

Universidade Estadual de Campinas

Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

Departamento de Sistemas e Controle de Energia

**DIMENSIONAMENTO, CONSTRUÇÃO E TESTE DE MAGNETO
SUPERCONDUTOR PARA GERAR 12 T ($\text{Nb}_3\text{Sn} + \text{NbTi}$)**

Carlos Alberto Baldan

**Orientadores: Prof. Dr. Ernesto Ruppert Filho
Prof. Dr. Daltro Garcia Pinatti**

Banca Examinadora:

Ernesto Ruppert Filho – FEEC / UNICAMP - Presidente

José Roberto Cardoso – EPUSP / USP

Carlos Yujiro Shigue – DEMAR / FAENQUIL

Ioshiaki Doi – FEEC / UNICAMP

José Pissolato Filho – FEEC / UNICAMP

Carlos Rodrigues de Souza – FEEC / UNICAMP

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas, como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Campinas, Julho/2000.

Este exemplar corresponde a redação final da tese defendida por Carlos Alberto Baldan e aprovada pela Comissão Julgada em 31 / 07 / 2000


Orientador



UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

916107008

UNIDADE B.C.
 N.º CHAMADA: B19d
UNICAMP
 V. 43653 Ex. 1
 TOMBO BC/ 43653
 PROC. 96-392102
 C ☐ D ☒
 PREÇO R\$ 09,00
 DATA 08/02/09
 N.º CPD

CM-00153634-4

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
 BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

B19d Baldan, Carlos Alberto
 Dimensionamento, construção e teste de magneto
 supercondutor para gerar 12 T ($\text{Nb}_3\text{Sn} + \text{NbTi}$) Carlos
 Alberto Baldan.--Campinas, SP: [s.n.], 2000.

Orientadores: Ernesto Ruppert Filho, Daltro Garcia
 Pinatti.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
 Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de
 Computação.

1. Magnetos supercondutores - Indústria. 2.
 Supercondutores. 3. Resinas epóxi. 4. Materiais
 magnéticos. 5. Juntas soldadas. I. Ruppert Filho,
 Ernesto. II. Pinatti, Daltro Garcia III. Universidade
 Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia
 Mecânica. IV. Título.

Dedico este trabalho à minha esposa Isabel Cristina e a meus filhos Juliana e Renato, que são a razão da minha vida e sempre me incentivaram em todos os momentos.

Agradecimentos

Aos meus orientadores Prof. Dr. Daltro Garcia Pinatti e Prof. Dr. Ernesto Ruppert Filho pela amizade, paciência, orientação e estímulo.

Ao Prof. Dr. Carlos Y. Shigue (DEMAR/FAENQUIL) pela colaboração nas diversas etapas e experimentos deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Wilson A. Ortiz (GSM/UFSCar) pela colaboração nas medidas de magnetização

À excelente equipe de técnicos do DEMAR/FAENQUIL, que prontamente me atenderam, durante as construções e testes dos diversos equipamentos desenvolvidos para este trabalho.

Às empresas Muller Metais, Ciba, Shell, Dow Química, Sandvik, Delmica, Confab, Air Liquide e outras que doaram materiais ou serviços para este trabalho.

Ao CNPq, FINEP e PADCT que sempre apoiaram os projetos de pesquisa e treinamento do Demar, desde os áureos tempos do CEMAR / FTL.

Aos amigos que sempre me incentivaram e que diretamente ou não, contribuíram para o sucesso deste trabalho.

Dimensionamento, Construção e Teste de Magneto Supercondutor para gerar 12 T (Nb₃Sn + NbTi)

Resumo

Os magnetos supercondutores permitem a geração de alto campos magnéticos com reduzido volume de enrolamento, utilizando fios supercondutores de Nb₃Sn e NbTi operando com densidade de corrente superior a $1,5 \times 10^8$ A/m² na temperatura de hélio líquido (4,2 K). Para manter estas propriedades supercondutoras, de resistência nula a passagem de corrente elétrica, os materiais devem suportar os esforços e deformações mecânicas durante o enrolamento, resfriamento e energização. Os dimensionamentos elétrico e mecânico foram detalhados para dois enrolamentos concêntricos, associados em série, para gerar uma indução magnética de 12T na região central. Todo o processo construtivo do magneto, inclusive o desenvolvimento de materiais e equipamentos para o enrolamento, tratamento térmico de difusão (Nb₃Sn), resinação com epóxi em vácuo seguido de pressurização são apresentados. Diversos circuitos de proteção, visando dissipar a energia magnética armazenada de 370kJ, foram simulados e testados a fim de proteger a fonte de alimentação e o magneto. Após os ensaios de desempenho, os resultados foram comparados com o dimensionamento realizado e com outros disponíveis na literatura. As etapas de projeto e construção de magnetos para geração de alta indução magnética foram desenvolvidas com sucesso.

Palavras-Chaves : Magnetos Supercondutores, Supercondutividade Aplicada, Resina Epóxi, Fios Supercondutores, Fabricação de Magnetos Supercondutores, Juntas Supercondutoras.

Design, Construction and Test of Superconducting Magnet to generate 12T (Nb₃Sn + NbTi)

Abstract

Superconducting magnets based on metallic superconducting wires (NbTi and Nb₃Sn) are used to generate high magnetic fields in a compact winding without Joule heating by applying current density above $1.5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ at liquid helium temperature (4.2 K). In order to sustain high currents without heat dissipation structural and electrical materials must withstand strong mechanical efforts which arises from winding, heat treatment, cooling down to operating temperature and electrical current charging processes. The electrical and mechanical calculations are done for two concentric windings connected in series aiming to generate 12 T magnetic induction in a cylindrical bore region. The construction steps including the materials and equipment development needed for winding, Nb₃Sn formation heat treatment, and vacuum/pressure impregnation of epoxy resin are presented along with protection circuit analysis, simulation, and testing. The experimental results are compared with the designed values as well as those available in the literature. It was developed successfully the design and construction scheme to build high magnetic field magnets.

Keywords: Superconducting Magnet, Applied Superconductivity, Epoxy Resin, Superconducting Wires, Superconducting Magnets Fabrication, Superconducting Joints.

Sumário

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

Agradecimentos	v
Resumo	vii
Abstract	ix
Sumário	xi
Índice de Figuras	xiii
Índice de Tabelas	xix
Símbolos e Abreviaturas	xxi
 Capítulo 1 - Magnetos Supercondutores: Aplicações, Tendências e Limitações	 1
1.1 - Supercondutividade: fenômeno e propriedades	1
1.2 - Supercondutores metálicos e cerâmicas supercondutoras	12
1.2.1 - Fios supercondutores de NbTi	12
1.2.2 - Fios supercondutores de Nb ₃ Sn	15
1.2.3 - Cerâmicas supercondutoras	20
1.3 - Magnetos supercondutores e suas aplicações	23
1.3.1 - Magnetos supercondutores para aceleradores de partículas	24
1.3.2 - Reator experimental de fusão nuclear	26
1.3.3 - Armazenamento de energia magnética - SMES	29
1.3.4 - Limitadores de corrente	30
1.3.5 - Imagem por ressonância magnética (IRM)	33
1.4 - Projeto de um magneto supercondutor para gerar 12T	34
 Capítulo 2 – Dimensionamento Elétrico e Mecânico de um Magneto Supercondutor	 41
2.1 - Dimensionamento elétrico	42
2.1.1 - Método analítico	42
2.1.2 - Métodos de solução de sistemas de equações a derivadas parciais para problemas de magnetostática	54
2.1.2.1 - Formulação do sistema de equações	54
2.1.2.2 - Método de resíduos ponderados - MRP	58
2.1.3 - Método dos elementos finitos –MEF	60
2.1.4 - Método de elementos de contorno - “MEC”	67
2.1.5 - Análise dos resultados para o cálculo do campo magnético	74

2.2 -	Dimensionamento mecânico	76
2.2.1 -	Conceituação básica e seu desenvolvimento	76
2.2.2 -	Modelos analíticos para dimensionamento de solenóides supercondutores	80
2.2.3 -	Cálculo das forças eletromecânicas atuantes no magneto supercondutor de 12T	88
2.2.4 -	Componente devido à contração térmica diferencial	91

Capítulo 3 - Estabilidade e Proteção de Magnetos Supercondutores **97**

3.1 -	Magnetos supercondutores e sua estabilidade	97
3.1.1 -	Cálculo dos principais parâmetros de propagação de “quench” no enrolamento	104
3.1.2 -	Cálculo dos parâmetros do “quench” para enrolamentos concêntricos	111
3.2 -	Proteção de magnetos supercondutores	115
3.2.1 -	- Modelo simplificado com resistor passivo externo	116
3.2.2 -	Modelo com resistor passivo externo em enrolamentos subdivididos	118
3.2.3 -	Modelo com resistor passivo em enrolamentos independentes	120
3.2.4 -	Modelo com indução de “quench” em enrolamentos adjacentes	123
3.3 -	Terminais e juntas com supercondutores NbTi e Nb ₃ Sn	129
3.3.1 -	Juntas de fios supercondutores de NbTi	129
3.3.2 -	Juntas de fios supercondutores de Nb ₃ Sn	134

Capítulo 4 - Materiais e Métodos **137**

4.1 -	Estrutura dos magnetos	137
4.2 -	Carretel para magneto de NbTi	143
4.3 -	Carretel para magneto de Nb ₃ Sn	143
4.4 -	Enrolamento do magneto de NbTi e Nb ₃ Sn	145
4.5 -	Resinamento do enrolamento com epóxi	147
4.6 -	Terminais e juntas elétricas.	160
4.7 -	Reação de difusão para o fio de Nb ₃ Sn	164

Capítulo 5 - Análise dos Resultados e Trabalhos Futuros **171**

5.1 -	Testes de energização das bobinas supercondutoras	171
5.2 -	Análise dos resultados	184
5.3 -	Trabalhos futuros	186

Referências Bibliográficas **189**

Índice de Figuras

Capítulo 1 - Magnetos Supercondutores: Aplicações, Tendências e Limitações	1
Figura 1.1 - Curva de Magnetização para supercondutores Tipo I e II	2
Figura 1.2 - Cilindro supercondutor tipo I: (a) campo magnético aplicado externamente, (b) atravessado por uma densidade de corrente de transporte.	6
Figura 1.3 - Esquema da transição normal - supercondutor para tipo I (a) e tipo II (b)	7
Figura 1.4 - Modelo para distribuição do fluxo magnético (a) vórtices ou fluxóides (b) relação entre comprimento de coerência 2ξ e profundidade de penetração λ no vórtice.	8
Figura 1.5 - Força de aprisionamento para fios de NbTi e Nb ₃ Sn	9
Figura 1.6 - Curvas de $J \times T$ (a), $B \times T$ (b), $J \times B$ (c), $J_{TR} \times B$ (d)	11
Figura 1.7 - Superfícies $B \times J \times T$; (a) Superfície Crítica genérica, (b) Superfície Crítica de NbTi e Nb ₃ Sn.	12
Figura 1.8 - Fluxograma de produção de fios supercondutores multifilamentares	13
Figura 1.9 - (a) Fio supercondutor com 54 filamentos – etapa única (b) Fio supercondutor com 120 x 84 (10080) filamentos – duplo embutimento.	14
Figura 1.10 - Fio supercondutor de Nb ₃ Sn (a) método do bronze (b) Sn interno (c) Jelly Roll	16
Figura 1.11 - Densidade de corrente crítica de fios supercondutores de Nb ₃ Sn produzidos por diferentes processos.	17
Figura 1.12 - Micrografia de fio supercondutor de Nb ₃ Sn reagido e fraturado em LN ₂	18
Figura 1.13 - Sistema para medida de corrente crítica de fios supercondutores	19
Figura 1.14 - Curva de Corrente Crítica de fita de BSCCO em função do Campo Magnético	21
Figura 1.15 - Curvas de densidade de corrente crítica em função da indução magnética para supercondutores de baixa temperatura (LTS) e cerâmicas supercondutoras (HTS)	22
Figura 1.16 - Densidade de corrente para valores de indução magnética intensa.	23
Figura 1.17 - Cabos supercondutores de (a) NbTi do HERA e (b) Nb ₃ Sn	25
Figura 1.18 - (a) Cabos Supercondutores tipo conduíte (b) lay-out do reator de fusão nuclear.	27
Figura 1.19 - SMES a) Diagrama elétrico unifilar, b) ilustração do efeito do SMES	29
Figura 1.20 - Limitador de Corrente Convencional com núcleo de ar	30
Figura 1.21 - (a) Limitador de corrente (b) circuito de teste (c) Simulação da operação	31
Figura 1.22 - Fio supercondutor de NbTi (6x) com CuNi -GEC Alsthom	32
Figura 1.23 - Arranjos de enrolamentos circulares com bobinas de correção até harmônicas de 6ª-Ordem	36
Figura 1.24 - Enrolamentos tipo: (a) pista de corrida, (b) sela	36
Figura 1.25 a Curva da variação da corrente crítica em função da deformação mecânica para fios de Nb ₃ Sn e NbTi.	38

Figura 1.25 b	Curva da densidade de corrente crítica em função da deformação mecânica para fios de Nb ₃ Sn e NbTi para indução magnética 7T < B < 20T.	38
Capítulo 2 – Dimensionamento Elétrico e Mecânico de um Magneto Supercondutor		42
Figura 2.1 -	Espira elementar de corrente	42
Figura 2.2 -	Enrolamento simétrico	43
Figura 2.3 -	Arranjo dos enrolamentos de Nb ₃ Sn e NbTi	46
Figura 2.4 -	Distribuição do Campo Magnético para 12T: (a) todo enrolamento (b) na região central	47
Figura 2.5 -	Curva de Carregamento do Magneto de 12(T)	48
Figura 2.6 -	Domínio do operador L	59
Figura 2.7 -.	Fluxograma geral do programa FLUX2D	60
Figura 2.8 -	Malha gerada na execução do FLUX2D	62
Figura 2.9 - a	Linhas Equipotenciais gerada pelo FLUX2D	63
Figura 2.9 b	Distribuição do Campo Magnético Total	63
Figura 2.10 a	Enrolamentos divididos em subáreas	69
Figura 2.10 b	Linhas equipotenciais	69
Figura 2.10 c	Distribuição do Campo Magnético Total	70
Figura 2.10 d	Distribuição do Campo Magnético Região Central	70
Figura 2.11 -	Perfil da componente axial do campo magnético	85
Figura 2.12 -	Componente axial da força de Lorentz	86
Figura 2.13 -	Tensões mecânicas de componentes tangenciais - enrolamentos de Nb ₃ Sn e NbTi	90
Figura 2.14 -	Tensões mecânicas de componentes radiais - enrolamentos de Nb ₃ Sn e NbTi	90
Figura 2.15 -	Modelo simplificado para estudo de contração/expansão térmica de fios supercondutores de Nb ₃ Sn.	92
Figura 2.16 -.	Célula do Enrolamento: (a) célula real para enrolamento resinado com epóxi; (b) célula equivalente utilizada nos cálculos pelo método das integrais	95
Capítulo 3 – Estabilidade e Proteção de Magnetos Supercondutores		97
Figura 3.1 -	(a) transição pontual - (b) Dependência de J _c com variação da temperatura	99
Figura 3.2 -	Estabilização criogênica: (a) distúrbio na condução da corrente entre o cobre e o supercondutor- (b) capacidade refrigeração excede a geração de calor	100

Figura 3.3 -	a) Perfil de distribuição da temperatura no limite de avanço da zona normal; b) Energia gerada para transição abrupta zona normal / zona supercondutor	100
Figura 3.4 -	Seção transversal do enrolamento com ponto de origem de quench no plano médio	102
Figura 3.5 -	Zona de propagação de “quench” tridimensional	103
Figura 3.6 -	Função U_0 calculada para fio de NbTi	108
Figura 3.7 -	Função U_0 calculada para fio de Nb ₃ Sn	109
Figura 3.8 -	(a) Proteção com resistor externo (b) Tensão induzida durante o quench	116
Figura 3.9 -	Proteção com resistores para enrolamento subdividido	118
Figura 3.10 -	(a) Propagação de Quench em enrolamento de espessura fina; (b) em enrolamento espessos	119
Figura 3.11 -	Proteção com subdivisão de enrolamento e resistores independentes	121
Figura 3.12 -	Circuito completo com resistores para indução de quench nos demais enrolamentos	123
Figura 3.13 -	Quench Natural na bobina “ 1 ”- sem indução nas demais	127
Figura 3.14 -	Quench Natural na bobina “ 1 ” e induzido nas demais	127
Figura 3.15 -	Quench Natural na bobina “ 2 ” e induzido nas demais	128
Figura 3.16 -	Quench Natural na bobina “ 3 ” e induzido nas demais	128
Figura 3.17 -	Transferência da corrente do Terminal de cobre para o fio supercondutor	130
Figura 3.18 -	Modelo para cálculo de resistência de junta soldada	131
Figura 3.19 -	Montagem para medida de: 1) resistência de juntas de NbTi e Nb ₃ Sn; 2) Fios supercondutores de Nb ₃ Sn - Emendas e Terminais	132
Figura 3.20 -	Terminais de corrente e emenda do fio no magneto de Nb ₃ Sn a) tubular b) reto	133
Figura 3.21 -	Localização dos terminais e a distribuição do campo magnético na região	135

Capítulo 4 – Materiais e Métodos **137**

Figura 4.1 -	Curvas de Magnetização obtidas com variação de campo magnético até 50 kOe para: - a) inox 304 ; b) inox 316 ; c) Ti e Ti4Al4V	139
Figura 4.2 -	a) Curvas de Magnetização após tratamento térmico 700°C/100h (10K)	141
Figura 4.2 -	b) permeabilidade magnética relativa μ_r do Inox após tratamento 700°C/100h	141
Figura 4.2 -	c) permeabilidade magnética relativa μ_r do Ti após tratamento 700°C/100h	141
Figura 4.3 -	Tensão mecânica admissível em função da temperatura	142
Figura 4.4 -	Carretel de Ti4Al4V preparado para enrolamento do magneto de NbTi com isolamento de fibra de vidro G10	143
Figura 4.5 -	Carretel de Ti4Al4V a) usinado b) com deposição de cerâmica c) com isolamento de mica e tecido de vidro.	144

Figura 4.6 -	Enrolamento do magneto de NbTi - a) interface entre bobinas; b) camada final	145
Figura 4.7 -	Enrolamento do magneto de Nb ₃ Sn - a) enrolamento do fio Nb ₃ Sn com isolamento de tecido de vidro; b) enrolamento do reforço mecânico externo	146
Figura 4.8 -	Corpos de prova para teste de resistência ao choque térmico para diversas resinas epóxi	148
Figura 4.9 -	a) Sistema de reação de resinas epóxi DGEBA com endurecedor à base de anidrido; b) endurecedor à base de amina, c) DEGBF com endurecedor D 400.	149
Figura 4.10 -	a) Sistema completo com misturador aquecido (óleo circulante) e sistema de vácuo b) Sistema de impregnação com epóxi para molde submerso em água a 40°C	155
Figura 4.11 -	Bobina de cobre resinada com trincas (cor preta) após choque térmico 77K	156
Figura 4.12 -	Seção transversal da bobina para verificar penetração da resina	156
Figura 4.13 -	Curvas de reação de resinas Bisphenol A, F e A+F	158
Figura 4.14 -	Variação da viscosidade em função do tempo para resinas de Bisphenol A, F e A+F	158
Figura 4.15 -	a) Molde para impregnação da bobina de NbTi b) Sistema de enchimento de resina e bombeamento para manter o vácuo.	159
Figura 4.16 -	a) Sistema de impregnação a vácuo seguido de pressurização, b) Bobina de cobre resinada e cortada para teste de penetração da resina.	160
Figura 4.17 -	(a) Suporte para medida da resistência das juntas supercondutoras, (b) Curva VxI para junta de NbTi 0<B<5T, (c) Curva VxI para junta de Nb ₃ Sn 0<B<5T.	161
Figura 4.18 -	Aquecedores da bobina de NbTi para indução controla de quench durante a operação.	162
Figura 4.19 -	Magneto supercondutor de NbTi a) após o resinamento b) montagem final	163
Figura 4.20 -	Otimização da reação por difusão para formação do Nb ₃ Sn	165
Figura 4.21 -	a) Forno para tratamento térmico 700°C x 100h atmosfera de hélio; b) Montagem do magneto no forno, c) sistema de controle de atmosfera e pressão	165
Figura 4.22 -	Terminais com isoladores de cerâmica e canais para passagem do fio	166
Figura 4.23 -	a) Magneto de Nb ₃ Sn para reação. b) Magneto protegido com tecido de vidro sendo colocado em câmara de cobre para homogeneização de temperatura. c) Montagem final com termopares. d) Magneto após reação 700°C.	167
Figura 4.24 -	a) Magneto de Nb ₃ Sn após reação durante soldagem dos terminais b) soldagem da junta.	167
Figura 4.25 -	Bobina de Nb ₃ Sn impregnada com epóxi	168
Figura 4.26 -	Magneto híbrido de NbTi e Nb ₃ Sn para geração de 12T	169

Figura 5.1 –	Circuito elétrico equivalente para teste de magneto supercondutor	171
Figura 5.2 -	Curva de carregamento da bobina de NbTi - 0,85mm	173
Figura 5.3 –	Curva de carregamento da bobina de NbTi - 0,60mm	174
Figura 5.4 –	(a) Magneto NbTi após remoção da resina e reforço superficial (b) Vista do enrolamento com pequenas trincas	174
Figura 5.5 –	Câmara para impregnação sob pressão até 20 atm.	175
Figura 5.6 –	Bobina de Nb ₃ Sn resinada com epóxi sob pressão	175
Figura 5.7 –	Curva de carregamento do magneto de Nb ₃ Sn	176
Figura 5.8 –	Carga e descarga da bobina de Nb ₃ Sn	176
Figura 5.9 a	Circuito elétrico equivalente para teste do magneto supercondutor de NbTi, constituído de dois enrolamentos, alimentado pela fonte de corrente 5V/300 A.	177
Fig. 5.9(b) –	Circuito elétrico equivalente para teste do magneto supercondutor de Nb ₃ Sn, alimentado pela fonte de corrente de 5V/500A.	178
Figura 5.10 –	Carregamento total do magneto - primeiro teste	179
Figura 5.11 –	Carregamento total do magneto - segundo teste	179
Figura 5.12 –	Pico de corrente induzida no enrolamento de Nb ₃ Sn após quench no enrolamento de NbTi (2) e (3)	180
Figura 5.13 –	Carregamento dos enrolamentos de Nb ₃ Sn até 160A e NbTi até 60A gerando uma indução magnética de 8,3 T no ponto (r = 0; z = 6)cm equivalente 9,25T.	181
Figura 5.14 –	Carregamento dos enrolamentos de NbTi até 60A e Nb ₃ Sn até 60A ocorrendo o quench no enrolamento de NbTi.	182
Figura 5.15 –	(a) Magneto híbrido (Nb ₃ Sn + NbTi) com guia para sensor Hall (b) Montagem do magneto no criostato, (c) Magneto durante os testes de energização	183
Figura 5.16 –	Fontes de corrente, tanque de hélio e criostato durante os testes de energização dos magnetos.	183
Figura 5.17 –	Montagem do magneto de 12T com bobina adicional de Nb ₃ Sn para gerar indução magnética de 16T.	187

Índice de Tabelas

Capítulo 1 - Magnetos Supercondutores: Aplicações, Tendências e Limitações	1
Tabela 1.1 – Materiais supercondutores	3
Tabela 1.2 – Principais projetos de aceleradores de grande porte	26
Tabela 1.3 – Principais características do projeto básico do ITER	28
Tabela 1.4 – Parâmetros necessários para projetar um magneto de 12T	35
 Capítulo 2 - Dimensionamento Elétrico e Mecânico de um Magneto Supercondutor	 41
Tabela 2.1 – Aplicação de equações para o cálculo de B_r	44
Tabela 2.2 – Aplicação de equações para o cálculo de B_{z2}	45
Tabela 2.3 – Aplicação de equações para o cálculo de B_{z2}	45
Tabela 2.4 – Parâmetros Básicos dos Enrolamentos	49
Tabela 2.5 a Distribuição do Campo Magnético na Bobina Nb_3Sn	50
Tabela 2.5 b Distribuição do Campo Magnético na Bobina NbTi - fio de ϕ 0,85mm	51
Tabela 2.5 c Distribuição do Campo Magnético na Bobina NbTi - fio de ϕ 0,60mm	52
Tabela 2.5 d Distribuição do Campo Magnético Total	53
Tabela 2.6 a Distribuição do Campo Magnético Total - MEF – Vácuo	64
Tabela 2.6 b Distribuição do Campo Magnético Total - MEF - Ti4Al4V	65
Tabela 2.6 c Distribuição do Campo Magnético Total - MEF - Inox304_S_10K	66
Tabela 2.7 a Distribuição do Campo Magnético Total - MEC – Vácuo	71
Tabela 2.7 b Distribuição do Campo Magnético Total - MEC - Ti4Al4V	72
Tabela 2.7 c Distribuição do Campo Magnético Total - MEC - Inox304S_10K	73
Tabela 2.8 - Principais parâmetros dos métodos MEF e MEC	74
Tabela 2.9 - Comparação dos Resultados dos Métodos de Cálculo	75
Tabela 2.10 - Propriedades e Modelos de Elasticidade dos Componentes	88
Tabela 2.11 - Força Axial calculada com Flux2D - enrolamento subdividido $Nb_3Sn(1)$, NbTi(2), NbTi(3)	89
Tabela 2.12 - Resumo das tensões mecânicas e deformações dos diversos enrolamentos devido a: pré-tensão (σ_w), resfriamento(4,2K), energização (E-M) e resultante (Total)	91
Tabela 2.13 - Tensão residual 1000 K $\rightarrow$ 4,2K.	93
Tabela 2.14 - Formulações de Resinas Epóxi.	94
Tabela 2.15 - Propriedades de Resinas Epóxi.	95

Capítulo 3 - Estabilidade e proteção magnetos supercondutores

97

Tabela 3.1 -	Fio de Nb ₃ Sn - VAC $\phi = 1,0$ mm - Tipo NS-I-10.000	105
Tabela 3.2 -	Fio de NbTi - VAC - ϕ 0,85 mm - VACRYFLUX F54 (1.35)	106
Tabela 3.3 -	Fio de NbTi - VAC ϕ 0,60 mm - VACRYFLUX F54 (1.35)	106
Tabela 3.4 -	Frações volumétricas da célula do fio de NbTi $\phi = 0,85$ mm	107
Tabela 3.5 -	Cálculo de “quench” no magneto cilíndrico 12T - enrolamento de NbTi fio de diâmetro $\phi = 0,6$ mm	112
Tabela 3.6 -	Cálculo de “quench” no magneto cilíndrico 12T - enrolamento de NbTi fio de diâmetro $\phi = 0,85$ mm	113
Tabela 3.7 -	Cálculo de “quench” no magneto cilíndrico 12T - enrolamento de Nb ₃ Sn fio de diâmetro $\phi = 1,0$ mm	114
Tabela 3.8 -	Ocorrência de defeitos em magnetos supercondutores	115
Tabela 3.9 -	Valores das temperaturas, tensões e energia durante o “quench”	122
Tabela 3.10 -	Parâmetros críticos durante o “quench”	125
Tabela 3.11 -	Arquivo de entrada para simulação do circuito no PSPICE	126
Tabela 3.12 -	Resistividade dos materiais utilizados nas juntas	131
Tabela 3.13 -	Resistências das juntas R _j (Ω) para B < 5T	132
Tabela 3.14 -	Resistências das juntas R _j (Ω) para $0 \leq B \leq 4T$	134

Capítulo 4 - Materiais e Métodos

137

Tabela 4.1 -	Medidas de magnetização para os materiais selecionados	138
Tabela 4.2 -	Magnetização dos materiais após tratamento térmico - 700 °C x 100h	139
Tabela 4.3 -	Valores do campo magnético total incluindo contribuição da estrutura	142
Tabela 4.4 -	Formulações de resinas epóxi testadas	150
Tabela 4.5 -	Formulações de resinas epóxi com carga testadas	153
Tabela 4.6 -	Teste de choque térmico a 77K (05 corpos para cada mistura).	154
Tabela 4.7 -	Formulações selecionadas	157

Símbolos e Abreviaturas

Os principais símbolos utilizados são listados abaixo, juntamente com o capítulo e a seção na qual eles foram introduzidos. Procurou-se manter a nomenclatura tradicionalmente utilizadas, porém alguns símbolos repetidos tem diferentes significados. O Sistema Internacional de Unidades SI foi o utilizado. As grandezas vetoriais foram escritas em **negrito** ou indicadas com a seta.

Símbolo	Significado	
a, a_1, a_2	raio	2.1
$\mathbf{A}, A$	vetor potencial magnético	2.1
A	seção transversal de área	2.2
A_{br}, A_s, A_{cu}	área de bronze, supercondutor e cobre	2.2
b	comprimento	2.2
$\mathbf{B}, B$	indução magnética	1.1
B_c	indução magnética crítica	1.1
B_{ap}, B_{in}	indução magnética aplicada e interna	1.1
B_{max}	indução magnética máxima	1.4
B_0	indução magnético central	1.1
B_r, B_θ, B_z	indução magnética nas direções (r, θ, z)	2.1
B_t	indução magnética total	2.1
B_a, B_b	campo magnético no raio interno e externo do solenóide	2.2
C	calor específico	3.1
C_p	calor específico de gás a pressão constante	3.1
$\mathbf{D}$	vetor deslocamento elétrico	1.1
D	número de espiras por unidade de área	2.2
d	distância	2.1
$dr, d\theta, dz$	incremento nas direções (r, θ, z)	2.1
E	módulo de elasticidade	2.2
E_r, E_θ, E_z	módulo de elasticidade nas direções (r, θ, z)	2.2
E_{av}	módulo de elasticidade médio	2.2
e	carga do elétron	1.1
$\mathbf{F}, F$	força	2.2
F_{Lz}, F_L	força de Lorentz	1.1
F_P	força de aprisionamento ou força de “pinning”	1.1
F_r, F_θ, F_z	força nas direções (r, θ, z)	2.2

G	geração de calor ohmico por unidade de volume de condutor	3.1
G	energia livre de Gibbs	1.1
G_n, G_s	energia livre de Gibbs no estado normal e estado supercondutor	1.1
G	operador linear no contorno Γ_1	2.1
G_c	geração de temperatura crítica θ_c	1.1
G/A	Gauss por Ampère	1.4
$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$	função de Green	2.1
g	função de ponderação no contorno Γ_1	2.2
h	altura	2.2
h	coeficiente de transferência de calor	2.2
h	constante de Planck	1.1
h_0, h_1	coeficientes de linearização do campo magnético no interior do enrolamento	2.2
H	entalpia	1.1
H	fluxo de transferência de calor	3.1
$H, \mathbf{H}$	campo magnético	1.1
H_c, H_{c1}, H_{c2}	campo magnético crítico, crítico inferior e crítico superior	1.1
H_0	campo magnético na temperatura $\theta = 0$ K	1.1
H_{ap}	campo magnético aplicado	1.1
I	corrente elétrica	1.1
I_c	corrente crítica	1.1
I_{cm}	corrente crítica máxima	1.4
I_0	corrente inicial	1.1
I_{op}	corrente de operação do magneto	1.4
$J, \mathbf{J}$	densidade de corrente	1.1
J_c	densidade de corrente crítica	1.1
J_{c0}	densidade de corrente crítica na temperatura $\theta = 0$ K	1.1
J_m	densidade de corrente do magneto	2.1
J_{SH}	densidade de corrente de blindagem ou magnetização	1.1
J_{TR}	densidade de corrente de transporte	1.1
k	condutividade térmica	3.1
k_ℓ, k_t	condutividade térmica na direção longitudinal e transversal	3.1
k	constante de propagação da frente normal	3.1
k	acoplamento magnético	3.2

K_z	componente normal da magnetização	2.1
ℓ	comprimento	2.1
ℓ	metade do comprimento (altura) do solenóide	2.1
ℓ_{ei}	coeficiente de expansão térmica	2.2
L	operador linear	2.1
L_0	número de Lorentz	3.1
L_n	indutância própria	2.1
L_m	Indutância do magneto	2.1
m	massa do elétron	1.1
$\mathbf{m}$	momento magnético	2.2
$M, \mathbf{M}$	magnetização	1.1
M	indutância mútua	2.2
n	número de filamentos	1.1
n	densidade de linhas de fluxo	1.1
$\mathbf{n}$	vetor normal à superfície	2.1
n_s	densidade de superelétrons	1.1
N	número de espiras	2.1
N_{EF}	densidade de estados eletrônicos na superfície de Fermi	1.1
P	perímetro refrigerado do condutor	3.1
P_m	pressão magnética	2.2
p	função resultante do operador L	2.1
q	calor por unidade de área	3.1
q	condição de contorno para cálculo de campo magnético	2.1
Q	energia gerada por unidade de volume	3.2
Q_L	calor latente por unidade de volume	3.1
$r, \mathbf{r}$	raio	2.1
R	raio	1.1
R	resistência elétrica	3.1
R_d	resistência elétrica de proteção durante quench	3.2
R_J	resistência elétrica de junta	3.3
R_p	raio do ponto de cálculo do campo magnético	2.1
R_Q	resistência elétrica do enrolamento no “quench”	3.2
S	operador diferencial no contorno Γ_2	2.1

s	vetor posição	2.1
t	tempo variável	3.2
T	temperatura	1.1
T	tempo	
T_c	temperatura crítica	1.1
T_m	tempo para atingir o campo magnético B_{max}	3.2
T_Q	tempo para o quench atingir todo magneto	3.1
u	deslocamento	2.2
u	força coulombiana	1.1
U	função de proteção	3.1
V^*	potencial escalar	2.1
V	volume	3.1
V_i	fração volumétrica dos componentes do fio supercondutor	2.2
V_{max}	tensão elétrica máxima nos terminais do magneto durante o “quench”	3.2
V_Q	tensão elétrica nos terminais do magneto durante o “quench”	3.2
v	velocidade	3.1
W	potência elétrica	2.1
W	energia armazenada no campo magnético	2.1
x	coordenadas retangulares	2.1
y	coordenadas retangulares	2.1
z	coordenadas retangulares	2.1
Z_p	altura do ponto de cálculo da indução magnética	2.1
α	razão entre raio interno e externo no solenóide	2.2
α	razão entre velocidade radial e longitudinal de quench	3.1
$\alpha_r, \alpha_\theta, \alpha_z$	coeficiente de expansão linear nas direções (r, θ , z)	2.2
α_p, α_m	coeficiente de expansão linear para materiais plásticos e metálicos	3.2
β	razão entre raio e comprimento no solenóide	2.2
δ	incremento	2.1
ε	deformação	1.4
ε_c	deformação crítica	1.4
$\varepsilon_{irrev.}$	deformação para degradação irreversível do fio supercondutor	1.4
$\varepsilon_{br}, \varepsilon_{sr}, \varepsilon_{cur}$	Deformação residual para bronze, supercondutor e cobre	2.2
ϕ	fluxo magnético	1.1

ϕ	diâmetro de fio e filamento supercondutor	2.1
ϕ_0	fluxo magnético elementar	1.1
γ	densidade	3.1
γC	calor específico volumétrico	3.1
γC_m	calor específico volumétrico médio	3.1
γC_{mm}	calor específico volumétrico para materiais metálicos	3.1
Γ	contorno do domínio do operador L	2.1
Γ'	relação para cálculo de deformação mecânica no enrolamento durante energização	2.2
κ	constante de Ginsburg – Landau	1.1
λ	fração volumétrica de supercondutor no compósito	3.1
λ	relação entre a fração de cobre e de supercondutor para fios	3.2
λ, λ_L	profundidade de penetração de fluxo (formulação de London)	1.1
μ	coeficiente de atrito	2.2
μ, μ_0	permeabilidade e permeabilidade no vácuo	1.1
ν	razão de Poisson	2.1
$\nu_{r\theta}, \nu_{rz}$	razão de Poisson nas direções (r, θ , z)	2.1
ν	velocidade de propagação de quench	2.1
ν_ℓ, ν_t	velocidade de propagação de quench na direção longitudinal e transversal	3.1
ν	inverso da permeabilidade μ	2.1
θ	ângulo	2.1
θ	temperatura absoluta	3.1
θ_c	temperatura crítica	1.1
θ_D	temperatura de Debye	1.1
θ_g	temperatura inicial de geração de potência no condutor	3.1
θ_s	temperatura de transição abrupta	3.1
θ_m	temperatura máxima	1.4
θ_0	temperatura de referência ou do banho de hélio líquido	3.1
ρ	resistividade	3.1
Λ	constante de interação elétron – fônon	1.1
σ	tensão mecânica	2.2
$\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z$	tensão mecânica nas direções (r, θ , z)	2.2
σ_w	tensão de enrolamento do magneto	2.2
τ	constante de tempo	2.2

$\tau_r, \tau_\theta, \tau_z$	tensão de cisalhamento nas direções (r, θ , z)	2.2
ω	frequência de vibração de fônon	1.1
Ω	domínio do operador linear L	2.1
ξ	comprimento de coerência	1.1

Capítulo 1 - Magnetos Supercondutores: Aplicações, Tendências e Limitações

1.1 – Supercondutividade: Fenômeno e Propriedades

A supercondutividade é um fenômeno que ocorre em alguns materiais quando mantidos em baixas temperaturas. Dos 88 elementos metálicos da tabela periódica 43 são supercondutores.

Em 1908, H. Kamerling Onnes liqüefez pela primeira vez o hélio, iniciando assim as pesquisas em baixas temperaturas. Em 1911, o fenômeno de supercondutividade do mercúrio foi observado por Onnes [1], quando, por ocasião da medição de resistência elétrica em função da temperatura, observou que a resistência elétrica deste elemento reduziu-se a zero para temperaturas menores do que 4,15 K (a temperatura crítica do mercúrio é $T_c = 4,15$ K).

No ano seguinte Onnes verificou que, com aplicação de campo magnético intenso, a amostra de mercúrio retornava ao valor normal de resistência elétrica, mesmo para temperaturas menores do que 4,15 K. Posteriormente este fenômeno foi verificado para diversos metais puros sendo que para o nióbio (Nb) a temperatura crítica é de 9,2 K.

Além da resistência elétrica nula, estes elementos no estado supercondutor, não permitem a penetração do campo magnético aplicado externamente, ou seja, apresentam diamagnetismo perfeito. A exclusão total do fluxo magnético aplicado é característica dos supercondutores tipo I, constituídos pelos elementos puros, que por apresentarem baixos valores de campo magnético crítico H_c , baixa densidade de corrente crítica J_c e baixa temperatura crítica T_c , não são utilizados para geração de campos magnéticos intensos.

Foi em 1933 que Meissner[2] descobriu outra propriedade básica da supercondutividade, que consiste na exclusão de linhas de fluxo ($B = 0$) em dados elementos puros. A exclusão de fluxo constitui o único estado estável, termodinamicamente, nesses supercondutores. Na Figura 1.1 pode-se observar o comportamento dos supercondutores tipo I (elementos puros) e tipo II (ligas de metais de transição). Abaixo de H_{c1} os supercondutores tipo I e II se comportam da mesma forma, porém para $H_{c1} < H < H_{c2}$, os supercondutores tipo II apresentam o estado misto com a penetração parcial de linhas de fluxo.

Os supercondutores do tipo II, geralmente obtidos a partir de ligas metálicas como soluções sólidas de elementos de banda-d dos metais de transição, são péssimos condutores elétricos na temperatura ambiente. Esta classe de supercondutores apresenta exclusão parcial das linhas de fluxo

quando submetidos a campos magnéticos externos, para um determinado intervalo de campo magnético $H_{c1} < H < H_{c2}$, conforme indicado na Figura 1.1.

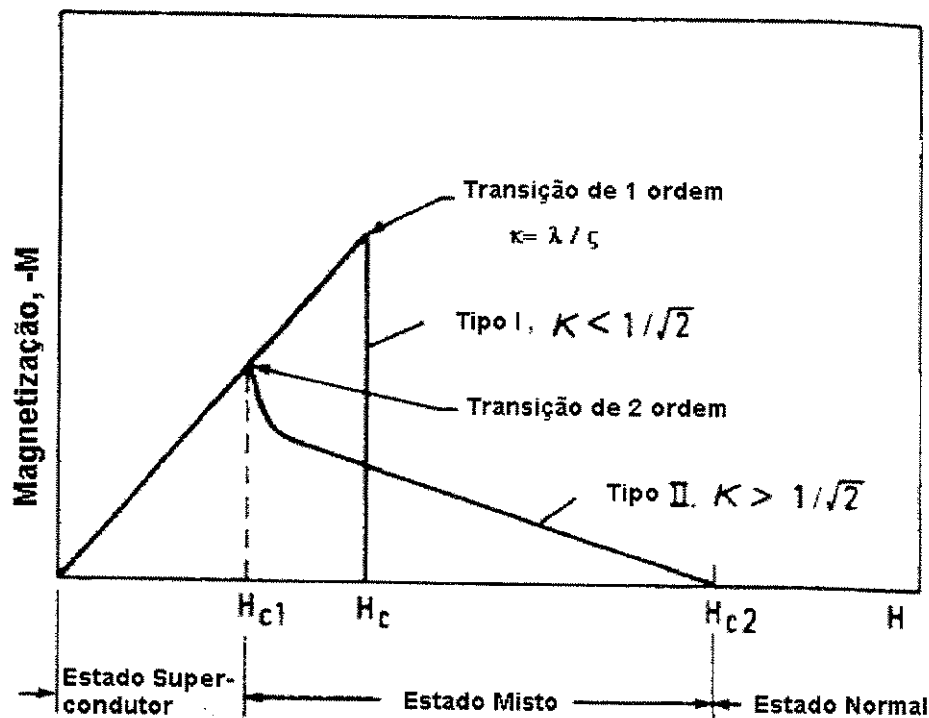


Fig. 1.1 – Curva de magnetização para supercondutores tipo I e II

As ligas supercondutoras mais utilizadas comercialmente são: NbTi (solução sólida), Nb₃Sn e Nb₃Al (compostos A15), que têm sido objeto de estudos de otimização de suas propriedades nos últimos 30 anos. Na Tabela 1.1 são apresentados valores de T_c , H_c , H_{c2} para os materiais supercondutores mais conhecidos, sejam por suas altas temperaturas críticas sejam por seus altos valores de H_{c2} .

Os compostos supercondutores intermetálicos denominados A15, com estrutura cristalográfica do tipo A₃B na qual na célula unitária os átomos de B estão nos vértices e no centro do cubo, e os átomos de A aos pares estão nas faces do cubo, podem ser obtidos a partir dos elementos $A=\{\text{Ti, V, Cr, Zr, Nb, Mo e Ta}\}$ combinados com $B=\{\text{Al, Ga, In, Si, Ge, Sn, Pb, As, Sb Bi, Tc, Ru, Rh, Pd, Re, Os, Ir, Pt, Au, Tl}\}$. Destas centenas de ligas possíveis, sessenta apresentam propriedades supercondutoras, nas quais se destacam as de elevada temperatura de transição como: Nb₃Ge (23,2 K), Nb₃Ga (20,3 K), Nb₃Al (18,8 K), Nb₃Si (19,0 K), Nb₃Sn (18,0 K) e Va₃Ga(16,8K).

Tabela 1.1- Materiais supercondutores

Material	Temperatura Crítica T_c	Intensidade da Indução Magnética (T)
K		
Elementos	TIPO I	$\mu_0 H_c(T = 0 \text{ K})$
Alumínio	1,19	0,0099
Chumbo	7,17	0,0803
Molibdênio	0,93	0,096
Nióbio	9,25	0,206
Tântalo	4,48	0,0829
Titânio	0,40	0,0056
Vanádio	5,40	0,141
Lantânio (α)	4,88	0,0800
Lantânio (β)	6,30	0,110
Ligas	TIPO II	$\mu_0 H_{c2} (T = 4,2 \text{ K})$
Nb-47%Ti	9,00	10,7
Nb-33%Zr		8,1
Nb-42%Zr-6%Ti	10,3	10,5
Nb-25%Ta-45%Ti	8,85	11,6
Compostos AI5		
Nb ₃ Sn	18,3	25,0
Nb ₃ Al	19,9	22,0
Nb ₃ Ge	23,2	37,0
V ₃ Ga	15,4	22,0
Outros compostos		
PbMo ₆ S ₈ (Fase Chevrel)	15	60,0
Óxidos Cerâmicos		
La-Ba-Cu-O	35	-----*
Y-Ba-Cu-O	95	-----*
Tl-Ba-Ca-Cu-O	127	-----*
Hg-Ba-Ca-Cu-O	133	-----*

*valores elevados para monocristais (até 100 T) e baixos valores para policristais(<0,1 T)

Este fenômeno da supercondutividade é explicado pela teoria do ordenamento dos elétrons aos pares desenvolvida por Bardeen – Cooper - Schrieffer em 1957 (Teoria BCS)[3]. Esta teoria mostra que a transição do estado normal para o supercondutor ocorre devido ao aparecimento de uma interação atrativa entre os elétrons ou lacunas, mediada pelas vibrações da rede cristalina do material, causando o arranjo de elétrons aos pares e a condensação para o estado supercondutor. A interação atrativa responsável pelo arranjo dos elétrons aos pares vence a repulsão coulombiana entre elétrons e a rede cristalina transmite esse momento para outro elétron através da propagação de um fônon. Em 1935, Fritz London [4] já havia verificado que a supercondutividade é um fenômeno microscópico quantizado.

A teoria BCS permite entender porque materiais com baixa condutividade elétrica no estado normal são candidatos a apresentar o estado supercondutor. A forte interação elétron-fônon é responsável pela resistência elétrica acima de T_c e pelo arranjo aos pares dos elétrons abaixo de T_c . A equação 1.1 dá uma expressão matemática para T_c , em função de alguns parâmetros fundamentais, a seguir listados.

$$T_c = \omega \exp[- (\lambda - u)^{-1}] = \theta_D \exp\{-1[N(E_F)\Lambda]\} \quad (1.1)$$

ω - frequência de vibração de fônon

λ - profundidade de penetração

u - repulsão elétron-elétron – força coulombiana.

θ_D – temperatura de Debye

$N(E_F)$ –densidade de estados eletrônicos na superfície de Fermi

Λ - constante de interação elétron-fônon

Quando o fluxo magnético é excluído do interior de um supercondutor a energia magnética aumenta na razão de $\frac{1}{2} \mu_0 H^2$ por unidade de volume, sendo H o campo magnético aplicado externamente. Este aumento da energia magnética produz um aumento da energia livre, na proporção entre o estado normal G_n e o estado supercondutor $G_s(0)$. Quando o aumento de energia ultrapassa esta proporção, na ausência de campo, o sistema reverte para o estado normal, de modo

que:

$$\frac{1}{2} \mu_0 H_c^2 = G_n(0) - G_s(0) \quad (1.2)$$

A diferença de energia livre e o decréscimo de H_c com o aumento da temperatura e a variação para a temperatura crítica pode ser expressa por:

$$H_c(T) = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

sendo: H_0 – Campo Magnético Crítico (campo magnético para $T = 0$ K).

A partir da equação de Maxwell, na ausência de corrente de transporte $\vec{J} = 0$ (também $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0$) obtém-se :

$$\nabla \times \vec{B}_{in} = \mu_0 \nabla \times \vec{M} = \mu_0 \vec{J}_{sh} \quad (1.4)$$

sendo: $\vec{B}_{in}$ - indução magnética no interior do supercondutor

$\vec{J}_{sh}$ - a densidade de corrente de blindagem ou magnetização

$\vec{D}$ - vetor deslocamento elétrico

$\vec{M}$ - magnetização

Considerando que B_{in} tem somente componente axial, o rotacional, expresso em coordenadas cilíndricas, e a densidade de corrente circulando no sentido negativo, para gerar $\vec{B}$ oposto ao $\vec{B}_{ap}$ (aplicado) será:

$$\vec{J}_{sh}(r) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{d\vec{B}}{dr} \equiv -\left(\frac{B_{ap}}{\mu_0 \lambda} \right) \exp\left(-\frac{R-r}{\lambda} \right) = -J_0 \exp\left(-\frac{R-r}{\lambda} \right) \quad (1.5)$$

sendo : $\vec{J}_0$ - a densidade de corrente para temperatura $T = 0$ K

μ_0 - constante permeabilidade no vácuo

$B_{ap} = \mu_0 \lambda J_0$ para $\lambda \ll R$, onde R é o raio do supercondutor, λ a penetração do fluxo magnético e r o raio onde existe a exclusão total de fluxo.

Na Figura 1.2(a), pode ser observado que quando se aplica uma indução magnética B_0 em um cilindro supercondutor do tipo I, a penetração do campo magnético diminui da superfície para dentro do supercondutor e a corrente de blindagem $\vec{J}_{sh}$ circula próximo à superfície. A profundidade de penetração λ_L , definida por London [4], também é indicada. A Figura 1.2(b) mostra o

supercondutor tipo I, agora sujeito a uma densidade de corrente de transporte $\vec{J}_{Tr}$, com a indução magnética $\vec{B}$ se distribuindo próximo à superfície.

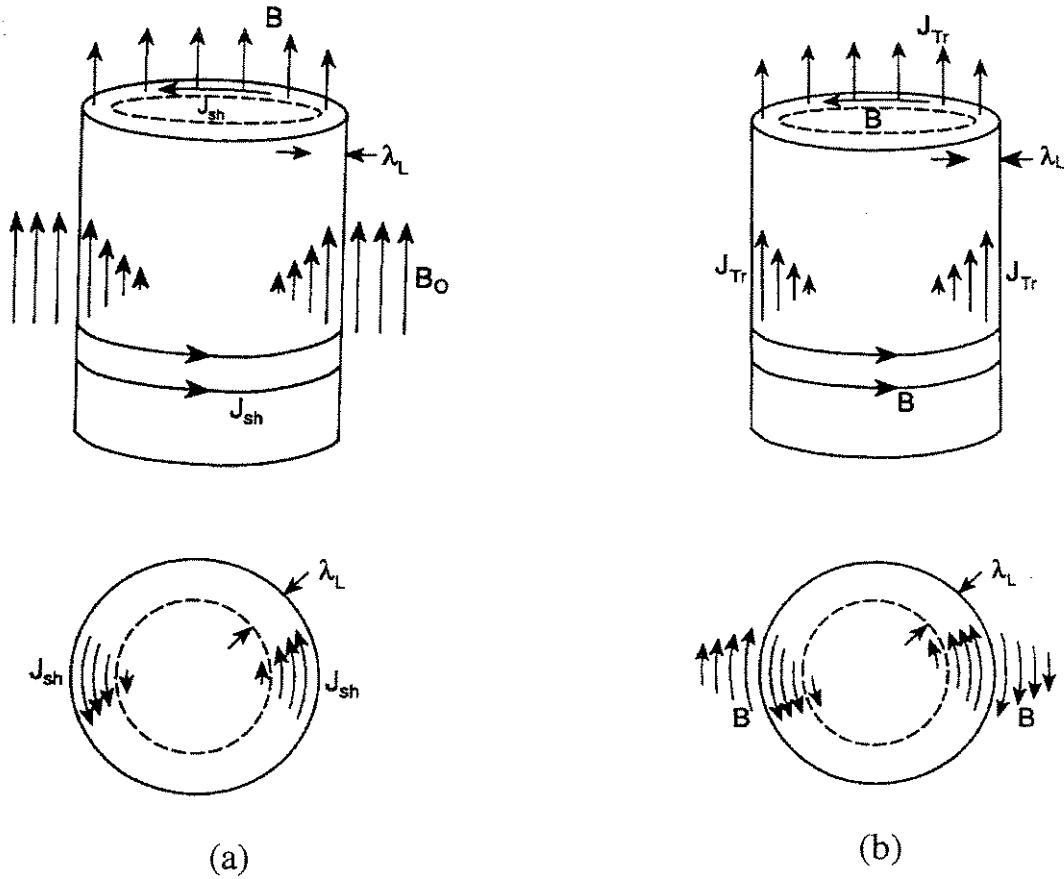


Fig. 1.2 – Cilindro supercondutor do tipo I: (a) indução magnética aplicada externamente, (b) atravessado por uma densidade de corrente de transporte [5]

A circulação de J_{sh} que gera B oposto ao aplicado, faz com que na região central, ocorra a anulação da indução magnética ($B_{in} = 0$). Além do campo magnético aplicado externamente, o supercondutor também pode transportar uma corrente, que para gerar campos magnéticos intensos deve ser do tipo II, pois este tipo de supercondutor possui alto campo magnético crítico H_{c2} .

Os supercondutores do tipo I apresentam profundidade de penetração da indução magnética λ maior do que o comprimento de coerência ξ , sendo ξ a distância em que a densidade de elétrons supercondutores decresce até a interface supercondutor/normal. Para supercondutores do tipo II, $\lambda \gg \xi$, conforme mostrado na Figura 1.3

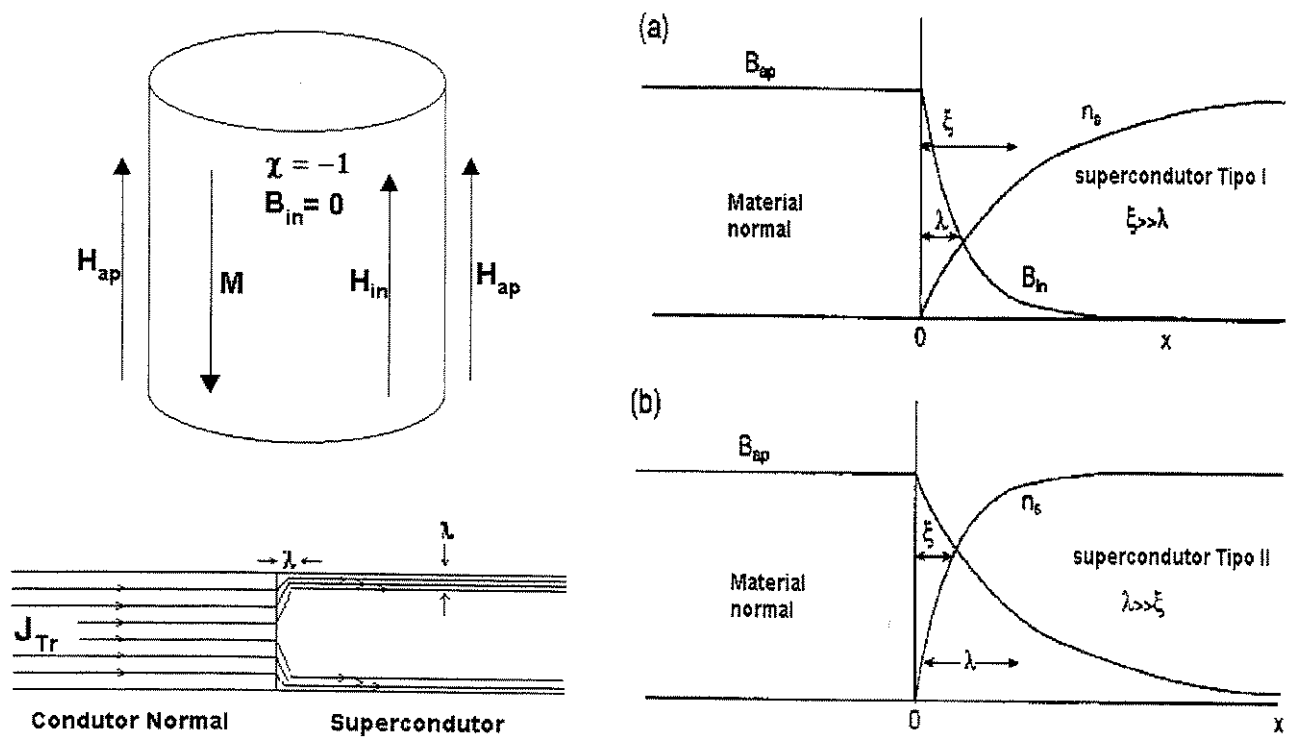


Fig. 1.3- Esquema da transição normal – supercondutor para tipo I (a) e tipo II (b)[5]

No estado misto, a penetração do fluxo magnético ocorre na forma de tubos, chamados de vórtices, que possuem um núcleo central no estado normal. Esta penetração ocorre de forma quantizada (quantum de fluxo ϕ_0) dependendo da corrente circulante ou da indução magnética aplicada externamente, conforme esquema da Figura 1.4. A densidade de vórtices é dada pela equação:

$$B = n \phi_0 \quad (1.6)$$

sendo: $\phi_0 = h/2e = 2,07 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$ n – densidade de linhas de fluxo ϕ_0

Quando da passagem de uma corrente elétrica no material, na direção perpendicular à do campo magnético externamente aplicado, aparece uma força de Lorentz F_L , com o arranjo mostrado na Figura 1.4, atuando sobre a linha de fluxo ($\vec{F}_L \propto \vec{I} \times \mu_0 \vec{H}_{ap}$), que tende a movimentar esta linha. Esta movimentação tem um caráter resistivo cujo efeito é o aumento local da temperatura no interior do material. Como consequência, a zona quente gerada propaga-se rapidamente e o material sofre transição do estado supercondutor para o estado normal assim que a temperatura atingir o valor crítico T_c .

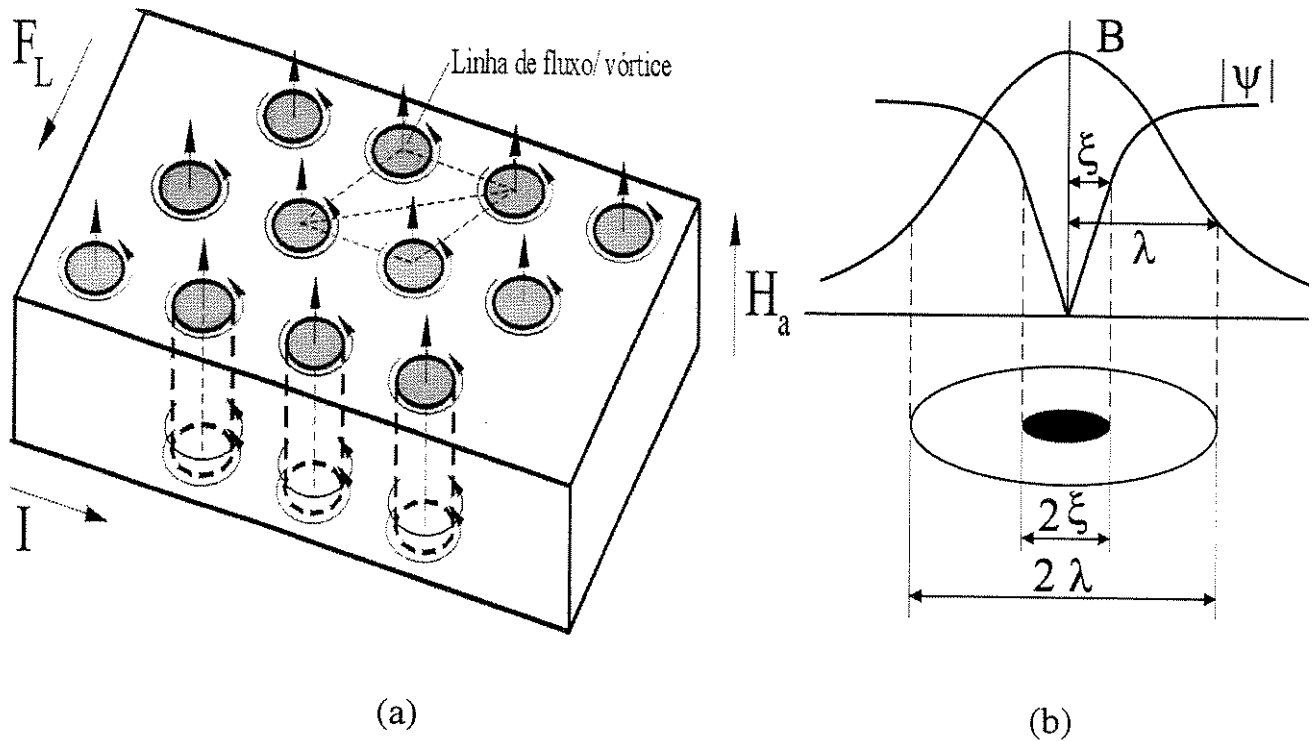


Fig. 1.4 – Modelo para distribuição do fluxo magnético (a) vórtices ou fluxóides (b) relação entre comprimento de coerência 2ξ e profundidade de penetração λ no vórtice.

Em um dado material, a movimentação das linhas de fluxo (vórtices) é dificultada pela presença de defeitos tipo discordâncias, lacunas, átomos intersticiais, segunda fase (precipitados), contornos de grão, etc.

Estas barreiras, devido à sua função, são chamadas de centros de aprisionamento de linhas de fluxo e a interação destas com as linhas de fluxo resulta em uma força de aprisionamento F_p que atua no sentido oposto à força de Lorentz. Enquanto $F_p \geq F_L$ a rede de linhas de fluxo não apresenta movimento coletivo, apenas flutuações devido à movimentação de uma ou outra linha. Para $F_p < F_L$ a rede de linhas de fluxo se movimenta como um todo e J_c torna-se nula.

Quanto maior for a força F_p , maior será a densidade de corrente crítica do material. A força F_p , depende de vários fatores, como a quantidade e distribuição dos centros de aprisionamento, sua forma, natureza do material (condutor, isolante ou supercondutor) que o constitui, campo magnético externamente aplicado e campo magnético crítico superior $\mu_0 H_{c2}$. Para os fios supercondutores de NbTi e Nb₃Sn fabricados comercialmente, a variação típica de F_p em função da indução magnética B é apresentada na Figura 1.5.

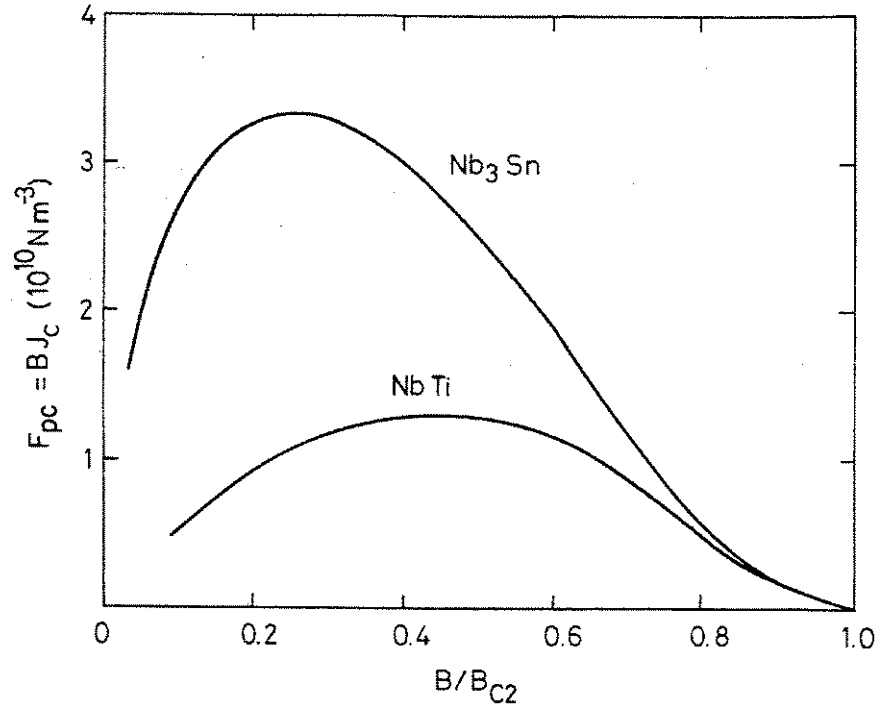


Fig. 1.5 – Força de aprisionamento para fios de NbTi e Nb₃Sn

Quando um material supercondutor é resfriado abaixo da temperatura crítica, a indução magnética crítica aumenta gradativamente até seu valor máximo $B_c(0)$. A dependência de $B_c(T)$ e $\lambda(T)$, a partir da Teoria de Ginzburg – Landau [6], que estabeleceu uma relação entre o comprimento de coerência ξ e a penetração λ para supercondutores do tipo II, é escrita como:

$\kappa = \lambda / \xi > 1/\sqrt{2}$ com κ normalmente da ordem de 0,01 μ m, não muito diferente de λ_L dos supercondutores Tipo I, pode-se escrever que:

$$\lambda_L = \lambda(0) \left(\frac{m}{\mu_0 n_s e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.7)$$

sendo: m - massa do elétron; n_s – densidade de superelétrons (elétrons aos pares)

Os superelétrons com massa efetiva $m^* = 2m$, carga $e^* = \pm 2e$, densidade $n_s^* = \frac{1}{2} n_s$, podem ser comparados com os elétrons da faixa de condução, que são responsáveis pela condução da corrente elétrica no estado normal.

A densidade de corrente crítica J_c , com valor geralmente elevado para os materiais supercondutores, tem seu valor teórico máximo e as relações de dependência com a intensidade da indução magnética e temperatura, pode ser calculada através das equações 1.8 a 1.11. Para a maioria dos materiais supercondutores, os valores de densidade de corrente crítica medidos são uma ordem de grandeza inferiores ao limite teórico, com exceção feita para os fios de NbTi, em que esta diferença é inferior a 3%.

UNICAMP

BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

$$J_c(T) = \frac{B_c(T)}{\mu_0 \lambda(T)} \quad (1.8)$$

sendo:

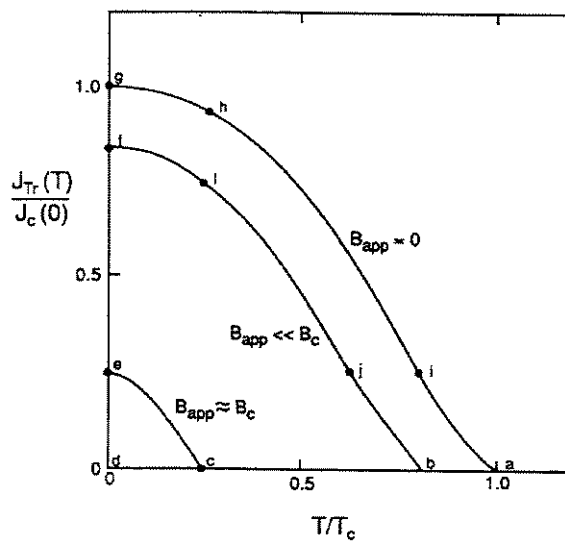
$$B_c = B_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.9)$$

$$\lambda = \lambda(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

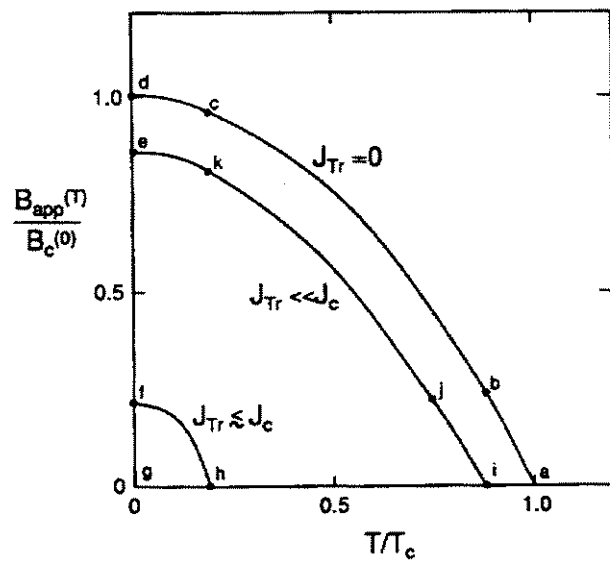
$$J_c = J_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.11)$$

Denomina-se propriedade crítica de um supercondutor um espaço definido pelos valores críticos das grandezas temperatura (T), densidade de corrente de transporte (J_T) e a indução magnética aplicada (B_{ap}).

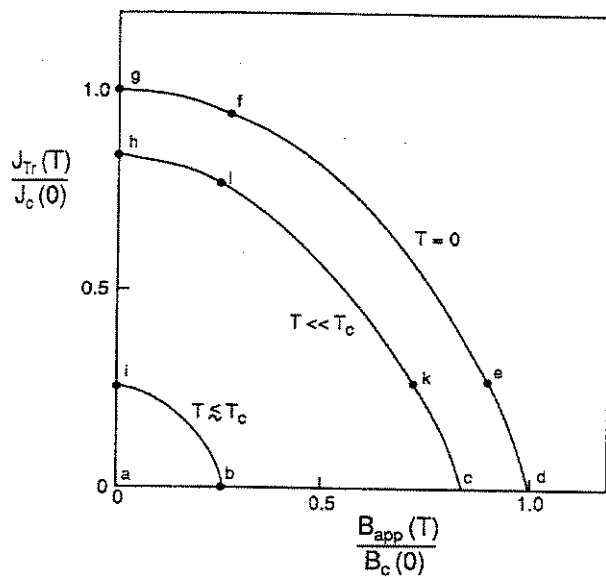
As propriedades críticas dos supercondutores podem ser descritas em termos da superfície crítica, no espaço tridimensional formado pela indução magnética aplicada, pela densidade de corrente de transporte e pela temperatura. A partir dos gráficos bidimensionais de $B \times T$, $J \times T$, $J \times B$, mostrados nas Figuras 1.6 (a) a 1.6 (d), pode-se obter a superfície crítica da Figura 1.7(a), abaixo da qual o material se apresenta como supercondutor. Para fios de Nb₃Sn e NbTi as superfícies críticas são apresentadas na Figura 1.7(b).



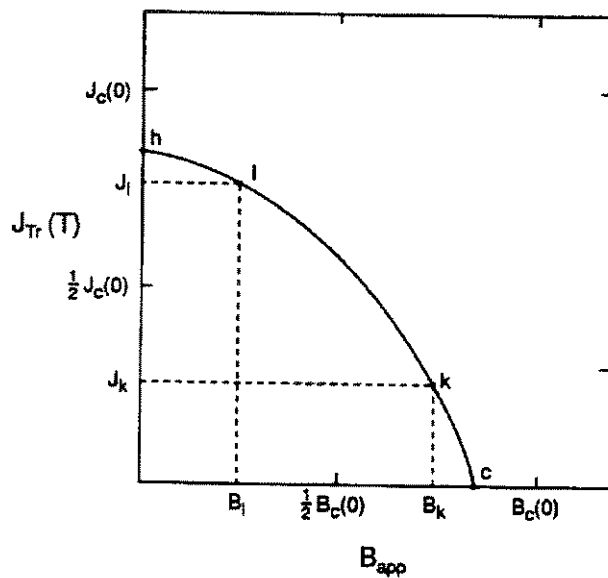
(a)



(b)

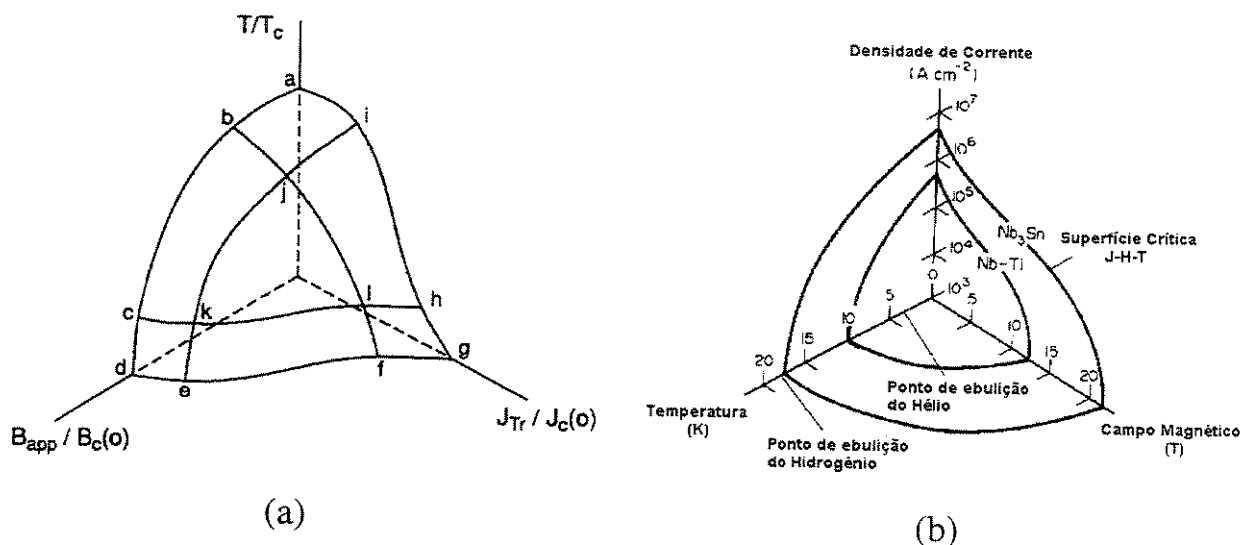


(c)



(d)

Fig. 1.6 – Curvas de $J \times T$ (a), $B \times T$ (b), $J \times B$ (c), $J_{Tr} \times B$ (d)



**Fig. 1.7 – Superfícies $B \times J \times T$; (a) superfície crítica genérica [5],
(b) superfície crítica de NbTi e Nb₃Sn [7]**

Quando da utilização destes materiais supercondutores na forma de fios ou fitas, as propriedades críticas devem ser observadas, caso contrário ocorrerá a transição supercondutor para o estado normal. No projeto de magnetos supercondutores, estas propriedades críticas de natureza intrínsecas como T_c e H_c , bem como as extrínsecas como J_c , são utilizadas com uma margem de segurança conservativa entre 25 a 50% dependendo da aplicação do magneto.

1.2 - Supercondutores metálicos e cerâmicas supercondutoras

1.2.1 - Fios supercondutores de NbTi

Os fios supercondutores tiveram um grande desenvolvimento em seu processo de produção a partir de 1970, por causa da otimização das propriedades extrínsecas para NbTi e Nb₃Sn. Atualmente são fabricados em arranjos de multifilamentos com diâmetro de filamentos da ordem de submícrons, estabilizados de diversas formas com cobre, otimizados com tratamento térmico específico para diversas aplicações, como para a obtenção de alto valor de indução magnética, de alta densidade de corrente, inclusive para utilização em corrente alternada, neste caso sendo estabilizados com a liga Cu - CuNi ou Cu - CuMn.

O fluxograma de produção de fios supercondutores é apresentado na Figura 1.8, dividido em três grupos, nos quais o número de filamentos e o diâmetro do lingote para extrusão, são utilizados para definir se o processo será realizado em uma ou três etapas. Para um número de filamentos reduzido, o bloco de cobre é furado em arranjo hexagonal para posterior inserção das barras de NbTi, sendo o conjunto deformado por extrusão seguido de trefilação até o diâmetro final, conforme Figura 1.9 (a).

Para um fio supercondutor com centenas de filamentos, inicialmente prepara-se o monofilamento de NbTi com uma camada de cobre externa, trefilado em seção hexagonal, que posteriormente é arranjado na forma hexagonal em um tubo de cobre com o número desejado de filamentos. Este tubo, com os monofilamentos montados, é selado à vácuo, através da soldagem de uma tampa, para posterior deformação por extrusão e trefilação. Para um número maior de filamentos, utiliza-se uma segunda etapa de re-embutimento, multiplicando-se o número de multifilamentos, conforme apresentado na Figura 1.9 (b), para 120 conjuntos de 84 filamentos.

Em todos os processos descritos, a taxa de deformação dos filamentos deve ser superior a 10^6 vezes, para permitir a otimização das propriedades supercondutoras através de tratamentos térmicos intermediários, permitindo a precipitação da fase Ti- α , que contribui para aumentar os centros de aprisionamento de vórtices e conseqüentemente elevar as forças de aprisionamento.

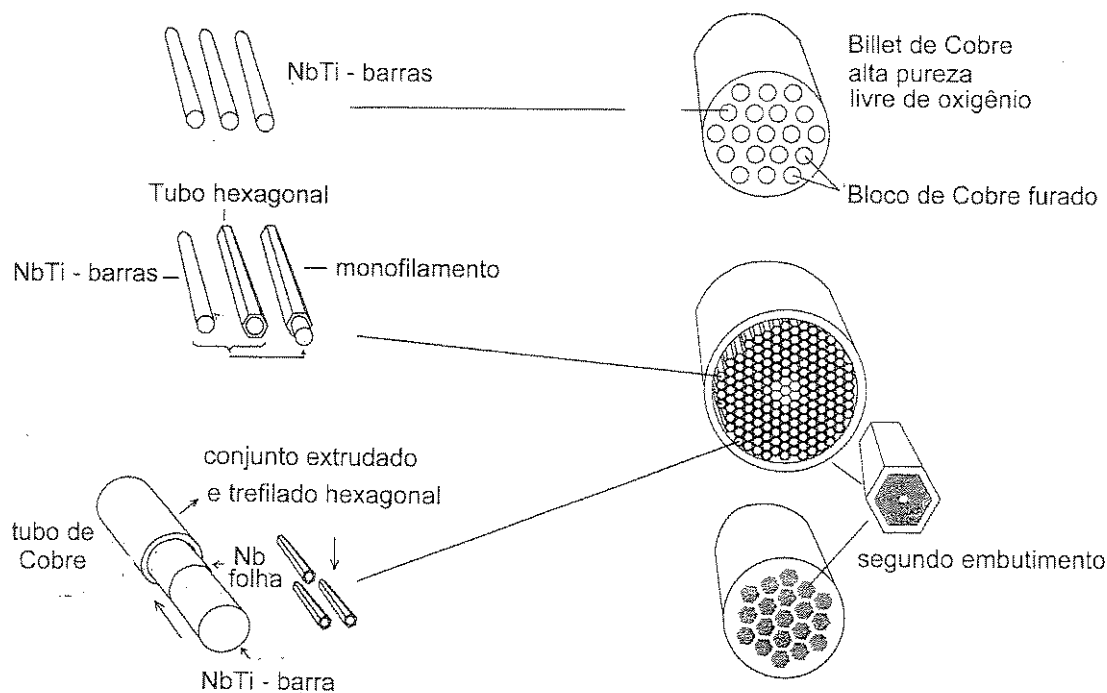


Fig. 1.8 – Fluxograma de produção de fios supercondutores multifilamentares.

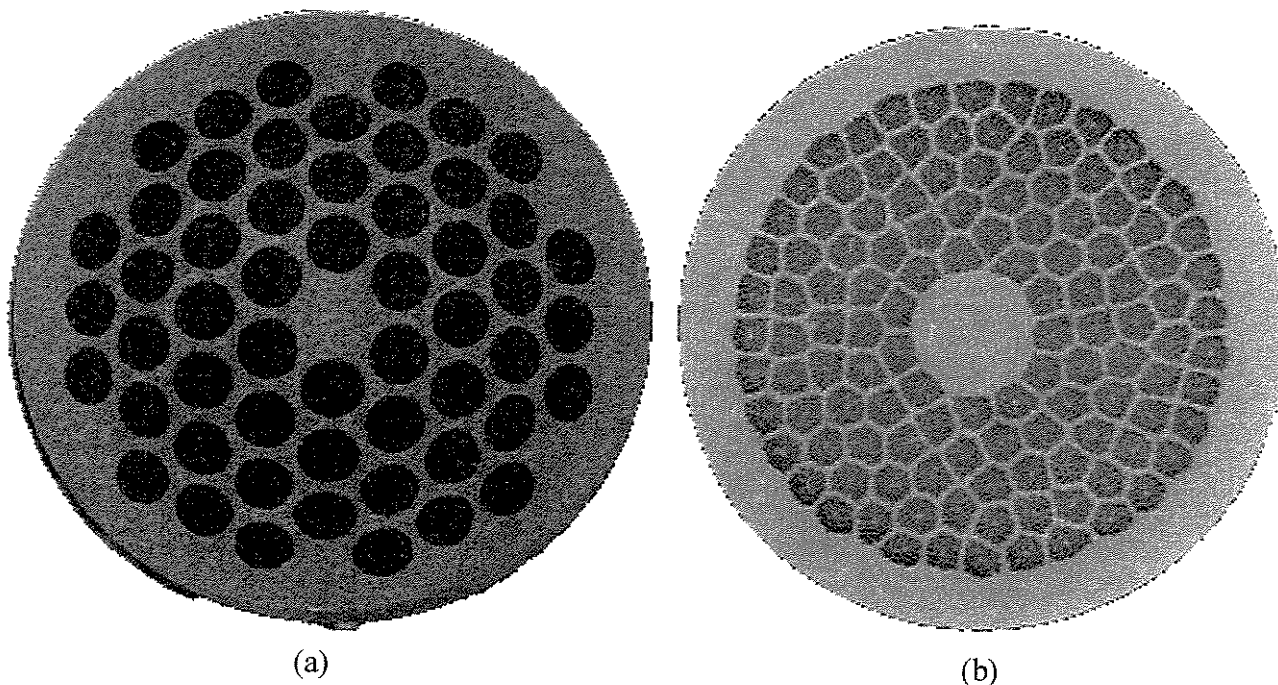


Fig. 1.9 – (a) Fio supercondutor com 54 filamentos – etapa única (b) Fio supercondutor com 120 x 84 (10080) filamentos – duplo embutimento.[8]

Os fios supercondutores, além de atender às propriedades críticas, devem suportar as deformações e tensões mecânicas aplicadas nos diversos estágios de fabricação dos magnetos, sem degradar as propriedades que garantam a manutenção do estado supercondutor. Para magnetos de grande porte, nos quais os esforços mecânicos são elevados ou quando se desejam altas correntes, os fios supercondutores podem ser arranjados na forma de um cabo, embutidos ou não em uma matriz monolítica de cobre com reforço de aço inoxidável, para melhorar as propriedades mecânicas e térmicas.

Quando, por qualquer motivo, estas condições críticas não puderem ser mantidas, pode ter início um processo de dissipação de calor localmente que, muitas vezes, é rapidamente absorvido pelo fluido criogênico e outras vezes se propaga em forma de avalanche levando considerável fração do magneto para o estado normal, produzindo o fenômeno denominado “quench”.

Dependendo da aplicação, para minimizar a possibilidade de “quench”, os magnetos são projetados com elevada margem de segurança, acarretando em custo mais elevado. Outras vezes, quando se desejam altos campos magnéticos, as grandezas são levadas a valores próximos de suas propriedades críticas, aumentando a possibilidade de “quench” que, dependendo da severidade, pode ocasionar a destruição do magneto devido à elevada energia armazenada.

1.2.2 - Fios supercondutores de Nb₃Sn

Para gerar indução magnética superior a 9 T torna-se necessário a utilização de fios supercondutores tipo A 15, sendo os mais utilizados de Nb₃Sn, Nb₃Al, Nb₃Ge e V₃Ga, que permitem a geração de indução magnética até 20 T. Diversas rotas para produção industrial destes fios foram testadas, porém somente para os fios supercondutores de Nb₃Sn atingiu-se alta homogeneidade das propriedades supercondutoras para comprimentos superiores a 1000m, exigência mínima para construção de magnetos.

Dentre as diversas técnicas de fabricação de fios supercondutores de Nb₃Sn destacam-se o processo do bronze, Sn (estanho) interno ou externo e o processo “Jelly Roll” que correspondem, respectivamente, aos arranjos mostrados nas Figuras 1.10(a) a 1.10(c). A estabilidade térmica e elétrica do condutor é garantida por uma fração de cobre, localizada na região central ou externa do fio, parte esta protegida por uma barreira de tântalo, para evitar a difusão do estanho contido no bronze para o cobre, durante o processo de tratamento térmico a 700 °C.

Para produção de fio supercondutor de Nb₃Sn uma barra de nióbio é embutida em um bloco de bronze (Cu 13% Sn), este monofilamento é trefilado em seção hexagonal e posteriormente agrupado e embutido em outro tubo de bronze, para extrusão e trefilação, que após novo reembutimento permite a obtenção de dezenas de milhares filamentos de diâmetro de 1µm, como descrito no tópico anterior e mostrado na Figura 1.8.

No método de difusão líquida (Sn interno) tem-se no filamento, obtido a partir de um tubo de nióbio, uma liga SnCu, sendo o arranjo de filamentos embebido por cobre que garante a estabilidade térmica e elétrica do supercondutor. Outras variantes deste processo com arranjos de chapas também apresentam excelentes resultados.

O processo “Jelly Roll” apresentado pela TWCA [9] foi desenvolvido a partir de um arranjo de chapas alternadas de cobre e nióbio (chapa expandida), enrolados ao redor de uma barra de estanho e posteriormente trefilado para seção hexagonal para re-embutimento em tubo de cobre. Os resultados de densidade de corrente crítica são 50% superiores aos obtidos pelo método do bronze, como mostrado na Figura 1.11.

A rota da metalurgia do pó, amplamente pesquisada na década de 80, ainda não foi viabilizada comercialmente para fios de Nb₃Sn, devido à variação das propriedades físicas e químicas ao longo de seu comprimento, resultando em variação das propriedades supercondutoras.

Outras técnicas de processamento também foram desenvolvidas, porém para produção em escala industrial os processo que utilizam extrusão seguido de trefilação foram os que apresentaram os melhores resultados. Para o processamento dos fios Nb_3Sn pode-se utilizar a mesma rota do Nb_3Al , substituindo-se o bronze por uma liga rica em alumínio ou outras variantes de processo como difusão no estado líquido ou ainda pelo processo Jelly Roll no qual chapas de nióbio são intercaladas com chapas de alumínio com um núcleo central de cobre. Todos estes processos necessitam de um tratamento térmico para difusão do alumínio para reagir com o nióbio para formação da fase supercondutora de Nb_3Al .

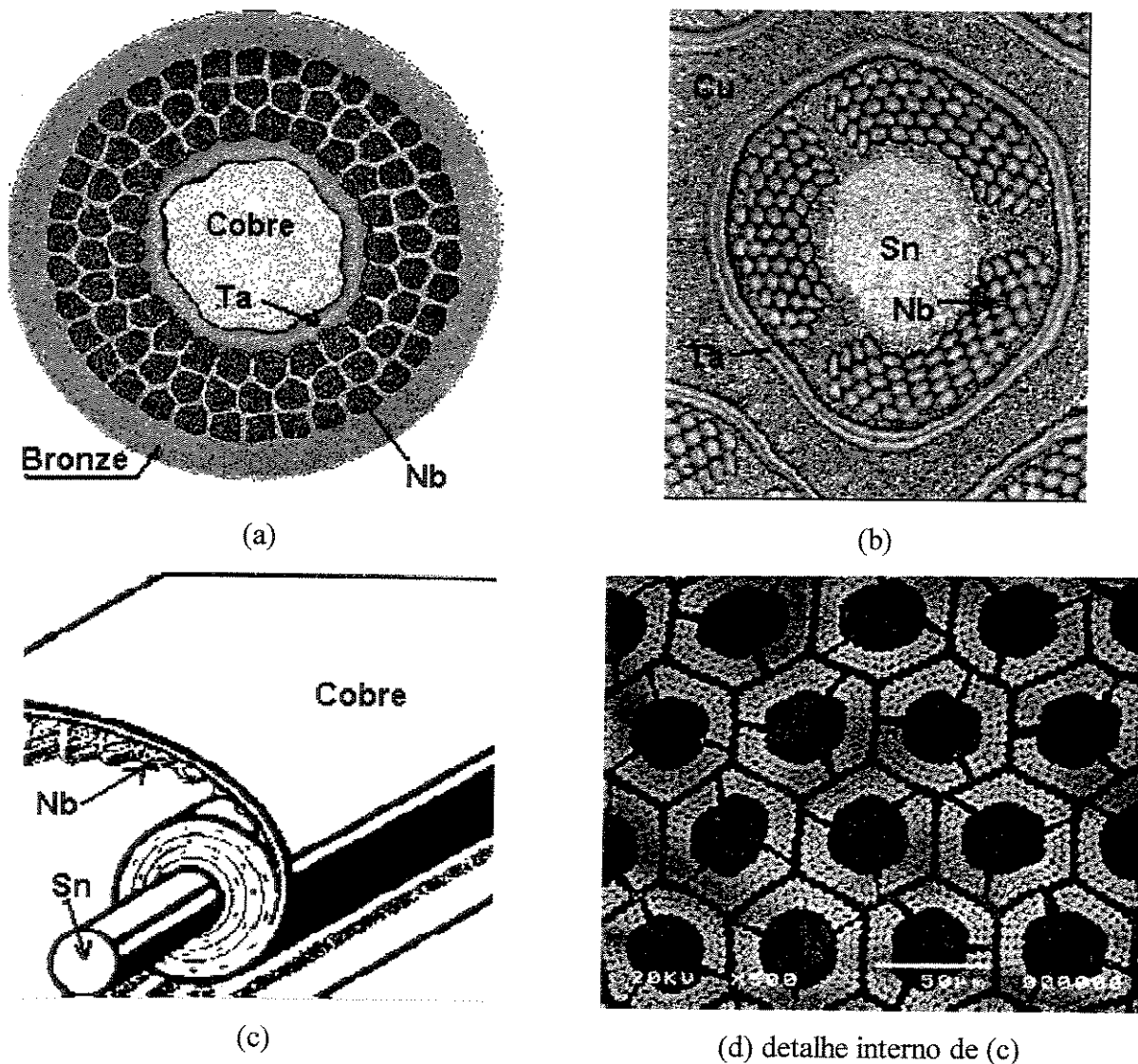


Fig. 1.10- Fio supercondutor de Nb_3Sn ; (a) método do bronze [8],
(b) Sn interno [10], (c) e (d) Jelly Roll [11]

Devido à fragilidade dos supercondutores do tipo A15, que suportam deformações mecânicas máximas de 0,2 a 0,5%, e que podem sofrer degradação quando submetidos a condições adversas ou transições abruptas como o “quench”, torna-se fundamental o dimensionamento elétrico e mecânico detalhado, para garantir seu desempenho, respeitando suas propriedades críticas. Estas limitações podem ser minimizadas com a inserção de materiais com elevadas propriedades mecânicas em baixas temperaturas, como reforço mecânico durante o processo de fabricação do fio ou durante o enrolamento do magneto, associado ao uso de resinas epóxi com tecido de vidro para impregnação dos enrolamentos.

A evolução da intensidade de corrente crítica, que é a máxima corrente no estado supercondutor, pode ser observado na Figura 1.11, para os fios de Nb_3Sn produzidos por diferentes técnicas. Os valores de densidade de corrente crítica J_c apresentados foram obtidos a partir das medidas realizadas nos fios utilizados neste trabalho, amostras e informações técnicas de empresas e, portanto são propriedades de produtos comerciais: VAC[8], IGC[11] e OXFORD[12].

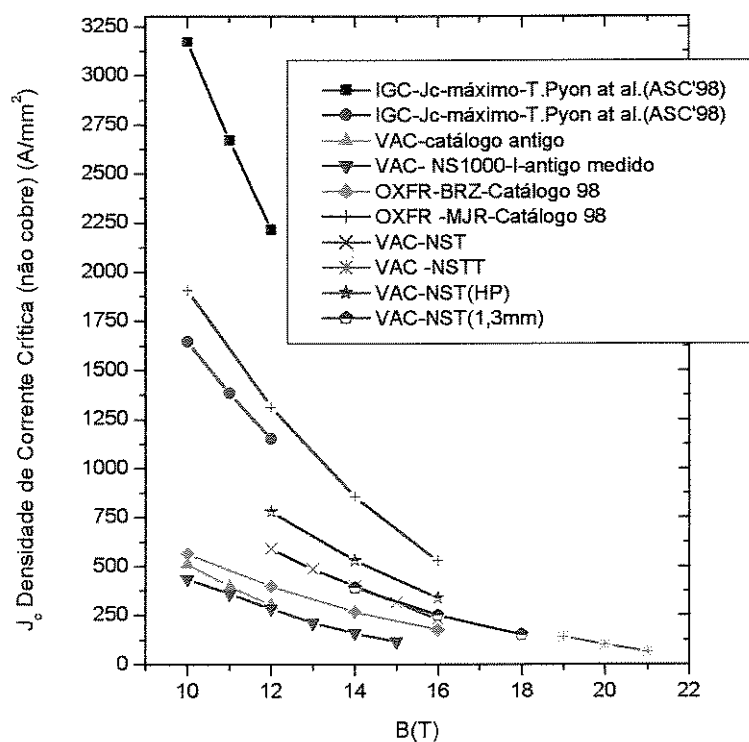


Fig. 1.11 – Densidade de corrente crítica de fios supercondutores de Nb_3Sn produzidos por diferentes processos.[8] [11] [12]

As medidas de corrente crítica das amostra de fios supercondutores em função da indução magnética externamente aplicada, geralmente realizada em temperatura de 4,2K, permitem ajustar os parâmetros de temperatura e tempo para o tratamento térmico, visando à otimização da corrente crítica ou do campo magnético crítico, em função do volume e da granulometria da fase supercondutora formada. Na figura 1.12, pode-se observar uma micrografia do fio supercondutor de Nb₃Sn da Vacuumschmelze [8], com aumento de 25.000 vezes, sendo o diâmetro externo do fio de 1,0 mm contendo 10.000 filamentos de 5 µm de diâmetro, tratado na temperatura de 700°C durante 100 h, para o qual 75% da área dos filamentos de nióbio foram convertidos na fase Nb₃Sn e 25% não reagiram (olho central de Nb).

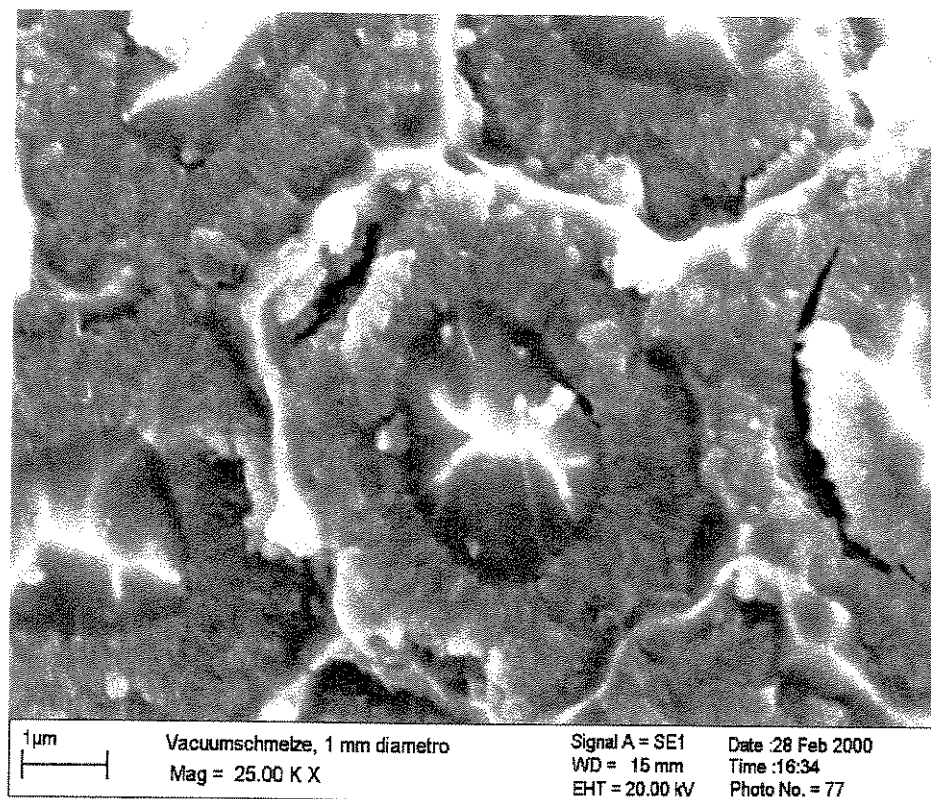


Fig. 1.12 - Micrografia de fio supercondutor de Nb₃Sn reagido e fraturado em LN₂

Para as medidas de caracterização das amostras de fios supercondutores, utilizou-se a instrumentação indicada na Figura 1.13, sendo utilizado um nanovoltímetro para as medidas de tensão na amostra e um multímetro digital, com placa de aquisição de dados em tempo real, para os sensores de corrente (“shunt”) da amostra e do magneto supercondutor. A tensão elétrica de 1µV/cm nos terminais da amostra foi utilizada como critério para determinar o ponto de transição e conseqüentemente a corrente crítica, para a indução magnética externa variando de 0 a 15T.

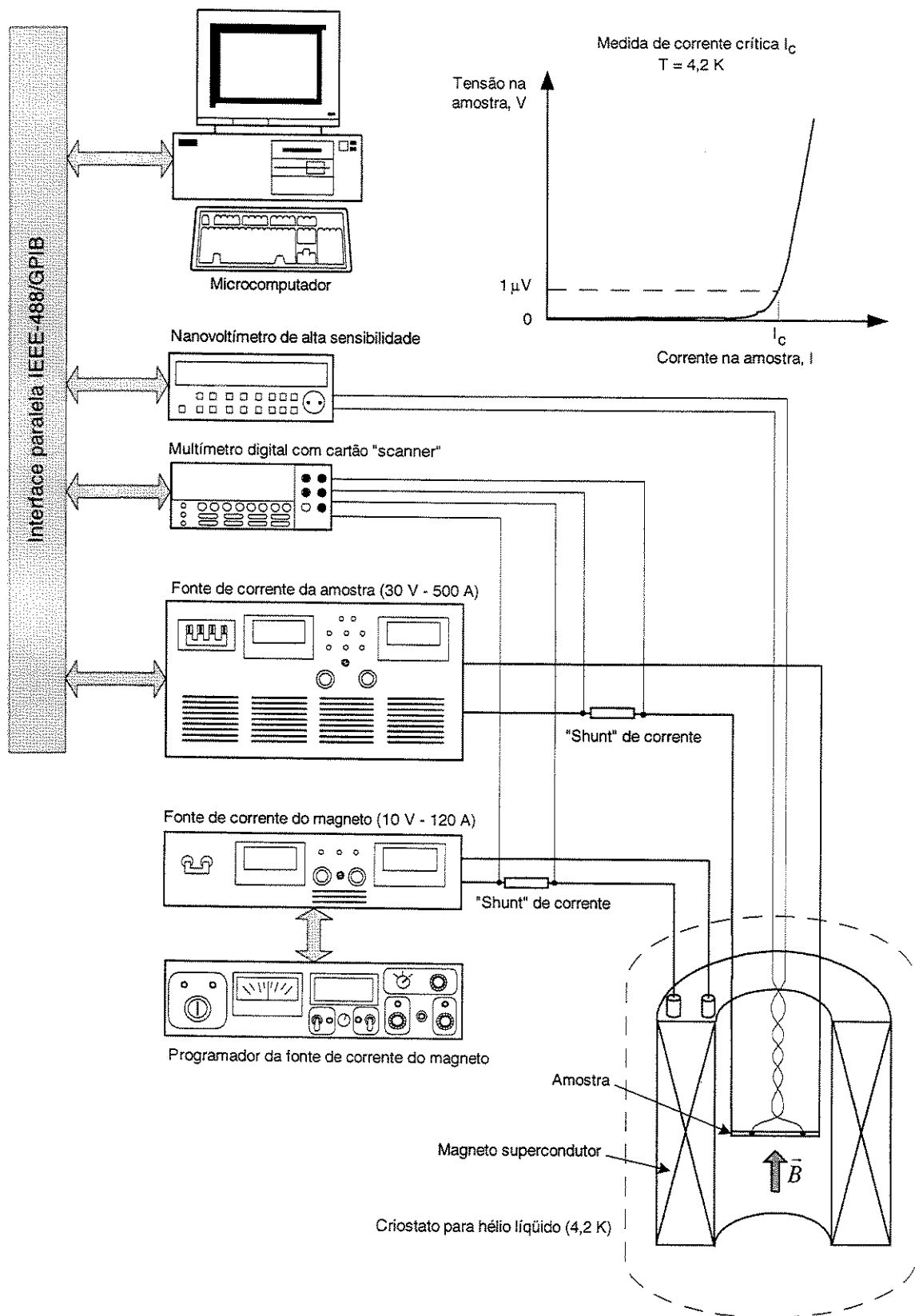


Fig. 1.13 – Sistema para medida de corrente crítica de fios supercondutores

Para fabricação de magnetos supercondutores de Nb_3Sn podem-se utilizar fios pré-reagidos (enrolamento após reação com a fase intermetálica frágil Nb_3Sn já formada) ou pós-reagido (enrolamento seguido de reação), que é o processo mais utilizado. Os dois processos apresentam uma série de vantagens e desvantagens que serão abordadas nos capítulos seguintes, porém para o tipo de magneto deste trabalho (diâmetro do enrolamento reduzido) o processo escolhido foi o pós-reagido sendo que, após o enrolamento com o fio não reagido, o magneto deve ser submetido ao tratamento térmico a 700°C durante 100 a 300h, para formação da fase supercondutora. Finalmente, o magneto supercondutor deve ser impregnado com resina epóxi e, aplicando-se tecido de vidro entre camadas, reforça-se mecanicamente o enrolamento além de evitar a movimentação de espiras, que podem induzir ao “quench”.

1.2.3 - Cerâmicas Supercondutoras

O desenvolvimento de supercondutores de alta temperatura crítica (HTS), descobertos em 1986 por Bednorz e Müller [13], inicialmente para o sistema cerâmico Ba-La-Cu-O com $T_c = 52\text{ K}$, fenômeno este posteriormente investigado para centenas de sistemas com temperaturas críticas de até 164 K (-109°C). Apesar da temperatura crítica elevada, poucos sistemas apresentaram outras propriedades supercondutoras comparáveis aos supercondutores metálicos (doravante denominados LTS – “low temperature superconductors”) ou com viabilidade de processo para uma escala industrial devido à sua fragilidade e conseqüente dificuldade de obtenção em longos comprimentos de condutor. Os sistemas YBCO com $T_c = 95\text{ K}$, de composição $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ (chamado Y-123) e BSCCO com $T_c = 110\text{ K}$ de composições $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$ e $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (chamados Bi-2212 e Bi-2223), apresentaram excelentes resultados para aplicações industriais em transportadores de corrente, ímãs permanentes supercondutores e linhas de transmissão de energia, operando em região de baixa indução magnética sob refrigeração com nitrogênio líquido.

O sistema YBCO apresenta excelentes propriedades supercondutoras na temperatura de nitrogênio líquido (77 K) sob presença de indução magnética intensa (8 T), porém seu processamento exige etapa de sinterização em alta temperatura (900°C a 960°C), e sua composição apresenta equilíbrio muito sensível ao teor de oxigênio, podendo em vez de formar um material supercondutor, originar um material isolante ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$).

Para o sistema BSCCO, observa-se uma degradação das propriedades supercondutoras na presença de indução magnética intensa na temperatura de 77 K, porém quando o material é resfriado até 20 K passa a apresentar excelente desempenho, como mostrado na Figura 1.14 para uma fita de Bi-2223 medindo 0,25 mm x 3,6 mm, com 55 filamentos, razão Ag/Bi 2223 = 2,8, produzida comercialmente em comprimentos de 1000 m.

Estes materiais são geralmente processados via metalurgia do pó, com embutimento em tubos de prata, seguido de deformação mecânica até a forma final de fios ou fitas. Para construção de magnetos utiliza-se a técnica de enrolamento seguido de reação a 900°C durante 20 h, quando ocorre a sinterização e formação da fase supercondutora. Outra técnica utilizada é a deposição em camadas bi-axiais sobre substrato de metal (Ag e outras ligas) que, durante a reação, interagem com o substrato promovendo na interface a fusão e o crescimento na forma texturizada (em duas dimensões) da fase supercondutora, resultando em elevada densidade de corrente crítica J_c .

Os transportadores de correntes construídos com estes supercondutores de alta temperatura, operando a 77 K na região de baixa indução magnética, exatamente na entrada da corrente de alimentação dos grandes magnetos de NbTi e Nb₃Sn, permitem a redução de até 15 % na taxa de evaporação de hélio líquido, que para unidades menores aumenta o período para o reabastecimento.

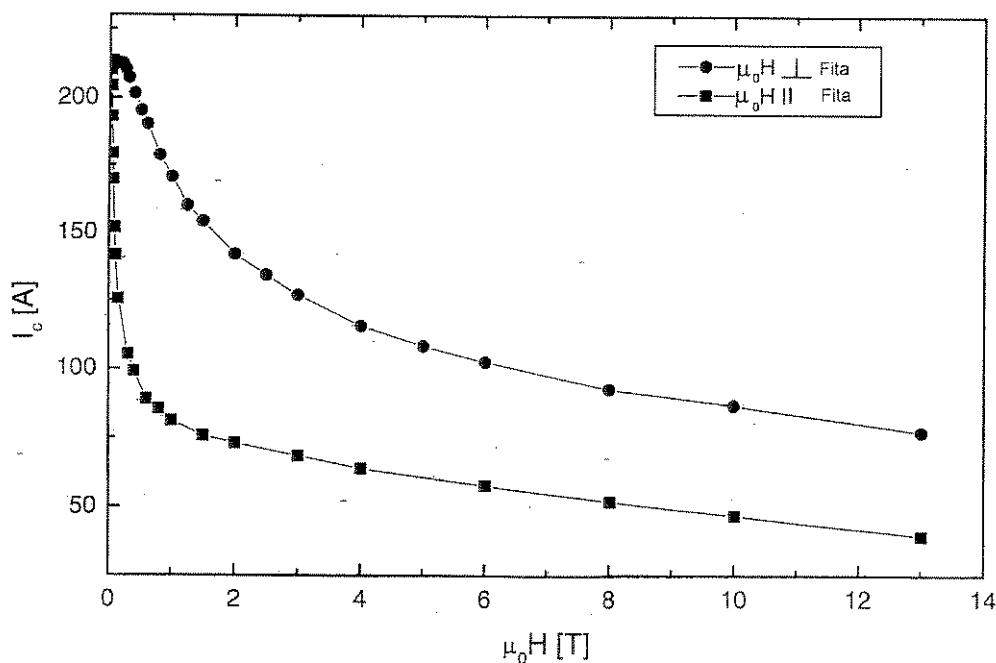


Fig. 1.14 - Curva de Corrente Crítica de fita de BSCCO em função do Campo Magnético [8]

Diversas outras aplicações de cerâmicas supercondutoras (HTS) em regiões de indução magnética de alta intensidade estão sendo desenvolvidas por consórcios de empresas, dentre as quais se destacam os protótipos de limitadores de corrente, magnetos para armazenamento de energia, ímãs para trens magneticamente levitados, linhas de transmissão e transformadores.

Na Figura 1.15 pode-se observar a evolução dos valores da densidade de corrente crítica para diversos tipos de materiais supercondutores processados industrialmente ou em fase de desenvolvimento, com amostras de no mínimo 100 m de comprimento, compilada por P.J. Lee [14].

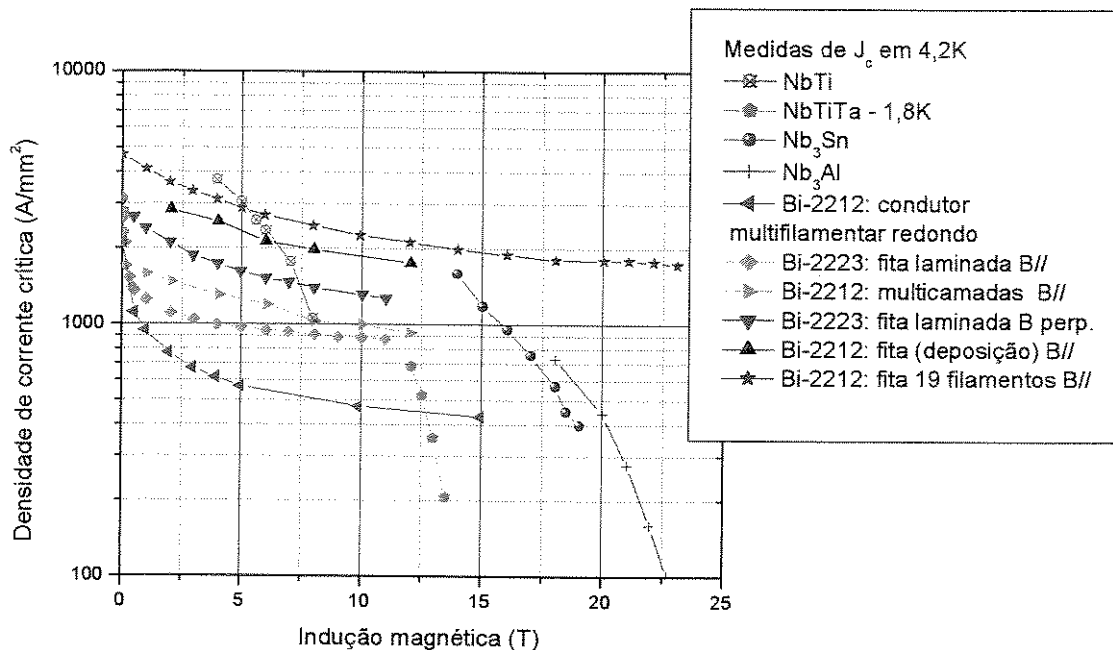


Fig. 1.15 – Curvas de densidade de corrente crítica em função da indução magnética para supercondutores de baixa temperatura (LTS) e cerâmicas supercondutoras (HTS) [14].

Os fios supercondutores de NbTi, que apresentavam densidade de corrente crítica de $J_c = 1980 \text{ A/cm}^2$ (5T) na década de 80, após otimização dos tratamentos térmicos intermediários durante seu processamento, atingiram valores expressivos de $J_c = 3000 \text{ A/cm}^2$ (5T). Evolução significativa pode-se observar também para os fios de Nb₃Sn (processo “Jelly-Roll”) e Nb₃Al, utilizados para geração de indução magnética de intensidade superior a 20T.

As cerâmicas supercondutoras apresentam excelentes propriedades, especialmente para elevados valores de indução magnética, porém seu processamento em escala industrial não atingiu a homogeneidade necessária para sua utilização na construção de magnetos supercondutores.

1.3 – Magnetos Supercondutores e suas aplicações

A geração de indução magnética intensa, de 5 a 8 T tem aplicações industriais em escala de milhares de equipamentos de ressonância magnética nuclear, de imagem por ressonância magnética, centenas de separadores magnéticos de minérios e dezenas de aceleradores de partículas, que nos últimos 10 anos consumiram 1000 t de fios supercondutores.

Nesses equipamentos foram utilizados predominantemente magnetos de fios supercondutores de NbTi que na temperatura de hélio líquido (4,2 K), podem gerar até 9 T, e acima de 10 T se resfriados a 2 K, e que apresentam excelentes propriedades mecânicas para suportar as forças eletromagnéticas.

Na Figura 1.16 apresenta-se a curva de densidade de corrente de magnetos de fios de NbTi, Nb₃Sn e de equipamentos convencionais utilizando condutores de cobre refrigerados a água. Observa-se que o Nb₃Sn permite valores de indução magnética de até 20 T trabalhando com densidade de corrente de 10^7 A/m², que corresponde a uma energia armazenada de 4×10^8 J/m³ para magnetos de grande porte, como os utilizados na aplicação em armazenadores de energia (SMES), e aceleradores de partículas, em fase de desenvolvimento. Ouden [15]

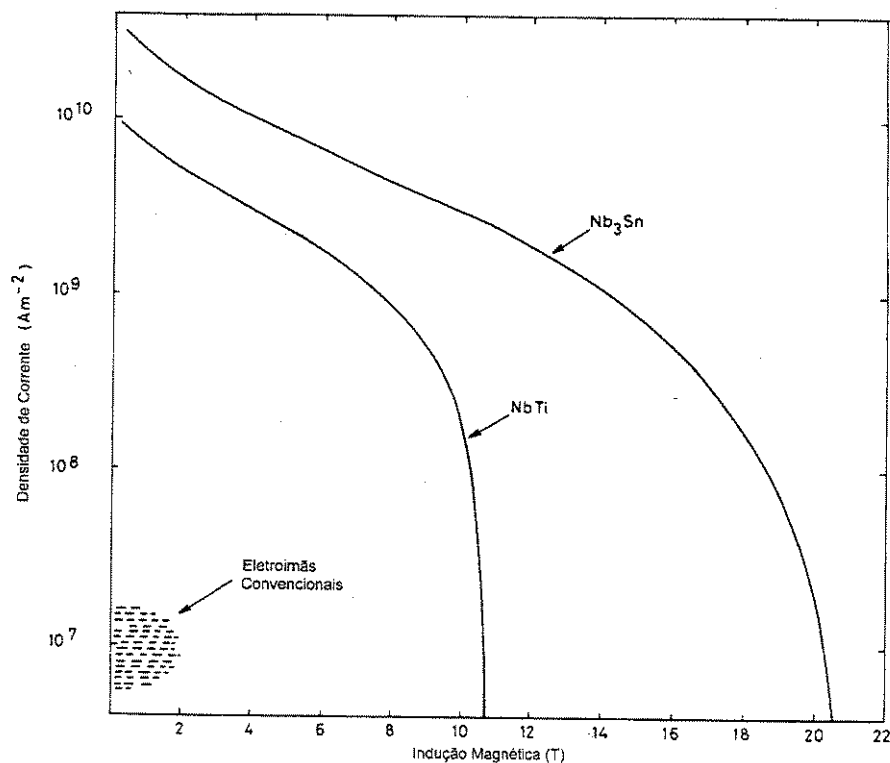


Fig. 1.16 – Densidade de corrente para valores de indução magnética intensos [16]

A perspectiva de utilização de supercondutores em larga escala, descrita por Wilson[16] e Montgomery[17], destacam as grandes áreas como sendo: Medicina e Ciências (31%), Energia (28%), Eletrônica (27%), Processos Industriais (13%), Transporte (1%).

Outras aplicações que exigem valores de indução magnética super intensos de 10 a 20 T, Ouden [15] e Pyon [11], são os aceleradores de partículas de alta energia de até 14 TeV. Estes projetos, de bilhões de dólares, contratados junto a grandes laboratórios e empresas no exterior e vinculados a programas multinacionais, geraram resultados significativos de desenvolvimento tecnológico, desde a produção dos fios e cabos supercondutores de Nb₃Sn e Nb₃Al necessários para gerar valores de indução magnética superiores a 10 T (a 4,2 K), até a tecnologia de fabricação de grandes magnetos supercondutores.

Considerando a ampla aplicação de fios supercondutores em diversas áreas, para diferentes finalidades e com características especiais para os grandes projetos internacionais, apresenta-se um resumo do estágio de desenvolvimento dos principais programas e as aplicações em imagem por ressonância magnética, com mais de 4.000 unidades instaladas, que utilizam valores de indução magnética variando de 0,5 a 5 T.

1.3.1 - Magnetos supercondutores para aceleradores de partículas

Os grandes projetos de aceleradores de partículas utilizam, convencionalmente, fios de NbTi em arranjos especiais de cabos, para suportar os esforços mecânicos durante as etapas de enrolamento e energização. Os cabos especiais são geralmente entrelaçados e envoltos por uma matriz de cobre para garantir a estabilização térmica do filamento, proteção e remoção de calor durante o “quench”. Os arranjos mais usados nos diversos aceleradores utilizam o modelo Rutherford com cabos de 19 a 40 fios supercondutores, com 500 a 1000 filamentos cada um, operando com densidade de corrente de 2500 a 3000 A/mm² em 5 T e 4,2 K, mostrados na Figura 1.17.

Na Tabela 1.2, apresentada por Wolff [19] e Wilson [20], pode-se observar as principais características destes aceleradores construídos e em construção, sua forma construtiva e o elevado número de magnetos dipolos e quadripolos utilizados.

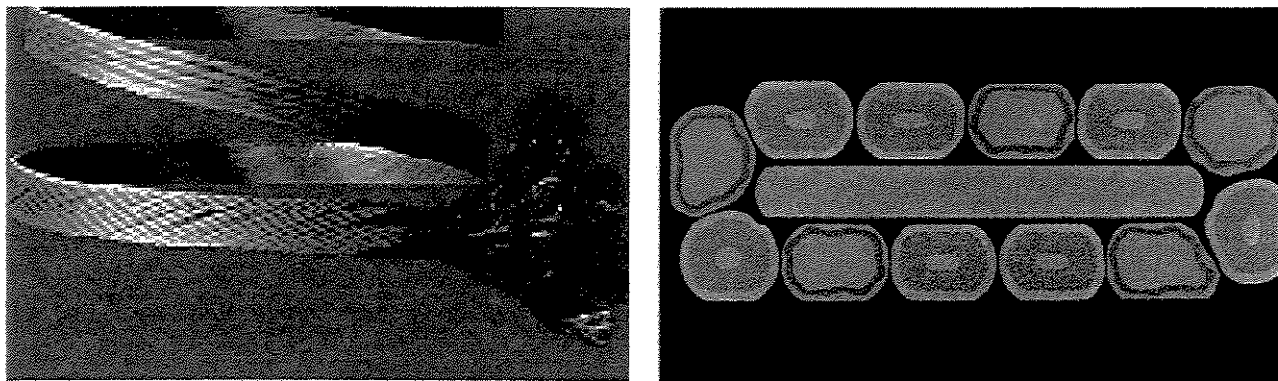


Fig. 1.17 – Cabos supercondutores de (a)NbTi do HERA[19] e (b) Nb₃Sn[8]

O “Large Hadron Collider” - LHC, aprovado pelo CERN (Organização Européia para Pesquisa Nuclear) em 1994, está em fase de construção, para colisão próton-próton com energia de 14 TeV e luminosidade de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, e está sendo instalado em um túnel com 27 km de perímetro, sendo que seus dipolos gerarão indução magnética de 8,7 T operando a 2 K, utilizando hélio superfluido. As estruturas mecânicas deverão suportar esforços de 500 tf por metro de bobina, devendo permanecer rigidamente fixas no criostato e na estrutura externa, devido ao alinhamento magnético exigido nestes projetos.

Os dipolos construídos na fase de testes, com comprimentos de 10 m gerando 9 a 10,5 T demonstraram a evolução desta tecnologia. No projeto básico foram previstos 1232 dipolos e 368 quadripolos, que serão instalados em criostatos setoriais de 53 m, totalizando 30000 t de material a ser resfriado a 2 K.

Os fios e cabos supercondutores de Nb₃Sn em desenvolvimento nos diversos laboratórios internacionais permitiram um salto de 2500/3000 A/mm² (5T) a 1500/2000 A/mm² a 10 T (4,2 K), que permitirá construções de aceleradores com energia superior aos 14 TeV (LHC). As etapas de isolamento, reforço mecânico para resistir aos elevados esforços em dipolos de 500 tf/m e desenvolvimento de resinas epóxi apropriadas, serão os desafios seguintes.

Para magnetos de grande porte, devido ao seu elevado peso e grande dimensão, a impregnação com resina epóxi rígida torna-se necessária para seu transporte e sua montagem no suporte ou criostato. Operando com alta corrente, geralmente construído com um número reduzido de espiras, durante a energização e no processo de enrolamento, os cabos são submetidos a grande esforço mecânico, para sua deformação na geometria desejada (dipolos e quadripolos).

Tabela 1.2- Principais projetos de aceleradores de grande porte

	Tevatron	HERA	SSC	RHIC	LHC	UNK
Indução máxima (T)	4.4	4.68	6.55	3.45	10.0	5.0
Corrente máxima (kA)	4.4	5.0	6.5	5.0	11.5	
Indução de injeção (T)	0.66	0.23	0.68	0.4	0.58	
Abertura (mm)	76	75	50	80	56	
Comprimento (m)	6.1	8.8	15.2	9.4	14.2	
Temp. de operação (K)	4.6	4.5	4.35	4.6	2.0	4.6
Nº de dipolos	774	416	8632	372	1792	2176
Nº de quadripolos	216	224	2024	492	392	474

Tevatron : Energy Saver -Fermilab - EUA

HERA: Hadron Electron Ring Accelerator- Desy Deutches Elektronen Synchrotron Alemanha

SSC : Superconducting Super Collider – Texas- EUA - desativado em 1994

RHIC : Relativistic Heavy Ion Collider – Brookhaven National Laboratory – EUA

LHC : Large Hadron Collider – CERN – Suíça- em construção até 2004

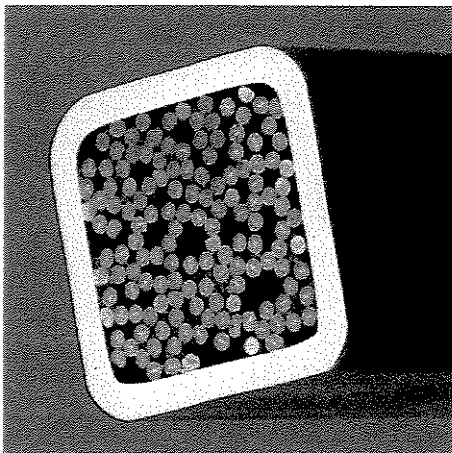
UNK : Accelerating and Storage Complex – Rússia.

1.3.2 - Reator experimental de fusão nuclear

O programa de pesquisa envolvendo diversos países para a construção do reator experimental de Fusão Nuclear, conhecido como ITER, “International Thermonuclear Experimental Reactor”, tem sua situação atual de desenvolvimento e perspectivas relatadas por Ogata [21] e Green [22], nos quais são apresentados alguns resultados recentes obtidos nos ensaios das bobinas centrais modelo (CS) fabricadas pelas equipes USHT (“US House Team”) e JAHT (“Japan House Team”). Nestes magnetos foram utilizados condutores do tipo conduíte, Figura 1.18a, medindo 51 x 51 mm², capazes de conduzir uma corrente elétrica de 56 kA, para gerar uma indução magnética de 13 T na região central entre os diâmetro interno/externo de 1,6/3,6m , conforme “lay - out” mostrado na Figura 1.18b.

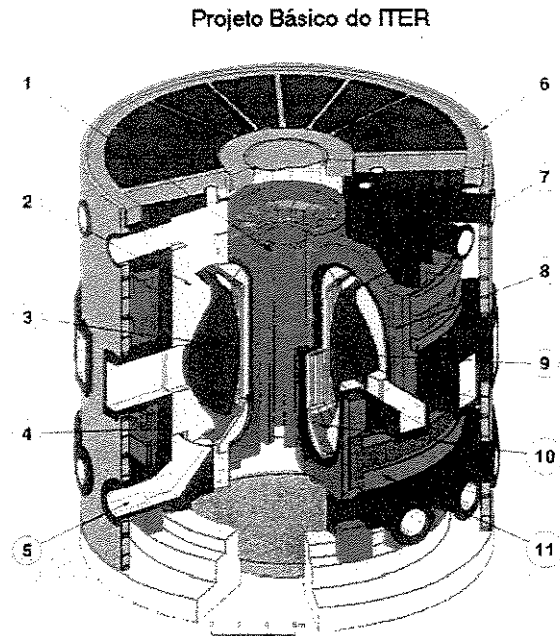
O sistema de geração de campo magnético do ITER terá contribuição de enrolamentos de geometria toroidal (TF), que produzirão o campo de confinamento principal do plasma, pelo magneto de geometria solenoidal (CS), que induz e mantém a corrente do plasma, e pelos magnetos toroidais (TF) e poloidais (PF), que permitem o controle da geometria do plasma. Estes magnetos serão integrados em uma estrutura para suportar as forças e tensões mecânicas advindas da operação normal e operação nas condições de “quench”, além das forças gravitacionais a serem transferidas para as interfaces do criostato quando na temperatura ambiente.

As bobinas toroidais (TF) em número de 7 unidades, que utilizarão condutor tipo conduíte de $\varnothing = 39\text{mm}$, devem operar com corrente de 80 kA/16 kA, gerando 9,6 T, sendo suas dimensões básicas 3792 x 2692 x 733 mm, tipo pista de corrida “race track” construídas pelos USHT e RFHT (“Russian Federation House Team”).



(a)

- | | |
|----------------------|-----------------------|
| 1- Solenóide Central | 7- Controle Bobinas |
| 2- Blindagem | 8- Bobinas Toroidais |
| 3- Plasma | 9- Parede interna |
| 4- Câmara de Vácuo | 10- Placas Defletoras |
| 5- Plasma Descarga | 11- Bobinas Poloidais |
| 6- Criostato | |



(b)

Fig. 1.18 - (a) Cabos Supercondutores tipo conduíte, (b) “lay-out” do reator de fusão nuclear [10]

Os resultados dos ensaios das primeiras bobinas foram avaliados pelas equipes “House Teams” no final de 1999, conforme os parâmetros básicos de projeto do ITER [21] apresentados na Tabela 1.3.

Nestas condições de operação em alto valores de indução magnética de até 13 T, com corrente e indução variando no tempo, que resultam em perdas em corrente alternada, aliados aos problemas de aquecimento pela radiação oriunda da fusão de nêutrons na região das bobinas toroidais(TF), será fundamental a utilização de supercondutores do tipo A15 porque somente cabos de Nb₃Sn são produzidos em escala industrial (dezenas de quilômetros) e, que para o ITER, o cabo será composto pelo arranjo de 1000 fios de diâmetro de 0,82 mm com 10.000 filamentos cada, inseridos em uma jaqueta metálica com canal de refrigeração central. Entretanto, resultados recentes apresentados por Ayai [23] mostram a viabilidade do uso de cabos de Nb₃Al, que suportam deformações maiores sem degradação da corrente crítica.

Tabela 1.3 – Principais características do projeto básico do ITER [14]

Potência Nominal de Fusão	1,5 GW
Tempo de Operação	1000 s
Corrente do Plasma	21 MA
Raio Externo	8,15 m
Plasma- raio menor	2,8 m
Indução Magnética Toroidal – raio maior	5,7 T
Bobinas Toroidais(TF) - N ^o bobinas / Indução	7/12,3 T
Solenóide Central (CS) - N ^o bobinas / Indução	1/13 T
Bobinas Poloidais (PF) - N ^o bobinas / Indução	20/5,7 T

Outro grande desafio será o desenvolvimento de resinas epóxi para estes magnetos de grande volume, que estarão sujeitos à radiação que geralmente degradam as resinas convencionais. Neste sentido, novos sistemas estão sendo estudados para magnetos de menor porte, como os utilizados em dipolos ou bobinas toroidais, conforme descritos por Evans [24].

1.3.3 – Armazenamento de energia magnética - SMES

O SMES – “Superconducting Magnetic Energy Storage” foi inicialmente projetado para suprir energia durante os picos de demanda nos sistemas de energia elétrica, através da circulação de corrente na bobina supercondutora ou em um indutor. Como este sistema não possui componentes mecânicos ou químicos para conversão de energia, sua resposta depende somente do “tempo de chaveamento” dos controles, podendo responder a transitórios de 100 ms ou seis ciclos.

Com esta característica de resposta rápida, o SMES passou a ser utilizado para estabilização de linhas de transmissão, podendo absorver ou fornecer energia ao sistema interligado. Unidades de baixa potência podem operar com tempo de resposta de alguns milissegundos (micro-SMES) que serão utilizadas para melhorar a qualidade da energia fornecida, garantindo a estabilidade dos grandes sistemas.

O SMES, cujo diagrama elétrico é mostrado na Figura 1.19, consiste em uma bobina supercondutora operando com corrente contínua, que pode fornecer energia ou absorvê-la da rede através do conversor CA/CC, operando à temperatura ambiente. Dependendo do tamanho e da aplicação, o SMES pode ser construído com enrolamento solenoidal ou toroidal, sendo este último mais indicado para potências superiores a 5 MW.

Diversos programas industriais estão sendo desenvolvidos, principalmente na Europa, Japão e Estados Unidos, para aplicações específicas em centrais elétricas, dos quais se destacam as unidades de 0,5 MWh/50 MW em Anchorage (Alasca), a de 100 kWh/40 MW no Japão e dezenas de estudos de viabilidade para determinar a relação custo/benefício e o período de retorno de investimentos, como relatado por Luongo [25].

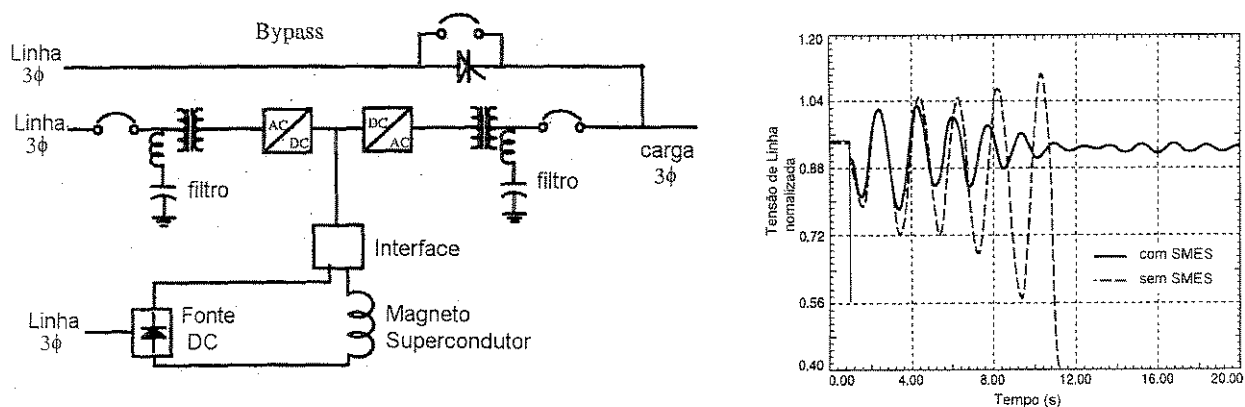


Fig. 1.19 – SMES a) diagrama elétrico unifilar, b) ilustração do efeito do SMES [26]

Para esta aplicação é necessário desenvolvimento visando à redução de custos dos materiais estruturais metálicos ou à base de compósitos reforçados com fibras que trabalhem em regime de compressão para uso em baixas temperaturas, à redução da relação custo/corrente transportada pelos fios supercondutores e a novas técnicas de isolamento, pois as atuais incluem elevado custo de mão de obra para sua execução.

Na utilização de equipamentos supercondutores existem ainda limitações para execução de juntas simples, tipo de engate rápido com baixas perdas, associados a chaves e disjuntores de alta capacidade de corrente e baixas perdas. Ainda são necessários desenvolvimentos para os sistemas de proteção contra “quench” que possam garantir operações sem falhas, conseqüentemente garantindo a confiabilidade exigida para o sistema elétrico.

1.3.4 – Limitadores de corrente

Os limitadores de corrente são dimensionados para que atuem quando o sistema de transmissão ou distribuição de energia apresentam falhas e para as quais as correntes são superiores às capacidades dos dispositivos de interrupção, sendo necessário limitar a corrente no circuito, geralmente a partir de reatores de núcleo de ar. Inseridos com chaveamento de ação rápida, que atuam quando a corrente ultrapassa o valor desejado, esta impedância passa a fazer parte do circuito, limitando a corrente. Após a falha, esta impedância permanece atuando até que a chave ou o fusível atuem. As características principais destes limitadores para tensões de linha 110 kV, corrente de 600 A convencionais são: indutância de 48 mH e taxa de variação de corrente 4,2 kA/s e formas construtivas mostradas na Figura 1.20.

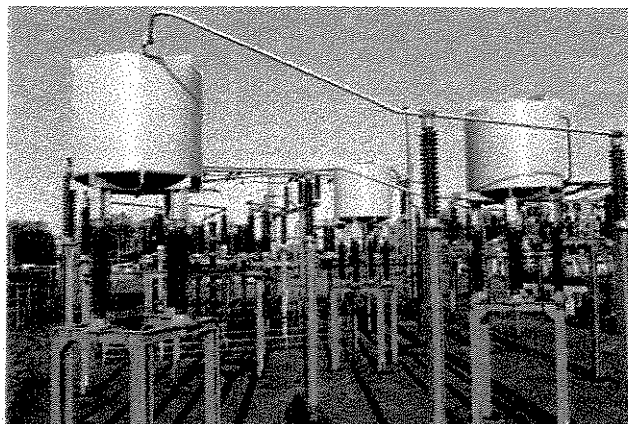
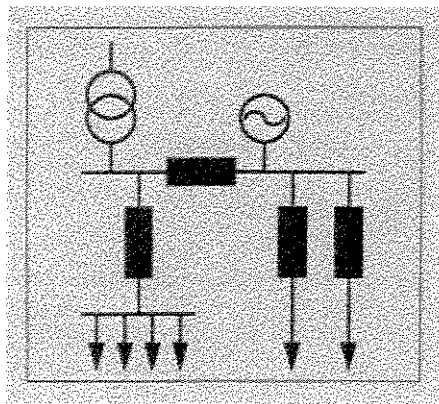


Fig. 1.20 –Limitador de corrente convencional com núcleo de ar

Os limitadores supercondutores quando operam fora do período da falha apresentam impedância zero, mantidas suas características supercondutoras, sendo construídos de modo a minimizar sua indutância e resistência elétrica e quando em “quench” (sob falha), limitam a corrente que por ele passa, até a corrente crítica do dispositivo de interrupção. A temperatura em algumas regiões aumenta, ocorrendo a propagação do “quench” e a transição para o estado normal, de modo que a resistividade do fio agora no estado normal, aumenta a impedância no circuito de carga. Quando a falha termina ou a corrente é reduzida, o fio supercondutor recupera suas propriedades e após alguns segundos, o limitador estará em condições de operar novamente.

Para sistemas de grande porte a dificuldade encontrada é a definição dos pontos de instalação destes limitadores, para evitar o efeito cascata onde mudanças bruscas podem induzir o “quench” em limitadores vizinhos, devido às características de operação dos limitadores de corrente supercondutor.

A Figura 1.21 apresenta a forma construtiva de um limitador não indutivo descrito por Yasawa[26] e simulado conforme diagrama, com ilustração da ação do limitador quando ocorre a falha.

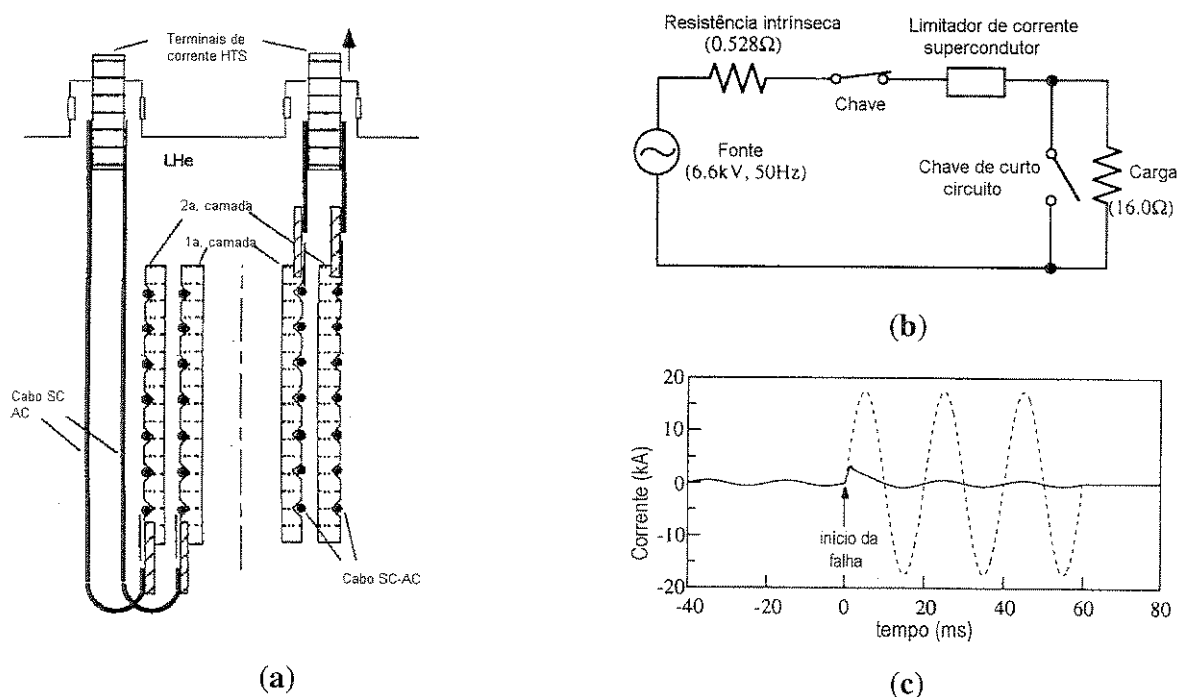


Fig.1.21 – (a)Limitador de corrente (b) circuito de teste (c) simulação da operação

Os fios supercondutores para utilização em corrente alternada são de características especiais, pois quando submetidos a campos magnéticos variantes no tempo, surgem perdas por histerese

(proporcionais à indução magnética B), por acoplamento entre matriz e filamentos (proporcionais a B^2) e por correntes parasitas (proporcionais a B^2). Na Figura 1.22 tem-se o fio supercondutor produzido para esta aplicação e a respectiva curva de corrente crítica para um elemento, com perdas de 100 kW/m^3 para 43 A em 50 Hz.

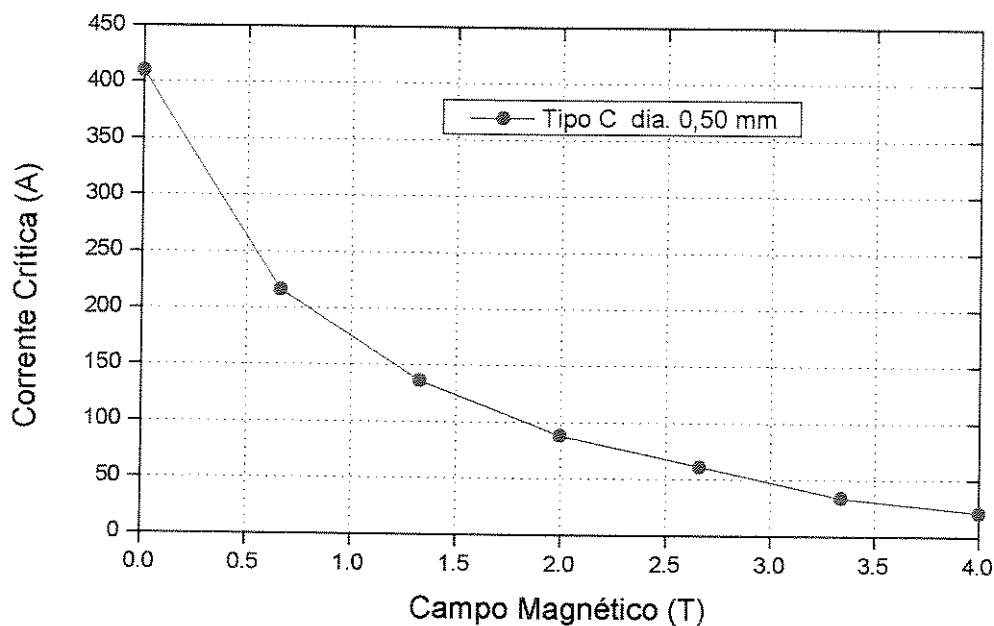


Fig. 1.22 (a) – Curva de corrente crítica cabo supercondutor de NbTi (6x) com CuNi para aplicação em corrente alternada – GEC Alsthom

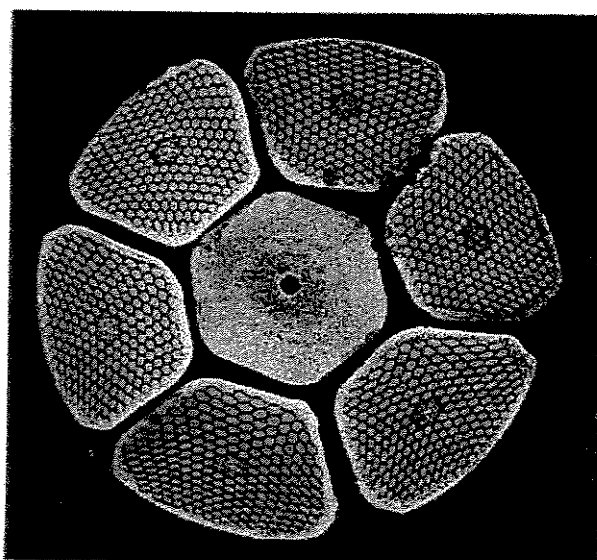


Fig. 1.22 (b) – Seção transversal do cabo supercondutor de NbTi (6x) com CuNi - Alsthom

1.3.5 – Imagem por ressonância magnética (IRM)

O fenômeno de ressonância magnética nuclear (RMN) descoberto por Bloch e Purcell [27] em 1946, que premiou seus autores com o Prêmio Nobel em 1952, possibilitou o desenvolvimento da espectroscopia (ERM) e da imagem (IRM) por ressonância magnética nuclear. Estas técnicas de caracterização foram rapidamente incorporadas aos métodos de diagnósticos da medicina que são baseadas na emissão de sinais de alta frequência pelos prótons ou núcleos de organismos vivos ou de substâncias contendo H^1 , C^{13} , P^{31} , F^{19} e Na^{23} , quando alinhados em campo magnético intenso e homogêneo, excitados por radiação eletromagnética de alta frequência. Através de um receptor os sinais emitidos são captados e convertidos por processadores em imagem de seções transversais (profundidade de 5 mm) ou podem ser utilizados para estudar o deslocamento químico dos compostos e suas estruturas.

Para geração de densidade de fluxo magnético de 0,5 a 2,0 T em aparelhos de IRM são utilizados magnetos supercondutores com diâmetro interno de 1,0 m e comprimentos de 2 a 3 m, sendo necessária uma homogeneidade de 10 ppm em uma esfera de 0,5 m de diâmetro. Para uso na espectroscopia são necessários magnetos supercondutores para gerar densidades de fluxo magnético de 2 a 14,5 T, porém com diâmetro interno de 50 a 300 mm e estabilidade temporal de $\Delta B/B < 10^{-7} h^{-1}$ operando no modo persistente.

Atualmente, mais de 4000 unidades de IRM e ERM operam com magneto supercondutor de NbTi [22], com taxa de crescimento de 800 unidades por ano e com custo unitário médio de US\$ 500.000. Com o desenvolvimento dos supercondutores de alta temperatura operando a 77 K, se alcançada a eficiência dos atuais fios de NbTi, este custo poderá ser reduzido de US\$ 100.000 a US\$ 200.000, num período de 5 anos, ampliando a utilização nos países em desenvolvimento.

Outras aplicações de materiais supercondutores, quer sejam os de alta temperatura, obtidos a partir das cerâmicas supercondutoras, quer sejam os fios e cabos supercondutores de baixas temperaturas, com base no Nb, devido às suas características de baixo consumo de energia, à capacidade de geração de altos campos magnéticos e à possibilidade de mantê-los por prazo indeterminado, estão em desenvolvimento. Montgomery [17] e Rosner [28] apresentam projeções de investimentos de dezenas de bilhões de dólares até 2010 no mercado futuro de equipamentos baseados em materiais supercondutores.

1.4 – Projeto de um magneto supercondutor para gerar 12T

Para projetar um magneto supercondutor alguns parâmetros básicos devem ser definidos, geralmente vinculados à sua aplicação. Na Tabela 1.4 são apresentados estes parâmetros, para magnetos de geometria cilíndrica utilizados na maioria das aplicações e divididos em características desejadas, componentes de custo e dimensionamento básico.

As características desejadas estão relacionadas com a aplicação do magneto, quando deve ser especificadas a forma e a intensidade do campo magnético, sua homogeneidade em um dado volume e finalmente o diâmetro interno do magneto, que limita o acesso à região central. Para a maioria das aplicações, a forma solenoidal de enrolamentos concêntricos é a utilizada, com bobinas compensadoras ou corretoras, para gerar campo magnético intenso e homogêneo na direção axial.

As aplicações que exigem induções magnéticas intensas determinam o tipo de fio supercondutor necessário. Para $0 < B < 9$ T usa-se o NbTi e para $9 < B < 22$ T (limite atual) usa-se o Nb₃Sn (compostos A15). Pode-se ainda dividir o magneto em setores com fios de diferentes diâmetros e materiais (Nb₃Sn ou NbTi), para redução de custo, respeitando as propriedades críticas de cada um. Na Figura 1.23 são apresentadas as formas construtivas mais utilizadas, com arranjos de solenóides concêntricos de acordo com o valor de B_{max} em cada região, com bobinas compensadoras ou corretoras internas ou externas.

Para magnetos utilizados em unidades de Imagem por Ressonância Magnética - IRM, apesar de a intensidade da indução magnética ser reduzida ($B < 2$ T), devido à exigência de alta homogeneidade de campo em grande volume e diâmetro de acesso compatível para imagem de corpo inteiro, o tipo de enrolamento utilizado é solenoidal com bobinas corretoras, cada uma com geometria adequada para eliminar as componentes harmônicas indesejáveis do campo magnético mapeado. Outras aplicações, como geradores de energia por magnetohidrodinâmica, aceleradores de partículas e trens magneticamente levitados utilizam enrolamentos tipo pista e tipo sela, para construção de dipolos e quadripolos, conforme ilustrado na Figura 1.24. Baldan [29]

Tabela 1.4 - Parâmetros necessários para projetar um magneto de 12T

Características desejadas

- a) escolha da forma geométrica do enrolamento (circular ou não circular) associado ao perfil da indução magnética desejada.
- b) indução magnética central (B_0 -solenóide, dipolo, quadripolo, ou multipolo)
- c) região ou diâmetro interno útil.
- d) homogeneidade desejada $\Delta B / B_0$ (1 a 0,001%) para cilindro de diâmetro ϕ e altura h

Componentes de Custo

- a) utilização do fio de NbTi na região externa onde $B < 7$ T
- b) minimização do uso de Nb₃Sn para gerar $B > 7$ T, usando as bobinas corretoras de NbTi
- c) escolha de fios supercondutores que atendam às necessidades de projeto e apresentem o menor custo por unidade de corrente e de comprimento.

Dimensionamento Básico

- a) indução magnética central em gauss / ampère (G/A) gerado pela bobina de NbTi .
- b) indução magnética (G/A) gerado pela bobina de Nb₃Sn na região central.
- c) definição da corrente de operação a partir das curvas $I_c \times B$ do fabricante, usando o critério de margem de segurança de $I_{op} < 75\% I_c$.
- d) otimização do enrolamento para $B_{max}/B_0 < 1,1$.
- e) para enrolamentos com elevado número de espiras, utilização de resinação com epóxi, caso contrário projeto com canais de refrigeração.
- f) cálculo da elevação de temperatura no enrolamento durante a energização $\theta_{max} < 75\% T_c$.
- g) cálculo das tensões e deformações mecânicas durante o enrolamento, resfriamento e energização do magneto, sendo que para Nb₃Sn ($\epsilon < 0,2\%$) e NbTi ($\epsilon < 2,0\%$).
- h) cálculo das indutâncias (próprias e mútuas) e da energia armazenada no enrolamento
- i) cálculo do circuito de proteção para remoção da energia durante o “quench” e, via simulação, estudo da indução controlada de “quench” nos enrolamentos críticos.
- j) cálculo da contribuição da magnetização da estrutura e correção das componentes harmônicas do campo magnético se necessário, através do mapeamento do campo após construção e teste. Adição de bobinas corretoras supercondutoras ou normais, devido à baixa intensidade de campo necessária.

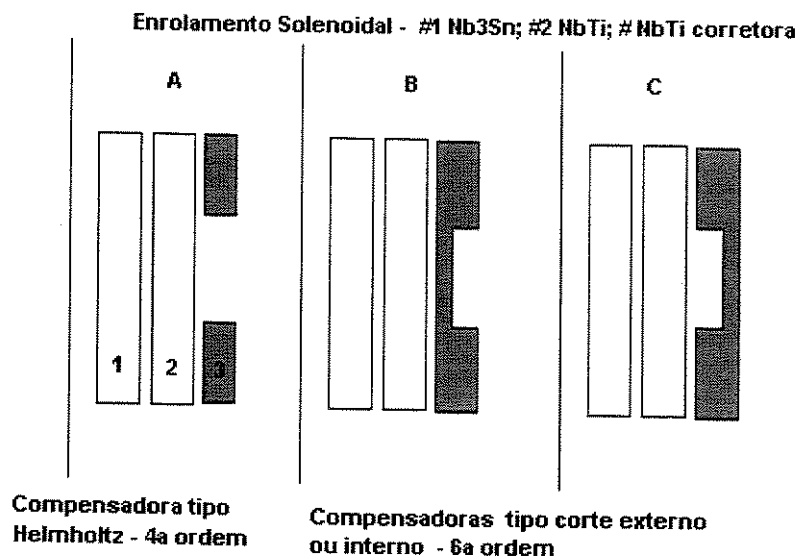


Fig. 1.23 – Arranjos de enrolamentos circulares com bobinas de correção até harmônicas de 6ª ordem

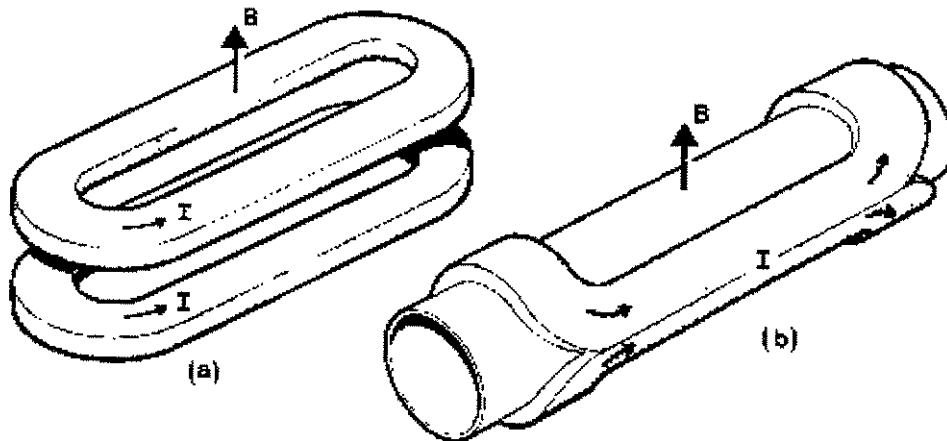


Fig. 1.24 – Enrolamentos tipo: (a) pista de corrida, (b) tipo sela

Após a escolha do tipo de enrolamento e realizada a escolha do tipo e dimensão do condutor associado ao campo magnético desejado, com o valor definido do diâmetro interno, pode-se calcular a distribuição do campo magnético na região central e em todo enrolamento, utilizando programas computacionais disponíveis. Nesta fase do projeto, a distribuição da indução magnética, calculada em (G/A) para uma densidade de corrente, obtida de dados de catálogos dos fabricantes, permite

escolher o diâmetro do fio supercondutor e o valor da corrente de operação considerando a margem de segurança estabelecida.

Em função do número de espiras elevado para condutores de pequeno diâmetro, deve-se escolher enrolamento impregnado com epóxi, que pode ser resinado durante ou após o enrolamento para magnetos de NbTi. Para bobinas de Nb₃Sn, quando a formação do composto ocorre após o enrolamento, a impregnação deverá ser realizada após o enrolamento, pelo processo que envolve vácuo, enchimento e pressurização, para garantir boa penetração da resina epóxi.

Definida a forma de impregnação, pode-se iniciar o dimensionamento mecânico com determinação das partes de cada material de fio componente do enrolamento, com a resina epóxi ao seu redor ou não. Com o número de espiras definido, tem-se o número de camadas e de espiras por camada, que podem ser associados a uma célula unitária (contendo as frações dos componentes), para calcular as propriedades mecânicas e térmicas médias.

A distribuição das tensões e deformações que ocorrem durante as etapas de enrolamento, resfriamento e energização, permitirão analisar se o fio supercondutor escolhido suportará ou não estes esforços de compressão, cisalhamento e tração. Na interface do enrolamento com o carretel suporte, a transferência das tensões e deformações mecânicas determinará se a espessura escolhida foi adequada, sendo que na parte externa ocorrerá o mesmo, com o reforço colocado com o enrolamentos de fios ou fitas de aço inoxidável.

Para os enrolamentos de Nb₃Sn a situação é mais crítica devido à fragilidade do fio, para o qual a deformação máxima é $\epsilon < 0,2\%$. Entretanto, um estado de compressão contribui para elevar o valor da corrente crítica do fio, que para geração de altos valores de indução magnética é fundamental, conforme mostrado na Figura 1.25(a), onde I_{cm} é a corrente crítica máxima quando o condutor não está deformado e a deformação intrínseca ϵ_0 corresponde ao valor da deformação resultante, já deduzida a deformação devido ao processo de fabricação do fio supercondutor. Para valores de indução magnética elevada, além da redução da densidade de corrente do fio supercondutor, observa-se na Figura 1.25(b) um aumento da dependência do valor de J_c com a taxa de deformação aplicada ao fio, para valores de B variando de 7T < B < 20T.

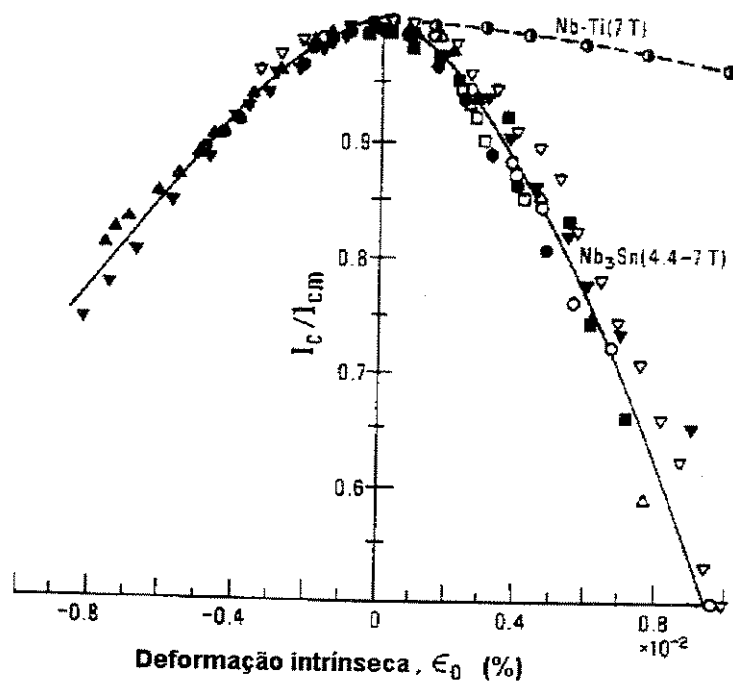


Fig. 1.25 (a) – Curva da variação da corrente crítica em função da deformação mecânica para fios de Nb₃Sn e NbTi [30]

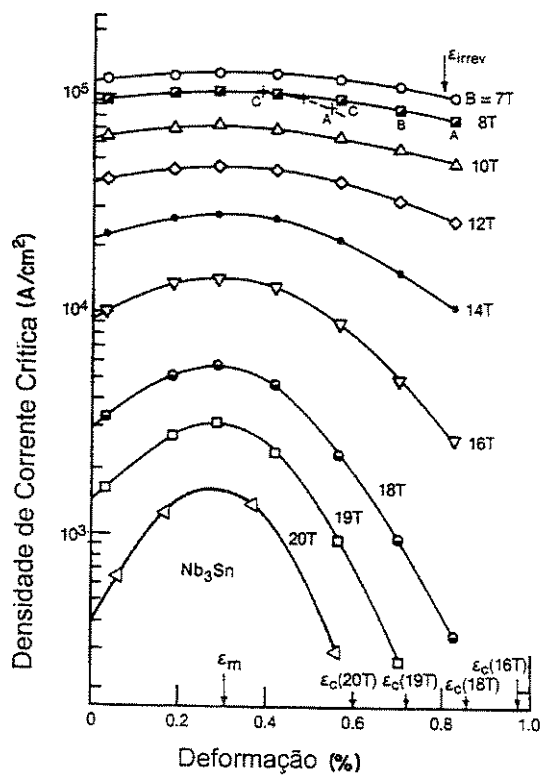


Fig. 1.25 (b) – Curva da densidade de corrente crítica em função da deformação mecânica para fio de Nb₃Sn com indução magnética 7T < B < 20T [30]

Escolhida a corrente de operação, com os valores das indutâncias próprias e mútuas calculadas, pode-se determinar a energia armazenada nas bobinas, bem como projetar o circuito de proteção durante a transição para o estado normal do magneto. Para determinar o efeito mais crítico desta transição, pode-se simular a indução do “quench” em diferentes instantes em um circuito RL, para determinar o pico de corrente induzida nos enrolamentos vizinhos. Com estas informações pode-se determinar uma seqüência segura para induzir “quench” nos outros enrolamentos, após a ocorrência do “quench” natural em um dos componentes.

A simulação do “quench” também deve ser feita analisando seus aspectos térmicos, pois após o início de um distúrbio por movimentação do condutor ou devido ao cruzamento da superfície crítica ($J_c \times B_c \times T_c$), o calor gerado deve ser absorvido localmente pela capacidade térmica do fio evitando sua propagação. Caso isto não ocorra, a zona normal propaga-se gerando um efeito de avalanche, quando toda a energia armazenada deve ser removida, ao mesmo tempo que o magneto sofre uma elevação de temperatura pela circulação corrente no condutor normal.

Para enrolamentos adiabáticos, que não trocam calor com o meio externo, como no caso de enrolamentos impregnados, a capacidade térmica do enrolamento fica reduzida podendo ocasionar degradação irreversível do magneto se a proteção não for adequadamente projetada. Além de remover a energia armazenada, o circuito de proteção deve limitar a corrente e tensão elétrica induzidas nos enrolamentos, minimizando a elevação da temperatura. As tensões mecânicas e deformações a que os fios supercondutores estão sujeitos durante o “quench” serão proporcionais aos picos de corrente induzidas, que devem ser limitados a 125% da corrente operacional.

A isolamento elétrica entre as camadas, que para fios de NbTi geralmente isolados com multicamadas de verniz, mostra-se suficiente para suportar a tensão induzida de até 1 kV, desde que sua superfície não seja danificada durante o processo de enrolamento. Para fios de Nb₃Sn a situação torna-se crítica pois, devido à necessidade de tratamento térmico (700 °C durante 100 h) após o enrolamento, o isolamento deve ser de tecido de vidro ou quartzo, que resistem a esta temperatura. Este tecido, além de frágil, contém elevado teor de material orgânico que durante o processo de tratamento térmico pode carbonizar reduzindo o nível de isolamento elétrico.

Neste trabalho, todas as etapas de projeto, construção e testes serão apresentadas para um magneto supercondutor de Nb₃Sn + NbTi de 12 T, inicialmente sem bobinas corretoras, que serão incorporadas ao sistema em trabalho futuro, juntamente com enrolamento central para elevar o valor da indução magnética máxima para 15 ou 16 T.

Capítulo 2 – Dimensionamento Elétrico e Mecânico de um Magneto Supercondutor

Introdução

A geração de campos magnéticos intensos, inicialmente descrita por Kapitza [31], recebeu um primeiro dimensionamento elétrico e mecânico apresentado por Cockcroft [32]. Na época, utilizando condutores de cobre refrigerado, pretendia-se gerar campos magnéticos de 50T circulando correntes de 30 kA por curto espaço de tempo (1/100 s), gerando tensões mecânicas de 700 kgf/cm² sobre os condutores, dissipando 40 kW de energia.

Em 1969, Montgomery [33] apresentou uma formulação completa para campos magnéticos homogêneos intensos com supercondutores, gerando campos de 12 T circulando correntes de 150 A ($J \equiv 10^8$ A/m²), sem dissipação de energia, em enrolamentos de pequeno volume.

O método de cálculo da distribuição de campos magnéticos, inicialmente formulado por um conjunto de integrais, que requerem soluções especiais em pontos singulares, foi amplamente descrita e utilizada por Baldan [29]. Este método que se baseia na solução da equação de Biot-Savart (método das integrais), apresenta excelentes resultados quando não existe material magnético na estrutura; caso contrário o Método de Elementos Finitos, apresentado por Silvester [34] é o mais indicado.

Neste trabalho foram utilizados os softwares: FLUX2D [35] de elementos finitos e o MAGNETO [36] de elementos de contorno, para cálculo da distribuição da Indução Magnética, com os resultados comparados com os obtidos com o Método Analítico.

Os efeitos devido à pré-tensão durante o enrolamento, contração e expansão térmica e energização das bobinas foram calculados com programas em Fortran detalhados [29], pois os “softwares” comerciais não oferecem este nível de detalhamento.

As ferramentas para cálculos de magnetos supercondutores, desenvolvidas por seletos grupos em laboratórios dos países desenvolvidos, geralmente não são disponíveis em pacotes comerciais, mas podem ser obtidas via colaboração ou através de estágios e visitas.

2.1 - Dimensionamento elétrico

2.1.1 - Método analítico

Montgomery [33] apresenta uma formulação para solenóides supercondutores detalhada por Baldan [29], na qual a formulação básica obtida a partir da indução magnética gerada por uma espira elementar mostrada na Figura 2.1, utilizando a equação de Biot-Savart (2.1) é estendida para todo o enrolamento, resolvendo os problemas de singularidades.

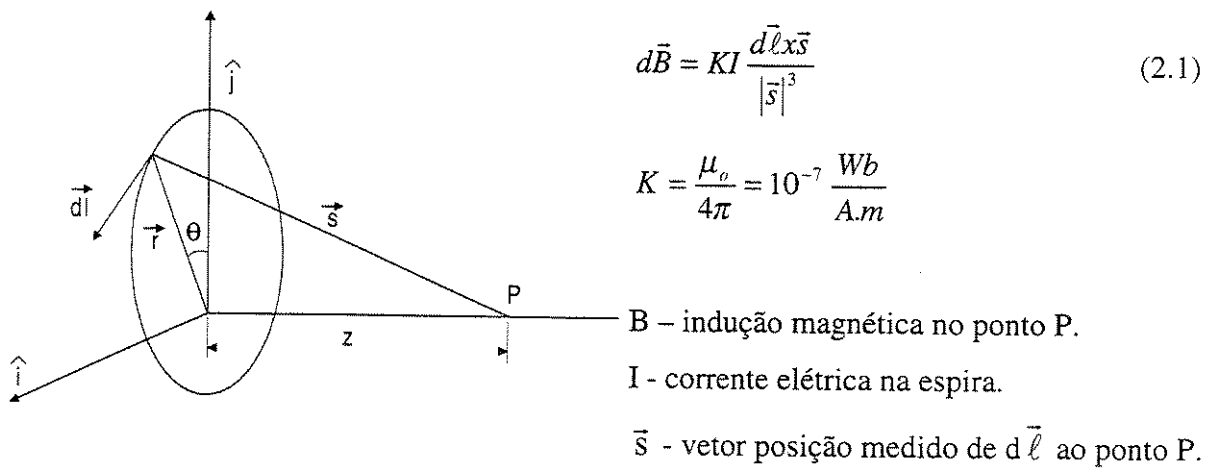


Fig. 2.1 – Espira elementar de corrente

A partir da equação (2.1), pode-se escrever para uma base ortonormal, e para uma espira ao longo do eixo ortogonal, que:

$$\vec{B} = KI \int_0^{2\pi} \frac{(zr \cos \theta \vec{i} + zr \sin \theta \vec{j} + r^2 \vec{k})}{(r^2 + z^2)^{3/2}} d\theta \quad (2.2)$$

Integrando esta equação para todo o enrolamento, utilizando coordenadas cilíndricas, e as propriedades de simetria do solenóide mostrado na Figura 2.2, obtém-se as expressões para as componentes em cada região.

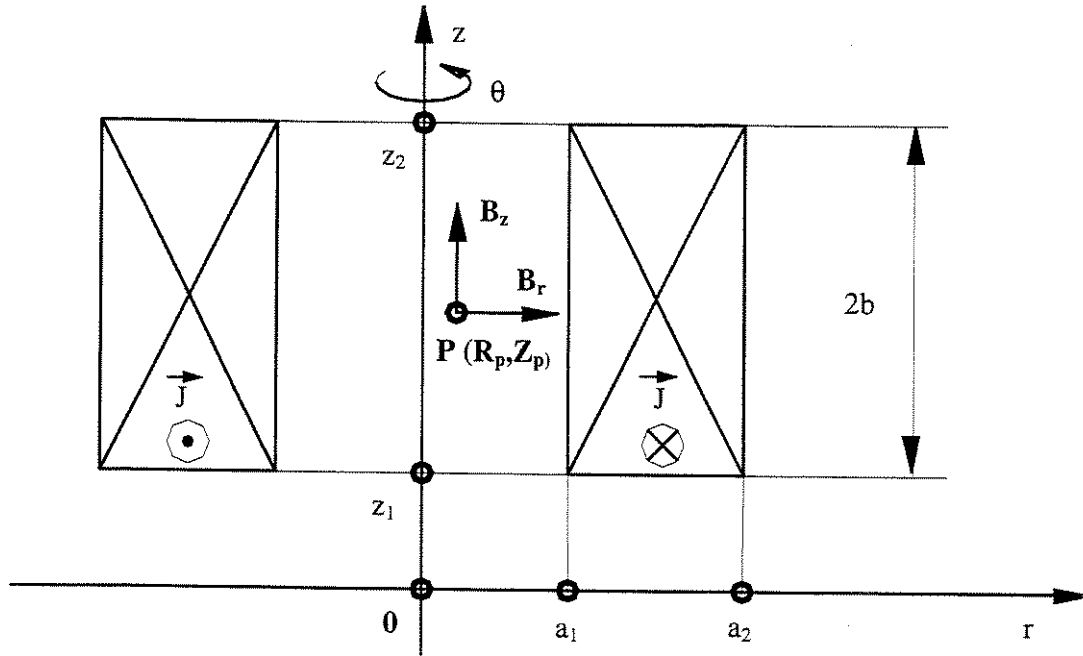


Fig. 2.2 - Enrolamento simétrico

Para calcular as componentes radiais e axiais da indução magnética tem-se que resolver:

$$Br = KJ \int_{a_1}^{a_2} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{(Z_p - z) a \cos \theta d\theta dz da}{[a^2 + R_p^2 + (Z_p - z)^2 - 2aR_p \cos \theta]^{3/2}} \quad (2.3)$$

$$Bz = KJ \int_{a_1}^{a_2} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{a^2 - aR_p \cos \theta d\theta dz da}{[a^2 + R_p^2 + (Z_p - z)^2 - 2aR_p \cos \theta]^{3/2}} \quad (2.4)$$

sendo: a_1, a_2 - raio interno e externo do solenóide.

z_1, z_2 - semi - altura inferior e superior.

R_p, Z_p - raio e altura do ponto de cálculo.

$$R = \sqrt{a^2 + R_p^2 + (z - Z_p)^2 - 2aR_p \cos \theta}$$

Os pontos de singularidades que exigem equações especiais são resumidos nas Tabelas 2.1 a 2.3.

Tabela 2.1 - Aplicação de equações para o cálculo de B_r

Valor Z_p	$Z_p - Z_2$					$Z_p - Z_1$					$Z_p \begin{smallmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{smallmatrix}$
Valor R_p	$R_p < a_1$	$R_p = a_1$	$a_1 < R_p < a_2$	$R_p = a_2$	$R_p > a_2$	$R_p < a_1$	$R_p = a_1$	$a_1 < R_p < a_2$	$R_p = a_2$	$R_p > a_2$	Qualquer
$B_{r2}(a_1, Z_2)$	Eq.2.5	Eq.2.6	Eq.2.7	Eq.2.7	Eq.2.7	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5
$B_{r2}(a_2, Z_2)$	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.6	Eq.2.7	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5
$B_{r2}(a_1, Z_1)$	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.6	Eq.2.7	Eq.2.7	Eq.2.7	Eq.2.5
$B_{r2}(a_1, Z_2)$	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.5	Eq.2.6	Eq.2.7	Eq.2.8
$B_{r1}(a, Z)$	Eq. 2.8										

$$Br_2(a, z) = \frac{J}{10} R_p \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta \ln(R + a - R_p \cos \theta) d\theta \quad (2.5)$$

$$Br_2(a, z) = \frac{J}{10} R_p \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta \ln R_p \sqrt{2(1 - \cos \theta)} + 1 - \cos \theta d\theta \quad (2.6)$$

$$Br_2(a, Z_p) = 2 \frac{J}{10} R_p \left\{ \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \ln \frac{R_p^2 (1 - \cos^2 \theta)}{R - a + R_p \cos \theta} d\theta + \int_{\pi/2}^{\pi} \cos^2 \theta \ln (R + a - R_p \cos \theta) d\theta \right\} \quad (2.7)$$

$$Br_1(a, Z) = \frac{J}{10} \int_0^{2\pi} R \cos \theta d\theta \quad \text{onde } R = \sqrt{a^2 - 2aR_p \cos \theta + R_p^2 + (Z - Z_p)^2} \quad (2.8)$$

Tabela 2.2 - Aplicação de equações para o cálculo de B_{z2}

Valor de Z_p	$Z_p = Z_2$	$Z_p = Z_1$	$Z_p \neq Z_1, Z_2$
Valor de R_p	Qualquer	Qualquer	Qualquer
$B_{z2}(a_1, z_2)$	0	Eq.2.9	Eq.2.9
$B_{z2}(a_2, z_2)$	0	Eq.2.9	Eq.2.9
$B_{z2}(a_1, z_1)$	Eq.2.9	0	Eq.2.9
$B_{z2}(a_2, z_1)$	Eq.2.9	0	Eq.2.9
$B_{z3}(a_1, z_2)$	0	Eq.2.10	Eq.2.10
$B_{z3}(a_2, z_2)$	0	Eq.2.10	Eq.2.10
$B_{z3}(a_1, z_1)$	Eq.2.10	Eq.2.10	Eq.2.10
$B_{z3}(a_2, z_1)$	Eq.2.10	0	Eq.2.10

$$B_{z1}(a, Z) = \frac{J}{10} \int_0^{2\pi} (Z - Z_p) \ln(R + a - R_p \cos \theta) d\theta \quad (2.9)$$

$$B_{z3}(a, Z) = \frac{J}{10} R_p \int_0^{2\pi} \sin \theta \tan^{-1} \left\{ \frac{(a - R_p \cos \theta)(Z - Z_p)}{R_p R \sin \theta} \right\} d\theta \quad (2.10)$$

Tabela 2.3 - Aplicação de equações para o cálculo de B_{z2}

Valor de Z_p	$Z_p = Z_2$			$Z_p = Z_1$			$Z_p \neq Z_1 \neq Z_2$		
Valor de R_p	$R_p = a_1$	$R_p = a_2$	$R_p \neq a_2^{a_1}$	$R_p = a_1$	$R_p = a_2$	$R_p \neq a_2^{a_1}$	$R_p = a_1$	$R_p = a_2$	$R_p \neq a_2^{a_1}$
$B_{z1}(a_1, Z_2)$	0	0	0	Eq.2.12	Eq.2.11	Eq.2.11	Eq.2.12	Eq.2.11	Eq.2.11
$B_{z1}(a_2, Z_2)$	0	0	0	Eq.2.11	Eq.2.12	Eq.2.11	Eq.2.11	Eq.2.12	Eq.2.11
$B_{z1}(a_1, Z_1)$	Eq.2.12	Eq.2.12	Eq.2.11	0	0	0	Eq.2.12	Eq.2.11	Eq.2.11
$B_{z1}(a_2, Z_1)$	Eq.2.11	Eq.2.12	Eq.2.11	0	0	0	Eq.2.11	Eq.2.12	Eq.2.11

$$B_{z2}(a, z) = \frac{K}{2} R_p \int_0^{2\pi} \frac{(Z - Z_p)}{|Z - Z_p|} \cos^2 \theta \ln \frac{R - |Z - Z_p|}{(R + |Z - Z_p|)^2} d\theta \quad (2.11)$$

$$B_{z2} R_p, Z = \frac{K}{2} R_p \frac{(Z - Z_p)}{|Z - Z_p|} \cos \theta \ln \frac{2R_p^2(1 - \cos \theta)}{(R + |Z - Z_p|)^2} d\theta \quad (2.12)$$

A distribuição da indução magnética em cada enrolamento, utilizando-se o arranjo concêntrico das bobinas da Figura 2.3, juntamente com os parâmetros do dimensionamento básico da Tabela 2.4, podem ser analisados nas Tabelas 2.5(a) – 2.5(d), que correspondem às curvas da Figura 2.4 para o enrolamento e região central do magneto.

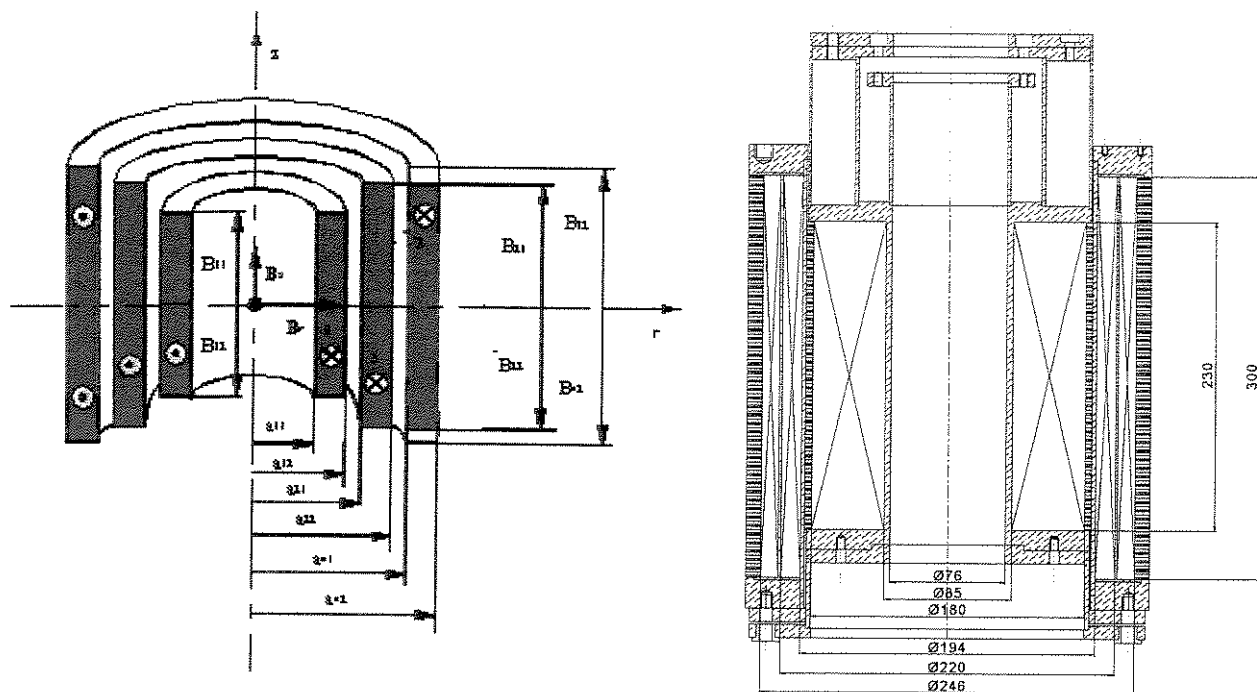
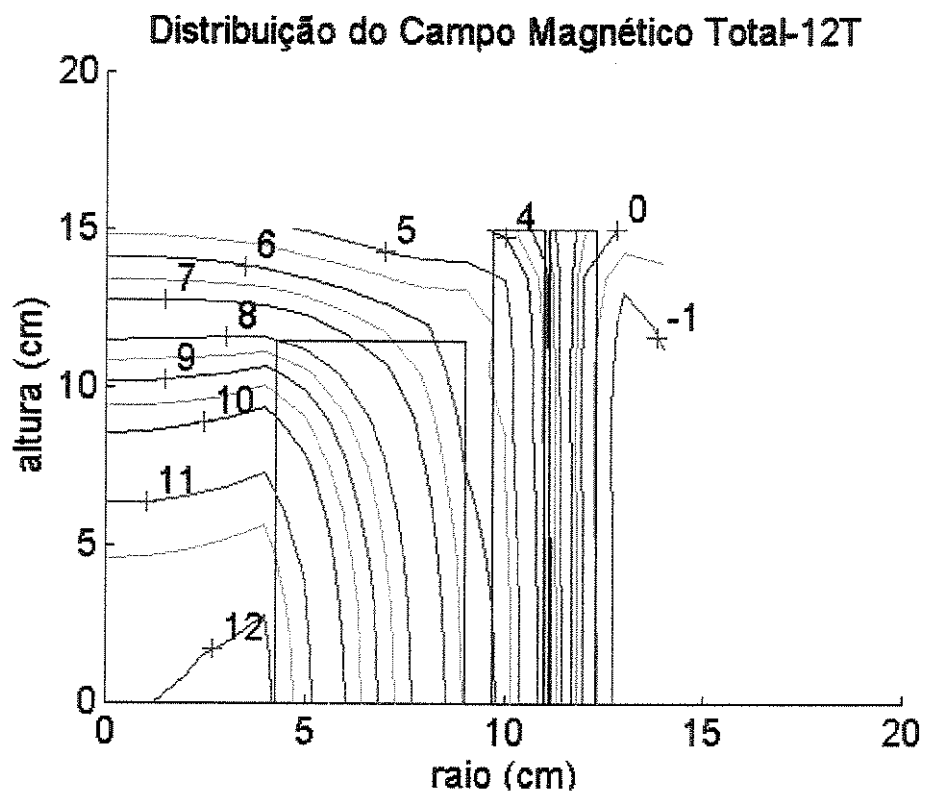


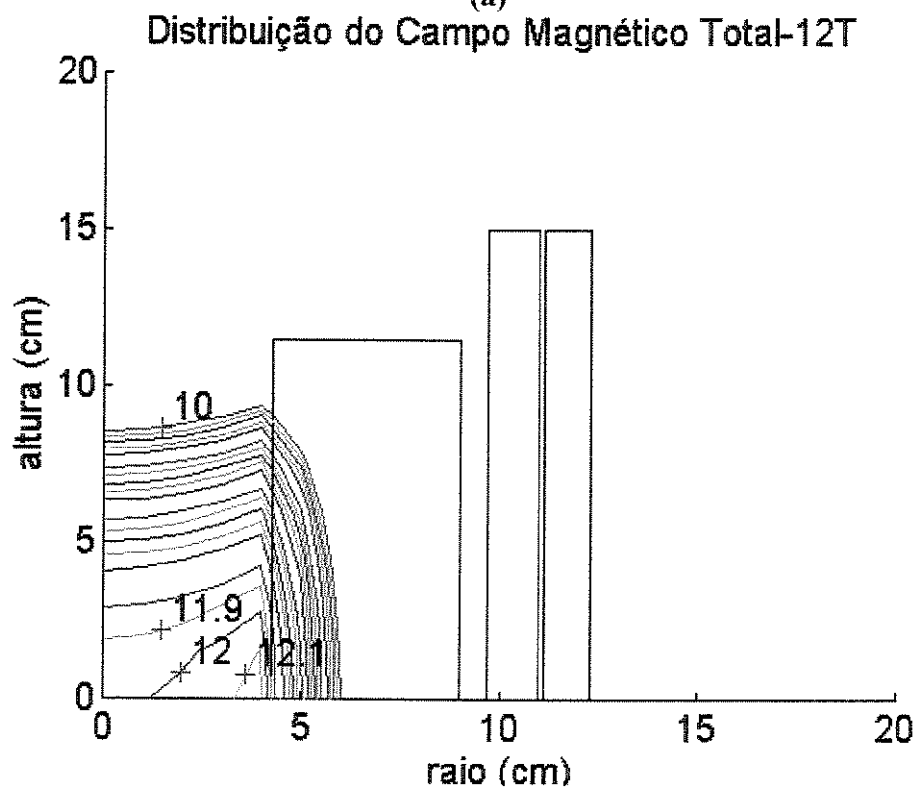
Fig. 2.3 - Arranjo dos enrolamentos de Nb₃Sn e NbTi

O carregamento deste magneto utilizando um circuito série, no qual os enrolamentos são circulados pela mesma corrente, deve obedecer às limitações dos fios supercondutores utilizados, cujas curvas características são apresentadas na Figura 2.5, a partir da qual será determinada a curva de carga, inclusive com os resultados experimentais obtidos no Massachusetts Institute of Technology - MIT, durante visita em 1993.

Para as medidas de corrente crítica do fio de Nb₃Sn foram preparadas amostras em diversas condições de tratamento térmico desde 650 °C durante 300h até 730°C durante 64h. Durante os tratamentos, para um lote foi utilizada atmosfera de argônio e para outro alto vácuo, com estes resultados foram selecionadas as melhores condições para o tratamento térmico do magneto.



(a)



(b)

Fig. 2.4 - Distribuição da Indução Magnética para 12T

(a) todo o enrolamento (b) na região central

Pode-se observar que o enrolamento central de Nb₃Sn estará submetido à indução magnética de 5 T a 12 T, sendo para esta faixa a corrente crítica superior a 200 A, e a corrente de operação de 146 A. Para os enrolamentos de NbTi a indução magnética máxima será inferior a 7,5 T, sendo a corrente crítica equivalente próxima a 300 A, para a mesma corrente de operação.

Observadas as limitações de corrente e campo crítico, pode-se agora estudar a propagação do “quench” e estimar a temperatura máxima a ser atingida no enrolamento, durante a propagação da zona normal, sendo que este efeito será calculado e analisado nos próximos capítulos.

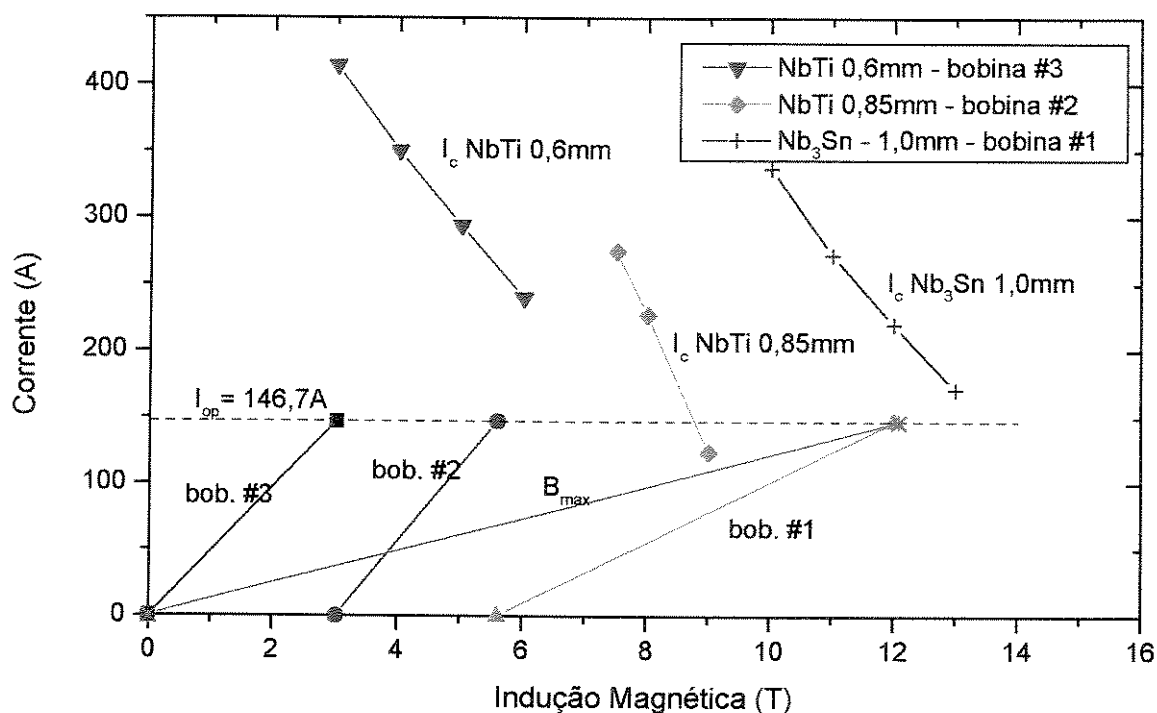


Fig. 2.5 – Curva de Carregamento do Magneto de 12(T)

A partir do mapeamento da indução magnética nos enrolamentos pode-se calcular as tensões mecânicas decorrentes da energização das bobinas, efeitos estes que serão discutidos no Capítulo 3. Os cálculos das indutâncias próprias e mútuas foram feitos utilizando-se os métodos descritos por Baldan [29], e posteriormente confirmado pela matriz indutância obtida com os cálculos executados com os softwares MAGNETO [36] e FLUX 2D [35].

Além dos parâmetros elétricos fundamentais para o projeto do sistema de proteção, deve-se estudar as diversas formas de remover a energia armazenada nos três enrolamentos, estimada em 400 kJ, visando à proteção máxima para o enrolamento de Nb₃Sn passível de degradação para deformação superior a $\epsilon > 0,2\%$.

Tabela 2.4 - Parâmetros Básicos dos Enrolamentos

	Nb ₃ Sn* - 1	NbTi - 2	NbTi - 3
Raio interno A ₁ (mm)	42,5	97,0	111,5
Raio externo A ₂ (mm)	90,0	110,0	123,0
Semi - altura B ₁ (mm)	115,0	150,0	150,0
Semi - altura B ₂ (mm)	115,0	150,0	150,0
Altura total 2B (mm)	230,0	300,0	300,0
Camada x espiras/camadas =N (esp)	42 x 200	16 x 327	20 x 460
Diâmetro nu ϕ_n (mm)	1,0	0,85	0,60
Diâmetro isololado ϕ_i (mm)	1,11	0,90	0,64
Relação Cu/SC	*0,19	1,35	1,35
Fator de empacotamento	0,604	0,761	0,754
Corrente crítica I _c /B (A)	198 (12 T)	227 (8 T)	215 (6,5 T)
Corrente de operação I _{op} (A)/%	(146/136)/74	(146/136)/65	(146/136)/68
Indução central B (0,0) (T)	12,00	7,15	4,50
Indução máxima B _{máx.} (T)	12,08	7,73	6,52
Indutância própria L (H)	3,23	2,86	10,77
Indutância total L _T = 38,36(H)	8,93	10,03	19,4
Energia armazenada E = 408,8(kJ)	95,2	106,9	206,7

*Frações para Nb₃Sn : Cobre 16%, Bronze 58%, Tântalo 7%, Nióbio 6%, Nb₃Sn 13%.

Tabela 2.5 - (a) Distribuição da Indução Magnética na Bobina Nb₃Sn

Raio Interno = 4.250 (CM) Raio Externo = 9.000 (CM) Semi Altura = 11.500 (CM)										Partição AXIAL = .113095 (CM) Partição Radial = .115000 (CM)									
Indução Magnética Radial Br (G/A)										Indução Magnética Axial Bz (G/A)									
Z/R(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000					
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000					
1.500	.000	1.231	2.406	3.469	4.375	5.087	5.584	5.928	5.815	5.558	5.197	4.774	4.322	3.869					
3.000	.000	2.637	5.152	7.426	9.357	10.859	11.883	12.417	12.491	11.546	10.714	9.767	8.780	7.810					
4.500	.000	4.414	8.629	12.444	15.672	18.150	19.775	20.520	20.445	18.432	16.871	15.176	13.478	11.863					
6.000	.000	6.791	13.308	19.253	24.300	28.133	30.519	31.380	30.832	29.158	26.742	23.964	21.129	18.436					
7.500	.000	9.956	19.654	28.724	36.605	42.612	46.152	46.973	45.276	41.678	37.037	32.156	27.563	23.496					
9.000	.000	13.773	27.640	41.432	54.308	64.532	70.322	70.922	66.641	58.812	49.655	41.108	33.944	28.162					
10.500	.000	17.107	35.179	55.380	78.488	99.373	110.076	110.472	101.129	82.784	63.171	48.876	38.824	31.493					
12.000	.000	17.765	36.746	58.755	87.318	116.225	129.034	129.516	118.531	93.254	66.815	50.733	40.056	32.437					
13.500	.000	15.218	30.773	46.756	62.364	75.123	82.299	82.920	77.335	67.136	55.542	45.316	37.166	30.803					
15.000	.000	11.513	22.823	33.562	43.063	50.402	54.739	55.698	53.513	48.990	43.285	37.452	32.118	27.503					

Indução Magnética Total Bt (G/A)																			
Z/R(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000					
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000					
1.500	.000	397.520	397.520	398.709	400.630	403.254	333.823	240.702	147.830	55.125	-37.681	-27.091	-24.077	-21.359					
3.000	.000	395.277	395.708	396.981	399.037	401.839	332.617	239.722	147.079	54.591	-38.025	-27.062	-23.988	-21.234					
4.500	.000	389.496	390.017	391.555	394.038	397.406	328.856	236.691	144.784	52.987	-39.023	-26.920	-23.674	-20.823					
6.000	.000	378.959	379.641	381.658	384.927	389.356	322.079	231.311	140.813	50.328	-40.555	-26.487	-22.989	-20.015					
7.500	.000	362.212	363.130	365.869	370.361	376.509	311.372	223.006	134.949	46.707	-42.318	-25.425	-21.675	-18.628					
9.000	.000	337.167	338.353	341.955	348.066	356.740	295.032	210.727	126.880	42.456	-43.577	-23.180	-19.361	-16.436					
10.500	.000	301.615	302.894	306.940	314.380	326.109	269.710	192.442	116.172	38.607	-42.468	-18.990	-15.652	-13.254					
12.000	.000	255.173	255.938	258.508	264.052	276.238	228.074	164.027	101.859	37.940	-33.434	-12.275	-10.428	-9.129					
13.500	.000	202.534	202.161	200.871	197.871	189.281	160.871	121.633	81.006	41.630	-10.126	-3.903	-4.363	-4.533					
15.000	.000	152.853	151.704	147.981	140.784	128.602	110.546	88.215	64.607	42.683	25.296	3.466	1.175	-.247					
		112.764	111.563	107.871	101.468	92.198	80.289	66.575	52.345	38.992	27.661	8.226	5.209	3.119					

Indução Magnética Total Bt (G/A)																			
Z/R(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000					
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000					
1.500	.000	397.117	397.520	398.709	400.630	403.254	333.823	240.702	147.830	55.125	37.681	27.091	24.077	21.359					
3.000	.000	395.277	395.710	396.988	399.052	401.862	332.656	239.787	147.196	54.911	38.467	27.480	24.374	21.584					
4.500	.000	389.496	390.026	391.588	394.108	397.517	329.035	236.989	145.315	54.439	40.876	28.637	25.250	22.240					
6.000	.000	378.959	379.666	381.756	385.129	389.671	322.590	232.155	142.300	54.322	45.081	30.527	26.649	23.266					
7.500	.000	362.212	363.194	366.111	370.861	377.292	312.640	225.085	138.549	55.965	51.391	33.059	28.455	24.549					
9.000	.000	337.167	338.499	342.519	349.249	358.613	298.093	215.721	135.296	62.068	72.542	36.014	30.445	25.893					
10.500	.000	301.615	303.207	308.182	317.098	330.600	277.323	204.889	136.110	77.017	89.281	38.895	32.219	27.006					
12.000	.000	255.173	256.509	260.890	269.797	287.172	248.782	197.539	150.264	108.012	89.281	40.718	33.175	27.519					
13.500	.000	202.534	202.940	204.204	206.410	208.450	198.463	177.326	152.762	125.629	93.802	42.246	32.729	27.130					
15.000	.000	152.853	152.465	151.147	148.345	142.926	133.656	120.644	105.118	88.332	71.744	37.327	30.825	25.807					
		112.764	112.156	110.259	106.875	101.759	94.798	86.189	76.435	66.212	56.260	33.154	27.992	23.811					

Tabela 2.5 - (b) Distribuição da Indução Magnética na Bobina NbTi - fio de $\phi 0.85\text{mm}$

Raio Interno = 9.000 (CM) Raio Externo = 11.000 (CM) Semi Altura = 15.000 (CM)
Partição AXIAL = .081250 (CM) Partição Radial = .091743 (CM)

Indução Magnética Radial Br (G/A)

Z/R(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.500	.000	.396	1.157	1.507	1.825	2.105	2.341	2.526	2.658	2.736	2.761	2.738	2.673	2.572
3.000	.000	.815	2.385	3.107	3.767	4.347	4.835	5.218	5.488	5.643	5.685	5.625	5.475	5.253
4.500	.000	1.280	2.539	3.752	4.896	5.944	6.871	7.650	8.259	8.681	8.911	8.953	8.548	8.157
6.000	.000	1.811	3.595	5.324	6.967	8.485	9.837	10.980	11.871	12.477	12.782	12.792	12.054	11.410
7.500	.000	2.418	4.811	7.150	9.399	11.510	13.420	15.056	16.339	17.198	17.590	17.514	16.197	15.148
9.000	.000	3.095	6.178	9.231	12.222	15.099	17.780	20.147	22.048	23.323	23.849	23.597	22.662	21.514
10.500	.000	3.804	7.624	11.470	15.337	19.197	22.968	26.494	29.503	31.617	32.456	31.859	30.035	27.453
12.000	.000	4.460	8.978	13.611	18.415	23.432	28.671	34.043	39.217	43.395	45.285	43.964	40.040	35.070
13.500	.000	4.943	9.984	15.234	20.821	26.909	33.717	41.535	50.649	60.665	67.568	64.157	53.330	43.330
15.000	.000	5.136	10.389	15.890	21.805	28.367	35.938	45.169	57.447	76.909	128.410	106.651	64.120	47.864

Indução Magnética Axial Bz (G/A)

Z/R(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.500	180.383	180.514	180.904	181.546	182.427	183.528	184.826	186.296	187.902	189.615	191.415	193.296	195.257	197.296
3.000	179.790	179.924	180.326	180.988	181.895	183.031	184.372	185.889	187.548	189.316	191.170	193.109	195.128	197.226
4.500	177.975	178.122	178.558	179.278	180.267	181.509	182.977	184.641	186.463	188.403	190.447	192.588	194.815	197.128
6.000	174.836	175.002	175.495	176.310	177.436	178.856	180.544	182.466	184.577	186.826	189.272	191.909	194.726	197.724
7.500	170.206	170.396	170.963	171.906	173.219	174.889	176.895	179.202	181.756	184.489	187.368	190.381	193.528	196.808
9.000	163.871	164.086	164.733	165.818	167.347	169.325	171.743	174.577	177.768	181.225	184.954	188.967	193.266	197.854
10.500	155.606	155.840	156.548	157.750	159.476	161.764	164.647	168.141	172.208	176.737	181.723	187.170	192.989	199.181
12.000	145.257	145.490	146.199	147.422	149.222	151.693	154.955	159.135	164.314	170.431	177.507	184.646	191.869	199.274
13.500	132.853	133.048	133.650	134.706	136.305	138.594	141.805	146.293	152.520	160.890	170.543	181.475	192.708	204.241
15.000	118.728	118.845	119.207	119.850	120.843	122.316	124.512	127.911	133.546	143.697	159.042	175.157	192.056	209.724

Indução Magnética Total Bt (G/A)

Z/R(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.500	180.383	180.514	180.904	181.546	182.427	183.528	184.826	186.296	187.902	189.615	191.415	193.296	195.257	197.296
3.000	179.790	179.924	180.326	180.988	181.895	183.031	184.372	185.889	187.548	189.316	191.170	193.109	195.128	197.226
4.500	177.975	178.124	178.566	179.294	180.294	181.548	183.028	184.705	186.536	188.483	190.547	192.726	195.029	197.453
6.000	174.836	175.006	175.513	176.350	177.504	178.955	180.674	182.627	184.762	187.028	189.415	191.926	194.563	197.326
7.500	170.206	170.405	171.001	171.989	173.359	175.095	177.168	179.538	182.143	184.911	187.842	190.946	194.225	197.679
9.000	163.871	164.103	164.803	165.972	167.611	169.715	172.266	175.225	178.513	182.040	185.848	189.904	194.181	198.688
10.500	155.606	155.871	156.670	158.020	159.944	162.467	165.604	169.344	173.617	178.269	183.296	188.688	194.353	200.306
12.000	145.257	145.539	146.398	147.860	150.008	152.903	156.648	161.325	166.942	173.339	180.517	188.499	197.306	206.953
13.500	132.853	133.123	133.952	135.392	137.543	140.561	144.675	150.201	157.481	166.639	176.813	188.099	200.531	213.920
15.000	118.728	118.948	119.625	120.814	122.623	125.241	128.996	134.486	142.828	155.977	174.195	198.324	228.209	268.748

Tabela 2.5 - (c) Distribuição da Indução Magnética na Bobina NbTi - fio de $\phi 0.60\text{mm}$

Raio Interno = 11.150 (CM) Partição AXIAL = .057500 (CM) Raio Externo = 12.300 (CM) Partição Radial = .065217 (CM) Semi Altura = 15.000 (CM)														
Indução Magnética Radial Br (G/A)														
Z/R(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.500	.000	.717	1.425	2.112	2.769	3.383	3.943	4.436	4.853	5.181	5.416	5.554	5.596	5.420
3.000	.000	1.464	2.910	4.316	5.663	6.927	8.083	9.105	9.968	10.650	11.134	11.413	11.487	11.083
4.500	.000	2.267	4.508	6.697	8.802	10.790	12.620	14.248	15.628	16.719	17.488	17.915	18.001	17.766
6.000	.000	3.143	6.259	9.319	12.286	15.114	17.746	20.115	22.144	23.756	24.883	25.483	25.546	24.252
7.500	.000	4.096	8.173	12.208	16.164	19.993	23.623	26.954	29.864	32.211	33.856	34.694	34.689	32.437
9.000	.000	5.101	10.205	15.306	20.389	25.414	30.308	34.948	39.147	42.653	45.169	46.297	44.852	42.373
10.500	.000	6.095	12.228	18.433	24.736	31.139	37.609	44.043	50.220	55.735	59.969	62.193	61.896	59.177
12.000	.000	6.969	14.023	21.248	28.731	36.564	44.825	53.557	62.687	71.839	79.966	85.009	84.712	78.977
13.500	.000	7.593	15.311	23.288	31.680	40.679	50.531	61.574	74.267	89.170	106.403	122.324	124.019	107.699
15.000	.000	7.850	15.841	24.128	32.895	42.382	52.925	65.046	79.634	98.458	125.924	184.468	237.363	135.415
Indução Magnética Axial Bz (G/A)														
Z/R(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.500	303.625	303.863	304.573	305.745	307.362	309.399	311.825	314.597	317.673	320.999	324.267	328.683	33.798	-46.066
3.000	302.551	302.793	303.518	304.715	306.369	308.454	310.939	313.784	316.941	320.358	323.724	328.239	43.452	-51.114
4.500	299.282	299.539	300.307	301.579	303.340	305.568	308.233	311.293	314.702	318.398	322.064	326.889	42.407	-51.869
6.000	293.690	293.970	294.807	296.195	298.127	300.585	303.546	306.971	310.810	314.996	319.195	324.575	40.645	-53.111
7.500	285.584	285.889	286.806	288.336	290.483	293.239	296.598	300.533	304.999	309.920	314.942	321.194	38.134	-54.803
9.000	274.731	275.060	276.049	277.714	280.071	283.150	286.967	291.530	296.819	302.765	308.990	316.558	34.834	-56.857
10.500	260.937	261.275	262.296	264.029	266.523	269.844	274.069	279.279	285.532	292.822	300.768	310.340	30.702	-59.060
12.000	244.139	244.457	245.422	247.080	249.508	252.823	257.186	262.809	269.937	278.782	289.129	301.872	25.732	-60.865
13.500	224.528	224.784	225.567	226.926	228.950	231.786	235.664	240.942	248.169	258.121	271.409	289.487	20.125	-60.647
15.000	202.658	202.809	203.272	204.080	205.296	207.029	209.467	212.949	218.118	226.318	240.302	266.957	15.539	-52.340
	179.460	179.476	179.528	179.612	179.730	179.879	180.057	180.264	180.498	180.757	180.914	181.595	37.625	-11.222
Indução Magnética Total Bt (G/A)														
Z/R(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	303.625	304.573	305.745	307.362	309.399	311.825	314.597	317.673	320.999	324.267	328.683	33.798	50.861	46.066
1.500	302.551	302.794	303.521	304.723	306.381	308.473	310.964	313.815	316.979	320.400	323.769	328.286	43.811	46.551
3.000	299.282	299.542	300.321	301.610	303.393	305.647	308.339	311.426	314.859	318.576	322.256	327.088	43.935	48.024
4.500	293.690	293.979	294.841	296.271	298.256	300.779	303.808	307.301	311.203	315.440	319.674	325.070	44.453	50.538
6.000	285.584	285.906	286.874	288.487	290.741	293.628	297.129	301.206	305.802	310.829	315.924	322.203	45.900	54.193
7.500	274.731	275.090	276.170	277.982	280.539	283.855	287.938	292.773	298.317	304.474	310.840	318.454	49.160	59.141
9.000	260.937	261.325	262.494	264.473	267.302	271.038	275.739	281.457	288.203	295.912	304.141	313.794	55.552	65.597
10.500	244.139	244.533	245.727	247.767	250.731	254.733	259.921	266.474	274.569	284.299	295.283	308.212	67.032	73.822
12.000	224.528	224.892	226.003	227.918	230.745	234.652	239.889	246.823	255.964	267.931	282.944	301.711	87.070	83.932
13.500	202.658	202.951	203.848	205.404	207.726	210.987	215.476	221.672	230.415	243.251	262.805	293.648	124.988	94.750
15.000	179.460	179.648	180.225	181.226	182.715	184.804	187.675	191.641	197.284	205.832	220.424	258.853	240.327	99.468

2.1.2 - Métodos de solução de sistemas de equações a derivadas parciais para problemas de magnetostática.

2.1.2.1 - Formulação do sistema de equações

Para o cálculo da indução magnética e sua distribuição no enrolamento, na estrutura e no espaço, com a presença ou não de materiais magnéticos (lineares ou não), pode-se escrever a partir das equações de Maxwell, relações constitutivas e leis aplicáveis aos problemas de magnetostática, a formulação que segue:

- Da equação de Maxwell (Lei de Ampère) tem-se:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \vec{B} \right) = \vec{J} \quad (2.13)$$

- utilizando a relação constitutiva $\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B}$ (2.14)

- pode-se escrever que $\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{B} + \nabla \frac{1}{\mu} \cdot \vec{B} = \vec{J}$ (2.15)

- utilizando a terceira equação de Maxwell $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ (2.16)

- pode-se definir o vetor potencial magnético $\vec{A}$ tal que $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ (2.17)

- impondo-se ainda que $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ pode-se escrever $\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} \right) = \vec{J}$ (2.18)

Esta equação de Poisson não linear, onde $v = \frac{1}{\mu}$ é uma função que depende da intensidade de $\vec{B}$, pode ser resolvida para campos bidimensionais (2D), independente da coordenada z. Quando $\vec{A}(x, y)$ for determinado a indução magnética, $\vec{B}$ e o campo magnético $\vec{H}$ poderão ser calculados a partir de (2.17) e (2.14).

Pode-se agora escrever, em coordenadas cartesianas, a eq. (2.18) admitindo que $\vec{A}$ e $\vec{J}$ terão componentes somente na direção z :

$$\nabla \cdot v \nabla A_z(x, y) + J_z(x, y) = 0 \quad (2.19)$$

que corresponde a equação diferencial $\frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial A}{\partial y} \right) + J = 0$ (2.20)

Aplicando as derivadas sobre os termos entre parênteses, resulta:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial y} \frac{\partial A}{\partial y} + \frac{1}{\mu} J = 0 \quad (2.21)$$

que pode ser escrita na forma genérica como:

$$a \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + b \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + c \frac{\partial A}{\partial x} + d \frac{\partial A}{\partial y} + e - u + f = 0 \quad (2.22)$$

sendo $\mathbf{a}, \mathbf{b} \neq 0$, $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \dots \mathbf{f}$ funções de $\mathbf{x}, \mathbf{y}$ e $\mathbf{A}$, ou seja:

$$a(x, y) \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + b(x, y) \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + c(x, y) \frac{\partial A}{\partial x} + d(x, y) \frac{\partial A}{\partial y} = f\left(A, \frac{\partial A}{\partial x}, \frac{\partial A}{\partial y}, x, y\right) \quad (2.23)$$

onde $\mathbf{f}$ não precisa ser uma função linear, e para sua solução se $\Delta = b^2 - 4ac < 0$ para alguns pontos $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$, a Eq.2.23 será do tipo elíptica.

Para solução do sistema de equações diferenciais pode-se utilizar o método de diferenças finitas, observadas as condições de contorno.

Na região de material magnético ($J=0$) tem-se que:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial A}{\partial y} \right) = 0 \quad (2.24)$$

Para a região do espaço a distribuição da indução magnética pode ser calculada por:

$$|\vec{B}| = |\nabla \times \vec{A}| = |\nabla A(x, y)| = \left[\left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

Para μ ou v dependente somente da intensidade da indução magnética, pode-se escrever:

$$\frac{1}{\mu} |\vec{B}| = v \left[\left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.26)$$

Considerando que o gradiente e o rotacional de qualquer vetor são ortogonais tem-se:

$$B_n = (\nabla \times \vec{A})_n = (\nabla A)_t \quad (2.27)$$

$$H_t = (v \nabla \times \vec{A})_t = v (\nabla A)_n \quad (2.28)$$

Na interface de duas regiões (ferro – ar) $\vec{A}_1 = \vec{A}_2$ logo suas derivadas também deverão ser iguais, ou seja:

$$\nabla \cdot (\hat{n} \times \vec{A}_1) = \nabla \cdot (\hat{n} \times \vec{A}_2) \quad (2.29)$$

ou

$$\hat{n} \cdot (\nabla \times \vec{A}_1) = \hat{n} \cdot (\nabla \times \vec{A}_2) \quad (2.30)$$

A relação entre a componente tangencial de $\vec{H}$ pode ser calculada em termos de $\vec{A}$ por integração da componente normal da equação encontrada na superfície do plano da interface por:

$$\nabla \cdot \nu \nabla \times \vec{A} + \vec{J} = 0 \quad (2.31)$$

sendo,
$$\int_s \hat{n} \cdot \nabla \times (\nu \nabla \times \vec{A}) d\alpha + \int_s \hat{n} \cdot \vec{J} ds = 0 \quad (2.32)$$

modificada tem-se que:
$$\oint_s \hat{n} \cdot (\nu \nabla \times \vec{A}) dl + \int_s \hat{n} \cdot \vec{J} ds = 0 \quad (2.33)$$

Para garantir a condição de continuidade na região de interface, esta equação deverá atender a:

$$\vec{n} \cdot (\nu_1 \nabla \times \vec{A}_1) - \vec{n} \cdot (\nu_2 \nabla \times \vec{A}_2) = 0 \quad (2.34)$$

ou

$$\vec{n} \cdot (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = 0 \quad (2.35)$$

A formulação integral pode ser resolvida por elementos finitos, observadas as condições de continuidade entre os materiais e as condições de contorno.

Para uma região de material magnético pode-se expressar o campo magnético como função de um potencial escalar $V(x,y)$, e através do momento magnético $\vec{M}(x,y)$ que está relacionado com a densidade de corrente $\vec{J}_m$, permite escrever:

$$\vec{J}_m = \nabla \times \vec{M} \quad (2.36)$$

Combinando, a eq. (2.36) com a eq. (2.13) pode-se escrever:

$$\nabla \times (\vec{H} - \vec{M}) = 0 \quad (2.37)$$

O campo magnético agora é irrotacional para o vetor $(\vec{H} - \vec{M})$ o qual pode ser considerado como um gradiente do escalar V^* , ou seja:

$$(\vec{H} - \vec{M}) = \nabla V^* \quad (2.38)$$

ou
$$\vec{H} = \nabla V^* + \vec{M} \quad (2.39)$$

Para regiões onde μ é constante, $\nabla \cdot \vec{H} = 0$, logo:

$$\nabla^2 V^* = -\nabla \cdot \vec{M} \quad (2.40)$$

Na solução de problemas em 2D pode-se escrever que o vetor de magnetização terá $M_y(x,y) = 0$ e $M_x(x,y) = M(x,y)$ dos quais se obtém:

$$-\frac{\partial M(x,y)}{\partial y} = J_m(x,y) \quad (2.41)$$

Integrando a eq. (2.41) tem-se:
$$M(x,y) = -\int J_m(x,y) dy + C \quad (2.42)$$

A condição de contorno para V^* pode ser encontrada da eq. (2.38) através da integração sobre o contorno:

$$V_s^* - V_{so}^* = \int_{so}^s (\vec{H} - \vec{M}) \cdot d\vec{S} \quad (2.43)$$

Se o contorno for uma interface com material magnético, a componente tangencial H_s depende do grau de saturação do material. Para baixos campos magnéticos esta componente poderá ser desprezada porém, para magnetos supercondutores, objetivo deste trabalho, H_s será bem elevado.

2.1.2.2 – Método de Resíduos Ponderados - MRP

Para solução deste sistema de equações do tipo elíptica, existem vários métodos descritos, porém o Método de Resíduos Ponderados (MRP) é o mais utilizado. Este método descrito por Finlayson [37] consiste em aplicar um operador linear L a uma função u para obter outra função p dentro do domínio Ω , que será utilizado no Método dos Elementos Finitos- MEF ou na região do contorno no Método de Elementos de Contorno – MEC. Para encontrar pelo MRP uma função u que satisfaça o sistema de equações e condições de contorno estabelecidas, foi escolhido o procedimento de Galerkin, que pode ser escrito como:

a) Método dos Elementos Finitos – MEF

$$L(u) = f \quad \text{no domínio } \Omega. \quad (2.44)$$

Para aplicação do MRP é preciso escolher um conjunto de funções de projeção $\Phi_1, \Phi_2 \dots \Phi_{NN}$ antes de escrever as equações de projeção $L(u^*)$ sobre cada uma destas funções.

$$\begin{aligned} \iint \Phi_1 \left(L \left(\sum_{j=1}^{NN} u_j N_j \right) - f \right) d\Omega &= 0 \\ \iint \Phi_i \left(L \left(\sum_{j=1}^{NN} u_j N_j \right) - f \right) d\Omega &= 0 \\ \iint \Phi_{NN} \left(L \left(\sum_{j=1}^{NN} u_j N_j \right) - f \right) d\Omega &= 0 \end{aligned} \quad (2.45)$$

Este novo sistema de NN equações algébricas deverá ser resolvido para se encontrar as incógnitas $u_1, u_2, \dots, u_{NN}$. Desde que o operador L seja linear, o coeficiente Φ_j pode ser colocado em evidência nas integrais.

$$\iint \Phi_i \left(L \left(\sum_{j=1}^{NN} u_j N_j \right) - f \right) d\Omega = \sum_{j=1}^{NN} u_j \left(\iint L(N_j) \Phi_i d\Omega \right) - \iint \Phi_i f d\Omega \quad (2.46)$$

b) Método de Elementos de Contorno – MEC

$$L(u_0) - p = 0 \quad \text{no domínio } \Omega. \quad (2.47)$$

com as condições de contorno

$$\text{essencial} \quad G(u_0) = g \quad \text{no contorno } \Gamma_1.$$

$$\text{natural} \quad S(u_0) = q \quad \text{no contorno } \Gamma_2.$$

Na superfície externa $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$ do domínio Ω , Figura 2.6, encontra-se u_0 que é a solução exata e também a função aproximação $\phi_k(x)$ e :

$$\int (L(u) - p) \delta u d\Omega = \int (S(u) - g) \delta u d\Gamma \quad (2.48)$$

L – operador e u_0 – solução procurada.

$G()$, $S()$ – operadores diferenciais em Γ_1 , Γ_2 .

$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$ contorno da superfície ext. domínio Ω .

p – função resultante da aplicação do operador L .

q , g – funções de ponderação nos contornos Γ_1 , Γ_2 .

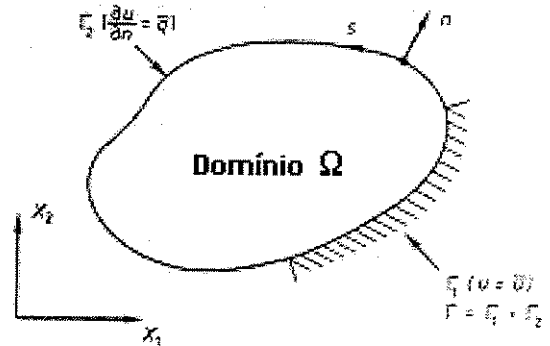


Fig. 2.6 – Domínio do operador L

A função de aproximação que satisfaz as condições de contorno deverá ser do tipo,

$$u = \sum_{k=1}^n \alpha_k \phi_k \quad (2.49)$$

substituindo esta solução na Eq.2.76, tem-se um valor residual R dado por,

$$R = L\left(\sum \alpha_k \phi_k\right) - p \quad (2.50)$$

que pode ser ortogonalizado com uma função de aproximação ϕ_i por,

$$\int \{L(\sum \alpha_k \phi_k) - p\} \phi_i d\Omega = 0 \quad i = 1, 2, 3 \dots, n \quad (2.51)$$

Se o operador L é linear, o sistema será constituído de equações lineares sendo necessário determinar os coeficientes α_k através de:

$$\int \alpha_k \{L(\phi_k)\} \phi_i d\Omega = \int p \phi_i d\Omega \quad k = 1, 2, \dots, n \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (2.52)$$

O método de Galerkin ajusta as funções de aproximação a partir das próprias funções de aproximação, enquanto no método de resíduos ponderados o erro é ortogonalizado por outra função de aproximação, ou seja,

$$\int \{L(u) - p\} \delta u d\Omega = 0 \quad \text{para } \delta u \text{ arbitrário porém equivalente a } \delta \alpha_i \phi_i. \quad (2.53)$$

Aplicando este método de solução às equações obtidas da magnetostática, pode-se determinar a indução magnética em qualquer região do espaço. Utilizando-se dos programas comerciais de elementos finitos (FLUX2D [35]) e elementos de contorno (Magneto [38]), passa-se a detalhar suas metodologias de cálculos e aspectos mais importantes nos tópicos seguintes.

2.1.3 – Cálculo da Indução Magnética utilizando FLUX2D –MEF

O software FLUX2D desenvolvido no Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, e descrito por Sabonnadière e Coulomb[38], foi lançado no mercado em 1981, originalmente utilizando a linguagem Fortran77, para operar em vários ambientes.

O FLUX2D permite a análise bidimensional de fenômenos eletromagnéticos em seções transversais de objetos infinitamente longos, com simetria de revolução ou não, acoplados ou não a fenômenos térmicos, na presença ou não de materiais magnéticos, conforme fluxograma geral da Figura 2.7.

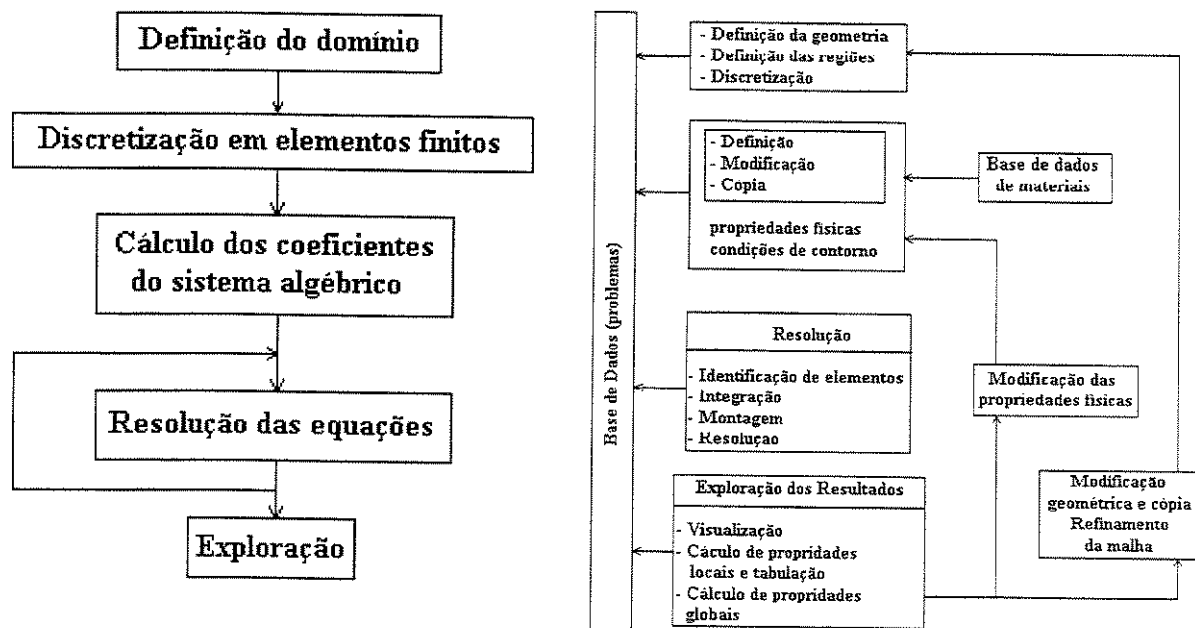


Fig. 2.7 – Fluxograma geral do programa FLUX2D [35]

A seqüência das grandezas deduzidas, para uma análise em 2D de um problema de magnetostática, pode ser descrita por:

O vetor potencial $\vec{A}$ terá somente a componente $A_z = a$.

A equação a derivadas parciais que governa o fenômeno eq.(2.20),

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial A}{\partial y} \right) + J = 0 \text{ associadas as condições de contorno na fronteira,}$$

de Dirichlet

$$\phi(s) = \phi_0 = f_0(s) = a \quad (2.54)$$

de Neumann

$$\frac{\partial \phi}{\partial n}(s) = f_n(s) = \frac{\partial a}{\partial n} \quad (2.55)$$

A funcional correspondente a esta equação é dada por:

$$F(a) = \iint_{\Omega} \left(\int_0^B H \cdot dB - Ja \right) d\Omega \quad (2.56)$$

$$\text{sendo } J = \det \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial x}{\partial v} \\ \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial v} \end{vmatrix} \quad (2.57)$$

sendo que a indução magnética $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ e o campo intensidade magnética $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}$ dependem de a .

A variável de estado é interpolada a partir de funções de forma Φ da malha de elementos finitos pela expressão:

$$a(x, y) = \sum_{i=1}^{NN} A_i \Phi_i(x, y) \quad (2.58)$$

sendo que os A_i valores da variável nos nós da malha, representam os resultados brutos da resolução por elementos finitos obtidos por minimização do funcional.

Pode-se agora deduzir as grandezas da solução discretizada:

a) Vetor potencial magnético no ponto (x, y) pela eq.(2.53).

b) A indução magnética no ponto (x, y) por:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} = \sum_{i=1}^{NN} \nabla \Phi_i \times A_i \quad (2.59)$$

c) Permeabilidade $\mu = \mu(\vec{B})$, e o campo intensidade magnética $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}$ no ponto (x, y) .

d) Fluxo magnético através de uma superfície de 1m de profundidade e que se apoia nesta linha $(x_2, y_2)-(x_1, y_1)$:

$$\Phi = a(x_2, y_2) - a(x_1, y_1) \quad (2.60)$$

e) Corrente na bobina, que não depende da solução:

$$I = \iint_{bobina} j d\Omega \quad (2.60)$$

f) Fluxo magnético na bobina:

$$\Phi = \frac{1}{I} \iint_{bobina} jad\Omega \quad (2.61)$$

g) Energia armazenada no domínio:

$$W = \iint_{\Omega} \int_0^B H dB d\Omega \quad (2.62)$$

h) Indutância própria da bobina (supondo linearidade):

$$L = \frac{2W}{I^2} \quad (2.63)$$

Utilizando o FLUX2D para cálculo do magneto supercondutor com a geometria descrita anteriormente, e seguindo as etapas do organograma do programa, apresenta-se na Fig. 2.8 a malha obtida, confirmando a concentração de elementos triangulares nas regiões onde estão localizados os condutores de corrente e, na região central, na qual se exigem resultados com maior precisão.

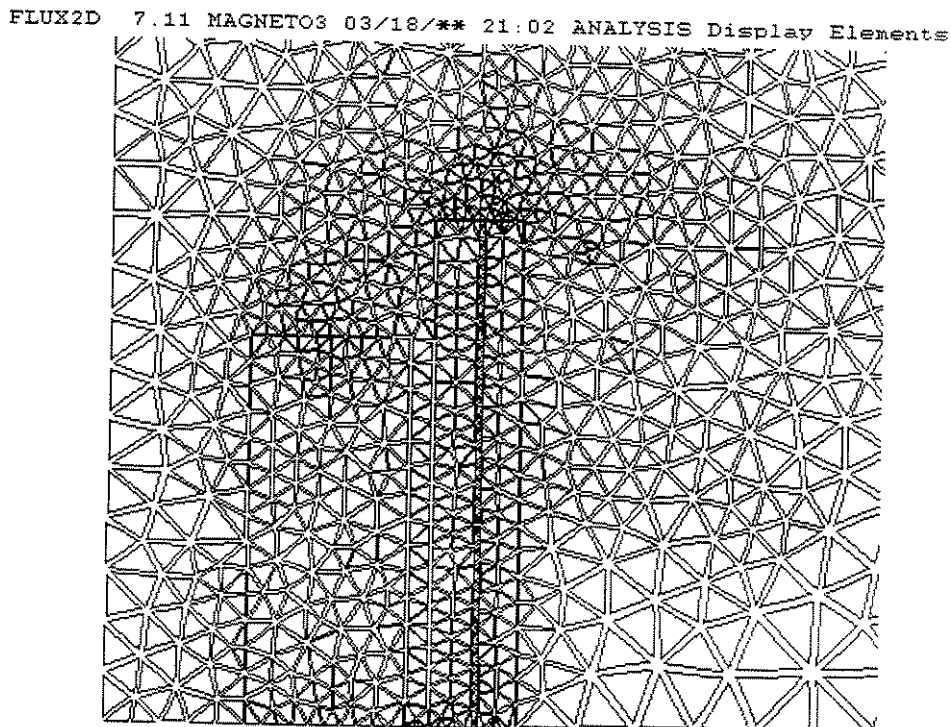


Fig. 2.8 Malha gerada na execução do FLUX2D

A Fig. 2.9(a) apresentam as linhas eqüipotenciais do mesmo cálculo, e na 2.9(b) a distribuição da indução magnética total, sendo que os valores obtidos para distribuição de **B** são mostrados na Tabela 2.6 para estrutura de: (a) vácuo, (b) Ti4Al4V, (c) Inox 304.

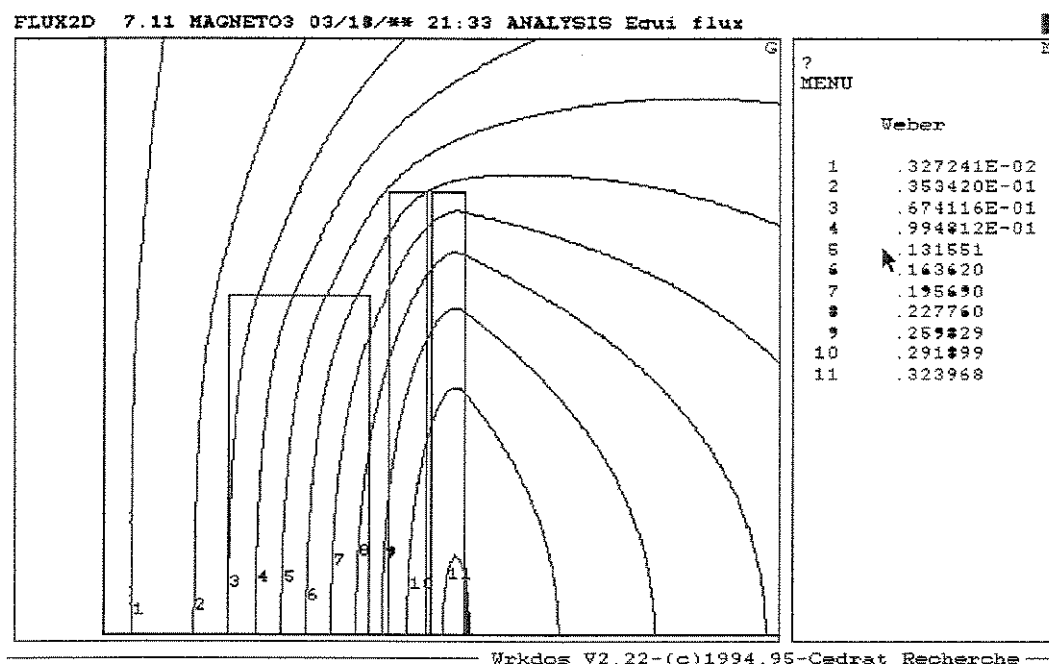


Fig. 2.9 (a)-Linhas Eqüipotenciais gerada pelo FLUX2D

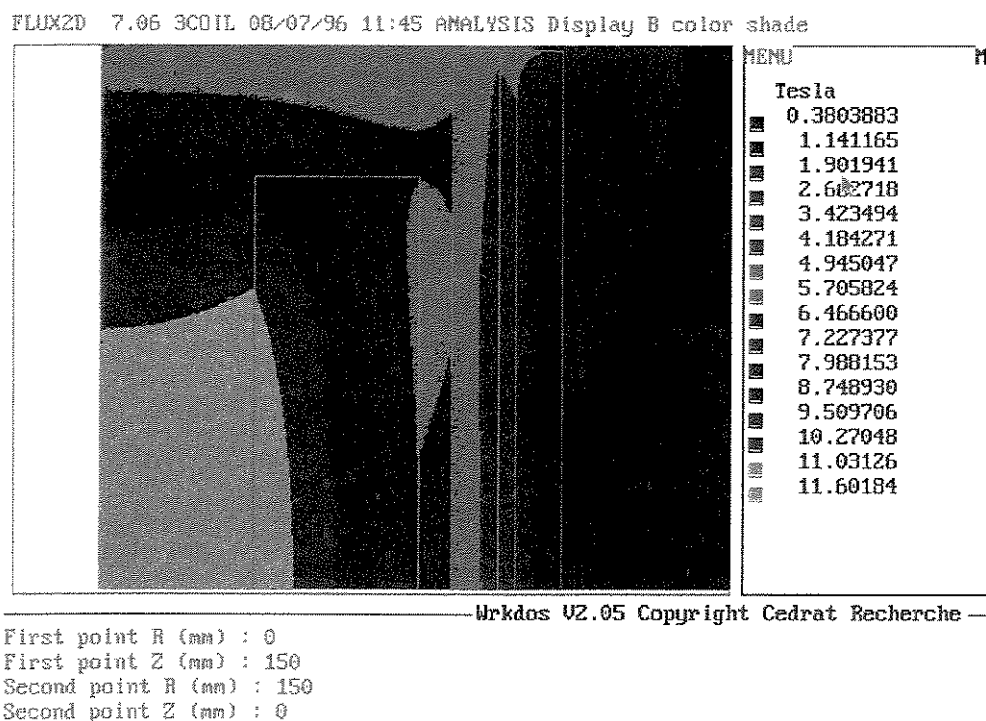


Fig. 2.9 (b)- Distribuição da Indução Magnética Total

Tabela 2.6 (a) - Distribuição da Indução Magnética Total - MEF - Vácuo

Raio Interno = 4,25 (cm) Raio Externo = 12,30 (cm)

Indução Magnética Radial Br (G/A)

Z (CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
.001	-.034	.025	.033	.006	-.012	.014	.002	.001	-.002	.060	-.007	.177	.000	.001
1.50	2.334	4.610	6.751	8.650	10.284	11.630	12.653	13.321	13.653	13.717	13.511	13.102	12.543	11.861
3.00	5.020	9.687	14.108	18.123	21.535	24.336	26.361	27.668	28.307	28.341	27.809	27.187	25.618	24.146
4.50	8.063	15.551	22.909	29.361	34.890	39.267	42.453	44.343	45.087	44.841	43.742	42.116	39.789	37.263
6.00	11.782	23.211	33.861	43.560	51.748	58.097	62.492	64.859	65.406	64.396	62.221	59.194	55.595	51.630
7.50	16.416	32.572	48.089	62.180	74.126	83.176	88.970	91.469	91.092	88.476	84.367	79.200	73.582	67.606
9.00	21.893	44.200	65.943	85.492	105.040	118.402	126.026	127.813	124.796	118.674	111.104	102.945	94.240	85.401
10.50	27.320	55.138	85.249	118.556	149.671	170.638	181.038	180.935	170.150	155.602	142.919	130.688	118.091	105.248
12.00	29.093	59.516	93.316	134.446	176.066	202.570	217.014	220.371	208.422	192.069	179.681	164.729	146.451	127.257
13.50	26.737	55.990	85.255	114.787	142.573	166.473	186.027	202.241	216.954	229.572	231.907	214.827	181.878	149.296
15.00	24.679	48.940	73.158	97.702	121.262	143.617	165.887	190.500	224.387	297.308	328.801	332.985	211.022	160.483

Indução Magnética Axial Bz (G/A)

Z (CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
.001	880.037	880.735	886.757	891.875	825.603	736.243	647.565	559.499	471.841	430.282	270.657	-5.322	-97.418	-89.329
1.50	876.015	877.287	883.603	888.897	822.963	733.874	645.612	557.906	470.543	429.257	269.961	-5.701	-97.671	-89.426
3.00	855.735	866.566	869.250	873.779	814.809	726.751	639.543	552.983	466.687	426.379	267.892	-6.676	-98.379	-89.655
4.50	857.544	847.515	850.941	856.324	800.412	714.238	629.082	546.626	460.114	421.601	264.663	-9.034	-99.355	-89.827
6.00	817.088	818.294	822.515	838.993	778.382	695.346	613.611	532.252	450.925	415.097	260.443	-11.514	-100.247	-89.608
7.50	757.301	776.015	781.757	790.404	802.956	746.360	668.272	591.809	515.815	439.336	407.373	-13.619	-100.483	-88.460
9.00	707.374	718.549	724.593	735.102	717.636	700.170	630.068	562.496	495.150	425.938	399.540	-14.735	-99.254	-85.600
10.50	653.987	644.785	648.984	657.233	673.782	631.472	575.031	522.684	471.120	414.800	394.057	-13.433	-95.435	-79.835
12.00	570.204	558.827	559.170	557.933	553.357	530.079	497.961	467.116	441.112	427.974	390.929	-10.311	-87.054	-69.057
13.50	438.219	472.574	469.243	463.583	453.521	438.755	421.087	404.381	393.176	394.140	364.007	-2.328	-67.334	-48.431
15.00	439.968	393.258	383.748	374.408	362.752	349.358	335.504	322.495	311.418	277.851	188.168	41.383	-11.496	-13.163

Indução Magnética Total Bt (G/A)

Z (CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
.001	880.037	880.735	886.757	891.875	825.603	736.243	647.565	559.499	471.841	430.282	270.657	5.325	97.418	89.329
1.50	876.015	877.290	883.629	888.939	823.027	733.966	645.736	558.065	470.741	429.476	270.299	14.289	98.473	90.210
3.00	855.735	866.581	869.304	873.893	815.093	727.159	640.086	553.675	467.544	427.320	269.331	27.995	101.660	92.850
4.50	857.544	847.553	851.083	856.630	801.172	715.317	630.513	546.429	462.318	423.979	268.253	43.074	107.026	97.249
6.00	817.088	818.379	822.842	830.132	780.101	697.768	616.785	536.189	455.644	420.062	267.773	60.303	114.631	103.418
7.50	757.301	776.188	782.436	791.866	805.360	750.032	673.428	598.459	523.863	448.680	269.437	80.362	124.544	111.336
9.00	707.374	718.882	725.939	738.054	722.710	708.005	641.096	576.441	511.380	443.844	275.309	103.994	136.867	120.916
10.50	653.987	645.364	651.322	662.739	684.133	648.967	599.815	553.148	504.669	448.341	287.718	131.377	151.834	132.101
12.00	570.204	559.584	562.328	565.683	569.456	537.587	515.066	493.096	476.026	435.564	305.826	165.052	170.372	144.787
13.50	438.219	473.330	472.572	471.357	467.822	461.338	452.799	445.118	442.141	449.906	330.369	234.840	193.942	156.955
15.00	439.968	394.032	393.280	386.946	382.483	377.726	374.274	374.557	383.837	406.932	378.837	335.546	213.335	161.022

Tabela 2.6(b) - Distribuição da Indução Magnética Total - MEF - Ti4Al4V

Raio Interno = 4,25 (cm) Raio Externo = 12,30 (cm)

Indução Magnética Radial Br (G/A)

Z (cm)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.033	.006	-.012	.014	.002	.001	-.002	.060	-.007	.177	.000	.001
1.50	.000	.025	.033	.006	-.012	.014	.002	.001	-.002	.060	-.007	.177	.000	.001
3.00	.000	4.610	6.750	8.649	10.285	11.629	12.651	13.319	13.650	13.715	13.510	13.101	12.542	11.860
4.50	.000	9.686	14.105	18.122	21.535	24.335	26.357	27.663	28.337	28.337	27.803	27.184	25.616	24.144
6.00	.000	15.549	22.905	29.361	34.891	39.265	42.448	44.335	45.078	44.834	43.736	42.111	39.785	37.260
7.50	.000	23.210	33.859	43.563	51.751	58.094	62.484	64.846	65.391	64.384	62.211	59.186	55.590	51.626
9.00	.000	32.577	48.093	62.192	74.136	83.174	88.956	91.447	91.067	88.456	84.351	79.189	73.574	67.602
10.50	.000	44.218	65.965	85.515	105.066	118.401	126.001	127.773	124.750	118.640	111.082	102.932	94.232	85.399
12.00	.000	55.175	85.317	118.668	149.737	170.635	180.989	180.850	170.051	155.546	142.896	130.679	118.087	105.248
13.50	.000	59.535	93.372	134.704	176.407	202.899	217.333	220.651	208.538	192.097	179.694	164.732	146.453	127.261
15.00	.000	55.959	85.171	114.649	142.539	166.476	186.046	202.285	217.085	229.688	231.937	214.822	181.874	149.304
	.000	48.917	73.122	97.671	121.251	143.630	165.927	190.578	224.521	297.380	328.740	332.893	210.976	160.524

Indução Magnética Axial Bz (G/A)

Z (cm)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
3.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
4.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
6.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
7.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
9.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
10.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
12.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
13.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
15.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000

Indução Magnética Total Bt (G/A)

Z (cm)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
3.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
4.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
6.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
7.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
9.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
10.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
12.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
13.50	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
15.00	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000

Tabela 2.6(c) - Distribuição da Indução Magnética Total - MEF - Inox304_S_10K

Raio Interno = 4,25 (cm) Raio Externo = 12,30 (cm)

Indução Magnética Radial Br (G/A)

Z (CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.025	.033	.006	.012	.014	.002	.001	-.002	.060	-.007	.177	.000	.001
1.50	2.331	4.604	6.741	8.644	10.280	11.620	12.639	13.302	13.632	13.701	13.497	13.090	12.532	11.853
3.00	5.014	9.676	14.089	18.114	21.528	24.317	26.330	27.629	28.262	28.307	27.777	27.160	25.596	24.129
4.50	8.057	15.538	22.885	29.353	34.884	39.238	42.403	44.278	45.011	44.783	43.689	42.072	39.754	37.237
6.00	11.784	23.208	33.847	43.569	51.753	58.059	62.416	64.754	65.285	64.300	62.138	59.127	55.546	51.596
7.50	16.439	32.609	48.120	62.244	74.169	83.134	88.849	91.295	90.895	88.318	84.240	79.107	73.519	67.567
9.00	21.962	44.334	66.113	85.654	105.195	118.365	125.821	127.496	124.446	118.410	110.924	102.832	94.173	85.367
10.50	27.439	55.416	85.757	119.352	150.115	170.594	180.668	180.296	169.399	155.171	142.730	130.595	118.042	105.230
12.00	29.144	59.660	93.741	136.334	178.518	204.949	219.343	222.419	209.246	192.246	179.743	164.718	146.432	127.265
13.50	26.664	55.774	84.652	113.788	142.321	166.487	186.154	202.556	217.913	230.388	232.073	214.732	181.801	149.334
15.00	24.599	48.773	72.904	97.474	121.183	143.718	166.197	191.112	225.440	297.817	328.250	332.160	210.574	160.785

Indução Magnética Axial Bz (G/A)

Z (CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.50	880.169	883.147	886.882	902.029	825.691	736.324	647.638	559.561	471.891	430.278	270.644	-5.345	-97.447	-89.365
3.00	876.154	879.846	883.728	899.037	823.051	733.959	645.690	557.973	470.595	429.254	269.947	-5.724	-97.702	-89.464
4.50	855.897	866.713	869.404	873.926	889.860	814.912	726.853	639.636	553.063	466.749	426.378	-6.702	-98.413	-89.697
6.00	857.706	847.684	851.110	856.493	873.647	800.544	714.371	629.204	544.730	460.195	421.602	-9.065	-99.398	-89.877
7.50	817.265	818.471	822.706	829.647	848.750	778.566	695.533	613.785	532.397	451.034	415.101	-11.558	-100.304	-89.672
9.00	757.412	776.169	781.941	790.640	812.434	746.625	668.560	592.076	516.030	439.484	407.371	-13.690	-100.566	-88.546
10.50	707.346	718.568	724.676	735.309	717.954	700.599	630.560	562.948	495.491	426.130	399.496	-14.858	-99.378	-85.719
12.00	653.750	644.507	648.735	657.133	682.121	632.319	575.951	523.515	471.749	414.996	393.800	-13.637	-95.610	-79.992
13.50	569.676	558.227	558.403	556.692	557.476	531.841	499.221	468.289	442.462	430.288	390.024	-10.539	-87.264	-69.256
15.00	437.790	472.038	468.639	462.941	453.795	439.431	421.750	405.154	394.242	395.373	364.313	-2.423	-67.597	-48.721
	439.556	393.003	390.016	374.537	363.044	349.729	335.923	322.974	312.149	279.545	189.038	41.391	-12.301	-13.691

Indução Magnética Total Bt (G/A)

Z (CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.50	880.169	880.860	883.147	886.882	902.029	825.691	736.324	647.638	559.561	471.891	430.278	270.644	5.348	97.447
3.00	876.154	877.430	879.858	883.754	899.078	823.116	734.051	645.814	558.131	470.792	429.472	270.284	14.286	98.503
4.50	855.897	866.728	869.458	874.040	890.045	815.196	727.260	640.178	553.752	467.604	427.317	269.314	27.975	101.687
6.00	857.706	847.722	851.252	856.798	874.140	801.304	715.448	630.632	546.527	462.391	423.974	268.228	43.037	107.053
7.50	817.265	818.555	823.033	830.337	849.867	780.284	697.952	616.950	536.320	455.734	420.051	267.730	60.247	114.658
9.00	757.412	776.343	782.621	792.103	814.815	750.300	673.709	598.706	524.044	448.785	416.834	269.354	80.283	124.574
10.50	707.346	718.904	726.031	738.275	723.045	708.453	641.573	576.837	511.632	443.930	416.675	275.140	103.900	136.911
12.00	653.750	645.091	651.098	662.705	692.484	649.894	600.685	553.813	505.029	448.238	423.269	287.406	131.305	151.905
13.50	569.676	558.987	561.581	564.529	573.905	561.002	539.654	517.113	495.220	478.468	434.831	305.579	165.055	170.462
15.00	437.790	472.790	471.946	470.617	467.843	461.903	453.421	445.873	443.233	431.448	431.049	330.562	214.746	193.961
	439.556	393.772	393.054	390.532	387.013	382.735	378.108	374.787	375.281	385.045	408.461	378.792	210.933	161.366

2.1.4 - Cálculo da Indução Magnética utilizando MAGNETO - MEC

O Método dos Elementos Finitos usa a técnica na qual o potencial é aproximado por uma função definida sobre o domínio do problema. Em diversas aplicações, o MEF requer um grande volume de dados, apresenta descontinuidade da derivada, requer métodos relativamente complexos para verificação da precisão da solução e possui limitações para estender o modelo para regiões de contorno infinitas.

Por causa desses obstáculos para o MEF, é empregado um outro método para resolver problemas dos valores de contorno, baseado na formulação de equação integral do contorno, ou seja, o Método de Elementos de Contorno - MEC, utilizado pelo software MAGNETO.

Na formulação da equação integral, o potencial não é calculado diretamente, mas por uma corrente equivalente que poderia sustentar o campo, forçando a solução a satisfazer as condições de contorno descritas pelas funções que estão relacionadas com a localização e o efeito da corrente para qualquer ponto do contorno.

A função, chamada de Green ou função de influência, elimina a necessidade de malha de elementos finitos exceto onde existem correntes ou não linearidade. Quando a corrente é determinada, o potencial ou as derivadas do potencial podem ser calculadas para qualquer ponto.

Sendo o problema de um meio homogêneo, a corrente equivalente é localizada somente no contorno e na interface de diferentes meios, sendo que as incógnitas no volume são necessárias apenas em regiões de materiais não lineares.

As principais vantagens deste método, além da aproximação direta, são: a redução do problema para uma dimensão, precisão na modelagem geométrica, a eliminação da diferenciação e interpolação para calcular o potencial ou suas derivadas, resultados precisos graças à “suavidade” do operador integral e facilidade de teste da exatidão da solução encontrada.

O método a ser utilizado neste cálculo será o descrito por Brebbia [39] como método de resíduos ponderados, que depois será particularizado pelo método de Galerkin, já descrito anteriormente.

Aplicando este método ao cálculo a partir da integral de campo, tem-se;

$$A_z(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_S G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}_z(\vec{r}') d\vec{S}' \quad (2.64)$$

para a região onde circula a corrente na direção z, a ser integrado em todo espaço sobre todas as fontes de corrente.

$$A_z(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_S G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{K}_z(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (2.65)$$

$$\vec{K}_z = \vec{M} \times \vec{n} \quad (2.66)$$

Para as regiões com diferentes permeabilidades, cujos efeitos são considerados pela corrente equivalente ou magnetização, com K_z determinado pela substituição das equações de continuidade da componente tangencial do campo, tem-se:

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad \text{ou} \quad \vec{n} \times \left(\frac{\vec{B}_2}{\mu_2} - \frac{\vec{B}_1}{\mu_1} \right) = 0 \quad (2.67)$$

substituindo a eq. (2.67) na eq. (2.17) e rearranjando os termos resulta em:

$$(u_1 - u_2) \int_R G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{K}_z(\vec{r}') d\vec{r}' + (u_1 + u_2) \vec{K}_z(\vec{r}) = \frac{\partial A_z(\vec{r})}{\partial n} \quad (2.68)$$

sendo: $G(\vec{r}, \vec{r}')$ - função de Green.

A equação (2.68) pode ser resolvida para $\vec{K}_z$ e a partir deste A_z pode ser calculado somando as equações (2.64) e (2.65). O sistema de equações integrais pode ser resolvido por MRP pelo método de Galerkin, descrito por Brebbia [39].

Esta formulação integral, empregada no programa MAGNETO [36], apresenta os resultados obtidos na Tabela 2.7, para a geometria previamente apresentada para estrutura de: (a) vácuo, (b) Ti4Al4V, (c) Inox 304.

Nas Figuras 2.10(a)-(b)-(c)-(d) são apresentadas a divisão dos enrolamentos em subáreas com as linhas equipotenciais e a distribuição da indução magnética total na região central.

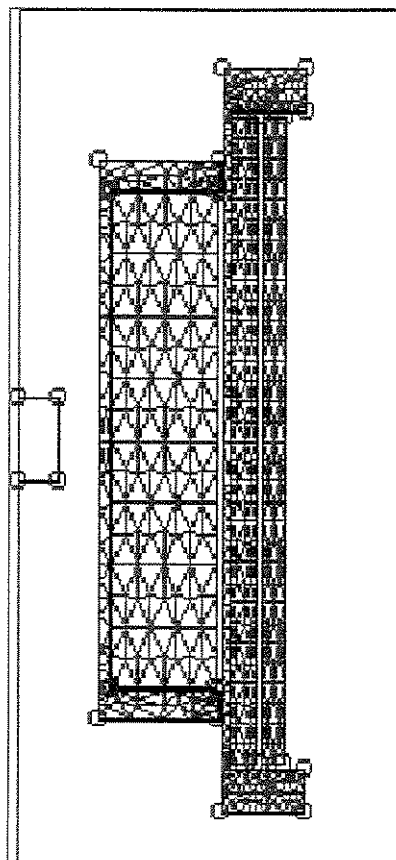


Fig. 2.10 (a) Enrolamentos divididos em subáreas

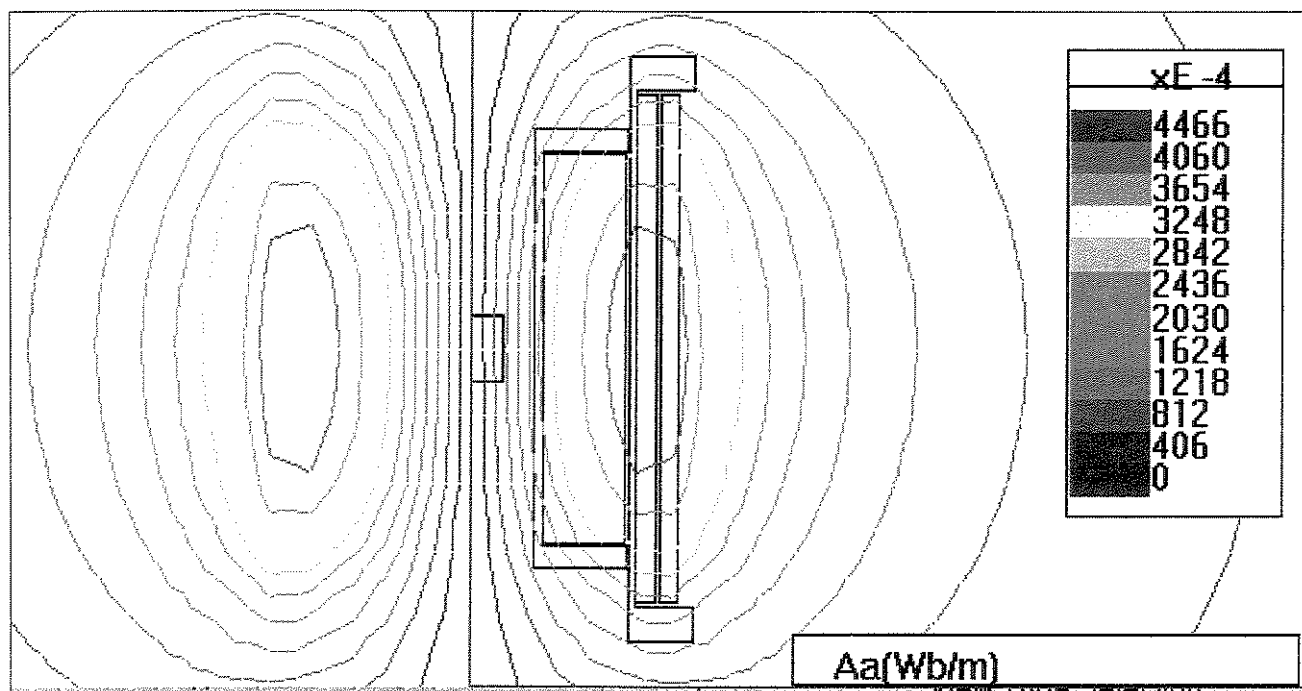


Fig. 2.10 (b) Linhas eqüipotenciais

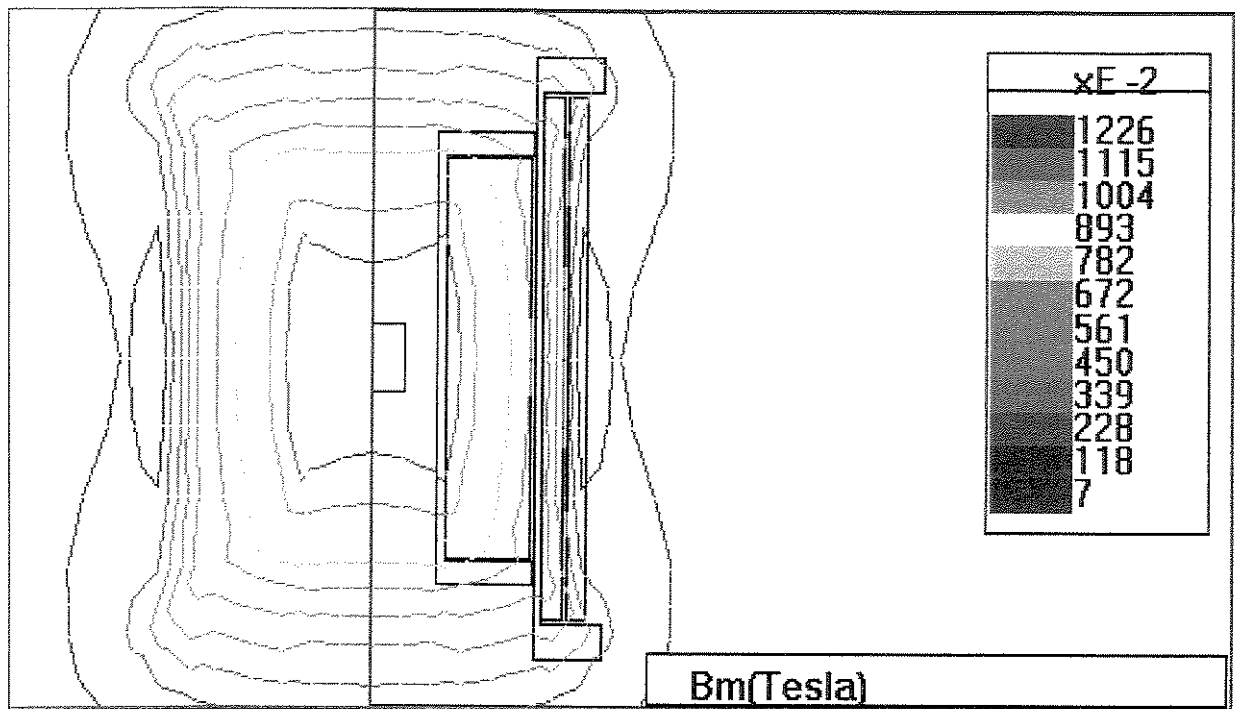


Fig. 2.10 (c) Distribuição da Indução Magnética Total

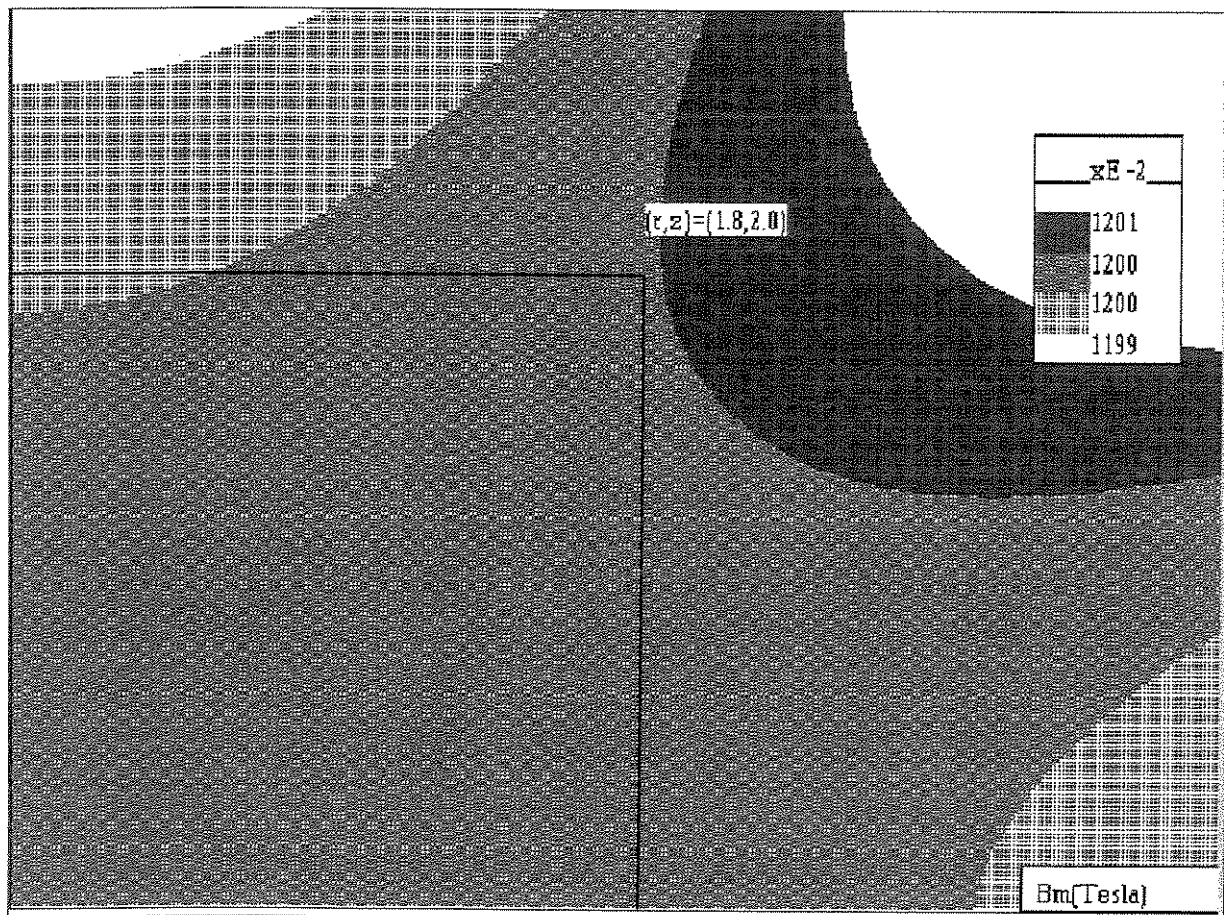


Fig. 2.10 (d) Distribuição da Indução Magnética na Região Central

Tabela 2.7(a) - Distribuição da Indução Magnética Total - MEC - Vácuo

Raio Interno = 4,25 (cm) Raio Externo = 12,30 (cm)

Indução Magnética Radial Br (G/A)

Z(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000	.000
1.50	2.344	4.614	6.738	8.649	10.295	11.632	12.637	13.306	13.654	13.710	13.513	13.109	12.543	11.862
3.00	4.916	9.675	14.126	18.124	21.551	24.313	26.357	27.677	28.308	28.323	27.812	26.878	25.625	24.146
4.50	7.960	15.673	22.890	29.366	34.882	39.263	42.416	44.331	45.088	44.831	43.739	42.000	39.792	37.271
6.00	11.743	23.160	33.894	43.548	51.727	58.098	62.472	64.844	65.390	64.407	62.238	59.209	55.598	51.635
7.50	16.469	32.637	48.079	62.164	74.109	83.189	88.980	91.477	91.086	88.483	84.365	79.272	73.584	67.592
9.00	21.969	44.021	65.967	86.914	105.038	118.405	126.012	127.833	124.785	118.672	111.133	102.902	94.243	85.415
10.50	27.004	55.028	85.280	118.555	149.701	170.652	181.023	180.881	170.154	155.598	142.926	130.753	118.121	105.290
12.00	29.193	59.745	93.611	134.464	176.245	202.546	217.093	220.334	208.395	192.070	179.701	164.803	146.479	127.222
13.50	27.752	56.065	85.275	114.861	142.706	166.543	186.024	202.245	216.967	229.539	231.878	214.803	181.868	149.398
15.00	24.498	49.051	73.578	97.760	121.147	143.599	165.909	190.589	224.373	297.632	327.823	334.627	210.806	160.405

Indução Magnética Axial Bz (G/A)

Z(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	881.104	881.882	887.920	893.029	826.759	737.352	648.739	560.664	472.927	431.378	271.822	-4.250	-96.274	-88.188
1.50	877.597	878.412	880.817	880.094	824.129	735.073	646.766	559.048	471.655	430.425	271.109	-4.676	-96.530	-88.284
3.00	866.735	867.665	870.411	874.890	815.981	727.917	640.763	554.140	467.778	427.549	269.094	-5.944	-97.239	-88.512
4.50	847.470	848.599	851.949	857.425	864.894	801.589	715.467	630.291	545.709	461.283	265.832	-7.942	-98.214	-88.687
6.00	817.984	819.400	823.625	830.595	840.173	779.593	696.565	614.753	533.474	452.109	261.606	-10.330	-99.106	-88.469
7.50	775.749	777.481	782.724	791.587	804.117	747.601	669.510	593.048	517.056	440.432	257.046	-12.494	-99.348	-87.324
9.00	718.137	719.991	725.769	736.148	752.061	701.388	631.222	563.647	496.347	427.106	253.048	-13.489	-98.116	-84.466
10.50	644.548	645.865	650.113	658.541	674.911	632.645	576.218	523.844	472.180	415.798	250.876	-12.437	-94.285	-78.715
12.00	559.891	559.973	560.072	559.490	554.528	531.239	499.096	468.237	442.307	429.151	392.091	-9.040	-85.906	-67.912
13.50	474.216	473.338	470.443	464.699	454.729	439.882	422.187	405.460	394.343	395.301	365.156	-1.020	-66.218	-47.338
15.00	395.778	394.608	390.995	384.721	375.627	363.940	350.492	336.569	323.560	312.607	278.970	42.465	-10.335	-11.936

Indução Magnética Total Bt (G/A)

Z(CM)	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
.000	881.104	881.882	887.920	893.029	826.759	737.352	648.739	560.664	472.927	431.378	271.822	-4.250	-96.274	-88.188
1.50	877.597	878.415	880.830	884.762	824.194	735.165	646.889	559.206	471.853	430.643	271.445	13.918	97.342	89.077
3.00	866.735	867.679	870.465	881.176	816.265	728.323	641.305	554.830	468.634	428.486	270.527	27.528	100.558	91.747
4.50	847.470	848.636	852.093	857.730	865.392	802.348	716.544	631.717	547.507	463.481	269.406	42.745	105.968	96.200
6.00	817.984	819.484	823.950	831.286	841.301	781.307	698.984	617.919	537.400	456.814	268.907	60.103	113.636	102.435
7.50	775.749	777.656	783.404	793.046	806.516	751.265	674.658	599.686	525.085	449.752	270.536	80.250	123.631	110.427
9.00	718.137	720.326	727.102	739.097	757.067	709.210	642.231	577.561	512.544	444.962	276.376	103.783	136.046	120.126
10.50	644.548	646.429	652.438	664.040	685.245	650.116	600.957	554.239	505.640	449.266	288.737	131.344	151.137	131.461
12.00	559.891	560.733	563.250	567.267	570.598	559.712	538.630	516.115	494.149	477.073	306.793	165.050	169.812	144.213
13.50	474.216	474.150	473.772	472.459	469.011	462.451	453.848	446.098	443.181	450.930	331.201	214.805	193.548	156.718
15.00	395.778	395.367	394.060	391.694	388.140	383.574	378.768	375.239	375.520	384.794	407.933	337.311	211.059	160.849

Tabela 2.7(b) - Distribuição da Indução Magnética Total - MEC - Ti4Al4V

Raio Interno = 4,25 (cm) Raio Externo = 12,30 (cm)

Indução Magnética Radial Br (G/A)

Z (CM)	0.000	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
0.00	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1.50	0.000	2.344	4.614	6.738	8.649	10.295	11.631	12.636	13.306	13.654	13.710	13.513	13.109	12.543	11.862
3.00	-0.001	4.915	9.675	14.125	18.124	21.551	24.312	26.356	27.676	28.308	28.322	27.811	26.878	25.625	24.146
4.50	-0.001	7.960	15.673	22.890	29.365	34.881	39.262	42.414	44.330	45.087	44.830	43.738	42.000	39.791	37.270
6.00	-0.001	11.743	23.160	33.893	43.547	51.726	58.097	62.470	64.842	65.388	64.405	62.237	59.208	55.597	51.635
7.50	-0.001	16.469	32.637	48.079	62.164	74.108	83.188	88.977	91.473	91.083	88.481	84.363	79.270	73.583	67.592
9.00	-0.001	21.970	44.023	65.970	86.917	105.039	118.403	126.008	127.828	124.780	118.667	111.130	102.901	94.242	85.415
10.50	-0.001	27.006	55.033	85.288	118.564	149.704	170.649	181.015	180.870	170.142	155.591	142.923	130.752	118.121	105.290
12.00	-0.001	29.196	59.751	93.622	134.492	176.278	202.578	217.123	220.361	208.407	192.073	179.702	164.802	146.479	127.222
13.50	-0.001	27.754	56.070	85.280	114.868	142.722	166.561	186.044	202.267	216.993	229.555	231.881	214.800	181.865	149.398
15.00	-0.001	24.500	49.056	73.585	97.770	121.161	143.617	165.931	190.615	224.404	297.647	327.815	334.611	210.787	160.408

Indução Magnética Axial Bz (G/A)

Z (CM)	0.000	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
0.00	881.193	881.971	884.267	888.009	893.166	826.819	737.412	648.799	560.723	472.986	431.376	271.819	-4.253	-96.277	-88.191
1.50	877.686	878.501	880.906	884.825	890.232	824.190	735.133	646.826	559.108	471.715	430.422	271.106	-4.679	-96.533	-88.287
3.00	866.824	867.754	870.500	874.979	881.128	816.041	727.978	640.824	554.199	467.838	427.546	269.091	-5.947	-97.242	-88.515
4.50	847.560	848.688	852.038	857.514	865.032	801.650	715.528	630.352	545.769	461.343	422.774	265.829	-7.945	-98.217	-88.690
6.00	818.074	819.490	823.715	830.685	840.312	779.654	696.626	614.814	533.534	452.169	416.279	261.603	-10.334	-99.110	-88.472
7.50	775.838	777.571	782.814	791.678	804.264	747.662	669.572	593.110	517.117	440.492	408.533	257.042	-12.498	-99.353	-87.328
9.00	718.224	720.078	725.857	736.237	752.202	701.454	631.288	563.711	496.410	427.166	400.676	253.044	-13.494	-98.121	-84.471
10.50	644.629	645.947	650.196	658.627	675.053	632.717	576.290	523.914	472.247	415.857	395.242	250.869	-12.444	-94.291	-78.721
12.00	559.964	560.046	560.145	559.560	554.636	531.322	499.173	468.312	442.383	429.237	392.074	248.647	-9.047	-85.912	-67.919
13.50	474.281	473.402	470.508	464.764	454.800	439.952	422.255	405.529	394.415	395.373	365.158	236.489	-1.023	-66.225	-47.348
15.00	395.836	394.665	391.053	384.779	375.687	364.000	350.552	336.629	323.622	312.675	279.002	188.844	42.471	-10.351	-11.954

Indução Magnética Total Bt (G/A)

Z (CM)	0.000	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
0.00	881.193	881.971	884.267	888.009	893.166	826.819	737.412	648.799	560.723	472.986	431.376	271.819	4.253	96.277	88.191
1.50	877.686	878.501	880.918	884.851	890.274	824.254	735.225	646.949	559.266	471.912	430.641	271.442	13.919	97.345	89.080
3.00	866.824	867.768	870.554	875.093	881.314	816.326	728.384	641.365	554.890	468.693	428.483	270.524	27.528	100.561	91.750
4.50	847.560	848.726	852.182	857.820	865.531	802.409	716.604	631.777	547.567	463.541	425.144	269.403	42.745	105.971	96.203
6.00	818.074	819.574	824.040	831.376	841.440	781.368	699.045	617.979	537.460	456.873	421.232	268.904	60.103	113.639	102.438
7.50	775.838	777.746	783.494	793.137	806.662	751.326	674.720	599.747	525.145	449.811	418.005	270.532	80.250	123.634	110.430
9.00	718.224	720.413	727.191	739.188	757.207	709.275	642.295	577.623	512.604	445.018	417.879	276.371	103.781	136.049	120.129
10.50	644.629	646.511	652.521	664.126	685.386	650.186	601.025	554.303	505.698	449.317	424.765	288.725	131.343	151.140	131.464
12.00	559.964	560.806	563.323	567.338	570.709	559.801	538.713	516.196	494.229	477.156	436.594	306.787	165.050	169.814	144.217
13.50	474.281	474.215	473.837	472.523	469.082	462.523	453.919	446.168	443.255	451.006	431.318	331.204	214.802	193.548	156.721
15.00	395.836	395.425	394.118	391.752	388.200	383.635	378.830	375.303	375.587	384.868	407.965	378.318	337.296	211.041	160.852

Tabela 2.7(c) - Distribuição da Indução Magnética Total - MEC - Inox304S_10K

Raio Interno = 4,25 (cm) Raio Externo = 12,30 (cm)

Indução Magnética Radial Br (G/A)

Z(CM)	0.000	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
0.00	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1.50	0.000	2.347	4.621	6.752	8.680	10.308	11.630	12.627	13.291	13.638	13.695	13.499	13.098	12.535	11.856
3.00	0.000	4.917	9.678	14.130	18.139	21.559	24.304	26.335	27.643	28.259	28.286	27.783	26.855	25.606	24.132
4.50	-0.001	7.961	15.673	22.886	29.378	34.895	39.253	42.384	44.282	45.037	44.781	43.696	41.966	39.764	37.249
6.00	0.000	11.748	23.167	33.894	43.578	51.749	58.082	62.423	64.769	65.288	64.329	62.178	59.161	55.561	51.607
7.50	-0.001	16.488	32.670	48.111	62.227	74.157	83.174	88.907	91.367	90.967	88.396	84.286	79.210	73.539	67.562
9.00	-0.001	22.021	44.122	66.095	87.083	105.160	118.392	125.884	127.630	124.568	118.507	111.013	102.825	94.195	85.388
10.50	-0.001	27.088	55.226	85.646	119.130	150.025	170.640	180.783	180.450	169.623	155.285	142.790	130.684	118.082	105.272
12.00	-0.001	29.230	59.846	93.911	135.777	177.910	204.172	218.694	221.736	208.954	192.188	179.737	164.786	146.456	127.218
13.50	-0.001	27.697	55.909	84.843	114.155	142.512	166.536	186.100	202.465	217.641	230.113	231.992	214.723	181.793	149.408
15.00	-0.001	24.440	48.930	73.401	97.594	121.081	143.663	166.125	191.023	225.114	238.015	327.444	334.043	210.379	160.599

Indução Magnética Axial Bz (G/A)

Z(CM)	0.000	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
0.00	881.261	882.033	884.328	888.073	900.099	826.863	737.474	648.830	560.715	472.948	431.407	271.808	-4.230	-96.295	-88.214
1.50	877.747	878.558	880.964	884.883	897.130	824.205	735.123	646.846	559.102	471.687	430.423	271.108	-4.590	-96.552	-88.311
3.00	866.880	867.804	870.545	875.017	887.991	816.057	727.972	640.860	554.237	467.864	427.543	269.074	-5.967	-97.266	-88.545
4.50	847.610	848.737	852.086	857.563	871.785	801.685	715.529	630.410	545.820	461.353	422.766	265.804	-7.973	-98.248	-88.726
6.00	818.116	819.533	823.765	830.745	846.900	779.754	696.746	614.916	533.620	452.220	416.262	261.585	-10.372	-99.151	-88.517
7.50	775.844	777.582	782.848	791.743	810.611	747.810	669.737	593.272	517.244	440.590	408.539	256.996	-12.508	-99.410	-87.387
9.00	718.126	719.990	725.811	736.274	758.218	701.709	631.593	563.991	496.631	427.276	400.657	252.985	-13.574	-98.204	-84.552
10.50	644.329	645.646	649.912	658.449	680.548	633.260	576.904	524.450	472.651	415.961	395.083	250.697	-12.582	-94.409	-78.829
12.00	559.479	559.530	559.508	558.593	557.361	532.458	499.986	469.080	443.282	430.809	391.448	248.403	-9.202	-86.055	-68.056
13.50	473.834	472.939	469.996	464.227	454.913	440.349	422.655	406.016	395.112	396.185	365.361	236.578	-1.078	-66.401	-47.549
15.00	395.574	394.410	390.833	384.650	375.705	364.138	350.751	336.866	323.906	313.133	280.167	189.461	42.538	-10.893	-12.345

Indução Magnética Total Bt (G/A)

Z(CM)	0.000	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000	11.000	12.000	13.000	14.000
0.00	881.261	882.033	884.328	888.073	900.099	826.863	737.474	648.830	560.715	472.948	431.407	271.808	4.230	96.295	88.214
1.50	877.747	878.561	880.976	884.909	897.172	824.270	735.215	646.969	559.260	471.884	430.641	271.444	13.913	97.363	89.103
3.00	866.880	867.818	870.599	875.131	888.176	816.342	728.378	641.401	554.926	468.717	428.478	270.504	27.510	100.580	91.774
4.50	847.610	848.775	852.230	857.868	872.279	802.443	716.605	631.833	547.613	463.546	425.131	269.372	42.716	105.990	96.228
6.00	818.116	819.618	824.090	831.435	848.021	781.470	699.163	618.076	537.536	456.909	421.203	268.874	60.063	113.657	102.462
7.50	775.844	777.757	783.529	793.204	812.996	751.478	674.882	599.897	525.252	449.882	417.992	270.465	80.191	123.654	110.459
9.00	718.126	720.327	727.151	739.234	763.203	709.545	642.594	577.869	512.768	445.064	417.816	276.270	103.717	136.076	120.167
10.50	644.329	646.214	652.255	663.996	690.896	650.789	601.611	554.735	505.926	449.217	424.504	288.509	131.288	151.184	131.515
12.00	559.479	560.293	562.699	566.432	573.660	561.395	540.067	517.555	495.647	478.810	436.083	306.610	165.043	169.867	144.278
13.50	473.834	473.749	473.310	471.916	469.017	462.836	454.282	446.634	443.966	452.029	431.788	331.345	214.726	193.541	156.791
15.00	395.574	395.167	393.884	391.591	388.174	383.741	379.032	375.601	376.039	385.654	409.031	378.306	336.741	210.661	161.073

2.1.5 - Análise dos Resultados para o Cálculo da Indução Magnética

As principais características dos métodos MEF e MEC podem ser sumarizadas na Tabela 2.8, na qual algumas operações básicas de cada método foram comparadas. Para sistemas sem materiais magnéticos os dois métodos se equivalem, não existindo em termos de desempenho qualquer vantagem ou restrição para os cálculos, com tempo de execução de alguns segundos para PC.

Para um mesmo problema de cálculo envolvendo materiais magnéticos tem-se sempre $N \gg n$ originando um tempo de processamento superior para o MEF, mesmo que o MEC utilize matriz cheia, conforme explícito na Tabela 2.8.

Tabela 2.8 - Principais parâmetros dos métodos MEF e MEC

	Diferencial MEF	Integral MEC
tipo de matriz	esparsa/diagonal	cheia
função base e de aproximação	geral	limitada para cada região
coeficientes da matriz	elementares	integrais múltiplas
integrandos	polinomiais	funções (1/r)
nº operações para fontes	N	n
nº operações para montagem da matriz	$O(N^2)$	$O(n^2)$
nº operações para solução	$O(N \log N)$	$O(n^3)$
discretização	todo espaço	regiões ativas
campo distante(no infinito)	ligado	não ligado
não linearidades	fácil	problemático
suavidade entre regiões	formato da peça	contínua
otimização	problemas com a malha	sem problemas na malha
cálculo de campo magnético	intrínseco	pós-processado
paralelização	complicado	intrínseco

Na Tabela 2.9 são apresentados os resultados numéricos comparativos entre: Métodos das Integrais Analíticas(MIA), Elementos Finitos(MEF) e Elementos de Contorno(MEC).

Deve-se salientar que no Método das Integrais o cálculo foi realizado utilizando as equações já descritas nos itens anteriores, observando-se os pontos de singularidade.

Utilizando os programas Magneto e Flux2d, cedidos por período limitado para avaliação, pode-se executar cálculos refinados, com elevado número de elementos ou malhas, conforme resultados comparativos apresentados na Tabela 2.9.

Um dos principais objetivos destes cálculos, utilizando-se diversos métodos, foi atingido, ou seja, validar os resultados obtidos pelo Método das Integrais Analíticas, sendo que a comparação com dados experimentais serão apresentados no Capítulo 5, após o mapeamento da indução magnética gerada através de um sensor de efeito Hall.

Tabela 2.9 - Comparação dos Resultados dos Métodos de Cálculo

Ponto (R, Z) P	Método das Integrais B(G/A)			Método dos Elementos Finitos (G/A)			Método dos Elementos de Contorno (G/A)			MI/ MEF	MI/ MEC
	B _r	B _z	B _T	B _r	B _z	B _T	B _r	B _z	B _T	ppm	ppm
(0, 0)	0	881,125	881,125	0	880,037	880,037	0	881,104	881,104	1230	24
(1,1.5)	2,345	878,425	878,429	2,334	877,290	877,290	2,344	878,412	878,415	1300	16
(6, 6)	58,102	696,499	698,919	58,097	695,320	697,768	58,088	696,565	698,984	1650	93
(6, 9)	118,410	631,158	642,169	118,402	630,000	641,096	118,405	631,222	642,231	1670	96
(6, 12)	202,530	499,103	538,630	202,570	497,961	537,587	202,546	499,096	538,629	1940	2

Nos cálculos efetuados com materiais magnéticos lineares e não lineares, as diferenças encontradas, inferiores a 1%, correspondem às contribuições destes materiais, utilizados na confecção da estrutura do magneto. Esta contribuição extremamente baixa deve-se à utilização de materiais selecionados, como o aço inoxidável 304 e Ti6Al4V, com susceptibilidade magnética extremamente baixa se comparados aos materiais ferromagnéticos.

Mesmo com estrutura não magnética, quando se objetiva gerar campos magnéticos intensos com homogeneidade de 0,1 a 0,01%, a diferença da contribuição da magnetização entre o inox 304 (97.000 A/m) e o Ti6Al4V (1.700 A/m), passa a ser bastante significativa para calcular-se as bobinas de correção das componentes harmônicas indesejáveis. Esta homogeneidade é geralmente definida para um volume cilíndrico com raio de 1 a 2cm e altura de 5cm.

2.2 - Dimensionamento mecânico

2.2.1 - Conceituação básica e seu desenvolvimento

Os magnetos supercondutores podem ser representados por um sistema mecânico não homogêneo formado de materiais com propriedades anisotrópicas. Além destas características eles diferem dos enrolamentos convencionais (não supercondutores), porque são sensíveis à contração térmica, esforços mecânicos ou fricção, que podem gerar dissipação local de energia, afetando suas propriedades supercondutoras.

Os materiais supercondutores são caracterizados por serem um sistema com deformação unilateral geralmente irreversível, com baixas constantes elásticas, aceitando deformações na faixa de 0,2 a 0,8%, respectivamente para Nb₃Sn e NbTi.

O campo magnético gerado exerce uma força por unidade de volume de $\vec{F} = \vec{B} \times \vec{J}$, que no caso de fios supercondutores, tanto $\vec{B}$ como $\vec{J}$ são valores elevados. Essa pressão magnética proporcional a $B^2/2 \mu_0$, que equivale a um gás dentro de um vaso de pressão (pressão isostática) de $1.4 \times 10^7 \text{ N/m}^2$ para $B = 6 \text{ T}$, de $4 \times 10^7 \text{ N/m}^2$ para $B = 10 \text{ T}$ e de $5,7 \times 10^7 \text{ N/m}^2$ (570 atm) para $B = 12 \text{ T}$, deverá ser suportada pelo enrolamento reforçado com tecido de fibra de vidro e resinado com epóxi.

Esta intensidade de força pode causar diversos problemas para a estrutura do magneto, rompendo o isolamento ou até mesmo o condutor para o caso de Nb₃Sn. Quando um distúrbio mecânico ou de outra origem induz o “quench”, estas forças são elevadas em até 100% em algumas regiões do enrolamento, podendo a energia dissipada (efeito Joule) elevar a temperatura e provocar a fusão do fio supercondutor, ocasionando uma degradação irreversível.

O cálculo das tensões e deformações mecânicas distribuídas no enrolamento e na própria estrutura, demandam o conhecimento da distribuição da indução magnética no enrolamento, bem como as propriedades mecânicas dos materiais utilizados a 4,2 K.

As forças nas bobinas ou nos condutores de corrente podem ser divididas em três categorias:

- a) Forças mecânicas devido à pré-tensão durante o enrolamento aplicada ao condutor e à estrutura suporte.
- b) Forças termomecânicas devido às diferentes taxas de contração dos materiais durante o resfriamento até 4,2 K.
- c) Forças magnetomecânicas que aparecem quando as bobinas são energizadas.

Vários autores estudaram esse assunto e formularam modelos matemáticos, termomecânicos e magneto-mecânicos. Brobov [40] apresenta uma revisão bibliográfica dos modelos e sistemas de equações utilizados para representar este sistema não homogêneo, com materiais com propriedades anisotrópicas e arranjos de maneira discreta.

J.D. Cockroff [32] escreveu as equações para tensões mecânicas radial e axial, utilizando um enrolamento finito com suporte mecânico (carretel). Neste modelo ele utilizou a teoria de forças atuando em corpo sólido como o cálculo de cilindro de parede espessa, associando a indutância mútua para o modelo equivalente do magneto e obtendo a equação abaixo:

$$\frac{\partial}{\partial r}(r\sigma_r) - \sigma_\theta = \frac{J^2}{2\pi D} \frac{\partial M}{\partial r} = F_r \quad (2.69)$$

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \frac{J^2}{2\pi D r} \frac{\partial M}{\partial z} = F_z \quad (2.70)$$

sendo:

r – raio do enrolamento

D - número de espiras por unidade de área.

σ - tensões mecânicas nas direções r , θ , z

M - indutância mútua entre a bobina e uma espira.

J - densidade de corrente do enrolamento

F_r, F_z – forças na direção radial e axial

J.M. Daniels (1953) [41] formulou a contribuição da força eletromagnética dada pela equação de Lorentz e a conseqüente contribuição para a tensão mecânica induzida no enrolamento. Modelou o enrolamento como sendo uma série de anéis em diferentes planos de deformação que, quando associados, garantem a continuidade do deslocamento radial, de modo que um tratamento de sistema homogêneo possa ser considerado. Para levar em conta os efeitos dos espaços entre as espiras e calços no enrolamento, Daniels considerou a existência de materiais ortotrópicos e utilizando a Lei de Hooke, formulou as deformações como sendo:

$$\varepsilon_r = \frac{\sigma_r}{E_r} - \nu_{r\theta} \frac{\sigma_\theta}{E_\theta} \quad (2.71)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{\sigma_\theta}{E_\theta} - \nu_{\theta r} \frac{\sigma_r}{E_r} \quad (2.72)$$

$\nu_{r\theta}, \nu_{\theta r}$ - coeficientes de Poisson que caracterizam a anisotropia dos materiais nas direções r e θ .

H.P. Furth (1957) [42] modelou o sistema de tensões mecânicas atuantes no enrolamento como um vaso de pressão, recebendo uma pressão magnética, representada por:

$$\frac{d(r\sigma_r)}{dr} - \frac{\sigma_\theta}{r} - \frac{dP_m}{dr} = 0 \quad (2.73)$$

sendo:

$$P_m = \frac{B^2(r)}{2\mu_0}$$

L.M. Lontai e P.G. Marston (1965) [43] formularam um modelo no qual a tensão mecânica radial não é influenciada pela força axial em enrolamentos com densidade de corrente uniforme e como função linear do raio. Este trabalho resultou no primeiro estudo de otimização eletromecânica do enrolamento, regionalizando e otimizando as funções mecânicas e elétricas em cada setor.

A.J. Middlewton e C.W. Trombridge (1967) [44] desenvolveram metodologia para análise de “loosely-wound”, ou seja, enrolamento sem carretel suporte, considerando o efeito da fricção entre espiras, em passo helicoidal, representado por:

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \sigma_\theta \frac{d\theta}{ds} - F_r = 0 \quad (2.74)$$

$$\frac{d\sigma_\theta}{ds} + \mu\sigma_\theta \frac{d\theta}{ds} - \mu F_r = 0 \quad (2.75)$$

sendo: μ - coeficiente de atrito.

$$r = r_o + \frac{\theta}{k} \quad \text{onde } k = \frac{2\pi}{ts + tc} \left(\begin{array}{l} ts - \text{espessura do isolamento} \\ tc - \text{espessura do condutor} \end{array} \right)$$

B.F. Mulhall e D.H. Protero (1973) [45] introduziram um sistema de equações para tratamento em três dimensões para um solenóide homogêneo, ortotrópico, assimétrico no qual as tensões axiais e transversais foram consideradas (axial σ_z e cisalhamento τ_{rz}) por:

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} - \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + F_r = 0 \quad (2.76)$$

$$\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} - \frac{\tau_{rz}}{r} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + F_z = 0 \quad (2.77)$$

H. Brechna (1973) [46] publicou monografia com formulação considerando a anisotropia das propriedades dos materiais para bobinas supercondutoras.

N.E. Johnson (1975) [47] considerou o efeito da contração térmica dos diferentes materiais utilizados no enrolamento e sua contribuição para as tensões mecânicas geradas quando resfriados a 4,2 K. Johnson considerou o efeito combinado da pré-tensão durante o enrolamento, contração térmica e forças eletromagnéticas na energização. Inicialmente ele assumiu que um enrolamento não homogêneo possa ser representado por uma série de paredes de um vaso de alta pressão, nas quais são aplicadas forças diferenciadas, e estas camadas independentes são montadas formando um cilindro não homogêneo para satisfazer a compatibilidade dos deslocamentos e deformações entre as camadas.

N.E. Johnson (1976) [48], W.H. Gray e J.K. Ballov (1977) [49] desenvolveram um modelo para análise de tensões em solenóide, tensões estas de origem transversal isotrópica, que utilizam somente dois planos ortogonais independentes ao invés de três, modelo similar ao utilizado para as constantes elásticas dos materiais que devem satisfazer a:

$$V_{r\theta} E_r = V_{\theta r} E_\theta \quad (2.78)$$

V. Arp (1977) [50] apresenta o trabalho mais detalhado do comportamento de um solenóide utilizando materiais ortotrópicos, estudando inclusive a estrutura suporte, incluindo efeitos da pré-tensão durante o enrolamento, as tensões mecânicas induzidas pela contração térmica diferencial e as forças eletromagnéticas geradas durante a energização do enrolamento. Arp [50] assume que a tensão axial $\sigma_z = 0$ e $\epsilon_z = 0$ e trata o problema em condições bidimensionais.

Esta referência foi utilizada para cálculo das forças de diversas origens que causam as tensões e deformações no enrolamento, por ser um tratamento completo para sistemas homogêneos ortotrópicos. A utilização de resina epóxi foi introduzida através de estudo da célula básica do enrolamento, para o qual as diferentes propriedades dos materiais e as respectivas frações volumétricas, permitem calcular as propriedades médias e as razões de Poisson.

Utilizando-se estas relações pode-se calcular as tensões mecânicas e deformações a que estará sujeita cada espira, distribuídas nas diversas camadas, devido à tensão de enrolamento aplicada, à contração térmica diferencial dos materiais, às forças eletromagnéticas com a energização das bobinas e ao efeito total. Estes cálculos serão apresentados nos tópicos a seguir, para os magnetos supercondutores de NbTi e Nb₃Sn, considerado a indução magnética total da associação.

2.2.2 - Modelos analíticos para o dimensionamento de solenóides supercondutores

A partir da metodologia apresentada por Arp [50], que de forma detalhada foi utilizada por Baldan [29], pode-se resumir as etapas de cálculo, considerando:

- a) Pré-tensão durante o enrolamento.
- b) Contração térmica no resfriamento.
- c) Tensões induzidas na energização.
- d) Tensões mecânicas e deformações globais.

Usando a equação de equilíbrio das forças atuantes em um elemento cilíndrico simétrico, sem considerar as tensões de cisalhamento, obtém-se a equação fundamental:

$$r \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \sigma_r - \sigma_\theta = 0 \quad (2.78)$$

da qual obtém-se a equação diferencial:

$$ru'' + u' - k^2 u / r = k^2 - V/L) Z_\theta + (V/L - 1) Z_r \quad (2.79)$$

sendo: $k = (R/L)^{1/2}$ $Z_r = v_{rz} \sigma_z / \epsilon_z$ $Z_\theta = v_{\theta z} \sigma_z / \epsilon_z$
 $R = 1/E_r$ $L = 1/E_\theta$ $V = v_{\theta r} / E_\theta = v_{\theta r} / E_r$
 E_θ, E_r - módulos de elasticidade nas direções θ e r .
 v - razão de Poisson.

No caso de deformação ε_r e ε_θ com simetria cilíndrica a componente radial do deslocamento u em corpo sólido é relacionada por:

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} \quad (2.80)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{u}{r} \quad (2.81)$$

O parâmetro k reflete o grau de anisotropia das propriedades mecânicas do módulo de elasticidade no plano r_θ . Valores típicos de k para enrolamentos impregnados com epóxi variam entre $k=1,4$ a $k=1,7$.

Considerando o lado direito da equação (2.79) nulo, que ocorre para materiais isotrópicos, obtém-se a solução geral dada por:

$$u = c r^k + d r^{-k} \quad (2.82)$$

$$\sigma_r = \frac{c}{kL - V} r^{k-1} - \frac{d}{kL + V} r^{-k-1} \quad (2.83)$$

$$\sigma_\theta = \frac{kc}{kL - V} r^{k-1} + \frac{kd}{kL + V} r^{-k-1} \quad (2.84)$$

sendo c e d as constantes arbitrárias determinadas pelas condições de contorno.

2.2.2.1 - Pré-tensão durante enrolamento

Durante a execução do enrolamento é aplicada uma pré-tensão σ_w para manter o fio sob tensão, que varia com o raio do enrolamento, sendo que para este efeito considera-se que:

a) O enrolamento cilíndrico com raio externo a pode ser caracterizado pelo módulo de elasticidade E tal que:

$$E = \frac{\sigma_r(a)}{u(a)/a} \quad (2.85)$$

b) A tensão σ_w para um incremental de camada dr está relacionada com um incremental de tensão radial $d\sigma_r$ na superfície r pela relação:

$$rd\sigma_r = -\sigma_w dr \quad (2.86)$$

c) Integrando e substituindo nas equações básicas de σ_θ , σ_r , u para as condições estabelecidas obtém-se o sistema abaixo:

$$u = (kL-V)C + (kL-V)D \quad (2.87)$$

sendo:

$$C = -\left[1 + E(kL-V)\right] \left(\frac{r}{a}\right)^k I$$

$$D = -\left[1 + E(kL-V)\right] \left(\frac{r}{a}\right)^k I$$

$$I = \int_{r/a}^{b/a} \frac{a\sigma_w dx}{\left[1 + E(kL+V)\right]x^k - \left[1 - E(kL-V)\right]x^{-k}}$$

d) As deformações correspondentes foram calculadas por:

$$\varepsilon_\theta = u/r = L\sigma_w$$

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr} + (\text{outros termos}).$$

Estes outros termos geralmente dependem da posição e das condições de contorno estabelecidas.

Nos tópicos seguintes será detalhado o dimensionamento real dos magnetos supercondutores e será possível analisar os valores de tensão e deformação introduzidos no sistema pela pré-tensão σ_w constante durante o processo de fabricação.

2.2.2.2 - Contração térmica

Durante o processo de resfriamento do magneto a 4,2K, diversas forças devido à contração térmica diferencial dos componentes do fio supercondutor, devido à contração da estrutura sobre a qual o magneto foi enrolado, diferentes comprimentos dos condutores nas diversas camadas, resultam em concentração de tensões mecânicas e deformações no fio e na estrutura.

Admitindo-se que a temperatura do magneto varia uniformemente de θ_0 a $\theta(r)$ como função de r mas não da direção $\vec{e}_\theta$, e considerando-se que α_r e α_θ são os coeficientes de expansão linear dos materiais (supercondutores, isolamentos, estrutura) pode-se escrever:

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} - \int_{\theta_0}^{\theta(r)} \alpha_r dT \quad (2.88)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{u}{r} - \int_{\theta_0}^{\theta(r)} \alpha_\theta dT \quad (2.89)$$

Considerando que os módulos de elasticidade dos materiais não variam com a temperatura e, que $Z_r = Z_\theta = 0$, pois no plano de deformação $\varepsilon_z = 0$ e no plano de tensão $\sigma_z = 0$, pode-se escrever :

$$ru'' - u' - k^2 \frac{u}{r} = \sum_0^n \left\{ \left(1 + i - \frac{V}{L} \right) \ell_{ri} r^i + \left[(1 + i) \frac{V}{L} - k^2 \right] \ell_{\theta i} r^i \right\} \quad (2.90)$$

para a qual a solução é:

$$u = cr^k + dr^{-k} + \sum_0^n \frac{\left(1 + i - \frac{V}{L} \right) \ell_{ri} + \left[(1 + i) \frac{V}{L} - k^2 \right] \ell_{\theta i}}{(1 + i)^2 - k^2} r^{i+1} \quad (2.91)$$

Correspondendo às tensões:

$$\sigma_r = \frac{cr^{-k-1}}{kL - V} - \frac{dr^{-k-1}}{kL + V} + \sum_0^n \frac{\ell_{ri} - (1 + i) \ell_{\theta i}}{L[(1 + i)^2 - k^2]} r^i \quad (2.92)$$

$$\sigma_\theta = \frac{kcr^{k-1}}{kL - V} - \frac{kdr^{-k-1}}{kL + V} + \sum_0^n \frac{(1 + i) \ell_{ri} - (1 + i) \ell_{\theta i}}{L[(1 + i)^2 - k^2]} r^i \quad (2.93)$$

sendo:

$\ell_{ri} = \ell_{\theta r}$ são coeficientes de expansão térmica.

c, d - coeficientes determinados pelas condições de contorno.

Com estas equações foram calculadas as tensões mecânicas e deformações introduzidas no magneto durante o resfriamento até 4,2K, considerando as propriedades de cada componente nesta faixa de temperatura. Nestes cálculos são considerados simultaneamente os estados de deformação e as novas condições de tensão para cada etapa do abaixamento de temperatura, com a atualização das propriedades dos materiais envolvidos.

Para o magneto de Nb₃Sn, que necessita de um tratamento térmico a 700⁰ C durante 100 h, em etapa anterior ao resfriamento, considera-se que a tensão de enrolamento utilizada pouco contribui, devido à dilatação e deformação do fio. Para garantir que o enrolamento permaneça sempre comprimido para evitar degradação do fio de Nb₃Sn, extremamente frágil, foi aplicado um reforço mecânico após o resinamento com epóxi na parte externa do enrolamento.

2.2.2.3 - Forças magnéticas

Quando a bobina supercondutora é energizada as forças atuantes nos condutores são elevadas, sobretudo nas espiras das camadas internas. Nos pontos críticos nos quais a corrente elevada e a indução magnética são intensas, pode ocorrer degradação irreversível do condutor especialmente no caso de fio de Nb₃Sn, devido às tensões e deformações resultantes.

Atuando na direção perpendicular às linhas de campo, pode-se imaginar seu efeito, considerando o enrolamento como um vaso de pressão, onde o gás exerce sobre sua parede uma pressão $B^2/2\mu_0$, que para uma indução magnética de 12T equivale à aplicação de uma pressão de 572 atm. Esta força atua tanto na direção axial como na radial do enrolamento, transferindo parte de sua tensão à estrutura do magneto.

a)- Força no plano $r\theta$

Considerando a análise das tensões em duas dimensões, desprezando a força na direção axial, que será tratada em separado, pode-se escrever a equação fundamental de equilíbrio, para o perfil da componente axial da indução magnética mostrado na Figura 2.11, como:

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + F_{Lz}(r) = 0 \quad (2.94)$$

$$r \frac{d\sigma_r}{dr} + \sigma_r - \sigma_\theta = -rJB_z(r) \quad (2.95)$$

$$B_z = B_0 \left(h_0 + h_1 \frac{r}{a} \right)$$

$$h_0 = \frac{\alpha B_a - B_b}{\alpha - 1}$$

$$h_1 = \frac{B_b - B_a}{\alpha - 1}$$

$$B_a = B_z(r = a)$$

$$B_b = B_z(r = b)$$

$$\alpha = \frac{b}{a}$$

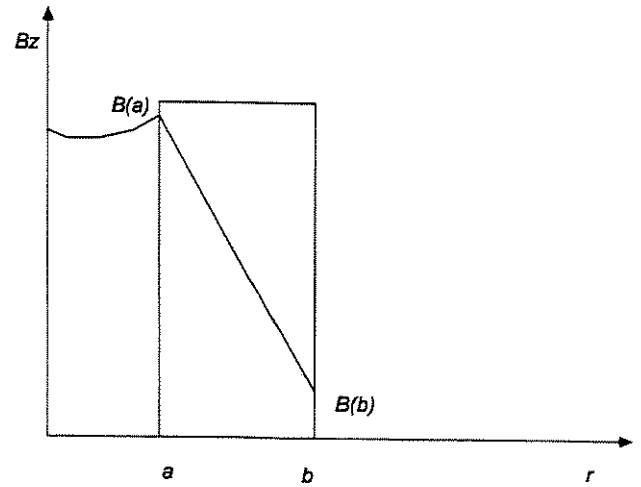


Fig. 2.11 - Perfil da componente axial da indução magnética

Fazendo as substituições obtém-se a equação diferencial completa:

$$ru'' + u' - k^2 \frac{u}{r} = -\frac{(RL - V)}{L} rJB_z(r) \quad (2.96)$$

Após a solução das equações utilizando as condições de contorno:

$$\sigma_r(a) = 0$$

$r = a$ - raio interno do enrolamento.

$$\frac{u(a)}{a} E^* = \sigma_r(a) \quad \text{ou} \quad E^* = \left(\frac{\sigma_r}{\frac{u}{r}} \right) \quad r = b: \text{raio externo do enrolamento.}$$

sendo: $E^* =$ módulo de elasticidade médio do enrolamento.

$$u(r) = \frac{\Gamma'}{L} \left\{ (kL - V)c'r^k + (kL + V)d'r^{-k} + (RL - V^2) \left[\frac{h_0}{k^2 - 4} r^2 + \frac{h_1}{k^2 - 9} \frac{r^3}{a} \right] \right\} \quad (2.97)$$

$$\sigma_r(r) = \frac{\Gamma'}{L} \left[c'r^{k-1} - d'r^{-k-1} + \left(\frac{2L + V}{k^2 - 4} \right) h_0 r + \left(\frac{3L + V}{k^2 - 9} \right) h_1 \frac{r^2}{a} \right] \quad (2.98)$$

$$\sigma_\theta(r) = \frac{\Gamma'}{L} \left[kc'r^{k-1} - kd'r^{-k-1} + \left(\frac{2V + R}{k^2 - 4} \right) h_0 r + \left(\frac{3V + R}{k^2 - 9} \right) h_1 \frac{r^2}{a} \right] \quad (2.99)$$

sendo: $\Gamma' = JB_0$

$$f' = \left(\frac{2L+V}{k^2-4} \right) h_0 + \left(\frac{3L+V}{k^2-9} \right) h_1 a$$

$$g = \left(\frac{h_0}{k^2-4} \right) + \left(\frac{h_1}{k^2-9} \right) a$$

$$c' = \frac{a^2 b^{-k} f [1 + E(kL+V)] - b^2 a^{-k} [f' - Eg(RL-V^2)]}{\alpha^k [1 - E(kL-V)] - \alpha^{-k} [1 + E(kL+V)]}$$

$$d' = \frac{ab^{-k} f [1 - E(kL-V)] - b^2 a^k [f' - Eg(RL-V^2)]}{\alpha^k [1 - E(kL-V)] - \alpha^{-k} [1 + E(kL+V)]}$$

b) Força na direção axial

O cálculo da componente axial da força de Lorentz, devido à circulação de corrente anteriormente suposta nula, pode ser executado a partir do valor médio da indução magnética na direção radial, supondo, como aproximação, que esta componente não varie na direção radial, o que se aplica somente a enrolamentos de poucas camadas, utilizando o arranjo mostrado na Figura 2.12.

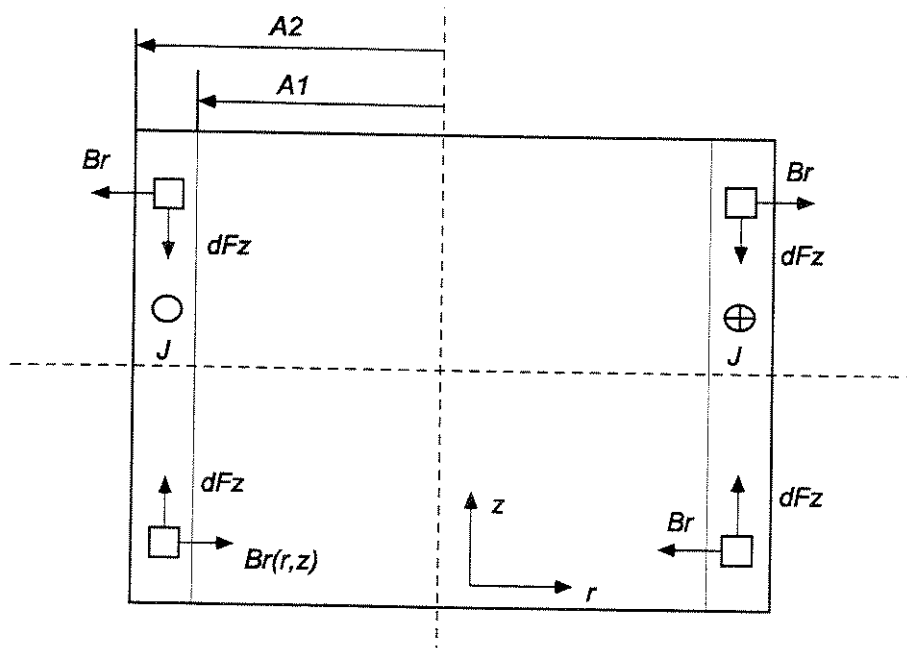


Fig. 2.12 - Componente axial da força de Lorentz

$$\overline{B_r}(z) = \frac{1}{\pi(A_2^2 - A_1^2)} \int_{A_1}^{A_2} B_r(r, z) 2\pi r dr \quad (2.100)$$

$$\overline{\overline{B_r}} = \frac{2}{2b} \int_0^b \overline{B_r}(z) dz \quad (2.101)$$

$$F_z(z) = \int_0^z \int_{A_1}^{A_2} B_r(r, z) \bar{J} 2\pi r dr dz = \pi(A_2^2 - A_1^2) \int_0^z \overline{B_r}(z) dz \equiv \pi \left(\frac{A_1 + A_2}{2} \right) N \overline{\overline{B_r}} \quad (2.102)$$

$$\sigma_z = P_z(z) = \bar{J} \int_0^z \overline{B_r}(z) dz \quad (0 \leq z \leq b) \quad (2.103)$$

Para o cálculo da força radial, pelo método simplificado, para um elemento de volume $2\pi r dr dz$ do enrolamento pode-se escrever que:

$$dF_r = \bar{J} dz \int_{A_1}^{A_2} B_r(r, z) 2\pi r dr = \pi(A_2^2 - A_1^2) \overline{B_z}(z) dz \bar{J} \equiv 2\pi R \overline{B_z} \bar{J} h dz \quad (2.104)$$

$$\sigma_r(z) = P_r(z) = \overline{J B_z}(z) h \quad (2.105)$$

sendo: $B_r(r, z)$ - componente radial da indução magnética B.

$\overline{B_r}(z)$ - aproximação de B_r dependendo de z

$\overline{\overline{B_r}}$ - valor médio de $\overline{B_r}(z)$.

A_2, A_1 - raio externo e interno do enrolamento.

$2b$ - altura do enrolamento

$h = A_2 - A_1$ espessura do enrolamento.

$\bar{J}, I$ - densidade de corrente e corrente

N - número de espiras.

Esta contribuição também pode ser calculada pelo método das indutâncias, apresentado por Hayashi [51], já detalhado por Baldan [29], que consiste no cálculo da variação da indutância mútua devido à deformação do enrolamento na direção axial, dado por:

$$F_{12} = \frac{\partial M_{12}}{\partial z} I^2 \quad (2.106)$$

Utilizando este método de subdivisão do enrolamento em setores, porém calculando a força axial pela integral de $\vec{J} \times \vec{B}$ em todo enrolamento, utilizando o software Flux2D [35], são apresentados, a seguir, os resultados obtidos para o magneto supercondutor de 12 T.

2.2.3 - Cálculo das forças eletromecânicas atuantes no magneto supercondutor de 12T

Utilizando os modelos apresentados nos tópicos anteriores bem como as diversas formas de cálculos, diferentes softwares, pode-se calcular os esforços e deformações de cada setor dos enrolamentos.

Considerando as diferentes propriedades dos materiais utilizados, apresenta-se na Tabela 2.10 seus principais componentes, suas propriedades normalmente citadas na literatura, resultados fornecidos pelos fabricantes e resultados obtidos com medidas experimentais dos fios utilizados.

Tabela 2.10 - Propriedades e Modelos de Elasticidade dos Componentes

		Nb ₃ Sn	NbTi-0,85	NbTi-0,6
Material	E (kgf/mm ²)	fração vol.(%)	fração vol. (%)	fração vol. (%)
Cobre	12.420	11,0	42.5	41.0
Bronze	12.420	39,8	---	---
NbTi	10.000	---	31.5	30.4
Nb	10.520	4,1	---	---
Nb ₃ Sn	16.840	8,9	---	---
Ta	18.750	4,8	---	---
Epóxi	2000	31,4	26,0	28,6
$E_{\theta} = \sum V_i E_i$		13.324 kgf/mm ²	8.948 kgf/mm ²	9.000 kgf/mm ²
$E_r = E_z = 1 / \sum \frac{V_i}{E_i}$		6.356 kgf/mm ²	5.110 kgf/mm ²	4.845 kgf/mm ²

Inicialmente com a geometria apresentada na Figura 2.3 e as dimensões da Tabela 2.4, utilizando o programa de cálculo baseado nos modelos apresentado por Arp [50] e detalhado por Baldan [29], pode-se obter as contribuições dos esforços devido à tensão de enrolamento σ_w , para

valores de 250 a 500 kgf/cm², que isoladamente produzem as tensões e deformações em cada um dos enrolamentos.

Na etapa seguinte calcula-se a contribuição da contração térmica dos diferentes materiais que compõem os condutores, isolamentos, suporte e resina epóxi. Utilizando este mesmo programa pode-se calcular o efeito, isoladamente e combinado, da tensão de enrolamento e resfriamento.

Finalmente, com a distribuição da indução magnética em todo o enrolamento pode-se calcular as tensões mecânicas devido à energização do magneto, como um efeito isolado e global, acumulando os efeitos anteriores. Utilizando o programa Flux2D [35] para o cálculo das forças axiais, subdividindo os enrolamentos em diversas seções, obtêm-se os resultados da Tabela 2.11, na qual se observa que os valores máximos ocorrem na região central (altura média) de cada enrolamento, e são de natureza compressiva.

Tabela 2.11 - Força Axial calculada com Flux2D enrolamento Nb₃Sn(1), NbTi(2) e (3)

Bobina			NbTi - 0,85mm			NbTi - 0,60mm		
Elemento	Força (N)	σ_z (kg/cm ²)	Elemento	Força (N)	σ_z (kg/cm ²)	Elemento	Força (N)	σ_z (kg/cm ²)
C ₁₅	7090	3,9	C ₂₅	10098	12,2	C ₃₁	19456	24,0
C ₁₄	22705	12,4	C ₂₄	32910	39,7	C ₃₂	62505	77,4
C ₁₃	43159	23,5	C ₂₃	64409	77,7	C ₃₃	118580	146,8
C ₁₂	73874	40,3	C ₂₂	110731	133,6	C ₃₄	196850	243,8
C ₁₁	126120	68,8	C ₂₁	173190	209,5	C ₃₅	336111	416,3
$\Sigma C_{11}-C_{110}$	545896	297,9	$\Sigma C_{21}-C_{210}$	783476	945,7	$\Sigma C_{31}-C_{310}$	1467004	1816,0

Na Tabela 2.12 pode-se observar os resultados obtidos para cada efeito, calculados para diferentes pontos do enrolamento, e a resultante para cada enrolamento. As Figuras 2.13 e 2.14 mostram os resultados obtidos para todos os enrolamentos. Os esforços transferidos ao suporte (carretel), são calculados posteriormente, sendo seus valores insignificantes quando comparados com os demais. Os resultados apresentados foram calculados considerando a contribuição total de todos os enrolamentos, o que justifica a variação nem sempre crescente da força para os elementos mais externos.

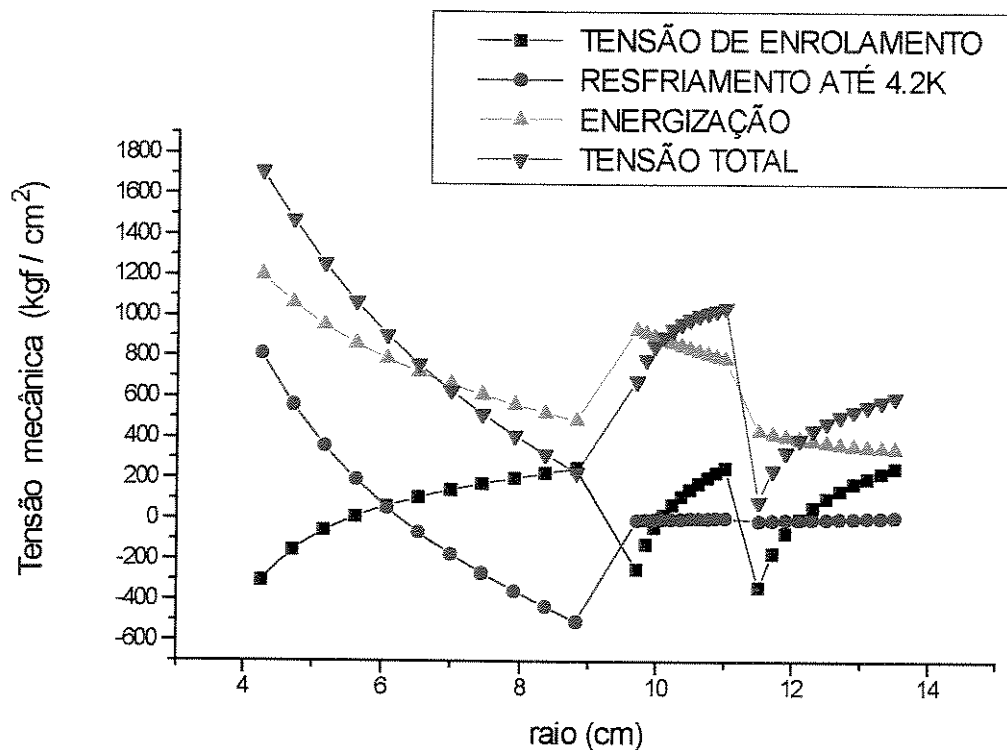


Fig. 2.13 - Tensões mecânicas de componentes tangenciais - enrolamentos de Nb_3Sn e $NbTi$

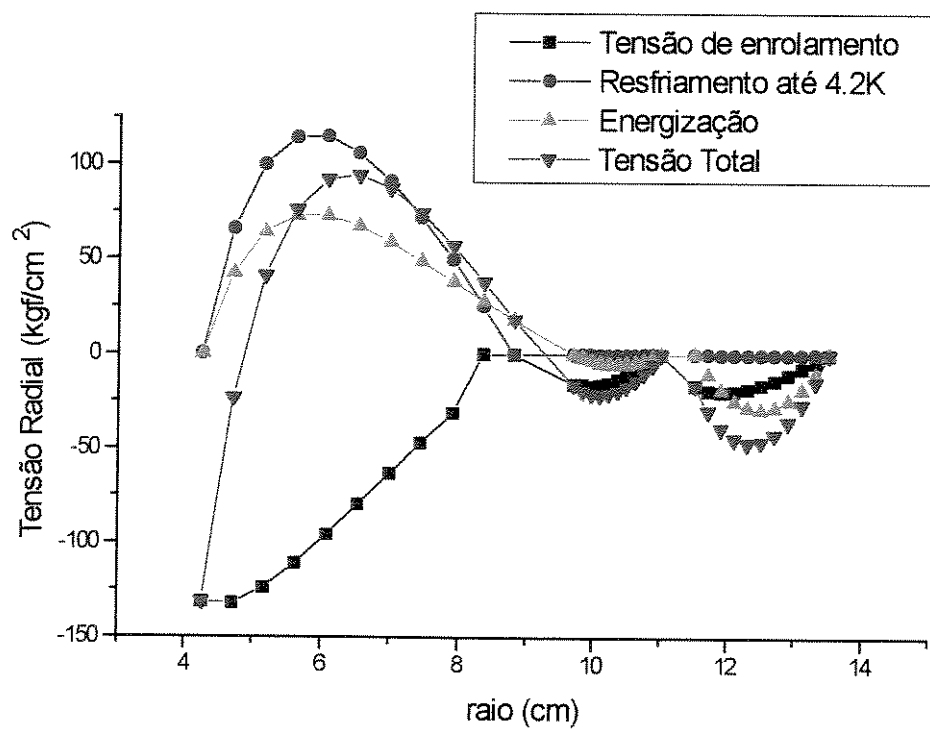


Fig. 2.14 - Tensões mecânicas de componentes radiais - enrolamentos de Nb_3Sn e $NbTi$

Tabela 2.12 - Resumo das tensões mecânicas e deformações dos diversos enrolamentos devido a: pré-tensão (σ_w), resfriamento (4,2K), energização (E-M) e resultante (Total)

		Nb ₃ Sn				NbTi - 0.85mm				NbTi - 0.60mm			
Z= 6 cm	Raio	σ_w	4.2K	E-M	Total	σ_w	4.2K	E-M	Total	σ_w	4.2K	E-M	Total
σ_r (kg/cm ²)	Inicial	-131	0.0	0.0	-131	-15.7	0.0	0.0	-15.7	-16.4	0.0	0.0	-16.4
	Médio	-79	106	67	94	-13.3	-19	-5.6	-19.1	-16.2	-35	-29.3	-45.8
	Final	0.0	0.0	18	18	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
σ_θ (kg/cm ²)	Inicial	-303	812	1200	1709	-248	-6.4	934	679	-334	-9.2	433	89.8
	Médio	105	-68	696	733	112	.13	854	966	103	.23	375	478
	Final	250	-505	470	215	250	5.9	788	1043	250	8.2	345	603
u (mm)	Inicial	-.023	-.110	.056	-.077	-.051	-.320	.097	-.274	-.074	-.378	.055	-.397
	Médio	-.008	-.236	.050	-.194	-.015	-.340	.094	-.261	-.019	-.410	.054	-.375
	Final	0.0	-.357	.046	-.311	0.0	-.361	.118	-.243	0.0	-.441	.052	-.389

2.2.4 - Componente devido à contração térmica diferencial

Quando uma estrutura contendo diferentes materiais metálicos ou até plásticos (magnetos resinados) são submetidos a uma grande variação de temperatura (300K $\rightarrow$ 4,2K ou 1000K $\rightarrow$ 4,2K), este conjunto estará sujeito a uma contração média, porém gerando grandes tensões internas em cada componente.

Na Figura 2.15 apresenta-se o modelo simplificado de fios supercondutores de Nb₃Sn apresentado por Iwasa[52], que para o caso de magnetos, corresponderá à célula unitária do enrolamento, a partir da qual pode-se calcular as frações de seus componentes e suas propriedades médias.

Para o cálculo das tensões e deformações introduzidas no sistema no caso do Nb₃Sn, deve-se considerar a variação da temperatura de 1000 K para 300 K, devido ao tratamento térmico para formação do composto e, em seguida de 300 K para 4,2K, referente ao resfriamento do enrolamento na temperatura do hélio líquido.

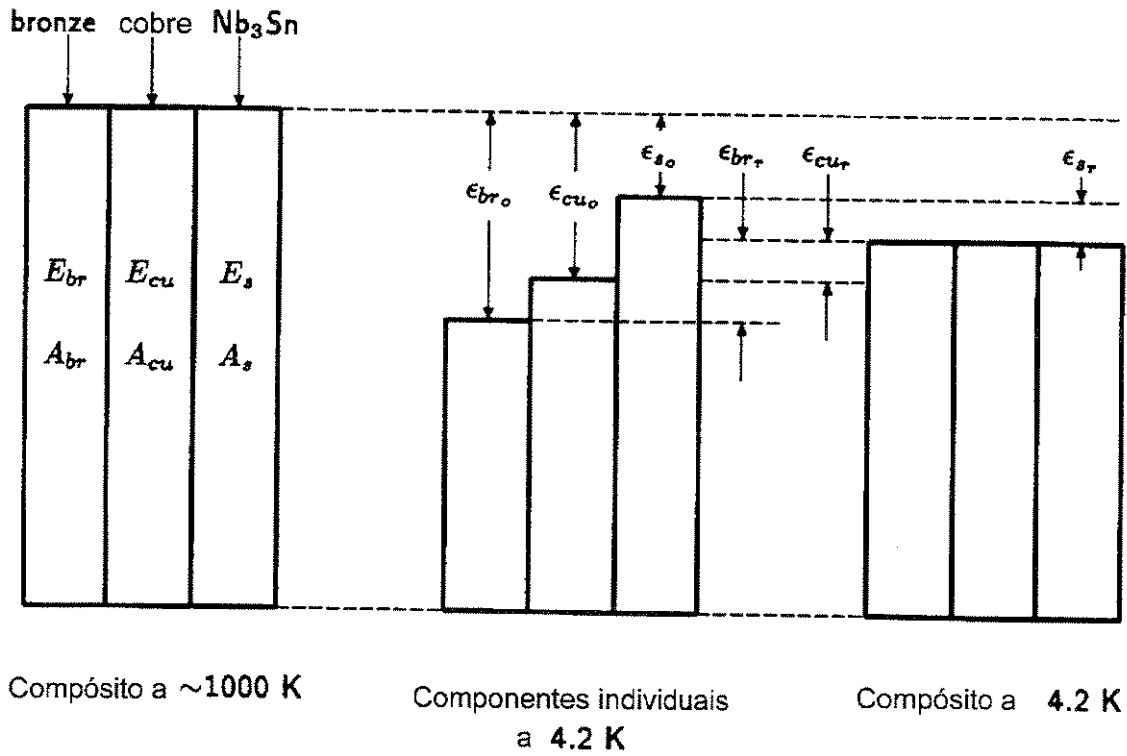


Fig. 2.15 - Modelo simplificado para estudo de contração/expansão térmica de fios supercondutores de Nb₃Sn.[52]

Para o cálculo simplificado da tensão residual introduzida no sistema, devido ao tratamento térmico, utilizando-se as propriedades médias e frações volumétricas dos materiais, pode-se calcular os efeitos combinados sobre seus componentes, obtidos a partir da formulação apresentada por Iwasa [44], apresentados na Tabela 2.13 :

$$\epsilon_{br_r} A_{br} E_{br} + \epsilon_{cu_r} A_{cu} E_{cu} + \epsilon_{s_r} A_s E_s = 0$$

$$\epsilon_{br_r} + \epsilon_{s_r} = \epsilon_{br_0} - \epsilon_{s_0}$$

$$\epsilon_{cu_r} + \epsilon_{s_r} = \epsilon_{cu_0} - \epsilon_{s_0} \quad (2.107 \text{ a } 2.110)$$

$$\epsilon_{cu_r} - \epsilon_{br_r} = \epsilon_{cu_0} - \epsilon_{br_0}$$

Combinando estas equações pode-se obter a deformação residual para os constituintes.

$$\varepsilon_{br_r} = \frac{(\varepsilon_{br_0} - \varepsilon_{Cu_0})A_{Cu}E_{Cu} - (\varepsilon_{br_0} - \varepsilon_{S_0})A_S E_S}{A_{Cu}E_{Cu} + A_{br}E_{br} - A_S E_S} \quad (2.111)$$

$$\varepsilon_{Cu_r} = \frac{(\varepsilon_{Cu_0} - \varepsilon_{br_0})A_{br}E_{br} - (\varepsilon_{Cu_0} - \varepsilon_{S_0})A_S E_S}{A_{Cu}E_{Cu} + A_{br}E_{br} - A_S E_S} \quad (2.112)$$

$$\varepsilon_{S_r} = \frac{(\varepsilon_{Cu_0} - \varepsilon_{br_0})A_{Cu}E_{Cu} - (\varepsilon_{br_0} - \varepsilon_{S_0})A_{br}E_{br}}{A_{Cu}E_{Cu} + A_{br}E_{br} - A_S E_S} \quad (2.113)$$

sendo:

ε_{br_0} - deformação no bronze 1000 K – 4,2 K.

ε_{Cu_0} - deformação no cobre 1000 K – 4,2 K.

ε_{S_0} - deformação no supercondutor 1000 K - 4.2 K.

ε_{br_r} , ε_{Cu_r} , ε_{S_r} - deformação residual dos componentes.

E_{br} , E_{Cu} , E_S - módulo de elasticidade dos componentes.

Tabela 2.13 - Tensão Residual 1000 K→ 4,2K [52]

Material	$\varepsilon_0^*(\%)$	E(GPa)	Área (%)	$\varepsilon_r(\%)$
Bronze	-1,66	100	0,66	0,42
Cobre	-1,62	100	0,18	0,36
Nb ₃ Sn	-0,72	165	0,16	1,35

Os resultados apresentados na Tabela 2.13, se analisados isoladamente resultam em $\varepsilon_{Sr} \equiv -1,35\%$ para Nb₃Sn, a princípio é um valor muito elevado que degradaria o fio supercondutor, porém quando o magneto é energizado esta compressão é compensada pela expansão resultando em $\varepsilon_{Sr} \equiv 0$, que para magnetos com indução magnética de 12T seria o valor adequado.

No caso dos magnetos supercondutores resinados pode-se dividir os componentes nas classes de metais e plásticos obtendo-se a equação para tensão introduzida no sistema por:

a) Cálculo unidimensional - Wilson[16]

$$\sigma = \int_{\theta=300K}^{\theta=4.2K} E(\alpha_p - \alpha_m) d\theta \equiv E_{av}(\alpha_p - \alpha_m) d\theta \quad (2.114)$$

b) Cálculo tridimensional Colyer (1972) - [53]

$$\sigma = \int_{\theta=300}^{\theta=4.2K} \frac{E(\alpha_p - \alpha_m)}{(1-2\nu)} d\theta \cong \left\{ \frac{E}{1-2\nu} \right\}_{av} \int_{\theta=300}^{\theta=4.2} (\alpha_p - \alpha_m) d\theta \quad (2.115)$$

α_p = coeficiente contração térmica do plástico.

α_m = coeficiente contração térmica do metal.

E_{av} = módulo de elasticidade médio.

ν = razão de Poisson ($\approx 1/3$).

Devido à elevada taxa de contração das resinas epóxi, que geralmente causam trincas quando resfriadas ou quando submetidas à tensão de compressão, pode-se utilizar alguns materiais como aditivos a serem misturados à resina antes de sua aplicação. Estes materiais são geralmente “fibra de vidro ou fibra de quartzo”, cujos efeitos foram estudados por D. Evans [54], Hartwig [55], e diversos outros grupos. Neste trabalho o enrolamento de Nb_3Sn foi resinado com adição de tecido de vidro, entre camadas, no qual a fluidez devido ao efeito de capilaridade da resina foi fundamental para a penetração completa no enrolamento.

Utilizando as formulações descritas por Wilson [16], com adição de fibras ou outro material, pode-se efetuar cálculos preliminares para estimar as tensões que serão introduzidas no enrolamento devido à contração térmica diferencial de seus componentes. Tabelas 2.14 e 2.15 apresentam algumas das propriedades a serem utilizadas com as respectivas formulações, [56] Baldan.

Tabela 2.14 - Formulações de Resina Epóxi [16]

Formulação	A	B	C	D[49]
Resina tipo	MY 740	MY 740	DER 736 EPON 826	GY 285
Partes em peso	100	100	50/50	100
Endurecedor	HY 706	D 230	TONOX	D 400
Partes em peso	80	44	28	80,5
Acelerador	DY 063	---	---	--
Partes em peso	2	---	---	--
Cura (tempo/temp.)	10 h x 120°C	16 h x 60°C	24 h x 80°C	8hx40°C 16hx60°C

Tabela 2.15 - Propriedades de Resina Epóxi [16]

Propriedades	Formulação			
	A	B	C	D
Contração Térmica - 293 $\rightarrow$ 4,2 K (%)	0,01141	0,01092	0,015	0,012
Módulo de elasticidade 4,2 K (GN m ⁻²)	6,9	7,4	6,18	5,2
Tensão de fratura a 4,2 K (MN m ⁻²)	145	110	-	-
Trabalho de fratura (J.m ⁻²)	72	302	-	-

Neste caso deve-se considerar dentre os componentes metálicos, os majoritários como bronze, cobre e Nb₃Sn, posteriormente deve-se considerar o efeito da fração de epóxi.

A utilização da resina epóxi ocorre após o tratamento térmico, quando o magneto é impregnado e curado entre 80 °C e 130°C e posteriormente resfriado a 4,2 K, sendo a tensão introduzida no sistema calculado pela equação (2.115).

Para o cálculo em todo enrolamento utilizou-se o programa em Fortran descrito por Baldan [29], com resultados já apresentados na Tabela 2.12 e Figuras 2.13 e 2.14. Na Figura 2.16 apresenta-se a célula unitária referente a cada setor do enrolamento, com as respectivas frações de seus componentes; metal, isolante e epóxi (ou vazio).

O número de espiras em cada setor do enrolamento foi obtido pela divisão da área (seção transversal do magneto) pelos incrementos nas direções radial e axial equivalentes a dr e dz , já considerado o fator de empacotamento.

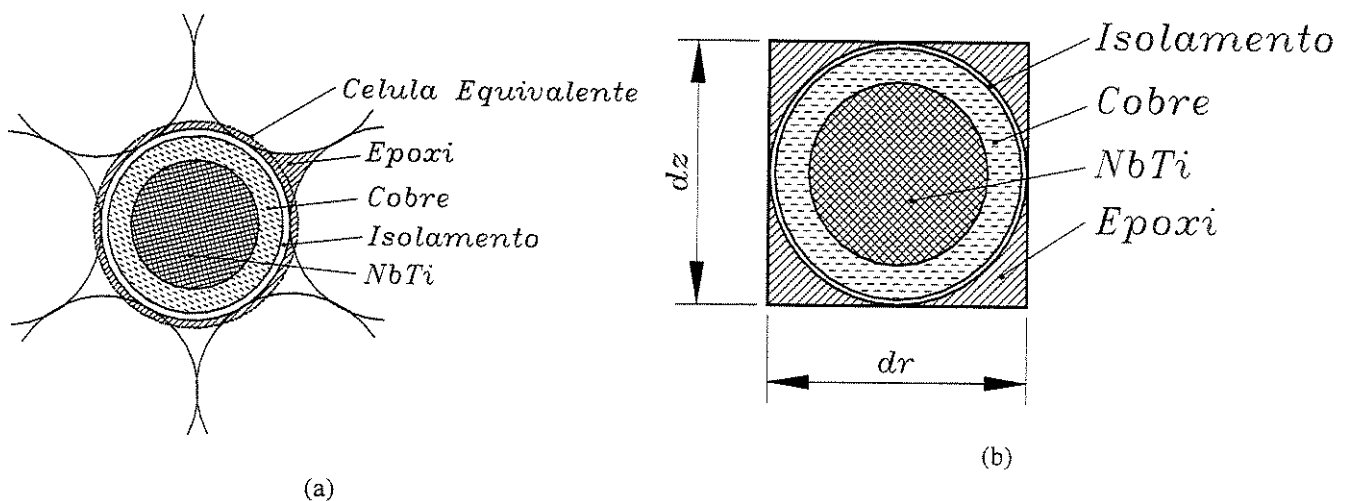


Fig. 2.16 - Célula do Enrolamento: (a) célula real para enrolamento resinado com epóxi (b) célula equivalente utilizada nos cálculos pelo método das integrais.

Com o fio supercondutor devidamente ancorado pela resina epóxi, espera-se uma redução considerável do número de “quenches”, devido à movimentação de espiras que geram calor pela fricção induzindo a transição para o estado normal. Com carregamentos sucessivos pode-se determinar a corrente de operação adequada. Este procedimento, denominado de treinamento do magneto, permite determinar a influência da acomodação das espiras à cada ciclo de resfriamento, seguido da energização, para determinar uma condição estável de operação.

Conclusões:

Neste capítulo foram apresentadas as técnicas e procedimentos para os cálculos elétrico e mecânico de magnetos supercondutores utilizando diversos softwares e programas em Fortran para cada etapa dos cálculos.

As propriedades mecânicas, elétricas(supercondutora) e térmicas dos fios supercondutores e isolantes dos materiais e resinas também foram consideradas, inclusive as tensões mecânicas devido às grandes variações de temperatura e conseqüentes contrações térmicas diferenciais.

As limitações de cada material, nas diversas etapas de enrolamento, resfriamento e energização também foram estudadas através de cálculo detalhado das tensões e deformações introduzidas no sistema.

As limitações e critérios de margens de segurança referente às propriedades supercondutoras como: corrente crítica (75% de J_c), indução magnética máxima (75% de B_c) e temperatura crítica (75% de T_c), foram utilizadas.

Os equipamentos construídos para enrolamento, tratamento térmico e resinamento serão mostrados no Capítulo IV, referente à construção e testes das bobinas supercondutoras.

Capítulo 3 - Estabilidade e Proteção de Magnetos Supercondutores

3.1 - Magnetos supercondutores e sua estabilidade

O projeto de magnetos supercondutores deve atender às várias condições impostas pelas características físicas de seus componentes, tais como: a corrente crítica - I_c , a temperatura crítica - θ_c , a indução magnética crítica - B_c , que representam os valores limites para manutenção do estado supercondutor. Além dessas limitações tem-se as restrições mecânicas que limitam os valores de deformação máxima de 0,2%, para o caso extremo dos fios de Nb_3Sn .

Após todas as considerações dos projetos elétrico e mecânico, deve-se ater às limitações durante a energização, e dimensionar um sistema proteção para remover a energia armazenada, para garantir que as condições de projeto permitam ao magneto operar dentro das condições de segurança, ou seja, 75% dos valores críticos.

Durante a energização ocorrerá, com toda certeza, uma transição do estado supercondutor para o estado normal em alguma região do magneto, evento este denominado “quench” ou transição. O “quench” pode ocorrer durante as primeiras energizações, nas quais a acomodação de espiras ou mesmo o descolamento do enrolamento do carretel produz energia térmica suficiente para tal. Esta mudança abrupta parcial ou total levará à dissipação integral da energia armazenada sob a forma de campo magnético, que neste caso corresponde a aproximadamente 370 kJ, acarretando uma elevação na temperatura do magneto, que se não for protegido poderá causar a destruição do enrolamento, ocasionado pela fusão do fio ou do isolamento.

Para calcular os efeitos que podem ocorrer durante um “quench”, adota-se um critério de estabilidade térmica já comprovado por Wilson [16], Urata [57], Maeda [58], Iwasa [59] e Joshi [60]. Em diversos casos são analisados os magnetos de $NbTi$, pois para Nb_3Sn as publicações são escassas, por serem na maioria dos casos, projetos conjuntos com empresas.

Neste trabalho considera-se que os magnetos de Nb_3Sn e $NbTi$ serão impregnados com resina epóxi e, portanto, os enrolamentos são adiabáticos, sem troca de calor com o meio externo, visto que o hélio líquido não estará presente nas camadas internas dos enrolamentos mas sim nas superfícies dos blocos, e que a estabilidade térmica deverá ser mantida, considerando a capacidade térmica dos componentes, que geralmente é bem reduzida na temperatura do hélio líquido.

Para estudar os efeitos das perturbações que podem causar o “quench”, deve-se considerar que a maior fonte destas zonas normais são as de natureza pontual como descrito em Wilson [16], geralmente associadas à movimentação do condutor (atrito) ou descolamento do carretel.

Nos magnetos impregnados, estas energias de aproximadamente 750 W/m^3 devem ser absorvidas pelo enrolamento, que deverá apresentar capacidade térmica suficiente, ou este calor gerará uma elevação de temperatura no condutor, acima da temperatura de transição, causando o “quench”.

Para simulação dos efeitos do “quench” nos enrolamentos supercondutores estudar-se-á a velocidade de propagação, que permitirá obter o decaimento da corrente do magneto, a tensão a que estará submetido o enrolamento em função do resistor de proteção externo, a elevação de temperatura e, finalmente, a porcentagem do enrolamento que entrou em “quench”, ou seja, que transitou para o estado de condutor normal.

A velocidade de propagação pode ser calculada considerando que após o início do “quench”, este efeito continua se propagando em todas as direções, devido à fração do condutor que transitou para o estado normal. Diversos autores apresentaram formulações para esta simulação, que podem ser aplicadas neste trabalho, porém será utilizada a seqüência apresentada por Wilson [16], que estabelece que quando uma zona de condução normal começa a se propagar, com ação conjunta da condução térmica e dissipação por efeito Joule, pode-se considerar que a velocidade de propagação será constante, se a “frente de onda” estiver distante do ponto que iniciou a transição.

Quando a densidade de corrente, a que o fio supercondutor foi submetido, ultrapassar o valor de J_c , a fração supercondutora desenvolverá uma resistência, passando o excesso de corrente a ser conduzida pela fração de cobre. O calor gerado pelo supercondutor e pelo cobre, será considerado distribuído em toda seção transversal do compósito, sendo a energia gerada por unidade de volume expressa por:

$$G = \lambda J_m E = \lambda^2 J_m \rho \left[\frac{J_m - J_c(\theta)}{(1 - \lambda)} \right] \quad (3.1)$$

sendo ρ a resistividade do cobre, λ a fração de supercondutor no compósito, e J_m a corrente do magneto dividido pela seção transversal do supercondutor. Assumindo que J_m varia linearmente com a temperatura, como apresentado na Figura 3.1(b), e que um seguimento do fio está na temperatura $\theta > \theta_c$, sendo que a partir da temperatura θ_g tem-se a geração de calor por efeito ôhmico, tem-se:

$$G(\theta) = \frac{\rho \lambda^2 J_m}{(1 - \lambda)} \left[J_m - J_{c0} \frac{(\theta_c - \theta)}{(\theta_c - \theta_0)} \right] \quad (3.2)$$

combinando a eq. (3.2) com:

$$\theta_g = \theta_c - (\theta_c - \theta_0) \frac{J_m}{J_{c0}} \quad (3.3)$$

tem-se

$$G(\theta) = \frac{\rho \lambda^2 J_m^2 (\theta - \theta_g)}{(1 - \lambda)(\theta_c - \theta_g)} = G_c \frac{(\theta - \theta_g)}{(\theta_c - \theta_g)} \quad (3.4)$$

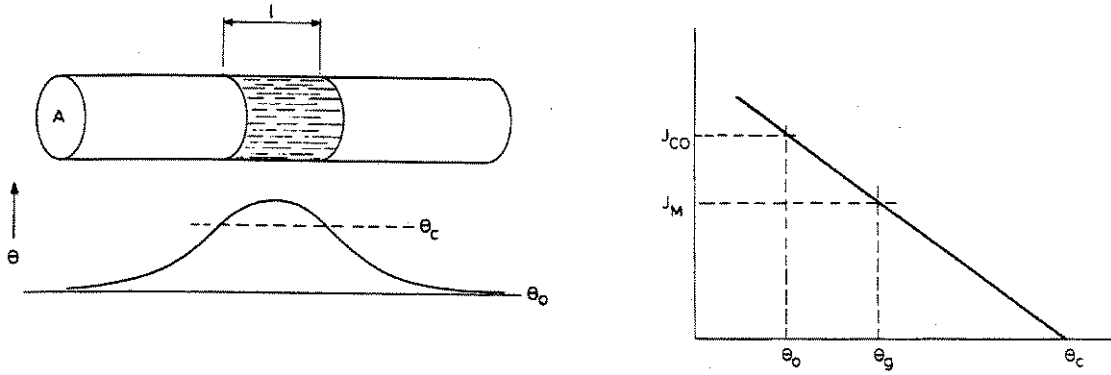


Fig. 3.1 – (a) Transição pontual - (b) Dependência de J_c com variação da temperatura

Uma pequena zona de propagação da transição desaparecerá se o calor gerado puder ser retirado mais rápido do que for gerado, o que ocorre quando a refrigeração for mais eficiente que a condução de calor. A estabilidade criogênica desenvolvida em 1965 por Stekly [61] prevê que a refrigeração disponível deve exceder o máximo de calor gerado pelo efeito ôhmico. Assumindo que a refrigeração e a geração de calor por unidade de área da superfície refrigerada varia em função da temperatura, desprezando inicialmente a condutividade térmica, da equação (3.4) pode-se escrever que a geração por unidade de área refrigerada para comprimento unitário de condutor, quando $J_m = J_c$ para $\theta_g = \theta_0$, será:

$$G(\theta) \frac{A}{P} = \frac{\rho \lambda^2 J_c^2 (\theta - \theta_0) P}{(1 - \lambda)(\theta_c - \theta_0) A} = G_c \frac{(\theta - \theta_0) A}{(\theta_c - \theta_0) P} \quad (3.5)$$

sendo A a seção transversal do condutor e P seu perímetro refrigerado.

Quando a temperatura atingir $\theta > \theta_c$, a geração de calor G_c permanecerá constante, se o coeficiente de transferência de calor h também for constante, a refrigeração por unidade de área será $h(\theta - \theta_0)$, iniciando em θ_0 que é temperatura do banho de hélio líquido, e a relação entre estas duas propriedades pode ser expressa por:

$$\alpha = \frac{\rho \lambda^2 J_c^2 A}{(1 - \lambda) P h (\theta_c - \theta_0)} = \frac{G_c A}{P h (\theta_c - \theta_0)} = 1 \quad (3.6)$$

Para $\alpha < 1$ o magneto supercondutor terá estabilidade criogênica, sendo sua capacidade de refrigeração superior ao calor gerado durante o “quench”, possibilitando a recuperação do estado supercondutor da região que transitou, conforme esquematizado na Figura 3.2.

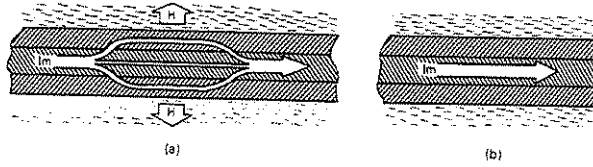
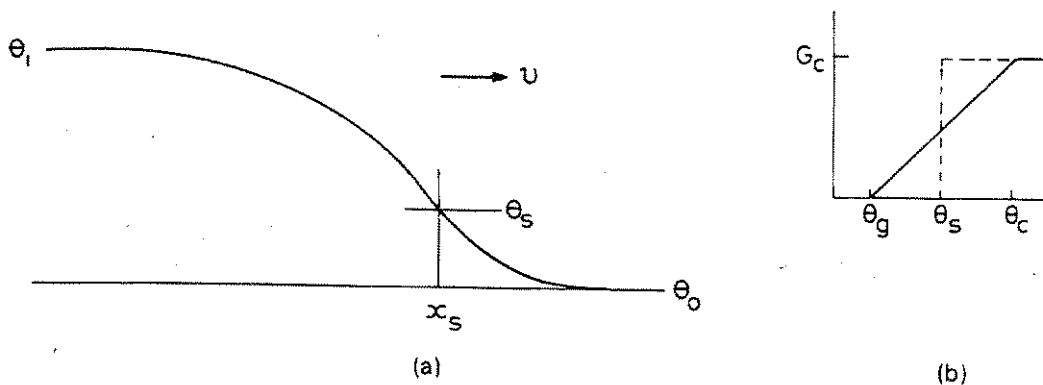


Fig. 3.2 – Estabilização criogênica: (a) distúrbio na condução da corrente, entre o cobre e o supercondutor, com a geração de calor por efeito Joule transferido ao banho – (b) se a capacidade refrigeração exceder a geração, a temperatura decai e a corrente retorna ao supercondutor.

Considerando que os materiais que compõem o enrolamento apresentam diferentes propriedades térmicas, adota-se uma célula unitária do enrolamento, computando a fração volumétrica de cada componente para obter as propriedades médias constantes. Com o perfil de distribuição de temperatura da Figura 3.3, sendo v a velocidade de propagação do “quench”, assumindo que o centro da zona de propagação atingiu uma temperatura de equilíbrio θ_1 , o valor de $G(\theta)$ pode ser aproximado pelo modelo de transição abrupta em que $\theta_s = (\theta_g - \theta_c)/2$. Subdividindo o avanço da propagação em duas regiões, nos quais $\theta = \theta_s$ com $G = G_c$ na região à esquerda, e $G = 0$ na região à direita para $\theta = \theta_0$, a equação de equilíbrio será:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(kA \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) - \gamma CA \frac{\partial \theta}{\partial x} - hP(\theta - \theta_0) + GA = 0 \quad (3.7)$$



**Fig. 3.3 - a) Perfil de distribuição da temperatura no limite de avanço da zona normal;
b) Energia gerada para transição abrupta zona normal para zona supercondutora.**

Após a solução desta equação obtém-se a velocidade de propagação, para $G_c = J^2 \rho$, na qual a densidade de corrente e a resistividade são os valores médios sobre o condutor.

$$v = \frac{J}{\gamma C} \left\{ \frac{\rho k}{\theta_s - \theta_o} \right\}^{1/2} \frac{(1 - 2y)}{[yz^2 + z + 1 - y]^{1/2}} \quad (3.8)$$

para $y = \frac{\theta_s - \theta_o}{\theta_1 - \theta_o} = \frac{hP(\theta_s - \theta_o)}{AG_c} = \frac{hP(\theta_s - \theta_o)}{AJ^2 \rho}$ e $z = \frac{Q_L}{\gamma C(\theta_s - \theta_o)}$

v = velocidade de propagação de zona normal (m/s) $\theta_1 = \theta_o + G_c A/hP$ (K)

J = densidade de corrente do condutor (A/m^2) θ_s = temperatura de transição abrupta (K)

γC = calor específico volumétrico ($J/m^3 K$) θ_o = temperatura do banho de hélio (K)

ρ = resistividade do condutor (Ωm) Q_L = calor latente por unidade de

k = condutividade térmica do condutor ($W/m K$) volume na temperatura θ_s (J/m^3)

Para velocidade de propagação em casos adiabáticos, como o deste trabalho, nos quais os condutores não são refrigerados diretamente por estarem impregnados, somente os dois primeiros termos se aplicam, ou seja:

$$v_{ad} = \frac{J}{\gamma C} \left(\frac{\rho k}{\theta_s - \theta_o} \right)^{1/2} = \frac{J}{\gamma C} \left\{ \frac{L_o \theta_s}{\theta_s - \theta_o} \right\}^{1/2} \quad (3.9)$$

na qual $L_o = \rho k = 2,45 \times 10^{-8} W.\Omega.K^2$ - número de Lorentz.

Para os fios supercondutores utilizados, deve-se calcular as contribuições das frações de seus componentes, para determinar o calor específico médio, de acordo com as faixas de variação das temperaturas, por:

$$(\gamma C)_m = \left\{ \frac{\theta_c^4 - \theta_o^4}{4\theta_o^3(\theta_c - \theta_o)} \right\} \sum_n \lambda_n \gamma_n C_{on} \quad (3.10)$$

sendo, n o número de componentes do fio supercondutor, λ_n as frações proporcionais dos componentes, e C_{on} o valor do calor específico do componente n em θ_o , sendo que C varia com θ^3 .

Conforme mostrado na Figura 3.4 [54], para este trabalho, a velocidade de propagação no plano é a mesma no sentido radial e no sentido axial, por ser o enrolamento impregnado (adiabático) e o contato com o hélio líquido realizado apenas com as faces externas do bloco.

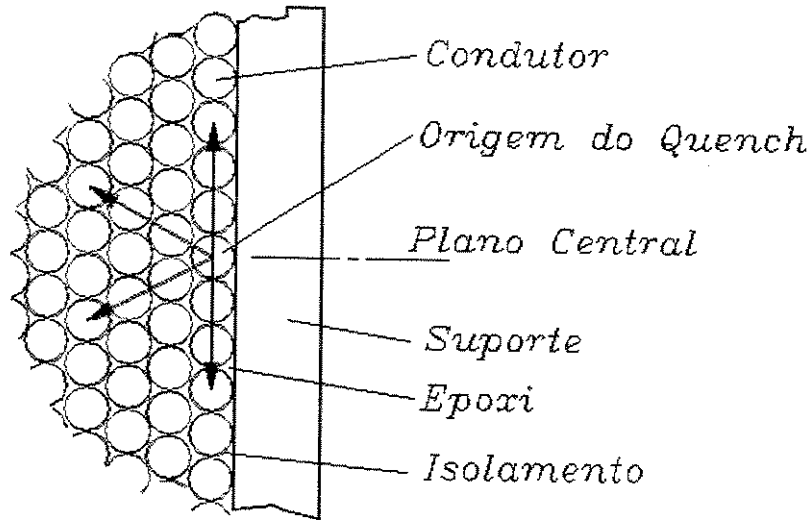


Fig. 3.4 - Seção transversal do enrolamento contendo todos os seus componentes e ponto de origem de “quench” no plano médio[50]

Neste modelo, a velocidade no sentido transversal, que devido à distribuição do enrolamento em camadas torna difícil seu cálculo, pode ser obtida através de uma relação com a velocidade longitudinal v_l , relação esta comprovada experimentalmente. A razão α entre estas velocidades, para os fios supercondutores de NbTi e Nb₃Sn [54], para enrolamentos adiabáticos será :

$$\alpha = \frac{v_{transversal}}{v_{longitudinal}} = \frac{v_t}{v_\ell} = \frac{(\gamma C)_{mm}}{(\gamma C)_m} \left(\frac{k_t}{k_\ell} \right)^{1/2} \quad (3.11)$$

sendo: $(\gamma C)_{mm}$ - calor específico médio dos componentes metálicos, $(\gamma C)_m$ - calor específico médio dos componentes da seção transversal total (célula), k_t a condutividade térmica transversal e k_ℓ a condutividade térmica longitudinal.

Após os cálculos destes parâmetros de velocidade de propagação necessita-se calcular o efeito do “quench” e sua propagação, através do aumento da resistência do condutor e o decaimento da corrente quando o circuito se resume a indutores e resistores, para dissipar a energia armazenada.

Considerando que a região normal cresce conforme mostrado na Figura 3.5 [50], e que após o “quench”, decorrido um tempo T, o elipsóide terá como eixo maior $2x = 2vT$ ao longo do condutor e diâmetro de $2\alpha vT$ na direção transversal, pode-se calcular a resistência elétrica da região que transitou para o estado normal por:

$$R = \int_0^x \frac{4\pi x^2 \alpha^2 \rho(\theta)}{A^2} dx \quad (3.12)$$

sendo:

$$\rho(\theta) = \rho_0 \left\{ \frac{\theta}{\theta_0} \right\} = \rho_0 \left\{ \frac{U}{U_0} \right\}^2 = \rho_0 \left\{ \frac{J_0^4 \tau^2}{U_0^2} \right\} \quad (3.13)$$

para:

$$\tau = \begin{cases} \tau = 0 & \text{fora do elipsoide} \\ \tau = T & \text{no centro} \\ \tau = T - x/v & \text{dentro do elipsoide} \end{cases}$$

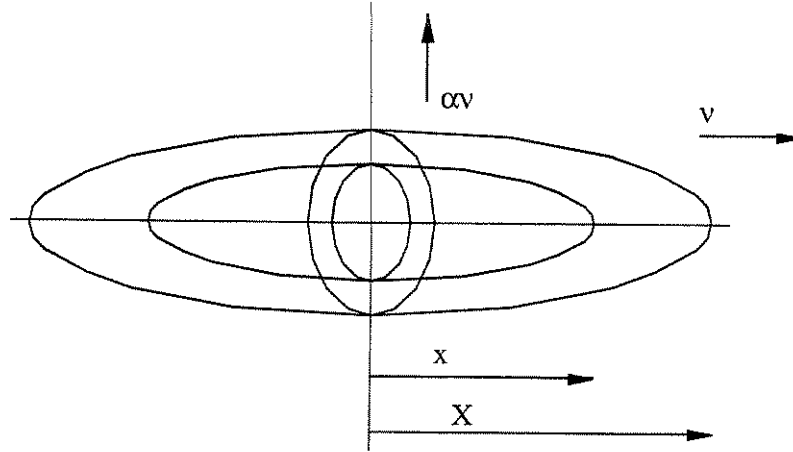


Fig. 3.5 - Zona de propagação de “quench” tridimensional

A função $U(\theta)$ que relaciona propriedades térmicas e elétricas dos materiais que compõem os fios supercondutores, $J^2(T) \rho(\theta) dT = \gamma C(\theta) d\theta$ são utilizadas para calcular a temperatura máxima θ_m em função da densidade de corrente inicial e a constante de tempo de decaimento da corrente T_d após o “quench” pela relação:

$$\int_0^\infty J^2(T) dT = J_0^2 T_d = \int_{\theta_0}^{\theta_m} \frac{\gamma C(\theta)}{\rho(\theta)} d\theta = U(\theta_m) = J_0^2 T_Q = U_0 \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^{1/2} \quad (3.14)$$

A energia dissipada no resistor de proteção e o tempo de “quench” T_Q podem ser descritas como:

$$\int_0^{T_Q} I^2 R dT = \frac{1}{2} L I^2 \quad (3.15)$$

e pode-se calcular:

$$T_Q = \left\{ \frac{90 L U_0^2 A^2}{4 \pi J_0^4 \rho_0 \alpha^2 v^3} \right\}^{1/6} \quad (3.16)$$

Integrando a equação (3.12) no intervalo [0 - vT] e substituindo $\rho(\theta) = \rho_0 \frac{J_0^4 \tau^2}{U_0^2}$ obtém-se:

$$R = \frac{4\pi\rho_0\alpha^2 J_0^4 v^3 T^5}{30A^2 U_0^2} \quad (3.17)$$

Com estes parâmetros pode-se ainda determinar a temperatura máxima do enrolamento, o decaimento da corrente e a tensão desenvolvida na bobina por:

$$\theta_m = \frac{J_0^4 T_Q^2 \theta_0}{U_0^2} = \theta_0 \left\{ \frac{90LA^2 J_0^8}{4\pi\rho_0\alpha^2 v^3 U_0^4} \right\}^{1/2} \quad (3.18)$$

$$I = I_0 e^{-\int R(T) dT / L} = I_0 e^{-T^6 / 2T_Q^6} = I_0 e^{-t^6 / 2} \quad (3.19)$$

sendo $t = T/T_Q$

$$V = L \frac{di}{dt} = \frac{LI_0 3t^5}{T_Q} e^{-t^6 / 2} \quad (3.20)$$

com valor máximo para $t = (5/3)^{1/6}$:

$$V_{max} = \frac{3LI_0}{T_Q} \left\{ \frac{5}{3} \right\}^{5/6} e^{-5/6} \equiv \frac{2LI_0}{T_Q} \quad (3.21)$$

3.1.1 – Cálculo dos principais parâmetros de propagação de “quençh” no enrolamento.

A partir das propriedades elétricas e térmicas dos materiais constituintes do fio supercondutor de NbTi com diâmetro de 0,85mm pode-se calcular os parâmetros de propagação da zona normal no enrolamento, seguindo-se as etapas já descritas.

Para o fio da Vacuumschmelze F54 com; diâmetro isolado de 0,9 e nu de 0,85mm, contendo 54 filamentos com diâmetro de 75 μ m, relação Cobre/Supercondutor de 1,35 e frações volumétricas conforme Tabela 3.4, calcula-se uma célula equivalente do enrolamento de 0,9434mm x 0,8125mm = 0,766 mm². Utilizando as propriedades dos componentes do fio e da resina epóxi, com valores

médios na faixa de temperatura de 4,2 K a 300 K apresentados nas Tabelas 3.1 a 3.3, determina-se as variações das grandezas elétricas e térmicas desta célula durante o “quench”.

Tabela 3.1 - Fio de Nb₃Sn - VAC $\phi = 1,0$ mm - Tipo NS-I-10.000

Componentes	Fração (%)	$\rho(\theta)$ ($\Omega \cdot m$)	$\gamma_{Cp}(\theta)$ (J/m ³ K)
Bronze	47	$x_0 = 2,08 \text{ E} - 8$ $x_1 = 3,41 \text{ E} - 11$ $x_2 = 8,81 \text{ E} - 14$	$x_0 = 154059$ $x_1 = -45835,2$ $x_2 = 4055,7$ (6, 300)
Nb	10,5	$x_0 = 5,32 \text{ E} - 9$ $x_1 = -7,83 \text{ E} - 11$ $x_2 = 5,92 \text{ E} - 12$ $x_3 = -1,37 \text{ E} - 14$	$x_0 = -69873$ $x_1 = 17372,7$ $x_2 = 21,7$ $x_3 = -0,18$ (4,2; 300)
Nb ₃ Sn	4,8	$x_0 = 2,52 \text{ E} - 7$ $x_1 = 1,28 \text{ E} - 0$ $x_2 = 7,44 \text{ E} - 13$	$x_0 = 22051,8$ $x_1 = -7884,7$ $x_2 = 797,3$ $x_3 =$ (4,2; 16)
Ta	5,6	$x_0 = 7,97 \text{ E} - 10$ $x_1 = 3,16 \text{ E} - 10$ $x_2 = 4,46 \text{ E} - 13$	$x_0 = 12021,1$ $x_1 = -4013,7$ $x_2 = 454,7$ $x_3 =$ (4,2; 300)
Cu	12,9	$*x_0 = 3,37 \text{ E} - 10$ $*x_1 = -9,13 \text{ E} - 12$ $*x_2 = 5,02 \text{ E} - 13$ $*x_3 = -1,00 \text{ E} - 15$	$x_0 = 3893,1$ $x_1 = -1299,6$ $x_2 = 118,4$ $x_3 = 4,83$ (4,2; 300)
Isol. + epóxi	19,2		$x_0 = 8099,9$ $x_1 = 3164,06$ $x_2 = 10,57$ $x_3 = -0,03$ (6; 300)

$$\rho(\theta) = x_0 + x_1\theta + x_2\theta^2 + x_3\theta^3$$

$$\gamma_{Cp}(\theta) = x_0 + x_1\theta + x_2\theta^2 + x_3\theta^3$$

$$(*) \text{ Magnetoresistividade } \rho(B) = \rho(B=0) + 0,47E-10 \cdot B \text{ (}\Omega \cdot m\text{)}$$

Tabela 3.2 - Fio de NbTi - VAC - ϕ 0,85 mm - VACRYFLUX F54 (1.35)

Componentes	Fração (%)	Resistividade $\rho(\theta)$ $\Omega.m$	Calor Específico $\gamma C_p(\theta)$ J/m^3K
Cu	51	$*x_0 = 3,37$ E - 10 $*x_1 = -9,13$ E - 12 $*x_2 = 5,02$ E - 13 $*x_3 = -1,00$ E - 15	$x_0 = 3893,1$ $x_1 = -1299,6$ $x_2 = 118,4$ (4,2; 300) $x_3 = 4,83$
NbTi	38	$x_0 = 4,7$ E - 7	$x_1 = 69,8$ $x_3 = 50,55$ $x = 122,3 T^{2,34}$ $x = 18527T^{0,5}$ (T<50)
Isol.	11	---	$x_0 = 8099,9$ $x_1 = 3140$ (6; 300) $x_2 = 10,57$ $x_3 = -0,03$

(*) Magnetoresistividade $\rho(B) = \rho(B=0) + 0,47E-10*B$ ($\Omega.m$)

Tabela 3.3 - Fio de NbTi - VAC ϕ 0,60 mm - VACRYFLUX F54 (1.35)

Componentes	Fração (%)	Resistividade $\rho(\theta)$ $\Omega.m$	Calor Específico $\gamma C_p(\theta)$ J/m^3K
Cu	49,7	$*x_0 = 3,37$ E - 10 $*x_1 = -9,13$ E - 12 $*x_2 = 5,02$ E - 13 $*x_3 = -1,00$ E - 15	$x_0 = 3893,1$ $x_1 = -1299,6$ $x_2 = 118,4$ (4,2; 300) $x_3 = 4,83$
NbTi	36,8	$x_0 = 4,7$ E - 7	$x_1 = 69,8$ $x_3 = 50,55$ $x = 122,3 T^{2,34}$ $x = 18527T^{0,5}$ (T<50)
Isol.	13,5	---	$x_0 = 8099,9$ $x_1 = 3140$ (6; 300) $x_2 = 10,57$ $x_3 = -0,03$

(*) Magnetoresistividade $\rho(B) = \rho(B=0) + 0,47E-10*B$ ($\Omega.m$)

Tabela 3.4 - Frações volumétricas da célula do fio de NbTi - $\phi = 0,85\text{mm}$

frações	%	%
NbTi	31,5	42,5
Cu	42,5	57,5
Isolamento	8,9	---
Epóxi	17,1	---

Pode-se calcular a densidade de corrente no fio supercondutor J_c , as temperaturas θ_c e θ_s , o calor específico da fração metálica $(\gamma C)_{mm}$ e o calor específico total incluindo o isolamento $(\gamma C)_m$ por :

$$J = \frac{147}{0,766 \times 10^{-6}} = 1,92 \times 10^8 \text{ A / m}^2$$

$$\theta_c = \frac{\theta_c(7,7\text{T}) + \theta_c(6,1\text{T})}{2} = \frac{5,6 + 6,5}{2} \cong 6,1\text{K} \quad \theta_s = \frac{6,1 + 4,2}{2} = 5,1\text{K}$$

$$(\gamma C)_{avm} = 3389,7 (\text{J / m}^3 \text{K}) \quad (\gamma C)_{av} = 7600 (\text{J / m}^3 \text{K})$$

A velocidade de propagação de “quench” para magnetos resinados (adiabáticos) :

$$v_{ad} = \frac{J}{\gamma C} \left\{ \frac{L_0 \theta_s}{\theta_s - \theta_o} \right\}^{1/2} = \frac{1,92 \cdot 10^8}{7600} \left\{ \frac{2,45 \cdot 10^{-8} (5,1)}{(5,1 - 4,2)} \right\}^{1/2} = 9,41 \text{ m/s}$$

$$L_0 = 2,45 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2} \quad \text{e} \quad \theta_o = 4,2 \text{ K}$$

A condutividade térmica longitudinal e transversal pode ser calculada por:

a) Longitudinal será predominantemente devido à fração de cobre e vale:

$$k_L = \lambda_{Cu} k_{Cu} = (0,575)(560) = 322 \text{ W/m.K}$$

b) Transversal será dominada pelo isolamento e pela resina epóxi e será:

$$k_t = \lambda_{isol} \cdot k_{isol} = 0,25 \text{ W/m.K}$$

$$\alpha_{ad} = \frac{v_t}{v_l} = \frac{(\gamma C)_{avm}}{(\gamma C)_{av}} \left(\frac{k_t}{k_l} \right)^{1/2} = \frac{3389}{7600} \left(\frac{0,25}{322} \right)^{1/2} = 0,012$$

Cálculo da função $U(\theta_m)$ com integral por método numérico:

$$\int_0^{\infty} J^2(T) dT = J_o^2 T_d = \int_{\theta_o}^{\theta_m} \frac{\gamma C(\theta)}{\gamma(\theta)} d\theta = U_{\theta}(m) \quad [A^2 s.m^{-4}]$$

As funções U_0 calculadas a partir da relação $J_o^2 T_o = U(\theta) = U_0 (\theta / \theta_o)^{1/2}$ para os fios de Nb_3Sn e $NbTi$, utilizando-se a equação (3.14) são apresentadas nas Figuras 3.6 e 3.7, para a faixa de temperatura de 4,2 K a 500 K. Para os magnetos de $NbTi$, utiliza-se $U_o \cong 7 \times 10^{16} \cdot \frac{A^2 s}{m^4}$ para uma temperatura arbitrária de 100 K, para calcular-se os demais parâmetros de propagação do “quench”.

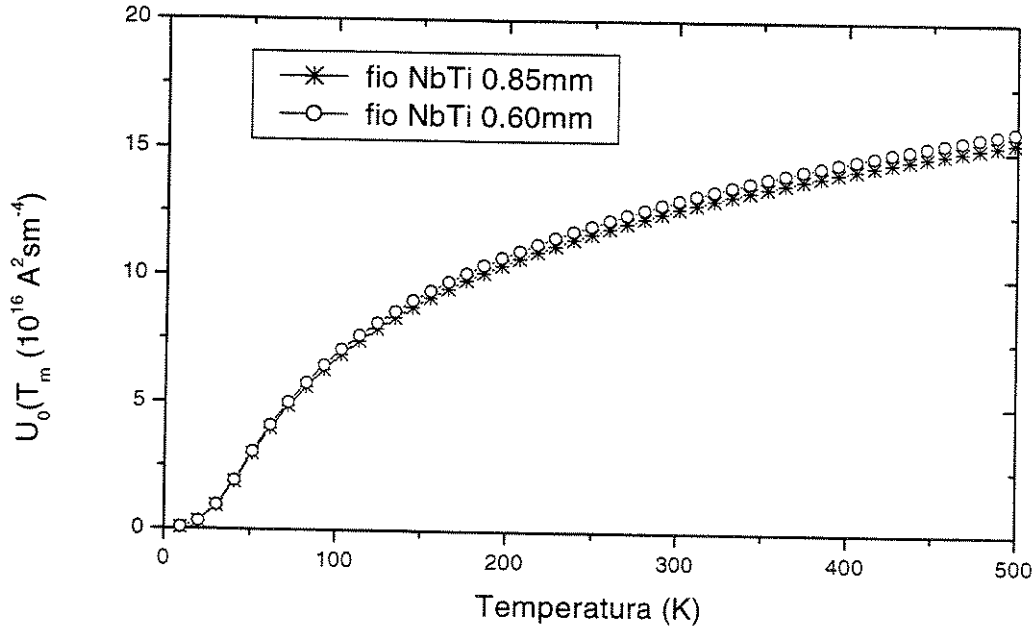


Fig. 3.6 - Função U_0 calculada para fios de $NbTi$

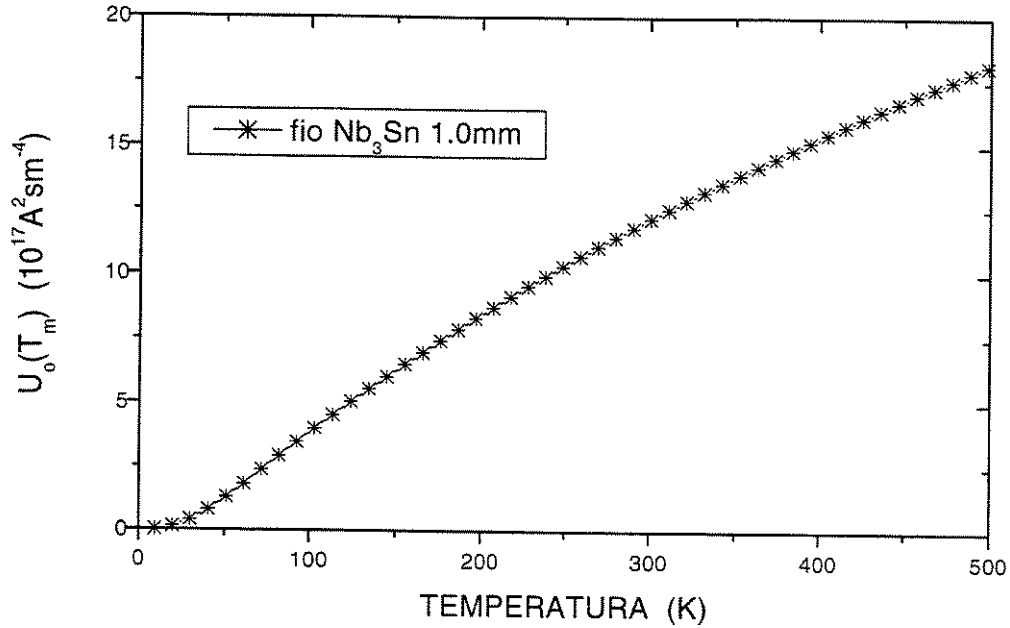


Figura 3.7 - Função U_0 calculada para fio de Nb_3Sn

A resistividade elétrica do fio supercondutor para temperatura de 4,2K, ou seja, $\rho(4,2)$ é dominada pelo cobre, que para $\theta = 100K$ resultará em $\rho(100) = 3,8 \cdot 10^{-9} \Omega.m$, sendo seu valor final de $\rho = 6,6 \cdot 10^{-9} \Omega.m$, considerando outros componentes constituintes do fio.

Para o cálculo do tempo T_Q de duração do “quench”, no magneto externo enrolado com fio NbTi (diâmetro de 0,6mm), a partir da equação (3.15 e 3.16) para uma indutância $L = 10,77 H$, obtém-se:

$$T_Q = \left\{ \frac{90 L U_o^2 A^2}{4 \pi \rho J^4 \alpha^2 v^3} \right\}^{1/6} \cong 0,5 s$$

A propagação do “quench” no sentido radial para uma espessura de enrolamento de 13 mm, quando iniciado no centro terá duração de:

$$t = \frac{0,0065}{v_t} = \frac{0,0065}{\alpha v_{ad}} = 0,0575 s$$

Para a propagação no sentido longitudinal sendo o comprimento médio da espira de 0,65 m, usando o ponto médio para o início do “quench” o tempo de propagação será:

$$t = \frac{0,325}{v_{ad}} = 0,034 \text{ s}$$

Na direção axial do enrolamento a propagação vertical do “quench” tanto em direção ao topo ou a base, pode ser calculada por:

$$t = \frac{0,115}{\alpha v} = 1,01 \text{ s} \quad t_a = \frac{0,057}{T_Q} = 0,114 \text{ s}$$

$$t_b = \frac{0,034}{T_Q} = 0,068 \text{ s} \quad t_d \equiv \left\{ \frac{2}{15t_a t_b} \right\}^{1/4} = 2,0 \text{ s}$$

$$T_d = T_Q t_d = 1,0 \text{ s} \quad (\text{tempo de decaimento})$$

A temperatura máxima a que o fio supercondutor estará sujeito durante o “quench”, quando o enrolamento adiabático terá que dissipar parte da energia magnética armazenada, pode ser calculada a partir de:

$$\theta_m = \frac{J_o^4 t_d^2 T_Q^2 \theta_o}{U_o^2} = 308 \text{ K}$$

A voltagem interna máxima da bobina será:

$$V_m = \frac{3LI_o}{T_Q} (5t_a t_b)^{1/4} e^{-3/4} = \frac{2,1LI_o}{T_Q} (t_a t_b)^{1/4} \cong 1643 \text{ V}$$

Nota-se que a elevada temperatura e a tensão máxima poderão causar danos irreparáveis ao magneto. Para protegê-lo utiliza-se um resistor em paralelo para dissipar a energia armazenada e reduzir a constante de tempo de decaimento da corrente, sendo o seu valor ajustado para garantir $V_m < 500 \text{ V}$.

3.1.2 – Cálculo dos parâmetros do “quench” para enrolamentos concêntricos

Agora com a utilização do programa de simulação e cálculo desenvolvido por Wilson [62] e adaptado por Shigue [63] para NbTi, juntamente com as propriedades dos materiais a serem utilizados (conforme Tabelas 3.1 a 3.3), pode-se calcular a velocidade de propagação de “quench”, o decaimento da corrente, $V_{m\acute{a}x.}$, $t_{m\acute{a}x.}$, e a fração do enrolamento que irá para o estado normal. Os resultados finais estão mostrados nas Tabelas 3.5 a 3.7, respectivamente para os enrolamentos de NbTi (0,6mm), NbTi (0,85mm) e Nb₃Sn.

Para cada enrolamento observa-se que a fração de fio supercondutor que irá para o estado normal durante o “quench” dependerá das dimensões geométricas e dos próprios materiais envolvidos, sendo o caso mais crítico o enrolamento de Nb₃Sn devido à sua fragilidade. O volume de condutor no estado normal definirá o grau de severidade do “quench”, a temperatura a que todo o magneto estará submetido e a máxima voltagem desenvolvida internamente (entre camadas).

Com a finalidade de minimizar estes efeitos e garantir que as propriedades dos materiais utilizados sejam mantidas, será de fundamental importância desenvolver um sistema de proteção eficiente, para evitar elevadas temperaturas ou tensões que possam degradar irreversivelmente o magneto supercondutor, considerando a energia armazenada de 700 kJ.

Os resultados finais desta simulação, utilizando o software PSPICE [64], são apresentados no próximo tópico pois a curva de decaimento da corrente depende também do valor do resistor de proteção e do acoplamento magnético entre os enrolamentos.

Tabela 3.5 - CÁLCULO DE QUENCH MAGNETO CILÍNDRICO 12T NbTi FIO DE 0,6mm

***** DADOS DE ENTRADA *****

Nº. DE COMPONENTES : 4

FRAÇÃO DO COMPONENTE 1 = 0,41000 (COBRE)
FRAÇÃO DO COMPONENTE 2 = 0,30400 (NbTi)
FRAÇÃO DO COMPONENTE 3 = 0,00000 (HÉLIO)L
FRAÇÃO DO COMPONENTE 4 = 0,28600 (ISOL+EPÓXI)

TEMPERATURA CRÍTICA : 9,20 K CAMPO CRÍTICO : 10,80 T
CAMPO MÁXIMO : 6,50 T ÁREA DA CÉLULA : 0,371E-02 CM**2 TEMPERATURA INICIAL 4,20 K

INCREMENTO DE TEMPO : 0,0250 S NO. DE INCREMENTOS : 50

RAZÃO DE CONDUTIVIDADE X : 0,19E-01 RAZÃO DE CONDUTIVIDADE Y : 0,19E-01

DIMENSÕES DA BOBINA (CM) : X = 1,1500 Y = 30,0000 Z = 74,7300

PONTO DE INÍCIO DE QUENCH (CM) : X0 = 0,0000 Y0 = 0,0000 Z0 = 0,0000

CORRENTE INICIAL = 147,00 A RESISTÊNCIA DE PROTEÇÃO = 2,1700 OHM INDUTÂNCIA = 10,7700 H

***** DADOS CALCULADOS *****

VELOCIDADE INICIAL DE QUENCH = 1672,15 CM/S

ALPHA-X = .36E-03 VELOCIDADE X INICIAL = 31,7268 CM/S

ALPHA-Y = .36E-03 VELOCIDADE Y INICIAL = 31,7268 CM/S

COORDENADAS DO PONTO DE INÍCIO DO QUENCH : X = 0,00 CM Y = 0,00 CM Z = 0,00 CM

TEMPO (S)	CORRENTE (A)	R BOBINA (OHM)	VOLUME (CM**3)	V. EXT. (V)	E. INTERNA (J)	V. INT. (V)	TMAX (K)
.0250	146.82	.532528E+00	.110163E+03	.00	.2877E+03	78.28	9.02
.0500	145.81	.778870E+00	.316439E+02	318.60	.4197E+03	114.35	20.80
.0750	144.54	.159861E+01	.142281E+03	316.41	.8497E+03	233.10	27.22
.1000	142.95	.255320E+01	.137339E+03	313.65	.1333E+04	369.03	33.35
.1250	141.01	.367182E+01	.134500E+03	310.21	.1876E+04	524.90	39.40
.1500	138.67	.500004E+01	.132041E+03	306.00	.2466E+04	705.08	45.47
.1750	135.85	.658019E+01	.129493E+03	300.91	.3163E+04	912.46	51.63
.2000	132.50	.845568E+01	.126650E+03	294.80	.3901E+04	1148.71	58.01
.2250	128.55	.106646E+02	.123390E+03	287.53	.4681E+04	1413.06	64.73
.2500	123.96	.132325E+02	.119621E+03	278.96	.5467E+04	1701.08	71.79
.2750	118.68	.161683E+02	.115280E+03	268.99	.6211E+04	2004.17	79.15
.3000	112.72	.194504E+02	.110327E+03	257.54	.6849E+04	2308.37	86.73
.3250	106.08	.232285E+02	.104757E+03	244.61	.7379E+04	2618.40	94.37
.3500	98.82	.273124E+02	.985572E+02	230.19	.7683E+04	2897.24	101.89
.3750	91.16	.312125E+02	.917947E+02	214.44	.7620E+04	3084.37	109.09
.4000	83.29	.350297E+02	.846689E+02	197.82	.7278E+04	3193.34	115.77
.4250	75.40	.386287E+02	.773483E+02	180.74	.6699E+04	3217.35	121.79
.4500	67.69	.418967E+02	.700163E+02	163.62	.5955E+04	3159.07	127.05
.4750	60.31	.447673E+02	.628493E+02	146.88	.5128E+04	3030.23	131.53
.5000	53.40	.472219E+02	.559980E+02	130.88	.4295E+04	2848.12	135.24
.5250	47.02	.492671E+02	.495751E+02	115.87	.3512E+04	2630.79	138.25
.5500	41.23	.509467E+02	.436538E+02	102.04	.2816E+04	2395.66	140.65
.5750	36.01	.523037E+02	.382701E+02	89.46	.2222E+04	2156.22	142.54
.6000	31.37	.533830E+02	.334299E+02	78.15	.1731E+04	1922.44	144.00
.6250	27.26	.542358E+02	.291183E+02	68.07	.1334E+04	1701.29	145.13
.6500	23.65	.549109E+02	.253054E+02	59.16	.1020E+04	1496.94	145.98
.6750	20.49	.554404E+02	.219519E+02	51.32	.7752E+03	1311.11	146.63
.7000	17.73	.558516E+02	.190161E+02	44.46	.5860E+03	1144.20	147.12
.7250	15.33	.561715E+02	.164546E+02	38.47	.4413E+03	995.77	147.49
.7500	13.24	.564207E+02	.142262E+02	33.26	.3313E+03	864.74	147.77
.7750	11.44	.566153E+02	.122912E+02	28.74	.2482E+03	749.71	147.98
.8000	9.87	.567677E+02	.106139E+02	24.81	.1856E+03	649.15	148.13
.8250	8.52	.568874E+02	.916188E+01	21.42	.1386E+03	561.52	148.25
.8500	7.35	.569818E+02	.790580E+01	18.48	.1033E+03	485.34	148.33
.8750	6.34	.570566E+02	.682031E+01	15.95	.7702E+02	419.25	148.40
.9000	5.47	.571161E+02	.588250E+01	13.75	.5736E+02	361.99	148.44
.9250	4.71	.571637E+02	.507283E+01	11.86	.4269E+02	312.43	148.48
.9500	4.06	.572020E+02	.437421E+01	10.23	.3176E+02	269.58	148.51
.9750	3.50	.572329E+02	.377149E+01	8.82	.2362E+02	232.56	148.52
1.0000	3.02	.572580E+02	.325152E+01	7.60	.1757E+02	200.98	148.54
1.0250	2.60	.572785E+02	.280277E+01	6.55	.1306E+02	172.97	148.55
1.0500	2.24	.572953E+02	.241597E+01	5.65	.9706E+01	149.14	148.56
1.0750	1.93	.573091E+02	.208264E+01	4.87	.7213E+01	128.59	148.56
1.1000	1.67	.573206E+02	.179493E+01	4.20	.5360E+01	110.86	148.57

ENERGIA INTERNA TOTAL = .11E+06 (J) ENERGIA EXTERNA TOTAL = .15E+05 (J)

FRAÇÃO DA ENERGIA DISSIPADA NO LHE = 87.3881 %
AUMENTO DE TEMPERATURA MÁXIMO = 148.57 K
VOLTAGEM INTERNA MÁXIMA = 2917.60 V
CONSTANTE DE TEMPO = .4750 S
INTEGRAL DO QUADRADO DA CORRENTE = .7003E+04 A**2
O VOLUME DE CERCA DE 94.17 % DA BOBINA FOI PARA O ESTADO NORMAL

Tabela 3.6 CÁLCULO DE QUENCH MAGNETO CILÍNDRICO 12T ENROLAMENTO NbTi FIO DE 0,85mm

***** DADOS DE ENTRADA *****									
Nº. DE COMPONENTES : 4									
FRAÇÃO DO COMPONENTE 1 = .42500				(COBRE)					
FRAÇÃO DO COMPONENTE 2 = .31500				(NbTi)					
FRAÇÃO DO COMPONENTE 3 = .00000				(HÉLIO)					
FRAÇÃO DO COMPONENTE 4 = .26000				(ISOL.+EPÓXI)					
TEMPERATURA CRÍTICA : 9,20 K CAMPO CRÍTICO : 10,80 T									
CAMPO MÁXIMO : 7,74 T		ÁREA DA CÉLULA : 0,007665 CM**2		TEMPERATURA INICIAL : 4,20 K					
INCREMENTO DE TEMPO : 0,0500 S		Nº. DE INCREMENTOS : 65							
RAZÃO DE CONDUTIVIDADE X : 0,19E-01				RAZÃO DE CONDUTIVIDADE Y : 0,19E-01					
DIMENSÕES DA BOBINA (CM) : X = 1,3000 Y = 30,0000 Z = 65,0310									
PONTO DE INÍCIO DE QUENCH (CM) : X0 = 0,0000 Y0 = 0,0000 Z0 = 0,0000									
CORRENTE INICIAL = 147,00 A		RESISTÊNCIA DE PROTEÇÃO = 1,1200 OHM		INDUTÂNCIA = 10,0200 H					
***** DADOS CALCULADOS *****									
VELOCIDADE INICIAL DE QUENCH = 966,99 CM/S									
ALPHA-X = .36E-03		VELOCIDADE X INICIAL = 18,3474 CM/S							
ALPHA-Y = .36E-03		VELOCIDADE Y INICIAL = 18,3474 CM/S							
COORDENADAS DO PONTO DE INÍCIO DO QUENCH : X = 0,00 CM Y = 0,00 CM Z = 0,00 CM									
TEMPO (S)	CORRENTE (A)	R BOBINA (OHM)	VOLUME (CM**3)	V. EXT.(V)	E. INTERNA (J)	V. INT.(V)	TMAX (K)		
.0500	146.85	.199122E+00	.170440E+03	.00	.2151E+03	29.27	6.70		
.1000	145.57	.637223E+00	.177595E+03	164.48	.6871E+03	93.58	42.76		
.1500	143.95	.110962E+01	.159155E+03	163.03	.1176E+04	161.52	45.81		
.2000	141.98	.161105E+01	.154536E+03	161.22	.1669E+04	231.91	48.85		
.2500	139.66	.216104E+01	.151375E+03	159.02	.2178E+04	306.84	51.88		
.3000	137.11	.253774E+01	.148390E+03	156.42	.2475E+04	354.42	54.92		
.3500	134.34	.293586E+01	.145400E+03	153.56	.2760E+04	402.54	57.98		
.4000	131.33	.335838E+01	.142287E+03	150.46	.3030E+04	451.15	61.06		
.4500	128.11	.380246E+01	.138996E+03	147.09	.3279E+04	499.39	64.15		
.5000	124.66	.426713E+01	.135505E+03	143.48	.3502E+04	546.65	67.24		
.5500	121.01	.475051E+01	.131809E+03	139.62	.3691E+04	592.22	70.30		
.6000	117.17	.524997E+01	.127909E+03	135.53	.3844E+04	635.31	73.33		
.6500	113.14	.576213E+01	.123814E+03	131.23	.3955E+04	675.13	76.31		
.7000	108.96	.628207E+01	.119540E+03	126.72	.4021E+04	710.77	79.22		
.7500	104.65	.680752E+01	.115108E+03	122.04	.4041E+04	741.78	82.04		
.8000	100.24	.733190E+01	.110541E+03	117.21	.4015E+04	767.30	84.75		
.8500	95.75	.784978E+01	.105869E+03	112.27	.3944E+04	786.85	87.33		
.9000	91.22	.835601E+01	.101122E+03	107.24	.3831E+04	800.11	89.78		
.9500	86.69	.884745E+01	.963337E+02	102.17	.3681E+04	807.11	92.08		
1.0000	82.17	.931888E+01	.915370E+02	97.09	.3501E+04	807.83	94.23		
1.0500	77.75	.966605E+01	.000000E+00	92.03	.3263E+04	794.28	96.22		
1.1000	73.44	.999364E+01	.000000E+00	87.08	.3021E+04	777.00	98.04		
1.1500	69.25	.103014E+02	.000000E+00	82.25	.2778E+04	756.51	99.71		
1.2000	65.21	.105869E+02	.000000E+00	77.56	.2539E+04	733.17	101.22		
1.2500	61.31	.108485E+02	.000000E+00	73.03	.2306E+04	707.39	102.59		
1.3000	57.58	.110864E+02	.000000E+00	68.67	.2084E+04	679.73	103.83		
1.3500	54.01	.113007E+02	.000000E+00	64.49	.1873E+04	650.66	104.93		
1.4000	50.61	.114935E+02	.000000E+00	60.49	.1676E+04	620.75	105.91		
1.4500	47.38	.116664E+02	.000000E+00	56.68	.1494E+04	590.43	106.79		
1.5000	44.32	.118207E+02	.000000E+00	53.07	.1327E+04	560.07	107.56		
1.5500	41.43	.119580E+02	.000000E+00	49.64	.1174E+04	529.99	108.25		
1.6000	38.70	.120797E+02	.000000E+00	46.40	.1037E+04	500.44	108.85		
1.6500	36.13	.121872E+02	.000000E+00	43.34	.9126E+03	471.64	109.38		
1.7000	33.71	.122819E+02	.000000E+00	40.47	.8016E+03	443.75	109.85		
1.7500	31.45	.123652E+02	.000000E+00	37.76	.7027E+03	416.88	110.25		
1.8000	29.32	.124382E+02	.000000E+00	35.22	.6149E+03	391.12	110.61		
1.8500	27.32	.125022E+02	.000000E+00	32.84	.5373E+03	366.53	110.92		
1.9000	25.46	.125581E+02	.000000E+00	30.60	.4688E+03	343.15	111.19		
1.9500	23.72	.126068E+02	.000000E+00	28.51	.4086E+03	320.97	111.43		
2.0000	22.09	.126494E+02	.000000E+00	26.56	.3557E+03	299.99	111.63		
2.0500	20.56	.126864E+02	.000000E+00	24.74	.3094E+03	280.20	111.81		
2.1000	19.14	.127186E+02	.000000E+00	23.03	.2689E+03	261.55	111.97		
2.1500	17.82	.127466E+02	.000000E+00	21.44	.2336E+03	244.03	112.10		
2.2000	16.58	.127709E+02	.000000E+00	19.96	.2028E+03	227.58	112.22		
2.2500	15.43	.127921E+02	.000000E+00	18.57	.1759E+03	212.15	112.32		
2.3000	14.36	.128104E+02	.000000E+00	17.29	.1526E+03	197.71	112.41		
2.3500	13.36	.128263E+02	.000000E+00	16.08	.1323E+03	184.19	112.48		
2.4000	12.43	.128401E+02	.000000E+00	14.96	.1146E+03	171.56	112.55		
2.4500	11.56	.128520E+02	.000000E+00	13.92	.9929E+02	159.76	112.61		
2.5000	10.76	.128624E+02	.000000E+00	12.95	.8600E+02	148.74	112.66		
2.5500	10.01	.128713E+02	.000000E+00	12.05	.7447E+02	138.46	112.70		
2.6000	9.31	.128791E+02	.000000E+00	11.21	.6447E+02	128.87	112.74		
2.6500	8.66	.128859E+02	.000000E+00	10.42	.5581E+02	119.93	112.77		
2.7000	8.05	.128916E+02	.000000E+00	9.70	.4830E+02	111.60	112.80		
2.7500	7.49	.128967E+02	.000000E+00	9.02	.4180E+02	103.83	112.82		
2.8000	6.96	.129010E+02	.000000E+00	8.39	.3617E+02	96.60	112.84		
2.8500	6.48	.129048E+02	.000000E+00	7.80	.3129E+02	89.87	112.86		
2.9000	6.02	.129080E+02	.000000E+00	7.25	.2707E+02	83.60	112.87		
2.9500	5.60	.129109E+02	.000000E+00	6.75	.2342E+02	77.77	112.89		
3.0000	5.21	.129133E+02	.000000E+00	6.27	.2026E+02	72.34	112.90		
3.0500	4.84	.129154E+02	.000000E+00	5.83	.1753E+02	67.28	112.91		
3.1000	4.51	.129172E+02	.000000E+00	5.43	.1516E+02	62.58	112.92		
3.1500	4.19	.129188E+02	.000000E+00	5.05	.1311E+02	58.20	112.92		
3.2000	3.90	.129202E+02	.000000E+00	4.69	.1134E+02	54.13	112.93		
3.2500	3.62	.129214E+02	.000000E+00	4.36	.9807E+01	50.34	112.94		

ENERGIA INTERNA TOTAL = .91E-05 (J) ENERGIA EXTERNA TOTAL = .19E-05 (J)
 FRAÇÃO DA ENERGIA DISSIPADA NO LHE = 82,4987 %
 AUMENTO DE TEMPERATURA MÁXIMO = 112,94 K
 VOLTAGEM INTERNA MÁXIMA = 766,96 V
 CONSTANTE DE TEMPO = 1,3000 S
 INTEGRAL DO QUADRADO DA CORRENTE = 0,1726E+05 A**2
 ERRO NO VOLUME TOTAL = 4,4 %

Tabela 3.7 - CÁLCULO DE QUENCH MAGNETO CILÍNDRICO 12T BOBINA DE Nb₃Sn FIO DE 1,0mm

***** DADOS DE ENTRADA *****

Nº. DE COMPONENTES : 6

FRAÇÃO DO COMPONENTE 1 = 0,11000 (COBRE)

FRAÇÃO DO COMPONENTE 2 = 0,08900 (Nb₃Sn)

FRAÇÃO DO COMPONENTE 3 = 0,04100 (Nb)

FRAÇÃO DO COMPONENTE 4 = 0,39800 (BRONZE)

FRAÇÃO DO COMPONENTE 5 = 0,04800 (Ta)

FRAÇÃO DO COMPONENTE 6 = 0,31400 (ISOL.+EPÓXI)

TEMPERATURA CRÍTICA : 18,30 K CAMPO CRÍTICO : 27,90 T

CAMPO MÁXIMO : 12,10 T ÁREA DA CÉLULA : 0,011396 CM**2 TEMPERATURA INICIAL : 4,20 K

INCREMENTO DE TEMPO : 0,0500 S Nº. DE INCREMENTOS : 200

RAZÃO DE CONDUTIVIDADE X : 0,19E-01 RAZÃO DE CONDUTIVIDADE Y : 0,19E-01

DIMENSÕES DA BOBINA (CM) : X = 4,5600 Y = 23,0000 Z = 41,0000

PONTO DE INICIO DE QUENCH (CM) : X0 = 0,0000 Y0 = 0,0000 Z0 = 0,0000

CORRENTE INICIAL = 147,00 A RESISTÊNCIA DE PROTEÇÃO = 0,84 OHM INDUTÂNCIA = 8,950 H

***** DADOS CALCULADOS *****

VELOCIDADE INICIAL DE QUENCH = 104,67 CM/S

ALPHA-X = .36E-03 VELOCIDADE X INICIAL = 1,9860 CM/S

ALPHA-Y = .36E-03 VELOCIDADE Y INICIAL = 1,9860 CM/S

COORDENADAS DO PONTO DE INICIO DO QUENCH : X = 0,0 CM Y = 0,0 CM Z = 0,0 CM

TEMPO (S)	CORRENTE (A)	R BOBINA (OHM)	VOLUME (CM**3)	V. EXT.(V)	E. INTERNA (J)	V. INT.(V)	TMAX (K)
.0500	147.00	.346607E-03	.216181E+00	.00	.3745E+00	.05	7.69
.1000	146.31	.280567E-02	.151326E+01	123.48	.3031E+01	.41	18.06
.2000	144.91	.230752E-01	.787989E+01	122.32	.2446E+02	3.36	28.47
.4000	141.93	.138357E+00	.182840E+02	119.88	.1409E+03	19.75	46.62
.6000	138.43	.372365E+00	.271038E+02	117.08	.3617E+03	51.90	65.91
.8000	133.99	.784187E+00	.350303E+02	113.58	.7169E+03	106.04	88.82
1.0000	128.06	.144053E+01	.416931E+02	108.96	.1212E+04	186.86	115.58
1.2000	120.11	.238264E+01	.465700E+02	102.74	.1782E+04	291.42	144.67
1.4000	109.88	.355460E+01	.428736E+02	94.62	.2255E+04	400.39	173.63
1.6000	97.72	.479712E+01	.325375E+02	84.75	.2442E+04	484.00	200.12
1.8000	84.50	.597779E+01	.265701E+02	73.79	.2307E+04	525.14	222.52
2.0000	71.26	.699450E+01	.217765E+02	62.60	.1942E+04	521.23	240.17
2.2000	58.86	.779985E+01	.176973E+02	51.95	.1491E+04	482.36	253.24
2.4000	47.85	.839940E+01	.142423E+02	42.38	.1069E+04	423.78	262.42
2.6000	38.46	.882530E+01	.113684E+02	34.15	.7292E+03	358.76	268.63
2.8000	30.66	.911860E+01	.901970E+01	27.27	.4806E+03	296.04	272.69
3.0000	24.31	.931777E+01	.712610E+01	21.65	.3094E+03	240.14	275.30
3.2000	19.20	.945225E+01	.561413E+01	17.12	.1962E+03	192.59	276.95
3.4000	15.13	.954313E+01	.441452E+01	13.49	.1231E+03	153.30	277.98
3.6000	11.90	.960489E+01	.346707E+01	10.62	.7674E+02	121.42	278.62
3.8000	9.35	.964725E+01	.272087E+01	8.35	.4761E+02	95.84	279.02
4.0000	7.34	.967660E+01	.213400E+01	6.55	.2945E+02	75.49	279.27
4.2000	5.76	.969720E+01	.167324E+01	5.14	.1817E+02	59.37	279.42
4.4000	4.52	.971184E+01	.131156E+01	4.03	.1120E+02	46.64	279.51
4.6000	3.54	.972237E+01	.102799E+01	3.16	.6893E+01	36.61	279.57
4.8000	2.78	.973004E+01	.805586E+00	2.48	.4240E+01	28.73	279.61
5.0000	2.18	.973569E+01	.631167E+00	1.94	.2607E+01	22.53	279.63
5.2000	1.71	.973990E+01	.494747E+00	1.52	.1602E+01	17.67	279.64

ENERGIA INTERNA TOTAL = .71E+05 (J) ENERGIA EXTERNA TOTAL = .27E+05 (J)

FRAÇÃO DA ENERGIA DISSIPADA NO LHE = 72,4755 %

AUMENTO DE TEMPERATURA MÁXIMO = 279,65 K

VOLTAGEM INTERNA MÁXIMA = 507,23 V

CONSTANTE DE TEMPO = 2,2500 S

INTEGRAL DO QUADRADO DA CORRENTE = 0,3215E+05 A**2

O VOLUME DE CERCA DE 35,58 % DA BOBINA FOI PARA O ESTADO NORMAL

3.2 - Proteção de magnetos supercondutores

Os magnetos supercondutores de NbTi ou Nb₃Sn são caracterizados pela elevada densidade de energia armazenada (cerca de 100 MJ/m³) e tensão mecânica (cerca de 100 MN/m², operando em campos magnéticos de 8 T a 20 T. Associada a esta energia armazenada tem-se o problema adicional de dissipá-la de maneira a evitar a elevação da temperatura do magneto acima de um ponto crítico (500 K) que poderá danificar o isolamento elétrico ou mesmo provocar a fusão do fio supercondutor em um ponto localizado.

Na literatura, a catalogação dos principais defeitos ou falhas em magnetos supercondutores foi feito por Montgomery [65] em 115 unidades e por Dawson & Montgomery [66] em 55 unidades, que estão classificados na Tabela 3.8.

Tabela 3.8 - Ocorrência de defeitos em magnetos supercondutores

Área de falha	% [65]	% [66]
Isolamento	29	20
Mecânico	25	10
Desempenho do sistema	21	10
Condutor	17	25
Sistema externo	16	8
Refrigeração	7	22
Outros	-	5

As falhas de natureza elétrica são geralmente devido ao dano causado ao isolamento pela formação do arco elétrico entre camadas, originado durante o “quench”, quando a tensão entre terminais pode ultrapassar de 1 kV. Outra forma pode ser pelo curto-circuito entre duas espiras vizinhas criando um ponto de aquecimento “hot spot” levando a ruptura do isolamento pela fusão do tecido de vidro.

O uso de pontos de contato, para medidas de tensão no interior do enrolamento, visando à detecção do “quench” pode causar curto-circuito entre camadas ou entre espiras ou destas com a estrutura do carretel. Visando reduzir os pontos de perfuração ou ruptura do isolamento é necessário eliminar os cantos vivos no carretel ou das estruturas de suporte, além de utilizar ferramentas adequadas durante o enrolamento.

Na parte de falhas de natureza mecânica, destacam-se as movimentações de condutores que, devido à energia de fricção, podem elevar a temperatura localmente induzindo o “quench”. Durante este processo as forças eletromagnéticas podem causar deformações irreversíveis nos condutores, sobretudo para fio de Nb_3Sn , pois com o pico de corrente durante o “quench” e a ação de força nas diversas direções, pode ocorrer a ruptura do fio.

As forças devido às correntes circulantes (forças de Lorentz) e à fadiga do material contribuem para as falhas de natureza mecânica, que geralmente são provocadas durante o “quench” e cuja amplitude é de difícil previsão, sobretudo em sistemas híbridos com bobinas de elevada indutância operando em 12 T, que armazenam energia da ordem de MJ.

Por ser o “quench” uma situação indesejável mas que pode ocorrer com grande frequência, originado de diversas formas, tem-se que proteger o magneto utilizando um dos modelos apresentados a seguir.

3.2.1 - Modelo simplificado com resistor passivo externo

Este modelo tem por objetivo simular a dissipação de parte da energia fora do magneto através de um resistor ligado em paralelo aos terminais do magneto, dentro ou fora do criostato, como mostrado na Figura 3.8. Durante o “quench” sem o resistor de proteção R_D , a tensão nos terminais do magneto será V_{CS} como representado na Figura 3.18 (b).

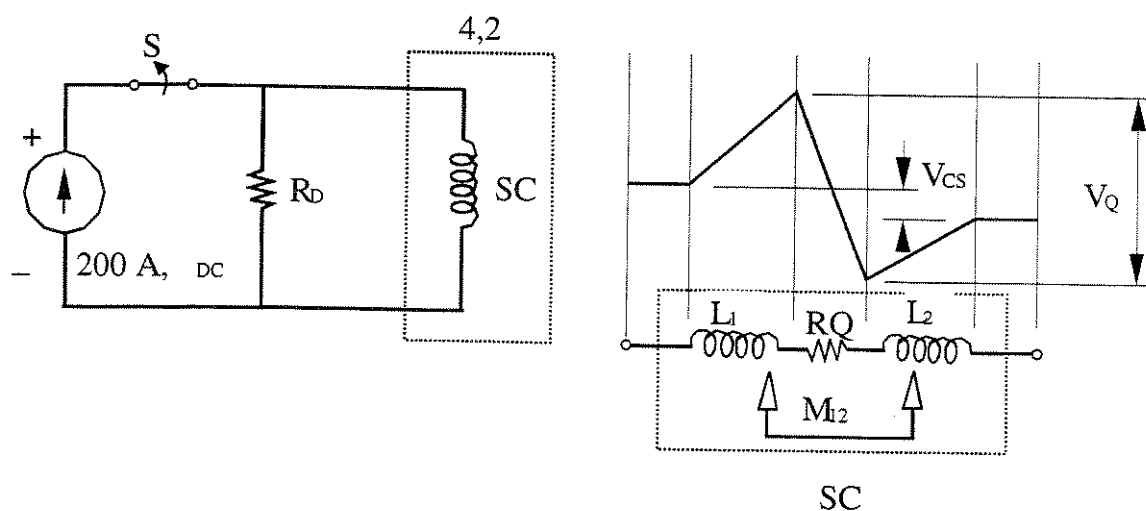


Fig. 3.8 - a) Proteção com resistor externo b) Tensão induzida durante o “quench”

Após o carregamento do magneto e a ocorrência do “quench”, quando a chave S for aberta, a equação da corrente será:

$$L_m \frac{dI(t)}{dt} + [r(t) + R_D] I(t) = 0 \quad (3.22)$$

sendo: $r(t)$ - resistência do magneto ($r(t) = 0$ estado supercondutor).

L_m - indutância do magneto.

R_D - resistência “shunt” de proteção e dissipação de energia.

I_{op} - corrente de operação.

V_D - tensão em R_D e conseqüente nos terminais do magneto.

Se $r(t) \ll R_D$ tem-se:

$$I(t) = I_{op} \exp\left(-\frac{R_D}{L_m} t\right) \quad (3.23)$$

Esta equação mostra o decaimento da corrente após ocorrência do “quench”.

Deve-se ajustar neste momento o valor de R_D utilizando o critério de máxima tensão nos terminais da bobina que, usualmente para magnetos de pequeno porte é de 500 V, resultando em $R_D = V_D/I_{op} \cong 500/I_{op}$.

Para calcular a temperatura máxima durante o “quench” a que o fio supercondutor estará sujeito em alguma região utiliza-se a função $U(\theta_m)$ das Figuras 3.6 e 3.7, sendo:

$$\int J^2 dT = \frac{LI_0^2}{2A^2 R_d} = \frac{I_0^2 L}{2A^2 R_d} = U(\theta_m) \cong U_0 (\theta_m / \theta_0)^{1/2} \quad (3.24)$$

A tensão máxima e a energia armazenada serão:

$$V_m = \frac{\lambda (J_{op})^2 E_m}{(\lambda + 1) I_{op} U_0} \quad (3.25)$$

$$\lambda = \frac{A_{\text{cobre}}}{A_{\text{supercondutor}}}$$

sendo a energia:

$$E_m = \frac{1}{2} L_m I_{op}^2 \quad (3.26)$$

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SECÃO CIRCULANTE

3.2.2 - Modelo com resistor externo porém com enrolamento subdividido

Esta técnica, elaborada por Smith [67], permite que a corrente após o “quench” circule pelo resistor da seção afetada e não continue passando pela parte do supercondutor que sofreu o “quench”, como no modelo anterior.

A Figura 3.9 mostra um enrolamento subdividido em duas partes, sendo cada setor ligado a um resistor shunt. As equações de corrente de cada circuito também são apresentadas.

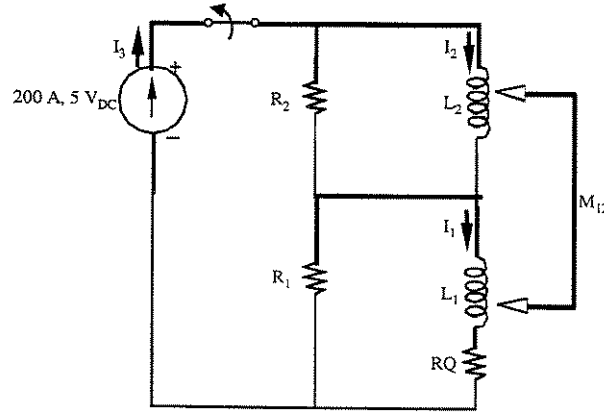


Fig. 3.9 - Proteção com resistores para enrolamento subdividido.

$$(I_3 - I_1)R_1 + (I_3 - I_2)R_2 = 0 \quad (3.27)$$

$$L_2 \frac{dI_2}{dT} + M_{21} \frac{dI_1}{dT} + (I_2 - I_3)R_2 = 0 \quad (3.28)$$

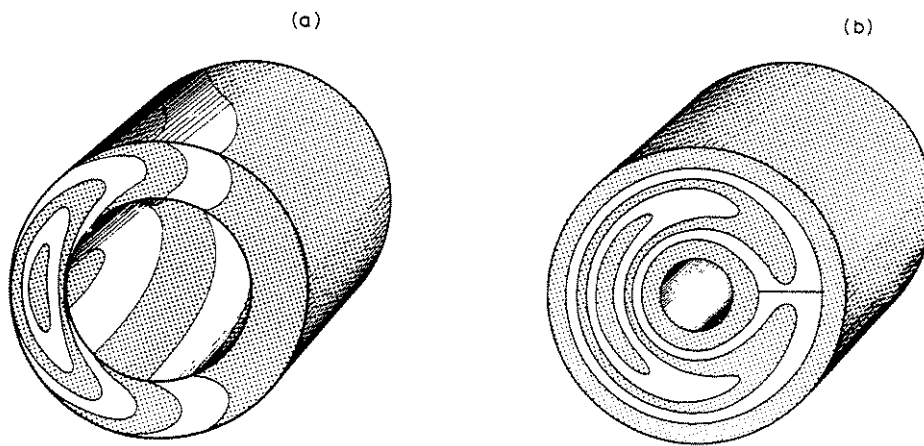
$$L_1 \frac{dI_1}{dT} + M_{12} \frac{dI_2}{dT} + (I_1 - I_3)R_1 + I_1 R_Q(T) = 0 \quad (3.29)$$

Durante o “quench”, o decaimento da corrente será controlado pela indutância L_1 , que corresponde à metade do valor da indutância inicial total L . A corrente I_2 continua passando normalmente por L_2 (a outra metade do enrolamento) que está no estado supercondutor e depois por R_1 . Desta forma, evita-se o superaquecimento por efeito Joule da região que foi para o estado normal na seção de L_1 , que agora apresenta resistência a passagem da corrente I .

De modo simplificado, se $R_1 = R_2$ e $L_1 = L_2$, com fator de acoplamento $k^2 = M_{12}^2 / L_1 L_2$, pode-se escrever a equação em termos de I_1 como:

$$L_1 (1 - k^2) \frac{d^2 I_1}{dT^2} + [R_1 (1 + k) + R_Q(T)] \frac{dI_1}{dT} + \left\{ R_Q(T) \frac{R_1}{2L_1} + \frac{dR_Q(T)}{dT} \right\} I_1 = 0 \quad (3.30)$$

A solução exata desta equação é muito difícil de ser obtida, pois $R_Q(T)$ é igualmente obtida por medidas experimentais e por estar relacionada com a fração do enrolamento que entra em “quench”, não se pode expressá-la com exatidão. Geometricamente, a forma mais utilizada para descrever a zona normal é a proposta por Wilson [62] para um modelo tridimensional propagando o “quench” como um elipsóide, como mostrado anteriormente na Figura 3.5, e sua propagação em enrolamentos finos e espessos com diferentes áreas atingidas, conforme na Figura 3.10. No caso (a) o “quench” atinge o enrolamento como um todo, chegando a frente de propagação tanto na superfície externa como no topo e na base. Na Figura 3.10 (b) nota-se que a frente de propagação atinge o topo e base mas não a parte externa.



**Fig. 3.10 - (a) Propagação de “quench” em enrolamento de espessura fina
(b) em enrolamento espessos**

Utilizando-se da formulação já apresentada pode-se calcular para o enrolamento de Nb_3Sn e $NbTi$, o valor da resistência da fração de supercondutor que foi para o estado normal, como se segue :

$$R = \int_0^x \frac{4\pi x^2 \alpha^2 \rho(\theta)}{A^2} dx \quad \text{onde} \quad \rho(\theta) = \rho_o \frac{J_o^4 \tau^2}{U_o^2} \quad (3.30)$$

sendo

$$\tau = T - x / v \quad \alpha_{ad} = \frac{(\gamma C)_{avm}}{(\gamma C)_{av}} \left\{ \frac{k_t}{k_l} \right\}^{1/2}$$

O modelo para $R_Q(T)$ proposto por Iwasa [59] permite uma maior simplificação, dada por:

$$R_Q(T) = R_o + \eta T \quad (3.31)$$

sendo que R_o e η são constantes e $R_o \cong R_D$ como valor inicial, como se vê na simulação apresentada a seguir, utilizando o simulador de circuitos PSPICE[64].

A solução da equação (3.30), utilizando como aproximação a expansão da expressão de I_1 em série de potência da forma $I = I_0 (1 + \alpha_1 T + \alpha_2 T^2 + \dots)$ e assumindo que a propagação ocorrerá em duas dimensões com os tempos: $t_a = \frac{T_a}{T_Q}$ e $t_b = \frac{T_b}{T_Q}$, sendo T_a o tempo para a zona normal

atingir o raio externo do enrolamento e T_b para atingir a flange superior, tem-se:

$$I_1 = I_0 \left\{ 1 - \frac{15t_a t_b (1+k)}{2(1-k)} \right\} \left(\frac{t^4}{1+k} - \frac{t^5}{10t_k} + \frac{t^6}{60t_k^2} - \frac{t^7}{420t_k^3} + \dots \right) \quad (3.32)$$

sendo I_0 a corrente inicial; $t_k = \frac{L(1-k)}{R_1} T_Q$ e $L_T = 2L_1(1+k)$ para $L_1 = L_2$.

Usando a mesma sequência obtém-se:

$$I_2 = I_0 \left\{ 1 + \frac{15t_a t_b (1+k)}{2(1+k)} \right\} \left(\frac{kt^4}{1+k} - \frac{t^5}{10t_k} + \frac{t^6}{60t_k^2} \right) \quad (3.33)$$

3.2.3 – Modelo com resistor passivo para enrolamentos independentes

No presente trabalho, o enrolamento central será de Nb_3Sn envolvido concentricamente por outros dois enrolamentos de $NbTi$.

Deve-se ressaltar que os enrolamentos externos, por serem seccionados e possuírem alta indutância, têm forte acoplamento magnético, devem estar associados em série, e terão indução de “quench” quase simultâneo, se necessário, para evitar uma elevada concentração de tensões mecânicas durante a transição para o estado normal.

Considerando que o tempo de decaimento da corrente após ocorrência do “quench” é um fator importante para evitar um superaquecimento localizado, e que poderá danificar o enrolamento, pode-se estabelecer uma relação entre o valor da resistência de proteção de cada setor e a indutância total deste setor, pois após o “quench”, a corrente circulará preferencialmente sobre R_D se este for menor que R_Q .

O circuito proposto para representar o sistema é mostrado a seguir, bem como seus parâmetros principais conforme a Figura 3.11. Inicialmente representa-se um resistor R_{Q1} em série com a indutância do enrolamento de Nb_3Sn , correspondendo à fração do volume do enrolamento que foi para o estado normal, que passa a ter um comportamento puramente resistivo. Esta fração, dependendo da duração do “quench”, continuará, por efeito Joule, dissipando energia e propagando a perturbação, com conseqüente elevação de temperatura.

A energia armazenada nos indutores será dissipada durante o “quench” e para calcular seu valor utiliza-se a matriz indutância obtida pelo Método dos Elementos Finitos -MEF ou pelo Método dos Elementos de Contorno - MEC:

$$\text{Matriz indutância} = \begin{bmatrix} 3,23 & 2,12 & 3,58 \\ 2,12 & 2,85 & 5,05 \\ 3,58 & 5,05 & 10,77 \end{bmatrix} [\text{H}]$$

A partir da matriz de indutância pode-se determinar o coeficiente de acoplamento por

$$k_{12} = M_{12} / \sqrt{L_1 L_2} = 0,69 \quad k_{13} = 0,61 \quad k_{23} = 0,91$$

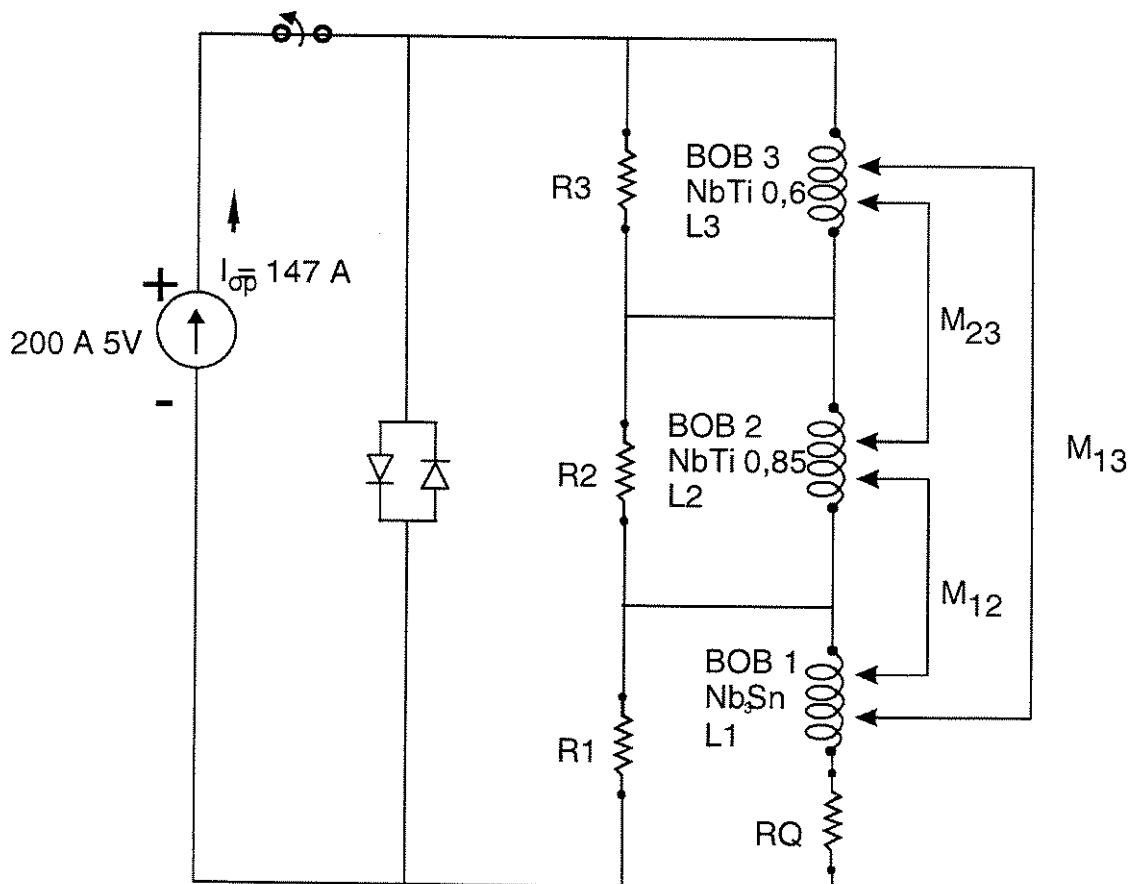


Fig. 3.11 - Proteção com subdivisão de enrolamento e resistores independentes.

Em uma primeira análise pode-se considerar:

$$\frac{R_1}{L_1 + M_{12} + M_{13}} = \frac{R_2}{L_2 + M_{21} + M_{23}} = \frac{R_3}{L_3 + M_{13} + M_{23}} \quad (3.34)$$

que equivale a:

$$\frac{R_1}{8,93} = \frac{R_2}{10,02} = \frac{R_3}{19,4} = r^*$$

Para uma tensão máxima de V_o nos terminais tem-se:

$$R_1 + R_2 + R_3 = \frac{V_o}{I_o} = \frac{500}{147} \cong 3,4 \, \Omega. \quad (3.35)$$

Quanto mais uniforme for a distribuição de temperatura no enrolamento de cada bobina, menor será o efeito de superaquecimento local durante o “quench”. Desta forma, pode-se estabelecer uma relação entre a resistência de proteção com a resistência do enrolamento R_s na temperatura ambiente por:

$$\frac{R_1}{R_{s1}} = \frac{R_2}{R_{s2}} = \frac{R_3}{R_{s3}} \quad (3.36)$$

sendo: $R_{s1} (\text{Nb}_3\text{Sn}) = 353 \, \Omega$ $R_{s2} (\text{NbTi } 0,85) = 183 \, \Omega$ $R_{s3} (\text{NbTi } 0,6) = 734 \, \Omega$.

Para obter a mesma elevação de temperatura tem-se que impor que:

$$\frac{R_1}{R_{s1}} < \frac{R_3}{R_{s3}} < \frac{R_2}{R_{s2}} \quad (3.37)$$

Utilizando o programa QUENCH [56,57], adaptado para os cálculos apresentados, foram obtidos os seguintes resultados, para diferentes constantes de tempo de decaimento da corrente, como mostrado na Tabela 3.9.

Tabela 3.9 - Valores das temperaturas, tensões e energia durante “quench”

r^*	$R_1(\Omega)$	$R_2(\Omega)$	$R_3(\Omega)$	$\theta_1(\text{K})$	$\theta_2(\text{K})$	$\theta_3(\text{K})$	$V_1(\text{V})$	$V_2(\text{V})$	$V_3(\text{V})$	Energia(%)
0,094	0,84	0,84	1,72	233,6	116,6	139,1	323,6	794,8	3820	63/84/94
0,08	0,72	0,72	1,96	242,2	118,0	138,4	349,1	818,1	3800	68/86/94
0,06	0,54	0,54	2,32	256,1	120,2	137,5	387,1	854,4	3770	75/89/94
0,11	1,0	1,12	2,17	222,5	114,8	139,8	292,4	766,8	3845	57/81/96

Observa-se que a elevação da temperatura máxima calculada é compatível com as propriedades dos materiais, porém as tensões elétricas internas da bobina de NbTi são muito elevadas. Estes valores são elevados devido à alta indutância do enrolamento (10,77 H), que associada ao pequeno volume de enrolamento e à elevada velocidade de propagação de “quench”, exigem um resistor de proteção adequado para decaimento rápido da corrente e a dissipação da energia armazenada.

Os resultados da Tabela 3.9 foram obtidos considerando que os enrolamentos transitam para o estado normal separadamente, o que corresponde à condição mais crítica, pois devido ao forte acoplamento magnético dos enrolamentos, haverá indução de “quench” em bobinas vizinhas, acelerando o decaimento da corrente, porém com densidade de corrente constante até a dissipação total da energia magnética armazenada.

3.2.4 - Indução de “quench” em bobinas adjacentes

Utilizando a mesma metodologia do tópico anterior pode-se calcular a propagação do “quench” iniciado em uma das bobinas, seus efeitos de indução natural nas demais, bem como a indução forçada de “quench” para proteger os demais enrolamentos.

Durante o enrolamento de cada bobina pode ser colocado externamente resistores de aquecimento ou uma fita de latão de 0,05x5mm, com comprimentos variáveis, para gerar uma quantidade de calor necessária à indução de “quench” em cada bobina quando desejado. A indução é automática quando a tensão em qualquer ramo do circuito ultrapassar 6V (tensão de condução de 6 diodos em série a 77K) conforme circuito elétrico mostrado na Figura 3.12.

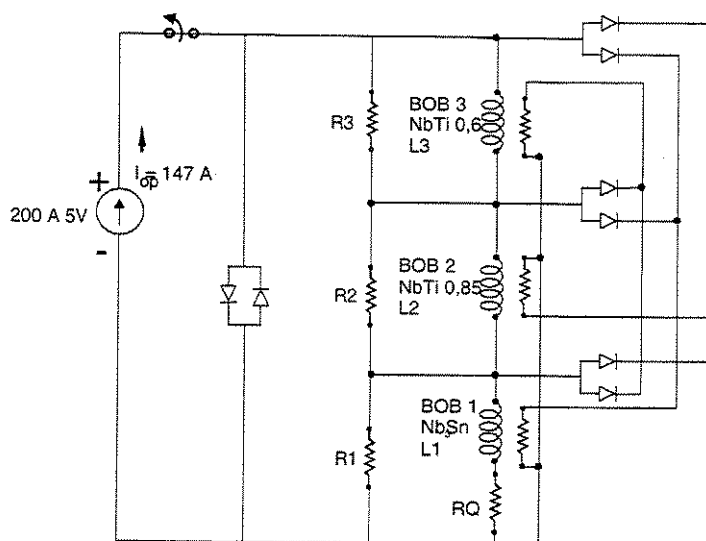


Fig. 3.12 - Circuito de proteção para indução de quench nos demais enrolamentos

A partir dos resultados da propagação de “quench” utilizando a formulação apresentada por Joshi [60], (que não considera o acoplamento magnético entre os diversos enrolamentos) incluindo este efeito através das curvas de variação das correntes obtidas pela simulação, obtém-se os valores de elevação de temperatura e fração de enrolamento que transitou para o estado normal, conforme mostrado na Tabela 3.10.

Pode-se observar que as condições encontradas na Tabela 3.10, quando comparadas à Tabela 3.9, são bem menos críticas, pois com a indução de “quench” nos enrolamentos adjacentes o decaimento da corrente ocorre rapidamente e a energia armazenada decresce da mesma forma, dissipada nos resistores em paralelo de todos os enrolamentos. Desta forma reduz-se sensivelmente o efeito chamado “quench-back”, o que é acumulativo em um dado enrolamento, passa a ser distribuído nos demais.

Através de simulação das diversas possibilidades para início e propagação do “quench”, utilizando o PSPICE[64], pode-se verificar que sem indução do “quench” nos enrolamentos adjacentes, o pico de corrente atinge 300A para $I_0 = 146,7$ A. Nas Figuras 3.13 a 3.16 são apresentadas as curvas de decaimento da corrente para todas as situações possíveis.

Os resultados obtidos com o programa QUENCH consideram somente o decaimento da corrente em um enrolamento isoladamente, sem considerar o efeito induzido pela variação brusca do fluxo nos demais enrolamentos. Tem-se que considerar também este efeito, pois durante alguns segundos circulará até o dobro da corrente. Esta sobrecorrente, estando o supercondutor em algumas regiões na fase de transição para o estado normal, provocará um aumento local da temperatura, dissipação de energia interna e efeitos associados.

Para poder comparar estes resultados com a curva de decaimento de corrente, utiliza-se o PSPICE, no qual o arquivo de entrada é apresentado na Tabela 3.11, sendo $R_Q(1)$ a $R_Q(3)$ as resistências de “quench”, respectivamente das bobinas de Nb_3Sn , $NbTi$ (0,85) e (0,60).

Utilizando os valores de pico de corrente, pode-se obter os valores críticos de temperatura, tensão, energia dissipada e o volume do enrolamento que foi para o estado supercondutor, resultados estes que são apresentados na Tabela 3.10.

Para estes cálculos utilizou-se o artifício de se definir uma fonte de tensão externa com valores pré-determinados para diversos tempos, que dividindo-se pelo valor das tensões sobre os resistores R_1 a R_3 , permitem determinar uma razão para simular cada resistência variável – $R_Q(t)$.

Inicialmente é mostrado na Figura 3.13 o caso mais crítico, em que o “quench” ocorreu na seção de $NbTi$ (0.85mm) e o pico de corrente ocorre no enrolamento adjacente de Nb_3Sn .

Para reduzir este efeito que está associado à variação de fluxo, induz-se o “quench” nas demais seções, minimizando o efeito. As Figuras 3.14 a 3.16 representam a simulação de cada enrolamento, sofrendo “quench” em separado e induzido para diferentes situações.

A situação mais crítica será quando o “quench” tiver início em um dos dois enrolamentos de NbTi. Ele deverá ser seguido de indução imediata no enrolamento de Nb₃Sn para promover um decaimento rápido de corrente. Com isso evita-se que, devido ao acoplamento, o efeito da reação para manter o fluxo total cause uma sobrecorrente, seguida de elevação de temperatura e de tensões induzidas elevadas, que poderão causar ruptura do isolamento entre camadas.

Os valores das temperaturas, tensões elétricas nos terminais, fração de energia dissipada em cada enrolamento e o decaimento da corrente desta simulação podem ser verificados na Tabela 3.10. Para executar estes cálculos utilizou-se os resultados de distribuição da corrente obtida pelo PSPICE como arquivo de entrada do programa QUENCH, obtendo-se os parâmetros mais críticos para análise.

Observou-se que o valor da corrente induzida pode atingir até 300 A, para uma corrente de operação de 146,7 A, quando o “quench” ocorre no enrolamento externo de NbTi. Este pico de corrente provoca um aumento significativo das tensões mecânicas nos enrolamentos, que pode até gerar a degradação irreversível da seção de Nb₃Sn, se o magneto não estiver devidamente protegido.

Tabela 3.10 - Parâmetros críticos nas bobinas durante o “quench”

Corrente sem indução	Corrente com indução	Temperatura		Tensão elétrica		Energia(%) dissipada no Hélio
$I_{pico}(A)$	$I_{pico}(A)$	$\theta(1)(K)$	$\theta(2)(K)$	$V(1)(V)$	$V(2)(V)$	
$I_1 = 254,7$	$I_1 = 176,1$	1588	919	732	743	71/80
$I_2 = 293,0$	$I_2 = 198,9$	213	147	1374	5505	97/85
$I_3 = 175,8$	$I_3 = 161,1$	193	114	3368	4228	94/96

Os resultados da Tabela 3.10 confirmam que a situação mais crítica ocorre no enrolamento mais frágil, quando os dois enrolamentos de NbTi estão em “quench” simultaneamente e sem indução de “quench” na seção de Nb₃Sn. Essa situação poderia ser causada por falta de hélio e deve ser evitada com a instalação de sensores de medida do nível de hélio, pois nesta situação a degradação pode ser irreversível.

Tabela 3.11- Arquivo de entrada para simulação do circuito no PSPICE

"QUENCH NATURAL COIL 2 E INDUZIDOS COILS 1 DEPOIS 3 E 4"

```
V10 10 0 PWL(0,1E-6 .2,0.5 .3,1 .4,2 .5,4 .6,10 1,10)
R10 10 0 1K
V11 11 0 PWL(0,1E-6 .1,1E-6 .3,1E-6 0.4,0.5 0.5,1 0.6,2 0.7,4 0.8,10 10,10)
R11 11 0 1K
v12 12 0 PWL(0,1E-6 .6,1E-6 0.7,.5 .8,1 .9,2 1,4 1.1,10 10,10)
R12 12 0 1K
IVDD 0 6 PWL(0,150 .01,150 .02,150 .03,150 .04,150 .1,0)
L1 2 1 3.232H
L2 4 3 2.857H
L3 6 5 10.768H
K12 L1 L2 .69
K13 L1 L3 .61
K23 L2 L3 .91
R1 0 2 .84
R2 2 4 .84
R3 4 6 1.72
Grq1 1 0 VALUE={V(1,0)/V(11)}
Grq2 3 2 VALUE={V(3,2)/V(10)}
Grq3 5 4 VALUE={V(5,4)/V(11)}
.PRINT TRAN I(L1),I(L2),I(L3)
.TRAN 100ms 10
.PROBE
.END
```

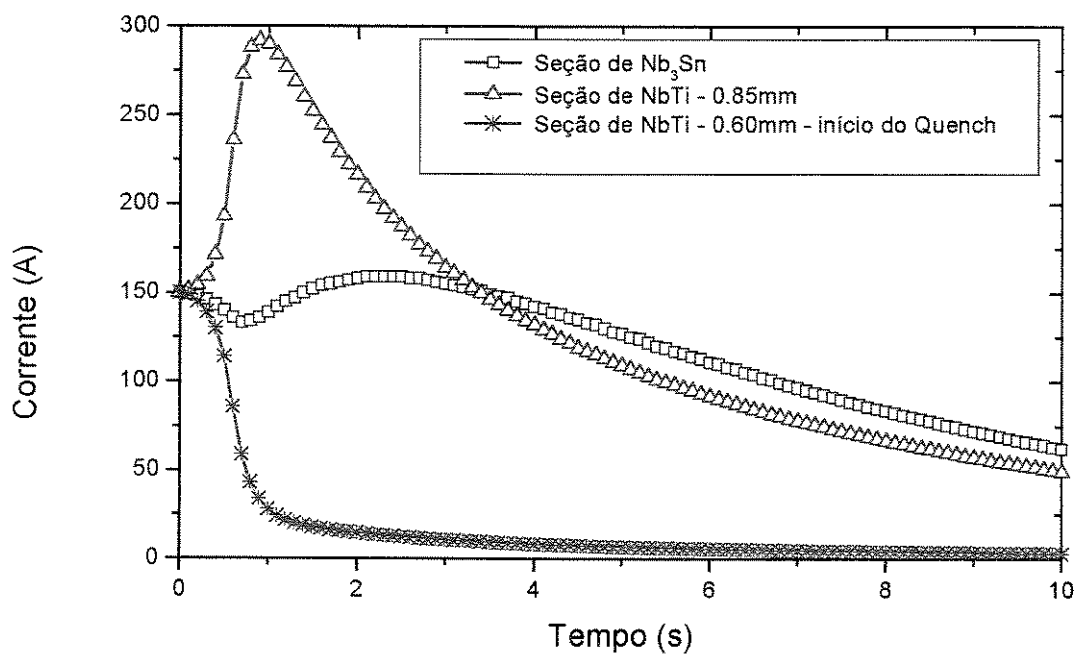


Fig. 3.13 - “Quench” natural na bobina “ 1 ”- sem indução nas demais

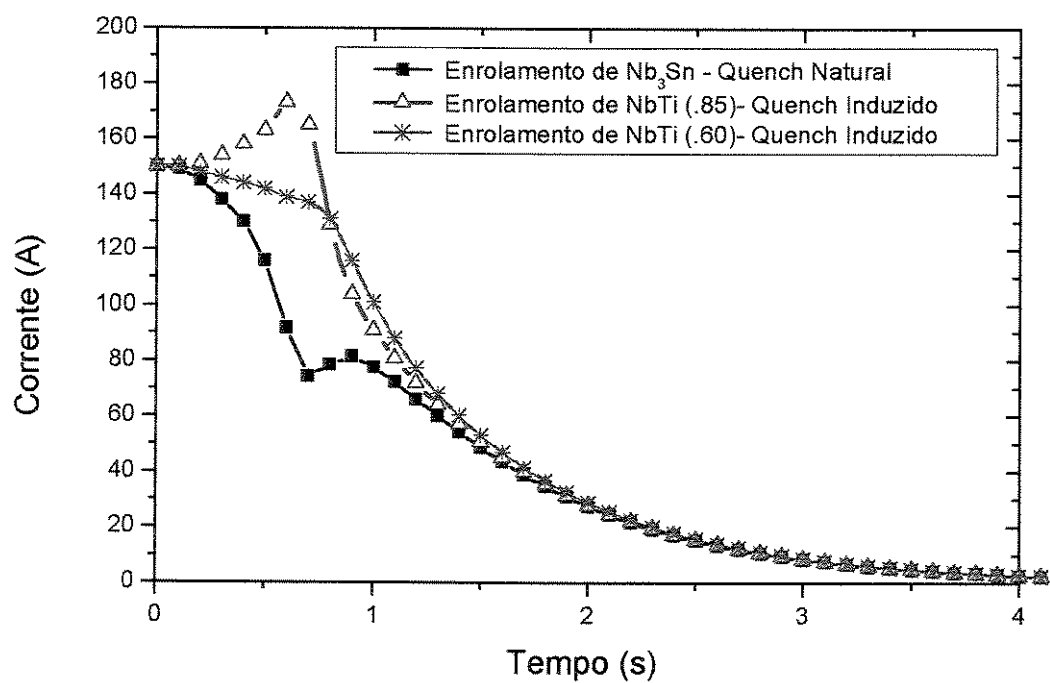


Fig. 3.14 - “Quench” natural na bobina “ 1 ” e induzido nas demais

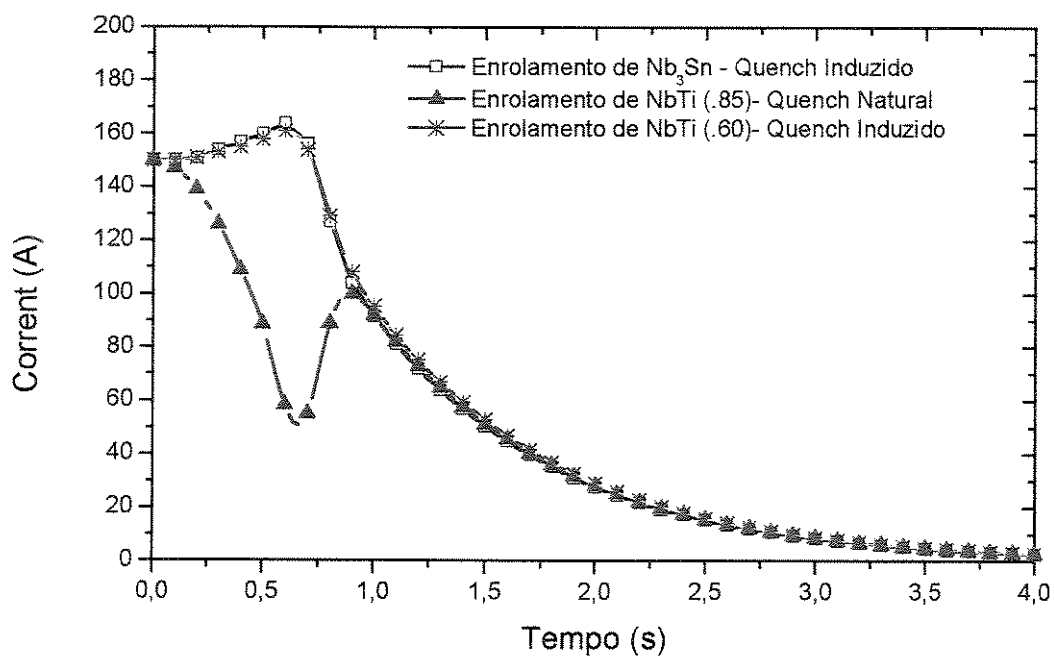


Fig. 3.15 - “Quench” natural na bobina “ 2 ” e induzido nas demais

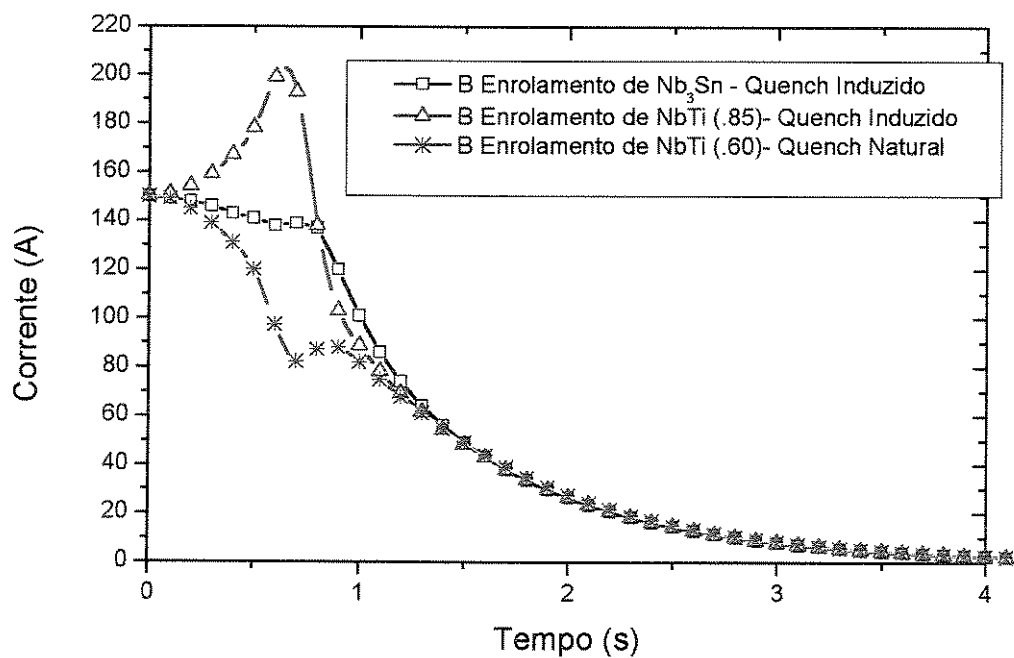


Fig. 3.16 - “Quench” natural na bobina 3 e induzido nas demais

3.3 - Terminais e juntas com supercondutores NbTi e Nb₃Sn

3.3.1 - Juntas de fios supercondutores de NbTi

As emendas ou juntas de fios multifilamentares de NbTi são realizadas com grande facilidade, devido ao pequeno comprimento necessário para transferência da corrente do cobre para os filamentos de NbTi. Alguns autores preferem expor os filamentos de NbTi amarrando as duas pontas dos filamentos expostos inserindo-os em um receptáculo e soldando-os com estanho ou índio. Este mesmo método pode ser utilizado para terminais de corrente, obtendo resistências de juntas de 10^{-10} a $10^{-14} \Omega$, medidos pelo critério do decaimento da corrente em uma espira fechada, operando com corrente induzida, Iwasa [68]. No estado normal este “loop” tem resistência aproximada de $5 \times 10^{-10} \Omega$.

Inicialmente a espira fechada é inserida na indução magnética externa de uma bobina de cobre, que posteriormente tem sua corrente lentamente diminuída até zero, para induzir corrente no “loop”. A extremidade do “loop”, onde está a junta, distante do ponto onde está a bobina de cobre, sofre ação da indução magnética gerada por uma bobina supercondutora de 2 a 5 T e atua como a indução de teste para a referida junta. O decaimento da corrente induzida devido à indução magnética externa pode ser calculado por:

$$I_i = I_{i0} \left[1 - \frac{R}{L} t \right] \quad (3.38)$$

sendo:

$$R = \frac{\Delta I_i}{I_{i0}} \frac{L}{\Delta t} (\Omega)$$

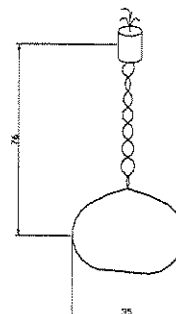
L - indutância própria do “loop”

R - resistência da junta

I_i - corrente induzida

I_{i0} – corrente inicial

t - tempo



Inicialmente o decaimento da corrente induzida será definido pela transferência da condução da fração de cobre para os filamentos supercondutores, que corresponderá a aproximadamente 1% da corrente induzida, e posteriormente o decaimento será da ordem de $1/10^{11}$ partes por hora, Iwasa [69].

Ekin [70] utilizando um modelo de filamento e matriz de cobre concêntricos, calculou o comprimento mínimo de transferência de corrente $x_{\min}$, pela relação:

$$x_{\min} = \left(\frac{0,1}{n} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_m}{\rho^*} \right)^{1/2} D \quad (3.39)$$

o coeficiente n foi obtido da relação:

$$\frac{\rho}{\rho_o} = \left(\frac{J}{J_o} \right)^n \quad (3.40)$$

ρ_m - resistividade da matriz $1,4 \cdot 10^{-10} \Omega \cdot m$ para NbTi a 4,2 K.

ρ^* - resistividade arbitrária limite ($10^{-12} \sim 10^{-10} \Omega \cdot m$).

D - diâmetro do condutor.

n - constante representativa do material $n=30$ para NbTi e $n=60$ para Nb₃Sn.

Calculando comprimento mínimo de transferência para os fios de NbTi com diâmetros de 0,6 e 0,85mm, obtém-se respectivamente os valores de 7 a 10 diâmetros, ou seja, $x_{\min} < 10$ mm.

Para a conexão de um barramento de cobre a um fio supercondutor pode-se calcular a tensão e a potência dissipada utilizando o modelo apresentado por Wilson [16], Figura 3.17, a partir de:

$$V(x) = r \frac{dI(x)}{dx} \quad (3.41)$$

$$\frac{dV(x)}{dx} = R I(x) \quad (3.42)$$

$$V(x) = I(Rr)^{1/2} \frac{e^{\alpha x} + e^{-\alpha x}}{e^{\alpha L} - e^{-\alpha L}} \quad (3.43)$$

$$W = I_t * V(x) = I_t^2 (Rr)^{1/2} \frac{e^{\alpha L} + e^{-\alpha L}}{e^{\alpha L} - e^{-\alpha L}} \quad (3.44)$$

R - resistência por unidade de comprimento do cobre

r - resistência de contato da solda

ℓ - comprimento da junta.

I_t - corrente transferida

a - espessura do terminal de cobre

b - largura do terminal de cobre

c - espessura da solda na junta

$\alpha = (R/r)^{1/2}$

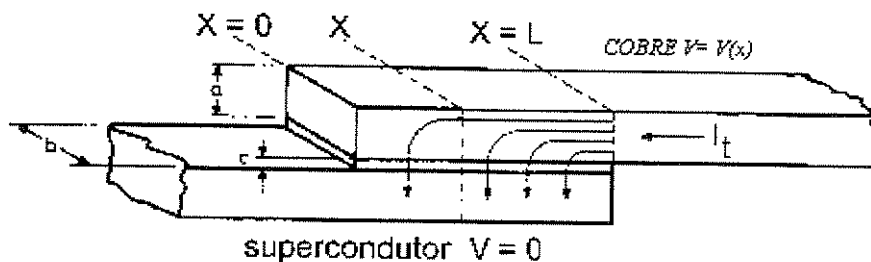


Fig. 3.17 - Transferência da corrente do terminal de cobre para o fio supercondutor ($V=0$)

Utilizando uma solda de SnPb com as propriedades apresentadas por Fast [71] com 40% de estanho e 60% de chumbo, que tem excelente soldabilidade, baixo ponto de fusão permitindo o dobro de alongação a 4,2 K comparada à liga Sn50%Pb50%, ou seja, 5,6% de deformação, foram preparadas e medidas diversas juntas, para a indução magnética variando de 0 a 5T, conforme mostrado na Tabela 3.13.

As propriedades dos demais componentes são apresentadas na Tabela 3.12, sendo que para o fio de Nb₃Sn, utiliza-se a resistividade do conjunto obtida a partir das propriedades de seus componentes calculados na Tabela 3.1:

Tabela 3.12 - Resistividade dos materiais utilizados nas juntas

Material	ρ (4,2 K)·Ω.m	Magnetoresistividade
Cobre	$3,37 \times 10^{-10}$	$3,37 \times 10^{-10}(1+0,0139B)$
NbTi	$4,7 \times 10^{-7}$	não apresenta
Solda	$5,4 \times 10^{-9}$	$5,4 \times 10^{-9}(1+0,0089B)$

Para o caso de fios a serem emendados ou soldados nos terminais, pode-se calcular a partir de Wilson [16] a resistência da junta R_j , como mostrado no arranjo da Figura 3.18, que será:

$$\frac{1}{R_j} = \frac{\ell}{\rho} \int_0^{\pi/2} \frac{2a \cos \theta}{2(a+b-a \cos \theta)} d\theta = \frac{\ell}{\rho} \int_0^{\pi/2} \frac{\cos \theta}{1+f-\cos \theta} d\theta \quad (3.45)$$

sendo $f = \frac{b}{a}$ cujo resultado da integração será:

$$\frac{\rho}{\ell R_j} = \frac{2(f+1)}{f^{1/2}(f+2)^{1/2}} \arctg \left\{ \frac{f+2}{f} \right\}^{1/2} - \pi/2 \quad (\text{radianos}) \quad (3.46)$$

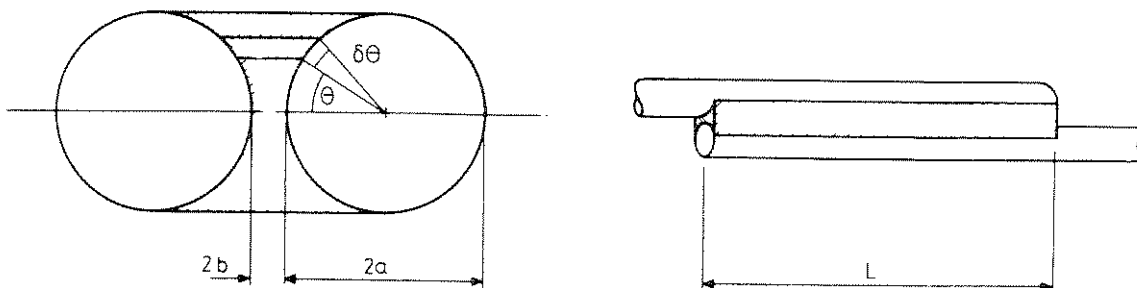


Fig. 3.18 - Modelo para cálculo de resistência de junta soldada

Para os fios de NbTi utilizados neste magneto tem-se:

ϕ 0,6mm (nu) - NbTi

$\rho_s = 5,4 \times 10^{-9} \Omega.m$

$\ell = 0,1 \text{ m e } \ell = 0,3 \text{ m}$

$$f = \frac{2b}{2a} = \frac{0,2}{0,6} \cong 0,33$$

$R_J = 2,5 \times 10^{-8} / 8 \times 10^{-9} \Omega.m$

$W = 5,6 \times 10^{-4} / 1,8 \times 10^{-4} \text{ W}$ $p/I = 150 \text{ A}$

ϕ 0,85mm(nu) - NbTi

$\rho_s = 5,4 \times 10^{-9} \Omega.m$

$\ell = 0,1 \text{ m e } \ell = 0,3 \text{ m}$

$$f = \frac{2b}{2a} = \frac{0,2}{0,85} \cong 0,23$$

$R_J = 2 \times 10^{-8} / 6,6 \times 10^{-9} \Omega.m$

$W = 4,5 \times 10^{-4} / 1,5 \times 10^{-4} \text{ W}$ $p/I = 150 \text{ A}$

Os resultados obtidos experimentalmente, utilizando a montagem da Figura 3.19, são apresentados na Tabela 3.13, quando a junta de fios de NbTi foi submetida a uma corrente de 400 A, apresentou uma tensão de $80\mu\text{V}$ entre terminais, para campo magnético externo de 4T.

TABELA 3.13 – $R_J (\Omega)$ Resistências das Juntas para $B < 5\text{T}$

	$B = 0$	$B = 2 \text{ T}$	$B = 4 \text{ T}$
NbTi 0,6mm	$1,7 \times 10^{-8}$	$2,0 \times 10^{-7}$	$1,6 \times 10^{-7}$
NbTi 0,85mm	$2,5 \times 10^{-8}$ a 3×10^{-9}	$1,8 \times 10^{-7}$ a $2,2 \times 10^{-7}$	$2,2 \times 10^{-7}$

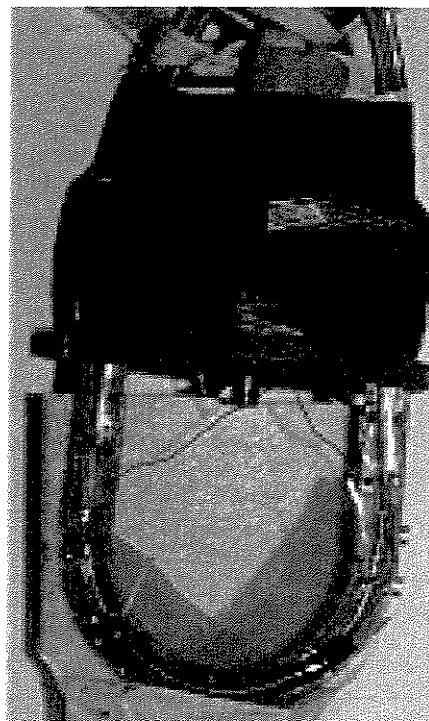
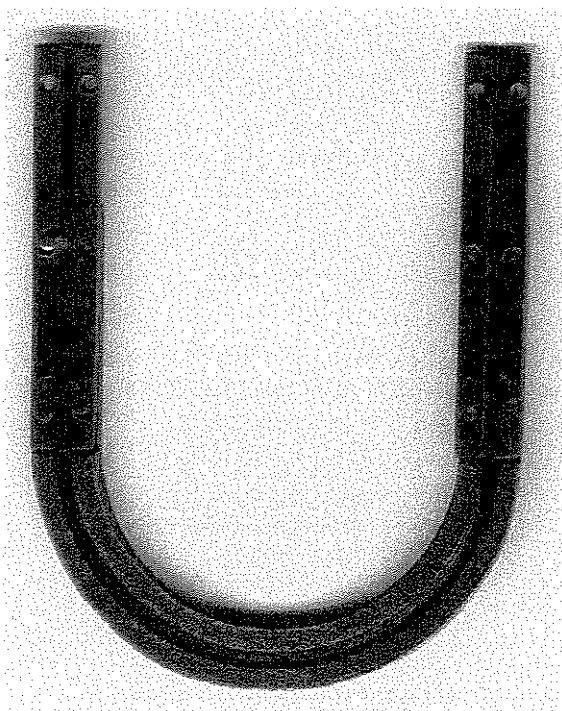


Fig. 3.19 - Montagem para medida de resistência de juntas de NbTi e Nb₃Sn

3.3.2 - Juntas de fios supercondutores de Nb_3Sn

Devido à sua fragilidade e sua estrutura de fabricação os fios supercondutores de Nb_3Sn impossibilitam a exposição dos filamentos após o tratamento térmico, para execução da junta. O arranjo dos filamentos de Nb na matriz de bronze isolados da região central onde está a fração de cobre com barreira de tântalo, dificulta o ataque químico.

Para fabricação de uma junta supercondutora, diversos autores, entre eles Williams [72] utilizaram-se de processos de exposição dos filamentos antes da difusão, envolvendo-os em um composto de pó de bronze e pó de Nb, seguido de prensagem mecânica e encapsulamento em cobre, para então realizar o tratamento térmico a $700^{\circ}C$ durante 100 h. Outros processos com diversas variantes, como o descrito por Melisek [73] consistem em cortar os fios em ângulo (cunha) e superpor as regiões dos filamentos, envolvendo-as em uma cápsula de Cu/aço, para depois realizar o tratamento térmico.

Neste trabalho realiza-se juntas resistivas, visto que o magneto não irá operar em modo persistente (com chave supercondutora) devido à alta densidade de energia armazenada e por ser um protótipo para novos desenvolvimentos.

Inicialmente foi projetado um sistema de “poste” para receber as duas extremidades do fio de Nb_3Sn a serem emendadas, de forma idêntica aos terminais de corrente para o magneto. Na fig. 3.20 mostra-se o arranjo da flange superior, com os fios em passo helicoidal, mantendo um raio de curvatura nunca inferior a 120 mm, mesmo quando o fio ainda não foi reagido.

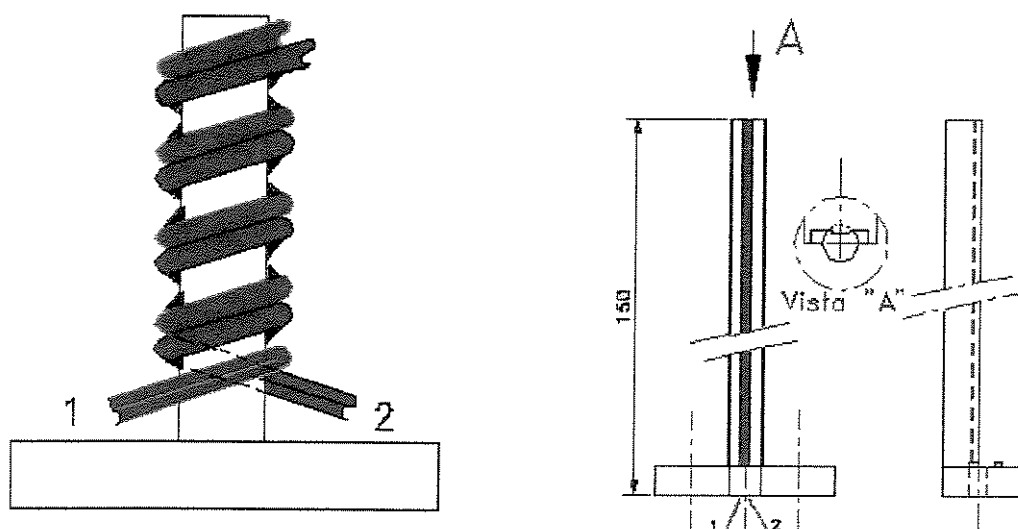


Fig. 3.20 - Terminais de corrente e emenda do fio no magneto de Nb_3Sn
a) poste tubular - b) poste reto

A fixação dos trechos dos fios no tubo de cobre foi feita através de pequenos furos com a passagem de fios de aço inox, mantendo o isolamento de tecido de vidro, para evitar a difusão de Sn do bronze para o cobre do terminal. Este contato, havendo difusão, provocaria um desbalanceamento do teor de Sn no bronze, que poderia interferir no percentual de Nb_3Sn a ser formado nos filamentos externos. A exposição direta do fio também possibilitaria a formação de oxidação superficial, que geralmente é de difícil remoção, dada a sua fragilidade e maior dificuldade para realizar a solda.

No caso das emendas tipo tubular, a fixação foi feita a cada quarto de volta e o comprimento máximo de emenda foi de 1,0 m totalmente estanhado. Os resultados obtidos, de resistência de juntas para a montagem similar a da Figura 3.19, com comprimento de 8cm, sendo que o suporte de cobre reto tem 15cm, são apresentados na Tabela 3.14 :

TABELA 3.14 - Resistências das juntas $R_j(\Omega)$ para $0 \leq B \leq 4T$

	B = 0	B = 1 T	B = 2 T	B = 3 T	B = 4 T
Nb_3Sn	$3,38 \times 10^{-7}$	$3,87 \times 10^{-7}$	$3,84 \times 10^{-7}$	$4,00 \times 10^{-7}$	$4,34 \times 10^{-7}$
$Nb_3Sn + \text{Cobre}$	$3,31 \times 10^{-7}$	$3,96 \times 10^{-7}$	$4,2 \times 10^{-7}$	$4,34 \times 10^{-7}$	$4,46 \times 10^{-7}$

No projeto inicial, previa-se a colocação dos terminais na flange superior, porém sendo uma região de alta indução magnética, verificou-se que 50% da emenda ficaria operando na faixa de $0,6T < B < 6T$, conforme Figura 3.21, que resultaria em uma resistência de junta muito elevada.

Considerando a dificuldade da execução da emenda em Nb_3Sn , e a pouca informação disponível na literatura, por ser um desenvolvimento em utilização no setor industrial e um dos únicos obstáculos a ser vencido para construção de magnetos acima de 15T, optou-se pelo deslocamento dos terminais para uma região de indução magnética menor que 3T. Na Figura 3.21 mostra-se a localização dos terminais e a distribuição da indução magnética total ao seu redor, o que garante que a resistência máxima de junta não ultrapassará o valor de $4,0 \times 10^{-7} \Omega$.

Esta extensão de 120mm permitirá também aliviar o problema de contração térmica diferencial dos materiais empregados na estrutura, nos terminais e no próprio fio. Após a saída da flange superior o fio de Nb_3Sn foi enrolado em passo helicoidal agora ao redor de um cilindro de 120 mm, sendo por último curvado para entrar paralelo ao “poste”, alongando-se em paralelo ao outro condutor e reduzindo significativamente o estado de tensão mecânica, que será induzido após sua soldagem e fixação quando o magneto for resfriado a 4.2 K.

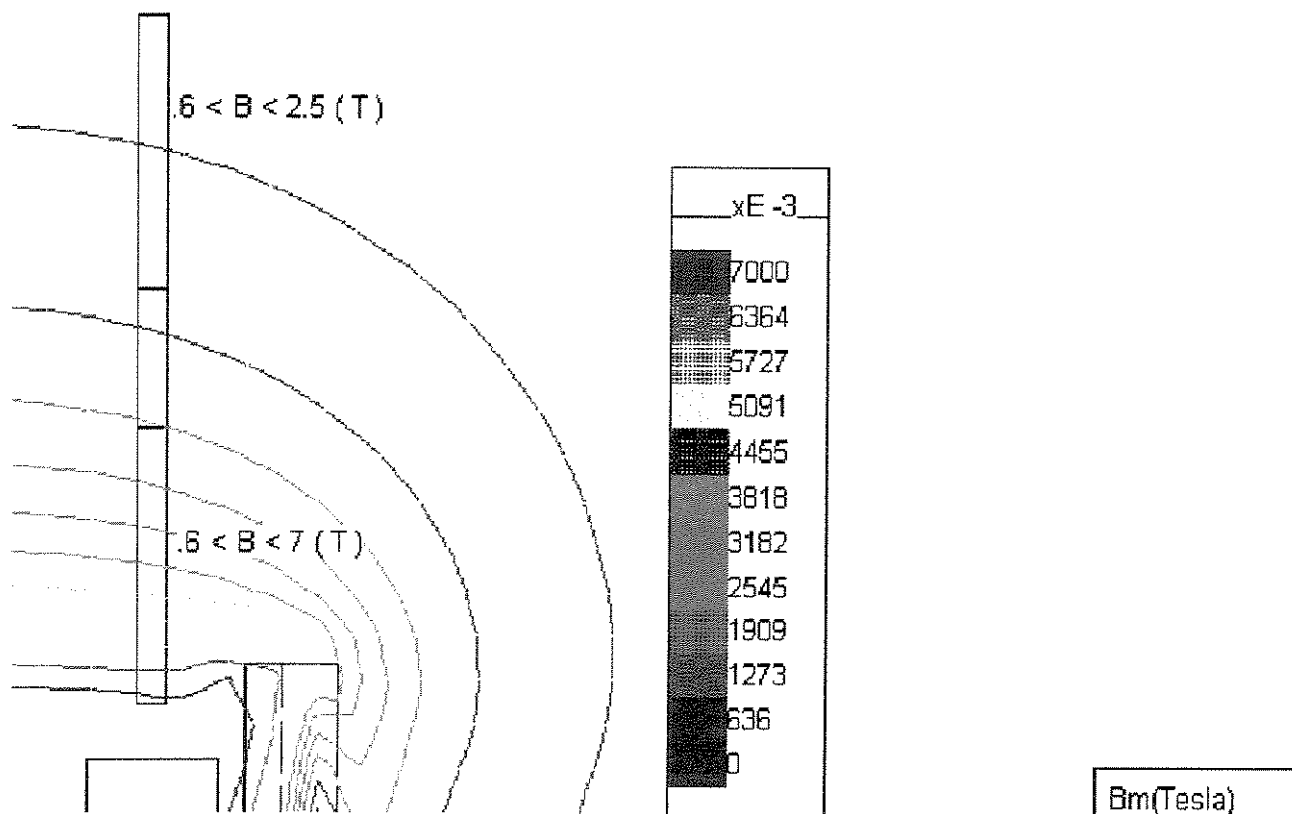


Fig. 3.21 - Localização dos terminais e a distribuição da indução magnética na região.

Apesar das dificuldades encontradas para execução das juntas, devido à fragilidade dos fios de Nb_3Sn após o tratamento térmico, dentre os dois métodos testados, o melhor desempenho foi o da junta do tipo poste reto, Figura 3.20(b), utilizada na montagem final. Com uma resistência de junta de aproximadamente $10^{-7} \Omega$, operando com corrente de 160A em uma região com indução magnética menor que 3T, em condições de operação menos críticas do que inicialmente projetado, pode-se futuramente instalar uma chave supercondutora para permitir que o magneto trabalhe no modo persistente.

Na montagem final com os magnetos interligados em associação tipo série, os terminais são conectados através de barramentos de cobre soldados aos fios supercondutores de NbTi , para posterior conexão aos transportadores de corrente, que são refrigerados internamente com o gás hélio proveniente da evaporação do sistema.

Capítulo 4 - Materiais e Métodos

Neste capítulo são apresentadas as técnicas, equipamentos e processos utilizados na construção dos magnetos supercondutores de NbTi e Nb₃Sn, respeitando as características e propriedades de cada material.

O enrolamento da bobina de Nb₃Sn é realizado antes da formação do composto frágil, quando se tem um fio resistente de bronze+Nb+Cu+Ta, isolado com tecido de vidro, capaz de resistir à aplicação de tensão mecânica durante o processo de enrolamento, processo este chamado “enrolamento seguido de reação”. Há também a alternativa de reagir o fio em um carretel de diâmetro menor, e então executar o enrolamento definitivo no carretel de maior diâmetro com o material totalmente frágil. A principal vantagem deste último processo é que o isolamento entre camadas e com o carretel pode ser de fibra de vidro ou outro material isolante, pois não será necessário mais o tratamento a 700°C.

Após os dimensionamentos elétrico e mecânico, já discutidos nos capítulos anteriores, passa-se a descrever todas as etapas comuns de fabricação dos magnetos de NbTi e Nb₃Sn.

O magneto de Nb₃Sn tem uma etapa intermediária de tratamento térmico para formação da fase A-15 supercondutora de Nb₃Sn, na faixa de 650 a 700 °C durante 100 a 300h, e seu isolamento elétrico deve ser executado com material compatível, em geral, com mica natural, tecido de vidro, cerâmica ou papel de mica tipo Firox da Cogebi [74].

Devido à fragilidade do fio de Nb₃Sn, que exige cuidados especiais no seu manuseio após a reação, a montagem dos terminais de corrente exigiu testes com diversas geometrias e desenvolvimentos especiais para sua fixação, que são apresentados neste capítulo.

4.1 - Estrutura dos Magnetos

Considerando os elevados esforços mecânicos gerados e introduzidos nos enrolamentos, e sendo parte transferido ao carretel, que deve ser executado em material não magnético, optou-se por utilizar a liga de Ti4Al4V, que apresenta excelentes propriedades mecânicas e magnéticas em baixas temperaturas, como alternativa ao aço inoxidável 304/316 normalmente utilizado. Larbalestier[75] e [76], Tobler [77] e Fickett [78].

Esta liga foi obtida a partir da fusão em forno de feixe de elétrons de barras de Ti6Al4V recebidos da indústria aeronáutica para reciclagem. Este processo permitiu a fusão de um lingote de diâmetro de 200 mm e comprimento de 500 mm, posteriormente usinado conforme o projeto do carretel para o magneto de Nb₃Sn, Baldan [79].

O carretel de magneto de NbTi foi executado a partir de tubo e flanges soldados, devido ao seu diâmetro externo ser superior ao diâmetro máximo de lingote processado na Faenquil/Demar.

Para avaliar a contribuição do carretel quanto à sua magnetização durante a energização do enrolamento preparou-se diversos corpos de prova de aço inoxidável 304, 316, Ti grau 2, Ti6Al4V e Ti4Al4V, inclusive de material soldado, para medidas de magnetização.

Os resultados obtidos de magnetização para varredura de campo magnético aplicado de 0 a 50 kOe, variando a temperaturas de 300 K a 10 K, são apresentados na Tabela 4.1, com extrapolação dos resultados até 120kOe, que é o valor máximo da indução magnética no magneto.

Tabela 4.1 – Medidas de magnetização para os materiais selecionados

	Magnetização(A/m) – Valores medidos(50kOe) e extrapolado (120kOe)							
	Usinado 300 K		Soldado 300 K		Usinado 10 K		Soldado 10 K	
	Medido	Calculado	Medido	Calculado	Medido	Calculado	Medido	Calculado
Material								
Inox 304	11.781	27.302	22.271	38.414	25.735	63.128	37.338	76.265
Inox 316	13.634	32.139	12.968	29.604	42.602	106.779	39.272	96.773
Ti-GR2	727	1.738	682	1.699	684	1.627	662	1.649
Ti6Al4V	745	1.849	742	1.825	704	1.785	702	1.726
Ti4Al4V	683	1.711	716	1.787	650	1.628	685	1.709

Obtidas as curvas de magnetização para a variação de campo magnético aplicado, estas curvas foram inseridas no software Magneto[36], para analisar a influência de cada material passível de ser utilizado para fabricação da estrutura do magneto, mostrado da Figura 4.1.

Observou-se que a magnetização na liga Ti4Al4V é bem inferior a do aço inoxidável tipo 304 ou 316, todas consideradas bem reduzidas, se comparadas aos materiais ferromagnéticos.

Para o magneto de Nb₃Sn, após o tratamento térmico necessário a 700°C durante 100h seguido de resfriamento lento, sua estrutura apresentará pequenas variações nos valores de magnetização. Utilizando-se aço inoxidável 304 ou 316 em região com indução magnética de 12T, a estrutura propicia uma magnetização de M=75.000(A/m) a 10K, bem superior que a do Ti e suas ligas cujo valor máximo continua sendo M= 1.709 (A/m) com $\mu_r = 1,00016$ (5T).

Na Tabela 4.2, apresentam-se os valores obtidos para os diversos materiais após o tratamento térmico prolongado, mostrado na Figura 4.2, porém na temperatura utilizada o coeficiente de difusão do aço inoxidável é muito baixo e não se verificou o relatado por Collings[80] que realizou o tratamento a 1020°C com o objetivo de uniformizar a magnetização dos aços inoxidáveis utilizados no projeto ITER [22].

Tabela 4.2 - Magnetização dos materiais após tratamento térmico - 700 °C durante 100h

Material	Magnetização(A/m) – Valores medidos(50kOe) e calculados (120kOe)							
	Usinado 300 K		Soldado 300 K		Usinado 10 K		Soldado 10 K	
	Medido	Calculado	Medido	Calculado	Medido	Calculado	Medido	Calculado
Inox 304	11.057	27.152	18.757	32.500	23.525	57.467	33.713	75.482
Inox 316	12.194	30.588	11.068	27.754	36.006	89.983	38.820	97.307
Ti-GR2	675	1.690	661	1.656	734	1.842	672	1.686
Ti6Al4V	744	1.857	738	1.835	674	1.783	714	1.772
Ti4Al4V	673	1.679	699	1.741	651	1.622	674	1.678

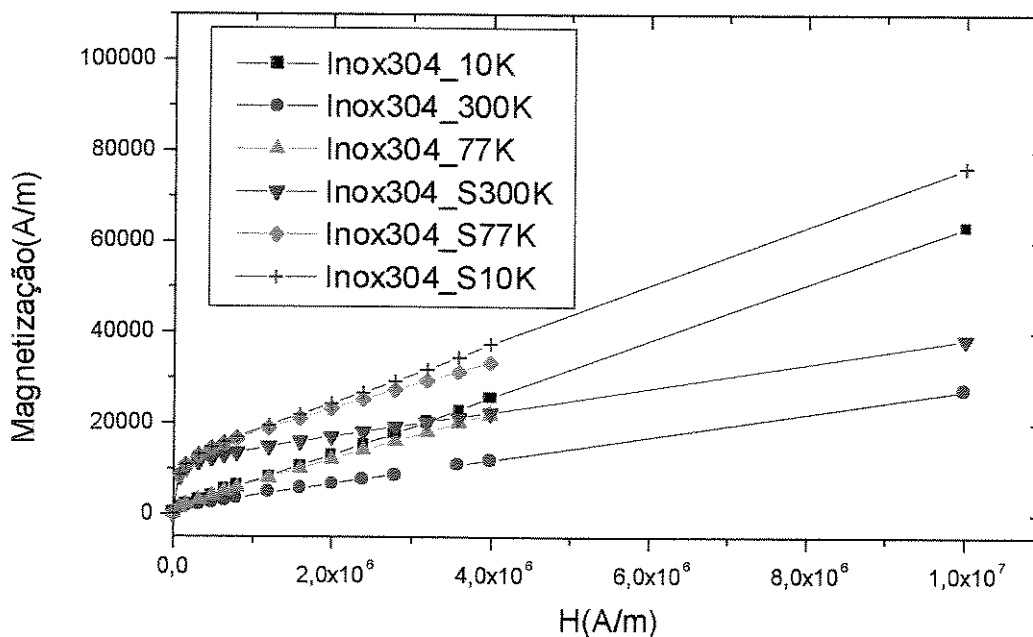


Fig. 4.1 (a) - Curvas de magnetização em função do campo magnético até 50 kOe (3.979E+6 A/m) e extrapoladas até 1E+7 A/m para o aço inoxidável 304.

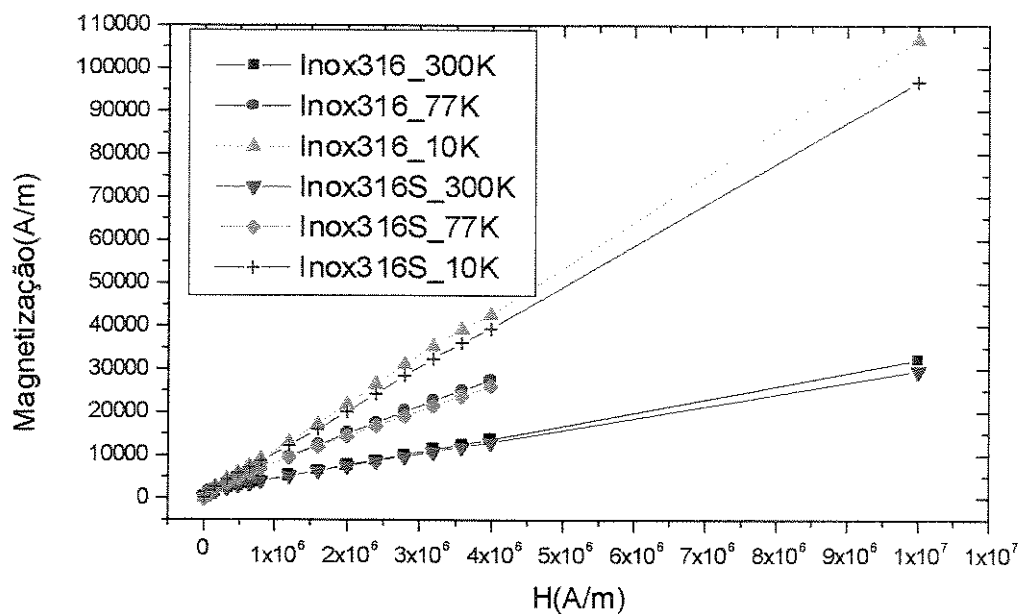


Fig. 4.1 (b) - Curvas de magnetização em função do campo magnético até 50 kOe (3.979E+6 A/m) e extrapoladas até 1E+7 A/m para aço inoxidável 316

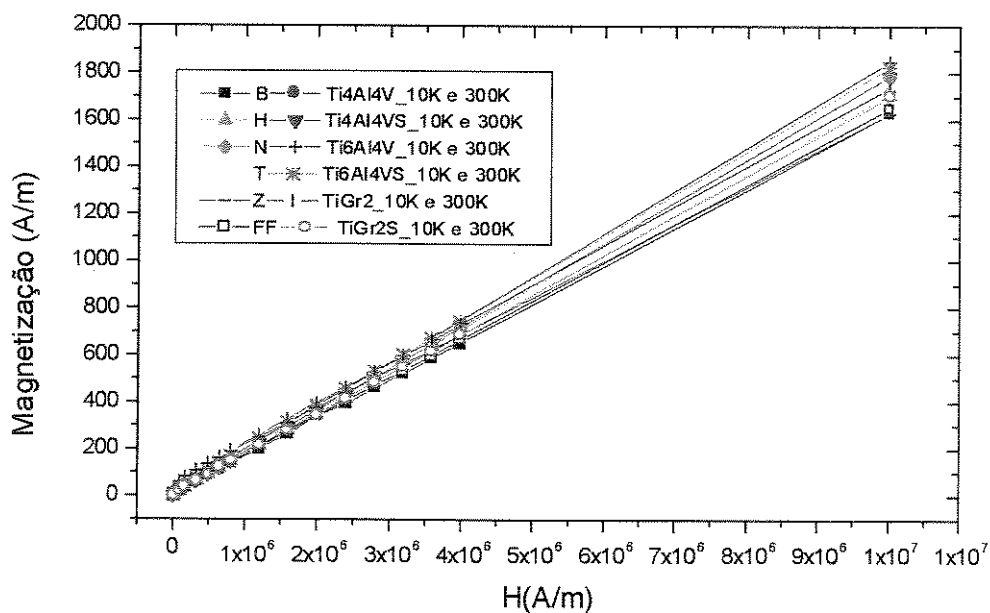


Fig. 4.1 (c) - Curvas de magnetização em função do campo magnético até 50 kOe (3.979E+6 A/m) e extrapoladas até 1E+7 A/m para Ti , Ti6Al4V e Ti4Al4V

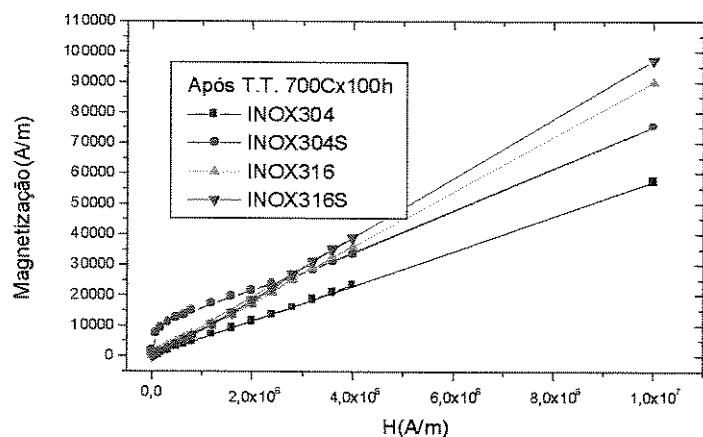


Fig. 4.2 – a) Curvas de magnetização após tratamento térmico 700°C/100h (10K)

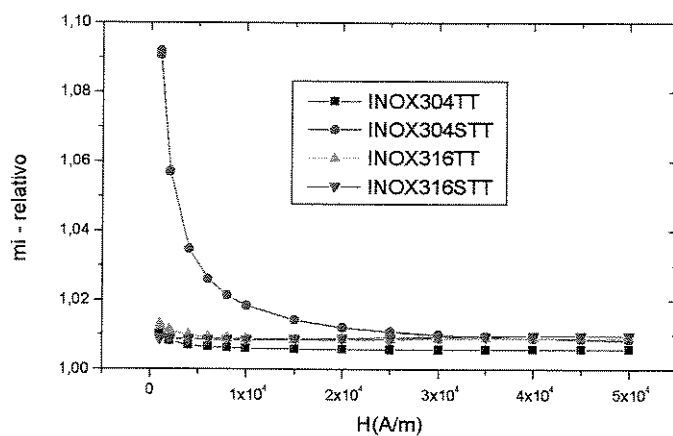


Fig. 4.2 – b) Permeabilidade magnética relativa - μ_r do inox após tratamento 700°C/100h

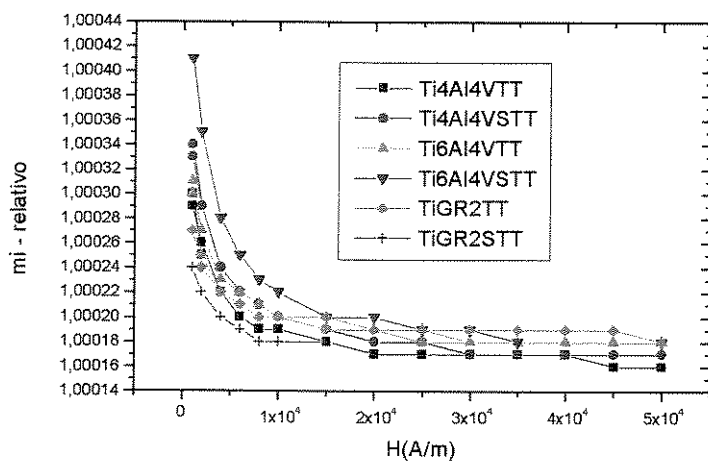


Fig. 4.2 – c) Permeabilidade magnética relativa - μ_r do Ti após tratamento 700°C/100h

Para analisar a influência desta magnetização, ainda que reduzida, calcula-se a contribuição do material na indução magnética final, em diversos pontos. Executam-se os cálculos para o aço inoxidável 304 e Ti4Al4V, antes e depois do tratamento térmico e, como referência, utilizam-se os valores obtidos considerando o vácuo. O resumo dos resultados é apresentado na Tabela 4.3.

Tabela 4.3 – Valores da indução magnética total incluindo as estruturas.

(x , y)	B(T)	Inox 304	Ti4Al4V	(B _{mat} /B _{vácuo} -1)	
				Inox	Ti4Al4V
B (0, 0)	11,99930	12,00152	11,99932	$7,1 \times 10^{-4}$	$1,7 \times 10^{-6}$
B (4.25,0)	12,18024	12,18057	12,18025	$2,7 \times 10^{-5}$	$8,2 \times 10^{-7}$
B (9.7,0)	6,117751	6,118091	6,117747	$5,6 \times 10^{-5}$	$-6,5 \times 10^{-7}$
B (11.7, 0)	1,020874	1,020624	1,020868	$-2,5 \times 10^{-4}$	$-5,9 \times 10^{-6}$

Considerando que, para diversas aplicações, os magnetos supercondutores devem gerar campo magnético com regiões de elevada homogeneidade, necessitam de bobinas corretoras. Se o material selecionado for o Ti, com um pico de magnetização de 1.800(A/m), tornará esta tarefa menos árdua comparada com os materiais convencionais (aços inoxidáveis 304 e 316) de 107.000(A/m). A liga Ti4Al4V apresenta densidade 30% inferior e propriedades mecânicas 300% superior ao aço inoxidável a 4,2 K, acredita-se que sua utilização estará plenamente justificada, garantindo excelente desempenho mecânico, redução de massa a ser resfriada e mantida a 4,2 K. Na Figura 4.3 apresentam-se os valores da tensão mecânica admissível para estes materiais em função da temperatura.

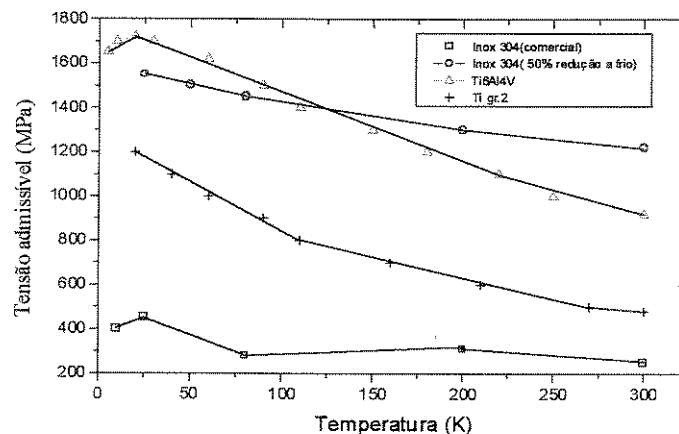


Fig. 4.3 – Tensão mecânica admissível em função da temperatura.[78]

4.2 - Carretel para magneto de NbTi

Na Figura 4.4 mostra-se o carretel de Ti4Al4V para o magneto de NbTi após usinagem, com dois discos de fibra de vidro (G10) nos flanges superior e inferior e duas folhas do mesmo material no cilindro central, para isolamento elétrico. Nos discos de epóxi com fibras de vidro foram usinados canais de 0,5 x 0,5 mm, para facilitar a penetração da resina epóxi.

Após a etapa de enrolamento, os magnetos são impregnados com resina epóxi, utilizando o processo de impregnação e a formulação da resina, previamente testada, conforme descreve-se nos tópicos seguintes:

Toda a estrutura de sustentação foi executada em Ti4Al4V e TiGr 2 (inclusive tubos) para evitar contração térmica diferencial entre os materiais, e podendo realizar o mapeamento da indução magnética total, sem qualquer tipo de magnetização.

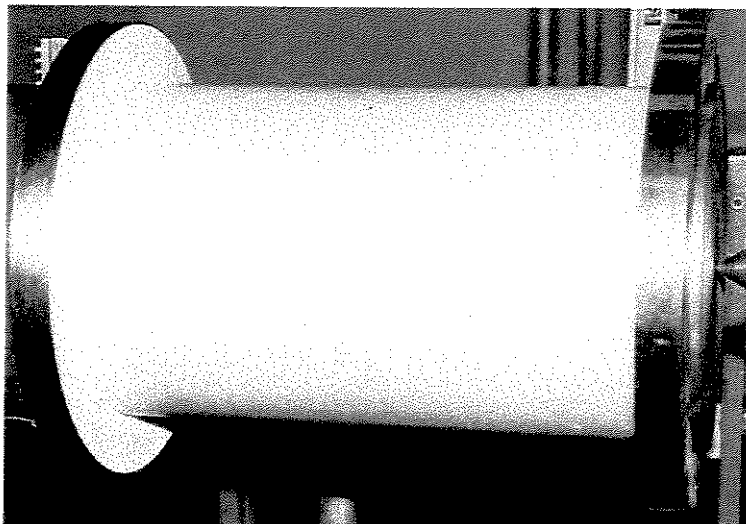
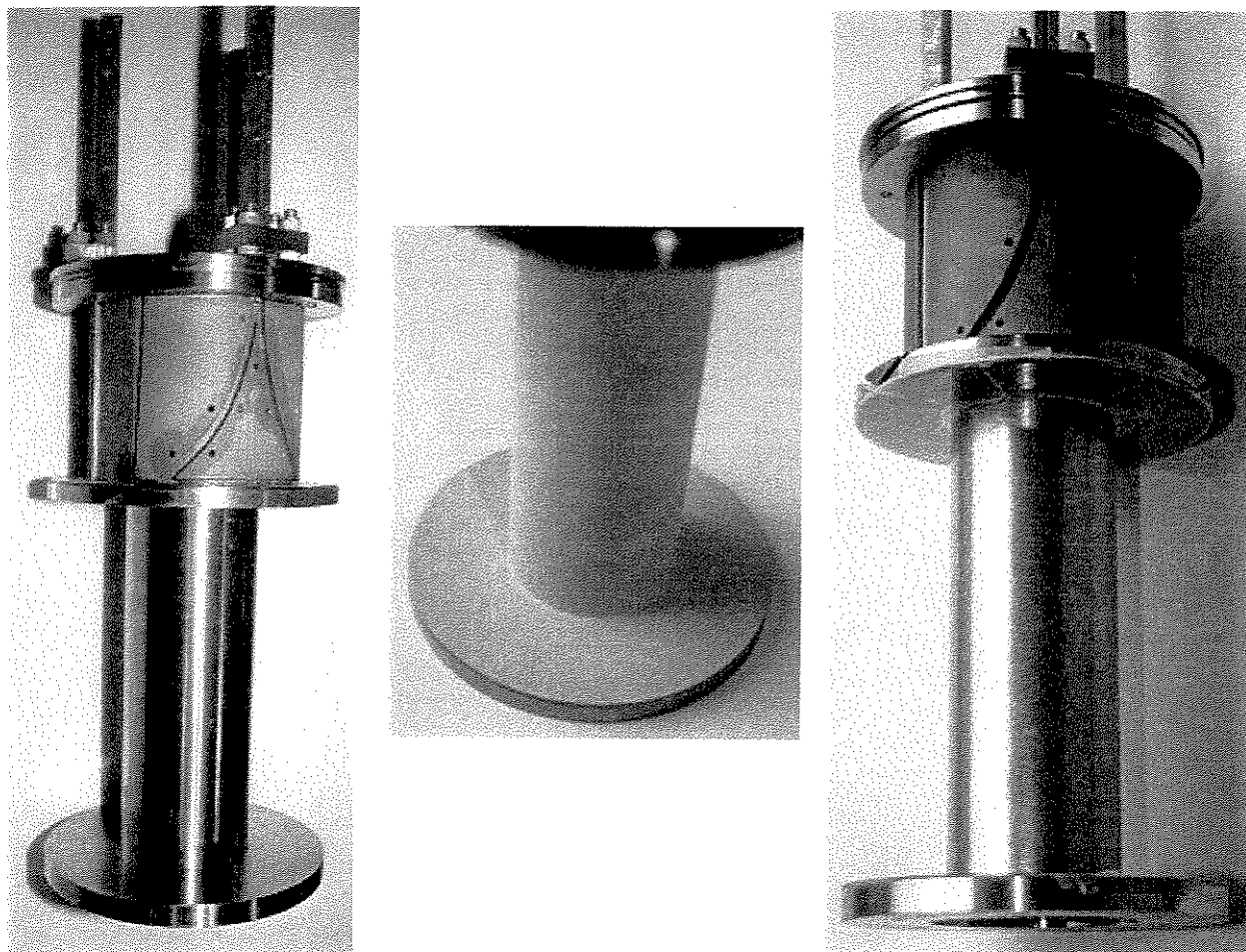


Fig. 4.4 - Carretel de Ti4Al4V preparado para enrolamento do magneto de NbTi com isolamento de fibra de vidro G10

4.3 - Carretel para o magneto de Nb₃Sn

O carretel para o enrolamento do magneto de Nb₃Sn, mostrado na Figura 4.5, recebeu deposição por plasma de material cerâmico à base de Zr₂O₃ com 10% de Y₂O₃, para melhorar o isolamento elétrico. O fio foi isolado com tecido de fibra de vidro que, após o tratamento térmico a 700°C, torna-se extremamente quebradiço quando friccionado, podendo no manuseio para atividade de resinamento, provocar um curto circuito irreversível no magneto. Internamente aos flanges e no

tubo aplica-se mica natural e duas camadas de tecido de vidro, previamente tratado à 700 °C, complementando o isolamento do recobrimento cerâmico.



**Fig. 4.5 – Carretel de Ti4Al4V a) usinado b) com deposição de cerâmica
c) com isolamento de mica e tecido de vidro.**

Na figura 4.5(a) pode-se observar que o carretel possui na parte superior uma extensão para permitir que os terminais de corrente e a emenda do fio supercondutor de Nb₃Sn, sejam deslocados para uma região de indução magnética máxima de 3T. A curvatura no canal, que guia o fio até o topo do flange, garante uma deformação abaixo do limite de $\epsilon < 0,2\%$ mesmo com a diferença nos coeficientes de contração térmica dos materiais utilizados. O fio isolado com tecido de vidro foi passado por diversas miçangas de cerâmica e acomodado no canal, posteriormente protegido com uma lâmina de titânio fixada com parafusos na estrutura.

4.4 - Enrolamento dos magnetos de NbTi e Nb₃Sn

Para o enrolamento do magneto supercondutor foi construído um enrolador, com velocidade variável, acoplado a um tensionador de fio, que permite manter a tensão de enrolamento constante, inclusive para desenrolar setores da bobina, visando à melhor acomodação dos condutores nas diversas camadas, Baldan [29]

A tensão de enrolamento utilizada para o fio de NbTi foi de $80 \text{ MPa} = 8,16 \text{ kgf/mm}^2$, que equivale a uma massa de 9,25 kg a ser aplicada sobre a polia móvel do tensionador. No caso do enrolamento de Nb₃Sn, para a mesma tensão, tem-se uma massa de 12,8 kg. Para manter a tensão constante a cada 10 camadas de enrolamento procede-se ao acréscimo de peso correspondente na polia móvel.

Na Figura 4.6 mostra-se o magneto de NbTi, durante o processo de enrolamento. Após o término da primeira bobina, foi colocada uma chapa perfurada de fibra de vidro e sobre ela foi iniciado o enrolamento da segunda bobina. Para permitir a passagem da resina epóxi para as camadas mais internas, a chapa foi perfurada com furos de $3 \times 7 \text{ mm}^2$ em 33% de sua superfície lisa, que permitiu a continuidade do enrolamento agora com fio de diâmetro de 0,65mm, sem o inconveniente movimento lateral, para os vales formados pelo fio de maior diâmetro. A utilização de tecido de vidro foi descartada devido à dificuldade de enrolamento, por ocorrer deslizamento constante de espiras vizinhas.

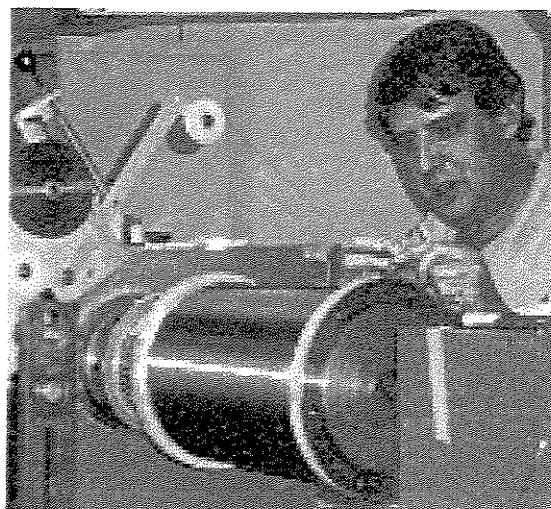
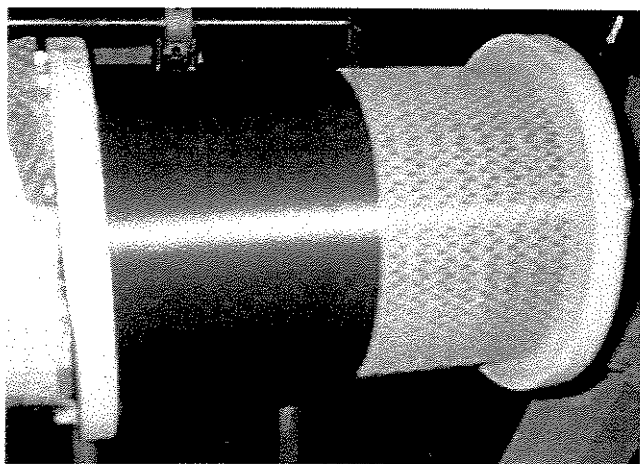


Fig. 4.6 - Enrolamento do magneto de NbTi a) interface entre bobinas b) camada final

No caso específico do enrolamento do magneto de NbTi, na primeira parte foi utilizado fio de diâmetro de 0,85 mm e na segunda parte fio de diâmetro de 0,65 mm. Entre os enrolamentos foi aplicada uma chapa de fibra de vidro impregnada com epóxi, com a finalidade de reforçar a região da união, visando melhorar as propriedades mecânicas da resina epóxi que será aplicada.

Considerando a diferença entre os diâmetros do fio, esta região pode ocasionar movimentação de espiras, que é o fator preponderante para início do “quench”, exigindo o resinamento com epóxi.

Após a conclusão do enrolamento da segunda bobina, foi aplicada novamente a tela de fibra de vidro e, finalmente quatro camadas de fio de Ti de diâmetro de 1,0 mm, que atuarão como reforço externo da bobina, mantendo a tensão de enrolamento em 80 MPa.

Para o enrolamento da bobina de Nb₃Sn, Figura 4.7 utiliza-se o mesmo procedimento sendo que, após a última camada, aplicam-se duas camadas de tecido de fibra de vidro (sem epóxi) e duas camadas de fio de Ti, Eyssa [82]. O tecido de vidro tem a finalidade de reforçar o enrolamento e o isolamento entre camadas, permitindo a passagem da resina epóxi que será aplicada após o tratamento térmico a 700 °C.

O reforço mecânico para manter o enrolamento tensionado deve ser feito com material que possua boa resistência mecânica a esta temperatura pois, durante o tratamento a 700°C, este reforço não poderá ser deformado, ou a tensão de enrolamento será aliviada, não surtindo o efeito necessário.

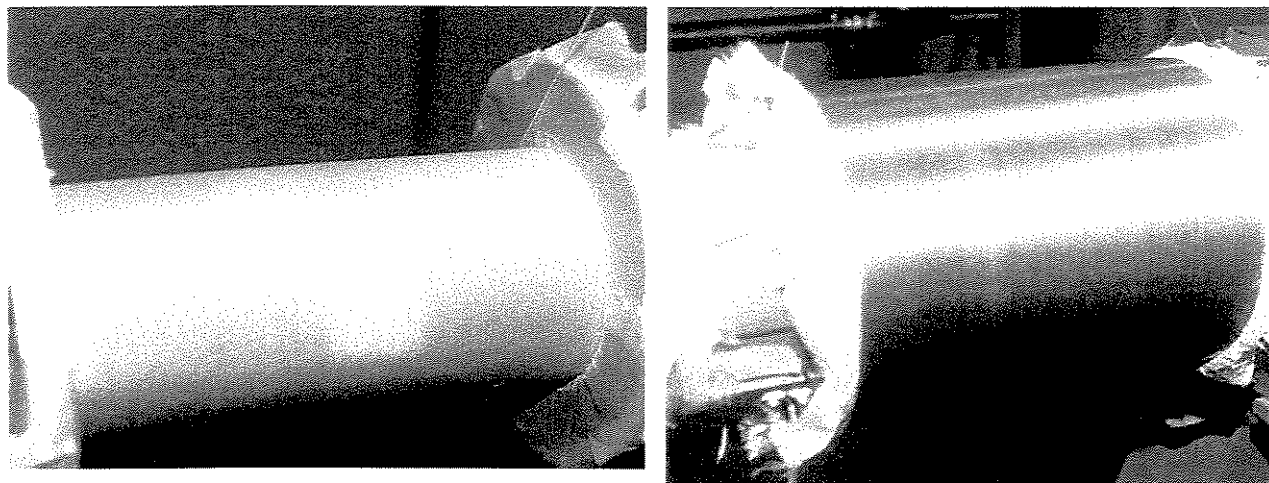


Fig. 4.7 - Enrolamento do magneto de Nb₃Sn - a) enrolamento do fio Nb₃Sn com isolamento de tecido de vidro; b) enrolamento do reforço mecânico externo

4.5 - Resinamento do enrolamento com epóxi

Após o enrolamento das bobinas de NbTi e Nb₃Sn, para evitar a movimentação de condutores e aumentar a resistência mecânica do enrolamento para suportar os esforços introduzidos pelo resfriamento até 4,2 K e energização até 12 T, os espaços vazios do enrolamento serão preenchidos com resina epóxi.

O caso mais crítico é a bobina de Nb₃Sn, na qual o fio supercondutor após a reação a 700°C durante 100 h, tem suas propriedades mecânicas limitadas pela fragilidade da fração de Nb₃Sn formada, para não ser degradada o condutor deverá ser ancorado para garantir deformação $\epsilon \leq 0,2\%$

A resina epóxi para utilização em magneto supercondutor deve resistir ao choque térmico, possuir baixa viscosidade, para garantir a penetração total no enrolamento, tempo de gelificação longo, boa condutividade térmica e garantir o isolamento elétrico. Diversas propriedades exigidas são antagônicas, e muitas vezes o volume de mistura tem influência sobre estas propriedades, exigindo testes sucessivos em diversas escalas para ajuste de composição.

A seleção das resinas testadas, foi feita baseada nas referências: Evans [83 e 84], Hartwig [85], Reed [86], Green [87] e em outras formulações com resinas de diversos fabricantes como: Ciba-Geigy, Dow Chemical, Shell, Texaco (Huntsman), Emerson Cuming, Uniroyal, e outras. As formulações testadas com as respectivas propriedades medidas são apresentadas nas Tabelas 4.4 e 4.5.

Nos enrolamentos impregnados não se utiliza enchimento “filler”, como pó de quartzo ou Al₂O₃, que é normalmente indicado quando o espaço a ser preenchido é muito grande ou quando se deseja conferir propriedades especiais à resina. Estes materiais adicionados podem melhorar propriedades como: condutividade térmica, resistência a choque térmico, resistência mecânica e maior rigidez dielétrica, porém aumentam também a viscosidade e diminuem o tempo de manuseio.

Todas as misturas foram testadas utilizando o mesmo procedimento, que consiste em:

- a) pesagem dos componentes da mistura, conforme porcentagem em peso de cada formulação.
- b) mistura das resinas e endurecedor a temperaturas de até 40°C (exceto para o Tonox 60°C)
- c) enchimento dos 5 moldes (diâmetro de 30mm e comprimento de 30mm) com a colocação do parafuso de latão (M6x 50mm) com 15 mm imerso na resina, sem tocar o fundo do molde. Nos

moldes foram aplicados desmoldantes à base de silicone (QZ13 Ciba-Geigy), para permitir retirar o corpo de prova, sem danificar a resina, nem introduzir tensões mecânicas adicionais, Figura 4.8.

d) cura da resina que normalmente foi realizada à temperatura de 60 a 85°C por 16h, em estufa convencional. Algumas formulações exigiram temperaturas mais elevadas para completa reação de seus componentes.

e) após a cura e remoção do molde, os corpos de prova foram imersos em nitrogênio líquido (77K) e posteriormente aquecidos a 300K, durante 25 ciclos para verificar a resistência a choque térmico.

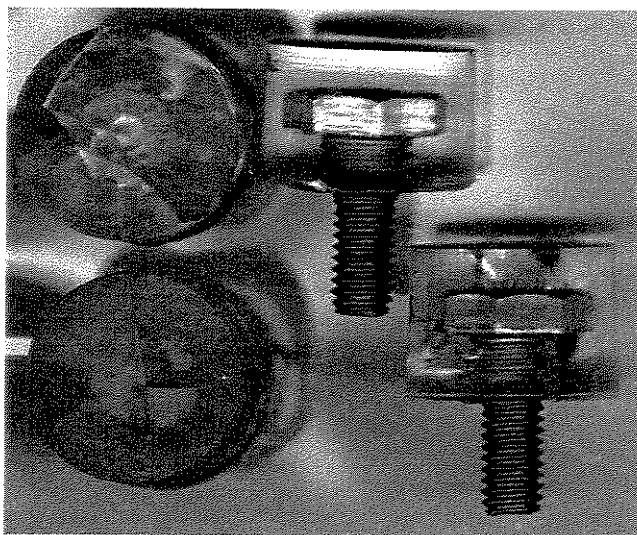
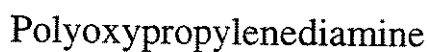
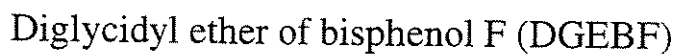


Fig. 4.8 Corpos de prova para teste de resistência ao choque térmico para diversas resinas epóxi

As principais misturas testadas são listadas na Tabela 4.4 e 4.5, com as respectivas formulações, nas quais predominam as resinas à base de Bisphenol A (DGEBA- Éter diglicidil de bisfenol-A), geralmente com endurecedores à base de amina aromática (NMA) ou anidrido dicarboxílico (MNA) e aceleradores de amina modificada [89]. As formulações com as partes em peso da resina e endurecedor são calculadas pela relação de hidrogênio equivalente em peso (PHR) e o equivalente epóxi da resina (WPE), sendo que o acelerador deve ser ajustado de acordo com o volume de resina a ser preparada, geralmente de 0,2 a 2 partes em peso. Ciba [89].

Para aplicação em baixas temperaturas o interesse recai em sistemas com cadeia longa de segmentos endurecidos, como mostra a Figura 4.9(a), obtidos a partir da reação de bisfenol-A curado com ácido anidrido ftálico. Com o uso de endurecedores à base de amina tem-se a estrutura química mostrada na Figura 4.9(b), gerando componentes epóxi flexíveis, Kreibich [90].



(c)

**Fig. 4.9 – a) Sistema de reação de resinas epóxi DGEBA com endurecedor à base de anidrido
b) endurecedor à base de amina[88], c) DEGBF com endurecedor D 400 [56]**

Tabela 4.4 - Formulações de resinas epóxi testadas								
Designação da Mistura	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7	#8
Composição:								
- Resina Epóxi	MY 740	MY 740	MY 740	MY 740	MY 740	CY 205	CY 205	CY 221
- Endurecedor	D 230	D 230	D 230	D 230	HY 906	HY 905	HY 905	HY 920
- Acelerador			D 2000	D 2000	DY 062	DY 062	DY 062	DY 062
- Partes em peso dos componentes	100:44	100:32	100:23:9	100:30:14	100:80:0.5	100:100:1	50:50:90:1	100:130:1
Condições de cura dos corpos de teste	16h / 80°C	16h / 80°C	16h / 80°C	16h / 80°C	12h/60°C 20h/100°C	12h/80°C 12h/120°C	12h/80°C 12h/120°C	12h/80°C 12h/120°C
Propriedades de processamento:								
Viscosidade(cP)	365	675	875	675	990	-	-	2005
25°C								
40°C	190	445	455	288	200	-	-	-
60°C	147	73	242	193	60	60-100	30-70	232
80°C	-	-	-	-		40-70	30-60	50-100
Tempo de uso "Pot life" (h)					12	2-3	4-5	2-3
Penetração	boa	muito boa	regular	regula	excelente	excelente	excelente	muito boa
Propriedades mecânicas E _{30077K} (GPa)	2,9/6,5				3,9/6,9	3,0/-		
Flexibilidade	alta	alta	alta	alta r	baixa	baixa	baixa	baixa
Tg (°C)					140-145	110-115		
Referência Bibliográfica	D. Evans	D. Evans	Baldan	Baldan	D. Evans	CIBA/CERN	CIBA	CIBA

Misturas: #1, #4, #6 – [81] #2 - relação estequiométrica de #1 #3 e #4 – adição de endurecedor de elevado peso molecular

Partes em peso do endurecedor = (equiv. de H do endurecedor x 100) / (equiv. de H da resina)

Tabela 4.4(cont.) Formulações de resinas epóxi testadas									
Designação da Mistura	#9	#10	#11	#12	#13	#14	#15	#16	
Composição:									
- Resina Epóxi	CY 205	CY 221	EPON 826 DER 736 TONOX	EPON 826 DER 736 D 230 D2000	EPON 826 DER 736 D 230 D2000	DER 332 DER 732 NMA BDMA	CY 205 HY905 DY 040 DY 062 100:100:25;	MY 740 HY 932 D 2000	
- Endurecedor	HY 920	HY 905							
- Acelerador	DY 062	DY 062							
- Antiespumante(*)			DC 200(*)						
- Partes em peso dos componentes	100:160:1	100:80:1	50:50:28:0.1	50:50:32:12	50:50:23:9	22.5:27.7: 48.4:0.8:0.6	100:100:25; 0,5	100:26:37	
Condições de cura dos corpos de teste	8h/80°C 8h/130°C	12h/80°C 12h/120°C	12h/60°C 8h/80°C	12h/60°C 8h/80°C	12h/60°C 8h/80°C	4h/90°C 4h.135°C	12h/80°C 12h/120°C	12h/80°C 12h/120°C	
Propriedades de processamento:									
Viscosidade(cP)	25°C 40°C 60°C 80°C	- - 30-60 20-50 4-6 excelente	600 - 62 - 4-6 excelente 2,9/-	145 - 32 - 4-6 excelente	140 71 53 - 4-6 excelente				
Tempo de uso "Pot life" (h)									
Penetração									
Propriedades mecânicas E _{300/77K} (GPa)									
Flexibilidade									
Tg (°C)									
Propriedades elétricas									
Referência Bibliográfica									

#8 e #9 – Variações da formulação #11 substituindo Tonox por D230 e D2000

Tabela 4.4(cont.) - Formulações de resinas epóxi testadas

Designação da Mistura	#17	#18	#19	#20	#21	#22	#23	#24(CTD)
Composição:								
- Resina Epóxi	GY 285	GY 285	GY 285	GY 285	GY 285	DER 354	DER 354	Parte A
- Flexibilizante							DER 732	Parte B
- Endurecedor	D400	D400	D400	D400	D400	D400	D400	Parte C
- Acelerador								
- Antiespumante(*)								
- Partes em peso dos componentes	100:60	100:70	100:73,5	100:77	100:80,5	100:73,5	50:50:51,4	100:80:0,5
Condições de cura dos corpos de teste	8h-40C+ 16h-60C	8h-40C+ 16h-60C	8h-40C+ 16h-60C	8h-40C+ 16h-60C	8h-40C+ 16h-60C	8h-40C+ 16h-60C	8h-40C+ 16h-60C	5h-110C+ 16h-125C
Propriedades de processamento:								
Viscosidade(cP)	25°C 40°C 60°C 80°C	177 62 39	2-4 excelente	2-4 excelente	4 excelente	178 63 53	90 39 25	640 140 44
Tempo de uso "Pot life" (h)			2-4	2-4	4	4	2-3	12-15
Penetração	excelente		excelente	excelente	excelente	excelente	excelente	excelente
Propriedades mecânicas E 300/77K(GPa)	1,3/4,0	1,7/4,6	1,0/2,4	0,4/4,9	0,8/5,15	0,9/5,0	0,1/6,5	3,4/5,9
Flexibilidade	alta	alta	alta	alta	alta	alta	média	baixa
Tg (°C)	31,6	30	30	30	29-31	34	77	143
Propriedades elétricas								
Referência Bibliográfica	Baldan	Baldan	Baldan	Baldan	Baldan	Baldan	Baldan	CTD[94]

Tabela 4.5- Formulações de resinas epóxi com carga testadas

Designação da Mistura	#25	#26	#27	#28	#29	#30	#31	#32
Composição:								
- Resina Epóxi	CY 221	CY 221	CY 221	CY 221	CY 205 CY 221 HY 905	CY 205	CY 205	CY 205 CY 221 HY 920
- Endurecedor	HY 920	HY 920	HY 920	HY 905	HY 905	HY 905	HY 920	HY 920
- Acelerador	DY 062	DY 062	DY 062	DY 062	DY 062	DY 062	DY 062	DY 062
- Carga	M 200	Woolastonite	AIN	M 200	M 200	M 200	M 200	M 200
- Partes em peso dos componentes	100:130:1:154	100:130:1:154	100:130:1:154	100:80:1:330	50:50:90:1:1	100:100:1:1	100:160:1:1	50:50:145:1:1
Condições de cura dos corpos de teste	8h/80°C 8h/130°C	12h/80°C 12h/120°C	12h/80°C 12h/120°C	12h/80°C 12h/120°C	12h/80°C 12h/120°C	12h/80°C 12h/120°C	8h/80°C 8h/130°C	8h/80°C 8h/130°C
Propriedades de processamento:								
Viscosidade(cP)	7465	12850	37090	-	-	-	-	-
25°C								
40 °C	-	-	-	-	-	-	-	-
60 °C	700	1074	2900	3000-4000	6000-10000	12000-16000		
80°C	-	-	-	1000-1500	2500-3000	3500-4000		
Tempo de uso "Pot life" (h)	1-2	1-2	1-2	2-3	1-2	1-2	2-3	3-4
Penetração	regular	difícil	difícil	difícil	difícil	difícil	difícil	difícil
Propriedades mecânicas/termomec.								
Flexibilidade								
Tg (°C)								
Propriedades elétricas								
Referência Bibliográfica	CIBA	CIBA	CIBA	CIBA	CIBA	CIBA	CIBA	CIBA

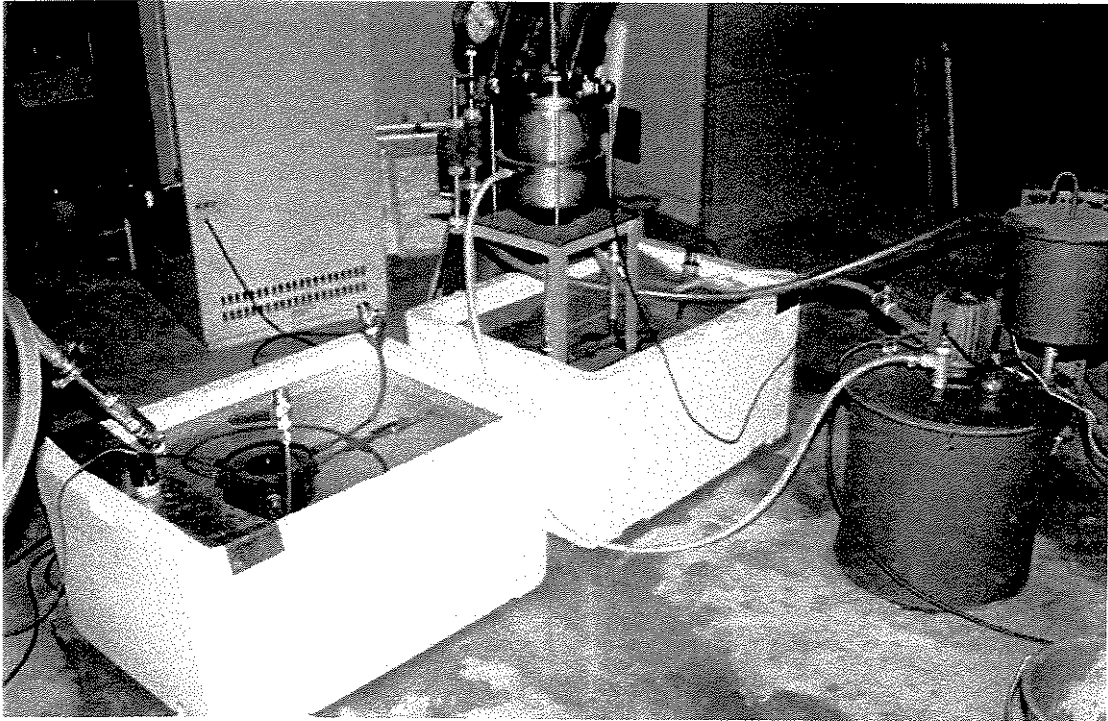
Após a preparação de todos os corpos de prova das formulações apresentadas, selecionou-se um grupo das misturas com menor viscosidade para o teste de preenchimento de enrolamentos de cobre. Para este teste foram enroladas bobinas com fio de cobre com diâmetro de 0,65 mm e 0,9 mm, em mesmo número de camadas, porém com altura reduzida a 1/3 (100 mm) do tamanho real, com a mesma tensão de enrolamento projetada.

Estas resinas do grupo selecionado também foram submetidas à ciclagem térmica em nitrogênio líquido, sendo os resultados obtidos apresentados na Tabela 4.6.

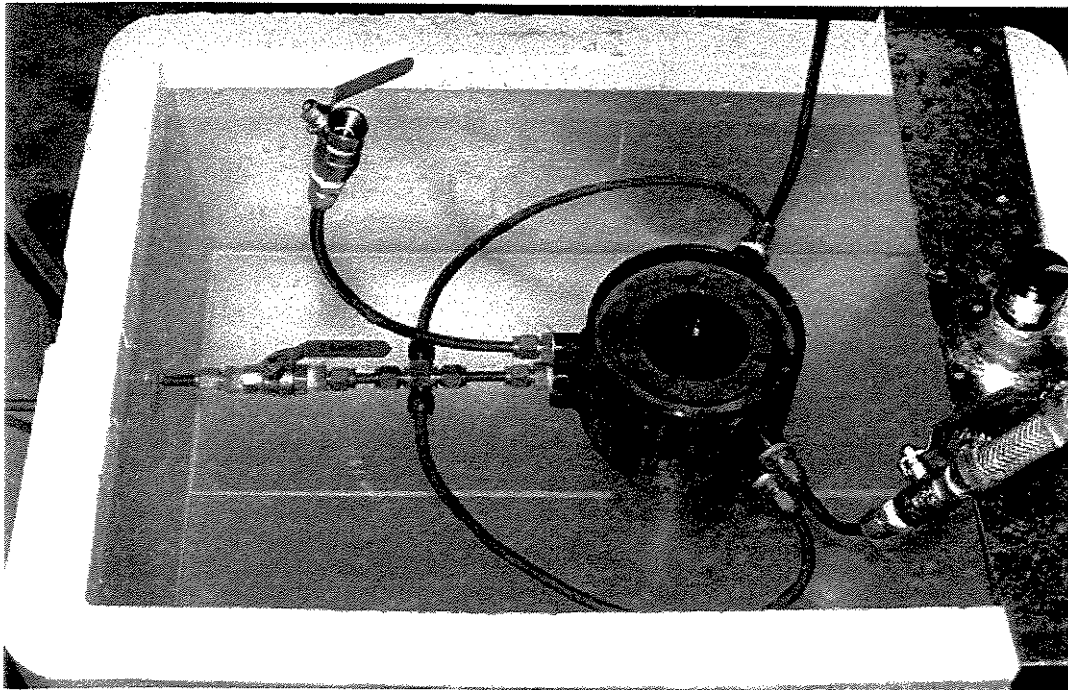
Na Figura 4.10 apresenta-se a montagem realizada para os testes de impregnação a vácuo das bobinas de cobre, que após seu preenchimento com a mistura a 40-60°C, o sistema foi pressurizado a 10 kgf/cm² (10 atm) para garantir a preenchimento dos espaços vazios. Após manter esta pressão na resina por 6h, o conjunto foi colocado na estufa para realizar a cura a 80°C durante 12 h e 120°C durante 12 h. Em seguida foi feito o desmolde e retirada do suporte para verificar se a penetração foi completa, Figura 4.11. Observam-se trincas na superfície externa, devido à película de resina que não possui nenhum ancoramento ou suporte, submetida à tração no raio externo durante os testes a 77 K. Após 10 ciclos pode-se observar o aumento não significativo destas trincas, sendo que nas faces superior, inferior e interna não se observou nenhuma trinca. O enrolamento foi então serrado para verificar se no seu interior a resina também preencheu todos os espaços, como na Figura 4.12.

Tabela 4.6 - Teste de choque térmico a 77K (05 corpos para cada mistura).

Formulação	Número de corpos de prova que não apresentaram trincas após cada ciclo													
	1 ^o	2 ^o	3 ^o	4 ^o	5 ^o	10 ^o	15 ^o	20 ^o	25 ^o	30 ^o	35 ^o	40 ^o	45 ^o	50 ^o
#1	5	5	5	5	5	5	5	5	5	4	4	3	2	2
#4	2	1	1	1	1									
#12	4	4	2	1	1									
#17	4	4	4	4	4	4	3	2	2	2	2	2	1	0
#18	5	1	0											
#19	5	4	2	2	2	1	1	1	1					
#20	4	4	4	4	3	3	3	3	3					
#21	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
#22	3	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
Formulações # 2,3,5,8,11,13 todos os corpos de prova quebraram na 1 ^a imersão														
As formulações com carga não foram ensaiadas devido à viscosidade elevada para o tipo de aplicação.														



(a)



(b)

Fig. 4.10 - a) Sistema completo com misturador aquecido (óleo circulante) e sistema de vácuo
b) Sistema de impregnação com epóxi com molde submerso em água a 40 °C

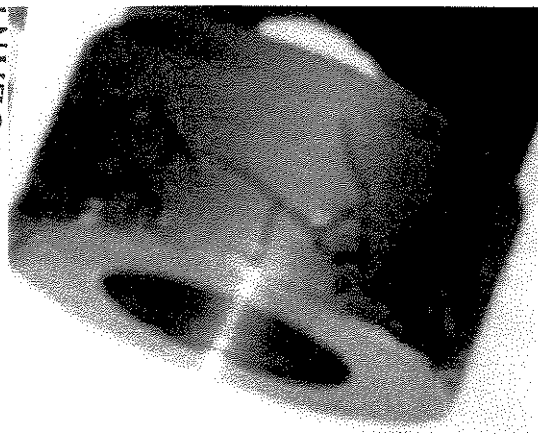


Fig. 4.11 - Bobina de cobre resinada com trincas (cor preta) após choque térmico 77K

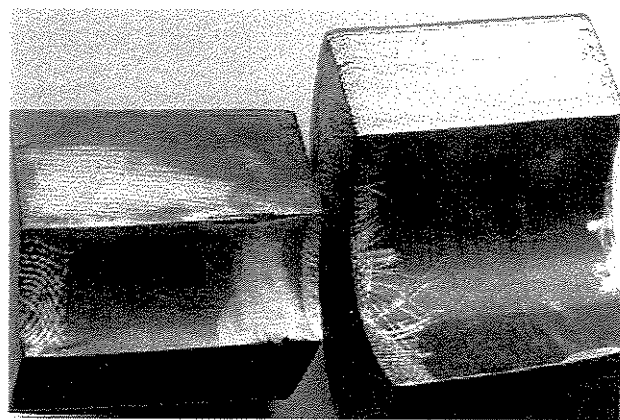


Fig. 4.12 - Seção transversal da bobina para verificar penetração da resina.

No processo de resinação final, a parte externa é preenchida com tecido de fibra de vidro, para ancorar as camadas mais externas de resina, evitando as trincas superficiais. O reforço mecânico externo constituído de duas camadas de fio de Ti de diâmetro 1,2mm é enrolado após a usinagem externa da resina.

Após todos estes testes foi selecionada a formulação apresentada na Tabela 4.7 e definidas as condições de processo para a etapa de resinação: a) pré- aquecer o molde e a bobina a 35°C para colocar a resina; b) a resina deverá ser introduzida no molde à temperatura ambiente; c) garantir o vácuo mínimo de 10^{-2} Torr em todo o sistema; d) colocar as resinas para desgaseificação sob vácuo até reduzir significativamente as bolhas, então adicionar o endurecedor e mexer até redução das bolhas; e) com o molde e a bobina sob vácuo, quebrar o vácuo no misturador de resinas e permitir a admissão da resina no sistema até o preenchimento total, inclusive do reservatório no ponto superior ao nível do enrolamento; f) fechar a válvula de vácuo, pressurizar a câmara de resina para preencher espaços vazios possíveis, e em seguida manter o sistema sob vácuo; g) proceder a cura sob vácuo por 8h/40°C e em seguida 16h/60 °C, subindo lentamente a temperatura; h) proceder a retirada do molde a 40 °C; i) após o preenchimento da bobina preparar corpos de prova (barras e chapas) para ensaios mecânicos, com a resina restante no reservatório e curar junto com o magneto.

Tabela 4.7 Formulações selecionadas:

Designação da Mistura	#1	#21	#5	#24(CTD)
Composição:				
- Resina Epóxi	MY 740	GY 285	MY 740	Parte A
- Endurecedor	D 230	D 400	HY 906	Parte B
- Acelerador			DY 062	Parte C
- Partes em peso dos componentes	100:44	100:80,5	100:80:0,5	100:80:0,5
Condições de cura	16h/ 80°C	8h/40°C+ 16h/60°C	12h/60 °C 20h/100 °C	5h-110C+ 16h-125C
Propriedades de processamento:				
Viscosidade(cP) 25°C	365	240	990	640
40 °C	190		200	140
60 °C	147		60	44
80°C	-			
Tempo de uso "Pot life" (h)		4	12	12-15
Penetração	boa	excelente	excelente	excelente
Propriedades mecânicas/termomec			3,9/6,9	3,4/5,9
Flexibilidade	boa	baixa	baixa	baixa
Tg (°C)		29-31		143
Propriedades elétricas				
Referência Bibliográfica	D.Evans[83]	D.Evans[92]/ Baldan[56,93]	D. Evans[83]	CTD [94]

Com os parâmetros do processo de resinação já testados, a resina já escolhida, procedeu-se aos testes de aumento da viscosidade em função do tempo, para uma temperatura constante e para também permitir correções de procedimento durante a impregnação. Nas Figuras 4.13 e 4.14 pode-se observar o aumento da viscosidade das resinas de Bisphenol A , Bisphenol F e mistura de Bisphenol A+F , com endurecedores à base de amina e anidrido; depois de 12 h a mistura tem sua viscosidade dobrada, porém ainda abaixo de 100 cP e bem inferior às demais resinas.

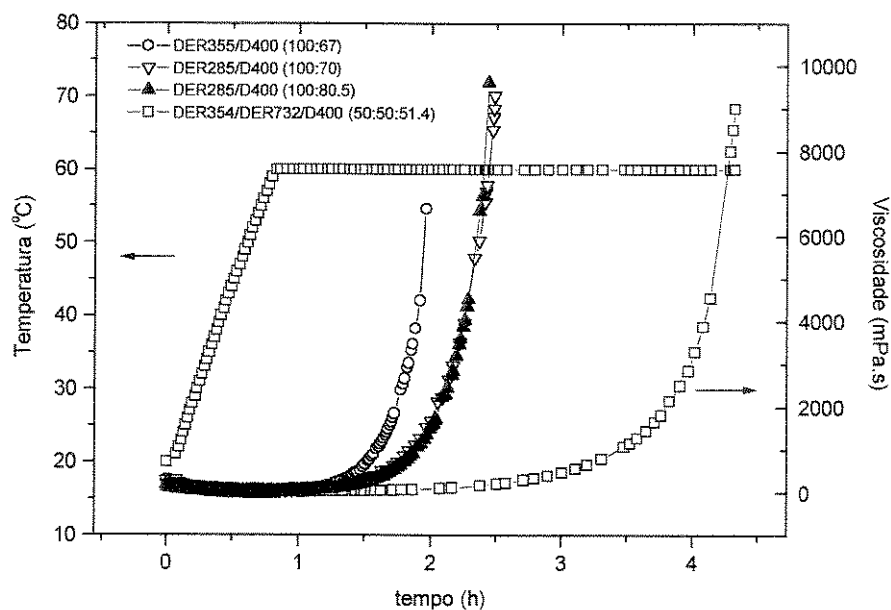


Fig. 4.13 - Curvas de reação de resinas Bisphenol A, F e A+F

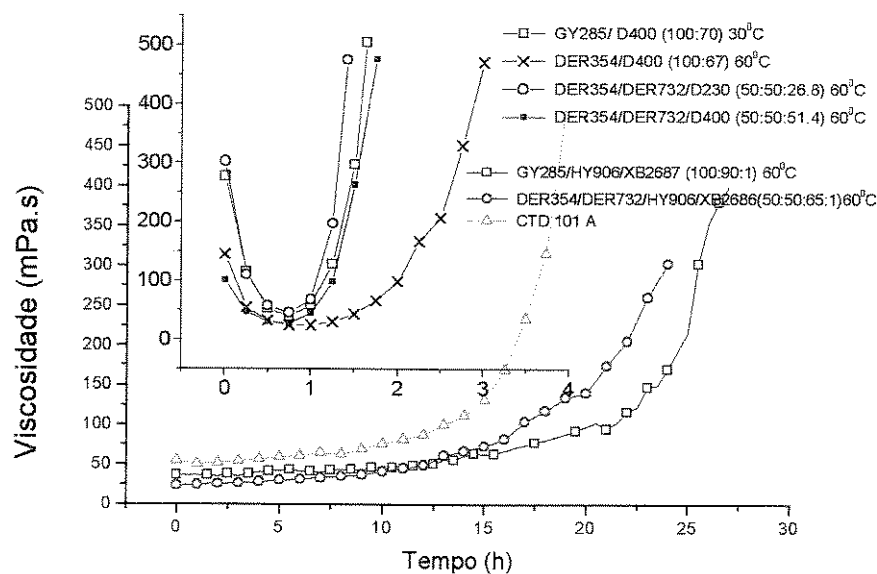
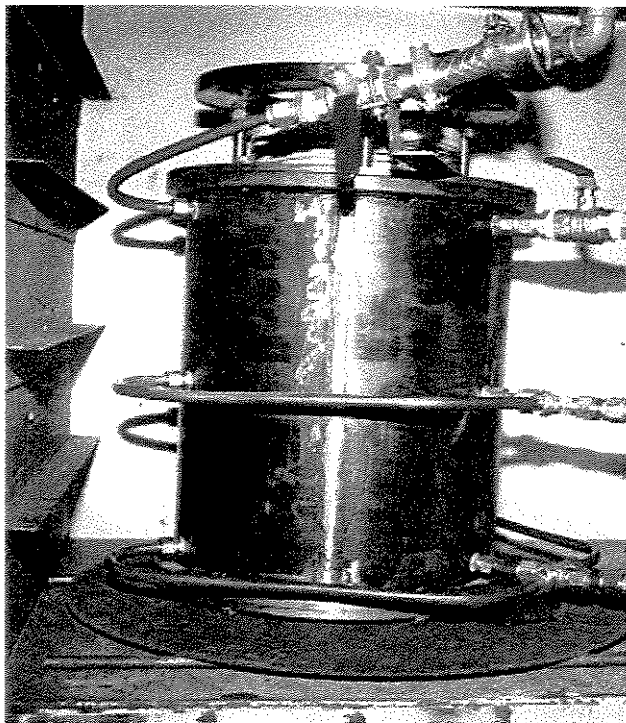
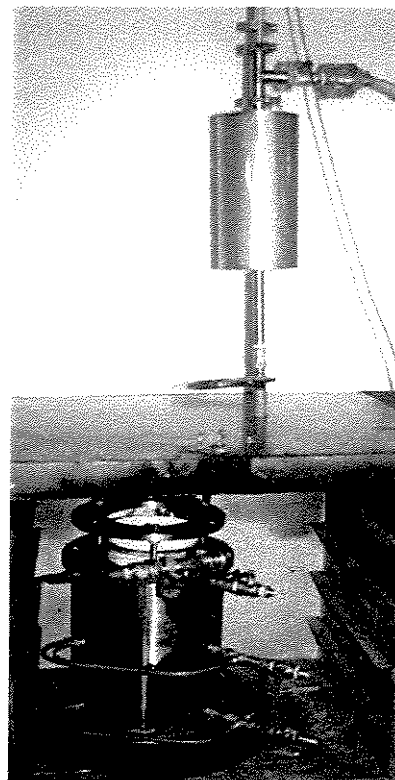


Fig. 4.14 - Variação da viscosidade com tempo para resinas de Bisphenol A, F e A+F

Na Figura 4.15 mostra-se a montagem final para impregnação dos magnetos de NbTi, na qual somente o tubo externo foi substituído devido às diferentes dimensões, sendo o aquecimento realizado em estufa, com bombeamento para manter o vácuo.



(a)



(b)

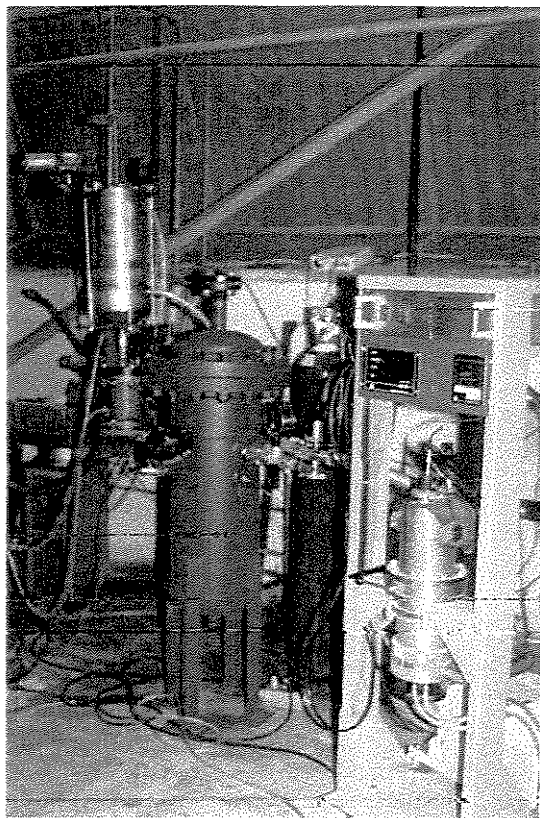
Fig. 4.15 – a) Molde para impregnação da bobina de NbTi

b) Sistema de enchimento de resina e bombeamento para manter o vácuo.

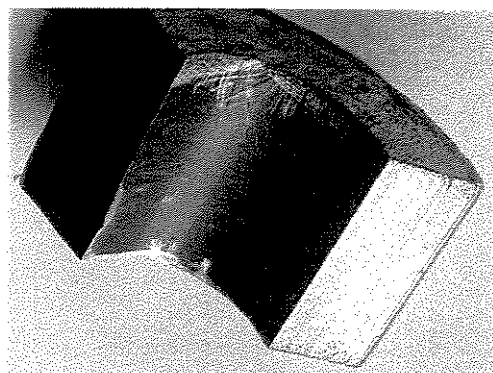
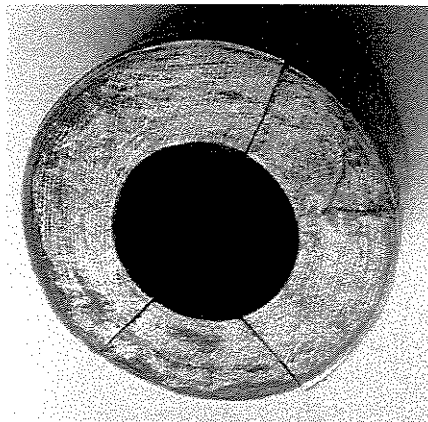
Para a impregnação do magneto de Nb_3Sn , considerando as dificuldades de penetração da resina, fragilidade do fio após a reação, foi projetado e construída uma câmara de alta pressão, onde o processo de manuseio e degaseificação da resina, vazamento, pressurização e cura pudessem ser realizados sem movimentação da bobina. Este sistema foi dimensionado para pressão máxima de 20 kgf/cm^2 , e temperatura de trabalho de até 200°C , mostrado na Figura 4.16.

Para garantir o enchimento do molde, após aplicar a pressão na câmara, foi instalado um reservatório que permite operar em pressão superior a da câmara, para garantir o fluxo de resina para compensar o volume que penetrou após a pressurização. O nível superior foi controlado para evitar excesso de resina próximo à flange superior ou a falta dela, que poderia permitir a movimentação do condutor induzindo ao quench durante a energização.

O aquecimento até 130°C foi realizado com a inserção de um bloco de alumínio no furo central, onde foram colocadas duas resistências tipo cartucho de $2 \times 1500 \text{ W}$, sendo a temperatura controlada em três regiões; central, topo e externa. No controle da temperatura foi utilizado um controlador PID, com módulo de potência, garantindo o valor ajustado $\pm 5^\circ\text{C}$.



(a)



(b)

Fig. 4.16 – a) Sistema de impregnação a vácuo seguido de pressurização, b) Bobina de cobre resinada e cortada para teste de penetração da resina.

4.6 - Terminais e juntas elétricas.

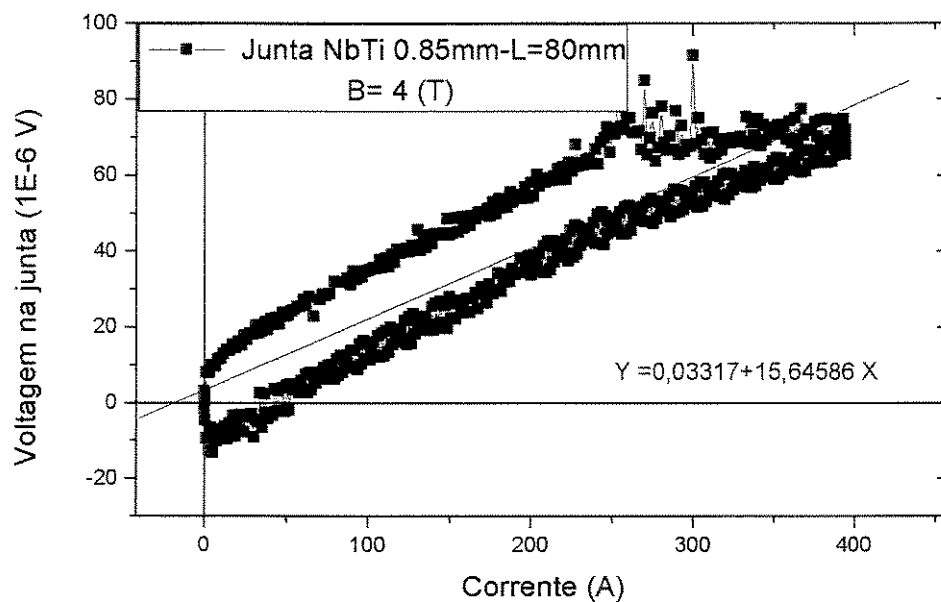
Para o magneto de NbTi foram projetados terminais elétricos convencionais, executados em cobre eletrolítico, alojados no flange superior e fixados com peças de fibra de vidro (G10). Dois destes terminais são para conexão com a fonte e com o magneto de Nb₃Sn, e os outros dois para interligar as bobinas de NbTi.

As conexões nas bobinas de NbTi foram executadas inicialmente como resistivas com resistências elétricas $2 \times 10^{-8} \Omega$ a $8 \times 10^{-8} \Omega$, calculadas a partir das medidas realizadas e discutidas no Capítulo 3, utilizando o suporte mostrado na Figura 4.17. A curva tensão x corrente foi construída para diversos valores de densidade de fluxo (0 a 5T) para comprimentos de juntas de 0,15m a 1m. Nota-se que os terminais possuem um cone de latão em seu topo, que serão utilizados

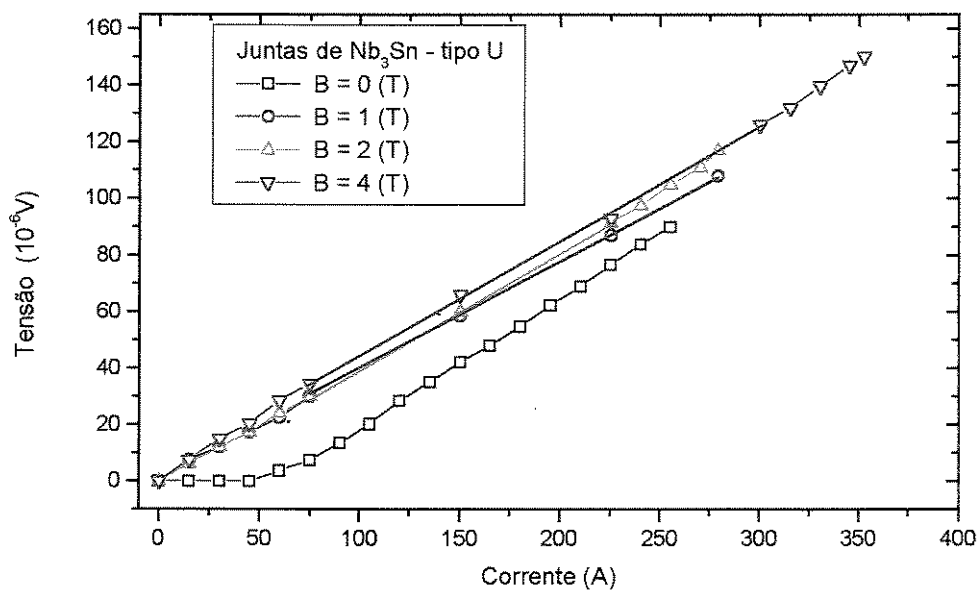
para conexões de menor resistência, nas quais os fios serão emendados com seus filamentos expostos e embebidos com solda de estanho, com comprimento de junta superior a 3m.



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.17- (a) Suporte para medida da resistência das juntas supercondutoras, (b) Curva $V \times I$ para junta de NbTi para $0 < B < 5$, (c) Curva $V \times I$ para junta de Nb₃Sn para $0 < B < 5$.

Para os terminais e emenda no magneto de Nb₃Sn foram executadas medidas semelhantes, porém devido às diferentes propriedades elétricas de seus componentes, especificamente a matriz externa de bronze, para diferentes comprimentos de transferência de corrente, obteve-se uma resistência elétrica na junta de $2 \times 10^{-7} \Omega$, para 0,15m de terminal, conforme mostrado na Figura 4.18(c), que determinou o comprimento do terminal tipo poste reto utilizado.

Como já discutido no Capítulo 3, as juntas e emendas do magneto de Nb₃Sn foram deslocadas da região de alta indução magnética (12 T) para região de B menor do que 3T. Agora com todos terminais na região de baixo campo, pode-se instalar uma chave supercondutora para operar o magneto de modo permanente, ou seja, após o carregamento com a corrente desejada, pode-se retirar a fonte fechando o circuito com esta chave.

Ainda no flange superior pode-se observar na Figura 4.18 quatro aquecedores que foram instalados para permitir a indução de “quench” durante os testes e na montagem final, como parte do sistema de proteção, que em função da origem do “quench” pode-se induzir este efeito nas demais, visando a reduzir o valor de pico da corrente, sobretudo no enrolamento de Nb₃Sn.

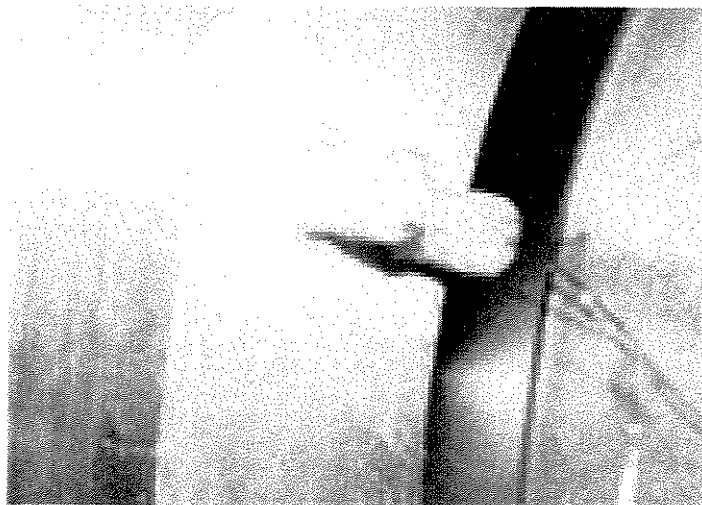
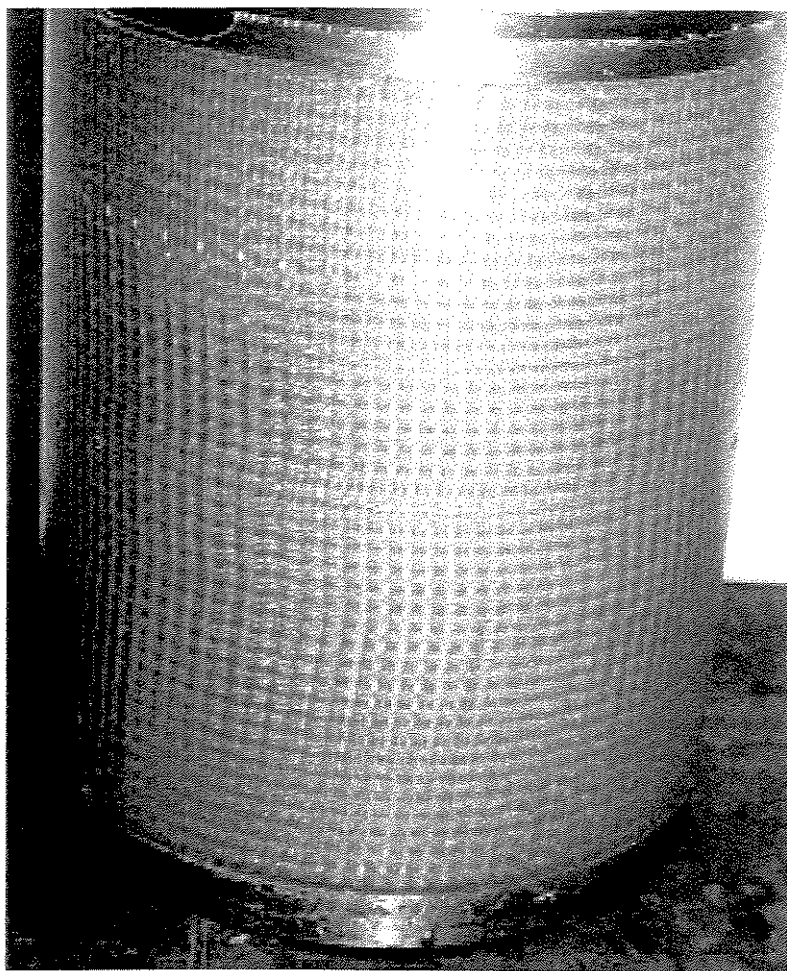
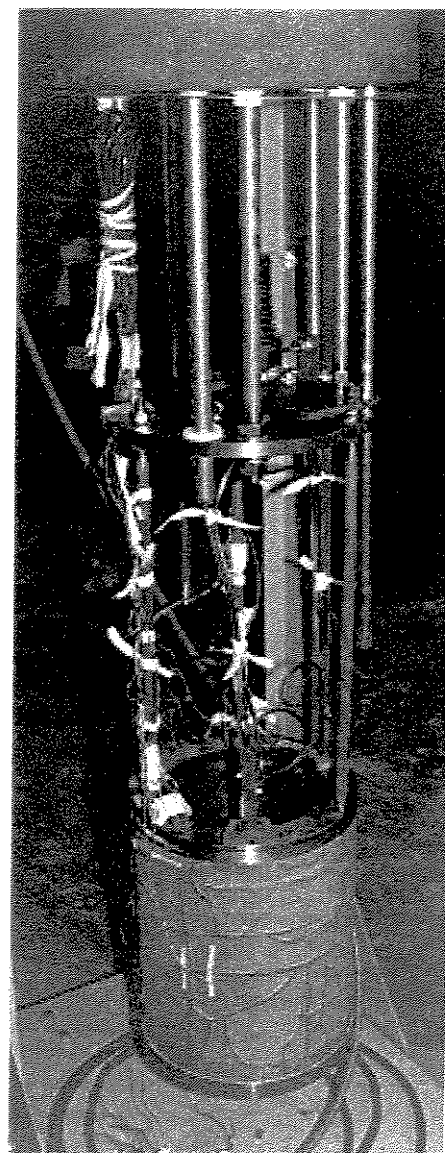


Fig. 4.18 – Terminais de aquecedores da bobina de NbTi para indução do “quench” durante a operação.

O sistema completo final com o magneto de NbTi montado em seu suporte, para inserção no criostato, é mostrado na Figura 4.19. Pode-se observar que os resistores e diodos de proteção estão instalados na região superior do criostato, onde serão resfriados pelo gás hélio evaporado, quer seja na operação normal ou durante o “quench”, para dissipar a energia armazenada de 430 kJ.



(a)



(b)

Fig. 4.19 - Magneto supercondutor de NbTi - a) após o resinamento b) montagem final

Após a montagem final deste magneto foram realizados 5 testes de imersão em N_2 líquido para verificar o comportamento da resina, que não apresentou número elevado de trincas, geralmente de reduzida extensão, sendo então aplicada uma bandagem de cadarço de fibra de vidro para proteção contra impacto durante sua montagem e utilização.

Os resultados dos testes de energização deste magneto, impregnado com resina epóxi (GY285/D400) são apresentados e discutidos no capítulo seguinte.

4.7 – Reação de difusão para o fio de Nb₃Sn

Para formação do composto supercondutor, através do tratamento térmico que permite a difusão do Sn para o Nb, foram realizados vários testes com diferentes temperaturas e tempos, visando a otimização das propriedades de corrente e campo crítico.

Durante estágio no MIT em novembro de 1993, as amostras foram medidas para campos de até 15T, com resultados apresentados na Figura 4.20, na qual se pode observar que os melhores valores estão associados ao tratamento a 650-700 °C por 100-270h, .

Após o enrolamento do magneto supercondutor com todos os cuidados já descritos para permitir o tratamento a 700°C por 100h, para a formação da fase A15 a partir do bronze+Nb, foi construído um forno com elementos de aquecimento de SiC e uma câmara para trabalho em vácuo, mostrado na Figura 4.21. Para o tratamento foi instalado um gerador de energia visando a garantir a continuidade do tratamento térmico durante o tempo de reação, pois qualquer interrupção no tratamento teria influência no valor de corrente crítica do fio.

O magneto foi colocado em outra câmara de cobre para garantir a homogeneidade de temperatura, controlada por três termopares fixados no corpo do magneto. Para evitar a deposição do cobre na superfície, bem como nas partes cerâmicas dos terminais, uma bandagem adicional foi colocada em cada terminal.

Todo tecido de vidro foi previamente tratado para eliminar o máximo do carbono presente, devido à utilização de amido na fabricação do tecido de vidro. Sabe-se que, mesmo tratando este material a 700°C durante 100h ao ar, permanecerá um residual de 0,03% de C, que acrescido ao teor presente no isolamento do fio, deverá prejudicar a isolação do magneto.

O fio supercondutor foi isolado com tecido de vidro (camiseta), sendo que durante sua colocação, o fabricante utilizou um lubrificante com teor inicial de 1,05%C, que foi parcialmente eliminado na etapa de queima a 300°C, que precede à reação, porém um residual carbonizado compromete o nível de isolação entre as camadas.

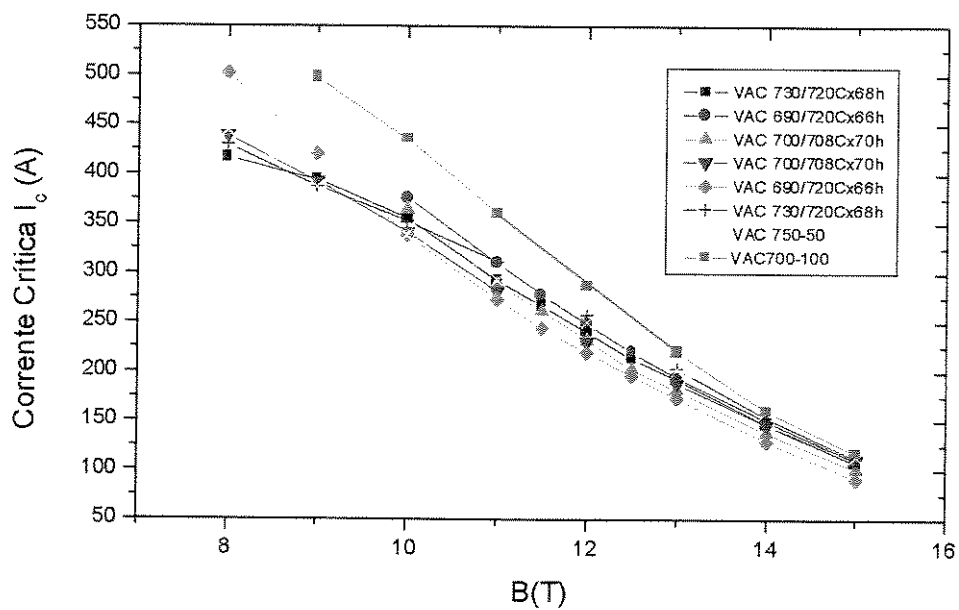
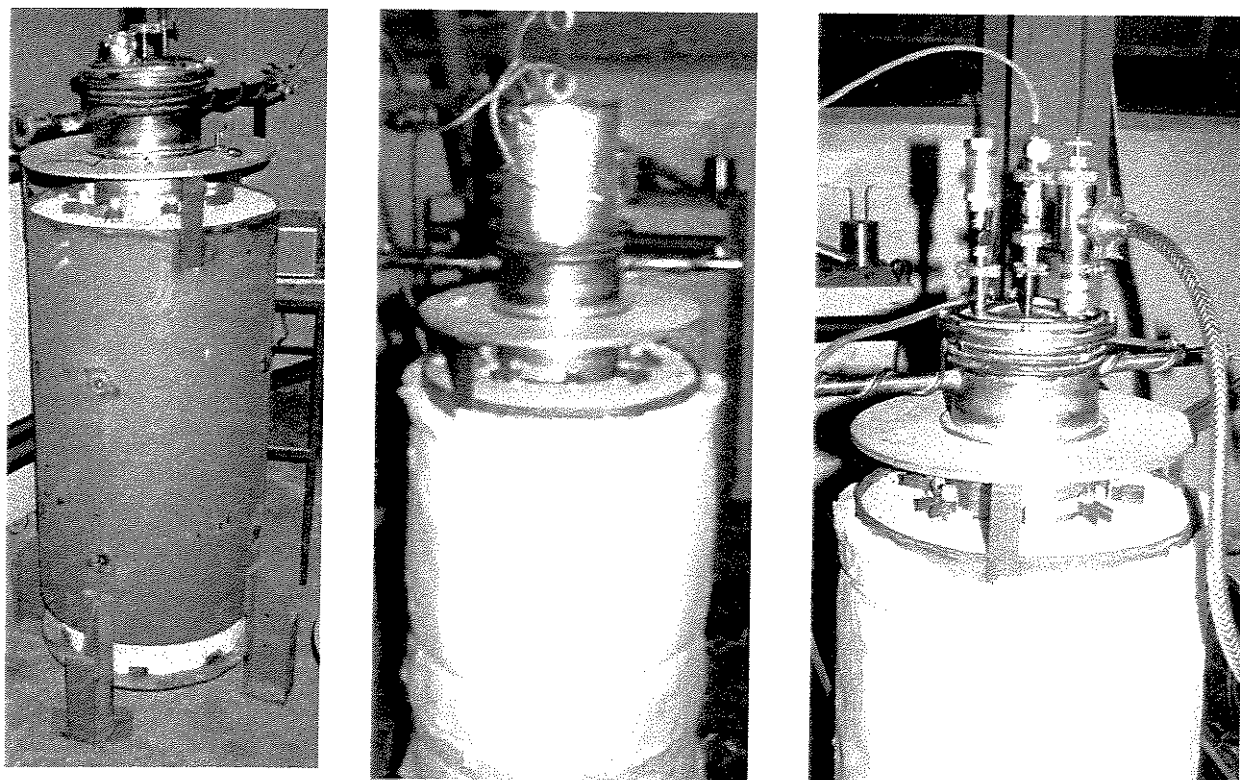


Fig. 4.20 – Otimização da reação por difusão para formação do Nb_3Sn



**Fig. 4.21- a) Forno para tratamento térmico 700°C x100h atmosfera de hélio;
b)montagem do magneto no forno; c) sistema de controle de atmosfera e pressão**

Inicialmente a câmara foi purgada com gás hélio após o vácuo, já com o magneto montado, inclusive com seus terminais de corrente instalados. Para garantir o isolamento elétrico colocou-se isoladores de cerâmica de Si_3N processadas na Faenquil/Demar. Na região de passagem dos fios pelo flange foram usinados canais e colocado tubos de cerâmica (miçangas) em toda extensão, alojados nos canais e fixados por chapa parafusada na estrutura.

Devido à fragilidade do fio após o tratamento, na flange superior foi projetada uma extensão com canaleta, mostrada na Figura 4.22, na qual o fio foi fixado em curvatura bem reduzida podendo mover-se quando da contração e expansão térmica dentro das miçangas de cerâmica. Para garantir que as propriedades supercondutoras não degradem, todo este procedimento de montagem e operação não deve deformar ou deslocar o fio mais que o correspondente a deformação de $\varepsilon < 0,2\%$.

A temperatura e tempo de reação foram previamente estudados, sendo que os melhores resultados, para a otimização da corrente crítica em amostras curtas, foram os obtidos para as amostras tratadas por: 100h a 700°C e 120h a 570°C seguido de 150h a 670°C .

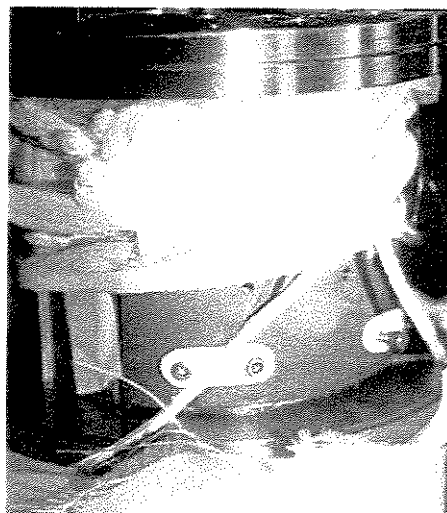
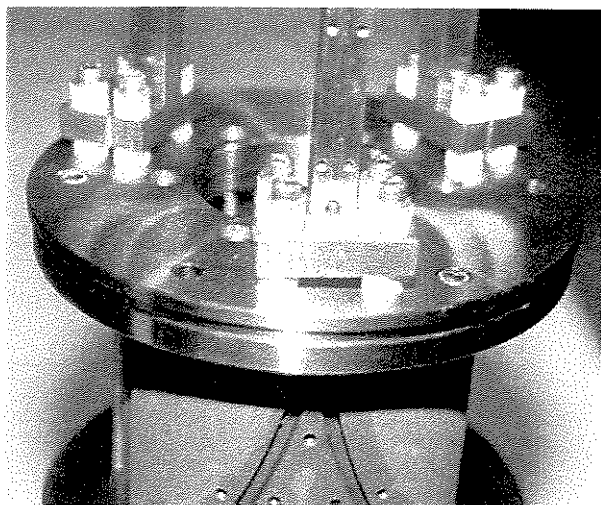


Fig. 4.22 – Terminais com isoladores de cerâmica e canais para passagem do fio

Após o enrolamento do magneto de Nb_3Sn , seguido da montagem dos terminais, mostra-se na Figura 4.23 o conjunto sendo preparado para o tratamento térmico a 120h a 570°C seguido de 150h a 670°C . Depois desta etapa procedeu-se à soldagem dos fios aos terminais, incluindo a realização da emenda do fio Nb_3Sn , mostrada na Figura 4.24. Este o magneto foi enrolado com dois lances de fio devido à limitação do comprimento de fabricação na época, ou seja, $3\text{km} + 1\text{km}$.

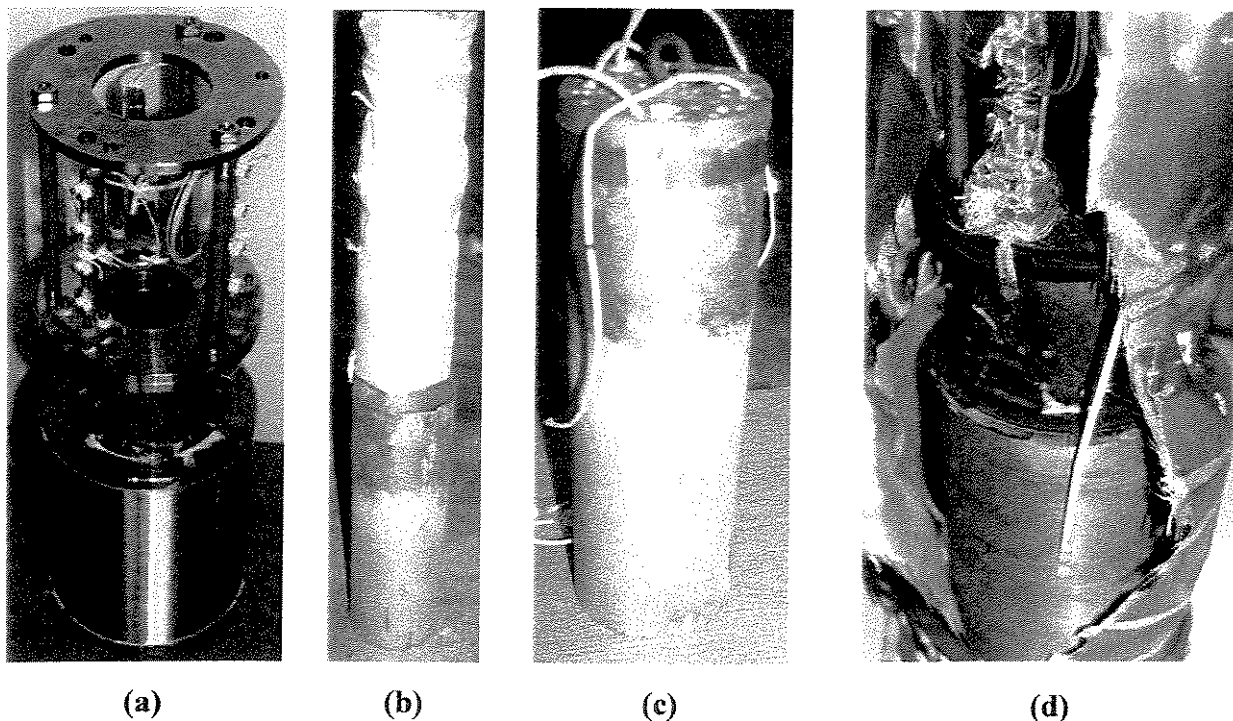
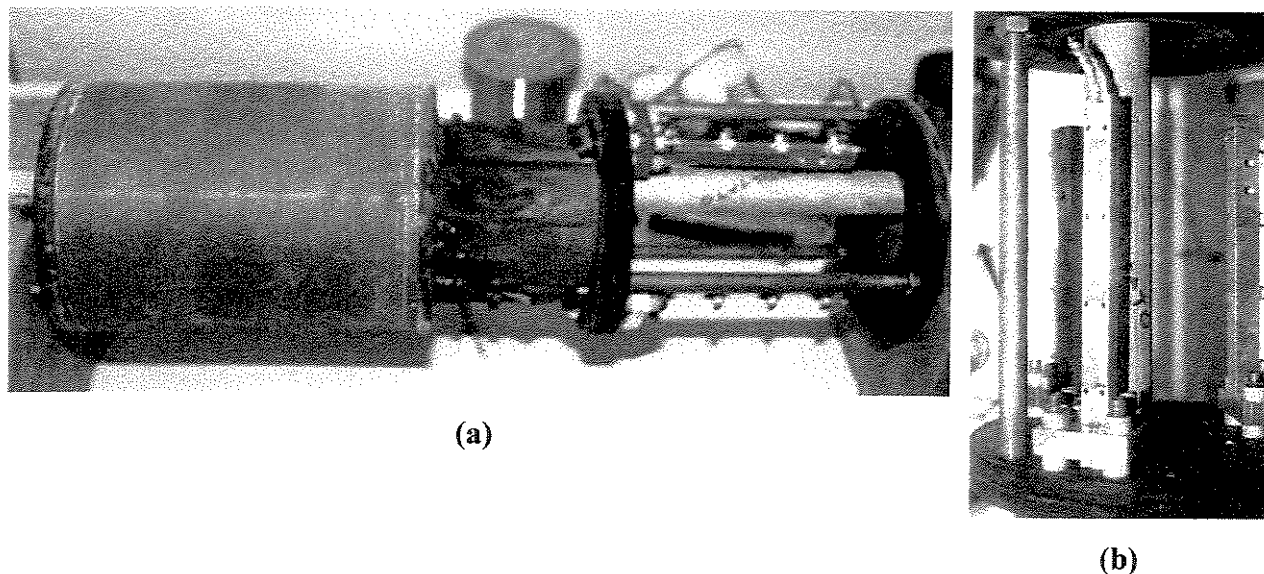


Fig. 4.23 - a) Magneto de Nb_3Sn para reação. b) Magneto protegido com tecido de vidro sendo colocado na câmara de cobre para homogeneização de temperatura. c) Montagem final com termopares. d) Magneto após reação $700^{\circ}C$.



**Fig. 4.24 – a) Magneto de Nb_3Sn após reação durante soldagem dos terminais
b) soldagem da junta.**

Com o magneto já reagido, respeitando a fragilidade do fio, executa-se a montagem da camisa externa para em seguida fazer o resinamento com epóxi a vácuo, conforme montagem mostrada na Figura 4.25. O procedimento de cura foi o mesmo utilizado para o magneto de $NbTi$, já descrito anteriormente.

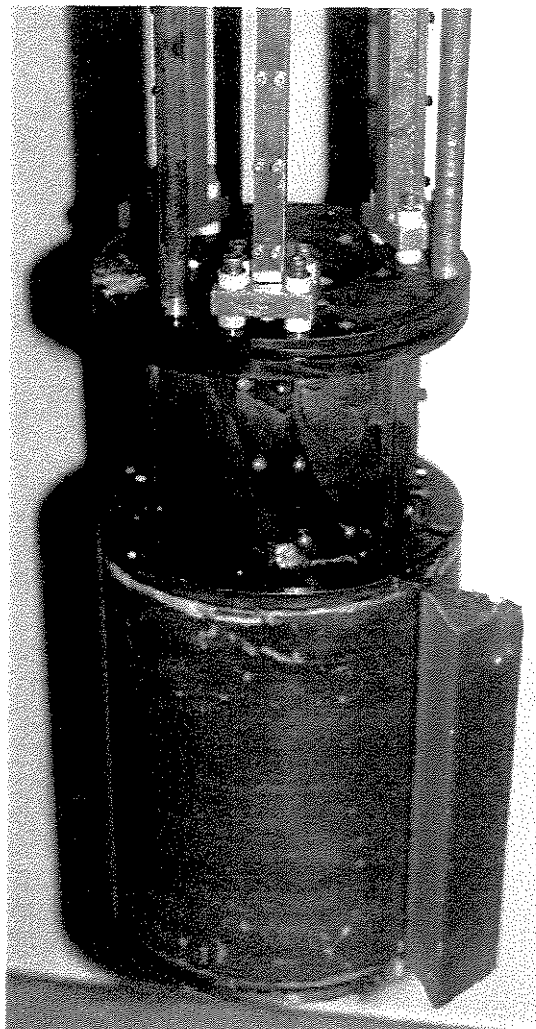


Fig. 4.25 – Bobina de Nb₃Sn impregnada com epóxi

Para melhorar o desempenho mecânico do resinamento, quando submetido aos esforços mecânicos devido à contração térmica e energização, um reforço mecânico de 4 camadas de fio de Ti de diâmetro 1,0mm foi enrolado sobre a camada externa de resina epóxi. Este fio de Ti foi recoberto com uma camada de 20 μ m de cobre, posteriormente isolado com verniz Formvar, para ser utilizado como um enrolamento secundário em curto-circuito durante o “quench”, no qual uma corrente será induzida, limitando a variação da corrente no enrolamento de Nb₃Sn “quench-back”.

A montagem final do magneto híbrido de 12T é mostrada na Figura 4.26, na qual se observam as bobinas de NbTi externamente, e a bobina de Nb₃Sn internamente com seus terminais de corrente e as respectivas conexões elétricas.

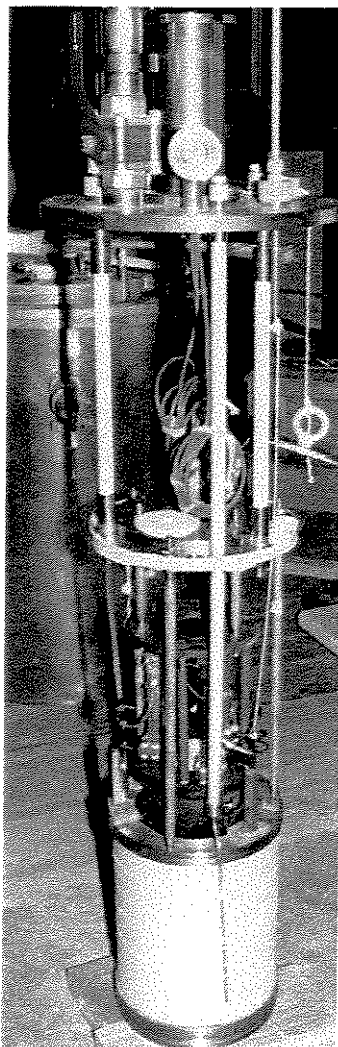


Fig. 4.26 – Magneto híbrido de NbTi e Nb₃Sn para geração de 12T

Os resultados obtidos durante a caracterização dos magnetos e as suas análises em função dos parâmetros de projeto são apresentados no próximo capítulo.

São também apresentadas as etapa do processo de fabricação que necessitam de novos desenvolvimentos, para melhorar os resultados obtidos que ficaram bem abaixo das expectativas no que se refere à indução magnética máxima, sobretudo na bobina de NbTi, que devido à não penetração completa da resina, teve sua indução magnética máxima limitada a 80% do valor projetado. O enrolamento Nb₃Sn que apresentava maior dificuldade, com a alteração de processo de resinamento a vácuo seguido de pressurização, atingiu o valor projetado.

Novos desenvolvimentos terão que ser rapidamente introduzidos para possibilitar o uso de resinas epóxi de forma mais eficiente, visando suportar os elevados esforços mecânicos, em magnetos com indução magnética superiores a 15T, que será o próximo desafio.

Capítulo 5 – Análise dos Resultados e Trabalhos Futuros

5.1 - Testes de energização das bobinas supercondutoras

Utilizando o sistema de caracterização de magnetos supercondutores implantado no DEMAR ao longo deste trabalho, com recursos financeiros de diversos projetos de pesquisa, foi possível energizar os magnetos, medir as grandezas elétricas e a indução magnética gerada, com grande precisão. A fonte de corrente de 5V/300A com interface de programação permitiu estabelecer e controlar rampas e patamares mantendo a corrente fixada, com variação máxima de 0,05% do valor ajustado, durante 8h.

Na Figura 5.1 mostra-se o circuito elétrico para um sistema de caracterização de magnetos supercondutores. O comportamento instável do magneto perante às forças desenvolvidas durante o processo de fabricação, resfriamento e energização, tornam a caracterização do ponto de operação do magneto fundamental para que se possa projetar e construir magnetos com elevada confiabilidade operacional. Esse tipo de comportamento instável denominado “quench” é normalmente causado pela movimentação do condutor ou pela fratura da resina de impregnação do enrolamento. Ele é caracterizado pela transição abrupta do estado supercondutor (estado em que não há dissipação de energia) para o estado normal (ou estado resistivo, em que ocorre dissipação de energia por efeito Joule), elevação da tensão nos terminais do magneto, decaimento da corrente, aumento da temperatura no interior do magneto e rápida evaporação do hélio líquido no entorno do magneto.

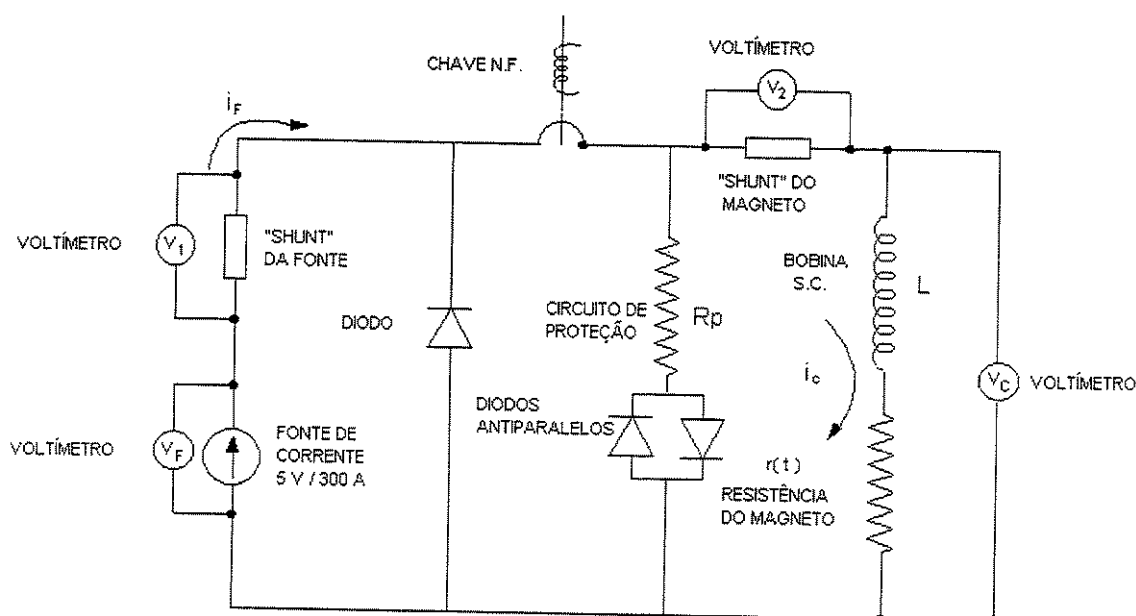


Fig. 5.1 Circuito elétrico equivalente para teste de magneto supercondutor.

Inicialmente a fonte de corrente, que possui entre seus terminais um diodo rápido, para proteção contra corrente reversa, é conectada ao circuito do magneto através de uma chave magnética, que permanece fechada enquanto a tensão nos terminais do magneto for inferior a 10V, pois no estado supercondutor esta tensão é nula. Durante o carregamento ou operação do magneto, se esta tensão ultrapassar o valor de 10V, ajustado no detetor de “quench”, construído para supervisionar a tensão nas diversas bobinas simultaneamente, a chave magnética é aberta e a energia armazenada devido ao campo magnético é dissipada no circuito de proteção, externo ao criostato. O valor da tensão de 10V, para isolar a fonte, foi calculado para permitir que durante a carga ou descarga do magneto, quando em seus terminais a tensão é proporcional à taxa de variação da corrente, ou seja, $e = L(di/dt)$, a proteção não seja acionada indevidamente.

O circuito de proteção, constituído por um resistor associado em série com diodos antiparalelos, permite a circulação da corrente sempre que a tensão ultrapasse 1,2V (tensão de condução dos diodos em baixas temperaturas), e permite remover grande parte da energia armazenada em alguns segundos. Cada enrolamento possui um circuito de proteção independente, pois os valores dos resistores foram calculados para estabelecer uma sequência de indução de “quench”, para proteger o enrolamento mais frágil que é o de Nb₃Sn, que degrada irreversivelmente se $\epsilon > 0,2\%$.

Durante os testes foram monitorados os sinais de tensão nos terminais do magneto para verificar a ocorrência de movimentação de condutores, gerando o início de zona de transição supercondutor – condutor normal. Os valores iniciais de tensão nos terminais correspondem à tensão necessária ao carregamento do magneto ($e = L di/dt$), para diversas taxas de variação de corrente (di/dt) desde 0,05 A/s até 0,15A/s, limitado pela tensão máxima da fonte de 5VCC x 300A.

Tratando-se de desenvolvimento de processo de fabricação, a caracterização de cada magneto supercondutor foi executada separadamente, e após a determinação de suas limitações, o ensaio foi repetido na montagem completa.

Os testes foram iniciados com a energização da bobina interna de NbTi (fio ϕ 0,85mm) até a corrente máxima de $1,2 I_{op}$ (I_{op} - corrente de operação), conforme mostrado na Figura 5.2, que gerou uma indução magnética máxima 2,5T para uma corrente elétrica de 150 A, bem próximo ao que estará submetido na montagem final. A partir da curva de tensão pode-se calcular a indutância própria deste enrolamento para $di/dt = 0,192$ A/s, $e = 0,5247$ V, resultando em $L_2 = 2,728$ H.

Na Figura 5.3 pode-se observar a curva de carregamento da bobina externa de NbTi (0,6mm), que apresentou diversos “quenchs” em baixa corrente, provavelmente associados à movimentação de espiras como consequência direta de falha de impregnação do enrolamento. A indutância própria desta bobina foi calculada para $di/dt = 0,192 \text{ A/s}$, e $e = 2,07\text{V}$, resultando em $L_3 = 10,76\text{H}$.

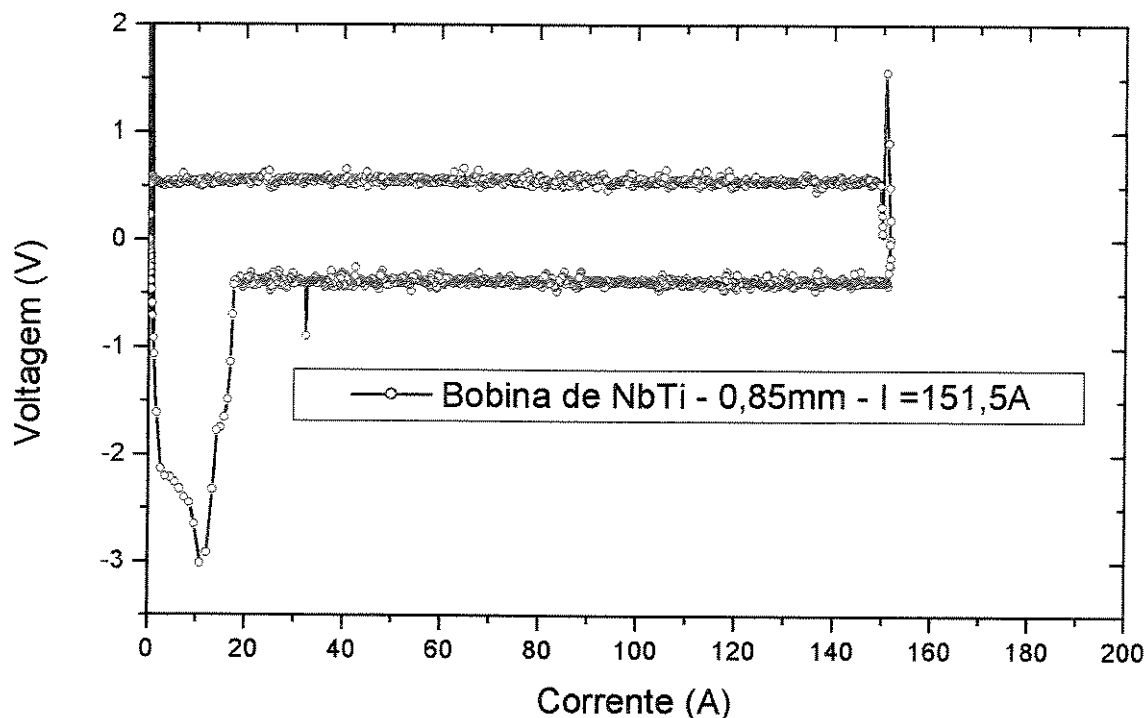


Fig. 5.2 – Curva de carregamento da bobina de NbTi fio de $\phi = 0,85\text{mm}$

Para avaliar o ocorrido, executou-se uma operação crítica que foi a remoção, por usinagem, da camada de resina epóxi externa, seguida da remoção das quatro camadas de fio de Ti (reforço mecânico), para verificar se a resina havia penetrado. Notou-se que as trincas anteriores, em toda superfície externa onde estava o reforço mecânico, não se propagaram até o enrolamento, pois o mesmo apresentava poucas trincas de reduzida extensão. Na Figura 5.4 pode-se observar que, aparentemente, a resina penetrou em toda superfície, porém não foi possível determinar sua profundidade. Após esta etapa foi aplicada novamente a camada de reforço e a bobina foi submetida à nova etapa de cura, pois em alguns pontos a resina ainda não estava totalmente sólida.

Nestes enrolamentos de NbTi, no processo de impregnação não foi utilizado a etapa de pressurização e, devido ao elevado número de camadas e reduzido diâmetro do fio externo de 0,6mm, o resinamento não foi completo, permitindo a movimentação do condutor e a indução de “quench” prematuro, em corrente bem inferior ao projetado.

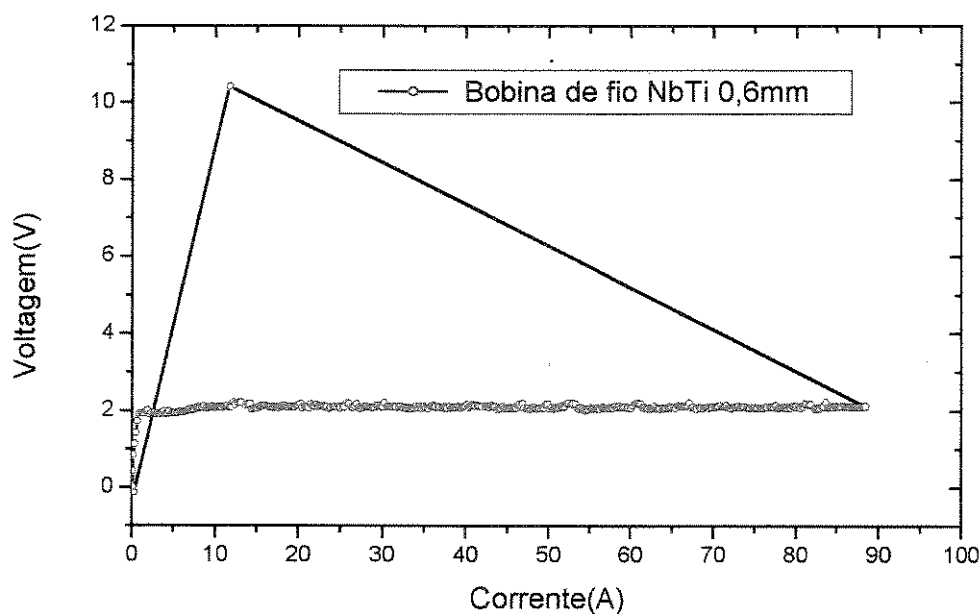
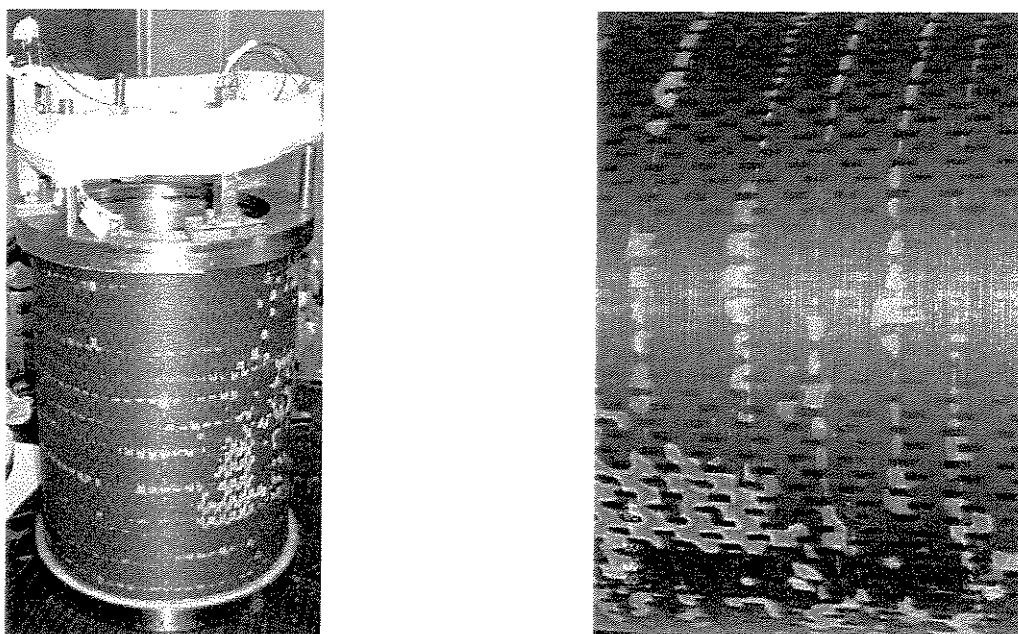


Fig. 5.3 – Curva de carregamento da bobina de NbTi fio de $\phi = 0,60\text{mm}$

Durante nova sessão de testes, a bobina externa apresentou uma pequena melhora de desempenho, atingindo a corrente de 92 A após três “quenches”, que significa uma corrente máxima de $63\%I_{op}$. Pretende-se futuramente testar nova impregnação em câmara de alta pressão (20 atm), injetando resina pelos orifícios existentes nos aquecedores, que estão em contato direto com os enrolamentos, utilizando a mesma resina da bobina de Nb_3Sn .

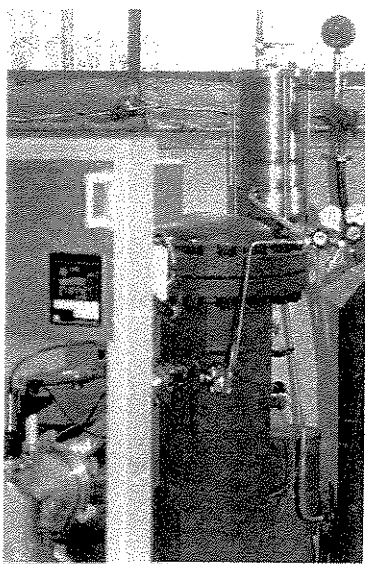


**Fig. 5.4 – (a) Magneto NbTi após remoção da resina e reforço superficial
(b) vista do enrolamento com pequenas trincas**

Após a construção dos magnetos supercondutores de NbTi, diante da confirmação da baixa eficiência de penetração da resina, foi necessário utilizar uma câmara de alta pressão (20 atm), projetada e construída especialmente para impregnação da bobina de Nb₃Sn.

O sistema para a mistura de resina e desgaseificação sob vácuo, em temperatura controlada de 60°C, foi acoplado à câmara. Para permitir completar o volume do enchimento, após aplicação da pressão, foi construído um estágio intermediário, que opera com pressão superior à da câmara. Para aquecimento do carretel e enrolamento, foi instalada uma resistência encapsulada tipo baioneta, de potência de 2000W e a corrente elétrica controlada para garantir a temperatura durante o enchimento e posteriormente no processo de cura até 140°C. Desta forma, todo o processo de desgaseificação à vácuo, seguido do enchimento, pressurização e cura da resina foi feito na mesma câmara, mostrada na Figura 5.5.

A bobina de Nb₃Sn após o tratamento térmico durante 120h a 570°C seguido de 150h a 670°C foi preparada para impregnação a vácuo, com a colagem de um invólucro de chapa de aço inoxidável com canal para enchimento. A montagem com um aquecedor central e termopares de controle foi devidamente posicionado para que a resina escoasse por gravidade diretamente no canal. Para aumentar o tempo de residência da resina na câmara foi instalada um serpentina aberta na parte superior, para que as bolhas ainda restantes na resina fossem retiradas com o bombeamento. Após o enchimento lento, com 12h de duração, acima da flange superior foi aplicada uma pressão com gás argônio até 20 atm., para auxiliar na penetração da resina, que conforme é observado na Figura 5.6, foi realizada com sucesso.



**Fig. 5.5 – Câmara para impregnação
sob pressão até 20 atm.**



**Fig. 5.6 - Bobina de Nb₃Sn resinada
com epóxi sob pressão.**

Após o resinamento da bobina de Nb_3Sn , procedeu-se à sua caracterização em separado para avaliar seu desempenho em altas correntes, inclusive para verificar as limitações impostas pelas emendas e juntas. Nas Figuras 5.7 e 5.8 apresentam-se as curvas de carregamento, nos quais não foram observados “quenches” para correntes de até 200 A, que corresponde a 137 % de I_{op} (146 A). A partir destas curvas de tensão nos terminais da fonte, sabendo que a taxa de carregamento foi de 0,333 A/s, e $e = 1,08\text{V}$, pode-se calcular a indutância desta bobina, resultando em $L_1 = 3,24\text{ H}$.

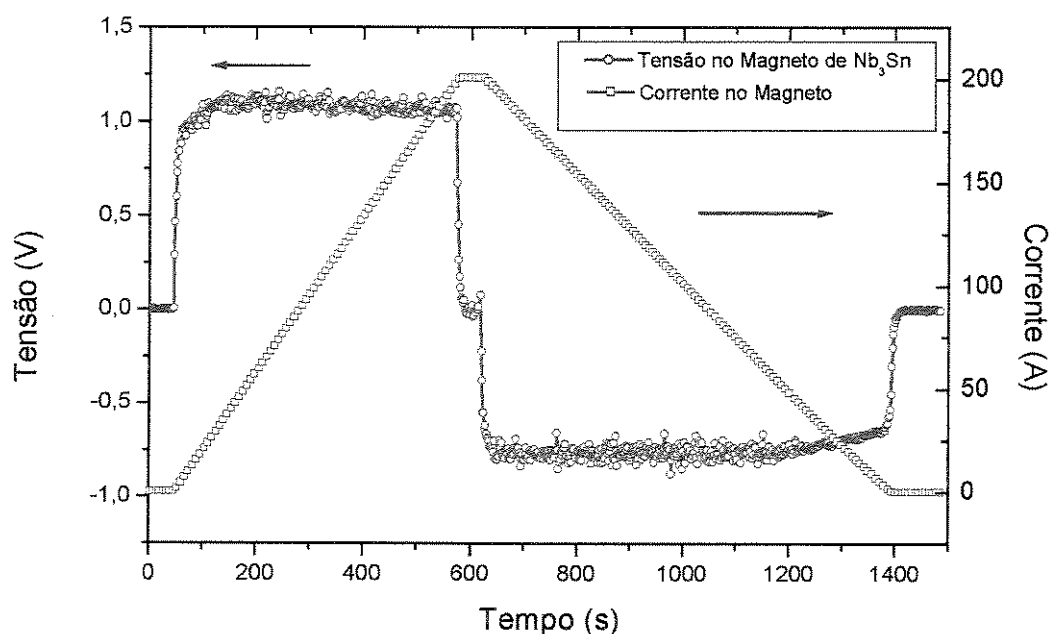


Fig. 5.7- Curva de carregamento do magneto de Nb_3Sn

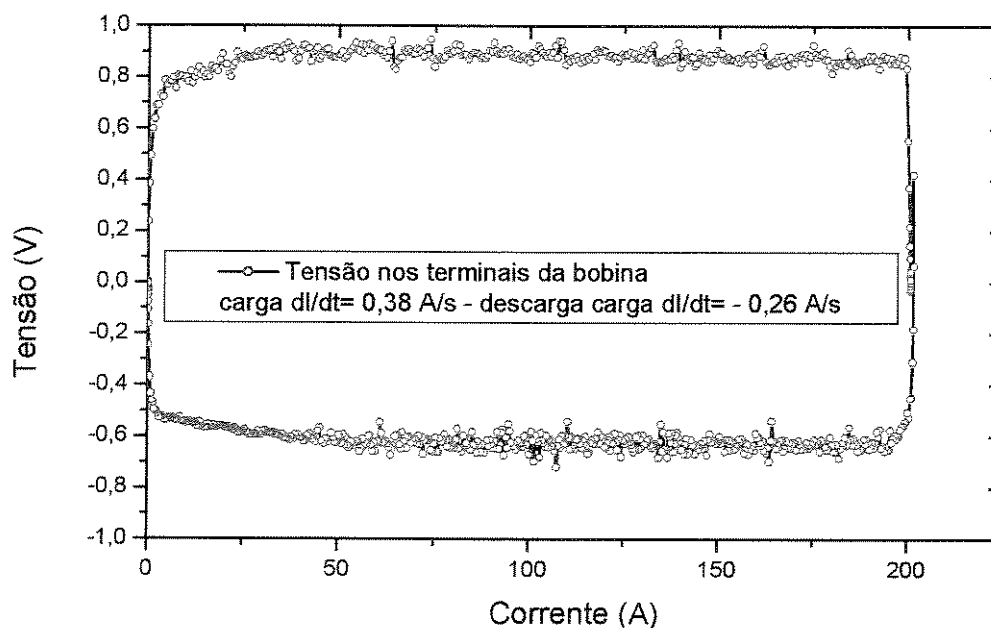


Fig. 5.8 – Carga e descarga da bobina de Nb_3Sn

Com as limitações encontradas, devido ao “quench” prematuro no setor de NbTi, para se associar os três enrolamentos em série que estariam sujeitos a uma corrente máxima de 90 A, que corresponde a 66% de I_{op} , e indução magnética de 7,9T, optou-se pela utilização de duas fontes de corrente sendo uma para a bobina de Nb₃Sn e a outra para o conjunto das duas bobinas de NbTi. No teste isolado da bobina de Nb₃Sn com corrente de 200 A, a indução magnética central atingiu 7,9T.

Alimentando a bobina de Nb₃Sn com corrente de 180 A, e a outra fonte alimentando os dois enrolamento em série com corrente de 80 A, conforme mostrado nos circuitos elétricos das Figuras 5.9(a) e (b), e utilizando o cálculo da distribuição da indução magnética, pode-se gerar 11 T.

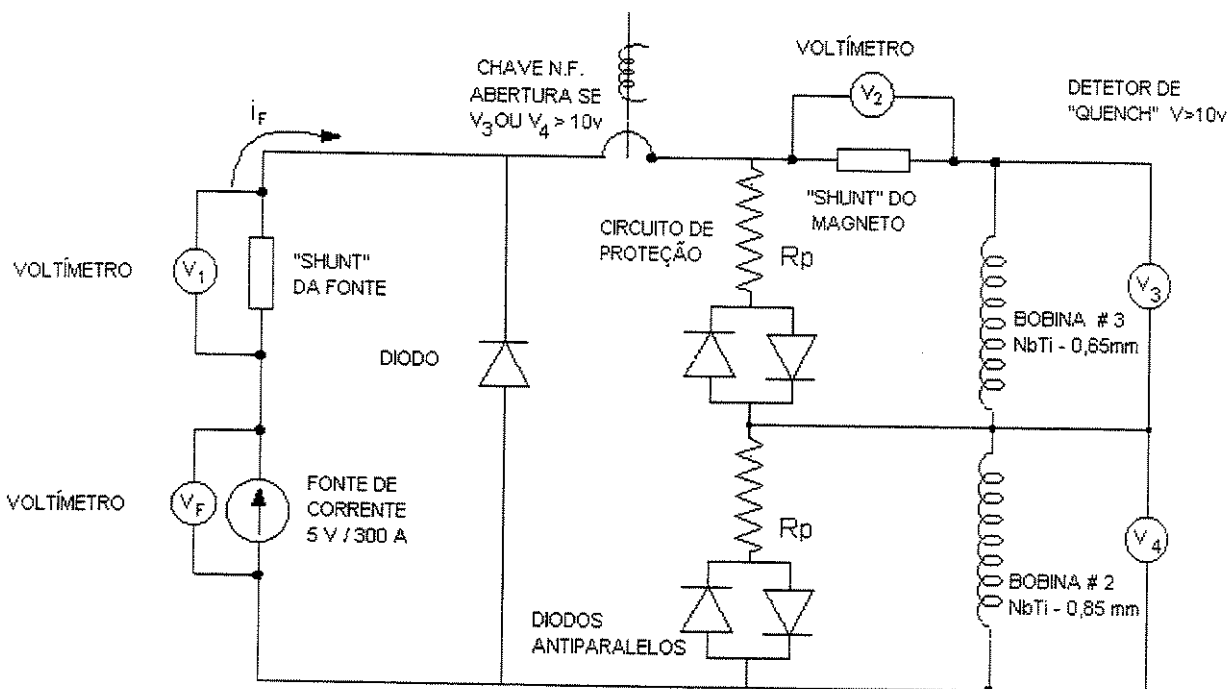


Fig. 5.9(a) - Circuito elétrico equivalente para teste do magneto supercondutor de NbTi, constituído de dois enrolamentos, alimentado pela fonte de corrente de 5V/300 A.

Este arranjo utilizando duas fontes de correntes alimentando bobinas com forte acoplamento magnético não é usual, pois qualquer variação do fluxo magnético em um enrolamento induz variação de fluxo e corrente elétrica no outro enrolamento. Na operação normal os enrolamentos são ligados em associação série, porém devido à falha de impregnação no enrolamento externo da bobina de NbTi, a corrente máxima seria limitada a 80 A, por isso optou-se pelo carregamento com fontes separadas. Apesar de utilizar fontes separadas, o detetor de “quench” permite acionar as duas chaves magnéticas, isolando as fontes de corrente quando o sinal de tensão em seus terminais ultrapassar os 10V ajustados.

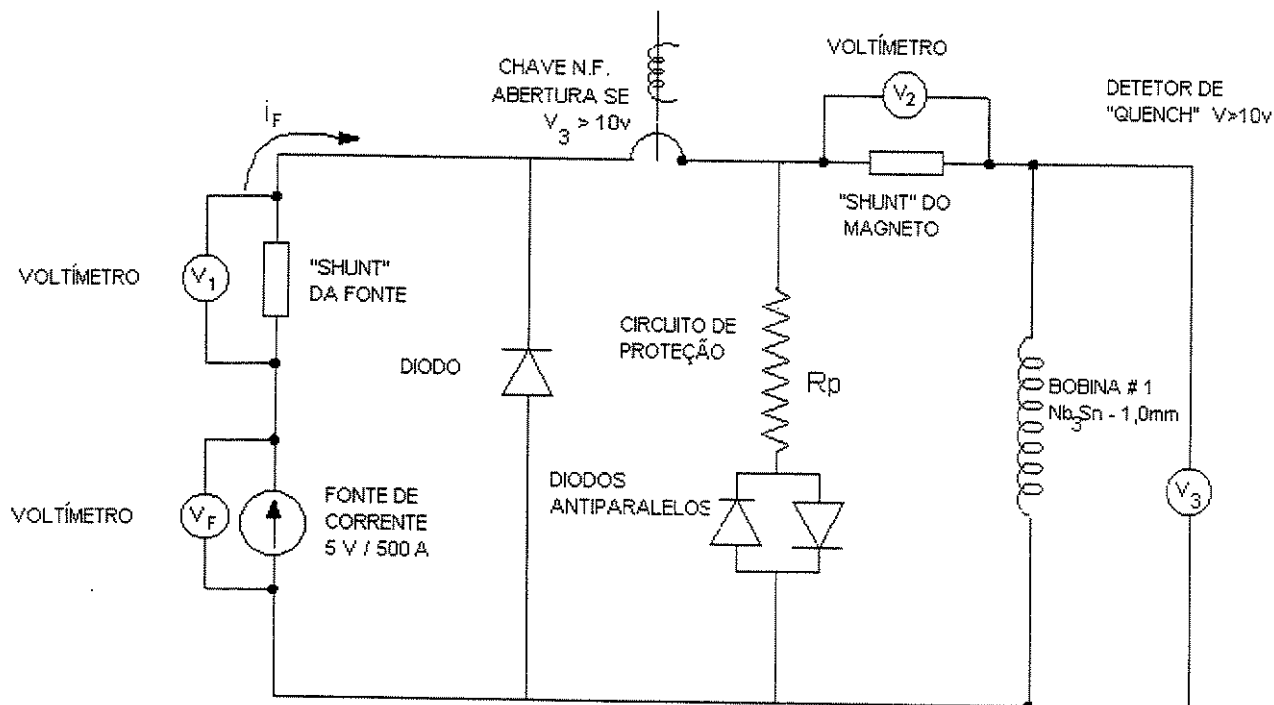


Fig. 5.9(b) - Circuito elétrico equivalente para teste do magneto supercondutor de Nb₃Sn, alimentado pela fonte de corrente de 5V/500A.

Na Figura 5.10 observa-se o carregamento inicial do enrolamento de NbTi, e posteriormente o carregamento do enrolamento de Nb₃Sn, com os respectivos sinais de tensão nos terminais das bobinas. Devido ao elevado acoplamento magnético entre os enrolamentos, $k_{12} = 0,70$, $k_{13} = 0,61$ e $k_{23} = 0,91$, quando se realiza o carregamento das bobinas de NbTi até 50 A, pode-se observar que a corrente induzida no enrolamento de Nb₃Sn é de 38 A, para um $di/dt = 0,2$ A/s. Quando a fonte é estabilizada em 50 A, com um $di/dt = 0,01$ A/s para compensar o decaimento da fonte de corrente, observa-se que a corrente induzida cai a zero pois a variação do fluxo magnético passa a ser nula.

Após esta etapa, com a indução magnética gerada pelo enrolamento de NbTi fixado em 2,5 T, foi iniciado o carregamento do enrolamento de Nb₃Sn até 160 A, que também induz uma corrente no enrolamento de NbTi, causando um aumento em sua corrente durante o carregamento.

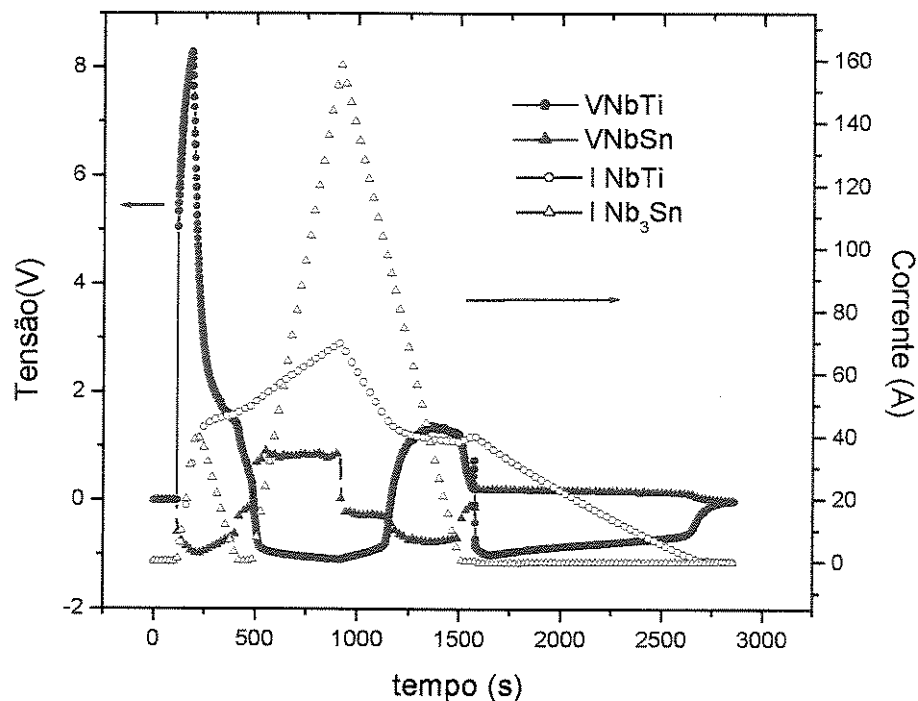


Fig. 5.10 - Carregamento total do magneto – primeiro teste

No segundo teste, conforme mostrado na Figura 5.11 pode-se observar que a corrente do enrolamento de NbTi ajustada para 50 A, aumenta para 75 A devido à reação à variação do fluxo magnético, provocado pela subida da corrente no enrolamento concêntrico interno de Nb₃Sn, ocasionando o “quench” no enrolamento de NbTi. Com os dois enrolamentos energizados, a indução magnética central atingiu neste primeiro teste 9,6 T.

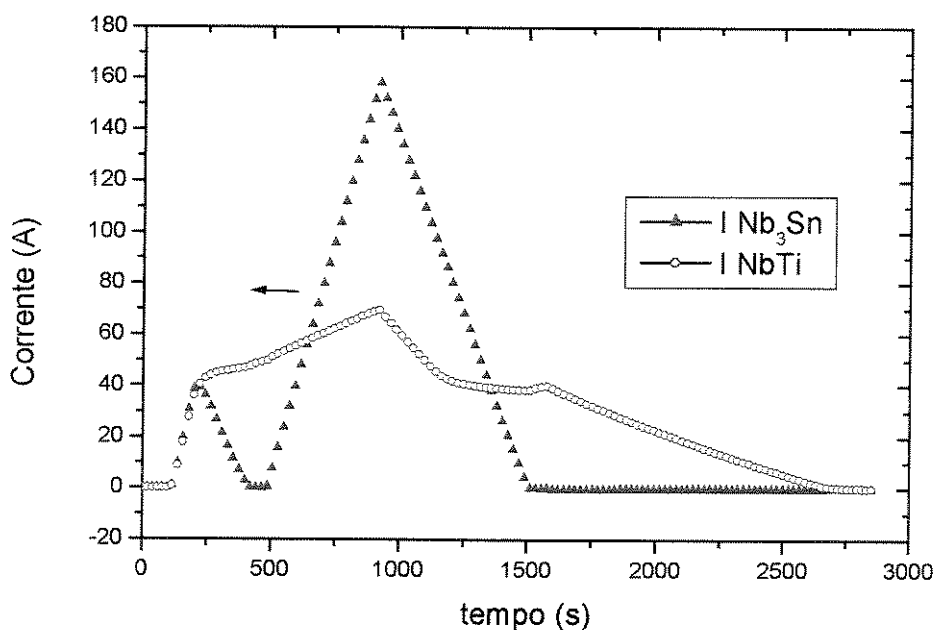


Fig. 5.11 - Carregamento total do magneto – segundo teste

Para o teste na sequência inversa, pôde-se observar que com o enrolamento de NbTi energizado até 60A, quando do início da energização do enrolamento de Nb₃Sn, ocorreu a indução do “quench” na bobina de NbTi, com o aumento a corrente induzida atingindo 160A na bobina de Nb₃Sn, mostrado na Figura 5.12.

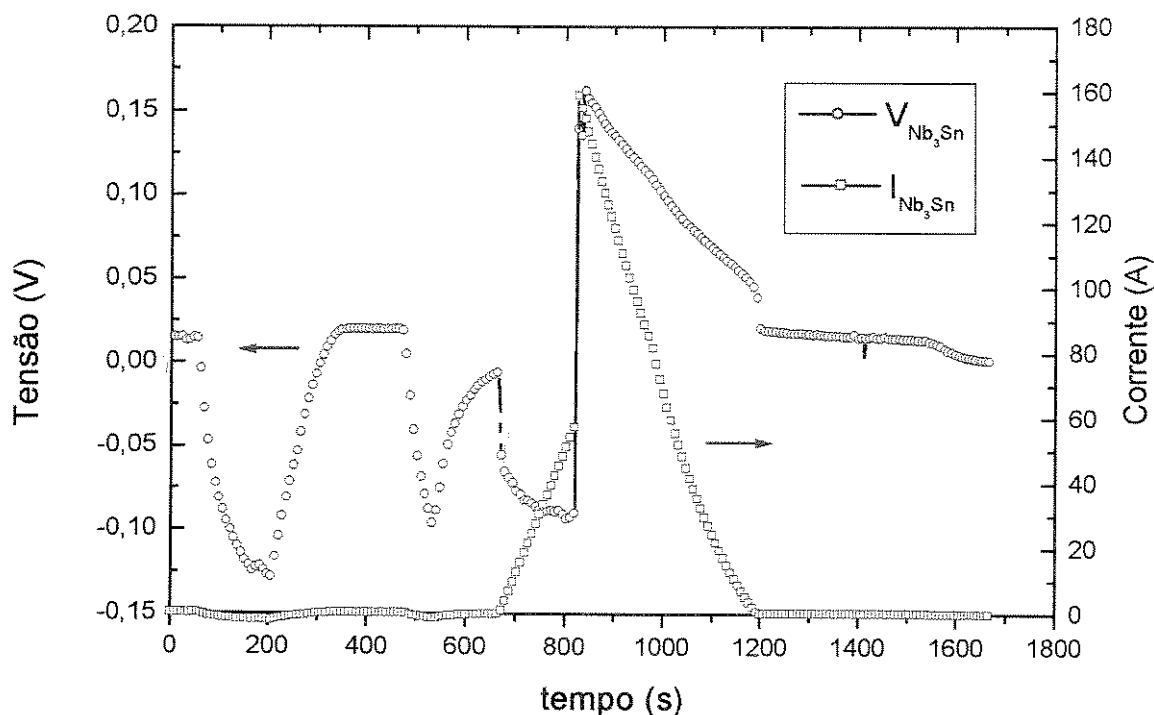


Fig. 5.12 – Pico de corrente induzida no enrolamento de Nb₃Sn após quench no enrolamento de NbTi (2) e (3)

Para medida da indução magnética no eixo central foi utilizado um sensor de efeito Hall calibrado modelo LHGA 321 – série 11358 da Lake Shore, com constante de sensibilidade de 0,838 mV/kG e precisão de $\pm 1\%$. Na Figura 5.13 pode-se observar a variação do valor da indução magnética devido ao enrolamento de NbTi durante seu carregamento até 60 A, atingindo a densidade de fluxo de 2,5 T conforme calculado, respeitando a limitação de corrente devido à falha na impregnação.

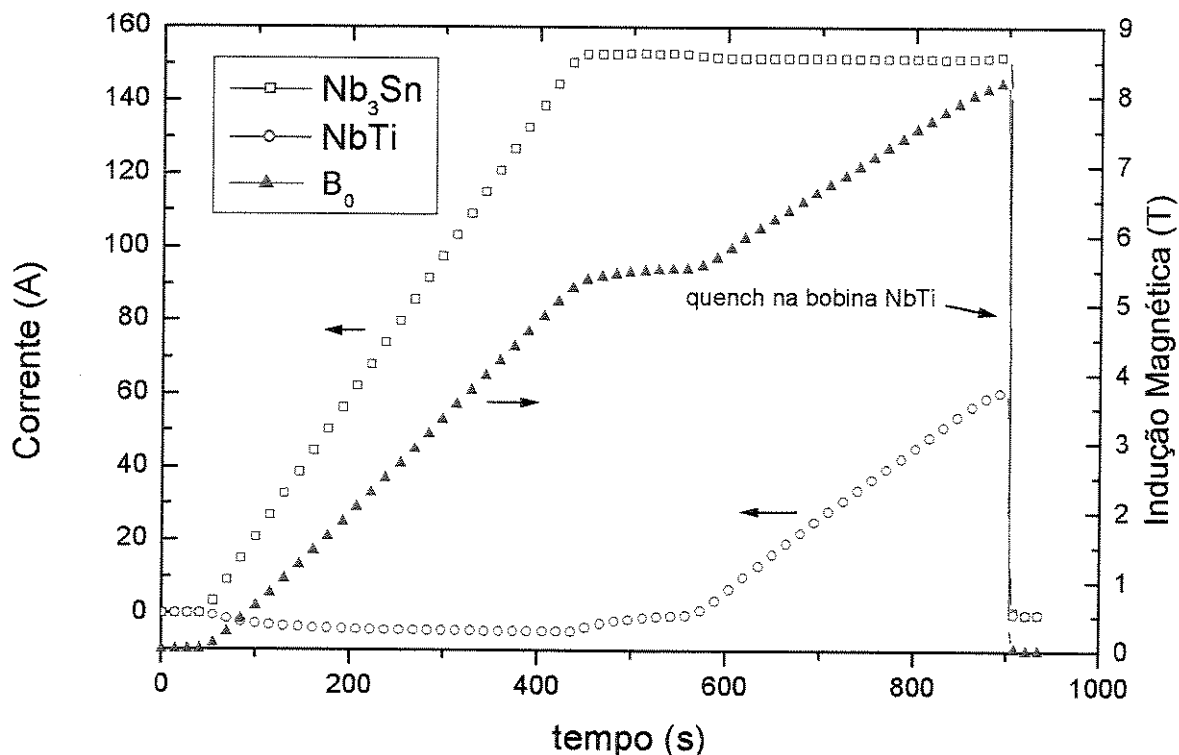


Fig. 5.13 - Carregamento dos enrolamentos de Nb₃Sn até 160A e NbTi até 60A gerando uma indução magnética de 8,3 T no ponto (r=0;z=6)cm equivalente a 9,25T em (0;0)

Para a medida da indução magnética total, utilizando o ponto central previamente determinado, procedeu-se ao carregamento com as duas fontes, obtendo-se o valor máximo de 9,5 T, para corrente de 60 A no enrolamento de NbTi, e no enrolamento de Nb₃Sn uma corrente de 160 A, como mostrado na Figura 5.13. Para gerar a indução magnética projetada de 12 T será necessário refazer o enrolamento de NbTi, removendo a resina já aplicada sem danificar o fio, seguido de impregnação com vácuo e pressurização até 20 atm, com eficiência já comprovada pelos resultados alcançados na bobina de Nb₃Sn.

Na Figura 5.14 pode-se observar o comportamento dos enrolamentos de NbTi e Nb₃Sn alimentados por fontes independentes, sendo que o “quench” teve sua origem no enrolamento de NbTi, com a corrente crescendo na bobina de Nb₃Sn para depois decrescer pela atuação do sistema de proteção. Este ensaio foi realizado com a energização do enrolamento de Nb₃Sn até 160A e posteriormente a energização do enrolamento de NbTi até 60A quando ocorreu o “quench”.

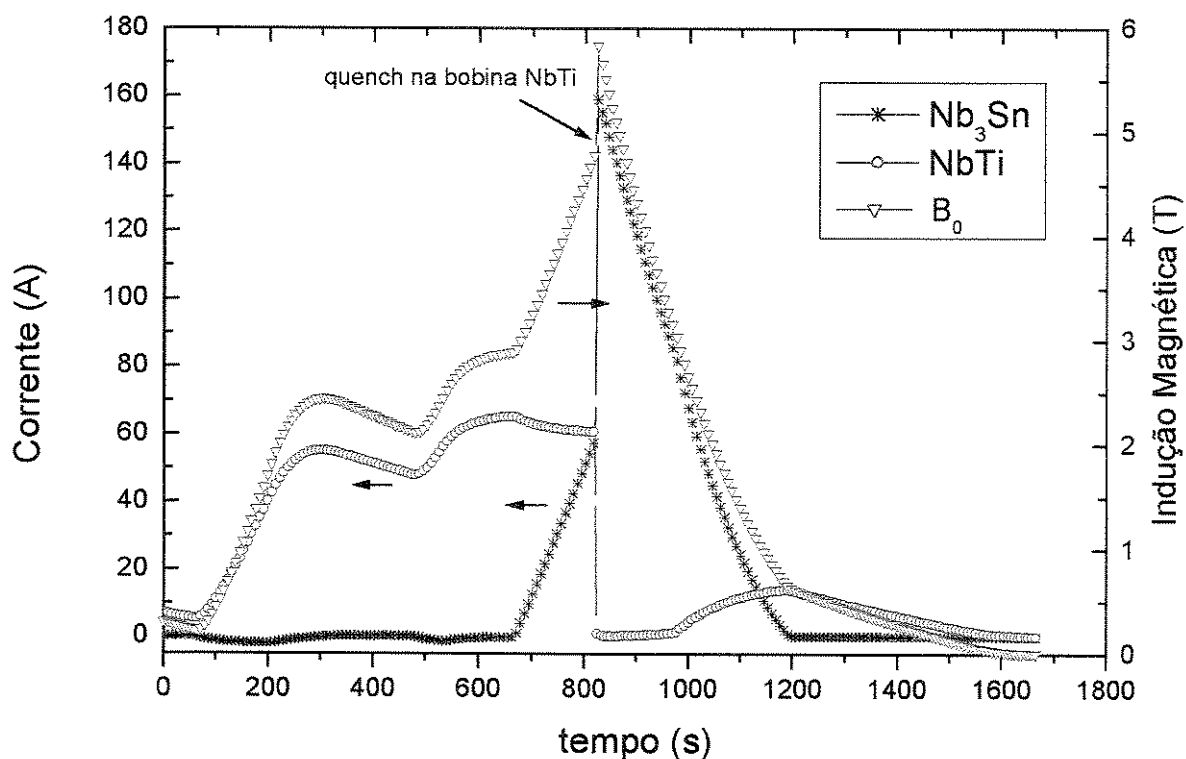
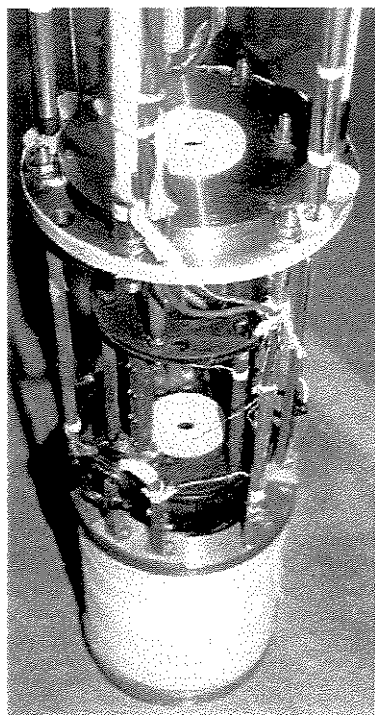


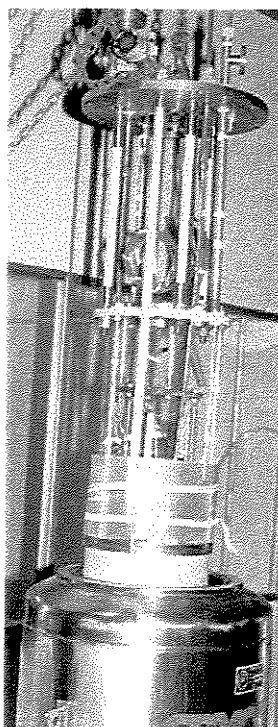
Fig. 5.14 - Carregamento dos enrolamentos de NbTi até 60A e Nb₃Sn até 60A ocorrendo o “quench” no enrolamento de NbTi.

A montagem final de todo o sistema de testes envolvendo os magnetos, as fontes de corrente, criostato, sistema de proteção, detetor de “quench”, instrumentação para aquisição de dados, é mostrada nas Figuras 5.15 a 5.16. Os magnetos foram montados concentricamente em um flange de Ti4Al4V, suportados por quatro tirantes de fibra de vidro, para reduzir a taxa de evaporação e fixados em outro flange no topo do criostato. A taxa de evaporação do criostato sem o magneto é de 0,6 L/h, porém em operação esta taxa sobe para 2 L/h, devido ao transportador de corrente e outras fontes de calor do sistema. Para reduzir esta taxa de evaporação seria necessário a utilização de um criostato selado, incluindo a instalação de uma chave supercondutora para operar o magneto no modo persistente, possibilitando a remoção dos transportadores de corrente, estendendo o período de utilização para até 21 dias sem reposição de hélio, como em sistemas comerciais.

Durante estes testes realizados em quatro sessões foram utilizados 1000 L de hélio líquido, ao custo de R\$ 14,96 por litro, sendo que a instalação existente no Demar/Faenquil permite a recuperação do gás evaporado, para posterior liquefação, reduzindo significativamente os custos das pesquisas em baixas temperaturas.



(a)



(b)



(c)

**Fig. 5.15 – (a) Magneto híbrido ($\text{Nb}_3\text{Sn} + \text{NbTi}$) com guia para tubo do sensor Hall
(b) Montagem do magneto no criostato com proteção na região dos terminais
(c) Magneto montado durante os testes de energização**

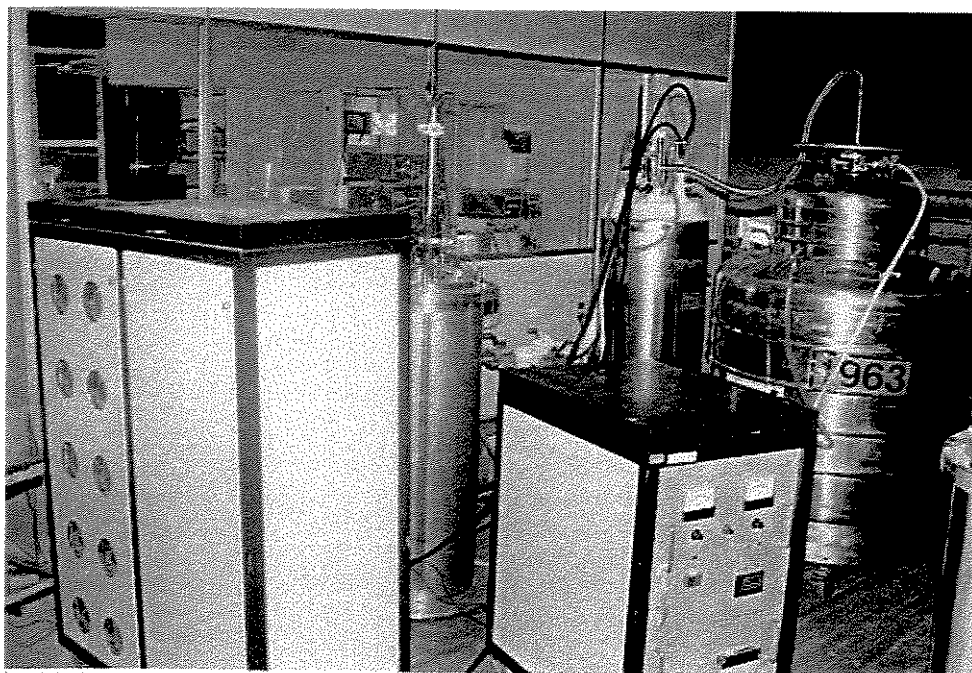


Fig. 5.16 – Fontes de corrente, tanque de hélio e criostato durante os testes de energização dos magnetos.

O dimensionamento elétrico e mecânico de magnetos supercondutores exige o desenvolvimento de metodologia adequada, para permitir a utilização das propriedades intrínsecas dos materiais supercondutores (T_c e H_c) e as extrínsecas como J_c que dependem diretamente do processo de fabricação dos condutores e das tensões mecânicas a que estes fios estarão submetidos nos magnetos. Estas propriedades devem ser observadas durante as etapas do projeto, para garantir que durante a operação o fio não ultrapasse os limites da superfície crítica, porém outros fatores chamados de falha de fabricação, podem limitar estas propriedades não permitindo que o valor projetado seja atingido. Montgomery [66] relata as mais freqüentes falhas ocorridas na construção de magnetos supercondutores enumerando como principais dificuldades a de impregnação completa em enrolamentos compactos e ao elevado número de espiras com fio de diâmetro reduzido. Neste caso, com a movimentação do condutor em comprimentos de alguns milímetros deslocados de alguns micrometros, devido ao atrito, geram calor suficiente para elevar a temperatura localmente e iniciar uma frente de propagação de zona normal que pode levar ao “quench”.

Neste trabalho o enrolamento externo foi construído com fios de NbTi, que por ser uma região de baixa indução magnética permite utilizar fios de diâmetro reduzido, porém com elevado números de espiras, alta indutância associada e reduzida corrente de operação. Esta corrente é escolhida em função do enrolamento de Nb₃Sn, pois na maioria dos projetos os enrolamentos são associados em série, utilizando uma única fonte de corrente.

As bobinas de NbTi com 5292 espiras em 16 camadas (diâmetro do fio 0,85mm) e 9298 espiras em 20 camadas (diâmetro de 0,60mm), totalizando uma espessura de 47,5 mm, não foram impregnadas totalmente o que ocasionou “quench” prematuro devido à movimentação de espiras, limitando o valor da indução magnética gerado. Para trabalhos futuros considerar-se-á a utilização do resinamento camada a camada, que apresenta algumas desvantagens como a cura à temperatura ambiente seguida de pós cura e também com propriedades mecânicas inferiores, porém com a vantagem de garantir uma impregnação total sem falhas macroscópicas. Outra alternativa será a utilização da câmara de pressão, associada à utilização de carretel removível, sendo os esforços mecânicos suportados pela resina, porém agora sem o efeito de contrações térmicas diferenciais entre o carretel e o enrolamento, que facilitam o início das trincas na resina.

Considerando que a resina utilizada é flexível à temperatura ambiente existe a possibilidade de desenrolar estas bobinas, proceder à limpeza do condutor que deve ser a fase mais difícil, para

então enrolar novamente o magneto, agora colocando tecido de vidro entre camadas e executando o resinamento a vácuo seguido de pressurização, como o realizado para a bobina de Nb_3Sn .

A bobina de Nb_3Sn com 9338 espiras em 46 camadas (diâmetro do fio 1,10mm), com espessura de enrolamento de 45,6mm, foi impregnada na câmara de pressão utilizando a resina epóxi importada da CTD [94], apresentou excelente resultado, penetrando em todo o enrolamento. Na curva de carregamento (Figura 5.7), que atingiu a corrente de 200 A ($147\%I_{op}$), as forças atuantes equivalem à pressão de 254 atm, que certamente teriam provocado a degradação do fio supercondutor se ele não estivesse totalmente ancorado pela resina.

Na configuração híbrida, o valor da indução magnética máxima esperada era de 12T, sendo que 7T deveriam ser gerados pelos enrolamentos externos de NbTi e 5T na parte central gerados pelo enrolamento de Nb_3Sn . Com os resultados obtidos, a parte de NbTi gerou 2,90 T, que somados aos 6,35 T gerados pelo enrolamento de Nb_3Sn , totalizou uma indução magnética de 9,25 T.

Deve ser ressaltado que as juntas realizadas no enrolamento de Nb_3Sn apresentaram excelente desempenho, pois eram um dos pontos mais críticos do projeto devido à fragilidade dos condutores e a chance única de sua execução, sem qualquer possibilidade de reparo.

O desenvolvimento realizado, com alguns estudos adicionais para o resinamento e execução de juntas, tornará possível a construção de uma bobina de inserção para gerar até 16T com condutor apropriado de Nb_3Sn , para operar em induções magnéticas acima de 12T.

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

5.3 Trabalhos Futuros

Após a recuperação dos enrolamentos de NbTi, ou em último caso, com o enrolamento de outra bobina para permitir geração na região central uma indução magnética de 12T, como previsto no projeto original, será adicionada uma nova bobina de Nb₃Sn para elevar o valor da indução magnética para 16 T em um diâmetro útil de 30 mm, conforme mostrado na Figura 5.17.

Para este desenvolvimento será necessário a aquisição de fio supercondutor de alto desempenho, com diferente processo de fabricação que, após tratamento térmico, possibilite operação com elevado valor de J_c para gerar indução magnética $B > 15T$. Devido ao diâmetro interno reduzido da bobina, o comprimento necessário será de 500 m do fio Nb₃Sn NSTT da Vacuumschmelze [11], com $J_c = 140 \text{ A/mm}^2$ ($B = 19T$) e $I_{op} = 146 \text{ A}$.

Neste novo desafio, serão necessárias otimizações e desenvolvimentos nas etapas de:

- a) Tratamento térmico de difusão para formação da fase Nb₃Sn.
- b) Resinamento a vácuo, com reforço entre camadas de tecido de vidro, e possivelmente utilização de pressões mais elevadas.
- c) Cálculo dos esforços e deformações mecânicas para condições mais rigorosas, com programas específicos para 3D, considerando ainda que a pressão magnética no enrolamento central atingirá 1000 atm.
- d) Desenvolvimento dos terminais de corrente e emendas, que deverão ser testados previamente, pois o espaço disponível para sua montagem será reduzido.
- e) Sistema de proteção e indução controlada do “quench”, para minimizar os efeitos de pico de corrente e elevação de temperatura nos enrolamentos de Nb₃Sn.
- f) Preparação de infra-estrutura adequada para garantir a manutenção do magneto supercondutor permanentemente resfriado a 4,2K, para evitar a ciclagem térmica.

Com a tecnologia desenvolvida e a infra-estrutura montada para dimensionamento e construção de magnetos supercondutores, será possível acompanhar e testar os novos materiais e formas construtivas, que estão sendo utilizados nos grandes projetos no exterior, para geração de indução magnética de até 21T, em bobinas cilíndricas e dipolos.

Para aplicações específicas de supercondutores operando em corrente alternada, como é o caso dos limitadores de corrente e dos transformadores, será necessário montar uma infra-estrutura adequada para sua caracterização, para elevada corrente e média tensão.

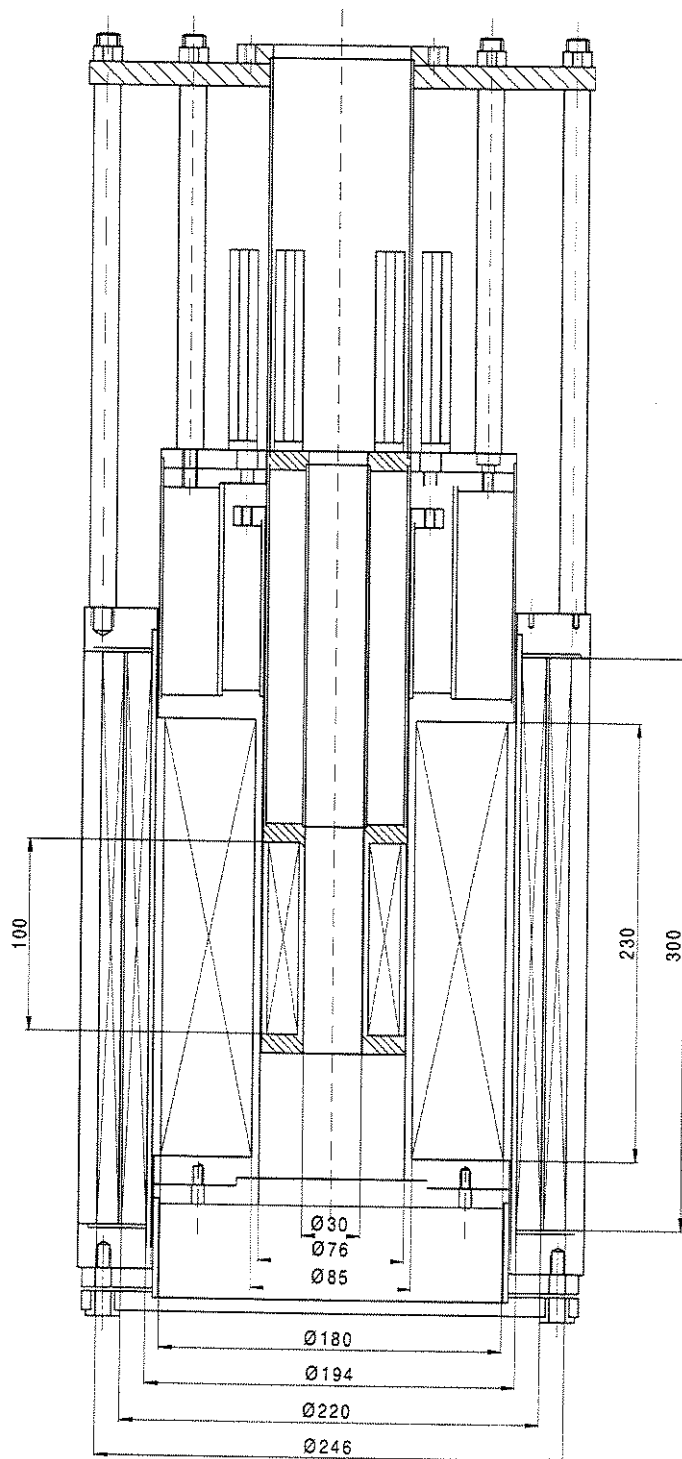


Fig. 5.17 – Montagem do magneto de 12T com bobina adicional de Nb_3Sn para gerar indução magnética de 16T.

A utilização de supercondutores de alta temperatura, dependerá da disponibilidade destes materiais em escala industrial, com características mecânicas semelhantes às do Nb_3Sn , possibilitando a utilização do processo já desenvolvido de enrolamento seguido de reação.

Referências Bibliográficas

- [1] Onnes, H.K., “On the sudden change in the rate at which the resistance of mercury disappears”, Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden, n.124c, 1911.
- [2] Meissner, W., Ochsenfeld, R., “Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit”, Naturwissenschaften v.21, 1933, p.787-8.
- [3] Bardeen, J., Cooper, L.N., Schrieffer, J. R., “Theory of Superconductivity”, Physics Review, v.108, 1957, p.1175-1204.
- [4] London, H., London, F., “Supraleitung und Diamagnetismus”, Physica v.2, 1935, p.341-54.
- [5] Poole-Jr., C. P., Farach, H. A., Creswich, R. J., Superconductivity, Academic Press, 1995.
- [6] Ginzburg, V. L., Landau, L., “On the Theory of Superconductivity”, Zh. Eksp. Teor. Fiz. v.20, 1950, p.1064 – English translation on : Ter. Haar D. (eds.) – Collected Papers of L.D. Landau. Gordon and Breach, New York, 1965, p.546-68.
- [7] Evetts, J., Concise Encyclopedia of Magnetic & Superconducting Materials, Pergamon Press, 1992.
- [8] Vacuumschmelze GmbH –VAC, Filament conductors made of VACRYFLUX NS, Technical Catalog SL021, March 1981, SL 013, September 1990, Germany
- [9] Teledyne Wah Chang Albany, Modified Jelly Roll Update, Technical Catalogue, 1992, USA.
- [10] Europametalli Spa, “High –Tech Superconductors produced by a world leading industrial Group”, , Technical Catalog,1998, Italy.
- [11] Pyon T., Gregory E., “Niobium-Tin for Fusion, High Energy Physics and Other Applications”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v.9,n 2, June1999, p. 2509-2512.
- [12] McKinnell J. C., Henyges R., Tatum J., Zhang Y. Z., Hong S., “Fully bonded Internal-Tin, Niobium-Tin(Nb_3Sn) Conductor Development at Oxford Superconducting Technology”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity v.7, n.2, June 1997, p.1360-1363.
- [13] Bednorz, J. G., Müller, “Possible High T_c Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System”, Zeitschrift Physik, v.B64, 1986, p.189
- [14] Lee, P. J., “Advancing Critical Currents in Superconductors”, ASC - Univ. Wisconsin-Madison, Homepage, August 1999.
- [15] Ouden A., Wessel S., Krooshoop E., Kate H., “Application of Nb_3Sn Superconductors in High-Field Accelerator Magnets”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity v.7, n.2, June 1997, p.733-738.

- [16] Wilson, M. N., Superconducting Magnets, Clarendon Press Oxford, 1983.
- [17] Montgomery D. B., "The Future Prospects for Large Scale Applications of Superconductivity", IEEE Transactions on Applied Superconductivity v.7, n.2, June 1997.
- [19] Wolf, S., "Review of Accelerator Magnet Design in the World", IEEE Transactions on Magnetics v.28, n.1, January 1992, p.96-103.
- [20] Wilson, M. N., "Superconducting Magnets for Accelerators: a Review", IEEE Transactions on Applied Superconductivity v.7, n.2, June 1997, p.727-732.
- [21] Ogata, H., et al., "Design of the ITER Central Solenoid (CS) Model Coil", IEEE Transactions on Magnetics v.32, n.4, July 1996, p.2320-2323.
- [22] Green B. J., Hugert M., "The ITER Project: Status and Prospects", IEEE Transactions on Magnetics v.32, n.4, July 1996, p.2224-2229.
- [23] Ayai N., et al., "Development of Nb₃Al Superconductors for ITER", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v9, n 2, June 1999, p. 2688-2691.
- [24] Evans D., Canfer S.J., "A New Resin System for the Impregnation and Bonding of Large Magnet Coils", in: International Cryogenic Engineering Conference, 17 - ICEC 17, England, 1998.
- [25] Luongo, C. A., "Superconducting Storage Systems: An Overview", IEEE Transactions on Magnetics v.32, n.4, July 1996, p.2214-2223.
- [26] Yasawa, T., et al., "AC Loss Reduction of a 6.6kV Superconducting Fault Current Limiter", IEEE Transactions on Magnetics v.32, n.4, July 1996, p.2399-2402.
- [27] Bloch F., Purcell, E. M., Prêmio Nobel 1952 pela descoberta RMN em líquidos e gases.
- [28] Rosner C. H., "Emerging 21st Century Markets and Outlook for Applied Superconducting Products", Advances in Cryogenic Engineering v.43, 1998, p.1-24.
- [29] Baldan, C. A., "Dimensionamento, construção e testes de magnetos supercondutores", Dissertação (Mestrado), FEE – UNICAMP, Campinas, 1987.
- [30] Matsushita, T., Ekin, J. E., "Superconducting Properties" in: Composite Superconductors, edited by Enzo Osamura, Marcel Dekker Inc., USA, 1994.
- [31] Kaptiza, P., Further Developments of the Method of Obtaining Strong Magnetic Fields, Proceedings of the Royal Society of London, vol. A115, 1927, pp. 658-670.
- [32] Cockcroft, J. D., The Design of Coil for the Production of Strong Magnetic Fields Philosophical Transactions of the Royal Society of London, vol. A227, 1928, pp. 317-343.
- [33] Montgomery, D.B., Solenoid Magnetic Design. Wiley Interscience, New York, 1969.

- [34] Silvester, P.P. and Ferrari, R. L., Finite Elements for Electrical Engineers. Cambridge University Press, 1983, 1990.
- [35] FLUX2D, Cedrat - Ensieg, Laboratoire d'Electrotechnique, BP46, 38402, Saint Martin d'Herès, France.
- [36] MAGNETO, V. 2.8, Integrated Engineering Software, Winnipeg, Manitoba, Canada.
- [37] Finlayson, B. A., The Method of Weighted Residuals and Variational Principles, Academic Press, 1972
- [38] Sabonnadiere, J.C. and Coulomb, J.L., Elementos Finitos e CAE. Traduzido por J.R. Cardoso, Editora Aleph, São Paulo, 1993.
- [39] Brebbia, C.A., The Boundary Element Method for Engineers. Pentech Press, London, 1980, 1984.
- [40] Bobrov, E.S., Williams, J.E.C., Stress in Superconducting Solenoids, presented at The American Society of Mechanical Engineers, Chicago, Illinois, November 16 - 21, 1980, AMD - v. 41, p. 13-41.
- [41] Daniels, J.M., High Power Solenoids: Stresses and Stability, British Journal of Applied Physics, v. 4, n 2, Feb. 1953, p. 50-54.
- [42] Furth, H.P., Levine, M.A., Wanick, R.W., Production and Use of High Transient Magnetic Fields II, The Review of Scientific Instruments, v. 28, n 11, November 1957, p. 949 - 958.
- [43] Lontai, L.M., Marston, P.G., A 100 Kilogauss Quasi-Continuous Cryogenic Solenoid - Part I, Proceedings of the International Symposium on Magnet Technology, Stanford, California: September 8-10, 1965, Edited by H. Brechna and H.S. Gordon, p. 723-732.
- [44] Middleton, A.J., Trowbridge, C.W., Mechanical Stress in Large High Field Magnet Coils, Proceedings of the Second International Conference on Magnet Technology, Oxford, July 1967, p. 140-149.
- [45] Mulhall, B.E., Protero, D.H., Mechanical Stresses in Solenoid Coils, Journal Applied Physics, v. 6, n 17, November 1973, p. 1973-1977.
- [46] Brechna, H., Superconducting Magnet Systems, Springer-Verlag, New York, 1973.
- [47] Johnson, N.E., The Structural Analysis of Non-Homogeneous Solenoids Using the STANSOL Computer Program, MRI-C2754-TR-3, September, 30, 1975, Mechanics Research Inc., Oak Ridge, Tennessee, USA.
- [48] Jonhson, N.E., Gray, W.H., Weed, R.A., Stress Analysis of Non-Homogeneous, Transversely Isotropic Superconducting Solenoids, Proceedings of the Sixth Symposium on Engineering Problems of Fusion Research, San Diego, CA-USA, 1976, p. 243-247.

- [49] Gray, W.H., Ballou, J.K., Electromechanical Stress Analysis of Transversely Isotropic Solenoids, ORNL/TM-5528, March 1977, Oak Ridge National Laboratory; Oak Ridge, Tennessee, USA.
- [50] Arp, V., Stresses in Superconducting Solenoids, Journal of Applied Physics, v. 48, n 5, May 1977, p. 2026-2036.
- [51] Hayashi, I., Formulas for Use in Calculating Electromagnetic Forces on the Cylindrical Air Core Coils and its Applications for the Power Reactors, JIEEE Review, v. 81, Sept. 1961, p. 60 - 65.
- [52] Iwasa, Y., Case Studies in Superconducting Magnets - Design and Operational Issues, Plenum Press, New York, 1994.
- [53] Bailey, R. L., Colyer, G., Homer, G., Rutherford Laboratory Report -RHEL / R258, 1972.
- [54] Evans, D., Morgan, J. T., "Design with Non-metallic Materials", Cryogenic Engineering, Academic Press, 1986, p 271-292.
- [55] Hartwig, G., "Low Temperature Properties of Potting and Structural Materials for Superconducting Magnets", IEEE Transactions on Magnetics, v.11, n 2, March 1975, p 536-539.
- [56] Baldan, C.A., Shigue, C.Y., Maciel, U.M.C., Ruppert-Filho, E., "Study of bisphenol-F epoxy resin system for impregnation of superconducting magnets", Advances in Cryogenic Engineering (Materials) , New York, 2000, v. 46A, B, p. 765-771.
- [57] Urata, M., Maeda, H., "Stabilization of Superconducting Dry Magnets", IEEE Transactions on Magnetics, v. 25, n 2, March 1989, p. 1528 - 1531.
- [58] Urata, M., Maeda, H., "The Relation Between Radial Stress Distribution and Quench Current for Tightly Wound Dry Solenoids", Electromagnetomechanical Interactions in Deformable Solids and Structures, Elsevier Science Publishers B.V. (North Holland) IUTAM, 1987.
- [59] Ishiyama, A., Iwasa, Y., "Quench Propagation Velocities in an Epoxy Impregnated Nb₃Sn Superconducting Winding Model", IEEE Transactions on Magnetics, v. 24, n 2, March 1988, p. 1194 - 1196.
- [60] Joshi, C.H., Iwasa, Y., "Prediction of Current Decay and Terminal Voltages in Adiabatic Superconducting Magnets", Cryogenics, v. 28, March 1989, pp. 157 - 167.
- [61] Kantrowitz, A.R., Stekly, Z.J.J., "A new principle for the construction of stabilized superconducting magnets", Applied Physics Letters, v.6, 56 (1965)
- [62] Wilson, M.N., "Computer Simulation of the Quenching of a Superconducting Magnet"; Rutherford Laboratory Report, RHEL/M 151 /1968

- [63] Shigue, C. Y., “Estabilidade de Sistemas Magnéticos Supercondutores”, Dissertação (Mestrado), Faculdade de Engenharia Química de Lorena, Lorena, Agosto 1993.
- [64] PSPICE – Student Version – MicroSim Corporation, Irvine, CA 92718, USA
- [65] Montgomery, D.B., “Review of Fusion System Magnet Problems”, Proc. IEEE 13th Symposium of Fusion Energy. (IEEE CATALOGUE n° 89 CH 2820-9, 1989)
- [66] Dawson, A.M., Montgomery, D.B., “A Data Base of Magnet Failures and its Relevance to Magnet Design”, IEEE Transactions on Magnetics, v. 32, n 4, July 1996, p. 2974 - 2977.
- [67] Smith, P.F., The Review of Scientific Instruments, 34(4), 368 - 1963
- [68] Leupold, M.J. Iwasa Y., “Superconducting Joint Between Multifilamentary Wires - 1 - Joint-Making and Joint Results” - Cryogenics, April 1996, p. 215 - 216.
- [69] Iwasa, Y., “Superconducting Joint Between Multifilamentary Wires - 1 - Joint-Making and Joint Results” - 2 - Joint Evaluation Technique” - Cryogenics, April 1976, pp. 217 - 219.
- [70] Ekin, J.W., “Current Transfer in Multifilamentary Superconductors”, Journal of Applied Physics, 49 (6), June 1978, p. 3406 - 3409.
- [71] Fast, R.W., at alii, “Electrical and Mechanical Properties of Lead/tin solders and splices for superconducting cables”- Cryogenics, v. 28, January 1988 p. 7 - 9.
- [72] Williams, J.E.C., Pourrahimi, S., Iwasa, Y., Neuringer, L.J., “600 MHz Spectrometer Magnet”, IEEE Transactions on Magnetics v.25: (2) 1767-1770, March 1989
- [73] Melisek, T., Kovac, P., “On the Electrical Transport Properties of Superconducting Joints between Multifilamentary Nb₃Sn Superconductors”, Proc. of European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS) - October 1993, Göttingen - Germany, p. 19 - 22.
- [74] Cogebi Inc. U.S. Division – Relatório Técnico ,1992
- [75] Larbalestier, D. C., King H. W., Problems with stainless steel formers for superconducting magnets, Cryogenics, v. 10, 1970, p. 410-412.
- [76] Larbalestier, D. C., King H. W., Austenitic stainless steel at cryogenics temperatures 1- Structural stability and magnetic properties, Cryogenics, v. 3,1973, p.160-168.
- [77] Tobler, R. L., Nishimura A., Yamamoto J., Design- relevant mechanical properties of 316-type steels for superconducting magnets, Cryogenics, v. 37, 1997, p.533-550.
- [78] Fickett, F. R., Low Temperature Magnetic Behavior of Nonmagnetic Materials, Advances in Cryogenics Engineering Materials, v. 38, 1992, p. 1191-1197.

- [79] Baldan, C. A., Sandim, H. R. Z., Pinatti, D. G., Dainesi, C. R., “Conformação Mecânica de Metais Refratários e suas Ligas”, XX Simpósio Anual da ACIESP sobre Ciência e Tecnologia do Nióbio, Escola Politécnica - USP, Dezembro 1995.
- [80] Collings, E. W., Sumption, M. D., “Materials Selection for ferromagnetic compensation in accelerator magnets”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v.5, n. 2, June, 1995, p. 408-411
- [81] Read, D. T., “Mechanical Properties”, Materials at Low Temperatures, American Society for Metals, 1983, p. 258-259
- [82] Eyssa, Y. M., Markiewicz, W. D., Miller, J., “Quench, Thermal, and Magnetic Analysis Computer Code for Superconducting Solenoids”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v.7, n. 2, June 1997, p. 158-162.
- [83] Evans, D., Morgan, J.T., Stapleton, G.B., “Epoxy Resins For Superconducting Magnet Encapsulation”, Rutherford High Energy Laboratory, RHEL/251,1972
- [84] Evans, D., Morgan, J. T., “Design with Non-Metallic Materials”, Cryogenics, v. 11, 1986, p. 271-292.
- [85] Hartwig, G., “Low-Temperature Properties of Epoxy Resins and Composites”, Advances in Cryogenics Engineering, v. 24, 1978, p. 17-36.
- [86] Reed, R. P., Golda, M., “Cryogenic properties of unidirectional composites”, Cryogenics, v.34, n. 11, 1994, p. 909-928.
- [87] Green, M. A., Coyle, D. E., Miller, P. B., Wenzel, W. F., “Vacuum Impregnation With Epoxy of Large Superconducting Magnet Structures”, Nonmetallic Materials and Composites at Low Temperature, Plenum Press, N. Y.,1979, p.409-420.
- [88] Kendall, M., “Coil Fabrication Specification”, LLNL – B Factory – 96-001, Lawrence Livermore National Laboratory – University of California, April 1996.
- [89] Ciba – Geigy, “Araldite F para Indústria Eletônica”, 1989.
- [90] Kreibich, U. T., Lohse, F., Schmid, R., “Polymers in Low Temperature Technology”, Nonmetallic Materials and Composites at Low Temperature, Plenum Press, N.Y.,1979, p.1-32
- [91] Rey, J. M., Gallet, B., Kircher, F., Lottin, L. C., “Epoxy resin developments for large superconducting magnets impregnation”, Cryogenics, v. 38, n.1, 1998, p. 19-23.

- [92] Evans, D., Canfer, S.J., "A new resin system for the impregnation and bonding of large magnet coils", Proceeding of 17th International Cryogenic Engineering Conference, Bournemouth UK 1988, p 467-470, Institute of Physics Publishing.
- [93] Baldan, C.A., Shigue, C.Y. , Ruppert-Filho, E, "Development of new epoxy resin impregnated superconducting magnet ", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, V.10, n. 1, p. 1367-1369,2000.
- [94] Tupper, M. L., Munshi, N. A., "Tailoring of insulation and adhesives for superconducting magnets and devices", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, V.9, n. 2, p. 216-219,1999.