МІНІСТЕРСТВО ОСІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
ННІ комп'ютерної фізики та енергетики
Кафедра теплофізики, молекулярної фізики та енергоефективності

ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА

до кваліфікаційної роботи
за ОКР бакалавр

« Кінематична в'язкість надплинних розчинів ^{3}He-^{4}He »

Виконав студент 4 курсу, групи НФ-42
Титаренко В.В.
Спеціальність:
105 Прикладна фізика та наноматеріали
Керівник :
д. ф. м. н., професор Валерій ЧАГОВЕЦЬ
Рецензент :
д. ф. м. н., професор Святослав СОКОЛОВ

Харків - 2021

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна

ННІ Комп'ютерної фізики та енергетики
Кафедра теплофізики, молекулярної фізики та енергоефективності
Рівень вищої освіти (освітньо-кваліфікаційний рівень) бакалавр
Спеціальність 105 — прикладна фізика та наноматеріали

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ **Юрій МАЦЕВИТИЙ**
підпис ініціали, прізвище

"____" _____2020 року

З А В Д А Н Н Я
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ (ПРОЕКТ)

Титаренка Валерія Вячеславовича
(прізвище, ім'я, по батькові студента)

1. Тема роботи Кінематична в'язкість надплинних розчинів ^{3}He-^{4}He

керівник роботи Чаговець Валерій Костянтинович, д.ф.-м.н., с.н.с.
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом по університету від "___"_____20__року №___

2. Строк подання студентом роботи_____

3. Перелік питань, які потрібно розробити:
Ознайомитися з методами дослідження рідини при низьких температурах.
Освоїти метод дослідження надплинних розчинів ^{3}He - ^{4}He за допомогою кварцового камертона, що коливається в рідині.
Провести аналіз отриманих амплітудно-частотних характеристик коливань камертона в концентрованих розчинах ^{3}He-^{4}He при малих силах збудження в ламінарному стані течії.
Провести розрахунки динамічної та кінематичної в'язкості розчинів з концентрацією 5% та 15% ^{3}He в ^{4}He. Провести порівняння отриманих даних з літературними.

4. План роботи

№ з/п	Назви етапів роботи
1.	Вибір теми, узгодження, закріплення за кафедрою
2.	Робота над літературою та іншими джерелами
3.	Затвердження теми на кафедрі
4.	Написання вступу до роботи та першого розділу
5.	Написання другого розділу
6.	Написання третього розділу
7.	Завершення написання дипломної роботи (висновки та література)
8.	Подача науковому керівнику, доробка з урахуванням зауважень
9.	Відгук, рецензія, підготовка до захисту
10.	Попередній захист на кафедрі
11.	Захист

5.Дата видачі завдання_____

Студент _____ Валерій ТИТАРЕНКО

Керівник роботи _____ Валерій ЧАГОВЕЦЬ

Реферат

Титаренко Валерій Вячеславович «Кінематична в’язкість надплинних розчинів ^{3}He-^{4}He» (випускна робота «бакалавра»), – Харків: ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2021. – 44с.

Робота складається з вступу, трьох розділів, висновків; містить 21 рисунок, 3 таблиці, список використаних джерел з 19 найменувань.

Дана робота присвячена експериментальному дослідженню температурної залежності динамічної та кінематичної в’язкості нормальних та надплинних концентрованих розчинів ^{3}He – ^{4}He. Дослідження були проведені методом коливання кварцового камертона в рідині в обмеженій геометрії. Для розрахунків значень динамічної та кінематичної в’язкості в роботі були використані експериментальні амплітудно-частотні характеристики кварцових камертонів при коливанні в розчинах ^{3}He – ^{4}He з концентрацією 5% і 15% ^{3}He в інтервалі температур 0,4 - 2,5 К при тиску насиченої пари. В результаті розрахунків встановлені значення кінематичної в’язкості в указаному інтервалі температур. Дослід має фундаментальне значення та практичне застосування в різних областях зв’язаних з моделюванням та дослідженням аеродинамічних систем.

Ключові слова: гелій, розчин, камертон, амплітудно-частотна характеристика, число Рейнольдса, ламінарний, турбулентний, надплинність, дослід.

Abstract

Titarenko Valery Vyacheslavovich "Kinematic viscosity of superficial solutions ^{3}He-^{4}He " (graduation work "Bachelor"), - Kharkiv: KhNU named after VN Karazina, 2021. – 44p.

The work consists of entry, three sections, conclusions; Contains 21 figures, 3 tables, a list of used sources from 19.

This work is devoted to the experimental study of the temperature dependence of the dynamic and kinematic viscosity of normal and superfluous concentrated solutions ^{3}He-^{4}He. The studies were carried out by the fluctuation of quartz chamber in a liquid in a limited geometry. For calculations of the values of dynamic and kinematic viscosity in the work, experimental amplitude-frequency characteristics of quartz chamber were used when fluctuating in solutions ^{3}He-^{4}He with a concentration of 5% and 15% 3th in the temperature range 0.4 – 2.5 K at a pressure of saturated pair. As a result of calculations, the values of kinematic viscosity in the indicated temperature range are set. The experiment has a fundamental value and practical application in various fields associated with modeling and testing of aerodynamic systems.

Key words: helium, solution, tape, amplitude-frequency characteristic, ranolds, laminar, turbulent, superflation, experiment.

ЗМІСТ

ВСТУП.....6

РОЗДІЛ 1. ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД 8

1.1. Динамічна та кінематична в’язкість речовини…….....8

1.2. Потоки в рідині і число Рейнольдса…….....8

1.3. Властивості рідкого ^{4}He та розчинів ^{3}He-^{4}He…….…11

1.4. Методи вимірювання в’язкості. В’язкість надплинних розчинів ^{3}He-^{4}He……...16

РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ОБЛАДНАННЯ ТА МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ.....20

2.1. Рефрижератор випаровування ^{3}He……....20

2.2. Кварцовий камертон як метод дослідження в’язкості……..……..22

2.2.1. Механічні властивості камертона…….…22

2.2.2. Вплив навколишнього середовища на коливання камертона….25

2.2.3. Гідродинамічна модель камертона……27

2.3. Схема вимірювання амплітудно-частотної залежності кварцового камертона…….……..29

РОЗДІЛ 3. ОТРИМАННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ТА ЇХ АНАЛІЗ 32

ВИСНОВКИ 42

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ 43

ВСТУП

Актуальність теми:

В техніці існує проблема визначення характеру плину рідини, а саме визначення критичної швидкості та критичного числа Рейнольдса при переході від ламінарного до турбулентного стану. Такі дослідження при нормальних умовах потребують великих енергетичних затрат. По-перше, установи мають бути великих розмірів, по-друге, такі дослідження потребують великих збуджуючих сил, тисків та досліджуваних матеріалів.

Кінематична в'язкість, що входить до числа Рейнольдса, майже всіх рідких середовищ дещо відрізняється від кінематичної в'язкості повітря. Рідкий гелій в цьому сенсі є винятком, його кінематична в'язкість найбільш наближена до значень в повітрі. Гелій є робочим середовищем, що найбільш змінюється: газові, рідкі та надплинні фази дозволяють досягти величезного діапазону значень кінематичної в'язкості: $6 \cdot 10^{-9}$ – $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ м^2/с. Низька в'язкість рідкого гелію дає змогу вивчати зміну потоків в рідині в лабораторних умовах.

Дослідження в'язкості зіграли важливу роль в розумінні природи надплинного гелію і побудові дворідинної моделі Не II. У надплинному стані рідкий гелій проявляє зникаюче малу в'язкість при перебігу через вузькі капіляри, а з іншого боку при русі в рідині сторонніх тіл проявляється кінцева в'язкість, обумовлена нормальною компонентою Не II. Л.Д. Ландау і І.М. Халатніков [1] створили кінетичну теорію надплинного гелію і показали, що в'язкість нормальної компоненти пов'язана з процесами взаємодії елементарних збуджень - фононів і ротонів.

Згідно розгляду Жаркова [2], в'язкість розчинів ^{3}He - ^{4}He складається з трьох частин: в'язкості, обумовленої перенесенням кількості руху ротонов η_r, в'язкості, обумовленої перенесенням кількості руху фононами η_{ph}, і в'язкості, обумовленої перенесенням кількості руху домішками η_i - домішковою в'язкістю. Експериментальні дослідження в'язкості розчинів ^{3}He - ^{4}He були

виконані за допомогою двох «класичних» методів: методу коливається диска [3] і протікання по капіляру [4]. Однак обидва ці методу в даному випадку мають ряд особливостей, пов'язаних зі специфікою рідких розчинів ізотопів гелію і вимагають обліку поправок.

В даний час для дослідження властивостей надплинних рідин велике поширення отримав метод осцилюючого в рідині кварцового п'єзорезонатора (камертона), який має високу добротність, Q ~ 10^6, і забезпечує високу чутливість вимірювань в широкій області температур. В роботі [5] цим методом були проведені вимірювання в'язкості рідкого ^{4}He в гідродинамічній і балістичній області.

Основна мета роботи:

За допомогою експериментальних даних, амплітудно-частотних характеристик камертона, що коливається в рідкому гелії, розрахувати значення динамічної та кінематичної в'язкості концентрованих розчинів ^{3}He – ^{4}He в області температур 0,4-2,5 К.

Об’єкт дослідження: надплинні розчини ^{3}He – ^{4}He.

Предмет дослідження: температурна залежність динамічної та кінематичної в'язкості концентрованих розчинів ^{3}He – ^{4}He в області температур 0,4-2,5 К.

РОЗДІЛ 1.

ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД

1.1. Динамічна та кінематична в’язкість речовини

На рухомі в рідині або газі тверді тіла діє сила тертя. Якщо різні шари рідини рухаються з різними швидкостями один щодо одного, то в рідині також виникає сила тертя, прикладена до одиниці об'єму рідини *dV*. За рахунок хаотичного руху молекули з «швидких» шарів потрапляють в «повільні» і назад. При цьому відбувається вирівнювання швидкостей у всій рідині, тобто гальмування «швидких» шарів і прискорення «повільних» шарів. Шари діють один на одного з силами, тангенціальними до поверхні шарів - силами внутрішнього тертя. Сила внутрішнього тертя F_{mp} може бути визначена за допомогою рівняння Ньютона:

$$F_{\text{тр}} = \eta \frac{dV}{dx} S \tag{1.1}$$

де S - площа дотику шарів, а коефіцієнт η називається коефіцієнтом внутрішнього тертя або динамічною в'язкістю. Динамічна в’язкість – одиниця виміру в’язкості або в’язкотекучої рідини. Чим вище значення параметра в’язкості, тим більш в’язка рідина.

Кінематична в’язкість v – це динамічна в’язкість середи η, поділена на її щільність ρ

$$v = \eta/\rho \tag{1.2}$$

1.2. Потоки в рідині і число Рейнольдса

Ламінарна течія - це пошарова течія рідини (без перемішування шарів), при цьому швидкість частинок в кожному шарі залишається постійною. Вона спостерігається в рідинах з великою в’язкістю або при течіях з малою швидкістю руху, а також при повільному обтіканні тіл з малими розмірами. Профіль швидкостей при перебігу рідини по трубах (або судинах) має вигляд параболи - шари, які прилипли до стінок, не рухаються; шари уздовж осі труби (в центрі) рухаються з найбільшою швидкістю, а у проміжних шарів швидкості зменшуються до країв труби, (Рис. 1.1).



Рис. 1.1. Ламінарна течія.

Більшість течій рідин і газів в природі і в технічних пристроях є турбулентним. Наприклад, рух води в річках і морях, а також повітря в земній атмосфері, або в трубах, каналах і струменях поблизу твердих поверхонь. Турбулентна течія супроводжується хаотичними рухами рідини - завихреннями, при цьому швидкість частинок в кожному шарі непостійна, весь час змінюється (Рис. 1.2).

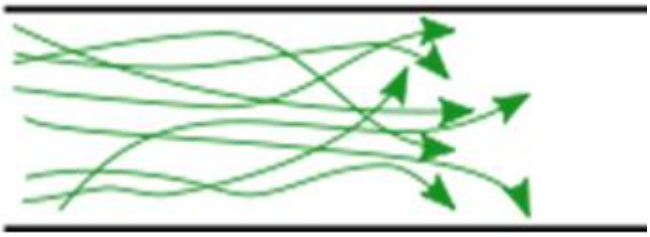


Рис. 1.2. Турбулентна течія.

Вихори мають найрізноманітніші розміри і напрямки обертання. У місцях зіткнення вихорів виникають великі градієнти швидкостей, в результаті чого з'являються великі додаткові сили тертя. Тому опір руху рідини або газу при переході від ламінарного течії до турбулентного значно зростає (нерідко у багато разів). В результаті різко збільшується дисипація енергії, тобто механічна енергія рідини переходить в теплову. Тому для підтримки руху (при тій же об'ємної швидкості) треба витрачати набагато більше енергії, ніж при ламінарному плині. Саме тому літакам, автомашинам, швидкісним поїздам надають "обтічну" форму, при якій ступінь турбулентності зменшується (зовсім уникнути утворення вихорів в даному

випадку практично неможливо). Турбулентна течія рідини супроводжується шумом**.**

Інша особливість турбулентного течії - це інтенсивне перемішування рідини внаслідок утворення вихорів (при ламінарному русі перемішування практично немає). Тому в реакторах хімічних заводів, де повинна відбуватися хімічна реакція між двома рідинами або газами, намагаються забезпечити максимальний розвиток турбулентності в реагентах, інакше реакція піде занадто повільно.

Характер руху рідини - ламінарний або турбулентний- можна визначити за допомогою безрозмірного параметра - числа Рейнольдса (Re). Число Рейнольдса відображає відношення сил інерції до сил в'язкості

$$Re = \frac{F_i}{F_\eta} = \frac{\upsilon l}{\nu} \tag{1.3}$$

де $F_i \approx S\rho\upsilon^2$ - сила інерції; $F_\eta \approx \eta S\frac{v}{l}$ - сила в’язкості, υ – швидкість течії, l – характерний розмір, $\nu = \eta/\rho$ - кінематична в’язкість, S - площа дотику шарів.

Кінематична в'язкість, яка входить в число Рейнольдса, майже для всіх рідких середовищ значно відрізняється від кінематичної в'язкості повітря. Рідкий гелій в цьому сенсі є винятком. Гелій є найбільш змінюючим робочим середовищем: газова, рідка та надплинна фази дозволяють досягти великого діапазону значень кінематичної в'язкості - $6\cdot10^{-9}$ - $1\cdot10^{-4}$ м^2/с, (таблиця 1.1).

Таблиця 1.1

Середа	T	ν(m^2/s)
Повітря	20 ºC	15x10^{-6}
Вода	20 ºC	1,004x10^{-6}
CO_2	20 ºC	7x10^{-6}
He I	2,2 K	1, 2x10^{-8}
He II	1,7 K	6, 2x10^{-9}
He II	1,1 K	1, 2x10^{-6}
Гелій (газ)	20 ºC	1x10^{-4}

Низька в'язкість рідкого гелію дозволяє вивчати поведінку потоків в газі і рідині в лабораторних умовах.

1.3. Властивості рідкого ^{4}He та розчинів ^{3}He-^{4}He

Епоха сучасної фізики низьких температур розпочалася в 1908 році, коли Хайке Камерлінг Оннесу вдалося зріджувати гелій при 4,2 К або при – 268,95 ^{0}C [6], відкриваючи науковий діапазон температур Кельвіна. У наступні роки були зроблені видатні відкриття. По-перше, коли ртуть охолоджували до температури рідкого гелію, його електричний опір раптово впав до нуля. Це явище зараз відомо як надпровідність. Потім було помічено, що рідкий гелій сам почав поводитися несподівано при охолодженні нижче 2,2 К. Гелій перетворився на надплинний, тобто може текти вільно, без тертя.

При кімнатній температурі гелій є однією з найбільш тривіальних речовин, оскільки є хімічно інертним благородним газом. Але при низьких температурах він стає одним з найбільш інтригуючих предметів дослідження, що дозволяє нам вивчати основні властивості квантово-механічних частинок. Дійсно, особливу поведінку рідкого гелію при низьких температурах можна пояснити лише квантовою механікою, аналогії з класичною механікою не існує. Гелій - єдина квантова рідина, яку можна спостерігати оскільки це єдина речовина, яка не твердіє під тиском насиченої пари навіть на межі абсолютно нульовій температури. Щоб стати твердим рідкому гелію потрібен тиск, що в 25 разів перевищує нормальний тиск повітря.

Гелій має два стабільних ізотопи, найбільш поширений ^{4}He, який Камерлінг Оннес зміг перетворити в рідкий, і надзвичайно рідкий ^{3}He, який утворюється в результаті розпаду тритію (^{3}H) в ядерних реакціях. При кімнатній температурі обидва ізотопи поводяться майже однаково, оскільки різниця полягає лише в їх атомних масах. Однак при низьких температурах їх поведінка різко відрізняється, оскільки вони представляють два основних типи частинок: бозони та ферміони. ^{4}He складається з пари протонів,

нейтронів та електронів, з яких кожна пара складається з частинок зі спіном ½, з протилежним напрямком спіна. Таким чином загальний спін атома ^{4}He дорівнює цілому числу 0, що робить його бозоном. ^{3}He, з іншого боку, є ферміоном, оскільки його загальний спін дорівнює ½ через непарного нейтрона в ядрі.

Різниця між цими двома типами частинок стає очевидною, коли ми обговорюємо температуру переходу рідини в надплинний стан. ^{4}He стає надплинним вже при T = 2,17 K, а необхідна температура для появи надплинності в ^{3}He у тисячу разів нижча, приблизно 1 mK. Коли температура опускається нижче 2,2 K, все більше і більше бозонів ^{4}He займають найнижчі квантово-механічні енергетичні стани у явищі конденсації Бозе-Ейнштейна. Однак, всупереч звичній конденсації Бозе-Ейнштейна, де при досить низькій температурі практично всі частинки знаходяться в найнижчому енергетичному стані, в ^{4}He лише близько 10% атомів може займати найнижчий енергетичний стан завдяки сильнішій взаємодії між атомами 4He, ніж між ідеальними частинками Бозе. Квазічастки ^{3}He, що є ферміонами, навпаки, повинні дотримуватися принципу виключення Паулі, який допускає лише дві частинки з протилежним спіном, щоб займають той самий енергетичний стан. Тоді вони не можуть утворювати конденсат таким же чином як ^{4}He. Натомість вони поводиться більше як електрони у надпровідниках - вони утворюють так звані пари Купера, які, згідно з теорією БКШ, можуть утворювати конденсат. Оскільки пара ферміонів має цілочисельний спін, вона поводиться як бозон. Достатня умова для утворення пар Купера є привабливою взаємодією між частинками - якщо там є притягання між ферміонами, вони утворюватимуть пари Купера при досить низькій температурі. Для чистого ^{3}He при тиску насиченої пари ця температура становить близько 1 мК. [7]

Особливістю об'ємного надплинного гелію є його здатність підтримувати два різні звукові режими. Хоча перший звук - це звичайна хвиля тиску (або щільності), другий звук це унікальний режим надплинних

систем – теплова хвиля, що поширюється (або ентропія). У системах, що не є надплинними, коливання температури настільки сильно згасають, що не може існувати температурної хвилі. Однак надплинність робить можливим цей другий звуковий режим. Ці два звукові режими існують не повністю незалежно один від одного, а, скоріше, коливання тиску супроводжуються коливаннями температури і навпаки.

Властивості рідкого ^{4}He суттєво модифікуються з додаванням ^{3}He. Суміші двох рідких ізотопів гелію також є цікавими предметами дослідження. Мабуть, найголовнішою властивістю цих розчинів двох ізотопів гелію є розчинність ^{3}He в ^{4}He навіть при абсолютному нулі температури, що, наприклад, дозволяє охолодити рідкий гелій до міллікельвінового діапазону. Крім того, в розбавлених розчинах ^{3}He в ^{4}He температура переходу ^{4}He в надплинний стан знижується до нижчої температури, а надплинний перехід ^{3}He очікується лише при таких низьких температурах, які поки що не було досягнуто при сучасних методах охолодження [8]. Фазова діаграма суміші рідини ^{3}He - ^{4}He наведена в рис. (1.3),

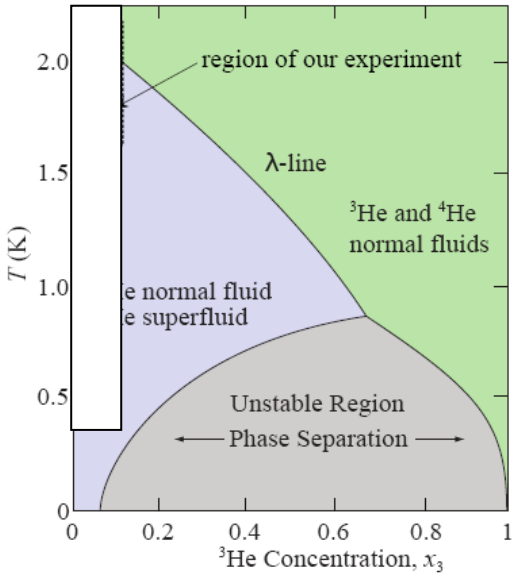


Рис. 1.3. Фазова діаграма рідких сумішей ^{3}He - ^{4}He при тиску насиченої пари. Область нашого експерименту показана прямокутником.

де молярна концентрація ^{3}He, x_3, виражається як

$$x_3 = \frac{N_3}{N_3 + N_4}$$

де N_3 та N_4 - число атомів ^{3}He та ^{4}He відповідно.

Чистий ^{4}He стає надплинним при 2,173 K, а перехід чистого ^{3}He в надплинний стан не відображено на рисунку, оскільки це відбувається в діапазоні міллікельвін. Додавання ^{3}He знижує загальну щільність рідини, і утримує атоми ^{4}He далі один від одного, переносячи надплинний перехід ^{4}He на нижчу температуру. Температура надплинного переходу в ^{4}He, T_λ, йде за λ-лінією на рис. 1.3.

При x_3 = 67,5% і при температурі 0,87K лінія закінчується, і нижче цієї точки рідина буде розділена на фазу багату ^{3}He та фазу багату ^{4}He. Фаза багата ^{3}He не є надплинною. Коли температуру все ще знижують, ця фаза з часом стає чистим ^{3}He. Примітно, що у фазі багатою ^{4}He завжди є незначна кількість ^{3}He, навіть при нульовій температурі. ^{3}He легший, ніж ^{4}He, і тому він також має більшу енергію нульових коливань. Це означає, що атом ^{3}He займає більший об’єм, ніж атом ^{4}He. Коли ми змішуємо атоми ^{3}He з атомами ^{4}He, атом ^{3}He відчуває сильнішу взаємодію з сусідніми атомами ^{4}He, оскільки вони, маючи нижчу нульову енергію, можуть наблизитися ближче, ніж інші атоми ^{3}He. Отже, атом ^{3}He міцніше зв'язаний у суміші, ніж у чистому ^{3}He, що призводить до нижчої розчинності. Тоді ми повинні пам’ятати, що оскільки ^{3}He є ферміоном, він повинен слідувати за принципом виключення Паулі, і кожен атом ^{3}He, доданий до суміші, повинен послідовно переходити до вищого енергетичного стану, і з часом енергія зв'язку буде однаковою і в чистому ^{3}He, і в суміші. Цей характер фермі частинок обмежує розчинність ^{3}He в ^{4}He до 6.6% при нульовій температурі [8].

Кінцева розчинність є основою технології рефрижераторів розчинення, в яких ^{3}He з фази, багатої на ^{3}He, постійно змішується з фазою, багатою на ^{4}He. Різниця в ентальпії між цими фазами використовується для отримання

потужності охолодження. Це єдиний доступний метод безперервного охолодження до діапазону ≈ 10мК.

Тяжіння між атомами ^{3}He в розчині складається з двох ефектів: спочатку існує магнітна взаємодія між 1/2 загальним спіном атомів ^{3}He, яка також присутня у чистому ^{3}He, і, по-друге, це ефект густини. Оскільки існує тяжіння між атомами ^{3}He в розчині, вони можуть утворювати пари Купера також і у розчині, це означає, що при деякій наднизькій температурі можлива фаза, де і ^{3}He, і ^{4}He знаходяться у надплинному стані. Це представляло б цікаву нову систему із сумішшю бозонних та ферміонних надплинних речовин. Однак це ще не спостерігалося, оскільки наднизька точка переходу ^{3}He у суміші відбувається лише при температурі нижче 100мкК, що не було поки що досягнуто при сучасних методах охолодження. Температури нижче цього були досягнуті, але вони є внутрішніми електронними температурами в кріостатах розмагнічування міді. Оскільки тепловий граничний опір різко зростає із зниженням температури, стає все важче термолізувати зразок рідкого гелію до температури його контейнеру. Новий запропонований метод охолодження буде використовувати адіабатичне плавлення чистого кристалу ^{4}He в рідині ^{3}He. Оскільки два ізотопи потім змішуватимуться, ця установка буде виробляти охолодження подібно до рефрижератора розчинення, і тепер охолоджуюча потужність безпосередньо охолоджувала б гелій, а ми б не мали турбуватися про вплив граничного теплового опору. [9]

При однаковій температурі тиск пари ^{3}He більший, ніж тиск ^{4}He, як показано на рис. 1.4. Цю різницю також можна пояснити різницею енергії нульових коливань між ізотопами. Це означає, що концентрація ^{3}He у парі над сумішшю є великою, навіть при низьких концентраціях ^{3}He в рідині. Однак у міру зниження температури з часом тиск пари стає дуже малим, і парова фаза містить тоді незначну частину загального ^{3}He.

Мотивовані Тисою [10, 11] та Ландау [12] та дворідинною теорією надплинного ^{4}He ми також можемо розглядати розбавлені суміші ^{3}He - ^{4}He як дворідинні. Одна рідина утворюється надплинним ^{4}He, з нульовою

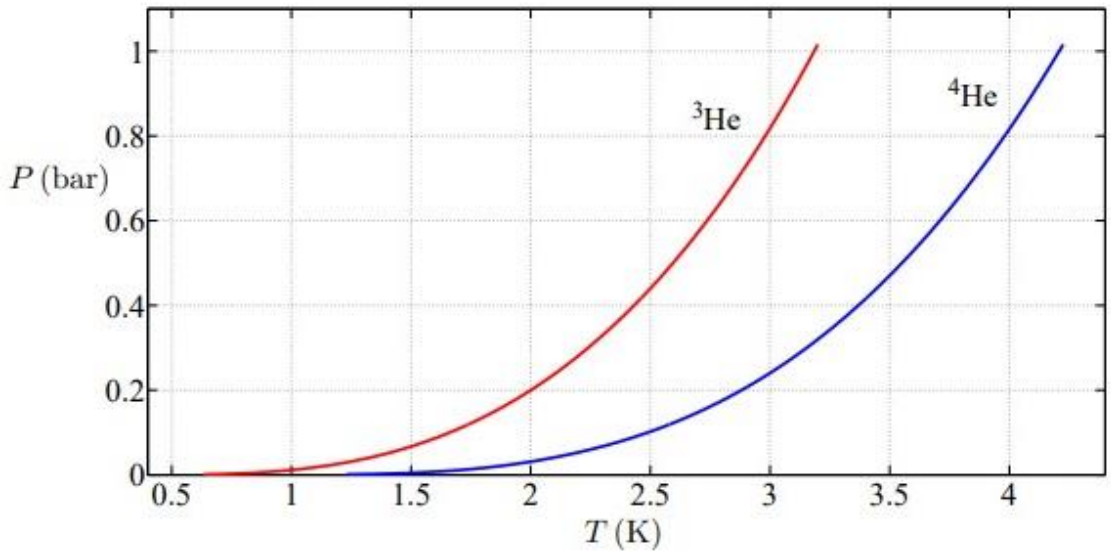


Рис. 1.4. Тиск насиченої пари ^{3}He та ^{4}He.

в'язкістю та ентропією, тоді як інша утворена нормальним рідким ^{4}He та домішками ^{3}He. Ці дві рідини можуть текти одна біля одної без будь-якої в’язкої взаємодії.

При температурі нижче 0,5 K практично весь ^{4}He буде б у надплинному стані і нормальна компонента тоді буде майже чистим ^{3}He. За таких температур суміш поводиться як фермі-газ, тоді як бозонний надплинний ^{4}He діє як інертний фон, який впливає лише на ефективну масу ^{3}He. Ця система цікава сама по собі, оскільки це система Фермі, де ми можемо змінити температуру Фермі, змінивши концентрацію ^{3}He. І навпаки, вище Фермі-температури (~ 1K), ^{3}He поводиться більше як класичний газ.

1.4. Методи вимірювання в’язкості. В’язкість надплинних розчинів ^{3}He—^{4}He

Існує три найбільш поширених методи вимірювання в’язкості:

- Метод Стокса.
- Метод крутильних коливань тіла, зануреного в рідину.
- Перебіг рідини з однієї судини в другу крізь тонку трубку.

Метод Стокса використовується для вимірювання в'язкості рідин з великою в'язкістю (гліцерин, різні масла та ін.) в разі, якщо є досить великий обсяг рідини. Метод заснований на вимірюванні швидкості падіння кульки в досліджуваній рідині.

Гідність методу крутильних коливань тіла, зануреного в рідину полягає в тому, що він дозволяє не тільки визначати в'язкість рідини, але і залежність в'язкості від градієнта швидкості (швидкості зсуву). Однак для вимірювання в'язкості необхідно мати великий обсяг рідини. Віскозиметр має два циліндра із загальною віссю обертання. Простір між ними заповнюється досліджуваною рідиною. При обертанні зовнішнього циліндра внутрішній повертається на деякий кут, що залежить від в'язкості рідини. В даний час існує безліч модифікацій цього методу. Треба відмітити також, що для ньютонівських рідин в'язкість не залежить від швидкості обертання циліндра (градієнта швидкості).

В методі вимірювання потоку рідини крізь тонкі капіляри використовується залежність Хагена – Пуазейля:

$$\dot{V} = \frac{\pi r^4}{8\eta L}(p_1 - p_2) = \frac{\pi d^4}{128\eta L}\Delta p \qquad (1.4)$$

де $p_1 - p_2 = \Delta p$ – перепад тиску на кінцях капіляра, Па;

$\dot{V}$ – секундна об’ємна витрата рідини, м3/с;

r – радіус капіляра, м;

d – діаметр капіляра, м;

η - коефіцієнт динамічної в’язкості, Па·с;

L – довжина трубки, м.

Швидкість потоку рідини крізь капіляр можна знайти за допомогою відношення:

$$v = \frac{\dot{V}}{\pi r^2} = \frac{r^2}{8\eta L}\Delta p \qquad (1.5)$$

Всі ці три методи вимірювання в’язкості в звичайній рідині зазвичай дають однакові результати.

У надплинних розчинах ^{3}He - ^{4}He, як і в чистому He II, в'язкістю володіє лише нормальна компонента рідини. Для визначення в'язкості нормальної компоненти розчинів використовувалися різні експериментальні методи: коливального диска, метод перетікання по капілярам, торсіонних коливань, струнного віскозиметра, коливальної сфери, другого звуку, вимірювання в'язкісного нагріву в капілярі при перебігу по ньому розчину. Зазначені дослідження охоплюють область температур від 7 мК до λ-точки та область концентрацій приблизно до 35% ^{3}He. При порівняно високих температурах (T > 1K) також отримані дані про в'язкості нормальної компоненти розчинів. Якісно вони збігаються.

Отримані різними методами результати значень в'язкості розчинів ^{3}He—^{4}He можна резюмувати наступним чином (рис. 1.5):

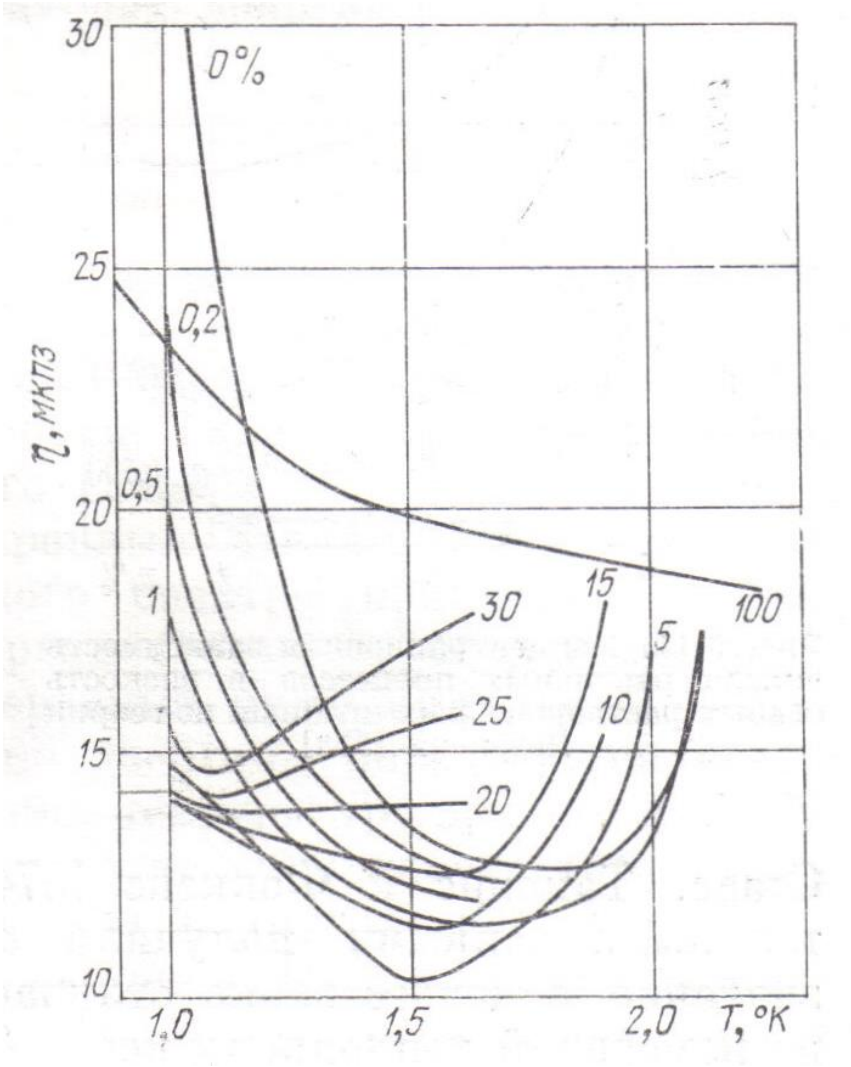


Рис. 1.5. Температурна залежність в'язкості розчинів ^{3}He—^{4}He.

1) для слабких розчинів ^{3}He—^{4}He характер температурної залежності в'язкості такий же, як у чистого ^{4}He: швидкий спад при зниженні температури нижче T_λ змінюється пологим мінімумом (η_{min}), а потім підвищенням в'язкості;

2) температура мінімуму зменшується зі зростанням концентрації;

3) з підвищенням концентрації η_{min} спочатку зменшується, а при x > ~ 5% починає зростати.

Слід відмітити також, що існують розбіжності між даними в’язкості розчинів ^{3}He - ^{4}He різних груп при T < 0,1 К.

Тож метою даної роботи є перевірка можливості метода коливання камертона для вимірювання в’язкості та порівняння з існуючими даними. Також в літературі немає даних кінематичної в'язкості для нормальних і надплинних розчинів ^{3}He - ^{4}He.

РОЗДІЛ 2
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ОБЛАДНАННЯ ТА МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ

2.1. Рефрижератор випаровування ^{3}He

Рефрижератори випаровування ^{3}He разової дії дозволяють отримувати і підтримувати температуру нижче 1 К протягом обмеженого інтервалу часу. Хоча при малих тепловиділеннях цей час може становити багато годин, проте його виявляється недостатньо для вирішення завдань, що вимагають проведення тривалих експериментів при температурах нижче 1 К і значних теплоприпливах. Тому в наших експериментах був використаний рефрижератор випаровування ^{3}He безперервної дії.

Рефрижератори, в яких для відкачування ^{3}He використовуються дифузійні і механічні насоси, порівняно просто можуть бути перетворені в установки безперервної дії. Для цього достатньо вихлоп насоса з'єднати з низькотемпературною камерою за допомогою додаткової магістралі, в якій забезпечується конденсація і охолодження ^{3}He, що повертається. Якщо для охолодження ^{3}He використовувати камери, охолоджені до температури нижче 1 К, то циркуляція гелію забезпечується за допомогою одного дифузійного насоса з великим протитиском (близько 2,5 кПа).

Загальна схема рефрижератора випаровування безперервної дії представлена на рис. 2.1. Основна його відмінність полягає в наявності холодної пластини, яка забезпечує конденсацію і охолодження ^{3}He, що повертається. У найпростішому випадку вона являє собою мідну пластинку, до якої припаяна свита в спіраль трубка, поєднана одним кінцем через дросель з ванною ^{4}He, а іншим - з форвакуумним насосом. Такий пристрій є фактично компактним варіантом додаткової діючої камери з відкачуваним ^{4}He і знаходить широке застосування. Дросель, встановлений в зворотній лінії ^{3}He, забезпечує перепад тиску, необхідний для конденсації гелію в трубках, що знаходяться в тепловому контакті з холодною пластиною.

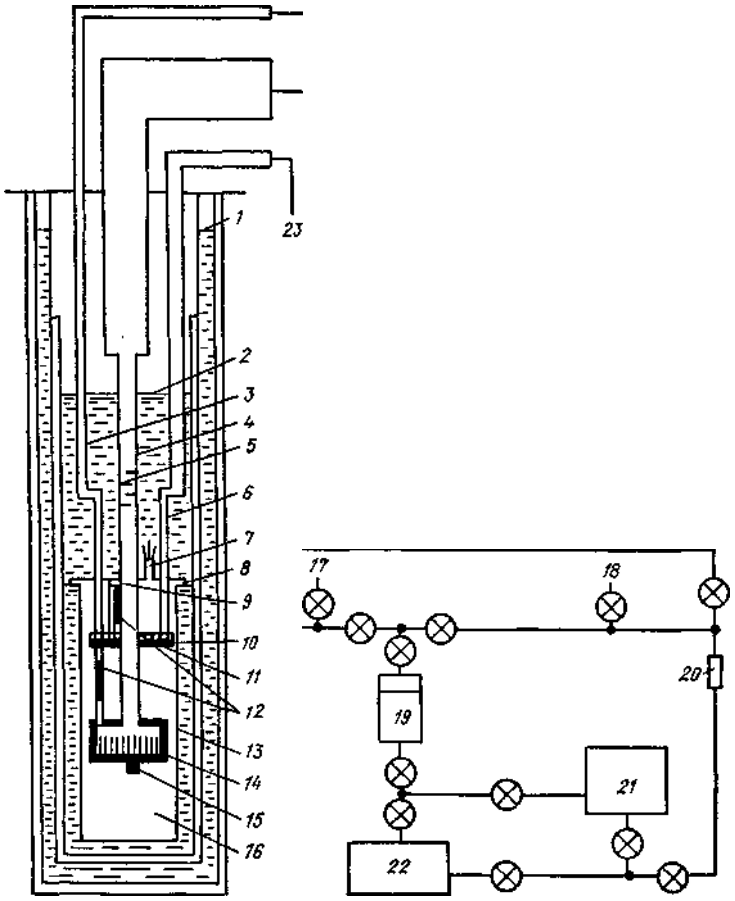


Рис. 2.1. Загальна схема рефрижератора безперервної дії :

1 — рідкий азот, 2 — рідкий гелій, 3 — введення ^{3}He, 4 — відкачка ^{3}He, 5 — екран, 6 — відкачка ^{4}He, 7 — електровведення, 8 — індієве ущільнення, 9 — введення ^{4}He, 10 — мідна трубка, 11 — холодна пластина, 12 — дросель, 13 — вакуумна камера, 14 — ванна ^{3}He, 15 — кріплення зразків, 16 - об’єм для зразка, 17 — введення до манометру, 18 — введення до течешукача, 19 — дифузійний насос, 20 — пастка, 21 — балон ^{3}He, 22 — форвакуумний насос, 23 — відкачка гелію ^{4}He.

Практично важливі елементи безперервних рефрижераторів – це фільтри, які забезпечують очищення циркулюючого ^{3}He. Зазвичай вони складаються з декількох послідовно увімкнених блоків очистки від парів масла, а останньою сходинкою є охолоджувані адсорбційні пастки. У тих

випадках, коли не потрібна температура нижче 0,5 К, можна застосовувати для відкачки ^{3}He тільки форвакуумний насос.

При створенні рефрижераторів великої холодопродуктивності використовують додаткове охолодження за рахунок ефекту Джоуля - Томпсона. При цьому ^{3}He подається в зворотну лінію під тиском близько 10^5 Па, а після дроселя відкачується потужними високовакуумними насосами. За допомогою насоса зі швидкістю відкачування 2000 м^3 в 1 ч була досягнута при 0,5 К холодопродуктивність 200 мВт при вхідному тиску 50 kПа і 400 мВт при тиску, що декілька перевищує атмосферний.

2.2. Кварцовий камертон як метод дослідження в'язкості

Серед методів вимірювання в'язкості, метод камертона, що коливається в рідині, має значні переваги у використанні: камертони мають велику добротність (в вакуумі при кімнатній температурі близько 10^5, а при низьких температурах ще більше значення), тому виміри мають високу точність і можуть бути автоматизовані, не потребують зовнішнього магнітного поля, мають невеликий розмір, дешеві та прості у використанні.

2.2.1. Механічні властивості камертона. При досить малих амплітудах коливань камертон може бути описаний як гармонійний осцилятор, схильний до дії гармонійною рушійною силою $F = F_0 \cos(\omega t)$ і силою опору з лінійною залежністю від швидкості. Рівняння руху має вигляд:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m}x = \frac{F}{m} \qquad (2.1)$$

Тут ми маємо чотири параметри, а саме ефективну масу m (однієї ноги), коефіцієнт аеродинамічного опору γ, пружинна постійна k і амплітуда рушійної сили F_0. Ефективна маса і коефіцієнт опору залежать від навколишнього середовища осцилюючого камертона. Рішення цього диференціального рівняння може бути записано як

$$x(t) = x_a(\omega)\sin(\omega t) + x_d(\omega)\cos(\omega t), \qquad (2.2)$$

де x_a і x_d - поглинання і дисперсія відповідно. Середня споживана потужність $< F\frac{dx}{dt} > = \frac{F_0 w x_a}{2}$ максимальна при резонансній частоті:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}. \tag{2.3}$$

Зручно ввести фактор добротності

$$Q = \frac{\omega_0}{\gamma} \tag{2.4}$$

як відношення резонансної частоти ω_0 до ширини частоти $\omega = \gamma$, де ω - повна ширина резонансної кривої на половині максимуму енергії.

Геометрія камертону показана на рис. 2.1.

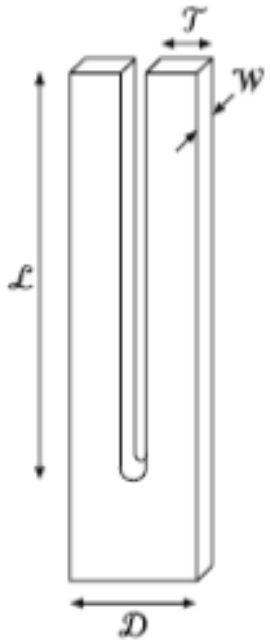


Рис. 2.1. Ескіз кварцового камертону.

Вона характеризується довжиною *L*, шириною *W* і товщиною *T* ніжки камертона. Відповідна коливальна мода є основним антисиметричним режимом, тобто тим, де дві ніжки камертона рухаються в протифазі в напрямку *T*. Беручи відомий модуль пружності *E* кварцу, *E* = 7,87 10^{10} Н / м^2, постійна пружини дається відношенням [13]:

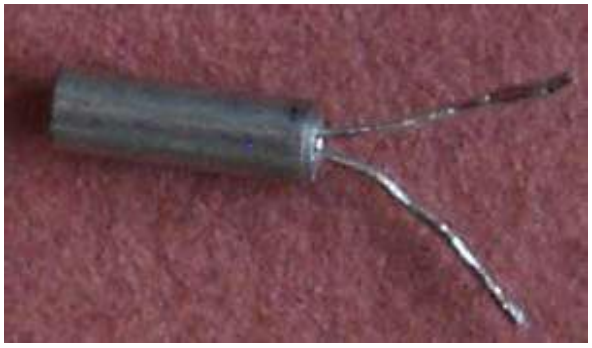
$$k = \frac{E}{4} w \left(\frac{T}{L}\right)^3 , \tag{2.5}$$

і ефективна маса однієї ніжки в вакуумі становить:

$$m_{vac} = 0.24267\, \rho_q\, LWT, \tag{2.6}$$

де ми використовуємо для щільності ρ_q = 2659 кг/м^3, щільність кварцу (нехтуючи електродами на ніжках).

Використовувані у подальшому позначення геометричних розмірів камертону та вид камертону (а і б) показані на (рис. 2.1) та на рис. 2.2.



а) б)

Рис.2.2. Вид камертону в заводському корпусі (а) та без нього (б).

Ми використовуємо камертон з L = 3,79 мм, W = 0,3 мм, T = 0,59 мм, і D = 1,48 мм. Для цієї геометрії знаходимо k = 2,224 Н / м и $m_{вак}$ = 4,33·10^{-7} кг. Це дає, згідно з (2.3), $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ = 36088 Гц, що на 11% більше ніж виготовлене значення 32768 Гц при кімнатній температурі.

Невідповідність з теоретичним виразом, швидше за все, пов'язано з додатковою масою напилених електродів, залежністю модулів пружності кварцу від орієнтації відносно кристалографічних осей, і відхилення в геометрії між реальним камертоном і моделлю. При кімнатній температурі в вакуумі виміряна ширина кривої поглинання при половині потужності зазвичай становить $\Delta f \approx$ 1,2 Гц, що дає $Q = f_0/\Delta f \approx 2{,}7\cdot10^4$. У кімнатному повітрі ширина збільшується до $\Delta f \approx$ 4,3 Гц. Зі зниженням температури резонансна частота зменшується, а значення Q збільшується до $\approx 10^6$.

2.2.2. Вплив навколишнього середовища на коливання камертона.

Розглянемо основні властивості коливальних потоків прикордонного шару, щоб зрозуміти, як вібруючий камертон працює як детектор. Класичний в'язкий потік навколо зануреного тіла, що коливається, обертається в певному шарі, прилеглому до тіла, в той час як на великих відстанях він швидко змінюється на потенційний потік (якщо немає вільної поверхні рідини або твердої поверхні поблизу тіла, що коливається) [14].

Глибина проникнення коливального потоку має порядок:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} = \sqrt{\frac{2\eta}{\rho\omega}}, \tag{2.7}$$

де ω кутова частота коливань, а η та $\nu = \eta / \rho$ динамічна і кінематична в'язкості рідини з щільністю ρ.

В результаті коливального руху тіла через рідину, тіло відчуває силу, яка має компоненти, пропорційні швидкості тіла υ (опір) і його прискорення ύ (збільшення маси):

$$F = bv + \tilde{m}\dot{v}. \tag{2.8}$$

Для визначення значень b і $\tilde{m}$ зазвичай необхідно повне рішення поля потоку навколо тіла, що коливається. Спрощення можливі в двох граничних випадках, які залежать від відносних величин характеристичного розміру тіла l, що коливається , амплітуди коливань x_0 і глибини проникнення в'язкої хвилі δ:

(1) $l << \delta$ та $\frac{\omega x_0 l}{v} << 1$: в цьому випадку потік в будь-який даний момент може вважатися стійким - як якщо б тіло рухалося рівномірно з його миттєвою швидкістю. Як правило, цей випадок не поширюється на коливальні кріогенні потоки, що розглядаються тут.

(2) $l >> \delta$ та $l >> x_0$: в цьому випадку шар змінного потоку навколо тіла дуже тонкий, а в інших рідинах потік потенційний. Цей випадок

безпосередньо стосується до кварцового камертону в рідких ^{3}He і ^{4}He: кінематична в'язкість нормальної рідини He I вище λ - точки $\nu_4 \approx 2\cdot10^{-4}$ см^2/с і нормального ^{3}He вище надплинного переходу $\nu_3 \approx 1$ см^2/с. При 32 кГц ми отримуємо глибину проникнення $\delta_4 \approx 0{,}4$ мкм і $\delta_3 \approx 30$ мкм, а $l \approx 590$ мкм для наших камертонів. Таким чином, амплітуда коливань досягла б товщини ніжки T тільки при дуже високій швидкості близько 120 м/с . Відзначимо, що інші хиткі об'єкти, такі як сфери або дроти, не завжди можуть бути в цьому режимі потоку, так як вони зазвичай мають менший характерний розмір і меншу частоту коливань.

Коли умови для випадку (2) дійсні, основний внесок b і $\tilde{m}$ в рівнянні (2,8) знаходиться шляхом знаходження поля потенційного потоку u навколо тіла [14].

Зокрема, b виражається як

$$b = \sqrt{\frac{\rho\eta\omega}{2}}\left[\frac{1}{|v_0|^2}\oint|u_0|^2\,dS\right] = \sqrt{\frac{\rho\eta\omega}{2}}CS, \qquad (2.9)$$

де v_0 і u_0 - амплітуди швидкостей тіла і потоку, інтеграл береться по поверхні тіла, що коливається, S - площа поверхні тіла, а C - деяка числова постійна, яка залежить від точної геометрії тіла. Наприклад, для сфери $C = 3/2$, а для нескінченно довгого циліндра, що коливається перпендикулярно його осі $C = 2$.

Найбільший внесок в масове збільшення $\tilde{m}$ вносить потенційний потік навколо тіла і може бути виражений через масу ρV рідини, витісненої тілом об'ємом V. Менший внесок викликаний тим, що сила в'язкого опору, яку відчувають тілом, зазвичай зрушена по фазі щодо швидкості тіла. Це можна інтерпретувати так, що об'єм рідини порядку $S\delta$ прив'язаний до осцилюючого тіла. Таким чином, для $\tilde{m}$ ми можемо написати

$$\tilde{m} = \beta\rho V + B\rho S\delta, \tag{2.10}$$

де β і B - знову геометрично-залежні коефіцієнти. Наприклад, для сфери [14] $\beta = ½$ і $B = {}^{3}/_{4}$; для нескінченно довгого циліндра з еліптичних перетином [15] $\beta = r\perp / r\parallel$, де $r\perp$ і $r\parallel$ - довжини осей, які перпендикулярні і паралельні напрямку коливань, відповідно; для прямокутної балки [16] $\beta = (\pi/4)a\perp/a\parallel$, де $a\perp$ і $a\parallel$ - довжини сторін, які перпендикулярні і паралельні напрямку коливань, відповідно.

Зазначимо, що строгих розрахунків параметрів β і B і C для камертона немає. Раніше в деталях був розглянутий тільки один коливальний стрижень. Однак наявність двох ніжок в безпосередній близькості одна від одної значно впливає на потенційне поле потоку і зміни, наприклад, β параметра. Таким чином, β, B і C треба розглядати як відповідні параметри, які будуть визначені для конкретного камертону з експерименту

2.2.3. Гідродинамічна модель камертона. Додавання сили F до рівняння руху камертона (2.1) призводить до зниження резонансної частоти і збільшення ширини резонансної кривої:

$$\omega_0^2 = \omega_{0vac}^2 \left(\frac{m_{vac}}{m}\right), \tag{2.11}$$

$$\gamma = \gamma_{vac} \left(\frac{m_{vac}}{m}\right) + \frac{b}{m}, \tag{2.12}$$

де $m = m_{vac} + \tilde{m}$ - ефективна маса навантаженого тіла, що коливається в рідини. Для зручності ми перевизначимо параметри β і B з рівняння (2.10) як ефективна маса камертона в вакуумі:

$$\tilde{m} = m_{vac}\, \rho/\rho_q \left[\beta + B\delta \left(\frac{S}{V}\right)\right]. \tag{2.13}$$

Не звертаючи уваги на ширину резонансу в вакуумі Δf_{vac}, остаточно отримуємо залежність резонансної частоти f_0 і повної ширини кривої поглинання на половині висоти Δf від щільності і в'язкості рідини:

$$\left(\frac{f_{0vac}}{f_0}\right)^2 = 1 + \frac{\rho}{\rho_q}\left(\beta + B\frac{S}{V}\sqrt{\frac{\eta}{\pi\rho f_0}}\right), \quad (2.14)$$

$$\Delta f = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\rho\eta f_0}{\pi}}\,CS\,\frac{\left(\frac{f_0}{f_{0vac}}\right)^2}{m_{vac}}. \quad (2.15)$$

Тут $V = TWL$ і $S = 2\,(T + W)\,L$.

Рівняння (2.14) і (2.15) тепер можна використовувати для експериментального визначення гідродинамічних параметрів з вимірів в рідини з відомими ρ і η. Якщо параметри відомі, камертон може бути використаний для вимірювань ρ і η, в принципі, для будь-якого іншого середовища і, отже, як датчик тиску і температури, якщо відомі ρ(P, T) і η (P, T). З цієї точки зору ширина Δf особливо корисна для вимірювань, так як потрібно калібрування тільки одного параметра (C / m_{vac}). У формулі (2.14), фактор множення параметр B малий і тому навіть тут часто тільки один параметр (β) має велике значення. На жаль, наші виміри вказують, що параметри варіюються від одного камертона до іншого і калібрування необхідно перевіряти. Калібрування повинно бути переглянуте навіть при виконанні вимірювань з тим же камертоном в умовах, що дуже розрізняються.

2.3. Схема вимірювання амплітудно-частотної залежності кварцового камертона

В експерименті вимірювалися резонансні криві камертонів в вакуумі, а потім занурених в He II після конденсації рідини при різних температурах. У вимірювальній схемі, рис. 2.3, був використаний генератор синусоїдального сигналу Wavetek A29 або Functional Generator MCP, 47 відносна точність частоти, що задається, становила трохи краще 10^{-6}, крок сканування був 0,01 Гц і 0,0001 Гц.

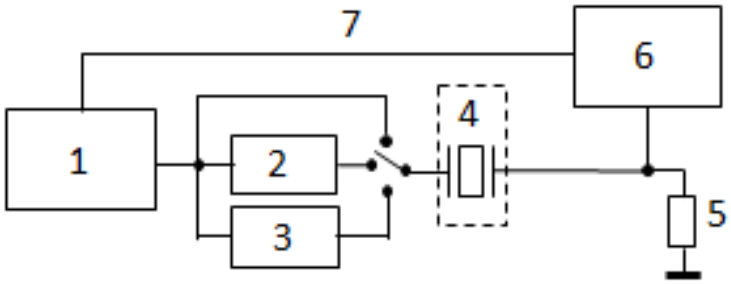


Рис. 2.3. Схема вимірювання амплітудно-частотних характеристик камертонів: 1 - генератор, 2 - атенюатор, 3 - підсилювач, 4 - камертон в експериментальній комірці, 5 - еталонний опір, 6 - синхронний підсилювач, 7 - опорний сигнал. [17].

Для отримання сигналу малої амплітуди на виході генератора встановлювалися зразкові атенюатори: 20, 40 або 60 дБ. Потім сигнал потрапляв на камертон, розташований в рефрижераторі в експериментальній комірці. Для виміру амплітуди струму, що протікає через вимірювальну схему, на виході камертона був встановлений зразковий опір 1 кОм. За допомогою двоканального аналізатора спектра Lock-in Analizator 5208, або Lock-in Analizator SR844, в разі вимірювань на частотах вище 40 кГц, вимірювалося падіння напруги на зразковому опорі, що дозволяло визначати струм в вимірювальному ланцюгу з точністю кращою, ніж 0,1 нА.

Напруга збудження U, що подається на електрод камертона, визначає силу *F*, дія якої призводить до коливань ніжок камертона. Зв'язок між силою *F* і напругою збудження *U* має вигляд [18]:

$$F = \frac{aU}{2}, \tag{2.16}$$

де *a* - п'єзоелектрична стала камертона, що залежить від його геометричних розмірів і поздовжньої жорсткості матеріалу.

Амплітуда коливань струму *I* в вимірювальному ланцюгу пов'язана зі швидкістю коливань ніжок камертона υ наступним чином [18]:

$$v = \frac{I}{a} \tag{2.17}$$

Таким чином, знаючи п'єзоелектричну постійну камертона *a*, напругу *U* і вимірюючи струм *I*, можна визначити силу збудження коливання *F* і швидкість υ коливань ніжок. Для визначення п'єзоелектричній постійної *a* були проведені вимірювання амплітудно-частотних характеристик камертонів в вакуумі. Однією зі складностей таких вимірювань є висока добротність камертона, що призводило до дуже великих часів встановлення амплітуди сигналу при включенні напруги збудження або переході з однієї частоти на іншу. Для обліку великих часів релаксації, на початку вимірювань визначалася постійна загасання камертонів в вакуумі, яка при Т ≤ 1,5 К для всіх використовуваних камертонів становила 20 - 30 с. Надалі при вимірі амплітудно-частотних характеристик камертонів кожен крок по частоті при скануванні супроводжувався очікуванням виходу на насичення амплітуди сигналу, і цей час очікування становив 60 секунд при кроці по частоті 0,01 Гц. Виміряні таким чином амплітудно-частотні характеристики камертонів (рис. 2.4) дозволяли визначити амплітуду коливань струму I_0 на резонансній частоті f_0 (при відомій напрузі збудження *U*) і ширину резонансу Δf. Зв'язок цих величин з п'єзоелектричною постійною можна встановити з умови збігу електричної енергії та енергії механічних коливань [18]:

$$4\pi \frac{I_0 \Delta f}{U} = \frac{a^2}{m_q}, \qquad (2.18)$$

де m_q - ефективна маса ніжки камертона. Як було показано в [19], ця ефективна маса визначається як m_q = 0.24267ρ_q (LTW), де ρ_q = 2659 кг/м^3 - щільність кварцу, L - довжина ніжки камертона, T - її товщина і W - ширина (сенс цих величин ілюструє рис. 2.1).

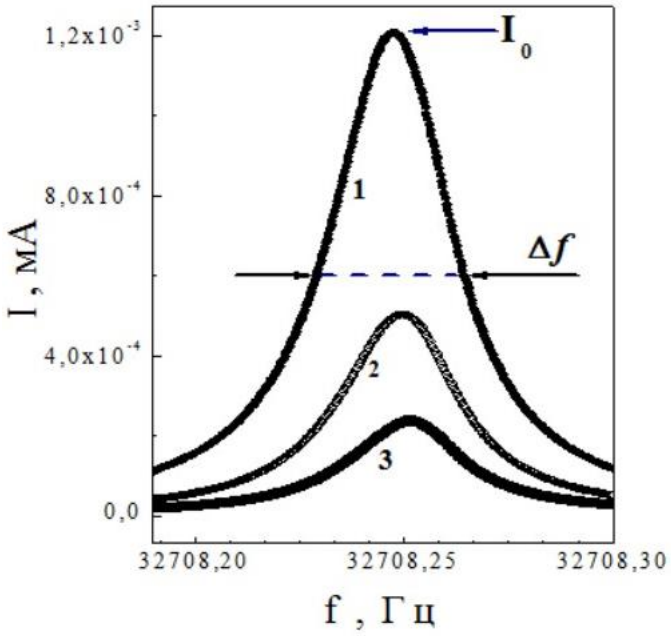


Рис. 2.4. Амплітудно-частотні характеристики в вакуумі, типові для всіх камертонів, на прикладі камертона при T = 1,5 К для трьох збуджуючих напруг збудження: 1 - 5 мВ; 2 - 2мВ і 3 - 1 мВ.

З амплітудно-частотних характеристик, виміряних при різних напругах збудження, були побудовані вольт-амперні характеристики кварцових камертонів, які були лінійними в широкому діапазоні напружень.

Після знаходження п'єзоелектричної сталої кварцового камертона в експериментальну комірку при температурі нижче 1,5 К через лінію заповнення конденсувалась рідина, що досліджувалась, розчини ^{3}He – ^{4}He. При цьому резонансна частота кварцових камертонів зменшувалася порівняно з її значенням f_0 в вакуумі, а ширина резонансу збільшувалася.

РОЗДІЛ 3.
ОТРИМАННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ТА ЇХ АНАЛІЗ

Після конденсації рідини в експериментальну комірку її охолоджували за допомогою рефрижератора випаровування до необхідної температури при тиску, близькому до тиску насиченої пари, і проводили вимірювання амплітудно-частотні характеристики камертона. Такі вимірювання проводили при постійній температурі змінюючи напругу збудження U від 10 mB до 1B. Далі, за допомогою формул (1.15) - (1.16), знаходили силу F, що вимушує коливання, і амплітуду швидкості коливання ніжок камертона υ в рідині. При малих збуджуючих силах у всіх експериментах спостерігається лінійна залежність швидкості від сили, що характерно для ламінарної течії. При досягненні певної критичної швидкості υ_c , спостерігається перехід до нелінійної залежності, що характеризує початок турбулентного режиму течії, при цьому, ширина резонансу камертона починає залежати від швидкості коливань, що свідчить про появу додаткової дисипації при настанні турбулентної течії, рис. 3.1. Для отримання значень в'язкості вимірювання необхідно було проводити в ламінарному режимі течії рідини, що охоплює камертон, лінійна залежність υ від F. Для наших камертонів ламінарний режим виникав при напрузі збудження $U \approx 0{,}1$ В.

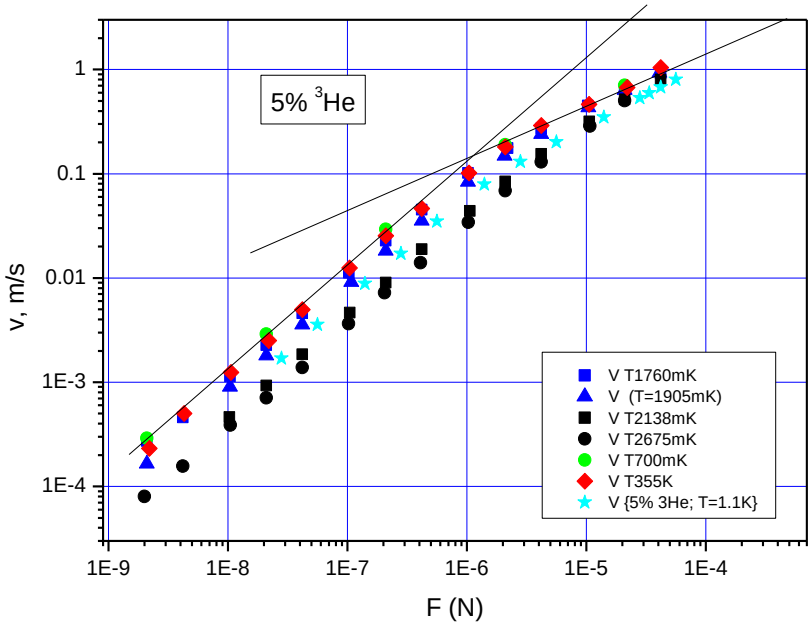


Рис. 3.1. Лінійна та нелінійна залежність пікової швидкості υ від сили збудження F коливання камертона в 5% розчині ^{3}He в ^{4}He в інтервалі температур 355-2675 мК.

З амплітудно-частотних характеристик камертона в розчині були отримані значення ширини резонансу Δf та резонансної частоти f_0 при різних температурах. Залежність ширини резонансу камертона від щільності, в'язкості і його геометричних розмірів була отримана в [6] і має вигляд:

$$\Delta f = \left(\frac{f_0}{f_{0vac}}\right)^2 \left(\Delta f_{vac} + \frac{1}{2m_q}\sqrt{\frac{\rho_n \eta_n f_0}{\pi}}\, C S_p\right), \qquad (3.1)$$

де f_{0vac}, Δf_{vac} - резонансна частота і ширина резонансної кривої кварцового камертона в вакуумі відповідно, S_p - площа поверхні ніжки, ρ n і η n - щільність і в'язкість нормальної компоненти гелію відповідно, C - константа, яка визначається геометрією тіла, що коливається. Перший доданок в (3.1) враховує зміну півширини резонансної кривої в рідкому середовищі в порівнянні з вакуумом, а другий доданок, в основному, обумовлено щільністю і в'язкістю нормальної компоненти надплинності. При температурах вище ~ 1 К першим складовим можна знехтувати через його

маліть, в той же час при температурі нижче 0,2 К це доданок вносить основний вклад в (3.1). Експериментальні дані по температурної залежності ширини резонансної кривої при U_0 = 0,1 В для 5% і 15% розчину ^{3}He в ^{4}He наведені на рис. 3.2 і 3.3.

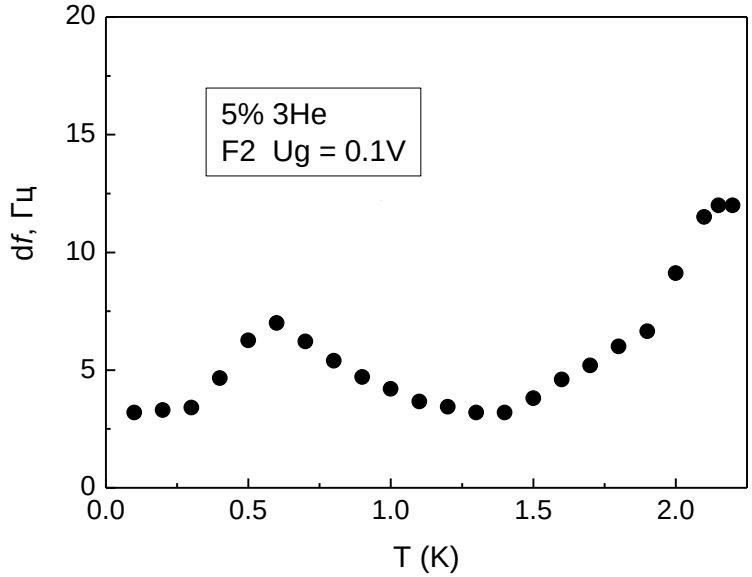


Рис. 3.2. Експериментальна температурна залежність ширини резонансної кривої для 5% розчину ^{3}He в ^{4}He.

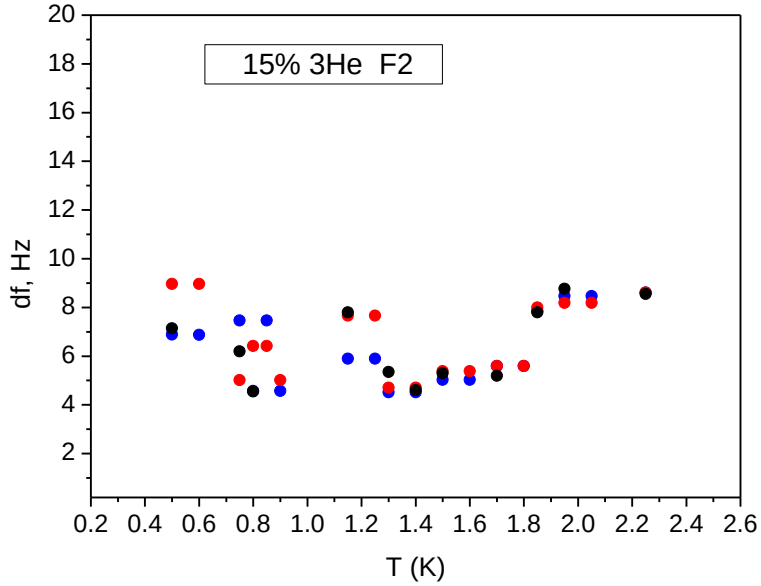


Рис. 3.3. Експериментальна температурна залежність ширини резонансної кривої для 15% розчину ^{3}He в ^{4}He при напругах збудження камертона 0,01В; 0,1В; 1 В.

Що стосується резонансної частоти f_0 кварцового резонатора, зануреного в розчини, то її температурна залежність показана на рис. 3.4 – 3.5.

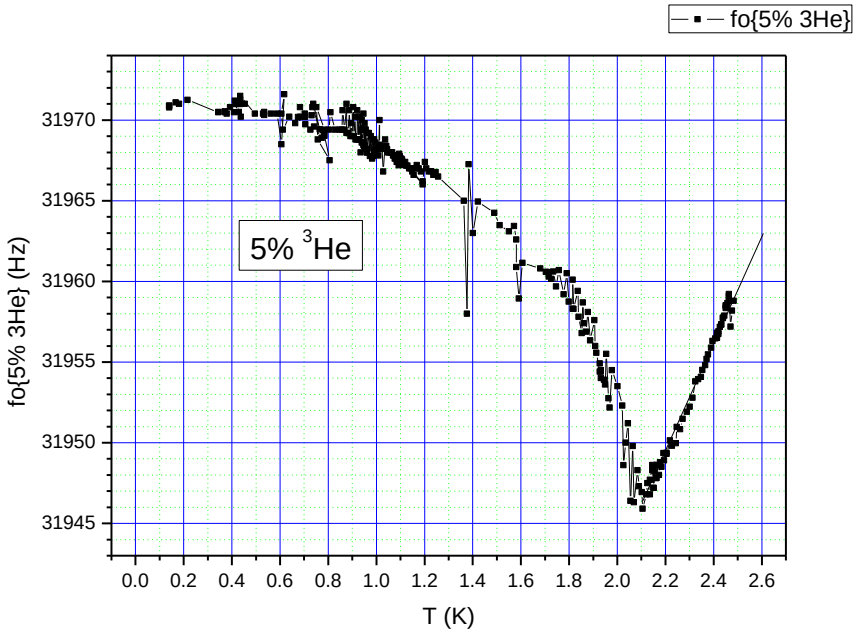


Рис. 3.4. Температурна залежність частоти резонансу для 5% розчину ^{3}He в ^{4}He.

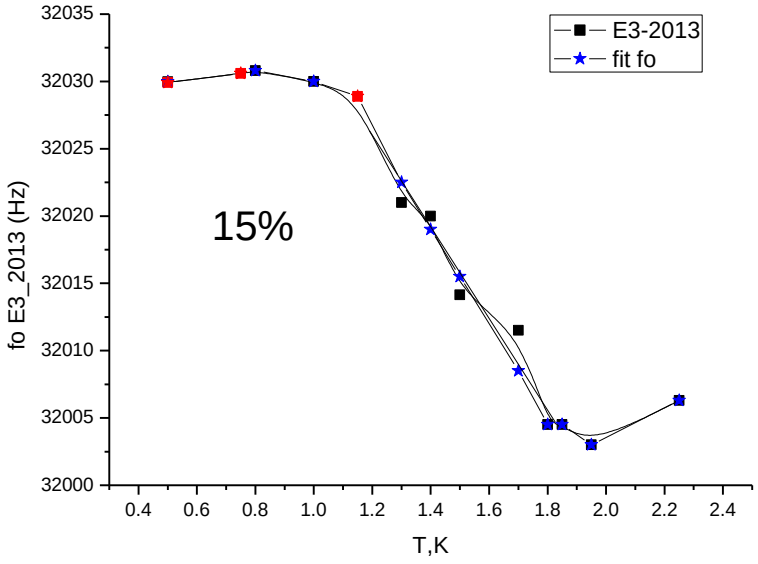


Рис. 3.5. Температурна залежність частоти резонансу для 15% розчину ^{3}He в ^{4}He.

показує, що при низьких температурах (T <1 K) величина f_0 практично не залежить від температури. Зменшення f_0 спостерігалося поблизу λ - точки і в основному визначається температурною залежністю щільності гелію ρ при тиску насиченої пари, що показана на рис. 3.6 – 3.7.

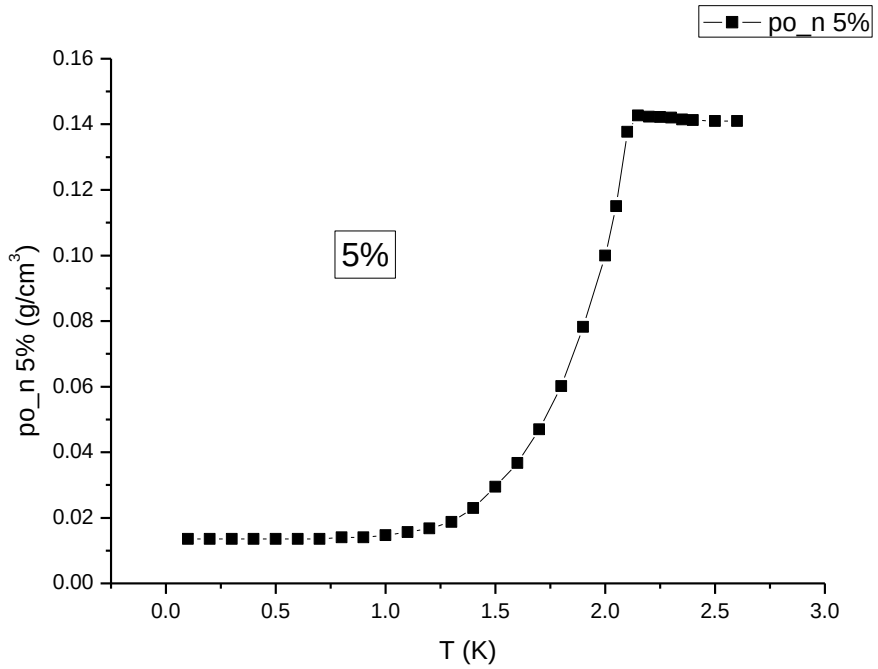


Рис. 3.6. Густина нормальної компоненти 5% розчину.

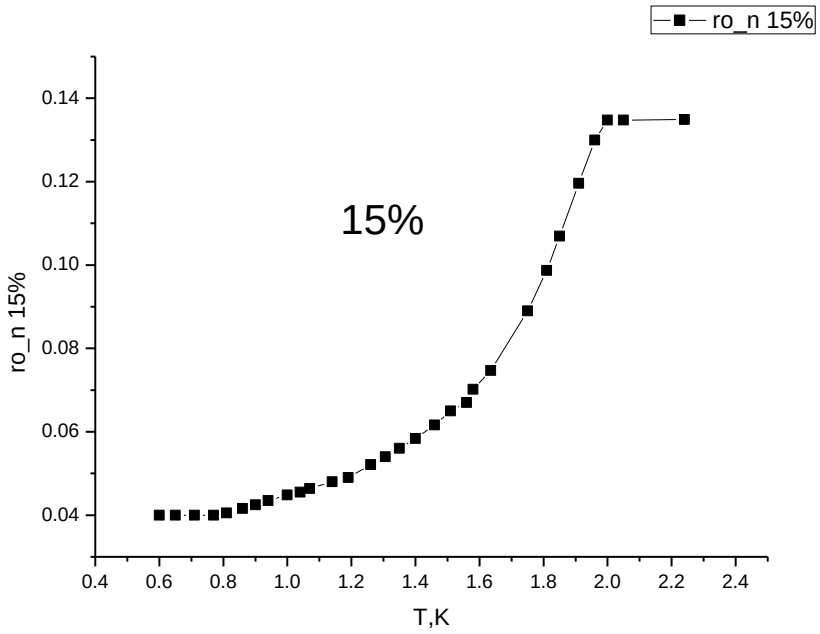


Рис. 3.7. Густина нормальної компоненти 15% розчину.

Виміряна в експерименті величина Δf з використанням виразу (3.1), виміряні значення резонансних частот були використані для визначення в'язкості. При малих збуджуючих напружених в'язке тертя є основним дисипативним процесом, визначальним ширину резонансної кривої кварцового камертона, що коливається в He II. Використовуючи вираз (3.1) можна визначити значення в'язкості нормальної компоненти в усьому досліджуваному температурному діапазоні:

$$\eta_n = \left[\frac{2m_q\Delta f}{CS\left(\frac{f_0}{f_{0vac}}\right)^2}\right]^2 \cdot \frac{\pi}{f_0\rho_n}. \qquad (3.2)$$

Оскільки значення постійних параметрів m_q, C і S, що входять в (3.2), для умов даного експерименту точно не були відомі, то проводилася «прив'язка» виміряних значень η_{eff} з літературними даними для T = 1,95 K, де в'язкість практично не залежить від температури. В результаті нормування було отримано значення підгінної константи

$$E = 2m_q f_{0vac}^2 / CS = 1.2 \cdot 107 \text{ г}\cdot\text{с}^2/\text{см}^2 ,$$

що містяться в (3.2). Отримані таким чином експериментальні дані в'язкості наведені на рис. 3.8 – 3.9.

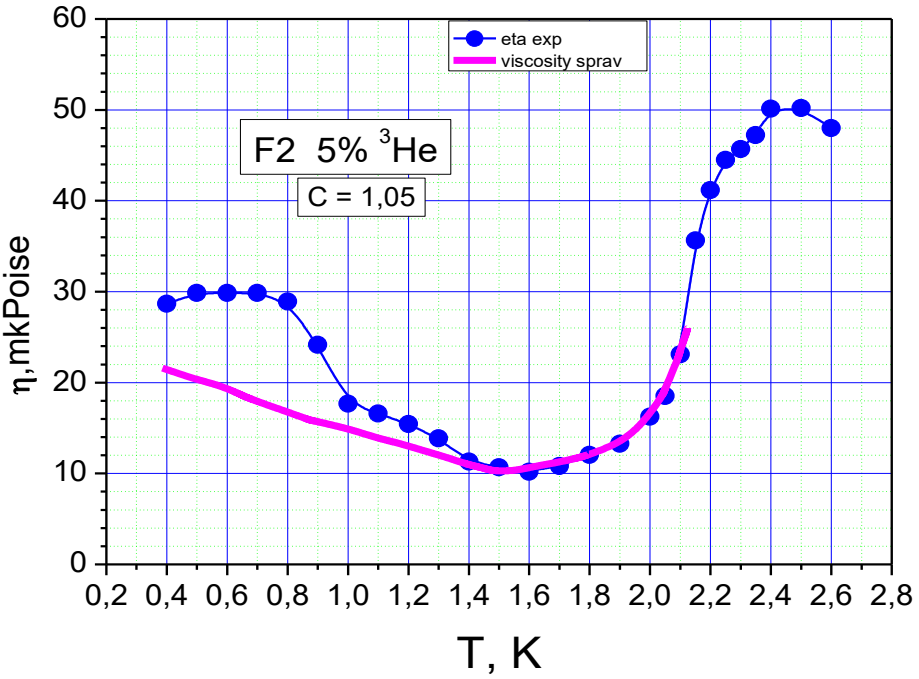


Рис. 3.8. Температурна залежність динамічної в'язкості 5% розчину ^{3}He в ^{4}He.

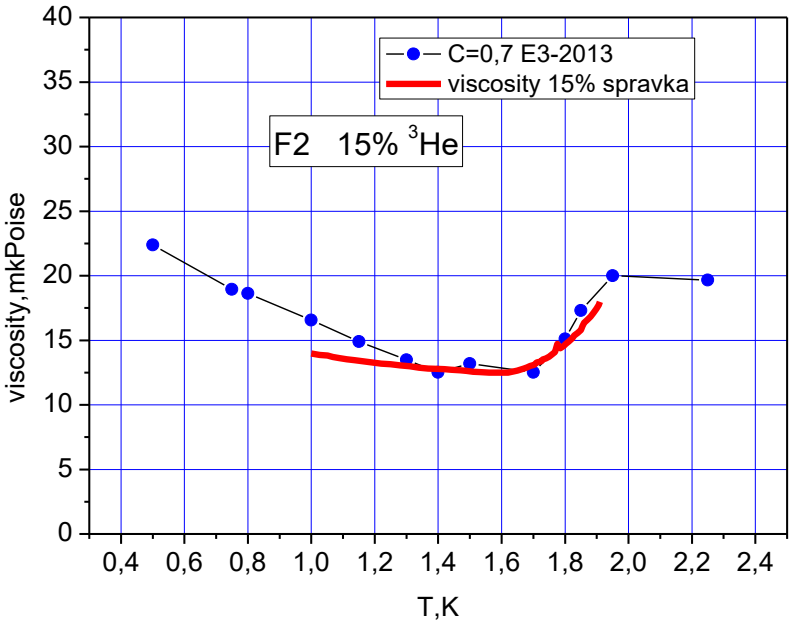


Рис. 3.9. Температурна залежність динамічної в'язкості 15% розчину ^{3}He в ^{4}He.

Дані кінематичної в'язкості були розраховані згідно з відношенням (1.2). Температурні залежності розрахованих значень кінематичної в’язкості для розчинів 5% та 15% ^{3}He в ^{4}He показані на рис. 3.10 та 3.11.

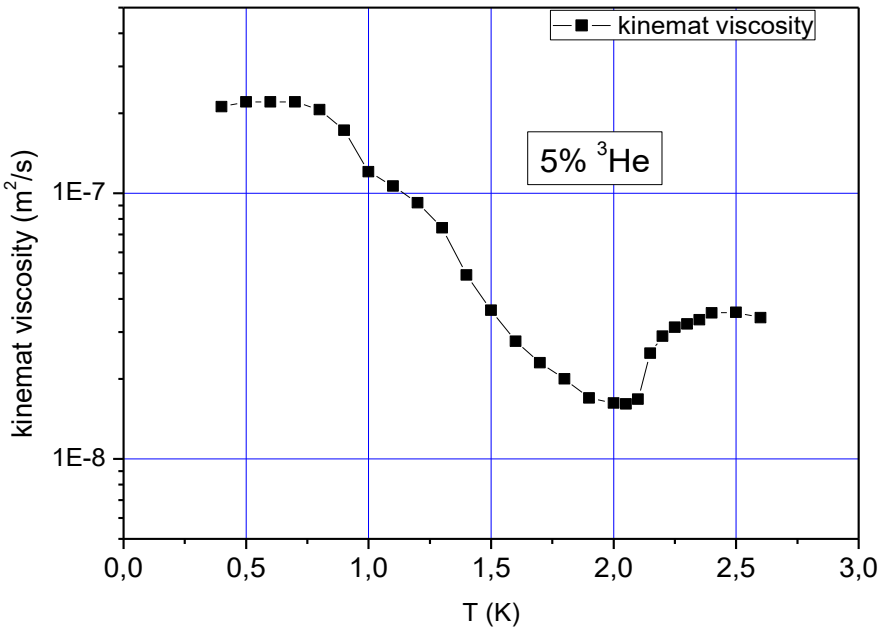


Рис. 3.10. Температурна залежність кінематичної в’язкості 5% розчину ^{3}He в ^{4}He.

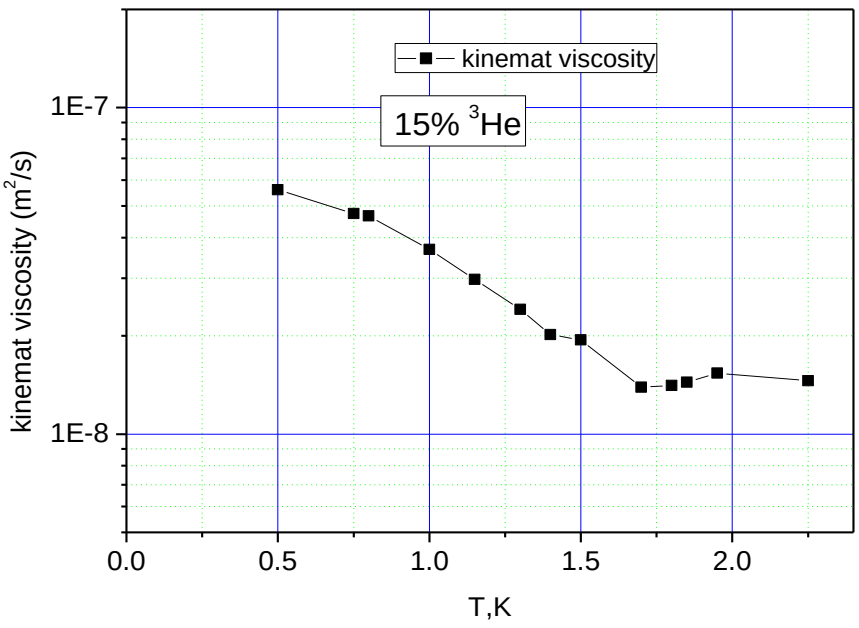


Рис. 3.11. Температурна залежність кінематичної в’язкості 15% розчину ^{3}He в ^{4}He.

Таблиця 3.1

Зведена таблиця розрахунків динамічної та кінематичної в’язкості 5% розчину ^{3}He в ^{4}He.

T	df	Ro_n	fo	df sglagen oe	viscos ity sprav	Kinemat viscosity	Kinemat viscosity
K	Hz	g/cm3	Hz	Hz	mkPoi se	stoks	m^2/s
0.4	4.66	0.01355	31970.65	4.9	26	0.00212	2.11763E-7
0.5	6.26	0.01355	31970.5	5	23	0.0022	2.20499E-7
0.6	7	0.01355	31970.44	5	21	0.00221	2.20501E-7
0.7	6.22	0.01355	31970.2	5	20	0.00221	2.2051E-7
0.8	5.4	0.014	31970	5	19	0.00206	2.06419E-7
0.9	4.7	0.014	31969.6	4.57	18	0.00172	1.72452E-7
1	4.2	0.01466	31967.8	4	16	0.00121	1.20522E-7
1.1	3.66	0.0156	31966.8	4	15	0.00106	1.06452E-7
1.2	3.44	0.01678	31965.8	4	14	9.20211E-4	9.20211E-8
1.3	3.2	0.0187	31965	4	13.5	7.41041E-4	7.41041E-8
1.4	3.2	0.02295	31964	4	13	4.92071E-4	4.92071E-8
1.5	3.8	0.02942	31962.4	4.4	12	3.62412E-4	3.62412E-8
1.6	4.6	0.03669	31961	4.8	12	2.77373E-4	2.77373E-8
1.7	5.2	0.047	31959.6	5.6	13	2.30119E-4	2.30119E-8
1.8	6	0.06014	31956	6.68	14	2.00098E-4	2.00098E-8
1.9	6.65	0.07823	31953	8	16	1.69689E-4	1.69689E-8
2	9.12	0.1	31947	10	18	1.62416E-4	1.62416E-8
2.05	9.7	0.115	31948	11.45	21	1.60981E-4	1.60981E-8
2.1	11.5	0.1377	31949	14	26	1.67834E-4	1.67834E-8
2.15	12.4	0.1427	31950	17.7		2.4976E-4	2.4976E-8
2.2	15.4	0.1423	31952	19		2.89325E-4	2.89325E-8
2.25	19.9	0.14225	31954	19.75		3.12739E-4	3.12739E-8
2.3	20	0.142	31956	20		3.21736E-4	3.21736E-8
2.35	20.3	0.1415	31957.6	20.3		3.33724E-4	3.33724E-8
2.4	20.3	0.1413	31959.2	20.9		3.54656E-4	3.54656E-8
2.5	20.4	0.141	31963	20.9		3.55955E-4	3.55955E-8
2.6	20.45	0.141	32000	20.5		3.40486E-4	3.40486E-8

Таблиця 3.2

Зведена таблиця розрахунків динамічної та кінематичної в’язкості 15% розчину ^{3}He в ^{4}He.

T	df	Ro_n	fo	Fit fo	viscosity	Kinemat viscosity	Kinemat viscosity
K	Hz	g/cm3	Hz	Hz	mkPoise	stoks	m^2/s
0,5	5	0,04	32029,97	32029,97	22,3911	5,59777E-4	5,59777E-8
0,5	5	0,04	32029,91	32029,91	22,39131	5,59783E-4	5,59783E-8
0,75	4,6	0,04	32030,6	32030,6	18,94996	4,73749E-4	4,73749E-8
0,8	4,56	0,04	32030,8	32030,8	18,62125	4,65531E-4	4,65531E-8
1	4,56	0,045	32030	32030	16,55429	3,67873E-4	3,67873E-8
1,15	4,56	0,05	32028,89	32028,89	14,90144	2,98029E-4	2,98029E-8
1,3	4,59	0,056	32021	32022,5	13,49395	2,40963E-4	2,40963E-8
1,4	4,65	0,062	32020	32019	12,51565	2,01865E-4	2,01865E-8
1,5	5	0,068	32014,14	32015,5	13,20102	1,94133E-4	1,94133E-8
1,7	5,6	0,09	32011,5	32008,5	12,52521	1,39169E-4	1,39169E-8
1,8	6,7	0,107	32004,5	32004,5	15,08998	1,41028E-4	1,41028E-8
1,85	7,6	0,12	32004,5	32004,5	17,31285	1,44274E-4	1,44274E-8
1,95	8,5	0,13	32003	32003	19,99489	1,53807E-4	1,53807E-8
2,25	8,59	0,135	32006,3	32006,3	19,6541	1,45586E-4	1,45586E-8

ВИСНОВКИ

Дипломна робота присвячена експериментальному дослідженню температурної залежності динамічної та кінематичної в’язкості нормальних та надплинних концентрованих розчинів ^{3}He – ^{4}He. Домішки ізотопу ^{3}He збільшують нормальну компоненту в рідині, тим самим змінюючи в’язкість та густину рідини. Дослідження були проведені методом коливання кварцового камертона в рідині в обмеженій геометрії, що дозволило обмежити випромінювання звукових коливань і, таким чином, все затухання коливань камертона можна пов’язати з динамічною в’язкістю середи.

Для розрахунків значень динамічної та кінематичної в’язкості в роботі були використані експериментальні амплітудно-частотні характеристики кварцових камертонів при коливанні в розчинах ^{3}He – ^{4}He з концентрацією 5% і 15% ^{3}He в інтервалі температур 0,4 - 2,5 К при тиску насиченої пари. В результаті розрахунків встановлено, що, в указаному інтервалі температур, ці розчини мають значення кінематичної в’язкості від $1{,}5\cdot10^{-8}$ до $2\cdot10^{-7}$ м^2/с. Значний діапазон значень кінематичної в'язкості, а відповідно й чисел Рейнольдса, має фундаментальне значення та практичне застосування в різних областях, пов’язаних з моделюванням та дослідженням в гідро- та аеродинамічних системах.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Л.Д. Ландау, И.М. Халатников, ЖЭТФ **19**, 637, 709, (1949).

2. В.Н. Жарков, ЖЭТФ **33**, 929 (1957).

3. J.G. Dash, R.D. Taylor, Phys. Rev. **107**, 1228 (1957).

4. F.A. Staas, K.W. Taconis, K. Fokkens, Physica **26**, 669 (1960).

5. А.А.Задорожко, Э.Я. Рудавский, В.К.Чаговец, Г.А.Шешин, Ю.А. Киценко, ФНТ **35**, 134 (2009).

6. H. Kamerlingh Onnes. The Liquefaction of Helium. Proc. KNAW., 11, 168185 (1909).

7. J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieer. Theory of Superconductivity. Phys. Rev., 108, 11751204 (1957).

8. F. Pobell. Matter and Methods at Low Temperatures, (Springer, 2007), 3 ed.

9. J. T. Tuoriniemi et al. Towards Superuidity of 3He Diluted by 4He. J. Low Temp. Phys, 129, 531545 (2002).

10. L. Tisza. Transport Phenomena in Helium II. Nature, 141, 913 (1938).

11. L. Tisza. The Theory of Liquid Helium. Phys. Rev., 72, 838854 (1947).

12. L. Landau. Theory of the Superuidity of Helium II. Phys. Rev., 60, 356358 (1941).

13. K. Karrai and R. D. Grober, Tip-sample distance control for near-field scanning optical microscopes, in Near-Field Optics, M. A. Paesler and P. T. Moyer (ed.), Proc. SPIE 2535, 69 (1995).

14. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics, Pergamon Press, Oxford, UK (1987).

15. L. M. Milne-Thomson, Theoretical hydrodynamics, Dover Publications, New York (1996); H. Lamb, Hydrodynamics, Dover Publications, New York (1945).

16. J. E. Sader, J. Appl. Phys. 84, 64 (1998).

17. Chagovets V. Flow regimes of the superfluid helium caused by oscillating quartz tuning fork / V. Chagovets, I. Gritsenko, E. Rudavskii, G. Sheshin, A. Zadorozhko // J. of Physics: Conference Series. – 2009. – Vol.150. – P. 032014-1–032014-4

18. Blaauwgeers K. Quartz tuning fork: thermometer, pressure- and viscometer for helium liquids / R. Blaauwgeers, M. Blazkova, M. Človečko [et al.] // J. Low Temp. Phys. – 2007. – Vol. 146, № 5. – P. 537-562

19. Karrai K. Lecture notes on shear and friction force detection with quartz tuning forks [Електронний ресурс] / K. Karrai //Work presented at the"Ecole Thématique du CNRS" on near-field optics – 2000. – Режим доступу до ресурсу: http://www.nano.physik.unimuenchen.de/publikationen/Preprints/p-00-03_Karrai/pdf.