



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Maximilián Goleňa

Využitie lokálnych sond vo výzkume prúdení supratekutého ^4He

Katedra fyziky nízkých teplot

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Šimon Midlik

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2021

Prehlasujem, že som túto bakalársku prácu vypracoval samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov, literatury a ďalších odborných zdrojov. Táto práca nebola využitá k získaniu iného alebo rovnakého titulu.

Beriem na vedomie, že sa na moju prácu vzťahujú práva a povinnosti vyplývajúce zo zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platnom znení, hlavne skutočnosť, že Univerzita Karlova má právo na uzavretie licenčnej zmluvy o použití tejto práce ako školského diela podľa §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Moja veľká vďaka patrí môjmu vedúcemu Šimonovi Midlikovi za jeho trpezlivosť a vedenie pri štúdiu a spracovávaní tejto práce, ale hlavne pre jeho čas strávený pri odborných diskusiách. Tiež by som sa chcel poďakovať môjmu konzultantovi Davidovi Schmoranzerovi za jeho pomoc a konštruktívnu kritiku. Ďakujem ing. Bohumilovi Vejrovi za výrobu a úpravu experimentálnych kanálov. V neposlednom rade ďakujem Kláre Moškovej za jazykovú korekciu.

Název práce: Využitie lokálnych sond vo výzkuve prúdení supratekutého ^4He

Autor: Maximilián Goleňa

Katedra: Katedra fyziky nízkých teplot

Vedoucí bakalárske práce: Mgr. Šimon Midlik, Katedra fyziky nízkých teplot

Abstrakt:

Hlavným cieľom tejto Práce bolo vyrobiť a charakterizovať nový typ lokálnej sondy pre detekciu kvantovej turbulencie v He II. Nami navrhnuté oscilujúce MEMS zariadenia sú tvorené polkruhovými 3 mm širokými slučkami supravodivého NbTi drôtu s priemerom $40\ \mu\text{m}$, uloženými v magnetickom poli a ich pohyb je budený striedavým prúdom. K detekcii kvantovej turbulencie využívame meranie zmeny hydrodynamického správania sondy, tj. zmenu amplitúdy a rezonančnej frekvencie oscilácií, v závislosti od intenzity externého prúdenia. V tejto Práci sa zaoberáme vznikom kvantovej turbulencie v tepelnom protiprúde He II v rozmedzí teplôt 1,45 K až 2,1 K, čo predstavuje dobre preskúmaný systém vhodný pre základnú charakterizáciu našich zariadení. Odozva použitých detektorov je ďalej kalibrovaná na intenzitu turbulencie popísanú hustotou vírových čiar L, ktorá je súčasne meraná dobre zaužívanou metódou tlmenia druhého zvuku. Táto metóda je síce citlivejšia ako navrhnuté mikrorezonátory, no neumožňuje lokálnu detekciu L nevyhnutnú pre skúmanie nehomogénnych systémov kvantovaných vírov. Následná analýza výsledkov na základe Donnellyho čísla charakterizujúceho nestability prúdenia normálnej zložky He II a na základe hustoty vírových čiar potvrdila citlivosť použitých sond práve na kvantované víry v supratekutej zložke.

Kľúčová slova: supratekuté helium, kvantová turbulencia, protiproud, druhý zvuk

Title: Locally probed superflows of ^4He :

Author: Maximilián Goleña

Department: Department of Low-Temperature Physics

Supervisor: Mgr. Šimon Midlik, department
Abstract: The main goal of this Thesis was the manufacture and characterisation of a new type of local probe of quantum turbulence in He II. Our MEMS devices are semicircular loops 3 mm in diameter made of 40 μm superconducting NbTi wire placed in magnetic field, whose motion is driven by applied alternating current. To detect quantum turbulence, we measure the hydrodynamic properties of the probe, in particular changes in its resonant frequency and amplitude depending on the applied external flow. In this work we specifically investigate the generation of quantum turbulence in thermal counterflow of He II for temperatures between 1.45 K and 2.1 K, representing a well-known and understood system suitable for the characterisation of our devices. Additionally, the response of the detectors is calibrated against the intensity of turbulence as given by the vortex line density L , measured simultaneously using second sound attenuation. This technique is more sensitive than the microresonators, but precludes any attempts at local detection of L necessary to study inhomogeneous systems of quantized vortices. Analysis of the results based on the Donnelly number describing instabilities in the normal component has confirmed the sensitivity of the probe to quantized vortices in the superfluid.

Keywords: superfluid helium, quantum turbulence, counterflow, second sound

Obsah

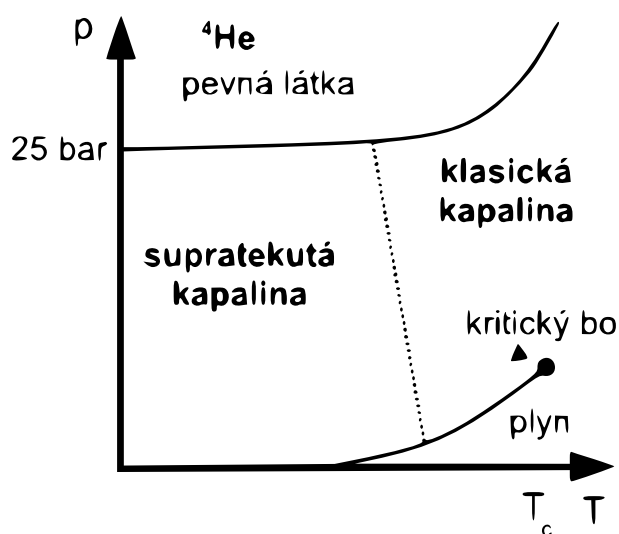
Úvod	2
1 Téoria	4
1.1 Supratekuté ^4He	4
1.1.1 Dvojkvapalinový model supratekutého hélia	4
1.1.2 Kvantový popis He II	5
1.2 Turbulentné prúdenie v He II	5
1.2.1 Klasické kvapaliny	5
1.2.2 Medzné vrstvy	7
1.2.3 Supratekutá zložka He II	8
1.2.4 Turbulencia v He II	9
1.3 Tepelný protiprúd	10
1.4 Oscilačné prúdenia	11
2 Experimentálna časť	13
2.1 Priebeh experimentu	13
2.2 Sondy kvantovej turbulencie	14
2.2.1 Čidlá druhého zvuku	14
2.2.2 Mikrorezonátor	15
2.3 Experimentálne kanály	16
2.3.1 Dlhý kanál	16
2.3.2 Krátky kanál	17
3 Spracovanie dát	19
3.1 Popis odozvy mikrorezonátorov	22
4 Diskusia	26
4.1 Vplyv teploty na odozvu mikrorezonátorov	26
4.2 Kalibrácia odozvy mikrorezonátorov proti hustote vírových čiar	28
4.3 Pôvod zmeny odozvy mikrorezonátorov	31
4.4 Nehomogenita turbulentného kľbka	33
Záver	35
Zoznam použitej literatúry	37

Úvod

Začiatkom 20. storočia ľudstvo vedelo skvapalniť všetky plyny okrem hélia. Ako prvý ho skvapalnil Heike Kamerlingh Onnes¹. Hélium, ako druhý najľahší prvok v periodickej tabuľke prvkov, má mnohé zaujímavé vlastnosti. V prírode ho nájdeme v dvoch izotopoch ^3He a ^4He . Atómy ^4He majú celočíselný spin, teda sú bozónmi na rozdiel od atómov ^3He , ktoré sú fermiónmi. To má za následok ich rozdielne nízkoteplotné vlastnosti. V našej práci sa budeme venovať výhradne izotopu ^4He s prirodzeným zastúpením vyše 99,9999%.

Štúdiu hydrodynamiky kvapalného ^4He sa, medzi prvými, venoval sovietsky fyzik Pyotr Leonidovich Kapitsa, ktorého experimenty spočívali v meraní prietoku kvapalného hélia medzi opticky zabrúsenými diskmi v závislosti od teploty. Pri teplotách vyšších ako 2,17 K kvapalina medzi nimi nepretekala, čo sa zmenilo pri poklese teploty pod túto hodnotu. Tento efekt vysvetľoval náhlym poklesom viskozity hélia na nulu a v analógii k supravodivosti (tok elektrického prúdu bez odporu) bol nazvaný supratekutosťou. Teplota prechodu do supratekutej fázy bola neskôr označená ako T_λ podľa závislosti tepelnej kapacity kvapalného hélia od teploty, pripomínajúca grécke písmeno λ .

Detailnejší popis možných stavov ^4He ukazuje fázový diagram na obr. (1).



Obrázek 1: Rovnovážny fázový diagram ^4He [1]

Ten sa vyznačuje tým, že na rozdiel od klasického fázového diagramu mu chýba trojný bod, teda taká kombinácia tlaku p a teploty T , pri ktorej môžu koexistovať všetky tri základné skupenstvá (plynné, kvapalné a tuhé) súčasne. Namiesto toho pozorujeme rozdelenie oblasti kvapalného skupenstva na klasickú kvapalnú fázu, historicky označovanú ako He I, a supratekutú fázu He II. Teplota prechodu je mierne tlakovo závislá, ako ukazuje tzv. λ -čiara, ktorá je na obrázku (1) znázornená prerušovanou čiarou. Supratekutý fázový prechod, nazývaný tiež lambda prechodom, je fázovým prechodom druhého druhu, ktorý sa navyše vyznačuje rapídny nárastom tepelnej vodivosti hélia. Pri supratekutom

¹za svoj výskum vo fyzike nízkych teplôt dostal v roku 1913 Nobelovu cenu

prechode je teda úplne potlačený bublinový var a k odparovaniu He II nastáva len na jeho hladine.

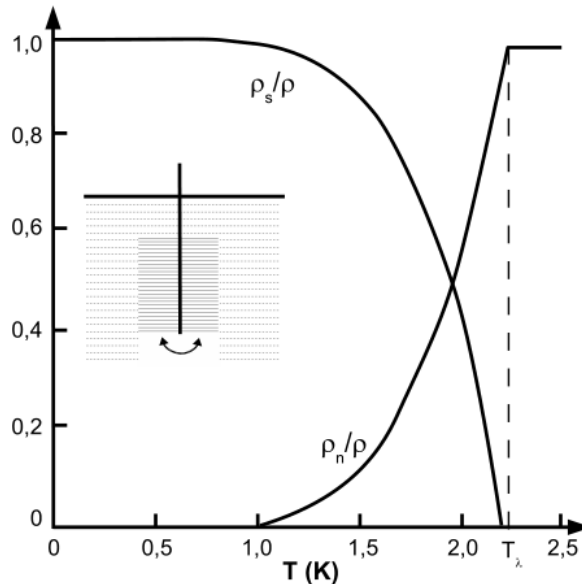
Nevyriešenou otázkou zostával teoretický popis dynamiky He II. Maďarský fyzik László Tisza spájal supratekuté hélium s Bose-Einsteinovou kondenzáciou. Voči tomuto popisu mal ale výhrady sovietsky fyzik Lev Davidovič Landau, ktorý vytvoril popis pomocou tepelných kvazičasticových excitácií. Súčasná teoretická interpretácia supratekutej fázy He II je založená na kombinácií oboch prístupov.

1. Téoria

1.1 Supratekuté ^4He

1.1.1 Dvojkvapalinový model supratekutého hélia

Pri teplote menšej ako $T_\lambda=2,17$ K prechádza kvapalné hélium do supratekutého stavu, ktorý až do teploty $T \approx 1$ K popisujeme dvojkvapalinovým modelom [1]. Tento model popisuje supratekuté hélium ako zmes nevizkóznej supratekutej zložky s hustotou ρ_s a vizkóznej normálnej zložky s hustotou ρ_n , ktorá navyše nesie všetku entropiu systému. Celková hustota hélia je v priblížení teplotne nezávislá a platí $\rho = \rho_n + \rho_s$. Teplotnú závislosť vzájomného pomeru hustoty normálnej a supratekutej zložky meral v roku 1946 gruzínsky fyzik Elephter Luarsabovich Andronikashvili [2], ktorý meral tlmenie torzných kmitov sústavy diskov ponorených v kvapalnom héliu, viz. obrázok 1.1. S klesajúcou teplotou prudko rastie



Obrázok 1.1: Teplotná závislosť pomeru hustoty normálnej a supratekutej zložky k celkovej hustote supratekutého hélia. Súčasťou obrázku je nákres experimentálneho usporiadania Andronikashviliho merania so sústavou torzných diskov [1]

hustota supratekutej zložky na úkor normálnej zložky. Pri teplote $T=1.95$ K je pomer medzi hustotou normálnej a supratekutej komponenty rovná jednej. Pod teplotou $T \approx 1$ K je hustota normálnej zložky zanedbateľná a popis pomocou dvojkvapalinového modelu stráca zmysel. Pri ešte nižších teplotách sa normálna zložka He II popisuje ako balistický plyn tepelných excitácií [1].

Dvojkvapalinový model implikuje existenciu viacerých neklasických zvukových módov¹. Okrem klasického prvého zvuku, vlny celkovej hustoty, môže v He II v protifáze oscilovať normálna a supratekutá komponenta. Tento oscilačný mód,

¹Môžeme hovoriť o prvom až štvrtom zvuku. Matematické odvodenie prvého a druhého zvuku vychádza z rovnice kontinuity a dynamických rovníc popisujúcich dvojkvapalinový model. Podrobné odvodenie sa dá nájsť napríklad v [1]

nazývaný *druhý zvuk*[3, 4], teda predstavuje osciláciu pomeru hustôt jednotlivých zložiek He II, čo možno interpretovať ako vlnu teploty, či entropie.

1.1.2 Kvantový popis He II

V supratekutom hélíu sa prejavujú kvantové javy na makroskopickej úrovni. Zavádza sa teda preň makroskopická stacionárna kondenzátová vlnová funkcia² [1]

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi_0 e^{i\Phi(\mathbf{r})} \quad (1.1)$$

v ktorej ψ_0 predstavuje amplitúdu vlnovej funkcie a Φ je jej makroskopickou fázou. Aplikáciou kvantovo-mechanického operátora hybnosti ($\hat{p}\psi = -i\hbar\nabla\psi = \mathbf{p}\psi$) na vlnovú funkciu (1.1) je možné vyjadriť rýchlosť supratekutej zložky ako

$$\mathbf{v}_s = \frac{\hbar}{m_4} \nabla\Phi \quad (1.2)$$

Hybnosť je v tomto prípade definovaná ako $\mathbf{p} = m_4\mathbf{v}_s$, kde m_4 predstavuje hmotnosť atómu ${}^4\text{He}$. Veľkosť a smer rýchlosti prúdenia supratekutej zložky sú určené gradientom makroskopickej fázy a jej rýchlostné pole je identicky nevírivé.

1.2 Turbulentné prúdenie v He II

V popise turbulencie v dvojkvapalinovom modeli je výhodné ju najprv popísať v klasických a v čisto kvantových kvapalinách, ktoré sú analógiou zložiek dvojkvapalinového modelu.

1.2.1 Klasické kvapaliny

Vo väčšine prípadov popisu prúdení zložiek He II si vystačíme s dynamickým popisom nestlačiteľnej kvapaliny, čo možno zapísať v tvare $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$, kde \mathbf{v} je vektor rýchlosti prúdenia kvapaliny.

Osobitným spôsobom sa pristupuje k ideálnym tekutinám, ktoré sa vyznačujú nedisipatívnym prúdením a na ich dynamický popis sa používa Eulerova rovnica [6]

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} \quad (1.3)$$

v ktorej skalárne veličiny tlak p a hustota ρ určujú stav kvapaliny. Dynamiku viskózne tekutiny následne popisuje Navier-Stokesova rovnica [6], v ktorej navyše vystupuje aj viskózný disipatívny člen, úmerný kinematickej viskozite ν

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{v} \quad (1.4)$$

Túto rovnicu môžeme vyjadriť v bezrozmernom tvare prechodom do ekvivalentých

²Prvý ju zaviedol Richard Feynman [5]

bezrozmerných veličín rýchlosti prúdenia \mathbf{v}' , bezrozmerného operátora gradientu ∇' a bezrozmerného tlaku p' [6]

$$\mathbf{v}' = \frac{\mathbf{v}}{U}, \quad \nabla' = D\nabla, \quad p' = \frac{p}{\rho U^2} \quad (1.5)$$

kde veličina U predstavuje charakteristickú rýchlosť prúdenia a D je charakteristickou dĺžkou, na ktorej sa rýchlosť prúdenia v výrazne mení. Voľba definície bezrozmerného tlaku odpovedá predpokladu, že zotrvačné sily prevládajú nad silami viskóznymi³.

Dosadením takto definovaných veličín do stacionárnej Navier-Stokesovej rovnice dostávame jej bezrozmerný tvar

$$\mathbf{v}' \cdot \nabla' \mathbf{v}' + \nabla' p' = \frac{1}{Re} \Delta' \mathbf{v}' \quad (1.6)$$

v ktorom vystupuje jediný bezrozmerný parameter - Reynoldsovo číslo. Írsky fyzik Osborne Reynolds ho zaviedol pri meraní stacionárneho prúdenia v trubici [7] ako $Re = \frac{\rho U D}{\eta}$, kde η je dynamickou viskozitou. Reynoldsovo číslo vyjadruje pomer zotrvačných síl (ľavá strana rovnice (1.6)) ku silám viskóznym (pravá strana rovnice (1.6)) a je závislé od geometrie problému. Pre popis dvoch geometricky podobných prúdení platí zhodný tvar dynamických rovníc (1.5), čo vedie k zhodnému riešeniu. To je potom závislé len od hodnoty Re a hovoríme o princípe dynamickej podobnosti. Pre veľké Reynoldsove čísla prevládajú zotrvačné sily a prúdenie prechádza do turbulentného režimu. Pre obtekanie gule nastáva prechod pre $Re \approx 1$ a napr. pre prúdenie po trubici je to $Re \approx 1000$.

Turbulentné prúdenie [8, 9] je všeobecne chaotické, stochastické, disipatívne prúdenie na veľkom rozsahu dĺžkových škál. Energia je do turbulentného prúdenia dodávaná na najväčších dĺžkových škálach, napr. veľkosť kontajnera D . Tieto víry sa následne bez disipácie rozpadajú na menšie víry v kaskádnom procese, označovanom ako Richardsonova kaskáda. Tento kaskádový proces pokračuje až k vírom na škálach, pre ktoré začína platiť $Re \approx 1$, kde sa prejaví viskózne sily a tieto víry disipujú energiu. Disipácia energie začína pre víry, ktoré majú rozmer odpovedajúci tzv. Kolmogorovej dĺžke [8]

$$\lambda_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1.7)$$

kde ϵ je miera energie dodávaná turbulentnému prúdeniu na priestorových merítkach rádu D . Ďalším dôležitým záverom Kolmogorovej teórie je odvodenie tvaru spektrálnej hustoty energie $E(k)$ v inerciálnej oblasti vírovej kaskády⁴, kde k má význam vlnového čísla. Pre túto oblasť platí tvar energetického spektra [8]

$$E(k) = C \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \quad (1.8)$$

kde C je univerzálna konštanta.

³Pre opačný prípad sa bezrozmerný tlak volí ako $p' = \frac{D}{\eta U} p$

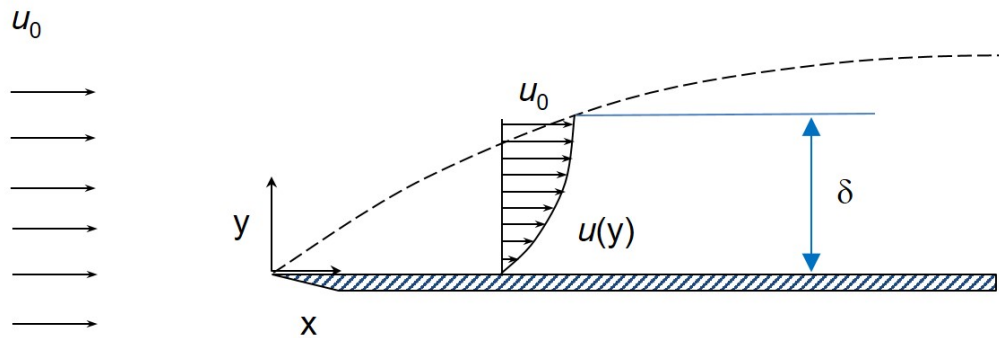
⁴oblasť kde nedochádza k disipácii energie, ktorá je iba transportovaná k menším dĺžkovým škálam

1.2.2 Medzné vrstvy

Univerzálne riešenie dynamického charakteru prúdenia na základe rovnice (1.6) kolabuje v tesnej blízkosti obtekaných telies kvôli okrajovým podmienkam, kde zavedené charakteristické veličiny strácajú svoj význam. Z tohto dôvodu sa zavádza pojem medznej vrstvy, v ktorej je charakter prúdenia odlišný. Najjednoduchším problémom je obtekanie dosky v jednosmernom prúdení, pre ktoré možno ukázať profil rýchlosti prúdenia v medznej vrstve [6], viz. obr.4. Hovoríme o tzv. Blasiovej medznej vrstve, ktorej šírka δ_B ⁵ klesá s odmocninou vzdialenosti od nábehového bodu. Ďalej je možné definovať lokálne Reynoldsovo číslo $Re_x = (\rho x U_0)/\nu$ na základe nábehovej rýchlosti z nekonečna U_0 , kde platí

$$\delta_B \approx \frac{1}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.9)$$

Lokálne Reynoldsovo číslo rastie so zväčšujúcou sa vzdialenosťou od nábehového bodu, a teda v medznej vrstve môže nastávať prechod do turbulentného prúdenia. Pre prípad obtekania hladkých telies jednoduchých geometrických tvarov je následne možné pri riešení medznej vrstvy urobiť priblíženie na rovinné úseky.



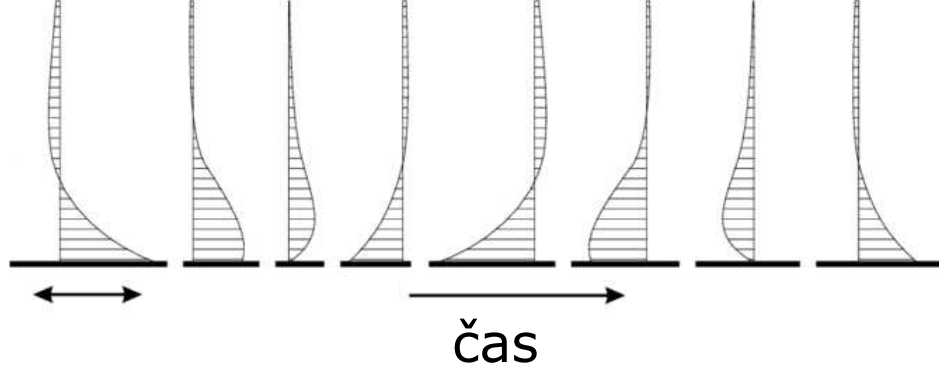
Obrázek 1.2: Blasiova medzná vrstva s rýchlostným profilom prúdenia kvapaliny $u(y)$. V okolí telesa je ustálené prúdenie s rýchlosťou u_0 .

Pre prípad telesa oscilujúceho v kvapaline definujeme tzv. Stokesovu medznú vrstvu, s rýchlostným profilom ukázaným na obr(1.3). Šírka tejto medznej vrstvy odpovedá viskózne hĺbke vniku

$$\delta_S = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}. \quad (1.10)$$

závislej na uhlovej frekvencii oscilácií ω . V prípade, že platí $R \gg \delta_S$, kde R odpovedá charakteristickému rozmeru telesa, hovoríme o vysokofrekvenčnej limite oscilačného prúdenia. Externé turbuletné prúdenie môže navyše ovplyvniť charakter odtrhávania medznej vrstvy od obtekaného telesa a zmeniť tým jeho hydrodynamické správanie.

⁵šírka vrstvy sa môže definovať rôznymi spôsobmi, napríklad ako vzdialenosť od povrchu telesa, kde rýchlosť prúdenia odpovedá 98% rýchlosti odpovedajúcej riešeniu dynamickej rovnice (1.6)



Obrázek 1.3: Stokesova medzná vrstva, pre oscilujúce teleso [10].

1.2.3 Supratekutá zložka He II

V kapitole 1.1.2 sme diskutovali fakt, že prúdenie supratekutej zložky je striktné nevírivé. Z rovnice (1.2) je ale možné ukázať, že v špeciálnom prípade môže vírivé prúdenie existovať. Pre vlnovú funkciu popisujúcu supratekutú zložku platí, že musí byť jednoznačne definovaná v celom objeme. Táto podmienka ale umožňuje zmenu fázy o celočíselné násobky 2π pri obehu po uzavretej krivke K . Zavedením pojmu cirkulácie supratekutej zložky Γ [1]

$$\Gamma = \oint_K v_s dl = \frac{\hbar}{m_4} \oint_K \nabla \Phi dl \quad (1.11)$$

dostávame netriviálne riešenie len pre prípad nejednoznačne súvislej oblasti. To vedie k podmienke kvantovania cirkulácie supratekutej zložky

$$\Gamma = n \frac{\hbar}{m_4} = n\kappa \quad (1.12)$$

v ktorej $\kappa \approx 9,97 \times 10^{-8} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ [1] má význam cirkulačného kvanta. Tieto podmienky vedú k existencii tzv. kvantovaných vírov, ktoré predstavujú jediný možný typ rotačného prúdenia v supratekutej zložke He II. Kvantovaný vír pozostáva z jadra Angströmových rozmerov, vo vnútri ktorého je potlačená supratekutosť, a z rotačného prúdenia supratekutej zložky okolo neho. Jadrá vírov predstavujú topologické defekty - čiarové singularities v supratekutej zložke. Z Kelvinovho teorému o zachovaní cirkulácie [6] plynie, že vír môže začínať len na hraniciach objemu hélia alebo tvoriť uzavretú slučku v objeme. Z energetickej analýzy ďalej plynie, že všetky kvantované víry v ^4He sú práve jedenkrát kvantované ($n=1$ v ((1.12))). Kvantované víry sa môžu na základe interakcií so zvyškom supratekutého hélia množiť, nafukovať a prepájať, čo umožňuje disipáciu energie v supratekutej zložke. Interakciou veľkého množstva vírov môže vzniknúť vírové kľbko predstavujúce rozvinutú formu turbulentného prúdenia supratekutej zložky. Intenzitu turbulencie popisujeme veličinou nazývanou hustota vírových čiar L , ktorá vyjadruje celkovú dĺžku kvantovaných vírov vzťahnutú na jednotkový objem He II.

1.2.4 Turbulencia v He II

Dynamické chovanie rýchlostných polí normalnej \mathbf{v}_n a supratekutej zložky \mathbf{v}_s He II v rámci dvojkvapalinového modelu je popísané pomocou HVBK⁶ rovníc [11]

$$\frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} + (\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{v}_s = -\frac{1}{\rho} \nabla p + s \nabla T + \mathbf{T} - \frac{\rho_n}{\rho} \mathbf{F}_{ns} \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} + (\mathbf{v}_n \cdot \nabla) \mathbf{v}_n = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \frac{\rho_s}{\rho_n} s \nabla T + \nu \Delta \mathbf{v}_n - \frac{\rho_s}{\rho} \mathbf{F}_{ns} \quad (1.14)$$

Fyzikálnym významom člena \mathbf{T} je napínacia sila, ktorá pôsobí na kvantované víry a mení ich tvar, s je špecifická entropia systému a \mathbf{F}_{ns} je sila vnútorného trenia, ktorá v prítomnosti kvantovaných vírov viaže rýchlostné pole normálnej a supratekutej zložky. Tá môže byť vyjadrená v tvare [12]

$$\mathbf{F}_{ns} = -BL\kappa \frac{\rho_s \rho_n}{2\rho} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s) \quad (1.15)$$

kde B [13] má význam konštanty vnútorného trenia. Za predpokladu nevírového, izotermického prúdenia bez disipácie energie dostaneme pre dynamickú rovnicu normálnej zložky Navier-Stokesovu rovnicu (1.4) a pre rovnicu supratekutej zložky Eulerovu rovnicu (1.3). Zároveň z toho plynie, že bez prítomnosti kvantovaných vírov je rýchlostné pole supratekutej zložky \mathbf{v}_s a rýchlostné pole normálnej zložky \mathbf{v}_n navzájom nezávislé. To implikuje, že pre charakter nástupnej nestability prúdenia môžeme zvlášť uvažovať prúdenie jednotlivých zložiek He II. Pri prekročení kritického parametru (Reynoldsovho čísla) v normálnej zložke dochádza k turbulentnému prechodu, čo môže ďalej vybudíť prostredníctvom sily vnútorného trenia turbulenciu v supratekutej zložke. Umožňuje to fakt, že v He II sa prakticky vždy nachádza isté množstvo remanentných kvantovaných vírov, ktoré sú pevne zachytené na nerovnostiach povrchov. Množstvo remanentných vírov L_0 je typicky na úrovni 10^6 až 10^7 m⁻² [1, 14]. Analogická situácia platí aj pre prípad prvej nestability v supratekutej zložke s kritickým parametrom rýchlosti prúdenia. V rozvinutom turbulentnom prúdení He II sú teda turbulentné obe zložky s obojstranným mechanizmom prenosu energie sprostredkovaným vnútorným trením. Dôležitou otázkou je ale pôvod prvej nestability, čo môže mať za následok rôzny charakter prúdenia v blízkej nadkritickéj oblasti [15].

Na meranie turbulencie v supratekutej zložke He II sa bežne používa metóda tlmenia druhého zvuku. Frekvenčný priebeh signálu druhého zvuku má typický lorenzovský charakter. V prítomnosti kvantovaných vírov sa amplitúda píku tlmí kvôli rozptylu normálnej zložky na kvantovaných víroch. Pre hustotu vírových čiar v homogénnom izotropnom vírovom kľbku približne platí [4]⁷

$$L \approx \frac{6\pi \Delta f_0}{B\kappa} \left(\frac{a_0}{a} - 1 \right) \quad (1.16)$$

kde, Δf_0 je šírka signálu druhého zvuku (FWHM), a_0 je amplitúdou neutlmeného píku druhého zvuku, a je amplitúda vlny druhého zvuku tlmeného prítomnosťou kvantovaných vírov. Hodnoty určené vzťahom (1.16) sa môžu líšiť od

⁶Pomenovaná po fyzikoch Hall, Vinen, Bekarevich, Khalatnikov

⁷odhad je platný pre $L \leq 10^{11}$ cm⁻²

reálnych o 33% [14]. Prípadná odchýlka je spôsobená hlavne kvôli predpokladu izotropného rozdelenia kvantovaných vírov.

1.3 Tepelný protiprúd

Na rozdiel od klasických kvapalín existuje v He II, vďaka jeho dvojzložkovému charakteru, viacero konfigurácií prúdenia v závislosti od vzájomného pohybu normálnej a supratekutej zložky. Môžeme definovať tzv. *coflow* [16], v ktorom prúdi normálna a supratekutá zložka spoločne, ďalej *superprúd* (angl. *superflow*) [17], ktorý je prúdením čisto supratekutej zložky⁸. V tejto práci sa budeme výhradne venovať tretiemu typu prúdenia zvanom *tepelný protiprúd* (angl. *thermal counterflow*) [14], v ktorom normálna a supratekutá zložka tečú proti sebe. Toto prúdenie je možné vyvolať napríklad privedením tepelného výkonu na ponorený odporový ohrev, ktorý lokálne zohrieva He II. To má za následok zmenu pomeru zložiek He II, čo kvôli vyrovnaniu teplotného gradientu vyvolá prúdenie normálnej zložky od ohrevu a supratekutej k nemu. Rýchlosť protiprúdu v_{ns} je definovaná vzťahom [1]

$$\mathbf{v}_{ns} = \mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s \quad (1.17)$$

pričom splňuje podmienku nulového celkového prenosu hmoty $\rho_s \mathbf{v}_s + \rho_n \mathbf{v}_n = 0$.

V prípade kanálového prúdenia s ohrevom na uzavretom konci kanála a s druhým koncom otvoreným do héliovej lázne je teda vyvolaný tepelný protiprúd. Pri prekročení kritickej rýchlosti $v_k \approx 0.2 \text{ cm/s}$ [14] dochádza k vzniku kĺbka kvantovaných vírov. Generovaná hustota vírových čiar je pre prípad stacionárneho tepelného protiprúdu daná vzťahom [14]

$$L - L_0 = \gamma^2(T)(\mathbf{v}_{ns} - \mathbf{v}_k)^2 \quad (1.18)$$

s experimentálne určeným teplotne závislým faktorom úmery $\gamma \approx 10^6 \text{ m}^{-2}\text{s}$.

V rozvinutom turbulentnom režime dochádza v kanálovom protiprúde k vytvoreniu čiastočne polarizovaného kĺbka (preferencia normálového smeru vírových smyčiek rovnobežne s prúdením) a konštantného teplotného gradientu [12] pozdĺž kanála

$$\nabla T = -BL\kappa \frac{\rho_n}{2\rho_s} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s) \quad (1.19)$$

kde s má význam entropie stiahnutej na objem. S uvažovaním rovnice (1.18) sa očakáva škálovanie teplotného gradientu s tretou mocninou rýchlosti tepelného protiprúdu.

⁸pri experimentálnej realizácii je potrebné zabrániť prúdeniu normálnej zložky bez ovplyvnenia prúdenia supratekutej zložky pomocou tzv. supratekutej diery (napr. strieborný sintrovaný prášok s mikrónovými kanálikmi)

1.4 Oscilačné prúdenia

V oblasti výskumu supratekutého hélia sa často používajú detektory vo forme mechanicky oscilujúcich štruktúr (kremenné ladičky, supravodivé slučky [18, 19, 20]) k určovaniu teploty, viskozity a ďalších hydrodynamických vlastností He II. Vývoj výchylky \mathbf{x} a jej časových derivácií mechanického oscilátora o hmotnosti m , je všeobecne určený pomocou druhého Newtonovho zákona v tvare

$$m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_H \quad (1.20)$$

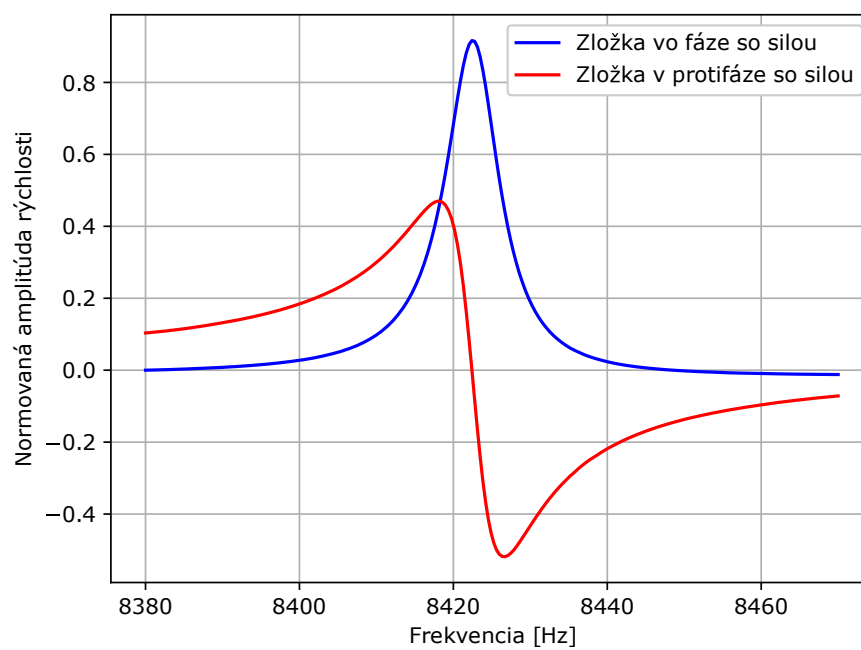
v ktorom jednotlivé sily odpovedajú budiacej sile \mathbf{F}_B , sile tlmenia \mathbf{F}_D a Hookeovej sile \mathbf{F}_H , v tvare $\mathbf{F}_H = -k\mathbf{x}$, kde konštanta úmernosti k má význam tuhosti. Pre prípad harmonického oscilátora ponoreného v tekutine uvažujeme hydrodynamickú silu tlmenia v tvare $\mathbf{F}_D = -m\lambda\dot{\mathbf{x}}$, kde koeficient λ vyjadruje mieru útlmu a je vo všeobecnosti komplexnou funkciou $\lambda = \lambda_1 + i\lambda_2$. Lineárna závislosť tlmenia od rýchlosti predpokladá laminárne obtekanie oscilujúceho telesa. Budiacu silu uvažujeme v tvare $F_B = Fe^{i\omega t}$ s uhlovou frekvenciou ω a amplitúdou harmonickej sily F . To vedie k tvaru pohybovej rovnice pre výchylku \mathbf{x} a jej časové derivácie $\dot{\mathbf{x}}$ a $\ddot{\mathbf{x}}$

$$\left(m + \frac{m\lambda_2}{\omega}\right)\ddot{\mathbf{x}} + m\lambda_1\dot{\mathbf{x}} + k\mathbf{x} = Fe^{i\omega t} \quad (1.21)$$

Venujme väčšiu pozornosť členu $\left(m + \frac{m\lambda_2}{\omega}\right)$, ktorý implikuje to, že sa teleso pohybuje aj s častou kvapaliny. Hmotnosti tejto kvapaliny odpovedá člen $\frac{m\lambda_2}{\omega}$ a jeho súčet s hmotnosťou oscilátora nazývame *efektívna hmotnosť*, ktorú označujeme m_{eff} . Riešením pohybovej rovnice (1.21), s predpokladom riešenia v tvare harmonickej vlny, je okamžitá výchylka oscilátora, prípadne jeho okamžitá rýchlosť

$$\dot{\mathbf{x}} = \frac{\mathbf{F}_B}{m_{\text{eff}}} \frac{\omega^2\gamma + i\omega(-\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)_2 + \omega^2\gamma^2} \quad (1.22)$$

kde sme označili vlastnú uhlovú frekvenciu $\omega_0 = \sqrt{k/m_{\text{eff}}}$ a koeficient γ zavádzame pomerom $\gamma = \frac{m\lambda_1}{m_{\text{eff}}}$. Reálna časť rýchlosti je vo fáze so silou, teda prispieva k disipácii energie a má tvar lorentzovského píku. Imaginárna zložka rýchlosti, predstavujúca nedisipatívnu disperznú zložku je oproti sile fázovo posunutá o 90 stupňov. Na obrázku (1.4) je ukázaný frekvenčný priebeh amplitúdy reálnej a imaginárnej časti okamžitej rýchlosti oscilujúceho telesa tlmeného kvapalinou.



Obrázek 1.4: Frekvenčný priebeh amplitúdy okamžitej rýchlosti tlmeného oscilátora: reálna zložka (modrá), odpovedajúca absorpcii, a imaginárna zložka (červená), odpovedajúca disperzii.

2. Experimentálna časť

2.1 Priebeh experimentu

Všetky experimenty v tejto práci boli vykonané v lážňovom hélíovom kryostate, ukázanom na obr. (2.1). Merací čas nízkoteplotných experimentov ponorených v supratekutom hélíu je závislý od tepelného výkonu dodávaného do lázne. Preto je veľmi dôležité mať čo najlepšie tepelne izolovanú lázeň proti parazitickému prítoku tepla vedením a žiarením. My používame kovový kryostat



Obrázek 2.1: Kovový kryostat, s objemom hélíovej vane 60 l, použitý pri experimentoch.

s dvojitou stenou obsahujúcou priestor odčerpaný na vákuum. To zabraňuje parazitnému prítoku tepla vedením. Na potlačenie prítoku tepla žiarením je v tele kryostatu použitá tzv. superizolácia a vo vertikálnom smere je na inserte držiacom experiment nainštalovaná sada kuprexitových platní. Použitý kryostat má objem hélíovej vane 60 l a pri priemernom tepelnom výkone 200 mW môže meranie trvať 4 až 5 dní. Po dôkladnej príprave experimentu a teste elektrického zapojenia je experimentálny priestor niekoľkokrát prečistený hélíovým plynom z transportnej Dewarovej nádoby. Následne je predchladený pomocou studených hélíových pár na teplotu kvapalnenia hélia 4,2 K, pomocou sífónu s vákuovou izoláciou. Pokles teploty v priebehu predchladzovania je monitorovaný platinovým teplomerom Pt-100, ktorého odpor približne lineárne klesá s teplotou. Tento pokles nastáva do teploty asi 13 K, pod ktorou je už jeho odpor nemenný, a teda nie je vhodný na monitorovanie ďalšieho chladenia.

Výška hladiny kvapalného hélia je počas transferu meraná supravodivým hladinomerom. Po naplnení kryostatu kvapalným héliom je sifón odpojený a experiment sa ďalej chladí znižovaním tlaku nasýtených pár pomocou rotačnej a neskôr Rootsovej pumpy. Supratekutý prechod nastáva pri tlaku asi 37 Torr. Najnižšia dosiahnuteľná teplota je závislá od efektivity čerpacej sústavy a my sme schopní dosiahnuť teplotu asi 1,2 K.

K meraniu teploty héliovej lázne sa typicky používajú polovodičové teplomery RuO₂ či Ge film na GaAs. Polovodičovým teplomerom odpor exponenciálne narastá s poklesom teploty. My používame typ TTR-G germániových teplomerov od firmy MicroSensor [21], ktoré majú v rozsahu meraných teplôt (1,45 K-2,1 K) odpor v rozsahu jednotiek až desiatok kΩ. Ide o sekundárne teplomery, a teda ich je nutné nakalibrovať, napr. proti tlaku nasýtených pár. Počas kalibrácie sme tlak merali Baratronom od firmy MKS.

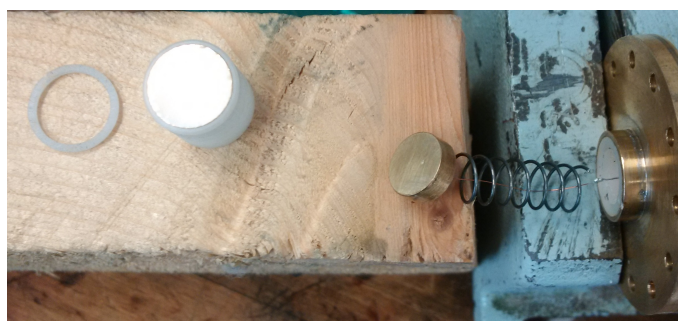
Pri dlhých systematických meraniach je potrebné udržiavať dobrú stabilitu teploty héliovej lázne. To sa dá dosiahnuť odporovým ohrevom, regulovaným PID algoritmom, umiestneným kdekoľvek v lázni. Umiestnenie regulačného ohrevu je ľubovoľné vďaka extrémne vysokej tepelnej vodivosti hélia. Takýmto spôsobom je možné pri optimalizácii parametrov dosiahnuť stabilitu teploty na úrovni 1 mK.

Náš experiment je zameraný na detekciu kvantovej turbulencie vznikajúcej v kanálovom tepelnom protiprúde. Okrem dobre zaužívanej detekčnej metódy založenej na tlmení stojateho vlnenia druhého zvuku používame novú lokálnu metódu na základe zmeny hydrodynamického správania oscilujúcej štruktúry mikrónových rozmerov. Použité detekčné jednotky sú detailne popísané v nasledujúcich podkapitolách.

2.2 Sondy kvantovej turbulencie

2.2.1 Čidlá druhého zvuku

Dlhodobou zaužívaným spôsobom merania kvantovej turbulencie je metóda tlmenia druhého zvuku, bližšie popísaná v kapitole 1.2.4. Na budenie stojateho vlnenia druhého zvuku možno použiť kapacitné čidlá, zložené zo z jednej strany pozlátenej nano-poréznej membrány a z mosadznej elektródy. Na obr. (2.2) je ukázané čidlo pred zložením do experimentu. Privedením strieda-



Obrázek 2.2: Čidlo druhého zvuku. Na ľavej strane je polopriepustná pozlátaná membrána, s priemerom 1 cm, napnutá v Delrinovom držiaku a na pravej strane je na pružine pripevnená mosadzná elektróda.

vého napätia na mosadznú elektródu dochádza k rozkmitaniu membrány. Pohyb membrány ovplyvňuje len normálnu zložku He II vďaka jej poréznej charakteru, kde neviskózná supratekutá zložka zostáva v pokoji. Membrána teda funguje ako pohyblivá supratekutá diera (angl. *superleak*), ktorá generuje druhý zvuk. Oproti budiacemu čidlu je v kanáli umiestnené druhé, rovnaké čidlo, ktoré slúži ako sonda budeného zvukového módu prostredníctvom merania priebehu napätia, meraného fázovo citlivým zosilovačom Lock-in SR830, vyvolaného pohybom membrány detekčného čidla. Membrány sú pri tom držané na úrovni DC prepätia 100V pre zosilnenie meraného signálu.

2.2.2 Mikrorezonátor

Druhým typom použitých meracích sond sú mikrorezonátory vo forme supravodivých NbTi drôtikov v tvare slučky so vzdialenosťou nožičiek $D = 3$ mm. Tieto supravodiče sú uložené v magnetickom poli budenom párom permanentných FeNdB magnetov vytvárajúcich indukciu \mathbf{B} . Vodič sa po privedení striedavého elektrického prúdu pôsobením Lorentzovej sily rozkmitá a podľa Faradayovho zákona sa v ňom zároveň indukuje elektrické napätie U . Jeho amplitúda je úmerná amplitúde rýchlosti pohybu vodiča v [15] $U = 0,69BDv$. Faktor 0,69 pochádza z geometricky závislého predpokladaného rýchlostného profilu pohybu slučky [15] a výsledného priemetu plochy do smeru poľa. Pohyb mikrorezonátora je budený silou $F = 0,69BDI$ závislou od budiaceho elektrického prúdu I . Ten je dodávaný generátorom napätia pripojeným do obvodu cez definovný odpor a jeho hodnoty sa pohybujú na úrovni miliampérov.



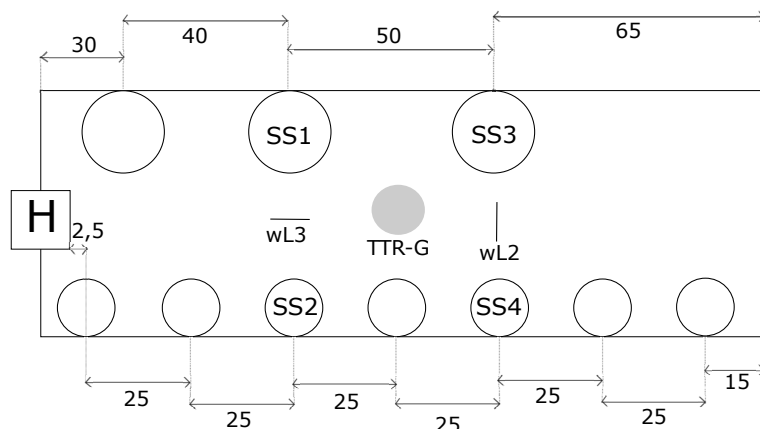
Obrázek 2.3: Mikrorezonátor v tvare približne polkruhovej slučky so vzdialenosťou nožičiek 3 mm.

Pri príprave mikrorezonátorov sme použili 85 mm dlhý lakom izolovaný NbTi vodič uložený v medenej matrici. Skalpelom sme jemne odstránili lak zo strednej časti vodiča dlhej asi 5 mm. Po mechanickom očistení izolácie sme z odhalených častí použitím 68% HNO_3 chemicky odleptali medenú matricu, čo ponechalo úsek čistého NbTi drôtu o priemere $40 \mu\text{m}$. Takto pripravený vodič sme uložili do nachystaného mosadzného držiaku tak, aby jeho očistená časť vytvorila slučku, viz. obr. (2.3). Jej polohu sme zafixovali pomocou dvojzložkového epoxydového lepidla Stycast 2850FT. Vyrobený mikrorezonátor bol pripravený na štvorbodové zapojenie umožňujúce budiť pohyb rezonátora prúdom a zároveň merať indukované napätie na samostatne izolovaných pároch prívodných vodičov.

2.3 Experimentálne kanály

2.3.1 Dlhý kanál

Pre účely experimentu sme navrhli dva poloopené prúdové kanály so stredovým otvorom štvorcového prierezu. Dlhší z kanálov mal vonkajšie rozmery 34 x 34 x 92,5 mm s vnútorným štvorcovým otvorom veľkosti 7x7 mm, v ktorom skúmame prúdenie. Schéma a fotografia dlhého kanálu je znázornená na obrázku (2.4) a (2.5). Vo vnútri kanálu je, medzi čidlami druhého zvuku SS1



Obrázek 2.4: Schéma dlhého prúdového kanálu s rozmermi 34 x 34 92,5 mm so štvorcovým otvorom veľkosti 7 mm. V kanáli je umiestnený odporový ohrev na budenie tepelného protiprúdu, dve sady detekčných jednotiek pozostávajúcich z mikrorezonátoru uloženého medzi párom čidiel druhého zvuku a polovodičový germániový teplomer typu TTR-G.

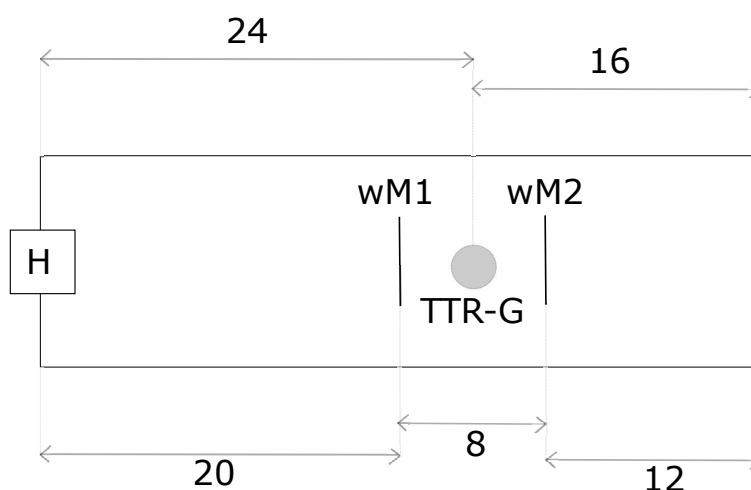
a SS2, umiestnený vo vzdialenosti 115 mm od otvoreného konca mikrorezonátor wL3. Mikrorezonátor je orientovaný tak, že smer jeho pohybu je zhodný so smerom šírenia vlnenia druhého zvuku naprieč kanálom. Vo vzdialenosti 65 mm od otvoreného konca kanálu je uložený mikrorezonátor wL2 na úrovni druhej sady čidiel druhého zvuku SS3 a SS4 s orientáciou pohybu slučky v smere prúdenia hélia pozdĺž kanálom. Mikrorezonátory sú od seba vzdialené 50 mm a medzi nimi je uložený polovodičový germániový teplomer typu TTR-G. Odporový ohrev, uložený na uzavretom konci kanálu, je vyrobený z manganinového vodiča s odporom 16 Ω v tvare meandru.



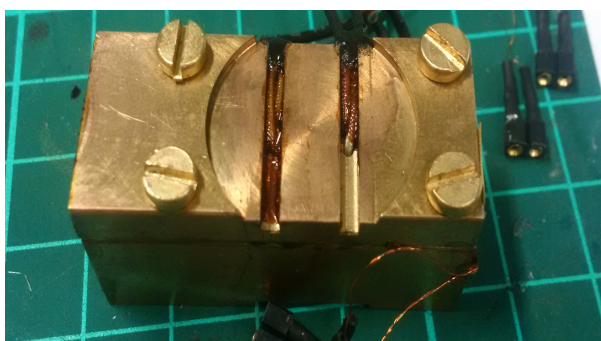
Obrázek 2.5: Fotografia dlhého kanálu

2.3.2 Krátky kanál

Krátky kanál má vonkajšie rozmery 18 x 18 x 40 mm a vo vnútri je štvorcový otvor veľkosti 4x4 mm. Jeho schéma a fotografia sú znázornené na obrázku (2.6) a (2.7). V tomto kanáli, kvôli limitujúcim rozmerom nie sú nainštalované čidlá druhého zvuku. Prvý mikrorezonátor wM1 je uložený 20 mm od otvoreného konca kanálu a druhý wM2 je vzdialený od konca 12 mm. Protiprúd je budený odporovým ohrevom vyrobeným rovnakým spôsobom ako v dlhom kanáli, akurát s odporom cca 27 Ω . Oba rezonátory sú orientované s pohybom v smere prúdenia kvapaliny. Medzi párom mikrodrôtikov je opäť umiestnený germániový teplomer slúžiaci na monitorovanie priebehu teploty vo vnútri kanálu.



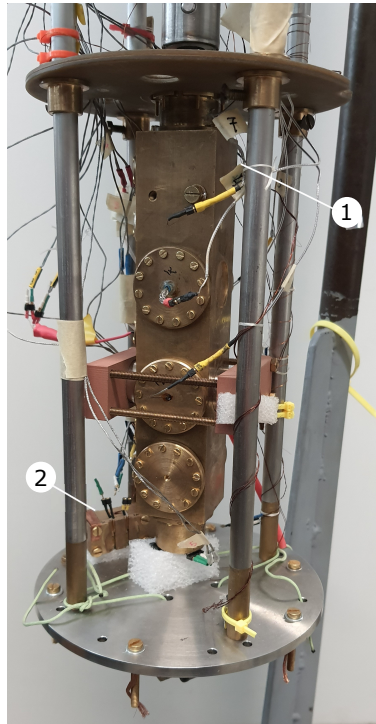
Obrázek 2.6: Schéma krátkeho kanála s rozmermi 18 x 18 x 40 mm so štvorcovým otvorom veľkosti 7 mm. V kanáli je umiestnený odporový ohrev na budenie tepelného protiprúdu, dve rezonujúce slučky a polovodičový germániový teplomer typu TTR-G.



Obrázek 2.7: Fotografia krátkeho kanála

Na úrovni každého mikrorezonátora je priložený pár NdFeB magnetov (v dvoch miestach pre dlhý kanál a jeden spoločný pár pre krátky kanál) vytvárajúcich magnetické pole s indukciou na úrovni 80 mT pre prípad dlhého kanálu a 140mT pre krátky kanál. Veľkosť magnetickej indukcie bola nameraná pomocou Hallovskej sondy a pri schladení na teplotu kvapalného hélia očakávame jej pokles o cca 20% spôsobený štruktúrnym prechodom materiálu magnetov.

Reálne usporiadanie oboch kanálov pripevnené na inserte je ukázané na obr. (2.8)



Obrázek 2.8: Reálne experimentálne usporiadanie pripevnené inserte. 1 - Dlhý kanál, v ktorom sa meralo pomocou čidiel druhého zvuku a rezonátorov wL2 a wL3, 2 - Krátky kanál, použitý pri meraní pomocou rezonátorov wM1 a wM2

3. Spracovanie dát

Po nastavení a stabilizácii teploty sme na úvod vykonali charakterizáciu rezonančného správania všetkých používaných sond.

Začali sme charakterizáciou mikrorezonátorov. Náš obvod pozostával zo zdroja elektrického napätia Agilent A33220, ktorým sme na drôtikoch budili striedavý prúd prostredníctvom zapojeného rezistoru s odporom 120 Ω . Mikrorezonátory boli v kryostate pripojené špeciálnymi nízkoteplotnými koaxiálnymi káblami so spoločne tieneným párom vodičov a na izbovej teplote boli pripojené k meracej technike pomocou nami vyrobených koaxiálnych káblov. Napätie indukované na rezonátoroch bolo merané fázovo citlivým zosilovačom Lock-in SR3830. Prvým krokom pri charakterizácii rezonátora bolo nájsť frekvenciu, pri ktorej má signál rezonačný charakter, viz. obrázok (1.4) a preto sme urobili rýchle meranie v širokom rozsahu frekvencií 5 - 8 kHz. Z nameranej závislosti sme zistili približnú lokáciu rezonačného píku, ktorý sme dôkladne premerali s jemnejším krokom vo frekvencii. Meranie rezonancie sme zopakovali pre rôzne hodnoty budiaceho napätia, aby sme určili polohu prechodu medzi laminárnym a turbulentným režimom oscilačného pohybu mikrodrôtika v He II. V prípade použitia tejto sondy na meranie externého prúdenia je nutné overiť, že je rezonátor budený v laminárnom režime a nevytvára turbulenciu (ani v normálnej zložke, ani kvantované víry v supratekutej) sám o sebe. Prechod do turbulentného režimu sa prejavuje zmenou sklonu závislosti budiacej sily (ktorá priamo odpovedá tlmeniu prostredia) na rýchlosti oscilácií (z $F \propto v$ na $F \propto v^2$) [15] a je spojený s poklesom faktoru kvality Q pozorovanej rezonancie, keďže rezonančný pík prestáva byť lorentzovský. Faktor kvality je definovaný vzťahom

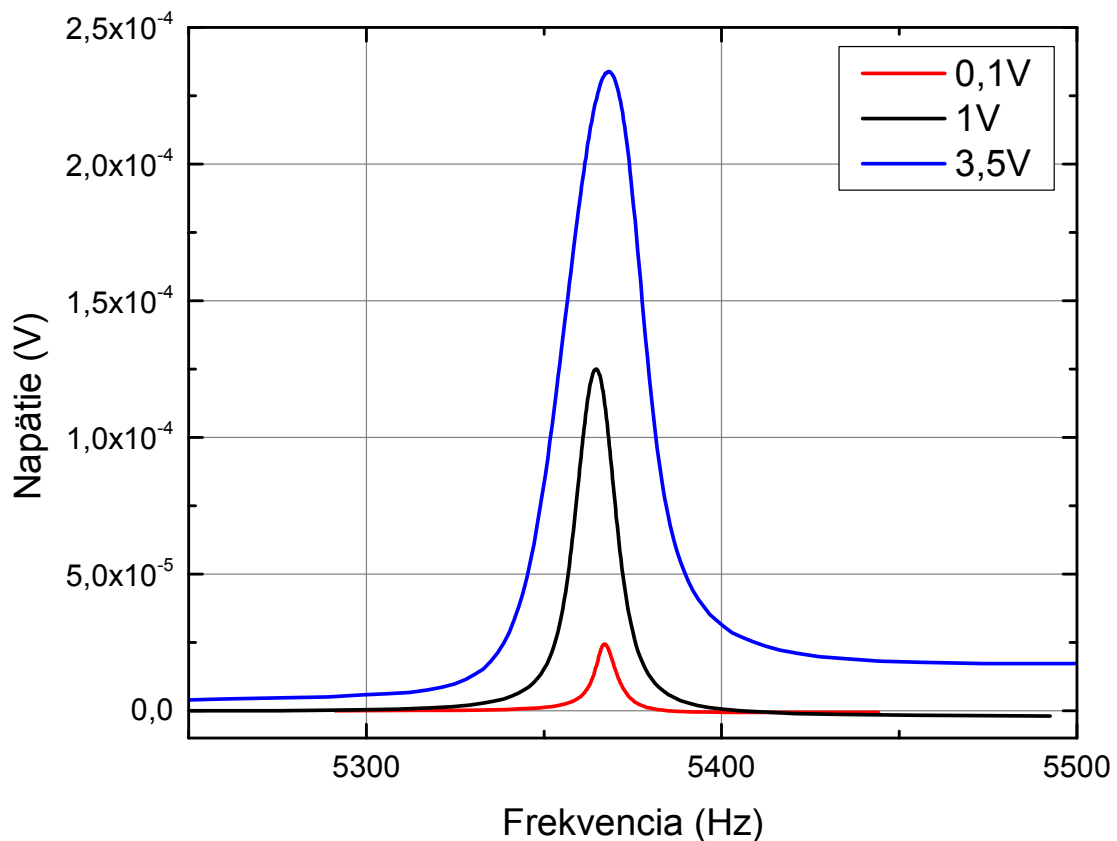
$$Q = \frac{f_{\text{rez}}}{\Delta f} \quad (3.1)$$

kde Δf odpovedá šírke rezonačného píku v polovičke jeho výšky (FWHM, z angl. *full width at half maximum*). Typická sada nameraných rezonančných píkov pre rôzne hodnoty budiaceho napätia je ukázaná na obr. (3.1). Z analýzy faktoru kvality sme, pre tento konkrétny mikrorezonátor, určili vhodnú úroveň budenia 0,1 V, tak aby sme boli bezpečne v laminárnom režime. Vhodné budiace napätie sa pre rôzne sondy líšilo kvôli rôznym lokálnym hodnotám magnetického poľa v polohe rezonátorov.

Nájdené rezonačné frekvencie mikrorezonátorov boli $f_{\text{wM1}} = 5830$ Hz, $f_{\text{wM2}} = 7202$ Hz, $f_{\text{wL2}} = 5360$ Hz a $f_{\text{wL3}} = 6252$ Hz. Tieto frekvencie sú len slabó závislé od teploty.

V niektorých prípadoch meraní s vyšším budiacim napätím sme pozorovali jednorázovú skokovú zmenu polohy rezonancie, čo ale neovplyvnilo hydrodynamické správanie rezonátora. Takéto skokové zmeny sú pravdepodobne spojené s vnútornými vlastnosťami drôtika, napr. môže dochádzať k náhlemu uvoľneniu a zmene stavu supravodivých vírov v NbTi drôte pod vplyvom pretekajúceho prúdu.

Podobné meranie sme urobili aj pre charakterizáciu signálu druhého zvuku, kde sme namerali spektrum rezonancií vo frekvenčnom rozsahu 500-10000 Hz. Základná rezonančná frekvencia, daná rozmerom kanálu a rýchlosťou šírenia druhého zvuku, bola cca 1,4 kHz. Vyššie harmonické módy majú potom vždy

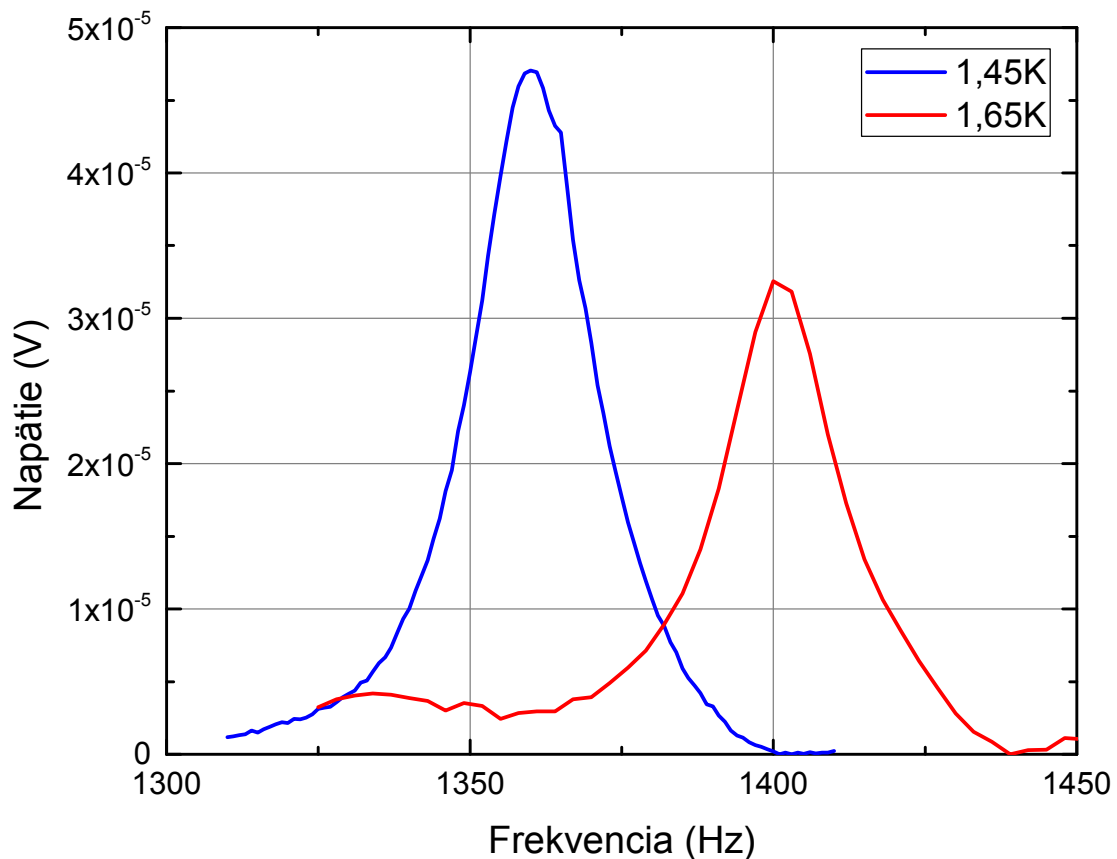


Obrázek 3.1: Priebeh rezonančných píkov v závislosti od budiaceho napätia.

násobnú rezonančnú frekvenciu. Z nameraného spektra rezonancií druhého zvuku sme vybrali najvhodnejší pík k následnej detekcii kvantovej turbulencie. Kritérium vhodného experimentálneho píku je, že má vysokú amplitúdu (zabezpečujúcu rozlíšenie detekcie) a je frekvenčne dost' ďaleko od ostatných, súčasne meraných píkov. Tým zabránime prípadnej elektrickej interakcii medzi nimi. Pre prípad všetkých vyšších harmonických módov sme namerali čiastočne rozštiepené multipíky, ktoré neboli vhodné pre účely detekcie kvantovej turbulencie. Pozorované rozštiepenie mohlo byť spôsobené vzájomnou interakciou prvého a druhého zvuku alebo nerovnosťou povrchu káňalu spôsobenou držiakmi mikrodrôťkov.

Poloha píkov signálu druhého zvuku je, kvôli zmene rýchlosti druhého zvuku [1], závislá od teploty. Pod teplotou 1,65 K sa pri znižovaní teploty rezonačná frekvencia píku posúva k nižším frekvenciám, viz. obr.(3.2), pri zmene nad touto teplotou má posun píku opačný smer, čo je spôsobené maximom rýchlosti druhého zvuku pri teplote 1,65 K. Vďaka tejto vlastnosti sme overili, že sme skutočne namerali píky druhého zvuku. Na ďalšie merania sme vybrali rezonačné frekvencie, spĺňajúce kritériá diskutované vyššie, pre sady čidiel druhého zvuku $f_{SS12} = 2930$ Hz (druhý harmonický pík), $f_{SS34} = 1393$ Hz (základna rezonancia). Tieto rezonančné frekvencie boli namerané pri teplote 1,65 K.

Po dokončení prípravných meraní sme merali závislosť odozvy našich sond od externe budeného prúdenia (tepelný protiprúd). Konkrétne sme pozorovali vývoj amplitúdy a rezonančnej frekvencie oscilátorov v závislosti od výkonu dodaného do ohrevu, ktorý budil externé prúdenie v káňali. V prípade dlhého ka-

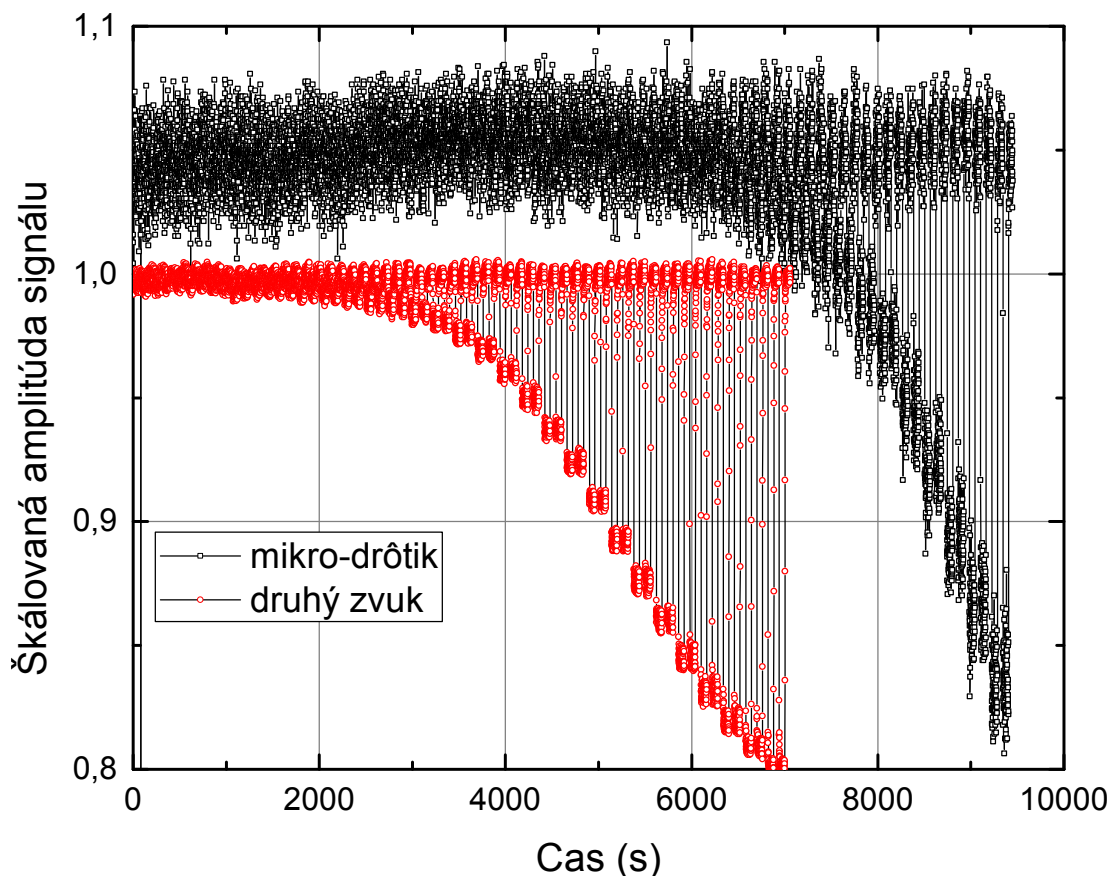


Obrázek 3.2: Frekvenčný posun rezonančného píku signálu druhého zvuku pri zmene teploty.

nálu sme súčasne merali signál z oboch mikrorezonátorov a oboch párov čidiel druhého zvuku a v prípade krátkeho kanálu sme súčasne merali signál z dvoch mikrorezonátorov. Polohy všetkých rezonančných frekvencií boli pritom dostatočne vzdialené, aby nedochádzalo k elektrickým presluchoch.

Meranie pre každú hodnotu výkonu z intervalu 1 – 500 mW bolo vykonané dvakrát, pričom výkon bol dodávaný striedavo do ohrevu uloženého v kanáli a do kompenzačného ohrevu s rovnakým odporom v lázni. Bez použitia kompenzačného ohrevu by v kryostate nastávali prudké zmeny výkonu, ktoré by mohli spôsobiť stratu stability PID regulácie. Výkon bol do prúdového kanálu dodávaný v pulzoch dlhých 60 s. Túto časovú konštantu sme zvolili na základe prípravných meraní, podľa ktorých je táto doba dostatočná na ustálenie turbulentného prúdenia v kanáli. Experiment bol ovládaný pomocou softverového prostredia vytvoreného v programe LabVIEW, ktorý okrem kontroly výkonu a časového záznamu amplitúdy a frekvencie v rezonancii umožňoval sledovanie rezonančnej frekvencie na základe PID algoritmu. Algoritmus bol nastavený tak, aby udržiaval nulovú hodnotu disperznej zložky meraného signálu.

Na obrázku (3.3) je znázornený typický časový priebeh amplitúdy signálu v priebehu súčasného merania amplitúdy mikrorezonátoru (čierné body) a signálu druhého zvuku (červené body), teda hodnotám nameraným pri rovnakých časoch odpovedá rovnaká hodnota výkonu. Z grafu je zjavné, že signál získaný z čidiel druhého zvuku sa začína tmiť pri výrazne nižšom výkone oproti signálu získanému z mikrorezonátorov. To znamená, že metóda tlmenia druhého



Obrázek 3.3: Porovnanie prenормovanej amplitúdy signálu z čidiel druhého zvuku a z mikrorezonátorov. V obidvoch prípadoch bol výkon menený rovnakým spôsobom a v rovnakých medziach. Signál amplitúdy druhého zvuku je tmený pri nižších hodnotách dodávaného výkonu.

zvuku je voči našim novým sondám citlivejšia na meranie kvantovej turbulencie. Nakreslené závislosti sú prenормované tak, aby bolo jednoduchšie porovnať kritický výkon pri ktorom detektor zaznamenáva turbulenciu. Experimenty sa merali pri siedmych teplotách v rozmedzí 1,45 K až 2,1 K.

Z obrázku (3.3) je zjavne vidieť, že hodnoty namerané pomocou mikrorezonátorov majú výrazne väčší rozptyl. Presnosť tohoto merania by bolo možné zvýšiť potlačením elektrického šumu v experimente.

3.1 Popis odozvy mikrorezonátorov

Pre popis odozvy mikrorezonátorov na externé prúdenie je vhodné vyjadriť meranú amplitúdu a rezonančnú frekvenciu v nových premenných popisujúcich zmenu hydrodynamického správania sondy. Použitím vzťahu medzi rezonančnou frekvenciou a efektívnou hmotnosťou (1.22) môžeme vyjadriť vzťah pre pokles efektívnej hmotnosti rezonátora, na základe zmeny jeho rezonančnej frekvencie v tvare

$$\Delta m_{\text{eff}} = m_{\text{eff}} \left(\frac{f_0^2}{f_{\text{prúd}}^2} - 1 \right) \quad (3.2)$$

v ktorom f_0 je rezonančná frekvencia bez externého prúdenia a $f_{prúd}$ je rezonančná frekvencia s prúdením. Veľkosť teplotne nezávislej efektívnej hmotnosti určíme ako $m_{\text{eff}} \approx 0,396m$ [12], kde m je hmotnosť oscilátora a hodnota prefaktora vychádza z rozloženia rýchlosti jednotlivých úsekov pozdĺž slučky mikrorezonátora pre prípad prvého harmonického módu. Z lineárnej závislosti Q na veľkosti amplitúdy rýchlosti (platí pre laminárny režim budenia rezonátora) môžeme určiť hodnotu zmeny prevráteneho Q-faktoru

$$\Delta Q^{-1} = \frac{\Delta f_0}{f_0} \left(\frac{A_0}{A} - 1 \right) \quad (3.3)$$

ktorý má význam pridaného tlmenia a význam výrazu pred zátvorkou je úroveň tlmenia pre prípad bez externého prúdenia.

Takto zavedené hydrodynamické veličiny sme, pre všetky merané teploty, vykreslili v grafoch (3.4) a (3.5) proti rýchlosti protiprúdu v_{ns} . Tá bola určená z úrovne dodaného výkonu \dot{Q} na základe vzťahu [1]

$$v_{ns} = \frac{\dot{Q}}{AST\rho_s} \quad (3.4)$$

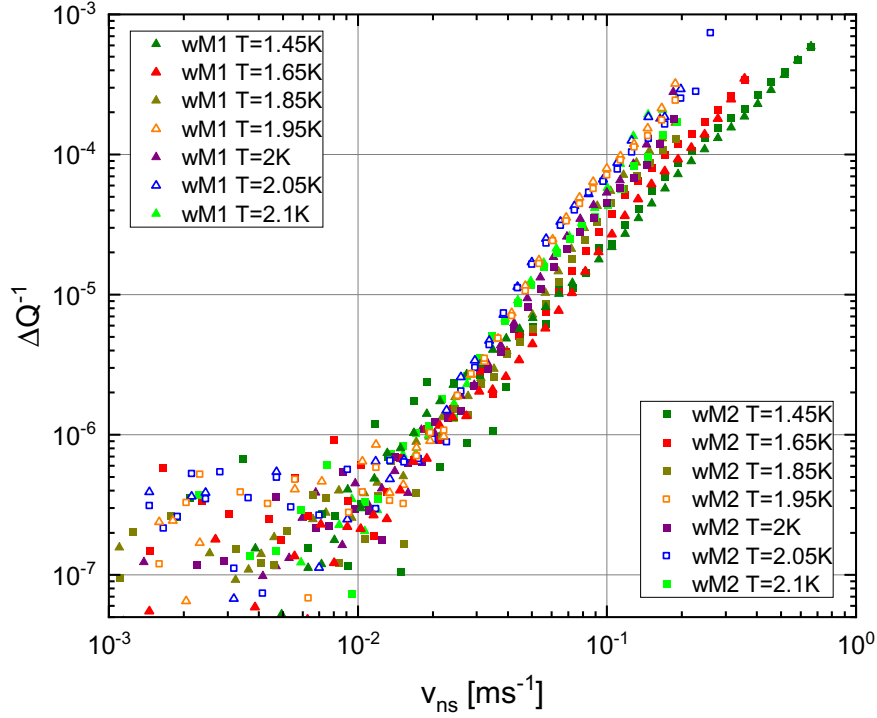
kde A je prierez prúdového kanálu. Konkrétne hodnoty ρ_s boli prebraté z [22]. Uvedené dáta odpovedajú meraniam v krátkom kanále. Merania prebiehali pri dvoch rôznych zaliatiach a veličiny namerané pri druhom zaliatí sú v nasledujúcich grafoch označené prázdnyimi symbolmi.

V uvedených závislostiach pozorujeme kritickú hodnotu rýchlosti protiprúdu $v_{ns} \approx 0,01 \text{ ms}^{-1}$, pri ktorej mikrorezonátory začínajú reagovať na externé prúdenie.

Zvýšenie tlmenia pohybu oscilátora je spôsobené jeho interakciou s turbulenciou v experimentálnom kanáli. V tomto bode nevieme posúdiť dôležitosť klasickej turbulencie normálnej komponenty alebo či sa jedná o kľbko kvantovaných vírov v supratekutej komponenty. Na túto otázku sa pokúsime odpovedať pomocou hlbšej analýzy experimentálnych dát.

Dáta zakreslené v grafoch (3.4) a (3.5) javia systematickú teplotnú závislosť. Tlmenie pohybu rezonátorov je priamo úmeré teplote héliovej lázne a je približne kvadraticky úmerné rýchlosti protiprúdu v_{ns} . Teplotný trend je ale narušený hodnotami nameranými po druhom zaliatí (prázdne body), čo ďalej komentujeme v diskusii. Zároveň sa v diskusii pokúsime hlbšie analyzovať namerané závislosti vzťahnuté na vhodnejšie parametre ako je rýchlosť protiprúdu v_{ns} .

Z grafu 3.5 vidíme, že priebeh zmeny hmotnosti rezonátora, určenej na základe zmeny rezonančnej frekvencie, je analogický s pridaným tlmením (3.4) a ukazuje rovnakú kritickú rýchlosť protiprúdu. Fakt, že zvyšovaním rýchlosti prúdenia dochádza k poklesu efektívnej hmotnosti je ale kontraintuitívny. V prvom priblížení by sme očakávali, že vznikajúce kvantované víry sa budú zachytávať na oscilujúci mikrodrôtik a budú tak zvyšovať meranú hmotnosť. Experimentálne výsledky by mohlo vysvetliť to, že zložené turbulentné prúdenie oboch zložiek, bližšie popísané v kapitole (1.2.4), ovplyvňuje medznú vrstvu v okolí rezonátora a môže spôsobovať jej odtrhávanie. Toto tvrdenie môžeme podporiť faktom, že meraná zmena hmotnosti naozaj odpovedá časti hmotnosti medznej vrstvy. K odhadu veľkosti medznej vrstvy hélia pohybujúcej sa s oscilátorom môžeme použiť viskóznou hĺbkou vniku δ_s (1.10). Jej hmotnosť m_{mv} v okolí oscilujúceho

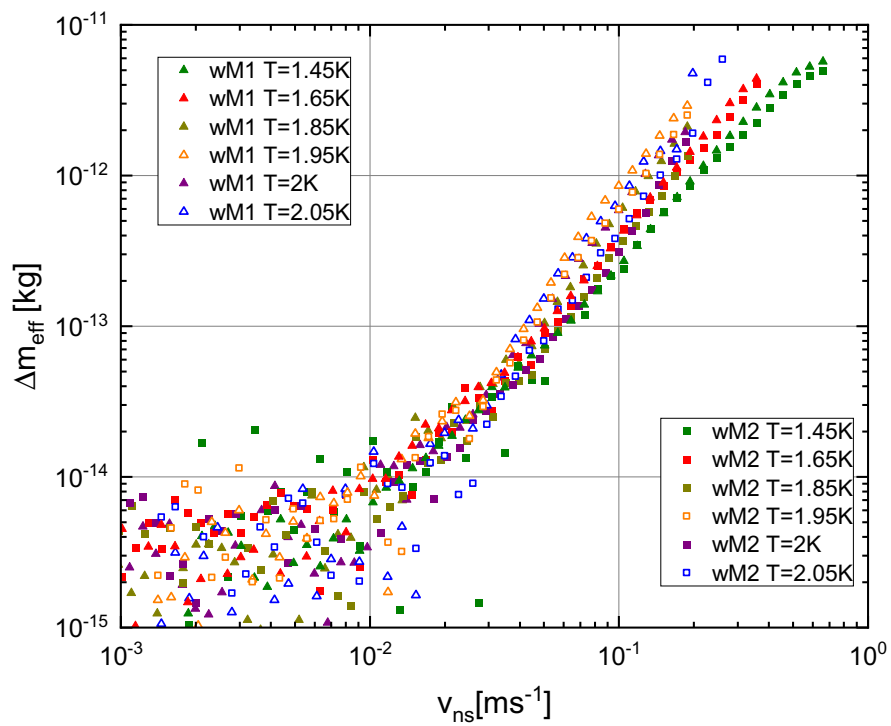


Obrázek 3.4: Experimentálne určená závislosť pridaného tlmenia mikrozonaťorov wM1 a wM2 v závislosti od rýchlosti protiprúdu, namerané v krátkom kanáli. Dáta namerané pri teplotách 1,95 K a 2,05 K sú znázornené prázdny symbolom, lebo boli namerané pri druhom zalievaní kryostatu.

mikrozonaťora je daná jeho parametrami, priemerom d a priemerom slučky D , vzťahom

$$m_{mv} = \frac{\pi^2 d D}{2} \delta_s \quad (3.5)$$

Teplote $T = 1,65$ K podľa (3.5) odpovedá hmotnosť medznej vrstvy $m_{mv} = 8,5 \times 10^{-10}$ kg. Táto hodnota rádovo prevyšuje namerané zmeny efektívnej hmotnosti, a je teda možné, že čiastočné odtrhávajúanie medznej vrstvy alebo modulácia jej šírky spôsobuje zmeny rezonančnej frekvencie.



Obrázek 3.5: Poklesu hmotnosti mikrorezonátorov wM1 a wM2 v závislosti od rýchlosti protiprúdu, nameraná v krátkom kanáli. Dáta namerané pri teplotách 1,95 K a 2,05 K sú znázornené prázdny symbolom, lebo boli namerané pri druhom zalievaní kryostatu.

4. Diskusia

4.1 Vplyv teploty na odozvu mikrozónátorov

Z teórie vieme, že s vytvorením kvantovej turbulencie v protiprúde vzniká v experimentálnom kanáli zároveň teplotný gradient daný vzťahom (1.19). Pre prípad merania zmien tlmenia pohybu mikrozónátora očakávame ich závislosť od lokálneho nárastu teploty, ktorá priamo súvisí so zmenou hydrodynamických veličín prostredia.

Z tohoto dôvodu sme umiestnili priamo do kanálov polovodičový germániový TTR-G teplomer. K overeniu dostatočnej termalizácie teplomeru (teplomer by mohol byť chladený prostredníctvom medených prívodných vodičov priamo z lázne) sme porovnali namerané hodnoty zmeny teploty s teoretickým predpokladom. Na základe vzťahov (1.18) a (1.19) môžeme pre vzniknutý teplotný gradient v kanáli určiť dve teoretické závislosti dané vzťahmi

$$\nabla T_A = \frac{B\kappa\rho_n\gamma^2(v_{ns} - v_{krit})^2}{2S\rho}v_{ns} \quad (4.1)$$

$$\nabla T_B = \frac{B\kappa\rho_n\gamma^2(v_{ns}^2 - v_{krit}^2)}{2S\rho}v_{ns} \quad (4.2)$$

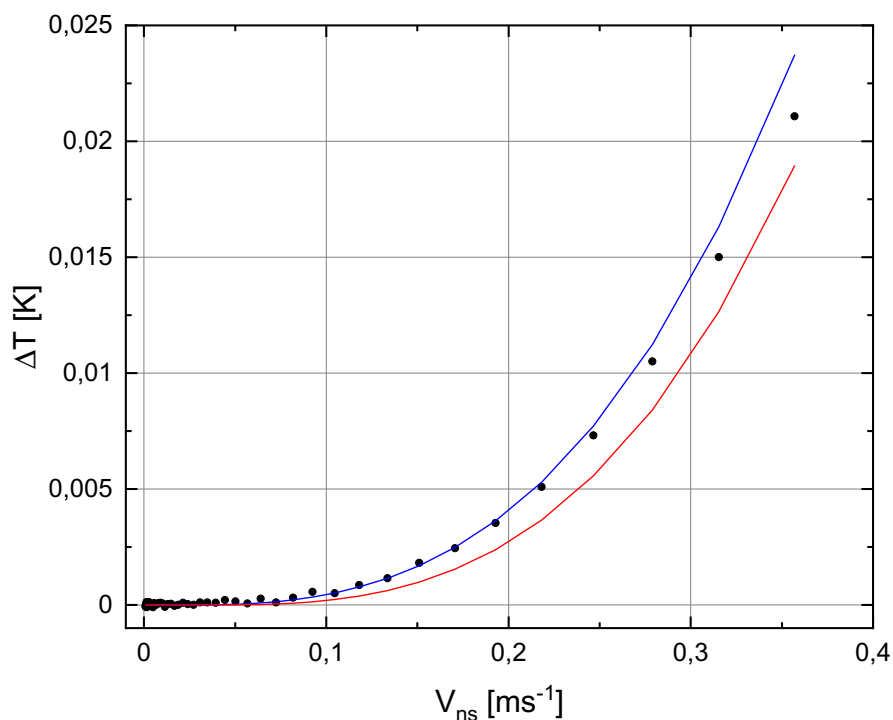
Rozdiel vo vzťahoch je daný rozlišným prístupom k započítaniu vplyvu kritickej rýchlosti pre vznik kvantovaných vírov v protiprúde vo vzťahu (1.18). Pretože nie je jasné, ktorý z prístupov je fyzikálne správny uvažujeme oba. Pre teplotu 1,65 K sme do grafu (4.1) vykreslili namerané zmeny teploty spolu s teoretickými závislosťami zmeny lokálnej teploty v mieste polohy TTR-G teplomeru, v krátkom kanáli, v závislosti na rýchlosti protiprúdu v_{ns} (i. e., na tepelnom výkone).

Z grafu (4.1) vidíme, že experimentálne hodnoty ležia medzi teoretickými krivkami vyjadrenými zo vzťahu (4.1) a zo vzťahu (4.2). To platí analogicky pre všetky merané teploty. Tým sme potvrdili správnosť hodnôt nameraných teplotných schodov v priebehu experimentu.

Dôležitou otázkou je, aký vplyv má teplota na pridané tlmenie pohybu mikrozónátora. Teoretické pridané tlmenie, ktoré je spôsobené gradientom teploty, bolo určené vzťahom

$$Q^{-1}_{\text{teor,T}} = Q_{\text{HD}}^{-1} \left(\frac{\sqrt{\rho_n(T_{prud})\eta(T_{prud})}}{\sqrt{\rho_n(T_0)\eta(T_0)}} - 1 \right) \quad (4.3)$$

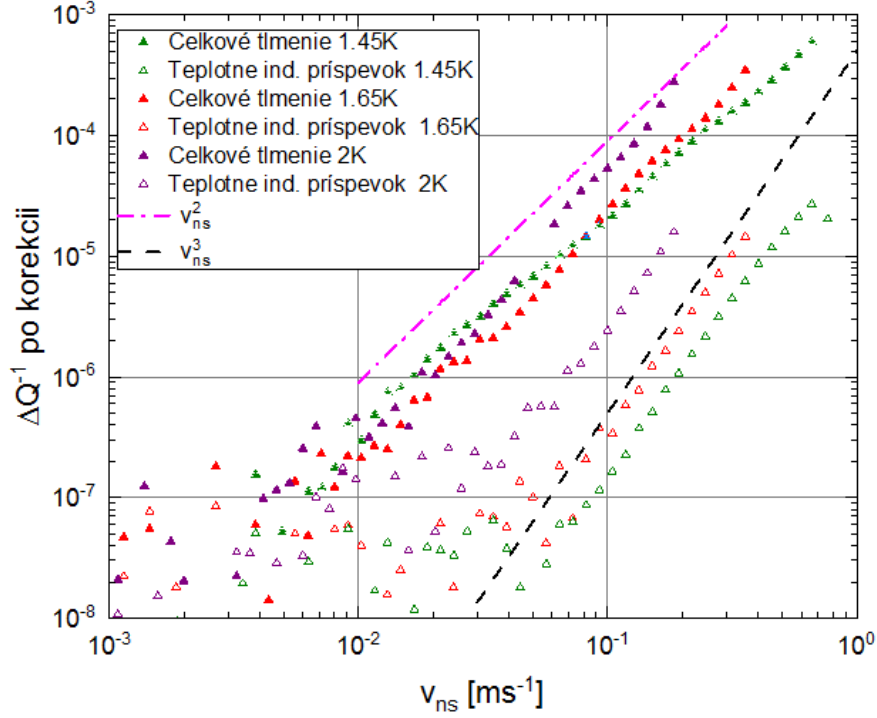
kde Q_{HD} predstavuje hydrodynamickú časť tlmenia rezonátora budeného v laminárnom režime bez externého prúdenia. Táto veličina bola určená na základe rozdielu celkovej meranej šírky rezonančného píku v laminárnom režime a intrinsickej šírky meranej na héliovej teplote vo vákuu. Teploty T_{prud} a T_0 predstavujú teplotu v kanáli pri zapnutom a vypnutom ohreve. Vzťah (4.3) je odvodený na základe rovnice (9) v [15]. Pre vybrané teploty, pre mikrozónátor wM1, vykresľujeme v grafe (4.2) celkové namerané tlmenie jeho pohybu a tepelne indukovaný príspevok k pridanému tlmeniu jeho pohybu voči rýchlosti protiprúdu v_{ns} .



Obrázek 4.1: Zmeny teploty spôsobené protiprúdom v krátkom kanáli namerané pri teplote lázne $T = 1,65$ K. Experimentálne hodnoty (čierne body) sa nachádzajú medzi teoretickými krivkami danými vzťahmi (4.1) označená plnou červenou čiarou a (4.2) označená plnou modrou čiarou.

Pridané tlmenie pohybu mikrozónátora zjavne prejavuje závislosť od teploty. Je ale evidentné, že hodnoty experimentálneho a teplotne indukovaného pridaného tlmenia sa líšia o niekoľko rádov a majú rôzny sklon zobrazenej závislosti, teda teplotné výkyvy v kanáli nie sú prevládajúcim faktorom. V prípade pozorovania zmeny efektívnej hmotnosti drôtika neočakávame výrazný vplyv teploty, čo potvrdzuje aj stabilita polohy rezonančnej frekvencie mikrozónátorov v celom rozsahu meraných teplôt.

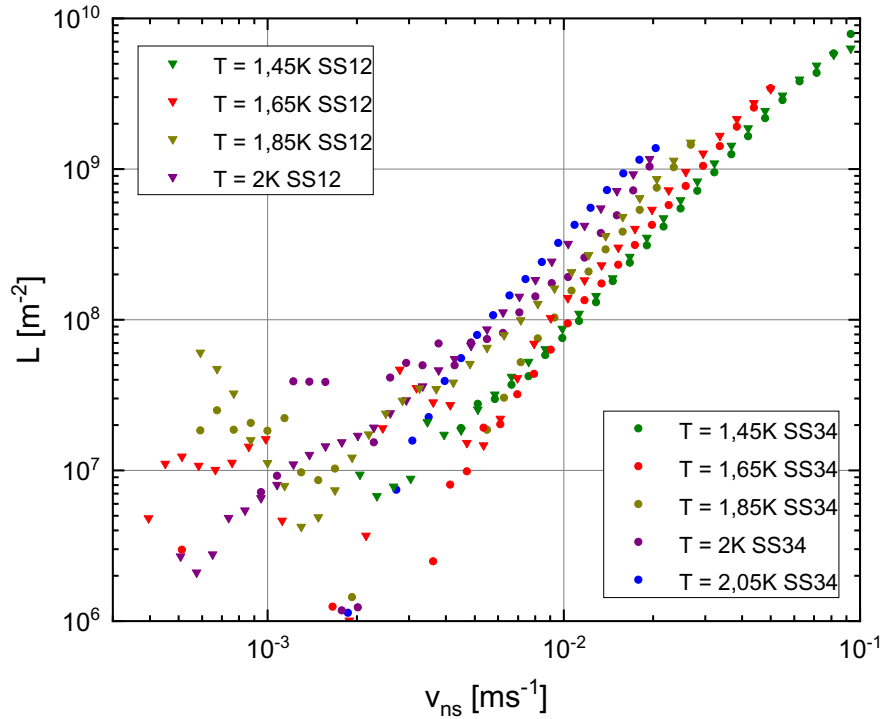
V ďalšom štúdiu tlmenia pohybu rezonátora budeme skúmať iné vplyvy, ktoré ho môžu spôsobovať. Aby sme vylúčili tlmenie spôsobené nárastom teploty odčítame jeho hodnotu od veľkosti celkového pridaného tlmenia. S touto korekciou budeme pracovať v ďalších podkapitolách a tieto hodnoty označujeme ΔQ^{-1} po korekcií.



Obrázek 4.2: Porovnanie závislosti celkového experimentálneho pridaného tlmenia a teplotne indukovaného príspevku tlmenia, určeného na základe vzťahu (4.3) pre teploty 1,45 K, 1,65 K a 2,05 K pre rezonátor wM1. Teplotne indukovaný príspevok tlmenia je úmerný funkcii v_{ns}^3 , čo odpovedá závislosti zmeny teploty (4.1) a (4.2). Hodnoty celkovej meranej zmeny tlmenia sledujú inú závislosť, približne v_{ns}^2 . Hodnoty celkového tepelne indukovaného tlmenia sa líšia o jedena až dva rády, čo potvrdzuje to, že lokálny nárast teploty má malý vplyv na správanie rezonátorov.

4.2 Kalibrácia odozvy mikrozónátorov proti hustote vírových čiar

Pre prípad dlhého kanálu sme mali možnosť súčasného merania signálu odozvy mikrozónátorov a signálu z čidiel druhého zvuku. Druhá spomenutá metóda umožňuje priame určenie hustoty kvantových vírových čiar popísané vzťahom (1.16). Mikrozónátory boli umiestnené vždy medzi párom čidiel druhého zvuku, čo nám umožnilo vykonať kalibráciu odozvy rezonátorov na hustotu kvantovaných vírov. V grafe (4.3) sme vykreslili nameranú závislosť hustoty kvantových vírových čiar L na rýchlosti protiprúdu v_{ns} . Závislosť v grafe (4.3) sme preložili teoretickou krivkou (1.18), v ktorej sme ako volný parameter zvolili hodnotu koeficientu $\gamma(T)$. Množstvo remanentných vírov sme fixovali hodnotou $L_0 = 10^7$ (viz kap. 1.2.4) a veľkosť kritickej rýchlosti ako $v_{krit} = 1,5 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$ na základe predchádzajúcich systematických meraní v protiprúde [14]. Výsledné hodnoty γ faktoru, určené na základe fitu, uvádzame v závislosti od teploty v tabuľke (4.1).



Obrázek 4.3: Závislosť hustoty kvantových vírových čiar L , meraná metódou tlmenia druhého zvuku, od rýchlosti protiprúdu v dlhom kanáli.

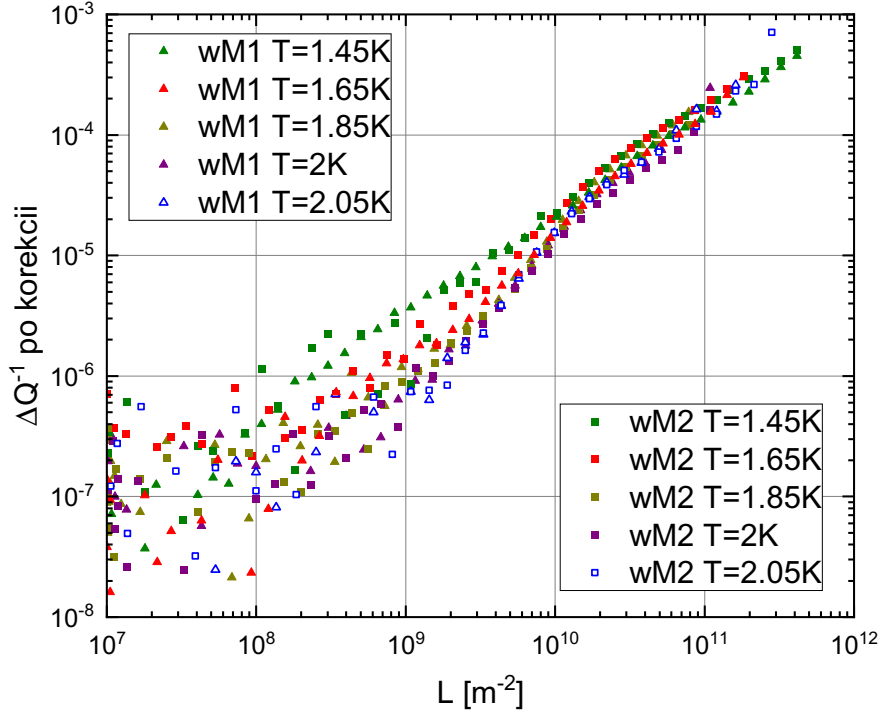
V kanáli sme mali k dispozícii dve sady senzorov druhého zvuku. Finálne hodnoty sme určili ako aritmetický priemer výsledkov z jednotlivých kanálov. Výnimkou bola teplota 2,05 K, kde bolo meranie na jednej sade čidiel nestabilné. Neistotu sme určili ako rozdiel určených hodnôt a výsledného priemeru (pre teplotu 2,05 K sme neistotu odhadli)

Tabulka 4.1: Závislosť gamma faktoru od teploty, získaná preložením závislosti v grafe (4.3) krivkou definovanou vzťahom (1.18). Fixné parametre boli: množstvo remanentných vírov $L_0=1 \times 10^7$ a veľkosť kritickej rýchlosti $v_{krit}=1,5 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$

T	$\gamma \cdot 10^{-6}$
1,45 K	$0,98 \pm 0,19$
1,65 K	$1,22 \pm 0,02$
1,85 K	$1,49 \pm 0,02$
2 K	$1,81 \pm 0,06$
2,05 K	$2,05 \pm 0,05$

Koeficienty uvedené v tabuľe (4.1) nie sú silne závislé od rozmerov kanála, výnimkou sú limitné prípady veľmi úzkych či širokých kanálov, preto môžeme určené gamma faktory použiť aj pre výpočet L v krátkom kanáli.

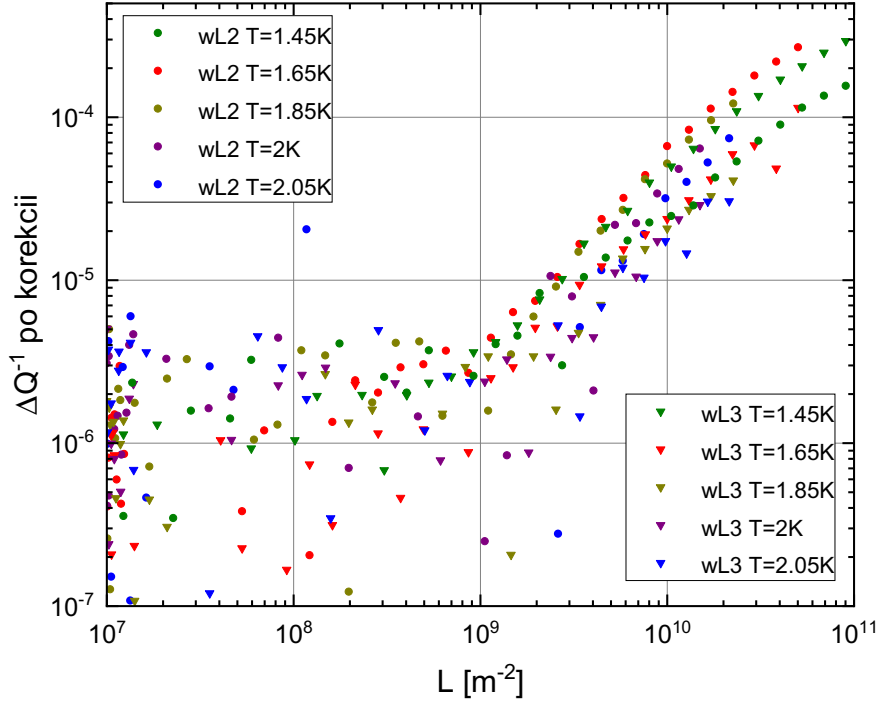
V grafe (4.4) je zobrazená príslušná kalibrácia odozvy mikrozonátorov



Obrázek 4.4: Závislosť pridaného tlmenia signálu druhého zvuku od hustoty kvantovaných vírových čiar L v krátkom kanáli. Od kritickej hodnoty $L_{krit} \approx 10^8 \text{ m}^{-2}$ detektory detegujú turbulenciu v kanáli.

v krátkom kanále na hustotu kvantovaných vírov, kde sme hodnoty L určili pomocou γ faktorov z tabuľky (4.1) a rýchlosti v_{ns} na základe rovnice (1.18). Odozvu rezonátorov z dlhého kanálu sme v grafe (4.5) vykreslili proti experimentálnym hodnotám L . Z grafu (4.4) vidíme, že do hodnoty cca $L_{krit} \approx 10^8 \text{ m}^{-2}$ namerané dáta neprejavujú žiadnu závislosť, teda meriame iba hodnotu elektrického šumu. Hodnotu L_{krit} sme označili ako kritickú hodnotu hustoty kvantovaných vírových čiar L pre zmenu odozvy mikrorezonátorov, teda je to hranica, od ktorej rezonátory detegujú kvantované víry v krátkom kanáli. Analogicky sme z grafu (4.5) pre dlhý kanál určili kritickú hodnotu $L_{krit} \approx 10^9 \text{ m}^{-2}$. Rozdiel v kritických hodnotách L_{krit} medzi kanálmi, určujúcimi senzitivitu použitej sondy, je spôsobený odlišnou hodnotou elektrického šumu meraného signálu. To sa odrazí v o rád vyššej úrovni pozadia signálu meraného v dlhom kanáli, viz. porovnanie grafy (4.4) a (4.5). Na základe ukázaných meraní môžeme pre mikrorezonátory uvažovať úroveň senzitivity detekcie kvantovaných vírov ako $L_{krit} = 10^8 \text{ m}^{-2}$. V prípade metódy tlmenia druhého zvuku je táto hodnota na úrovni 10^7 m^{-2} [14].

Výhodou mikrorezonátorov je ale to, že sú lokálnou sondou kvantovej turbulencie. Ich citlivosť by bolo možné zvýšiť potlačením elektrického šumu, prípadne zmenšením rozmerov sondy využitím litografických procesov výroby.



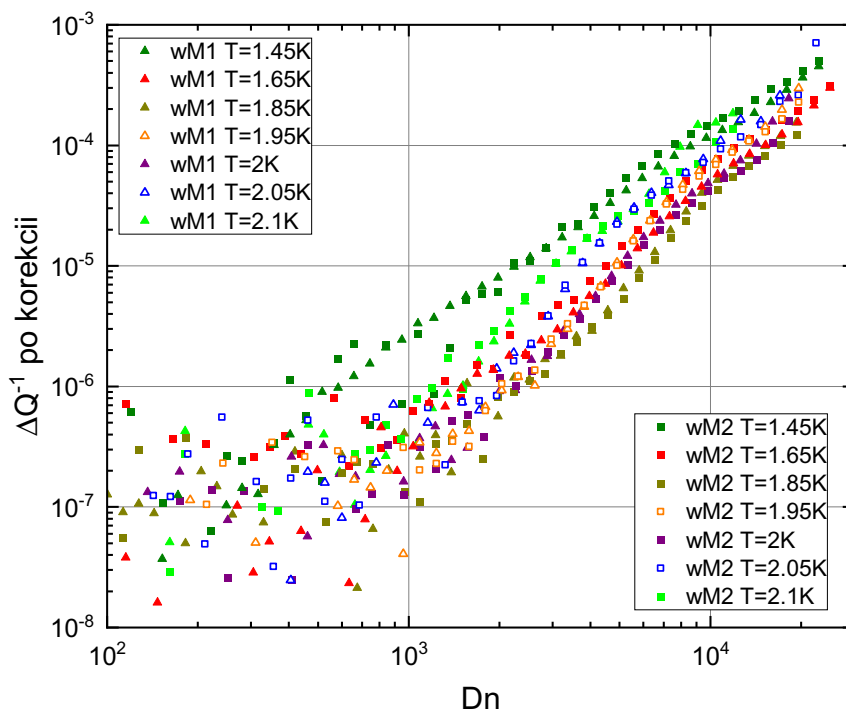
Obrázek 4.5: Závislosť pridaného tlmenia signálu druhého zvuku od hustoty kvantovaných vírových čiar L v dlhom kanáli. Od kritickej hodnoty $L_{\text{krit}} \approx 10^9 \text{ m}^{-2}$ mikrorezonátory detegujú turbulenciu v kanáli.

4.3 Pôvod zmeny odozvy mikrorezonátorov

V nasledujúcej časti sa pokúsime pridať viac svetla na pôvod zmeny odozvy mikrodrôtikov. Ako sme popísali v kapitole 1.2.4, turbulentné prúdenie He II je zložitý systém, v ktorom môže hrať hlavnú rolu jedna zo zložiek alebo ich kombinácia. Pre turbulenciu v supratekutej zložke je najsmernodateľnejším parametrom hustota vírových čiar L . Tento parameter však môže čiastočne odrážať aj vplyv normálnej zložky, ktorá prostredníctvom sily vnútorného trenia môže dodávať energiu do kľbka kvantovaných vírov. Zmenu odozvy sme proti tomuto parametru už zobrazili v grafoch (4.4) a (4.5). Tá sa škáluje približne lineárne s rastúcim L , čo nám poskytuje informáciu o tom, že rezonátor naozaj interaguje s kvantovými vírmi.

V grafe (4.4) vidíme, že v nadkritickom režime pre nižšie hodnoty L (čomu odpovedá nižšia hodnota rýchlosti v_{ns}) pozorujeme závislosť meranej zmeny tlmenia od teploty. Pre vyššie hodnoty rýchlosti protiprúdu závislosti kolabujú na jednu krivku. To môže znamenať, že pri nižších rýchlostiach hrá dôležitú rolu turbulencia v jednotlivých zložkách. Pre vyššie hodnoty rýchlosti je prúdenie zložiek pravdepodobne veľmi silne previazané a parameter L tak odráža množstvo turbulentnej energie v celej kvantovej kvapaline.

Ďalej vidíme, že hodnoty merané v druhom zaliatí (prázdne modré body)



Obrázek 4.6: Závislosť pridanej tlmenie mikrozónátora v závislosti od Donnellyho čísla prúdenia normálnej zložky v krátkom kanáli.

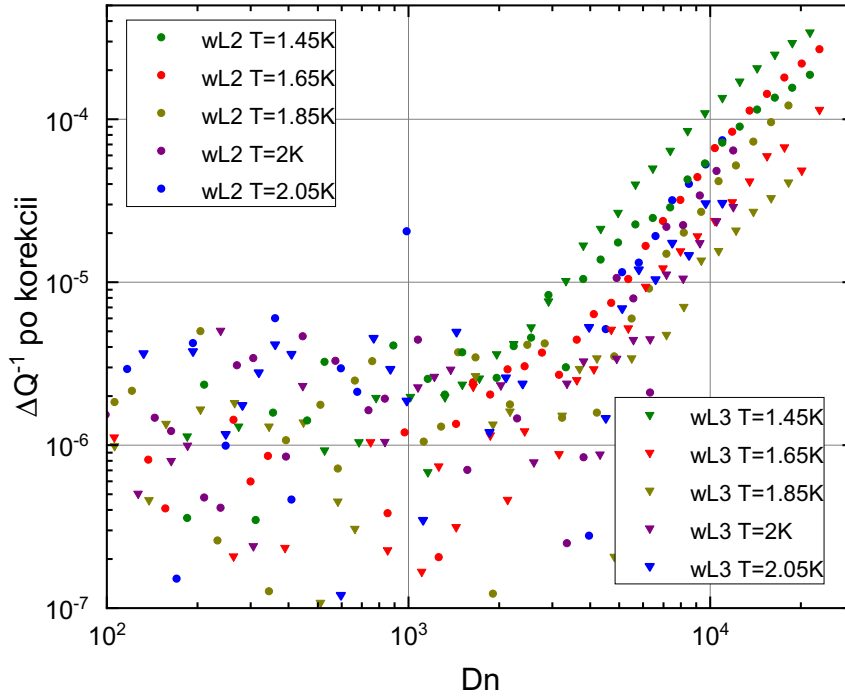
správne kolabujú spolu s dátami z prvého zaliatia. Zdanlivé mierne nesystematické správanie odozvy rezonátorov po druhom zaliatí, zobrazené v grafe (3.4) poukazuje na nevhodnosť parametra v_{ns} pre vykresľovanie zmeny odozvy rezonátorov. Zároveň ale musíme pred ďalším používaním navrhnutých sond dobre overiť opakovateľnosť meraní.

Pre hlbšie pochopenie vplyvu samotnej normálnej komponenty môžeme použiť klasický hydrodynamický popis. Charakter prúdenia je v klasických kvapaliniách určený hodnotou bezrozmerného parametru, Reynoldsovo čísla definovaného vzťahom $Re = \frac{\rho U D}{\eta}$ viz. (1.2.1). Na základe analógie správania normálnej zložky He II a klasických viskózných kvapalín je charakter prúdenia normálnej komponenty popísaný tzv. Donnellyho číslom, ktoré je definované vzťahom [15]

$$Dn = \frac{v_n D \rho_n}{\eta} \quad (4.4)$$

v ktorom D je charakteristický rozmer kanálu, tj. strana jeho prierezu. Pridaného tlmenia pohybu rezonátoru na Donnellyho číslu je pre krátky kanál ukázaná v grafe (4.6) a pre dlhý kanál v grafe (4.7).

Z klasickej hydrodynamiky vieme, že prechod do turbulentného režimu v prúdení po trubici nastáva pre $Re \approx 1000$. Z grafov je evidentné, že Dn nie je vhodným škálovacím faktorom, keďže závislosti merané pre rôzne teploty nekolabujú na jednu krivku a ani nevykazujú jednoznačnú teplotnú závislosť.



Obrázek 4.7: Pridané tlmenie mikrozónátoru v závislosti na Donnellyho čísle prúdenia normálnej komponenty v dlhom kanáli.

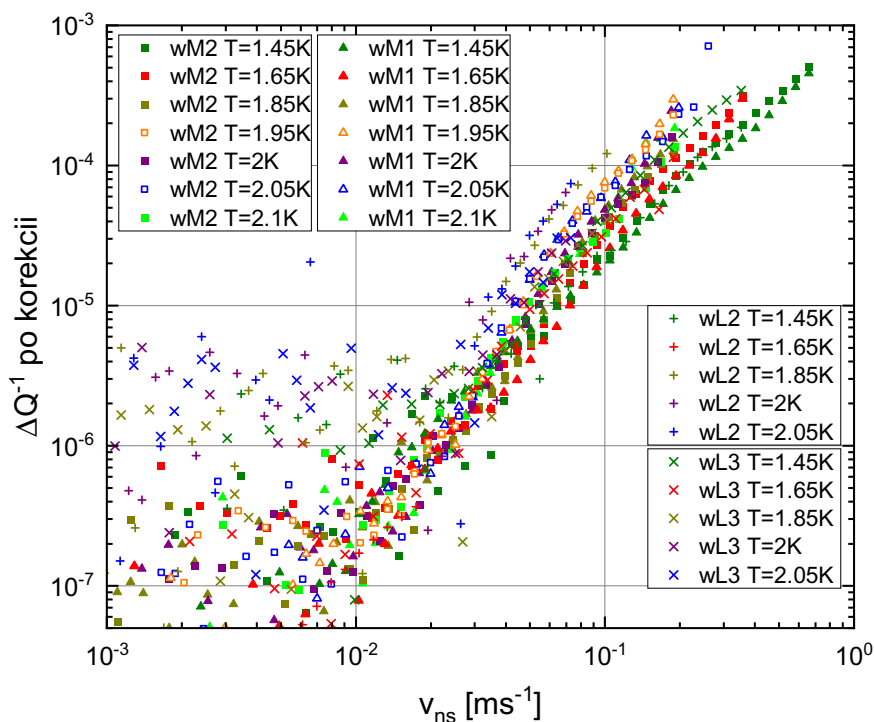
V grafe (4.6) môžeme ale vidieť, že pohyb mikrozónátorov sa pridane tlmí od hodnoty Donnellyho čísla z intervalu 500-2000, čo kvalitatívne sedí s prechodom normálnej zložky do turbulencie. Z toho usudzujeme, že nárast hustoty vírových čiar, na úroveň detegovateľnú mikrodrôtkami, mohol byť previazaný s nástupom turbulencie v normálnej zložke He II.

V dlhom kanáli (graf (4.7)) sa hodnota kritického Dn pohybuje v intervale 2000-5000. Vyššia hodnota kritického Donnellyho čísla pre dlhý kanál je ale opäť pravdepodobne spôsobená vyššou úrovňou šumu.

4.4 Nehomogenita turbulentného kľbka

V grafe (4.8) uvádzame závislosť pridaneho tlmenia oboch rezonátorov od rýchlosti protiprúdu v_{ns} v jednom grafe.

Experimentálne dáta ukazujú systematicky vyššiu úroveň pridaneho tlmenia rezonátorov v dlhom kanáli. To je pravdepodobne spôsobené tým, že sa predpokladá nehomogénne rozloženie vírov cez prierez kanála [14], s dvoma maximami hustoty vírových čiar v štvrtinách rozmeru kanála od stien a mierne nižšou hustotou v jeho strede. Kvôli odlišným rozmerom kanálov sú teda špičky mikrozónátorov v krátkom a dlhom kanáli v rôznej vzdialenosti od steny (pre dlhý kanál je to práve v okolí maxima). To poukazuje na schopnosť mikrozónátorov detegovať turbulenciu lokálne. V grafe (4.8) je tiež veľmi názorne



Obrázek 4.8: Závislosť pridaného tlmenia od v_{ns} pre merania z oboch kanálov. V dlhom kanáli boli uložené mikrorezonátory wL2 a wL3 a v krátkom boli mikrorezonátory wM1 a wM2.

ukázaný vyššie diskutovaný rozdiel úrovne šumu.

Na záver môžeme urobiť porovnanie meranej odozvy mikrorezonátorov wL2 a wL3, ktorých orientácia je na seba navzájom kolmá. V grafe (4.8) sa pridané tlmenia týchto rezonátorov výrazne systematicky neodlišujú. Z toho usudzujeme, že orientácia rezonátorov nehrá v ich funkčnosti rolu. Zároveň to opäť poukazuje na citlivosť týchto nových sond priamo na kvantované víry, ktoré v našom experimente vytvárajú v dobrom priblížení izotropné kľbko. V prípade interakcie s prúdom normálnej zložky by sme očakávali závislosť od vzájomnej orientácie.

Záver

Hlavným cieľom našej práce bolo vyrobiť a charakterizovať nový typ lokálneho detektora kvantovej turbulencie, vo forme mechanických rezonátorov mikróno-vých rozmerov. Navrhnuté sondy mali tvar polkruhovej slučky so vzdialenosťou nožičiek 3 mm, vyrobenej zo supravodivého NbTi drôtu o priemere 40 μm . Detekcia kvantovej turbulencie, vznikajúcej v externom prúde, prostredníctvom vyrobených oscilátorov funguje na základe merania zmeny ich hydrodynamickej odozvy. Konkrétne sme merali zmenu maximálnej amplitúdy a rezonančnej frekvencie mikrorezonátoru vystaveného tepelne generovanému protiprúdu zložiek He II.

Meranie odozvy mikrorezonátorov sme urobili pre 7 teplôt v intervale 1,45 K až 2,1 K. V dvoch vyrobených experimentálnych kanáloch sme postupne zvyšovali výkon dodávaný do tepelného ohrevu generujúceho protiprúd. To nám umožnilo namerať odozvu mikrorezonátorov v závislosti na rýchlosti protiprúdu v_{ns} , a teda aj na intenzite turbulencie vznikajúcej v tomto prúde. Samotná sonda ale musí byť budená v laminárnom režime obtekania.

Merané veličiny sme prepočítali na veličiny popisujúce hydrodynamické správanie mikrorezonátorov, pridané tlmenie a zmenu efektívnej hmotnosti, kvôli vhodnejšej interpretácii výsledkov. Pre prípad zmeny efektívnej hmotnosti oscilujúceho drátku sme pozorovali jej pokles so zvyšujúcou sa intenzitou turbulencie. Tento jav sme vysvetlili deformáciou či odtrhávaním časti medznej vrstvy hélia, pohybujúcej sa spolu s mikrorezonátorom, vplyvom turbulentného prúdenia. Pre oba skúmané parametre sme našli zhodnú kritickú rýchlosť protiprúdu, kde začíname pozorovať zmenu odozvy sondy a zhodné škálovanie v nadkritickom režime, približne s kvadrátom v_{ns} .

Použitím germániového teplomeru sme potvrdili vznik teplotného gradientu v kanáli pri tepelnom budení prúdenia. Ukázali sme, že príspevok pridaného tlmenia pochádzajúci z meranej zmeny teploty je minoritným faktorom k celkovej meranej zmene tlmenia pohybu rezonátora v externom prúde.

Hlavným záverom našej práce je využitie zaužíwanej detekčnej metódy tlmenia druhého zvuku k priamej kalibrácii zmeny odozvy mikrorezonátorov na merané množstvo kvantovaných vírov, vyjadrené veličinou hustota vírových čiar L . Podarilo sa nám určiť kritickú hodnotu $L_{\text{krit}} \approx 10^8 \text{ m}^{-2}$ detegovateľnú mikrorezonátormi. Veríme, že toto obmedzenie citlivosti, bude možné vylepšiť potlačením elektrického šumu či prípadným zmenšením rozmerov sond k nanometrickej hranici, využitím litografických procesov.

Analýzou nameraných dát proti L , ktoré vyjadruje intenzitu turbulencie v supratekutej zložke a proti Donnellyho číslu popisujúceho nestability v normálnej zložke sme ukázali pôvod meranej zmeny odozvy mikrodrôtikov v klbku kvantovaných vírov. Donnellyho číslo síce nepredstavuje vhodný škálovací parameter, ale jeho nájdené kritické hodnoty kvalitatívne sedia s prechodom normálnej zložky do turbulentného stavu. Domnievame sa teda, že táto nestabilita môže predsa len hrať rolu v iniciácii merateľného nárastu množstva kvantovaných vírov.

Metóda tlmenia druhého zvuku s L_{krit} na úrovni 10^7 m^{-2} je stále výrazne citlivejšou metódou pre určovanie hustoty vírových čiar. Veľkou výhodou našich zariadení je ale ich lokálny charakter, ktorý narozdiel od tlmenia druhého zvuku

umožňuje štúdium nehomogénnych turbulentných systémov v He II. Taktiež nie je viazaný na uzavreté experimentálne objemy, nutné pre splnenie dobrých rezonančných podmienok pre stojaté vlnenie druhého zvuku. Ďalším dôležitým krokom v charakterizácii vyrobených mikrorezonátorov je overenie dobrej reproducibility ich odozvy. Z nameraných a analyzovaných dát je ale zrejmé, že tieto nové sondy predstavujú model sľubného lokálneho detektora kvantovej turbulencie.

Zoznam použitej literatúry

- [1] Ladislav Skrbek a kol., Fyzika Nízkých Teplot. Matfyzpress, (2011). ISBN 978-80-7378-168-2.
- [2] E. L. Andronikashvili, Fiz. Zh. 10, 201 (1946).
- [3] V. P. Peshkov, Second Sound in Helium II. Soviet Physics JETP Vol. 11, No. 3 (1960).
- [4] E. Varga, M. J. Jackson, D. Schmoranzler, L. Skrbek, The Use of Second Sound in Investigations of Quantum Turbulence in He II. J. Low Temp. Phys., 197, issue 3-4, (2019).
- [5] R. P. Feynman, Application of Quantum Mechanics to Liquid Helium. Progress in Low Temperature Physics 1, (1955).
- [6] Landau, L.D. and Lifshitz, E. M. Fluid Mechanics. Second English Edition. Pergamon Press, (1987). ISBN 0-08-033932-8.
- [7] O. Reynolds, Phil. Trans. Royal Soc. London, 174, (1883)
- [8] S. B. Pope, Turbulent Flows. Cambridge University Press, (2000). ISBN 9780511840531.
- [9] V. Uruba, Turbulence. CVUT v Praze, Fakulta strojní, (2009).
- [10] R. D. Rusk, Master thesis: Large-Scale Oscillatory Stabilisation of the Boundary Layer, University of Canterbury, (2004).
- [11] C. F. Barenghi, R. J. Donnelly, W.F. Vinen (Eds.), Quantized Vortex Dynamics and Superfluid Turbulence. Springer, (2001). ISBN 978-3-540-45542-4.
- [12] E. Varga and L. Skrbek, Thermal counterflow of superfluid 4He: Temperature gradient in the bulk and in the vicinity of heater, Phys. Rev. B 100, 054518, (2019).
- [13] R. J. Donnelly, and C. F. Barenghi, The Observed Properties of Liquid Helium at the Saturated Vapor Pressure. J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 27, No. 6, (1998).
- [14] E. Varga, S. Babuin, L. Skrbek, Second-sound studies of coflow and counterflow of superfluid 4He in channels. Phys. Fluids 27, 065101, (2015).
- [15] D. Schmoranzler et al., Dynamical similarity and instabilities in high-Stokes-number oscillatory flows of superfluid helium, Phys. Rev. B 99, 054511, (2019).
- [16] S. Babuin, E. Varga, L. Skrbek, The Decay of Forced Turbulent Coflow of He II Past a Grid. J. Low Temp. Phys. 175:324–330, (2014).

- [17] S. Babuin, M. Stammeier, E. Varga, M. Rotter, L. Skrbek, Quantum turbulence of bellows-driven 4He superflow: Steady state. *Phys. Rev. B.* 86, 134515, (2012).
- [18] Martin James Jackson, *A Study of Quantum Turbulence in Superfluid 3He-B Using Vibrating Structures*. Lancaster University, (2011).
- [19] L. Skrbek a W. F. Vinen, The use of vibrating structures in the study of quantum turbulence. *Progress in Low Temp Phys.*, edited by M. Tsubota and W. P. Halperin (Elsevier, Amsterdam, 2009), Vol. XVI, Chap. 4.
- [20] R. Blaauwgeers et al., Quartz Tuning Fork: Thermometer, Pressure- and Viscometer for Helium Liquids, *JLTP*, Vol. 146, Nos. 5/6, (2007).
- [21] microsensor.com.ua
- [22] <https://www.mas.ncl.ac.uk/helium/>