České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská Katedra fyziky



Perspektivy využití vysokoteplotních supravodičů v tokamacích

Perspectives of using high temperature superconductors in tokamaks

VÝZKUMNÝ ÚKOL

Autor práce: Bc. Michal Shkut Vedoucí práce: RNDr. Zdeněk Janů, CSc. Akademický rok: 2017/2018

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v přiloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

Bc. Michal Shkut

Poděkování

Rád bych poděkoval hlavně svému školiteli Janů za velkou ochotu při zpracovávání této práce. Bez jeho obsáhlých připomínek a vysvětlování by tato práce postrádala eleganci a korektnost jakou má ve finální podobě. A dále bych poděkovat všem svým blízkým, který při mě stáli.

Bc. Michal Shkut

Název práce:	Perspektivy využití vysokoteplotních supravodičů v toka- macích
Autor:	Bc. Michal Shkut
Druh práce:	Výzkumný úkol
Studijní program:	Aplikace přírodních věd
Obor:	Fyzika a technika termojaderné fúze
Vedoucí práce:	RNDr. Zdeněk Janů, CSc. Oddělení magnetických měření a materiálů, Fyzikální ústav AV ČR,

Title:	Perspectives of using high temperature superconductors in
	tokamaks

Author: Type of work: Branch of study: Supervisor:

Bachelor thesis

Bc. Michal Shkut

of study: Computational physics

nisor: RNDr. Zdeněk Janů, CSc.

Department of magnetic measurments and materials, Institut of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic

Obsah

Ú	vod		1
1	Zák	ladní teorie pro supravodivost	2
	1.1	Londonovy rovnice	3
	1.2	Ginzburgova-Landauova teorie	5
		1.2.1 Supravodiče I. druhu	6
		1.2.2 Supravodiče II. druhu	6
	13	BCS Teorie	8
	1.0 1.4	Nízkoteplotní supravodiče (LTS)	g
	1.4	Vysokoteplotní supravodiče (HTS)	10
	1.0		10
2	Apl	ikace supravodičů	11
	2.1^{-1}	Výroba a vinutí supravodivých kabelů	11
	2.2	Krvogenika	15
		2.2.1 Metody chlazení	15
	2.3	Vliv neutronového záření	17
	2.4	Quench efekt	18
ગ	Sur	ravodiče pro termojadornou fúzi	ว ∩
J	2 1		20 91
	0.1 2.0	5100-0/51-005A	21 00
	ე.∠ ეე	$\mathbf{P} = \mathbf{P} \mathbf{P} \mathbf{P} \mathbf{P} \mathbf{P} \mathbf{P} \mathbf{P} \mathbf{P}$	22 96
	პ.პ ე_₄	$\mathbf{D} = \mathbf{b} + \mathbf{b} + \mathbf{U} \mathbf{T} \mathbf{C}$	20
	3.4	Budoucnost H1S	28
4	Ext	perimentální měření	30
	4.1	Výsledky měření	32
Zá	ivěr		34

Úvod

O objev supravodivosti se zasloužil v roce 1911 Heike Kamerlingh Onnes v nizozemské laboratoři Leidenské univerzity, když se mu pomocí postupného ochlazování tekutým heliem podařilo pozorovat a měřit elektrický odpor čisté rtuti. Elektrický odpor klesal lineárně, dokud se materiál neochladil pod určitou teplotu (tzv. kritickou teplotu), při které došlo k extrémnímu skokovému poklesu elektrického odporu až na neměřitelné hodnoty. Tento jev musel čekat velmi dlouho na teoretické vysvětlení až do roku 1957 pomocí tzv. BCS teorie. Dle experimentů i teorie se u materiálů projevovala supravodivost při teplotách nižších než 23 K, což vyžadovalo nákladné chlazení materiálu tekutým heliem.

Až v roce 1986 objevili Karl Allex Müller a Johannes George Bednorz keramické materiály, u nichž se projevovaly supravodivé vlastnosti i při vyšších teplotách (až do teplot vyšších než je teplota kapalného dusíku - 77 K).

Tyto objevy zapříčinily rozmach nového a úspěšného fyzikálního oboru - fyziky nízkých teplot. Od objevu supravodivosti bylo za řešení této problematiky a její rozvoj uděleno 14 Nobelových cen. Supravodivost se stala jedním z hlavních pilířů v mnoha vědních oborech, stejně tak došlo k využití supravodivosti a supravodičů i v komerční sféře.

Aplikace supravodičů lze rozdělit na silnoproudé a slaboproudé. Silnoproudé supravodiče se využívají pro výrobu supravodivých cívek k vytvoření extrémně silných magnetických polí (až několik desítek tesla) nebo ve formě kabelů pro přenos velmi vysoké elektrické energie. Slaboproudé supravodiče jsou využívány pro supravodivou elektroniku, extrémně citlivé detektory pro měření magnetických polí, generátory elektromagnetického záření a jiné.

Mimo laboratorní prostředí můžeme dnes supravodiče nalézt i v nejmodernějších technologiích dopravy (například vlak Maglev, který využívá supravodivost v podobě levitace pro dosažení vyšších rychlostí), diagnostické metody v medicíně s využitím nukleární magnetické rezonance, NMR spektroskopie, urychlovače a mnoho dalších aplikací.

Tato práce shrnuje základní dosud dosažené poznatky o nízkoteplotních a vysokoteplotních supravodičích a jejich využití pro termojaderná zařízení. Zároveň jsou popsány chladící systémy a technologie supravodičů použité na největších fúzních zařízeních, jako jsou JT60-U, ITER a HTS40 [1],[2].

Kapitola 1 Základní teorie pro supravodivost

Experimenty a objevy v oblasti fyziky nízkých teplot historicky vždy byly o krok napřed oproti teorii. Vlastnosti, které projevovaly supravodivé materiály, se zkoumaly početným množstvím experimentů. Představa supravodivého materiálu spočívala zpočátku v tom, že při poklesu teploty pod určitou kritickou teplotu T_c se jejich elektrický odpor skokově snížil na neměřitelné hodnoty. Již Onnes ve svých laboratořích experimentálně přišel na to, že přechod do supravodivého stavu materiálu závisí na dalších dvou parametrech, a to na intenzitě vnějšího magnetického pole (kritická intenzita magnetické pole - H_c , spojená s hodnotou kritické magnetické indukce B_c) a na hustotě elektrického proudu protékající supravodičem (kritická hustota proudu - J_c). Zároveň parametr kritické intenzity magnetického pole je svázán s teplotou supravodiče obecným vztahem

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^m \right]^n, \qquad (1.1)$$

kde $H_c(0)$ je intenzita magnetického pole pro teplotu T = 0 K, koeficient n je většinou rovný jedné a m se pohybuje v hodnotě od 1 do 4 v závislosti na typu supravodiče

Pokud bude jeden ze tří kritických parametrů překročen, materiál ztratí supravodivé vlastnosti, což v praxi může mít velmi špatné nežádoucí následky. Supravodivý stav se závislostí na kritických parametrech můžeme zobrazit ve fázovém diagramu, viz (1.1).

Kromě dokonalých elektricky vodivých vlastností v supravodivém stavu bylo zjištěno roku 1933 Waltherem Meissnerem a Robertem Oschelfeldem, že supravodič ze svého objemu vytlačuje vnější magnetické pole a chová se jako téměř dokonalé diamagnetikum. Tento jev byl po svém objeviteli nazván Meissnerovým jevem.

Neočekávané materiálové vlastnosti v supravodivém stavu měly silně elektromagnetický charakter, proto se o první fenomonologický popis těchto jevů pokusili bratři Londonovi pomocí elektrodynamiky [2], [3], [4].



Obr. 1.1: a) Závislost intenzity magnetického pole na teplotě; b) Fázový diagram pro supravodivý stav, kde osy představují kritické parametry T_c kritickou teplotu, H_c kritické magnetické pole a I_c kritický proud vztažený k jednotce průřezu [7].

1.1 Londonovy rovnice

Bratři Heinz a Fritz Londonovi vycházeli při popisu supravodivosti z představy dvoukapalinového modelu, jednu část představovala v materiálu "normální" tekutina s koncentrací n_n a druhou částí byla supravodivá tekutina s koncentrací n_s , pro něž platilo $n_n + n_s = n$, kde n představuje celkovou koncentraci látky.

Normální složka byla postulována tak, aby popisovala platnost klasického Ohmova zákona

$$\mathbf{j_n} = \sigma_n \mathbf{E} \tag{1.2}$$

společně s Drudeho modelem pro elektrickou vodivost normálního kovu odvozeného z kinetické teorie plynů

$$\sigma_n = \frac{n_s e^2}{m_e} \tau, \tag{1.3}$$

kde e, m_e jsou náboj a hmotnost elektronu a τ je střední doba mezi srážkami elektronů. Budeme-li předpokládat, že v plně supravodivém stavu normální tekutinová složka vymizí, proud bude tvořit pouze supratekutá složka

$$\mathbf{j}_{\mathbf{s}} = -en_s \mathbf{v}_{\mathbf{s}},\tag{1.4}$$

kde \mathbf{v}_s je průměrná rychlost supratekuté složky. Dosadíme-li tuto rychlost do druhého Newtonova zákonu a sílu položíme rovnou intenzitě elektrického pole, jež vodivostní elek-

trony urychluje, získáme první Londonovu rovnici pro ideální vodivost supravodiče

$$\frac{\partial \mathbf{j}_s}{\partial t} = \frac{n_s e^2}{m_e} \mathbf{E}.$$
(1.5)

Pro platnost této rovnice jsou nutné dva silné předpoklady a to nezávislost n_s a n_n na čase a prostoru. Úpravami Maxwellových rovnic a využitím první Londonovy rovnice lze získat i druhou Londonovu rovnici popisující supravodič jakožto ideální diamagnetikum. Zjednodušeně má tvar

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B},\tag{1.6}$$

kde λ_L je Londonova hloubka vniku magnetického pole a je definována jako

$$\lambda_L := \sqrt{\frac{m_e}{e^2 n_s}}.\tag{1.7}$$

Rovnice (1.6) má pro supravodivý poloprostor řešení ve tvaru $B(x) = B(0)\exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right)$. Magnetická indukce od povrchu supravodiče klesá exponenciálně, jak je to ilustrováno na obrázku (1.2).



Obr. 1.2: Závislost průniku magnetického pole do supravodiče; B_{apl} představuje velikost magnetického pole na povrchu supravodiče [3].

Cílem Londonových rovnic bylo popsat některé elektromagnetické makroskopické jevy, které byly pozorovány u supravodivých materiálů (konkrétně diamagnetismus a supravodivost). Avšak teorie bratří Londonových postulovala hodnotu n_s , nesvazovala tuto veličinu závislostí na dalších parametrech, jako teplota nebo velikost magnetického pole, a předpokládala, že je konstantní v čase a prostoru.

Rozvinutější Ginzburgova-Landauova teorie byla představena v roce 1950. Navazující makroskopický popis vlastností supravodičů měl zobecnit předchozí teorii [2], [3], [4].

1.2 Ginzburgova-Landauova teorie

Hlavním konceptem Ginzburgovy-Landauovy (GL) teorie je popis supravodičů na základě teorie fázových přechodů druhého druhu a zavedení komplexní veličiny, tzv. parametru uspořádání Ψ , který je svázán s prostorovou souřadnicí a teplotou supravodiče.

Parametr Ψ lze chápat jako makroskopickou vlnovou funkci a je svázán s hustotou supravodivých elektronů normováním rovnicí

$$\int d^3r |\Psi(r)|^2 = n_s V, \qquad (1.8)$$

a v případě eliminace prostorové závislosti lze uvažovat, že druhá mocnina amplitudy parametru uspořádání přímo odpovídá hustotě supravodivých elektronů

$$|\Psi|^2 = n_s. \tag{1.9}$$

Teplotní závislost parametru uspořádání zobrazuje graf 1.3, kterou lze získat z řešení popisu Gibbsova potenciálu. V oblasti teplot nižších než je kritická teplota T_c platí $|\Psi| \sim \sqrt{(T - T_c)}$, pro vyšší teploty je parametr uspořádání roven nule.



Obr. 1.3: Závislost parametru uspořádání na teplotě [3].

Na rozdíl od teorie bratří Londonových je v GL teorii hloubka vniku magnetického pole závislá na teplotě, a to vztahem

$$\lambda(T) = \lambda(0) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}}$$
(1.10)

Charakteristická vzdálenost, při níž se mění velikost parametru uspořádání, se nazývá koherenční délka - ξ . Závislost koherenční délky na teplotě vykazuje stejný trend chování jako má hloubka vniku ($\xi \sim \frac{1}{\sqrt{1-\frac{T}{T_c}}}$). Poměr hloubky vniku a koherenční délky je označován κ , tento parametr je nezávislý na teplotě aje charakteristický pro každý supravodič.

Na poměru hloubky vniku a koherenční délky závisí energie povrchové energetické stěny mezi normálním a supravodivým stavem.

Je-li $\kappa \ll 1$ ($\lambda \ll \xi$), je povrchová energie kladná a vznik stěny je energeticky nevýhodný, v takovém případě hovoříme o supravodičích I. druhu.

Je-li $\kappa >> 1$ ($\lambda >> \xi$), je naopak povrchová energie záporná a povrchová stěna bude mít snahu o co největší plochu, jedná se o supravodiče II. druhu.

Hranicí mezi supravodiči I. a II. druhu tvoří hodnota $\kappa = \frac{\lambda}{\xi} = \frac{1}{\sqrt{2}}$. [2], [3], [4].

1.2.1 Supravodiče I. druhu

Mezi supravodiče I. druhu, nazývané jako měkké supravodiče, patří převážně kovy a polokovy. U tohoto typů supravodičů dominuje Meissnerův-Oschenfeldův jev - perfektní diamagnetismus.

Supravodiče I. druhu mají velmi nízké kritické teploty a nízká kritická magnetická pole z tohoto hlediska nejsou příliš vhodné pro technologické využití, ale jedná převážně o první historicky objevené supravodiče. Na obrázku 1.4 jsou zobrazeny prvky v periodické tabulce, které projevují supravodivé vlastnosti (jsou supravodiči I. druhu) [2], [3], [5].



Obr. 1.4: Periodická soustava prvků s vyznačenými prvky se supravodivými vlastnostmi (supravodiče I. druhu) [5].

1.2.2 Supravodiče II. druhu

Supravodiče II. druhu, tzv. tvrdé supravodiče, se liší od měkkých supravodičů hlavně chováním ve vnějším magnetickém poli.

Narozdíl od supravodičů I. druhu, přechod ze supravodivého do normálního stavu není skokový. Při dosažení jisté hodnoty magnetického pole (tzv. dolní kritické pole) dojde k přechodu do smíšeného stavu a na povrchu supravodiče se začnou vyskytovat magnetické víry (v literatuře někdy též označovány jako vírová vlákna) jež umožní kvantovaný tok magnetického pole skrz supravodič. Kvantum magnetického toku skrze vír je

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e},\tag{1.11}$$

kde h je Planckova konstanta
ae je elementární elektrický náboj.

Při dosažení hodnoty tzv. horního kritického magnetického pole supravodivý stav zaniká. Porovnání chování supravodiče I. a II. druhu jsou zobrazeny na 1.5



Obr. 1.5: Porovnání fázových přechodů ze supravodivého do normálního stavu; vlevo pro supravodiče I. druhu, vpravo pro supravodiče II. druhu.

Kvantové víry jsou složeny z jádra, které se nachází v normálním stavu s průměrem srovnatelným s dvojnásobkem koherenční délky, a okolo něj cirkuluje supratekutý proud ve vzdálenosti až dvojnásobku hloubky magnetického vniku.

Magnetické víry tvoří na povrchu stabilní tzv. smíšený stav. Supravodivé kotouče okolo jádra víru se mohou ve struktuře materiálu prolínat, aniž by porušily jeho supravodivé vlastnosti. Začnou-li se dotýkat jádra magnetických vírů, supravodivé vlastnosti materiálu zaniknou. Magnetické víry vznikají na povrchu supravodiče a mohou pronikat dovnitř, zároveň na sebe působí odpudivými silami, které exponenciálně klesají se vzdáleností. Magnetické víry v ideálním případě vytváří trojúhelníkovou mřížku, avšak v praxi lze pozorovat jejich zachycení na místech materiálových dislokací a defektů. Velký gradient koncentrace magnetických vírů zvyšuje hodnotu maximálního kritického proudu. Nehomogenní materiály, které jsou schopny zachycovat větší koncentraci magnetických vírů, mají lepší praktické uplatnění.

Díky existenci vírů a smíšeného supravodivého stavu jsou kritická magnetická pole o mnoho vyšší než pro supravodiče I. druhu, což z nich dělá mnohem vhodnější supravodivý

materiál. Mezi supravodiče II. druhu řadíme hlavně sloučeniny a slitiny, rovněž mezi ně patří také niob, vanad a technecium.

1.3 BCS Teorie

První mikroskopická teorie pro vysvětlení supravodivých jevů musela dlouho čekat na rozvoj a vývoj kvantové mechaniky, teprve v roce 1957 byla zveřejněna první a doteď i poslední uznávaná teorie pojmenovaná po autorech J. Bardeenovi, L. Cooperovi a J. Schriefferovi jako BCS teorie. Tato teorie byla v roce 1972 odměněna Nobelovou cenou.

Při přechodu z normálního stavu materiálu do supravodivého stavu se vlastnosti krystalové mřížky nemění, ovšem mění se vlastnosti vodivostních elektronů. V normálním stavu jsou vodivostní elektrony vzájemně odpuzovány coloumbovskou silou. V supravodivém stavu interakce elektronů a fononů (vibrující částice krystalové mřížky) dochází k párování elektronů s opačnou hybností a spinem - Cooperovy páry. Tyto Cooperovy páry mají výsledný spin rovný nule, chovají se jako bosony a nepodléhají Pauliho vylučovacímu principu. Doba života Cooperových párů se pohybuje v řádu $10^{-15} - 10^{-12}$ sekund. Cooperovy páry tak mohou tvořit makroskopickou koherentní kapalinu. Přitažlivou sílu Cooperových elektronů si lze zjednodušeně představit jako průlet dvou elektronů krystalovou mřížkou. První elektron mřížku deformuje coloumbovskou silou a druhý je přitahován deformovanou mřížkou ve směru prvního elektronu ještě před relaxací první interakce. Názorná ilustrace je zobrazena na obrázku 1.6.



Obr. 1.6: Ilustrace interakce Cooperových párů. [8]

Pomocí přitažlivé interakce mezi vázanými elektrony lze popsat experimentálně naměřené mezery v energetickém spektru supravodiče. Cooperovy páry dokonce vysvětlují kvantování magnetického toku s efektivním nábojem 2e. BCS teorie dokáže skrze kvantovou mechaniku popsat mnoho experimentálně měřených termodynamických vlastností supravodičů, dokonce dokáže teoreticky předpovědět hodnotu kritické teploty T_c pomocí rovnice

$$k_B T_c = 1,13 \cdot E_D \exp\left(-\frac{1}{N(0)V}\right) \tag{1.12}$$

kde E_D je Debyeova energie fononů, N(0) je počet elektronových stavů v základní Fermiho hladině a V je elektron-fononový párovací potenciál.

Supravodiče, které se chovají v souladu s BCS teorií nazýváme konvenčními supravodiči, pro ostatní nekonvenční supravodiče doposud nemáme žádnou uspokojivou teorii, která by popisovala jejich experimentálně naměřené vlastnosti. Podle BCS teorie by měla být maximální možná kritická teplota supravodičů 23 kelvinů [1] (tato teplota není v literatuře sjednocená), avšak od roku 1986 byly objeveny materiály s podstatně vyšší kritickou teplotou, tyto materiály byly nazvány jako vysokoteplotní supravodiče nebo-li HTS (High Temperature Superconductors). Supravodiče s kritickou teplotou menší než 23 kelvinů se začaly nazývat nízkoteplotní supravodiče LTS (Low Temperature Superconductors).

1.4 Nízkoteplotní supravodiče (LTS)

Nízkoteplotní supravodiče byly objeveny historicky jako první. Jedná se o supravodiče výhradně z kovů a slitin prvků, které samy o sobě prokazovaly supravodivé vlastnosti. Velkou výhodou LTS supravodičů jsou vynikající mechanické vlastnosti, zvládnutá a nenákladná výroba (oproti HTS). Hlavní nevýhodou LTS je nutnost chlazení kapalným heliem, které má teplotu varu 4,22 K [11].

Nejčastěji používané supravodiče jsou slitiny niobu a to konkrétně NbTi a NbSn₃. NbSn₃ má větší kritické parametry, jak lze vidět v tabulce 1.7, ale je výrazně dražší. Pokud není potřeba splňovat extrémní podmínky vysokého vnějšího magnetického pole, pak je výhodnější použít supravodič NbTi.

Superconducting phase	Composition	$T_{\rm c}({\rm K})$	$B_{c2}(T)$	Magnetic field in application $B(T)$
Nb-Ti	46-52 wt% Ti,	≈ 10	$\approx 10.5 \ (4.2 \text{ K})$	$\leq 9 (4.2 \text{ K})$
	$\approx 47 \text{ wt}\%$ Ti optimal			> 9 (1.8 K)
Nb ₃ Sn	25 at.% Sn,	≈ 18	$\approx 23 \; (4.2 \text{ K}):$	$\leq 20 \mathrm{T} (4.2 \mathrm{K})$
(Nb, Ta, Ti) ₃ Sn	\leq 7.5 wt% Ta,		$\approx 26 - 29 (4.2 \text{ K})$	several T (< 4.2 K)
	$\leq 0.2 \text{ wt\% Ti}$			

Obr. 1.7: Přehled nejpoužívanějších nízkoteplotních supravodičů s jejich kritickými parametry [12].

Vlastnosti supravodičů jsou dány nejen materiálem, ale i výrobcem a způsobem vinutí. Supravodiče NbTi jsou nejčastěji používány pro výrobu supravodivých cívek s extrémně velkým magnetickým polem.

1.5 Vysokoteplotní supravodiče (HTS)

Vysokoteplotní supravodiče jsou velmi anizotropní a jejich kritická teplota může být vyšší než teplota tekutého dusíku (77 K). HTS jsou supravodiče II. druhu a mají nízká dolní kritická magnetická pole a velmi vysoká horní kritická magnetická pole. Právě vysoké kritické parametry velmi usnadňují technologie chlazení a jejich aplikovatelnost.

Nejrozšířenějšími HTS jsou kupráty-perovskidy, keramické materiály obsahující kyslík a měď. Supravodivost v těchto materiálech by měl zajišťovat roviny CuO_2 . Mezi nejznámější HTS kupráty patří BiSCCO (kupráty s příměsí bismutu, stroncia a vápníku) a YBCO (kupráty s příměsí ytria a baria).

V roce 2006 byla objevena nová skupina vysokoteplotních supravodičů na bázi železa a pniktidů tzv. FeAs. V těchto supravodičích jsou supravodivé roviny tvořeny železem a pniktidem - chemickým prvkem z 15 skupiny v periodické tabulce prvků, nejčastěji se jedná o arsen nebo fosfor. Tato skupina supravodičů je velmi perspektivní do budoucna hlavně z hlediska jednoduššího výrobního procesu [9].

Mezi další objevené skupiny HTS patří MgB₂, vizmutáty a fulleridy. V současné době probíhá experimentální výzkum mnoha dalších materiálů prokazující vysokoteplotní supravodivost. Avšak hledat spojitost mezi těmito materiály je dnes velikou výzvou pro teoretické fyziky. Dosud nejvyšší objevenou kritická teplotu $T_c = 203$ K má HTS H₂S a to za vysokého tlaku 90 MPa [10].

Historie objevů supravodičů s jejich kritickou teplotou jsou zobrazeny na obrázku 1.8.



Obr. 1.8: Přehled objevů supravodivých materiálů od roku 1911 společně s jejich kritickou teplotou T_c ; na pravé straně jsou vyznačeny hodnoty teploty varu některých plynů [11].

Kapitola 2

Aplikace supravodičů

Obecně můžeme supravodiče rozdělovat do skupin silnoproudých a slaboproudých supravodičů dle jejich aplikace. V této kapitole se budeme zabývat převážně silnoproudými supravodiči, jejich výrobou, technikou vinutí, metodami chlazení a dalšími doprovodnými vlastnostmi.

Pod pojmem silnoproudé supravodiče rozumíme většinou supravodivé kabely schopné vést obrovský elektrický proud až v řádech kA. Cívky namotané ze supravodiče jsou schopny produkovat enormně vysoká magnetická pole. Silnoproudé supravodivé kabely musí mít co nejvyšší hodnotu kritického proudu. Supravodiče I. druhu nejsou vhodné materiály, jelikož mají malou hodnotu kritického proudu.

Dále mohou být silnoproudé supravodiče využity například v supravodivých motorech, transformátorech a dalších aplikacích.

2.1 Výroba a vinutí supravodivých kabelů

Nejrozšířenějšími a nejlépe technologicky zvládnutými nízkoteplotními kabely jsou kabely složeny ze supravodičů NbTi a Nb₃Sn, které jsou uloženy obvykle v měděné (popřípadně bronzové) matrici, která zaručuje teplotní a elektrickou stabilizaci v případě nežádoucího přechodu supravodiče do normálního stavu.

Nevýhodou použití nízkoteplotního supravodiče NbTi oproti Nb₃Sn jsou menší kritické parametry teploty a vnějšího mgnetického pole, jak můžeme vidět v tabulce 1.7. Naproti tomu velikou výhodou NbTi supravodičů je velice snadná výroba, mechanická odolnost a v neposlední řadě menší cena.

Nízkoteplotní supravodivé kabely mohou být jednovláknové a vícevláknové. Vícevláknové kabely jsou uspořádány do různých mřížek a vinutí podle konkrétního typu kabelu. Příklad možné struktury supravodivého vícevláknového Nb₃Sn kabelu je společně s typem vinutí zobrazen na obrázku 2.1, 2.2.



Obr. 2.1: Struktura Nb₃Sn kabelu společně s velikosti měřítek CICC (Cable in conduit conductor) pro ITER, [15]



Obr. 2.2: Struktura vinutí vícevláknového Nb₃Sn kabelu pro ITER. [16]

Výrobní proces nízkoteplotních supravodivých kabelů se liší v závislosti použití materiálu a typu požadovaného kabelu. Výroba jednovláknových kabelů je podstatně jednodušší a kratší (výrobní proces trvá přibližně 6 týdnů, pro vícevláknové supravodiče okolo 18 týdnů).

Na obrázku 2.3 je zobrazeno schéma jednoho možného výrobního procesu jednovláknového kabelu. Proces začíná chemickým čištěním supravodivého materiálu a dosažením vhodného chemického poměru. Tento materiál je vložený do sběrnice, kde je svařován po dlouhou dobu. Následně je materiál ošetřován metodami HIP (Hot isostatic pressure) a CIP (Cold isostatic pressure). Tyto metody využívají působení geometricky rovnoměrného tlaku na materiál za vysoké a nízké teploty. Účelem tohoto kroku je geometrické homogenizování materiálu, zbavení se pórovitosti.

Poté je materiál za vysoké teploty a tlaku extrudován do potřebného tvaru, odkud je dál namotáván a střihán do potřebných délek.

Pro vícevláknové kabely jsou vlákna namotávány na tzv. Bull block, kde jsou pak ještě zahřívány na 700 stupňů celsia po dobu 200 hodin. Dále jsou kabely složitě namotávány do sebe podle typu a složitosti požadovaného kabelu.



Obr. 2.3: Schéma procesu výrpby jednovláknového supravodivého kabelu od firmy Luvata [17].

První vysokoteplotní supravodiče nazývané také HTS 1. generace byly BSSCO pásky, které byly vyráběny tzv. powder-in-tube metodou. Prášková směs BSCCO se nasype do stříbrné tuby, která je za studena stlačena metodou PIC.

Klasických výrobních procesů jako je například extruze při výrobě nelze použít pro velkou křehkost vysokoteplotního supravodivého materiálu. Vysokoteplnotí supravodiče 1. generace jsou charakteristické velmi nízkou hodnotou kritické hustoty proudu. Schématický příčný a podélný průřez supravodiče BSCCO můžeme vidět na obrázku 2.4.

Strukturu vysokoteplotních supravodičů 2. generace (mezi které patří například YBCO, REBCO a jiné) tvoří na sebe postupně nanášené vrstvy materiálů metodou MOCVD (Metallooorganic chemical vapor deposition). Na kovový podklad jsou postupně nanášené vrstvy, které se slučují chemickými reakcemi a vytvářejí téměř dokonalé zarovnání na atomární úrovni.



Obr. 2.4: Schéma průřezu vysokoteplotního supravodiče 1. generace - BSCCO ve stříbrné matrici; a) Příčný průřez. b) Podélný průřez [13].

Strukturu vysokoteplotních pásků můžeme vidět na obrázku 2.5 a jedno z typických technologických řešení struktury vysokoteplotního kabelu na obrázku 2.6. Špatné mechannické vůastnosti vysokoteplotních supravodičů a geometrická anizotropie vodiče komplikují tvorbu vysokoteplotních supravodivých cívek pro velká magnetická pole. Křehký supravodivý keramický materiál nevydrží velké namáhání působené vysokým magnetickým polem [2], [14], [15], [16], [17], [18], [19], [20].



Obr. 2.5: Struktura vysokoteplotního supravodiče REBCO od firmy SuperPower [18].



Typical HTS Cable Configuration

Obr. 2.6: Typická konfigurace HTS kabelu od firmy SuperPower [19].

2.2 Kryogenika

Dosažení nízkých teplot a supravodivých vlastností není příliš jednoduché a existuje celý obor, který se metodám pro dosažení nízkých teplot věnuje - kryogenika.

Až do 18. století bylo možné chladit pouze přírodním ledem, který se uchovával v ledárnách pod zemí, aby vydržel co nejdéle. První mechanický stroj na výrobu ledu byl předveden roku 1748, jednalo se zařízení s diethyl etherem, který při varu za sníženého tlaku odebíral teplo od okolí.

Později vznikaly termomechanické systémy, které využívaly obráceného cyklu tepelných strojů nebo Joelova-Thompsonova jevu (ochlazení při izoentalpické expanzi reálného plynu přes pórovitou přepážku). O největší pokrok pro kryogeniku se zasloužil Michael Faraday zkapalněním většiny známých plynů za vyššího tlaku (kromě kyslíku, dusíku a vodíku).

Zdokonalením okolní izolace za použití vakua dokázal James Dewar roku 1895. Na jeho počest byly pojmenovány speciální nádoby (Dewarovy nádoby) ve kterých se kapalný dusík či kapalné helium uchovává. Zkapalnit helium se povedlo až v roce 1908 Heikemu Kamerlinghu Onnesovi.

2.2.1 Metody chlazení

Metody ochlazování lze dělit na dvě skupiny - jednofázové a dvoufázové. Dvoufázová chlazení jsou založena na principu změny entropie mezi 2 fázemi látky (plyn a kapalina, kapalina a kapalina s jinou entropií, plyn a pevná látka). Jednofázové metody využívají ke změnu entropie v závislosti na vnějším parametru v rámci jedné fáze (adiabatická diamagnetizace jader a elektronů, dynamická polarizace jader).

Nejběžnějším způsobem ochlazování je dvoufázová metoda čerpání výparného tepla. Využívá se intenzitního odpařovávání vhodného chladícího média a odebírání tepla pomocí tepelných výměníků z izolované soustavy. Při použití jednostupňového systému chlazení lze dosáhnout maximálně teplot okolo 200 K. Výhodnější je kaskádní soustava chlazení používající několik médií s klesající hodnotou teploty varu. Podmínkou je použití chladících médií jež mají vyšší kritickou teplotu než trojný bod teplejšího média, a trojný bod nižší než kritická teplota chladnějšího. Nejpoužívanější kaskádou kryokapalin (chladících kapalných médií) je čpavek, ethylen, methan a dusík. Touto metodou lze dosáhnout teplot okolo 60 K, pro nižší teploty je nutné použít další chladící metody jako je například konání vnější práce přes pístové detandéry, nebo izoentalpická expanze reálného plynu přes škrtící prvek.

Pomocí výše zmíněných metod lze dosáhnout teplot kapalného helia, které jsou dostačující pro technologické aplikace supravodičů. Další metody jako jsou diamagnetizace jader a snižování teplot až do řádu mK jsou prozatím možné pouze v laboratorních podmínkách.



Obr. 2.7: Schémata 3 variant technického řešení zkapalňovače helia; a) Zkapalňovač helia s použitím předchlazení tekutým vodíkem. b) Zkapalňovač helia s použitím 1 detandéru. c) Zkapalňovač helia s použitím 2 detandérů. [21]

Příklady technického řešení zkapalňování helia je zobrazen na obrázku 2.7. Uveďme jako příklad rozbor první varianty a). Plynné helium je stlačeno kompresorem K a stlačeno do tepelného výměníku V_1 , kde je ochlazováno parami z lázně tvořené kapalným dusíkem

(77 K), dále se přesune do tepelného výměníku V_2 , kde je chlazené kapalným vodíkem, po ochlazení postupuje plyn do tepelného výměníku V_3 , kde se nachází ventil, který ochlazuje plyn pomocí Joule-Thompsonova jevu (označený na obrázku jako J-T) na teploty kapalného helia. Takové zařízení pro vytvoření nízkých teplot se nazývá refrigerátor.

Kryogenní kapaliny jsou použity pro udržování nízké teploty pomocí kryogenní lázně, takové zařízení se nazývá kryostat. Technická řešení systému cirkulace chladících kapalin jsou různá v závislosti na požadavcích a složitosti zařízení. Přehled některých důležitých termodynamických parametrů kryokapalin je uveden v tabulce 2.8.

	T	emperature (K) pressi	ure		Lat	ent heat of vaporizati	on	
	Triple point	Normal boiling point	Critical point	Triple point (kPa)	Critical point (kPa)	Critical density (kg/m³)	L (J/g)	Density (g/ml)
Helium	2.1768 ^a	4.222	5.1953	5.048	227.46	69.64	20.6	0.13
Hydrogen	13.8	20.28	32.94	7.042	1283.8	31.36	441	0.07
Neon	24.5561	27.09	44.44	43.35	2703	483.23	86	1.20
Nitrogen	63.15	77.36	126.26	12.46	3399	313.11	199	0.81
Oxygen	54.36	90.19	154.58	0.148	5043	436.14	213	1.14
Argon	83.8	87.28	150.86	68.9	4906	535.70	162	1.40
Krypton	115.76	119.77	209.39	73.2	5496	910.75	108	2.40
Xenon	161.36	165.04	289.74	81.6	5821	1100	96	3.10
CO ₂	216.58	_	304.21	518.16	7384	466.51	571	1.56
Methane	90.69	111.63	190.55	11.7	4599	162.65	510	0.42
Ethane	90.35	184.55	305.33	0.0011	4871	206.73	489	0.55
Propane	85.47	231.07	369.85	0.1 × 10⁻⁵	4248	220.49	425	0.58
Ammonia	195.49	239.81	406.65	0.0662	11627	237.57	1371	0.68

Obr. 2.8: Termodynamické vlastnosti některých kryogenních kapalin. [22]

2.3 Vliv neutronového záření

Celý magnetický systém v technologicky pokročilejších termojaderných zařízeních tvoří cívky z nízkoteplotních supravodičů, v blízké budoucnosti by je mohly nahradit i vysokotpelotní supravodiče. Uvnitř reaktoru dochází k termojaderné reakci deuteria a tritia za vzniku helia a neutronů. Tyto neutrony by mohly v případě nárazu na supravodiče mít špatný vliv a proto je důležité sledovat vlivy neutronových záření na supravodivé materiály.

V této kapitole si rozebereme vliv neutronového záření na vysokoteplotní supravodiče, protože výsledky jsou v porovnání s nízkoteplotními, až na anizotropní geometrii, téměř shodné.

Neutronové záření se ukázalo být pro supravodiče velmi nepříznivým faktorem. Ozářeným supravodičům klesly jejich hodnoty kritického magnetického pole, kritické teploty i kritického proudu. Zároveň neutronové záření narušuje míru anizotropie u vysokoteplotních supravodičů. Bylo zjišťěno, že pro vysokoteplotní supravodiče degradace hodnoty kritického proudu je větší pokud je směr neutronového záření kolmo k vysokoteplotnímu supravodivému pásku. Při vyšších teplotách vysokoteplotníhoo supravodiče má neutronové záření mnohem větší degradační účinek.

Degradační účinky neutronového záření na vysokoteplotní supravodič GdBCO Super-Power SCS4050 jsou zobrazeny na obrázku 1.2 [36], [37].



Obr. 2.9: Vliv neutronového záření na vysokoteplotní supravodič GdBCO [36].

2.4 Quench efekt

Supravodivé magnety mohou být poškozeny v důsledku tzv. Quench efektu. Jedná se o náhlý lokální přechod materiálu z normálního do supravodivého stavu. Lokální část supravodiče v normálním stavu se díky vzniklému elektrickému odporu začne zahřívat a zvětšovat až se celý magnet dostane do normálního stavu.

Během quenche může být supravodivý magnet poškozen vysokým napětím, teplotou, která vznikne při zahřívání normálního stavu, nebo vzniklými Lorenzovými silami, které začnou vznikat díky měnícímu se magnetickému poli.

Většina supravodivých magnetů je navržena tak, aby vydržela náhodně vzniklý quench, avšak tento negativní jev může nenávratně poškodit strukturu supravodivého magnetu a rapidně snížit jeho životnost, proto je nutné vznik a průběh quenche detekovat, predikovat a zabránit větším škodám nebo případně i jeho vzniku.

Quench může být modelován pomocí systému vybíjení magnetické indukčnosti na

časově proměnném odporu. Nejčastěji jsou pro detekci quenche používány velmi citlivé detektory magnetického pole, které jsou schopny detekovat změnu magnetického pole, způsobenou normální částí supravodiče.

Kapitola 3 Supravodiče pro termojadernou fúzi

První zařízení využívající nízkoteplotní supravodiče pro magnetické udržení plazmatu bylo představeno na konferenci Magnet Tenchnology Conference roku 1965, ukázalo se, že pomocí supravodičů bylo možné dosáhnout daleko větších magnetických polí a lepšího a stabilnějšího udržení. Supravodiče se tak staly jedním z pilířů pro rozvoj lepších zařízení pro termojadernou fúzi.

Historicky prvním tokamakem, který použil pro konstrukci toroidálních cívek supravodič NbTi, byl tokamak T-7, který operoval od roku 1987 v Ústavu atomové energie I. V. Kurčatova v Moskvě. Tokamak T-7 je dnes stále funkční a využíván, ale pod novým názvem HT-7 na univerzitě ASIPP v Číně.

Dalším historickým průlomem ve využití supravodičů pro termojadernou fúzi bylo použití supravodiče Nb₃Sn na japonské univerzitě Kyushu pro zařízení jménem Triam během 80-tých let. Triam byl začátkem pro velký supravodivý program použitý pro JT-60, JT-60U a JT-60SA.

Po dlouhou dobu se považovalo za supravodivý tokamak zařízení se supravodivými toroidálními cívkami. Dnes existují tokamaky, které jsou plně supravodivé včetně poloidálních cívek. Hlavními průkopníky jsou tokamaky EAST (Čína) a KSTAR (Jižní Korea), dále mezi termojaderná zařízení zařazujeme indický tokamak SST-1, francouzský tokamak Tore Supra (WEST).

Kromě tokamaků udržujících plazma v pulsním režimu bylo užito supravodičů i pro magnetické pole stellarátorů. Nejvýznamnějším a nejúspěšnějším zástupcem stellarátorů je německý Wendelstein 7-X (W7-X).

Zařízení pro výzkum termojadermé fúze je veliké množství různých typů a technologických řešení. Hlavním vrcholem výzkumu by měl být dlouho připravovaný projekt ITER, po ISS druhý největší projekt v dějinách lidstva. Všechny poznatky z menších tokamaků jsou použity pro postavení ITERu, který zároveň má být hlavní branou pro komerční rozvoj fúzních elektráren.

V této kapitole se budeme věnovat nejdůležitějším termojaderným zařízením využívající nízkoteplotní i vysokoteplotní supravodiče. JT60-Ua ITER jsou tokamaky používající převážně nízkoteplotní supravodiče pro cívky poloidálního a toroidálního magnetického pole a vysokoteplotní supravodiče jako elektrické přivaděče. U mnoha dalších tokamaků jsou supravodiče použity podobným způsobem.

Kromě klasických tokamaků zde zmíníme experimentální tokamak HTS40, který se snaží prorazit výzkumem vysokoteplotních supravodičů pro magnetické pole tokamaku [24], [25].

3.1 JT60-U/JT-60SA

JT60-SA je vrcholem japonského supravodivého programu pro termojadernou fúzi. Tokamak začal operovat již v roce 1985 pod názvem JT60. Jedná se o tokamak, jehož torus je zkonstruován do tvaru D a je podobný konstrukcí JETu, což je v současné době největší tokamak na světě (dokud se nedostaví ITER).

V roce 2005 byla nainstalovány do vakuové komory dlaždice z nerezové oceli pro zdokonalení struktury magnetického pole a zařízení bylo přejmenováno z JT60 na JT60-U. Do roku 2010 byly nízkoteplotní supravodiče NbTi pro toroidální magnetické pole.

Od roku 2010 byl nainstalován supravodivý centrální solenoid z nízkoteplotního supravodiče Nb₃Sn a tokamak byl opět přejmenován na nynější název JT60-SA. Konstrukční schéma tokamaku JT60-SA je zobrazeno na obrázku 3.1 a jeho parametry ve srovnání s parametry připravovaného ITERu na 3.2. Operační parametry supravodivých cívek jsou zobrazeny v tabulce 3.3



Obr. 3.1: Konstrukční schéma japonského tokamaku JT60-SA [30].

	JT-60SA	ITER
Major radius (m)	2.96	~6.2
Minor radius (m)	1.18	<2.0
Plasma current (MA)	5.5	<15
On-axis toroidal field (T)/TF conductor	2.25/NbTi	<5.3/Nb ₃ Sn
Plasma elongation	1.95	<1.8
Plasma triangularity	0.53	<0.5
Plasma volume (m ³)	132	~840
Inductive pulse length (s)	100	>400

Obr. 3.2: Základní technické parametry tokamaku JT60-SA ve srovnání s ITERem [28].

	TF	CS	EF
strand	NbTi	Nb₃Sn	NbTi
B _{max} (T)	5.7	8.9	6.2
T _{op} (K)	4.9	5. 1	5.0
l _{op} (kA)	25.7	20	20

Obr. 3.3: Operační parametry supravodičů pro tokamak JT60-SA [27].

Vylepšení tokamaku z JT60 na JT60-SA zahrnovalo nejen výměnu centrálního solenoidu. Další výraznou změnou je použití velkého množství vysokoteplotních supravodivých elektrických přivaděčů. Konkrétně 6 HTS přivaděčů s přívodem 25,7 kA pro toroidální cívky, 20 HTS přivaděčů s přívodem 20 kA pro cívky poloidálního magnetického pole a centrální solenoid. Výroba těchto vysokoteplotních přivaděčů začala v roce 2014 a v červenci 2017 byly komponenty otestovány. Hlavním cílem tokamaku JT60-SA je pomoci doladit technická řešení a zvládnutí jaderné fúze pro ITER. První plazma v tokamaku JT60-SA se očekává v roce 2020 [28], [29], [30].

3.2 ITER

International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER) je mezinárodní projekt připravující největší budoucí tokamak na světě, který by měl umožnit využití termojaderné fúze v energetice. Jedná se zatím o druhý nejdražší mezinárodní projekt, kterého se účastní Čína, Evropská unie, Indie, Japonsko, Jižní Korea, Rusko a Spojené státy Americké. Zařízení je momentálně přibližně za půlkou stavby na francouzkém území nedaleko města Cadarache a v roce 2025 se předpokládá první vytvoření plazmatu.

Reaktor by měl demonstrovat realizaci možného energetického výtěžku z termojaderné fúze. Jeho teoretický předpokládaný fúzní výkon je 400 MW. ITER představuje samotný

vrchol termojaderného výzkumu a jedná se o natolik složité zařízení, že uvedeme pouze pár zásadních parametrů, viz. 3.5 a zaměříme se pouze na magnetický systém ITERu a využití supravodičů.

Total fusion power	500 MW (*700 MW)
Q = fusion power/auxiliary heating power	≥10
Average neutron wall loading	0.57 MW/m ² (*0.8 MW/m ²)
Plasma inductive burn time	≥ 300 s
Plasma current	15 MA
Plasma major radius	6.2 m
Plasma minor radius	2.0 m
Vertical elongation	1.70
Toroidal field @ 6.2 m radius (plasma axis)	5.3 T
Max. field in the conductor (toroidal coils)	12 T
Plasma volume and surface	837 m ³ , 3678 m ²
Installed auxiliary heating/current drive power	73 MW (*110–130 MW)

(*) During the extended phase.

Obr. 3.4: ITER hlavní parametry plazmatu a zařízení. [26]

Magnetický systém ITERu je tvořen celkem z 48 nízkoteplotních supravodivých cívek, které můžeme rozdělit na 4 subsystémy, které jsou zobrazeny na obrázku

Prvním subsystémem je magnetické toroidální pole, které je tvořeno 18 nízkoteplotními supravodiči Nb₃Sn, supravodiče jsou koláčově vinuty (tzv, "double pancakes") s kruhovým nerezovým pláštěm a jsou schopny vést proud 65 kA. Druhým subsystémem je centrální solenoid, který je tvořen 6 moduly z Nb₃Sn, jsou koláčovitě vinuty se čtvercovým nerezovým pláíštěm a jsou schopny vést proud 45 kA. V obou těchto systémech bude produkováno největší magnetické pole a to přes 10 T, proto je zde použit kvalitnější a dražší supravodič Nb₃Sn.

Třetí subsystém tvoří 4 cívky poloidálního pole ze supravodiče NbTi, které jsou koláčově vinuty. Supravodiče poloidálního pole mají čtvercovou nerezovou matrici. Poslední čtvrtý subsystém je tvořen korelačními cívkami rovněž ze supravodiče NbTi. Podrobnější charakteristiky všech čtyř subsystémů jsou uvedeny v tabulce na 3.6. Všechny supravodiče jsou chlazeny nadkritickým heliem o teplotě 4,5 Kelvinů.

Takto obrovské supravodivé toroidální cívky ještě nikdy nebyly konstruovány proto pro jejich samotnou výrobu vznikly celé továrny, aby bylo možné takto velké cívky zkonstruovat. Nejdříve se zkonstruovala radiální konstrukce z jednotlivých částí, do této konstrukce se navine dvojitým koláčovitým vinutím supravodič Nb₃Sn. Supravodič je následně zahříván po 200 hodin na 650 stupňů celsia. Po vychladnutí je supravodič zafixován do radiální vrstvy pomocí tzv. "cover plate". Poté je to nanesená izolace a impregnace. Následuje samotná montáž do termojaderného reaktoru. Jednotlivá struktura toroidálních cívek je zobrazena na obrázku 3.7.



Obr. 3.5: Schématické zobrazení magnetického pole ITER [27]

System	Energy GJ	Peak Field T	Total MAT	Cond length km	Total weight t
Toroidal Field TF	41	11.8	164	82.2	6540
Central Solenoid	6.4	13.0	147	35.6	974
Poloidal Field PF	4	6.0	58.2	61.4	2163
Correction Coils CC	-	4.2	3.6	8.2	85

Obr. 3.6: Základní charakteristiky subsystému magnetického pole ITER [27].

Aby mohly supravodiče správně fungovat je potřeba mít dobře vyřešený chladící systém. Zde nebudeme zabíhat do podrobností, důležité je, že se supravodiče chladí nadkritickým heliem o teplotě 4,5 K a schéma chladícího systému je zobrazeno pro ilustraci na obrázku 3.8.



Obr. 3.7: Zobrazený detail struktury toroidální cívky Nb₃Sn pro ITER; CP - Cover plate, DP - Double pancakes, RP - Radial plate, WP - Winding pack, [27].

V době, kdy se ITER plánoval a začínalo se se stavbou ještě nebyla plně rozvinuta technologie vysokoteplotních supravodičů. Proto pro tvorbu magnetického pole byly vybrány nízkoteplotní supravodiče. Ani dnes nejsme schopni tvořit cívky z vysokoteplotních supravodičů, které by byly schopny vytvářet vysoká magnetická pole. Avšak vysokoteplotní supravodiče našly svoje uplatnění v ITERu jakožto přivaděče elektrického proudu.

Užití vysokoteplotních supravodičů jako přivaděčů elektrického proudu dokáží ušetřit okolo 22 kW. Tyto vysokoteplotní přivaděče elektrického proudu jsou schopny vést proud 68 kA po dobu 6 minut po odpojení chlazení. Schéma vysokoteplotního elektrického přivaděče, který byl například použit i na zařízeních jako je LHC a stelarátor W7-X je zobrazeno na obrázku 3.9.



Obr. 3.8: Schéma chladícího systému pro ITER [27].



Obr. 3.9: Schéma HTS přivaděče elektrického proudu pro ITER [27].

3.3 ST25 a ST40

Velmi zajímavým projektem firmy Tokamak Energy, která sídlí nedaleko města Oxford, je vývoj sférického tokamku, jehož magnetický systém tvoří pouze vysokoteplotní supravodiče. Hlavním cílem je vytvořit malé a kompaktní zařízení pro získání energie z fúzních reakcí.

Prvním prototypem, který se rozvíjel už od roku 2012, byl sférický tokamak ST25-HTS (obr.3.10), který se zároveň stal prvním funkčním tokamakem s vysokoteplotními supravodivými cívkami. Základní parametry jeho magnetického systému jsou zobrazeny

v tabulce 3.11.



Obr. 3.10: Konstrukce sférického tokamaku ST25 HTS [32].

Parameter	TF coil	PF coil	Units
Number of coils	6	2	#
Coil OD	0.63	1.21	m
Coil thickness	14.4	6.9	mm
layers	48	23	#
Winding type	Pancake	Pancake	
Tape length 1 coil	117	86	m
Operating current	417	378	А
Operating temperature, Top	50	50	Κ
Peak field parallel to tape plane	0.99	0.68	Т
Peak field perpendicular to tape plane	0.39	0.67	Т
Field produced by coil system	0.1 (at major radius 25 cm)	0.002 (at centre of PF coil pair)	Т
Calculated Critical Current at peak field, T _{op}	713	653	А

Obr. 3.11: Základní charakteristické vlastnosti magnetického systému sférického tokamaku ST25 HTS [32].

Použitým supravodičem pro toroidální i poloidální magnetické pole byly vysokoteplotní supravodiče REBCO pásky 2. generace od firmy SuperPower. Hlavním účelem sférického tokamaku ST25 bylo testování stability a funkčnosti magnetického pole tvořeného z vysokoteplotních supravodičů, avšak pro dobré parametry plazmatu, jež dosahují ostatní starší tokamaky bylo magnetické pole příliš slabé. V rámci projektu Tokamak Energy byly v roce 2015 pro tokamak ST25 získány patenty pro použití vysokoteplotních supravodičů a to konkrétně řešení spojů. Maximální operační teplota supravodivých cívek pro ST25 je 50 K, použité chladící medium pro magnetický systém je kapalný dusík. Úspěch sférického tokamaku ST25 nastartoval v roce 2017 další projekt stavěný na výsledcích ST25 a to novější ST40.

ST40 je nyní ve fázi testování a měl by operovat s větším magnetickým polem než u jeho předchůdce. První jeho výsledky byly prezentovány na EPS konferenci v Praze na začátku července roku 2018. Ukazuje se, že po prvních testech je ST40 schopen dosažení iontové teploty v řádech jednotek keV v magnetickém poli 1,5 T. Délka plazmatického výboje pro ST se pohybuje od 1 až do 10 sekund.

Výsledky naznačují, že ST40 dosáhl většího pokroku než jeho předchůdce, ale ve srovnání s ostatními tokamaky, jež používají nízkoteplotní supravodiče pro generaci magnetickhé pole nejsou výsledky nijak šokující.

Tokamak Energy slibují další vylepšení tokamaku ST40. Bude instalován nový centrální solenoid, divertor, chlazení pasivních desek pro regulaci pozice plazmatu a dosažení plánovaného magnetického pole o velikosti 3 T [31], [32], [33].

3.4 Budoucnost HTS

Vysokoteplotní supravodiče jsou novou a velmi perspektivní větví moderní fyziky. Od objevu supravodivosti se supravodiče staly automatickou součástí nejmodernějších výzkumů včetně výzkumu pro termojadernou fúzi. Objev materiálu prokazující supravodivost za pokojové teploty by byl pro lidstvo technologicky průlomový. Proto je nutné udržovat kvalitní výzkum supravodivých materiálů a bádat po dalším zdokonalování těchto materiálů.

Největšími problémy vysokoteplotních supravodičů je křehkost materiálu a skutečnost, že supravodič tvoří minimální zastoupení v páskách HTS, tudíž proud, který teče vysokoteplotním supravodičem nazýváme tzv. inženýrským proudem a je mnohem menší než je skutečný potenciál samotného supravodiče.

Hlavními centry pro výzkum vysokoteplotních supravodičů pro termojadernou fúzi v Evropě jsou výzkumná centra Swiss Plasma centrum a Forschungszentrum Karlsruhe. Prozatím je vývoj vysokoteplotních supravodičů zaměřen na zdokonalování vysokoteplotních supravodivých přivaděčů elektrického proudu a do budoucna se s jejich použitím počítá i pro magnetického pole.

Největším projektem pro výzkum supravodičů je HTS4Fuaion, které provádí výzkumné centrum Forschnungszentrum. Cílem HTS4Fusion jsou hlavní 4 oblasti výzkumu a to tyto:

- 1. Výzkum vysokoteplotních supravodičů
 - (a) Materiály pro HTS

- (b) Techniky vinutí a sdružování kabelů i pásků
- (c) Vývoj HTS kabelů pro proud 20kA, vnějším magnetickým polem 12 T a chlazením nad 50 K
- (d) Charakterizace HTS vláken a sub-vláken pro extrémní vnější podmínky (mechanická síla, magnetické pole, proud)
- (e) Vývoj HTS přivaděčů vysokého elektrického proudu
- 2. Výzkum struktury materiálů v kryogenních laboratořích
 - (a) Příprava materiálové databáze pro použití materiálů v zařízeních plánovaných po ITERu
 - (b) Testování materiálů se zlepšenou strukturou
- 3. DEMO solenoid
 - (a) DEMO solenoid design a konstrukce
 - (b) Testovování komponent DEMO solenoidu v TOSKA
- 4. Vývoj demonstračních vysokoteplotních supravodivých toroidálních cívek pro DEMO

Je zřejmé, že HTS supravodiče mají mnoho atraktivních vlastností, které bychom chtěli technologicky zvládnout lépe než to umíme doteď. Je důležité setrvat ve výzkumu tohoto relativně nového odvětví. Supravodivé vlastnosti by bylo možné bohatě využít nejen pro termojadernou fúzi [34], [35].

Kapitola 4 Experimentální měření

SQUID (Superconducting quantum interference detector) je zařízení určené k měření velmi malých magnetických polí na základě Josephsonova jevu. SQUIDové magnetometry jsou schopny s velmi vysokou citlivostí měřit magnetický moment vzorku. Schématické zobrazení SQUIDového magnetometru je zobrazeno na obrázku 4.1.



Obr. 4.1: Schéma SQUIDového magnetometru. [38]

SQUIDový magnetometr je složen z dvou vzájemně opačně vinutých supravodivých cívek v tzv. gradientním vinutí, tyto cívky se navzájem v případě dokonalé symetrie vykompenzují. Do jedné z cívek se vloží supravodivý vzorek, který naruší sympetrii a umožní SQUIDovému detektoru z rozdílu magnetických toků určovat magnetický moment vzorku s měnící se teplotou vzorku a působením vnějšího magnetického pole.

Je-li magnetické pole vytvářené supravodivými cívkami sinusového tvaru

$$B(t) = B_a \cos(2\pi f t), \tag{4.1}$$

kde B_a je amplituda magnetického pole
af je frekvence střídavého pole, pak magnetický moment je dán rovnicí

$$m(t) = M'_0 + \sum_{n=1}^{N} \left[M'_n \cos(n2\pi f t) + M''_n \sin(n2\pi f t) \right], \qquad (4.2)$$

kde M_n jsou komplexní Fourierovy koeficienty. Za předpokladu homogenně magnetizovaného měřeného vzorku můžeme zavést komplexní susceptibilitu

$$\chi_e \chi_n = \frac{\mu_0 M_n}{B_a V},\tag{4.3}$$

kde χ_e je tzv. externí susceptibilita, která je závislá na tvaru vzorku a orientaci vnějšího magnetického pole vůči vzorku.

Na základě teoretických modelů jsou magnetizační křivky vzorku funkcí B_d/B_a , kde B_d je charakteristické pole definováné jako

$$B_d = \mu_0 \frac{J_c d}{2},\tag{4.4}$$

kde J_c je kritická hustota proudu vzorku a d je tloušťka vzorku. Pro jednoduchost srovnání experimentálních a teoretických dat použijeme "susceptibilitu", která je daná Fourierovými koeficienty ze vztahů (4.2), (4.3).

Teplotní závislost hustoty kritického proudu je daná vztahem

$$\frac{J_c(T)}{J_c(0)} = \frac{B_d(T)}{B_d(0)} = \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^m\right]^n,$$
(4.5)

kde $J_c(0)$ je kritická hustota proudu při nulové teplotě, $B_d(0)$ je charakteristické pole pro nulovou teplotu, T_c je kritická teplota a m a n jsou parametry určující teplotní závislost a kritického proudu vzorku.

Nyní zavedeme efektivní teplotu danou inverzní funkcí k funkci (4.5)

$$\left(\frac{T}{T_c}\right)_{effective} = \left[1 - \left(c\frac{B_d}{B_a}\right)^{\frac{1}{n}}\right]^{\frac{1}{m}}$$
(4.6)

kde c = $B_a / B_d(0)$, n, m a T_c jsou příslušené volné parametry, které spojují experimentální

data s teoretickými daty. Přiřazením teoretických hodnot k experimentálním

$$\left[\left(\frac{T}{T_c} \right)_{effective}, \chi_{teor} \left(\frac{B_d}{B_a} \right) \right] \longleftrightarrow \left[\frac{T}{T_c}, \chi_{exp}(T) \right]$$
(4.7)

dostaneme kritickou proudovou hustotu při nulové teplotě

$$J_c(0) = \frac{2B_a}{\mu_0 cd} \tag{4.8}$$

a její teplotní závislost viz. rovnice (4.5)

4.1 Výsledky měření

Bylo provedeno experimentální měření kritické teploty a kritického proudu vysokoteplotního supravodiče od americké firmy Amperium pomocí SQUIDového magnetometru. Vzorek vysokoteplotního supravodiče byl čtvercového tvaru o rozměrech 4x4 mm² a tloušťka supravodivé vrstvy byla d = 1 μ m.

Schéma použitého SQUIDového magnetometru je na Obr. 4.1. Během měření byl měřený vzorek ve stacionární poloze. Měnitelným parametrem během experimentu byla teplota, která byla měřena křemíkovým diodovým senzorem Lake Shore SD-470 a regulována pomocí odporového topení řízeného teplotním regulátorem. Počáteční teplota měření byla nastavena na 82 K a vzrůstala do 92 K rychlostí 2 K za minutu.

Vnější střídavé magnetické pole působící na měřený vzorek bylo generováno pomocí supravodivého solenoidu. Signál z SQUID detektoru a signál odpovídající protékajícímu proudu v supravodivém solenoidu byly kontinuálně snímány. Pomocí Fourierovy jsou vypočteny Fourierovy koeficienty a z nich i "susceptibilita" (vzorce (4.2) a (4.3)), frekvence vnějšího magnetického pole byla 1,5625 Hz a jeho amplituda 1 mT.

Výstupní data byla přeškálována a srovnána s teoretickým modelem dle vztahu (4.7). Přiřazení bylo provedeno ručně a je zobrazeno na obrázku 4.2.

Získané volné parametry ze vztahu (4.5) a (4.6) srovnáním experimentálních a teoretických křivek jsou

$$\begin{split} {\rm m} &= 1 \\ {\rm n} &= 2.35 \\ {\rm J}_c(0) &= 9.36 \, \cdot 10^{12} \; {\rm A/m^2} \\ {\rm T}_c &= 88.7 \; {\rm K} \end{split}$$

Závislost kritické hustoty proudu na teplotě daná rovnicí (4.5) je zobrazená na obrázku 4.3.



Obr. 4.2: V grafu jsou zobrazena experimentálně naměřená data (plné čáry) a hodnoty vypočítané na základě teoretického modelu (čárkované čáry); levá osa je pro hodnoty fundamentálního magnetického momentu, pravá osa je pro hodnoty magnetického momentu na 3. harmonické, označení křivky M R označuje hodnoty vypočítané z teoretického modelu.



Obr. 4.3: Teplotní závislost kritické proudové hustoty měřeného vysokoteplotního supravodiče firmy Amperium

Závěr

V této práci jsme se v první kapitole zaměřovali na teorie popisující supravodivost a základní charakteristické vlastnosti a jevy, které z těchto teorií (bratří Londonů, Ginzburgova-Landauova, BCS) vyplývají. Dále v této kapitole můžeme nalézt základní rozdělení supravodičů a jejich nejčastější zástupce používané v praxi.

V druhé kapitole byla popsána výroba a typy vinutí supravodičů, jejich metody chlazení a základní jevy významné pro výzkum supravodičů pro termojadernou fúzi jako jsou vlivy neutronového záření a quench efekty supravodičů.

Ve třetí kapitole uvádíme historii použití supravodičů pro termojaderná zařízení a popis užití supravodičů ve vybraných tokamacích včetně popisu významu využití daných materiálů pro dané potřeby. Na konci této kapitoly jsme shrnuli výzkumný program a budoucnost pro supravodiče a jejich další možná využití pro fúzi.

Čtvrtá kapitola obsahuje popis a výsledky provedného měření kritické hustoty proudu a kritické teploty vysokoteplotního supravodiče od firmy Amperium.

Reference

[1] KULHÁNEK, Petr. Vysokoteplotní supravodivost. Aldebaran Buletin [online] cit. [2018-05-30]. Dostupné z: http://www.aldebaran.cz/bulletin/2004_36_hts.html

[2] JANŮ, Zdeněk. Supravodivost a fyzika nízkých teplot. [Přednášky]
 Praha: ČVUT, FJFI. 2016

[3] CARSTEN, Tim. Theory of superconductivity [online] lecture notes, Dresden TU, Institute of theoretical Physics. [cit. 2018-05-31]. Dostupné z: https://www.physik.tu-dresden.de/ timm/personal/teaching/thsup_w11/ Theory_of_Superconductivity.pdf

[4] ŠAFRATA, R.S. *Fyzika nízkých teplot.*1. vyd. Praha: Matfyzpress, 1998. 218 s cit. [2018-05-31]. Dostupné z: https://www.mff.cuni.cz/fakulta/mfp/download/books/ safrata_a_kol._-_fyzika_nizkych_teplot.pdf

[5] ECK, Joe, Type I superconductors and a periodic chart comparison. [online] cit. [2018-06-02]. Dostupné z: http://www.superconductors.org/type1.htm

[6] THE CRANKSHAFT PUBLISHING. Electrical Conduction in Metals and Alloys (Electrical Properties of Materials) Part 2. [online]. Dostupné z: http://what-when-how.com/electronic-properties-of-materials/ electrical-conduction-in-metals-and-alloys-electrical-properties-of-materials-part-2/

[7] Wikipedia. *BCS theory.* [online]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/BCS_theory#cite_note-BCS_theory-5

[8] Wikibooks. Introduction to Inorganic Chemistry/Electronic Properties of Materials: Superconductors and Semiconductors. [online]. Dostupné z: http://en.wikibooks.org/wiki/Introduction_to_Inorganic_Chemistry/ Electronic_Properties_of_Materials:_Superconductors_and_Semiconductors [9] KAMIHARA, YOICHI. *Iron-Based Layered Superconductor: LaOFeP.* 2006. J. Am. Chem. Soc. **128** (31): 10012–10013. doi:10.1021/ja063355c. PMID 16881620.

[10] DROZDOV, A. P. Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system. 2015. Nature volume **525**, pages 73–76

[11] MIKULČÁK, Jiří. *Matematické, fyzikální a chemické tabulky pro střední školy.* 4. vyd. Praha: Prometheus, 2007. ISBN 978-807-1963-455.

[12] MARTIENSSEN, W., WARLIMONT, W. Springer Handbook of Condensed Matter and materials. Data. Springer. 2005, XVIII, 1121p., Hardcover. ISBN: 978-3-540-44376-6.

[13] CHRISTEN, David. Current limits to wire technology.Nature volume 392, pages 862–863 (30 April 1998) [cit. 2018-08-25]. Dostupné z: https://www.nature.com/articles/31801/figures/1

[14] LEE, Peter J., Superconducting wires and cables: materials and processes. The Applied Superconductivitz Center, The universitz of Wisconsin-Madison, [online] [cit. 2018-08-25]

[15] NATIONALMAGLABS, W. 2008 CICC Montage showing the components of a Superconducting Cable-In-Conduit Conductor for ITER. . [online]. [cit.2018-08-25] Dostupné z:

 $https://nationalmaglab.org/images/magnet_development/asc/image_gallery/nb3sn/2d_gallery/iter_montage2008.jpg$

[16] JAEA R&D Review Cable Twist Pitch Variation in Superconductors for ITER. [online] [cit. 2018-08-25] Dostupné z: https://rdreview.jaea.go.jp/fukyu/review_en/2015/9_3.html

[17] HOLM, Mikael Industrial manufacturing of low temperature superconductin (LTS) wires. Luvata Pori Oy, 2011 [online][cit. 2018-08-25], Dostupné z http://www.prizz.fi/sites/default/files/tiedostot/linkki2ID686.pdf

[18] MERECICKY, A. SuperPower adds thinner substrate options to superconducting wire offerings. 2014. [online][cit. 2018-08-25], Dostupné z https://www.windpowerengineering.com/electrical/superpower-adds-thinner-substrate-optionssuperconducting-wire-offerings/ [19] SUPERCONDUCTOR TECHNOLOGIES INC. *High Power Superconducting Transmission and Distribution Cables*. [online][cit. 2018-08-25], Dostupné z https://www.suptech.com/transmission_cables_n.php

[20] WIKIPEDIA. *Superconducting wire*. [online][cit. 2018-08-25], Dostupné z https://en.wikipedia.org/wiki/Superconducting_wire#Powder-in-tube

[21] JELÍNEK, Josef; MÁLEK, Zdeněk. *Kryogenní technika.* 1982. Praha : SNTL nakladatelství technické literatury. 356 s. : 123 obr.

[22] Lake Shore Cryotronics, Inc. Cryogenic reference table. [online][cit. 2018-08-25], Dostupné z https://www.lakeshore.com/Documents/LSTC_appendixI_l.pdf

[23] WIKIPEDIA. *Superconducting wire*. [online][cit. 2018-08-25], Dostupné z https://en.wikipedia.org/wiki/Superconducting_wire#Powder-in-tube

[24] ITER. Superconductivity in fusion. [online], Dostupné z https://www.iter.org/newsline/169/651

[25] DUCHATEU, Jean-Luc. Superconducting magnets for fusion.
 CLEFS CEA - No. 56 - WINTER 2007-2008 [online], Dostupné z
 http://large.stanford.edu/courses/2012/ph241/quinn2/docs/duchateau.pdf

[26] BENFATTO, I. Power converters for ITER. EFDA, Garching, Germanz. [online],
 Dostupné z
 http://newenergytimes.com/w2/sr/iter/tech/Benfatte_ITER_Power_Input_pdf

http://newenergytimes.com/v2/sr/iter/tech/Benfatto-ITER-Power-Input.pdf

[27] SBORCHIA, C. *ITER Superconducting Magnets*. Politecnico Torino, 2011. [online], Dostupné z http://staff.polito.it/roberto.zanino/sub1/teach_files/current_topics/lect_sborchia.pdf

[28] JT-60SA, I. *The Project JT-60SA*, *Introduction*. [online] Dostupné z http://www.jt60sa.org/b/index_nav_1.htm?n1/index.htm

[29] HELLER, R. Overview of JT60-SA HTS current lead manufacture and testing. IEEE. 2017. DOI: 10.1109/TASC.2017.2768166

[30] ZITO, P., LAMPASI, A. Type tests of JT-60SA Fast plasma position control coil (FPPCC) power supplies. IEEE, DOI: 10.1109/EEEIC.2015.7165533

[31] TOKAMAK ENERGY. ST40 the world s first high field spherical tokamak. [online] Dostupné z:

https://www.tokamakenergy.co.uk/st40/

[32] MELHEM, Z. High temperature superconducting (HTS) coils for a compact spherical tokamak. IEEE, DOI: 10.1109/EEEIC.2015.7165533

[33] GRYAZNEVICH, M. ST path to fusion: first results from ST40. EPS Conference on Plasma Physics. Praha. 2018.

[34] NOE, M., HELLER, R., FIETZ, W.H., GOLDACKER, W., SCHNEIDER, Th. *HTS applications.* Wamsdo proseedings, Forschungszentrum Karlsruhe, Německo.

[35] BRUZZONE, P., WESCHE, R., UGLIETTI, D., BYKOVSKY, N. High temperature superconductors for fusion at the Swiss Plasma Center. IOP Publishing, Nucl. fusion 57 (2017) 085002 (6pp)

[36] FISCHER, D., PROKOPEC, R., EMGOFER, J., EISTERER, M. The effect of fast neutron irradiation on the superconducting properties of REBCO coated conductors with and without artificial pinning centers. IOP Publishing. Supercond. Sci. Technol. **31** (2018) 044006(8pp)

[37] KARKIN, A.E., WERNER, J., BEHR, G., GOSHCHITSKII, B. N., Neutron-irradiation effects in $LaO_{0.9}F_{0.1}FeAs$ superconductor. DOI: 10.1103/PhysRevB.80.174512. Dostupné: https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/0904/0904.1634.pdf

[38] JANŮ, Z., SOUKUP, F., Continuous reading SQUID magnetometer and its applications. Review of scientific instruments **88**, 065104 (2017)