

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta strojního inženýrství

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**VIZUALIZACE PROUDĚNÍ KRYOGENNÍHO HELIA
METODOU LASEROVĚ INDUKOVANÉ FLUORESCENCE**

VISUALIZATION OF CRYOGENIC HELIUM FLOW USING OF LASER-INDUCED-FLUORESCENCE

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Jakub Drahotský

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Pavel Urban, Ph.D.

BRNO 2016



Tato bakalářská práce byla vypracována na
Ústavu přístrojové techniky AV ČR, v.v.i.

Vedoucí práce:

Ing. Pavel Urban, Ph.D.

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Student: **Jakub Drahotský**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **Ing. Pavel Urban, Ph.D.**
Akademický rok: 2015/16

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

Vizualizace proudění kryogenního helia metodou laserově indukované fluorescence

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Metoda laserově-indukované fluorescence (LIF) pro vizualizaci proudění kryogenního helia (4He) zobrazením metastabilních $\text{He}2^*$ molekul představuje slibný nástroj pro studium klasické a kvantové turbulence. Výhodou metody je možnost přímého sledování proudící tekutiny na základě zobrazení značkovacích molekul ($\text{He}2^*$ molekuly), vytvořených v tekutině ionizací helia, bez nutnosti použití „cizích“ značkovacích částic. Proudění je vizualizováno detekcí laserově indukovaného fluorescenčního záření značkovacích $\text{He}2^*$ molekul (640 nm). Metoda již byla úspěšně použita autory Guo a kol. [Phys. Rev. Lett. 105, 045301, (2010)] při studiu turbulence v tepelně generovaném protiproudu normální a supratekuté složky v supratekuté kapalině 4He . Hlavní náplň bakalářské práce spočívá v provedení rešeršní studie pro ověření použitelnosti metody pro vizualizaci turbulentní Rayleighovy-Bénardovy konvekce v kryogenním plynném 4He ($\sim 5\text{ K}$). Téma bude řešeno ve spolupráci s Ústavem přístrojové techniky AV ČR, v.v.i. v Brně (ÚPT) v laboratořích skupiny Kryogeniky a supravodivosti a Optických mikromanipulačních technik.

Cíle bakalářské práce:

Rešeršní studie na téma vizualizace proudění kapalného a plynného kryogenního 4He metodou laserově-indukované fluorescence metastabilních $\text{He}2^*$ molekul.

Vyhodnocení použitelnosti metody pro vizualizaci turbulentní Rayleighovy-Bénardovy konvekce v kryogenním plynném 4He ($\sim 5\text{ K}$).

Vyhodnocení možností realizace metody s využitím přístrojové infrastruktury v ÚPT.

ABSTRAKT

Práce vyhodnocuje použitelnost metody laserově indukované fluorescence (LIF) pro zobrazení proudění kryogenního helia při experimentálním studiu Rayleighovy-Bénardovy konvekce, které probíhá v Ústavu přístrojové techniky (ÚPT) v Brně v laboratořích Skupiny kryogeniky a supravodivosti. Jako trasovací částice jsou uvažovány metastabilní molekuly He_2^* , které jsou vytvořeny ionizací helia pulzem femtosekundového laseru a následně excitovány lasery vhodných vlnových délek pro vyvolání fluorescence. Na základě provedené rešeršní studie jsem vyhodnotil použitelnost stávající laserové techniky v ÚPT za nedostatečnou. Závěr práce obsahuje soupis laserové techniky a dalších přístrojů, které jsou nezbytné pro adaptaci metody LIF v experimentech v ÚPT.

KLÍČOVÁ SLOVA

laserově indukovaná fluorescence, Rayleighova-Bénardova konvekce, kryogenní hélium, metastabilní excimerové molekuly helia, laserová ionizace helia

ABSTRACT

This work evaluates the laser induced fluorescence method (LIF) for the visualization of the cryogenic helium flows for experimental study of the Rayleigh-Bénard convection at the Institute of Scientific Instruments (ISI) in Brno in the labs of Cryogenics and Superconductivity group. As the tracer particles, we considered the metastable molecules He_2^* , that are created by the ionization of helium with the femtosecond laser pulse and then they are excited by the lasers with appropriate wavelengths for the invocation of the fluorescence. On the basis of the research study, I have evaluated the current laser equipment at the ISI as insufficient for the experiment realization. At the end of this work, there is a list of a laser technique and other devices which are necessary for the adaptation of the LIF method in the experiments at ISI.

KEYWORDS

laser-induced fluorescence, Rayleigh-Bénard convection, cryogenic helium, metastable excimer helium molecules, laser ionization of helium

DRAHOTSKÝ, Jakub *Vizualizace proudění kryogenního helia metodou laserově indukované fluorescence*: bakalářská práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, 2016. 57 s. Vedoucí práce Ing. Pavel Urban, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Vizualizace proudění kryogenního helia metodou laserově indukované fluorescence“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

Brno

.....

(podpis autora)

Poděkování

Děkuji Ing. Pavlu Urbanovi, Ph.D. za možnost účastnit se práce na zajímavém experimentu, a zvláště pak za trpělivé vedení při tvorbě mé bakalářské práce. Dále pak děkuji Mgr. Michalu Macekovi, Ph.D. za dlouhé debaty nad teoretickými problémy a výpočty a za pomoc při opravě mé bakalářské práce. Ing. Janu Ježkovi, Ph.D. a Ing. Petru Jáklovi, Ph.D., děkuji za provedení experimentů, které ověřily použitelnost optických vláken v našem výzkumu. Mojí rodině za psychickou i finanční pomoc při studiu.

Jakub Drahotský

OBSAH

Úvod	19
1 Motivace: studium Rayleighovy-Bénardovy konvekce	21
1.1 Kryogenní helium v dynamice tekutin	24
1.2 Vznik a vlastnosti He_2^* molekul	25
2 Vizualizační metoda pro RBC	29
2.1 Protiproud normální a supratekuté složky	29
2.2 Ionizace	29
2.2.1 Beta zářič	30
2.2.2 Wolframový hrot	31
2.2.3 Laser	33
2.2.4 Porovnání dostupných laserů	37
2.3 Excitace	37
2.4 Zobrazení	40
2.4.1 Filtry	40
2.4.2 Fotonásobič	40
2.4.3 ICCD kamera	40
2.5 Aparatury v předešlých experimentech	41
2.6 Úpravy pro plynné ^4He	43
3 Vlastní návrh experimentu	45
3.1 Aparatura na ÚPT	45
3.2 Řešení pomocí optických vláken	45
3.3 Vybavení	49
4 Závěr	51
Literatura	53
Seznam symbolů, veličin a zkratk	57

SEZNAM OBRÁZKŮ

1.1	Model RBC konvekce	21
1.2	Znázornění struktury RBC	23
1.3	Fázový diagram ${}^4\text{He}$	24
1.4	Porovnání energetických struktur atomu He, singletu He_2^* a tripletu He_2^* .	26
1.5	Detailní energetická struktura He_2^* tripletu	26
2.1	Studium charakteru proudění normální složky v protiproudu normální a supratekuté složky v LHe II.	30
2.2	Schéma základního experimentu při kterém byl použit beta zářič	31
2.3	Schématický diagram experimentu při kterém byl použit wolframový hrot	32
2.4	Schéma uspořádání experimentu s ionizačním laserem	33
2.5	Fluorescenční obraz He_2^* molekul	34
2.6	Diagram znázorňující potřebné intenzity pro 4-fotonovou, 11-fotonovou a 22-fotonovou ionizaci	36
2.7	Graf znázorňující počet iontů He^+ a He^{2+} jako funkci intenzity laseru . .	36
2.8	Detekční schéma	39
2.9	Schéma heliového láznového kryostatu pro kryogenní experimenty	42
3.1	Obrázek aparatury pro měření RBC v ÚPT.	46
3.2	Schéma konvekční cely pro studium RBC v ÚPT.	47
3.3	Intenzita světla prošlá optickým vláknem během ozařování deuteriovou lampou	48
3.4	Utlumení světelné intenzity v různých druzích vlákna při ponoření do ka- palného dusíku	48
4.1	Zobrazení molekul He_2^* metodou LIF.	52

SEZNAM TABULEK

1.1	Typická Ra a Re čísla pro různé přírodní systémy	23
2.1	Porovnání hustot molekul vytvořených pomocí rozdílných ionizačních metod	34
2.2	Porovnání charakteristik laserů v již provedených experimentech s lasery dostupnými v ÚPT AV ČR	38

ÚVOD

Tato práce se zabývá vizualizační metodou pro studium turbulentní Rayleighovy-Bénardovy konvekce (RBC). Výzkum na toto téma probíhá v Ústavu přístrojové techniky (ÚPT) Akademie věd ČR v Brně.

V roce 2005 publikoval McKinsey *a kol.* článek o laserově indukované fluorescenci (LIF), jako o ideální metodě pro zobrazování proudění helia za kryogenních teplot [19]. Původním účelem metody je studium tepelně generované kvantované turbulence v protiproudu normální a supratekuté složky kapalného hélia, tato práce se však zabývá jejím využitím pro zobrazování proudění v RBC. Metoda je založena na fluorescenci metastabilních excimerových molekul helia He_2^* , které jsou unášeny proudící kapalinou. Molekuly, které slouží jako značkovací částice, jsou vytvářeny přímo v pracovní tekutině ionizací hélia za kryogenních teplot. Optickou vizualizací lze pozorovat jejich pohyb v proudícím He.

V práci jsem popsal různé způsoby, kterými je možné hélium za teploty menší než 5 K ionizovat a porovnal jsem hustoty molekul, kterých je možné jednotlivými způsoby dosáhnout.

Po vytvoření molekul je nutné je zobrazit. K tomu slouží metoda LIF. Ve všech experimentech popsaných v práci bylo využito fluorescence vybuze­né dvoufotonovou excitací pomocí laseru.

Jedním z cílů práce je porovnat přístrojovou infrastrukturu použitou v popsáných experimentech a tu dostupnou na ÚPT a zjistit tak, zda je možné metodu LIF pro zobrazení proudění v RBC v současné době na ÚPT použít.

Tato práce byla vypracována v Ústavu přístrojové techniky AV ČR, v. v. i. za finanční podpory z projektu GAČR 203/14/02005S.

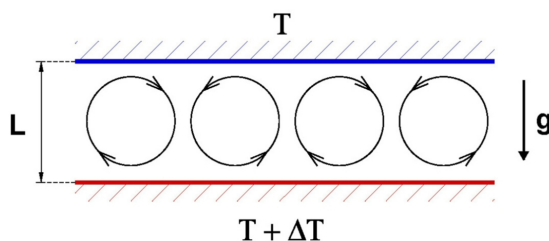
1 MOTIVACE: STUDIUM RAYLEIGHOVY-BÉNARDOVY KONVEKCE

Přirozená konvekce je jev, který se děje v systému se zdrojem tepla za působení gravitačního pole. Tekutině obklopující zdroj je dodáváno teplo a snižuje se její hustota. Vztakovou silou je pak látka tlačena směrem vzhůru a její místo obsazuje studenější část tekutiny s větší hustotou. Po ochlazení teplejší části, která byla od zdroje vytlačena, se celý proces opakuje. V přírodě se s takovýmto systémem setkáváme například při proudění zemské atmosféry, mořských proudů, rotaci jádra Země nebo konvekci na Slunci. V technické praxi se tento jev využívá například při chlazení elektroniky bez použití ventilátorů. Jak už vyplývá z jejího principu, přirozená konvekce nenastane bez přítomnosti gravitačního pole. Na Mezinárodní vesmírné stanici se proto ke chlazení elektroniky musí využít jiných mechanismů.

Protože přirozená konvekce je velmi komplexní jev, byl navržen zidealizovaný model tzv. Rayleighova-Bénardova konvekce (RBC¹), která ponechává systému co nejmenší množství volných parametrů.

RBC je model, v němž se tekutina nachází mezi dvěma paralelními horizontálně položenými deskami s konstantní teplotou a nekonečným rozměrem, ve vzájemné vzdálenosti L (obr. 1.1). Spodní deska slouží jako topení a horní deska tekutinu naopak ochlazuje. Protože jsou obě teploty konstantní, vzniklý rozdíl je možné označit jako ΔT . Celý systém se nachází v gravitačním poli. Klíčovou otázkou, kterou se RBC zabývá, je množství a způsob přenosu tepla od teplejší desky ke studenější desce.

Výhoda tohoto modelu je zejména v možnosti ho popsat dvěma bezrozměrnými podobnostními čísly, které ho plně charakterizují. Tyto charakteristiky jsou ovšem odvozeny v tzv. „Boussinesqově aproximaci“, která zanedbává všechny teplotní změny vlastností tekutiny v rámci systému, kromě hustoty, kde se předpokládá lineární závislost na teplotě. Experimentálně bylo ukázáno, že pro mnoho přírodních jevů, ve kterých nejsou příliš velké teplotní rozdíly, je tato aproximace velmi přesná.



Obr. 1.1: Model RBC konvekce. Převzato z [26].

Dvě bezrozměrná podobnostní čísla, která plně charakterizují RBC jsou:

¹zkratka pochází z anglického názvu - Rayleigh-Bénard convection

Rayleighovo číslo Ra , definované jako

$$Ra = \frac{\alpha \cdot g \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu \cdot \kappa}, \quad (1.1)$$

kde α značí součinitel teplotní roztažnosti, g tíhové zrychlení, ΔT teplotní rozdíl obou desek, L charakteristický rozměr soustavy, ν součinitel kinematické viskozity, κ součinitel teplotní vodivosti.

Rayleighovo číslo je kritérium pro rozvoj konvekčních nestabilit. Pro systém s nekonečně velkým horizontálním rozměrem byla odvozena kritická hodnota Ra čísla $Ra_c = 1708$.

Prandtlovo číslo Pr definované jako

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}. \quad (1.2)$$

Prandtlovo číslo je parametr, který charakterizuje vlastnosti tekutiny (pro plyny $Pr \sim 0,7$, pro vodu $Pr \sim 5$).

V laboratorním experimentu je tekutina omezená bočními stěnami. Geometrie je charakterizovaná **geometrickým parametrem** Γ definovaným jako

$$\Gamma = \frac{D}{H}, \quad (1.3)$$

kde v případě válcové nádoby je D její průměr a H její výška.

Strukturu proudění v RBC charakterizuje **Reynoldsovo číslo** Re definované jako

$$Re = \frac{\mathbf{v}d}{\nu}, \quad (1.4)$$

kde $\mathbf{v}$ je rychlost proudění tekutiny a d je charakteristický rozměr systému. Reynoldsovo číslo je kritérium pro přechod proudění z laminárního do turbulentního režimu ($Re_c \sim 10^6$).

Efektivitu přenosu tepla charakterizuje **Nusseltovo číslo** Nu definované jako

$$Nu = \frac{\dot{Q}}{Q_\lambda} = \frac{\dot{Q}}{\frac{S\lambda\Delta T}{L}}, \quad (1.5)$$

kde $\dot{Q}$ je teplo přenesené systémem za pomoci konvekce, Q_λ je teplo přenesené systémem za pomoci kondukce (látka se v systému nepohybuje), S je plocha desky, λ součinitel teplotní vodivosti, L je vzdálenost desek a ΔT je rozdíl teplot mezi horní a spodní deskou.

V praxi se tři z těchto parametrů Ra , Pr , Γ nastaví experimentálními podmínkami a sleduje se odezva Re , Nu . Díky těmto charakteristikám modelu můžeme připodobnit konvekci provedenou v relativně kompaktní laboratorní aparatuře konvekčním probíhajícím ve velkém měřítku, např. v atmosféře, oceánech a Slunci, viz tab. 1.1. Také díky nim můžeme porovnávat výsledky z různých laboratoří nebo numerických výpočtů s teoriemi.

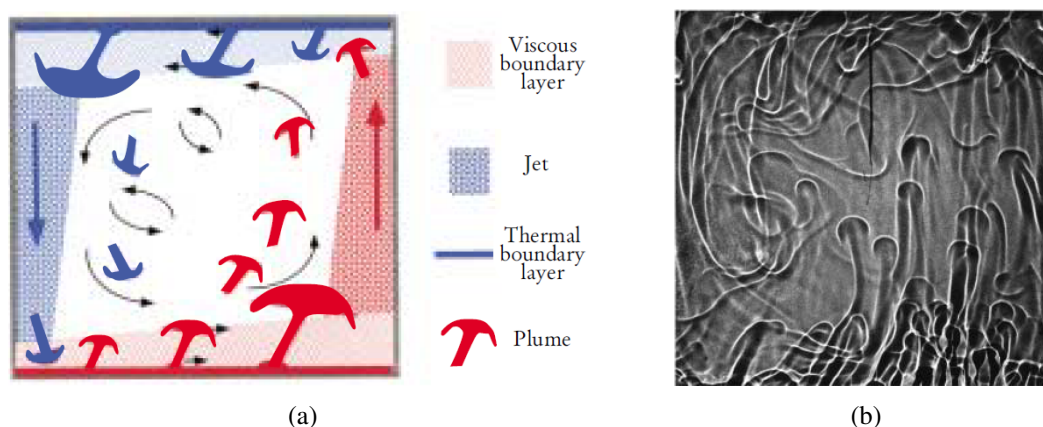
	Ra	Re
laboratorní výzkum	$< 10^{17}$	10^6
atmosféra	10^{17}	10^9
oceán	10^{20}	10^{19}
Slunce	10^{30}	10^{13}

Tab. 1.1: Typická Ra a Re čísla pro různé přírodní systémy. Hodnoty převzaty z [5], [20] a [24].

Na ÚPT je momentálně prováděn výzkum turbulence v kryogenním (5.2 K, 227 kPa) He za velmi vysokých hodnot Ra čísla (až do řádu 10^{15}).

Schématické znázornění struktury a reálný pohyb turbulentní RBC je na obr. 1.2. Červené oblasti odpovídají místům s teplejší tekutinou, modré odpovídají místům se studnější tekutinou. Šipky ukazují směr proudění. U stěn, podél kterých tekutina proudí, se nachází tzv. „viskozní mezní vrstvy“. V nich jsou částice zpomalovány a mohou mít u stěny až nulovou rychlost. Na ohřívací a chladicí desce se nachází tzv. „teplotní mezní vrstvy“. Obě mezní vrstvy jsou vytvořeny viskozním třením v hlavním proudu. Uprostřed experimentální oblasti je hlavní proud (tzv. „vitr“), který cirkuluje podél naznačených šipek. V něm se nacházejí útvary ohraničující oblasti konstantní teploty, tzv. „plumes“.

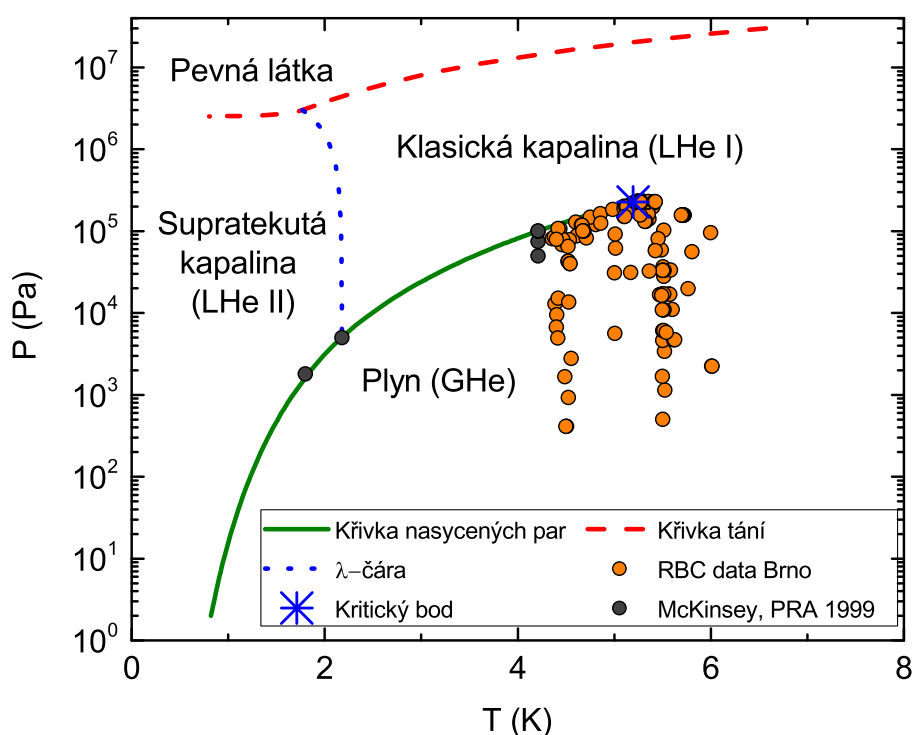
Vědecká komunita zabývající se RBC v současnosti netrpělivě očekává potvrzení existence tzv. „Kraichnanova mezního režimu turbulentní RBC“, který by umožnil extrapolovat experimentálně získané závislosti (např. $Nu(Ra)$, $Re(Ra)$) do vysokých řádů Ra čísla a v laboratoři tak modelovat proudění, která nastávají ve velkých rozměrech (zemská atmosféra, oceán, Slunce apod.).



Obr. 1.2: a) Schématické znázornění struktury turbulentní RBC. Převzato z [14]. b) Turbulentní pohyb glycerolu v RBC experimentu. $Ra \sim 10^8$, $Pr \sim 10^3$. Bílé čáry jsou oblasti s velkým teplotním gradientem. Převzato z [28].

1.1 Kryogenní helium v dynamice tekutin

Fázový digram ^4He je na obr. 1.3. Z něho je vidět, že hélium nemá trojný bod. Neexistuje tedy rovnovážný stav mezi tuhou, kapalnou a plynnou fází. Kapalná fáze ^4He má normální bod varu 4,125 K a při atmosférickém tlaku zůstává kapalná až do absolutní nuly. Pevného skupenství lze dosáhnout zvýšením tlaku za dostatečně nízké teploty.



Obr. 1.3: Fázový diagram ^4He . Oranžová kolečka představují body, ve kterých byla reprezentována RBC a současně vymezují oblast využití LIF. První dvě šedá kolečka zleva reprezentují stav, kde bylo studované proudění supratekutého helia (LHe II) [18]. Modrý křížek označuje kritický bod helia.

V kapalném héliu nastává při tlaku nasycených par 5,036 kPa a teplotě 2,172 K náhlý fázový přechod do nového stavu s odlišnými vlastnostmi. Ve fázovém diagramu je tento přechod vyznačen jako λ -čára. Vpravo od této čáry ($T > 2,17$ K) je kapalná ^4He značeno LHe I a chová se jako klasická kapalina. Vlevo od λ -čáry ($T < 2,17$ K) je značeno LHe II. Tato forma kapalného helia se chová jako kvantová kapalina a přechází do tzv. „supratekutého stavu“.

Vlastnosti plynného a kapalného helia (zejména velmi malá kinematická viskozita) umožňují v laboratorních podmínkách dosahovat velmi širokého rozsahu a extrémně vy-

sokých řádů Ra a Re čísel, které by s jinou látkou nebyly dosažitelné. Helium v supratekutém stavu dovoluje naopak zkoumat tzv. „protiproud normální a supratekuté složky“, o kterém se zmíním dále.

1.2 Vznik a vlastnosti He_2^* molekul

Molekuly He_2^* slouží v našem experimentu jako značkovací částice. Popíšu zde proto krátce jejich vlastnosti a způsoby tvorby.

Procesy pro vznik He_2^* molekul jsou v kryogenním héliu dva. Aby mohly proběhnout, je ovšem nejdříve potřeba helium ionizovat, vznikají tak totiž reaktanty obou procesů.

1. proces

Po ionizaci atomů ^4He vznikají:

- Kladné ionty He^+ formující He_2^+ a následně He_3^+ iont s poloměrem $6 - 8 \text{ \AA}$ [21].
- Záporné ionty e^- , které tvoří bublinky o poloměru $12 - 19 \text{ \AA}$ [21], v nichž je lokalizovaný volný elektron.

Rekombinací záporného iontu s kladným iontem vzniká excitovaná molekula He_2^* , viz rovnice 1.6.



2. proces

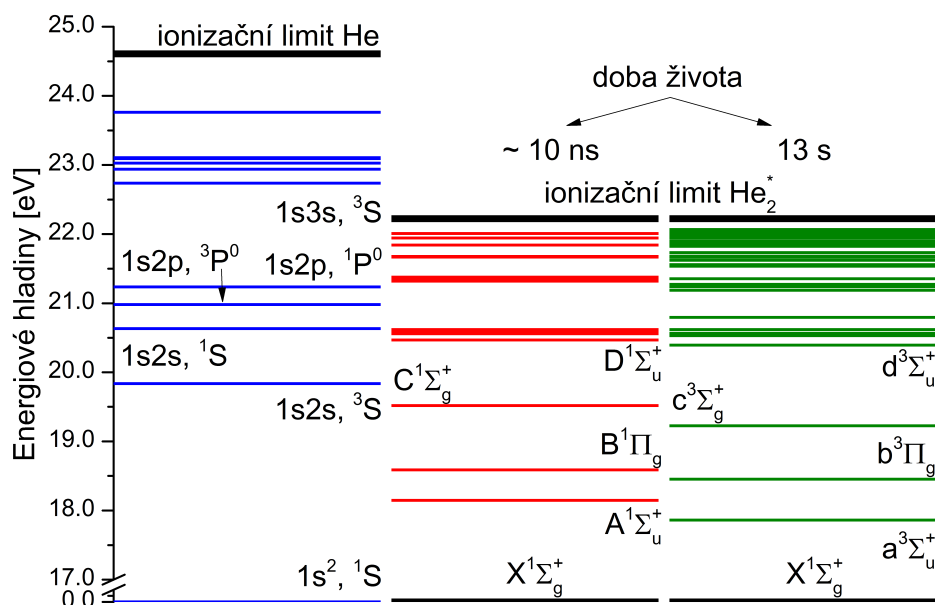
Po ionizaci lze ovšem také najít atomy nacházející se ve stavech $\text{He}(2^1\text{S})$ a $\text{He}(2^3\text{S})$. $\text{He}(2^1\text{S})$ stav heliového atomu reaguje s okolními atomy a vytváří molekulu $\text{He}_2(A^1\Sigma_u^+)^2$ v singletovém stavu. $\text{He}(2^3\text{S})$ stav heliového atomu po reakci s okolními atomy vytváří molekulu $\text{He}_2(a^3\Sigma_u^+)$ v tripletovém stavu. Oba tyto procesy lze shrnout rovnicí 1.7.



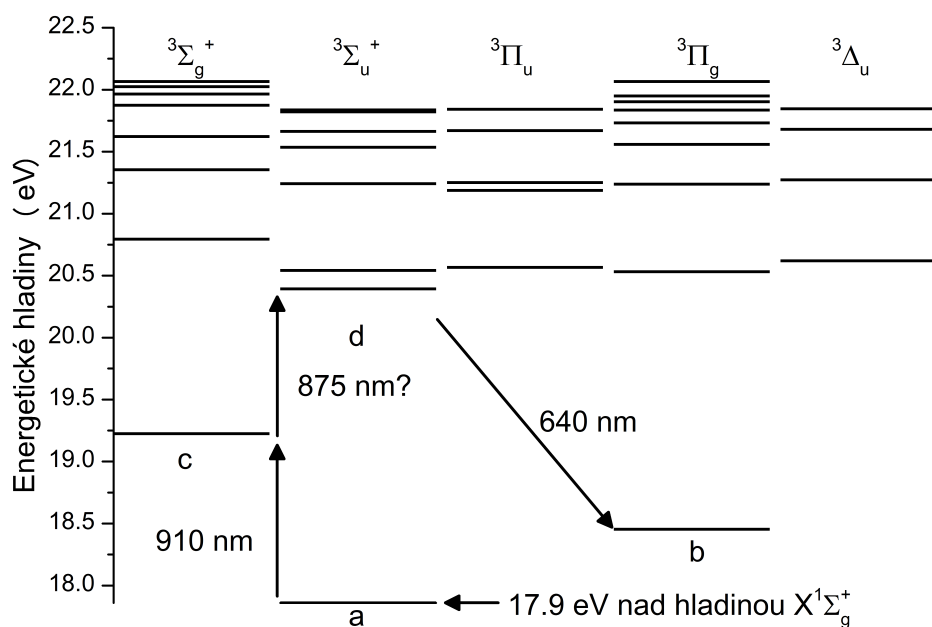
Oba procesy 1.6, 1.7 tedy vytvářejí molekulu He_2^* buď v singletovém nebo v tripletovém stavu. Molekula v singletovém stavu, dále nazývaná singletová molekula, po vytvoření okamžitě (řádově v době nanosekund) fluoreskuje a disociuje se na dva volné atomy. Molekula v tripletovém stavu, dále nazývaná tripletová molekula, má dlouhou dobu života, protože přechod ze stavu $a^3\Sigma_u^+$ do základního stavu molekuly $X^1\Sigma_g^+$ (obr. 1.4) vyžaduje změnu spinu, která je zakázána.

Z historických důvodů se podobné přechody mezi hladinami (spontánní emise fotonu) s dlouhou dobou života nazývají fosforescence (nastává u tripletové molekuly).

²symboly, pomocí nichž se značí elektronové stavy molekuly jsou popsány například v [2]



Obr. 1.4: Porovnání energetických struktur atomu He, singletu He₂⁺ a tripletu He₂⁺. Hodnoty jsem převzal z [11].



Obr. 1.5: Detailní energetická struktura He₂⁺ tripletu. Hodnoty jsem převzal z [11].

Naproti tomu se spontánní emise, které probíhají rychle, tj. v řádu nanosekund, nazývají fluorescence (nastává u singletové molekuly).

Molekuly He_2^* tedy na konci svého života vyzařují fotony, pomocí nichž lze odhadnout počet vytvořených molekul. Protože však vlnová délka těchto fotonů, jak u singletu, tak u tripletu leží v ultrafialové oblasti (~ 60 nm) je velmi těžké je detegovat.

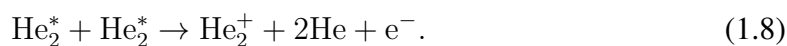
Molekuly He_2^* jsou výjimečné zejména díky metastabilnímu tripletovému stavu $a^3\Sigma_u^+$. Chabalowski *a kol.* spočítal dobu života tohoto stavu ve vakuu jako 18 s [12]. V supratekutém heliu ji experimentálně změřil McKinsey *a kol.* jako 13 ± 2 s [18].

Díky spektroskopickým studiím v plynném a kapalném heliu bylo zjištěno, že molekuly $\text{He}_2(a^3\Sigma_u^+)$ se nalézají v mikroskopických bublinkách, jejichž poloměr je okolo 1 nm [3]. Volný prostor - bublinky nacházející se okolo tripletových molekul (tzv. „Rydbergovské molekuly“) jsou příčina velmi podobných spektroskopických vlastností v kapalině a plynu.

Obrázek 1.4 znázorňuje porovnání energetických spekter atomu, excimerové singletové molekuly a excimerové tripletové molekuly. Je z něho například vidět, že základní hladina excimerové tripletové molekuly $a^3\Sigma_u^+$ má nižší energii, než základní hladina excimerové singletové molekuly $A^1\Sigma_u^+$. To je jeden z důvodů tak dlouhé doby života tripletové molekuly. Dále je z tohoto obrázku vidět, že základní hladina molekuly $X^1\Sigma_g^+$ má zanedbatelnou energii, protože je jen velmi slabě vázaná Van der Waalovskými silami. Proto slovo excimerová v textu většinou vynechávám a za základní považuji hladiny $A^1\Sigma_u^+$ a $a^3\Sigma_u^+$.

Na obrázku 1.5 je energetické rozložení hladin tripletové molekuly He_2^* spolu s detekčním schématem, které podrobněji zmíním v kapitole 2.3. Pomocí hodnot, z nichž jsem obrázek vytvořil, se dají vypočítat přibližné vlnové délky, které odpovídají jednotlivým přechodům v molekule.

Charakteristické energie He_2^* jsou okolo 18 eV (viz obr. 1.4 a 1.5). Přestože první ionizační energie atomu He je 24.6 eV, ionizační limit tripletové molekuly He_2^* je pouze 4.3 eV [11], takže může být lehce ionizována. Koncentrace tripletových molekul v systému je tak limitovaná procesem zvaným **Penningova ionizace**. Pokud se srazí dvě molekuly ve stavu $a^3\Sigma_u^+$ přeměňují se dle schématu:



2 VIZUALIZAČNÍ METODA PRO RBC

V roce 2005 navrhla skupina prof. McKinsey jako ideální zobrazovací metodu pro studium proudění supratekutého helia (LHe II) laserově indukovanou fluorescenci (LIF) metastabilních molekul helia [19]. Tato metoda umožnila zobrazovat reálný pohyb helia v protiproudu normální a supratekuté složky kapalného helia [17]. My bychom tuto metodu chtěli využít pro zobrazování proudění v plynném heliu, které se používá jako pracovní látka v RBC experimentu v ÚPT (viz fázový diagram v obr. 1.3). Proto nejdříve popíšu již publikované experimenty s vizualizací v LHe II. Na konci kapitoly krátce popíši základní aspekty vizualizační metody při adaptaci pro kryogenní GHe.

2.1 Protiproud normální a supratekuté složky

Celý experiment představuje obdobu RBC, probíhá ovšem za nižších teplot (pod 2,17 K, obr. 1.3) v oblasti supratekuté LHe II kapaliny a nepotřebuje ke svému fungování gravitační pole. Stejně jako v RBC je jedna podstava ohřívána a druhá chlazená. Pohyb v proudovém kanálu se ovšem popisuje pomocí tzv. dvousložkového modelu. Supratekutá složka nenese entropii, teplo tedy musí být odváděno normální složkou. Dle modelu je teplo zužitkováno na přeměnu supratekuté složky na normální složku.

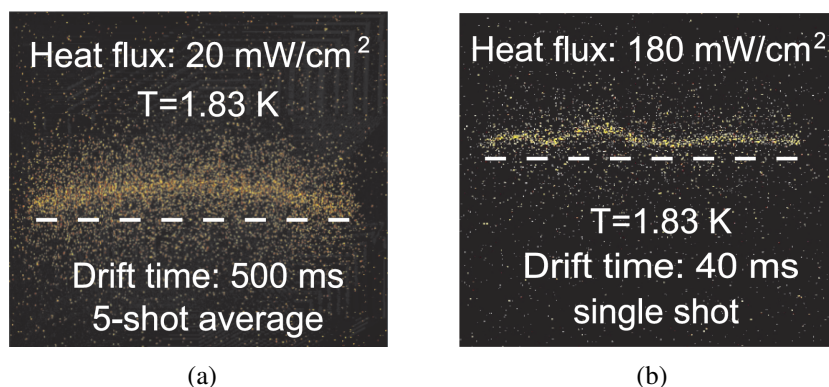
Pokud je zatopeno ve slepém konci proudového kanálu, jehož druhý konec je spojen s lázní LHe II, vytvoří se protiproud supratekuté a normální složky. Na obr. 2.1 je zobrazen tvar linie molekul, pomocí metody LIF v LHe II, po 500 ms pro laminární proudění normální složky a po 40 ms pro turbulentní proudění normální složky. Použití metody LIF vedlo k experimentálnímu potvrzení teoreticky předpovězeného turbulentního chování normální složky při určitých rychlostech [8].

Princip vizualizace pomocí metody LIF a metastabilních molekul He_2^* může být shrnut do několika bodů:

1. Ionizace atomů helia.
2. Excitace molekul $\text{He}_2(a^3\Sigma_u^+)$.
3. Detekce fluorescence při přechodu z excitovaného stavu zpět do základního stavu $\text{He}_2(a^3\Sigma_u^+)$.

2.2 Ionizace

Ionizační energie atomu He je 24,6 eV [11]. Nejdříve je tedy potřeba najít vhodný externí zdroj, který může heliové atomy v kryogenní cele ionizovat.



Obr. 2.1: Studium charakteru proudění normální složky v protiproudu normální a supra-tekuté složky v LHe II. a) Laminární proudění v protiproudu při malém tepelném toku. Za teploty 1,83 K, tepelného toku 20 mW/cm^2 , době proudění 500 ms, průměr z 5 obrazů. b) Turbulentní proudění při velkém tepelném toku. Za teploty 1,83 K, tepelného toku 180 mW/cm^2 , době proudění 40 ms. Převzato z [7].

Ionizace helia je možná například pomocí:

- radioaktivního zdroje
 - alfa
 - beta
- wolframového hrotu - autoemise elektronů
- laserové radiace

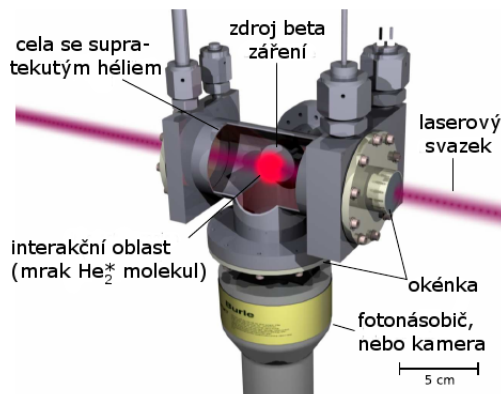
Nejpoužívanějšími zdroji jsou beta zářič, wolframový hrot a laser. Vybrané experimenty, při nichž byly využity, budou popsány podrobněji v dalším textu. α částice byly použity zejména pro základní výzkum.

2.2.1 Beta zářič

Použití radioaktivního beta zářiče jako zdroje k ionizaci helia je podrobně popsáno v disertační práci, kterou na Yale University vytvořil Wade Rellergert [23].

Obrázek 2.2 znázorňuje základní schéma jednoho z experimentů provedených v jeho práci. Beta zářič je nanesen na kovový disk a umístěn do obruby na straně cely uprostřed interakční oblasti. Cela byla válcového tvaru s délkou přibližně 10 cm a průměrem 5 cm. Pulz excitačního laseru poté může projít skrz safírové okénko a vybudit fluorescenci. Ta je detekována pomocí fotonásobiče nebo kamery ze strany kolmé k cestě laserového svazku.

1 MeV β částice poskytne svoji energii v jednotkách centimetrů od zdroje, je to tedy pravděpodobně jedna z nejjednodušších metod pro ionizaci helia. Dále ukázal Adams ve své disertační práci [1], že pro tvorbu molekul se využije přibližně 50 % celkové ener-



Obr. 2.2: Schéma základního experimentu při kterém byl použit beta zářič, a který ve své disertační práci popisuje Wade Rellergert. Převzato z [23].

gie elektronů z beta zářiče a z 1 MeV ionizační události v supratekutém heliu je vytvořeno přibližně 19000 molekul ve stavu $A^1\Sigma_u^+$ a 13000 molekul ve stavu $a^3\Sigma_u^+$ (viz obr. 1.4).

Zdroj v Rellergertově práci vyzařoval β částice s energií 364 keV s pravděpodobností 30 % a jeho aktivita při pořízení byla $10 \mu\text{Ci}$. Je tedy možné spočítat počet vytvořených tripletových molekul jako

$$10[\mu\text{Ci}] \cdot 3,7 \cdot 10^4 \left[\frac{\text{rozpadu}}{\text{s} \cdot \mu\text{Ci}} \right] \cdot 0,3 \left[\frac{\beta}{\text{rozpadu}} \right] \cdot 0,364 \left[\frac{\text{MeV}}{\beta} \right] \cdot 13000 \left[\frac{\text{molekul}}{\text{MeV}} \right] = 5,3 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{molekul}}{\text{s}} \right]. \quad (2.1)$$

Druhý člen v rovnici odpovídá definici jednotky Curie ($1 \mu\text{Ci} = 3,7 \cdot 10^{10}$ rozpadu/s) a pátý člen popisuje průměrný počet tripletových molekul vytvořených 1 MeV událostí v heliu [23].

Vytvořená hustota molekul ρ_β lze určit, pokud vezmeme v úvahu 1,2 cm [23] dlouhou trajektorii β částic (poté už nemají dostatečnou energii) a dobu života molekuly 13 s, jako

$$\rho_\beta = \frac{13[\text{s}] \cdot 5,3 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{molekul}}{\text{s}} \right]}{\frac{4}{3}\pi 1,2^3[\text{cm}^3]} \cong 1 \cdot 10^9 \left[\frac{\text{molekul}}{\text{cm}^3} \right]. \quad (2.2)$$

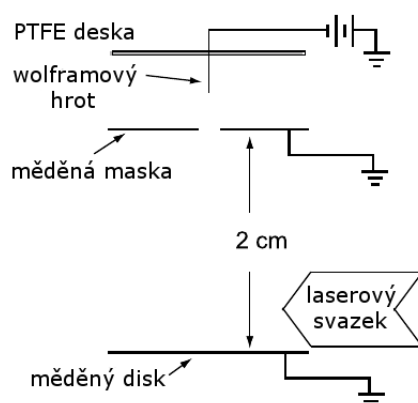
Tento druh ionizace kapalného helia je zřejmě technicky nejjednodušší, nicméně vystávají zejména legislativní problémy ohledně práce s radioaktivní látkou a špatná dostupnost radioaktivních ionizačních zdrojů.

2.2.2 Wolframový hrot

Wolframový hrot použil ve své práci prof. Wei Guo *a kol.* [10]. Schématický diagram experimentu je zobrazen na obr. 2.3. Uzemněný měděný disk s otvorem uprostřed byl umístěn ve vzdálenosti 3 mm od hrotu ostrého wolframového vlákna. Otvor uprostřed desky sloužil

jako filtr, který umožnil projít jen neutrálním částicím směrem k další uzemněné měděné desce, která byla umístěna 2 cm pod předchozí, tentokrát už bez otvoru. Celé zařízení bylo v centru kryogenní heliové cely s objemem 250 cm³.

Elektrony jsou emitovány, pokud na wolframový hrot přivedeme negativní napětí s dostatečně velkou amplitudou ($\sim 500 \text{ V}^1$). Elektrony se poté mohou autoemisí dostat z hrotu do okolního prostředí, kde ionizují atomy helia, a vytváří tak molekuly s rychlostí 10^9 molekul/s (za $T \sim 2 \text{ K}$ a normálního tlaku) [10]. Měděná deska je uzemněná. Elektrony se proto pohybují směrem od hrotu k desce pod vlivem vytvořeného elektrického pole a neustále tlačí na normální složku kapaliny. Jejich pohyb se poté na desce zastaví a pouze několik jich projde skrz otvor. Vytvoří se tak proudový kanál a po ozáření metastabilních molekul He_2^* v prostoru mezi deskami může být znázorněn čistě hydrodynamický pohyb normální složky kapaliny, protože molekuly jsou její součástí, zatímco elektrony už ne.



Obr. 2.3: Schématický diagram experimentu při kterém byl použit wolframový hrot. Převzato z [10].

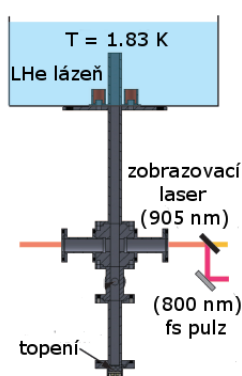
Abychom mohli wolframový hrot pro ionizaci použít, je třeba aby byl velmi ostrý. To představuje největší problém této metody. Hrot produkuje elektrické pole $E \sim V/R$ [21], kde V je aplikované napětí na hrotu a R je poloměr zakřivení hrotu. Poloměr zakřivení hrotu proto musí být co nejmenší. V opačném případě bude pro ionizaci helia potřeba dodat vysoké napětí, které způsobí výboj v heliu, zvýšení elektrického proudu, a zahřátí helia. Pro co nejmenší disipaci tepla v kapalině je proto důležitý velmi ostrý hrot.

Velmi ostré hroty jsou vyráběny pomocí elektrolytického leptání. Problém ale nastává v tom, že proces se nedá přesně reprodukovat, a pokaždé je třeba hrot kontrolovat a testovat. Proces je také poměrně složitý.

¹ přesná hodnota závisí na ostrosti wolframového hrotu

2.2.3 Laser

V roce 2015 Marakov *a kol.* publikoval článek o laserové ionizaci helia [17]. Schématický diagram experimentu je na obr. 2.4. Nerezová trubka s dvojicí safírových okének tvoří proudový kanál o délce 300 mm a průměru 3,5 cm, ve kterém je pomocí ohřevné destičky vytvářen protiproud normální a supratekuté složky kapalného helia. Svazek femtosekundového laseru (800 nm), vytvářející He_2^* molekuly a svazek zobrazovacího laseru (905 nm) pro excitaci do fluorescenčního stavu, jsou spojeny a nasměrovány do kanálu skrz safírové okénko. Pomocí zesílené CCD kamery a okénka kolmého k cestě laserových svazků je poté možné pozorovat fluorescenci He_2^* molekul.



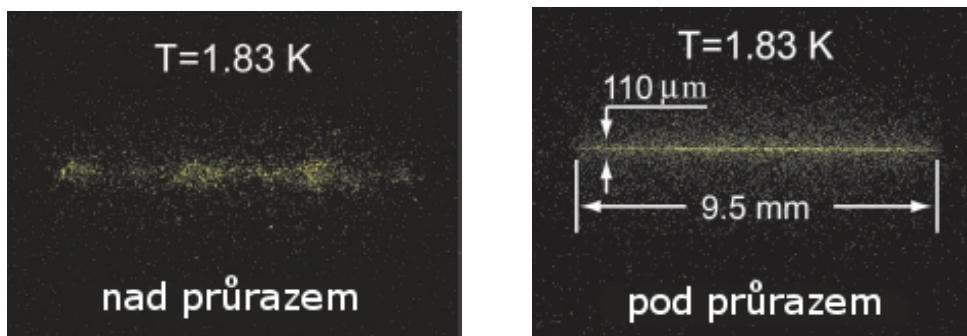
Obr. 2.4: Schéma uspořádání experimentu s ionizačním laserem. Převzato z [17].

Ionizace elektrickým polem vyžaduje intenzity laseru blížící se dielektrickému průrazu helia, tzn. $\sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Proto, aby dosáhli takto vysoké intenzity, museli použít 35-femtosekundový laserový puls s opakovací frekvencí 5 kHz a šířkou svazku $110 \mu\text{m}$. Při těchto vlastnostech laseru odpovídá dielektrickému průrazu energie $60 \mu\text{J}$.

Důležitý výsledek experimentu je zobrazen na obr. 2.5. Pro vytvoření levé části obrázku byla použita energie femtosekundového pulzu nad $60 \mu\text{J}$. Objevil se dielektrický průraz a byly vytvořeny izolované shluky molekul. Pro studium chování kapaliny se mnohem lépe hodí uspořádání molekul v pravé části obrázku, kde byla vytvořena tenká čára molekul. Intenzita pulzu femtosekundového laseru na spodním obrázku byla těsně pod intenzitou odpovídající dielektrickému průrazu helia.

Laser se jeví pro naše využití nejideálnějším zdrojem z následujících důvodů:

- Přivedení laserového svazku do komory musí být vyřešeno kvůli excitačnímu laseru. Ionizační svazek může využít stejnou optickou cestu.
- Pro přivedení laserového svazku bychom mohli využít optická vlákna, která se dají jednoduše zavést do komory.
- Kolimovaný svazek laseru může vytvořit tenkou čáru molekul, která může být využita pro studium profilu rychlosti kapaliny.



Obr. 2.5: Fluorescenční obraz He_2^* molekul vytvořených pomocí femtosekundové laserové ionizace v kapalném heliu. Převzato z [17].

Pro porovnání jsem spočítal hustoty molekul, kterých bylo dosaženo různými ionizačními zdroji [10] [17] [23].

	hustota molekul [cm^{-3}]
beta zářič	10^9
wolframový hrot	10^9
laser	10^{13}

Tab. 2.1: Porovnání hustot molekul vytvořených pomocí rozdílných ionizačních metod [10] [17] [23].

To, že laser dokáže vytvořit největší hustotu molekul v tenkých čarách (tab. 2.1) je hlavní důvod, proč tato metoda byla v poslední době využita k několika studiím v LHe II [7] [9] [17]. Jedním z největších problémů této metody je fakt, že femtosekundové pulzní lasery s intenzitou $\sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$ jsou velmi drahé a v běžné laserové laboratoři nedostupné. Proto jsem porovnal charakteristiky laserů z experimentů [4] [9] [17] a těch, ke kterým máme přístup na ÚPT v tabulce 2.2 a podrobněji popsal v kapitole 2.2.4. Předtím ovšem ještě krátce zmíním efekt multifotonové ionizace, díky kterému je možné helium ionizovat.

Multifotonová ionizace

Je známo, že atom může být ionizován fotonem, jehož vlnová délka odpovídá nebo je větší než ionizační energie atomu. Současná absorpce několika fotonů ovšem byla vzata v úvahu až po objevení laseru, protože do té doby nebyl k dispozici dostatečně intenzivní zdroj světla.

První ionizační energie ^4He odpovídá 24,6 eV, není proto možné ionizovat helium fotonem s vlnovou délkou 800 nm (odpovídá 1,55 eV). Důležitým fenoménem se tak stává

multifotonová ionizace.

Existují dva druhy multifotonové ionizace.

Prvním způsobem je **rezonanční multifotonová absorpce**. Uvažujme foton s energií odpovídající rozdílu dvou energetických hladin atomu nebo molekuly. Pokud takový foton dopadne na částici, je její elektron excitován na vyšší energetickou hladinu. Zde vyčkává čas odpovídající dané energetické hladině a poté deexcituje. Pokud ovšem v tomto čase přiletí další foton, s vlnovou délkou odpovídající následujícímu přechodu, může být elektron excitován na vyšší energetickou příčku. Postupně takto může dojít až k ionizaci atomu nebo molekuly a uvolnění elektronu.

Nerezonanční multifotonová absorpce probíhá pomocí tzv. laserově indukovaných virtuálních stavů, které se chovají jako atomové stavy, ovšem s mnohem kratšími dobami života. Protože čas, který elektron vydrží v laserově indukovaném virtuálním stavu je typicky okolo 10^{-15} s [13], je pro nerezonanční ionizaci atomu nezbytné použít lasery s vysokou intenzitou, tak aby za tento čas absorboval atom dostatečný počet fotonů. Jelikož má první energetická hladina atomu ^4He energii přibližně 20 eV, jsou jakékoliv rezonanční efekty velmi slabé.

Pravděpodobnost ionizace částice za jednotku času jedním fotonem je dána vztahem $W \sim \sigma I$, kde σ je účinný průřez ionizace a I je intenzita laseru. Analogicky pravděpodobnost N-fotonové ionizace atomu je dána vztahem $W_N \sim \sigma_N I^N$, kde σ_N je zobecněný N-fotonový účinný průřez s jednotkou $\text{cm}^{2N} \text{s}^{N-1}$ a I je laserová intenzita vyjádřená počtem fotonů na cm^2 za s. Tento proces je jeden z nejvíce nelineárních procesů, které ve fyzice známe. Se zvyšujícím se N klesá σ_N , pokud je ovšem intenzita laseru dostatečně velká, můžeme v principu vidět libovolně velký N-fotonový ionizační proces. Dobře to znázorňuje obrázek 2.6.

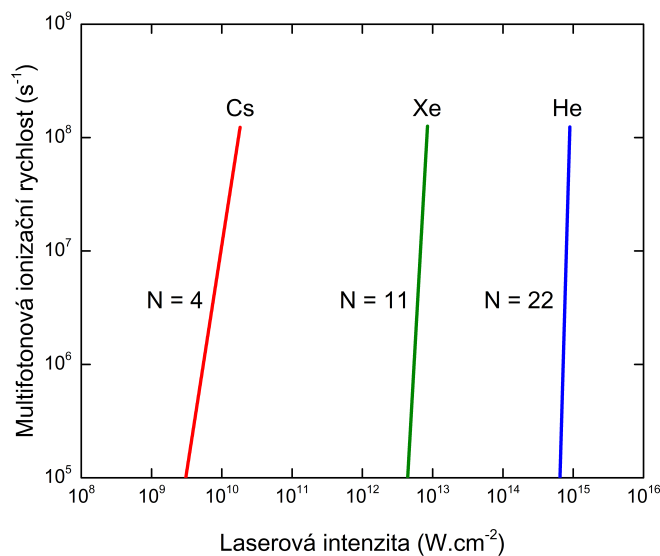
Při použití 50 ps pulsu o vlnové délce 1064 nm potřebuje 22 fotonová ionizace He typicky intenzitu v rozsahu $10^{14} - 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ [16].

Dalším důležitým parametrem pro multifotonovou ionizaci je koherence svazku. Atom nereaguje pouze na to, kolik fotonů na něj dopadne za určitý čas, ale také na způsob, jakým tyto fotony fluktuují. Nekoherence svazku mění časový interval, ve kterém fotony „narážejí“ do atomu a ovlivňují tak absorpci atomu. Ukázalo se, že pravděpodobnost ionizace pro nekoherentní svazek je větší o $N!$ [16] vůči koherentnímu svazku.

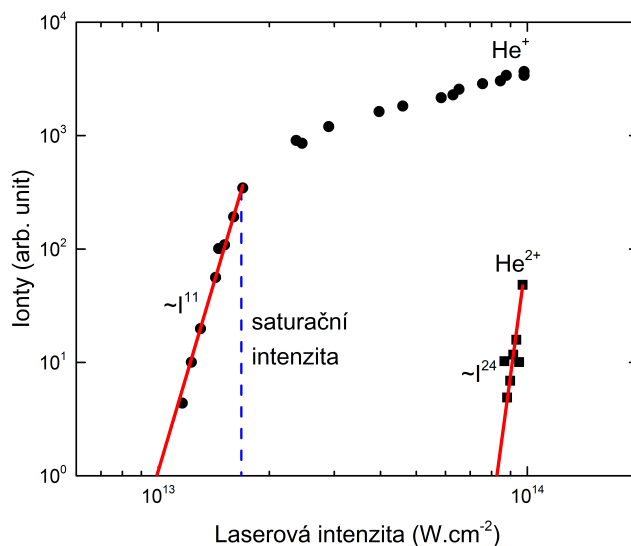
Na obr. 2.7 je znázorněn rozdíl v potřebné intenzitě pro 11-fotonovou ionizaci atomu He a 24-fotonovou ionizaci pro vytvoření iontu He^{2+} . Experimentální tečky znázorněné v grafu byly proloženy křivkou, kde počet iontů He^+ resp. He^{2+} závisí na I jako I^{11} resp. I^{24} . Vertikální čára v grafu znázorňuje saturační intenzitu, za níž produkce iontů už neroste lineárně.

Saturační intenzitu je možné určit z rovnice

$$\sigma_N I_S^N \tau = 1, \quad (2.3)$$



Obr. 2.6: Diagram znázorňující potřebné intenzity pro 4-fotonovou ionizaci Cs, 11-fotonovou ionizaci Xe a 22-fotonovou ionizaci He indukované koherentním laserovým pulzem s vlnovou délkou 1060 nm. Převzato a překresleno z [13].



Obr. 2.7: Logaritmický graf znázorňující počet iontů He^+ a He^{2+} jako funkci intenzity laseru s vlnovou délkou 532 nm a délkou pulsu 40 ps. Pro ionizaci He na He^+ je počet vytvořených iontů úměrný I^{11} a pro ionizaci He na He^{2+} je počet iontů úměrný I^{24} . To souhlasí s tím, že pro ionizaci He na He^+ je potřeba 11 fotonů s vlnovou délkou 532 nm a pro ionizaci He na He^{2+} 24. Převzato a překresleno z [16].

kde τ je doba pulsu. Z této rovnice lze také vidět, že pokud zkrátíme dobu pulsu, musíme zvýšit intenzitu k obdržení stejné pravděpodobnosti ionizace.

2.2.4 Porovnání dostupných laserů

Hlavní parametr, který je v tabulce 2.2 důležitý pro laserovou ionizaci je intenzita v píku pulzu I_{pulse} a počet fotonů v pulzu N_{pp} . Pokud bychom využili optická vlákna s vnitřním průměrem $50 \mu\text{m}$ a nejsilnější femtosekundový laser na ÚPT - Mira 900, dostaneme intenzitu v pulzu, která bude o 4 řády menší než intenzita potřebná pro dielektrický průraz helia. Další z možností je využití silného laseru Brilliant b, jelikož má ale dobu trvání pulzu v řádu nanosekund, nebylo jisté, zda s ním budeme schopni vůbec ionizovat helium.

Proto jsem vypočítal počet fotonů N potřebných pro jednotlivé lasery k ionizaci helia a dle [13] jsem odhadl exponent rychlosti ionizace pro jednotlivé lasery.

Pro hrubý odhad lze využít toho, že typický účinný průřez jedno-fotonového procesu je $\sigma_1 = 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ a rychlost přechodu je $W_1 = \sigma_1 I$. Další foton pak může být absorbován pokud dopadne do času $\tau = 10^{-15} \text{ s}$. Rychlost dvou-fotonového přechodu proto můžeme zapsat jako $W_2 = \sigma_1 I \tau \sigma_1 I$. Účinný průřez je tedy v tomto případě roven $\sigma_2 = W_2 / I^2$.

Analogicky je pak rychlost N-fotonového přechodu možné zapsat jako $W_N = \sigma_1^N I^N \tau^{N-1}$ a zobecněný účinný průřez jako $\sigma_N = W / I^N$. Z toho lze snadno odvodit, že zobecněný průřez můžeme odhadnout jako

$$\sigma_N = \sigma_1^N \tau^{N-1}. \quad (2.4)$$

Celkový odhad ionizační rychlosti pak získáme prostě jako $W_n = \sigma_N I^N$.

Z tabulky 2.2 je poté vidět, že jediný laser, který by v momentální době byl dostupný v ÚPT a mohl ionizovat helium je nanosekundový laser Brilliant b. I tento laser ovšem ionizuje He o 20 řádů pomaleji než laser, který ve své práci použil Marakov *a kol.* [17].

2.3 Excitace

Tripletové molekuly po ionizaci deexcitují řádově v desítkách mikrosekund do základního stavu $\text{He}_2(a^3\Sigma_u^+)$. Protože existuje více vhodných detekčních schémat, je velká část Rellergertovy disertace [23] věnována výzkumu toho nejefektivnějšího. V kapalině se ukázalo jako nejvýhodnější vybuzení dvoufotonového přechodu $a(0) \rightarrow c(0) \rightarrow d(0)$ (obr. 2.8). Ze stavu $d(0)$ molekula samovolně přechází do stavu b a vyzařuje přitom foton o vlnové délce 640 nm, poté neradiačně deexcituje do stavu a .

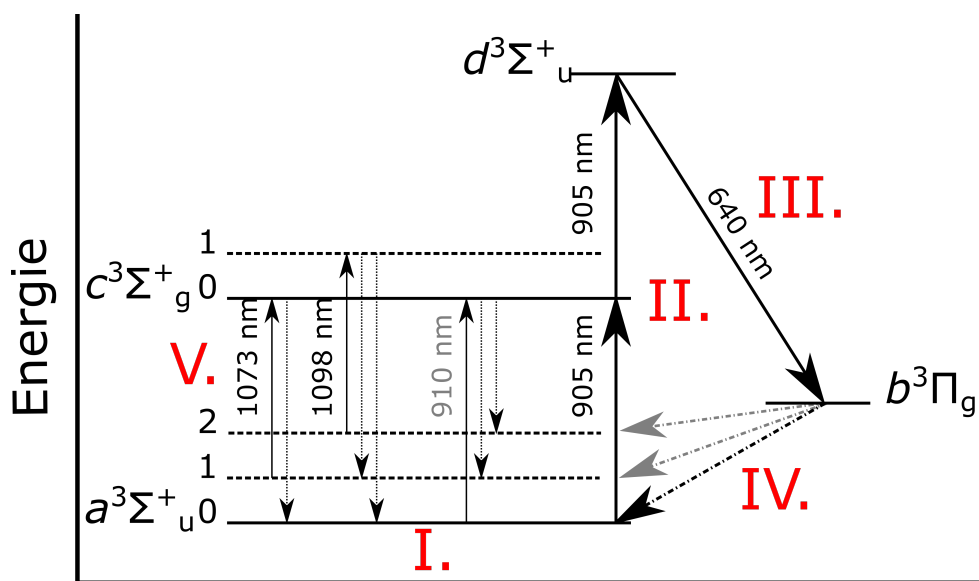
Přestože je třeba molekulu vybudit dvoufotonovým procesem, stačí k tomu pouze jeden laser, který vysílá pulzy o vlnové délce 905 nm. Píku přechodu $a(0) \rightarrow c(0)$ sice odpovídá 910 nm, největší efektivita dvoufotonového přechodu ovšem byla experimentálně

Vstupy	Guo	Benderskii	Marakov	Mira 900	Brilliant b
E	μJ 300	500	60	0,05	850 000
P	W -	-	-	3,68	-
D_{pulse}	fs 150	80	35	150	6 000 000
R_{rate}	Hz -	500	5 000	76 000 000	10
λ	nm 790	800	800	800	1064
d	μm 45	43	110	50	50
Výstupy					
P_{pk}	W 2,0E+09	6,3E+09	1,7E+09	3,2E+05	1,4E+08
I_{pulse}	$\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 1,3E+14	4,3E+14	1,8E+13	1,6E+10	7,2E+12
P	W -	0,25	0,30	3,68	8,50
E_{photon}	eV 1,57	1,55	1,55	1,55	1,17
N_{pp}	fotonu 1,2E+15	2,0E+15	2,4E+14	1,9E+11	4,5E+18
N_{pps}	fotonu $\cdot \text{s}^{-1}$ 7,9E+33	2,5E+34	6,9E+33	1,3E+30	7,6E+32
N_{ppas}	fotonu $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ -	1,7E+33	7,3E+31	6,6E+28	3,9E+31
N	fotonu 16	16	16	16	22
exponent $N!$	13	13	13	13	21
exponent I^N	-	532	510	461	695
exponent σ_N	$(\text{cm}^{2N} \cdot \text{s}^{N-1})$ -497	-497	-497	-497	-689
exponent W_N	(s^{-1}) -	48	26	-23	6

Tab. 2.2: Porovnání charakteristik laserů v již provedených experimentech a laserů v ÚPT AV ČR (Mira 900 HP a Brilliant b(10)). Slovem exponent je myšleno b ze zápisu čísla ve tvaru $a \cdot 10^b$. Význam použitých veličin je popsán v seznamu symbolů, veličin a zkratek na konci práce.

změřena na 905 nm. Emisní pík přechodu $c(0) \rightarrow d(0)$ v kapalině leží na vlnové délce 1040 nm, absorpční pík se ovšem, pokud víme, v kapalině nepodařilo s jistotou určit, dle jednoho schématu v Rellergertově práci by mohl odpovídat 875 nm (obr. 1.5). Protože je však velmi široký, dva fotony o vlnové délce 905 nm mohou efektivně vybudit $a \rightarrow d$ excitaci.

Aby tento cyklus bylo možné realizovat opakovaně, je třeba eliminovat parazitní efekt vibračních stavů základní hladiny s dobou života $\sim 0,1$ s. Ze stavu $b^3\Pi_g$ totiž mohou molekuly deexcitovat do dvou vibračních stavů $\nu = 1, 2$ stavu $a^3\Sigma_u^+$. Proto je při opakování schématu důležité znovu dostatečně obsadit stav $a(0)$ pomocí dvou přečerpávajících laserů s pulzy odpovídajícími přechodům $a(1) \rightarrow c(0)$ (1073 nm) a $a(2) \rightarrow c(1)$ (1098 nm). Z hladin $c(0)$ a $c(1)$ poté molekuly s velkou pravděpodobností padají do základní hladiny $a(0)$. Všechny tyto procesy jsou schematicky znázorněny na obrázku 2.8.



Obr. 2.8: Po ionizaci můžeme molekuly najít ve stavu $a^3\Sigma_u^+$ (I.). Z něho mohou být molekuly excitovány pomocí dvou fotonů o vlnové délce 905 nm do stavu $d^3\Sigma_u^+$ (II.). Ze stavu $d^3\Sigma_u^+$ molekula samovolně deexcituje do stavu $b^3\Pi_g$ a vyzařuje foton o vlnové délce 640 nm (III.). Následuje samovolný nezářivý přechod molekuly do některého ze stavů $a^3\Sigma_u^+$ (IV.). Aby tento cyklus bylo možno realizovat opakovaně, je třeba eliminovat parazitní efekt vibračních stavů s dlouhou dobou života dvěma přečerpávacími lasery (V.). Převzato a překresleno z [23].

2.4 Zobrazení

2.4.1 Filtry

Pro zachycení fluorescence molekul je důležité nejdříve odstranit všechny optický šum. Nejvíce ho do experimentální soustavy vnáší ionizační a excitační laser. Důležité je tedy fluorescenci pozorovat ze strany kolmé ke svazku laserů a vlnové délky, na kterých lasery pracují dostatečně odstínit. Protože vlnová délka světla 640 nm, kterou chceme pozorovat, je dostatečně vzdálena od vlnových délek použitých laserů (800 nm a 905 nm), jako ideální se jeví Bandpass filter. Ten by umožnil projít jen vlnovým délkám okolo 640 nm a ostatní vlnové délky by utlumil. Jak ovšem popisuje Rellergert ve své Disertační práci [23], pro dostatečné utlumení světla z laserů je na sebe často nutné navrstvit více různých druhů filtrů a zajistit optimální úhel dopadu světla. Správný úhel dopadu světla je důležitý zejména proto, že všechny použité filtry budou nejspíše interferenční², pokud by tedy světlo nedopadalo pod správným úhlem, zvětšila by se optická dráha paprsků a ty by poté nemusely destruktivně interferovat.

2.4.2 Fotonásobič

Abychom ověřili správnou funkčnost experimentu a mohli provést spektroskopické studie, chceme využít fotonásobič. To je zařízení, které pomocí fotoelektrického jevu převádí optický signál na elektrický. Protože je s ním v principu možné měřit i jednotlivé fotony, měli bychom být schopni při správném potlačení optického šumu zachytit i velmi slabou fluorescenci. Jeho předpokládané využití je tedy v přípravné fázi experimentů s ionizací He. Detekce fosforescence by totiž znamenala úspěšné vytvoření molekul He_2^* .

2.4.3 ICCD kamera

Pozorování deformace linií molekul He_2^* v různě velkých tepelných tocích a v různých časech chceme provést pomocí ICCD kamery - Intensified Charge-Coupled Device. Běžná CCD kamera má moc velký šum, který by překryl námi pozorovanou fluorescenci (fluorescence po využití opakované excitace dále slábne) [23]. Pro naše uplatnění je tedy ideální zesílená CCD kamera, která funguje na podobném principu jako fotonásobič. Dopadající foton z fotokatody vyrazí elektron, který je urychlován elektrickým polem mezi několika elektrodami a vyráží sekundární elektrony. Z jednoho fotonu tak na fosforescenční obrazovku může dopadnout velké množství elektronů. Fosforescenční obrazovka za každý absorbovaný elektron emituje foton dopadající na objektiv CCD kamery.

²absorpční filtry většinou propouští delší vlnové délky a absorbují kratší, proto je nemůže použít

Výhoda těchto kamer je zejména v rychlé uzávěrce, která redukuje optický šum a možnosti vysoké opakovací frekvence fotek. Mohli bychom tedy vyfotit snímek po každém excitačním pulzu.

2.5 Aparatury v předešlých experimentech

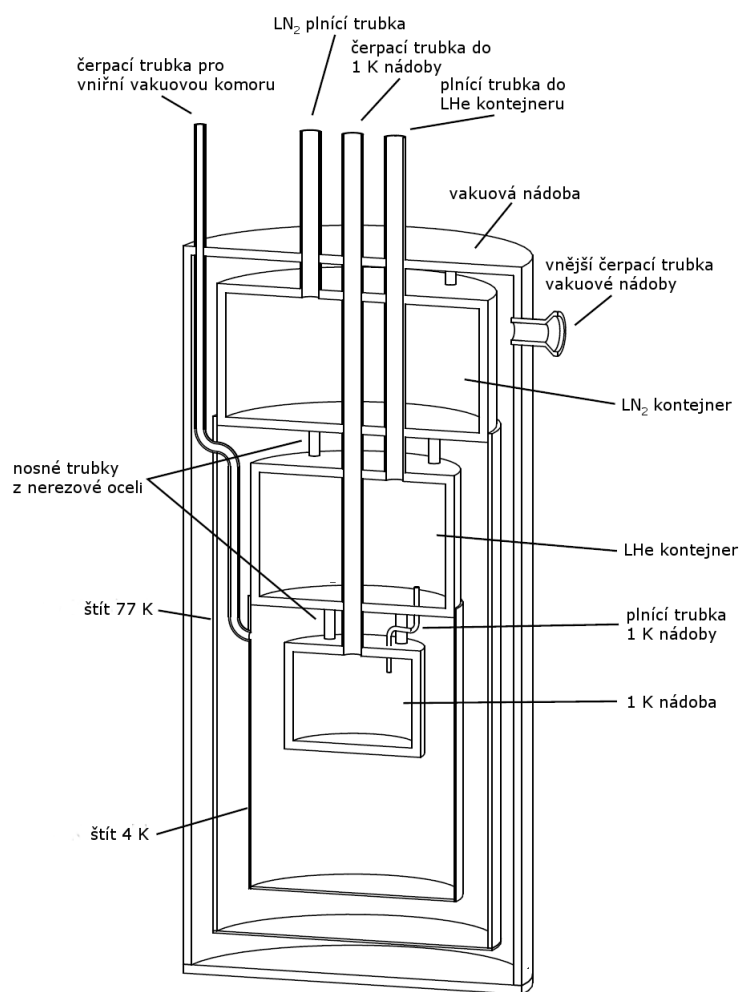
Výše uvedené experimenty byly provedeny za velmi nízkých teplot, kde je nutné utlumit všechny parazitní tepelné toky, které by mohly experiment rušit. To je důvod, proč byly ve všech popsáných experimentech použity aparatury s vícevrstevným opláštěním tak, aby se mohlo co nejméně tepla z okolí na pokojové teplotě přenést do experimentální cely a ohřát helium.

Velký problém nastává v momentě, kdy do aparatury, která musí být co nejlépe odstíněná od okolí, chceme přivést laserový svazek. Ve všech doposud popsáných experimentech byl použit optický kryostat. Jedná se o nádobu s nejméně jedním tepelným štítem, v němž jsou zasazeny okénka dovolující pronikat laserovým svazkům dovnitř a také sbírat fluorescenci molekul.

Schéma heliového láznového kryostatu pro kryogenní experimenty s typickým uspořádáním nádob na kryokapaliny a tepelnými štíty je na obrázku 2.9. Nejsvrchnější vrstvu kryostatu tvoří válcová vakuová nádoba, která je první vrstvou izolace helia 4,2 K od pokojové teploty (300 K). K vrchní podstavě vakuové nádoby je přes nerezovou trubku s velmi špatnou tepelnou vodivostí připevněn rezervoár s kapalným dusíkem (77 K), na jehož dno je tepelně ukotven tepelný štít (~ 77 K). Úkolem štítu je snížit tepelný tok do nádoby s kapalným heliem, které má nízké výparné teplo a je drahé. Pod rezervoárem s kapalným dusíkem se nachází rezervoár s kapalným heliem. Na něj je obdobně ukotven další tepelný štít, tentokrát na teplotě vypařování kapalného helia (4,2 K štít). Nejvnitřnější část kryostatu poté tvoří optická experimentální cela (1 K nádoba), ke které vede čerpací trubka. Odčerpáváním par nad hladinou kapaliny v cele může být snížena její teplota až na 1 K.

Princip, na kterém je ochlazováno helium v 1 K nádobě, se dá se značným zjednodušením vysvětlit takto: Protože se nejdříve helium nachází na teplotě varu, vznikají na hladině páry tvořené atomy plynu s Boltzmanovým rozložením rychlostí. Pokud páry nad hladinou začneme odčerpávat, jako první odebereme atomy s největší kinetickou energií a tak i snížíme teplotu soustavy.

Největší výzvu představuje dovedení laserového svazku do soustavy. V práci [22] použili soustavu okének ze skla Bk7 a safíru. Do stěny vakuové nádoby, která je na pokojové teplotě, připevnili okénko z materiálu Bk7. Stejně tak na štít 77 K použili sklo Bk7, tentokrát ho ovšem pouze přitlačili na plášť tlustým kusem mědi, protože plášť nemusel být vakuově těsný, za to ale okénko muselo vydržet kontrakce a roztahování materiálu při opětovném chlazení. 4 K štít nechali bez okénka, aby nezvyšovali podíl světla, které



Obr. 2.9: Schéma heliového láznového kryostatu pro kryogenní experimenty. Převzato z [23].

se na okýnkách rozptýlí. Do 1 K nádoby nainstalovali okénko ze safíru v titanové přírubě, kterou utěsnili indiovým O-kroužkem. Kombinace safíru a titanu funguje velmi dobře díky jejich podobné roztažnosti za nízkých teplot.

2.6 Úpravy pro plynné ^4He

Z privátní komunikace s prof. W. Guem (The National High Magnetic Field Laboratory, USA), jenž je vedoucím týmu, který se jako jediný na světě věnuje vizualizaci proudění supratekutého He metodou LIF a jejímu rozvoji, jsme zjistili následující:

- V plynné fázi jsou absorpční píky molekul zúžené, což představuje výhodu, protože účinný průřez absorpce je mnohem větší.
- Přechod $a(0) \rightarrow c(0)$ odpovídá 919 nm místo 910 nm a přechodu $c(0) \rightarrow d$ 1047 nm.
- Přechod z $c \rightarrow f$ odpovídá 918 nm, stačí proto opět pouze jeden laser, který může produkovat přechod $a \rightarrow f$. Excimery ve stavu f poté neradiační deexcitují do stavu d z něhož radiačně deexcitují do stavu b a vyzařují červený foton.
- Excimerové molekuly He_2^* mají v plynu mnohem větší mobilitu, mohou do sebe snadno narážet a podstupovat Penningovu ionizaci, proto je potřeba molekuly ozářit brzy po jejich vytvoření.

V Rellergertově disertaci byla taktéž tomuto tématu věnována krátká kapitola, z níž plyne, že dva lasery na vlnových délkách 919 a 1047 nm mohou opět vést k přechodu $a \rightarrow d$ a vybudit fluorescenci. Chybělo zde však bohužel porovnání intenzit fluorescence z přechodů $a \rightarrow d$ vybuzeného dvěma lasery a $a \rightarrow f$ vybuzeného jedním laserem nebo dvěma lasery na stejné vlnové délce.

3 VLASTNÍ NÁVRH EXPERIMENTU

Nejdříve plánujeme metodu LIF ověřit v plynném heliu pomocí laserové ionizace ve zjednodušeném experimentálním uspořádání. V případě úspěchu bychom chtěli tuto metodu použít pro pozorování Rayleighovy-Bénardovy konvekce v cele, která je již postavena na ÚPT. V první fázi by pro přivedení laserových svazků a vyvedení fluorescenčního signálu bylo využito optických vláken. Je to pro nás totiž asi nejjednodušší forma zavedení laserových svazků do experimentálního prostoru. Pokud by se ukázal tento způsob jako nemožný, museli bychom využít nějaké formy optického kryostatu. Nicméně každé okénko v kryostatu způsobuje jeho zahřívání, deformuje strukturu turbulence atd.

3.1 Aparatura na ÚPT

Obrázek aparatury, ve které se v současné době v ÚPT studuje RBC je na obr. 3.1. Uspořádání uvnitř kryostatu je řešeno stejně jako na obr. 2.9, pouze místo 1 K nádoby se nachází experimentální cela (také se jedná o láznový typ kryostatu).

Schéma válcové konvekční cely (průměr $D = 300$ mm, výška $L = 300$ mm) je na obr. 3.2. Cela je sestavena ze tří částí, přičemž její střední část je vyjímatelná a umožňuje změnit geometrický parametr ν změnou výšky cely (vztah 1.3). Spodní část obsahuje měděnou desku s velmi vysokou tepelnou vodivostí, která zahřívá helium. Horní měděná deska je chlazena teplosměnnou komůrkou. Pomocí změn tlaku v této komůrce lze přesně nastavit teplotu horní měděné desky. Navrchu cely se nachází vana s kapalným heliem. Pláště cely jsou vyrobeny z nerezavějící oceli s nízkou tepelnou vodivostí. Změnou tlaku a hustoty He v cele je možno studovat RBC v rozsahu Ra čísla 10^6 až 10^{15} (při $L = 300$ mm, viz vztah 1.1).

Aplikace LIF pro studium RBC v této cele by znamenala její modifikaci. Za současného stavu by do ní totiž nebylo možné přivést laserový svazek, ani detekovat fluorescenci. Jednou z možností je tedy navrhnout novou celu s optickými okénky pro zavedení laserových svazků a pozorování fluorescenčního záření CCD kamerou.

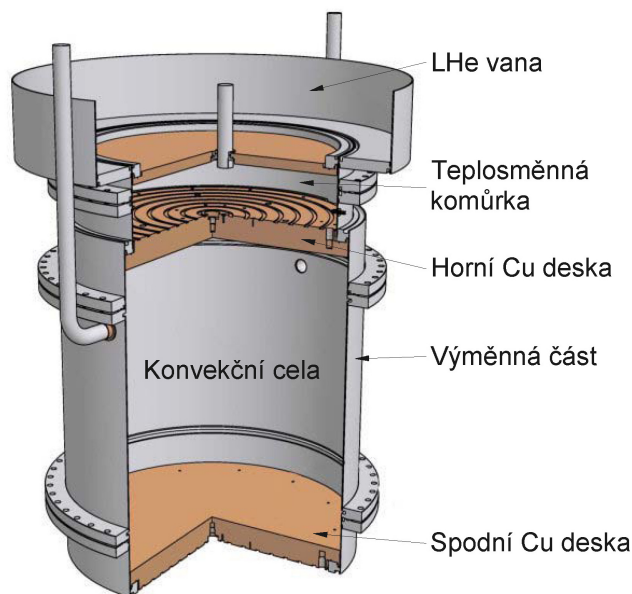
3.2 Řešení pomocí optických vláken

Abychom mohli použít kryostat pro RBC, který je už na ÚPT postavený, s co možná nejmenšími úpravami, ověřoval jsem i možnost zavedení laserových svazků do cely pomocí optických vláken. Jedná se o nadějný způsob pro aplikaci LIF v konvekční cele uvnitř kryostatu.

Jeden z mála experimentů, který se mi povedlo najít, a ve kterém byla chlazena optická vlákna až na teplotu kapalného helia provedl Takala *a kol.* [25].



Obr. 3.1: Obrázek aparatury pro měření RBC v ÚPT. Převzato z [26].



Obr. 3.2: Schéma konvekční cely pro studium RBC v ÚPT. Převzato z [26].

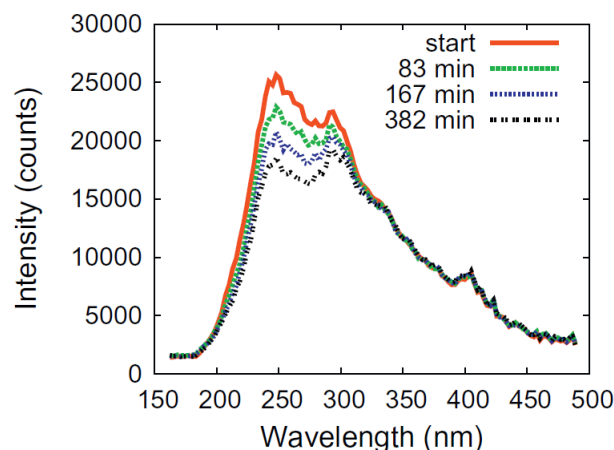
V žádném ze zdrojů, které jsem měl k dispozici, nedošlo ke zlomení nebo narušení vlákna kvůli křehkosti vláken za kryogenních teplot¹. Jev, který ovšem nastává velmi často, je velký útlum záření procházejícího vláknem kvůli mikroohybům vznikajících při prochlazování. Mikroohyby jsou způsobeny rozdílným koeficientem teplotní roztažnosti vnitřní části vlákna a vnějšího obalu, zejména v místech velkého teplotního gradientu z pokojové teploty do teploty kapalného helia nebo dusíku. Jejich vliv zkoumal Takala pomocí laseru na vlnové délce 355 nm. Laser vysílal pulzy s energií 70 μJ a dobou pulzu 1 ns, maximální opakovací frekvence byla 100 Hz. Pro měření útlumu v závislosti na vlnové délce použili deuteriovou lampu. Využito bylo optické vlákno křemen-křemen s ochrannou vrstvou z polyimidu, tzn. že jak jádro s průměrem 100 μm , tak i 110 μm plášť byly z křemene. Průměr optického vlákna včetně ochranné vrstvy byl 125 μm .

Jeden z nejzajímavějších výsledků experimentu je na obr. 3.3. Optické vlákno přenášelo po skoro 6, 5 h záření z deuteriové lampy. V různých časech pak byla změřena intenzita záření procházejícího vláknem v závislosti na vlnové délce. Je vidět, že pro vlnové délky nad 300 nm již nedocházelo k žádnému útlumu. Pomocí laseru pak byl zjišťován vliv opto-akustického šoku vlákna při pulzu s vysokou energií, žádné poškození vlákna však nebylo zaznamenáno.

Podobný výzkum, ale v kapalném dusíku, provedl Lindholm *a kol.* [15]. Jako zdroj světla použili Rifocs 850 nm LED light source (model #257A), optická multimódová vlákna byla tvořena z křemenného jádra a různých druhů plášťů a ochranných vrstev.

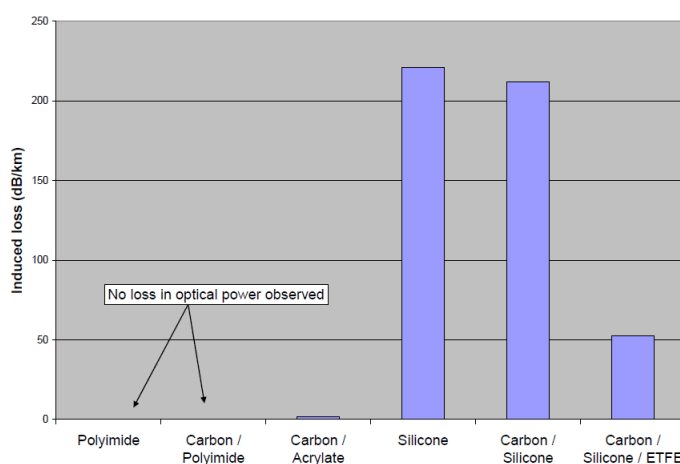
Výsledky vlivu jednotlivých plášťů a ochranných vrstev jsou na obr. 3.4. Z grafu

¹všechny materiály, z nichž jsou vlákna vyrobeny, jsou za teploty kapalného dusíku pod teplotou jejich skelného přechodu



Obr. 3.3: Intenzita světla prošlá optickým vláknem (křemen-křemen-polyimid) během ozařování deuteriovou lampou při teplotě 4, 2 K. Převzato z [25].

je vidět, že vlákna potažená silikonem nejsou vhodná pro použití za nízkých teplot. Autoři článku zjistili, že útlum se dá sice ve vlákně potaženém silikonem zmenšit pomocí ochranné vrstvy z ETFE², ale mnohem výhodnější je použít vlákna potažená polyimidem³.



Obr. 3.4: Utluštění v různých druzích vlákna při ponoření do kapalného dusíku. Převzato z [15].

Jednoduché testy jsme provedli i na ÚPT za pomoci Ing. Jana Ježka, Ph.D. a Ing. Petra Jákla, Ph.D. Nejdříve jsme slabým zeleným kontinuálním laserem svítali do optického vlákna s křemenným jádrem o průměru $50\text{ }\mu\text{m}$. Plášť vlákna tvořil křemen dopovaný fluorem, ochrannou vrstvu akrylát. Protože při zavedení optického vlákna do kryostatu nebudeme moci zaručit přímé vedení vláken, zajímal nás vliv ohybu na ztráty laserové intenzity ve vlákně. Ani při poloměrech ohybu 50 mm jsme ale při ponoření vlákna do kapalného dusíku nezaznamenali žádný úbytek signálu.

²ethen-tetrafluorethen

³takové použil ve své práci Takala

Ve druhém experimentu jsme měřili kolik intenzity záření vystupujícího z laseru se nám povede zavést do optického vlákna, protože největší ztráty vznikají právě při „navazování“ laserového paprsku. Jako zdroj laserového záření byl použit laser Mai Tai s velmi podobnými charakteristikami jako Mira 900, která v té době nefungovala. Při výkonu laseru 260 mW jsme z vlákna dokázali vyvést maximálně 135 mW, tudíž jsme ztratili přibližně polovinu výkonu. Následně jsme výkon vstupující do vlákna zvýšili přes 1 W na 780 nm (nebyl přesně změřen), přibližně na 15 s. Pod mikroskopem jsme poté vlákno zkontrolovali. Přestože byl plášť na okrajích trochu spálen, jádro vlákna vypadalo v pořádku.

Výkon, který jsem zkoušeli přenášet (přes 1 W) je mnohem větší, než jaký potřebujeme pro ionizaci helia ($\sim 0,1 - 0,3$ W). Jelikož ale byly jednotlivé pulzy mnohem méně energetické ($\sim 0,05 \mu\text{J}$), než jaké využil například Marakov ($60 \mu\text{J}$) [17], nemůže zatím s jistotou potvrdit, že optická vlákna lze pro ionizaci He použít.

3.3 Vybavení

Využití metody LIF k zobrazování RBC s přístrojovou infrastrukturou ÚPT nevypadá velmi nadějně (mohli bychom k ionizaci použít nanosekundový laser Brilliant b, jelikož je však velmi vytížený a není možné ho přenést do jiné místnosti, bylo by to značně komplikované). Chybí zde také dostupný laser s vlnovou délkou na 905 nm pro excitaci kapalných molekul He_2^* , nebo 918 nm pro excitaci plynných molekul a lasery na vlnových délkách 1073 a 1098 nm pro přečerpávání molekul. Popíšu proto na závěr vybavení, které je pro realizaci experimentu nutné zakoupit. Některé části budou vycházet i z nabídek od zastoupení výrobců optických přístrojů v České republice, se kterými v současné době komunikujeme.

Femtosekundový laser - multifotonová ionizace potřebuje velkou energii v pulzu, ale na opakovací frekvenci příliš nezáleží. Jako nejlepší výrobcem nabídnutá sestava se jeví:

- oscilátor Vitara-S Laser System - laserový systém, který generuje puls o délce ~ 20 fs a volitelné vlnové délce $\sim 770 - 830$ nm, ten je následně zesílen zesilovačem, opakovací frekvence je 80 MHz
- čerpací laser Revolution-50 - slouží k čerpání aktivního prostředí zesilovače, má délku pulsu ~ 250 ns a opakovací frekvenci ~ 10 kHz
- zesilovač Legend Elite He+ - zesiluje puls z oscilátoru v aktivním prostředí aktivovaném pomocí pulsů z čerpacího laseru

Výstupní parametry sestavy jsou: centrální vlnová délka pulzu 800 nm, pulzní energie 5 mJ, opakovací frekvence 1 kHz, doba pulzu kratší než 35 fs.

Optical Parametric Oscillators (OPO) - laserový systém s laditelnou vlnovou délkou. Protože neexistuje pevnolátkový laser vyzařující pulzy na vlnové délce 905 nebo 918 nm, budeme muset nakoupit minimálně jeden OPO. Jedná se o zdroj světla velmi podobný laseru, který ovšem místo stimulované emise používá parametrické zesílení v nelineárním krystalu, a proto dovoluje ladit vlnovou délku [31].

Vláknové lasery - slouží pro přečerpávání molekul z vibračních stavů $a(1)$ a $a(2)$ (obr. 2.8). Ideální by bylo použití dvou laserů na vlnových délkách 1073 a 1098 nm. Protože však většina molekul padá do prvního vibračního stavu, pro 80 % signálu při opakovaném vyvolávání fluorescence by měl stačit jeden laser na vlnové délce 1073 nm [23]. Standardní pevnolátkové lasery na těchto vlnových délkách nedosahují požadovaného výkonu 1 W, proto nám byl výrobcem navrhnut vysoko-výkonový vláknový laser Koheras Boostik HP od NKT Photonics, který by měl vyhovovat.

sCMOS nebo ICCD kamera - pro pozorování molekul bychom chtěli zakoupit kameru, která by uměla pořídit snímek po každém pulzu zobrazovacího laseru (OPO) a přitom dokázala detekovat i poměrně slabou fluorescenci. Nabídnuty nám byly kamery od firmy Andor, a to typ iStar 334 ICCD 2. nebo 3. generace⁴, nebo nová kamera s sCMOS detektorem. Ta ještě není na trhu, ale měla by mít schopnost rychlejšího pořizování obrazů (tzv. „frame rate“).

Optické desky - všechny laserové systémy, které bychom chtěli pořídit, jsou velmi náročné na prostor. Budou tedy potřeba několik optických desek, které mají antivibrační vlastnosti.

Optický kryostat - před optimalizací experimentu očekáváme velký počet technických problémů a slabý signál fluorescence. Proto plánujeme pořídit zkušební optický kryostat lázněho typu (LHe chlazení), pro který bude navržena testovací optická cela pro ověření metody LIF. V optickém kryostatu plánujeme provést všechny prvotní experimenty, včetně testy s optickými vlákny. Až se ověří, že metodu zvládneme, můžeme pokročit implementací do kryostatu pro studium RBC.

Příslušenství k laserům - dále bude potřeba pořídit řadu optických elementů jako uzávěrky svazku, zrcadla, čočky, filtry, objektivy atd.

Zpracování dat - protože z měření získáme velké množství dat, bude potřeba výkonný počítač a vhodný software pro analýzu pořízených dat.

⁴třetí generace má větší kvantovou účinnost a dokáže tedy zesílit více fotonů z fluorescence

4 ZÁVĚR

V bakalářské práci jsem se zabýval ověřením použitelnosti metody laserově indukované fluorescence (LIF) pro zobrazení turbulentního proudění v kryogenní Rayleighově-Bénardově konvekci.

Nejdříve jsem nastudoval vlastnosti helia za kryogenních teplot. Pro lepší pochopení toho, v jakých teplotních škálách se pohybujeme, jsem do fázového diagramu ^4He 1.3 vynesl body, ve kterých byl studován protiproud normální a supratekuté složky v LHe II a vlastnosti molekul He_2^* metodou LIF. Také jsem vynesl body, ve kterých byla experimentálně studována RBC v ÚPT.

Dále jsem se zaměřil na pochopení základních aspektů Rayleighovy-Bénardovy konvekce a principu protiproudu normální a supratekuté složky, které jsem zpracoval v kapitolách 1 a 2.1.

Jedna ze stěžejní části práce je kapitola 1.2. V ní jsem zpracoval fyzikální způsob tvorby excimerových tripletových molekul He_2^* a zejména našel hodnoty jejich energetických spekter. Ty jsem vykreslil v obrázcích 1.4 a 1.5. Díky nim byl schopen pochopit spoustu požadavků, které byly kladeny na lasery v experimentech využívajících LIF.

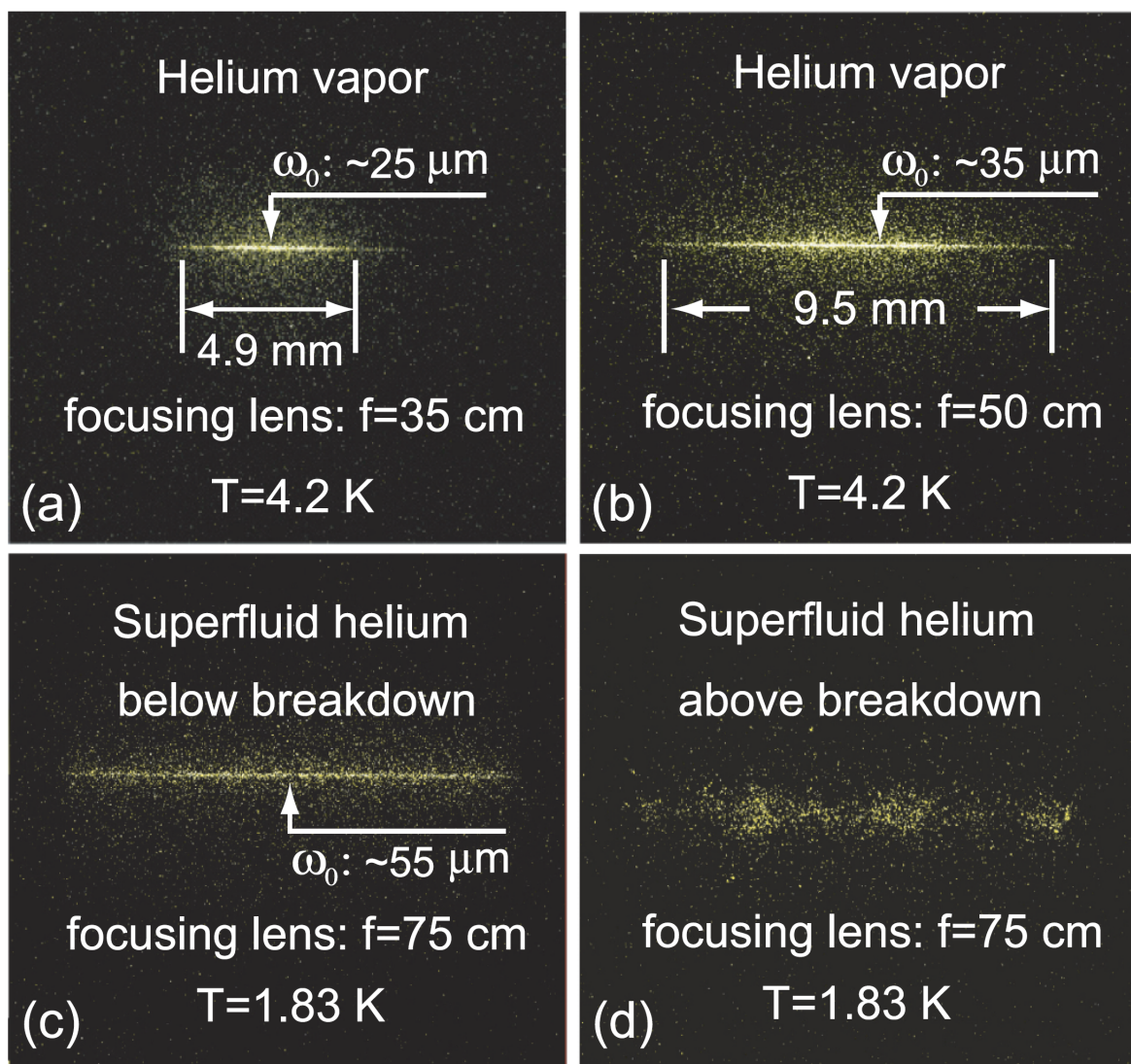
Abychom mohli metodu LIF využít, bylo zapotřebí zjistit nejvhodnější způsob ionizace ^4He pro vytvoření molekul He_2^* (kapitola 2.2). Jako nejvýhodnější se mi jeví metoda laserové ionizace, která dovoluje studovat deformace tenkých linií molekul He_2^* a vytváří největší hustotu molekul. Zobrazovací laserový svazek musí být do sestavy přiveden kvůli excitaci, takže ionizační svazek může využít stejnou optickou cestu. Proto byla nakonec laserová ionizace označena jako preferovaný způsob tvorby molekul He_2^* .

Druhou stěžejní část představuje kapitola 2.2.4, kde jsem v tabulce 2.2 porovnal parametry laserů dostupných na ÚPT a laserů použitých k výzkumu turbulence v protiproudu supratekuté a normální složky v LHe II. Aby bylo možné vyhodnotit, zda jsou lasery vhodné pro ionizaci ^4He , nastudoval jsem multifotonovou ionizaci (kapitola 2.2.3). Díky počítačově zpracovanému výpočtu bude v budoucnu velmi jednoduché ověřit, zda daný laser dokáže He ionizovat, či nikoliv.

Zjistil jsem, že se současnou přístrojovou infrastrukturou v ÚPT nebude možné metodu LIF pro zobrazení proudění v RBC použít. Proto jsem v kapitole 3.3 vypsál potřebné vybavení, které bude nutné zakoupit. I přes tyto nutné investice posílil naše rozhodnutí pokračovat v realizaci experimentu nedávno publikovaný článek [7], ve kterém se poprvé povedlo implementovat metodu LIF do plynné fáze helia (obr. 4.1).

V rámci práce také vznikla rozsáhlá knihovna článků, knih a akademických prací, kterou jsem zpracoval v programu Excel, JabRef a Mendeley a předal vedoucímu mé bakalářské práce.

Na experimentu bych se rád podílel i v budoucnu a doufám, že v mé diplomové práci už bude možné zveřejnit první výsledky samotné vizualizace.



Obr. 4.1: Zobrazení molekul He_2^* metodou LIF. a) plynná fáze (4,2 K), krátká linie molekul, b) plynná fáze (4,2 K), delší fokusační délka, c) supratekuté hélium (1,73 K), dlouhá fokusační délka, pod energií dielektrického průrazu, d) supratekuté hélium (1,83 K), dlouhá fokusační délka, nad energií dielektrického průrazu. Převzato z [7].

LITERATURA

- [1] ADAMS, Joseph S. *Energy Deposition by Electrons in Superfluid Helium*. Rhode Island, 2001. Disertace. Brown University.
- [2] ATKINS, P. W. a J. DE PAULA. *Physical chemistry*. 9th ed. New York: W.H. Freeman, 2010, s. 482-492. ISBN 14-292-1812-6.
- [3] BENDERSKII, A. V., J. ELORANTA, R. ZADOYAN a V. A. APKARIAN. A direct interrogation of superfluidity on molecular scales. *The Journal of Chemical Physics*. 2002, **117**(3), 1201-1213. DOI: 10.1063/1.1485955. ISSN 00219606. Dostupné také z: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jcp/117/3/10.1063/1.1485955>
- [4] BENDERSKII, A. V., R. ZADOYAN, N. SCHWENTNER a V. A. APKARIAN. Photodynamics in superfluid helium: Femtosecond laser-induced ionization, charge recombination, and preparation of molecular Rydberg states. *The Journal of Chemical Physics*. 1999, **110**(3), 1542-1557. DOI: 10.1063/1.477796. ISSN 00219606. Dostupné také z: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jcp/110/3/10.1063/1.477796>
- [5] DONNELLY, Russell J. a Katepalli R. SREENIVASAN. *Flow at Ultra-High Reynolds and Rayleigh Numbers a Status Report*. New York: Springer New York, 1998. ISBN 978-146-1222-309.
- [6] FONDA, E. a K. R. SREENIVASAN. Turbulent Thermal Convection. In: KLAPP, J., G. RUÍZ CHAVARRÍA, A. MEDINA OVANDO, A. LÓPEZ VILLA a L.D.G. SIGALOTTI. *Selected Topics of Computational and Experimental Fluid Mechanics*. Springer International Publishing, 2015, s. 37. DOI: 10.1007/978-3-319-11487-3_2. ISBN 978-3-319-11486-6. Dostupné také z: http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-11487-3_2
- [7] GAO, J., A. MARAKOV, W. GUO, B. T. PAWLOWSKI, S. W. VAN SCIVER, G. G. IHAS, D. N. MCKINSEY a W. F. VINEN. Producing and imaging a thin line of He₂^{*} molecular tracers in helium-4. *Review of Scientific Instruments*. 2015, **86**(9), 1-5. DOI: 10.1063/1.4930147. ISSN 0034-6748. Dostupné také z: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/86/9/10.1063/1.4930147>
- [8] GUO, W., S. B. CAHN, J. A. NIKKEL, W. F. VINEN a D. N. MCKINSEY. Visualization Study of Counterflow in Superfluid He 4 using Metastable Helium Molecules. *Physical Review Letters*. 2010, **105**(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.045301.

ISSN 0031-9007. Dostupné také z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.045301>

- [9] GUO, W., D. N. McKINSEY, A. MARAKOV, K. J. THOMPSON, G. G. IHAS a W. F. VINEN. Visualization Technique for Determining the Structure Functions of Normal-Fluid Turbulence in Superfluid Helium-4. *Journal of Low Temperature Physics*. 2013, **171**(5-6), 497-503. DOI: 10.1007/s10909-012-0708-2. ISSN 0022-2291. Dostupné také z: <http://link.springer.com/10.1007/s10909-012-0708-2>
- [10] GUO, W., J. D. WRIGHT, S. B. CAHN, J. A. NIKKEL a D. N. McKINSEY. Studying the Normal-Fluid Flow in Helium-II Using Metastable Helium Molecules. *Journal of Low Temperature Physics*. 2010, **158**(1-2), 346-352. DOI: 10.1007/s10909-009-0021-x. ISSN 0022-2291. Dostupné také z: <http://link.springer.com/10.1007/s10909-009-0021-x>
- [11] HERZBERG, G. a K. P. HUBER. *Molecular spectra and molecular structure: Constants of Diatomic Molecules*. 2nd ed. New York: Van Nostrand Reinhold, 1979. ISBN 04-422-3394-9.
- [12] CHABALOWSKI, C. F., J. O. JENSEN, D. R. YARKONY a B. H. LENGFIELD. Theoretical study of the radiative lifetime for the spin-forbidden transition $a^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ in He_2 . *The Journal of Chemical Physics*. 1989, **90**(4), 2504-2512. DOI: 10.1063/1.455993. ISSN 00219606. Dostupné také z: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jcp/90/4/10.1063/1.455993>
- [13] CHIN, S. L. a P. LAMBROPOULOS. *Multiphoton ionization of atoms*. New York: Academic Press, 1984. ISBN 01-217-2780-7.
- [14] KADANOFF, L. P. Turbulent heat flow: Structures and scaling. *Physics Today*. 2001, **54**(8), 34-39. DOI: 10.1063/1.1404847. ISSN 0031-9228. Dostupné také z: <http://scitation.aip.org/content/aip/magazine/physicstoday/article/54/8/10.1063/1.1404847>
- [15] LINDHOLM, E. A., A. A. STOLOV, R. S. DYER, B. SLYMAN, D. BURGESS, E. UDD, H. H. DU a A. WANG. Reliability of optical fibers in a cryogenic environment. *Proc. SPIE.: Fiber Optic Sensors and Applications* [online]. 2009, **6**(73160Z) [cit. 2016-05-05]. DOI: 10.1117/12.817752. ISSN 0277-786X. Dostupné z: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1338475>
- [16] MAINFRAY, G. a G. MANUS. Multiphoton ionization of atoms. *Reports on Progress in Physics*. 1991, **54**(10), 1333-1372. DOI:

- 10.1088/0034-4885/54/10/002. ISSN 0034-4885. Dostupné také z: <http://stacks.iop.org/0034-4885/54/i=10/a=002?key=crossref.507d1cbda7374fd8b812a25fada68d50>
- [17] MARAKOV, A., J. GAO, W. GUO, S. W. VAN SCIVER, G. G. IHAS, D. N. McKINSEY a W. F. VINEN. Visualization of the normal-fluid turbulence in counterflowing superfluid ^4He . *Physical Review B* [online]. 2015, **91**(9) [cit. 2015-07-01]. DOI: 10.1103/PhysRevB.91.094503. ISSN 1098-0121. Dostupné z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.91.094503>
- [18] McKINSEY, D. N., C. R. BROME, J. S. BUTTERWORTH, et al. Radiative decay of the metastable $\text{He}_2(a^3\Sigma_u^+)$ molecule in liquid helium. *Physical Review A*. 1999, **59**(1), 200-204. DOI: 10.1103/PhysRevA.59.200. ISSN 1050-2947. Dostupné také z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.59.200>
- [19] McKINSEY, D. N., W. H. LIPPINCOTT, J. A. NIKKEL a W. G. RELLERGERT. Trace Detection of Metastable Helium Molecules in Superfluid Helium by Laser-Induced Fluorescence. *Physical Review Letters*. 2005, **95**(11). DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.111101. ISSN 0031-9007. Dostupné také z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.111101>
- [20] NIEMELA, J. J., L. SKRBEK, K. R. SREENIVASAN a R. J. DONNELLY. Turbulent convection at very high Rayleigh numbers. *Nature*. 2000, **404**(6780), 837-840. DOI: 10.1038/35009036. ISSN 00280836. Dostupné také z: <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/35009036>
- [21] PAKPOUR, F. *Investigation of Quantum Turbulence in Super fluid ^4He Using Injected Ions and He_2^* Molecules in the Zero Temperature Limit*. Manchester, 2014. Disertace. The University of Manchester.
- [22] RELLERGERT, W. G., S. B. CAHN, A. GARVAN, J. C. HANSON, W. H. LIPPINCOTT, J. A. NIKKEL a D. N. McKINSEY. Detection and Imaging of He_2 Molecules in Superfluid Helium. *Physical Review Letters*. 2008, **100**(2). DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.025301. ISSN 0031-9007. Dostupné také z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.025301>
- [23] RELLERGERT, W. G. *Detecting and Imaging He_2 Molecules in Superfluid Helium by Laser-Induced Fluorescence*. 2008. Disertace. Yale University.
- [24] SKRBEK, L. *Fyzika nízkých teplot*. Praha: Matfyzpress, 2011, s. 260-269. ISBN 978-80-7378-168-2.

- [25] TAKALA, E., K. F. KLEIN, B. BORDINI, L. BOTTURA, J. BREMER a L. ROSSI. Silica–silica polyimide buffered optical fibre irradiation and strength experiment at cryogenic temperatures for 355 nm pulsed lasers. *Cryogenics*. 2012, **52**(1), 77-81. DOI: 10.1016/j.cryogenics.2011.09.010. ISSN 00112275. Dostupné také z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0011227511001718>
- [26] URBAN, P. *Heliový kryostat pro studium turbulentního proudění při přirozené konvekci*. Brno, 2009. Disertace. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Věra Musilová.
- [27] VAN SCIVER, S. W. Low temperature flow visualization. *Cryogenics*. 2009, **49**(10), 525-527. DOI: 10.1016/j.cryogenics.2009.09.001. ISSN 00112275. Dostupné také z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0011227509001453>
- [28] ZHANG, J., S. CHILDRESS a A. LIBCHABER. Non-Boussinesq effect: Thermal convection with broken symmetry. *Physics of Fluids*. 1997, **9**(4). DOI: 10.1063/1.869198. ISSN 10706631. Dostupné také z: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof2/9/4/10.1063/1.869198>
- [29] A Theory of Roughness: A Talk with Benoit Mandelbrot. *Edge* [online]. [cit. 2016-05-05]. Dostupné z: https://www.edge.org/conversation/benoit_mandelbrot-a-theory-of-roughness
- [30] Turbulence theory gets a bit choppy. *USA TODAY* [online]. 2006 [cit. 2016-05-05]. Dostupné z: http://usatoday30.usatoday.com/tech/science/columnist/vergano/2006-09-10-turbulence_x.htm
- [31] Optical Parametric Oscillators. *RP Photonics Encyclopedia* [online]. [cit. 2016-05-05]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/optical_parametric_oscillators.html

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

E energie v pulzu

P výkon v pulzu

D_{pulse} doba pulzu

R_{Rate} opakovací frekvence

λ vlnová délka pulzu

d šířka pulzu

P_{pk} výkon v píku pulzu

I_{pulse} intenzita v pulzu na plochu

E_{photon} energie jednoho fotonu na dané vlnové délce

N_{pp} počet fotonů v jednom pulzu

N_{pps} počet fotonů v pulzech vyzářených za sekundu

N_{ppas} počet fotonů v pulzech vyzářených za sekundu na plochu

N počet fotonů potřebných pro multifotonovou ionizaci při dané vlnové délce

$!$ faktoriál

I intenzita

σ_N zobecněný účinný průřez

W_N pravděpodobnost N -fotonové ionizace za jednotku času

