **82**, 012502 (2010).
- [72] M. W. Ray and R. B. Hallock, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 145301 (2010).
- [73] M. W. Ray and R. B. Hallock, *Phys. Rev. B* **84**, 144512 (2011).
- [74] Y. Vekhov and R. B. Hallock, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 045303 (2012).
- [75] Y. Vekhov, W. J. Mullin, and R. B. Hallock, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 035302 (2014).
- [76] Z. G. Cheng, J. Beamish, and V. Dauvois, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 165301 (2015).
- [77] R. B. Hallock, *J. Low. Temp. Phys.* **180**, 6 (2015).
- [78] Z. G. Cheng and J. Beamish, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 025301 (2016).
- [79] J. Shin and D. Y. Kim and A. Haziot and M. H. W. Chan International Conference on Quantum Fluids and Solids 2016.
- [80] R. E. Packard and J. T. M. Sanders, *Phys. Rev. A* **6**, 799 (1972).
- [81] M. Yagi, A. Kitamura, N. Shimizu, Y. Yasuta, and M. Kubota, *J. Low Temp. Phys.* **162**, 492 (2011).
- [82] M. J. Fear, P. M. Walmsley, D. E. Zmeev, J. T. Mäkinen, and A. I. Golov, *J. Low Temp. Phys.* **183**, 106 (2016).
- [83] E. Kim and M. H. W. Chan, *J. Low Temp. Phys.* **138**, 859 (2005).
- [84] D. Y. Kim, H. Choi, W. Choi, S. Kwon, E. Kim, and H. C. Kim, *Phys. Rev. B* **83**, 052503 (2011).
- [85] J. D. Reppy, X. Mi, A. Justin, and E. J. Mueller, *J. Low. Temp. Phys.* **168**, 175 (2012).

- [86] X. Mi and A. Eyal and A. V. Talanov and J. D. Reppy, arXiv:cond-mat 1407.1515.
- [87] A. Eyal and X. Mi and A. V. Talanov and J. D. Reppy, arXiv:cond-mat 1511.03401.
- [88] O. Syshchenko, J. Day, and J. Beamish, Phys. Rev. Lett. **104**, 195301 (2010).
- [89] J. Day, Thesis (2008).
- [90] P. Gumann, M. C. Keiderling, D. Ruffner, and H. Kojima, Phys. Rev. B **83**, 224519 (2011).
- [91] 鈴木秀次, 転位論入門 (アグネ, 1967).
- [92] 坂公恭, 結晶転位論 (丸善出版, 2015).
- [93] A. Granato and K. Lücker, J. Appl. Phys. **27**, 6 (1956).
- [94] A. Haziot, A. Fefferman, J. R. Beamish, and S. Balibar, Phys. Rev. B **87**, 060509 (2013).
- [95] I. Iwasa (2017), private communication.
- [96] X. Mi, Thesis (2012).
- [97] H. J. Maris, Phys. Rev. B **86**, 020502(R) (2012).
- [98] 圧電セラミック テクニカル・ハンドブック, URL http://www.fujicera.co.jp/managed/wp-content/themes/fujicera/images/product/application/ceramics_handbook.pdf.
- [99] G. C. Straty and E. D. Adams, Rev. Sci. Instrum. **40**, 11 (1969).
- [100] E. L. Andronikashvili, Journal of Physics (USSR) **10**, 201 (1946).
- [101] 白濱圭也, 固体物理 **30**, 532 (1995).
- [102] J. R. Beamish, A. Hikata, L. Tell, and C. Elbaum, Phys. Rev. Lett. **50**, 6 (1983).
- [103] A. S. C. Rittner and J. D. Reppy, Phys. Rev. Lett. **98**, 175302 (2007).
- [104] D. I. Pushkarov, *Quasiparticle Theory of Defects in Solids* (World Scientific, 1991).
- [105] D. I. Pushkarov, Sov. Phys. JETP **41**, 4 (1976).
- [106] C. Huan, S. Kim, D. Candela, and N. S. Sullivan, J. Low Temp. Phys. **185**, 354 (2016).
- [107] A. Greenberg, W. Thomlinson, and R. Richardson, Phys. Rev. Lett. **27**, 179 (1971).
- [108] A. Greenberg, W. Thomlinson, and R. Richardson, J. Low. Temp. Phys. **8**, 3 (1972).
- [109] D. Edwards and R. Pandorf, Phys. Rev. **140**, A816 (1965).
- [110] E. S. Kang, H. Yoon, and E. Kim, J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 034602 (2015).

- [111] I. Iwasa, K. Araki, and H. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **46**, 1119 (1979).
- [112] I. Iwasa and H. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **49**, 5 (1980).
- [113] J. Shin and M. H. W. Chan, *Phys. Rev. B* **101**, 014507 (2020).
- [114] M. Boninsegni, A. B. Kuklov, L. Pollet, N. V. Prokof'ev, B. V. Svistunov, and M. Troyer, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 035301 (2007).
- [115] R. Toda, W. Onoe, M. Kanemoto, T. Kakuda, Y. Tanaka, and Y. Sasaki, *J. Low Temp. Phys.* **162**, 476 (2011).
- [116] D. Takahashi and K. Kono, *Conference Proceedings* **850**, 1567 (2006).

謝辞

本研究は、著者が慶應義塾大学大学院理工学研究科後期博士課程在学中に、同大学理工学部白濱圭也教授の指導のもとに行いました。共同研究者は、高橋大輔教授、村川智准教授、河野公俊先生、奥田雄一先生、そして白濱圭也教授になります。論文の副査として、能崎幸雄教授、山内淳准教授、神原陽一教授にお世話になり、お忙しい中本論文の内容や発表に対するご助言を頂きよりよく成果をまとめることができました。ここに厚くお礼申し上げます。

指導教官である白濱圭也教授には、学部4年から数えると9年近くずっとお世話になりました。どんな実験を行えばいいか、どんな実験セルを用意すればいいか、研究を進める上でいつも道しるべを提示していただきました。毎回のミーティングごとに結果を発表する際には緊張していましたが、それらの結果をまとめてどのような方針を立てればいいのかについてアドバイスをいただきました。また、理化学研究所で実験を行うことについての提案をしていただいたことにも感謝しています。この機会がなければ、おそらく私は博士課程に進むこともなく、また研究の過程で様々な方々にお会いするような体験もなかったと思います。国内外を問わず学会で発表する機会にも多く恵まれていたのも非常に良い経験でした。そして在学中はもちろん、私が大学の籍を離れて以降は休日にも、論文執筆についても大いにサポートいただき、本当によくお世話になりました。

足利工業大学の高橋大輔教授には、実験を行う上であらゆる面についてサポート頂きました。理化学研究所で研究員をされていた時から、大学での実験の経験もほとんどない学部4年時の私に、一つ一つの操作が何をしているのか、どんなことに気をつけなければいけないのかなど実験のノウハウを教えてくださいました。修士に上がり、一人で実験装置を動かすことになって戸惑っていた私をいつでも手助け頂き、時には叱咤を受けながらも一人で装置を動かせるようになったのも高橋さんのおかげです。他のグループとの共同研究のときにも度々お手伝いいただきました。本論文を執筆することができたのも高橋さんのサポートなしには有りえませんでした。ありがとうございました。

理化学研究所の河野公俊先生には、理化学研究所で快適に実験ができるようにいつも気にかけて頂いていました。どんなに忙しい時でもネットワークの不調や事務的な作業なども含め、手助け頂いたからこそ実験に集中でき、結果を残すことができました。多くのゲストの方に私の実験の紹介をしていただいたり、その他韓国の E. Kim グループとの共同研究時にも調整など行っていただき、助けていただきました。研究所での居室には私自身あまりおらず、どちらかというど面倒事が起きた際にお尋ねすることが多かったですが、お忙しい中対応していただきありがとうございました。

東京大学低温センターの村川智准教授には、慶應大学に居た際にいつも研究室にいて些細なことや研究とは関係ないことまで色々お話しし相談させていただきました。どんな時にでもいる安心感と、何か大学で実験の準備を行う際にいつも手伝っていただける頼もしさがあり、快適に大学生活を送ることができました。私の先輩、後輩、そして東大に移ってからの研究室の学生皆に慕われていたことがとても印象的です。これからも低温業界を盛り上げてください。

白濱研究室の皆さんにもお世話になってきました。私が白濱研に入った年にいた先輩方は皆尊敬できる方々ばかりでした。研究生活が想像できていなかった頃から、遅くまで雑多なこと等つきあっていただき、楽しい空間にさせていただき過ごせたことで、修士、博士に進む気持ちになりました。そして私の同期、後輩の方々には数多くいますが、特に谷智行君、巻内崇彦君とはそれぞれ一年違いで皆博士に進み頑張ってきました。大学で実験をすることがあまりなく、先輩として研究室にいて他の後輩の面倒を見れていなかったのですが、二人がいたおかげで安心して実験を行うことができました。私より先に博士号をとった巻内君には私が社会人になって大学の手続き処理などの面でもお世話になりました。皆さんありがとうございました。

理化学研究所の河野研にいた皆さんにも仲良くしていただき、実験外でお話しする機会など楽しい時を過ごすことができました。実験室で一緒に時を過ごしていた渡邊正満さん、池上弘樹さん、佐藤大輔さん、奥田雄一先生、共同研究を行った Jaewon Choiさんをはじめ、様々な国籍の多くの研究者のみなさん、そして事務の遠藤亜希子さんには、大学からやってきた一学生の私が困った時にいつも温かく助けていただきました。

私の両親には、大学入学から大学籍を離れるまで9年間、金銭的な援助をはじめサポートを多くいただきました。実験が忙しくなるとあまり実家に長く帰れる機会もなかったのですが、いつでも迎え入れてくれて気分転換でき、また励むための気力をもらえました。家族の協力、理解がなければ実験を続け、論文を完成させることができませんでした。ありがとうございました。

妻の茉里は、大学の時に会ってから彼女は彼女として、そして後には結婚して妻として、いつも温かく見守ってくれました。実験や論文で忙しく、面倒なことを代わりにやってもらったり、出かけることもなかなかできない時期が続き、不便な思いをさせていただきました。それでもいつもそばにいてくれて支えてくれたからこそ論文に集中でき最後までやり遂げることができました。

学会等でお世話になった、あるいは理化学研究所でお世話になった方々など、挙げていない方々も含め、数多くの方々の協力があってこの論文を出すに至ることができました。本論文の研究、執筆に関わった全ての方々に改めて感謝の気持ちを表しつつ、結びの言葉とさせていただきます。

付録A Vycor 振り子

この項では固体 ^4He の弾性変化が起きないように作成された Vycor 振り子を用いた実験について述べる。本振り子は「固体 ^4He の弾性への回転効果」を調べる実験ではないものの、6章で述べた、弾性の影響を大きく受ける floating core 振り子と反対の性質を持つ振り子としての意味を持つため、付録として以下に記す。

Vycor 振り子は、2004年の E. Kim らの実験 [29, 30] を改良した D. Y. Kim らの振り子を参考にして [58]。D. Y. Kim らは 2004年のねじれ振り子では Vycor 中の固体 ^4He のみではなくバルクな固体が存在していたと考え、より確実に Vycor 中固体 ^4He のみしか寄与しないような構造をつくり実験を行った。2004年の振り子でバルクな固体が存在していた理由については、振動子として用いていた金属製のカップの中に Vycor を詰めていたことに原因があると考えられた。金属製カップの中の Vycor に固体 ^4He を生成する方法では、Vycor を振動子に収める際に ^4He が確実に Vycor まで浸透するようにわずかな隙間を設ける必要があり、この隙間に生成された固体がバルク固体 ^4He として測定に影響する可能性がある。実際に有限要素法に依るシミュレーションでは、50 μm の固体 ^4He 層が存在すると仮定すると実験で得られた共鳴変化を説明することができている [58]。そこで対策として Vycor 自身のみを振動子として、外側にエポキシ材を塗ることで Vycor 中に ^4He を閉じ込めることができる構造とした。この設計により、D. Y. Kim らは ^4He 導入ラインなどを除きバルク固体が生成されるであろう領域を極力排除し、Vycor 中に生成された固体 ^4He と比べ 0.02% しかバルク固体 ^4He のない振り子を完成させた。このねじれ振り子を用いた実験の結果、2004年の実験と比較して共鳴周波数の変化は NCRIF の大きさと二桁以上減少し、測定装置で検知できる分解能以下の変化となった。本章で扱うねじれ振り子はこの D. Y. Kim の実験で使用された実験セルをヒントに設計された。

本文同様、Vycor 振り子についても次のような節で結果を示していく。まず次の A.1 節では実際に使用した Vycor 振り子の構造について説明する¹。A.2 節で Vycor 振り子を用いて行った実験結果について示し、続く A.3 節では回転を加えた時に得られた実験結果について詳細を述べる。

A.1 Vycor 振り子について

図 A.1 に、Vycor 振り子の概形について solidworks で描いた図を示す。図 A.1(a) は振り子がプラットフォームに固定されている様子を表している。羽電極へバイアス電圧をかけるための部品や固定電極への同軸コネクタおよびキャピラリーは省略されている。プラットフォーム下部のパーツは希釈冷凍機のフランジに固定するための部品である。プラットフォーム全体は銅、振り子本体はベリリウム銅、羽電極はアルミニウム、固定電極は真鍮で作製した。図 A.1(b) は Vycor 振り子本体の図である。羽電極は、Invar でできたパーツを介して振動子本体とつながっており、Invar と

¹なお、ねじれ振り子測定全般に係る測定原理などは 6.2 参照。

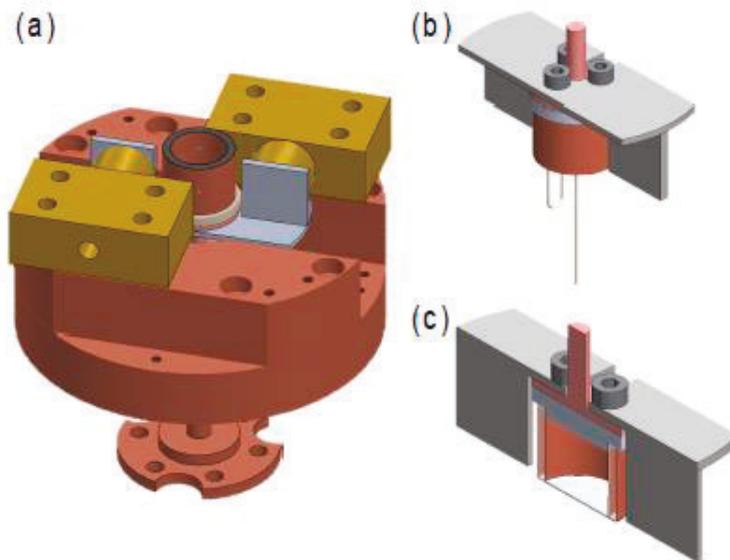


図 A.1: Vycor 振り子の概形。(a) 振り子がプラットホームに固定された状態での各 부품の配置。羽電極へバイアス電圧をかけるための部品、および各固定電極への同軸コネクタ、セルへヘリウムを導入するキャピラリーは省略されている。(b) 振り子のロッドおよび振動子の外観。下に伸びているのは振動子中にヘリウムを導入するためのキャピラリー。(c) 振り子の断面。円環の中心下部に渡された白い平板は、キャピラリーをセルの中心に配置するための部品。

羽電極はネジ止めされ、Invar と振動子は stycast2650 で接着した。ネジ止めのみでは振動子と羽電極が等電位になってしまうため、薄いカプトンシートを挟み、絶縁素材でできたブッシュを羽電極に開けた貫通穴にはめこんでネジ止めした。図 A.1(c) に示した振り子の断面図で確認できるように、振動子としてヘリウムが入る Vycor の内側と外側には、銅でできた薄肉の円環が接着されている。これは、Vycor 中にヘリウムを閉じ込めるために Vycor 外側に塗った stycast2650 がもれなく接着するように用意した「壁」であり、stycast が熱収縮した場合に隙間を生じさせることなくその収縮に追随するよう薄肉（厚さ 0.1mm）にしている。このおかげで Vycor の全ての面が stycast で覆われている（図 A.1(a) で天面に見えている振動子の側面以外が黒く見えているのはこのためである）。また、図 A.1(c) の振動子下部に表されている白い板は、キャピラリーを固定するための部品である。羽電極に対して対称的な振動とするため、Vycor に接続したキャピラリーをセルの中央部分に配置する際にこの板に接着した。ヘリウム導入ラインであるキャピラリーは、外直径 0.5 mm、内直径 0.1 mm のキュプロニッケル製のキャピラリーを用いた。

振り子の寸法は、ねじれロッドの直径が 4 mm、長さが 13 mm であり、振動子となっている Vycor は外直径が 17.3~17.6 mm、内直径が 14.2~14.5 mm、高さが 12.35~12.5 mm のものを用いた。なお、この Vycor は composite 振り子で用いた Vycor と同一バッチである²。

図 A.3 に Vycor 振り子のねじれモード時の振動の様子を comsol で計算した結果を載せている。なお、図に載せている comsol のシミュレーションでは簡単のために実際の振り子についているネジなどのパーツを除いている。したがって、comsol で予想された共鳴周波数は実験で得られた値

²そのため、composite 振り子で用いた Vycor の径の寸法もある程度の幅を持つはずであるが、その細かい記録が残っていないため代表値で表している

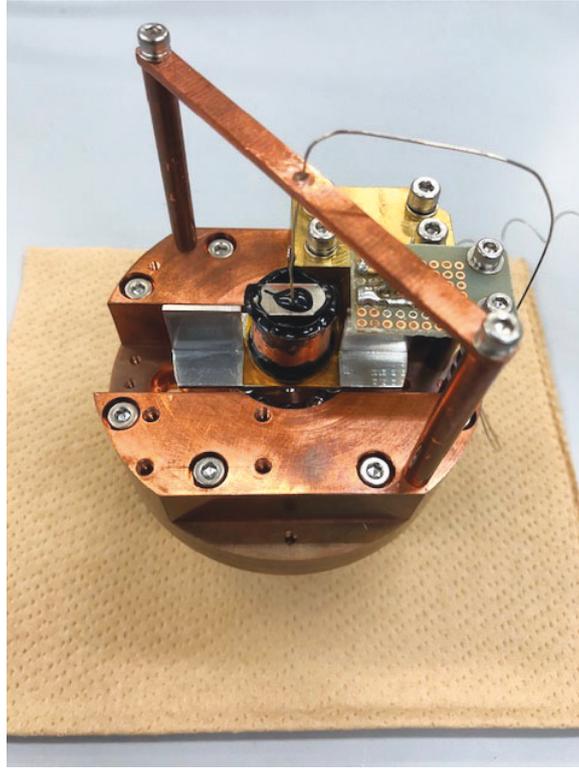


図 A.2: 実際の Vycor 振り子の様子

より若干高い値となっている。温度や回転速度によって変化する共鳴周波数は composite 振り子同様 phase lock loop 法によって行った (6.2.3 節参照)

A.2 Vycor 振り子の実験結果

A.2.1 空セルの結果について

Vycor 振り子中に固体 ^4He を詰めた際に考慮するバックグラウンドデータとして、振り子が空である時の共鳴周波数の温度変化を測定した。その結果を図 A.4(a) に示す。第 7 章の composite 振り子の場合同様、図 A.4 の温度変化を考慮し、固体 ^4He が入った時の共鳴周波数の変化を調べた。そのために図 A.4 を再現するフィッティング曲線を求めた。全温度域を対象に一つの曲線にするのではなく、80mK を境に二つの曲線としたところ実際の実験結果を再現することができた (図 A.4 の黒点線)。フィッティング曲線は、

$$80\text{mK} \geq T : f = 951.68112 - 0.13933T + 12.036T^2 - 317.29T^3 + 3492.2T^4 - 14052T^5$$

$$80\text{mK} < T : f = 951.68363 - 0.041392T + 0.25057T^2 - 0.87442T^3 + 1.4774T^4 - 0.95687T^5$$

であった。ただし、Vycor 振り子は図 A.4(b) に示されているように入力するドライブ電圧の大きさが大きくなるほど、周波数の温度変化が最大値を持つ温度が高温側にシフトする傾向があった。

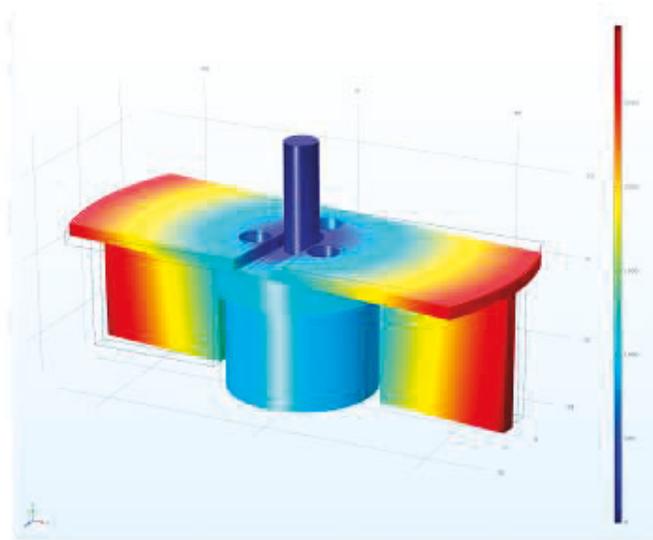


図 A.3: Vycor 振り子のねじれモードを comsol による有限要素法解析で表している。カラープロットは変位の大きさを表す。計算は簡単のために、図 A.1(b) に示されているネジなどのいくつかのパーツを除いた状態で行った。

そのため、一つのドライブ電圧で測定した空セルの結果を、あらゆるドライブ電圧で測った固体 ^4He 入りの振り子の結果のバックグラウンドとして用いるのは適当ではないと考えられる。固体 ^4He を入れた状態で Vycor 振り子の測定を行った時のバックグラウンドの扱いについては A.2.3 節で述べる。

A.2.2 液体 ^4He が入った時の周波数変化について

Vycor 振り子の実験は、バルク固体 ^4He が排除された状態での振り子の応答を調べることを目的として行った。したがって、振り子振動子の内部にバルク領域が極力排除されていることで composite 振り子との差別化ができる。振動子内部にバルク領域がどの程度あるかを確認する簡便な方法は、液体 ^4He を振動子に入れて超流動転移による周波数シフトを見ることである。もしバルクな液体 ^4He が存在していたら、バルクの転移温度でシフトが見られることになる。そこで第 7 章の composite 振り子同様 (7.3.2 節参照)、液体を入れて温度を変えた時の周波数の変化を調べた。結果を図 A.5 に示す。なお図には参考として composite 振り子の結果も一緒にプロットしている。どちらもおよそ 1.0 MPa 分の液体を入れている。

図 A.5 により、赤で示された Vycor 振り子は、青で示された composite 振り子と比べて明らかにバルク領域での周波数変化 (およそ 2.2 K で見られる転移) が抑えられていることがわかる。したがって、composite 振り子と比べ、Vycor 振り子は十分に「バルク固体の寄与が抑えられた」対照実験が行えると期待できる。なお、図 A.5 は両縦軸のスケールが異なる。そこで両振り子の周波数変化を定量的に比較するために縦軸を NCRI 成分比として表した時の結果が挿入図である。composite 振り子も Vycor 振り子も用いている Vycor のバッチおよび形状はほとんど一致してい

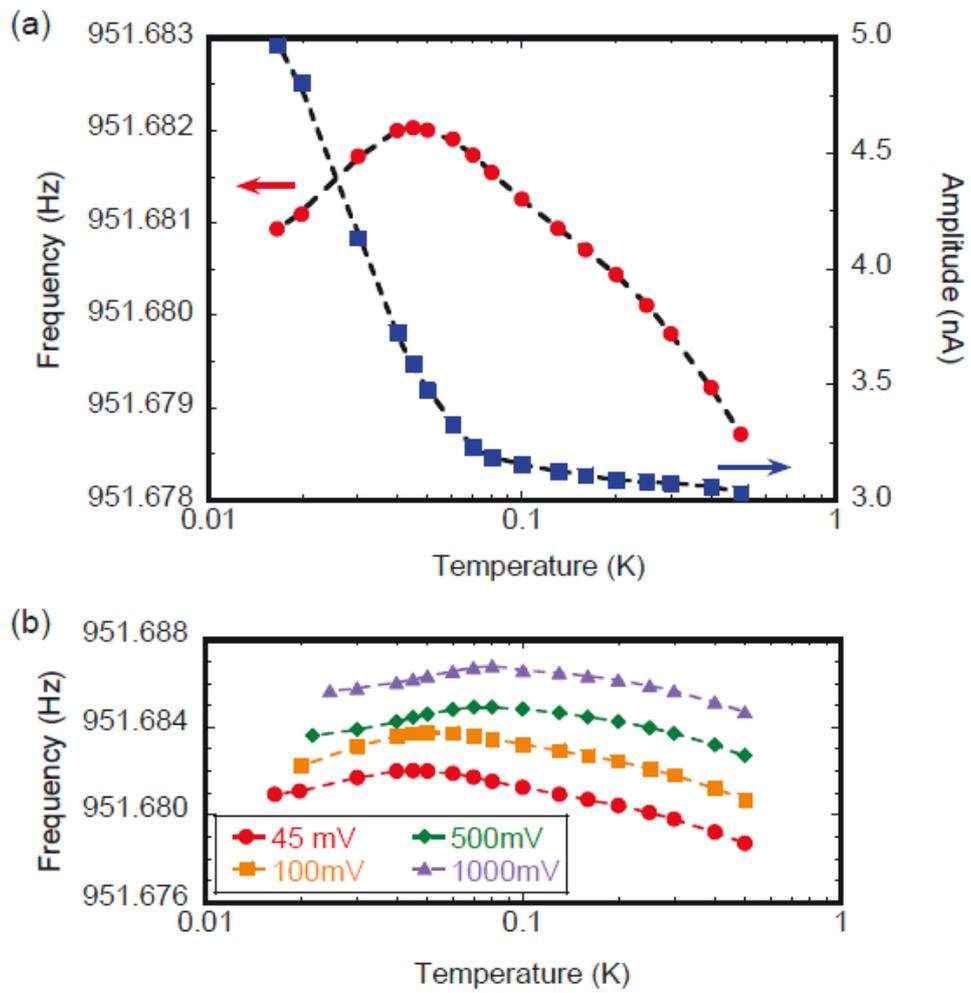


図 A.4: (a)Vycor 振子中の共振周波数および振幅の温度変化の様子。赤が周波数で左縦軸、青が振幅で右縦軸に表している。(b) 入力するドライブ電圧を変えた時の周波数の温度変化の様子。(a) は (b) の 45mV の結果であり、その他のドライブの結果は見やすいように適当にシフトしている。

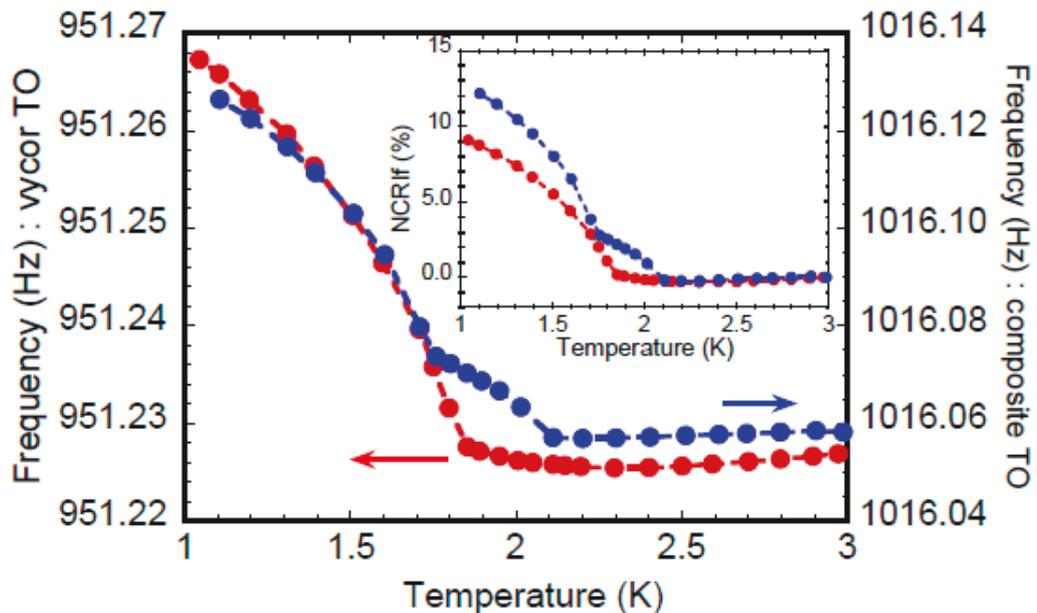


図 A.5: Vycor 振り子に 1.0 MPa の液体 ^4He を入れた時の周波数変化の様子 (赤)。比較として、composite 振り子に 1.0 MPa の液体を入れた時の結果も載せている (ただし 7.3.2 節の図 7.5 は 0.1 MPa の液体を入れた時の結果であり、この図の測定の結果とは異なる。)。Vycor 振り子の場合には 2 K 以上の点での周波数シフトはわずかにしか見られない。挿入図は縦軸を NCRIF 成分比として二つの振り子の結果を表している。

るので、もし両振り子が周波数変化に対して同様の感度を持っている場合には NCRIF も同様な変化量となる。挿入図では変化がまだ飽和していないが、それぞれの変化が飽和するまで滑らかな曲線で延長させると、Vycor 振り子は 11 %、composite 振り子は 15 % 程度まで上がることが予想される。したがって、Vycor 振り子は composite 振り子と比べて、同等の試料が入った時の周波数変化に対する感度が 73 % 程度になっている。

A.2.3 固体 ^4He が入った場合の挙動について

実験では 3 種類の固体を作成した。図 A.6 にその固体試料作成の様子を示す。

全ての固体はキャピラリーブロック法 (5.2.5 参照) を用いて生成した。3 つの固体は圧力の低いものからそれぞれ 5.2 MPa、5.6 MPa、そして 8.5 MPa である。これら固体 ^4He 試料はいずれも圧力が高く、いずれも十分試料が固相にあることを保証していると言える。

図 A.7(a) に Vycor 振り子中に固体 ^4He を入れた時の共鳴周波数と振幅の典型的な温度依存性を示す。この図から、固体 ^4He を入れた時の振り子の周波数の温度変化は、固体が入っていない空セルの状態と比べてあまり変化していないことがわかる。図では固体が入っている場合と空セルの結果を 500 mK で一致するようにシフトして表しており、第 7 章の composite 振り子について同様に表した図 7.7 と見比べると明らかに Vycor 振り子は空セルからの変化が小さくなっている。

固体 ^4He が入った状態で空セルからどの程度周波数が上がったかを見積もると図 A.7 から最低温で高々 1 mHz 程度であることがわかる。ただし、図 A.7 から見積もられる周波数変化の大きさ

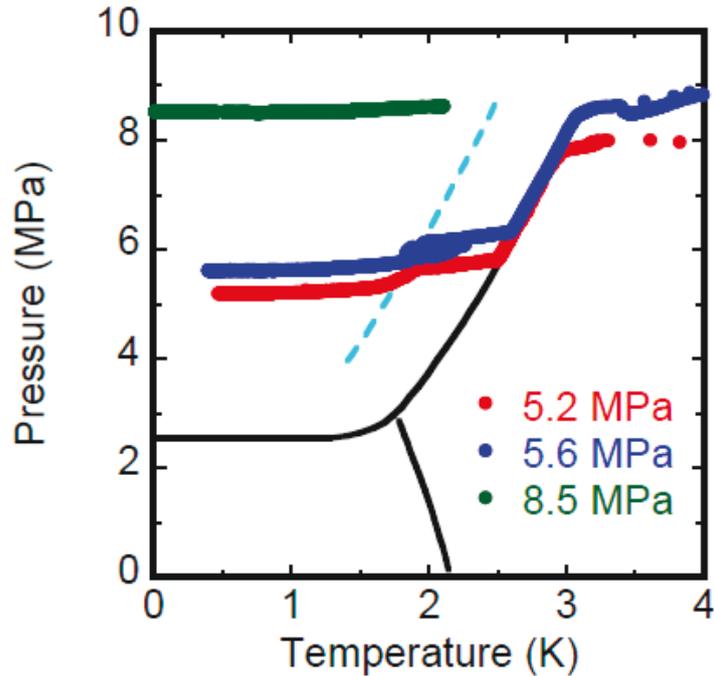


図 A.6: Vycor 振り子で調べた 3 つの固体試料作成の様子。1 K 以下で一定になった時の圧力は赤が 5.2 MPa、青が 5.6 MPa、緑が 8.5 MPa である。それぞれ、4.6 K で 8.03 MPa、4.5 K で 9.0 MPa、4.6 K で 13.0 MPa の ^4He 試料を用意し、キャピラリーブロック法で生成した。水色の点線は Vycor 中 ^4He の固液共存線を表す。

は、どの温度で空セルと固体が入った状態の周波数を合わせるかで変わることには注意しなければならない。なぜなら、図 A.7 では 500 mK で合わせているものの、100 mK 以上の温度でも空セルと固体が入った状態が重なっていないためである。これまで報告されてきたねじれ振り子の実験では、空セルの寄与であるバックグラウンドを差し引いた状態で周波数の立ち上がりが見られる温度、つまり「超固体転移温度」は 100 mK 程度とされる。つまり、超流動転移する前の高温領域の周波数変化は、理想的にはバックグラウンドと同様な温度依存性を持つ。そうでない場合、今回のようにバックグラウンドを引く基準の温度をどの温度にするかで、最低温での空セルからの周波数変化量は異なってくる。

composite 振り子の場合には空セルと比べて固体 ^4He が入った状態の共鳴周波数の温度変化が 10 倍大きかったため、どの温度を基準にするかで結果に大きく影響しなかった。一方で Vycor 振り子は空セルと固体 ^4He が入った状態の周波数の温度変化量が近しいため、基準にする温度（図 A.7 では 500 mK）によって固体 ^4He が入っていることによる周波数変化量が変わってしまう。また、A.2.1 節で述べたようにドライブ電圧の大きさが大きいとバックグラウンドの周波数温度変化の様子も変化してしまうため、固体を調べた全ての結果を単一のバックグラウンドの結果で差し引くことはできない。そこで、以降の固体 ^4He を入れた時の Vycor 振り子の測定結果については、バックグラウンドの寄与を引いていない値を示す。また比較として、バックグラウンドの測定結果は代表的な結果を一緒に載せる。周波数変化の量である $\Delta f(T)$ は、composite 振り子の結果との対照を見るため、同じ基準温度 500 mK で示す（したがって $\Delta f(T) \equiv f(T) - f(T = 500 \text{ mK})$ ）。図

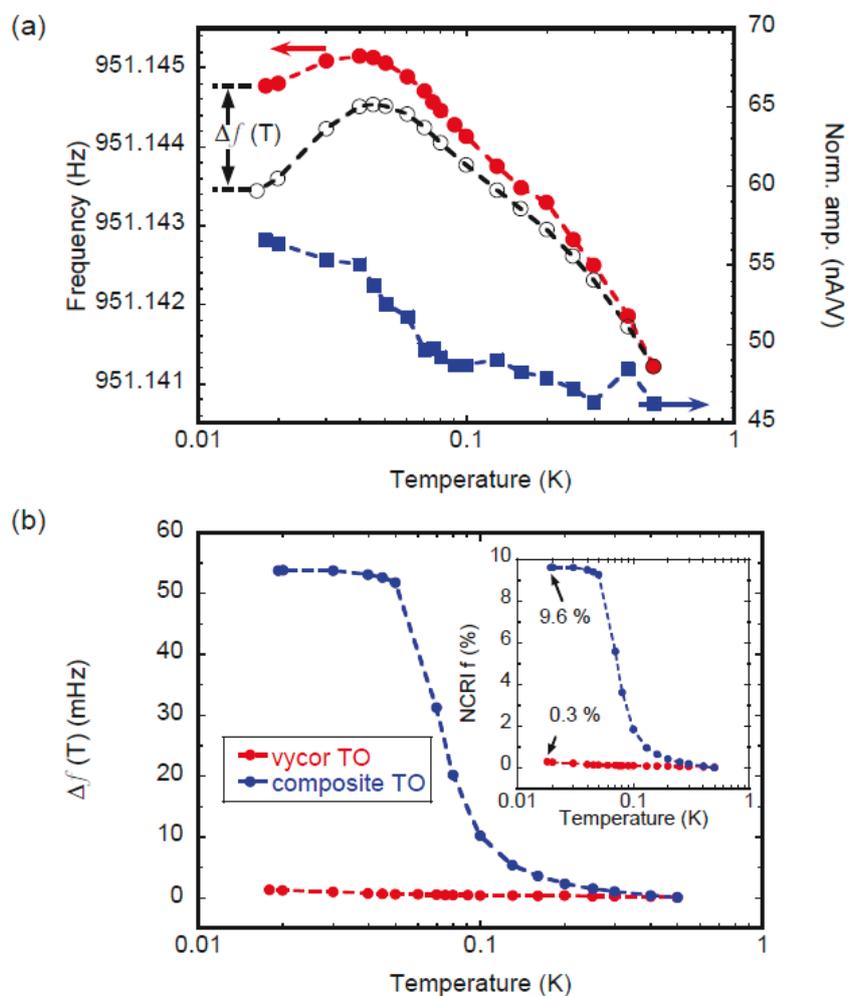


図 A.7: (a)Vycor 振り子の振動子中に固体 ^4He を詰めた時の共鳴周波数および振幅の温度変化の例。周波数は赤丸で左縦軸、振幅は青四角で右縦軸で表している。振幅の値は入力した電圧の大きさと規格化している。周波数、振幅ともにバックグラウンドは引いていないが、参考として空セルの周波数を黒丸で示した（最高温で値が合うように適当にシフトした）。(b)Vycor 振り子と composite 振り子の $\Delta f(T)$ の比較。composite 振り子の結果は図 7.7 を用いている。挿入図は周波数変化を NCRI f で表した場合の様子を表す。

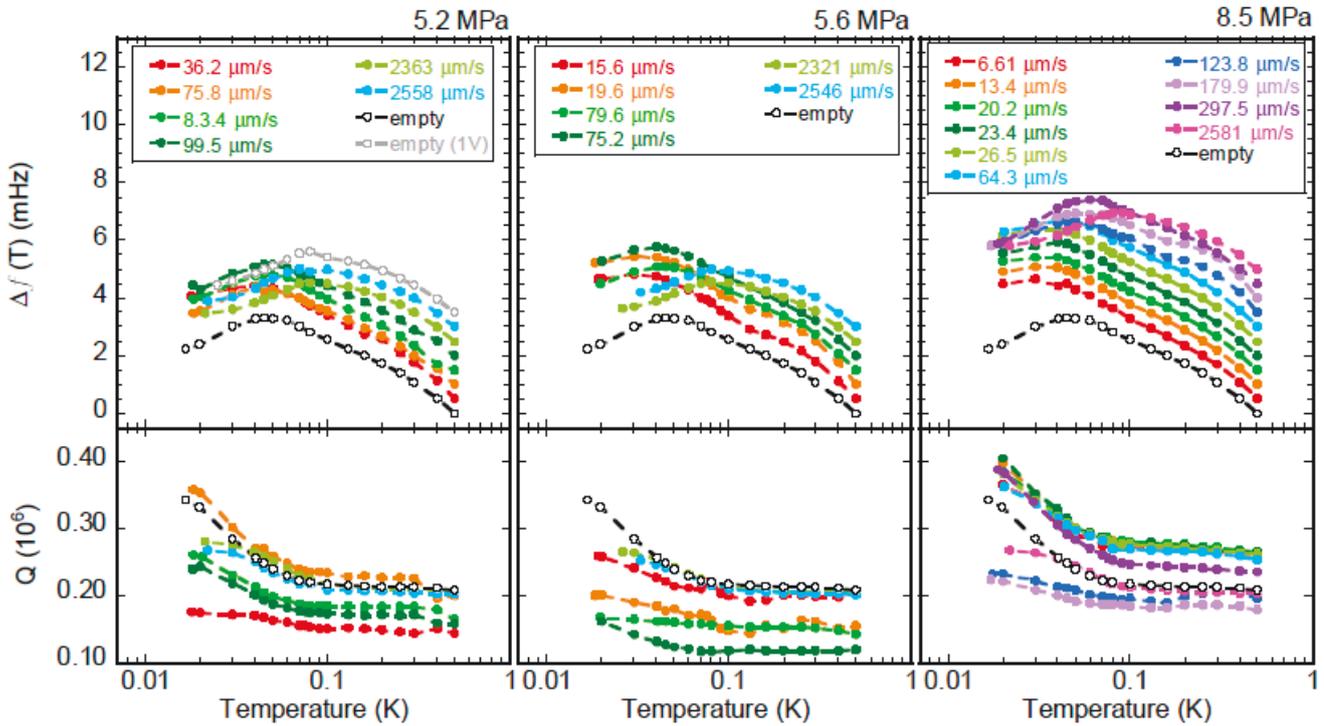


図 A.8: 3種類の圧力の固体⁴Heを封入したVycor振り子の共鳴周波数およびQ値の温度変化の様子。周波数は、500 mKからの差分 $\Delta f(T)$ で表し、さらに見やすさのために各測定結果の500 mKでの値が0.5 mHzずつずれるように適当にシフトしている。バックグラウンドとの比較のために空セルの結果も載せているが、5.2 MPaの周波数の結果のみ比較としてドライブ電圧が低い時と高い時の結果を二つ示している。

A.7参照)。

上記を踏まえ、改めて composite 振り子の結果と $\Delta f(T)$ を比較した様子を図 A.7(b)に示している。composite 振り子の結果は図 7.7の結果を基にしている。また挿入図は NCRI fとして計算した時の結果である。バルク領域を排除したVycor振り子の、固体⁴Heが入った状態の周波数変化は composite 振り子と比べ NCRI fが一桁少なくなっている。

A.2.4 温度掃引の結果について

図 A.8に、3種類の圧力の固体⁴HeをVycor振り子に封入した時の共鳴周波数およびQ値の変化を示す。周波数は500 mKからの差分 $\Delta f(T)$ で表し、さらに500 mKでの値が0.5 mHzずつずれるようにシフトしている。各色分けは異なる振動速度を表している。5.6 MPaの結果について、黄緑で示した79.6 $\mu\text{m/s}$ の結果と緑で示した75.2 $\mu\text{m/s}$ はそれぞれドライブ電圧として44.5 mVと50 mVを入れているため、本来ならば緑の結果の方が振動速度は大きい(振幅が大きい)はずである。しかし、振幅の値は50 mVの結果の方が小さく出てしまっていた。そのため、ドライブ電圧で規格化した振幅の値から求めるQ値についても、50 mVの結果が他の結果と比べて大きく下にずれてしまっている。このことからVycor振り子の安定度、および入力ドライブ電圧に対す

る振幅の線形性はあまり高くなかったことがわかる。

5.2 MPa の固体 ^4He の結果では $v_t = 2363 \mu\text{m/s}$ 、5.6 MPa では $2321 \mu\text{m/s}$ 、そして 8.5 MPa では $297.5 \mu\text{m/s}$ の振動速度の結果前後で周波数の大まかな温度変化の様子が異なっている。これらの振動速度 v_t より大きな速度では、空セルで周波数変化のピークが見える 50 mK よりも高温、100 mK 程度で変化のピークが表れている。この傾向は、空セルを大振幅で測定した時 (図 A.4(b)) に見られた変化に対応すると考えられる。例として 5.2 MPa の周波数の結果のみ、 $2363 \mu\text{m/s}$ で固体を測った時と同じドライブ電圧 (1 V) の状態での空セルの結果も図 A.8 に示している。図より、どの振動速度の結果であっても、固体が入った場合と空セルの周波数変化は温度変化に対してほぼ同じ依存性をもつと考えられる。そのため、composite 振り子で見られていたような、周波数変化量の抑制が起こるような速度、臨界速度を定義することが難しい。Q 値については、通常、固体 ^4He が入ると空セルと比べて値は小さくなる³。しかし一部の測定結果ではそのようになっていない。これは Q 値がそもそも高くない振り子で過去の実験でも見られている傾向である [57]。値の大小については論じずに Q 値の温度依存性を見ると、どの圧力の固体 ^4He を入れた場合についても空セルと変わらない結果が多い。つまり、振動速度が異なっても、エネルギー散逸を考えた場合に振動速度による違い (ピークの大きさおよびピークをとる温度) は表れない。これらの結果は composite 振り子で見られた結果 (図 7.8) とは明らかに異なる。

図 A.9 に、固体 ^4He が入った状態での様々な一定回転速度下での共鳴周波数変化を示す。異なる圧力、振動速度で行った結果だが、どれも回転速度増加によって系統的に変化が起きている結果はなく、温度冷却による周波数の変化の仕方は類似している。固体 ^4He が入っていない空セルの状態、一定回転下での周波数の温度変化は測定していないが、図 A.9 では空セルの状態であっても周波数変化の温度依存性に回転速度の違いによる影響はないと考えられる。なぜなら、もし空セルの周波数変化に回転速度依存性があった場合、固体 ^4He を入れた時の結果はその空セルの回転速度依存性に影響され、周波数変化の温度依存性を表した曲線は異なる回転速度の結果どうしで平行ではなくなると考えられるからである。

以上のように、Vycor 振り子の温度掃引実験は、共鳴周波数の変化自体が空セルと同程度しかなく、回転速度を変えても明確な影響は観測されなかった。ここが composite 振り子の結果と大きく異なる点である。無回転下での周波数変化の大きさの違いは、バルク固体 ^4He による弾性変化の寄与があるか否かに依っていることは他の多くの実験グループの結果からも明らかになっている。仮に固体 ^4He に超流動性があったとしても、NCRI f 自体は多くても 0.1 % 程度のオーダーでしかない。そのためこのわずかな超流動成分に回転が効くとしても、共鳴の温度変化の有意な抑制としては観測が難しいと考えられる。そこで次に、composite 振り子同様、温度を固定した状態の回転速度掃引実験を行い、温度掃引時には得られなかった挙動が観測されるかを調べることにした。

³固体 ^4He のエネルギー散逸 Q_{solid}^{-1} は、振り子自身の散逸 Q_{empty}^{-1} と実験で得られた結果 Q_{raw}^{-1} を用いて $Q_{\text{solid}}^{-1} = Q_{\text{raw}}^{-1} - Q_{\text{empty}}^{-1}$ (> 0) であるため、 $Q_{\text{empty}} > Q_{\text{raw}}$ となる。

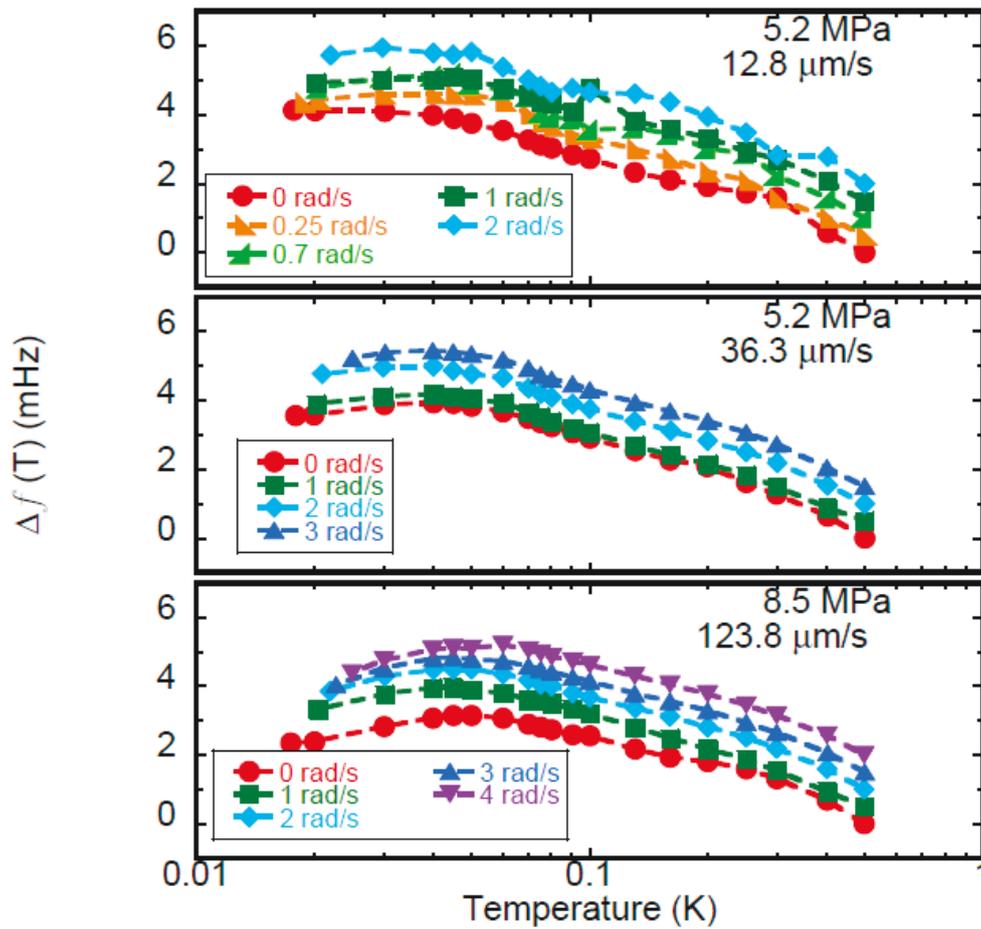


図 A.9: Vycor 振り子に固体 ^4He が封入された状態で共鳴周波数を様々な一定回転下で測定した結果。回転速度は凡例に示した通り。周波数は $\Delta f(T)$ で表し、バックグラウンドの寄与は引いていない。見やすさのため 500 mK で 0.5 mHz ずつずれるように適当にシフトしている。

A.2.5 回転掃引の結果について

前の A.2.3 節のように、回転速度を固定して温度を掃引した場合には、固体 ^4He を詰めた Vycor 振り子の共鳴周波数の温度変化量は回転速度が変化しても違いが表れなかった。composite 振り子と明らかに異なる振る舞いを持つ Vycor 振り子について、回転下での挙動をさらに調べるため、温度を固定した回転速度掃引実験を行った。

図 A.10 に典型的な Vycor 振り子の回転速度掃引実験の結果を示す。composite 振り子の結果同様、この図および以降の回転速度掃引実験の結果はバックグラウンドを引いていない。測定は composite 振り子と同様な手順で行った (7.3.5 節参照)。赤で示した周波数変化には、挿入図中の黒矢印で示したように特定の回転速度でスパイクが観測された。また、周波数がスパイクをもつ回転速度で振幅にも変化が見られる。その様子は composite 振り子の実験 (図 7.12) よりもばらつきが少ない。周波数と振幅の変化の相関については後述する。Vycor 振り子の場合も composite 振り子同様、先行研究 [4] で観測されていたようなヒステリシスはなかった。

図 A.11 に 5.2、8.5 MPa の圧力の固体についていくつかの温度で回転速度掃引時の共鳴周波数測定をまとめた結果を示す。縦軸は 951 Hz を引いており、一部の測定結果では点が重ならないように測定点全体を平行移動した。中途りの点は減速過程、白抜きの点は加速過程を表す。温度は、赤が 20 mK、黄色が 40 mK、緑が 70 mK、青が 100 mK、紫が 200 mK、そして黒が 500 mK を表している。

composite 振り子の結果 (図 7.13) とは著しく異なり、全ての温度で同等な共鳴周波数変化量となっており、また、特定の回転速度で周波数がスパイクをもつ様子や大きさも温度に依っていないことがわかる。これらの特徴は固体の圧力および振り子の振動速度に依っていない。ただし、図 A.12 に示したように、振動速度が十分大きくなると周波数の変化はなくなってしまふ。図 A.12 では、 $550 \mu\text{m/s}$ より振動速度が小さいときに、周波数の回転速度依存性にスパイクが見える回転速度の値が振動速度によらないといった振る舞いが見られ、composite 振り子の結果と似ていることがわかるが、 $550 \mu\text{m/s}$ を超えると目立ったスパイクは見えない。さらに、先行研究や composite 振り子で見られていたような、回転速度の減速過程と加速過程間で見られていたヒステリシス構造は 8.5 MPa の 20 mK での結果以外にはほとんど顕著には見られなかった。

A.3 Vycor 振り子の回転依存性について

Vycor 振り子に固体 ^4He を詰めた実験では、温度掃引時の共鳴周波数変化は空セルと同程度の変化量であった。回転を加えても変化量に明確な違いは見られず、回転速度依存性はないと考えられる。実際、温度を固定して回転速度を掃引した実験においても、観測した共鳴周波数変化は、固定する温度を変えた場合でも全て同一な曲線を描くことから、温度依存性を持たなかった。これは composite 振り子との明らかな違いである。一方、特定の回転速度でスパイクを持つという点は composite 振り子の場合と似ている。ただし、composite 振り子の実験で見られた変化と比べるとそのスパイクの大きさは小さい。

上記の回転に対する Vycor 振り子で見られた周波数変化の起源を知るため、composite 振り子同様、空の状態および液体を入れた状態で回転掃引時の共鳴周波数変化を調べた。

図 A.13 に固体が入った場合と空セルおよび二種類の圧力の液体を入れた時の Vycor 振り子の回転掃引時の共鳴周波数変化の様子を示す。空セルの結果はばらついているので他の条件での結

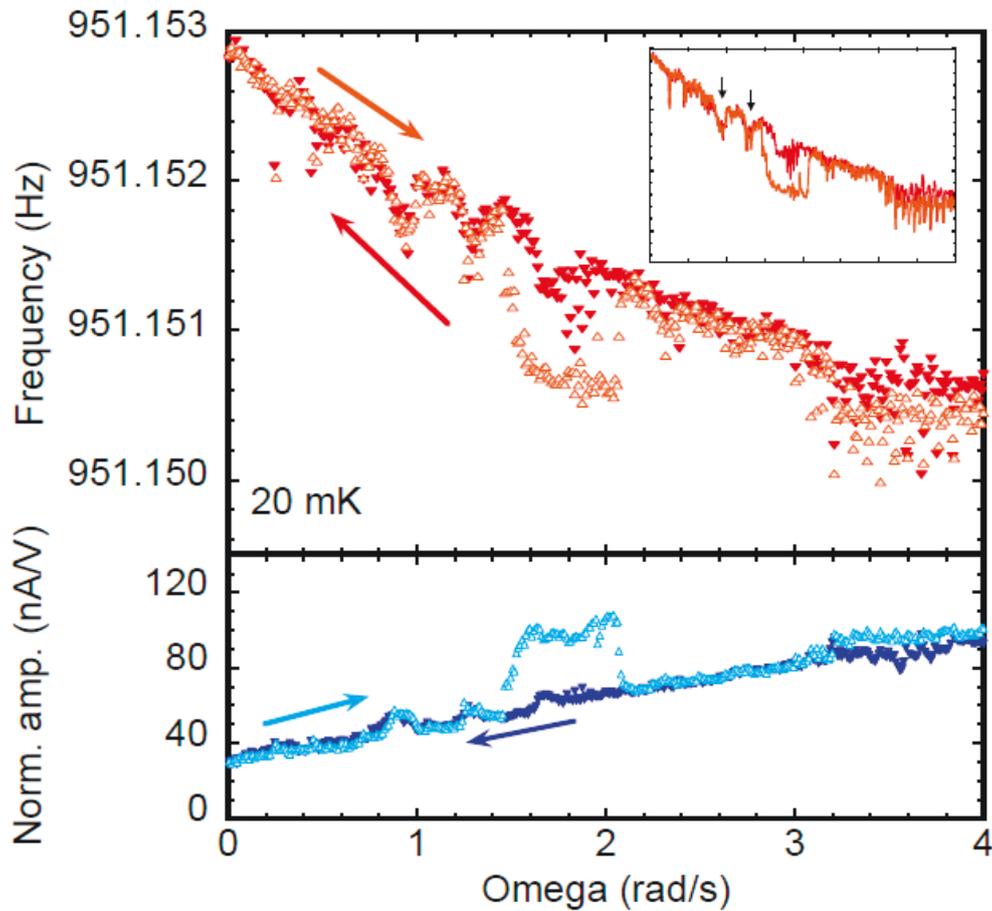


図 A.10: Vycor 振り子での、温度一定下回転速度掃引実験の例。バックグラウンドは引いていない。データ点は、中途の逆三角形が回転速度減少過程を、白抜き三角形が回転速度増加過程の結果である（矢印参照）。振幅はドライブ電圧の大きさに規格化している。4 rad/s の回転を印加しながら 20 mK まで冷却後、回転速度を $4 \rightarrow 0 \rightarrow 4$ rad/s と変えた。周波数の掃引結果の挿入図は、データ点を線で結んだ様子を表す。周波数の変化は、特定の回転速度で挿入図中の黒矢印で示したようなスパイクを持つ。composite 振り子同様、[4] に見られたような、回転速度増加過程で周波数の変化が全くなくなるというヒステリシスは観測されていない。

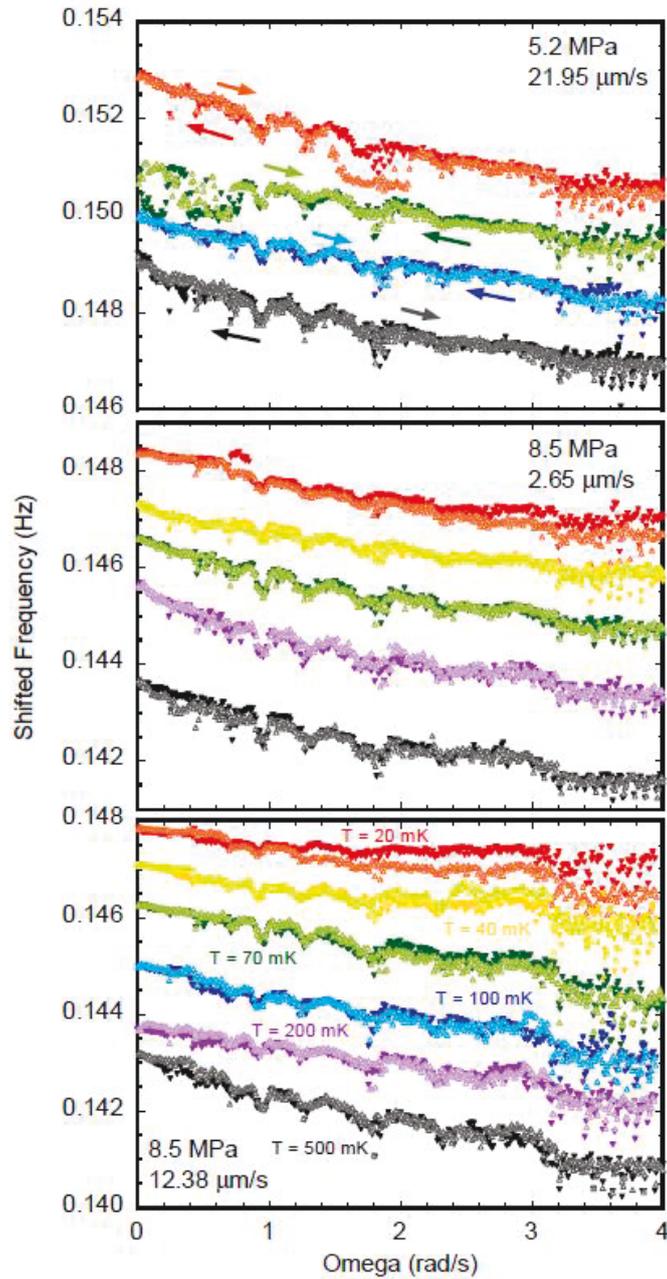


図 A.11: Vycor 振り子での、温度一定下回転速度掃引実験の結果。縦軸は 951Hz を引いており、さらに点が重ならないように平行移動しているものがある。中塗りの点は減速過程、白抜きの点は加速過程を表す（矢印参照）。8.5 MPa の固体の結果に示したように、温度は、赤が 20 mK、橙が 40 mK、黄緑が 70 mK、水色が 100 mK、紫が 200 mK、そして黒が 500 mK を表している。

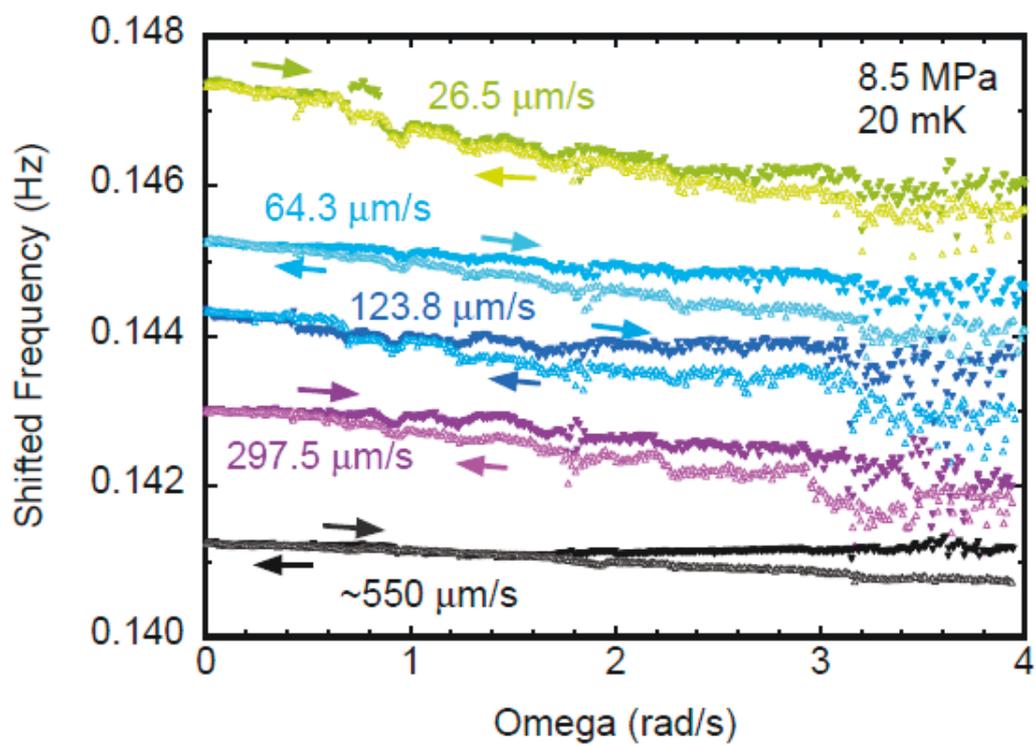


図 A.12: 振動速度を変えた時の Vycor 振子子の回転速度掃引実験の結果。8.5 MPa の固体 ^4He 試料を 20 mK に固定して調べた。振動速度が $550 \mu\text{m/s}$ より小さい結果はどれも似た振る舞いをしている。

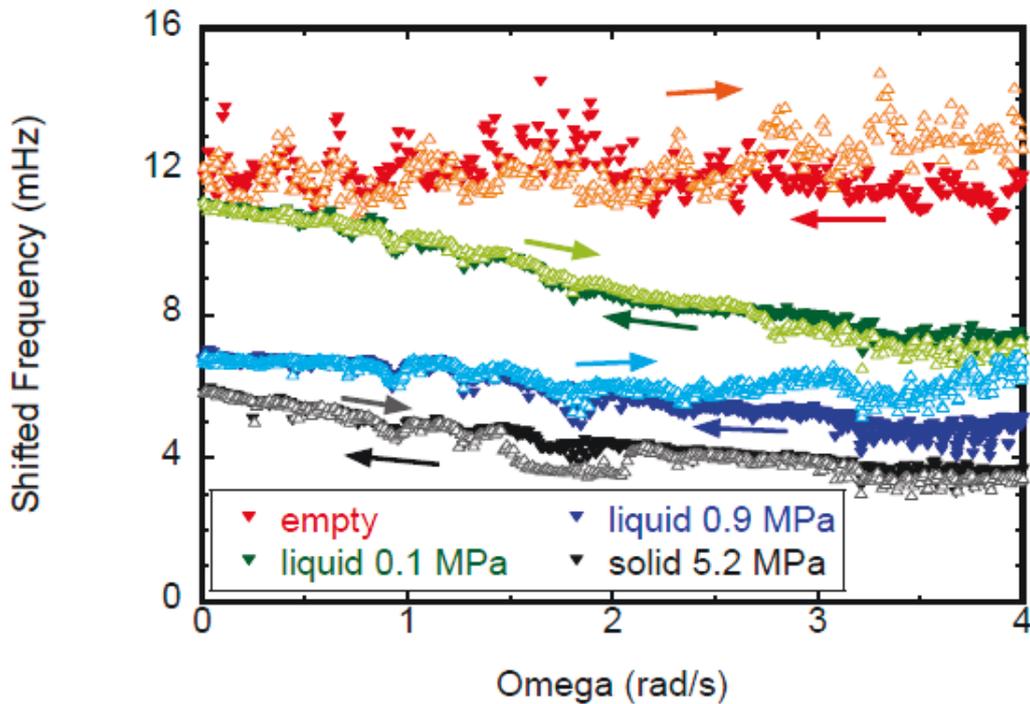


図 A.13: Vycor 振り子中に固体 ^4He を詰めた時の回転掃引時の周波数変化を、空セルおよび液体が入った状態での測定と比べた結果。赤が空セル、緑が 0.1 MPa の液体を入れた時、青が 0.9 MPa の液体を入れた時、そして黒が 5.2 MPa の固体が入った時の測定結果。周波数の値は適当にシフトしている。

果と比較しづらいが、液体 ^4He を入れた時の結果は固体 ^4He を入れた時の結果と類似していることがわかる。回転速度が変化した時の全体の変化量は固体がおおよそ 2 mHz であるのに対し、0.1 MPa の液体が入った場合は 4 mHz、1.0 MPa の液体では 2.5 rad/s 以上の速度で分岐しているもののおおよそ 2 mHz 程度の変化量である。また、固体の結果で例えば 1、1.4 rad/s に見えている周波数のスパイク状の変化は二つの液体の結果でも同様に観測されている。これらの結果は、振動子中に ^4He が入っている場合に、それが液体であるか固体であるかを問わずに似た回転速度依存性を持った周波数変化を Vycor 振り子が示すことを表していると考えられる。

振動子中の試料が液体 ^4He でも、固体 ^4He を入れた時と同じ結果となることをより詳しく調べた結果を図 A.14 に示す。図より、液体 ^4He を入れた場合においても、固定する温度を変えた時の周波数変化が、固体を入れた時と同様、温度に依っていない (図 A.11) ことがわかる。図 A.14(a) は 0.1 MPa の液体を入れた時の結果であり、最低温は固体の場合同様 20 mK であるが、最高温は 1.85 K と、より幅広い温度域で測定した結果を示している。周波数変化はやはりどの温度でも同等な変化量であり、回転速度依存性も温度の違いによる明らかな相異は見られない。図 A.14(b) では 1.0 MPa の液体の結果を示しており、最高温は 2.5 K としている。2.5 K では液体 ^4He は常流動状態、つまり通常の粘性流体として振動子中に入っている状態である。20 mK から 500 mK までは (a) の 0.1 MPa の結果同様いずれも類似した結果を示し、0 rad/s から 4 rad/s での周波数変化量が高々 3 mHz 程度であるのに対し、別枠で示した 2.5 K の結果では 8 mHz と大きくなっている (目盛が異なることに注意)。つまり、変化量としては ^4He が常流動状態となっている場合の

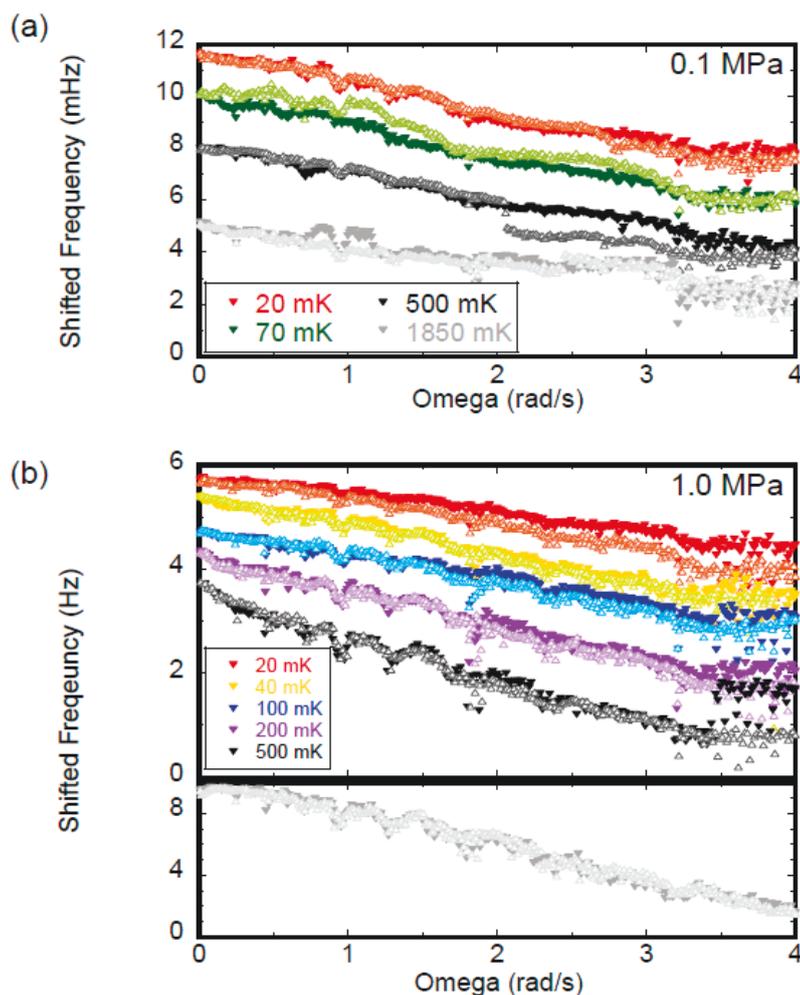


図 A.14: Vycor 振り子中に液体 ^4He を詰めた時の回転掃引時の共鳴周波数変化をいくつかの温度に固定して測定した。(a)0.1 MPa、(b)1.0 MPa の結果である。(b) について別枠で示した結果は最高温での測定である 2.5 K の時の結果であり、縦軸の目盛のスケールが他と異なることに注意。

方が大きい、回転速度に対する周波数の変化の仕方、特にスパイクの出る回転速度は温度に依らないことがわかる。

図 A.11、図 A.13 および図 A.14 から、Vycor 振り子に ^4He を入れた時の周波数の回転速度依存性は、 ^4He が液体であるか固体であるか、あるいはそれらの温度に関わらず共通した振る舞いを示した。したがって、図 A.11 に示した固体 ^4He が入った時の回転速度掃引の結果は、固体 ^4He 自身が回転に対し反応したのではなく、振り子そのものが回転により影響を受けた様子を反映していると思われる。この場合、空セルの結果でも液体、あるいは固体 ^4He が入った場合と同様な共鳴周波数の回転速度依存性が見えると考えられるが、図 A.13 で示したように、空セルの結果はばらつきが大きく、 ^4He 試料が入った状態と比べると難しい。

図 A.15 には、composite 振り子の結果 (7.3.6 節の図 7.17) 同様、一定回転下での温度掃引実験の結果と一定温度下での回転速度掃引実験の対応を調べて結果を載せている。回転掃引の結果は、図 A.11 に載せた周波数のデータをシフトさせる前の結果である。図 A.15 で四角で示された点は

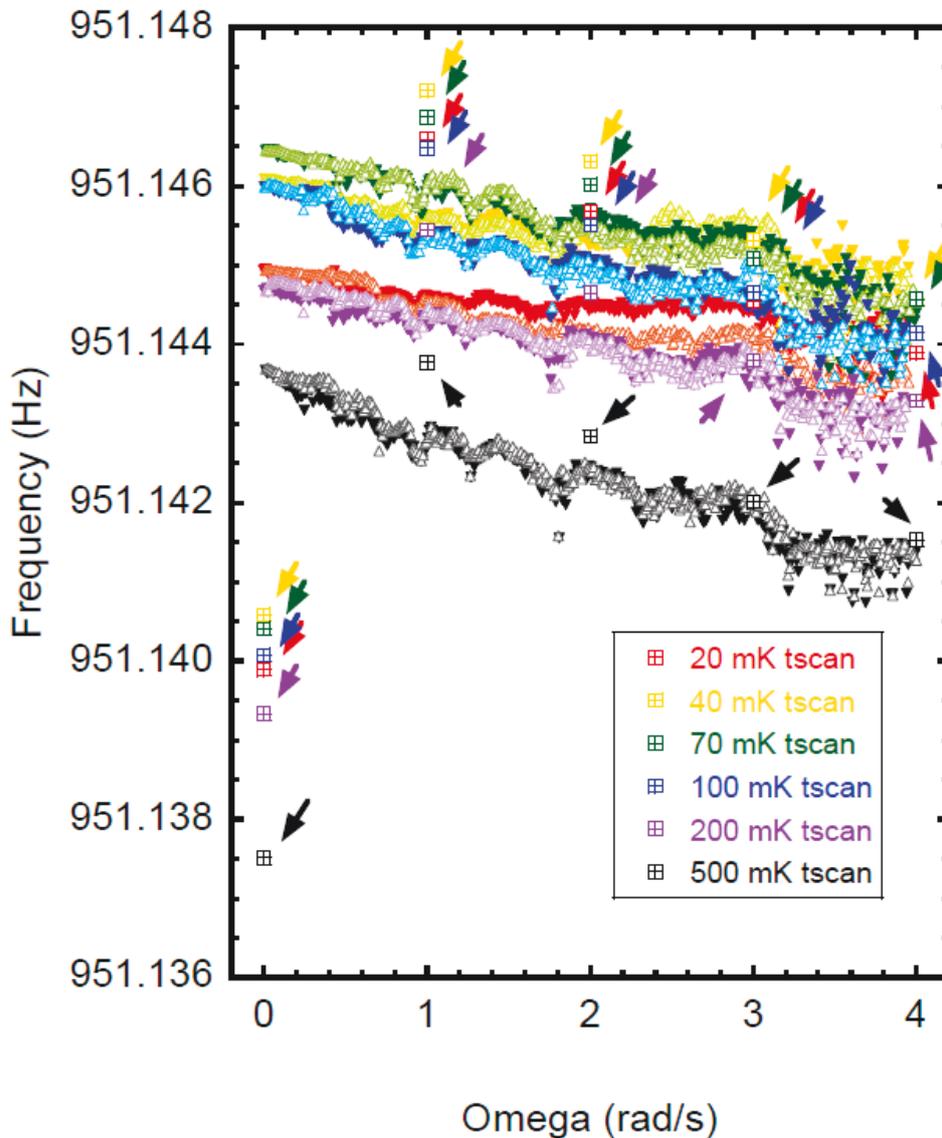
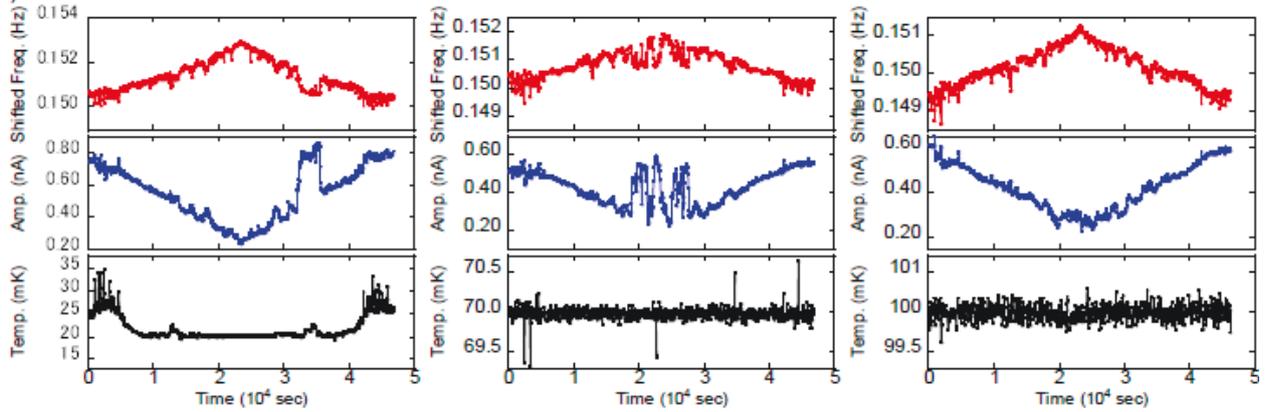


図 A.15: 8.5 MPa の固体を詰めた Vycor 振り子の回転掃引の結果 (図 A.11 のシフト前) に、温度掃引の結果 (図 A.8 の対応する回転速度ごとの値) を乗せた。温度掃引の結果は四角で示している。矢印は温度掃引の結果の点がどこにあるかを指し示す位置を指している。

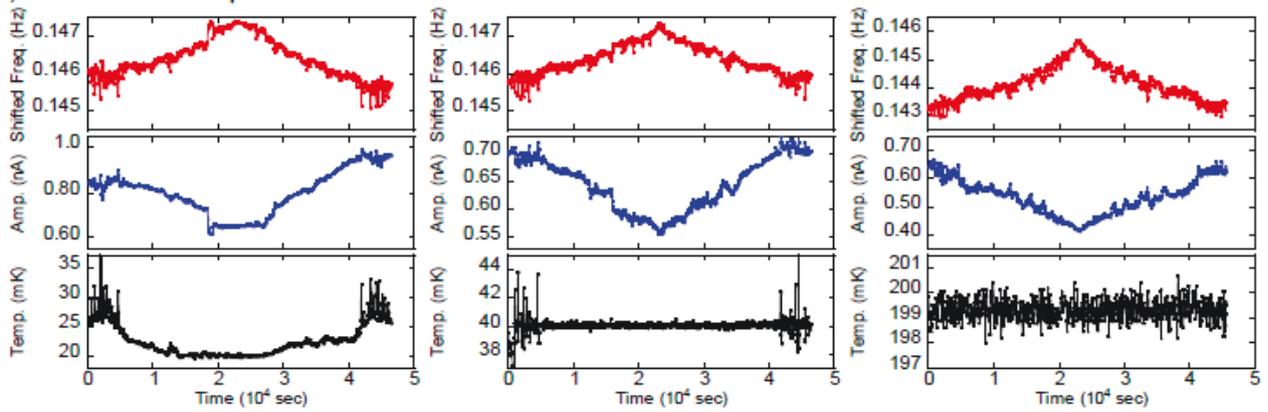
一定回転下での温度掃引実験で得られた周波数の値を表している。これは図 A.8 の対応する回転速度ごとの値から抜き出している。図より、温度掃引実験と回転速度掃引実験それぞれで得られた周波数の値は対応していないことがわかる。このように二つの掃引実験の結果の対応が悪いのは、それぞれの掃引実験での毎回の測定の再現性の悪さが原因の一つとなっていると思われる。Vycor 振り子では、例えば温度掃引実験について、同一の固体試料を、同一のドライブ電圧で駆動し何度か測定を行った場合でも周波数や振幅の絶対値は毎回同じ値をとるとは限らなかった。つまり Vycor 振り子の実験は再現性が悪かった。

図 A.16 では、Vycor 振り子での回転速度掃引実験中の共鳴周波数、振幅そして温度の時間推移

(a) 5.2 MPa



(b) 8.5 MPa : 2.65 $\mu\text{m/s}$



(c) 8.5 MPa : 12.38 $\mu\text{m/s}$

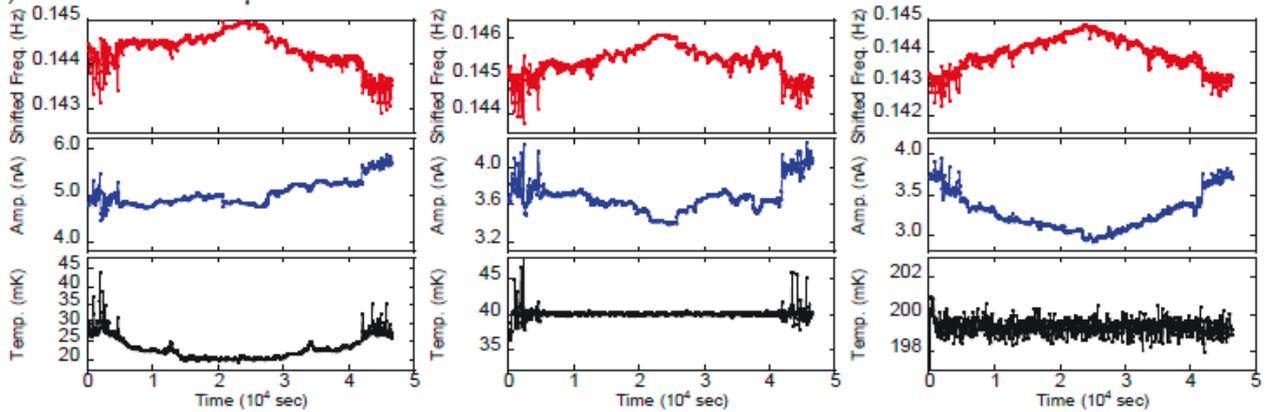


図 A.16: Vycor 振り子に固体 ⁴He を入れた状態での回転掃引実験の周波数、振幅、温度の時間推移。赤が周波数、青が振幅、黒が温度を表す。周波数は 951 Hz を引いている。全ての結果について、時刻が 0 秒の時に 4 rad/s から減速し、0 rad/s 達して折り返し、4 rad/s に再び加速している。

を表している。いずれも、回転速度を 4 rad/s から 0 rad/s まで減速させ、その後 4 rad/s まで戻すという条件で得られたデータとなっている。結果は、(a) は 5.2 MPa で 21.95 $\mu\text{m/s}$ 、(b) は 8.5

MPa で $2.65 \mu\text{m/s}$ 、(c) は 8.5 MPa で $12.39 \mu\text{m/s}$ の固体試料圧および振動速度での値をそれぞれ表している。composite 振り子の結果 (図 7.18) 同様、周波数や振幅の細かい変化が温度の変化と必ずしも一対一に対応しているわけではない。一方で、周波数と振幅の変化には相関があることが composite 振り子の場合に比べはっきり見えている。つまり、周波数にスパイクが見えるタイミングで振幅にも同様なスパイクが明確に見えている。

付録B セルの図面

ここでは、各実験に用いたセルの図面を示す。なお、ねじれ振り子の実験については振り子本体および羽電極以外は測定に係る部品ではないので省略した。以下、図 B.1 から図 B.3 が composite 振り子、図 B.4 から図 B.6 が Vycor 振り子、図 B.7 から図 B.9 が floating 振り子の図面であり、図 B.10 と図 B.11 が固体 ^4He 弾性率測定に用いたセルの図面である。

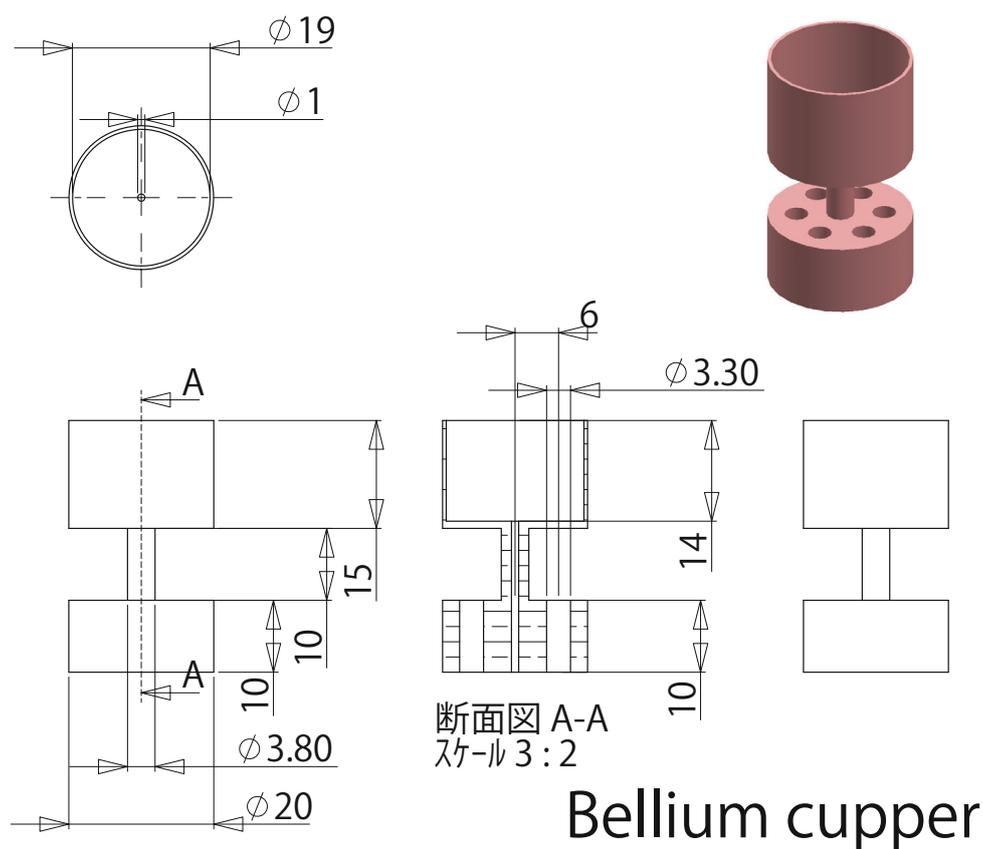
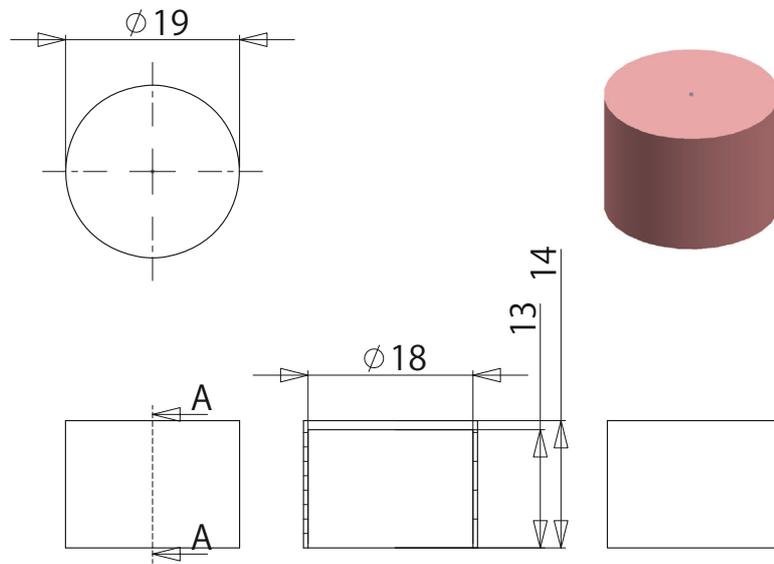


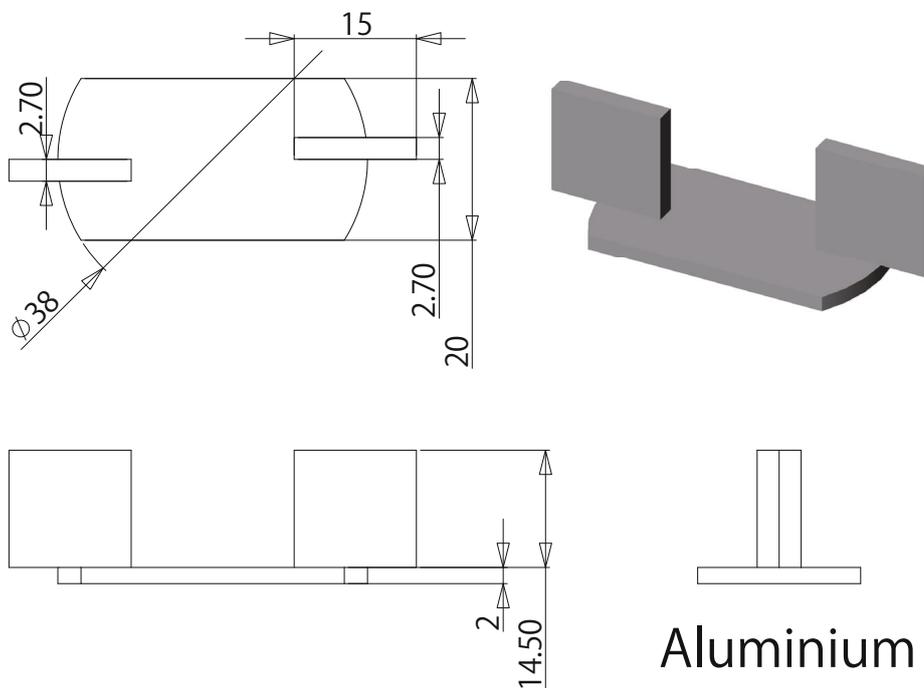
図 B.1: composite 振り子の振動子の外側部分。



断面図 A-A

Bellium copper

図 B.2: composite 振り子の振動子の内側の部分。外側の部品と組み合わせ、中に Vycor を封入する。



Aluminium

図 B.3: composite 振り子の羽電極

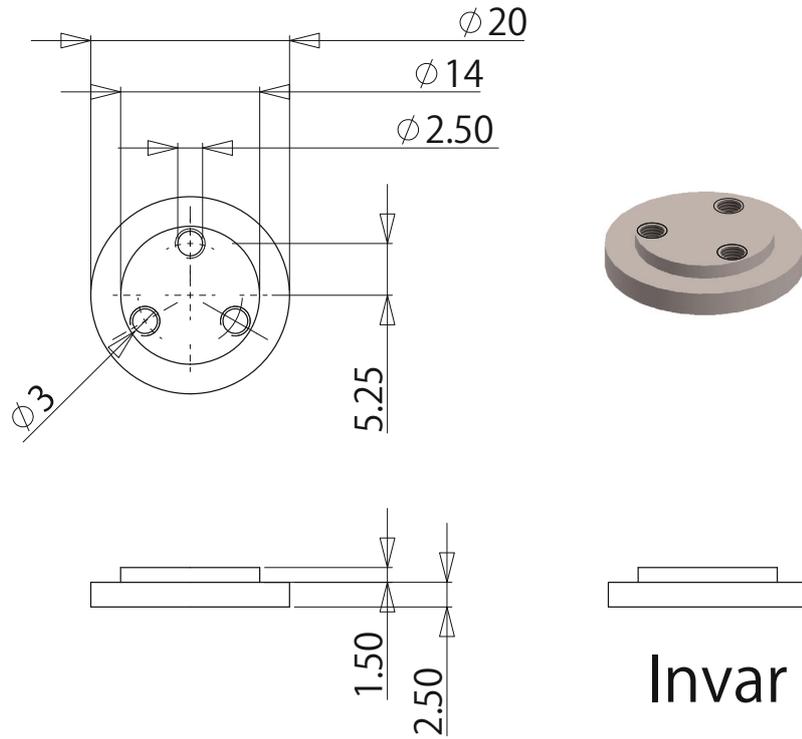


図 B.4: Vycor 振り子の Invar 製の部品。羽電極と Vycor 製の振動子を合わせるために用意した

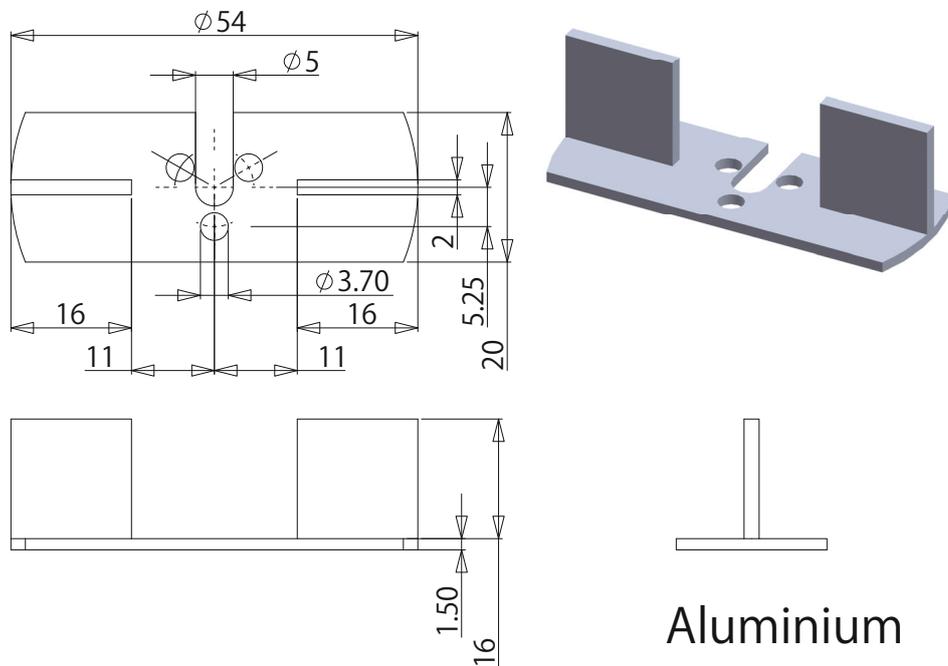
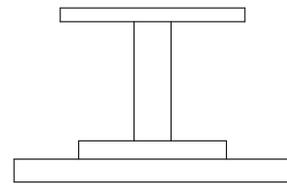
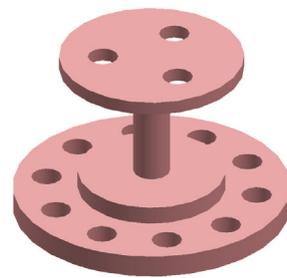
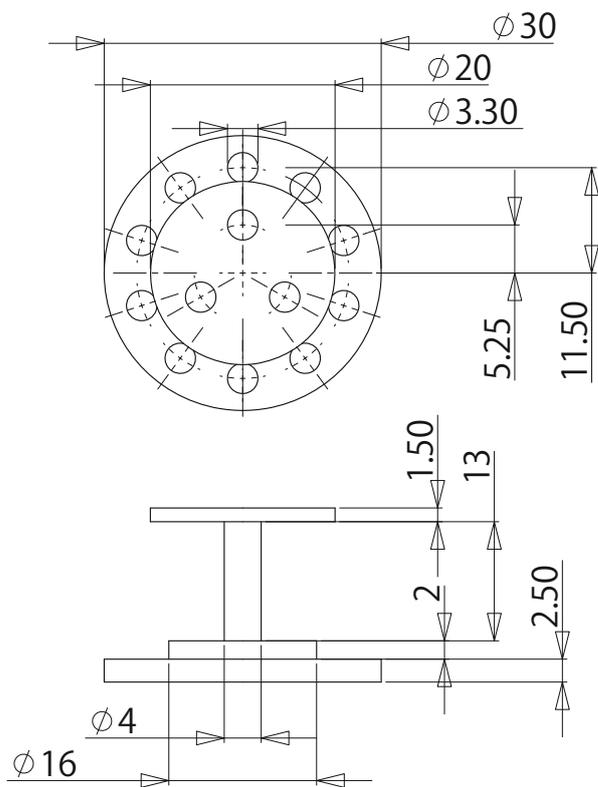


図 B.5: Vycor 振り子の羽電極



Bellium copper

図 B.6: Vycor 振り子のロッド。

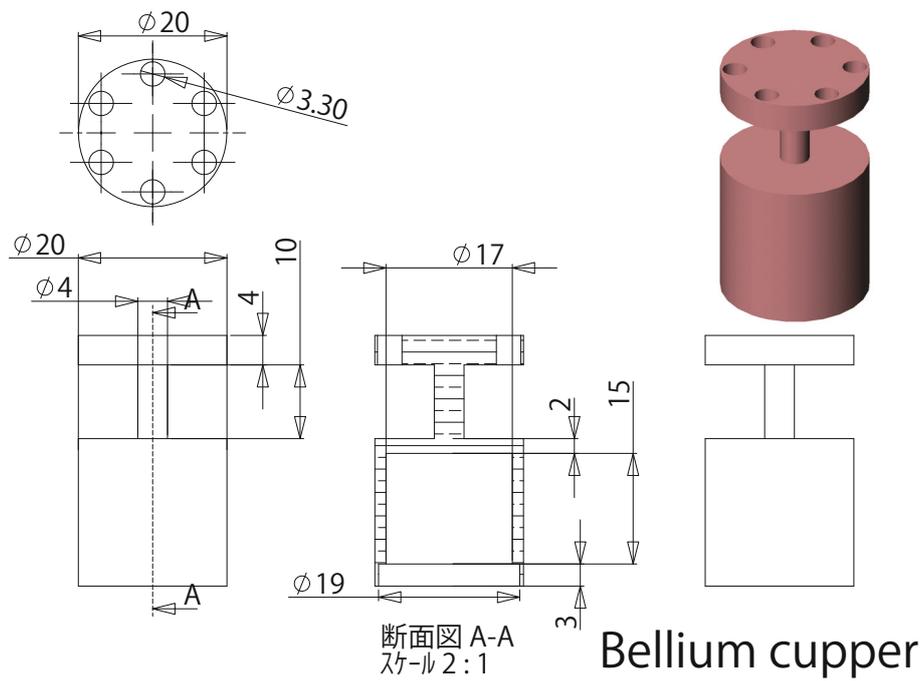


図 B.7: floating 振り子の振動子の外側部分。

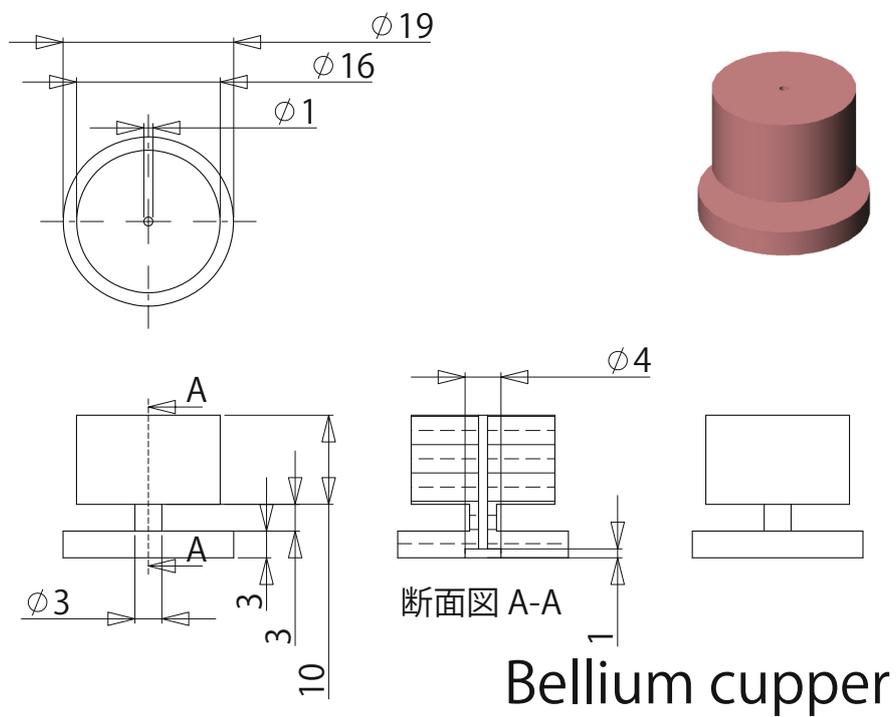
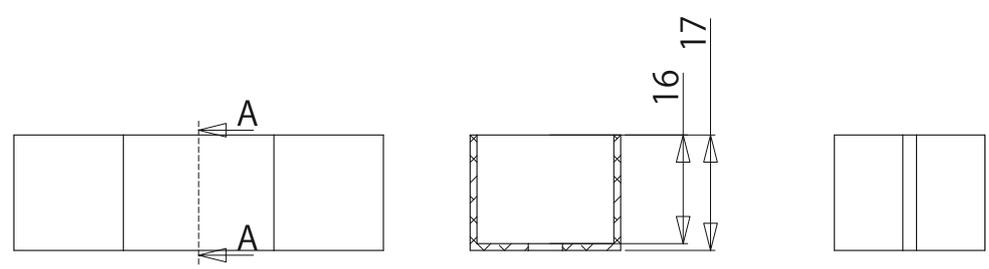
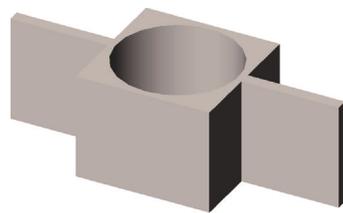
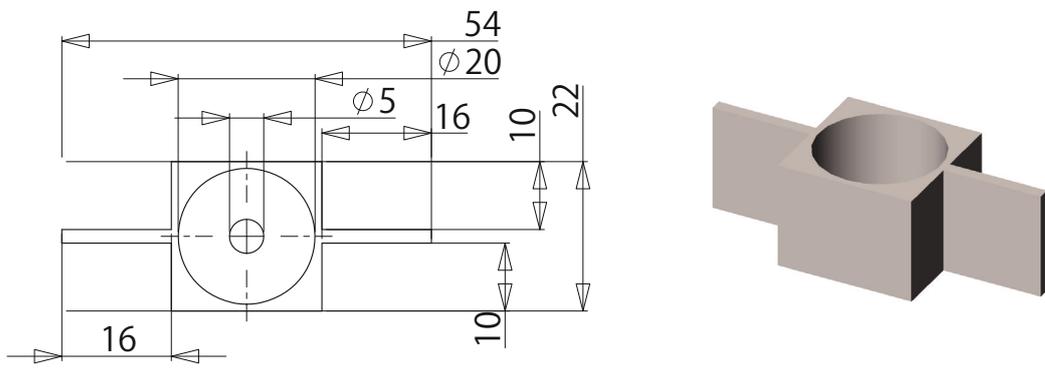


図 B.8: floating 振り子の振動子の内側部分。外側部分と組み合わせる。



断面図 A-A
スケール 3:2

Aluminium

図 B.9: floating 振り子の羽電極。

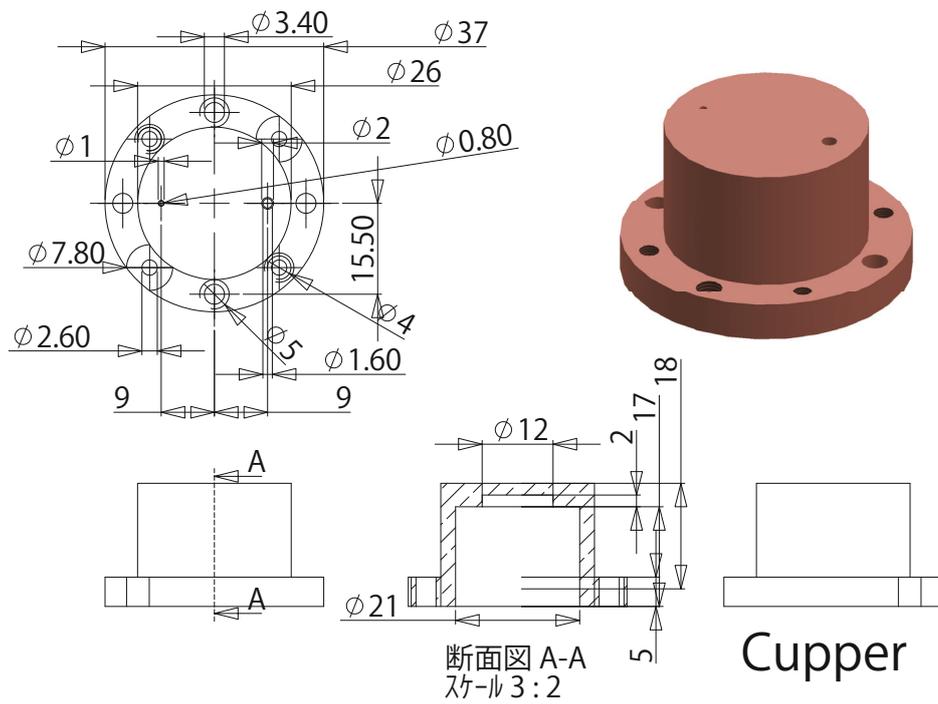


図 B.10: 弾性率測定のためのセルの外側部分。

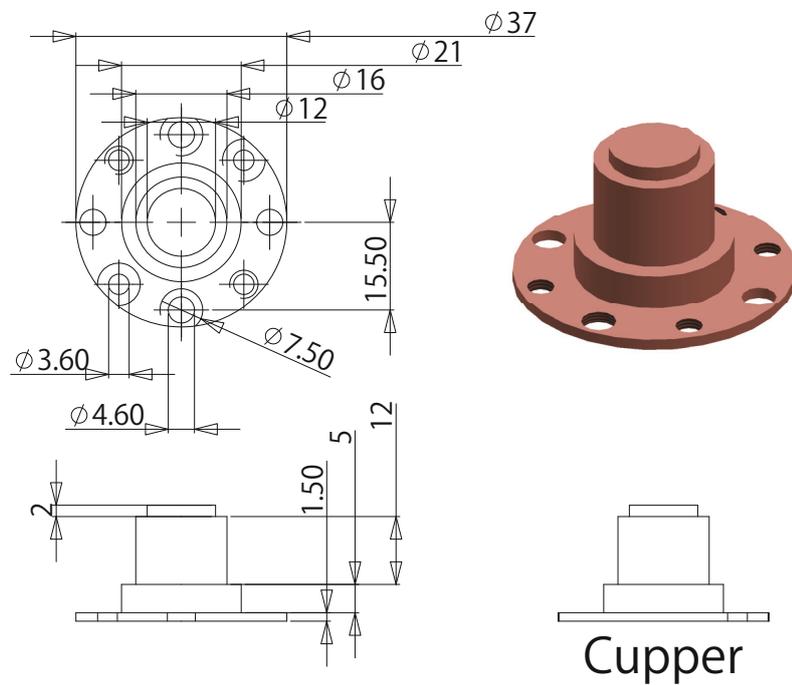


図 B.11: 弾性率測定のためのセルの内側部分。外側の部品と組み合わせる。

付 録 C 回転の安定性について

回転冷凍機の振動および安定性について述べる。ここで安定性とは、回転速度の定常性を示す。

回転によって生じる振動は、回転冷凍機に載せられている振動計によって測定した。この振動計は、回転軸に対し垂直方向および平行方向への振動の大きさを感知することができる。また、回転速度の定常性は、回転装置の外側に設置したレーザードップラー速度計によって測定した。この速度計により、周波数などの測定を行っている際の回転冷凍機の速度のばらつきを評価することができる。

以下では上記二つの観点から、回転の安定性を述べる。

C.1 回転中の振動について

回転によって生じる振動は、希釈冷凍機の混合器のすぐ下についているフランジに設置している振動計によって測定した。振動計には、コイルに取り巻かれた磁石が内蔵されており、振動によって磁石が動くことで発生する誘導電流を調べる。ある定速度に回転を固定した状態で、その回転中にどの周波数の振動がどの程度生じるかを調べた結果の例を、図 C.1 に示す。振動の測定は、毎回の回転ごとに行っていたものではない。しかし、一つの実験セルでの振動測定を終えてから、次の実験セルでの振動測定を行うまでの間（数か月、時には一年近くの間）で結果はほとんど変わらなかった。

特にねじれ振り子の測定について、温度を固定し回転速度を掃引した実験では、特定の回転速度で振り子の共鳴周波数がスパイクを持つ場合があった。もし周波数にスパイクが表れる回転速度で何か特徴的な振動ノイズが入っている場合、それらのスパイクは振動ノイズが原因で発生していると可能性がある。ここでは、Vycor 振り子の結果を例に、周波数スパイクが表れた回転速度と、そうでない回転速度とでの振動ノイズの様子を比べる。図 C.2 に、Vycor 振り子の測定を行っていた時の、いくつかの回転速度での振動測定の結果を載せる。図 C.2 から、振り子の周波数スパイクが見えている回転速度と見えていない回転速度とで、特徴的な周波数のノイズの有無が変わる様子見られない。したがって、振り子の周波数にスパイクが見えていたことを回転によるノイズで説明することはできないと考えられる。

C.2 回転速度について

回転速度は、回転冷凍機の外側に設置したレーザードップラー速度計によって測定した。回転速度を制御する際に、例えば 1 rad/s の速度で固定した場合の回転速度の「むら」を評価した。図 C.3 に、温度を固定して回転速度を一定に保った測定を行った時の典型的な速度測定の結果を示す。速度計のマニュアルによると、速度計の確度は速度の値で考えると $\pm 0.2\%$ であるとしている。

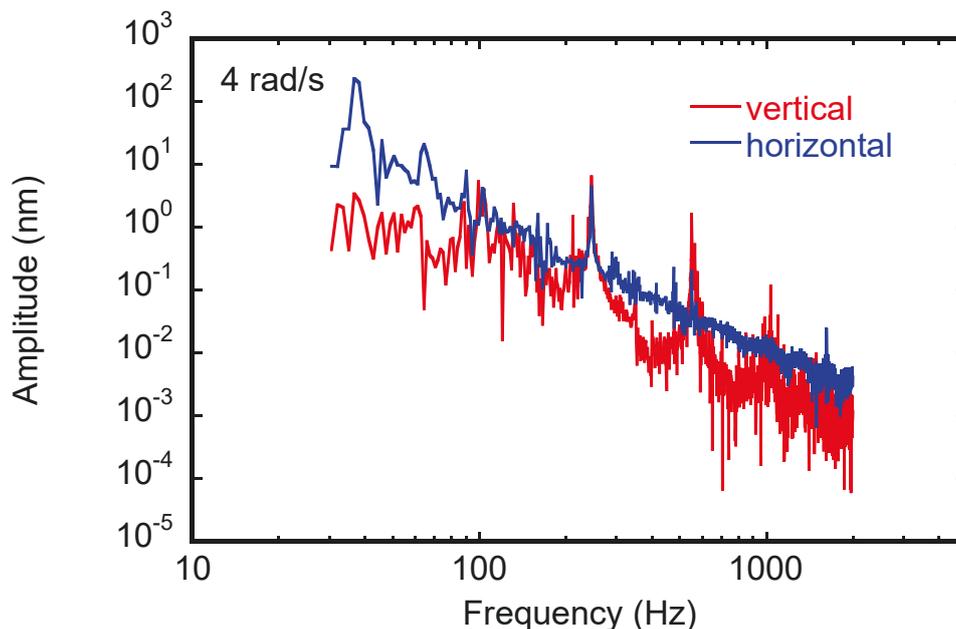


図 C.1: 振動測定の結果の一例。この結果は 4rad/s の一定回転時の測定であり、横軸は周波数を表し、縦軸はその周波数のノイズがどの程度の大きさ含まれているかを表している。赤が垂直方向、青が水平方向の振動の様子を表す。特に垂直方向において 200Hz から 300Hz の間および 500Hz 付近に高いピークが見られるが、これは回転数に依らずに見られる特徴である。図 C.2 も参照

つまり、1 rad/s の測定を行っている際には ± 0.002 rad/s のばらつき以下の「むら」は測定器固有の誤差として現れる。図 C.3 について、各速度で得られた速度計の値の平均を基準とし、ずれた値がいくつあるか、標準正規分布として表した結果を図 C.4 に示す。いずれも標準正規分布曲線に乗っており、分散の大きさは最大でも 2.051×10^{-5} となっていた。

次に、温度を固定して回転速度を掃引する実験での速度の「むら」について考える。

図 C.5 に示したのは、composite 振り子に固体 ^4He を入れた状態で回転速度掃引をした時の振り子の共鳴周波数と回転速度および回転速度のばらつき (ΔOmega) の時間推移を表した結果である。回転速度のばらつき、とは、その時点で理想的に達している速度からいくらずれているかを表している。例えば、ある時刻に速度 (図 C.5(a) の赤) が 2 rad/s でばらつき (図 C.5(a) の青) が -0.01 rad/s であったら、その時刻で速度計で測られた回転冷凍機の色度は $2 - 0.01 = 1.99$ rad/s であった、ということの意味する。図 C.5(a) を見ると、速度が大きい時にはばらつきも大きくなっているが、4 rad/s の時にでも高々 0.02 rad/s であり、 0.5% 程度のばらつきである。周波数の細かいスパイクが見える回転速度で特定のばらつきがあるかどうかについて見るために、図 C.5(b) では一例として時間が 1×10^4 から 2×10^4 での周波数およびばらつきの様子を拡大して載せている。図 C.5(b) を見る限り、周波数の上がり下がりが見える時刻にばらつきも対応する変化を示している様子はないことがわかる。

図 C.6 には Vycor 振り子の場合について同様に一つの測定時を例に周波数の変化と回転速度のばらつきを調べた結果を載せている。composite 振り子の時同様、回転速度が大きい時にばらつきが大きいものの、周波数がスパイクを見せる時刻に対応するばらつきの変化は見られない。

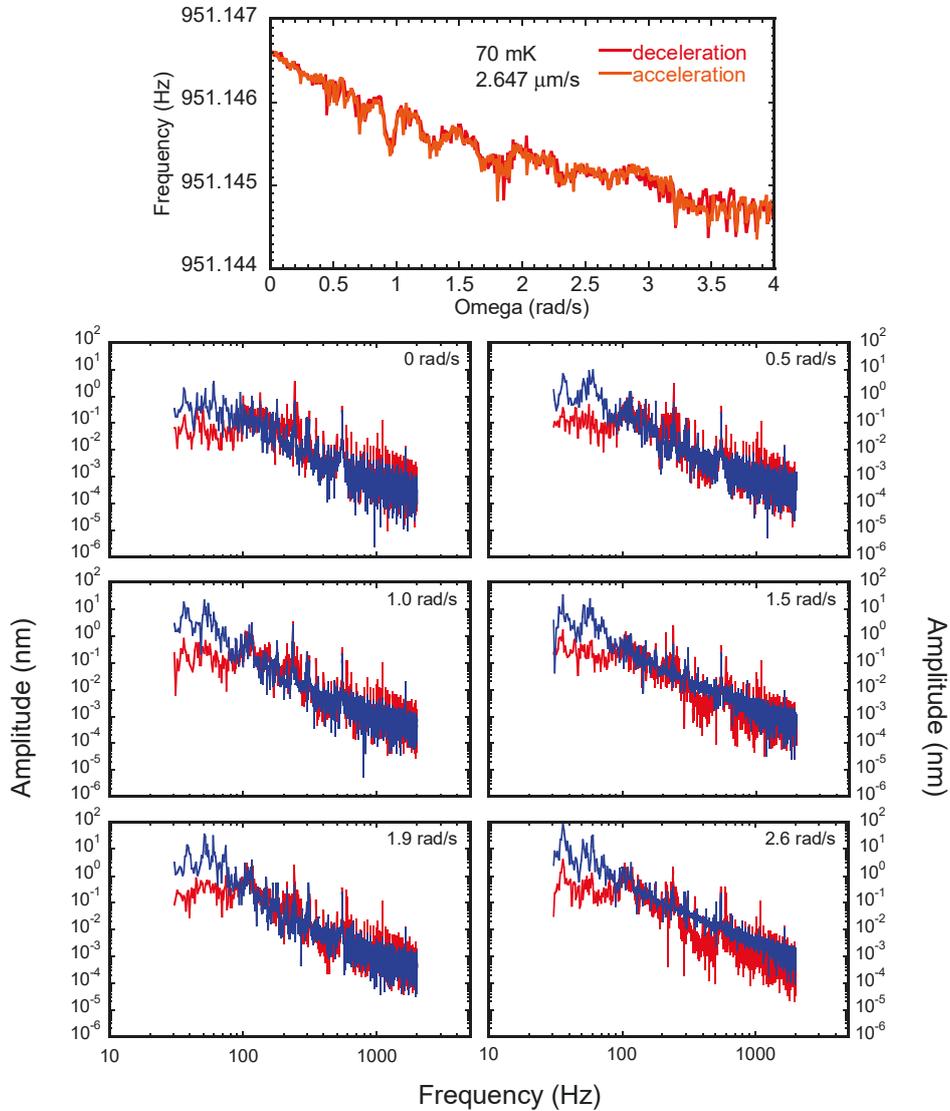


図 C.2: Vycor 振り子を測っていた時に測られた、いくつかの回転速度での振動測定の結果。一番上に示したのは、Vycor 振り子の結果の一例として挙げた、8.5MPa の固体を調べていた時の、70mK、振り子の振動速度 $2.647\mu\text{m/s}$ での回転掃引の結果である。この結果を踏まえ、周波数のスパイクが見えている回転速度として 0.5、1、1.9rad/s (左列) を選び、その比較として、スパイクが見えていない回転速度として 0、1.5、2.6rad/s (右列) を例に示した。振動測定の色は、図 C.1 同様、赤が垂直方向、青が水平方向の測定結果を表している。全周波数域にわたってノイズレベルの大きさが変わることはあるが、スパイクの見える回転速度と見えない回転速度で、特徴的な周波数のノイズの有無が変わっている様子はない。

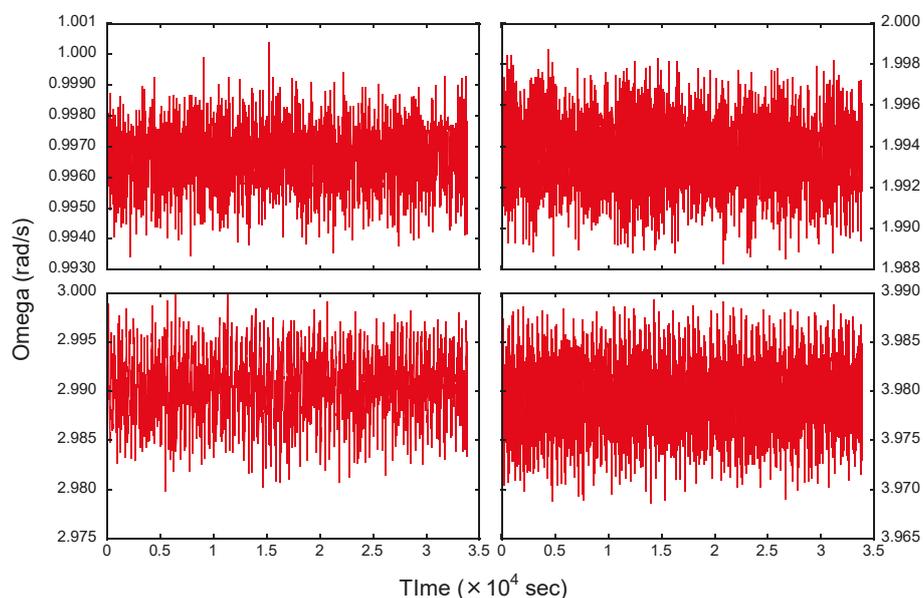


図 C.3: 回転速度測定の一例。横軸は測定時間を表し、縦軸は速度計で測られた回転速度を表す。

図 C.7 には弾性率測定の際、変化が大きかった時の結果（図 5.16 の 3.6 MPa の固体 ^4He の回転速度が正の測定時）における、測定した I/fV と回転速度のばらつきを示している。同図では回転速度を上げてから下げる過程を表しており、振り子の測定の時とは逆である。この測定の場合においても、信号が大きく変化した領域を拡大しても回転速度のばらつきとの相関は見られない。

したがって、少なくとも実験で用いた速度計の測定精度の範囲内で、周波数に見られるスパイクと回転速度の不安定性に相関はないと考えられる。

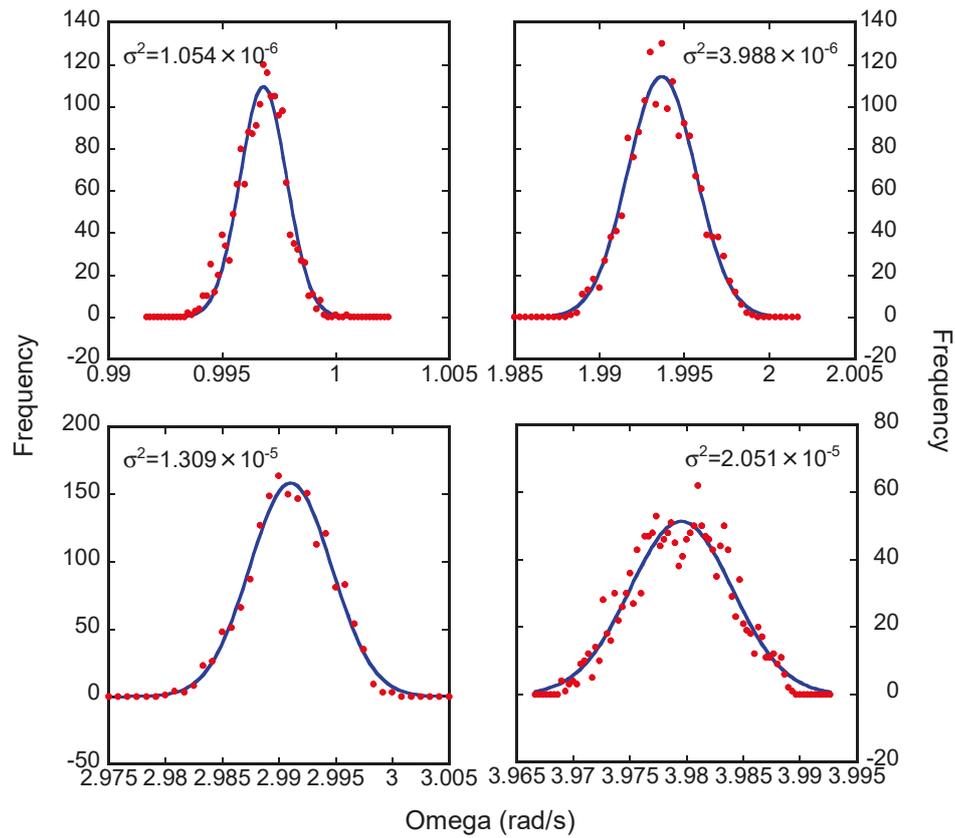


図 C.4: 図 C.3 の各回転速度での速度測定結果における「むら」の評価。横軸は回転速度を表し、縦軸は測定中にその回転速度をとった回数を表している。青線は正規分布としてフィッティングをかけた時のフィッティング曲線であり、図に示した σ^2 はフィッティングから求めた分散の大きさを表す。

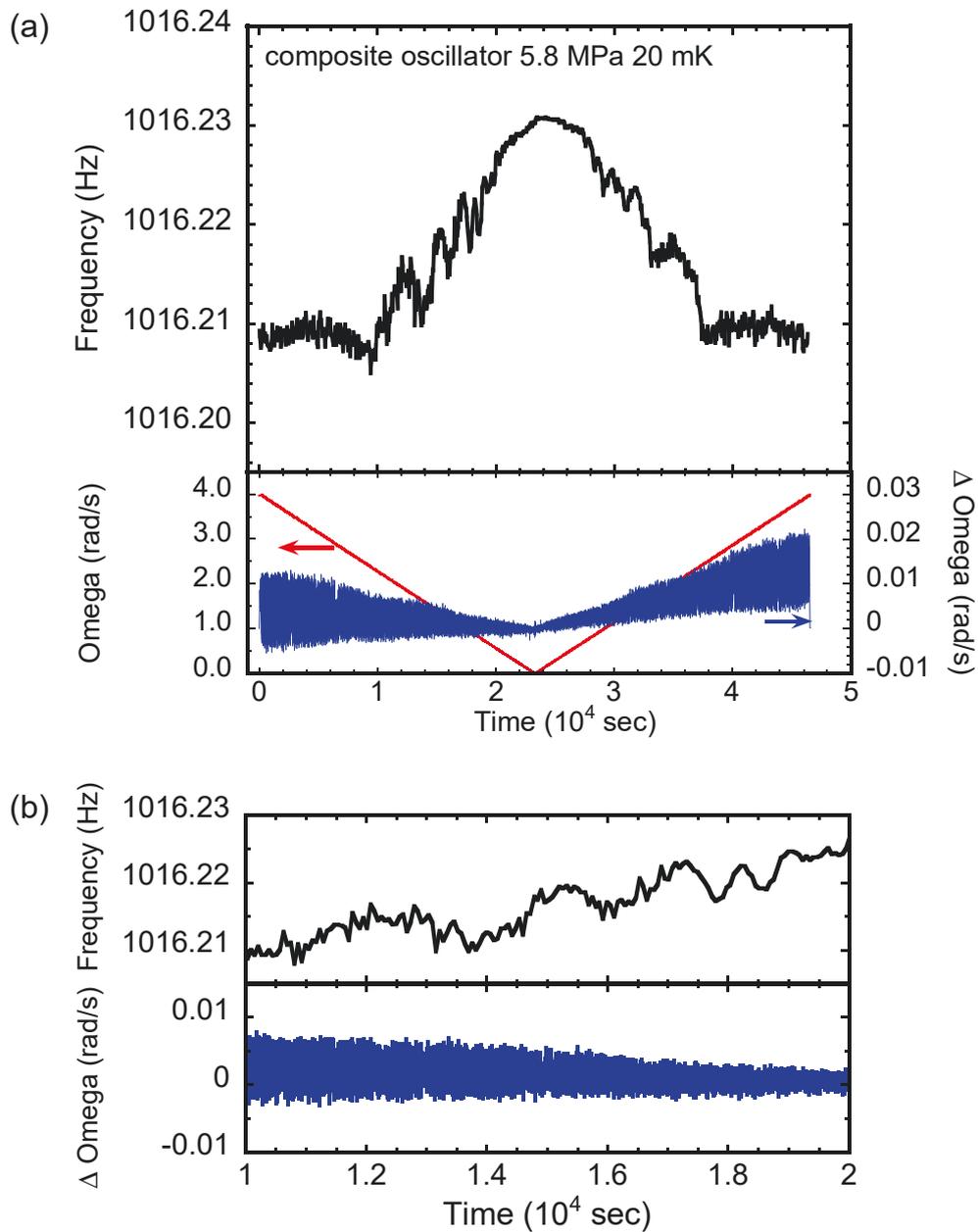


図 C.5: (a) composite 振り子で固体 ^4He を入れた状態での回転速度掃引時の振り子の共鳴周波数と回転速度 (赤) と回転速度のばらつき (青) の時間推移。図 7.13 の 5.8 MPa、20 mK の測定時の様子を表す。(b) (a) の図の一部を拡大した様子。

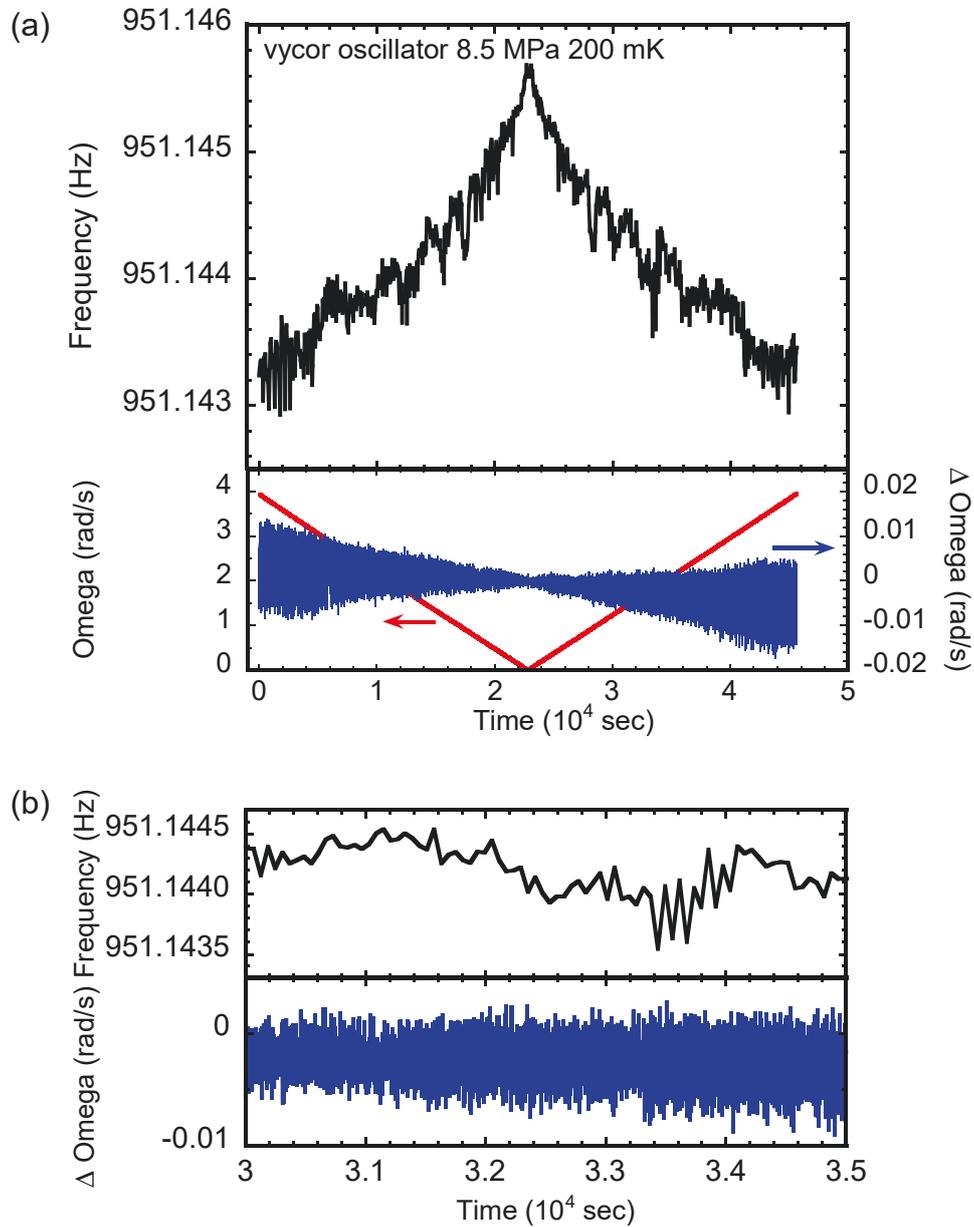


図 C.6: Vycor 振り子で固体 ^4He を入れた状態での回転速度掃引時の振り子の共鳴周波数と回転速度 (赤) と回転速度のばらつき (青) の時間推移。図 A.11 の 8.5 MPa、 $2.65 \mu\text{m/s}$ 、200 mK の測定時の様子を表す。(b) (a) の図の一部を拡大した様子。

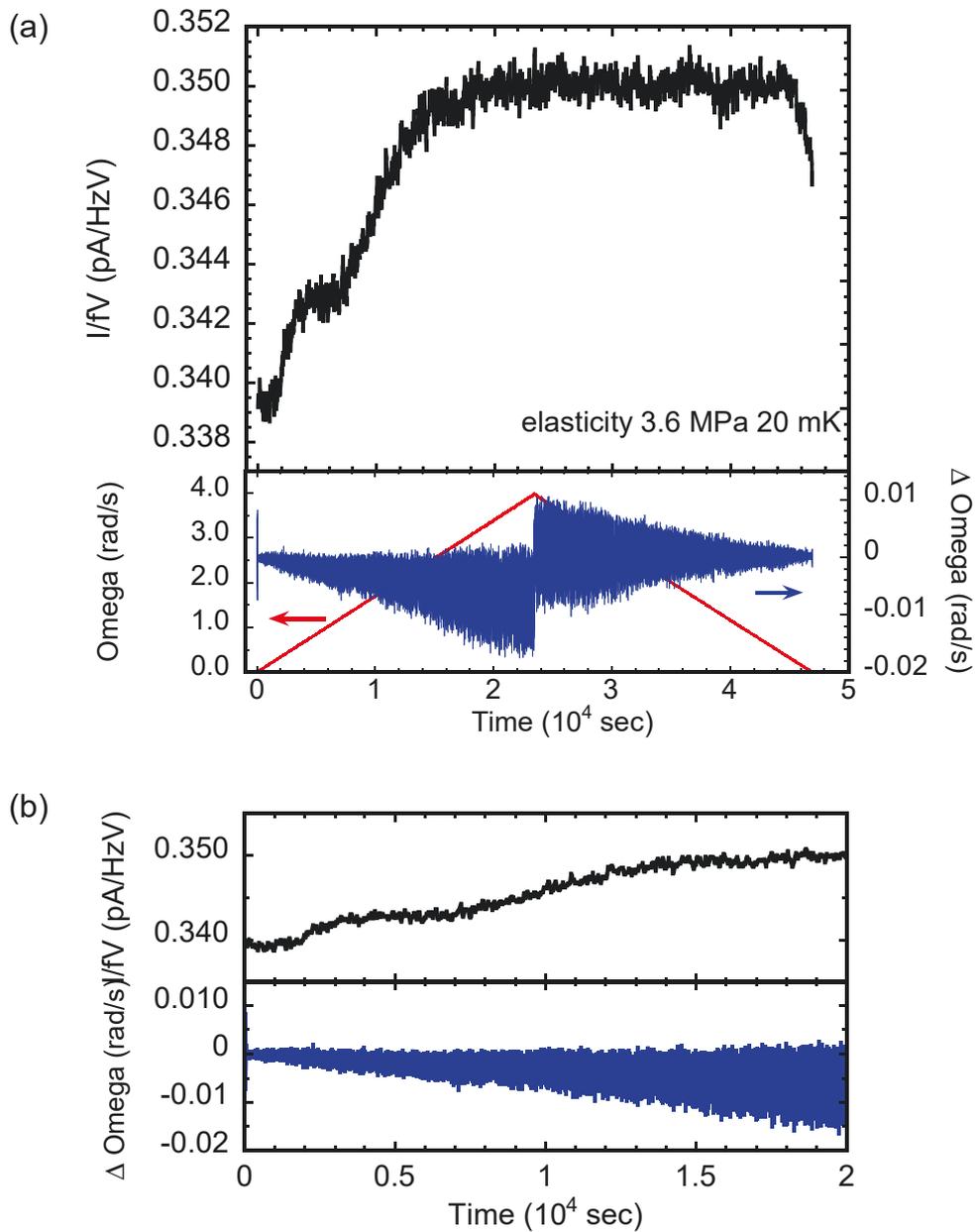


図 C.7: (a) 弾性率測定セルで固体 ^4He を入れた状態での回転速度掃引時の I/fV の値と回転速度 (赤) と回転速度のばらつき (青) の時間推移。図 5.16 の 3.6 MPa の固体 ^4He の回転速度が正の測定時の様子を表す。(b) (a) の図の一部を拡大した様子。

C.3 回転冷凍機について

本論文に記した実験の特色である回転冷凍機は、埼玉県和光市にある理化学研究所に設置された回転希釈冷凍機を用いて行った。回転冷凍機の全容についての詳細は [116] の図 1 が参考になる。ここでは回転の制御の仕組みについて簡単に紹介する。DC 回転の速度は回転に使用するサーボモータの回転数を制御することで行っている。図 C.8 に簡単に回転の仕組みを記す。

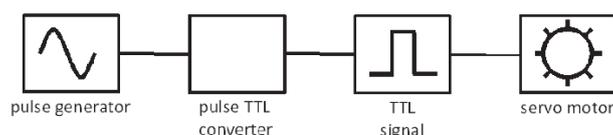


図 C.8: 回転制御の仕組み

図 C.8 のように、パルス発振器から出たパルスをパルス TTL 信号変換器に入力すると、パルスの周波数の TTL 信号によりモーターが駆動される。パルス信号 52700Hz が冷凍機の角回転速度 1 rad/s に対応する。全ての実験において、回転速度固定で温度掃引をする測定の場合は通常 400 Hz/s^2 で目的の速度に達した後、定速運転を行った。したがって、例えば 1 rad/s での定回転測定を行う場合には、回転を始動させて 130 秒程度で 1 rad/s に達する。また温度を固定して回転速度掃引時は 10 Hz/s^2 (10 Hz step) で回転速度を変化させている。ただし、必要に応じて掃引速度を遅くするために 5 Hz/s^2 (5 Hz step) にした測定もある。用いた冷凍機デュワーの能力上、温度維持のために液体 ^4He の液面が十分 1 K pot の引き込み口より上にくるような安全運転を考慮して液体 ^4He のトランスファー間隔はおよそ 48 時間を限度としている。この時間が回転掃引実験の掃引速度の上限を決める。すなわち、48 時間=172800 秒の間に静止状態から 4 rad/s まで達し、折り返して静止する場合には、掃引速度の絶対値はおよそ 2.5 Hz/s^2 以上となる必要がある。回転が円滑に進むように、冷凍機には潤滑油供給を行った (5 時間に一度自動システムによって油をさす)。

報文・講演目録

報文目録

1. T. Tsuiki, D. Takahashi, S. Murakawa, Y. Okuda, K. Kono, and K. Shirahama, "Effect of Rotation on Elastic Moduli of Solid ^4He ", Phys. Rev. B **97**, 054516 (2018)
2. T. Tsuiki, D. Takahashi, S. Murakawa, Y. Okuda, K. Kono, and K. Shirahama, "Study of Rotation Effect in Solid ^4He by an Elasticity-Sensitive Torsional Oscillator", J. Phys. Soc. Jpn., accepted.

講演目録

国際会議等発表

1. Daisuke Takahashi, Tomoya Tsuiki, Kimitosi Kono, and Keiya, Shirahama, "Torsional Oscillator Experiment of Solid ^4He in Vycor Glass under DC Rotation", Supersolid in Nature, Wako(Japan), June 11th 2012
2. Daisuke Takahashi, Tomoya Tsuiki, Kimitosi Kono, and Keiya, Shirahama, "Possible quantum oscillation of non-classical rotational inertia of solid ^4He in vycor under DC rotation", International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS2012), Lancaster (UK), August 20th 2012
3. Daisuke Takahashi, Tomoya Tsuiki, Kimitosi Kono, and Keiya, Shirahama, "Novel DC velocity dependence of NCRI of solid ^4He in vycor glass", 9th Conference on Cryocrystals and Quantum Crystals (CC2012), Odessa(Ukraine) September 3rd 2012
4. Tomoya Tsuiki, Daisuke Takahashi, Kimitosi Kono, and Keiya Shirahama, "Depletion of NCRI of solid ^4He confined in Vycor glass under DC rotation", International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS2012), Lancaster (UK), August 20th 2012
5. Tomoya Tsuiki, Daisuke Takahashi, Kimitosi Kono, and Keiya Shirahama, "Nature of the Quantum Oscillation of Solid ^4He under DC Rotation", International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS2013), Matsue(Japan), August 3rd 2013
6. Tomoya Tsuiki, Daisuke Takahashi, Satoshi Murakawa, Kimitosi Kono, and Keiya Shirahama, "DC rotation effect on solid helium four confined in porous Vycor glass", 27th International Conference on Low Temperature Physics (LT 27), Buenos Aires(Argentine), August 11th 2014
7. Tomoya Tsuiki, Daisuke Takahashi, Satoshi Murakawa, Kimitosi Kono, and Keiya Shirahama, "The elasticity measurement of solid ^4He under DC rotation", International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS2015), Niagara(USA), August 10, 11th 2015
8. Tomoya Tsuiki, Daisuke Takahashi, Satoshi Murakawa, Kimitosi Kono, and Keiya Shirahama, "Solid helium study using elasticity-sensitive torsional oscillator under DC rotation", International Symposium on Quantum Fluids and Solids (QFS2016), Prague(Czech), August 10th 2016

国内発表等

1. 高橋大輔、立木智也、原野貴之、河野公俊、白濱圭也、「トーラス状ナノ多孔質中固体ヘリウムの DC 回転下におけるねじれ振り子測定」、平成 23 年度物性研究所短期研究会「量子凝縮系の defects および topology」、柏市、2012 年 1 月 6 日
2. 高橋大輔、立木智也、河野公俊、白濱圭也、「DC 回転下における多孔質ガラス中の超固体 -II-」、日本物理学会 2012 年 年次大会、西宮市、3 月 27 日
3. 立木智也、高橋大輔、河野公俊、白濱圭也、「多孔質ガラス中固体ヘリウムの超流動的振る舞いに対する回転効果」、日本物理学会 2012 年 秋季大会、横浜市、2012 年 9 月 21 日
4. 立木智也、高橋大輔、村川智、河野公俊、白濱圭也、「DC 回転印加に対する多孔質中固体ヘリウムの応答」、日本物理学会 第 69 回年次大会、平塚市、2014 年 3 月 30 日
5. 立木智也、高橋大輔、村川智、河野公俊、白濱圭也、「制限空間中固体ヘリウム 4 における回転効果」、物性研究所短期研究会「スーパーマターが拓く新量子現象」、柏市、2014 年 4 月 17 日
6. 立木智也、高橋大輔、村川智、河野公俊、白濱圭也、「制限空間内に生成した固体ヘリウム 4 の DC 回転応答」、物性研究所短期研究会「スーパーマターが拓く新量子現象」、柏市、2014 年 4 月 19 日
7. 立木智也、高橋大輔、村川智、河野公俊、白濱圭也、「ねじれ振り子を用いた DC 回転下固体ヘリウムの研究」、日本物理学会 2014 年 秋季大会、中京大学、2014 年 9 月 10 日
8. 立木智也、高橋大輔、村川智、河野公俊、白濱圭也、「固体ヘリウム 4 の DC 回転下弾性率測定」、日本物理学会、2015 年 秋季大会、関西大学、2015 年 9 月 17 日
9. 立木智也、高橋大輔、村川智、河野公俊、白濱圭也、「固体ヘリウムの弾性に対する回転効果」、日本物理学会、2016 年 秋季大会、2016 年 9 月 14 日