

V SEMINARIUM I WARSZTATY

**ZASTOSOWANIA
NADPRZEWODNIKÓW**

Nałęczów, 23-26.06.2004

ZN-5



5th SEMINAR & WORKSHOP

APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

AoS-5



Lublin 2005

Redakcja

Tadeusz Janowski

Paweł Surdacki

**Centrum Doskonałości
Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych ASPPECT**

**Politechnika Lubelska
Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii**

ul. Nadbystrzycka 38a, 20-618 Lublin

tel./fax (+48 81) 5381 289

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

ISBN: 83-89868-19-9

Lublin 2005 r.

Wydawnictwo Liber Duo

al. Warszawska 150, Lublin

tel./fax (+48 81) 442-54-44

***VI Seminarium i Warsztaty Naukowe
„Zastosowania Nadprzewodników ZN-5”
Nałęczów , 23-26.06.2004.***

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)
Bolesław Mazurek (Instytut Elektrotechniki, Wrocław)
Risto Mikkonen (Tampere University of Technology, Finland)
Jacek Sosnowski (Instytut Elektrotechniki, Warszawa)
Bronisław Susła (Politechnika Poznańska)
Henryka D. Stryczewska (Politechnika Lubelska)
Jan K. Sykułski (University of Southampton, UK)
Andrzej Wac-Włodarczyk (Politechnika Lubelska)
Kazimierz Zakrzewski (Politechnika Łódzka)
Andrzej Zaleski (Instytut Badań Niskotemperaturowych i Strukturalnych, PAN, Wrocław)

Komitet Organizacyjny

Tadeusz Janowski (przewodniczący)
Paweł Surdacki
Sławomir Kozak
Beata Kondratowicz-Kucewicz
Janusz Kozak
Renata Gałat

SPIS TREŚCI

Wprowadzenie	7
1. Bartek A. GŁOWACKI Pinning mechanism of Nb-based A15 conductors for high magnetic field and high magnetic current application	11
2. Gordon B. DONALDSON The use of SQUIDS for non-destructive evaluation	25
3. Tadeusz JANOWSKI, Joanna KACPRZAK Pomiary słabych pól magnetycznych	33
4. Bronisław SUSŁA, Maciej KAMIŃSKI Elektryczne właściwości nanorurek węglowych	43
5. Jacek SOSNOWSKI Wybrane modele teoretyczne nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego	52
6. Jacek SOSNOWSKI Wpływ nano-defektów na prąd krytyczny i siły zakotwiczenia wysokotemperaturowych taśm nadprzewodnikowych	58
7. Jan ZIAJA, Bolesław MAZUREK Parametry krytyczne nadprzewodzącej ceramiki wysokotemperaturowej $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ dotowanej ZrO_2	66
8. Jan ZIAJA, Bolesław MAZUREK Właściwości fizykochemiczne nadprzewodzących ceramik $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ dotowanych m-ZrO_2	71
9. Andrzej MORAWSKI, Tomasz ŁADA, Adam PRESZ, Tadeusz MAZUR, Ryszard DIDUSZKO, Andrzej ZALESKI, Silvia BODOARDO, Valeria DELLARocca, Kazimierz PRZYBYLSKI Nano SiC doped MgB_2 bulk superconductor with T_c over 42 K by high gas pressure	77
10. Michał MOSIĄDZ Czujnik własności ekranujących nadprzewodników wysokotemperaturowych	88
11. Krzysztof WOŹNIAK Gęstość prądu w wysokotemperaturowym pierścieniu nadprzewodzącym	97
12. Marcin LEBIODA Relaksacja polowo – prądowa w nadprzewodzącym pierścieniu	105

13. Marcin LEBIODA	
Magnesowanie ferromagnetycznego rdzenia w układzie z nadprzewodzącym pierścieniem	114
14. Sławomir KOZAK	
Electro-thermal numerical model of resistive SFCL	124
15. Janusz KOZAK, Tadeusz JANOWSKI	
The influence of core parameters on the inductive superconducting fault current limiters' operation	136
16. Michał ŁANCZONT, Tadeusz JANOWSKI	
Trójfazowy ogranicznik prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi - model pracy	143
17. Paweł SURDACKI	
Effect of thermal disturbances on temperature transients in the cylindrical superconducting coil	161
18. Grzegorz WOJTASIEWICZ	
Analiza wpływu prądu roboczego na rozkład indukcji magnetycznej uzwojeń transformatorów nadprzewodnikowych i konwencjonalnych	170
19. Antoni CIEŚLA, Wojciech KRASZEWSKI	
High temperature superconductor BSCCO-Ag for magnetic field generation in the separator with an iron magnetic circuit	182
20. Henryk MALINOWSKI, J.A. SHISHOV, W.M. DROBIN, W.I. DATSKOW, A.A. EFREMOW, V.V. SELEZNIEV, S.L. BOGOMOŁOW, Antoni CIEŚLA	
Elektromagnes nadprzewodnikowy chłodzony kriochłodziarką dla źródła jonów DECRIS-SC	192
21. Henryk MALINOWSKI, S.L. BOGOMOŁOW, W.M. DROBIN, A.A. EFREMOW, W.I. DATSKOW, V.V. SELEZNIEV, J.A. SHISHOV, Antoni CIEŚLA	
Zasilanie i zabezpieczenie nadprzewodnikowego elektromagnesu w źródle jonów DECRIS-SC	202
22. Henryka Danuta STRYCZEWSKA, Kenji EBIHARA	
Badania dotyczące zastosowań nietermicznej plazmy w Katedrze Zaawansowanych Technologii Elektrycznych Uniwersytetu Kumamoto	210
23. Joanna PAWŁAT	
Electrical discharge in the dynamic foam for the removal of organic contaminants	216
24. Paweł JASZCZUK, Henryk MALINOWSKI	
Pomiary temperatur kriogenicznych	222

25. Krzysztof JANUS, Henryk MALINOWSKI	
Wyznaczanie prądu przejścia w materiałach nadprzewodnikowych	232
26. Robert LESZCZYŃSKI, Łukasz BURDZANOWSKI	
Lewitacja magnetyczna – model kolejki	238
27. Daniel GAJDA	
Wpływ parametrów cewki nadprzewodnikowej na jednorodność pola magnetycznego	243
28. Anna POZNAŃSKA, Tadeusz JANOWSKI, Sotoshi YAMADA	
Obliczanie sił działających w łożysku magnetycznym hybrydowym	251
29. Beata KONDRATOWICZ-KUCEWICZ, Grzegorz WOJTASIEWICZ	
Magnetyczne zasobniki energii z uzwojeniem HTS	268



WPROWADZENIE

W dniach 23 - 26 czerwca 2004 r. odbyło się w Centrum Szkoleniowo-Wypoczynkowym „Energetyk” w Nałęczowie k. Lublina V Seminarium „Zastosowania Nadprzewodników” oraz towarzyszące mu Warsztaty Naukowe. Te organizowane co roku, unikalne w skali kraju, spotkania naukowe o tematyce aplikacyjnej nadprzewodnictwa zorganizowane zostały w ramach działającego w Instytucie Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej Centrum Doskonałości Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce ASPPECT (Centre of Excellence for the Application of Superconducting and Plasma Technologies in Power Engineering), kierowanego przez prof. dr hab. inż. Tadeusza Janowskiego. Współorganizatorami imprez były: Instytut Elektrotechniki w Warszawie oraz Oddział Lubelski Polskiego Towarzystwa Elektrotechniki Teoretycznej i Stosowanej. Patronat nad seminarium objęły: Sekcja Elektrotechnologii Komitetu Elektrotechniki PAN i Sekcja Przemysłu Elektrotechnicznego ZG SEP.

W pracach Komitetu Naukowego uczestniczyli: prof. Antoni Cieśla (AGH, Kraków), prof. Bennie Ten Haken (Delft Univ. of Technology, Holandia), prof. Tadeusz Janowski (Politechnika Lubelska), prof. Jan Leszczyński (Politechnika Łódzka), prof. Bolesław Mazurek (Instytut Elektrotechniki i Politechnika Wrocławska), prof. Risto Mikkonen (Tampere University of Technology, Finlandia), prof. Jacek Sosnowski (Instytut Elektrotechniki w Warszawie), prof. Henryka D. Stryczewska, (Politechnika Lubelska), prof. Bronisław Susła (Politechnika Poznańska), prof. Andrzej Wac-Włodarczyk (Politechnika Lubelska), prof. Kazimierz Zakrzewski (Politechnika Łódzka) i prof. Andrzej Zaleski (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych we Wrocławiu).

W skład Komitetu Organizacyjnego wchodził: prof. Tadeusz Janowski (przewodniczący), dr inż. Paweł Surdacki, dr inż. Sławomir Kozak, mgr inż. Beata Kondratowicz-Kucewicz, mgr inż. Janusz Kozak i mgr Renata Gałat.

W piątym seminarium i warsztatach naukowych w 2004 r. do Komitetu Naukowego i grona wykładowców dołączyli naukowcy z czołowych brytyjskich ośrodków zajmujących się zastosowaniami nadprzewodnictwa: prof. Bartłomiej Głowacki (Uniwersytet w Cambridge oraz Interdyscyplinarne Centrum Badawcze Nadprzewodnictwa), prof. Jan Sykulski (Uniwersytet w Southampton), prof. Gordon Donaldson (University of Strathclyde, Glasgow). W obu 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 Samodzielnej Pracowni Technologii Nadprzewodnikowych w Lublinie (Instytut Elektrotechniki, Warszawa).

Podczas sześciu sesji seminarium, w którym wzięło udział 30 osób, zaprezentowano 26 referatów naukowych (w tym 8 zaproszonych, przedstawionych przez tzw. key-speakerów), które obejmowały m.in. problematykę badań zjawisk elektromagnetycznych i właściwości materiałowych silnoproudowych nadprzewodników wysokotemperaturowych BSCCO, YBCO i MgB_2 oraz projektowania, budowy i zastosowań urządzeń nadprzewodnikowych, obejmujących zarówno urządzenia silnoproudowe (elektromagnesy nadprzewodnikowe, przepusty prądowe, separatory magnetyczne, transformatory, nadprzewodnikowe ograniczniki prądu, nadprzewodnikowe zasobniki energii, kriogeniczne układy chłodzenia oraz ich zastosowania w elektroenergetyce), jak też urządzenia słaboproudowe (złącza Josephsona, interferometry kwantowe i ich zastosowania w medycynie i nieniszczących badaniach materiałów).

Bezpośrednio po seminarium odbyły się warsztaty naukowe przeznaczone dla doktorantów, dyplomantów i studentów interesujących się problematyką zastosowań nadprzewodników. W warsztatach, oprócz uczestników seminarium, wzięło udział ok. 20 studentów z Politechniki Lubelskiej, Częstochowskiej i AGH. Po wykładach naukowców zaproszonych z uniwersytetów Southampton, Cambridge i Strathclyde (Wielka Brytania) oraz Kumamoto i Saga (Japonia), wystąpili dyplomanci, prezentując prace przygotowane pod kierunkiem pracowników naukowych Centrum Doskonałości ASPPECT.

W trakcie seminarium i warsztatów odbył się też pokaz modelu kolei opartej na zjawisku lewitacji magnetycznej, wykorzystującym właściwości nadprzewodników wysokotemperaturowych. Eksperyment ten został przygotowany przez grupę badawczą z Laboratorium Zastosowań Nadprzewodnictwa Centrum Doskonałości.

W czasie wolnym pomiędzy sesjami i pokazami uczestnicy mogli spacerować po parku zdrojowym Nałęczowa, popijając słynną wodę mineralną, jak też po urokliwych wąwozach lessowych, odnajdując pamiątki po Stefanie Żeromskim i Bolesławie Prusie. Niezapomnianych wrażeń dostarczyła też praktyczna i humorystyczna lekcja kowalstwa artystycznego w kuźni w Wojciechowie, po której odbyła się wiejska biesiada ze śpiewami przy dźwiękach miejscowej kapeli.

Odbywające się od kilku lat, unikalne w skali kraju, Seminarium i Warsztaty Naukowe „Zastosowania Nadprzewodników” skupiły zainteresowanie wszystkich polskich ośrodków podejmujących badania aplikacji nadprzewodnictwa. Ostatnie seminarium przyciągnęło także uwagę przedstawicieli liczących się centrów światowych.

W ramach wydawnictwa konferencyjnego opublikowany został zbiór streszczeń prezentowanych referatów i wykładów, zaś ich pełne wersje zawarte zostały w niniejszych materiałach pokonferencyjnych w języku polskim lub angielskim.

Komitety Naukowy Seminarium wybrał 17 prezentowanych prac spełniających wymagania redakcyjne miesięcznika „Przegląd Elektrotechniczny”, które, wzorem ubiegłego roku, zostały opublikowane jako artykuły w numerze listopadowym 2004 r. tego czasopisma naukowego - w całości w języku angielskim.

Należy wyrazić nadzieję, że następne - planowane na czerwiec 2005 r. - szóste seminarium „Zastosowania Nadprzewodników ZN-6” będzie równie udane i rozszerzy krąg uczestników zajmujących się tak mało jeszcze w Polsce dostrzeganą problematyką.

Tadeusz Janowski, Paweł Surdacki



Fot. 1. Prof. T. Janowski (stoi w środku) z grupą uczestników Warsztatów „Zastosowania Nadprzewodników ZN-5”



Fot. 2. Prezentacja modelu kolejki opartej na zjawisku nadprzewodnikowej lewitacji magnetycznej



Fot.3. Część grupy badawczej Laboratorium Zastosowań Nadprzewodnictwa Centrum Doskonałości ASPPECT biorąca udział w ujęciach do filmu o technologiach nadprzewodnikowych, realizowanego przez prof. B. Głowackiego z Uniwersytetu Cambridge w wybranych światowych laboratoriach nadprzewodnikowych



Fot. 4. Dyskusja naukowa prof. B. Mazurka z prof. J. Leszczyńskim



Fot. 5. Prof. B. Głowacki i prof. J. Sykulski pobierają naukę kowalstwa artystycznego w kuźni w Wojciechowie



Fot. 6. Prof. Andrzej Zaleski pomaga kowalowi w wykuwaniu artystycznej podkowy

5th SEMINAR & WORKSHOP
APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

Nałęczów, Poland, 23 - 26. 06. 2004



**PINNING MECHANISM OF Nb-BASED
A15 CONDUCTORS FOR HIGH MAGNETIC FIELD
AND HIGH MAGNETIC CURRENT APPLICATION**

Bartek A. GŁOWACKI

*Department of Materials Science and Metallurgy & IRC in Superconductivity
University of Cambridge
Pembroke Street, Cambridge CB2 3QZ, England
E-mail: bag10@cam.ac.uk*

Abstract

The potential for flux pinning improvement in Nb₃Sn conductors is discussed on the base of modification of the grain boundary morphology. Examples of the Nb₃Sn coated conductors are discussed to confirm potential for improvement of the pinning force. Also for comparison the pinning mechanism in NbTi and rapidly quenched Nb₃Al conductors are discussed.

Keywords: superconducting Nb₃Sn, NbTi and Nb₃Al conductors, flux pinning, microstructure.

1. INTRODUCTION

The discovery of high temperature superconducting materials, HTS, and medium temperature superconducting materials, MTS, in 1986 and 2001 correspondingly does not eliminated the old well-established Nb-base conductors, but in contrary lack of the reliable strong, long lengths, high current at high magnetic field HTS and MTS conductors brought a renaissance to the Nb-based technologies for large-scale applications in 21century. Only Magnetic Resonance Imaging magnets sector use approximately 200 tons of NbTi conductor per year, and this allows economies of large-scale production to be realized. The current consumption of the Nb₃Sn and Nb₃Al is much lower but demand is picking-up quickly due to the new international applied projects. There are many technological issues must be adopted which are important from the point of view of quality of the final conductors which is cold drawn to yield long piece lengths. Independently from the production issues there is an important question to be answered if the fundamental pinning properties of Nb₃Sn conductors can be improved by changing the pinning mechanism. Altering the typical grain boundary structure originated from a simple equiaxed grains to

elongated ribbon-like grain-reinforced microstructure is the most plausible solution. There is an urgent need to improve even further the high magnetic field performance of the LTS conductors for applications.

2. CRITICAL CURRENT AND GLOBAL PINNING FORCE

The most important dependencies of superconducting parameters characterising the applicability of the particular materials are: $B_{c2}(T)$ Fig. 1a), $J_c(B)$, Fig. 1b), and obviously pinning force $F_p(B)$, Fig 2.

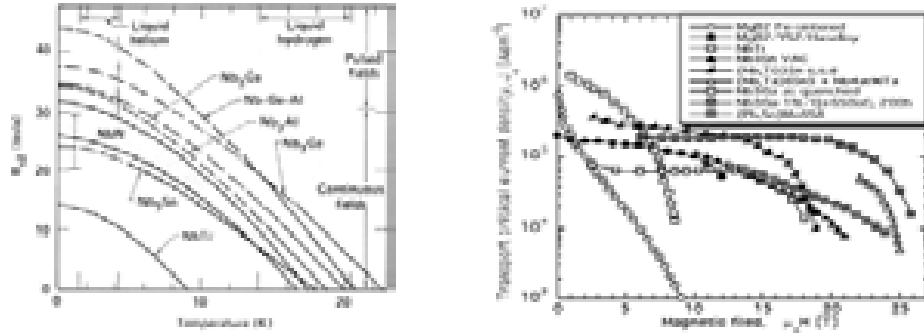


Fig.1 a) The upper critical flux density versus temperature of Nb-based conductors after [1],
b) Transport critical current vs magnetic field for variety of LTS and MTS [2]

In most high pinning type II superconductors the global pinning force frequently exhibits scaling behaviour with reduced flux density $b=B/B_{c2}$, where constant G is a geometrical function of the microstructure, eq.(1), usually interpreted as a surface area of inclusion per unit volume of matrix. The significance of this equation is that if one measures F_p vs b at one temperature, then F_p at other temperatures can be predicted by scaling the results with a factor $[B_{c2}(T)]^n$.

$$F_p = J_c \cdot B = G \left[\frac{(B_{c2}(T))^n}{k^m} \right] \cdot f(b) \quad (1)$$

where n and m are fitting parameters and k is smoothing parameter defining maximum pinning value, p and q are pinning and materials related parameters.

$$f(b) = b_p (1 - b)^q \quad (2)$$

The position of the maximum of the pinning force on the coordinate axis of reduced flux density b , is defined by the ratio $p/(p+q)$. Kramer, [3] investigated the experimental data of several groups of hard superconductors such as NbZr, NbTa, NbTi, NbHf, Nb₃Sn, Nb₃Al and V₃Ga, and pointed out that eq.(1) can indeed describe the pinning force with the power n varying between 2 and 3, and with the function $f(b)$, eq.(2) depending on the microstructure and metallurgical treatment.

There are three main categories of Nb-based superconducting materials, which are described by the normalised pinning force dependencies versus normalised magnetic field, $f(b)$, eq.(2). Most of the Nb₃Sn conductors are close to $f(b)=b^{0.5}(1-b)^2$, Nb-Ti with the elongated grain boundaries can be describe by $f(b)=b(1-b)$ and finally Nb₃Al (by rapid processing) with defects on the atomic scale has the best performance at very high magnetic field and therefore can be described by $f(b)=b^2(1-b)$ dependence, see Fig.2.

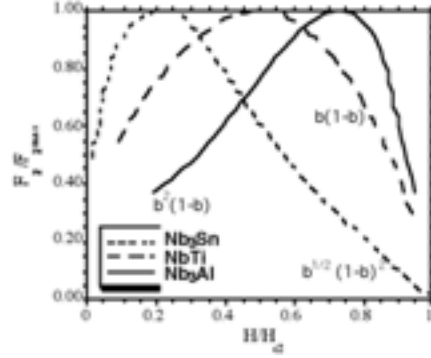


Fig. 2. Normalised pinning force vs normalised magnetic field dependences for Nb-based conductors: NbTi, Nb₃Sn, and Nb₃Al

As it was pointed out by Dew-Huges [4], Gurevich et al. [5] and later by McDonald et al.[6] the best solution to achieve higher pinning force at higher magnetic field would be an introduction of the pinning walls extended along the filaments direction by an analogy to the Nb-Ti wires. The difference between these two materials is not in the structure of the grains but more in the their morphology, see Fig. 3.

The Nb₃Sn grain boundary network provide continuous path for the flux lines, therefore flux can move entirely within the grain boundary regions and the pinning force can be defined by the shear between grain boundary flux and the stationary flux line lattice. Resulting field dependence of the critical Lorentz force for the most of the Nb₃Sn conductors is can be described as $b^{0.5}(1-b)^2$. In Nb-Ti the grain boundaries, drawn out parallel to filament axis act as effective barriers to flux motion. Obviously there is also a contribution from α -Ti precipitation at the grain boundaries, dislocation tangles, sub-grain boundaries and interfaces with non-superconducting α -Ti precipitation but the overall morphology of the elongated grains has its strong influence which results in critical Lorentz force vs field dependence for the most of the Nb-Ti close to $b(1-b)$ eq.(2). For effective pinning the morphology of the noodle-shaped particles perpendicular to the wire axis is very important. Only those pins having their flat area perpendicular to the Lorentz force direction can be active [7].

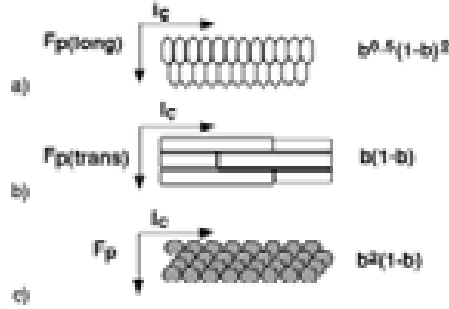


Fig. 3. Fragments of the cross-sectional grain structure of the superconducting filament along the wire and current direction, a) equiaxed grain structure characteristic for Nb₃Sn conductors b) elongated grain structure typical for NbTi conductors, c) Fine defect substructure typical for rapid quench Nb₃Al.

Based on the earlier calculations of [4-6] the ‘transverse’ pinning, corresponding mainly to NbTi can be expressed as eq.(3)

$$J_{c,trans}(B,T) = G \left[\frac{B_{c2}}{8\pi\mu_0 k_i^2 D} \right] \cdot \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right) \quad (3)$$

But ‘longitudinal’ pinning mainly describing Nb₃Sn conductors can be expressed as eq.(4).

$$J_{c,long}(B,T) = \left[\frac{2\alpha B_{c2}^2}{3\sqrt{3}\Phi_0\mu_0\kappa_i^2 D} \right] \cdot \left(\frac{J_0}{J_d} \right)^2 \cdot \frac{\left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2}{\sqrt{B}} \quad (4)$$

Parameter d is an effective size of the pinning site proportional to the effective boundary thickness, J_d is the depairing current density of the grains, $\alpha = \delta J_0 / \langle J_0 \rangle$ is the ratio of the decrement in J_0 , δJ_0 , to the average value, $\langle J_0 \rangle$, D is a grain size, $1/D$ is the density of pinning sites, $k_i = B_{c2} / 2^{0.5} B_c$, $B_c(T) = B_c(0) [1 - (T/T_{co})^2]$.

Results of such calculations addressed to the possible conductors with the longitudinal and transversal pinning taking to account the actual material parameters: $\langle J_0 \rangle / J_d = 0.7$, $B_{co} = 27\text{T}$, $T_{co} = 19\text{K}$, $T = 4.2\text{K}$, $\alpha = 0.25$, $d = 2\text{nm}$, $k_i = 20$ and $D = 100\text{nm}$ are presented in Fig.4.

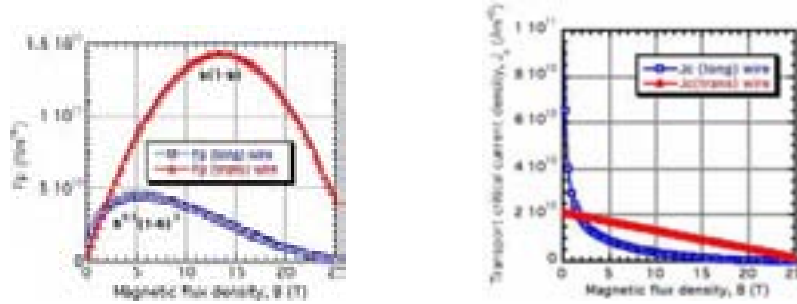


Fig.4: a) Pinning force versus magnetic flux density for both types of pinning: ‘transverse’ pinning (elongated grains along the wire length and ‘longitudinal’ pinning (typical radial equiaxed grains) see Fig.3a; b) critical current density for longitudinal and transverse pinning.

Results presented in Fig.4 are very encouraging, suggesting that a substantial improvement of the future Nb₃Sn conductors could be possible if only with extended ribbon-like defects along the conductor axis would be produced.

3. Nb₃Sn CONDUCTORS

There are essentially three types of the Nb₃Sn superconducting conductors categorised by the architecture and initial composition: bronze, internal tin and powder-in-tube, Fig.5. Current progress in high current Nb₃Sn conductors by internal tin or powder-in-tube process is noticeable. The current density is reaching almost record values of 3000A/mm². Increase of the transport current by increasing the cross section of the Nb₃Sn layer is one of the obvious paths to continue development of the A15 conductors. Also there is another probably the most important path that could bring the largest further improvement of the wires performance by development of Nb₃Sn grain-structure with planar barriers normal to the Lorentz force.

To study the influence of Nb₃Sn grain morphology on the pinning in the case of round multifilamentary conductors is rather difficult due to the round fibre symmetry of the filaments. There have been attempt to make a general calculation of the average Nb₃Sn grain size based on the computation of the large number of the experimental data [10]. Although such regression analysis with independent processing parameters such as diffusion time, diffusion temperature, number of niobium filaments, diameter of Nb filaments and volume ratio of the Cu-Sn matrix to Nb filaments provides correct results but only valid for the equiaxed-grain layers formed in a bronze wires [11].

The grain morphology and stoichiometry of the Nb₃Sn superconducting layers formed during Liquid Reactive Diffusion processes in long length conductors presented in Fig 6 differ noticeably and may provide additional information on the possible improvement of the pinning force described by eq.(3) and eq.(4) and presented in Fig.4. The diffraction patterns of the investigated Nb₃Sn layers were found not to differ from one another and they were practically the same as those in a randomly oriented Nb₃Sn polycrystalline material.

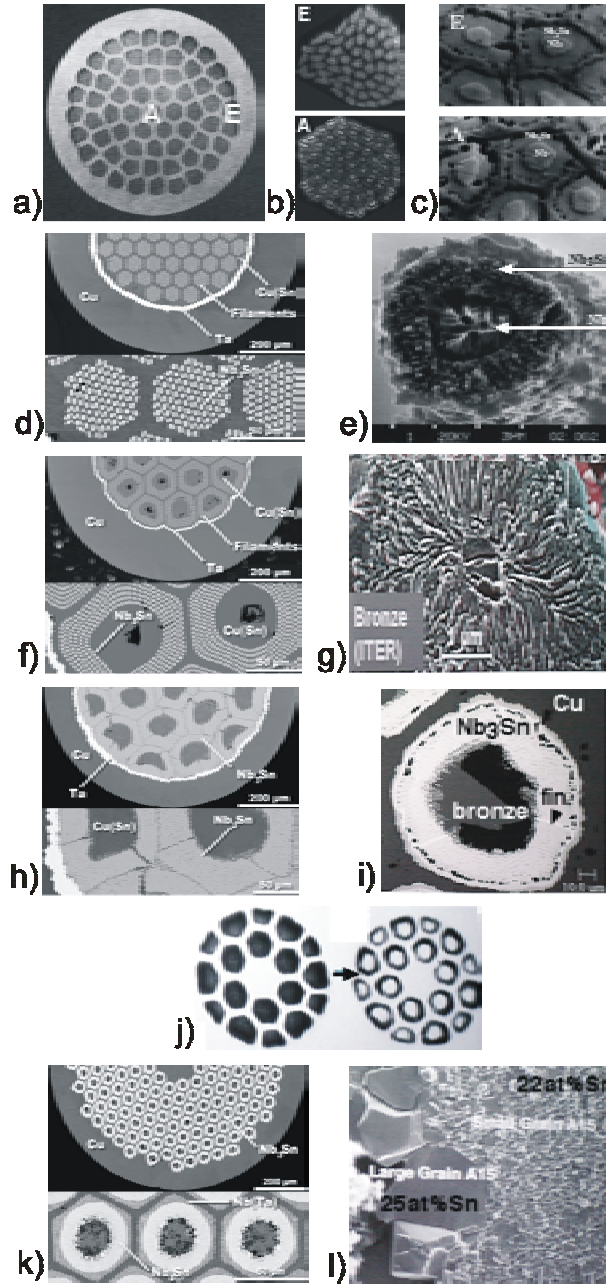


Fig.5. Cross-sections of the different types of Nb_3Sn strand cross-section (SEM backscattered electron images) and corresponding filament details of: (a) bronze process conductor without Cu stabilization, b) filamentary region of the wire in a) after isothermal diffusion, c) as b) but after cycling diffusion process [8], d) the bronze process ITER strand, (e) the internal Sn ITER strand, (f) the internal Sn ITER strand, g) single filament with radial grain structure, h) 'high J_c ' internal Sn conductor, i) single bundle with Ta fins as in

h), j) overall cross section of h) without fins and with fins, revealing the effectiveness of magnetic flux penetration of the bundles as recorded by magneto-optic sensor, k) the high ' J_c ' PIT strands l) fragment of the bundle with gradiental changes of the tin atoms (from 25% to 22%at Sn, the biggest gradient occurs at the Nb interface). Courtesy of D.C.Larbalestier [9].

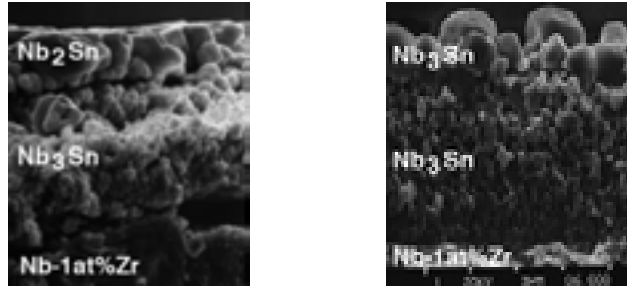


Fig. 6. Nb-Sn layers manufactured by Liquid Reactive Diffusion process: a) equiaxed grains and of the ellipsoidal shape with longer axis along the tape surface, 930°C, 11min; b) oval columnar grains partially perpendicular to the surface, 980°C, 11min. [12].

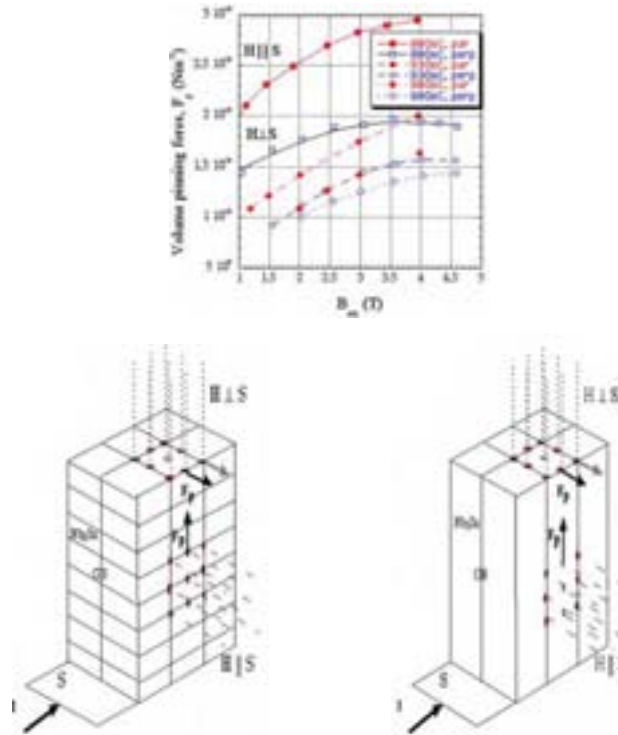


Fig.7 a) Dependence of volume pinning force F_p vs B_{ext} for Nb₃Sn coated conductor manufactured by Liquid Reactive Diffusion, LRD, process of tin atoms from the Cu80at%Sn to 20μm thick, 1cm wide Nb1.5%Zr tapes for 11 min in vacuum [13]; b)

schematic representation of the grain boundary pinning for the Nb_3Sn flat-like grains see Fig.6a), c) Schematic representation of the grain boundary pinning for the Nb_3Sn columnar grains (see Fig.6b)) For simplification the square-like flux lattice was considered. It is evident that if the GB pinning dominates the higher pinning force should be reached for $H \perp S$. (Magnetic field was always perpendicular to the current flow direction).

For the lower temperatures and shorter times of the LRD process the grains are smaller and ellipsoidal in shape with the longer axis parallel to the surface, therefore $F_p(H \parallel S) \gg F_p(H \perp S)$, Fig. 6a) and Fig.7a),b) whereas during diffusion at higher temperatures at also for longer time Nb_3Sn grains become bigger and grow more perpendicularly to the surface of the $\text{Nb1.5\%Zr}$ substrate. In this case the value of the $F_p(H \parallel S) \approx F_p(H \perp S)$, Fig. 6b and Fig. 7a),c). This may look like simple case but there is an evidence that in other A15 coated conductors there is cross over between $F_p(H \parallel S) \propto \delta F_p(H \perp S)$ versus external magnetic field. At higher magnetic fields it is possible that the mechanism may change and columnar grains may be more efficient for $F_p(B \parallel S)$. The volume pinning force anisotropy measurements conducted on these tapes in external magnetic fields proved that the differences induced by the grain morphology are noticeable see Fig.7a) and confirm need for further study of the grain morphology improvement for better conductor performance in magnetic field.

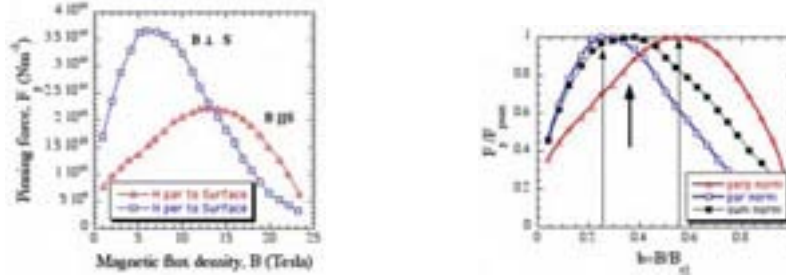


Fig.8: a) Global pinning-force density of tape Nb_3Ge coated conductor manufactured by CVD [14]; $H \perp S$ represents magnetic field perpendicular to the tape surface but parallel to the columnar grains longer axis, $H \parallel S$ represents magnetic field parallel to the tape surface, but perpendicular to the columnar longer axis After Suzuki et al.; b) Normalised pinning force for the data from the Fig a). An additional curve in Fig b) represent the expected resulting performance of the tape conductor which is very similar to $b^{0.5}(1-b)^2$ Fig.2.

Important pinning measurements results conducted by for Nb_3Ge coated conductor, Fig.8a) suggest that possibly two different types of pinning mechanisms are measured for the same superconducting layer, depending on the magnetic field orientation to the film surface [14]. The Nb_3Ge layer was of columnar structure so the effective density of flux-pinning centres in the directions parallel and perpendicular to the growth direction of the columnar grains are very different. It can be assumed that “point-like” forces (pinning forces induced by the point defects) would be expected to dominate in the field perpendicular to the columnar grain axis, while “line-like” or “area-like” pinning forces may be caused by the grain boundary surfaces in the parallel to the film surface field. On the other hand at higher magnetic field where collective pinning on the intragrain defects

dominates the effectiveness of the interconnected GB, pinning will be reduce and the higher pinning force should be reached for $H \parallel S$.

Despite the substantial differences in F_p observed for the tape conductor, result of pinning force summation Fig.8b) shown a limited improved of the overall performance of the wires because the calculated $F_p/F_{pmax}(b)$ dependence is very similar to $b^{0.5}(1-b)^2$.

Successful simulation of the F_p vs B dependences in Fig.8 using eq. (3) and eq. (4) can be conducted assuming that only parameter to be change in eq.4 is an effective grain boundary size parameter d . By increasing d from 2nm to 10nm in eq.4 the results presented in Fig.9 are identical to those in Fig.8a).

In this case A-15 columnar grains for magnetic field perpendicular to substrates can be describe by eq.(4) as a longitudinal pinning (along most of the grain boundaries) whereas for magnetic field parallel to substrates it can be describe by eq.(3) as a transversal pinning (along smaller number of the grain boundaries).

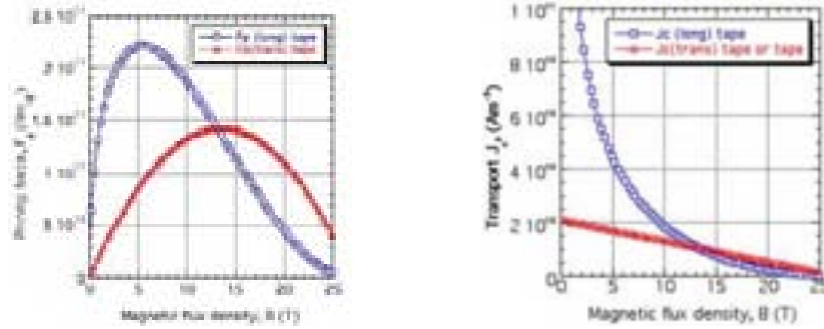


Fig.9 a) Pinning force versus magnetic flux density for both types of pinning: ‘transverse’ pinning (elongated grains along the wire length and ‘longitudinal’ pinning (typical radial equiaxed grains) see Fig.6b); b) Normalised pinning force calculated from the data in Fig.9a).

Despite of clear evidence that eq.(3) and eq.(4) well describe a wide range of Nb_3Sn morphologies, more dramatic changes in the grain boundary structure are required if the Nb_3Sn wires are going to achieve the improved field performance, $f(b)=b(1-b)$ and also J_c vs B .

There are indications in the literature that controlled texture development of the Nb-based substrates/filaments may influence grain morphology of Nb_3Sn layer.

The microscopical investigations revealed a well-defined planar fiber structure produced by the cold rolling. Transport critical current density was found lower when fibers are parallel to the direction of magnetic field than when are perpendicular. This effect may be consequence of the interaction of flux movement with fiber boundaries [15].

There is a clear evidence in the literature which might suggest that texture induced growth of Nb_3Sn may play a role in further improvement of pinning. Pole figures indicate that the main feature of the texture in the Nb_3Sn layers are identical with that in the niobium substrate irrespectively of the processing technique, Fig.10 [16].

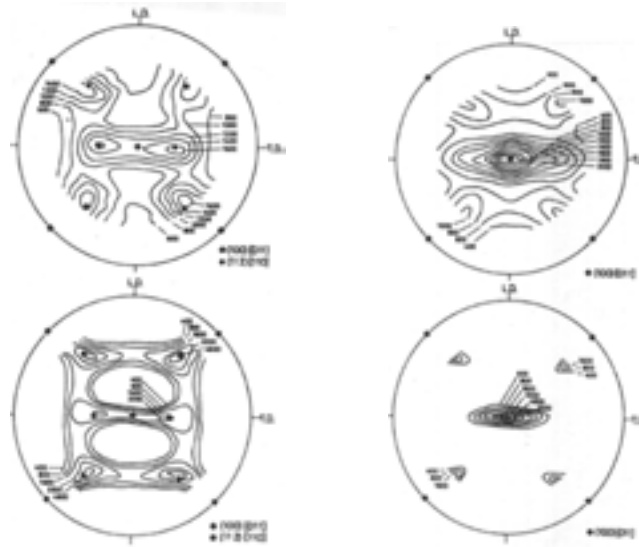


Fig. 10 Texture development in Nb₃Sn tape conductors (a) Liquid-solid diffusion Nb1%Zr/Sn, after (b) Solid state diffusion Nb/Cu7at%Sn 800°C, 20h [16]. The top figures correspond to Nb₃Sn.

4. Nb₃Al CONDUCTORS

Unfortunately there appears to be no equivalent of the bronze process for Nb₃Al superconducting wires due to lack of stoichiometry for Nb₃Al phase, see Fig.11. A way to achieve A-15 phase is to process elemental Nb and Al in a finely subdivided form known as a jelly-roll process, followed by solid state diffusion at elevated temperatures. In this process the jelly-roll composite is prepared by winding a Nb sheet and Al or Al-alloy sheet together on an oxygen-free copper core and inserting the wound cylinder into a copper tube for further cold drawing to the final wire diameter, or to a diameter suitable for restacking and redrawing [2].

Due to the continuous increase of the microhardness of Nb, there is a limit to which such a jelly-roll composite can be drawn without breaking the continuity of the conductor. Use of pure aluminium in this process has suffered from the poor workability of the composite caused by the large difference in hardness between pure aluminium and pure niobium. Alloy-hardening of the aluminium core with other elements, such as magnesium, silver, copper and zinc is very effective in matching the hardness between cores and matrix, and improving workability of the composite [2]. Unfortunately this technique does not provide the conductor with required high magnetic field performance. Conflict between stoichiometry and grain size is severe in Nb₃Al.

The way to achieve high magnetic field properties is to give the wire, at final size, a very rapid high temperature heat treatment followed by a quench into the gallium bath at room temperature, Fig.12, which forms bcc Nb-Al phase. A subsequent heat treatment at lower temperatures is used to order the structure and grow fine grains of the A15 phase with fine defects, therefore improving the J_c performance at highest magnetic fields, Fig.13 [17].

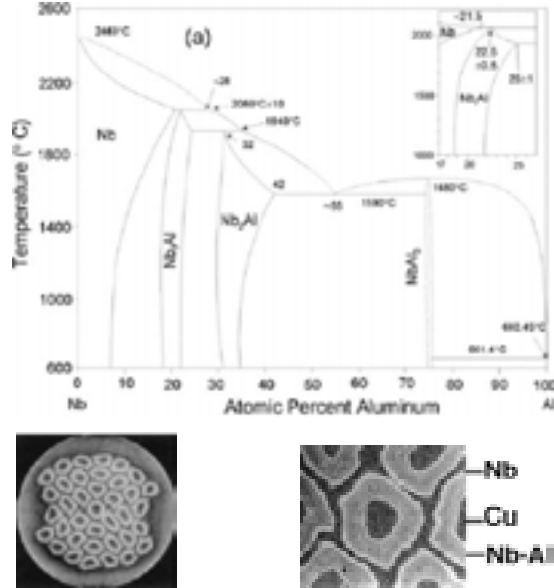


Fig. 11. a) Binary Nb-Al phase diagram, b) cross section of the jelly-roll jelly-roll Nb₃Al conductor containing 38 sub-jelly-roll bundles, c) close view of the individual jelly-roll bundles; courtesy of Europa Metalli. Each “jelly-roll rod” was prepared by winding a Nb sheet and Al sheet together on an oxygen free copper core and inserting into copper tube. [2]

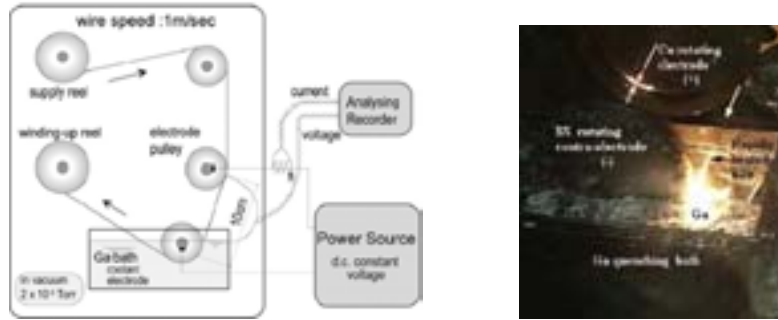


Fig. 12 a) Schematic of the reel-to-reel ohmic-heating and rapid-quenching apparatus to form RHQT Nb₃Al multifilamentary conductors [17], b) photo of the actual experiment [18]

These general formulas, eq.(1) and eq.(2), fail where there is a change in basic pinning mechanism due, for instance, to matching effects, dimensional crossover or the onset of thermally activated processes. In such cases more appropriate descriptions of the pinning in the full field range can be given by the assumption of two pinning mechanisms and the eq.(1) can be rewritten as:

$$F_p = J_c \cdot B = G \left[\frac{(B_{c2}(T))^{n'}}{k_p^{m'}} \right] \cdot f(b) + G_1 \left[\frac{(B_{c2}(T))^{n''}}{k_p^{m''}} \right] \cdot f(b_1) \quad (5)$$

Such an approach was adopted in describing flux pinning of intermetallic superconductors such as Nb₃(Al,Ge) and Nb₃Al where peak of the J_c vs B is observed at lower and in higher fields Fig.14b)[2].

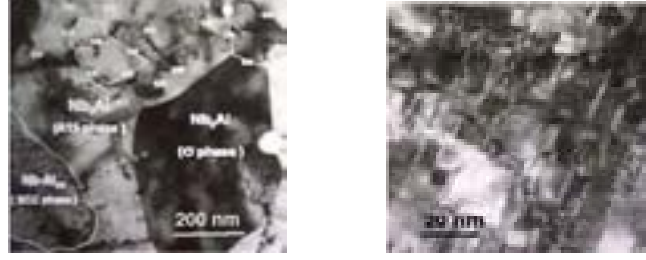


Fig. 13 TEM microstructure of the conductors manufactured by (a) Solid-state diffusion process (b) Rapid Heating and Quenching process [17]. Courtesy of Kikuchi, Takeuchi and Inouoe, NIMS, Tsukuba, Japan.

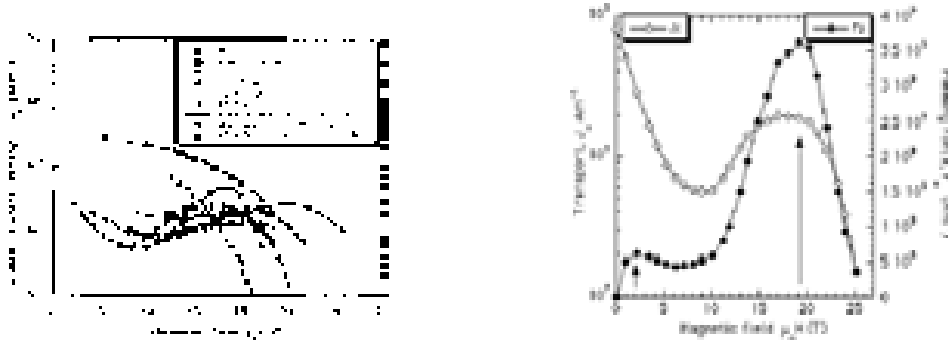


Fig. 14 a) Global pinning-force density of A15 (Nb₃Al) tape conductors manufactured by i) rapid ohmic heating and rapid cooling followed by subsequent annealing ii) solid state diffusion, and iii) other alternative processes; b) critical current density and Global pinning force versus magnetic field for conductor made by rapid ohmic heating and rapid cooling followed by subsequent annealing [2].

Although the performance of the wires obtained by the Rapid Heating and Quenching technique is superior to any metallic superconductors, Figure 14a), the technology is expensive and reproducibility over long lengths is the subject of intensive research mainly in Japan.

The consequence of the peak effect of J_c vs. B on the F_p vs. B can be very nicely demonstrated on the base of resistively heated Nb₃Al wire, Fig.14b), where two maxima occurs and the whole curve can be describe by coexistence of two pinning mechanisms by equation 5. The lower maximum ~2T corresponds to grain boundary pinning where the

maximum at 19T corresponds to finely distributed secondary phases, precipitations and stacking faults.

5. CONCLUSIONS

Although a model for A15 conductors that suggest that the flux pinning mechanism of Nb₃Sn can be modified to be the same as for NbTi paves the way to further technological improvements but also other following immediate issues require solving:

Further research is required to prevent the magnetic instabilities in PIT and 'internal tin' conductors, which cause premature quench at low fields. Study and optimisation of heat treatment should allow a reduction of reaction time preserving the largest superconducting phase volume and optimal microstructure. Future powders for 2-nd generation ($3 \cdot 10^9 \text{ Am}^{-2}$ @ 12T at @ 4.2K of non-Cu regions) PIT conductors might be manufactured by direct reduction of oxides process, DERO [19]. There is a big payback from flattening the Sn gradient across the Nb₃Sn layer, if large grain growth in the A15 grain size can be avoided.

REFERENCES

- [1] Summers L.T. and Miller J.R. The development of superconductors for applications in high-field, high-current density magnets for fusion research' *IEEE Trans on MAG* vol. 23, 1987, pp.1552-6.
- [2] Glowacki B.A. 'Niobium aluminide as a source of high-current superconductors' TOPICAL REVIEW, *Intermetallics*, vol. 7, 1999, pp117-
- [3] Kramer E.J., 'Scaling laws for flux pinning in hard superconductors' *J. Appl. Phys.* vol.44, 1973, pp.1360-70.
- [4] Dew-Huges D. 'Is J_c in Nb₃Sn limited by grain-boundary flux-shear?' *IEEE Trans on MAG* vol. 23, 1987, pp.1172-5.
- [5] Gurevich A. and Cooley L.D. ' Anisotropic flux pinning in a network of planar defects' *Physical Rev. B*, vol.50, no.18 1994, pp.13563-87.
- [6] McDonald J. and Barzi E. 'A model for J_c granular A-15 superconductors' *IEEE Trans on Applied Supercon.* vol.11, 2001, 3884-7.
- [7] Hillman H. Interaction of metallurgical treatment and flux pinning of NbTi superconductors' *Superconductor Sci. Technol.* vol 12, 1999, pp.348-55.
- [8] Glowacki B.A. and Evetts J.E. 'Influence of cyclic pumped diffusion on the morphology and microstructure of A-15 layers in bronze processed multifilamentary wire' *IEEE Trans. Mag.*, vol.25, 2, 1989, pp.2200-4
- [9] Jewell M.C., Lee P.J. and Larbalestier D.C. 'The influence of Nb₃Sn strand geometry on filament breakage under bend strain as revealed by metallography' *Supercond. Sci. Technol.* vol.16 (2003, pp.1005-1011.
- [10] Aiyong, X, Qingyong, H, Fengming S. and Juren F., "Effect of metallurgical factors on the grain size of Nb₃Sn produced by the bronze technique," *Cryogenics*, vol. 25, 1985 pp. 507-10.
- [11] Glowacki B.A. 'Changes of T_c , J_c and stoichiometry of Nb₃Sn phase formed during internal tin diffusion process' *IEEE Trans. on Mag.*, vol.32. 1996, pp.2768-72.
- [12] Glowacki B.A. 'Anisotropy of critical current density in the superconducting Nb₃Sn tape wires' *J. Mater. Sci. Lett.*, vol.4, 1985, pp 389-92.
- [13] Glowacki B.A. and Horobiowski M. Influence of temperature of diffusion growth and morphology of Nb₃Sn superconducting layer on the value of the pinning force' *Phys. Stat. Sol. (a)* vol. 89, 1985, K13.

- [14] Suzuki, M., Watanabe, Y., Anayama, T., Watanabe, K. and Noto, K., 'High Field Properties of Superconducting Nb₃Ge Films Prepared by Chemical Vapor Deposition' *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 26, 1987, pp.881-5.
- [15] Kramer D. and Rhodes C.G. 'The influence of fiber structure on the superconducting behavior of cold-rolled columbium' *Trans. of The Metallurgical Society of AIME*, vol.233, 1965, pp.192-7.
- [16] Togano K. and Tachikawa K. 'Texture in diffusion-processed superconducting Nb₃Sn and V₃Ga layers' *J. Appl. Phys.* vol 50 (5) 1979, pp.3495-9.
- [17] Iijima Y, Kosuge M, Takeuchi T and Inoue K 'Nb₃Al multifilamentary wires continuously fabricated by rapid-quenching' *Adv. Cryog. Eng.* vol.40 1994 pp.899-910.
- [18] SCENET-2, DVD Lectures on Superconductivity, <http://www.superconsultants.net>.
- [19] Glowacki B.A, Yan X-Y, Fray D.J., .Chen G., M.Majoros and Y.Shi 'Niobium based intermetallics as a source of high-current / high magnetic field superconductors; novel low cost Nb-based superconducting conductors for use in MRI/NMR and cryogen free magnets' *Physica C*, vol. 372-376, 2002, pp.1315-20.

Mechanizm zaczepiania strumienia magnetycznego w przewodach nadprzewodnikowych na bazie niobu dla zastosowań wysokoprądowych i wysokopolowych

W pracy zbadano możliwości polepszenia mechanizmu zaczepiania strumienia magnetycznego w przewodach Nb₃Sn poprzez modyfikację morfologii granic ziaren. Zaprezentowano przykłady poprawienia siły zaczepiania strumienia magnetycznego w cienkowanastrowych przewodach taśmowych. Przedyskutowano również dla porównania siły zaczepiania dla przewodów NbTi oraz Nb₃Al.

Słowa kluczowe: przewody nadprzewodnikowe Nb₃Sn, NbTi i Nb₃Al , zaczepianie strumienia magnetycznego, mikrostruktura.

5th SEMINAR & WORKSHOP
APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

Nałęczów, Poland, 23 - 26. 06. 2004



THE USE OF SQUIDS FOR NON-DESTRUCTIVE EVALUATION

Gordon B. DONALDSON

*Department of Physics, University of Strathclyde,
Glasgow G4 0NG, Scotland
E-mail: g.b.donaldson@strath.ac.uk*

We report on recent developments in the use of SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) sensors for the magnetic detection of a variety of surface-breaking and deep-lying flaws in metals and composites, including iron, steel, aluminium, titanium and CFRP (Carbon Fibre Reinforced Plastic).

Keywords: SQUID, non-destructive evaluation.

Słowa kluczowe: SQUID, badania nieniszczące.

1. CURRENT ISSUES FOR NDE

There is a large variety of techniques for the non-destructive testing of materials including dye penetrant, ultrasonic, eddy current, X-ray, γ ray and many others. The development of the field and its techniques has essentially been pragmatic and the application of each method is usually to one or two niche problems.

In the last twenty years a number of potentially serious problems have appeared in various engineering fields, and since it was soon found that existing NDE techniques could not tackle them, there were clear reasons for industries and governments to look for novel approaches. Among these has been the use of SQUIDS.

The problems identified were many: here we highlight a few:

(i) Corrosion and cracking in pipelines, buried and submerged, and often coated with plastic or concrete and possibly marine growth.

(ii) The need for chemical and nuclear plant life extension certification..

(iii) The ageing aircraft problem, in which deep lying cracks and corrosion can produce structural failure. The conventional technique- Eddy Current Testing (ECT)- fails, because at the lowest practicable frequencies (about 1kHz), the skin depth is too small for the probing currents to reach the flaws, which may lie at depths of up to 20mm.

(iv) Turbine rotor problems emerged as rotation speeds increased in new generations of engines. Impurity inclusions, such as ferrous inclusions in a titanium host,

can weaken the strength of the blade root disc which can then fail under the "centrifugal" forces exerted by the blades themselves.

(v) Corrosion of steel reinforcing bars in concrete structures such as bridges is a growing problem for which no satisfactory detection methods exist.

(vi) Damage to CFRP components (Carbon Fibre Reinforced Plastic) under impacts with objects such as hail-stones, which can have quite low kinetic energies.

2. SQUID NDE PRINCIPLES

2.1. Magnetometry

A SQUID detects changes in field (or, more precisely, flux). If a magnetized particle is passed beneath one the SQUID will register a signal which is strongest when it is directly beneath. The particle can either be magnetic itself, as in some contaminants of food production lines, or be magnetized by a constant field produced by a magnet rigidly fixed in relation to the SQUID, because the SQUID will not itself register any signal associated with the constant field. In fact the 'particle' need not actually be 'particulate': any flaw in a substrate material which distorts the magnetizing field will appear as a magnetic dipole which will be detected by the SQUID during passage beneath it. An example of such a distorting flaw is a surface breaking crack in a ferromagnetic steel plate.

The first SQUID NDE application of this "magnetometry" principle was developed by Bain et al. (1985) and was indeed applied to steel plates (see Fig. 1). The magnetic susceptibility (permeability in this case) is of order $\mu = 800$, and an open crack represents an unpolarised volume in which $\mu \sim -800$. It used a 20mT persistent mode polarising coil, and a novel planar gradiometer coil structure rather than a simple magnetometric coil, for reasons associated with polarising field distortions caused by slight variations in stand-off distance during scanning, it proved possible to detect 1mm wide cracks in the steel plates from stand off distances as large as 10cm.

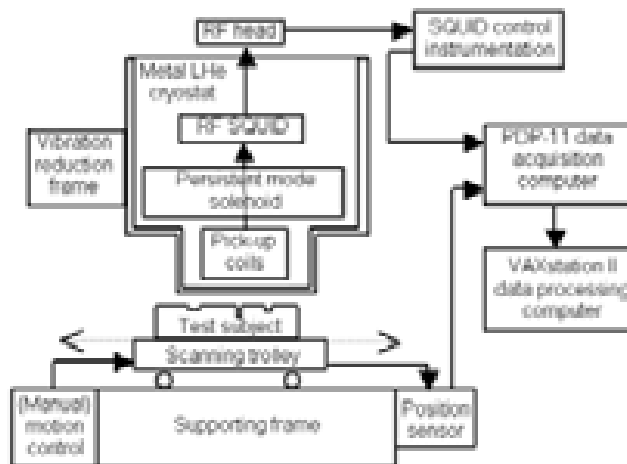


Fig. 1. Principle of static magnetometric NDE

Unfortunately the method is of little use in detecting flaws at their most common sites, which are at welds. Heat treated steel is itself a large source of permeability variation, and

it has proved impossible to distinguish flaws from the welds themselves at the stand off distance required by the industry.

There have been a number of other applications of this magnetostatic technique. Donaldson et al (1990) showed that heat damage in ferritic stainless steels can be detected by a two-pass process, the first in zero field and the second in a field of about 0.01T. This was extended by the Hitachi group to detect embrittlement in nuclear reactor containment vessels. The Nashville group detected weak magnetic defects within weak magnetic materials: examples have included voids within perspex (plexiglass) and even worms in Alaskan salmon filets.

It is not clear that any of these demonstrations has been taken forward into routine application. However there is an application to aircraft engines which has been adopted for routine use in parts of the aircraft industry. This is a test for ferritic inclusions in high speed aircraft titanium turbine disks (the core structures to which the blades are attached), which can cause catastrophic failures under centrifugal load. The blades are subjected to a magnetic field, which polarises any such inclusions. The fields due to such inclusions are then detected using a high Tc SQUID: with a second order gradiometer a ferritic mass of 1mg was detected at a depth of 70mm while 10⁻⁶g was seen at a depth of 4mm.

Finally these measurements are being extended to non-magnetic inclusions or segregations in such discs. Here both the host and the inclusions are only weakly magnetic with susceptibilities in the range $\chi = +5 \times 10^{-4}$ (Mn) to $\chi = 2 \times 10^{-4}$ (Bi). There have been some encouraging results with polarising fields as small as 0.1mT (the earth's), and the use of higher fields should yield real promise.

2.2. Galvanometry - Eddy Current Testing

A standard eddy-current NDE system comprises an excitation coil, which creates currents in the test object, and a detector coil which senses anomalies in the magnetic field of the eddy currents caused by their spatial diversion when they encounter flaws such as corrosion and cracks. Because Faraday induction is involved, the induced signal is proportional to excitation frequency. However the eddy currents extend only to the skin depth, given by $d = (106/2\pi) (10^6/\sigma\mu f)$ mm, where σ is the conductivity and f the frequency in SI units. At the lowest practicable Faraday frequency (about 1kHz), d is 2.6 mm in aluminium, and since there can be no field distortion due to flaws where eddy currents do not flow, this sets the upper limit to flaw detection depth. For the next generation of large passenger aircraft, 2.6mm is of little use: engineers would prefer to be able to 'see' to a depth of 25mm.

SQUIDS, of course, measure changes in flux (Φ), rather than $d\Phi/dt$ and so, unlike Faraday induction detectors, they retain their sensitivity down to zero frequency, and could therefore, in principle, detect flaws at arbitrarily large depths. To reach 26mm into an aircraft structure it would be necessary to operate at about 50Hz, which in fact is probably the lowest practicable frequency if one is going to scan a structure at a reasonable rate (say 50 cm per minute).

Several groups have demonstrated the utility of such schemes, and both high Tc and low Tc SQUIDS have been used. An example from the Strathclyde group (Carr et al. 1996) is shown in Fig. 2. It uses two low cost high Tc devices known as Mr. SQUID and configured to form an electronic gradiometer. A so-called double D excitation coil, mounted on the bottom of the cryostat and operated at 270 Hz, generates eddy currents in an aluminium pipe which is in fact covered by fibreglass. The apparatus is scanned above the pipeline and the output map clearly reveals an invisible fatigue crack in the pipe itself.

We have also shown the use of similar apparatus to detect model tears in rivet holes in a simulated 3-layer aircraft lap joint. The system we used was able to detect the characteristic signal of a flaw at a hole in the second layer (6mm below the top surface). Greater depth was not possible for two reasons: one is the difficulty of spatially localising the eddy currents at such depths, so that signal contributions are measured from regions well away from the hole in question. Secondly, high Tc SQUID noise is usually well into the $1/f$ region even at 100Hz, so that it is not easy to detect flaw signals above the noise as frequencies are lowered below this value.

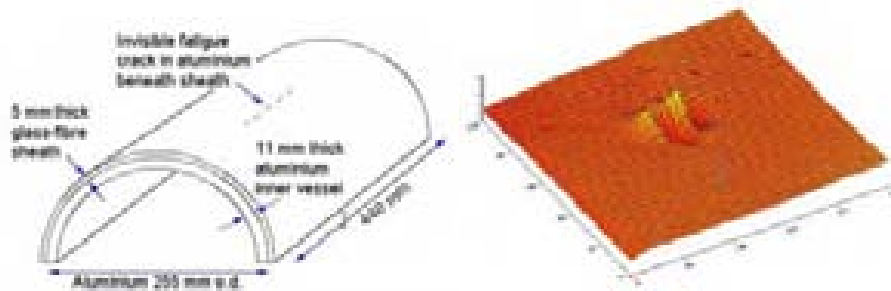


Fig. 2. (a) Fibreglass covered aluminium gas pipe, with wall through-flaw
(b) Resulting SQUID gradiometer x-y map

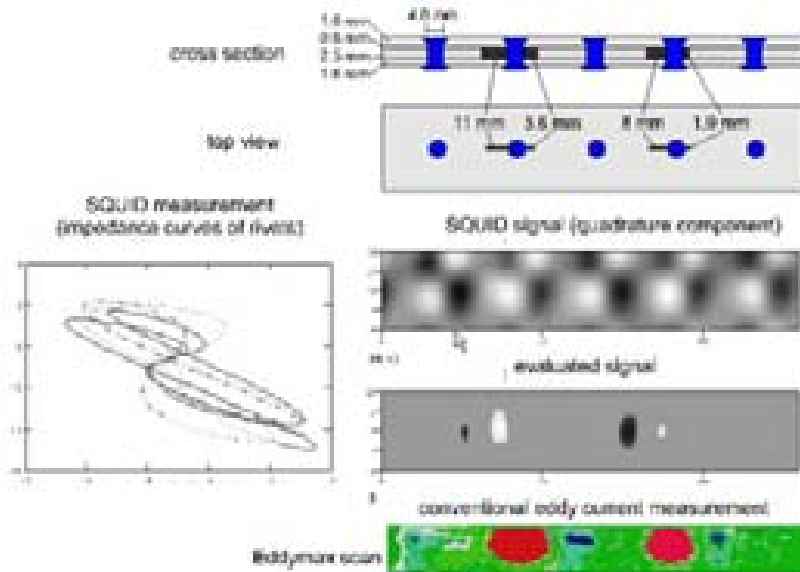


Fig. 3. Scan of a calibration multilayer structure from DASA, performed with a SQUID system with multi D excitation of 10mA at 780Hz. The scan area of 120mm $\times$ 20mm covers 5 rivets with 4 flaws as sketched. They clearly show up in the evaluated scan, by comparison with the conventional eddy current scan where they do not. (Courtesy of H-J Krause)

Recent work has concentrated on developing gradiometer structures and excitation coil designs which give the maximum potential for the detection of specific types of flaw.

We will not review these here, but point to a breakthrough in respect of the rivet hole tear problem made by the Julich Group (Haller et al. 1997), in collaboration with the Nashville Group. They introduced the use of a sheet inducer, a coil structure which produces an essentially uniform current flow in a single direction in the region being studied. A second sheet inducer produces an excitation current of the same frequency and magnitude at right angles to the first and in quadrature with it, with the result that the direction of the uniform current rotates uniformly. The effect of this "circular excitation" is that the characteristic 'flaw' signature of a hole is eliminated, leaving only the signature, including the direction, of any tear. Since the 'hole' signature is the dominant one in Fig. 3, even when there are tears, this ingenious means of subtracting it during measurement produces a dramatic improvement in the detectability of the second layer flaw, which is in the second layer at a depth of 2.5 - 4.9mm. (Note that there is in fact no "second inducer". The first one is used again, oriented at right angles to its first position, and the scanning process repeated. The circular sweep of direction of the excitation current is generated in software. It follows that what has been developed is a very ingenious way of measuring, and then subtracting, the digital signal of a hole from that of the same hole plus its flaw.)

2.3. Success

We conclude this by discussing two applications of eddy-current NDE which are already in successful use in real NDE and quality control environments. The first developed as a result of a remarkable programme in Germany which has involved government-supported collaboration between the NDE group at KFA Julich, the University of Giessen and a variety of relevant companies, including major ones such as Lufthansa and BMW Rolls Royce, but also a very significant small company, Rohmann, whose total commitment is to NDE. The second involves a small Cryoelectronics company (FIT Messtechnik) and BMW Rolls-Royce.

The first is an application of the "galvanometry" eddy current principle. A continuing issue in the aircraft maintenance industry is the development of cracks in aeroplane wheels). The best conventional eddy current methods can detect cracks which are 50% completely through the wheel wall (which is 10mm thick) and any reduction in this (say to 20% or even 10%), would alter and improve the economics of the maintenance process because it would make total service life more predictable and lengthen the time between required scans. The Julich group (Hohmann et al. 2001), together with the University of Giessen and Rohmann have developed a cryocooled high Tc SQUID system which operates in the unscreened Lufthansa maintenance hangar. The wheel is rotated in front of the SQUID cryostat and an excitation coil (Fig. 4). The SQUID senses the flux produced by the excited currents. The detailed key-way structure of inside of the wheel produces its own signature which repeats with each rotation, but among the peaks and troughs of that signature, any crack produces an additional peak (Fig. 4). The group has shown that it can detect all cracks which have lengths which 10% and greater of the key-way.

The second "real" application (Tavrin et al., 1998), which is now in routine use, is a test for ferrous inclusion in high speed aircraft titanium turbine disks (the core structures to which the blades are attached). The blades are subjected to a magnetic field, which polarises any such inclusions. The fields due to such inclusions are then detected using a high Tc SQUID: with a second order gradiometer a ferritic mass of 1mg was detected at a depth of 70mm while 10*g was seen at a depth of 4mm.

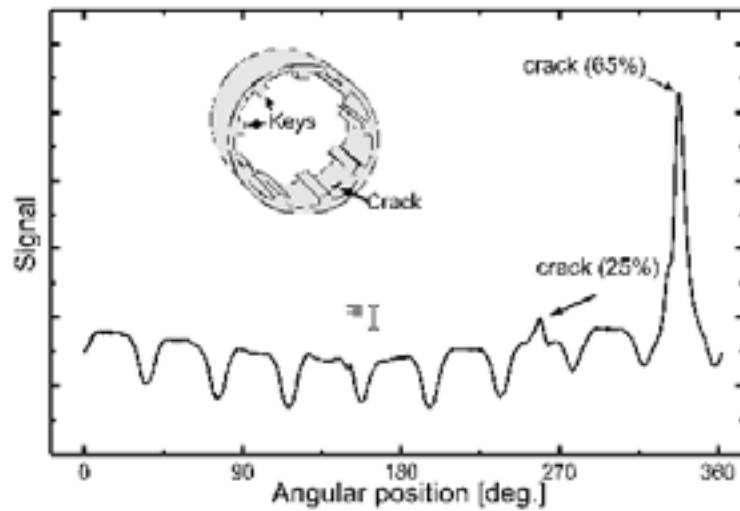


Fig. 4. In-phase SQUID signal track recorded in one rotation of Airbus wheel with artificial inner flaws. (Courtesy of H-J Krause)

2.4. Carbon fibre reinforced plastics

Carbon fibre reinforced plastics (CFRP) are rapidly growing in importance for the aircraft construction and other industries. For example they are projected to represent up to 50% of future aircraft designs such as the Boeing 7E7. There are considerable challenges for NDE presented by CFRPs as a result of the large range of in-service defect scenarios possible compared to conventional metals – for instance impacts leading to delamination, lamina crushing, matrix cracking, fibre kinking and breaking. These impacts can be of quite low energy: defects can be caused in 2mm plates by impacts transmitting as little as 10-50 J. Critically such defects are often not visible on the surface but can propagate a considerable distance through the material, sometimes appearing as damage on the surface further from the impact, corresponding, for example, to the inside surface of a wing. This has led to considerable worldwide effort on developing CFRP NDE using techniques such as X rays, thermography and especially ultrasound, where the industry standard is the C Scan technique. A number of SQUID groups has now begun to explore the opportunities for applying the eddy current technique to such materials, the first being Hatsukade et al (2002).

Work so far has all been done using the experimental rigs already developed for the SQUID NDE of metals. Note however that the materials have very different properties. They consist of successive layers of conductive carbon fiber mats embedded in highly resistive epoxy material: their electrical properties are highly anisotropic, and their bulk conductivity ($0.1\text{--}3.6 \times 10^4 \text{ S/m}$ in-plane and $0.01\text{--}0.03 \times 10^4 \text{ S/m}$ perpendicular to it) much smaller than that of aluminum ($Al=3500 \times 10^4 \text{ S/m}$). Skin depths are therefore much larger than the thickness of typical sheets at all reasonable eddy current frequencies, and in practice most groups have chosen to work at about 10-20kHz.

Fig. 5 (Carr et al. 2003) shows the damage visible on the side of a 2mm thick CFRP plate which has been impacted by a steel bob with 20 J of kinetic energy.

Even though the currents in the exciting coils can be made considerably larger than those in the SQUID NDE of metals, the much smaller conductance of CFRP means that the excited currents and thus the SQUID signal are much smaller. Used in the unscreened laboratory environment with high levels of electromagnetic interference, the CFRP x y maps often exhibit spikes and anomalous features that obscure the real flaw signals. To overcome this difficulty, a neural network (NN) technique has been developed (Graham et al. 2004) which, after appropriate training, recognises characteristic flaw patterns (Fig. 6). This system is very effective even when the flaw signals are considerably obscured by interference.

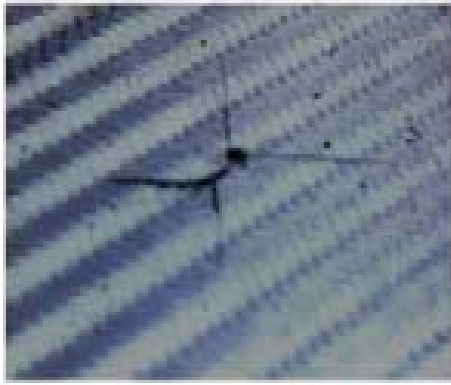


Fig. 5.

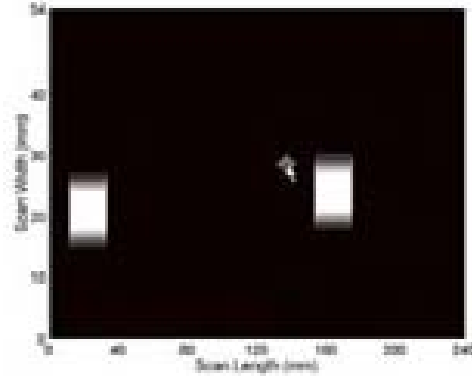


Fig. 6.

3. CONCLUSION

There are clear signs that SQUIDs may have a commercial future in NDE, particularly in aircraft preventative maintenance. As excitation schemes and gradiometer configurations are developed further, depth and size resolution should improve. Portability will also improve, and here it may be worth pointing out that with cryocooler technology advancing it may be as easy to employ NbN or even Nb technology SQUIDs as YBCO ones. That would certainly permit a return to the advantages which can be had from high order off-axis thin film and wire wound gradiometers. After a decade of trying to develop high T_c devices, it is ironic that the future of NDE may turn out to lie in low T_c ones.

REFERENCES

- [1] Bain, R.J.P., Donaldson, G.B., Evanson, S. and Hayward, G. (1985) SQUID gradiometric detection of flaws in ferromagnetic structures, in: H.D.Hahlbohm and H.Lubbig (eds), *SQUID'85*, de Gruyter, Berlin, pp. 841-846.
- [2] Donaldson, G.B., Evanson, S., Otaka, M., Hasegawa K., Shimizu, T and Takaku K. (1990) Use of a SQUID magnetic sensor to detect ageing effects in duplex stainless steels, *British Journal of NDT* 32, 238-240.

- [3] Carr, C, Cochran, A, Kuznik, J, McKirdy, M, Donaldson, G B, (1996), Electronic gradiometry for NDE in an unshielded environment with stationary and moving hts squids, *Cryogenics*, vol.36, no.9, pp.691-695
- [4] Haller, A., Tavrín, Y., Krause, H.-J. (1997) Eddy-Current NDE by HTS SQUID Gradiometer Using Rotating Magnetic Fields, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* 7, 2874-2877
- [5] Hohmann, R., Lomparski, D., Krause, H.-J., v. Kreutzbruck, M., Becker, W. (2001), Aircraft wheel testing with machine-cooled HTS SQUID gradiometer system, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* 11, 1279-1282
- [6] Tavrín Y and Hinken J H, (1998) First routine aircraft NDE with SQUID gradiometer, NDE.net, Vol. 3, No. 9 at website <http://www.nde.net/article/ecndt.98/aero/hinken/hinken.html>.
- [7] Y. Hatsukade, N. Kasai, M. Kurosawa, R. Kawai, H. Takashima, F. Kojima, and A. Ishiyama, (2002) "Detection of internal cracks and delamination in carbon-fiber-reinforced plastics using SQUID-NDI system", *Physica C* 372-376, 267-270.
- [8] Carr C, Graham D, Macfarlane JC, Donaldson GB. (2003), SQUID-based nondestructive evaluation of carbon fibre reinforced polymer. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*;13: 196-199.
- [9] Graham D, Maas P, Donaldson GB and Carr C. (2004), Impact Damage Detection in Carbon Fibre Composites Using HTS SQUIDS and Neural Networks. *NDT&E International* 37:565-570.

V SEMINARIUM I WARSZTATY ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Nałęczów, 23 - 26. 06. 2004



POMIARY SŁABYCH PÓŁ MAGNETYCZNYCH

Tadeusz JANOWSKI, Joanna KACPRZAK

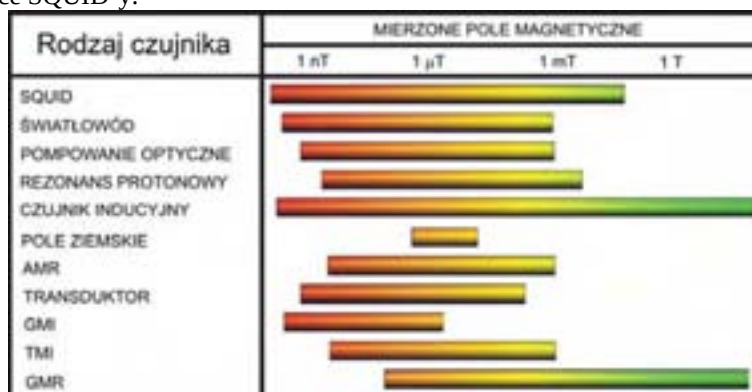
Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej
Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A
e-mail: joanna@aspect.pl

In this paper, DC- SQUID's and RF- SQUID's measurement systems are described. The most important parameters of DC- SQUID's devices are also presented. The value of physical parameters are given. The application of multichannel systems in the investigation of living organism are also presented. Screening of biomagnetical measurement systems are emphasized. Current applications of measurement systems in electrical metrology and medicine have been analyzed.

Keywords: DC- SQUID, RF- SQUID, magnetic field, sensors.

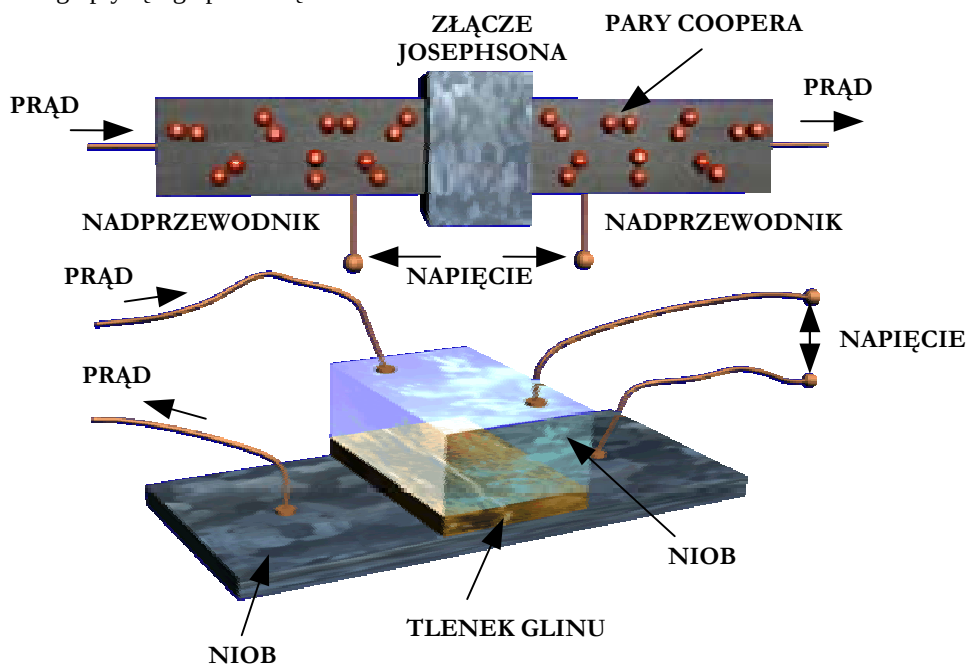
1. WSTĘP

Do pomiaru wartości słabych pól magnetycznych można zastosować jeden z wielu typów czujników. Na rys. 1 są przedstawione zakresy mierzonego pola magnetycznego. Pole magnetyczne mierzą: SQUID-y, (najczulsze czujniki znane obecnie), przetworniki cewkowe, czujniki magnetoptyczne, czujniki magnetorezystancyjne AMR, GMR (zawory spinowe), czujniki rezonansowe, hallotrony. Poniżej omówione zostały układy pomiarowe zawierające SQUID-y.



Rys. 1. Orientacyjne zakresy pomiarowe czujników pola magnetycznego [1]

SQUID (ang. Superconducting Quantum Interference Device), jest urządzeniem rejestrującym zmiany strumienia pola magnetycznego. Głównym jego elementem jest pierścień nadprzewodzący (z jednego lub dwu złączy Josephsona), który wykorzystuje zjawisko interferencji fal opisujących ruch nośników prądu. W stanie nadprzewodzącym są nimi pary Coopera. Tunelowanie nośników (rys. 2) przez nienadprzewodzącą warstwę w złączu Josephsona wprowadza różnicę faz tych fal, która zależy od natężenia prądu tunelowego płynącego przez złącze.



Rys. 2. Złącze Josephsona z widocznymi tunelującymi parami Coopera [2]

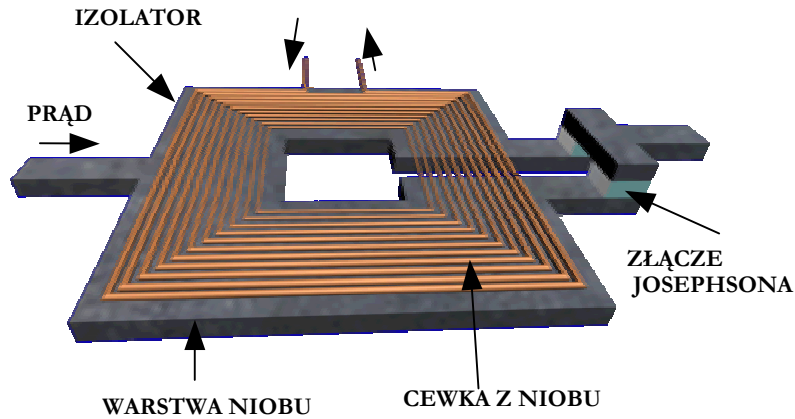
2. ZASADA DZIAŁANIA SYSTEMU POMIAROWEGO DC-SQUID

DC - SQUID (ang. Direct Current SQUID) - SQUID prądu stałego. Używa pętli nadprzewodnikowej z parą złączy Josephsona. Prąd podkładu bezpośrednio odnosi się do elementów interferometru prądu stałego, aby mierzyć indukcyjność pętli.

System pomiarowy (rys. 4) w warunkach pomiarowych jest ekranowany od wpływu zewnętrznego pola magnetycznego (od zakłóceń pola magnetycznego Ziemi). Ekranowany interferometr jest umieszczony wewnątrz obudowy. Wykonuje się je z ołowiu lub niobu, metali nadprzewodzących. Obudowa z nadprzewodnika pełni funkcję ekranu, ponieważ nie pozwala na проникnięcie pola magnetycznego do wnętrza nadprzewodnika (idealny diamagnetyzm). Na DC - SQUID oddziałuje strumień magnetyczny wytworzony przez prąd I_x w cewce wejściowej. Została wykonana w jednej strukturze scalonej z „pierścieniem” detektora. System pomiarowy (rys.4):

- mierzy sygnał I_x , który został doprowadzony do zacisków cewki wejściowej,

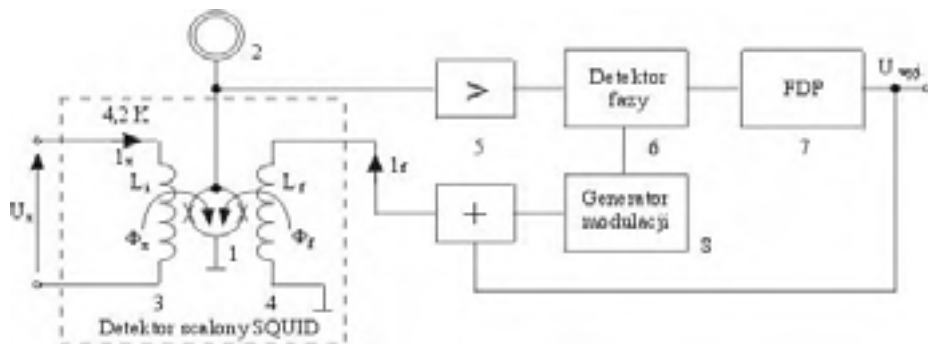
- pracuje w układzie magnetycznego sprzężenia zwrotnego, z modulacją strumienia magnetycznego [3].



Rys.3. Schemat interferometru stałoprądowego [2]

Interferometr prądu stałego (1) jest polaryzowany prądem stałym czerpanym ze źródła prądu (2). Na interferometr DC- SQUID oddziałują (rys. 4):

- strumień magnetyczny Φ_x , który pochodzi od cewki wejściowej (3) o indukcyjności L_i . Do cewki doprowadza się sygnał pomiarowy,
- strumień ujemnego sprzężenia zwrotnego Φ_f indukowany przez cewkę modulacyjną (4). W cewce powstaje strumień magnetyczny (proporcjonalny do sygnału modulowanego) wytwarzany przez generator sygnału modulacji (8).



Rys.4. System pomiarowy z DC-SQUID-em:

- 1- DC-SQUID, 2- źródło prądu stałego, 3- cewka wejściowa, 4- cewka modulacyjna,
5- przedwzmacniacz, 6- detektor fazy, 7- filtr dolnoprzepustowy,
8- generator sygnału modulacji [4]

Przetwarzanie sygnału odbywa się za pomocą modulacji amplitudy, która zachodzi w SQUID-zie. Przedwzmacniacz (5) wzmacnia napięcie zmienne, które powstaje na zaciskach detektora. Po detekcji fazowej w detektorze fazy (6) sygnał pomiarowy jest

filtrowany przez filtr dolnoprzepustowy FDP (7). Prąd w cewce modulacyjnej jest proporcjonalny do napięcia na wyjściu filtru FDP. W systemie pomiarowym dokonuje się samoczynna kompensacja mierzonego strumienia magnetycznego Φ_x przez strumień sprzężenia zwrotnego Φ_f . Zaobserwowano, że im większy jest sygnał pomiarowy I_x (w obwodzie wejściowym) tym większy musi być prąd I_f w cewce modulacyjnej (wytwarzający strumień sprzężenia zwrotnego). Większy prąd I_f jest wywołany większym napięciem U_{wyj} (napięcie wyjściowe całego systemu pomiarowego). System umożliwia pomiar prądu I_x lub dowolnej wielkości fizycznej zamienionej na prąd w cewce wejściowej. Najważniejsze parametry systemu pomiarowego SQUID:

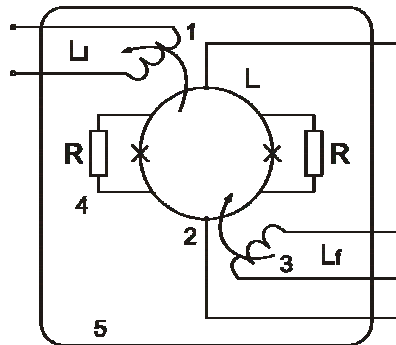
- szum własny,
- właściwości dynamiczne (ang. *slew rate* - stromość sygnału lub pasmo transmitowanego sygnału),
- liniowość (zniekształcenia harmoniczne),
- zakres sprzężenia zwrotnego,
- przesłuchy dla systemów wielokanałowych.

Parametry najlepszych interferometrów prądu stałego[5]:

- szum własny $2 \times 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ dla $Nb/Al - AlO_x$ materiału detektora, przy temperaturze 4,2K, oraz $4 \cdot 10^{-5} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ dla $YBa_2Cu_3O_7$ przy temperaturze 77K,
- rozdzielczość energetyczna dla DC- SQUID-u wraz z cewką wejściową, $\epsilon = 2,1 \cdot 10^{-32} \text{ J/Hz} = 32h$ uzyskano dla detektora niskotemperaturowego o szumie własnym $6 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ dla częstotliwości $f=1\text{Hz}$ [6].

3. PARAMETRY SCALONEGO DC-SQUIDU TYPU UJ111

Wykonano w Uniwersytecie im. Fryderyka Schillera w Jenie (Niemcy) scalony interferometr kwantowy DC- SQUID. Schemat został przedstawiony poniżej na rys. 5.



Rys. 5. Schemat elektryczny detektora DC-SQUID: 1 - cewka wejściowa, 2 - interferometr stałoprądowy DC - SQUID, 3 - cewka modulacyjna, 4 – rezystancje R bocznikujące każde złącze, 5 - obudowa z nadprzewodnika (ekran) [2]

W tabeli 1 przedstawiono uzyskane parametry układu typu UJ111. Szum DC- SQUID-ów produkowanych współcześnie, chłodzonych ciekłym helem jest 10 razy mniejszy w porównaniu z układem UJ111. Są to wielkości rzędu $\Phi_n \approx 10^{-6} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$.

Tab. 1 Parametry wielkości uzyskanych w układzie zawierającym interferometr stałoprądowy typu UJ111 [4]

Lp.	Wielkość mierzona	Wartość wielkości mierzonej
1	Prąd krytyczny	$I_{cmax}=14\mu\text{A}$
2	Różnica pomiędzy maksymalną a minimalną wartością prądu krytycznego	$\Delta I=11\mu\text{A}$
3	Indukcyjność własna SQUID-u (pierścienia)	$L=50\text{pH}$
4	Napięcie wyjściowe na detektorze w optymalnym punkcie pracy	$\Delta U=16\mu\text{V}$
5	Współczynnik konwersji	$k_\Phi=32\mu\text{V}/\Phi_0$
6	Indukcyjność niobowej cewki wejściowej	$L_i=770\text{nH}$
7	Indukcyjność wzajemna cewki wejściowej i SQUID-u	$M_i=4,6\text{nH}$
8	Czułość prądowa (odwrotność indukcyjności wzajemnej M_i)	$\Delta I_x/\Phi_0=1/M_i=0,45\mu\text{A}/\Phi_0$
9	Indukcyjność wzajemna cewki modulacyjnej i SQUID-u	$M_f=110\text{pH}$
10	Odwrotność indukcyjności wzajemnej M_f jest czułość prądowa dla cewki modulacyjnej	$\Delta I_f/\Phi_0=1/M_f=19,5\mu\text{A}/\Phi_0$
11	Szum własny SQUID-u	$2 \cdot 10^{-5} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$
12	Optymalna temperatura pracy detektora	$T=4,2\text{K}$

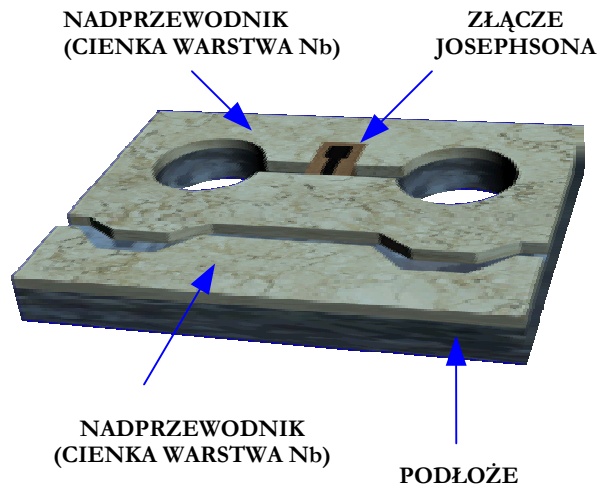
4. TERMOMETR SZUMOWY Z R-SQUID-em

R - SQUID (wielkiej częstotliwości), którego złącze Josephsona jest bocznikowane rezystancją, nosi nazwę R - SQUID-u. W NBS (obecnie NIST) w Waszyngtonie Robert Soulen zastosował termometr szumowy z R - SQUID - em do pomiarów temperatury w zakresie 10÷50mK [7]. Termometr szumowy z R – SQUID - em opracował w Berlinie Hoffman [8]. Pracuje w zakresie temperatury od 0,005 do 4,2K. Zaletą wymienionych układów termometrów szumowych jest ich zdolność do pracy w warunkach niskich temperatur.

5. BADANIA NIENISZCZĄCE MATERIAŁÓW NDE

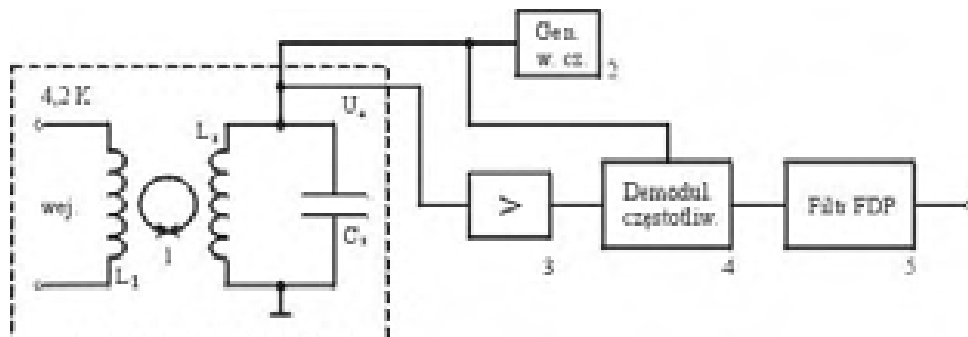
Badania nieniszczące materiałów NDE [4] (*ang. nondestructive evaluation*) są częścią diagnostyki elementów konstrukcji mechanicznych. Badania umożliwiają wykrywanie i lokalizację niejednorodności w strukturze materiału (defektoskopia). Badaniom defektoskopowym z systemami SQUID poddaje się części reaktorów jądrowych, części nośne samolotów oraz części nośne i osłony pojazdów kosmicznych.

6. UKŁAD POMIAROWY Z RF – SQUID - EM



Rys.6. Schemat SQUID- u częstotliwości radiowej [2]

RF- SQUID (ang. Radio Frequency SQUID) - SQUID częstotliwości radiowej. Używa pojedynczego złącza Josephsona, które jest połączone nadprzewodnikową pętlą. Przy interferometrze częstotliwości radiowej prąd podkładu jest sprzężony indukcyjnie, aby urządzenia zawierające wymieniony rodzaj interferometru mierzyły impedancję (Z).



Rys.7. System pomiarowy z RF- SQUID-em. 1- RF-SQUID, 2- generator wielkiej częstotliwości, 3-wzmacniacz, 4- demodulator częstotliwości, 5-filtr dolnoprzepustowy [4]

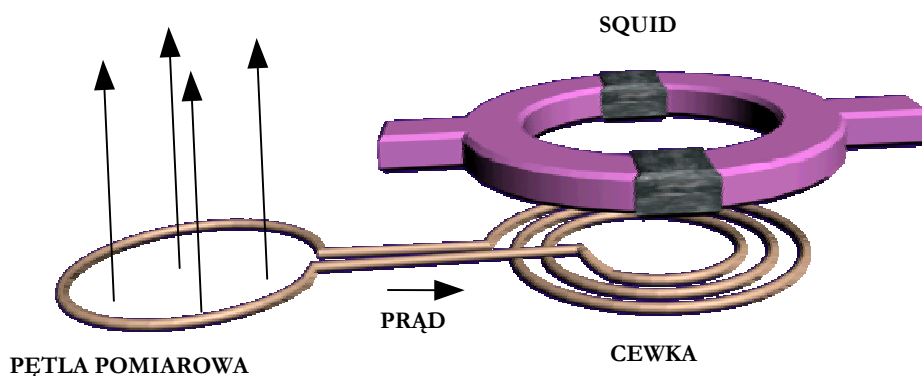
Schemat blokowy systemu pomiarowego z RF - SQUID-em przedstawiono na rys. 7. Sygnał doprowadzony jest do cewki wejściowej, w której powstaje mierzony sygnał magnetyczny. Czujnikiem strumienia magnetycznego jest RF- SQUID, wykonany (najczęściej z niobu) w postaci bloku lub tulei grubościennych z nadprzewodnika [4] ze słabym ogniwem obwodu magnetycznego tworzącym złącze Josephsona. Tzw. SQUID-y Zimmermana wykonane były z pręta niobowego o indukcyjności własnej L , w którym

wykonano dwa otwory przeznaczone na cewkę wejściową L_i oraz cewkę obwodu rezonansowego L_r .

7. UKŁADY POMIAROWE Z DODATKOWYMI ELEMENTAMI

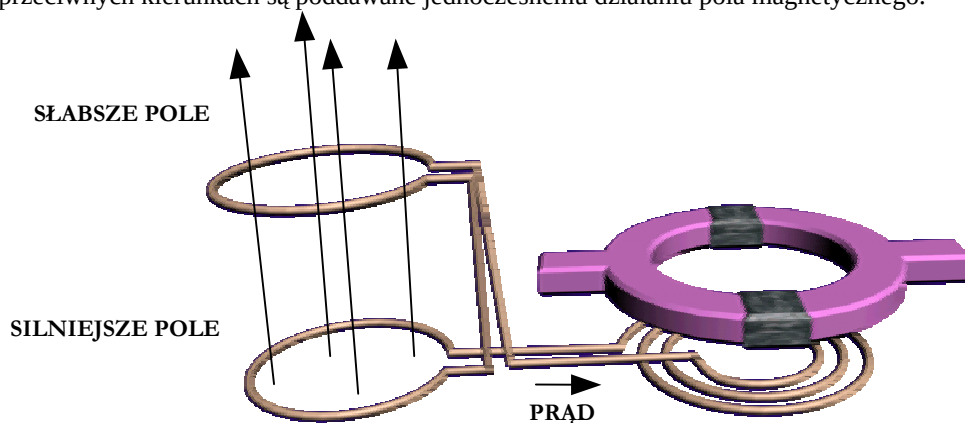
Urządzenia wykorzystujące interferometry [2] wymagają dodatkowych elementów. Magnetometr (rys.8) zawiera „transformator strumienia”, który składa się z pętli pomiarowej połączonej z cewką sprzężoną z interferometrem. Pole magnetyczne wzbudza prąd w pętli, powodując jego przepływ przez cewkę i powstanie strumienia pola magnetycznego przenikającego interferometr.

POLE MAGNETYCZNE



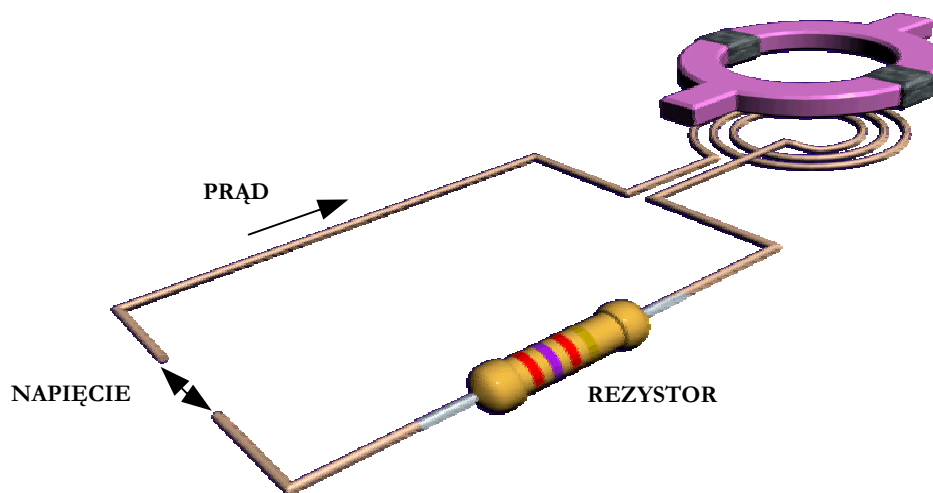
Rys.8.Magnetometr – układ pomiarowy zawierający SQUID [2]

W gradiometrze (rys.9) dwie oddalone od siebie pętle pomiarowe nawinięte w przeciwnych kierunkach są poddawane jednoczesnemu działaniu pola magnetycznego.



Rys. 9. Gradiometr - układ pomiarowy zawierający SQUID [2]

Strumień pola magnetycznego przenika interferometr tylko wtedy, gdy natężenie tego pola w obu pętach jest różne. W odpowiedzi na woltomierzu (rys.10) mierzone napięcie wywołuje przepływ prądu o natężeniu równym ilorazowi wartości tego napięcia i wielkości oporu połączonego z cewką sprzężoną z nadprzewodnikowym interferometrem kwantowym.



Rys.10. Woltomierz - układ pomiarowy zawierający SQUID [2]

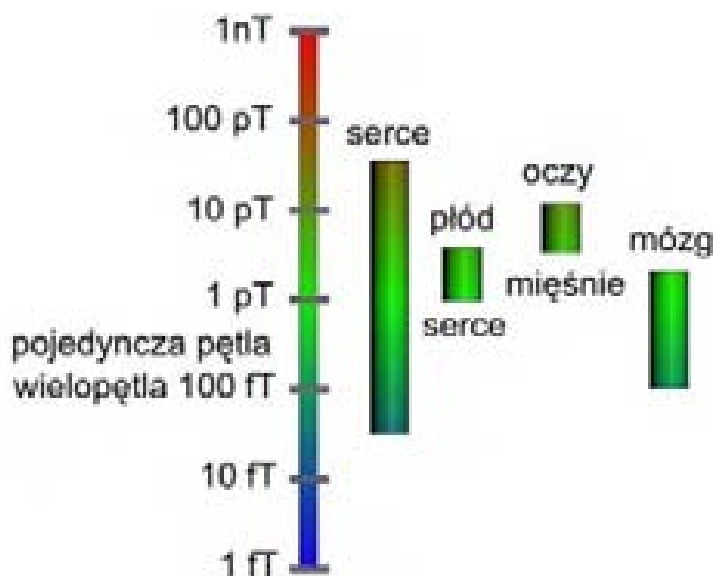
8. WIELOKANAŁOWE SYSTEMY POMIAROWE

Obecnie w badaniach biomagnetycznych stosuje się do 250 kanałów z jednym detektorem w każdym kanale. Taki układ pomiarowy umożliwia jednoczesny pomiar pola magnetycznego na całej powierzchni badanego obiektu (organizmu). W kanałach pomiarowych stosuje się wzmacniacze nisko szumowe, wydajne filtry dolnoprzepustowe (o tłumieniu do 96db/oktawę) i przetworniki a/c o rozdzielczości 12÷16 bitów. Pomimo, że procesy zachodzące w organizmie człowieka są dość wolne (np. oddychanie organizmu odbywa się z częstotliwością około 0,2 Hz, rytm pracy serca 1÷2Hz.), to konieczność przetwarzania bardzo dużej ilości sygnałów w systemie narzuca wysokie wymagania odnośnie dynamiki pojedynczego kanału.

Zbudowano i wdrożono do praktyki klinicznej wielokanałowe systemy SQUID w wielu krajach. Na najwyższym poziomie technicznym pracuje system 256-kanałowy w laboratoriach ETL oraz Superconducting Sensor Laboratory w Japonii (projekt narodowy). W Kanadzie firma komercyjna CTF w Port Coquitlam zaprojektowała i wykonała 143-kanałowy system (plus 26 kanałów odniesienia). We Włoszech firma IECC-CNR w Rzymie stworzyła 162-kanałowy system. Neuromag Ltd w Helsinkach (Finlandia) jest autorem i wykonawcą 122-kanałowego systemu. 83-kanałowy system pracuje w PTB w Berlinie. Trwają prace nad wdrożeniem 304-kanałowego systemu.

W Biomagnetycznym Centrum Uniwersyteckim w Jenie (w Niemczech) pracuje 64-kanałowy system produkcji Philipsa.

9.ZASTOSOWANIE UKŁADÓW POMIAROWYCH



Rys.11. Zakresy pomiarowe biomagnetycznych pól dla różnych organów ludzkich [10]

Obecnie układy pomiarowe zawierające SQUID – y mają liczne zastosowania [4]:

- W medycynie (rys.11), do nieinwazyjnego diagnozowania narządów człowieka przez pomiary rozkładu pola magnetycznego tych narządów (badania biomagnetyczne).
- Do nieniszczących badań NDE wad materiałów przez pomiar nierównomierności rozkładu pola magnetycznego wywołanego poprzez indukowany prąd. Badaniom nieniszczącym za pomocą SQUID-ów poddaje się najbardziej odpowiedzialne części samochodów (okresowe kontrole w armii amerykańskiej) oraz pojazdów kosmicznych.
- W Niemczech [9] otwarto program zastosowania SQUID-ów do badania sprawności technicznej kół szybkiej kolei, po wypadku kolejowym pociągu INTERCITY, spowodowanego pęknięciem obręczy koła. Istnieje analogiczny program testowania kół w samolotach.
- SQUID-y czułe na określone długości promieniowania umożliwiają wykrycie składu chemicznego substancji, np. plastikowych materiałów wybuchowych. Można zastosować jako czujniki na lotniskach przy kontroli celnej.
- W termometrii, do pomiaru temperatury bezwzględnej za pomocą pomiaru szumu cieplnego. Termometr szumowy jest tzw. termometrem pierwotnym, to znaczy działającym według podstawowych praw fizyki i dlatego niewymagającym skalowania [4].
- W geologii (w USA) do lokalizacji złóż minerałów za pomocą pomiarów nierównomierności pola magnetycznego powierzchni ziemi. Dobra czułość systemów SQUID służy do wykrycia gradientu pola magnetycznego na powierzchni ziemi i do wnioskowania o zmianach w strukturze skorupy ziemskiej.

Tą metodą można także próbować zlokalizować i określić rodzaj złóż mineralnych pod dnem mórz i oceanów [9].

- Metrologii elektrycznej, do pomiarów słabych sygnałów prądu i napięcia, zwłaszcza w układach znajdujących się w niskiej temperaturze.
- Do wykrywania fal pola grawitacyjnego (doświadczenia na Ziemi i w kosmosie),
- SQUID-y można zastosować jako gradiometry do badania zawartości minerałów w skałach oraz w mikroskopii skaningowej do badania np. układów elektronicznych i ścieżek przepływu prądu.

WNIOSKI

Układy pomiarowe przedstawione w artykule zawierające SQUID-y umożliwiają wykonanie pomiarów bardzo małych wartości pola magnetycznego. Do pomiarów pól bardzo małych (nT i mniej) stosuje się coraz powszechniej metody nadprzewodnikowe.

Pola małe (od nT do μ T) to obszar zastosowań czujników transduktorowych i metod rezonansowych. Pola średnie (setki μ T) to obszary gdzie powszechnie stosuje się czujniki magnetorezystancyjne AMR. Zastosowanie układów zawierających SQUID-y jest obecnie coraz bardziej powszechne. SQUID-y stosuje się jako czujniki w systemach wielokanałowych do badania najważniejszych organów ludzkich bez konieczności nadmiernej ingerencji. Dzięki badaniom opartym na rezonansie magnetycznym NMR (ang. Nuclear Magnetic Resonance) lekarze mogą lokalizować ogniska chorób takich jak np. padaczka i choroby nowotworowe. Obrazowanie ciała ludzkiego jest możliwe we wszystkich przekrojach.

LITERATURA

- [1] Tumański S.: Czujniki pola magnetycznego - stan obecny i kierunki rozwoju, *Przegląd Elektrotechniczny*, R80 NR 2/2004, 74-80.
- [2] Clarke J.: Nadprzewodnikowe interferometry kwantowe, *Świat Nauki*, Październik 1994, 40-48.
- [3] Clarke J., Goubau W.M., Ketchen M. B., Tunnel junction dc-SQUID: Fabrication operation and performance, *Journal Low Temperature Physics*, vol. 25(1976), 99-144.
- [4] Nawrocki W., Wawrzyniak M.: *Zjawiska kwantowe w metrologii elektrycznej*, Wydawnictwo Politechniki Poznańskiej, 2003, 52-94.
- [5] Grönberg L. et al., *A low noise dc-SQUID based on Nd/Al-AlO_x/Nb Josephson junctions*, w:[3], 281-285.
- [6] Cantor R., Ryhänen T., Seppä H., *A compact very low noise dc-SQUID magnetometer*, w:[3], 276-280.
- [7] Soulen R. J., Marshak H., The establishment of a temperature scale from 0.01 to 0.05 using noise and gamma – ray anisotropy thermometers, *Cryogenics*, vol. 20 (1980), 408-411.
- [8] Hoffmann A., Buchholz B., UHF resistive SQUID noise thermometer at temperatures between 0.005 and 4.2K, *Jour. Physics E:Scien. Instrum.*, vol. 17 (1984), 1035-1037
- [9] Sosnowski J.: *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wydawnictwo Książkowe Instytutu Elektrotechniki, Warszawa, 2003, 118-119.
- [10] Measurements courtesy of S. J. Williamson et al. *J. Magn. Magn. Material* 22, (1981):129-209.



ELEKTRYCZNE WŁAŚCIWOŚCI NANORUREK WĘGLOWYCH

Bronisław SUSŁA, Maciej KAMIŃSKI

*Instytut Fizyki, Wydział Fizyki Technicznej
Politechnika Poznańska
Nieszawska 13A, 60-965 Poznań
susla@phys.put.poznan.pl
kaminsky@phys.put.poznan.pl*

Electric properties of carbon nanotubes

In recent years the research on one of the allotropic form of carbon - carbon nanotubes have attracted much attention. Their unique electric properties find application in various domains of science such as electronics, superconductivity energetic and medicine.

Key words: carbon nanotubes, scanning tunnelling microscopy (STM), scanning tunnelling spectroscopy (STS).

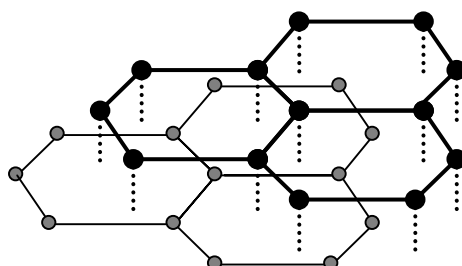
1. Wstęp

W pracy przedstawimy podstawowe alotropowe odmiany węgla takie jak: diament, grafit, fuleren. Omówimy także sposoby otrzymywania fulerenów jak i nanorurek węglowych. Skupimy się na właściwościach elektrycznych nanorurek. W związku z tym, że konwencjonalne pomiary transportu charakteryzujące nanorurki jako całe obwody nie dają informacji o lokalnych właściwościach elektronowych, zaprezentujemy metody badawcze nanorurek węglowych takie jak: skaningowa mikroskopia tunelowa (STM) i skaningowa spektroskopia tunelowa (STS) oraz mikroskopia sił atomowych (AFM), które dostarczają szczegółowych informacji o morfologii oraz lokalnej elektronowej strukturze indywidualnych nanorurek. Przedstawimy także ich zastosowania wykazując, że nanorurki węglowe-pochodne fulerenów, jako układy o zredukowanej liczbie wymiarów znajdują zastosowanie w takich dziedzinach jak: nanotechnologia, elektronika, medycyna, nadprzewodnictwo.

2. ALOTROPOWE ODMIANY WĘGLA

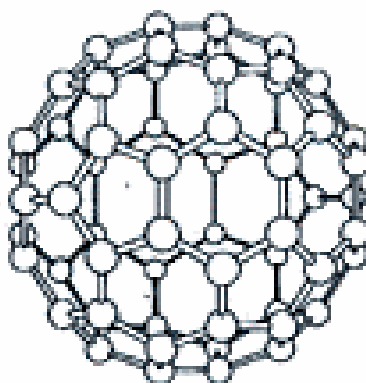
Diamant swoje charakterystyczne właściwości zawdzięcza elektronom znajdującym się w stanie hybrydyzacji sp^3 i krystalizacji w układzie regularnym. Dzięki największej gęstości atomowej jest on kryształem o twardości 10 w skali Mohsa. Łatwa łupliwość w płaszczyźnie (111) oraz niska temperatura przejścia w grafit (1800 °C) jest niewątpliwie wadą diamentu w przeciwieństwie do nanorurek.

Grafit w przeciwieństwie do nanorurek węglowych charakteryzuje się budową warstwową, co przedstawia rysunek 1, przy czym poszczególne warstwy mogą przesuwać się względem siebie, dzięki czemu jest miękki i ścieralny. Krystalizuje w płasko centrowanej sieci heksagonalnej z hybrydyzacją orbitali typu sp^2 .



Rys. 1. Model dwóch warstw atomowych grafitu [1]

Fulerenem nazywamy każdą cząstkę składającą się tylko z atomów węgla o zamkniętej budowie sferycznej, wewnątrz pustej. Najbardziej stabilnym z możliwych do uzyskania fulerenów jest fuleren C_{60} , rysunek 2 (ilość atomów węgla na powierzchni sferycznej fulerenu może wynosić od 36 do 560).



Rys.2. Schemat budowy cząsteczki fulerenu C_{60}

Swoją wysoką stabilność cząsteczka C_{60} zawdzięcza:

- mniejszym odległością między atomami (0,139nm dla wiązań podwójnego oraz 0,144nm dla wiązań pojedynczych) niż w diamencie (0,1544 nm),
- super aromatyczności (za aromatyczne uznawane są cząsteczki podobne do struktury cząstki benzenu, nie ulegają one dalszym reakcjom addycji mimo wysokiego stopnia nienasylenia), co sprawia, że charakteryzują się one potencjalną różnorodnością w tworzeniu związków chemicznych,
- wszystkim atomom powiązanym wiązaniami z hybrydyzacją typu sp^2 podobnie jak w graficie,
- swojej zamkniętej strukturze.

3. SYNTEZA: OD FULERENÓW DO NANORUREK WĘGLOWYCH

Podczas badań nad klastrami (1985 r.) w generatorze klastrów, zaprojektowanym przez Smalleya [2] doszło do wytworzenia pierwszych fulerenów. Generator Smalleya umożliwiał odparowywanie cząstek węgla z tarczy grafitowej pod wpływem działania wiązki laserowej. Odbywało się to w temperaturze 10,000°C. Tak powstała plazma była przesyłana przez przesłonę strumieniem helu przez odchylenie wiązki przy pomocy naładowanych elektrostatycznie płytek do spektrometru masowego. W ten sposób w komorze generatora były kreowane klaster o różnych rozmiarach.

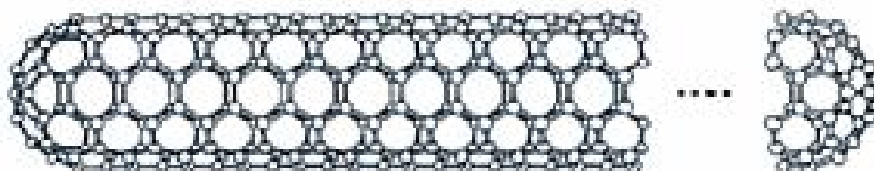
Istnieją jeszcze inne metody otrzymywania fulerenów, do których zaliczyć możemy: metodę elektrołukową Krätschmera i Huffmana [3], sublimację gradientową czy syntezę płomieniową.

Sześć lat po odkryciu fulerenów przez Smalleya, Kroto i Curla (Nobel 1996), japoński uczony Sumio Iijima przedstawił światu nowe, cienkie, o słomkowej budowie cząsteczki zwane nanorurkami węglowymi (CNT) [4]. Zostały one otrzymane przypadkowo w czasie badań nad elektrołukową syntezą fulerenów. Obecnie znane są już inne metody otrzymywania tych związków. Do jednej z nich zaliczamy katalityczną pirolizę węglowodorów. Polega ona na termicznym rozkładzie parowanych węglowodorów nad powierzchnią metalicznego katalizatora. W piecu przepływowym do syntezy nanorurek umieszcza się metaliczny katalizator (Fe, Co, Ni, Cu), rozdrobniony do rozmiarów nanometrowych. Nad katalizatorem tym przetłaczana jest (przez kilka godzin) mieszanina gazowego węglowodoru w temperaturze 700°C. W wyniku syntezy powstaje: amorficzny węgiel, cząstki metalu otoczone warstwami grafenowymi oraz różnego rodzaju nanorurki. Inną znaną metodą jest laserowe rozpylanie grafitu.

4. NANORURKI WĘGLOWE – WŁAŚCIWOŚCI ELEKTRYCZNE

Nanorurki węglowe przedstawione na rysunku 3 mogą składać się z jednej warstwy-nanorurki jednościenne lub z kilku (kilkunastu warstw)-nanorurki wielościenne. Średnica nanorurek węglowych wynosi od 1,2 nm do 2nm – dla rurek jednościennych i około 25 nm dla rurek wielościennych. Ich długość (wysokość) może wynosić do kilku μm . Podobnie jak w przypadku fulerenów ich zamknięta struktura otwiera możliwości umieszczenia innych niż węgiel atomów w ich wnętrzach. Co zgodnie z przewidywaniami całkowicie

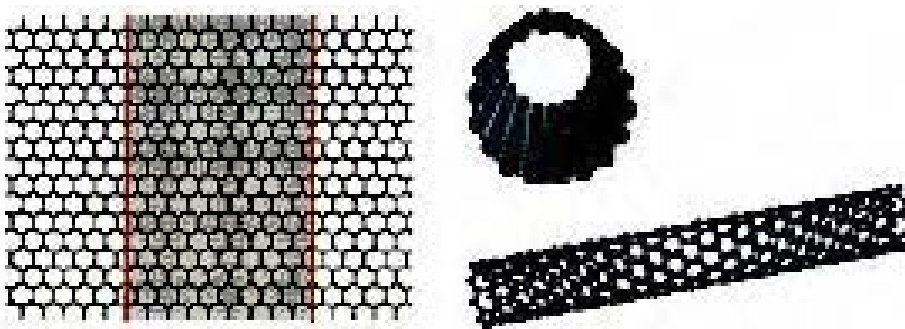
zmienia ich właściwości elektryczne i jednocześnie podsuwa coraz to nowsze pomysły ich zastosowań.



Rys. 3. Nanorurka węglowa [5]

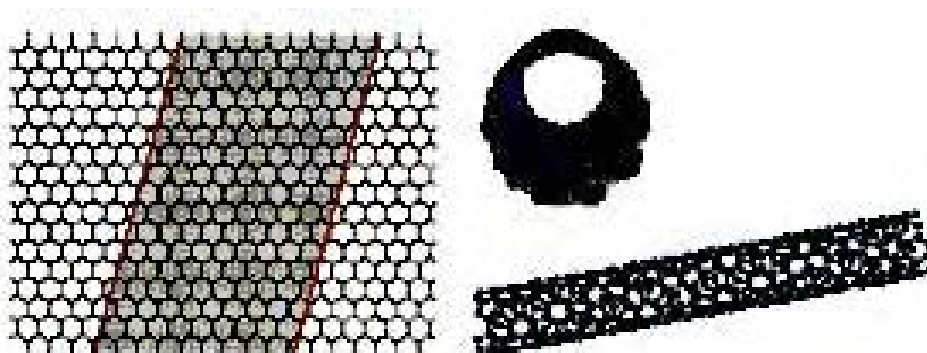
Odległości między stanami walencyjnymi i przewodnictwa oraz kształt pasm energetycznych warunkuje właściwości elektryczne danego materiału. Przykładem tego, są metale doskonale przewodzące prąd elektryczny ze względu na dużą liczbę elektronów znajdujących łatwy dostęp do pobliskich stanów przewodnictwa. W półprzewodnikach elektrony potrzebują pewnej energii (najczęściej dostarczanej z zewnątrz) pozwalającej na pokonanie przerwy energetycznej oddzielającej stany przewodnictwa od pasma walencyjnego. Grafit w przypadku braku dostarczenia energii z zewnątrz, słabo przewodzi prąd, z tego względu zaliczany jest on do półmetali.

Proste nanorurki węglowe, przypominają kształtem prosty pas wycięty z arkusza grafitu, zwinięty w rulon, zakończony z obu stron połową fullerenu jak na rysunku 4. Taka geometria pozwala elektronom zajmować stany tylko w niektórych fragmentach pasm energetycznych. W zależności od średnicy nanorurki w dozwolonym paśmie może znajdować się wąska bramka dla elektronów łącząca pasmo walencyjne oraz pasmo przewodnictwa tzw. punkt Fermiego. W związku z tym nanorurka wykazuje właściwości metaliczne.



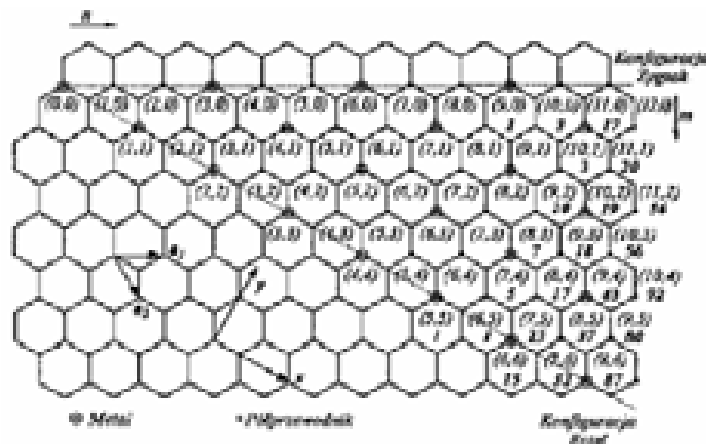
Rys. 4. Prosta jednościenna nanorurka węglowa [6]

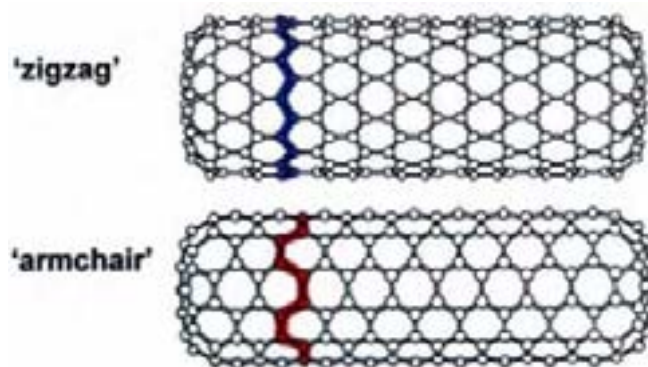
Jeżeli jednak dozwolone pasmo nie obejmuje punktu Fermiego, nanorurka wykazuje właściwości charakterystyczne dla materiałów półprzewodzących. Dzieje się tak, jeżeli w dwóch trzecich skróconej nanorurki (kształtem przypomina ona spiralę), pasy, na których układają się stany energetyczne elektronów nie obejmują punktu Fermiego, co przedstawia rysunek 5.



Rys. 5. Prosta nanorurka skrócona jednościenna [6]

Przewodnictwo w nanorurkach węglowych silnie zależy od ich struktury geometrycznej. Wyróżniamy trzy rodzaje nanorurek: zigzag, armchair (fotelowa) i chiralną-rysunek 6.



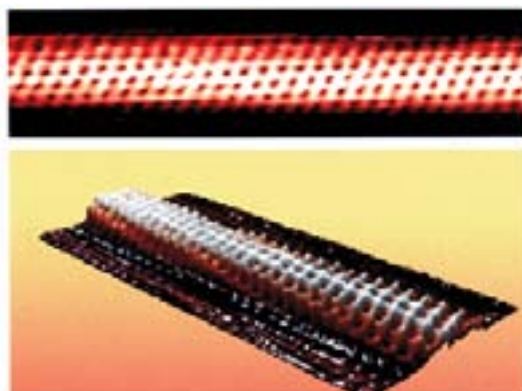


Rys. 6. Sposób podziału warstwy grafenowej dla nanorurek typu: zigzag i armchair [5,7]

5. METODY BADAWCZE NANORUREK WĘGLOWYCH

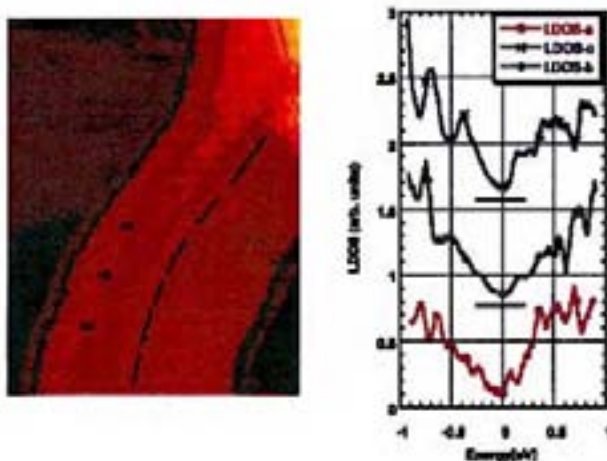
Z uwagi na nanometrowe rozmiary nanorurek węglowych zakres metod badawczych jest zawężony. Z dostępnych urządzeń umożliwiających uzyskanie obrazów powierzchni o rozdzielczości atomowej należy wymienić:

- transmisyjny mikroskop elektronowy o wysokiej rozdzielczości (HRTEM), dzięki któremu otrzymany, dwuwymiarowy obraz nanorurek jest w rzeczywistości tylko uśrednionym obrazem po grubości (pewna objętość próbki) 10-20nm,
- mikroskop sił atomowych, (AFM), który umożliwia obrazowanie powierzchni, nanorurek w funkcji ich lokalnych własności mechanicznych, tj. elastyczności, tarcia, chropowatości czy adhezji, nie dostarczając przy tym informacji o ich właściwościach elektrycznych.
- oraz urządzenie, które na dzień dzisiejszy wydaje się dostarczać najbardziej dokładnych informacji o procesach fizykochemicznych przebiegających na powierzchniach, nanorurek, jakim jest skaningowy mikroskop tunelowy (STM) [8]. W przeciwieństwie do wyżej wymienionych urządzeń, pozwala on uzyskać informacje o ich lokalnych właściwościach elektrycznych dostarczając jednocześnie odwzorowania powierzchni będącego w rzeczywistości odwzorowaniem lokalnych gęstości stanów elektronowych badanej struktury (LDOS) rysunek 7.

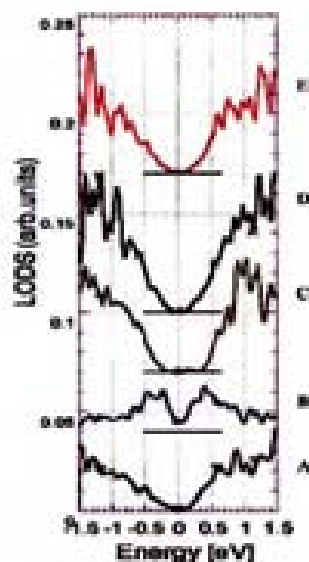


Rys. 7. Obraz nanorurek węglowych otrzymanych przy użyciu STM [7]

Konstrukcja STM pozwala na wykonywanie pomiarów charakterystyk prądowo-napięciowych w wybranych punktach powierzchni próbki. Technika dostarczającą komplementarnych informacji w stosunku do techniki obrazowania powierzchni przy pomocy STMu jest skaningowa spektroskopia tunelowa (STS). Technika ta umożliwia pomiary charakterystyk prądowo-napięciowych (I - V) lub przewodnictwa różniczkowego (dI/dV) w funkcji polaryzacji napięcia ostrze-próbka. Przewodnictwo dynamiczne (dI/dV) jest proporcjonalna do gęstości stanów elektronowych (DOS) lub lokalnej gęstości stanów elektronowych (LDOS) badanej próbki. Zmianę LDOS w funkcji deformacji nanorurki przedstawia rys. 8, zaś rys. 9 pokazuje przypadek modyfikacji LDOS, gdy, w nanorurce zostaje umieszczony atom metalu (Fe, Co, Ni, Cu). Metal znajdujący się wewnątrz nanorurki silnie wpływa na zmianę jej struktury elektronowej. Wprawdzie oddziaływanie z metalem jest lokalne, jednakże można zauważyć osobliwe oscylacje Van Hova na charakterystykach LDOS (A, C, D, E) oraz metaliczne właściwości próbki-krzywa B.



Rys. 8. Przewodnictwo dynamiczne (dI/dV) w funkcji napięcia polaryzacji V w wybranych punktach nanorurki węglowej [9]



Rys. 9 Zmiany LDOS w różnych punktach nanorurki, wewnątrz której umieszczono atomy metalu [9]

6. ZASTOSOWANIA NANORUREK WĘGLOWYCH

Jednym z najbardziej rozpowszechnionych zastosowań CNT jest możliwość umieszczenia ich jako dzwigni/ostrzy w AFM oraz STM. W obu przypadkach zastąpienie ostrzy klasycznych przez CNT powoduje znaczną poprawę rozdzielczości obrazu oraz trwałości narzędzia. W przypadku zetknięcia sondy używanej obecnie (wolframowej lub platyniroidowej) z badaną powierzchnią można albo zniszczyć sondę, albo zarysować badaną powierzchnię. Sondy z CNT są na tyle wytrzymałe, że nie łamią się przy zetknięciu z badaną powierzchnią, a dodatkowo można nimi penetrować wgłębienia i szczeliny występujące na próbce poprzez przesuwanie sondy po powierzchni próbki.

Nanorurki dzięki dużemu przewodnictwu cieplnemu, mogą zastępować miedziane bądź diamentowe radiatory ciepła z super szybkich procesorów. Można z nich również budować elementy półprzewodnikowe, czego przykładem jest nanorurka składająca się z części przewodnikowej i półprzewodnikowej.

Nanorurki można „wypełniać” metalami bądź ich związkami (tworząc kontenery podobnie jak, dla fulerenu C_{60}), uzyskując przy tym najcieńsze jednorodne przewody metaliczne dostępne obecnie w technice, dodatkowo chronione przed oddziaływaniem elektromagnetycznym i chemicznym otoczenia. Stwarza to możliwości dalszej miniaturyzacji urządzeń elektronicznych.

W medycynie nanorurki znajdują zastosowanie jako sondy chemiczne lub genetyczne. Mikroskopem sił atomowych z dzwignią w postaci nanorurki można badać spirale DNA oraz rozpoznawać chemiczne markery identyfikujące jeden z kilku możliwych wariantów genu występującego w helisie. Wypełnione cieczami nanorurki znajdują zastosowanie jako dozowniki lekarstw do ściśle określonych miejsc tj., komórki czy membrany.

Swoimi właściwościami nanorurki przewyższają wytrzymałością wszystkie znane napełniacze stosowane w produkcji kompozytów polimerowych, przy jednocześnie większej elastyczności i mniejszej kruchości.

Innym osiągnięciem była budowa nanomanipulatora (na bazie dwóch nanorurek), służącego do manipulacji obiektami o średnicy 500nm [6].

7. PODSUMOWANIE

Ciągła miniaturyzacja urządzeń elektronicznych jest elementem napędzającym rozwój nanotechnologii. Ostatecznym celem jest wytwarzanie przyrządów tak małych, jak tylko jest to możliwe np. składających się z pojedynczych molekuł lub grup atomów - klasterów. Molekularnie doskonałym materiałem są jednościenne i wielościenne nanorurki węglowe, które dostarczają nowych możliwości do konstrukcji elektronowych urządzeń o rozmiarach nanometrycznych. Inżynieria w skali molekularnej stwarza możliwości skonstruowania przyrządów wykorzystujących zjawiska kwantowe. Indywidualne elektronowe właściwości nanorurek węglowych mogą odgrywać ważną rolę w konstrukcji szybkich, oszczędnych i trwałych przyrządów nanoelektronicznych.

LITERATURA

- [1] Turton R., *The Physics of Solids*, Oxford University Press 2000.
- [2] Kroto H. W., Heath J. R., O'Brien S. C., Curl R. F. and Smalley R. E., C(60) : Buckminsterfullerene, *Nature*, vol. 318, No. 6042, Nov. pp.14-20, 1985.
- [3] Krätschmer W., Lamb L., Fostiropoulos K., Huffman D., Solid C(60) : A New Form of Carbon, *Nature*, vol. 347, pp. 354-358, 1990.
- [4] Iijima S., The 60-Carbon Cluster Has Been Revealed!, *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 91, pp. 3466-3467, 1987.
- [5] Przygocki W., Włochowicz A., Fulereny i nanorurki, *Wydawnictwo Naukowo Techniczne*, Warszawa, 2001.
- [6] Collins P. G., Avouris P., Nanorurki w elektronice, *Świat Nauki* Luty Nr 2 (114), pp. 40-47, 2001.
- [7] http://online.itp.ucsb.edu/online/qhall_c98/dekker/
- [8] Wiesendanger R., *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy Methods and Applications*, Cambridge University Press 1994.
- [9] Tekleab D., Carroll D. L., Samsonidze Ge. G., Yakobson B. I., Strain-induced electronic property heterogeneity of a carbon nanotube. *Phys. Rev. B*, Volume 64, Issue 3, pp. 035419-1—035419-5 27, 2001.



WYBRANE MODELE TEORETYCZNE NADPRZEWODNICTWA WYSOKOTEMPERATUROWEGO

Jacek SOSNOWSKI

Instytut Elektrotechniki
Pożaryskiego 28, 04-703 Warszawa
E-mail: sosnow@iel.waw.pl

Selected theoretical models of high-temperature superconductivity

Selected theoretical models of HT_c superconductivity have been presented in the paper. Special attention was devoted to the Lawrence – Doniach model based on the phenomenological Ginzburg – Landau theory as well as to the microscopic models based on the electron pairing derived from the original Bardeen – Cooper – Schrieffer theory. Nobel prizes awarded to three scientists last year for their outstanding achievements in the field of superconductivity and superfluidity theory proved these issues to be present-day problems. One Nobel prize was granted in the field of medicine for NMR investigations related to the application of high magnetic field generated by the superconducting magnets.

Keywords: HT_c superconductivity, theoretical models, Cooper's pairs, Nobel prizes.

Słowa kluczowe: Nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, modele teoretyczne, pary Coopera, nagrody Nobla.

1. WSTĘP

Optymalne wykorzystanie zagadnień nadprzewodnictwa w technice często wymaga lepszego poznania mechanizmu występowania tego zjawiska, które charakteryzuje się specyficznymi właściwościami, diametralnie odróżniającymi te materiały od konwencjonalnych metali. Dobrym przykładem konieczności poznania mechanizmu zjawiska nadprzewodnictwa w celu opisu funkcjonowania przyrządów nadprzewodnikowych jest SQUID – nadprzewodnikowy interferometr kwantowy pozwalający mierzyć najczulsze pola magnetyczne. Celem referatu jest przybliżenie wybranych modeli teoretycznych opisu nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego.

2. MODELE OPARTE NA TEORII GINZBURGA-LANDAU

Bardzo pomocna dla zrozumienia istoty stanu nadprzewodnictwa jest teoria Ginzburga-Landaua. Jakkolwiek powstała ona w połowie zeszłego wieku, to jednak nadal jest aktualna, a nawet w ostatnim roku święciła triumf ze względu na przyznanie aż dwóch nagród Nobla związanych z tą teorią profesorom V.L. Ginzburgowi oraz A. A. Abrikosowi. Trzecia nagroda Nobla z medycyny dotycząca rezonansu magnetycznego również związana była z zagadnieniami nadprzewodnictwa. Poprzednio drugi z twórców teorii, a właściwie pierwszy pod względem osiągnięć naukowych L. D. Landau otrzymał także nagrodę Nobla za całokształt twórczości. Do laureatów nagród Nobla z Rosji związanych z zagadnieniami kriogenicznymi zaliczyć należy także P. Kapicę odkrywcę nadpłynności, który między innymi wynalazł także słynną turbinę, służącą do skraplania gazów kriogenicznych, stosowaną z powodzeniem i obecnie. Należy tutaj co prawda nadmienić, że w Polsce uważa się, że duży wkład do odkrycia nadpłynności wniósł prof. Wolfke z Politechniki Warszawskiej, którego popiersie widnieje tam z odpowiednim napisem. Prof. Wolfke wraz z prof. Keesomem w laboratorium w Leidzie odkryli mianowicie w 1927 r. a więc znacznie wcześniej od prac Kapicy i van Allena występowanie anomalii stałej dielektrycznej ciekłego helu w temperaturze 2.2 K, co stanowiło pierwszą informację o nadpłynności. Zaznaczmy, że profesorowi Leggetowi przyznana została w ubiegłym roku również nagroda Nobla za prace poświęcone nadpłynności, a więc zjawisku bardzo pokrewnemu nadprzewodnictwu.

Już w 1937 roku Landau [1] zaproponował ogólną teorię przejść fazowych II rodzaju opartą na koncepcji rozwinięcia energii swobodnej układu, w tym przypadku nadprzewodnika FS w szereg perturbacyjny względem modułu parametru porządku $|\Psi|^2$, który przy przejściu zeruje się.

$$F_s = F_n + \alpha(T) |\Psi|^2 + \frac{\beta(T)}{2} |\Psi|^4 + \dots \quad (1)$$

gdzie wprowadzone zostało oznaczenie

$$|\Psi|^2 = \Psi^+ * \Psi \quad (2)$$

F_n jest energią swobodną stanu normalnie przewodzącego, parametry α i β są współczynnikami rozwinięcia perturbacyjnego. Ψ oznacza właśnie parametr porządku, którego moduł jest proporcjonalny do koncentracji fazy nadprzewodzącej, czyli jak obecnie wiadomo do koncentracji par Coopera. Ψ^+ oznacza element sprzężony w sposób zespolony. Jak już bowiem zauważono w pierwszych teoriach nadprzewodnictwa opartych na równaniach Londonów, stan nadprzewodzący analogicznie jak i nadpłynny złożony jest z dwóch fa: nadprzewodzącej lub nadpłynnej oraz nie wykazującej tego unikalnego zjawiska fazy normalnie przewodzącej lub normalnie przepływającej. O ile bowiem zjawisko nadprzewodnictwa związane jest z bezrezystywnym przepływem elektronów w formie par Coopera, to zjawisko nadpłynności jest analogicznym efektem w przypadku nienaładowanych elektrycznie atomów helu. Wzajemne relacje pomiędzy normalną i nadprzewodzącą fazą są miarą kondensacji do stanu nadprzewodnictwa. Maksymalna wartość parametru porządku, zwana Ψ_∞ oznacza stan w pełni nadprzewodzący, a zerowanie wartości tego parametru wskazuje na brak nadprzewodnictwa. Szczególnie istotny jest przypadek, gdy nadprzewodnik jest umieszczony w zewnętrznym polu magnetycznym.

Wówczas parametr porządku nie jest już stały w próbce i wystąpić muszą w rozwinięciu energii swobodnej wyrazy związane ze zmianami parametru porządku Ψ , czyli proporcjonalne do gradientu $\nabla\Psi$.

Gęstość energii swobodnej przybierze wówczas postać:

$$F_s = F_n + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(-i\hbar \nabla - \frac{e^* A}{c} \right) \Psi \right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (3)$$

gdzie ostatni wyraz odpowiada energii magnetycznej, a przedostatni w postaci niezmienniczej względem transformacji cechowania opisuje zmienność parametru porządku Ψ w przestrzeni pod wpływem działania zewnętrznego pola magnetycznego. $\hbar = 1.06 \cdot 10^{-27}$ [erg*s] jest zredukowaną stałą Plancka, e i m oznaczają ładunek i masę nośników prądu w nadprzewodniku, a symbol (*) oznacza, że nie są to wartości dla pojedynczego elektronu, gdyż jak obecnie wiadomo nośnikami tymi są pary Coopera.

Wariację energii swobodnej $f = \int F_s dV$ policzyć należy względem dwóch niezależnych parametrów $\delta\Psi^+$ oraz δA , gdyż wariacja względem trzeciego parametru $\delta\Psi$ daje w efekcie wynik analogiczny sprzężony w sposób zespolony. Na podstawie niezależności poszczególnych wariacji otrzymujemy dwa równania Ginzburga-Landaua:

$$\frac{1}{2m} \left(-i\hbar \nabla - \frac{2eA}{c} \right)^2 \Psi + \alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (4)$$

$$j = \frac{e\hbar}{cm} (\Psi^+ \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^+) - \frac{4e^2}{mc} |\Psi|^2 A \quad (5)$$

Pierwsze równanie Ginzburga-Landaua opisuje zmiany parametru porządku, podczas gdy drugie równanie rozkład prądu w materiałach nadprzewodnikowych. Wprowadzone zostały do powyższych wzorów rzeczywiste wartości ładunku i masy. Jakkolwiek równania Ginzburga-Landaua wyprowadzone zostały na podstawie fenomenologicznych rozważań, to okazują się one słuszne również w mikroskopowej teorii, jak pokazał to Gorkow w pobliżu T_C .

Jedno z najważniejszych rozwiązań równań Ginzburga – Landaua opisujące nici wirowe w nadprzewodnikach II rodzaju otrzymane zostało przez A.A. Abrikosowa - doktoranta Landaua. Uznał on je za tak nieoczekiwane, że przez pięć lat nie wyraził zgody na opublikowanie i schował pracę Abrikosowa do biurka. Po czterdziestu latach Abrikosow już jako profesor Argonne National Laboratory w stanie Illinois, w USA, dokąd wyemigrował w 1991 r. w wieku 63 lat otrzymał za to odkrycie ubiegłoroczną nagrodę Nobla.

Równania Ginzburga-Landaua opisują rozkład pola magnetycznego i prądu w nadprzewodnikach drugiego rodzaju, są więc użyteczne również do opisu tych parametrów w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych, przy uwzględnieniu warstwowej struktury tych materiałów. Pomocny w tym celu okazał się model Lawrence'a-Doniach [2] bazujący na tych równaniach, w którym uwzględniono zarówno prądy wewnątrz-płaszczyznowe, jak i prądy o charakterze Josephsonowskim płynące pomiędzy poszczególnymi płaszczyznami CuO_2 . Prowadzi to do dwóch następujących równań opisujących nadprzewodniki wysokotemperaturowe. Są one odpowiednikami równań Ginzburga-Landaua i

uwzględniają tunelowy charakter przepływu prądu międzypłaszczyznowego równoległego do osi c:

$$j_{\parallel, n+1, n} = \frac{-ie\hbar}{ms} \left[\psi_{n+1} \exp \left(-\frac{2ie}{\hbar c} A_z s \right) \psi_n^+ - \psi_n^+ \exp \left(\frac{2ie}{\hbar c} A_z s \right) \psi_{n+1} \right] \quad (6)$$

oraz prostopadły do osi c prąd wewnątrz-płaszczyznowy, opisany równaniem:

$$j_{\perp} = \frac{-i\hbar}{m} (\Psi_n^+ \nabla \Psi_n - \Psi_n \nabla \Psi_n^+) - \frac{4e^2}{mc} |\Psi_n|^2 A_{\perp} \quad (7)$$

s – oznacza szerokość warstwy buforowej pomiędzy płaszczyznami CuO₂ odpowiedzialnymi za nadprzewodnictwo. Przyjmijmy następnie parametr porządku w n-tej płaszczyźnie w postaci iloczynu modułu i fazy F parametru porządku:

$$\psi_n = |\psi_n| e^{i\Phi_n} \quad (8)$$

Po przekształceniu otrzymamy następującą formę równań Lawrence'a-Doniacha opisujących elektromagnetyczne właściwości wysokotemperaturowych materiałów nadprzewodnikowych, w tym prostopadły i równoległy do płaszczyzn miedziowo-tlenowych prąd krytyczny:

$$A_{\perp} = -\frac{4\pi\lambda_L^2}{c} j_{\perp} + \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \Phi_n \quad (9)$$

$$j_{\parallel, n+1, n} = j_m \sin(\Phi_{n+1} - \Phi_n) \quad (10)$$

gdzie λ_L jest głębokością wnikania, a Φ_0 kwantem strumienia. Pierwsze z tych równań jest odpowiednikiem równania Londonów, natomiast drugie opisuje Josephsonowskie sprzężenie międzypłaszczyznowe. Parametr j_m określony jest wówczas poprzez następujące wyrażenie:

$$j_m = \frac{e^* \hbar |\psi_n|^2}{m_i s} \quad (11)$$

Prąd krytyczny określony równaniami Ginzburga-Landaua jest prądem związanym ze zmianami parametru porządku Ψ i prądem ekranującym indukowanym polem magnetycznym. Zmiany parametru porządku są wywołane również poprzez obecność nici wirowych, tak więc można wykorzystać ten model do opisu prądu krytycznego związanego z oddziaływaniem sił zakotwiczenia.

3. MODELE MIKROSKOPOWE OPARTE NA PAROWANIU ELEKTRONOWYM

Przez długi okres czasu, bo aż do powstania teorii Bardeena-Coopera-Schrieffera [3], zwanej teorią BCS, zjawisko nadprzewodnictwa wymykało się teoretycznemu mikroskopowemu opisowi, co związane jest z faktem, że stan nadprzewodzący powstaje w wyniku niestabilności układu elektronowego, prowadzącej do powstania nowego stanu o sparowanych elektronach lub dziurach, jak ma to miejsce w przypadku nadprzewodników wysokotemperaturowych i wymaga użycia odmiennego aparatu matematycznego. Uwzględnić należy wystąpienie w tym celu w nadprzewodnikach par Coopera, tzn. par elektronowych o przeciwnym spinie i wektorze falowym. Jakkolwiek wydawać by się mogło, że dwa elektrony będą przede wszystkim odpychać się poprzez oddziaływanie kulombowskie, a więc nie utworzą stanu związanego - pary Coopera, to jednak już słabe oddziaływanie przyciągające, które jak dotychczas zaobserwowano w nadprzewodnikach klasycznych polega na wzajemnej wymianie fononów, czyli wzbudzeń sieci jonowej w ciele stałym, prowadzić może do niestabilności, polegającej na przejściu do nowego jakościowo stanu - nadprzewodnictwa. Zasadniczo takiej sytuacji oczekuje się również w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych. Zjawisko nadprzewodnictwa może wystąpić wówczas w wyniku wymiany między dwoma elektronami wzbudzenia elektronowego typu, zwanego ekscytonem lub na przykład wskutek silnych oddziaływań chemicznych i magnetycznych. Wówczas ze względu na duże energie tych wzbudzeń temperatura krytyczna będzie odpowiednio wyższa, co prowadzić będzie właśnie do wystąpienia nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. W przypadku nadprzewodników klasycznych nadprzewodnictwo pojawia się w wyniku oddziaływania typu elektron-fonon-elektron.

Wzór na temperaturę krytyczną w teorii BCS

$$k_B T_c = 1.14 \hbar \omega_D \exp[-1/N(0)V] \quad (12)$$

wyraźnie wskazuje na znaczenie charakterystycznej energii wzbudzeń ω_D określonej przez temperaturę Debye'a dla podwyższenia wartości temperatury krytycznej. Czynniki $N(0)V$ opisuje wielkość oddziaływania i w przypadku słabego, przyciągającego oddziaływania między-elektronowego poprzez wymianę wzbudzeń sieci jest mniejszy od jedności. Prowadzi to do wartości temperatur krytycznych w tej klasie nadprzewodników zgodnych z doświadczeniem, nie większych jednak od 40 K. Wydaje się, że przykładem osiągnięcia maksymalnej temperatury krytycznej równej 39 K poprzez oddziaływanie typu fononowego jest dwuborek magnezu, ostatnio odkryty nadprzewodnik wysokotemperaturowy. Natomiast w rzeczywistych nadprzewodnikach wysokotemperaturowych, w których temperatura krytyczna sięga 100 K mechanizm fononowy jest zbyt słaby dla uzyskania tak wysokich temperatur krytycznych. Wówczas zachodzi również parowanie, ale już nie w przestrzeni odwrotnej pędów w wąskim pasie wokół powierzchni Fermiego, ale w przestrzeni rzeczywistej, czyli na przykład wiązania elektronów z różnych powłok na poszczególnych atomach. Duża koncentracja sparowanych elektronów prowadzi do wzrostu temperatury krytycznej.

Według szeregu hipotez kondensacja Bosego-Einsteina jest właśnie przyczyną wystąpienia nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. Dotyczy to przede wszystkim tak zwanej koncepcji lokalnego parowania. Nadmienić należy, że idea lokalnych par elektronowych i występowanie takich par w perowskitach BaPbBiO było przyczyną zajęcia

się materiałami tlenkowymi przez Bednorza i Mullera, co doprowadziło właśnie do odkrycia nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego [4].

Istota tego zagadnienia polega na tym, że o ile krótkozasięgowe oddziaływanie przyciągające jest dostatecznie silne i przewyższa odpychanie międzyelektronowe, to lokalnie mogą tworzyć się pary elektronowe, w którym dwa nośniki prądu (elektrony lub dziury) utworzą stan związany. Występują tutaj głównie dwie możliwości, polegające na parowaniu elektronowym na pojedynczym węźle sieci, które nosi nazwę jednocentrowego parowania (bipolarony Andersena) oraz parowanie elektronowe na sąsiednich węzłach sieci, które nosi nazwę bipolaronów Heitlera-Londona lub międzycentrowego lokalnego parowania.

Lokalne pary mogą być podobnie jak w przypadku par BCS-owskich typu singletowego (s), wówczas spiny elektronowe są przeciwne, albo typu tripletowego (p), ze zgodnymi spinami elektronowymi oraz o niezerowym momencie pędu (d) i liczbie kwantowej $l = 1$. Nieco szerzej zagadnienia silnie związanych par lokalnych na bazie modelu Hubbarda oraz modelu t-J prowadzące do oryginalnych wzbudzeń jednocząstkowych typu spinony i holony zostały przedstawione w [4] oraz cytowanej tam literaturze.

LITERATURA

- [1] Landau L.D., *Jour. Eksp. Theor. Phys.* Vol. 11, p. 545 (1937)
- [2] Lawrence W.E. Doniach S., *Proceedings of the 16 International Conference on Low Temperature Physics*, ed. E. Kanda, Kyoto, Academic Press of Japan p. 361 (1971)
- [3] Bardeen J. et al., *Phys. Rev.* Vol. 106, p. 162 (1957)
- [4] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wyd. Książkowe Instytutu Elektrotechniki (2003).



WPLYW NANODEFEKTÓW NA PRĄD KRYTYCZNY I SIŁY ZAKOTWICZENIA WYSOKOTEMPERATUROWYCH TAŚM NADPRZEWODNIKOWYCH

Jacek SOSNOWSKI

*Instytut Elektrotechniki
Pożaryskiego 28, 04-703 Warszawa
E-mail: sosnow@iel.waw.pl*

The nano-defect influence on the critical current and pinning forces of the high-T_c superconductors

The progress in the superconductivity investigations and their applications strongly depends on increasing the value of critical current of superconducting materials which are both in the form of short sample and wires. The critical current in real superconductors is strongly related to the structural defects, which act as the pinning centres. Without these centres the current cannot flow without resistance through the superconductor in magnetic field larger than first critical field. In the paper, the influence of the pinning centre dimensions on the critical current and pinning forces has been investigated. Important result of these investigations indicates that for the pinning centers of small dimensions the current cannot flow through superconductor without losses.

Keywords: *HT_c superconductors, critical current, pinning forces, structural defects.*

Słowa kluczowe: *Nadprzewodniki wysokotemperaturowe, prąd krytyczny, siły zakotwiczenia, defekty strukturalne.*

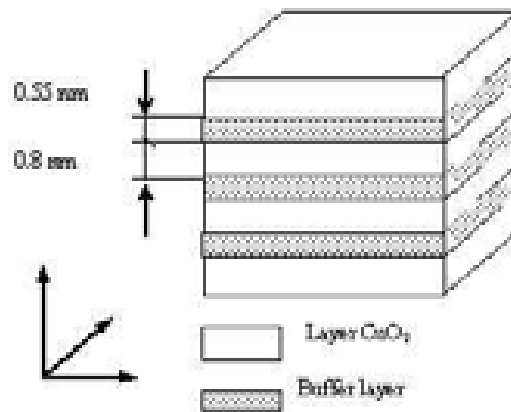
1. WSTĘP

Nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe stwarza coraz większe możliwości aplikacyjne, jednak dla konstrukcji urządzeń nadprzewodnikowych niezbędne jest bliższe poznanie zjawisk fizycznych warunkujących działanie tych przyrządów. Podstawowym zagadnieniem jest podwyższenie wartości prądu krytycznego materiałów nadprzewodnikowych. W pracy skoncentrowano się na opisie wpływu defektów strukturalnych na prąd krytyczny wysokotemperaturowych taśm nadprzewodnikowych.

Defekty takie mogą powstać podczas eksploatacji uzwojeń nadprzewodnikowych, na przykład pracujących w warunkach naświetlania ciężkimi jonami w reaktorach jądrowych oraz podczas procesu technologicznego wykonania wysokotemperaturowych taśm nadprzewodnikowych. Wprowadzone naprężenia prowadzić będą wówczas do powstania mikropełnięć lub generacji dyslokacji, które również pełnić mogą rolę płaskich centrów zakotwiczenia [1-2]. Celem niniejszej pracy jest zbadanie jak rozmiary centrów zakotwiczenia wpływać będą na charakterystyki prądowo-napięciowe, prąd krytyczny i siły zakotwiczenia nadprzewodników wysokotemperaturowych.

2. MODEL MATEMATYCZNY

Rozpatrzono ograniczenia prądu krytycznego związane z oddziaływaniem wirów z defektami strukturalnymi, które pełnią rolę centrów zakotwiczenia. Nadprzewodniki wysokotemperaturowe są materiałami, w których zjawisko nadprzewodnictwa jest ściśle związane z unikalną strukturą krystalograficzną, w której występują płaszczyzny miedziowo-tlenowe. Przedstawia to rys. 1. Nici wirowe również przybierają wówczas quasi-dwuwymiarowy kształt w prostokątnym polu magnetycznym i są zlokalizowane w poszczególnych płaszczyznach CuO_2 , co przedstawia rys. 2.



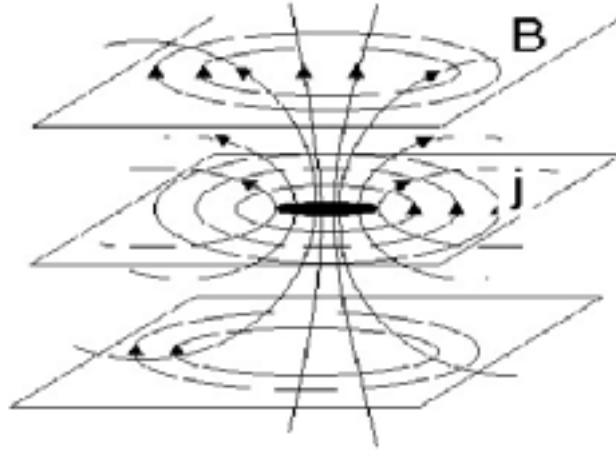
Rys. 1. Warstwowa struktura krystalograficzna nadprzewodnika wysokotemperaturowego typu $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{10}$

Ta konfiguracja powoduje, że nadprzewodniki wysokotemperaturowe są bardzo perspektywnym narzędziem do badania oddziaływania pomiędzy wirami a centrami zakotwiczenia, ponieważ jest to w tym przypadku oddziaływanie indywidualne pomiędzy centrum a pojedynczym wirem. Wówczas wzrost energii układu związany będzie w geometrycznym ujęciu ze wzrostem objętości fazy normalnej podczas ruchu wiru względem centrum zakotwiczenia i dla płaskiego centrum o grubości l jest opisany wzorem:

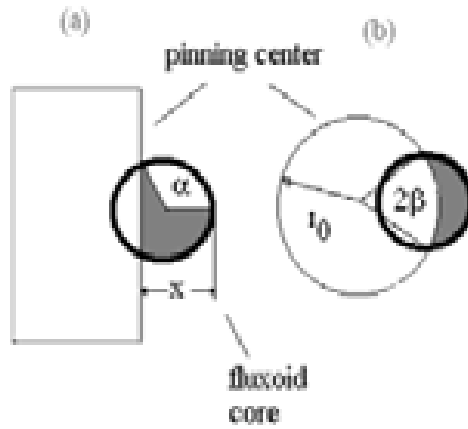
$$U_1 = \frac{\mu_0 H_c^2 l}{2} * \xi_0^2 \left(\alpha - \pi - \frac{\sin 2\alpha}{2} \right) \quad (1)$$

oraz następującym wzorem dla cylindrycznego centrum:

$$U_2 = \frac{\mu_0 H_c^2 l}{2} * [\xi_0^2 (\alpha - \pi - \frac{\sin 2\alpha}{2}) - r_0^2 (\beta - \frac{\sin 2\beta}{2})] \quad (2)$$



Rys. 2. Schemat linii sił pola magnetycznego w wirze typu „naleśnikowatego” w warstwowym nadprzewodniku wysokotemperaturowym



Rys. 3. Schemat oddziaływania: (a) płaskiego oraz (b) cylindrycznego centrum zakotwiczenia z wirem naleśnikowatym w nadprzewodniku wysokotemperaturowym

Kąty α oraz β we wzorach (1-2) przedstawione na rys. 3 związane są z wychyleniem brzegu wiru (x – w płaskim przypadku oraz x_1 dla cylindrycznego centrum) z położenia równowagi:

$$\cos \alpha = 1 - \frac{x}{\xi_0} \quad (3)$$

$$\sin \beta = \frac{\xi_0 \sin \alpha}{r_0} \quad (4)$$

$$x_1 = x - r_0(1 - \cos \beta) \quad (5)$$

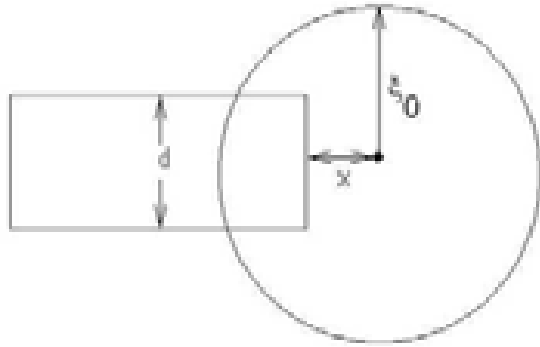
Znając wartości wzrostu energii wraz z wychyleniem nici wyznaczyć można barierę potencjału ΔU w obydwu przypadkach. Dla płaskiego centrum wynosi ona:

$$\Delta U_1 = \frac{\mu_0 H_c^2}{2} l \xi_0^2 * \left[-\arcsin\left(\frac{j}{j_c}\right) + \frac{\pi}{2} - \frac{j}{j_c} * \sqrt{1 - \left(\frac{j}{j_c}\right)^2} \right] \quad (6)$$

gdzie H_c jest termodynamicznym polem krytycznym, ξ_0 długością koherencji. Jak widać bariera potencjału jest funkcją gęstości prądu transportu oraz parametru j_c opisanego wyrażeniem:

$$j_c = \frac{\mu_0 H_c^2}{\pi \xi_0 B} * \frac{S(1 - S/a^2)}{a^2} \quad (7)$$

który pełni funkcję prądu krytycznego, gdyż przy gęstości prądu równej j_c bariera potencjału opisana równaniem 6 znika. S oznacza powierzchnię centrum zakotwiczenia, a - stałą sieci centrów zakotwiczenia w przypadku regularnego uporządkowania defektów, natomiast ostatni wyraz związany jest z wypełnieniem nadprzewodnika fazą nienadprzewodzącą.



Rys. 4. Schemat badanej geometrii oddziaływania wiru z centrum zakotwiczenia o szerokości d .

Analogiczne relacje zachodzą w przypadku cylindrycznego centrum zakotwiczenia, jakkolwiek wzór na wysokość bariery potencjału jest wówczas trochę bardziej rozbudowany:

$$\begin{aligned}
\Delta U_2 &= \frac{\mu_0 H_C^2}{2} l \left\{ \xi_0^2 A + r_0^2 \right\} \\
A &= \arcsin\left(\frac{j}{j_c}\right) - \arccos\left(\frac{\xi_0}{2r_0}\right) - \\
&\quad - \frac{\xi_0}{r_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_0}{2r_0}\right)^2} - \frac{j}{j_c} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{j}{j_c}\right)^2} - \frac{2r_0}{\xi_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_0 j}{r_0 j_c}\right)^2} \right] \\
D &= -\arcsin\left(\frac{j \xi_0}{j_c r_0}\right) + \arcsin\left(\frac{\xi_0}{r_0}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_0}{2r_0}\right)^2} + \\
&\quad + \frac{\xi_0}{r_0} \left\{ \frac{j}{j_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_0 j}{r_0 j_c}\right)^2} - \sqrt{\left[1 - \left(\frac{\xi_0}{2r_0}\right)^2\right] \left[1 - \left(\frac{\xi_0}{r_0}\right)^2\right] \left[1 - \left(\frac{\xi_0}{2r_0}\right)^2\right]} \right\}
\end{aligned} \tag{8}$$

W równaniach (6)-(8) traktowano, że głębokość studni potencjału pinningu jest równa energii kondensacji, gdyż studnia potencjału opisuje wówczas zmianę energii układu w przypadku zakotwiczonego wiru, którego rdzeń znajduje się wysokość fazy normalnej. Znając wysokość bariery potencjału wyznaczono charakterystyki prądowo-napięciowe na podstawie równania pełzania strumienia wiążącego generowane pole elektryczne E i właśnie barierę potencjału zarówno dla procesów przeskoku wprost jak i wstecz:

$$E = -B\omega a * [\exp(-\frac{\Delta U}{k_B T} * (1 + j / j_c)) - \exp(-\frac{\Delta U(j, T, B)}{k_B T})]$$

ω oznacza tutaj charakterystyczną częstotliwość, T temperaturę w skali bezwzględnej, natomiast k_B stałą Boltzmann'a. Przedstawione podejście dobrze zgadza się z danymi eksperymentalnymi dla dużych centrów zakotwiczenia, Jednak w przypadku nanometrycznych centrów porównywalnych z rozmiarami rdzenia wiru wymaga rozszerzenia, co przedstawiono poniżej.

3. REZULTATY OBLICZEŃ

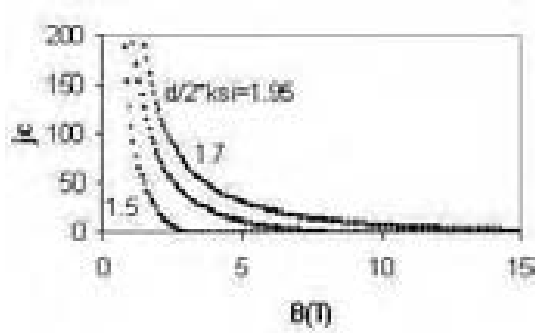
W pracy skoncentrowano się przede wszystkim na zagadnieniu, w jaki sposób rozmiar centrów zakotwiczenia wpływać będzie na charakterystyki prądowo-napięciowe, prąd krytyczny oraz siły zakotwiczenia w wysokotemperaturowych nadprzewodnikach. Zagadnienie to ma istotne znaczenie dla wysokotemperaturowych taśm nadprzewodnikowych, gdzie rozmiar włókien jest wymiarów nanometrycznych i wówczas wielkość centrów zakotwiczenia jest porównywalna z długością koherencji. Rozpatrywana geometria oddziaływania płaskiego centrum zakotwiczenia o rozmiarach (d) porównywalnych z długością koherencji ξ_0 z wirem nadprzewodnikowym jest przedstawiona na rys. 4. Przyjęto tutaj, że w stanie początkowym nici wirowa jest zakotwiczona na głębokość równą promieniowi wiru ξ_0 , co umożliwiać będzie dzięki efektowi bliskości przepływ prądów ekranujących. Podczas ruchu natomiast nici na

odległość x względem centrum zakotwiczenia jak pokazuje to rys.4 normalna część energii wiru jest opisana poprzez następujący związek dla $x < x_c$:

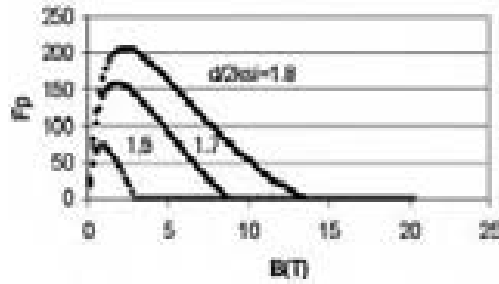
$$U_2(x) = \frac{\mu_o H_c^2 l}{2} \left[\pi \xi^2 + dx - \xi^2 \arcsin \frac{d}{2\xi} - \frac{d\xi}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{d}{2\xi} \right)^2} \right] \quad (10)$$

oraz poprzez analogiczny związek dla $x > x_c$:

$$U_3(x) = \frac{\mu_o H_c^2 l \xi^2}{2} \left[\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{x}{\xi} + \frac{x}{\xi} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{\xi} \right)^2} \right] \quad (11)$$



Rys. 5. Zależność gęstości prądu krytycznego od pola magnetycznego w funkcji rozmiarów centrów zakotwiczenia



Rys. 6. Zależność sił zakotwiczenia od rozmiarów centrów zakotwiczenia w funkcji pola magnetycznego

Rozgraniczający te obydwa przypadki parametr x_c jest opisany formułą:

$$x_c = \xi \sqrt{1 - \left(\frac{d}{2\xi} \right)^2} \quad (12)$$

Na podstawie wzorów (10)-(12) wyznaczono wysokość bariery potencjału, po uwzględnieniu energii stanu początkowego. Istotna jest relacja (11), dla której otrzymano następujące wyrażenie opisujące kształt bariery potencjału:

$$\Delta U_3(x) = \frac{\mu_o H_c^2 l \xi^2}{2} \left[\arcsin \frac{x}{\xi} - \frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{d}{2\xi} + \frac{x}{\xi} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{\xi} \right)^2} + \frac{d}{2\xi} \sqrt{1 - \left(\frac{d}{2\xi} \right)^2} \right] \quad (13)$$

W celu wyznaczenia całkowitego bilansu energetycznego potencjał pochodzący od sił Lorentza oraz elastyczna energia nici wirowych powinna zostać dodatkowo uwzględniona. Ostatecznie maksymalna wysokość bariery potencjału $\Delta U_3(x_m)$ w funkcji rozmiarów centrów zakotwiczenia przy uwzględnieniu sił Lorentza oraz elastyczności jest dana wzorem:

$$\Delta U_3(x_m) = \frac{\mu_0 H_c^2 l \xi^2}{2} \left[-\arcsin i + \arcsin \frac{d}{2\xi} + \frac{d}{2\xi} \sqrt{1 - \left(\frac{d}{2\xi} \right)^2} - i \sqrt{1 - i^2} \right] + \alpha \xi^2 \sqrt{1 - i^2} (\sqrt{1 - i^2} - 2) \quad (14)$$

gdzie wprowadzone zostało oznaczenie:

$$i = j / j_c \quad (15)$$

Energia elastyczności sieci nici wirowych została uwzględniona w równaniu (14) w pierwszym przybliżeniu małej wartości parametru α . Zakotwiczenie wiru prowadzi do jego odchylenia z położenia równowagi w sieci nici wirowych i w następstwie do wzrostu energii elastyczności układu, wyrażonej poprzez iloczyn kwadratu odchylenia – zdeformowania nici wirowej w regularnej sieci oraz stałej α :

$$U_{el} = \frac{2 c_s \pi \xi^2 (\xi - x)^2}{l_a} = \alpha (\xi - x)^2 \quad (16)$$

Parametr α jest wówczas zdefiniowany zgodnie ze wzorem:

$$\alpha = \frac{2 c_s \pi \xi^2}{l_a} \quad (17)$$

gdzie c_s jest modulem sprężystości sieci nici wirowych, natomiast parametr $l_a \approx l$ oznacza długość na której deformacji ulega nić wirowa. W przypadku wirów typu „naleśnikowatego” pokazanych na rysunku 2 będzie to oczywiście odległość porównywalna z grubością warstwy nadprzewodnikowej CuO_2 . Po podstawieniu otrzymanego wyrażenia na wysokość bariery potencjału do podstawowego równania 9 został wyznaczony prąd krytyczny w funkcji rozmiarów centrów zakotwiczenia, korzystając z rezystywnego kryterium. Rezultat numerycznych obliczeń zależności prądu krytycznego od pola magnetycznego dla różnych rozmiarów centrów pokazany jest na rys. 5, natomiast rys. 6 przedstawia obliczoną na podstawie zaproponowanego modelu zależność objętościowej siły zakotwiczenia, która również jest funkcją rozmiarów defektów. Rezultaty przedstawione na powyższych rysunkach dobitnie wykazują wpływ rozmiarów centrów zakotwiczenia na prąd krytyczny i siłę zakotwiczenia. Ważnym rezultatem otrzymanego modelu jest to, że jak widać dla zbyt małych centrów zakotwiczenia taśma nadprzewodnikowa nie będzie przewodziła prądu. Rezultaty te mają podstawowe znaczenie przy wytwarzaniu wysokotemperaturowych taśm nadprzewodnikowych, dla których należy dobrać takie parametry procesu technologicznego i eksploatacyjnego, żeby uzyskać optymalne wielkości centrów zakotwiczenia i dzięki temu warunki pracy uzwojenia.

LITERATURA

- [1] Sosnowski J., Rabara M. , Demachi K., Miya K., The Influence of the Pinning Centres form on the I-V characteristics of the high- T_c superconductors, *Superconductor Science and Technology*, vol. 13, (2000) pp. 558-566.
- [2] Sosnowski J., The influence of the vortices on the electromagnetic phenomena in the HT_c superconductors, *Studies of High Temperature Superconductors*, Ed. A. Narlikar, New York, vol. 42, (2002) pp. 351-390.



PARAMETRY KRYTYCZNE NADPRZEWODZĄCEJ CERAMIKI WYSOKOTEMPERATUROWEJ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ DOTOWANEJ ZrO_2

Jan ZIAJA, Bolesław MAZUREK

*Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, Politechnika Wrocławska
ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław)
Adres E-mail: jan.ziaja@pwr.wroc.pl*

Critical parameters of the superconductor ceramics $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ with the dopant $m\text{-ZrO}_2$

This paper brings in a proposal of the method for increasing the critical current density j_c of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superconductor ceramics by introducing defects into inter granular regions. Zirconium oxide ZrO_2 was used in order to obtain such effect. It was added to a pure yttrium phase in amount of 0.02, 0.2, 2, 10 and 20 % w/w. Results of the critical temperature T_c as well critical current density measurements are presented. It was shown that for amount of ZrO_2 equal to 2 % w/w it is possible to increase j_c by factor 25

Keywords: *superconducting, critical current density, .*

Słowa kluczowe: *nadprzewodnictwo, krytyczna gęstość prądu, nadprzewodniki wysokotemperaturowe, temperatura krytyczna*

1. WPROWADZENIE

W masywnych próbkach nadprzewodników wysokotemperaturowych $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ oraz z rodziny BiSrCaCaCuO można wyróżnić dwa rodzaje prądów: prąd płynący w ziarnie i prąd transportu. Prąd ziarna zmierzony metodami magnetycznymi jest rzeczywiście duży ($10^5\text{-}10^7 \text{ Acm}^{-2}$) i jest porównywany z wartościami otrzymywanymi dla monokryształów i cienkich warstw [1]. Dla zastosowań przemysłowych ważny jest jednak prąd transportu, czyli prąd jaki faktycznie możemy przesłać przez nadprzewodzący element. Jednak masywne próbki wykonane z ceramiki wysokotemperaturowej charakteryzują się względnie małymi wartościami prądów krytycznych rzędu 10^3 Acm^{-2} . Są to typowe wartości, chociaż w literaturze można spotkać wartości dużo większe szczególnie dla próbek bizmutowych [2, 3]. Dlatego badania nad podwyższeniem j_c mają swoje uzasadnienie.

W nadprzewodnikach klasycznych teoretyczna gęstość prądu powodująca rozrywanie par Coopera jest rzędu $j_c \sim 10^8 \text{ Acm}^{-2}$. Jest to najwyższa wartość prądu przy której nie

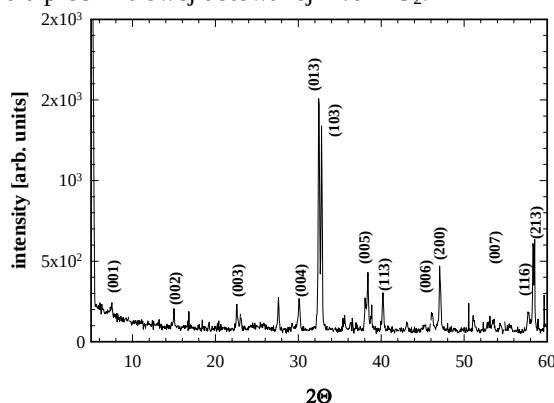
występuje jeszcze ruch rdzeni. W praktyce wartości j_c są o rząd lub dwa mniejsze. Zwiększenie j_c polega więc na zwiększeniu ilości centrów kotwiczeń rdzeni poprzez wprowadzenie kontrolowanej ilości defektów mikrostruktury. Jednak w nadprzewodnikach itrowych wartości j_c są dużo mniejsze. Wynikają one między innymi z anizotropowych własności ceramiek wysokotemperaturowych. W temperaturze ciekłego helu wartość j_c otrzymana dla monokryształów jest zależna od kierunku przepływu prądu. W kierunku równoległym do osi krystalicznej c wynosi 10^5 Acm^{-2} , natomiast kierunku prostopadłym 10^7 Acm^{-2} . Silna anizotropia prądów krytycznych oraz małe wartości j_c w ceramikach wynikają z małej długości koherencji w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych [4]. W polikrystalicznych masywnych próbkach itrowych wartości j_c są jeszcze mniejsze - rzędu setek Acm^{-2} .

Jedną z technologicznych metod (przedstawioną w artykule) zwiększenia krytycznej wartości prądu jest wykorzystanie zjawiska kotwiczenia fluksów na defektach lub wtrącinach międzyziarnowych. Metoda ta polega na dotowaniu materiału $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ odpowiednim tlenkami (np. ZrO_2). Domieszki powinny utworzyć liczne defekty między granicami ziarn, ale jednocześnie wielkość powstających obszarów międzyziarnowych powinna być odpowiednio mała, aby istniało oddziaływanie par Coopera. Istotnym ograniczeniem tej metody jest zastosowanie odpowiednich domieszek nie wchodzących w reakcję chemiczną z materiałem nadprzewodzącym.

2. TECHNOLOGIA OTRZYMYWANIA PRÓBEK

Nadprzewodzące próbki YBaCuO przygotowano standardową metodą reakcji w ciele stałym. Jako materiałów wyjściowych użyto chemicznie czystych tlenków ZrO_2 , CuO , Y_2O_3 oraz węglanu baru BaCO_3 . Materiał, po wstępnej syntezie w temperaturze 960°C dokładnie zmielono i dotowano tlenkiem cyrkonu. Koncentracja tlenku cyrkonu wynosiła 0,02, 0,2, 2, 10 i 20 % wag. w stosunku do gotowej fazy nadprzewodzącej. Dotowany materiał prasowano w pastylki stosując ciśnienie 400 MPa. Ostateczne spiekanie wykonano dla temperatury 960°C i dotleniano w 650°C . Elektrody pomiarowe wykonano z pasty srebrowej, którą nałożono przed procesem dotleniania.

Wykonane badania rentgenograficzne wykazały, że dla koncentracji ZrO_2 0 %, 0,02 % i 0,2 % wag. istnieje nadprzewodząca faza 123. Na rys. 1 przedstawiono typowy obraz rentgenowski dla próbki itrowej dotowanej 2 % ZrO_2 .



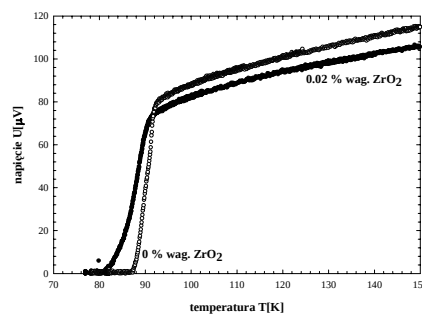
Rys. 1. Przykładowe widmo rentgenowskie nadprzewodnika dotowanego ZrO w ilości 2 % wag. [5]

Poczynając od zawartości tlenku 2% zaczyna tworzyć się cyrkonian baru BaZrO_3 [5,6]. Dalsze zwiększanie koncentracji ZrO_2 powoduje wzrost zawartości BaZrO_3 oraz wydzielanie się tlenku miedzi CuO . Wyniki te są zgodne z wynikami otrzymanymi z pomiarów podatności magnetycznej, które wskazują na znaczny objętościowy udział fazy nie nadprzewodzącej na ogólną wartość χ' [7]. Dokładna analiza rentgenograficzna i mikroskopowa zastała przedstawiona w [7, 8].

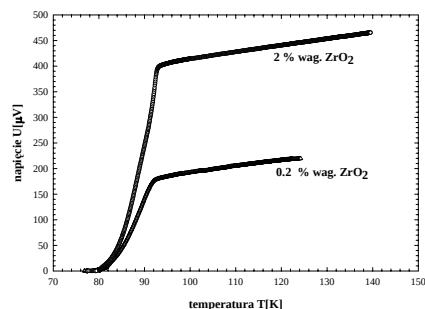
3. POMIARY PARAMETRÓW KRYTYCZNYCH

3.1. Pomiar temperatury krytycznej

Pomiary temperatury krytycznej nadprzewodzących próbek YBaCuO dla koncentracji tlenku cyrkonu od 0 do 20 % wag. wykonano dla stałego prądu pomiarowego $I = 10 \text{ mA}$ (rys. 2, i rys. 3). Temperaturę krytyczną wyznaczano wg [9]. Zaobserwowano, że dla zawartości ZrO_2 0.02 % wag. początkowa i końcowa wartość temperatury przejścia nadprzewodzącego jest taka sama jak dla próbki testowej i wynosi odpowiednio 88 i 92 K. Wraz ze zwiększaniem koncentracji domieszki wartość temperatury początku przejścia nadprzewodzącego ulega obniżeniu nawet do 82 K dla 20 % wag. ZrO_2 . Jednocześnie ulega zwiększeniu nawet o rząd rezystywność badanych próbek.



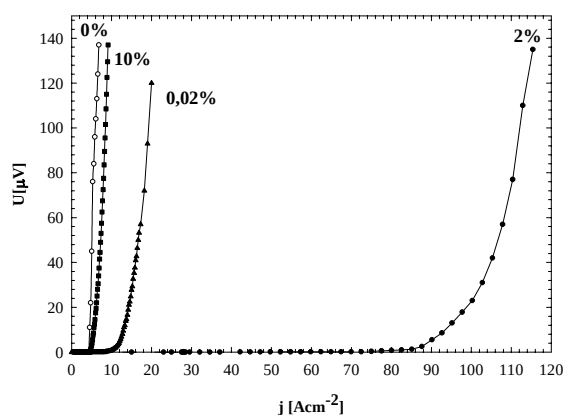
Rys.2. Zależność napięcia od temperatury dla próbki testowej i dotowanej 0.02 % wag. ZrO_2 przy prądzie pomiarowym 10 mA



Rys.3. Zależność napięcia od temperatury dla próbek dotowanych w ilości 0.2 % i 2 % wag. ZrO_2 przy prądzie pomiarowym 10 mA

3.2. Wyznaczanie krytycznej gęstości prądu

Krytyczną gęstość prądu nadprzewodników itrowych wyznaczano na podstawie pomiarów charakterystyk napięciowo – prądowych (U-I) wykonanych w układzie cztero – elektrodowym. Wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 4. Można zauważyć, że wraz ze zwiększaniem koncentracji tlenku cyrkonu od 0 % do 0.2 % wag. Charakterystyki ulegają przesunięciu w kierunku wyższych wartości prądu. Nawiększą wartość prądu $I = 1.24$ A uzyskano dla zawartości 2 % wag. ZrO_2 . Stosując kryterium spadku napięcia między elektrodami $1 \mu V$ na 1 cm odległości między nimi otrzymujemy krytyczną gęstość prądu $j_c = 83 \text{ Acm}^{-2}$. Jest to wartość 25 razy większa niż dla próbki niedotowanej. Dalsze zwiększenie zawartości ZrO_2 powoduje obniżenie j_c .



Rys. 4. Charakterystyki U-I nadprzewodników $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ dotowanych ZrO_2

4. WNIOSKI

Wykonane badania wykazują, że można zwiększyć wartość krytycznej gęstości prądu poprzez dotowanie nadprzewodników itrowych tlenkiem cyrkonu. Zwiększenie koncentracji ZrO_2 do 2% wag. powoduje znaczne zwiększenie krytycznej gęstości prądu, natomiast dalszy wzrost zawartości ZrO_2 powyżej 2% wag. wpływa ujemnie na j_c . Może to wynikać ze zwiększenia porowatości badanego materiału i zahamowaniem wzrostu budowy ziarn $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ oraz tworzeniem się nowych nie nadprzewodzących faz [8]. Największą wartość krytycznej gęstości prądu $j_c = 8.3 \cdot 10^5 \text{ Am}^{-2}$ uzyskano dla 2 % wag. ZrO_2 i jest ona większa 25 razy od czystej fazy nadprzewodzącej.

Wraz ze wzrostem koncentracji ZrO_2 obniżeniu ulega również wartość końcowej temperatury przejścia nadprzewodzącego od 88 do 82 K.

Pracę wykonano w ramach badań statutowych Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej nr 341374 (2000/2001)

5. LITERATURA

- [1] H. Barten, R. G. Leferink, Compilation of international progress in 1988 on high- T_c materials studies relevant to power applications, *Kema Scientific & Technical Reports* 7(4), 1989, ss. 251-256
- [2] Lelovic M., Krishnaraj P., Eror N. G., Iyer A. N., Balachandran U, Transport critical current density above 10^5 Acm^{-2} at 77 K in $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{2.0}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_{3.0}\text{O}_y$ superconducting tapes made by the Ag wire-in -tube method, *Supercond. Sci. Technol.* 9,1996, ss. 201-204
- [3] Yuan D-W, Mayer W., Francavilla T. L., Fabrication of laminated Bi-2212/Ag multifilamentary tape, *Supercond. Sci. Technol.* 13, 2000, ss. 287-290 5.
- [4] Cyrot M., Pavuna D., *Wstęp do nadprzewodnictwa. Nadprzewodniki wysokotemperaturowe*, PWN, Warszawa 1996
- [5] Ziaja J., Witek G., Mišta W., Influence of ZrO_2 doping in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ on its critical current density, *5th Int. Conf. On Unconvetional Electromechanical and Electrical Systems*, Międzyzdroje 5-8. 09. 2001, pp.1147- 1152
- [6] Ziaja J., Mišta W., Witold G., Badanie składu chemicznego i mikrostruktury związku nadprzewodzącego $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ domieszkowanego ZrO_2 , *Raport IPEiE Politechniki Wrocławskiej serii PRE* nr 11, 2000/2001
- [7] Woźny L., Ziaja J., Witek G., Mosiądz M., Badanie podatności magnetycznej nadprzewodników YBaCuO domieszkowanych ZrO_2 , *Raport IPEiE Politechniki Wrocławskiej serii SPR* nr 6, 2000/2001
- [8] Ziaja J., Mišta W., Witold G., Właściwości fizykochemiczne nadprzewodzących ceramiek $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dotowanych m- ZrO_2 , wysłana do Przeglądu Elektrotechnicznego
- [9] Powell R. L. Clark A. L., Definitions of terms for practical superconductors, *Cryogenics* 17 (1977), pp. 697 - 701



WŁAŚCIWOŚCI FIZYKOCHEMICZNE NADPRZEWODZĄCYCH CERAMIK $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ DOTOWANYCH $m\text{-ZrO}_2$

Jan ZIAJA, Bolesław MAZUREK

*Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, Politechnika Wrocławska ul.
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław)
E-mail: jan.ziaja@per.wroc.pl*

Physical – chemical properties of the superconductor ceramics $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ with the dopant $m\text{-ZrO}_2$

This work is a continuation of the research aiming at increasing the critical transport current density (j_c) in high – T_c superconductors. Previous investigations have revealed that application of zirconium oxide ZrO_2 as dopant in amount of 2% w/w may increase j_c by factor of 25. It was also previously shown that amount of added ZrO_2 lowered the onset temperature of the superconducting transition. In the presented paper it is shown, that the reason for this phenomenon is formation of a new non-superconducting phases of zirconium barium and copper oxide.

Keywords: superconducting, critical current density

Słowa kluczowe: nadprzewodnictwo, krytyczna gęstość prądu, nadprzewodniki wysokotemperaturowe, temperatura krytyczna

1. WPROWADZENIE

Ogólnie znanym jest fakt, że własności nadprzewodzących ceramiek $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ w dużym stopniu zależą od metody ich preparatyki. Tradycyjna metoda ceramiczna polegająca na spiekaniu wyjściowych tlenków prowadzi do materiału charakteryzującego się krytyczną gęstością prądu j_c około 500 A/cm^2 (w temp. 77K , $H=0$). Jednak dla monokryształów lub epitaksjalnych cienkich warstw gęstość prądu dochodzi do wartości około $10^5\text{-}10^6 \text{ A/cm}^2$ [1]. Istotny problem dla nadprzewodników wysokotemperaturowych stanowi tzw. termicznie aktywowane pełzanie strumienia magnetycznego (flux creep) [2],

które może drastycznie zmniejszyć wartość j_c . Z tego względu dla otrzymania próbek o wysokim j_c szczególnie przy wysokich polach potrzeba zastosować różnorodne i wyrafinowane metody preparatyki.

Ceramiki $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ wykonane tradycyjnym sposobem charakteryzują się niskim stopniem wytrzymałości mechanicznej oraz całkowitym brakiem makro-plastyczności w szerokim zakresie temperatur. Ostatnio C. B. Pan i inni [3] wykazali, że nadprzewodzące ceramiki $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + \text{ZrO}_2$ w zakresie temperatur spiekania 500-900°C wykazują zwiększoną wytrzymałość mechaniczną i plastyczność szczególnie w zakresie koncentracji ZrO_2 około 15% wag. z równoczesnym zachowaniem własności nadprzewodzących. Z technologicznego punktu widzenia daje to podstawę do podjęcia prób formowania tego rodzaju ceramiki.

W celu zwiększenia krytycznej gęstości prądu j_c próbek litych opisano w literaturze wiele prób mających na celu wprowadzenie do matrycy (123) centrów „pinningu”. Centrami „pinningu” (flux pinning centers) mogą być różne defekty takie jak dyslokacje, precipitaty i granice międzyziarnowe. W literaturze spotyka się wiele rodzajów centrów piningu takich jak Y_2BaCuO_5 (211), CeO_2 , Ag, Pt, SnO_2 , ZrO_2 [4-9]. Jednocześnie badania wykonane przez autorów [10, 11] wykazują, że wartość krytycznej gęstości prądu j_c , że dla 2% wag. koncentracji ZrO_2 ulega 25 – krotnemu wzrostowi. Jest to wynik obiecujący i wskazuje na możliwość zwiększenia wartości j_c poprzez dotowanie ceramiki itrowej odpowiednimi tlenkami.

W niniejszej pracy przedstawiono wpływ dodatku ZrO_2 na mikrostrukturę i skład fazowy masywnych próbek $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

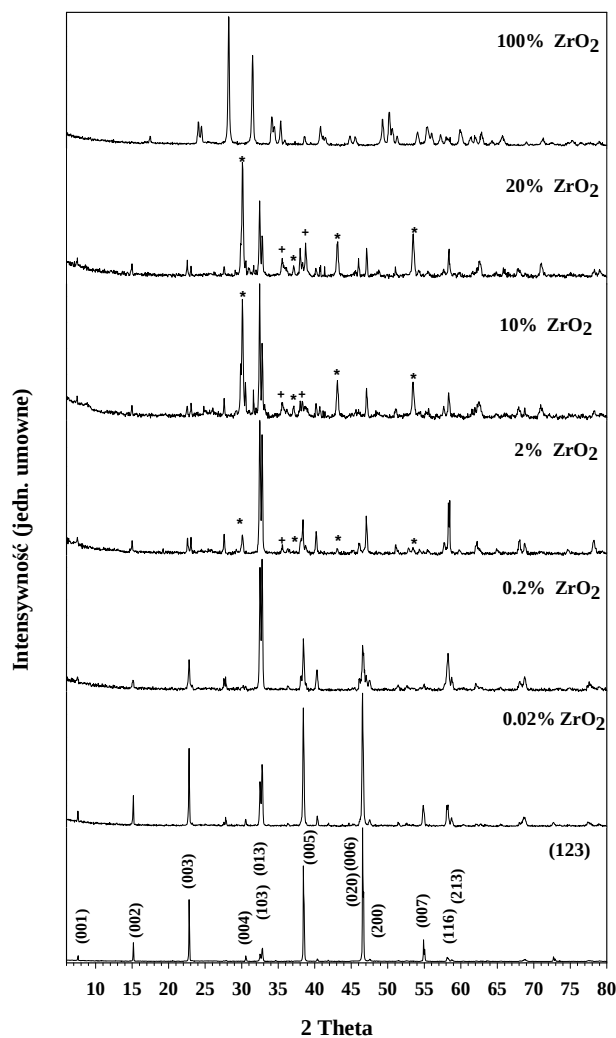
3. SKŁAD FAZOWY

Mikrostrukturę wykalcyrowanych nadprzewodzących proszków itrowych badano za pomocą dyfrakcji rentgenowskiej (XRD) wykonanej dyfraktometrem rtg. DRON – 3. Na rys.1 przedstawiono widmo wyjściowej, nie dotowanej ceramiki $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Odpowiada ono czystej nadprzewodzącej fazie ortorombowej Y(123) o stałych sieciowych $a=3.828 \text{ \AA}$, $b=3.884 \text{ \AA}$, $c=11.697 \text{ \AA}$. Wielkość krystalitów liczona z poszerzenia pików dyfrakcyjnych wynosi ponad 120 nm. Obserwuje się duże teksturowanie próbki związane z ułożeniem się krystalitów wzdłuż osi c. Prawie wszystkie główne refleksy w widmie XRD z pierwotnej próbki Y(123) można zindeksować jako refleksy (00l), co wskazuje na dużą teksturę próbki.

Widma rtg. próbek dotowanych tlenkiem cyrkonu w zakresie stężeń 0.02-0.2 % wag. przedstawiają tylko czystą fazę ortorombową (123). Zmniejsza się jednak stopień teksturowania. Obserwuje się również poszerzenie linii dyfrakcyjnych, co związane może być z zmniejszeniem się krystalitów fazy (123) lub wprowadzeniem dużych naprężeń mechanicznych do matrycy lub niejednorodnościami składu chemicznego (indeksu tlenowego) związanego z wprowadzeniem m- ZrO_2 .

Dopiero dla stężeń ok. 2% ZrO_2 obserwuje się pojawienie się separacji fazowej w postaci śladów obecności zdyspergowanej fazy kubicznego perowskitu BaZrO_3 (rys.1). Dalsze zwiększanie stężenia do około 20 % wag. (rys. 6) powoduje powstawanie oprócz cyrkonianu baru również CuO .

Podsumowując można stwierdzić, że wprowadzenie ZrO_2 do matrycy (123) powoduje częściowy rozkład fazy ortorombowej (123) dając w wyniku kubiczną fazę perowskitową BaZrO_3 , wysoce zdyspergowaną fazę Y_2BaCuO_5 (211) oraz wytrącenia CuO .

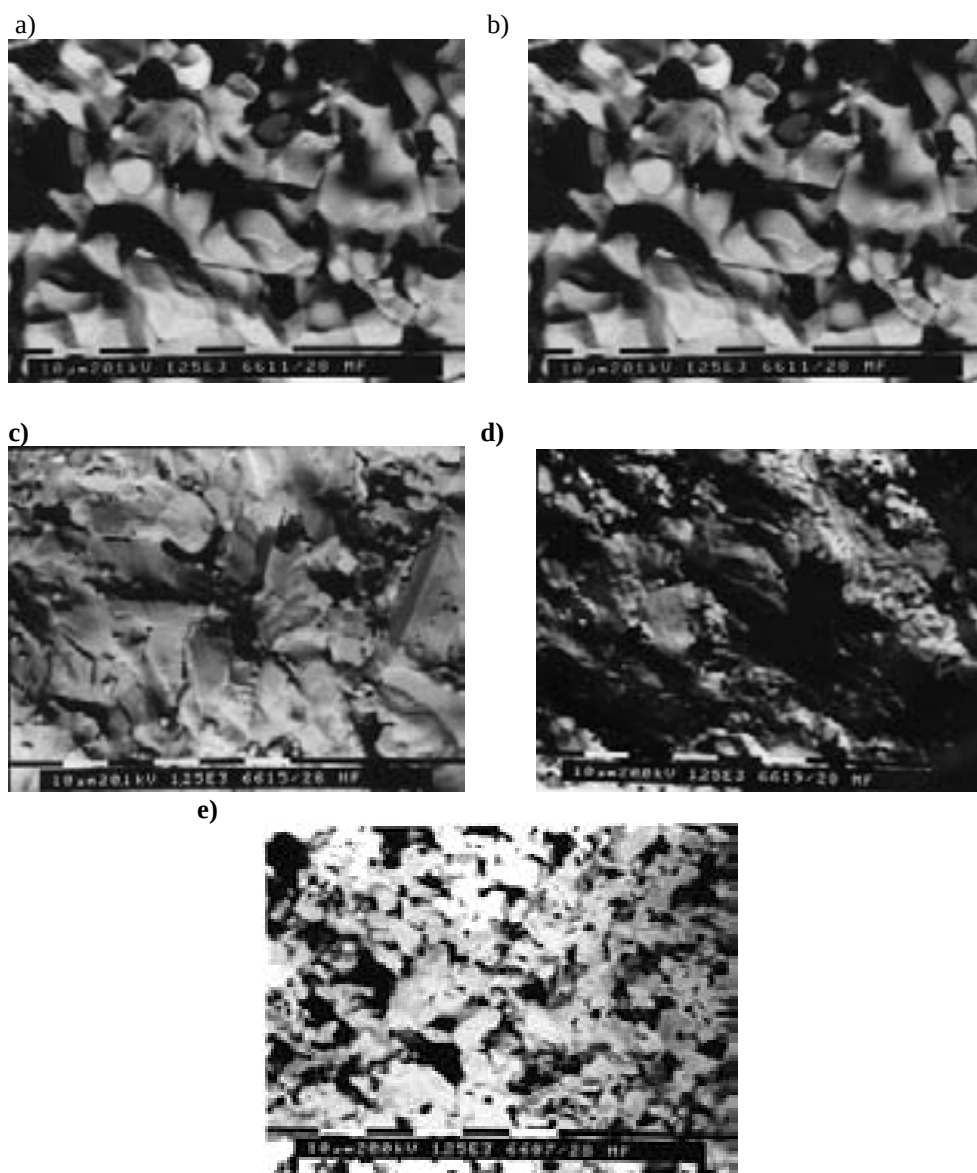


Rys. 1. Obrazy rentgenowskie j czystej fazy $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ oraz faz domieszkowanych ZrO_2 , * - BaZrO_3 , + - CuO

2. BADANIA MIKROSKOPOWE

Mikrostrukturę wykalcynowanych proszków badano obserwacji mikroskopem skaningowym Philips SEM 515. Na rys. 2 przedstawiono przykładowe zdjęcia mikroskopowe przełomu próbek nadprzewodników itrowych domieszkowanych tlenkiem cyrkonu. Można zauważyć, że wraz ze wzrostem koncentracji ZrO_2 wielkość ziaren ulega poważnym zmianom. W zakresie małych stężeń domieszki (0 – 0.2 % wag.) ziarna ulegają rozrostowi i zmniejsza się porowatość badanych próbek. Krytyczna gęstość prądu ulega

podwyższeniu. Maksymalną wielkość ziarna uzyskują przy 2 % wag. ZrO_2 (rys. 2c) a gęstość prądu osiąga wielkość maksymalną, 25 większą od próbki testowej [10, 11]. Dalszy wzrost zawartości ZrO_2 powoduje zmniejszanie się wymiarów ziaren nawet o rząd wielkości w stosunku do próbki testowej oraz zwiększenie porowatości (rys. 2e) a w rezultacie zmniejszenie wartości krytycznej gęstości prądu.



Rys. 2. Mikroskopowe obrazy przełomu nadprzewodzącej ceramiki: a – czystej fazy nadprzewodzącej $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ oraz domieszkowanej ZrO_2 w ilości b – 0.2 % wag., c – 2 % wag., d – 10 % wag., e – 20 % wag.

4. WNIOSKI

Badanie ceramiki nadprzewodzącej $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ wykazały istnienie nadprzewodnictwa w całym zakresie stosowanych koncentracji. ZrO_2 . Dla stężeń zawartych w przedziale 0 – 0.2 % wag. nie stwierdzono istnienia tlenku cyrkonu, co może świadczyć o jego całkowitym zdyspersgowaniu.

Począwszy od stężeń ZrO_2 wynoszących 2 % wag. następuje znaczący wzrost zawartości kubicznego perowskitu BaZrO_3 w postaci bardziej zdyspersgowanej niż wyjściowa matryca. Zahamowany zostaje również rozrost ziaren. Dalsze zwiększanie stężeń. ZrO_2 powoduje kształtowanie się dodatkowej fazy tlenku miedzi CuO . Nie wykluczone jest również istnienie bardzo silnie zdyspersgowanej fazy Y_2BaCuO_x (211), która w określonej koncentracji może stanowić bardzo efektywne centrum kotwiczenia fluksów, a więc zwiększać wartość krytycznej gęstości prądu transportu w nadprzewodnikach [10]. Dla tego niezbędne są dodatkowe badanie mikrosondą rentgenowską w celu dokładnego ustalenia składu chemicznego w obszarach wewnątrz ziarnowych jak i obszarach międzyziarnowych. Sferyczne cząstki fazy (211) są równomiernie zdyspersgowane w matrycy (123) co można będzie dopiero zobaczyć na dużych powiększeniach w mikroskopie elektronowym (TEM), tak jak to podają autorzy [1,4].

Pracę wykonano w ramach badań statutowych Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej nr 341374 (2000/2001)

5. LITERATURA

- [1] H. Barten, R. G. Leferink, Compilation of international progress in 1988 on high- T_c materials studies relevant to power applications, *Kema Scientific & Tech. Reports* 7(4), 1989, ss. 251-256
- [2] M. Cyrot, D. Pavuna, *Wstęp do nadprzewodnictwa*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1996
- [3] Pan C. B., Slipieniuk A., H., Wariuchim W. H., Sameliuk A. W., Struktura, zakonomiarnosti deformacji i razru-szenija wysokotemperaturnowo swierchprowodiaszcziewo metallookida $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Metallofizyka i nowieszczije technologii*, T 19, No 3, 1997, ss. 48-54
- [4] MP. Delamare, M. Hervieu, J. Wang, J. Provost, I. Monot, K. Verbist, G. Van Tendeloo, Combination of CeO_2 doping for strong enhancement of J_c under magnetic field in melt-textured superconductor YBaCuO , *Physica C*, 262(3-4), MAY 20 1996, ss. 220-226
- [5] C. Nguyenvan Huong, E Crampin, JY. Laval, A. Dubon, Incorporation of silver in $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ceramics. Correlation between superconducting properties and microstructure, *Superconductors Science and Tech.*, 10(2), FEB 1997, ss. 85-94
- [6] A. T. Kozakow, S. I. Shevtsova, Correlation between the phase composition of composite $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + x\text{MeO}$ superconductors and their strength characteristics, *Technical Physics Letters* 23(2), FEB 1997, ss. 102-103
- [7] T. S. Orlova, J. Y. Laval, C. Nguyen-van-Huong, A. Dubon, Effect of ZrO_2 doping on structure and supercon-ducting properties of sintered DyBaCuO ceramics, *Supercond. Sci. Technol.*, 14 (2001), ss. 59-65.

- [8] K.Osamura, T.Kizu, T.Oku, Critical current density in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ added with perovskite type impurity, *Physica C* 226(1994), ss. 113-120.
- [9] T.Oka, Y.Itoh, Y.Yanagi, H.Tanaka, S.Takashima, Y.Yamada, U.Mizutani, Critical current and mechanical strength of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconducting composites containing Zr, Ag and Y_2BaCuO_5 dispersion by melt – processing, *Physica C*, 200 (1992), ss. 55-64.
- [10] J. Ziaja, G. Witek, W. Miśta, Influence of ZrO_2 doping in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ on its critical current density, *5th Int. Conf. On Unconventional Electromechanical and Electrical Systems*, Międzyzdroje 5-8. 09. 2001, ss.1147- 1152
- [11] J. Ziaja, W. Miśta, G. Witek, Parametry krytyczne nadprzewodzącej ceramiki $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, dotowanej ZrO_2 , *Raport IPEiE Politechniki Wrocławskiej* serii SPR nr 10, 2000/2001



NANO SiC DOPED MgB_2 BULK SUPERCONDUCTOR WITH T_c OVER 42 K by HIGH GAS PRESSURE

Andrzej J. MORAWSKI^{*1}, Tomasz P. ŁADA¹, Adam PRESZ¹,
Tadeusz MAZUR¹, Ryszard DIDUSZKO^{3,2}, Andrzej J. ZALESKI⁴,
Kazimierz PRZYBYLSKI⁵, Silvia BODOARDO⁶,
Valeria DELLAROCCHA⁷

¹ Polish Academy of Sciences, High Pressure Research Center (UNIPRESS),
Sokołowska 29/37, Warszawa 01-142, Poland, E-mail: amor@unipress.waw.pl

² Industrial Institute of Electronics (PIE), Długa 44, Warszawa 00-241, Poland

³ Polish Academy of Sciences, Institute of Physics, al. Lotników 32/46, Warszawa 02-668,
Poland

⁴ Polish Academy of Sciences, Institute of Low Temperature and Structure Research,
Okólna 2, Wrocław 50-422, Poland

⁵ AGH University of Science and Technology, al. Mickiewicza 30, Kraków 30-059, Poland

⁶ Politecnico di Torino - Dipartimento di Scienze dei Materiali e Ingegneria Chimica, C.so
Duca degli Abruzzi, 24, Torino 10129, Italy

⁷ Politecnico di Torino - Dipartimento di Fisica, Italy, C.so Duca degli Abruzzi, 24, Torino
10129, Italy

**Domieszkowane nanocząstkami SiC, spiekane nadprzewodniki MgB_2 z
temperaturą krytyczną ponad 42,6 K otrzymane na drodze spiekania
wysokociśnieniowego w gazie**

We investigated the doping effect of the SiC nano-powder of two average grade batches: 6 nm and 18 nm, with the content up to 18 at. % on properties of the MgB_2 . The syntheses have been made on the cylindrical samples. Synthesis were made at an inert gas at pressure of up to 1 GPa at temperature from 1000 K to 1550 K, in the high gas pressure trap system, with the equilibrium magnesium vapor generated by the melting of Mg chips inside close vessels, during the experiment lasting for two hours. As obtained samples thus were superconducting with T_c over 39 K for pure MgB_2 and the highest T_c at 42.6 K was recorded for the sample doped with 1.5 at % of the 6nm SiC. The lattice parameters for all samples were smaller than that for pure MgB_2 initial samples. The SEM, EDX and superconducting properties H_{c2} , T_c , J_c , were measured and discussed.

Keywords: MgB_2 superconductor, nanopowder doping, high gas pressure annealing, critical superconducting parameter, highest T_c .

1. INTRODUCTION

Since discovery the superconductivity of MgB_2 by Nagamatsu et al. [1], extensive reviews of superconducting properties and preparation methods of MgB_2 were published [2,3]. The magnesium diboride has layered structure with boron atoms forming graphite like layers and with magnesium atoms forming the hexagonal lattice. It is a type II superconductor with highly anisotropy of coherence length, penetration depth, critical fields and other electronic superconducting and normal state characteristics [4]. The MgB_2 is considered to be an applicable superconductor, revealing a great potential for high current large scale application in industry of superconducting materials like: magnets, transmission lines, wires, levitation systems and electronics. Relative low cost of fabrication, high critical currents and fields, large coherence lengths, its high critical temperature of 39 K, absence of weak-links, make MgB_2 a promising material for applications at above 20.13 K. It may be easily applied in the vapors of liquid hydrogen or neon and it just touches the high efficiency region of the micro-coolers (20 K), which at the present time are quite cheap in continuous operation. MgB_2 offers certain advantages over both HTS and LTS superconducting materials. From the beginning of the Mg–B system investigations, pressure was an important factor in procedures of obtaining the bulk MgB_2 superconductors for applications purposes: at hot isostatic pressing (HIP-ing), hot pressing (HP), annealing under inert or active gas medium, i.e. argon with hydrogen, or hydro extrusion methods for wires manufacturing.

2. EXPERIMENTAL

Material processing

By modifying the nano-structure of MgB_2 crystals, powders and bulk in a controlled way and correlating detailed structural and physical analysis of these materials, we try to identify individual pinning mechanisms and quantify their impact, by applying the high pressure high temperature technology.

MgB_2 samples were obtained by high gas pressure technology appropriate for homogeneous distribution of very hard nanopowders as a doping phase in order to achieve high pinning forces. The main goal of using HT-HP process is to apply very high strain to induce mechanical alloying (crystallites of below 10 to 100 nm) while sintering the high deformation process of nano-particles of Mg and B by prolonged milling of the substrates.

The main advantages of such process are following:

- 1 greatly decreasing the temperature of annealing even below 600 °C,
- 2 hot pressing and/or hot extrusion used for “one pass act technology” in obtaining superconducting wire,
- 3 possibility to introduce the pinning centers by doping of nano-scale hard inert particles (as SiC, B_4C , MgO or C- diamond) to enhance $\mu_0 H_{irr}$ and therefore to increase j_c ,
- 4 sintering materials as a nano-crystals; growing them under high gas pressure to avoid the grains expansion and keep the bigger particles inside serving as the inclusion and acting as pinning centers,
- 5 crystal growth of superconducting MgB_2 crystals with homogeneous distribution of inert inclusions dispersed as nano-crystals or amorphous material in it and

acting as nano-structural pinning centers to enhance the transport parameters of the superconductor.

High gas pressure system

For the high pressure experiment the standard piston gas compressor up to 1.5 GPa gas pressure, connected by high pressure capillary to the technological chamber was used [4].

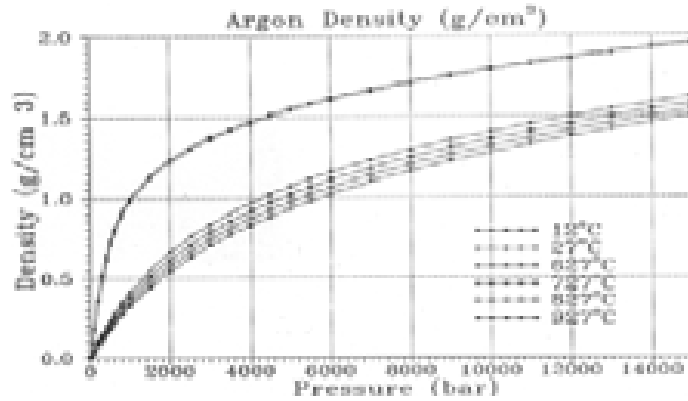


Fig.1. Density of argon vs. pressure for various

The tungsten furnace operating at temperature up to 2100 °C, with the specially inserted in BN tube, PtRh 6/30 thermocouples and alumina tubes sets, all components were made at the HPRC. The “gas trap system” described before [4], was adapted and applied to inert gas high-pressure experiments at elevated temperatures. The samples were placed in the BN crucibles, 10 mm in inner, and 12 mm in outer diameter, and 70 mm long.

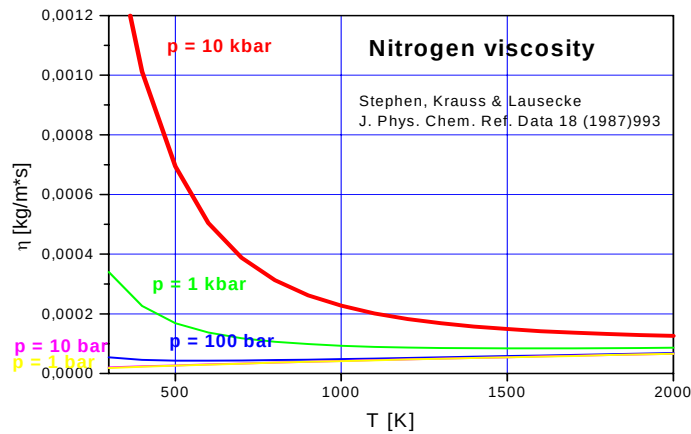


Fig. 2. Nitrogen viscosity as a function of temperature and pressure

The equilibrium Mg vapour pressure at the range of 1.5 GPa of argon can be kept in the so called “gas trap system” by using the high density; Fig. 1 and viscosity; Fig. 2 of the argon or others active gases at high pressure. The total isolated volume of the reactive zone limited by the “gas trap system” was about 8-14 ccm. The temperature of that zone can be increased up to max. 2100 °C, Fig. 3. All technological parameters of the processes were recorded by high speed computer data acquisition system enabling to record 30 measurements per second suitable for DTA and DTP analyses.

The Mg vapour pressure was induced from the additionally magnesium placed in the crucible. At these conditions the annealing of the pure boron or MgB_2 materials with the doping elements was performed at equilibrium vapour pressure of magnesium. In the experiments MgB_2 powder of 98.9 % purity, or B, both made by Alfa Aesar and Mg, made by POCh, powders were used.

The doping materials were added by several methods:

- 1 For carbon nano-sized grains, we mix to the argon gas other hydro-carbide gas (propane or metan) that decomposes at high temperature in the closed volume space making very homogenous gas mixture with the nano-size particles. Density of argon at such conditions is presented in Fig. 1. and viscosity of an active gas is shown in Fig. 2.
- 2 For MgO particles, usually the MgB_2 material with the MgO additions was used. The mixture was ball milled for several days.
- 3 For the SiC and diamond nano-sized powders (from 6 up to 18 nm) were added with content up to 18 at. %, then mixed and milled for several days with the appropriate amount of the MgB_2 , B or Mg powder by using the ultrasonic high gas pressure purifying and mixing, finally ball milled at the high speed three axial independently programmed apparatus, Fig. 4.

High-pressure mixing of the nanopowders: methods and new apparatus design

The main goal is to increase the pinning centers content by homogeneous mixing of very fine nanopowders of hard materials (i.e. SiC or diamond). Because of the coherence length of 5 nm in MgB_2 , the distribution of the nanopowders should be lower or at least, at the same distances. For this purpose the SiC powder of 6 to 18 nm average size was mixed by the novel high gas pressure method in neutral gases. The high density of the applied gas medium plays the role of liquid solvent, enabling to obtain ultra pure cleaned and mixed nanopowders of reagents. The high frequency, high energy acoustic wave was introduced to the high gas pressure region, resulting with unique homogeneity and purity of the prepared ingot designed for further CIP-ing, HIP-ing, and cold or hot hydroextrusion.



Fig.3. High gas pressure chamber for HIP-ing at pressure up to 1.5 GPa

The high energy rotation balls mill with the inert atmospheres in the vessel and fully made of the material of proposed doping (i.e. SiC, or MgO) was used, Fig. 4.



Fig. 4. Three axial rotated ball mill for nanopowder dopant milling

Microstructure, phase and chemical analysis of the samples were studied by SEM, EDS, XRD and Rietveld methods. Temperature dependence of the upper critical field, temperature dependence of resistivity and critical parameters were determined from *ac* and *dc* magnetic susceptibility measurements.

3. RESULTS AND DISCUSSION

The starting MgB_2 powder has the same lattice parameters as the obtained sintered one after the HIP. With increasing SiC nanopowders quantity, lattice constants of MgB_2 phase: *a* and *c* decreasing for the very fine nanopowders addition.

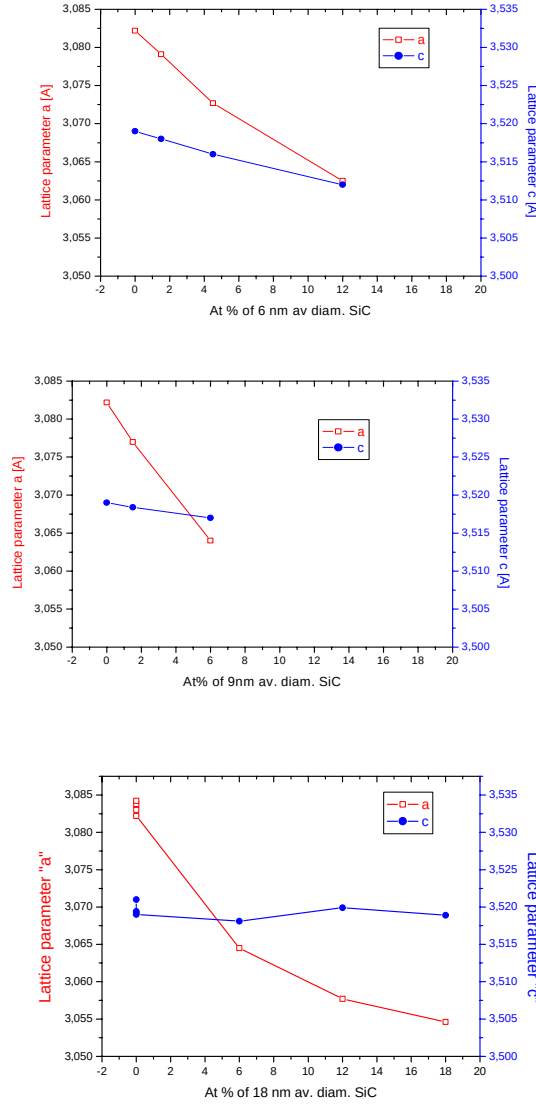


Fig.5. The a and c lattice parameters dependence of MgB_2 upon the nano SiC grain size and quantity

Approximately up to the 12 nm of the average grain size of SiC. For the SiC powder of larger grain size, only the parameter a decreases accordingly to the SiC quantity in the sample, Fig. 5.

The effect is similar to that observed by Kazakov [5] for the single crystals of MgB_2 doped with carbon. The c lattice parameter of the MgB_2 materials of the large grains (of 20 to 200 μm) doped by SiC coarse grain (an average size over 12 nm), remains unchangeable.

Table 1. The Rietveld estimation of the phases quantity, after the HIP treatment of MgB₂

	a (MgB ₂) ±0.0003	c (MgB ₂) ±0.0004	Mg B ₂ % w	Mg B ₄ % w	Mg ₂ S i %w	Mg %w	M gO % w
	$\bar{L}$	$\bar{L}$					
Insert mat.0%	3.0 844	3.51 97	97. 0	-	-	0.8	2 .2
Insert mat.1.5%18nm	3.0 838	3.51 92	96. 5	-	-	1.0	2 .4
Insert mat.18%18nm	3.0 842	3.51 94		-	-		
HIP 0%	3.0 823	3.51 90	74. 5	16. 4	2.0	0.1	6 .1
HIP 6% 18nm	3.0 638	3.51 84	65. 8	9.0	16.2	3.8	5 .2
HIP 12% 18nm	3.0 577	3.51 99	32. 0	24. 1	36.0	0.5	7 .4
HIP 18% 18nm	3.0 539	3.51 90	54. 8	12. 5	24.0	2.7	6 .0
HIP 1.5% 6nm	3.0 791	3.51 80	77. 5	11. 9	2.7	-	7 .9
HIP 4.5% 6nm	3.0 727	3.51 60	83. 8	0.6	4.5	5.6	5 .5
HIP 1.5% 9nm	3.0 770	3.51 84	81. 8	7.2	2.4	0.8	7 .8

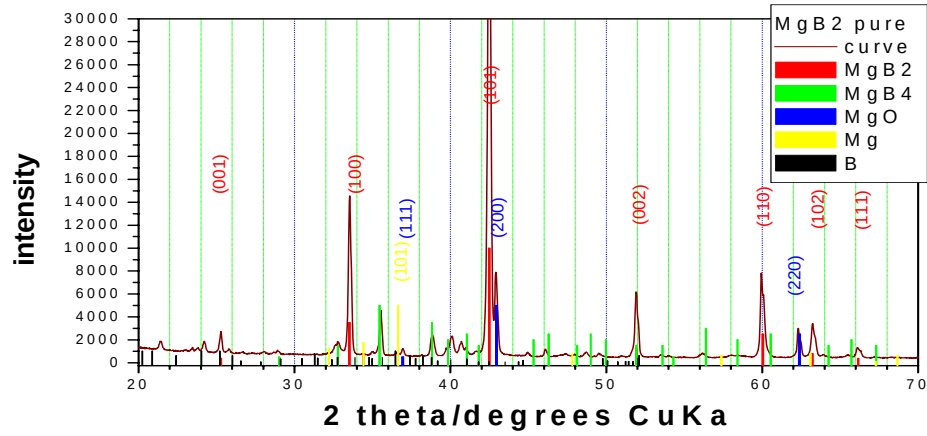


Fig 6. The XRD analysis of MgB_2 substrate without SiC

For the higher grain size of SiC, i.e. above 18 nm the high texturization process of the MgB_2 grain is observed. The main texture directions is the c axis, see the XRD reflex of $\langle 001 \rangle$ and $\langle 002 \rangle$ at the Fig. 7.

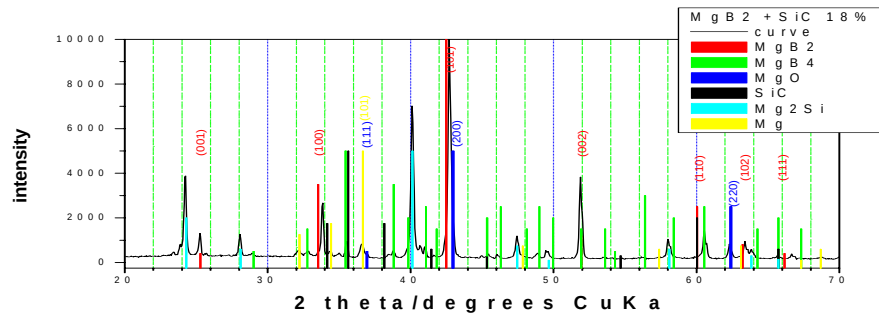


Fig.7 The XRD measurements of the MgB_2 sample doped with 18 at % of 18 nm SiC powder.

That effect was analyzed by the Rietveld estimation, see Table 1, and the texturization model gave the positive accordance to the experimental results. The cubic phase of the SiC, and Mg_2Si are important components of the MgB_2 texturization process for their grain alignment.

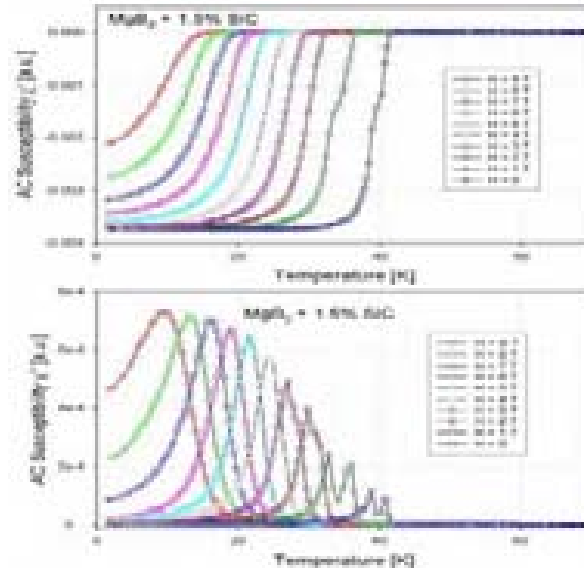


Fig.8. The AC susceptibility measurement of the MgB_2 sample on the function of magnetic field applied for the 1.5 at% of the 6 nm SiC dopant with the highest T_c observed up to date

The most probably increase of T_c up to 42.6 K, Fig. 8, is caused by tangential strain in between the MgB_2 grain surface and the SiC very thin film surface (of few nm thick), all immersed in other phase matrix (i.e. MgB_4 or Mg_2Si).

Due to the very good heat conductivity of SiC (at 40 K especially) the strain between superconducting grains and thin SiC layer is clearly visible and relaxation effect takes place during enough rapid cooling and heating. This has also an involvement for temporary balance of intra to inter grain pinning forces. Pogrebnyakov et al. [6] observed the similar effect on the thin films of MgB_2 on SiC or Al_2O_3 substrates (but at inverse conditions of layers thickness, as in our case). The critical temperature of HIP-ed samples with 1.5 % of SiC is the highest one (42.6 K) but also has weak pinning effect, contrary to the sample doped with over 15 at % of SiC, this was also observed and measured by S. X. Dou [7]. Very strong dynamics of crystal strain is observed in between the nano SiC layer and main grains in the bulk like samples obtained by high gas pressure method. This dynamic change of the strain is observed during the cooling or heating rate on the *ac* susceptibility measurement.

The strong change of the imaginary part of *ac* susceptibility is observed. It seems that proportion in between the intra-grain and inter-grain peaks vanishes with the dynamic change of the strain in between of the superconducting MgB_2 grain and SiC nano-layer.

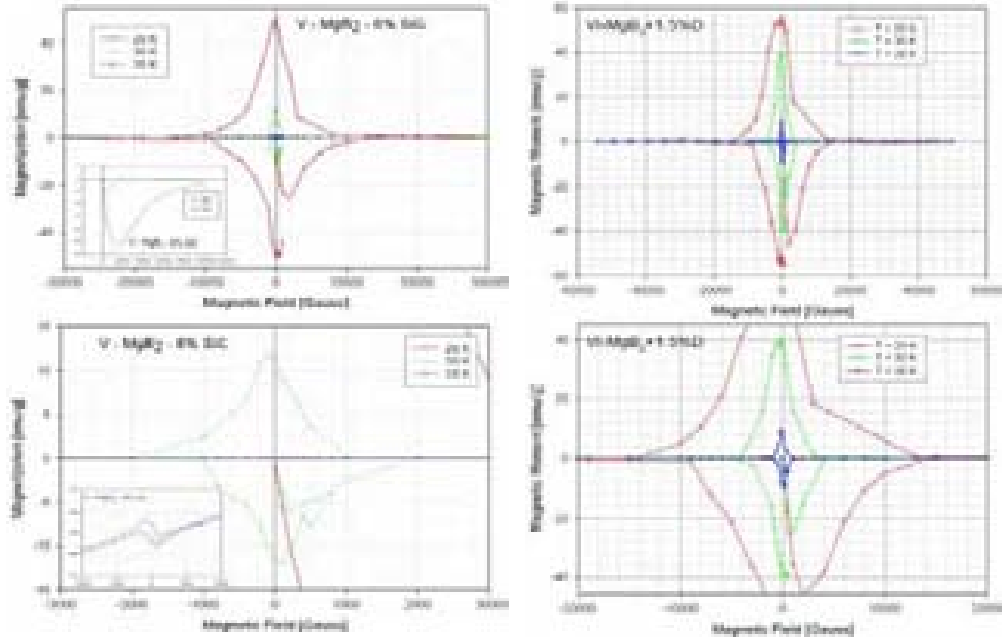


Fig. 9. The magnetization loops of the 6 at. % SiC doped compared to the 1.5 at. % doped by diamante samples of MgB_2 bulk like one

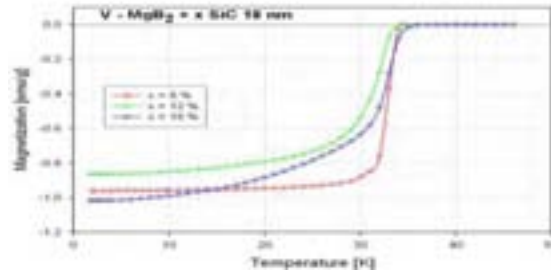


Fig. 10. SQUID magnetization for various 18 nm SiC amount

The above-mentioned effect is expressed as the dynamical change of T_c observed by *ac* susceptibility measurements. On the Fig. 8, T_c is raised up to 42.6 K for higher strain rate and decreased to typical value at the rate lower than 0.2 K per minute.

From Figs. 9 and 10 we assume that T_c for SiC doped MgB_2 did not decrease significantly with increasing of the SiC quantity, much less than for carbon doping. The magnetization loops indicate higher magnetization of the SiC doped samples compared to pure MgB_2 , especially at probably operating temperatures above 20 K.

4. CONCLUSION

1. Due to the thin films of SiC overlapping the MgB_2 grains the increase of the T_c is

observed.

2. The increase of T_c has relaxation behavior to the normal T_c value observed for low speed temperature sweeping during measurement.
3. The rate of cooling or heating has an involvement on the intra and inter grain magnetization, probably due to the temporary tangential stress, overlapping the surfaces of the superconducting MgB_2 grains.

Acknowledgements This work was supported with the Polish State Committee for Scientific Research under grant No. 4 T08A 001 23.

5. REFERENCES

- [1] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zanitani, J. Akimitsu, *Nature* **410**, 63 (2001).
- [2] R. J. Cava, H. W. Zandbergen, K. Inumaru, *Physica C* **385**, 8-15 (2003).
- [3] R. A. Ribeiro, S. L. Budko, C. Petrovic, P. C. Canfield, *Physica C* **385**, 16-23 (2003).
- [4] K. Przybylski and A. Morawski, ISBN 963 420 695 6 (2002).
- [5] S. M. Kazakov, J. Karpinski, J. Jun, P. Geiser, N. D. Zhigadlo, R. Puzniak, A. V. Mironov, *cond mat/0304656* (2002).
- [6] X. H. Zeng, A. V. Pogrebnyakov, A. Kotcharov, J. E. Jones, X. X. Xi, E. M. Lysczek, J. M. Redwing, S. Y. Xu, Q. Li, J. Lettieri, D. G. Schlom, W. Tian, X. Q. Pan, Y. Zhong and Z. K. Liu, *Nature Materials*, Vol.1, 35-38 (2002).
- [7] S.X. Dou, S. Soltanian, J. Horvat, X.L. Wang, S.H. Zhou, M. Jonescu, H.K. Liu, P. Monero and M. Tomsic, *Appl. Phys. Lett.* 81, 3419-3421 (2002).

Streszczenie

Zbadano wpływ domieszkowania nanoproszkiem SiC o zróżnicowanej wielkości ziaren, od 6 do 18 nm, w ilości do 18 % at., na właściwości nadprzewodnikowe MgB_2 . Badane były próbki o kształcie walcowym, otrzymane w wyniku spiekania w wysokim ciśnieniu gazu obojętnego do 1 GPa i w temperaturze od 1000 do 1500 K w czasie 2 godzin. Zastosowano układ wysokociśnieniowego syfonu gazowego, w którym równowagowe ciśnienie par magnezu zostało wytworzone przez topienie płatków metalicznego magnezu w zamkniętej wydzielonej objętości umieszczonej w komorze wysokociśnieniowej. Otrzymane próbki posiadały właściwości nadprzewodzące z temperaturą krytyczną przewyższającą 39 K dla czystego MgB_2 , zaś najwyższą temperaturę krytyczną 42,6 K zmierzono w próbce domieszkowanej SiC o ziarnach 6 nm w ilości 1,5 % at. Stałe sieciowe wszystkich próbek domieszkowanych były mniejsze niż próbek z czystego MgB_2 w stanie wyjściowym. Przedstawiono obserwacje morfologiczne dokonane metodami SEM i EDX oraz pomiary właściwości nadprzewodnikowych H_{c2} , T_c , J_c .

Słowa kluczowe: nadprzewodnik MgB_2 , domieszkowanie nanoproszkiem, spiekanie w wysokim ciśnieniu gazu, krytyczne parametry nadprzewodnictwa, najwyższa T_c .



CZUJNIK WŁASNOŚCI EKRANUJĄCYCH NADPRZEWODNIKÓW WYSOKOTEMPERATUROWYCH

Michał MOSIĄDZ

Politechnika Wrocławska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
E-mail: michal.mosiadz@pwr.wroc.pl

Shielding properties sensor for high-temperature superconductors

High-temperature superconductors magnetic properties measurements gives a lot of data about material parameters. Magnetic screening properties sensor for short cylindrical-shaped samples was constructed. In the article construction, parameters of sensor, measurement system and example measurements results are described.

Keywords: *high temperature superconductors, inductive sensor, measurement system*

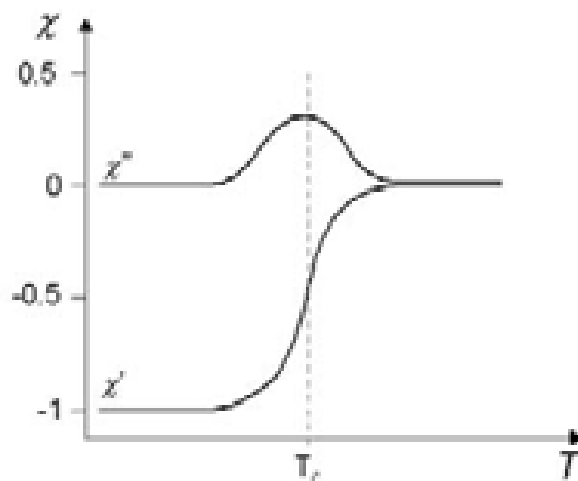
1. WSTĘP

Jedną z podstawowych własności nadprzewodników jest występowanie efektu Meissnera-Ochsenfelda [1]. Materiał znajdujący się w stanie nadprzewodnictwa „wypycha” ze swojego wnętrza pole magnetyczne. Zjawisko to jednoznacznie pozwala odróżnić teoretyczne idealne przewodniki o niemierzalnie małej rezystancji od nadprzewodników, a także wykorzystać nadprzewodniki jako materiały ekranujące pole magnetyczne [2].

Podatność magnetyczna χ idealnych nadprzewodników wynosi -1 . Nadprzewodniki wysokotemperaturowe nie są idealnymi diamagnetykami i ich podatność magnetyczna w stanie nadprzewodnictwa jest liczbą ujemną z przedziału $<0, -1>$, zależnie od materiału nadprzewodzącego. Gdy diamagnetyzm materiału nie jest idealny, próbka przepuszcza przez swą objętość część strumienia magnetycznego i ekranowanie magnetyczne jest niepełne, a strumień magnetyczny przenikający przez objętość próbki zostaje znacznie osłabiony. Typowy przebieg podatności magnetycznej materiału nadprzewodzącego w funkcji temperatury pokazano na rys. 1.

Teoretycznie podczas przejścia nadprzewodzącego wartość podatności magnetycznej powinna gwałtownie spaść od wartości bliskiej zera do wartości odpowiadającej stanowi nadprzewodnictwa. Badania eksperymentalne wykazały, że przejście nadprzewodzące nie

jest skokowe i zachodzi w pewnym zakresie temperaturowym. Dla najlepszych materiałów nadprzewodzących szerokość przejścia zwykle zawiera się w przedziale $0,5 \div 2$ mK, natomiast w przypadku nadprzewodników wysokotemperaturowych wynosi od kilku do kilkudziesięciu Kelvinów [3]. Zachowując odpowiednio małą szybkość zmian temperatury próbki można zarejestrować przebieg zmian właściwości magnetycznych materiału podczas przejścia nadprzewodzącego.



Rys. 1. Typowy przebieg charakterystyki $\chi=f(T)$ nadprzewodnika podczas przejścia nadprzewodzącego

Występowanie nadprzewodnictwa w materiale często bada się metodami elektrycznymi, mierząc rezystywność materiału w funkcji temperatury. Temperaturę przejścia nadprzewodzącego przyjmuje się jako temperaturę, w której występuje gwałtowny spadek rezystancji próbki do wartości bliskich zeru [4]. Metody elektryczne nie zawsze pozwalają stwierdzić nadprzewodnictwo badanej próbki. Ponadto wymagają nanoszenia kontaktów elektrycznych na powierzchnię próbki [5], co dla nadprzewodników wysokotemperaturowych stwarza poważne problemy. Metody magnetyczne pozwalają stwierdzić nadprzewodnictwo również w materiałach rozdrobnionych, sproszkowanych oraz próbkach nie posiadających dobrych połączeń międzyziarnowych.

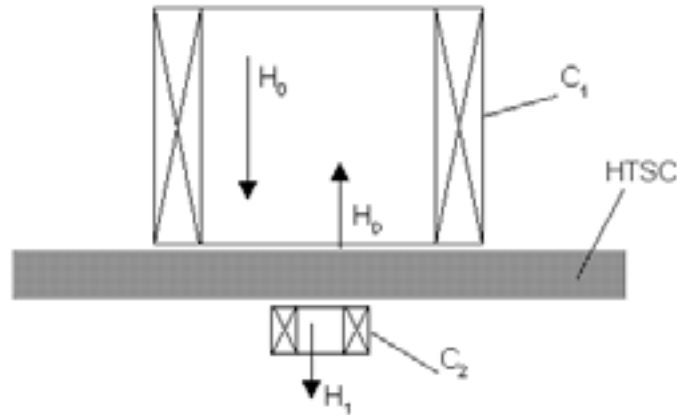
2. CZUJNIK

Zasada działania

Zasada działania skonstruowanego czujnika własności magnetycznych nadprzewodników wysokotemperaturowych oparta jest na pomiarze właściwości ekranujących próbki znajdującej się w trakcie przejścia nadprzewodzącego. Przedstawia ją rys. 2.

Czujnik składa się z cewki będącej źródłem sinusoidalnie zmiennego pola magnetycznego H_0 oraz cewki detekcyjnej umożliwiającej pomiar natężenia pola magnetycznego H_1 w dolnej części czujnika. Pomiędzy źródłem pola a jego detektorem umieszcza się cienką pastylkę z materiału wykazującego nadprzewodnictwo. Próbką

wchodząc w stan nadprzewodnictwa uzyskuje właściwości diamagnetyczne. Podczas przenikania przez nią pole magnetyczne H_0 zostaje osłabione, aż do całkowitego odekranowania w przypadku uzyskania idealnego diamagnetyzmu $\chi = -1$. Po umieszczeniu próbki nadprzewodzącej w zewnętrznym polu magnetycznym, w jej objętości zostaną wyindukowane prądy ekranujące [6]. Pod wpływem wytworzonego przez nie magnetycznego pola od magnesowującego H_D wypadkowe pole magnetyczne H_1 w czujniku będzie mniejsze od pola H_0 .



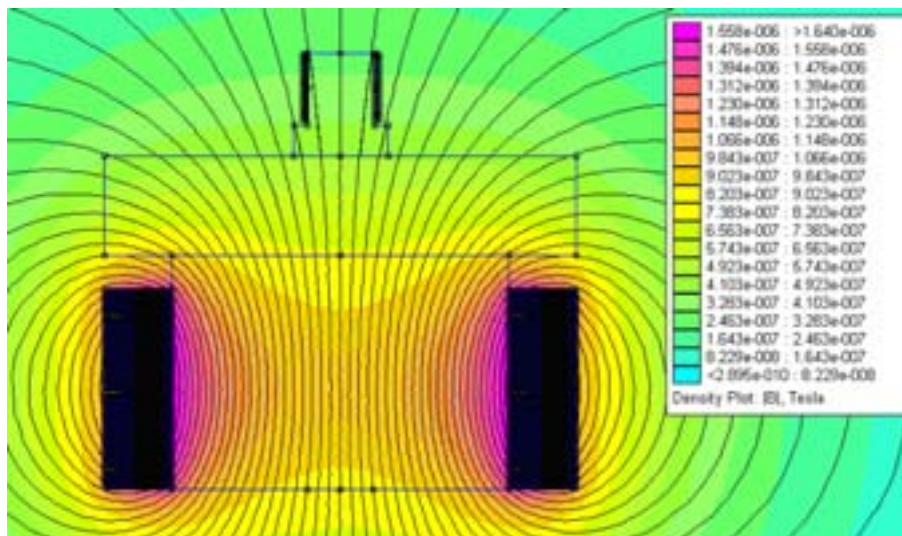
Rys. 2. Zasada działania czujnika podatności magnetycznej cienkich próbek nadprzewodników wysokotemperaturowych: H_0 – pole magnesujące, H_1 – pole po przejściu przez próbkę, H_D – pole od magnesowujące, C_1 – cewka magnesująca, C_2 – cewka magnesująca, HTSC – próbka nadprzewodząca

Rejestrując wartości pola magnetycznego w miejscu umieszczenia detektora pola można zaobserwować wzrost ekranowania magnetycznego przez próbkę podczas przejścia nadprzewodzącego. Oba uzwojenia, oddalone od siebie o odległość odpowiadającą wysokości umieszczonej między nimi próbki, tworzą indukcyjność wzajemną M . Wartość M czujnika zmienia się wraz ze wzrostem ekranowania pola magnetycznego przez próbkę nadprzewodzącą. Na podstawie wyznaczonego przebiegu indukcyjności wzajemnej czujnika możliwe jest wyznaczenie podatności magnetycznej próbki. Prostopadła orientacja pastylki nadprzewodzącej względem przyłożonego do niej pola magnetycznego zapewnia pojawienie się maksymalnego sygnału pomiarowego w czujniku [7].

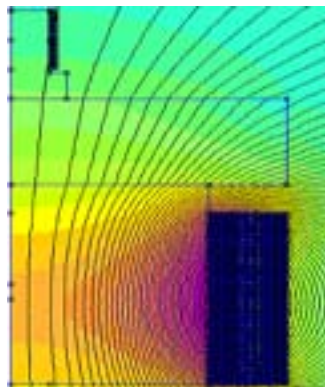
Jako źródło pola magnetycznego zastosowano cewkę magnesującą o odpowiednio dobranej geometrii. Wskutek przepływu przez jej uzwojenia sinusoidalnie zmiennego prądu indukuje ona analogiczne pole magnetyczne. Detektor pola magnetycznego stanowi odpowiednio dobrana niewielkich rozmiarów cewka. Pod wpływem docierającego do niej zmiennego pola magnetycznego w jej uzwojeniach indukowane jest napięcie o wartości proporcjonalnej do wartości natężenia pola magnetycznego. Poprzez pomiar za pomocą rejestrującego układu pomiarowego obu składowych tego napięcia możliwa jest obserwacja przebiegu składowych podatności magnetycznej próbki w funkcji temperatury.

Działanie czujnika dobrze obrazują zamieszczone na rys. 3 komputerowe symulacje rozkładu pola magnetycznego w objętości czujnika. Symulacje te zostały zrealizowane poprzez stworzenie wirtualnego modelu czujnika w programie *femm*, umożliwiającym tworzenie map rozkładu pola magnetycznego w różnych układach magnetycznych.

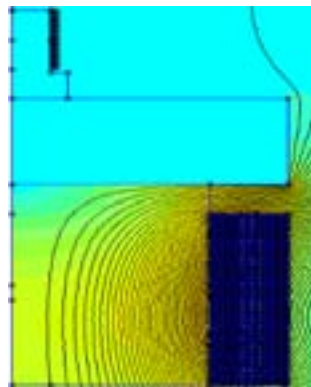
Umieszczona w czujniku próbka, znajdująca się poza stanem nadprzewodnictwa, nie wpływa na rozkład linii pola magnetycznego. Pole to swobodnie przenika przez całą objętość próbki, indukując w uzwojeniu C_2 napięcie odpowiadające natężeniu pola H_0 w miejscu umieszczenia detektora pola (rys. 3a). Rozkład pola w tym przypadku jest identyczny z rozkładem pola w pustym czujniku. Podczas przejścia w stan nadprzewodnictwa próbka zaczyna ekranować zewnętrzne pole magnetyczne, i natężenie pola magnetycznego w obszarze uzwojenia detekcyjnego spada. Przykładowy rozkład pola magnetycznego w czujniku w chwili, gdy próbka osiąga $\chi = -0.5$ zobrazowano na rys. 3b. Rysunek 3c przedstawia sytuację, gdy badana próbka osiąga stan idealnego diamagnetyzmu i całkowicie ekranuje pole magnetyczne. W tym przypadku mierzone na cewce pomiarowej napięcie powinno być równe poziomowi szumów układu pomiarowego. Symulacje wykonano przy założeniu prądu magnesującego $I = 16$ mA o częstotliwości $f = 500$ Hz.



Rys. 3a. Rozkład pola magnetycznego w czujniku z próbką nienadprzewodzącą ($\chi = 0$)



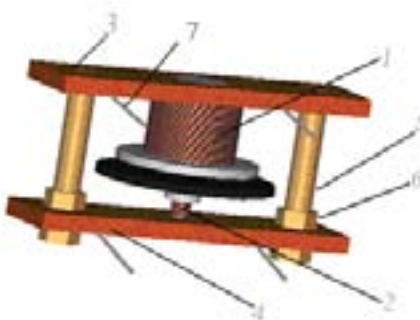
Rys. 3b. Rozkład pola magnetycznego w czujniku z próbką o $\chi = -0.5$



Rys. 3b. Rozkład pola magnetycznego w czujniku z próbką o $\chi = -1$

Konstrukcja czujnika

Konstrukcja czujnika została oparta o układ dwóch współosiowych cewek: magnesującej i detekcyjnej. Wygląd i budowę czujnika zilustrowano na rys. 4. Obie cewki nawinięto na rdzeniach z tworzywa sztucznego przewodem miedzianym o średnicy $\phi = 0.09$ mm. Pierwotnie cewki zostały zamontowane na podstawach konstrukcyjnych z tekstolitu. Końcówki rdzeni obu cewek zostały nagwintowane i są wkręcane do podstaw. Rozwiązanie takie umożliwia w razie konieczności prostą wymianę na nowe. Możliwa jest także wymiana układu cewek na inny, w zależności od potrzeb wykonywanych pomiarów. Również doprowadzenia elektryczne czujnika zostały dostosowane do potrzeb prostego montażu w dowolnym układzie pomiarowym.



Rys. 4. Budowa czujnika: 1 - cewka magnesująca, 2 - cewka detekcyjna, 3, 4 – podstawy konstrukcyjne, 5, 6 - śruby i nakrętki mocujące, 7 – doprowadzenia przewodów połączeniowych

Podstawy konstrukcyjne czujnika są połączone dwiema śrubami. Zostały one na stałe zamontowane do podstawy z cewką magnesującą, natomiast podstawa cewki detekcyjnej jest ruchoma. Jej położenie jest regulowane za pośrednictwem nakrętek mocujących. Wraz z regulacją odległości pomiędzy uzwojeniami zmienia się również wielkość szczeliny pomiarowej, w której montowana jest próbka. Badana pastylka nadprzewodząca mocowana jest w czujniku poprzez ściśnięcie jej między cewkami. Rozwiązanie takie umożliwia dostosowanie czujnika do badań próbek o różnych wysokościach, w zakresie $0.5 \div 4$ mm. Umieszczenie czujnika na 2-ch podstawach konstrukcyjnych doskonale spełniało swoje zadanie podczas chłodzenia całego czujnika za pomocą oparów ciekłego azotu. Ta metoda regulacji temperatury próbki nie sprawdziła się ze względu na duże gradienty termiczne występujące w próbce, oraz niemożność ustalenia prędkości chłodzenia próbki. Chłodzenie w oparach ciekłego azotu stosowano jedynie podczas badań wstępnych.

W przypadku zastosowania kriochłodziarki Gifforda-McMahonna jako układu kriogenicznego niezbędne było zapewnienie dobrego kontaktu termicznego pomiędzy próbką a „zimnym palcem” chłodziarki. Specjalnie wykonana mosiężna obejma próbki zapewniła równomierny rozkład temperatury w całej objętości badanego materiału.

Ponadto pozwoliło to zmniejszyć stopień wypełnienia komory pomiarowej przez czujnik, dzięki czemu możliwe są badania grubszych pastylek nadprzewodzących.

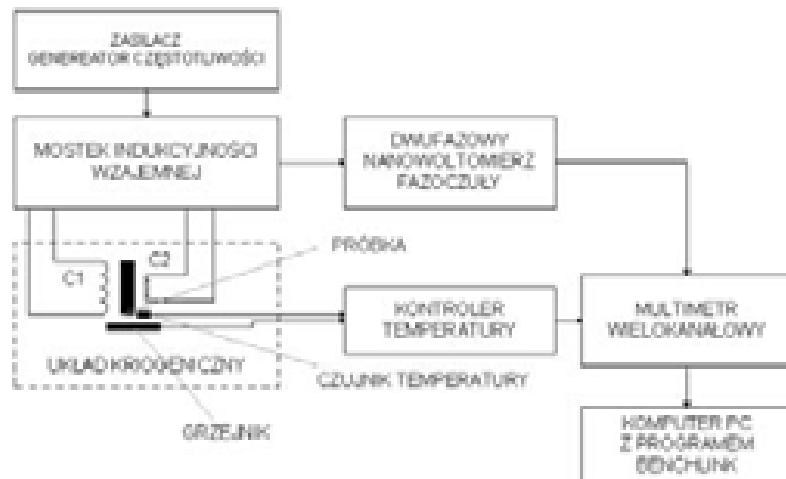
Wymiary geometryczne czujnika dostosowano do potrzeb dostępnych układów kriogenicznych. Jedną z zastosowanych opcji było umieszczenie czujnika w komorze pomiarowej kriochłodziarki pracującej w układzie Gifforda-McMahonna. Cały czujnik ma wymiary 20 x 37 x 15 mm (wys. x szer. x gł.). Zostały one wymuszone przez walcową geometrię wykorzystywanej komory pomiarowej, o wymiarach $h = 25$ mm i $\phi = 40$ mm. Dodatkowo czujnik nie może szczelnie wypełniać całej dostępnej przestrzeni komory, ze względu na konieczność wykonania doprowadzeń elektrycznych.

Dużo uwagi poświęcono na dobór geometrii cewek, zapewniający odpowiedni rozkład pola magnetycznego. W tym celu modelowano rozkład natężenia pola magnetycznego wzdłuż osi cewki magnesującej dla różnych geometrii cewki, zarówno w pakiecie symulacyjnym *femm*, jak i za pomocą programu *MathCAD* [8]. Ostatecznie, zarówno za względu na optymalne wartości uzyskiwanego natężenia pola magnetycznego, jak i stopień jego niejednorodności, uzwojenie magnesujące ma średnicę wewnętrzną $\phi_1 = 10$ mm oraz wysokość $h_1 = 6$ mm i składa się z $n_1 = 1160$ zwoi. Z kolei uzwojenie detekcyjne ma wymiary $\phi_2 = 2$ mm, $h_2 = 2$ mm i składa się z $n_2 = 16$ zwoi.

Układ pomiarowy

Skonstruowany czujnik własności magnetycznych nadprzewodników wysokotemperaturowych został zintegrowany ze specjalnie do jego potrzeb opracowanym systemem pomiarowym. System ten umożliwia pomiary temperaturowych charakterystyk czynnej i biernej składowej napięcia indukowanego w uzwojeniu detekcyjnym. Po zastosowaniu odpowiedniej funkcji przetwarzania możliwe będzie na podstawie takich pomiarów wyznaczenie składowych indukcyjności wzajemnej czujnika, a co za tym idzie – podatności magnetycznej badanego materiału nadprzewodzącego.

Schemat układu pomiarowego przedstawia rys. 5. W układzie pomiarowym występują odrębne bloki zadaniowe: układ zasilający, układ pomiarowy, i układ kriogeniczny.



Rys. 5. Schemat układu pomiarowego do badania własności magnetycznych nadprzewodników

Zasilanie układu zapewnia skonstruowany na Politechnice Wrocławskiej zasilacz prądowy M4. Umożliwia on uzyskanie sinusoidalnie zmiennego prądu zasilającego o natężeniu do 20 mA o zdyskretyzowanych wartościach częstotliwości: 122 Hz, 424 Hz lub 1025 Hz. Generowany prąd zasila mostek pomiarowy indukcyjności wzajemnej oraz stanowi sygnał odniesienia dla nanowoltomierza fazoczułego.

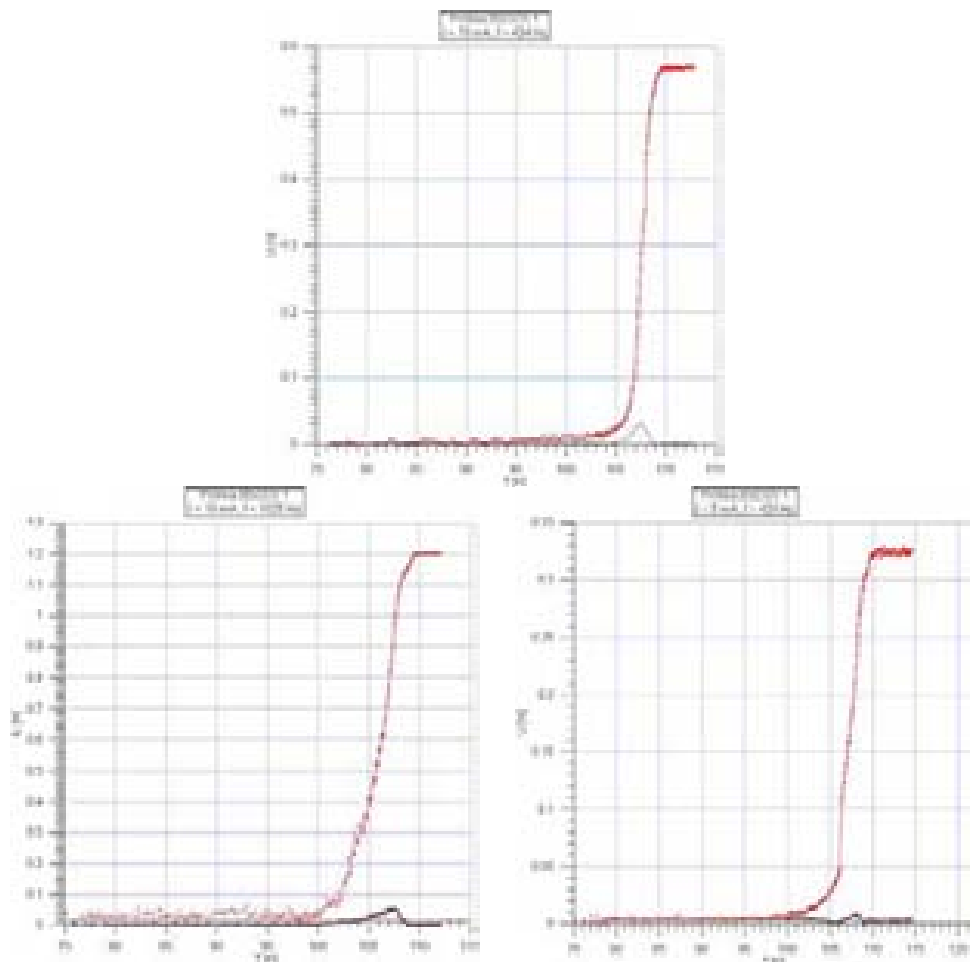
Głównym elementem układu pomiarowego jest mostek indukcyjności wzajemnej pracujący w układzie Hartshorna [9] lub Maxwella [10]. W zależności od potrzeb pomiarowych możliwa jest zmiana trybu pracy mostka za pomocą jednego przełącznika. Za pośrednictwem mostka na cewkę magnesującą czujnika podawany jest prąd magnesujący. Pod jego wpływem cewka magnesująca wytwarza pole magnetyczne, przenikające próbkę. Z reguły podczas pomiarów układ zasilano prądem o natężeniu 10 mA. Przed przystąpieniem do pomiarów, po umieszczeniu próbki w czujniku, konieczne jest zrównoważenie mostka. Równoważenie mostka powinno odbywać się po wprowadzeniu próbki w stan nadprzewodnictwa. W czasie trwania pomiaru wyprowadzenie próbki ze stanu nadprzewodzącego powoduje zmianę indukcyjności wzajemnej czujnika, a co za tym idzie – rozrównoważenie mostka. Rejestrowanie napięcia rozrównoważenia mostka pozwala na określenia własności magnetycznych badanej próbki. Jako wskaźnik równowagi mostka zastosowano nowoczesnej konstrukcji dwufazowy nanowoltomierz fazoczuły SRS 530 firmy Stanford Instruments. Przyrząd ten ma czułość odpowiednią do pomiaru obu składowych sygnału pomiarowego. Jest to istotne, gdyż charakterystyczny chwilowy wzrost składowej biernej napięcia widoczny podczas przejścia nadprzewodzącego próbki jest wskutek swej niewielkiej wartości trudny do zarejestrowania w przypadku niskiej jakości materiału nadprzewodzącego. Przed rozpoczęciem procedury pomiarowej konieczne jest dostrojenie przesunięcia fazowego nanowoltomierza do fazy mierzonego sygnału. Jest ona różna od napięcia referencyjnego wskutek powstałego na elementach mostka opóźnienia fazowego, oraz indukowanych w elementach konstrukcyjnych czujnika prądach wirowych [11].

Układ kriogeniczny stanowi opisana wcześniej kriochłodziarka helowa pracująca w układzie Gifforda-McMahonna. Chłodziarka ta ma wbudowaną diodę do pomiaru temperatury. Niestety, wskutek lokalizacji wskazuje temperaturę zimnego palca układu, a nie umieszczonej na nim próbki. Z tego względu nie można jej było wykorzystać podczas prowadzonych badań. Dlatego pomiar temperatury próbki odbywa się za pośrednictwem termopary typu K firmy Lakeshore zintegrowanej z zastosowanym w układzie pomiarowym regulatorem temperatury typu Lakeshore 321. Precyzyjne umieszczenie termopary na powierzchni, lub w niewielkim otworze w objętości próbki, pozwala na dokładne określenie temperatury badanego materiału. Dodatkowo zintegrowany z kriochłodziarką oraz regulatorem temperatury grzejnik umożliwia płynną regulację temperatury w komorze pomiarowej systemu.

Multimetr wielokanałowy HP 34970A przeznaczony jest do rejestracji wskazań regulatora temperatury i nanowoltomierza, i przekazywania ich do komputera. Komunikacja komputera rejestrującego dane pomiarowe z multimetrem odbywa się za pośrednictwem interfejsu szeregowego RS232C. Do akwizycji danych wykorzystano program *Benchlink* firmy Hewlett-Packard. Po odpowiednim jego skonfigurowaniu bezpośrednio rejestruje przebieg obu składowych napięcia rozrównoważenia mostka w funkcji temperatury w postaci odpowiednich wykresów, i umożliwia pełną obserwację przebiegu przejścia nadprzewodzącego badanej próbki.

Wyniki eksperymentalne

Rys. 6 przedstawia przykładowe wyniki pomiarów własności magnetycznych pastylek nadprzewodzących BSCCO, uzyskane za pomocą skonstruowanego systemu pomiarowego. Wyniki pomiarów są zgodne z oczekiwanymi. Próbne badania wykonano w szerokim zakresie wartości natężenia prądu magnesującego oraz dla wszystkich dostępnych częstotliwościach. Wykonano też serię pomiarów próbek typu YBaCuO. Rezultaty pomiarów również są zadowalające, chociaż wskutek niskiej jakości próbek napotkano na problemy przy rejestrowaniu składowej biernej mierzonego napięcia. Załączone charakterystyki dotyczące jednej z serii badanych próbek (wykonanych z BSCCO) ilustrują wpływ natężenia i częstotliwości prądu magnesującego na rejestrowany sygnał. Wykresy odnoszą się do przypadku ogrzewania próbki. Wyznaczona na podstawie poniższych wykresów temperatura krytyczna próbki wynosi ok. 107.5 K. Na jej wartość nie miały wpływu ani częstotliwość, ani wartość przyłożonego do próbki pola magnetycznego.



Rys. 6. Zarejestrowane przebiegi obu składowych napięcia rozrównoważenia mostka podczas przejścia nadprzewodzącego dla różnych nastaw układu pomiarowego

Możemy jednak zaobserwować wpływ wartości I oraz f na zmianę wartości sygnału pomiarowego zachodzącą w trakcie przejścia nadprzewodzącego. Jak się można spodziewać, wzrost natężenia prądu magnesującego powoduje proporcjonalny wzrost wartości rejestrowanego sygnału pomiarowego. Z przeprowadzonych badań wynika również, że zwiększenie częstotliwości pola magnetycznego powoduje przyrost wartości zmiany napięcie indukowanego w uzwojeniu C_2 pomiędzy wartościami odpowiadającymi stanowi nadprzewodnictwa i stanowi normalnemu badanemu nadprzewodnikowi.

3. PODSUMOWANIE

Skonstruowany czujnik indukcyjny przeznaczony jest do pomiarów właściwości magnetycznych próbek nadprzewodzących o geometrii pastylek. Czujnik działa na zasadzie ekranowania magnetycznego. Próbkę montowaną jest pomiędzy źródłem sinusoidalnie zmiennego pola magnetycznego (uzwojenie C_1) a detektorem tego pola (uzwojenie C_2). Wskutek rosnącego diamagnetyzmu próbki podczas przejścia nadprzewodzącego wypadkowe pole magnetyczne w czujniku zostaje osłabione dzięki działaniu pola od magnesowującej próbki. Pole od magnesowujące pochodzi od prądów ekranujących indukowanych w objętości próbki nadprzewodzącej. Napięcie indukowane w cewce detekcyjnej jest proporcjonalne do skuteczności ekranowania przez próbkę. Rejestrując zmiany wartości obu składowych mierzonego napięcia możliwe jest wyznaczenie przebiegu przejścia nadprzewodzącego, a także temperatury krytycznej badanej próbki.

Prace wykonano w ramach projektu badawczego KBN nr 4 T10A 061 25.

LITERATURA

- [1] Cyrot M., Pavuna D., *Wstęp do nadprzewodnictwa*, PWN, Warszawa 1996.
- [2] Lappo I. S. Et al., *Technology and properties of magnetic HTS screens*, Sov. J. Low Temp. Phys., vol. 17 (1991), No. 11-12, p. 785.
- [3] Schooley J.F., *Solid state phase transitions as fixed points*, Inst. Phys. Conf. "Temperature measurement", Ser. nr 26 (1975), p. 49.
- [4] PN-EN 61788-1.
- [5] Woźny L.: *Technologiczne uwarunkowania prądów krytycznych w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych*. Rozprawa doktorska. Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1992.
- [6] Brandt E.H., *Thin superconductors in a perpendicular magnetic ac field. II. Circular disk*, Phys. Rev. B, vol. 50 (1994), no. 6, p. 4034.
- [7] Gomory F., *Characterization of HTS by ac susceptibility measurements*, Supercond. Sci. Technol., vol. 10 (1997), p. 523.
- [8] Kuryłowicz J., *Badania materiałów magnetycznych*, WNT, Warszawa 1962.
- [9] Lisowski M., *Zmodyfikowany mostek Hartshorna do pomiarów podatności magnetycznej w niskiej temperaturze*, Pomiary, Automatyka, Kontrola 1996, 10, s. 272.
- [10] Lisowski M., *Zmodyfikowany mostek Maxwella do pomiarów podatności magnetycznej w niskiej temperaturze*. Pomiary, Automatyka, Kontrola 1994, 10, s. 225.
- [11] Lisowski M., *Pomiary indukcyjności wzajemnej jako parametru czujników podatności magnetycznej w niskich temperaturach*, Prace Naukowe Instytutu Podstaw elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej nr 34, Seria Monografie nr 9, Wrocław 1990.



GĘSTOŚĆ PRĄDU W WYSOKOTEMPERATUROWYM PIERŚCIENIU NADPRZEWODZĄCYM

Krzysztof WOŹNIAK

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

Critical current density in high-temperature superconducting ring

In many applications, for example in current limiters, ring-shaped superconductors are still used. In this paper present theory of critical current density J_C in a superconducting ring and its behaviour in a perpendicular magnetic field was described. Influence of applied magnetic field on superconducting rings and their self-fields were introduced. Measurements using contactless method of determination of critical current density J_C from measurements H_p were shown.

Słowa kluczowe: pierścień nadprzewodzący, prąd krytyczny, pole całkowitej penetracji, metody bezkontaktowe.

1. WSTĘP

Jednym z najważniejszych parametrów określających możliwości zastosowań nadprzewodników jest prąd krytyczny oraz jego zależność od natężenia pola magnetycznego. Gęstość prądu krytycznego J_C jest taką wartością natężenia prądu przepływającego przez próbkę nadprzewodzącą, po przekroczeniu której pojawia się w próbce opór elektryczny. Parametr ten jest ściśle powiązany z natężeniem krytycznego pola magnetycznego H_C oraz z wartością temperatury krytycznej T_C . [1], a wyznacza się go z pomiarów spadku napięcia na próbce metodą czterokontaktową lub z pomiarów indukcyjnych magnetyzacji i podatności magnetycznej, a także z pomiarów siły lewitacji, czy metod wykorzystujących magnetooptyczny efekt Faradaya.

Dla odkrytych w latach osiemdziesiątych nadprzewodników wysokotemperaturowych (NWT) rozróżnia się dwa rodzaje płynących w nich prądów: wewnątrzziarnowy, płynący wewnątrz ziarna, oraz wypadkowy prąd, płynący przez objętość próbki, nazywany międzyziarnowym prądem transportu, a zatem dwa rodzaje

prądów krytycznych: transportu oraz wewnątrzziarnowy, który ma wartość wielokrotnie wyższą niż prąd krytyczny transportu. Do pomiaru krytycznego prądu transportu stosuje się metody indukcyjne i metodę czterokontaktową, zaś do pomiaru wewnątrzziarnowego prądu krytycznego pozostałe metody.

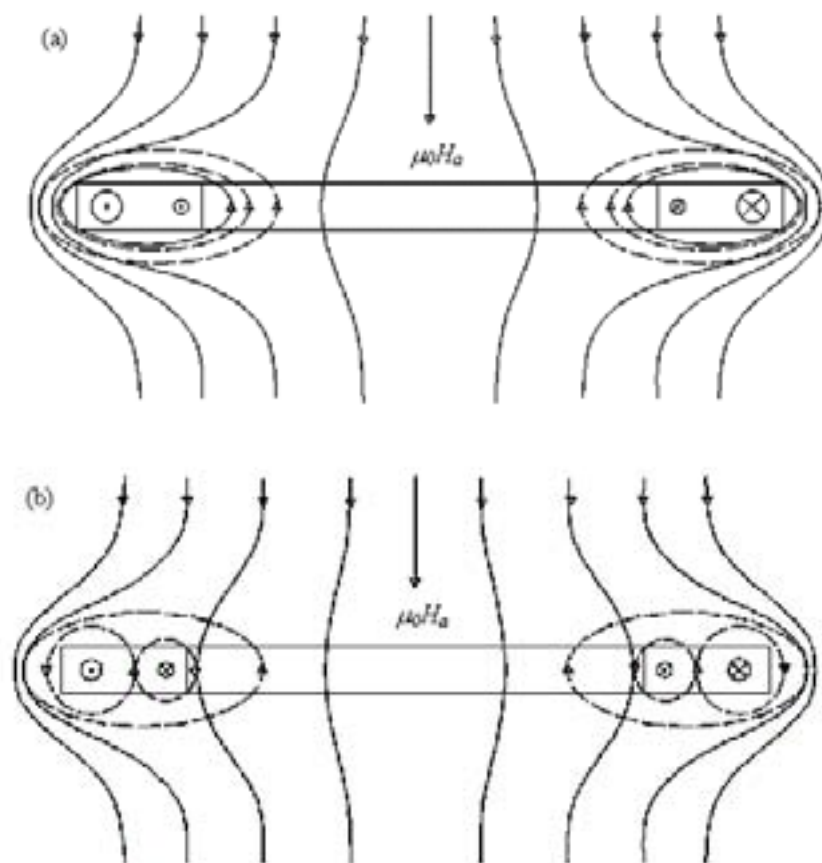
Obecnie najczęściej nadprzewodniki NWT wytwarza się różnymi metodami w postaci cienkich warstw i w postaci taśm. Nadal jednak, używa się masywnych nadprzewodników dla wielu zastosowań, często w postaci nadprzewodzących pierścieni lub tub. Nadprzewodnikowe pierścienie stosuje się w ekranach nadprzewodzących [2], ogranicznikach prądu [3] i wirujących rezerwuarach energii [4].

2. NADPRZEWODZĄCY PIERŚCIEŃ W ZEWNĘTRZNYM POLU MAGNETYCZNYM

Jeżeli do pierścienia nadprzewodzącego przyłoży się poprzecznie rosnące zewnętrzne pole magnetyczne H_a , strumień magnetyczny penetruje próbkę pierścieniową od obydwu jej brzegów asymetrycznie. Przez pierścień płynie prąd transportu i pierścień ekranuje w swym wnętrzu pole H_a [5]. Na rysunku 1a przedstawiono prąd w pierścieniu i rozkład pola magnetycznego, przy którym strumień magnetyczny jeszcze nie wnika do wnętrza pierścienia. Wzrost zewnętrznego pola powoduje wzrost wyindukowanego prądu transportu w próbce do wartości krytycznej. Zanika ekranowanie i strumień magnetyczny wnika do wnętrza pierścienia od zewnętrznych krawędzi próbki do środka otworu. Prąd i rozkład pola magnetycznego zmieniają się (rys. 1b). Pole magnetyczne generowane przez ten prąd jest przedstawione linią przerywaną, a wypadkowe pole, będące superpozycją zewnętrznego pola i płynących prądów, linią ciągłą. Okrągłe symbole odpowiadają kierunkowi i wartościom prądów [5].

Superpozycja prądu transportu i prądów ekranujących powoduje niesymetryczną penetrację pierścienia przez strumień magnetyczny: więcej strumienia wnika od zewnętrznej krawędzi i penetruje głębiej próbkę niż od innych krawędzi. W obszarach, gdzie indukcja $B \neq 0$, płynie prąd o maksymalnej gęstości. Indukcja magnetyczna B jest większa przy zewnętrznej krawędzi niż przy wewnętrznej. Asymetryczność penetracji strumienia będzie się objawiać, dopóki prąd transportu nie będzie równy zeru [5].

Gdy przyłoży się zewnętrzne pole H_a do schłodzonego – przy nieobecności pola magnetycznego – nadprzewodnika, indukują się w nim trwałe prądy, które wytwarzają pola ekranujące. Wypadkowe pole mierzone nad próbką przedstawia różnicę pomiędzy przyłożonym polem a polem ekranującym. Wartość pola ekranującego jest różnicą wartości przyłożonego pola magnetycznego i wartości pola wypadkowego. Obniżenie lub wyłączenie zewnętrznego pola pozostawia w nadprzewodniku spulątkowane prądy i odpowiadające im spulątkowane pole magnetyczne [6].



Rys. 1. Rozkład pola magnetycznego i kierunek rozplywu prądu w próbce pierścieniowej [5]. Pole magnetyczne generowane przez płynący prąd przedstawiono linią przerywaną. (a) Strumień magnetyczny nie wnika do wnętrza próbki. (b) Strumień magnetyczny wnika do wnętrza próbki. Okrągłe symbole odpowiadają kierunkowi prądu transportu i ekranujących prądów, a średnica – wielkości tych prądów

Kształt ekranującego pola wynika tylko z występowania słabych złączy międzyziarnowych. Można zauważyć, że pole magnetyczne zmniejsza się do zera poza obszarem zajęтым przez szerokość pierścienia. Sugeruje to, że ziarna w materiale są słabo ze sobą połączone [6].

3. PRĄD KRYTYCZNY WYSOKOTEMPERATUROWEGO PIERŚCIENIA NADPRZEWODZĄCEGO

Jeżeli prąd indukowany w pierścieniu o grubości d i szerokości w pod wpływem pola H_a nie przekracza wartości krytycznej I_C , to strumień wewnątrz otworu pierścienia nadprzewodzącego dąży do zera. Zmiany pola H_a spowoduje wyindukowanie przez prąd nadprzewodzący przeciwnego pola, tak aby różnica indukcji pozostała stała. Gdy prąd nadprzewodzący osiągnie wartość krytyczną I_C , strumień magnetyczny będzie penetrował próbkę i pojawi się w otworze aż do momentu gdy ponownie prąd zmniejszy się do wartości mniejszej niż I_C . Wartość pola przy którym to następuje nazywana jest polem całkowitej penetracji H_p . Gęstość prądu krytycznego można wyznaczyć z indukcyjności L pierścienia [7]:

$$L = \mu_0 R \left(\ln \frac{8R}{w} - c \right) \quad (1)$$

gdzie: $c=0.5$ – stała zależna od jednorodności gęstości prądu w pierścieniu.

Strumień magnetyczny generowany w otworze pierścieniowej próbki przez nadprzewodzący prąd I równa się $\Phi=LI$. Gdy prąd nie osiąga wartości krytycznej strumień jest ekranowany $\Phi = -\pi R^2 \mu_0 H_a$, gdzie: R – średni promień pierścienia. Zatem prąd w pierścieniu [8]:

$$I = \frac{\phi}{L} = -\frac{\pi R}{\ln(8R/w) - c} H_a \quad (2)$$

Przy wartości $H_a = H_p$ prąd osiąga wartość krytyczną $I=J_C w d$, zatem gęstość prądu J_C będzie równa [9]:

$$J_C = \frac{\pi R}{(\ln(8R/w) - c) w d} H_p \quad (3)$$

Dla dowolnego pierścienia znając wartość H_p prąd krytyczny można obliczyć ze wzoru [10]:

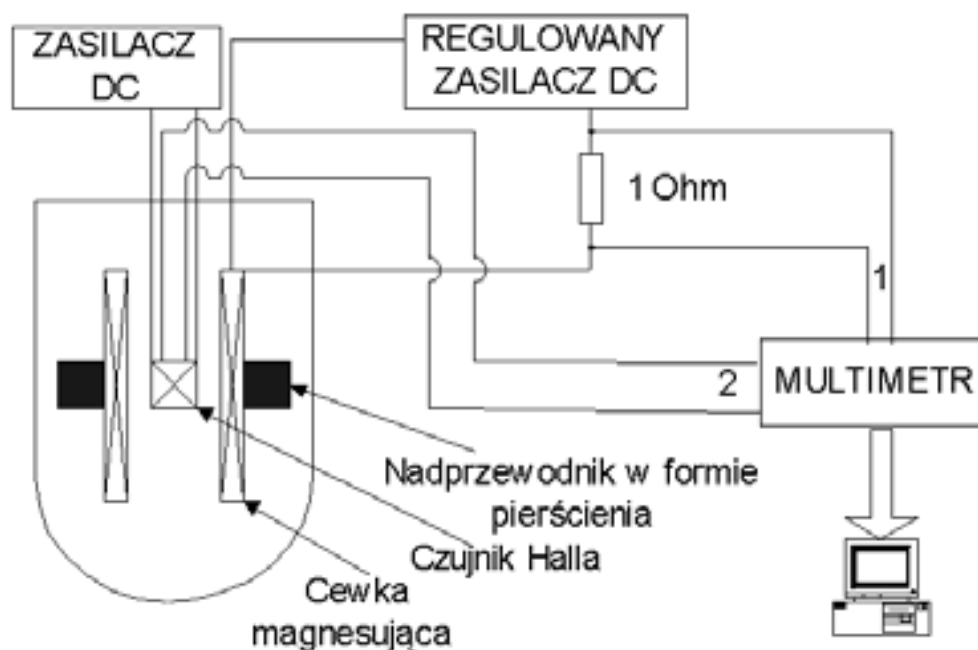
$$J_C = \frac{d}{\left[\frac{2}{\pi} \left(\ln \frac{8}{p} - 1 \right) - \frac{1}{2} (\ln x + 1 - x) \right]} H_p \quad (4)$$

gdzie: $p=w/2R$, $x=(2R-w)/(2R+w)$.

4. POMIARY GĘSTOŚCI PRĄDU METODĄ BEZKONTAKTOWĄ

Wartość krytyczna gęstości prądu jest ściśle powiązana z polem całkowitej penetracji H_p tylko poprzez wymiary geometryczne próbki. Aby wyznaczyć krytyczną gęstość prądu należy znaleźć taką wartość zewnętrznego pola magnetycznego, przy której strumień całkowicie penetruje próbkę.

Wartość pola całkowitej penetracji H_p wyznacza się z otrzymanej charakterystyki, zdjętej w układzie pomiarowym przedstawionym na rysunku 2. Do pomiarów stosuje się próbki w kształcie pierścieni o grubości d i szerokości w . Pole magnetyczne H_a jest wytwarzane za pomocą długiej cewki, zasilanej z regulowanego źródła napięcia stałego. Wyindukowany pod wpływem włączenia tego pola prąd w próbce nadprzewodzącej wytwarza dodatkowe pole magnetyczne. Czujnik Halla służy do pomiaru pola H'' wewnątrz solenoidu.



Rys. 2. Układ do pomiaru gęstości prądu krytycznego.

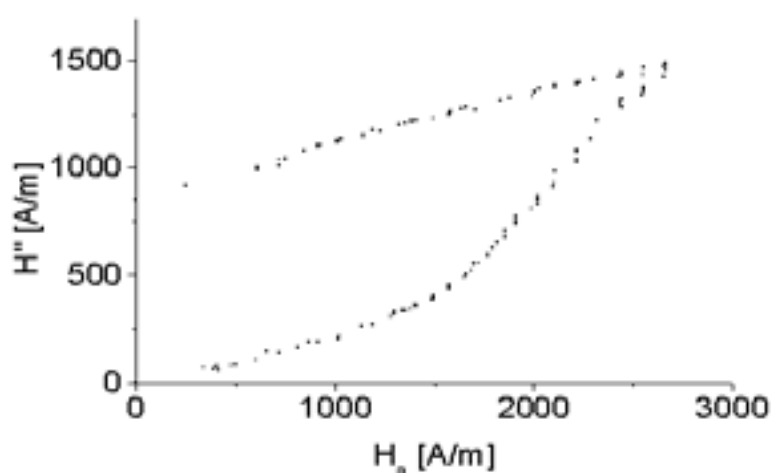
Zwiększając zewnętrzne pole magnetyczne H_a obserwujemy tę wartość, dla której zanika efekt ekranujący nadprzewodzącej próbki. Dla tej wartości H_p związanej z właściwościami materiałowymi cylindrycznej próbki, prąd ekranujący osiąga wartość krytyczną I_C i nie zmienia się ze wzrostem pola H_a . Na otrzymanej bezkontaktową metodą charakterystyce $H''=f(H_a)$ objawia się to załamaniem się charakterystyki dla wartości H_p – przy dalszym wzroście H_a charakterystyka zachowuje się tak, jakby nie było próbki nadprzewodzącej.

W tabeli 1 podane są wymiary geometryczne próbek użytych do badań. Próbki w postaci cylindrycznej wykonane zostały z ceramiki bizmutowej Bi2223.

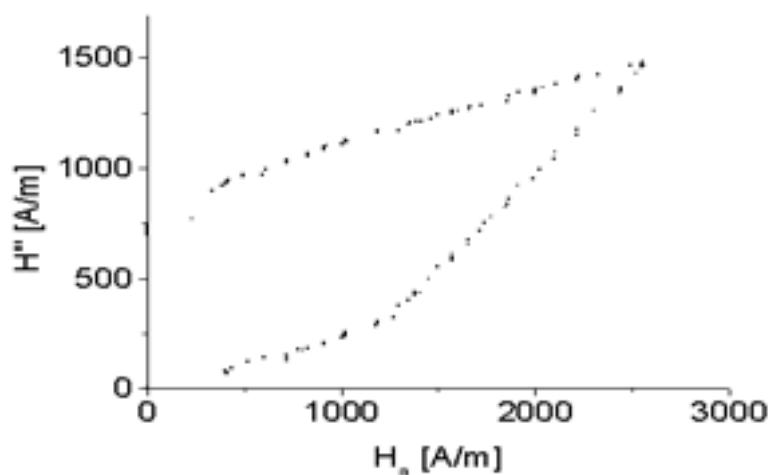
Tab. 1. Wymiary geometryczne badanych próbek nadprzewodzących.

	R [mm]	d [mm]	w [mm]
Próbka nr 1	9,06	52,50	0,94
Próbka nr 2	9,24	27,40	0,90
Próbka nr 3	9,85	2,91	1,18

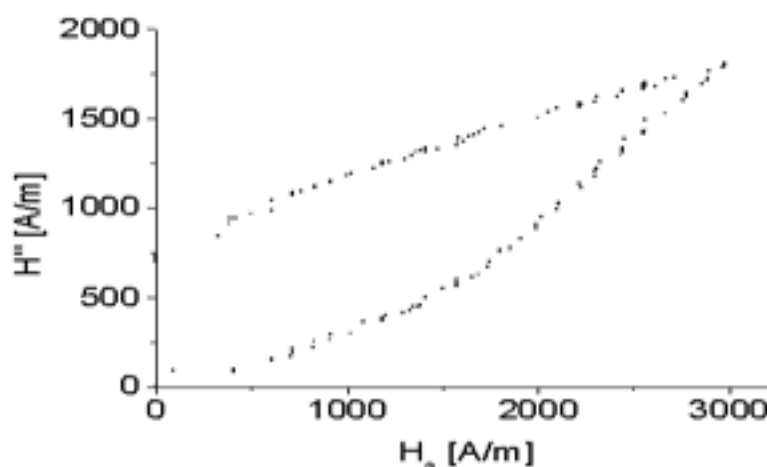
Na rysunkach 3-5 przedstawiono charakterystyki $H''=f(H_a)$ zdjętych w układzie pomiarowym przedstawionym na rysunku 2. W podpisach pod rysunkami podano również odpowiadające im wartości: H_p wyznaczone z charakterystyki oraz J_c wyliczone z równania 4.



Rys. 3. Charakterystyka $H''=f(H_a)$ dla próbki 1.: $H_p=1577$ A/m, $J_c=32$ A/mm².



Rys. 4. Charakterystyka $H''=f(H_a)$ dla próbki 2.: $H_p=1270$ A/m, $J_c=8,52$ A/mm².



Rys. 5. Charakterystyka $H''=f(H_a)$ dla próbki 3.: $H_p=1199$ A/m, $J_c=1,4$ A/mm².

5. POSUMOWANIE

Pomimo dużego zainteresowania materiałami nadprzewodzącymi formowanymi w postaci cienkich warstw, masywne nadprzewodniki jeszcze przez wiele lat będą w powszechnym użyciu. Masywne pierścienie nadprzewodzące używane jako uzwojenia kriomaszyn elektrycznych wymagają monitoringu oraz sprawdzenia przydatności do użycia w konkretnych aplikacjach. Opracowana metoda pozwala w prosty i bezinwazyjny sposób określić jeden z najważniejszych parametrów materiałów nadprzewodnikowych, jakim jest krytyczna gęstość prądu.

Przedstawiona metoda umożliwia wyznaczenie wartości gęstości prądu krytycznego z pomiarów pola całkowitej penetracji. Znając tylko wymiary geometryczne próbki można w prosty sposób wyznaczyć ten istotny dla zastosowań parametr.

LITERATURA

- [1] Rose-Innes A.C., Rhoderick E.H., *Nadprzewodnictwo*, PWN, Warszawa 1973.
- [2] He A., Hua P., Zhang J., Fu X., Zhou Y., Fabrication and characterization of HTS (Bi:2223) shielding cylinders, *Physica C*, 282-287, 1997, 2635-2636.
- [3] Paul W., et al., Fault current limiter based on high temperature superconductors – different concepts, test results, simulations, applications, *Physica C*, 354, 2001, 27-33.
- [4] Ries G., Neumueller H.-W., Comparison of energy storage in flywheels and SMES, *Physica C*, 357-360, 2001, 1306-1310.
- [5] Schuster T., Kuhn H., Brandt E. H., Indenbom M., Koblishka M. R., Konczykowski M., Flux motion in thin superconductors with inhomogeneous pinning, *Physical Review B*, 50(22), 1994, 16684-16707.
- [6] Niculescu H., Saenz A., Khankhasayew M., Gielisse P.J., Self-field measurements and current distribution in ceramic superconductors, *Physica C*, 261, 1996, 12-20.

- [7]. Bean C.P., Magnetization of high-field superconductors, *Review of Modern Physics*, 36, 1964, 31-39.
- [8]. Mrowka F., Wurlitzer M., Esquinazi P., Brandt E.H., Zimmer K., Nonlinear ac susceptibility of high temperature superconducting rings, *Applied Physics Letters*, 70 (7), 1997, 898-900.
- [9]. Schuster T., Indenbom M.V., Kuhn H., Brandt E.H., Flux penetration and overcritical currents in flat superconducting with irradiation-enhanced edge pinning: theory and experiment, *Physics Review Letters*, 73 (10), 1994, 1424-1427.



RELAKSACJA POŁOWO – PRĄDOWA W NADPRZEWODZĄCYM PIERŚCIENIU

Marcin LEBIODA

Instytut Elektrotechniki Teoretycznej, Metrologii i Materiałoznawstwa
Politechniki Łódzkiej

Zakład Materiałoznawstwa i Elektrotechnologii

ul. Stefanowskiego 18/22 90-924 Łódź

E-mail: marcleb@matel.p.lodz.pl

The field-current relaxation in the superconducting ring

The analysis of the process of the magnetic field's penetration into the superconducting ring placed on the ferromagnetic core has been presented in this article. Results which were obtained in experiments and simulation are the basis of the presented analysis. The transient response of the superconducting ring-ferromagnetic core configuration to the pulsed magnetic field has been observed in experimental research. These results allowed to describe the process of the magnetic field's penetration and a time delay which is the effect of diffusion character of the magnetic flux's movement in the superconductor. Rapid increase of the external magnetic field allowed to observe the time evolution of transient processes which is the effect of the avalanche magnetic flux's movement in the superconducting ring. A quick movement of magnetic vortexes leads to nonlinear increase of the superconducting ring's resistivity. The simulation of the magnetic processes allowed to analyze changes in the magnetic field's profile in the superconductor, which are the effects of dynamic movement of the magnetic flux.

Keywords: high- T_C superconductor, diffusion, relaxation

Słowa kluczowe: nadprzewodnik wysokotemperaturowy, dyfuzja, relaksacja

1. WSTĘP

Złożoność mechanizmu wnikanía i rozkładu pola magnetycznego w nadprzewodniku II rodzaju pociąga za sobą potrzebę analizy szeregu wzajemnie powiązanych procesów elektromagnetycznych. Szczególnie w zakresie analizy zmiennych w czasie pól magnetycznych, konieczne jest ujęcie w opis, dynamicznych procesów przejściowych zależnych od chwilowych wartości wymuszeń i parametrów analizowanego układu.

W wyniku czasowych zmian zewnętrznego pola magnetycznego ulegają zmianie właściwości elektryczne i magnetyczne nadprzewodnika, co w konsekwencji prowadzi do zmian rozkładu pola w objętości materiału. Takie zachowanie nadprzewodnika sprawia, że całościowy obraz dynamicznego procesu wnikania i rozkładu pola staje się bardzo złożony [1]. Zmienne w czasie zewnętrzne pole magnetyczne wymusza przemieszczanie się w objętości nadprzewodnika skwantowanego strumienia magnetycznego – sieci wirów Abrikosowa. Bezpośrednią konsekwencją ruchu strumienia magnetycznego jest indukowanie się w nadprzewodniku siły elektromotorycznej, co w konsekwencji oznacza pojawienie się strat energii. Istnienie siły elektromotorycznej nie oznacza jednak utraty właściwości nadprzewodzących. Materiał pozostaje w stanie nadprzewodzącym, z tą różnicą, że nie jest to już stan charakteryzujący się brakiem rozpraszania energii [2]. W tych warunkach wydzielają się w nadprzewodniku straty nazywane stratami zmiennoprądowymi. Czasowe zmiany zewnętrznego pola magnetycznego i związane z nimi zmiany parametrów elektrycznych i magnetycznych nadprzewodnika sprawiają, że profil rozkładu pola w objętości nadprzewodnika ulega dynamicznym zmianom. Profil ten ulega odkształceniu w odniesieniu do profilu prostoliniowego, charakterystycznego dla stanu statycznego (ekranowanie stałopolowe) i przypomina profil charakterystyczny dla procesów dyfuzyjnych (ekranowanie dynamiczne, zmiennopolowe). W odróżnieniu od ekranowania stałopolowego, gdzie o nachyleniu i kształcie profilu decyduje siła pułapkowania kwantów strumienia (siła pinningu), w ekranowaniu zmiennoprądowym mamy do czynienia z nałożeniem szeregu wzajemnie uzależnionych procesów. Dynamika ruchu sieci wirów ulega ciągłym zmianom i wykazuje cechy dynamiki ruchu w ośrodku lepkiem [3]. Zmiany wartości zewnętrznego pola magnetycznego powodują zmianę gradientu pola magnetycznego w nadprzewodniku. Jego lokalna wartość wynika z tendencji do takiego rozmieszczania wirów w objętości nadprzewodnika, aby ich koncentracja nie przekraczała wartości krytycznej, przy której występuje równowaga statycznych sił działających na wiry. W przypadku próbki płaskiej z polem magnetycznym równoległym do krawędzi, stanem końcowym dynamiki jest liniowy profil pola magnetycznego, przy którym siły Lorentza są równoważone przez siły spinningu w nadprzewodniku.

Przedstawione zjawiska są elementami procesu polegającego na wnikaniu pola magnetycznego do nadprzewodnika, który charakteryzuje się pewną stałą czasową relaksacji, zależną od szeregu parametrów, a między innymi od rezystancji materiału, gradientu pola magnetycznego, geometrii układu itp. Należy również wziąć pod uwagę fakt, że wszystkie te zjawiska są ściśle ze sobą powiązane i nie można rozpatrywać ich w oderwaniu od całościowego obrazu procesu. Szczególnie istotnym zagadnieniem wydają się być zależność prądowo – polowa, a szczególnie jej dynamika.

Poniżej opisano wyniki badań eksperymentalnych, polegających na magnesowaniu impulsowym obwodów magnetycznych o różnych konfiguracjach i badaniu zachodzących w nich procesów przejściowych [4, 5].

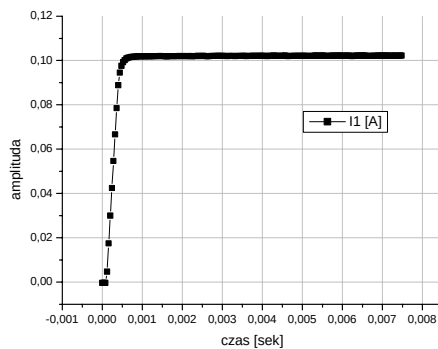
2. BADANIA EKSPERYMENTALNE

Do badań użyto ferromagnetycznego rdzenia z umieszczonymi na nim dwoma uzwojeniami: uzwojeniem magnesującym i uzwojeniem pomiarowym. W uzwojeniu magnesującym obwodu wymuszano impuls prądowy i na podstawie charakteru zmian prądu w tym uzwojeniu określano zmiany natężenia pola magnetycznego. Mierząc napięcie na rozwartym uzwojeniu wtórnym oraz napięcie na uzwojeniu magnesującym określono charakter zmian strumienia magnetycznego w ferromagnetycznym rdzeniu. W dalszej

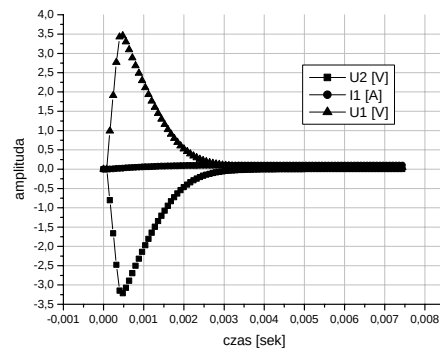
części badań, zmieniano konfigurację układu poprzez umieszczanie na rdzeniu dodatkowego uzwojenia zwartego w kształcie pierścienia.

W pierwszej części badań poddano analizie ferromagnetyczny rdzeń z uzwojeniem magnesującym i z uzwojeniem pomiarowym. Wyniki badań przedstawiono na rysunku 1. Szybka, skokowa zmiana prądu w uzwojeniu pierwotnym (rys.1a) powoduje zaindukowanie dużej siły elektromotorycznej w uzwojeniu pomiarowym. Podobnie po stronie pierwotnej, szybkie zmiany prądu powodują powstanie dużego spadku napięcia na reaktancji indukcyjnej uzwojenia pierwotnego ($L_1 \frac{di_1}{dt}$) oraz na reaktancji wynikającej

z obecności ferromagnetycznego rdzenia ($L_\mu \frac{di_1}{dt}$). Dodatkową składową w uzwojeniu pierwotnym stanowi spadek napięcia na rezystancji tego uzwojenia, wzrastający liniowo wraz ze wzrostem wartości prądu ($R_1 i_1$). Wartość tej składowej jest jednak mała i jej wkład do napięcia na uzwojeniu jest nieznaczny. Brak kompensującego uzwojenia wtórnego sprawia, że strumień magnetyczny w rdzeniu osiąga znaczne wartości. Po ustaleniu się prądu wymuszającego, zmiany $\frac{di_1}{dt}$ zanikają, napięcie na uzwojeniu wtórnym osiąga wartość zerową, natomiast napięcie na uzwojeniu pierwotnym ustala się na stałym poziomie odpowiadającym napięciu na rezystancji R_1 ($R_1 i_1$).



a.)

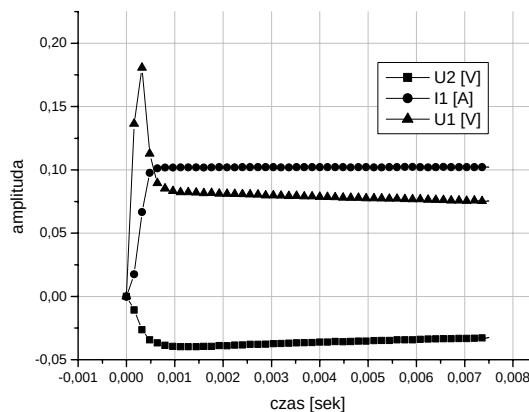


b.)

Rys. 1. Przebiegi czasowe prądu magnesującego (a) oraz napięć i prądów dla układu z rdzeniem ferromagnetycznym (b).

Po umieszczeniu na ferromagnetycznym rdzeniu dodatkowego, miedzianego uzwojenia wykonanego w postaci pierścienia charakter procesów przejściowych ulega znacznym zmianom. Na rysunku 2 przedstawiono przebiegi czasowe prądu i napięć. W chwili, gdy prąd pierwotny zaczyna narastać na uzwojeniu pierwotnym odkłada się napięcie wynikające z reaktancji indukcyjnej układu. Napięcie na reaktancji w pierwszej chwili czasowej narasta bardzo szybko. W kolejnych chwilach czasowych spadek napięcia na reaktancji indukcyjnej obwodu powinien maleje zgodnie ze stałą czasową obwodu

($\tau = \frac{L}{R}$) i zanikać do zera w chwili odpowiadającej ustaleniu prądu magnesującego na stałym poziomie.



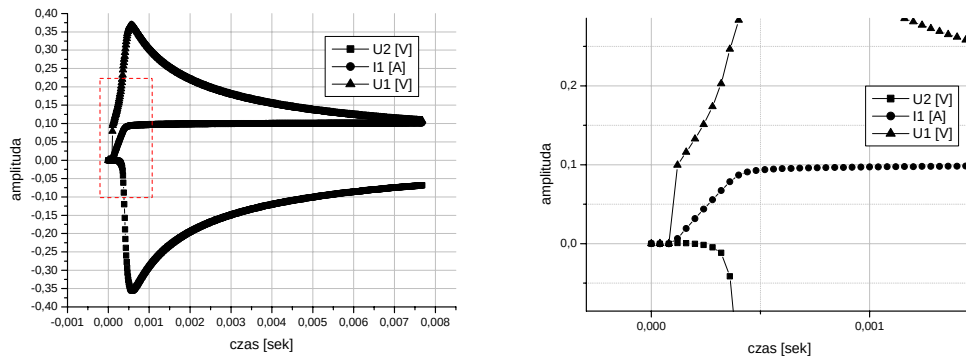
Rys. 2. Przebiegi czasowe prądu i napięć dla ferromagnetycznego rdzenia ze zwartym uzwojeniem miedzianym.

Na rysunku 2 widać jednak wyraźny wzrost napięcia na uzwojeniu pierwotnym. Przyczyną wzrostu jest rezystancja układu i związany z nią spadek napięcia. Można, zatem odcinek odpowiadający wzrostowi napięcia podzielić na dwie części charakteryzujące się różną dynamiką wynikającą z różnego charakteru zachodzących procesów. Dla małych wartości prądu magnesującego, o charakterze zmian napięcia decyduje przede wszystkim spadek napięcia na reaktancji układu. Osiąga on wówczas największą wartość. Dla dużych wartości prądu magnesującego „ujawnia się” spadek napięcia na rezystancji układu, narastający liniowo wraz ze wzrostem prądu ($R_1 I_1$). Gdy prąd magnesujący osiąga wartość maksymalną i ustala się spadek napięcia na rezystancji układu przestaje wzrastać i zaczyna być widoczny proces zanikania napięcia na reaktancji indukcyjnej odwodu. Napięcie na reaktancji zanika z chwilą ustalenia się prądu magnesującego. Na rysunku 2 widać jednak, że począwszy od chwili ustalenia się prądu w uzwojeniu pierwotnym napięcie stopniowo zanika. Przyczyną widocznych zmian jest siła elektromotoryczna zaindukowana w zwartym uzwojeniu wtórnym. W wyniku narastania wartości prądu pierwotnego w zwartym uzwojeniu wtórnym zaindukowała się siła elektromotoryczna i zaczął w nim płynąć prąd. Zwarte uzwojenie wtórne nie jest uzwojeniem bezstratnym, w wyniku, czego kompensacja amperozwojów pierwotnych również nie jest idealna. W rdzeniu pojawił się narastający wraz ze wzrostem prądu pierwotnego strumień magnetyczny obserwowany w postaci zmian napięcia na uzwojeniu pomiarowym. Zgodnie z zasadą ciągłości prądu w cewce, po ustaleniu się prądu pierwotnego, prąd wtórny zanika w zwartym uzwojeniu zgodnie z zależnością $i_2 = A \exp(-\frac{t}{\tau})$, gdzie A jest wartością początkową, τ natomiast stałą czasową obwodu.

Po zaniku procesów przejściowych i sprowadzeniu wartości prądu magnesującego do zera kolejne wymuszenie impulsu prądu w uzwojeniu magnesującym pozwala obserwować w pełni powtarzalny proces opisany powyżej. Świadczy to o tym, że praktycznie żadna

energia nie jest gromadzona w badanym obwodzie i kolejne próby badania odpowiedzi układu na impuls pola magnetycznego realizowane są dla tych samych, zerowych warunków początkowych.

Po zastąpieniu pierścienia miedzianego pierścieniem o identycznych gabarytach, wykonanym z ceramiki YBaCuO zaobserwowano relaksacyjny charakter zachodzących procesów. Na rysunku 3 przedstawiono przebiegi czasowe mierzonych napięć i prądu.

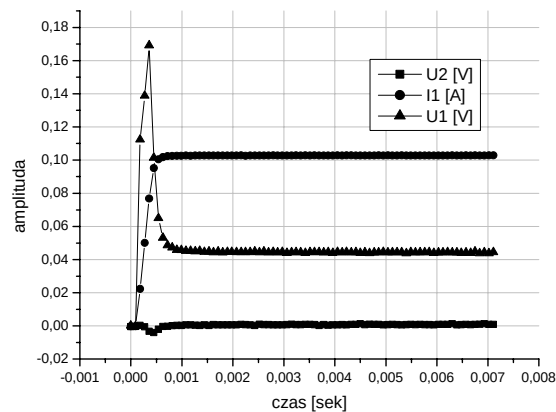


Rys. 3. Przebiegi czasowe prądu i napięć dla ferromagnetycznego rdzenia ze zwartym uzwojeniem nadprzewodzącym.

W pierwszej chwili czasowej, podobnie jak w układzie z pierścieniem miedzianym, napięcie na uzwojeniu pierwotnym osiąga wartość odpowiadającą spadkowi napięcia na reaktancji indukcyjnej obwodu (rys. 3.). W dalszej części przebiegu napięcia widać dynamiczne zmiany parametrów obwodu. W odróżnieniu od wyników uzyskanych dla pierścienia miedzianego, napięcie nie wzrasta liniowo. Widać wyraźne odkształcenie wynikające ze zmiany parametrów pierścienia nadprzewodzącego (rys. 3. linia ze znacznikiem „trójkąt”). W uzwojeniu pomiarowym natomiast w początkowym przedziale czasu nie obserwuje się zmian strumienia magnetycznego w rdzeniu (rys.3. linia ze znacznikiem „kwadrat”). Ferromagnetyczne rdzeń jest ekranowany przez nadprzewodzący pierścień. W kolejnych chwilach czasowych wraz z liniowym wzrostem prądu magnesującego następuje nieliniowy wzrost wartości indukowanej siły elektromotorycznej w uzwojeniu pomiarowym. Przyczyną nieliniowych zmian napięcia są prawdopodobnie nieliniowe procesy towarzyszące wnikanii pola magnetycznego do wnętrza nadprzewodzącego pierścienia. Szybko narastające zewnętrzne pole magnetyczne wymusza w nadprzewodzącym pierścieniu ruch kwantów strumienia magnetycznego. W pierwszych chwilach czasowych gradient pola magnetycznego w nadprzewodniku jest największy i na kwanty strumienia działa największa siła wymuszająca ich ruch w celu osiągnięcia optymalnego profilu rozkładu, odpowiadającego profilowi liniowemu. Liniowy profil rozkładu kwantów strumienia jest profilem charakterystycznym dla stanu krytycznego nadprzewodnika, który jest stanem bezstratnym. W wyniku ruchu strumienia magnetycznego w nadprzewodniku indukowana jest siła elektromotoryczna, którą należy utożsamiać ze stratami czynnymi wydzielającymi się w materiale i ilościowo można rozpatrywać jako rezystywność. Proces rozkładu strumienia, związany z jego ruchem w objętości nadprzewodnika, charakteryzuje się, w kolejnych chwilach czasowych, różną

dynamiką wynikającą ze zmian rezystywności materiału. Proces wnikania pola magnetycznego do nadprzewodnika rozpoczyna się w chwili pojawienia zewnętrznego pola magnetycznego i wówczas to wraz ze wzrostem gradientu pola ruch kwantów charakteryzuje się największą dynamiką. W chwili czasowej odpowiadającej pojawieniu się napięcia na uzwojeniu pomiarowym część pola magnetycznego zostaje wpuszczona do przestrzeni wcześniej ekranowanej przez nadprzewodnik. Nadprzewodnik traci zdolność do pełnego ekranowania pola magnetycznego, nie musi to jednak oznaczać, że nie posiada on właściwości nadprzewodzących.

W kolejnych chwilach czasowych siła elektromotoryczna indukowana w uzwojeniu pomiarowym wzrasta wraz ze wzrostem wartości prądu pierwotnego. Proces ten przebiega do chwili ustalenia się prądu magnesującego na stałym poziomie. Od tej chwili czasowej napięcie mierzone od strony zacisków uzwojeni magnesującego maleje. Nie oznacza to jednak, że optymalny, prostoliniowy profil rozkładu pola magnetycznego w nadprzewodniku został osiągnięty. Ruch strumienia występuje nadal, lecz charakteryzuje się on mniejszą dynamiką, ponieważ zmiany zewnętrznego pola ustały. Prąd wzbudzony w pierścieniu nadprzewodzącym, w wyniku ruchu strumienia i związanymi z nim stratami, maleje wykładniczo, aby ustalić się na poziomie odpowiadającym optymalnemu rozmieszczeniu kwantów strumienia w badanym nadprzewodniku. Aby udowodnić, że taki proces ma miejsce badany układ poddano działaniu kolejnego impulsu zewnętrznego pola magnetycznego. Otrzymane wyniki przedstawiono na rysunku 4.

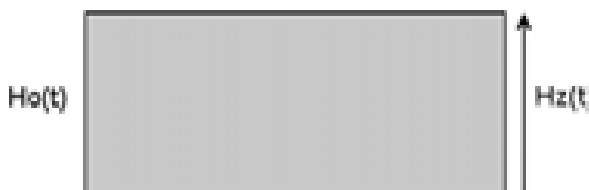


Rys. 4. Przebiegi czasowe prądu i napięć dla ferromagnetycznego rdzenia ze zwartym uzwojeniem nadprzewodzącym dla kolejnego impulsu prądowego.

Jak widać po dostatecznie długim czasie optymalny profil pola zostaje osiągnięty i kolejne impulsy magnesujące nie wpływają znacząco na zmiany strumienia w ferromagnetycznym rdzeniu. W opisywanym powyżej procesie widać wyraźnie relaksacyjny charakter zjawisk wynikający z wzajemnej relacji pomiędzy prądem płynącym w nadprzewodzącym pierścieniu, a polem magnetycznym.

3. BADANIA SYMULACYJNE

Aby szerzej zilustrować wyżej opisane zjawiska przeprowadzono badania symulacyjne przy użyciu programu do obliczeń polowych Femlab. Jako model przyjęto model jednowymiarowy materiału charakteryzującego się bardzo dużą, stałą w czasie wartością konduktywności, który poddano działaniu narastającego pola magnetycznego (rys. 5. $H_z(t)$).



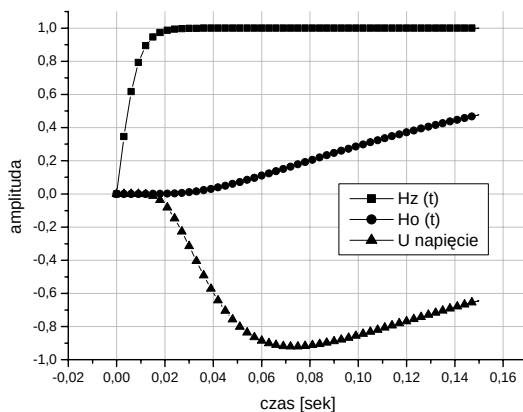
Rys. 5. Uproszczony model jednowymiarowy

Zgodnie z wcześniejszym założeniem dotyczącym dyfuzyjnego charakteru procesu wnikania pola magnetycznego do opisu procesów elektromagnetycznych zachodzących w badanym modelu posłużono się równaniem dyfuzji w postaci:

$$D \nabla^2 H = \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

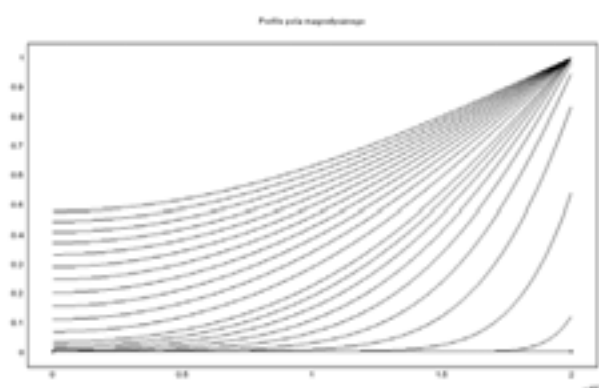
gdzie D jest stałym współczynnikiem dyfuzji równym co do wartości $D = \frac{\rho}{\mu_0}$. Założenie

stałego współczynnika dyfuzji jest uproszczeniem, ponieważ w rzeczywistych układach zależy on silnie od lokalnych wartości prądu oraz natężenia pola magnetycznego. Dlatego też prezentowane poniżej wyniki mają charakter czysto jakościowy. Na rysunku 6 przedstawiono wynik rozwiązania równania 1.



Rys. 6. Przebiegi czasowe rozwiązania równania dyfuzji pola magnetycznego dla wymuszenia impulsowego.

Widać wyraźnie opóźnienie czasowe pomiędzy szybko narastającym wymuszeniem (rys. 6. linia ze znacznikiem „kwadrat”) a odpowiedzią (rys. 6. linia ze znacznikiem „koło”). Aby móc porównać uzyskane wyniki z wynikami eksperymentalnymi przebieg $H_o(t)$ podano różniczkowaniu, w wyniku, czego uzyskano czasowy przebieg siły elektromotorycznej odpowiadający czasowym zmianom pola magnetycznego. Jak widać charakter zmian czasowych uzyskanych przebiegów jest zbliżony do zmian uzyskanych na drodze doświadczeń eksperymentalnych przeprowadzonych na fizycznym obiekcie. Mogą one, w pewnych przedziałach czasowych, odbiegać o przebiegów empirycznych, ponieważ model użyty do badań symulacyjnych jest szczególnym przypadkiem, w którym założono stałą wartość rezystywności, czyli stały współczynnik dyfuzji. Na rysunku 7 zaprezentowano profile pola odpowiadające kolejnym chwilom czasowym uzyskane na drodze symulacji komputerowej.



Rys. 7. Profile pola magnetycznego odpowiadające kolejnym chwilom czasowym.

Widać, że w późniejszych chwilach czasowych gradient pola magnetycznego w materiale maleje, co sprawia, że proces dyfuzji odznacza się, w tym przedziale, mniejszą dynamiką.

4. PODSUMOWANIE

Przeprowadzone badania doświadczalne i symulacyjne wskazują, że procesy przejściowe towarzyszące każdej zmianie zewnętrznego pola magnetycznego odgrywają dużą rolę w procesie magnesowania układu ferromagnetyczny rdzeń – pierścień nadprzewodzący. Dynamika tych procesów zależy silnie od szybkości narastania zewnętrznego pola magnetycznego oraz właściwości badanego nadprzewodnika. Wraz ze wzrostem szybkości narastania pola intensywność procesu dyfuzji pola magnetycznego wzrasta. Proces dyfuzji pola magnetycznego uwidacznia się szczególnie wyraźnie przy badaniach układu bez przeszłości magnetycznej. Wówczas to, można zaobserwować opóźnienie czasowe pomiędzy wymuszeniem a odpowiedzią układu – relaksację polowoprądową. Szybkie zmiany wymuszenia powodują, że pole magnetyczne w nadprzewodniku przemieszczając się z dużą prędkością zmieniając dynamicznie jego parametrów. Zmiana parametrów wpływa natomiast na zmianę prędkości przemieszczania pola. Występuje tu swego rodzaju sprzężenie zwrotne, którego powodem jest dążenie układu do takiego rozkładu pola magnetycznego w materiale, aby osiągnięty został stan stabilny,

charakteryzujący się minimalną energią. W przypadku nadprzewodnika II-go rodzaju jest to stan krytyczny, charakteryzujący się liniowym rozkładem pola magnetycznego w objętości materiału (próbka płaska). W stanie dynamicznym generowane są w objętości nadprzewodnika straty w „indukowanej” rezystancji. Efekt tego zjawiska jest obserwowany w postaci nieliniowej impedancji mierzonej po stronie pierwotnej. W przypadku układu z przeszłością magnetyczną, poddanego badaniu z opóźnieniem czasowym obserwuje się cechy charakterystyczne dla stanu, w którym profil optymalny został osiągnięty. Kolejny impuls zewnętrznego pola magnetycznego nie powoduje dużych zmian parametrów układu.

LITERATURA

- [1] Ali E. Khalil, Dynamics of penetrating flux fronts in high- T_C superconductors, *Physica C* 366 (2002), 176-182
- [2] V. Sokolovsky, M. Sinder, V. Meerovich, Response of high- T_C superconductor to time-increasing magnetic field, *Applied Superconductivity* vol.4 No.12 (1996), 625-633
- [3] T. Kono M. Tomita, M. Murakami, T. Takizawa, The viscous flux flow and flux creep induced by pulsed magnetic field in YBCO disk, *Physica C* 357-360 (2001), 537-540
- [4] Y.S. Cha, T.R. Askew, Transient response of a high-temperature superconductor tube to pulsed magnetic fields, *Physica C* 302 (1998), 57-66
- [5] T. Mizutami, T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, H. Ikuta, Pulsed-field magnetization applied to high- T_C superconductors, *Applied Superconductivity* Vol. 6, No.2-5, (1998), 235-246



MAGNESOWANIE FERROMAGNETYCZNEGO RDZENIA W UKŁADZIE Z NADPRZEWODZĄCYM PIERŚCIENIEM

Marcin LEBIODA

Instytut Elektrotechniki Teoretycznej, Metrologii i Materiałoznawstwa
Politechniki Łódzkiej
Zakład Materiałoznawstwa i Elektrotechnologii
ul. Stefanowskiego 18/22 90-924 Łódź
E-mail: marcleb@matel.p.lodz.pl

The magnetization of the ferromagnetic core in the superconducting system

The analysis of the process of the ferromagnetic core's magnetization in the superconducting ring system has been presented in this article. Results which were obtained in experiments are the basis of the presented analysis. The experiments consisted in magnetization of ferromagnetic core system by a slow-rate field (5Hz, 10Hz). The obtained characteristics enabled the researchers to analyze the process of magnetic field's distribution in the superconducting ring. The results of the experiments provided the basis for the simulation model. The simulation experiments were carried out in FEMLab.

Keywords: high- T_C superconductor, ferromagnetic core, diffusion

Słowa kluczowe: nadprzewodnik wysokotemperaturowy, rdzeń ferromagnetyczny, dyfuzja

1. WSTĘP

Pełne wykorzystanie unikalnych właściwości elektrycznych i magnetycznych masywnych nadprzewodników ceramicznych ciągle nastrocza wiele problemów konstrukcyjnych. Wynikają one przede wszystkim z niekorzystnych parametrów mechanicznych charakteryzujących te materiały tzn. dużej kruchości, małej wytrzymałości mechanicznej itp. Istotnym ograniczeniem jest również trudne do wykonania, połączenie materiału nadprzewodzącego z obwodem normalnym. Połączenie to powinno cechować przede wszystkim: małą rezystywność, liniowa charakterystyka prądowo-napięciowa i duża

wytrzymałość mechaniczna. Szczególnie w zakresie wykorzystanie nadprzewodników w ogranicznikach prądów zwarciovych typu rezystancyjnego parametry te mają duże znaczenie [1]. Utrzymanie wszystkich wyżej wymienionych cech na odpowiednio dobrym poziomie nie jest łatwe, dlatego też konkurencyjnym rozwiązaniem może być układ, w którym nadprzewodnik włączony jest do obwodu chronionego pośrednio. Przykładem jest tutaj konfiguracja ferromagnetycznego rdzenia z zwartym uzwojeniem nadprzewodzącym i uzwojeniem magnesującym włączonym w obwód chroniony. Jest to specyficzne rozwiązanie pozwalające ominąć konieczność realizacji połączenia metal-nadprzewodnik, a w związku z tym pozwala lepiej wykorzystać atrakcyjne właściwości nadprzewodników. Rozwiązanie to, szeroko opisywane w literaturze, stanowi również bardzo dobre narzędzie badawcze umożliwiające obserwację zachowania się nadprzewodnika w zewnętrznym polu magnetycznym [2,3].

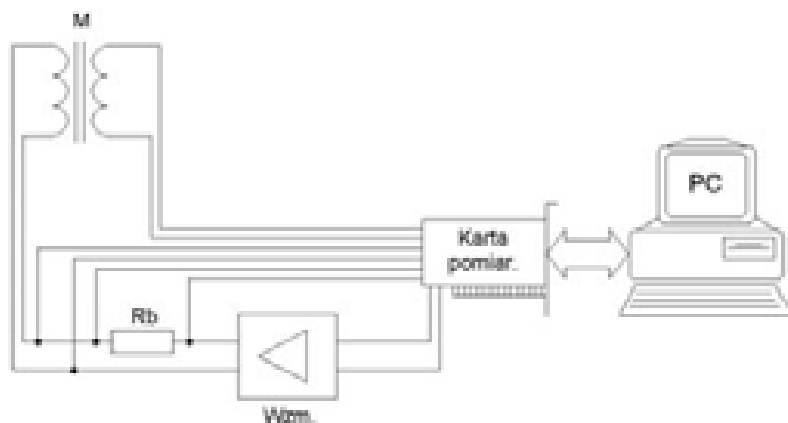
Włączenie nadprzewodnika do obwodu magnetycznego zbudowanego z klasycznego uzwojenia magnesującego oraz ferromagnetycznego rdzenia zdecydowanie zmienia przebieg procesu magnesowania rdzenia. Proces ten staje się o wiele bardziej złożony, a jego jednoznaczny, pełny opis matematyczny nastrocza wiele kłopotów. Składa się na to przede wszystkim złożoność mechanizmu wnikania i rozkładu pola magnetycznego w nadprzewodniku. Dla stałego pola magnetycznego o natężeniu mniejszym niż wartość natężenia pełnej penetracji pole nie dociera do ferromagnetycznego rdzenia. Odpowiada to sytuacji, w której pole zostaje zamrożone w przestrzeni ograniczonej nadprzewodzącym pierścieniem. Dobrym opisem procesu ekranowania stałopolowego jest model stanu krytycznego, zwany modelem Beana. W modelu tym przyjęto, że gęstość prądu ekranującego kształtuje się na poziomie gęstości krytycznej. W przypadku analizy rozkładu pola w układzie jednowymiarowym konsekwencją założenia stałej gęstości prądu jest liniowy rozkład pola magnetycznego w nadprzewodniku. W przypadku czasowych zmian pola magnesującego profil stanu krytycznego jest profilem asymptotycznym, do którego dąży kwantowany strumień magnetyczny rozprzestrzeniający się w nadprzewodniku [4]. Rozprzestrzenianie się strumienia magnetycznego w objętości nadprzewodnika odbywa się z skończoną prędkością, o wartości której decydują między innymi: gradient pola magnesującego, jego amplituda, siła pułapkowania wirów oraz szereg innych zjawisk towarzyszących ruchowi strumienia. Należy również pamiętać, że nadprzewodnik w rozpatrywanym układzie pełni rolę zwartego uzwojenia, poddawanego działaniu zmiennego pola magnetycznego. Zgodnie z zasadą indukcji elektromagnetycznej w zwartym uzwojeniu indukuje się siła elektromotoryczna i płynie prąd odpowiadający, na zasadzie kompensacji amperozwojów, prądowi pierwotnemu. Kierując się wyżej przedstawionym obrazem zjawiska można dokonać formalnego podziału procesu magnesowania wyodrębniając w nim proces magnesowania związany z ekranowaniem stałopolowym (stan krytyczny) i proces dynamiczny związany z klasyczną indukcją elektromagnetyczną. Oba te mechanizmy przebiegają w istocie wspólnie i tworzą integralną całość. Przyjęcie podziału formalnego pozwala jednak na lepsze, całościowe poznanie zagadnień i posługiwaniu się w ich opisie modelami klasycznej elektrodynamiki. Prowadzą one do dynamicznego modelu operujący pojęciem dyfuzji pola magnetycznego. W zaproponowanym modelu rozpatrzono zagadnienia ruchu strumienia magnetycznego jako procesu dyfuzyjnego, w którym to współczynnik dyfuzji jest wielkością dynamiczną zależną między innymi od rezystywności materiału. Pojęcie rezystywności w przypadku proponowanego modelu nie jest klasycznym parametrem materiałowym. Należy utożsamiać ją z siłą elektromotoryczną indukowaną w wyniku ruchu kwantów strumienia magnetycznego w nadprzewodniku przewodzącym prąd elektryczny. Uzależnienie

dynamiczne lokalnej wartości rezystywności od lokalnej wartości gęstości prądu (szybkości zmian pola zewnętrznego) [5,6] zapewnia wzajemną interakcję pomiędzy przedstawionymi wielkościami.

W celu uzyskania informacji niezbędnych do przeanalizowania procesu magnesowania ferromagnetycznego rdzenia z nadprzewodzącym pierścieniem przeprowadzono badania doświadczalne i symulacyjne zjawisk polowo-prądowych w opisanym układzie.

2. BADANIA EKSPERYMENTALNE

W badaniach eksperymentalnych wykorzystano ferromagnetyczny rdzeń zamknięty z umieszczonym zwartym uzwojeniem miedzianym lub uzwojeniem wykonanym z ceramiki nadprzewodzącej YBaCuO. Na rdzeniu umieszczono ponadto uzwojenie pomiarowe i uzwojenie magnesujące. W uzwojeniu magnesującym wymuszano wolnozmienny, sinusoidalny prąd. Na podstawie pomiaru napięcia indukowanego w uzwojeniu pomiarowym określono przebieg zmian w czasie strumienia magnetycznego w rdzeniu. Natężenie pola magnetycznego wyznaczono na podstawie pomiaru prądu magnesującego. Na rysunku 1 przedstawiono uproszczony schemat oryginalnego układu pomiarowego.

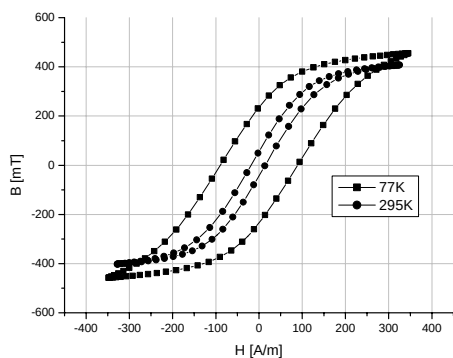


Rys. 1. Uproszczony schemat układu pomiarowego.

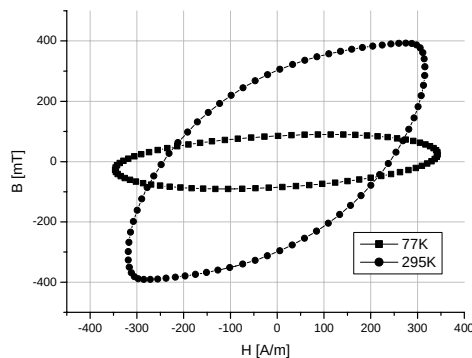
Pierwsza część badań eksperymentalnych polegała na obserwacji dynamicznych charakterystyk magnesowania ferromagnetycznego rdzenia. Na rysunku 2a przedstawiono dynamiczną pętlę histerezy magnetycznej wykorzystanego w badaniach rdzenia ferromagnetycznego dla dwóch różnych temperatur pracy: 77K oraz 295K. W zakresie temperatur kriogenicznych widać znaczne poszerzenie pętli histerezy wynikające ze wzrostu konduktywności materiału rdzenia, z czym wiąże się znaczny wzrost strat wiroprądowych.

Kolejna seria pomiarów obejmowała badania ferromagnetycznego rdzenia w układzie ze zwartym pierścieniem miedzianym. Celem tych badań była ocena wpływu typowego zwartego uzwojenia miedzianego na przebieg charakterystyk magnesowania w badanym układzie. Przykładowe charakterystyki doświadczalne przedstawiono na rysunku 2b. W zakresie temperatur pokojowych wpływ zwartego uzwojenia miedzianego obserwowany jest w postaci znacznej deformacji charakterystyki magnesowania układu w porównaniu

z charakterystyką samego rdzenia. Zwarte uzwojenie kompensuje częściowo strumień magnetyczny wytworzony przez uzwojenie magnesujące, lecz kompensacja ta jest w tym zakresie temperatur niepełna. Poszerzenie dynamicznej charakterystyki magnesowania układu można utożsamiać ze wzrostem strat, wynikających z obecności zwartego uzwojenia o skończonej rezystywności. Straty generowane są w zwartym w postaci ciepła Joule'a. Zdecydowanie różne wyniki, z punktu analizy ilościowej, uzyskano po ochłodzeniu układu do temperatury azotowej. W wyniku ochłodzenia układu rezystywność zwartego uzwojenia znacznie zmalała, w związku, z czym zmalały również generowane straty. Konsekwencją tego procesu jest pełniejsza kompensacja strumienia magnetycznego w rdzeniu, co można zaobserwować na charakterystyce magnesowania w postaci znacznie mniejszych wartości indukcji w rdzeniu (około 4 razy mniejszych). Przeprowadzone badania dla układu z pierścieniem miedzianym stanowiły źródło wyników porównawczych dla badań przeprowadzonych dla pierścienia wykonanego z ceramiki YBaCuO.

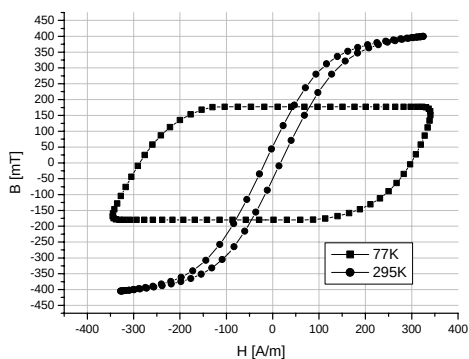


a.)

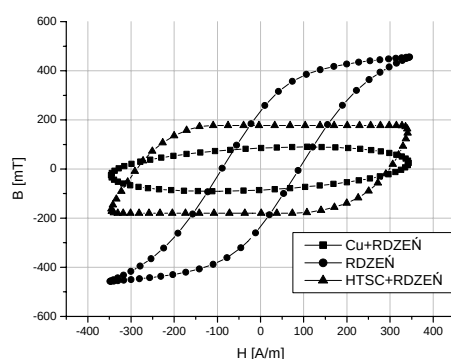


b.)

Rys. 2. Dynamiczne pętle histerezy magnetycznej rdzenia a) oraz rdzenia w układzie ze zwartym pierścieniem miedzianym b).



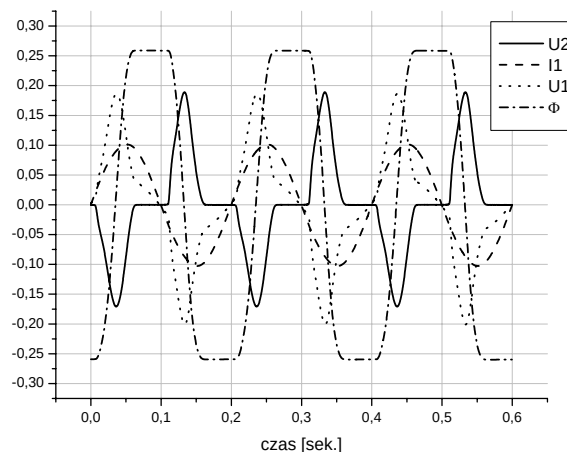
a.)



b.)

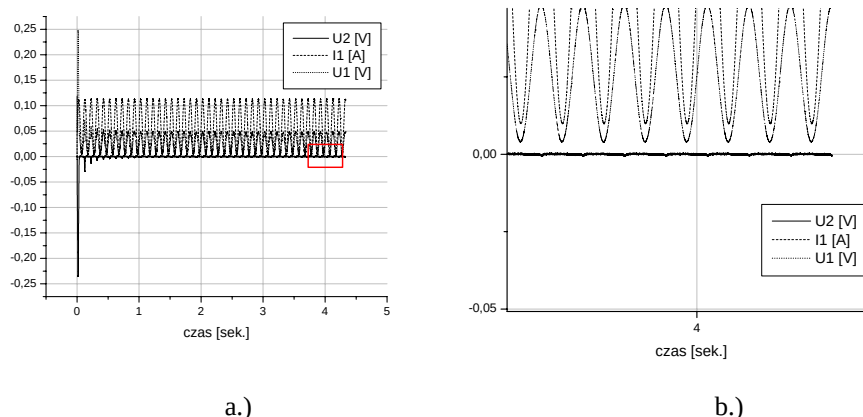
Rys. 3. Dynamiczne pętle histerezy magnetycznej rdzenia w układzie z pierścieniem nadprzewodzącym a) oraz charakterystyki uzyskane dla wszystkich badanych konfiguracji w temperaturze azotowej b).

Po zastąpieniu pierścienia miedzianego pierścieniem wykonanym z ceramiki nadprzewodzącej przebieg procesu magnesowania rdzenia w zakresie temperatur azotowych uległ zdecydowanej zmianie. Na rysunku 3a przedstawiono dynamiczne charakterystyki magnesowania układu. Na charakterystyce uzyskanej w temperaturze azotowej można zaobserwować zakres natężeń pola magnesującego, w których nie dochodzi do zmian indukcji magnetycznej w rdzeniu. Sytuację tę można utożsamiać z procesem ekranowania rdzenia przez nadprzewodzący pierścień. Pomimo zmian natężenia pola magnesującego pole magnetyczne wewnątrz pierścienia (w rdzeniu) nie ulega zmianie. Po przekroczeniu charakterystycznej wartości natężenia pola magnesującego, odpowiadającej wartości pola pełnej penetracji, dochodzi do procesu przemagnesowania ferromagnetycznego rdzenia. Pole magnetyczne dociera do rdzenia, co można zaobserwować w postaci zmian strumienia magnetycznego w rdzeniu. Proces ten przebiega zdecydowanie odmiennie niż w przypadku układu z pierścieniem miedzianym, gdzie zmiany strumienia w rdzeniu można obserwować w całym zakresie zmian natężenia pola magnesującego. W zakresie temperatur pokojowych charakterystyka układu z pierścieniem nadprzewodzącym pokrywa się z charakterystyką magnesowania ferromagnetycznego rdzenia. Przyczyną takiego przebiegu procesu jest przejście nadprzewodnika do stanu normalnego w którym zanika zdolności do ekranowania pola magnetycznego. Stan pracy układu jest zbliżony do magnesowania rdzenia bez zwartego uzwojenia. Na rysunku 3b przedstawiono, w celu porównania, charakterystyki uzyskane odpowiednio dla: rdzenia, rdzenia z pierścieniem miedzianym oraz rdzenia z pierścieniem nadprzewodzącym pracujących w temperaturze azotowej. Na szczególną uwagę zasługuje tutaj wartość indukcji w rdzeniu uzyskana dla uzwojenia nadprzewodzącego. W porównaniu z uzwojeniem miedzianym pracującym w temperaturze azotowej wartość ta, w przedziałach odpowiadających ekranowaniu rdzenia, jest większa i różnica ta pogłębia się wraz z poszerzeniem zakresu zmian pola magnesującego.



Rys. 4. Przebiegi czasowych zmian prądu magnesującego, napięcia pierwotnego i wtórnego oraz strumienia magnetycznego dla układu ferromagnetycznego rdzenia i pierścienia nadprzewodzącego

Wyniki uzyskane dla różnych zakresów zmian natężenia pola magnesującego cechuje jednak wspólna wartość natężenia, przy której dochodzi do przemagnesowania rdzenia. Wartość tę można określić mianem wartości natężenia pełnej penetracji, po przekroczeniu której pole magnetyczne „zamrożone” wewnątrz nadprzewodzącego pierścienia zmienia się – pierścień traci zdolność do ekranowania pola. Proces powtarza się w kolejnych półokresach zmian wymuszenia. Na rys. 4 przedstawiono przebiegi czasowe prądu magnesującego, napięcia pierwotnego, siły elektromotorycznej indukowanej w uzwojeniu pomiarowym i obliczonych na jego podstawie wartości chwilowych strumienia magnetycznego w rdzeniu. W przebiegu siły elektromotorycznej indukowanej w uzwojeniu pomiarowym można zaobserwować fragmenty, kiedy rdzeń jest ekranowany przed zewnętrznym polem magnetycznym – brak napięcia na zaciskach uzwojenia. Odpowiednio, wartości strumienia magnetycznego w rdzeniu w tych fragmentach nie ulegają zmianie (rys. 4). Prezentowane wyniki ze względu na małą częstotliwość zmian wymuszenia (5 Hz) można traktować jako wyniki quasistatyczne, w związku, z czym do przybliżonego opisu matematycznego można zastosować statyczny model Beana. Model ten jednak staje się zawodny już przy częstotliwościach rzędu częstotliwości technicznych. Założenie linowego, stałego profilu rozkładu pola magnetycznego w objętości nadprzewodnika przestaje być weryfikowalne doświadczalnie i uwidacznia się to szczególnie dla szybkich zmian wymuszenia. Na rysunku 5 przedstawiono przebiegi czasowe uzyskane dla układu opisanego powyżej poddanego działaniu wymuszenia sinusoidalnie zmiennego z nałożoną składową stałą.



Rys. 5. Przebiegi czasowe napięć i prądów uzyskane dla rdzenia w układzie z nadprzewodzącym pierścieniem przy wymuszeniu sinusoidalnie zmiennym z podmagnesowaniem rdzenia

W pierwszej chwili czasowej następuje szybki wzrost prądu wymuszonego w uzwojeniu magnesującym. Szybko narastające pole magnetyczne indukuje w uzwojeniach pomiarowym i magnesującym duże wartości sił elektromotorycznych (rys. 5a). Gradient pola magnetycznego w pierścieniu nadprzewodzącym jest tak duży, że osiągnięcie bezstratnego profilu rozkładu pola magnetycznego w jego objętości jest niemożliwe. Pole magnetyczne dociera do przestrzeni wcześniej ekranowanej przez pierścień, czego efektem

jest zaindukowanie siły elektromotorycznej w uzwojeniu pomiarowym. Nie musi to jednak oznaczać zaniku właściwości nadprzewodzących w pierścieniu. W pierścieniu indukuje się znaczna siła elektromotoryczna wynikająca z dużej dynamiki ruchu strumienia w jego objętości, lecz właściwości nadprzewodzące rozumiane w klasycznym znaczeniu pozostają zachowane. Pod pojęciem klasycznych właściwości należy rozumieć parametry krytyczne nadprzewodnika tzn. temperatura krytyczna, pole krytyczne i krytyczna gęstość prądu. Przy bardzo dużych natężeniach zewnętrznego pola magnetycznego może oczywiście dojść do klasycznego przejścia do stanu normalnego w wyniku przekroczenia pola krytycznego. W kolejnych półokresach zmian wymuszenia wartość siły elektromotorycznej indukowanej w uzwojeniu pomiarowym jest coraz mniejsza. Takie zachowanie układu należy interpretować jako efekt postępującego procesu propagacji pola magnetycznego w pierścieniu. Pole magnetyczne przemieszcza się w nadprzewodniku w celu uzyskania optymalnego profilu charakterystycznego dla stanu krytycznego. W zakresie częstotliwości, dla jakich wykonano badania, których wyniki przedstawia rysunek 5 można przypuszczać, że profil osiągany w kolejnych chwilach czasowych odbiega od liniowego. Po czasie ok. 4 sekund procesy przejściowe zanikają i nie obserwuje się zmian pola magnetycznego w przestrzeni ekranowanej przez pierścień (rys. 5b).

3. BADANIA SYMULACYJNE

Adaptacja statycznego modelu Beana na potrzeby opisu procesów dynamicznych daje wyniki zbliżone do rzeczywistych jedynie w przypadku analizy układów quasistatycznych. Zastosowanie jej do opisu szybkozmiennych procesów nie pozwala na uzyskanie miarodajnych wyników. Dlatego do opisu dynamicznego procesu wnikania pola magnetycznego do nadprzewodnika wykorzystano model dyfuzyjny poszerzony o tzw. „prawo wykładnicze” [7,8]. Wprowadzenie tego prawa pozwala na uzależnienie lokalnej rezystywności nadprzewodnika od lokalnej wartości gęstości prądu. Rezystywność w proponowanym modelu należy interpretować jako ilościowy wskaźnik strat generowanych w nadprzewodniku. Podstawowa zależność wiążąca lokalne natężenie pola elektrycznego i gęstość prądu ma postać:

$$E(J) = E_C \left(\frac{J}{J_C} \right)^n \quad (1)$$

na podstawie której można zdefiniować zależność rezystywności w postaci:

$$\rho(J) = \frac{E_C \left(\frac{J}{J_C} \right)^n}{J} \quad (2)$$

Współczynnik n we wzorach (1) i (2) może przyjmować wartość z zakresu od 0 do ∞ [7]. Jeżeli $n \rightarrow \infty$ to prezentowana zależność jest tożsama z założeniami modelu Beana tzn.

- jeżeli $J < J_C$ to $E=0$,
- jeżeli $J > J_C$ to $E \rightarrow \infty$,

Jeżeli $n=1$ to zależność opisuje klasyczny przewodnik (prawo Ohma).

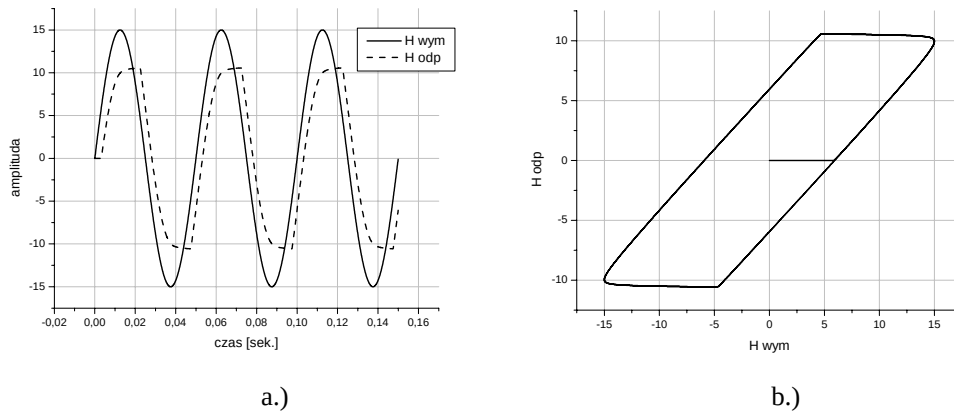
Wykorzystując zależność (2) oraz równanie dyfuzji pola magnetycznego zbudowano model dynamiczny opisany układem równań postaci:

$$\begin{cases} \rho(J) = \frac{E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n}{J} \\ \text{rot}(\rho(J) \text{rot} H) = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \end{cases} \quad (3)$$

W celu uproszczenia obliczeń do badań wykorzystano jednowymiarowy układ równań postaci:

$$\begin{cases} \rho(J) = \frac{E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n}{J} \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho(J) \frac{\partial H}{\partial x} \right) = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \end{cases} \quad (4)$$

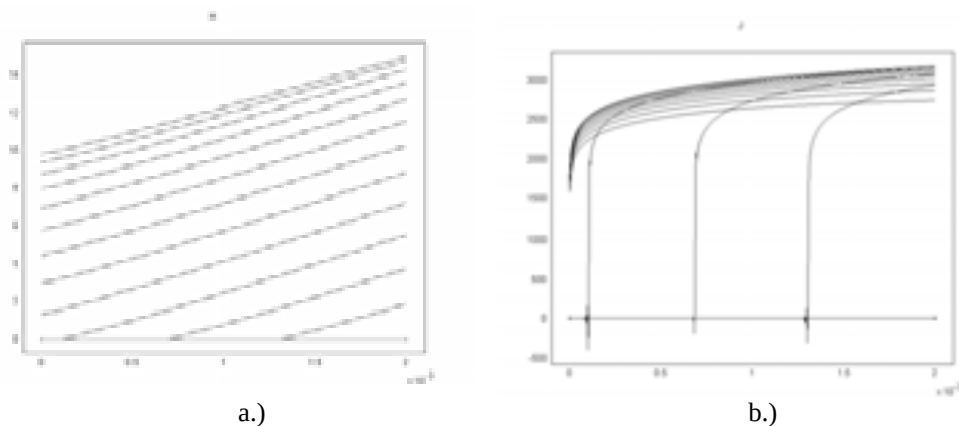
Jako narzędzie do obliczeń matematycznych użyto programu FemLab firmy Comsol. Uzyskane wyniki przedstawia rysunek 6.



Rys. 6. Wyniki symulacji procesu wnikanie pola magnetycznego do nadprzewodnika uzyskane dla modelu dyfuzyjnego.

Przedstawione powyżej wyniki uzyskano dla współczynnika $n=12$. Dalsze zwiększanie współczynnika, zgodnie z oczekiwaniem, przybliża uzyskiwane wyniki do wyników poprawnych dla modelu stanu krytycznego, będącego modelem statycznym. Porównując czasowe zależności wymuszenia i odpowiedzi układu uzyskane na drodze symulacji (rys. 6a) i badań empirycznych (rys. 4) dostrzec można analogię przebiegu procesów. Widoczne są fragmenty, w których pomimo zmian wymuszenia nie dochodzi do zmian natężenia pola magnetycznego w przestrzeni ekranowanej. Badania symulacyjne pozwoliły dodatkowo na wykreślenie profili rozkładu pola magnetycznego i gęstości prądu w analizowanym modelu. Rysunek 7 przedstawia wyniki uzyskane dla $\frac{1}{4}$ okresu zmian wymuszenia. Przedstawiono jedynie połowę półfali wymuszenia o częstotliwości 20 Hz, aby nie ograniczać czytelności rysunków. Na rysunku 7a widać, że profile rozkładu pola

magnetycznego odbiegają nieznacznie od profili prostoliniowych. Przyczyną tego odkształcenia jest dyfuzyjny charakter procesu wnikania pola związany z dynamicznymi zmianami wymuszenia. Dla wartości wymuszenia nieprzekraczających tzw. pola pełnej penetracji prąd płynący w nadprzewodniku transportowany jest częścią dostępnej przestrzeni. Odpowiada to sytuacji, w której przestrzeń ograniczona nadprzewodnikiem jest ekranowana przed zewnętrznym polem. Przeprowadzone badania symulacyjne dostarczyły informacji na temat kształtowania się wartości prądu w nadprzewodniku dla kolejnych wartości wymuszenia. Na rysunku 7b widać, że wartość maksymalna prądu jest zbliżona dla kolejnych wartości wymuszenia, różnice widoczne są jednak w obszarze wykorzystywanym do transportu prądu. Dla małych wartości wymuszenia prąd płynie tylko częścią dostępnej przestrzeni w nadprzewodniku. Niewielkie różnice w maksymalnej wartości gęstości prądu wynikają z dyfuzyjnego charakteru procesu wnikania pola. W pierwszych chwilach czasowych pole, zgodnie z charakterem zmian funkcji sinus, narasta szybko w związku, z czym gradient pola magnetycznego w nadprzewodniku jest duży. Odpowiedzią nadprzewodnika jest wzrost prądu w celu skompensowania zewnętrznego pola magnetycznego. Lokalne przekroczenie przez prąd wartości krytycznej oznacza chwilową, lokalną utratę właściwości nadprzewodzących i „wpuszczenie” pola magnetycznego głębiej w materiał nadprzewodzący. Proces ten trwa do chwili osiągnięcia rozkładu optymalnego – bezstratnego, o ile jest to możliwe przy założonych parametrach układu i wymuszenia.



Rys. 7. Profile rozkładu pola magnetycznego i gęstości prądu w nadprzewodniku uzyskane dla zaproponowanego modelu.

Zaproponowany model symulacyjny pozwala na obserwację wpływu relaksacji procesu rozkładu pola na kształtowanie się wartości gęstości prądu w nadprzewodniku przy zachowaniu wzajemnej korelacji pomiędzy tymi wielkościami. Definiując odpowiednio wartość parametru n można wykorzystać prezentowany model do zobrazowania zjawisk dla różnych parametrów układu.

4. PODSUMOWANIE

Zaproponowana metodyka badań doświadczalnych i symulacyjnych pozwoliła przeanalizować proces dynamicznego wnikania pola magnetycznego do wnętrza nadprzewodnika z uwzględnieniem lokalnych zależności parametrów materiału i wartości

gęstości prądu. Wyniki uzyskane na drodze badań empirycznych potwierdzają założenie, że każdej zmianie wartości zewnętrznego pola magnetycznego przyłożonego do nadprzewodnika towarzyszy dynamiczny proces przejściowy. Przemieszczający się strumień magnetyczny dąży do osiągnięcia asymptotycznego profilu rozkładu charakterystycznego dla stanu krytycznego. Dynamicznemu dynamicznym zmianom rozkładu przestrzennego pola magnetycznego w objętości materiału towarzyszy dynamiczna zmiana jego parametrów. Operując pojęciem rezystywności można stwierdzić, że wraz ze wzrostem szybkości ruchu pola wzrasta rezystywność, będąca parametrem charakteryzującym generowanie strat w materiale. Wprowadzenie do modelu dyfuzyjnego dynamicznej rezystywności jako parametru materiałowego pozwoliło na przeanalizowanie rozkładu pola magnetycznego i gęstości prądu w pierścieniu. W obrazie profilu rozkładu widać obecność procesów przejściowych towarzyszących zmianom wartości wymuszenia.

LITERATURA

- [1] Tixador P., Obradors X., Mendoga E., Beaunon E., Quench in bulk HTS materials-application to the fault current limiter, *Supercond. Sci. Technol.* 13 (2000), 493-497.
- [2] Meerovich V., Sokolovsky V., Goren S., Jung G., AC losses in high-temperature superconductor BSCCO hollow cylinders with induced current, *Physica C* 319 (1999), 238-248.
- [3] Gonzalez-Jorge H., Gonzalez-Salgado D., Peleteiro J., Carballo E., Damarco G., Ability of a contactless inductive device for the characterization of the critical current versus temperature in superconducting rings at temperatures close to T_C , *Cryogenics* 44 (2004), 115-119.
- [4] Leszczyński J., Opis ruchu strumienia magnetycznego w nadprzewodniku, IV Seminarium „Zastosowanie nadprzewodników” Lublin-Nałęczów 2003 materiały konferencyjne, 22-36.
- [5] Brandt E.H., Thick Superconductors in a Perpendicular Magnetic Field, *Physica C* 282-287 (1997), 343-346.
- [6] Ma L.P., Li H.C., Wang R.L., Li L., The nature of the relaxation of resistivity in high- T_C superconductors, *Physica C* 279 (1997), 79-84.
- [7] Brandt E.H., Universality of Flux Creep in Superconductors with Arbitrary Shape and Current-Voltage Law, *Physical Review Letters*, Vol. 76, No 21 (1996), 4030-4033.
- [8] Brandt E.H., Superconductors of finite thickness in a perpendicular magnetic field: Strips and slabs, *Physical Review B*, Vol. 54, No 6 (1996), 4246-4264.

5th SEMINAR & WORKSHOP
APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

Nałęczów, Poland, 23 - 26. 06. 2004



**ELECTRO-THERMAL NUMERICAL MODEL
OF RESISTIVE SFCL**

Sławomir KOZAK

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

Cooling down to the operation temperature and keeping the temperature on adequately low level by good thermal insulation and good cooling conditions decide on superconducting state in the device. The resistive SFCL (superconducting fault current limiter) is a superconducting device which operates as well in superconducting state as in normal conducting (resistive) state. The paper presents numerical model (in FLUX2D) of resistive SFCL made using Bi-2212 bifilar coil (NEXANS) cooled by pool boiling cooling technique (liquid nitrogen 77 K). The USER SUBROUTINES were used to define advanced temperature and current density relations of physical properties of calculated regions and thermal flux to liquid nitrogen. Real geometry of resistive SFCL is replaced by equivalent, due to energy and current density, geometry of numerical model. The electro-thermal numerical model of resistive SFCL can be used to estimate the energy and maximal temperature in limiter and the time to switch off the current to protect against damage.

Keywords: *superconducting fault current limiter, resistive SFCL, numerical modelling, FLUX2D, USE SUBROUTINES.*

1. INTRODUCTION

Short-circuit current level will be 20 times larger than the rated current [1], [2]. 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 [1] [3]. These fault current limiters, unlike reactors or high-impedance transformers, will limit fault current without adding impedance to the circuit

during normal operation [4]. In one concept of SFCL – serial resistive limiter, the superconductor is inserted in the circuit directly. During a fault, the fault current pushes the superconductor into a resistive state and resistance, which limits the fault current, appears in the circuit.

Thermal phenomena are very important in all superconducting devices. Cooling down to the working temperature and keeping the temperature on adequate low level by good thermal insulation and good cooling conditions decide on superconducting state of device. The resistive SFCL is a superconducting device which operates as well in superconducting state as in normal conducting (resistive) state. The resistive SFCL almost does not generate heat in superconducting state but it generates plenty of heat after superconducting transition when it is in resistive state. The electro-thermal numerical model of resistive SFCL can be used to estimate the energy generated by limiter after fault in external circuit and to calculate maximal temperature in limiter and the time to switch off the current by breaker in external circuit which protects the limiter against damage.

2. RESISTIVE SFCL



Fig. 1. Superconducting elements of resistive SFCL:
1 – Bi-2212 bifilar coil - C02-034 (NEXANS),
2 – Bi-2223 current leads - CSL-120-L (CAN Superconductors)[5]

Superconducting elements of resistive SFCL are presented in Fig. 1. Cryogenics part of

resistive SFCL consists of two superconducting current leads (CSL-120-L-CAN Superconductors)[5] and superconducting bifilar coil (C02-034 -NEXANS). The superconducting current lead consists of Bi-2223 tube encapsulated in Cu-Ni casing to be protected against damage [5]. The ends of the lead are extended by flat cooper cable and Cu/Nb-Ti wire. The nominal current of this current lead = 120 A, and self-field critical current at 77 K = 250 A. The length of Cu-Ni casing = 0.3 m and diameter = 0.015 m.

The nominal current of C02-034 bifilar coil = 50 A, and self-field critical current at 77 K = 125 A. The length of superconductor = 5.4 m and area cross-section = $7.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$. Resistance in resistive state at 77 K = 0.875Ω .

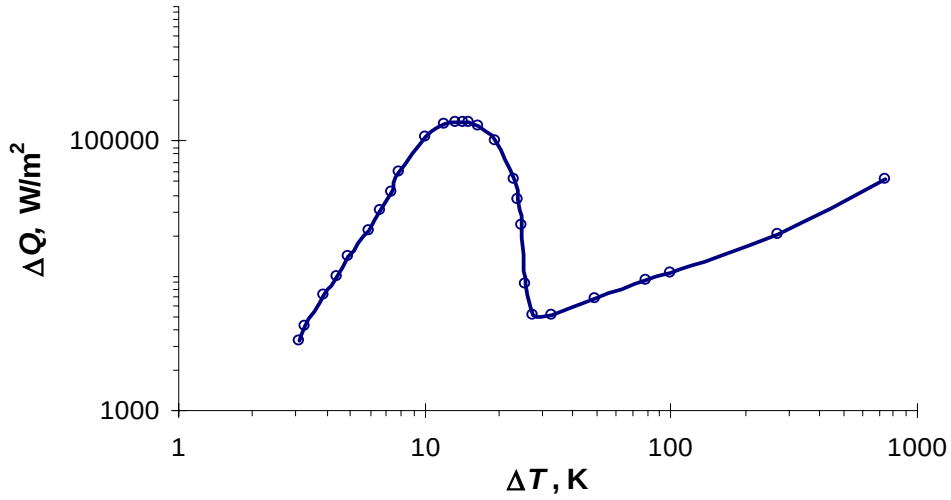


Fig. 2. Heat transfer ΔQ from a metal surface to liquid nitrogen at 77 K vs. temperature difference ΔT between surface and liquid nitrogen under normal atmospheric pressure [6]

The resistive SFCL is cooled by pool boiling technique using liquid nitrogen (77 K). Fig. 2 presents heat transfer ΔQ from a metal 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 K, full advantage may be taken of the nuclear boiling transfer.

3. NUMERICAL MODEL

An electro-thermal application of FLUX2D, which is the coupling of an electric conduction problem with a transient thermal problem [7], was used for resistive SFCL calculations.

In electric part of solving problem the voltage U is the variable and the following equation is computed [7]:

$$\text{div}(\sigma \cdot \text{grad } U) = 0 \quad (1)$$

where: σ - conductivity ($\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$), U - voltage (V).

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

Geometry of numerical model

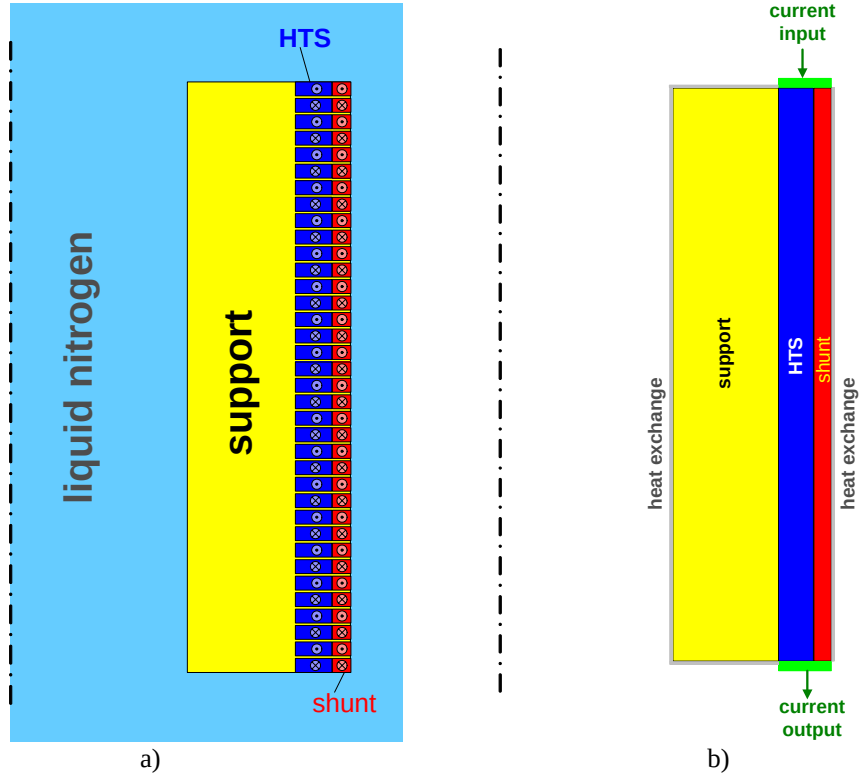


Fig. 3. Geometry of resistive SFCL:
a) simplified geometry of bifilar coil,
b) geometry of numerical model

Real geometry of resistive SFCL in a shape of bifilar coil (Fig. 1, Fig. 3a) is replaced by equivalent, due to energy and current density, geometry of numerical model shown in Fig. 3b. Recalculating ratio for resistance, current and voltage are presented in Tab. 1.

Tab. 1. Physical to numerical model computation ratio

energy ratio E/E_1	1
current density ratio j/j_1	1
resistance ratio R/R_1	$(\pi \cdot (2r + \Delta r) \cdot n / l)^2$
current ratio i/i_1	$l / (\pi \cdot (2r + \Delta r) \cdot n)$
voltage ratio V/V_1	$\pi \cdot (2r + \Delta r) \cdot n / l$

where: r , Δr , l – inner radius, thickness and length of limiter, n – number of bifilar coil turns.

The numerical model consists of 6 calculation objects (Fig. 3b): the current input and output represented by shell regions, heat exchange between limiter and helium represented by shell region and the support, superconductor and electric shunt represented by surfacic regions.

The shell regions are defined on the boundary domain [7]. The shell regions are very specific regions, which have a special function according to the applications. In electric part of solving problem the shell regions are used to define current going in and out the limiter. The current flows between shell regions through surfacic regions “HTS” and “shunt”.

In the thermal part the shell region is used to define a thermal flux transfer. The heat generated in the limiter by current is transferred to the liquid nitrogen by shell region “heat exchange”. Neuman non-homogeneous boundary condition in case of convection, radiation coefficients or thermal flux transfer on shell region “heat exchange” is given by [7]:

$$k \cdot \frac{d(T)}{dn} = -\Phi_H - h \cdot (T - T_a) - \varepsilon \cdot (T^4 - T_a^4) \quad (3)$$

where: k - thermal conductivity ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), Φ_H - thermal flux from/to the outside (W/m^2), h - convection exchange coefficient ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$), ε - radiation exchange coefficient, T – temperature (K), T_a - ambient temperature (K).

Properties of domains of numerical model

In the FLUX2D [7] the material properties are defined in CSLMAT module. Tab. 2 presents list of models and values of properties and sources of calculating regions.

The thermal conductivity, the electrical resistivity and the specific heat are defined for regions “HTS” and “shunt”. The thermal flux to the outside is defined for shell region “heat exchange”.

The region “support” doesn’t conduct electric current and is defined only by thermal parameters: the thermal conductivity and the specific heat.

The resistivity of “HTS” and thermal flux to the outside of “heat exchange” dependences on temperature are too advanced and can not be defined by standard models of properties and sources of FLUX2D. The use subroutines USRSIG [8][9] and USRPWD [10] and FORTRAN programming are required.

Tab. 2 List of models and values of properties and sources of calculating regions [11],[12],[13],[14]

region	property or source	Unit	model of property or source	value
“HTS”	isotropic resistivity	$\Omega \text{ m}$	user define	by USRSIG
	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	-	eddy currents	-
“shunt”	isotropic resistivity	$\Omega \text{ m}$	scalar constant	$45.65 \cdot 10^{-8}$
	isotropic specific heat	$\text{J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$	scalar linear, $V=V_0(1+aT)$	$V_0=79228$ $a=0.00383$
	isotropic thermal conductivity	$\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$	scalar constant	18
	source	-	eddy currents	-
“support”	isotropic specific heat	$\text{J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$	scalar linear, $V=V_0(1+aT)$	$V_0=43129.5$ $a=0.0038$
	isotropic thermal conductivity	$\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$	scalar linear, $V=V_0(1+aT)$	$V_0=0.67$ $a=0.00333$
“heat exchange”	thermal flux to the outside	W m^{-2}	user define	by USRPWD
“current input”	current going in the domain	A m^{-2}	constant	fixed
“current output”	current going out the domain	A m^{-2}	constant	fixed

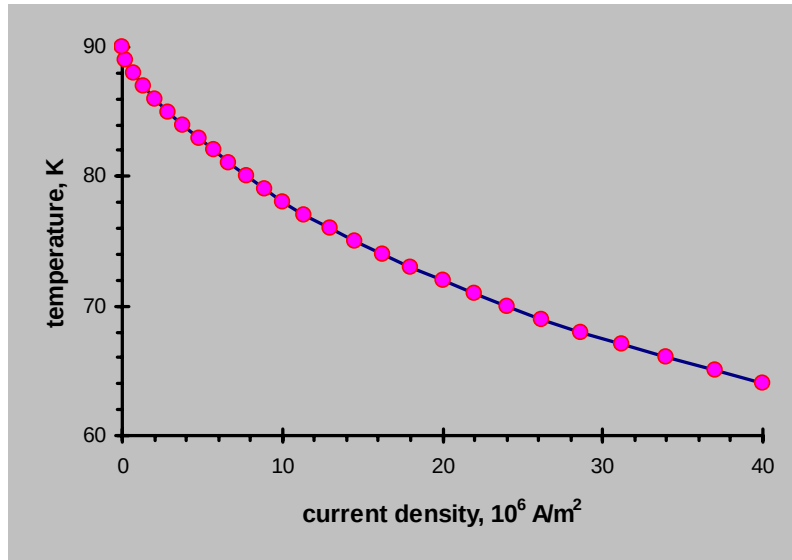


Fig. 4. Critical temperature of Bi-2212 bifilar coil vs. current density (self magnetic field) [14],[15],[16],[17]

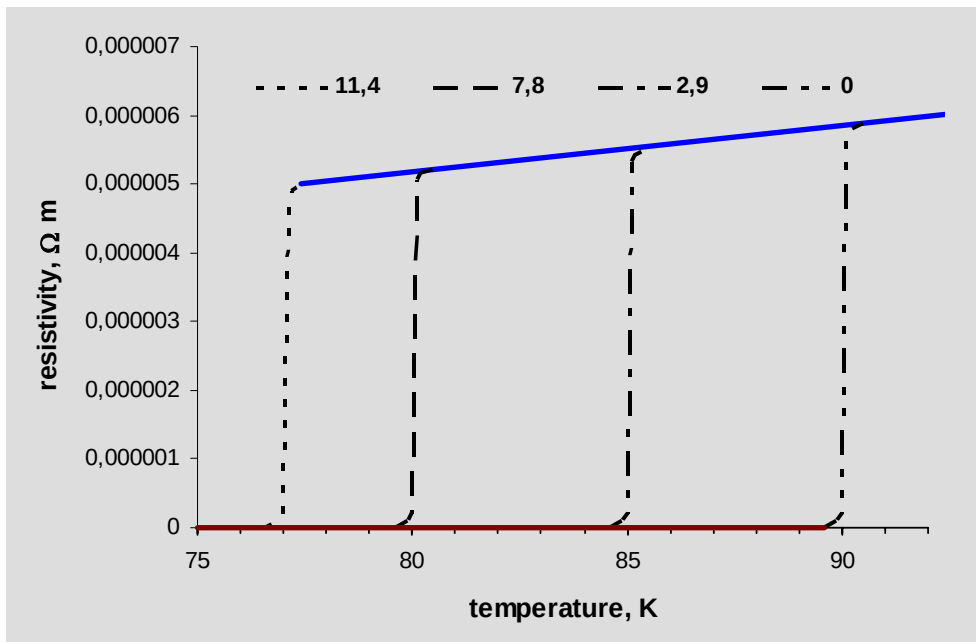


Fig. 5. Resistivity of "HTS" region vs. temperature for different current density (10^6 A/m^2)

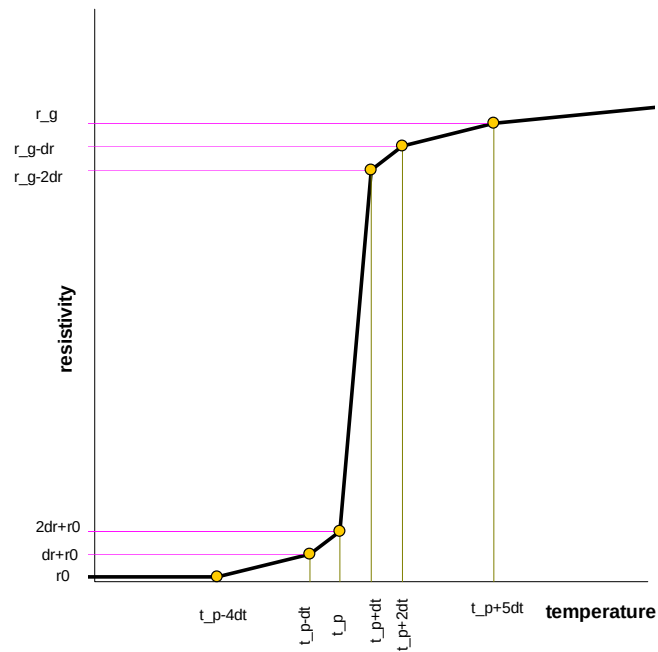


Fig. 6. Simplified resistivity of "HTS" region vs. temperature defined by USRSIG

The electric resistivity of superconductor is a function of temperature, magnetic field and current and it changes its value almost immediately during superconducting transition. By defining fixed current in the SFCL instead of voltage boundary conditions on the ends of the limiter, the “HTS” region resistivity dependence on current density, magnetic field and temperature is reduced to temperature dependence only. Every change of current in SFCL needs a modification of parameter of USRSIG subroutine. The USRSIG in FORTRAN is presented in Fig. 7. The USRSIG has one parameter - value of current density in SFCL. Due to this parameter the value of critical temperature t_p , according to Fig. 4, is computed. Then, the value of minimal resistivity of “HTS” in resistive state r_g is computed due to :

$$r_g = (1.5/223 \cdot (t_p + 5 \cdot dt - 76.9) + 0.5) \cdot 10^{-5} \quad (4)$$

where: r_g , t_p and dt are shown in Fig. 6.

```

SUBROUTINE USRSIG(UCOEF , SIGT)
REAL          UCOEF(1)
DOUBLE PRECISION SIGT(2,2)
  include 'intpol'
  include 'pbgen'
  integer n, i
  real tt(9), pt(9), a, b, t, at, bt, ro, t_p, cur, dt, dr, r_g, r0
  DATA pt / 0, 2, 7.8, 8.9, 10, 11.4, 20, 28.6, 40 /
  DATA tt / 90, 86, 80, 79, 78, 77, 72, 68, 64 /
  cur = UCOEF(2)
  r0 = 2e-4
  dt = 0.1
  dr = 0.01
  t_p = 90
  IF (cur .EQ. 0) GOTO 44
  n = 9
  DO i=1, n-1
    a = tt(i)
    b = tt(i+1)
    at = pt(i)
    bt = pt(i+1)
    IF (cur .LE. bt) GOTO 44
  END DO
44  t = SNGL(VA)
    t_p = (a-b)*(bt-cur)/(bt-at)+b
    a = t_p+5*dt
    r_g = 1.5/223*(a-76.9)+0.5
    ro = r0
    IF (t .LE. (t_p-4*dt)) GOTO 55
    ro = dr*(t+4*dt-t_p)/(3*dt)+r0
    IF (t .LE. (t_p-dt)) GOTO 55
    ro = dr*(t+dt-t_p)/dt+dr+r0
    IF (t .LE. t_p) GOTO 55
    ro = (r_g-4*dr-r0)*(t-t_p)/dt+2*dr+r0
    IF (t .LE. t_p+dt) GOTO 55
    ro = dr*(t-t_p-dt)/dt+r_g-2*dr
    IF (t .LE. (t_p+2*dt)) GOTO 55
    ro = dr*(t-t_p-2*dt)/(3*dt)+r_g-dr
    IF (t .LE. (t_p+5*dt)) GOTO 55
    ro = 1.5/223*(t-76.9)+0.5
55  ro=1e-5*ro
    SIGT(1,1) = 1/(ro*EPSMU)
    SIGT(2,2) = SIGT(1,1)
    SIGT(1,2) = 0
    SIGT(2,1) = 0
  RETURN
END

```

Fig. 7. USRSIG subroutine (FORTRAN) to define value of resistivity of “HTS”

Fig. 5 presents resistivity of “HTS” region vs. temperature for different current density. The value of resistivity of “HTS” is computed in USRSIG according to a simplified function presented in Fig. 6.

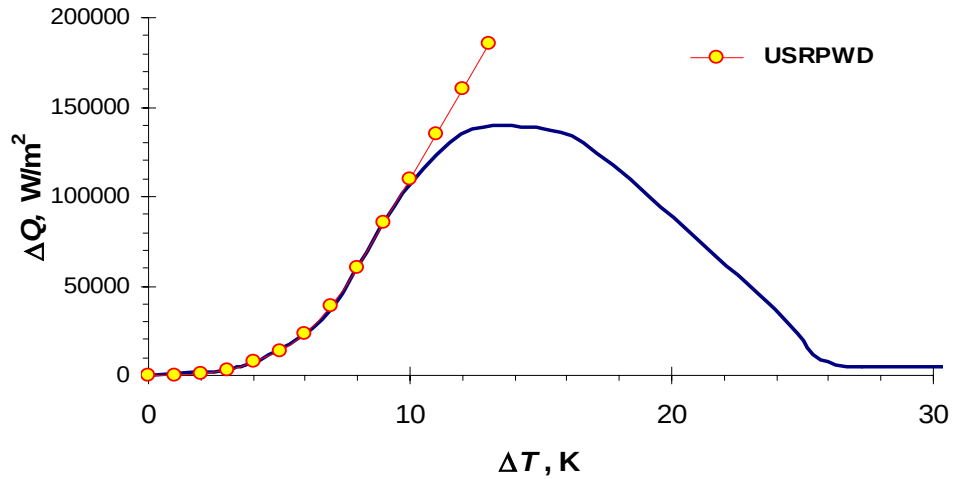


Fig. 8. Heat transfer ΔQ to liquid nitrogen vs. ΔT and simplified ΔQ defined by USRPWD

It is assumed that during computation the temperature difference between “heat exchange” shell region and coolant doesn’t exceed 10 K and USRPWD which defines heat transfer to coolant has values as shown in Fig. 8. The USRPWD in FORTRAN is presented in Fig. 9.

```

SUBROUTINE USRPWD(UCOEF , PWD)
REAL    UCOEF(1), PWD
include 'intpol'
integer n, i
real t(10), p(10), a, b, tt, at, bt, ta
DATA t /0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9/
DATA p /0, 1, 10, 30, 76, 140, 230, 390, 600, 850/
tt = SNGL(VR)
PWD = 0
IF (tt .LE. 77) GOTO 22
ta = SNGL(TAMB)
tt = tt - ta
n = 10
DO i=1, n-1
  a = t(i)
  b = t(i+1)
  at = p(i)
  bt = p(i+1)
  IF (tt .LE. b) GOTO 11
END DO
11  PWD = 100*(bt-at)*(tt-a)/(b-a)+100*at
22  PWD = -UCOEF(2)*PWD
RETURN
END

```

Fig. 9. USRPWD subroutine (FORTRAN) to define heat transfer to liquid nitrogen

Numerical results

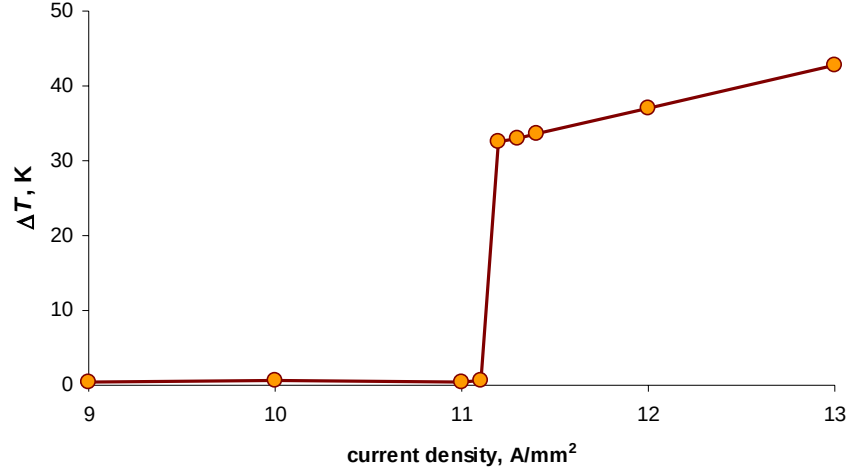


Fig. 10. Temperature difference ΔT between surface and liquid nitrogen vs. current density

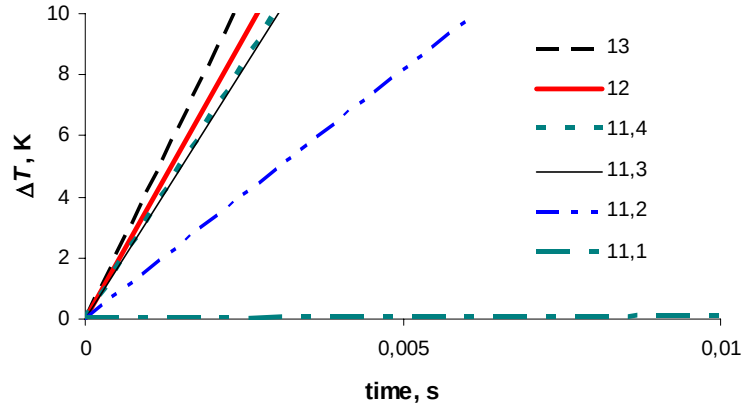


Fig. 11. Temperature difference ΔT between surface and liquid nitrogen vs. time and current density in A/mm²

Fig. 10 and Fig. 11 present temperature difference ΔT between surface and liquid nitrogen vs. current density and vs. time. For the current density higher than 11.2 A/mm² the temperature difference is higher than 10 K assumed as a maximal temperature for proper computation of heat transfer to liquid nitrogen. So, the expected temperature in the real limiter will be much higher than computed in the numerical model. Fig. 11 shows how fast the limiter reaches the $\Delta T = 10$ K for the current densities higher than 11.2 A/mm².

Fig. 12 and Fig. 13 show power dissipated in limiter and voltage on limiter vs. current density and current.

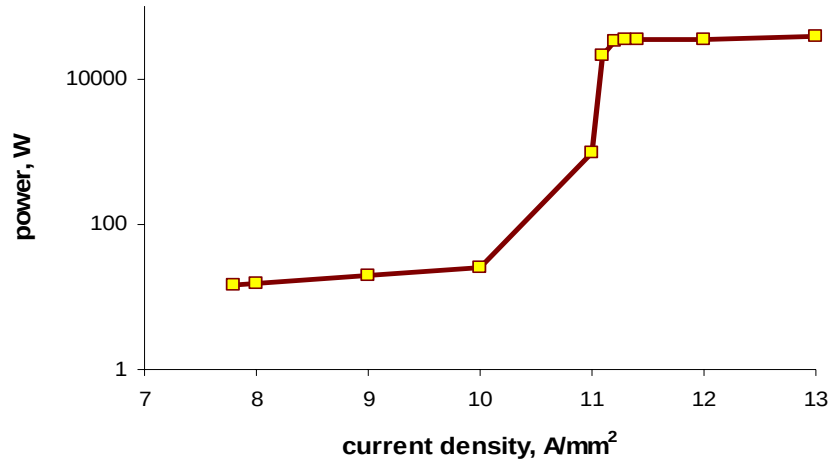


Fig. 12. Power dissipated in limiter vs. current density

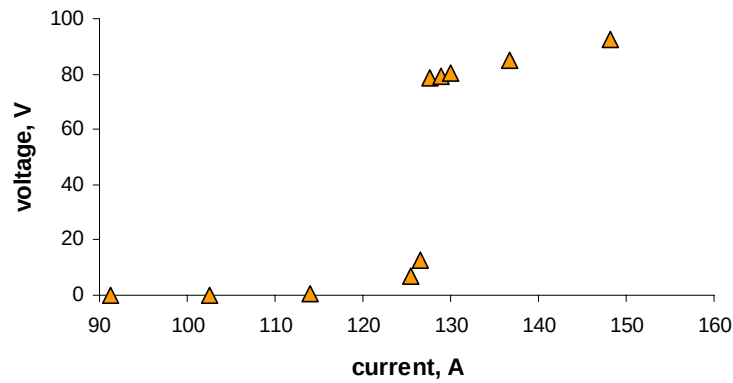


Fig. 13. Voltage vs. current

4. SUMMARY

Numerical model of resistive SFCL is made using electro-thermal module of FLUX2D which is the coupling of an electric conduction module with a transient thermal module. The electric resistivity dependence on current density, magnetic field and temperature is taken into account in calculation by advanced USRSIG subroutine and proper type of boundary condition.

The USRPWD subroutine is used to define heat transfer to coolant under assumption that temperature difference between limiter and coolant doesn't exceed 10 K.

This numerical model can be used to estimate the energy generated by limiter after fault in external circuit and to calculate maximal temperature in limiter and the time to switch off the current by breaker in external circuit which protects limiter against damage.

REFERENCES

- [1] 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.
- [2] T. Janowski, S. Kozak, H. Malinowski, G. Wojtasiewicz, B. Kondratowicz-Kucewicz, J. Kozak: "Properties Comparison of Superconducting Fault Current Limiters with Closed and Open Core," *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 13, no. 2, pp. 2072-2075, June 2003.
- [3] T. Janowski, H.D. Stryczewska, S. Kozak, H. Malinowski, G. Wojtasiewicz, P. Surdacki, B. Kondratowicz-Kucewicz, J. Kozak, *NADPRZEWODNIKOWE OGRANICZNIKI PRĄDU*, Wydawnictwo LIBER, 2002.
- [4] P. J. Lee (Ed.): *ENGINEERING SUPERCONDUCTIVITY*, WILEY-INTERSCIENCE, New York, 2001.
- [5] CAN Superconductors: <http://www.can.cz>.
- [6] J. Sosnowski, "Analysis of the electromagnetic losses generation in the high temperature superconductors," 22nd Seminar IC-SPETO'99, pp.129-132, Gliwice – Ustroń, 1999.
- [7] *User's Guide*, CAD Package for electromagnetic and Thermal Analysis using Finite Elements, FLUX2D Version 7.20, CEDRAT, 1996.
- [8] S. Kozak: „FLUX2D for current leads of superconducting device calculations”, Wydawnictwa Uczelniane Politechniki Lubelskiej, ELMECO'97 – Conference Proceedings, Lublin 1997, pp. 155-160,
- [9] S. Kozak: "Current leads of superconducting device calculations", 22nd Seminar IC-SPETO'99, pp.133-136, Gliwice – Ustroń, 1999.
- [10] S. Kozak, "Numerical model of superconducting magnet of contact cooling process," *PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY*, no. 9, pp. 629-633, 2003.
- [11] E. J. Kazowskij, *Superconducting Magnet Systems*, NAUKA, Leningrad, 1967.
- [12] M. P. Małkow *et al.*, *Sprawocznik po fiziko-technicznych osnovach kriogeniki*, ENERGOATOMIZDAT, Moskwa, 1985.
- [13] Russel B. Scott, *Technika niskich temperatur*, WNT,-Warszaw, 1963.
- [14] Nexans: <http://www.nexans.com>.
- [15] M. Noe *et al.*: "Measurements and tests of HTS bulk material in resistive fault current limiters," *Physica C* 372-376 (2002), pp. 1626-1630.
- [16] 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.
- [17] S. Elschner *et al.*: "Manufacturing and Testing of MCP 2212 Bifilar Coils for a 10 MVA Fault Current Limiters," *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 13, no. 2, pp. 1980-1983, June 2003.

5th SEMINAR & WORKSHOP
APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

Nałęczów, Poland, 23 - 26. 06. 2004



**THE INFLUENCE OF CORE PARAMETERS ON THE
INDUCTIVE SUPERCONDUCTING FAULT CURRENT
LIMITERS' OPERATION**

Janusz KOZAK, Tadeusz JANOWSKI

*Electrotechnical Institute in Warsaw, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland
e-mail: januszkosz@aspect.pl,*

*Lublin University of Technology, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland
e-mail: tadeuszj@eltecopol.lublin.pl*

The Superconducting Fault Current Limiters are designed to react and absorb anticipated power surges in electrical grid. The SFCL connected in series to the power line is characterized by very fast transition to the resistive state and fast recovery time. The SFCL operation is entirely reliable due to simple structure and physical parameters of superconducting tubes. In case of fault the limiter increases the impedance limiting the current. Inductive fault current limiters are based on the core screening effect by HTS tube. After critical current exceeding of superconducting tube the magnetic field penetrates the core, which parameters are significant for proper current limitation. The influence of core parameters on the inductive superconducting fault current limiters' operation is described in this paper.

1. INTRODUCTION

Superconducting Fault Current Limiters use the natural ability of rapid shifting from the normal to the resistive state due to their critical current value exceeding. This special feature of superconductors enables designing of electrical devices with parameters that cannot be achieved by using conventional materials. There are two main types of SFCLs resistive and inductive. The resistive type of Superconducting Fault Current Limiter is based on double non-inductive spirals or superconducting bars. Fault current flow directly across the superconducting element causing fast conductive heating. In inductive limiter ceramic superconducting tube acts as shorted secondary winding. Primary winding is conventionally made of copper wire. Below the activation current limiter operates as current transformer, after fault acts as choke.

The inductive limiter is simple in structure, doesn't need the current leads and cooling costs are low.

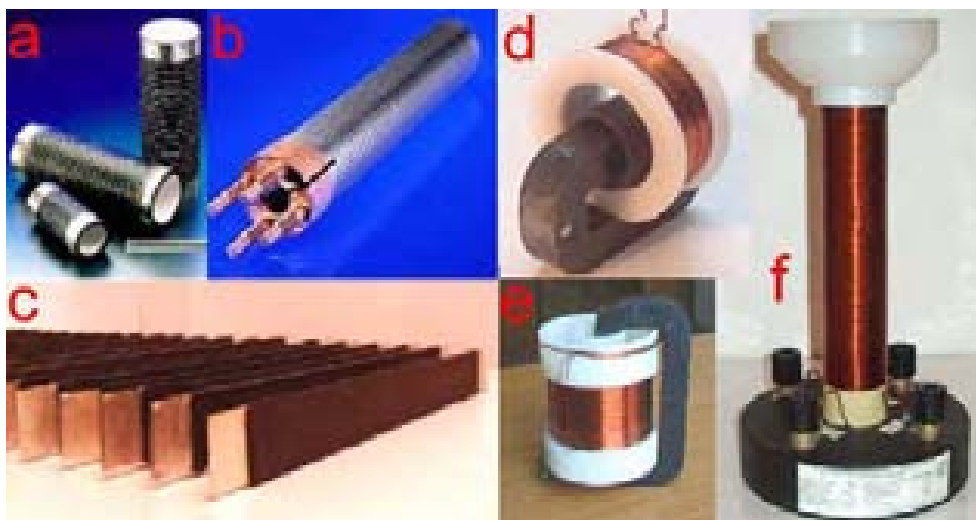


Fig.1. (a,b) Double (non-inductive) spirals for resistive type Fault Current Limiter – Nexans [1], (c) 800A elements for a Superconducting Fault Current Limiter - Advanced Ceramics [2], (d,e) inductive SFCL with closed core, (f) inductive SFCL with open core

2. SFCL OPERATION

Nearly no impedance during normal operation, quick and automatic recovery makes this limiter very attractive in power systems. During the normal operation the resistance of superconducting secondary winding is equal zero, and the magnetic flux doesn't penetrate the iron core because the superconducting tube acts as magnetic screen. Resistance of primary winding and the leakage inductance determine the impedance of the limiter. The voltage on the limiter in superconducting state is very low.

When the fault occur the increasing current exceed the critical value of the superconducting element then resistance of secondary winding is reflected into the circuit, and the magnetic flux penetrates the iron core increasing the impedance of limiter. Rapid increase of impedance in the circuit limits the value of the fault current.

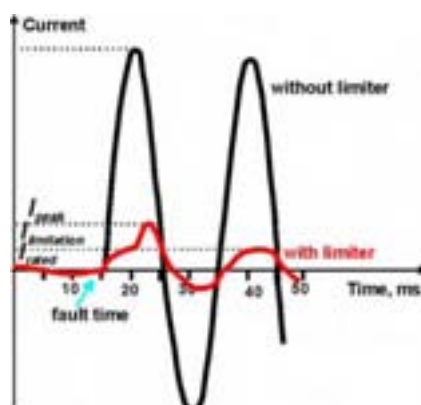


Fig.2. Current waveforms with and without limiter

The voltage of primary winding in resistive state should have appropriate value for the expected current limitation. The voltage on the limiter depends mainly on the structure of the limiter, its geometrical dimensions, number of primary winding turns, distance between the windings and size of the core.

The difference between the current waveforms in the circuit with and without SFCL is shown in figure 2. A very fast operation of the SFCL enables first current peak limitation which is the most dangerous for the system. According to the expectations of SFCL parameters the peak current $I_{\text{peak}} < 10 I_{\text{rated}}$ and $I_{\text{activation}} = 2,5 I_{\text{rated}}$. In succeeding periods the current value should not exceed the $I_{\text{limitation}} = 3 I_{\text{rated}}$ [3].

3. DESIGN AND CALCULATION

The inductive SFCLs consist of the two coaxial windings and magnetic core and they can be divided into limiters with closed and open core. The primary winding made of copper wire is connected in series to the circuit. The secondary (HTS tube) is cooled by liquid nitrogen. The bobbin and the cryostat are made of plastic ERTALON 6 SA to avoid eddy currents.

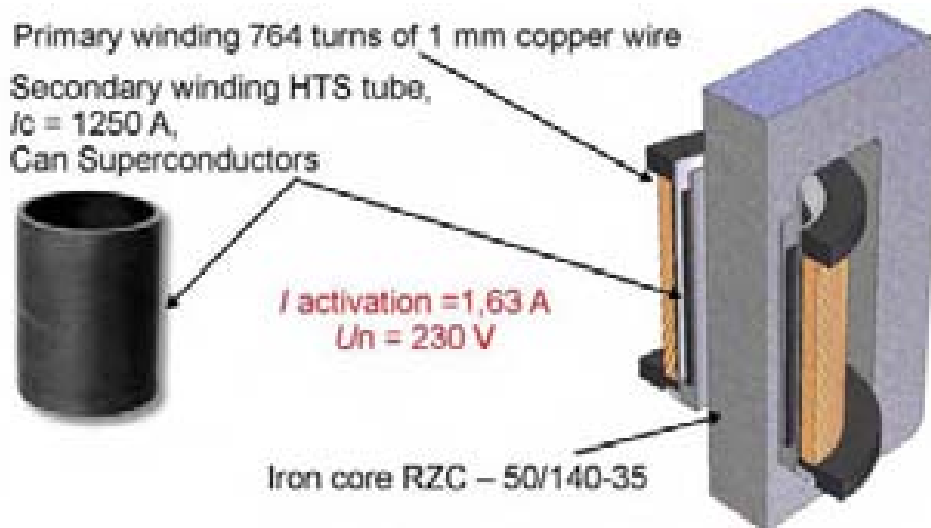


Fig.3. Design of SFCL with closed core [4]

For the fast calculation of limiter parameters such as dimensions of primary winding and core I wrote a computer program in Visual Basic 6.0. Program calculates the optimal wire diameter of primary winding after based on HTS tube parameters and number of desired turns to achieve the minimal impedance of limiter in superconducting state. The low impedance during normal operation is significant regarding voltage drop on limiter and heat losses. Based on $B-H$ curve and dimensions of the core the $V-I$ characteristic is calculated.

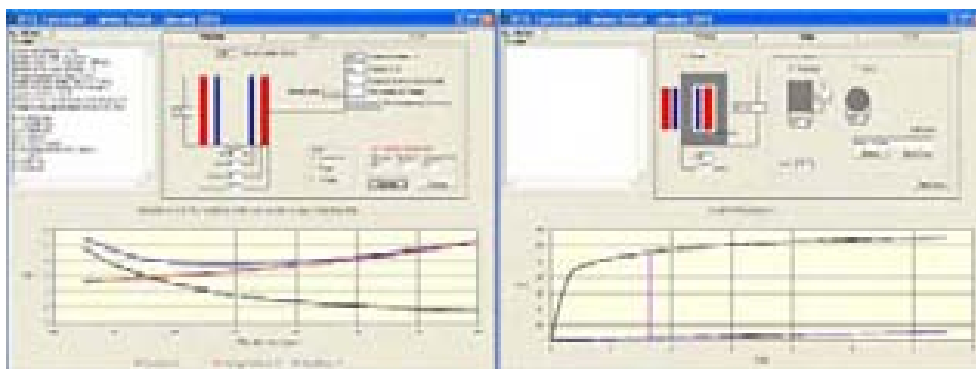


Fig.4. Windows of SFCL Calculator – program for the optimization of primary winding of limiter and calculation of $V-I$ characteristic

4. MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION

After the pre-calculations using SFCL Calculator the model in software based on FEM is analyzed. In superconducting state the value of magnetic flux density is about 0,01 T due to shielding effect of HTS tube. When the induced current in secondary winding exceeds its critical value the flux penetrates iron core and magnetic flux density rapidly grow to 2 T.

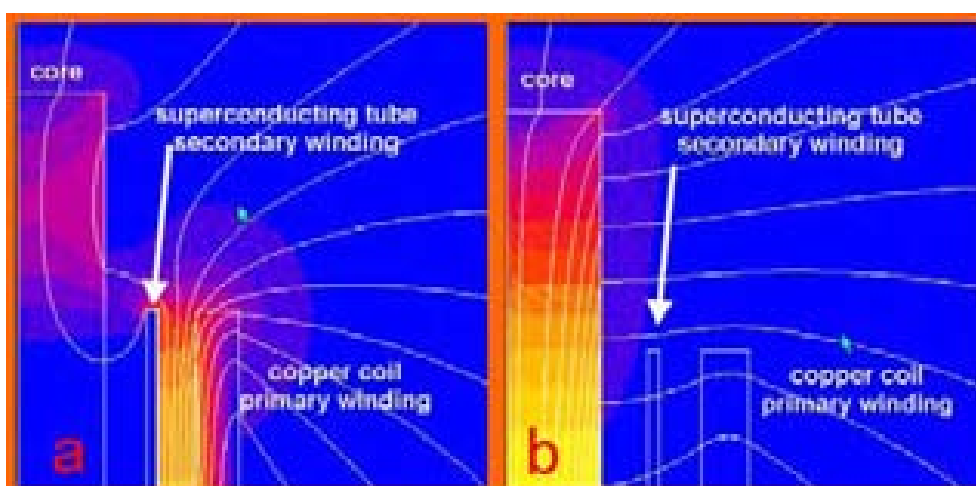


Fig.5. (a) Magnetic field distribution in superconducting state, (b) magnetic field distribution in resistive state

Figure 6 shows differences between magnetic field distributions in limiters with closed and open core which has significant influence on $V-I$ characteristic and limiting capability of the SFCL.

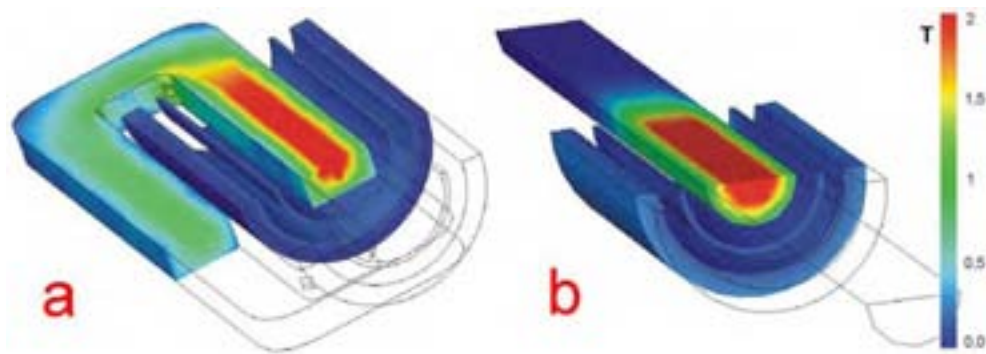


Fig.6. Magnetic field distribution in SFCL with (a) closed (b) open core

5. V- I CHARACTERISTIC OF SFCL

In experimental circuit shown in figure 7 four models of SFCL was investigated. For the model (fig. 1d) with $I_c = 112$ A, voltage – current characteristics are shown in figure 8a. Such design of SFCL gives unsatisfactory results with the open core concept. Figure 8b gives information about negative influence of cryogenic temperature on magnetic permeability of iron core.



Fig.7. Experimental circuit for the SFCL investigation

The V-I characteristic (fig.9) of the (fig.1f) model with open core proves that slender structure of the limiter assures comparable operation to the limiter with closed core. Figure 9b shows V-I characteristic of SFCL model in figure 7 with the parameters described in fig.3. This model has been designed to operate at mains voltage 230 V and activation current 1,63 A.

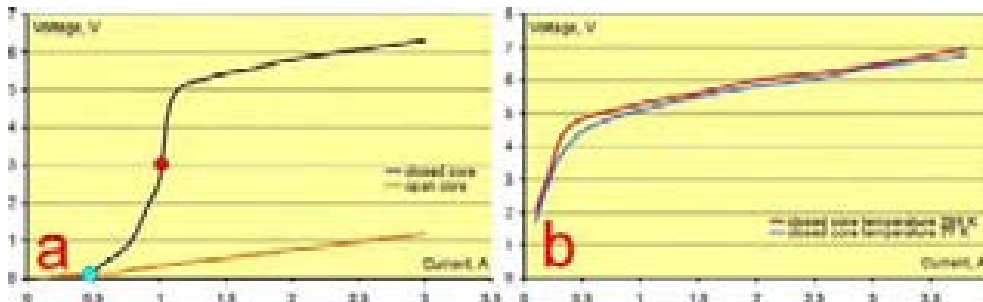


Fig.8. (a) Comparison of V - I characteristic of SFCL with closed and open core (model fig.1d), (b) Influence of cryogenic temperature on core V - I characteristic

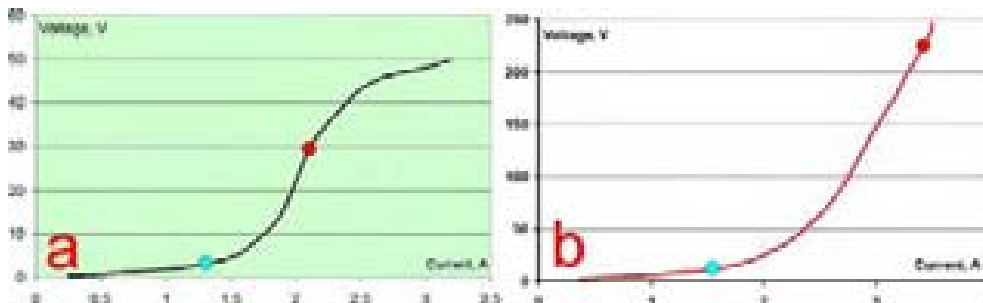


Fig.9. (a) V - I characteristic of SFCL with open core (model fig.1f), (b) V - I characteristic of SFCL with open core (model fig.6). Red dot – U_n , Blue dot – $I_{activation}$

The shape of the current waveforms (fig.10) is similar for the all above mentioned models of SFCL. The first current pulse the most dangerous for the system has the largest value due to aperiodic component of short current.

The small peak on the first half-period is caused by the core transition to the saturation state. The core cross – section should assure that this peak not exceed ten times rated current.

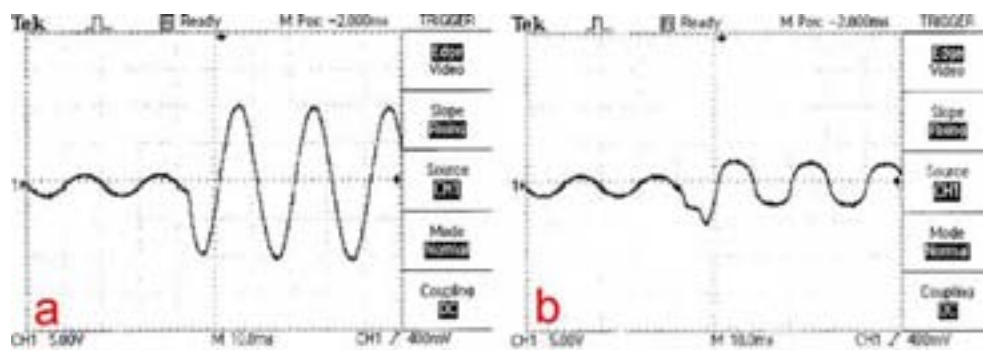


Fig.10. Current waveforms (a) without and (b) with SFCL in the circuit

6. CORE INFLUENCE ON V-I CHARACTERISTIC

Geometrical dimensions of winding a crucial in normal operation to achieve as low voltage on limiter as possible. During the fault core play the key role, his shape, cross – section and material is significant for proper fault current limitation.

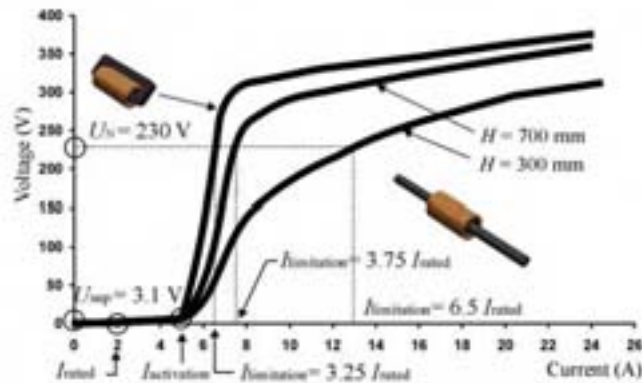


Fig.11. Comparison of V-I characteristic of SFCL with closed and open core

The comparison of SFCL with open and closed core is shown in figure 11. Computer simulation based on FEM software of two models proves that it is possible to build the open core SFCL with acceptable parameters but they will never be as good as limiters with closed core. Limiting capability of open core SFCL can be improved by extension of the core height as it is described in figure 11 (from 300 mm to 700 mm).

7. CONCLUSION

The above described experiments supported by computer calculations indicate the meaning of core influence on SFCL operations. The experiments reveal that the limiter has better parameters with closed core than with the open core. However, it is practicable to build open core SFCL with satisfactory parameters provided that slender construction of this device is assured.

8. ACKNOWLEDGEMENT

This work has been supported by The State Committee for Scientific Research (KBN) under grant: 4 T10A 071 25

REFERENCE

- [1] Nexans: www.nexans.de
- [2] Advanced Ceramics: www.aclstafford.co.uk/superconductors/
- [3] Nielsen J. N., Ostergaard J. J., Applications of HTS Fault Current Limiters in the Danish Utility Network, www.defu.dk/indhold/elt/superled/1_56.pdf
- [4] Can Superconductors: www.can.cz

V SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Nałęczów, 23 - 26. 06. 2004



**TRÓJFAZOWY OGRANICZNIK PRĄDU Z DWOMA
ELEMENTAMI NADPRZEWODNIKOWYMI, MODEL
PRACY**

Michał ŁANCZONT, Tadeusz JANOWSKI

Politechnia Lubelska

Wydział Elektrotechniki i Informatyki

Instytut Podstaw Elektrochniki i Elektrotechnologii

Nadbystrzycka 38A

20-618 Lublin

E-mail: michal@weber.pol.lublin.pl

Base on well-known theories of the superconductivity and similarity of three-phase ferromagnetic type of superconducting fault current limiter with two superconducting rings to transformer, it is possible to elaborate the numeric model, which gives results with a good agreement to experimental results. Paper presents basis of numeric model and preliminary results of the written computer program.

Keywords: *Superconducting fault current limiter, numerical model, computer simulation*

1. WSTĘP

Nadprzewodnictwo jako zjawisko fizyczne zostało odkryte w roku 1911 przez holenderskiego fizyka Heike Kamerlinga Onnes'a w rtęci ochłodzonej do temperatury ciekłego helu. Znaczący wzrost dynamiki badań naukowych nad nadprzewodnictwem nastąpił wraz z ogłoszeniem pod koniec lat pięćdziesiątych teorii mikroskopowej nadprzewodnictwa BCS i odkryciem nadprzewodników wysokotemperaturowych w roku 1986.

Jednymi z pierwszych inżynierskich zastosowań zjawiska nadprzewodnictwa były nadprzewodnikowe ograniczniki prądu. Urządzenia te pod wpływem płynącego przez nie prądu, przekraczającego określoną wartość, wprowadzają znaczną impedancję do obwodu, ograniczając w ten sposób wartość płynącego prądu. Po powrocie wartości prądu płynącego przez obwód do wartości znamionowej, impedancja nadprzewodnikowego ogranicznika prądu samoistnie wraca do wartości znamionowej.

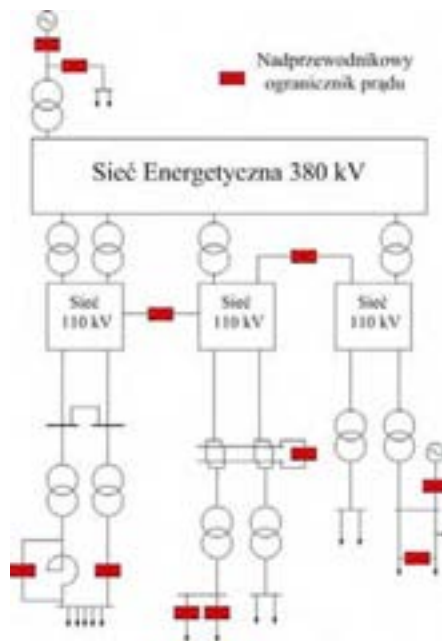
Numeryczne modelowanie pracy nadprzewodnikowego ogranicznika prądu sprowadza się do określenia równań opisujących stany pracy ogranicznika. Można tu wyszczególnić cztery stany pracy:

1. stan ustalony
 - a) znamionowy (impedancja ogranicznika jest znikomo mała)
 - b) awaryjny (impedancja ogranicznika jest dużo większa od impedancji znamionowej)
2. stan przejściowy
 - a) wyjście z nadprzewodnictwa
 - b) powrót w nadprzewodnictwo

Z badawczego punktu widzenia najbardziej interesujące przy analizie zjawiskowej stany przejściowe. Została próba zbudowania modelu matematycznego trójfazowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi [14] oraz napisanie programu komputerowego symulującego pracę takiego ogranicznika w zadanym systemie energetycznym.

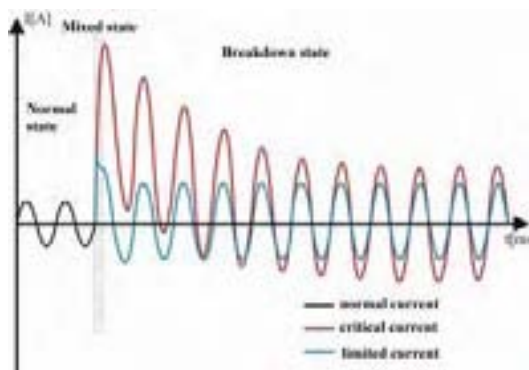
2. NADPRZEWODNIKOWE OGRANICZNIKI PRĄDU

Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu należą do rodziny urządzeń zabezpieczających w sieci energetycznej, rozłączniki, odłączniki itd. Aparatura ta ma za zadanie zabezpieczyć urządzenia znajdujące się w sieci przed zgubnym działaniem dużych prądów, zwarciovych, awaryjnych, jak pokazano na rys. 1.



Rys. 1. Umieszczenie nadprzewodnikowych ograniczników prądu w systemie energetycznym

Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu są bardzo szybkimi odłącznikami prądu awaryjnego, są zdolne do “zgaszenia” już pierwszego pików prądu zwarciovego. Pierwszy impuls prądu awaryjnego niesie ze sobą olbrzymia energię, jak pokazano na rys. 2, która mogła by uszkodzić urządzenia znajdujące się w linii [1], [3].



Rys. 2. Przebieg prądu w linii z i bez nadprzewodnikowego ogranicznika prądu

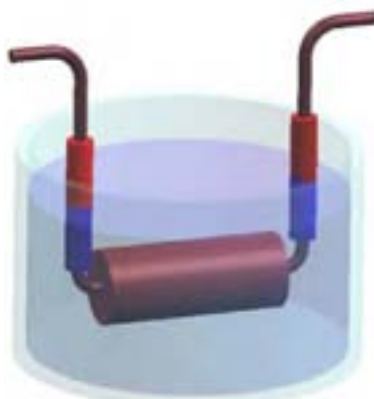
Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu można podzielić na trzy zasadnicze grupy:

- ograniczniki rezystancyjne
- ograniczniki indukcyjne
- ograniczniki hybrydowe

Rezystancyjne nadprzewodnikowe ograniczniki prądu

Przejście fazowe materiału nadprzewodnikowego ze stanu nadprzewodzącego, o znikomo małej rezystancji, do stanu rezystywnego, o kilka rzędów większej rezystancji, i na odwrót pozwoliło na opracowanie urządzenia ograniczającego prąd płynący w linii [9], [16], [18]. Rezystancyjny nadprzewodnikowy ogranicznik prądu jest urządzeniem sterowanym prądem płynącym przez element nadprzewodzący. Przekroczenie zadanej wartości prądu powoduje utratę nadprzewodnictwa i pojawienie się w obwodzie znacznej impedancji, ograniczającej wartość płynącego prądu. Powrót wartości prądu do wielkości znamionowej pozwala na samoistny przejście elementu nadprzewodnikowego do stanu nadprzewodzącego.

Opracowano dwa zasadnicze rodzaje rezystancyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu, z rezystorem bocznikującym i bez, jak pokazano na rys. 3 i rys. 4.



Rys. 3. Rezystancyjny nadprzewodnikowy ogranicznik prądu bez bocznikującym rezystorem



Rys. 4. Rezystancyjny nadprzewodnikowy ogranicznik prądu z bocznikującym rezystorem

Wprowadzenie rezystora bocznikującego pozwoliło na zabezpieczenie elementu nadprzewodnikowego przed uszkodzeniem spowodowanym przez przepływający przez ogranicznik duży awaryjny prąd. Rozwiązanie to zwiększyło również sprawność systemu chłodzącego, energia cieplna wydzielana w czasie ograniczania prądu generowana jest poza kriostat. Dużą zaletą rezystancyjnych ograniczników prądu jest możliwości pracy w sieciach prądu przemiennego i stałego, do wad należy zaliczyć konieczność stosowania przepustów prądowych.

Indukcyjne nadprzewodnikowe ograniczniki prądu

Analiza działania transformatora nadprzewodnikowego doprowadziła do opracowania rodziny nadprzewodnikowych ograniczników prądu w których czynnikiem wyzwalającym przejście fazowe jest indukcja magnetyczna[10], [11]. Podstawową konstrukcją indukcyjnego ogranicznika prądu jest model zbudowany w oparciu o budowę transformatora jednofazowego, jak pokazano na rys. 5.



Rys. 5. Indukcyjny nadprzewodnikowy ogranicznik prądu typu shield-current

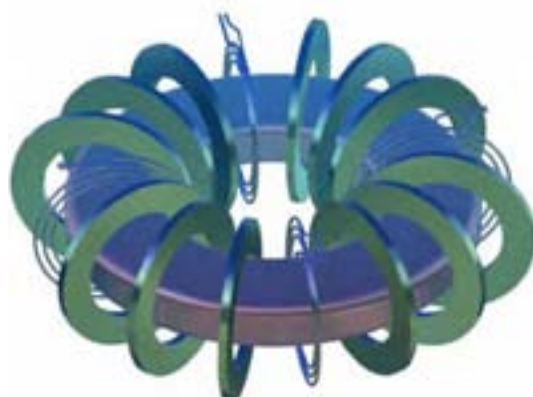
Uzwojenie pierwotne ogranicznika wykonane jest z miedzi, w sposób konwencjonalny, uzwojenie wtórne stanowi zwój zwarty wykonany z pierścienia z nadprzewodnika wysokotemperaturowego. Uzwojenia umieszczone są współosiowo na rdzeniu ferromagnetycznym. W temperaturze kriogenicznej znajduje się tylko element nadprzewodzący.

W znamionowym stanie pracy sieci element nadprzewodzący ogranicznika ekranuje rdzeń ferromagnetyczny przed wpływem pola elektromagnetycznego uzwojenia pierwotnego. W stanie tym impedancja ogranicznika uzależniona jest tylko od parametrów uzwojenia pierwotnego. Przepływ prądu krytycznego, przekraczającego dopuszczalną wartość, przez uzwojenie pierwotne ogranicznika powoduje wygenerowanie pola magnetycznego o wartości przekraczającej krytyczną wartość natężenia pola pierścienia nadprzewodnikowego i wypchnięcie uzwojenia wtórnego ze stanu nadprzewodzącego. Ogranicznik zaczyna pracować jak transformator jednofazowy w stanie zwarcia. Do obwodu wprowadzana jest dzięki temu znaczna impedancja powodując naturalne ograniczenie płynącego w linii prądu.

Indukcyjne nadprzewodnikowe ograniczniki prądu są najszybciej rozwijaną rodziną nadprzewodnikowych ograniczników prądu. Do ich "sukcesu" przyczyniły się ich cechy:

- a. galwaniczne odseparowanie obwodu z nadprzewodnikiem od zabezpieczanej linii
- b. brak konieczności stosowania przepustów prądowych
- c. prostota budowy układu chłodzącego
- d. wysoka temperatura pracy (temperatura ciekłego azotu)
- e. łatwe sterowanie wartością prądu wyzwania ogranicznika i impedancją wtrącaną do obwodu

Indukcyjne nadprzewodnikowe ograniczniki prądu są grupą ograniczników nadprzewodnikowych rozwijającą się bardzo dynamicznie. Innym typem indukcyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu, jest układ pokazany na rys. 6 [17].



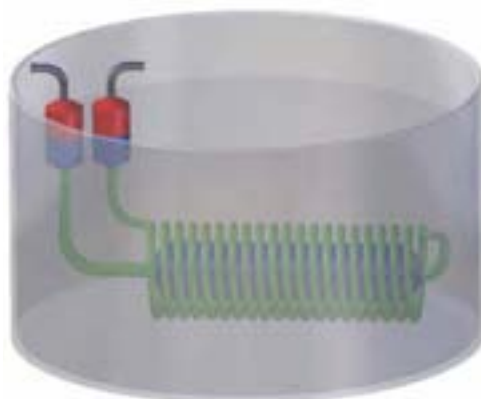
Rys. 6. Indukcyjny nadprzewodnikowy ogranicznik prądu

Uzwojenia strony pierwotnej i wtórnej umieszczone są na toroidalnym rdzeniu. Strona pierwotna ogranicznika została podzielona na cztery sekcje umieszczone na rdzeniu co 90° . Strona wtórna ma postać pierścieni wykonanych z nadprzewodnika wysokotemperaturowego. Pierścienie nadprzewodnikowe są umieszczone równomiernie na rdzeniu. Parametrami ogranicznika można regulować ilość zwojów strony pierwotnej, jak również ilość sekcji strony pierwotnej i ilość krążków nadprzewodzących po stronie wtórnej.

Hybrydowe ograniczniki prądu

Rozwijając konstrukcje opisanych powyżej typów ograniczników nadprzewodnikowych opracowane zostały hybrydowe ograniczniki. Stanowią one rozwinięcie podstawowych typów o dodatkowe parametry.

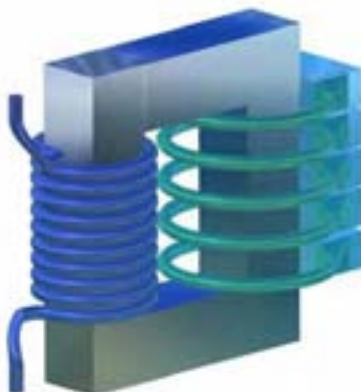
Przykładem hybrydowego ogranicznika prądu jest rezystancyjny nadprzewodnikowy ogranicznik prądu z “przyśpieszającą cewką” [10], jak pokazano na rys. 7.



Rys. 7. Hybrydowy ogranicznik prądu

Ogranicznik ten składa się z elementu nadprzewodnikowego i połączonego z nim szeregowo uzwojenia konwencjonalnego. Element nadprzewodnikowy jest umieszczony

współosiowo z uzwojeniem. Przejście fazowe elementu nadprzewodnikowego jest przyspieszane przez pole magnetyczne wytworzone przez miedziane uzwojenie. Wzrost natężenia zewnętrznego pola magnetycznego powoduje spadek wartości prądu krytycznego nadprzewodnika. Dzięki takiej konstrukcji uzyskano łatwą możliwość sterowania prądem wyzwolenia ogranicznika.

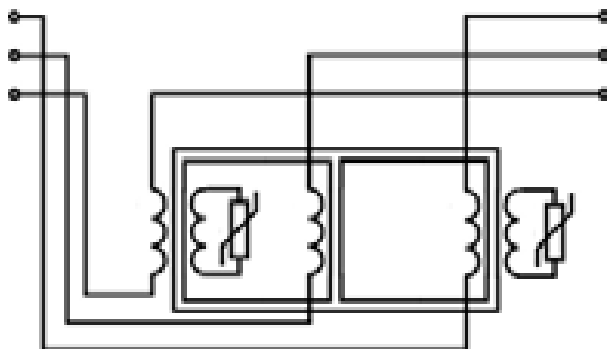


Rys. 8. Indukcyjny hybrydowy nadprzewodnikowy ogranicznik prądu

Innym rozwiązaniem hybrydowego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu jest ogranicznik indukcyjny pokazany na rys. 8. Ogranicznik ten został opracowany w oparciu o zasadę działania transformatora jednofazowego.

Uzwojenia ogranicznika są umieszczone na kolumnach rdzenia ferromagnetycznego [13]. Strona pierwotna ogranicznika, włączona szeregowo w chroniony obwód, ma budowę konwencjonalną – uzwojenie miedziane. Strona wtórna wykonana jest z przeciętych pierścieni miedzianych w których przerwę wstawiono element nadprzewodzący. Parametry pracy ogranicznika hybrydowego mogą być regulowane poprzez dobranie odpowiednich parametrów rdzenia, liczby zwojów uzwojenia pierwotnego, liczbę pierścieni strony pierwotnej, rodzaj (typ) nadprzewodnika.

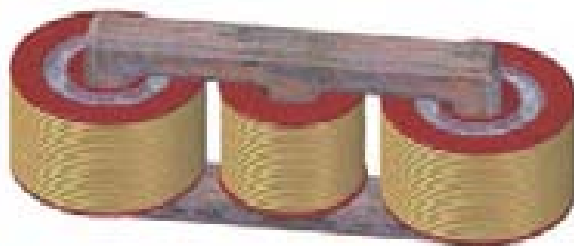
Opracowanych zostało szereg różnych rozwiązań trójfazowych nadprzewodnikowych ograniczników prądu. Na szczególną uwagę zasługuje trójfazowy ogranicznik prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi, jak pokazano na rys. 9. Charakteryzuje się on kompaktową budową (układ zintegrowany), uniwersalnością (może ograniczać różne rodzaje zawać – jednofazowe, trójfazowe, międzyfazowe itp.), niskim kosztem budowy i eksploatacji.



Rys. 9. Schemat trójfazowego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi

3. TRÓJFAZOWY NADPRZEWODNIKOWY OGRANICZNIK PRĄDU Z DWOMA ELEMENTAMI NADPRZEWODNIKOWYMI

Trójfazowy ogranicznik prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi, jak pokazano na rys. 10 [11], [14], jest urządzeniem o budowie kompaktowej zdolnej do ograniczania zwarć i do ziemnych i międzyfazowych, jedno-, dwu- i trójfazowych.



Rys. 10. Trójfazowy ogranicznik prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi

Analizując pracę transformatorów nadprzewodnikowych zauważono że działają one jak ograniczniki prądowe limitując wartość prądu awaryjnego płynącego w obwodzie. Zaproponowany został trójfazowy ogranicznik prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi. Rozwiązanie to jest rozwinięciem konstrukcji jednofazowej, pokazanej na rys. 5. Ogranicznik ten charakteryzuje się:

- a) z kolumny środkowej usunięto zostało uzwojenie wtórne
- b) uzwojenia wtórne ogranicznika wykonane są z rurek z nadprzewodnika wysokotemperaturowego (zwój zwarty)
- c) uzwojenia pierwotne miedziane (budowa konwencjonalna) włączone w obwód chronionej sieci energetycznej
- d) uzwojenia umieszczone współosiowo na poszczególnych kolumnach rdzenia
- e) „uzwojenia” wtórne umieszczone w kriostatach, chłodzonych ciekłym azotem, kontaktowo lub w sposób mieszany
- f) Pozostałe elementy ogranicznika pracują w temperaturze otoczenia (pokojowej)
- g) uzwojenia wtórne są galwanicznie oddzielone od chronionych linii, nie ma konieczności stosowania przepustów prądowych

Trójfazowy ogranicznik prądu z dwoma elementami może ograniczać zwarcia fazowe i międzyfazowe (jedno-, dwu- i trójfazowe).

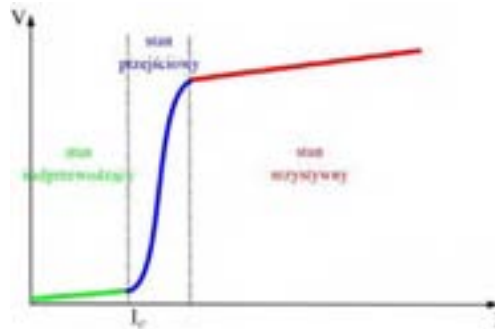
Można przedstawić dwa podstawowe modele działania trójfazowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi przy zwarcu jednofazowym:

- a) prąd zwarciový pojawia się w fazie z elementem nadprzewodnikowym (kolumny zewnętrzne ogranicznika) – wzrost prądu płynącego w uzwojeniu pierwotnym ponad zaprogramowaną wartość powoduje wypchnięcie elementu nadprzewodnikowego („uzwojenie” wtórne) do stanu rezystywnego, układ zaczyna pracować jak transformator, wprowadzając do obwodu znaczącą impedancję, impedancja fazy środkowej także wzrasta ze względu na zmianę drogi strumienia (rurka nadprzewodząca już nie ekranuje rdzenia).
- b) prąd zwarciový pojawia się z fazy bez elementu nadprzewodnikowego (kolumna wewnętrzna ogranicznika) – wzrost prądu w uzwojeniu umieszczonym na kolumnie środkowej (ponad założoną wartość) po pociąga za sobą wzrost strumienia, a więc wpływa na wielkość pola magnetycznego w jakim znajdują się rurki nadprzewodzące na kolumnach zewnętrznych, zmniejszając wartości krytyczną natężenia prądu, przynajmniej jedno z nadprzewodnikowych uzwojeń wtórnych przechodzi do stanu rezystywnego (do obwodu wprowadzana jest duża impedancja, ograniczająca wartości prądu płynącego w liniach)

Przy zwarcu wielofazowym lub międzyfazowym mamy do czynienia z kombinacją dwóch przedstawionych powyżej modeli zachowania.

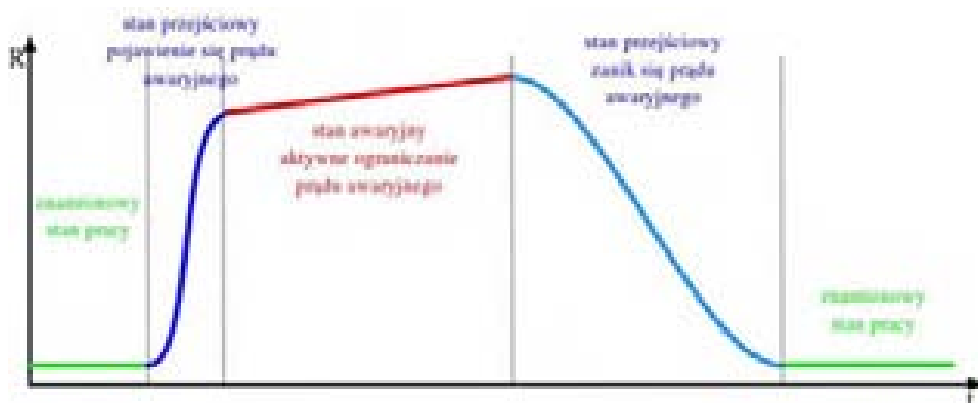
4. STANY PRZEJŚCIOWE OGRANICZNIKA NADPRZEWODNIKOWEGO

Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu limitują wartość prądu płynącego w linii dzięki pracy nieliniowego elementu nadprzewodnikowego. Analizując charakterystykę prądowo-napięciową materiału nadprzewodnikowego można wyznaczyć cztery przedziały, jak pokazano na rys. 11.



Rys. 11. Charakterystyka prądowo napięciowa materiału nadprzewodnikowego

Przyjmując za podstawę przedstawioną powyżej charakterystykę można zbudować krzywą opisującą zależność rezystancji ogranicznika w czasie trwania prądu awaryjnego, jak pokazano na rys. 12.



Rys. 12. Charakterystyka rezystancji w czasie działania ogranicznika wywołanego pojawieniem się prądu awaryjnego

Na podstawie przebiegu zmian rezystancji ogranicznika nadprzewodnikowego, w czasie działania wywołanego pojawieniem się w obwodzie prądu awaryjnego, można wydzielić cztery stany pracy:

- Stan pracy znamionowej – przez ogranicznik płynie prąd znamionowy, element nadprzewodzący znajduje się w stanie nadprzewodzącym, impedancja ogranicznika jest znikomo mała
- Stan przejściowy – pojawienie się w linii prądu awaryjnego (zwarcia) powoduje że przez element nadprzewodzący ogranicznika popłynie prąd większy od prądu krytycznego materiału nadprzewodnikowego, wymuszając przejście do stanu rezystywnego, czas trwania stanu przejściowego jest krótszy od $\frac{1}{4}$ okresu prądu awaryjnego
- Stan awaryjny – aktywne ograniczanie prądu awaryjnego
- Stan przejściowy – powrót wartości prądu płynącego w linii do wielkości znamionowej powoduje że przez element nadprzewodzący ogranicznika płynie prąd mniejszy od krytycznego, w tych warunkach element może powrócić do stanu nadprzewodzącego, czas przejścia jest uzależniony od kilku czynników (wielkości prądu płynącego przez nadprzewodnik, temperatury elementu nadprzewodnikowego, sprawności układu chłodzącego, wartości pola magnetycznego w jakim znajduje się nadprzewodnik)

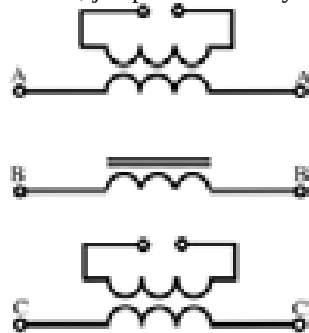
Szczegółowy opis stanów pracy dla różnych typów nadprzewodnikowych ograniczników różni się, ale przedstawiony powyżej opis w sposób ogólny zachowanie się dobrze obrazuje działanie ograniczników.

Dla trójfazowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi również można zdefiniować i opisać cztery stany pracy. Opis pracy ogranicznika wymaga „rozbicia” opisu na trzy grupy:

- prąd awaryjny płynie przez uzwojenie umieszczone na kolumnie zewnętrznej
- prąd awaryjny płynie przez uzwojenie umieszczone na kolumnie wewnętrznej
- prąd awaryjny płynie przez uzwojenie umieszczone na kolumnie zewnętrznej i wewnętrznej

A) Znamionowy stan pracy

Znamionowy stan pracy dla wymienionych powyżej trzech przypadków jest taki sam. Przez uzwojenia płynie prąd znamionowy, pierścienie nadprzewodnikowe umieszczone na kolumnach zewnętrznych ekranują rdzeń prze wpływem pola magnetycznego. Dla sieci ogranicznik jest widziany jako dławiki, jak pokazano na rys. 13, o znikomej impedancji.



Rys. 13. Schemat zastępczy trójfazowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi w stanie znamionowym

Występującą w tym ograniczniku w stanie znamionowym niesymetryczność impedancji faz można minimalizować dobierając liczbę zwojów w poszczególnych fazach.

B) Stan przejściowy – wyjście z nadprzewodnictwa

Nadprzewodnikowy ogranicznik prądu jest projektowany na zadany prąd “wyzwalania”. Pojawienie się w chronionym obwodzie (linii) prądu awaryjnego o wartości przekraczającej dopuszczalną poziom, powoduje “uruchomienie” ogranicznika. Ze względu na istnienie pewnej stałej czasowej t_{N-R} (charakterystycznej dla każdego materiału nadprzewodnikowego) określającej czas jaki jest potrzebny aby materiał zmienił swój stan pracy z nadprzewodzącego na rezystywny, można wyróżnić przejściowy stan pracy ogranicznika. Czas trwania tego stanu jest krótszy od $\frac{1}{4}$ okresu sygnał prądowego płynącego w linii. Opisać można trzy podstawowe modele pracy ogranicznika:

a) prąd awaryjny płynie w uzwojeniu umieszczonym na kolumnie zewnętrznej

W stanie pracy znamionowym, ogranicznik trójfazowy pracuje praktycznie jako trzy niezależne układy jednofazowe. Opisując stan przejściowy dla faz umieszczonych na kolumnach zewnętrznych można częściowo opierać się na modelu stanu przejściowego ogranicznika indukcyjnego jednofazowego, ponieważ dopiero po przejściu uzwojenia wtórnego do stanu nadprzewodzącego rdzeń ogranicznika “staje się widoczny” dla pola elektro-magnetycznego.

Przekroczenie w uzwojeniu pierwotny wartości dopuszczalnej prądu powoduje równoczesne przekroczenie wartości krytycznej prądu płynącego w uzwojeniu wtórnym. Pierścień przechodzi do stanu rezystywnego umożliwiając tym samym “penetrację” rdzenia przez strumień magnetyczny, oraz wprowadzenie do obwodu znacznej impedancji (ograniczającej prąd awaryjny).

Pojawienie się w rdzeniu strumienia od kolumny zewnętrznej powoduje że zmienia się także impedancja fazy ogranicznika umieszczonego na kolumnie środkowej. Możliwe

jest również że ze stanu nadprzewodzącego wyjdzie pierścień nadprzewodzący umieszczony na drugiej kolumnie zewnętrznej, pomimo że przez niego prąd awaryjny nie płynie, wprowadzając impedancje także do linii z tym uzwojeniem.

Analizę rozplywu strumienia w ograniczniku można wykonać stosując schemat zastępczy obwodu magnetycznego

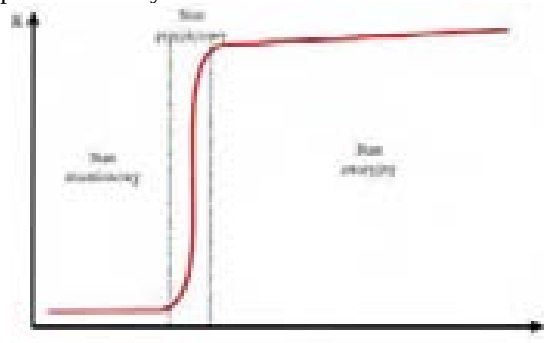
b) prąd awaryjny płynie w uzwojeniu umieszczonym na kolumnie środkowej

Wzrost wartości prądu płynącego w uzwojeniu umieszczonym na kolumnie środkowej powoduje równocześnie wzrost wartości strumienia generowanego przez to uzwojenie. Przekroczenie zaprogramowanej wartości prądu powoduje że przynajmniej jeden z pierścieni nadprzewodnikowych umieszczonych na kolumnach zewnętrznych wyjdzie z nadprzewodnictwa. W fazie z tym pierścieniem pojawia się dodatkowa impedancja wywołana tym przejściem, podobnie w linii w uzwojeniu umieszczonym na kolumnie środkowej.

c) prąd awaryjny płynie w uzwojeniu umieszczonym na kolumnie zewnętrznej i środkowej

Przepływ prądu awaryjnego przez dwie fazy ogranicznika (zewnętrzną i środkową), jest połączeniem opisanych powyżej sytuacji. W tym przypadku suma oddziaływania prądów awaryjnych wymusza przejście pierścienia nadprzewodzącego do stanu rezystywnego. Impedancja ograniczająca jest w tym układzie wprowadzana we wszystkich trzech fazach.

Zmiana stanu pracy ogranicznika nie jest funkcją skokową, zależy ona od szeregu parametrów (rodzaj materiału nadprzewodnikowego, jego kształt, typ ogranicznika), a jej przybliżony kształt pokazano na rys. 14.



Rys. 14. Charakterystyka rezystancji materiału nadprzewodnikowego w funkcji prądu płynącego przez materiał

Znanych jest kilka opisów matematycznych stanu przejściowego nadprzewodnika. Podstawowym opisem stanu przejściowego (krytycznego) jest Model Bean'a, (1) wszystkie pozostałe modele oparto na nim.

$$J = \begin{cases} 0 & \text{dla } E < E_C \\ J_C & \text{dla } E > E_C \end{cases} \quad (1)$$

Przy opracowywaniu modelu numerycznego trójfazowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi wykorzystano model przedstawiony w równaniu (2).

$$R(I) = \begin{cases} 0 & \text{dla } I < I_C \\ \frac{R_{SC}}{e^{\frac{I_C - |I|}{\Delta I}} + 1} & \text{dla } I > I_C \end{cases} \quad (2)$$

Przedstawione równanie w sposób zadowalający opisuje przebieg zmian rezystancji nadprzewodnika w funkcji wartości prądu płynącego przez materiał.

C) Stan awaryjny

W systemie energetycznym nadprzewodnikowy ogranicznik prądu ogranicza wartość prądu awaryjnego do czasu zadziałania konwencjonalnych urządzeń zabezpieczających (rozłączniki, wyłączniki, odłączniki). W tym czasie przez element nadprzewodzący ogranicznika płynie prąd znacznie większy od prądu krytycznego elementu. W tym stanie pracy cała energia ograniczania prądu awaryjnego jest pochłaniana przez ogranicznik, powodując wydzielanie się energii cieplnej, między innymi w elemencie nadprzewodnikowym. Zależność rezystancji element nadprzewodnikowego w tym stanie opisuje równanie (3) przedstawiające zależność rezystancji od temperatury.

$$R_T = R_{T_0} [1 + \alpha(T - T_0)] \quad (3)$$

Zbyt długi czas efektywnego działania ogranicznika może doprowadzić do jego termicznego uszkodzenia.

D) Stan przejściowy – powrót do nadprzewodnictwa

Powrót wartości prądu płynącego w linii z ogranicznikiem do wartości znamionowej umożliwia przejście elementu nadprzewodnikowego ogranicznika z stanu rezystywnego do stanu nadprzewodzącego. Przebieg tego procesu ma opis matematyczny zbliżony do opisu stanu przejściowego (wyjścia z nadprzewodnictwa). Przebiega on jednak znacznie „wolniej”, jest to związane z koniecznością schłodzenia materiału nadprzewodnikowego poniżej jego temperatury krytycznej.

5. MODEL PRACY TRÓJFAZOWEGO OGRANICZNIKA PRĄDU Z DWOMA ELEMENTAMI NADPRZEWODNIKOWYMI

Możliwe jest utworzenie modelu pracy trójfazowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi na podstawie przedstawionego powyżej założenia. Zapisać można cztery niezależne modele opisujące prace ogranicznika w poszczególnych stanach pracy:

(a) Znamionowy stan pracy

Impedancja ogranicznika jest znikomo mała, o wartości dużo mniejszej od impedancji urządzeń pracujących z ogranicznikiem w sieci. Jej wartość zależy od parametrów uzwojeń pierwotnych ogranicznika, jak pokazano na rys. 13. Impedancję ogranicznika liczymy ze wzorów:

- uzwojenia zewnętrzne

$$R = \rho \frac{n \cdot 2\pi R_r}{\pi r_p^2} \quad (4)$$

$$L = \frac{0,08 d^2 n^2}{3d + 9l} \quad (5)$$

lub

$$L = \frac{0,08 d^2 n^2}{3d + 9l + 10a} \quad (6)$$

- uzwojenie wewnętrzne

$$R = \rho \frac{n \cdot 2\pi R_r}{\pi r_p^2} \quad (7)$$

$$L = \mu_0 \mu_{rod} n^2 \frac{A}{l} \quad (8)$$

gdzie:

n - liczba zwojów uzwojenia pierwotnego

R_r - promień uzwojenia pierwotnego

r_p - promień przewodu uzwojenia pierwotnego

d - średnica uzwojenia pierwotnego

l - długość cewki (wysokość uzwojenia pierwotnego)

a - grubość uzwojenia (przy uzwojeniu wielowarstwowym)

A - powierzchnia przekroju rdzenia

W uzwojeniu środkowym konieczne jest uwzględnienie wpływu rdzenia (8).

(b) Przejściowy stan pracy (wyjście z nadprzewodnictwa)

Opracowując model numeryczny pracy przyjęto kilka założeń upraszczających:

- rezystancja uzwojenia wtórnego uzwojeń na kolumnach zewnętrznych zmienia się zgodnie z równaniem (2),(9)

$$R(I) = \begin{cases} 0 & \text{dla } I < I_C \\ \frac{R_{SC}}{\frac{I_C - |I|}{\Delta I} + 1} & \text{dla } I > I_C \end{cases} \quad (9)$$

- indukcyjność uzwojeń zmienia się skokowo
- pierścień nadprzewodnikowy traktujemy jak jeden zwój zwarty
- model numeryczny opisujący stany przejściowe oparto na modelu matematycznym transformatora (10)

$$\begin{cases} \underline{U}_1 = R_1 \underline{I}_1 + j\omega(L_1 - M)\underline{I}_1 - j\omega M(\underline{I}_1 - \underline{I}_2) \\ 0 = \underline{U}_2 - R_2 \underline{I}_2 + j\omega(L_2 - M)\underline{I}_2 - j\omega M(\underline{I}_1 - \underline{I}_2) \end{cases} \quad (10)$$

- indukcyjność wzajemna jest uzależniona od stopnia sprzężenia uzwojeń i jest funkcją rezystancji pierścienia nadprzewodnikowego (11), zmienia się od 0 do k_1 , gdzie k_1 jest współczynnikiem sprzężenia po przejściu pierścienia nadprzewodnikowego do stanu rezystywnego

$$k = k_1 \frac{R(I)}{R_{SC}} \quad (11)$$

(c) Awaryjny stan pracy

Model matematyczny dla opisu awaryjnego stanu pracy, w którym ogranicznik efektywnie ogranicza prąd zwarcia (awaryjny), wykorzystano schemat zastępczy transformatora i na podstawie jego modelu matematycznego opracowano model numeryczny dla tego stanu pracy.

(d) Przejściowy stan pracy (powrót do nadprzewodnictwa)

Opis matematyczny tego stanu pracy jest tożsamy z opisem przejściowym przy pojawieniu się prądu awaryjnego. W modelu tym inny przebieg ma tylko rezystancja pierścienia nadprzewodnikowego (12)

$$R(I) = \begin{cases} R_{SC} & \text{dla } I > I_C \\ R_{SC} - \frac{R_{SC}}{e^{\frac{I_C - I}{\Delta I}} + 1} & \text{dla } I < I_C \end{cases} \quad (12)$$

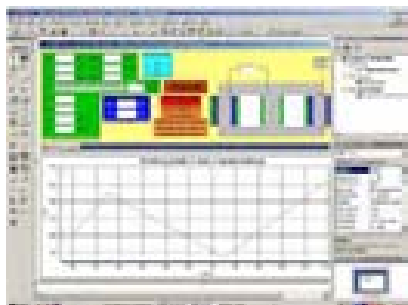
6. KOMPUTEROWE MODELOWANIE PRACY TRÓJFAZOWEGO OGRANICZNIKA PRĄDU Z DWOMA ELEMENTAMI NADPRZEWODNIKOWYMI

W oparciu o opracowywany model pisana jest aplikacja wizualizująca działanie trójfazowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi. Program w oparciu o zadane parametry ogranicznika i obwodu w którym pracuje będzie wykreślał

przedbiegi wybranych zmiennych (prądów płynących w obwodzie, prądów wtórnych ogranicznika i innych). Program pisany jest w środowisku Microsoft Visual Basic. Język ten znakomicie nadaje się do pisania tego typu programów.

Dla potrzeb pisanego programu napisane zostały dwie specjalne „kontrolki”. Pierwsza z nich wprowadza do środowiska Visual Basic nowy typ zmiennych, zmienne zespolone. Ten typ zmiennych nie jest standardowo obecny w języku, a w oprogramowywanym modelu matematycznym konieczne jest wykorzystanie tego typu liczb. Druga z napisanych „kontrolerek” umożliwia wykonywanie podstawowych obliczeń na liczbach zespolonych (dodawanie, odejmowanie, dzielenie i mnożenie), oraz umożliwia przeliczanie dowolnej liczby zespolonej pomiędzy dwoma postaciami liczb zespolonych (wykładnicza Ae^{jB} , kartezjańska $C+jD$). Obydwie „kontrolki” mogą być wykorzystywane w innych pisanych programach które będą wymagały wykonywania działań na liczbach zespolonych. Kontrolki mogą być wykorzystane we wszystkich najpopularniejszych środowiskach programistycznych (Microsoft Visual Basic, Microsoft Visual C++, Borland Delphi, Borland C++ Builder).

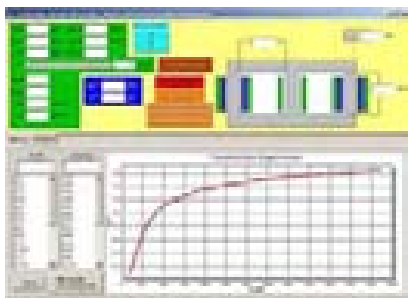
Poniżej przedstawiono kilka wybranych zrzutów ekranowych pisanego programu (rys. 15-20).



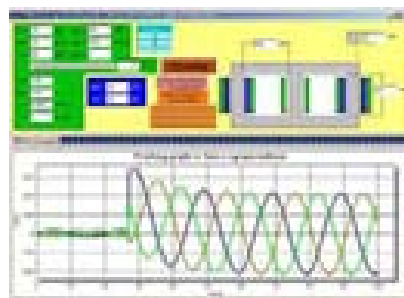
Rys. 15. Środowisko programu Microsoft Visual Basic, GUI pisanego programu



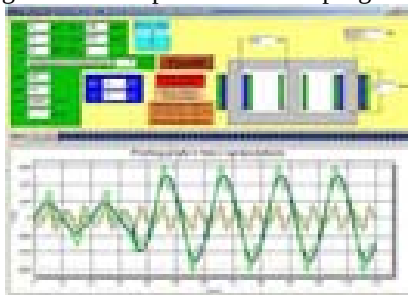
Rys. 16. Środowisko programu Microsoft Visual Basic, fragment kodu pisanego programu



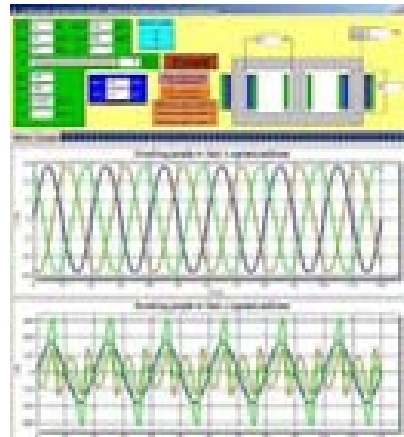
Rys. 17. GUI programu, pierwotna charakterystyka magnesowania rdzenia ogranicznika wprowadzona do programu



Rys. 18. GUI programu, przebieg prądu awaryjnego w linii bez ogranicznika



Rys. 19. GUI programu, przebieg prądu w pierścieniu nadprzewodnikowym oraz przebiegi strumieni w rdzeniu przy zwarcu w fazie A



Rys. 20. GUI programu, przebieg prądu znamionowego w linii, przebieg prądu w pierścieniu nadprzewodnikowym, przebiegi strumienia w rdzeniu

Pisana aplikacja jest projektem bardzo złożonym. Pomimo opracowania założeń i zapisania podstawowej wersji modelu numerycznego ogranicznika, do działania program wymaga rozwiązania szeregu zadań. Konieczne jest opisanie warunków na podstawie których następuje przełączanie pomiędzy poszczególnymi stanami pracy.

7. WNIOSKI

Analiza pracy nadprzewodnikowego ogranicznika prądu, a w szczególności będącego przedmiotem badań w ramach realizacji projektu badawczego, trójfazowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi, jest zadaniem bardzo złożonym i skomplikowanym. Opis stanu przejściowego w ograniczniku trójfazowym wymaga zastosowanie szeregu uproszczeń, bez których opisanie pracy ogranicznika było by bardzo skomplikowane.

Opracowany, model numeryczny pozwala na uzyskanie wyników zgodnych z przewidywanymi.

Weryfikacja modelu numerycznego będzie możliwa po zbudowaniu modelu fizycznego ogranicznika. W ramach realizacji zadań “Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii” i “Centrum Doskonałości Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce” jest planowane zbudowanie i przebadanie fizycznego modelu trójfazowego ogranicznika prądu z dwoma elementami nadprzewodnikowymi.

Weryfikacje niektórych aspektów zaproponowanego modelu można będzie zweryfikować przy wykorzystaniu analizy numerycznej przeprowadzonej w programie OPERA-3D.

LITERATURA

- [1] T. Janowski i inni; Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu; Wydawnictwo Drukarnia LIBER; Lublin 2002
- [2] Ch. P. Poole i inni; Handbook of Superconductivity; Academic Press 2000
- [3] A. R. Jha; Superconductor Technology; A Wiley-Interscience Publications; 1998
- [4] M. Sjöström, Hysteresis modeling of high temperature superconductors; École Polytechnique Fédérale de Lausanne; 2001
- [5] M. Jabłoński; Transformatory; Wydawnictwo Politechniki Łódzkiej; Łódź 1994
- [6] S. Bolkowski; Teoria obwodów elektrycznych; WNT 1995
- [7] M. Krakowski; Elektrotechnika teoretyczna; Wydawnictwo Naukowe PWN 1995
- [8] P. Kacejko, J. Machowski; Zwarcia w systemach elektroenergetycznych; WNT 2002
- [9] M. Łanczont, T. Janowski; Model matematyczny pracy rezystancyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu; IV Seminarium Zastosowania Nadprzewodników, Nałęczów 2003
- [10] M. Łanczont, T. Janowski; Computer modeling of superconducting shield-current limiter; Elmeco IV, Nałęczów 2003
- [11] M. Łanczont, T. Janowski; Modelowanie pracy indukcyjnych nadprzewodnikowych ograniczników prądu, Seminarium Doktorantów Wydziału Elektrycznego, Lublin 2003
- [12] J. Zhang i inni; Dynamic simulation and tests of a three-phase high T_c superconducting fault current limiter, Chinese Academy of Science, Publikacja internetowa; 2001
- [13] E. Oyarabide Usabiaga i inni; Superconducting hybrid fault current limiter: manufacturing, modeling and simulations; Mondragon Unibersitatea; Spain; publikacja internetowa; 2001
- [14] S. Lee i inni; The short circuit analysis of integrated three phase superconducting fault current limiter with two phase superconducting circuits, Yonsei University; publikacja internetowa, 2001
- [15] M. Sjöström; Equivalent circuit model of superconductors; IEEE 2002
- [16] Y. S. Cha i inni; Analysis of a passive superconducting fault current limiter; IEEE 1998
- [17] Y. C. Tan, P. D. Evans; Quenching behaviour of superconductors in an inductive fault current limiter; University of Birmingham, publikacja internetowa 2000
- [18] M. P. Saravolac i inni; Development and testing of a novel design concept for high temperature superconducting fault current limiter; Cigre 2000

5th SEMINAR & WORKSHOP
APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

Nałęczów, Poland, 23 - 26. 06. 2004



**EFFECT OF THERMAL DISTURBANCES ON
TEMPERATURE TRANSIENTS IN THE CYLINDRICAL
SUPERCONDUCTING COIL**

Paweł SURDACKI

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

A computational model based on resistive zone propagation has been developed to investigate temperature transients of the cylindrical superconducting coil. The procedure, which takes into account highly inhomogeneous transition temperature distribution changing during coil's quench process, has been used to investigate the influence of thermal energy pulse locations, magnitude and duration time on operational characteristics: maximum temperature and quench current. Effect of external resistor on dump performance has also been evaluated.

Keywords: superconducting coil, stability, resistive zone propagation, computational model.

1. INTRODUCTION

The small-scale low-temperature superconducting (SC) magnet that is a part of the μ SMES device consists of two small split axisymmetrical cylindrical coils. The coils are densely wound with a thin filamentary NbTi/Cu wire on an aluminium former and are embraced by a steel bandage. The windings are equipped with a set of several heaters and temperature and voltage sensors. They are part of the computerised measurement system for a quench performance investigation. The winding operating point is designed to be placed near a critical surface of temperature, magnetic flux density and current density, and magnetic flux density distribution in each winding space is highly non-uniform. In a case of a very small disturbance, a resistive zone arisen locally may disappear or spread out in the winding, depending on the stability parameters [1]. The computational model of the resistive zone propagation was previously worked out [2], investigated and experimentally verified [3] to obtain some quench characteristics of the cylindrical SC coil. This paper presents further research based on that model to examine the effect of various locations of

instability sources that are beyond the sensor and heater locations, disturbance energy, pulse duration and external dump resistance on the operational characteristics of the system.

2. COMPUTATIONAL MODEL

The computational model is based on thermal propagation of the resistive zone in the winding. It takes into account quench characteristics of the coil, such as in-time transition temperature, operating temperature and heat power density distributions, maximum operating temperature, superconductor current density, resistive zone resistance and voltage time changes, as well.

In the numerical model [2] improved in [3] by using cylindrical coordinates instead of Cartesian ones, the winding space is considered as a homogenized medium, whose cross-section is subdivided into numerous small rectangular cells. Each cell contains superconductor, copper and epoxy-impregnate, and has uniform operating temperature, averaged mass density, specific heat, thermal conductivity, matrix resistivity, magnetic flux density and superconductor transition temperature. Due to dense winding technique [4] applied in the coil structure, a transverse resistive zone propagation is the dominating mechanism in the quench process [2,3]. It can be described by the two-dimensional equation of heat diffusion (Fig. 1)

$$\gamma C \frac{\partial T(r,z,t)}{\partial t} = k \left[\frac{\partial^2 T(r,z,t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r,z,t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r,z,t)}{\partial z^2} \right] + G(r,z,t) \quad (1)$$

in the rectangular area of the winding cross-section: $r_1 \leq r \leq r_2$, $-b \leq z \leq b$, where: $T(r,z,t)$ is the instantaneous temperature value at the winding point of (r,z) coordinates, γ

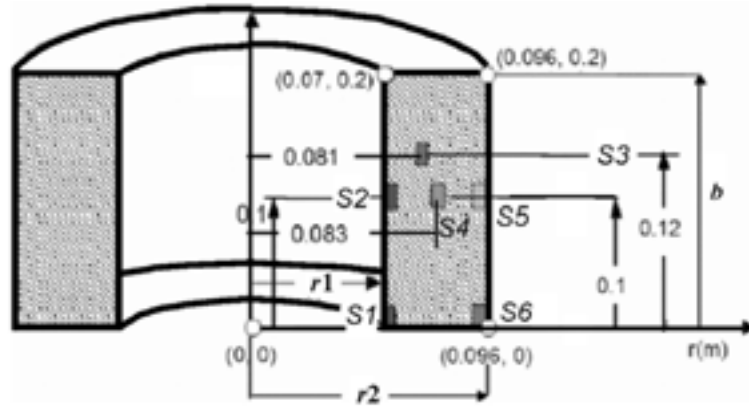


Fig. 1. Geometry of the cylindrical superconducting coil with the disturbance locations

(kg/m^3), C [$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$] and k [$\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$] are material mass density, specific heat and thermal conductivity, respectively, averaged in each elementary cell.

Due to a good thermal insulation of the whole winding pack from the ambient helium bath, the transient process can be considered as an adiabatic one with the homogeneous boundary conditions for the radial and axial direction, respectively. The most important

parameter for the quench numerical model is the volumetric heat power density $G(r,z,t)$, which has zero value for the temperatures between bath T_b and transition T_s temperatures, respectively, i.e. for superconductive regions of the winding. For the winding regions of temperatures between T_s and the superconductor critical temperature $T_{C0,B}$ (at current density $J=0$ and arbitrary magnetic flux density B), superconductor filaments can conduct only restricted value I_{SC} of the transport current I . The excessive current I_{Cu} is taken up by the copper matrix (current sharing) and generates the Joule's heat with power density

$$G(r, z, t) = \rho_{Cu}(T) \cdot \frac{I^2(t)}{A_{Cu} \cdot A_w} \cdot \frac{T - T_s}{T_{C0,B} - T_s} \quad (2)$$

where: $\rho_{Cu}(T)$ is the copper resistivity, A_{Cu} , A_w are the cross-section areas of composite wire copper and the whole wire (without epoxy insulation). The heat power density $G(r,z,t)$ couples heat propagation equation (1) with the decaying coil current and the superconductor transition temperature distribution, which is strongly nonhomogeneous and changes in time [2], [3]. Wherever temporal operating temperature $T(r,z,t)$ exceeds the local transition temperature $T_s(r,z,t)$ (dependent on local magnetic flux density and current density), this winding point loses its superconductivity and a resistive zone arises. Further propagation of the resistive zone in the computational model is determined by in-time distributions of operating temperature T , transition temperature T_s and heat power density G . The heat diffusion equation (1) essential for the model is solved by the axisymmetrical geometry procedure based on the Alternating Direction Implicit (ADI) Method [3].

3. ANALYSIS RESULTS

Computations of the thermal instability development have been carried out for a μ SMES coil that has the following dimensions (Fig. 1): internal radius $r_1 = 0.07$ m, external radius $r_2 = 0.096$ m, length $2b = 0.4$ m. Six locations throughout the winding space have

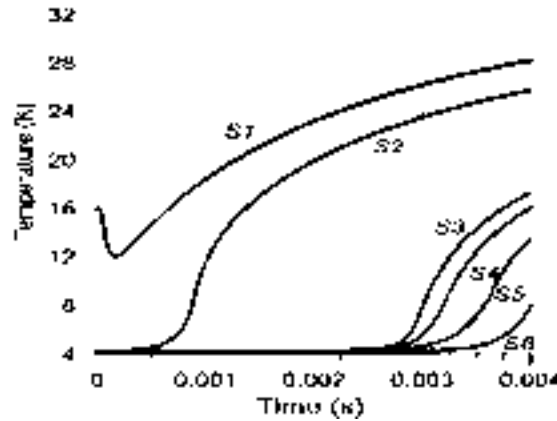


Fig. 2a. Transients of operating temperature of various points of the winding in the case of instability initiation in S1

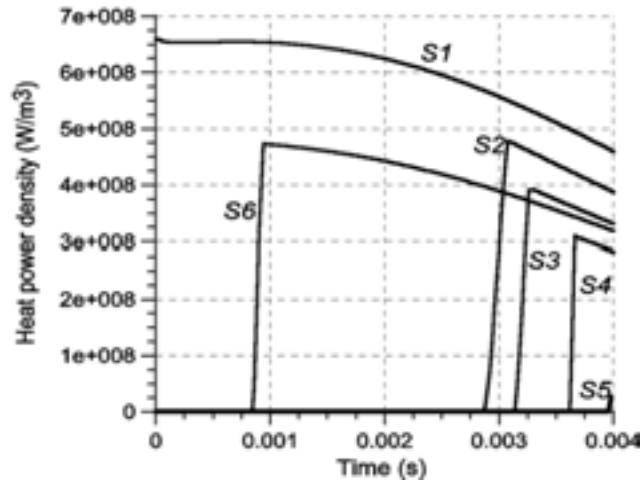


Fig. 2b. Transients of heat power density of various points of the winding in the case of instability initiation in S1

been considered.

Point *S1* placed at the internal surface of the winding mid-plane is a location of the lowest transition temperature. The propagation process starts in this point by input of the initial working temperature of 16 K (Fig. 1), whereas the rest of the winding has the initial temperature of 4,2 K (liquid helium cooling).

Transients of operating temperature (Fig. 2a) and heat power density (Fig. 2b) at various locations indicate time instants, when heat generation emerges as a resistive zone propagating across the superconducting winding.

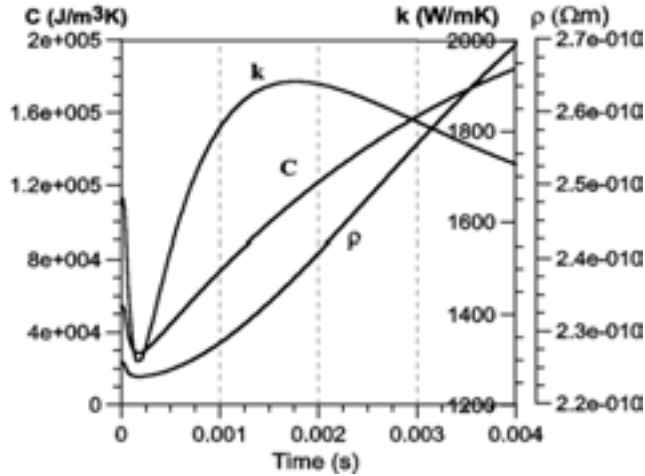


Fig. 3. Averaged time characteristics of the winding point S1:
a) heat capacity *C*, b) thermal conductivity *k* and c) resistivity *ρ*

Operating temperature distributions have been evaluated in coupling with in-time material properties, such as local heat capacity, thermal conductivity and resistivity (Fig. 3), which are nonlinearly dependent on the local operating temperature. They also influence further heat and resistive zone propagation in the winding space. The above characteristics evaluation procedure is also used to compute the effect of the initial disturbance position on operating temperature transients, operating current, resistive zone voltage and coil's maximum temperature.

3.1. Disturbance location influence on operating characteristics

Transients of coil current and maximum temperature for various disturbance initiation points from S1 to S6 have been presented in Figs.4a and 4b, respectively. The highest drop of current occurs for disturbance initiation in location S2 resulting from the high velocity of resistive zone front propagation and the low value of transition temperature. Neighbouring locations S3 and S4 exhibit also similar behaviour.

The initial drop of temperature occurs for disturbance in S4, but the highest coil temperature is for S1 due to the slowest current decay. Disturbance in S5 leads to the coil's maximum temperature drop to 4,2 K due to the transition temperature value high enough not to allow resistive zone to propagate through the winding.

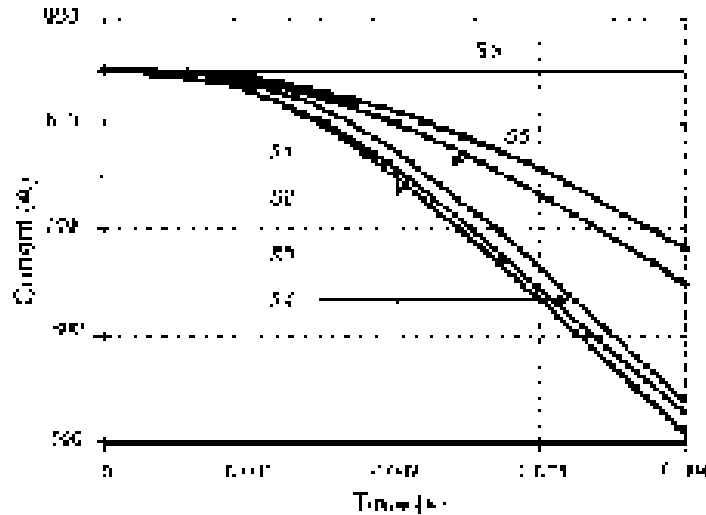


Fig. 4a. Transients of coil current and (b) maximum temperature at various instability initiation points S1, S2, S3, S4, S5 and S6

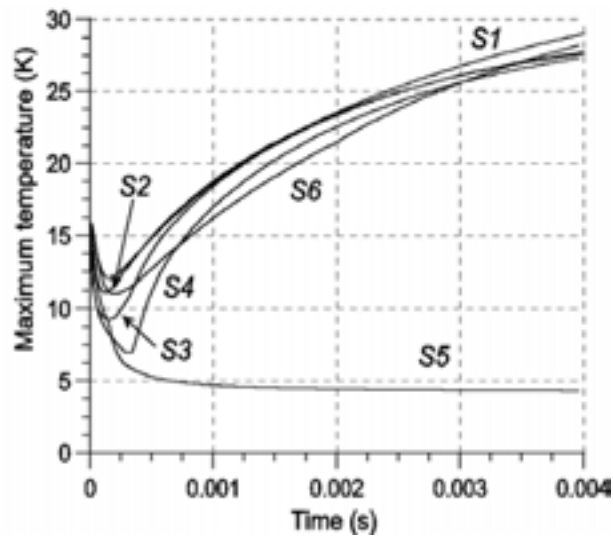


Fig. 4b. Transients of maximum temperature at various instability initiation points S1, S2, S3, S4, S5 and S6

3.2. Operating temperature transients

Local operating temperature transients have been depicted (Fig. 5) for various disturbance locations S1 to S6 at two different winding points. After initial temperature drop in the disturbance location S2 (Fig. 5a) resulting from initial fast diffusion from the “hot spot” to the surrounding area, the highest growth occurs exactly for that point.

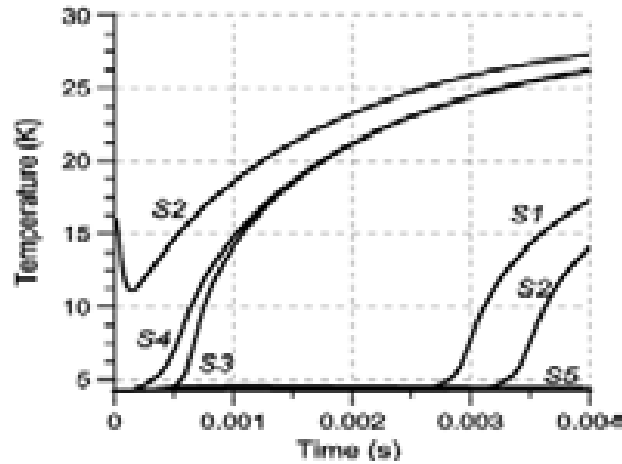


Fig. 5a. Local temperature transients for various disturbance locations S1-S6 at winding point S2

Other location disturbances cause considerable delay of temperature rise in S2 that emerges after transition temperature is exceeded. Point S5 (Fig. 5b) demonstrates quite different behaviour, i.e. temperature decays totally to the bath temperature if the disturbance occurs in the same location. Disturbances initiated in S2 to S4 cause fast and steep temperature rise, whereas initiations in S1 and S6 lead again to appreciable lag in temperature rise at point S5.

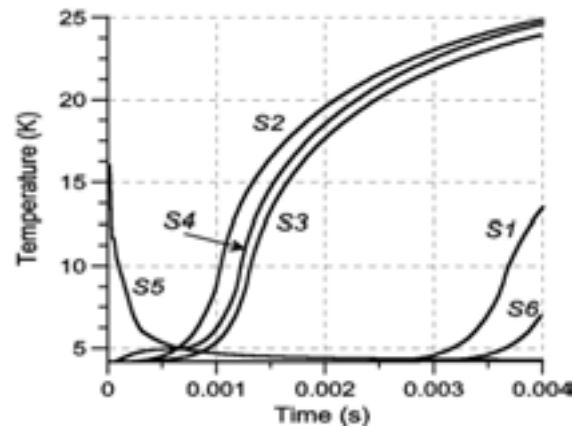


Fig. 5b. Local temperature transients for various disturbance locations S1-S6 at winding point S5

3.3. Disturbance energy influence on temperature transients

Maximum temperature transients (Fig. 6) for different disturbance energies of the constant duration 0.1 ms delivered to the “hot spot” determine the minimum propagating

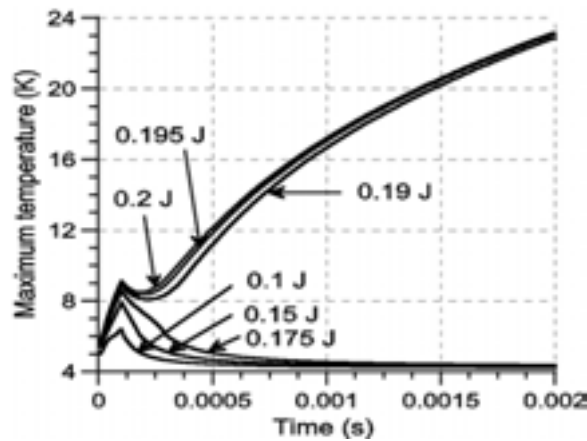


Fig.6. Transient maximum temperature for various disturbance energy at pulse duration of 0.1 ms

energy of 0.19 J required to develop resistive zone across the whole winding (until breakpoint time instant). Further increase of input energy, still significantly smaller than the coil's quench energy, has slight effect on temperature development.

Effect of disturbance duration on maximum temperature transients (Fig. 7) at constant energy input 0.19 J gives also the minimum pulse duration 0.1 ms to trigger resistive zone propagation that will not shrink.

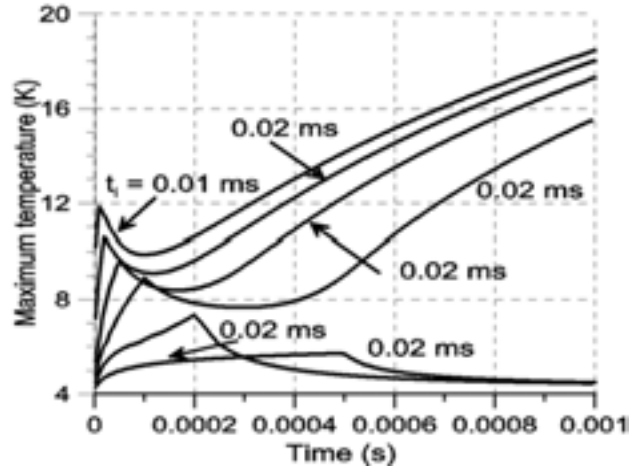


Fig. 7. Transient maximum temperature for various disturbance duration at thermal energy pulse 0.19 J

3.4. External resistance influence on dump characteristics

Influence of the external resistance of the quench protection system on the coil's maximum temperature (Fig. 8) has been investigated for different time instants of dump resistor switching on after 7.5 ms since resistive zone initiation at location S2.

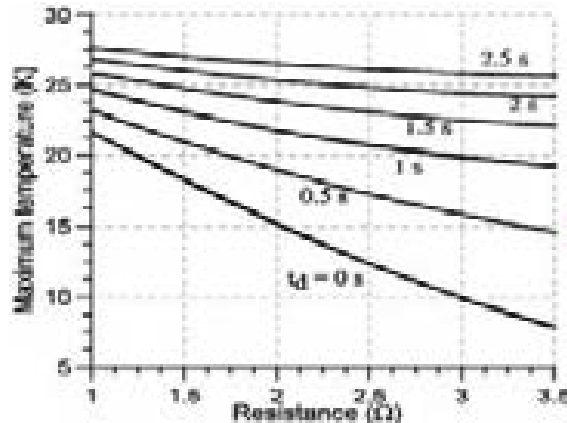


Fig. 8. Coil's maximum temperature at time 7.5 ms after resistive zone initiation in location S2 as a function of dump resistance R for various instants t_d of dump resistor switching on

Fast connection of the external dump resistor is favourable to effectively protect the winding against the overheating even at lower resistance values.

4. CONCLUSIONS

The obtained results, based on computational model [3], have extended design tool for predicting possible overheating and overvoltage that may lead to the winding damage. The presented computational model enables to evaluate numerous superconducting winding characteristics, which are difficult to obtain from direct measurements but are desired to predict stable operation of the μ SMES coils. Investigation of the disturbance location, magnitude and duration influence on resistive zone development can be combined with multicriterion optimization analysis [5] to create a convenient tool at design and operating stage of the cylindrical μ MES coils.

REFERENCES

- [1] Wilson M.N., *Superconducting Magnets*, Clarendon Press, Oxford 1983
- [2] Surdacki P., Janowski T., Computation of resistive zone propagation in superconducting winding, *IEEE Trans. Magn.*, 31 (1995) n.3, 1829-1832
- [3] Surdacki P., Janowski T., Investigation of the cylindrical superconducting coil quench behavior, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 12 (2002) n.1, 1582-1586
- [4] Nah W.S., Lee J.K., Choi K.D., Hahn S.Y., Rhee S.W., Hwang S.Y., Hong W.P., Quench dynamic characteristics in epoxy impregnated superconducting magnet *IEEE Trans. Magn.* 28 (1992) n.1, 747-750
- [5] Surdacki P., Montusiewicz J., Approach to multicriterion optimization of quench performance of superconducting winding, *IEEE Trans. Magn.* 32 (1996) n.3. 1266-1269

Streszczenie

Wpływ zaburzeń cieplnych na przebiegi temperatury w cylindrycznej cewce nadprzewodnikowej

W pracy przedstawiono model komputerowy oparty na propagacji strefy rezystywnej umożliwiający badanie stanów przejściowych temperatury cylindrycznej cewki nadprzewodnikowej. Procedurę uwzględniającą niejednorodny rozkład temperatury przejścia, zmieniający się podczas procesu zanikania nadprzewodzenia, wykorzystano do badania wpływu lokalizacji impulsów energii cieplnej, ich wielkości i czasu trwania na charakterystyki przejściowe temperatury maksymalnej i prądu cewki. Wyznaczono również wpływ zewnętrznej rezystancji na charakterystyki rozładowania cewki nadprzewodnikowej.

Słowa kluczowe: cewka nadprzewodnikowa, stabilność, propagacja strefy rezystywnej, model komputerowy.



ANALIZA WPLYWU PRĄDU ROBOCZEGO NA ROZKŁAD INDUKCJI MAGNETYCZNEJ UZWOJEŃ TRANSFORMATORÓW NADPRZEWODNIKOWYCH I KONWENCJONALNYCH

Grzegorz WOJTASIEWICZ

Instytut Elektrotechniki w Warszawie

Samodzielna Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych w Lublinie

Nadbystrzycka 40A, 20-618 Lublin

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

One of the most important problems, connected with designing and using superconducting transformers is the influence of electromagnetic and dynamic forces, such as strains and stresses on the windings, due to brittle ceramic structure of HTS tape that was used to make the windings. The biggest value of the stresses and strains, acting on the windings, occurs during the short circuit.

In superconducting transformers electromagnetic forces acting on windings that occur as a result of influence of alternating magnetic field and their components on the conductors carrying current are much bigger than forces acting in conventional transformers, because the current density in superconducting windings is at least order of magnitude bigger than in copper ones.

Because of large value of current density in superconducting windings, three-dimensional distribution of magnetic field of superconducting transformer may be different from the field distribution of conventional ones, determined for the same nominal current of both transformers.

In order to compute the distribution of radial and tangential magnetic field components of the superconducting and conventional transformer with the same nominal current the simple numerical model of those transformers were made, using the FLUX2D software.

On the basis of the obtained results of winding's magnetic field distribution the influence of the value of nominal current on the distribution of magnetic field and their components may be calculated.

Keywords: superconducting windings, copper windings, magnetic field distribution

1. WSTĘP

Jednym z istotnych problemów, związanych z projektowaniem i użytkowaniem transformatorów nadprzewodnikowych HTS, jest wpływ sił dynamicznych na uzwojenia nadprzewodnikowe, ze względu na ceramiczną strukturę taśm nadprzewodnikowych wykorzystanych do ich budowy [1].

W uzwojeniach nadprzewodnikowych siły dynamiczne, pojawiające się w efekcie oddziaływania zmiennego pola magnetycznego na przewody z prądem, są znacznie większe niż siły działające w uzwojeniach transformatorów konwencjonalnych. Spowodowane jest to znacznie większymi gęstościami prądu w uzwojeniu nadprzewodnikowych niż miedzianym [2].

Ze względu na większą gęstość prądu w uzwojeniach nadprzewodnikowych, przestrzenny rozkład pola magnetycznego uzwojeń nadprzewodnikowych może różnić się od rozkładu pola uzwojeń miedzianych, zakładając, że oba transformatory wykonane są na taki sam prąd znamionowy i posiadają taką samą wartość amperozwojów.

Celem niniejszego artykułu jest próba odpowiedzi na pytanie:

- jak wygląda rozkład indukcji magnetycznej uzwojeń nadprzewodnikowych i miedzianych dla takiego prądu roboczego w obu uzwojeniach zakładając jednakową wartość amperozwojów obu uzwojeń,
- jakie siły powstają w obu rodzajach uzwojeń, zakładają jednakową wartość amperozwojów, lecz różne wymiary geometryczne uzwojeń.

Celem podjęcia próby odpowiedzi na powyższe pytania wykonano modele numeryczne transformatora z uzwojeniami nadprzewodnikowymi oraz transformatorów z uzwojeniami miedzianymi, w programie polowym FLUX 2D, dokonano analizy rozkładu indukcji magnetycznej oraz jej składowej podłużnej i poprzecznej.

2. SIŁY DYNAMICZNE WYSTĘPUJĄCE W UZWOJENIACH NADPRZEWODNIKOWYCH

W transformatorach nadprzewodnikowych siły dynamiczne i naprężenia działające na uzwojenia nadprzewodnikowe są znacznie wyższe niż w konwencjonalnych, ponieważ gęstość prądu w uzwojeniach nadprzewodnikowych jest przynajmniej o rząd wielkości wyższa

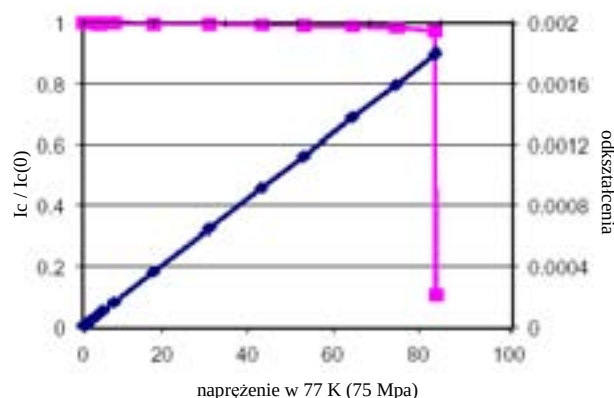
Bezpośrednią przyczyną powstawania sił dynamicznych działających na uzwojenia jest oddziaływanie pola magnetycznego na przewody z prądem [3]. Podczas zwarcia, gdy prądy przekraczają, kilkadziesiąt czy kilkaset razy prądy znamionowe, siły dynamiczne stają się niebezpieczne dla uzwojeń i konstrukcji mocujących. Zagrożenie to, związane z prądami zwarciovymi, jest niebezpieczne tylko dla transformatorów konwencjonalnych. Można przyjąć, że ze względu na samoograniczający charakter pracy uzwojeń nadprzewodnikowych, transformatory nadprzewodnikowe nie boją się zwarcia. W transformatorach konwencjonalnych celowo zakłada się dużą wartość strumienia rozproszenia, aby uzyskać dużą wartość reaktancji zwarcia, ograniczającą prądy zwarcia i negatywne efekty sił dynamicznych. W transformatorach nadprzewodnikowych HTS przekroczenie wartości prądu krytycznego nadprzewodnika powoduje jego natychmiastowe przejście do stanu rezystywnego a więc następuje samoograniczenie prądów zwarcia.

Z drugiej strony 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 w stanie obciążenia mogą osiągnąć wartości znacznie większe niż w uzwojeniach konwencjonalnych. Wytrzymałość mechaniczna drutów i taśm nadprzewodnikowych HTS jest mniejsza niż przewodów miedzianych (tab.1). Wzrost wartości prądu roboczego do wartości krytycznej może wywołać siły dynamiczne, przy których wytrzymałość mechaniczna uzwojeń i elementów konstrukcyjnych zostanie przekroczona. Wartość dopuszczalnych naprężeń mechanicznych stanowi jedno z kryteriów doboru gęstości prądu roboczego w uzwojeniach nadprzewodnikowych.

Tablica 1. Parametry elektryczne i mechaniczne miedzi nawojowej i taśmy nadprzewodnikowej

Parametr	Miedź	Taśma HTS
Gęstość prądu w uzwojeniach, A/cm ²	100 – 400 (300 K)	10 ⁴ (80 K) – 10 ⁵ (20 K)
Straty mocy w uzwojeniach, W/kAm	20 – 80 (300 K)	0,2 – 0,8 (77 K)
Naprężenie maksymalne, MPa	350 – 450	75 – 300
Moduł Young'a, GPa	105 – 130	35
Moduł sprężystości postaciowej, GPa	35 – 45	15

Doboru gęstości prądu roboczego uzwojeń transformatora nadprzewodnikowego można dokonać posługując się charakterystyką naprężenia taśmy nadprzewodnikowej w funkcji prądu krytycznego taśmy. Pozwala określić ona maksymalną wartość prądu roboczego, przy której dopuszczalna wartość naprężenia taśmy nie jest jeszcze przekroczona. Rysunek 1 przedstawia charakterystykę naprężenia = $f(\text{prąd krytyczny})$ dla taśmy nadprzewodnikowej Bi2223/Ag o prądzie krytycznym $I_c = 60\text{A}$ i dopuszczalnym naprężeniu 75 MPa.



Rys.1. Charakterystyka taśmy nadprzewodnikowej: naprężenia = $f(I_c/I_{c0})$

Siły działające na uzwojenia dzielimy na dwie grupy: promieniowe (podłużne) i osiowe (poprzeczne) [3]. Przyczyną występowania sił osiowych jest pole magnetyczne poprzeczne o kierunku prostopadłym do osi uzwojeń. Siły promieniowe są wynikiem działania na

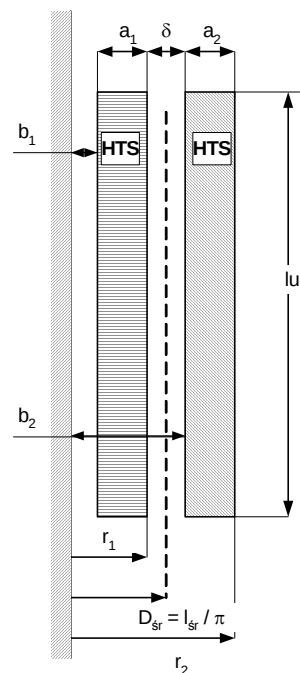
uzwojenia transformatora pola magnetycznego o kierunku równoległym do osi uzwojeń, tzw., pola podłużnego.

3. WYZNACZANIE ROZKŁADU INDUKCJI MAGNETYCZNEJ UZWOJEŃ TRANSFORMATORA NADPRZEWODNIKOWEGO

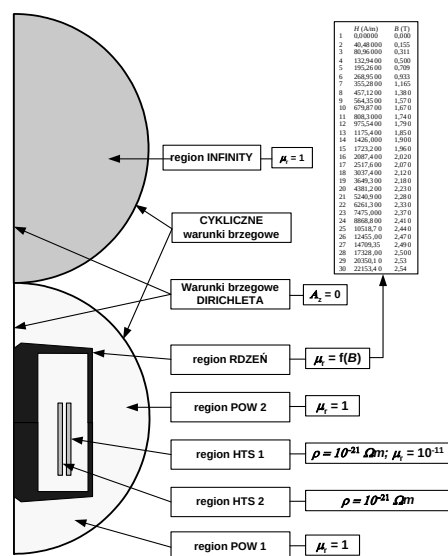
Przyczyną powstawania sił dynamicznych działających na uzwojenia jest oddziaływanie składowych poprzecznych i podłużnych indukcji strumienia rozproszenia na przewody z prądem. Ze względu na duże gęstości prądu w uzwojeniach nadprzewodnikowych, ich rozkład przestrzenny może różnić się od rozkładu przestrzennego indukcji strumienia rozproszenia uzwojeń miedzianych [4]. W celu wyznaczenia rozkładu składowych poprzecznych i podłużnych indukcji strumienia rozproszenia uzwojeń nadprzewodnikowych wykonano model numeryczny transformatora oraz dokonano jego analizy w programie polowym FLUX 2D. Tablica 2 zawiera parametry techniczno – eksploatacyjne modelu transformatora. Rysunek 2 przedstawia schemat uzwojeń nadprzewodnikowych transformatora, natomiast rys.3 przedstawia geometrie modelu numerycznego omawianego transformatora w programie polowym FLUX 2D.

Tablica 2. Parametry techniczno – eksploatacyjne modelu transformatora nadprzewodnikowego

Parametry elektryczne			
Częstotliwość	Hz	50	
Napięcie pierwotne	V	90	
Napięcie wtórne	V	90	
Prąd znamionowy	A	10	
Parametry uzwojenia			
Materiał uzwojenia pierwotnego i wtórnego	Nadprzewodnik wysokotemperaturowy Bi2223		
Pole przekroju taśmy	mm ²	0,496	
Wymiary taśmy: szer / grubość	mm	3,1 x 0,16	
Prąd krytyczny taśmy	A	60	
Parametry rdzenia magnetycznego			
Zwijany z blachy transformatorowej Si 4% o grubości 0,3 mm			
Przekrój rdzenia	m ²	0,0026	
Wymiary okna: wys / szer	m	0,154/0,05	
Wymiary uzwojenia			
a ₁	0,002 m	δ	0,008 m
a ₂	0,002 m	l _u	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



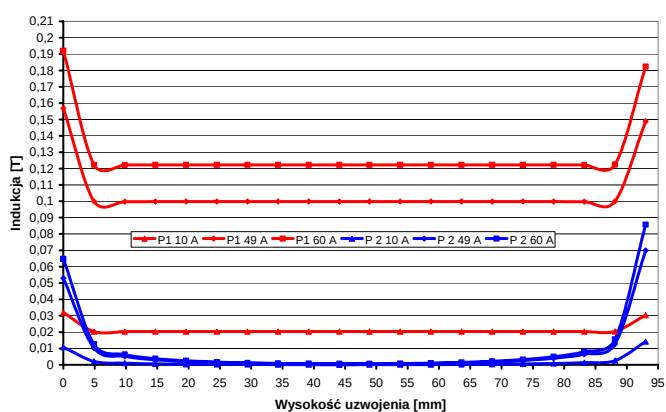
Rys.2. Schemat uzwojeń nadprzewodnikowych transformatora



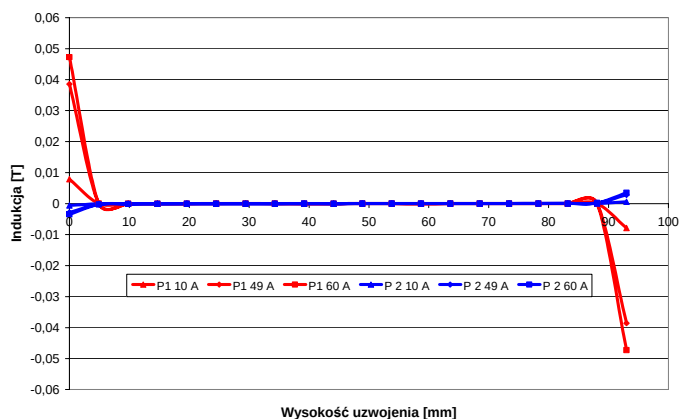
Rys. 3. Geometria i właściwości regionów modelu numerycznego transformatora z uzwojeniami nadprzewodnikowymi

Rozkładu indukcji strumienia rozproszenia dokonano na zewnętrznych powierzchniach uzwojeń nadprzewodnikowych, dla trzech charakterystycznych wartości prądu uzwojeń, tj.: 10 A – prąd znamionowy transformatora, 49 A – prąd, przy którym osiągane jest maksymalne napięcie taśmy oraz 60 A – prąd krytyczny taśmy, po przekroczeniu, którego nastąpi przejście uzwojeń nadprzewodnikowych do stanu rezystywnego.

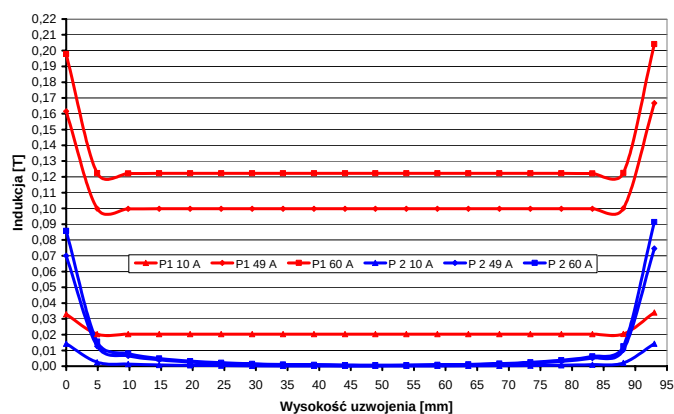
Poniżej przedstawione zostały wybrane przykładowe wyniki analizy rozkładu indukcji strumienia rozproszenia dla trzech wartości prądu roboczego, w płaszczyźnie p_1 na zewnętrznej powierzchni uzwojenia pierwotnego ($r = 0.055$ m) oraz p_2 - zewnętrznej powierzchni uzwojenia wtórnego, ($r = 0.045$ m). Rysunek 4 przedstawia rozkład składowej podłużnej indukcji, rysunek 5 rozkład składowej poprzecznej, natomiast rysunek 6 wypadkową indukcję strumienia rozproszenia.



Rys.4. Rozkład składowej podłużnej indukcji



Rys.5. Rozkład składowej poprzecznej indukcji



Rys.6. Rozkład wypadkowej indukcji magnetycznej

Analizując uzyskane wyniki uwagę zwraca duża równomierność rozkładu indukcji magnetycznej i jej składowych, zwłaszcza składowej poprzecznej, decydującej o wartości siły osiowej działającej w uzwojeniach. Zgodnie z oczekiwaniami wartości indukcji magnetycznej w płaszczyźnie p_1 osiągają większe wartości niż w płaszczyźnie p_2 , dlatego należy spodziewać się większych sił dynamicznych działających na uzwojenie przyrdzeniowe niż na uzwojenie zewnętrzne.

4. WYZNACZANIE ROZKŁADU INDUKCJI MAGNETYCZNEJ UZWOJEŃ TRANSFORMATORA KONWENCJONALNEGO

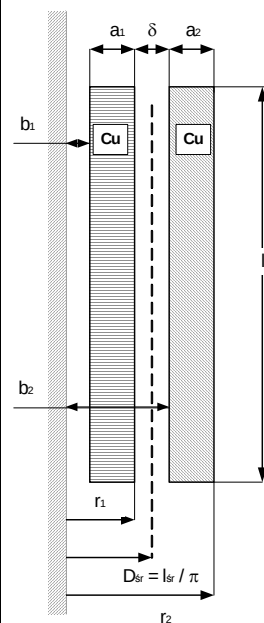
W celu wyznaczenia rozkładu indukcji strumienia rozproszenia uzwojeń miedzianych transformatora konwencjonalnego i porównania ich z rozkładami uzyskanymi dla uzwojeń nadprzewodnikowych wykonano trzy modele numeryczne transformatorów z uzwojeniami miedzianymi, o prądach roboczych odpowiednio 10, 49 i 60 A, oraz dokonano ich analizy w programie polowym FLUX 2D. Każdy z tych modeli porównywany jest z modelem

transformatora nadprzewodnikowego, odpowiednio: transformator Cu1 o prądzie roboczym 10 A z transformatorem HTS pracującym przy prądzie roboczym 10 A, transformator Cu2 o prądzie roboczym 49 A z transformatorem HTS pracującym przy prądzie 49 A oraz transformator Cu3 o prądzie roboczym 60 A z transformatorem HTS pracującym przy prądzie 60 A.

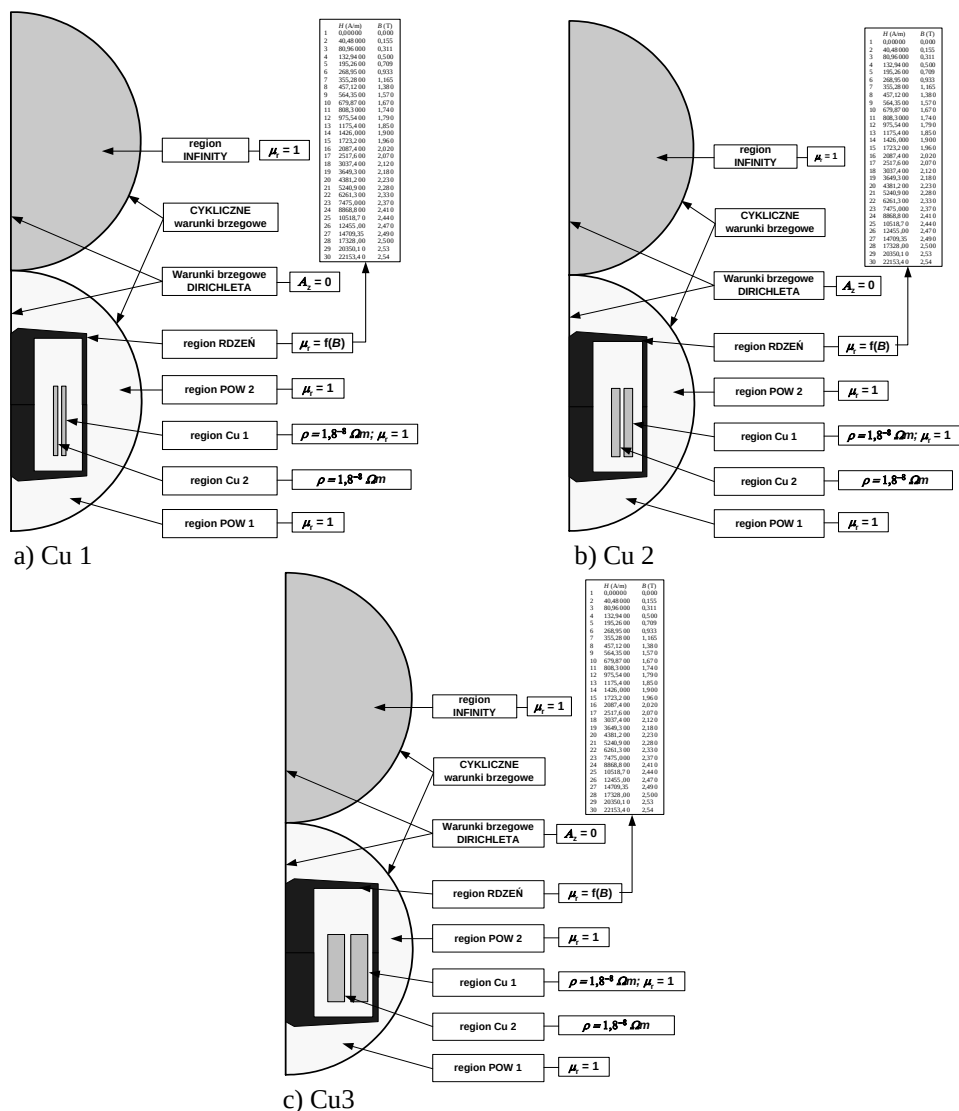
Przy projektowaniu modeli transformatorów z uzwojeniami miedzianymi przyjęto następujące założenia konstrukcyjne: wszystkie transformatory Cu mają takie same parametry elektryczne jak transformator HTS, we wszystkich transformatorach Cu zastosowano rdzeń magnetyczny o przekroju kolumny i wysokości okna takich samych jak w transformatorze HTS, wysokość uzwojeń, ilość zwojów uzwojenia pierwotnego i wtórnego oraz szczelina pomiędzy uzwojeniami, są takie same dla wszystkich transformatorów. Przyjęcie powyższych założeń było konieczne w celu jakościowego i ilościowego porównania rozkładów indukcji rozproszenia transformatora HTS i transformatorów Cu. W tablicy 3 zestawiono parametry techniczno – eksploatacyjne modeli transformatorów z uzwojeniami miedzianymi. Rysunek 7 przedstawia schemat uzwojeń miedzianych, natomiast rys.8 przedstawia geometrie modeli numerycznych.

Tablica 3. Parametry techniczno – eksploatacyjne modeli transformatorów nadprzewodnikowych uzwojeniami Cu

		Cu 1	Cu 2	Cu 3
Parametry elektryczne				
Częstotliwość	Hz	50	50	50
Napięcie pierwotne	V	90	90	90
Napięcie wtórne	V	90	90	90
Prąd znamionowy	A	10	49	60
Parametry uzwojenia				
Materiał uzwojenia pierwotnego i wtórnego	–	Cu	Cu	Cu
Pole przekroju przewodu	mm ²	1,77	11,4	16,2
Średnica przewodu	mm	1,5	3,8	4,6
Zastępcza gęstość prądu w uzwojeniu	A/mm ²	3,2	3,22	2,72
Parametry rdzenia magnetycznego				
Zwijany z blachy transformatorowej Si 4% o grubości 0,3 mm	–	+	+	+
Przekrój rdzenia	m ²	0,0026	0,0026	0,0026
Wymiary okna: wys / szer	m	0,154/ 0,05	0,154/ 0,065	0,154/ 0,070
Wymiary uzwojenia				
a ₁	m	0,004	0,02	0,029
a ₂	m	0,004	0,02	0,029
b ₁	m	0,043	0,043	0,043
b ₂	m	0,055	0,071	0,08
r ₁	m	0,047	0,063	0,072
r ₂	m	0,059	0,091	0,109
δ	m	0,008	0,008	0,008
l _u	m	0,093	0,093	0,093
D _{sr}	m	0,102	0,134	0,152
l _{sr}	m	0,320	0,421	0,477
Zwoje z ₁ = z ₂	-	120	120	120
Warstwy m ₁ = m ₂	-	2	5	6



Rys.7. Schemat uzwojeń nadprzewodnikowych transformatora

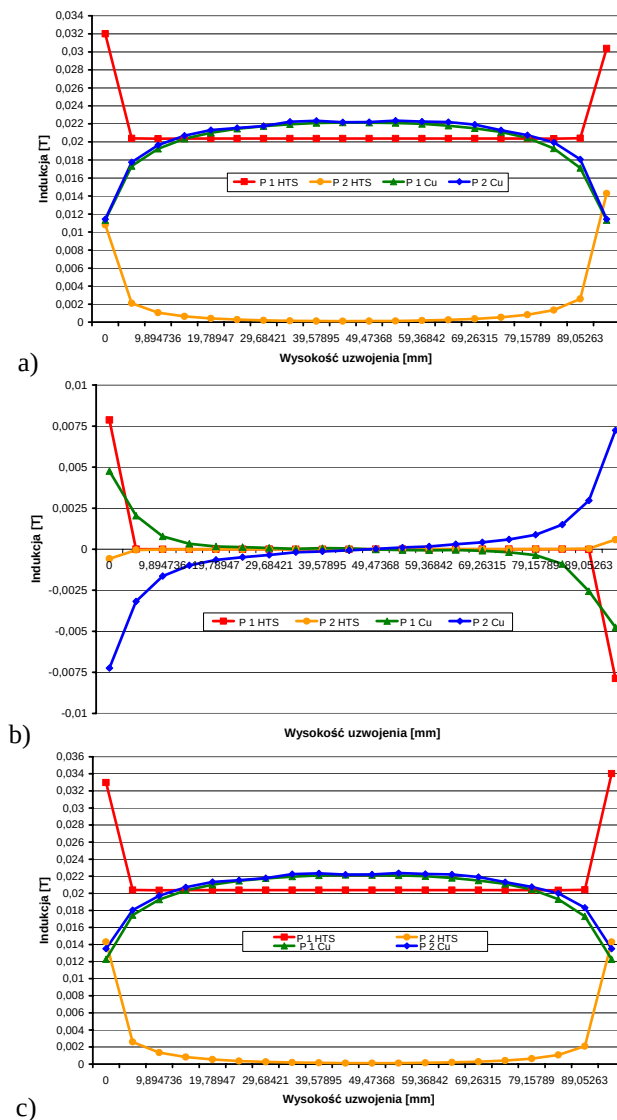


Rys.8. Geometria i właściwości regionów modeli numerycznych transformatorów z uzwojeniami miedzianymi

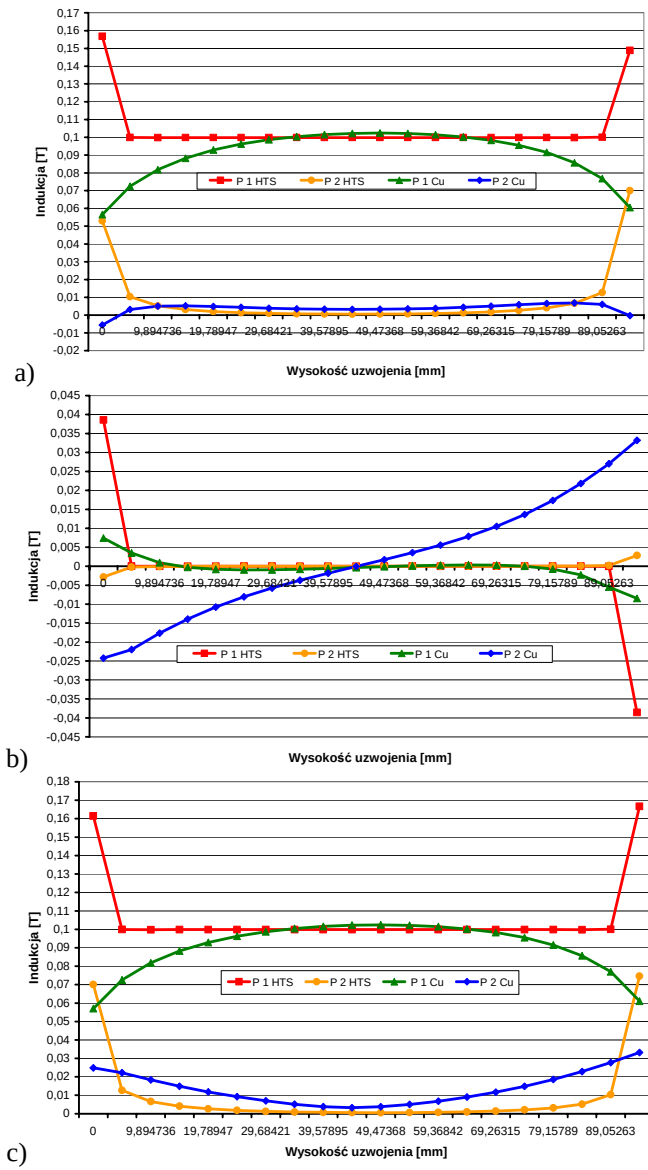
Z analizy geometrii modeli numerycznych transformatorów z uzwojeniami miedzianymi wynika, że wraz ze wzrostem wartości prądu roboczego, na który został zaprojektowany transformator, wzrasta objętość uzwojeń miedzianych w stosunku do stałej objętości uzwojenia nadprzewodnikowego, przy zachowaniu w/w założeń konstrukcyjnych. Spowodowało to, w przypadku Cu 3, konieczność zastosowania rdzenia magnetycznego o większej szerokości okna, w stosunku do rdzenia transformatora HTS.

Rozkładu indukcji strumienia rozproszenia dokonano na zewnętrznych powierzchniach uzwojeń miedzianych, podobnie jak to miało miejsce w transformatorze HTS.

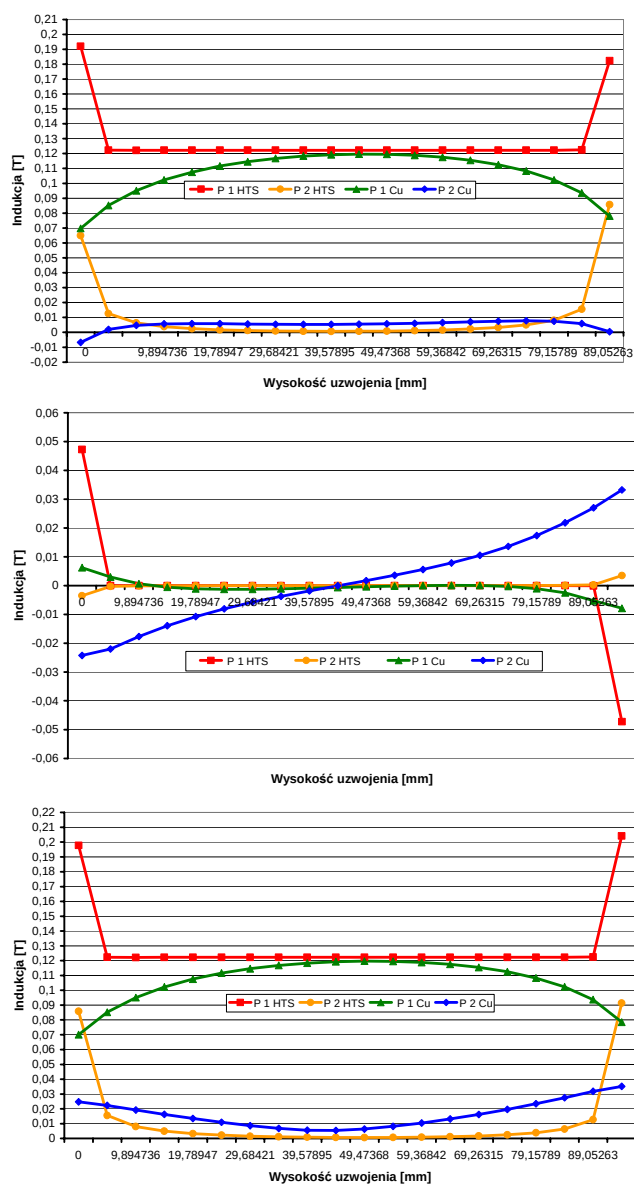
Poniżej przedstawione zostały wybrane wyniki analizy rozkładu indukcji strumienia rozproszenia uzwojeń miedzianych w porównaniu z odpowiednimi rozkładami indukcji dla uzwojeń nadprzewodnikowych w płaszczyźnie p_1 oraz p_2 . Rysunek 9 przedstawia rozkład wypadkowy indukcji i jej składowych dla transformatora Cu 1 w porównaniu z rozkładem indukcji uzwojeń HTS dla prądu 10 A, rys. 10 przedstawia rozkład wypadkowy indukcji i jej składowych dla transformatora Cu 2 w porównaniu z rozkładem indukcji uzwojeń HTS dla prądu 49 A natomiast rys. 11 przedstawia rozkład wypadkowy indukcji i jej składowych dla transformatora Cu 3 w porównaniu z rozkładem indukcji uzwojeń HTS dla prądu 60 A.



Rys.9. Rozkłady indukcji strumienia rozproszenia i jej składowych dla uzwojenia Cu 1, w porównaniu z uzwojeniami HTS dla prądu 10 A: a) składowa podłużna; b) składowa poprzeczna; c) wypadkowy rozkład indukcji.



Rys.10. Rozkłady indukcji strumienia rozproszenia i jej składowych dla uzwojenia Cu 2, w porównaniu z uzwojeniami HTS dla prądu 49 A: a) składowa podłużna; b) składowa poprzeczna; c) wypadkowy rozkład indukcji



Rys.11. Rozkłady indukcji strumienia rozproszenia i jej składowych dla uzwojenia Cu 3, w porównaniu z uzwojeniami HTS dla prądu 60 A: a) składowa podłużna; b) składowa poprzeczna; c) wypadkowy rozkład indukcji.

Analizując uzyskane wyniki uwagę zwraca większa równomierność rozkładu indukcji magnetycznej uzwojeń nadprzewodnikowych niż uzwojeń miedzianych we wszystkich omawianych przypadkach. Zgodnie z przewidywaniami dla mniejszych wartości prądu roboczego większą wartość indukcji magnetycznej i jej składowych uzyskuje się

w uzwojeniach miedzianych, lecz dla wartości prądu roboczego zbliżonego lub równego prądowi krytycznemu taśmy nadprzewodnikowej wielkości te osiągają większe wartości w uzwojeniach nadprzewodnikowych. Wartości indukcji magnetycznej w płaszczyźnie p_1 osiągają większe wartości niż w płaszczyźnie p_2 , dlatego należy spodziewać się większych sił dynamicznych działających na uzwojenie przyrdzeniowe niż na uzwojenie zewnętrzne. Ze względu na dużą nierównomierność rozkładu składowej poprzecznej indukcji magnetycznej w rozpatrywanych uzwojeniach miedzianych dla wszystkich wartości prądu roboczego, należy spodziewać się większych wartości siły osiowej działającej na te uzwojenia niż na uzwojenia nadprzewodnikowe, których rozkład składowej poprzecznej indukcji magnetycznej jest bardziej równomierny.

5. WNIOSKI

Analizując uzyskane wyniki można wysnuć następujące wnioski:

1. Dla takiego samego prądu znamionowego w uzwojeniach nadprzewodnikowych i miedzianych, dla mniejszych wartości tego prądu większą wartość indukcji magnetycznej i jej składowych uzyskuje się w uzwojeniach miedzianych. Dla wartości prądu bliskiej lub równej prądowi krytycznemu taśmy nadprzewodnikowej, indukcja magnetyczna osiąga większą wartość w uzwojeniach nadprzewodnikowych,
2. Rozkład indukcji magnetycznej uzwojeń nadprzewodnikowych, zwłaszcza jej składowej poprzecznej, jest bardziej jednorodny niż rozkład indukcji magnetycznej uzwojeń miedzianych,
3. Dla takiego samego prądu znamionowego w uzwojeniach nadprzewodnikowych i miedzianych siły promieniowe działające na uzwojenia, dla mniejszych wartości tego prądu będą podobne. Dla wartości prądu bliskiej prądowi krytycznemu taśmy nadprzewodnikowej zdecydowanie większe siły promieniowe pojawiają się w uzwojeniach nadprzewodnikowych.
4. Siły osiowe, ściskające uzwojenia, w uzwojeniach nadprzewodnikowych będą znacznie mniejsze niż w uzwojeniach miedzianych. Podyktowane jest to większą jednorodnością składowej poprzecznej indukcji oraz jej mniejszą wartością, w uzwojeniach nadprzewodnikowych.

Reasumując dla mniejszych wartości prądu znamionowego transformatora lepsze warunki pracy uzyskuje się w przypadku uzwojeń nadprzewodnikowych niż miedzianych. Gdy wartość prądu znamionowego transformatora nadprzewodnikowego zbliża się do wartości prądu krytycznego taśmy nadprzewodnikowej, z której zostały wykonane uzwojenia, warunki te pogarszają się.

LITERATURA

- [1] Skov-Hansen P., Han Z., Bech J.I., Stresses nad Strains in Multi Filament HTS Tapes, <http://www.nst.com/ASC98-PSH.PDF>.
- [2] Janowski T., Transformatory nadprzewodnikowe, *Zeszyty Naukowe Elektryka*, Politechnika Poznańska (2000).
- [3] Janowski T., Wojtasiewicz G. " Analiza sił i naprężeń w modelu transformatora nadprzewodnikowego", *XXVI IC-SPETO*, Nidzica-Gliwice 28-31.05 (2003), 115-118.
- [4] Wojtasiewicz G., „Siły dynamiczne i rozkład indukcji magnetycznej w uzwojeniach transformatora nadprzewodnikowego”, *IV Seminarium „Zastosowania Nadprzewodników”*, Lublin-Naęczów 4-7.06 (2003), 60-72.



HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTOR BSCCO-Ag FOR MAGNETIC FIELD GENERATION IN THE SEPARATOR WITH AN IRON MAGNETIC CIRCUIT

Antoni CIEŚLA
Wojciech KRASZEWSKI

Akademia Górniczo – Hutnicza, Katedra Elektrotechniki
al. Mickiewicza 30, 30 – 059 Kraków, Polska
E-mail: aciesla@uci.agh.edu.pl, : kraszan@ds14.agh.edu.pl

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. Two configurations for the separator were considered, a ball matrix separator and a wire matrix high-gradient separator. Practical separations will be possible with a such system.

Keywords: magnetic separation, matrix high – gradient separator , high temperature superconductor

1. INTRODUCTION

The conventional magnetic separators used in the mineral industry are equipped with traditional magnetic circuits or with permanent magnets (rare earth). However, when processing minerals with low magnetic susceptibilities or minerals of very small particle size, these separators are inefficient. In addition, a conventional magnetic circuit consumes considerable amounts of electricity to generate a relatively low magnetic field (~2 Tesla). The equipment is also heavy and bulky. Only a separator having a superconducting solenoid can contribute in solving most of the problems, and only such a separator can produce high magnetic fields with low energy consumption.

It is clear that in large-scale high gradient magnetic separators, low-temperature superconducting (LTS) technology is displacing conventional water-cooled copper magnets. With the recent discovery of high-temperature superconductivity (HTS) it remains

to be seen if these new ceramic-oxide superconductors will replace the traditional intermetallic low-temperature superconductors. Most likely, magnetic separation will be one of the first industrial areas impacted by HTS 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. Two configurations for the separator were considered, a ball matrix separator and a wire matrix high-gradient separator. Practical separation will be possible with a such system.

2. 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 [1]. 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.

3. 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. Figure 1 shows the incorporation of a HTS magnet into a HGMS with a closed cycle cryo-cooler system [2].

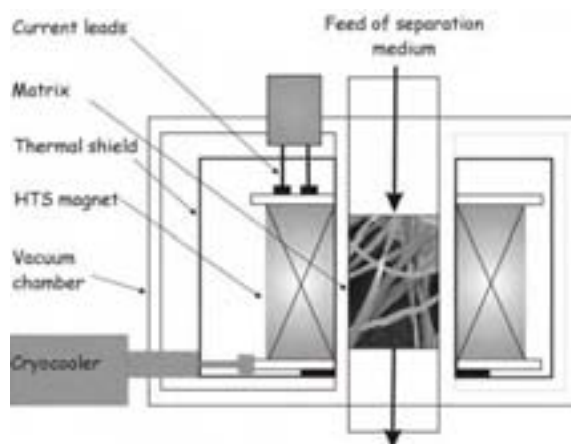


Fig. 1. HTS magnet operation scheme for HGMS [2]

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. Two from among a lot of possible constructions of those separators are presented in figure 2 [1] and figure 3 [3].

Because of diminishing resources and loss of grade in older mines, it is interesting to look at an application of superconductors where the coil provides extra ampere-turns. They would be extremely expensive for copper coils if the magnetic circuit were close to saturation. It might be interesting to remove the coils from older machines and replace them with superconducting coils and run them much more cheaply and much closer to saturation. This paper gives a detail analysis of the separator with magnetic core: in the core split a canister containing ferromagnetic balls or wool is placed. So, it is a HGMS device. The construction is presented in figure 4. Next, a Dewar's vessel concept for cooling the magnet is presented in figure 5.

Usually in this type of system there are two coils, but here it is proposed to use one coil as it is much more convenient to construct one liquid nitrogen container rather than two. The coil is placed further away from the gap than is normal because high- T_c superconductors are still quite magnetic field sensitive, and it is better to keep the coil away from the stray field from the gap.

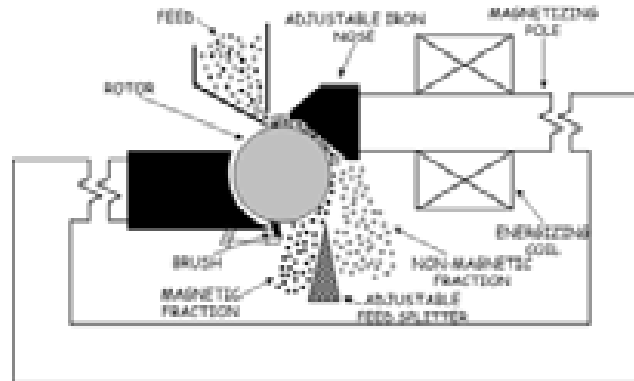


Fig. 2. Conventional induced-pole separator [1]

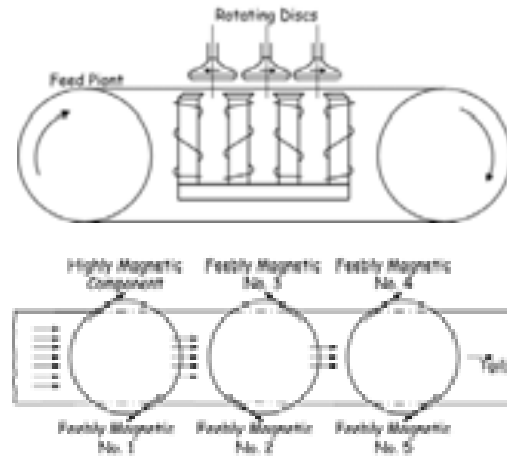


Fig. 3. Rotating disc dry belt separator [3]

3. 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 . For this situation, Ampere's law gives:

$$\oint H dl = NI \quad (1)$$

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

$$\oint Hdl = \frac{BI}{\mu_0\mu_r} = \frac{\Phi I}{\mu_0\mu_r S} \quad (2)$$

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

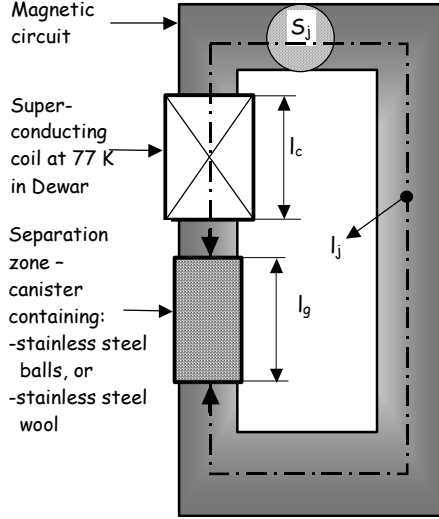


Fig. 4. Preferred orientation of the magnet for magnetic separation.
The canister is positioned in the gap between the pole pieces

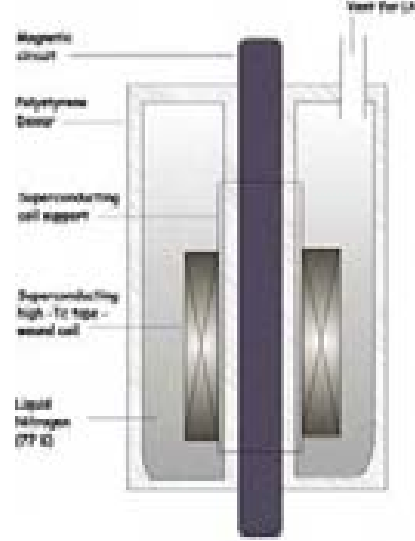


Fig. 5. Proposed design of the high- T_c magnet and the Dewar's vessel

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:

$$NI = \Phi \sum_j \frac{l_j}{\mu_0\mu_{rj}S_j} \quad (3)$$

where: $\sum_j \frac{l_j}{\mu_0\mu_{rj}S_j} = \Lambda$ is the magnetic reluctance of the circuit.

Equation (3) 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:

$$\Lambda = \frac{l_j}{\mu_0\mu_r S_j} + \frac{l_g}{\mu_0 S_g} \quad (4)$$

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 (3) and (4):

$$B_g S_g \left[\frac{l_j}{\mu_0 \mu_r S_j} + \frac{l_g}{\mu_0 S_g} \right] = NI \quad (5)$$

we get the magnetic flux

$$\Phi = B_g S_g = \frac{NI}{\Lambda} \quad (6)$$

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 figure 6.

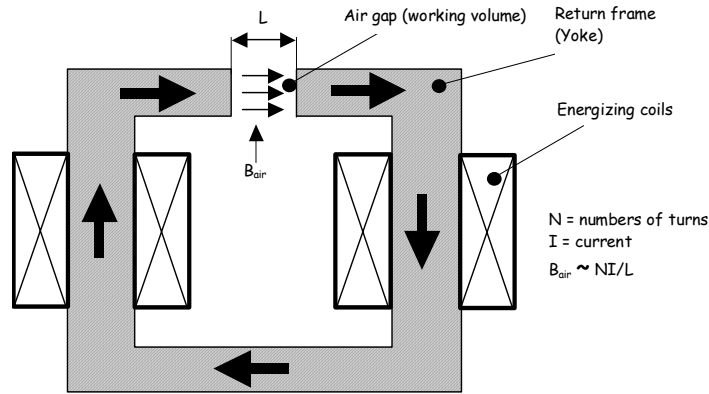


Fig. 6. Schematic diagram of the electromagnet with iron yoke

5. 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 [4] 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 $3 \cdot 10^4$ A cm⁻²; in a field of 0.1 T (or 1000 Oe) J_c is approximately $0.3 \cdot 10^4$ A cm⁻².

It will be assumed that the critical current density J_c at a point in the superconductor is of the form [4]:

$$J_c(H, T) = \alpha(T) - \gamma(T)H \quad (7)$$

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 (7) for the current for BSCCO superconductor, we can write for the wire:

$$J_c(H_c) = 3 - 27\mu_0 H_c \quad (8)$$

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

$$H_c = N_c I_c / L_c \quad (9)$$

Design factors in the magnetic circuit

The separation canister. In the following design study the dimensions of the canister will be 0.03 m in diameter and 0.05 m long (l_g). For l_j a value of 0.75 m is reasonable.

For the magnetic circuit we have that:

$$\mu_0 N_c I_c = B_g S_g (l_g / \mu_g S_g + l_j / \mu_j S_j) \quad (10)$$

where: $N_c I_c$ is the ampere turns provided by the superconducting coil, B_g is the flux density in the separation canister with area S_g and length l_g . μ_g is the relative permeability of the contents of the canister and l_j is the length of the rest of the magnetic circuit with permeability μ_j and area S_j ($S_j = S_g$). Using the dimensions for the canister given above and where $S_g = 7.07 \times 10^{-4} \text{ m}^2$, $N_c I_c$ versus B_g can be calculated for the ball matrix and for the wire matrix.

The canister should maximise the useful space in the gap and make the best compromise with the need to feed the suspension trough the matrix as uniformly as possible. A section through the proposed canister is shown in figure 7. As a separation matrix in the canister, which provides the secondary pole system, there are a number of choices. Medium or fine grade, made from ferromagnetic of 430 grade stainless steel wool, occupying about 5% of space, is suitable. At fields $B_0 < 1.2 \text{ T}$, a matrix consisting of small smooth ferromagnetic stainless steel balls is an extremely effective separation matrix. It is fairly clear that these two options have very different effects on the magnetic circuit, as the two options have very different magnetic reluctance.

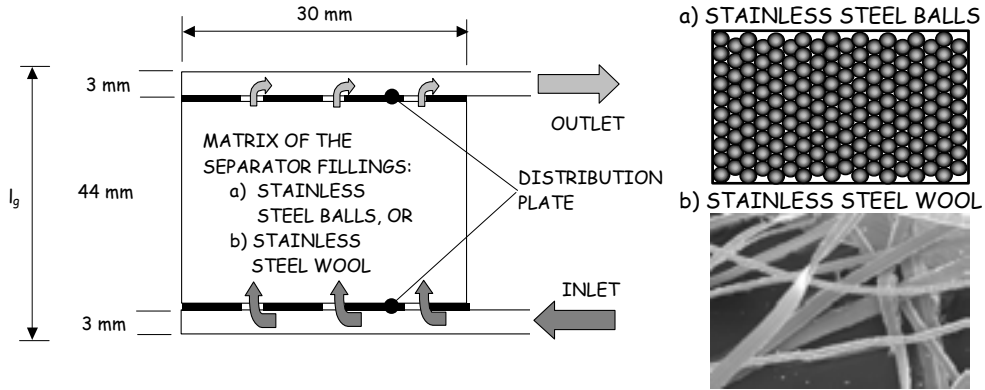


Fig. 7. Canister and the matrix (not to scale).

The matrix may be filled with stainless steel balls (a) or wool (b).

The ball matrix separator. If a separation canister is filled with ferromagnetic spheres as a matrix with the same magnetic properties as the iron return circuit, shown in figure 7(a), then, a randomly packed spheres occupy 66% of the space, we can write:

$$\mu_g = 0.66\mu_j \quad (11)$$

Here 0.66 is the packing factor for randomly packed spheres.

For dimensions of the iron return circuit - see the equation (10) - we can write:

$$\mu_0 H_c = (0.5454) B_g / \mu_j / L_c \quad (12)$$

Using the values of magnetic induction shown in figure 8 [4], and using equation (12), H_c can be calculated as a function of the magnetic induction in the circuit. This is shown plotted in figure 9. The current-carrying capacity $I_c(H_c)$ can be determined from equation (8) and is shown plotted in figure 10. The number of turns required, N_c , which can be obtained from equation (10), is plotted in figure 11. For the ball matrix separator, figure 11 shows that a magnetic induction of almost 1.5 T can be achieved with 175 turns of the BSCCO-Ag tape. A coil length (L_c) of 10 cm and a tape width of 4 mm means that at least seven layers are required.

Ferromagnetic stainless steel wire matrix. In what follows it is assumed that the stainless steel wire has the same magnetic properties as the material magnetic circuit as shown in figure 8. Therefore, as the filling factor of the wire in canister is 5%, we have:

$$\mu_g = 0.05\mu_j \quad (13)$$

as a result, the equation (10) becomes:

$$\mu_0 N_c I_c = (1.75) B_g / \mu_j \quad (14)$$

and we get:

$$\mu_0 H_c = (1.75) B_g / \mu_j / L_c \quad (15)$$

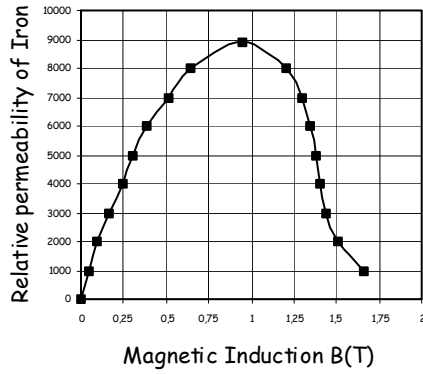


Fig. 8. The relative permeability of iron plotted against the magnetic induction [4].

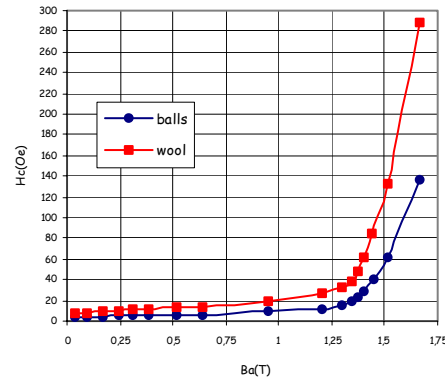


Fig. 9. The self-field of the high- T_c superconducting coil plotted versus B_g , the magnetic induction in the canister, for the ball matrix and the wire matrix.

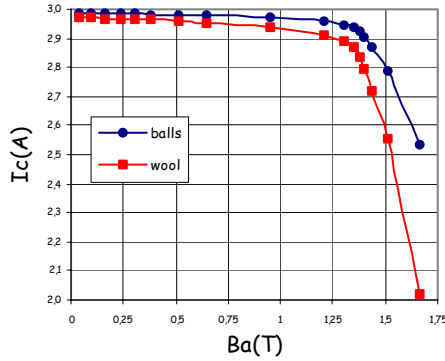


Fig. 10. The critical current of the tape of BSCCO-Ag as a function of magnetic induction B_g in the magnetic circuit for the ball matrix and the wire matrix.

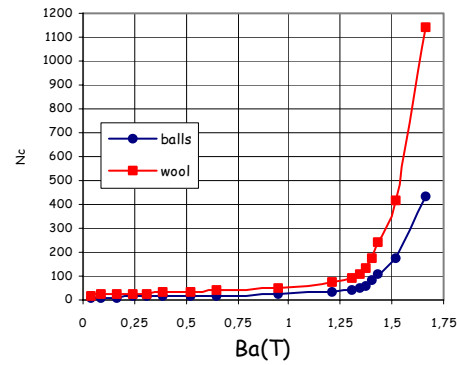


Fig. 11. The number of turns N_c required in the coil to produce the induction B_g for the ball matrix and for the wire matrix.

From equation (15), the self-field of the coil can be determined. It is a function of the magnetic induction in the magnetic circuit for the wire matrix. This is compared with the ball matrix in figure 9. From the value of H_c the value of the critical current in the wire can be determined and can be compared for the case of the ball matrix in figure 10. Using equation (15), in conjunction with I_c , gives the number of ampere-turns required to produce a magnetic induction B_g and the actual number of turns N_c , which compared well with the value for the ball matrix in figure 11. In order to reach an induction in the magnetic circuit of 1.5 T, twofold greater number of turns are required for the wire matrix than for the ball matrix.

The design should aim at a high- T_c coil of 400 turns of BSCCO-Ag tape which can be used by either matrix system: the wire matrix can be used up to 1.5 T and the ball matrix up to 1.65 T.

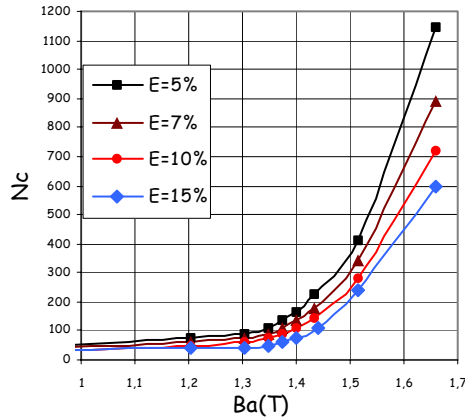


Fig. 12. The number of turns N_c required in the coil to produce the induction B_g for the wire matrix using the appropriate $I_c(H_c)$ shown in figure 9, for different packing factor of the matrix ε

The calculated numbers of winding turns versus packing factor of the ferromagnetic wool are presented in figure 12. In general, this factor ε varies between 5% and 15%. One can see that the greater factor ε the smaller number of turns required to get appropriate magnetic induction in the electromagnet air space. It is obvious because the higher ε the greater stainless steel mass: as a result the reluctance decreases.

6. CONCLUSIONS

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. Two configurations for the separator were considered, a ball matrix separator and a wire matrix high gradient separator. Practical separations will be possible with such a system. It should be noted that this design is not ultimately the best for high- T_c magnetic separators but it is imposed by the inadequacies of present-day high- T_c materials. It is hoped that this situation will change in the near future.

REFERENCES

- [1] Lee P. J. *Engineering Superconductivity*, (2001), J. Wiley & Sons
- [2] 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.
- [3] Augusto P. A., Augusto P., Castelo-Grande T.: *Magnetic classification*, Minerals Engineering 15 (2002), pp. 35 – 43.
- [4] Watson J. H. P.: *The design for a high T_c superconducting magnetic separator*, Supercond. Sci. Technol. 5 (1992), pp. 694 – 702.

Acknowledgement

The work presented in this paper was supported by the Polish State Committee for Scientific Research, Warsaw, in the frame of the Internal Research project ("Badania własne"), Kraków, 2004

Authors:

dr hab. inż. **Antoni Cieśla** prof. n. AGH, Katedra Elektrotechniki, al. Mickiewicza 30, 30 – 059 Kraków, E-mail: aciesla@uci.agh.edu.pl;
mgr inż. **Wojciech Kraszewski**, AGH, Katedra Elektrotechniki, al. Mickiewicza 30, 30 – 059 Kraków, E-mail: kraszan@ds14.agh.edu.pl



NADPRZEWODNIKOWY ELEKTROMAGNES CHŁODZONY KRIOCHŁODZIARKĄ DLA ŹRÓDŁA JONÓW DECRIS-SC

Henryk MALINOWSKI, J.A. SHISHOV, W.M. DROBIN,
W.I. DATSKOW, A.A. EFREMOW, V.V. SELEZNIEV,
S.L. BOGOMOŁOW, Antoni CIEŚLA

Electrotechnical Institute in Warsaw, Warszawa ul Pożaryskiego 28

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

Join Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia

University of Science and Technology, 30-059 Kraków ul Mickiewicza 30

Liquid helium free superconducting magnet for source ions decris-sc

A superconducting magnet system as source of ions DECRIS-SC has been made and tested with positive result in JINR, Dubna. Superconducting winding of the magnet support induction of magnetic field on the axis of the source up to 3 T. Cryostating of the superconducting magnet is realized with usage of G-M cryocooler that has power 1W at 4,2 K. Such a construction allowed to simplify control and to reduce costs of exploitation through eliminating liquid helium from superconducting magnet cooling system and reduction of operating personnel. In the article, construction and system of cryogenic cooling of the superconducting magnet system have been presented.

Keywords: *magnet, superconductivity, cryocoolers, cryostats*

Słowa kluczowe: *magnes, nadprzewodnictwo, kriochłodziarki, kriostaty.*

1. WSTĘP

Nadprzewodnikowy system magnetyczny (SPMS) dla źródła jonów DECRIS opracowano w JINR w 2001/2002 roku. Badania systemu przeprowadzono w 2003, i na początku 2004 roku przekazano go do eksploatacji. Wyjątkowość systemu związana jest z wykorzystaniem gazowej maszyny chłodniczej niewielkiej mocy – kriochłodziarki. Podstawową zaletą podobnych systemów jest prosta budowa i niskie koszty eksploatacji. Jednak mała moc kriochłodziarki (rzędu 1 W przy 4,5 K) wymaga stosowania szczególnie

dobrej izolacji cieplnej, w tym również stosowania przepustów prądowych o niewielkim strumieniu cieplnym. Dla radykalnego ograniczenia strumienia cieplnego wykorzystano przepusty prądowe z elementami z wysokotemperaturowego nadprzewodnikowego materiału ceramicznego (HTS). Konstrukcja elektromagnesu ma również inne specjalne rozwiązania związane z konfiguracją pól magnetycznych cyklotronowych źródeł jonów. Przy budowie elektromagnesu wykorzystano nowe rozwiązania konstrukcyjne, nowe materiały i technologie.

Elektromagnes zawiera cztery uzwojenia o średnicy wewnętrznej 280 mm z niezależnym zasilaniem prądami do 45 A. W uzwojeniach wykorzystany został przewód nadprzewodnikowy o średnicy 0,65mm, z matrycą miedzianą w stosunku Cu/NbTi = 1,9 i średnicą włókien 4,7 μ m. Uzwojenia nawinięto na karkas z niemagnetycznej i nierdzewnej stali. W przepustach prądowych wykorzystuje się HTS elementy. Elektryczne zabezpieczenie każdego uzwojenia realizuje się za pomocą zimnych diod. Naczynie próżniowe ze stali nierdzewnej otoczony jest ekranem ferromagnetycznym.

2. KONSTRUKCJA ELEKTROMAGNESU

2.1. Karkas elektromagnesu

Osiowe elektromagnetyczne siły oddziałujące na uzwojenie mają specyficzny charakter. Cewka 4, włączona przeciwsobnie z pozostałymi, ‘rozpycha’ je z dużą siłą (ok. 14 ton na uzwojenie 1 i 2). Siły te rozciągają wewnętrzną część karkasu (Rys.1 i 2) i wyginają skrajne kołnierze. Przy wprowadzaniu prądu, nacisk uzwojenia doprowadzić może do deformacji kołnierzy co powodować może przesuwanie i ocieranie się zwojów sąsiednich warstw uzwojenia



Rys. 1. Karkas elektromagnesu



Rys. 2. Karkas elektromagnesu w różnych rzutach

Obliczenia z pomocą programu TOSCA wskazywały na konieczność wykonania dostatecznie grubych kołnierzy. Najbardziej optymalnym rozwiązaniem okazał się stożkowy kształt kołnierza. Dlatego wszystkie kołnierze karkasu wykonano w kształcie stożków. Przy takim kształcie kołnierzy deformacja karkasu stanowi najwyżej kilka mikrometrów, co zapobiega tarcia, które może doprowadzać do zjawiska ‘trenowania i degradacji’ krytycznego prądu elektromagnesu. Taka konstrukcja kołnierzy znacznie zwiększyła wytrzymałość konstrukcji, ale również spowodowała znaczny wzrost ciężaru

karkasu. Dla zmniejszenia jego ciężaru w pogrubionych miejscach wykonano zagłębienia (rys. 1 i 2).

Karkas wytoczono z odlewu ze stali nierdzewnej. Wstępne badania wykazały że stal pozostaje niemagnetyczna w temperaturze pokojowej, po mechanicznej obróbce jak i po wielokrotnym chłodzeniu do helowych temperatur [5].

2.2. Uzwojenie elektromagnesu

Uzwojenie wykonano z nadprzewodnika firmy Outokumpu (patrz tabela 1). Żywicowanie uzwojenia wykonano za pomocą prepregu, ułożonego między warstwami uzwojenia. Utwardzanie izolacji przeprowadzono po zakończeniu uzwojania i bandażowania całego elektromagnesu. Bandaż ze stali nierdzewnej wykonany z drutu o średnicy 0,5mm zastosowano w celu zapobiegania przesuwaniu się zewnętrznych zwojów pod wpływem elektromagnetycznych sił. Główna (zewnętrzna) izolacja uzwojenia składa się z cienkiego tekstolitu szklanego i prepregu położonego na cylindrycznych częściach uzwojenia. Wielkość zmierzonej rezystancji elektrycznej izolacji, przy pokojowej i helowej temperaturze, mierzona za pomocą megametru na 500 V, wyniosła ponad 500 MΩ. Należy zauważyć, że wytrzymałość elektryczna izolacji energetycznych przewodów, przepustów prądowych, zimnych diod i rezystorów, umieszczonych w obwodzie elektromagnesu jest znacznie mniejsza i wynosi w warunkach pracy od 1,5 do 3 kV. W tych miejscach istnieje potencjalne niebezpieczeństwo przebicia izolacji.

Prąd pracy elektromagnesu (45 lub 58,4 A) jest znacznie mniejszy od wartości krytycznej przy 5T, 4,5 K, która wynosi ponad 270A. Zapewnia to znaczny zapas temperaturowej stabilizacji (termicznej stabilności), której wartość teoretycznie określono na 2,3K. Taki zapas umożliwia prowadzenie pracy elektromagnesu przy nawet znacznych dopływających strumieniach ciepłych.

Do zewnętrznej powierzchni uzwojenia pod bandażem przyklejono aluminiowe taśmy przepustów ciepłych, które też zostały elektrycznie izolowane od uzwojenia i wzmacniającego bandaża, kilkoma warstwami prepregu.

Każde uzwojenie wykonano z jednego kawałka przewodu, bez wewnętrznych połączeń lutowanych ale elektrycznie zostały podzielone na 2 – 3 sekcje. Wyprowadzenia końców sekcji ułożono w rowkach, w izolacji na bocznych ściankach karkasu i po stycznej wyprowadzono na zewnętrzną stronę uzwojenia gdzie przylutowano do nich przewody od obwodu zimnych diod i gaszących rezystorów.

Tabela 1. Parametry nadprzewodnikowego drutu (firmy Outokumpu)

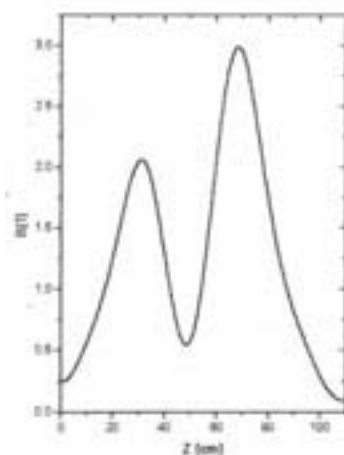
Nazwa	Jednostki	Wielkości
Średnica przewodu	mm	0,65
Średnica przewodu w izolacji	mm	0,7
Długość przewodu: solenoidów 1, 2, 3, 4, sumaryczna	km	10,2/10,2/6,3/5,4/32,1
Prądy krytyczne przy 4,2 K i 5 T	A	≥ 270
Liczba włókien NbTi		6438
Średnica włókien	μm	4,7
Krok skręcenia włókien	mm	13
Stosunek Cu/NbTi		1,9±0,1
$\rho_{300K}/\rho_{4,2K}$		> 100
Wytrzymałość elektryczna izolacji	V	1600

Material izolacji		Formvar
-------------------	--	---------

Dla sprawdzenia poprawności opracowanej technologii, przed wykonaniem elektromagnesu zrobiono próbne cewki. Podłużne przecięcia wykonane na tych cewkach wykazały, że warstwy ułożone były równo, a zwoje zapełniają zagłębienia poprzednich warstw. Jest to w zasadzie dobre dla zapobieżenia ruchu (przesuwania się) przewodów i poprawienia przewodnictwa cieplnego uzwojenia.

2.3. Połączenia elektryczne

Elektromagnes zawiera cztery współosiowe solenoidy, których parametry zamieszczono w tabeli 1. Skrajne solenoidy włączono szeregowo w obwód zasilania, wewnętrzne mają niezależne zasilanie, przy czym centralny solenoid włączono przeciwnie w stosunku do pozostałych. Składowa osiowa pola magnetycznego tworzy na osi wiązki siodłową pułapkę (patrz rys 2).



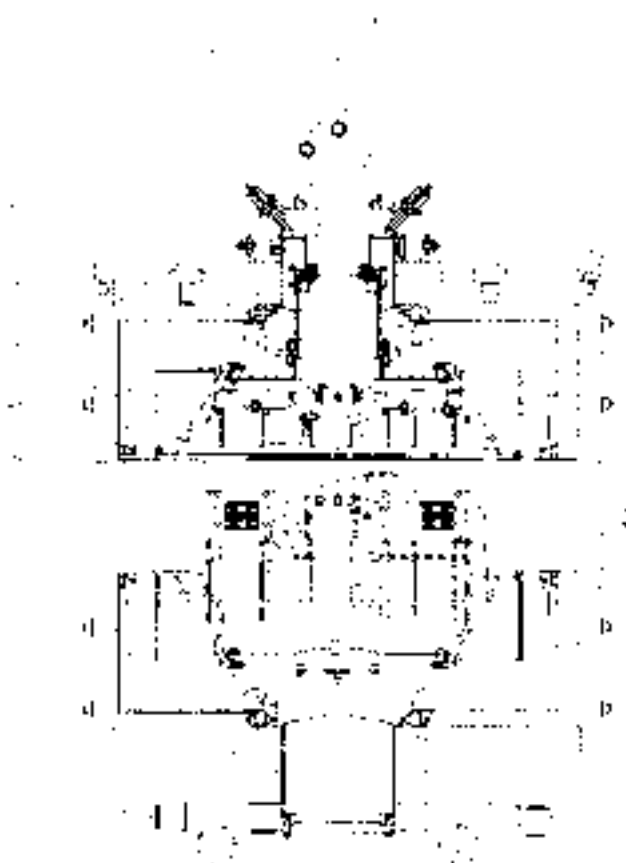
Rys. 3. Rozkład indukcji magnetycznej na osi elektromagnesu DECRI-SC

Konstrukcję elektromagnesu przedstawiono na rys. 4 i 5.

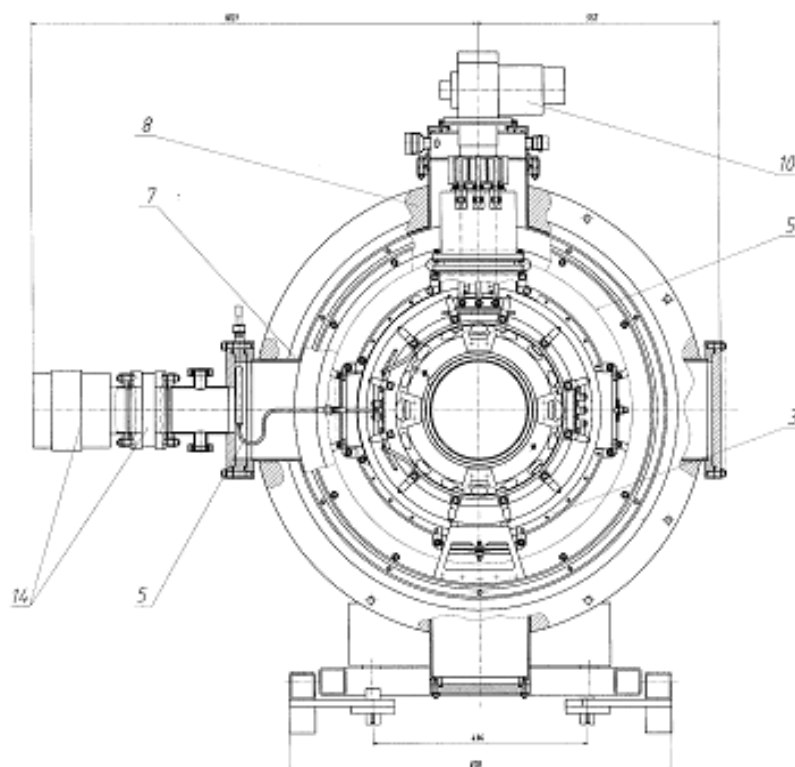
Solenoidy 1 (rys. 4) nawinięto na karkas 2 z nierdzewnej i niemagnetycznej stali, który został podwieszony wewnątrz próżniowego naczynia 7 na wspornikach 6 z tekstolitu szklanego. Naczynie 7 otoczono ekranem magnetycznym 8. Karkas z uzwojeniami owinięto odbłaskowym aluminiowym ekranem i miedzianym ekranem 4 chłodzonym przez I stopień kriołodziarki 10. Na ostatni położono maty wielowarstwowej ekranowo-próżniowej izolacji.

Karkas i uzwojenia połączono z 2-gim stopniem kriołodziarki mostkiem cieplnym z taśmy aluminiowej o wysokiej czystości. Oprócz tego do karkasu przykręcono rozłożone wzdłuż jego osi miedziane paski - mostki cieplne, które także połączono z głowicą chłodzącą kriołodziarki aluminiowymi paskami. Na tych paskach zamontowano elementy zabezpieczenia elektrycznego nadprzewodnikowych uzwojeń – diody i rezystory gaszące.

Ekran cieplny mocowany jest do wsporników 6 w środkowej ich części. Sześć przepustów prądowych 9 rozmieszczono dookoła zimnej głowicy kriołodziarki. W celu uzyskania wysokiej próżni w systemie izolacji cieplnej, wykorzystuje się membranową pompę wstępną i pompę turbomolekularną.



Rys. 4. Przekrój osiowy systemu magnetycznego DECRI-S.C.:
 1 – uzwojenie elektromagnesu; 2 karkas; 6 – wsporniki elektromagnesu; 7 – ekran cieplny; 8 – ekran magnetyczny; 9 – przepusty prądowe; 10 - kriołodziarka



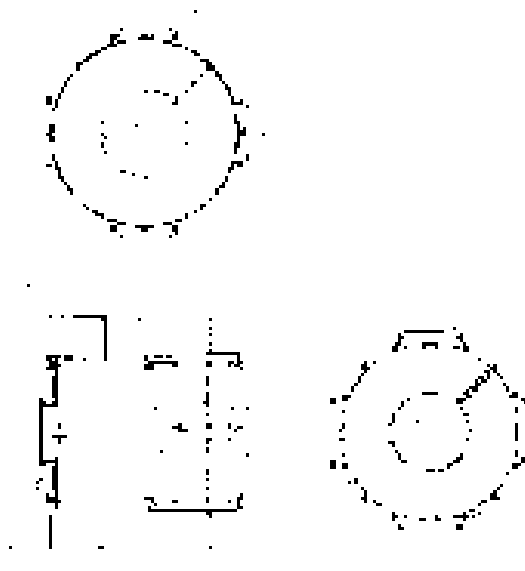
Rys.5. Przekrój poprzeczny systemu magnetycznego DECRIS-SC. Numery 1 – 16 wskazują miejsca usytuowania czujników temperatury

Tabela 2. Podstawowe parametry solenoidów

Nazwa	Jednostki miary	Wielkości			
Numer solenoidu		1	2	3	4
Wewnętrzna średnica uzwojenia	mm	281	280	280	281
Zewnętrzna średnica uzwojenia	mm	397	396	396	350
Długość uzwojenia	mm	80	81	50	80
Maksymalny prąd pracy	A	58,4			
Ilość amperozwojów	MA	0,549	0,562	0,345	0,318
Ilość zwojów		9409	9619	5901	5439
Gęstość prądu w uzwojeniu	A/mm ²	118,4	119,6	118,8	115,1
Maksymalna indukcja na osi	T	2,06	3,0	2,8	0,56
Maksymalna indukcja w uzwojeniu	T	4,0	5,0	4,6	2,6
Indukcyjność	H	33,6	33,6	12,2	11,4
Energia zgromadzona	kJ	60,5	60,5	22	20,5
Masa przy 4,5K	kg	~ 280			
Materiał żywicowany		Prepreg			

3. EKRAN CIEPLNY

Główną część miedzianego ekranu cieplnego wykonano z polerowanych arkuszy mocowanych do metalowych kołnierzy metodą spawania. Ekran cieplny chłodzony jest kriochłodziarką z I jej stopnia przez mechaniczny kontakt. Dla udogodnienia składania elektromagnesu, ekran podzielono na kilka części, połączonych z sobą za pomocą śrub (patrz rys. 6).



Rys. 6. Ekran cieplny nadprzewodnikowego elektromagnesu DECRI-SC

Połączona z kriochłodziarką pionowa część łączy się z obejmami 1, otaczającymi uzwojenie, z pomocą kompensatora 2 temperaturowych odkształceń. Kompensator wykonany w kształcie pająka z pasków aluminium wysokiej czystości. Wszystkie obejmy są przecięte, w celu zapobieżenia powsawania okrężnych prądów wirowych jakie powstać mogłyby w sytuacjach awaryjnych przy przejściu do stanu rezystywnego. Oddziaływanie tych prądów z polem magnetycznym doprowadziłoby do powstania elektromagnetycznych sił, pod wpływem których obejmy mogłyby utracić kształt. Końce przecięć połączono izolatorami 3 z tekstolitu szklanego. Na obejmach zamocowano osiem węzłów ze stalowymi 'palcami', które przytwierdza się do wsporników zimnych mas. 'Palce' centrują ekran i przekazują jego ciężar na wsporniki

4. WSPORNIKI DLA CHŁODZONYCH ELEMENTÓW.

Karkas z uzwojeniami umocowano w próżniowym naczyniu za pomocą naciągów z tekstolitu szklanego 1 (patrz rys 7).



Rys. 7. Wsporniki izolacyjne elektromagnesu nadprzewodnikowego.

Do nich podwieszono miedziany ekran cieplny. Naciągi rozdzielono miedzianymi płaszczyznami, które spełniają role zworników cieplnych 3. Dla umożliwienia efektywnego chłodzenia połączono je z ekranem elastycznymi giętkimi miedzianymi przewodami cieplnym.

Wsporniki powinny nie tylko wytrzymywać ciężar zimnych mas, ale i znaczne dynamiczne siły osiowe. Te ostatnie mogą powstać przy nierównomiernych przejściach uzwojeń do stanu rezystywnego. Nie prowadzono dokładnych obliczeń tych sił, ze względu na konieczność opisu dużej ilości procesów. Wykonane obliczenia oparte na założeniach o zaniku prądów w oddzielnych uzwojeniach. Siły powstające przy tym (o zwrocie w tę lub przeciwną stronę do ekranu magnetycznego) sięgać mogą 0,7 Tony.

Przeprowadzone badania mechaniczne wsporników przeprowadzono na makiecie w której obciążenie zadawano sztucznie z pomocą śrubowej dźwigni a pomiar sił mierzono z pomocą dynamometru. Wykonano i zbadano eksperymentalny wspornik. Maksymalne, rozciągające obciążenie, wynosiło 1,6 Ton, co powodowało osiowe przemieszczenie pierścienia wspornika o 1,76 mm. Radialne obciążenie na mały pierścień sięgało 0,53 Tony, co powodowało przemieszczenie o 2,385 mm. Końcowa deformacja przy zdjęciu obciążenia był do pominięcia (nieistotna). Przy obciążeniu wspornika siłą 3,18 Ton, końcowa deformacja wyniosła 0,385 mm.

W konstrukcji elektromagnesu dwa wsporniki ustawiono osiowo, tak ze możliwe było prześlizgiwanie się karkasu w pierścieniach wsporników. Pozwala to uniknąć zbędnych naprężeń przy ściskaniu tekstolitowych elementów.

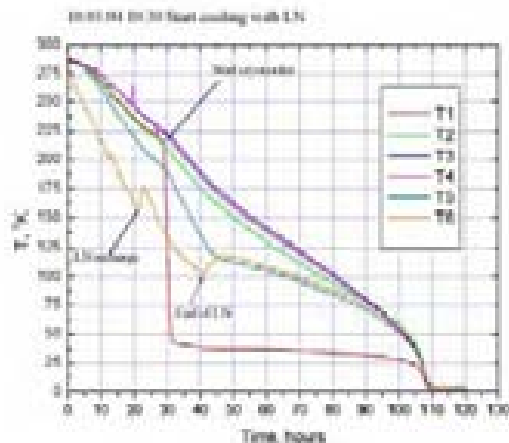
Kąty nachylenia tekstolitowych płaszczyzn w stosunku do osi karkasu dobrano tak, aby po ich schłodzeniu nie powstawały w nich zbyt duże naprężenia. Wielkości naprężenia

mierzone w czasie deformowania wsporników i karkasu były zbieżne z wykonanymi wcześniej obliczeniami z pomocą programu ANSYS.

Podobnej procedurze sprawdzania poddano również pozostałe wsporniki dla elektromagnesu. Testowano je na wytrzymałość siłą osiową 1,27 Ton i siłą radialną 0,32 Ton.

4. REZULTATY BADAŃ I PODSUMOWANIE

Podstawowym celem badań było sprawdzenie możliwości pracy systemu elektromagnetycznego w całości. Oprócz tego z pomocą wielu czujników zostało prześledzone zachowanie się poszczególnych węzłów cieplnych w procesach chłodzenia i ogrzewania. Okres chłodzenia elektromagnesu z wykorzystaniem ciekłego azotu wynosił ok. 120 godz. Ilustracja procesu chłodzenia elektromagnesu przedstawia rys 8 na którym zaznaczono okresy chłodzenia kriochłodziarką bez wspomagania i przy wspomaganiu azotowym



Rys.8. Zmiana temperatury w wybranych miejscach systemu magnetycznego w procesie chłodzenia.

Temperatura elementów systemu magnetycznego – według oznaczenia z rysunku 4 i 5 – w jednym z eksperymentów, w którym elektromagnes zasilano prądem 45 A, osiągnęła następujące wartości:

1 – 2,7÷2,8 K	2 – 3,99 K	3 – 3,55 K	4 – 3,68 K	5 – 3,89 K	6 – 4,37 K
7 – 39,46 K	8 – 48,82 K	9 – 41,89 K	10 – 59,34 K	11 – 59,71 K	12 – 43,39 K
13 – 60,37 K	14 – 58,40 K	15 – 57,79 K	16 – 144,58 K		

Należy stwierdzić, że wyniki przeprowadzonych pomiarów eksperymentalnych były zbieżne z teoretycznymi rezultatami. Widać, że za pomocą kriochłodziarki o stosunkowo niewielkiej mocy można chłodzić do temperatury 4 K obiekty o masie nawet setek kilogramów.

Sprawdził się system izolacji cieplnej pozwalający zminimalizować strumień ciepły do wnętrza kriostatu.

Rozwiązano problem elastycznych połączeń cieplnych z drugim stopniem kriochłodziarki.

Pomyślnie rozwiązano problem zawieszenia elektromagnesu w kriostacie próżniowym i wpływ elektromagnetycznych sił na elementy konstrukcyjne kriostatu.

LITERATURA

- [1] 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
- [2] Б.Н.Гикал и др., , Модернизация циклического имплантатора ИЦ-100, Препринт ОИЯИ, Р9-2003-121
- [3] Рекламный проспект Oxford Instruments (UK) Limited, 1999 г.
- [4] K. Shibutani et. al. Development of two types of cryogen free superconducting magnets. Adv. in Cryog. Eng., Vol. 43. Plenum Press, New York, 1998, p. 299-305.
- [5] 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.
- [6] Katalog firmy CAN Superconductors, 1999 г.
- [7] И.А.Глебов, В.Н.Шахтарин, Ю.Ф.Антонов. Проблемы ввода тока в сверхпроводниковые устройства. Наука, Л., 1985, с. 47-50.
- [8] Datskov VI. Weisend II JG. Characteristics of Russian carbon resistance (TVO) cryogenic thermometers. In: Proc. ICEC15, Genova, Italy, 1994, p.425-28.
- [9] 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
- [10] Б.Н.Гикал и др., Модернизация циклического имплантатора ИЦ-100, Препринт ОИЯИ, Р9-2003-121.
- [11] Каталог фирмы CAN Superconductors, 1999 г.
- [12] И.А.Глебов, В.Н.Шахтарин, Ю.Ф.Антонов. Проблемы ввода тока в сверхпроводниковые устройства. Наука, Л., 1985, с. 47-50.



ZASILANIE I ZABEZPIECZENIE NADPRZEWODNIKOWEGO ELEKTROMAGNESU W ŹRÓDLE JONÓW DECRIS-SC

Henryk MALINOWSKI, S.L. BOGOMOLOW, W.M. DROBIN,
A.A. EFREMOW, W.I. DATSKOW, V.V. SELEZNIEV,
J.A. SHISHOV, Antoni CIEŚLA

Electrotechnical Institute in Warsaw, Warszawa ul Pożaryskiego 28

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

Join Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia

University of Science and Technology, 30-059 Kraków ul Mickiewicza 30

Power supply and safety system for superconducting magnet in ion's source DECRIS-SC

In JINR in Dubna, Russia, a superconducting magnetic system for source of highly charged ions has been designed and constructed. That system distinguish from other machines of this kind because of its original cooling system, which is realized by a cryocooler. Such a way of cooling caused the need to create new safety system, which would protect the apparatus during loss of superconductivity. This system uses so called cold diodes. They enable safe quench of the magnet into resistive state and discharge its energy. In the article, construction of magnet and its method of power supply and safety have been considered. Furthermore, some most crucial features of monitoring and control are presented.

Keywords: superconductivity, cryocoolers.

Słowa kluczowe: nadprzewodnictwo, kriochołdziarki.

1. WSTĘP

W elektromagnesach nadprzewodnikowych gęstość energii sięga 10^8 J/m^3 . Dlatego wymagają one szczególnej uwagi w sytuacjach nagłej utraty nadprzewodnictwa, która spowodować może trwałe uszkodzenie lub zniszczenie elektromagnesu. Sytuacjom takim zapobiegać może układ zabezpieczenia. Przy chłodzeniu nadprzewodnikowych elektromagnesów tradycyjnym sposobem – tj. przez kąpiel, można wyprowadzić na zewnątrz znaczna część ich energii. Przy coraz częściej stosowanych sposobach chłodzenia kontaktowego, za pomocą kriochołdziarek, nie da się z przyczyn technicznych wyprowadzić istotnej ilości energii z elektromagnesu na zewnątrz kriostatu. Aby w sytuacji

utraty nadprzewodnictwa przez uzwojenie elektromagnesu zabezpieczyć elektromagnes przed zniszczeniem, należy stosować kompleksowe systemy zabezpieczenia, obejmujące nie tylko detekcję i metody wyprowadzenia energii z elektromagnesu ale również technologię budowy elektromagnesu, uwzględniając aktywne elementy zabezpieczenia. W artykule opisano budowę uzwojenia, system zasilania i zabezpieczenia elektromagnesu przeznaczonego dla źródła jonów DECRIS-SC.

2. KONSTRUKCJA ELEKTROMAGNESU

Projekt elektromagnesu wykonany został dla konstruowanego źródła wysokaładowanych jonów w Laboratorium Reakcji Jądrowych JINR w Dubnej. Parametry elektromagnesu oraz konfiguracja cewek elektromagnesu wynikają z optymalizacji źródła pod kątem intensywności wiązki. Konstrukcja elektromagnesu przewiduje chłodzenie kontaktowe z pomocą kriochłodziarki. Ze względu na niewielką moc cieplną jaką ma kriochłodziarka przy pracy w temperaturze 4,2 K, niezbędne było ograniczenie przepływu ciepła z zewnątrz kriostatu do chłodzonego elektromagnesu. Dlatego konstrukcję elektromagnesu podwieszono w naczyniu próżniowym, na elementach wykonanych z tekstolitu szklanego. Tekstolit taki charakteryzuje się znaczną wytrzymałością mechaniczną w niskich temperaturach (porównywalną z wytrzymałością metali) i jednocześnie niewielkim przewodnictwem ciepła. Dla zmniejszenia strumienia ciepłego poprzez ścianki naczynia, uzwojenie elektromagnesu wraz z karkasem pokryto warstwą antyradiacyjną opartą na aluminium. Dodatkowo całość umieszczono w środku miedzianego ekranu, chłodzonego pierwszym stopniem kriochłodziarki. Dla zmniejszenia efektu przepływu ciepła drogą radiacji, ekran miedziany pokryto dodatkowo wieloma warstwami superizolacji. Kontakt z drugim stopniem kriochłodziarki, chłodzącej elektromagnes do 4,2 K zrealizowano za pomocą mostków cieplnych wykonanych z aluminium o wysokiej czystości.

Elektromagnes zawiera cztery uzwojenia o średnicy wewnętrznej 280 mm z niezależnym zasilaniem prądami do 45A. W uzwojeniach wykorzystany został przewód nadprzewodnikowy o średnicy 0,65mm, z matrycą miedzianą w stosunku Cu/NbTi = 1,9 i średnicą włókien 4,7 μm . Uzwojenia nawinięto na karkas z niemagnetycznej i nierdzewnej stali. Miedziany ekran i karkas zamocowano w próżniowym płaszczu z pomocą wsporników wykonanych z tekstolitu szklanego

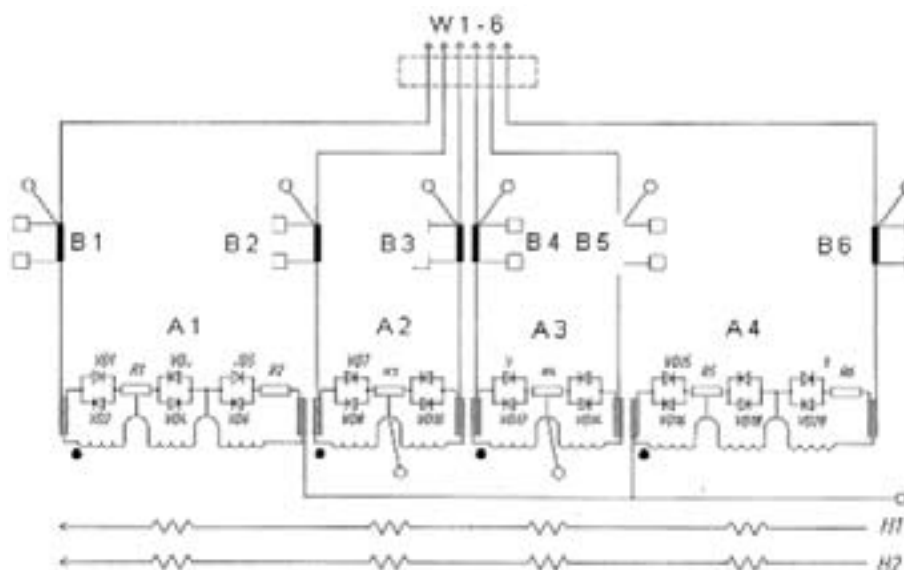
Tablica 1. Parametry przewodów nadprzewodnikowych firmy Outokumpu

Nazwa	jednostki	Wielkości
Średnica przewodu	mm	0,65
Średnica przewodu w izolacji	mm	0,7
Długość przewodu: solenoidy 1, 2, 3, 4; łącznie	km	10,2/10,2/6,3/5,4/32,1
Prąd krytyczny przy 4,2 K i 5 T	A	≥ 270
Liczba włókien NbTi		6438
Średnica włókien	μm	4,7
Krok skrętu włókien	mm	13
Stosunek Cu/NbTi		1,9 $\pm$ 0,1
$\rho_{300K}/\rho_{4,2K}$		> 100
Wytrzymałość elektryczna izolacji	V	1600
Materiał izolacji		Formvar

Tablica 1. Podstawowe parametry elektromagnesu

Nazwa	Jednostka	Wielkości			
Numer solenoidu		1	2	3	4
Wewnętrzna średnica uzwojenia	Mm	281	280	280	281
Zewnętrzna średnica uzwojenia	Mm	397	396	396	350
Długości uzwojeń	Mm	80	81	50	80
Maksymalny prąd roboczy	A	58,4			
Ilość amperozwojów	MA	0,549	0,562	0,345	0,318
Gęstość prądu w uzwojeniu	A/mm ²	118,4	119,6	118,8	115,1
Maksymalna indukcja na osi	Tl	2,06	3,0	2,8	0,56
Maksymalna indukcja w uzwojeniu	Tl	4,0	5,0	4,6	2,6
Indukcyjność	H	33,6	33,6	12,2	11,4
Zgromadzona energia	KJ	60,5	60,5	22	20,5
Masa przy 4.5 K	Kg	~ 280			
Materiał izolacji		Prepreg			

Elektromagnes zawiera cztery współosiowe solenoidy, których parametry zamieszczono w tabeli 1. Skrajne solenoidy włączono szeregowo w obwód zasilania, wewnętrzne mają niezależne zasilanie, przy czym centralny solenoid włączono przeciwsobnie w stosunku do pozostałych. Schemat połączeń elektrycznych elektromagnesu przedstawia rys.1.



Rys.1. Schemat elektryczny elektromagnesu DECRI-S.C.: A1-4 – obwody zasilania uzwojeń elektromagnesu ; B 1-6 HTS przepusty- :W 1-6 – połączenia z układem kontroli i sterowania: H1 - H 2 - grzałki .

2.1. Połączenia elektryczne

Uzwojenia elektromagnesu № 1 i 2 połączono szeregowo i zasilane są z jednego źródła (patrz rys 1). Uzwojenia № 3 i 4 mają swoje oddzielne źródła zasilania. Zabezpieczenie elektryczne powinno zapewniać bezawaryjną pracę, przy przejściu do stanu rezystywnego, uzwojeń i przepustów prądowych HTS. System zabezpieczenia zawiera trzy bloki czujników przejścia do stanu rezystywnego, zimne diody, rezystor gaszący i 8 grzejników rezystywnych ustawionych na uzwojeniach. Grzejniki podzielono na dwie grupy – podstawową i zapasową, z których każda zasilana jest z oddzielnego źródła zasilania. Detektory stanu rezystywnego mają mostkowy system pomiaru napięcia, powstającego na rezystywnych częściach uzwojeń przechodzących do stanu rezystywnego lub też w przypadku uszkodzenia przepustów HTS. Otrzymany sygnał poddawany jest analizie pod względem amplitudy i czasu trwania, jest wzmacniany i kierowany do układu sterowania wyłącznikiem zasilania sieci i do układu sterowania bloku zasilania grzejników. Zimne diody otwierają się przy ok. 7 V i zamykają obwód sekcji uzwojenia elektromagnesu przez rezystor 1Ω . Ilość takich sekcji zależy od całkowitej długości nadprzewodnika. W uzwojeniach №№ 1 i 2, ze względu na długość przewodów zaprojektowano po 3 sekcje w każdym uzwojeniu.. W uzwojeniach №№ 3 i 4, zaprojektowano po 2 sekcje.

Zadaniem zabezpieczenia jest zapobieżenie zbyt dużym lokalnym wzrostom temperatury uzwojenia i termicznym deformacjom a także skutkom przebicia izolacji elektrycznej uzwojenia. Zabezpieczenie pozwala zmniejszyć prawdopodobieństwo zniszczenia w sytuacjach awaryjnych elementów HTS przepustów prądowych. Uzwojenia elektromagnesu, ze względu na niewielkie rozmiary przekroju poprzecznego uzwojenia i dostatecznie duże przewodnictwo cieplne, są w pewnym stopniu samo zabezpieczone. Ale dla zapewnienia wysokiego stopnia niezawodności, wykorzystano sekcjonowanie z bocznikowaniem sekcji diodami i rezystorami. Rezystory gaszące pochłaniają istotną część zgromadzonej w elektromagnesie energii. Grzejniki kontaktują się z uzwojeniami w różny sposób: dwa z nich są naklejone bezpośrednio na zewnętrzną cylindryczną powierzchnię uzwojenia, pod bandażem, dwa kolejne przyklejone do aluminiowych taśm wychodzących z uzwojeń i stanowiących mostki cieplne. Pozostałe przyklejono bezpośrednio na bandaże.

Utrata nadprzewodnictwa tylko w części uzwojeń elektromagnesu powoduje powstanie nadmiernej siły przyciągania karkasu z uzwojeniami do ekranu magnetycznego. Siła taka może przekraczać wiele ton i doprowadzić do zniszczenia wsporników zimnych elementów. Jednoczesne nagrzewanie wszystkich uzwojeń pozwala uniknąć takiego niebezpieczeństwa.

Dla zapobieżenia nieuzasadnionym zadziałaniem detektora strefy normalnej wstawiono bocznikujące rezystory na prądowych wyprowadzeniach z elektromagnesu i na końcach mostkowego układu każdego detektora. Kolejne eksperymenty z elektromagnesem dały możliwość stwierdzenia, że te kroki pozwalają wyeliminować przypadkowe zadziałanie detektorów, niezwiązane z przejściem uzwojeń do stanu rezystywnego.

Dla zabezpieczenia elementów HTS wykorzystano następujące rozwiązania:

1. Dzielenie elektromagnesu na sekcje i bocznikowanie ich zimnymi diodami włączonymi przeciwnie oraz szeregowo włączonymi do nich rezystorami gaszącymi.

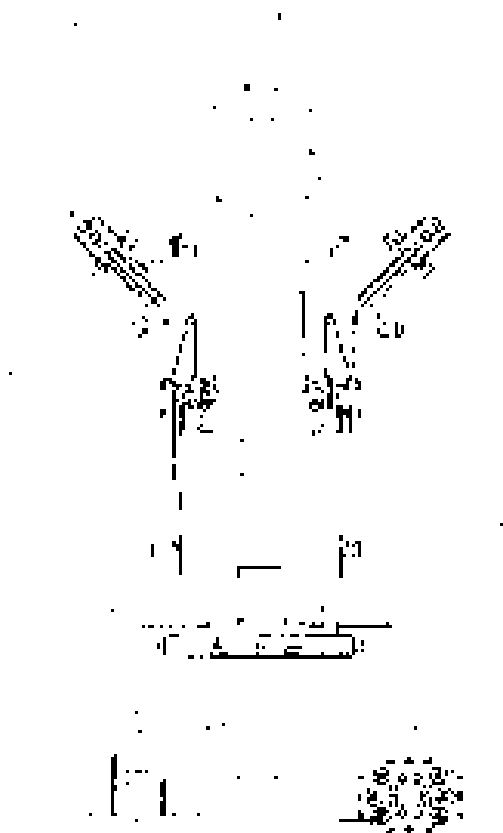
Zimne diody zapobiegają pojawieniu się dużych napięć na wewnętrznych odcinkach obwodu przy uszkodzeniu przepustów prądowych, w szczególności przepustów HTS.

2. Programowe nagrzewanie jednocześnie wszystkich uzwojeń elektromagnesu, w przypadku pojawienia się strefy rezystywnej. Daje to możliwość 'miękkiego' i bezpiecznego przejścia całego uzwojenia do stanu rezystywnego. Schemat elektryczny połączeń uzwojeń i grzejników przedstawia rys. 10.
3. Wykorzystanie detektorów strefy rezystywnej (DSR)

DSR przeznaczony jest do detekcji strefy rezystywnej i wyłączenia źródeł prądu zasilania uzwojeń elektromagnesu oraz do włączenia głównego i rezerwowego źródła napięcia grzejników uzwojeń nadprzewodnikowych. Schemat blokowy systemu zasilania i zabezpieczenia z pomocą DSR przedstawia rys. 1. Konstrukcyjnie układ zabezpieczenia uzwojeń elektromagnesu składa się z trzech autonomicznych DSR, których sygnały przechodzą do bloku sterowania i indykacji. Blok sterowania i indykacji rejestruje przychodzące z DSR sygnały, zapamiętuje ich i formuje sygnały wyjściowe na blok sterowania elementami wykonawczymi. Czujnikiem w elementach DSR stanowi mostkowy czujnik napięcia wykonany w oparciu o połówki uzwojeń L1 i L2 wraz z zewnętrznym elementem rezystywnym R. Balans mostkowego układu, niezbędny przy wprowadzaniu lub wyprowadzaniu do uzwojeń prądu ze stałą prędkością, realizowany jest przez zmianę wartości rezystora R_x (rys. 1). Sygnał niezrównoważenia z przekątnej mostka przechodzi na wejście wzmacniacza różnicowego i dalej na amplitudowo- czasowy analizator. Amplitudowo- czasowy analizator eliminuje błędne sygnały o amplitudzie mniejszej niż 1 V i o czasie trwania krótszym niż 10 μ s. W przypadku pojawienia się normalnej strefy w jednym z uzwojeń lub na przepuszczeniu HTS, sygnał niezrównoważenia DSR załącza źródła zasilania grzejników poprzez wykonawcze elementy obwodu i odpowiednie porty i podaje równolegle ten sygnał na blok sterowania w celu wyłączenia tego źródła prądu przez programator.

3. PRZEPUSTY PRĄDOWE

Przepusty prądowe firmy CAN [3] składają się z miedzianego oplotu 1 i rurki 2 z nadprzewodnika HTS. Stosunek długości i powierzchni przekroju poprzecznego oplotu dobrano tak by strumień ciepła do zimnej strefy był optymalny. Dla wyeliminowania tego strumienia zaprojektowano cieplną zworę 3. Składa się ona z dielektryka pokrytego metalem, przylutowanego jedną stroną do miedzianego cylindra 4, który jest przykręcony (przez dystansowe miedziane elementy) do I stopnia kriochłodziarki. Do drugiej strony dielektryka przylutowana miedziana blacha i zimny koniec oplotu przepustu prądowego.



Rys. 2. Schemat mocowania przepustów prądowych w elektromagnecie DECRIIS-SC.

Taka zwora pozwala uzyskać na bliższym ('cieplejszym') końcu rurki HTS temperaturę znacznie niższą niż 70 K. Między zworą i rurką jest krótki giętki element oplotu, niezbędny dla kompensacji naprężeń różnych połączonych ze sobą elementów, poddanych temperaturowej deformacji. Górna część oplotu wlutowana w tulejkę w ceramicznym izolatorze 2 (korpus diody). Element ten uszczelniono przekładką w głowicy 1 próżniowego ekranu. Rurka z HTS ceramiki ma na końcach srebrne pokrycie. Na jeden koniec nałożono i przylutowano wspomniany oplot, drugi koniec wstawiono do gniazda miedzianego w kształcie kubeczka 5. Na ten koniec rurki nałożono i przylutowano nadprzewodnik 6 o średnicy 0,65 mm. Kubeczek wypełnia się lutem. Dno kubeczka przylutowano do zwory cieplnej wykonanej z pokrytego metalem dielektryka, który z kolei przylutowany jest do miedzianego kołnierza, przykręconego do II stopnia kriochłodziarki. Następnie przewód nadprzewodnikowy zlutowany został z przewodem idącym od odpowiedniej cewki.

Tablica 4. Charakterystyka przepustów prądowych.

Nazwa	Jednostki	Wielkość	Uwagi
Zakres 300K÷40K			
Materiał Cu-opłotka			
$\rho_{300K}/\rho_{4,2K}$		≥ 100	
Długość	mm	300	
Powierzchnia przekroju poprzecznego	mm ²	4,4	
Gęstość prądu (przy 60 A)	A/mm ²	13,6	
Strumień cieplny wzdłuż jednego przepustu	W	2,37	
Zakres 40K÷4,2K			
Materiał-			Produkcja CAN Czechy [6].
Długość	mm	220	
Rozmiar przekroju poprzecznego	mm	Ø12×1	
Prąd krytyczny	A	250	
Strumień cieplny wzdłuż jednego przepustu	mW	15	
Dopuszczalny prąd pracy przy 40K i 0,5T	A	>100	

4. KONTROLA I STEROWANIE

Elektromagnes zasilany jest trzema źródłami prądu umożliwiającymi zasilanie prądem 100A przy napięciu 12V. Sterowanie zasilaczy prowadzone jest za pomocą komputera, którego program przewiduje kilka prędkości wprowadzania i wyprowadzania prądów – od 0,0015 A/s do 0,05 A/s. Program sterowania przewiduje też utrzymanie prądu określonej wielkości. Wielkości prądów wyświetlane są na ekranie monitora.

W zimnej strefie elektromagnesu umieszczono 16 czujników temperatury, najwięcej z nich przeznaczono do analizy węzłów w okresie badań wstępnych elektromagnesu. Do stałej kontroli w czasie eksploatacji, ilość czujników ograniczyć można do 5–6 szt.

W charakterze czujników temperatury wykorzystano wyselekcjonowane i wykalibrowane rezystory TBO [5]. Czujniki kalibrowano w przedziale temperatur 4 – 300K z dokładnością 0,5%. Nieliniowa funkcja kalibracji aproksymowana z pomocą wielomianu w postaci:

$$T=K_1+K_2\times(1000/R)^1+ \dots +K_n\times(1000/R)^{n-1},$$

gdzie K – współczynnik wielomianu,
n – stopień wielomianu równy 7,
R – mierzona rezystancja.

Montaż czujników temperatury przeprowadzono przy wykorzystaniu, przewodzącej ciepło, pasty i przepustów cieplnych. Ostatnie wykonano z metalizowanej obustronnie kaptonowej folii. Doprowadzenia do czujników wykonano ze skręconych manganinowych przewodów. Pomiar rezystancji czujników temperatury prowadzone jest techniką 4 punktową przy stałym prądzie 10,00 μ A. Wszystkie czujniki temperatury włączono do obwodu szeregowo. Sygnały z czujników, przez komutator zostają skierowane do komputera. Wcześniej poddawane są wzmocnieniu i konwersji w układzie A/D. Za pomocą programu wyniki pomiarów pokazywane są na ekranie w jednostkach temperatury (K).

Próbkowanie temperatury przeprowadzane jest co 15 sekund. Wielkości te zapisywane są do pamięci komputera w celu dokumentacji i analizy.

Oprócz wskazań termometrów, w stadium badań elektromagnesów kontrolowano rezystancję HTS przepustów prądowych.

W systemie sterowania przewidziano możliwość blokady w następujących sytuacjach:

- przy wzroście temperatury czujników T1 – T5 do 5,5 K. Na ekranie monitora czujniki te oznaczono kolorem czerwonym.
- przy zadziałaniu detektorów strefy rezystywnej komputer daje sygnał o odłączeniu źródła zasilania. Jednocześnie czujniki strefy rezystywnej formują impulsy sterowania które kierowane są bezpośrednio do celowego źródła.
- przy przerwaniu dostawy wody chłodzącej do kompresora kriołodziarki komputer daje sygnał zatrzymania pracy kriołodziarki.

Kompresor ma własną blokadę zatrzymującą pracę w przypadku przekroczenia dopuszczalnej temperatury wody chłodzącej.

- przy próżni w ekranie próżniowym gorszej niż 10^{-7} hPa

5. WNIOSKI

1. Układ zasilania umożliwił niezależne zasilanie każdej z cewek elektromagnesu prądem o wartości 60 A.
2. Układ zabezpieczenia pozwolił na wielokrotne bezpieczne wyłączenie zasilania elektromagnesu bez pogorszenia jego parametrów.
3. Eksperymenty potwierdziły prawidłowość przyjętych obliczeń – wyniki eksperymentalne mało różnią się od teoretycznych, wyliczonych za pomocą komputera (wartości indukcji magnetycznej, pole temperatur systemu magnetycznego i inne).

LITERATURA

- [1] 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
- [2] B.N.Gikal i inni., Modernizacja cykliczkiego implantatora IC-100, Preprint JINR, P9-2003-121.
- [3] Katalog firmy CAN Superconductors, 1999 r.
- [4] I.A.Glebow, W.N.Szachtarin, J.F. Antonow. Problemy w woda toka w swerhprowadnikowye ustrojstwa. Hauka, L, 1985, s. 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.

V SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Nałęczów, 23 - 26. 06. 2004



**BADANIA DOTYCZĄCE ZASTOSOWAŃ
NIETERMICZNEJ PLAZMY W KATEDRZE
ZAAWANSOWANYCH TECHNOLOGII
ELEKTRYCZNYCH UNIWERSYTETU KUMAMOTO**

Henryka Danuta STRYCZEWSKA^{1, 2}, Kenji EBIHARA¹

¹ Department of Electrical and Computer Engineering, Faculty of Engineering,
Kumamoto University,
Kurokami 2-39-1, Kumamoto-City 860-8555 Japan,
www.plasma.eecs.kumamoto-u.ac.jp

² Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, Wydział Elektrotechniki
i Informatyki, Politechnika Lubelska, 20-618 Lublin, Nadbystrzycka 38A,
volt.pol.lublin.pl/new

***Research on Application of Superconductivity and Plasma Technologies in the
Endowed Chair of Advanced Technology for Electric Energy of Kumamoto
University***

Paper presents the review of research activities in the field of application of plasma technologies that are carried out in the Endowed Chair of Advanced Technology for Electric Energy of Kumamoto University.

Keywords: plasma technology, sterilization.

Słowa kluczowe: technologie plazmowe, ozon, sterylizacja.

1. WSTĘP

Współautorka artykułu, w okresie od października 2003 do września 2004 prowadziła badania w Katedrze Zaawansowanych Technologii Inżynierii Elektrycznej („Endowed Chair of Advanced Technology for Electric Energy”) Uniwersytetu Kumamoto, ufundowanej przez Korporację Energetyczną wyspy Kyushu i dotowanej z jej funduszy oraz projektów badawczych zamawianych przez lokalny przemysł i rolnictwo.

Jednym ze współtwórców i realizatorów idei „endowed chair” jest prof. Kenji Ebihara, kierownik Laboratorium Przemian Energii Elektrycznej w Departamencie Inżynierii Elektrycznej i Komputerowej Uniwersytetu Kumamoto, współautor niniejszego artykułu.

Główna problematyka badawcza laboratorium Przemian Energii skupia się wokół trzech zasadniczych zagadnień: (1) laserowych metod otrzymywania powłok z materiałów półprzewodnikowych i nadprzewodnikowych, w tym nano-materiałów i materiałów organicznych, (2) hybrydowych fotowoltaiczno-wiatrowych systemów generacji energii elektrycznej oraz (3) wykorzystania wyładowań elektrycznych barierowych w procesach oczyszczania i sterylizacji gleby. W tym ostatnim temacie w 2003r rozpoczęto realizację 5-letniego projektu badawczego wspólnie z Rolniczym Instytutem Badawczym Prefektury Kumamoto (Kumamoto Prefecture Agricultural Research Center) i finansowanym z jego środków oraz trzech japońskich ministerstw.

Artykuł dotyczy badań w zakresie zastosowań technologii plazmowych prowadzonych w ramach urlopu naukowego i jest poświęcony przeglądowi dotychczasowych problemów badawczych autorów artykułu, oraz przyszłych zamierzeń badawczych dotyczących wykorzystania nietermicznej, nierównowagowej plazmy w procesach sterylizacji i fumigacji gleby w ramach programu realizowanego w Laboratorium Przemian Energii Uniwersytetu Kumamoto. W literaturze do artykułu podano publikacje oraz referaty wygłoszone na konferencjach, powstałe w wyniku wspólnych badań w zakresie zastosowań nietermicznej plazmy w procesach ochrony środowiska.

2. ZASTOSOWANIA PLAZMY W TECHNOLOGIACH OCHRONY ŚRODOWISKA

Wykorzystanie technologiczne plazmy zostało zapoczątkowane jeszcze w XIX wieku przez braci Simens Wernera i Williama, którzy zbudowali odpowiednio w 1857 r pierwszy ozonator a w 1878 r elektryczny piec łukowy. Niedługo potem w 1908 r wprowadzono do technologii oczyszczania wody reaktory plazmowe z wyładowaniami barierowymi, które w większości cywilizowanych krajów wykorzystuje się do dzisiaj i wydaje się, że ta technologia plazmowa nie ma na razie alternatywy, przynajmniej jeśli weźmiemy pod uwagę zalety ozonu w stosunku do innych znanych i wykorzystywanych utleniaczy chemicznych, takich jak chlor czy fluor.

Współczesne zastosowania plazmy i reaktorów plazmowych dzieli się na dwie zasadnicze grupy: zastosowania analityczne (spektrometria analityczna chemiczna i optyczna) oraz zastosowania technologiczne. Wśród technologicznych zastosowań plazmy do najstarszych i wciąż z powodzeniem stosowanych należą plazmowe źródła światła oraz metalurgia. Ostatnie dekady dwudziestego wieku to kolejny renesans metod plazmowych i nowe zastosowania dla wykorzystywanych już wyładowań elektrycznych, które zawsze były głównym źródłem plazmy dla celów technologicznych. Należy tu wymienić takie wielkie obszary zastosowań, jak mikroelektronika i przemysł półprzewodników, czy ogólniej mówiąc technologie materiałowe. Niektórzy naukowcy uważają, że XXI wiek, to era nowych materiałów półprzewodnikowych i nadprzewodnikowych, w tym także organicznych i technologii ich wytwarzania, które w większości bazują obecnie na technologiach plazmowych i laserowych, a te ostatnie są ściśle związane z plazmą, która stanowi często medium wzmacniające wiązkę laserową (pompowanie laserów) i są zaliczane wprost do technologii plazmowych.

Jednym z intensywnie rozwijanych obszarów zastosowań technologii plazmowych jest oczyszczanie powietrza, wody i ścieków oraz mediów stałych, w tym gleby za pomocą

nietermicznej „zimnej” plazmy, które można zaliczyć do technologii ochrony środowiska naturalnego. Problemy te są obecnie uznane za jedno z priorytetowych z uwagi na znaczne zanieczyszczenie środowiska naturalnego, za które odpowiedzialna jest w znacznym stopniu energetyka. Większość wykorzystywanej na świecie energii jest produkowana w sposób konwencjonalny poprzez spalanie paliw kopalnych- czyli źródeł nieodnawialnych. Procesy spalania są jednym z głównych sprawców takich spektakularnych zjawisk związanych z zanieczyszczeniem środowiska naturalnego, jak kwaśne deszcze, efekt cieplarniany czy okresowe braki ozonu w górnych warstwach atmosfery. Technologie plazmowe oferują innowacyjne i energooszczędne rozwiązania problemów ograniczania zanieczyszczeń środowiska naturalnego generowanych podczas procesów wytwarzania, dystrybucji i wykorzystania energii. Ich główne cechy, do których należą:

- energia dostarczana do plazmy kierowana jest na wytwarzanie wysokoenergetycznych elektronów a nie na podgrzewanie gazu w całej objętości,
- możliwość obróbki dużych objętości gazów w warunkach ciśnienia atmosferycznego przy akceptowalnym zużyciu energii,
- selektywność energii i możliwość usuwania kilku zanieczyszczeń jednocześnie – niska temperatura „zimnej” plazmy nie sprzyja powstawaniu złożonych substancji, często bardziej toksycznych niż związki unieszkodliwiane,
- brak szkodliwych dla środowiska produktów ubocznych, które zwykle występują przy konwencjonalnych metodach chemicznych,
- potencjalnie duży obszar zastosowań,

sprawiły, że problematyka zastosowań nietermicznej nierównowagowej plazmy w inżynierii ochrony środowiska stała się przedmiotem szczególnego zainteresowania naukowców różnych specjalności a w szczególności elektrochemików, fizyków, elektryków i technologów i wymaga ich współpracy w celu konstruowania sprawnych systemów generacji plazmy, mających szansę na przemysłowe wdrożenia i upowszechnienie.

2.1. Badania prowadzone w Instytucie Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej

Badania dotyczące zaawansowanych technologii wykorzystujących procesy elektromagnetyczne, elektrotermiczne i plazmowe były prowadzone w Instytucie Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii od wielu lat i zaowocowały w 2002 roku przyznaniem Instytutowi w konkursie 5 Ramowego Programu Unii Europejskiej, statusu Europejskiego Centrum Doskonałości Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce ASPPECT, co stanowi potwierdzenie ważności prowadzonych badań dla rozwoju technologicznego nie tylko naszego regionu, czy kraju ale także w wymiarze europejskim. Wiele tych badań prowadzonych było we współpracy ze ośrodkami naukowo-badawczymi w kraju i za granicą, wiele rozwiązań zostało opatentowanych i znalazło zastosowanie w praktyce przemysłowej. Problematyka badawcza prowadzona w Instytucie Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii w ramach zaawansowanych technologii plazmowych w ochronie środowiska została zapoczątkowana dokładnie 20 lat temu badaniami nad układami zasilania ozonatorów.

Technologia wykorzystująca do wytwarzania plazmy ciche wyładowania elektryczne w układach elektrodowych z barierą dielektryczną, jest również stosowana do bielenia tkanin i papieru, unieszkodliwiania ścieków a także prowadzi się badania nad jej wykorzystaniem do oczyszczania gazów zawierających związki siarki, węgla, lotne substancje organiczne,

węglowodory i inne. Stosowane w technologiach uzdatniania wody pitnej reaktory plazmowe z wyładowaniami niezupełnymi są dużej mocy odbiornikami energii elektrycznej, charakteru rezystancyjno-pojemnościowego, wymagającymi od elektrycznego układu zasilania energii o wysokim napięciu, często o podwyższonej częstotliwości oraz symetryzacji i kompensacji niskiego współczynnika mocy. Układy zasilania tych specjalnych odbiorników energii, oprócz spełnienia powyższych wymagań powinny zapewniać sprawną, bezawaryjną pracę i dobrą współpracę z siecią zasilającą. Jednym z takich układów, bazującym na wykorzystaniu wyższych harmonicznych strumienia magnetycznego generowanych w rdzeniach dławików, którego idea powstała w wyniku badań prowadzonych w IPEiE z udziałem współautorki został zastosowany w praktyce[0].

Badania nad układami zasilania reaktorów plazmowych kontynuowano we współpracy z Uniwersytetem w Orleanie, we Francji, w którym powstała idea reaktora z wyładowaniami zwanymi w literaturze anglojęzycznej „gliding arc”, a któremu ich twórcy nadali technologiczną nazwę „GlidArc”. Ślizgające się wyładowania łukowe jako technologiczne źródło nietermicznej plazmy wykorzystywane są głównie do oczyszczania gazów wylotowych elektrowni z zawartych w nich związków siarki, azotu i węgla oraz do neutralizacji lotnych substancji organicznych (z ang. VOC). Główną ich zaletą jest możliwość wytwarzania zimnej nierównowagowej plazmy bezpośrednio w zanieczyszczonym gazie przy ciśnieniu atmosferycznym, a zatem w takich warunkach, w jakich emitowane są do atmosfery gazy wylotowe elektrowni opalanych węglem kamiennym i innymi paliwami kopalnymi. Współpraca z uniwersytetem w Orleanie, zaowocowała opracowaniem idei transformatorowych układów zasilania reaktorów ze ślizgającymi się wyładowaniami łukowymi, zwanych zintegrowanymi, które zostały opatentowane [0] i stały się podstawą do budowy kilkunastu zasilaczy, pracujących obecnie w laboratoriach w Polsce, m.in. w Instytucie Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej, w Instytucie Chemii Przemysłowej w Warszawie, oraz we Francji.

2.2. Badania w laboratorium przemian energii elektrycznej departamentu Inżynierii Elektrycznej i Komputerowej Uniwersytetu Kumamoto

Badania w Laboratorium Przemian Energii dotyczą trzech zasadniczych obszarów badawczych:

- laserowej depozycji wykorzystywanej do uzyskiwania materiałów o właściwościach luminescencyjnych, takich jak ZnO z przewodnictwem typu *p*, oraz materiałów organicznych o takich właściwościach;
- fotowoltaiczno-wiatrowych hybrydowych systemów generacji energii elektrycznej, ich charakterystyk pracy, modelowania oraz problemów współpracy z siecią elektroenergetyczną;

oraz w zakresie technologii plazmowych:

- rozwój specjalnej konstrukcji reaktorów plazmowych z wyładowaniami z barierowymi zasilanych napięciem częstotliwości radiowej,
- generacja ozonu i tlenków azotu do zastosowań w procesach ochrony środowiska,
- dekompozycja lotnych substancji organicznych VOC za pomocą wyładowań elektrycznych.

W ubiegłym roku rozpoczęto w Laboratorium Przemian Energii Uniwersytetu Kumamoto projekt badawczy dotyczący sterylizacji gleby z wykorzystaniem metod wykorzystujących nietermiczną i nierównowagową plazmę jako źródło czynników

sterylizacji. Badania prowadzone są wspólnie z Centrum Badawczym Rolnictwa prefektury Kumamoto a finansowego wsparcia udzielają trzy japońskie ministerstwa: Edukacji, Kultury, Sportu i Technologii, Spraw Publicznych, Wewnętrznych, Poczty i Telekomunikacji oraz Rolnictwa, Lasów i Rybołówstwa.

3. STERYLIZACJA GLEBY

Głównym celem sterylizacji gleby jest wyeliminowanie lub znacznie ograniczenie aktywności biologicznej mikroorganizmów (bakterii i grzybów), ale tak aby nie zmienić radykalnie właściwości fizycznych, chemicznych i biologicznych gleby oraz nie zmniejszyć jej wartości odżywczych i płodności. Sterylizacja, (fumigacja, dezynfekcja) gleby mogą być prowadzone różnymi metodami, które ze względu na rodzaj czynnika sterylizacyjnego można podzielić na trzy zasadnicze grupy:

- Metody wykorzystujące ciepło, (sterylizacja gorącym i suchym bądź wilgotnym powietrzem- autoklawy, mikrofałe, solaryzacja gleby);
- Metody wykorzystujące napromieniowanie (promieniowanie UV i gamma);
- Metody chemiczne (substancje lotne, ciekłe i stałe – chloroform, tlenek etylu, bromek etylu, nadtlenek wodoru, chlorek rtęci).

Wszystkie wymienione metody są w większym lub mniejszym stopniu wykorzystywane zarówno w laboratorium jak i w praktyce i posiadają swoje wady i zalety. Metody wykorzystujące napromieniowanie są skuteczne i nie wywołują istotnych zmian właściwości gleby, ale ich powszechne stosowanie jest ograniczone koniecznością stosowania drogich urządzeń i technologii, zwłaszcza, gdy chcemy poddawać obróbce glebę w dużych ilościach – in-site. Metody chemiczne są obecnie najczęściej wykorzystywane dla sterylizacji gleby i choć najbardziej efektywne to pozostawiają w glebie toksyczne dla środowiska substancje chemiczne. Bromek metylu (CH_3Br), jedna z najefektywniejszych substancji chemicznych wykorzystywanych do sterylizacji gleby, został zakwalifikowany do związków odpowiedzialnych za efekt tzw. „dziury” ozonowej a jego wytwarzanie i transport zgodnie z Protokołem z Montrealu z 1991r mają się zakończyć w krajach uprzemysłowionych do 2005 roku a w krajach rozwijających się do 2015r. Stąd potrzeba poszukiwania alternatywnych metod sterylizacji gleby- efektywnych i przyjaznych dla środowiska oraz zainteresowanie metodami plazmowymi a zwłaszcza produkowanym podczas wyładowań elektrycznych w powietrzu lub w tlenie ozonem, które silne właściwości sterylizacyjne i bakteriobójcze są znane i wykorzystywane od dawna w procesach obróbki wody i ścieków.

W rolnictwie technologie nietermicznej plazmy są od kilku lat wykorzystywane w procesach pasteryzacji i dezynfekcji żywności, przy ograniczaniu i usuwaniu pestycydów w owocach i w procesach rozmiękania zboża, w których zastępują związki chloru i siarki nie zmniejszając jednocześnie wartości smakowych i odżywczych produktów żywnościowych.

Badania prowadzone w Laboratorium Przemian Energii w zakresie wykorzystania nietermicznej plazmy w procesach sterylizacji gleby obejmują:

- Wybór rodzaju reaktora plazmowego jako źródła ozonu, tlenków azotu, aktywnych rodników, jonów, wzbudzonych cząstek, promieniowania ultrafioletowego i określenie ich roli w procesach sterylizacji i dezynfekcji gleby. Dotychczas przebadano 2 reaktory plazmowe – z wyładowaniami barierowymi typu DBD (dielectric barrier discharge) oraz z wyładowaniami powierzchniowymi -

jako potencjalne źródła ozonu i NO dla tych zastosowań [0]. Trwają prace nad konstrukcją nowego reaktora;

- Określenie elektrycznych parametrów procesu sterylizacji – moc, napięcie, rodzaj zasilania elektrycznego – impulsowe, sinusoidalne, wybór częstotliwości zasilania, oraz zbadanie możliwości sterowania parametrami procesu a zwłaszcza koncentracją ozonu i sprawnością jego generacji;
- Wybór i przetestowanie metody analizy właściwości gleby poddanej obróbce plazmo-chemicznej z wykorzystaniem techniki laserowej – metody fluorescencyjne;
- Określenie wysokości dawki O_3/NO oraz wpływu czasu ekspozycji i innych parametrów gleby i gazu plazmowego, takich jak: wilgotność, temperatura, prędkość przepływu, ciśnienie, pH gleby, wskaźniki zawartości azotu NH_4-NO i NO_3-N , na skuteczność procesu sterylizacji a także na wzrost roślin w początkowym okresie wegetacji, podczas pierwszych 20 dni po obróbce plazmowej gleby.

Wyniki wspólnych badań zaprezentowano lub przygotowano do prezentacji podczas konferencji krajowych oraz międzynarodowych [0], [0], [0], [0]. Zamieszczono je w wykazie literatury do niniejszej pracy.

LITERATURA

- [1] H. D. Stryczewska, T. Janowski: Zastosowania technologii nadprzewodnikowych i plazmowych w energetyce, *Przegląd Elektrotechniczny*, (2003), No 7/8
- [2] K. Ebihara, Y. Shibuya, H. D. Stryczewska, Y. Gyoutoku, K. Kubo, M. Tachibana: Soil Treatment Process using Ozone and NO Generated by Electric Discharges, *21st Symposium on Plasma Processing*, 28-30 Jan. 2004 (SPP-21), Hokkaido, Japan, paper P2-35, (2004), pp. 268-269
- [3] H. D. Stryczewska, K. Ebihara, M. Takayama, Y. Gyoutoku, M. Tachibana, Non-Thermal Plasma Based Technology For Soil Sterilization, *Plasma Processes and Polymers*, special issue
- [4] H. D. Stryczewska, K. Ebihara, Y. Shibuya, T. Ikegami, T. Janowski: Gas Plasma Assisted Soil Sterilization in the Afterglow of Dielectric Barrier Discharges Generated in Air, I *International CoE Forum on Plasma Science and Engineering*, 5-7 April 2004, Nagoya, Japan
- [5] H. D. Stryczewska, K. Ebihara, Y. Shibuya, Y. Gyoutoku, M. Tachibana, Non-Thermal Plasma Based Technology For Soil Sterilization, *Ninth International Symposium on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry HAKONE IX*, August 23-26, (2004), Padova, Italy



ELECTRICAL DISCHARGE IN THE DYNAMIC FOAM FOR THE REMOVAL OF ORGANIC CONTAMINANTS

Joanna PAWŁAT

Waseda University, Graduate School of Information, Production and Systems,
2-7 Hibikino, Wakamatsu-ku, Kitakyushu shi, Fukuoka ken, 808-0135 Japan
E-mail: askmik@hotmail.com

Electrical Discharge in the Dynamic Foam for the Removal of Organic Contaminants

Electrical discharge was obtained in the foaming apparatus. Sufficient amount of various oxidants: the high concentration of hydrogen peroxide (about 50 mg/l), gaseous ozone, dissolved ozone and hydroxyl radicals were generated using pulse power supply at the average discharge voltage of 25 kV and at different repetition rates. Further, the foaming system was used to remove color of wastewaters caused by various pollutants as indigo blue, indigo carmine, methylene blue, humic acids and also to decompose acetaldehyde.

Keywords: *Foaming system; Electrical discharge in foam; AOP; Organic Pollutants.*

1. Introduction

Numerous systems and processes were developed to control and reduce the quantity of pollutants by environmental engineers [1-3]. Still, there are many hard treatable compounds as pesticides, detergents, PCBs, and many others. Traditional decomposition techniques of effluents and exhaust gases, which consist of such persistent pollutants are still not efficient enough to meet the present standards.

In this paper the foaming apparatus as a new alternative for simultaneous oxidants' generation and for the pollutants' treatment process in one reaction vessel was proposed. Foam was formed without the addition of surface-active components in a strict gas flow regime and gas/liquid ratios in the reactor of a special construction [4, 5] or with addition of common surfactant.

2. Experimental apparatus

The main reactor, (depicted in Fig. 1A) was a cylindrical, polyacrylate column (Din=50 mm, L=200 mm. A ceramic diffuser (type IA-500 of mainly aluminum oxide) was

placed perpendicularly to the flow direction of media. The stainless steel electrodes (the central one of $d_{in}=40$ mm, $l=30$ mm and the inner one of $d_{out}=1.5$ mm) were located in homogenous foam zone, above the diffuser.

The samples of the gas and liquid substrates and the products were taken to the chemical analysis system. Analysis included the evaluation of the oxidants concentrations and the measurement of the pollutants removal rate, determined using Hydrogen Peroxide Test Kit (HACH, Model HYP-1), the HACH spectrometer, FTIR, and the GASTEC and KITAGAWA gas probes.

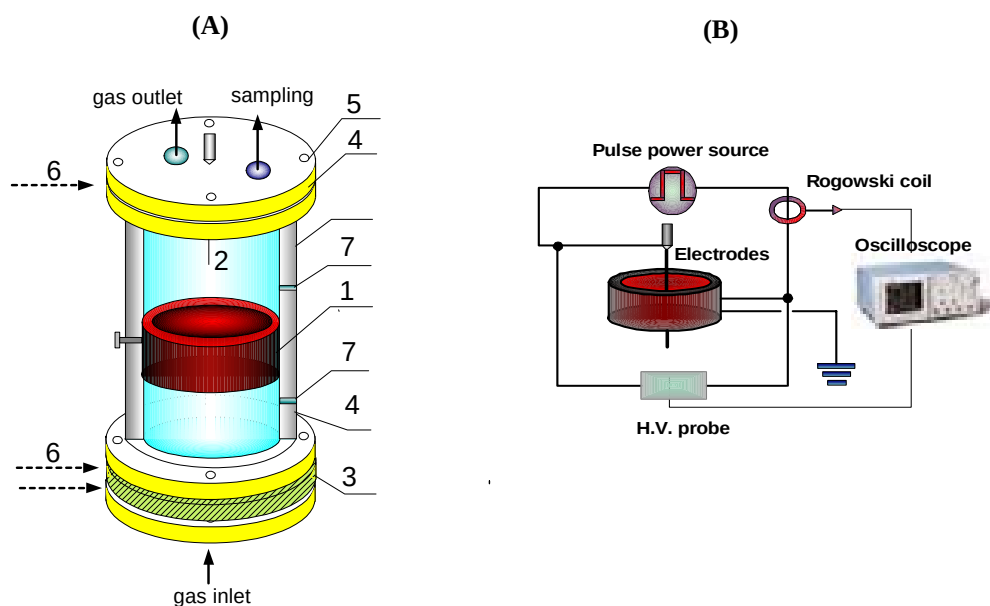


Fig. 1. (A) Cylindrical foaming column. 1,2- electrodes, 3- ceramic diffuser, 4- housing, 5-bolts, 6-orings, 7- foam level control. (B) The electrical pulse power supply.

The electrical circuit, presented in Fig. 1B, consisted of the pulse power source (operated at variable frequencies), which was connected to voltage and current measurement system (high voltage probe and the Rogowski coil with an oscilloscope). The discharge pictures were taken using the digital camera Olympus Camedia X-2.

3. Results and discussion

The quality and conditions of the foam obtained in the reactor, the electrical discharge properties and the detailed description of the generation of oxidants in the foaming column were described elsewhere [6-8].

The photograph of foam formed of the suspension of humic acid in the pure water without the addition of surfactant is presented in Fig. 2A. The electrical discharge was quite homogeneously distributed in such an electrode geometry of the reactor. Photograph of the discharge can be seen in Fig. 2B.

Foamability of used liquid depended on its chemical composition and was the weakest in the case of pure water.

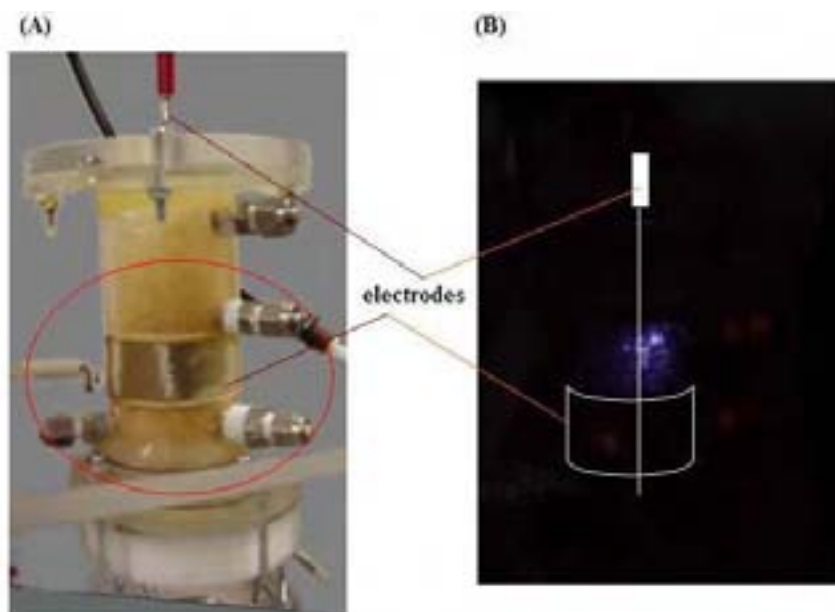


Fig. 2. (A) Photograph of foam formed of humic acid suspended in pure water and air. (B) The electrical discharge in foam.

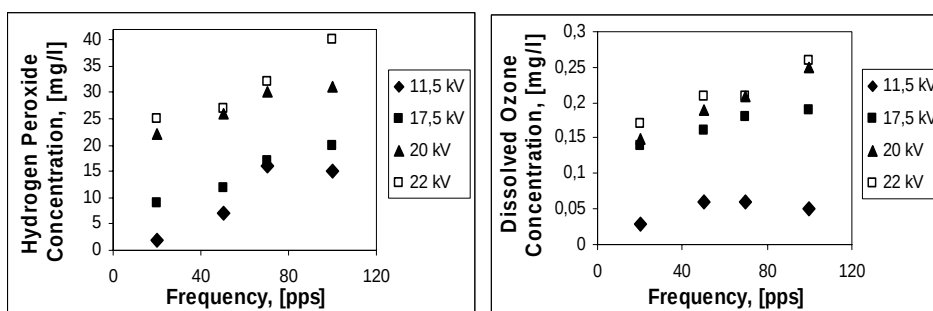


Fig. 3. Hydrogen peroxide concentration and dissolved ozone concentration in dependence on frequency.

For the measurement of oxidants, 50 ml of substrate liquid was dosed. Turning on the flow of the gas initiated the foaming process. The electrical discharge was applied for 5 minutes. Gaseous ozone was sampled in each fourth minute of experiment. The dissolved ozone and hydrogen peroxide concentrations were measured in the post-foaming liquid. The concentrations of oxidants, which are depicted in Fig. 3 increased with the increasing of applied voltage and with increasing of the pulse repetition rate. Further increasing of applied voltage initiated the arc discharges. This phenomenon limited the amount of generated active species.

Experiment of decomposition of persistent pollutant: acetaldehyde was performed. Triton 100X was dosed to the pure water to trap the hydrophobic acetaldehyde

molecules in foam. CH_3CHO absorption process took 80 min. (Fig. 4A). After the saturation, the electrical discharge was applied (Fig.4B). It caused the releasing of acetaldehyde absorbed before and decomposition of the surfactant; then, gradually concentration decreased.

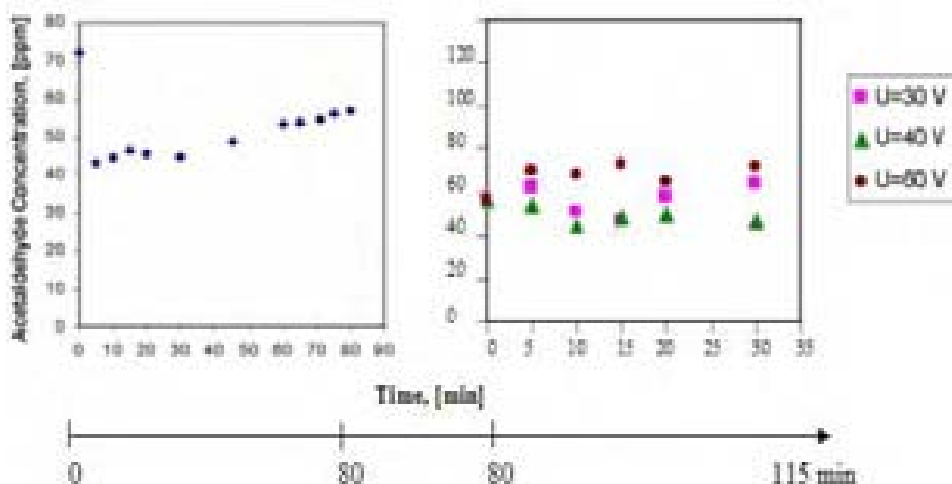


Fig. 4. The absorption of acetaldehyde within foam with addition of Tritron X-100 versus time (A) and change in acetaldehyde concentration after application of electrical discharge to the saturated solution (B). Gas flow rate: oxygen 2 l/min, acetaldehyde 0,6 l/min, amount of liquid solution: 5 ml.

To analyze whether the foaming apparatus could be applied for the color removal, pure water was mixed with indigo carmine. Initial concentration of indigo carmine was 20 mg/l and 60 ml of above solution was dosed to the reactor. Airflow forced by compressor was 4,5 l/min. The measurements of the UV absorption to confirm the indigo carmine decomposition by the electrical discharge (discharge voltage ranged 25 kV) were performed using HACH spectrometer (wavelength 612 nm). The change of UV absorption of solution with time is shown in Fig. 5. The indigo blue removal was described in another work [8].

Moreover, the process of decomposition of methylene blue was studied. 60 ml of 35 mg/l solution was used in the same flow regime conditions. Analyzed UV absorption (550-665 nm) decreased constantly with time as it is presented in Fig. 6.

In both cases the color removal process took less time when the higher discharge frequencies were applied. Visually, the full discoloration was possible. In spite of presence of hydrogen peroxide in high concentrations, according to literature data [9-13] in the process of water purification, where dyes were present, the main role played dissolved ozone and generated radicals.

All formed oxidants took an important part in the decomposition of humic acid (Fig. 7). 100mg/l was suspended in pure water and the UV absorption (260 nm) and organoleptic measurements were performed after each 5 minutes of treatment by the discharge in foam.

After 20 min of treatment the color of solution became much weaker and the amount of suspended matter after the sedimentation significantly decreased. However, the treatment time should be extended to obtain the full purification.

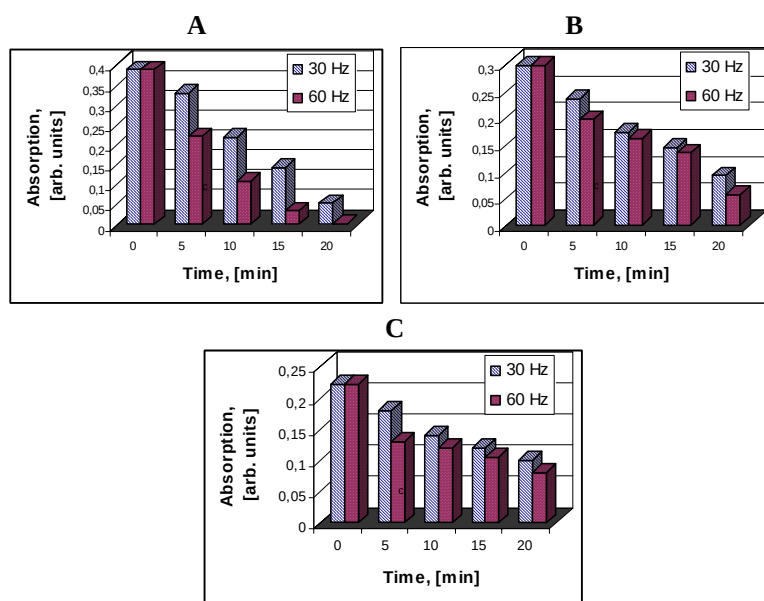


Fig. 5. (A) The decomposition of indigo carmine in dependence on frequency.
 (B) The decomposition of methylene blue in dependence on frequency.
 (C) The decomposition of humic acid in dependence on frequency.

4. Conclusions

An apparatus based on the discharge in the foam was designed. Hydrogen peroxide, gaseous and dissolved ozone were generated in the same reaction vessel using the electrical discharge within foam.

Indigo carmine, indigo blue, methylene blue and humic acid were relatively easily decomposed in the foaming environment. The higher amount of oxidants was formed and visually full removal of color was attained at the higher frequencies.

Acknowledgments

This work was supported by the Grant of Japanese Society for Promotion of Sciences. Author would like to express her appreciation to Professor Chobei Yamabe and Doctor Satoshi Ihara for fruitful discussions, help and support during performed experiments.

References

- [1] Barratt P., Baumgartl A., Hannay N., Vetter M., Xiong F., *Wat.Sci.Tech.*, 35/4, (1997), 347-352,
- [2] Fagan M. and Walton J., *949 US Peroxide* (1999), 661-6713,
- [3] Locke B., Grymonpre D., Finney W., *Proc.3rd Int. Symp. Non-Thermal Plasma Technology for Pollution Control*, Seogwipo, Korea (2001), 30-33,

- [4] Bistrón S., Sarre P., Szymonik B., 3, Chemik (1978), 81-83,
- [5] Hobler T., Dyfuzyjny ruch masy i absorberzy; Poland: WNT, Warszawa, 1978,
- [6] Pawłat J., Hensel K., Yamabe C., Czechoslovak Journal of Physics, 54 (2004), Suppl.C SPPT 332_1,
- [7] Pawłat J., Hayashi N., Yamabe C., Pollo I., Ozone Science & Engineering, Lewis Publishers, 24/3, (2003), 181-191,
- [8] Pawłat J., Hayashi N., Yamabe C., Japanese Journal of Applied Physics, 40/12, (2001), 7061-7066,
- [9] Shu H., Huang C., Chang M., Chemosphere. 29 (1994), 2597-2607,
- [10] Liao C., Lu M., Yang Y., Lu I., Environmental Engineering Science. 17 (2000) 9-18,
- [11] Ince N. , Gonenc D., Environmental Technology. 18 (1997) 179-185,
- [12] Mills A., Wang J., J. Photochem. Photobiol. A., 127, (1999), 123,
- [13] Lee S., Mills A., Chem. Commun. The Royal Society of Chemistry, (2003), 2366–2367.

Wyladowanie elektryczne w pianie dynamicznej do usuwania zanieczyszczeń organicznych

W kolumnie pianowej otrzymano wyladowanie elektryczne przy użyciu generatora impulsowego o zmiennej częstotliwości. Uzyskano wysokie stężenie nadtlenu wodoru (50 mg/l), ozon gazowy, ozon rozpuszczony oraz rodniki hydroksylowe. System został wykorzystany do usuwania barwy powodowanej przez różnorakie związki chemiczne (błękit indygo, błękit metylowy, rozpuszczone związki węgla organicznego) a także do rozkładu aldehydu octowego.

Słowa kluczowe: Kolumna pianowa; Wyladowanie elektryczne w pianie; AOP;
Zanieczyszczenia organiczne

V SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Nałęczów, 23 - 26. 06. 2004



POMIARY TEMPERATUR KRIOGENICZNYCH

Paweł JASZCZUK¹⁾, Henryk MALINOWSKI²⁾

¹⁾Lublin University of Technology, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland
E-mail: szawel_1@interia.pl

²⁾Electrotechnical Institute in Warsaw, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland
E-mail: henmal@aspect.pl

Measurements of cryogenic temperatures

The temperature is the main parameter of superconductivity state. Therefore precise measurements of this parameter are necessary. The paper presents the review of temperature sensors. The calibration process of TVO resistance sensors was discussed and example of application of this sensors was shown. The short description of temperature scales was also added.

Keywords: temperature, temperature sensor, TVO resistance sensor.

Słowa kluczowe: temperatura, czujniki temperatury, czujnik rezystancyjny TVO.

1. WSTĘP

Temperatura jest głównym parametrem charakteryzującym stan nadprzewodnictwa dlatego też ważnym zagadnieniem jest precyzyjny pomiar i kontrola tej wielkości.

Podstawową skalą temperatury używaną w nauce jest termodynamiczna skala temperatur (skala Kelvina). Stosunek dwóch temperatur na tej skali jest równy stosunkowi ciepła pobranego i oddanego do chłodnicy silnika Carnota, pracującego pomiędzy tymi temperaturami [1]:

$$\frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{Q_1}{Q_2} \quad (1)$$

gdzie: θ_1 , θ_2 to temperatury na skali Kelvina; Q_1 , Q_2 to odpowiednio ciepło pobrane i ciepło oddane przez silnik Carnota pracujący pomiędzy tymi temperaturami. Jeżeli w silniku tym nie następuje żaden przepływ ciepła to pracuje on w temperaturze 0 K, zwanej zerem bezwzględnym. Odpowiednikiem skali Kelvina w krajach anglosaskich, z wyjątkiem Wielkiej Brytanii, jest skala Rankine'a.

Gazowa skala temperatury wyznaczana jest za pomocą termometru gazowego o stałej objętości. Ekstrapolowana według wzoru (2) gazowa skala temperatury jest identyczna ze skalą Kelvina w zakresie temperatur, w którym może być użyty termometr gazowy [1].

$$T = 273,16 \lim_{P_{tr} \rightarrow 0} \frac{P}{P_{tr}} \quad (V = \text{const}) \quad (2)$$

gdzie: T jest wartością temperatury, P_{tr} jest ciśnieniem gazu użytego w termometrze gazowym w punkcie potrójnym wody. Przyrząd ten wykazuje najmniejsze odchylenia w odczytach wartości temperatury. Wybrany więc został jako termometr wzorcowy. Pomiary temperatury wykonywane termometrem gazowym o stałej objętości są bardzo skomplikowane i wymagają dużej staranności. Wprowadzono więc międzynarodową skalę temperatur (ITS) w celu kalibrowania przyrządów pomiarowych przemysłowych i naukowych, których użycie w praktyce jest znacznie łatwiejsze. Zawarto w niej zespół punktów stałych (tablica I) oraz wyszczególniono instrumenty pomiarowe, za pomocą których otrzymuje się najlepsze z osiągalnych w praktyce przybliżenie do skali Kelvina.

Tablica I. Punkty stałe międzynarodowej praktycznej skali temperatur (IPTS-68) [1]

substancja	stan	temperatura	
		K	°C
wodór	punkt potrójny	13,81	-259,34
wodór	punkt wrzenia (25/76 atm)	17,042	-256,108
wodór	punkt wrzenia	20,28	-252,87
neon	punkt wrzenia	27,102	-246,048
tlen	punkt potrójny	54,361	-218,789
tlen	punkt wrzenia	90,188	-182,962
woda	punkt potrójny	273,16	0,01
woda	punkt wrzenia	375,15	100
cynk	punkt zamarzania	692,73	419,58
srebro	punkt wrzenia	1235,08	961,93
złoto	punkt wrzenia	1337,58	1064,43

Ostatnio zmiany wprowadzono w ITS w 1989 roku (ITS-90). Ustalono [2], że: skala ITS-90 rozciąga się od temperatury 0,65 K do najwyższych temperatur możliwych praktycznie do zmierzenia z rozkładu Plancka; pomiędzy 0,65 K i 5 K T_{90} zdefiniowana jest z zależności ciśnienia ^3He i ^4He od temperatury; pomiędzy 3 K i punktem potrójnym neonu (24,5561 K) T_{90} jest zdefiniowana przez gazowy termometr helowy, kalibrowany w trzech punktach temperaturowych; pomiędzy punktem potrójnym wodoru (13,8033 K) i punktem topnienia srebra (1234,93 K) T_{90} jest zdefiniowana przez rezystancyjny termometr platynowy (z czystego, nienaprężonego drutu), wykalibrowany w określonych punktach temperaturowych; powyżej punktu topnienia srebra (1234,93 K) T_{90} jest zdefiniowana poprzez prawo promieniowania Plancka i stałe punkty temperaturowe.

Zakres temperatur kriogenicznych obejmuje temperatury niższe od 120 K, przy których materiały drastycznie zmieniają swoje właściwości.

2. CZUJNIKI TEMPERATURY

Czujniki używane do pomiaru temperatur kriogenicznych powinny charakteryzować się: dużą czułością, małą pojemnością cieplną, krótkim czasem reakcji na zmianę temperatury, co jest szczególnie ważne w sytuacjach awaryjnych, szerokim zakresem mierzonych temperatur wykraczającym poza temperatury kriogeniczne oraz dużą stabilnością, która jest miarą dokładności z jaką czujnik odtwarza znaną temperaturę. Wyróżnia się stabilność krótkoterminową [3], która określa dokładność czujnika poddawanego okresowym próbom cieplnym, oraz stabilność długoterminową określającą dokładność czujnika przy starzeniu się. Dokładność pomiarów zależy też od dokładności przyrządów systemu pomiarowego oraz obecności zewnętrznego pola magnetycznego, które ma niekorzystny wpływ na odczyt temperatury.

Ze względu na rodzaj parametru zmieniającego się wraz ze zmianą temperatury czujniki możemy podzielić na:

- rezystancyjne:
- z dodatnim współczynnikiem temperaturowym;
- z ujemnym współczynnikiem temperaturowym;
- diodowe;
- termopary;
- pojemnościowe.

Czujniki rezystancyjne z dodatnim współczynnikiem temperaturowym wykonane są z metali lub stopów metali. Rezystywność tych materiałów spowodowana jest defektami sieci krystalicznej (zanieczyszczeniami) lub drganiami sieci (fononami) i wzrasta wraz ze wzrostem temperatury z powodu zwiększenia ilości fononów. Do tej grupy czujników zalicza się czujnik platynowy oraz czujnik wykonany ze stopu rod-żelazo.

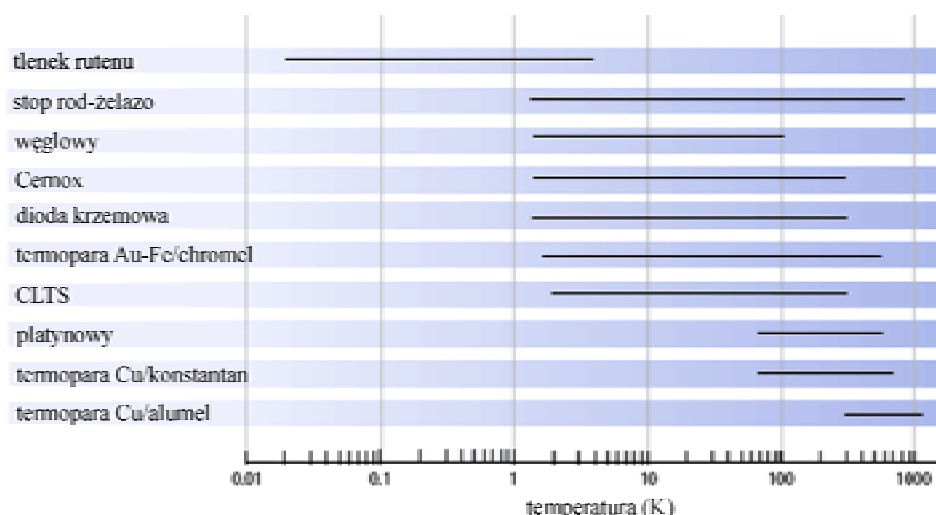
Czujniki rezystancyjne z ujemnym współczynnikiem temperaturowym to w większości czujniki półprzewodnikowe bezzłączowe. Przewodnictwo w niskich temperaturach spowodowane jest wzbudzeniem elektronów z poziomu energetycznego domieszek donorowych do pasma przewodzenia (ładunki typu n) lub z pasma walencyjnego do poziomu energetycznego domieszek akceptorowych (ładunki typu p). W wyższych temperaturach na zmniejszenie rezystywności dodatkowo wpływa temperaturowa generacja nośników prądu z półprzewodnika. Spadek rezystywności wraz ze wzrostem temperatury wykazują czujniki germanowe, Cernox, szklano-węglowe, węglowe oraz wykonane z tlenku rutenu [4].

W złączu p-n czujnika diodowego stały prąd przewodzenia powoduje spadek napięcia przewodzenia wraz ze wzrostem temperatury. Do tej grupy zalicza się czujniki diodowe wykonane z krzemu lub arsenku galu (GaAs).

Gdy w metalu występuje różnica temperatur, pomiędzy obszarem o niższej temperaturze a obszarem o wyższej temperaturze generowana jest siła termoelektryczna dążąca do zniwelowania tej różnicy. Każdy metal ma swoją charakterystyczną siłę termoelektryczną. Jeżeli połączenie jednego końca dwu odmiennych metali znajduje się w niskiej temperaturze to na końcach, znajdujących się w wyższej temperaturze, wystąpi spadek napięcia, który jest miarą różnicy temperatur. Jeżeli jedno z dwu połączonych szeregowo złącz termopary umieszczone jest w ściśle określonej temperaturze odniesienia (np. w temperaturze ciekłego azotu) to siła termoelektryczna jest miarą różnicy pomiędzy temperaturą mierzoną a temperaturą odniesienia. Typowe przewody używane w termoparach wykonane są z miedzi, konstantanu (stopu miedzi i niklu), chromelu (stopu niklu i chromu) oraz stopu złota i żelaza [3].

Czujniki pojemnościowe mogą być stosowane w silnym polu magnetycznym (powyżej 20 T) ponieważ nie wpływa ono na ich dokładność pomiaru. Ze względu na małą stabilność długoterminową temperaturę, bez obecności pola magnetycznego, mierzy się innym czujnikiem (np. węglowym), a czujnik pojemnościowy stosuje się jedynie jako element kontrolny w silnym polu magnetycznym.

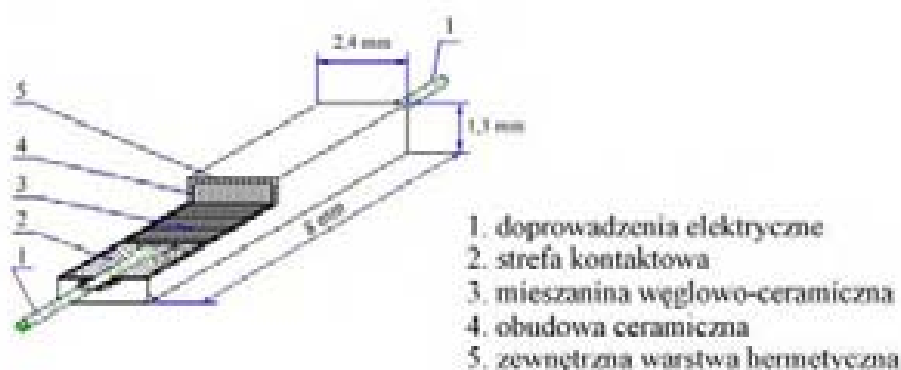
Na rysunku 1 przedstawiono zakresy temperaturowe niektórych czujników.



Rys. 1. Zakresy temperaturowe niektórych czujników [3]

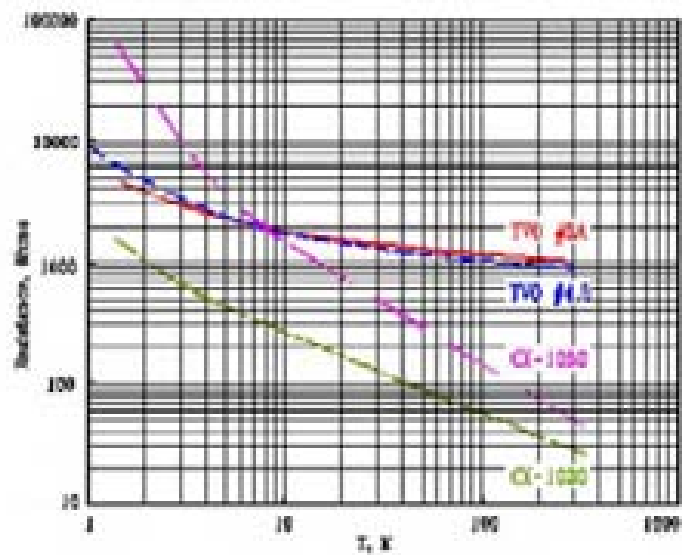
4. REZYSTANCYJNE CZUJNIKI TVO

Czujniki temperatury TVO wykonywane są na bazie ogólnodostępnego rezystora węglowego TVO-0,125 o rezystancji znamionowej 1 k Ω . Budowę rezystora przedstawiono na rysunku 2. Wykonany jest on z węgla (ok. 4 %), stopu boru i ołowiu oraz tlenku rutenu w postaci proszku (ok. 90 %). Całość zamknięta jest w ceramicznoszklanej obudowie [5].

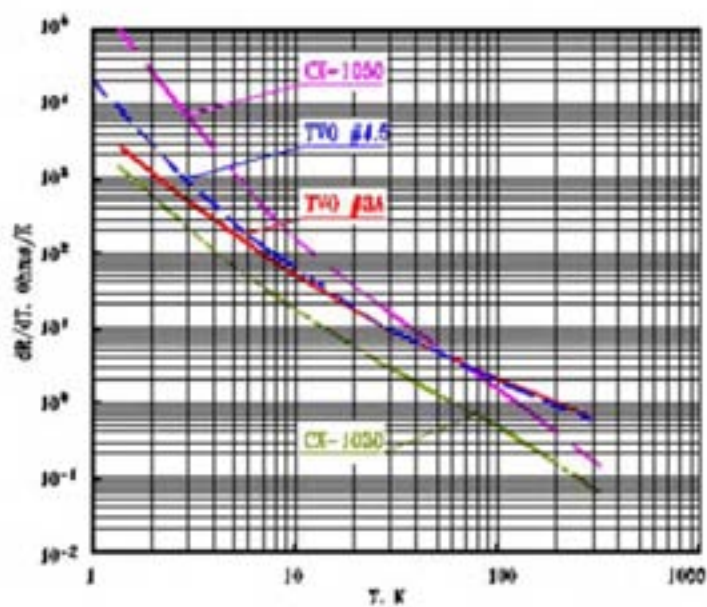


Rys. 2. Rezystor węglowy TVO-0,125 [5]

Charakterystyki temperaturowe czujników TVO oraz Cernox pokazano na rysunkach 3 i 4.



Rys. 3. Charakterystyka rezystancyjno-temperaturowa [5]



Rys. 4. Czułość w funkcji temperatury [5]

- Podstawowe właściwości czujników TVO w temperaturze 4,2 K [6] to:
- stabilność długoterminowa nieprzekraczająca 0,015 K przez conajmniej 16 lat;
 - czułość 400 – 1600 Ω/K ;
 - zakres temperaturowy 1,4 – 450 K;
 - błąd poniżej 1 % w polu magnetycznym do 6 T niezależnie od orientacji czujnika;
 - czas odpowiedzi ok. 1 ms;
 - wysoka wytrzymałość mechaniczna.

5. KALIBRACJA CZUJNIKÓW TVO

Kalibracja czujników temperatury polega na wyznaczeniu charakterystyki czujnika poprzez porównanie wskazań czujnika badanego ze wskazaniami czujnika wzorcowego oraz sprawdzeniu powtarzalności wskazań czujnika badanego przy cyklicznych próbach temperaturowych.

Aby otrzymać wysokiej jakości czujniki TVO, rezystory węglowe TVO-0,125 muszą zestarzeć się przez co najmniej 7 lat w temperaturze pokojowej po czym zostają poddawane procesowi kalibracji. Stanowisko do kalibracji czujników temperatury przedstawiono na rysunku 5.



1. naczynie z ciekłym helem
2. kontroler temperatury
3. komputer PC

Rys. 5. Stanowisko do kalibracji czujników temperatury [5]

Zestaw z czujnikami temperatury (rys. 6) umieszcza się w naczyniu z ciekłym helem

1.

Poprzez stosowanie wymienników ciepła na drodze czujnik – układ pomiarowy, oraz stosowanie przewodów pomiarowych o dużej rezystancji cieplnej, minimalizuje się błędy pomiaru związane z doprowadzeniem ciepła poprzez elementy układu pomiarowego.

Za pomocą kontrolera 2 i odpowiedniego oprogramowania wykonywane są wszystkie funkcje pomiarowe i kontrolne. Komputer 3 odczytuje, przetwarza i gromadzi dane.



Rys.6. Urządzenie do kalibracji czujników temperatury

Podczas kalibracji czujniki poddawane są następującym próbom cieplnym:

10 cykli - ochładzanie do temperatury 4,2 K i ogrzewanie do 300 K;

do 100 cykli - ochładzanie w ciekłym azocie i ogrzewanie do 300 K;

do 10 cykli - nagrzewanie do 423 K w ciągu 10 minut i ochładzanie w ciekłym azocie;

do 10 cykli - ochładzanie i nagrzewanie w próżni 10^{-4} Pa. Podczas tych prób

rezystancja czujników musi mieścić się w ściśle określonych granicach:

temperatura pokojowa ($T \sim 300$ K): $R = 850 - 1000 \Omega$;

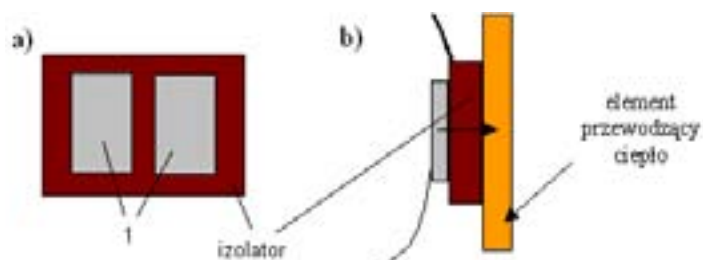
temperatura ciekłego azotu: $R = 1140 - 1350 \Omega$;

temperatura ciekłego helu: $R = 2200 - 10000 \Omega$.

W czasie tych testów wartość param. czuj. nie może odchyłać się więcej niż o 0,1 – 0,2 K. Pomyślne przejście wszystkich testów daje możliwość kalibracji w przewidzianym zakresie temperatur. Dopiero teraz każdemu czujnikowi przyporządkowana jest tablica z wartościami rezystancji w całym zakresie temperaturowym.

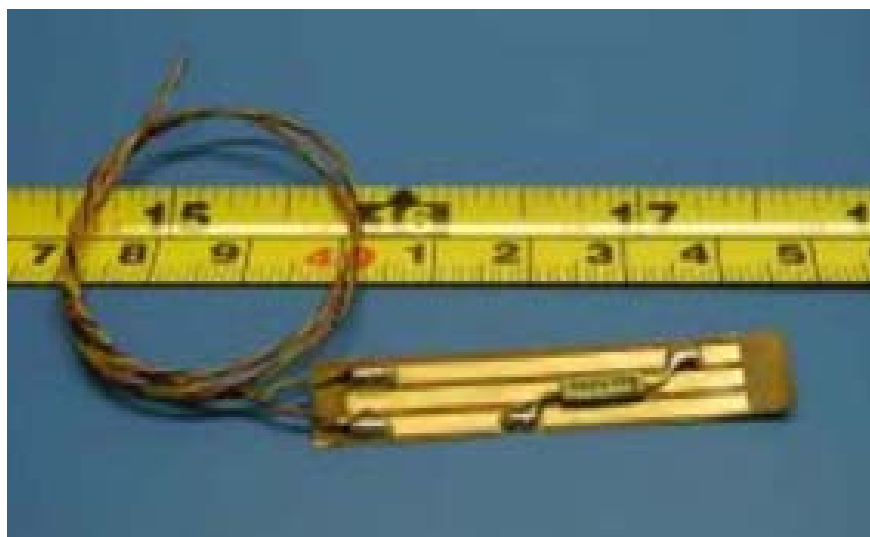
6. ZASTOSOWANIE CZUJNIKÓW TVO

Czujniki TVO znalazły szerokie zastosowanie w układach w których wymagany jest pomiar temperatur od około 1,5 K wzwyż. Duża czułość w zakresie najniższych temperatur umożliwia pomiar z dokładnością do dziesiątych części milikelwina. Dodatkowym atutem tych czujników jest duża odporność na promieniowanie w porównaniu z innymi tej klasy czujnikami. Dokładność pomiaru temperatur kriogenicznych zależy przede wszystkim od techniki pomiaru. Końce przewodów sygnałowych oraz zasilających czujniki znajdują się w temperaturze pokojowej. Aby ograniczyć przedostawanie się ciepła do wnętrza kriostatu, połączenia elektryczne między czujnikami temperaturowymi a aparaturą pomiarową wykonuje się przewodami o dużej rezystancji cieplnej jak np. z konstantanu lub manganinu. Dla eliminacji ciepła jakie mogłoby tą drogą dotrzeć do czujnika stosowane są wymienniki ciepła w ilości 1 do trzech, umieszczone na poziomie temperatury helowej i azotowej. Ciepło dopływające z zewnątrz kriostatu jest przechwytywane przez wymiennik i odprowadzane do układu chłodzenia. Schemat najprostszego wymiennika ciepła pokazuje rysunek 7.



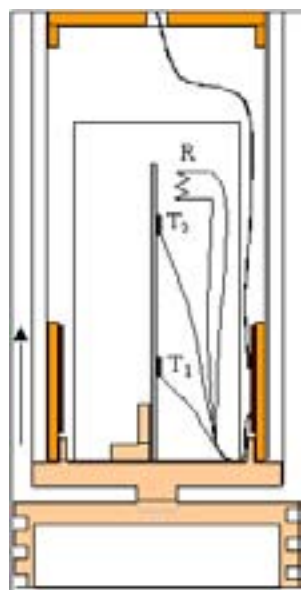
Rys 7. Wymiennik ciepła a) widok z góry; b) widok w przekroju poprzecznym

Składają się on z przewodnika elektrycznego w postaci płytek 1, umieszczonych na dielektryku, który jest jednocześnie dobrym przewodnikiem ciepła 2. Dielektryk przymocowany jest do elementu odprowadzającego ciepło. Czujnik TVO wraz z wymiennikiem ciepła przedstawiony jest na rysunku 8.



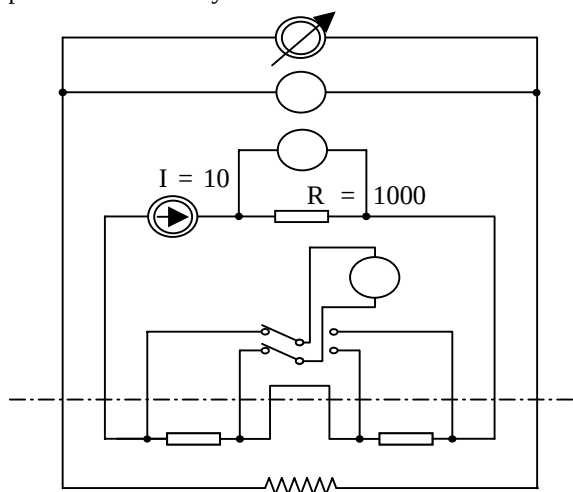
Rys. 8. Czujnik temperatury TVO wraz z wymiennikiem ciepła [6]

Bardzo ważne, ze względu na dokładność pomiaru, jest zapewnienie dobrego kontaktu cieplnego. W celu poprawienia tego kontaktu, pomiędzy czujnikiem a obiektem badanym stosuje się pasty dobrze przewodzące ciepło. Na rysunku 9 pokazano fragment minikriostatu do badania przewodności cieplnej taśmy nadprzewodnikowej z widocznymi czujnikami T_1 i T_2 oraz wymiennikami ciepła.



Rys. 9. Fragment minikriostatu do badania przewodności cieplnej

Schemat połączeń stanowiska do badania przewodności cieplnej taśmy nadprzewodnikowej przedstawiono na rysunku 10.



Rys. 10. Schemat połączeń stanowiska do badania przewodności cieplnej:
T – czujniki temperatury; R – rezystor wzorcowy

Podczas przepływu prądu przez czujniki następuje proces samoogrzewania. Ma on niekorzystny wpływ na dokładność wykonywanych pomiarów. W celu ograniczenia błędu spowodowanego tym zjawiskiem, podczas chodzenia ciekłym helem czujniki zasilane są niewielkim prądem o natężeniu $10 \mu\text{A}$, a podczas chłodzenia ciekłym azotem oraz w

temperaturze pokojowej prądem o natężeniu $100\ \mu\text{A}$. Zmniejszenie wartości natężenia prądu jest możliwe ze względu na znaczne zwiększenie rezystancji czujników w niskich temperaturach. Powoduje to ograniczenie ciepła wydzielanego w czujnikach.

5. PODSUMOWANIE

Czujniki temperatury TVO wytwarzane w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej, w Rosji, oferują użytkownikowi bardzo wysoką jakość, w porównaniu do kosztów, połączoną z bardzo dużą stabilnością w najtrudniejszych środowiskach użytkowania. Dodatkowymi atutami są proste sposoby odprowadzania ciepła z zewnątrz kriostatu oraz metody montowania, nie wymagające specjalnych umiejętności czy technik przy stosowaniu w rzeczywistych systemach nadprzewodnikowych. Wszystko to sprawia, że czujniki TVO używane są z powodzeniem w akceleratorach nadprzewodnikowych znajdujących się w Rosji, USA i Europie, jak również w innych systemach nadprzewodnikowych na całym świecie.

LITERATURA

- [1] White G.K., *Technika doświadczalna w fizyce niskich temperatur*, PWN, 1965.
- [2] Orłowa M.P., Pogorełowa O.F., Ulybin S.A. *Niskotemperaturnaia termometria*, Energoatomizdat, Moskwa 1987.
- [3] Kim U.S., Stabilnost termometriczeskich charakteristik poluprowodnikowych diodow pri kriogennoi temperature, *Soobszczenia Obedinennogo Instituta Jadernych Issledowanii Dubna*, P8-91-173 1991.
- [4] Datskov W.I., Kriogennaja termometria i issledowanie awaryinyh teplowych processow w swerchprowodiaszczich uskoriteliach, *UDK 536.483/621.384.6*, 8-85-337 Dubna 1985.
- [5] Pracownia technologii nadprzewodnikowych w Lublinie.

V SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Nałęczów, 23 - 26. 06. 2004



**WYZNACZANIE PRĄDU PRZEJŚCIA
W MATERIAŁACH NADPRZEWODNIKOWYCH**

Krzysztof JANUS¹⁾, Henryk MALINOWSKI²⁾

¹⁾Lublin University of Technology, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland
E-mail: kristis@o2.p

²⁾Electrotechnical Institute in Warsaw, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland
E-mail: henmal@aspect.pl

Evaluation of transition current in the superconducting materials

The paper gives an introduction to investigating the superconducting HTS and LTS's critical parameters. The main part of the paper includes researching the critical current in a magnetic field perpendicular and parallel to the sample. The experiment is also made without any external field. Ten-centimeter-long HTS and LTS wires are to be used. The laboratory setup made for investigating the LTS's critical current values consists of the copper wire at the dielectric core. Investigated sample is connected to this core. The whole device is situated in the cryostat. The checking the critical temperature is made by putting the wire in the copper matrix with the sensor connected to it. The sample is cooled by liquid nitrogen (77 K). The current is put through and the sample is removed from the cooling. The purpose of the work is building a model for investigating the parameters mentioned above.

Keywords: critical parameters, critical current, critical temperature.

Słowa kluczowe: parametry krytyczne, prąd krytyczny, temperatura krytyczna.

1. WSTĘP

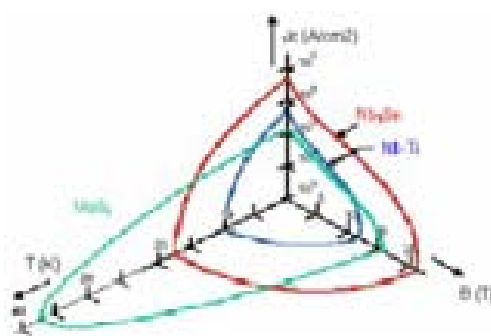
Projektowanie i budowa urządzeń nadprzewodnikowych wymagają dokładnej znajomości parametrów krytycznych nadprzewodników przeznaczonych do ich konstrukcji. Ze względu na skomplikowaną technologię produkcji nadprzewodnikowych drutów, parametry elektryczne poszczególnych partii mogą istotnie różnić się między sobą. Dlatego przed przystąpieniem do budowy jakiegokolwiek urządzenia nadprzewodnikowego zalecana jest weryfikacja pomiarów parametrów drutu nadprzewodnikowego, przede wszystkim wartości jego prądu krytycznego. Prąd krytyczny jest zależny od temperatury, natężenia pola magnetycznego, oraz naprężenia mechanicznego (w tym kąta gięcia czy siły naciągu, z jaką przewód jest nawijany).

Pomiar krytycznego prądu nadprzewodnika wymaga wielokrotnego powtarzania pomiarów dla danej próbki. Zarówno przygotowanie próbek jak i proces eksperymentu

łączy się ze stratami helu i czasem przeprowadzania kolejnych pomiarów. Aby zminimalizować te straty, wykorzystać można układ umożliwiający pomiar prądu krytycznego wielu próbek w jednym cyklu pomiarowym. Sposoby wyznaczania prądu przejścia i określenia parametru I_c nadprzewodników zostaną przedstawione poniżej.

2. WYZNACZANIE PRĄDU PRZEJŚCIA W NADPRZEWODNIKACH NISKOTEMPERATUROWYCH

Opisane niżej stanowisko, służy do badanie prądu przejścia nadprzewodnika przy różnych temperaturach i różnych wartościach indukcji B . Rys.1. przedstawia wykres powierzchni krytycznej określającej parametry J_c , T_c , B_c nadprzewodnika, poniżej których nadprzewodnictwo może istnieć.



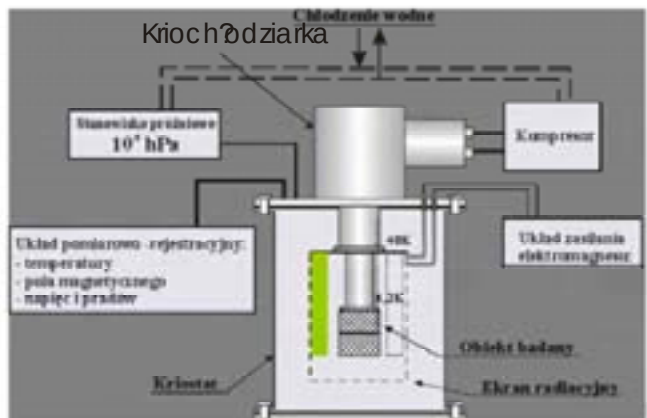
Rys.1. Powierzchnia krytyczna dla różnych materiałów nadprzewodnikowych [4]

Techniki pomiaru prądu krytycznego (I_c) dla materiałów wysokotemperaturowych (HTS) oraz materiałów niskotemperaturowych (LTS) różnią się nieco między sobą. Wynika to stąd, że nadprzewodniki LTS są mało wrażliwe na mechaniczne naprężenia. W przeciwieństwie do nich nadprzewodniki HTS są bardzo wrażliwe na stresy mechaniczne. Ponadto ich wartość I_c w znacznym stopniu zależy od kąta między kierunku wektora indukcji a powierzchnią taśmy HTS. W związku z tym dla zbadania wartości I_c nadprzewodników wymagana jest budowa odpowiedniego stanowiska w zależności od rodzaju badanego nadprzewodnika. Pomiary w temperaturze azotowej lub helowej są względnie proste, bo do ich realizacji wystarczy prosty kriostat azotowy lub helowy. Ciekły azot lub ciekły hel są łatwo osiągalne. Dla realizacji pomiarów w temperaturach pośrednich oraz wyższych niż azotowa potrzebny jest kriostat helowy o regulowanej temperaturze.

Użycie cryocoolera, jako źródła chłodu, zwiększa stopień trudności pomiaru I_c . Jest to związane z koniecznością zapewnienia dobrego kontaktu między głowicą chłodzącą kriochłodziarki a nadprzewodnikiem, oraz koniecznością utrzymaniem temperatury nadprzewodnika przez odpowiednio długi okres czasu niezbędny do przeprowadzenia pomiaru. Układ taki, z kriochłodziarką w układzie chłodzenia, przedstawiony jest na rysunku 2. W jego skład wchodzi elektromagnes nadprzewodnikowy (HTS), układ pomiarowy, układ rejestracyjny, stanowisko próżniowe, kriochłodziarka i kriostat.

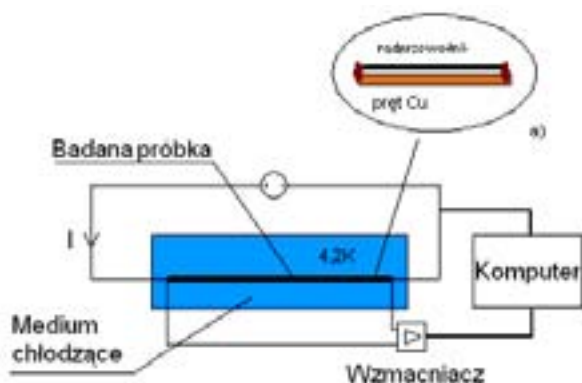
Najważniejszym elementem układu pomiarowego jest spiralnie zwinięty pręt miedziany, chłodzony cieczą kriogeniczną (lub przez kriochłodziarkę), do odpowiednio niskiej temperatury T_c . Do pręta przylutowany jest nadprzewodnik tak by jego końce połączone były ze źródłem prądu. Do końców nadprzewodnika dołączone są przewody,

które mierzą potencjał elektryczny na jego końcach. Miedziany pręt zapewnia chłodzenie dla nadprzewodnika. Schemat połączenia nadprzewodnika i elementu miedzianego przedstawia rysunek 3.



Rys.2. Stanowisko do badań elementów i podzespołów nadprzewodnikowych [5]

Do badań wykorzystać można kilkucentymetrowe próbki materiałów nadprzewodnikowych. Śrubowo nawinięty pręt miedziany, umieszczony wewnątrz elektromagnesu nadprzewodnikowego daje możliwość usytuowania próbki prawie prostopadle do linii sił pola magnetycznego, wytwarzanego przez elektromagnes nadprzewodnikowy.

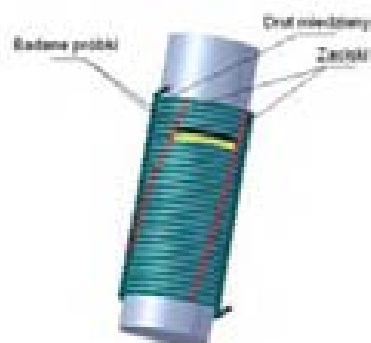


Rys.3. Schemat ideowy układu do wyznaczania prądu przejścia w nadprzewodnikach
a) schemat elementu pomiarowego

Doprowadzony do elementu pomiarowego prąd płynie przez nadprzewodnik. Jeżeli nadprzewodnik znajduje się w stanie nadprzewodnictwa, napięcie mierzone na jego końcach będzie równe 0V. Przy zwiększaniu wartości płynącego prądu, napięcie to nie zmienia się do momentu osiągnięcia wartości krytycznej prądu I_c . Wtedy rezystancja nadprzewodnika gwałtownie rośnie, a prąd zaczyna płynąć przez - bocznikujący nadprzewodnik - pręt miedziany o rezystancji R . Skok napięcia (przy określonej wartości I) rejestrowany na elemencie pomiarowym daje informację o utracie nadprzewodnictwa w próbce nadprzewodnika. Prąd I określić można z dużą dokładnością jako prąd krytyczny nadprzewodnika I_c . Pręt miedziany stanowi element stabilizujący temperaturę, jak też

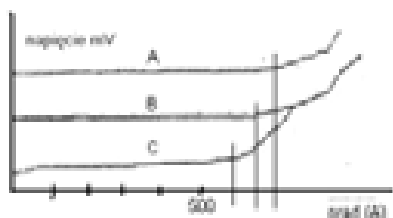
stanowi element bocznikujący prąd dla próbki nadprzewodnikowej. Dzięki temu przy utracie nadprzewodnictwa nie ulega ona zniszczeniu i eksperyment pomiaru I_c można powtarzać po powtórnym jej schłodzeniu do temperatury poniżej wartości T_c .

Dla umożliwienia pomiaru I_c wielu próbek nadprzewodnika w jednym cyklu pomiarowym, wykonany został element pomiarowy z odpowiednio długim prętem miedzianym na którym umieszcza się szereg próbek nadprzewodnika - jedna za drugą. Z końca każdej próbki odprowadzone są przewody potencjalne umożliwiające rejestrację przejścia do stanu rezystywnego każdej z nich. Schemat takiego układu przedstawiony jest na rysunku 4.



Rys.4. Schemat układ do badania wielu próbek materiałów nadprzewodnikowych

Element pomiarowy wykonany jest z walca nieprzewodzącego, na który nawinięte są zwoje miedziane. Na nich umieszcza się badane próbki. Wadą układu jest to, że kolisty kształt spiralnie nawiniętych zwojów miedzianych nie pozwala na badanie „prostych” próbek nadprzewodnika. Jest to szczególnie ważne dla nadprzewodników HTS w których odkształcenie przewodu redukuje wartość prądu krytycznego. Kształt (promień gięcia) próbki wynikają z potrzeby dopasowania układu pomiarowego do średnicy wewnętrznej elektromagnesu, stanowiącego źródłopola magnetycznego, w którym będą prowadzone pomiary. Ilość próbek umieszczonych na elemencie pomiarowym zależy od długości pręta miedzianego. Długość tą limituje maksymalna, dopuszczalna, wartość strat mocy I^2R jaka występuje przy przepływie prądu przez element miedziany (bez udziału nadprzewodnika), oraz wytrzymałość przepustów prądowych stanowiska pomiarowego. Wykorzystanie komputerowego układu do sterowania i rejestracji znacznie skraca czas eksperymentu i umożliwia znaczne ograniczenie energii cieplnej doprowadzanej do układu kriostatowanego w czasie eksperymentu. Zmiana wartości prądu zasilania elektromagnesu umożliwia wyznaczanie wartości $I_c(T)$ drutu nadprzewodnikowego w funkcji B . Rysunek 4a przedstawia jeden z wyników eksperymentu pomiaru prądu przejścia dla trzech różnych przewodów A,B,C.



Rys.4a. Eksperymentalne wyznaczanie prądu przejścia dla przewodów A,B,C.

Opisany wyżej sposób pomiaru prądu krytycznego nadprzewodników dotyczy w zasadzie nadprzewodników LTS z matrycą miedzianą lub niklowo-miedzianą. Nadprzewodniki te charakteryzują się dużymi wartościami prądu przejścia a wartość ich rezystancji znacznie zmienia się w procesie przejścia.

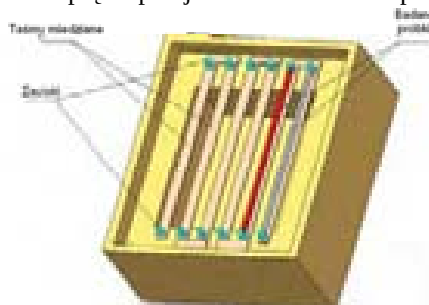
Opisany układ można również wykorzystać dla nadprzewodników HTS. Należy go jednak znacznie zmodyfikować. Nadprzewodnik HTS ma znaczne ograniczenia przy zginaniu – promień gięcia wpływa znacznie na wartość prądu krytycznego i nie może być zbyt mały. Elektromagnes w którym można umieścić taki element pomiarowy musiałby mieć dużą średnicę. Wykonanie takiego elektromagnesu stwarza określone problemy.

Problemy z wykorzystaniem opisanej aparatury do pomiaru prądów I_c nadprzewodników HTS wynikają również z tego, że matryca nadprzewodnika HTS wykonana jest ze srebra o znacznie wyższej przewodności elektrycznej od matrycy miedzianej nadprzewodników LTS. Spadek napięcia, z którego odczytuje się wartość I_c , na bocznikującym przewód nadprzewodnikowy HTS przecie miedzianym, jest nieznaczny. Dlatego dla przewodów HTS dokładne określenie wartości I_c , na opisanym wyżej układzie pomiarowym jest bardzo trudne.

3. WYZNACZANIE PRĄDU PRZEJŚCIA W NADPRZEWODNIKACH WYSOKOTEMPERATUROWYCH

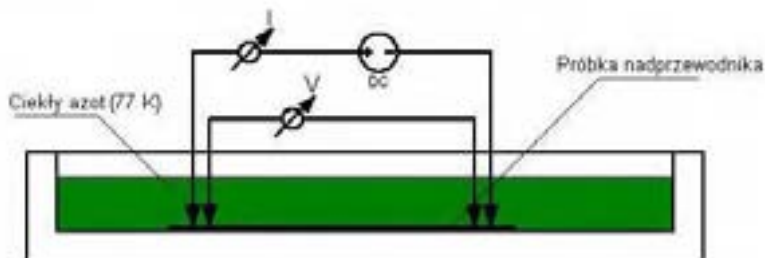
Wyznaczanie prądu krytycznego w nadprzewodnikach HTS bez pola magnetycznego i w stałej temperaturze azotowej jest proste. Na rysunku 3 przedstawiony jest schemat do wyznaczania prądów przejścia w nadprzewodnikach HTS. Zasada postępowania przy wyznaczaniu jest następująca: poprzez badaną próbkę znajdującą się w ciekłym azocie (będącą w stanie nadprzewodzącym) przepuszczamy prąd stopniowo zwiększając jego wartość do momentu przejścia próbki do stanu rezystywnego. Komputer stale kontroluje prąd płynący w obwodzie oraz napięcie na próbce. W momencie utraty nadprzewodnictwa (po przekroczeniu wartości krytycznej prądu próbki I_c) komputer odnotowuje prąd przy jakim to nastąpiło. Dzięki zastosowaniu wzmacniacza, zmiana wartości napięcia jest łatwiejsza do odczytania.

Pomiar taki nie wymaga stosowania kriostatu oraz skomplikowanych układów chłodzących a jego układ pomiarowy przedstawia rysunek 5. Bocznikiem dla nadprzewodnika jest taśma miedziana, o niewielkim przekroju poprzecznym. Przy znacznie niższej wartości I_c (w porównaniu do przewodów LTS) wystarczająco zabezpiecza przewód HTS przed zniszczeniem (przy utracie nadprzewodnictwa), pozwala jednocześnie na uzyskanie silnych sygnałów napięcia przejścia na elementach pomiarowych.



Rys. 5. Układ do badania próbek materiałów nadprzewodnikowych wysokotemperaturowych w temperaturze azotowej.

Idea pomiarów polega na schłodzeniu próbki materiału nadprzewodnikowego w ciekłym azocie, przepuszczeniu prądu i stopniowym zwiększaniu jego wartości, aż do momentu przejścia ze stanu nadprzewodzącego do stanu rezystywnego i rejestracji napięcia przejścia. Schemat ideowy układu do wyznaczania prądu I_c przewodów HTS z matrycą stopowa przedstawia rys.6.



Rys.6. Schemat układu do wyznaczania prądu przejścia nadprzewodników wysokotemperaturowych

Wyznaczanie prądów przejścia I_c w funkcji temperatury jest skomplikowane i wymaga wykorzystania kriostatu z regulowaną temperaturą. Można jednak w sposób przybliżony określić te zależności wykorzystując do stabilizacji temperatury miedziany element o znacznej masie połączony z nadprzewodnikiem na całej jego długości poprzez element o niewielkiej rezystancji cieplnej. Duża masa miedzi umożliwia stabilizację temperatury. Przeprowadzane w krótkim czasie z pomocą układu komputerowego pomiary prądu I_c dla próbki nadprzewodnika, pozwalają na wyznaczenie zależności $I_c(T)$ z niewielkim błędem.

4. WNIOSKI

Wyznaczanie parametrów krytycznych materiałów nadprzewodnikowych jest znormalizowanym procesem. Problemy pomiaru wiążą się z trudnością określenia na krzywej $U_n(I)$ punktu przejścia do stanu rezystywnego materiału nadprzewodnikowego. Szczególnie trudny jest pomiar I_c przy różnych temperaturach przejścia. Dokładny pomiar tego parametru uzyskać można w specjalnym kriostacie umożliwiającym utrzymanie określonej temperatury, z dużą dokładnością, przez czas trwania pomiarów. Pomiar taki jest jednak kosztowny. Dla celów aplikacyjnych w wielu wypadkach wystarczy pomiar I_c metodą opisana w publikacji. Elementem stabilizującym temperaturę nadprzewodnika jest element miedziany o znacznej (w stosunku do nadprzewodnika) masie.

LITERATURA

- [1] Stankowski J., Czyżak B., *Nadprzewodnictwo*, WN-T 1999
- [2] Michel Cytro, Davor Pavuna, *Wstęp do nadprzewodnictwa*, PWN, Warszawa 1996
- [3] A.C. Rose-Innes, E.H. Rhoderick, *Nadprzewodnictwo*, PWN, Warszawa 1973
- [4] Univ. of Twente, The Netherlands
- [5] Pracownia technologii nadprzewodnikowych w Lublinie

V SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Nałęczów, 23 - 26. 06. 2004



LEWITACJA MAGNETYCZNA – MODEL KOLEJKI

Robert LESZCZYŃSKI, Łukasz BURDZANOWSKI

Politechnika Lubelska

Nadbystrzycka 38a, 20-618 Lublin

E-mail: robert_l@poczta.onet.pl, lukasz_burdzanowski@tlen.pl

Magnetic levitation – model of the railway

Paper presents the basic applications of superconductor materials in magnetic levitation. The paper includes description of used materials and bases of magnetic levitation. It shows how to assembly a working model and which important issues shall be considered while constructing the model. The model has been regarded as the training sample included in laboratory facilities.

Keywords: *magnetic levitation, neodymium magnets, high-temperature superconductor, Meissner effect*

1. WSTĘP

Zastosowanie nadprzewodników w przemyśle i technice wciąż rośnie. Kolejne eksperymenty i badania doprowadziły w latach 80'tych do wytworzenia nadprzewodników wysokotemperaturowych. Od tego czasu zanotowano wyraźny wzrost zainteresowaniem tym zjawiskiem. Wykorzystywanie zjawiska nadprzewodnictwa daje duży potencjał rozwojowy takim gałęziom przemysłu jak energetyka a także kolejnictwo, czego przykładem jest model kolejki lewitacyjnej przedstawiony w niniejszym referacie.

2. PODSTAWY LEWITACJI MAGNETYCZNEJ

Wzajemne odpychanie się jednoimiennych biegunów magnetycznych leży u podstaw lewitacji magnetycznej z wykorzystaniem materiałów nadprzewodnikowych. W przypadku stosowania magnesów stałych do wytwarzania sił lewitacji układ nie jest w stanie utrzymywać równowagi, a celem uzyskania stosownej siły konieczne staje się użycie elektromagnesów oraz układu sensorowego ze sprzężeniem zwrotnym umożliwiającego regulowanie i kontrolę wytwarzanych sił.

Jeżeli zamiast dwóch materiałów magnetycznych (lub materiału magnetycznego i diamagnetyku) użyte zostaną magnesy stałe i nadprzewodnik, uzyskany efekt będzie podobny, lecz z pewnymi zasadniczymi różnicami.

Materiały nadprzewodnikowe ogólnie dzielą się na dwie grupy: wysoko i niskotemperaturowe, fakt przynależenia do którejś z tych grup uwarunkowane jest temperaturą krytyczną, wszystkie natomiast podlegają tym samym prawom. Podstawowym prawem wykorzystywanym w modelu kolejki lewitacyjnej jest efekt Meissnera. Cechą charakterystyczną tego efektu jest wypychanie pola magnetycznego na zewnątrz próbki.

Istotną cechą materiałów przechodzących w stan nadprzewodnictwa jest wrażliwość na zewnętrzne pole magnetyczne. Pole magnetyczne w materiale schłodzonym poniżej T_c w odizolowanym środowisku będzie równe zero, natomiast schłodzenie materiału w zewnętrznym polu magnetycznym spowoduje zachowanie pola magnetycznego wewnątrz próbki. Jest to właśnie istota działania kolejki lewitacyjnej opartej o materiały nadprzewodzące.

Wykorzystując efekt „pamiętania” rozkładu pola magnetycznego, umieszczamy próbkę nad silnym polem magnetycznym (magnesy stałe) i schładzamy ją poniżej T_c . Ta czynność powoduje zachowanie równowagi próbki, przewyższając siłę grawitacji oraz oddziaływanie sił zewnętrznych. Istotny jest fakt, iż nadprzewodnik będzie utrzymywał równowagę zarówno w płaszczyźnie poziomej jak i pionowej, nie zmieniając swojej początkowej wysokości jak i płaszczyzny równowagi.

Nadprzewodnik będzie znajdował się w tym stanie i wykazywał przytoczone właściwości dopóki jego temperatura będzie poniżej T_c . Po przekroczeniu T_c przestanie wykazywać jakiejkolwiek właściwości magnetyczne.

Zatem jeżeli do wytworzenia lewitacji obiektu użyjemy nadprzewodnika wysokotemperaturowego (HTS) i schłodzimy go poniżej temperatury krytycznej w polu magnetycznym, będzie on zachowywał równowagę. Nadając następnie pęd w płaszczyźnie poziomej w kierunku zgodnym ze zwrotem biegunów magnetycznych obiekt zacznie poruszać się na niezmienniej wysokości do momentu, gdy opór powietrza zredukuje jego pęd do zera, bądź nadprzewodnik osiągnie temperaturę większą od T_c . Należy zaznaczyć, że jakiejkolwiek zmiany w orientacji biegunów lub też zmiany wektorów pola magnetycznego będą w zasadniczy sposób wpływać na pęd i kierunek poruszającego się nadprzewodnika.

3. MATERIAŁ NAPRZEWODNIKOWY

W modelu użyty został nadprzewodnik wysokotemperaturowy $Y_1Ba_2Cu_3O_7$. Ceramika YBCO stanowiła przełom w rozwoju materiałów HTS bowiem proces produkcji oparty jest na wymieszaniu, spieczeniu i utlenieniu właściwych składników. Można na tej podstawie powiedzieć iż kształty elementów HTS ograniczone są tylko możliwościami technologicznymi procesu spiekania. Wybór materiału podyktowany był prostotą oraz niskimi kosztami chłodzenia. Materiał YBCO osiąga swoje właściwości poniżej temperatury 92K, zatem do podtrzymywania go w stanie nadprzewodnictwa można użyć ciekłego azotu (temp. 77K) który jest środkiem stosunkowo tanim.

Poniżej przedstawione są fotografie nadprzewodników wykorzystywanych w doświadczeniach



Fot.1 Kształty pastylek nadprzewodnikowych YBCO

Model kolejki lewitacyjnej zawiera (zależnie od konfiguracji):

- jeden element HTS o średnicy 35mm
- dwa elementy HTS o średnicy 25mm
- jeden element HTS o średnicy 15mm i jeden HTS o średnicy 10mm

Poszczególne elementy YBCO wyróżniają się różnymi co do wartości siłami unoszenia.

Tab.1 Siły unoszenia pastylek YBCO

Typ	Średnica	Wysokość	Siła unoszenia (przy 77K)
	mm	mm	N
CSYL-25	25	9	60
CSYL-35	35	12	100

Zastosowanie dwóch elementów pozwoliło na osiągnięcie większej siły nośnej oraz poprawiło stabilność poruszania się modelu kolejki.

4. MAGNESY STAŁE

Kolejnym z ważnych elementów kolejki są magnesy, nad którymi unosi się nadprzewodnik. Do budowy toru użyte zostały anizotropowe magnesy neodymowe (neodym-żelazo-bor Nd-Fe-B). Wybór tego typu magnesów był podyktowany następującymi właściwościami:

- duże maksymalne gęstości energii $(B \cdot H)_{\max}$ (ok. 400 kJ/m³)
- bardzo duże wartości koercji J_c
- duże wartości remanencji B_r

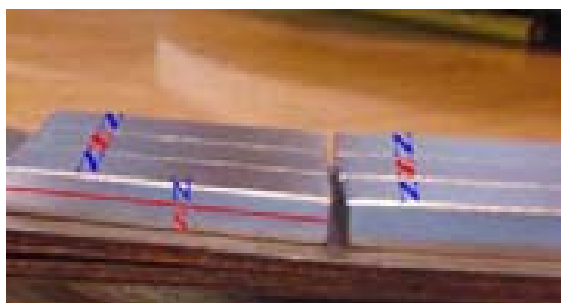
Magnesy anizotropowe wytwarzane są metodami metalurgii proszków, a dzięki prasowaniu w polu magnetycznym lub obróbce plastycznej w podwyższonej temperaturze uzyskują swoją strukturę. Najważniejszą cechą tego typu magnesów jest fakt, iż właściwości magnetyczne są najwyższe w wyróżnionym kierunku. Powierzchnia magnesów pokryta jest warstwą uniemożliwiającą utlenianie Neodymu. Kształty nie są ograniczone tylko do brył sztywnych, możliwości dzisiejszego przemysłu pokazane są na kolejnym zdjęciu.



Fot.2 Kształty magnesów neodymowych

5. OPIS MODELU KOLEJKI.

Tor modelu kolejki lewitacyjnej został wykonany z 260 magnesów neodymowych ułożonych w trzech stykających się wzajemnie okręgach. Magnesy te zostały namagnesowane powierzchniowo, zatem na całej długości toru występuje jednoimienny biegun. Magnesy ułożone zostały w kierunku radialnym w kolejności N - S - N, tak jak pokazuje to poniższy rysunek.



Fot.3 Sposób ułożenia magnesów trwałych

Zatem całościowo na tor możemy patrzeć jak na trzy magnesy stałe w postaci okręgów. Należy zaznaczyć, iż wpływ krzywizny toru oraz powstałe szczeliny pomiędzy magnesami, powodują zmiany w rozkładzie pola czego wynikiem jest zasadniczy wpływ na zmniejszenie pędu lewitującej kolejki. Podłoże zostało wykonane z grubej blachy magnetycznej, natomiast uzyskanie kształtu okrągłego zostało zrealizowane przez wycięcie z 18 elementów składających się na okrąg. Na tak przygotowanej powierzchni zostały ułożone magnesy.



Fot.4,5 Podłoże oraz montaż magnesów

Wymiary poszczególnych elementów:

- magnes neodymowy: 40x14x5mm
- ilość elementarnych blach składających się na okrąg: 18
- grubość blachy: 5mm
- średnica zew. ułożonego toru z magnesów: 1280mm
- średnica wew. ułożonego toru z magnesów: 1200mm

Odpowiednia grubość blachy jest szczególnie istotna gdyż przy zbyt cienkiej blasze strumień magnetyczny nie zamyka się w pełni w obszarze blachy.

Wagon kolejki został wykonany z laminatu, natomiast pokrywa z pianki, która stanowi odpowiednią izolację dla materiału nadprzewodnikowego, powodując utrzymywanie się niskiej temperatury wewnątrz wagonu. Wykorzystane zostały 2 pastylki wykonane z nadprzewodnika wysokotemperaturowego YBCO, o średnicy : 15mm i 10mm rozmieszczone w odległości 60mm od siebie. Przy schłodzeniu pastylek nadprzewodnikowych poniżej T_c ciekłym azotem, wagonik lewituje przez czas ok. 5minut.

6. WNIOSKI

Budowa kolejki lewitacyjnej jest bardzo cennym naukowym doświadczeniem, laboratoria posiadające takie modele mogą w prosty i spektakularny sposób zademonstrować efekt Meissnera-Ochsenfelda. Kolejnym krokiem po budowie takiego modelu jest doskonalenie jego parametrów poprzez dobór rodzaju pastylek, ich średnicy oraz wysokości lewitacji nad magnesami.

Model kolejki wyjaśnia podstawowe prawa lewitacji, jest też pierwszym krokiem do budowy większych modeli.

LITERATURA

- [1] Cyrot M., Pavuana D., *Wstęp do nadprzewodnictwa*, PWN, Warszawa, 1996.
- [2] www.magnesy.pl
- [3] www.can.cz



WPLYW PARAMETRÓW CEWKI NADPRZEWODNIKOWEJ NA JEDNORODNOŚĆ POLA MAGNETYCZNEGO

Daniel GAJDA

Politechnika Częstochowska, Wydział Elektryczny
Studenckie Koło Naukowe Teleinformatyków (SKNTI)
E-mail: dangajda@op.pl

This paper contains the description of some methods which enable generation of fields of high homogeneity in the solenoids working in low temperatures. The homogeneity of a magnetic field can be improved by lengthening a solenoid, placed perpendicularly to the z axis, enlarging the inner diameter of a solenoid as well as differentiating the density of current. The above methods have been confirmed by numerical calculations which have proved the regularity of the above assumptions. The numerical calculations have become the base to the realization of cryogenic and superconducting solenoids.

Keywords: superconducting solenoid, magnetic field homogeneity.

Słowa kluczowe: solenoid nadprzewodnikowy, jednorodność pola magnetycznego.

1. WSTĘP

Jednorodność pola magnetycznego jest jednym z najważniejszych parametrów solenoidu, ponieważ to od niego zależy możliwość zastosowania danej cewki w urządzeniu. Solenoidy nadprzewodnikowe znalazły zastosowanie: NMR, MRI, elektromagnesach fizycznych i chemicznych oraz separatorach magnetycznych. Cewki zastosowane w tych urządzeniach muszą posiadać pole o dużej jednorodności. W wielu laboratoriach prowadzi się badania nad uzyskaniem pola o dużej jednorodności w przestrzeni roboczej.

W pracy przedstawiono pięć parametrów, które mogą mieć wpływ na wartość pola magnetycznego cewki. W celu potwierdzenia metod obliczeniowych i założeń teoretycznych zostały zbudowane cewki nadprzewodnikowe.

Obliczenia numeryczne zostały oparte na dwóch metodach pierwsze metoda bazuje na wzorach zawartych w publikacjach Wilson M.N., Superconducting Magnets, druga metoda to program ESPA napisany w laboratorium Grenoble we Francji.

2. METODY NUMERYCZNE I WZORY

Pierwsza metoda obliczeniowa była oparta o podstawowe wzory fizyczne dotyczące pola magnetyczne-go w cewkach.

$$\alpha = \frac{a_2}{a_1}, \beta = \frac{b}{a_1} \quad (1)$$

Aby wyliczyć wartość pola magnetycznego w cewce musimy na początku wyznaczyć parametry α i β współczynniki kształtu :

$$B_o = a_1 \cdot J \cdot F(\alpha, \beta) \cdot \mu_0 \quad (2)$$

B_o – wartość pola magnetycznego w centrum cewki [T]

a_1 – promień cewki [m], J – średnia gęstość prądu w uzwojeniu [A/m²]

$F(\alpha, \beta)$ – współczynnik kształtu

$$F(\alpha, \beta) = \beta \ln \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}} \quad (3)$$

μ_0 - przenikalność magnetyczna w próżni [H/m]

$$B_z = \frac{1}{2} \mu_0 a_1 (F_1 - F_2) \quad (4)$$

$$F_1 = (\beta + \xi) \ln \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + (\beta + \xi)^2}}{1 + \sqrt{1 + (\beta + \xi)^2}}, F_2 = (\beta - \xi) \ln \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + (\beta - \xi)^2}}{1 + \sqrt{1 + (\beta - \xi)^2}} \quad (5)$$

B_s – indukcja magnetyczna w punkcie z na osi Z

$\xi = z/a_1$

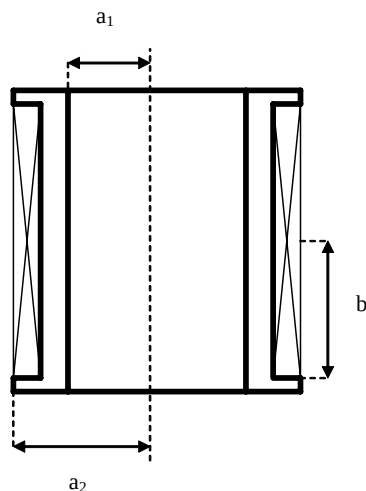
Program ESPA

Program ten został napisany na podstawie prawa Biota i Savarta. Język FORTRAN został użyty do napisania podstawowych aplikacji. Możliwości programu: obliczanie pola magnetycznego całkowitego, osiowego i radialnego, ponadto może obliczyć pole osiowe i radialne wewnątrz i na zewnątrz uzwojenia.

3. PARAMETRY WPLYWAJĄCE NA JEDNORODNOŚĆ POLA MAGNETYCZNEGO CEWKI

Pierwszym znaczącym czynnikiem, który wpływa na jednorodność pola magnetycznego jest długość cewki. Aby potwierdzić powyższe założenie zostały zbudowane 3 cewki o parametrach pierwsza o długości 16 cm, druga 8 cm, i trzecia 5cm,

wszystkie posiadały taką samą średnicę i taka sama długość nadprzewodnika została nawinięta na każdą cewkę.



Rys.1 Schemat karkasu pierwszych trzech cewek nadprzewodnikowych o średnicy 5 cm.

Charakterystyki 1, 2, 3 przedstawiają zależność pola magnetycznego od długości karkasu. Jednorodność pola magnetycznego wyznaczamy z zależności:

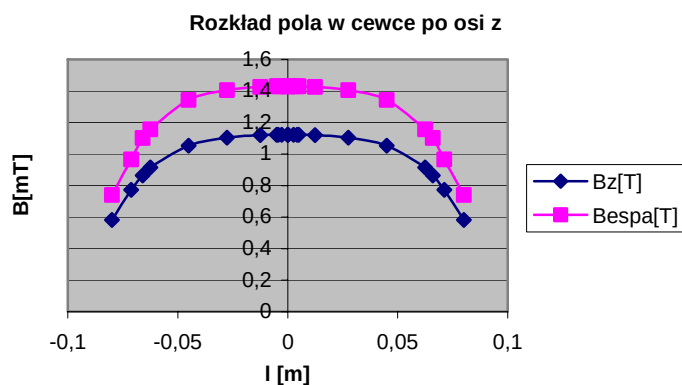
$$= \frac{B_z - B_0}{B_0} \quad (8)$$

gdzie :

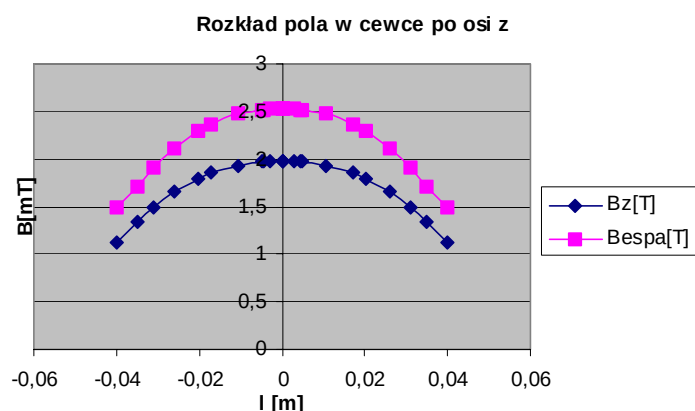
B_z – wartość indukcji pola dla której obliczamy jednorodność

B_0 – wartość pola w centrum cewki

Jednorodność pola magnetycznego dla 3 cewek obliczona dwoma metodami wynosi : dla pierwszej za pomocą wzorów - 0,0086 oraz za pomocą ESPY - 0,0084, dla drugiej – 0,128 i – 0,08, dla trzeciej - 0,265 i 0,25.

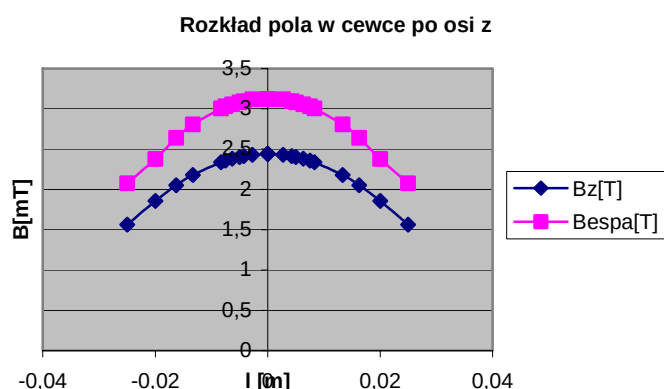


Rys.2. Charakterystyka cewki jednowarstwowej o długości 16cm i średnicy 5 cm



Rys.3. Charakterystyka cewki dwuwarstwowej o długości 8 cm i średnicy 5 cm.

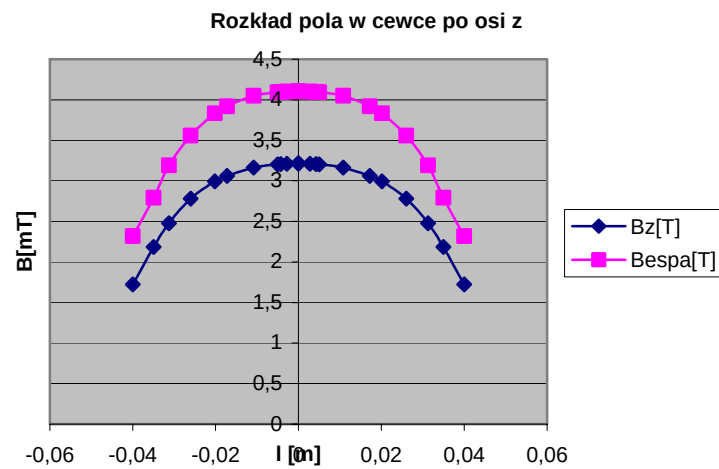
Obliczenia numeryczne potwierdzają założenia teoretyczne. Powyższe obliczenia będą porównane z pomiarami wykonanymi w temperaturze 293 K, 77 K, 4,2 K. Dopiero na ich podstawie można będzie faktycznie stwierdzić poprawność wzorów obliczeniowych i założeń teoretycznych.



Rys.4. Charakterystyka cewki trójwarstwowej o długości 5cm średnicy 5 cm.

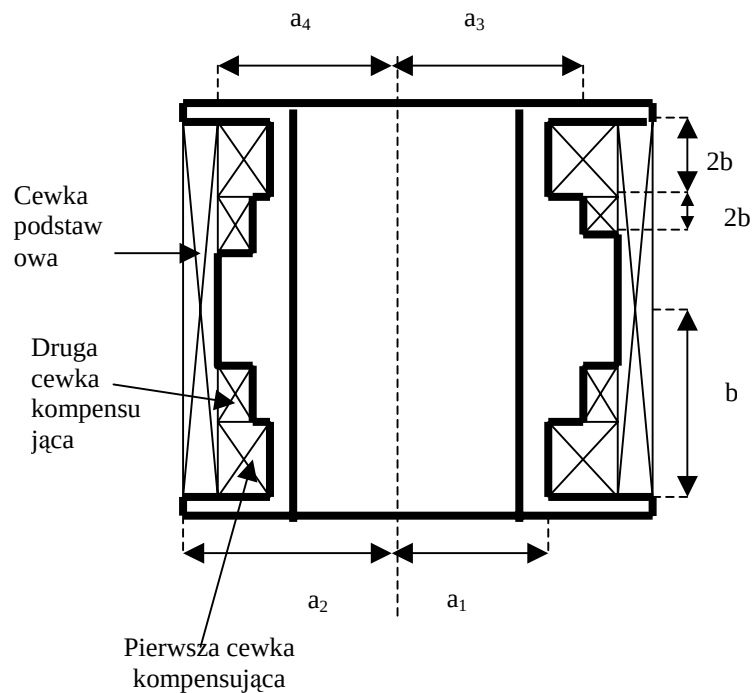
Drugim parametrem, który wpływa na wartość jednorodności pola magnetycznego cewki nadprzewodnikowej jest średnica karkasu. Wyniki obliczeń numerycznych dla dwóch cewek o różnej wartości szczeliny powietrznej, przy tej samej długości. Szczelina powietrzna pierwszej cewki wynosiła 5 cm, a drugiej 3,4 cm. Jednorodność pola otrzymana za pomocą dwóch metod wynosiła dla pierwszego solenoidu – 0,128 i 0,098 , dla drugiego – 0,0625 i 0,073. Charakterystyki 2 i 4 pokazują zależność pola magnetycznego od długości kriostatu.

Otrzymane wyniki obliczeń pozwalają stwierdzić iż średnica cewki wpływa na jej parametry. Pomiary które zostaną wykonane w trzech temperaturach pozwolą na lepsze określenie wpływu szczeliny powietrznej na parametry solenoidu.



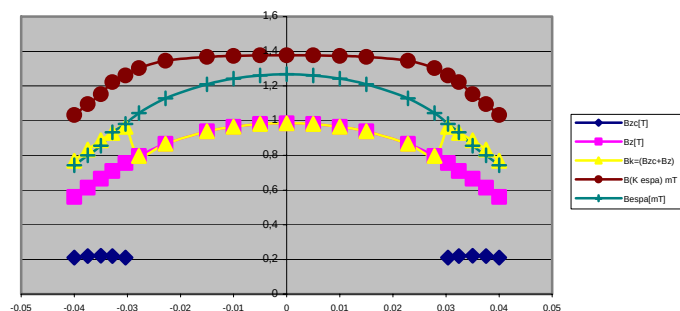
Rys.5. Charakterystyka cewki o długości 8cm i średnicy 3,4 cm

Trzecim elementem, który może mieć wpływ na wartość jednorodności pola magnetycznego są dozwojenia wewnętrzne. Wykonuje się je wyniku nawinięcia w jednym miejscu większej ilości drutu, zreguły tworzy się je na obu końcach cewki.

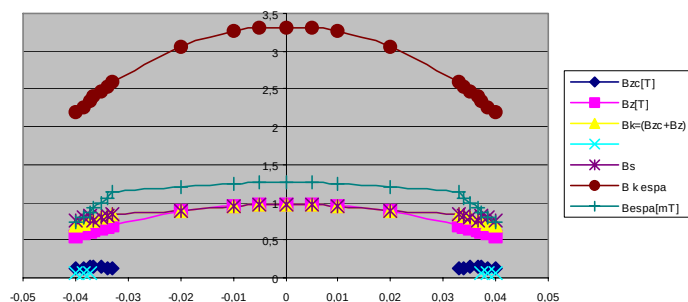


Rys.6. Schemat cewki z dwoma wewnętrznymi dozwojeniami kompensacyjnymi

Zaletą tego rozwiązania jest fakt iż wykorzystujemy tylko jedno doprowadzenie prądowe, wyniku czego zmniejszamy dopływ ciepła do obszaru kriogenicznego. Wpływa to znacząco na mniejsze zużycie helu. Wadą tego rozwiązania jest słaba możliwość wpływu na jednorodność pola magnetycznego. Charakterystyki 5 i 6 przedstawiają kształt pola magnetycznego i zmiany jakie zachodzą wyniku dowieńnięcia dodatkowych zwojów. Jednorodność pola magnetycznego wynosi dla pierwszej cewki o dozwojeniu jednowarstwowym o długości 3 cm - 0,1 i 0,0072, dla drugiej cewki z dwoma dozwojeniami o długości 3 mm i 7 mm - 0,2 i -0,2.



Rys.7. Charakterystyka cewki z jednym dozwojeniem wewnętrznym.

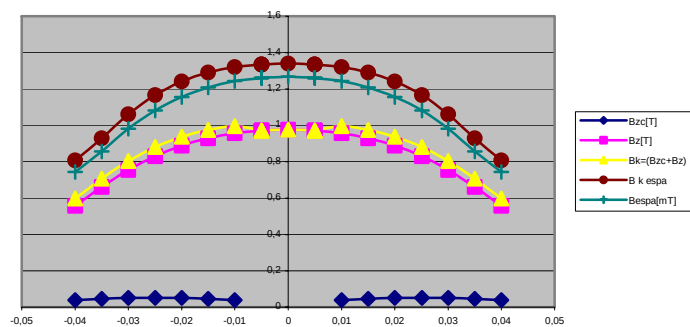


Rys.8. Charakterystyka cewki kompensacyjnej z dwoma dozwojeniami wewnętrznymi o długości 3 m i 7 mm

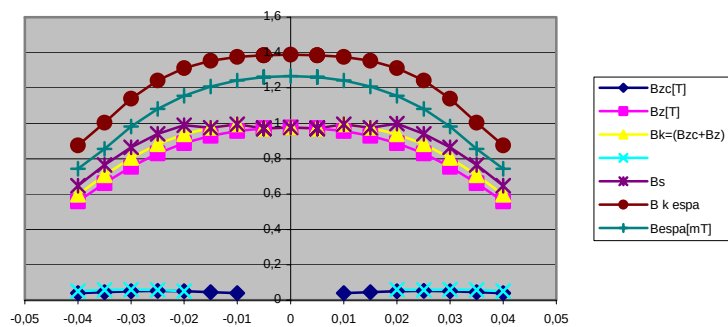
Wyniki obliczeń sugerują iż drugie dozwojenie kompensacyjne jest zbędne, a ponadto powoduje niepotrzebne wzmocnienie pola magnetycznego i ujemnie wpływa na współczynnik jednorodności pola magnetycznego. Jeżeli pomiary potwierdzą obliczenia będzie to oznaczało iż w cewkach o małej indukcyjności najlepiej stosować jedno dozwojenia wewnętrzne jednowarstwowe.

Czwartym i piątym czynnikiem wpływającym na jednorodność pola magnetycznego są dozwojenia zewnętrzne i wartość prądu. Dozwojenia zewnętrzne są to dodatkowe cewki nawinięte na obu końcach solenoidu. Każda cewka jest zasilana osobnym źródłem prądowym i może być zbudowana z drutów o różnych średnicach. Wadą tego rozwiązania jest doprowadzanie dodatkowego ciepła do obszaru o niskiej temperaturze, wyniku czego następuje większe zużycie helu. Zaletą tego rozwiązania jest możliwość osiągnięcia lepszej jednorodności pola magnetycznego. Zbudowane zostały trzy cewki z uzwojeniami kompensacyjnymi zewnętrznymi pierwsza z jednym uzwojeniem o długości 3 cm, druga z dwoma uzwojeniami o długości 3 cm i 2 cm, trzecia z dwoma uzwojeniami

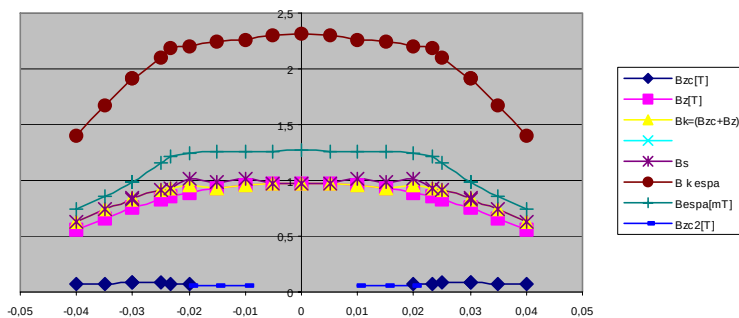
pierwsze o długości 2 cm składało się z dwóch warstw i drugie jednowarstwowe o długości 1 cm. Charakterystyki 7, 8 i 9 przedstawiają układ dozwojeń i zależność pola magnetycznego od długości karkasu. Jednorodność pola otrzymana dla cewek wynosi : dla pierwszej cewki – 0,02 i – 0,045, dla drugiej - 0,05 i 0,043, dla trzeciej – 0,03 i – 0,043. Otrzymane wyniki obliczeniowe należy potwierdzić pomiarami aby określić ich poprawność.



Rys.9. Charakterystyka cewki z jednym dozwoleciem kompensacyjnym zewnętrznym 3 cm



Rys.10. Charakterystyka cewki jednowarstwowej z dwoma dozwoleńciami kompensacyjnymi zewnętrznymi 3 cm i 2 cm.



Rys.11. Charakterystyka cewki z dwoma dozwoleńciami kompensacyjnymi zewnętrznymi (2 cm dwuwarstwowa i 1 cm jednowarstwowa)

4. WNIOSKI

Obliczenia wykonane za pomocą wzorów i programu ESPA nasuwają wnioski iż najlepszą jednorodność pola można uzyskać stosując dozwojenia zewnętrzne. Relacja między długością dozwojeń i wartością prądu, jest taka im krótsze dozwojenie tym prąd musi być większy. Jednak należy pamiętać iż cewka będzie pracować w temperaturze helowej. Więc zbyt duży prąd może spowodować silne parowanie gazu i duże jego zużycie. Należy budować dozwojenia dłuższe, które będą zasilane mniejszym prądem.

Różnice które obserwujemy na wykresach w przebiegu pola otrzymanego dwoma metodami obliczeniowymi wynikają prawdopodobnie z faktu iż programiści pisząc ESPE nie uwzględnili współczynnika upakowania przewodu. Pomiary które będą wykonane odpowiedzą na pytanie czy należy uwzględniać parametr upakowania przewodu w obliczeniach.

LITERATURA

- [1] Wilson M.N., *Superconducting Magnets*, Clarendon Press, Oxford 1983.
- [2] Montgomery D. Terrell J, *Some useful information for the design of air-core solenoids*, Cambridge Massachusets.
- [3] Bazan C., Trojnar K., *Wytwarzanie silnych pól magnetycznych*, Wrocław 1978.
- [4] Janiczek S., *Podstawy krioелеktrotechniki*, Częstochowa 1993.
- [5] *Problemy i tendencje rozwojowe krioелеktrotechniki*, Prace Naukowe Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1980.
- [6] Kozak S., *Elektromagnesy nadprzewodnikowe dla separatorów magnetycznych typu OGMS*, Prace Instytutu Elektrotechniki 2000.
- [7] *Nadprzewodnictwo w elektrotechnice*, Prace Naukowe Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1988.
- [8] Cieśla A. *Analiza stanów pracy separatora matrycowego z elektromagnesem nadprzewodnikowym jako źródłem pola*, Kraków 1996.
- [9] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Warszawa 2003.
- [10] Bińczyk A, Gędek W, Sękowski L, Uchyla E., *Ćwiczenia laboratoryjne z krioелеktrotechniki*, Częstochowa 1982.
- [11] Gonet B., *Obrazowanie magnetyczno – rezonansowe*, Warszawa 1997.
- [12] Cecil T., *Nadpłynność*, Małe monografie PWE fizyka, Warszawa 1967.

V SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Nałęczów, 23 - 26. 06. 2004



**OBLICZANIE SIŁ DZIAŁAJĄCYCH W ŁOŻYSKU
MAGNETYCZNYM HYBRYDOWYM**

Anna POZNANŃSKA*, Tadeusz JANOWSKI**, Sotoshi YAMADA***

*Lublin University of Technology, ul. Nadbystrzycka 38A; 20-618 Lublin, Poland

e-mail: aniapoznan@yahoo.com

***Electrotechnical Institute in Warsaw, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland

e-mail: tadeuszj@eltecol.pol.lublin.pl

***Kanazawa University, 2-40-20 Kodatsuno, Ishikawa 920-8667, Japan

e-mail: yamada@magstar.ec.t.kanazawa-u.ac.jp

This paper shows the results of experiments made at Kanazawa University, Japan. Although scientists were concentrated on one model of the hybrid type of the magnetic bearing and calculated mainly just repulsive forces acting on the rotor, future plans are to research other types of bearings. Observations, calculations, and conclusions are compared to available data of superconducting bearings. Results of that comparison are given in the paper. Also the first version of the program calculating repulsive forces has been made in the laboratory to improve the controlling system of the investigated model. Basic rules of using that program have been shortly mentioned in the paper.

Keywords: hybrid type magnetic bearing, superconducting magnetic bearing, repulsive forces.

1. WSTĘP

Jednym z zastosowań praktycznych nadprzewodników wysokotemperaturowych (HTS) jest nadprzewodnikowe łożysko magnetyczne (SMB). Jednak, w porównaniu do łożyska magnetycznego typu aktywnego, charakteryzuje się wadami, takimi jak na przykład niski poziom sztywności i względnie duże bicie przy braku systemu kontroli. W celu rozwiązania powyższych problemów stworzono modele łożysk hybrydowych, które składają się z łożysk nadprzewodnikowych i łożysk zawierających magnesy trwale i elektromagnesy. Niestety wykonanie takiego modelu pochłania znaczną ilość funduszy, na które nie może sobie pozwolić większość ośrodków badawczych.

W laboratorium Kanazawa University w Kanazawa w Japonii postanowiono zająć się sprawdzaniem właściwości łożyska magnetycznego hybrydowego nie nadprzewodnikowego, by w przyszłości, móc porównać oba typy łożysk i dostosować napisane programy komputerowe do drugiego urządzenia. Sam projekt jest stosunkowo nowy i jeszcze nie został ukończony. Zauważa się jednakże już skromne rezultaty.

Wszystkie badania prowadzono do uzyskania przez wirnik prędkości 800 obr/min. Przy tejże prędkości obserwowano znaczne bicie łożyska. Trzeba jednak podkreślić, iż badany model nie był nadprzewodnikowy. Grupa naukowców badająca z kolei nadprzewodnikowe łożysko hybrydowe uzyskała prędkość 100.000 obr/min, przy czym do 60.000 obr/min nie wykryto żadnych znaczących drgań wirnika. [3]

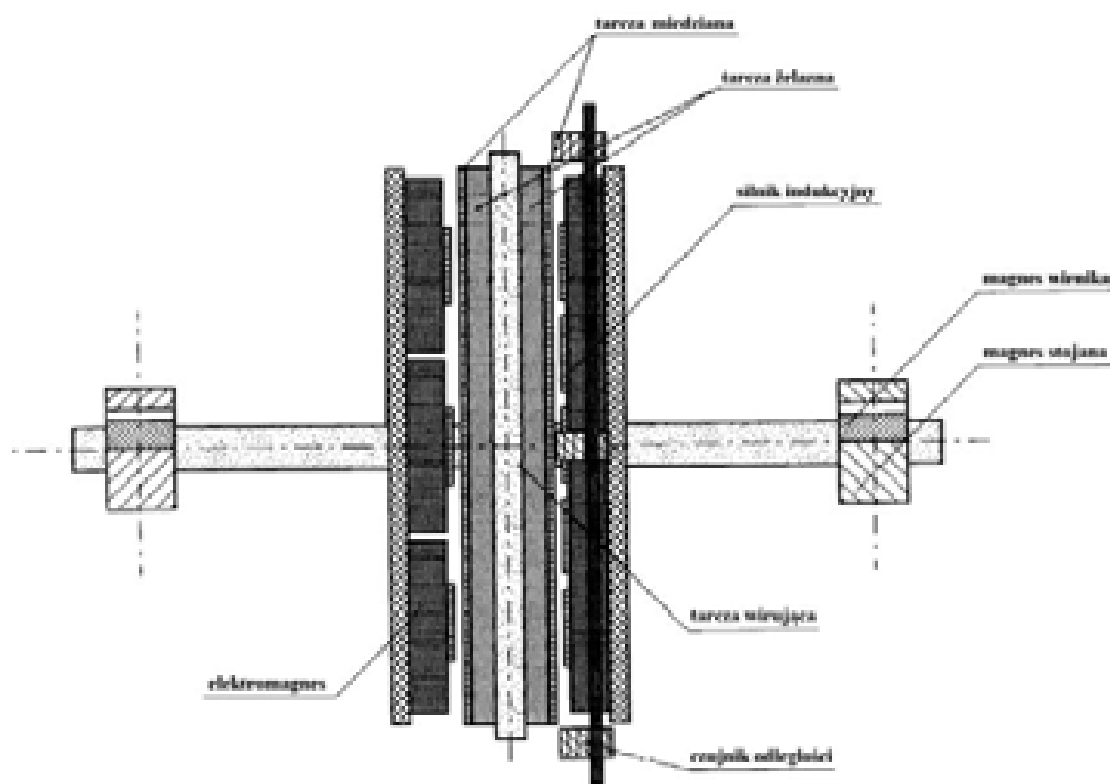
2. BADANE ŁOŻYSKO MAGNETYCZNE

Łożyska magnetyczne odznaczają się wieloma zaletami ze względu na swą prostą konstrukcję, dużą prędkość, długi czas życia i pracę pozbawioną tarcia. Zdecydowano się na początek na poddanie badaniom właśnie układu o konfiguracji horyzontalnej. Zauważono, iż jeżeli magnesy trwale z systemu o konfiguracji pionowej użyje się w systemie poziomym, w kierunku pionowym nie wystąpi siła powodująca lewitację. Należało zatem rozważyć możliwości zmian w magnesach, by poprawić pracę łożyska. Badany model urządzenia stworzono dla przeprowadzenia prób poprawy wykorzystania działania siły powodującej lewitację, zwiększenia sztywności wzdłuż promienia i znacznego ograniczenia kosztów konstrukcji. Zmniejszenie sztywności łożyska wzdłuż promienia miałyby spowodować spadek ilości zakłóceń (drgań wirnika) i tym samym możliwość zmniejszenia siły lewitacji o znacznie mniejszej wartości. Ograniczenie kosztów konstrukcji osiągnięto poprzez otoczenie wirnika lżejszym i tańszym materiałem magnetycznym.

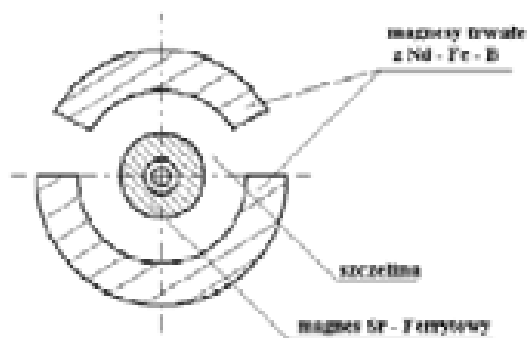
Urządzenie zaprojektowane w Kanazawa składało się z magnesów trwałych i elektromagnesów (Rys. 2.1 i 2.2). Ze względu na typ, można było zmniejszyć liczbę elektromagnesów i uprościć system sterowania.



Rys. 2.1. Fotografia badanego łożyska.



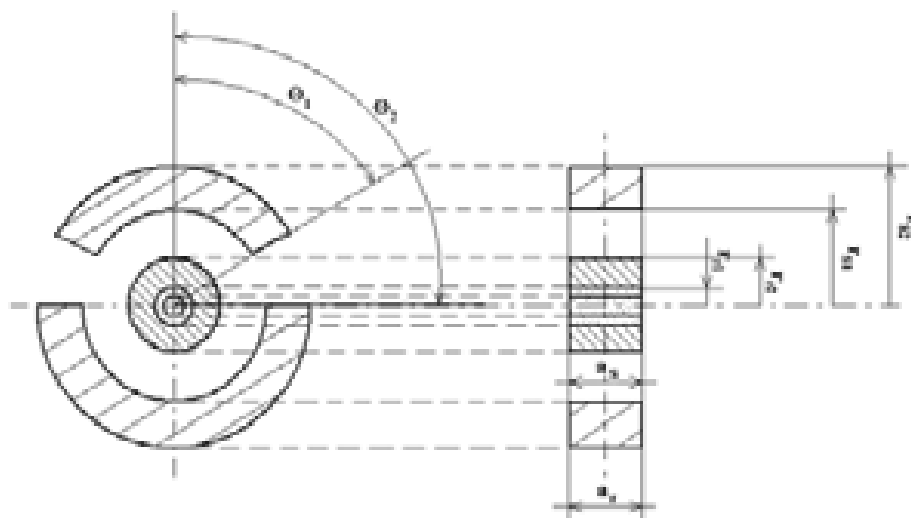
Rys. 2.2. Schemat konstrukcji badanego łożyska.



Rys. 2.3. Magnesy trwałe w łożysku.

Podczas konstruowania układu trwałe magnesy Nd-Fe-B i Sr-ferrytowe stojana (Rys. 2.3) umieszczono na obu stronach elektromagnesu. Kontrolowanie systemu polegało głównie na zrównoważeniu prostopadłych sił repulsyjnych i wszelkich wpływów zmiany położenia wirnika i nierównowagi. Należy zauważyć, iż we wszystkich łożyskach magnetycznych siła wypadkowa działająca na wirnik jest złożeniem sił zewnętrznych

o wartości prawie stałej (przyjętej za stałą) lub stałej, przypadkowych sił zewnętrznych o nieznanej wartości, sił zależnych od parametrów fizycznych układu i jego pracy (np. wielkość szczeliny pomiędzy wirnikiem i magnesem, prędkości obrotowej wirnika itp.) i sił celowo wytwarzanych w układzie elektromagnesów. Układ sterowania miał określać wartości dwóch ostatnich rodzajów sił, a także jak najszybciej reagować na zmiany sił zewnętrznych. Aby ocenić przesunięcia osi wirnika, użyto czujnika odległości między wirnikiem a elektromagnesami. Urządzenie nie wymagało kontroli wzdłuż promienia, lecz tylko wzdłuż osi, co osiągnięto poprzez dostosowanie wartości prądu w czterech elektromagnesach. Pole wytworzone przez te elektromagnesy indukowało prąd w przewodzącej wirującej tarczy, co z kolei wpływało na wzbudzenie odpowiednich sił w wirniku.

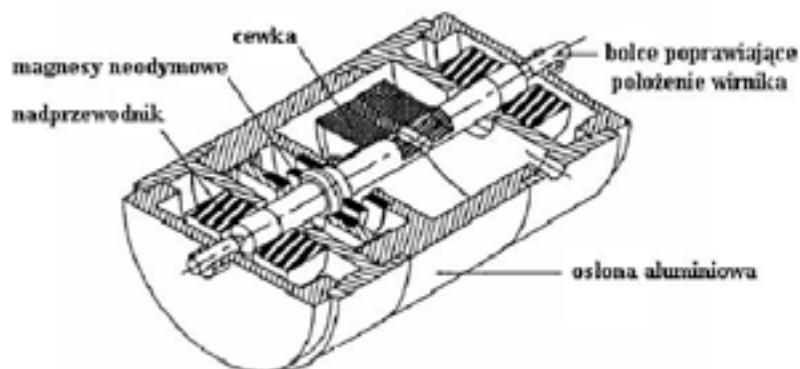


Rys. 2.4. Schemat budowy badanego łożyska magnetycznego. θ_1 – połowa kąta zakreślonego przez górną część magnesu stojana – 22.5° , θ_2 – połowa kąta zakreślonego przez górną część magnesu stojana i szczelinę między górną a dolną jego częścią – 90° , a_s – grubość stojana – 50 mm, a_r – grubość wirnika – 40 mm, r_{r1} – promień wewnętrzny wirnika – 20 mm, r_{r2} – promień zewnętrzny wirnika – 40 mm, r_{s1} – promień wewnętrzny stojana – 45 mm i r_{s2} – promień zewnętrzny stojana – 55 mm.

Parametry badanego łożyska magnetycznego przedstawiono na rys. 2.4, przy czym w omawianym modelu różnica kątów θ_1 i θ_2 równała się zero. Obecnie w laboratorium na Uniwersytecie w Kanazawa bada się wpływ tejsze różnicy kątów na wartości sił działających na łożysku. Planuje się także zmiany kształtu magnesów zewnętrznych z okrągłego na eliptyczny. Wyniki obserwacji i doświadczeń znacznie pomogą przy tworzeniu nowych modeli i określą wpływ uszkodzeń (pęknięć) magnesów stojana na działanie układu.

Nadprzewodnikowe łożysko magnetyczne badane na National Taiwan University na Tajwanie składało się z magnesu nadprzewodnikowego (YBCO) i układu magnesów stałych o kształcie pierścieni, zapewniających odpowiednią sztywność w kierunku osi (Rys. 2.5). Łożysko chłodzono ciekłym azotem. Pomiary wykonywano w temperaturze operacyjnej 10 – 77 K. W ciągu około 2 minut możliwe było uzyskanie prędkości 100.000

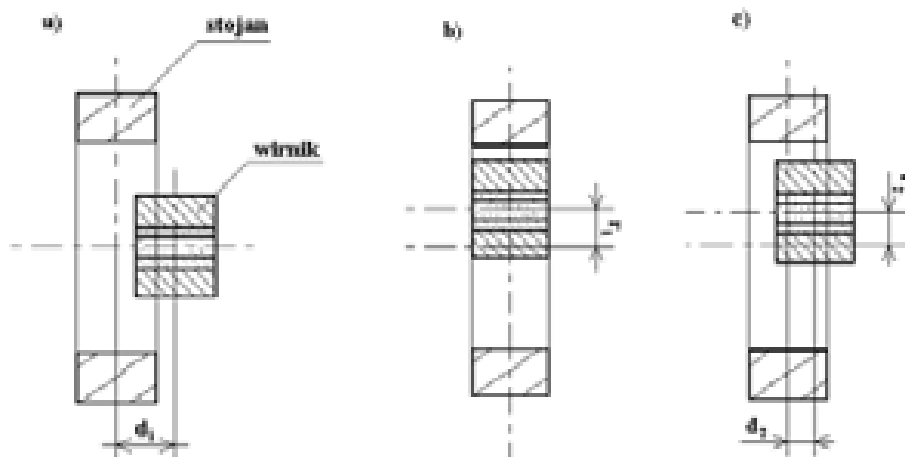
obr/min, przy czym vibracje i asymetria wirnika wobec stojana, które w łożysku badanym w Kanazawa przyjmowały znaczące wartości już przy 800 obr/min, uznano za pomijalnie małe aż do uzyskania 60.000 obr/min. Jako że tak duże prędkości wywoływały znaczne obciążenie, należało szczególnie uważnie prześledzić dobór materiałów. Konieczna również okazała się ścisła kontrola przepływającego prądu, gdyż powodował on wzrost temperatury i przesunięcia wirnika. [3]



Rys. 2.5. Hybrydowe łożysko magnetyczne z elementem nadprzewodnikowym. [3]

3. SIŁY REPULSYJNE I SYSTEM KONTROLI

Na skutek oddziaływania sił repulsyjnych (odpychających), oddziałujących pomiędzy statywem i wirnikiem, wirnik może swobodnie lewitować. Podczas pracy łożyska magnetycznego, siły wciąż działają na niego w kierunkach osi X , Y i Z i częstokroć powodują przesunięcie się wirnika a tym samym jego asymetrię wobec stojana. Na podstawie kierunku powstałego przesunięcia rozróżnia się trzy podstawowe rodzaje asymetrii: osiową, promieniową i osiowo-promieniową (Rys. 3.2 a)-c)). Przykładowo, zmiana obciążenia zewnętrznego wirnika powoduje jego przesunięcie się względem osi łożyskowania, aż do położenia, które zapewnia równowagę między wymuszeniem a oddziaływaniem pola magnetycznego. Wytrącenie z równowagi czopów rotora wzbudza siły, które utrzymują nowe położenie wirnika bądź działają tak, by przywrócić poprzednią pozycję. Podobny efekt dają zmiany pola magnetycznego osiągnięte chociażby przeprojektowaniem kształtu magnesu trwałego.



Rys. 3.2. Rodzaje asymetrii między statywem a wirnikiem: a) osiowa, b) promieniowa, c) osiowo-promieniowa.

Dla lepszego zamodelowania łożyska i poprawy kontroli jego pracy należy poznać jak najdokładniej fizyczne wielkości działających w układzie sił repulsyjnych. Siły f_{lx} , f_{ly} , f_{lz} , f_{rx} , f_{ry} , f_{rz} działające na wirnik są funkcjami przemieszczenia x_s , y_s i z_s z początkowego położenia odpowiednio na osiach X , Y i Z . Można przedstawić je przy pomocy rozwinięcia szeregu Taylora [6]:

$$\begin{bmatrix} f_a(x_s, y_s, z_s) \\ f_b(x_s, y_s, z_s) \\ f_c(x_s, y_s, z_s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_a}{\partial x_s} & \frac{\partial f_a}{\partial y_s} & \frac{\partial f_a}{\partial z_s} \\ \frac{\partial f_b}{\partial x_s} & \frac{\partial f_b}{\partial y_s} & \frac{\partial f_b}{\partial z_s} \\ \frac{\partial f_c}{\partial x_s} & \frac{\partial f_c}{\partial y_s} & \frac{\partial f_c}{\partial z_s} \end{bmatrix}_{(x_e, y_e, z_e)} \begin{bmatrix} x_s - x_e \\ y_s - y_e \\ z_s - z_e \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} f_a(x_e, y_e, z_e) \\ f_b(x_e, y_e, z_e) \\ f_c(x_e, y_e, z_e) \end{bmatrix} \quad (1)$$

gdy

$$a = lx, rx$$

$$b = ly, ry$$

$$c = lz, rz.$$

Jako że odchylenia od położenia w równowadze są nieznaczące, druga pochodna w szeregu została pominięta. Pochodne cząstkowe $f_a(x_e, y_e, z_e)$, $f_b(x_e, y_e, z_e)$ i $f_c(x_e, y_e, z_e)$ wyznacza się przy pomocy odpowiednich charakterystyk, sporządzonych na drodze eksperymentalnej w punkcie o współrzędnych (x_e, y_e, z_e) .

Macierz skomponowana ze współczynników różnicowych jest niemal diagonalna. Jednak dla niewielkich różnic od punktu równowagi, możliwe jest wyznaczenie wielkości danych sił przy użyciu podanych poniżej równań:

$$f_a = S_a(g_a - A_x) + F_a \quad (2)$$

$$f_b = -R_b g_b \quad (3)$$

$$f_c = -Q_c(g_c - A_z) + F_c \quad (4)$$

przy czym S_a , R_b , Q_c , F_a , F_c to stałe obliczone z charakterystyk wyznaczonych doświadczalnie w punkcie pracy, przyjmujące wartości:

$$S_a = 1,18 \cdot 10^4 \text{ N/m}$$

$$R_b = 2,25 \cdot 10^3 \text{ N/m}$$

$$Q_c = 4,90 \cdot 10^3 \text{ N/m}$$

$$F_a = 11,76 \text{ N}$$

$$F_c = 39,2 \text{ N}$$

Poza tym, w stanie spoczynku ustalono, iż $A_x = 3 \text{ mm}$, $A_y = 0$, $A_z = 3 \text{ mm}$.

Do wyznaczenia sił działających na elektromagnesy niezbędne stały się przyjęcie kilku podstawowych założeń. Po pierwsze trzeba zaznaczyć, iż siła jest proporcjonalna do kwadratu prądu i kwadratu odległości między elektromagnesem a powierzchnią obiektu unoszonego. Niestety nie jest to zależność liniowa, więc dla zastosowania powyższego związku w regulacji należy później zlinearyzować ją w punkcie pracy. Po drugie, wahania prądu i wielkości przerwy od wyznaczonych wartości początkowych w punkcie pracy są niewielkie. Po przyjęciu powyższych założeń równania sił dla każdego elektromagnesu przedstawia się następująco:

$$f_n = k \left(\frac{i_n}{g_n} \right)^2, \quad (5)$$

gdzie $n = 1, \dots, 4$ i oznacza kolejny elektromagnes, k – stała równania [Nm^2/A^2], i_n – rzeczywista wartość prądu płynąca przez n -ty elektromagnes [A], g_n – rzeczywista odległość między n -tym elektromagnesem i powierzchnią unoszonego ciała, szczelina [m]. Z założenia drugiego otrzymuje się:

$$f_n' = 2F_n \left(\frac{i_n'}{I_n} - \frac{g_n'}{W_n} \right), \quad (6)$$

gdzie F_n – siła działająca na n -ty elektromagnes w stanie ustalonym [N], I_n – prąd płynący przez n -ty elektromagnes w stanie ustalonym [A], i_n' – prąd płynący przez n -ty elektromagnes w momencie przesunięcia elementu unoszonego [A], W_n – odległość między n -tym elektromagnesem a powierzchnią unoszonego ciała w stanie ustalonym [m], g_n' – odległość między n -tym elektromagnesem a powierzchnią unoszonego ciała po przesunięciu elementu unoszonego [m].

Poza tym równanie dynamiki sygnału obwodu elektrycznego elektromagnesu przy stałej wartości przerwy podaje się jako:

$$\frac{di_n'}{dt} = -\frac{R_n}{L_n} i_n' + \frac{e_n'}{L_n} \quad (7)$$

dla R_n – rezystancja n -tego elektromagnesu [Ω], L_n – indukcja n -tego elektromagnesu [H], e_n' – napięcie przyłożone do n -tego elektromagnesu po zmianie odległości [V].

Kiedy wiadome są wartości sił repulsyjnych, można dodatkowo wyznaczyć wartości skalarne składowych tych sił. Po zastosowaniu podstawowych równań dynamiki otrzymuje się:

$$F_x = m(u + qw - rv) \quad (8)$$

$$F_y = m(v + ru - pw) \quad (9)$$

$$F_z = m(w + pv - qu), \quad (10)$$

gdzie F_x , F_y i F_z to skalarne składowe sił przyłożonych do wirnika [N], m - masa wirnika [kg], p , q , r - składowe prędkości kątowej jarzma odpowiednio na osiach X , Y i Z [rad/s], u , v , w - składowe prędkości liniowej odpowiednio na osiach X , Y i Z [m/s]. [6]

Można także podać skalarne składowe momentów (L , M , N) [kg*m²/s] wokół środka wirnika:

$$L = J_x p \quad (11)$$

$$M = J_y q + (J_x - J_y)rp \quad (12)$$

$$N = J_y r - (J_x - J_y)pq \quad (13),$$

kiedy znane są momenty inercji (J_x , J_y) [kg*m²]. [6]

Podanych równań użyto do stworzenia programu, mającego ułatwić kontrolę łożyska magnetycznego, poprzez podawanie wartości żądanych parametrów. Jako że równania nie należą do złożonych, możliwe stało się zbudowanie niezwykle prostego i jasnego dla użytkownika programu. Przy dalszych prognozowanych badaniach, uwzględniających zmiany kątów ψ i θ , zostanie wyznaczony wpływ tychże różnic na wielkość szczeliny. Zbada się zatem eksperymentalnie wzory dla czterech elektromagnesów przyjmujące analityczną postać:

$$g_1 = W_1 - x_s + l\theta \quad (14)$$

$$g_2 = W_2 - x_s + l\psi \quad (15)$$

$$g_3 = W_3 - x_s - l\theta \quad (16)$$

$$g_4 = W_4 - x_s - l\psi \quad (17),$$

gdzie W – odległość między danym elektromagnesem a powierzchnią unoszonego ciała w stanie ustalonym [m], g - odległość między danym elektromagnesem a powierzchnią unoszonego ciała [m], x_s – przemieszczenie wirnika na osi X w stosunku do punktu odniesienia obranego w stanie ustalonym, l – odległość od środka elektromagnesu do środka wirnika [m]. Dla magnesów trwałych urządzenia szczeliny opisuje się jako:

$$g_{lx} = A_x - x_s \quad (18)$$

$$g_{ly} = y_s + L_1\psi \quad (19)$$

$$g_{lz} = A_z - z_s + L_1\theta \quad (20)$$

$$g_{rx} = A_x - x_s \quad (21)$$

$$g_{ry} = y_s - L_2\psi \quad (22)$$

$$g_{rz} = A_z - z_s - L_2\theta, \quad (23)$$

gdzie g_{lx}, g_{ly}, g_{lz} - szczeliny lewego magnesu trwałego [m], g_{rx}, g_{ry}, g_{rz} - szczeliny prawego magnesu trwałego [m], A_x, A_z - szczelina w stanie spoczynku wirnika [m], L_1, L_2 - odległości między środkiem wirnika w magnesach trwałych a środkiem obiektu unoszonego [m]. W badanym modelu L_1 i L_2 są sobie równe wynoszą $1,65 \cdot 10^{-1}$ m. Rozważania na temat wpływu kształtu magnesów trwałych i kątów ich nacięcia są obecnie tylko częściowo poparte badaniami eksperymentalnymi, więc zostaną one pominięte w tymże artykule.

Jako że samo urządzenie podczas pracy nie zachowuje się stabilnie, konieczne jest zastosowanie odpowiedniego systemu kontroli. Zaprojektowano go przy użyciu programu Matlab, przy czym równania dla szczelin otrzymywane są z równania[6]:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x_1 \\ z \\ i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & I & 0 \\ B_1 D_1 + B_2 C_2 & A_1 & B_2 C_3 \\ 0 & 0 & -L^{-1} R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ z \\ i \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ L^{-1} \end{bmatrix} e, \quad (24)$$

a sygnały czujników szczelin to rozwiązania macierzy

$$y = \begin{bmatrix} C_1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ i \\ z \end{bmatrix}, \quad (25)$$

gdą

$$x_1 = [x_s \quad y_s \quad z_s \quad \theta \quad \varphi]^T \quad (26)$$

$$z = \dot{x}_1 \quad (27)$$

$$i = [i'_1 \quad i'_2 \quad i'_3 \quad i'_4]^T \quad (28)$$

$$e = [e'_1 \quad e'_2 \quad e'_3 \quad e'_4]^T \quad (29)$$

$$A_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{pJ_x}{J_y} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{pJ_x}{J_y} & 0 \end{bmatrix} \quad (30)$$

$$B_1 = \begin{bmatrix} -\frac{1}{m} & -\frac{1}{m} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{m} & \frac{1}{m} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{m} & -\frac{1}{m} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{L_1}{J_y} & -\frac{L_2}{J_y} \\ 0 & 0 & \frac{L_1}{J_y} & -\frac{L_2}{J_y} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (31)$$

$$B_2 = \begin{bmatrix} \frac{1}{m} & \frac{1}{m} & \frac{1}{m} & \frac{1}{m} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{l}{J_y} & 0 & \frac{l}{J_y} & 0 \\ 0 & -\frac{l}{J_y} & 0 & \frac{l}{J_y} \end{bmatrix} \quad (32)$$

$$C_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -i & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & -i \\ 1 & 0 & 0 & i & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & i \end{bmatrix} \quad (33)$$

$$C_2 = \begin{bmatrix} \frac{2F_1}{W} & 0 & 0 & -\frac{2lF_1}{W} & 0 \\ \frac{2F_2}{W} & 0 & 0 & 0 & -\frac{2lF_2}{W} \\ \frac{2F_3}{W} & 0 & 0 & \frac{2lF_3}{W} & 0 \\ \frac{2F_4}{W} & 0 & 0 & 0 & \frac{2lF_4}{W} \end{bmatrix} \quad (34)$$

$$C_3 = \text{diag} \left[\frac{2F_1}{I_1} \quad \frac{2F_2}{I_2} \quad \frac{2F_3}{I_3} \quad \frac{2F_4}{I_4} \right] \quad (35)$$

$$D_1 = \begin{bmatrix} -S_{lx} & 0 & -T_l & T_l L_1 & 0 \\ -S_{rx} & 0 & -T_r & -T_r L_2 & 0 \\ 0 & -R_{ly} & 0 & 0 & -R_{ly} L_1 \\ 0 & -R_{ry} & 0 & 0 & R_{ry} L_2 \\ -U_l & 0 & Q_{lz} & -Q_{lz} L_1 & 0 \\ -U_r & 0 & Q_{rz} & Q_{rz} L_2 & 0 \end{bmatrix} \quad (36)$$

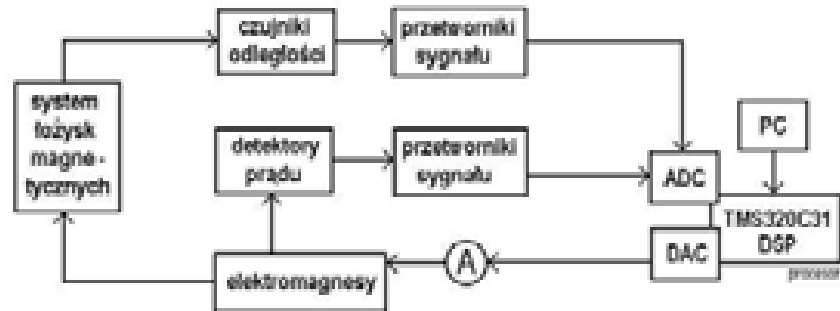
$$T = \frac{\partial f_x}{\partial z} \quad \text{dla} \quad z_0$$

$$U = \frac{\partial f_z}{\partial x} \quad \text{dla} \quad x_0$$

$$R = \text{diag}[R_1 \quad R_2 \quad R_3 \quad R_4] \quad (37)$$

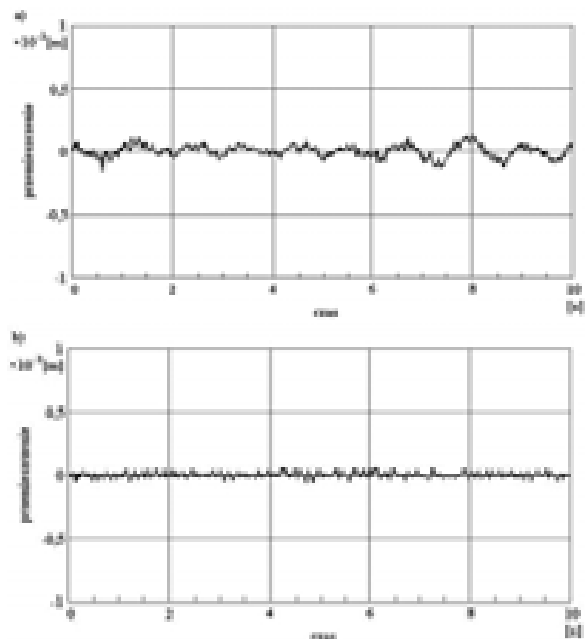
$$L = \text{diag}[L_1 \quad L_2 \quad L_3 \quad L_4]. \quad (38)$$

Dane wejściowe dla systemu kontroli (Rys. 4.1) stanowią zarówno zmiany szczelin, jak i różnice prądu elektromagnesów. Badania tegoż systemu dowiodły, iż w stanie pracy równomiernej wibracje wirnika wzdłuż osi X mieszczą się w granicach $10 \mu\text{m}$. Układ rejestruje także wszelkie zakłócenia, które dodają się do sygnału podstawowego.



Rys. 4.1. Schemat blokowy systemu kontroli. [6]

Ciekawym aspektem przeprowadzonych eksperymentów było zaobserwowanie, że przy takiej samej sile, powodującej przesunięcie, zmiana położenia wirnika wzdłuż osi jest o $1/3$ mniejsza, gdy magnes trwały (przecięty na dwie równe części) zawiera swą górną połowę (Rys. 4.2).



Rys. 4.2. Charakterystyki vibracji wirnika (w kierunku X) przy prędkości 800 obr/min: a) gdy magnes trwały nie zawiera górnej części, b) gdy magnes trwały zawiera górną część. [6]

Aby sprawdzić wpływ na osiowe przesunięcie wirnika, zastosowano silnik indukcyjny, do którego podłączono jednofazowe zasilanie. Pracował on z małą prędkością, generując siłę zakłócającą. Najbardziej niekorzystne z punktu widzenia użytkowania wyniki otrzymano przy prędkości bliskiej 800 obr/min. Należy tu dodać, iż uzyskana prędkość była wielokrotnie mniejsza od prędkości, do której rozpędzono nadprzewodnikowe łożysko hybrydowe przy minimalnych zakłóceniach.

4. PROGRAM I PRZYKŁAD OBLICZEŃ

Jednym z aspektów ulepszenia systemu kontroli pracy danego łożyska magnetycznego było stworzenie programu w Visual Basic, umożliwiającego obliczanie działających sił repulsyjnych. Dodatkowo oprogramowanie miało zapewniać przewidywanie obciążeń siłowych modelu i przy dalszym rozwoju projektu analizę zachowań każdego, w tym nadprzewodnikowego, łożyska pracującego w określonych warunkach. Program umożliwiał otrzymywanie wartości wybranych sił działających na badane łożysko magnetyczne i drukowanie ich zależności od wybranych parametrów przy użyciu Microsoft Excel. Jego konstrukcja przypominała budowę wszystkich programów używanych w systemie operacyjnym.

Aby uzyskać prosty układ programu, zastosowano układ pięciu form. *Form 1* (Rys. 5.1) została wybrana do stworzenia bazy całego przedsięwzięcia. Zapisano w niej wszystkie deklaracje i biblioteki, a także zawarto rozkład głównego okna, ramki na dane wyjściowe i schemat rozłożenia obliczanych sił.

Forces Calculator
File Edit Calculations Chart About

Scalar components of
force exerted on motor

Axis	X	Y	Z	
	0	0	0	N

moments about the mass of the rotor

Axis	X	Y	Z	
	0	0	0	Nm

Open calculation form

Repulsive forces between stator and rotor permanent magnets

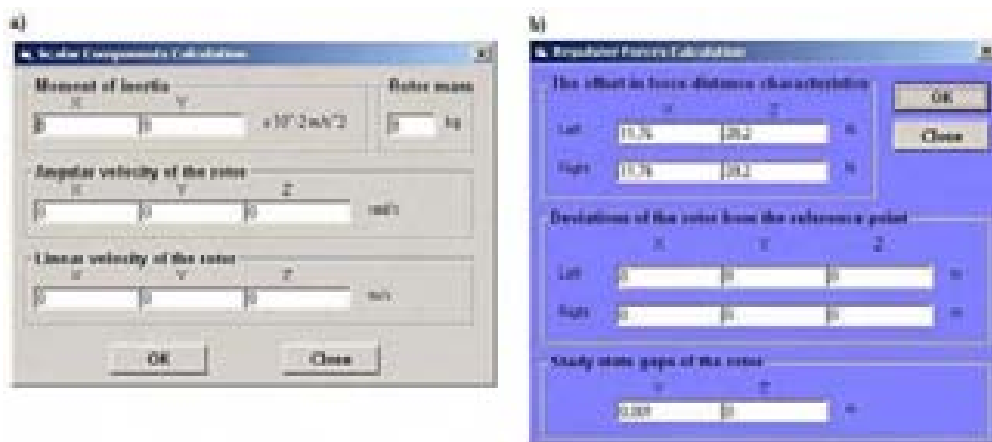
Axis	X	Y	Z	
Left	0	0	0	N
Right	0	0	0	N

Open calculation form

F_x, F_y, F_z - forces exerted on rotor
 $f_{tx}, f_{ty}, f_{tz}, f_{rx}, f_{ry}, f_{rz}$ - repulsive forces between stator and rotor permanent magnets

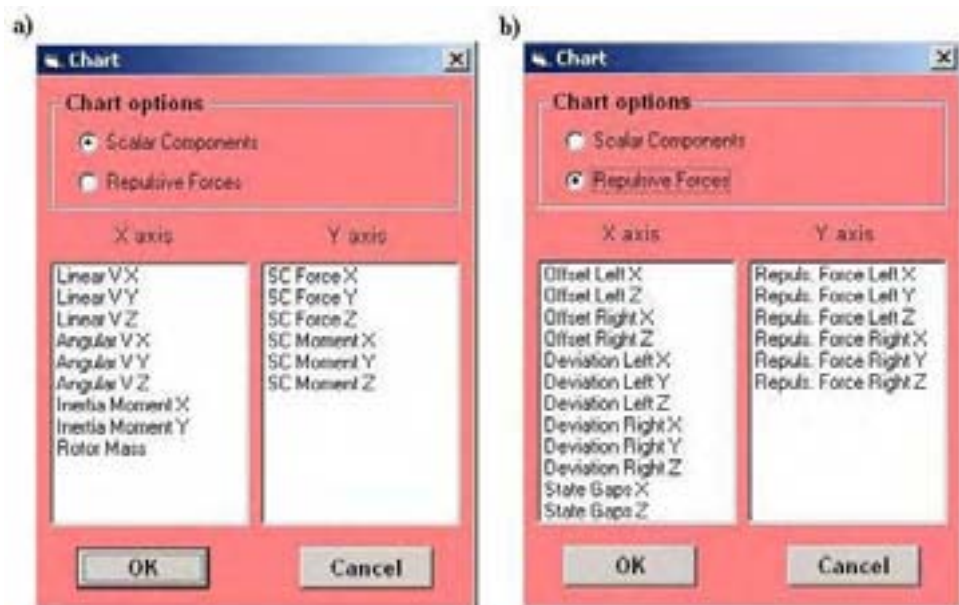
Rys. 5.1. Wygląd okna głównego przechowywanego w *Form1*.

Także, na wypadek wprowadzenia przez użytkownika niepoprawnych danych przy próbie obliczania wybranych wartości, ujęto w tej formie kody błędów. Wciśnięcie przycisku *Calculate* w którejkolwiek z dwóch ramek w oknie głównym automatycznie uruchamiało formę *RfDialog* lub *ScDialog* (Rys. 5.2), które zostały połączone z *Form 1* i zaprojektowane do wprowadzania danych do obliczeń odpowiednio sił repulsyjnych i skalarnych składowych sił działających na wirnik i momentów przyłożonych do masy wirnika. Taki sam efekt uzyskuje się poprzez wybór odpowiedniego typu obliczeń z paska *Menu*. Każda z tych dwóch wywoływanych form składała się z okna, do którego wprowadzało się dane wejściowe, i odpowiednich przycisków wywołujących rozpoczęcie obliczeń według właściwych równań. Niektóre dane wejściowe z góry ustalono dla badanego łożyska, lecz dopuszczało się możliwość późniejszego rozwinięcia programu i zastąpienia tychże liczb innymi. Efekt obliczeń widać było w oknie głównym.



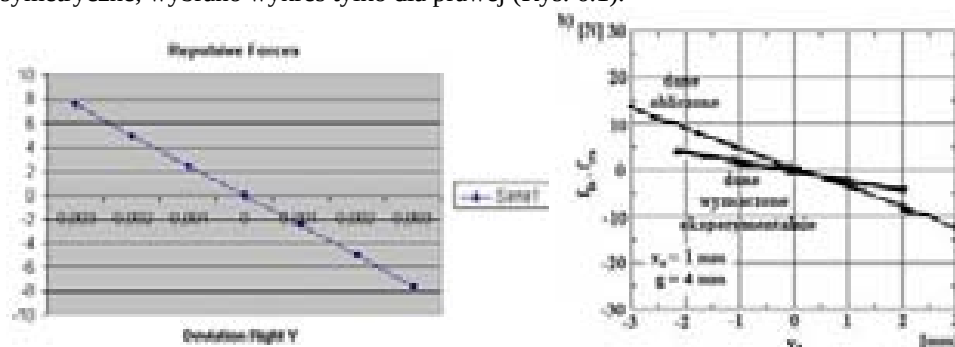
Rys. 5.2. Widok okien opisanych i zaprojektowanych w formach a) *RfDialog*, b) *ScDialog*.

Istotna forma to także *ChDialog* (Rys. 5.3), gdyż umożliwiała ona generowanie wykresów obliczanych sił. Format danych był taki sam, jak w Excelu (typ A1), czyli na przykład A3:G20. Zawarte w formie procedury umożliwiały wybór danych wejściowych i zatrzymywanie adresów kolumn użytych do budowy wykresów.



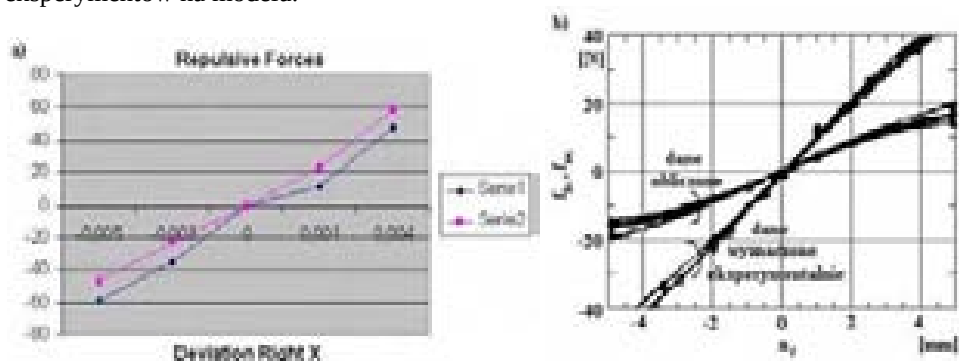
Rys. 5.3. Opcje sporządzania wykresów przechowywane w formie *ChDialog*.

Ażeby sprawdzić poprawność działania *Projektu1*, należało porównać dane uzyskane eksperymentalnie przez badaczy, dane obliczone „ręcznie” dla pracy łożyska w warunkach laboratoryjnych i dane przedstawione przez omawiany program. Wybrano przypadek, w którym obliczało się siły repulsyjne działające na łożysko, gdy zmiana położenia wirnika w stosunku do punktu odniesienia (obranego w stanie spoczynku) wzdłuż osi X i Z była stała i równa odpowiednio 1 mm i 4 mm. Zmiana położenia wirnika wzdłuż osi Y zmieniała się od -3 mm do 3 mm. Jako że siły po obu stronach łożyska były symetryczne, wybrano wykres tylko dla prawej (Rys. 6.1).



Rys. 6.1. Wykresy a) sporządzony w programie na podstawie wyników obliczeń podanych w przykładzie, b) otrzymany w laboratorium.

Otrzymany wykres dowiódł, iż rezultaty osiągnięte z pomocą programu zbliżyły się do wyników doświadczeń, co podkreśla ich przydatność w symulacjach pracy łożyska. Przeprowadzono także badania pozostałych funkcji programu. Okazało się jednak, iż nie wszystkie rezultaty całkowicie odpowiadają oczekiwaniom. Na przykład przy przeliczaniu składowych sił repulsyjnych, działających w kierunku X (Rys. 6.2) zauważono pewne niezgodności z charakterystyką otrzymana analitycznie. Ukazało to konieczność dalszych badań nad programem i jego ulepszenia, a także przeprowadzenia dokładniejszych eksperymentów na modelu.



Rys. 31. Porównanie rezultatów osiągniętych za pomocą programu z dostępnymi charakterystykami.

Mimo swych niedoskonałości, program ma szansę stać się niezwykle przydatnym narzędziem przy rozważaniach projektowych nad łożyskami magnetycznymi. Należałoby jednak przedtem nie tylko usunąć wszelkie błędy, ale i spędzić nieco czasu

nad zabezpieczeniem programu i zapewnieniem mu uniwersalności. Wersja, nazwana *Projekt1*, stanowi jedynie podstawę dla późniejszych prac informatyków. Wymaga ona także rozszerzenia o inne modele podstawowe łożysk, gdyż stworzona została wyłącznie dla jednego łożyska.

7. PODSUMOWANIE

Łożyska magnetyczne są obecnie używane tylko w niewielkiej, lecz nieustannie się zwiększającej liczbie urządzeń. Wykorzystanie pola magnetycznego otwiera możliwość całkowitego wyeliminowania styku powierzchniowego, a tym samym strat mechanicznych związanych z tarcieniem i zużyciem materiału. Niekonieczne jest również smarowanie elementów łożysk, co pozwala stosować ich układy w nietypowych warunkach, takich jak w próżni czy kosmosie, a także w środowiskach, w których wszelkie zanieczyszczenia ujemnie wpływają na jakość pracy bądź wytwarzanych produktów. Za przykład mogą posłużyć urządzenia medyczne, elementy robotów i komputerów czy nawet przemysł włókienniczy i spożywczy. Wielką zaletą jest także istnienie możliwości zmiany parametrów mechanicznych łożyska (w tym nośności i tłumienia), poprzez pogrubienie czopa, a tym samym usztywnienie go i zminimalizowanie drgań, a także optymalizację geometrii stojana, czyli odpowiedni dobór średnicy biegunów magnesu i średnika lub zmianę dopuszczalnego przepływu prądu.

W artykule zawarto przedstawienie dostępnych wyników badań prowadzonych w laboratorium na Uniwersytecie Kanazawa. Koncentrowały się one na jednym, opisanym modelu łożyska hybrydowego i uwzględniały działanie sił repulsyjnych na układ. Wszelkie pomiary wykonywano do uzyskania prędkości wirnika 800 obr/min, przy której otrzymywano niekorzystne wykresy zakłóceń i wibracji. W porównaniu do łożyska nadprzewodnikowego, badanego na Tajwanie, prędkość ta okazała się mała a asymetria wirnika znacznie większa. W łożysku nadprzewodnikowym dolna granica zakłóceń rozpoczynała się dopiero przy 60.000 obr/min. Można zatem wysunąć wniosek, iż mimo konieczności dokładnej regulacji prądów i problemów z chłodzeniem dla dużych prędkości o wiele korzystniejsze jest zastosowanie łożyska nadprzewodnikowego. Przy mniejszych prędkościach jednak nie ma potrzeby powielania kosztów konstrukcyjnych i można wykorzystywać łożyskowania na magnesach trwałych.

LITERATURA

- [1] Błaszczyński J., Stupnicka H., Weroński A., *Procesy technologiczne podwyższające trwałość elementów maszyn, urządzeń i pojazdów*, Lublin 1995.
- [2] Burcan J., *Łożyska wspomagane polem magnetycznym*, Warszawa 1996.
- [3] Chang Z, Lee J. H., Design of a Hybrid Superconducting Bearing Operated at 100,000 RPM Between 10 K and 77 K, *Chinese Journal of Physics*, vol. 31, nr 6-11.12, <http://psroc.phys.ntu.edu.tw>, 08.1997.
- [4] Delamare J., Bulliere E., Yonnet J. P., Classification and Synthesis of Permanent Magnet Bearing Configuration, *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 31, 11.1995, pp. 4190 - 4192.
- [5] Mukhopadhy S. C., Ohji T., Iwahara M., Hamada S., Matsumura, A New Repulsive Type Magnetic Bearing – Modeling and Control, *Proc. Of the IEEE PEDS Conference*, 05.1997, pp. 383 – 389.

- [6] Mukhopadhy S. C., Donaldson J., Sengupta G., Yamada S., Chakraborty C., Kacprzak D., Fabrication of a Repulsive-Type Magnetic Bearing Using a Novel Arrangement of Permanent Magnet for Vertical-Rotor Suspension, *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 39, 09.2003, pp. 3220 - 3222.
- [7] Mukhopadhy S. C., Ohji T., Iwahara M., Modeling and Control of a New Horizontal-Shaft Hybrid-Type Magnetic Bearing, *IEEE Transaction on Industrial Electronics*, vol. 47, 02.2003, pp. 100 - 108.
- [8] Orvis W. J., *Programowanie. Visual Basic dla Windows. Zrób to sam*, Warszawa 1996.
- [9] Tsao P, Risk G, A Self-Sensing Homopolar Magnetic Bearing, <http://www.eecs.berkeley.edu/IPRO/Summary/99abstracts/perry.1.html>, 03, 2004.
- [10] Yonnet J. P., Passive Magnetic Bearing with Permanent Magnets, *IEEE Transaction on Magnetics*, vol. 14, 09.1978, pp. 803 - 805.



ZASTOSOWANIE UZWOJENIA HTS W NADPRZEWODNIKOWYM ZASOBNIKU ENERGII

Beata KONDRATOWICZ-KUCEWICZ, Grzegorz WOJTASIEWICZ

*Electrotechnical Institute in Warsaw, ul. Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin, Poland
e-mail: beatakk@eltecopol.lublin.pl, grzegorz@eltecopol.lublin.pl,*

Application of HTS winding in SMES

The idea of Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES) was developed in the 1970's. Its concept was simple - circulate a DC current in a superconducting coil and store energy in its magnetic field with zero losses. Implementing this concept efficiently and economically has proven to be challenging. Development of several key technologies has severely limited the wide spread use and acceptance of SMES. They include the superconducting materials technology, winding manufacturing techniques, the cryogenic cooling systems and the power electronics. Low temperature SMES cooled by liquid helium is commercially available. High temperature SMES cooled by liquid nitrogen is still in the development stage and may become available commercial energy storage source in the future. HTS SMES systems are of interest with respect to size and volume reduction..

Keywords : Superconducting Magnetic Energy Storage, HTS pancake coil, storage technology.

1. WSTĘP

Współcześnie wszystkie gałęzie gospodarki światowej stały się bardzo wrażliwe na niewielkie nawet pogorszenie jakości zasilania energią elektryczną. Chwilowy, trwający kilkadziesiąt milisekund zanik napięcia zasilającego, może spowodować zatrzymanie całego obiektu, a jego uruchomienie może potrwać godziny. Straty ponoszone rocznie z tego tytułu przez kraje wysokorozwinięte ocenia się na 35-150 mld USD. Ponieważ funkcjonowanie niektórych gałęzi gospodarki i obszarów działalności uzależnione jest całkowicie od technologii cyfrowych, to jakość energii staje się wręcz czynnikiem warunkującym bezpieczeństwo państwowe.

Od dawna firmy energetyczne pracują nad poprawą pewności zasilania swoich odbiorców. Jednym ze sposobów osiągnięcia tego stanu jest gromadzenie energii. Układy zasobników energii zapewniają bezprzerwowe zasilanie napięciem o wymaganych

parametrach przez czas minimum 15 sekund, niezbędny dla włączenia innych rezerwowych źródeł mocy. Tylko nieliczne spalinowe agregaty prądotwórcze posiadają krótszy czas osiągnięcia założonych parametrów, a inne rozproszone źródła mocy jak mikroturbiny lub ogniwa paliwowe mają dłuższy czas uruchomienia.

Zasobniki można podzielić umownie na dwie grupy:

- zasobniki dynamiczne, przeznaczone dla likwidacji krótkotrwałych zakłóceń w sieciach elektroenergetycznych
- zasobniki systemowe, dla poprawy bilansu energii w okresie dobowym – gromadzą tanią energię w okresach małego obciążenia i zwracają w czasie obciążeń szczytowych.

Do pierwszej grupy można zaliczyć:

- superkondensatory,

Superkondensatory (lub ultrakondensatory) są urządzeniami elektrochemicznymi, pozwalającymi na gromadzenie znacznych ilości energii oraz przyjmowanie jej i oddawanie z bardzo małą stałą czasową. Z uwagi na niskie napięcie znamionowe pojedynczego elementu (zwykle $2,3V \div 2,7V$) dla przemysłowych aplikacji są one zestawiane w szeregowie gałęzie, które mogą być łączone równolegle.



Rys.1 Widok superkondensatora firmy Maxwell Technologies.

- wirujące koła (Flywheels),

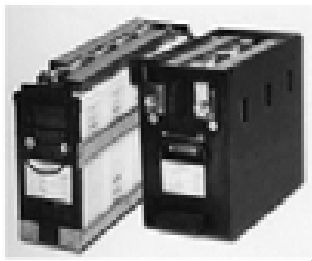
Oprócz elektrochemicznych źródeł stosowany jest najstarszy zasobnik energii – koło zamachowe. Prosta budowa, niezawodne działanie i korzystne charakterystyki przesądzą o ich przydatności w wymagających i odpowiedzialnych aplikacjach poprawiających jakość energii. Koła zamachowe są włączane do hybrydowych układów bezprzerwowego zasilania obejmujących m.in. generatory diesla.



Rys.2 Widok koła zamachowego firmy Bacon POWER.

- baterie akumulatorów

Wśród zasobników energii najbardziej znane są akumulatory różnego typu, w tym najczęściej używane akumulatory ołowiowo-kwasowe. Znalazły one nowe obszary zastosowania. Największy z dotychczasowych zasobników energii na bazie tych akumulatorów zainstalowano w Puerto Rico, gdzie bateria o mocy 20 MW i pojemności 14 MWh pełni rolę rezerwowego źródła dla systemu elektroenergetycznego wyspy. Wykorzystuje się też inne typy akumulatorów, w tym żelowe, ołowiowo-kwasowe oraz niklowo-kadmowe. Te ostatnie – z uwagi na odporność na mrozy - zastosowano do zasobnika energii o mocy 40 MW podtrzymującego napięcie na długiej linii przesyłowej do Fairbanks na Alasce.



Rys.3 Widok akumulatorów kwasowo-olowiowych.

- magnetyczne zasobniki nadprzewodnikowe (SMES),

Działanie nadprzewodnikowego zasobnika energii polega na gromadzeniu energii elektrycznej prądu stałego w uzwojeniu elektromagnesu nadprzewodnikowego. W uzwojeniu w stanie nadprzewodzącym płynie prąd bez strat, wytwarzając pole magnetyczne. Czas przechowywania energii pola magnetycznego zależy od pracy układu chłodzenia. Zaletami nadprzewodnikowego zasobnika energii są: duża gęstość mocy, wysoka sprawność związana z naturalną przemianą energii pola magnetycznego w energię elektryczną oraz czas eksploatacji urządzenia ograniczony tylko sprawnością układu chłodzenia.



Rys.4 Widok SMESa opracowywanego w Karlsruhe

Do drugiej grupy zasobników energii można zaliczyć :

- elektrownie szczytowo-pompowe,

Znajdują się pomiędzy dwoma zbiornikami wodnymi - górnym i dolnym. Umożliwiają kumulację energii w okresie małego zapotrzebowania na nią przez pompowanie wody ze

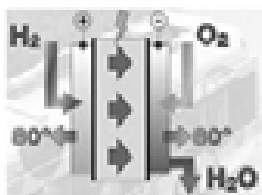
zbiornika dolnego do górnego. Natomiast w okresie większego zapotrzebowania energia wyzwana jest przez spuszczenie wody ze zbiornika górnego do dolnego, która napędza turbiny.

- zasobniki ze sprężonym powietrzem,

Magazynowanie energii za pomocą sprężonego powietrza (CAES) jest oparte na doświadczeniach związanych z podziemnym magazynowaniem gazu. CAES używa taniej energii elektrycznej dostępnej w nocy i w weekendy do sprężania powietrza w podziemnych jaskiniach np. wyeksploatowane kopalnie do ciśnienia rzędu 70 atmosfer. Kiedy zapotrzebowanie na energię jest wysokie, powietrze jest uwalniane używane do wytwarzania energii elektrycznej za pomocą konwencjonalnej turbiny gazowej. Używając sprężonego powietrza CAES, efektywnie „magazynuje” energię mechaniczną wału napędowego, i w ten sposób prawie cała energia mechaniczna turbiny jest używana do napędu generatora elektrycznego.

- ogniwa paliwowe

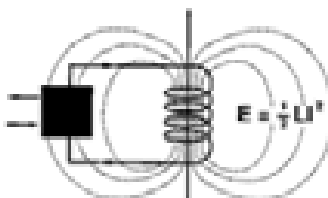
Ogniwa paliwowe są urządzeniami elektrochemicznymi przekształcającymi energię chemiczną paliwa bezpośrednio w energię elektryczną i ciepło. Paliwem może być wodór lub też związek zawierający duże ilości tego pierwiastka – gaz ziemny, metanol. Ogniwa paliwowe pracują bez przerwy, jeśli tylko wodór i tlen są doprowadzane do elektrod, a wykonywane są zwykle w postaci modułów o mocy od 5 W do 50 kW.



Rys.5 Schemat procesu wykorzystywanego w ogniwach paliwowych

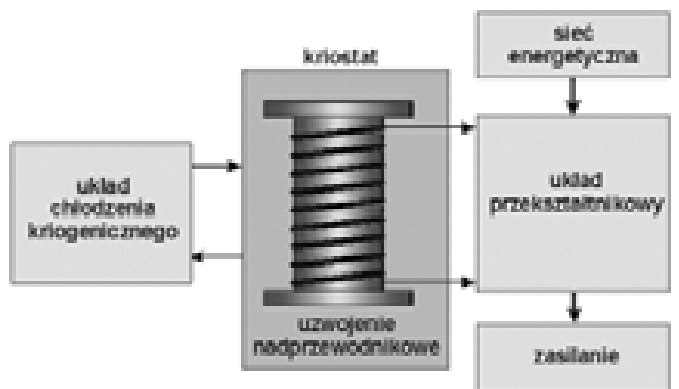
2. DZIAŁANIE NADPRZEWODNIKOWEGO ZASOBNIKA ENERGII.

Współcześnie opracowywane konstrukcje zasobników nadprzewodnikowych energii obejmują trzy grupy projektów: układy mikrozasobników o energiach rzędu MJ, układy o energiach rzędu GJ (lub MWh) oraz zasobniki z uzwojeniem wysokotemperaturowym o energiach rzędu kilodżuli, których technologia jest w trakcie opracowywania.



Rys.6 Idea działania nadprzewodnikowego zasobnika energii

Podstawowe elementy układu nadprzewodnikowego zasobnika energii zostały przedstawione na Rys.7.



Rys.7. Podstawowe elementy układu nadprzewodnikowego zasobnika energii

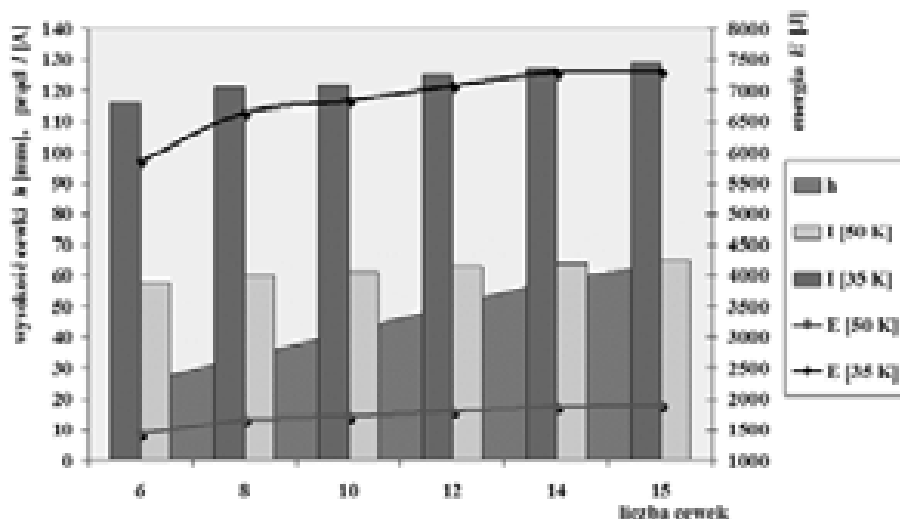
3. BUDOWA ZASOBNIKA ENERGII Z ELEKTROMAGNESEM HTS ZBUDOWANYM Z UZWOJEŃ KRAŻKOWYCH.

Podstawowym elementem opracowywanego nadprzewodnikowego zasobnika energii jest elektromagnes z nadprzewodnika wysokotemperaturowego, który gromadzi energię pola magnetycznego. Do projektowania i optymalizacji uzwojenia elektromagnesu wykorzystano pakiet oprogramowania FLUX 2D. Założono że elektromagnes składa się z kilkunastu uzwojeń krażkowych. Zmiana parametrów i liczby uzwojeń krażkowych wpływa na parametry całego elektromagnesu (Tab.1).

Tab.1 Obliczone parametry elektromagnesu nadprzewodnikowego zasobnika energii.

No.Coils	No. Layers	No. Turns	R_1	R_2	h	L	$B_{(100\text{ A})}$	$I_{(35\text{ K})}$	$E_{(35\text{ K})}$	$I_{(50\text{ K})}$	$E_{(50\text{ K})}$
			mm	mm	mm	H	T	A	J	A	J
6	297	1782	87.93	180	40.2	0.782717	1.55	122.8669	5908.055	61.7284	1491.230
6	297	1782	87.93	180	25.2	0.859624	1.81	116.6559	5849.136	58.00464	1446.119
8	200	1600	118	180	53.6	0.811486	1.36	127.8409	6631.179	64.76684	1701.988
8	200	1600	118	180	33.6	0.905538	1.62	121.1306	6643.303	60.67961	1667.102
10	152	1520	132.88	180	67	0.801842	1.25	130.9091	6870.659	66.66667	1781.871
10	152	1520	132.88	180	42	0.909265	1.56	122.6158	6835.234	61.57635	1723.806
12	123	1476	141.87	180	80.4	0.781342	1.21	132.0616	6813.409	67.38544	1773.958
12	123	1476	141.87	180	50.4	0.900065	1.45	125.4355	7080.845	63.29114	1802.726
14	104	1456	147.76	180	93.8	0.764142	0.99	138.7818	7358.836	71.63324	1960.529
14	104	1456	147.76	180	58.8	0.892353	1.36	127.8409	7291.996	64.76684	1871.596
15	96	1440	150.24	180	100.5	0.747185	0.95	140.0778	7330.556	72.46377	1961.733
15	96	1440	150.24	180	63.0	0.881627	1.31	129.2175	7360.336	65.61680	1897.951
16	89	1424	152.41	180	107.2	0.727296	0.9	141.7323	7304.976	73.52941	1966.09
18	79	1422	155.51	180	120.6	0.712981	0.86	143.0843	7298.468	74.40476	1973.556

W tabeli zamieszczono obliczone wartości podstawowych parametrów elektromagnesu jak indukcyjność, indukcja magnetyczna, promień wewnętrzny i zewnętrzny, a także prąd i energie zgromadzoną w uzwojeniu w zależności od liczby uzwojeń krążkowych, liczby warstw i zwojów. Wartości prądu roboczego i zgromadzonej energii zostały obliczone w zależności od temperatury pracy uzwojenia nadprzewodnikowego. Zgodnie ze specyfiką pracy uzwojeń wykonanych z nadprzewodnika niższa temperatura pracy pozwala uzyskać wyższe wartości prądu roboczego.



Rys. 8 Obliczone wartości zgromadzonej energii dla różnych wartości prądu i wysokości cewek w nadprzewodnikowym elektromagnesie.

Podczas projektowania założono, że uzwojenie zostanie nawinięte z taśmy nadprzewodnikowej o długości 1500 m, a średnica zewnętrzna uzwojeń będzie wynosić 360 mm. Na podstawie obliczeń wybrano konstrukcje elektromagnesu składającego się z 15 cewek w kształcie uzwojeń krążkowych. Elektromagnes zostanie umieszczony w kriostacie pokazanym na rysunku 9.



Rys. 9 Kriostat dla elektromagnesu nadprzewodnikowego zasobnika energii.

Tab.2 Parametry elektromagnesu nadprzewodnikowego dla nadprzewodnikowego zasobnika energii

Parametr	Jednostka	Wartość
Długość przewodu	m	1500
Liczba cewek	-	15
Liczba warstw	-	96
Liczba zwojów	-	1440
Promień wewnętrzny R_1	mm	150,24
Promień zewnętrzny R_2	mm	180
Wysokość h	mm	100,5
Indukcyjność L	H	0,747
Gęstość indukcji magnetycznej $B_{(100\text{ A})}$	T	0,95
Prąd:	$I_{(35\text{ K})}$	A
	$I_{(50\text{ K})}$	A
Energia:	$E_{(35\text{ K})}$	J
	$E_{(50\text{ K})}$	J

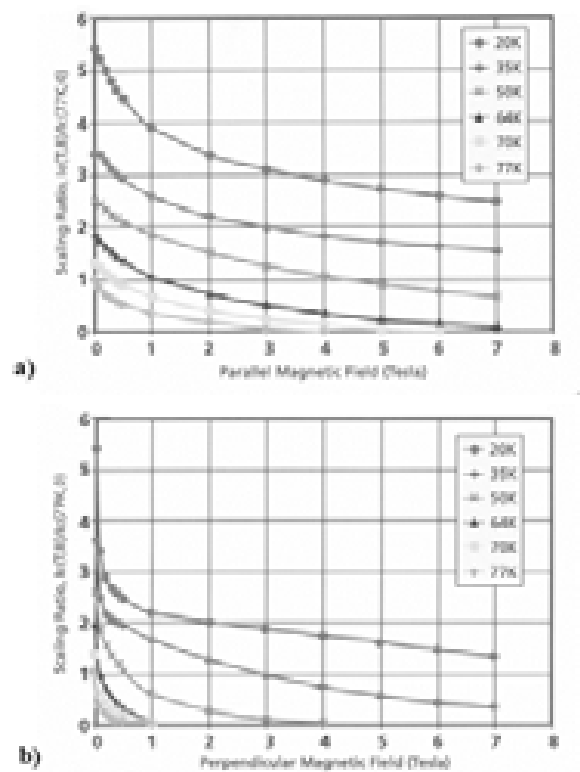
Do wykonania uzwojenia poszczególnych cewek zostanie wykorzystana taśma nadprzewodnikowa firmy American Superconductor. Przekrój taśmy pokazany jest na rysunku 10. Włókna nadprzewodnikowe wykonane są z nadprzewodnika Bi-2223 i umieszczone w matrycy srebrnej. Powierzchnia taśmy jest pokryta stalowym laminatem, co zapewnia jej dobrą wytrzymałość mechaniczną. W tabeli 3 zamieszczono podstawowe parametry taśmy nadprzewodnikowej.



Rys.10 Przekrój taśmy nadprzewodnikowej dla uzwojeń elektromagnesu nadprzewodnikowego zasobnika energii.

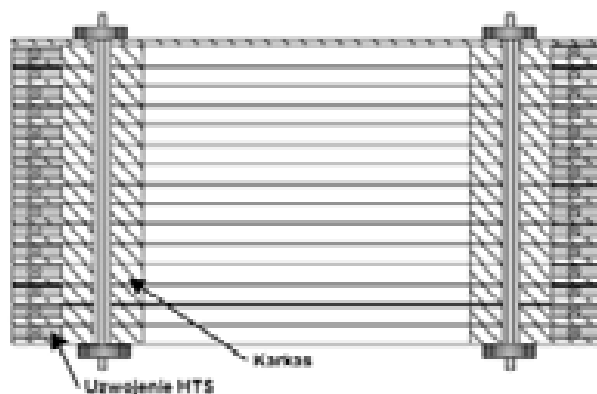
Tab.3 Parametry techniczne taśmy nadprzewodnikowej dla uzwojeń elektromagnesu nadprzewodnikowego zasobnika energii.

Superconducting tape	HTS High Strenght Wire – Stainless Steel Laminated Wire	
Superconductor	Bi 2223 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$)	
Thickness	mm	0.31
Width	mm	4.2
Min. bend diameter	mm	70
Critical current I_c	A	115
Critical temperature T_c	K	77



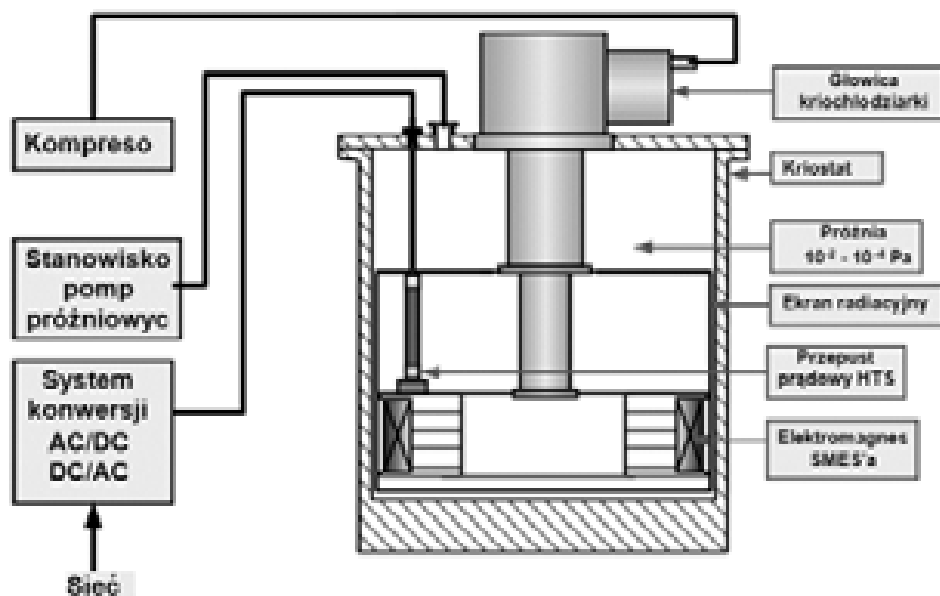
Rys.11 Charakterystyka taśmy nadprzewodnikowej- pole równoległe (a) i prostopadłe do kierunku prądu (b) [Wg. American Superconductor.]

Na rysunku 12 pokazano projekt całego elektromagnesu nadprzewodnikowego składającego się z 15 uzwojeń krążkowych wraz karkasem i elementami łączącymi.



Rys.12 Schemat budowy projektowanego elektromagnesu dla nadprzewodnikowego zasobnika energii

Projektowany model nadprzewodnikowego zasobnika energii zostanie umieszczony w posiadanym autonomicznym układzie chłodzenia urządzeń i elementów nadprzewodnikowych, znajdujący się w Laboratorium Zastosowania Nadprzewodników którego elementy przedstawiono na rysunku 13. Podstawowe elementy tego układu to kriochłodziarka mechaniczna SRDK-408 produkcji japońskiej firmy kriogenicznej Sumitomo Heavy Industries pracująca wg. cyklu Gifforda-McMahona, kriostat, oraz zespół pomp próżniowych.



Rys. 13. Schemat układu chłodzenia nadprzewodnikowego elektromagnesu dla zasobnika energii

Literatura

- [1] WWW.ise.pl Na podstawie materiałów zamieszczonych w serwisach Departamentu Energetyki USA, Electricity Storage Association i miesięczniku "PowerQuality"
- [2] Wojtasiewicz G., Janowski T., Kondratowicz-Kucewicz B., Kozak S., Kozak J.: "Physical and numerical model of HTS magnet for 7.3 kJ SMES system.", *Prace Naukowe Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej*, nr 42, seria:Konferencje nr 16, 2005, ss.38-50.