

Содержание

1	Введение	2
2	Получение примесь-гелиевой твердой фазы	2
3	Изучение гелей	4
4	Второй звук в He-II	4
4.1	Уравнения макроскопической гидродинамики гелия II	5
4.2	Распространение звука в гелии II	6
5	Аэрогели	7
6	Четвертый звук	8
7	Подготовка эксперимента	10
7.1	Установка	10
7.2	Калибровка термометра и болометра	13
8	Заключения и выводы	14

1 Введение

Общая постановка задачи.

Основная задача работы - изучение прохождения волн второго звука в гелях, поскольку это может дать информацию о структуре гелей, размерах пор в гелиевых структурах, особенностях сверхтекучего состояния квантовой жидкости в ограниченной геометрии.

В задачи на данный период лабораторной практики было:

1. Освоение методики получения гелей.
2. Сборка измерительной ячейки.
3. Калибровка болометров, термометров, изучение прохождения волн второго звука в ячейке без геля, как основа для сравнения.

2 Получение примесь-гелиевой твердой фазы

Обнаружения эффекта затвердевания гелия при введении тяжелых примесных частиц в объем сверхтекучего гелия с образованием новой метастабильной примесь-гелиевой твердой фазы (ПГТФ) открывает широкие перспективы для исследования свойств частиц, изолированных атомами гелия. С другой стороны, сама примесь-гелиевая твердая фаза представляет собой новый объект физики низких температур, свойства которых до сих пор достаточно не исследованы.

Примесь-гелиевую твердую фазу получают введением в сверхтекучий гелий газового потока примесных частиц, разбавленных гелием. Установлено, что эта фаза, приготовленная в сверхтекучем гелии, существует и вне жидкости. Теоретический анализ, основанный на кластерном подходе, подтвердил, что физической основой образования примесь-гелиевой фазы является уменьшение амплитуды радиальных колебаний атомов гелия в поле дисперсионных сил тяжелого примесного центра, приводящее к образованию прочных ван-дер-ваальсовых примесь-гелиевых комплексов и смерзанию их в ПГТФ.[1]

Схема установки для приготовления и изучения гелей воды или этанола представлена на Рис.1. Образцы ПГТФ получали введением газовых смесей в объем сверхтекучего гелия, заполняющего стаканчик 2. Для предотвращения смерзания примесных частиц между собой в газе использовали сильно разбавленные гелием газовые смеси $[N_{Im}]/[N_{He}]=1:100$. Для образования гелей из газовых смесей банка с водой или спиртом 10 заменяется на баллон с готовой смесью. Тогда в прибор поступает не водяной или спиртовой пар с гелием, а уже готовая смесь газ+гелий (1-5%:100%). Также мы подогревали конец трубки ввода газа кольцевым нагревателем $R=10$ Ом (не показан на схеме) до температуры $T \sim 80$ К. Контроль температуры нижней части трубки осуществляли термпарой медь-константан 3. Подогрев используется для водяных гелей, чтобы газовая смесь не замерзла в трубке. В экспериментах с дейтериевыми и азотными гелями подогрев не нужен, так как температура затвердевания их ниже.

При приготовлении водяного геля газообразный ^4He предварительно проходит через сосуд с водой 10, и далее это газовая смесь, уже насыщенная парами воды, поступает на вход стеклянной трубки 1. Нижний край данной трубки погружен в сверхтекучий He II, имеющий температуру $T \sim 1.4$ К. Из статьи [2] известно, что оптимальные условия для приготовления образцов примесь-гелиевого водяного конденсата таковы: температура He II $T \leq 1,5$ К, избыточное давление в струе газа на входе в трубку $\Delta P \leq 0.6$ торр, расход газа ≤ 3 см³с⁻¹. Газовую струю направляют непосредственно на поверхность сверхтекучего гелия, который заполняет стеклянный стакан, установленный внутри гелиевого сосуда. Для заполнения стакана сверхтекучим He II используют термомеханический насос. Температура жидкости $T \approx 1.5$ К. В типичных условиях эксперимента данным способом получают образцы в которых примесными центрами являются атомы воды, спирта и дейтерия. Эксперименты мы будем проводить с дейтерием, который в отличие от воды не может испортить поверхность болометра. Продолжительный контакт болометра с водой крайне нежелателен, так как может привести к повреждению последнего. Образцы представляют из себя студнеобразные образования.

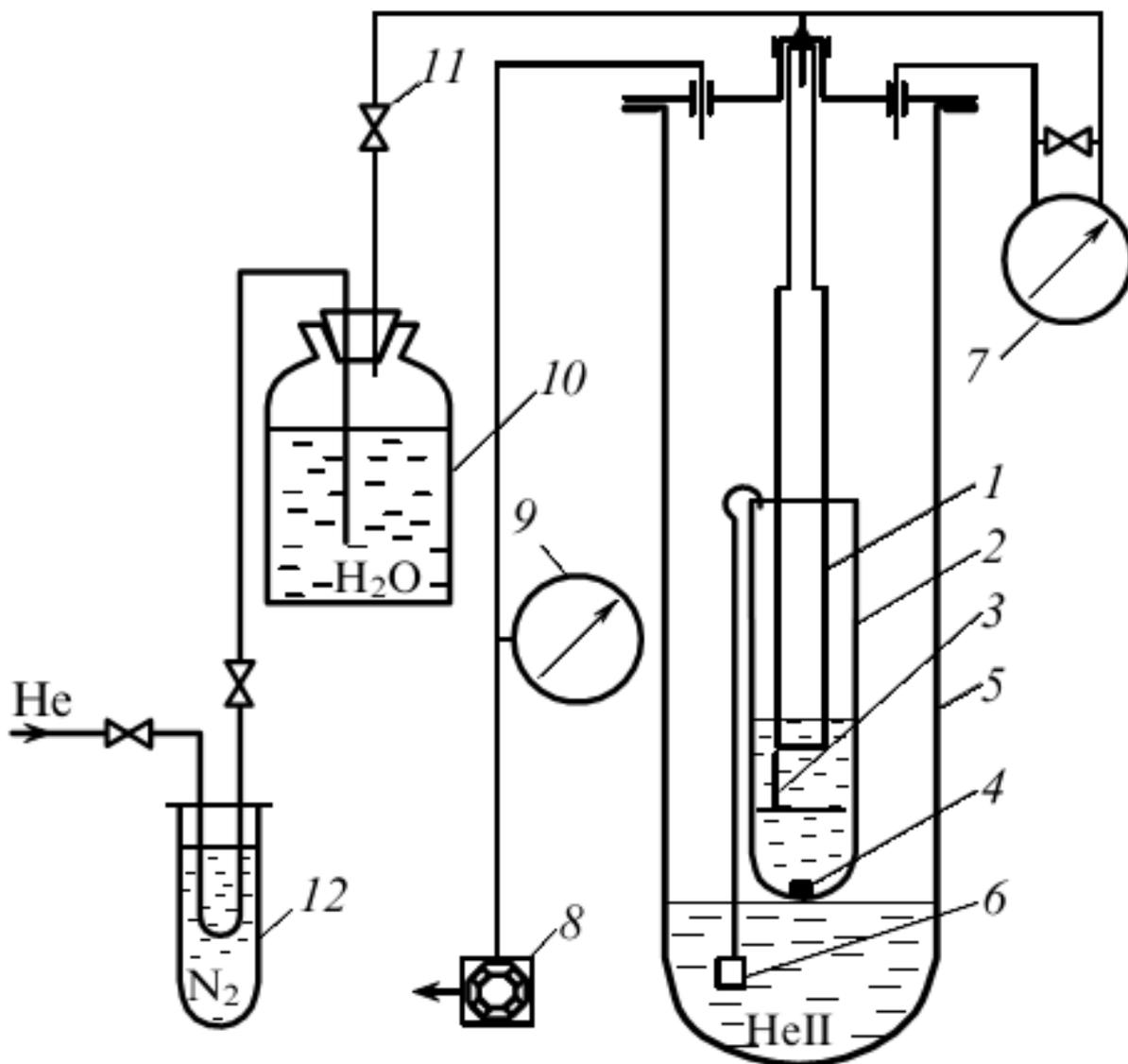


Рис. 1: Приготовление примесь-гелиевых твердых фаз: 1 - трубка набора смеси; 2 - стаканчик; 3 - подложка, на которой образуется ПГТФ; 4 - испаритель; 5 - стеклянный гелиевый дьюар; 6 - термо-механический насос, используемый для набора He II в стаканчик; 7 - дифференциальный манометр; 8 - механический насос; 9 - манометр; 10 - сосуд с водой; 11 - вентиль набора газовой смеси; 12 - азотная ловушка.

3 Изучение гелей

Стоит отметить, что информация о получаемой структуре гелей крайне мала. Из результатов статей [3] и [4] известно, что наблюдаются особенности на температурных зависимостях рассеяния нейтронов и рассеяния рентгеновских лучей.

Результаты работы [5] дают нам представление о поведении первого звука в примесь-гелиевых гелях. Согласно Рис.2, первый звук проходит с изменением затухания в среде с гелем.

В данном примере показаны результаты для чистого гелия (кружки) и для геля D_2-N_2-He (тре-

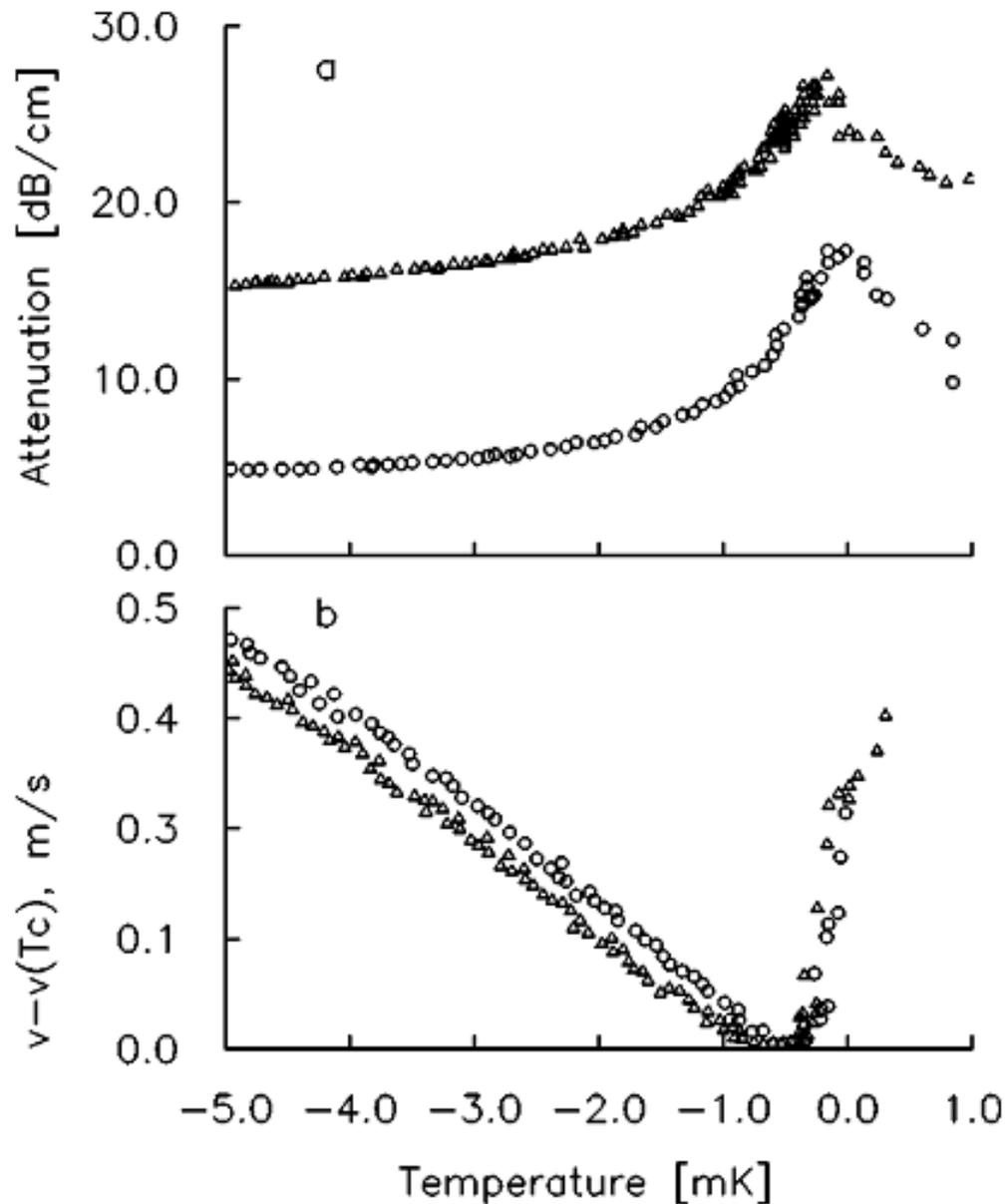


Рис. 2: Поведение затухания (а) и скорости (б) первого звука в гелии около λ -точки.

угольники). Видно, что первый звук характеризуется большим коэффициентом затухания. В связи с этим, возможно, изучение волн второго звука могут быть более информативными.

4 Второй звук в He-II

Второй звук в жидком гелии представляет из себя специфическое квантовомеханическое явление в жидком гелии [8], а также в некоторых других веществах. Второй звук — противонаправленные колебания плотности нормальной и сверхпроводящей компонент гелия, при этом суммарная плот-

ность остается постоянной. Такие противоположенные колебания плотностей второго звука можно наблюдать в резонаторе. Скорость распространения второго звука определяется из уравнений гидродинамики сверхтекучей жидкости в двухкомпонентной модели. Если пренебречь аномально малым для гелия коэффициентом теплового расширения, то в волне второго звука осциллируют только температура и энтропия, а плотность и давление остаются постоянными. Распространение второго звука не сопровождается переносом вещества. Во втором звуке передача тепла происходит путем волнообразного движения, а не более привычным механизмом диффузии. Это приводит к очень высокой теплопроводности. Название «второй звук» связано с тем, что движение волн тепла похоже на распространение звука в воздухе.

Для генерации волн второго звука используется источник тепла (нагреватель), а для регистрации термометр. Второй звук в гелии II наблюдается при температурах ниже λ -точки (2,1768 К), когда He переходит в сверхтекучее состояние и имеет почти идеальную теплопроводность. При падении температуры к 0 К скорости волн температуры и энтропии растут. При температуре 1,8 К температурная волна распространяется со скоростью примерно 20 м/с.

4.1 Уравнения макроскопической гидродинамики гелия II

Исходя из представлений сверхтекучести, можно построить полную систему гидродинамических уравнений, которые описывали бы гелий II макроскопическим образом.[6]

Исходным положением является фундаментальное обстоятельство, что движение гелия II должно описываться не одной, а двумя скоростями. Одна из этих скоростей - "сверхтекучая" скорость (обозначим ее как v_s) - удовлетворяет условию

$$rot v_s = 0, \quad (1)$$

а на границе с твердыми поверхностями должна обращаться в нуль только нормальная компонента, но не тангенциальная, соответственно тому, что сверхтекучая жидкость не задерживается трением о стенки сосуда. Для "нормальной" же скорости v_n жидкости на границе с твердой поверхностью должна иметь место (как у обычных жидкостей) условие $v_n=0$, выражающее тот факт, что нормальная жидкость "прилипает" к стенкам.

Пусть \mathbf{j} есть макроскопический поток массы жидкости; он является функцией обеих скоростей v_n и v_s . При малых скоростях \mathbf{j} можно разложить по степеням v_n и v_s . В первом приближении

$$\mathbf{j} = \rho_n v_n + \rho_s v_s. \quad (2)$$

Коэффициенты ρ_n и ρ_s являются, очевидно, тем, что мы называем плотностями сверхтекучей и нормальной "частей" жидкости. Их сумма равна плотности ρ гелия II:

$$\rho = \rho_n + \rho_s, \quad (3)$$

ρ_n и ρ_s являются, конечно, функциями температуры. Заметим, что поток массы (1) представляет собой в то же время плотность импульса, т.е. импульс единицы объема жидкости. Плотности ρ и \mathbf{j} должны удовлетворять уравнению непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div \mathbf{j} = 0. \quad (4)$$

Будем писать здесь уравнения, применимые к таким движениям, в которых не играет роль вязкость "нормальной жидкости". Тогда уравнения сохранения количества движения напишутся в виде

$$\frac{\partial j_i}{\partial t} + \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} = 0 \quad (5)$$

(по дважды повторяющимся индексам подразумевается суммирование), где тензор Π_{ik} потока импульса равен

$$\Pi_{ik} = p \delta_{ik} + \rho_n v_i^{(n)} v_k^{(n)} + \rho_s v_i^{(s)} v_k^{(s)} \quad (6)$$

(р-давление). Для того чтобы учесть вязкость нормальной жидкости, надо было бы прибавить к Π_{ik} члены, выражающиеся обычным образом через коэффициенты вязкости и производные по координатам от скорости v_n .

Далее, уравнение сохранения энтропии имеет вид

$$\frac{\partial S \rho}{\partial t} + div(S \rho v_n) = 0. \quad (7)$$

(S-энтропия единицы массы гелия II). "Поток энтропии" равен $\rho S v_n$, поскольку энтропия переносится только нормальной частью жидкости.

Наконец, последнее уравнение полной системы гидродинамических уравнений мы получим, приравняв ускорение $\frac{dv_s}{dt}$ к силе, действующей на единицу "сверхтекучей" массы. Опустим вывод и представим само уравнение.

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} = -grad\left\{\Phi + \frac{v_s^2}{2} - \frac{\rho_n(v_s - v_n)^2}{2(\rho_n + \rho_s)}\right\} \quad (8)$$

Уравнения (1)-(8) составляют полную систему гидродинамических уравнений гелия II.

4.2 Распространение звука в гелии II

Полученные уравнения могут быть применены к распространению звука в гелии II. Как обычно, в звуковой волне скорости движения предполагаются малыми, а плотность, давление, энтропия - почти равными своим постоянным равновесным значениям. Тогда в (6) и (8) можно пренебречь квадратичными по скорости членами, а в (7) - вынести в члене $div(S\rho v_n)$ энтропию $S\rho$ из под знака div (поскольку этот член уже содержит малую величину v_n). Таким образом, система гидродинамических уравнения для звуковых волн приобретает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div \mathbf{j} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial S\rho}{\partial t} + S\rho div \mathbf{v}_n = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial j}{\partial t} + \nabla p = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} + \nabla \Phi = 0. \quad (12)$$

Дифференцирую (9) по времени и подставляя (11), получаем

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \Delta p. \quad (13)$$

Далее имеем

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial S\rho}{\partial t} - \frac{S}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -S div \mathbf{v}_n + \frac{S}{\rho} div \mathbf{j} \quad (14)$$

или, подставляя $\mathbf{j} = \rho_n \mathbf{v}_n + \rho_s \mathbf{v}_s$,

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{S\rho_s}{\rho} div(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n) \quad (15)$$

Далее, для термодинамического потенциала имеет место соотношение

$$d\Phi = -SdT + Vdp = -SdT + \frac{1}{\rho} dp, \quad \nabla p = S\rho \nabla T + \rho \nabla \Phi$$

или подставляя ∇p из (11) и $\nabla \Phi$ из (12),

$$\rho_n \frac{\partial(v_n - v_s)}{\partial t} + \rho S \nabla T = 0. \quad (16)$$

Дифференцируем (15) по времени и подставляя (16), находим

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = \frac{S^2 \rho_s}{\rho n} \Delta T. \quad (17)$$

Два уравнения, (13) и (17), определяют распространение звука в гелии II. Уже из того факта, что этих уравнения два, видно, что в гелии II должны существовать две скорости распространения звука. Напишем S, ρ, p, T в виде $S = S_0 + S', \rho = \rho_0 + \rho'$ и т.д., где величины со штрихом представляют собой обусловленные звуковой волной малые изменения соответствующих величин, а величины с индексом 0 - их постоянные равновесные значения. Тогда можно написать

$$\rho' = \frac{\partial \rho}{\partial p} p' + \frac{\partial \rho}{\partial T} T', \quad S' = \frac{\partial S}{\partial p} p' + \frac{\partial S}{\partial T} T'$$

и уравнения (13) и (17) приобретают вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial p} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' + \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{\partial^2 T'}{\partial t^2} = 0, \frac{\partial S}{\partial p} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + \frac{\partial S}{\partial T} \frac{\partial^2 T'}{\partial t^2} - \frac{S^2 \rho_s}{\rho_n} \Delta T' = 0.$$

Ищем решение этих уравнений в виде плоской волны, в которой p' и T' пропорциональны множителю в $e^{i\omega(t-x/u)}$ (u - скорость звука), и в качестве условия разрешимости получаем уравнение

$$u^4 \frac{\partial(\rho, S)}{\partial(p, T)} - u^2 \left(\frac{\partial S}{\partial T} + S^2 \frac{\rho_s}{\rho_n} \frac{\partial \rho}{\partial p} \right) + S^2 \frac{\rho_s}{\rho_n} = 0$$

(где $\frac{\partial(\rho, S)}{\partial(p, T)}$ обозначает якобиан преобразования от ρ, S к p, T). Путем простого преобразования с использованием термодинамических соотношений этому уравнению можно придать вид

$$u^4 - u^2 \left[\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S + \frac{TS^2}{C_v} \frac{\rho_s}{\rho_n} \right] + \frac{S^2 \rho_s T (\partial p / \partial \rho)_T}{\rho_n C_v} = 0 \quad (18)$$

(C_v - теплоемкость единицы массы гелия II) Это квадратное уравнение определяет две скорости распространения звука в гелии II.

При $\rho_s=0$, т.е. в λ -точке, один из корней уравнения обращается в нуль, и мы получаем, как и должно было быть, всего одну обычную скорость звука

$$u = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S}.$$

Практически при всех температурах теплоемкость C_p и C_v близки друг к другу. Согласно известной термодинамической формуле при этих условиях близки друг к другу также изотермическая и адиабатическая сжимаемости. т.е.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S \approx \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T.$$

Обозначим общее значение C_p и C_v буквой C , а общее значение $(\partial p / \partial \rho)_T$ и $(\partial p / \partial \rho)_S$ просто как $\partial p / \partial \rho$, тогда получаем две скорости звука u_1 и u_2 в виде

$$u_1^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho}, u_2^2 = \frac{TS^2 \rho_s}{C \rho_n}. \quad (19)$$

Таким образом, одна из скоростей (u_1) почти постоянна, а другая (u_2) сильно зависит от температуры, обращаясь в нуль в λ -точке. При температуре 1,33 К получается для u_2 около 25 м/сек.

При крайне низких температурах, получается

$$u_2^2 = \frac{1}{3} c^2 \quad (20)$$

Таким образом, при стремлении температуры к нулю скорости звука стремятся к постоянным пределам $u_1=c$, $u_2 = \frac{c}{\sqrt{3}}$.

5 Аэрогели

Стоит отметить, что поведение сверхтекучего гелия меняется в ограниченной геометрии. Как показал Капица, критические скорости в малых капиллярах достигали расчетных величин, в то время как в объеме жидкости никогда не было достигнуто критических величин. Подобное поведение можно ожидать в поведении сверхтекучести в примесь-гелиевых твердых фазах, которые мы и изучаем. Следует отметить, что поведение гелия в ограниченной геометрии ранее изучалось, например в графоиле и аэрогелях. Остановимся более подробно на свойствах аэрогелей и поведении сверхтекучего гелия в них, поскольку мы ожидаем похожие проявления свойств гелия в примесь-гелиевых гелях.

Аэрогели - класс материалов, представляющих собой гель, в котором жидкая фаза полностью замещена газообразной. Такие материалы обладают рекордно низкой плотностью и демонстрируют ряд уникальных свойств: твердость, прозрачность, жаропрочность, чрезвычайно низкую теплопроводность и т.п. Распространены аэрогели на основе аморфного диоксида кремния, глиноземов, а также оксидов хрома и олова. В начале 1990-х получены первые образцы аэрогеля на основе углерода.

Аэрогели относятся к классу мезопористых материалов, в которых полости занимают не менее 50% объема. Как правило, этот процент достигает 90 - 99, а плотность составляет от 1 до 150 кг/м³. По структуре аэрогели представляют собой древовидную сеть из объединенных в кластеры наночастиц размером 2 - 5 нм и пор размерами по 100 нм.

Аэрогели — хорошие теплоизоляторы. На ощупь аэрогели напоминают легкую, но твердую пену, что-то вроде пенопласта. При сильной нагрузке аэрогель трескается, но в целом это весьма прочный материал — образец аэрогеля может выдержать нагрузку в 2000 раз больше собственного веса.

Аэрогели, в особенности кварцевые — хорошие теплоизоляторы. Они также очень гигроскопичны. По внешнему виду аэрогели полупрозрачны. За счёт релеевского рассеяния света на древовидных структурах они выглядят голубоватыми в отражённом свете и светло-жёлтыми в проходящем. Наиболее распространены кварцевые аэрогели, по плотности среди твердых тел они уступают лишь металлическим микрорешёткам, чья плотность может достигать — $0,9 \text{ кг/м}^3$, что на одну десятую меньше лучших показателей плотности аэрогелей — 1 кг/м^3 . В воздушной среде при нормальных условиях плотность такой металлической микрорешётки равна $1,9 \text{ кг/м}^3$ за счёт внутрирешёточного воздуха. Это в 500 раз меньше плотности воды и всего в 1,5 раза больше плотности воздуха. Кварцевые аэрогели пропускают свет в мягком ультрафиолете и видимой области (с длиной волны больше 300 нм) и инфракрасном диапазоне, однако в инфракрасном области присутствуют типичные для кварца, получаемого обезвоживанием силикагелей, полосы гидроксила при 3500 см^{-1} и 1600 см^{-1} . Благодаря чрезвычайно низкой теплопроводности ($0,017 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ в воздухе при атмосферном давлении), меньшей, чем теплопроводность воздуха ($0,024 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$), они применяются в строительстве в качестве теплоизолирующих и теплоудерживающих материалов. Температура плавления кварцевого аэрогеля составляет 1200°C .

Углеродные аэрогели состоят из наночастиц, ковалентно связанных друг с другом. Они электропроводны и могут использоваться в качестве электродов в конденсаторах. За счет очень большой площади внутренней поверхности (до $800 \text{ м}^2/\text{грамм}$) углеродные аэрогели нашли применение в производстве суперконденсаторов (ионисторов) емкостью в тысячи фарад. В настоящее время достигнуты показатели в 104 Ф/грамм и 77 Ф/м^3 . Углеродные аэрогели отражают всего 0,3 % излучения в диапазоне длин волн от 0,25 до 14,3 мкм, что делает их эффективными поглотителями солнечного света.

Глинозёмные аэрогели из оксида алюминия с добавками других металлов используются в качестве катализаторов. На базе алюмооксидных аэрогелей с добавками гадолиния и тербия в НАСА был разработан детектор высокоскоростных соударений: в месте столкновения частицы с поверхностью происходит флюоресценция, интенсивность которой зависит от скорости соударения.

За счет различных условий приготовления аэрогелей, можно добиться разнообразных размеров каналов и плотности в них. Изучение использования в исследованиях сверхтекучести гелия показало, что проявляется торможение нормальной компоненты гелия в аэрогелях [7].

6 Четвертый звук

Четвертый звук распространяется в He-II, находящемся в узких капиллярах или в мелкопористой среде, когда длина свободного пробега квазичастиц He-II сравнима или заметно превосходит характерный размер в системе. При этом нормальная компонента жидкости неподвижна и для определения скорости четвертого звука в уравнениях гидродинамики следует положить $v_n=0$. В результате, если пренебречь коэффициентами теплового расширения:

$$u_4^2 = \frac{\rho_s}{\rho} u_1^2 + \frac{\rho_n}{\rho} u_2^2, \quad (21)$$

где ρ_n и ρ_s - соответственно плотности нормальной и сверхтекучей компонент. В работе [7] изучается четвертый звук и представляются данные о изменении плотности сверхтекучей компоненты вблизи λ -точки.

где $t=T/T_c-1$, $t_b=(T_\lambda-T)/T_\lambda$.

На графике хорошо видно, что плотность сверхтекучей компоненты растёт при понижении температуры.

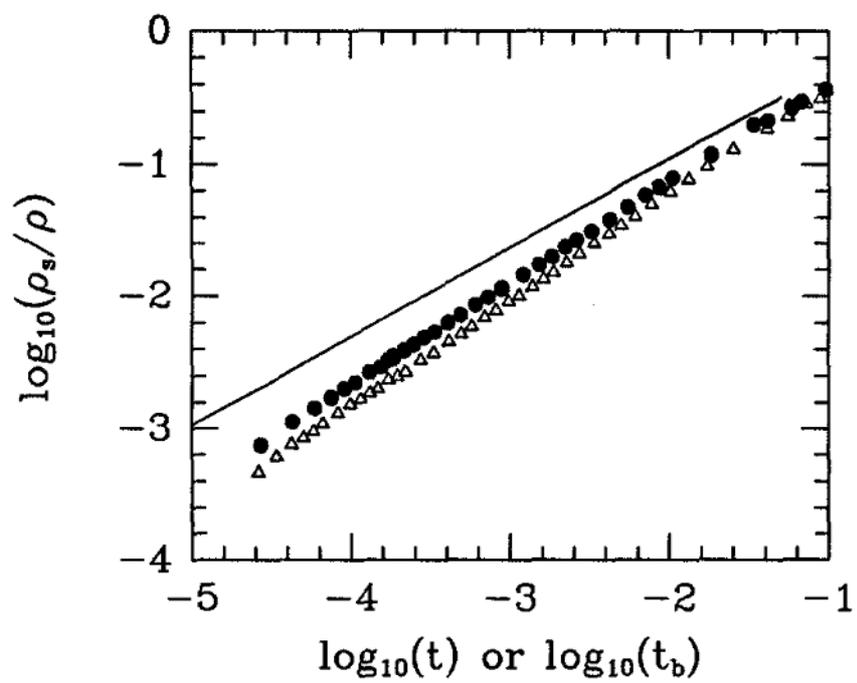


Рис. 3: Изменение плотности сверхтекучей компоненты при температурах ниже λ -точки.

7 Подготовка эксперимента

7.1 Установка

Для сборки экспериментальной установки нам понадобился стеклянный криостат Рис.4.

Примесь-гелиевый гель образовывался в кварцевом резонаторе с диаметром $D \sim 15$ мм, длина $L \sim 30$ мм Рис.5. Резонатор представляет собой полый пластмассовый цилиндр. Нижняя крышка резонатора - $Sn-Cu$ болометр с температурой перехода $T_c \sim 2.2$ К Рис.6, который был помещен в середину соленоида Рис.7.

Конечный вид ячейки показан на Рис.8. Гелий образовывался в резонаторе, стенками которо-



Рис. 4: Криостат

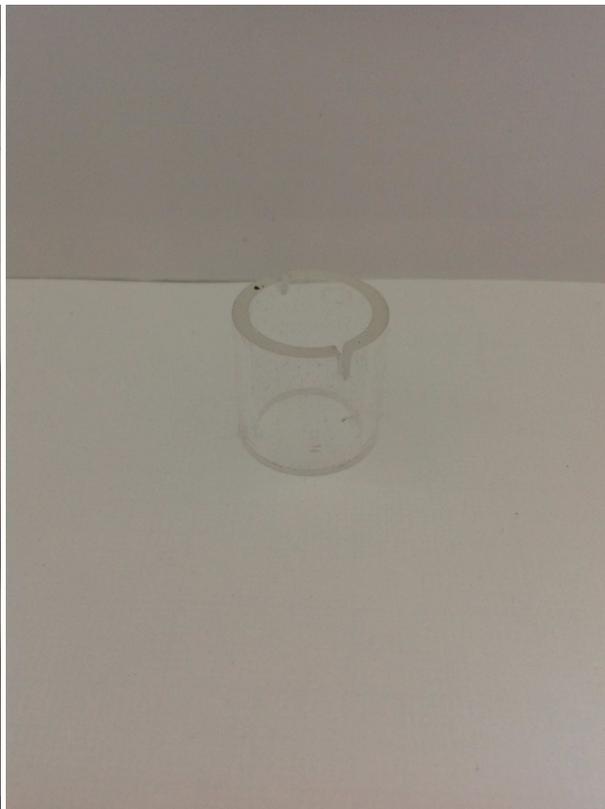


Рис. 5: Резонатор

го являлись болометр и нагреватель на штоке. Рис.9. Во время набора геля, шток поднят. После заполнения резонатора шток опускается и проводятся измерения. Стоит отметить, что это единственный способ поместить гель в закрытый резонатор - сначала наполнить этот объем, а потом его закрыть. Это вызывает определенные трудности в работе, в частности необходимо проверить воспроизводимость результатов при неоднократном закрывании объема резонатора.



Рис. 6: Болومتر

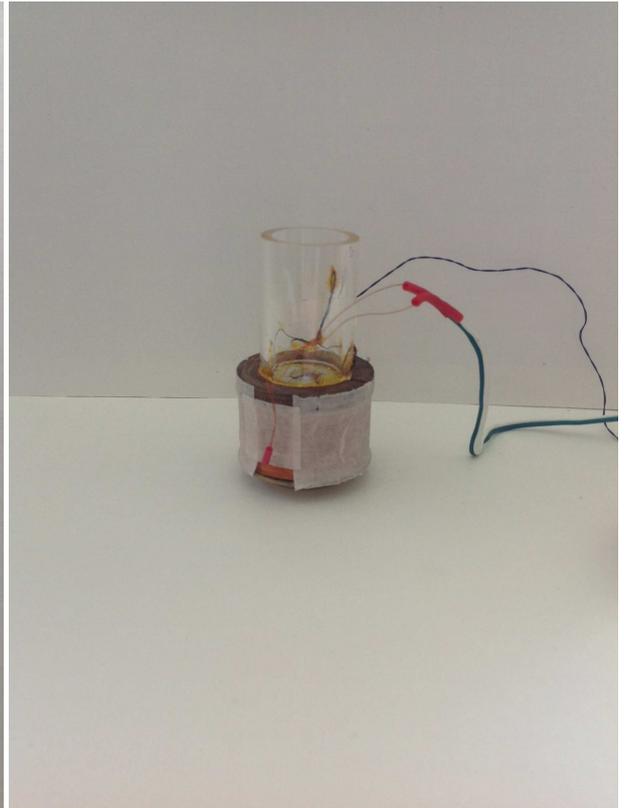


Рис. 7: Соленоид

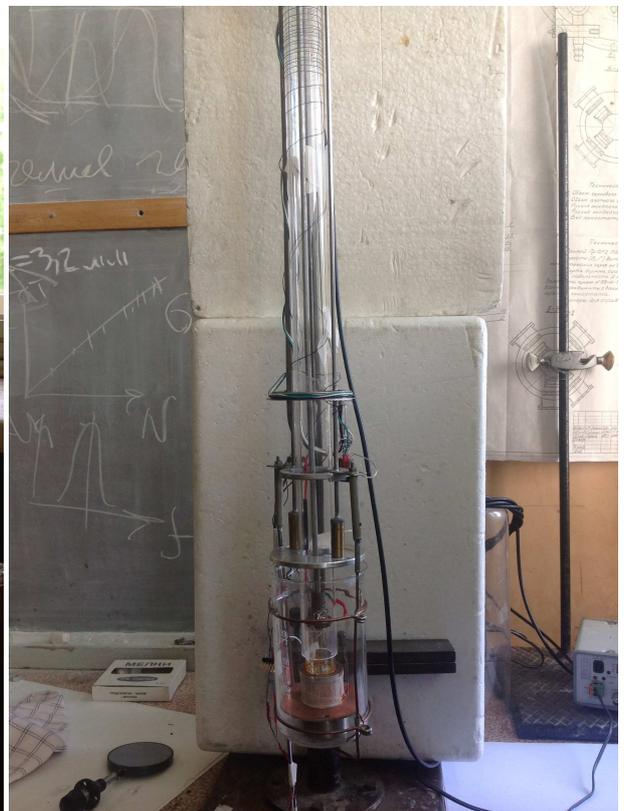


Рис. 8: Ячейка



Рис. 9: Подвижный шток

7.2 Калибровка термометра и болометра

После сборки установки стояла задача откалибровать термометр и болометр.

Калибровка проводилась путем снятия зависимости давления паров гелия с учетом напряжения и тока через болометр. Знание давления позволяет нам узнать температуру гелия, а напряжение и ток, соответственно, сопротивление болометра. Сопротивление термометра снималось непосредственно омметром.

Калибровка термометра и болометра приведена на Рис.9 и Рис.10.

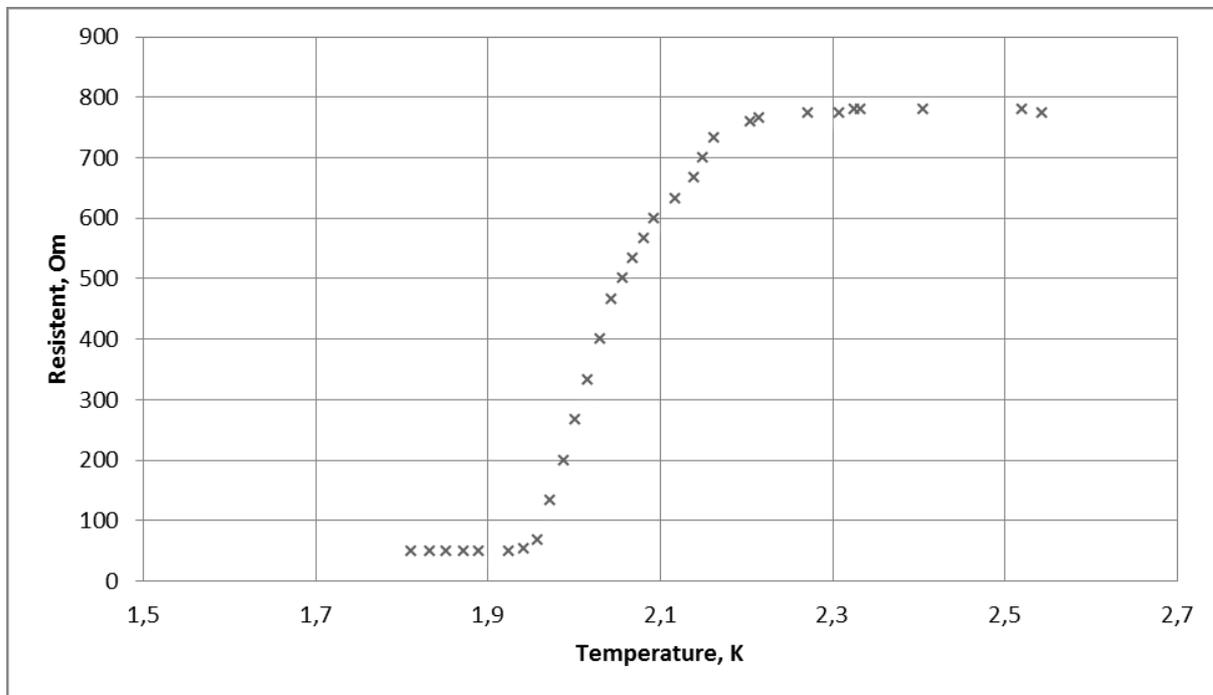


Рис. 10: Зависимость сопротивления болометра от температуры.

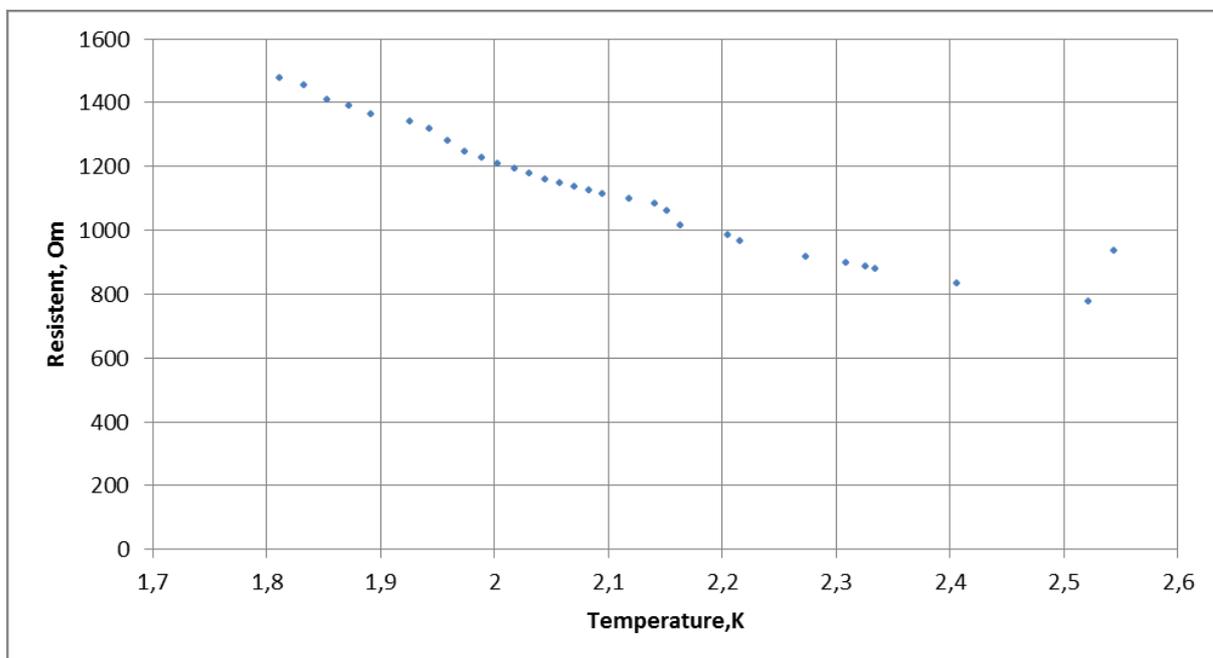


Рис. 11: Зависимость сопротивления термометра от температуры.

После этого стояла задача нахождения резонансов в резонаторе без гелия, как основа для сравнения. Резонансы искали при температурах от 1,78 К до 1,8 К. Зависимость частоты f от числа номера

резонанса N представлена на Рис.12. Данная зависимость может быть описана в виде:

$$f = 6.95093 + 166.80886 * N$$

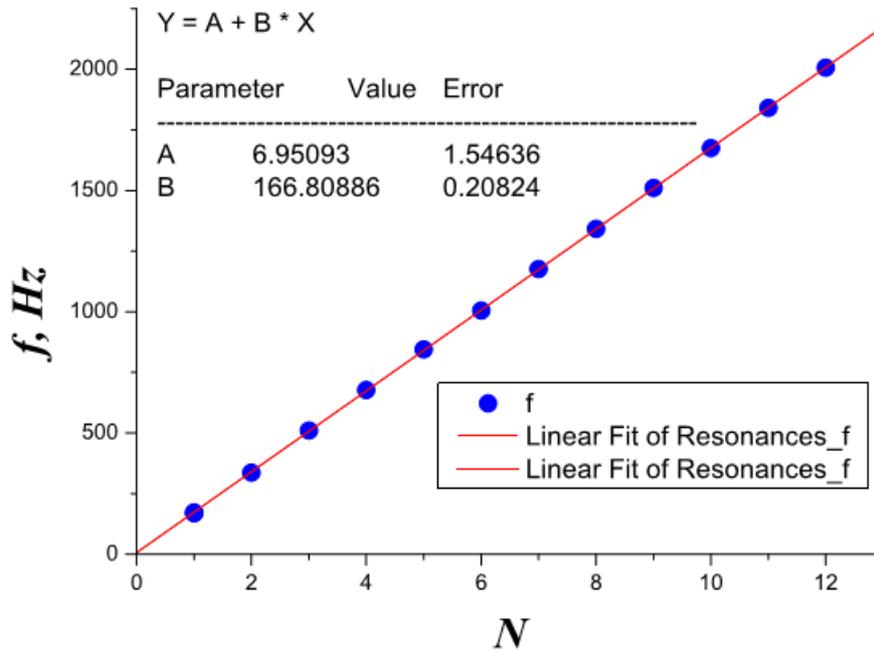


Рис. 12: Зависимость номера резонанса от частоты в резонаторе.

8 Заключение и выводы

В результате проделанной работы мы сделали следующее:

1. Изучили способы получения примесь-гелиевых гелей, был приобретен опыт работы с низкотемпературной аппаратурой. Принято активное участие в получении водяных гелей для изучения их в рентгеновских экспериментах. Была освоена методика получения гелей.
2. Была проведена сборка измерительной ячейки.
3. Был откалиброван болометр и термометр.
4. Проведены первые эксперименты с резонатором волн второго звука. Получены зависимости частот резонансов.

Таким образом нами были проведена подготовительная работа для изучения прохождения волн второго звука в примесь-гелиевых гелях, освоена методика работы с волнами второго звука, получен опыт формирования образцов геля.

Список литературы

- [1] А.Ф. Шестаков *Исследование разрушения примесь-гелиевой твердой фазы*. Физика низких температур, т.3, №7, с.753-766, 1997.
- [2] Л.П. Межов-Деглин *Примесные нанокластерные структуры в жидком гелии*. Конференции и симпозиумы, т.175, №10, с.1115-1124, 2005.
- [3] L.P. Mezhev-Deglin, V.B.Efimov, A. V. Lokhov, A. A. Levchenko, G. V. Kolmakov, L. V. Abdurakhimov, M. Y. Brazhnikov, E. V. Lebedeva, R. May, V. V. Nesvizhevsky, A. V. Muzychka, E. V. Lychagin and A. V. Strelkov, *Neutron Studies of Impurity Gels of Heavy Water and Deuterium in Superfluid He-II* JLTP.150(3-4),206-211, 2008.
- [4] E.P.Bernard, R.E.Boltnev, V.V.Khrelenko, V.Kiryukhin, S.I.Kiselev and D.M.Lee *Impurity-Helium Solids: Chemistry and Physics at 1.5 K* JLTP.134(1-2),2004.
- [5] S.I. Kiselev, V.V. Khmelenko and D.M. Lee *Structural studies of impurity-helium solids* PHYSICAL REVIEW B, VOLUME 65,024517.
- [6] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц *Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика*. ФИЗМАТЛИТ 2006.
- [7] M.Larson, N.Mulders, R.Methorta, L.S.Goldner and G.Ahlers *Critical properties of ^4He in aerogel near the λ -line*. JLTP,89(1-2),1992.
- [8] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц *Теоретическая физика. Том 10. Физическая кинетика*. ФИЗМАТЛИТ 2002.