

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
**ZASTOSOWANIA
NADPRZEWODNIKÓW**

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005

ZN-6



6th SEMINAR & WORKSHOP
APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

AoS-6



Lublin 2006

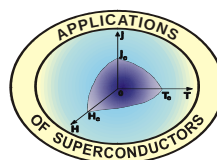
Redakcja

Tadeusz Janowski

Paweł Surdacki



ZN-6



AoS-6

**Centrum Doskonałości
Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych ASPPECT
Politechnika Lubelska
Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii**

**Centre of Excellence
for the Application of Superconducting and Plasma Technologies ASPPECT
Lublin University of Technology
Institute of Electrical Engineering and Electrotechnologies**

**ul. Nadbystrzycka 38a, 20-618 Lublin
tel./fax (+48 81) 5381 289
E-mail: zn@eltecol.pol.lublin.pl**

ISBN: 83-89868-46-6

Lublin 2006

**Wydawnictwo Liber Duo
al. Warszawska 150, Lublin
tel./fax (+48 81) 442-54-44**

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



Organizatorzy

Centrum Doskonałości Zastosowań Technologii
Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce ASPPECT
Oddział Lubelski Polskiego Towarzystwa Elektrotechniki Teoretycznej i Stosowanej
Komitet Elektrotechniki Polskiej Akademii Nauk, Sekcja Elektrotechnologii
Sekcja Przemysłu Elektrotechnicznego Zarządu Głównego Stowarzyszenia
Elektryków Polskich
Instytut Elektrotechniki w Warszawie
Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej

Komitet Naukowy

Antoni Cieśla (Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków)
Gordon B. Donaldson (University of Strathclyde, Glasgow, UK)
Bartek A. Głowacki (University of Cambridge, UK)
Bennie Ten Haken (Delft Univ. of Technology, Enschede, The Netherlands)
Tadeusz Janowski (Politechnika Lubelska)
Jan Leszczyński (Politechnika Łódzka)
Michał Lisowski (Politechnika Wrocławska)
Bolesław Mazurek (Instytut Elektrotechniki, Wrocław)
Risto Mikkonen (Tampere University of Technology, Finland)
Andrzej Siemko (CERN, Geneva, Switzerland)
Jacek Sosnowski (Instytut Elektrotechniki, Warszawa)
Henryka D. Stryczewska (Politechnika Lubelska)
Bronisław Susła (Politechnika Poznańska)
Jan K. Sykulski (University of Southampton, UK)
Andrzej Wac-Włodarczyk (Politechnika Lubelska)
Kazimierz Zakrzewski (Politechnika Łódzka)
Andrzej Zaleski (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław)

Komitet Organizacyjny

Tadeusz Janowski (przewodniczący)
Paweł Surdacki
Sławomir Kozak
Dariusz Czerwiński
Renata Gałat
Joanna Kozieł
Grzegorz Wojtasiewicz

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



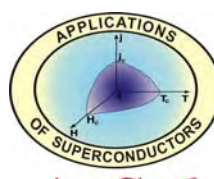
SPIS TREŚCI

Wprowadzenie	<i>Tadeusz JANOWSKI, Paweł SURDACKI</i>	7
1.	Bartłomiej A.GLOWACKI, Milan MAJOROS, Simon C. HOPKINS Design considerations of HT_c and MT_c superconducting conductors for air-borne and space AC applications	13
2.	Jacek SOSNOWSKI Zagadnienia zakotwiczenia wirów w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych	38
3.	Michał LISOWSKI, Michał MOSIĄDZ Metoda pomiaru podatności magnetycznej cienkich próbek nadprzewodzących	44
4.	Krzysztof WOŹNIAK, Michał LISOWSKI Rezultaty analizy bezkontaktowej metody pomiaru gęstości prądu krytycznego w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych	55
5.	Michał MAJKA, Paweł SURDACKI Nieliniowy model dyfuzji pola magnetycznego w pierścieniu nadprzewodnikowego ogranicznika prądu	63
6.	Sławomir KOZAK Thermal analysis of HTS tube of inductive SFCL	75
7.	Marek NIZIO, Janusz KOZAK Projekt i analiza pracy nadprzewodnikowego ogranicznika prądu typu indukcyjnego o prądzie krytycznym 1250 A	82
8.	Antoni CIEŚLA, Wojciech KRASZEWSKI, Mikołaj SKOWRON The use of the simple construction of high-T_c superconducting magnet with dry rotating disk separator (DRDS)	92
9.	Henryk MALINOWSKI Valeri Mihailowich DROBIN; Vladimir Ivanowich DATSKOV; Vasili Vasilewicz SELEZNEV; Jurii Aleksandrowich SHISHOV Konstrukcja mechaniczna elektromagnesu nadprzewodnikowego 'DECRIIS-SC' chłodzonego kriochłodziarką	103

10. Henryk MALINOWSKI, Sergiej Leopoldowicz BOGOMOŁOW, Valeri Mihailowich DROBIN; Andrei Aleksandrowicz EFREMOW; Vladimir Ivanowich DATSKOV; Vasili Vasilewicz SELEZNEV; Jurii Aleksandrowich SHISHOV
Zasilanie i zabezpieczenie nadprzewodnikowego elektromagnesu DECRI-SC chłodzonego kriochłodziarką 111
11. Paweł SURDACKI
Zagadnienia stabilności nadprzewodników silnoproudowych 117
12. Grzegorz WOJTASIEWICZ
Taśmy nadprzewodnikowe HTS pierwszej i drugiej generacji dla uzwojeń nadprzewodnikowych transformatorów 123
13. Jacek SOSNOWSKI
Wykorzystanie wysokotemperaturowych materiałów nadprzewodnikowych do przesyłu energii elektrycznej 134
14. Łukasz ADAMCZYK, Tadeusz JANOWSKI
Nadprzewodnikowe układy cyfrowe 142
15. Krzysztof JANUS, Henryk MALINOWSKI
Experimental measurement of critical current in high – temperature superconductors 152
16. Piotr JAKUBOWSKI, Paweł SURDACKI
Projekt podręcznika internetowego: podstawy fizyczne, właściwości i zastosowania nadprzewodników 158
17. Michał Daniel BIELAK
Elektromagnesy o silnych polach magnetycznych 163
18. Daniel GAJDA
Factors which influence the critical current of superconducting tape of type Bi-2223 178



ZN-6



AoS-6



WPROWADZENIE

W dniach 16-18 czerwca 2005 r. Centrum Doskonałości ASPPECT wraz z Oddziałem Lubelskim PTETiS zorganizowało VI Seminarium „Zastosowania Nadprzewodników ZN-6” oraz towarzyszące mu Warsztaty Naukowe. Obie imprezy odbyły się w Domu Pracy Twórczej SDP - „Dom Dziennikarza” w Kazimierzu Dolnym nad Wisłą.

Seminaria dotyczące aplikacji nadprzewodnictwa prowadzone są od 1999 r. przez Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej, zaś od roku 2001 do organizacji włączył się nowo powstały Oddział Lubelski PTETiS. Ostatnie dwa seminaria, poszerzone o warsztaty naukowe dla doktorantów i dyplomantów, zostały zorganizowane w ramach kierowanego przez prof. dr hab. inż. Tadeusza Janowskiego Centrum Doskonałości „Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce” ASPPECT, powstałego w Politechnice Lubelskiej w ramach 5. Ramowego Programu Unii Europejskiej.

W skład Komitetu Naukowego weszli profesorowie: Bartłomiej Głowacki (University of Cambridge, Interdyscyplinarne Centrum Badawcze Nadprzewodnictwa), Gordon Donaldson (University of Strathclyde, Glasgow), Tadeusz Janowski (Politechnika Lubelska), Antoni Cieśla (AGH, Kraków), Bennie Ten Haken (Delft Univ. of Technology, Holandia), Jan Leszczyński (Politechnika Łódzka), Michał Lisowski (Politechnika Wrocławska), Bolesław Mazurek (Instytut Elektrotechniki i Politechnika Wrocławska), Risto Mikkonen (Tampere University of Technology, Finlandia), Andrzej Siemko (CERN, Geneva), Jan Sykulski (University of Southampton), Jacek Sosnowski (Instytut Elektrotechniki, Warszawa), Henryka D. Stryczewska (Politechnika Lubelska), Bronisław Susła (Politechnika Poznańska), Andrzej Wac-Włodarczyk (Politechnika Lubelska), Kazimierz Zakrzewski (Politechnika Łódzka) i Andrzej Zaleski (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych, Wrocław).

W pracach Komitetu Organizacyjnego brali udział: prof. Tadeusz Janowski (przewodniczący), dr inż. Paweł Surdacki, dr inż. Sławomir Kozak, dr inż. Dariusz Czerwiński, mgr inż. Grzegorz Wojtasiewicz, mgr inż. Joanna Koziel i mgr Renata Gałat.

W imprezach wzięli udział naukowcy z Politechniki Wrocławskiej, Łódzkiej, Poznańskiej, Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, Instytutu Elektrotechniki w Warszawie i jego Oddziału we Wrocławiu, Centrum Badań Wysokociśnieniowych „Unipress” w Warszawie, Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych we Wrocławiu, a także pracownicy Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej oraz Pracowni Technologii Nadprzewodnikowych IEL w Lublinie.

Podczas czterech sesji seminarium, w którym wzięło udział ok. 30 osób, zaprezentowano 18 referatów naukowych (w tym 4 zaproszone, przedstawione przez tzw. key-speakerów), zaś podczas czterech sesji warsztatów naukowych, w których wzięło udział dodatkowo ok. 20 doktorantów, dyplomantów i studentów, zaproszeni naukowcy wygłosili 7 wykładów, zaś dyplomanci zaprezentowali 8 referatów przygotowanych pod kierunkiem pracowników naukowych Centrum Doskonałości ASPPECT.

Przedstawione na seminarium i warsztatach prace obejmowały m.in. problematykę badań zjawisk elektromagnetycznych i właściwości materiałowych nadprzewodników wysokotemperaturowych (prądy krytyczne, podatność magnetyczna) oraz projektowania, budowy i zastosowań urządzeń nadprzewodnikowych, zarówno silnoprządowych (elektromagnesy nadprzewodnikowe, separatory magnetyczne, transformatory, ograniczniki prądu, zasobniki energii, kriogeniczne układy chłodzenia), jak i słaboprądowych (interferometry kwantowe i ich najnowsze zastosowania w medycynie i nieniszczących badaniach materiałów).

Sesjom naukowym obu imprez towarzyszyło również zwiedzanie zabytków Kazimierza - perły polskiego renesansu, rejs statkiem po Wiśle, spacer lessowymi wąwozami Kazimierza oraz biesiada przy ognisku.

W ramach materiałów konferencyjnych uczestnicy otrzymali: zbiór 29 referatów z poprzedniego V Seminarium i Warsztatów Naukowych „ZN-5”, które odbyło się w Nałęczowie w czerwcu 2004 r. oraz zbiór 33 streszczeń referatów i wykładów ogłoszonych na obecnym spotkaniu w 2005 r.

Niniejsze materiały pokonferencyjne zawierają pełne wersje 18 dostarczonych prac zaprezentowanych na VI Seminarium i Warsztatach Naukowych „ZN-6” w Kazimierzu, obejmujące zarówno referaty naukowe, wykłady warsztatowe, jak i referaty przedstawione przez dyplomantów zajmujących się zastosowaniami nadprzewodników.

Tadeusz Janowski, Paweł Surdacki



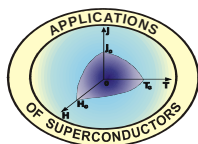
Fot. 1. Uczestnicy i key-speakerzy Seminarium ZN-6



Fot. 2. Wykładowcy i uczestnicy Warsztatów Naukowych ZN-6



Fot. 3. Uczestnicy Warsztatów ZN-6 na sali obrad



AoS-6



Fot. 4. Profesorowie (od lewej): Jan Leszczyński (Politechnika Łódzka), Tadeusz Janowski (Politechnika Lubelska), Bolesław Mazurek (Instytut Elektrotechniki, Wrocław), Bartłomiej A. Głowacki (University of Cambridge) i dr Andrzej Morawski (Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN Unipress, Warszawa)



Fot. 5. Prof. Bartłomiej A. Głowacki (University of Cambridge, Interdisciplinary Research Centre in Superconductivity)



Fot. 6. Prof. Gordon B. Donaldson (Strathclyde University, Glasgow, Scotland) i prof. Bronisław Susła (Polit. Poznańska)



Fot. 7. Prof. Tadeusz Janowski (przewodniczący ZN-6, Polit. Lubelska)



Fot. 8. Prof. Michał Lisowski (PolitechnikaWrocławska)



Fot. 9. Prof. Bolesław Mazurek
(Instytut Elektrotechniki, Wrocław)



Fot. 10. Prof. Andrzej Zaleski
(Inst. Nisk. Temp. i Bad. Strukt., Wrocław)



Fot. 11. Od prawej: prof. Jan Leszczyński,
dr Jacek Rymaszewski i mgr Marcin
Lebioda (Politechnika Łódzka)



Fot. 12. Prof. Antoni Cieśla (AGH)
i prof. Henryka D. Stryczewska (PL)



Fot. 13. Zwiedzanie Kazimierza Dolnego



Fot. 14. Koleżeńska kolacja uczestników
Seminarium ZN-6 w Domu Dziennikarza



Fot. 15. Na Rynku kazimierskim – od lewej:
K. Woźniak, A. Morawski, T. Janowski, M. Mosiądz,
B. Susła, T. Łada, D. Kuzmenko, J. Sosnowski



Fot. 16. Widok z Rynku na renesansowy
kościół farny i Górę Trzech Krzyży



Fot. 17. Rejs statkiem po Wiśle: a) prof. Jacek Sosnowski z grupą uczestników Warsztatów,
b) prof. H.D. Stryczewska, prof. B.A. Głowacki z żoną i prof. G.B. Donaldson



Fot. 18. Płaskorzeźby patronów kamienic Braci
Przybyłów przy Rynku Kazimierza dolnego:
a) św. Mikołaj, b) św. Krzysztof





DESIGN CONSIDERATIONS OF HT_c AND MT_c SUPERCONDUCTING CONDUCTORS FOR AIR-BORNE AND SPACE AC APPLICATIONS

Bartłomiej A. GLOWACKI^{1,2}, Milan MAJOROS², Simon C. HOPKINS^{1,2}

¹*Department of Materials Science and Metallurgy, University of Cambridge, Pembroke Street, Cambridge, CB2 3QZ, UK,*

²*IRC in Superconductivity Madingley Road, Cambridge, CB1 3AP, UK*

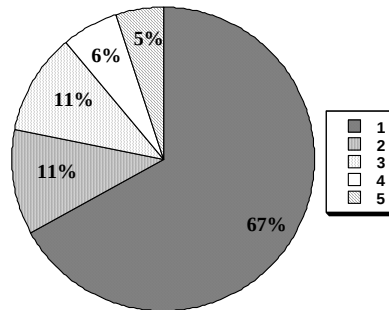
In this article, properties of the HT_c and MT_c superconducting conductors for selected airborne AC and space transient losses applications are presented. As example applications, the Supergenerator and Adiabatic Demagnetisation Refrigerator (ADR) are considered, both working in the liquid hydrogen temperature range. The importance of the dual purpose use of hydrogen as a coolant and as a fuel is also currently recognized as a possible path forward for airborne applied superconductivity in applications such as a Cryoplane. In the case of the Supergenerator, results concerning critical current percolation and minimization of the ac losses of high critical temperature (HT_c) multifilamentary (RE)Ba₂Cu₃O₇ thin film conductors are presented; for the ADR application, results concerning the J_c of a fully-stabilized in situ Cu-MgB₂ single core conductor are discussed.

Keywords: Superconducting conductors, YBa₂Cu₃O₇, MgB₂, space applications

1. SUPERGENERATOR

1.1 Introduction

The relative contribution of the most desired high critical temperature, HT_c , superconducting (RE)Ba₂Cu₃O₇ thin film applications to the total worldwide film market is depicted in Fig.1 [1]. As it is presented in Fig.1, only 11% of the thin film market is assigned to power applications like resistive fault current limiters, transformers, motors, generators, SMES and cables, where (RE)Ba₂Cu₃O₇ coated conductors are going to be used. The current status of the coated conductors across the world can be view on the following web page: <http://www.lanl.gov/superconductivity/score.shtml>



(RE)Ba₂Cu₃O₇ thin films market

Fig.1 Relative contribution of film (RE)Ba₂Cu₃O₇ applications to the total worldwide film market: 1) - the 67% share goes to RF-filters for mobile communications, 2) - power applications like resistive fault current limiters (11%), 3) - basic research (11%), 4) - medical applications such as SQUID magnetometers or MRI / NMR – coils contribute only a minor share because such devices and sensors are small and engage only very little superconducting material (6%) 5) - superconducting electronics (5%). After W. Prusseit and M. Yoshida [1].

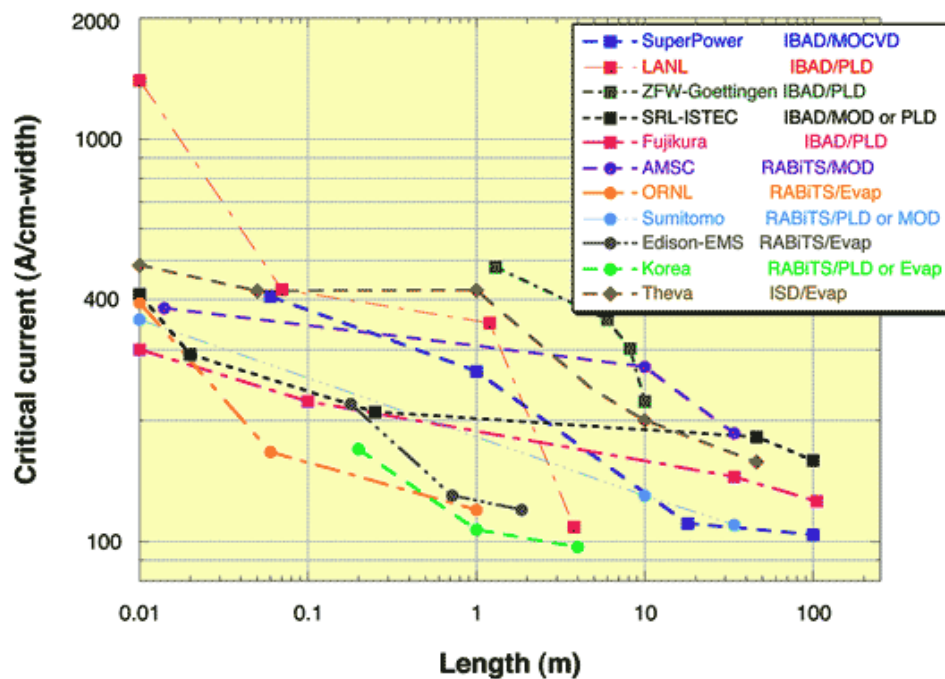


Fig.2 Coated Conductor Champion Results — Status as of March 2004. Sources: 2003 DOE Peer Review, EUCAS 2003, ISS'03, MRS Fall 2003, AFOSR HTS CC Review Jan 2004, Company Press Releases, <http://www.lanl.gov/superconductivity/score.shtml>

The recent development of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ tape superconductors, Fig.2, brings the possibility of very large reductions in the size and weight of motors and generators, Fig 3. There are alternative processes for continuous formation of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ in the form of fibres [2], but further development will probably take place once the coated conductor shows its final limitations. Although all existing motors have used conventional stators, the greatest benefits can be obtained with a wholly superconducting machine operating at hydrogen temperatures $\sim 20\text{K}$. In generators the problem arises that the AC fields seen by the stator will produce large losses [3]. This is not a problem for the rotor, which only sees a DC field except in fault conditions. The recent development of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ (YBCO) coated conductors has made superconducting machines for airborne applications much closer to reality and there is a significant effort to make practical conductors in long lengths. There are two main sources of loss, hysteresis loss and coupling loss. The hysteretic loss occurs in the superconductor and is proportional to the width of the superconducting film [4-7].

A conventional diamond or re-entry armature winding, Fig 3(a), requires many tight radius bends, some of which would be edgewise to the tape. YBaCuO tape can operate only at a bending strain of 0.2%, and cannot be used in such an armature. Alternatively, a Gramme ring armature can be used to accommodate a bending radius of several centimetres. In a Gramme winding, the wide surface of the multifilamentary YBaCuO tape can be perpendicular to the radial component of B, as shown in Fig.2. In the end turns and the outer return path, B is greatly reduced, so losses in these regions are ignored.



Fig.3 Megawatt generator tested in liquid hydrogen at 20 K, a) generator with high purity aluminium field windings b) copper Litz wire armature with an active length of 4.1 cm, c) Gramme ring armature windings, shown with a short active length. The outer return path of the Gramme ring does not contribute much to power generation or ac loss because B is significantly diminished in this region. The projected frequency is 200-1000 Hz, field 2 tesla.

1.2 RABiTS $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductor

In Rolling Assisted Biaxially Textured conductors, texture in the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ layer is developed by depositing upon a textured buffered metal tape, Fig.4. The preferential alignment is transferred from the substrate through the buffers into the superconductor. There is much evidence from transmission electron microscopy, Fig.5a), and magneto-optical (MO) measurements [8] that assignment of a critical current to each grain boundary requires knowledge of the relationship between the grain boundary angle and J_c as presented in Fig.6 and Fig.7. Despite this, all layers do not have exactly the same crystallographic

alignment. While naturally occurring defects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ are capable of providing high critical current J_c values, weak links such as high angle grain boundaries (GB's) can considerably affect the overall critical current [9,10,11].

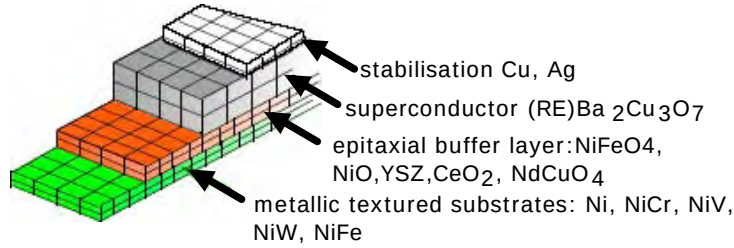


Fig.4 Schematic representation of RABiTS architectures of coated conductors; such a tape is typically 10mm wide and is required to have a uniform high critical current over long lengths. The key conductor components are the metallic or ceramic substrate material, the buffer layer and the superconducting layer; the latter has to be biaxially textured throughout so that, although granular, the misorientation from grain to grain should be less than a few degrees.

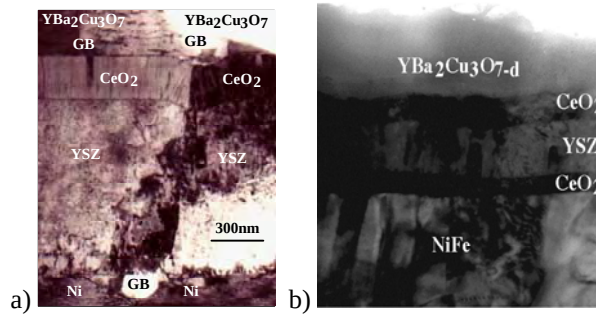


Fig.5 Transmission Electron Microscopy, TEM micrograph of the superconducting multilayer composite coated conductor cross sections manufactured by RABiT process: a) the grain boundaries of textured buffered nickel substrate replicate the boundaries of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ in superconducting layer and also there is an additional grain boundary in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ layer probably induced by the imperfection in the CeO_2 layer induced; conductor structure: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{YSZ}/\text{CeO}_2/\text{Ni}$. The average grain size of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ is $20\mu\text{m}$. (Adopted after [60], courtesy of C. Prouteau,); b) $[\text{NiFe}-\text{CeO}_2-\text{YSZ}-\text{CeO}_2-\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7]$ the thickness of the various layers were about 50nm (1^{st} CeO_2), 150nm (YSZ), 65nm (2^{nd} CeO_2) and 250nm ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) respectively; $T_c \sim 90$ K. The grain boundaries are not explicitly transmitted from the buffered NiFe substrates (courtesy of the Birmingham University, EU 'MUST' project). The grain size of the deposited buffer layers is usually smaller than that of the metallic tapes.

This suggests that sub-grains develop during deposition as several growing film grains nucleate in different places within a single substrate grain. In addition, the overall crystallographic texture may improve or degrade in successive layers, depending upon substrate material, adopted architecture of the buffer layers and also deposition parameters

such as temperature and deposition rate. Irrespective of the overall quality of textured metallic substrates some accidental high angle grains do exist, which may cause even growth of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ away from the a - b plane, Fig.8 which obviously reduces the transport properties and amplifies transport current percolation. Such accidental crystals

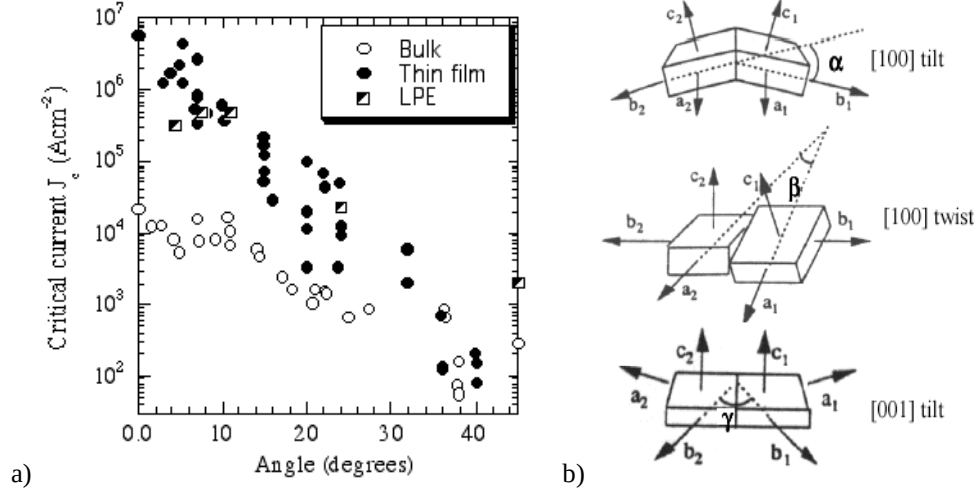


Fig.6 Transport critical current density versus grain misalignment angle: a) J_c vs. grain boundary angle data for [001] tilt boundaries in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ at 77 K and zero external magnetic field: open symbols represent bulk samples, filled symbols thin films and crosses liquid phase epitaxy, LPE, coatings. Data adopted after [12,13]. Bulk data [14,15], thin film data [16-18], LPE data from [19]; b) schematic representation of the misalignment angles [20].

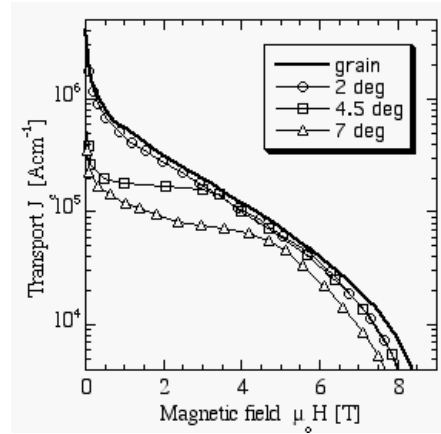


Fig.7 Transport critical current density versus magnetic field parallel to c axis of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ grown epitaxially with different in plane misorientation [001] tilt, see Fig.6b); (adopted after [18], courtesy of C. Prouteau).

introduce a serious limitation to the overall current density of the conductors under development and should be avoided by optimisation of the cold rolling and heat treatment procedures during substrate development.

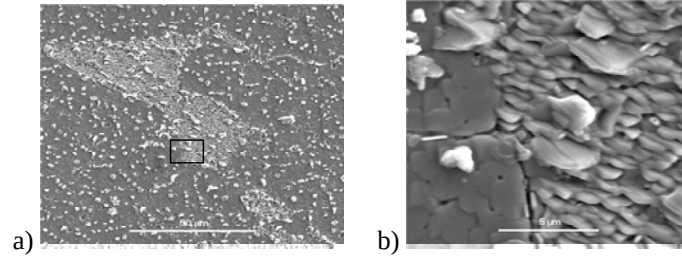


Fig.8 SEM picture of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7$ grown on buffered misaligned Ni-based grain $\text{Ni}_{0.1}\text{Mo}/\text{NiO}/\text{Ca}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7$: a) low magnification; b) magnification of the marked area on Fig.8a), courtesy of R.H. Hühne.

1.3 Current percolation in coated conductors - grain boundary engineering

Grain boundaries in oxide superconductors are of paramount importance both for engineering applications and for issues in fundamental science. Although closely studied for more than a decade, there is still by no means a consensus on the properties of individual grain boundaries, or their collective behaviour when current percolates along and across a granular conductor. The EBSD data displayed in Fig.9 showed that there is a

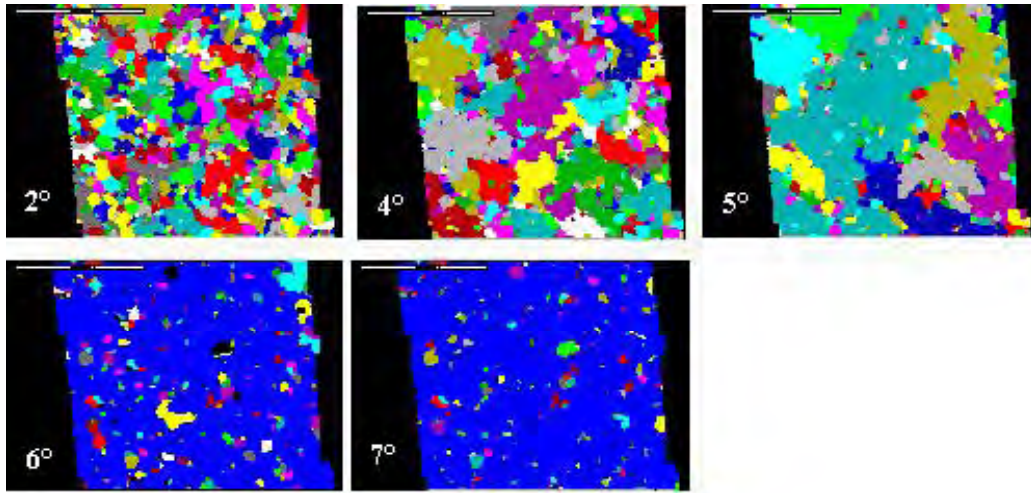


Fig.9 Large area EBSD misorientation map for 2° , 4° , 5° , 6° and 7° respectively. The width of the investigated area $\sim 500\mu\text{m}$. (courtesy of E. Maher, EU 'MUST' Project [21]). The unresolved grains which are oriented out of plane causing the strong misalignment of the subsequent epitaxially grown $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ grains are represented by darker area.

clear percolative path at 6 degrees but there are unresolved areas / grains which are of a higher degree of misorientation and do not disappear after prolonged annealing.

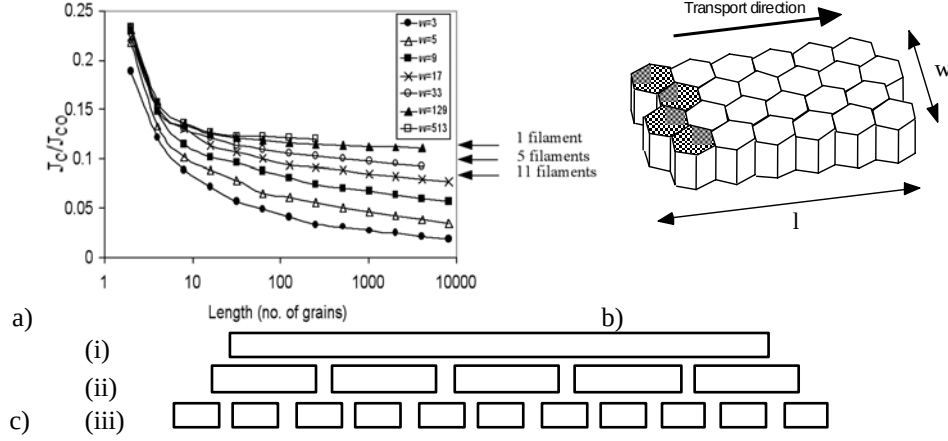


Fig.10: a) The variation of J_c/J_{c0} with sample length for a fixed sample width. The numbers assigned to length and width are given as a multiplication of the chosen grain size. For example if the average size of the grain is of the order of $20 \mu\text{m}$, the curve 'w=129' corresponds to the conductor path width, w , equal ($20\mu\text{m} \cdot 129 \text{ grains} = 0.35 \text{ mm}$). The shape of J_c/J_{c0} vs. length and width dependencies have been calculated on the basis of the existing data correlating critical current of the grain boundaries with misorientation angles. Arrows represent the level of current reached at the length of 10000 grains for the corresponding filamentary coated conductors presented in Fig.10c); b) schematic of the hexagonal grain array used for modelling of the J_c percolation in the coated conductor where l - length of the coated conductor or conductor strip and w – width of the superconducting path; c) model coated conductor cross-section (not to scale): i) monocoil - rectangular cross section $5.5\text{mm} \cdot 4\text{mm}$, ii) 5 filaments, each of rectangular cross-section $1.1\mu\text{m} \cdot 4\mu\text{m}$, separation between the filaments-5mm, iii) 11 filaments, each of rectangular cross-section $0.5\mu\text{m} \times 4\mu\text{m}$, separation between the filaments-5 μm . J_c decreases (approximately exponentially for $l \gg w$);

There are three components to this general problem: (i) the properties of individual grains and grain boundaries, (ii) the microstructure, grain texture and grain morphology of the conductor, and (iii) the macroscopic geometrical constraints such as conductor size and shape. An overview will be given of recent progress in characterizing and modelling current and flux percolation in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductor tapes. The important problem of current percolation in granular superconductors can be addressed through the two different modelling approaches that are to an extent complementary, each making a particular contribution to the overall problem. 'Limiting path analysis' is particularly powerful for calculating the effect of conductor geometry, for instance in complex

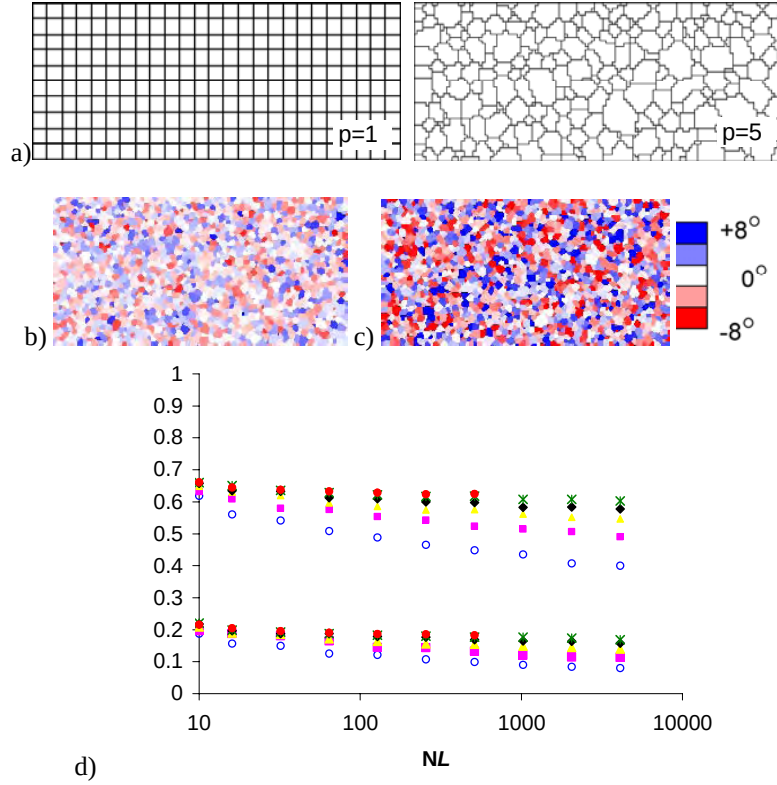


Fig.11 Simulation of the realistic grain structure distribution for RABiTS deposition process a) grain structures for $p=1$ (simple square model) and $p=5$, both for samples 25 grains long and 10 grains wide. The average grain size in pixels (p) is related to Monte-Carlo simulation; b) Monte-Carlo simulation of the 4° misoriented grain structure; c) Monte-Carlo simulation of the 8° misoriented grain structure. It is apparent that at lower angle misoriented grains are more sensitive to the N_w parameter since the absolute value of the current density is more than 3 times lower for 8° GB misorientation angle; d) the normalised critical current density vs. number of grains along the coated conductor N_L for two exemplary GB misorientation angles ω_{RD} , ω_{TD} , ω_{ND} where 4° is represented by top curves and 8° by the bottom curves. Courtesy of N. Rutter.

conductors which need to be optimized for AC applications and cryomagnetic stability [22-31]. ‘Non-linear resistor network modelling’ provides a first estimate of the I - V transition and also I_c determining using a ‘voltage criterion’ [32,33]. The functional form of I - V for a coated conductor is an essential part of a full specification. At present there is little available data and perhaps some conflict between experimental observations and the scaling expected from classical percolation theory, which considers the grains and grain boundaries as a ‘statistical ensemble’, with the grain boundaries state as the ‘statistical variable’ [34].

The typical dependence between the conductor width and the average grain size has been presented and analysed in order to predict the (grain size)/(filament-strip width) ratio influencing critical current density values in multifilamentary conductors [35], Fig.10. Also

Fig.10 shows the degradation of the J_c/J_{c0} vs. conductor length.

A Monte-Carlo grain growth model has been used to simulate more realistic grain structures in coated conductors and predict the actual J_c vs. length dependence for the given misorientation angles as presented in Fig.11. The grains are initially made up of single square or hexagonal pixels. Each pixel has an energy based upon the number of neighbours, which are in the same grain. ‘High energy’ pixels are consumed by neighbouring grains. As the Monte-Carlo simulation progresses, grain structures such as those in Fig 11a) develop.

To visualise the actual reduction of the critical current I_c over the longer lengths of the coated conductor fabricated by the RABiTS technique, simulation was conducted for a range of widths and lengths of the conductor up to 1 km, Fig.12.

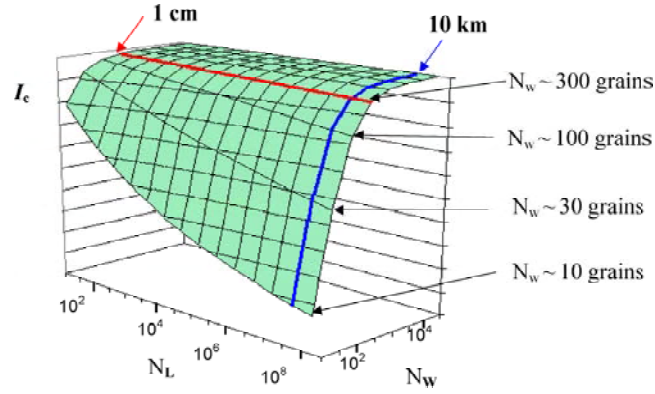


Fig.12 Critical current density of the coated conductor versus number of grains along the length conductor N_L and along the width of conductor N_W . There is a useful relationship between critical current value and the number of grains along and across the conductor, eq.(2), courtesy of N. Rutter.

$$I_c \propto \left(\frac{1}{N_L}\right)^{\frac{1}{N_W}} \quad (1)$$

Important critical current density measurements were conducted at the University of Wisconsin on 1230 μ m long tracks of RABiT YBa₂Cu₃O₇ for widths ranging from 10 times the average grain size of YBa₂Cu₃O₇ to the on-grain wide case. As was shown by Larbalestier et al. [36] there is a characteristic field called the transition field, H^* , see Fig.13, above which $J_c(H)$ is width-independent so there is no GB-dissipation signature and the grain boundaries seem not to be obstacles – the behaviour is single-crystal-like [37]. On the other hand, for fields $H < H^*$ $J_c(H)$ is width-dependent, which is the grain boundary controlled regime, Fig.13.

Recent study of the critical current angular dependences of the polycrystalline conductors carried out by scientists in Dresden [37] conclusively proved that at low magnetic fields, up to the characteristic value H^* , the critical current is limited by the intergrain critical current. This is reflected in a power-law dependence of $J_c(B)$ and the non-Ohmic linear differential-like signature of the V - J curves. At magnetic fields above H^* , $J_c(B)$ is limited by pinning within the YBa₂Cu₃O₇ grain (intergrain critical current) with a typical exponential decay dependence. It was found [38] that the transition from intergrain

to intragrain critical current limitation is shifted to lower magnetic fields as the temperature is increased. This crossover behaviour can have important implications for coated conductor applications. For applications that require the presence of higher magnetic fields, the intergrain critical current of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductor does not limit the critical current and hence J_c is completely intragrain. The irreversibility field represents in this case the upper limit for applications in high magnetic fields, with the intergrain critical current having no influence. A better in-plane texture of the coated conductor with smaller GB angles does not avoid this problem since the crossover field is only shifted to lower magnetic fields, leaving the exponential J_c decrease at high fields unchanged. Only in the case of applications that require magnetic fields lower than the crossover field can an improvement of the grain boundary angles in the samples be useful [37]. *It is interesting that as temperature decreases, H^* seems to increase linearly. This is good news for $>2\text{T}$ applications at 77K.* The results, if proven for longer lengths, will confirm the possibility of using a multifilamentary RABiTS coated conductor characterized by low FWHM of ω_{RD} , ω_{TD} , ω_{ND} for AC applications at higher fields and higher temperatures. However at 20K at LH_2 applications the field value may exceed 10T.

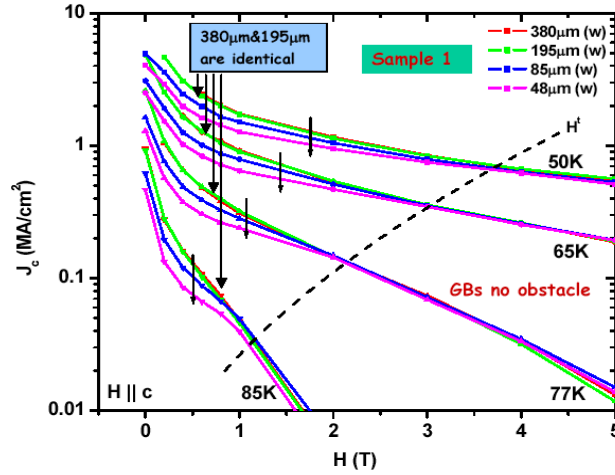


Fig.13 Critical current density vs. magnetic field of the 30-grains long tracks made on the MOD TFA RABiT coated conductor vs. track width ranging from 10 grain width to one grain wide track. H^* is a characteristic critical field. Courtesy of D Larbalestier [36].

1.4 (RE) $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Coated Conductors for AC Supergenerator

Because (RE) $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductors are characterized by a high irreversibility line and high J_c values in external magnetic fields they are one of the most promising candidates for power applications such as generators or motors [3]. Advances in multifilamentary $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductor technology such as laser grooving, ink-jet patterning and ink jet printing may allow the manufacture of narrow filaments with high critical current density on a thin non-magnetic metal alloy substrate, which is separated from the superconductor by thin dielectric or conductive or even magnetic buffers, Fig.14.

Therefore there are many issues, which should be addressed during the design stage of

the coated conductor for AC transport current and AC external field applications before actual optimisation of the deposition processes of the conductor takes place. The transverse resistivity across the filamentary structure, ρ_{tr} , depends on the resistivity of the YBCO/metal layer boundary, ρ_b , which affects the current transfer length, on the resistance of the metal layer covering the filaments per unit length, and finally on the width and J_c of the YBCO filaments. In the case of filaments with highly conductive stabilizers only on the top of the filaments, Fig 14c), transverse resistivity between filaments can be high [39].

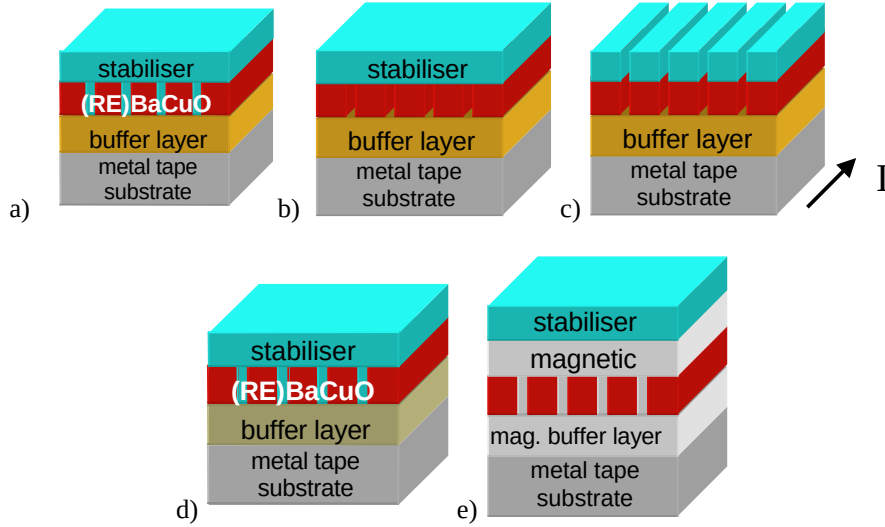


Fig.14 Schematic representation of a variety of designs of straight multifilamentary structures of the coated conductor, with: a) highly conductive stabilizer on the top of the filaments and in between filaments; b) highly conductive stabilizer interconnecting the filaments; c) highly conductive stabilizer only on the top of the filaments, (filaments are electrically decoupled). These tapes will exhibit minimized ac losses by subdividing the YBCO layer with barriers which exhibit high electrical resistance; d) as a) but with the conductive buffer layer providing additional stability from the metallic substrates (filaments are fully coupled in the conductive matrix); e) magnetic buffer and magnetic cap layer to provide magnetic decoupling and even electric decoupling of the filaments [39].

It was established that for long tapes the average J_c increases for a smaller grain size (or larger sample) [40,41]. Therefore in this case, both high J_c and high uniformity of J_c are favoured for a small grain size. This has significant consequences for coated conductor development. Since multifilamentary coated conductors appeared to be a favourable solution for low AC loss applications, the factors which affect the percolative nature of current flow in superconducting coated conductors, such as grain size and sample dimensions, have to be considered [39,42].



Fig.15 Schematic of the fragment of the single filament and multifilamentary coating in external magnetic field.

The hysteresis losses in perpendicular magnetic fields are about 2-3 orders of magnitude higher than in the parallel field as described in eq.(2)-eq.(4):

$$Q_{h\perp} = \mu_o J_{c\perp} w H_o \left(1 - 2.772 \frac{H_{p\perp}}{\pi H_o}\right) \quad (2)$$

for $H_{a\perp}$ at $H_o \gg H_{p\perp}$

H_o - amplitude of the applied magnetic field, w - tape width t - tape thickness

$$Q_{h\parallel} = \mu_o J_{c\parallel} t H_o \left(1 - 2 \frac{H_{p\parallel}}{3 H_o}\right) \quad (3)$$

for $H_{a\parallel}$ at $H_o \gg H_{p\parallel}$

$$\lim_{H_o \gg H_{p\perp} \gg H_{p\parallel}} \frac{Q_{h\perp}}{Q_{h\parallel}} \cong \frac{J_{c\perp} w}{J_{c\parallel} t} \cong 10^4 \frac{J_{c\perp}}{J_{c\parallel}} \cong 10^3 \quad (4)$$

In the case $w=1\text{cm}$, $t=1\mu\text{m}$ the ratio $J_{c\perp}/J_{c\parallel} \cong 0.1$.

Initial calculations of the normalised magnetic moment $M/M_{\max(\text{mono } H_{\parallel c})}$ of an exemplary multifilamentary coated conductor are presented in Fig.16. It is evident that division of the tape into filaments has little effect on the magnetic moment in the magnetic field parallel to the ab -planes of the conductor.

The exemplary magnetic hysteretic losses of the model variable-widths filamentary $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coating deposited onto single-crystal LaAlO_3 substrates $3.2\text{mm} \times 12\text{mm}$ by the PLD process grooved by YAG laser at Mound Laser & Photonics Center, Inc. were recently measured and it confirmed the validity of the findings presented in Fig.16 [43]. Also, recently energy loss was measured on actual multifilamentary and monofilamentary $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductors made by the RABiTS process, Fig.17. The comparison of AC losses measured for a 1 cm wide monofilamentary coated conductor manufactured by the RABiT and IBAD techniques is also presented in Fig.17b). The IBAD sample has slightly higher losses per unit length than the RABiTS conductor, which may be due to the defect density of the fine grain structure of the superconducting layer.

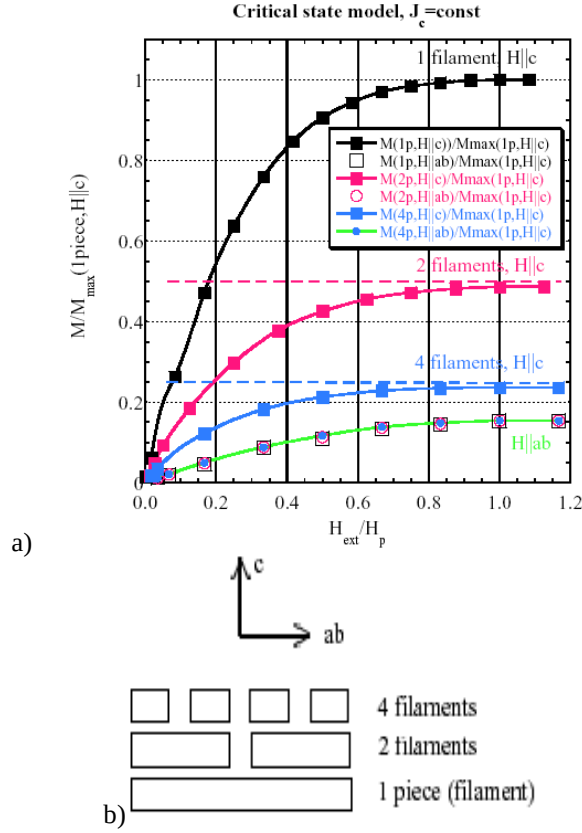


Fig.16: a) calculated normalised magnetic moment of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ filamentary tape for $H||ab$ plane and $H||c$ axis presented as outlined in b); *division of the tape into filaments has little effect on the magnetic moment in the parallel field*; b) schematic of the filamentary $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ tape architecture.

It was established experimentally [43] that, for YBCO RABiTS non-striated (monofilamentary) tape in a perpendicular applied magnetic field, linear extrapolation gives a loss value ≈ 0.55 J/m/cycle at 1 T peak (equivalent of ≈ 110 W/m/cycle at 200 Hz and 1 T peak). AC losses follow H^3 and H^1 dependencies in accordance with the critical state model ($J_c = \text{const}$) for partial and full penetration regimes, respectively. The frequency dependence on the energy loss per cycle, which is rather weak, and the AC losses at different angles are governed mainly by the magnetic field component perpendicular to the ab -plane of the superconductor. The multifilamentary RABiTS type coated conductor, as presented in Fig.17, has roughly 1 order of magnitude lower losses than the monofilamentary one, Fig.17b). In magnetic fields nearly parallel to its ab plane of superconducting coated conductor, AC losses in the substrate start to dominate. AC losses in RABiTS multifilamentary conductor are dominated by losses in the substrate at all angles of the applied magnetic field with respect to the ab plane of the superconductor. Presence of the magnetic substrate of RABiTS conductors may influence the loss behaviour at higher magnetic fields and different angles due to demagnetizing effects.

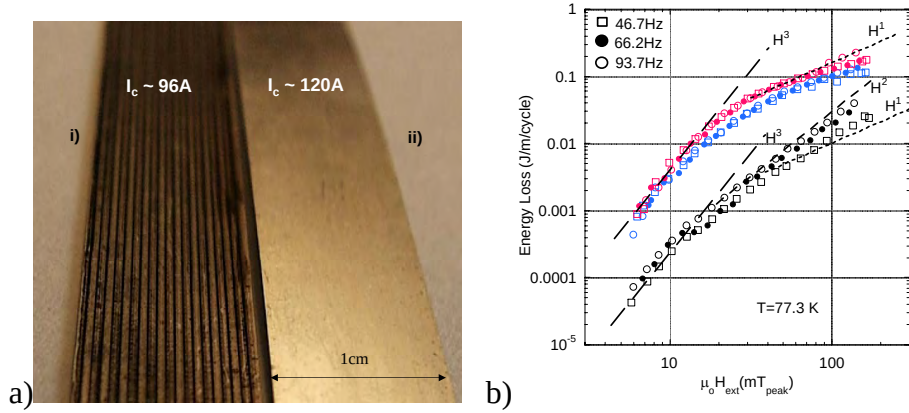


Fig.17: a) An optical picture of the Au/YBa₂Cu₃O₇ coated conductors by RABiTS technique: i) 20 filaments, single filament $\sim 400\mu\text{m}$ and the groove $\sim 100\mu\text{m}$, ii) single filament conductor (laser micromachining translation rate equal 0.10 mms^{-1}); b) AC losses due to the external magnetic field are reduced 10 times in the multifilamentary RABiT conductor in a perpendicular magnetic field. Red symbols IBAD monofilament, blue symbols RABiT monofilament, black symbols IBAD multifilament coated conductor.

For DC applications at any field, and for low frequency applications, eddy current enabled current sharing will always be superior. For moderate and high frequency applications, superconducting links which enable current sharing will have a better loss-sharing trade-off. For decoupled filaments, AC loss reduction is directly proportional to the number of filaments, N , eq.5 [44,45].

$$\frac{Q_{\perp \text{ mono}}}{Q_{\perp \text{ multi}}} \approx \frac{\pi}{2} N \quad (5)$$

where: N - number of filaments (limited by the smallest possible filament width from the point of view of current percolation). Despite the electrically decoupled filaments as in Fig.14c) and Fig.17a), a large circulating current can exist among the filaments due to obvious connections at the end (current leads). AC losses may increase by one order of magnitude or more depending on the distance between the filaments and the resistance at the end contacts. Considering the presence of the coupling currents in an AC application, the filaments must be transposed (or twisted) at least one time in the middle of the length provided that the magnetic field is exactly symmetric along both half-lengths of the twisted decoupled filaments to achieve AC loss reduction, Fig 18b). Such a design is used in a 1MW superconducting generator, Fig.19 and Fig.3

helps to provide electrical contact to the current leads which have to be attached to the final product after construction, see Fig 14 and Fig 17. Once the current approaches the critical current value, current sharing may take place and also an electric field can be generated. The problem of a voltage–current relation in a superconductor carrying a transport current is one of the most important for applications. There exist several theoretical models, which describe nonlinear voltage–current characteristics of type-II superconductors [47]. Particularly at high currents I ($I \leq I_c$) a power-law model, $E=(J/J_c)^n$ with $n=U_0/kT$ [48] is a good approximation of experimental data (I_c critical current, E electric field, E_c electric field at which the critical current density J_c is defined, U_0 a characteristic energy of bonding of the vortex to the pinning centre, k Boltzmann constant, T temperature). All the existing models are valid under isothermal conditions. In the real case of non-isothermal conditions, the resulting voltage (electric field) current relations of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductor immersed in liquid nitrogen have to be analysed. The 2-dimensional (2D) steady-state Poisson's heat transfer equation has to be solved using finite element method software with input parameters taken from experiment [25].

An $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductor, 1 cm wide, of the cross-section given in Fig.20a) and b), was modelled for the case when immersed in a liquid nitrogen bath in the nucleate boiling regime. This regime is characterised by the saturation temperature $T_0 = 77.3$ K and approximately constant heat transfer coefficient $\alpha=4.06 \cdot 10^4 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ [48]. The boundary condition for the heat flux $F=-\kappa(T)\partial T/\partial \delta = \alpha(T-T_0)$ on the outer surface of the coated conductor was used. The validity of the regime is up to $(T-T_0)=5$ K [48]. The temperature dependence of the critical current density J_c was taken from measurements on a real $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductor and approximated by $J_c(T)=J_{c0}(12.106-0.14368T)$ (in SI units) with $J_{c0}=4 \cdot 10^9 \text{ Am}^{-2}$ [50]. The n -value of the power law voltage–current characteristics ($n=24$) was also taken from [50] for a real $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductor. Its value was only weakly temperature dependent in the range of temperatures 77.3–85 K used in the modelling. Electrical conductivities (at 77.3–85 K) of the other materials used in the modelling were Ag: $\rho_{\text{Ag}}=1.1 \cdot 10^{11} T^{-1.32}$ [51] (in SI units), NiFe: $\rho_{\text{NiFe}}=1.33 \cdot 10^6 \text{ S/m}$ [52]. Thermal conductivities (at 77.3–85 K) of the materials used in the modelling were for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: $\kappa(T)=9.295 \div 0.044313T$ [49] (in SI units), Ag: $\kappa=400 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$, [51], NiFe: $\kappa=13 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [53], buffer layer: $\kappa=0.1 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [53]. The influence of a thin stabilising silver layer on top of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ film (Fig.20) was also modelled.

The calculated electric field - current characteristics of the coated conductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{buffer}/\text{NiFe}$ and $\text{Ag}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{buffer}/\text{NiFe}$ (Fig.20a) and Fig.20b) immersed in a liquid nitrogen bath in the nucleate boiling regime are shown in Fig.20c). The voltage–current characteristics of the composites follow the isothermal $E-I$ curve of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ film up to an electric field $E=100 \mu\text{V}/\text{cm}$. This means that, in the experiments on composite materials in this electric field region, the properties of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ material itself are measured. The $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{buffer}/\text{NiFe}$ sample starts to be unstable (defined as the onset of negative differential resistance) at a current $I=1.4I_c$ and $\text{Ag}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{buffer}/\text{NiFe}$ at $I=1.72I_c$. At $E=10^5 \mu\text{V}/\text{cm}$ the $\text{Ag}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{buffer}/\text{NiFe}$ composite sample carries a total current 274 A of which the Ag layer carries 162 A, the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ film 109 A and the NiFe 3.3 A. Results of additional calculations conducted for the different thicknesses of the Ag stabilizing layer in a coated conductor are presented in Fig.21.

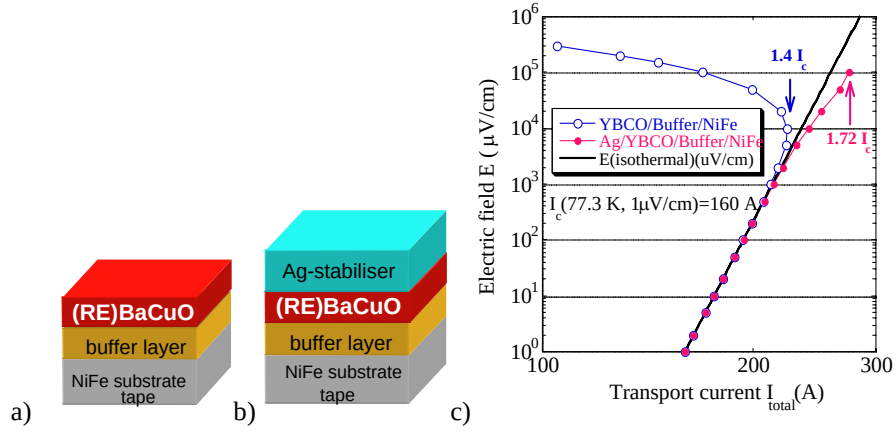


Fig.20 Cross-sections of the conductors used in the E - I modelling: a) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ /buffer/NiFe coated conductor 1 cm wide $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 4 μm thick, buffer layer 1 μm thick, NiFe 25 μm thick); b) Ag/ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ /buffer/NiFe coated conductor with Ag thickness 5 μm , other parameters as in a); c) calculated electric field – current characteristics (points) of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductors as in (Fig.20a) and Fig.20b)) immersed in liquid nitrogen in nucleate boiling regime. The straight line is the isothermal power-law voltage–current characteristic of the bare $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ film at 77.3 K.

Detailed analysis of the E - I curve around $E \approx 1 \mu\text{Vcm}^{-1}$ showed that already at $E > 1 \mu\text{V/cm}$ the current starts to decrease with increasing electric field, i.e. the differential resistance of the sample starts to become negative. This implies an onset of thermal instability during a typical critical current measurement. In such a measurement a current power supply is usually used, which has a current feedback. The result of this is that such a power supply increases its voltage up to the maximum value in order to keep the pre-set current. At the point of the onset of negative differential resistance the power supply sets its maximum voltage. For a typical power supply with an output current of the order of 1 kA this maximum voltage is typically about 10 V. If we suppose that this voltage is applied over the measured length of a sample 1 cm long we obtain an electric field $E \approx 10 \text{ Vcm}^{-1} = 10^7 \mu\text{Vcm}^{-1}$. Extrapolating the linear part of E - I curve in the normal state ($T_{\text{max}} > T_c$) in the graph in Fig.21 to $E = 10^7 \mu\text{Vcm}^{-1}$ one obtains a power of about 5 kWcm^{-1} , which usually results in damage to the sample. On the other hand in an experimental arrangement when a voltage power supply is used (with voltage feed back) the current is governed by the resistance of the sample. Under these conditions the sample works as a current limiting device suppressing the current.

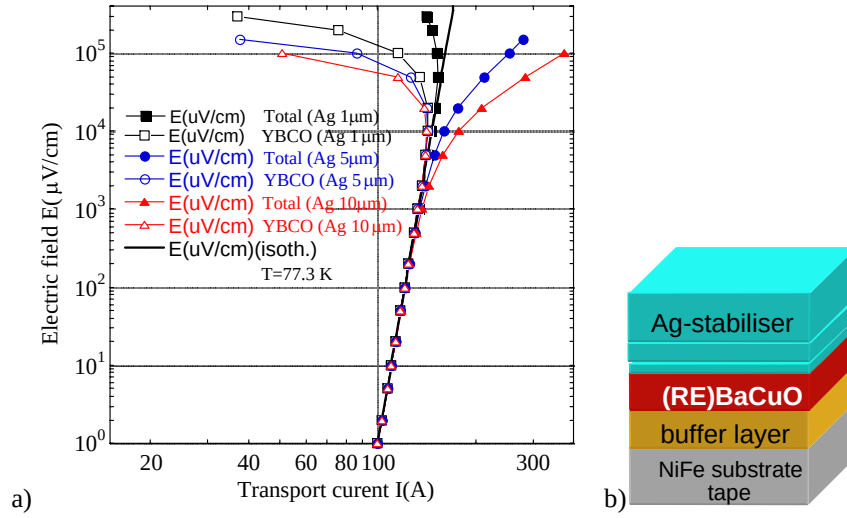


Fig.21: a) Calculated voltage–current characteristics (points) of the Ag/YBa₂Cu₃O₇/buffer/NiFe coated conductor immersed in liquid nitrogen in nucleate boiling regime. Series of curves represent variable Ag thickness 1 μm , 5 μm and 10 μm , thickness of other components of coated conductors are kept constant: YBa₂Cu₃O₇ 10 μm , NiFe 25 μm and insulating buffer layer 0.5 μm . The broken straight line is the isothermal power-law voltage–current characteristic of the bare YBa₂Cu₃O₇ film at 77.3K. Open symbols represent extracted E - I characteristic of the YBa₂Cu₃O₇ superconductor in the silver stabilized conductor, where the full symbols represent the E - I characteristic of the actual conductor including silver; b) Schematic outline of the conductor architecture.

2. ADIABATIC DEMAGNETISATION REFRIGERATOR

The basic requirements related to the Adiabatic Demagnetisation Refrigerator, ADR, are the low weight of the magnet itself (conductor and device), low weight of the magnet's cryocooler, which necessitates a higher operating temperature, low weight of the power supply (including solar panels), which requires a low operating current so the conductor has to have a length of several kilometres, and strength to withstand stresses during winding of the 3 T coils using fully-reacted and insulated superconducting conductor. Single and double stage ADRs, see Fig.22, which use as a demagnetising material a Ferric Ammonium Alum, $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 24\text{H}_2\text{O}$, promise to be the future of low Single and double stage ADRs, see Fig.22, which use as a demagnetising material a Ferric Ammonium Alum, $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 24\text{H}_2\text{O}$, promise to be the future of low background and space-based cryogenics. Having demonstrated an ADR which is remotely operable opens the door to purely electrical refrigeration on future balloon and satellite platforms – eliminating the cost and inconvenience of cryogenics in gravity-free environments.

Usually ADR's electromagnetic coils are manufactured from low temperature metallic superconductors such as NbTi ($T_c \sim 10\text{K}$), which requires the magnet cryocooler to operate at $\sim 4\text{K}$. For higher temperature $\sim 10\text{K}$, Nb₃Sn ($T_c \sim 18\text{K}$) wire characterised by an operating



Fig.22 An example of the existing double ADR magnet consists of two sets of coils, each producing 3.0 T. The coils are actively shielded to allow independent operation, and to reduce the stray field. Because the magnet will operate in space, it is completely cryogen-free, and cooled by conduction to a cryocooler. To minimise the heat load to the cooler, the magnet has been wound with ultra-fine superconducting wire (0.1 mm diameter insulated), giving an operating current of less than 2.3 A at full field. [54, <http://www.spacecryo.com>].

current $I \sim 10A$ can be used, Fig.23a, providing a magnetic flux density of $B=5$ T. The Nb_3Sn wire needs to be quite strong in order to handle the post-reaction handling involved in applying the insulation and winding the coils. For this purpose vanadium has been included in the Nb_3Sn wire structure for reinforcement because it maintains high yield strength after heat treatment and is relatively light, Fig. 23a) [55].

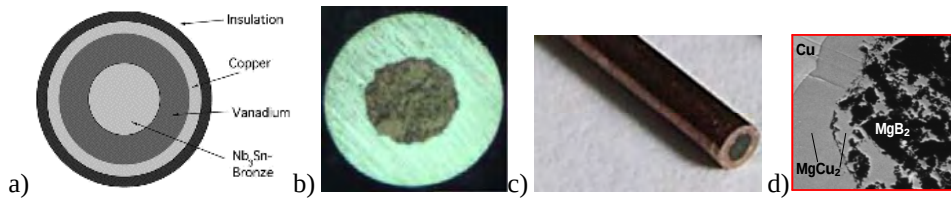


Fig.23 Examples of the superconducting wires for ADR application: a) A schematic of the vanadium-reinforced 'react and wind' Nb_3Sn wire's cross section, overall conductor diameter $\sim 0.19mm$ after Tuttle [55], b) Fe/MgB_2 conductor after S.Schlachter, Karlsruhe [56], c) in situ $Cu/MgCu_2/MgB_2$ conductor [57], d) fragment of the wire cross section in Fig c).

The density of the superconductors under current consideration for ADR are $NbTi$, characterised by density $\rho = 6 \text{ g cm}^{-3}$, and Nb_3Sn ($\rho = 8.9 \text{ g cm}^{-3}$). There is also the relatively new material MgB_2 characterised by a density of $\rho = 2.6 \text{ g cm}^{-3}$. Such light MgB_2 conductors are ideal for space applications, especially considering that T_c of MgB_2 can be as high as 40 K. Some reduction of the magnetic susceptibility at 50 K has also been observed for an in-situ $Cu/MgCu_2/MgB_2$ composite conductor, which gives some hope for increasing even further the T_c of this new material in the form of coatings [57,58]. Therefore an implementation of MgB_2 conductors in ADR can be even more beneficial because the electromagnet's cryocooler temperature can be increased to 20-25 K, saving the

weight and energy which is a paramount parameter in space applications, and also providing an operating current as low as $I_{op} \sim 10A$ providing that the strength of the conductor can be secured.

MgB_2 is an anisotropic material with a two band structure and the mixed state of a dirty two-band superconductor [59], but development of the tape-form conductors exploiting such intrinsic anisotropy for ADR magnet winding is not practical. The radial magnetic component at the ends of the coil will be perpendicular to the tape, exploiting the weakest $J_c(B)$ properties of such a conductor, weaker than the round conductor, thus limiting the actual maximum J_{ceng} required. Also *round wires are generally much better suited for winding layered coils and to minimize AC losses than tapes* [60]. Therefore development of conductors for ADR focuses on a generic strong round isotropic MgB_2 conductor. Also there are arguments for monocoil in situ MgB_2 conductors. A high engineering critical current value, J_{ceng} eq.(6), is one of the most important parameters for NMR accelerator magnets and ADR magnets. A low value of the overall critical current density J_e is a

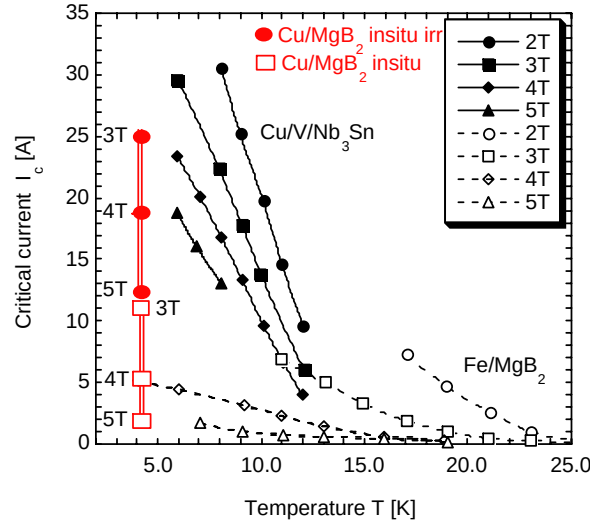


Fig. 24 Comparison of the critical current values of V/Nb_3Sn [55], Fe/MgB_2 [56] and $Cu/MgCu_2/MgB_2$ [57] conductors. The actual I_c values for the monofilamentary MgB_2 conductors have been calculated for the diameter corresponding to the Nb_3Sn ADR conductor [55,56].

particular problem with fully engineered conductors. In respect of maximisation of the J_e , the filling factor, P , plays an important role in design of multifilamentary conductors, eq.(6-7). The filling factor in multifilamentary composites produced by a modified tube technique, defined by the ratio of the cross-sections of superconductor to the remaining matrix, depends on the stacking number in the individual bundle arrangement, n_b , and the filling of the individually arranged bundles, P_i . Filling factor can be expressed as:

$$P = \frac{\prod_{i=1}^{n_b} P_i}{\left(\prod_{i=1}^{n_b} (P_i + 1) - \prod_{i=1}^{n_b} P_i \right)} \quad (6)$$

where:

$$P_i = \frac{(N_e \cdot S_s)}{S_t} \quad (7)$$

and N_e is the number of sub-elements in an individual bundle; S_s is the cross-section of an individual sub-element; and S_t is the cross-section of the external tubes [61]. Usually the value of P changes from 0.05 for widely distributed filaments to 0.8 for densely packed filaments. A dense packing of superconducting filaments is more suitable for high J_{ceng} , but considering the random distribution of hard boron particles with a diameter significantly above the average in the initial PIT core one may need to consider that the better percolative current path can be achieved in a monocoil conductor, where P can approach 1 [62]. One of the important parameters characterising the quality of the superconducting wire is the n factor, $V = I^n$. In the case of very thin MgB_2 round wires, the monofilament may be the better option considering that the concentric reinforcing matrix provides a higher n value, as presented in Table 1.

Table 1 Comparison of n-Factor for Different Form of MgB_2 , (after S. Zenella, Edison).

MgB_2 Samples	n_o	α (1/T)	β
1 filament (Fig.25a))	130	0.38	1.00
7 filaments (Fig.25b))	37	0.145	1.33

The n factor for different MgB_2 conductors are interpolated according to the relation eq.8:

$$n(B,T) = n_o \exp(-\alpha B / (1 - T/T_c)^\beta) \quad (8)$$

where: α , β , n_o were determined by fit to experimental values. It is evident that the compressive force induced by the large volume of the matrix helps to improve the current conductor characteristics (increase of the n factor), but on the other hand as proved by Goldacker and Schlachter [64], too high a prestrain may substantially reduce the J_c value of the superconductor. Therefore intensive research is required to develop a generic, multi-purpose, fully-stabilised ‘wind and react’ MgB_2 wire conductor which will have the following desired parameters: $T = 15$ K, $I_{op} = 3$ -10 A, $J_e > 10^5$ A cm⁻², $B = 2.5$ -3.5 T, outer diameter = 150 μ m, length ~ 20 km, single filament and finally operational magnetic flux charge frequency ~ 2 T min⁻¹, which requires study of the transient losses.

The new double ADR magnet based on MgB_2 will be designed and manufactured by Space Cryomagnetics [63] in collaboration with the Mullard Space Science Laboratory [65] and the Applied Superconductivity and Cryoscience Group of the Department of Materials Science and Metallurgy, University of Cambridge [66] as part of the Particle Physics and Astronomy Research Council programme [67].

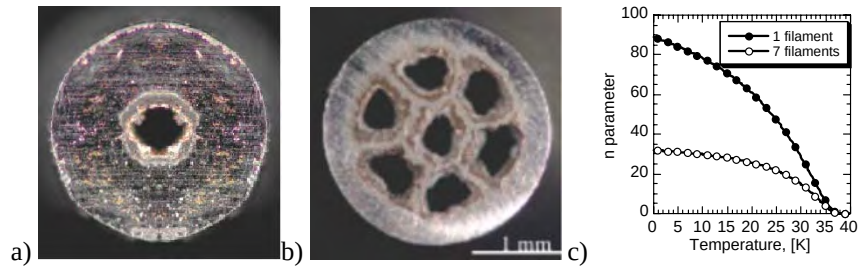


Fig. 25 The Fe/Nb/MgB₂ in situ conductors as described in Table 1: a) single filament, b) 7 filaments, c) plot of n-values for wires according to eq.8. (courtesy of S. Zenella, Edison).

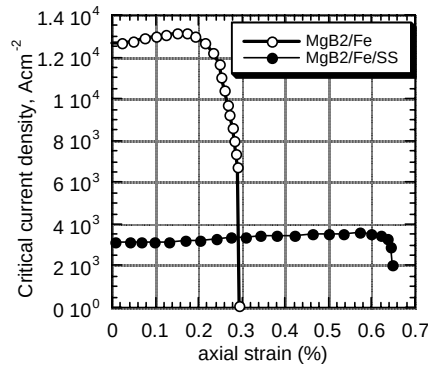
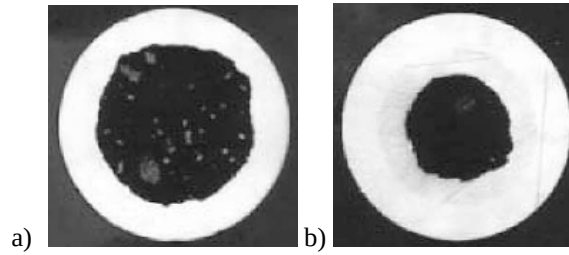


Fig. 26. MgB₂ wires: a) Cross-section of MgB₂/Fe: MgB₂ 49%, Fe 51%, b) Cross-section of MgB₂/ Fe/SS wire: MgB₂ 22%, Fe 24% and ss 54%. The wire diameter was in all cases 1 mm [63]; c) Critical current density J_c with applied axial strain at 4.2K and B=5T for Fe and Fe/Stainless steel sheathed MgB₂ wires as presented in Figure, after [64].

REFERENCES

- [1] W. Prusseit and M. Yoshida, FSST News 85 (2001) 10.
- [4] N. Ozkan, B. A. Glowacki, E. A. Robinson and P. A. Freeman, 6 (1991) 1829.
- [3] C.E. Oberley, L. Long, G.L. Rhoads and W.J. Carr, 'AC loss analysis for superconducting generator armatures wound with subdivided YBaCuO coated tape' *Cryogenics* 41(2001) 117.

- [4] M. Polak, L. Krempasky, S. Chromik, D. Wehler, and B. Moenter, "Magnetic field in the vicinity of YBCO thin film strip and strip with filamentary structure," *Physica C*, vol. 372-376, pp. 1830-1834, 2002.
- [5] M. D. Sumption, E. Lee, C. B. Cobb, P. N. Barnes, T. J. Haugan, J. Tolliver, C. E. Oberly, and E. W. Collings, "Hysteretic loss vs. filament width in thin YBCO films near the penetration field," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, pp. 3553-3556, 2003.
- [6] M. Majoros, R. I. Tomov, B. A. Glowacki, A. M. Campbell, and C. E. Oberly, "Hysteretic losses in YBCO coated conductors on textured metallic substrates," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, pp. 3626- 3629, 2003.
- [7] M. Majoros, B. A. Glowacki, A. M. Campbell, G. A. Levin, P. N. Barnes and M. Polak, "AC Losses in Striated YBCO Coated Conductors" *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, pp. 3626- 3629, 2003.
- [8] D. M. Feldmann, J. L. Reeves, A. A. Polyanskii, G. Kozlowski, R. R. Biggers, R. M. Nekkanti, I. Maartense, M. Tomsic, P. Barnes, C. E. Oberly, T. L. Peterson, S. E. Babcock, and D. C. Larbalestier, *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000) 18.
- [9] J. E. Evetts and B. A. Glowacki, *Superconductor Science and Technology* 13 (2000) 443.
- [10] J. E. Evetts and B. A. Glowacki, *Cryogenics* 28 (1988) 641.
- [11] B. A. Glowacki, M. Vickers and E. Maher, *Materials World* 6 (1998) 683.
- [12] K. E. Gray, M. B. Field, and D. J. Miller, *Phys. Rev. B* 58 (1998) 9543.
- [13] J. G. Wen, T. Takagi, and N. Koshizuka, *Supercond. Sci. & Technol.* 13 (2000) 820.
- [14] V. R. Todt, X. F. Zhang, D. J. Miller, M. St. Louis Weber, and V. P. Dravid, *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996) 3746.
- [15] M. B. Field, D. C. Larbalestier, A. Parikh, and K. Salama, *Physica C* 280 (1997) 221.
- [16] Z. G. Ivanov, P. A. Nilsson, D. Winkler, J. A. Alarco, T. Claeson, E. A. Stepantsov, and A. Y. Tzalenchuk, *Appl. Phys. Lett.* 59 (1991) 3030.
- [17] N. F. Heinig, R. D. Redwing, I. F. Tsu, A. Gurevich, J. E. Nordman, S. E. Babcock, and D. C. Larbalestier, *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996) 577.
- [18] D. T. Verebelyi, D. K. Christen, R. Feenstra, C. Cantoni, A. Goyal, D. F. Lee, M. Paranthaman, P. N. Arendt, R. F. DePaula, J. R. Groves, and C. Prouteau, *Appl. Phys. Lett.* 76 (2000) 1755.
- [19] N. Koshizuka, T. Takagi, J. G. Wen, K. Nakao, T. Usagawa, Y. Eltsev, and T. Machi, *Physica C* 337 (2000) 1.
- [20] K. Salama, M. Mironova, S. Stolbov and S. Sathyamurthy, *Physica C*, 341-348 (2000) 1401.
- [21] B. A. Glowacki, M. Vickers, N. Rutter, E. Maher, F. Pasotti, A. Baldini and R. Major, *Journal of Materials Science*, 37 (2002) 157.
- [22] N. A. Rutter and B. A. Glowacki, *Superconductor Science and Technology*, 14 (2001) 680.
- [23] N. A. Rutter and B. A. Glowacki, *IEEE Trans. Applied Superconductivity*, 11 (2001) 2730.
- [24] B. A. Glowacki "High- T_c Superconducting Conductors for AC and DC Applications" in: *Studies of HTS Superconductor Applications (Advances in Research and Applications)*: ed. A. Narlikar, Springer Verlag, Volume1-Materials, 2003 p.239.
- [25] M. Majoros A. M. Campbell, B. A. Glowacki, R. I. Tomov, *Physica C* 401 (2004) 140.
- [26] M. Majoros, R. I. Tomov, B. A. Glowacki, A. M. Campbell and C. E. Oberly, *IEEE Trans. on Appl. Supercon.* 13 (2003) 3626.

- [27] S. Iliescu, X. Granados, E. Bartolome, S. Sena, A. E. Carrillo, T. Puig, X. Obradors and J. E. Evetts, *Supercond. Sci. Technol.* 17 (2004) 182.
- [28] J. E. Evetts, *Supercond. Sci., Technol.*, 17 (2004) S315.
- [29] J. L. MacManus-Driscoll and X. Qi, International Workshop on Superconductivity, Proceedings of ISTE and MRS Conference, Honolulu, Hawaii, USA, June 24-27, 2001, p.162.
- [30] A. Berenov, J. L. Driscoll, D. MacPhail and S. Foltyn, Processing of High-Temperature Superconductors, *Ceramic Transactions*, 140 (2003) 243.
- [31] M. J. Hogg, F. Kahlmann, Z. H. Barber and J. E. Evetts, *Supercon. Sci. Technol.* 14 (2001) 647.
- [32] B. Zeimetz, B. A. Glowacki and J. E. Evetts, *Physica C*, 372 (2002) 767.
- [33] B. Zeimetz, N. A. Rutter, B. A. Glowacki and J. E. Evetts, *Supercon. Sci. Technol.* 14 (2001) 672.
- [34] B. Zeimetz, B. A. Glowacki and J. E. Evetts, *Eur. Phys. J. B*, 29 (2002) 359.
- [35] B. A. Glowacki, M. Majoros, N. A. Rutter and A. M. Campbell, *Cryogenics*, 41 (2001) 103.
- [36] S. I. Kim and D. C. Larbalestier, *J. Appl. Phys.* to be published.
- [37] L. Fernandez, B. Holzapfel, F. Schindler, B. de Boer, A. Attenberger, J. Hanisch, and L. Schultz, *Phys. Rev. B* 67 (2003) 052503.
- [38] J. Loram, K.A. Mirza, and J.R. Cooper, Research Review: High Temperature Superconductivity, IRC in Superconductivity, University of Cambridge 1998 p.77.
- [39] B.A.Glowacki 'YBCO Coated Conductors', in Book: Frontiers in Superconducting Materials, Springer Verlag (2005) 765.
- [40] N. A. Rutter and B. A. Glowacki, *IEEE Trans. Applied Superconductivity*, 11 (2001) 2730.
- [41] N. A. Rutter, B. A. Glowacki and J. E. Evetts, *Supercond. Sci. Technol.*, 13 (2000) L25.
- [42] M. Majoros, B. A. Glowacki, A. M. Campbell, and C. E. Oberly, 'Hysteresis Losses in YBCO Coated Conductors on Textured Metallic Substrates', *IEEE on Appl. Superconductivity* 13 (2003) 3626.
- [43] C. B. Cobb, P. N. Barnes, T. J. Haugan, J. Tolliver, E. Lee, M. Sumption, E. Collings, C. E. Oberly, *Physica C* 382 (2002) 52.
- [44] M. Majoros, R. I. Tomov, B. A. Glowacki, A. M. Campbell, and C. E. Oberly, *IEEE Trans on Appl. Supercon.* 13 (2003) 3626.
- [45] B. A. Glowacki and M. Majoros, *Supercon. Sci. Technol.*, 13 (2000) 971.
- [46] C. E. Oberly, L. Long, G. L. Rhoads, and W. J. Carr Jr., *Cryogenics*, 41 (2001) 117
- [47] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, second ed., McGraw-Hill, New York, 1996.
- [48] E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, M. W. McElfresh, *Appl. Phys. Lett.* 56 (1990) 680.
- [49] A. V. Gurevich, R. G. Mints and A. L. Rakhmanov, The Physics of Composite Superconductors, Begell House, Inc., New York, Wallingford (UK), 1997.
- [50] G. K. White and P. J. Meeson, Experimental Techniques in Low-Temperature Physics, fourth ed., Clarendon Press, Oxford, 2002.
- [51] M. Inoue, S. Nishimura, T. Kuga, M. Kiuchi, T. Kiss, M. Takeo, T. Matsushita, Y. Iijima, K. Kakimoto, T. Saitoh, S. Awaji, K. Watanabe and Y. Shiohara, *Physica C* 372-27 (2002) 794.
- [52] D. R. Lide (Ed.), Handbook of Chemistry and Physics, 71st ed., CRC Press, Inc., 1991.

- [53] A. J. Chapman, Heat Transfer, Macmillan Publishing Company, Collier Macmillan Publishers, New York, London, 1989.
- [54] Design and manufacture of a low-current ADR magnet for a space application C. Brockley-Blatt, S. Harrison, I. Hepburn, R. McMahon, S. Milward, A.R. Stafford, International Cryogenics Conference in Beijing, 2004.
- [55] J. Tuttle, S. Pourrahimi, P. Shirron, E. Canavan, M. DiPirro and S. Riall, "A 10 K magnet for space-flight ADRs" *Cryogenics* 44 (2004) 383.
- [56] S. Schlachter and W. Goldacker, "Exotic applications of MgB_2 "; SCENET 2 'Energy related Power System Workshop: 'Application prospects for MgB_2 conductors' 7-8th March 2005, Enschede, The Netherlands
- [57] B.A.Glowacki, M.Majoros, M.Vicker, M. Eisterer, S. Toenies, H.W. Weber, M. Fukutomi, K. Komori, and K.Togano 'Composite Cu/Fe/ MgB_2 superconducting wires and MgB_2 tapes for AC and DC applications' *Supercond. Sci. Technol.* 16 (2003) 297.
- [58] M.Majoros, B.A.Glowacki and M.E.Vickers '50 K anomalies in superconducting MgB_2 wires in copper and silver tubes, *Superconductor Science and Technology*, 15 (2002) 269.
- [59] A.F. Koshchev and A.A. Gloubov, *PRL*, 90,17(2003) 177002
- [60] M.Majoros, R.I.Tomov, B.A.Glowacki, A.M.Campbell and C.E.Oberly 'Hysteresis Losses in YBCO Coated Conductors on Textured Metallic Substrates' *IEEE on Appl.Superconductivity* 13(2003)3626.
- [61] B.A.Glowacki and Z.M.Kosek 'Design and fabrication of Sn-Nb-Cu-Ta-C composites for multifilamentary superconducting Nb-Sn wires by using the modified tube technique' *Cryogenics*, 27(1987)551.
- [62] B.A.Glowacki SCENET 2 'Energy related Power System Workshop: 'Application prospects for MgB_2 conductors' 7-8th March 2005, Enschede, The Netherlands
- [63] W. Goldacker and S.I. Schlachter 'Influence of mechanical reinforcement of MgB_2 wires on the superconducting properties', *Physica C*, 378–381 (2002) 889.
- [64] G. Wilfried Goldacker, S.I Schlachter, J. Reiner, S. Zimmer, A. Nyilas, and H. Kiesel 'mechanical properties of reinforced MgB_2 wires', *IEEE Trans. On Applied Superconductivity*, 13, 2, (2003) 3261
- [65] <http://www.spacecryo.com>
- [66] <http://www.mssl.ucl.ac.uk>
- [67] <http://www.msm.cam.ac.uk/asg>
- [68] <http://www.pparc.ac.uk>



ZAGADNIENIA ZAKOTWICZENIA WIRÓW W NADPRZEWODNIKACH WYSOKOTEMPERATUROWYCH

Jacek SOSNOWSKI

*Instytut Elektrotechniki
04-703 Warszawa, Pozaryskiego 29*

E-mail: sosnow@iel.waw.pl

The pinning of vortices in high temperature superconductors

Abstract: The problem of pinning the vortices in high temperature oxide superconductors has been investigated in the paper, taking into account the specific layered crystal structure of the oxide superconductors. The intrinsic pinning of the vortices of the Josephson's form in the buffer layer has been considered for parallel to layer's surface magnetic field, as well as the capturing of the pancake vortices on the material inhomogeneities forming the artificial pinning centers in perpendicular magnetic field.

Keywords: HTc superconductivity, critical current, vortices

1. WSTĘP

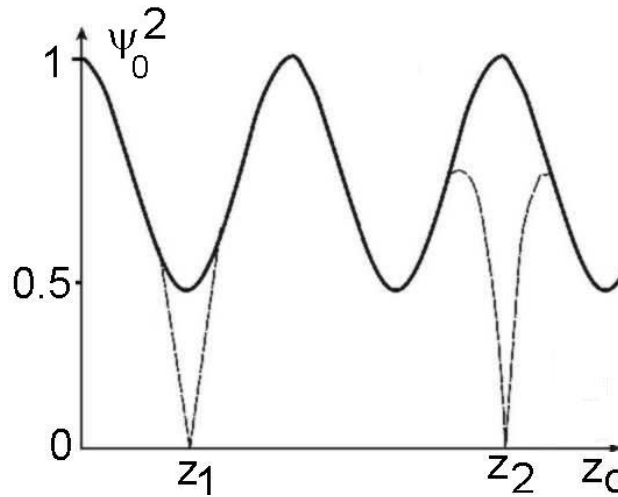
Nadprzewodniki wysokotemperaturowe coraz bardziej stają się obiektem zainteresowania elektryków, ze względu na możliwość licznych aplikacji tych materiałów przede wszystkim w silnoprądowej elektrotechnice. Jednak zastosowania te są silnie uzależnione od prądowych parametrów tych materiałów. Stwarza to konieczność bliższego zanalizowania problematyki zakotwiczenia wirów w wysokotemperaturowych materiałach nadprzewodnikowych. Ponieważ zarówno warstwowa struktura nadprzewodników wysokotemperaturowych, jak też rozmiary centrów zakotwiczenia są rzędu nanometrów, więc siłą rzeczy omawiana problematyka może zostać zaliczona do zagadnień nanotechnologii, bardzo intensywnie rozwijanej przez Programy Ramowe Unii Europejskiej.

2. SAMOISTNE ZAKOTWICZENIE WIRÓW

W warstwowych nadprzewodnikach wysokotemperaturowych zakotwiczenie wirów, które ma podstawowe znaczenie z punktu widzenia aplikacji tych materiałów może zachodzić zarówno na wprowadzonych z zewnątrz defektach strukturalnych, jak też właśnie wskutek specyficznej struktury krystalograficznej, scharakteryzowanej przez występowanie naprzemiennie warstw nadprzewodzących opartych na CuO_2 oraz warstw buforowych. W warstwach tych poprzez efekt bliskości parametr porządku się nie zeruje, ale jednak ulega modulacji przedstawionej na rysunku 1, co prowadzi do zmniejszenia energii kondensacji. Opiszemy ten efekt korzystając z energii swobodnej Ginzburga-Landaua [1]:

$$F_s = F_n + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m} \left| \left(-i\hbar \nabla - \frac{2e}{c} A \right) \Psi \right|^2 + \frac{B^2}{8\pi} \quad (1)$$

gdzie F_s oznacza gęstość energii swobodnej w fazie nadprzewodzącej, F_n po wyjściu ze stanu nadprzewodzącego, natomiast pozostałe parametry materiałowe oznaczają masę m i ładunek elektronu e , czynnik 2 wprowadzony został później ze względu na występowanie par Coopera. Parametry α oraz β są współczynnikami występującymi w tej teorii, natomiast B indukcją magnetyczną. Podstawowym i nowatorskim elementem teorii Ginzburga-Landaua było wprowadzenie parametru porządku Ψ , którego moduł jest miarą stopnia kondensacji. Otrzymane poprzez minimalizację energii swobodnej równania Ginzburga-Landaua określają zmiany parametru porządku oraz związany z



Rys. 1. Schemat przekroju wzdłuż osi c kwadratu modułu parametru porządku w nadprzewodniku wysokotemperaturowym z zaznaczoną linią przerywaną nicią wirową zakotwiczoną w warstwie buforowej (położenie z_1) oraz wewnątrz warstwy nadprzewodzącej (z_2)

tym przepływ prądu, a po modyfikacji zastosowanej przez Lawrence-Doniacha [2] stosują się także do nadprzewodników wysokotemperaturowych:

$$\frac{1}{2m} \left(-i\hbar \nabla - \frac{2eA}{c} \right)^2 \Psi + \alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (2)$$

$$j = \frac{e\hbar}{cm} (\Psi^+ \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^+) - \frac{4e^2}{mc} |\Psi|^2 A \quad (3)$$

Podstawowym rezultatem wynikającym z równań Ginzburga-Landaua jest występowanie nici wirowych, które następnie oddziałują z niejednorodnościami strukturalnymi oraz między sobą. Charakterystyczny naleśnikowatego typu wir magnetyczny w warstwowej strukturze nadprzewodników wysokotemperaturowych przedstawia rysunek 2. Jak wynika z tego rysunku wiry w tej samej płaszczyźnie wytwarzając antyrównoległe prądy odpychają się, natomiast wiry z sąsiednich płaszczyzn przyciągają. Wynika to z generowania przez wiry prądów ekranujących o odwrotnej polaryzacji w sąsiednich płaszczyznach. Występowanie warstwowej struktury tych materiałów prowadzi do modulacji parametru porządku, co pokazane zostało na rysunku 1 oraz opisane jest wzorem:

$$\Psi_0^2(z) = \Psi_1 + \Psi_2 \cos \left(\frac{2\pi z}{a_c} \right) \quad (4)$$

Zmiany przestrzenne parametru porządku w strukturze nadprzewodników wysokotemperaturowych związane są także z występowaniem nici wirowych, co opisać można w jednym wymiarze poprzez funkcję typu zaproponowanego wzorem:

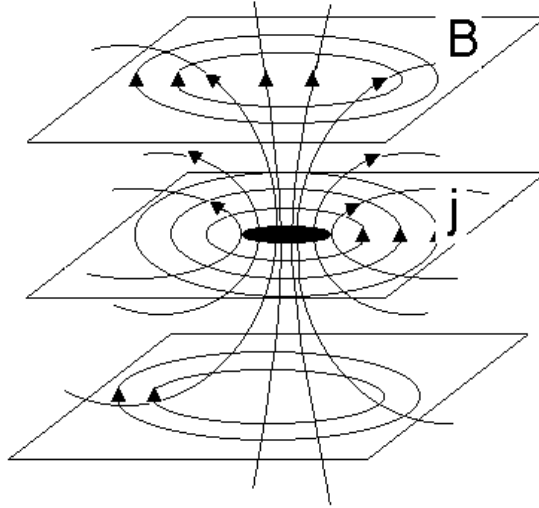
$$\Psi_{wir}^2(z, z_0) = \Psi_0^2(z) \tanh \left| \frac{z - z_i}{\xi_c} \right| \quad (5)$$

W punkcie z_0 , który oznacza centrum nici wirowej pojawia się osobliwość widoczna także na rysunku 1. Rozumowanie oparte na bazie teorii Ginzburga-Landaua przynosi wartość lokalnej zmiany energii swobodnej układu dla takiej sytuacji w postaci:

$$\Delta U(z, z_0) = \frac{\mu_0 H_c^2}{2(\Psi_1 + \Psi_2)^2} \left((\Psi_1 + \Psi_2) - \Psi_{wir}^2(z, z_0) \right)^2 \quad (6)$$

Korzystając ze wzoru 6 oraz na podstawie rysunku 1 można stwierdzić, że najmniejsza zmiana energii kondensacji ma miejsce, gdy nić wirowa zaczepiona jest na

ścianie warstwy buforowej, co biorąc pod uwagę bilans energetyczny układu pozwala traktować warstwy buforowe jako samoistne centra zakotwiczenia. Wniosek ten ma także swoje konsekwencje w przypadku włókien nadprzewodnikowych i pokazuje, że wiry będą silnie zakotwiczone na ścianach takiego włókna, co zwiększa wartość równoległego do powierzchni taśmy nadprzewodnikowej prądu krytycznego [3].



Rys. 2. Widok wiru naleśnikowatego typu i rozkładu prądów ekranujących w sąsiednich płaszczyznach

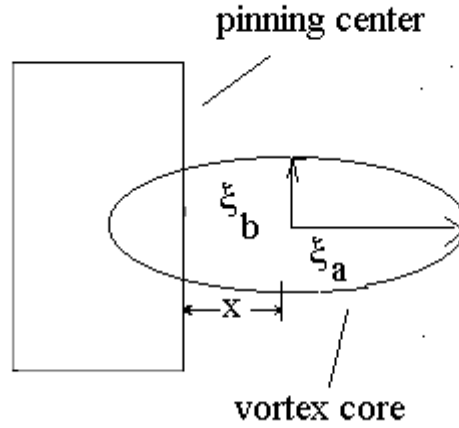
3. ANALIZA ZAKOTWICZENIA WIRÓW NA DEFIEKTACH STRUKTURALNYCH

Jak stwierdzono uprzednio zakotwiczenie wirów może następować na obszarach nienadprzewodzących, w tym w warstwie buforowej. Obszary takie mogą być jednak związane również z występowaniem nano-rozmiarowych defektów, które także oddziałują z wirami nadprzewodnikowymi. Rysunek 3 przedstawia przykład zakotwiczenia wiru na płaskim defekcie. W poniższym przypadku anizotropowa sytuacja została rozpatrzona, gdy składowe długości koherencji nadprzewodnika mają różne wartości (ξ_a oraz ξ_b), w zależności od kierunku. Wówczas stosując analogicznie rozumowanie, jak w przypadku omówionym w paragrafie 2 składowa energii swobodnej układu związana z zakotwiczeniem wiru opisana jest wzorem:

$$U = \frac{\mu_0 H_c^2 \xi_b l}{2 \xi_a} (x \sqrt{\xi_a^2 - x^2} + \xi_a^2 \arcsin \frac{x}{\xi_a}) - \frac{\pi \mu_0 H_c^2 \xi_b \xi_a l}{4} \quad (7)$$

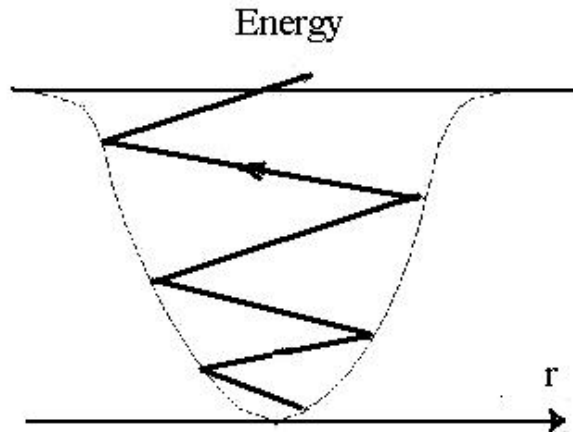
gdzie H_c jest termodynamicznym polem krytycznym, l szerokością warstwy buforowej, ξ_a oraz ξ_b składowymi długościami koherencji.

Na podstawie relacji 7 oraz uwzględniając siłę Lorentza oddziałującą na wiry podczas przepływu prądu otrzymuje się analogiczny do równania 6 wzór opisujący wysokość bariery potencjału w procesie pełzania (creepu) strumienia indukcji magnetycznej:



Rys. 3. Widok zakotwiczonej nici wirowej na płaskim centrum – defekcie struktury

$$\Delta U(i) = \xi_a \xi_b l \frac{\mu_0 H_c^2}{2} (-\arcsin i - i\sqrt{1-i^2} + \frac{\pi}{2}) \quad (8)$$

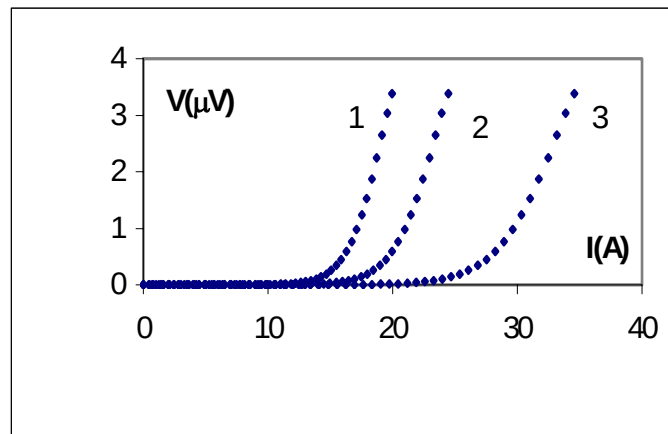


Rys. 4. Wzrost energii elektronów w rdzeniu wiru w przyłożonym silnym polu elektrycznym, w procesie odbicia Andreeva od powierzchni rdzenia

W równaniu 8 pojawia się zredukowana gęstość prądu transportu $i = j/j_c$, która oznacza, że dla parametru $i = 1$ bariera potencjału znika i zaczyna się płynięcie strumienia indukcji magnetycznej. Po przyłożeniu silniejszych pól elektrycznych płynięcie strumienia przeradza się w lawinowy ruch wirów, który może prowadzić do niestabilności rdzenia wiru związanej ze wzrostem energii elektronów wewnątrz wiru. Po kolejnych odbiciach typu Andreeva (elektron – dziura) pokazanych na rysunku 4 elektrony opuszczają rdzeń

wiru, który może ulec tym samym zapadnięciu, co opisuje model Larkina-Ovchinnikova [4]. Prowadzi to do niestabilności charakterystyk prądowo-napięciowych nadprzewodników, który to efekt z kolei wykorzystać można w nadprzewodnikowych elementach i przyrządach elektrycznych będących analogiem układów półprzewodnikowych, takich jak diody, generator Gunna.

W przypadku stacjonarnego ruchu wirów w procesie pełzania strumienia indukcji magnetycznej charakterystyki prądowo-napięciowe mają stabilny przebieg określony w przypadku anizotropowym poprzez równanie creepu, z wartością bariery potencjału daną przez zależność 8 i przedstawione są na rys. 5.



Rys. 5. Charakterystyki prądowo-napięciowe anizotropowego nadprzewodnika wysokotemperaturowego $T=3$ K, $B=2$ T: 1 - $\xi_a/\xi_b = 3$, 2 - $\xi_a/\xi_b = 2$, 3 - $\xi_a/\xi_b = 1$

LITERATURA

- [1] Landau L.D., *Jour. Eksp. Theor. Phys.* Vol. 11, 1937. s. 545.
- [2] Lawrence W.E. Doniach S., *Proceedings of the 16 International Conference on Low Temperature Physics*, ed. E. Kanda, Kyoto, Acad. Press of Japan. 1971. s. 361.
- [3] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wyd. Książkowe IEL 2003.
- [4] Larkin A.I., Ovchinnikov Y.N., *JETP*, No. 41, 1976, s. 960.

Streszczenie

W pracy przedstawiono zagadnienia zakotwiczenia wirów w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych, przy uwzględnieniu specyficznej struktury warstwowej tych materiałów. Rozpatrzono zarówno zakotwiczenie samoistne związane z zaczepianiem wirów naleśnikowatego typu na granicach warstw buforowych występujących w strukturze nadprzewodników wysokotemperaturowych jak też zbadano zakotwiczenie na sztucznych centrach zakotwiczenia, powstałych w wyniku niejednorodności strukturalnych.

Słowa kluczowe: nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, prąd krytyczny, wiry nadprzewodnikowe

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



**METODA POMIARU PODATNOŚCI MAGNETYCZNEJ
CIENKICH PRÓBEK NADPRZEWODZĄCYCH**

Michał LISOWSKI, Michał MOSIĄDZ

Politechnika Wrocławska

Wydział Elektryczny, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
50-370 Wrocław, Wrocław. Wybrzeże Wyspiańskiego 27
E-mail: michal.lisowski@pwr.wroc.pl

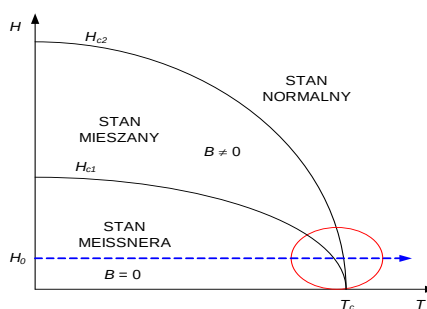
Ac susceptibility measurement method for thin superconducting samples

In the article a new method thin superconducting samples ac susceptibility measurements was presented. Known as susceptibility measurement methods was used for long superconducting cylinder. This method is based on the shielding phenomena. The sample is placed between magnetic field source and magnetic field sensor. Theoretical analysis, sensor and measurement system construction, and sample experimental data was presented.

Keywords: *ac susceptibility, measurement method, high-temperature superconductors, superconducting disc.*

1. WSTĘP

Do badań właściwości materiałów nadprzewodzących najczęściej stosowane są metody magnetyczne służące wyznaczeniu temperaturowych charakterystyk podatności magnetycznej [1]. Metody te dotyczą próbek o geometrii długiego walca. Nie można ich stosować do badań pastylek nadprzewodzących, gdyż mają zbyt małą czułość. Opisywana metoda opiera się na pomiarze skuteczności ekranowania pola magnetycznego przez próbkę nadprzewodzącą umieszczoną między jego źródłem a czujnikiem [2]. Nadprzewodniki wysokotemperaturowe są

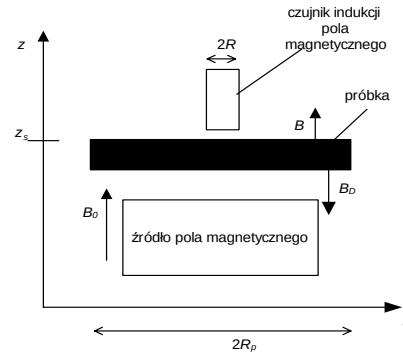


Rys. 1. Wykres fazowy nadprzewodników II rodzaju. T_c – temperatura krytyczna, H_{c1} i H_{c2} – krytyczne wartości pola magnetycznego, H_0 – zewnętrzne pole

nadprzewodnikami II rodzaju. W stanie magnetyczne, B – indukcja magnetyczna Meissnera są idealnymi diamagnetykami i wypierają ze swojego wnętrza pole magnetyczne. W zakresie wartości pola magnetycznego między H_{c1} i H_{c2} (rys. 1) występuje stan mieszany, w którym pole magnetyczne częściowo wnika do jego wnętrza. Po przekroczeniu pola H_{c2} materiał przechodzi do stanu normalnego.

2. METODA POMIARU PODATNOŚCI MAGNETYCZNEJ

Pomiary podatności magnetycznej wykonuje się w sinusoidalnie zmiennym polu magnetycznym o stałej niewielkiej amplitudzie w obszarze zaznaczonym na rys. 1. Zasadę działania metody pomiaru podatności magnetycznej pokazano na rys. 2. Umieszczona między źródłem a czujnikiem pola magnetycznego próbka pod wpływem pola magnesującego o indukcji B_0 ulega magnetyzacji. W jej objętości indukuje się pole odmagnesowujące o indukcji B_D , o kierunku zgodnym z B_0 i przeciwnym zwrocie. Indukcja pola magnetycznego w czujniku jest wypadkową indukcji pola B_0 i pola B_D . Strumień magnetyczny przenikający płaszczyznę przekroju poprzecznego



Rys. 2. Metoda pomiaru indukcji magnetycznej nad powierzchnią próbki

$$\Phi_0(z_s) = \int_0^{2\pi R} \int_0^{2\pi R} B_{0z}(r_s, z_s) r_s dr_s d\varphi_s = \mu_0 \int_0^{2\pi R} \int_0^{2\pi R} H_{0z}(r_s, z_s) r_s dr_s d\varphi_s, \quad (1)$$

w której R – promień przekroju czujnika, z_s – położenie płaszczyzny przekroju na osi z , r_s i φ_s – współrzędne walcowe. Po umieszczeniu próbki o promieniu $R_p \geq R$ w czujniku strumień ulega zmianie do wartości określonej wyrażeniem:

$$\Phi(z_s) = \Phi_0(z_s) - \Phi_D(z_s) = \int_0^{2\pi R} \int_0^{2\pi R} [B_0(r_s, z_s) - B_D(r_s, z_s)] r_s dr_s d\varphi_s. \quad (2)$$

Przyrost strumienia magnetycznego

$$\Delta\Phi(z_s) = \Phi_0(z_s) - \Phi(z_s) = \frac{\chi N}{1 + \chi N} \Phi_0(z_s), \quad (3)$$

a całkowity względny przyrost strumienia

$$m = \frac{\Delta\Phi(z_s)}{\Phi_0(z_s)} = \frac{\chi N}{1 + \chi N}, \quad (4)$$

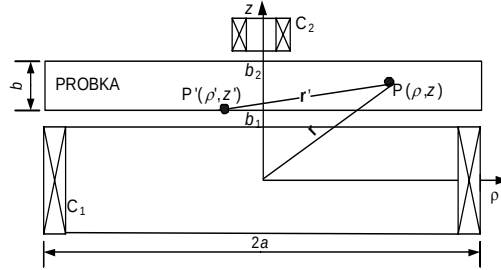
gdzie N jest współczynnikiem odmagnesowania. Przekształcając zależność (4) otrzymuje się wyrażenie na podatność magnetyczną

$$\chi = \frac{m}{N(1 - m)}. \quad (5)$$

Względny przyrost strumienia magnetycznego $m = \Delta \Phi / \Phi_0 = \Delta M / M_0$ wyznacza się z pomiarów indukcyjności wzajemnej czujnika po umieszczeniu w nim próbki M_x i indukcyjności wzajemnej czujnika bez próbki M_0 ($\Delta M = M_x - M_0$). Wartość współczynnika odmagnesowania wyznacza się analitycznie.

3. WPLYW PRÓBKII NADPRZEWODZĄCEJ

Umieszczona w czujniku próbka nadprzewodząca zmienia rozkład pola magnetycznego w jego objętości. Wskutek efektu odmagnesowania zmniejsza się strumień magnetyczny przenikający uzwojenie detekcyjne oraz wartość indukcyjności wzajemnej czujnika. Geometrię czujnika z próbką ilustruje rys. 3. Jako środek układu współrzędnych przyjęto geometryczny środek cewki magnesującej C_1 . Próbka ma promień a i grubość $b = b_2 - b_1$. Wektor $\mathbf{r}$ oznacza odległość punktu



Rys. 3. Model czujnika z umieszczoną próbką nadprzewodzącą, C_1 – cewka magnesująca, C_2 – cewka pomiarowa

$P(\rho, z)$, w którym wyznacza się potencjał magnetyczny pochodzący od punktu $P'(\rho', z')$.

Potencjał magnetyczny próbki nadprzewodzącej pochodzi od prądów ekranujących płynących w cienkiej warstwie przypowierzchniowej, a jego rozkład zależy od rozkładu pola magnesującego i geometrii próbki. Wg teorii Brandta [3][4], rozwiązanie równania Laplace'a w cylindrycznym układzie współrzędnych przyjmuje postać

$$A(\mathbf{r}) = -\mu_s(\mathbf{r}) \int_0^a \int_{b_1}^{b_2} Q_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') j(\mathbf{r}') dz' d\rho' + A_0(\mu_s, \mathbf{r}), \quad (6)$$

gdzie $\mathbf{r} = (\rho, z)$ i $\mathbf{r}' = (\rho', z')$ są wektorami odległości, A_0 – potencjałem wektorowym pola magnesującego, $\mathbf{A}$ – potencjałem wektorowym pola magnetycznego próbki, μ_s – przenikalnością magnetyczną środowiska.

Jądro całkowania Q_p określa wyrażenie

$$Q_p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = f(\rho, \rho', z - z') = \int_0^\pi \frac{-\rho' \cos \varphi}{2\pi \sqrt{(z - z')^2 + \rho'^2 + \rho^2 - 2\rho\rho' \cos \varphi}} d\varphi, \quad (7)$$

Jedną z metod rozwiązania równania (6) jest zastosowanie całek eliptycznych [3][5][6][7]. Numeryczne rozwiązanie można również uzyskać stosując metodę macierzową.

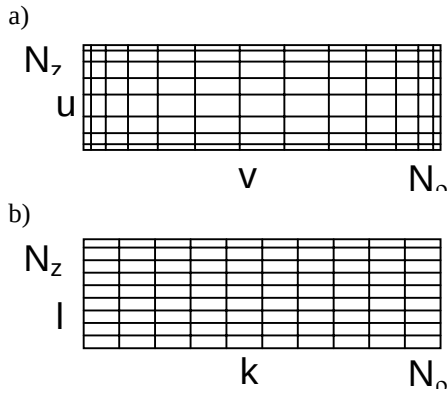
3.1. Rozkład prądu ekranującego

Dla materiałów nadprzewodzących równanie ruchu strumienia magnetycznego w próbce, po pominięciu wpływu ruchu wirów magnetycznych oraz prądu przewodzenia, można wyrazić zależnością [4]

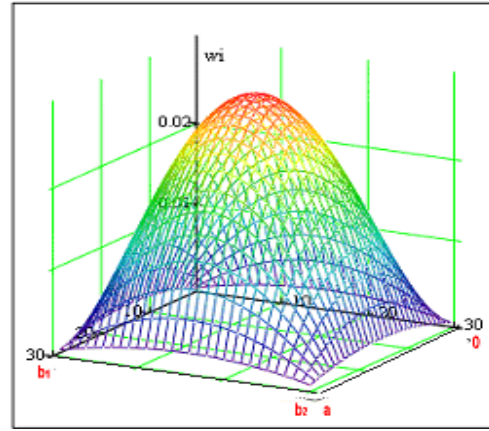
$$\mu_s j_{scr}(\mathbf{r}, t) = \int_0^a \int_{b_1}^{b_2} Q_p^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') A_0(\mu, \mathbf{r}', t) dz' d\rho', \quad (8)$$

w której j_{scr} jest gęstością prądu ekranującego próbkę.

Do obliczeń numerycznych zastosowano metodę macierzową. Elementy macierzy reprezentują podział powierzchni przekroju próbki [11]. Siatka podziału zagęszcza się ku powierzchni próbki. Każdemu elementowi macierzy przypisano współczynnik wagowy w_i , proporcjonalny do wielkości elementu. Po podziale powierzchni przekroju próbki przeskalowano i zdyskretyzowano osie układu współrzędnych. Współrzędne (ρ, z) cylindrycznego układu współrzędnych zastąpiono współrzędnymi (u, v) . Układ współrzędnych (u, v) zagęszcza się ku powierzchni próbki. Dla uproszczenia obliczeń przeskalowano go do współrzędnych (k, l) równomiernie rozłożonych na osiach. Współrzędne (k, l) elementów podziału powierzchni przekroju próbki odpowiadają indeksom odpowiednich komórek macierzy. Macierz składa się z $N = N_\rho \cdot N_z$ elementów o współczynnikach wagowych $w_i = w_\rho w_z$. Zastosowaną siatkę podziału powierzchni próbki ilustruje rys. 4, a rozkład wartości współczynnika w_i dla macierzy $Q_{k,l}$ - wykres na rys. 5.



Rys. 4. Rozkład elementów macierzy obrazującej siatkę nierównomiernego podziału powierzchni próbki (a) i siatki podziału równomiernego (b).



Rys. 5. Rozkład wartości współczynnika w_i dla przykładowej macierzy obejmującej cały przekrój próbki.

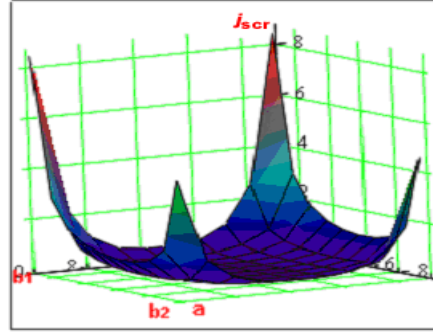
Po stworzeniu siatki podziału powierzchni przekroju próbki przekształcono ją do postaci macierzowej $Q_{k,l}$. Pochodząca od prądu magnesującego o gęstości j składowa kątowna potencjału A_0 w dowolnym punkcie czujnika jest określona zależnością:

$$A_{0\varphi}(\rho', z') = \mu_s(\rho', z') \int_0^{2\pi} \int_{b_{c11}}^{b_{c12}} \int_{r_{c11}}^{r_{c12}} \frac{j\rho' r \cos\varphi}{\sqrt{r^2 + \rho'^2 - 2r\rho' \cos\varphi + (b-z')^2}} dr db d\varphi. \quad (9)$$

Całkowanie jądra całkowego zastąpiono sumowaniem wartości funkcji podcałkowej, co umożliwiło uzyskanie wartości gęstości prądu ekranującego w dowolnym punkcie próbki

$$j_{scr,l} = \frac{1}{\mu_s} \sum_{k=1}^{N_\rho} \sum_{l=1}^{N_z} (Q_{k,l} w_i)^{-1} A_{0k,l} \cdot (10)$$

Rozkład prądów ekranujących na powierzchni przekroju próbki pokazano na rys. 6.



Rys. 6. Rozkład gęstości prądów ekranujących na powierzchni próbki

3.2. Rozkład pola od magnesowującego próbki

Po wyznaczeniu rozkładu prądów ekranujących, wyznaczono potencjał magnetyczny pochodzący od nich. W dowolnym punkcie czujnika $\mathbf{r}_c = (\rho_c, z_c)$ wektorowy potencjał magnetyczny pochodzący od prądu o gęstości j_{scr} określa wyrażenie:

$$A_p(\mathbf{r}_c) = -\mu_s(\mathbf{r}_c) \int_0^a \int_{b_1}^{b_2} Q_p(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}') j_{scr}(\mathbf{r}') dz' d\rho', \quad (11)$$

w którym [11]

$$Q_p(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}') = \begin{cases} \int_0^\pi \frac{-\rho'(u_k) \cos \varphi}{2\pi \sqrt{(z_c(v) - z'(v_l))^2 + \rho_c^2(u) + \rho'^2(u_k) - 2\rho_c(u)\rho'(u_k) \cos \varphi}} d\varphi, & (\mathbf{r}_c \neq \mathbf{r}') \\ \int_0^\pi \frac{-\rho'(u_k) \cos \varphi}{2\pi \sqrt{\varepsilon_k + \rho_c^2(u) + \rho'^2(u_k) - 2\rho_c(u)\rho'(u_k) \cos \varphi}} d\varphi, & (\mathbf{r}_c = \mathbf{r}') \end{cases} \quad (12)$$

Aby uzyskać potencjał magnetyczny pochodzący od prądów ekranujących należy każdy element macierzy Q_p przemnożyć przez odpowiadający mu element macierzy $j_{scrk,l}$ i zastąpić całkowanie sumowaniem. Składowa natężenia pola od magnesowującego próbki jest określona zależnością:

$$H_{Dz}(\mathbf{r}_c) = -\frac{1}{\mu_s} \left(\frac{A_p(\mathbf{r}_c)}{\rho_c} + \frac{\partial A_p(\mathbf{r}_c)}{\partial \rho_c} \right). \quad (13)$$

3.3. Współczynnik od magnesowania próbki

W celu wyznaczenia podatności magnetycznej próbki należy obliczyć wartość magnetometrycznego współczynnika od magnesowania N_m zdefiniowanego zależnością [8]

$$N_m = \frac{\int_V H_{Dz} dV}{JV}, \quad (14)$$

gdzie V – rozpatrywana objętość próbki, J – średnia magnetyzacja próbki.

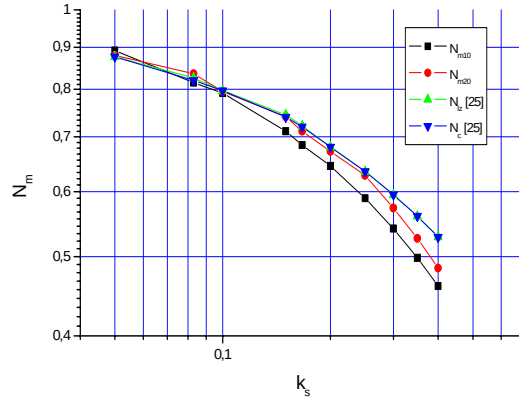
Natężenie pola odmagnezowującego przypadające na jednostkę objętości próbki wynosi

$$\frac{\int_V H_{Dz} dV}{V} = \frac{\int_0^a \int_{b_1}^{b_2} \int_0^{2\pi} H_{Dz}(r, z) d\varphi dz dr}{V} = \frac{\pi \sum_{k=\frac{N_\rho}{2}}^{N_\rho} \sum_{l=1}^{N_z} (r^2(u_k) w_{ik,l} H_{Dzk,l})}{V}. \quad (15)$$

Rozkład prądów ekranujących modelujących magnetyzację próbki, uzyskuje się w postaci macierzy $j_{scrk,l}$. W celu uzyskania wartości magnetyzacji J próbki sumuje się elementy tej macierzy, czyli

$$J = \sum_{k=1}^{N_\rho} \sum_{l=1}^{N_z} (w_{ik,l} j_{scrk,l}). \quad (16)$$

Podczas wyznaczania magnetometrycznego współczynnika odmagnezowania nie jest rozpatrywana cała powierzchnia przekroju poprzecznego próbki, a jedynie jej środkowy fragment wpływający na wyniki pomiarowe. Zależność wartości współczynników odmagnezowania od smukłości k próbki ilustruje rys. 7 [11]. Dla porównania pokazano zaczerpnięte z literatury [8] wartości współczynnika odmagnezowania obliczone metodą ładunków zastępczych (N_{lz}), metodą indukcyjną (N_c), prezentowaną metodą dla macierzy o wymiarach 10×10 elementów (N_{m10}) i dla macierzy o wymiarach 20×20 (N_{m20}). Ze zwiększeniem wielkości siatki obliczeniowej rośnie dokładność uzyskanych wyników.

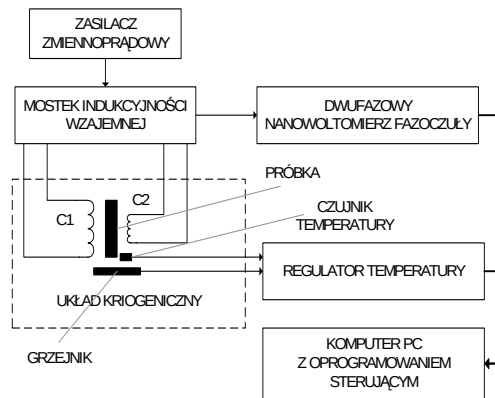


Rys. 7. Zależność magnetometrycznego współczynnika odmagnezowania od smukłości próbki.

4. UKŁAD POMIAROWY

4.1. System pomiarowy podatności magnetycznej

W celu praktycznej realizacji metody pomiarowej skonstruowano system pomiarowy, w którym zastosowano czujnik podatności magnetycznej przedstawiony na rys. 3. System ten umożliwia pomiary temperaturowych charakterystyk podatności magnetycznej pastylek nadprzewodzących. Schemat blokowy systemu przedstawiono na rys. 8. Można w nim wyróżnić kolejne bloki zadaniowe: układ zasilający, układ pomiarowy, sondę pomiarową i układ kriogeniczny. Układ zasilający składa się z generatora napięcia

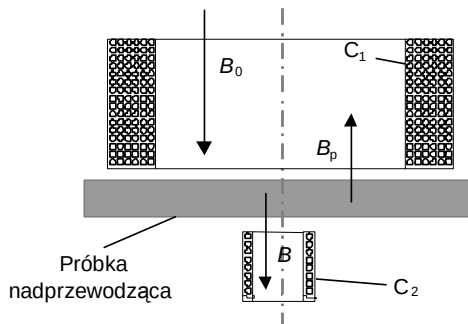


Rys. 8. Schemat blokowy systemu pomiarowego

sinusoidalnego, wzmacniacza mocy i miernika prądu. Generowany sygnał zasila mostek Hartshorna indukcyjności wzajemnej [9][10]. Do równoważenia mostka zastosowano indukcyjny dzielnik napięcia oraz dzielnik Kelvina-Varleya. Podczas pomiarów mostek pracuje jako niezrównoważony. Prąd zasilający zasila cewkę magnesującą, wytwarzającą zmienne pole magnetyczne. Napięcie indukowane w cewce pomiarowej proporcjonalne jest do indukcyjności wzajemnej czujnika i podatności magnetycznej próbki. Mierzone jest nanowoltomierzem dwufazowym. Układ zasilania wytwarza napięcie referencyjne dla tego urządzenia. Podłączony do nanowoltomierza za pomocą interfejsu RS-232 komputer rejestruje dane pomiarowe. Równoważenie mostka odbywa się po umieszczeniu próbki w stanie nadprzewodnictwa w czujniku. Po rozdzieleniu składowych, wskazania nanowoltomierza odpowiadają składowym napięcia.

4.2. Czujnik pomiarowy

Zasadę działania czujnika pokazano na rys. 9. Czujnik działa na zasadzie ekranowania magnetycznego. Pole magnetyczne wytworzone przez cewkę C_1 przenika próbkę nadprzewodnika. Gdy próbka nadprzewodzi, indukcja magnetyczna w jej objętości maleje. Wskutek efektu od magnesowania próbka wytwarza pole magnetyczne o indukcji B_p , przeciwnie skierowanej do indukcji B_0 . Dla nadprzewodników o $\chi = -1$, ekranowanie magnetyczne jest pełne. Dla rzeczywistych nadprzewodników wysokotemperaturowych indukcja pola magnesującego zostaje osłabiona, wtedy ekranowanie nie jest całkowite.



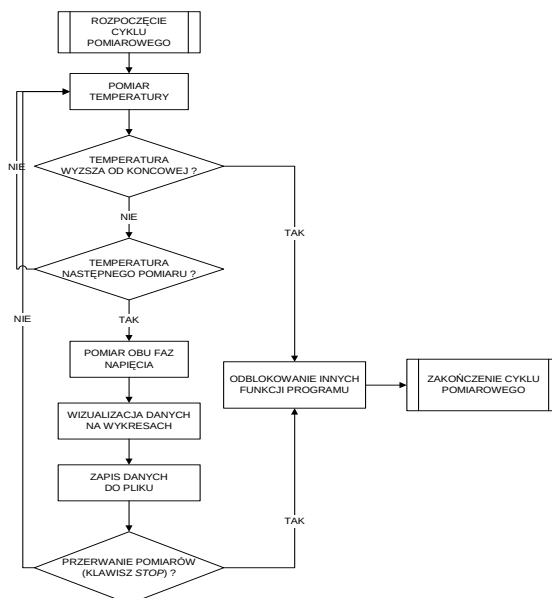
Rys. 9. Czujnik podatności magnetycznej;
 C_1 – cewka magnesująca, C_2 – cewka detekcyjna, B_0 – pole magnesujące, B_p – pole od magnesowujące, B – indukcja pola przenikającego do cewki detekcyjnej

Uzwojenie C_1 stanowi źródło pola magnetycznego o indukcji B_0 . Cewka C_2 jest detektorem pola magnetycznego. Pod wpływem zmian skojarzonego z nią strumienia magnetycznego w uzwojeniu indukowane jest napięcie proporcjonalne do indukcji pola magnetycznego B . Na powierzchni próbki indukowane są prądy ekranujące, wytwarzające pole magnetyczne o wektorze indukcji posiadającym zgodny kierunek i przeciwny zwrot do B_0 . Po rozpoczęciu przejścia nadprzewodzącego strumień magnetyczny wnika do wnętrza próbki. Napięcie indukowane w uzwojeniu C_2 jest proporcjonalne do strumienia przenikającego próbki. Rejestracja charakterystyki temperaturowej napięcia indukowanego w tej cewce umożliwia obserwację temperaturowej charakterystyki składowych podatności magnetycznej podczas przejścia nadprzewodzącego.

4.3. Oprogramowanie sterujące pracą systemu

Dla zapewnienia pracy systemu pomiarowego napisano program w środowisku *Delphi*. Umożliwia on wprowadzanie nastaw aparatury pomiarowej, procedury pomiarowej i rejestrację wyników. Program pozwala sterować procedurą pomiarową i umożliwia obserwację wyników na wykresach, które są również zapisywane w pliku tekstowym, zawierającym również informacje o nastawach pomiaru. Po wprowadzeniu parametrów pomiaru zostaje uruchomiona procedura pomiarowa. W pierwszej jej części następuje przekazanie nastaw do przyrządów pomiarowych. Cykl pomiarowy wykonywany jest automatycznie. Jeśli nie nastąpi ręczne przerwanie procedury, pomiary zostaną zakończone po początkowej pomiaru. Algorytm osiągnięcia podanej temperatury końcowej. Po rozpoczęciu procedury pomiarowej program czeka na osiągnięcie przez próbkę temperatury pokazano na rys. 12.

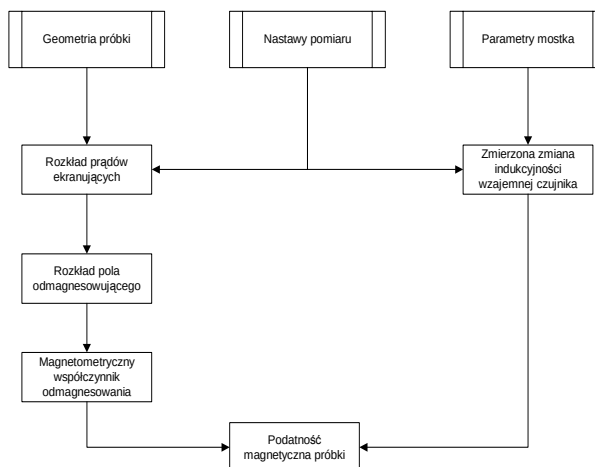
Następnie następuje sprawdzenie, czy zmierzona temperatura jest temperaturą kolejnego kroku pomiarowego. Po jej osiągnięciu odczytywane jest napięcie rozrównoważenia mostka. Po wydaniu polecenia zakończenia pomiarów, lub osiągnięciu zadanej temperatury końcowej, następuje zakończenie procedury pomiarowej i powrót do głównego okna programu. W innym przypadku, program czeka na osiągnięcie temperatury kolejnego kroku pomiarowego i przechodzi do jego realizacji.



Rys. 12. Algorytm procedury pomiarowej

5. WYZNACZANIE PODATNOŚCI MAGNETYCZNEJ

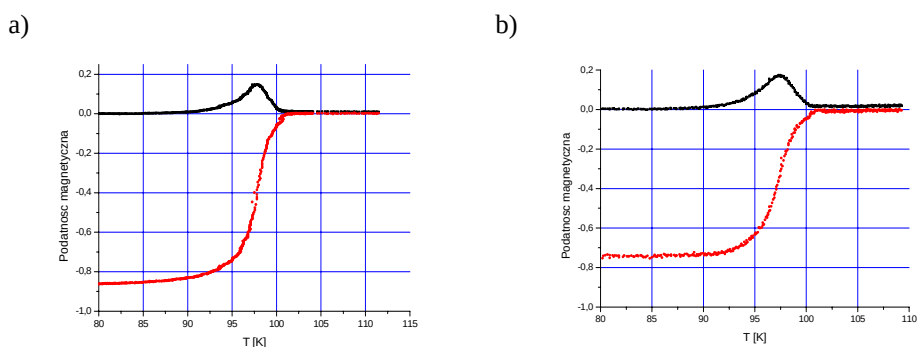
Mierzoną wartością jest zmiana napięcia rozrównoważenia mostka. Na podstawie parametrów mostka oraz nastaw pomiaru, oblicza się zmianę indukcyjności wzajemnej czujnika. Korzystając z algorytmu obliczeniowego (rys. 13), wyznaczana jest wartość współczynnika od magnesowania i podatność magnetyczna próbki. Duży wpływ na dokładność obliczeń ma gęstość siatki obliczeniowej. Zwiększenie rozmiaru macierzy wpływa też na czas wykonywania obliczeń. Dlatego rozmiary macierzy obliczeniowej są kompromisem między dokładnością wyników a czasem obliczeń.



Rys. 13. Algorytm wyznaczania podatności magnetycznej nadprzewodnika na podstawie pomiarów wykonanych prezentowaną w rozprawie metodą

6. WYNIKI POMIARÓW

W celu sprawdzenia poprawności działania systemu pomiarowego wykonano pomiary testujące na próbkach nadprzewodnika typu BSCCO. Z temperaturowych charakterystyk napięcia rozrównoważenia mostka wyznaczono charakterystyki indukcyjności wzajemnej czujnika. Korzystając z wartości współczynnika od magnesowania, obliczono składowe podatności magnetycznej próbki. Przykładową temperaturową charakterystykę podatności magnetycznej w obszarze przejścia nadprzewodzącego przedstawiono na rys. 14.



Rys. 14. Zarejestrowany przebieg podatności magnetycznej dla próbki BSCCO:
(a) $I = 10$ mA, $f = 424$ Hz; (b) $I = 10$ mA, $f = 122$ Hz

7. WNIOSKI

Tradycyjna metoda indukcyjna pomiaru podatności magnetycznej nie zapewnia dostatecznej czułości do badań próbek o geometrii pastylki. Umieszczenie w takim czujniku próbki walcowej o długości mniejszej od długości cewki wtórnej powoduje zbyt małe zmiany indukcyjności wzajemnej. Przyrost strumienia magnetycznego, spowodowany zmianą podatności magnetycznej próbki nadprzewodzącej w środkowym fragmencie cewki detekcyjnej wnosi mały wkład do wartości strumienia magnetycznego skojarzonego z tą cewką. W przypadku metody prezentowanej w artykule problem ten nie występuje.

Do wyznaczenia podatności magnetycznej próbki nadprzewodzącej istotna jest wartość współczynnika odmagnesowania. Nieuwzględnienie go prowadzi do uzyskania błędnych wyników. Do wyznaczenia współczynnika odmagnesowania, konieczne jest wyznaczenie rozkładu pola odmagnesowującego próbki i rozkładu magnetyzacji w jej objętości. W celu wyznaczenia rozkładu powierzchniowych prądów magnesujących, którymi modelowany jest rozkład magnetyzacji próbki, zastosowano metodę Brandta [3][4] dostosowaną do opracowanej metody pomiarowej. Na podstawie uzyskanych rozkładów pola odmagnesowującego próbki wyznaczono średnią wartość magnetometrycznego współczynnika odmagnesowania i wartość podatności magnetycznej próbki. Analiza teoretyczna i badania eksperymentalne wykazały, że opracowana metoda pomiarowa umożliwia wyznaczanie podatności magnetycznej próbek nadprzewodników wysokotemperaturowych o geometrii cienkich pastylek.

LITERATURA

- [1] Gömöry F., *Characterization of high-temperature superconductors by AC susceptibility measurements*, Supercond. Sci. Technol., 10 (1997), nr 8, s. 523.
- [2] Mosiądz M., *Czujnik własności ekranujących nadprzewodników wysokotemperaturowych*, Przegląd Elektrotechniczny, 80 (2004), s. 1070.
- [3] Brandt E. H., *Electrodynamics of superconducting disks*, Physica C, 235-240 (1994), s. 2939.
- [4] Brandt E. H., *Thick superconductors in a perpendicular magnetic field*, Physica C, 282-287 (1997), nr 1, s. 343.
- [5] Aruna S. A., Zhang P., Lin F. Y., Ding S. Y., Yao X. X., *Current distribution and ac susceptibility response of thin superconducting disc in an axial field: a theoretical approach*, Supercond. Sci. Technol., 13 (2000), nr 4, s. 356.
- [6] Qin M.J., Li G., Liu H. K., Dou S. X., *Calculation of the hysteretic force between a superconductor and a magnet*, Phys. Rev. B, 66 (2002), nr 2, s. 024516.
- [7] Wang J. J., He C. Y., Meng L. F., Li C., Han R. S., Gao Z. X., *Magnetic levitation forces between superconducting bulk magnet and a permanent magnet*, Supercond. Sci. Technol., 16 (2003), nr 4, s. 527.
- [8] Chen D. X., Brug J. A., Goldfarb R. B., *Demagnetizing factors for cylinders*, IEEE Transactions on Magnetics, 27 (1991), nr 4, s. 3601.
- [9] Lisowski M., *Metrological analysis of the modified Hartshorn bridges for ac susceptibility measurements at low temperatures*, Metrologia i Systemy Pomiarowe, 4 (1995), nr 2, s. 257.
- [10] Lisowski M., *Zmodyfikowany mostek Hartshorna do pomiarów podatności magnetycznej w niskiej temperaturze*, Pomiar Automatyka Kontrola, 1996, nr 10, s. 272.

- [11] Mosiądz M., *Metoda pomiaru podatności magnetycznej cienkich próbek nadprzewodników wysokotemperaturowych*, Rozprawa doktorska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2005

Streszczenie

W artykule przedstawiono nową, opracowaną przez autorów, metodę pomiaru podatności magnetycznej próbek nadprzewodników wysokotemperaturowych o geometrii cienkich pastylek. Dotychczas stosowane metody nie umożliwiały pomiaru próbek o takim kształcie. Metoda opiera się na zjawisku oekranowania magnetycznego, w której próbka nadprzewodząca umieszczana jest pomiędzy źródłem pola magnetycznego a jego czujnikiem. Zaprezentowano analizę teoretyczną metody pomiarowej, konstrukcję czujnika i układu pomiarowego oraz uzyskane wyniki badań, potwierdzające poprawność założeń tej metody badawczej.

Słowa kluczowe: podatność magnetyczna, metoda pomiarowa, nadprzewodniki wysokotemperaturowe, dysk nadprzewodzący.

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



**REZULTATY ANALIZY BEZKONTAKTOWEJ METODY
POMIARU GĘSTOŚCI PRĄDU KRYTYCZNEGO
W NADPRZEWODNIKACH
WYSOKOTEMPERATUROWYCH**

Krzysztof WOŹNIAK, Michał LISOWSKI

Politechnika Wrocławska,
Instytut Elektrotechniki i Elektrotechnologii
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
E-mail: krzysztof.wozniak@pwr.wroc.pl, michal.lisowski@pwr.wroc.pl

Results of analysis of contactless method to measure critical current density in high temperature superconductors

Critical current density is the main parameter describing a high temperature superconductor. To determine it one uses a few methods. Results using them are different. New methods must be compared with them. In this paper results of analysis of contactless method to measure critical current density in high temperature superconducting rings were shown.

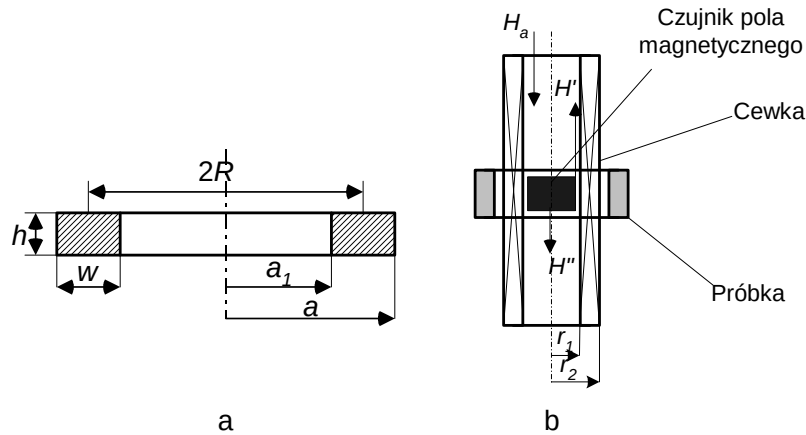
Keywords: critical current density, field of full penetration, contactless method.

1. WSTĘP

Gęstość prądu krytycznego jest jednym z parametrów opisujących nadprzewodnik. W przypadku nadprzewodników wysokotemperaturowych rozróżnia się dwa rodzaje prądów krytycznych: wewnątrzziarnowy, płynący wewnątrz ziarna, oraz transportu, będący wypadkowym prądem, płynącym przez próbkę. Prąd krytyczny wewnątrzziarnowy jest często o kilka rzędów większy niż prąd krytyczny transportu. Jednak o możliwości aplikacji nadprzewodników wysokotemperaturowych decyduje wartość prądu krytycznego transportu, który jest ograniczony przez występowanie w tego typu materiałach słabych złączy międzyziarnowych. Do pomiaru prądu krytycznego transportu powszechnie stosuje się znaną metodę czterokontaktową. Dla nadprzewodników wysokotemperaturowych wymaga ona trudnej technologii nanoszenia kontaktów o niskiej rezystancji [1]. Alternatywną metodą jest bezkontaktowa metoda indukcyjna opracowana przez autorów [2].

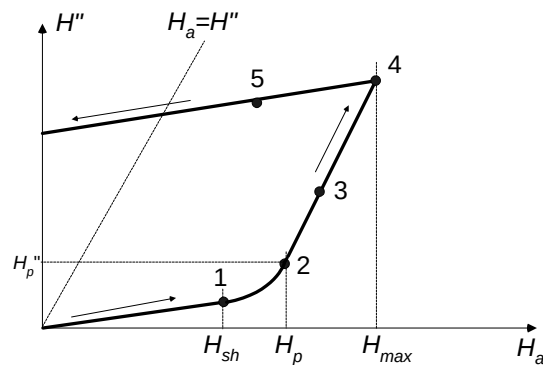
2. OPIS METODY POMIAROWEJ

W opracowanej metodzie pomiaru gęstości prądu krytycznego wykorzystuje się próbki nadprzewodników wysokotemperaturowych o geometrii pierścieniowej, przedstawionej na rysunku 1a. Próbkę pierścieniową umieszcza się wewnątrz cewki magnesującej lub na zewnątrz tej cewki (rys. 1b).



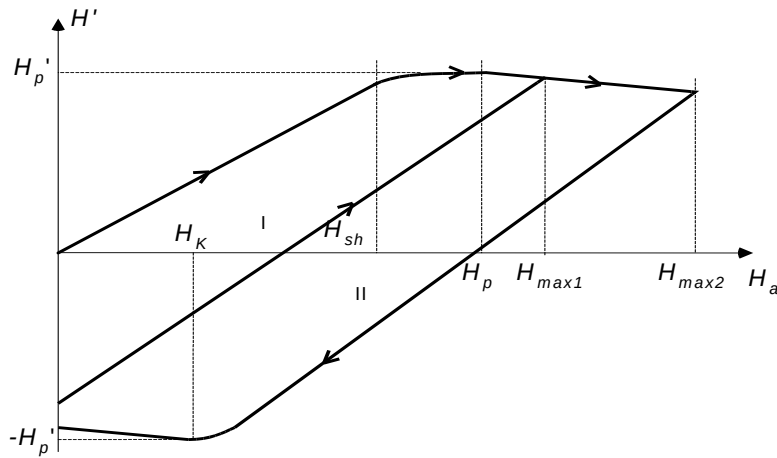
Rys. 1. Próbkę pierścieniową wraz z zaznaczonymi wymiarami (a) oraz sposób umieszczania próbki nadprzewodzącej względem cewki wytwarzającej pole (b)

Cewka magnesująca wytwarza pole magnetyczne H_a . Zmianom tego pola przeciwdziałają pole magnetyczne H' , wytworzone przez wyindukowany prąd nadprzewodzący w pierścieniu. Czujnik Halla mierzy wypadkowe pole magnetyczne H'' wewnątrz pierścienia nadprzewodzącego, które jest superpozycją zewnętrznego pola H_a i pola H' ($H''=H_a-H'$). Z charakterystyki pola H'' w funkcji pola H_a wyznacza się pole całkowitej penetracji H_p (rys. 2), przy którym zanika efekt ekranowania próbki nadprzewodzącej. Gdy zewnętrzne pole $H_a \geq H_p$, w próbce płynie prąd krytyczny transportu I_c .



Rys. 2. Zależność wypadkowego pola H'' od zewnętrznego pola H_a wraz z zaznaczonymi punktami charakterystycznymi

Charakterystykę $H''=f(H_a)$ (rys. 2) wyznacza się zwiększając zewnętrzne pole magnetyczne H_a i mierząc pole H'' wewnątrz próbki nadprzewodzącej. Charakterystyka ta służy do odczytania wartości pola całkowitej penetracji H_p , przy której w próbce płynie prąd krytyczny I_c . Linia prosta w początkowej części tej charakterystyki oznacza, że pole zewnętrzne H_a jest ekranowane przez pierścień nadprzewodzący. Gdy wartość pola H_a osiągnie wartość pola krytycznego ekranowania H_{sh} pojawia się stan przejściowy (punkt 1). Na charakterystyce objawia się to zmianą linii prostej w krzywą. Przy dalszym wzroście pola H_a coraz więcej strumienia magnetycznego wnika do próbki aż do momentu osiągnięcia przez prąd nadprzewodzący w próbce pierścieniowej wartości krytycznej I_c . Wartość pola, przy której w próbce płynie prąd krytyczny jest wartością pola całkowitej penetracji H_p (punkt 2). Dalszy wzrost zewnętrznego pola nie powoduje wzrostu prądu nadprzewodzącego. W próbce płynie maksymalny prąd, co na charakterystyce objawia się linią prostą od wartości H_p do wartości H_{max} o nachyleniu takim samym jak nachylenie charakterystyki $H''=f(H_a)$ dla przypadku, gdy w układzie nie ma próbki nadprzewodzącej (punkty 3 i 4). Zmniejszanie zewnętrznego pola H_a powoduje zmniejszanie się pola H' wytwarzanego przez prąd płynący w nadprzewodzącej próbce (punkt 5). Obrazuje to charakterystyka przedstawiona na rysunku 3. Dla zmiany wartości pola magnetycznego H_a od dostatecznie dużej wartości H_{max2} do wartości pola H_k , przy której pojawia się dodatkowe przebiegnięcie charakterystyki $H'=f(H_a)$, pole wytwarzane przez prąd płynący w próbce nadprzewodzącej zmienia się od wartości H_p' do takiej samej wartości bezwzględnej H_p' , ale o znaku przeciwnym (rys. 3). Oznacza to, że w próbce prąd zmienił się od wartości krytycznej I_c do wartości krytycznej $-I_c$.



Rys. 3. Zależność pola H' od zewnętrznego pola H_a wraz z zaznaczonymi punktami charakterystycznymi

3. GĘSTOŚĆ PRĄDU KRYTYCZNEGO PIERŚCIENIA

Cewka magnesująca wytwarza strumień magnetyczny

$$\phi_1 = \mu_0 H_a S = \mu_0 H_a \pi r_1^2, \quad (1)$$

gdzie: r_1 – promień wewnętrzny cewki. Strumieniowi temu przeciwdziała strumień magnetyczny wytworzony przez prąd nadprzewodzący w próbce pierścieniowej

$$\phi_2 = \mu_0 H' \pi r_1^2. \quad (2)$$

Ze względu na sposób umieszczenia próbki, wartość wypadkowego strumienia magnetycznego w otworze próbki będzie różna od zera i równa:

$$\phi = \mu_0 \pi r_1^2 H''. \quad (3)$$

A zatem całkowity strumień magnetyczny wewnątrz cewki w otworze próbki

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 = \mu_0 \pi (H_a r_1^2 - H' r_1^2). \quad (4)$$

Ponieważ pole wewnątrz próbki pierścieniowej [3]

$$H' = \frac{J_2 w h}{2R} \quad (5)$$

zatem

$$\phi = \mu_0 \pi \left(H_a r_1^2 - \frac{J_2 w h}{2R} r_1^2 \right). \quad (6)$$

Po uwzględnieniu równania (3) wzór (4) przybiera postać:

$$\frac{J_2 h w}{2R} = H_p - H''. \quad (7)$$

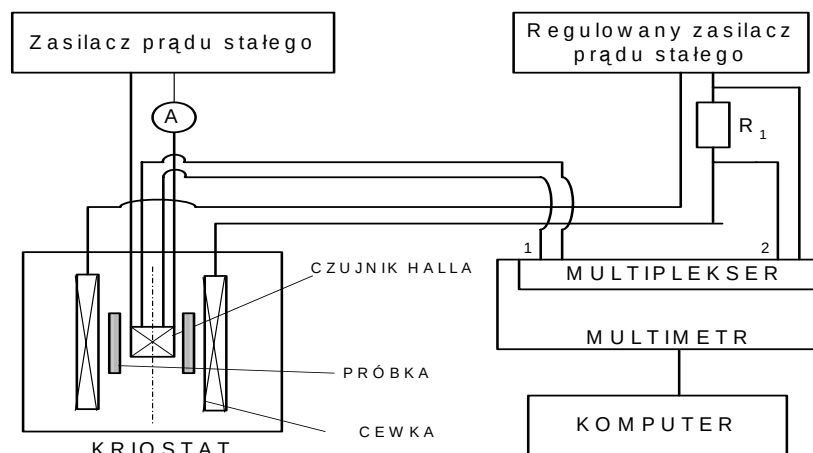
Dla wartości pola zewnętrznego $H_a = H_p$ w próbce płynie prąd krytyczny:

$$J_c = \frac{2H_p' R}{h w}, \quad (8)$$

gdzie H_p' jest polem wytworzonym przez prąd nadprzewodzący przy obecności zewnętrznego pola $H_a = H_p$.

4. UKŁAD POMIAROWY

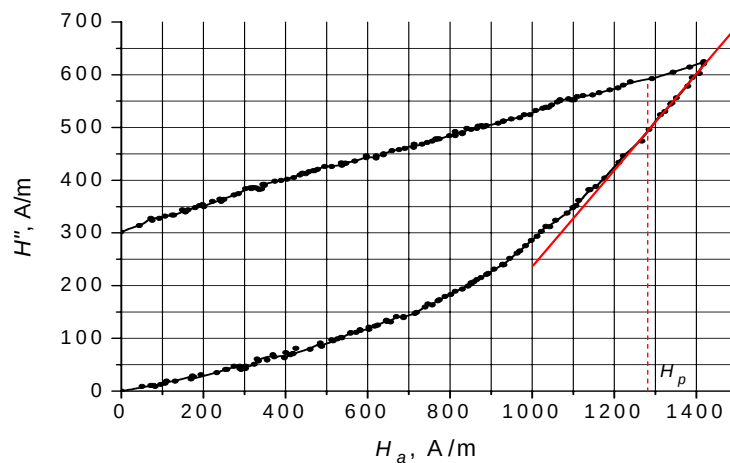
Układ pomiarowy realizujący metodę pomiarową przedstawiono na rysunku 4. W dewarze z ciekłym azotem umieszcza się sondę pomiarową, w której znajduje się cewka służąca do wytwarzania pola magnetycznego, badana próbka pierścieniowa oraz czujnik Halla. Cewka magnesująca zasilana jest z regulowanego źródła prądu stałego. Zasilany z zasilacza prądu stałego czujnik Halla umieszczony jest wewnątrz cewki i służy do pomiaru wypadkowego pola H'' . Do multimetru wyposażonego w kartę multiplekserową doprowadza się napięcie Halla, proporcjonalne do H'' oraz napięcie na rezystorze R_1 , proporcjonalne do pola H_a . Wizualizacja wyników pomiarów przedstawiana jest graficznie na ekranie komputera PC.



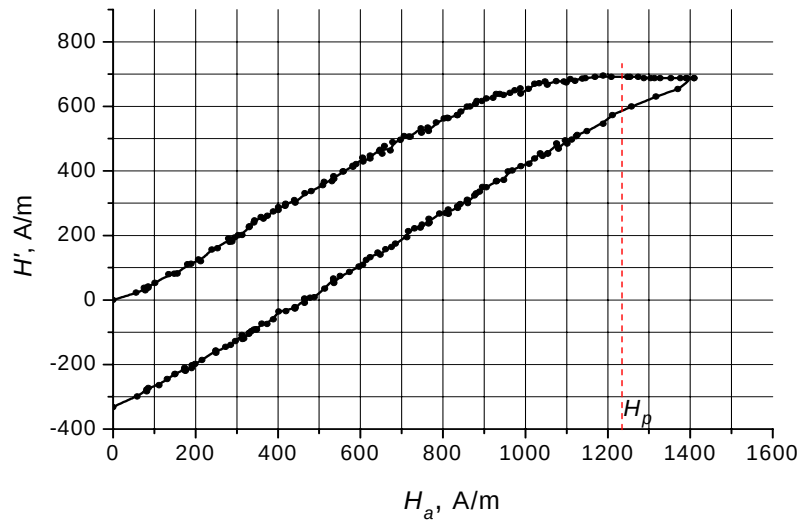
Rys. 4. Układ pomiarowy do wyznaczania gęstości prądu krytycznego nadprzewodników wysokotemperaturowych [4]

5. WYNIKI POMIARÓW

Przykładową charakterystykę $H''=f(H_a)$ przedstawiono na rysunku 5. Z tej charakterystyki wyznaczono pole całkowitej penetracji i obliczono wartość gęstości prądu krytycznego, korzystając z równania (8). Wartości pola całkowitej penetracji $H_p=1260$ A/m odpowiada gęstość prądu krytycznego $J_c=2 \times 10^5$ A/m². Na rysunku 6 przedstawiono charakterystykę $H'=f(H_a)$ dla tej samej próbki. Charakterystyka ta ułatwia wyznaczenie pola całkowitej penetracji.

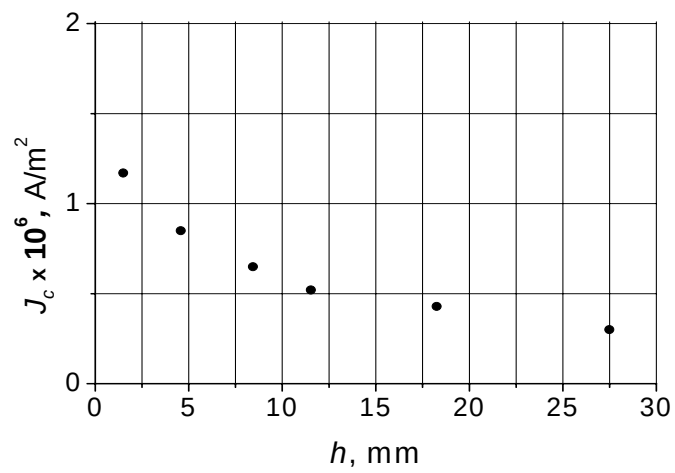


Rys. 5. Zależność pola H'' mierzonego w otworze próbki pierścieniowej od zewnętrznego pola H_a



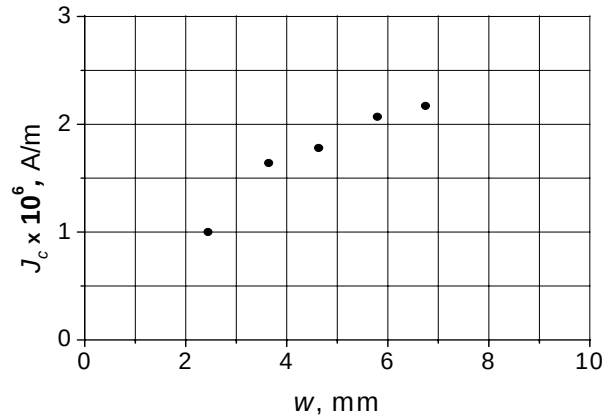
Rys. 6. Zależność pola wytwarzanego przez prąd w próbce pierścieniowej H' od zewnętrznego pola H_a

W ramach pracy wykonano pomiary $H''=f(H_a)$ zaczynając od pierścienia o dużej smukłości i zmniejszając długość próbek. Zależność gęstości prądu krytycznego od długości próbki h przedstawiono na rysunku 7.



Rys. 7. Zależność wartości gęstości prądu krytycznego od długości próbki h

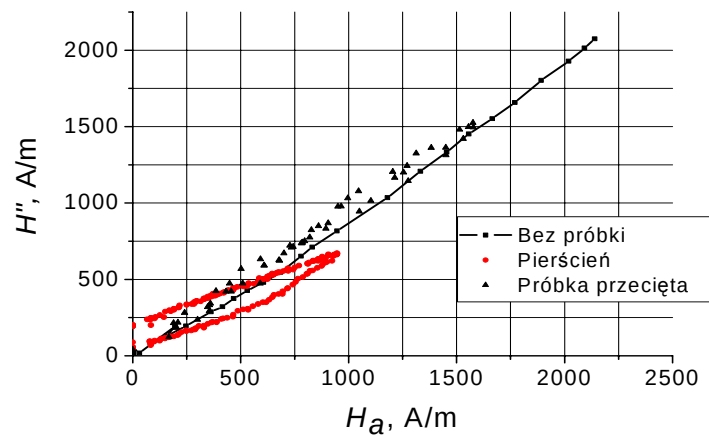
Wykonano również pomiary $H''=f(H_a)$ zaczynając od pierścienia o dużej wartości w i zwiększając otwór pierścienia. Zależność gęstości prądu krytycznego od szerokości próbki w przedstawiono na rysunku 8.



Rys. 8. Zależność wartości gęstości prądu krytycznego od szerokości próbki w

Wyniki pomiarów przy zmianie wymiarów geometrycznych próbek wykazały, że wiarygodność tych wyników wzrasta wraz ze wzrostem smukłości próbki oraz szerokości próbki. Wiarygodność wyników pomiarów maleje również wraz ze wzrostem średniego promienia próbki R .

Charakterystyki $H''=f(H_a)$ w przypadku, gdy w próbce tej wycięto szczelinę przedstawiono na rysunku 9. Dla porównania na rysunkach przedstawiono te same zależności dla pierścienia oraz dla przypadku braku próbki.



Rys. 9. Zależność pola H'' mierzonego w otworze próbki pierścieniowej od zewnętrznego pola H_a

6. PODSUMOWANIE

Gęstość prądu krytycznego wyznaczana różnymi metodami pomiarowymi różni się od siebie. Zasadnicza niepewność wyznaczania gęstości prądu krytycznego wynika głównie jednak z niejednoznacznej definicji. Dlatego też najczęściej podaje się przedział tej wartości lub tylko jej rząd. Opracowana bezkontaktowa metoda pomiaru gęstości prądu krytycznego transportu należy do grupy metod indukcyjnych i umożliwia w prosty sposób wyznaczenie gęstości prądu krytycznego. Zaletami jej są: prostota, duża szybkość wykonania pomiaru, wadą jest konieczność stosowania próbek o geometrii pierścieniowej.

LITERATURA (REFERENCES)

- [1] Goodrich L.F., Srivastava A.N., Critical current measurement methods: quantitative evaluation, *Cryogenics*, 35, 1995, s. S19-S23.
- [2] Woźniak K., Jaszczyk W., Bezkontaktowa metoda pomiaru gęstości prądu krytycznego w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych, *JOINT IMECO TC-1 & XXXIV MKM*, Wrocław 8-12 września 2002, 2, s. 135-140
- [3] Krakowski M., *Elektrotechnika teoretyczna. Pole elektromagnetyczne*, PWN, Warszawa, 1995
- [4] Woźniak K., Critical current density in high temperature superconducting ring, *Przegląd Elektrotechniczny*, 80 (2004), s. 1096-1098

Streszczenie

Gęstość prądu krytycznego jest głównym parametrem opisującym nadprzewodniki wysokotemperaturowe. Istnieje kilka metod wyznaczania tego parametru. Wyniki otrzymane różnymi metodami różnią się. Nowe metody pomiarowe muszą być porównywane z już istniejącymi. W artykule przedstawiono rezultaty analizy bezkontaktowej metody pomiaru gęstości prądu krytycznego w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych formowanych w kształcie pierścieni.

Słowa kluczowe: gęstość prądu krytycznego, pole całkowitej penetracji, metoda bezkontaktowa.

NIELINIOWY MODEL DYFUZJI POLA MAGNETYCZNEGO W PIERŚCIENIU NADPRZEWODNIKOWEGO OGRANICZNIKA PRĄDU

Michał MAJKA, Paweł SURDACKI

Politechnika Lubelska
Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin,
E-mail: michal.majka@wp.pl, p.surdacki@pollub.pl

The nonlinear model of magnetic diffusion in tube of superconducting fault current limiter

The nonlinear model of the magnetic field diffusion in the superconductor one-dimensional slab placed in sinusoidal external magnetic field has been presented in the paper. In the model the electric field vs. current density relationship for high-temperature superconductor tube is expressed by the so-called power law. The nonlinear magnetic properties of superconductor tube became approximate the linear relationship between magnetic field strength and the magnetic flux density. The time evolutions of the magnetic field density inside the superconductor slab are discussed.

Keywords: *high- T_C superconductor, superconducting fault current limiter, magnetic diffusion.*

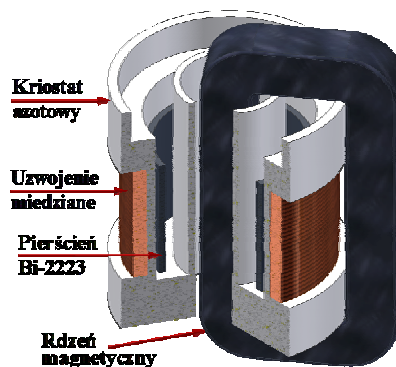
1. WSTĘP

Nadprzewodnikowy ogranicznik prądu (NOP) typu indukcyjnego ma budowę transformatora. Na rys. 1 przedstawiono konstrukcję ogranicznika tego typu narysowanego na podstawie parametrów geometrycznych fizycznego modelu ogranicznika wykonanego przez Pracownię Technologii Nadprzewodnikowych w Lublinie [1,2].

Pracy ogranicznika prądu typu indukcyjnego towarzyszy proces przejściowy, polegający na utracie właściwości ekranowania pola magnetycznego przez pierścień nadprzewodnikowy ogranicznika pod wpływem zmiennego pola magnetycznego wytworzonego przez jego uzwojenie pierwotne [1]. Proces ten ma charakter dyfuzyjny polegający na rozprzestrzenianiu się pola magnetycznego wewnątrz materiału nadprzewodnikowego pierścienia. Prezentowany nieliniowy model dyfuzji pozwala na uzyskanie przybliżonego rozkładu pola magnetycznego w pierścieniu ogranicznika.

Model wykonano w oparciu o parametry pierścienia nadprzewodnikowego zamieszczone w tab.1.

Rys. 1. Części składowe nadprzewodnikowego ogranicznika prądu typu indukcyjnego [2]

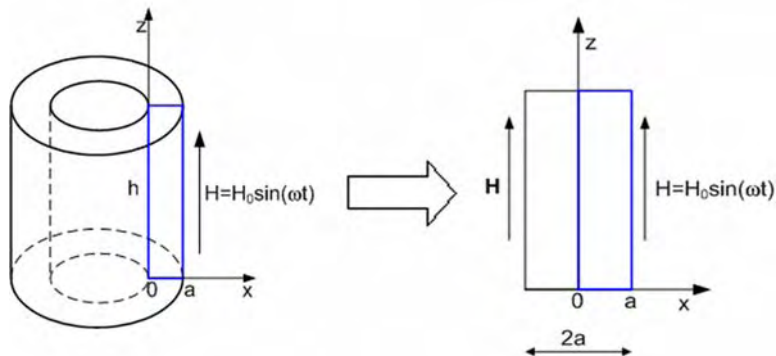


Tab. 1. Parametry pierścienia Bi-2223 wchodzącego w skład NOP typu indukcyjnego [2]

Parametry pierścienia Bi-2223	
Temperatura krytyczna	108 K
Średnica wewnętrzna	59 mm
Wysokość	50 mm
Grubość ścianki	2,5 mm
Pole powierzchni przekroju poprzecznego	125 mm ²
Prąd krytyczny I_c (77 K)	625 A

2. NIELINIOWY MODEL DYFUZJI POLA MAGNETYCZNEGO W PIERŚCIENIU NADPRZEWODNIKOWYM

W wykonanym modelu matematycznym uproszczono geometrię pierścienia nadprzewodnikowego do postaci jednowymiarowej płyty rozpatrywanej w prostokątnym układzie współrzędnych, umieszczonej w zewnętrznym sinusoidalnie zmiennym polu magnetycznym (rys. 2).



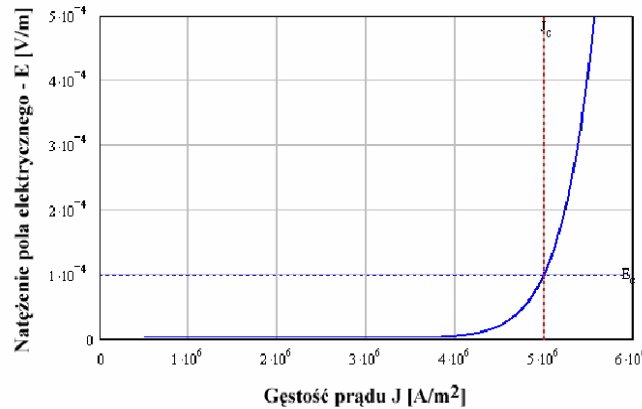
Rys. 2. Uproszczenie geometrii pierścienia nadprzewodnikowego do postaci jednowymiarowej płyty nadprzewodnikowej

Modelowana płyta nadprzewodnikowa ma grubość $2a$ w kierunku osi x oraz nieskończone wymiary w kierunku osi y oraz z . W modelu przyjęto, że wymiar charakterystyczny a płyty, jest równy grubości ścianki rzeczywistego pierścienia nadprzewodnikowego wchodzącego w skład modelu fizycznego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu (tab.1).

Masywne nadprzewodniki wysokotemperaturowe posiadają nieliniową zależność pomiędzy natężeniem pola elektrycznego i gęstością prądu opisywaną przez potęgowe prawo Rhynera [3,4,5]:

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^N. \quad (1)$$

W rozpatrywanym modelu przyjęto wartość wykładnika potęgowego $N = 15$ oraz założono, że wartość krytycznego natężenia pola elektrycznego wynosi $E_c = 1 \cdot 10^{-4}$ V/m. Założoną charakterystykę $E - J$ dla modelowanej płyty nadprzewodnikowej przedstawia rys. 3.



Rys. 3. Nieliniowa zależność natężenia pola elektrycznego od gęstości prądu dla modelowanej płyty nadprzewodnikowej

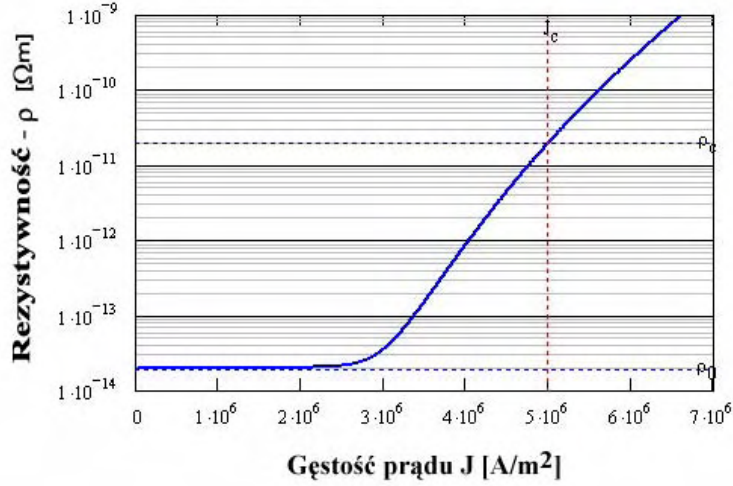
Rezystywność modelowanej płyty nadprzewodnikowej wyznaczona z potęgowego prawa Rhynera jest nieliniową funkcją gęstości prądu:

$$\rho(J) = E_c \cdot \left(\frac{J}{J_c} \right)^N \cdot \frac{1}{J} + \rho_0. \quad (2)$$

W celu poprawy stabilności obliczeń wartości chwilowych indukcji magnetycznej, w równaniu (2) wprowadzono minimalną wartość rezystywności ρ_0 równą:

$$\rho_0 = 10^{-3} \cdot \frac{E_c}{J_c} = 2 \cdot 10^{-14} \Omega \cdot \text{m}. \quad (3)$$

Na rys. 4 przedstawiono charakterystykę rezystywności materiału nadprzewodnikowego modelu w funkcji gęstości prądu. Na wykresie zaznaczono krytyczną gęstość prądu J_c wraz z odpowiadającą jej wartością rezystywności ρ_c oraz założoną minimalną wartość rezystywności ρ_0 .



Rys. 4. Nieliniowa zależność rezystywności materiału nadprzewodnikowego w funkcji gęstości prądu (skala logarytmiczna)

Dla geometrii jednowymiarowej w kartezjańskim układzie współrzędnych, w którym geometria nadprzewodnika uproszczona jest do postaci jednowymiarowej płyty, o grubości zdefiniowanej w kierunku osi x , wektor indukcji magnetycznej $\mathbf{B}$ posiada kierunek osi z - B_z , indukowana gęstość prądu kierunek osi y - J_y , nieliniowe równanie dyfuzji magnetycznej dane jest równaniem [3]:

$$\frac{\partial \left(D_m \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)}{\partial x} = \frac{\partial B_z}{\partial t}, \quad (4)$$

gdzie współczynnik dyfuzyjności magnetycznej D_m opisany jest równaniem:

$$D_m(J) = \frac{\rho(J)}{\mu_0}. \quad (5)$$

Nieliniowe równanie dyfuzji magnetycznej (4) z warunkami granicznymi:

$$B = 0 \text{ dla } t \leq 0, \quad B = B_m \sin(\omega t) \text{ dla } x = \pm a, \quad (6)$$

gdzie a jest grubością płyty nadprzewodnikowej w kierunku osi x , posiada rozwiązanie analityczne [3]:

$$\frac{B(t, J)}{B_m} = A(J) \cdot \sin(\omega t + \phi(J)) + 4 \left(\frac{\delta(J)}{a} \right)^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n M e^{-M^2 \frac{t}{\tau(J)}} \cos\left(M \frac{x}{a}\right)}{4 + \left(M \frac{\delta(J)}{a}\right)^4}, \quad (7)$$

w którym:

- $M = (2n+1) \frac{\pi}{2}$,
- głębokość wnikania $\delta(J)$ zależna od gęstości prądu:

$$\delta(J) = \sqrt{2 \frac{D_m(J)}{\omega}} = \sqrt{2 \frac{\rho(J)}{\mu_0 \omega}}, \quad (8)$$

- charakterystyczny czas $\tau(J)$ zależny od gęstości prądu:

$$\tau(J) = \frac{a^2}{D_m(J)} = \frac{2 \left(\frac{a}{\delta(J)} \right)^2}{\omega}, \quad (9)$$

- względna wartość amplitudy indukcji magnetycznej $A(J)$ zależna od gęstości prądu:

$$A(J) = \left| \frac{\cosh \left[\frac{x}{\delta(J)} (1+j) \right]}{\cosh \left[\frac{a}{\delta(J)} (1+j) \right]} \right|, \quad (10)$$

- kąt przesunięcia fazowego $\phi(J)$ zależny od gęstości prądu:

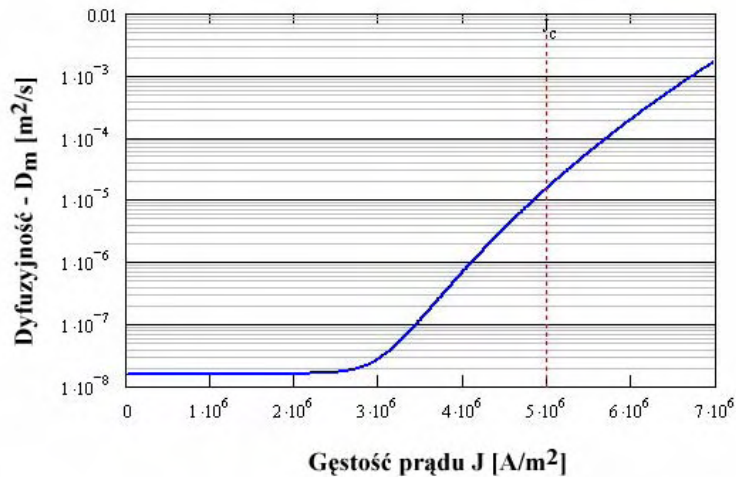
$$\phi(J) = \text{Arg} \left\{ \frac{\cosh \left[\frac{x}{\delta(J)} (1+j) \right]}{\cosh \left[\frac{a}{\delta(J)} (1+j) \right]} \right\}. \quad (11)$$

Drugi człon prawej strony równania (7) jest równaniem przejściowym, które maleje z charakterystycznym czasem τ danym wzorem (9). Głębokość wnikania $\delta(J)$ (równ. 9) jest

mała, w przypadku, gdy pulsacja ω posiada dużą wartość lub rezystywność materiału, zależna od gęstości prądu w nadprzewodniku, jest bardzo mała.

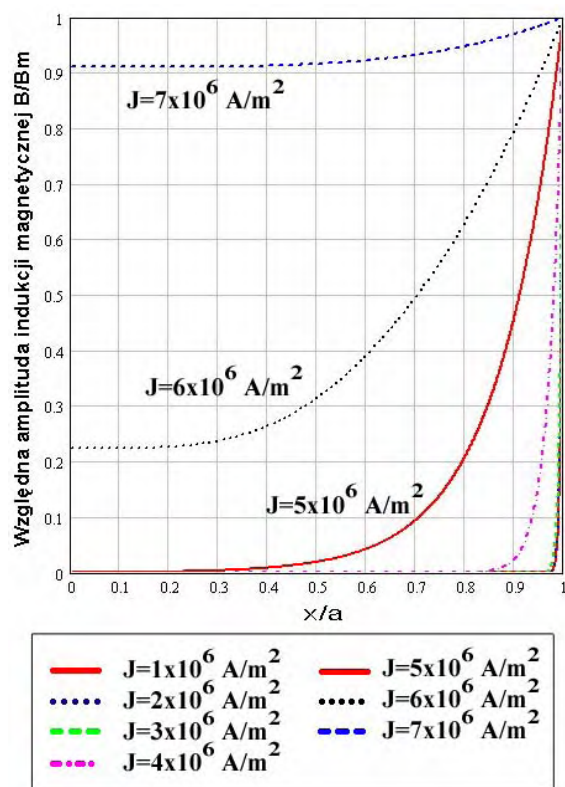
Współczynnik dyfuzyjności magnetycznej D_m określający zdolność rozprzestrzeniania się pola magnetycznego w materiale nadprzewodnikowym jest proporcjonalny do rezystywności materiału nadprzewodnikowego, zależnej od lokalnej gęstości prądu (równ. 5). Na rys. 5 przedstawiono nieliniową zależność współczynnika dyfuzji magnetycznej D_m w funkcji gęstości prądu dla modelowanej płyty nadprzewodnikowej.

W przedziale gęstości prądów od 0 A/m^2 do około $2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ rezystywność materiału nadprzewodnikowego modelowanej płyty posiada założoną minimalną, stałą wartość ρ_0 (rys. 4). Stała wartość rezystywności ρ_0 powoduje, że współczynnik D_m w tym przedziale gęstości prądu posiada stałą wartość równą $1,59 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ (rys. 5). Dla większych gęstości prądu rezystywność materiału nadprzewodnikowego szybko rośnie, a współczynnik dyfuzyjności magnetycznej D_m zwiększa swoją wartość. W zależności od wartości gęstości prądu proces dyfuzji pola magnetycznego w modelowanej płycie nadprzewodnikowej przebiega z różną szybkością.



Rys. 5. Nieliniowa zależność współczynnika dyfuzji magnetycznej w funkcji gęstości prądu (skala logarytmiczna)

W stanie ustalonym względne wartości amplitudy indukcji magnetycznej w punktach położonych wewnątrz modelowanej płyty nadprzewodnikowej opisane są równaniem (10). W równaniu tym wartość amplitudy indukcji magnetycznej jest uzależniona od lokalnej gęstości prądu w modelowanej płycie nadprzewodnikowej. Na rys. 6 przedstawiono rozwiązanie tego równania dla wybranych wartości gęstości prądu występujących wewnątrz modelowanej płyty nadprzewodnikowej.



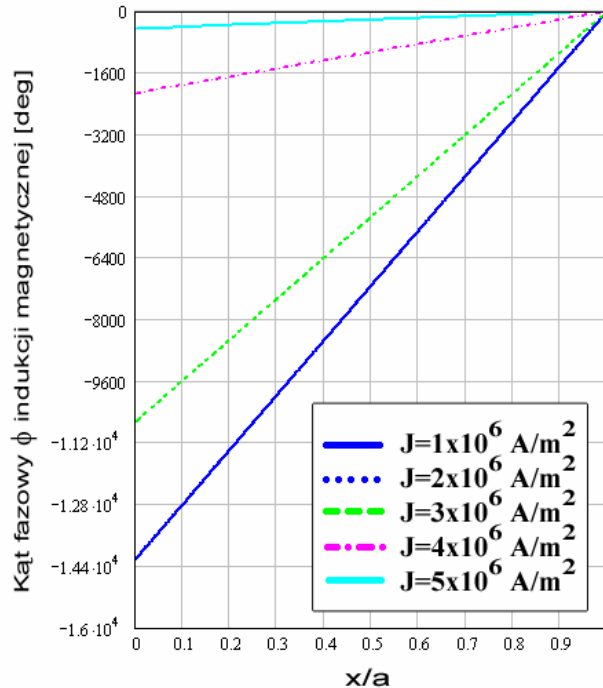
Rys. 6. Względne wartości amplitudy indukcji magnetycznej w stanie ustalonym wewnątrz płyty nadprzewodnikowej dla wybranych wartości gęstości

Na wykresie widoczny jest wyraźny spadek względnych wartości amplitudy indukcji magnetycznej wraz z głębokością wnikania do modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Wzrost gęstości prądu powoduje wzrost względnych wartości amplitudy indukcji magnetycznej w punktach położonych na tej samej głębokości modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Szczególnie istotne ze względu na sposób pracy nadprzewodnikowego ogranicznika prądu typu indukcyjnego są wartości indukcji magnetycznej w punkcie $x/a = 0$ modelowanej płyty nadprzewodnikowej odpowiadające wewnętrznej powierzchni pierścienia nadprzewodnikowego ogranicznika. Z otrzymanych obliczeń (rys. 6) wynika, że dla małych wartości indukowanej gęstości prądu w modelu, indukcja magnetyczna w środku modelu jest równa zero. Przy wartości gęstości prądu $J = 5 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ odpowiadającej gęstości prądu krytycznego J_c materiału nadprzewodnikowego wartość indukcji magnetycznej w punkcie $x/a=0$ jest równa $7,79 \cdot 10^{-4}$ wartości maksymalnej indukcji magnetycznej B_m występującej na powierzchni modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Dla gęstości prądu $J = 6 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ indukcja magnetyczna w środku modelu jest równa $0,22 B_m$, dla gęstości prądu $J = 7 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ jest już znacznie większa i wynosi $0,91 B_m$.

Obserwowane zmiany amplitudy indukcji magnetycznej w funkcji indukowanej gęstości prądu są spowodowane zmianą rezystywności materiału nadprzewodnikowego

zależną od gęstości prądu $\rho(J)$. Ze wzrostem gęstości prądu wzrasta rezystywność modelowanej płyty nadprzewodnikowej, co powoduje wzrost wartości zarówno współczynnika dyfuzji magnetycznej jak i głębokości wnikania pola magnetycznego.

Kąt fazowy indukcji magnetycznej w stanie ustalonym, rozwiązania analitycznego nieliniowego równania dyfuzji magnetycznej, dany jest równaniem (11). Wartość kąta przesunięcia fazowego w równaniu (11) jest zależna od gęstości prądu. Rozwiązanie tego równania dla modelowanej płyty nadprzewodnikowej dla wybranych wartości gęstości prądu przedstawiono na rys. 7.



Rys. 7. Wartości kąta fazowego indukcji magnetycznej wewnątrz płytki nadprzewodnikowej dla wybranych wartości gęstości prądu

Na wykresie (rys. 7) widoczne jest, że kąt fazowy indukcji magnetycznej posiada wartości ujemne, co oznacza że przebiegi indukcji magnetycznej wewnątrz modelu są opóźnione w stosunku do przebiegu indukcji magnetycznej na jego powierzchni. Na wykresach wyraźnie widoczne jest zwiększanie się modułu kąta przesunięcia fazowego wraz ze zmniejszaniem się x/a . Widoczny jest również wpływ gęstości prądu na wartość kąta fazowego w poszczególnych punktach położonych wewnątrz modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Na przedstawionych wykresach zauważalne jest zmniejszanie się wartości bezwzględnej kąta przesunięcia fazowego wraz z powiększaniem się gęstości prądu w modelu. Obserwowana zmiana wartości kąta przesunięcia fazowego w funkcji gęstości prądu jest związana z nieliniową zależnością rezystywności materiału nadprzewodnikowego od gęstości prądu. Na rys. 7 widoczne jest pokrywanie się wykresów kąta przesunięcia fazowego indukcji magnetycznej dla gęstości prądu $J = 1 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ oraz $J = 2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$, które jest spowodowane założoną minimalną (stałą) wartością

rezystywności materiału nadprzewodnikowego ρ_0 , dla przedziału gęstości prądów od $J = 0 \text{ A/m}^2$ do około $J = 2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$. W wyniku zwiększania gęstości prądu w materiale nadprzewodnikowym powyżej gęstości prądu $J = 2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$, rezystywność materiału nadprzewodnikowego rośnie, a wartość bezwzględna kąta przesunięcia fazowego indukcji magnetycznej maleje.

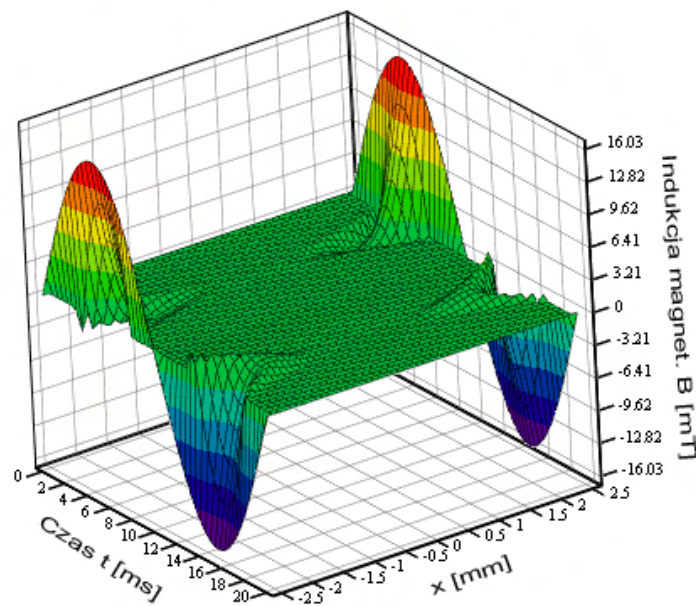
W celu uproszczenia analizy przebiegów indukcji magnetycznej wewnątrz modelowanej płyty nadprzewodnikowej w rozwiązaniu analitycznym nieliniowego równania dyfuzji magnetycznej pominięto składową przejściową. Rozwiązanie analityczne jednowymiarowego równania dyfuzji magnetycznej (7), przybiera dla tego przypadku uproszczoną formę:

$$\frac{B(t, J)}{B_m} = A(J) \cdot \sin(\omega t + \phi(J)), \quad (12)$$

w którym:

- $A(J)$ - amplituda indukcji magnetycznej zależna od indukowanej gęstości prądu J , dana równaniem (10),
- $\phi(J)$ - kąt przesunięcia fazowego zależny od indukowanej gęstości prądu J , dany równaniem (11).

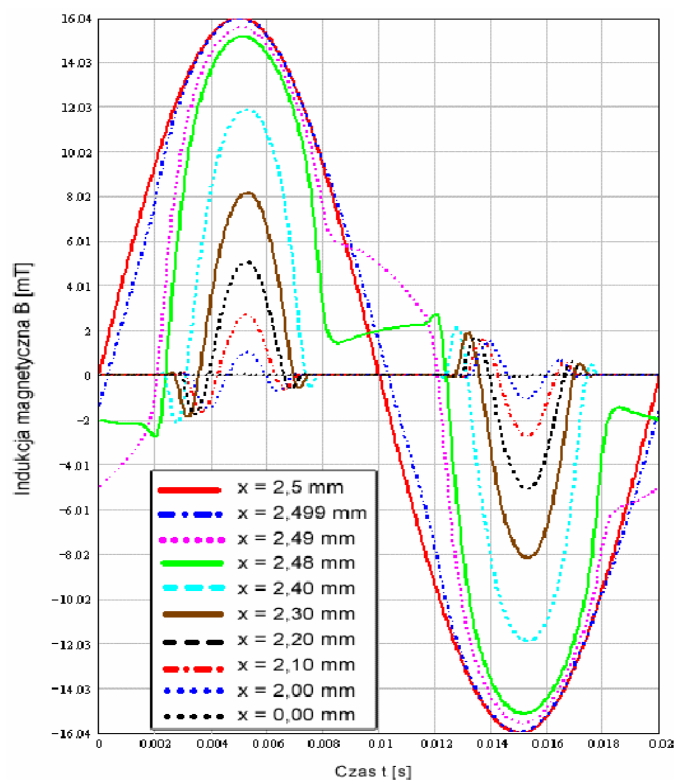
Równanie (12) umożliwia wykonanie wykresów przedstawiających przebiegi indukcji magnetycznej w stanie ustalonym, w wybranych punktach położonych wewnątrz modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Zmienne w czasie wartości indukcji magnetycznej wyznaczone z równania 12 przedstawiono na rys. 8.



Rys. 8. Zmiany w czasie indukcji magnetycznej w modelowanej płycie nadprzewodnikowej w stanie ustalonym dla jednego okresu

Na rys. 9 przedstawiono przebiegi indukcji magnetycznej w stanie ustalonym dla kilku wybranych punktów położonych wewnątrz modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Sinusoidalnie zmienne wartości indukcji magnetycznej w punkcie $x = 2,5$ mm odpowiadają przebiegowi indukcji magnetycznej na zewnętrznej powierzchni modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Na wykresie widoczne jest zmniejszanie się wartości amplitudy indukcji magnetycznej w miarę wnikania do wnętrza modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Widoczne jest także odkształcenie poszczególnych przebiegów od przebiegu sinusoidalnego, spowodowane nieliniową zależnością rezystywności w funkcji gęstości prądu.

Największy gradient indukcji magnetycznej występuje w pobliżu powierzchniowej warstwy modelowanej płyty nadprzewodnikowej. W warstwie tej na podstawie prawa Ampera indukują się największe wartości gęstości prądu. Wzrastająca wartość indukcji magnetycznej na powierzchni modelowanej płyty nadprzewodnikowej zwiększa gradient pola magnetycznego w warstwie przypowierzchniowej modelu, powodując lokalne zwiększenie indukowanej gęstości prądu. Ze wzrostem gęstości prądu rośnie wartość rezystywności materiału nadprzewodnikowego powodując wzrost współczynnika dyfuzyjności magnetycznej, wobec tego proces dyfuzji pola magnetycznego przyspiesza.



Rys. 9. Przebieg indukcji magnetycznej w wybranych punktów położonych wewnątrz płytki nadprzewodnikowej (stan ustalony)

Ze wzrostem rezystywności materiału nadprzewodnikowego maleje moduł kąta przesunięcia fazowego. Na przebiegu indukcji magnetycznej w punkcie $x = 2,49$ mm, przy wzroście indukcji magnetycznej na powierzchni modelu (pierwsza ćwiartka okresu), widoczne jest zmniejszanie się wartości bezwzględnej kąta fazowego indukcji magnetycznej. W chwili $t = 5$ ms wartość indukcji magnetycznej na powierzchni modelowanej płyty nadprzewodnikowej osiąga wartość maksymalną. W chwili tej szybkość procesu dyfuzji magnetycznej osiąga maksymalną wartość. Indukowana jest maksymalna wartość gęstości prądu, powodując wzrost rezystywności materiału nadprzewodnikowego do maksymalnej wartości. Na przedstawionych przebiegach indukcji magnetycznej w poszczególnych punktach, w chwili $t = 5$ ms można zauważyć najmniejszą wartość kąta przesunięcia fazowego.

Malejąca wartość indukcji magnetycznej na powierzchni modelowanej płyty nadprzewodnikowej powoduje zmniejszenie indukowanej gęstości prądu. Malejąca indukowana gęstość prądu powoduje zmniejszanie wartości rezystywności materiału nadprzewodnikowego, wobec tego procesu dyfuzji pola magnetycznego zwalnia. Ze spadkiem wartości rezystywności materiału nadprzewodnikowego rośnie moduł kąta przesunięcia fazowego. Na przebiegu indukcji magnetycznej w punkcie $x = 2,49$ mm, przy opadającej indukcji magnetycznej na powierzchni modelu (druga ćwiartka okresu), widoczne jest zwiększanie się wartości bezwzględnej kąta fazowego indukcji magnetycznej oraz charakterystyczne przegięcie przebiegu, które jest spowodowane indukowaniem w modelu wartości gęstości prądu dla których zmniejszająca się rezystywność materiału nadprzewodnikowego osiąga stałą wartości ρ_0 . Odpowiada to przejściu z charakterystyki rezystywności opisywanej przez potęgowe prawo Rhynera na liniową charakterystykę rezystywności. Dla tej wartości rezystywności materiału nadprzewodnikowego proces dyfuzji magnetycznej przebiega ze stałą prędkością. Należy zwrócić też uwagę na fakt, że kąt przesunięcia fazowego pomiędzy poszczególnymi przebiegami indukcji magnetycznej zwiększa się z położeniem punktów x w kierunku środka modelu.

4. PODSUMOWANIE

Rozwiązanie analityczne równania nieliniowej dyfuzji magnetycznej dla jednowymiarowej płyty nadprzewodnikowej umieszczonej w sinusoidalnie zmiennym polu magnetycznym umożliwia uzyskanie przybliżonego rozkładu pola magnetycznego w pierścieniu nadprzewodnikowego ogranicznika prądu typu indukcyjnego.

Proces dyfuzji pola magnetycznego w modelu nieliniowym dyfuzji magnetycznej przebiega z różną prędkością. Szybkość propagacji strumienia magnetycznego w nadprzewodniku silnie zależy od lokalnej wartości rezystywności materiału nadprzewodnikowego modelu. W pobliżu zewnętrznej powierzchni modelowanej płyty nadprzewodnikowej, gdzie występuje największy gradient indukcji magnetycznej lokalnie indukowane są największe wartości gęstości prądu. Konsekwencją wzrostu gęstości prądu jest lokalny wzrost rezystywności materiału nadprzewodnikowego. Ten stosunkowo duży wzrost rezystywności nadprzewodnikowa powoduje wzrost prędkości dyfuzji magnetycznej, ponieważ współczynnik dyfuzyjności magnetycznej jest proporcjonalny do rezystywności nadprzewodnika.

Przesunięcie fazowe pomiędzy przebiegami indukcji magnetycznej wewnątrz modelu jest uzależnione od prędkości dyfuzji magnetycznej. Najmniejsze wartości opóźnień pomiędzy przebiegami indukcji magnetycznej obserwowane są przy największych wartościach szybkości dyfuzji magnetycznej, czyli w miejscach, gdzie indukowana jest

lokalnie największa wartość gęstości prądu, powodująca wzrost rezystywności materiału nadprzewodnikowego.

Amplituda indukcji magnetycznej wewnątrz modelowanej płyty nadprzewodnikowej silnie zależy od indukowanej gęstości prądu. Przy dużych gradientach indukcji magnetycznej na powierzchni modelu, powodujących indukowanie największych wartości gęstości prądu, amplituda indukcji magnetycznej osiąga największe wartości.

LITERATURA

- [1] Janowski T., Stryczewska H.D., Kozak S., Malinowski H., Wojtasiewicz G., Surdacki P., Kondratowicz-Kucewicz B., Kozak J., *Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu*, Wydawnictwo Drukarnia LIBER, Lublin 2002.
- [2] Kozak S., Numerical model of inductive SFCL, III Seminar, *Applications of Superconductors*, Lublin - Nałęczów, pp. 121–126, 2001.
- [3] Cha Y.S., Magnetic diffusion and dissipation in high- T_c superconductors subjected to sinusoidal applied field, *Physica C*, vol. 361, pp. 1-12, 2001.
- [4] Stavrev S., Grilli F., Dutoit B., Nibbio N., Member, IEEE, Vinot E., Klutsch I., Meunier G., Tixador P., Yang Y., Martinez E., Comparison of numerical methods for modeling of superconductors”, *IEEE Transaction on Applied Superconductivity*, vol. 38, no. 2, pp. 849-852, 2002.
- [5] Surdacki P., Modeling of the magnetic field diffusion in the high- T_c superconducting tube for fault current limitation, *Physica C*, vol. 387, pp. 234-238, 2003.

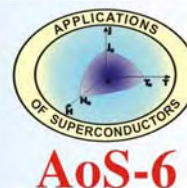
Streszczenie

W pracy przedstawiono nieliniowy model dyfuzji pola magnetycznego dla jednowymiarowej płyty nadprzewodnikowej umieszczonej w sinusoidalnie zmiennym, zewnętrznym polu magnetycznym. W modelu tym nieliniowa zależność natężenia pola elektrycznego od gęstości prądu materiału nadprzewodnikowego opisana została przez prawo potęgowe, natomiast nieliniowe właściwości magnetyczne materiału nadprzewodnikowego zostały aproksymowane liniową zależnością pomiędzy natężeniem pola magnetycznego a indukcją magnetyczną.

Słowa kluczowe: nadprzewodnik wysokotemperaturowy, nadprzewodnikowy ogranicznika prądu, dyfuzja magnetyczna.

6th SEMINAR & WORKSHOP
APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

Kazimierz Dolny, Poland, 16-18.06.2005



THERMAL ANALYSIS OF HTS TUBE OF INDUCTIVE SFCL

Sławomir KOZAK

*Laboratory of Superconducting Technology in Lublin,
Electrotechnical Institute in Warsaw
Pożarskiego 28, 04-703 Warsaw
slawko@aspect.pl.*

Abstract

The superconducting fault current limiter (SFCL) can be used to limit the short-circuit current level in electrical networks. The inductive SFCL works like transformer with shorted secondary winding in a shape of HTS tube. The physical model of inductive SFCL consists of superconducting Bi-2223 tube (critical current = 625 A at 77 K), iron core and copper primary winding. The thermal numerical model in FLUX2D, verified by experimental results, was used to calculate the temperature distribution in HTS tube of inductive SFCL.

Keywords: *superconducting fault current limiter, inductive SFCL, numerical modelling, FLUX2D.*

1. INTRODUCTION

Short-circuit current level will be 20 times larger than the rated current [1], [2], [3]. All electrical equipment exposed to the short-circuit current must be designed to withstand in particular the mechanical forces under fault conditions, which are generally proportional to the square of current. The superconducting fault current limiters (SFCL) can be used to limit the short-circuit current level in electrical transmission and distribution networks to 5 times of rated current level. These fault current limiters, unlike reactors or high-impedance transformers, will limit fault current without adding impedance to the circuit during normal operation. The inductive SFCL is a superconducting device which operates as well in superconducting state as in normal conducting (resistive) state. The thermal numerical

model of HTS tube of inductive SFCL can be used to calculate temperature distribution in HTS tube when it works in normal conducting state during limitation of fault current by SFCL.

2. INDUCTIVE SFCL

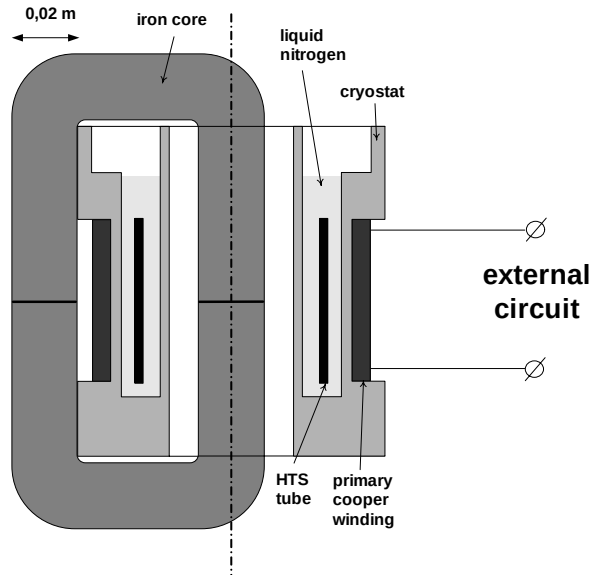


Fig. 1 Inductive SFCL 625-A.

Fig. 1 presents the inductive SFCL 625-A made in the Laboratory of Superconducting Technology in Lublin [1], [3]. It works like transformer with copper primary winding and secondary winding made with superconducting tube. In normal operation of external circuit, the field from the copper primary windings does not penetrate the superconducting tube. Under fault condition in external circuit, the current induced in the superconducting tube is sufficient to drive it normal and the magnetic field penetrates the iron core.

The main components of the SFCL 625-A are:

1. Bi-2223 tube: inner diameter = 0,0596 m, outer diameter = 0,0645 m, height = 0,05 m, critical current = 625 A (77 K, self field)
2. primary copper winding: inner diameter = 0,073 m, outer diameter = 0,084 m, height = 0,049 m, 236 turns
3. iron core: height of window = 0,103 m, breadth of window = 0,036 m, cross-section: 0,02 m x 0,02 m.

3. NUMERICAL MODELS OF SFCL 625-A

The experimental $V-I$ characteristic of the SFCL 625-A is presented in Fig. 2 [4]. This characteristic was used in FEM-circuit, magnetodynamic numerical model of SFCL 625-A (FLUX.810 [5]) to calculate equivalent resistivity of HTS tube and equivalent power

density in HTS tube vs. primary current of SFCL. The geometry of numerical model of limiter, which has been used for calculations of resistivity and power density, is based on earlier (FLUX2D.720) numerical model [3]. New numerical model fully allows to take advantage of the parametric solving processor of FLUX.810.

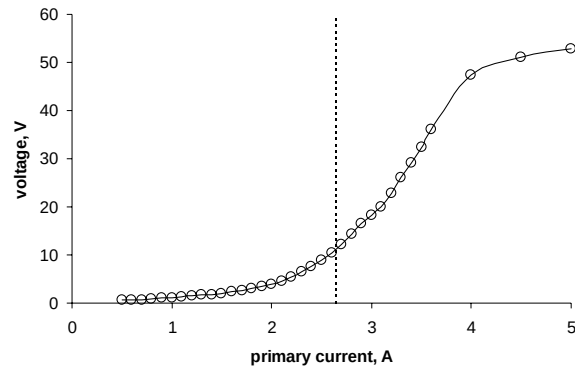


Fig. 2. Experimental V-I characteristics of inductive SFCL 625-A [4]

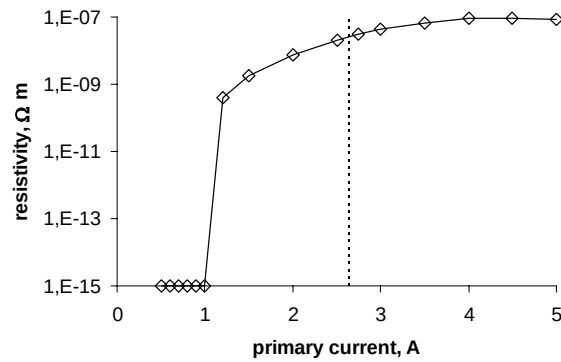


Fig. 3. Equivalent resistivity of HTS tube vs. primary current of inductive SFCL 625-A

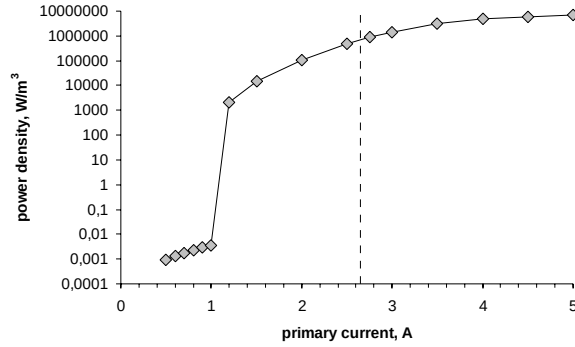


Fig. 4. Equivalent power density in HTS tube vs. primary current of SFCL 625-A

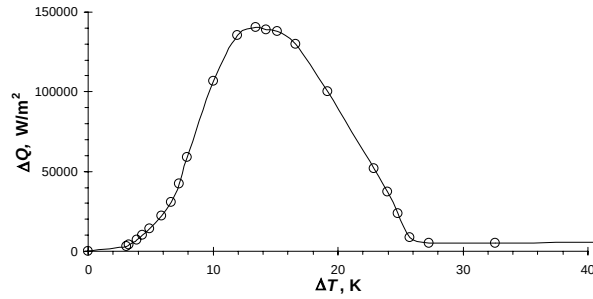


Fig. 5. Heat transfer ΔQ from a HTS tube to liquid nitrogen at 77 K vs. temperature difference ΔT between surface and liquid nitrogen defined by USRPWD [6]

The HTS tube of inductive SFCL is cooled by pool boiling technique using liquid nitrogen (77 K). Fig. 5 presents heat transfer ΔQ from a HTS surface to liquid nitrogen at 77 K vs. temperature difference between surface and liquid nitrogen. For ΔT in the range between 0 K and about 12 K liquid nitrogen remains in contact with the surface giving a high heat transfer coefficient (nuclear boiling). For ΔT above 27 K the surface is blanketed by vapour film giving a small transfer coefficient (film boiling). For ΔT between 12 K and 27 K the transition, having a negative slope, is unstable. If heat generated in limiter is so small that temperature rises by no more than 10-12 K, full advantage may be taken of the nuclear boiling transfer.

The thermal application of Flux2D.720, was used for numerical model of HTS tube of inductive SFCL, where the temperature T is the variable and the following equation is computed [7]:

$$c_v \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(-k \cdot \text{grad} T) = Q_H \quad (2)$$

where: c_v – specific heat ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$), T – temperature (K), t – time (s), k – thermal conductivity ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), Q_H – density of heat source (W/m^3).

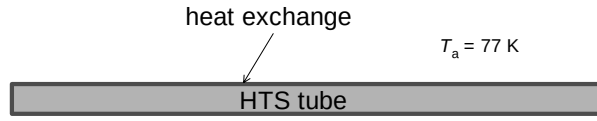


Fig. 6. Geometry of numerical model of HTS tube of inductive SFCL

The numerical model consists of 2 calculation objects (Fig. 6): "HTS tube" and "heat exchange" between tube and liquid nitrogen. Neuman non-homogeneous boundary condition on region "heat exchange" is given by [7]:

$$k \cdot \frac{d(T)}{dn} = -\Phi_H \quad (3)$$

where: k - thermal conductivity ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$), Φ_H - thermal flux to the outside (W/m^2), T - temperature (K).

Tab. 1 presents list of models and values of properties and sources of calculating regions. The thermal conductivity and the specific heat are defined for "HTS tube". The thermal flux to the outside is defined for shell region "heat exchange". The thermal flux to the outside of "heat exchange" dependences on temperature is too advanced and can not be defined by standard model of source of FLUX2D. The use subroutine USRPWD [6], [8] and FORTRAN programming is required.

Tab. 1 List of models and values of properties and sources of calculating regions [6], [9], [10]

region	property or source	unit	model of property or source	value
"HTS tube"	isotropic specific heat	$\text{J m}^{-3} \text{K}^{-1}$	scalar linear, $V=V_0(1+aT)$	$V_0=3,22 \cdot 10^6$ $a=0,003752$
	isotropic thermal conductivity	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	scalar constant	4,7
	source	W m^{-3}	constant	fixed (Fig. 4)
"heat exchange"	thermal flux to the outside	W m^{-2}	user define	by USRPWD

4. NUMERICAL RESULTS

Fig. 7 presents maximal temperature in HTS tube of SFCL 625-A vs. time. For the bigger current which we applied to SFCL 625-A the temperature of HTS tube rise during

1,5 s to 82,2 K and stay on this level. Fig. 8 presents maximal increase of temperature in HTS tube and the maximal difference of temperature between surface of HTS and liquid nitrogen after 5 s vs. primary current of SFCL 625-A. As Fig. 8 shows, the difference of temperature between surface of HTS and liquid nitrogen rises no more than 4,1 K and then the condition of nuclear boiling and high heat transfer coefficient are maintained.

4. SUMMARY

Thermal numerical model of HTS tube of SFCL 625-A is made using transient thermal module of FLUX2D. The USRPWD subroutine is used to define heat transfer to coolant. This numerical model was used to calculate maximal temperature in HTS tube.

As the result of calculation of maximal temperature in HTS tube shows, there is no overheat of SFCL 625-A.

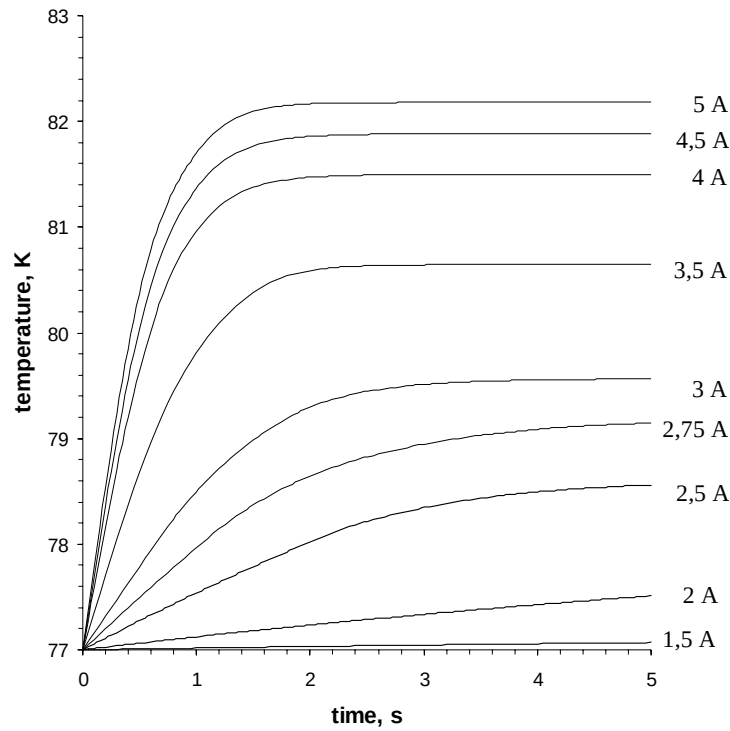


Fig. 7. Maximal temperature of HTS tube vs. time for different primary current of SFCL 625-A

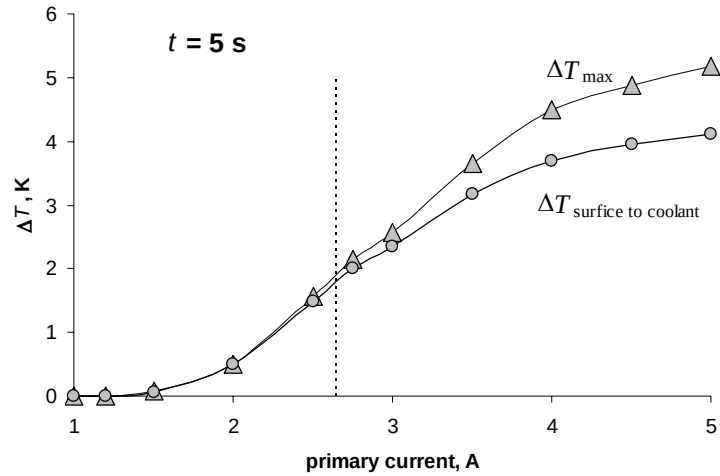


Fig. 8. Maximal increase of temperature ΔT in HTS tube after 5s vs. primary current of SFCL 625-A.

REFERENCES

- [1] Janowski T., Stryczewska H.D., Kozak S., Malinowski H., Wojtasiewicz G., Surdacki P., Kondratowicz-Kucewicz B., Kozak J., *Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu*, Wydawnictwo LIBER, Lublin 2002.
- [2] P. J. Lee (Ed.): *Engineering superconductivity*, Wiley-Interscience, New York, 2001.
- [3] S. Kozak, T. Janowski, Physical and Numerical Models of Superconducting Fault Current Limiters, *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 13, no. 2, pp. 2068-2071, June 2003.
- [4] Wojtasiewicz G., Kozak S.: Pomiary charakterystyk statycznych modelu nadprzewodnikowego ogranicznika prądu typu indukcyjnego, *III Seminarium „Zastosowania nadprzewodników” ZN-3*, Wydawnictwo LIBER, str. 111-120, 2001.
- [5] *User's Guide*, CAD Package for electromagnetic and Thermal Analysis using Finite Elements, FLUX Version 8.10, CEDRAT, 2003.
- [6] Kozak S.: Numerical model of superconducting fault current limiter, *Przegląd Elektrotechniczny*, no. 11, pp. 1101-1105, 2004.
- [7] *User's Guide*, CAD Package for electromagnetic and Thermal Analysis using Finite Elements, FLUX2D Version 7.20, CEDRAT, 1996.
- [8] Kozak S., Janowski T., Wojtasiewicz G., Kondratowicz-Kucewicz B., Kozak J.: Experimental and Numerical Analysis of Energy Losses in Resistive SFCL, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2, 2005.
- [9] M. Noe et al.: Measurements and tests of HTS bulk material in resistive fault current limiters, *Physica C* 372-376 (2002), pp. 1626-1630.
- [10] M. Noe et al.: Testing Bulk HTS Modules for Resistive Superconducting Fault Current Limiters, *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 13, no. 2, pp. 1976-1979, June 2003.



PROJEKT I ANALIZA PRACY NADPRZEWODNIKOWEGO OGRANICZNIKA PRĄDU TYPU INDUKCYJNEGO O PRADZIE KRYTYCZNYM 1250 A

Marek Nizio¹, Janusz Kozak²

¹ Politechnika Lubelska, Instytut podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
20-618 Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A, marek.nizio@wp.pl

² Instytut Elektrotechniki w Warszawie, Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych
w Lublinie, 20-618 Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A, januszk@asppect.pl

Keywords: Superconducting fault current limiter, inductive SFCL.

1. WSTĘP

Nadprzewodnikowy ogranicznik prądu jest urządzeniem silnoprądowym, wykorzystującym w swoim działaniu elementy nadprzewodnikowe pozwalające osiągać parametry niemożliwe do uzyskania przy zastosowaniu materiałów konwencjonalnych. Praca nadprzewodnikowego ogranicznika prądu oparta jest na zdolności gwałtownego przejścia elementu nadprzewodnikowego ze stanu nadprzewodzącego do stanu rezystywnego.

Postęp w pracach nad nadprzewodnikami wysokotemperaturowymi tj. BISCO, YBCO oraz niedawno powstałego MgB_2 daje szerokie możliwości zastosowania tych materiałów w elektroenergetyce. Zastosowanie właśnie takich materiałów nadprzewodnikowych umożliwia budowę nadprzewodnikowego ogranicznika prądów zwarciovych, chroniącego system elektroenergetyczny przed niszczycielskimi skutkami prądów zwarciovych.

2. IDEA PRACY NADPRZEWODNIKOWYCH OGRANICZNIKÓW PRĄDU

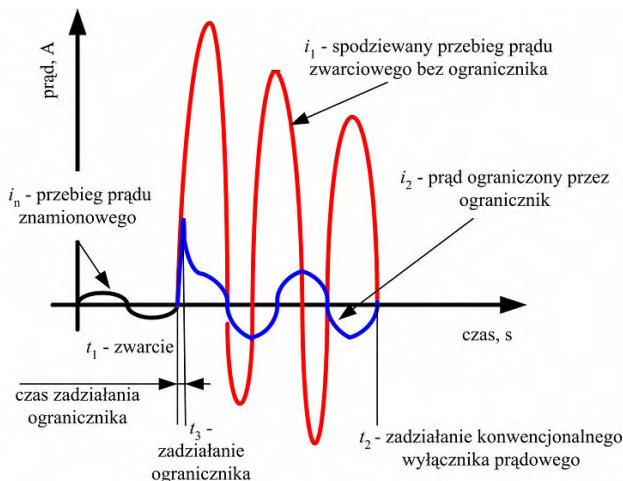
Format Dynamiczne skutki prądów zwarciovych i wartości towarzyszących im sił mechanicznych są największe, gdy prąd zwarcia osiąga swoje pierwsze maksimum, tj. w czasie równym 0,005 s przy częstotliwości 50 Hz. Jeżeli obwód zwarciovoy zostanie przerwany lub zwiększymy jego impedancję w czasie krótszym od 5 ms, to siły dynamiczne nie osiągną swego pierwszego maksimum, chroniąc system i pracujące w nim urządzenia elektroenergetyczne przed nadmiernymi naprężeniami i uszkodzeniami.

Szybkie i niezawodne działanie mogą zapewnić nadprzewodnikowe ograniczniki prądów, czas przejścia nadprzewodnika ze stanu nadprzewodzącego do rezystywnego wynosi kilkadziesiąt mikrosekund, a ich powrót do pracy po zwarciu jest natychmiastowy i nie wymaga jakiegokolwiek obsługi. [1], [2].

Ideę pracy ogranicznika prądu ilustrują przebiegi prądu przedstawione na Rys. 2.1.

W chwili wystąpienia zwarcia w obwodzie elektroenergetycznym (w t_1), następuje gwałtowny, kilku, kilkunasto lub kilkudziesięciokrotny wzrost prądu od i_n do i_1 (Rys. 2.1). Prąd zwarciovoy i_1 musi zostać wyłączony przez konwencjonalny wyłącznik prądowy, dobrany odpowiednio do spodziewanej jego wartości. Jednak rozłączenie obwodu następuje w chwili przejścia prądu zwarcia przez wartość zerową (w t_2), ale dopiero po kilku okresach od chwili powstania zwarcia. W tym czasie nadmierne wartości amplitudy prądu zwarcia mogą spowodować uszkodzenie lub zniszczenie urządzeń elektroenergetycznych.

W celu ograniczenia wartości już pierwszej amplitudy prądu zwarciovowego można zastosować element ograniczający ten prąd do wartości i_2 , kilkakrotnie mniejszej od wartości spodziewanej i_1 . Ograniczenie prądu do wartości i_2 , następuje w czasie t_3 , znacznie krótszym od czasu trwania 1/4 okresu przebiegu prądu zwarciovowego i zależy od parametrów ogranicznika. Ograniczony prąd zwarciovoy i_2 , który nie stanowi już tak dużego zagrożenia dla obwodu elektroenergetycznego, może być wyłączony w czasie t_2 , przez konwencjonalny wyłącznik lub rozłącznik, dobrany jednak na znacznie mniejszą wartość prądu ($i_2 \gg i_1$)



Rys. 2.1. Idea działania ogranicznika [3]

Ograniczenie prądu zwarciovego można osiągnąć poprzez skokowe wprowadzenie dużego spadku napięcia na elemencie nieliniowym włączonym w obwód chroniony, które ograniczy prąd zwarciovowy do wartości i_2

Ogranicznik prądu pracujący w oparciu o element nieliniowy, powinien charakteryzować się [4]:

- zerową lub minimalną impedancją podczas normalnych warunków pracy systemu,
- dużą impedancją podczas zwarcia,
- szybkim czasem odpowiedzi na zaistniałe zwarcie, krótszym od czasu trwania jednej czwartej okresu prądu zwarciovego,
- zerowymi lub minimalnymi stratami podczas normalnych warunków pracy systemu,
- możliwością ograniczania serii następujących po sobie zwarć,
- możliwością samoczynnego powrotu, bez konieczności obsługi, do stanu początkowego, po ustąpieniu zwarcia,
- wysoką niezawodnością i minimalnymi kosztami utrzymania [4].
- Prądem zadziałania: $I_{AKTYWACJI} > 2.5 I_N$
- Ograniczeniem wartości szczytowej: $I_{SZCZYTOWY} < 10 I_N$
- Ograniczenie wartości prądu w kolejnych okresach: $I_{OGRANICZANIA} < 3 I_N$ [5]

3. PROJEKT NADPRZEWODNIKOWEGO OGRANICZNIKA PRĄDU TYPU INDUKCYJNEGO O PRĄDZIE KRYTYCZNYM 1250A

Po wprowadzeniu zakładanych parametrów i wymiarów ogranicznika, do obliczeń został użyty program SFCL Calculator.

3.1. Parametry nadprzewodnikowego ogranicznika prądu SFCL1250A

Uzwojenie pierwotne: N1 764 zwoje, DNE 1 mm

Uzwojenie wtórne; N2 CST-60/100.2

Rdzeń Zamknięty; RZC50/140-35, blacha ET52-27

Chłodzenie: Czynnik LN_2 – ciekły azot 77 K

Stan nadprzewodzący – praca przy prądzie $I < I_{AKTYWACJI}$

Napięcie znamionowe - w stanie nadprzewodzącym $U_N=1,2$ V

Prąd znamionowy- w stanie nadprzewodzącym $I_N=0,65$ A

Moc znamionowa - w stanie nadprzewodzącym $S_N=0,78$ VA

Stan rezystywny – praca przy prądzie $I > I_{AKTYWACJI}$

Prąd zadziałania: $I_{AKTYWACJI}=1,63$ A

Napięcie na ograniczniku w stanie zwarcia: $U_{OGRANICZANIA}=230$ V

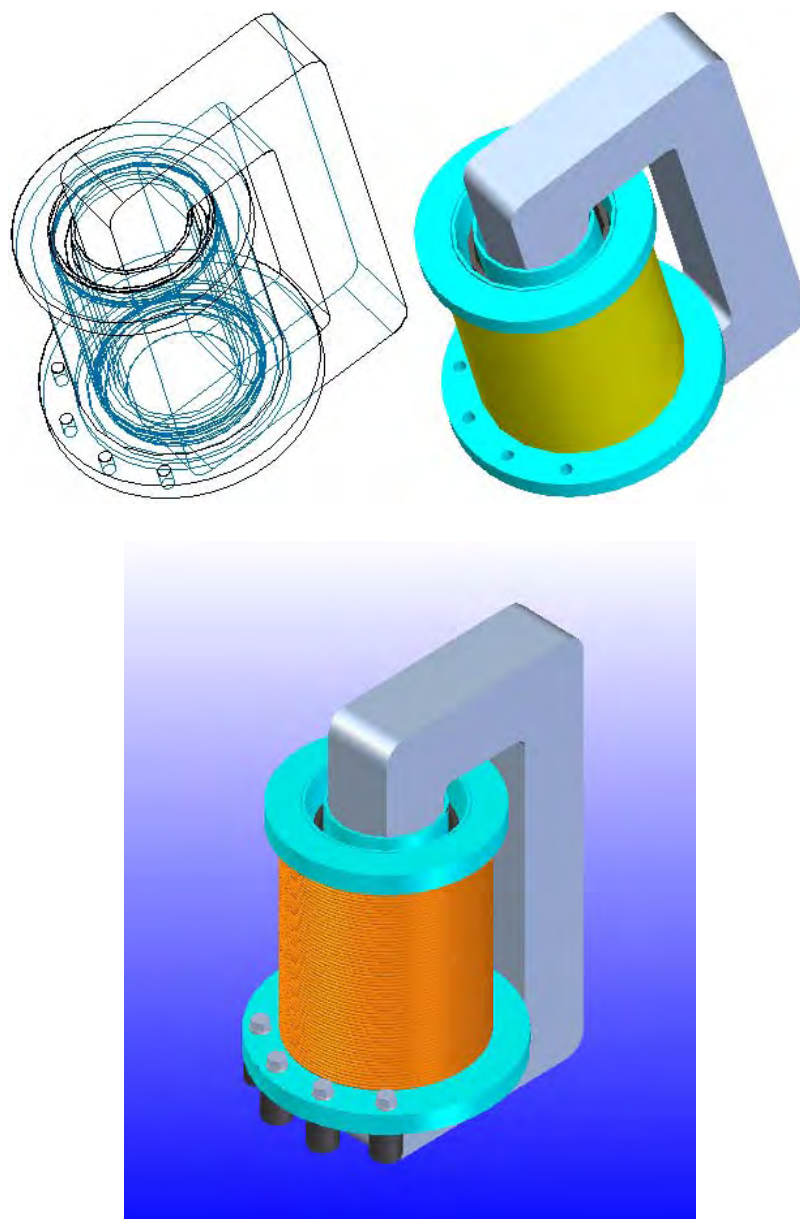
Prąd ograniczania w kolejnych okresach: $I_{OGRANICZANIA}=1,9$ A

Moc ograniczania - w stanie nadprzewodzącym: $S_{OGRANICZANIA}=437$ VA

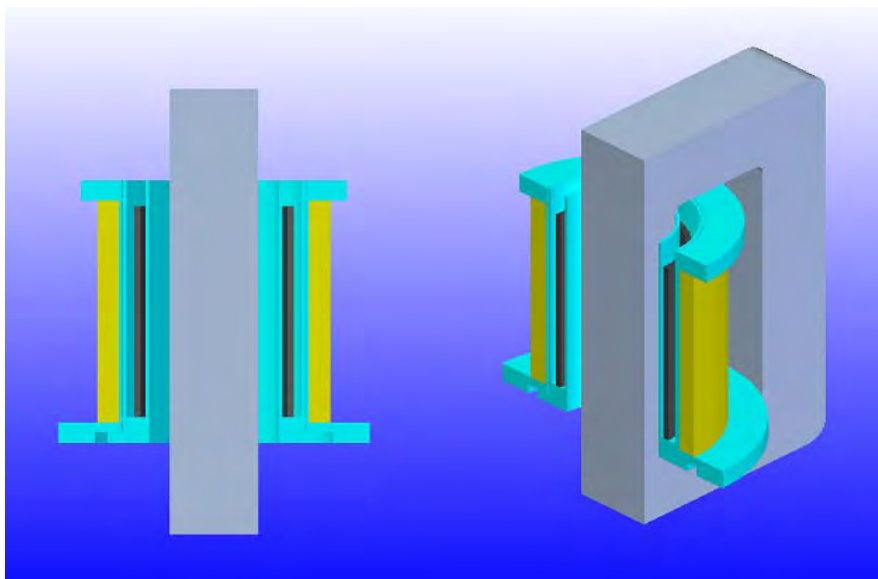
Prąd szczytowy: $I_{SZCZYTOWY}=5,6$ A

Moc szczytowa - w stanie rezystywnym $S_{SZCZYTOWY}=1,29$ kVA

Po uzyskaniu potrzebnych parametrów ogranicznika został on zaprojektowany za pomocą programu typu CAD dla modelowania bryłowego - Solid Edge.



Rys. 3.1. Widoki projektowanego ogranicznika SFCL 1250A w programie Solid Edge.



Rys. 3.2. Przekroje ogranicznika SFCL 1250A

3.2. Materiały i elementy użyte do budowy ogranicznika prądu

Uzwojenie pierwotne nadprzewodnikowego ogranicznika prądu SFCL 1250A nawinięte zostało 764 zwojami, drutem miedzianym o przekroju 1,05mm.

Karkas i pojemnik nadprzewodnikowego ogranicznika prądu został wykonany z materiału Ertalon 6 SA naturalny, biały, oferuje on optymalne połączenie wytrzymałości mechanicznej, sztywności, trwałości, zdolności tłumienia drgań, odporności na ścieranie w połączeniu ze zdolnościami izolacji elektrycznej oraz dobrą odpornością chemiczną. Został użyty rdzeń magnetyczny - RZC 50/140-35 z blachy ET52-27

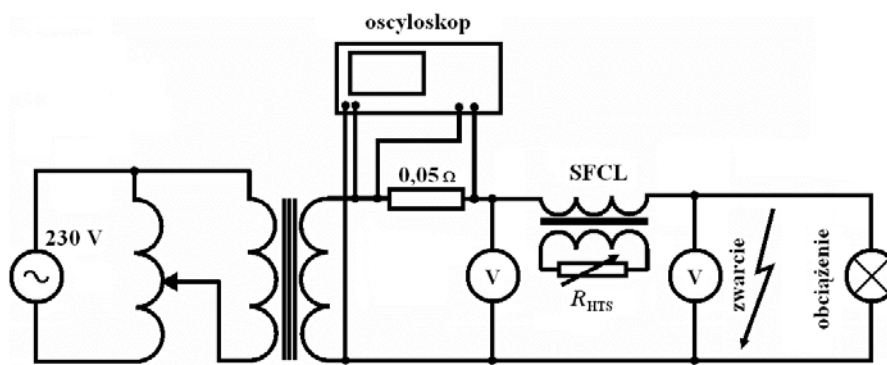
Do zbudowania nadprzewodnikowego ogranicznika prądu SFCL 1250A został użyty pierścień nadprzewodnikowy stanowiący jednozwojowe uzwojenie wtórne.



Rys. 3.3. Pierścień nadprzewodnikowy – CST-60/100.2 firmy Can Superconductors [6]



Rys. 3.4. Zdjęcie stanowiska pomiarowego ogranicznika SFCL 1250 A

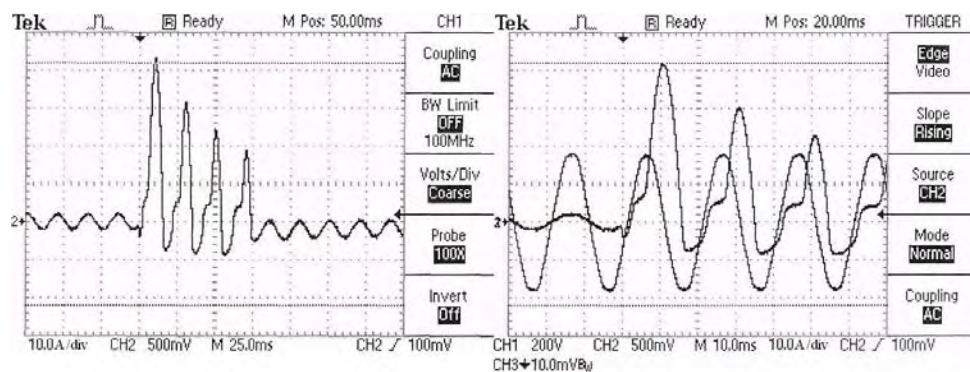


Rys. 3.5. Zdjęcie stanowiska. Schemat układu pomiarowego indukcyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu

4. BADANIA EKSPERYMENTALNE

4.1. Przebiegi czasowe prądu i napięcia

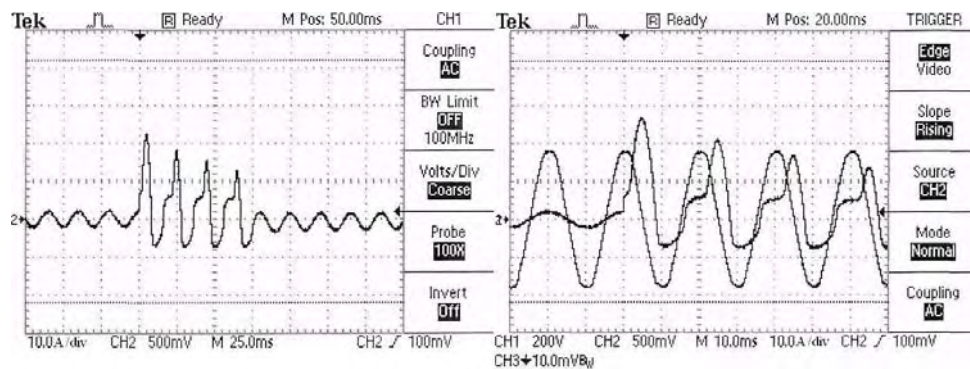
Przykłady przebiegów prądu i napięcia w obwodzie zwarciovym z ogranicznikiem SFCL 1250 A dla zwarć występujących w chwilach: 0^0 i 90^0 . Przebiegi rejestrowane były dla ogranicznika zarówno z rdzeniem magnetycznym jak i bez rdzenia, dla ogranicznika, którego uzwojenie wtórne było: pierścieniem nadprzewodnikowym CST - 60/100.2



a).

b).

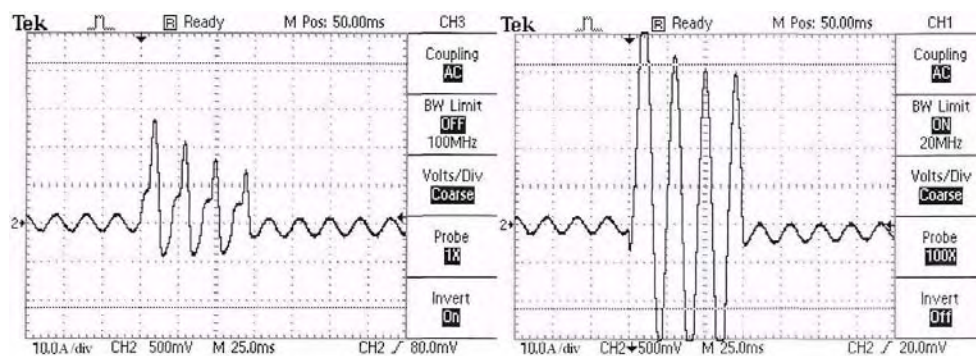
Rys. 4.1. Przebiegi w obwodzie zwarciovym dla zwarcia występującego w chwili, 0^0
a). przebieg prądu, b). przebieg prądu i napięcia



a).

b).

Rys. 4.1. Przebiegi w obwodzie zwarciovym dla zwarcia występującego w chwili, 90^0
a). przebieg prądu, b). przebieg prądu i napięcia



a).

b).

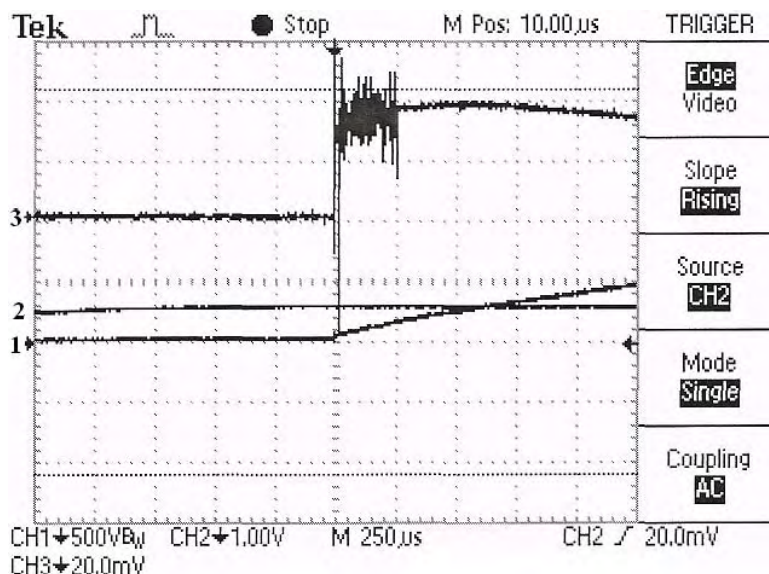
Rys. 4.3. Przebiegi prądu zwarcowego dla ogranicznika
a) z rdzeniem magnetycznym, b). bez rdzenia magnetycznego

Rysunki 4.1 do 4.3 przedstawiają przebiegi prądu i napięcia w układzie pomiarowym nadprzewodnikowego ogranicznika prądu (Rys. 3.5).

Ogranicznik badany był w dwóch charakterystycznych chwilach zwarcia, mianowicie dla zwarcia występującego chwili 0^0 i 90^0 , a więc 0 ms i 5 ms po przejściu sygnału napięciowego przez zero. Przedstawione przebiegi wyraźnie pokazują, że zwarcie występujące w chwili 0^0 jest bardziej niekorzystne niż występujące w chwili 90^0 (prąd zwarcia w chwili 0^0 ma większą wartość).

Rysunek 4.3 przedstawia porównanie przebiegów prądu zwarcowego dla ogranicznika z rdzeniem magnetycznym i bez rdzenia. Dla ogranicznika z rdzeniem magnetycznym chwilowy prąd zwarcowy osiągnął wartość 27 amperów - rysunek. 4.3a, a dla ogranicznika bez rdzenia magnetycznego chwilowy prąd zwarcowy osiągnął wartość 60 amperów - rysunek. 4.3b. Ogranicznik z rdzeniem (zamkniętym) charakteryzuje się dużo lepszą zdolnością ograniczania prądów zwarcowych, zarówno tych w chwili 0^0 i 90^0 . Ponadto w ograniczniku z rdzeniem magnetycznym amplituda prądu zwarcowego maleje z każdym okresem, a w ograniczniku bez rdzenia utrzymuje się niemal na tym samym poziomie.

4.2. Czas zadziałania ogranicznika



Rys. 4.4. Przebiegi: 1 – prąd w uzwojeniu pierwotnym, 2 - napięcie, 3 – prąd w uzwojeniu wtórnym

Ogranicznik działa bardzo szybko, jak widać na rysunku 4.4 już po czasie 25 μ s ogranicza prąd zwarciový (świadczy o tym kształt krzywej 3), po czasie 250 μ s zanikają oscylacje, które mogą być spowodowane łukiem elektrycznym powstającym w czasie zwarcia oraz przejściem samego nadprzewodnika do stanu rezystywnego następnie z powrotem do stanu nadprzewodnictwa wielokrotnie co jest spowodowane samoograniczeniem prądu w obwodzie wtórnym poprzez skokowe przejścia z jednego stanu do drugiego na granicy prądu krytycznego.

5. PODSUMOWANIE

Artykuł ten poświęcony jest zagadnieniom związanym z SFCL (Superconducting Fault Current Limiters) nadprzewodnikowym ogranicznikiem prądu. Został zaprojektowany i zbudowany nadprzewodnikowy indukcyjny ogranicznik prądu z zamkniętym rdzeniem magnetycznym, o prądzie krytycznym 1250 A i przeprowadzone zostały jego badania eksperymentalne.

Do obliczenia parametrów ogranicznika użyty został program SFCL Calculator umożliwiający uzyskanie napięcia na ograniczniku, jego rezystancji, impedancji w stanie nadprzewodzącym, jak również optymalny dobór średnicy drutu użytego do nawinięcia uzwojenia pierwotnego ogranicznika, tak, aby jego impedancja podczas normalnych warunków pracy była minimalna. Po pomyślnym zweryfikowaniu uzyskanych parametrów ogranicznika został on zaprojektowany w programie typu CAD do modelowania bryłowego - Solid Edge.

Wykonany ogranicznik został poddany badaniom eksperymentalnym. Zarejestrowane za pomocą oscyloskopu przebiegi prądów zwarciovych potwierdzają szybkie i niezawodne działanie ogranicznika.

Badanie eksperymentalne wykonane zostały w Samodzielnej Pracowni Techniki Nadprzewodnikowej (PTN) Instytutu Elektrotechniki w Warszawie, z siedzibą w Lublinie.

6. LITERATURA

- [1] L. Salasso, H. J. Boeing, „*Superconducting fault current limiter*”, Webster J.G.(ed.), *Wiley Encyclop. of Electr. and Electronics Eng.*, vol 20, John Wiley & Sons, Inc., New York 1999.
- [2] W. Paul, M. Chen, M. Lakner, J. Rhyner, D. Braun, W. Lanz, „*Fault current limiter based on high temperature superconductors – Different concept test results, simulations, applications*”, *Physica C* 354, 27-33, 2001.
- [3] Janowski T., Stryczewska H.D., Kozak S., Malinowski H., Wojtasiewicz G., Surdacki P., Kondratowicz-Kucewicz B., Kozak J., *Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu*, Wydawnictwo LIBER, Lublin 2002.
- [4] M.P. Saravolac, P. Vertigen, „*Development and testing of a novel design concept for high temperature superconducting fault limiter*”, *CIGRE*, 13-204, 2000.
- [5] Nielsen J. N., Ostergaard J. J., *Applications of HTS Fault Current Limiters in the Danish Utility Network*, http://www.defu.dk/indhold/elt/superled/1_56.pdf
- [6] www.can.cz – strona internetowa Can Superconductor, 2005.

6th SEMINAR & WORKSHOP
APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

Kazimierz Dolny, Poland, 16-18.06.2005



THE USE OF THE SIMPLE CONSTRUCTION OF HIGH- T_c SUPERCONDUCTING MAGNET WITH DRY ROTATING DISK SEPARATOR (DRDS)

Antoni CIEŚLA, Wojciech KRASZEWSKI, Mikołaj SKOWRON

Akademia Górniczo – Hutnicza Katedra Elektrotechniki

30-059 Kraków, al. Mickiewicza 30

aciesla@agh.edu.pl, wkraszew@agh.edu.pl, mskowron@agh.edu.pl

Abstract

Magnetic separation is a well-developed area and many devices have been invented. In the future, industrial stage will only be achieved by the magnetic separators which present some economical advantages. Thus, we should design magnetic separators which are capable to perform many tasks at the same time, and/or to improve the relation accuracy vs. expenditures. Most likely, magnetic separation will be one of the first industrial areas impacted by HTS technology and may represent the future migration of magnetic separators to this technology. Design for a more detailed evaluation was chosen based on an iron magnetic circuit in which ampere-turns were supplied by a superconducting BSCCO-Ag tape wound coil operating at 77 K. Configuration a special Dry Rotating Disk Separator (DRDS) was considered.

Keywords: magnetic separation, classification, Dry Rotating Disk Separator, high temperature superconductor (HTS).

1. INTRODUCTION

Magnetic classification within magnetic separation

Magnetic separation is recognised as a commercially effective method for the recovery of minerals since the beginning of the last century. Constant development of new machines presenting better performance has been witnessed, and nowadays we may surely say that the separation of magnetic particles presents high accuracy.

Nowadays and in the future the economical advantage brought by any new device is the main factor which determines its use or its rejection at the industrial level. Thus, we should design magnetic separators are capable to perform many tasks at the same time, and/or to improve the relation accuracy vs. expenditures. Magnetic classification within magnetic separation is an area that keeps in mind of the former case.

Differential magnetic classification is defined theoretically as the ability to classify magnetic particles by classes of magnetic susceptibility, whose limits are as tight as desired. In order to clarify this definition, a schematic representation of a magnetic separator and

classifier is depicted in Fig. 1: having a feed composed by n magnetic species with different magnetic susceptibilities, and passing it through a magnetic separator and classifier, a differential magnetic classification of the feed is achieved if we obtain as product m different streams, each one with a different magnetic susceptibility, being the difference between these magnetic susceptibilities equal to a b_i value. Theoretically these b_i values may be as low as desired, but in practice they present a bottom value imposed by the device characteristics [1].

Although differential magnetic classification is a new definition, the need to separate several different magnetic species from a mixture was quickly realised at the beginning of magnetic separation as a mineral processing area, and so a method was adopted to achieve this kind of separation.

The implications of the of the magnetic field type a magnetic may be highlighted by a Dry Rotating Disk Separator (DRDS). Fig. 2 shows the principle [2]. The feed is charged onto a rotating disk. The particles are accelerated by friction and suffer a high centrifugal mass force. The weak MAGS are discharged to outside as the TAILS product. The stronger MAGS are deflected by radially inwards acting magnetic forces and finally captured as a rotating ring. The MAGS – product is discharged before reaching the feed region again. The selectivity may be assessed by means by the partition curve. An ideal partition curve is a sharp step just at the nominal partition susceptibility χ_p . However real partition curves exhibit an important $\Delta\chi_p$ (see Fig. 3) [2].

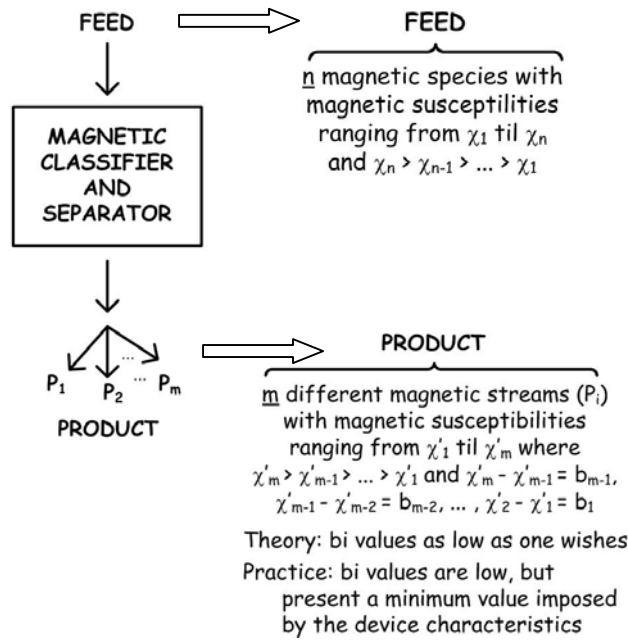


Fig. 1. Schematic representation of the performance of a differential magnetic classifier and separator

The practical result of separator DRDS is shown on Fig. 4a. This separator consists in the utilisation of sever magnetic separating devices in a cascade line-up. Either way the

separation flow-sheet is the same and is presented in Fig. 4b. Analysing it we may realise that to achieve a practical differential magnetic classification by this method, the number of stages must be very high, which increases highly the overall costs, and so in practice the cascade procedure is only applied with a few of number stages (2 – 6).

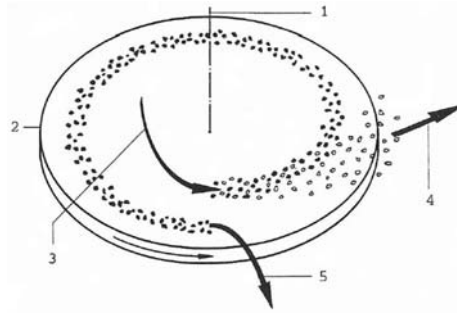


Fig. 2. Dry Rotating Disk Separator (DRDS) operating principle: 1 – axis of rotation; 2 – disk; 3 – feed; 4 – TAILS; 5 – MAGS

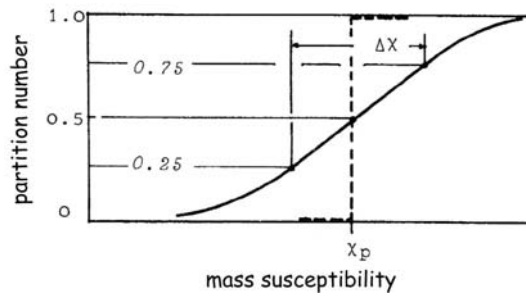


Fig. 3. Schematic partition curve

Principles of the magnetic separation

To understand the principles of magnetic separation for this, let us consider the magnetic forces [3].

Industrial minerals often exhibit a non-linear magnetization $\vec{M}$. A small particle of volume V in the field of flux density $\vec{B}$ has an energy W_m :

$$W_m = V \cdot \int_B \vec{M} \{B\} \cdot d\vec{B} \quad (1)$$

Particles must be allowed to move freely so that the vectors $\vec{M}$ and $\vec{B}$ are parallel. W_m is then given by the particular $|M|$ and $|B|$ values. The magnetic force $\vec{F}$ which is the energy gradient depends only on the spatial $|B|$ - distribution and the magnetization characteristics.

There are two simple extreme situation. For pure paramagnetics with constant volume susceptibility κ the force is written as:

$$\vec{F}_{m,para} = V \cdot \kappa \cdot \frac{1}{2\mu_0} \cdot grad|B|^2 = V \cdot \kappa \cdot \left(\frac{B}{\mu_0} \cdot grad|B| \right) \quad (2)$$

The term $\left(\frac{B}{\mu_0} \cdot grad|B| \right)$ is often called force density $\vec{f}_m$ and used for a classification of separators.

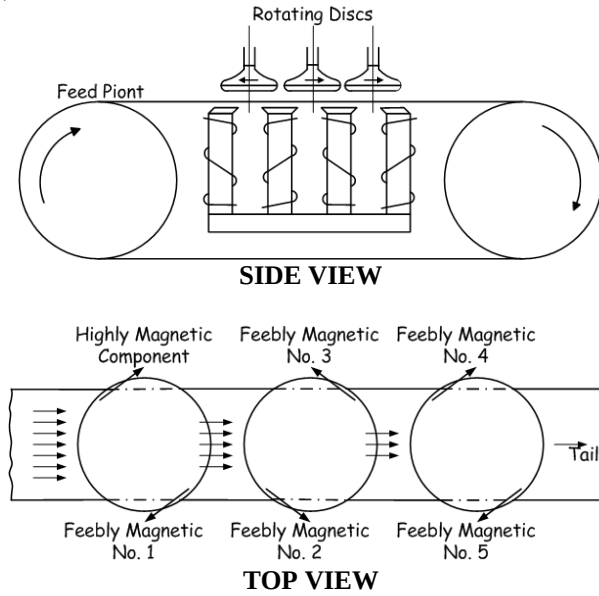
With saturated ferromagnetics on the other hand where the saturation magnetization M_s is constant:

$$\vec{F}_{m,ferro} = V \cdot \kappa \cdot M_s \cdot grad|B| \quad (3)$$

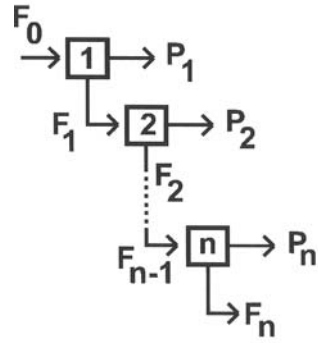
as long as demagnetization is negligible.

From equations (2) and (3) follow, that both - the effectiveness of separation and the effectiveness of magnetic classification depend on non-homogenous magnetic field $grad|B|$. We can obtain this non-homogeneity through adequately shaping the pole shoes of magnetic circuit of separator.

a)



b)



Ideality (no flocculation or entrainment):
 $\rightarrow P_1, \dots, P_n$ - magnetic streams of particles where $\chi_1 > \chi_2 > \dots > \chi_n$
 $\rightarrow F_n$ - stream of non magnetic particles

Fig. 4. Classical cascade magnetic separating process:
a) Rotating Disk Separator (DRDS), b) magnetic separation flowsheet

Laws governing the magnetic circuit

We shall demonstrate the laws governing the magnetic circuit by a toroidal coil, wound homogeneously with N turns, carrying a current I [3]. For this situation, Ampere's law gives:

$$\oint H dl = NI \quad (4)$$

where H is expressed in $A \cdot m^{-1}$, l in meters, I in amperes. The left-hand side of eq. (4) is called the magnetomotive force (mmf). For a fraction of the toroid of length l , we have:

$$\oint H dl = \frac{BI}{\mu_0 \mu_r} = \frac{\Phi I}{\mu_0 \mu_r S} \quad (5)$$

where Φ is the total flux and S is the area of cross-section of the ring.

If the ring consists of several materials, of length l_j , cross-sectional area S_j , and relative permeability μ_{rj} , the total magnetomotive force is given by:

$$NI = \Phi \sum_j \frac{l_j}{\mu_0 \mu_{rj} S_j} \quad (6)$$

where: $\sum_j \frac{l_j}{\mu_0 \mu_{rj} S_j} = \mathcal{A}$ is the magnetic reluctance of the circuit. Eq. (6) can be

applied to an iron ring with a slit. Suppose l_j is the circumference of the iron, and l_g the

width of the slit ($l_j \gg l_g$), then the magnetic reluctance of this circuit is:

$$\mathcal{A} = \frac{l_j}{\mu_0 \mu_r S_j} + \frac{l_g}{\mu_0 S_g} \quad (7)$$

If we neglect leakage flux, the flux of B must be the same over any cross-section of the magnetic circuit, so: $B_j S_j = B_g S_g$. Combining equations (6) and (7):

$$B_g S_g \left[\frac{l_j}{\mu_0 \mu_r S_j} + \frac{l_g}{\mu_0 S_g} \right] = NI \quad (8)$$

we get the magnetic flux

$$\Phi = B_g S_g = \frac{NI}{\mathcal{A}} \quad (9)$$

Magnetic flux is therefore equal to the magnetomotive force divided by the sum of the reluctance of the iron and the air gap. The situation in the iron-yoke electromagnet is shown schematically in Fig. 5. Figure 6 shows the distribution of magnetic induction in the air gap of DRDS separator calculated by using FEMLAB. Assuming the characteristic of magnetic circuit, the pole shoes of magnetic circuit were shaped to obtain the maximum of non-homogeneity in the working gap of separator.

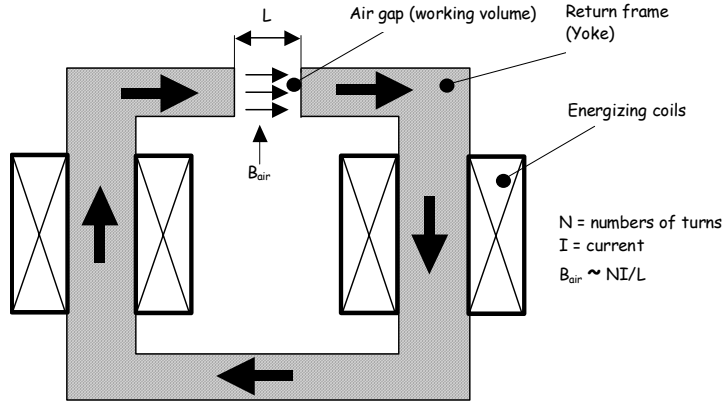


Fig. 5. Schematic diagram of the electromagnet with iron yoke

In the following design study the dimensions of the air gap will be 3 cm in diameter and 3 cm long.

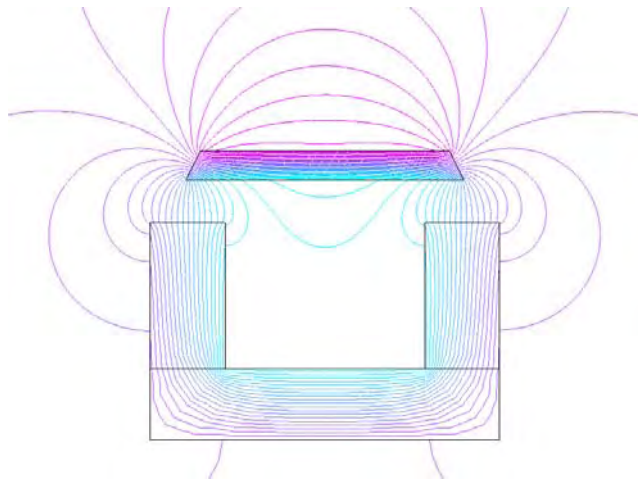


Fig. 6. Distribution of magnetic induction in air gap DRDS

Application of high-temperature superconductors to magnetic separation

In 1986 Bednorz and Mueller discovered a ceramic oxide compound that would superconduct at higher temperatures than the previously well-studied LTS (low-temperature superconductors) materials. Before this discovery, the highest recorder superconducting transition temperature was about 23 K. Since 1986, several more ceramic oxide materials, which superconduct at even higher temperature, have been discovered. This class of ceramic oxide materials has been given the name high-temperature superconductors (HTS). The highest recorder superconducting transition temperature of an HTS material in atmospheric pressure was approximately 140 K. High-temperature superconducting materials may offer substantial benefits in the practical commercialisation of superconducting devices because of the higher temperatures at which these materials superconduct. Higher superconducting transition temperatures translate to higher (Carnot) refrigeration efficiencies. For example, an LTS material operating at 4 K in a bath of liquid helium would require more than 20 times the amount of electric power versus its HTS counterpart operating in a bath of liquid nitrogen at 77 K.

Presently, magnetic separation represents one of only two industrial applications of large-scale superconducting devices; the other is magnetic resonance imaging (MRI). Consequently, one of the first prototype industrial devices fabricated using HTS wire was a high gradient magnetic separator (HGMS). In 1996, the first successful demonstration of kaolin enrichment using an HTS magnetic separator was reported [4]. In this report, five different types of kaolin clays representing major worldwide deposits were processed in a 5 cm diameter warm bore HTS magnet in field up to 2.5 T.

Most likely, HGMS will be one of the first industrial areas impacted by HTS technology and may represent the future migration of HGMS to this technology. However, because of the higher cost of the HTS wire per ampere-meter compared to its LTS counterpart, it is unclear at this time if the economic benefits from increased refrigeration efficiency will outweigh the additional capital cost of the HTS wire.

Designs for superconducting magnetic separators with high $-T_c$ materials

A superconducting reciprocation canister separator with a superconducting wire-wound coil

This method involves replacing the low- T_c coil by a high- T_c coil. This approach has the advantage that the cryogenics are greatly simplified when the operating temperature is 77 K and the capital and running costs of the refrigeration system are greatly reduced. The system, when possible, runs in the persistent mode. Fig. 7 shows the incorporation of a HTS magnet into a HGMS with a closed cycle cryo-cooler system [5].

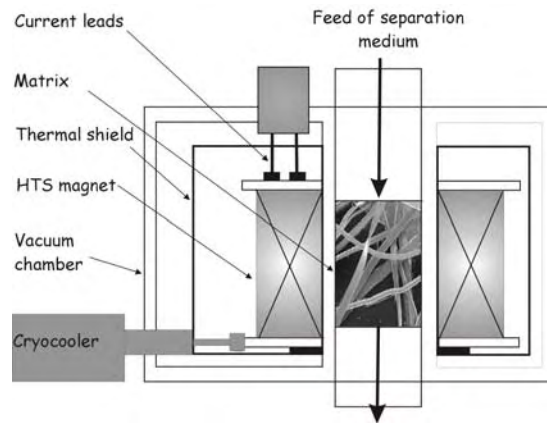


Fig. 7. HTS magnet operation scheme for HGMS [2]

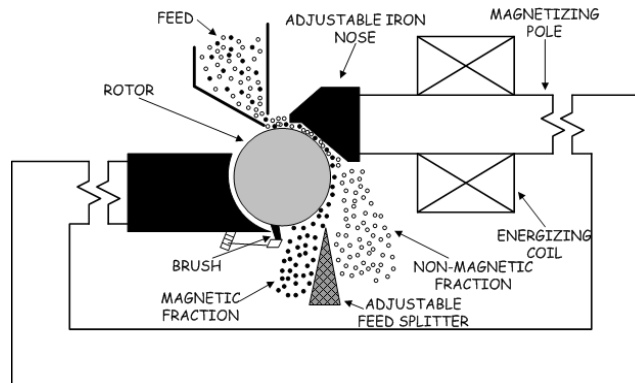


Fig. 8. Principle diagram of separation cycles

The construction of a superconducting separator with an iron return circuit.

Of the several ways of generating a magnetic field in magnetic separation, the choice is dictated mainly by the required field magnitude and by the volume in which a given magnetic field is to be generated. An effective separation of weakly magnetic particles of a limited size requires an increase of both the magnetic field and $grad\vec{H}$ considerably beyond the values available with permanent magnets. Furthermore as the magnetic field falls very quickly from the surface of permanent magnet, the effective volume in which a sufficiently high magnetic force can be created is limited. In order to generate sufficiently high

magnetic field in a large volume that would guarantee a large throughput of a magnetic separator an electromagnet must be used.

In this electromagnet the electric current passing through the windings magnetises a great mass of iron which in turn produces a field in the working volume. Judicious location of the iron and of the winding on it may increase considerably the efficiency of the magnet. Although the field strength obtained in this way is limited by the saturation magnetisation of the iron, for more large-scale applications of magnetic separation for the recovery of weakly magnetic minerals of the micrometer size, the magnetic force generated by such electromagnets is usually sufficient. Magnetic separators with iron return circuits have been employed in the minerals industry for many years. One from among a lot of possible constructions of those separators are presented in Fig. 8. This paper gives a detail analysis of the separator with magnetic core: the separation process and the magnetic classification process occur in the adequately shaped air gap of magnetic circuit. So, it is a DRDS device.

The magnetic separator design in relation to the properties of the available high- T_c superconductors operating at 77 K

High- T_c superconducting materials

An analysis presented by Watson [6] has led to a conclusion that in '90 the superconductor suitable for electromagnet winding was Bi(Pb)-Ca-Sr-Cu-O (BSCCO) made in tape form of 25 – 100 m in length, 2 – 4 mm wide by 0.1 – 0.15 mm thick, 70 – 80% being BSCCO. Its field parameters are : the value of J_c in zero fields is about $3 \cdot 10^7$ A cm⁻²; in a field of 0.1 T (or 1000 Oe) J_c is approximately $0.3 \cdot 10^7$ A cm⁻².

It will be assumed that the critical current density J_c at a point in the superconductor is of the form [6]:

$$J_c(H, T) = \alpha(T) - \gamma(T)H \quad (10)$$

where T is the temperature and H is the local magnetic field assumed to be perpendicular to the critical current J_c .

If we use the form of J_c in equation (10) for the current for BSCCO superconductor, we can write for the wire:

$$J_c(H_c) = 3 - 27\mu_0 H_c \quad (11)$$

where H_c is the self-field of the high- T_c coil with length L_c .

$$H_c = N_c I_c / L_c \quad (12)$$

Knowing the properties of superconductor, magnetic circuit, winding dimension, we can calculate field parameters in the working gap of DRDS separator. The proper calculations of magnetic circuit with gap for HGMS separator the authors presented in [3]. Superconducting winding must be refrigerated in liquid nitrogen. Figure 9 shows the proposition of simple constructive solution of Dewar vessel, in which superconducting winding supplying the magnetic circuit was placed.

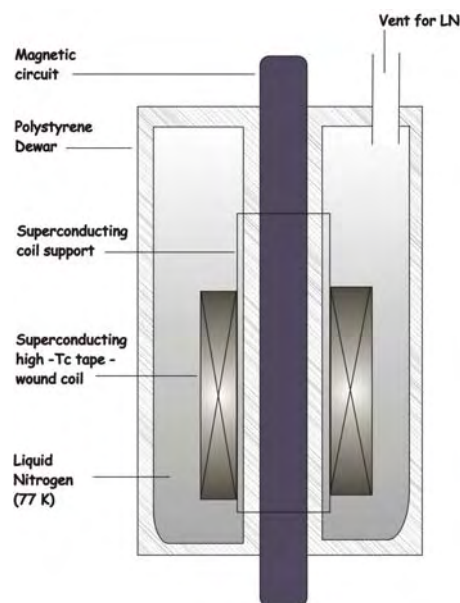


Fig.9. Proposed design of the high- T_c magnet and the Dewar's vessel

CONCLUSION

A number of options for the design of a superconducting high- T_c magnetic separators have been considered. As a result one design was chosen based on an iron magnetic circuit in which ampere turns were supplied by a superconducting BSCCO-Ag tape wound coil operating at 77 K.

Open gradient magnetic separator type DRDS, considered in this paper, guarantees both - good effectiveness of separation and magnetic classification. Usage the high-temperature superconductor in the magnetic circuit of DRDS separator enlarges its constructive attractiveness and maybe his economic attractiveness too.

REFERENCES

- [1] Augusto P. A., Augusto P., Castelo-Grande T.: Magnetic classification, *Minerals Engineering* 15 (2002), pp. 35 – 43.
- [2] Gerhold J.: Straightforward superconducting magnet design for deflection- type separators, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 28, No 1, January 1992, pp. 665 – 668.
- [3] Cieřla A; Kraszewski W.: Use of the low and high temperature superconductors for magnetic field generation in the high gradient magnetic separators, *Przegląd Elektrotechniczny*, Nr 11, 2004, str. 1113 – 1118.
- [4] Lee P. J. *Engineering Superconductivity*, (2001), J. Wiley & Sons
- [5] Jin J. X., Liu H. K., Zeng R., Dou S. X.: Developing a HTS magnet for high gradient magnetic separation techniques, *Physica C* 341 – 348 (2000), 2611 – 2612.

- [6] Watson J. H. P.: The design for a high T_c superconducting magnetic separator, *Supercond. Sci. Technol.* 5 (1992), pp. 694 – 702.

Streszczenie

Wykorzystanie nadprzewodnika wysokotemperaturowego w prostej konstrukcji rotacyjnego separatora dyskowego

Separacja magnetyczna jest obszarem szczególnego zainteresowania technologów i naukowców, rozwijanym szczególnie intensywnie. Buduje się konstrukcje separatorów, które spełniają określone cele z uwzględnieniem aspektów ekonomicznych. Separacja magnetyczna może być jednym z pierwszych obszarów zastosowań nadprzewodników wysokotemperaturowych (HTS).

W pracy przedstawiono konstrukcję dyskowego separatora rotacyjnego (DRDS), w którym uzwojenie może być wykonane z nadprzewodnika HTS. Analizuje się szczegółowo obwód magnetyczny ze szczeliną powietrzną, w której zachodzi separacja.

Słowa kluczowe: *separacja magnetyczna, klasyfikacja, rotacyjny separator dyskowy, nadprzewodnik wysokotemperaturowy (HTS).*

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



**KONSTRUKCJA MECHANICZNA ELEKTROMAGNESU
NADPRZEWODNIKOWEGO 'DECRIIS-SC'
CHŁODZONEGO KRIOCHŁODZIARKĄ**

Henryk MALINOWSKI

Electrotechnical Institute in Warsaw

Warszawa ul Pożaryskiego 28

E-mail: henmal@eltecol.pol.lublin.pl

Valeri Mihailowich DROBIN; Vladimir Ivanowich DATSKOV;

Vasili Vasilewicz SELEZNEV; Jurii Aleksandrowich SHISHOV

JINR, LHE, Dubna, RUSSIA

Mechanic construction of superconducting electromagnet DECRIIS-SC

In superconducting magnetic systems of which windings are cooled with application of technology of contact cooling, special attention is paid on mechanic construction of criostating system. It is because it must provide proper mechanical durability of the system and its proper heat insulation. Low power of the cryocoolers must balance energy needed to cool down the electromagnet and energy flowing into cryostat through electric wires and elements of cryostat mounting. This article presents the way of constructing such a system on the example of DECRIIS-SC system. What is also showed here, is the influence of construction of the electromagnet on time of cooling its winding down to the quench temperature.

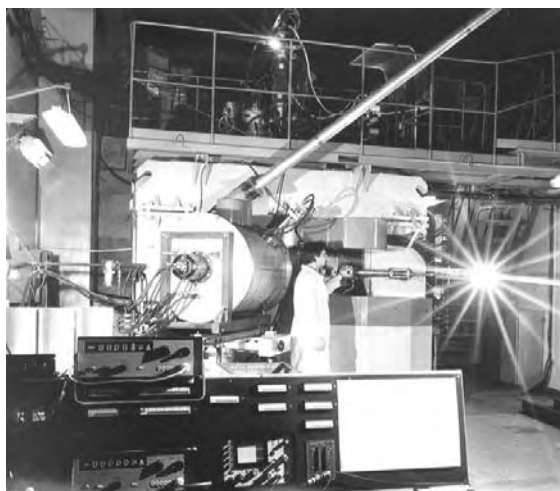
Keywords: superconducting magnet, cooling system

1. WSTĘP

Cyklotron IC-100 z polem o średnicy 100cm jest tkzw kieszonkowym cyklotronem. Służy do badań fizycznych ciała stałego: nowych materiałów i nowych technologii. Energia jonów jaka można uzyskać osiąga wartość 0,3-0,6 MeV/n. Możliwości jakie daje zastosowanie nadprzewodników w magnetycznych układach pozwoliły na podjęcie prac związanych z modernizacją, pracującego wiele lat, cyklotronu

Po modernizacji cyklotron będzie miał możliwość wykorzystywania jonów między innymi Kr^{15+} , Xe^{22+} i Kr^{20+} , Xe^{30+} o energii aż do 2 MeV/n (tj kilka razy większej od obecnie uzyskiwanej). Zmniejszy się również radykalnie zapotrzebowanie na energię. Cyklotron w pierwotnej postaci potrzebował do pracy mocy 150 kW. Po modernizacji potrzeba będzie ok. 20 kW.

Projekty podobnych urządzeń powstały nieco wcześniej w Japonii (RAMSES oraz SHIVA) i w USA (VENUS). Widok ogólny cyklotronu IC-100 przed modernizacją przedstawia rysunek 1.



Rys.1 Cyklotron IC-100 przed modernizacją

. Za podjęciem tematu przemawiały wnioski związane z analizą technologiczną i ekonomiczną pracy cyklotronu:

•**Technologiczne**

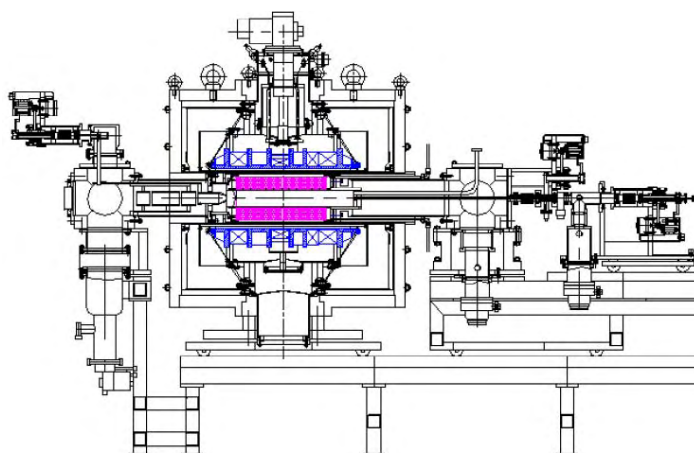
- konfiguracja określona pola magnetycznego możliwa jedynie przy zastosowaniu nadprzewodnictwa
- konieczność zapewnienia niezawodności systemu

•**Ekonomiczne** – konieczność ograniczania kosztów badań

- materiałowych
- obsługi

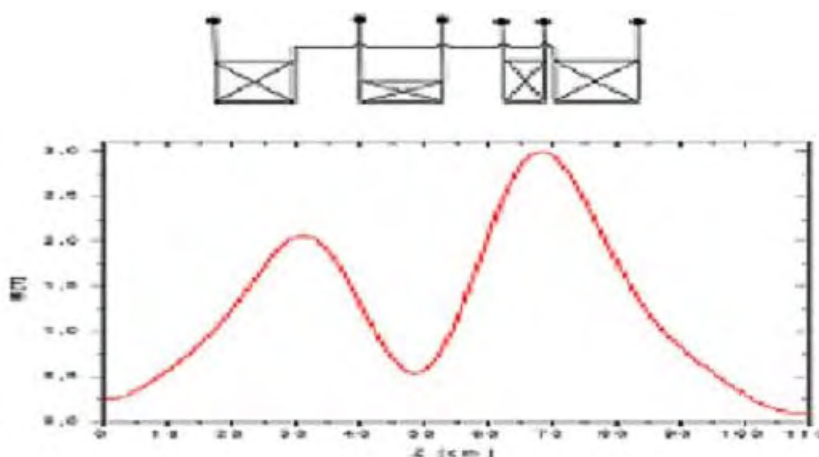
Zaprojektowano nowe źródło jonów cyklotronu, w którym najistotniejszym elementem jest nadprzewodnikowy elektromagnes.

Ogólny schemat źródła jonów DECRIS-SC1 przedstawia rysunek2.



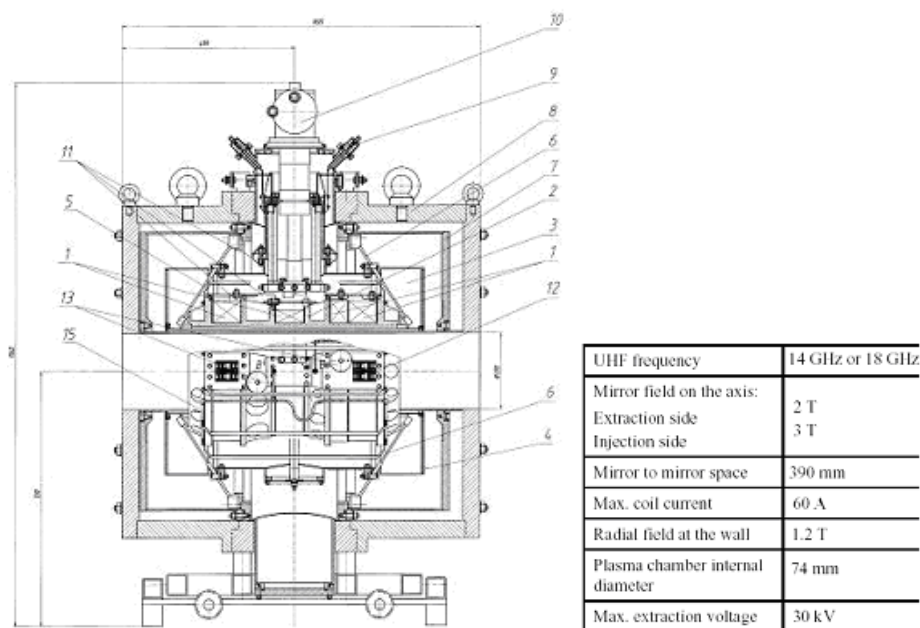
Rys.2 Schemat źródła jonów DECRIS-SC1.

Zakładaną konfigurację pola magnetycznego, zapewniającą odpowiednią wydajność źródła, może zapewnić tylko układ nadprzewodnikowych cewek. Projektowany rozstaw cewek elektromagnesu i rozkład jego pola magnetycznego na osi elektromagnesu przedstawia rysunek 3.



Rys.3 Konfiguracja cewek i rozkład pola magnetycznego nadprzewodnikowego elektromagnesu DECRIS-SC1.

Przekrój systemu magnetycznego wraz z układem kriostatowania przedstawiony został na rysunku 4.



Rys.4. Schemat elektromagnesu źródła jonów oraz główne jego parametry.

1 – uzwojenie nadprzewodnikowe; 2 - solenoidy; 3 – ekran cieplny; 4 – wielowarstwowy ekran próżniowy; 6 – elementy zawieszenia zimnej masy; 7 – obudowa próżniowa; 8 – ekran magnetyczny; 9 – przepusty prądowe; 10 - cryocooler; 11 – rura 'ciepła', 12 – „zimne” diody; 13 – rezystor rozładowania; 15 – azotowy wymiennik ciepła

Dla zapewnienia odpowiednio wysokiej stabilności pracy elektromagnesu, jego karkas wykonano ze stali nierdzewnej. Proces nawijania przeprowadzono na stanowisku specjalnie skonstruowanym, tak by zabezpieczyć odpowiedni naciąg i izolację uzwojenia. Fazę nawijania i montażu elektromagnesu przedstawiono na rysunkach 5 i 6.



Rys.5. Elektromagnesu DECRIS-SC1 w trakcie nawijania



Rys.6. Elektromagnesu DECRISSC1 w trakcie montażu

2. PROBLEM CHŁODZENIA ELEKTROMAGNESÓW Z KRIOCHŁODZIARKĄ W UKŁADZIE CHŁODZENIA

Ze względu na ciągłą pracę cyklotronu, niezawodność działania źródła musi być podstawową jego cechą. Najistotniejszym jest utrzymanie uzwojenia w temperatury niższej od temperatury w której przechodzi ono do stanu nadprzewodnictwa. Najefektywniejszą wymianę ciepła a więc i najbardziej stabilną pracę źródła zapewnić może chłodzenie elektromagnesu w kąpieli ciekłego helu. Koszty takiego chłodzenia są jednak bardzo duże. Dlatego w układzie chłodzenia zastosowano kriochłodziarkę.

Szybkość chłodzenia elektromagnesu nadprzewodnikowego zależy od mocy kriochłodziarki i efektywności wymiany ciepła kriochłodziarki z obiektem chłodzonym (karkasem; uzwojeniem). Dostępne obecnie kriochłodziarki są urządzeniami o stosunkowo niewielkich mocach cieplnych (ok. 1W przy 4,2K). Efektywność wymiany ciepła między kriochłodziarką a obiektem chłodzonym musi być odpowiednio duża. Wymiana ciepła elektromagnes-kriochłodziarka zależy między innymi od materiału karkasu; mostków cieplnych; środowiska poprzez które następuje wymiana ciepła

Ograniczenia związane z małą efektywnością chłodzenia kontaktowego zmniejszyć można przez;

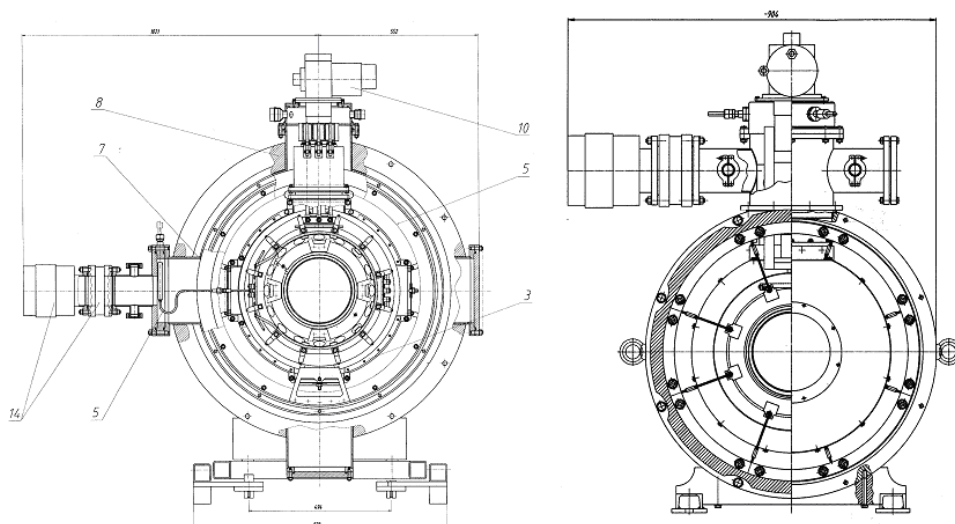
- 1 - zastosowanie materiałów o bardzo wysokiej przewodności cieplnej w mostkach cieplnych układu kriostatowania.
- 2 - zastosowanie fazy gazowej helu jako wymiennika ciepła
- 3 - zastosowanie rekondensatora w układzie chłodzenia z kriochłodziarką
- 4 – ograniczenie ciepła dopływającego do elektromagnesu przez elementy zawieszenia i inne.

Zalety i wady przedstawionych rozwiązań

1. W mostkach cieplnych zastosowano materiały o dużej przewodności cieplnej (czyste Al., czyste Ag). Ale w bardzo niskich temperaturach, współczynnik przewodności cieplnej jest duży (znacznie wyższy od miedzi). Jednak w temperaturach wyższych (kilkanaście K i wyżej) ich przewodność jest dużo gorsza od przewodności miedzi. Przy zastosowaniu takiego mostka pierwsza faza chłodzenia przebiega bardzo wolno.

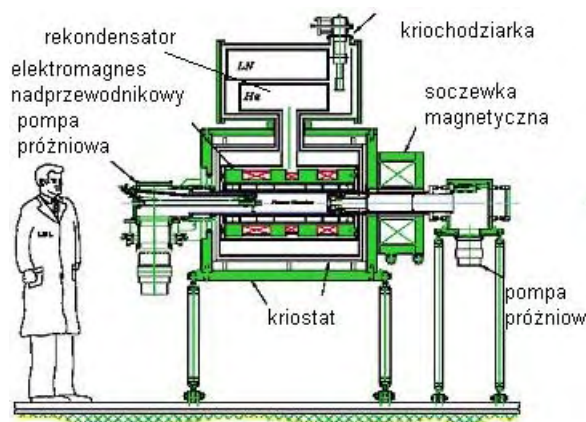
2. Konieczność stosowania sprężarek helu zmusza do zastosowania specjalnej technologii uszczelniania naczyń z kriostatowanym obiektem
3. Zastosowanie rekondensatora łączy się z koniecznością budowy kriostatu odpornego na duże zmiany ciśnienia
4. Zastosowanie elementów zawieszenia o bardzo niewielkiej przewodności cieplnej daje znaczne ograniczenie dopływu ciepła do elektromagnesu, wymaga jednak odpowiedniego doboru materiałów konstrukcyjnych kriostatu. Biorąc pod uwagę wymienione wyżej ograniczenia, problem chłodzenia w elektromagnesie DECRIS-SC rozwiązano poprzez:
 - wykonanie mostków cieplnych: kriołodziarka-karkas; kriołodziarka-uzwojenie z bardzo czystego aluminium
 - Zawieszenie chłodnej masy na płytowych wspornikach tekstolitowych
 - Wspomaganie chłodzeniem azotowym
 - Zastosowanie wielopowłokowego ekranu termicznego
 - Ekran próżniowy (z turbomolekularną pompą próżniową)

Sposób zawieszenia elektromagnesu nadprzewodnikowego w konstrukcji DECRIS-SC1 i DECRIS-SC2 przedstawia rysunek 7.



Rys.7 Przekrój poprzeczny źródła jonów DECRIS-S.C. z elementami zawieszenia elektromagnesu nadprzewodnikowego

Prace związane z modernizacją źródeł jonów trwają też w innych ośrodkach naukowych. Przykładem może być źródło jonów w Pantechnik i LPSC w Grenobl we Francji. Przyjęto tam podobne rozwiązanie układu chłodzenia elektromagnesu źródła jonów. Elektromagnes nadprzewodnikowy wykonano z nadprzewodnika HTS. Schemat źródła przedstawia rysunek 8. Uwagę zwraca układ chłodzenia elektromagnesu w którym pracuje kriołodziarka i układ rekondensacji helu



Rys. 8 Elektromagnesy nadprzewodnikowe źródła jonów wykonane z przewodu HTS dla Pantechnik i LPSC w Grenobl we Francji

Parameter	Pantechnik magnet	LPSC magnet
Conductor	BSCCO-2223	BSCCO-2223
Operating temperature	23 K	20 K
Operating current	181 A (injection coil) 145 A (extraction coil)	175 A (both coils)
Peak field on the axis	1.8 T	3.1 T
Peak conductor field	3.0 T	4.1 T
Peak radial field	1.4 T	2.0 T
Number of pancakes	10	16
Inner coil diameter	240 mm	160 mm
Outer coil diameter	320 mm	288 mm

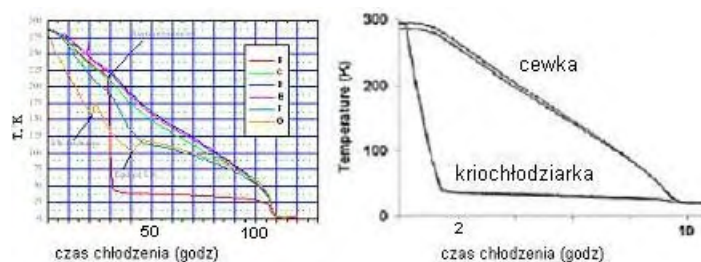
Tab.1 Parametry elektromagnesów źródła jonów w Grenobl

Porównując parametry elektryczne elektromagnesów nadprzewodnikowych zastosowanych w źródłach jonów w Dubnej i w Grenobl zauważyć można, że są one bardzo zbliżone. Różni je materiał nadprzewodnikowy z którego wykonano uzwojenie elektromagnesów.

5. PODSUMOWANIE

Po zainstalowaniu nowego źródła z nadprzewodnikowym elektromagnesem, niezależnie od podniesienia intensywności wiązki i kilkakrotnego wzrostu energii cząstek akceleratora, moc potrzebna do jego pracy obniżyła się z 200 kW do 20 kW.

Porównując konstrukcję elektromagnesów nadprzewodnikowych wykonanych z materiałów LTS i HTS w Dubnej i Grenobl widać, że parametry elektryczne są porównywalne. Jednak szybkość chłodzenia elektromagnesów z uzwojeniem z wysokotemperaturowego nadprzewodnika jest znacznie większa niż elektromagnesów z uzwojeniem NbTi. Widać to z rysunku 9 na którym pokazano proces chłodzenia takich elektromagnesów.



Rys.9. Proces chłodzenia elektromagnesów źródła jonów wykonanych z różnych przewodów nadprzewodnikowych (NbTi oraz HTS)

Chłodzenie elektromagnesu nadprzewodnikowego DECRIS-S.C. o masie około 300 kg za pomocą kriochłodziarki o wydajności cieplnej 1 W (4,2K) przebiegło pomyślnie. Zapas mocy (ok 0,5 W przy 4,2 K) wskazuje na to, że taką kriochłodziarką można chłodzić do temperatury 4.2K elektromagnesy o masie co najmniej 600 kg. nawet bez zmiany technologii budowy systemu magnetycznego

- system chłodzenia okazał się niezawodny – nie zarejestrowano ani jednego quenchu elektromagnesu
- zmiana konstrukcji w zawieszeniu elektromagnesu i chłodzeniu przepustów prądowych, umożliwi poprawienie parametrów systemu.
- planowane jest uzupełnienie systemu zasilania przez zworę nadprzewodnikową.
- zmiana konstrukcji i materiału karkasu umożliwiłoby szybsze chłodzenie uzwojeń elektromagnesu do temperatury nadprzewodnictwa

LITERATURA

- [1] Wilson M.N., *Superconducting Magnets*, Clarendon Press, Oxford, 1983.
- [2] T.Nagagawa et. al, Proc. of the 16th Int. Conf. on the Cyclotron and Their Applications, F.Marti editor, East Lansing, Michigan, USA, 2001, AIP Conference Proceeding, New York, V.600, p.232
- [3] Б.Н.Гикал и др., Модернизация циклического имплантатора ИЦ-100, Препринт ОИЯИ, Р9-2003-121.

Streszczenie

W nadprzewodnikowych systemach magnetycznych w których uzwojenia nadprzewodnikowe elektromagnesów są chłodzone kontaktowo, szczególną uwagę zwraca się na konstrukcję mechaniczną systemu kriostatowania. Zapewnić ona musi odpowiednią wytrzymałość mechaniczną układu, a przede wszystkim odpowiednią izolację cieplną układu. Niewielka moc cieplna kriochłodziarek zbilansować musi energię potrzebną na schłodzenie elektromagnesu i energię dopływającą poprzez elementy zawieszenia i przewody elektryczne do kriostatu. W artykule, na przykładzie systemu DECRIS-SC1, pokazano sposób konstrukcji takiego układu, oraz pokazano jaki wpływ może mieć technologia wykonania elektromagnesu na czas chłodzenia uzwojenia do temperatury w której przechodzi on do stanu nadprzewodnictwa.

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



**ZASILANIE I ZABEZPIECZENIE
NADPRZEWODNIKOWEGO ELEKTROMAGNESU
DECRIS-SC CHŁODZONEGO KRIOCHŁODZIARKĄ**

Henryk MALINOWSKI

Electrotechnical Institute in Warsaw

Warszawa ul Pożaryskiego 28

E-mail: henmal@eltecopol.lublin.pl

Sergiej Leopoldowicz BOGOMOŁOW;; Valeri Mihailowich
DROBIN; Andrei Aleksandrowicz EFREMOW; Vladimir Ivanowich
DATSKOV; Vasili Vasilewicz SELEZNEV; Jurii Aleksandrowich
SHISHOV

JINR, LHE, Dubna, RUSSIA

***Power supply and protection of superconducting electromagnet DECRIS-SC cooled
by a cryocooler***

Application of cooling by cryocoolers in the system enables to simplify cryostat for SC electromagnet. The disadvantage of such a solution is that the need to construct special power supply and safety systems for SC electromagnet. The work presents the example of such a construction for DECRIS-SC 1 ions source electromagnet. After one year exploitation also a quality of the construction solutions can be evaluated. Drawing on the information from the time of the exploitation, a new, similar magnetic system called DECRIS- SC2 for other source of ions will be projected.

Keywords: superconducting magnets, cryocooler

1. WSTĘP

Zastosowanie w systemie chłodzenia cryocoolerów stwarza możliwość znacznego uproszczenia kriostatu dla nadprzewodnikowych elektromagnesów. Korzyści te okupione są koniecznością konstruowania specjalnych układów do zasilania i zabezpieczenia elektromagnesów. W pracy przedstawiono przykład takiej konstrukcji układu zasilania i zabezpieczenia, przeznaczonej dla nadprzewodnikowego elektromagnesu źródła jonów DECRIS-SC1

2. WPROWADZENIE

Do generacji silnych pól magnetycznych wykorzystuje się obecnie elektromagnesy nadprzewodnikowe o specjalnej konstrukcji. Zasilane są prądem o dużej wartości (rzędu kiloamperów). Elektromagnesy pracują w bardzo niskiej temperaturze (kilku kelwinów), dlatego umieszczone są w kriostacie. Transport prądu z obszaru o wysokiej (pokojoyej) temperaturze do uzwojenia elektromagnesu znajdującego się w obszarze bardzo niskich (helowych) temperaturach łączy się z transportem ciepła do nadprzewodnikowego elektromagnesu. Do chłodzenia elektromagnesów coraz częściej używa się kriochłodziarek helowych. Przy niewielkiej wydajności cieplnej kriochłodziarek, problemem staje się schłodzenie i utrzymanie w temperaturze rzędu kilku kelwinów uzwojenia elektromagnesu. Możliwość taką daje zastosowanie specjalnej konstrukcji kriostatu, oraz zastosowanie przepustów prądowych z wysokotemperaturowego nadprzewodnika. Rozwiązanie takie w przypadku quenchu uniemożliwia jednak wyprowadzenie energii elektromagnesu na zewnątrz kriostatu. Zmusza to do stosowania innych układów zabezpieczenia niż te, które stosuje się przy chłodzeniu w kąpeli.

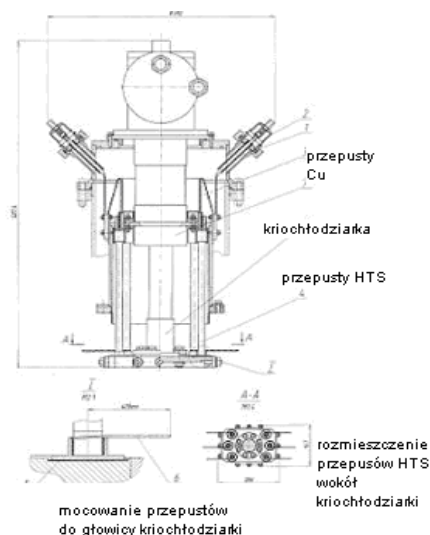
3. ZASILANIE ELEKTROMAGNESÓW NADPRZEWODNIKOWYCH CHŁODZONYCH KONTAKTOWO

W celu ograniczenia ilości wprowadzanego do kriostatu ciepła niezbędnym jest ograniczenie dopływu ciepła poprzez przepusty prądowe, przez które do elektromagnesu dopływa ponad połowa całkowitej ilości ciepła. Dla jego ograniczenia podejmowano próby zastosowanie w układzie zasilania nadprzewodnikowych źródeł prądu [1]. Dało to oczekiwane rezultaty (wykonano prototypy takich urządzeń wykonanych z niskotemperaturowego nadprzewodnika). Takie rozwiązania nie przyjęły się jednak, ze względu na to, że szybkość wprowadzania prądu, wielkość strat i ich niezawodność była niezadowalająca. Problem ten rozwiązano stosując do budowy przepustów prądowych elementów z wysokotemperaturowego nadprzewodnika (HTS). Pozwoliło to ograniczyć dopływ ciepła do wnętrza kriostatu przez te elementy systemu zasilania, do zaledwie kilkunastu miliwatów. Przykładem takiego rozwiązania jest układ doprowadzeń prądowych zastosowany w elektromagnesie źródła jonów DECRIS-S.C. Na rysunku 1 przedstawiono schemat doprowadzeń prądowych z przepustami HTS stosowanymi w źródle jonów w ZIBJ.

Zastosowanie elementów HTS w przepustach prądowych nie pozwala (ze względów bezpieczeństwa) na wyprowadzanie energii z elektromagnesu w czasie awarii. Układ zabezpieczenia, w którym zastosowano 'zimne diody,' umożliwia bezpieczną dyssypację

energii elektromagnesu wewnątrz uzwojenia, bez konieczności wyprowadzania jej poza kriostat.

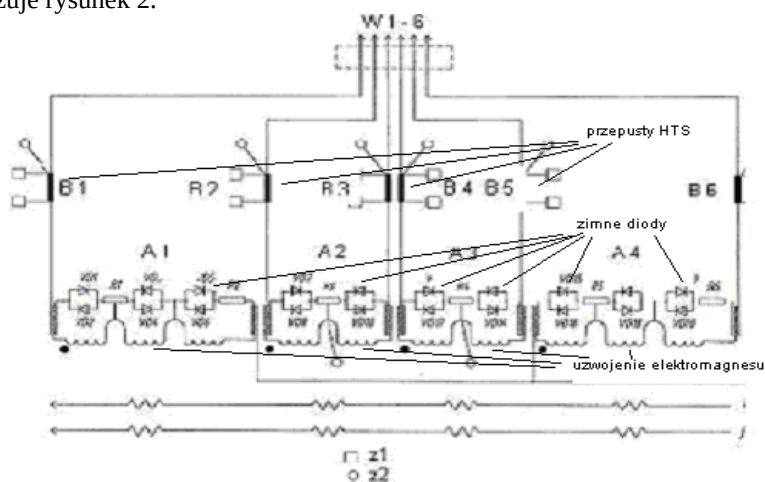
Prąd krytyczny elementów nadprzewodnikowych HTS ulega znacznej degradacji w polu magnetycznym. Dla ograniczenia takiego wpływu od silnego pola magnetycznego elektromagnesu, przepusty umieszczono w ekranowanej części kriostatu w pewnej odległości od elektromagnesu, jak pokazano na rysunku 1.



Rys.1 Przepusty prądowe elektromagnesu DECRIS-SC1

2.1 ZASILANIE ELEKTROMAGNESU SC DECRIS-1

Elektryczny schemat nadprzewodnikowego systemu magnetycznego DECRIS-SC1 pokazuje rysunek 2.



Rys.2 Schemat elektryczny elektromagnesu DECRIS-SC1: A1-A4 sekcje elektromagnesu; B1-B6 przepusty prądowe

Zasilanie elektromagnesu (4 jego sekcji) odbywa się z dwóch niezależnych układów zasilania o wydajności prądowej po 100A każdy. Sterowanie zasilaczy prowadzone jest z pomocą programu komputerowego, który uwzględnia specyfikę pracy układu tj. ograniczoną szybkość zmian dI/dt ; indukcyjności sekcji itd. Układ zabezpieczenia czuwa nad prawidłową pracą systemu śledząc zmiany temperatury elementów konstrukcyjnych elektromagnesu nadprzewodnikowego i elementów kriostatu, oraz dynamikę tych zmian. W przypadku nieprawidłowości systemu magnetycznego lub układu kriostatowania, temperatura nadprzewodnikowego elektromagnesu może wzrastać, stwarzając zagrożenie quenchem. Program komputerowy ma zadanie sygnalizacji pojawienia się zagrożenia bezpieczeństwa elektromagnesu, a w przypadku przekroczenia dopuszczalnych parametrów układu (np. przekroczenie dopuszczalnej temperatury uzwojenia), reaguje przejściem systemu zasilania do stanu awaryjnego, w którym następuje całkowite i bezpieczne rozładowanie energii elektromagnesu.

Chłodzenie elektromagnesu realizowane jest poprzez jedną kriochłodziarkę firmy Sumitomo. Jest to dwustopniowa kriochłodziarka o mocy chłodzenia na pierwszym stopniu 30W przy temperaturze 40K, i odpowiednio 1W przy temperaturze 4,2K na drugim stopniu. Chłodzona masa elektromagnesu wynosi ok. 300kg. Schłodzenie takiej masy do temperatury helowej wymaga długiego czasu. W przypadku DECRIS czas chłodzenia wynosi sześć dni.

Każda nieprawidłowa reakcja układu zabezpieczenia powoduje nagrzewanie się uzwojenia i wyłączenie prądu zasilania. Konsekwencją nieuzasadnionego zadziałania zabezpieczenia jest powtórny, długotrwały proces chłodzenia. Układ zabezpieczenia posiadać więc musi system analizujący sygnały pochodzące z czujników zabezpieczenia elektromagnesu i eliminujący wszystkie błędne sygnały systemu zabezpieczenia..

Przy niewielkiej mocy cryocoolera, jakość kriostatu i jakość wszystkich węzłów cieplnych w sposób istotny wpływa na stabilność całego systemu magnetycznego. W systemie DECRIS udało się ograniczyć dopływ ciepła do elektromagnesu poprzez odpowiednią konstrukcję kriostatu, optymalizację układu zawieszenia i dobór materiałów konstrukcyjnych. Po zbilansowaniu wszystkich strumieni ciepła okazało się, że cryocooler dysponuje rezerwą mocy cieplnej wynoszącej ok. 50% nominalnej mocy cieplnej kriochłodziarki.

4. REZULTATY BADAŃ

Wstępne badania jakie przeprowadzono z elektromagnesem DECRIS-SC1 związane były z określeniem stabilności uzwojeń elektromagnesu. Każdą z sekcji elektromagnesu testowano oddzielnie. Maksymalny zakładany prąd zasilania sekcji – 60A – uzyskano bez utraty nadprzewodnictwa – tzn bez efektu trenowania elektromagnesu. Zasilanie połączonych uzwojeń (jak pokazuje rysunek 2) doprowadziło do jednego przejścia przy prądzie zasilania 45A. Był to efekt trenowania związany z wzajemnym silnym oddziaływaniem cewek. Wyniki badań świadczą o prawidłowej kalkulacji strat cieplnych w elektromagnecie i prawidłowej konstrukcji systemu kriostatowania. Parametry systemu magnetycznego pokazane są w tabeli 1.

Tabela 1. Parametry systemu magnetycznego DECRIS-S.C.

NAME	UNIT MEASURES	VALUE			
		1	2	3	4
Number of a solenoid		1	2	3	4
Inner diameter of the winding	mm	281	280	280	281
Outer diameter of the winding	mm	397	396	396	350
Length of the winding	mm	80	81	50	80
Maximal operating current	A	60			
Number of Ampere-turns	MA	0.549	0.562	0.345	0.318
Current density in the winding	A/mm ²	118.4	119.6	118.8	115.1
Maximal induction on the axes	T	2.06	3.0	2.8	0.56
Maximal induction in the winding	T	4.0	5.0	4.6	2.6
Inductance	H	33.6	33.6	12.2	11.4
Stored energy	kJ	60.5	60.5	22	20.5
Mass at 4.5 K	kg	~ 280			
Compound material		Prepreg			

Od czasu przyjęcia do eksploatacji systemu nadprzewodnikowego DECRIS SC1 w 2004 roku do chwili obecnej pracuje on w sposób ciągły. W tym czasie przeprowadzono trzy planowe wyłączenia elektromagnesu związane z konserwacyjnymi pracami na źródle jonów.

W oparciu o wyniki wstępnych badań elektromagnesu nadprzewodnikowego i analizie pracy całego systemu DECRIS-SC. w bezawaryjnym okresie ponad 7000 godz, należy stwierdzić, że wykonany elektromagnes nadprzewodnikowy pracuje stabilnie a jego pracy nie budzi zastrzeżeń.

5. WNIOSKI

Przyjęta przy realizacji systemu magnetycznego źródła jonów DECRIS-SC1, konstrukcja elektromagnesu i układu kriostatowania, sprawdziła się. Potwierdziły się możliwości wykorzystania przy chłodzeniu kriogenicznym, układów kriochłodziarek o niewielkiej mocy cieplnej. Kriochłodziarki takie umożliwiają chłodzenie do temperatury helowej, nawet elementów o znacznej masie (kilkuset kilogramów), pod warunkiem przyjęcia odpowiedniego układu kriostatowania. Podobny układ konstrukcji mechanicznej i zasilania przyjęty zostanie przy budowie podobnego systemu magnetycznego o nazwie DECRIS-SC2.

6. LITERATURA

- [1] Wilson M.N., *Superconducting Magnets*, Clarendon Press, Oxford, 1983.
- [2] Keilin V.E., Explanation of main features of superconducting windings training by balance of acting and permissible disturbances, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 3. No.1, 1993, pp. 297-300.
- [3] Katalog firmy CAN Superconductors, 1999 г.
- [4] И.А.Глебов, В.Н.Шахтарин, Ю.Ф.Антонов. Проблемы ввода тока в сверхпроводниковые устройства. Наука, Л., 1985, с. 47-50.
- [5] Datskov VI. Weisend II JG. Characteristics of Russian carbon resistance (TVO) cryogenic thermometers. In: Proc. ICEC15, Genova, Italy, 1994, p.425-28.
- [6] T.Nagagawa et. al, Proc. of the 16th Int. Conf. on the Cyclotron and Their Applications, F.Marti editor, East Lansing, Michigan, USA, 2001, AIP Conference Proceeding, New York, V.600, p.232
- [7] Б.Н.Гикал и др., Модернизация циклического имплантатора ИЦ-100, Препринт ОИЯИ, Р9-2003-121.
- [8] Стали с пониженным содержанием никеля. Справочник. Под ред. М. В. Приданцев и Г. Л. Лившиц. Гос. науч.-тех. изд. лит. по черной и цветной металлургии, М., 1961.



ZAGADNIENIA STABILNOŚCI NADPRZEWODNIKÓW SILNOPRĄDOWYCH

Paweł SURDACKI

*Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin
E-mail: p.surdacki@pollub.pl*

Stability problems of the high-current superconductors

In his paper, some problems of superconductor instabilities, methods of stabilization and methods and criteria of superconductor full stability, metastability and equal area criterion for the composite superconductor have been analysed.

Keywords: *high-current superconductors, stability, resistive zone, quench.*

1. WSTĘP

Warunkiem prawidłowej pracy silnoprządowych urządzeń nadprzewodnikowych, takich jak elektromagnesy nadprzewodnikowych zasobników energii i pierścienie lub cewki nadprzewodnikowych ograniczników prądu, jest utrzymanie stanu nadprzewodzenia, pomimo występujących zaburzeń. Zaburzenia te mogą być wywołane czynnikami natury mechanicznej, elektromagnetycznej i cieplnej, lecz w efekcie objawiają się one dostarczeniem do elementu nadprzewodnikowego dodatkowej energii cieplnej. Mimo niewielkiej wartości doprowadzonej energii może ona spowodować lokalny wzrost temperatury i powstanie strefy rezystywnej, która rozszerzając się w sposób niekontrolowany może doprowadzić do gwałtownego rozładowania zgromadzonej w urządzeniu energii pola magnetycznego. W wyniku tego może nastąpić przegrzanie się i przepalenie elementu nadprzewodnikowego oraz w przypadku uzwojenia – przepięcia i przebicia izolacji kompozytowego drutu nadprzewodnikowego [1,2].

Stabilność nadprzewodnika w urządzeniu silnoprządowym oznacza zdolność samoczynnego odzyskania stanu nadprzewodzenia, utraconego lokalnie pod wpływem występujących zaburzeń.

2. NIESTABILNOŚĆ NADPRZEWODNIKÓW

Niestabilność nadprzewodników wiodących prąd, znajdujących się w silnym zewnętrznym polu magnetycznym, przejawia się generacją ciepła w obszarach, które tracą

nadprzewodzenie. Istnieje mechanizmów, prowadzących do powstania tej generacji ciepła. Z powodu bardzo małej pojemności cieplnej większości materiałów w bardzo niskich temperaturach, generacja ciepła może spowodować gwałtowny wzrost temperatury, wywołujący w przewodzie nadprzewodnikowym lokalną strefę rezystywną, która ma temperaturę przekraczającą temperaturę krytyczną. Strefa rezystywna, przez którą płynie prąd, staje się dodatkowym źródłem ciepła, które podwyższając temperaturę, nasila proces generacji ciepła i może spowodować niekontrolowane rozprzestrzenianie się strefy rezystywnej w całym przewodzie cewki nadprzewodnikowej. Efektem tego jest całkowity zanik nadprzewodzenia i gwałtowne samoczynne rozładowanie znacznej energii pola magnetycznego zgromadzonej w cewce, w postaci ciepła. Prowadzi to do zwiększenia ciśnienia a następnie odparowania cieczy kriogenicznej oraz znacznego przegrzania całego urządzenia. Zapobieganie takim sytuacjom jest zadaniem stabilizacji, które wymaga analizy warunków stabilności nadprzewodników [2].

Zaburzenia w silnoprądowych urządzeniach nadprzewodnikowych mogą być nagłe i powodować lokalne nagrzewanie lub wydłużone w czasie i rozłożone w przestrzeni. Mogą one być pochodzenia magnetycznego (przeskoki strumienia magnetycznego podczas wnikania pola magnetycznego do wnętrza materiału nadprzewodnikowego), mechanicznego (naprężenia termiczne, tarcie zwojów cewki wywołane siłami elektrodynamicznymi, nagłe pęknięcie materiału impregnującego uzwojenie) lub cieplnego (stały dopływ ciepła z ciepłego otoczenia do środowiska kriogenicznego poprzez przepusty prądowe i elementy konstrukcyjne) [3].

3. METODY STABILIZACJI NADPRZEWODNIKÓW

W celu zapobieżenia utracie nadprzewodzenia nadprzewodników silnoprądowych stosowane są różne metody stabilizacji, tzn. powrotu nadprzewodnika do stanu nadprzewodzenia w przypadku lokalnego i czasowego zaniku tego stanu, umożliwiające nieprzerwaną pracę całego urządzenia.

Stabilizacja od przeskoków strumienia magnetycznego powstrzymuje zapoczątkowanie cyklu zaburzeń, powodujących przejście do stanu rezystywnego. Realizuje się ją poprzez wytwarzanie bardzo cienkich (o średnicy 10-100 μm) włókien nadprzewodnikowych, dzięki czemu zmniejsza się energię uwalnianą podczas przejścia linii strumienia magnetycznego w poprzek włókna nadprzewodnika. Włókna nadprzewodnika umieszcza się w matrycy miedzianej (dla nadprzewodnika niskotemperaturowego) lub srebrnej (dla nadprzewodnika wysokotemperaturowego), która przejmuje prąd w przypadku lokalnej utraty nadprzewodzenia. Straty przemienoprądowe, powstające w wyniku sprzęgania prądów płynących włóknami poprzez matrycę stabilizatora, minimalizuje się przez skręcanie przewodu kompozytowego tak, aby włókna były przesunięte wzdłuż długości drutu. Dodatkowym sposobem stabilizacji przeciwko stratom przemienoprądowym jest dodawanie wokół zewnętrznej powierzchni przewodu kompozytowego warstwy metalu o zwiększonej rezystywności np. Cu-Ni, dzięki czemu następuje odprężanie włókien nadprzewodnika i zmniejszenie prądów wirowych w matrycy stabilizatora.

Stabilizacja kriogeniczna jest ukierunkowana na przywracanie trybu pracy nadprzewodnikowej, gdy już zaburzenie wywołało powstanie strefy rezystywnej. Ciepło wytworzone przez przewód nadprzewodnikowy powinno być usunięte w celu utrzymania akceptowalnej temperatury roboczej poprzez układ chłodzący. Układ ten może stanowić ciecz kriogeniczna w stanie wrzenia pęcherzykowego, w której zanurzone jest urządzenie

nadprzewodnikowe, lub kanały chłodzące z wymuszonym obiegiem płynu kriogenicznego o ciśnieniu nadkrytycznym, w celu uniknięcia problemu przepływu dwufazowego, bądź helu nadciekłego o doskonałych właściwościach przenoszenia ciepła.

W przypadku stabilizacji przewodów z nadprzewodników wysokotemperaturowych stosuje się te same metody, jak dla nadprzewodników niskotemperaturowych, jednak zadanie jest ułatwione ze względu na to, że ciepło właściwe układu cewek jest znacznie większe w podwyższonych zakresach temperatury pracy. Dzięki temu wzrost temperatury wywołany tą samą ilością energii cieplnej jest mniejszy, niż dla zakresu niskich temperatur. Ponadto, gdy układ pracuje w górnym zakresie temperatur, prąd musi mieć znacznie mniejsze wartości, co zmniejsza też wartości sił elektrodynamicznych, a co za tym idzie, prawdopodobieństwo wystąpienia przeskoków strumienia magnetycznego.

4. KRIOSTABILNOŚĆ I METASTABILNOŚĆ

Stabilizacja kriogeniczna może być osiągnięta, gdy po wydzieleniu się pewnej ilości ciepła Joule'a i lokalnym wzroście temperatury, wywołanym zaburzeniami wewnętrznymi lub zewnętrznymi, zapewnione jest wydajne chodzenie, które usuwa energię cieplną szybciej, niż jest ona generowana. Realizuje się to przez zrównoważenie energii zaburzenia termomechanicznego i cieplnego, wywołanego prądem płynącym przez rezystancję matrycy stabilizatora bocznikującej włókna nadprzewodnika, oraz energii cieplnej usuwanej z przewodu nadprzewodnikowego przez konwekcję i przewodzenie cieplne. Procesy te mogą mieć naturę przejściową, gdyż ich czas trwania jest zwykle bardzo krótki (rzędu $10^{-3} \div 10^{-2}$ s). Równanie bilansu energii zatem prowadzi do kryterium zachowawczego, o znacznym stopniu nadmiarowości.

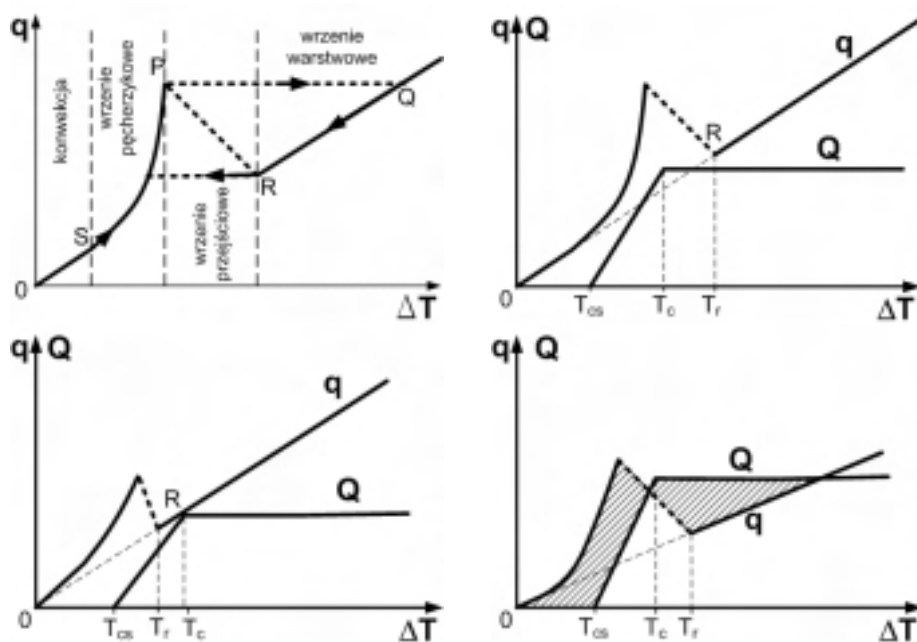
Stabilizacja kriogeniczna może być pełna lub ograniczona. Pełna stabilizacja oznacza odzyskanie stabilnej pracy po tym, gdy cały przewód utracił nadprzewodzenie wywołane dużym zaburzeniem. Projektowanie oparte na pełnej stabilizacji z reguły jest najbardziej nadmiarowe i dotyczy przewodów o dużych rozmiarach. Ograniczona stabilizacja (metastabilizacja) odnosi się do odzyskania nadprzewodzenia po zaburzeniu o ograniczonym rozmiarze.

Kryteria stabilności mogą decydować, czy nadprzewodnik będzie pracował stabilnie (w sensie pełnej stabilności lub metastabilności) lub niestabilnie. Pełna stabilność może być zdefiniowana przez kryteria Stekly'ego oraz „równych powierzchni”, oparte na bilansie energii w stanie quasi-ustalonym, które wchodzi w skład klasycznej teorii kriostabilności.

Aby ocenić skuteczność chłodzenia cieczą kriogeniczną, należy rozważyć wielkość strumienia cieplnego przekazywanego z nagrzewanej powierzchni do cieczy kriogenicznej. Na rys. 1a przedstawiono strumień ciepła q (W/m^2) względem tzw. temperatury przegrzania, czyli różnicy temperatur ΔT (K) pomiędzy nagrzewaną powierzchnią a znacznie od niej oddaloną przestrzenią cieczy kriogenicznej. Wraz ze wzrostem strumienia dostarczonego ciepła następuje przejście na charakterystyce od obszaru przekazywania ciepła przez konwekcję, poprzez wrzenie pęcherzykowe aż do wrzenia warstwowego.

Na rys. 1b porównano charakterystykę ustalonego wrzenia cieczy kriogenicznej z trzyczęściową krzywą strumienia mocy ciepła Joule'a, generowanej przez kompozytowy przewód nadprzewodnikowy.

Gdy przewód jest w całości w stanie rezystywnym, ciepło Joule'a wytwarzane na jednostkę powierzchni chodzonej chłodziwem określone jest równaniem (1)



Rys. 1. a) Charakterystyka wrzenia cieczy kriogenicznej $q=f(\Delta T)$, b) porównanie charakterystyk strumienia chłodzenia i nagrzewania dla $T_r > T_c - T_b$ oraz c) dla $T_r < T_c - T_b$; d) ilustracja kryterium równych powierzchni

$$Q = \frac{\rho_{Cu} J^2 A}{f P} \quad (1)$$

gdzie: J – uśredniona gęstość prądu w przewodzie kompozytowym ($J=I/A$), A – całkowita powierzchnia przekroju poprzecznego przewodu, f – objętościowy udział miedzi w przewodzie kompozytowym, P – obwód chłodzonego przewodu, ρ_{Cu} – rezystywność matrycy miedzianej.

Jeśli strumień Q mocy generowanej jest mniejszy niż powrotny strumień q_r (punkt R) charakterystyki chłodzenia, wtedy bilans cieplny w każdym punkcie przewodu jest ujemny, zatem temperatura obniża się ostatecznie do temperatury kąpieli kriogenicznej. Ponadto, jeśli, zgodnie z wzorem (1), zwiększymy całkowitą powierzchnię przekroju A przez zwiększenie zawartości miedzi w stabilizatorze, obniżamy charakterystykę Q poniżej wartości q_r . W ten sposób uzyskuje się kryterium Stekly'ego dla stabilności kriogenicznej (kriostabilność, stabilność bezwarunkowa), przy której przegrzanie ΔT_r przy strumieniu powrotnym (punkt R) jest większe od różnicy temperatur $T_c - T_b$. W przeciwnym wypadku (rys. 3) kryterium Stekly'ego przyjmuje postać

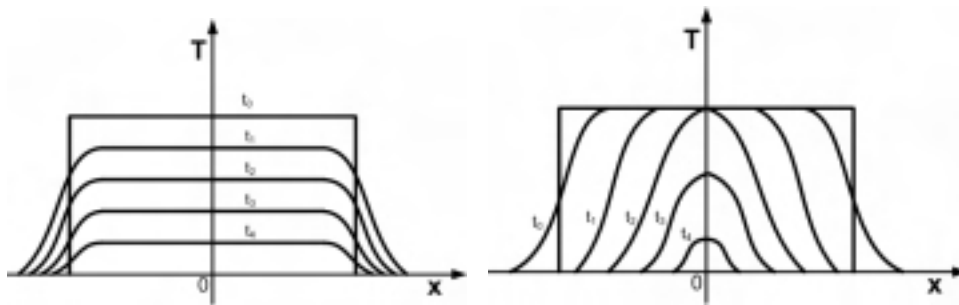
$$Q = \frac{\rho_{Cu} J^2 A}{f P} < h(T_c - T_b) \quad (2)$$

gdzie: h – współczynnik nachylenia charakterystyki chłodzenia dla zakresu wrzenia warstwowego. Równanie to można zapisać jako:

$$\frac{\rho_{Cu}(\lambda J_c)^2 A}{f P h (T_c - T_b)} \left(\frac{J}{\lambda J_c} \right)^2 < 1 \quad (3)$$

gdzie: λ -objętościowa zawartość nadprzewodnika, J_c – gęstość prądu krytycznego samego nadprzewodnika. Pierwszy czynnik w równaniu (3) jest zwany współczynnikiem Stekly'ego α , zaś drugi czynnik oznaczany przez i jest stosunkiem prądu transportu do prądu krytycznego przy temperaturze T_b . Wadą kryterium kriostabilności jest stosunkowo mała gęstość prądu w przewodzie kompozytowym ($3 \div 5 \cdot 10^7$ A/m² przy 8÷5 T dla przewodu NbTi/Cu), co oznacza duże rozmiary i wysokie koszty współpracujących elementów konstrukcyjnych. Z drugiej strony spełnienie kryterium kriostabilności przez urządzenie nadprzewodnikowe jest atrakcyjne dla projektanta, który nie musi analizować zaburzeń cieplnych, na które będzie narażone urządzenie, aby była zapewniona jego stabilna praca.

Zgodnie z kryterium kriostabilności wszystkie punkty strefy rezystywnej na całej długości przewodu odzyskują nadprzewodzenie równocześnie, posiadając tę samą wartość chwilową temperatury (rys. 2a). Według kryterium metastabilności Maddocka („kryterium równych powierzchni”) krawędzie strefy rezystywnej przemieszczają się do środka (rys. 2b), który odzyskuje nadprzewodzenie jako ostatni. Prędkość dośrodkowa krawędzi kurczącej się strefy rezystywnej zależy od prądu transportu. Zwiększanie prądu aż do wartości minimalnego prądu propagacji I_m powoduje zmniejszanie się prędkości aż do zera. Gdy prąd przekracza wartość I_m , krawędzie strefy rezystywnej przemieszczają się na zewnątrz, tzn. strefa rozszerza się zamiast kurczyć. W tym przypadku przewód traci nadprzewodzenie. Zależności te zilustrowano na rys. 3. Prąd I_m odpowiadający prędkości propagacji $v = 0$, która oddziela obszar metastabilnego odzyskiwania nadprzewodzenia od obszaru jego tracenia, jest tzw. *minimalnym prądem propagacji*.

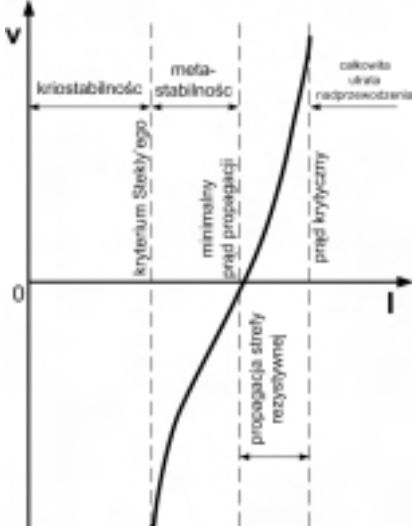


Rys. 2. Rozkład temperatury podczas odzyskiwania stanu nadprzewodzenia w przewodzie nadprzewodnikowym: a) stabilnym bezwarunkowo, b) metastabilnym

Minimalny prąd propagacji może zostać wyznaczony z tzw. *kryterium „równych powierzchni”* sformułowanego przez Maddocka, Jamesa i Norrisa [2].

Opiera się ono na jednowymiarowym równaniu równowagi cieplnej dla długiego przewodu nadprzewodnikowego, chłodzonego cieczą kriogeniczną. Równanie to jest reprezentowane przez punkty przecięcia się charakterystyk chłodzenia q i nagrzewania Q

(rys. 1d). Z dwóch widocznych punktów przecięcia, tylko punkt leżący po prawej stronie jest stabilny przy zewnętrznych małych zaburzeniach. Prowadzi to do równania całkowego



$$\int_{T_b}^{T_2} (Q - q) k dT = 0 \quad (4)$$

gdzie: k – współczynnik przewodnictwa cieplnego. Przy zaniedbaniu zależności tego współczynnika od temperatury ilustracją równania (4) jest na rys. 1d równość dwóch zakreskowanych powierzchni. Minimalny prąd propagacji jest wystarczający do podniesienia krzywej Q generacji ciepła tak, aby oba zaznaczone obszary zrównały swoje powierzchnie. Przy uzależnieniu współczynnika przewodnictwa cieplnego k od temperatury, uwzględniając prawo Wiedemanna-Franza ($k \sim T$), kryterium równych powierzchni również obowiązuje, jeśli charakterystyki $Q(\Delta T)$ i $q(\Delta T)$ zostaną wykreślone w funkcji $(\Delta T)^2$. Kryterium równych powierzchni uwzględnia przejściową

Rys. 3. Prędkość propagacji strefy rezystywnej w zależności od prądu w przewodzie nadprzewodnikowym

część charakterystyki wrzenia cieczonej kriogenicznej, gdyż rozkład temperatury wzdłuż strefy rezystywnej w przewodzie jest funkcją ciągłą.

5. PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono przyczyny i źródeł niestabilności nadprzewodników silnoprądowych. Zaprezentowane metody ich stabilizacji oraz wybrane kryteria stabilności nie wyczerpują wszystkich zagadnień stabilności, do których należą także stabilność dynamiczna, adiabatyczna propagacja strefy rezystywnej oraz zabezpieczanie przed utratą nadprzewodzenia.

LITERATURA

- [1] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wyd. Książkowe IEL 2003.
- [2] Dresner L., *Stability of Superconductors*, Plenum Press, New York, London 1995.
- [3] Sekulic, D.P., Edeskuty F.J., Cryogenic stabilization, in: Lee P.J. (ed.): *Engineering Superconductivity*, Wiley-Interscience, John Wiley & Sons, New York 2001, pp. 204-218.

Streszczenie

W pracy przeanalizowano zagadnienie niestabilności nadprzewodników, metody ich stabilizacji oraz wybrane kryteria stabilności: kriogenicznej i metastabilności oraz kryterium równych powierzchni w odniesieniu do kompozytowego przewodu nadprzewodnikowego.

Słowa kluczowe: nadprzewodniki silnoprądowe, stabilność, strefa rezystywna, utrata nadprzewodzenia.

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



**TAŚMY NADPRZEWODNIKOWE HTS PIERWSZEJ
I DRUGIEJ GENERACJI DLA UZWOJEŃ
NADPRZEWODNIKOWYCH TRANSFORMATORÓW**

Grzegorz WOJTASIEWICZ

*Instytut Elektrotechniki w Warszawie
Samodzielna Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych w Lublinie
Nadbystrzycka 40A, 20-618 Lublin
E-mail: grzegorz@eltecol.pol.lublin.pl*

1st and 2nd generation of superconducting HTS tapes for windings of transformer

The main aim of this paper is the comparison of 1st and 2nd generation High-Tc superconducting tapes in consideration of their application in windings of superconducting transformers, taking into consideration mechanical strength of the tapes, their critical current, stresses and strains acting in the windings during their work at normal condition, and maximal operating current of the windings.

Specially for the purpose of comparison the windings made with 1st and 2nd generation High-Tc superconducting tapes have been designed, and the distribution of magnetic field density of the windings, and their components, have been obtained. According to obtained results the stresses and strains acting in that windings and their maximal operating current have been determined too.

Keywords: *1st and 2nd generation HTS tapes, superconducting windings, stresses and strains, working current of winding*

1. WSTĘP

Jednym z istotnych problemów, związanych z projektowaniem i użytkowaniem transformatorów nadprzewodnikowych HTS, jest wpływ sił dynamicznych na uzwojenia nadprzewodnikowe.

W uzwojeniach nadprzewodnikowych siły dynamiczne, pojawiające się w efekcie oddziaływania zmiennego pola magnetycznego na przewody z prądem, w normalnych warunkach pracy są znacznie większe niż siły działające w uzwojeniach transformatorów konwencjonalnych. Spowodowane jest to znacznie większymi gęstościami prądu w uzwojeniu nadprzewodnikowych niż miedzianym [1].

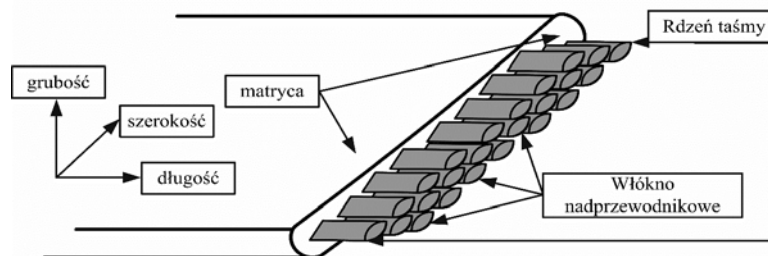
Celem niniejszego artykułu jest próba porównania nadprzewodników wysokotemperaturowych HTS, pierwszej i drugiej generacji, ze względu na możliwości ich zastosowania w uzwojeniach nadprzewodnikowych transformatorów ze szczególnym uwzględnieniem:

- wytrzymałości mechanicznej i dopuszczalnej gęstości prądu nadprzewodnika,
- sił dynamicznych i naprężeń działających w uzwojeniach podczas pracy normalnej,
- dopuszczalnej gęstości prądu roboczego uzwojeń.

W celu porównania zaprojektowano uzwojenia z taśmy nadprzewodnikowej 1-szej i 2-giej generacji, wyznaczono rozkład indukcji magnetycznej uzwojeń i jej składowych: poprzecznej i podłużnej oraz obliczono siły dynamiczne i naprężenia działające w każdym z uzwojeń. Określono także maksymalny prąd roboczy uzwojenia ze względu na jego parametry oraz parametry taśmy nadprzewodnikowej (charakterystyki obciążenia).

2. NADPRZEWODNIKI HTS PIERWSZEJ I DRUGIEJ GENERACJI

Nadprzewodnikami HTS pierwszej generacji nazywamy bizmutowe nadprzewodniki ceramiczne BSCCO – Bi-2212 i Bi-2223. Taśmy BSCCO są materiałami kompozytowymi składającymi się z włókien nadprzewodnikowych o dużej sztywności, oraz otaczającej je matrycy o podwyższonej plastyczności. Matrycą może być czyste srebro, stopy srebra, np. ze złotem, czy też stopy innych metali. Materiał matrycy ma decydujący wpływ na wytrzymałość mechaniczną taśmy. Rysunek 1 przedstawia strukturę taśmy HTS 1-wszej generacji. Parametry użytkowe taśm 1-wszej generacji zamieszczono w tablicy 1 [2]

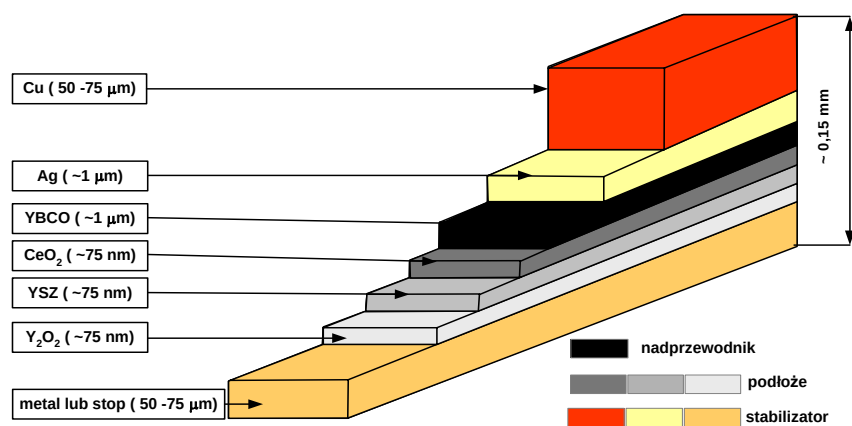


Rys.1. Taśma HTS 1-wszej generacji [2]

Tablica 1. Parametry użytkowe taśm HTS pierwszej generacji

Wymiary taśmy [cm]		Napężenie maksymalne [MPa]	Prąd krytyczny [A]	Gęstość prądu krytycznego [kA/cm^2]
szerokość	grubość			
0,31	0,016	75	>70	13,4
			>75	14,4
			>80	15,4
			>85	16,3
			>90	18,1
0,41	0,021	75	>115	13,4
			>125	14,5
			>135	15,7
			>155	18,1
0,31	0,025	265	>70	9,0
			>75	9,7
			>80	10,3
			>85	10,7
0,41	0,0305	265	>115	9,2
			>125	10,0
			>135	10,8
0,2	0,015	100	30 – 60	10,0 – 20,0
0,4	0,035	150	30 – 60	2,1 – 4,3

Nadprzewodnikami HTS drugiej generacji nazywamy nadprzewodniki ceramiczne YBCO wykonane w technologii cienkich warstw. Taśmy YBCO składają się z szeregu warstw, z których można wyróżnić: warstwy stabilizatora, odpowiadające za parametry mechaniczne i termiczne taśmy, warstwy podłoża decydujące o jej parametrach elektrycznych, oraz warstwy nadprzewodnika [3], [4]. Rysunek 2 przedstawia strukturę taśmy HTS 2-giej generacji, której parametry użytkowe zamieszczono w tablicy 2.



Rys.2. Taśma HTS 2-giej generacji

Tablica 2. Parametry użytkowe taśmy HTS drugiej generacji [3]

Inżynierska gęstość prądu krytycznego – J_c	10 000 – 20 000 A/cm ² w temperaturze 30 – 65 K i polu magnetycznym 3 T
Prąd krytyczny – I_c	1000 A/cm-szerokości taśmy w temperaturze 77 K i własnym polu magnetycznym
Prąd roboczy – I	100 – 200 A
Wytrzymałość mechaniczna stabilizatora	200 MPa (300 MPa) w temperaturze 77 K
maksymalne odkształcenia taśmy	rozciąganie – 0,6 % ściskanie – 1 %
Minimalna średnica gięcia	2 cm
Grubość warstwy nadprzewodnika	> 10 μ m
Grubość podłoża	25 – 75 μ m
Szerokość taśmy	< 1 cm
Długość taśmy	~ 1000 m

Decydujący wpływ na wytrzymałość mechaniczną taśm nadprzewodnikowych 2-giej generacji mają: ilość warstw stabilizatora oraz jego parametry. Powiększając grubość metalowego podłoża stabilizującego lub miedzianego stabilizatora cieplnego, zmniejszamy wprowadzić gęstość techniczną prądu krytycznego taśmy, ale podnosimy jej wytrzymałość mechaniczną [4]. Powiększenie wytrzymałości mechanicznej można również uzyskać w drodze doboru odpowiedniego składu stopowego podłoża stabilizującego (tablica 3)

Tablica 3. Wytrzymałość mechaniczna taśmy HTS 2-giej generacji w zależności od składu stopu podłoża stabilizującego [4]

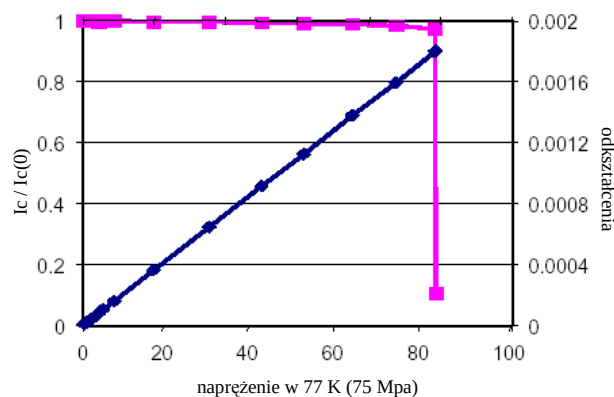
Stop podłoża stabilizującego	Wytrzymałość [MPa]
Ni	34
Ni + 7% Cr	64
Ni + 9% Cr	87
Ni + 11% Cr	102
Ni + 10% Cr + 2% W	150
Ni + 5% W	165
Ni + 6% W	197
Ni +13% Cr + 4% Al.	228
Ni + 9% W	270
Hastelloy C-275 – 60% Ni + 5% Fe + 15% Cr + 16 % Mo	360
Inconel – 60,5% Ni + 15,1% Fe + 23% Cr + 1,4% Al	440
Inconel 625 – 66% Ni + 21,5% Cr + 9% Mo + 3,5% Al	520

Stosując podłoża zawierające stopy niklu, chromu i wanadu można osiągnąć wytrzymałości taśmy zbliżone do wytrzymałości taśm 1-wszej generacji. Większą wytrzymałość można uzyskać dodając do w/w stopów żelazo, molibden oraz glin.

3. SIŁY DYNAMICZNE WYSTĘPUJĄCE W UZWOJENIACH NADPRZEWODNIKOWYCH PODCZAS NORMALNYCH WARUNKÓW PRACY

W transformatorach z uzwojeniami nadprzewodnikowymi może dojść do sytuacji, w której dopuszczalne wartości sił i naprężeń zostaną przekroczone przy prądzie roboczym mniejszym od prądu krytycznego nadprzewodnika. Ze względu na duże gęstości prądu w uzwojeniach nadprzewodnikowych naprężenia mechaniczne podczas normalnych warunków pracy mogą osiągnąć wartości znacznie większe niż w uzwojeniach konwencjonalnych. Wzrost wartości prądu roboczego do wartości krytycznej może wywołać siły dynamiczne, przy których wytrzymałość mechaniczna uzwojeń nadprzewodnikowych i elementów konstrukcyjnych zostanie przekroczona. Wartość dopuszczalnych naprężeń mechanicznych stanowi jedno z kryteriów doboru gęstości prądu roboczego w uzwojeniach nadprzewodnikowych [5], [6].

Doboru gęstości prądu roboczego uzwojeń transformatora nadprzewodnikowego można dokonać posługując się charakterystyką obciążenia taśmy nadprzewodnikowej będącą funkcją dopuszczalnego naprężenia oraz prądu krytycznego taśmy. Pozwala określić ona maksymalną wartość prądu roboczego, przy której dopuszczalna wartość naprężenia taśmy nie jest jeszcze przekroczona. Rysunek 3 przedstawia przykładowa charakterystykę obciążenia dla taśmy nadprzewodnikowej Bi2223/Ag o prądzie krytycznym $I_c = 60\text{ A}$ i dopuszczalnym naprężeniu 75 MPa.



Rys.3. Charakterystyka taśmy nadprzewodnikowej: $\text{naprężenia} = f(I_c/I_{c0})$

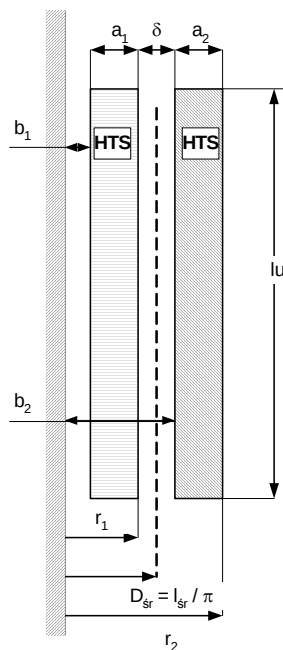
4. WYZNACZANIE CHARAKTERYSTYK OBCIĄŻENIA UZWOJEŃ TRANSFORMATORA WYKONANYCH Z TAŚM HTS PIERWSZEJ I DRUGIEJ GENERACJI

Przyczyną powstawania sił dynamicznych działających na uzwojenia jest oddziaływanie składowych poprzecznych i podłużnych indukcji strumienia rozproszenia na przewody z prądem. Ze względu na duże gęstości prądu w uzwojeniach nadprzewodnikowych już siły powstające podczas normalnych warunków pracy mogą przekroczyć wartości dopuszczalne dla danej taśmy nadprzewodnikowej [5]. Aby określić maksymalną wartości prądu roboczego uzwojenia, przy której jeszcze nie została przekroczona dopuszczalna wartość naprężenia, wykreśla się tzw. charakterystyki

obciążenia. Przedtem jednak należy wyznaczyć rozkład indukcji magnetycznej strumienia rozproszenia oraz jej składowych: poprzecznej i podłużnej i na tej podstawie wyznaczyć wartości sił dynamicznych działających w uzwojeniach.

W celu porównania taśm nadprzewodnikowych HTS 1-wszej i 2-giej generacji pod względem ich przydatności do wykonania uzwojeń transformatora, zaprojektowano takie uzwojenia, a następnie wyznaczono rozkład indukcji magnetycznej strumienia rozproszenia i jej składowych oraz obliczono siły dynamiczne i naprężenia działające w każdym z uzwojeń. Pozwoliło to wyznaczyć maksymalny prąd roboczy uzwojeń ze względu na ich parametry oraz parametry zastosowanej taśmy nadprzewodnikowej, czego efektem końcowym są charakterystyki obciążenia.

Projektując uzwojenia założono, że będą się one różnić jedynie rodzajem zastosowanego nadprzewodnika oraz wymiarami, wynikającymi z parametrów taśm HTS. Pozostałe parametry takie jak liczba zwojów, wysokość uzwojenia, szczelina między uzwojeniami oraz prąd i napięcie na które zostały zaprojektowane będą w obu przypadkach takie same. Założenia te są niezbędne ze względu na konieczność jakościowego i ilościowego porównania uzwojeń różniących się tylko rodzajem zastosowanego materiału. Rysunek 4 przedstawia schemat każdego z uzwojeń. W tablicy 4 zamieszczono parametry uzwojenia wykonanego z taśmy HTS 1-wszej generacji.



Rys.4. Schemat uzwojenia z HTS 1-wszej i 2-giej generacji

Tablica 4. Parametry uzwojenia wykonanego z taśmy HTS 1-wszej generacji

Parametry uzwojenia			
Materiał uzwojenia pierwotnego i wtórnego		Nadprzewodnik wysokotemperaturowy pierwszej generacji Bi2223	
Pole przekroju taśmy		mm ²	0,496
Wymiary taśmy: szer / grubość		mm	3,1 x 0,16
Prąd krytyczny taśmy		A	60
Wymiary uzwojenia			
a ₁	0,002 m	delta	0,008 m
a ₂	0,002 m	lu	0,093 m
b ₁	0,043 m	D _{sr}	0,098 m
b ₂	0,053 m	l _{sr}	0,308 m
r ₁	0,045 m	Zwoje z ₁ = z ₂	120
r ₂	0,055 m	Warstwy m ₁ = m ₂	4

W tablicy 5 zamieszczono parametry uzwojeń z taśmy HTS 2-giej generacji. W tym przypadku mamy do czynienia z sześcioma uzwojeniami, różniącymi się wymiarami, ze względu na różną szerokość zastosowanych taśm HTS.

Tablica 5. Parametry uzwojeń wykonanych z taśm HTS 2-giej generacji

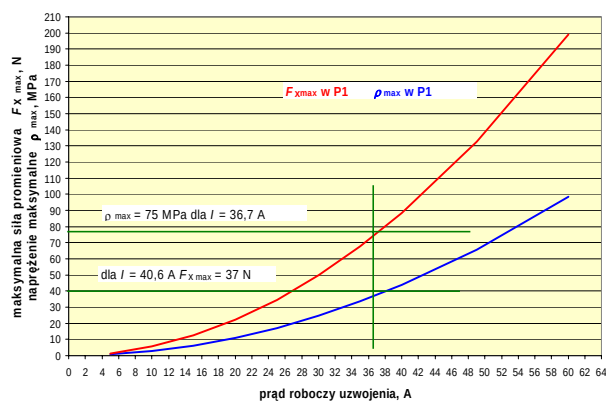
Parametry uzwojenia							
Materiał uzwojenia pierwotnego i wtórnego		Nadprzewodnik wysokotemperaturowy drugiej generacji YBCO					
Taśma		Tp 1	Tp 2	Tp 3	Tp 4	Tp 5	Tp 6
Pole przekroju taśmy	mm ²	0,75	0,9	1,05	1,2	1,35	1,5
Wymiary taśmy: szer / grubość	mm	5 x 0,15	6 x 0,15	7 x 0,15	8 x 0,15	9 x 0,15	10 x 0,15
Prąd krytyczny taśmy	A	150	150	150	150	150	150
Wymiary uzwojenia							
Parametr	Taśma						
	Tp 1	Tp 2	Tp 3	Tp 4	Tp 5	Tp 6	
a ₁ [m]	0,0042	0,0047	0,0057	0,0057	0,0067	0,0077	
a ₂ [m]	0,0042	0,0047	0,0057	0,0057	0,0067	0,0077	
b ₁ [m]	0,043	0,043	0,043	0,043	0,043	0,043	
b ₂ [m]	0,053	0,053	0,053	0,053	0,053	0,053	
r ₁ [m]	0,0472	0,0477	0,0487	0,0487	0,0497	0,0507	
r ₂ [m]	0,0572	0,0577	0,0587	0,0587	0,0597	0,0607	
δ [m]	0,008	0,008	0,008	0,008	0,008	0,008	
l _u [m]	0,093	0,093	0,093	0,093	0,093	0,093	
D _{sr} [m]	0,1034	0,1054	0,1074	0,1074	0,1094	0,1094	
l _{sr} [m]	0,310	0,331	0,337	0,337	0,343	0,343	
Zwoje z ₁ = z ₂	120	120	120	120	120	120	
Warstwy m ₁ = m ₂	7	8	10	10	12	14	

Wyznaczenia rozkładu indukcji magnetycznej oraz sił dynamicznych dokonano w miejscach spodziewanej największej ich wartości, a co za tym idzie największego wpływu na wytrzymałość uzwojenia oraz wartość dopuszczalnego prądu roboczego. Miejscami tymi są: zewnętrzna powierzchnia uzwojenia zewnętrznego (P1), zewnętrzna powierzchnia uzwojenia przyrdzeniowego (P2), wewnętrzna powierzchnia uzwojenia zewnętrznego (P3).

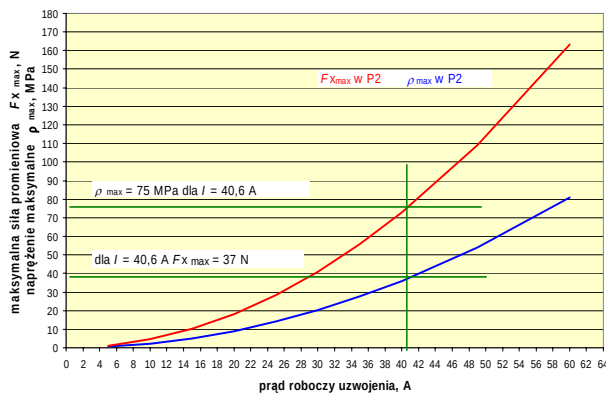
Analizy dokonane dla prądu z zakresu 5 – 60 A, w przypadku taśmy Bi-2223 o prądzie krytycznym 60 A oraz 5 – 150 A, dla taśmy YBCO o prądzie krytycznym 150A.

4.1 CHARAKTERYSTYKI OBCIĄŻENIA UZWOJENIA WYKONANEGO Z TAŚMY BI-2223

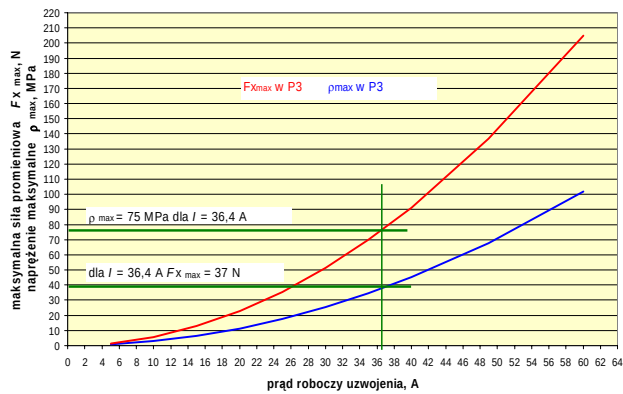
Na rysunkach 5, 6 i 7 przedstawiono charakterystyki obciążenia, odpowiednio dla rozkładu indukcji magnetycznej strumienia rozproszenia w P1, P2 i P3, uzyskane dla prądu uzwojenia 5 – 60 A. Prąd krytyczny taśmy B-2223 wynosi 60A podczas gdy maksymalne naprężenie taśmy - 75 MPa. Uzyskane charakterystyki pozwalają wyznaczyć maksymalny prąd roboczy uzwojenia, którego przekroczenie powoduje przekroczenie maksymalnego naprężenia taśmy nadprzewodnikowej.



Rys.5. Charakterystyka obciążenia dla taśmy Bi-2223 w P1



Rys.6. Charakterystyka obciążenia dla taśmy Bi-2223 w P2



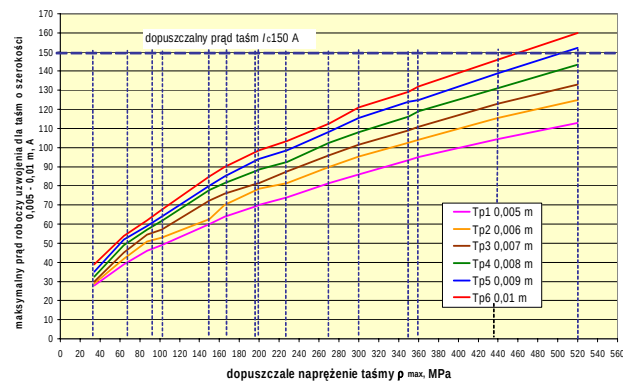
Rys.7. Charakterystyka obciążenia dla taśmy Bi-2223 w P3

Analizując uzyskane wyniki widzimy, że w zależności od rozpatrywanego przypadku maksymalny prąd roboczy uzwojenia waha się od 36,4 – 40,6 A. Ponieważ jednak uzwojenie traktujemy jako całość, maksymalnym prądem roboczym rozpatrywanego uzwojenia jest prąd 36,4 A, uzyskany dla rozkładu indukcji magnetycznej strumienia

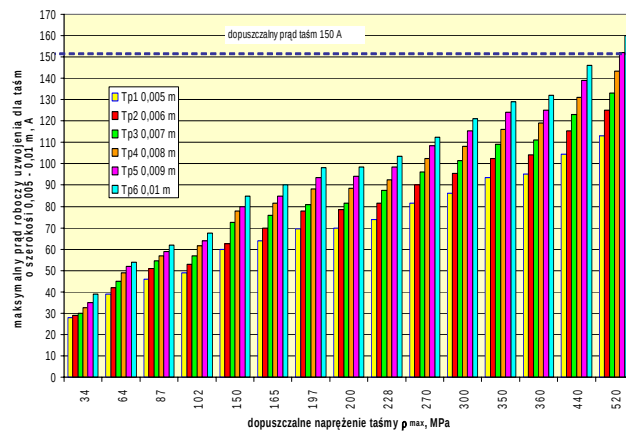
rozproszenia w P3, a więc w miejscu gdzie oddziaływanie sił dynamicznych na uzwojenie jest największe. Określony na podstawie charakterystyk obciążenia maksymalny prąd roboczy uzwojenia stanowi 60.6% prądu krytycznego użytej taśmy nadprzewodnikowej. Pozostałych 39,4% nie możemy wykorzystać ze względu na wytrzymałość mechaniczną taśmy.

4.2 CHARAKTERYSTYKI OBCIĄŻENIA UZWOJENIA WYKONANEGO Z TAŚM YBCO

Na rysunkach 8 i 9 przedstawiono rodziny charakterystyk obciążenia dla uzwojeń wykonanych z taśmy nadprzewodnikowej YBCO, uzyskanych dla rozkładu indukcji strumienia rozproszenia w P3, dla prądu uzwojenia 5 -150 A. Prąd krytyczny taśm YBCO wynosi 150 A. Maksymalne prądy robocze uzwojeń, wykonanych z taśmy o różnej szerokości (tablica5), wyznaczono dla 15 wartości maksymalnego naprężenia taśmy – od 34 MPa do 520 MPa (rys. 9)



Rys.8. Charakterystyka obciążenia dla uzwojeń wykonanych z taśm YBCO w P3

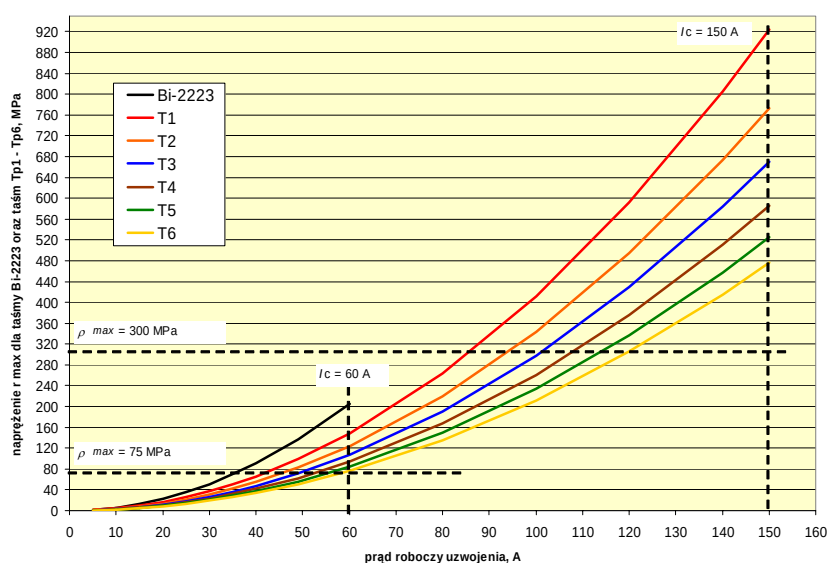


Rys.9. Maksymalny prąd roboczy uzwojeń w zależności od szerokości zastosowanej taśmy oraz jej dopuszczalnego naprężenia

Analizując uzyskane wyniki widzimy, że wartość maksymalnego prądu roboczego uzwojeń rośnie wraz z szerokością użytej do ich wykonania taśmy oraz wartością jej dopuszczalnego naprężenia. Dla taśm o szerokości 9 i 10 mm oraz dopuszczalnym naprężeniu 520 MPa nawet prąd roboczy równy prądowi krytycznemu taśmy nadprzewodnikowej nie spowoduje przekroczenia dopuszczalnego naprężenia. W pozostałych przypadkach wartość prądu roboczego jest niższa i waha się w granicach 20 – 90% prądu krytycznego taśmy w zależności od jej szerokości i dopuszczalnego naprężenia.

4.3 PORÓWNANIE CHARAKTERYSTYK OBCIĄŻENIA UZWOJEŃ Z TAŚMY NADPRZEWODNIKOWEJ Bi-2223 ORAZ YBCO

Na rysunku 10 przedstawiono porównanie charakterystyk obciążenia uzwojeń wykonanych z taśmy nadprzewodnikowej Bi-2223 oraz taśmy YBCO. Umieszczenie na jednym wykresie charakterystyk obciążenia projektowanych uzwojeń, o takich samych parametrach elektrycznych lecz wykonanych z nadprzewodników o różnych parametrach elektrycznych i mechanicznych, pozwala na wybór odpowiedniego nadprzewodnika pod względem maksymalnego prądu roboczego uzwojenia, możliwego do osiągnięcia przy danej wytrzymałości mechanicznej taśmy.



Rys.10. charakterystyki obciążenia uzwojeń wykonanych z taśmy nadprzewodnikowej Bi-2223 i YBCO

5. PODSUMOWANIE

W niniejszej pracy porównano nadprzewodniki wysokotemperaturowe pierwszej i drugiej generacji, stosowane do budowy uzwojeń nadprzewodnikowych transformatorów, pod względem: wytrzymałości mechanicznej i dopuszczalnej gęstości prądu, sił

dynamicznych działających w uzwojeniach podczas pracy normalnej oraz dopuszczalnego prądu roboczego uzwojeń.

Zaprojektowano modele uzwojeń z taśm nadprzewodnikowych 1-wszej i 2-giej generacji. Dokonano wyznaczenia rozkładu indukcji magnetycznej uzwojeń i jej składowych, oraz obliczono siły dynamiczne działające w uzwojeniach. Określono także maksymalny prąd roboczy uzwojenia ze względu na parametry jego oraz taśmy nadprzewodnikowej.

Uzyskane wykresy obciążenia dla poszczególnych taśm oraz uzwojeń pozwalają określić maksymalny prąd roboczy uzwojeń. Porównanie charakterystyk obciążenia dla uzwojeń wykonanych z różnych taśm nadprzewodnikowych pozwala dobrać taśmę nadprzewodnikową do konkretnego zastosowania pod względem dopuszczalnego prądu roboczego przy znanej maksymalnej wytrzymałości mechanicznej taśmy.

LITERATURA

- [1] Janowski T., Transformatory nadprzewodnikowe, *Zeszyty Naukowe Elektryka*, Politechnika Poznańska (2000).
- [2] Skov-Hansen P., Han Z., Bech J.I., Stresses nad Strains in Multi Filament HTS Tapes, <http://www.nst.com/ASC98-PSH.PDF>.
- [3] Parans Paranthaman M., Izumi T., "High performance YBCO-coated superconductor wires", *MRS Bulletin*, August 2004, pp 533-537,
- [4] Goyal A., Parans Paranthaman M., Schoop U., "The RABITS approach: Using rolling-assisted biaxially textured substrates for high performance YBCO superconductors", *MRS Bulletin*, August 2004, pp 553-559.
- [5] Wojtasiewicz G., „Siły dynamiczne i rozkład indukcji magnetycznej w uzwojeniach transformatora nadprzewodnikowego”, *IV Seminarium „Zastosowania Nadprzewodników”*, Lublin-Nałęczów 4-7.06 (2003), 60-72.
- [6] Wojtasiewicz G., „Analysis of the operating current influence on magnetic flux density distribution in superconducting and copper winding of transformer”, *Przegląd Elektrotechniczny* 11'2004, 1109-1112.

Streszczenie

Celem pracy jest próba porównania nadprzewodników wysokotemperaturowych HTS, pierwszej i drugiej generacji, ze względu na możliwości ich zastosowania w uzwojeniach nadprzewodnikowych transformatorów ze szczególnym uwzględnieniem: wytrzymałości mechanicznej i dopuszczalnej gęstości prądu krytycznego nadprzewodnika, sił dynamicznych i naprężeń działających w uzwojeniach podczas pracy normalnej oraz dopuszczalnej gęstości prądu roboczego uzwojeń.

W celu porównania zaprojektowano uzwojenia z taśmy nadprzewodnikowej 1-szej i 2-giej generacji, wyznaczono rozkład indukcji magnetycznej uzwojeń i jej składowych: poprzecznej i podłużnej oraz obliczono siły dynamiczne i naprężenia działające w każdym z uzwojeń. Określono także maksymalny prąd roboczy uzwojenia ze względu na jego parametry oraz parametry taśmy nadprzewodnikowej.

Słowa kluczowe: nadprzewodniki 1-szej i 2-giej generacji, prąd roboczy uzwojenia, siły dynamiczne, uzwojenia nadprzewodnikowe.

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



**WYKORZYSTANIE WYSOKOTEMPERATUROWYCH
MATERIAŁÓW NADPRZEWODNIKOWYCH
DO PRZESYŁU ENERGII ELEKTRYCZNEJ**

Jacek SOSNOWSKI

Instytut Elektrotechniki
04-703 Warszawa, Pozaryskiego 28

E-mail: sosnow@iel.waw.pl

Application of high temperature superconductors for electric energy transport

Abstract: In the lecture the review of the applications high temperature oxide superconductors in the electric energy transport is presented. These applications are based essentially on the superconducting power cables constructions. Power cables are composed just from the superconducting tapes built from high temperature superconductors. Two types of tapes are considered first and second generation. First generation tapes are based on the BiSrCaCuO superconductors, while powder in tube method is developed for drawing then superconducting wires. In the second generation wires the YBaCuO materials is used for deposition on the flexible substrate. This second method is now just very extensively developed. The other devices used in electric power grids are considered too: fault current limiters, magnetic energy storages, flywheels.

Keywords: high T_c superconductivity, electric networks, superconducting devices

1. WSTĘP

Nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe stwarza unikalne możliwości przesyłu energii elektrycznej, ze względu na zerową rezystancję tych materiałów w temperaturze ciekłego azotu. Jednak należy pamiętać, że zerowa rezystancja ma miejsce w przypadku przepływu stałego prądu, gdyż zmiana przyłożonego pola magnetycznego czy też pola własnego pochodząca od przemiennego prądu prowadzi do generacji strat mocy, co powoduje wystąpienie rezystancji nadprzewodnika. Nadmiar energii elektrycznej z kolei magazynowany może być w nadprzewodnikowych kołach zamachowych, tak zwanych po angielsku flywheels oraz w nadprzewodnikowych rezerwuarach energii SMES (Superconducting Magnetic Energy Storage), również wykonanych z zastosowaniem

materiałów nadprzewodnikowych. Zabezpieczenie sieci przesyłowej przed prądami zwarcia zrealizowane może zostać z pomocą nadprzewodnikowych ograniczników prądowych.

Jak widać na powyższym przykładzie wykorzystanie wysokotemperaturowego kabla nadprzewodnikowego do przesyłu energii elektrycznej wymaga wykorzystania szerokiego zakresu oprzyrządowania, również nadprzewodnikowego. Niektóre z tych urządzeń nadprzewodnikowych omówimy obecnie.

2. PRZEWODY I KABLE NADPRZEWODNIKOWE

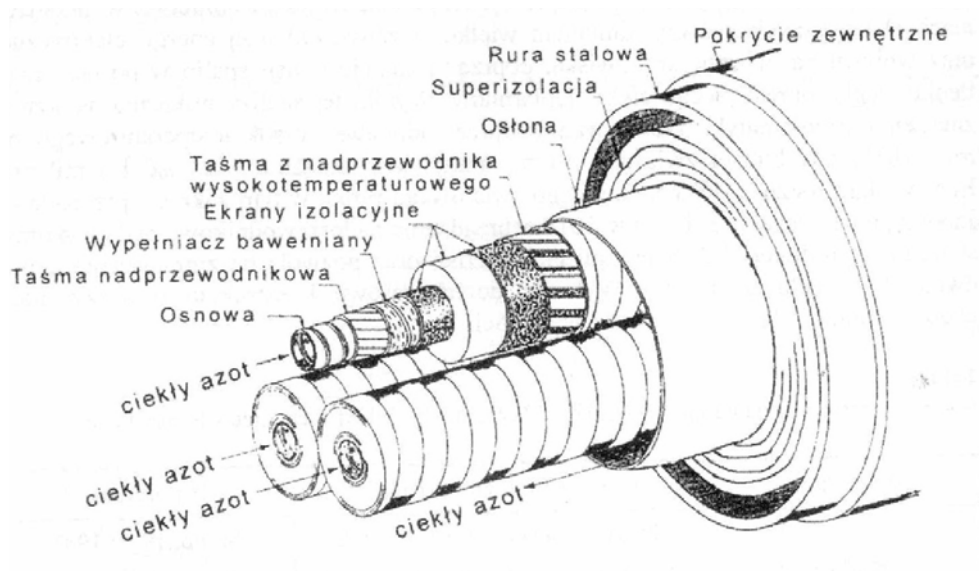
Silnoprądowe, elektroenergetyczne zastosowania nadprzewodników wysokotemperaturowych oparte są na wykorzystaniu przewodów nadprzewodnikowych wykonanych z tych materiałów [1,2]. Obecnie stosowanymi przewodami z nadprzewodników wysokotemperaturowych są taśmy $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}/\text{Ag}$, zwane też Bi:2223, które osiągnęły już poziom zastosowania komercyjnego. Dostępne taśmy o przekroju milimetra kwadratowego mogą przenosić bez przyłożonego pola magnetycznego w temperaturze azotowej prąd transportu o natężeniu do 130 A na odległościach ponad jednego kilometra. Otrzymywane one są metodą zwaną "powder-in-tube", w której rura srebrna jest wypełniona proszkiem z prekursorem z bizmutowego nadprzewodnika wysokotemperaturowego i następnie poddana różnym procesom termicznym oraz przeciągania mechanicznego. W kolejnych krokach rura cylindryczna z umieszczonymi wewnątrz przeciągniętymi już rurkami jest walcowana, prasowana i doprowadzona w ten sposób do postaci taśmy wielowłóknowej, w której mikronowej średnicy włókna są właśnie wykonane z nadprzewodnika wysokotemperaturowego typu Bi:2223 lub Bi:2212. Słabość wiązań wzdłuż sąsiednich płaszczyzn bizmutowo-tlenowych jest powodem właściwości tych ceramiek analogicznych do miki lub mówiąc bardziej obrazowo talii kart i umożliwia skuteczne mechaniczne uporządkowanie ziaren nadprzewodnika bizmutowego w procesie walcowania, prasowania, który orientuje ziarna w ten sposób, żeby płaszczyzna ab była równoległa do powierzchni taśmy. Z kolei srebro stosowane jest z tego względu, że jest to jedyny plastyczny materiał nadający się na matrycę, który nie reaguje chemicznie z nadprzewodnikiem wysokotemperaturowym oraz pozwala na dostatecznie dużą dyfuzję atomów tlenu. Jednocześnie według wielu przypuszczeń srebro obmywa granice ziaren likwidując w ten sposób złącza Josephsonowskie. Wspólne stapianie srebra oraz nadprzewodnika wysokotemperaturowego w temperaturach bliskich 850° C prowadzi do powstania ścisłego kontaktu mechanicznego i elektrycznego, zwierającego nienadprzewodzące obszary poprzez nisko-rezystywne klucze. Wadą takiego rozwiązania jest znaczny koszt srebra, które jednak jak nie wszystkim może wiadomo jest w Polsce dość popularne. KGHM "Polska Miedź" S.A. w Lubinie wytwarza ze złóż miedzi 7,34 % światowej produkcji srebra, co stawia ją na drugim miejscu na świecie za firmą meksykańską w produkcji tego surowca. Ilość wydobywanego w Polsce srebra jest tak znaczna, że wpływa na światowe ceny tego kruszcu. Z dwóch faz bizmutowych o znaczeniu technicznym, to jest o składzie Bi:2223 oraz Bi:2212 łatwiej jest zsyntetyzować drugą z tych ceramiek, ze względu na możliwość kontroli składu oraz proces wzrostu chemicznego z jednofazowych prekursorów. Wskazuje to na duże możliwości wykorzystania nadprzewodników typu Bi:2212 w niskich temperaturach i silnych polach magnetycznych. Natomiast faza Bi:2223 tworzy się z wielofazowej mieszaniny. Obecnie uzyskuje się już jednorodne złącza międzyziarnowe we włóknach tej struktury w przewodach nadprzewodnikowych o długości ponad 100 m i gęstości prądu krytycznego liczonego na przekrój całego przewodu większej niż 70 kA/cm² w temperaturze helowej,

bez zewnętrznego pola magnetycznego Z kolei taśmy o strukturze Bi:2223 były przez długi czas w centrum zainteresowania z punktu widzenia zastosowania ich w przemyśle ze względu na wysoką temperaturę krytyczną rzędu 125 K, co pozwala stosować je w temperaturze ciekłego azotu. Jednak proces produkcji tej fazy jest znacznie bardziej złożony w porównaniu do fazy 2212, więc praktycznie we włóknach 2223 występuje również faza Bi:2212, co prowadzi do perkolacyjnego przepływu prądu w tych włóknach. Z kolei ponieważ wartość wyższego pola krytycznego równa jest około jednej tesli w temperaturze azotowej 77 K (co odpowiada w przybliżeniu -196°C w skali Celsjusza), ogranicza to zastosowania taśm z nadprzewodników typu Bi:2223 do niskich pól magnetycznych generowanych w kablach przesyłowych lub transformatorach. Dla pracy tych przewodów w uzwojeniach ważnych dla potrzeb techniki, wytwarzających wyższe pola magnetyczne, rzędu kilku tesli, uzwojenia z taśm nadprzewodnikowych typu Bi:2223 muszą być dodatkowo chłodzone do temperatury niższej od 30 K. Jednak w tych temperaturach uzwojenia z Bi:2212 mogą być konkurencyjne ze względu na prostszy sposób wytwarzania i dzięki temu niższe koszty procesu technologicznego. Zwykle otrzymane metodą PIT wysokotemperaturowe taśmy nadprzewodnikowe po procesie walcowania i przeciągania zawierają około 55 włókien.

Metoda PIT umożliwiła już w szeregu firmach, z których wiodącą jest Sumitomo Electric w Japonii i American Superconductor Corporation (AMSC) w USA, otrzymanie przewodów z tych materiałów w postaci komercyjnej o ponad kilometrowej długości. Przepuszcza się przez te przewody prąd 125 A, a nawet na pewnych odcinkach 170 A w temperaturze azotowej wynoszącej 77 K. Rozmiar taśmy nadprzewodnikowej wynosił $0.41 \times 0.021\text{ cm}^2$. Wymienione parametry drutu noszącego nazwę I generacji umożliwiły już przeprowadzenie pierwszych konstrukcji kabli z wykorzystaniem tych wysokotemperaturowych materiałów nadprzewodnikowych, a historycznie pierwsze energetyczne wdrożenie wysokotemperaturowego kabla nadprzewodnikowego miało miejsce w stacji przekątnikowej w Detroit w USA.

Przesyłowe kable mocy przebiegające w ziemi są około 10 razy bardziej kosztowne niż linie napowietrzne. Oznacza to, że opłacalność tych kabli ograniczona będzie do obszarów wielkomiejskich. Pierwsze eksperymenty w tym zakresie prowadzone były już w latach 70-tych z wykorzystaniem niskotemperaturowych nadprzewodników. Przyniosły one pozytywne rezultaty, ale jednak wprowadzenie tych kabli do sieci energetycznej okazało się ekonomicznie uzasadnione tylko przy mocach przesyłowych większych niż 5-10 GW. Dla chłodzonych helem nadprzewodników granica ulega obniżeniu do 300-500 MW, pod warunkiem, że kable te mogą zostać dopasowane do istniejących linii. Umożliwiłoby to zwiększenie istniejącej mocy przesyłowej nawet i trzykrotnie przy napięciu zmniejszonym do 100 kV. Wysokotemperaturowe kable nadprzewodnikowe umożliwiają na dodatkową poprawę tych parametrów. Dlatego też wymiana kabli na nadprzewodnikowe jest szczególnie interesująca w metropoliach o wzrastającym zapotrzebowaniu na zużycie energii elektrycznej, takich jak Nowy Jork, Tokio, gdzie nie można już nowych kabli klasycznych wprowadzić do istniejących kanałów sieci energetycznej. Chłodzenie ciekłym azotem posiada znaczne zalety w porównaniu do konwencjonalnego chłodzenia olejem, ze względu na ochronę środowiska i zanieczyszczenie powietrza w przypadku nieszczelności oraz brak niebezpieczeństwa pożaru. Poza tymi zastosowaniami cywilnymi marynarka amerykańska jest także zainteresowana lekkimi małowagowymi kablami do okrętów wojennych. Rynek kabli osiąga wartość około 5-10 % całkowitego rynku energetycznego, podczas gdy stosunkowo niskie pola magnetyczne kabli rzędu 0.1 T, umożliwiają jeszcze stosowanie komercyjnie produkowanych taśm Bi-2223 w osnowie srebrnej pracujących w

ciekłym azocie. Jako przykłady zrealizowanych zastosowań wysokotemperaturowych kabli nadprzewodnikowych wyróżnić należy 30 metrowy trój-fazowy kabel z nadprzewodnika wysokotemperaturowego o napięciu pracy 30 kV i mocy 104 MW zainstalowany ostatnio i testowany w rzeczywistych warunkach w podstacji sieci elektrycznej w Kopenhadze w Danii. W Japonii był testowany z sukcesem przez rok czasu 100 m wysokotemperaturowy trójfazowy kabel nadprzewodnikowy, o mocy 114 MW, na napięciu 66 kV i prąd 1kA. W Stanach Zjednoczonych z kolei firma Southwire zainstalowała w lutym 2000 r. 30 m trójfazowy kabel w dielektrycznej obudowie, typu przedstawionego na rys. 1, który jest jeszcze w stadium prób, o parametrach elektro-energetycznych: napięcie 12.5 kV, prąd 1250 A, moc 27 MW. W innym amerykańskim projekcie trójfazowy 120 m wysokotemperaturowy kabel nadprzewodnikowy został zainstalowany w stacji energetycznej, ale wystąpiły pewne problemy z uszkodzeniem giętkiego kriostatu o dielektrycznych właściwościach, co uniemożliwiło prawidłowe jego działanie. W przyszłym roku przewiduje się skonstruowanie i zastosowanie dwóch 300 m wysokotemperaturowych kabli nadprzewodnikowych. Zaznaczmy, że w Polsce również wiele lat temu istniał program budowy kriokonduktywnego kabla opartego na aluminium.



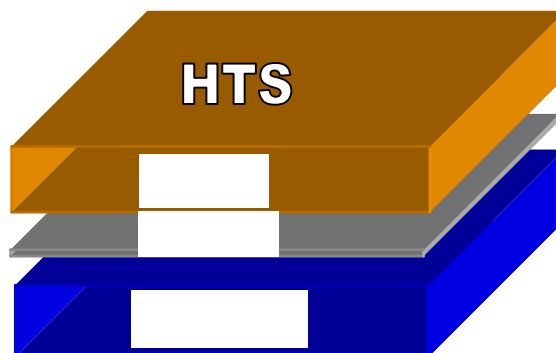
Rys. 1. Wysokotemperaturowy kabel nadprzewodnikowy w izolacji

3. WYSOKOTEMPERATUROWE PRZEWODY NADPRZEWODNIKOWE II GENERACJI

Argumenty ekonomiczne odgrywające dużą rolę, skłoniły do poszukiwań prostszych metod wytwarzania przewodów nadprzewodnikowych. Bardzo prostą metodą wydaje się jest pokrycie metalowej folii powłoką z nadprzewodnika wysokotemperaturowego typu YBaCuO, co powinno zaowocować w nowej technologii wytwarzania taśm nadprzewodnikowych. Jednak przełożenie technologii produkcji cienkich warstw nadprzewodnikowych na pokrycia taśm nadprzewodnikowych wymaga dużych wysiłków, ponieważ konieczne jest w tym przypadku zachowanie tekstury warstwy na całej długości

taśmy rzędu kilometrów. Pomimo tych trudności osiąga się już gęstość prądu krytycznego rzędu 10^6 A/cm² w temperaturze 77 K, bez przyłożonego pola magnetycznego na pokryciach YBaCuO o długościach do 10 m, co umożliwia już przeprowadzenie pierwszych praktycznych demonstracji. Inne wysokotemperaturowe materiały nadprzewodnikowe oparte na talu oraz rtęci o temperaturze krytycznej wyższej od 100 K, są również rozpatrywane jako materiały na pokrycia, jakkolwiek utrudnione jest to poprzez problemy z wytwarzaniem cienkich warstw.

Oczekuje się jednak przełomu w konstrukcji wysokotemperaturowych przewodów nadprzewodnikowych po wprowadzeniu drutów nadprzewodnikowych II generacji. Już w 1991 r. Fujikura w Japonii zaproponował nową koncepcję wysokotemperaturowych drutów nadprzewodnikowych, w których nie ma włókien, natomiast cienka warstwa nadprzewodnika jest napyłona na giętke, elastyczne podłoże. Na to podłoże naniesiona jest warstwa już nie nadprzewodnika bizmutowego, ale ceramiki itrowej YBa₂Cu₃O_{7-x} zwanej zwykle YBCO. Przedstawia to schematycznie rys. 2. Zaletą takiego rozwiązania jest przy odpowiednim doborze substratu utworzenie uporządkowanej krystalograficznie warstwy ceramiki nadprzewodnikowej YBCO o grubości rzędu jednego mikrona. Im wyższe uporządkowanie krystalograficzne takiej powłoki, zbliżające ją do monokryształu, tym większa wartość prądu krytycznego. Otrzymane tą metodą druty mają nie tylko bardzo wysokie parametry nadprzewodnikowe, ale także bardzo obiecujące w porównaniu z dotychczasowymi taśmami właściwości mechaniczne, co jest niezbędne przy zastosowaniu tych materiałów w urządzeniach energetycznych. AMSC (American Superconductor Corporation) rozwija technologię produkcji tych taśm od kilku lat i obecnie przekroczony został już próg w temperaturze azotowej 300 A/cm szerokości taśmy, oceniany jako prowadzący do komercyjnych zastosowań tych materiałów. Co więcej parametry tych nowych drutów II generacji są równie dobre na całej długości, co umożliwić powinno w 2005 r. uruchomienie przez AMSC już przemysłowej produkcji w wymiarze 100 tys. metrów rocznie.



Rys. 2. Schematyczny widok konstrukcji taśmy nadprzewodnikowej II generacji (podłoże wolframowo-niklowe, spoiwo, pokrycie miedziane, nadprzewodnik wysokotemperaturowy)

4. UKŁADY WSPOMAGAJĄCE LINIE PRZESYŁOWE

W celu prawidłowego i bezpiecznego funkcjonowania linii przesyłowych należy wyposażyć je w urządzenia wspomagające – zabezpieczające przed awariami sieci ograniczniki nadprzewodnikowe oraz rezerwuary energii przejmujące nadwyżkę energii elektrycznej. Obecne konstrukcje konwencjonalnych wyłączników prądowych posiadają ograniczenia na poziomie rzędu 80 kA, natomiast w niektórych układach energetycznych stosuje się już zabezpieczenia na poziomie 63 kA. Wymaga to szukania nowych rozwiązań, wśród których nadprzewodnikowe konstrukcje są coraz bardziej obiecujące. Umożliwiają one zredukowanie prądu podczas zwarcia o czynnik rzędu 3-10 razy, w połączeniu z automatycznym powrotem do stanu pracy po kilku sekundach od ustąpienia przetężenia. Nadprzewodnikowe ograniczniki prądowe są przedmiotem intensywnych prac zarówno w Europie, jak też w Stanach Zjednoczonych i w Japonii. W porównaniu do Stanów Zjednoczonych, gdzie główny nacisk jest położony na współpracę ograniczników z energetycznymi maszynami i generatorami, w Japonii stymulatorem tych projektów jest wykorzystanie ograniczników nadprzewodnikowych w wielkich aglomeracjach miejskich o stałym rosnącym zużyciu energii elektrycznej. Coraz bardziej powszechne przemysłowe wykorzystanie komputerów oraz innego specjalistycznego sprzętu wymaga wytwarzania energii elektrycznej o odpowiednio wysokiej jakości, co łatwiej zrealizować poprzez skoncentrowanie wytwarzania energii elektrycznej w dużych jednostkach. Wymagają one wówczas szczególnie starannego zabezpieczenia linii przesyłowych przed awariami sieci energetycznych i stąd zainteresowanie rozwojem konstrukcji urządzeń zabezpieczających, w tym ograniczników nadprzewodnikowych, o gabarytach znacznie mniejszych od konwencjonalnych urządzeń. Ma to w warunkach aglomeracji wielkomiejskich takich jak Tokio szczególne znaczenie. Stąd też dyrekcja Sieci Energetycznych w Tokio (TEPCO) wyraziła zapotrzebowanie na konstrukcję nowych ograniczników na napięcie 500 kV. W odpowiedzi na to i inne zapotrzebowania powstało szereg programów badawczych nad konstrukcją w Japonii ograniczników nadprzewodnikowych. W końcu lat 80-tych Uniwersytet w Seikei opracował trójfazowy ogranicznik, natomiast w Mitsubishi skonstruowano w 90-tych latach rezystywny ogranicznik bazując na wysokotemperaturowych cienkich warstwach naniesionych na podłoża ze strontu tytanu. Ogranicza on prąd zwarcia od 400 A do 11,3 A. Z kolei Centralny Instytut Badawczy Elektroenergetyczny CRIEPI opracował indukcyjny ogranicznik nadprzewodnikowy, analogiczny do konstrukcji ABB oraz Siemens i Hydro-Quebec. Najbardziej zaawansowany program wykorzystania energetycznych ograniczników nadprzewodnikowych w Japonii realizuje TEPCO w kooperacji z Toshiba. Przewiduje się opracować w TEPCO trójfazowy ogranicznik nadprzewodnikowy na napięcia 500 kV i prąd 8 kA z wykorzystaniem uzwojeń z nadprzewodników wysokotemperaturowych, który będzie zastosowany w sieciach energetycznych do roku 2010. W Europie z kolei ograniczniki nadprzewodnikowe konstruowane są przede wszystkim w państwach Europy Zachodniej. We Francji program zabezpieczenia 225 kV sieci energetycznej realizowany jest we współpracy Electricite de France, GEC Alsthom, Alcatel. W tym celu skonstruowano 40 kV rezystywny ogranicznik przy użyciu taśm niskotemperaturowych. Analogiczne programy są realizowane w Niemczech i Szwajcarii przez ABB w Baden-Daetwil, Siemens w Erlangen. W ABB skonstruowano i testowano 100 kW prototyp indukcyjnego ogranicznika nadprzewodnikowego z wykorzystaniem wysokotemperaturowych ekranów nadprzewodnikowych o długości 8 cm i średnicy 20 cm. Prąd pracy wynosił 8 kA przy napięciu 480 V. Z kolei ogranicznik o mocy 1,2 MW

skonstruowany w ABB jest testowany w stacji eksperymentalnej w Lontsch w Szwajcarii. Istotna jest również współpraca między Siemensem a Hydro-Quebec nad konstrukcją i wdrożeniem wysokotemperaturowych ograniczników nadprzewodnikowych.

W tym elementem nadprzewodnikowych linii przesyłowych będą tak zwane koła zamachowe – flywheels wyposażone w nadprzewodnikowe łożyska magnetyczne oraz rezerwuary energii – SMES-y. W porównaniu do wielkogabarytowych SMES-ów szczególnie przydatne są rozwiązania typu flywheels w małych osiedlach, gdzie umożliwiają one wyrównanie bilansu energetycznego pomiędzy większym zużyciem energii w ciągu dnia i nadmiarem energii w porze nocnej. Komercyjne wykorzystanie tych urządzeń nie będzie jednak możliwe przy zastosowaniu mechanicznych łożysk, generujących straty w procesie tarcia. Stąd te z koncepcji nadprzewodnikowych koł zamachowych skojarzona jest idea nadprzewodnikowych łożysk magnetycznych o małym współczynniku tarcia związanym jednak z oporem powietrza oraz par cieczy kriogenicznej. Nadprzewodnikowe łożyska magnetyczne konstruowane są ze stapianych w sposób teksturowany pastylek typu YBaCuO oraz magnezu trwałego. Obecnie osiągają one współczynnik tarcia rzędu 10^{-9} , co jest znacznie lepszą wartością od osiąganą przez konwencjonalne łożyska. W Japonii zrealizowany był w latach 2000-2004 projekt konstrukcji łożysk magnetycznych do nadprzewodnikowych rezerwuarów energii typu flywheel o pojemności 100 kWh. Celem projektu było wzmocnienie zamocowania i usztywnienie ruchu rotora, zmniejszenie strat podczas rotacji rotora, uniknięcie efektów opadania rotora i zapewnienia jego stabilnej pracy. Budżet projektu budowy łożysk magnetycznych w Japonii wynosi około 300 tys. USD rocznie. Zagadnienia magnetycznej lewitacji w najbardziej spektakularny sposób uwidaczniają się w przypadku pociągu lewitującego na poduszce magnetycznej nad odpowiednio skonstruowanym torem magnetycznym, podczas gdy obecnie znaczne oczekiwania są związane z wykorzystaniem słabego pola magnetycznego ziemi w tych konstrukcjach.

W urządzeniach typu SMES magazynowana jest energia elektryczna przetworzona w energię magnetyczną o wartości $Q = LI^2/2$, gdzie L jest indukcyjnością uzwojenia nadprzewodnikowego, przez które płynie prąd o natężeniu I . Urządzenia typu SMES produkowane i rozprowadzane obecnie w sposób półkomercyjny, są scharakteryzowane przez dużą wydajność magazynowania energii w porównaniu z innymi tego typu rozwiązaniami, krótkim czasem ładowania i rozładowania. Poprawiają one jakość energii elektrycznej. Wykorzystanie SMES-ów w układach energetycznych wpływa również na poprawę jakości energii elektrycznej, stabilizację systemu energetycznego oraz wyrównanie fluktuacji częstotliwości i prądu w obwodzie. Jednak wymienione zalety nadprzewodnikowych rezerwuarów energii wymagają jeszcze uwzględnienia aspektów ekonomicznych wprowadzenia tych konstrukcji. Przygotowywane są specjalne kable zarówno niskie jak i wysokotemperaturowe w celu obniżenia kosztów w porównaniu z konkurencyjnymi do SMES rozwiązaniami. W Japonii skonstruowano 10 MJ nadprzewodnikowy rezerwuar energii typu SMES oraz przeprowadzono wstępne prace testowe. Prowadzone są tam również prace nad rezerwuarem energii skonstruowanym z pomocą wysokotemperaturowych taśm nadprzewodnikowych. Chłodzenie tego uzwojenia ma zostać zrealizowane z pomocą 10 kJ kriochłodziarki. O zaangażowaniu finansowym w te zagadnienia japońskiego rządu świadczyć może dotacja roczna rzędu miliona dolarów na poświęcony temu problemowi projekt realizowany w latach 1999-2003. Pierwsze prototypy SMES-ów zostały zainstalowane już w USA oraz Afryce Południowej. Straty w SMES-ach rzędu 0.1% na godzin są niższe od strat w wirujących kołach zamachowych (1% na godzin). Sprawność wynosi 97-99%, a maksymalna moc jest rzędu 10 MW. W Niemczech ACCEL Instruments GmbH skonstruowało 2 MJ SMES. Urządzenie to jest używane w celu

poprawy jakości energii w stacji doświadczalnej w zakładach Dortmunder Elektrizitäts und Wasserwerke. Uzwojenia nadprzewodnikowe nawinięte są drutem z Nb-Ti, ale wykorzystane są również wysokotemperaturowe nadprzewodnikowe doprowadzenia prądowe. *Prace nad SMES-ami s w pewnym stopniu wynikiem do wiadomości zdobytych na innych wielkogabarytowych energetycznych urządzeniach nadprzewodnikowych typu Tokamaków, s u cych do przeprowadzenia kontrolowanej reakcji termojądrowej, na przykład francuskiego TORE-SUPRA oraz akceleratorów cząstek elementarnych, przyspieszających jony do niebotycznych energii rzędu 20 TeV. Urządzenie tego typu HERA zbudowane zostało w Niemczech w DESY pod Hamburgiem, w Rosji pracuje już nowy Nuklotron w ZIBJ w Dubnie, zastępując konwencjonalny synchrotron o kilkukrotnie większych gabarytach i zużyciu energii.*

LITERATURA

- [1] Wilson M.N., *Superconducting Magnets*, Clarendon Press, Oxford, 1983.
- [2] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wyd. Książkowe IEI 2003.

Streszczenie

W pracy przedstawiono w formie wykładu przeglądowego zagadnienia wykorzystania nadprzewodników wysokotemperaturowych w sieciach przesyłowych energii elektrycznej. Zastosowania te są oparte głównie na wykorzystaniu kabli przesyłowych, zbudowanych z taśm nadprzewodnikowych. Omówiono dwa rodzaje taśm nadprzewodnikowych - pierwszej oraz drugiej generacji. Przewody pierwszej generacji otrzymuje się technologią PIB głównie z ceramiki typu BiSrCaCuO, natomiast taśmy drugiej generacji metodą pokrycia giętkiego podłoża epitaksjalną warstwą z innego nadprzewodnika wysokotemperaturowego YBaCuO. Ta druga metoda jest właśnie obecnie intensywnie rozwijana. W wykładzie omówiono także wspomagające urządzenia wykorzystywane przy przesyłach energii elektrycznej: ograniczniki nadprzewodnikowe, magnetyczne rezerwuary energii, koła zamachowe.

Słowa kluczowe: nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, prąd krytyczny, wiry nadprzewodnikowe

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



NADPRZEWODNIKOWE UKŁADY CYFROWE

Łukasz ADAMCZYK, Tadeusz JANOWSKI

Institut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej
Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin
E-mail: lukasz7744@tlen.pl, E-mail: tadeuszj@eltecopol.lublin.pl

Superconducting Digital Electronics

Superconducting digital electronics is currently the fastest densely integratable electronics available with excellent potential for future ultra-fast data processing. The most successful realization of SDE is the Rapid Single Flux Quantum (RSFQ) logic, developed originally by Prof. K.K. Likharev and co-workers. Information is transmitted and stored in these circuits in the form of single bits, quanta of magnetic flux (which give rise to voltage pulses), as opposed to the latched voltage levels used in standard semiconducting circuitry. RSFQ logic can be extremely fast - a clock rate of 770 GHz can be achieved with standard niobium fabrication techniques. Application of RSFQ technology: A/D converters, microprocessors, ultra-fast packet switches, decimation filters, multiplexers.

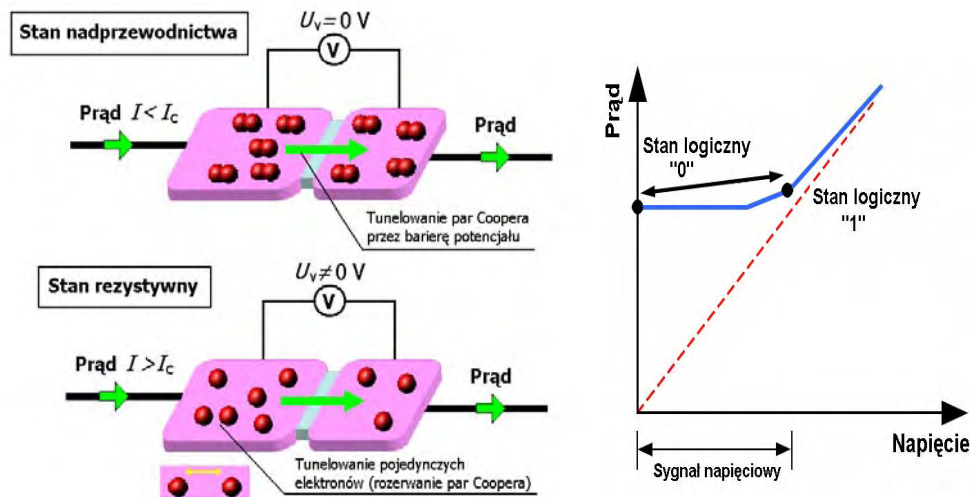
Keywords: Josephson junctions, RSFQ, cryoelectronics, superconducting microprocessor.

1. WSTĘP

W nadprzewodnikowych (krioelektronicznych) układach cyfrowych stosuje się złącza Josephsona (jako elementy przełączające), gdyż charakteryzują się pikosekundowymi czasami przełączania oraz niskimi (na poziomie pW) stratami mocy. W 1967 roku J. Clark zauważył, że kwantowanie strumienia magnetycznego w zamkniętym obwodzie nadprzewodnika może być wykorzystane do zapamiętywania informacji cyfrowej. Całkowity strumień w obwodzie jest równy $\Phi = n\Phi_0$, tak więc liczba całkowita n może być kodem zliczonych kwantów strumienia magnetycznego. Jednak bryła nadprzewodnika potrzebuje aż kilkuset pikosekund do przełączenia między dwoma stanami strumienia. Analiza profesora K. K. Likhareva wykazała, że proces przełączania może odbywać się znacznie szybciej, jeżeli w zamknięty obwód nadprzewodnika (np. pierścień) włączymy przynajmniej jedno złącze Josephsona. Kiedy pierścień jest umieszczony w polu magnetycznym, wówczas złącze umożliwia szybkie wniknięcie lub wyprowadzenie z pierścienia pojedynczych kwantów strumienia magnetycznego. Proces ten zajmuje tylko ułamek pikosekundy dla pierścienia z niobu. Oznacza to, że dane cyfrowe zakodowane przez liczbę fluksonów n mogą być pamiętane i przetwarzane z wielką szybkością.

2. UKŁADY CYFROWE ZE ZŁĄCZAMI JOSEPHSONA

Złącze Josephsona opisują dwa stany charakterystyczne dla stałoprądowego zjawiska Josephsona. W pierwszym stanie prąd złącza jest większy od krytycznego I_C i na złączu występuje napięcie. W drugim stanie przepływ prądu $I < I_C$ nie wywołuje napięcia na złączu. Czas przechodzenia od jednego stanu do drugiego określa czas przełączania, który ma duże znaczenie w przypadku użycia złącza Josephsona jako elementu w układach cyfrowych. Dla niobu, który jest podstawowym i najważniejszym materiałem do wytwarzania elementów krioelektronicznych, szerokość przerwy energetycznej wynosi $E_G = 0,003$ eV, a czas przełączania $\tau_S = 0,23$ ps. Częstotliwość przełączania złącza obliczona jako odwrotność τ_S wynosi ponad 4 THz [1].

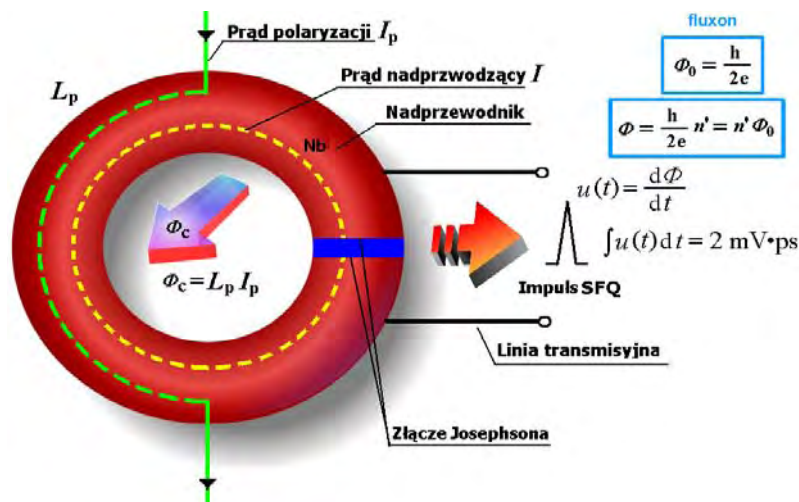


Rys. 1. Złącze Josephsona jako element przełączający [2]

2.1. Komórka pamięci dynamicznej SFQ

Dla układów logicznych działających w oparciu o złącza Josephsona bez histerezy przyjęła się nazwa Rapid Single Flux Quantum (RSFQ) logic, która w tłumaczeniu na język polski oznacza: szybkie elementy logiczne kwantu strumienia magnetycznego. Nośnikiem informacji cyfrowej w tych układach jest impuls prądowy (SFQ pulse), zwany również impulsem pojedynczego kwantu strumienia magnetycznego. Impuls SFQ generowany jest w zamkniętym obwodzie nadprzewodzącym (zawierającym złącze Josephsona) wówczas, gdy wewnętrzny stan strumienia magnetycznego ulega zmianie. Ponieważ strumień magnetyczny w nadprzewodniku jest kwantowany, więc jego zmiana o jeden kwant generuje określony impuls napięciowy o wartości: $\int u(t) dt = 2,07$ mV·ps.

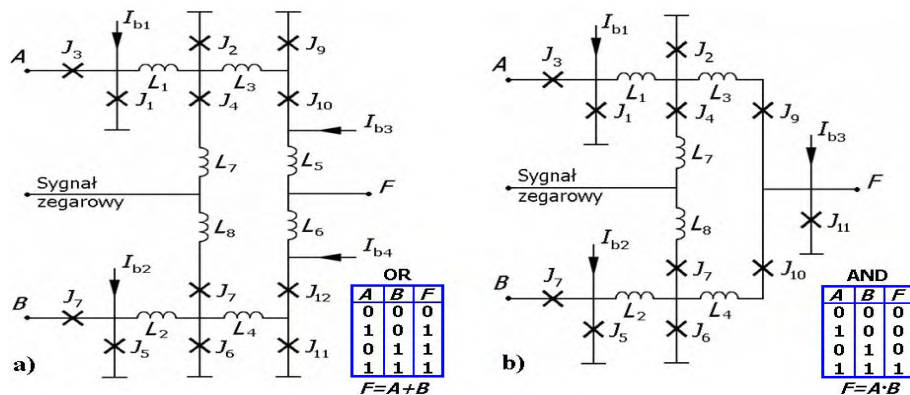
Iloczyn amplitudy i czasu trwania impulsu SFQ jest wartością stałą (zgodnie z $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Wb) i tak dla impulsu o amplitudzie 2 mV czas trwania jest rzędu 1 ps.



Rys. 2. Komórka pamięci dynamicznej SFQ [1]

Przekazywanie informacji odbywa się dynamicznie. Sygnał pojedynczego kwantu strumienia SFQ (single flux quantum) może być przesyłany do innych obwodów w rozbudowanym układzie przez linię nadprzewodzącą (linia transmisyjna Josephsona) [1].

2.2. Nadprzewodnikowe funkcje logiczne RSFQ



Rys. 3. Nadprzewodnikowe funkcje logiczne RSFQ: a) bramka logiczna OR i przykładowe parametry $I_{C1} = I_{C5} = 250 \mu A$, $I_{C2} = I_{C3} = I_{C4} = I_{C6} = I_{C7} = I_{C8} =$

$$I_{C9} = I_{C10} = I_{C11} = I_{C12} = 176 \mu A, I_{b1} = I_{b2} = 176 \mu A; I_{b3} = I_{b4} = 132 \mu A,$$

$$L_1 = L_2 = 15,1 \text{ pH}, L_3 = L_4 = 3,78 \text{ pH}, L_5 = L_6 = 15,1 \text{ pH}, L_7 = L_8 = 15,1 \text{ pH},$$

b) bramka logiczna AND [4, 5]

3. ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKOWYCH UKŁADÓW CYFROWYCH

Układy nadprzewodnikowe RSFQ pracują z bardzo dużymi szybkościami. Dodatkowo wartości przełączanych sygnałów charakteryzują się bardzo małą amplitudą. W konsekwencji umożliwia budowę bardzo czułych układów, które są w stanie precyzyjnie i szybko przetwarzać informacje cyfrowe. Spośród niektórych zastosowań krioelektronicznych układów cyfrowych wymienia się: przetworniki analogowo-cyfrowe (zawierające bardzo szybkie układy próbkujące), układy przełączające (switch-e) w dużych sieciach komputerowych, generatory i modulatory mikrofalowe w radiokomunikacji, układy mikroprocesorów [3].

Tablica 1. Układy nadprzewodnikowe i ich zastosowania [3]

UKŁADY NADPRZEWODNIKOWE	ZASTOSOWANIA
• Przetworniki A/C i C/A • Procesory sygnałowe • Multiplexery, demultiplexery	• Technika radarowa • Łączność kosmiczna
• Przetworniki czas-liczba	• Fizyka wysokich energii
• Przełączniki sieciowe	• Wielkie sieci informatyczne
• Mikroprocesory • Rejestry przesuwne • Pamięci kriogeniczne	• Superkomputery
• Cyfrowe korelatory	• Radioastronomia
• Cyfrowe systemy SQUID	• Badania nieniszczące materiałów • Badania biomedyczne

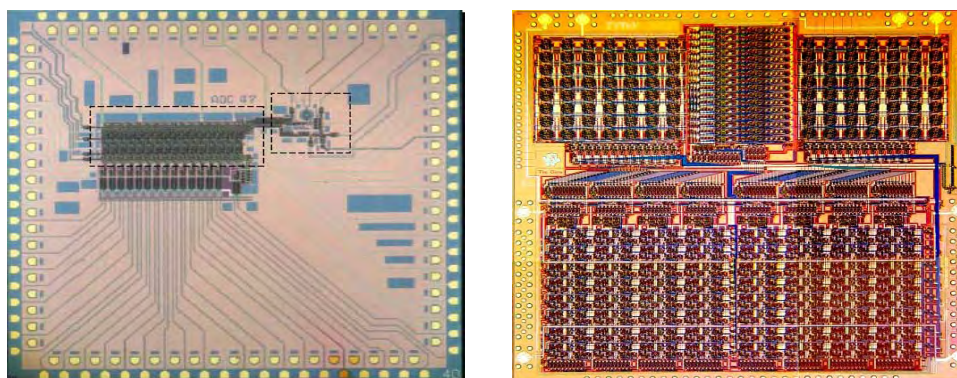
3.1. Mikroprocesor nadprzewodnikowy. Przetwornik analogowo - cyfrowy RSFQ

Mikroprocesor nadprzewodnikowy FLUX 1 został zaprojektowany i wykonany w latach 2001-2002. Układ pracuje z częstotliwością 20 GHz i został zbudowany w oparciu o technologię niobową ($1,75 \mu\text{m}$) trójwarstwową ($\text{Nb}/\text{Al}_x/\text{Nb}$). Jednostka zawiera 5000 układów logicznych, na które składa się 65759 złączy Josephsona. Moc pobierana przez mikroprocesor w czasie normalnej pracy nie przekracza wartości 15 mW. Pomimo konieczności stosowania chłodzenia nadprzewodnikowe układy mikroprocesorowe mogą być alternatywą dla konwencjonalnych półprzewodnikowych. W 1990 roku rozpoczęto prace nad stworzeniem systemu (superkomputera) o akronimie HTMT (Hybrid Technology Multithreaded). System ma umożliwić uzyskanie wielkich mocy obliczeniowych rzędu 10^{15} operacji zmiennoprzecinkowych na sekundę (PetaFlops) [6].

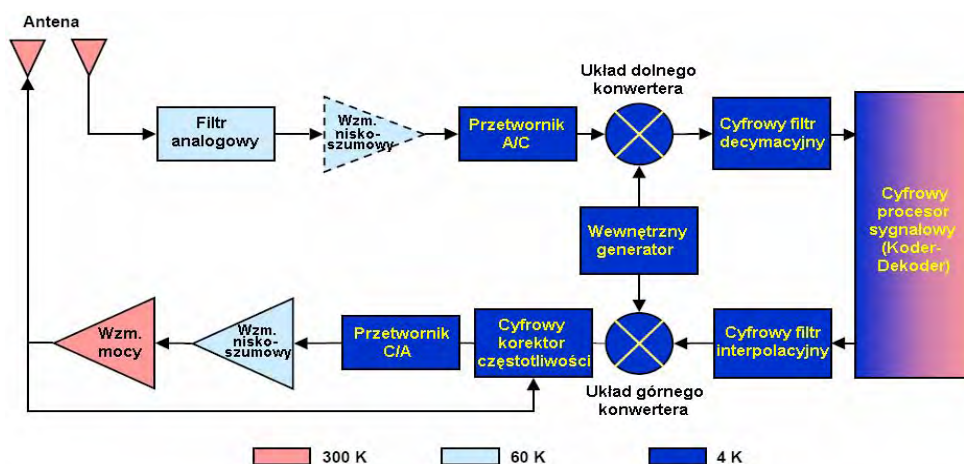
Jednym z zastosowań układów RSFQ są szybkie przetworniki analogowo-cyfrowe. Dzięki wielkiej szybkości przełączania układów opartych o złącza Josephsona uzyskuje się duże rozdzielczości i częstotliwości próbkowania. Przetworniki RSFQ umożliwiają próbkowanie z pikosekundową rozdzielczością, mają dużą czułość i pobierają małą moc. Dzięki takim parametrom możliwe jest zastosowanie takich przetworników w układach szerokopasmowych, zwłaszcza w technice satelitarnej i kosmicznej, gdzie dominują układy mikrofalowe i wymagana jest wysoka jakość sygnału. Wiele zastosowań mogą znaleźć przetworniki A/C w systemach radiokomunikacyjnych i radarowych (sektor obrony).

Chodzi tutaj głównie o digitalizację (syntetyzację) sygnałów radiowych wysokiej częstotliwości. Sygnały o częstotliwościach rzędu GHz (układy szerokopasmowe) wymagają odpowiednio szybkiego próbkowania oraz dużej czułości. Układy konwencjonalne zawierające wielostopniowe układy mieszaczy, wzmacniaczy i przetworników mają niekiedy niedostatecznie dobre parametry oraz wprowadzają nieliniowości, szумы i zniekształcenia w sygnale.

Rysunek poniżej przedstawia przetwornik analogowo-cyfrowy dynamicznie programowalny o wysokiej rozdzielczości. Jednostka zawiera w swojej strukturze 6000 złączy Josephsona i może pracować z częstotliwością 19,6 GHz. Gęstość prądu krytycznego wynosi 1 kA/cm^2 [10].



Rys. 4. Przetwornik analogowo-cyfrowy zawierający w swojej strukturze 6000 złączy Josephsona wykonanych w technologii $3 \mu\text{m}$. Mikroprocesor FLUX 1 [7]



Rys. 5. Nadprzewodnikowy system nadawczo-odbiorczy w układach radiokomunikacyjnych [7]

4. PARAMETRY NADPRZEWODNIKOWYCH UKŁADÓW CYFROWYCH

Najważniejsze parametry charakteryzujące układy nadprzewodnikowe to: gęstość prądu krytycznego, rozmiar złącza, napięcie charakterystyczne, częstotliwość pracy układu, pobierana moc, skala integracji, temperatura krytyczna, prąd polaryzacji, liczba złączy Josephsona, rodzaj technologii [3].

Tablica. 2. Wybrane parametry nadprzewodnikowych układów cyfrowych [11]

	Hypres USA	TRW USA	Submicron NY State University	HTS Chalmers University
Rozmiar złącza, μm	0,3	1	0,8	2
Napięcie charakterystyczne, mV	0,3	0,7	1,2	3
Częstotliwość pracy bramki, GHz	120	300	395	1200
Częstotliwość pracy układu, GHz	20-40	70-100	110-130	200-400
Skala integracji, liczba cel/chip	10^3	10^4	10^2	10
Minimalna moc, $\mu\text{W}/\text{cełę}$	0,03	0,03	0,03	0,03

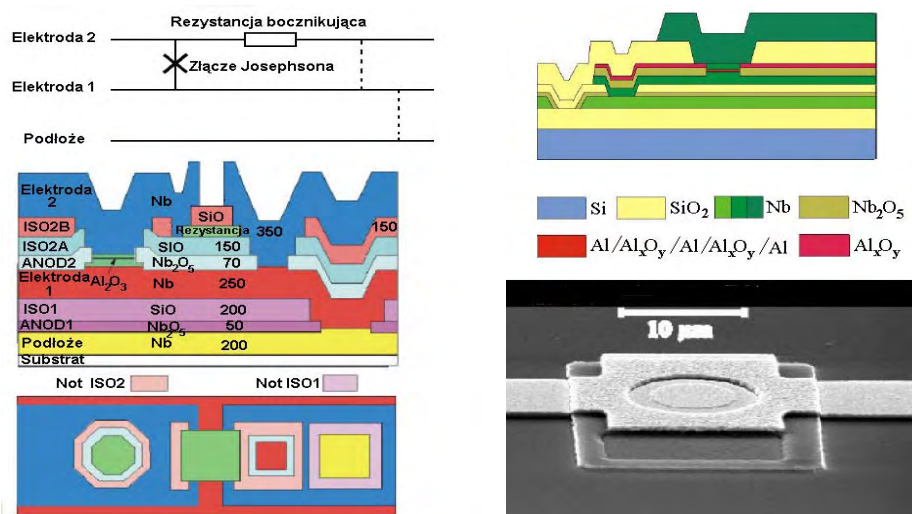
5. TECHNOLOGIA WYTWARZANIA NADPRZEWODNIKOWYCH UKŁADÓW ELEKTRONICZNYCH

5.1. Cienkowarstwowe struktury LTS w układach cyfrowych

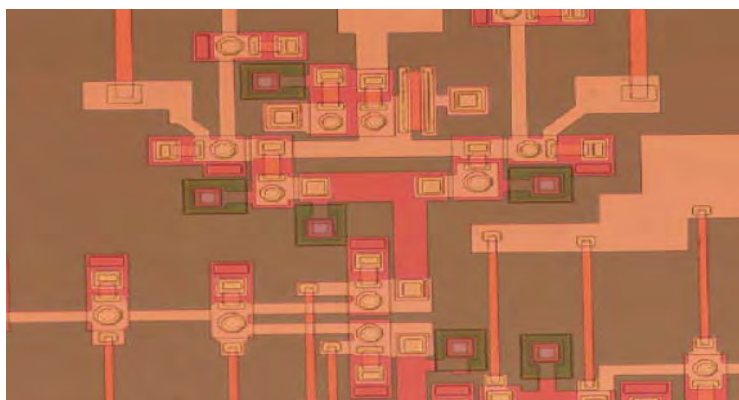
Dominującą technologią w nadprzewodnikowej technice cyfrowej jest technologia niobowa. Pierwiastek ten jest tutaj najczęściej stosowany, ponieważ przemawiają za tym jego właściwości materiałowe. Parametrem decydującym o jego częstym zastosowaniu jest również szerokość przerwy energetycznej, która wynosi 0,003 eV.

W procesie wytwarzania pojedynczych złączy jak i całych struktur stosuje się technologię wielowarstwową: SIS (nadprzewodnik – dielektryk – nadprzewodnik), SNS (nadprzewodnik – metal – nadprzewodnik), SINS (nadprzewodnik – dielektryk – metal – nadprzewodnik), SINIS (nadprzewodnik – dielektryk – metal – dielektryk – nadprzewodnik).

Warstwę nadprzewodnika w takiej strukturze stanowi niob, dielektryk najczęściej wywarzany jest z tlenku aluminium (Al_2O_3), natomiast jako metal stosowane są: PdAu, Cu, Ti, HfTi. Podłoża stosowane w takiej konfiguracji są wykonywane zazwyczaj z płytek krzemowych termicznie utlenianych. W technologii niobowej otrzymuje się struktury o złożoności powyżej pięciu warstw nadprzewodnikowych. Techniki wytwarzania są zbliżone do tych, jakie są stosowane przy produkcji elementów półprzewodnikowych. Wykorzystywane są tutaj metody optyczne, litografia oraz rozpylanie jonowe bądź elektronowe. Układy wytworzone w ten sposób mogą pracować z częstotliwością powyżej 50 GHz. Chłodzenie takich układów realizowane być musi w temperaturze 4,2 K [3].



Rys. 6. Struktura warstwowa złącza wykonanego w technologii SIS. Przekrój poprzeczny i widok z góry złącza wykonanego w technologii SINIS [3]



Rys. 7. Struktura układu RSFQ wykonanego w technologii Nb/Al₂O₃ - Al/Nb [3]

5.2. Wytwarzanie złączy SIS na bazie niobu w technologii wielowarstwowej

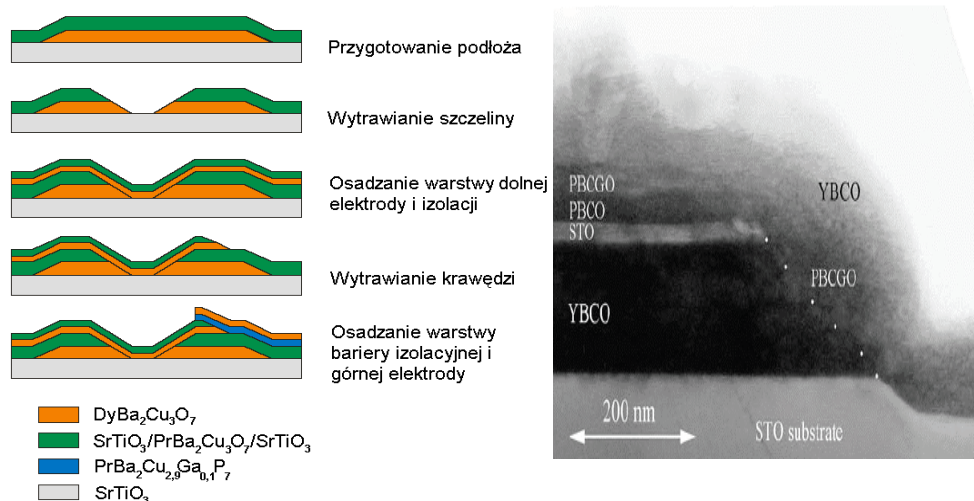
Jako substratów używa się termicznie utlenianych płytek krzemowych. W pierwszym etapie nanoszona jest warstwa niobu o grubości 200 nm. Do tego celu stosuje się metodę rozpylania jonowego (sputtering) w środowisku CF₄. Izolacja pomiędzy podłożem a innymi warstwami struktury wykonana jest w standardowym procesie anodowania przy napięciu 25 V. Izolacja jest dodatkowo wzmocniona poprzez naniesienie 200 nm warstwy SiO. Kolejnym etapem wytwarzania struktury jest osadzanie pierwszej elektrody. Grubość tej warstwy po osadzeniu powinna wynosić 250 nm.

W tym przypadku również stosuje się metodę sputteringu. Następnie formowana jest struktura trójwarstwowa Nb/Al₂O₃/Nb o grubościach warstw odpowiednio 60 nm, 12 nm, 30 nm. Rozmiar złącza ustala się po procesie anodowania drugiej elektrody. Odbywa się to przy napięciu 35 V. Podczas anodowania struktur podłoży konieczne jest zastosowanie pomocniczej elektrody. Jest ona następnie usuwana wraz z procesem trawienia wiązką jonów. Druga warstwa SiO o grubość 150 nm jest nanoszona na próbkę po to, aby wzmocnić tlenek anodowy. Kontakt pomiędzy pierwszą elektrodą a powierzchnią izolacyjną jest zrealizowany po odpowiednim wydrążeniu struktury poprzez usunięcie na odpowiednią szerokość warstwy SiO. Kolejnym ważnym etapem jest naniesienie warstwy rezystancyjnej o grubości 75 nm. Do tego celu stosuje się cienką warstwę z molibdenu. Należy zwrócić uwagę na to, że ta warstwa umieszczana jest bezpośrednio w strukturze złącza. Dzięki takiemu zabiegowi złącze ma dodatkową rezystancję i jest bez histerezy. Trzecia i ostatnia warstwa SiO o grubości 150 nm jest nanoszona po to by wzmocnić izolację pomiędzy warstwami z metalu oraz chronić warstwę molibdenową przed wpływem warunków zewnętrznych. Jednym z ostatnich etapów procesu jest naniesienie drugiej warstwy niobowej elektrody o grubości 350 nm. Wykonuje się to metodą rozpylania jonowego w środowisku CF₄. Na zakończenie całą strukturę powleka się jeszcze warstwą aluminium o grubości 12 nm, która ma chronić całą strukturę. Dodatkowo dla złączy o rozmiarach od 10 μm² do 75 μm² stosuje się powlekanie kontaktów złotem w celu uzyskania lepszego styku. Wartość gęstości prądu krytycznego dla złącza wykonanego w takiej technologii wynosi 1000 A/cm². Pojemność złącza osiąga wartość 4,5 μF/cm² [3].

5.3. Cienkowarstwowe struktury HTS w układach cyfrowych

Układy RSFQ bazujące na nadprzewodnikach wysokotemperaturowych wykorzystują wielowarstwową technologię opartą na nadprzewodnikach YBCO, PBCO, BSCO, TBCO, DBCO. Jako podłoża (substratów) używa się: SrTiO₃, warstwy buforowej MgO oraz LaAlO₃. W pierwszym etapie wytwarzania struktury wielowarstwowej łączy się warstwę YBCO z warstwą izolacyjną w celu otrzymania jednorodnej i gładkiej struktury dwuwarstwowej. Następnie kształtuje się odpowiednio taką strukturę w celu zapobieżenia tworzeniu się obszarów ziarnistych. Po uformowaniu bariery wiązką jonów próbkę poddaje się wyżarzaniu. Proces ten odbywa się kolejno w temperaturze 600 °C przez 15 min, 450 °C przez 30 min przy ciśnieniu 200 mbar w atmosferze tlenu. W kolejnym etapie osadza się elektrody (połączenia). Poprzez zastosowanie procesu fotolitografii i trawienia wiązką jonów powstała struktura jest ukształtowana w mikromostki i przygotowana do wytworzenia złączy Josephsona. Na zakończenie całego procesu, nakładana jest jeszcze warstwa złota o grubości 200 nm jako podkład wiążący całą strukturę. Złącza HTS są z natury złączami bez histerezy, więc nie zachodzi konieczność tworzenia dodatkowej rezystancji w strukturze. Przy zastosowaniu takiej technologii otrzymujemy prądy krytyczne o wartości 10⁵ A/cm², a charakterystyczne napięcie może się zawierać w przedziale od 50 μV do 500 μV w temperaturze 77 K i powyżej 1 mV przy 30 K. Najczęściej stosowane metody wytwarzania cienkich warstw HTS to: rozpylanie wiązką jonową (sputtering), ablacja laserowa, naparowywanie chemiczno – organiczne (MOCVD), epitaksja wiązką molekularną (MBE).

Układy HTS są teoretycznie o wiele szybsze w porównaniu do tych wykonanych w technologii niobowej. Głównym problemem w układach HTS są fluktuacje cieplne, które powodują wzrost mocy wydzielanej na złączu. Pomimo znaczącego postępu w technologii wytwarzania nadprzewodnikowych cienkowarstwowych struktur HTS w ostatnich latach nadal poszukuje się technologii, która umożliwiłaby zbudowanie układów HTS o bardzo dużej skali integracji (10000 złączy Josephsona w jednym chipie) [3, 9, 12].



Rys. 8. Technologia wytwarzania złączy HTS na bazie DBCO. Przekrój poprzeczny struktury wykonanej na bazie YBCO [8, 9]

WNIOSKI

Nadprzewodnikowe układy cyfrowe są znacznie szybsze od konwencjonalnych (półprzewodnikowych). Dzięki wykorzystaniu zjawisk związanych z nadprzewodnictwem możemy generować sygnały o bardzo wysokich częstotliwościach, bardzo szybko je przełączać oraz równie szybko wprowadzać i odczytywać dane z pamięci nadprzewodnikowej. W efekcie możemy realizować kompletne układy cyfrowe.

Trudno spodziewać się w najbliższym czasie konkretnych rozwiązań w urządzeniach konwencjonalnych (powszechnego użytku), jednak z uwagi na bardzo dużą szybkość działania (rzędu setek GHz) układy nadprzewodnikowe mogą stać się alternatywą w wielu systemach, gdzie wymagane są parametry, które nie są osiągalne przez układy konwencjonalne. Układy nadprzewodnikowe charakteryzują się bardzo niskim (10^{-6} W) poborem mocy. Ponadto z uwagi na nieskomplikowaną technologię, koszty wytwarzania są dziesięciokrotnie niższe w porównaniu do technologii półprzewodnikowej.

Główną przeszkodą w szerszym zastosowaniu nadprzewodnikowych układów cyfrowych jest konieczność chłodzenia. Dotychczas budowane układy wymagają temperatur rzędu 4,2 K. Technologia małych układów chłodzenia zaczyna dopiero się rozwijać, dodatkowo są one jeszcze zbyt drogie, aby mogły zostać szerzej zastosowane. Nowa nadzieja pojawia się w układach bazujących na nadprzewodnikach wysokotemperaturowych (YBCO).

Powstały już pierwsze układy HTS, jednak technologia ich wytwarzania jest w tym momencie jeszcze opracowywana. Zastosowanie dwuborku magnezu może przynieść korzyści w postaci zminimalizowania kosztów chłodzenia (jednostopniowe układy chłodzenia).

LITERATURA

- [1] Nawrocki W., Wawrzyniak M., *Zjawiska kwantowe w metrologii elektrycznej*, Wydawnictwo Politechniki Poznańskiej, Poznań 2003.
- [2] Brock D.K., Track E.K., J.M. Rowel., *Superconductor ICs: The 100 GHz second generation*, IEEE Spectrum, December 2000, 40-46.
- [3] *SCENET Roadmap for superconductor digital electronics*, ver. 2.2, November 2001.
- [4] Jha A. R., *Superconductor technology applications to microwave, electro-optics, electrical machines and propulsion systems*, A Wiley – Interscience Publication, John Wiley & Sons, Inc. 1998.
- [5] Strona internetowa: <http://pavel.physics.sunysb.edu/RSFQ/Lib/KL/and.html>.
- [6] Dorojevets M., *An 8-bit FLUX-1 RSFQ microprocessor built in 1,75 μ m technology*, Physica C, 378–381, 2002, 1446–1453.
- [7] Gupta D., *Superconductor digital systems*, International Superconducting Electronics Conference, Sydney 2003.
- [8] Claeson T., *Superconducting electronics: fast, low power, sensitive, Coherent*, Microtechnology and Nanoscience Centre Chalmers Technical University.
- [9] Sonnenberg A.H., *High frequency devices based on HTS Josephson junctions*, University of Twente, Enschede 2000.
- [10] Mukhanov A.O., Semenov K. V., Vernik V. I., Kadin M. A., Filippov V.T., Gupta D., Brock K.D., Rochwarger I., Polyakov A.Y., *High-resolution ADC operation up to 19.6 GHz clock frequency*, Superconductor Science and Technology, 14, 2001, 1065–1070.
- [11] Kidiyarova-Shevchenko A. Yu., *Rapid Single Flux Quantum logic/memory family*, Chalmers Technical University, Sweden 2004.
- [12] Cassel D., Orllepp T., Dittmann R., Kuhlmann B., Toepfer H., Siegel M., Uhlmann F.H., *HTS technology for implementing RSFQ cells with large noise immunity*, Physica C, 372–376, 2002, 139–142.

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



**EKSPERYMENTALNE BADANIA PRĄDÓW
KRYTYCZNYCH W WYSOKOTEMPERATUROWYCH
MATERIAŁACH NADPRZEWODNIKOWYCH**

Krzysztof JANUS, Henryk MALINOWSKI

Lublin University of Technology, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland
Electrotechnical Institute in Warsaw, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland
E-mail: kristis@o2.pl, henmal@aspect.pl

Experimental measurement of critical current in high – temperature superconductors

The paper gives an introduction to measurement of critical current of ten-centimetre-long HTS tapes. Sample is situated on brass shunt. Thanks to use such configuration moment of passage to the resistive state is simple and assures larger safety of sample. Electrical current is provided with the help of electric generator (MMi 12200 PS), voltage is measured by electric meter (APA 305) or digital oscillograph (Pico ADC - 100). Measurement of critical current includes researching the I_c in a magnetic field perpendicular and parallel to the sample, angle of bending and temperature. Magnetic field is provided by neodymium magnet, tension by location on roller sample, variable temperature by cryocooler or copper ring. The sample is cooled by liquid nitrogen (77 K). The purpose of the work is building a model for investigating the parameters mentioned above.

1. WSTĘP

Przy budowie elektromagnesów z taśm czy przewodów nadprzewodnikowych bardzo ważnym aspektem jest dokładna znajomość ich prądu krytycznego. Technologia wytwarzania taśm nadprzewodnikowych wysokotemperaturowych nie pozwala na wytwarzanie przewodów o znacznej długości (do 1km). Często nie wystarcza to do wykonania cewki o żądanych parametrach. Do budowy takiej cewki stosuje się wiele sekcji połączonych ze sobą. Każda z sekcji może być wykonana z różnych partii taśm nadprzewodnikowych. Prądy krytyczne tego samego przewodu z różnych partii (wytwarzanego przez tego samego producenta) mogą się nieco różnić. By uniknąć takiej sytuacji, w której niski prąd krytyczny jednej z sekcji ograniczy wartość prądu krytycznego całego elektromagnesu, przed wykonaniem cewki należy określić prąd krytyczny taśmy nadprzewodnika dla każdej z sekcji. Wartości tego prądu określa się z pomiaru prądu krytycznego krótkiego odcinka przewodu z którego wykonuje się sekcje. Przy dużej ilości sekcji niezbędne będzie wielokrotne powtarzanie pomiarów. Aby uprościć i przyspieszyć te badania zaprojektowano i wykonano stanowisko do wyznaczania prądu krytycznego

krótkich próbek materiałów nadprzewodnikowych wysokotemperaturowych, które opisano w dalszej części artykułu.

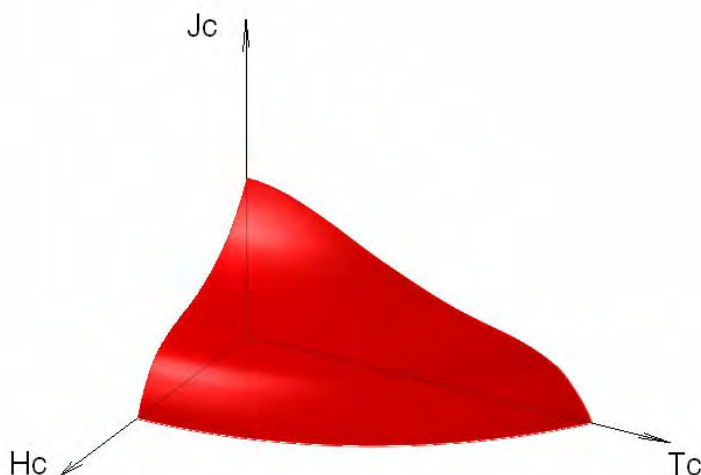
2. WYZNACZANIE PRĄDU KRYTYCZNEGO

Z inżynierskiego punktu widzenia prąd krytyczny jest zdefiniowany jako maksymalny prąd stały, który może być rozpatrywany jako płynący bez rezystancji [1].

Pomiary prądu krytycznego zostały ściśle opisane w normach europejskie (przetłumaczone na język Polski), które precyzyjnie określają jak powinno się wyznaczać prąd krytyczny materiałów nadprzewodnikowych (PN-EN 61788 – 1, PN-EN 61788 – 2, IEC 61788 – 3).

Do prawidłowego określania momentu przejścia ze stanu nadprzewodzącego do rezystywnego posługujemy się normami i kryteriami (polowe i rezystancyjne), których maksymalne wartości, dla materiałów niskotemperaturowych, wynoszą odpowiednio 10^{-14} Ωm i 10^{-13} Ωm lub 10 $\mu\text{V/m}$ i 100 $\mu\text{V/m}$ [3][4], dla materiałów wysokotemperaturowych to odpowiednio $2 \cdot 10^{-13}$ Ωm i 10^{-13} Ωm lub 100 $\mu\text{V/m}$ i 500 $\mu\text{V/m}$ [5].

Generalna zasada wyznaczania prądu krytycznego polega na wprowadzaniu, do próbki materiału nadprzewodzącego HTS, stałego prądu o rosnącej wartości, aż do momentu jej przejścia ze stanu nadprzewodzącego do rezystywnego.



Rys. 1. Powierzchnia krytyczna nadprzewodnictwa

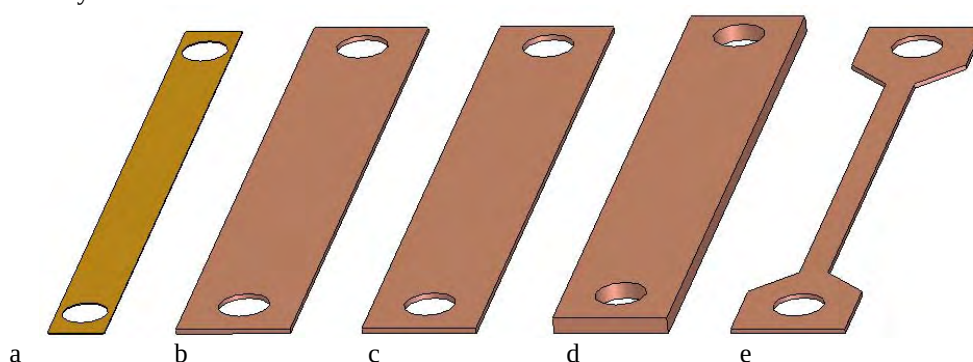
Podstawami parametrami ograniczającymi stan nadprzewodnictwa to temperatura krytyczna, krytyczna gęstość prądu, krytyczne natężenia pola magnetycznego (rys. 1.). Wiadomo jednak, iż na prąd krytyczny mają także wpływ siły działające na nadprzewodnik. Przez zwiększenie ciśnienia zewnętrznego działającego na próbkę zmienia się jej prąd krytyczny. Nadmierne naprężenia powstające podczas nawijania elektromagnesu (wyginania próbki, zwiększona siła naciągu) obniżają wartość prądu krytycznego (producent podaje wartości maksymalnego wygięcia oraz siły naciągu próbki).

Przy wyznaczaniu prądu krytycznego przewodów HTS Uwzględnić należy te zależności. Problemem jest również przygotowanie próbek, które są bardzo delikatne, kruche i stosunkowo drogie. Do uszkodzenia lub zniszczenia nadprzewodnika wystarczy

nadmierne podgrzanie, bądź wygięcie próbki. Innym problem jest umieszczenie próbki w chłodziwie w taki sposób by przy gwałtownej zmianie temperatury nie powstawały w niej dodatkowe naprężenia. Określenie momentu utraty nadprzewodnictwa odbywa się za pomocą metody cztero-punktowej.

3. PROJEKT URZĄDZENIA

Dla zabezpieczenia próbki przed zniszczeniem przy przejściu jej do stanu rezystywnego, umieszcza się ją na specjalnie dobranym boczniku. Przy utracie nadprzewodnictwa próbki, na jej końcach pojawia się napięcie. Materiał i kształt boczników należało dobrać tak, by sygnał napięciowy przejścia nadprzewodnika, przy określonej wartości prądu (prądu krytycznego) można było odczytać z dużą dokładnością. Rodzaje i kształty boczników poddawanych analizie pokazuje rysunek 2. Podstawowe parametry boczników umieszczono w tabeli 1.

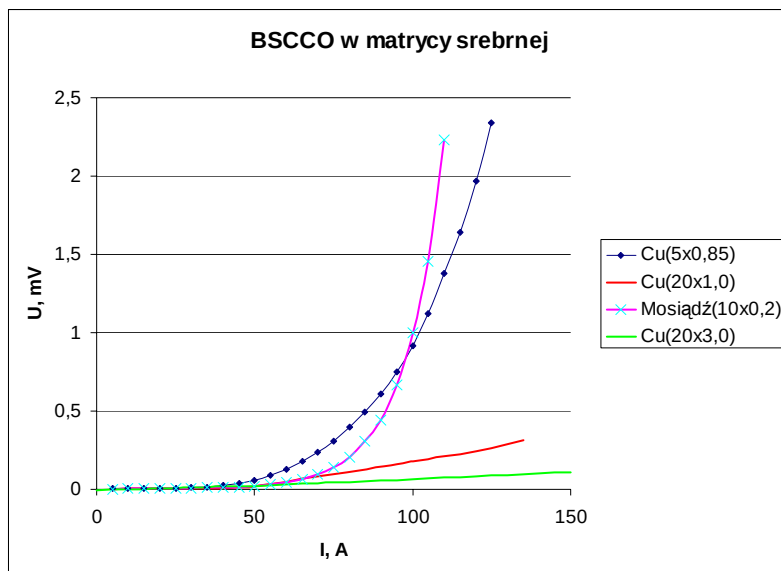


Rys. 2. Rodzaje i kształty boczników wykorzystanych do badania (a – mosiądz, b, c, d, e – miedź)

Tab. 1. Podstawowe parametry badanych boczników

Nr próbki	Rodzaj materiału	R_{300} $10^{-5} \Omega$	R_{77} $10^{-5} \Omega$	Wymiar			R_{300}/R_{70}
				wysokość mm	szerokość mm	długość mm	
a	Mosiądz	325	150	0,20	10	100	2,2
b	Miedź	8,6	1,3	0,85	20	100	6,5
c	Miedź	7,34	1,14	1,00	20	100	6,4
d	Miedź	2,45	0,38	3,00	20	100	6,4
e	Miedź	43	6,7	0,85	5	100	6,4

.Po przebadaniu boczników przedstawionych na rys. 2. najlepiej widoczny jest moment przejścia ze stanu nadprzewodzącego do rezystywnego próbki umieszczonej na boczniku mosiężnym (tab 1. – „a”, rys. 3. – „Mosiądz 10x02”) o przekroju 10x0,2 mm. Posiada ona największą rezystancję jednakże ze względu na dużą powierzchnię wymiany ciepła, jej temperatura w czasie pomiarów nie zmienia się. Dlatego na materiał bocznika do badań prądów krytycznych próbek, wybrano mosiądz.



Rys. 3. Wykres $I = f(U)$ dla nadprzewodnika BSCCO umieszczonego na różnych bocznikach

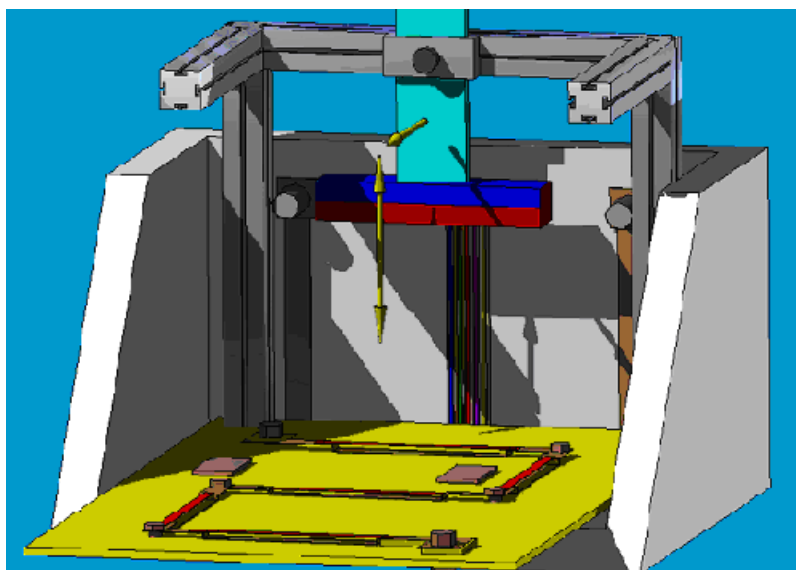
Współczynniki rozszerzalności cieplnej mosiądzu i taśmy nadprzewodnikowej są różne. Przy chłodzeniu próbki nadprzewodnikowej taśmy z bocznikiem, powstają w niej naprężenia mechaniczne, które zmieniać mogą wartości prądu krytycznego próbki. Dlatego bocznik próbki wykonano tak by uniemożliwić powstawanie w taśmie nadmiernych naprężeń mechanicznych. Kształt bocznika i odkształcenia jakie doznaje w procesie schładzania pokazuje rysunek 4.



Rys. 4. Zmiana kształtu bocznika przed (po lewej) i po schłodzeniu (po prawej)

Napięcie z końców próbki, przy przepływie prądu, odczytywane jest za pomocą miernika APA 303, bądź oscyloskopu cyfrowego (metodą cztero-punktową).

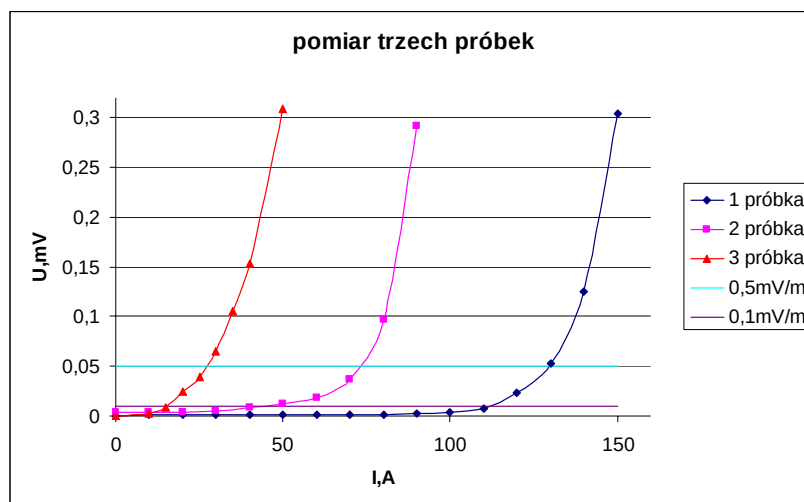
W celu określenia wpływu pola magnetycznego na wartość prądu krytycznego wykonany został układ pomiarowy przedstawiony na rysunku 5. Źródłem pola magnetycznego jest magnes neodymowy. Konstrukcja dzięki ruchomemu przegubowi umożliwia poddawanie próbki działaniu polu magnetycznego równoległego lub prostopadłego do powierzchni taśmy nadprzewodnikowej. W celu umożliwienia takich badań wykonano mapę rozkładu pola magnetycznego w przestrzeni wokół magnesu. Próbkę nadprzewodnika umieszcza się w pewnej odległości od magnesu, w polu magnetycznym o określonej wartości. Układ umożliwia pomiar zależności $I(B)$ taśmy nadprzewodnikowej dla wartości B w granicach od 0 do 0,4 T.



Rys. 5. Schemat układu do wyznaczania prądu krytycznego w zależności od temperatury

Pomiar prądu krytycznego w zależności od kąta gięcia odbywa się przez umieszczenie próbki na wycinku walca o określonym promieniu.

Po umieszczeniu próbek w kriostacie, wyznaczamy prąd krytyczny w zależności od temperatury.



Rys. 6. Wyniki pomiaru dla trzech próbek

Wyniki pomiaru prądu krytycznego trzech próbek nadprzewodnikowych przedstawione są na rys. 6.. Do odczytania prądu krytycznego posłużono się dwoma kryteriami połowymi $100\mu\text{V/m}$ i $500\mu\text{V/m}$. Badaniom poddano trzy próbki: dwie BSCCO w matrycy srebrnej („próbka2”, „próbka3” – rys.6.) oraz jedną BSCCO w matrycy srebrnej

laminowanej („próbka1” – rys.6.). Wartości prądów krytycznych wyznaczonych w pomiarze przedstawione są w tab 2.

Tab 2. Wartości prądów krytycznych dla trzech różnych próbek taśm nadprzewodnikowych

	kryterium	
	100 μ V/m	500 μ V/m
	A	A
1 próbka	112,7	129,7
2 próbka	49,7	73,3
3 próbka	15,7	27,8

4. WNIOSKI

Dzięki zastosowaniu układu możemy wyznaczać prąd krytyczny pięciu próbek taśm nadprzewodnikowych jednocześnie (w zależności od zewnętrznego pola magnetycznego prostopadłego i równoległego, temperatury, wielkości skręcenia). Obniża to koszty badań i przyspiesza weryfikację wartości prądów krytycznych przewodów nawojowych HTS. Zaletą układu jest możliwość całkowitego zautomatyzowania pomiaru, dzięki zastosowaniu mierników cyfrowych i źródła prądowego sprzężonego z komputerem. Wadą układu jest niska wartość i mała jednorodność pola magnetycznego dostarczanego przez magnes neodymowy, co uniemożliwia uzyskiwanie bardzo powtarzalnych wartości $I(B)$ dla próbek HTS.

LITERATURA

- [1] PN – IEC 60050 – 815:2002 – Międzynarodowy Słownik Technologiczny Elektryki – części 815: Nadprzewodnictwo,
- [2] PN – IEC 60050 – 815:2002 – Międzynarodowy Słownik Technologiczny Elektryki – części 815: Nadprzewodnictwo
- [3] PN-EN 61788 – 1 Nadprzewodnictwo – Część 1: Pomiar prądu krytycznego. Prąd krytyczny dla prądu stałego nadprzewodników kompozytowych Cu/Nb-Ti
- [4] PN-EN 61788 – 2 Nadprzewodnictwo – Część 2: Pomiar prądu krytycznego. Prąd krytyczny dla prądu stałego nadprzewodników kompozytowych Nb₃Sn
- [5] IEC 61788-3 – superconductivity – part 3: Critical current measurement – DC critical current of Ag-sheathed Bi-2212 and Bi-2223 oxide superconductors
- [6] Michel Cyto, Davor Pavuna, Wstęp do nadprzewodnictwa PWN, W-wa 1996



PROJEKT PODRĘCZNIKA INTERNETOWEGO: PODSTAWY FIZYCZNE, WŁAŚCIWOŚCI I ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Piotr JAKUBOWSKI, Paweł SURDACKI

Politechnika Lubelska
Wydział Elektryczny, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
ul. Nadbystrzycka 38a, 20-618 Lublin,
E-mail: pjakubow@plusnet.pl, pawels@eltecopol.lublin.pl

Design of a web manual: physical fundamentals and applications of superconductors

The web manual is designed to be an internet-based didactic assistance either for students or lecturers. The main idea is to describe some of the basic concepts concerning superconductivity as a physical phenomenon and, above all, to show its present and possible future applications in the technologies such as SFCL, SMES etc. Logical structure of the manual as well as some key features have been presented in this paper.

Keywords: superconductor applications, web manual, didactic assistance

1. WSTĘP

Wraz z upowszechnieniem się stosunkowo taniego szerokopasmowego dostępu do Internetu w naszym kraju [1,2], medium to stało się jednym z podstawowych, jeżeli nie głównym źródłem pozyskiwania przez uczniów i studentów dodatkowych materiałów pomocnych w nauce. Również zagadnienie zjawiska nadprzewodnictwa doczekało się wartych uwagi internetowych opracowań.

Amerykański serwis HyperPhysics Uniwersytetu Stanowego Georgii [3], który stał się jedną z inspiracji projektu przedstawionego w niniejszym referacie, jest przykładem solidnie opracowanego źródła podstawowych informacji z zakresu rodziny nauk fizycznych. Materiał jest podzielony na niewielkie fragmenty (tzw. HyperCards), odnoszące się do konkretnych zjawisk i teorii, połączone odnośnikami zgodnie ze wzajemnymi zależnościami. W części poświęconej fizyce ciała stałego przedstawiono między innymi zjawisko nadprzewodnictwa. Zakres wiadomości dotyczących zastosowań nadprzewodników w tej publikacji jest jednak niewielki, a w obliczu dynamicznego rozwoju technologii nadprzewodnikowych szybko staje się nieaktualny.

Nieco inny charakter ma strona Superconductors.org [4], której autorzy w prostej formie starają się przybliżyć zjawisko nadprzewodnictwa szerokiemu gronu odbiorców. Oprócz informacji obejmujących historię, podstawowe zagadnienia teorii nadprzewodnictwa i krótkich wzmianek o zastosowaniach nadprzewodników, w serwisie znaleźć można bogaty zbiór odnośników do stron ośrodków naukowych, producentów urządzeń nadprzewodnikowych oraz publikacji. Znajduje się tu również dział aktualności i informacje o zbliżających się konferencjach i warsztatach naukowych. Serwis dobrze sprawdza się jako wprowadzenie do tematu nadprzewodnictwa i jest aktualizowany częściej niż wyżej opisywany HyperPhysics. Jednak również tutaj brakuje głębszej analizy zastosowań nadprzewodników.

Niniejsza praca opisuje próbę stworzenia nowoczesnej i funkcjonalnej pomocy dydaktycznej z zakresu wiedzy o nadprzewodnictwie ze szczególnym uwzględnieniem informacji o zastosowaniach nadprzewodników. W podręczniku znajdują się szczegółowe opisy, charakterystyki oraz ilustracje urządzeń, odnośniki do stron internetowych ich producentów, ośrodków zajmujących się badaniami nad nadprzewodnictwem oraz innych witryn poświęconych tej tematyce.

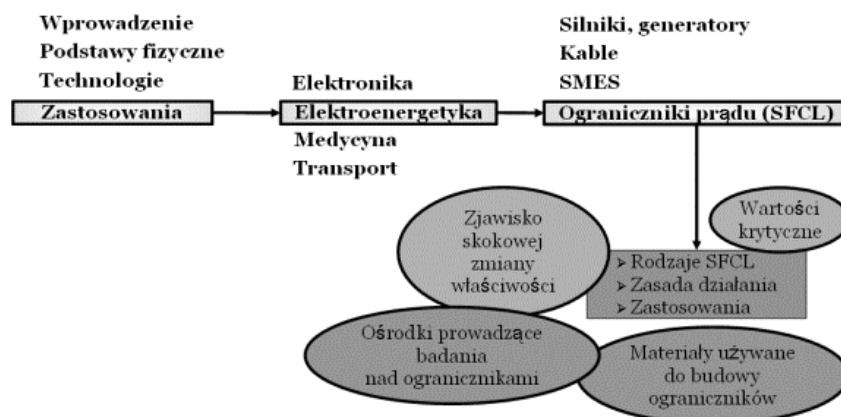
Jednym z wymagań stawianych przed projektem była możliwość jego dystrybucji w formie samodzielnej aplikacji off-line zachowującej możliwie najwięcej ze swojej funkcjonalności. Umożliwiłoby to na przykład korzystanie z podręcznika w salach wykładowych nie posiadających połączenia z Internetem.

Podręcznik w swojej początkowej postaci jest skierowany do polskich studentów i wykładowców, jednak niewykluczone jest jego późniejsze rozszerzenie o wersję angielską. Wielce prawdopodobnym jest, że również zawartość merytoryczna będzie przedmiotem rozbudowy lub poprawek z uwagi na dynamicznie rozwijające się badania nad technologiami nadprzewodnikowymi. Ważne było zatem stworzenie szkieletu witryny pozwalającego na jej łatwe uzupełnianie.

2. STRUKTURA PODRĘCZNIKA

Podręcznik składa się z czterech części:

- **Wprowadzenie do nadprzewodnictwa**, gdzie przedstawione są kluczowe pojęcia dotyczące samego zjawiska, krótka historia odkryć z nim związanych oraz podstawowe właściwości znanych materiałów z podziałem na nadprzewodniki nisko-, średnio- i wysokotemperaturowe.
- **Podstawy fizyczne**, w której zamieszczone są niezbędne odniesienia do teorii nadprzewodnictwa, bez których niemożliwe byłoby zrozumienie większości zastosowań opisanych w głównym rozdziale podręcznika. Przedstawione są tu między innymi informacje na temat nadprzewodników I i II rodzaju, ich własności oraz charakterystyczne zjawiska.
- **Technologie nadprzewodnikowe**, gdzie opisane są najważniejsze metody produkcji materiałów i komponentów nadprzewodnikowych.
- **Zastosowania technologii nadprzewodnikowych**, główny rozdział podręcznika, w którym szczegółowo opisane jest obecne i planowane wykorzystanie technologii nadprzewodnikowych w urządzeniach i systemach energetycznych, elektronicznych i innych.

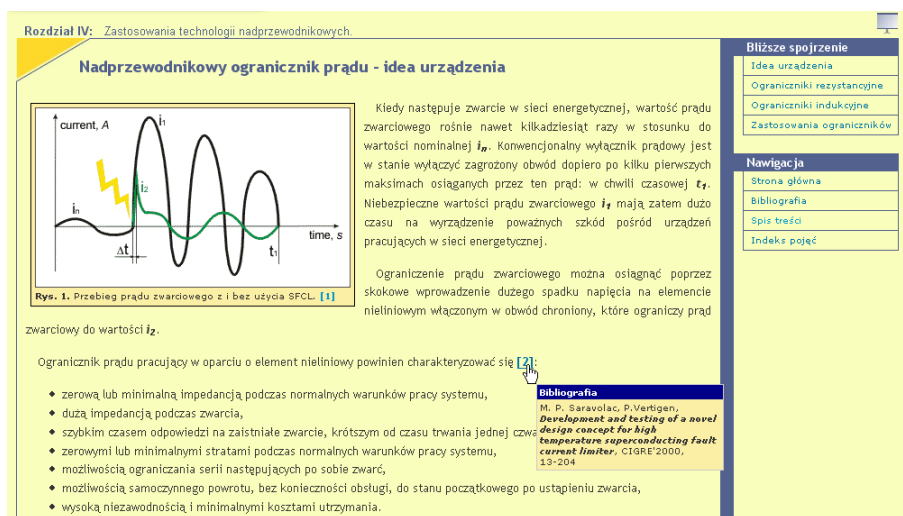


Rys. 1. Przykładowa mapa odnośników.

Specyfika strony internetowej pozwala na wygodne i intuicyjne korzystanie z takiej pomocy dydaktycznej. Rozdziały są ze sobą powiązane siecią wzajemnych odnośników zgodnie z zasadą „od ogółu do szczegółu”, podręcznik jest również wyposażony w prosty mechanizm wyszukiwania.

3. ROZWIĄZANIA TECHNICZNE I WYBRANE FRAGMENTY PODRĘCZNIKA

Oprócz zawartości merytorycznej dużą wagę ma również techniczna realizacja podręcznika. Zgodnie z rekomendacjami World Wide Web Consortium [5] do budowy witryny posłużył model polegający na oddzieleniu warstwy struktury od prezentacji. Wykorzystany został język XHTML w wersji 1.0, pozwalający na budowanie poprawnych semantycznie dokumentów, które, przez eliminację wszelkich mechanizmów związanych ze sposobem ich wyświetlania, są stosunkowo łatwe do modyfikacji. Rola warstwy prezentacji przypadnie całkowicie Kaskadowym Arkuszom Stylów (CSS). Dzięki oddzieleniu obu warstw dużo prostsze stało się stworzenie kilku wersji podręcznika w zależności od używanego medium (monitor, projektor multimedialny, druk). Wersje różnią się wyłącznie osobnym arkuszem stylów. W każdej chwili, za pomocą jednego przycisku, możliwa jest zmiana widoku z wersji WWW, przystosowanej do wyświetlania na monitorze (rys. 2), na wersję optymalną do wyświetlenia za pomocą projektora. Oba widoki różnią się wielkością głównego pola treści, pozycją elementów nawigacyjnych oraz wielkością i krojem czcionki. Wersja do wydruku jest aktywowana automatycznie gdy zajdzie taka potrzeba. Usunięte będą z niej niepotrzebne elementy graficzne oraz nawigacyjne, natomiast obecne w wariantach elektronicznych okna z odpowiedziami i odsyłaczami do bibliografii zostaną wydrukowane jako przypisy dolne.



Rys. 2. Fragment podręcznika w wersji WWW z widocznym oknem podpowiedzi.

Z uwagi na jedno z głównych założeń projektu – możliwość przeglądania podręcznika off-line – niemożliwe stało się zastosowanie języków skryptowych działających po stronie serwera. Za zawartość dynamiczną podręcznika, jak choćby wyszukiwarka, odpowiadają zatem skrypty JavaScript w połączeniu z indeksem XML [6].



Rys. 3. Przykładowe wyniki wyszukiwania.

4. PODSUMOWANIE

Przedstawiony projekt ma w założeniu służyć jako źródło dodatkowych informacji o zastosowaniach nadprzewodników oraz zbiór materiałów, które mogłyby urozmaicić cykl wykładów o nadprzewodnictwie, a obecny w nim zbiór odnośników może być pomocny przy poszukiwaniu bardziej szczegółowych danych. Z uwagi na dość ograniczony zakres

informacji na temat teorii i podstaw fizycznych nie należy traktować podręcznika jako kompendium wiedzy o nadprzewodnictwie.

LITERATURA

- [1] Wykorzystanie technologii informacyjno-telekomunikacyjnych w przedsiębiorstwach i gospodarstwach domowych w 2004 r., Główny Urząd Statystyczny, Warszawa 2005
- [2] Level of Internet access – households, Eurostat, Statistical Office of the European Communities, Październik 2005, <http://epp.eurostat.cec.eu.int/>
- [3] HyperPhysics, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hph.html>
- [4] Superconductors.org, <http://www.superconductors.org/>
- [5] World Wide Web Consortium (W3C), <http://www.w3.org/>
- [6] Open Source JavaScript site search engine, <http://www.tipue.com/>

VI SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 16-18.06.2005



**ELEKTROMAGNESY O SILNYCH
POLACH MAGNETYCZNYCH**

Michał Daniel BIELAK

Lublin University of Technology,
Faculty of Electrical Engineering and Computer Science

20-618 Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A, Poland

E-mail: mikecrush@poczta.fm

High Magnetic Field Magnets

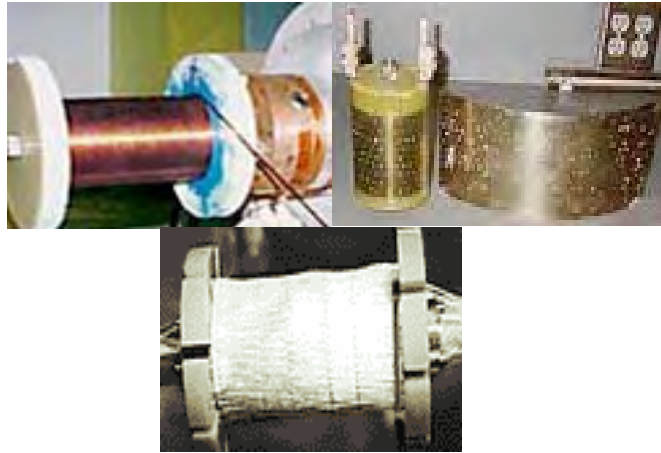
The research on superconductor insert magnets saw activity in a number of areas, involving stress/strain tolerance, reinforcement techniques, and annealing parameters to reduce bending strain. This facility exists to provide to the user community the strongest, quietest, steady and slowly varying magnetic fields in the world coupled with state-of-the-art instrumentation and experimental expertise.

These facilities and staff members provide testing and analysis services on materials and magnet sub-components for use in high field magnets and other cryogenic applications. They support NHMFL magnet design teams, industrial investigators, and academic researchers who need precise measurements of electrical resistivity, thermal expansion, superconductor critical currents and AC losses, as well as mechanical properties such as tensile, compressive, fatigue, and shear strength.

Keywords: *superconductor and pulsed magnets, electromagnetic induction, hybrid high field magnets.*

1. WSTĘP

Elektromagnes nadprzewodnikowy - element nadprzewodnikowy, którego uzwojenie jest wykonane z materiału nadprzewodnikowego. Zjawisko fizyczne zwane wirami kwantowymi (worteksy) pozwala nadprzewodnikowi przetrzymać silne prądy, które produkują z kolei silne pola, wykorzystywane w magnesach nadprzewodnikowych, używanych w metodzie rezonansu magnetycznego, dużych akceleratorach czy lewitujących pociągach [1].



Rys. 1 Cewki nadprzewodnikowe [3]

Nadprzewodnictwo - zjawisko polegające na zaniku oporu elektrycznego metalu poniżej temperatury krytycznej T_c [5].

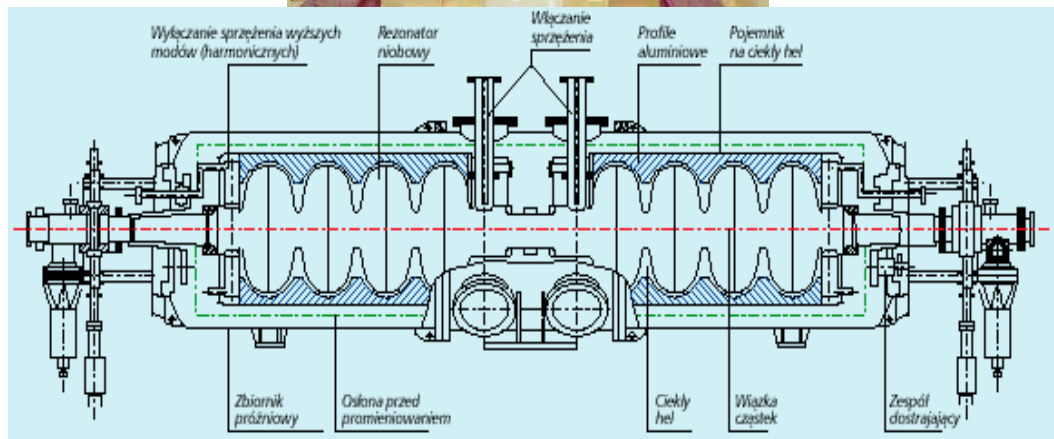
Charakterystycznym zjawiskiem jest **efekt Meissnera**, polegający na wypieraniu pola magnetycznego z nadprzewodnika, poza cienką warstwą powierzchniową materiału o głębokości λ . Teorią dającą poprawny opis niektórych nadprzewodników jest teoria *BCS* (Bardeena-Coopera-Schrieffer) [2].

Zastosowania elektromagnesów:

- silnik elektryczny,
- nauka (akceleratory cząstek CERN, DESY, cyklotrony),
- medycyna (tomografia, spektrometria),
- separator magnetyczne (uzwojenia kwadropulowe),
- lewitujące pociągi MAGLEV [4].



Rys. 2 Największy akcelerator w CERN-ie, LEP, obwód 27 kilometrów

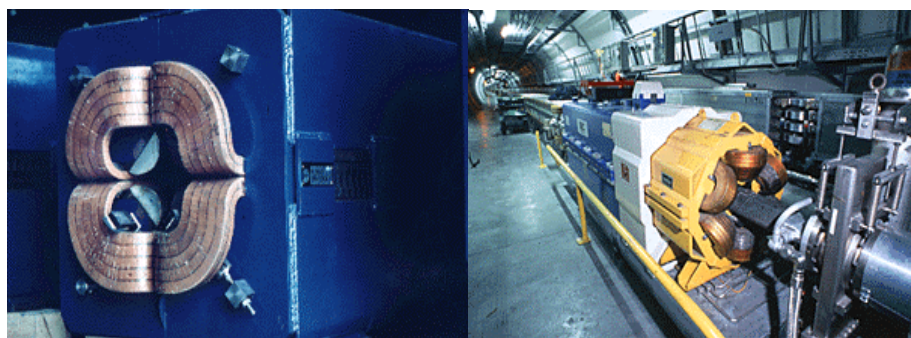


Rys. 3 Budowa i schematyczna ilustracja modułu nadprzewodzącego rezonatora wysokiej częstotliwości akceleratora HERA [8]

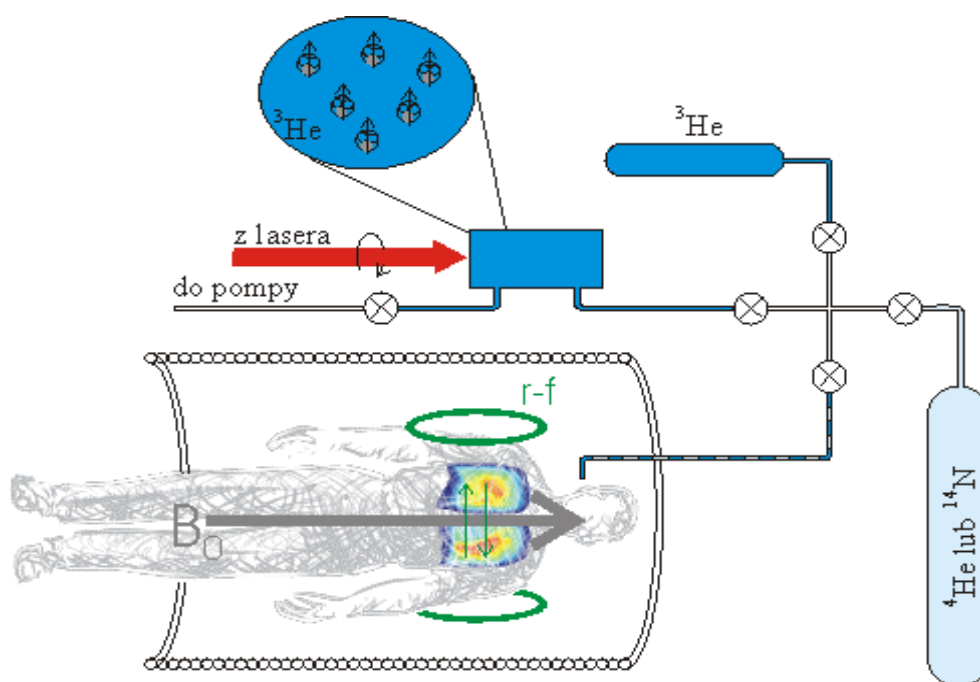
Montaż nadprzewodzącego rezonatora wnękowego dla HERA. Na dalszym planie widać 4.2-metrowy kriostat mieszczący dwa czterokomorowe rezonatory widoczne na pierwszym planie. Lewy z nich musi być jeszcze wyposażony w urządzenia ostrzegające przed tzw. "quenchem" (nagłą utratą nadprzewodnictwa powodującą gwałtowne wydzielanie nagromadzonej energii), w profile aluminiowe oraz w pojemnik na ciekły hel.



Rys. 4. Pociąg na poduszce magnetycznej Maglev [6]



Rys. 5 Magnes z uzwojeniem kwadropulowym i sekstopulowym [7]

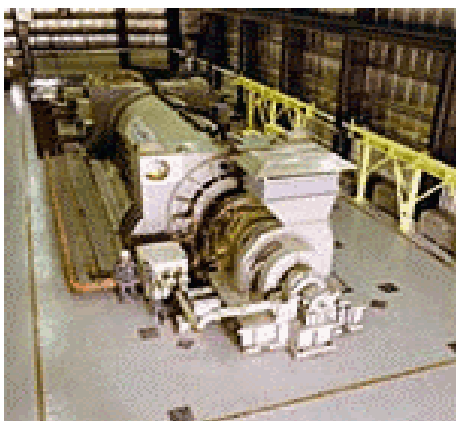


Rys. 6 Uproszczony schemat tomografu MR dla obrazowania płuc z użyciem spolaryzowanych optycznie gazów szlachetnych (tu He)

2. NAJWYŻSZE POLA MAGNETYCZNE

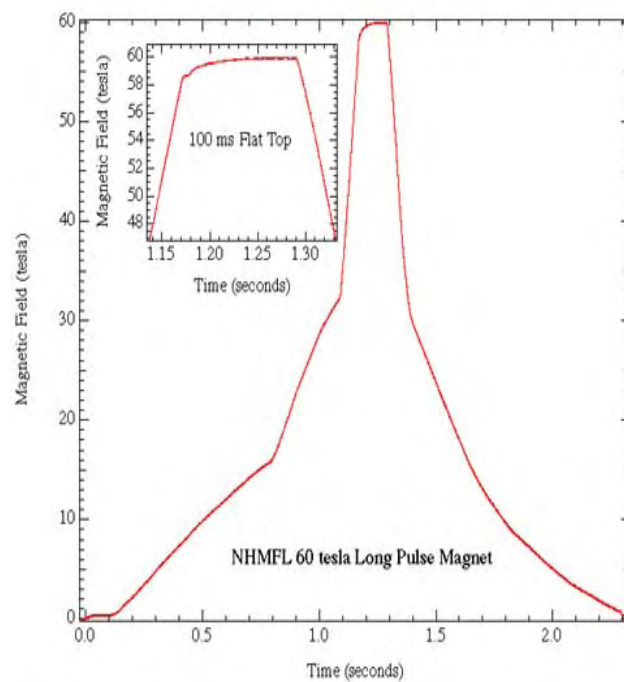
Nowy projekt w NHMFL, który będzie ukończony pod koniec 2005 roku będzie w stanie wytworzyć pole, które sięgnie wartości 300 T dla czasu około 4 mikrosekund. Chociaż magnes częściowo wyparuje to próbka i kriostat pozostanie nietknięty. Natomiast nie niszczące krótkie impulsy mogą wygenerować, aż do 70 T.

Z kolei elektromagnesy nadprzewodnikowe szczególnie dobrze są dostosowane dla badanych materiałów nadprzewodnikowych, ponieważ możliwe było doświadczalne dotarcie do najwyższych pól magnetycznych. Podczas tworzenia takiego pola, magnes podgrzewa się dramatycznie. Aby uchronić magnes przed topnieniem, to ochładza się go wokół do temperatur -200°C i niższych, używając płynny azot i hel. Mimo to, zwój cewek grzeje się od -200°C do temperatury pokojowej w tylko kilka milisekund. Pole magnetyczne wytwarzane przez nadprzewodnik jest niezmiernie intensywne, kiedy przyrówna się ich siłę do siły pola magnetycznego Ziemi [3].

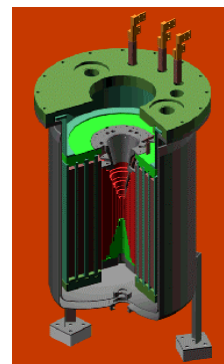


Rys.7 Generator 1430 MW, zwój cewek magnesu impulsowego LPM [3]

Elektromagnes impulsowy LPM 60 T może utworzyć pole magnetyczne dla 100 milisekund, które jest milion razy silniejsze niż pole magnetyczne Ziemi. Kiedy magnes ten jest magnetyzowany, zawiera energię prawie 200 lasek dynamitu i jest najpotężniejszy w świecie w jego klasie [3]. Elektromagnes 60T jest unikalny, ponieważ dostarcza eksperymentalną zdolność kształtowania impulsu, aby wykonać szeroki obszar pomiarów.

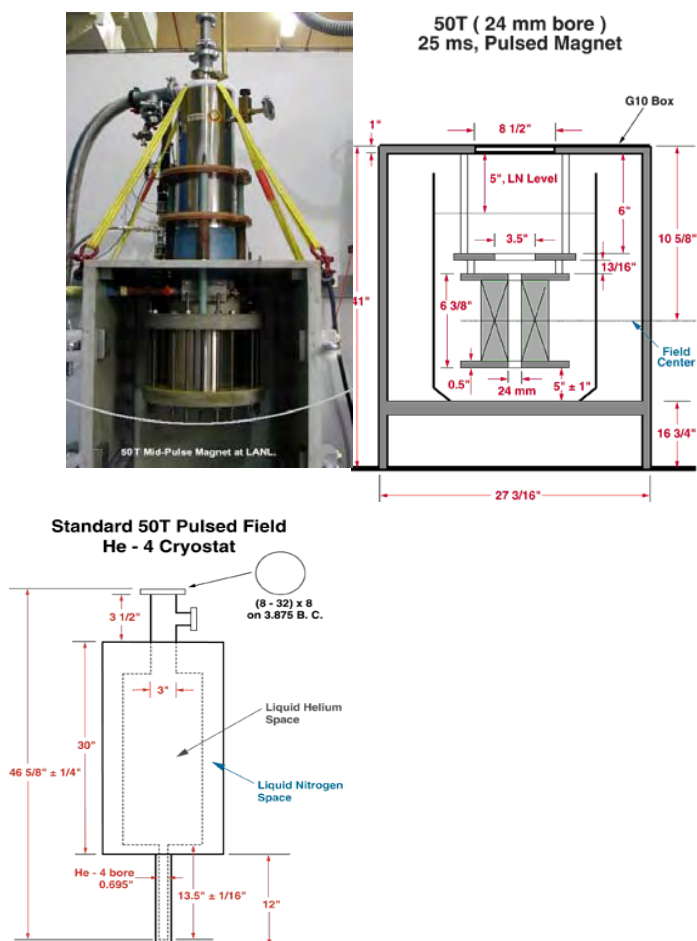


Rys. 8 Impuls 60 T (100 milisekund) [3]



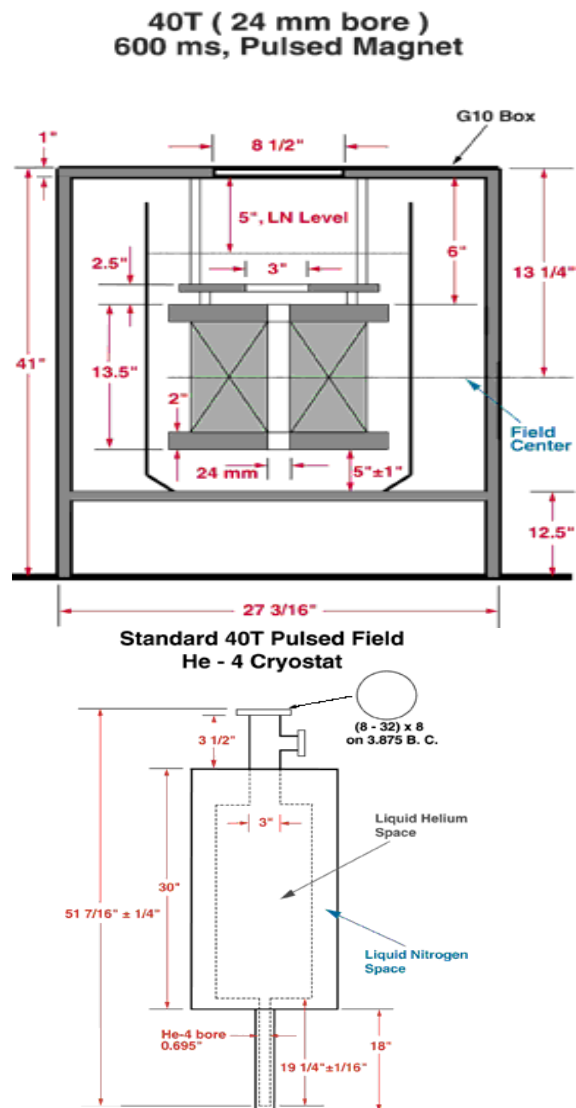
Rys. 9 Zasilacze generatora (22 – 8 kV) oraz przekrój elektromagnesu impulsowego 60 T

2.1. Elektromagnes impulsowy LPM 50 T



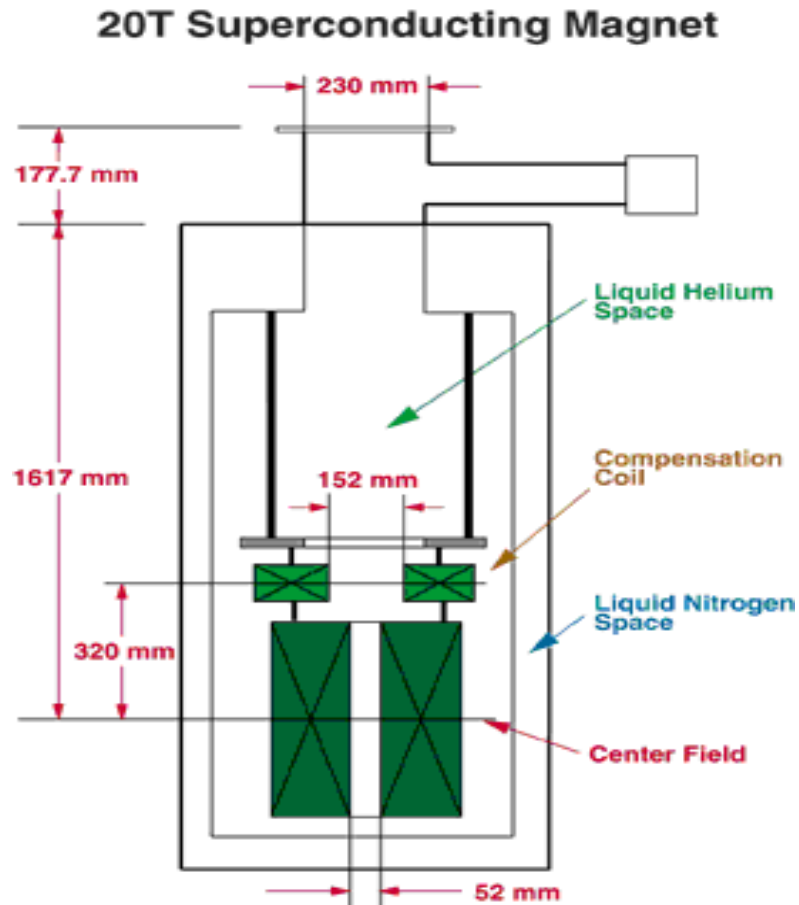
Rys. 10 Budowa, schemat magnesu impulsowego 50 T (25 milisekund) i kriostatu [3]

2.2. Elektromagnes impulsowy LPM 40 T



Rys. 11 Schemat magnesu impulsowego 40 T (600 milisekund) i kriostatu [3]

2.3. Elektromagnes nadprzewodnikowy 20 T



Rys. 12 Schemat magnesu nadprzewodnikowego 20 T [3]

Elektromagnes ten służy w laboratoriach do eksperymentów oraz kalibrowania pola magnetycznego przez sondy i czujniki wystające z obudowy. Dodatkowo charakteryzuje się niskim kosztem i dogodnością eksperymentalną.

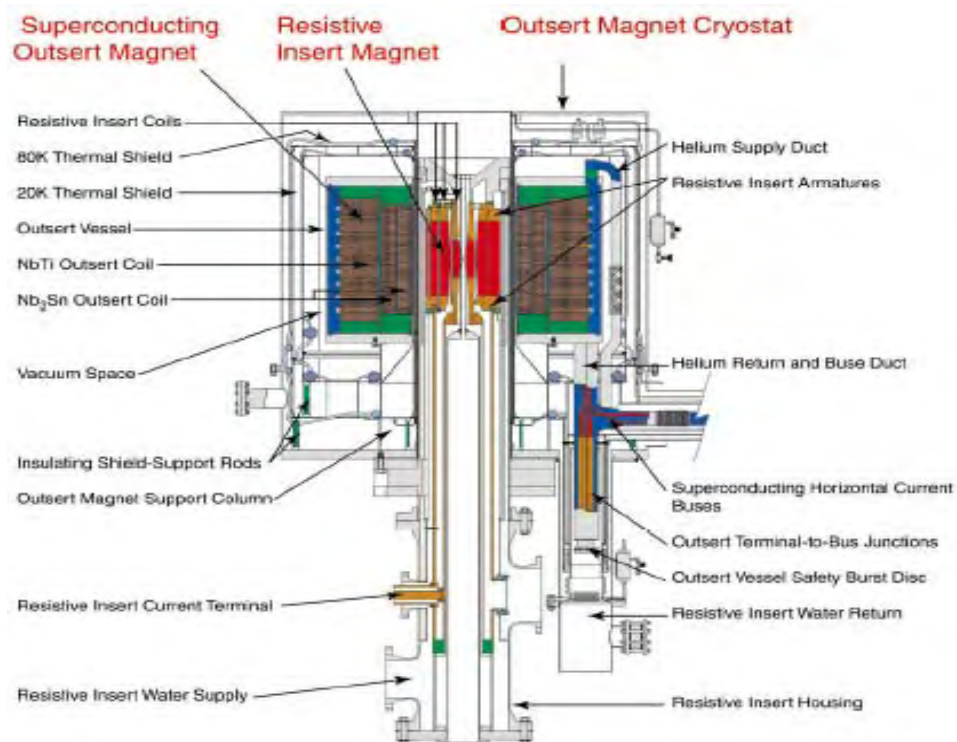
2.4. Elektromagnes hybrydowy 45 T

Skrzyżowanie systemów w elektromagnesie jest ogólnie najbardziej ekonomiczną drogą, by osiągnąć najwyższe stabilne i trwałe pole magnetyczne. System hybrydowy, pracujący w NHMFL, daje najwyższe zrównoważone pole magnetyczne na świecie 45 T.

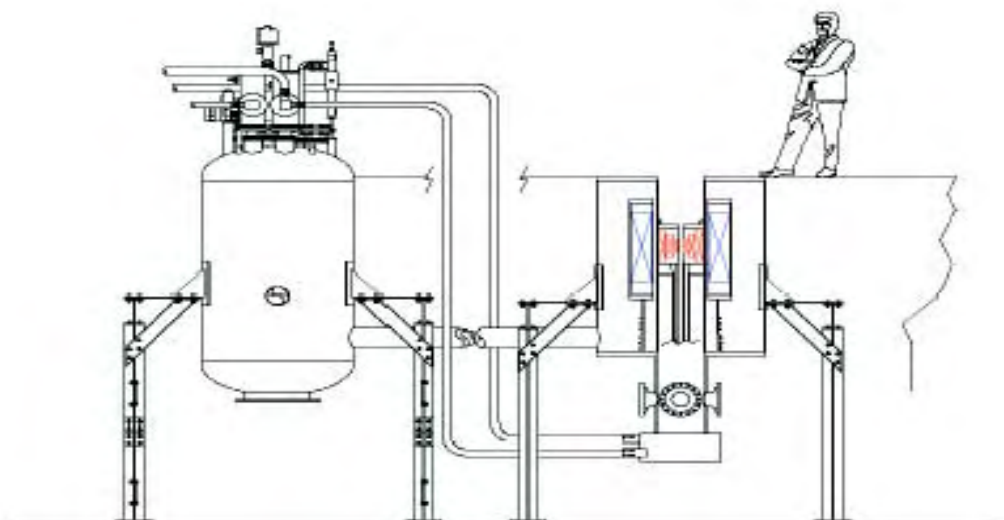
Hybryda Outsert 45T łączy technologie nadprzewodnika Nb₃Sn i NbTi. System ten jest jednym z najsilniejszych stabilnych elektromagnesów nadprzewodnikowych jaki kiedykolwiek powstał. W dodatkowym nadprzewodniku, magnes zewnętrzny zawiera wystarczające stalowe wzmocnienie by zrobić 3 samochody (około 4.7 ton) i wystarczająco miedzi dla elektrycznej instalacji 80 średnich domów (około 3.5 ton). Jednym z krytycznych wymagań projektowania kriostatu dla systemu Outsert jest, aby bezpiecznie przenosić obciążenie siły 6 MN między wkładką i outsertem (27-krotne pchnięcie Boeinga 747) [3].

OGÓLNA CHARAKTERYSTYKA HYBRYDY 45 T:

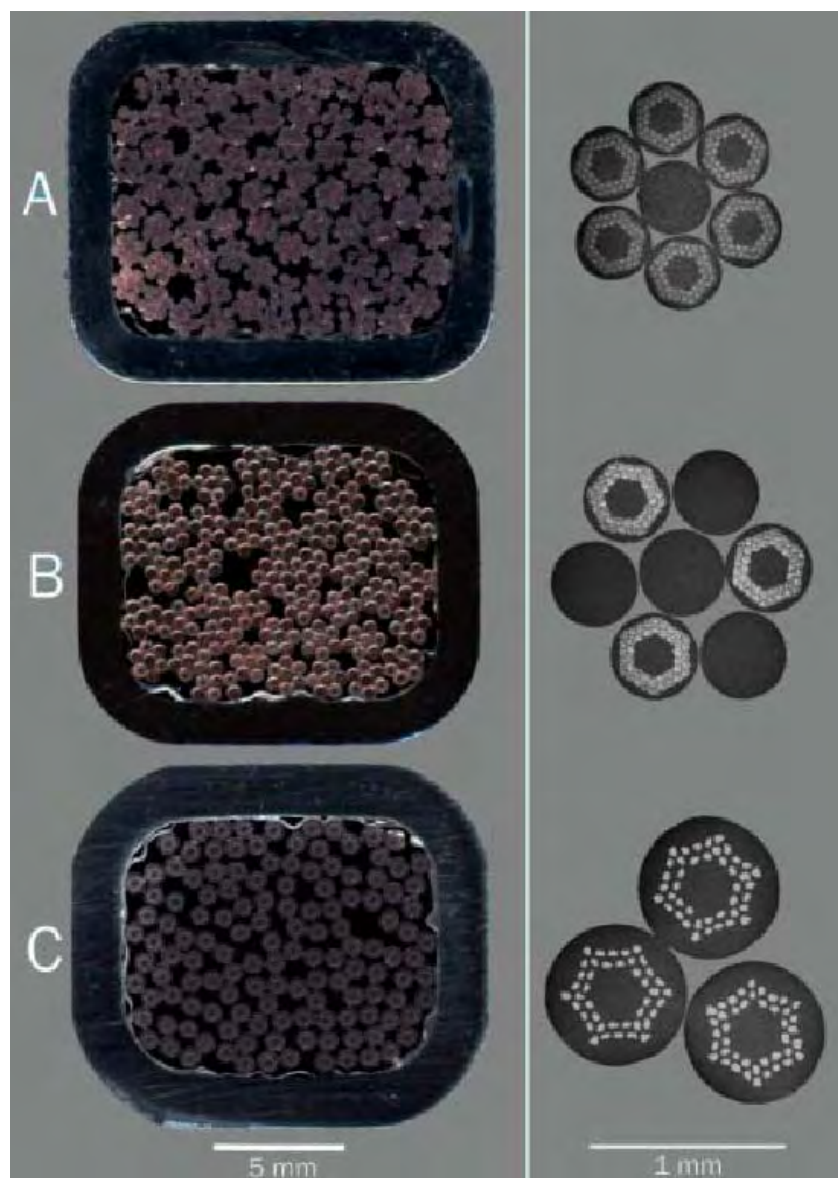
• Maksymalne indukcja na osi – System hybrydowy	45 T
• Udział indukcji na osi w części rezystywnej Insert	31 T
• Udział indukcji na osi w części nadprzewodnikowej Outsert	14 T
• Maksymalna indukcja na osi – tylko Outsert	15.4 T
• Maksymalna energia zgromadzona	115 MJ
• Otwór przenikający – tylko Insert	32 mm
• Otwór przenikający – tylko Outsert	616 mm
• Odległość do centrum pola z szczytu kriostatu elektromagnesu	1.2 m
• Wysokość kriostatu elektromagnesu	2.8 m
• Zewnętrzna średnica kriostatu elektromagnesu	2.5 m
• Całkowita wysokość (wkładki z obudową)	3.6 m
• Masa wkładki z obudową	8 t
• Całkowita masa podsystemu nadprzewodnikowego	14 t
• Łączna masa elektromagnesu i zapas kriostatu	13 t
• Całkowita masa elektromagnesu hybrydy 45 T	35 t
• Minimalny czas ładowania do pełnego pola	1 h
• Czas schłodzenia	7 dni



Rys. 13 Przekrój poprzeczny hybrydy magnetycznej Outsert 45 T [3]

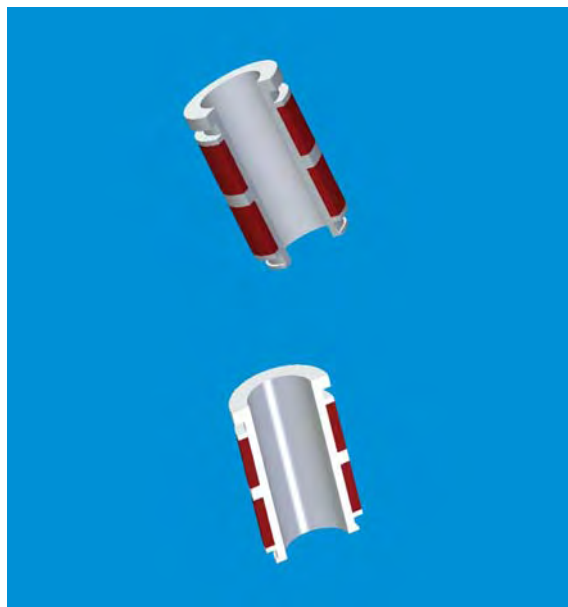
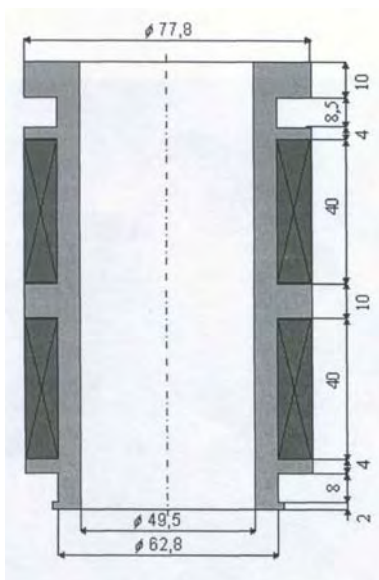


Rys. 14 Hybryda 45 T NHMFL w technologii BITTER Florida [3]

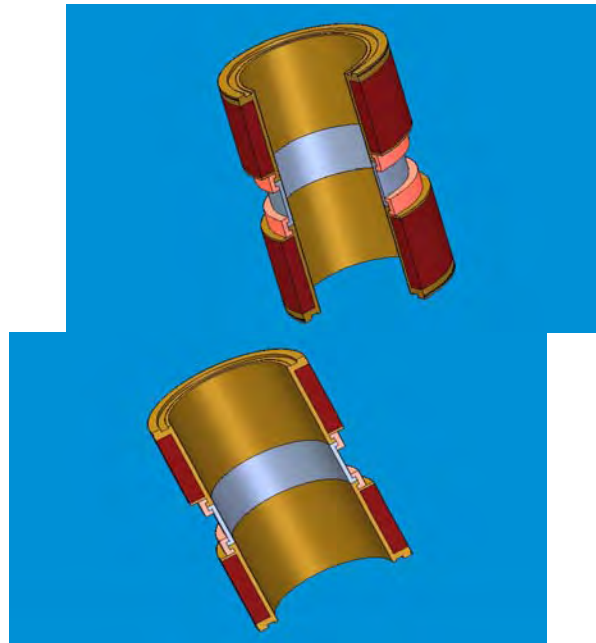
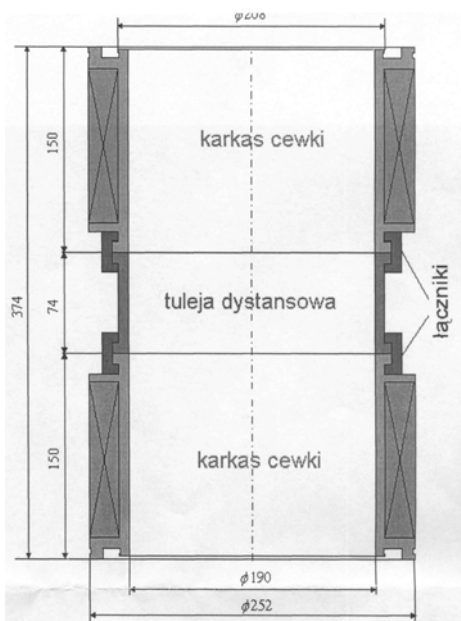


Rys. 15 Przewodnik dla trzech subkomponentów nadprzewodnikowych magnezu Outsert; (A, B i C) został spłaszczony w specjalnych nierdzewnych stalowych Rurkach Gibsona.

3. KARKAS DWUCEWKOWYCH ELEKTROMAGNESÓW LTS



Rys. 16 Karkas z aluminium w Pracowni Technologii Nadprzewodnikowych w Lublinie (IEI). Osiągana indukcja do 2 T.



Rys. 17 Karkas z brązu w Pracowni Technologii Nadprzewodnikowych w Lublinie (IEL).
Osiągana indukcja do 8 T.

4. TECHNOLOGIA NADPRZEWODNIKOWA

Istniejące udogodnienia, by dostarczyć odbiorcom jednocześnie najsilniejszego, najcichszego, stabilnego i powoli zmieniającego się pola magnetycznego na świecie idzie w parze ze sztuką oprzyrządowania i specjalistycznej wiedzy doświadczalnej. Te udogodnienia zawdzięczamy testowaniu i analizie materiałów i magnetycznych subkomponentów dla użycia w silnych polach magnetycznych oraz innych kriogenicznych aplikacjach. To wszystko wspierane jest zespołami projektowymi, inwestycjami przemysłowymi oraz wąsko wyspecjalizowaną kadrą badaczy naukowych, którzy to znów potrzebują dokładne miary rezystywności elektrycznej, rozszerzalności cieplnej, gęstości prądu krytycznego, jak również właściwości mechanicznych takich jak rozciągliwość, zdolność do ściskania, zmęczenie (stres) materiału i deformacja.

5. WNIOSKI

Zalety elektromagnesów nadprzewodnikowych:

- duże natężeń pól magnetycznych o żądanych konfiguracjach,
- nie rozpraszają energii, obniżając całkowite zapotrzebowanie na moc elektryczną (małe straty),
- kilkakrotne zmniejszają ciężar i objętość,

- obniżenie kosztów eksploatacji.

Wada elektromagnesów nadprzewodnikowych:

- elektromagnesy nadprzewodnikowe wymagają zaawansowanych technik chłodzenia.

LITERATURA

- [1] <http://mportalik.com/encyklopedia.php?cmd=def&tyt=MAGNES%20NADPRZEWODNIKOWY>
- [2] *Foton* 83, Zima 2003, Nagrody Nobla z fizyki 2003 - *Nadprzewodniki w praktyce i nadciekłość jako nadprzewodnictwo*, Instytut fizyki UJ Józef Spałek
- [3] The National High Magnetic Field Laboratory (Florida State University):
<http://www.lanl.gov/mst/nhmfl/magnets.shtml>
<http://www.magnet.fsu.edu/magtech/core/hybrid.html>
<http://www.magnet.fsu.edu/spotlights/10years/> data dostępu 12.05.2005
- [4] IV Seminarium, *Zastosowanie nadprzewodników*, Lublin-Nałęczów 2003
- [5] Stankowski J., Czyżak B., *Nadprzewodnictwo*, WNT, 1998
- [6] <http://www.transrapid.de/en/index.html>
- [7] <http://www.fuw.edu.pl/~ajduk/Public/ACCELERATORS/components.html>
- [8] <http://chall.ifj.edu.pl/przygodazczastkami/desy/rezonatory.html> data dostępu 12.06.2005