T0385
1987/DEP

THESE

présentée par

Pascal TIXADOR

pour obtenir le titre de DOCTEUR

de l' **INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(arrêté ministériel du 5 Juillet 1984)

(Spécialité : génie électrique)

Etude sur les machines synchrones entièrement supraconductrices Contribution à la réalisation d'un prototype : stator supraconducteur alternatif .

Date de soutenance : 30 Mars 1987

Composition du jury : D. THOULOUZE — président

P. BRISSONNEAU
Y. BRUNET
A. FEVRIER
C. RIOUX
G. RUELLE — examinateurs

Thèse préparée au sein des laboratoires : C.R.T.B.T. et L.E.G.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Président : Daniel BLOCH

Vice-Présidents: B. BAUDELET
R. CARRE
H. CHERADAME
J.M PIERRARD

Professeurs des Universités

BARIBAUD	Michel	ENSERG
BARRAUD	Alain	ENSIEG
BAUDELET	Bernard	ENSIEG
BEAUFILS	Jean-Claude	ENSEEG
BESSON	Jean	ENSEEG
BLIMAN	Samuel	ENSERG
BLOCH	Daniel	ENSIEG
BOIS	Philippe	ENSHG
BONNETAIN	Lucien	ENSEEG
BONNIER	Etienne	ENSEEG
BOUVARD	Maurice	ENSHG
BRISSONNEAU	Pierre	ENSIEG
BRUNET	Yves	ENSIEG
BUYLE-BODIN	Maurice	ENSERG
CAILLERIE	Denis	ENSHG
CAVAIGNAC	Jean-François	ENSIEG
CHARTIER	Germain	ENSIEG
CHENEVIER	Pierre	ENSERG
CHERADAME	Hervé	UERMCPP
CHERUY	Arlette	ENSIEG
CHIAVERINA	Jean	UERMCPP
COHEN	Joseph	ENSERG
COUMES	André	ENSERG
DURAND	Francis	ENSEEG
DURAND	Jean-Louis	ENSIEG
FONLUPT	Jean	ENSIMAG
FOULARD	Claude	ENSIEG
GANDINI	Alessandro	UERMCPP
GAUBERT	Claude	ENSIEG
GENTIL	Pierre	ENSERG
GUERIN	Bernard	ENSERG
GUYOT	Pierre	ENSEEG
IVANES	Marcel	ENSIEG
JAUSSAUD	Pierre	ENSIEG
JOUBERT	Jean-Claude	ENSIEG
JOURDAIN	Geneviève	ENSIEG
LACOUME	Jean-Louis	ENSIEG
LESIEUR	Marcel	ENSHG
LESPINARD	Georges	ENSHG
LONGEQUEUE	Jean-Pierre	ENSIEG
LOUCHET	François	ENSEEG
MASSELOT	Christian	ENSIEG
MAZARE	Guy	ENSIMAG
MOREAU	René	ENSHG
MORET	Roger	ENSIEG
MOSSIERE	Jacques	ENSIMAG
OBLED	Charles	ENSHG
PARIAUD	Jean-Charles	ENSEEG
PAUTHENET	René	ENSIEG
PERRET	René	ENSIEG
PERRET	Robert	ENSIEG
PIAU	Jean-Michel	ENSHG
POLOUJADOFF	Michel	ENSIEG
POUPOT	Christian	ENSERG
RAMEAU	Jean-Jacques	ENSEEG
RENAUD	Maurice	UERMCPP
ROBERT	André	UERMCPP
ROBERT	François	ENSIMAG
SABONNADIERE	Jean-Claude	ENSIEG
SAUCIER	Gabrielle	ENSIMAG
SCHLENKER	Claire	ENSIEG
SCHLENKER	Michel	ENSIEG
SERMET	Pierre	ENSERG
SILVY	Jacques	UERMCPP
SOHM	Jean-Claude	ENSEEG
SOUQUET	Jean-Louis	ENSEEG
TROMPETTE	Philippe	ENSHG
VEILLON	Gérard	ENSIMAG

Professeurs Université des Sciences Sociales (Grenoble II)

BOLLIET	Louis
CHATELIN	Françoise

Chercheurs du C.N.R.S

CARRE	René	Directeur de recherche
CAILLET	Marcel	"
FRUCHART	Robert	"
JORRAND	Philippe	"
LANDAU	Ioan	"
ALLIBERT	Colette	Maître de recherche
ALLIBERT	Michel	"
ANSARA	Ibrahim	"
ARMAND	Michel	"
BINDER	Gilbert	"
BONNET	Roland	"
BORNARD	Guy	"
CALMET	Jacques	"
DAVID	René	Maître de recherche
DEPORTES	Jacques	"
DRIOLE	Jean	"
EUSTATHOPOULOS	Nicolas	"
GIVORD	Dominique	"
JOUD	Jean-Charles	"
KAMARINOS	Georges	"
KLEITZ	Michel	"
LEJEUNE	Gérard	"
MERMET	Jean	"
MUNIER	Jacques	"
SENATEUR	Jean-Pierre	"
SUERY	Michel	"
WACK	Bernard	"

Personnalités agrées à titre permanent à diriger
des travaux de recherche (Décision du conseil scientifique)

E.N.S.E.E.G

BERNARD	Claude	FOSTER	Panayotis	RAVAINE	Denis
CAILLET	Marcel	GALERIE	Alain	SAINFORT	Paul
CHATILLON	Catherine	HAMMOU	Abdelkader	SARRAZIN	Pierre
CHATILLON	Christian	MALMEJAC	Yves	SIMON	Jean-Paul
COULON	Michel	MARTIN GARIN	Régina	TOUZAIN	Philippe
DIARD	Jean-Paul	NGUYEN TRUONG	Bernadette	URBAIN	Georges

E.N.S.E.R.G

BOREL	Joseph	DOLMAZON	Jean-Marc
CHOVET	Alain	HERAULT	Jeanny

E.N.S.I.E.G

BORNARD	Guy	KOFMAN	Walter	MAZUER	Jean
DESCHIZEAUX	Pierre	LEJEUNE	Gérard	PERARD	Jacques
GLANGEAUD	François			REINISCH	Raymond

E.N.S.H.G

ALEMANY	Antoine	DARVE	Félix	ROWE	Alain
BOIS	Daniel	MICHEL	Jean-Marie	VAUCLIN	Michel

E.N.S.I.M.A.G

BERT	Didier	COURTIN	Jacques	FONLUPT	Jean
CALMET	Jacques	COURTOIS	Bernard	SIFAKIS	Joseph
		DELLA DORA	Jean		

U.E.R.M.C.P.P

CHARUEL	Robert

C.E.N.G

CADET	Jean	JOUVE	Hubert	PERROUD	Paul
COEURE	Philippe	NICOLAU	Yvan	PEUZIN	Jean-Claude
DELHAYE	Jean-Marc	NIFENECKER	Hervé	TAIEB	Maurice
DUPUY	Michel			VINCENDON	Marc

Laboratoires extérieurs :

C.N.E.T

DEMOULIN	Eric	GERBER	Roland	MERCKEL	Gérard
DEVINE				PAULEAU	Yves

****

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT-ETIENNE

Directeur	: Monsieur M. MERMET
Directeur des Etudes et de la formation	: Monsieur J. LEVASSEUR
Directeur des recherches	: Monsieur J. LEVY
Secrétaire Général	: Mademoiselle M. CLERGUE

Professeurs de 1ère Catégorie

COINDE	Alexandre	Gestion
GOUX	Claude	Métallurgie
LEVY	Jacques	Métallurgie
LOWYS	Jean-Pierre	Physique
MATHON	Albert	Gestion
RIEU	Jean	Mécanique - Résistance des matériaux
SOUSTELLE	Michel	Chimie
FORMERY	Philippe	Mathématiques Appliquées

Professeurs de 2ème catégorie

HABIB	Michel	Informatique
PERRIN	Michel	Géologie
VERCHERY	Georges	Matériaux
TOUCHARD	Bernard	Physique Industrielle

Directeur de recherche

LESBATS	Pierre	Métallurgie

Maîtres de recherche

BISCONDI	Michel	Métallurgie
DAVOINE	Philippe	Géologie
FOURDEUX	Angeline	Métallurgie
KOBYLANSKI	André	Métallurgie
LALAUZE	René	Chimie
LANCELOT	Francis	Chimie
LE COZE	Jean	Métallurgie
THEVENOT	François	Chimie
TRAN MINH	Canh	Chimie

Personnalités habilitées à diriger des travaux de recherche

DRIVER	Julian	Métallurgie
GUILHOT	Bernard	Chimie
THOMAS	Gérard	Chimie

Professeur à l'UER de Sciences de Saint-Etienne

VERGNAUD	Jean-Maurice	Chimie des Matériaux & chimie industrielle

****

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au CENTRE DE RECHERCHES SUR LES TRES BASSES TEMPERATURES à Grenoble. Je remercie Mr D. THOULOUZE de m'avoir accueilli dans ce laboratoire et Mr J. FLOUQUET de m'avoir permis de terminer ma thèse dans de bonnes conditions.

J'ai apprécié la compréhension de l'ensemble du laboratoire pour qui cette expérience fut assez lourde dans la partie réalisation et montage.

Je remercie Mr D. THOULOUZE pour l'honneur qu'il me fait en présidant le jury de cette thèse, ainsi que MM. P. BRISSONNEAU, Y. BRUNET, A. FEVRIER, C. RIOUX et G. RUELLE qui ont accepté d'en faire partie.

Que Mr le Professeur Y. BRUNET qui a orienté et dirigé cette étude avec beaucoup de sympathie trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie :

- la société ALSTHOM avec laquelle cette expérience a été étroitement menée :
- MM. J.L. SABRIE, Y. LAUMOND et A. FEVRIER pour leur soutien permanent et efficace.

Je ne pourrai oublier l'aide inestimable de MM. H. REYNAUD, A. BOULBES, J.P. LEGGERI et J. PILON qui ont participé à la réalisation de la machine. Je remercie Mr G. ESCALON, l'ensemble du personnel du C.R.T.B.T. et les services généraux pour leur disponibilité.

Je remercie enfin Mme F. MAHIEUX qui a assuré la frappe de cet ouvrage avec diligence et efficacité et Mr H. REYNAUD qui est l'auteur de la plupart des figures.

INTRODUCTION

Depuis la fin du XIXe siècle, les machines électriques ont peu évolué dans leur concept mais aussi dans l'emploi des matériaux : fer et cuivre principalement. Cependant la course à la consommation électrique a entraîné une spectaculaire augmentation des puissances unitaires que nous devons à des matériaux de meilleure qualité et à des systèmes de refroidissement performants.

Ayant atteint des limites technologiques et économiques, les solutions classiques ne pouvaient répondre aux demandes de puissance supérieure. L'emploi d'inducteurs supraconducteurs (SC) ouvrait une voie nouvelle. Les concepts de base étaient souvent identiques, même si des idées originales /1//2/ sont apparues, suivies de prototypes /3//4/. L'étude et la réalisation de ces cryomachines jusqu'à des tailles presque industrielles furent des sujets de recherche particulièrement enthousiasmants. Cependant la diminution très sensible des demandes de gros matériel électrique par suite de la crise économique actuelle a eu pour conséquence un net ralentissement et parfois même l'abandon des études malgré de nombreux résultats très positifs.

C'est dans ce contexte assez morose qu'est apparu en 1983 un premier fil supraconducteur utilisable aux fréquences industrielles (50-60 Hz) /5/. L'emploi de supraconducteurs pourrait s'étendre donc à presque tous les matériels électrotechniques. Le regain d'intérêt pour les solutions supraconductrices apparaît nettement. Il est lié certainement également à l'essor des nombreuses réalisations utilisant des SC et à leur première application industrielle : l'imagerie RMN. La cryoélectricité pourrait se développer assez rapidement et révolutionner l'électrotechnique. Outre ses nombreux avantages, une machine entièrement SC est porteuse d'idées nouvelles et originales. L'objet de ce mémoire est d'en exposer quelques-unes et de présenter l'étude, la réalisation partielle et les premiers essais d'un prototype de 20 kVA.

CHAPITRE I

GENESE DE LA MACHINE

I - RAPPELS CHRONOLOGIQUES

La supraconductivité fut découverte par K. OMNES en 1911. Cependant les applications technologiques n'apparurent qu'après 1960, date à laquelle les matériaux de type II, seuls vraiment intéressants pour l'électricien, furent élaborés. Une augmentation notable des densités de puissance (facteur supérieur à 2) était un des très nombreux progrès que pouvait apporter l'introduction des supraconducteurs aux machines électriques.

Aussi les premières réalisations virent rapidement le jour : M. L. CLAUDE /6/ et AVCO EVERETT /7/. Il s'agissait de machines synchrones à axe vertical avec induit tournant en cuivre et inducteur supraconducteur fixe : les cryoalternateurs étaient nés. En 1967, DYNATECH /8/ construisit une machine synchrone entièrement supraconductrice. Mais les pertes très élevées des supraconducteurs en régime variable (induit) firent abandonner totalement ce type de réalisation.

Une étape importante fut franchie au MIT en 1969 avec la mise en oeuvre d'un inducteur supraconducteur tournant résolvant ainsi les problèmes cryogéniques et mécaniques liés à la rotation des parties froides. De nombreux autres cryoalternateurs furent construits dans le monde (tableau I).

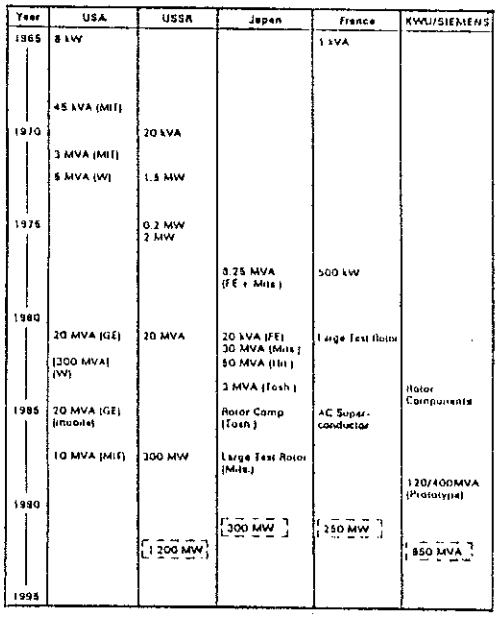


Tableau I /9/ :
Développement des cryoalternateurs.
[- - -] projet envisagé
[ ] projet suspendu.

Cependant deux approches différentes furent menées conjointement :

- la réalisation de machines complètes de faible puissance,
- l'étude partielle et le test des parties clés de dimension industrielle.

La France, où le premier prototype fonctionna, prit part activement à son développement :

En 1977, le CNRS-CRTBT et le laboratoire d'Electrotechnique mirent en oeuvre une machine hypersynchrone /3/. L'inducteur en NbTi était entraîné non mécaniquement mais par voie électromagnétique. Même si elle n'a pas démontré l'intérêt de ce nouveau type d'alternateur, c'est une des seules réalisations qui ait subi des régimes transitoires sévères sans aucune détérioriation. ALSTHOM en collaboration avec EDF préféra la deuxième approche et construisit le plus gros rotor supraconducteur actuel /10/ pour tester en grandeur réelle certains choix cryogéniques.

Malgré l'expérience peu probante de DYNATECH, l'idée d'une machine entièrement supraconductrice est très séduisante. Le niveau trop élevé des pertes dans les supraconducteurs à l'induit est toutefois l'handicap majeur. Le paragraphe suivant résume, en simplifiant, leurs causes, et indique comment elles ont été progressivement réduites pour atteindre un niveau économiquement rentable pour envisager de nouveau des induits supraconducteurs.

II - LES SUPRACONDUCTEURS EN ALTERNATIF

Un fil supraconducteur est très généralement un composite multifilamentaire (fig. 1). Le supraconducteur est en effet divisé en de nombreux filaments de diamètre d (quelques μm) pour éviter toute propagation des sauts de flux qui dissipent une densité d'énergie proportionnelle à d^2. Ils sont noyés dans une matrice conductrice ayant une grande diffusivité thermique (k/mc) pour assurer un refroidissement rapide et une faible diffusivité magnétique (μ/ρ) pour écranter partiellement les variations électromagnétiques. En outre lorsqu'un filament transite localement, la matrice est alors un shunt électrique et facilite aussi le retour à l'état supraconducteur de la zone normale : c'est la cryostabilité.

Dans un environnement électromagnétique constant, le conducteur transporte des densités de courant très élevées sans aucune dissipation thermique. Mais dès que le composite est soumis à des champs variables, il est le siège de pertes :

- Des courants de Foucault se développent dans le conducteur, d'où effet Joule dans toutes les parties résistives : matrice, âme centrale et couronne extérieure. Pour limiter les courants induits entre filaments dus au champ transverse on torsade le fil avec un pas de twist noté L_p. Mais L_p dans les meilleures conditions est actuellement limité à environ 4D /11/, si D est le diamètre du conducteur. En effet des contraintes importantes sont appliquées au fil lors de cette opération et il faut éviter la rupture des filaments ou la détérioration des caractéristiques du supraconducteur. L'augmentation de la résistance transverse réduit aussi les pertes : c'est le rôle par exemple des barrières en cupro-nickel placées autour de chaque filament pour les conducteurs NbTi. On obtient une diminution encore plus importante si la matrice est entièrement en CuNi. La cryostabilité peut être alors assurée par une âme centrale en cuivre, elle-même subdivisée par des barrières en CuNi. Avec des filaments ultra-fins (< 0,3μm), le cuivre peut être totalement exclu, la stabilité étant néanmoins maintenue /12/.

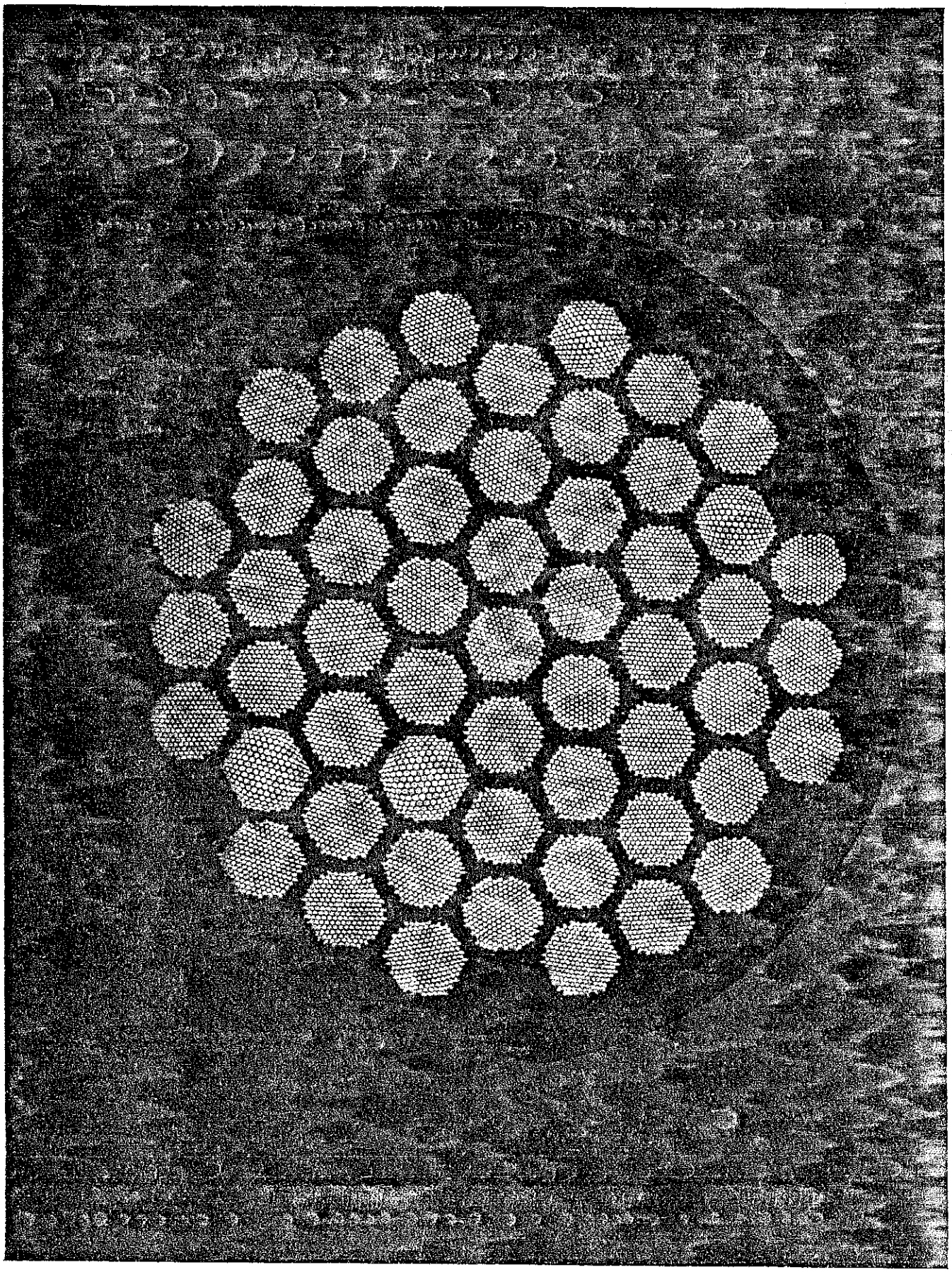


Fig. 1 : Composite multifilamentaire NbTi avec une matrice en Cu
(Photo ALSTHOM)

- Au sein des filaments la densité de courant critique j_c écrante partiellement les variations magnétiques et piège une partie du flux dans le matériau. La courbe d'aimantation présente une hystérésis qui se traduit par des pertes en régime variable. Avec le modèle développé par London /13/, elles sont proportionnelles au diamètre des filaments d puisque le champ écranté H* est lui-même proportionnel à d. Ainsi d a été progressivement réduit pour atteindre des dimensions submicroniques, la continuité des filaments étant conservée. Cependant le modèle de London n'est plus valable pour les très petites valeurs de d (fig. 2). N.J. Carr et C.R.

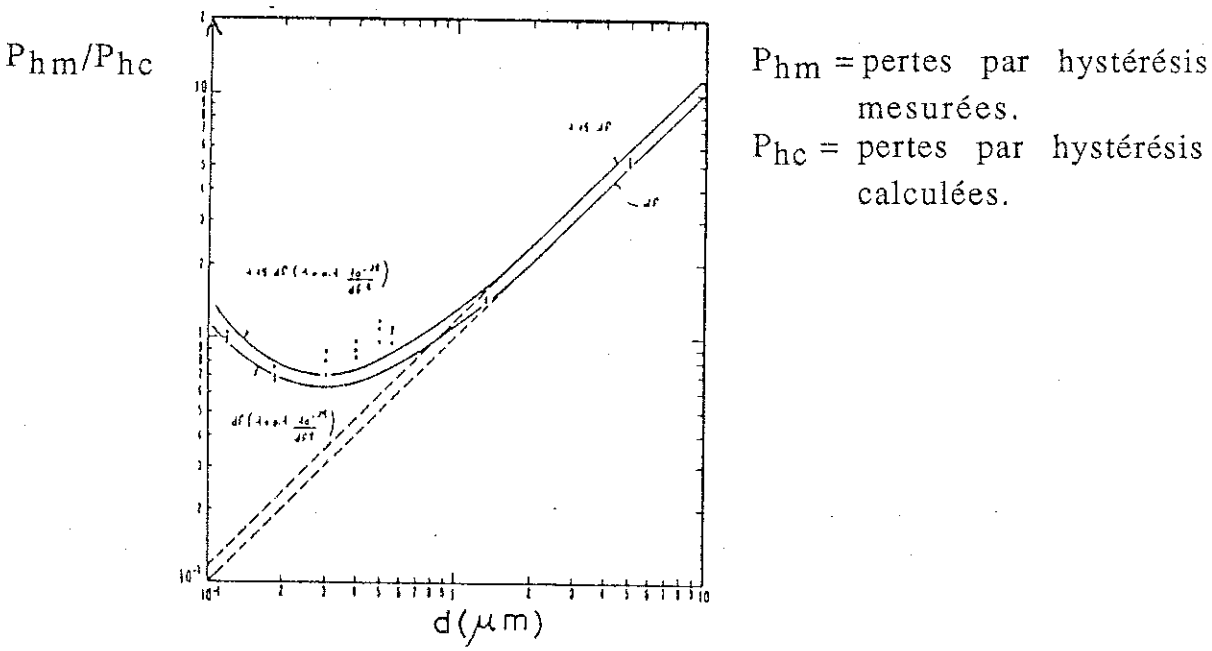


Fig. 2 /14/. - Variation des pertes par hystérésis en fonction du diamètre des filaments d.

Wagner /15/ observent cette déviation lorsque la matrice est en cuivre mais pour des diamètres d supérieurs. Ce phénomène est attribué aux effets de proximité dans la matrice qui couplent fortement les filaments entre eux : l'épaisseur de métal entre eux peut être de l'ordre de grandeur de sa longueur de cohérence (100 Å). Ainsi chaque faisceau se comporte comme un monobrin, d'où l'augmentation de l'hystérésis.

Cependant la diminution de d, même si elle ne s'est pas accompagnée d'une réduction des pertes en a.c., a mis en évidence des propriétés remarquables /16/ dont l'une des plus intéressantes pour l'électrotechnicien est l'augmentation de la densité de courant critique j_c à bas champ ($2,5 \cdot 10^{11}$ A/m^2 pour des inductions inférieures à 0,5 T /17/).

Conscients de l'énorme potentialité technologique des fils supraconducteurs utilisables aux fréquences industrielles, les laboratoires de MARCOUSSIS et ALSTHOM ont réussi à élaborer en grande longueur un composite multifilamentaire dont les pertes sont suffisamment faibles pour qu'on puisse l'utiliser à 50 Hz. Les caractéristiques générales d'un fil de ce type (fig. 3) sont présentées dans le tableau II et fig. 4.

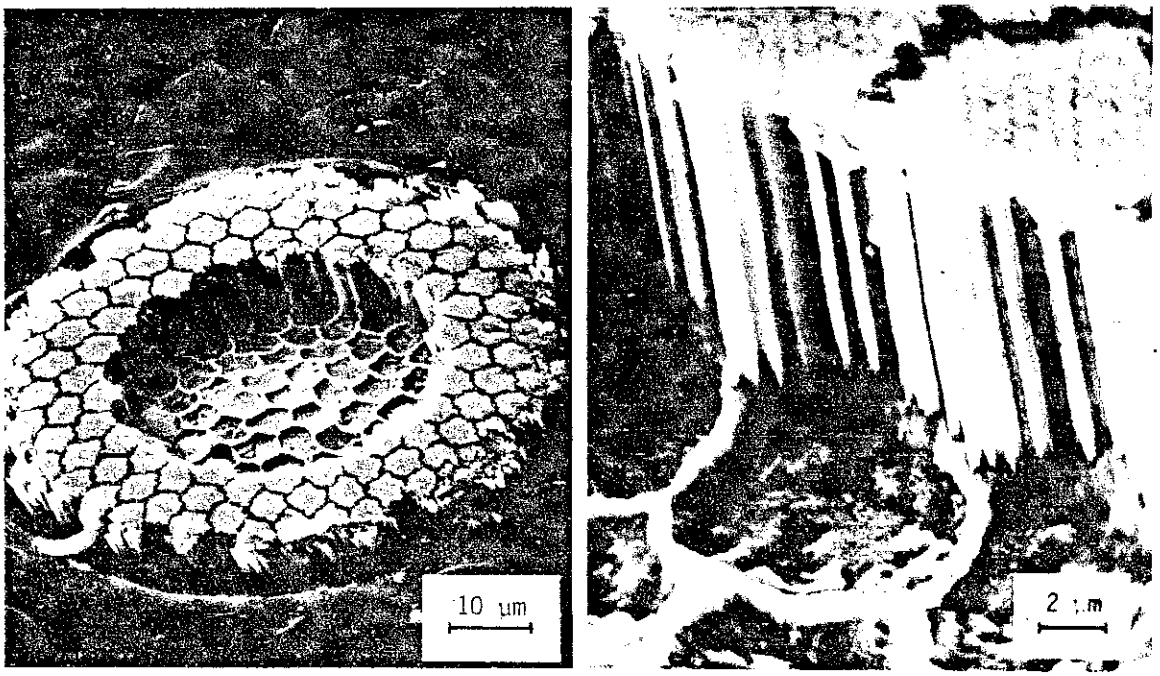


Fig. 3 - Microphotographie du brin supraconducteur CCN 14 000 LL (document laboratoires de MARCOUSSIS).

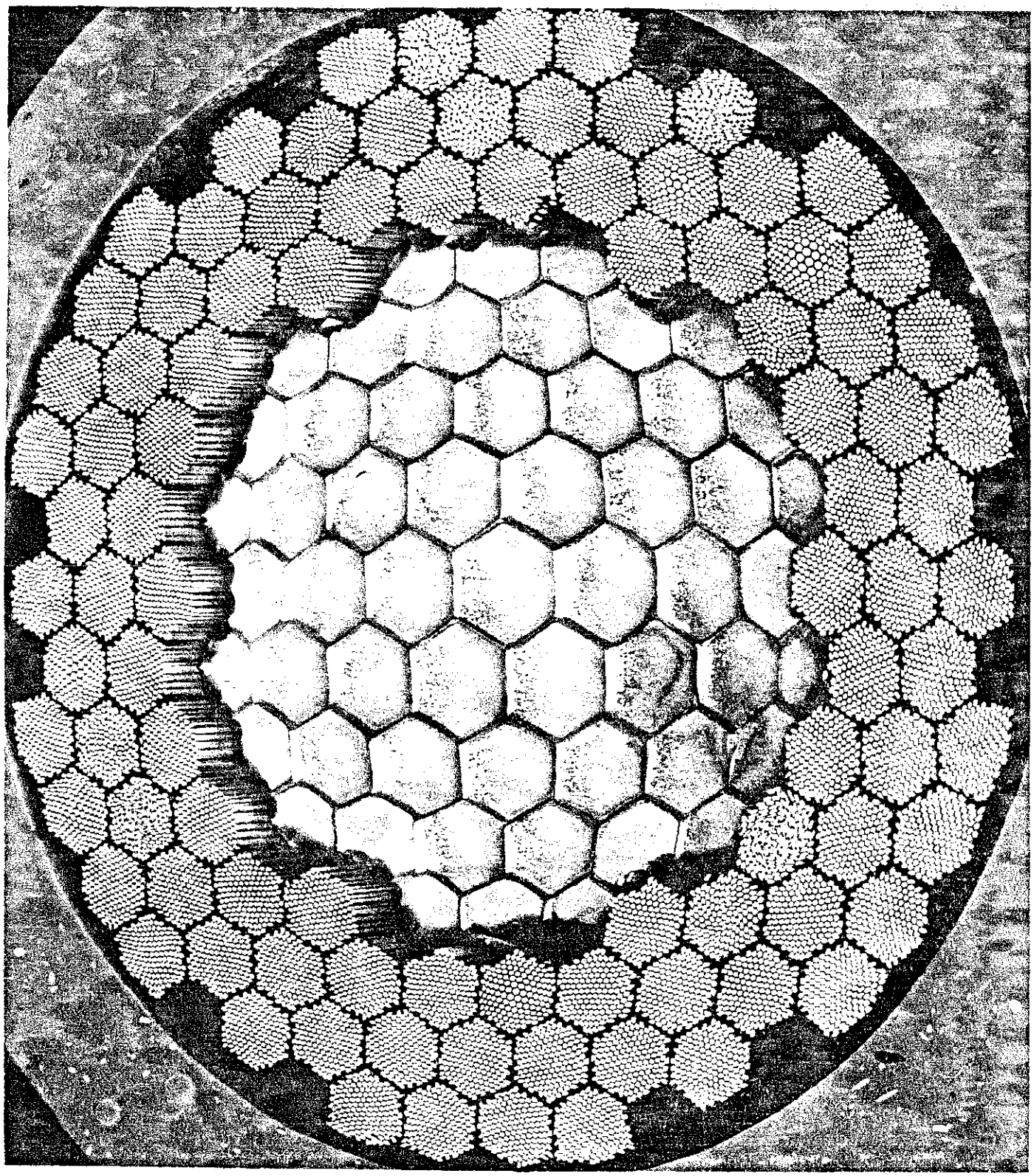


Fig. 3 : Coupe du fil CCN 14000 LL (Photo ALSTHOM)
(Diamètre 0,12 mm ; filaments de 0,55 µm)

Elles sont en accord avec les spécifications d'un supraconducteur alternatif :

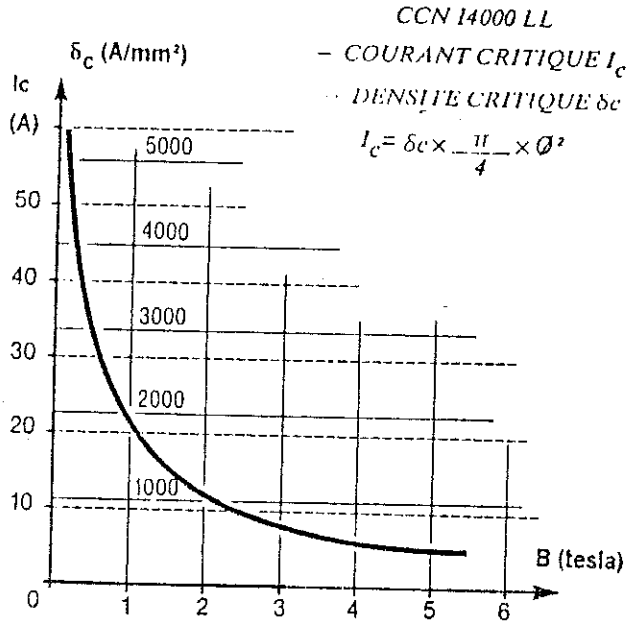
-d submicronique ;

-faible D (réduction de L_p et du temps de diffusion thermique $(D/2)^2/(k/mc)$, augmentation de la surface d'échange) ;

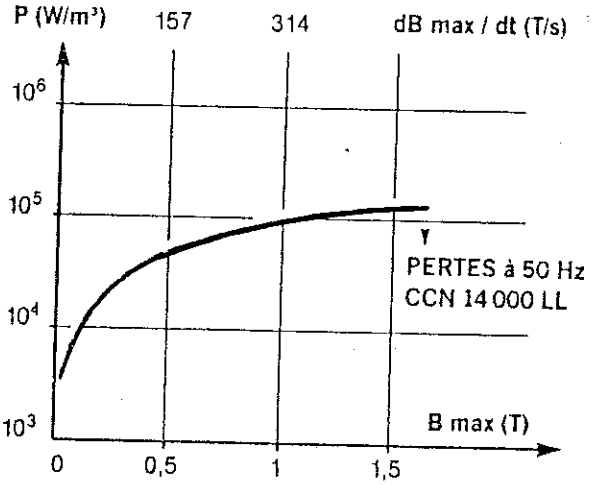
- matrice à résistivité transverse élevée.

	CCN 14 000 LL
Diamètre du conducteur (mm)	0,12
Nombre de filaments	14 496
Nombre de faisceaux	96
Diamètre des filaments (µm)	0,55
Matrice	CuNi
Résistivité transverse (4,2 K, Ωm)	$3,9 . 10^{-7}$
Ame centrale :	Cu + CuNi
Résistivité transverse (4,2 K, Ωm)	$3 . 10^{-8}$
Résistivité longitudinale (4,2 K, Ωm)	$2,8 .10^{-10}$
Couronne externe	CuNi
Epaisseur (µm)	5,6
Rapport des sections matrice/NbTi	2
Pas de torsadage (mm)	0,8

Tableau II -Caractéristiques du fil CCN 14000 LL.



Caractéristique critique $I_C(B)$ à 4,2 K



Densité de perte à 50 Hz en fonction du champ à 4,2 K

Fig. 4 /18/

Les pertes les plus faibles sont obtenues actuellement avec des composites NbTi. L'emploi de Nb_3Sn en a.c. se heurte à des difficultés d'ordre technologique : les filaments se rejoignent pendant les traitements thermiques /19/. Les avantages du Nb_3Sn sont ses température et densité critiques élevées. Cependant il faut citer pour ces conducteurs le problème d'isolation qui doit supporter des traitements thermiques à 500 ou 600°C.

Ces difficultés viennent récemment d'être surmontées : Y. KUBATA et al. présentent dans la réf. /20/ un composite Nb_3Sn d'un diamètre de 0,153 mm avec 11 000 filaments de 0,53 µm de diamètre et une matrice en bronze. Ces caractéristiques, associées à un pas de torsadage de 0,87 mm, ont permis d'obtenir une densité de perte égale à 500 kW/m^3 environ pour un champ à 50 hz d'amplitude 2 T.

Même si le gain n'est pas aussi spectaculaire qu'en continu, où l'emploi de supraconducteur supprime tout effet Joule, les supraconducteurs en alternatif apparaissent intéressants pour les pertes vis-à-vis du cuivre. Pour comparer les solutions classiques et supraconductrices, il convient d'une part de ramener les pertes intrinsèques du composite à température ambiante, c'est-à-dire de tenir compte du facteur de mérite ξ, et d'autre part de considérer la différence des densités de courant admissibles dans les deux cas. Ainsi les grandeurs intéressantes à comparer sont $\sqrt{2}\ (\xi p)/j_c$ pour le matériau supraconducteur et ρj pour le cuivre en fonction de la valeur du champ magnétique, auquel est soumis le matériau et dont dépend j_c et p (Fig. 5).

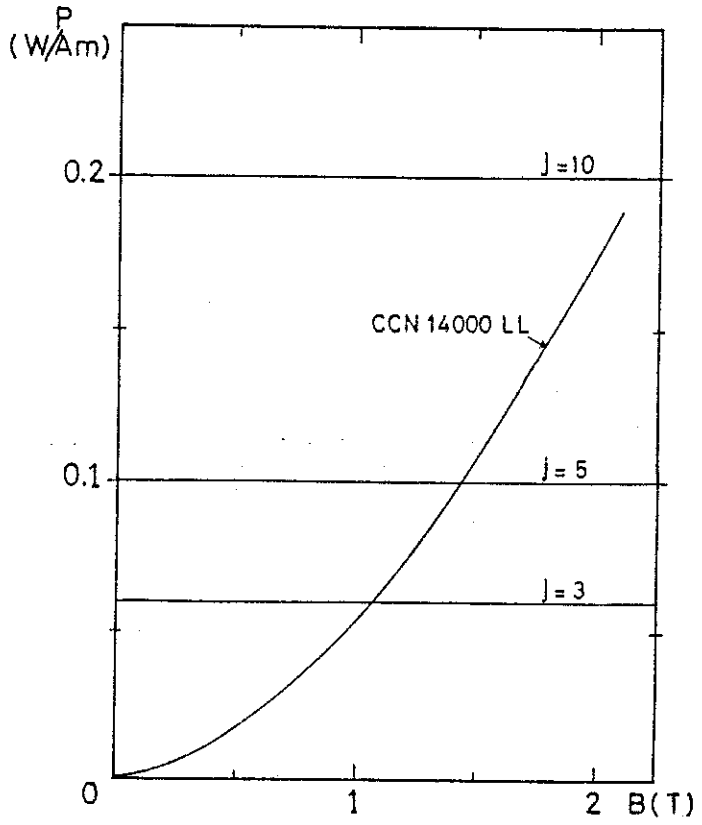


Fig. 5 - Pertes comparées pour le cuivre et le fil supraconducteur CCN 14000 LL en fonction du champ magnétique
(j en A/mm^2 ; ξ = 700).

Une propriété remarquable des supraconducteurs a.c. est de pouvoir limiter les courants de défaut grâce à leur résistance élevée à l'état normal /21//22/. La vitesse de propagation de la transition est extrêmement rapide si la matrice est entièrement en CuNi. Cet effet est illustré Fig. 6 :

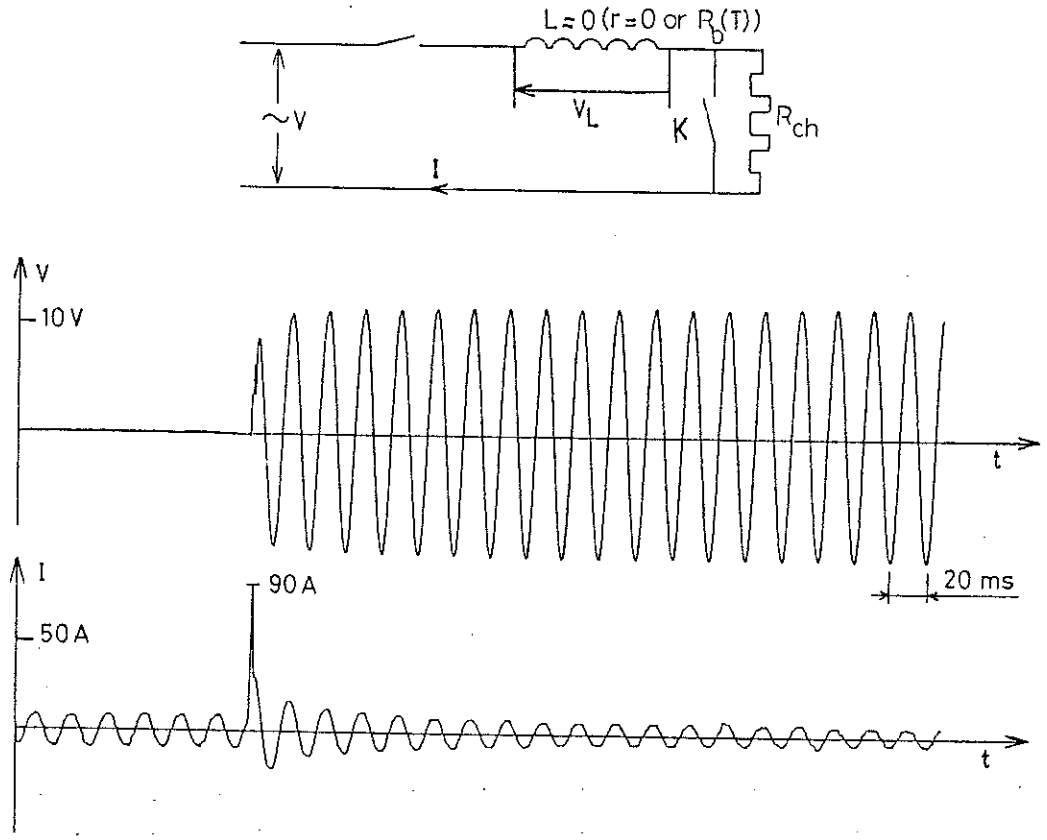


Fig. 6 /22/ - Limitation du courant de court-circuit par une bobine supraconductrice aselfique (76 μH).

III - LE PROJET CNRS/CRTBT/ALSTHOM

Une réalisation de faible puissance (dizaine kVA) qui utilise les premières longueurs de CCN 14 000 LL est nécessaire pour démontrer à frais réduit et assez rapidement la faisabilité d'une machine synchrone entièrement SC et plus particulièrement d'un induit triphasé en NbTi. Bien entendu cette maquette ne pourra absolument pas être extrapolée pour les fortes puissances qui correspondent à l'intérêt économique des SC. Les problèmes cryogéniques et mécaniques sont totalement différents ; les études restent donc à faire. Cependant elle aura l'avantage de mettre en évidence certaines difficultés et d'étudier le comportement de supraconducteurs soumis à un champ tournant important et de vérifier certains concepts nouveaux. En effet cette machine (GASC) (générateur alternatif supraconducteur) s'insère dans un vaste programme dirigé par ALSTHOM sur l'électrotechnique supraconductrice /23/ visant à réaliser un GRASC (groupe alternatif supraconducteur) (Fig. 7).

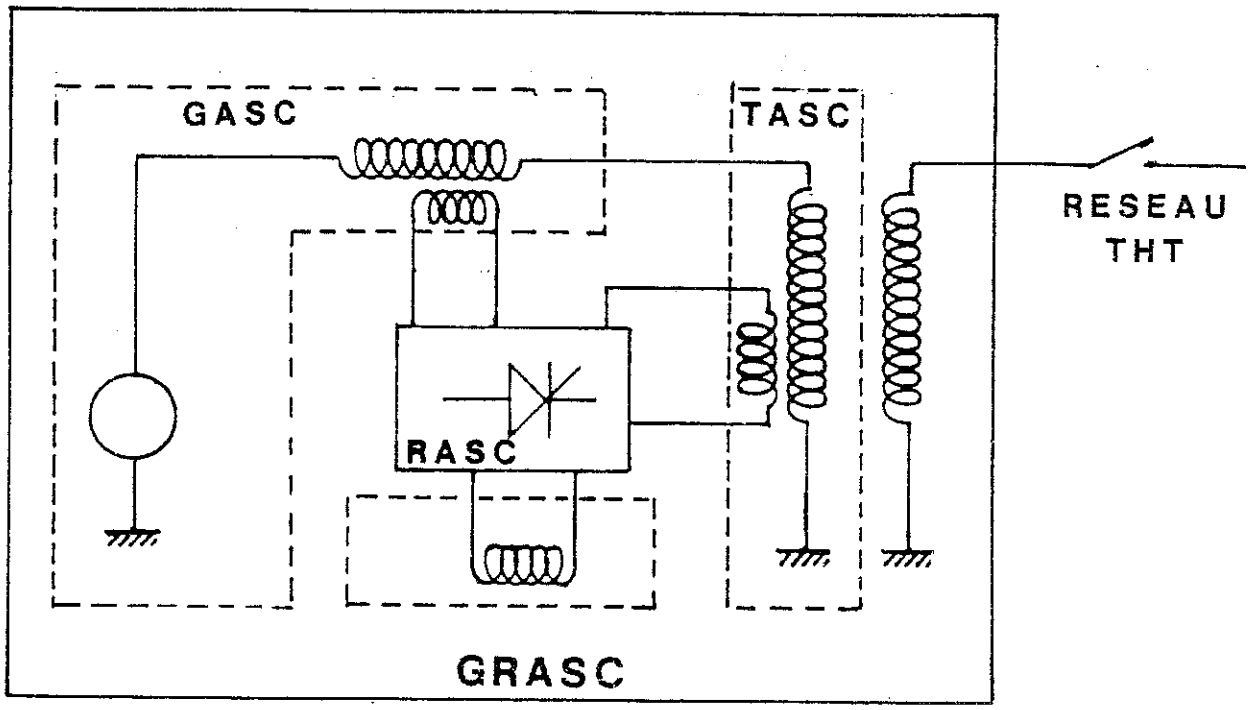


Fig. 7 /23/ - Ensemble supraconducteur.

Il comprend outre le GASC un RASC, régulateur supraconducteur et un TASC, transformateur alternatif supraconducteur.

Dès que des perturbations sont appliquées à une machine, des oscillations apparaissent mais leurs amplitudes diminuent rapidement, conséquence des pertes Joule dans les amortisseurs par exemple. Pour une machine entièrement supraconductrice avec une structure isolante, donc sans effet dissipatif possible, l'amortissement est extrêmement faible. On ne peut envisager un tel fonctionnement pour un alternateur couplé au réseau.Une possibilité intéressante pour amortir les oscillations est d'utiliser un SMES (superconducting magnetic energy storage) /24/, c'est-à-dire une bobine supraconductrice reliée aux bornes de la machine par un pont commandé judicieusement pour fournir ou absorber de l'énergie.

Enfin le transformateur de tranche peut être lui aussi supraconducteur ou bien mixte, c'est-à-dire primaire supraconducteur et secondaire normal : cette solution hybride permet de supprimer les amenées de courant entre l'ambiante et l'hélium qui sont toujours à l'origine de pertes thermiques importantes.

Dans le cadre de l'activité cryoélectrotechnique du CRTBT, un contrat fut conclu avec ALSTHOM pour construire et tester une machine entièrement supraconductrice de faible puissance qui pourrait s'insérer par la suite dans un GRASC.

CHAPITRE II

INTERET DES MACHINES SYNCHRONES ENTIEREMENT SUPRACONDUCTRICES

I - INTERET ELECTRIQUE

Les premiers résultats théoriques sont présentés dans l'article :

"First conclusions on the advantages of full superconducting synchronous machines",

Y. Brunet, P. Tixador, T. Lecomte, J.L. Sabrié,
Electric Machines and Power Systems 11, pp. 511-521, 1986.

Nous n'y avons traité que le cas bipolaire, aussi l'influence du nombre de paires de pôles est traitée en complément.

FIRST CONCLUSIONS ON THE ADVANTAGES OF FULL SUPERCONDUCTING SYNCHRONOUS MACHINES

Y. BRUNET and P. TIXADOR

CNRS-CRTBT
Laboratoire d'Electrotechnique ERA 534
BP 166 X
38042 Grenoble-Cédex, France

T. LECOMTE and J. L. SABRIE

ALSTHOM, DEA
Avenue des 3 Chênes
90001 Belfort, France

The development of superconducting (SC) wires with reduced losses under ac magnetic fields allows the design of ac machines with superconducting coils for both field and armature windings. Cryogenerators using SC field winding have been an exciting field of applied research in the last twenty years and the results have been good enough to design and build some industrial size units. High specific power, reduced losses and better comportment during transients were the major advantages of this type of machines. In the case of full SC synchronous machines, a preliminary study shows that these advantages are enhanced (power density is increased by a factor of 3, armature losses are reduced). However the synchronous reactances will be higher than for previous cryogenerators, reducing mechanical stresses and the general design will become simplified. These first conclusions are attractive enough to foresee the construction of a 20 kVA ac generator to prove its feasibility.

Electric Machines and Power Systems, 11:511-521, 1986
Copyright © 1986 by Hemisphere Publishing Corporation

List of symbols

S : apparent power (VA)

V : nominal voltage (rms/phase)

I : nominal armature current (rms/phase)

J : nominal armature current density

K : nominal armature current sheet density

X_d : synchronous reactance

x_d : synchronous reactance (p.u.)

r_o : armature winding mean radius (Fig. 1b and 1c)

r_e : armature winding inner radius (Fig. 1a)

e : airgap (Fig. 1a)

r_s : inner radius of magnetic shield (Fig. 1)

ℓ : active length

B_r : radial component of magnetic flux density at r_o

N_s : total series turns of the armature winding

k_d : fundamental harmonic armature winding factor

ω : angular frequency $2\pi f$ (rd/s)

p : number of pole pairs

1. Introduction

During the seventies several projects concerned with synchronous machines with SC field windings have been undertaken (1). Some advantages have appeared, in particular high power density and high efficiency.

Recent progresses in the manufacture of multifilamentary SC wires for ac currents and fields (2) allows us to consider the design of a fully SC ac machine : both field and armature windings would be built with low ac loss SC wires.

A preliminary investigation is able to bring out the advantages of such a machine.

In the following paper we will name this type of machine as a GASC (SC field and armature ac machine) ; the first developed SC machine as a MARS (rotor field SC ac machine) and the conventional machine as MAC (classical ac machine).

GASC, MARS and MAC are the french abbreviations for Fully Superconducting Machine, Partly Superconducting Machine and Conventional Machine.

2. Schematic description of the studied configurations

2.a - General design

An axial view of the different machines highlights the main differences in their electrical structure (Fig. 1)

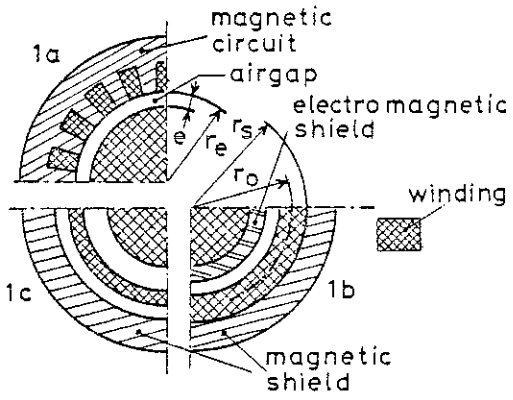


Figure 1 : Geometric description of the different machines.
1a : MAC
1b : MARS
1c : GASC

Figure 1b shows a MARS whose field winding is protected from time varying magnetic fields due to transient states or phase unbalanced sequences by an electromagnetic shield which acts also as a damper. Up to now this shield was necessary because SC wires quench under ac magnetic fields. It can be suppressed in a MARS when SC like those manufactured since 1983 (2) are used.

The GASC (Fig. 1c) has SC coils both on the rotor and the stator. The field SC wire can be less capable than that of the armature because it supports ac fields only during transients and unbalanced sequences. It can be noted that the armature winding section of a GASC is smaller than the MARS one as overall current densities are higher in SC than in copper.

2.b - Transient ability

The removal of the electromagnetic shield in a GASC means that this kind of machine cannot have an ordinary damper. Nevertheless, different solutions allow stable operation during transients :

- A supplementary winding at the rotor level can be linked to external resistances. This winding can be either SC or normal. It will act as a classical damper and a judicious controlled supply of this winding would even improve transient performances (3).

- A controlled SC regulator, derived from SMES unit (Superconducting Magnetic Energy Storage Coil) appears to be a better solution for the GASC (4,5): the SMES would absorb the energy of oscillation from the rotor and thus stabilize the machine during network disturbances. Moreover, during a short circuit, for example, the SC regulator absorbs the acceleration energy and the loss of synchronism can be avoid. As presented in reference 6, this solution appears to be very attractive when the GASC and the SC regulator are connected to the electric network through a SC transformer.

3. Design and first conclusions

3.a - Basic relations

Apparent power is a good way to characterize the design of an electric machine. This factor will be expressed in three ways : the two first use the radial magnetic flux density at armature radius (Br) and the armature current sheet density (K) (or armature current density (J)) ; the third introduces the per unit synchronous reactance (x_d) which gives a good indication of the electrical behaviour of the machine during steady operation and transient states.

$$S = 3VI \qquad [1]$$

The voltage (rms/phase) V is deduced from Lentz's law :

$$V = \sqrt{2} N_s k_d \ell \frac{\omega}{p} r_\circ B_r \qquad [2]$$

and apparent power $S = 3\sqrt{2} N_s k_d \ell \frac{\omega}{p} r_\circ B_r I$

As $K = 2\frac{N_s k_d I}{\pi r_o}$, we have

$$S = \frac{3\sqrt{2}}{2}\frac{\omega}{p} K B_r V_M \quad [3]$$

where V_M characterizes the machine volume : $V_M = \pi r_o^2 \ell$.

As $J = \frac{I}{S_a}$ where S_a is the cross section of the conductors of one phase.

$$S = \frac{\sqrt{2}}{2} k_d \frac{\omega}{p} B_r J V_A r_o \quad [4]$$

where V_A is the "active" volume : $V_A = 6 N_s S_a \ell$.

Introducing $x_d = X_d \frac{I_n}{V}$, two cases have then to be discussed :

- For the GASC and MARS, X_d is (7)

$$X_d = \frac{3\mu_o}{p\pi}(N_s k_d)^2 \ell\omega\left[1+(\frac{r_o}{r_s})^{2p}\right] \quad [5]$$

thus

$$x_d = \frac{3\mu_o}{2\sqrt{2}}\left[1+(\frac{r_o}{r_s})^{2p}\right]\frac{K}{B_r} \quad [6]$$

- For the MAC

$$X_d = \frac{6\mu_o}{\pi}\frac{(N_s k_d)^2}{p^2}\ell\omega\frac{r_e}{e} \quad [7]$$

$$x_d = \frac{3\mu_o}{2\sqrt{2}}\frac{2r_e}{e}\frac{K}{B_r p} \quad [8]$$

S is then expressed as :

- For GASC and MARS

$$S = \frac{1}{\mu_c}\frac{2\omega}{p} x_d B_r^2 \frac{V_M}{1+(\frac{r_o}{r_s})^{2p}} \quad [9]$$

- For MAC

$$S = \frac{1}{\mu_o} 2\omega x_d B_r^2 \frac{e}{2r_e} V_M \quad [10]$$

It can be noticed that, even if the geometric dimensions are quite different for GASC and MARS (Fig. 1), the value $\left[1+(\frac{r_o}{r_s})^{2p}\right]$ remains unchanged. As for air cored machines, the excitation field varies as $(\frac{r_f}{r_o})^{p+1}$ our comments are made for the case p = 1.

3.b - Superconducting field advantages

The different expressions for S, [3], [9] and [10] show that the cryogenic solutions increase the power density $\frac{S}{V_M}$. The main factors are B_r, K, x_d and the geometric dimensions of the stator.

For the first studies on the MARS, the field at the armature was hoped

to be higher than in a MAC (8). However experimental prototype and theoretical studies (9,10) point out that B_r remains of the same order of magnitude in the MARS and in the MAC ($B_r \simeq 0.6$ to 1 T in a MARS instead of 0.8 to 1 T in a MAC).

Nevertheless cryogenic solutions are useful because magnetic teeth are eliminated and more space is available for armature conductors, increasing thus V_A and $\frac{S}{V_M}$ [4].

Eq. [9] and [10] show that $\frac{S}{V_M}$ is multiplied by $\frac{2r_e}{e}.\frac{1}{1+(\frac{r_o}{r_s})^2}$ for cryogenic solutions : the factor is numerically equal to about 10. Such a saving has never been obtained as x_d is much smaller in a MARS than in a MAC (9,10) (0.4-0.7 pu instead of 1.5-2.5 pu). The power density is only three time higher which is still sufficient to justify studies and experimental developments. As will be discussed in the next paragraph, a small value of x_d is interesting from the stand-point of static and dynamic stability criteria (11). On the other hand, a low value of x_d induces strong fault stresses as short circuit torques become very high. This leads to mechanical overdimensioning.

3.c - Superconducting armature windings

Eq. [4] shows the advantage of a GASC solution : $\frac{S}{V_M}$ is proportional to J. The current density of a superconductor, even in ac conditions, is limited by the critical characteristic $J_c(B)$. Under a field of 2 T, the current density of the existing AC conductor is equal to 1500 A/mm^2 (2) which is 150 times the current density in copper. Taking into account in the design study the requirement to withstand a 3 phase short circuit without quenching (12) the factor is lowered to a value of 40. Moreover the armature winding coil will be very thin : a reduction of 10 in the thickness can be obtained.

This hints high savings, but as B_r will have the same value, x_d has to be increased to give a high power density [9].

Limiting x_d to value of 2-2.5 pu as in the conventional units, the power density can be three of four times higher for a GASC than for a MARS.

At first sight, the increase of x_d will reduce the benefits expected

with the MARS for transient performance. The introduction of SC regulators presented in the section 2.b modifies the classical criteria about stability. First studies (4,5) show that transient behaviour may be enhanced even when x_d is high. On an other hand, a high x_d limits the transient torques on the shafts : it can be noticed that the most important and unsolved problem encountered with the MARS is the mechanical performance during transients of the electromagnetic shell.

In the same way, the structure of the GASC armature winding is an unsolved problem : intrinsic losses in the wire will require large heat-exchange surfaces.

4. Armature losses

Losses in classical copper armatures are equal to 2000 kW/m^3 for a current density of 10 A/mm^2. Using an existing SC wire, the losses are of 100 kW/m^3 at 50 Hz and 2 Tesla peak to peak (2). Considering a GASC with x_d = 1.5 pu and B_r = 1 T, armature coils are under an elliptic magnetic flux density of 2 T because the greatest component is the tangential one (Fig. 2). Assuming, as shown

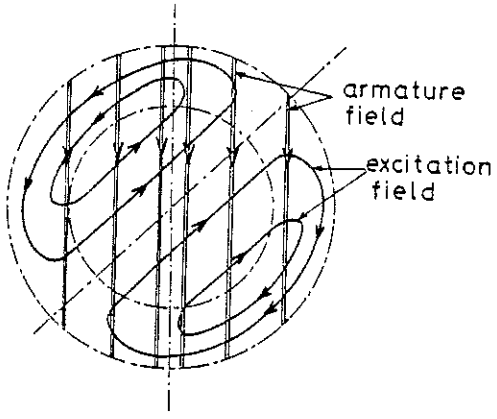


Figure 2 : Armature and excitation flux distribution under nominal working.

in ref. 2, that the losses vary with B, the losses of the SC armature are equal to 200 kW/m^3. From the standpoint of refrigeration, a coefficient of performance of 500 leads to room temperature losses of 10^5 kW/m^3. Now V_A is much smaller (see section 3.c) as the thickness and the length of windings will be reduced and the result can be lowered by a factor of 20.

Even when SC armature losses remains higher than for copper windings, progress in the performance of new SC wire have to be considered : SC wire of 254100 filaments of 0.08 µm (13) has already losses divided by a factor 3. This is sufficient to provide losses that are lower than in classical copper armatures.

Even if the armature losses do not affect much the full efficiency of a synchronous machine, every reduction is very important to simplify the conception of the cryogenic vessels as intrinsic losses requires large heat-exchange surfaces between helium and SC wires.

5. Design conception of a GASC

The design of a GASC cannot be extrapolated directly from the MARS concept. New solutions have to be considered :

- suppression of the electromagnetic shield,
- use of composite cryogenic structures,
- common vacuum for the stationary and rotary parts.

Fig. 3 shows the main characteristics of the design of a GASC using the basis of a MARS concept (Fig. 3a). The first idea would be to build, around

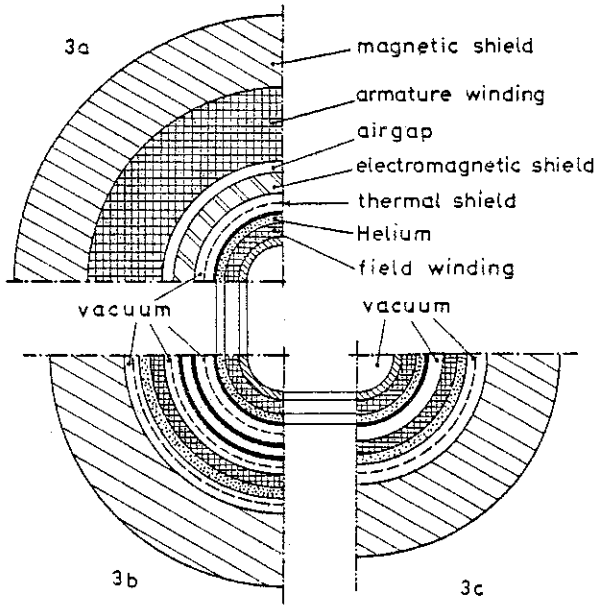


Figure 3 : Axial view of a cryogenerator : different cryogenic conceptions :
3a : "classical" MARS
3b : GASC with two independent cryostats
3c : GASC with common vacuum.

the rotor cryostat, another cryostat containing the SC armature (Fig. 3b). Nevertheless, a more interesting solution is to remove two vacuum chambers and two radiation shields (Fig. 3.c) as to assure a common vacuum for the rotor and the stator ($\sim 10^{-4}$ torr). Rotating seals (Labyrinth or ferro fluid seals) have been used for this kind of specification. This design decreases r_o and simplifies the machine's construction. Moreover, thermal losses (radiation and conduction) are reduced.

Specific power is enhanced as all the materials are light : Metallic parts have to be avoided in any zone of the machine, even for the rotor as there is no electromagnetic shield to reduce the ac magnetic fields.

Nevertheless the realization of such a cryostat is quite complex as polymers are not vacuum tight and have lower mechanical properties than metals.

6. Conclusion

The development of superconducting conductors which can be economically used at 50 Hertz enables the design of superconducting generator's armature. The theoretical savings in relation to "classical" cryoalternators are high : power density two to four times greater, very high specific power and quite simple cryogenic and mechanical design. However the synchronous reactance will be rather important (1.5 - 2. pu) but new superconducting equipment, using SC storage magnets, will ensure good transient behaviour. Technical problems for the effective construction of non metallic materials and rotating shaft seals have to be solved. This new solution is interesting enough to undertake the construction of a superconducting armature prototype to prove its feasibility. The CNRS-CRTBT laboratory and Alsthom are involved in the construction of a 20 kVA GASC whose first tests would begin in 1986.

References

(1) J.L. Smith, "*Overview of the development of superconducting generators*" IEEE Trans. Mag. N° 19 May 1983, p. 522-528.

(2) P. Dubois, A. Février, J.C. Renard, J.C. Goyer and Hoang Gia Ky "*Behaviour of multifilamentary NbTi conductors with very fine filaments under AC magnetic fields*" J. Physique 45 (1984) p. 467-471.

(3) Song Y. Hahn, A. Mailfert, A. Hezzoug "*Transient performances of superconducting alternator with damper windings*" IEEE Power Engineering Society Winter, Paper A79010-0, NY Meeting, Feb. 1979.

(4) J.L. Sabrié "*Feasibility of large AC superconducting equipment*" J. Physique 45 (1985) p. 717-720.

(5) Y. Mitani, K. Tsuji, T. Ise, Y. Murakami "*Fondamental study on electrical power system stabilization using S.M.E.S.*" MT 9 (Zürich).

(6) A. Février, P. Dubots, J.C. Renard, Y. Laumond, Hoang Gia Ky, J.L. Sabrié "*Nb-Ti ultra fine filament wires for 50/60 Hz use*" Paper presented at ICMC 85 (Boston).

(7) A. Hughes, T.J.E. Miller "*Analysis of fields and inductances in air-cored and iron-cored synchronous machines*" Proc. of IEE 124 (1977) p. 121-126.

(8) H.H. Woodson, J.L. Smith, P. Thullen, J.L. Kirtley "*The application of superconductors in the field windings of large synchronous machines*" IEEE Trans. PAS 90 N° 2, March/April 1971, p. 620-627.

(9) N. Maki, T. Sanematsu, H. Ogata "*Design and component development of a 50 MVA superconducting generator*" IEEE Trans. PAS Vol. PAS-99, Jan/Fev. 1980, p. 185-194.

(10) R. Gillet, J. Goyer, Y. Laumond, A. Marquet, M. Berthet *Electricité de France - Alsthom Atlantique* : "*Superconducting turbogenerator development program*" Applied Superconductivity Conference, Santa Fe, Sept. 1980.

(11) J.L. Kirtley and Furuyama "*Transient stability of superconducting generators*" IEEE Trans. PAS Vol. 94, March/April 1975, p. 320-328.

(12) Y. Brunet, J.L. Sabrié, P. Tixador "*Electrical design of air-cored synchronous generators using superconducting field and armature windings*" IEE Proc. to be published.

(13) P. Dubois, P. Dubots, A. Février, J.C. Renard, J. Goyer, H.G. Ky "*Ultra-fine NbTi filament wires for AC use*" Helsinki ICEC 10 (1984).

Manuscript received in final form March 21, 1986
Request reprints from Y. Brunet

COMPLEMENT

EFFET DU NOMBRE DE PAIRES DE POLES p :

1. Variation de S en fonction de p :

Un bobinage multipolaire crée au rayon statorique r_o une induction radiale $B_r(r_o)$:

$$B_r(r_o) = \mu_o \frac{N_f k_f}{\pi r_f} I_f \left(\frac{r_f}{r_o}\right)^{p+1} \left(1 + \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^{2p}\right)$$

On en déduit B_r, l'induction radiale en régime normal de fonctionnement :

$$B_r = \mu_o \frac{N_f k_f}{\pi r_f} I_f^o \left(\frac{r_f}{r_o}\right)^{p+1} \left(1 + \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^{2p}\right) \qquad [11]$$

où I^o_f est le courant inducteur à vide.

Prenant comme hypothèse que le nombre d'ampère-tours par pôle est sensiblement constant, de même que $(1 + (r_o/r_s)^{2p})$, on obtient :

$$B_r = A \cdot p \frac{1}{r_f} \left(\frac{r_f}{r_o}\right)^{p+1} \qquad [12]$$

avec A indépendant de p.

A partir des expressions [9] et [12] et en considérant que x_d, imposé par des contraintes de stabilité, dépend peu de p, S s'exprime alors : (cette hypothèse nous semble meilleure que celle utilisée dans la réf. 25)

$$S = S_o p \left(\frac{r_f}{r_o}\right)^{2p} \qquad [13].$$

où S_o est indépendant de p.

2. Variation de l'épaisseur de la couronne magnétique e_m avec p :

L'induction B_c supposée uniforme dans la couronne magnétique, infiniment perméable, est directement reliée à l'induction maximum radiale en r_s ($B_r(r_s)$) [14] (conservation du flux).

$$\frac{1}{p} B_r(r_s) = \frac{B_c e_m}{r_s} \qquad [14]$$

Or $B_r(r_s)$ est la somme des composantes du champ inducteur et du champ de réaction d'induit :

$$B_r(r_s) = 2\mu_o \frac{N_f k_f}{\pi r_f} I_f \left(\frac{r_f}{r_s}\right)^{p+1} + 2\mu_o \frac{N_s k_s}{\pi r_o} I \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^{p+1} \cos\psi$$

où $\psi = \pi/2 - (\delta + \varphi)$ $\quad$ δ = angle interne

φ = déphasage courant-tension.

Comme

$$B_r = B_r(r_o) = \mu_o \frac{N_f k_f}{\pi r_f} \left(\frac{r_f}{r_o}\right)^{p+1} I_f \left(1 + \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^{2p}\right) + \mu_o \frac{N_s k_s}{\pi r_o} I \left(1 + \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^{2p}\right) . \cos\psi$$

On obtient :

$$B_r(r_s) = \frac{2B_r \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^{p+1}}{1 + \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^{2p}}$$

D'où

$$e_m = \frac{2B_r}{B_c} \frac{r_o}{p} \frac{1}{\left(\frac{r_o}{r_s}\right)^p + \left(\frac{r_s}{r_o}\right)^p} \qquad [15]$$

On en déduit à partir de [12] et [15] la variation de e_m avec p :

$$e_m = e_o \left(\frac{r_f}{r_s}\right)^p \qquad [16]$$

où e_o est indépendant de p. $e_o = 2A/B_c$.

Le couplage rotor-stator de cryoalternateurs conventionnels est assez mauvais par suite de la structure cryogénique du rotor (enceintes, écran thermique...) et électromagnétique : $r_f/r_o < 0,5$. Ceci explique pourquoi essentiellement les solutions bipolaires ont été étudiées (Fig. 8).

Par contre l'absence d'écrans électromagnétique et thermique dans les machines entièrement supraconductrices permet d'avoir des valeurs plus élevées de r_f/r_o. Par conséquent les solutions multipolaires deviennent intéressantes du point de vue électrique (Fig. 8). D'autres avantages apparaissent : une vitesse de rotation plus basse simplifie beaucoup les problèmes mécaniques : contraintes et vitesses critiques par exemple. Enfin l'épaisseur de la couronne magnétique e, qui représente une part importante du poids de la machine, diminue avec p [16] (Fig. 9). On peut espérer des puissances spécifiques encore plus élevées.

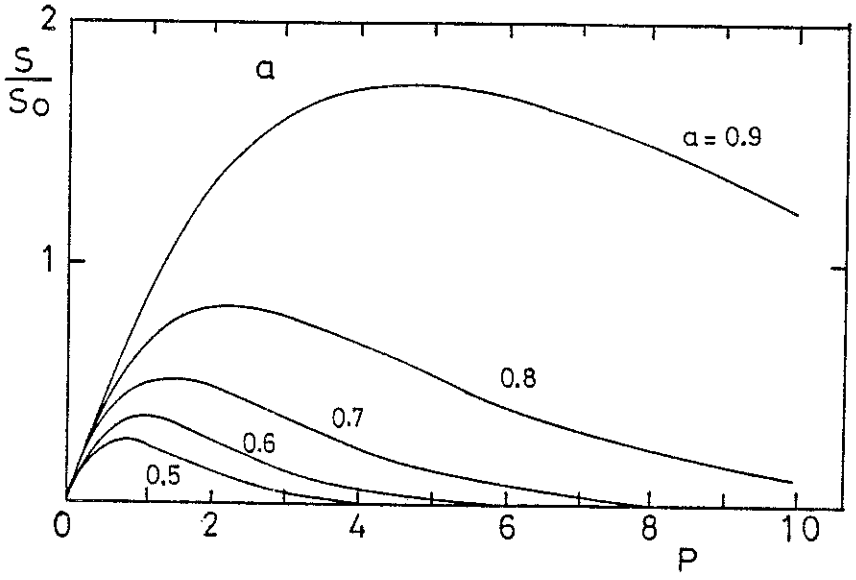


Fig. 8 - Effet du nombre de paires de pôles (p) sur la puissance $a = r_f/r_o$.

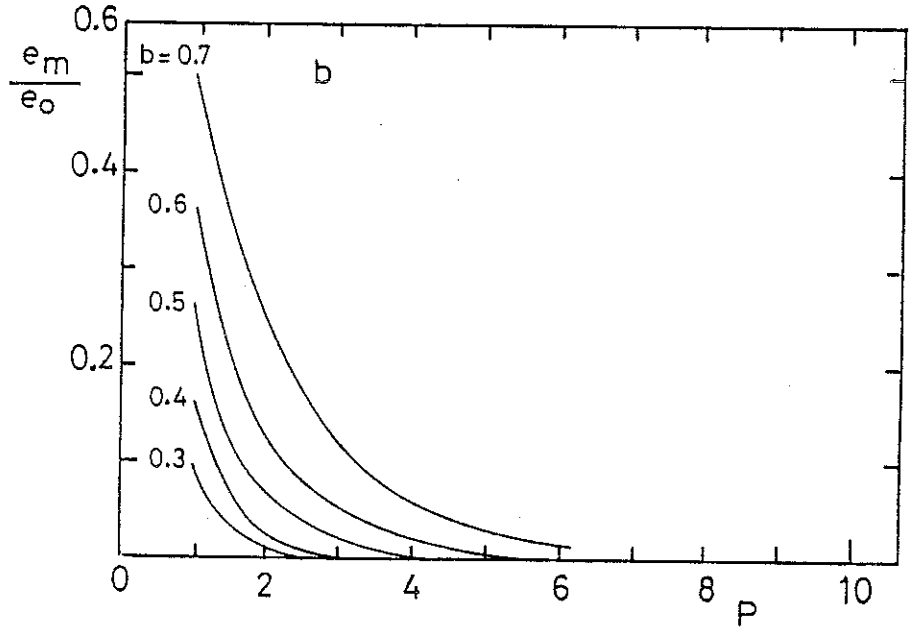


Fig. 9 - Influence du nombre de paires de pôles (p) sur l'épaisseur de la couronne magnétique.
$b = (r_f/r_s)$.

II - STRUCTURES CRYOGENIQUES ORIGINALES DES MACHINES ENTIEREMENT SUPRACONDUCTRICES

A. "L'entrefer"

Outre les avantages rencontrés sur le plan électrique, une machine entièrement supraconductrice présente aussi un intérêt cryogénique par rapport aux cryoalternateurs classiques. La conception des cryostats rotorique et statorique doit être menée de façon conjuguée. Une première possibilité est d'avoir un vide d'isolement dans l'espace entre les parties fixe et tournante appelé "entrefer". La structure de la machine est alors très simple (Fig. 3c, page 44). Cependant cette solution se heurte au problème de l'étanchéité dynamique à réaliser pour maintenir le vide dans l'entrefer (10^{-4} Pa). Les joints ferrofluides /26/ peuvent assurer ce rôle, mais leur utilisation reste délicate et ils sont limités en vitesse périphérique. Il est possible de réduire les performances d'étanchéité imposées pour les joints tournants en leur adjoignant côté entrefer un système de vidage formé de deux jeux concentriques de viroles à orifices /27/. En contrepartie la structure de la machine devient alors plus complexe au niveau des paliers.

En fait un vide parfait n'est pas absolument nécessaire dans le volume d'entrefer. Ce dernier peut être simplement maintenu à basse pression p (1-10 Pa) /28/ ; l'étanchéité dynamique est considérablement simplifiée.Le fluide doit être de l'hélium afin d'éviter toute condensation sur les parties froides. La pression p doit être telle que le mouvement de l'hélium entre les deux enceintes soit stable (écoulement de Couette). La convection ne se développe pas, limitant ainsi les transports de masse axiaux qui seraient la cause d'apports thermiques importants aux enceintes Hélium rotorique et statorique. De plus les frottements sont réduits. Taylor /29/ a traité la stabilité du mouvement d'un fluide entre deux cylindres coaxiaux tournants. Dans le cas d'un tube extérieur fixe et d'un cylindre intérieur tournant l'instabilité se développe pour des vitesses du cylindre intérieur supérieures à une certaine valeur critique Ω_c (rd/s) :

$$\Omega_c = \frac{41{,}2\ \upsilon}{e\sqrt{eR}}$$

υ = viscosité cinématique (cm^2/s)
e = entrefer (cm)
R = rayon extérieur du rotor (cm)

La viscosité cinématique étant inversement proportionnelle à la pression, le mouvement est stable pour une pression inférieure à la pression critique p_c :

$$p_c = 41{,}2\ \frac{\upsilon_o}{e\sqrt{eR}}\ \frac{p_o}{\Omega_s} \qquad [17]$$

υ_o = viscosité cinématique à la pression p_o, Ω_s = vitesse de synchronisme, p_c à la même unité que p_o si υ_o est en cm^2/s, R et e en cm et Ω_s en rd/s.

Pour une machine bipolaire 50 Hz dont le rotor a un diamètre de 0,8 m et l'entrefer une épaisseur de 10 mm la pression critique d'hélium s'élève à 1,65 Pa à 4,23 K, 10 Pa à 10 K et 2700 Pa à 300 K.

Toutefois notre cas particulier ne correspond pas entièrement aux hypothèses prises pour établir la formule [17]. Le point de départ théorique est en effet l'équation de Navier-Stokes à une température donnée.

Or d'une part, le libre parcours moyen L_p peut être de l'ordre de e :

$$L_p = 2{,}84 \cdot 10^{-2}\ \frac{T^{1{,}147}}{P}$$

L_p en mm si T en K et p en Pa.

Quelque valeurs de L_p sont données dans le tableau III .

Toutefois à basse température $L_p < e$, l'équation de Navier-Stokes est donc valable tandis qu'en mode moléculaire ($L_p > e$) la turbulence se développe moins facilement puisque les chocs entre molécules sont plus rares qu'en mode classique.

T(K) / P(Pa)	4,2	10	100	300
1	0,15	0,4	5,6	20
5	0,03	0,08	1,1	4
10	0,015	0,04	0,6	2

Tableau III - Libre pacours moyen (en mm) de l'hélium.

D'autre part si on veut tenir compte des effets thermiques, le problème se complique énormément. En fait une différence de température radiale ne modifie pas le résultat : en dessous de Ω_c les échanges thermiques se font par conduction à travers l'écoulement laminaire/30/. Par contre la prise en compte d'un gradient axial de température rend difficile l'étude analytique du problème et modifie les résultats précédents. Dans notre cas, le gradient axial est faible, la longueur de transition thermique étant importante devant e. De plus nous pensons limiter le risque de turbulence en conservant des profils de température assez semblables le long des deux cylindres : suppression du ΔT radial.

On peut envisager de réaliser sur le rotor une double vis d'Archimède tendant à rejeter l'hélium vers les extrémités de la machine. Avec ce phénomène d'autopompage la quantité d'hélium au niveau des parties froides est réduite, limitant ainsi les apports thermiques.

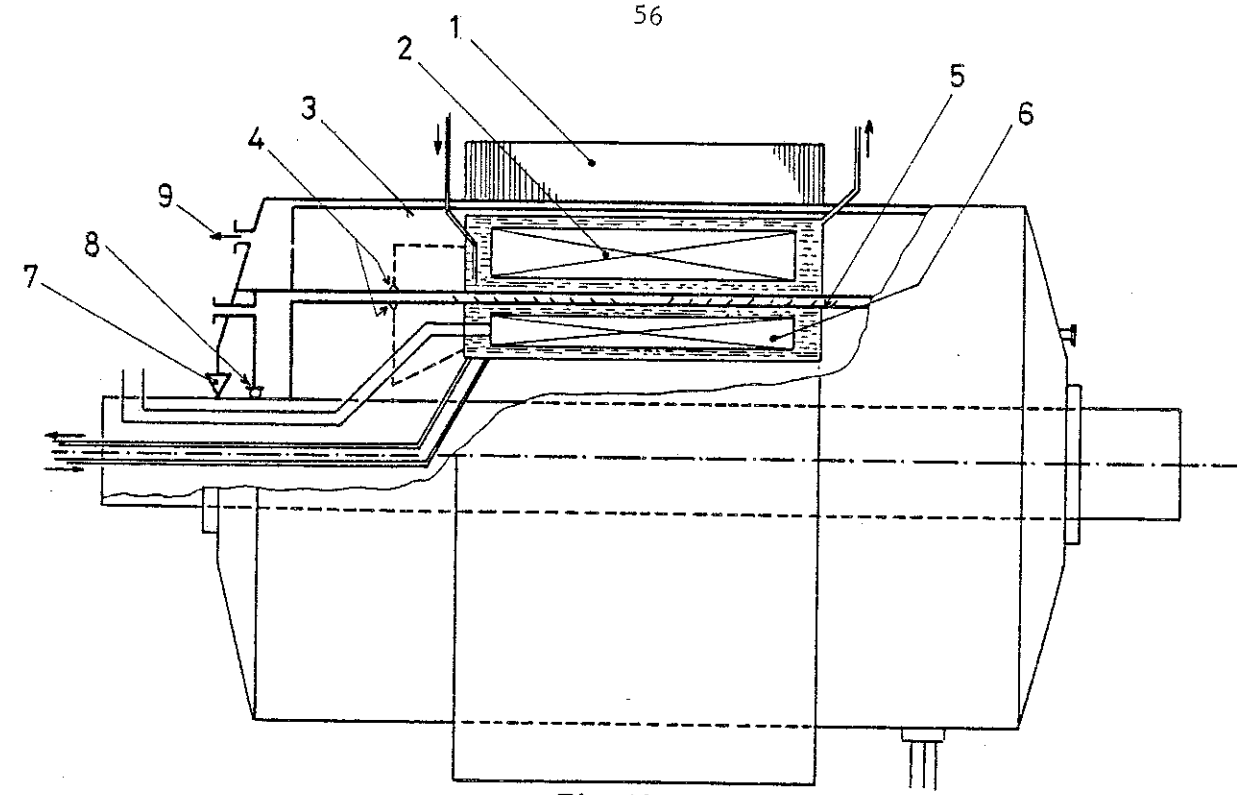


Fig.10 a

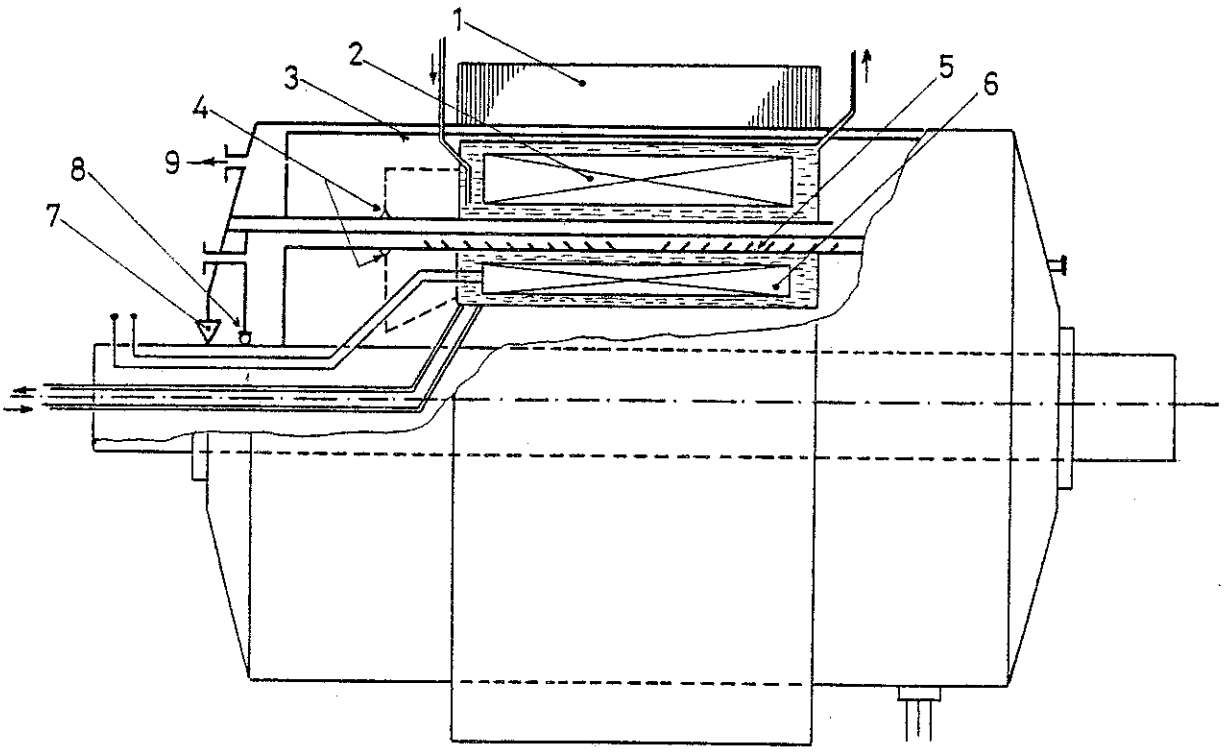


Fig. 10 b

Fig. 10 : Principe de l'entrefer "basse pression" dans le cas de vides séparés au rotor et au stator

10 a : entrefer délimité par les enceintes Hélium

10 b : introduction d'un tube entre l'entrefer et l'enceinte Hélium statorique.

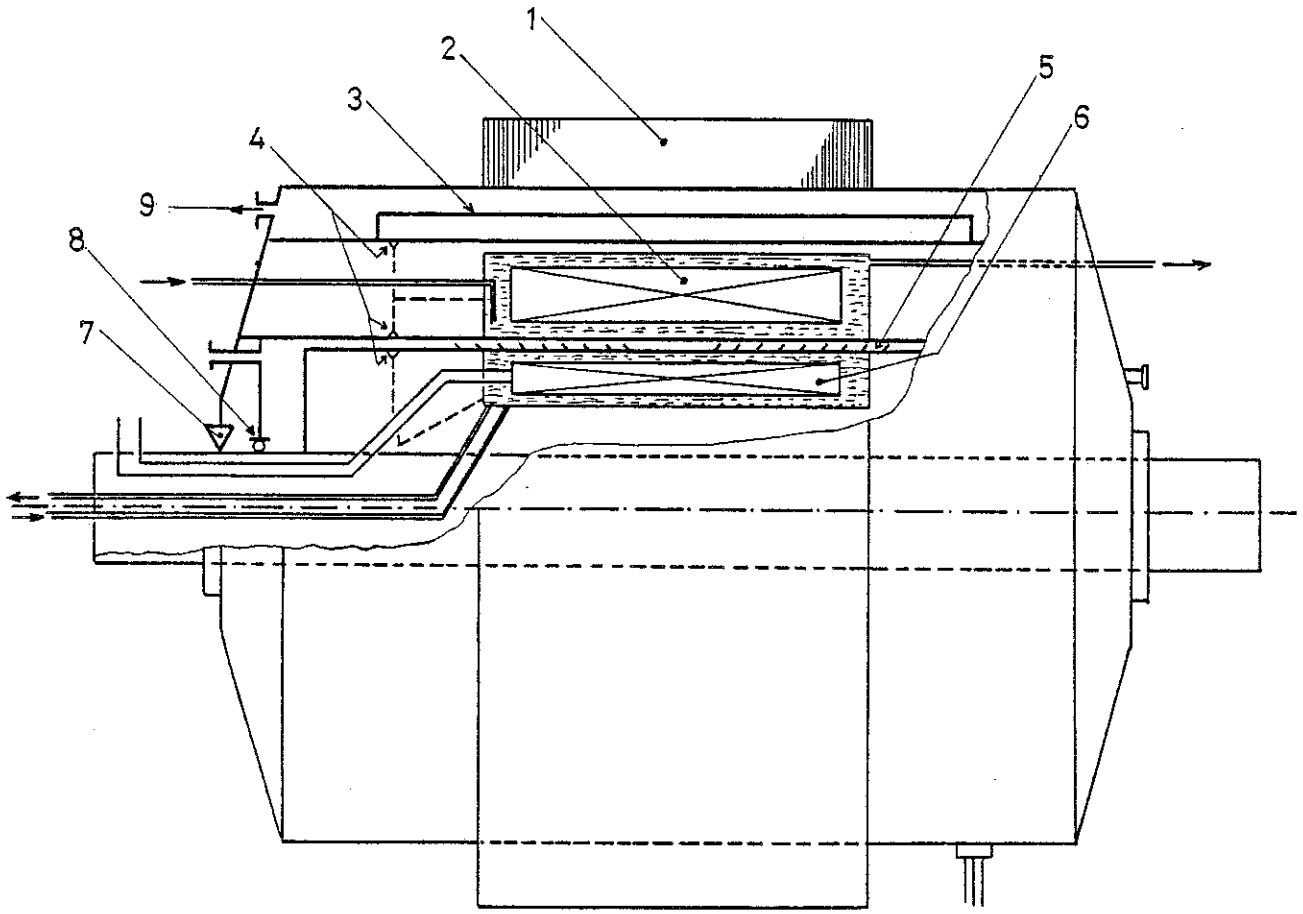


Fig. 11 : Principe de l'entrefer "basse pression" dans le cas d'un vide commun entre l'entrefer et une partie du stator .

1 : Couronne magnétique
2 : Enroulements statoriques
3 : Ecran thermique
4 : Points froids
5 : Vis d'Archimède
6 : Enroulement rotorique
7 : Palier
8 : Joint tournant d'étanchéité
9 : Enceinte à vide

Plusieurs schémas de construction possibles (Fig.10a, 10b et 11) sont proposés :

Dans les Fig. 10a et 10b l'entrefer basse pression (1-10 Pa) est indépendant des enceintes à vide du rotor et du stator. L'entrefer peut être délimité par les tubes supports des deux enceintes Hélium (Fig. 10a). Cette solution permet d'avoir un excellent couplage rotor-stator. On peut aussi intercaler entre le volume d'entrefer et les supports des enceintes un ou deux tubes qui sont très minces puisque dimensionnés uniquement pour résister à la faible différence de pression ($p-p_e$). Dans ce cas il n'y a pas d'apport direct à l'enceinte Hélium par conduction gazeuse dans l'entrefer. La Fig. 1Ob schématise une de ces possibilités.

Une solution différente apparaît sur la Fig. 11 : le volume basse pression de l'entrefer est commun avec une partie du stator qui peut être rempli de matériau de faible conductivité (poudre, fibre, mousse) pour limiter les pertes thermiques par conduction gazeuse axiale. Les apports par conduction radiale diminuent très fortement grâce à l'enceinte à vide entourant l'espace précédent. Les pertes par rayonnement sont réduites par la présence d'un écran radiatif.

Exemple de réalisation d'un joint tournant :

Nous appliquerons ce principe d'entrefer basse-pression à notre prototype. Même si cette solution simplifie les problèmes d'étanchéité dynamique, il faut concevoir un système de joint tournant capable de maintenir une pression inférieure à 10 Pa. Dans notre étude la pression critique s'élève en effet à 9,4 Pa à 4,2 K (e = 5 mm R = 85 mm). Le montage proposé est présenté sur la Fig. 12. Il s'agit d'un joint à friction (Gulliver /31/) : une couronne en graphique frotte sur une contreface

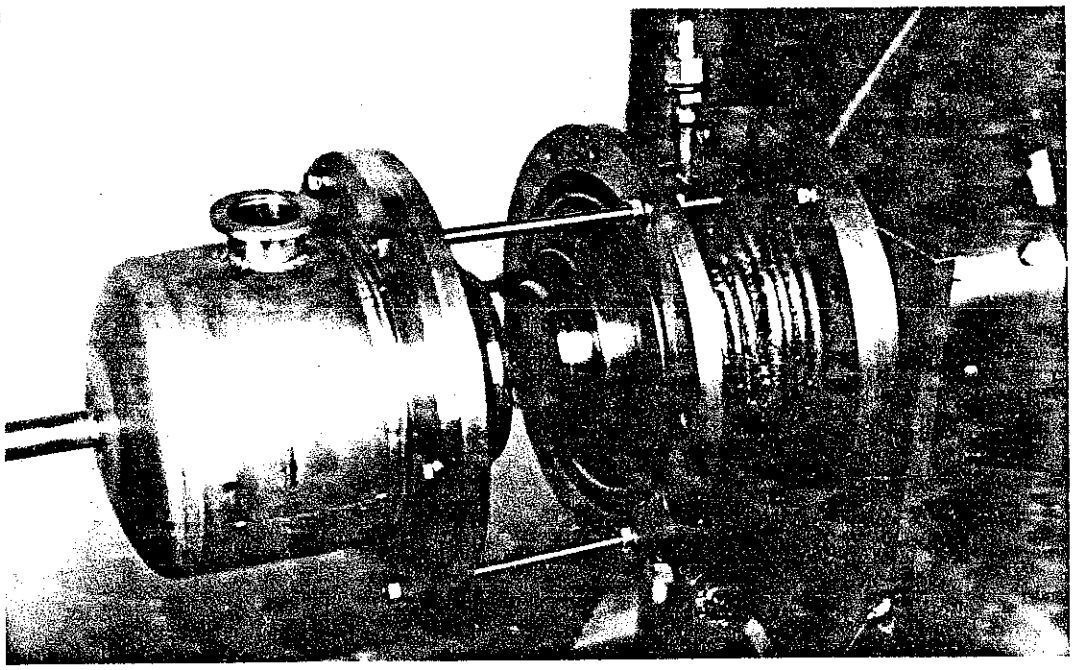


Fig. 12 - Montage expérimental pour le test d'un joint tournant à friction .

métallique. les deux surfaces sont indéformablement et optiquement planes. Le joint doit être efficacement refroidi par de l'huile dont l'élévation de température est limitée par une circulation d'eau. Côté extérieur, l'étanchéité est assurée par un joint Paulstra /32/. On maintient une légère surpression d'Hélium au-dessus de l'huile pour que le fluide dans l'entrefer soit uniquement de l'hélium.

Les résultats expérimentaux obtenus sont résumés dans le tableau IV. Ils sont exprimés en Pa.

Ω	Pompe 1		Pompe 2	
	Vide limite	Après 10' d'arrêt de pompage	Vide limite	Après 10' d'arrêt de pompage
0	0,65	7,9	0,13	1
2 000 trs/m	2,9	112	1	90
3 000 trs/m	3,7	118	1,6	105

Tableau IV - Etanchéité du joint tournant à friction.

Pompe 1 : pompe primaire 4 m^3/h Pompe 2 : pompe primaire 12 m^3/h pompe à diffusion 120 l/s.

Si après 10' d'arrêt on repompe pendant 10', on obtient à nouveau sensiblement les mêmes vides limites.

Aucune trace d'huile n'a été détectée dans l'enceinte au cours des essais.

Ces résultats sont concluants : cette solution assez simple permet de réaliser l'étanchéité dynamique suffisante pour une machine de faible diamètre (∅ 60 mm). L'extrapolation pour des diamètres supérieurs n'est pas forcément possible.

Enfin des améliorations peuvent être apportées en perfectionnant les conditions de pompage et en ajoutant en aval un joint de type labyrinthe (Fig. 13) qui assure une bonne étanchéité dynamique par le développement de boucles de convection entre les cloisons.

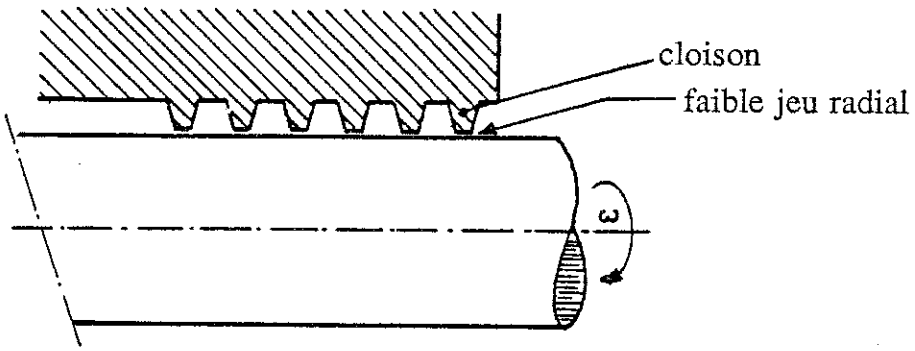


Fig. 13 - Joint labyrinthe.

B. L'alimentation d'hélium

On peut bien entendu prévoir deux alimentations distinctes d'hélium : une pour le rotor et une autre pour le stator. La référence /33/ présente une solution originale plus simple : le refroidissement des enroulements induit et inducteur est assuré par un unique circuit (Fig. 14) : l'hélium détendu par la vanne JT1 a une pression absolue de 3 . 10^5 Pa, soit au-dessus de sa pression critique. Le fluide est sous refroidi à travers un échangeur immergé dans un bain d'hélium liquide. Injecté dans le rotor, il maintient l'inducteur à basse température par convection forcée. A sa sortie, l'hélium est détendu par la vanne JT2 à la pression atmosphérique et se liquéfie dans le bain d'hélium liquide qui assure le refroidissement des enroulements d'induit.

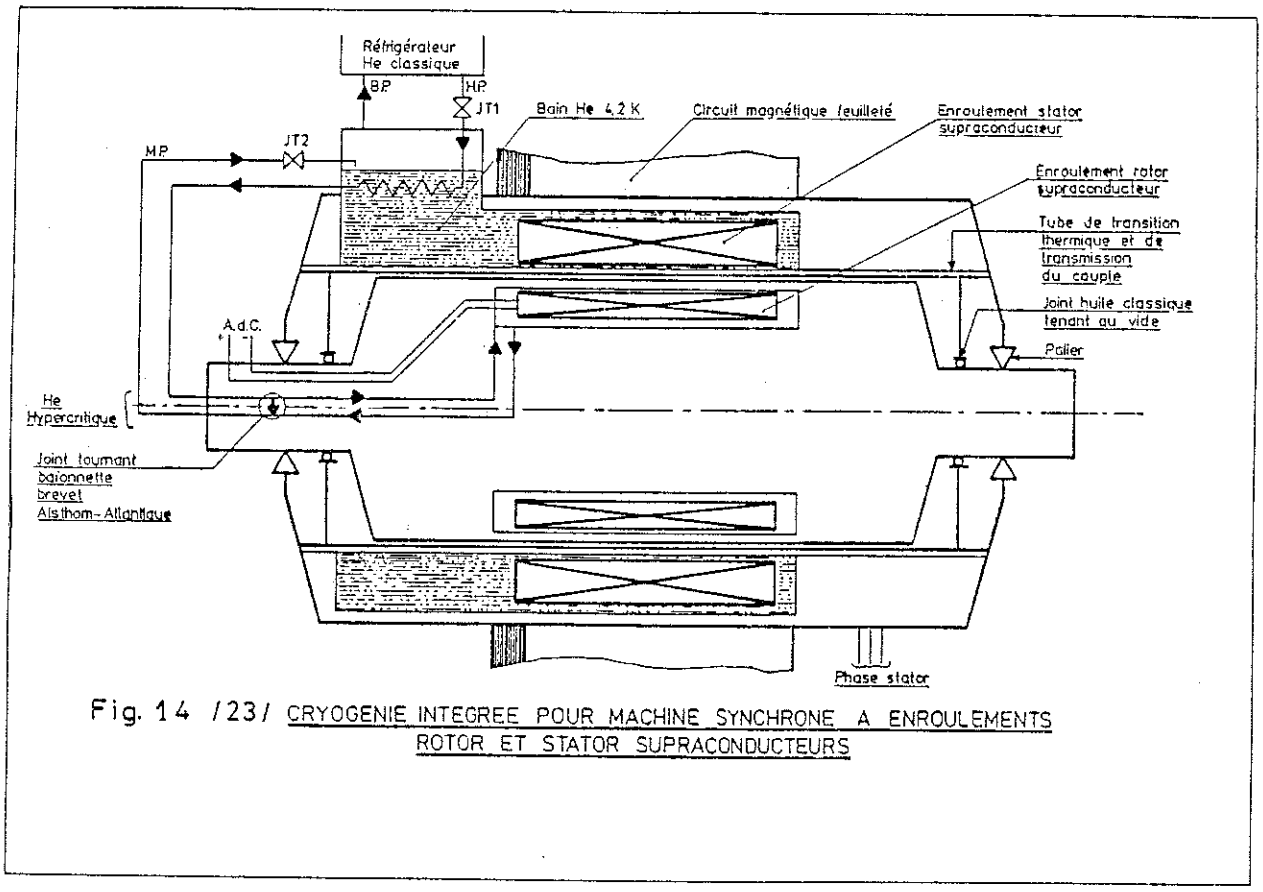


Fig. 14 /23/ CRYOGENIE INTEGREE POUR MACHINE SYNCHRONE A ENROULEMENTS ROTOR ET STATOR SUPRACONDUCTEURS

CHAPITRE III

DIMENSIONNEMENT ELECTRIQUE DE LA MACHINE

I - EXEMPLE DE DIMENSIONNEMENT

Avant de présenter le dimensionnement, extrêmement particulier, de la machine, nous proposons un exemple beaucoup plus général de détermination des caractéristiques d'un alternateur entièrement supraconducteur. Il est exposé dans l'article :

"Electrical design of air-cored synchronous generators using superconducting field and armature windings",

Y. BRUNET, J.L. SABRIE et P. TIXADOR,
IEE Proceedings, Vol. 134, pt. B, n° 1 (1987), pp. 47-52.

Electrical design of air-cored synchronous generators using superconducting field and armature windings

Y. Brunet
J.L. Sabrie
P. Tixador

Indexing terms: Synchronous generators, Design, Superconductivity

Abstract: The emergence of superconducting wires able to support 50 Hz fields and current variations allows AC machines with superconducting coils both field and armature windings to be studied. The electrical design of a 500 kW generator is presented, using a no-quench criterion for the SC wire, even during transients. The results are good enough to predict the construction of a prototype AC generator.

List of symbols

$I_c(B)$ = critical characteristic of the superconducting wire
I_o^f = no-load field current
I_n = nominal armature current
I^s, I^f = instantaneous armature and field currents, respectively
$B_o(r)$ = radial component of magnetic flux density due to I_o^f
B_r^s, B_r^f = radial components of magnetic flux density
B_t^s, B_t^f = tangential components of magnetic flux density
k = coupling coefficient
$\bar{X}_d$, $\bar{X}'_d$ = synchronous and transient reactances, respectively, Ω
x_d, x'_d = synchronous and transient reactances, respectively, p.u.
$H(r)$ = environmental screen factor
N_S, N_f = total number of turns in series on the armature and field windings, respectively
ω = angular frequency
r_f, r_o, r_s, l = geometric dimensions (see Fig. 2)
θ = angular position
α = winding angle
k_f = fundamental field winding factor
k_d = fundamental armature winding factor
a = number of conductors per phase
a' = number of conductors in the field winding
V_n = nominal voltage, V_{RMS}/phase
S_n = VA rating

Paper 4998B (P1), received 11th February 1986

Mr. Brunet and Mr. Tixador are with the Centre National de la Recherche Scientifique, Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, 25 avenue des Martyrs, BP 166X-Centre de Tri, 38042 Grenoble Cedex, France. Mr. Sabrie is with Alsthom-Atlantique, DEA, Avenue des 3 chênes, 90001 Belfort, France

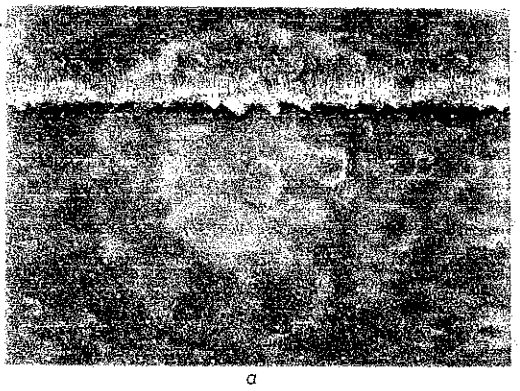
1 Introduction

Experimental superconducting generators have been manufactured and tested in different laboratories [1–5], and their reliability has been demonstrated in transient and permanent tests [6–8]. Until now, superconducting windings have been used to produce the rotating magnetic field and the armature winding remains at normal temperature. Both the field winding and the armature winding are air-cored. The losses in superconductors exposed to time varying magnetic fields and/or currents were too prohibitive to consider using superconducting armature windings. Nevertheless, this opportunity would be very exciting and result in new developments of superconducting machines [9]. Hlasnik [10] gives some conditions to make superconducting armature windings viable. The conditions are very small filaments and twist pitch length, and high transverse resistivity associated with large current densities. The characteristics of NbTi wire manufactured by Alsthom [11] are good enough to consider in the design of an armature winding. In our example, we use a composite (B15/14496) whose characteristics are illustrated in Table 1 and Fig. 1. The losses of this composite are less than 10^5 W/m^3 with 2T peak-to-peak variations at 50 Hz and the current density remains higher than 3.10^9 A/m^2; with a refrigeration ratio of 500, we obtain losses of 5.10^4 kW/m^3 compared to approximately 2.10^3 kW/m^3 in water cooled turbogenerator winding. As the current density is 300 times higher, it is possible to expect, with this wire, some reduction in the losses of a given machine. New experimental results [12] back up this assumption.

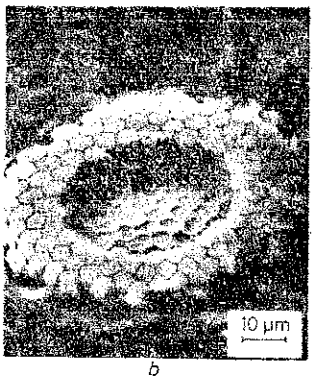
Table 1: Characteristics of B15/14496

Composite diameter, mm	0.12
Number of filaments	96 × 151
Filament diameter, μm	0.55
Twist pitch length, mm	0.8
Matrix between the filaments	CuNi
Transverse resistivity, Ωm	3.9×10^{-7}
Inner core	Cu + CuNi
Transverse resistivity, Ωm	3×10^{-10}
Surrounding sheath nature and thickness, μm	CuNi, 5.6
Critical current, A, at	
0.1 T	61
0.2 T	51
0.5 T	32
1 T	21
2 T	13
5 T	6

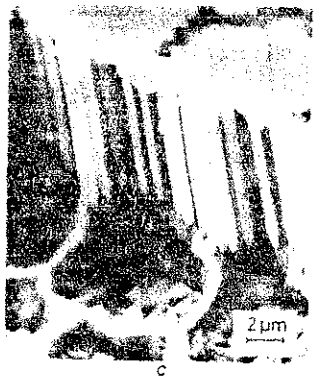
This paper presents the electrical design of a 500 kVA synchronous machine, using a very fine filament superconductor composite for the field and armature windings.



a



b

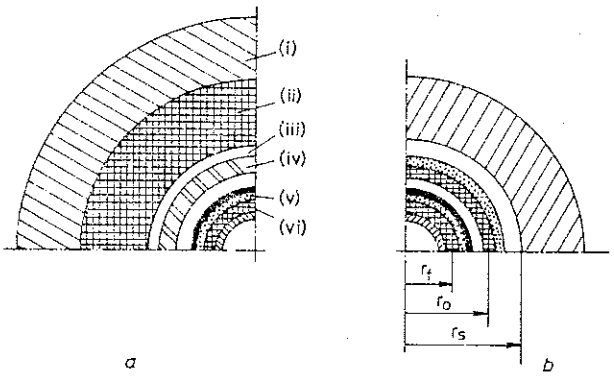


c

Fig. 1 *B15/14496 composite*
a Cross section *b* Assembly *c* Detail of filaments

2 General design concepts

The general arrangement of the machine studied is given in Fig. 2*b*. Both armature and field windings are wound with B15/14496 wire. Although the electromagnetic shield is essential in classical cryogenerators, it can be avoided in this machine as the superconducting wire can cope with 50 Hz variations in the field. The rotor design would then be very simple, and one of the greatest problems encountered with previous superconducting generators, namely the crushing forces on these shields during transients [13], would be solved. The field winding is an air-cored superconducting dipole, with a very small volume winding. For cryogenic and mechanical reasons the spiral pancake configuration was chosen for the armature (Fig. 3). This configuration is the most effective



a b

Fig. 2 *Geometric description of the machine*
a Classical cryogenerator *b* Machine studied by the authors
(i) magnetic shield (ii) armature winding
(iii) airgap (iv) electromagnetic shield
(v) helium (vi) field winding

at cooling in every layer of the winding and provide the necessary support for the very thin superconducting wire

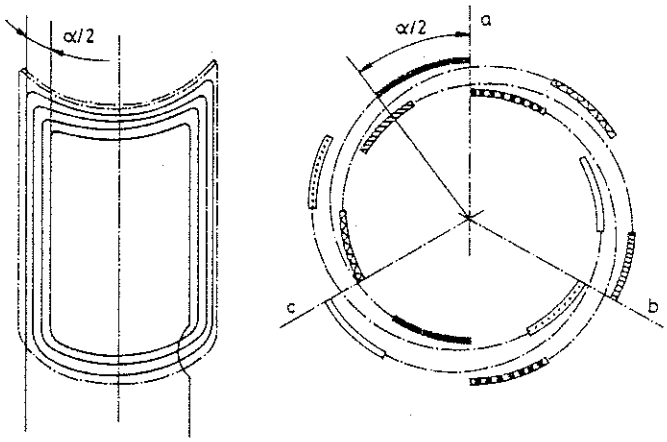


Fig. 3 *Spiral pancake winding: elementary armature pancake coil and end view of the spiral pancake*

[14, 15]. A magnetic shield surrounds the machine to exclude external magnetic perturbations.

3 Design policy

To obtain the maximum reliability the machine is designed to cope with a severe electrical fault without quenching, taking into account the fact that the superconducting wires are at 5 K. A typical fault is the 3-phase short circuit when the machine runs as a synchronous capacitor: the armature field is fully demagnetised so the excitation field is a maximum. The current has to be lower than the critical current corresponding to the existing magnetic field. The criterion $I = 0.8I_c(B)$ gives a good margin of safety to avoid any normal transition (Fig. 4).

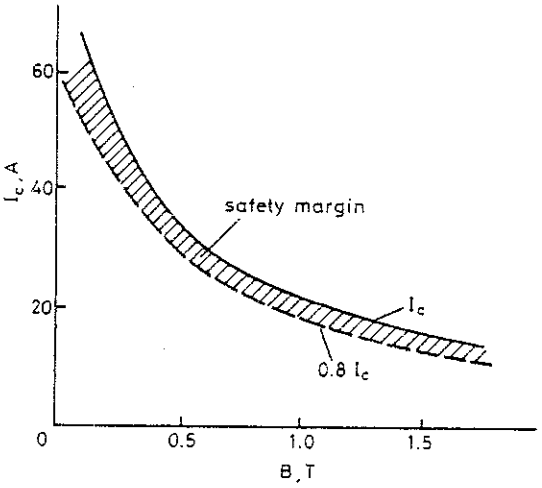


Fig. 4 *Critical current of a B15/14496 composite*

A half period after the short circuit, transient fields and currents are a maximum (see Appendix 8): in these conditions we must have

$$\left.\begin{aligned} I^s_{max} &= 0.8aI_c(B^s_{max}) \\ I^f_{max} &= 0.8a'I_c(B^f_{max}) \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

The armature and the field windings are made with a and a' elementary B15/14496 wires in parallel, respectively.

4 Highest fault quantities

We assume that:
(*a*) the end effects may be neglected

(*b*) the external magnetic shield has infinite permeability and resistivity

(*c*) only the fundamental terms are taken into account.

Resolving Park's equation [16] (see Appendix 8) and neglecting the damping effect, as the resistances and the dissipative effects are very small, we have, a half period after the short circuit,

$$\left.\begin{aligned} I^s_{max} &= I_n\sqrt{(2)}\left(1 + \frac{2}{(1-k^2)x_d}\right) \\ I^f_{max} &= I^f_o\left(1 + x_d + \frac{2k^2}{1-k^2}\right) \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

To reduce the number of parameters, we introduce the coupling coefficient k, which depends only on the geometry, rather than $x'_d = (1-k^2)x_d$. As shown in Fig. 5, at this time, the magnetic field is a maximum on the

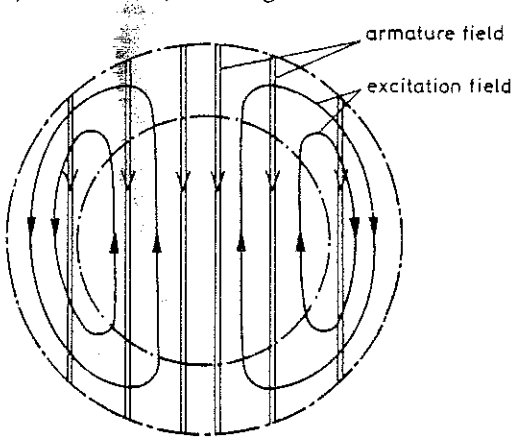


Fig. 5 *Armature and excitation flux distribution at $t = T/2$ after the short-circuit*

inner part of the armature winding and on the outer part of the field winding. The two components of the magnetic field in these parts of the machine are

$$\left.\begin{aligned} B_r &= B^f_r - B^s_r \\ B_t &= B^f_t + B^s_t \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

We have to express the values of B^f_r, B^s_r, B^f_t and B^s_t for $r = r_f$ and $r = r_0$.

4.1 Excitation field B^f_r and B^f_t

As the magnetic field is proportional to the excitation current, we have

$$B^f_r(r) = B_o(r)\frac{I^f}{I^f_o} \quad (4)$$

where I^f_o is the no load field current and $B_o(r)$ the radial component due to I^f_o.

Now B_o, at the stator radius r_o, deduced Lenz's law, is

$$B_o(r_o) = \frac{V_n}{\sqrt{(2)}k_d N_S l\omega r_o} \quad (5)$$

whereas, at the rotor radius r_f, B_o is

$$B_o(r_f) = \frac{B_o(r_o)}{k^2} \quad (6)$$

Using the results of Reference 17, out of the field winding, we deduce the tangential components from the radial components

$$B^f_t(r) = H(r)B^f_r(r) \quad (7)$$

with

$$H(r) = \frac{1 - \left(\frac{r}{r_s}\right)^2}{1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^2}$$

4.2 Armature field variation

We are only concerned with the magnetic field given by a 3-phase armature winding. For $r \leqslant r_o$,

$$B^s_t(r) = B^s_r(r) = B^s_r(r_o) \quad (8)$$

As $B_o(r_o)$ generates a maximum EMF $V_n\sqrt{(2)}$, the magnetic field component $B^s_r(r_o)$ which generates a potential drop $\bar{X}_d I^s$ is thus

$$\begin{aligned} B^s_r(r_o) &= \frac{\bar{X}_d I^s}{V_n\sqrt{(2)}} B_o(r_o) \\ &= x_d B_o(r_o)\frac{I^s}{I_n\sqrt{(2)}} \end{aligned} \quad (9)$$

as $x_d = \bar{X}_d(I_n/V_n)$.

4.3 Resulting field

For the armature winding, the maximum values of the magnetic field components on each winding are

$$\left.\begin{aligned} B^s_r(max) &= -B_o(r_o) \\ B^s_t(max) &= B_o(r_o)\left[H(r_o)\left(1 + x_d + \frac{2k^2}{1-k^2}\right)\right. \\ &\quad \left. + x_d + \frac{2}{1-k^2}\right] \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

And for the field winding

$$\left.\begin{aligned} B^f_r(max) &= B_o(r_o)\left[(1 + x_d)\frac{1}{k^2} - x_d\right] \\ B^f_t(max) &= B_o(r_o)\left[x_d + \frac{2}{1-k^2}\right. \\ &\quad \left. + H(r_f)\frac{1}{k^2}\left(1 + x_d + \frac{2k^2}{1-k^2}\right)\right] \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

5 Geometric and electric components determination

5.1 Analysis of parameters

To solve eqns. 1 by a numerical method, we consider only the highest components of the fields given by eqns. 10 and 11. Using eqns. 2 and 3, we obtain

$$\left.\begin{aligned} &(a) \quad I_n\sqrt{(2)}\left(1 + \frac{2}{(1-k^2)x_d}\right) = 0.8aI_c(B^s_t(max)) \\ &(b) \quad I^f_o\left(1 + x_d + \frac{2k^2}{1-k^2}\right) = 0.8a'I_c(B^f_t(max)) \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Once eqn. 12*a* has been solved, we may obtain the number of turns of the field coil. We write that I^f_o, which is known from eqn. 12*b*, gives an open-circuit terminal voltage equal to V_n.

$$\frac{V_n}{\sqrt{(2)}k_d N_S l\omega r_o} = \mu_0 \frac{N_f k_f I^f_o}{\pi r_f}\left(\frac{r_f}{r_o}\right)^2\left(1 + \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^2\right) \quad (13)$$

On the other hand, it is necessary to remove the intrinsic

losses of the B15/14496 superconducting wire. Reference 11 gives the losses at 50 Hz. In our case, the superconductor is subjected to an elliptic magnetic field. To overestimate these losses we add up the losses given by each component of the fields, i.e. the radial and tangential components. To take into account the end losses, we assume a linear axial variation of the magnetic field near the coil end domains. Losses of the superconducting coils are multiplied with the refrigeration ratio ζ when efficiency results are required (calculations are made with $\zeta = 500$).

Nevertheless, it is necessary to reduce the number of unknowns which appear in the equations. There are nine fundamental parameters in the equations, which are

(*a*) geometric parameters: r_f, r_o, r_s, l

(*b*) general electric parameters: x_d, I_n, V_n

(*c*) superconducting wire parameters: a, a'

The number of turns N_s is deduced from x_d from the following expression [17]:

$$N_s = \frac{1}{k_d}\left[\frac{\pi V_n}{3\mu_0 \omega l\left(1+\left(\frac{r_o}{r_s}\right)^2\right)}\frac{x_d}{I_n}\right]^{1/2} \tag{14}$$

We will now propose a method of reducing the number of parameters.

5.2 Reduction method

(*a*) Power and voltage ratings are specified. A 500 kVA, 380 V generator is designed. These values correspond to the first superconducting machine built in the laboratory. Nominal current I_n is then $S_n/3V_n$.

(*b*) It is well known that the value of x_d influences the stability of a synchronous machine. A small value of x_d allows more stable operation [18] (leading zero power factor capability, lightly loaded long transmission lines) even to recover the synchronisation after a fault. On the other hand, low reactances enhance the fault regimes: in our case, as there is no shield to protect the superconductors from field variations, the machine has to be designed (see eqn. 1) bearing the fault currents in mind. This is a major constraint which leads to the choice of an intermediate value for x_d which is 1.5 pu.

(*c*) As superconducting materials are quite expensive, it is necessary to use a minimum volume of superconductor. This assumption gives a relation between r_o and l. From eqn. 14, the product lN_S^2 is constant once I_n, x_d, V_n are fixed (the term $[1 + (r_o/r_S)^2]$ is nearly constant).

The length of superconductor for the armature (it will be shown that the length of superconductor for the field winding and the armature winding are equivalent) is

$$L = 6aN_S\left[l + \left(\pi - \frac{\alpha}{2}\right)r_o\right] \tag{15}$$

where α, defined in Fig. 3, has been chosen to suppress the fifth harmonic ($\alpha = 72$). Minimising L gives $l = (\pi - (\alpha/2))r_o$.

(*d*) a' is a secondary parameter, as the product $a'N_f$, which represents the length of superconductor for the field coil, is given by eqn. 16. Eqn. 16 is obtained combining eqns. 12*b* and 13:

$$a'N_f = \frac{V_n}{\sqrt{(2)}k_d N_S l\omega}\frac{\pi}{\mu_o k_f}\frac{r_o}{r_f} \times \frac{1 + x_d + \frac{2k^2}{1-k^2}}{\left[1+\left(\frac{r_o}{r_s}\right)^2\right] \times 0.8 I_c[B_i^f(max)]} \tag{16}$$

Thermal and technical considerations (it is better to have high N_S and a small a') enable a suitable value for a' to be chosen.

(*e*) The three main parameters are now r_f, r_o and a.

5.3 First design

In the first attempt, r_f, referring to the value of the 500 kW cryoalternator from Reference 7, is fixed at 0.07 m. Then two unknowns remain: a and r_o ($r_S = r_o + 0.08$). Every component of the machine (losses, volume of superconductors, magnetic fields, efficiency etc.) can be found through a function of r_o. In Fig. 6, it can be seen

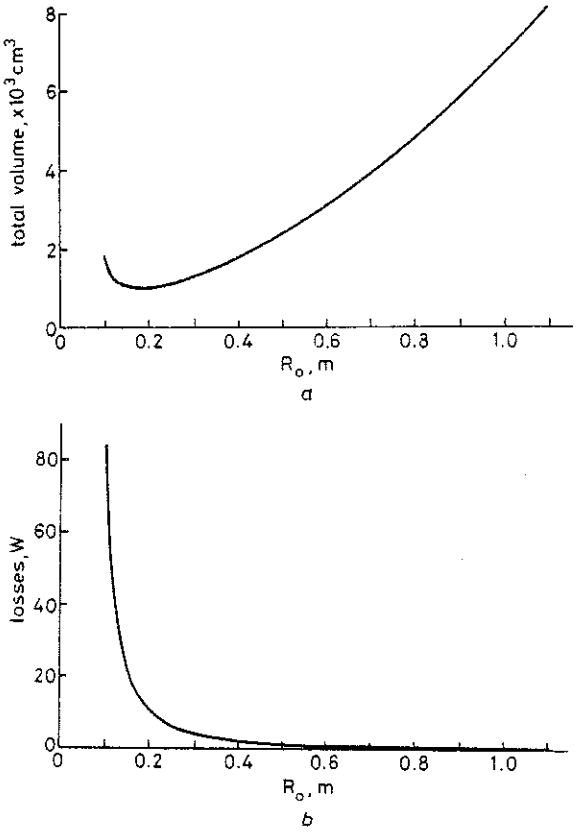


Fig. 6 *First design*

a Total volume of superconducting wire
b Intrinsic cold losses of the armature windings
$r_f = 0.07$ m, $V_n = 220$ V
$S_n = 500$ kVA, $x_d = 1.5$ p.u.

that the total length of superconducting wire is a minimum for $r_o \# 2r_f$. This is in agreement with the armature and field coupling predictions. When $k = (r_f/r_o)$ is slightly less than unity, short-circuit effects are very severe, the current in an elementary wire is small and a has to be high to obtain the rated power; on the other hand when k is small, coupling is weak and many ampere turns ($a'N_f$) are necessary to provide the MMF; however a is small because the short-circuit current is not very high.

Nevertheless, Fig. 6*b* shows that the corresponding losses are rather high ($\sim$20 W). As these losses decrease with r_o we try a second design, keeping $k \simeq 0.5$.

5.4 Final design

As before we assign values for S_n, V_n, x_d, a', I_n and the relations

$$r_f = \frac{r_o}{2}$$

$$r_S = r_o + 0.08$$

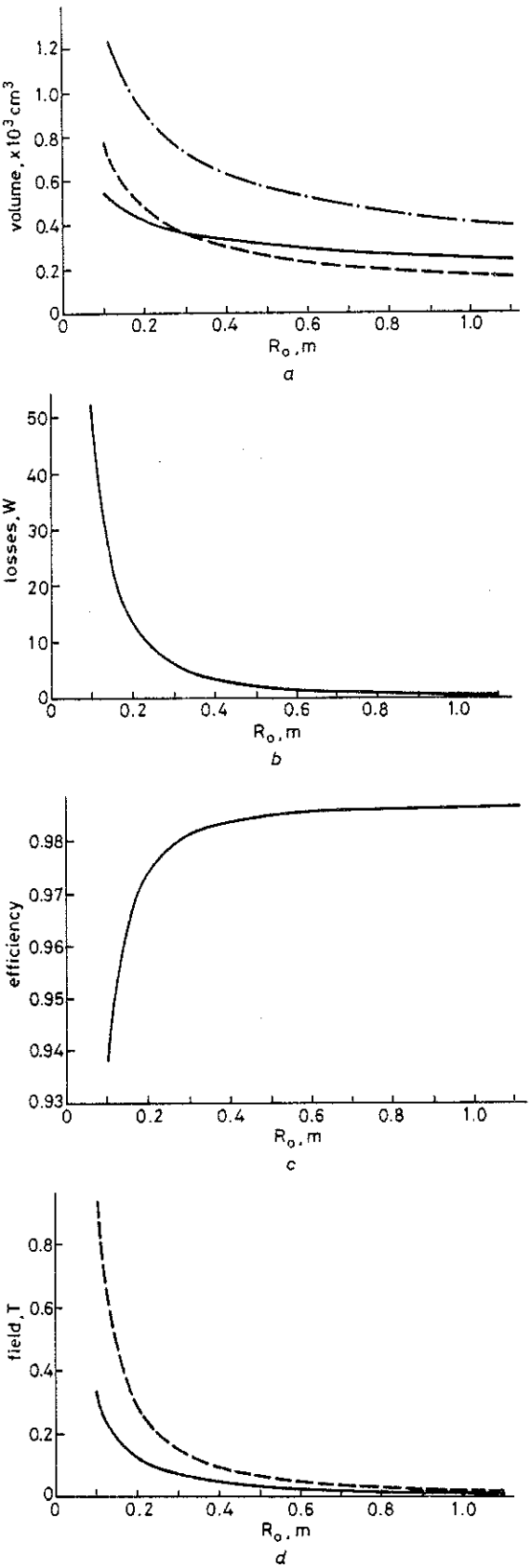


Fig. 7 *Final design: numerical results*

a Volume of superconductor
- - - - V_R, field winding
——— V_S, armature windings
—·—· V_T, total volume

b Intrinsic cold losses of the armature windings

c Expected efficiency $\eta = (S_n/S_n + P)$, where P includes the cryogenic thermal losses

d Magnetic field level on the inner part of the armature winding, the machine runs as a synchronous capacitor
——— B_R, radial component
- - - - B_T, tangential component

$$l = \left(\pi - \frac{\alpha}{2}\right) r_o$$

Each component is calculated with r_o as the variable. The numerical results shown in Fig. 7 can be explained, in part, as follows:

$$S = \frac{2\omega}{\mu_o} \frac{1}{1 + \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^2} x_d B_r^2 \pi r_o^2 l$$

$$= \frac{2\omega}{\mu_o} \frac{1}{1 + \left(\frac{r_o}{r_s}\right)^2} x_d B_r^2 r_o^3 \pi \left(\pi - \frac{\alpha}{2}\right) \qquad (17)$$

$S \approx B_r^2 r_o^3$ and for a given power, B_r varies roughly as $r_o^{-3/2}$ (Fig. 7*d*). The other curves are easily deduced from Fig. 7*d*: when r_o increases, B_r is smaller, thus fewer ampere turns are necessary and higher a current density can be used (Fig. 4). The volumes of the field winding and of the armature windings decrease (Fig. 7*a*).

The losses in the superconducting material are, to a first approximation, proportional to $B_r \times VT$. Then Fig. 7*b* is deduced from Figs. 7*a* and 7*d*: losses decrease when r_o increases.

The efficiency is deduced from Fig. 7*d* and the power S_n is chosen (Fig. 7*c*). Nevertheless it is more difficult to reach a satisfactory conclusion: it is convenient to have very small losses and very high specific power. Cryogenic losses arising from the structure increase with r_o and may become higher than the intrinsic losses of the windings. The losses were estimated to be 13 W (see Ref. 7); the machine becomes efficient for $r_o > 0.4$ m. This value is convenient for a 500 kW machine which is described in Table 2.

Table 2: Parameters for a 500 kW machine

$r_i = 0.2$ m	$S_n = 501$ kVA
$r_o = 0.4$ m	$U_n = 380$ V
$r_s = 0.48$ m	$I_n = 760$ A
$l = 1$ m	$I'_o = 143.4$ A
$N_s = 28$	$x_d = 1.51$ p.u.
$a = 87$	$x'_d = 0.96$ p.u.
$N_r = 470$	$a' = 20$

Armature winding losses plus cryogenic losses back to room temperature:

$P = 8.7$ kW

$\frac{S_n}{S_n + P} = 98.3\%$

Total superconducting volume = 630 cm³
Specific power (assessment) = 1.2 kW/kg

6 Conclusion

The development of new superconducting wires which can cope with 50 Hz electromagnetic variations allows new studies of superconducting electrical machines. Continuous working, even during transients, gives a critical criterion $I \leqslant I_c(B)$ which is central to the design of any AC component. Although we have many parameters to describe the machine, some physical considerations show that the armature diameter can be chosen to determine the other geometric and electric characteristics of the machine. Using this method, a 500 kVA AC generator has been designed. The efficiency is good and the specific power high, for small quantities of superconducting wires. These results are enhanced when the rated power increases. The operation of the machine during transients

has yet to be examined, but our calculation assumes that it will work satisfactorily. The second step of this work will be the construction of a prototype AC generator.

7 References

1 SMITH, J.L.: 'Overview of the development of superconducting synchronous generators', *IEEE Trans.*, 1983, **MAG-19**, pp. 522–528
2 SABRIE, J.L., and GOYER, J.: 'Technical overview of the French program', *ibid.*, 1983, **MAG-19**, pp. 529–532
3 APPLETON, A.D.: 'Status of superconducting AC generators in the UK'. AIM, Centrales Electriques Modernes, Liége, France, October 1981, V-60
4 LAMBRECHT, D.: 'Status development of superconducting AC generators', *IEEE Trans.*, 1981, **MAG-17**, (5), pp. 1551–1559
5 LAMBRECHT, D.: 'Overview on the development of superconducting generators'. Paper presented at MT 9 Conference, Zürich, Switzerland, Sept. 1985
6 KEIM, T.A., LASKARIS, T.E., FEALEY, J.A., and RIOS, P.A.: 'Design and manufacture of a 20 MVA superconducting generator', *IEEE Trans.*, 1985, **PAS-104**, (6), pp. 1475–1491
7 BRUNET, Y.: 'Analyse des comportements d'un cryoalternateur de 500 kW'. Thesis, Grenoble, France, 1980
8 BRUNET, Y., PAQUIEN, L., and SABRIE, J.L.: 'Experimental behaviour of a cryoalternator connected to the 50 Hz electrical network', *J. Physique*, 1984, **45**, pp. 709–712
9 SABRIE, J.L.: 'Feasibility of large AC superconducting equipment', *ibid.*, 1984, **45**, pp. 717–720
10 HLASNIK, I.: 'Could a cryoturbogenerator armature winding be superconducting?', *Cryogenics*, Sept. 1983, pp. 508–514
11 DUBOTS, P., FEVRIER, A., RENARD, J.C., GOYER, J.C., and KY, H.G.: 'Behaviour of multifilamentary NbTi conductors with very fine filaments under AC magnetic fields', *J. Physique*, 1984, **45**, pp. 476–471
12 DUBOIS, P., DUBOTS, P., FEVRIER, A., RENARD, J.C., GOYER, J., and KY, H.G.: 'Ultra-fine NbTi filament wires for AC use'. Helsinki ICEC 10, 1984
13 YING, A.S., ECKELS, P.W., LITZ, D.C., and MOORE, W.G.: 'Mechanical and thermal design of the EPRI/Westinghouse 300 MVA superconducting generator', *IEEE Trans.*, 1981, **MAG-17**, pp. 894–899
14 NATHENSON, R.D., and PATEL, M.R.: 'Designing an airgap armature of a large superconducting generator for electromagnetic and thermal loads', *ibid.*, 1983, **PAS-102**, (8), pp. 2710–2716
15 AICHLOZER, G.: 'New solutions for the design of large turbogenerators up to 2 GVA, 60 kW', *Elecktrotech. & Maschinenbau*, 1975, **92**, pp. 249–255
16 PARK, R.H.: 'Two reaction theory of synchronous machines', *Trans. Amer. Inst. Electr. Eng.*, 1929, **48**, pp. 716–727, discussion pp. 727–730
17 HUGHES, A., and MILLER, T.J.E.: 'Analysis of fields and inductances in air-cored and iron-cored synchronous machines', *Proc. IEE*, 1977, **124**, (2), pp. 121–126.
18 EINSTEIN, R.H.: 'System performance characteristics of SC alternators for electric utility power generation', *IEEE Trans.*, 1975, **PAS-94**, pp. 310–319

8 Appendix: Maximum transient currents using Park's equations

Park's equations, neglecting resistances and speed variations, are

$$\left.\begin{aligned} V_d &= -\frac{d}{dt}(L_d I_d + M_{af} I^f) - \omega L_q I_q \\ V_q &= -\frac{d}{dt}(L_q I_q) + (L_d I_d + M_{af} I^f)\omega \\ V_f = 0 &= \frac{d}{dt}\left(\frac{3}{2} M_{af} I_d + L_f I^f\right) \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

where L_d, L_q, M_{af} and L_f are the self and mutual inductances of the machine, I_d and I_q the components of I^S on the direct and transverse axis and ω the pulsation. When the machine runs as a synchronous capacitor the initial permanent values are:

$$V_d^o = 0,\ V_q^o = V_n\sqrt{(2)},\ I_d^o = -I_n\sqrt{(2)},\ I_q^o = 0$$

$$I_f^o = \frac{V_n\sqrt{(2)}(1 + x_d)}{M_{af}\omega} = I_o^f + \frac{x_d}{M_{af}\omega} V_n\sqrt{(2)}$$

Solving eqn. 1 for a 3-phase short-circuit, we obtain, after some calculation,

$$I_d = -\frac{V_n\sqrt{(2)}}{\bar{X}'_d}(1 - \cos\omega t) - I_n\sqrt{(2)}$$

$$I_q = \frac{V_n\sqrt{(2)}}{\bar{X}_d}\sin\omega t$$

$$I^f = I_o^f\left[1 + x_d + \frac{k^2}{1 - k^2}(1 - \cos\omega t)\right]$$

If θ_o is the angular position of the phase with the direct axis at $t = 0$ (short-circuit), the armature current is

$$I^S = I_d\cos(\omega t + \theta_o) + I_q\sin(\omega t + \theta_o)$$

and as

$$L_d\omega = L_q\omega = \bar{X}_d$$

$$\left(L_d - \frac{3}{2}\frac{M_{af}^2}{L_f}\right)\omega = \bar{X}'_d$$

$$\bar{X}'_d = (1 - k^2)\bar{X}_d$$

$$I^S = -\frac{V_n\sqrt{(2)}}{\bar{X}'_d}\cos(\omega t + \theta_o) - I_n\sqrt{(2)}\cos(\omega t + \theta_o) + \frac{V_n\sqrt{(2)}}{2}\left(\frac{1}{\bar{X}_d} + \frac{1}{\bar{X}'_d}\right)\cos\theta_o + \frac{V_n\sqrt{(2)}}{2}\left(\frac{1}{\bar{X}'_d} - \frac{1}{\bar{X}_d}\right)\cos(2\omega t + \theta_o)$$

The current is maximum at $\theta_o = 0$ and $\omega t = \pi$. These values are then

$$I_{max}^s = I_n\sqrt{(2)}\left(1 + \frac{2}{(1 - k^2)x_d}\right)$$

$$I_{max}^f = I_o^f\left(1 + x_d + 2\frac{k^2}{1 - k^2}\right)$$

As $I_q = 0$ the phases of the excitation field and armature field are opposite (Fig. 5).

II - DIMENSIONNEMENT DE LA MACHINE

Dimensionnement n'est pas vraiment le mot adapté au cas de la machine puisque nous en connaissions justement les principales dimensions au départ ! De plus, le conducteur est lui aussi défini : c'est un triplet de brins CCN 14 000 LL émaillés et torsadés entre eux d'un pas de 0,8 mm.

On comprendra que cette machine ne soit pas très performante. La finalité de ce projet est de réaliser un stator triphasé supraconducteur pour prouver que cette solution est possible avec des pertes raisonnables et d'étudier une machine synchrone entièrement supraconductrice.

Dans une première étape, on utilisera un rotor classique en fer pour les essais électriques du stator. Pour permettre également l'étude du fonctionnement asynchrone, nous avons recherché un rotor bobiné issu d'une machine à induction. L'alimentation des phases rotoriques en courant continu transforme bien sûr cet induit en inducteur de machine synchrone.

Une solution bipolaire s'impose pour que l'induction ne soit pas trop faible au niveau de l'induit fixe ("entrefer" important).

Ce rotor issu d'un moteur de 10 kW a ainsi déterminé le diamètre intérieur du cryostat (180 mm) et la longueur active du bobinage (200 mm), d'où les grandeurs r_o et r_s pour avoir un rayon extérieur minimum en tenant compte des contraintes cryogéniques (r_o = 121 mm, r_s = 165 mm).

Le "dimensionnement" a été mené pour la machine synchrone entièrement supraconductrice. On reprend le critère de non-transition défini au paragraphe I. Les calculs sont presque identiques : deux modifications ont cependant été apportées. L'étude générale précédente néglige les surchamps et considère que le courant critique d'un conducteur constitué de a brins est a fois le courant critique d'un brin. Ce n'est pas exact lorsque l'induction appliquée est faible car les effets de champ propre

de chaque brin sont alors importants /34/. D'autre part un calcul de champ en trois dimensions exposé dans le chapitre IV a permis d'évaluer le surchamp au niveau d'une bobine. Il s'élève à 24 % pour la composante B_θ et atteint 100 % pour B_r qui est heureusement beaucoup plus faible que B_θ.

Par conséquent l'équation à résoudre pour l'induit est alors :

$$I_n\sqrt{2}\left(1+\frac{2}{(1-k^2)x_d}\right)=0{,}8I_c^{triplet}\left(B_o(r_o)\left[H(r_o)\left(1+x_d+2\,\frac{k^2}{1-k^2}\right)+1{,}24\left[x_d+\frac{2}{1-k^2}\right]\right]\right)$$

Compte tenu des grandeurs déjà déterminées : r_o, r_s, l, a et V (220/380 pour s'affranchir d'un transformateur adaptateur), les seules inconnues pour l'induit, et par conséquent pour la machine en grande partie, sont x_d (ou N_s) et r_f(ou le coefficient de couplage k).

k est donné par l'expression :

$$k=\frac{r_f}{r_o}\sqrt{\frac{1+\left(\frac{r_o}{r_s}\right)^2}{1+\left(\frac{r_f}{r_s}\right)^2}} \qquad [18]$$

Selon le principe même du dimensionnement, la puissance apparente S augmente quand x_d croît (Fig. 15) puisque le courant de court-circuit est une fonction décroissante de x_d (expression (2) dans I).

Les grandeurs S/V_T (V_T = volume total de supraconducteur) et $1/(1+\xi P/S)$ (ξ = facteur de mérite ; P = pertes froides du bobinage à l'induit) sont plus intéressantes. Les Fig. 16 et 17 montrent leur variation avec k^2 pour plusieurs x_d :

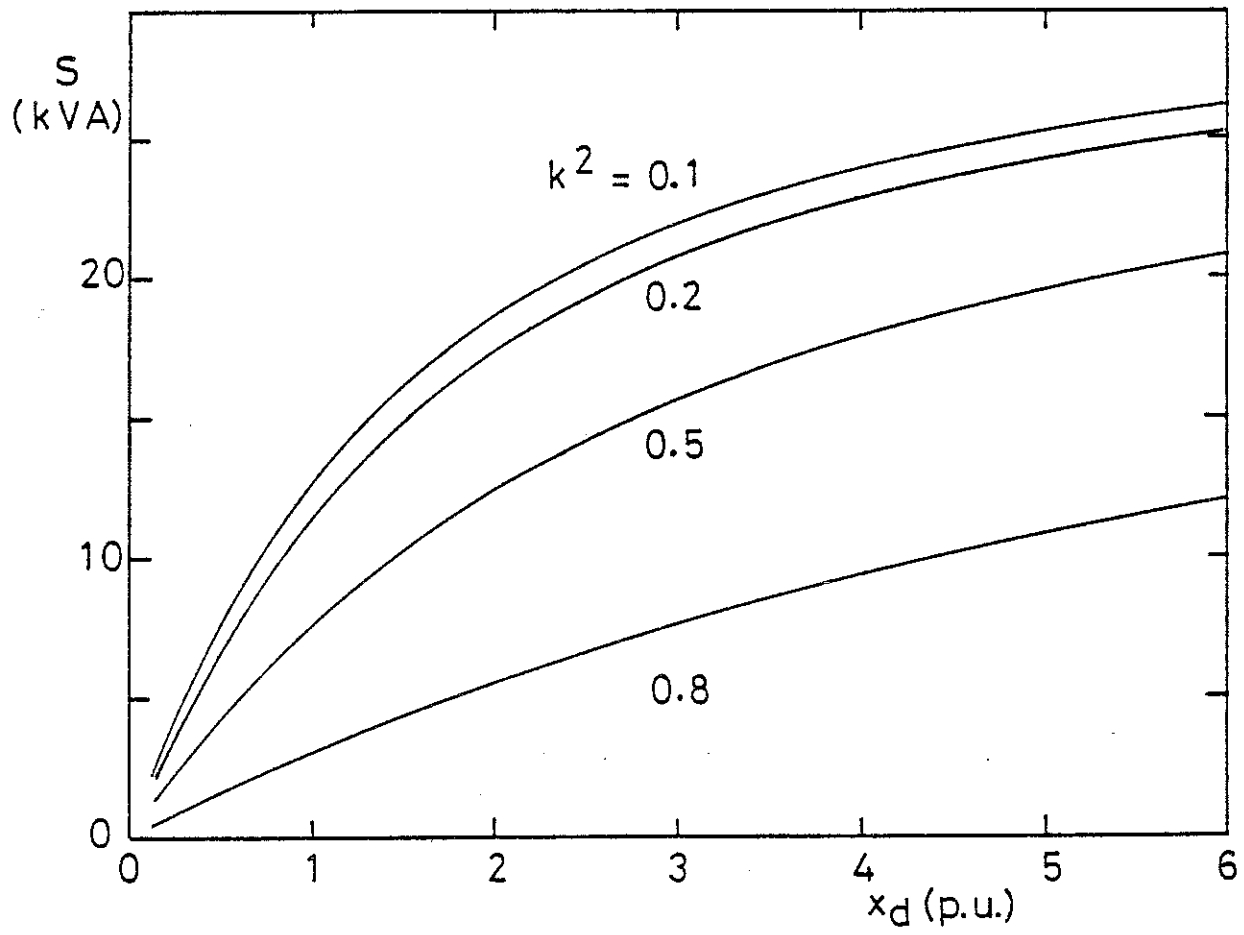


Fig. 15 - Puissance apparente S en fonction de la réactance synchrone x_d pour différents couplages k^2 induit-inducteur.

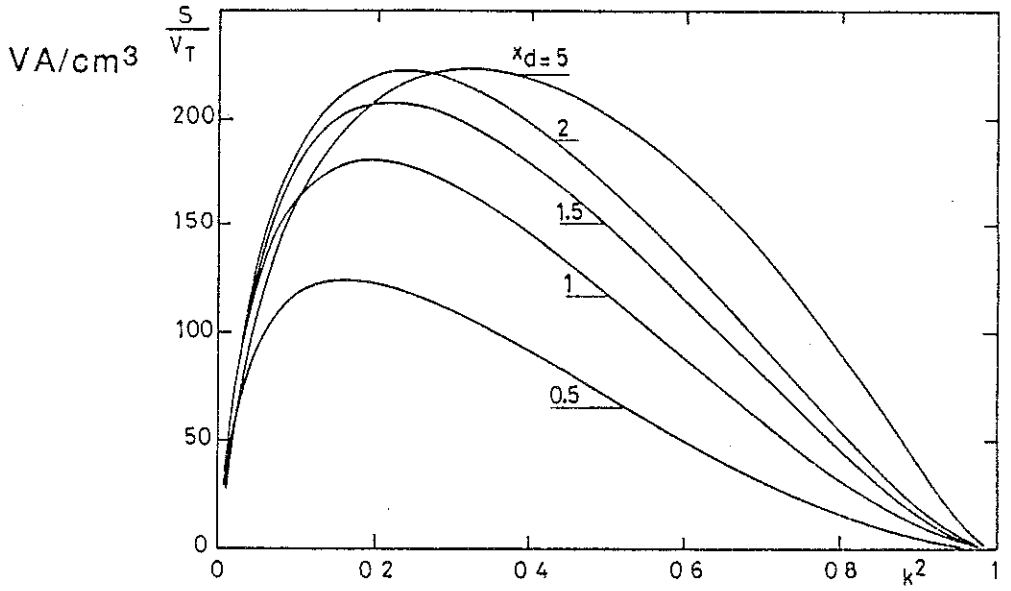


Fig. 16 - Puisssance apparente S sur le volume total de supraconducteur V_T en fonction du couplage induit-inducteur k^2 pour différents x_d.

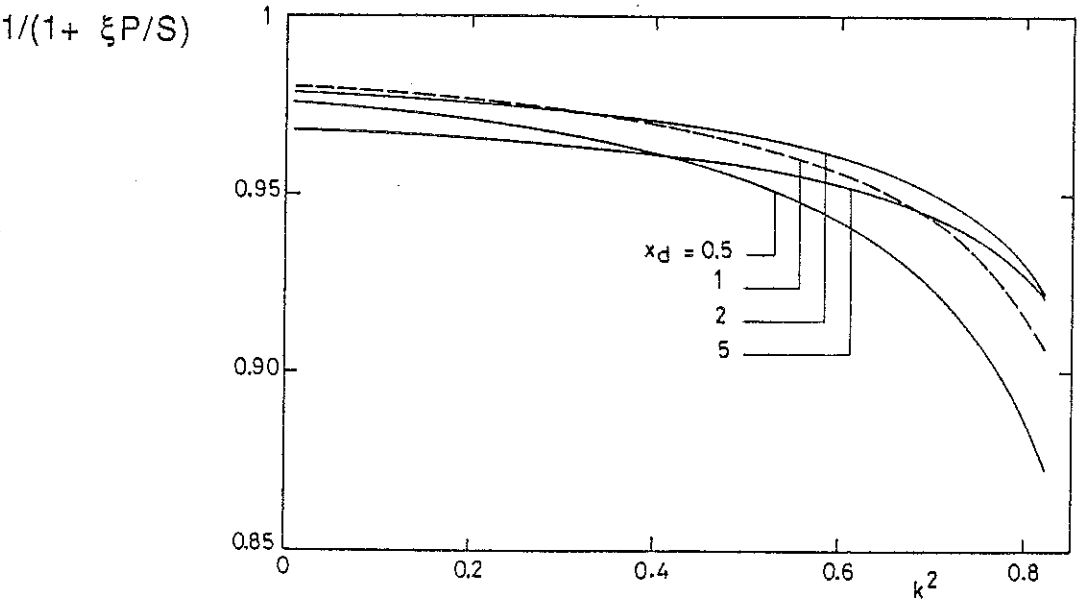


Fig. 17 - Image du rendement (ξ = 7OO) en fonction de k^2.

- pour les faibles valeurs de x_d (inférieures à 1,5 p.u.), l'utilisation du supraconducteur n'est pas "optimale". Au-delà, $(S/V_T)_{max}$ dépend peu de x_d (Fig. 16) ;

- le "rendement" $1/(1+\xi P/S)$ passe par un maximum pour x_d compris dans l'intervalle [1,2] suivant les valeurs de k^2. Si x_d est supérieur, il diminue mais faiblement (Fig. 17).

On peut donc conclure pour ce type de machine avec un critère de non-transition que le couplage k^2 sera mauvais (inférieur à 0,4) et que x_d sera supérieur à 1,5 p.u. Les valeurs retenues sont : $x_d = 2,8$ p.u. et $k^2 = 0,23$. Les caractéristiques géométriques de la machine sont rassemblées dans le tableau V. Le rayon extérieur de la couronne magnétique est imposé par les tôles disponibles. L'induction à l'intérieur s'élève seulement à 0,6 T.

Rayon de l'inducteur	70
Rayon moyen des enroulements statoriques	121
Rayon intérieur de la couronne magnétique	165
Rayon extérieur de la couronne magnétique	175
Longueur active	200

Tableau V (valeur en mm) - Caractéristiques géométriques de la machine entièrement supraconductrice.

Le calcul tridimensionnel a permis d'affiner les caractéristiques électriques présentées dans le tableau VI.

En court-circuit le champ maximum à l'induit est de 0,4 T et le courant maximal s'élève à 83 A.

En régime de fonctionnement normal, le courant induit pourra atteindre 50 A ce qui correspond au point de fonctionnement $I\sqrt{2} = 0,7\ I_c(B_\theta{}^{max})$. x_d vaut alors 5 p.u. Cela permettra d'étudier les possibilités de stabilisation d'un alternateur sans amortisseur et avec de fortes réactances synchrones grâce à un RASC défini au chapitre I.

Puissance apparente (kVA)	18,5
Vitesse de rotation (trs/mm)	3 000
Nombre de pôles	2
Couplage étoile neutre sorti	
Tension (V_{eff})	220/380
Courant (A_{eff})	28
Réactance synchrone (p.u.)	2,8
Réactance transitoire (p.u.)	2,16
Pertes du conducteur à l'induit (W froid)	0,8
Nombre de spires en série par phase à l'induit	440

TABLEAU VI - Caractéristiques électriques de la machine synchrone entièrement supraconductrice.

III - INFLUENCE DE x_d SUR LA STABILITE : QUELQUES ELEMENTS DE REPONSES

x_d est un des paramètres fondamentaux d'une machine synchrone :

- image de la réaction magnétique d'induit, il intervient dans les fonctionnements permanents et transitoires ;

- la densité de puissance est proportionnelle à x_d [9] ;

- les couples de court-circuit varient comme $1/x_d$. x_d influe par conséquent sur le dimensionnement mécanique de la machine.

Or l'utilisation de supraconducteurs à l'induit permet d'avoir une valeur de x_d qui varie dans un intervalle important, typiquement [0,5 ; 4].

Ainsi se pose le problème du choix de cette valeur lors de la conception d'une machine synchrone.

Deux des points cités ci-dessus tendraient à avoir de grandes réactances synchrones tandis que les critères classiques indiquent que de faibles x_d sont préférables du point de vue de la stabilité.

Une valeur intermédiaire avait été ainsi prise pour le dimensionnement exposé au paragraphe I du chapitre III : $x_d = 1,5$ p.u.

Cependant ce choix peut être remis en question : pourquoi ne pas envisager un x_d plus grand ? Nous avons voulu examiner plus précisément l'influence réelle de x_d sur la stabilité de la machine.

Pour cela, nous avons étudié une machine synchrone avec dans les axes d et q deux amortisseurs (Fig. 18).

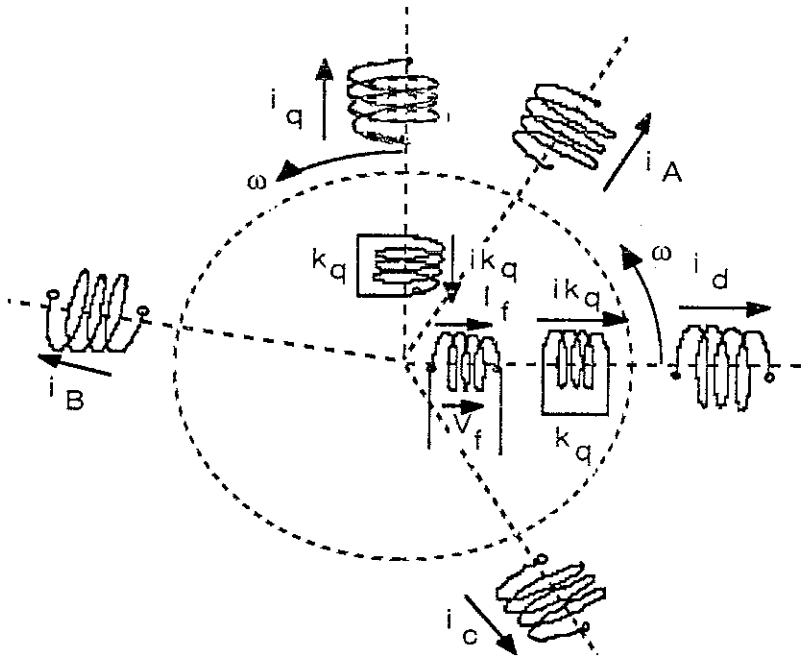


Fig. 18 - Schéma de la machine et représentation avec les composantes de Park.

Ils sont constitués par exemple d'enroulements supraconducteurs situés dans l'enceinte hélium de l'inducteur et reliés à des résistances extérieures. Leur fonctionnement est strictement identique à celui d'amortisseurs classiques. Seule la dissipation énergétique, pour des raisons de rendement, s'effectue à l'extérieur et non à l'intérieur du rotor.

L'étude comporte une partie analytique et une partie numérique. Nous y considérons une alimentation en tension classique de l'inducteur, sans régulateur.

Dans le cas de cryoalternateurs, une source de courant peut être envisagée. La résolution des équations de Park est alors différente : ce n'est plus V_f mais I_f qui est connu. En fait I_f n'est pas réellement constant : les alimentations en courant des bobines supraconductrices sont en réalité une alimentation en tension plus une régulation en intensité. D'autre part elles possèdent une limitation en tension. Ainsi on ne peut étudier une machine qui a une source de courant pour l'inducteur sans tenir compte des caractéristiques de l'alimentation.

A. Etude analytique

1. Modèle, mise en équation :

Nous prenons comme critère de stabilité statique d'une machine sa capacité à retrouver un régime sans oscillations après une modification extérieure. Typiquement nous nous intéressons à la variation du couple électrique qui résulte des perturbations appliquées à la machine.

Ce calcul a été mené /35/ dans le cas d'un alternateur classique sans régulateur, couplé au réseau de puissance infinie en négligeant les résistances de l'induit. La résistance de l'inducteur (R_f) d'un cryoalternateur se réduit aux résistances des amenées de courant. Elle est donc très faible mais on ne peut pas la négliger dans les calculs. Si on considère une alimentation en tension de l'inducteur, l'équation de Park associée est

$$V_f = R_f I_f + \frac{d\phi_f}{dt} \qquad [19]$$

Sans régulateur, V_f conserve sa valeur en régime permanent, soit $R_f I_f$. Si on prenait $R_f = 0$ l'équation [19] se réduirait à :

$$\frac{d\phi_f}{dt} = O \quad \text{(inducteur diamagnétique)}$$

La figure 19 montre les lignes de champ que l'on obtiendrait alors dans les axes d et q. Cette machine serait analogue à une machine à aimants permanents, avec un couple réluctant positif.

Mais R_f n'est pas strictement nulle et en régime permanent, la machine se comporte classiquement avec la même réactance (x_d) dans les axes d et q.

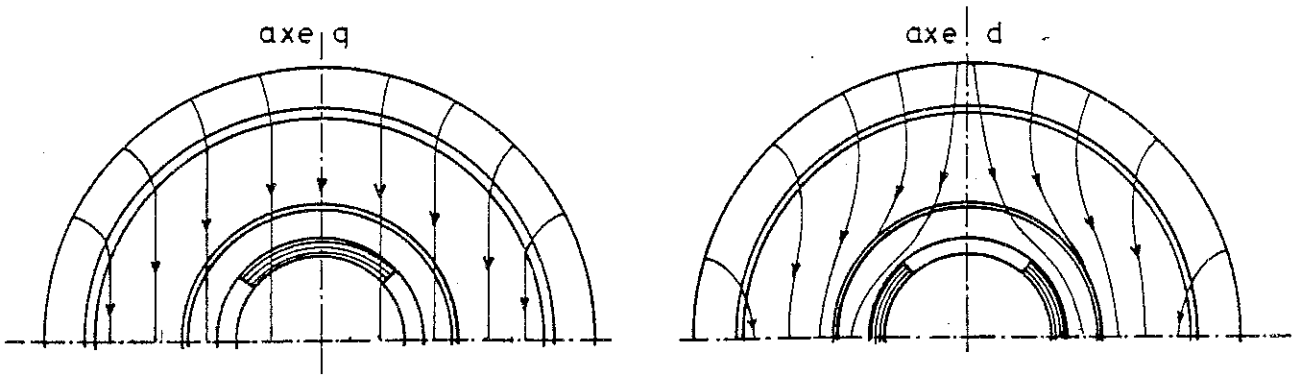


Fig. 19- Ligne de flux si $R_f = 0$.

Le système différentiel (Park) définissant la machine forme les équations de base. Il est exprimé en valeur réduite :

$$\begin{cases} -v \sin\delta = -\dfrac{d}{dt}\phi_d - \phi_q - \phi_q \dfrac{d\delta}{dt} \\ +v \cos\delta = -\dfrac{d}{dt}\phi_q + \phi_d + \phi_d \dfrac{d\delta}{dt} \\ \Gamma = \phi_d i_q - \phi_q i_d \end{cases} \qquad [I]$$

δ = angle interne ; Γ = couple électrique.

Pour étudier les perturbations appliquées à la machine on différencie le système [I] . On néglige les termes du deuxième ordre et on considère le cas harmonique caractérisé par la pulsation w. Les grandeurs en régime permanent sont affectées de l'exposant °.

$$\begin{cases} v \cos\delta^\circ\Delta\delta = jw\Delta\phi_d + \Delta\phi_q + \phi^\circ_q jw\Delta\delta & (1) \\ -v \sin\delta^\circ\Delta\delta = -jw\Delta\phi_q + \Delta\phi_d + \phi^\circ_d jw\Delta\delta & (2) \\ \Delta\Gamma = \phi^\circ_d\Delta i_q + i^\circ_q\Delta\phi_d - \phi^\circ_q\Delta i_d - i^\circ_d\Delta\phi_q & (3) \end{cases}$$

A partir de (1) et (2), connaissant $\phi°_d$ et $\phi°_q$, on obtient :

$$\begin{cases} \Delta\phi_d = -v \sin\delta_o \Delta\delta = x_d(\omega)\Delta i_d \\ \Delta\phi_q = v \cos\delta_o \Delta\delta = x_q(\omega)\Delta i_q \end{cases}$$

ou

$$\begin{cases} x_d(w) = x_d \dfrac{(1 + jt'_d w)\ (1 + jt''_d w)}{(1 + jt'_{d_o} w)\ (1 + jt''_{d_o} w)} \\ x_q(w) = x_q \dfrac{1 + jt''_q w}{1 + jt''_{q_o} w} \end{cases}$$

On peut alors exprimer la grandeur intéressante $\Delta\Gamma/\Delta\delta$:

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Delta\delta} = \frac{ve}{x_d} \cos\delta_o + v^2 \cos^2\delta_o \left(\frac{1}{x_q(w)} - \frac{1}{x_d}\right) + v^2 \sin^2\delta_o \left(\frac{1}{x_d(w)} - \frac{1}{x_d}\right)$$

Comme R_f est très faible, les constantes de temps subtransitoires sont négligeables par rapport aux transitoires. L'expression (4) se réduit alors à :

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Delta\delta} = v^2 \frac{(1+x_d \sin\varphi)}{x_d} + v^2 \sin^2\delta° \left(\frac{1}{x'_d} - \frac{1}{x_d}\right) \frac{j\omega t'_d}{1 + j\omega t'_d}$$

$$+ v^2 \cos^2\delta° \left(\frac{1}{x''_d} - \frac{1}{x'_d}\right) \frac{j\omega t''_d}{1 + j\omega t''_d} + v^2 \cos^2\delta° \left(\frac{1}{x''_q} - \frac{1}{x_d}\right) \frac{j\omega t''_q}{1 + j\omega t''_q}$$

$$- v^2 \sin^2\delta° \left(\frac{1}{x''_d} - \frac{1}{x_d}\right) \frac{j\omega t''_d}{1 + j\omega t'_d}$$

Pour la même raison, les quatre premiers termes sont prépondérants comparativement au dernier.

On reconnaît dans l'ordre :

- le couple de rappel synchronisant,

- le couple dû à l'inducteur, essentiellement couple de rappel puisque $\omega t'_d$ est grand,

- les couples (rappel et amortissement*) dus aux enroulements dans les axes d et q. (* partie imaginaire).

Les paramètres qui influent sur $\Delta\Gamma/\Delta\delta$ sont :

- x_d,
- les couplages entre les enroulements,
- les résistances des amortisseurs.

Considérons par exemple le couple d'amortissement dû à l'enroulement kd :

$$C_{akd} = v^2 \sin^2 \delta° \left(\frac{1}{x''_d} - \frac{1}{x'_d} \right) \frac{\omega t''_d}{1 + (\omega t''_d)^2}$$

or

$$\begin{cases} x''_d = \sigma_k x_d = (1 - k_k^2) x_d \\ x'_d = \sigma_f x_d = (1 - k_f^2) x_d \end{cases}$$

σ_K et σ_f sont respectivement les coefficients de dispersion des enroulements amortisseur (σ_k) et inducteur (σ_f) par rapport à l'induit. Ils dépendent uniquement de la géométrie [18] page 78 .

$$C_{akd} = v^2 \frac{\sin^2\delta°}{x_d} \left(\frac{1}{\sigma_k} - \frac{1}{\sigma_f} \right) \frac{\omega t''_d}{1 + (\omega t''_d)^2}$$

terme fonction de x_d — terme de couplage — terme temporel faisant intervenir R_{kd}

$\delta°$ dépend en effet de x_d (Fig. 20), au régime nominal on obtient :

$$\sin^2\delta° = \frac{x_d^2 \cos^2\varphi}{1 + x_d^2 + 2x_d \sin\varphi}$$

$$\cos^2\delta° = \frac{(1 + x_d \sin\varphi)^2}{1 + x_d^2 + 2x_d \sin\varphi}$$

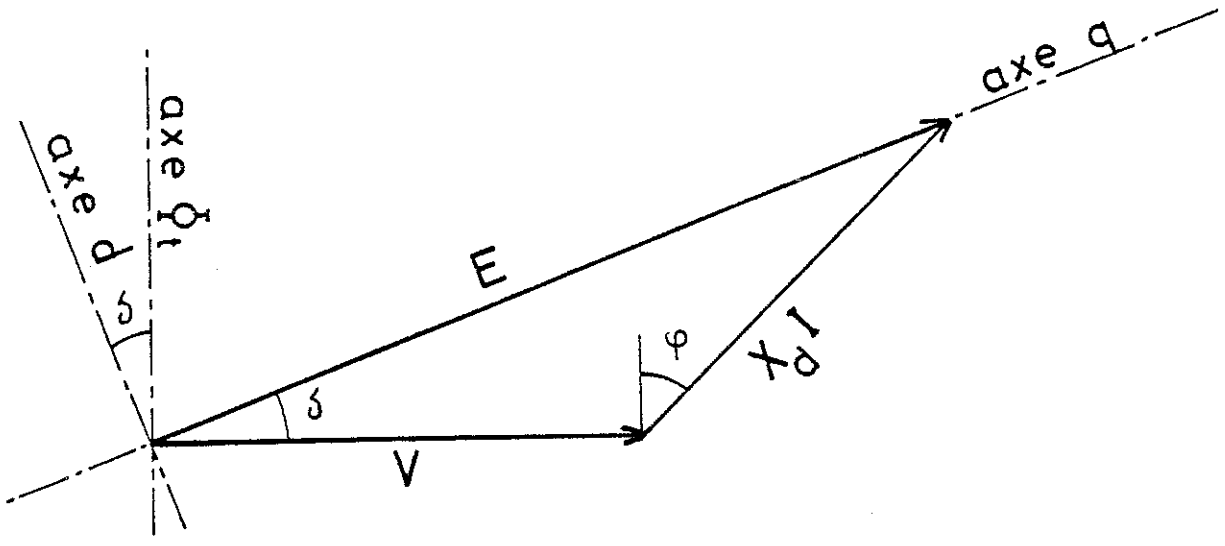


Fig. 20 -Diagramme de la machine synchrone en fonctionnement permanent.

2. Etude des divers termes :

* Terme temporel :

La Fig. 21 indique la variation du couple de rappel (Γ_r) et du couple d'amortissement (Γ_a) en fonction de $\omega t''$.

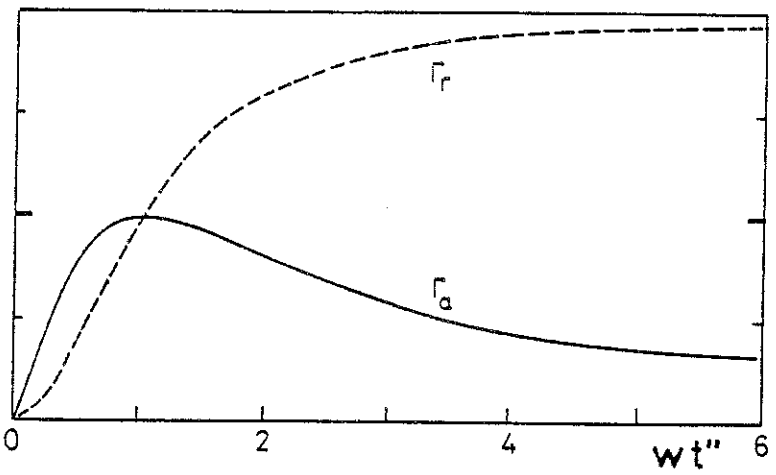


Fig. 21 - Influence des constantes de temps subtransitoires sur l'amortissement.

Γ_a est maximum pour $\omega t'' = 1$. On peut, par le choix des résistances des amortisseurs, se placer à ce point de fonctionnement. La machine oscille avec une fréquence peu différente de sa fréquence propre f_o, ainsi $w \# 2\pi f_o$.

On détermine f_o à partir de l'équation mécanique. Si on pose $\Delta\Gamma = \Re\Delta\delta + j\Im\Delta\delta$, elle s'exprime :

$$\frac{\omega_s}{S} J \frac{d^2\Delta\delta}{dt^2} + \Re\Delta\delta + j\Im\Delta\delta = \Delta\Gamma_{turbine}$$

$\omega_s = 2\pi f$; f = fréquence du réseau ; S = puissance apparente ; J = moment d'inertie.

On en déduit, si $\Re$ indépendant de t :

$$f_o = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{S\Re}{J\omega_s}} \qquad [2O]$$

Pour exprimer $\Re$, on considère $\begin{cases} wt''_d = 1 \\ wt''_q = 1 \end{cases}$. Comme $x''_d = x''_q$ on obtient :

$$\Re = v^2 \sin\varphi + \frac{1}{2} v^2 \left(\frac{1}{x''_d} + \frac{1}{x_d}\right) + \frac{1}{2} v^2 \sin^2\delta \left(\frac{1}{x'_d} - \frac{1}{x_d}\right)$$

* Terme fonction de x_d :

Nous nous intéressons aux expressions $\sin^2\delta°/x_d$ (A) et $\cos^2\delta°/x_d$ (B). Leurs variations en fonction de x_d, paramétrées par le facteur de puissance cos φ sont présentées Fig. 22. Toutefois les couples réels sont liés aux produits $A\Delta\delta$ et $B\Delta\delta$; pour les grands x_d, la Fig. 22 semblerait montrer que le couple de rappel devient très faible. Il n'en est rien car $\Delta\delta$ est fonction aussi de x_d. Par exemple, après un échelon du couple turbine de $\Delta\Gamma_t$, l'amplitude du couple de rappel est indépendant de x_d : il suffit de résoudre l'équation mécanique par la transformée de Laplace (opérateur s). On y considère le couple de rappel $\Re\Delta\delta$ où $\Re$ est constant ; aux premiers instants on peut négliger l'amortissement donc le terme temporel.

$$\frac{J\omega_s}{S} s^2\Delta\delta + \Re\Delta\delta = \frac{\Delta\Gamma_t}{s} \qquad \Delta\delta = \frac{\Delta\Gamma_t}{s\left(\Re + \frac{J\omega_s}{S} s^2\right)}$$

Soit $\Gamma_e = \Gamma_e^\circ + \Re\Delta\delta = \Gamma_e^\circ + \Delta\Gamma_t(1 - \cos\omega_o t)$; $\omega_o = 2\pi f_o$

Certaines limites d'exploitation du modèle étant définies, on peut toutefois tirer quelques informations à partir de la Fig. 22 :

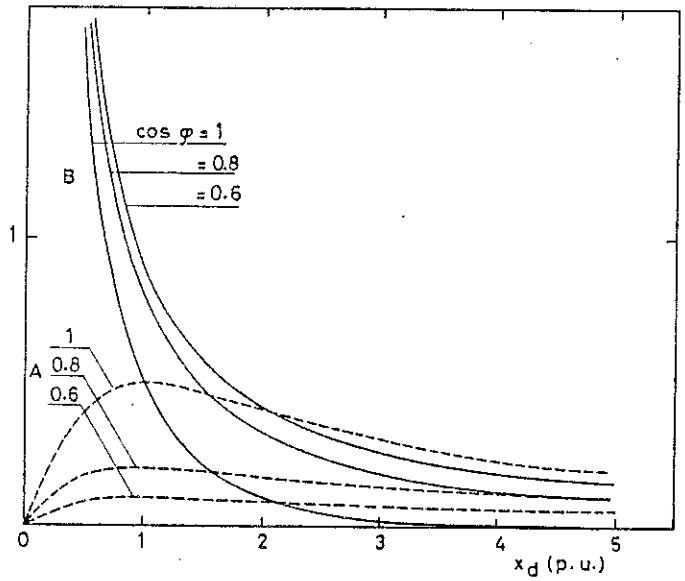
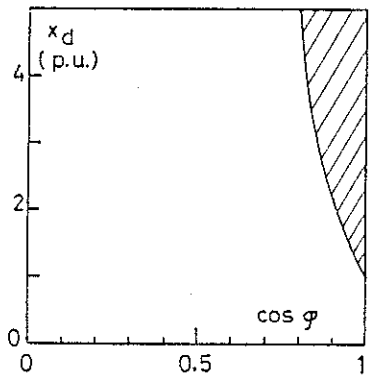
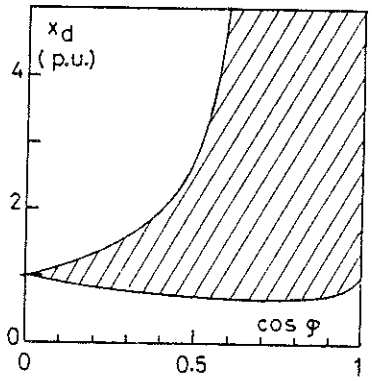


Fig. 22 - Influence de x_d pour les couples d'amortissement et de rappel, pour différents facteurs de puissance.

- pour des x_d faibles ($x_d \leqslant 1$) le rôle du bobinage dans l'axe q (B) est très important, tandis que l'enroulement kd est plus efficace pour les grandes valeurs de x_d. C'est la position du flux total ϕ_t (Fig. 20), qui détermine l'efficacité relative des deux amortisseurs.



23a



23b

Fig. 23 - En fonctionnement au courant nominal la zone hachurée correspond aux points de fonctionnement (x_d,cos φ) pour lesquels $\sin^2\delta > \cos^2\delta$.

La Fig. 23 indique les zones où $\sin^2\delta$ est supérieur à $\cos^2\delta$ en fonction de x_d et du facteur de puissance dans les deux cas suivants : alternateur surexcité (23a) et sousexcité (23b) ; elle confirme les conclusions. D'autre part, l'amortisseur kq d'une machine dont la réactance synchrone est inférieure à $\sqrt{2}/2$ p.u. est toujours plus efficace que celui situé dans l'axe d. L'amortisseur kd peut être supprimé sans que la stabilité en soit fortement modifiée. Par contre, en aucun cas, l'enroulement dans l'axe d ne peut assurer seul la stabilisation de l'alternateur ;

- enfin un grand x_d semblerait être défavorable à la stabilité.

* Terme de couplage :

L'influence des différents couplages entre enroulements est donnée par les expressions du type $(1/\sigma - 1)$. Comme $(1/\sigma_k - 1) > (1/\sigma_k)-(1/\sigma_f)$ l'amortisseur kq a un rôle plus important que l'amortisseur kd. En effet les variations électromagnétiques dans l'enroulement kd sont partiellement écrantées par l'inducteur, diamagnétique pendant les premiers instants ; ce n'est pas le cas de l'enroulement kq (Fig. 19).

Enfin un bon couplage entre l'induit et les amortisseurs serait favorable à la stabilité de la machine.

3. Conclusions :

Une étude plus précise s'impose, elle ne peut être que numérique. Cette première partie n'est cependant pas inutile, elle a permis d'établir certains résultats :

- amortissement "optimal" (wt" = 1),
- fréquence propre de la machine f_o,
- influence comparée des deux amortisseurs kd et kq.

B. Etude numérique

1. Principe :

On détermine les diverses grandeurs I_d, I_q, I_f, δ pour un régime de fonctionnement permanent défini par S et cos φ. On applique alors un échelon de couple turbine. La résolution numérique (Runge-Kutta) du système différentiel définissant la machine reliée au réseau par une inductance permet de suivre l'évolution des grandeurs dans le temps.

En considérant *des alternateurs de puissance identique*, nous avons donc étudié l'influence de x_d et des différents couplages entre les enroulements sur le temps de réponse à 5 % noté τ.

Les simulations ont été réalisées avec les données suivantes :

Machine de 20 kVA :

r_o = 0,12 m r_s = 0,165 m
Inertie J = 1 kgm^2
R_s = 1 mΩ ; R_f = 5 mΩ
Self de ligne = 0,1 p.u.
Echelon de couple de 10% à t = 0.

Enfin les résistances des amortisseurs sont telles que l'amortissement est optimal, c'est-à-dire w_o t" = 1 (Fig. 21) avec w_o déterminée à partir de l'expression [20]. Les simulations ont permis de vérifier la validité du calcul de f_o et de l'"optimum".

τ a été obtenu à partir de courbes analogues à celle de la Fig. 24.

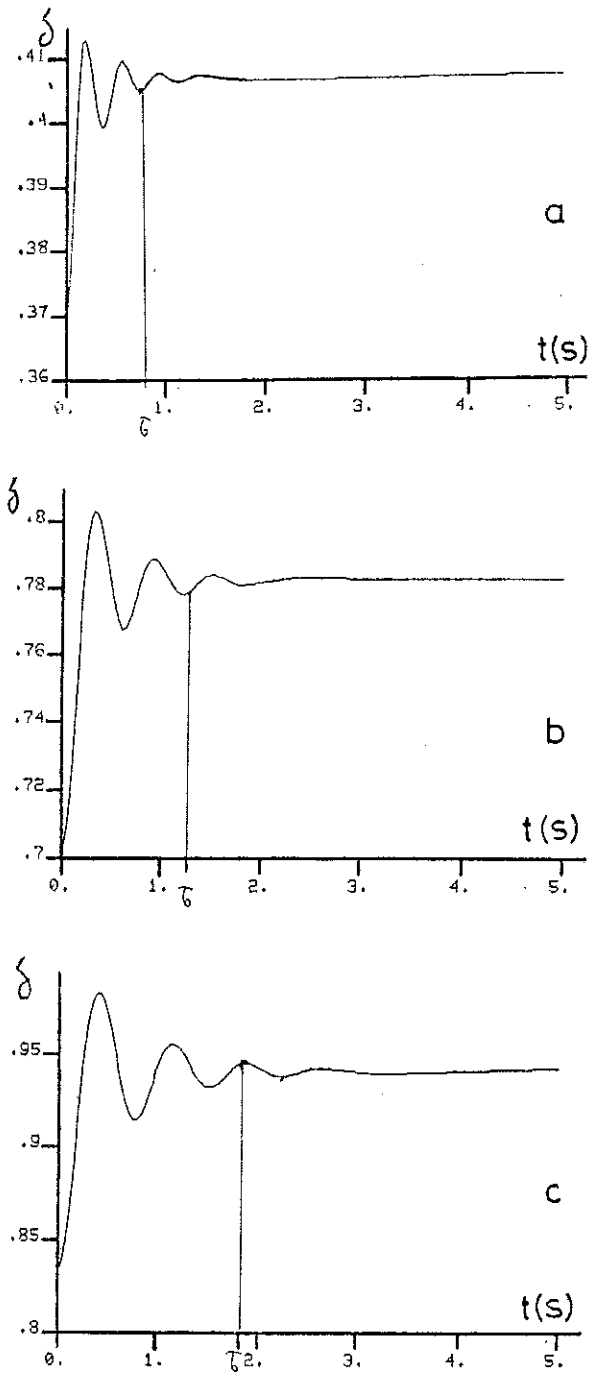


Fig. 24 - Evolution de l'angle interne δ après une augmentation de 10 % du couple turbine à t = 0 pour des machines de même puissance.

24 a : x_d = 0,5 p.u.

24 b : x_d = 2 p.u.

24 c : x_d = 4 p.u.

2. Résultats :

* x_d et couplage entre les enroulements :

La variation de τ avec x_d pour différents couplages entre l'induit et les amortisseurs est présentée Fig. 25.

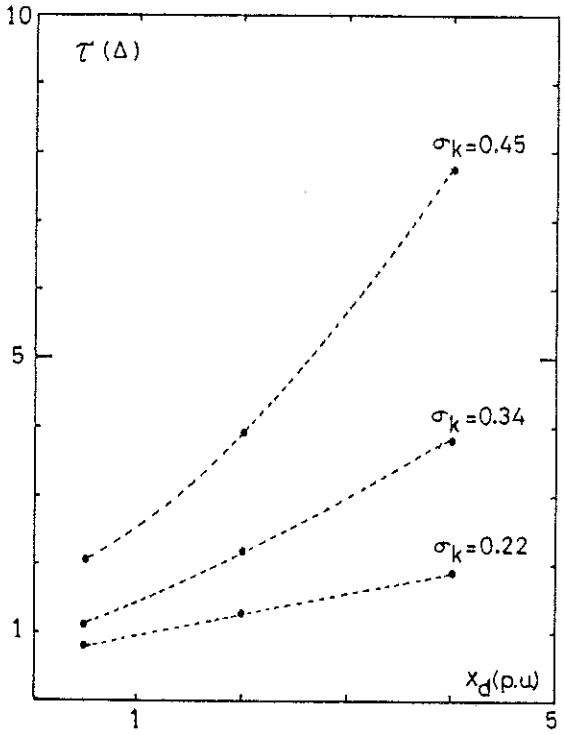


Fig. 25 - Evolution de τ en fonction de x_d pour différents couplages induit-amortisseur tandis que le couplage induit-inducteur est constant (σ_f= 0,66).

On peut les exploiter de deux façons différentes :

- soit on étudie l'effet de x_d sur la réponse à une perturbation de machines ayant la même géométrie et la même puissance apparente (le produit $N_s B_r$ est constant) ;

- soit on étudie pour une machine donnée l'évolution de τ avec le courant débité :

$$\frac{I}{I_n} = \frac{I X_d}{V x_d} \quad \text{on pose} \quad \overline{x}_d = \frac{I X_d}{V} \quad \text{d'où} \quad \frac{I}{I_n} = \frac{\overline{x}_d}{x_d}$$

Ainsi pour un fonctionnement à mi-puissance avec un même cos φ, il suffit de se reporter au point $x_d/2$.

Qualitativement, les résultats sont similaires à ceux de l'étude analytique. Cependant les courbes montrent que le paramètre important est davantage le couplage des amortisseurs avec l'induit que x_d. x_d a certes une influence : une valeur élevée est défavorable à la stabilité mais beaucoup moins lorsque les amortisseurs sont proches de l'induit : pour $\sigma_k = 0{,}23$ l'augmentation de τ entre un x_d de 0,5 et de 4 est de 240 % alors qu'elle atteint 340 % lorsque la dispersion des enroulements amortisseurs est plus grande ($\sigma_k = 0{,}45$). Le rôle du couplage relatif entre l'inducteur et les amortisseurs est net (Fig. 26). Pour x_d petit, il influe peu puisque c'est

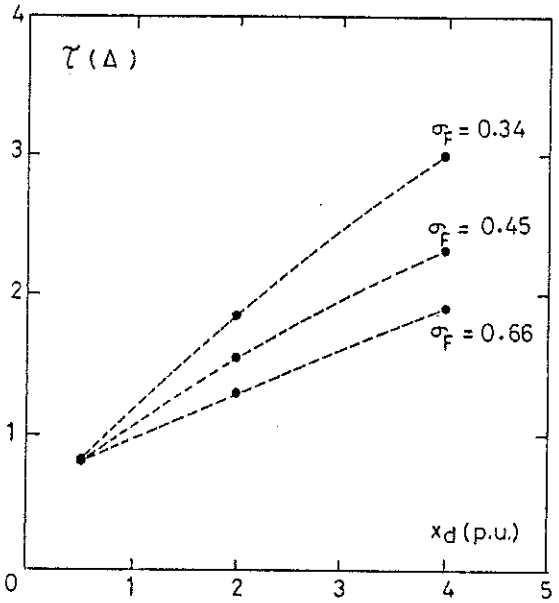


Fig. 26 - τ en fonction de x_d pour différentes positions de l'inducteur par rapport à l'induit. Le couplage induit-amortisseur est inchangé ($\sigma_k = 0{,}22$).

l'enroulement kq qui est prépondérant tandis que pour x_d grand une dispersion importante est préférable pour limiter l'effet d'écrantage de l'inducteur. Quantitativement on retrouve les résultats de l'étude analytique : pour $x_d = 4$ et $\sigma_k = 0,22$ entre $\sigma_f = 0,66$ et $\sigma_f = 0,34$ τ croît d'un facteur 1,6 et $(1/x''_d - 1/x'_d)$ d'un facteur 1,5.

* Rôle comparé des deux amortisseurs (tableau VII) :

Pour une machine qui comporte successivement soit deux enroulements kd et kq, soit uniquement l'amortisseur kq ou soit l'amortisseur kd seul pour deux facteurs de puissance, la variation de τ correspond à l'interprétation de l'étude analytique : c'est la position des enroulements par rapport au flux total qui détermine leur amortissement. Les deux facteurs de puissance ont été choisis dans les deux zones de la Fig. 23a.

τ	Machine avec les enroulements kd et kq	Machine avec seulement l'enroulement kd	Machine avec seulement l'enroulement kq
$\cos\varphi=0,95$ $x_d=4$p.u.	1,45	1,9	12
$\cos\varphi=0,7$ $x_d=0,5$p.u.	0,81	12,5	0,82

TABLEAU VII - Influence comparée des amortisseurs kd et kq suivant le cos φ et x_d en fonctionnement nominal sur τ (en secondes).

C. Conclusion

Outre la réactance synchrone, le couplage entre l'induit et les amortisseurs joue un rôle très important pour la stabilié statique de la machine synchrone. Si ce couplage est très bon, elle est peu affectée par x_d ; des valeurs élevées de x_d sont donc envisageables.

Cependant il faudrait aussi étudier la stabilité dynamique caractérisée par le temps critique de défaut.

CHAPITRE IV

BOBINAGE SUPRACONDUCTEUR DU STATOR

I - PROBLEMES SPECIFIQUES AUX SUPRACONDUCTEURS ALTERNATIFS

A. Pertes intrinsèques

En courant continu, un bobinage supraconducteur ne dissipe aucune énergie. Dans ces conditions, les enroulements ne sont pas nécessairement refroidis par contact avec de l'hélium : le maintien en température peut se faire par conduction à travers les mandrins et les structures isolantes. De plus en plus employée, la technique d'imprégnation des bobines, lorsqu'elle est maîtrisée, permet un blocage rigoureux du supraconducteur ; cela est indispensable si on veut utiliser le bobinage dans ses conditions optimales car un déplacement de quelques µm des spires peut être l'origine d'une transition. D'autre part, en cas de transition les matériaux d'imprégnation contribuent par leur chaleur spécifique à limiter la montée en température du fil lui-même ; le coefficient d'échange (h) avec l'hélium ne joue alors pratiquement pas, compte tenu des énergies mises en jeu et de la valeur de h.

L'emploi d'enroulements supraconducteurs alternatifs modifie la conception même des bobinages supraconducteurs : comme le fil dissipe une certaine puissance (typiquement 10^5 W/m^3), un refroidissement efficace doit permettre d'évacuer constamment les calories et maintenir le supraconducteur à une température inférieure à T_c. Pour le NbTi (T_c = 8,9 K) dans un bain à 4,2 K la marge est étroite, le champ critique varie en effet comme $(1 - (T/T_c)^2)$.

Il semblerait alors particulièrement intéressant de travailler en dessous du point λ avec de l'hélium superfluide à pression atmosphérique /36/. Le coefficient d'échange atteint 5 W/cm^2 en dessous de 1,9 K à 1 atm tandis qu'il s'élève à environ 0,2 W/cm^2 en ébullition nuclée à 4,2 K lorsque la surface est orientée vers le bas (Fig. 27 ; ϕ = 180°). D'autre part l'élévation de température peut être plus grande puisque la marge de sécurité est supérieure. Cependant les pertes par hystérésis augmentent lorsque la température diminue puisqu'elles sont proportionnelles à la densité de courant critique qui varie comme $(1-(T/T_c)^2)$. Cette variation est

moindre que l'amélioration du coefficient d'échange et n'affecte pas la grandeur significative $\xi P/J_c$. Mais le facteur de mérite augmente entre un bain diphasique à 4,2 K et un bain superfluide pressurisé à 1,8 K. Cette augmentation dépend en grande partie du système cryogénique : toutes les pertes ne sont pas à 1,8 K, une partie est à 4,2 K.

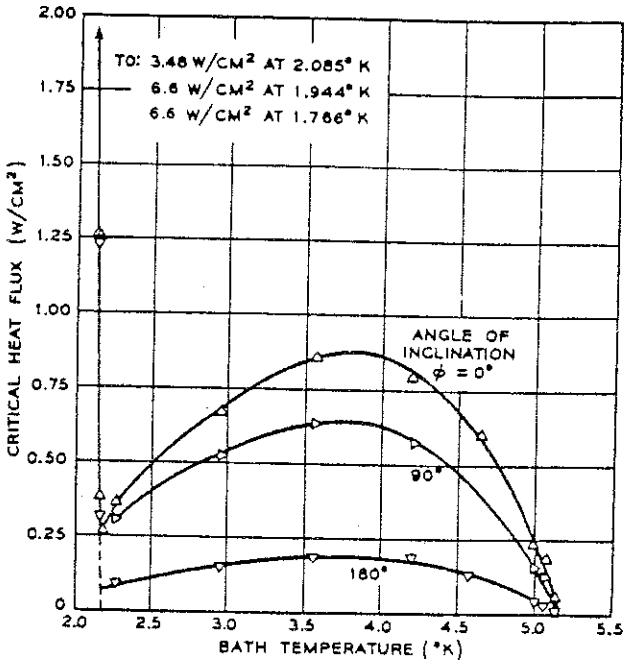


Fig. 27- Coefficient d'échange maximum en fonction de la température et de l'inclinaison de la surface par rapport au bain. /37/

Les matériaux d'imprégnation couramment utilisés comme les résines époxy sont isolants thermiques : même une couche assez mince (2 mm) détériore beaucoup les performances du supraconducteur : les résultats expérimentaux sont significatifs, ils sont résumés dans le tableau VIII.

Un solenoïde a été réalisé sur un mandrin fibre de verre de diamètre 17 mm et de longueur 20,4 mm avec 62 spires jointives bobinées avec trois brins de fil supraconducteur CCN 14 000 LL mis en triplet.

	$I_c^=$	$I_c^\sim$	$I_c^\sim / I_c^=$ (%)
Solenoïde non imprégné	105 A	102 A	97 %
Solenoïde après imprégnation	110 A	54 A	49 %

Tableau VIII - Dégradation du courant critique après imprégnation à la résine époxy.

$I_c^=$ = valeur du courant critique continu.
$I_c^\sim$ = valeur du courant critique 50 Hz (exprimé en valeur maximale).
Ces notations seront celles utilisées dans toute la suite.

Les courants critiques indiqués correspondent à la transition franche du fil : les valeurs obtenues dépendent donc du mode de refroidissement contrairement aux critères classiques de transition (10 μV/m).

L'imprégnation a réduit de 50 % le courant critique alternatif alors que le champ au niveau du fil reste faible : 0,15 T pour I = 54 A. Il faut donc veiller à avoir des échanges thermiques les meilleurs : augmentation des surfaces d'échange et en cas d'imprégnation, le matériau doit être si possible bon conducteur thermique à basse température et la couche autour du supraconducteur peu épaisse. Dans le cas de câble à fort courant il faudra certainement concevoir un refroidissement par des canaux dans le conducteur lui-même.

B. Isolation électrique

Le problème lié à l'isolation électrique est apparu lors des essais préliminaires de bobinage dont les résultats sont rassemblés dans le tableau IX.

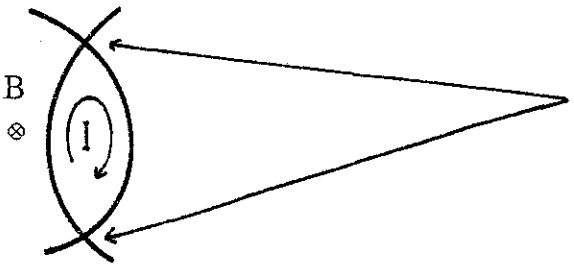
	I_c=	I_c~
Bobine 1 Spires non jointives Support époxy 0,8 mm	90 A	90 A
Bobine 2 Spires non jointives Support époxy 0,2 mm	90 A	8 A

Tableau IX - Court-circuit entre les brins : conséquence sur le courant critique alternatif.

La bobine 2 a été montée sur un second support rigide de façon à éliminer tout risque de transition dû aux vibrations éventuelles induites par les contraintes électromagnétiques alternatives.

Après d'autres expériences et discussions /38/, nous en sommes arrivés à la conclusion suivante : le défaut d'isolation entre brins est l'origine des transitions prématurées en alternatif.

Le schéma rend compte du mécanisme réel :



courts-circuits (défaut d'isolation)

Les courts-circuits entre brins introduisent le long du triplet des boucles dans lesquelles s'établissent des courants de circulation lorsqu'elles sont placées dans un champ variable.

La transition peut avoir deux origines :

- soit le courant de circulation dépasse le courant critique,

- soit le courant de circulation provoque un échauffement local au niveau des courts-circuits.

Ordre de grandeur du courant de circulation dans une boucle :

$$I_{cir} = \frac{\frac{d\phi}{dt}}{R} \qquad \frac{d\phi}{dt} = BS_1\omega \qquad R = \rho \frac{\ell}{S_2}$$

On considère uniquement la résistance due à la couronne externe du conducteur en CuNi (e = 5,6 μm ; ρ = 3,9 . 10^{-7} Ωm). En prenant comme valeurs :

$$\begin{cases} B = 0{,}1 \quad T \\ S_1 = 1 \quad mm^2 \\ S_2 = 0{,}12^2 \quad mm^2 \end{cases}$$

le courant de circulation s'élève à : I_{cir} = 0,05 A. Ainsi l'hypothèse n° 1 ne semblerait pas valable sauf si ce courant était supporté uniquement par les filaments proches de la couronne extérieure en CuNi.

Par contre la densité de pertes au niveau des courts-circuits est évaluée à 5 . 10^6 W/m^3, ce qui suffirait à expliquer l'hypothèse n° 2 avec une propagation de la transition.

Un autre essai confirme l'hypothèse n° 2 : une bobine réalisée avec un triplet a deux brins qui présentent des courts-circuits entre eux, alors que le troisième est isolé des deux précédents. Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés dans le tableau X.

	N° essai	T(K)	I_c=	I_c~
Bobine alimentée par les trois brins	1	4,2	90	10
Bobine alimentée par le brin isolé des deux autres	2	4,2	43	5
	3	1,7	56	30

Tableau X - Courts-circuits entre brins : influence du coefficient d'échange thermique.

En continu :

- le rapport entre les courants critiques du triplet et du monobrin n'est pas 3 à cause des effets de champ propre de chaque brin du triplet ;
- on retrouve aussi sensiblement la loi en $1-(T/T_c)^2$ pour le courant critique à 4,2 K et 1,7 K.

En alternatif :

Les trois brins étant torsadés entre eux, un échauffement local sur deux d'entre eux provoque aussi l'élévation de température du troisième et donc sa transition (essais 1 et 2). Si les échanges thermiques sont très bons, ils permettent d'évacuer les calories produites (cas de l'hélium superfluide, essai n° 3) et le brin peut rester supraconducteur. Le courant critique est multiplié par dix, ce qui est tout à fait compatible avec l'augmentation du coefficient d'échange dans l'hélium superfluide.

Des phénomènes analogues avaient été observés lors des études sur le rotor modèle ALSTHOM-ATLANTIQUE-EDF (Fig. 28).

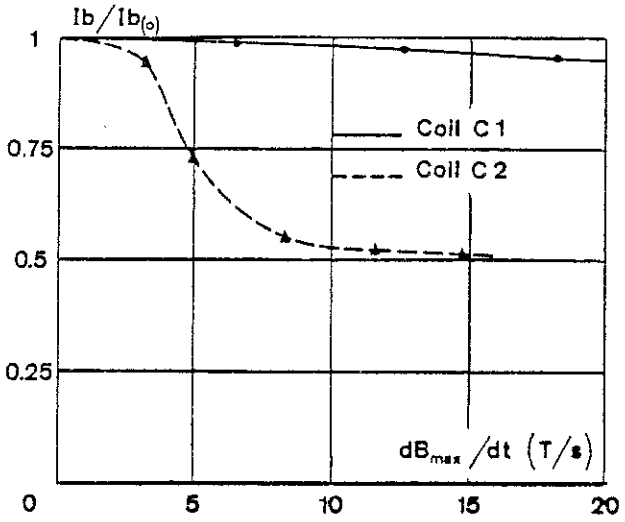


Fig. 28 - Dégradation des caractéristiques en champ variable.
Les bobines 1 et 2 sont réalisées avec 23 brins. /39/
Bobine 1 = brins isolés électriquement.
Bobine 2 = brins non isolés électriquement.

L'isolation n'est pas une opération technologique très facile pour des petites longueurs et dans le cas de brins de faible diamètre ($\varnothing$ = 0,12 mm). L'enveloppe extérieure du fil en Cupro Nickel n'offre pas une bonne surface d'accrochage pour les vernis classiques et l'isolation est non résolue industriellement.

II - ETUDE DU BOBINAGE

A. Choix du bobinage concentrique

Dans le chapitre III, nous avons considéré le bobinage "Spiral pancake" pour lequel les trois phases sont parfaitement symétriques. Néanmoins la rigidité mécanique de l'ensemble n'est pas très bonne, d'autant plus que dans notre cas les demi-tubes supports sont très fins (1,5 mm) pour des raisons d'encombrement. D'autre part, si cela était nécessaire, le frettage des bobines n'est pas très facile à réaliser. D'un point de vue mécanique, il est préférable d'avoir des cylindres comme supports des enroulements. AICHHOLZER dans la référence /4O/ propose un bobinage en galettes concentriques : il est constitué de cinq bobines situées sur cinq cylindres coaxiaux (Fig. 29).

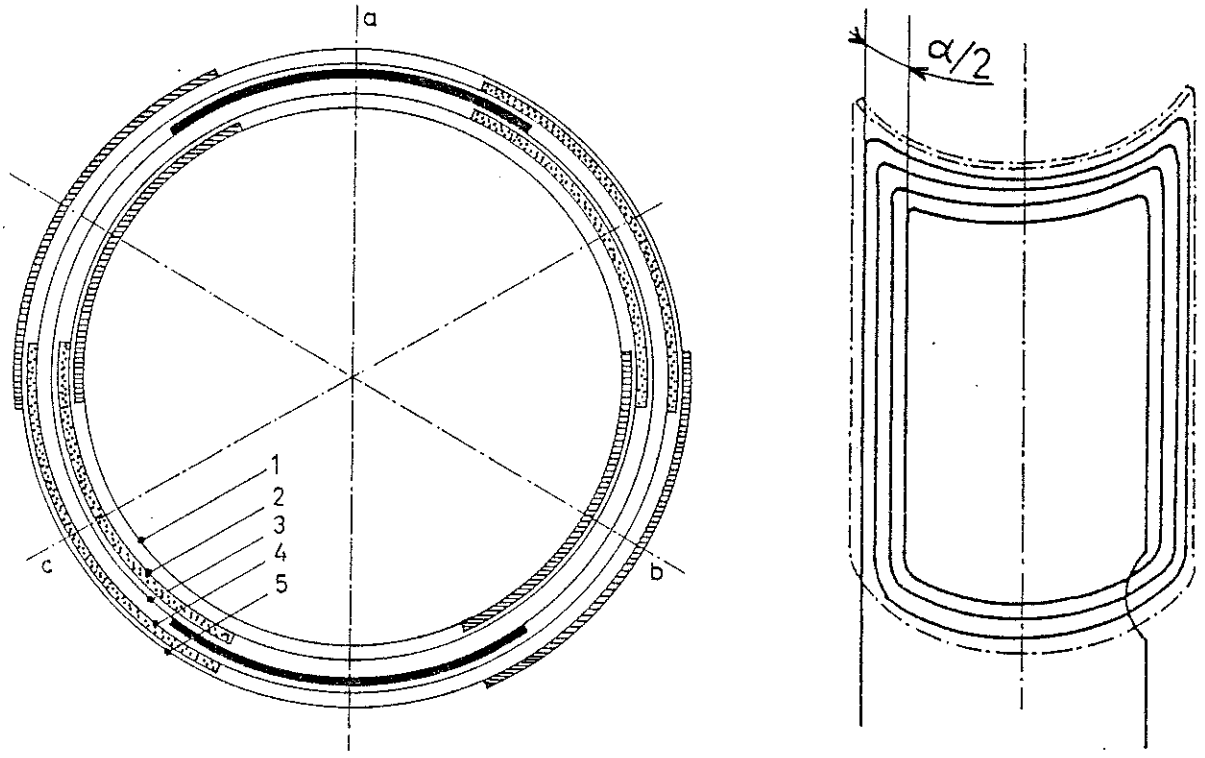


Fig. 29 - Coupe du bobinage concentrique et demi-bobine élémentaire.

La phase de référence est formée par la bobine centrale n° 3. Les deux autres phases décalées de 120° sont composées de deux bobines situées sur des cylindres entourant la phase de référence (2,4) et (1,5) afin d'avoir une bonne symétrie entre les 3 phases. On peut obtenir une symétrie parfaite en régime permanent en jouant sur le nombre de spires des bobines : on impose que chaque phase ait la même inductance et que la tension à vide aux bornes de chacune d'elles soit identique :

$$\begin{cases} L_3 = L_1 + L_5 + 2M_{15} \\ \quad = L_2 + L_4 + 2M_{24} \\ \sqrt{2}\ k_d \ell \omega B_r^f(r_3) r_3 N_3 = \sqrt{2}\ k_d \ell \omega \left[B_r^f(r_1) r_1 N_1 + B_r^f(r_5) r_5 N_5 \right] \\ \qquad\qquad = \sqrt{2}\ k_d \ell \omega \left[B_r^f(r_2) r_2 N_2 + B_r^f(r_4) r_4 N_4 \right] \end{cases}$$

Cette symétrie ne sera pas conservée en régime de défaut puisque les réactances transitoires des trois phases ne sont pas strictement égales.

En réalité, si on prend $N_1 = N_2 = N_4 = N_5 = N_3/2$ le déséquilibre ne dépasse pas un ou deux % entre les trois phases. L'ouverture angulaire des bobines α est de 72° pour supprimer l'harmonique 5.

B. Etude et réalisation du bobinage

Il n'était pas raisonnablement concevable de bobiner directement sur les cylindres supportant le couple (e = 1,5 mm). D'autre part, bobiner à plat puis courber la bobine pour former un tube avaient deux inconvénients: exercer une traction sur le fil après le galbage et avoir une mauvaise rigidité mécanique. Pour résoudre ces deux problèmes en conservant le principe séduisant du bobinage à plat la technique suivante est employée :

On réalise un cylindre en fibre de verre époxy (e = 1,5 mm) sur lequel on vient placer deux demi-feuilles de 2/10 de mm de ce même matériau. On perce alors l'ensemble de trous régulièrement espacés dans le but d'augmenter la surface d'échange entre l'hélium et le supraconducteur qui sera ainsi refroidi partiellement sur les deux côtés. Le bobinage est alors réalisé à plat séparément sur ces deux feuilles. Une fois terminées et testées, les deux demi-bobines sont collées sur le cylindre. Leur faible épaisseur limite les contraintes de traction exercées sur le fil après cette opération.

Le conducteur doit être suffisamment maintenu pour transmettre le couple électromagnétique et résister aux contraintes dues à la pression magnétique tendant à faire "exploser" les bobines. La société CIBA /41/ commercialise un film époxy adhésif, le Redux 312 L, possédant des qualités mécaniques élevées et se polymérisant à 110°C. Des essais préliminaires ont permis de s'assurer que cette température ne modifie pas les caractéristiques critiques du supraconducteur. D'autre part une expérience identique à celle exposée dans le tableau VIII a montré que le redux 312 L est assez bon conducteur thermique à basse température tableau XI.

	I_c=	I_c~	I_c~/I_c= (%)
Solenoïde non imprégné	82 A	82 A	100 %
Solenoïde imprégné avec deux couches de rédux (e≈ 1,5 mm)	100A	72 A	72 %

Tableau XI - Influence de l'imprégnation dans le redux sur les courants critiques.

La dégradation des caractéristiques (72 %) est moindre que celle enregistrée avec de la résine époxy (50 %).

Les spécifications relatives au rédux 312 L indiquent une contrainte de cisaillement (τ) maximum de 40 N/mm^2 et une contrainte d'arrachement (σ) de 5 N/mm^2.

Or les contraintes mécaniques appliquées au bobinage s'élèvent à :

$\tau = K B_r$ — K = densité linéique de courant; B_r = induction radiale qui varie très peu dans l'épaisseur du bobinage

$\sigma = J \int_{\text{épaisseur du bobinage}} B_\theta(r)dr$ — J = densité de courant; B_θ = induction tangentielle

$\sigma < KB_\theta^{max}$ — B_θ^{max} = induction tangentielle sur la surface intérieure de la phase.

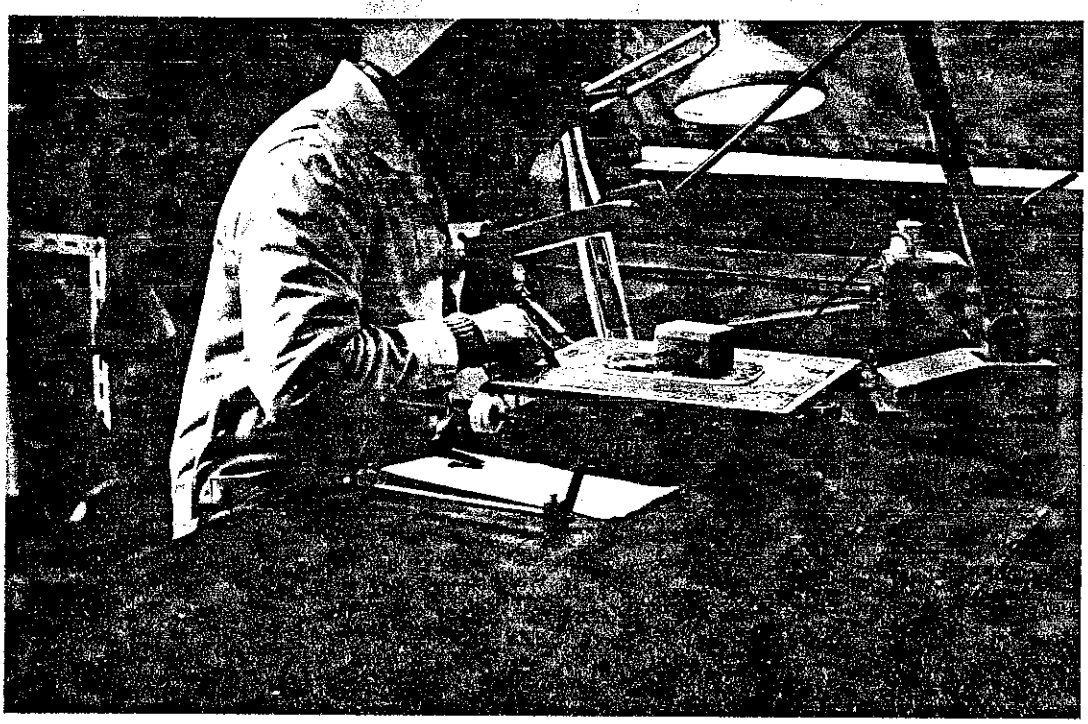


Fig.30 : Technique de réalisation du bobinage .

Si on prend, comme pour le dimensionnement électrique, le court-circuit triphasé, lorsque la machine fonctionne en compensateur synchrone, comme référence, les contraintes maxima sur la phase centrale s'élèvent à :

$\tau_{max} = 0,1 \quad N/mm^2$

$\sigma_{max} = 0,011\ N/mm^2.$

Les facteurs de sécurité sont donc importants.

La technique de réalisation des demi-bobines est illustrée par la Fig. 30. Je tiens à remercier sincèrement M. BOULBES, technicien au C.R.T.B.T., qui a réalisé ces bobines avec une patience et une minutie extrêmes. Compte tenu de la mauvaise qualité de l'isolation des brins supraconducteurs, l'apparition de courts-circuits est constamment surveillée à l'aide d'un dispositif électronique.

La feuille de fibre de verre de 2/10 sur laquelle a été collé le film de Redux est fixée sur un tour de potier manuel. Le fil issu d'un dévidoir qui exerce sur lui une tension continue est immobilisé par fusion ponctuelle du redux à l'aide d'une résistance chauffante. Le conducteur est généralement cobobiné avec du fil de coton pour remplir uniformément la demi-ouverture angulaire de chaque bobine. Lorsque le nombre de spires est atteint, la feuille est galbée avec précaution sur un cylindre pour être ensuite entièrement polymérisée à l'étuve (T = 110°C). Une fois collé sur son cylindre support, le bobinage est prêt à être monté dans le stator de la machine (Fig. 31).

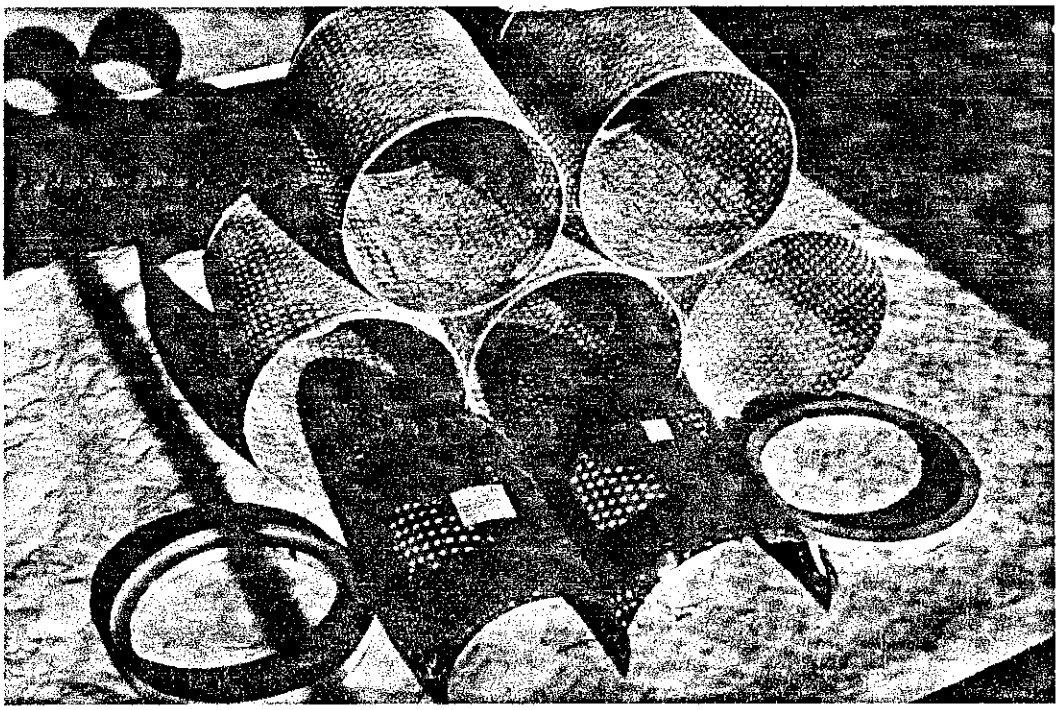


Fig . 31 a

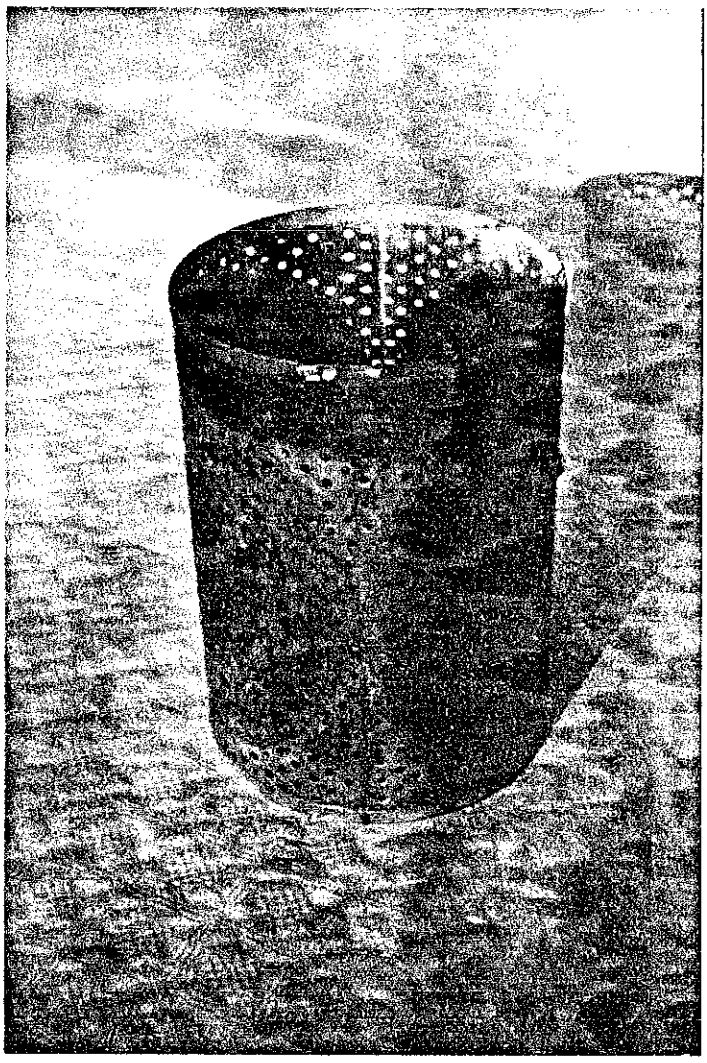


Fig . 31 b

Fig . 31 : Enroulements supraconducteur de l'induit .
31 a : les cinq cylindres coaxiaux et deux bobines avant collage sur leur tube .
31 b : une bobine terminée .

C. Détection d'une transition et protection des enroulements

La transition d'une bobine supraconductrice continue est caractérisée par l'apparition d'une tension résistive facilement détectable. Mais en alternatif celle-ci est masquée par la tension inductive qui alimente l'enroulement. S'il s'agit d'une bobine d'inductance L parcourue par courant I° de pulsation ω cette tension s'élève à $L\omega I°$. Or la réactance X ($X = L\omega$) peut être importante : pour une phase statorique elle s'élève par exemple à 14,2 Ω dans notre cas. Cette tension, imposée par le réseau de puissance supposée infinie, est constante. Après la transition (à t = O), l'équation électrique est :

$$V\sqrt{2}\sin(\omega t + \theta_o) = R(T)i + L\frac{di}{dt} \quad ; \quad V = L\omega I° \quad ; \quad \theta_o = \text{instant de la transition}$$

$$i(t = O) = I°\sqrt{2}\sin\left(\theta_o - \frac{\pi}{2}\right)$$

R = résistance de l'enroulement à la température T.

Il est nécessaire de connaître l'évolution de la température T avec le temps.

Compte tenu du niveau élevé des pertes (valeurs ci-dessous), en régime diphasique il se forme autour de l'enroulement un film d'hélium gazeux isolant thermique et c'est essentiellement l'enthalpie du conducteur (Fig. 32) qui absorbe l'énergie, celle de l'imprégnation, qui est de faible épaisseur, est négligeable. Le régime est adiabatique et la deuxième équation définissant le système est :

$$mc_p(T)\frac{dT}{dt} = R(T)\,i^2$$

c_p = chaleur spécifique du conducteur à la température T.

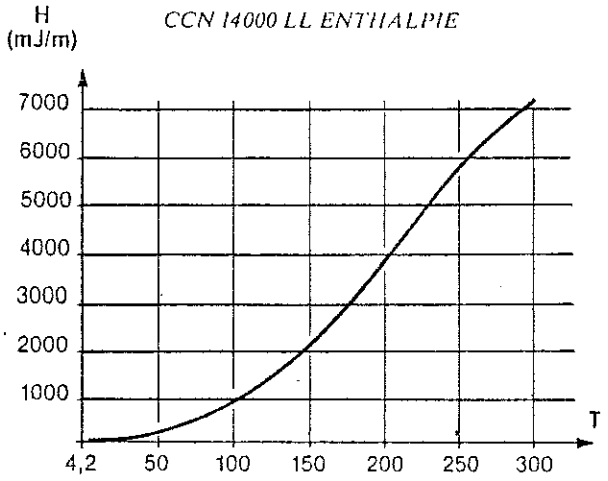


Fig. 32 /18/ - Enthalpie du conducteur CCN 14000 LL en fonction de la température.

On peut définir trois temps caractéristiques : la période $2\pi/w$, soit 20 ms, la constante de temps électrique L/R et le temps pendant lequel on peut considérer la température comme invariable. Il n'est pas possible a priori de négliger l'un d'entre eux au début. La résolution doit être numérique. Dès que l'on atteint 80 K, L/R devient négligeable par rapport aux deux autres "constantes de temps".

Quelques ordres de grandeur dans notre cas si $I° = 30$ A :

80 K : I = 3,9 A, R = 110 Ω, RI^2 = 1600 W, dT/dt = 65 K/s, L/R = 400 µs

300 K : I = 0,6 A, R = 680 Ω, RI^2 = 260 W, dT/dt = 8 K/s, L/R = 70 µs.

Par conséquent, la température du fil supraconducteur est rapidement élevée. Les caractéristiques du conducteur peuvent alors être modifiées et le retour à l'état supraconducteur sera d'autant plus long que le fil se sera échauffé. Enfin nous nous sommes placés dans le cas favorable où la propagation de la transition était suffisamment rapide. En effet si seule une zone transite, sa résistance faible par rapport à X ne modifiera pas le courant I et il y aura un échauffement local très important qui peut conduire à la fusion du conducteur.

Ainsi la détection rapide d'une transition est absolument nécessaire. Dans le cas d'une bobine, l'apparition d'une tension en phase avec le courant est une possibilité. Cependant on ne peut l'appliquer aux enroulements d'un induit d'une machine synchrone. En effet le déphasage courant-tension est alors imposé par le réseau et varie en cours de fonctionnement.

Deux solutions au moins permettent théoriquement de détecter rapidement un quench :

- on peut adapter une détection de bobine continue dont le principe est le suivant : la bobine possédant une prise de tension intermédiaire, on compare les deux différences de potentiel par un pont. Celui-ci, équilibré en fonctionnement normal, sera déséquilibré en cas de transition, sauf dans le cas très particulier où la zone de transition se développe symétriquement à partir de la prise de tension intermédiaire. La comparaison d'une troisième différence de potentiel permet de s'affranchir de ce cas.

- la deuxième solution est présentée Fig. 33. On superpose au système principal de courant triphasé à 50 Hz un système également triphasé de faible intensité de fréquence supérieure f_1. La machine à cette fréquence est représentée par son inductance inverse L_i. Si on choisit la capacité de découplage c_1 pour que $L_i c_1 (2\pi f_1)^2 = 1$, la transition d'une phase se traduit par l'apparition d'une tension aux bornes de la source de courant correspondante. Un circuit bouchon pour la fréquence f_1 protège le réseau des perturbations que pourraient entraîner les courants de mesure.

Après une transition, l'énergie magnétique doit être évacuée. Elle s'élève à $3/2\ X_d/\omega I^2_{eff}$ dans un stator triphasé, soit seulement 130 J en régime nominal dans notre cas. Cette valeur correspond à la vaporisation de 0,5 cm^3 d'hélium liquide ou bien à une élévation de quelques K en hypothèse adiabatique (Fig. 32).

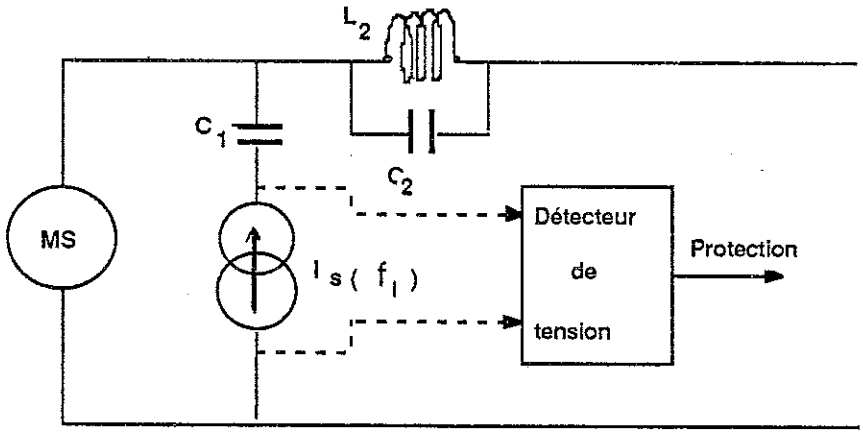


Fig. 33 - Principe de détection d'une transition d'une phase d'induit.

La protection des enroulements supraconducteurs alternatifs ne peut pas être assurée par une résistance de décharge classique /42/ à cause des pertes importantes en régime de fonctionnement normal dues à la tension aux bornes des bobines .

- une varistance dont la caractéristique I(V) est schématisée sur la Fig. 34 est beaucoup mieux adaptée. Cet élément peut absorber l'énergie peu élevée emmagasinée dans le stator ;

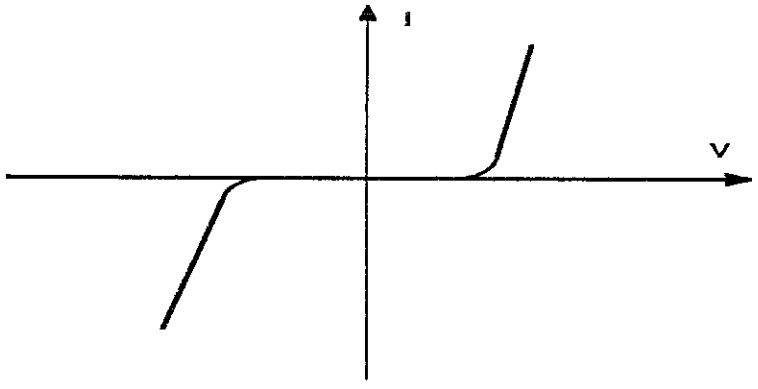


Fig. 34 - Caractéristique d'une varistance.

- après la détection d'une transition on peut aussi déclencher un triac monté avec une résistance de décharge en série. Ce déclenchement peut être fait avant ou en même temps que l'ouverture du contacteur principal K. Le schéma complet de principe de la protection phase est présenté sur la Fig. 35. La détection est effectuée par un pont.

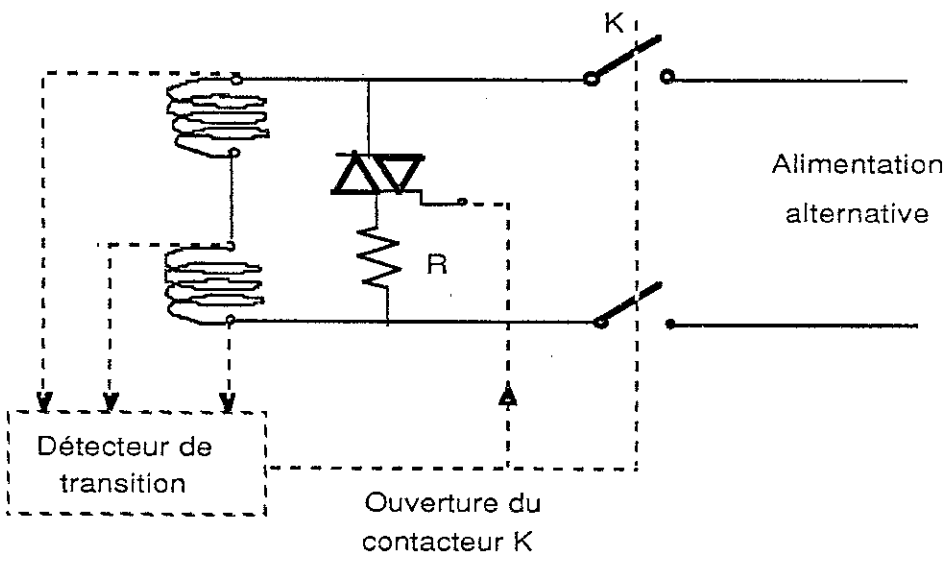


Fig. 35 - Schéma complet de la protection d'une phase du stator.

Ainsi si la détection d'un quench est suffisamment rapide, les enroulements ne devraient subir aucun dommage (surtension et échauffement) et le temps de retour à l'état supraconducteur, donc le temps d'indisponibilité de la machine est assez court.

III CALCULS ELECTROMAGNETIQUES TRIDIMENSIONNELS

La connaissance "exacte" du champ magnétique est nécessaire pour dimensionner avec précision toute machine électrique. Elle devient indispensable avec l'utilisation de supraconducteurs : en effet ceux-ci transitent si le champ en un de leurs points est supérieur à leur champ critique , fonction du courant qui les traverse. Aussi les méthodes simplifiées qui négligent les "effets de bout" et donnent ainsi un traitement bidimensionnel sont insuffisantes si on veut utiliser le materiau supraconducteur de manière optimale, c'est à dire proche de ses caractéristiques critiques.

Le calcul des pertes du fil supraconducteur soumis à un champ magnétique variable exige aussi la valeur précise du champ au niveau du bobinage. Il est très important car des pertes dépend en partie l'intérêt d'induit triphasé supraconducteur et conditionne la complexité du système de refroidissement à étudier .

D'autre part la connaissance de l'induction autour du bobinage est trés utile pour concevoir et dimensionner au mieux le cryostat: choix des matériaux (métalliques ou non), géométrie des éléments (éviter les boucles de courant), leur emplacement (mise hors du champ), calcul des pertes par courant de Foucault .

Enfin dans notre cas, il faut utiliser un modèle tridimensionnel compte tenu de nos grandeurs géométriques:

-rapport rayon induit sur longueur active: 0,605

-rapport rayon de la couronne magnétique sur longueur active: 0,82

Deux méthodes de calcul sont possibles:

-Utilisation de moyens purement numériques du type "éléments finis", par exemple. Ces méthodes ne sont pas toujours parfaitement adaptées étant donné les densités de courant (précision du maillage requis, éléments de surface). D'autre part, elles nécessitent des moyens de calcul très importants.

-Modèle analytique par des méthodes intégrales ou de séparation des variables. Cette approche est peut-être moins exacte que la précédente; des simplifications sont en effet souvent nécessaires pour effectuer les calculs. Mais les moyens informatiques mis en oeuvre sont généralement assez simples d'où une souplesse d'emploi de cette méthode de calcul, qualité trés appréciable pour la conception de matériel. En outre notre bobinage se prête bien à ce type de modèle : le problème est en effet linéaire ; seule une couronne magnétique autour de la machine canalise le flux et les densités de courant dans les supraconducteurs sont trés élevées, l'épaisseur du bobinage est ainsi très souvent faible et on peut introduire les densités linéiques de courant.

Nous avons préféré cette deuxième approche.

Calcul du champ créé par une bobine concentrique.

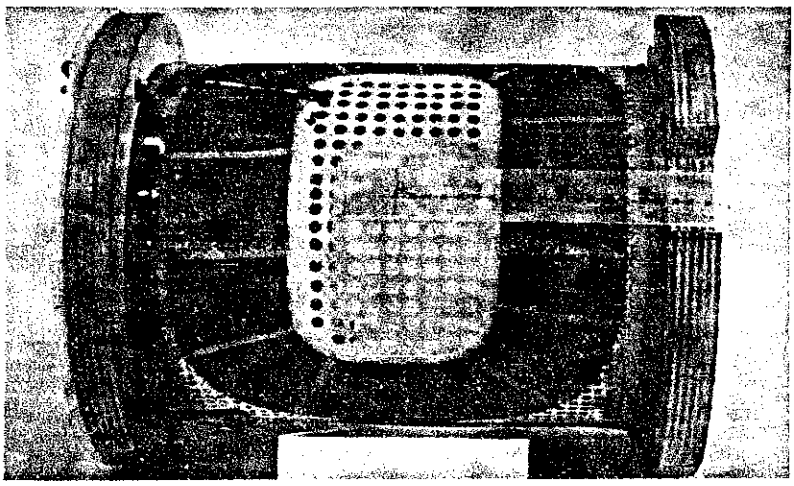


Fig. 36 - Géométrie de la bobine.

Le calcul a été développé par /43/ puis /44/, /45/. Il est basé sur la méthode de séparation des variables. On modélise le bobinage par une densité linéique de courant K puisque son épaisseur e est trés faible devant le rayon de la bobine r_o (dans notre cas $e/r_o = 0{,}002$). Les composantes de K en coordonnées cylindriques (r,θ,z) sont respectivement K_z et K_θ. Le potentiel vecteur $\vec{A}$ créé par des densités de courant du type $K\cos(\beta_1 z)\cos(\beta_2 \theta)$ est connu /45/. Il suffit donc de développer en double série de Fourier K_z et K_θ et de sommer les contributions de tous les harmoniques pour obtenir le champ magnétique $\vec{B} = \vec{rot}\ \vec{A}$. Le développement suivant θ est immédiat . Pour l'axe z on imagine une succession axiale de période 2g de bobinages identiques (Fig. 37). Si g est suffisamment grand devant la longueur d'une bobine, les influences électromagnétiques entre bobinages sont négligeables et le résultat sera identique à celui d'une bobine unique .

$$K_z = \Sigma\Sigma\ a_{nk} \cos(k \pi z / g) \cos(\theta)$$

$$K_\theta = -\Sigma\Sigma\ c_{nk} \sin(k \pi z / g) \sin(\theta)$$

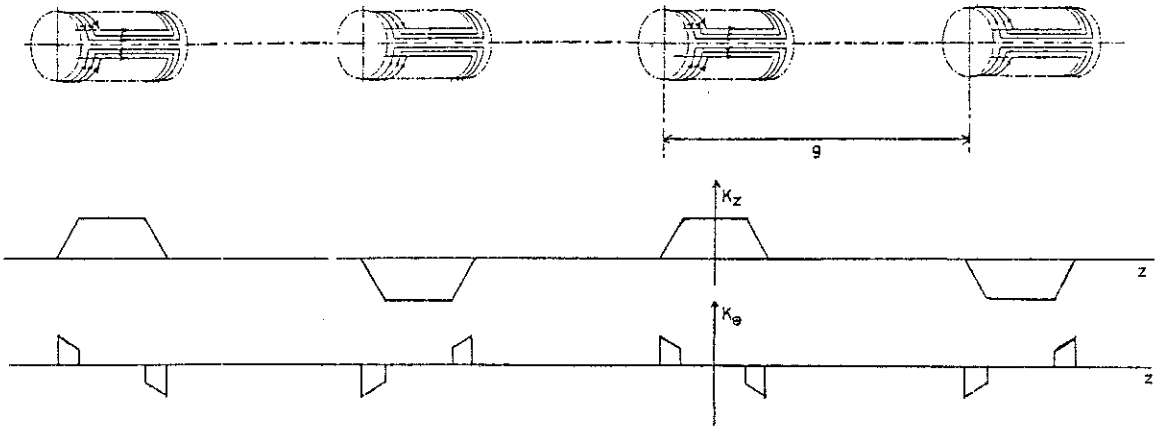


Fig. 37 - Succession infinie de bobinages .

Pour simplifier le calcul de a_{nk} et c_{nk}, ce n'est pas la géométrie exacte des têtes de bobines qui a été prise mais celle présentée en Fig. 38 :

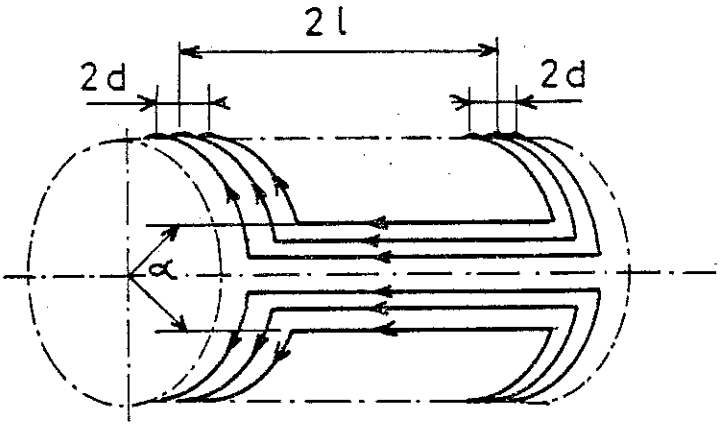


Fig. 38 - Modélisation de la bobine.

Pour tenir compte de la couronne magnétique (supposée infiniment longue et perméable) on introduit un nouveau potentiel vecteur $\vec{A}^*$ tel que $\vec{A} + \vec{A}^*$ satisfasse aux conditions aux limites, c'est-à-dire $\partial\vec{A} / \partial n = \vec{0}$ au niveau de la couronne magnétique. Rot($\vec{A} + \vec{A}^*$) sera le champ créé par la bobine en présence d'une couronne magnétique.

La connaissance du potentiel vecteur permet de calculer les valeurs des inductances et des mutuelles entre bobinages du même type.

$$L\,I = \Sigma_{\text{spires}} \oint \vec{A}\, d\vec{l}$$

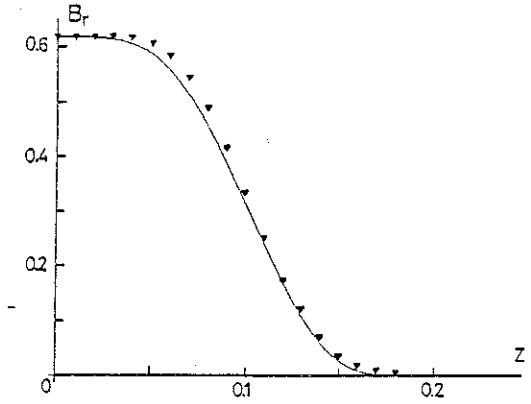
On peut en déduire les grandeurs électriques caractéristiques des machines (X_d ,M_{af},X'_d) .

Les différentes expressions analytiques sont développées en annexe.

Une bobine en cuivre (Fig. 36) a été réalisée afin de tester le programme et la valeur de la méthode. Cette bobine est identique à celles qui seront dans la machine.

Caractéristiques de la bobine:

262 spires en séries, bobinées sur un cylindre de rayon 121 mm avec une ouverture angulaire de 75,76° . Une couronne magnétique est située à un rayon de 165 mm.



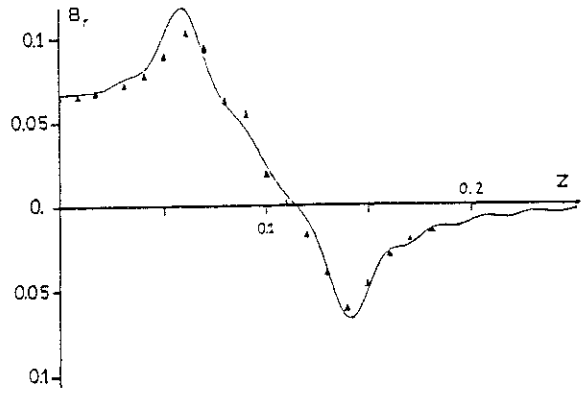
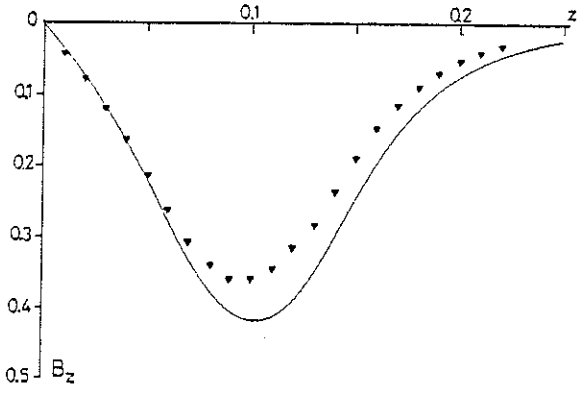


Fig.39 - Composante radiale du champ en fonction de z (θ = 0)
39 a : r = 80 mm - 39 b : r = 125 mm



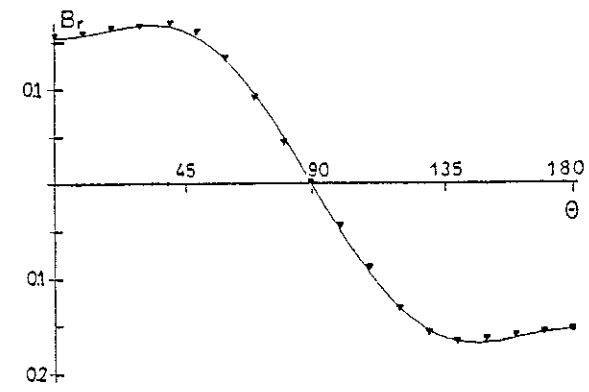


Fig.4O - Composante radiale en fonction de θ ; r = 80mm ; z = 0

Fig.41 - Composante axiale en fonction de z; r = 80 mm; θ = 0

Les figures 39, 40 et 41 montrent un bon accord entre les mesures (triangles) et les valeurs calculées (courbes continues) même très près du bobinage (Fig.39b). Pour les inductances, mesures et calculs coïncident bien. Cependant il se pose un problème de choix des paramètres puisque ce n'est pas la géométrie exacte des bobines qui a été prise en considération (fig.42).

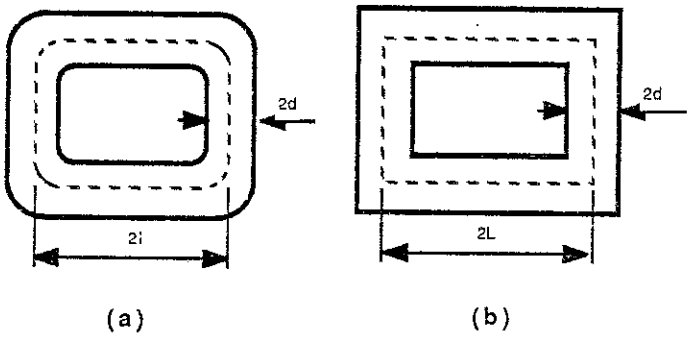


Fig. 42 - Développement des bobines.
42a : bobine réelle 42b : modélisation

Alors qu'il n'y a pas d'ambiguïté pour d , il en existe une pour l. Pour le calcul du champ magnétique, il semble logique de prendre l = L pour que la position des têtes des bobines soit exacte. Mais ce choix n'est peut-être pas le meilleur pour les inductances. En effet la surface joue alors un rôle prépondérant. l a été donc déterminée de telle sorte que les surfaces de la spire moyenne des deux bobines soient identiques.

Resultats:

Sans couronne magnétique : L_{mesure} = 13,2 mH
L_{calcul} = 13,3 mH

Avec couronne magnétique : L_{mesure} = 16,2 mH
L_{calcul} = 16,9 mH

Le programme a permis alors de s'assurer que le champ magnétique au niveau du bobinage était toujours inférieur au champ critique. Les surchamps au niveau des bobines sont trés importants : fig. 43 et 44. Ils atteignent 100 % pour la composante radiale au niveau des têtes de bobine (fig. 43).

Les diverses réactances de la machine ont pu être calculées avec une bonne précision.

Enfin les pertes par courant de Foucault dans les parties métalliques du cryostat (fils de cuivre des écrans; boulons ...) ont été évaluées.

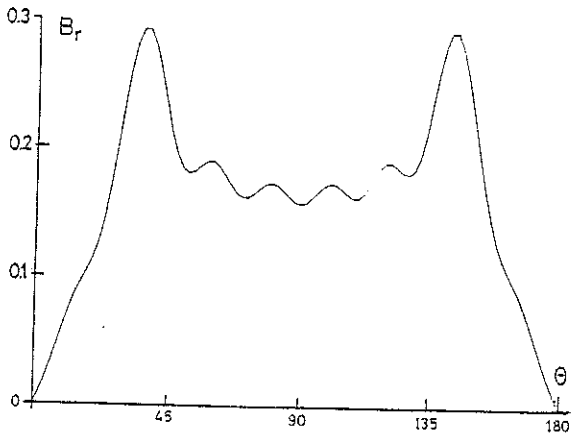


Fig. 43 - Composante radiale en fonction de θ, r = 120,5 z = 60 mm

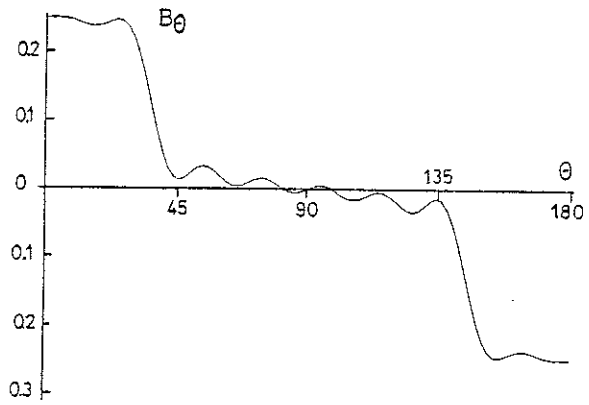


Fig. 44 - Composante tangentielle en fonction de θ, r = 120,5 z = 0

CHAPITRE V

CRYOSTAT STATORIQUE

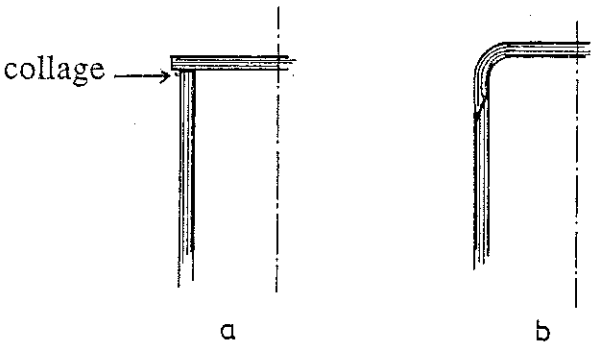
I - PRINCIPES GENERAUX

Soumis à un champ magnétique tournant, le cryostat doit être isolant dans sa partie centrale. On peut cependant tolérer hors du champ principal des éléments métalliques de faible volume comme des boulons : les pertes dans une vis de diamètre 4 mm et de longueur 40 mm en acier inoxydable dans un champ transversal de 0,2 T à 50 Hz s'élèvent à 6 mW. Le matériau doit être résistant mécaniquement pour transmettre les couples et notamment les efforts de court-circuit.

Notre choix s'est porté sur la résine époxy associée à de la fibre de verre pour en améliorer les performances mécaniques. Ses principales propriétés sont données dans le tableau XII. Elle présente de nombreux avantages :

- isolant électrique et thermique,

- mise en oeuvre aisée : on peut mouler, ajouter des pièces par collage, tarauder, usiner. Il suffit que les fibres soient dans la même direction pour éviter toute cassure lors des refroidissements (Fig. 45) ;



a : risques importants de fissures au niveau du collage lors de la mise en froid.
b : mise en oeuvre plus longue mais collage très sûr.

Fig. 45 - Importance du sens des fibres lors des collages.

- elle supporte les mises en froid successives ;

- faibles dilatations différentielles ;

- elle s'assemble facilement par collage avec d'autres matériaux, y compris métalliques ; on peut ainsi reporter les joints toriques chauds sur des brides métalliques pour avoir un bien meilleur état de surface, ou utiliser des tuyaux inox pour l'enceinte hélium (les tubes en fibre de verre minces sont très poreux).

Conduct. thermique		Chaleur spécifique	Diffusivité thermique	Module d'Young	Contrainte max de traction	Contrainte max de compres.	Contrainte max de cisaillement
T	k W/mK /47/	C J/kgK /48/	D $10^{-6}m^2/s$ /47	E GPa /49/	σ_t N/mm^2 /49/	σ_c N/mm^2 /49/	τ N/mm^2 /49/
300	0,89	1935	0,5	26	550	290	9
80	0,3	180	0,5		950	695	21
5	0,05	1,19	10	31,6	850	710	18

TABLEAU XI - Principales propriétés de la fibre de verre-époxy.

Cependant son emploi dans un environnement cryogénique reste délicat :

- elle se comporte pratiquement comme un corps noir, des précautions sont donc à prendre pour limiter les pertes par rayonnement ;

- ses qualités mécaniques sont inférieures à celles de l'inox : état de surface, contraintes limites, fatigue, faible rigidité ;

- on ignore son évolution dans le temps : possibilité d'une dégradation du composite à long terme ;

- elle est perméable à l'hélium, à chaud notamment. La molécule d'hélium,

loin de sa température de condensation a un diamètre de 2,3 Å alors que la distance entre deux macromolécules de résine est de 7 Å environ. La présence de fibres le long desquelles l'hélium se propage aggrave le problème.

Perméabilité des composites à l'hélium :

TESTARD et LOCATELLI donnent dans la réf. /50/ des valeurs de perméabilité pour différents matériaux à l'hélium (Fig. 46). Elle est définie comme la quantité de gaz par seconde et par unité de surface pour un gradient de pression. Le rapport entre l'époxy et l'aluminium atteint 10^6. En déposant sur la résine une couche métallique mince (aluminium sur 1000 Å) /50/, ces mêmes auteurs ont réussi à obtenir une bonne étanchéité y compris à chaud. Dans notre cas un dépôt de silice, non conductrice, serait mieux adapté.

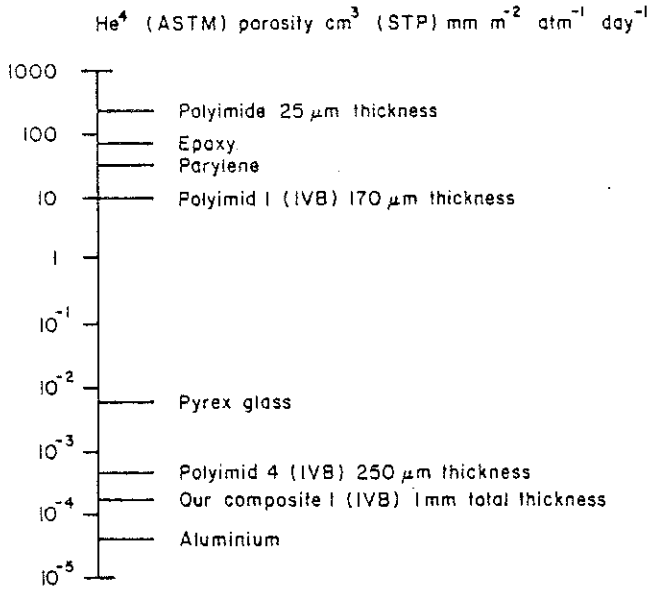


Fig. 46 /50/ - Perméabilité de différents matériaux à l'hélium (T=300K).

Si les conditions d'étanchéité ne sont pas trop sévères (possibilité de pomper le vide d'isolement à chaud), des enceintes He en matériaux composites peuvent être réalisées si quelques précautions sont prises :

- avoir un bon état de surface en la vernissant par exemple ;

- éviter l'emploi de composites là où l'hélium est chaud comme dans les retours gazeux ;

- prévoir des épaisseurs de parois suffisantes (2 mm sembleraient un minimum).

En dessous d'une certaine épaisseur que HWANG et al. /51/ appellent épaisseur critique les surfaces jouent un rôle prépondérant et la perméabilité n'est pas indépendante de l'épaisseur. TESTARD et LOCATELLI obtiennent une loi exponentielle /50/ pour des parois inférieures au mm.

Lorsque d'excellentes propriétés mécaniques sont exigées, une solution est l'emploi de résine époxy associée à des fibres de carbone. Cependant l'isolation thermique est moins bonne (Fig. 47) et son prix de revient est nettement plus élevé.

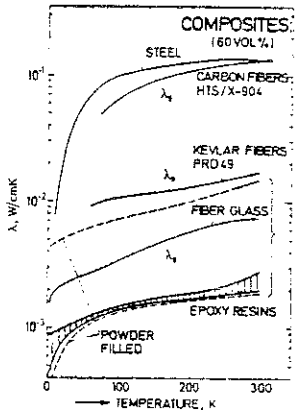


Fig. 47. /47/ - Conductivité thermique de composites et de l'acier en fonction de la température.

Un cryostat isolant peut être réalisé sans fibres de verre en employant de la résine chargée (silice, kaolin, talc,...), plus facilement usinable et offrant de bien meilleurs états de surface. De plus la perméabilité de ce matériau à l'hélium est plus faible puisque ce gaz n'a plus de chemin préférentiel le long des fibres. Cependant il faut être très attentif aux dilatations différentielles (Fig. 48) si on l'utilise associé à d'autres corps, y compris la fibre de verre époxy. De plus certaines résines chargées acceptent mal les refroidissements sous contraintes et se fissurent.

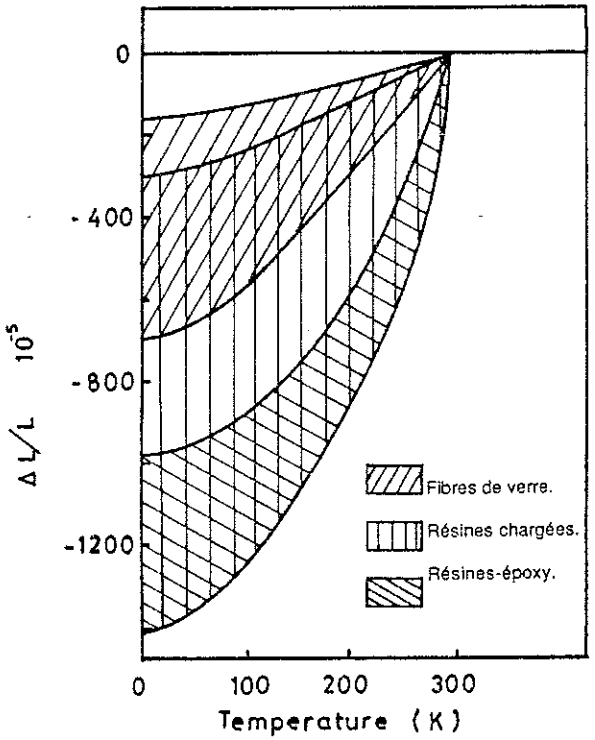


Fig. 48 /47/ - Dilatation de différents composites.

Enfin le comportement d'un cryostat en composite est sensiblement différent d'un cryostat métallique :

- le dégazage des matériaux à température ambiante est très important (Fig. 49). Pour l'accélérer la technique classique consiste à chauffer sans dépasser 60-80°C, car au-delà les enceintes tiennent difficilement les contraintes, surtout au flambage.

- la diffusivité D est faible et le temps de mise en température a^2/D (a = épaisseur des pièces) est assez élevé. Les équilibres thermiques sont longs à obtenir. Cela peut conduire à des concentrations de contrainte liées à un refroidissement non homogène ;

- la quantité de fluide nécessaire au refroidissement est plus importante que pour un cryostat métallique : l'enthalpie des composites est supérieure à celle des éléments métalliques.

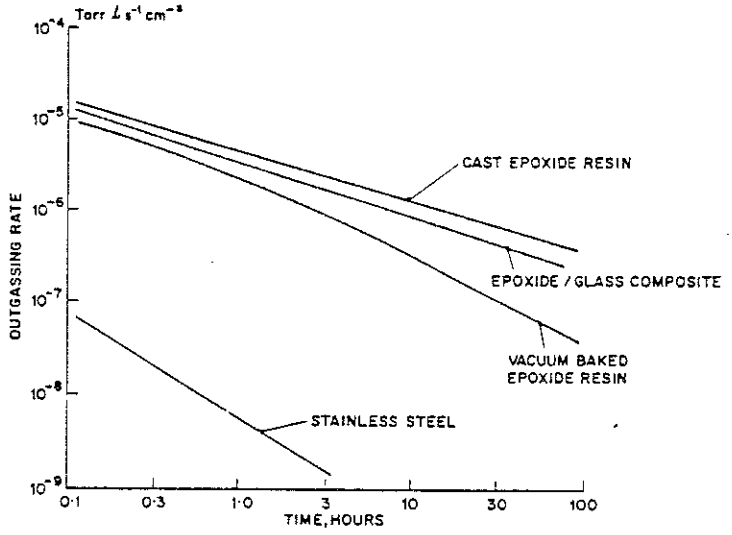


Fig. 49/53/ - Dégazage des composites et de l'acier inox.

II - ESSAIS PRELIMINAIRES

La démontabilité était indispensable pour un cryostat d'essai. Aussi le problème d'un joint froid pour l'enceinte hélium s'est tout de suite posé. Il était aggravé par la géométrie annulaire du stator qui introduit une double portée (Fig. 50) : un des deux joints (1) ou (2) ne peut pas être parfaitement écrasé.

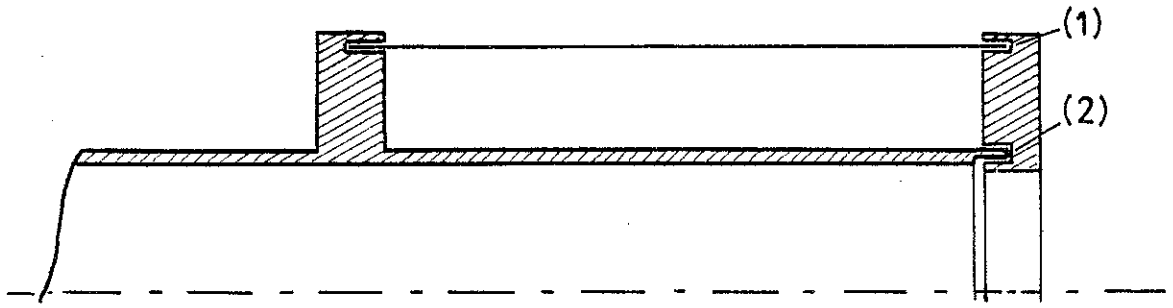


Fig. 50 - Géométrie schématique de l'enceinte He.

Une possibilité est l'emploi de joints silicone. Point-clé de notre projet, nous avons voulu tester cette solution sur une petite enceinte He : Fig. 51. Cette expérience a permis de vérifier en outre l'étanchéité d'une liaison fibre de verre - tube inox.

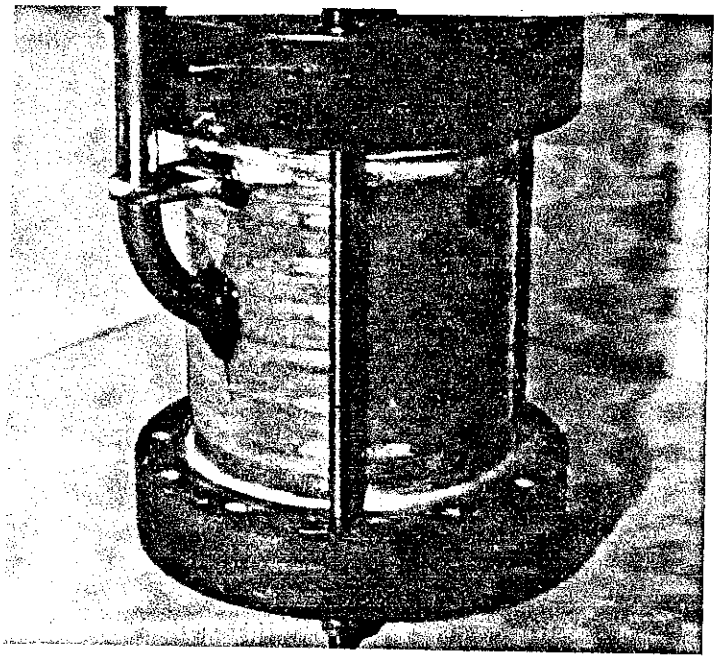


Fig. 51 - Petite enceinte pour tester les joints silicone.

Pour modéliser la double portée, un essai a été effectué sans écraser les deux joints. Les résulats expérimentaux obtenus sont résumés dans le tableau XIII. Les valeurs sont exprimées en Atm cm^3/s mesurées par un détecteur Alcatel ASM 51.

Type de joint	300 K			100 K	4,2 K
	t = 0	30'	60'		
Joint film ≃ 1/10	$5,6\ 10^{-9}$	$5,9\ 10^{-9}$	$6,6\ 10^{-9}$	$5\ 10^{-9}$	$2\ 10^{-10}$
Joint épais (≃ 6/10)	$3\ .\ 10^{-8}$	$6,6\ 10^{-8}$	$1,6\ 10^{-7}$	$6\ 10^{-9}$	$5\ 10^{-10}$

Valeurs stables

Tableau XIII - Etanchéité des joints silicone.

Au cours d'une expérience à froid menée pendant 75 heures, le débit n'a jamais excédé $2,5\ .\ 10^{-10}$ ATm cm^3/s.

Le collage du tube inox n'a pas modifié ces valeurs.

Enfin un essai en pression (1,9 bar) a été réalisé pour vérifier l'étanchéité. Ce cas de figure peut se produire, par exemple lors d'une transition d'un enroulement. Aucune variation du débit n'a été enregistrée.

Les conclusions sont les suivantes : un joint silicone est étanche à froid même s'il est épais. Cependant pour limiter sa porosité à chaud il est préférable que ce soit un film.

Par conséquent cette solution peut être retenue pour réaliser l'enceinte démontable. L'étanchéité ne sera pas assurée à chaud mais se fera lors de la mise en froid du cryostat. De plus, nous n'avons détecté aucune fuite au niveau des liaisons fibres de verre / tuyaux métalliques ;

elles supportent les mises en froid successives. Cependant il est préférable qu'elles ne soient soumises à aucune contrainte mécanique.

Compte tenu de ces résultats, l'étude et le calcul du cryostat ont été menés, suivis des premiers essais.

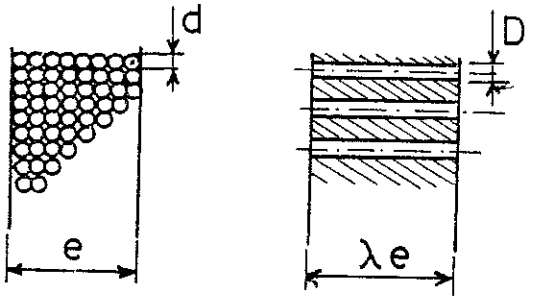
III - DESCRIPTION DU CRYOSTAT

Deux coupes simplifiées du cryostat (Fig. 52) illustrent les choix retenus. Les figures 53 à 56 présentent l'induit en cours de montage.

L'enceinte hélium est constituée de deux tubes (7) et (6) fermés par les flasques (5) et (12). Le tube extérieur (7) et le flasque (5) peuvent se démonter, permettant ainsi un accès aisé à l'enroulement SC (10). L'étanchéité est assurée par des joints silicone non perméables à l'hélium à basse température. L'enceinte est maintenue d'un côté par le tube (18) dont on a réduit les apports thermiques en thermalisant un point intermédiaire (17).

Celui-ci est à une température fixée par l'échangeur (15) qui récupère une partie importante des vapeurs froides d'hélium. Elles cèdent leur enthalpie à travers une couronne de bronze fritté (16). La surface très importante d'échange permet d'allier compacité et faible perte de charge.

Le gaz circule dans des conduits très fins à travers l'empilement de billes de bronze de 70 µm de diamètre (Fig. 57). Pour que l'hélium cède entièrement son enthalpie, il suffit que sa durée de transfert à travers le poral t_t soit plus longue que son temps de diffusion t_d /54/ :



a b (modélisation)

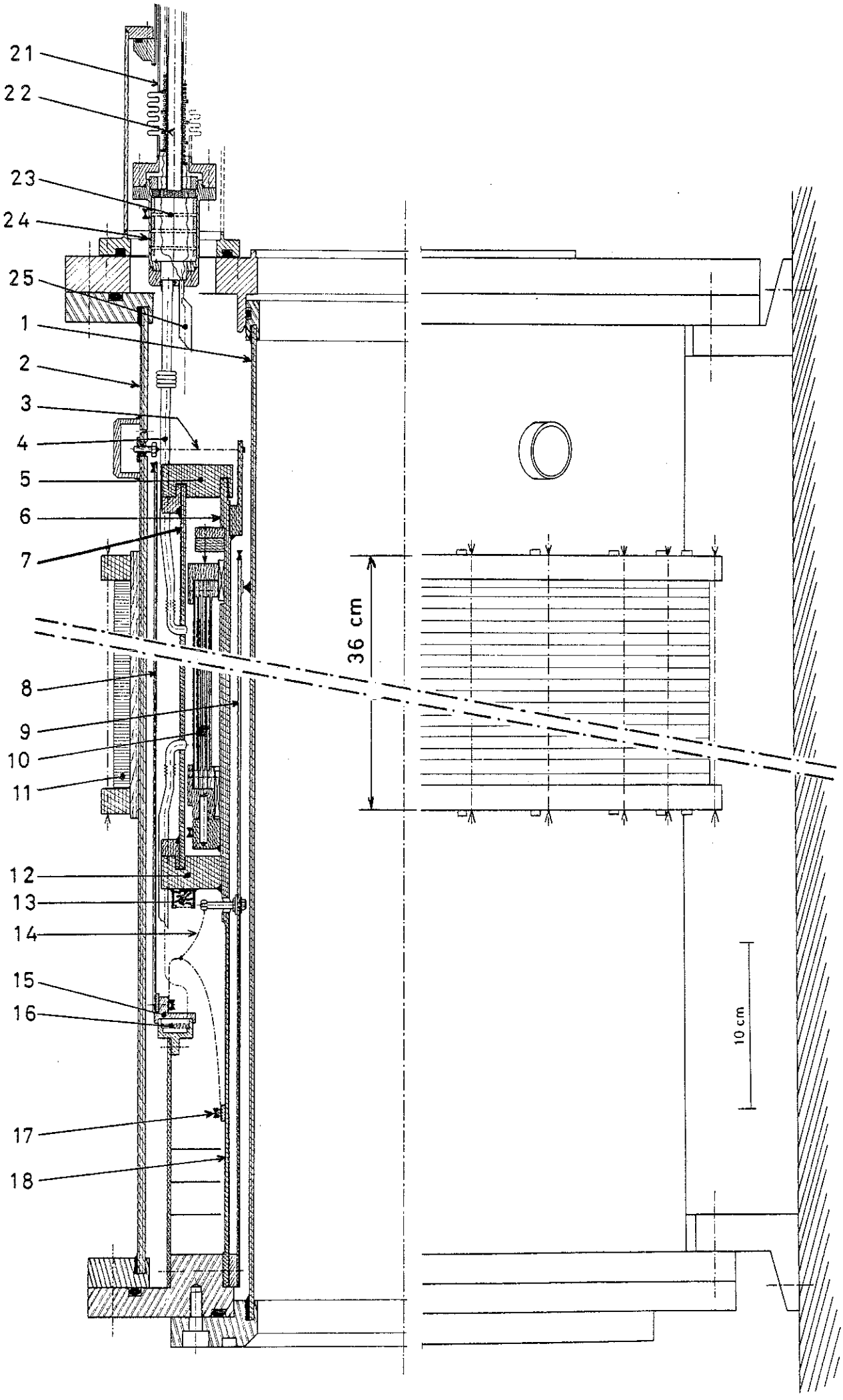
Cas de l'empilement hexagonal /55/

-D = d/5

Nombre de pores par unité de surface extérieure du poral N

-$N = 4/\sqrt{3}\ 1/d^2$

Fig. 57 - Modélisation du poral.


21
22
23
24
25
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
36 cm
10 cm

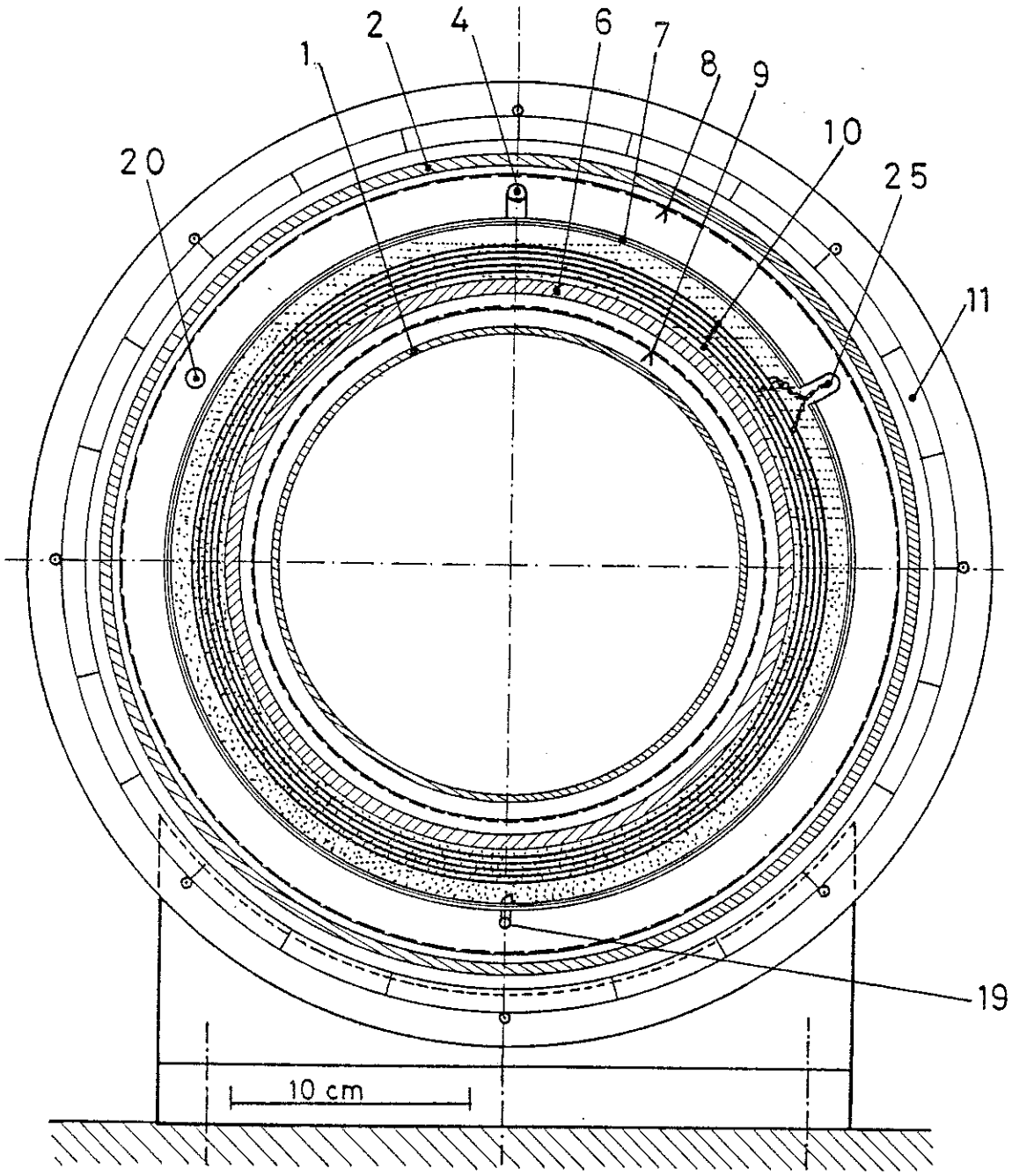


Fig. 52

1 Tube intérieur de l'enceinte à vide
2 Tube extérieur de l'enceinte à vide
3 Tendeurs
4 Tube sortie vapeur
5 Flasque démontable de l'enceinte He.
6 Tube intérieur de l'enceinte He.
7 Tube extérieur de l'enceinte He.
8 Ecran thermique extérieur.
9 Ecran thermique interieur.
10 Enroulements supraconducteurs
11 Couronne magnétique.
12 Flasque fixe de l'enceinte He.
13 Charbon actif.
14 Tresses de thermalisation.
15 Echangeur en Cuivre.
16 Matériau fritté.
17 Point froid.
18 Tube support de l'enceinte He.
19 Tube de siphonnage He.
20 Tube retour de l'échangeur.
21 Tube vapeur He.
22 Tube support des fils de Cuivre.
23 Matériau fritté.
24 Boite de connexion.
25 Tube contenant les fils supraconducteur.

⋈ : sondes de température

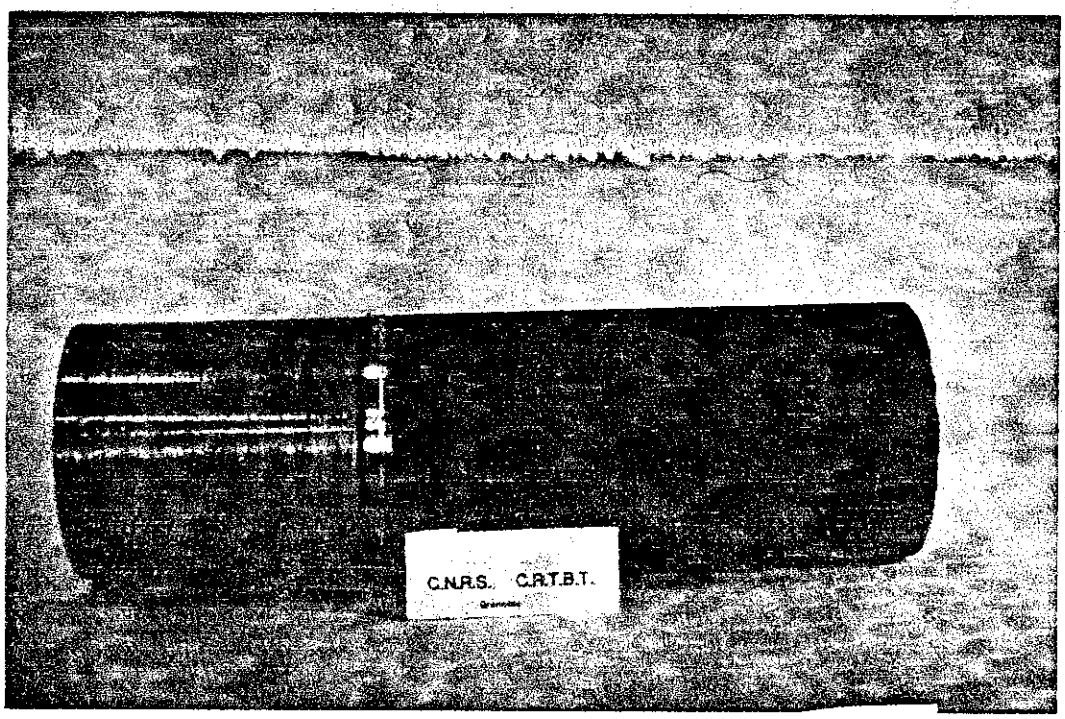


Fig. 53 -Ecran thermique inférieur (9) .

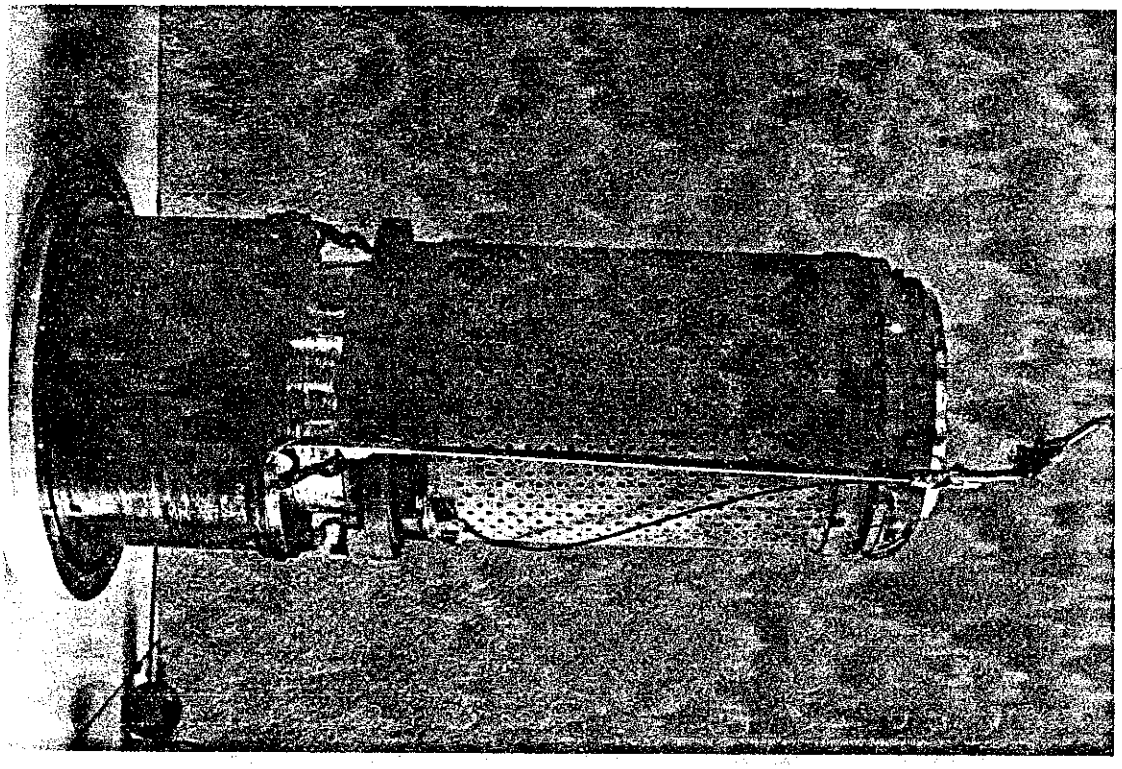


Fig . 54 a

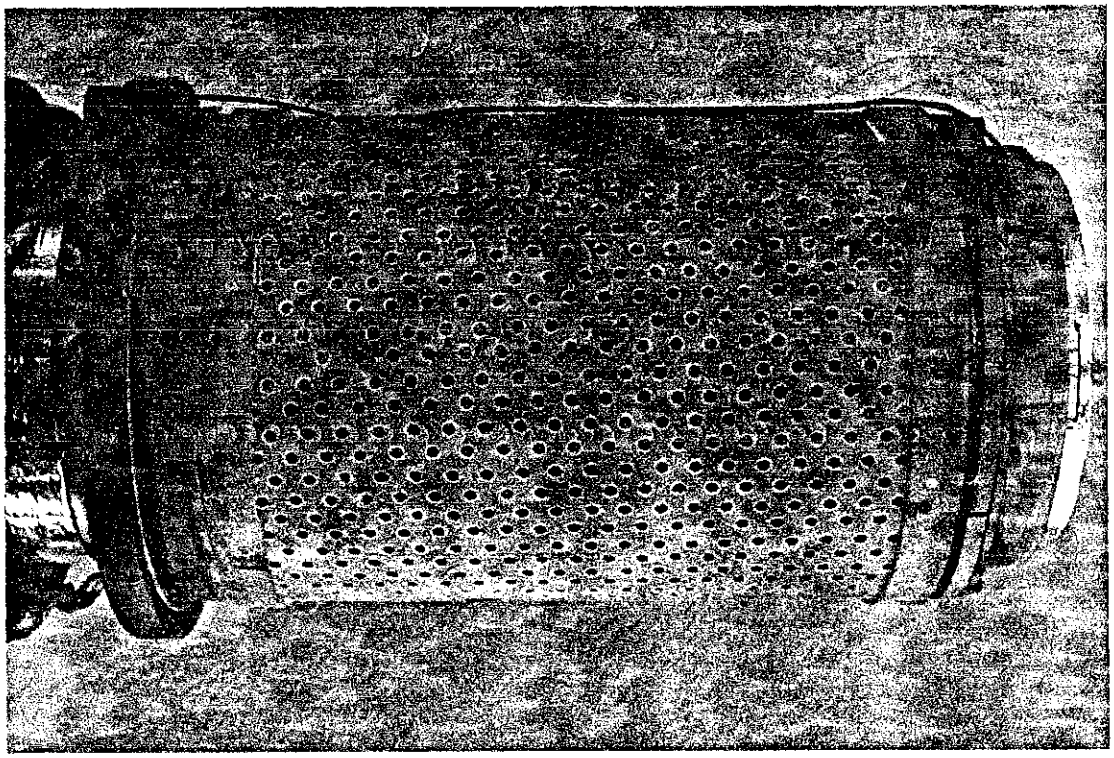


Fig . 54 b

Fig . 54

54a : Enceinte Hélium avec le bobinage (une seule phase), échangeur sur son tube support et tube retour de l'échangeur .
54b : Détail de l'enceinte Hélium .

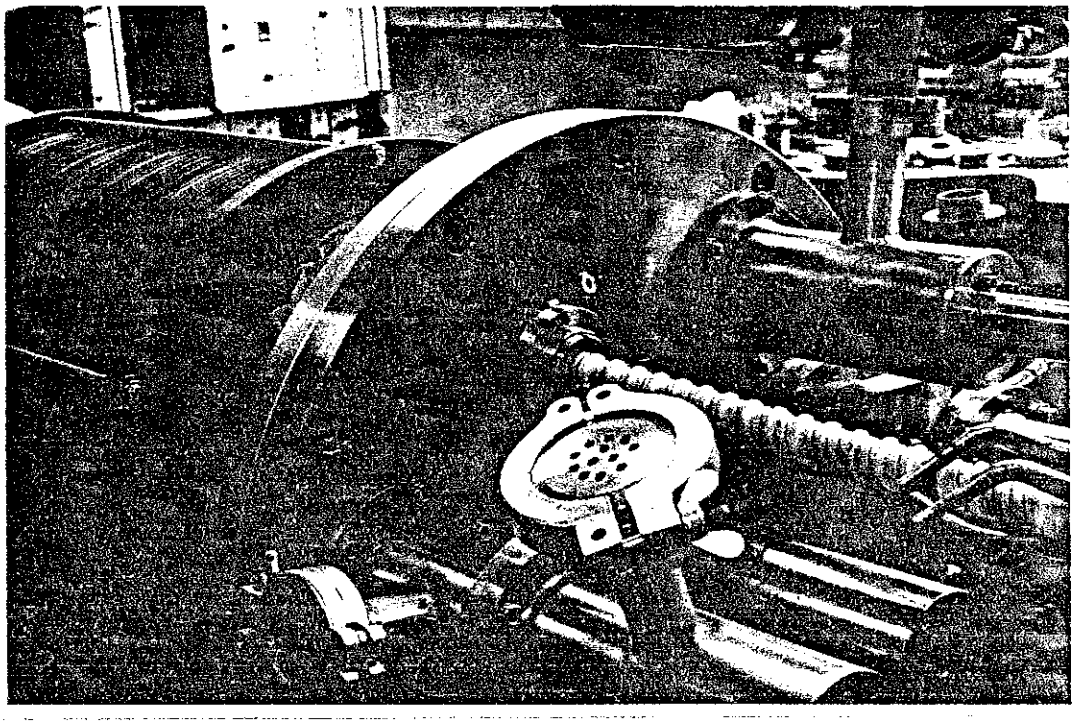


Fig. 55 : Flasque extérieur avec la boite de connection et les amenées de courant

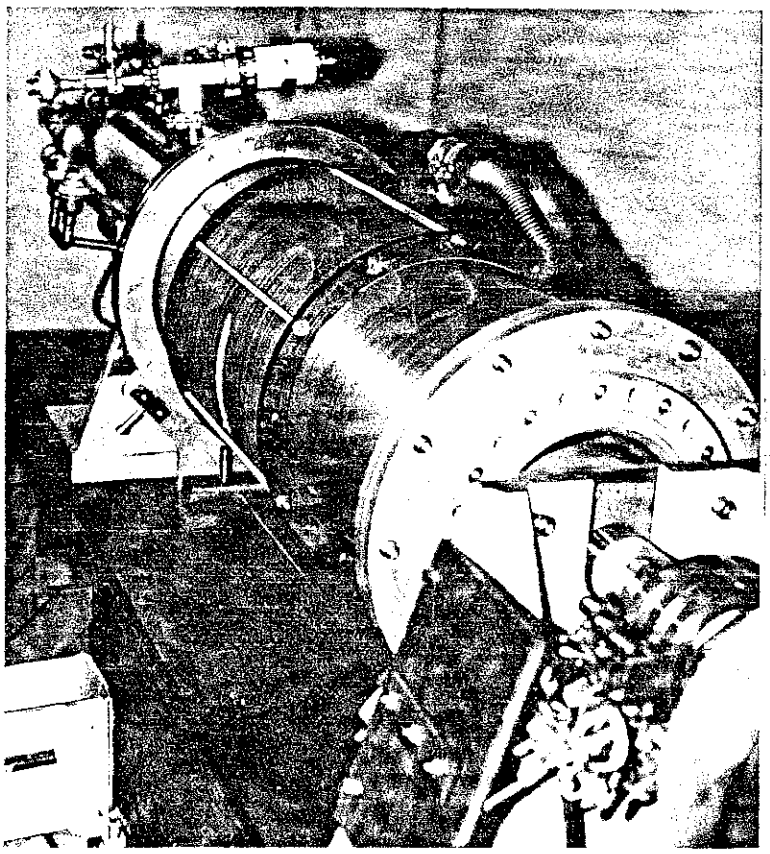


Fig. 56 a

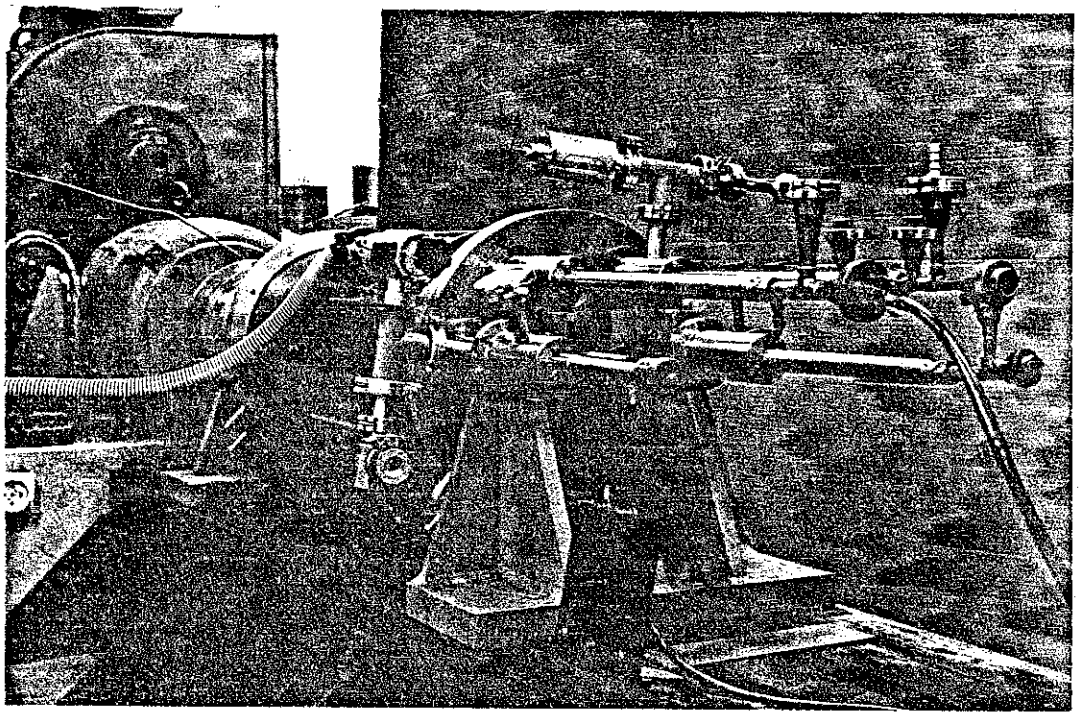


Fig. 56 b

Fig. 56 : Cryostat, vues extérieures .
56 a : coté accouplement .
57 b : coté sorties cryogéniques .

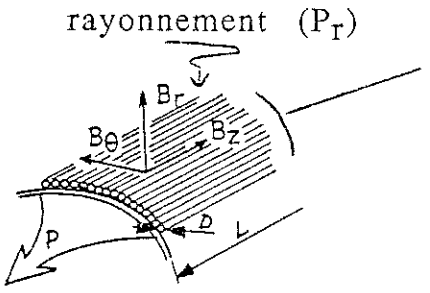
$$t_f = \frac{\frac{e}{m}}{\rho N S \frac{\pi D^2}{4}} \qquad t_d = \frac{(\frac{D}{2})2}{\frac{k}{\rho C}}$$

ρ = masse volumique ; m = débit massique ; S = surface de poral ; k = conductivité thermique ; C = chaleur spécifique.

Cet échangeur est très largement surdimensionné. En contrepartie, la perte de charge qu'il introduit est négligeable : 2,2 mbar pour 1 m^3/h d'hélium à température ambiante.

Le tube (18) est dimensionné afin de résister aux couples transitoires maxima. Cependant pour éviter des vibrations éventuelles qui se traduiraient par une surconsommation d'hélium et des pertes au niveau des enroulements supraconducteurs, l'enceinte est aussi supportée élastiquement par trois groupes à 120°C de tiges en inox (3), fixées au cylindre extérieur.

Pour réduire les apports thermiques à l'enceinte par rayonnement radial, deux écrans (8) et (9) l'entourent. Ils sont thermalisés par conduction le long d'une nappe de fils de cuivre dont la température est fixée à une extrémité par l'échangeur, directement pour (8), par l'intermédiaire de tresses (14) pour (9). Le diamètre D des fils de cuivre doit être suffisamment petit pour limiter les pertes par courants de Foucault, mais suffisamment grand pour assurer une bonne conduction axiale (Fig. 58) :



P = puissance à absorber par l'échangeur : $(p_r + p_J)N_f \pi D^2/4$ L.

Fig. 58 - Schéma des échanges thermiques au niveau des écrans.

Placés dans un champ magnétique transversal (B_r et B_θ) et axial (B_z) de pulsation ω, les fils dissipent une densité de puissance p_J :

$$p_J = \frac{1}{32}\,\sigma\omega^2(B_r^2 + B_\theta^2)\,D^2 + \frac{1}{64}\,\sigma\omega^2 B_z^2\,D^2$$

σ = conductivité électrique.

Si on considère que les N_f fils de cuivre court-circuitent tous les transferts thermiques au niveau des écrans, ils doivent évacuer aussi les pertes par rayonnement dont la densité de puissance, notée p_r, s'élève à :

$$p_r = \sigma_{stef}\,\varepsilon_m\left(T_o^4 - T^4\right)\frac{D_o}{N_f\left(\frac{D}{2}\right)^2} - \sigma_{stef}\,\varepsilon_m\left(T^4 - T_e^4\right)\frac{D_e}{N_f\left(\frac{D}{2}\right)^2}$$

où D_o et D_e sont les diamètres des enceintes respectivement aux températures T_o et T_e, ε_m l'émissivité moyenne et σ_{stefan} la constante de STEFAN.

En fait comme T est inférieur à 120 K, p_r se réduit à :

$$p_r = \sigma_{stef}\,\varepsilon_m\,T_o^4\,\frac{D_o}{N_f\left(\frac{D}{2}\right)^2}$$

En considérant que $p_t = p_j + p_r$ est sensiblement constant, la température à l'extrémité non thermalisée des écrans est donnée par la relation :

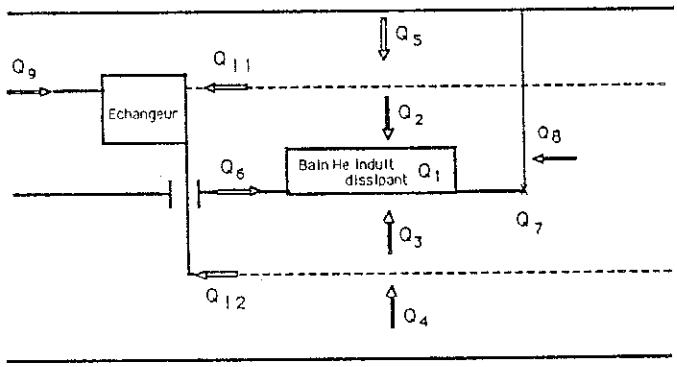
$$T_{ext} = T_{échangeur} + \frac{1}{2}\,\frac{P_t}{k}\,L^2$$

k conductivité thermique du cuivre

Il existe une valeur D^* telle que l'écart des températures $\Delta T = T_{ext} - T_{échangeur}$ soit minimum. Les grandeurs N_f et D sont liées : les fils de cuivre doivent recouvrir le support des écrans : $N_f D = k\pi D_o$ $(k < 1)$

$$D^* = \sqrt[3]{\left(\frac{4\sigma_{stef}\,\varepsilon_m\,T_o^4}{k\pi}\right) / \left(\frac{1}{16}\sigma\omega^2\left(B_r^2 + B_\theta^2 + \frac{1}{2}B_z^2\right)\right)}$$

Avec cette valeur D^* la dissipation des écrans $(N_f\, p_t\, \pi D^2/4\, L)$ est importante tandis que l'écart ΔT est inférieur à 10 K. Nous avons préféré un ΔT plus élevé (25 K pour l'écran inférieur) pour diminuer les pertes Joule et abaisser la température globale des écrans. Considérons pour ceci les échanges thermiques (Fig. 59).



Q_2 ; Q_3 ; Q_4 ; Q_5 ; Q_8 : échanges par rayonnement.

Q_6 ; Q_7 ; Q_9 : échanges par conduction.

Q_{11} : Pertes totales de l'écran supérieur.

Q_{12} : Pertes totales de l'écran inférieur.

Fig. 59 - Schématisation des échanges thermiques au niveau du stator.

$$Q_{11} = Q_5 + Q_{joule} - Q_2 \;\#\; Q_5 + Q^1_{joule}$$

$$Q_{12} = Q_4 + Q^2_{joule} - Q_3 \;\#\; Q_4 + Q^2_{joule}$$

Les pertes au niveau de l'enceinte hélium entraînent un débit de vaporisation $\dot{m}$.

$$\dot{m}\mathcal{J} = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_6 + Q_7 + Q_8$$

$\mathcal{J}$ = chaleur latente de vaporisation.
Q_2 et Q_3 ne représentent que quelques pour cents de $\dot{m}\mathcal{J}$
Le débit $\dot{m}$ dépend peu de $T_{échangeur}$.

$\dot{m}_1$, majeure partie du débit total $\dot{m}$, traverse l'échangeur :

$$\dot{m}_1 C_p (T_{gaz}^{sortie} - T_{gaz}^{entrée}) \# Q_4 + Q_5 + Q_9 + Q_{joule}^1 + Q_{joule}^2$$

La diminution des pertes Joule entraîne bien l'abaissement de la température de l'échangeur égale à T_{gaz}^{sortie} donc celle des écrans. Le diamètre des fils est de 0,5 mm pour l'écran inférieur et 0,8 mm pour le supérieur.

Pour diminuer encore les apports thermiques par rayonnement sur l'enceinte He, du superisolant très fin et quadrillé, afin de limiter le développement des courants de Foucault, a été utilisé.

Enfin le vide dans l'enceinte constituée par les tubes (1) et (2), entretenu par du charbon actif (13), élimine les apports thermiques par conduction gazeuse et convection.

Les quatre fils du stator passant dans le tube (25) (couplage étoile avec neutre sorti) baignent dans l'hélium liquide jusqu'à la boîte (24) traversée par les vapeurs directement issues de l'enceinte. Là sont réalisées les connexions soit avec des amenées de courant en cuivre, soit avec une ligne cryogénique dans la configuration GRASC. Le refroidissement des liaisons est amélioré par leur passage dans des pastilles de poral (23).

Les sorties chaudes actuelles des conducteurs ont été optimisées suivant les méthodes classiques /56/. Pour réduire la longueur de la sortie, les fils de cuivre sont fixés sur un tube isolant usiné en hélice (22). Il est lui-même ajusté à l'intérieur d'un cylindre (21), obligeant ainsi les vapeurs d'hélium à emprunter l'hélice pour un refroidissement efficace des conducteurs.

Trois autres sorties (Fig. 60) sont situées à côté des amenées de courant (25). Elles permettent :

- l'alimentation en hélium liquide du cryostat dont la liaison amovible avec le siphon extérieur est assurée par un raccord Johnston (19)
- la sortie des vapeurs d'hélium de l'échangeur (20) ;
- la sortie des vapeurs issues directement de l'enceinte hélium (4).

L'instrumentation comprend des résistances pour la mesure de température : Pt, C et NbN. Cette dernière, mise au point au laboratoire couvre toute la gamme de températures (4 - 300 K). Elle permet de suivre le refroidissement de l'enceinte. Outre une sonde continue pour le niveau d'hélium (fil supraconducteur), deux autres ponctuelles (résistances C), situées en partie haute, permettent une régulation du débit : l'enceinte est en effet alimentée sans interruption par de l'hélium diphasique à pression atmosphérique.

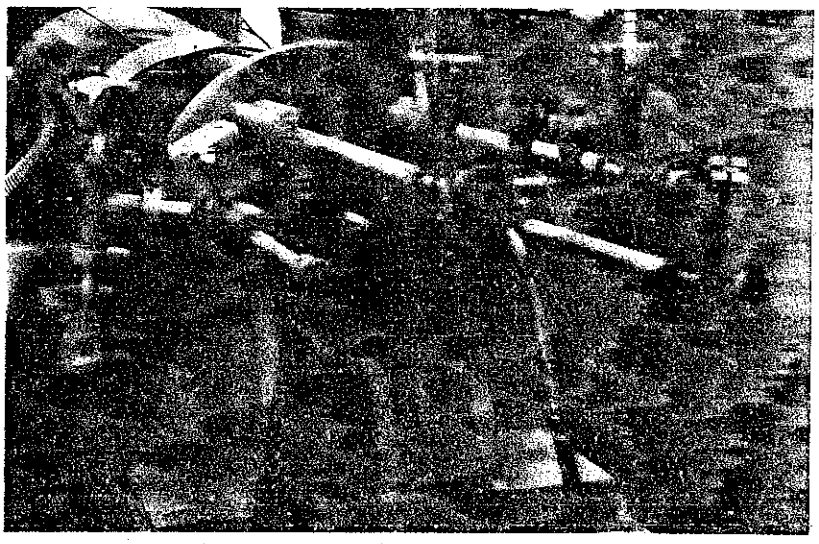


Fig. 60 - Les quatre sorties cryogénique. De gauche à droite : johnston, amenées de courant, sortie vapeurs, sortie échangeur.

IV - EVALUATION DES PERTES

Le calcul des pertes thermiques de l'enceinte hélium est difficilement précis. En effet si les apports par conduction sont bien connus, les pertes par rayonnement le sont beaucoup moins ; les angles solides sont complexes à calculer et l'émissivité du superisolant aluminium disposé sur les écrans est une grandeur mal définie. A partir des données présentées par SHU et al. dans la référence /57/, nous avons considéré que l'émissivité équivalente à trois couches de superisolant déposées sur une surface à une température T est de 0,12 ; 0,06 et 0,03 si T égale respectivement 300, 100 et 5 K.

Les chiffres donnés dans le tableau XIII représentent plus un ordre de grandeur qu'une valeur exacte.

	Pas de fonctionnement électrique	Fonctionnement électrique nominal
Pertes par conduction	1,5	1,5
Pertes par rayonnement	1,4	1,4
Pertes par courant de Foucault (boulons, tuyaux ..)	0	0,5
Pertes amenées de courant	0,1	0,2
Pertes enroulements	0	0,8
Puissance de l'échangeur	22	27
Température de l'échangeur (K)	45	35
PERTES TOTALES (Watt)	3	4,4

TABLEAU XIII - Ordre de grandeur des pertes, du cryostat seul et avec l'induit triphasé en fonctionnement nominal .

V - ESSAIS CRYOGENIQUES

Plusieurs mises en froid ont été effectuées avec démontage complet de l'enceinte hélium. Le joint silicone a toujours assuré une étanchéité parfaite à froid.

La mise en froid est faite en deux étapes :

- tout d'abord après la purge du circuit, on fait circuler dans l'enceinte de l'hélium refroidi à environ 100 K par un serpentin en cuivre immergé dans de l'azote liquide ;

- lorsque les équilibres thermiques sont pratiquement atteints (au bout de six heures approximativement), débute le siphonnage.

Le prérefroidissement gazeux permet de limiter les contraintes différentielles des matériaux. L'injection directe d'hélium liquide provoquerait de nombreuses ruptures. Pendant la première étape la sortie des vapeurs se fait principalement par l'échangeur pour refroidir au maximum les écrans thermiques et accélérer ainsi le refroidissement. Cependant il faut maintenir une faible circulation à travers les autres sorties pour rendre la descente en température homogène et éviter la formation de poches de gaz chaud.

Après 24 heures de pompage, le vide vaut environ $6 . 10^{-3}$ mbar. Cette valeur pourrait être améliorée en chauffant de manière contrôlée le cryostat pour accélérer le dégazage. Dès l'injection du gaz refroidi le vide s'améliore (Fig. 61 point A), provoqué par l'absorbtion d'air par les charbons actifs situés dans des tresses en cuivre autour du tube de siphonnage. Ensuite le vide se détériore (point B) puis revient à un niveau semblable (point C). Cette augmentation est due à la perméabilité à l'hélium de la fibre de verre et du joint silicone épais. Comme la perméabilité diminue très rapidement avec la température, le vide s'améliore au cours du refroidissement. Lors de l'arrêt de la circulation d'hélium gazeux pour injecter le liquide , les charbons se réchauffent et désorbent l'air qu'ils

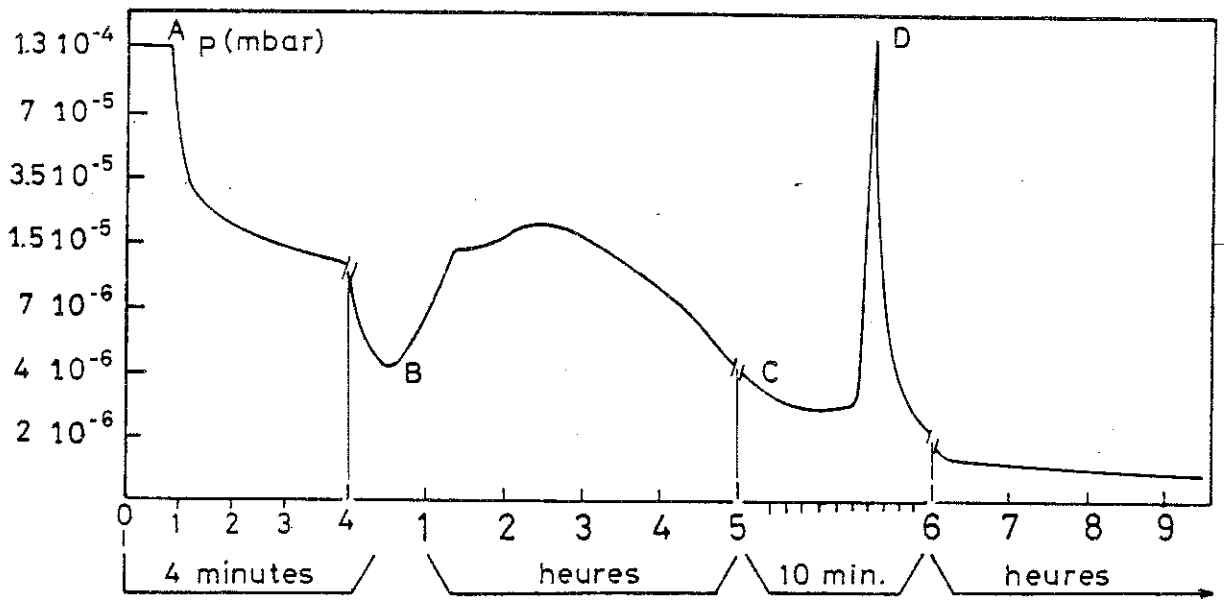


Fig. 61 - Vide mesuré au niveau du groupe de pompage pendant le refroidissement du cryostat .

avaient accumulé (point D). En effet ils absorbent un gaz seulement lorsqu'ils sont à une température proche de la température de condensation de ce gaz. Ainsi lorsque le tube de siphonnage est parcouru par de l'hélium liquide il y a absorbtion de l'air mais aussi de l'hélium ; le vide est alors très bon (une dégradation du vide ne se produit pas lors d'un changement de bidon d'hélium car les charbons situés sur l'enceinte (13), Fig. 52) jouent alors leur rôle.

Si le pompage est nécessaire pendant la phase de refroidissement il devient inutile dès que l'enceinte contient du liquide. L'évolution des températures des extrémités des écrans, de l'échangeur et du point froid, est présentée figures 62 et 63.

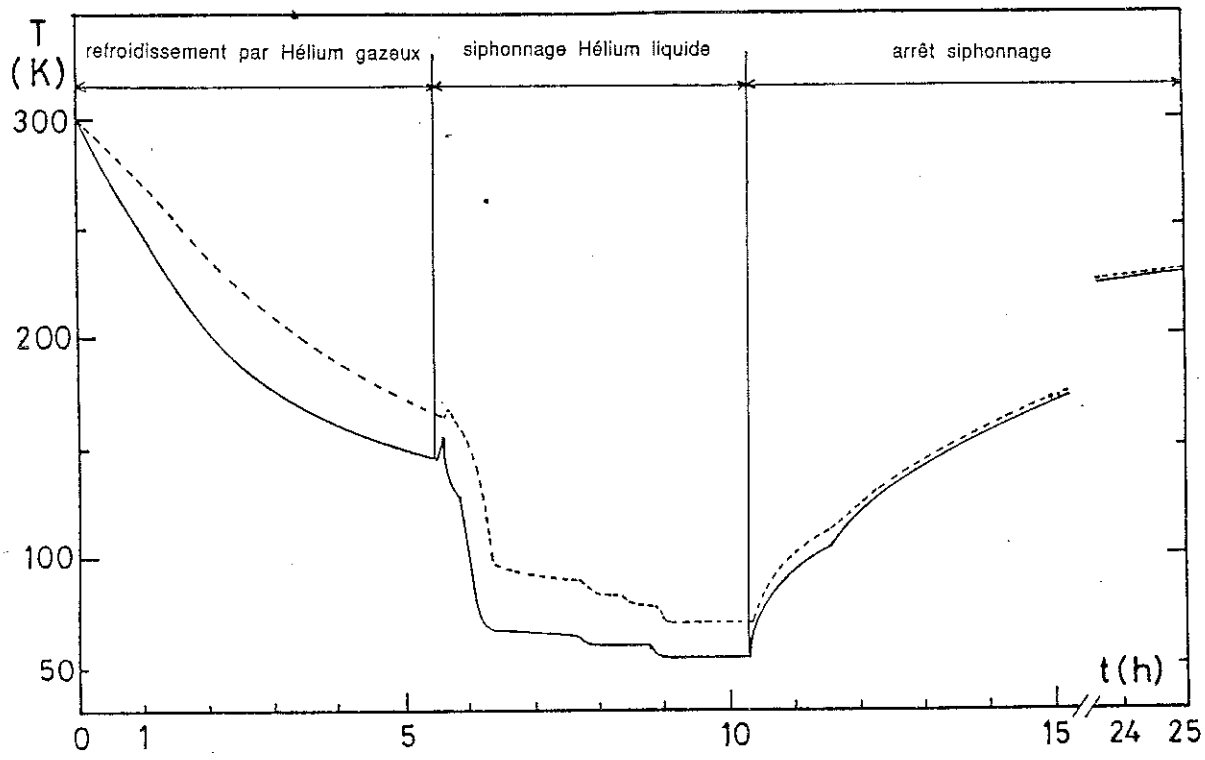


Fig. 62 - Températures de l'échangeur (-) et du point froid (---) lors d'un essai cryogénique.

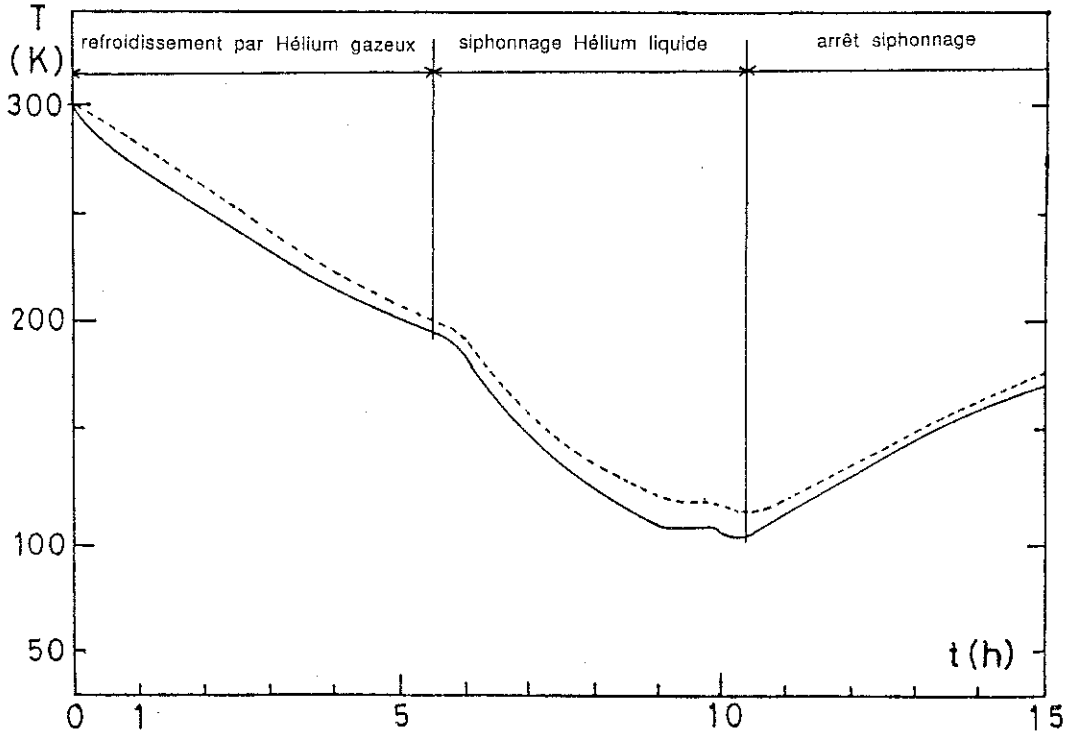


Fig. 63 - Températures des extrémités des écrans inférieur (--) et supérieur (-) au cours d'une mise en froid.

Les sondes Pt sont identifiables sur la Fig. 52. La température de l'échangeur dépend du débit plus ou moins important qui le traverse, selon le refroidissement des amenées de courant.

L'inertie thermique des écrans est importante : lors des essais électriques pendant lesquels le siphonnage a duré 11 heures, les températures des extrémités des écrans ont atteint 63 K et 75 K.

Malgré les précautions prises pour réaliser le contact entre les tresses thermiques et l'échangeur, le ΔT atteint 22 K entre le point froid et l'échangeur tandis que le ΔT dû à la résistance thermique de la tresse seule vaut environ 5 K. De la même façon, la faible conductance thermique des contacts augmente aussi la température des écrans.

Les pertes du cryostat fermé sur lui-même s'élèvent à environ 3,6 Watts, soit 20% de plus que la valeur calculée. Les jeux radiaux étant très faibles, des points de contact peuvent exister entre les écrans et l'enceinte. Sur les cylindres extérieurs aucun point froid n'est observable.

Par contre en fonctionnement régulé avec un siphonnage continu, les pertes atteignent 10 Watts : cette augmentation très importante est due en partie au fait que l'on siphonne par le bas pour le refroidissement. Il faudrait concevoir une autre alimentation d'hélium qui injecterait le liquide dans la partie supérieure de l'enceinte pendant la régulation de niveau.

CHAPITRE VI

ESSAIS ELECTRIQUES, STATOR MONOPHASE

I - BANC D'ESSAI

L'arbre du rotor classique bobiné a dû être allongé pour pouvoir être inséré dans le cryostat statorique.

Du point de vue cryogénique, une longueur élevée est intéressante car elle réduit les pertes par conduction le long du tube support. Cependant une limite d'ordre mécanique intervient ; la vitesse critique en flexion Ω_c de la ligne d'arbre doit être supérieure à 3 000 trs/mn puisqu'un fonctionnement asynchrone est envisagé. Si L est l'entraxe des deux paliers, Ω_c varie sensiblement comme $1/L^2$. Ω_c a été calculé par la méthode de Rayleigh /58/ en assimilant Ω à la pulsation propre ω_o de la ligne d'arbre modélisée par des poids ponctuels.

$$\omega_o^2 = 2 \frac{\sum P_i y_i}{\sum P_i y_i^2} g$$

P_i et y_i sont respectivement la charge et la flèche dynamiques au niveau des masses ponctuelles. P_i et y_i sont obtenues par itération à partir des grandeurs statiques.

On voulait une marge de sécurité minimum de 20 % (soit $\Omega_c > 3600$ trs/mn), aussi la ligne d'arbre finalement retenue est celle de la Fig. 64.

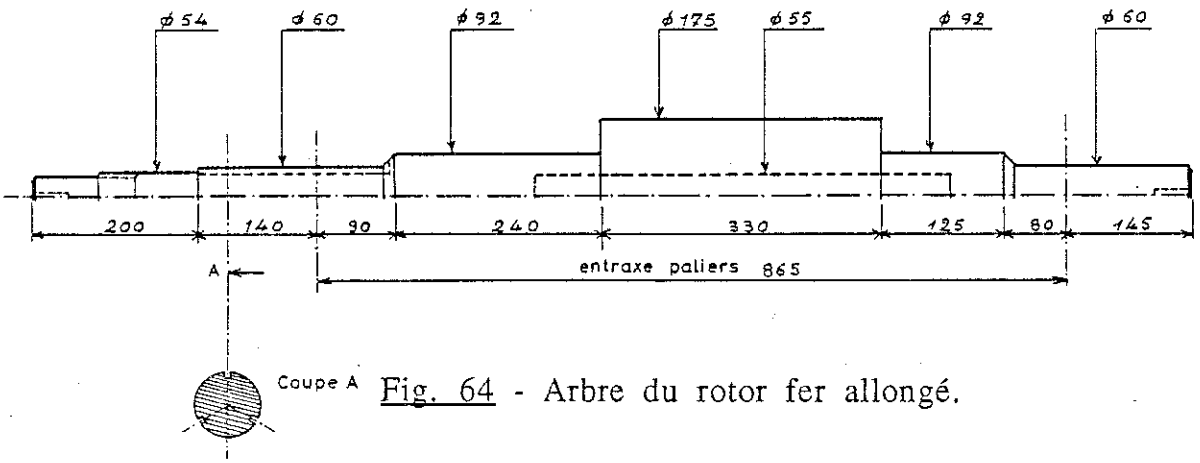


Fig. 64 - Arbre du rotor fer allongé.

Le diamètre de 92 mm est un "optimum" : en effet s'il est plus élevé, le poids supplémentaire de l'arbre n'est plus compensé par l'augmentation de sa rigidité.

Le schéma d'ensemble de l'installation est indiqué Fig. 65. Les roulements utilisés sont à rotules sur rouleaux pour réduire les problèmes d'alignement d'arbre.

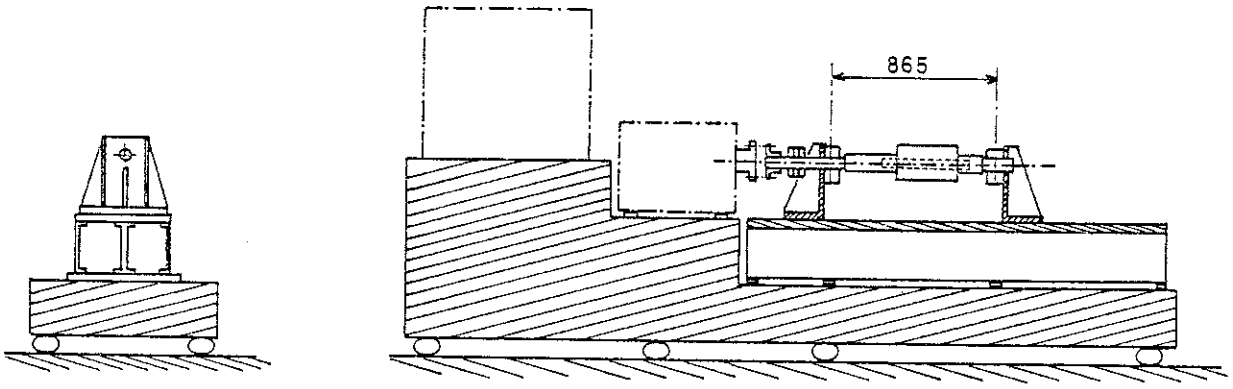


Fig. 65 - Plan d'ensemble de l'installation d'essais.

La vitesse critique en considérant l'ensemble rigide est de 3900 tours/mn. Nous remercions M. BATAILLE de la Société ALSTHOM d'avoir calculé la vitesse critique d'arbres similaires /59/. Ses calculs montrent que si on tient compte des rigidités réelles des paliers et des roulements, elle est diminuée de 70 trs/mn. La marge de sécurité s'élève à 25 % environ.

Outre la contrainte de flexion alternée, on tient compte des effets de torsion et de la force centrifuge. Les contraintes mécaniques maximales, au niveau de la partie centrale, s'élèvent alors à : $\sigma_n = 7{,}25$ MPa et $\tau_n = 4{,}25$ MPa, soit des valeurs inférieures aux limites de l'acier XC 38 (10 MPa).

La flèche statique maximale vaut 63 μm.

Aucun équilibrage n'a été nécessaire. Des essais jusqu'à 3200 trs/mn ont permis de s'assurer du parfait fonctionnement de l'ensemble et de mesurer l'inertie (J) de la ligne d'arbre qui comprend le moteur d'entraînement à courant continu 40 kW par une méthode de ralentissement ($J = 0,7$ kg m^2).

II - PREMIERS ESSAIS ELECTRIQUES

Compte tenu des problèmes rencontrés pour la réalisation des enroulements, sept demi-bobines seulement ne présentent aucun court-circuit, au moment de la rédaction de ce document et cinq ont été testées avec succès.

Comme le cryostat était prêt à recevoir les enroulements, il a été décidé de faire des premiers essais électriques avec une seule phase complète constituée de quatre demi-bobines (cylindres 2 et 4 (Fig. 29)). Avec le rotor en fer, l'ensemble forme ainsi un alternateur monophasé. Cependant comme le rotor ne possède pas de bobinage amortisseur et que son circuit magnétique feuilleté ne peut pas servir d'amortisseur, des harmoniques impairs apparaîtront à l'induit. Ils sont dus à la composante inverse, tournant à la vitesse-ω, de la réaction magnétique d'induit d'axe fixe. Ces premiers essais permettent de vérifier certains points et d'obtenir les principales caractéristiques de la machine en constitution triphasée : X_d, X'_d, M_{af}, ...

Un essai préliminaire du bobinage statorique seul (sans rotor et sans couronne magnétique) avait montré que l'enroulement avait un courant critique alternatif supérieur à 27 A_{eff} ; l'alimentation ne nous permettant pas d'aller au-delà.

Pour cette valeur, les pertes dans le supraconducteur restent très faibles et non détectables avec nos moyens de mesure.

A. Essais statiques

Ils sont effectués en alimentant la phase statorique par une tension à 50 Hz. Lorsque l'inducteur est ouvert, comme il n'y a pas d'amortisseur, on mesure l'impédance Z^s de la phase qui est égale à L^s puisque les pertes fer sont très faibles. Si l'inducteur est court-circuité lorsque son axe se confond avec celui de la phase, on obtient l'impédance transitoire (Z'^s). Elle se confond avec l'inductance transitoire L'^s si, outre les pertes fer, les pertes Joule dans l'inducteur sont faibles (la résistance rotorique ramenée au stator est de l'ordre de 10 % de l'impédance Z'^s). Une mesure de puissance absorbée à l'induit aurait permis de calculer précisément L'^s. Cette position du rotor correspond au maximum du courant circulant dans la bobine d'excitation ou au maximum de la tension à ses bornes. La valeur de cette tension permet d'obtenir la mutuelle M_{af} entre une bobine du rotor et la phase statorique. Si la tension est mesurée entre deux bornes du rotor on a la relation :

$$V_f^{max} = \sqrt{3}\, M_{af}\, \omega\, I^s \qquad \text{(Fig. 66)}$$

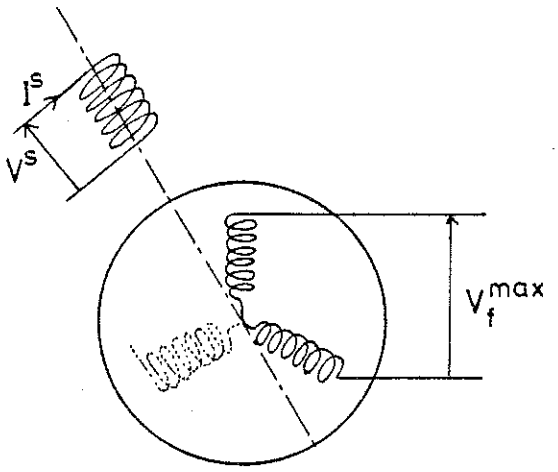


Fig. 66 - Position relative du rotor et du stator lorsque la tension est maximale entre deux phases du rotor.

Les courbes $V^s(I^s)$ et $V_f^{max}(I^s)$ sont données Fig. 67 et 68. On en déduit :

$$\begin{cases} L^s\omega = 24{,}6\ \Omega \\ Z'_s \# L'^s\ w = 13{,}8\ \Omega \\ M_{af} = 3\ mH \end{cases} \quad \text{soit en constitution triphasée :} \quad \begin{cases} X_d = 36{,}9\ \Omega \\ X'_d = 20{,}7\ \Omega \\ M_{af} = 3\ mH \end{cases}$$

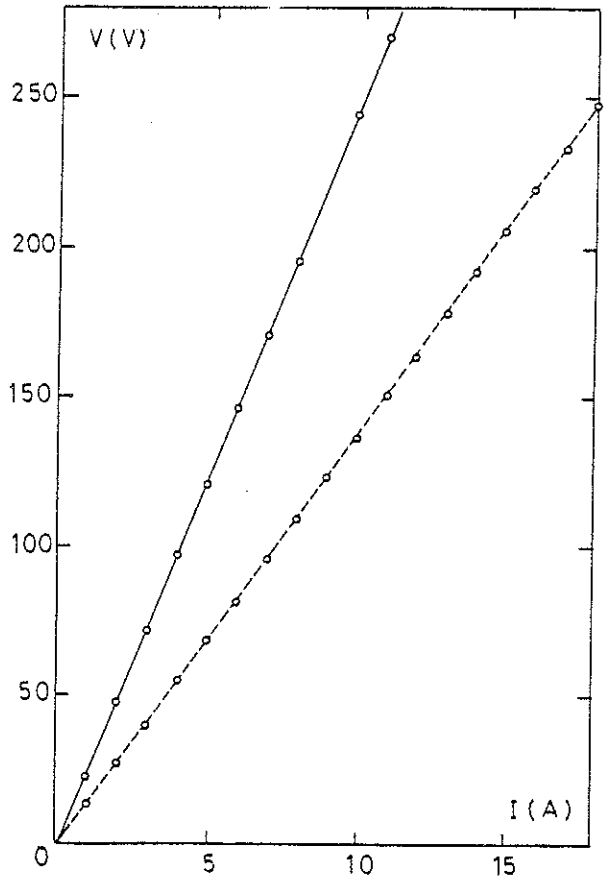


Fig. 67 - Tension aux bornes de la phase en fonction de son courant
(--) inducteur ouvert
(--) inducteur court-circuité.

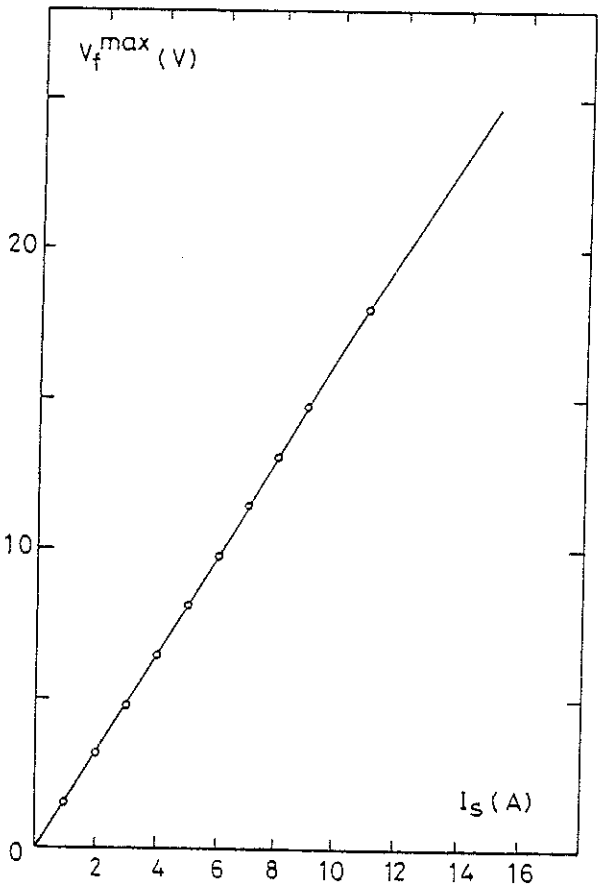


Fig. 68 - Tension maximale aux bornes de l'inducteur en fonction du courant statorique

B. Essais dynamiques

Deux enroulements rotoriques sont alimentés par un courant continu pour avoir l'induction maximale pour une intensité donnée. Le rotor est entraîné par une machine à courant continu. Les caractéristiques de la machine synchrone $E(i_{ex})$ et $I_{cc}(i_{ex})$ sont tracées sur la Fig. 69.

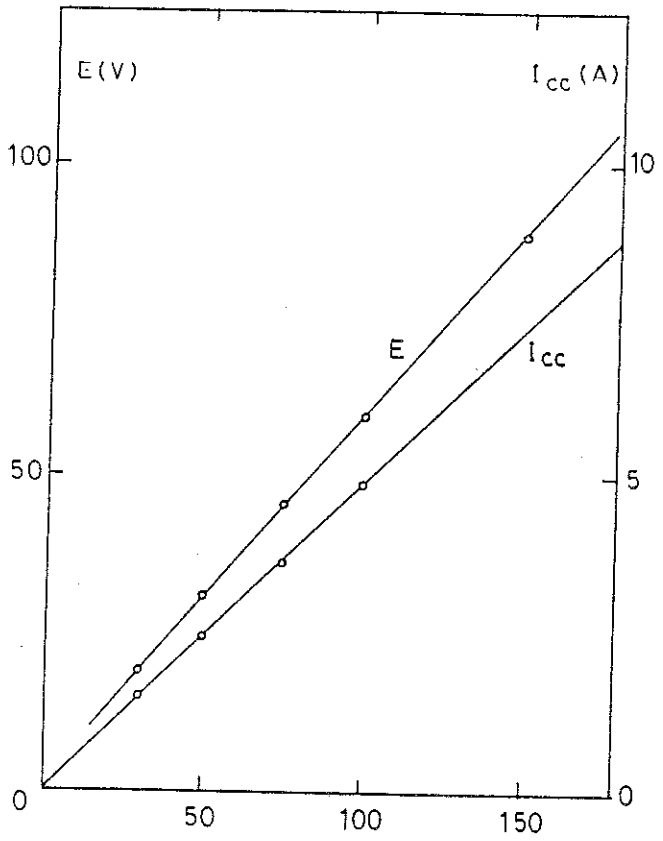


Fig. 69 - Caractéristiques à vide et en court-circuit.
N = 1500 tours/mn.

On obtient à nouveau la valeur de M_{af} par l'essai à vide :

$$E = \sqrt{\frac{3}{2}}\, M_{af}\, \omega\, I_f \qquad M_{af} = 3\ mH$$

La Fig. 70 montre la tension à vide relevée à l'oscilloscope. Les harmoniques sont faibles.

Par contre les courants de court-circuit, comme celui de la Fig. 71, ne sont pas parfaitement sinusoïdaux même si on fait abstraction des nombreux parasites, dus certainement à la mesure sans shunt blindé juste au-dessus de l'électronique de mesure.

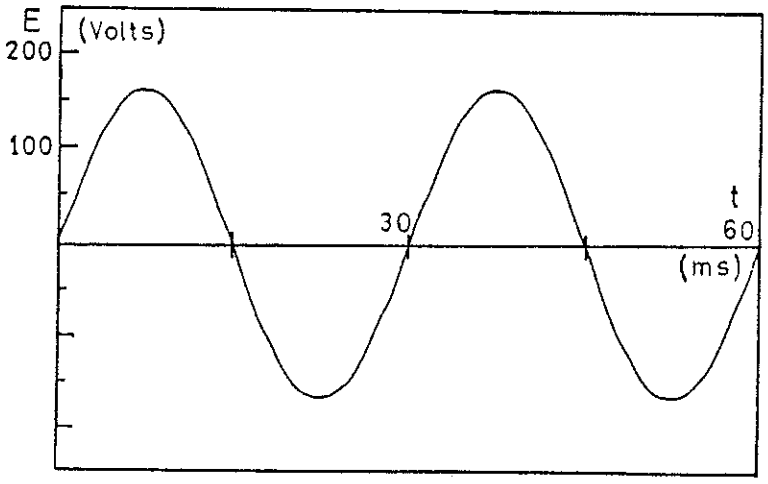


Fig. 70 - Tension à vide. N=2000 tours/mn ; I_f = 150 A ; E_{eff} = 118,5 Volts.

On peut détecter la présence d'harmonique 3. En conséquence la valeur efficace réelle ne correspond pas à la valeur maximale relevée :

$$I^{cc}_{eff} = 7{,}5 \text{ A} \; ; \qquad I^{cc}_{max} = 14 \text{ A} \; ; \qquad \frac{I^{cc}_{max}}{I^{cc}_{eff}\sqrt{2}} = 1{,}32$$

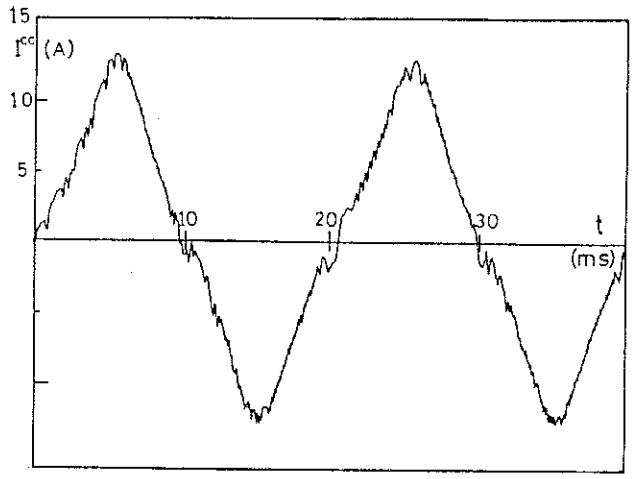


Fig. 71 - Courant de court-circuit. N = 3000 trs/mn ; I_f = 135 A.

Une analyse de Fourier serait nécessaire pour obtenir des résultats plus exacts.

Enfin un débit sur résistance à faible puissance a été réalisé. La courbe V(I) est donnée Fig. 72. Son allure est classique mais la présence d'harmoniques ne permet pas une exploitation quantitative précise simple. La Fig. 73 donne un exemple de relevé de V et de I lors d'un essai similaire.

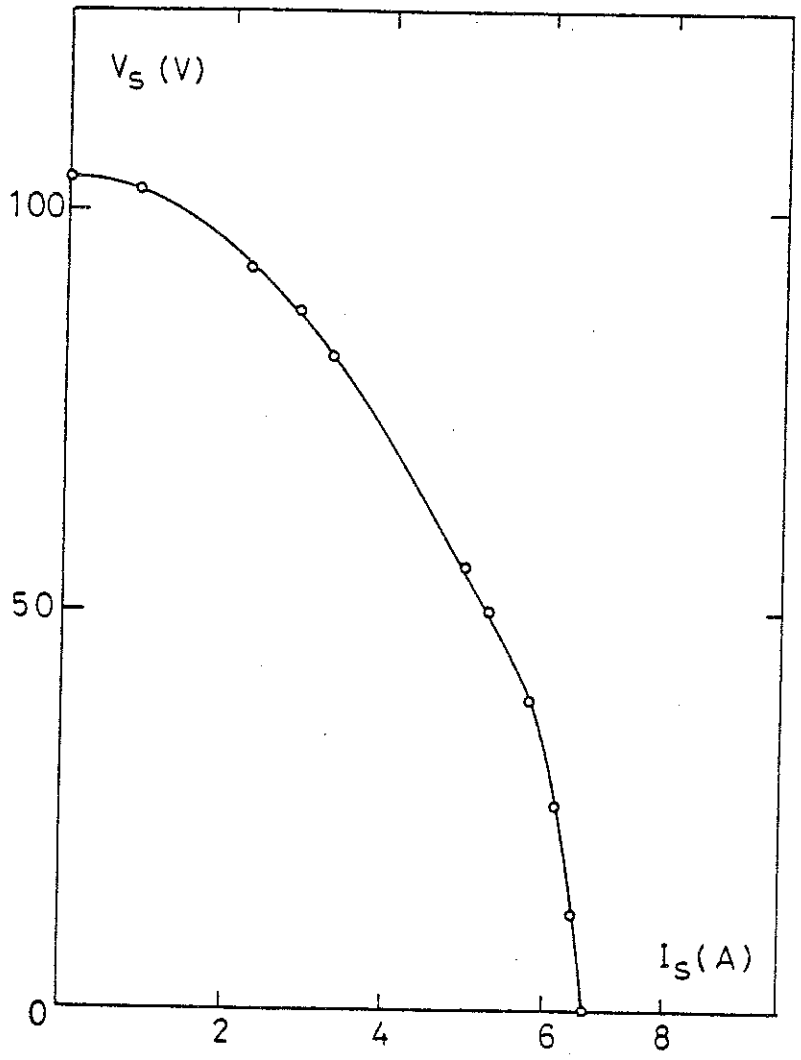


Fig. 72 - Caractéristique V(I), débit résistif. N = 2000 trs/mn I_f = 120A.

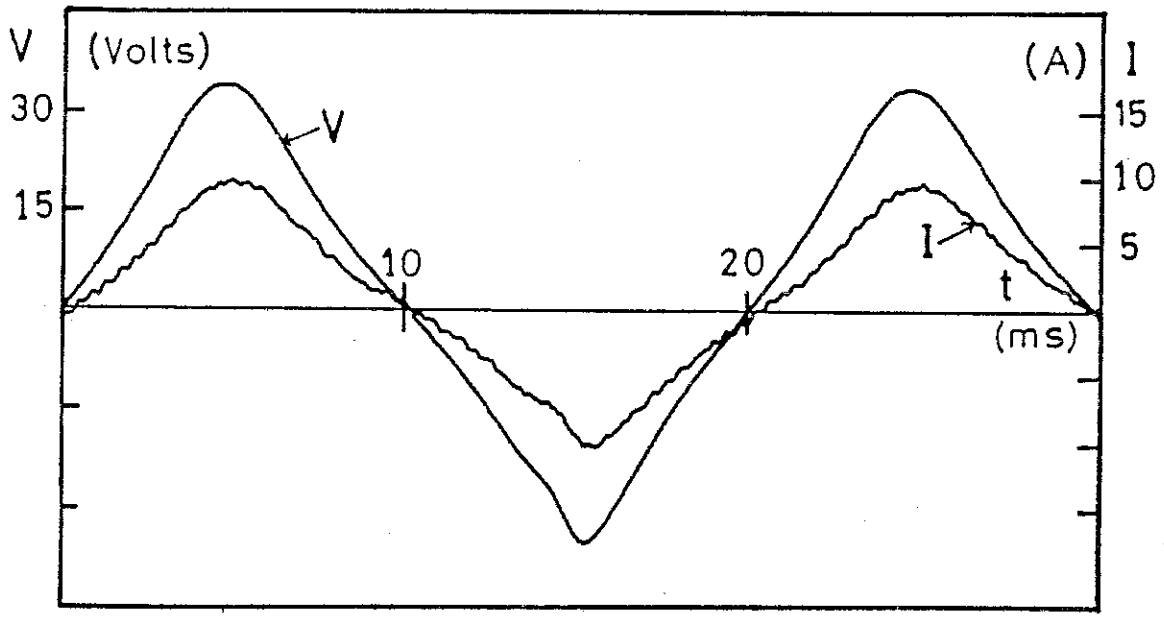


Fig. 73 - V et I, l'alternateur débitant sur une résistance;N = 3000 trs/mn ; I_f = 100 A.

Durant ces essais aucune surconsommation d'hélium n'a été enregistrée (14 litres/heure). Le niveau de liquide était sensiblement régulé juste au-dessus de la sonde "nivau bas" située à la hauteur de la partie haute du tube intérieur de l'enceinte.

Le niveau du champ magnétique n'ayant jamais été très important pendant cette expérience (0,1 T) : on ne peut rien conclure en ce qui concerne les pertes ; d'autres essais avec des moyens expérimentaux adéquats doivent être menés.

CHAPITRE VII

PROJET ROTOR SUPRACONDUCTEUR

Une machine sans fer nécessite des ampères-tours très importants pour créer le champ inducteur. Une solution envisageable est d'utiliser un rotor supraconducteur, c'est-à-dire une enceinte hélium contenant une bobine supraconductrice d'excitation.

I - PRINCIPES GENERAUX

Le rotor est relativement simple dans sa conception : il s'agit d'une unique enceinte hélium contenant des bobines supraconductrices :

- le fait d'utiliser un fil supraconducteur à faibles pertes en champ variable supprime l'écran électromagnétique des cryoalternateurs "classiques" ;

- il reprend le principe de "l'entrefer basse pression" exposé au Chapitre II. Cela permet de s'affranchir de l'écran thermique et de l'enceinte à vide autour de la boîte froide. Un montage préliminaire (Fig. 12) a permis de s'assurer que la pression nécessaire pouvait être atteinte et maintenue en rotation.

Tandis que les problèmes mécaniques sont très facilement résolus au niveau du stator, la rotation à 3000 tours/mn exige un soin particulier quant à la construction : le niveau des vibrations doit être très faible et la première vitesse critique de flexion supérieure à 3000 trs/mn. Or la partie centrale, l'enceinte hélium notamment, doit être isolante d'un point de vue électrique pour éviter les pertes, y compris en fonctionnement synchrone (séquence inverse de courant, modification de régime). Compte tenu de l'absence d'écran électromagnétique, l'épaisseur du tube central sera assez importante : la vitesse critique varie comme $\sqrt{E}$ /60/ où E est le module d'Young qui pour la fibre de verre est dix fois plus faible que celui de l'acier (Tableau XI). Hors de l'enceinte hélium, les pièces seront en inox principalement. Les jonctions entre les matériaux-composites et le métal devront allier les propriétés suivantes :

- avoir une rigidité mécanique excellente,

- être étanches à l'hélium,

- accepter les mises en froid sans détérioration (problème des dilatations différentielles).

Ce point-clé devra être vérifié par quelques expériences préliminaires.

Les caractéristiques géométriques de l'enroulement inducteur sont déjà définies (Chapitre III). r_f = 70 mm et l = 200 mm.

Le conducteur n'est pas déterminé mais le critère de non-transition, choisi au Chapitre III, doit être vérifié. Ce fil, pour une machine synchrone, peut être moins performant que celui de l'induit : les champs variables auxquels il est soumis sont ou de faible amplitude (système inverse de courant) ou de courte durée (régimes de défaut, perturbations,...). On peut accepter des pertes un peu élevées (par rapport à celles d'un conducteur 50 Hz) qui garantissent cependant le maintien de l'état supraconducteur pendant ces fonctionnements particuliers. En régime permanent équilibré, la dissipation thermique est nulle.

Par conséquent le conducteur peut être de diamètre supérieur à celui du CCN 14000 LL : son courant critique est plus élevé et le nombre de spires en séries (N_f) à bobiner à l'inducteur diminue. Avec un triplet de CCN 14000 LL, N_f atteint 2500.

Aux bornes de l'enroulement d'excitation on disposera un shunt supraconducteur. C'est un fil supraconducteur qui est utilisé dans ses deux états, normal et supraconducteur, et qui constitue donc un interrupteur. L'état normal peut être obtenu par plusieurs méthodes :

- on applique au shunt un champ supérieur au champ critique en alimentant une bobine située autour du fil ;

- on chauffe localement au-delà de la température critique au moyen d'une résistance ou d'un fil de constantan cobobiné...

Cette deuxième méthode est plus simple à mettre en oeuvre : en contrepartie il y a dissipation continue d'énergie dans le bain d'hélium. Le fil doit présenter une résistivité élevée à l'état normal pour que le shunt soit court et constitue un circuit "ouvert" : on peut utiliser un conducteur avec une matrice entièrement en cupronickel par exemple.

Ainsi on pourra disposer d'un bobinage inducteur avec une résistance nulle. Le fonctionnement synchrone pourra se faire dans les deux cas suivants :

- l'inducteur est court-circuité sur son shunt supraconducteur. On doit néanmoins obtenir un couple "réluctant" égal à $(X_d-X'_d)\omega I_d V \sin \delta/X_d$;

- on fait circuler un certain courant I^f puis on rend le shunt supraconducteur.C'est une machine synchrone à deux réactances (X'_d dans l'axe d et X_d dans l'axe q) et dont la f.e.m. E est contante ($E = X_{af}I^f/\sqrt{2}$).Le diagramme de fonctionnement de la machine est alors (Fig. 74) :

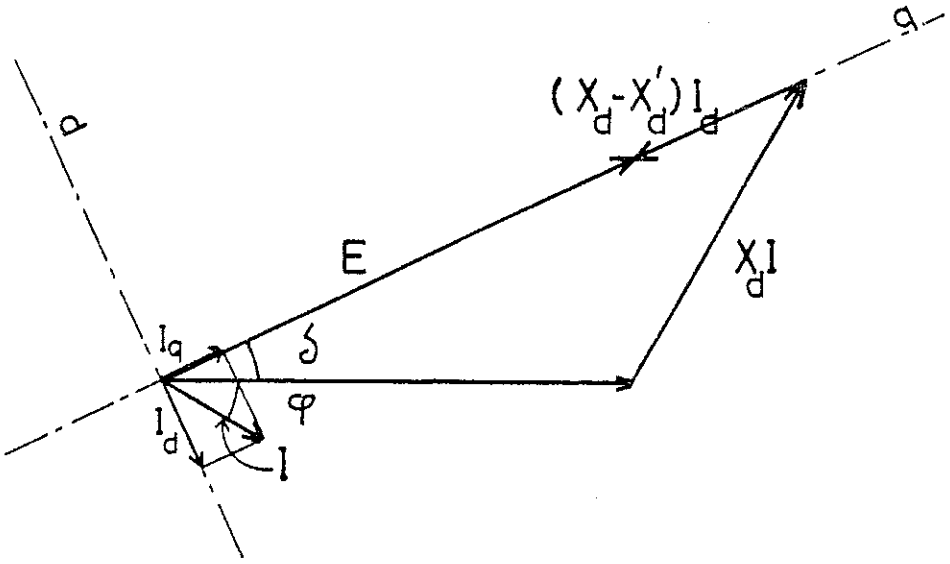


Fig. 74 - Diagramme d'une machine synchrone avec une résistance nulle à l'inducteur.

Comme on souhaite étudier le plus de solutions possibles, on prévoit d'installer sur le rotor un autre bobinage identique (même nombre de spires et même rayon moyen) dans l'axe q sans interrupteur supraconducteur à ses bornes.

Ce deuxième enroulement permettra, en fonctionnement synchrone, un amortissement "classique" en le reliant à une résistance extérieure. Toutefois comme le coefficient de dispersion induit-inducteur est très important ($\sigma_k \simeq 0{,}75$), son efficacité s'en trouvera limitée (cf. paragraphe III, Chapitre III).

Une amélioration pourrait être apportée en étudiant une commande électronique de cette bobine /61/.

Si les deux bobines du rotor sont reliées à des résistances extérieures, la machine sera du type asynchrone. Ses performances seront mauvaises à cause du faible couplage induit-inducteur ($P_{max} \approx 1$ kW).

II - PROJET

La Fig. 75 présente un avant-projet de rotor supraconducteur répondant aux principes énoncés ci-dessus. Il s'adapte au cryostat statorique actuel auquel on a supprimé l'écran thermique intérieur ((9) Fig. 52) en accord avec le principe de "l'entrefer basse pression".

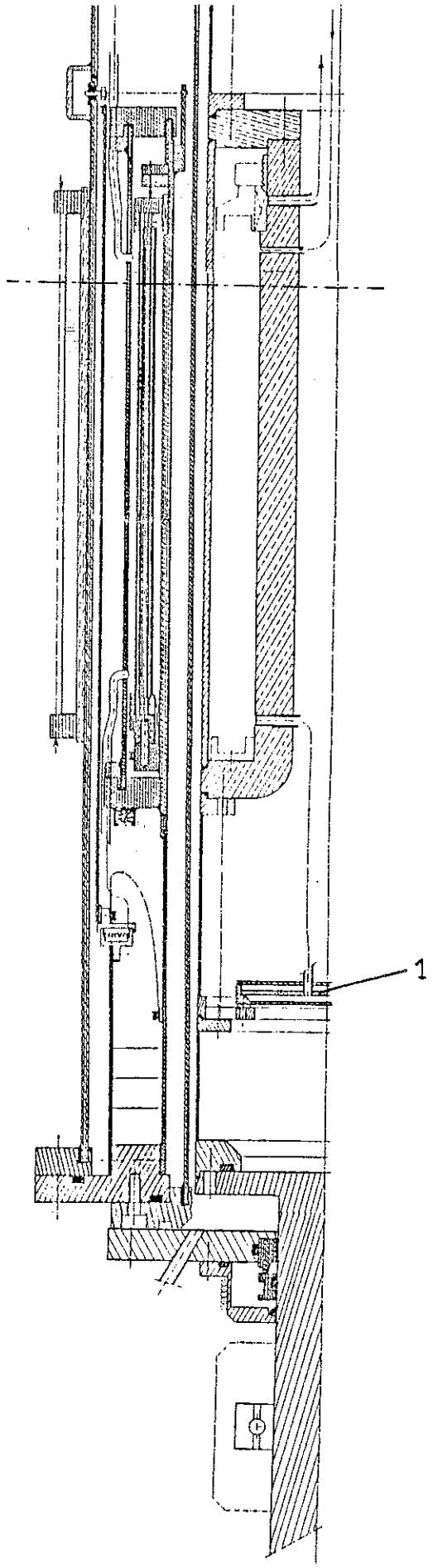
De nombreuses parties du rotor (nez cryogénique en particulier) sont extrapolées des techniques utilisées dans la machine 500 kW construite au CRTBT /62/.

On reprendra, pour l'étanchéité relative de l'entrefer, les joints à friction essayés, sauf du côté accouplement, puisque le retrait dû à la mise en froid ne pourra pas être rattrapé par le ressort interne. Il faudra mettre un joint plus complexe (par exemple un joint Sealol /63/ qui comporte un soufflet interne).

Pour diminuer les pertes par conduction le long des tubes supports et le rayonnement axial, deux échangeurs (1) et (2) en matériau fritté sont disposés en séries entre l'enceinte et les paliers.

Il y a deux sorties vapeurs : amenées de courant (7) et échangeurs (5). L'étanchéité par rapport à l'extérieur est assurée par un joint à friction (4). Entre elles, la perte de charge doit être seulement suffisante pour permettre un réglage séparé des débits par des vannes extérieures. Aussi a-t-il été prévu un unique joint de type labyrinthe (6). Les amenées de courant des deux bobines seront disposées dans deux tubes distincts. L'expérience a montré que même si elles sont réalisées de manière identique, la perte de charge peut être très différente d'un tube à l'autre. Une vis pointeau réglable sur les deux sorties (8) permettra d'obtenir des débits équivalents et donc un refroidissement identique pour les deux amenées de courant.

L'injection d'hélium est de type baïonnette.



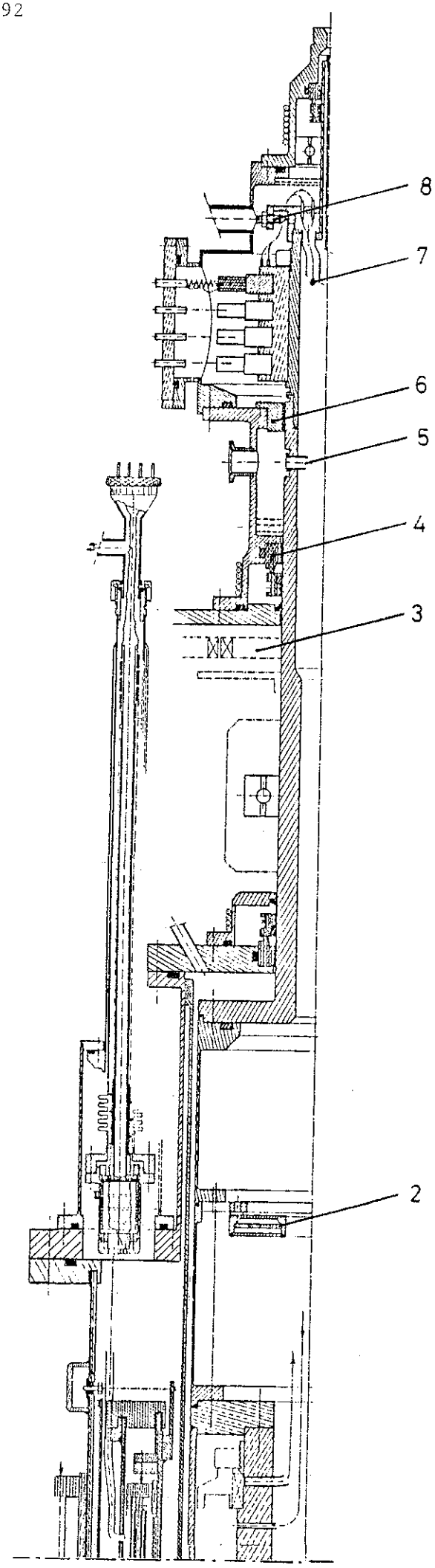


Fig. 75: Rotor S.C.

L'électronique sur le rotor sera alimentée par un transformateur tournant (3) à deux secondaires dont l'un servira à chauffer le shunt supraconducteur. La transmission des informations sera effectuée probablement par une liaison capacitive.

Les études de détail restent à faire ainsi qu'une expérimentation de liaison froide métal-matériau composite. Le calcul de la vitesse critique doit être effectué.

CONCLUSION

Cette étude a amené des conclusions relatives d'une part aux machines synchrones entièrement supraconductrices (fonctionnement en régime permanent et transitoire) et d'autre part à la réalisation d'une petite machine expérimentale.

Quant aux machines synchrones entièrement supraconductrices, nous avons prouvé que leur intérêt était multiple. Les grandeurs : densité de puissance, puissance spécifique et réactance synchrone sont supérieures à celles des cryoalternateurs "classiques". La cryogénie intégrée de l'ensemble, rotor plus stator, est assez simple ; elle diminue la complexité actuelle des parties tournantes cryogéniques.

Quant à la machine expérimentale, nous avons démontré en la réalisant la faisabilité d'un induit alternatif supraconducteur et le bon fonctionnement d'un cryostat en fibres de verre entièrement démontable. De nombreux problèmes sont néanmoins apparus liés à l'emploi de supraconducteur alternatif dissipant une certaine puissance : isolation électrique et thermique, détection d'une transition et protection de la bobine...

Il reste à réaliser le rotor cryogénique s'adaptant au stator actuel. Son étude, déjà entreprise, est plus classique. Espérons qu'il sera construit car sur le plan électrotechnique et économique, seule la machine avec un inducteur supraconducteur est vraiment intéressante.

REFERENCES

/1/ M. RENARD
Brevet d'invention ANVAR n° 7 238 967
C.R.T.B.T.

/2/ A. MAILFERT
Brevet d'invention ANVAR 81 19620.

/3/ C. PINET, Y.. BRUNET
A 500 kW 3000 rpm cryoalternator of a new type,
Machines an Electromecanics 3, p. 171 (1971).

/4/ A. REZZOUG, Ph. MANFE, A. MAILFERT
"Cryogenic supersaturated synchronous Machines - Optimization and first experiment Results",
IEEE Trans. Mag., vol. Mag. 20, Sept. 1984, pp. 1797-1797.

/5/ P. DUBOTS, A. FEVRIER and al.
"Behaviour of multifilamentary Nb-Ti conductors with very fine filaments under a.c. magnetic fields",
Journal de Physique, tome 45, jan. 84, pp. 467-470.

/6/ M.L. CLAUDE
"Sur l'étude d'un alternateur à bobinage supraconducteur",
C.R. Académie des Sciences, Paris, t. 261, juillet 1965.

/7/. STEKLY, WOODSON, HATCH, HOPPIE, HALAS
"A study of alternators with superconducting field winding",
IEEE Trans. PAS 85, pp. 27-1280 (1966).

/8/ C.J. OBERHAUSER, H.R. KINNER
"Some considerations in the design of a superconducting generator",
Advance in Cryogenic Engineering, vol. 13 (1967), pp. 161-165,
Edited by Timmerhauss, Plenum Press, N.Y.

/9/ D. LAMBRECHT
"The Turbogenerator Evolution - Status Progress",
ICEM 86 (sept. 1986).

/10/ LAUMOND, GILLET, DENIS, MARQUET, DUCHATEAU
"Description of a cryogenic generator motor model",
Proceedings of International Cryogenic Engineering Conference 8 (Geneva), 1980, pp. 606-610.

/11/ P. DUBOTS and al.
"Ultra fine NbTi filament wires for a.c. use",
ICEC 9 Helsinki (1984).

/12/ P. DUBOTS, A. FEVRIER, H.G. KY
"Specific properties of NbTi ultra-fine filament wires,"
International Symposium on Flux Pinning and Electromagnetic Properties in Superconductors (nov. 1985).

/13/ H. LONDON
"Alternating current losses in SC of the second kind",
Phys. Letters 6 (1963), pp. 162-165.

/14/ P. DUBOTS and al.
"NbTi wires with ultra-fine filaments for 50-60 Hz use : influence of the filament diameter upon losses",
IEEE Trans. Mag. 21 (1985), pp. 177-180.

/15/ W.H. CAN, Jr and G.R. WAGNER
"Magnetic behavior of a very fine filament continuous Superconductor",
Advance in Cryogenic Engineering, vol. 32, pp. 801-807,
Edited by Timmerhauss, Plenum Press, N.Y.

/16/ L. HLASNIK and al.
"Properties of SC NbTi superfine filament composites with diameters < O,1 μm"
Cryogenics (1985), pp. 558-565.

/17/ A. FEVRIER, Y. LAUMOND
"Prospective uses of superconductors for 50/60 Hz applications",
ICEC 10, Berlin, April 1986, pp. 139-152.

/18/ J.L. SABRIE
"La cryoélectricité",
Revue ALSTHOM, n° 5.

/19/ T.O. GASAWARA and al.
"Development of multifilamentary NbTi and Nb_3Ti composites conductors with very fine filaments",
Advance in Cryogenic Engeneering, vol. 32, pp. 723-730,
Edited by Timmerhauss, Plenum Press, N.Y.

/20/ Y. KUBOTA, H. OKON and T. OGASAWARA
"Development of a Nb_3Sn mulltifilamentary composite conductor for a.c. use",
Cryogenics (1986), vol. 26, december, pp. 654-659.

/21/ BEKHALED, HUVES et al.
"Appareillages supraconducteurs pour réseaux industriels",
2èmes Journées de Cryogénie, Aussois, Janv. 1986.

/22/ Y. BRUNET, P. TIXADOR
"Small scale Experiments on static Devices using A.C. superconductors",
Electric Power Systems Research, vol. 12 (12) (1987).

/23/ C. HUVES, Y. LAUMOND, A. FEVRIER
"Electrotechnique supraconductrice",
2èmes Journées de Cryogénie (Janv. 1986).

/24/ Y. MITANI and al.
"Fundamental study on electrical power system stabilization using S.M.E.S.",
Proceedins of MT9 (1985), pp. 353-356.

/25/ Y. BRUNET, P. TIXADOR
"Design of full superconducting synchronous generator",
Proceedins of I.C.E.M. (Munchen), 1986.

/26/ Ferrofluidics,
44, rue de la Couture Silic 195
F 94563 Rungis Cédex 22.

/27/ Brevet français n° 2 372 535.

/28/ BRUNET Y., TIXADOR P.,
Brevet n° 86 13 406.

/29/ G.I. TAYLOR
"Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders",
Phil. Trans. of the Royal Society of London, England, A223, pp. 289-343 (1923).

/30/ C. GAZLEY
"Heat transfer characteristics of the rotational and axial flow between concentric cylinders",
Trans. A.S.M.E. 80, pp. 79-90 (1958).

/31/ Joint Fargère Industrie,
90, rue de la Roche du Geai
42029 Saint Etienne Cédex.

/32/ PAULSTRA
61, rue Marius-Aufan
F 92305 Levallois-Perret.

/33/ Y. LAUMOND
Brevet d'invention n° 8516142.

/34/ A. FEVRIER et al.
"Theoretical and experimental results on critical currents and a.c. losses in NbTi flat braided superconducting cables",
Proceedings of ICEC 8 (1980), pp. 749-753.

/35/ P. ARNAIL
"Regimes transitoires dans les machines à courants alternatifs",
Polycopié du cours de l'ENSIEG (INPG Grenoble).

/36/ CLAUDET
Proceeding ICEC 5 (1974), pp. 265-267.

/37/ D.N. LYON
"Boiling heat transfer and peak nucleate boiling fluxes in saturated liquid helium between the l and critical temperature",
Advance in Cryogenic Engineering 1964, pp. 371-379.

/38/ J.L. SABRIE,
Communication privée.

/39/ J. MALDY, A. FEVRIER, P. DUBOTS, J.C. RENARD, J. GOYER, H. NITHART, J.L. DUCHATEAU
"Superconducting conductor design for a 250 MW Superconducting A.C. generator",
IEEE Transactions on Magnetics, vol. MAG 17, n° 1 (1981), pp. 119-122.

/40/ GH. AICHHOLZER
"Neue lösungswerge zum Entwurf grosser turbogeneratoren",
Elektrotech. und Machinenbau, Jahrgang 92 (1975), pp. 249-255.

/41/ CIBA GEIGY S.A.
14, rue du Lac, BP 3041
69399 LYON Cédex 03.

/42/ P.F. SMITH
"Protection of superconducting coils"
The Review of Scientific Instruments, vol. 34 (1963), pp. 368-373.

/43/ P. HAMMOND
"The calculation of the magnetic field of rotating machines",
I.E.E.(May 1959), pp. 158-164.

/44/ K.W. ECHTLER
"Dreidimensionale analytische Berechnung des Erregerfeldes eines Turbogenerators mit Supraleitender Erregerwicklung",
Archiv für Electrotechnik 58 (1976), pp. 259-271.

/45/ I. MUTA, E. MUKAI, M. YAGI
"Three-Dimensional Analysis of Inductances and Magnetic Fields in the Air-Cored Armature Windings of a Superconducting Synchronous Machines",
Electrical Engeneering in Japan, vol. 100, n° 2, 1980, pp. 72-79.

/46/ E.B. MOULIN
Radio Aerials, Clarendon Press (1949), p. 42.

/47/ A. KHALIL and K.S. HAN
"Mechanical and thermal properties of glass-fiber-reinforced composites at cryogenic temperatures",
Advance in Cryogenic Engineering, vol. 28, p. 243-251,
Edited by Timmerhauss, Plenum Press, N.Y.

/48/ E.W. COLLINS and R.D. SMITH
"Specific heats of some cryogenic structural materials II - Composites"
Advance in Cryogenic Engineering, vol. 24, pp. 290-296,
Edited by Timmerhauss, Plenum Press, N.Y.

/49/ R.E. SCHRAMM and M.B. KASEN
"Fiber-glass-epoxy in a conical superconducting field magnet support"
Advance in Cryogenic Engineering, Vol. 24, pp. 271-278,
Edited by Timmerhauss, Plenum Press, N.Y.

/50/ O.A. TESTARD, M. LOCATELLI
"Cryostats for SQUID Magnetometers",
Cryogenics, vol. 23 (1983), pp. 29-3O2.

/51/ S.T. HWANG, K. KAMMERMEYER
"Effect of thickness on permeability",
Polymer Science and Technology, vol. 6, Plenum Press.

/52/ G. HARTWIG
"Low-temperature properties of epoxy resins and composites",
Advance in Cryogenic Engeneering, vol. 24, pp. 17-36,
Edited by Timmerhauss, Plenum Press, N.Y.

/53/ D. EVANS and J.T. MORGAN
"Cryogen containment in composite vessels",
Advance in Cryogenic Engeneering, vol. 32, pp. 127-136,
Edited by Timmerhauss, Plenum Press, N.Y.

/54/ WHEATLEY J.C., WILCHES O.E. and ABEL W.R.,
Physics, vol. 4, n° 1 (1968).

/55/ LAUMOND Y.
"Contribution à l'étude des réfrigérateurs à dilution d'^{3}He dans l'^{4}He",
Thèse Grenoble, 1972.

/56/ J.M. LOCK
"Optimization of current leads into a cryostat",
Cryogenics, vol. 9 (1969), pp. 438-442.

/57/ Q.S. SHU, R.W. FAST, H.L. HART
"An experimental study of heat transfer in multilayer insulation systems from room temperature to 77 K",
Advance in Cryogenic Engeneering, vol. 31, pp. 455-463, Plenum Press.

/58/ V. FEODOSSIEV
Résistance des matériaux,, pp. 513-525,
Edition Mir Moscou.

/59/ Note technique ALSTHOM n° 4O84 P005 10.

/60/ R. BIGRET
"Vitesses critiques de flexions des rotors poutres",
Techniques de l'Ingénieur, Mécanique T3, B770.

/61/ S.Y. HAHN et al.
"Transient performances of superconducting alternator with damper windings",
IEEE, Power Engineering Society Winter, Paper A79010, NY Meeting, Feb. 1979.

/62/ C. PINET
"Régimes transitoires des alternateurs supraconducteurs à transmission hypersynchrone de couple",
Thèse Grenoble, 1977.

/63/ SEALOL
18 ter, rue des Osiers, Coignières, 78310 MAUREPAS.

ANNEXE

ANNEXE

EXPRESSIONS ANALYTIQUES DES COMPOSANTES DU CHAMP MAGNETIQUE

$r \leqslant r_o$:

$$B_r = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} \mu_o \left[\frac{r_o}{2}\frac{k\pi}{g}\left(K_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g}r\right)+K_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r\right)\right.\right.$$

$$\left.+E_1 I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g}r\right)+E_2 I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r\right)\right)c_{nk} - n\frac{r_o}{r}I_n\left(\frac{k\pi}{g}r\right)\left(K_n\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)\right.$$

$$\left.\left.+\frac{K'_n\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)I_n\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)}{I'_n\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)}\right)a_{nk}\right]\cos\frac{k\pi}{g}z\,\sin n\theta$$

$$B_\theta = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} \mu_o r_o \frac{k\pi}{g}\left[\frac{1}{2}\left(K_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g}r\right)-K_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r\right)\right.\right.$$

$$\left.-E_1 I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g}r\right)+E_2 I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r\right)\right)c_{nk}$$

$$\left.-I'_n\left(\frac{k\pi}{g}r\right)\left(K_n\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)+\frac{K'_n\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)I_n\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)}{I'_n\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)}\right)a_{nk}\right]\cos\frac{k\pi}{g}z\,\cos n\,\theta$$

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} \mu_o r_o \frac{k\pi}{g}\left[K'_n(\frac{k\pi}{g}r_o)+E_1+E_2\right] I_n(\frac{k\pi}{g}r)c_{nk} \sin\frac{k\pi}{g}z \sin n\theta$$

$$r_o \leqslant r \leqslant r_s :$$

$$B_r = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} \mu_o [\frac{r_o}{2}\frac{k\pi}{g}(K_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r)I_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r_o)+K_{n+1}(\frac{k\pi}{g}r)I_{n+1}(\frac{k\pi}{g}r_o)$$

$$+E_1 I_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r)+E_2 I_{n+1}(\frac{k\pi}{g}r)]\, c_{nk}$$

$$-n\frac{r_o}{r}(I_n(\frac{k\pi}{g}r_o)K_n(\frac{k\pi}{g}r)+\frac{K'_n(\frac{k\pi}{g}r_s)I_n(\frac{k\pi}{g}r_o)}{I'_n(\frac{k\pi}{g}r_s)} I_n(\frac{k\pi}{g}r))a_{nk}]\cos\frac{k\pi}{g}z \sin n\theta$$

$$B_\theta = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} \mu_o r_o \frac{k\pi}{g}[\frac{1}{2}(-K_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r)I_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r_o)+K_{n+1}(\frac{k\pi}{g}r)I_{n+1}(\frac{k\pi}{g}r_o)$$

$$-E_1 I_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r)+E_2 I_{n+1}(\frac{k\pi}{g}r))c_{nk}+(I_n(\frac{k\pi}{g}r_o)K'_o(\frac{k\pi}{g}r)$$

$$-\frac{K'_n(\frac{k\pi}{g}r_s)I_n(\frac{k\pi}{g}r_o)}{I'_n(\frac{k\pi}{g}r_s)} I'_n(\frac{k\pi}{g}r))a_{nk}]\cos\frac{k\pi}{g}z \cos n\theta$$

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{k=1}^{\infty} \mu_o r_o \frac{k\pi}{g}\left[K_n(\frac{k\pi}{g}r)I'_n(\frac{k\pi}{g}r_o)+(E_1+E_2)I_n(\frac{k\pi}{g}r)\right] c_{nk}\sin\frac{k\pi}{g}z \sin n\theta$$

avec

$$a_{nk} = \frac{16K_z}{n\pi}\left[\frac{\sin\frac{k\pi}{g}(\ell-d)\sin\frac{n\alpha}{2}}{k\pi} + \frac{1}{k\pi - n\frac{g}{d}\frac{\alpha}{4}}\sin\left(\frac{k\pi}{g}d - n\frac{\alpha}{4}\right)\sin\left(\frac{k\pi}{g}\ell + \frac{n\alpha}{4}\right)\right.$$

$$\left. - \frac{1}{k\pi + n\frac{g}{d}\frac{\alpha}{4}}\sin\left(\frac{k\pi}{g}d + n\frac{\alpha}{4}\right)\sin\left(\frac{k\pi}{g}\ell - n\frac{\alpha}{4}\right)\right]$$

$$c_{nk} = \frac{-16K_\theta}{n\pi}\left[\frac{1}{k\pi - n\frac{g}{d}\frac{\alpha}{4}}\sin\left(\frac{k\pi}{g}d - n\frac{\alpha}{4}\right)\sin\left(\frac{k\pi}{g}\ell + n\frac{\alpha}{4}\right)\right.$$

$$\left. + \frac{1}{k\pi + n\frac{g}{d}\frac{\alpha}{4}}\sin\left(\frac{k\pi}{g}d + \frac{n\alpha}{4}\right)\sin\left(\frac{k\pi}{g}\ell - n\frac{\alpha}{4}\right)\right]$$

où $K_z = \frac{N_s I}{\alpha r_o}$ et $K_\theta = \frac{N_s I}{4d}$

$$E_1 = \left[2K_n\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)I'_n\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)\right.$$

$$\left. - \left[K_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right) - K_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r_o\right)\right]I_n\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)\right]$$

$$\cdot \left(I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)I_n\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right) + I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)I_n\left(\frac{k\pi}{g}r_s\right)\right]^{-1}$$

$$E_2 = [\, 2K_n(\frac{k\pi}{g}r_s)I'_n(\frac{k\pi}{g}r_o)I_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r_s)$$

$$+ [K_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r_s)I_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r_o) - K_{n+1}(\frac{k\pi}{g}r_s)I_{n+1}(\frac{k\pi}{g}r_o)\,]\; I_n(\frac{k\pi}{g}r_s)\,]$$

$$\cdot [\, I_{n-1}(\frac{k\pi}{g}r_s)I_n(\frac{k\pi}{g}r_s) + I_{n+1}(\frac{k\pi}{g}r_s)\; I_n\;(\frac{k\pi}{g}r_s)\,]^{-1}$$

EXPRESSIONS ANALYTIQUES DES INDUCTANCES ET DES MUTUELLES

$$L = \sum_{k=1,3}^{\infty} \sum_{n=1,3}^{\infty} 8\mu_o N_s^2 r_o \{ \left(\frac{a_{kn}}{N_s I}\right) \left[K_n\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right) - \frac{K'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I_n\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right)}{I'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right)} \right] I_n\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right)$$

$$\cdot \left[\frac{\sin\left(\frac{k\pi}{g}\ell - \frac{n\alpha}{4}\right)\sin\left(\frac{k\pi}{g}d + \frac{n\alpha}{4}\right)}{n\alpha + \frac{k\pi}{g}4d} - \frac{\sin\left(\frac{k\pi}{g}\ell + \frac{n\alpha}{4}\right)\sin\left(\frac{k\pi}{g}d - \frac{n\alpha}{4}\right)}{n\alpha - \frac{k\pi}{g}4d} \right]$$

$$+ \frac{\pi}{32} g r_o \left(\frac{c_{nk}}{N_s I}\right)^2 [I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right) K_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right) + I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right) K_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right)$$

$$+ 2 \frac{K_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I'^2_n\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right)}{I_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right)}$$

$$+ \frac{n}{\frac{k\pi}{g} r_o} \left(K_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right) - K_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right)\right) \frac{I_n\left(\frac{k\pi}{g} r_o\right)}{I'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right)}] \}$$

$$L_d = \frac{3}{2} \sum_{k=1,3}^{\infty} \sum_{n=1,5}^{\infty} L^{kn} \qquad \text{n non multiple de 3.}$$

Mutuelle M_{12} $r_1 < r_2$:

$$M_{12} = \sum_{k=1,3}^{\infty} \sum_{n=1,3}^{\infty} 8\mu_o N_1 N_2 r_1 \left\{ \left(\frac{a_{kn}^2}{N_2 I_2} \right) \left[K_n\left(\frac{k\pi}{g} r_2\right) - \frac{K'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I_n\left(\frac{k\pi}{g} r_2\right)}{I'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right)} \right] I_n\left(\frac{k\pi}{g} r_1\right) \right.$$

$$\cdot \left[\frac{\sin\left(\frac{k\pi}{g}\ell_1 - \frac{n\alpha_1}{4}\right)\sin\left(\frac{k\pi}{g}d_1 + \frac{n\alpha_1}{4}\right)}{n\alpha_1 + \frac{k\pi}{g} 4d_1} - \frac{\sin\left(\frac{k\pi}{g}\ell_1 + \frac{n\alpha_1}{4}\right)\sin\left(\frac{k\pi}{g}d_1 - \frac{n\alpha_1}{4}\right)}{n\alpha_1 - \frac{k\pi}{g} 4d_1} \right]$$

$$+ \frac{\pi}{32} g r_1 \left(\frac{c_{nk}^1 c_{nk}^2}{N_1 N_2 I_1 I_2} \right) \left[I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g} r_1\right) K_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g} r_2\right) + I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_1\right) K_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_2\right) \right.$$

$$+2 \frac{K_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_1\right) I'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_2\right)}{I_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right)} + \frac{n}{\frac{k\pi}{g} r_1} \left[K_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I_{n+1}\left(\frac{k\pi}{g} r_2\right) \right.$$

$$\left. \left. - K_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right) I_{n-1}\left(\frac{k\pi}{g} r_2\right) \right] \frac{I_n\left(\frac{k\pi}{g} r_1\right)}{I'_n\left(\frac{k\pi}{g} r_s\right)} \right\}$$

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 11

CHAPITRE I - GENESE DE LA MACHINE

I - Rappels chronologiques 15
II - Les supraconducteurs en alternatif 19
III - Le projet CNRS - CRTBT/ALSTHOM 29

CHAPITRE II - INTERET DES MACHINES SYNCHRONE ENTIEREMENT SUPRACONDUCTRICES

I - Intérêt électrique 35
II - Structures cryogéniques originales des machines entièrement supraconductrices 53
II.A - "L'entrefer" 53
II.B - L'alimentation hélium 63

CHAPITRE III - DIMENSIONNEMENT ELECTRIQUE DE LA MACHINE

I - Exemple de dimensionnement 67
II - Dimensionnement de la machine 77
III - Influence de x_d sur la stabilité : quelques éléments de réponse 85
III.A - Etude analytique 87
III.B - Etude numérique 96

CHAPITRE IV - BOBINAGE STATORIQUE

I - Problèmes spécifiques aux enroulements alternatifs 105
I.A - Pertes intrinsèques 105
I.B - Isolation électrique 108
II - Etude du bobinage 113
II.A - Choix du bobinage concentrique 113
II.B - Etude et réalisation du bobinage 115
II.C - Détection d'une transition et protection des enroulements 120
III - Traitement électromagnétique tridimensionnel 127

CHAPITRE V - CRYOSTAT STATORIQUE

I - Principes généraux 137
II - Essais préliminaires 145
III - Description du cryostat 149
IV - Evaluation des pertes 161
V - Essais cryogéniques 163

CHAPITRE VI - ESSAIS ELECTRIQUES

I - Banc d'essai 171
II - Premiers essais électriques 175
II.A - Essais statiques 176
II.B - Essais dynamiques 178

CHAPITRE VII - PROJET ROTOR SC

I - Principes généraux 185
II - Projet 191

CONCLUSIONS 197

REFERENCES 201

ANNEXE 211

RESUME

L'élaboration de fils supraconducteurs à faibles pertes sous champs à 50 Hz offre de nouvelles perspectives pour la cryoélectrotechnique : une des nombreuses applications est la machine synchrone avec, outre l'inducteur, l'induit lui aussi supraconducteur. Avec de fortes réactances synchrones les puissances spécifiques et volumiques de ces machines sont encore plus élevées que celles des cryoalternateurs "classiques" tandis que leur structure cryogénique d'ensemble est plus simple. Un dimensionnement de ces machines basé sur un critère de non-transition en régime de défaut est présenté. Il conduit à de mauvais couplages entre l'induit et l'inducteur et à des réactances synchrones (x_d) élevées. Aussi a-t-on été amené à étudier l'influence de x_d sur la stabilité des alternateurs.

Pour réaliser ces machines, des techniques nouvelles doivent être mises au point : les bobinages supraconducteurs alternatifs doivent permettre l'évacuation des pertes intrinsèques du fil et posséder d'excellentes propriétés mécaniques (transmission du couple et blocage rigoureux du conducteur). Les cryostats horizontaux sont en matériaux isolants dans leur partie centrale.

Un cryostat statorique et des enroulements triphasés supraconducteurs à 50 Hz sont présentés en vue de réaliser dans une configuration entièrement supraconductrice une machine synchrone de 18 kVA. Les premiers essais de l'induit en alternateur monophasé sont exposés.

Mots clés : supraconducteurs, pertes en alternatif, machine synchrone, cryoalternateur, réactance synchrone, bobinage, cryostat, fibre de verre.