46996.

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

GÜÇ TRANSFORMATÖRLERİNDE SÜPERİLETKENLERİN UYGULAMALARI

Elek. Müh. Aysun DEMİRKIRAN

F.B.E. Elektrik Mühendisliği Anabilim Dalında Hazırlanan

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. İbrahim ŞENOL

YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DÖKÜMANTASYON MERKEZİ

İSTANBUL 1995

İÇİNDEKİLER

Sembol Listesi vii
Şekil Listesi xii
Tablo Listesi xix
Teşekkür xx
Türkçe Özet xxi
Yabancı Dilde Özet xxii

BÖLÜM I 2000'Lİ YILLARA GİRERKEN ELEKTRİK ENERJİSİ VE ÖNEMİ 1
1.1 Giriş 1
1.2 Güç Sistem Elemanları 1
1.3 Yük Karakteristikleri 5
1.3.1 Yük Artışı 5
1.3.2 Yük Grafikleri 6
1.4 Elektrik Enerjisinin Gelecekteki Rolü 7
1.5 Elektrik Teknolojisindeki Gelişmeler 11
1.5.1 Elektrik Üretimi 12
1.5.2 Enerji İletimi 13
1.6 Süperiletkenlik 14
1.7 Sonuç 15

BÖLÜM II SÜPERİLETKENLİK NEDİR? 17
2.1 Giriş 17
2.2 Süperiletkenliğin Tanımı 19
2.2.1 Tip-1 Süperiletken 21
2.2.2 Tip-2 Süperiletken 22
2.2.3 Yüksek Alan, Yüksek Akım Süperiletkenleri 24
2.3 Süperiletken Maddelerin Tarihi Gelişimi 27
2.4 Süperiletkenlerin Olağandışı Davranışları ve Josephson Etkisi 36
2.5 Çok Filamanlı Süperiletken Kablolar 38
2.6 Süperiletkenlerdeki Kayıplar 43

2.7 Süperiletkenlerde Bozulma ve Kararlılık 45

BÖLÜM III SÜPERİLETKENLİĞİN ELEKTRİK GÜÇ MÜHENDİSLİĞİNDE KULLANILMASI 50
3.1 Giriş 50
3.2 Süperiletkenliğin Elektrik Güç Mühendisliğindeki Uygulamaları 51
3.2.1 Süperiletken Manyetik Enerji Depolama Sistemleri (SMES) 51
3.2.2 Süperiletken Redrasörler 52
3.2.3 Enerji İletim Hatları 53
3.2.4 Akım Sınırlayıcılar 54
3.2.5 DC Motorlar ve Generatörler 57
3.2.6 Senkron Generatörler 57
3.2.7 Süperiletken Güç Trasformatörleri 59
3.3 Güç Transformatörleri 61
3.3.1 Uygulama ve Boyutlar 62
3.3.2 Önemli Parametreler 66
3.3.3 Kaçak Endüktansların Hesabı 71

BÖLÜM IV 50 Hz KULLANIMI İÇİN DÜŞÜK KAYIPLI ÇOK FİLAMANLI İLETKENLER 82
4.1 Tip-2 Süperiletkenlerde Kayıpların Önemi 82
4.1.1 Giriş 82
4.1.2 Soğutma Yükü 83
4.1.3 Yayılan İletkenin Soğutulması 84
4.1.4 Stabilite 85
4.2 Muhtelif Kayıp Çeşitleri 85
4.2.1 Genel Giriş 85
4.2.2 Matris Kayıpları 86
5.2.3 Histeresiz Kayıpları 90
4.2.4 Stabilite Hesaplarındaki Uygulama 94
4.3 Uygulamada Histeresiz Kayıpları 97
4.3.1 Harici Alan Kayıpları 97
4.3.2 Pang Modelinin Deneysel İspatı : Transformatör 83-1 99

4.3.3 Sonuçların İncelenmesi 107
4.3.4 Self Alan Kayıpları 113
4.3.5 Kayıpların Kombinasyonu 115
4.3.6 AC Alanda, AC Akım Taşıyan Bir İletken Modeli 118
4.3.7 Bu Modelle Hesaplamalar 126
4.3.8 Düşük Kayıplı İletkenlerde Kayıp Ölçümleri 129
4.4 AC Kayıpları Azaltmak İçin İki Özel Yöntem 134
4.4.1 Çok Filamanlı Sarılmış Bir İletken 134
4.4.2 Sonuçlar ve İnceleme 137
4.4.3 Sarılı Bir İletkenden İmal Edilmiş Transformatör: Transformatör 84-1 140
4.4.4 İletkene Boylamasına Bir Manyetik Alanın Uygulanması 145
4.4.5 Yüzey Etkileri 154
4.5 Sonuç 157

BÖLÜM V GÜÇ TRANSFORMATÖRLERİNİN SÜPERİLETKEN SARGILARLA DONATILMASI 159
5.1 Amaç 159
5.2 Süperiletken Bir Transformatörün Genel Açıklaması 159
5.2.1 Giriş 159
5.2.2 Boyutlar 160
5.2.3 Sargılar 160
5.2.4 Kriyogenik Sistem 160
5.2.5 Dielektrik Kayıplar 161
5.2.6 Akım Uçları 162
5.3 Avantajlar ve Dezavantajlar 163
5.3.1 Ağırlıktaki Azalmaya Karşı AC Kayıplar 164
5.3.2 AC Kayıplara Karşı Aşırı Yüklenme Kapasitesi 168
5.4 Araştırmanın Sonucu 171

BÖLÜM VI SÜPERİLETKEN TRANSFORMATÖRLERİN AŞIRI YÜK KORUMASI 172
6.1 Giriş 172
6.2 Normal Çalışma Süresince Akım Dağılımı 175
6.2.1 Şebekenin Tanımlanması 175

6.2.2 Yardımcı Sargılardaki Akımın Azaltılması 178
6.2.3 Deneysel Transformatör 85-1 182
6.2.4 Ana ve Yardımcı Bobinlerin Sarım Sayılarındaki Fark 188
6.2.5 Kompanzasyon Sargılarının Etkisi 192
6.3 Ana Bobinin Sönüm Davranışı 197
6.3.1 Giriş: Bir Deney 197
6.3.2 Tekrar: Şebeke Modeli 197
6.3.3 Yayılma 199
6.3.4 Sönüm Yayılma Teorisi 202
6.3.5 Deneysel Transformatör 85-2 204
6.3.6 Sonuçların İncelenmesi 206
6.4 Ana Bobinde Dengeli Durum 216
6.4.1 Teori 216
6.4.2 Deneyler 221
6.5 Ana Bobinin Toparlanması 225
6.5.1 "Toparlanmanın" Anlamı 225
6.5.2 Olağan Toparlanma 226
6.5.3 Isı Atımıyla Ani Toparlanma 227
6.5.4 Anahtarlama Nedeni İle Ana Bobin Akımının Düşürülmesi 229
6.5.5 Pratik Toparlanma Devresi İçin Karşılaştırmalar 234
6.6 Sonuç 234

BÖLÜM VII SONUÇ 236
7.1 Genel 236
7.2 Gelişmeler 237

KAYNAKLAR 238

ÖZGEÇMİŞ

SEMBOL LİSTESİ

A	İletken telin kesit alanı	$[m^2]$
A_y	Manyetik nüve kesit alanı	$[m^2]$
A_{cu}	Sargıların toplam kesit alanı	$[m^2]$
a	Filamentler arası mesafe	[m]
B	Manyetik akı yoğunluğu	[T]
B_a, B_{ext}	Dışarıdan uygulanan manyetik alan	[T]
B_o	Kim modeli için sabit terim	[T]
B_c	Kritik manyetik alanın türevi	[T/s]
B_{c1}	Kritik manyetik alan (alt değer)	[T]
B_{c2}	Kritik manyetik alan (üst değer)	[T]
$B//$	İletkene uygulanan uzunlamasına DC manyetik alan	[T]
B_L	Kaçak manyetik alanın tepe değeri	[T]
B_p	Penetrasyon alanı	[T]
B_r, B_z, B_θ	$\underline{B}$ manyetik alan vektörünün r,z,θ bileşenleri	[T]
B_y	Manyetik nüvedeki akı yoğunluğunun maksimum değeri	[T]
$B_{zi}(r,z)$	(r,z) koordinatındaki i sargısına ait B_z	[T]
b	Manyetik alanın bağıl değeri	
C_{eff}	Efektif özgül ısı	$[J/Km^3]$
C_m	Matris malzemesinin özgül ısısı	$[J/Km^3]$
C_s	Süperiletkenin özgül ısısı	$[J/Km^3]$
c_1, c_2, c_p, c_3	Kompanzasyon sargılarının bağıl sayısı	
D	Difüzyon sabiti	$[m^2/sn]$
d	Filament yada çerçeve kalınlığı	[m]
d_i	Sargılar arasındaki izolasyon mesafesi	[m]
d_k	k. ıncı tabakadaki filament kalınlığı	[m]
E	Elektirik alan kuvveti	[V/m]
$\underline{e}$	Birim vektör	
F	Isı transfer katsayısı	[W/K.m]
f	Frekans	[Hz]
$f(b), f(\hat{B})$	Azaltılmış kayıp fonksiyonu	
h	Entalpi	$[J/m^3]$

h_c	Manyetik nüvenin pencere yüksekliği	[m]
I	İletim akımı	[A]
$\hat{I}$	Akımın maksimum değeri	[A]
I_o	Transformatörün boşta çalışma akımı	[A]
I_1	Primer sargı akımı (Ana bobin)	[A]
I_1'	Primer sargı akımı (Yardımcı bobin)	[A]
I_2	Sekonder sargı akımı(Ana bobin)	[A]
I_2'	Sekonder sargı akımı (Yardımcı Bobin)	[A]
I_{AC}	AC Sargı Akımı	[A]
$\hat{I}_{AC}$	I_{AC} Akımının maksimum değeri	[A]
I_k	Kısadevre akımı	[A]
	k.ıncı filament tabakasındaki akım	[A]
I_N	Nominal yük akımı	[A]
I_p	Toplam primer devre akımı	[A]
I_s	Toplam sekonder devre akımı	[A]
I_s'	Azaltılmış sekonder devre akımı	[A]
I_t	Çerçevede dolaşan akım	[A/m]
i	İndeks, bağıl akım	
J	Akım yoğunluğu	[A/m^2]
J_o	Kim modeli için sabit terim	[A/m^2]
J_c	Kritik akım yoğuluğu	[A/m^2]
J_n	Sönümlermiş bir iletkende akım yoğunluğu	[A/m^2]
j	İndeks, bağıl akım yoğunluğu	
K	B ve I arasındaki orantı sabiti	[T/A]
k	İndeks, bağlantı katsayısı, sargıların yada sargı sistemindeki tabakaların sayısı	
L	Self endüktans	[H]
L_o	L veya M'ye manyetik nüvenin ilavesi	[H]
L_h	Transformatörün ana endüktansı	[H]
$L_i (i=1,2)$	i Numaralı sargının self endüktansı	[H]
$\Delta L_i (i=1,2)$	L_i 'ye nüve etrafindaki akının katkısı	[H]
$L_{\sigma i}\,(i = 1,2)$	Kaçak yada dağılma endüktansı	[H]
$L_{\sigma ij}\,(i, j = 1,2)$	i ve j sargıları arasındaki kaçak endüktans	[H]
ℓ	Birim uzunluk	[m]

	Sargıların eksenel uzunluğu	[m]
ℓ_c	Kritik uzunluk	[m]
ℓ_p	Burulma mesafesi	[m]
ℓ_y	Nüvenin manyetik uzunluğu	[m]
$M_{ij}(i,j=1,2)$	i ve j sargılarının karşıt endüktansı	[H]
$\Delta M_{ij}(i,j=1,2)$	M_{ij}'ye nüve etrafindaki akının katkısı	[H]
m	İndeks, sargılar arasındaki ayırıcıların sayısı	
m_k	k' ıncı tabakadaki filamentlerin sayısı	
N	Filament tabakalarının sayısı	
n	İndeks, tüm sargıların sarım sayısı	
$\underline{n}$	Normal vektörü	
n_i (i=1,2)	i sargısının sarım sayısı	
$\bar{P}$	Ortalama kayıp güç	[W]
P_d	Dielektrik kayıpları	[W/m^3]
P_e	Dış alan kayıpları	[W]
P_k	Kısa devre kayıpları	[W]
P_{ls}	Bir iletkenin özgül kaybı	[V/m]
P_m	Matris kaybı	[W]
P_N	Nominal güç (Anma gücü)	[W]
P_q	Sönümlenmiş iletkendeki yayılma	[W/m^3]
P_r	Soğutucu giriş gücü	[W]
P_s	Self alan kaybı	[W]
P_o	Boşta çalışma kaybı	[W]
Q,Q_1	Yayılma (Her period için)	[J]
$\bar{Q}$	Ortalama yayılma	[J]
q	Referans maddeleri ile ilgili oran değişikliği	
q_1,q_2	Ana ve yardımcı sargılardaki sarım sayıları arasındaki bağıl fark	
R	Direnç	[Ω]
	İletken yarıçapı	[m]
R/ℓ	Birim uzunluktaki normal direnç	[Ω/m]
R_i(i=1,2)	Sargının yada i kesitinin direnci	[Ω]
r	r koordinatı	[m]

r_c	Sargıların ortalama çapı	[m]
r_i (i=1,2)	Bağlantılı bir bobin çapı	[m]
r_k (i=1,2)	k 'ıncı tabakadaki filamentlerin çapı	[m]
r_o	Filamentlerin iç çapı	[m]
S_N	Nominal görünür güç	[VA]
T	Sıcaklık	[K]
T_c	Kritik sıcaklık	[K]
T_0	Referans sıcaklık	[K]
	Sıvı helyumun sıcaklığı	[K]
t	Zaman	[sn]
$U_{l.}, U_p$	Transformatörün primer gerilimi	[V]
U_2, V_s	Transformatörün sekonder gerilimi	[V]
U_2'	İndirgenmiş sekonder gerilimi	[V]
U_a, U_b, U_c	Üç fazlı sistem için faz gerilimi	[V]
U_{si} (i = 1,2)	i kesitindeki yada çapraz anahtarlardaki gerilim	[V]
U_t	Faz geriliminin maksimum değeri	[V]
U_z	Empedans gerilimi (Kısa devre gerilimi)	[V]
u_z	Kısa devre gerilim yüzdesi (boyutsuz)	
V	Hacim	[m^3]
V_c	Her bir nüve bacağının hacmi	[m^3]
V_L	Kaçak boşluğunun hacmi	[m^3]
w	Normal iletken plakaların kalınlığı	[m]
Y	d (T/T_0) dx	[m^{-1}]
Y_1	d (T/T_0) dx için azaltma faktörü	[m^{-1}]
x	x Koordinatı	[m]
x_n	Dirençli bölge uzunluğu	[m]
z	z Koordinatı	[m]
$\propto, \beta$	İndeks boyutsuz faktör	
β_{pk}	k'ıncı tabakadaki filamentlerin burulma açısı	
γ	Emniyet faktörü	
δ_k	Filament'deki sıfır çizgisi E'nin değişimi	[m]
δ_{eff} (k)	δ_k'nın efektif değeri	[m]
ε	Akım paylaşma sabiti	
ε_r	Bağıl dielektrik sabiti	
δ	Dielektrik kayıp açısı	

η_s	Süperiletken kesitinin bağıl alanı	
η_t	Transformatör verimi	
θ	θ koordinatı	
θ_c	Boyutsuz geçişim sıcaklığı	
κ	Ginzburg - Landau Parametresi	
λ_i	Alan faktörü	
λ_{eff}	Efektif termal iletkenlik	[W/Km]
λ_L	London nüfuz derinliği	[m]
λ_m	Matris materyalinin termik iletkenliği	[W/Km]
λ_s	Süperilitkenlerin termik iletkenliği	[W/Km]
μ_y	Nüvenin bağıl geçirgenliği	
ξ_o	Koherenz uzunluğu	[m]
ρ	Özdirenç	[Ωm]
ρ_n	Normal durumda özdirenç	[Ωm]
ρ_{eff}	Uzunlamasına efektif özgül direnç	[Ωm]
τ	Zaman sabiti	[sn]
Φ	Akımla gerilim arasındaki faz farkı	
Φ_a, Φ_b, Φ_c	Nüvedeki akı	[Wb]
$\Phi_{ab}(i)$	i Sargısı nedeni ile a ve b sargıları arasında meydana gelen akı	[Wb]
Φ_e	Kapalı dış alan akısı	[Wb]
Φ_z, Φ_θ	Self alan akısı bileşenleri	[Wb]
ψ	Durum parametresi	
ψ_1, ψ_2	Devrinin bir kısmında akı kaçak bağlantısı	[Wb]
ω	Güç frekansı (açısal frekans)	[s^{-1}]

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 1.1 Güç sistem elemanları 3
Şekil 1.2 Elektrik enerjisinin bölgeler arası üretimi , taşınması ve dağıtımı 4
Şekil 1.3 Günlük enerji tüketiminin zamana göredeğişimi 6
Şekil 1.4 Yıllık enerji tüketiminin aylara göre değişimi 7
Şekil 1..5 Yakıt tipine göre dünya enerji ihtiyacı (1950 -2000) 8
Şekil 1.6 Elektrik enerjisi tüketimi 9
Şekil 1.7 Elektrik enerjisi kullanımının sektörlere göre dağılımı 10
Şekil 2.1 Çeşitli materyallerin özdirenç ve iletkenlik değerleri 18
Şekil 2.2 Süperiletkenlerde özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi 20
Şekil 2.3 Tip-1 süperiletkenlerin hareketi 21
Şekil 2.4 Süperiletken ve normal durumlar arasındaki sınır 23
Şekil 2.5 Tip-2 süperiletkenlerin manyetik alandaki hareketi 24
Şekil 2.6 Süperiletkenlerde iletim akımı JT 'nin etkisi 26
Şekil 2.7 NbTi için ısı, manyetik alan ve akım yoğunluğu arasındaki ilişki 26
Şekil 2.8 Cıva için süperiletken duruma geçiş 28
Şekil 2.9 Süperiletkenlerde yüzey akımlarının oluşumu 28
Şekil 2.10 Nb_3 Sn için H_c ve J_c'nin değişimi 29
Şekil 2.11 $(La, Ba,)_2$ CuO_4 bileşiğinde süperiletkenlik 31
Şekil 2.12 YBa_2Cu_3 $O_{7-\delta}$ için süperiletken duruma geçiş 32
Şekil 2.13 YBa_2Cu_3 $O_{7-\delta}$ bileşiminin kristal yapısı 34
Şekil 2.14 Josephson Eklemi 36
Şekil 2.15 Josephson eklemine ait I - V karakteristiği 38
Şekil 2.16 1mm. çapında , 0.5mm. kalınlığında olan çok filemanlı iletkenlere ait kesit diyagramlar 40
Şekil 2.17 0.2mm. çapında çok filemanlı bir koblo kesiti 41
Şekil 2.18 $3x20mm^2$ kesitli Rutherford kablosu 41
Şekil 2.19 $8x40mm^2$ kesitinde bükülü süperiletken bağlantı kablosu 42
Şekil 2.20 J_c = Sabit olmak üzere, süperiletken bir çerçeve için ardıl akım ve manyetik alan modelleri 44

Şekil 2.21 Süperiletken bir çerçevede histerezis çevrimleri 44
Şekil 2.22 Süperiletkenlerin kompozit bir yapı olarak imal edilmesi 46
Şekil 2.23 Süperiletkenlerde kısmi istikrar bölgesi 49
Şekil 3.1 Güç sistemlerini dengede tutmak için pratikte gerçekleştirilen bir SMES sistemi 52
Şekil 3.2 Enerji depolama kapasitesi 5 GWh olan bir SMES sisteminin şematik gösterilişi 53
Şekil 3.3 İlk süperiletken kablolara ilişkin bir örnek 54
Şekil 3.4 6.6 kV / 1.5kA'lik bir akım sınırlayıcı devresi 55
Şekil 3.5 Doymuş endüktanslı hatalı akım kesici 56
Şekil 3.6 Redresör köprülü hatalı akım kesici 56
Şekil 3.7 Tek kutuplu süperiletken bir makinanın kesit görünüşü 58
Şekil 3.8 300MW'lık süperiletken bir generatörün kesit görünüşü 59
Şekil 3.9 Bir transformatörün basit yapısı 65
Şekil 3.10 Üç adet bir fazlı transformatörden bir adet üç fazlı transformatörün oluşturulması 65
Şekil 3.11 Kayıpların parasal ifadesine dayanarak bir transformatörün optimizasyonu 67
Şekil 3.12 Kayıpları ihmal edilen bir transformatörün basitleştirilmiş devre diyagramı 69
Şekil 3.13 $n_1 = n_2 = n$ olmak üzere Şekil 3.12'nin basitleştirilmesi 73
Şekil 3.14 $L_{\sigma 12}$ endüktansının ölçümü 74
Şekil 3.15 Silindirik (Shell-tipi) bir transformatörün kesit görünüşü 76
Şekil 3.16 Kaçak endüktansların hesaplanması için akım modeli ve yarıçapların tanımlanması 77
Şekil 4.1a Bükülmemiş bir iletken için filamentler arasındaki bağlantının gösterilişi 87
Şekil 4.1b Akım değeri azaltılmış bir iletkende, kritik bükülme mesafesinin hesaplanmasına ilişkin modeller 88
Şekil 4.2 Süperiletken bir plakada kısmi manyetik alan etkisi 91
Şekil 4.3 Süperiletken bir plakada akı hareketi 92
Şekil 4.4 Denklem (4.25) için başlangıç alan dağılımı 96
Şekil 4.5 Transformatör 83-1 'in bobin takımına ilişkin kesit görünüş 100
Şekil 4.6 Transformatör 83-1'in bobin takımlarının gövde içine

yerleştirilmesi 102
Şekil 4.7 Kütle akış sayacının kayıp ölçüm prensibi 103
Şekil 4.8 Bir bobin için denklem (4.37)'de kullanılan U_j ve I_j
ifadelerinin tanımlanması 103
Şekil 4.9 Transformatör 83-1'e ait sargıların üç değişik konfigürasyonu 105
Şekil 4.10 a ve b devreleri için elektronik düzenek 107
Şekil 4.11 Şekil 4.9'daki devre modelleri için; primer akımın tepe
değerinin bir fonksiyonu olarak değişen,
Transformatör 83-1'e ait AC kayıp grafikleri 109
Şekil 4.12 a ve b devrelerindeki deneysel sonuçlardan elde edilen
iletim akımı taşımayan bir bobindeki AC kayıp grafiği 110
Şekil 4.13 İletim akımı "sıfır" olan bir bobinde ölçülen ve hesaplanan
$\hat{f}(B)$ 111
Şekil 4.14 Akım taşıyan bir bobinde alan profili 113
Şekil 4.15 Denklem (4.58)'in grafik gösterimi 118
Şekil 4.16 Self alan kayıplarına ilişkin gerilim kaybının
Ölçümü 119
Şekil 4.17 İletim akımının farklı değerleri ve $r_0 = 0$ (a,b) ve $r_0 \neq 0$
(c,d)için sıkı bükülmüş çok filemanlı bir iletkende
J (r)değişimi 125
Şekil 4.18 Tablo 4.2'de verilen Hipotetik iletkenler ve Airco
iletkeni (Tablo 4.3) için ölçülen spesifik güç kaybı 128
Şekil 4.19 Tablo 4.2'deki iletkenlerde $\hat{I} = 50A$ (iletken 1,2,3)
$\hat{I} = 12.5A$(iletken 4.5) $\hat{I} = 35A$(iletken 6,7)
ve $\hat{B}_{ext} = 0.3$ T için yarıçapın bir fonksiyonu
olarak hesaplanmış akım yoğunlukları 131
Şekil 4.20 Enine manyetik alanın bir fonksiyonu olarak
Airco iletkeninde self alan kayıplarının ölçümü 132
Şekil 4.21 Bir bobin konfigürasyonunda Airco iletkeninin
ölçülen ve hesaplanan AC kayıpları 133
Şekil 4.22 Çok filamanlı sarılmış bir iletken örneği 136
Şekil 4.23 Kayıp ölçümleri için test bobini 138
Şekil 4.24 Şekil 4.23'deki test bobininin fotoğrafi 138

Şekil 4.25 Test bobinlerindeki kayıpların ölçülmesine ilişkin deneysel düzenek 139
Şekil 4.26 Sarılı iletkenlerde ve orjinal yuvarlak iletkenlerde AC kayıpların ölçümü 141
Şekil 4.27 Çok filamanlı bir şeride uygulanan üç farklı yön 142
Şekil 4.28 Kritik akıma karşı, IMI 402, iletkenine üç farklı yönde uygulanan manyetik alanın değişimi 142
Şekil 4.29 Farklı çapta, farklı iletkenlerden oluşan karışık iki matris iletkenine karşı uygulanan manyetik alanın $1/J_c$ 'ye göre değişimi 143
Şekil 4.30 Transformatör 84-1'in fotoğrafı 144
Şekil 4.31 Transformatör 84-1'in kayıplarının ölçümüne ilişkin deneysel düzenek 146
Şekil 4.32 Transformatör 84-1'de, 40Hz için ölçülen ve hesaplanan AC kayıpları 147
Şekil 4.33 Enine manyeti alanın farklı değerleri için, alanın boylamasına bileşeninin bir fonksiyonu olarak iletkende ölçülen J_c (5μ V / cm kriter) 148
Şekil 4.34 Boylamasına bir DC alanda AC kayıplarının ölçümü için deneysel bobin düzeneği 149
Şekil 4.35 Boylamasına sıfır DC alanın bobin akımının bir fonksiyonu olarak, AC bobinde ölçülen ve hesaplanan AC kayıplar 150
Şekil 4.36 Boylamasına DC alanın bir fonksiyonu olarak AC bobin akımının farklı genlikleri için AC kayıplar 152
Şekil 4.37 $\hat{I}_{AC}$ = 50A ve B// = 0 için AC bobinde akı etkisi 153
Şekil 4.38(a) B// = 0 için DC polarizasyon gerilimli AC akımın akı etkisi 153
Şekil 4.38(b) B// = 0.15T için DC polarizasyon gerilimli AC akımının akı etkisi 154
Şekil 4.39 Meissner yüzey etkilerine sahip bir filamanda histeresiz çevrimleri 156
Şekil 5.1(a) Tip-1 süperiletkenin iki tek tabakalı bobin arasındaki alan profili 164
Şekil 5.1(b) Tip-1 süperiletkenin iki çift tabakalı bobin arasındaki

alan profili 164
Şekil 5.2 (a)'daki tek primer ve tek sekonder sarımın, m sayıda çift primer ve sekonder sarımlı bir bobin setine dönüşümü 166
Şekil 6.1 Tip-2 Süperiletkenlerle aşırı yük korumalı düşük kayıplı Transformatör sargıları 174
Şekil 6.2 Harrowell'a göre koruma kavramı 174
Şekil 6.3 Ana ve yardımcı sarımlı bir transformatörün genel yapısı 175
Şekil 6.4 Trafo sarımlarının düzeni ve yarıçap ölçümü için referans noktalarının gösterimi 178
Şekil 6.5 Kompazasyon sargılı bir transformatörün alan profili 180
Şekil 6.6 Kompanzasyon sargılarının teorik etkisi 182
Şekil 6.7 Transformatör 85-1 'in prensip şeması 183
Şekil 6.8 Beş değişik primer sargı şekli 183
Şekil 6.9 Transformatör 85-1 'in bobinleri arasına reçine emprenye edildikten sonraki görünümü 185
Şekil 6.10 Transformatör 85-1 'de kullanılan bir süperiletken anahtarın görünümü 187
Şekil 6.11 Rogowski bobininin görünümü 187
Şekil 6.12 Deneysel transformatörün güç bağlantısı 188
Şekil 6.13 Deneysel transformatör 85-1'in sinyal bağlantıları 189
Şekil 6.14 C_1 ve C_2 'nin fonksiyonu olarak ölçülen ve hesaplanan akım dağılımı 191
Şekil 6.15 Denklem (3.23)'deki modele göre, primer akım dağılımı dağılımı üzerinde bir tabakanının değişik yarıçaplarının teorik etkisi 194
Şekil 6.16 Denklem (3.23) 'deki modele göre iki ayrı tabakaya ayrılan L_2 'nin teorik etkisi 195
Şekil 6.17 Sekonder kısa devresi boyunca Transformatör 85-1'in Bobin Akımları, Toplam Primer Akımı ve Sekonder akımı 196
Şekil 6.18 Dirençli ana sarım içeren bir transformatörün seri empedans modeli 199
Şekil 6.19 Transformatör 85-2 'nin sekonder ana bobinin

şematik gösterimi 205
Şekil 6.20 Transformatör 85-2'nin üç ana bobini 206
Şekil 6.21 Transformatör 85-2 'nin komple montajı 206
Şekil 6.22 Transformatör 85-2 'nin sinyal bağlantılar 208
Şekil 6.23 Isı atamından sonra zaman aralıklarının
fonksiyonu olarak "hızlı" sönüm örnekleri 209
Şekil 6.24 Isı atımından sonra "yavaş" sönümlenme örneği 211
Şekil 6.25 ("Hızlı" sönümlenme) I_2 'nin değişik değerleriçin
v / J değişimi 213
Şekil 6.26 ("yavaş" sönümlenme) I_2'nin değişik değerleri için
v / J değişim 213
Şekil 6.27 0,3 mm. NbTi / CuNi bir kabloda taşınan akımın bir
fonksiyonu olarak ölçülen ve hesaplanan yayılma hızı 214
Şekil 6.28 İletilen akımın değişik değerleri için kısa bir ısı atımı sonrası
altı sarımlı kabloda zamanın bir fonksiyonu olarak ölçülen
gerilim 215
Şekil 6.29 NbTi ve CuNi için entalpi diyagramı 217
Şekil 6.30 Eğer adiabatik ısı ele alınırsa, ısı atımından sonradeğişik
zaman aralıklarında I_2'nin değişik değerleri için bobindeki
en yüksek ısı 217
Şekil 6.31 T^* / T_0 'ın değişik değerleri için denklem (6.48)'in
çözümünün ilk çeyreğinin grafik çizimi 220
Şekil 6.32 Normalizi edilmiş ısı karşısında, yarı bölgenin
normal uzunluğunun teorik gösterimi 221
Şekil 6.33 Normal bir bölge içerisinde normalize akım
ile gerilim arasındaki teorik ilişki 221
Şekil 6.34 Deneysel akım - gerilim karakteristikleri
a) Primer ana bobin b) Sekonder ana bobin 223
Şekil 6.35(a) Transformatör 85-1 'de sabit primer ana
sargı akımı için frekans ve yardımcı bobin akımının
sonucu 224
Şekil 6.35(b)Transformatör 85-1 için yardımcı bobin akımı
ve frekansın sabit çarpımı için sönümlenmiş ana bobinde
ölçülen akım 224
Şekil 6.36 Transformatör 85-2'nin sekonder ana bobinde

akım gerilim karakteristikleri 225
Şekil 6.37 Transformatör 85-1 'in sekonder ana bobinde olağan toparlanma akımı ve frekansı arasındaki bağıntı 228
Şekil 6.38 1Hz frekanslı transformatör 85-1 'in sekonder ana bobin toparlanması için ısınma gücü aralıkları 230
Şekil 6.39 Transformatör 85-1 'de sürekli ısı gücü ile sekonder ana bobinin max. akımı arasındaki ilişki 230
Şekil 6.40 Süperiletken anahtarla aktif toparlanma devresi prensibi 230
Şekil 6.41 Şekil 6.40 'deki devre ile ana bobin toparlanması örneği 231
Şekil 6.42 Yalnızca mekanik anahtarla oluşan ana bobin toparlanması örneği 233

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1 Tip-1 ve ideal Tip-2 süperiletkenlerin özellikleri 25
Tablo 2.2 Sert Tip-2 süperiletkenlerin özellikleri 27
Tablo 2.3 Çok filamanlı iletkenlerin özellikleri 39
Tablo 2.4 Belli başlı süperiletkenlerin T_c , B_{c2} ve J_c değerleri açısından karşılaştırılması 43
Tablo 2.5 Saf metaller ve metal alaşımlarının özellikleri 47
Tablo 3.1 Transformatör uygulamaları 62
Tablo 3.2 780 MVA 'lık bir güç transformatürüne ait sayısal değerler 66
Tablo 4.1 Transformatör 83-1 'in konstrüksiyon bilgileri 101
Tablo 4.2 Düşük kayıplı hipotetik süperiletkenlerin spesifikasyonları 127
Tablo 4.3 1 μm'lik filamanlardan oluşan bir test bobininde AC kayıpların ölçülmesi ile elde edilen bilgiler 130
Tablo 4.4 AC kayıpları azaltmak için yuvarlatılmış, NbTi / CuNi iletkenlerin özellikleri 137
Tablo 4.5 Transformatör 84-1'in konstrüksiyon bilgileri 144
Tablo 4.6 AC kayıplar için boylamasına alan etkisine ilişkin test bobininin konstrüksiyon bilgileri 149
Tablo 6.1 Deneysel transformatör 85-1'in mekanik bilgileri 184
Tablo 6.2 Transformatör 85-1 'in malzeme bilgileri 185
Tablo 6.3 Sarım sayıları farklı ana ve yardımcı bobinler için ölçülen ve hesaplanan bobin akımları 192
Tablo 6.4 Transformatör 85-1 'de her bir bobin tabakasının yarıçapı 193
Tablo 6.5 Trainsformatör 85-2 'nin konstrüksiyon bilgileri 205

TEŞEKKÜR

Bu çalışmada ülkemizde yeterince tanınmayan; süperiletkenler ve süperiletken güç transformatörleri üzerinde durularak, bu konuda yapılan deneysel çalışmalara ve bunlardan elde edilen sonuçlara yer verilmiştir. Çalışmalarımda bana yol gösteren sayın hocam Yrd. Doç. Dr. İbrahim ŞENOL 'a teşekkürü bir borç bilirim.

ÖZET

Bu çalışmanın en önemli amacı; elektrik güç mühendisliğindeki alternatif akımlı AC cihazların uygulamalarıyla doğrudan bağlantılı olan "süperiletken materyallerin" özelliklerini incelemektir. Süperiletkenlik; bir iletkenin elektrik akımına karşı direnç göstermemesi durumudur. Yıllardır, süperiletkenlik sadece yaklaşık -273 C° (-460 F°) olan mutlak sıfır noktasına yakın sıcaklık değerlerinde gözlemlenebiliyordu. Geleceğe dönük araştırmalar, mutlak sıfır noktasının çok üstündeki sıcaklıklarda da, süperiletken özellik gösteren yeni malzemeleri gündeme getirmektedir. Bu konudaki araştırmaların amacı, oda sıcaklığında süperiletken özellik gösteren materyalleri ortaya çıkarmaktır. Böylece bugün kullanılan herhangi bir enerji sisteminin daha yüksek bir verimle çalışması mümkün olacaktır.

Süperiletkenlerin AC uygulamalarından bir çoğu henüz proje aşamasındadır; bunlardan belki de en çok problem yaratanı, somut bir örnek olarak karşımıza çıkan güç transformatörleridir. Daha öncede belirtildiği gibi, süperiletkenlerdeki AC kayıplar, bu transformatörlerde kompleks bir dizayn ve yüksek teknoloji ürünü elemanlar kullanılmasını zorunlu kılar. Güç transformatörleri, süperiletkenlerin fiyat ekonomisi ve işletme karakteristikleri açısından en ilginç uygulamalarından biridir. İşletme emniyeti ve güç sistemlerindeki etkileri gibi bir çok elektriksel özellikleri ise halen incelenmektedir.

Süperiletkenlerin geliştirilmesine gelince, bu süperiletken güç transformatörlerinin dizaynında en son ihtiyaçtır. Kriyogenik soğutucular ve bunlarla ilgili ekipmanların süperiletkenlerde daha güvenilir bir şekilde kullanımı, bu materyallerin süperiletken güç transformatörleri ile uyumlu hale getirmiştir. Burada dikkat edilmesi gereken diğer bir konu da izolasyondur. Bu daha çok güç transformatörlerinde olduğu gibi, daha düzgün bir sarım ve izolasyon aralığı gerektiren sistemlerle ilgilidir.

Bu çalışmada; süperiletkenlerin elektriksel, manyetik ve termal özellikleri, dizayn sınırlamaları, AC kullanım için transformatörlere ait uygulamalarda elde edilen sonuçlar yardımıyla bulunacaktır.

SUMMARY

The principal objective of this work is to discuss those properties of superconducting wires that are relevant for application as alternating current (AC) conductors in devices in the electrical power industry.Superconductivity is the condition in which a material has no resistance . For many years ,superconductivity could only be demonstrated at temperatures close to absolute zero which is about -273 C (-460 F). Further research led to the development of new materials that exhibit superconductivity at temperatures well above absolute zero.The aim has always been to find materials that will superconduct at room temperature. Such materials would obviously ,greatly improve the efficiency of any electric system in which they could be used .

Of all AC power applications of superconductors yet envisaged , this is probably the most challenging one and it is this application that is going to be taken as a concrete example. The previously mentioned AC losses in superconductors demand a very sophisticated design and the use of technologically advanced components.The power transformer is one of the items where the use of superconductors could be interesting, either from the standpoint of cost saving or because of operational characterictics, which comprise electrical properties as well as reliability and impact on the power system.

With regard to development of conductors, these are the final requirements to be met in the process of constructing a superconducting power transformer. The developments in the field of cryogenic refrigerators and equipment are such that state-of-the- art products can be readily tailored forreliable use with a sperconducting power transformer. An important aspect deserving more attention is the insulation concept. The knowledge developed in this field, especially during the superconducting cable projects, mostly relates to systems with large insulation clearances and quite straightforward in a power transformer.

In this work, all design limits, electrical, magnetic and thermal properties of a superconductor that is meant for AC use will be derived with application in a power transformer in mind.

BÖLÜM I. 2000'li YILLARA GİRERKEN ELEKTRİK ENERJİSİ VE ÖNEMİ

1.1.Giriş

Yüzyıllardır, insanoğlunun yaşam tarzındaki gelişmelere katkıda bulunan en önemli özellik insanın enerjiyi kullanma ve kontrol etme yeteneğidir. Enerji kullanımı mekanik hareketin oluşumu, ısı ve ışık üretimi gibi günlük uygulamalarda karşımıza çıkar. Uygarlık ilerledikçe, dünyanın birçok bölgesinde evlerde ve fabrikalarda enerji tüketimi gittikçe arttı. Çeşitli şekillerde tüketilen elektrik enerjisi bölgesel üretimle karşılanamaz duruma geldi. Gelişmiş iletim ve dağıtım sistemleri içeren merkezi enerji üretim / işleme santrallarının ortaya çıkışı bu gelişmelerin sonucudur. Petrol işleme üniteleri, buhar üretim tesisleri ve elektrik santralları enerji sistemimizin bir parçasıdır.[1]

Elektrik enerjisi, en ekonomik ve en güvenilir şekilde iletilen enerjidir. Doğal kaynaklardaki enerji (fosil yakıtı, su, nükleer yakıt) elektrik enerjisi şekline üretim santrallarında dönüştürülür. Daha sonra, bu elektrik enerjisi bir iletim sistemi üzerinden diğer faydalı enerji şekillerine dönüştüğü muhtelif alıcılara gönderilir. Elektrik enerjisi esasen, yanan bir kömürden elde edilen ısı, bir yerden başka bir yere hareketle oluşan enerji ve buzdolabında çalışan kompresörde olduğu gibi bir kaynaktan elde edilen enerjiyi taşımada kullanılır. Biz bu bölümde kısaca, enerjinin bu dönüşüm ve iletimlerinin nasıl meydana geldiğini araştıracak ve bir elektrik güç sisteminde kullanılan elamanları inceleyeceğiz.

1.2 Güç Sistem Elemanları

Bu bölümde, bir güç sistemini oluşturan elemanlar sırasıyla incelenecektir.
Şekil 1.1 'de komple bir güç sistemi gösterilmektedir. [1]

Diyagramın sol tarafından başlayacak olursak; güç sisteminin ilk ve en önemli elemanı elektrik santralıdır. Elektrik santralı, enerjiyi temel formundan elektrik enerjisine dönüştürme işlevine sahiptir.Günümüzde temel enerji kaynakları fosil yakıtı (petrol,doğalgaz ve kömür), nükleer yakıt ve hidrolik potansiyelden oluşur. Diğer enerji

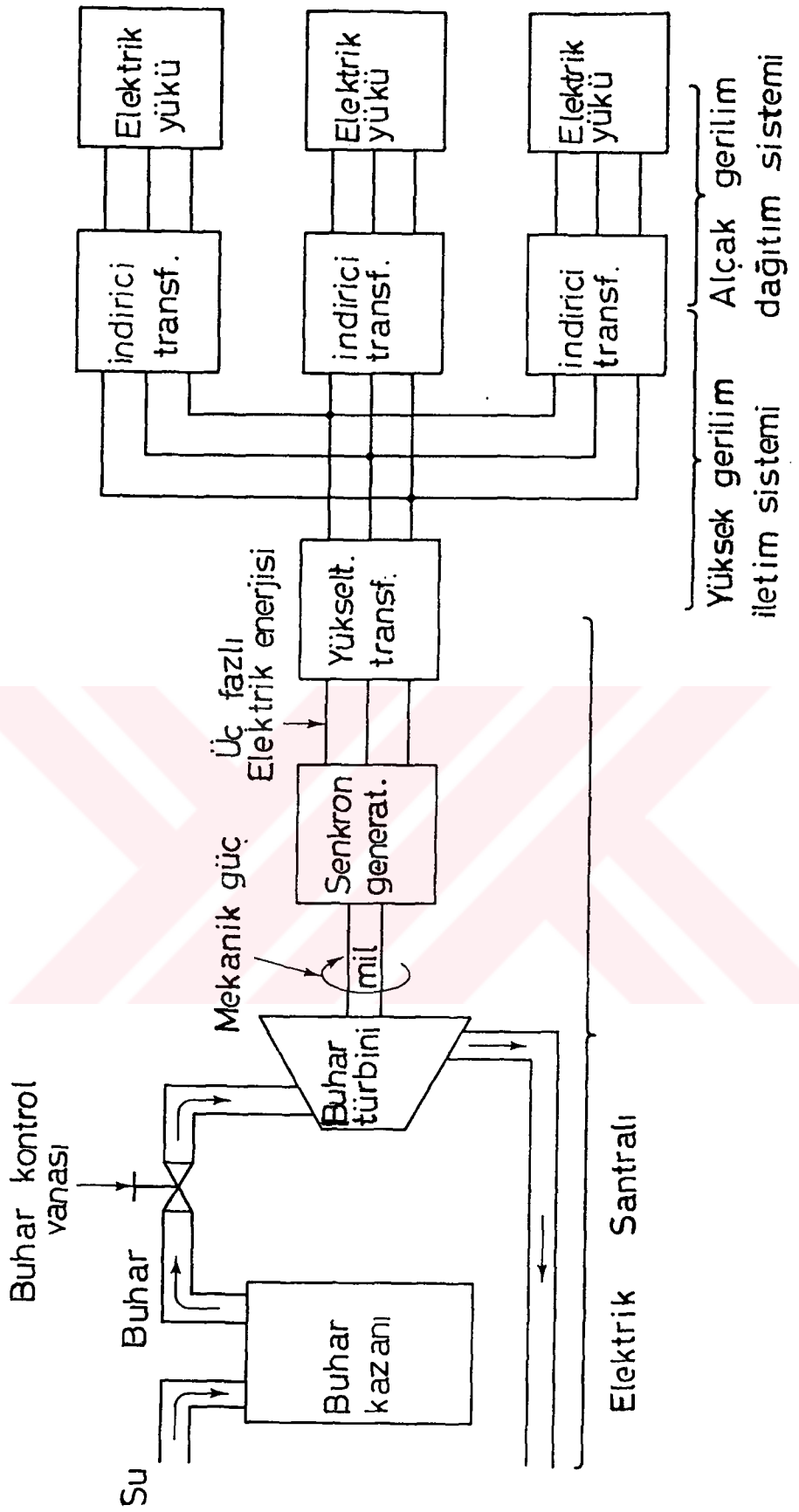
şekilleri üzerindeki araştırmalar ise, halen devam etmektedir. Bu konudaki çalışmalar solar enerji, rüzgar enerjisi, jeotermal enerji ve hatta çöpü dahi kapsamına almaktadır.

Doğal enerji kaynaklarından yararlanmada en yaygın yöntem bir buhar kazanında suyu, buhara dönüştürmektir. Buhar senkron genaratörün milini döndüren bir türbini çalıştırmada kullanılır. Generatör ise mildeki mekanik gücü elektiriksel güce dönüştürür. Burada elde edilen elektrik enerjisi genellikle üç fazlı alternatif akım şeklindedir.

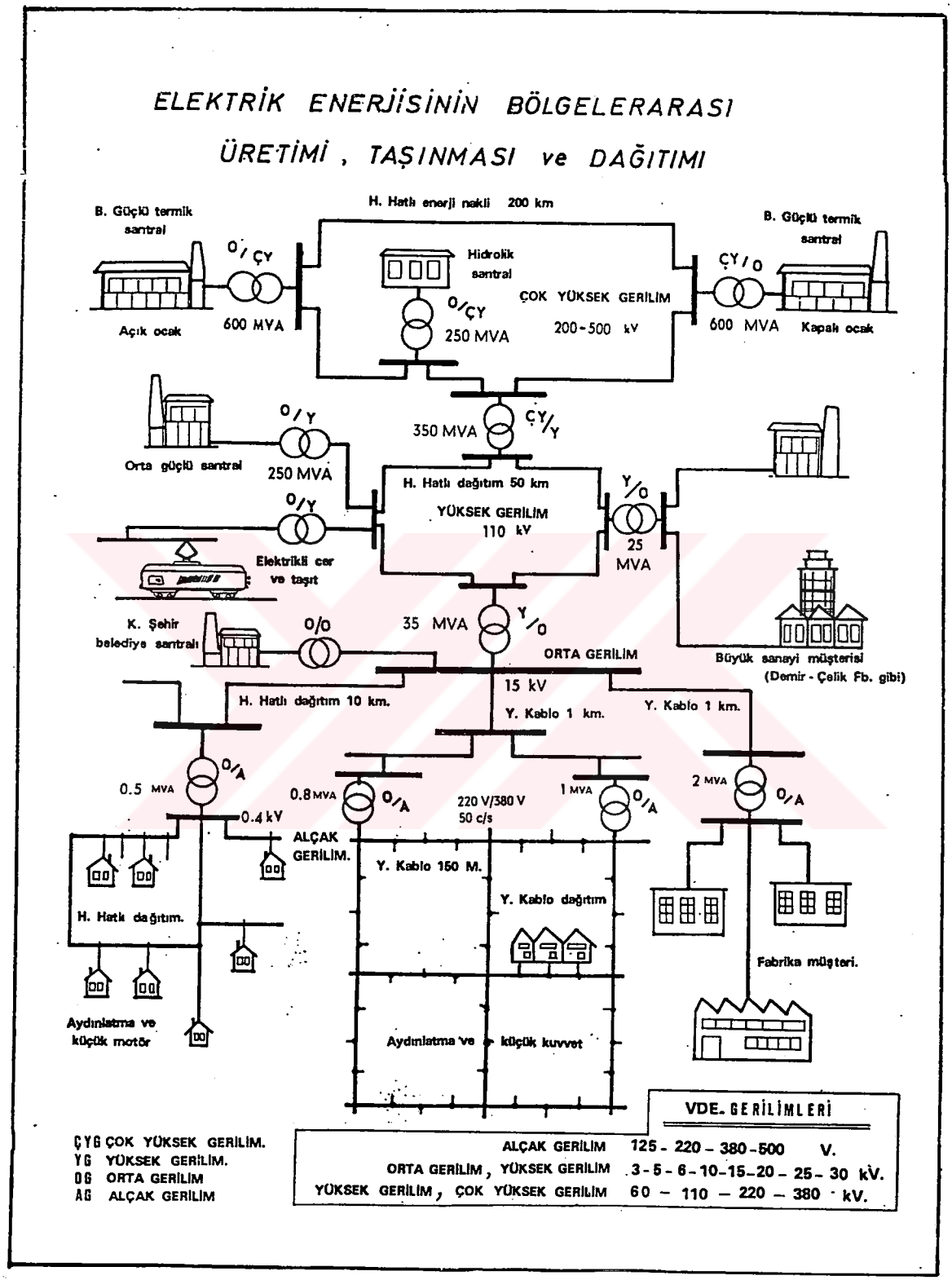
Elektrik santralındaki son eleman yüksetici transformatördür. Yükseltici transformatör, generatörün düşük uç gerilimini daha yüksek bir değere çıkartır. Gerilimdeki bu artışla, transformatörün yüksek gerilim uçlarındaki akımda bir azalma meydana gelir. (Bir transformatörün giriş uçlarındaki düşük gerilim - yüksek akım, çıkış uçlarında yüksek gerilim-düşük akım ile sonuçlanır; bir başka deyişle transformatörlerde giriş ve çıkış gücü değerleri birbirine eşittir.)

Transformatörün yüksek gerilim uçları, yüksek gerilim iletim sistemine bağlanmıştır. Şekil 1.1 'de elektrik santralından çıkan üç fazlı iletim hattı görülmektedir. Bu hatlarda elektrik enerjisi $I^2 R$ kayıplarını azaltmak için, yüksek gerilim - düşük akım değerleri ile taşınır. İletim hatları ilk önce trafo merkezlerine ulaşır, burada gerilim değerleri indirici transformatörler vasıtasıyla, alıcıların kullanabileceği bir seviyeye getirilir. İndirici transformatörlerin çıkışında ise elektrik enerjisini bireysel alıcılara ulaştıran alçak gerilim dağıtım hatları yer alır. Şekil 1.2 'de elektrik enerjisinin bölgelerarası üretimi, taşınması ve dağıtımı şematik olarak gösterilmektedir.

Dağıtım hatlarına bağlı yükler, elektrik enerjisinden çeşitli şekillerde faydalanır. Bununla beraber, enerjinin büyük bir kısmı elekrik motorları tarafından kullanılmaktadır. Diğer kullanıcılar ise ısıtma ve aydınlatma araçları, ark fırınları ve yarı iletken yüklerdir.



Şekil 1.1 Güç Sistem Elemanları



Şekil 1.2 Elektrik enerjisinin bölgelerarası üretimi, taşınması ve dağıtımı

1.3 Yük Karakteristikleri

Elektrik güç sistemi, elektrik enerjisini alıcılara verimli ve güvenilir bir şekilde ulaştırmak üzere tasarlanır. Fakat çoğu zaman, elektrik enerjisi talep karakteristikleri bu işi zorlaştırır. Yük artış oranını tahmin etmek, günlük ve yıllık yük periyodlarına cevap vermek bu konuda karşılaşılan en önemli sorunlardır.[1]

1.3.1 Yük Artışı

1940'lardan 1970'lerin başına dek elektrik enerjisi talebindeki yıllık artış oranı yaklaşık % 7 civarındaydı. 1970'lerin sonuna doğru koruma yöntemleri ve ekonomik koşullar bu oranı % 2 - 3 düzeyine indirdi. Ancak bu durumda dahi, elektrik enerjisine olan talep her 25 - 30 yılda bir iki katına çıkmaktadır. Elektrik santralının tipine bağlı olarak, büyük bir santral tamamen devreye girinceye kadar 8 - 10 yıllık bir süre geçebilir. Bu nedenle, sistem planlamacılar güç sistemlerini, gelecekteki olası enerji problemlerini tahmin edip gidermede yeterli süreye sahip olmak amacıyla, 10 ile 20 yıl devrede kalacak şekilde tasarlamaktadırlar.

Tarihsel eğilimlerin ve geleceğe dönük tahminlerin bir arada değerlendirilmesi suretiyle;planlamacılar gelecek nesillerin gereksinimlerini tahmin eder ve kurulacak tesisler hakkında önerilerde bulunurlar. Bununla birlikte, sistem planlamacıların görevi yalnızca yüklere gerekli olan enerjiyi temin etmekten ibaret değildir. Planlamacılar aynı zamanda ,

1- Mevcut iletim hatlarının ve cihazların; ek enerji gereksinimlerini üretim santrallarından alıcılara gerektiği gibi taşıyıp taşıyamayacağını

2- Yeni işletme noktaları için; sistem donanımının arıza şartları altında yeterli derecede korunup korunmadığını.

3- Geçici işletme şartlarından herhangi birinin, sistemin normal çalışmasını bozup bozmayacağını.

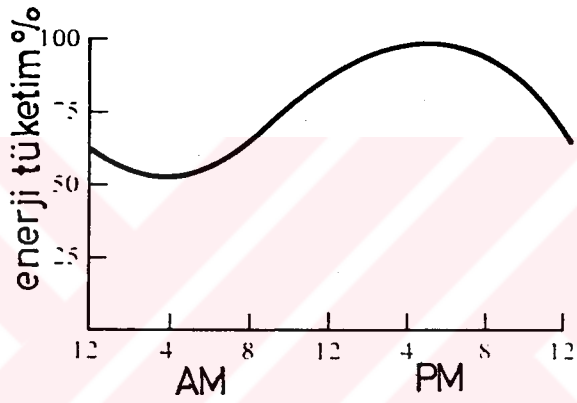
4- Çeşitli yükleme koşulları için, en ekonomik işletim durumunuda belirlemek zorundadırlar.

Yük artışından ileri gelen bu teknik zorlukların yanında; çevresel tepkiler ve yeni kurulacak tesisleri halkın kabul edip etmeyeceği konusuda dikkate alınmalıdır. Bu

nedenle, toplumun gittikçe artan elektrik enerjisi talebini karşılamada, elektrik güç mühendisleri bütün bu tahminleri yapmalı ve sorunlara kalıcı çözümler getirmelidir.

1.3.2 Yük Grafikleri

Teknoloji bu güne dek, elektrik enerjisini depolamada ucuz ve verimli bir yöntem geliştiremediğinden, elektrik enerjisi tüketim miktarıyla orantılı olarak üretilmektedir. Alıcıların güç talebi gün boyunca değişir. Şekil 1.3'de günlük enerji tüketiminin zamana göre değişimi gösterilmektedir.

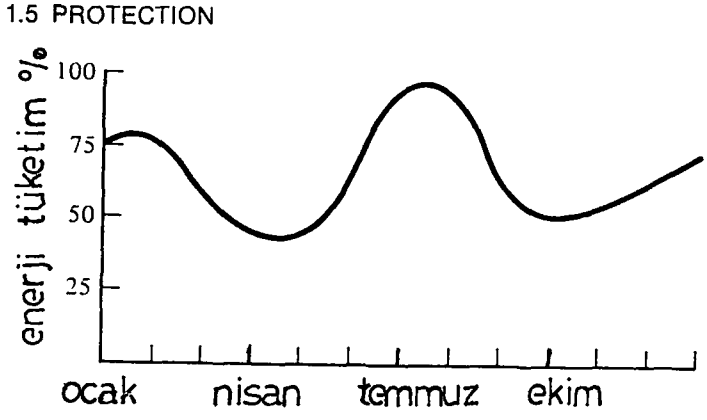


Şekil 1.3 Günlük enerji tüketiminin zamana göre değişimi

Büyük bir elektrik santralının inşa edilmesi zaman isteyen oldukça pahalı bir iştir. Bu nedenle; büyük santralları işletmek genelde daha ekonomik olsa bile, eğer ek üretim aşırı yük talebini karşılamak için sadece bir kaç saat süreyle gerekiyorsa, daha küçük uç generatörleride kullanılabilir. Bu ek üniteler, pahalı ve verimsiz olmalarına karşın oldukça düşük yol alma maliyetlerine sahiptirler. Bu durum, güç mühendislerinin yalnızca gelecek nesillerin enerji gereksinimini karşılamak için yük artış değerlerine ilişkin uzun vadeli tahminler yapması gerektiğini değil, günlük enerji ihtiyacını ekonomik olarak karşılamak için, saatlik yük değişimlerinide dikkate almaları gerektiğini gösterir.

Gün içerisinde yük her saat değişirken, yıl boyuncada günlük azami yük oranı değişmektedir. Şekil 1.4 'de aylara göre çizilmiş, tipik bir yıllık azami yük eğrisi

gösterilmektedir. Buradan görüleceği gibi, yıl boyunca enerji talebi yaz aylarında en yüksek değerine ulaşmaktadır.



Şekil 1.4 Yıllık enerji tüketiminin aylara göre değişimi

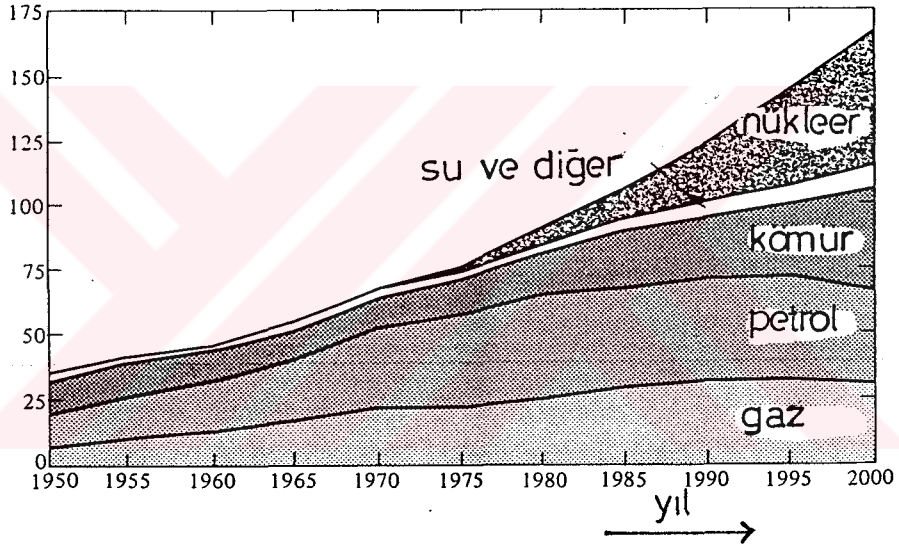
Yıllık yük değişimleri, cihazların bakım programlarının yapılmasında oldukça önemlidir. Maksimum yük süresince, mevcut bütün cihazların kendi bünyesinde sistemin taleplerini karşılaması beklenir. Bu yüzden, Şekil 1.4'deki eğride yükün minimum olduğu anlar, genelde rutin bakımların programlandığı zamanlardır. Bakım amacıyla cihazı servisten çıkarmak güç üretimini etkimer ve elektrik enerjisi talebiyle, enerji üretim kapasitesi arasındaki emniyet aralığını daraltır. Bunun için, güç mühendisleri cihazın servis dışına alınacağı zamanı kararlaştırırken, bakımın gerekliliği kadar bu sonuçlarıda mutlaka göz önünde bulundurmalıdır.

1.4 Elektrik Enerjisinin Gelecekteki Rolü

A - Yakın Gelecek (Günümüzden 2000 yılına kadar olan dönem)

Bu gün, kullandığımız temel enerji kaynaklarının dökümünü yaparsak; gelecek 15 - 20 yıl için dünyanın enerji gereksinimi hakkında kesin sonuçlar elde edebiliriz. Aslında 2000'li yıllardaki enerji rezervleriyle ilgili kesinlik arzeden fikirler ortaya atmak yanlıştır; bu nedenle, enerji stoklarına ilişkin nicel tahminlerimizi yüzyılın ilk çeyreği ile sınırlıyoruz. [2]

1976 yılında, dünyada üretilen elektrik enerjisinin yaklaşık % 94'ünü elde ettiğimiz fosil yakıtları; bu günde en önemli enerji kaynağımız olarak ihtiyacı karşılamaya devam etmektedir. Bununla beraber,petrol ve doğalgaz yerini giderek, kömür ve uranyum gibi katı yakıtlara bırakmaktadır. 2000 yılına kadar; en önemli enerji kaynağımız durumuna gelecek olan nükleer enerji sayesinde, mevcut birçok sıkıntımızın üstesinden gelmiş olacağız. Şekil 1.5'de görüldüğü gibi, hidrolik enerji ve güneş enerjisi ise oldukça önemsiz bir rol oynayacaktır. Yüzyılımızın sonunda insanoğlu üretimdeki sıkıntıları aşarak, enerji bağımsızlığını elde etmiş olmalıdır. Çünkü, 2000 yılında şimdilerde kullandığımızdan daha az petrol ile yaşantımızı sürdürmek zorunda kalacağız.Bu doğrultuda yapılan tahminlerde tutarlı enerji politikalarına ihtiyacımız olduğunu göstermektedir.



Şekil 1.5 Yakıt tipine göre dünya enerji ihtiyacı (1950 - 2000)

Uranyum ve kömürden elde edilen enerji, sadece elektrik enerjisi şeklinde kullanılabildiği için, tamamıyla elektrik enerjisinden faydalanan bir toplum olma yolundayız. (Elektrik toplumu) Bu durumda, büyük bir olasılıkla petrol ithalatı da azalacağından, enerji fiyatları arasındaki denge sağlanmış olacaktır. Aslını ararsanız; şansında yardımıyla nükleer enerji teknolojisinde süregelen gelişmeler sayesinde, yüzyılımızın sonuna kadar enerji fiyatlarında büyük bir düşüşle bile karşılaşabiliriz.

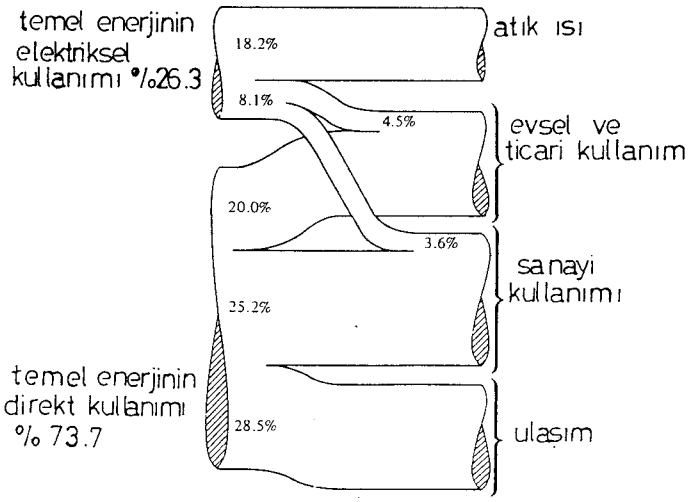
B - Uzak Gelecek (2000 yılından sonra)

Enerji talebini karşılamada gittikçe önem kazanan nükleer enerji, 21.yy'da da varlığını sürdürecektir. Belki de 2000 -2050 yılları arasında, herhangi bir laboratuvarda tarihin ilk kontrollu füzyon deneyi gerçekleştirilecektir. Bu, insanlık tarihinde çok önemli bir olay olacaktır. Büyük bir olasılıkla bu olay da, hem ucuz hemde yeterli enerji temin edebileceğimiz, bir zaman diliminin başlangıcı olacaktır. İnsanoğlu bu sınırsız enerji sayesinde, önüne çıkacak bazı güçlere rağmen dünyayı tamamen kontrol altına alacaktır. Böylece insanın, bilgisiyle gücünü bir araya getireceği ümit edilmektedir.

C - Elektrik toplumu olmak mümkün müdür ?

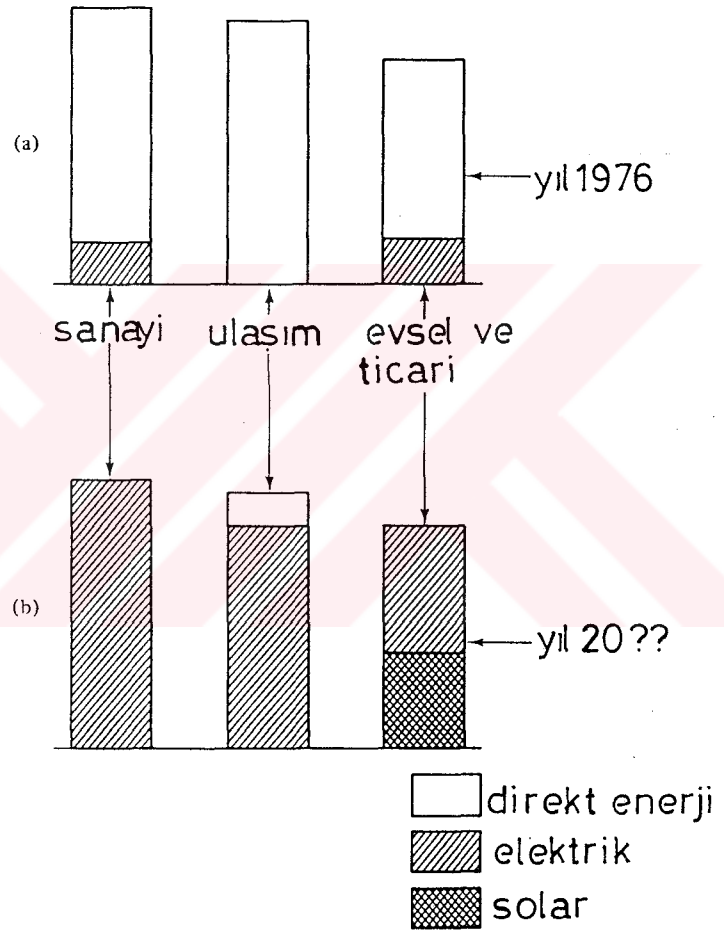
Kömür ve uranyum temel enerji kaynaklarımız olmalarına rağmen, bir süre sonra yerlerini ağır hidrojene bırakmak zorunda kalacaklardır; bu sayede, gerekli enerjinin büyük bir kısmı elektrik enerjisi tarafından karşılanacaktır. Kullanıcılar açısından bu kabul edilebilir bir gelişme midir? Şu anda akaryakıtla çalışan bir çok cihaz, elektrik enerjisiyle çalışır hale getirilebilir mi ?

Bu gün, direkt enerji kullanımının tüketici piyasasına egemen olduğunu görüyoruz. Dünyada üretilen toplam elektrik enerjisi, üç şekilde tüketilmektedir: 1-Sanayide 2-Ulaştırma sektöründe 3-Ev ve işyerlerinde.Bu durum, Şekil 1.6'da grafik olarak özetlenmiştir.



Şekil 1.6 Elektrik enerjisi tüketimi

Şekil 1.7 (a)'da ise, bu üç alandaki enerji tüketiminin birbiriyle karşılaştırması yapılmakta ve bu gün için geçerli olan tüketim oranları gösterilmektedir.Burada, ulaşım sektöründe elektrik enerjisi kullanımının yaygın olmadığı görülmektedir. Ancak bu oranlar, dünyanın birçok bölgesinde geçerli değildir. Avrupa'da ve Japonya'da gerçekte bütün demiryolları elektriklidir. Bunun en önemli nedenlerinden biri; demiryolu sistemlerinin bu sayede daha üstün kaliteli olmasıdır.



Şekil 1.7 Elektrik enerjisi kullanımının sektörlere göre dağılımı

Elektrik enerjisi, en yaygın enerji şekli haline gelirken, bu üç sektördeki enerji kullanım oranları nasıl değişecektir? Şekil 1.7(b)'de, bu oranlar tahmini olarak gösterilmektedir. Sanayi kuruluşları, evler ve işyerleri hiç kuşkusuz tamamiyle elektrik

enerjisinden faydalanır hale getirilebilir. Örneğin; modern evlerde ve işyerlerinde elektrik enerjisiyle çalışamayan tek bir cihaz bile yoktur.

Bununla birlikte, ulaşım sektörü kısa vadede elektrik enerjisiyle işletilemeyecek durumda olan bazı araçlara sahiptir. Günümüzden 40 - 50 yıl sonra, bütün otomobillerin elektrik enerjisiyle çalışma olasılığı hayli yüksektir; buna rağmen uçaklar ve kamyonlar bu gün olduğu gibi yine tamamiyle akaryakıtla çalışacaklardır.

Buna göre, elektrik toplumu olmak mümkün müdür? Bu şartlar altında, gelecekte yaşam nasıl olacaktır?

Her şeyden önce, ulaşım sektöründe ve sanayide elektrik enerjisinin kullanımı sayesinde, özellikle büyük şehirlerin karşı karşıya bulunduğu hava kirliliği problemi ortadan kalkacaktır. Sessiz ve çevre kirliliğine yol açmayan elektrikli otomobiller, ulaşım gereksinimimizi karşılayacağından, akaryakıt istasyonlarıda yerini akü şarj istasyonlarına bırakacaktır. Sonuç olarak; kent yaşamı alabildiğine hızlı bir değişim süreci içine giricektir.

Deniz suyunun arıtılması, atık ürünlerin etkin bir şekilde tekrar üretime katılması, su kirliliği probleminide tamamiyle ortadan kaldıracaktır. Böylece, tatlı su kaynaklarımız korunmuş olacaktır.

Sonuç olarak diyebilirizki; ekonomik zenginliğin en önemli koşulu ucuz ve verimli enerji kaynaklarıdır. Bu nedenle, enerji zengini toplumlar daha yüksek yaşam standartlarına erişmektedirler.

1.5 Elektrik Teknolojisindeki Gelişmeler

Dünyanın enerji ihtiyacı büyüktür; zira nüfus hızla artmaktadır. 2020 yılında sanayileşmiş ülkelerin nüfusu yıllık ortalama % 1 oranında bir artışla, 1.4 milyar kişiye ve gelişmekte olan ülkelerinki ise, yıllık ortalama %2.5 oranında bir artışla, 6.4 milyar kişiye ulaşacaktır. Artan elektrik enerjisi talebine karşı zorunlu olarak alınan ekonomik tedbirler, elektrik güç teknolojisinde bir çok değişikliğe neden olacaktır. Şimdi, kısaca bu değişikliklerin üzerinde duralım.[2]

1.5.1 Elektrik Üretimi

Günümüzde kullanılan, buhar gücünden elektrik enerjisi üretim metodunun; gelecek yüzyılda enerji üretimine tamamen egemen olacağı kesindir. Çünkü yüksek değerli ısıyı elektrik enerjisine dönüştürmede bilinen daha iyi bir yöntem yoktur.

Suyun dışındaki diğer sıvılarda buhar çevriminde kullanılabilir. Ancak kolay elde edilebilirlik, zehirsizlik ve diğer avantajlar suyu doğal bir seçenek durumuna getirmektedir.

Hiç şüphesiz, gelecekte materyal üzerindeki gelişmeler daha yüksek buhar sıcaklıklarına ve basıncına olanak sağlayacaktır; böylece belki termik verimde, %50 oranında artacaktır.Verimdeki bu artış, termal kirlilik problemine bir ölçüde çözüm getirecektir. Fakat elektrik santrallarınında sayısı artacağından, problem varlığını sürdürecektir. Bu nedenle, gelecekte birçok elektrik santralı, termal kirliliğin sadece önemsiz yerel bir sorun olarak görüldüğü sahil boylarına kurulacaktır.

Örneğin; 10.000 MW'lık dev bir nükleer santralın soğutma suyu ihtiyacını göz önüne alalım. Tahmini % 33'lük bir termik verimde , soğutma işlemi için harcanan güç 20.000 MW olacaktır.Gerekli hesaplamaları yaptığımızda; eğer kondenserden çıkan suyun sıcaklığındaki artış ortalama 10°C olarak kabul edilirse, bu işlemin kondenser soğutma suyunun saniyede 480 m^3'lük kısmına karşılık geldiğini anlarız. Alçak bir sahil bölgesinde ise bu atık ısı yaklaşık 1 km. çapında bir bölgeye dağılacaktır. (Tabi ki, suyun sıcaklığında 10°C'lik bir artışın, problem yaratıp yaratmayacağıda tartışılabilir.)

1950 - 1975 yılları arasında, senkron generatörlerin dizaynında olağanüstü bir gelişme görüldü. 1 kg'lık yakıttan elde edilen enerji, teknolojik gelişmelerin, basınçlı soğutma metodlarının ve üstün kaliteli izolasyon malzemelerinin etkisiyle yaklaşık dört katı arttı. Stator ve rotor sargılarında oluşan ohmik ısı kayıplarını ortadan kaldırmak için, hem gaz soğutucular(hidrojen) hem de sıvılar (su) kullanılmaktadır; böylece sargıların akım taşıma kapasitesi ve generatör çıkış gücü artmaktadır.

Görüldüğü gibi, bu tip generatörlerle (nominal gücü 1000 - 1500 MW olan) teorik güç sınırlarına ulaşılmıştır. Daha büyük güçlerde ise elektrik enerjisi iletiminde ortaya

çıkan problemlere cevap veremeyen ve rotordaki mekanik güç sınırlarını aşan boyutlarda makinalarla karşılaşıyoruz.

1.5.2 Enerji İletimi

Geleceğin elektrik enerjisi iletim teknolojisinde, önemli gelişmeler olacağı tahmin ediliyor. Teknolojik olarak ele alındığında ise; iletim hatlarının pek çok bakımdan elektrik güç sistemlerinin en zayıf noktalarını oluşturduğunu anlıyoruz.

Hava hatları, hacimli ve emniyetsizdir.Fırtına, yağmur gibi kötü hava koşulları karşısında kolayca yıpranırlar. Gürültü kirliliğine ve birçok kazaya neden olurlar. Diğer enerji taşıma metodlarına oranla, enerji iletim kapasiteleri çok yüksek değildir. Örneğin; her 100 mil'de 1 MWh'i yaklaşık 40.000 TL. olmak üzere, azami 2000 MW'lık enerji taşıyabilen 400 kV'luk bir hava hattını ele alalım; ve bu hattı, her 100 mil'de 1 MWh'i yaklaşık 4000 TL. olan, saatte 12000 MW'lık enerji taşıyabilen 36 inch'lik tipik bir doğalgaz boru hattı ile karşılaştıralım. Böylece, enerji iletim kapasiteleri arasındaki fark açık olarak görülecektir. Bu gün, elektrik güç mühendisleri yeraltı gaz hatlarının, şehirlerin genel görünüşünü bozan hava hatlarından çok daha kullanışlı olduğunu kabul etmektedirler.

Özellikle kentsel bölgelerde, hem mevcut olan hem de kurulması planlanan hava hatlarına karşı gittikçe artan bir tepki var. Ultra yüksek gerilim (UHV)* kullanımına doğru gidildikçe, toprakla hava hattı iletkenleri arasındaki korumasız elektrik alanın, bitkileri, küçük hayvanları, hatta insanları dahi olumsuz yönde etkileyeceği hususunda ciddi endişeler ortaya çıkmaktadır.

Konuya gerçekçi olarak yaklaştığımızda ise; daha uzun yıllar hava hatlarıyla yaşamak zorunda kalacağımızı görüyoruz. Çünkü bugün hava hatları karşısında tek seçeneğimiz yeraltı kablolarıdır. (Underground cable - UG cable) Bu kablolar, yağ emprenye edilmiş selülozik kağıt izolasyonlu tipik yüksek gerilim kablolarıdır. Yeraltı kabloları,hava hatlarına göre çok masraflı olmalarının yanında; sadece kısa mesafelerde, en çok bir kaç km.lik AC iletim haklarında kullanılabilirler.

---

* UHV terimi; 800 kV'un üzerindeki gerilimler için kullanılır.

Bu sınırlama, kablonun yüksek değerli şönt kapasitansından ileri gelmektedir. Bir hava hattında, faz iletkenleri arasındaki mesafe oldukça fazladır. (Genellikle bir kaç metredir.) Bu mesafe havanın zayıf izolasyon karakteristiği nedeniyle zorunludur. İletkenler arası açıklıklar, bir yüksek gerilim hattında hacim problemini ortaya çıkarır; fakat aynı zamanda faz iletkenleriyle toprak arasındaki şönt kapasitansın değerinde de önemli bir azalmaya neden olurlar. Bu yüzden kapasitif reaktans, $\frac{1}{\omega C}$,nispeten büyük bir değere sahiptir. Bu, kaçak kapasitif akımı sınırlar ve elektrik enerjisinin kilometrelerce uzaklara taşınmasına olanak sağlar.

Bir yeraltı kablosunda, şönt kapasitans iki nedenden dolayı artmaktadır.Birincisi; iletkenlerle koruyucu dış kılıf arasındaki mesafe oldukça azdır, yalnızca bir kaç cm.dir. İkincisi; kablodaki bağıl dielektrik sabiti, ε , havadakinden daha büyüktür.

Görüldüğü gibi, yeraltı kablolarının kapasitif reaktansları alternatif akımla güç transferini sınırlamaktadır. Dolayısıyla, uzak mesafelere büyük miktarda enerji taşınması söz konusu olduğunda, yüksek doğru gerilimle (HVDC)* iletim, son 20 - 25 yıl içinde giderek artan bir ilgi görmüş ve uygulama alanları bulmuştur. Norveç'le Danimarka arasında döşeli olan 130 km.lik HVDC kablosu, dünyanın en uzun su altı iletim hattıdır. Bu hat, ± 250 KV işletme geriliminde, 250 MW'lık enerji iletim kapasitesine sahiptir. Bu durum karşısında, hava hattı iletkenleri ve alternatif akım kabloları ise giderek önemini kaybetmektedir.

1.6 Süperiletkenlik

Hiç şüphesiz, geleceğin modern enerji nakil hatlarında, süperiletken materyaller kullanılacaktır. Dahası, bu gelişmeler yüksek doğru gerilimle enerji iletiminde de (HVDC) etkisini gösterecektir. Sıfır - dirençli bir AC iletim hattının, kayıpsız iletim özelliği gösterdiği kabul edilir; fakat buna rağmen, akım taşıma kapasitesinin hattın reaktansına göre belirlendiğide unutulmamalıdır. ** [2]

---

* Doğru akımla enerji iletimi literatürde daha çok "HVDC" olarak geçmektedir.

** Çünkü , $P_{max} \quad \frac{|V_1| \cdot |V_2|}{X}$

Sıfır - dirençli bir DC iletim hattı ise yanlız kayıpsız değil, sınırsız güç transferine de olanak sağlayacaktır.(Çünkü, hatta gerilim düşümü "sıfır" olacaktır.) Açıkçası, her iki iletim hattı da daima gerçekleştirmeyi düşündüğümüz olağanüstü projelerdir. İletken kullanmaksızın enerji transferi mümkün olsaydı, tabi ki her şey çok daha iyi olacaktı; ancak ne yazık ki bu olanak dışıdır.

Günümüzde, elektrik enerjisi iletim ve depolama teknolojisinde olduğu gibi, enerji üretim alanında da süperiletken materyallerin kullanılması konusunda yoğun bir çalışma vardır. Bir iletkeni, mutlak sıfır noktasına (-273°C) kadar soğutursak; iletken elektrik akımına karşı direnç göstermez. Böylece, ohmik kayıplar kesin olarak ortadan kaldırılmış olur. Akım yoğunluğunun, bu tür iletkenlerde yüksek değerlere ulaşması ise gözardı edilebilir.

Kriyogenik teknolojisine hakim olundukça, sadece generatörlerin değil, yeraltı iletim hatları ve enerji depolama sargılarının da süper soğutma olanaklarından faydalanabileceği düşünülmektedir. Gerçekte ise, bu alanlardaki araştırmalar halen devam etmektedir. Bu tekniklerin kullanılmasıyla; nominal gücü 1000 - 1500 MW olan generatör ünitelerinin, makina boyutlarında bir değişme olmaksızın yaklaşık 10 000 MW gücüne çıkacağı tahmin edilmektedir.

1.7 Sonuç

Teknolojik olarak sürekli ilerleyen insanoğlu, gün geçtikçe daha çok enerjiye ihtiyaç duymaktadır. Bu durumda, dünyada bilinen primer enerji kaynakları hızlı bir şekilde tüketilmektedir. İnsanlık yakında ciddi bir enerji krizi ile karşı karşıya kalacaktır. Dünya petrol rezervlerinin 2050, doğalgazın 2070 ve kömürün de 2150 yılında tükenmiş olacağı tahmin edilmektedir. Bu durum dikkatlerin nükleer enerji ve alternatif enerji kaynaklarının üzerinde odaklanmasına sebep olmaktadır.

Elektrik enerjisi tüketiminin artışı yalnızca üretim sorununa yol açmamakta, ancak çok yüksek gerilim kullanılmasıyla çözülebilecek taşıma sorununuda ortaya koymaktadır. Demek ki, kesim gereçlerini (Sözgelimi, kesiciler) , kabloları, transformatörleri değiştirmek gerekmektedir. Süperiletkenliğin, bazı durumlara, özellikle günümüzde taşıma araçları için olası en yüksek boyutlara erişmiş olan transformatörlere bir çözüm

getirmesi beklenmektedir. Bu konuda yapılan çalışmalar; ileride bütün hatlarıyla incelenecektir.

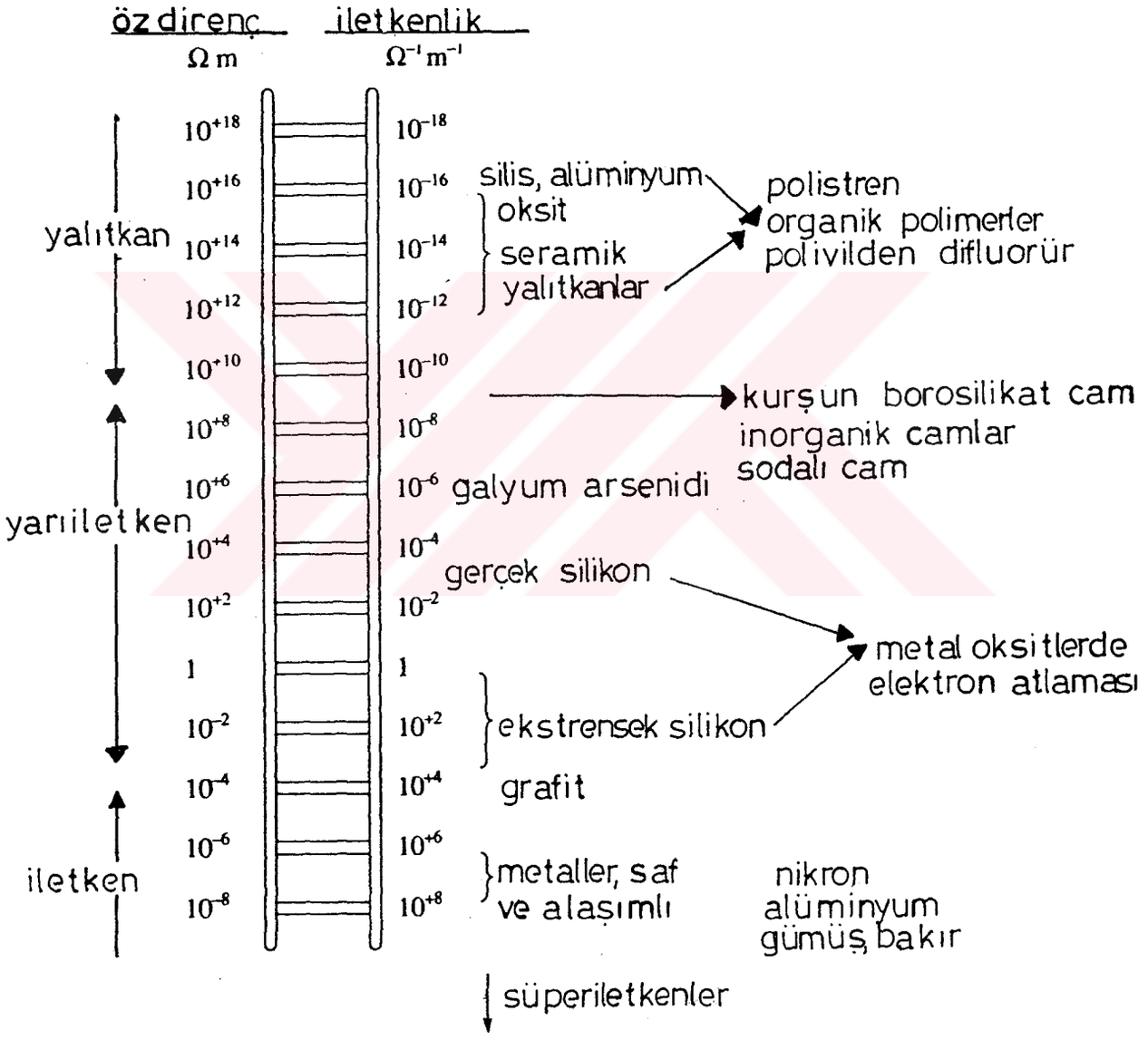
BÖLÜM II. SÜPERİLETKENLİK NEDİR?

2.1 Giriş

Bir iletkenin elektrik akımına karşı gösterdiği zorluk, "direnç" adını alır. Direnç, "R" ile sembolize edilir. Bütün iletkenler, elektrik akımına karşı bir direnim gösterir; fakat her birinin sahip olduğu direnç miktarı birbirinden farklıdır. Bazı materyallerde serbest elektronları açığa çıkarmak diğerlerine göre daha zordur. Yüksek dirençli malzemelerde bir elektronu açığa çıkarmak için gerekli olan enerji, düşük dirençli malzemelere oranla çok daha fazladır. İçinden elektrik akımı geçen bir iletkende direnç, elektrik enerjisini ısı enerjisine dönüştürmektedir.[3]

Elektrik akımına karşı çok düşük direnç değerlerine sahip olan malzemeler, "iletken" adını alırlar. Bakır, Alüminyum ve Gümüş en iyi iletkenlerdir; çünkü çok düşük direnç değerlerine sahiptirler. Genel olarak, valans bandında üç yada daha az elektron bulunduran bütün elementler, iletken olarak adlandırılırlar. Fakat, elektrik akımını iletme kabiliyetleri açısından birbirlerinden farklıdırlar. Örneğin; demirin direnci, bakırın yaklaşık altı katıdır; ancak her ikiside iletken sınıfına girer. Gümüş en iyi iletken olmasına karşın; çok pahalı olduğu için özel uygulamalar dışında kullanılmamaktadır. Alüminyum, bakır kadar iyi bir iletken değildir; fakat hem daha ucuzdur, hem de daha hafitir. Bu yüzden, alüminyum iletkenler elektrik enerjisini taşımada yaygın olarak kullanılmaktadır.

Süperiletkenlik; bir iletkenin elektrik akımına karşı direnç göstermemesi durumudur. Yıllardır, süperiletkenlik sadece yaklaşık -273°C (-460 F°) olan mutlak sıfır noktasına yakın sıcaklık değerlerinde gözlemlenebiliyordu. Geleceğe dönük araştırmalar, mutlak sıfır noktasının çok üstündeki sıcalıklarda da, süperiletken özellik gösteren yeni malzemeleri gündeme getirmektedir. Bu konudaki araştırmaların amacı, oda sıcaklığında süperiletken özellik gösteren materyalleri ortaya çıkarmaktır. Böylece, bu gün kullanılan her hangi bir enerji sisteminin daha yüksek bir verimle çalışması mümkün olacaktır.



Şekil 2.1 Çeşitli materyallerin özdirenç ve iletkenlik değerleri [5]

2.2. Süperiletkenliğin Tanıtımı

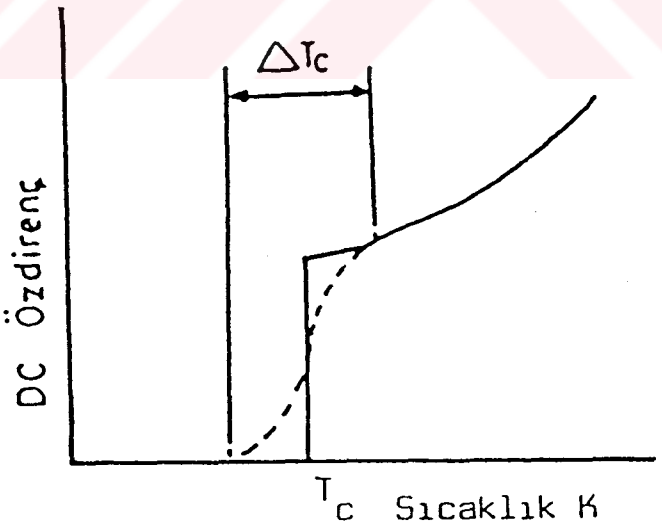
Süperiletkenliğin iki belirleyici özelliği vardır. Maddenin içinde elektrik akışının sembolik ifadesi olan akımın ilerleyişi, o maddenin oylumunu oluşturan iyon örgüleriyle çarpışması sonucu engellenir. Bunun kuramsal düzlemde tanımı maddelerin "direnci" dir. Böyle bir iletken madde, süperiletken duruma geldiğinde, bu direnç çarpıcı biçimde sıfıra iner. Bu konumda maddenin örgüsü, elektronları engellemek yerine onların birlikte hareketine destek olur. İşte bunun uygulamadaki anlamı süperiletken bir devrede elektrik akımının ilke olarak kayıpsız akacağıdır.[5]

Süperiletkenlerin, "sıfır direnç" göstermelerinin yanı sıra, yakınlarında bulunan herhangi bir manyetik alanı dışlamaları da ayırdedici bir özellikleridir. Örneğin bir mıknatıs, kritik sıcaklığın (süperiletkenliğe geçiş sıcaklığının) altında bulunan bir süperiletkeni sanki ters kutuplu bir mıknatısmış gibi iter. Ancak kritik sıcaklığın üstünde, aynı süperiletken madde herhangi (mıknatıs olmayan) bir iletken gibi davranır. Yani mıknatısın süperiletken üzerinde bir etkisi gözlenmez.

Güç kabloları, yongalar gibi elektrik iletimiyle ilgili tüm uygulamalar için idealdirler. Süperiletkenler, elektrik akımını sadece kayıpsız iletmekle kalmayıp büyük miktarda akımı da taşıyabilirler. Küçük süperiletken bobinli mıknatıslar çok fazla enerji tüketmeden güçlü manyetik alanlar yaratabilirler. Bu gibi mıknatıslar, manyetik alan sayesinde havada giden trenlerin yapımını sağlayabilir, hızlandırıcı tünellerde ve nükleer manyetik rezonans tarayıcılarında parçacık saptırıcısı olarak kullanılabilirler.

Süperiletkenlik ilk olarak 1911 yılında Hollandalı fizikçi H. Onnes tarafından cıvanın mutlak sıfır (O K°) sıcaklığı civarında soğutulduğunda elektrik akımına direnç göstermediğini gözlemesiyle keşfedilmişti. Sadece 4 K°'in (O K° = -273°C) altındaki sıcaklıklarda varolabilen sıvı helyum mutlak sıfır dolayındaki soğutmalar için oldukça uygundu. Deneysel olarak gerçekliği 1911'de kanıtlanan süperiletkenlerin kuramsal temellerinin tam olarak atılabilmesi için 1957'ye kadar beklendi. 1957'de Bardeen Cooper ve Schrieffer tarafından "BCS kuramı" adı verilen teori ortaya atılmıştır, BCS kuramı daha sonra birçok düzenlemelere maruz kalmıştır. Fakat başlıca bir uç iletken geçiş ısısının, T_c, altında iletken elektronlar"Cooper Çiftlerini" oluşturmak için bir araya gelerek yeni bir düzenek durumunu alırlar. Bu çiftlerin oluşumu, iletken elektronlarla onların örgü içindeki hareketlerinden doğan titreşimler arasındaki uyuma bağlıdır. Düşük ısılarda

(T_c altında) bu uyumlu titreşimler uyumsuz ısı titreşimlerini denetim altına alırlar ve eğer karşı devinim elektronları bilinen örgü titreşiminde çiftleşmişlerse, metalin serbest enerjisi düşer. Örgü, salınan elektronları bağlayan bir yay gibi görünebilir ve mekanik devinimin değiş tokuşu için bir ortam görevi görür. Cooper çiftinin etkin çapı (bu "uyum uzunluğu" diye bilinir.) 10^{-7}m düzenidir. (tipik interatomik mesafeler için bu 10^{-10} m dir.) Merkezi yığılma ısıya bağlıdır ve bütün iletken elektronlar salt sıfırda çiftlenir. Bir taşınan akım bir uç iletkenle geçiriliyorsa, bu durum aynı hızda hareket eden büyük sayıdaki Cooper çiftleriyle korunur. Kollektif olarak bunlar bir tek Broglie dalgasını temsil ederler. Cooper çiftlerinin yoğunluğu fazla ve akış hızı buna karşın oldukça düşüktür, sonuç olarak eşit dalga uzunluğu, örgü kusuru boyutlarıyla karşılaştırılınca, oldukça fazladır. Bu koşullar altında saçılım olgularına oldukça seyrek rastlanır ve uç iletkenin elektrik direnci kaybolur. Özellik Şekil 2.2'deki eğimle ifade edilmiştir. Uç iletken saf metaller için geçişim ısısı T_c, 0 - 01 - 9.15 K° olacaktır; uç iletken alaşımlar intermetalik bileşimler için T_c 20 K'nin üzerine kadar uzanan bir değişkenlik gösterir. Üzerinde normalden uç iletkene dek geçişimin yer aldığı ΔT_c ısı aralığı 10^{-9} K° yada gene maddenin durumuna bağlı olarak çeşitli derecelerde olabilir. [6]

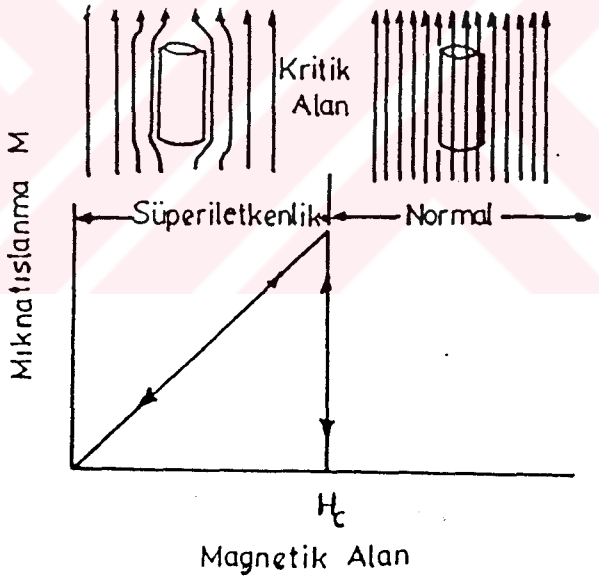


Şekil 2.2 Süperiletkenlerde özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

2.2.1 Tip - 1 Süperiletken

Bir "yumuşak" yada "Tip-1" süperiletken; örneğin kurşun ya da teneke gibi, aslında bu katışıksız mıknatıs iten özelliği gösterir. Yüzey yada perdeleme akımları, giderek dış manyetik alan "girginlik derinliği" denen yüzey döşemede bozulur. İleri iletken içindeki yerel manyetik alan ile yerel akım yoğunluğu arasındaki ilişki ilk önce "London olgusal kuramında" ileri sürülmüştür. A-1 boyutsal çözümlemesi $H_x = H_o \exp (x / \lambda)$'li getirir.Burada X, yüzeyden olan uzaklığı ve λ girginlik derinliğini gösterir,bu durum 10^{-8} m'dir. [7]

Tip - 1 süperiletkenlerin hareketi Şekil 2-3'de gösterilmiştir. Biz ani gelişimi niteliksel olarak " kritik alan " H_c'ye göre biliriz, çünkü manyetik alan ile ileri iletken elektronları arasındaki etkileşim "Cooper Çiftleri" arasındaki bükümü kırabilecek yeterliliktedir.



Şekil 2.3 Tip - 1 Süperiletkenlerin Hareketi

Bu durumda şimdiye kadar verilen açıklamalardan yola çıkarak T_c içinde soğutularak geçirilmiş ileri iletkende var olan manyetik alanın sürekli kalacağını bekleyebiliriz. Meissner ve Ochsenfeld'in önemli deneyleri varsayımın doğru olmadığını göstermiştir, ancak manyetik alan soğutma ve manyetik alan uygulamasının sonucu ne

olursa olsun, Tip - 1 yığınından atılmaktadır. Eğer manyetik alan (şekilde gösterildiği gibi boylamasına değil) enlemesine uygulanmışsa, alan dağılımının asimetrisi örnekteki hacimde, dirençliliğin giderek iyileşmesine yönelir. Silindirik örnekte geçişim H_c / 2 dolayında başlayacak H_c'de bitecektir. Geçişim noktaları H_c ve T_c bağımsız değildirler ve yaklaşık olarak parabolik bir tanımla ilişkilendirilebilirler.

$$H_c = H_o\left(1-\frac{T^2}{T_c^{\,2}}\right) \qquad (2.1)$$

Burada ,

H_0 = Kritik manyetik alan O K° 'dedir.

H_c = Kritik manyetik alan T K° 'dedir.

T_c = Kritik ısı sıfır-manyetik alandadır. (ileri iletkenlik için en yüksek ısı olanaklıdır.)

Süperiletken ve normal durumlar arasındaki bu sınır Şekil 2.4 'de gösterilmiştir. Bütün Tip - 1 iletkenler için H_c 10^{-1} T 'nin altındadır. Süperiletken yoluyla H_c dıştan uygulanabileceği gibi iletken içinden akım geçişiyle de olabilir.

Tip - 1 Süperiletkenlerinde akım yoğunluğu çok yüksek (10^{12} A / m²) olabilir. Fakat sığ giriş derinliği toplam akımı sınırlar ve böylelikle bu tür ileri iletkenliğin yararı ortaya çıkar. Bu pozisyona herhangi bir direnç kaybına uğramaksızın, onların 100 MHz'e kadar olan frekanslardaki çalışma yetileriyle erişilebilir.

2.2.2 Tip - 2 Süperiletken

Tip - 2 olarak bilinen ikinci süperiletken malzeme manyetik alanda farklı etkinlik gösterir. Bunun özellikleri Şekil 2.5'deki manyetiklenme eğimiyle belirlenmektedir. H_{c1}'nin altında (düşük kritik nokta) hareketi Tip-1'dekinin aynıdır. H_{c1} 'in üstünde normal duruma geçiş ani olmaz; fakat yavaş yavaş bir arayla H_{c2} kadarlık bir alan gücünde oluşur. (üst kritik nokta) Bunun için normal aşamaya geçişin tamamlanmış olması gerekir. "Karmaşık durumla" yayılan manyetik alan erimi diyelim ki niobium alaşımı için 0 - 01 T düşük kritik alanından, 20 T yüksek kritik alanına kadar olabilir. Tip-2 süperiletkenlerine verilen mühendislik önem, onların bu geçişte süperiletkenliği

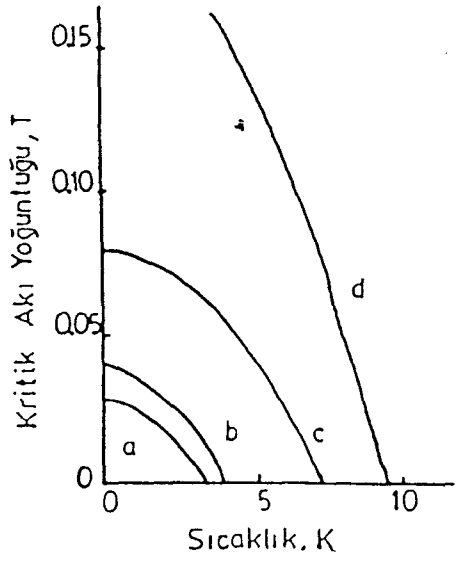
koruyabilmelerinden gelmektedir. 1950 yılında, Niels Böhr tarafından kapalı bir süperiletken halka çevresindeki atomik elektronları toplama uygulaması olan nicel kuralların aynısını uygulayan London tarafından resimlenmiştir. Empoze edilen koşullar, halkadaki dönen akımın toplam manyetik akışıyla bağlantılı olmasını gerektirmektedir. Bu akışık nicem şöyle gösterilebilir; [4]

$$\text{Akışık nicem} = \frac{h}{2e}$$
$$= 2 \times 10^{15}\ \text{Wb} \qquad (2.2)$$

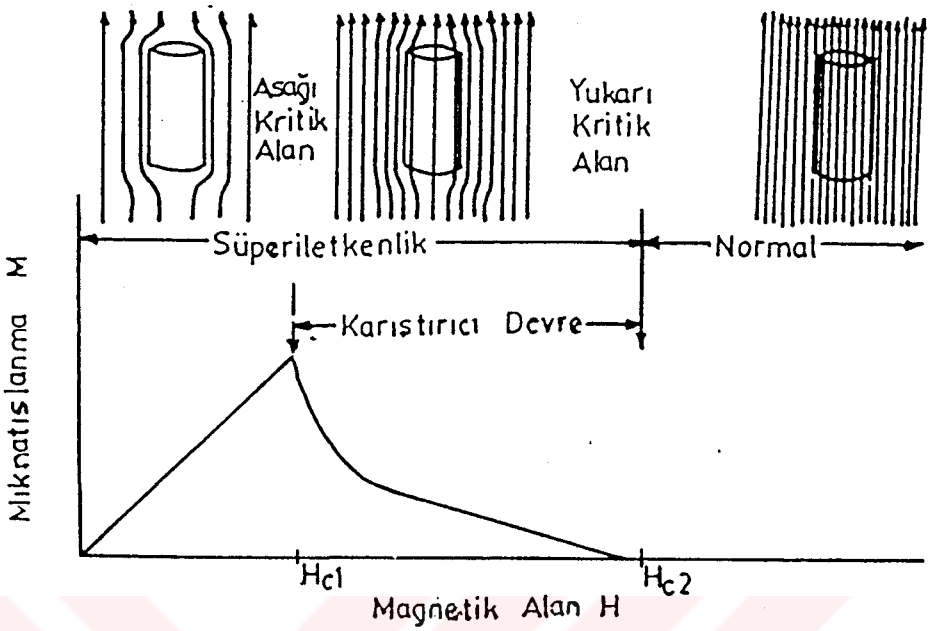
Burada; h = Blans değişmesi , e = Elektron yükü

Bu görüşler, ileri iletkenden normal akıma geçişi açıklamak için Ginsburg ve Landau tarafından geliştirilmiş ve 1957 'de Abrikosov Ginsburg Landau eşitliklerini bir Tip-2 süperiletkeni için çözmüştür. O, karmaşık durumda, süperiletkenin normal maddenin büyük sayıdaki telleriyle bağlandığını ve bunların herbirinin uygulanan alana paralel akışa bir kuantum taşıdığını varsaymıştır. Her tel bir süperiletken burgacıyla sarılmış olup diğer bir komşu teli reddedici konumdadır.

Tam sistem kendini bir örgü düzeninde ortaya koyar ve dış bir manyetik alanla bir arada tutulur. Akışık nicemin karmaşık durumda ilk gözlenmesi 1966 yılında Essman ve Trauble tarafından gerçekleştirilmiştir.



Şekil 2.4 Süperiletken ve normal durumlar arasındaki sınır.



Şekil 2.5 Tip - 2 Süperiletkenlerin manyetik alandaki hareketi

Mühendislik uygulamaları koşullarında ise şimdiye kadar geliştiregeldiğimiz durumlar pek ilginç değildir. Görüldüğü gibi hem Tip - 1, hem de ideal Tip - 2 süperiletkenler iletilen akımın büyüklüğünü sınırlama özelliğine sahiptiler. Bu sınırlama ileri iletkenlik durumunda tolere edilebilen manyetik alan içinde geçerlidir. Durum Tablo 2-1'de gösterilmiştir. Her ne kadar bazı uygulamalar bu materyalleri yararlı bir biçimde kullanmayı olanaklı kılıyorsa da, bizim tartışacağımız güç uygulamalarının büyük çoğunluğu süperiletkenlerin en az enerji sarfiyatıyla manyetik alan oluşturabilmeleriyle ilgilidir. [7]

2.2.3 Yüksek Alan, Yüksek Akım Süperiletkenleri

Karmaşık ortamda Tip-2 ideal süperiletkenlerinin yararlı akım aktarımına yardımcı olduğunu gördük, çünkü akım tellerinin hareketinde bir yadsıma söz konusu değildir.Eğer durum değiştirilmek isteniyorsa, tellerin hareketi onları örgü içinde tutarak önlenmelidir. Bu koşulun elde edilmesi oldukça kolay görünüyorsada aslında kaçınması

oldukça zordur. Eğer yapı tümüyle homojen olmayan bir yapıysa madde içindeki süperiletkenlik ve duyarlılık değişecektir.[5]

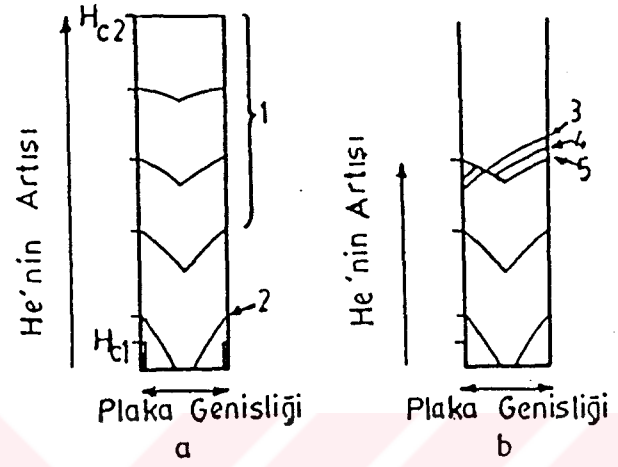
Tablo 2-1 Tip-1 ve İdeal Tip-2 Süperiletkenlerin Özellikleri

Madde	Kritik Sıcaklık T_c (K°)	Kritik Alan B_c (H_c) (T)
Alüminyum (Tip-1)	1.2	0.01
İndiyum (Tip-1)	3.4	0.03
Kalay (Tip-1)	3.7	0.03
Cıva (Tip-1)	4.4	0.04
Kurşun (Tip-1)	7.2	0.08
Niobium (Tip-2-İdeal)	9.3	Aşağı 0.12 4.2K° Yukarı 0.16

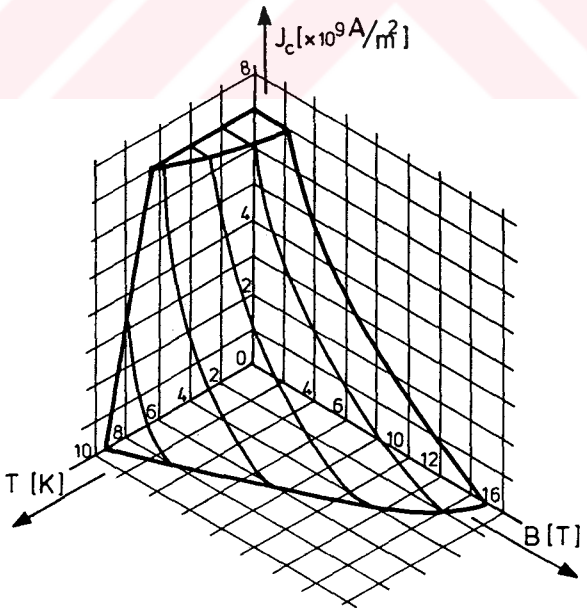
Bu "akışım kıskaçlaması"nı sunan ve aynı zamanda karmaşık bir durumda bir iletim akımını destekleyebilen bu maddeler "sert" ya da "yüksek alan" süperiletkenleri olarak bilinmektedirler. Tip-2 süperiletkenlerinin içinde akış girişinin önemi büyüktür. H_{c1} altında H_e dış alanı, yüzey perdeleme akımları nedeniyle tümden dışlanmıştır. H_{c1}'in üstünde akış süperiletken filament biçiminde giriş yapar. Akışın iletken içindeki hareketi koruganlama akımları denen akımlar oluşturur ve koruganlama akımları ile burgaçları arasında üretilen Lorentz gücüne iğneleme merkezi vasıtasıyla direnç verilmiştir. Bu iğneleme merkezlerinin gücü, olası (kritik) akım yoğunluğunu sınırlamaktadır ve böylece akış girişinin derecesini saptamaktadır. Koruganlama akımları, akım kritik yoğunluğu J_c'ye eşdeğer bir akım yoğunluğu ile girerler. Arta duran H_e için söz konusu olaylar dizisi, süperiletken bir plaka için Şekil 2-6'da gösterilmiştir. Şekilde verilen durumda yerel koruganlama akımı eşit fakat plakanın diğer yüzeyinde karşı gösterge vermektedir; net iletilen akım sıfırdır. İletim akımı JT'nin etkisi Şekil 2.6(b)'de gösterilmiştir. Plakada akım yoğunluğunda herhangi bir değişiklik yoktur.

Bu, iğneleme gücüyle sınırlanmıştır. İletim akımı sözkonusudur. Çünkü, o plakanın her iki yanı arasındaki dış alan içindeki farklı sonuca varmak için bir yandaki koruganlama akım geçişinin yönünü değiştirir. Sınırda, bir yandaki akım geçişinin tümü değiştirildiğinde ortaya çıkan duruma, doyum akımı denir. Her ne kadar çok gerekli

değilsede, doyum akımı belli bir güç alanı içindeki sürede, iletkenin kritik akımı olarak görülmelidir. Kritik akım yoğunluğu, bu tip süperiletken içinde varolan süperiletkenlik durumunun, üçüncü koşul değişikliğini temsil etmektedir. Isı, manyetik alan ve akım yoğunluğu arasındaki ilişki NbTi için şekil 2.7'de diyagram olarak verilmiştir.[4,5]



Şekil 2.6 Süperiletkenlerde iletim akımı JT'nin etkisi



Şekil 2.7 NbTi için ısı, manyetik alan ve akım yoğunluğu arasındaki ilişki.

Potansiyel olarak yararlı kritik alanlar ve akım yoğunlukları içeren Tip-2 maddelerinin bulunuşu geçen on yıl içinde uygulamaların geliştirilmesini hızlandırmıştır. Bu yol 1961 yılında Kunzler'in, metaller arası bileşim niobium tenekenin yüksek bir manyetik alan altında (8.8 T) süperiletken (4.2 K° de ve yüksek "10^5 A/cm²" akım yoğunluğunda) kalabildiğini belirtmesiyle açıklanmıştır. Sonuçta, Niobium - Zirconium (NbZr) ve Niobium - Titanum (NbTi) alaşımları benzer yararlı özellikler göstermişlerdir.

Tablo 2.2 bu maddelerin ve son zamanlarda ilgi toplayan diğer birçok maddenin özelliklerini göstermektedir. [5]

Tablo 2.2 Sert Tip - 2 Süperiletkenlerin Özellikleri

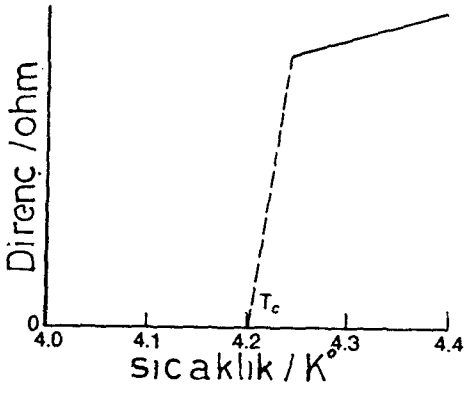
	Kritik Sıcaklık T_c (K°)	Kritik Alan B_{c2} (H_{c2}) (T)
Niobium - Titanyum ($Nb_{0.44}$ $T_{c0.56}$)	10	12
Niobium - Kalay (Nb_3 Sn)	18	22
Niobium-Zirkanyum ($Nb_{0.75}$ $T_{c0.25}$)	11	8
Vanadium- Gallium (V_3 Ga)	15	25
Nb_3 ($A_{0.8}$ $Ge_{0.2}$)	20.7	40

2. 3. Süperiletken Maddelerin Tarihi Gelişimi

Bu bölümde, klasik süperiletkenliğin temel özellikleri ana hatları ile ortaya konularak; yüksek sıcaklıklardaki yeni süperiletkenlere ilişkin bir terminoloji verilmekte ve bütün bunlar tarihi bir perspektif içinde incelenmektedir.

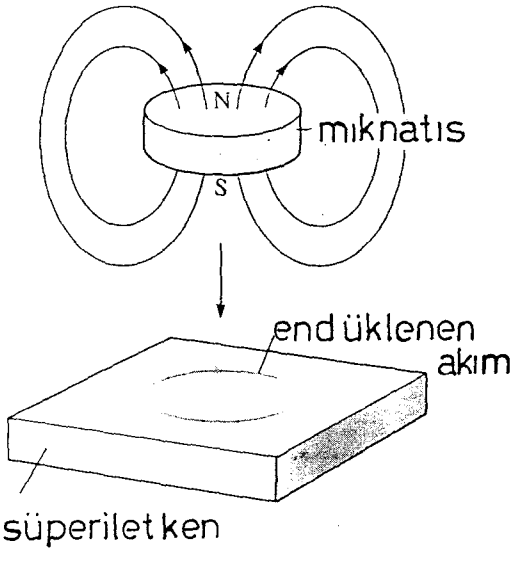
Süperiletkenliğin tarihçesi [4]; 1908 yılında Leiden Üniversitesinde, helyumu sıvılaştırmak suretiyle iletken sıcaklığını 1 K° 'e kadar düşürmeyi başaran Kamerlingh Onnes' in deneyleri ile başlar. Metallerin düşük sıcaklıklardaki elektriksel dirençlerine ilişkin çalışmalarını sürdüren Onnes; 1911 yılında cıvanın süperiletken özelliğe sahip olduğunu ortaya çıkardı.Şekil 2.8' de gösterildiği gibi; sıcaklık azaldıkça, yaklaşık 4 K° 'den sonra direnç değeri hızla düşmeye başlar ve geçiş sıcaklığı T_c' de sıfır olur. Süperiletken bir devrede, 10^{-28} Ωm' lik direnç üst sınır olarak kabul edilirse; devrede dolaşan akımın değerinde herhangi bir azalma olmaksızın iki yılı aşkın bir süre varlığını sürdürdüğü gözlenmektedir. Gerçekte ise, süperiletken bir devrede direnç daima

"sıfır" dır. 1911 yılından beri, süperiletkenlik bir çok element ve alaşımda gözlenmektedir. Bunların başlıcaları şunlardır: Kalay (3.7 K°), Tantal (4.5 K°), Kurşun (7.2 K°), Niobium (9.2 K°), N_3Sn (18 K°) ve $Nb_3Al_{0.5}Ge_{0.2}$ (20.9 K°).



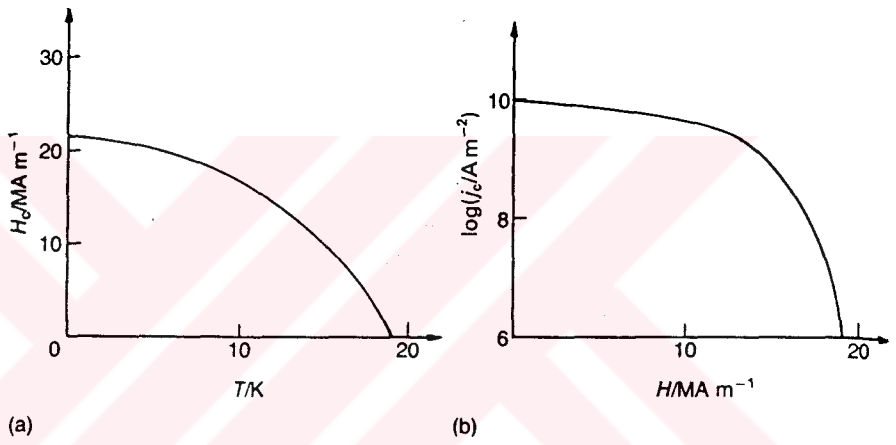
Şekil 2.8 Cıva için süperiletken duruma geçiş

Meissner etkisi, süperiletkenlikle ilgili önemli bir olaydır. Bir manyetik alan T_c sıcaklığının altındaki herhangi bir süperiletkene uygulanırsa, yüze yakımları meydana gelir; bu akımlar tarafından üretilen manyetik alanda, malzemeye uygulanan manyetik alanı tamamıyle ortadan kaldırır. [5](Şekil 2.9). Materyal içindeki net akı sıfır olduğu için süperiletken mükemmel bir diyamanyetik mıknatıs gibi davranır. Süperiletken materyallere uygulanan manyetik alanın neden olduğu koruma akımları gibi; iletken üzerindeki e.m.k.'nın ürettiği akımlarda, süperiletken materyallerin dış yüzeyi ile sınırlıdır.



Şekil 2.9 Süperiletkenlerde yüzey akımlarının oluşumu

Süperiletkenlerde, kritik akım yoğunluğu J_c 'nin üstündeki değerlerde süperiletkenlik ortadan kalkar.İletkene uygulanan manyetik alanın neden olduğu koruma akımı (screening current) artış gösterdiği için; kritik manyetik alan H_c 'de süperiletkenlerde önemli bir değerdir. Kritik akım yoğunluğu J_c' de olduğu gibi, H_c 'nin üstündeki değerlerde de süperiletkenlik ortadan kalkacaktır. H_c, sıcaklık değişimlerine bağlı bir değerdir. Örneğin; kurşunu ele alalım; H_c 7.2 K° (T_c) için sıfırdır. Sıcaklık, yaklaşık 0 K° 'e kadar düştüğünde ise 65 kAm^{-1} değerine ulaşmaktadır. Özetleyecek olursak; J_c, uygulanan manyetik alana ve akım iletim yoğunluğuna bağlıdır; ve her ikiside en önemlisi T_c'nin altındaki sıcaklık değerlerine bağımlıdır.Nb_3Sn için bu durum Şekil 2.10 'da şematik olarak gösterilmektedir.[6]



Şekil 2.10 Nb_3Sn için H_c ve J_c değişim
a) Nb_3Sn için; sıcaklığın fonksiyonu olarak, kritik manyetik alan H_c 'nin değişimi
b) Nb_3Sn için; 4.2 K° 'deki manyetik alanın bir fonksiyonu olarak, kritik akım yoğunluğu J_c 'nin değişimi.

Bütün bunlar, süperiletkenliğin belli başlı özellikleridir.Gerçekte süperiletkenlikle ilgili ilk ve en önemli teorik açıklama, 1950 yılında H.Fröhlich ve J.Bardeen tarafından, elektronla-fonon arasındaki etkileşimin iki elektronu sanki aralarında doğrudan doğruya bir çekim reaksiyonu varmış gibi bir araya getirdiği fikrinin ortaya atılmasıyla yapıldı.

1956 yılında, L.N: Cooper eğer iki elektron arasında bir çekim varsa, bu çekim ne kadar zayıf olursa olsun, elektronların ortak enerjilerinin daima en yüksek enerji

kademesindeki (Fermi Enerji) periferik elektronların enerjilerinden daha az olduğunu kanıtladı ve O K° ' deki normal bir metale, bir elektron çifti ilave ettiğini açıkladı. 1957 yılında J. Bardeen, L.N. Cooper ve J.R.Schrieffer bu alandakı çalışmalarını genişleterek, birbirleriyle etkileşim halinde olan elektronların bir araya gelerek oluşturdukları yığılıma ilişkin bir tanımlama getirdiler ve bu yığılımı "Cooper Çiftleri" olarak tanımladılar. Bu olay, "BCS" teorisi olarak bilinmektedir.

Metal içerisinde dengeli bir şekilde hareket eden Cooper çiftlerinin ortak momenti değiştirilemez. Çiftlerden birinin momentindeki herhangi bir değişiklik, fononla aralarındaki etkileşimden dolayı olumsuz bir etki yaratacağından; diğer elektronda da eşit, fakat zıt yönlü bir değişim görülecektir. Bu yüzden, normal yayılım olayı elektron topluluğunun momentinde bir değişikliğe neden olmadığı gibi; bir elektrik alan içinde hızla haraket eden bu elektronların çekme momenti üzerinde de bir etkiye sahip değildir. Normal sıcaklıklarda da elektron-fonon arasındaki etkileşim, elektiriksel direncin kaynağı olduğu için; dengeli Cooper çiftlerinin yüksek T_c değerlerine sahip zayıf iletkenlerde bulunması şaşırtıcı değildir; k T_c ise O K° 'deki bir Cooper çiftini parçalara ayırmak için yaklaşık olarak gerekli olan enerji miktarıdır.

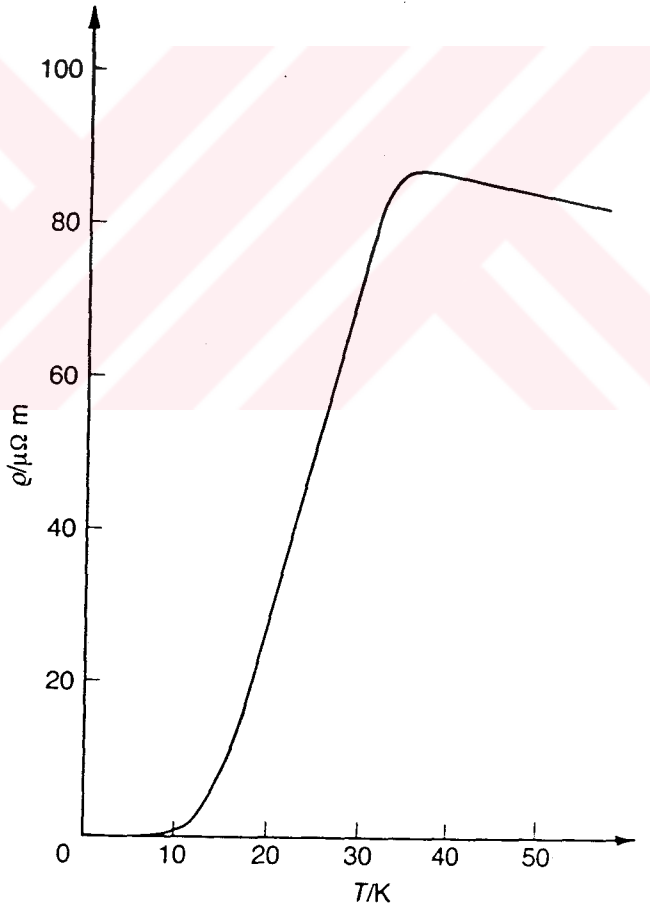
Fröhlich, bir metalin yüksek T_c değerlerine sahip hafif izotoplarıyla, bundan daha ağır olan diğer izotopları arasında, bir ilişki kurmak suretiyle "izotop etkisi"diye adlandırılan bir olayı tanımladı. Atom ne kadar hafifse, onu hareket ettirmek ve elektronların hareketlerini kontrol etmek o kadar kolaylaşacağı için, bu tanımlama akla yatkın görünmektedir. BCS teorisi ise, izotop etkisini fononların frekansı açısından açıklayabiliyordu. [6]

1950 yılında B.T. Matthias, yeni süperiletkenlere ilişkin deneysel kurallara dayanan bir araştırmaya girişti. Bu kurallara bağlı olarak, Fermi seviyesindeki elektron kademelerinin yüksek yoğunluğunu, zayıf fononların etkilerini ve metal-yalıtkan geçişine katkılarını ortaya koydu.

1966 yılında, stronsiyumun yerine kullanılan bir miktar baryum yada kalsiyum içeren, kalsiyum titanat yönünden zayıf oksijen-Sr Ti $O_{3-\delta}$ bileşiğinde süperiletken özelliğin bulunuşu ile bu alanda önemli bir adım atıldı. T_c değeri çok düşük olmasına rağmen (0.55 K°); geçmişe bakacak olursak, özellikle ilk süperiletken seramiklerde bu

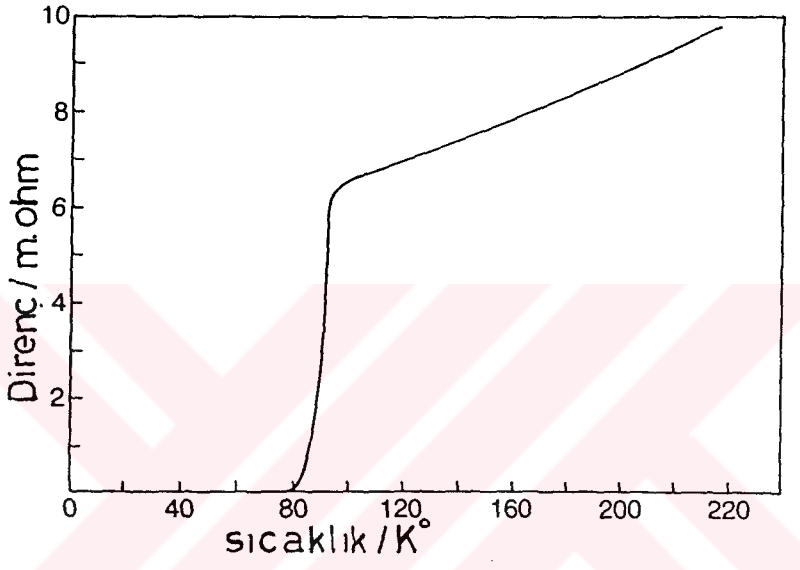
bileşik görülmektedir. Daha sonra 1979 yılında, T_c değeri ortalama 13K° olan ve kalsiyum titanat içeren $BaPb_{0.75}Bi_{0.25}O_3$ keşfedildi.

Süperiletkenlik konusunda en önemli ilerleme 1986 yılında metal-yalıtkan geçişi konusunda çalışmalar yapmakta olan, J. G. Bednorz ve K. A. Müller'in La-Ba-Cu-O sisteminde süperiletkenlik bulunduğunu açıklamasıyla gerçekleşti. Bu özel bileşim üzerinde yapılan çalışmalar sonucunda, $(La,Ba)_2$ Cu O_4 bileşiğinin perovskit K_2 Ni F_4 tabakası içerdiği ortaya çıktı. Baryumla Lantanın yer değiştirmesi Cu^{3+}/Cu^{2+} oranını değiştirir ve 35 K° civarında süperiletkenliğe geçiş aralığını genişletir. Şekil 2.11'de J. G. Bednorz ve K.A. Müller'e Nobel ödülü kazandıran buluşlarına ilişkin grafik gösterilmektedir.



Şekil 2.11 $(La, Ba)_2$ Cu O_4 bileşiğinde süperiletkenlik

Bu olağanüstü gelişme dünyadaki bir çok laboratuvarda, 123 malzeme olarak adlandırılan $YBa_2 Cu_3 O_{7-\delta}$ bileşiminde 93 K° kadar çıkan sıcaklık değerlerinde, geçiş olayının bulunuşu ile sonuçlanan bilimsel çalışmaları doğurdu.(Şekil 2.12)$YBa_2 CU_3 O_{7-\delta}$ bileşiğinin kristal yapısı perovskit ile yakından ilgilidir. Şekil 2.13'de görüldüğü gibi birim hücre üç perovskit küpten oluşur. Bu küplerin köşelerinde Cu iyonları, kenarlarının orta noktalarında ise O iyonları yer alır. Küplerin alt ve üst yüzeyleri Baryum,merkezi ise itriyum'dan (Y) oluşur.[5]



Şekil 2.12 $YBa_2 Cu_3 O_{7-\delta}$ için süperiletken duruma geçiş.

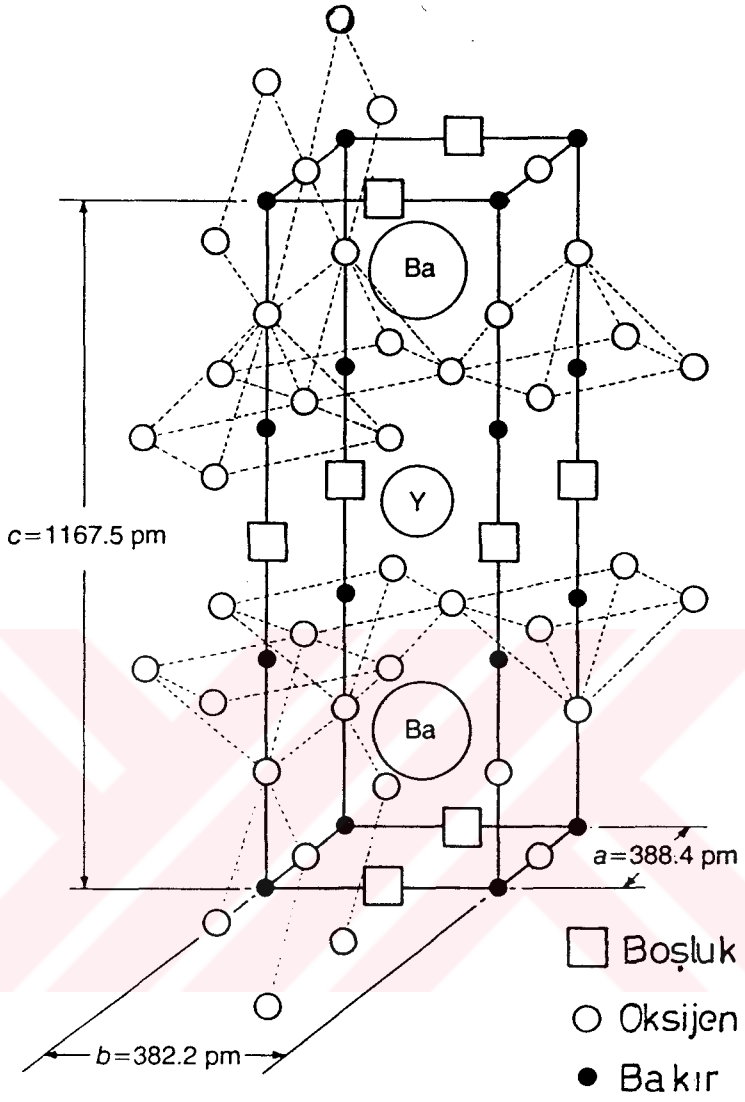
$YBa_2 Cu_3 O_7$ bileşiminin hem Cu^{2+}, hemde Cu^{3+} iyonları içerdiği ve bu iyonların birleşik içerisinde orantılı olarak yer aldığı bilinmektedir. Bu bileşiği üç hücreli mükemmel perovskit $Ca_3 Ti_3 O_9$ ile karşılaştırırsak, 123 bileşiminin oksijen boşlukları içerdiği açıkça görülür.Bu yüzden, Cu^{2+} ve Cu^{3+} iyonlarının varlığını gözönüne alacak olursak, birleşimin formülü $YBa_2Cu^{2+}_{2+\delta}Cu^{3+}_{1-\delta}O_{7-\delta}Vo_{(2+\delta)}$ olarak yazılacaktır. Günümüzde hala katyonlardan elde edilen elektronların, dolu ve boş oksijen yerlerine nasıl dağıldığı konusunda kesin bir bilgi yoktur. Hiç şüphesiz bu durum, karşımıza çıkan en önemli güçlüklerden biridir; çünkü süperiletkenliğin kaynağı henüz bulunabilmiş değildir. Bununla birlikte aşağıdaki bölümlerde, 123 bileşiklerinin belli başlı nitelikleri üzerinde durulmaya devam edilecektir.[4]

Perovskit yapı, yapısal dengesizliklere yol açan düşük frekanslı fononların (zayıf modların) varlığını kolaylaştırmaktadır. Örneğin ; ferroelektrik-paraelektrik geçişinde bu durum açık olarak ortaya çıkmaktadır. Yapısal dengesizlik, yaklaşık 700 °C civarında (Kesin sıcaklık değeri δ'ya bağlı olarak değişir. "δ: Oksijen sabiti") tetragonal-prizmatik geçişini gerçekleştiren 123 bileşiklerinde yaygın olarak görülmektedir. Diğer taraftan, ferroelektrik yapıya benzeyen kristal teşekkülünde de bu olay meydana gelmektedir.

Kristal yapı içerisinde Cu ve O iyonları arasındaki mesafe, Jahn-Teller etkisi nedeniyle bakır iyonlarının oksidasyon durumuna bağlı olarak, değiştiği için; Cu^{2+} 'den Cu^{3+} 'e elektron transferi söz konusu olduğunda, kafes parametrelerinde bir ayarlama yapılacaktır. Bunun sonucu olarak, elektronla fonon arasındaki etkileşimden kaynaklanan bir mekanizma ortaya çıkacaktır. Değişken valans iyonları ve oksijen boşlukları bizi "süperiletkenliğe" götüren belli başlı özellikleridir; ancak BCS teorisindeki elektronla-fonon arasındaki etkileşime ilişkin mevcut mekanizma henüz formüle edilememiştir.

1987 başında bir çok büyük araştırma labotuvarında araştırmacılar "süperiletkenleri" biraz daha "ısıtabilmek" için bir yarışa girmişlerdi. 16 Şubat'ta ABD'de Houston üniversitesi'nden Chu ve ekibiyle Alabana Üniversitesinden öğrencisi Wu ve arkadaşları 93 K° 'de süperiletkenliğe geçiş yapan bir bileşik bulduklarını duyuruyorlardı. Zürih' teki grubun bileşiğideki Lantanın yerine yitriyum kullanmışlardı. (Y-Ba-Cu-O) Aynı bileşik kullanılarak kritik sıcaklık 100 K° sınırını aşmıştı. AT &T Bell labatuvarındaki grub da gelişmeleri yakından izliyordu. ABD'den Çin'e, Kanada'dan Hindistan'a tüm resmi ve özel labatuvarlarda süperiletkenlik deneyleri için özel birimler oluşturulup fonlar yaratılırken, uluslararası tekel olan elektrik ve elektronik şirketlerinin araştırma/geliştirme birimleri de bağımsız yada üniversitelerdeki araştırmaları destekleyerek işbirliği içinde yoğun olarak bu alana giriyor ve çalışmalar yapıyorlardı.

Bi-Al-Ca-Sr-Cu-O ve Tı-Ca /Ba-Ca-O sistemlerindeki bileşiklerin geçiş sıcaklıkları 114 K° ve 120 K° olarak kabul ediliyordu. Sıcaklık 100 K° 'in üzerinde birer,ikişer arttırılırken ABD'de iki ayrı grup 200 K° 'nin üzerinde süperiletken geliştirdiklerini açıkladılar. Wayne-State Üniversitesinden Chen, Wenger ve Logothetis 240 K° 'de süperiletkenlik gözlediklerini bildirmişlerdi. Bileşiklerini tam olarak açıklamayan Wayne State grubu, süperiletkenin Y-Ba-Cu-O ailesinden, daha önce 90 K° kritik sıcaklığının gözlendiği bir oksit - seramik olduğunu belirtmekle yetindiler.



Şekil 2.13 $YBa_2 CU_3 O_{7-\delta}$ bileşiminin kristal yapısı.

Wenger ve arkadaşları bileşiklerinde " Josephson etkisi"nin tersi bir olgu gözlediklerini özellikle belirtiyorlardı. Josephson etkisi kabaca "Josephson eklemi" (İnce bir yalıtkan tabakayla birbirinden ayrılan iki süperiletken) adıyla bilinen bir aygıta DC gerilim uygulanması sonucu AC akım elde edilmesi olayıdır.Wenger ise tam tersini yani kendi örneklerinden geçirdikleri AC elektrik akımının DC gerilim üretmesini gözlediklerini açıkladı. Ne AC Josephson etkisi, ne de Wayne State grubunun gözlediği

tersi olguyla bir süperiletkenden başka bir şeyde gözlenemeyeceğine göre, sıfir direnç özelliği gözlenmemiş olsa bile, bileşiğin süperiletken olduğu iddia edilebilirdi.

Öte yandan, Houston'da 93 K° le ilk yüksek - sıcaklık bileşiğini bulan Chu ve ekibi ikinci bombasını patlatıyor ve 225 K° 'de süperiletkenliğe geçen yeni bir bileşik geliştirdiklerini açıklıyordu. 225° K (-49C°) henüz oda sıcaklığına çok uzaktı, ancak dünya üzerinde kaydedilen en düşük sıcaklıktan da oldukça yüksekti. Tokyo Üniversitesindeki grubun lideri Tanaka yitriyum yerine erbiyum ya da holmiyum gibi toprak elementlerinin kullanılmasıyla daha yüksek kritik akımlara sahip seramiklerin elde edilebileceği görüşünde idi.[4,6]

Toshiba firması mart ayında yaptığı açıklamada ilk "süperiletken kablo" yu ürettiğini duyurdu. Y- Ba - Cu -O bileşiğinden geliştirilen kablo 94 K° 'de sıfir dirence ulaşıyordu. 0.6mm. çaplı çubuklar halinde üretilen süperiletken tellerin kritik sıcaklığı ise 87 K° 'di. ABD 'de Argonne Ulusal Labaratuvarlarında 0.2mm. çaplı teller üretmişti. Bu tellerin yüksek olan mıknatısları için uygulama olanağı vardı, ancak süperiletkenliğin kaybolduğu düşük akımlarda oldukça kullanışsızdı. Akım yoğunluğu sınırı Toshiba için 6 A/cm^2,Argonne'de üretilen içinse 5 A/cm^2 idi, bu yoğunluk pratik kullanım için standartların çok altındaydı. Yüksek hızda mikrodeoreler içinse ince süperiletken filmler, tel ve şeritlerden daha uygundu. Bu arada Yorktown'daki IBM Labatuvarları Y-Ba-Cu-O bileşiği kullanarak 400 nanometre kalınlığında süper iletken film ürettiğini duyuruyordu. Japon Matsushita firmasına ait merkezi araştırma labatuvarı ise büyük ölçüde baskılı devre (L.S.I.) uygulamalarında kullanılmak üzere bir lantan-stronsiyum-bakır bileşiğinden üretilen süperiletken monokristal seramik film ürettiğini açıklıyordu.

"Isı"sı her geçen gün yükselen bu yeni buluş hakkında çalışmalar hızla sürmektedir. Japon Elektronik Teknolojisi Genel Araştırma Enstitüsü, 300 K° (veya-27 C°) 'de süperiletkenliğe ulaştığını iddia etmektedir. Sumitomo Elektrik, Houston Üniversitesi ve Yeni delhi Ulusal Fizik Labatuvarlarının üçü'de, O C° 'nin üzerinde süperiletkenliğe ulaştıklarını açıklamaktadırlar. [8,9]

Yukarıda açıkladığımız gibi süperiletkenlik konusunda bir çok maddeler denenmekte ve süperiletkenlerin sıcaklığı oda sıcaklığına kadar yükseltilmeye çalışılmaktadır. Bu keşiflerin önemi, T_c sıcaklıklarındaki artıştan çok, deneysel verilerin

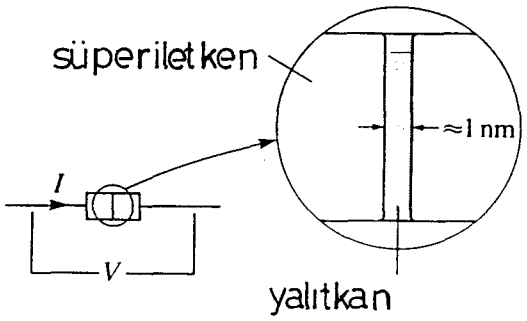
genişletilmesinde yatar, bunun sonucuolarak yüksek T_c değerlerine sahip seramiklerde süperiletkenliğe teorik bir açıklama getirmek mümkün olacaktır.

2.4 Süperiletkenlerin Olağandışı Davranışları ve Josephson Etkisi

Süperiletkenlerden yapılan temel elektronik aygıt Josephson tünel eklemleridir. Bu aygıt ismini 1962 'de çalışmasının dayandığı fiziksel etkileri belirleyen Cambridge fizikçisi Josephson'dan almıştır. Bu eklemlerden oluşturulacak gruplarla bilgisayar için mantık devreleri, bellek hücreleri ve bir takım duyaçlar yapılabilir.

Genel olarak bir Josephson eklemi iki süperiletken elektrot ile bu elektrotlar arasına sandviçlenmiş 15 atom kalınlığındaki yalıtkan bir oksitten oluşur. Mikro köprüler, noktasal temas cihazları gibi bazı eklemler ise tamamen süperiletken maddelerden yapılmaktadır. Bu cihazlarda malzeme üzerinde yalıtkan gibi davranan çok dar bir geçit oluşturarak tünelleme sağlanmaktadır. (Şekil 2.14) [4]

Konuya klasik fizik açısından yaklaşmış olan Josephson, elektron çiftlerinin geçiş (atlama) sırasında enerjiye ihtiyaçları olmasına rağmen, yalıtkanın içinde tünelleme yaparak eklemde süperakımlar yaratabileceğini göstermiştir. Bu olay eklemin yeteri kadar ince ve sıcaklığın kritik sıcaklıktan düşük olduğu durumlarda meydana gelmektedir. Tünelleme sırasında akımında kritik akımdan düşük olması gerekmektedir.



Şekil 2.14 Josephson eklemi

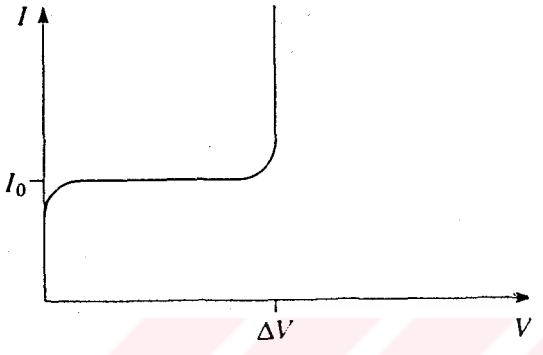
Süperiletkenlerde yer alan elektronlar normal şekilde davranmazlar. Copper çiftleri olarak bilinen durumda eşleşen elektronlar ayrı ayrı taneciklerden çok aynı fazdakı iki dalga olarak düşünülebilir. Elektron dalgaları yalıtkan içinde de devam etmekte ve belli bir yere kadar yalıtkan maddelerin içine sokulabilmektedir.

Josephson, eklemlerine "zayıf bağlantılar" (Weak Links) adını vermiştir. Çünkü bu eklemlerdeki süper akımı değiştirmek veya durdurmak aynı işlemi süperiletken maddelerde yapmaktan daha kolaydır. Örneğin bir manyetik alan, eklemlerdeki elektron akışını kolayca engelleyebilmektedir. Bu da Josephson eklemlerinin can alıcı noktasını oluşturur. Eklemden geçmekte olan elektron dalgaları dış manyetik alanlardan konumlarına göre değişik şekillerde etkilenmektedir. Herhangi bir manyetik alanın etkisinde kalan eklemin bazı noktalarında akım ters dönmekte, bazısında durmakta, bazı bölümlerde ise akışına devam etmektedir. Bu değişik etkileşimler sinüzoidal bir şekil oluşturmaktadır. Eklemden akım geçip geçmeyeceğini bu değişik hareketlerin toplamı belirlemektedir. Uygulanan manyetik alan güçlendikçe oluşan sinüs eğrisinin frekansı artmaktadır. Bu sinüs eğrisi eklem üzerinde tek sayıda döngü yaparsa akım oluşmakta, çift sayıda döngü durumunda akım durmaktadır. Manyetik alan arttılınca frekans yükselmekte ve eklem (akım geçirip, geçirmeyerek) açılıp kapanmaktadır. [4,5]

Josephson ekleminden yapılan "anahtar" da, manyetik alan bir kontrol hattı tarafından sağlanır. Bu hat, eklemi mantıksal devre elemanı halıne getirmek için gerekli anahtarlamayı yapar. Eklemin yarısı, bir ucu akım kaynağına diğer ucu da bir çeşit çıkışa bağlı olan bir hattan oluşmaktadır. Bir mantık devresinde bir eklemin çıkışı, diğer bir eklemin kontrol hattı olabilir. Eklemin diğer yarısıda toprakla bağlantılıdır. Manyetik alanın yokluğunda, yani kontrol hattından akım geçmediğinde eklemden de akım geçmez ve gelen akım toprağa iletilir. Kontrol hattından akım geçtiğinde oluşan manyetik alan, anahtarın açılmasına ve akımın eklem üzerinden çıkış cihazına geçmesine neden olur.

Gerilimde Josephson eklemindeki akımı etkiler. Şekil 2.15'de Josepson eklemine ilişkin I-V karakteristiği görülmektedir. Eklem, süperiletken durumda iken üzerinde gerilim oluşmaz. Fakat akım kritik düzeyi aştığında veya bir manyetik alanın etkisiyle süperiletkenlik ortadan kalktığında bir gerilim gözlenir. Elektrik alanı da manyetik alan gibi süperakım etkiler. Ancak elektrik alan uygulandığında, eklemdeki akım konuma değil zamana bağlı olarak değişmektedir. Gerilimsiz ortamda akım normal olarak

akmakta, sınırlı bir gerilim (elektrik alanı) uygulandığında ise akım yüksek frekansta yön değiştirmektedir. (Yüksek frekanslı değişken akım, AC oluşmaktadır.) 1 m V'luk gerilimler bile 500 GHz gibi yüksek frekanslara neden olmaktadır. Eklemin gerilime karşı tepkisi o kadar kesin ve hassastır ki, uluslararası gerilim standartları Josephson eklemleri kullanılarak belirlenmektedir.[5]



Şekil 2.15 Josephson eklemine ait I-V karakteristiği.

2.5 Çok filamanlı Süperiletken Kablolar

Stabilite konusu, bir süperiletkenin manyetik alan yönüne ilişkin dikey uzantılarının boyutlarından en az birinin, yaklaşık olarak 0.1 mm'den daha küçük olmasını gerektirir. Yüksek J_c değerlerine sahip malzemeler için bu değer daha da düşüktür. (4.Bölümde bu konu ayrıntılarıyla incelenecektir.) Bu nedenle ilk alan etkili süperiletken sargılar, süperiletken şeritlerden yapılmıştır. Bununla birlikte; bu şeritlerin sarılması oldukça zordur ve eğer manyetik alan, süperiletken şerit yüzeyinde dikey bir bileşene sahipse stabilite ve şeritlerdeki kayıplar oldukça azalacaktır.

Çok sayıda süperiletken telden meydana gelen ilk filamanlı kablolar, 1960'lı yılların sonunda iletken malzemelerden, çoğunluklada düşük sıcaklıklardaki üstün elektriksel ve termal iletkenliği nedeniyle bakırdan oluşan bir kalıp içerisine yerleştirilmiş filamalardan yapılıyordu. Bilinen bütün stabilite kriterleri bir iletkene uygulandığında, filamanların her biri stabilite ölçü kriterlerine uyacaktır. Bunun yanısıra, eğer iletkene dışarıdan değişken bir manyetik alan uygulanıyorsa, iletkenin karşısındaki diğer filamanlarda oluşan büyük

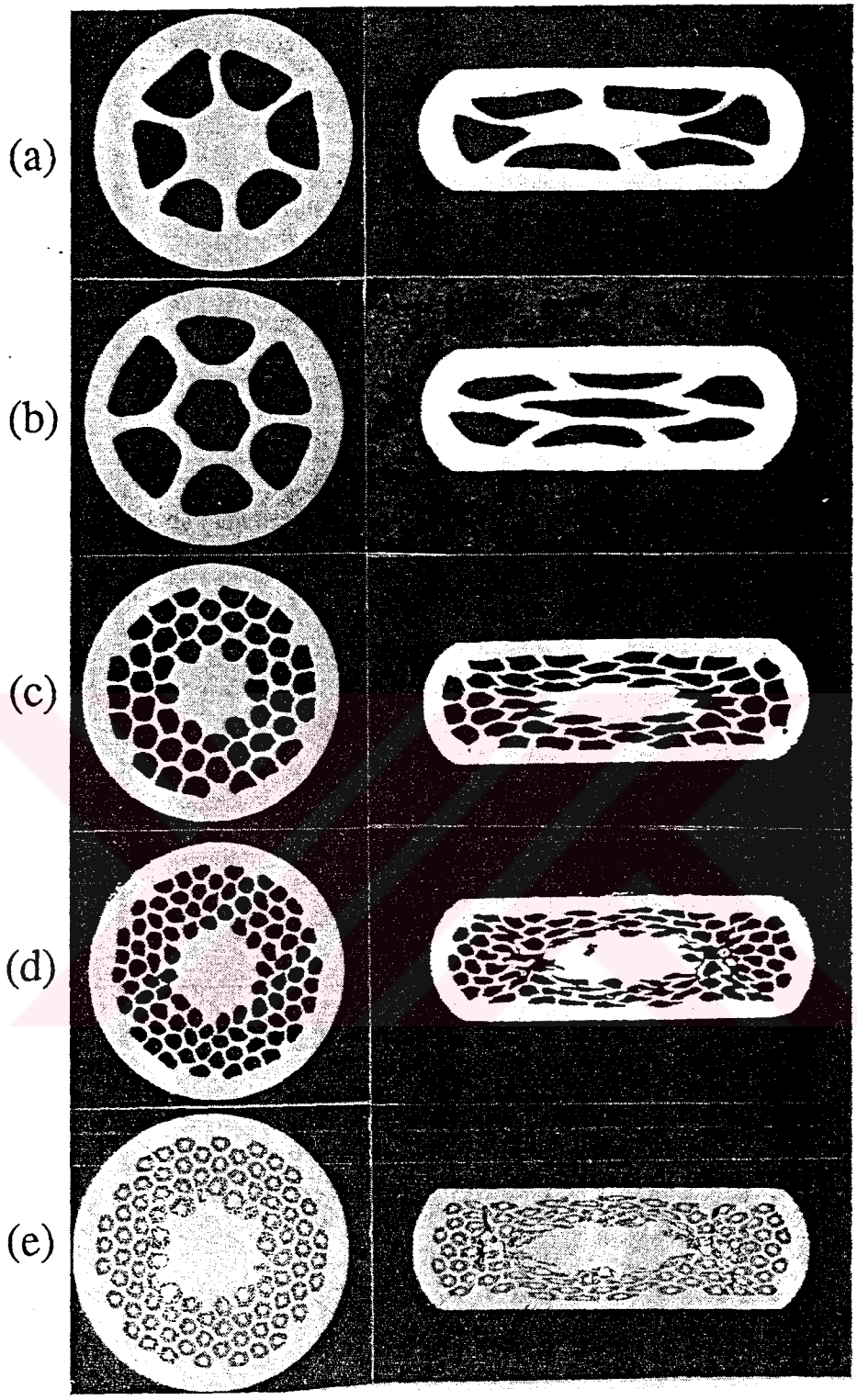
mıknatıslanma akımlarını önlemek için iletken bükülecektir. Bükme işlemi aynı zamanda iletkenin stabilitesini de düzenleyecektir. [5]

Tablo 2.3 'de görüldüğü gibi çok filamanlı iletkenler beş farklı tipte imal edilirler. Burada filaman sayısı ayırdedici bir unsurdur. 7 filamanlı iletken dışında kalan diğer bütün iletkenlerde kablonun ortasında altıgen şeklinde gümüş teller kullanılmaktadır. 6,48 ve 90 filamanlı iletkenler, filaman boyutlarının işlenebilme kabiliyeti ve mekanik özellikleri üzerindeki etkilerini incelemek amacıyla, gümüş tellerin oksidasyon orani hemen hemen birbirinin aynı olacak şekilde dizayn edilmektedirler. 7 filamanlı iletkenler, 6 filamanlı iletkenlerden ayrı olarak filament deformasyonundaki farklı durumu ortaya çıkaracak şekilde imal edilirler.

Tablo 2-3 Çok Filamanlı İletkenlerin Özellikleri

Filaman Sayısı	1mm. çapındaki bir iletken için filaman çapı(μm)	Oksidasyon Oranı
6	228	2.2
7	228	1.8
48	79	2.3
90	59	2.2
8100	5	4.7

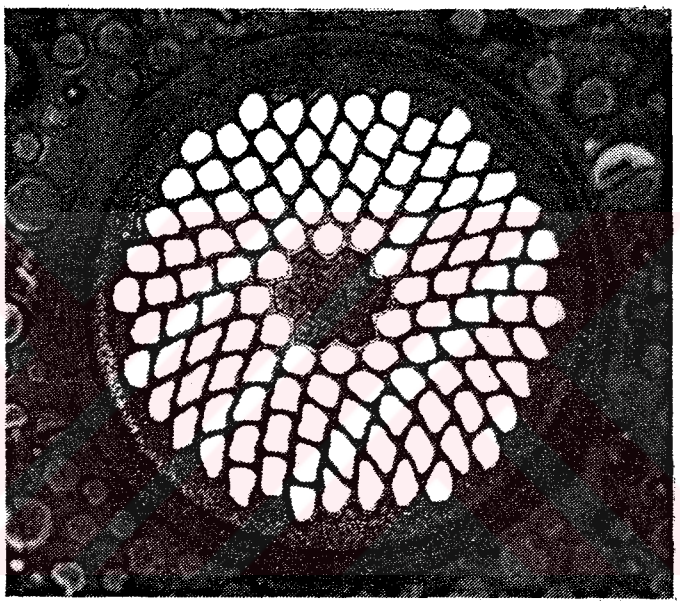
Şekil 2.16'da 1mm çapında ve 0.5mm. kalınlığında olan çok filamanlı iletkenlerin kesitlerine ilişkin diyagramlar görülmektedir. 8100 filamanlı iletken dışında kalan diğer bütün kablolar, çapları yaklaşık 0,2 mm. oluncaya kadar haddeleme işlemine tabi tutulabilir. 90 filamanlı iletkenlerde, filaman çapı yaklaşık olarak 10 μm 'kadardır.Zaten filaman çapının 10 μm 'nin altında olduğu durumlarda haddeleme işlemi imkansızlaş-maktadır. Çok filamanlı kabloların özellikleri bir sonraki bölümde derinlemesine incelenecektir. [9]



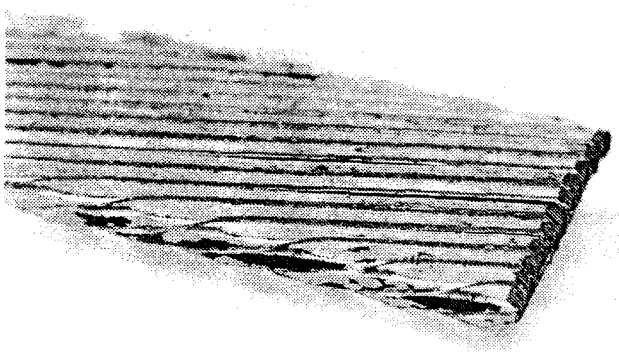
Şekil 2.16 1mm. çapında. 0,5 mm. kalınlığında olan çok filamanlı iletkenlere ait kesit diyagramlar (filaman sayıları;(a) 6, (b) 7, (c) 48, (d) 90 ve (e)8100 olmak üzere)

Şekil 2.17 'de çok filamanlı bir kablo kesiti gösterilmektedir. Bu kabloların kalınlıkları yaklaşık olarak 0.1 mm'den , bir kaç mm'ye kadar değişirken; işletme akımlarıda birkaç A'den 10 kA'e kadar çıkmaktadır. İletkenlerdeki akım değerleri, bir kaç yüz A'in çok üstünde olduğu için; bu kablolar, kablo içerisindeki filamanları bükmek yada örmek suretiyle imal edilirler. Şekil 2.18'de Rutherford kablosu olarak bilinen bükülü ve lehimlenmiş iletkenlerden oluşan bir kablo örneği gösterilmektedir.

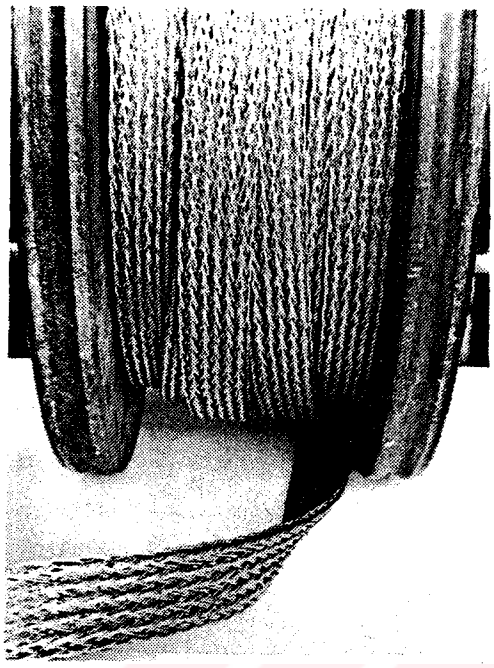
Şekil 2.19'da ise her bir iletkenin elektriksel olarak izole edildiği, bükülü bir kablo görülmektedir.



Şekil 2.17 0.2 mm. çapında çok filamanlı bir kablo kesiti .



Şekil 2.18 3x20 mm^2 kesitli Rutherford Kablosu



Şekil 2.19 8x40 mm^2 kesitinde bükülü süperiletken bağlantı kablosu

Bir iletkendeki filamanların sayısı, bir kaç düzineyle birkaç bin arasında değişir. Bu araştırma da açıklanacağı üzere; AC uygulamalarda kullanılan iletkenler çok ince olmalıdır. Bu nedenle bir iletkeni oluşturan filaman sayısı artmaktadır. Şimdiye kadar bir iletkende en fazla 0,15 mm çapında bakır iletkenlerden oluşan bir kalıp içerisine yerleştirilmiş ve her biri 0.01 μm kalınlığında olan 9.8 milyon Nb filaman ve yine 0.5mm. çapında bakır iletkenlerden oluşan bir kalıp içerisinde bulunan ve her biri 0.06 μm kalınlığında olan 9.4 milyon NbTi filaman kullanıldığı bilinmektedir. Bu iletkenlerin yalnızca 50 Hz'deki uygulamalar için hazırlandığı düşünülürse; 0.08 mm. çapında bir iletkende, en fazla 0,08 μm. kalınlığında 254 000 filaman kullanıldığı ortaya çıkar.

Çok filamanlı kablolarda kullanılan standart süperiletkenler genellikle NbTi'dir. Çabuk kırılmaları nedeniyle A15 bileşikleri (Nb_3 Sn, Nb_3 Al ve V_3 Ga) özel bir imalat teknolojisi gerektirir. Bu teknolojide iletken malzeme haddelenmeden önce, A15 materyallerinin ortaya çıkmasına olanak tanımaz. Bu nedenle A15 bileşiklerine, düşük kritik alan ve sıcaklık değeri nedeniyle NbTi 'nin yaygın olarak kullanılmadığı durumlar dışında uygulamada rastlanmaz. Aşağıdaki tabloda A15 bileşikleri ve NbTi T_c, B_{c2} (T=4.2K°) ve J_c parametrelerine göre karşılaştırılmaktadır. Burada görüldüğü gibi T_c ve Bcz kısmen, J_c ise tamamen üretim teknolojisine bağlıdır. [10,11,12]

Tablo 2.4 Belli Başlı Süperiletkenlerin T_c. B_{c2} ve J_c Değerleri Açısından karşılaştırılması.

Malzeme	T_c (K°)	B_{c2}(T=4.2K°) (T)	J_c (T=4.2K°,B=8T) (A / m²)
NbTi	9	11.5	5.10^8
Nb_3Sn	18	22	2.10^9
V_3Ga	15	20.8	3.10^9
Nb_3Al	19	>23	5.10^9

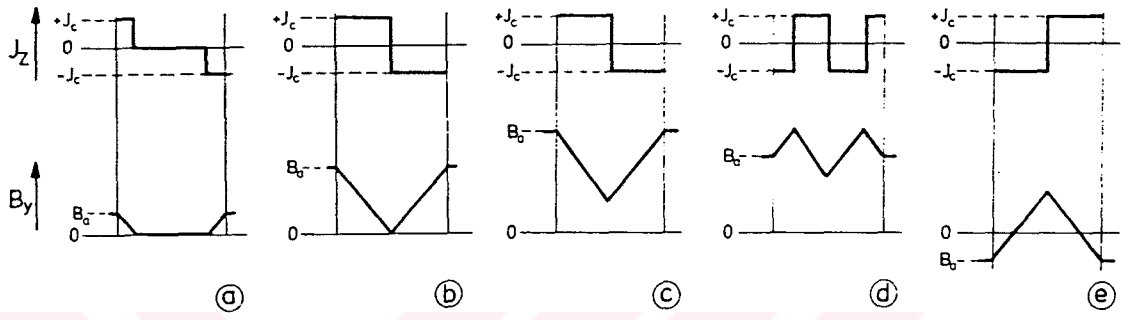
2.6 Süperiletkenlerdeki Kayıplar

Şekil 2.20'de görüldüğü üzere, süperiletken bir çerçeveye uygulanan değişik manyetik alan modellerine bakarak, konuyu manyetizasyon prensibi ile bağdaştırmak mümkündür. Eğer manyetizasyon iletkene uygulanan B_a manyetik alanının bir fonksiyonu olarak düşünülürse, J_c=sabit ve $J_c=J_c(|\vec{B}|)$ olmak üzere Şekil 2.21(a) ve 2.21(b)'deki sonuçlar elde edilir. Bu şekillerin, süperiletkenlerde bir periyodluk sürede meydana gelen enerji kaybını ifade eden " histeresiz çevrimleri" olduğu açıkça görülmektedir.

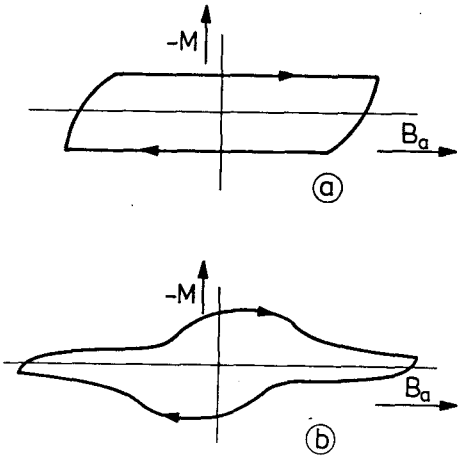
Histerezis çevrimleri; Tip-2 Süperiletkenlerinin değişken bir manyetik alan içerisindeki enerji kayıplarını ve bu kayıplar sonucunda artış gösteren iletim akımlarını açıklamakta kullanılan çeşitli yöntemlerden biridir. Süperiletkenler, eğer AC uygulamalarda kullanılıyorsa gerçekte mükemmel bir iletken gibi davranmazlar. Buna ilaveten, AC manyetik alan çok filamanlı iletkenlerde enerji kaybına neden olan elektriksel alanları meydana getirir. AC kayıplarla ilgili ayrıntılı bilgi 4. Bölümde verilecektir.

AC işletme koşullarında iletkenlerdeki enerji kaybının en önemli etkisi, dondurucu eriyik sisteminde (Kriyogenik Sistem) 4.2 K° seviyesinde açığa çıkan ısıdır. Burada açığa çıkan ısı enerjisi, sistem içerisinde en azından yüzlerce defa kullanıldıktan sonra ortadan kaldırılır ve soğutma sistemindeki kompresör aracılığıylada serbest bırakılır. Aksi halde süperiletken malzemelerden yapılmış olan AC cihazlardaki efektif kayıplar, süperiletkenin kendi içindeki enerji kaybından 500 defa daha fazla olacaktır. Bakır yada alüminyum yerine süperiletkenlerin kullanılmasının başlıca nedeni, genellikle kayıpları

azaltarak ekonomik yarar sağlamaktır. İletkenlerdeki bu kayıplar kesinlikle gözardı edilemez.; çünkü süperiletken kablolara üstün nitelikleri nedeniyle gün geçtikçe artan bir talep olduğu bilinmektedir. Bu nedenle, sargılardaki istenmeyen sıcaklık artışlarının önüne geçmek için bu kayıplar mutlaka düşük bir seviyede tutulmalıdır. [14]



Şekil 2.20 J_c=Sabit olmak üzere, süperiletken bir çerçeve için, ardıl akım ve manyetik alan modelleri (Manyetik alan önce B_Z =0'dan itibaren artırılıp, daha sonra - B_Z'e kadar azaltıldığında)



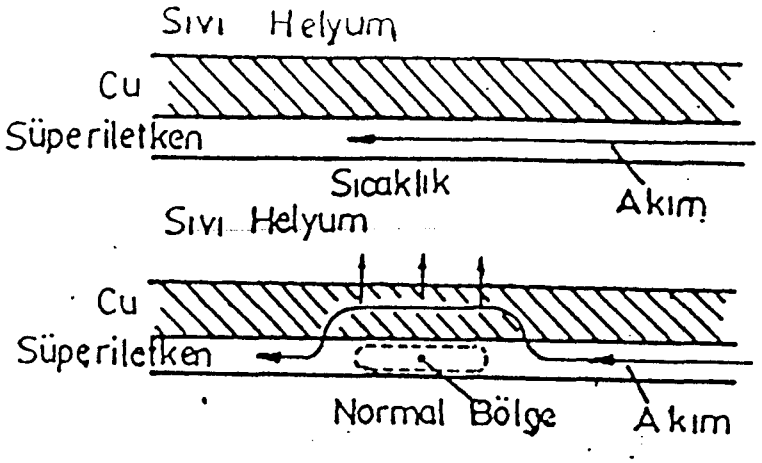
Şekil 2.21 Süperiletken bir çerçevede histerezis çevrimleri
a-J_c=Sabit
b-J_c=J_c(B)

2.7 Süperiletkenlerde Bozulma ve Kararlılık

Şekil 2.20 (b)'deki manyetik alan modellerini yeniden gözden geçirelim. Mıknatıslanma bu şekilden kolaylıkla hesaplanabilir. Süperiletken levhanın kalınlığı "d" ise, levhanın birim hacmi "J_c.d" çarpımıyla doğrusal olarak değişir. Bazı nedenlerden ötürü, eğer sıcaklık artarsa, J_c ve manyetizasyon azalacaktır. Bu süperiletken levhada enerji kaybına yol açar. Enerji kaybı ve sıcaklık artışı ise J_c değerinde bir azalma demektir.

Bunun, T sıcaklığı T_c değerine ulaşıncaya kadar geçen süre içinde gittikçe şiddetlenen; " J_c.d" süperiletkenin özgül ısısı C_c ve dJ_c/dT değerine bağlı olarak değişen olası bir durum olduğu açıkça ortadadır.

Yüksek alan yüksek akım süperiletkenlerinin ticari gelişimi, temel buluşu çok yakından izlemiştir. Ancak bu maddelerin sargıları üretilince beklenmedik bir güçlük ortaya çıktı. İlk bobinler organik bir yalıtkanla kaplanan süperiletkenlerden yapılmıştır. Enerji verildiğinde bunların, aynı telin kısa örnekleri üzerinde testlerle ortaya çıkan akım değerinin %25-50'inde normal direnç durumuna geçtiği görülmüştür. Bu "bozulma"nın ileri durumunda, bobin boyutu verilen akım yoğunluğuyla değişmiştir. Bozulmanın nedeni bir elektro-termal kararsızlık biçimi olarak görülmüş ancak o sıralarda (1962) tam anlaşılamamıştır.Etki, süperiletken bir kabloda küçük normal bir görünüm yani direncil olarak karakterize edilmektedir. Bu bölgede akım gelişimi ohm ısılanmaya neden olurki bu da kablonun ısısını yükseltir ve normal bölgede yeniden bir yayılma oluşumuna neden olabilir. Bir bobin içinde yayılma tek bir telle sınırlı değildir ve derhal tüm bobinin normal direnç durumuna geçmesi gerekir. Normal direnç durumuna geçme sırasında var olan geçici koşullar elektrik yalıtımını bazen voltajları harakete geçirebilir. Bu voltajları sınırlamak için ilk niobium-zirkanyum süperiletkenleri bakır kaplanmıştır. Böylelikle süperiletken bobinleri bozulma etkilerine karşı "stabilize" etmek için ilk etkin önlem alınmıştır. Şimdilerde "statik" yada "cryostatik"olarak bilinen ilke özünde oldukca basittir.Süperiletken kompozit bir yapı olarak imal edilmektedir. Bu işlemde süperiletken teller yüksek elektrik ve ısı iletkenliği olan maddeler içine gömülmektedir. Şekil 2.22 bu tip bir süperiletkenin çizimini vermektedir. Süperiletken işlem altında bakır kalıp için hiç bir iletim akımı geçmez. Süperiletkende küçük bir dirençli bölge görülürse kalıp madde Şimdi ileri iletkenden daha küçük dirençli) bir akım koşutu sağlar. (Şekil 2.22 (b))



Şekil 2.22 Süperiletkenlerin kompozit bir yapı olarak imal edilmesi.

Kararsızlıktan kaynaklanan ısı enerjisi kalıp içinden hızla ilerletilerek sıvı helyum bir yüzeyde bırakılır.Elektrotermal koşullar belli bir sınır içinde olduğu sürece süperiletkenlik durumu yeniden oluşturulacak ve rahatsızlık ortadan kaldırılacaktır. Cryostatik kararlılık Stekly eşitliği ile;

$$WP \geq \frac{I^2 P}{A}, \qquad (2.3)$$

olarak ifade edilecektir.

Burada; W=iletken yüzeyinden ısı aktarım oranı, W/m^2; P=Soğutulan iletken parametre uzunluğu, m'dir. Bu kriterce doğrudan açıklanan diğer üç etkide gözönünde bulundurulmalıdır.

(a) Kaynayan ısı transferlerinin sıvı helyum katsayısı ısı değişiminin sürekli bir olgusudur.
(b) Tip-2 sert süperiletkenlerin ısı aktarımı çok düşüktür. Bu durum etkin olarak stabilize edilebilecek ileri iletken telinin çapraz bölgesel boyutunu sınırlar.
(c) Buna bağlı olarak süperiletken ile kalıp madde arasında ara yüzeyin ısı iletkenliği ısı transferine kritik limit uygulanmamalıdır.

Akımın sert Tip-2 süperiletken içindeki hareketi, akım burgaçlarını iğneleme merkezleri boyunca harekete geçirmede yaygınlaştırılabilecek enerjiye gereksinim vardır. İğneleme gücü, (ki kendisini kritik akım yoğunluğu olarak gösterir) ısının içe dönük bir işlevidir. Akım burgaçlarınca yayılan enerji, iğneleme gücünü düşüren ve akım hareketinde fazla bir nicelik artımı, kazandıran ısı yükselmesi olarak ortaya çıkar. Bunun tersi koşullarda olgu bozulma biçiminde ortaya çıkabilir ve felaketle sonuçlanan bir normal iletken durumuna geçmeye neden olabilir. Süperiletken içindeki akımın kararsız hareketleri ve buna bağlı oluşmalara "akım sıçramaları" denir. Bir bobinin yüklenmesindeki akım hareketi belirgin bir şekilde açıklanan bu olaylara bağlıdır. Bununla beraber koşullar bile bile kontrol edilmektedir. Bir süperiletken mıknatısta, cryostatik yada enerji üretim sisteminde, her biri bir akım sıçramayla sonuçlanabilecek, rastgele elektrik, manyetik, mekanik ve termal bozulmalar sözkonusudur. Ayrıca, bazı uygulamalarda süperiletkenlerden beklenen işlemsel olgular, manyetik alan değişiminin, belli oranlarda dönmesini gerekli kılmaktadır

Bu geliştirilmiş akım-sıçrama olgu anlayışı stabilitenin diğer iki yaklaşımını getirmiştir. Her iki ölçütte öylesine kurulmuşki akım sıçramaları artık küçük karışıklıkların sonucu olarak ortaya çıkmayacaktır. Bu özellikleri gösteren iletkenlere "iç istikrarı" olan iletken denilmektedir. Bu durum, akım sıçramalarını kabul eden ve onların sonuçlarına kırıcı önlemler koyan cryostatik kararlılıkla karşılaştırılmalıdır. Bu aşamada, termal ve manyetik yayınımla ilgili kolay sonuçlar çıkarmak yararlı olacaktır. Bunlar Tablo 2.5'de saf ve alaşım metaller için gösterilmiştir. (Normal süperiletkenler) Aşağıdaki genellemeler her an geçerlidir.

(a) Saf metallerde ısı manyetik akımlara oranla daha hızlı hareket eder.

(b) Alaşımlarda manyetik akım ısıdan daha hızlı hareket eder.

Tablo 2.5 Saf Metaller ve Metal Alaşımlarının Özellikleri

	Sıcaklık Kapasitesi S (J / cm)	Isı İletkenliği K(W.cm k)	Öz direnç L (Ω cm)	Termik Genleşme (m^2 / s)	Manyetik Genleşme (m^2 / s)
Saf Metaller (H_c Bakır)	~ 10^{-3}	~ 1-10	~ 10^{-8}	~10^{3}-10^{4}	~ 1
Metal Alaşımları (Normal Süperiletken)	~10^{-3}-10^{-2}	10^{3} - 10^{-2}	~10^{-5}-10^{-4}	~ 1	~10^{3}-10^{4}

" Isı almaz-kararlılık ölçütü" çözümlemesi küçük kaçaklar esnasında süperiletken içinde enerji birikimi olmayacağı varsayımı üzerine kurulmuştur. (Oh << D_m) Nitel tanımlamayla ısıdaki bir küçük ek katkı ΔT, kritik akımda ΔJ_c'ye düşmeyi ve iç alanın yeniden düzenlenmesini getirir. Yeniden düzenlenmeye ısının bir ΔQ miktarı bırakılmaktadır. Ve ısı almaz koşullarda ileri bir ısı yükselmesi ΔT_z oluşur. Eğer $\Delta T_z < \Delta T$, olursa sistem istikrarlı bir konuma dönüşecektir. Isı almaz kararlılığı ölçütü aşağıdaki formda uygunca belirlenebilir.

$$d < \frac{(10^9 \pi S T_0)^{1/2}}{J_c} \tag{2.4}$$

d= İleri iletken tel kesiti

$$T_o = \frac{J_c}{\left(-\frac{dJ_c}{dT}\right)} \tag{2.5}$$

Bu kriter, ileri derecede saf bakır kalıp içine gömülmüş ince tellerden oluşmuş (~ 0.005 cm. kesit) süperiletkenler yapıp pratikte uygulanmaktadır.

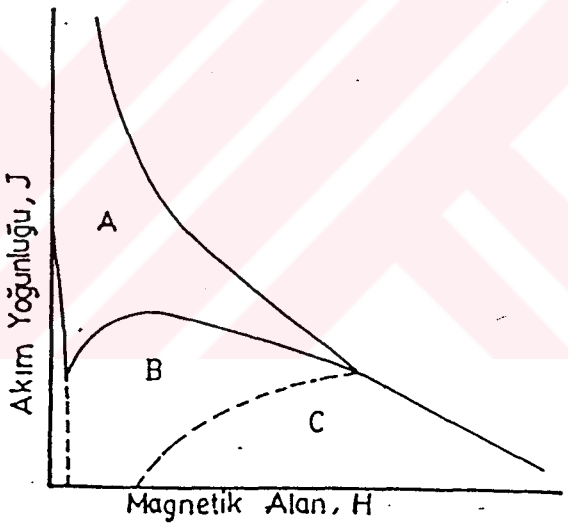
İstikrara giden ikinci yol "dinamik istikrar" diye bilinmektedir. Bu yüksek iletken normal madde kalıbını (D_m << D_h) kullanarak akım geçişini öyle bir dereceye indirirki süperiletken içinde üretilen her ısı kalıbın içine akıp dışa aktarılabilsin. Ölçüt birkaç yazarca geliştirilmiştir.

$$d < \frac{8 T_o K S}{e} \cdot \frac{1-\lambda s}{\lambda s} \cdot \frac{1}{J_c^2} \tag{2.6}$$

λs= Süperiletkenin bileşimindeki oranı

Oldukça büyük oranda süperiletkenler için ısı-almaz kriterli olanlarda verilenlere benzer kesitlerde (> 0.5) teller öngörülmüştür. Daha düşük λs değerleri için, buna denk olarak daha büyük kesitli filamanlar elverişli görünmekle beraber ısı almaz yada cryostatik stabilite ölçüsünün hangi kesit ölçüsünde tatmin edici olabileceği henüz bilinmemektedir. Isı almaz kriteryası belirgin bir şekilde iyimser bir yaklaşım olarak görülmektedir, ve belkide iç istikrarlı iletken dizaynı için en güvenli olanıdır.İncelememizi tamamlamak için diğer iki stabilizasyon yüzlemine dayanmak gerekir.

Birincisi "kısmi stabilizasyon"dur. Temelden Hancox'tan kaynaklanan bu kuram, yeterli bir bobin çalışması için akım sıçramasının düşmeden ortadan kaldırılması yetmemektedir. "Kısmi Stabilize" ortamında çalıştırılan bir iletkende akım sıçramaları ortaya çıkabilir. Bunu izleyen değişiklikler, akım girişini tutmakta yetersizdir, ve dinginlik tamamlanmadan istikrarlı çalışma düzenlenmiştir. Şekil 2.23'de kısmi istikrar bölgesini göstermektedir.



Şekil 2.23 Süperiletkenlerde kısmi istikrar bölgesi

4. Bölümde ayrıntılarıyla açıklanacak olan bu durum, süperiletkenlerdeki stabilite probleminin belli başlı özelliklerinden birini ortaya koymaktadır. İletkenlerin, kabloların ve hatta komple süperiletken sistemlerin stabilitesini yorumlamak; emniyet sınırları içinde çalışan süperiletken cihazları tasarlayabilmek için gerekli olan belli başlı koşuldur. [10,13,14]

BÖLÜM III - SÜPERİLETKENLİĞİN ELEKTRİK GÜÇ MÜHENDİSLİĞİNDE KULLANILMASI

3-1 Giriş

Geride bıraktığımız 25 yıl boyunca; elektrik güç mühendisliğinin çeşitli dallarında, süperiletkenliğin uygulamalarına ilişkin çok sayıda bildiri ve araştırma ortaya kondu.Bu çalışmaların çoğu 1960'lı yılların öncesine rastlamaktadır. Bu tarihten sonraki araştırmalar ise genellikle laboratuvar gibi bilimsel ortamlarda gerçekleştirilmiştir. Süperiletkenler: üstün nitelikleri nedeniyle sıradan iletkenlerle donatılmış cihazların sınırlarında önemli bir büyüme sağladı. Bu uygulamalar performans ve verimi arttırırken, sıradan cihazlara kıyasla boyutlarda da önemli küçülmelere yol açtı. Çünkü bütün bunlar endüstriyel uygulamalardı ve güvenilirlik, fiyat / performans oranları yalnızca süperiletken materyal için değil, aynı zamanda bütün sistem için çok önemliydi.

Günümüzde, DC motorlar / generatörler, senkron generatörler, DC enerji iletim hatları, transformatörler ve indüktörler gibi uzun süredir kullandığımız makinaların geliştirilmesi için süperiletkenlerin kullanılması düşünülmektedir. DC polarizasyon gerilimli akım sınırlayıcılar ve süperiletken manyetik enerji depolama sistemleri (SMES) gibi yeni uygulama alanları ise süperiletken prensiblerden yola çıkılarak ortaya atılmıştır. Bu bölümde; yukarıda belirttiğimiz cihazlara ilişkin uygulamalardan birkaçı, tarihçelerini ve son gelişmeleride kapsayacak şekilde kısaca özetlenecektir.Burada açıkça görülmektedir ki, süperiletkenlerin işletilmesi için gerekli olan kriyogenik ekipman, daha yüksek bir performans ve verim elde etmek için yalnızca büyük ölçekli ünitelerde, sıradan sistemlerle ekonomik olarak rekabet edecek kadar yüksek düzeyde bir birikim gerektiren önemli bir fiyat faktörü ortaya çıkarmaktadır.

Bu güne kadar, işletme emniyeti, kullanılabilirlik ve devamlılık ile ilgili olarak ortaya çıkan sorunlara fazla önem verilmemiştir. Çünkü süperiletkenlik çok yeni ve hızla gelişen bir teknolojidir, dolayısıyla bu konudaki nicel bilgilerimiz çok azdır. Ancak, süperiletkenlik mevcut cihaz yada sistemler için bir alternatif olarak kabul edilmeden bütün bu sorular cevaplandırılmalıdır.

Aşağıdaki bölümlerde, süperiletkenliğin elektrik güç mühendisliğindeki uygulamalarına ilişkin birkaç örnek incelenmektedir. Bu örnekler; ya süperiletken materyaller ana elektrik güç devrelerinde kullanıldığı için, yada süperiletkenler doğrudan doğruya mevcut cihazlarda bir gelişme sağladığı için seçilmiştir. Süperiletken mıknatısların, Magnetohidrodinamik (MHD) gibi yeni enerji kaynaklarında, nükleer füzyonda ve elektromanyetik deniz suyu basınç sistemlerinde kullanılmasına ise burada yer verilmeyecektir.[14]

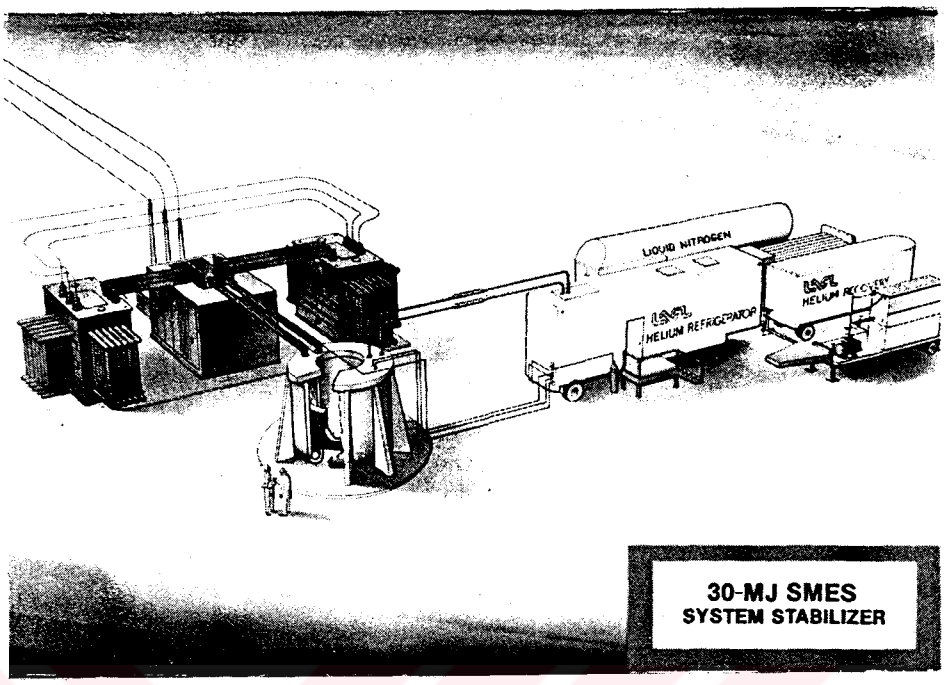
3.2 Süperiletkenliğin Elektrik Güç Mühendisliğindeki Uygulama Alanları

3.2.1 Süperiletken Manyetik Enerji Depolama Sistemleri (SMES)

Süperiletken tellerden meydana gelen bir bobinde depolanan $1/2\ LI^2$ değerindeki manyetik enerji ortadan kaybolmaz. 1972 yılında, çok büyük süperiletken indüktörlerin güç sistemlerinde enerji tamponları (enerji ara devreleri) olarak kullanılması fikri ortaya atıldı. Böyle bir enerji tamponunun, günümüzde kullanılan pompalı hidrolik santrallarla aynı işlevi gerçekleştirmesi gerektiği düşünülüyordu. Bu şebekede güç talebi düştüğü zaman, santralı maximum güçte çalıştırmaya devam ederek ihtiyaç fazlası enerjiyi tampon istasyona ulaştırmak anlamına gelir. Daha sonra, güç talebi günlük sınır değerine ulaştığında bu devre depolanan enerjiyi ızgara devresine iletir, böylece gün içerisinde yalnızca birkaç saat süreyle düşük verimle çalışan santrallara olan ihtiyaçta ortadan kaldırılmış olur.

Güç kapasitesi ve depolanan enerji miktarı, yaklaşık olarak 1000MW'a, 10.000 MWh olarak kabul edilirse; SMES sistemlerinin pompalı hidrolik santrallardan daha ucuz olması beklenir. SMES sistemlerinin pompalı hidrolik santrallara göre başlıca avantajları; yüksek bir genel verime sahip olmaları ve hızlı cevap vermeleridir.

Bu son özellik bize, (0.01-1 Hz) frekans aralığındaki yük osilasyonlarına karşı bir güç sistemini dengede tutmak için küçük bir SMES kullanılması imkanını sağlar. 1000 MW gücünde, 10 KWh enerji depolayabilen böyle bir cihaz pratikte gerçekleştirilerek, güç sistemine bağlanmıştır. Bunu ilişkin şema Şekil 3.1'de verilmiştir.[14]



Şekil 3.1 Güç sistemlerini dengede tutmak için pratikte gerçekleştirilen bir SMES sistemi . [14]
Courtesy of R.I. Schermen,
Los Alamos National Laboratory, USA

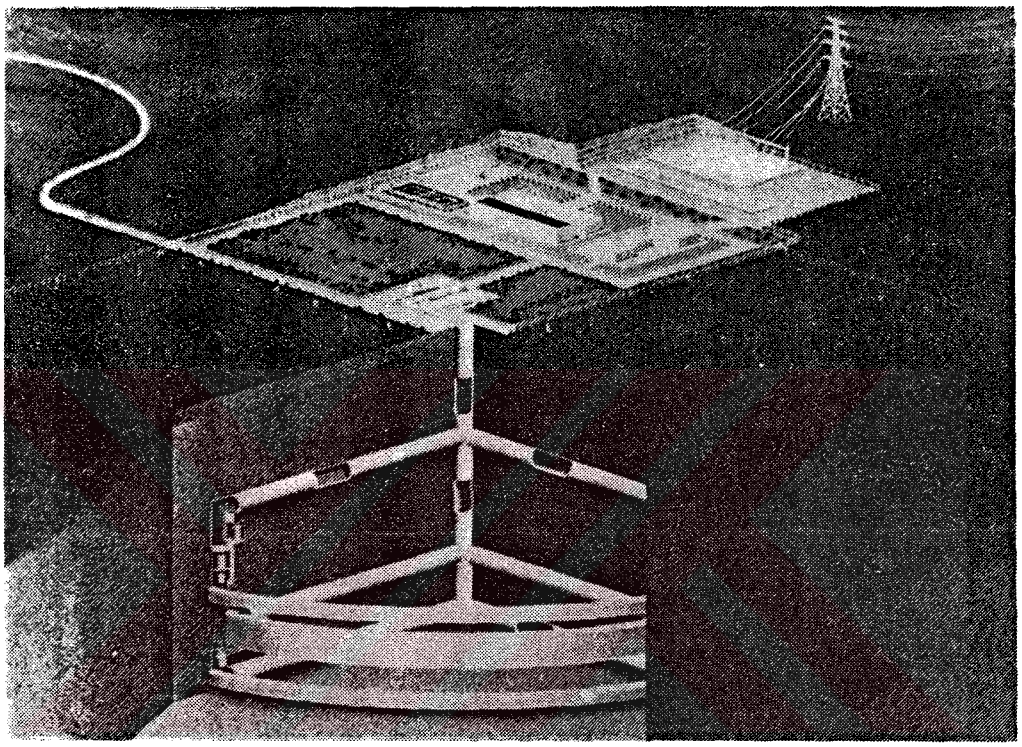
Daha küçük frekans aralıklarında bile, aynı prensip reaktif güç kompensatörlerini gerçekleştirmede kullanılabilir. Bu durumda, süperiletken bobin neredeyse sabit bir akım kaynağı gibi davranır. Güç şebekelerinde enerji değişimi ise, diğer SMES sistemlerinde olduğu gibi elektronik olarak kontrol edilen tristör köprüleri tarafından düzenlenir.

Şekil 3.2'dekine benzer büyük SMES sistemleri üzerindeki çalışmalar ise Amerika Birleşik Devletleri ve Japonya'da hala devam etmektedir. Ancak bu güne kadar elektriksel kullanıma ilişkin kesin bir sonuç elde edilemediğinden, milyarlarca dolarlık böyle bir proje için her geçen gün yeni fonlar oluşturulmaktadır.

3.2.2 Süperiletken Redresörler

Süperiletken Redresör, dondurucu eriyik sistemi dışına yerleştirilmiş yüksek gerilim-alçak akım güç kaynağıyla, yüksek akımlı süperiletken mıknatıs arasında enerji değişimine olanak sağlar. Eğer bu redresör, oda sıcaklığından kriyogenik ortama

ulaşılıncaya kadar yüksek akım besleme kaynağı olarak çalışır ve sisteme yüksek akımla enerji temini işlevini üstlenirse, bazı uygulamalarda hatırı sayılır ölçüde enerji tasarrufu sağlanır. Süperiletken redresörler, SMES sistemleri için oldukça ilgi çekici bir seçenektir. Ancak şimdiye kadar, sadece küçük manyetik sistemler için üretilmişlerdir.[14]



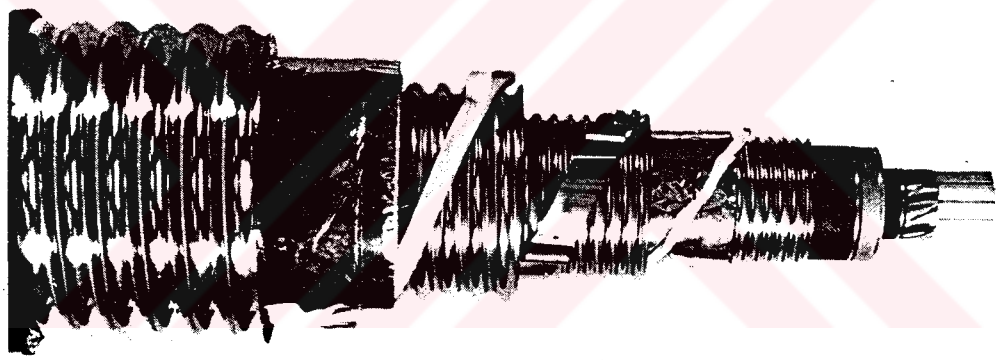
Şekil 3.2 Enerji depolama kapasitesi 5GWh olan bir SMES sisteminin şematik gösterilişi.

3.2.3 Enerji İletim Hatları

SMES sistemleri hakkında söylenilen herşey, elektriksel kullanım açısından enerji nakil hatlarına da aynen uygulanabilir. Bu konuda araştırma yapan bilim adamlarından biride, süperiletken kabloların fiyat ve fizibilite etüdlerini gerçekleştiren K.J.R. Wilkinson'dur. Wilkinson, herhangi bir sıradan kablodan çok daha pahalı olan AC kablolar üzerinde çalışmıştı. Fakat ondan sonra gelen birçok araştırmacı DC kablolarla ilgilenmeyi tercih etti.

DC kablolarla ilgili ilk ayrıntılı çalışma, 1967 yılında R:L: Garwin ve J. Matisoo tarafından ortaya kondu. Başlangıçta bu kabloların çok büyük boyutlarda imal edilmesi gerekiyordu, çünkü ekonomik rekabet sözkonusuydu. Garwin ve Matisoo 'nun projesi, güç kapasitesi 100 GW, akım taşıma kapasitesi 500 kA alan 1000 km. uzunluğundaki bir enerji iletim hattını içeriyordu. Daha sonraki projelerde; süperiletken hatların nominal gücü, sıradan enerji iletim hatları karşısında alternatif olabilmeleri için 1 GW olarak belirlendi. (Bu değer en fazla 5 GW 'a kadar çıkabiliyordu) Bu çalışmaların sonucunda, yüzlerce metre uzunluktaki deneysel amaçlı AC ve DC kablolar için imalat ve kontrol aşamasına gelindi. Şekil 3.3'de süperiletken kabloların ilk örneklerinden biri görülmektedir.

Bu konuyla ilgili olarak yapılan birçok çalışmadan burada bahsedilmemiştir. Çünkü günümüzde süperiletken sistemler uygulamada yaygın olarak kullanılamamaktadır.[14]



Şekil 3.3 İlk süperiletken kablolara ilişkin bir örnek (1975)

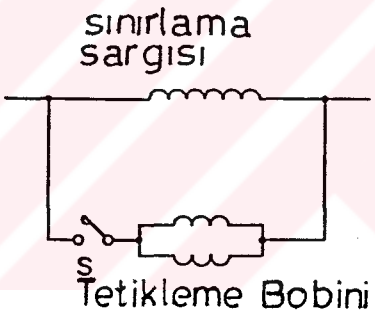
3.2.4 Akım Sınırlayıcılar

Güç şebekelerindeki akım sınırlayıcı cihazların en önemli fonksiyonu, yüksek gerilim bağlantılarında doğrusal olmayan seri bir empedans temin etmektir. Belirli bir kritik seviyenin altındaki akımlar için, empedans küçüktür. Fakat seviyenin üstündeki akım değerleri için önemli ölçüde artmaktadır. Böyle bir cihaz özellikle yüksek gerilim seviyelerinde çok daha emniyetlidir ve akım kesicili bir koruma sisteminden daha hızlı cevap verme özelliğine sahiptir.

Süperiletkenlerin anahtarlama özelliği, akım sınırlayıcıların yapısında kullanılabilir. Bununla birlikte, eğer süperiletken dirençli hale getirilirse alternatif akım taşır ve sonuçta çok miktarda enerji kaybı ortaya çıkar.[14]

Süperiletken akım sınırlayıcılar Şekil 3.4'de görüldüğü üzere iki farklı sargıdan oluşur: Tetikleme sargısı ve sınırlama sargısı. Tetikleme sargısı, AC kayıpları azaltmak için; CuNi matrisindeki 42 adet çok ince NbTi filamentin beraberce bükülmesiyle elde edilen, AC süperiletken tellerden sarılır. Sınırlama sargısı ise bakır iletkenlerden sarılır ve tetikleme devresine paralel olarak bağlanır.

Normal işletme koşullarında, devredeki akımın büyük bir kısmı tetikleme sargısından geçer; çünkü tetikleme sargısının endüktans değeri hemen hemen sıfırdır. Bunun yanısıra, tetikleme sargısı süperiletken durumda elektriksel direnç göstermediğinden, akım sınırlayıcıdaki gerilim düşümüde sıfır olacaktır.



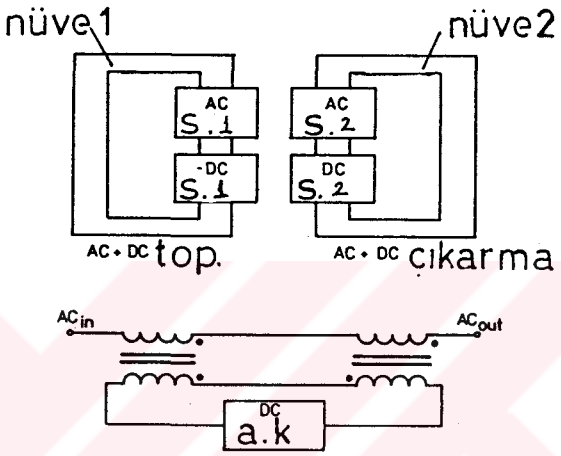
Şekil 3.4 6.6kV/ 1.5 kA'lık bir akım sınırlayıcı devresi.

Diğer taraftan; eğer sistemde bir arıza meydana gelirse, devrede tetikleme sargılarındaki kritik akım değerinin çok üstünde bir akım ortaya çıkacaktır. Bunun sonucunda da, süperiletken durumdan normal iletim durumuna bir geçiş meydana gelecek, tetikleme sargılarında aniden bir direnç değeri açığa çıkacaktır. Bu elektriksel direnç, kısa devre akımını bir süre sonra ortadan kaldıracaktır. Eğer, normal iletim durumu için tetikleme sargılarının direnç değeri, sınırlama sargısı empedansından çok daha büyük seçilirse; kısa devre akımı arıza oluşumundan hemen sonra sınırlama sargısına aktarılabilir. Sonuç olarak, arıza akımı sınırlama sargısındaki endüktans yardımıyla normal değerine indirgenecektir. Sıvı helyum içine yerleştirilen tetikleme

...SEKÖGR...
...NTASYON...

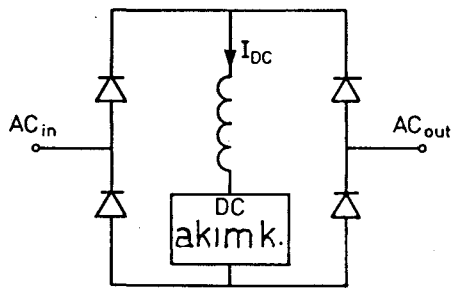
sargılarındaki ısı üretimini azaltmak içinse, Şekil 3.4'de görülen "S" anahtarı,arıza anından itibaren mümkün olduğunca çabuk kapanmalıdır.[15]

Burada diğer bir seçenek, akım yönüne bağlı olarak bir DC polarizasyon gerilimi tarafından karşılıklı olarak beslenen, ferromanyetik nüveler üzerine yerleştirilmiş non-Lineer reaktanslı iki sarım kullanmaktadır. (Şekil 3.5) DC polarizasyon sargısı süperiletken olduğu için, bu devrede işletme kayıplarıda çok düşük olacaktır.



Şekil 3.5 Doymuş endüktanslı hatalı akım kesici

En son olarak, DC polarizasyonlu bir redresör köprüsünün non-lineer davranışı, akım kesicilerde kullanılarak Şekil 3.6'da görülen devre modeli ortaya konmuştur. Bu devrede DC polarizasyon gerilimi süperiletken sargılara seri bağlı olan bir akım kaynağı tarafından sağlanmaktadır.



Şekil 3.6 Redresör köprülü hatalı akım kesici.

Her ne kadar bu iki devre konvansiyonel akım kesicilere rakip olarak gösteriliyorsada, şimdiye kadar hiçbiri uygulamada kullanılır hale getirilememiştir. Zaten, konvansiyonel akım kesicilerin güç şebekelerine montajıda ancak şu sıralarda gerçekleştirilebilmiştir. Bununla birlikte, güç şebekelerindeki non-lineer empedansların istenmeyen yan etkilere yol açtığıda bilinmektedir.

3.2.5 DC Motorlar ve Generatörler

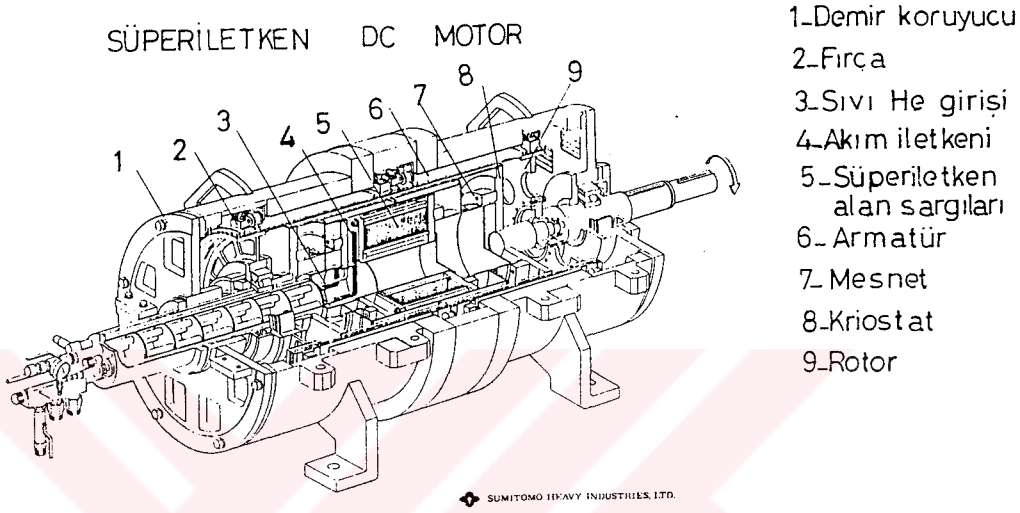
Süperiletken DC makinaların konstrüksiyonu tartışılırken, bu konudaki kapsamlı çalışmalara olanak tanıyan tek makina tipinin, tek kutuplu (homopolar) makina olduğu anlaşıldı. Fakat, uyarma sargılarındaki yüksek enerji tüketimi nedeniyle tek kutuplu makinalar, yaygın olarak kullanılan kollektörlü DC makinalar kadar cazip değildir. Bu problemin süperiletken alan sargılarıyla ilgisi yoktur; bunun yanısıra akım yoğunluğu da, manyetik devre satürasyonunun yaklaşık 1.5 Tesla ile sınırlandırıldığı konvansiyonel makinalardakinden çok daha yüksek değerlere çıkarılabilir. Diğer taraftan, kollektörlü makinalardaki uyarma sargıları salınımlı reaksiyon alanlarıyla karşı karşıya kalır ve rotor tarafından zorlanır. Bu olayı süperiletken sargıların DC makinalarda kullanımını güçleştirir.

Maliyet ve işletme emniyeti göz önüne alındığında, süperiletken DC makinaların özel amaçlı uygulamalar dışında yaygın olarak kullanılmadığı görülmektedir. Hız kontrollu buz kırıcı bunlara örnek olarak gösterilebilir. Bunun yanısıra, süperiletkenlerin gemi makinalarının konstrüksiyonunda kullanımına ilişkin çeşitli araştırmalarda halen devam etmektedir. (Şekil 3.7) [14]

3.2.6 Senkron Generatörler

Senkron generatörlerde, döner manyetik alanları meydana getirmek üzere büyük elektromıknatıslar kullanılır. Günümüzde nominal gücü 500 MVA olan standart turbogeneratörlerde, rotor sargılarındaki enerji kaybı aşağı yukarı 1-3 MW kadardır. Tek kutuplu makinalardakine benzer şekilde süperiletken rotor sargıları bu kayıpları ortadan kaldırarak, daha yüksek akım yoğunluklarına yol açacak ve hem rotor hemde statorda, ferromanyetik devrelere olan gereksinimi ortadan kaldıracaktır. Bu özelliklerin kombinasyonuyla ortaya çıkan makina, aynı nominal güce sahip sıradan bir makinaya

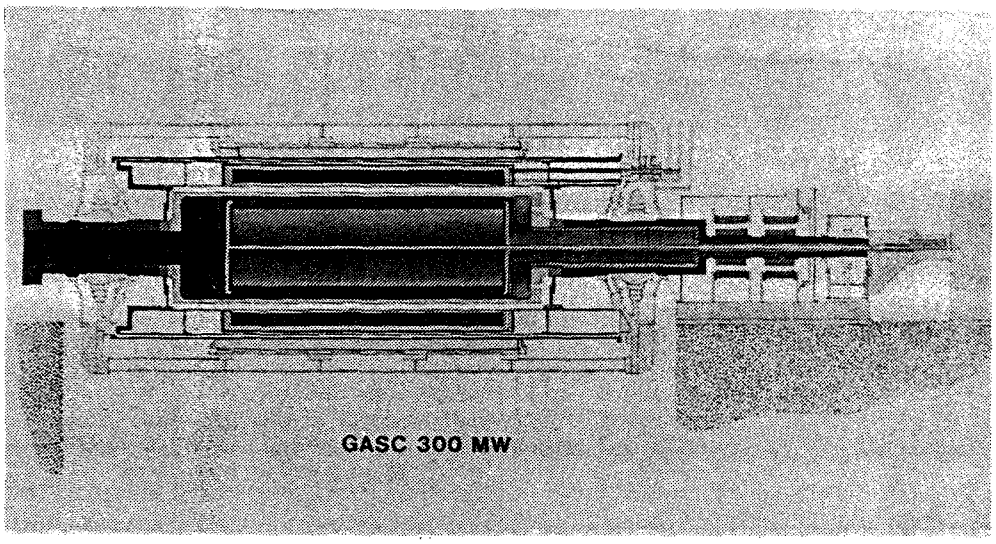
kıyasla daha küçük ve daha hafif olacaktır. Rotor sargılarındaki düşük reaktans değerleri nedeniylede daha yüksek bir verime ve stabiliteye ulaşmak mümkün olacaktır.



Şekil 3.7 Tek kutuplu süperiletken bir makinanın kesit görünüşü

1982 yılında yapılan Cigre toplantısında ortaya konan ve bu güne kadar yayınlanan bir çok teknik dökümanda yer alan çeşitli araştırma raporları üzerindeki çalışmalar halen devam etmektedir. Bu gün, dünyada faal olarak çalışan en büyük generatörün Japonya'da (Hitachi) bulunan 50 MVA gücünde bir makina olduğu bildirilmektedir. Şekil 3.8'de süperiletken rotor sargılarına sahip olan son yıllarda geliştirilmiş generatörlerden biri görülmektedir.

Dakikada 3000-3600 defa dönen süperiletken sarımlı bir kriostatın (dongun kap) konstrüksiyonu her ne kadar teknik bir problem olarak karşımıza çıksada, bu gün senkron generatörlerle ilgili, önemli teknik problemlerin bir çoğu çözülmüştür. Bu makinaların günümüzdeki uygulamalarından elde edilen sonuçlarda oldukça olumludur.



Şekil 3.8 300 MW'lık süperiletken bir generatörün kesit görünüşü

Süperiletkenlerin stator sargılarında kullanımına ilişkin çalışmalar ise halen devam etmektedir; ancak bu güne kadar net bir sonuç alınabilmiş değildir. Bu çalışmaların başarıya ulaşması için, düşük AC kayıplı süperiletkenlerin standart materyal olarak kabul edilmesinden başka çare yoktur.[14]

3.2.7 Süperiletken Güç Transformatörleri

Süperiletken güç transformatörleri teknik olarak çok tartışılan yeni uygulamalardan biridir. Daha öncede belirtildiği gibi süperiletkenlerdeki AC kayıplar, bu transformatörlerde kompleks bir dizayn ve yüksek teknoloji ürünü elemanlar kullanılmasını zorunlu kılar.Güç transformatörlerinde süperiletken sargıların kullanılması fikrini ilk ortaya atan R. Mc Fee'dir. Mc Fee'nin süperiletken güç trasformatörleriyle ilgili olarak yaptığı araştırma hakkında kısaca şunlar söylenebilir: Böyle bir transformatörde manyetik nüve normal sıcaklıklarda işletilmelidir, böylece nüvede meydana gelen kayıplar soğutucuya yüklenmeyecektir.Kriostat içindeki sıcaklık eğer 4.2 K° seviyesinde tutulursa, mükemmel bir Carnot çevrimine sahip soğutucuda bile, 1 W soğutma gücü elde etmek için, yaklaşık 70 W'lık giriş gücüne ihtiyaç duyulur.

1960'lı yılların başında nominal gücü birkaç kVA olan deneysel amaçlı transformatörler yapıldı. Ancak bu deneysel çalışmalarda yer alan işçiler her nedense, süperiletken transformatörlerin teorik analizi ve ekonomik değerlendirmesi üzerinde çalışmalarını yoğunlaştıran araştırmacılar tarafından tartışılan, süperiletken transformatörlerin uygulanabilirliği konusunda olumsuz tavır aldılar. Ekonomik değerlendirmelerin sonucunda süperiletkenlerin; ne transformatör sargıları tarafından oluşturulan manyetik alanların, ne de sargılarda meydana gelen çok büyük kayıpların üstesinden gelebileceği anlaşıldı. Süperiletken transformatörlerin imal edilebilmesi için bu manyetik alanlar küçük değerlerde olmalıdır, böylece bu transformatörler diğerlerine oranla daha büyük ve ağır olacaktır. Buna ilaveten, uygun boyutlarda dizayn edilmiş böyle bir transformatör, aşırı yük akımlarını kontrol edemeyecektir.

K.J.R. Wilkinson'un bu konudaki araştırmaları, o yıllarda yapılan en mükemmel çalışma olarak kabul edilmektedir. Zamanın teknik normlarından tamamen farklı özelliklere sahip süperiletkenlerin hipotetik bir uygulaması olan Wilkinson'un projesiyle, bu tarihten 15 yıl sonra yapılan çalışmalar arasında olağanüstü bir benzerlik vardır. Fakat, henüz mevcut olmayan bir materyalin kullanılması halinde bile, ekonomik kar ile ilgili şüpheler sözkonusuydu.

1960'lı yılların ikinci yarısında, İngiliz sanayi kuruluşları tarafından oluşturulan bir araştırma grubu, süperiletken transformatörlerin uygulanabilirliğini araştırmak üzere başlatılan ortak çalışma programının sorumluluğunu üstlendi. Daha sonraki günlerde, bu grupta yer alan bazı araştırmacılar, çalışmaları sonucunda ulaştıkları noktayı, yayınladıkları bir makale ile bilim çevrelerine duyurdular. Bu araştırmalar sonucunda geliştirilen 600 MVA'lık bir generatör transformatör, aynı nominal güce sahip konvansiyonel bir transformatörden çok daha büyük ve ağırdı. Üstelik maliyetide diğerlerine göre çok yüksekti. Aşırı yük taşıma kapasiteside; en iyi süperiletkenlerin bile akım taşıma kapasitesine ilişkin standartları ve sargılardaki kayıpları azaltmayı aynı anda sağlanamayacağı sonucuna varan R.V. Harrowell tarafından incelenmiştir.

Süperiletken enerji nakil hatları ve generatörler üzerindeki araştırmalar devam ederken, süperiletken transformatörler hemen hemen ortadan kayboldu.1976 yılında, teknolojik gelişmeler dikkate alınarak Wilkinson'un araştırmaları yeniden gözden geçirildi. Bu son çalışma,bilim adamlarını ve sanayi kuruluşlarını harekete geçirerek;

büyük ölçekli güç transformatörlerinde süperiletkenlerin kullanımına ilişkin araştırmaları yeniden gündeme getirdi.

Nedensellik* prensibi bu çalışmalarda işlevini kaybetmişti. Fakat birkaç yıl sonra, Westinghouse ABD Enerji Dairesi için bir araştırma programı başlattığını açıkladı. Bu program, elektriksel, mekanik ve ekonomik olarak değerlendirilen 1000 MVA'lık yükseltici bir transformatörün tasarımını içeriyordu. Söz konusu transformatörde süperiletkenlerin dışında kalan materyallerin kullanılması düşünülüyordu. Çok filamanlı iletkenler ise laboratuvar bazındaki uygulamalarda kullanılıyordu ve birkaç yıl içinde bu iletkenlerin imalatçılar tarafından standart olarak kabul edilmesi bekleniyordu.

Bu araştırmalar sırasında transformatör sargılarıyla ilgili olarak iki önemli problem ortaya çıktı.. Bunlardan ilki, süperiletkenlerdeki AC kayıpların azaltılıp azaltılamayacağı sorunu; ikinciside süperiletken sargıların aşırı yük korumasıydı. Kısa bir süre sonra, J.E. Jones ve R.V. Harrowell tarafından ortaklaşa gerçekleştirilen bir çalışmayla,fazladan bir bobin takımı içeren yeni bir sistemin patenti alındı. Her ne kadar bu çalışmanın geçerliliği ile ilgili tartışmalar 6. Bölümde derinlemesine incelenmekteysede, transformatör sargılarının güvenirliliği ve elektriksel dayanımı ile ilgili birçok sorun Westinghouse'da yapılan deneysel çalışmalarla çözüme ulaştırılmıştır.

Konuyu kısaca özetleyecek olursak, süperiletken güç transformatörlerinde derinlemesine incelenmesi gereken iki konu vardır: AC kayıplar ve aşırı yük koruması. Bu amaçla yapılan araştırmalardan elde edilen teorik ve deneysel sonuçlar bu tezde sunulmaktadır. [14]

3.3 Güç Transformatörleri

Manyetik nüveli transformatörler çok değişik alanlarda görülmekle birlikte, en çok elektrik enerjisi dağıtım şebekelerinde kullanılmaktadırlar. Tablo 3.1'de transformatörlerin belli başlı uygulama alanları kısaca özetlenmektedir.

---

* Nedensellik : Nedensiz hiçbir şeyin meydana gelmeyeceği kuralı

Tablo 3.1 Transformatör uygulamaları

Uygulama Alanı	Örnek
50 Hz Sanayi ve evsel amaçlı transformatörler	Dağıtım şebekelerinde; 1°) İletim hatlarındaki 11-400 kV yükseltici transformatörler 2°) 400 - 132 - 33 - 11 - 0.415 kV indirici transformatörler
Yüksek Frekans Transformatörleri	Güç amplifikatörlerinin çıkış hatlarında
Havacılık Sistemlerinde	Hava taşıtlarında 400Hz AC güç dağıtım transformatörleri
DC 24,18,12,6 V'luk elektronik cihazlarda DC enerji temini	Anahtarlamalı güç kaynaklarında
Sinyal üretimi	Darbe Transformatörleri

Bir transformatörde nüve, manyetik akının bir devreden diğerine aktarılmasını sağlar. Güç uygulamalarında enerji transferi, salınımlı bir manyetik alan yardımıyla nüve üzerinden gerçekleştirilmektedir. Manyetik materyallerdeki enerji kayıplarını minimize etmek ise çok önemlidir. Bu bölümde biz, güç transformatörlerini genel hatlarıyla inceleyerek, bu transformatörlere ait bazı temel ifadeler üzerinde duracağız.[5]

3.3.1 Uygulama ve Boyutlar

Güç transformatörlerinin görevi, farklı gerilim seviyelerindeki sistemler arasında gerilim değişikliklerini gerçekleştirmektir. Bazı durumlarda transformatörler aynı gerilim seviyesindeki iki sistem arasında galvanik seperatör olarakda kullanılırlar. Süperiletkenlerin aksine, manyetik kublaj prensibine uygun olarak imal edilen transformatörler bir yüzyılı aşkın süredir, uygulamada kullanılmaktadır. Bununla birlikte, manyetik nüve ve izolasyon malzemelerindeki gelişmeler, soğutma tekniklerindeki ilerlemeler, transformatörlerin performansında önemli gelişmelere neden olmuştur.

Uzunluğu ℓ_y , kesiti A_y ve manyetik geçirgenliği $\mu_o\mu_y$ olan kapalı bir ferromanyetik devre düşünelim. Bu devre kısaca nüve (çekirdek) olarak adlandırılır

(Şekil 3.9) L_1 ve L_2 bobinleri ise, bu manyetik nüve etrafına sarılmaktadır. Bobinlerin sarım sayıları sırasıyla n_1 ve n_2 ile sembolize edilir. L_1 ve L_2 bobinlerindeki akımlarla bağlantılı olan nüve dışındaki manyetik alanlar ihmal edilecek olursa, self ve karşıt endüktans buradan şöyle bulunacaktır. [4]

$$L_i = \mu_o \mu_y \frac{A_y}{\ell_y} n_i^2, (i = 1,2)$$
$$M_{12} = M_{21} = \mu_o \mu_y \frac{A_y}{\ell_y} n_1 . n_2 \qquad (3.1)$$

(3.1)'deki formülden yararlanılarak bağlantı katsayısı $k = M_{12} \Big/ \sqrt{L_1 L_2}$ 'nin bire eşit olduğu sonucuna varılır. İdeal transformatörler için ise $(1-k^2)$ genellikle 0.01'in altındadır. [4,16]

Bugün en önemli örneği demiryolu şebekeleri olan küçük ölçekli bazı sistemlerin dışında kalan bütün sistemler, 50 Hz. (Avrupa) yada 60 Hz (Amerika) frekanslı üç fazlı sistemlerdir. Faz gerilimleri birbirine eşittir, fakat aralarında 120°'lik (2π / 13 radyan) faz farkı vardır.

$$U_a = U_t (\text{Cos}\omega t)$$
$$U_b = U_t \left(\text{Cos}\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \qquad (3.2)$$
$$U_c = U_t \left(\text{Cos}\omega t + \frac{2\pi}{3} \right)$$

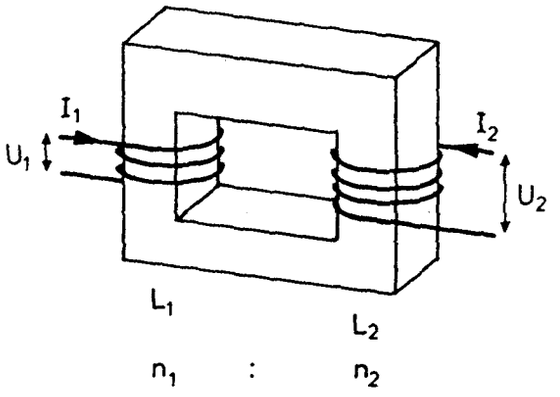
Üç fazlı ideal bir transformatörün n sarımlı sargılarına ilişkin manyetik akı ifadeleri, gerilim bağlantıları ile birleştirilirse aşağıdaki denklemler elde edilir. (Manyetik geçirgenlik sonsuz olmak üzere)

$$\Phi_a = \frac{U_t}{n\omega}\mathrm{Sin}\omega t$$
$$\Phi_b = \frac{U_t}{n\omega}\mathrm{Sin}\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \qquad (3.3)$$
$$\Phi_c = \frac{U_t}{n\omega}\mathrm{Sin}\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right)$$

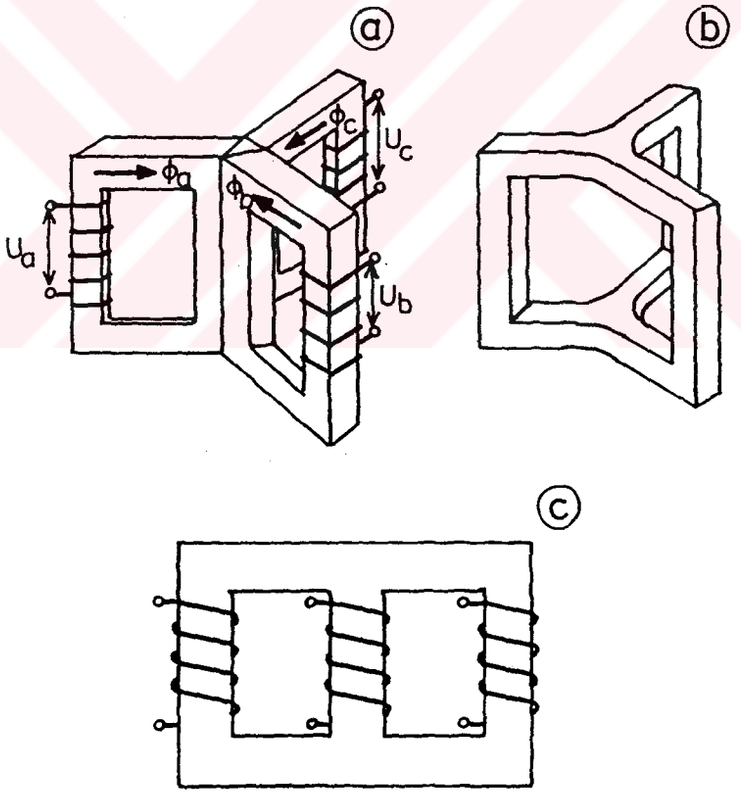
Üç fazlı transformatörler, üç adet aynı özellikteki bir fazlı transformatörün primer ve sekonder sargılarını yıldız ve üçgen bağlayarak da oluşturulabilir. Bunun için, primer ve sekonder sargıları aynı ayakta olan üç adet tek fazlı transformatörün sargısız ayakları Şekil 3.10 (a) 'daki gibi yan yana getirilir. Sargısız üç ayağın oluşturduğu orta ayakta her üç transformatörün manyetik akıları bir araya geldiği için toplam akı $\Phi_a + \Phi_b + \Phi_c = 0$ olur. Bu nedenle bu ayak Şekil 3.10 (b)'de görüldüğü gibi ortadan kaldırılır. Böylece üç adet bir fazlı transformatörden oluşan üç fazlı bir transformatör elde edilmiş olur. Sargıları taşıyan üç ayak Şekil 3.10 (c)'de görüldüğü gibi aynı düzleme getirilecek olursa çok kullanılan üç bacaklı çekirdek tipi üç fazlı bir transformatör elde edilmiş olur.

Üç fazlı sistemler simetri özellikleri nedeniyle; devre çözümlerinde ve bunlara ilişkin bütün hesaplamalarda tek fazlı gibi düşünülür. Bu nedenle ileriki bölümlerde herhangi bir açıklama yapılmaksızın bu kabul aynen kullanılacaktır.

Transformatörlerin güç sistemlerindeki uygulamalarına gelince, güç transformatörleri sistem içerisinde yükseltici transformatör olarak kullanılır. Örneğin, 380 kV'luk bir enerji iletim sistemine ait 20 kV'luk bir generatöre bağlı olarak çalışan transformatör, yükseltici transformatördür. Bunun yanısıra; yüksek gerilim şebekeleri, yüksek gerilimli enerji iletim hatlarıyla, lokal orta gerilim sistemleri,(10 kV),yad en düşük seviyedeki orta gerilim sistemleriyle, 220 / 230 V 'luk ev tipi dağıtım ızgaraları arasında ara birim elemanı olarakda kullanılırlar. Hiç şüphesiz, yeni teknolojilere ilişkin uygulamalardan elde edilen dikkat çekici sonuçlar; yükseltici transformatör olarak tanımladığımız çok büyük transformatörlerin ve 380 kV'a, 150 kV gibi farklı gerilim seviyesindeki, iki yüksek gerilim sistemi arasında, ara birim elemanı olarak kullanılan transformatörlerin geliştirilmesinde etkili olmuştur.



Şekil 3.9 Bir transformatörün basit yapısı



Şekil 3.10 Üç adet bir fazlı tranformatörden, bir adet üç fazlı transformatörün oluşturulması.

Tablo 3.2 'de, bundan 20 yıl önce Hollanda'da geliştirilen, 780 MVA'lık dünyanın en büyük yükseltici transformatörlerinden birine ait sayısal değerler verilmiştir. Genel olarak, çıkış gücü 1000 MVA 'ın üstünde olan transformatörler uygulamada yaygın olarak kullanılmamaktadır. Bunun iki nedeni vardır. Birincisi; 1000 MVA'lık değer,tek bir generatör bulunan sistemlerde sınır değerdir; İkincisi; bu büyüklükte bir transformatörün gerek montajı, gerekse taşınması oldukça önemli bir problemdir. [2,4,14]

3.3.2 Önemli Parametreler

*** Verim**

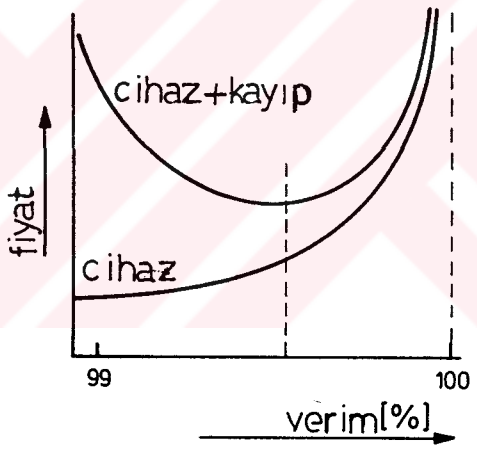
50 MVA'lık bir güç tranformatörünün verimi (η_t) %99'un üstündedir. Bu yüzden verimi, güç kaybı ($1-\eta_t$)'ye göre ifade etmekte fayda vardır. Tablo 3.2'deki transformatör için nominal kayıp güç yaklaşık % 0.2 olarak verilmiştir. Bunun 3/4'ü "kısa devre kayıpları " olarak adlandırılan kayıplardır. Kısa devre kayıpları, transformatörlerdeki yük akımlarının belli başlı sonucu olan sargılardaki omik kayıplar ve transformatör sargılarındaki kaçak alanlar nedeniyle nüve üzerinde endüklenen akımların neden olduğu fuko kayıplarından meydana gelir. Bu kayıplar literatürde, sargılardan birinin faz kutuplarından nominal akım geçerken, çekilen aktif güç olarak tanımlanır. Bu sırada diğer sargılara ait bağlantı uçları kısa devre edilmiş durumdadır.

Tablo 3.2 780 MVA'lık Bir güç transformatörüne ait sayısal değerler

Nominal Gerilim	U_N	410 / 21 kV
Nominal Güç	S_N	780 MVA
Anma Gücü	P_N	627 MW
Kısa Devre Gerilimi	U_Z	% 13
Üst Gerilim Seviyesi (Yüksek Gerilim tarafından)		1400 kV
Kısa Devre Kayıpları	P_k	1080 kW
Boşta çalışma kayıpları	P_o	345 kW
Ağırlık		565 T

Transformatörlerdeki güç kayıplarının 1/4'ü ise, gerilim değeri ile bağlantılı olan boşta çalışma kayıplarıdır. Güç şebekesi sabit gerilimli olduğu için, bu kayıplarda nispeten sabittir. Transformatörlerdeki mıknatıslanma kayıpları, boşta çalışma kayıplarının belli başlı nedenidir. Bununla birlikte, kısa devre kayıplarının zamana göre ortalaması boşta çalışma kayıplarına eşittir. (Yada daha azdır)

Böyle bir transformatör için toplam kayıp güç, parasal olarak ifade edilirse, transformatörün alış fiyatının birkaç katı bir değere ulaşılır. Bu nedenle; kullanıcılar arasında, transformatör üreticilerine 1 kW'lık kayıp güç karşılığında ne kadar ödeme yapmayı planladıklarını bildirmek hayli yaygın bir uygulamadır. Bu bilgi, üreticiler tarafından en uygun teklifi ortaya çıkaracak şekilde kullanılmaktadır. Konuya ilişkin grafik Şekil 3.11'de görülmektedir.



Şekil 3.11 Kayıpların parasal ifadesine dayanarak bir transformatörün optimizasyonu.

*** Güç Yoğunluğu**

Bir transformatörün nominal gücünün, güç yoğunluğuna oranı (W/kg) bize bu transformatörün ağırlığını verir. 1000 MVA'nın üstündeki transformatörleri taşımak hemen hemen imkansızdır. Çünkü, çoğunlukla özel olarak hazırlanmış bölümlerde tek parça halinde monte edilmeleri gerekir.Transformatörlerin parçalar halinde taşınması konusundaki imkanlarımız ise ne yazık ki sınırlıdır. Transformatörlerde ağırlık ve hacim

problemini ortaya çıkaran en önemli kısımlar transformatör yağları ve harici soğutma tertibatıdır. Ancak bu bölümleri gövdeden ayrı olarak taşıma imkanımız mevcuttur.

Bir transformatörün nominal gücü yaklaşık olarak, nüve kesitinin yüzey alanı A_y ile sargıların kesit alanı A_{cu} 'nun çarpımından elde edilen sayının sabit bir katıdır. Buradan açıkça görüldüğü gibi, nominal değer uzunluğun dördüncü kuvveti, ağırlığın ise 4/3'cü kuvvetiyle orantılıdır. Söz konusu sabit değer; güç frekansı, nüvedeki maksimum akı yoğunluğu ve sargılardaki maksimum akım yoğunluğu gibi değerleri içerir. Sargılardaki maksimum akım yoğunluğu kısa devre kayıpları ve izolasyon malzemesinin maksimum sıcaklığı ile bağlantılıdır; buna karşın maksimum akı yoğunluğu ise transformatörün boşta çalışma kayıpları karşısında bir denge unsurudur. Geride bıraktığımız 30 yıl boyunca; hem nüve materyallerinde, hem de izolasyon malzemelerinde önemli gelişmeler oldu. Bu konuyla ilgili olarak yapılan çalışmalarda bu gün artık doyum noktasına ulaşmış durumdadır.

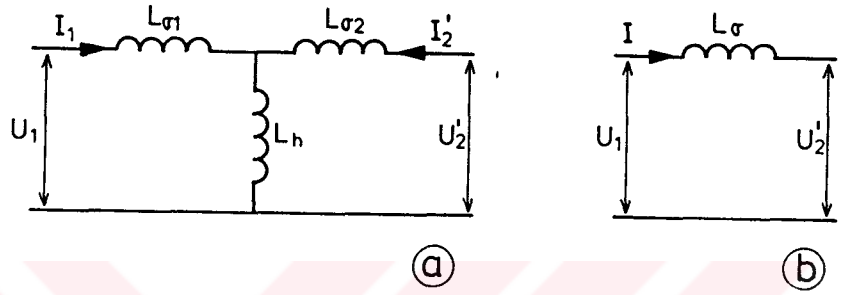
*** Çıkış Gücü**

Bir transformatörün MVA olarak ifade edilen nominal çıkış gücü; nominal efektif gerilim U_N ile nominal efektif akım I_N'in çarpımından elde edilir.Yükseltici bir transformatör için bu değer, generatördeki primer motorun çıkış gücünden yaklaşık % 20 kadar farklıdır; çünkü akımla gerilim arasındaki $Cos\varnothing=0.8$ 'lik maksimum faz farkı normal değer olarak kabul edilmektedir. Örneğin; Tablo 3.2'de görülen transformatör için çıkış gücü 627 MW olarak verilmiştir.

*** Kısa Devre Gerilimi**

Transformatörlere ait hesaplamaları yaparken, primer ve sekonder taraftaki sargıları eşit sarımlı kabul etmek oldukça yaygın bir uygulamadır. Böyle bir uygulama, verilen bir sarım sayısındaki sargıyı diğer bir sarım sayısına çevirmek demek olacaktır. Herhangi bir sargı üzerinde bu hesap işlemi yapılabilir ise de, sekonder sargıyı primer sarım sayısına çevirmek adet halini almıştır; yani sekonder sargı primere indirgenir. Bu indirgeme işlemine uğrayan bütün değerler (') işareti ile gösterilir. Primere indirgeme işlemi sonucunda, transformatör devresindeki sekonder geriliminin efektif değeri $U_2'=n_1 / n_2.U_2$,, sekonder akımının efektif değeri ise $I_2'=n_2 / n_1.I_2$ şeklinde bulunacaktır. Aynı devrede empedanslarda sarım sayılarının karesi ile orantılı olarak değişmektedir. Böylece kayıpları ihmal edilebilir düzeyde olan transformatöre ilişkin eşdeğer devre şeması Şekil 3.12 (a)'da görüldüğü gibi oluşturulmaktadır. Bu devrede, manyetik nüve

akısı ile bağlantılı temel endüktans L_h ve sargılardaki dağılma alanı ile ilişkili dağılma endüktansları (kaçak endüktans) $L_{\sigma 1}$ ve $L_{\sigma 2}$ yer almaktadır. $L_h > L_{\sigma 1} + L_{\sigma 2}$ olduğu için, transformatörlerin işletme koşullarına ilişkin problemler Şekil 3.12 (b)'de görülen basitleştirilmiş devre diyagramı kullanılarak çözülmektedir.



Şekil 3.12 Kayıpları ihmal edilen bir transformatörün basitleştirilmiş devre diyağramı
a) Temel endüktans L_h devrede olmak üzere
b) Temel endüktans L_h ihmal edilirse

Eğer bir transformatörün sekonder sargıları kısa devre edilerse, primere nominal gerilim uyguladığımız süre boyunca, sargılardan $I_k = U_N / \omega L_\sigma$ değerinde bir kısa devre akımı geçer. Eğer primere uygulanan gerilim $I = I_N$ oluncaya kadar sıfırdan itibaren yavaş yavaş artılırsa; $I = I_N$ anındaki primer gerilimi $U_z = \omega L_\sigma I_N$ empedans gerilimi veye kısa devre gerilimi olarak adlandırılır. (" Empedans gerilimi" tanımlaması IEC tarafından literatüre sokulmuştur.) Bu değer (u_z) genellikle U_N'e bağlı bir yüzde oranı olarak ifade edilir.

$$U_Z = u_Z . U_N \qquad (3\text{-}4)$$

u_z ; %3 ile %15 arasında değişen bir değerdir. Ancak, yüksek gerilim transformatörlerindeki uygulamalarda bu değerlerin üstüne çıkılabilmektedir.

L_σ değeri, her ne kadar imalat koşullarına göre bekleniyorsada; bu değer enerji şebekelerindeki düşük L_σ endüktanslı küçük dağıtım transformatörleriyle, kısa devre durumunda daha büyük bir L_σ gerektiren akım kesiciler arasında bir çeşit denge unsurudur.

*** Aşırı Yük Davranışı**

Bir transformatörün olağan dışı işletme koşullarının üstesinden gelebilme kabiliyeti, bu transformatörün şebeke içerisinde emniyetli bir şekilde kullanılıp kullanılamayacağına bağlı olarak tespit edilir. Bu tezde, transformatör sargılarından geçen akımların genliği ile bağlantılı olan üç farklı aşırı yük olayı arasında bir ayrım yapılacaktır. Bütün bunlar, özellikle süperiletken sarımlı bobinlerde karşı karşıya kalacağımız elektriksel problemlerdir. İlki, daha öncede bahsettiğimiz gibi "kısa devre akımı"dır. Sıradan bir transformatörde, bu akım bir dinamik problemi olarak karşımıza çıkar; çünkü büyük değerli akımlar, sargılarda büyük basınçlara yol açmaktadır. Bir tür aşırı yük olan kısa devre akımı, saniyenin 1/10'u kadar bir süre içinde devre kesicileri aracılığıyla ortadan kaldırılır; böylece sargılardaki termik kayıpların önüne geçilmiş olur.

İkincisi, nominal devre akımının %10'u ile %20'si arasında değişin önemsiz bir aşırı yük durumudur. Bu olay, şebekenin herhangi bir kısmında arızi koşullar nedeniyle meydana gelen bir anahtarlama olayı sonucunda ortaya çıkar. Transformatör bu akıma, yaklaşık bir kaç saat süreyle karşı koyabilmektedir. Konvansiyonel bir transformatörde bu hiç şüphesiz termal bir proplem olarak değerlendirilecektir.

Üçüncüsü ise, transformatör devreye alındıktan sonra ortaya çıkan asimetrik mıknatıslanma akımıdır. Mıknatıslanma akımı, devredeki direncin ve endüktansın değerine bağlı olarak, bir kaç dakika devam edebilir. Bu problem, kısa devre akımı kadar ciddi bir durum olmamakla birlikte, süperiletken transformatörlerde önemli bir sorun olarak karşımıza çıkmaktadır.

*** İşletme Emniyeti**

Verime benzer şekilde, güç transformatörlerinde emniyet faktörüde, birden biraz daha küçük bir sayı ile ifade edilir. İşletme emniyeti, "bir cihazın belirli koşullar altında amacına uygun olarak çalışma olasılığı" veya IEC tarafından belirtildiği gibi " Sistem

içerisindeki her hangi bir parçanın belirli koşullar altında gerekli fonksiyonları, belirli bir süre içerisinde gerçekleştirme kabiliyeti" olarak tanımlanır.

Bir transformatörün yüksek emniyet faktörü, bir taraftan; transformatörün dış basınçlı soğutma sistemi ve genellikle sistem içerisindeki hataların belli başlı kaynağı olan tıkaç değiştiriciler dışında herhangi bir hareketli kısım içermemesi, diğer taraftanda, transformatörün yüksek akım yoğunluğu sistem içerisindeki her hangi bir arıza halinde çok tehlikeli sonuçlar doğuracağı için, cihazın geniş emniyet sınırlarına sahip olacak şekilde imal edilmesi nedeniyledir. Maliyet açısından ele alındığında ise; enerji şebekelerinin etkin bir şekilde işletimi sözkonusu olduğundan, bu tür hataların kesinlikle ortadan kaldırılması gerektiği anlaşılmaktadır. [2,14]

3.3.3 Kaçak Endüktansların Hesabı

Primer ve sekonder sargıları birbirine eşit sarımlı tek fazlı bir transformatörde, Şekil 3.12'de görülen indirgenmiş devre modeli esas alınarak, denklem (3.1) aşağıdaki gibi yeniden düzenlenebilir.

$$L_1 = \mu_0 \mu_y \frac{A_y}{\ell_y} n^2 + \Delta L_1 = L_0 + \Delta L_1,$$

$$L_2 = \mu_0 \mu_y \frac{A_y}{\ell_y} n^2 + \Delta L_1 = L_0 + \Delta L_2,$$

$$M_{12} = M_{21} = \mu_0 \mu_y \frac{N_y}{\ell_y} n^2 + \Delta M_{12} = L_0 + \Delta M_{12}.$$

(3.5)

ΔL_1, ΔL_2 ve ΔM_{12} terimleri, denklem (3.1)'de ihmal edilen, manyetik nüve dışındaki kaçak akılar nedeniyle ortaya çıkan kavramlar olarak kabul edilirler. Bu yüzden, yaklaşık olarak 10^2 ile 10^3 arasında değişen μ_y 'nin bir faktörü olan L_o değerinden çok

daha küçüktürler. Sargılardaki dirençler ihmal edilirse, böyle bir transformatör için gerilim eşitlikleri şöyle yazılacaktır.

$$U_1 = L_0\left(\frac{dI_1}{dt}+\frac{dI_2}{dt}\right)+\Delta L_1\frac{dI_1}{dt}+\Delta M_{12}\frac{dI_2}{dt},$$

$$U_2 = L_0\left(\frac{dI_1}{dt}+\frac{dI_2}{dt}\right)+\Delta L_2\frac{dI_2}{dt}+\Delta M_{12}\frac{dI_1}{dt}. \qquad (3.6)$$

Genel olarak L_o endüktansının değeri; transformatörün olağan işletme akımından çok daha küçük olan, boşta çalışma akımı $I_0 = \frac{U_1}{\omega L_0}$ 'la bağlantılıdır.

Buradan şu sonuçlar elde edilecektir.

$$\left|\frac{dI_1}{dt}+\frac{dI_2}{dt}\right| \langle\langle \left|\frac{dI_i}{dt}\right| (i=1,2); \qquad (3.7a)$$

$I_1=I_2=0$ olmak üzere, başlangıç koşulları için bu denklemler yeniden düzenlenirse;

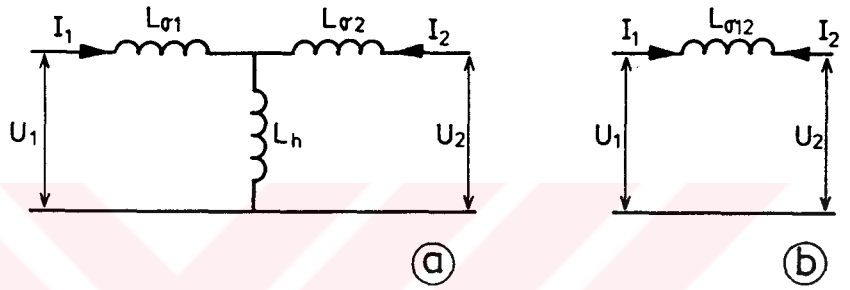
$$|I_1+I_2| \langle\langle |I_i| (i=1,2), \qquad (3.7b)$$

bağıntısı elde olunur.

Bu denklemler, $I_1 + I_2=0$ olmak üzere Şekil 3.12 'de ortaya atılan indirgeme işlemine karşılık gelmektedir. (Şekil 3.13'de aynı durum yeniden incelenmektedir) Eğer transformatör her bir faz için ikiden fazla sargıya sahipse, aynı eşitlikler aşagıdaki şekilde düzenlenecektir.

$$\sum_{i=1}^{k} I_i \ll I_N \tag{3.8}$$

Burada I_N transformatörün nominal akımıdır. Altıncı bölümde k=4 için geçerli hesaplamalar yapılarak, bu konuya ayrıntılı olarak değinilecektir.



Şekil 3.13 $n_1=n_2=n$ olmak üzere Şekil 3.12'in basitleştirilmesi.

Şekil 3.13 'deki devre için; denklem (3.6) yeniden yazılırsa , $L_h = L_o + \Delta M_{12}$, $L_{\sigma 1} = \Delta L_1 - \Delta M_{12}$, $L_{\sigma 2} = \Delta L_2 - \Delta M_{12}$ bağıntıları elde edilir. Pratikteki hesaplamalarda, L_h yeteri kadar büyük olduğundan ihmal edilecek olursa,

$$L_{\sigma 12} = \Delta L_1 + \Delta L_1 - 2\Delta M_{12} \tag{3.9}$$

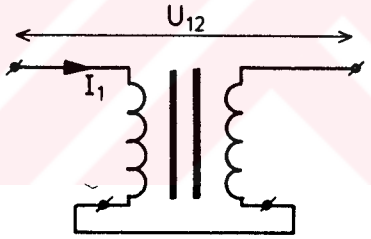
eşitliği bulunacaktır.

Bu bağıntı, birbiriyle yakından bağlantılı ve eşit sarımlı iki sargı arasındaki kaçak endüktansların genel ifadesi olarak kabul edilir. Denklem (3.9)'da L_o değerinin olmadığına dikkati çekmekte fayda vardır. Bu, L_σ değeri üzerinde manyetik devrenin özelliklerinin fazla bir etkisi olmadığı anlamına gelmektedir. L_o ise zaten, çoğunlukla sınırsız geçirgenlik (Permeabilite) için önemli bir ara değer olarak düşünülmektedir.

Şekil 3.13 (b)'de verilen devreyi tümüyle incelediğimizde; L_σ değerinin, Şekil 3.14 'de görülen düzenek yardımıyla ölçülebildiği sonucuna varıyoruz.[4]

$$L_{\sigma 12}\frac{dI_1}{dt} = U_{12} \tag{3.10}$$

İki transformatör sargısına ilişkin en genel düzenleme, Şekil 3.10'da gösterildiği gibi, nüve üzerindeki eş eksenli (koaksiyal) birleşimdir. L_σ yı hesaplamada en uygun yöntem ise, Şekil 3.14'de görülen sargılarda depo edilen manyetik alan enerjisini integre etmektir. Bununla birlikte, unutulmamalıdır ki; manyetik alanda depo edilen enerjinin hesaplanması üç boyutlu bir problemdir. Transformatörün eşdeğer devresinde indirgeme işlemi yapılmadıkça da, bu problemin basitleştirilmesine olanak yoktur. Burada şimdi buna ilişkin birkaç örnek üzerinde durulacaktır.



Şekil 3.14 $L_{\sigma 12}$ Endüktansının Ölçümü

Bu örneklerin hepsinin, silindirik simetri özelliğine sahip olduğu kabul edilmektedir. Transformatörlerde basitleştirme işlemi için kullanılan yöntemlerden biri; altta ve üstte disk şeklinde iki halka içeren silindirik bir nüve kullanmaktır. Nüve etrafında da ikinci bir silindir yer alır. (Şekil 3.15) Bu şekilde imal edilen transformatörler "sheel-tipi transformatör" olarak tanımlanmaktadır. Diğer bir yöntem ise; nüveyi tamamiyle ihmal ederek L_σı transformatör hava göbekli iki sarmal bobinden ibaretmiş gibi hesaplamaktır.

Birinci örneğe yeniden dönecek olursak: sargıların uzunluğunu, manyetik devredeki pencere yüksekliği h_c'e eşit, kalınlığında ihmal edilebilir. düzeyde kabul eden en basit yöntemlerden biri olduğunu görüyoruz. Birbirine eşit, fakat zıt yönlü akım taşıyan bu iki sargı arasındaki manyetik alan homojendir. Transformatör ekseninin Z-ekseni üzerinde yer aldığı silindirik bir koordinat sisteminde bu değer,

$$B_z = \mu_o . n . \frac{I}{h_c} \tag{3.11}$$

bağlantısı bulunur.

r_1 , r_2 ; L_1 ve L_2 bobinlerinin yarıçapı olmak üzere, buradaki manyetik enerji:

$$W_m = \frac{\mu_o \pi n^2 I^2}{2h_c}(r_2^2 - r_1^2) \tag{3.12}$$

ve kaçak endüktanslar:

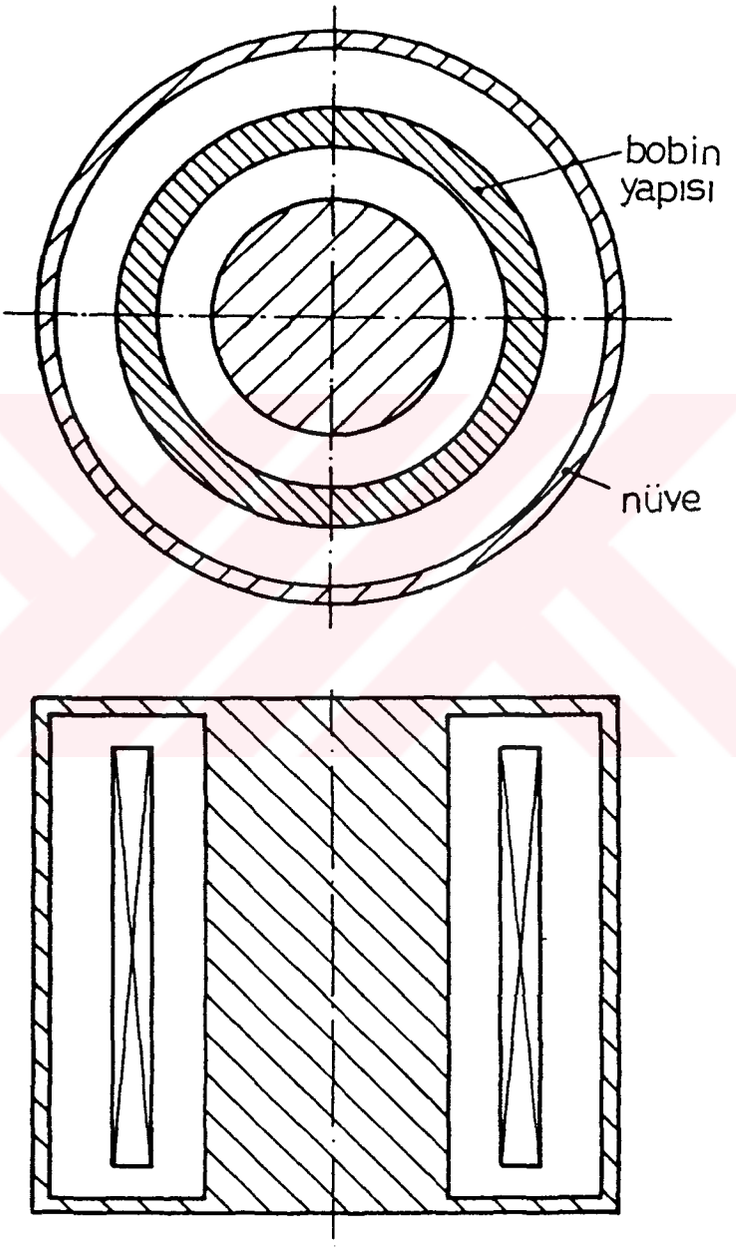
$$L_{\sigma 12} = \frac{\mu_o \pi n^2}{h_c}(r_2^2 - r_1^2) \tag{3.13}$$

olarak bulunacaktır.

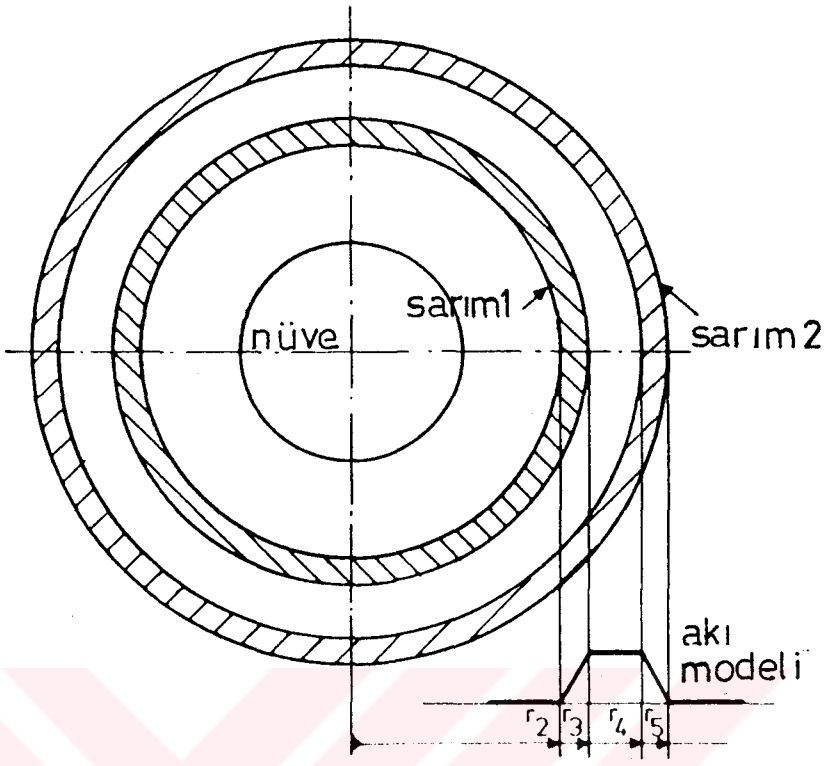
Daha hassas bir sonuç elde etmek içinse, bu denkleme sargıların kalınlığıda ilave edilecektir. İç ve dış çapları, manyetik alan profilini kullanmak suretiyle, Şekil 3.16'a göre bu denklem aşağıdaki şekilde yeniden düzenlenecektir:

$$L_{\sigma 12} = \frac{\mu_o \pi n^2}{6h_c}(r_5^2 + 2r_4 r_5 + 3r_4^2 - 3r_3^2 - 2r_3 r_2 - r_2^2) \tag{3.14}$$

Bundan sonraki hesaplamalarda olası bir karışıklığın önüne geçmek amacıyla, Şekil 3.16'daki modele ait bütün yarıçaplar numaralandırılmıştır. Denklem (3.14), transformatörler üzerine yazılmış bir çok kitapta yer alan ve mühendislik amaçlı uygulamalarda kabul edilebilir bir hassasiyete sahip L_σ değerini veren bir bağıntıdır.



Şekil . 3.15 Silindirik (Shell-tipi) bir transformatörün kesit görünüşü



Şekil 3.16 Kaçak endüktansların hesaplanması için akım modeli ve yarıçapların tanımlanması.

Sargıların eksenel yüksekliği pencere yüksekliğine eşit olarak kabul edilirse, problem iki boyutlu hale gelir. Kesin sonuç ise, Fourier serileri ve Bessel fonksiyonları yardımıyla kolaylıkla bulunacaktır. Bu metod L_σ için kolayca anlaşılabilen bir formül sağlayamadığından, ileriki bölümlerde ele alınmayacaktır.

Manyetik devrenin tamamiyle ihmal edildiği ikinci yaklaşıma gelince: L_σ için basit bir analitik formül bulunmadıkça, bu yöntem pratik değildir. Bununla birlikte L_σ değeri, ferromanyetik materyal içermeyen koaksiyal sargıların endüktans değerlerini hesaplamada kullanılan çok sayıda nümerik değerin varlığı nedeniyle kolaylıkla bulunabilmektedir. L_1 ve L_2 bobinleri arasındaki radyal mesafelerdeki azalmanın, L_σ değerinin hassasiyetini artırması beklenir; çünkü manyetik devre içerisindeki sargılar tarafından üretilen manyetik alanda da buna paralel olarak bir azalma meydana

gelecektir. Bu yaklaşıma dayanılarak yapılan bütün hesaplamalar deneysel transformatör sargıları ile ilgilidir. Konuyla ilgili ayrıntılı açıklama 6. Bölümde verilecektir.

Bu tezde, iki farklı sayısal metod kullanılmaktadır. Birincisi; G.B.J. Mulder tarafından Twente Üniversitesi Fizik Teknolojisi Laboratuvarında geliştirilen ve SOLENO olarak adlandırılan koaksiyal soleniodların self ve karşıt endüktanslarını hesaplamada kullanılan, genel amaçlı bir programdır. Bu programda T.H. Fawzi ve P.E. Burke tarafından geliştirilen bir olgoritma kullanılmaktadır.

Sargılar arasındaki radyal mesafe, çaplarına oranla küçük ise; ikinci yöntem sargılarla bağlantılı sabit manyetik akı için yaklaşık bir değeri esas alacaktır. Bu yöntem SOLENO programı sargılara paralel olarak transformatör içindeki akım dağılımını hesaplamada yetersiz kaldığından Frank Van Overbeeke tarafından ortaya atılmıştır. Bu yönteme ilişkin temel prensibler aşağıda belirtilmiştir.

Maxwell denklemi $\nabla \times \underline{B} = \mu_o \underline{J}$ rotasyonel simetriye göre silindirik koordinatlarla ifade edilerse:

$$\frac{\partial B_r}{\partial Z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = \mu_o J_\theta \tag{3.15}$$

bağıntısı elde olunur. Bu denklemlerde J_z ve J_r önemsiz olduğu için ihmal edilmektedir. Diverjans denklemi $\nabla.B=0$ için, bu bağıntı yeniden yazılırsa

$$\frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + r\frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \tag{3.16}$$

şekline dönüşecektir.

Buradan; r_1 ve r_2 yarıçapları, radyal mesafeye göre çok küçük olan ve aynı Z-ekseni üzerinde yer alan koaksiyal sarımlı iki bobinin eşit uzunlukta olduğu açıkça ortaya çıkmaktadır. Bu sargılar tarafından açığa çıkarılan ve r-ekseni üzerindeki koordinatı r_t olan manyetik alan aşağıdaki eşitliklere uymak zorundadır.

$$\begin{aligned} &|r_t - r_1| \rangle\rangle |r_2 - r_1|, \\ &|r_t - r_1| \langle\langle r_1, \end{aligned} \tag{3.17}$$

Bu manyetik alan, yarıçapı r_m olan iki sargı arasındaki manyetik alandan çok daha küçük olacaktır. Buna göre de,

$$r_m - r_1 \rangle 0; \quad r_m - r_2 \langle 0 \tag{3.18}$$

eşitliği ortaya çıkacaktır.

$\left[r_t \langle r_1 ; \quad r_t \rangle r_2 \right]$ aralığında r-koordinatı hemen hemen sabit olarak kabul edildiği için, denklem (3.16) aşağıdaki şekilde yeniden yazılacaktır.

$$r\frac{\partial B_r}{\partial r} + r\frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \tag{3.19}$$

Bu aralığın sınır noktalarında $B_z \to 0$ ve $B_r \to 0$ olacaktır. Bu durumda denklem (3.15) ve (3.19), r ve z eksenlerine dikey doğrultuda olan ve eşit fakat zıt yönlü akım taşıyan, sonsuz uzunluktaki iki paralel levha arasındaki manyetik alanı tanımlayacaktır. Sargılardan geçen akımların toplamı "sıfır" olmak koşuluyla, ikiden fazla bobine sahip montajlar içinde benzer prensiplerden faydalanılabilir. Yarıçapı r_i, uzunluğu 2ℓ olan bir bobin tarafından üretilen manyetik alan için, koordinat sisteminin orjini bobinin merkezinde kabul edilirse,

$$B_{zi}(r,z) = -\frac{\mu_o I_i}{4\pi\ell}\left[\arctan\left(\frac{z-\ell}{r-r_i}\right) - \arctan\left(\frac{z+\ell}{r-r_i}\right)\right] \tag{3.20}$$

eşitliği bulunacaktır.

$r = r_a$ ve $r = r_b$ ($r_a < r_b$) olan iki bobin arasındaki ortalama akı değerini hesaplamak içinse ($r = r_i$ olan bobin tarafından üretilen akının ortalama değeri);

$$\Phi_{ab}(i) = \frac{1}{2\ell}\int_{-\ell}^{\ell} dz \int_{r_a}^{r_b} 2\pi r B_{zi}(r,z)dr \tag{3.21}$$

$$= \frac{\mu_o I_i}{\ell}\int_{r_a}^{r_b}\left\{\arctan\left(\frac{2\ell}{r-r_i}\right)+\left(\frac{r-r_i}{4\ell}\right)\ell n\left[\frac{(r-r_i)^2}{(r-r_i)^2+4\ell^2}\right]\right\}rdr,$$

bağıntısı kullanılacaktır.

Bu integralin analitik çözümü mümkün olmakla birlikte, hayli uzun ve yorucu bir işlemdir. Diğer taraftan, sayısal integrasyon oldukça kolaydır. $r = r_i$ noktasındaki tekillik ise önemli bir sorun yaratmamaktadır. Manyetik akı $\Phi_{ab}(i)$ ile bağlantılı olan sarım sayıları ise aşağıdaki şekilde ifade edilecektir.

$$n_{ab} = \sum_{J=1}^{a} nJ \tag{3.22}$$

Burada n_j, sargılardaki sarım sayısını yada j, tabaka sayısını ifade etmektedir. Sargıların yada tabakaların artan yarıçaplara göre numaralandırıldığı kabul edilmektedir. k sarım sayısı yada k tabakalı bir sistem için toplam akı bağıntısı böylece,

$$\psi = \sum_{i=1}^{k}\sum_{m=1}^{k-1}\sum_{J=1}^{m} nJ\Phi_{m,m+1}(i) \tag{3.23}$$

olarak yazılacaktır.

Sonuç olarak, eğer bobin içerisindeki $\psi = L.I$ değeri biliniyorsa; L, denklem (3.21) 'deki $I_i = n_i.1$ ifadesinde yerine konulmak suretiyle bulunabilir.

SOLENO programı için gerekli olan hassasiyet değerini ele alalım; burada 7 desimallik cihaz hassasiyeti uygun değer olarak kabul edilmektedir. İkinci metoda göre değeri ise, sarımların sapma uzunluklarında dikkate alınarak, ± 2 % ve ± 4 % olarak hesaplanacaktır.

Burada son olarak, Rogowski tarafından ortaya atılan, nüveli transformatörlerin sargılarına ilişkin bir hesaplama tekniği üzerinde kısaca durulacaktır. Bu yöntem bir düzeltme faktörü tarafından değiştirilen, denklem (3.14)'deki endüktans hesabını içermektedir.

$$K = 1 - \frac{1-\exp(-2\pi\ell/\lambda)}{2\pi\ell/\lambda}\left[1 - \frac{\exp(-4\pi b/\lambda)}{2}(1-\exp(-2\pi\ell/\lambda)\right] \qquad (3.24)$$

Denklem (3.24)'de λ, eksenel akı modelinin radyal dalga boyu (Burada $2.(r_5 - r_2)$ ile bağlantılıdır) b ise, nüve ile bobin arasındaki radyal mesafedir. Bu teknik, bir çoğu birbirinin aynı olan ve denklem (3.23)'ü esas alan çok sayıdaki basitleştirme yöntemine dayanmaktadır. Bu yüzden de, hesaplamalarda birbirinden ayrı olarak kullanılamazlar; genellikle bir bütün olarak ele alınırlar. [14]

BÖLÜM IV- 50 HZ KULLANIMI İÇİN DÜŞÜK KAYIPLI ÇOK FİLAMANLI İLETKENLER

4-1 Tip-2 Süperiletkenlerde Kayıpların Önemi

4.1.1 Giriş

2. Bölümde kısaca akı iğneleme modelli tip-2 süperiletkenlerin mıknatıslanma eğrileri yardımıyla, histeretik manyetik materyaller gibi özellik gösterdiklerine değinmiştik. Sonuç olarak ya bir süperiletken telin iletim akımlarında görülen bir değişiklik yada dışarıdan uygulanan bir manyetik alan yayılmaya yol açar. Eğer küçük genlikler söz konusu ise, yüzey etkilerine göre bu yayılmanın değeri oldukça küçük olabilir. Ancak konfigürasyonlarda ve bu tezin kapsamı ile ilgili genlikler için hacimsel toplam etkiler yüksek önem taşır. Bu bölümde bunlar tartışılarak, yüzey etkilerine kısaca değinilecektir.

Düşük kayıplı süperiletkenleri tasarlamak birkaç nedenden dolayı gereklidir.

* Kayıplar soğutma sistemi için bir ısı yüküdür. Özellikle alan ve akım değişiklikleri DC mıknatıslarda olduğu gibi önemsiz olmayıp, AC uygulamalarda büyük önem taşımaktadır.

*Yayılma, süperiletkenlerde ısı yükselmesine neden olur. Soğutma koşulları, iletkenin akım taşıma kapasitesini ciddi şekilde etkilemeyecek biçimde olmalıdır. Bu koşullar AC uygulamalarda bile kolayca yerine getirilebilmektedir.

*Genel olarak J_c'nin ΔJ_c'sinde ufak bir düşüş, her ne nedenle olursa olsun akım hareketine ve yayılmaya neden olmaktadır. Eğer bu olay sonucunda meydana gelen sıcaklık yükselmesi J_c'de başlangıçtaki ΔJ_c'den daha büyük bir değişikliğe neden oluyorsa; bu süreç düzensizdir ve akım sıçraması olarak bilinen ısı kaçağı oluşmaktadır.

AC kayıpların hesaplanması ile ilgili çalışmalar, örneğin J_c=sabit olmak üzere, çoğunlukla süperiletken plakalarla ilgili olarak H. London ve R.Hancox tarafından yapılmıştır.Daha sonraki yıllarda çeşitli bilim adamları; dairesel filamentlerin

manyetizasyonu, çok filamanlı iletkenlerin manyetik davranışları ve AC alanların ve akımlarının, değişik şekillerde ardışık haraketlerinin etkileri gibi daha karmaşık problemlerede değinmişlerdir. Isı kaçağı olarak tanımlanan akım sıçraması daha önceleri örneğin; S. L. Wipf ve P.S. Swartz ve C.P. Bean tarafından tartışılmıştır. Stabilite ve kayıplarla ilgili çalışmaların özellikle çok filamanlı iletkenler üzerinde yoğunlaşmasıyla, Rutherford Laboratuvarlarında bu konuya yeni bir yaklaşım getirilmiştir. [10]

4.1.2 Soğutma Yükü

Süperiletkenlerle donatılmış bir AC cihazda direnç kayıplarının azaltılması sadece soğutucuya gelen gücün klasik bakır teller kullanıldığında ortaya çıkan güç kaybından çok daha az olması halinde, ekonomik olarak eğer ρ_{Cu} bakırın özgül direnci, J_{Cu} işletme durumundaki RMS akım yoğunluğu ve I telin içinden RMS akımı ise, bir bakır teldeki metre başına P / ℓ güç kaybı ;

$$(P/\ell)_{cu} = \rho_{cu} J_{cu} . I \qquad (4.1)$$

olarak tanımlanabilir.

Bu telin aynı şekilde, daha düşük etkili bir yayılma ile sonuç vermesi beklenen bir süperiletkenle değiştirilmesi, ancak kayıp şu şekilde olursa kabul edilebilir bir olaydır:

$$(P/\ell)_{sc} << \rho_{cu} J_{cu} I \Big/ \left[P_{300} / P_{4.2}\right] \qquad (4.2)$$

Burada sağ taraftaki parantez içinde yer alan faktör soğutucunun giriş gücü ile, düşük sıcaklıktaki bir ortamda ortadan kaldırılmış ısının oranını simgelemektedir. Bundan sonraki bölümlerde bu faktör ile ilgili daha ayrıntılı bilgi verilecektir. Burada bu oranın 300 olduğu kabul edilmiştir. $\rho_{cu} = 2x10^{-8}\,\Omega m$ ve $J_{cu} = 5.10^{6}\,A/m^2$ olarak alınırsa,

$$(P_{ls})_{sc} = (P/\ell)_{sc} / I \langle\langle 3.10^{-4} \qquad (4.3)$$

sonucu elde edilecektedir.

Denklem (4.3)'deki P_{ls} iletkenin özgül kaybıdır. Bu birim uzunluk başına kayıp güç veya akım, nominal işletme akımına eşitse telden geçen birim RMS akımıdır. Bu son şart oldukça önemlidir; çünkü genellikle bir süperiletkendeki kayıp, taşıdığı akımla orantılı değildir. Birkaç örgülü ve izole telden oluşan bir kablonun her bir teldeki spesifik kayıp kadar kaybı vardır ve bu açıdan bakıldığında P_{ls} akımdan bağımsız bir faktördür. Bu tezde nominal işletme akımının tepe değerini iletkenin kritik akımını γ nun bir kesiri olarak yazacağız.

$$I = \gamma . I_c ; \quad I(RMS) = 1/\sqrt{2}\gamma . I_c \tag{4.4}$$

Bu konu değişik tip kayıplar hakkında yapılacak bir tanıtımdan sonra daha derin olarak incelenecektir.[14,17]

4.1.3 Yayılan iletkenin Soğutulması

Soğutma kayıplarının, iletken kayıpları üzerinde çok önemli etkileri olduğunu belirtmekte fayda vardır. Manyetik kontrollu süperiletken anahtarlarla ilgili olarak yapılan araştırmalar sırasında, iletken uzunluğu 845 m, akımının tepe değeri 32.5A(23 A RMS) olan, 12,5 W yayılma gücüne sahip bir AC bobin ortaya konulmuştur. Süperiletken bir bobini soğutmak şu şekilde gerçekleştirilebilir:

$$(P_{ls})_{sc} = 6.4.10^{-4} (V/m) \tag{4.5}$$

Söz konusu bobin iki adet, tamamiyle emprenye edilmiş ve gelişmiş içsel ısı geçirgenliğine sahip; ancak sıvı helyum adapte edilmiş ısı transferi olmayan yarımlardan oluştuğu taktirde kayıp güç miktarı (4.3)'de izin verilenden çok daha yüksek olacaktır.[14,17]

4.1.4 Stabilite

Stabilite şu şekilde tanımlanabilmektedir:

$$\left|\partial J_{c/} \Big/ \partial T\right| << \frac{C_s}{\left|\Delta Q \Big/ \Delta J_c\right|}, \tag{4.6}$$

Burada sol taraf J_C 'nin ısıyla ilgili türevi, C_S birim hacim için özgül ısı, $\Delta Q / \Delta J_c$,ise J_c'deki değişikliğe bağlı olarak birim hacimde yayılmadır. Denklem (4.6) "Adiabatik Kararlılık Kriteri" olarak bilinir ve süperiletkenin herhangi bir noktasındaki lokal yayılmaya uygulanabilir. Bu bölüm içerisinde bu yayılmaya daha detaylı olarak yer verilecektir. [10,14]

4.2 Muhtelif Kayıp Çeşitleri

4.2.1 Genel Giriş

Bir çok filamanlı iletken hem dışardan hem de telin kendisi veya her ikisinin bileşimi nedeniyle meydana gelen zamana göre değişen bir manyetik alana maruz kalırsa; hem süperiletken tellerde hem de normal iletken matrisde bir yayılma oluşacaktır. Literatürde, süperiletkenlerde oluşan kayıplar genelm olarak "Histerezis Kayıplar" olarak tanımlanır; Buna karşılık matriste oluşan kayıplar ise matris kayıpları, fuko akım kayıpları veya kuplaj kayıpları diye tanımlanır. (Bazı araştırmacılar son iki terimi matris kayıplarına ait olan durum için kullanırlar. Böyle bir ayrım bu tezin kapsamında geçerli değildir.)

Çok filamanlı iletkenlerdeki kayıpların hesaplanması, kompleks sınır koşulları olan bir elektromanyetik alan problemini ve $\underline{J}'$ yi $\underline{E}'$ ye bağlayan vektörel bir denklemi çözmek demektir. Bu denklemin, matematiksel bir probleme dönüştürmek için iki metod kullanılır.

Birinci metod W.J. Carr tarafından geliştirilmiş olan anizotropik süreklilik modelidir. İkincisi ise iletkeni filamentler arasında artarda gelen düğümlerden oluşan bir ağa böler. Bu yöntem, G. Fournet ve L. Boyer tarafından gerçekleştirilen analizler esas

alınarak geliştirilmiştir. Her iki metodda değişik teknikler üzerinde çalışan yazarlar tarafından yakın tarihte uygulanmıştır. Eğer her bir kayıbın etkisi ayrı ayrı hesaplanabilse daha basit çözümler elde etmek mümkün olacaktır; örneğin: matrise ait iletkenliği dikkate almayan histerezis kayıpları ve süperiletken filamentleri son derece ince mükemmel iletkenler olarak ele alan matris kayıpları gibi böyle bir ayrımın kabul edilebilirliği telin boyutlarına ve filamentlere, matrisin yapısına ve mukavemetine, manyetik alanların uzaklık ve frekanslarına bağlıdır.

Bu tezde sözkonusu iletkenlerin, 1T 'dan düşük olan değerlerinde ve 100 Hz'den düşük frekanslarda, bu basitleştirme işlemi için uygun koşullarda olduğu kabul edilecektir. Histerezis kayıpları ve matris kayıplarını ayrı ayrı hesaplamanın, ikisinin birlikte hesaplanmasından daha yüksek bir kayıp ortaya çıkarttığı belirtilmektedir. Bundan sonraki bölümlerde incelenecek olan bu kayıplar en kötü şartlara ait olan değerlerdir. Şimdi matris kayıplarını özet olarak ele aldıktan sonra, histerezis kayıpları ile ilgili daha kapsamlı bir çalışma yapacağız.[13,14]

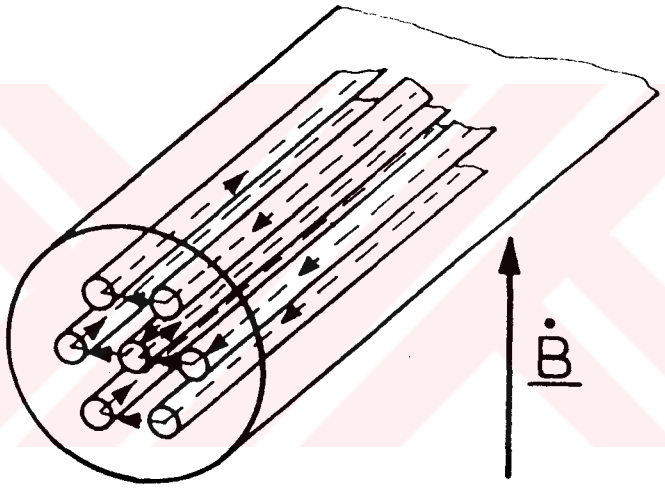
4.2.2 Matris Kayıpları

Kompozit yapıdaki süperiletken filamentlerden oluşan bükülmemiş normal bir iletken için, zaman değişkenli bir manyetik alan filament çiftleri arasından geçen akım döngülerini oluşturur ve bu döngüler, matrisin etrafında son bulur. Şekil 4.1 (a) 'da bu etki gösterilmektedir. Şimdi ρ 'yu matrisin özgül direnci, w'yı komşu filamentler arasındaki uzaklık, d'yi filament çapı, B'yi değişken dış manyetik alan ve λ_1 'i birim faktör olarak kabul edelim. Şekil 4.1 (b)'deki basitleştirilmiş şekilde λ_1 =1 olarak kabul edilirse; iletken telin kritik uzunluğu ℓ_c şöyle ifade edilecektir:

$$\ell_c^{\,2} = \frac{\rho . j_C . d\lambda_1}{B} . \frac{w}{w+d} . \qquad (4.7)$$

Bu şu anlama gelir; eğer iletken uzunluğu $2\ell_c$ 'den fazla olursa matrisden geçen akım o kadar yükselir ki; telin yarısında bir filamentten geçen akım, o filamentin kritik akımına eşit olur. AC uygulamalardaki pratik değerler ise örneğin; $\rho=3.10^{-7}\Omega m$,

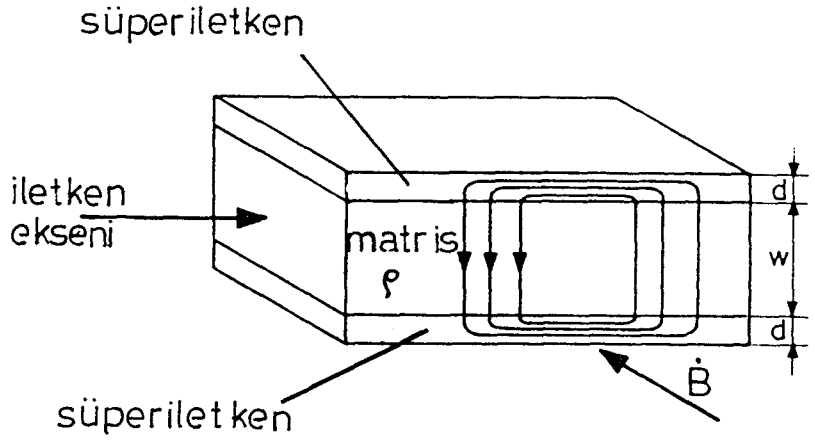
$J_c=1.10^{10}$ A/m^2, $\lambda_1=0.4$, $d=1.10^{-6}$ m, $W=0.5.10^{-6}$ m ve B=100 T/s, ℓ_c=2mm olarak kullanılacaktır. Filamentlerin bağımsız hareketleride ancak ℓ_c'den oldukça küçük bir burulma mesafesi ℓ_p ile çaprazlandıkları zaman oluşacaktır. Özellikle yüksek B değerleri için süperiletken tellerin daha sonra açıklanacak nedenlerden dolayı çok ince filamentleri vardır. <Bundan dolayı, bunlar çok sıkı bükülmelidir; zira alan değişikliğine bağlı olarak kritik akım taşıyan bir filament, daha fazla bir geçici akım taşıyamayacaktır.



Şekil 4.1 (a) Bükülmemiş bir iletken için filamentler arasındaki bağlantının gösterilişi.

G.H. Morgan bükülü bir iletkenin bükülme mesafesini şöyle hesaplamaktadır.

$$\ell_c^{\,2} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\rho I_c}{B(a-d)} \qquad (4.8)$$



Şekil 4.1(b) Akım değeri azaltılmış bir iletkende, kritik bükülme mesafesinin hesaplanmasına ilişkin model.

Burada I_c bir filamentin kritik akımı (yaklaşık olarak d^2J_c'ye eşit) ve a karşılıklı iki filament arasındaki uzaklık ki bu yaklaşık olarak telin çapıdır. Özdirenç ρ artık sadece matris materyalinin özgül direnci değil, telin eksenine dik bir açıda olan efektif dirençtir. filamentleri, dirençlerin sıfır olduğu nokta olarak kabul edersek, bu efektif direnç $\rho = (1-\eta_s)/(1+\eta_s).\rho_m$ ile doğru orantılı olarak hesaplanabilecektir. Burada η_s süperiletken maddenin yaklaşık miktarı ve ρ_m ise matris maddenin özgül direncidir.

Belirli bir ℓ_p değeri için, B 'nin kritik değeri şöyle bulunacaktır.

$$B_c = \left(\frac{\pi}{2\ell_p}\right)^2 \frac{\rho I_c}{a-d}, \qquad (4.9)$$

Eğer ℓ_p 'nin, $\ell_p \ll \ell_c$ şartına uyduğunu kabul edersek ve hiçbir iletim akımı sözkonusu değilse, filamentlerdeki bağlantının bir sonucu olarak matriste oluşan akımlar, kublaj akımları olarak adlandırılır ve matris maddenin birim yoğunluktaki ani güç kaybı P_m'e neden olurlar.

$$P_m / V = \left(\frac{\ell_p}{2\pi} \right)^2 \cdot \frac{B^2}{\rho} \cdot \tag{4.10}$$

(Morgan bizim burada kabul ettiğimiz varsayımlara göre neredeyse "1" 'e eşit olan, filamentler arasındaki voltaj kaybı için bir düzeltme faktörü ilave etmiştir.) Denklem (4.10) 'a indükleme akımlarının sonucu olarak, iletkende B,nin azalması ise ilave edilmemiştir. Açısal frekansı ω olan sinüsoidal alanlar için bu, $1/(1+\omega^2\tau^2)$ çarpım faktörü ile gösterilir. Zaman sabiti τ ise aşağıdaki denkleme eşit olacaktır.

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{\mu_o}{\rho} \left(\frac{\ell_p}{2\pi} \right)^2 . \tag{4.11}$$

Bir periyodluk süre için ortalama kayıp güç ise buradan aşağıdaki formüle dönüştürülecektir:

$$P_m / V = \frac{(\hat{B}_{ext})^2 \omega^2 \tau}{\mu_o (1+\omega^2\tau^2)} \tag{4.12}$$

Denklem (4.12)'de $\hat{B}_{ext}$, iletkene uygulanan AC alanın değeridir.

* Matris Kayıplarının Azaltılması

Denklem (4.12)'den yararlanarak özgül matris kaybını; P_m/V 'yi telin kesit alanı A ile çarparak, RMS işletme akımı $I = (1/\sqrt{2}\gamma \eta_s J_c)A$ 'ye bölerek bulabiliriz.

$$(P_{ls})_m = \frac{(\hat{B}_{ext})^2 \omega^2 \tau \sqrt{2}}{\mu_0 \gamma \eta_s J_c (1+\omega^2\tau^2)} \tag{4.13}$$

Bir transformatör için, γ=0.5, $\hat{B}_{ext}$ 0.3T, η_s=0.25, J_c=1.10^{10} A/m^2, ω=314 rad/s değerlerini denklem (4.13)' de yerine koyarsak aşağıdaki sonucu elde ederiz.

$$(P_{1s})_m = 2.5.10^{-2}.\frac{\omega.\tau}{1+\omega^2.\tau^2} \qquad (4.14)$$

Burada; eğer kayıplara katılım $\omega\tau << 1.2.10^{-2}$ ve $\tau << 4.10^{-5}$ s koşulunu sağlıyorsa, denklem (4.3)'deki şartın sağlanabileceği açıkça görülmektedir.

ρ=2.10$^{-10}\Omega$m olmak üzere bakır matrisin kullanıldığı bir iletkende $\ell_p \langle\langle$ 0.7mm. Bakır-Nikel (% 30 Nikel) matrisin kullanıldığı diğer bir iletken telde ise $\rho = 3.3x10^{-7}$ ve $\ell_p \langle\langle$ 27 mm. olmalıdır.Pratikte kullanılan en küçük bükülme mesafesi 1 mm. olduğu için, bakır bir matris içerisinde yer alan çok filamanlı iletkenlerdeki kayıp, AC uygulamalarda çok yüksek olacaktır. Bu nedenledir ki; AC kullanım için tasarlanan her çok filamanlı süperiletken ya CuNi gibi az iletken bir materyalden oluşan bir matris içerisinde; ya da kısmen bakır kismende CuNi materyalden oluşan bir matris içinde yer almalıdır. Burada belirtilen tüm deneylerde kullanılan iletkenler bu kategorilere uymakt

4.2.3 Histerezis Kayıpları

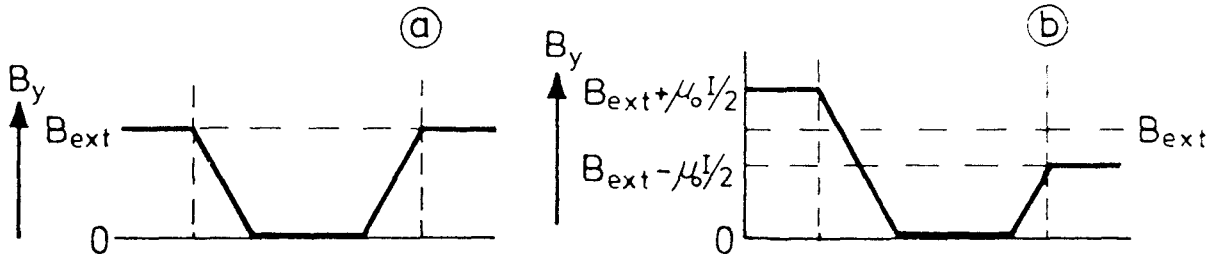
Şekil 2.20'de bir süperiletkendeki manyetik histerezisi açıklamak için, süperiletken bir plakadaki alan profili gösterilmiştir. Bu bölüme, bu örnek üzerinde yapacağımız bazı hesaplamalar ile başlayacağız. Diğer yazarların aksine bu teori, iletim akımı I ve zamanın bir fonksiyonu olarak beraberce değişen dışarıdan uygulanan manyetik alan B_{ext}, kritik akım yoğunluğu J_c için kapsamlı olarak incelenecekkir.

***Hesaplama Tekniğinin Açıklanması**

Eğer plaka sadece küçük manyetik alanlara maruz kalırsa, manyetik akı Şekil 4.2'de gösterildiği şekilde plakaya nüfuz etmeyecektir.Plakaya ancak şu şekilde etki edilebilir:

$$B_{ext} > B_p = \mu_o J_c \frac{d}{2} \qquad (4.15)$$

Eğer Jc $|\underline{B}|$ 'ye bağlı değilse bu denklemde iletim akımı gözönüne alınmayacaktır.



Şekil 4.2 Süperiletken bir plakada kısmi manyetik alan etkisi ($B_{ext} < B_p$)
a- İletim akımı olmaksızın
b- İletim akımıyla birlikte

Burada d, plakanın kalınlığı, B_{ext} plakanın sağ ve sol tarafındaki alanların ortalaması olarak tanımlanırsa:

$$B_{ext}=(B_{LH}+B_{RH})/2 \qquad (4.16)$$

sonucu elde edilir.

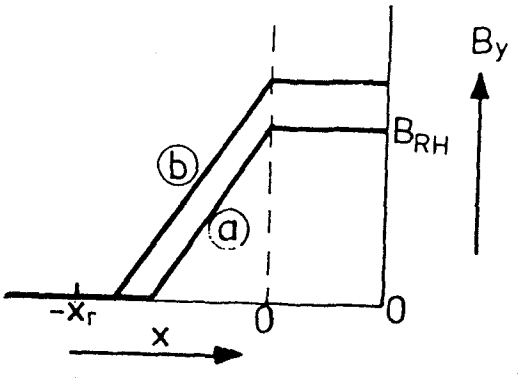
İletim akımı I_t 'nin manyetik alana katkısı sol tarafta $-1/2\mu_o I_t$, sağ tarafta ise $+1/2\,\mu_o I_t$ terimleri ile gösterilir. (Şekil 4.2)

$$B_{LH}=B_{ext}-\frac{1}{2}\mu o\, I_t,$$

$$B_{RH}=B_{ext}+\frac{1}{2}\mu o\, I_t. \qquad (4.17)$$

I_t akımı, plakanın her bir metresi için hesaplanan akımdır ve A/m ile ifade edilir. Eğer $B_{ext} < B_p$ ise sağ ve sol taraftaki sonuçlar birbirinden bağımsızdır. ve ayrı ayrı

hesaplanabilir. Şekil 4.3 (a)'daki durumu ele alalım; burada $dJ_c / dt=0$ ve $d B_{RH} /dt >0$ olacaktır. Δ t zaman aralığı sonrasında ise Şekil 4.3 (b)'de görülen duruma ulaşacaktır. [13,14,18]



Şekil 4.3 Süperiletken bir plakada akı hareketi

Şekil 4.3 (a)'da görüldüğü gibi $x = - x_r$ için $E_7 = 0$ 'dır; çünkü $J_7 = + J_c$ ve $J_z = - J_c$ arasındaki ayırım çizgisidir. Bu durum için Maxwell denklemi $\nabla x E = -\partial B/\partial t$ $\partial E_z / \partial x = \partial By / \partial y$ olarak yazılacaktır; bir sonraki adımda ise şu formül elde edilecektir.

$$E_z(x) = \int_{-x_r}^{x} \frac{\partial B_y(x')}{\partial t} dx' \qquad (4.18)$$

Jc= sabit olarak kabul edilirse, Denklem (4.18) bir sabitin integraline indirgenir ve şu şekli alır:

$$E_x(x) = (x + x_r)\frac{dB_{RH}}{dt} \qquad (4.19)$$

Lokal yayılma $J_C .E_Z$ ve akı haraketine bağlı olarak plakanın birim yüzeyindeki yayılma;

$$P_1 = \int_{-x_r}^{\circ} J_c E_z(x)dx = \frac{1}{2} J_c X_r^{\,2} \frac{dB_{RH}}{dt} \qquad (4.20)$$

şeklinde olacaktır.

Eğer manyetik alan $-B_{RHmax}$ ve $+B_{RHmax}$ arasında değişirse, B_{RH} 'ın yükselen eğimi için $x_r = (B_{RHmax} + B_{RH}) / (2 \mu_o J_c)$ ifadesi bulunacaktır. Zamana bağlı olarak $B_{RH} = -B_{RHmax}$ 'dan $B_{RH} = +B_{RHmax}$ 'a kadar integral alırsak, plakanın bir yüzünde birim alan başına yarım periyodluk kayıp,

$$\frac{1}{2} Q_1 = \frac{1}{3} \frac{(B_{RH_{max}})^3}{\mu_o^{\,2} J_c} \qquad (4.21)$$

olacaktır. Bir periyodluk sürede, bütün plaka için toplam kayıp güç ise aşağıdaki şekilde bulunacaktır.

$$Q/A = \frac{4}{3} \frac{(\hat{B}_{ext})^3}{\mu_o^{\,2} J_c} + \frac{\hat{I}_t^{\,2} \hat{B}_{ext}}{J_c}, \quad \hat{B}_{ext} > \frac{\mu_o}{2} \hat{I}_t$$

$$Q/A = \frac{1}{6} \frac{\mu_o I_t^{\,3}}{J_c} + 2 \frac{\hat{I}_t (\hat{B}_{ext})^2}{\mu_o J_c}, \hat{B}_{ext} < \frac{\mu_o}{2} \hat{I}_t . \qquad (4.22)$$

Burada $\hat{I}_t$ I_t'nin, $\hat{B}_{ext}$ B_{ext}'nin genliğidir. Bu sonuçlar $\hat{B}_{ext} = 0$ yada $\hat{I}_t = 0$ için daha önce R.Hancox tarafından bulunmuştur. Hancox aynı zamanda Q'yu $J_c = J_o B_o / (|B| + B_o)$ ve $\hat{I}_t = 0$ için yaklaşık olarak hesaplanmış ve sonucu elde etmiştir.(Kim Modeli)

$$Q/A = \frac{4(B_o + \hat{B}_{ext})(\hat{B}_{ext})^3}{3\mu_o^{\,2} J_o B_c} \qquad (4.23)$$

$\hat{B}_{ext} > B_p$ ve J_c=sabit için bu denklem yeniden düzenlenirse;

$$Q/A = J_c.d^2\left[\hat{B}_{ext}(1+\frac{1i^2}{3})-\frac{1}{3}\mu_o J_c(1-i^3)\right] \qquad (4.24)$$

bağıntısı yazılacaktır.

Süperiletken bir telde yada plakada salınımlı B_{ext} alanı nedeniyle meydana gelen histerezis kayıpları harici alan kayıpları olarak adlandırılır. Self alan kayıpları ise AC iletim akımıyla bağlantılı kayıplardır. Bu kayıplarla ilgili tahmini bir yaklaşım ve birbirleriyle etkileşimleri ise başka bir bölümde ele alınacaktır.

4.2.4 Stabilite Hesaplarındaki Uygulama

Farz edelimki süperiletken bir plakaya manyetik bir akı tamamiyle nüfuz etmiş olsun. Eğer Şekil 4.4'deki gibi bir manyetik alan dağılımımız olursa, B_{ext}'nin zamana göre türevi, J_c ve I_t her x için $\partial B(x)/\partial t > 0$ olacağından J_c B'den bağımsız olmak üzere yukarıdakine benzer bir hesaplama yöntemi ile, birim hacim için ortalama ani yayılma aşağıdaki şekilde gösterilebilir:

$$\bar{P}/V = \frac{1}{4}d(1+i^2)J_c\frac{dB_{ext}}{dt}+\frac{1}{4}\mu_o d^2 i J_c{}^2\frac{di}{dt}-\frac{1}{12}\mu_o d^2 J_c\frac{dJ_c}{dt} \qquad (4.25)$$

Burada $i = I_t/I_c = I_t/(J_c.d)$ ve $dJ_c/dt = dJ_c/dT.dT/dt$ olarak kabul edilmektedir.Eğer $dB_{ext}/dt = 0$ ve $dI_t/dt = 0$ olarak kabul edilirse,
Buradan $di/dt = -i/J_c.dJ_c/dt$ sonucu elde edilecektir.

$$\bar{P}/V = -\frac{1}{12}\mu_o d^2(1+3i^2)J_c\frac{dJ_c}{dt},\ \frac{dJ_c}{dt}\langle 0, \qquad (4.26)$$

bağıntısına ulaşılacaktır.

$$\bar{P}/V\,\Delta t = \Delta\bar{Q}/V \quad \text{ise ;}$$

$$\frac{\Delta\bar{Q}/V}{\Delta J_c} = -\frac{1}{12}\mu_o d^2(1+3i^2)J_c \tag{4.27}$$

bağıntısı bulunacaktır.Bu ifade denklem (4.5)'de yerine yazılırsa

$$\frac{dJ_c}{dT} = -\frac{J_c(T_o)}{T_c - T_o}, \tag{4.28}$$

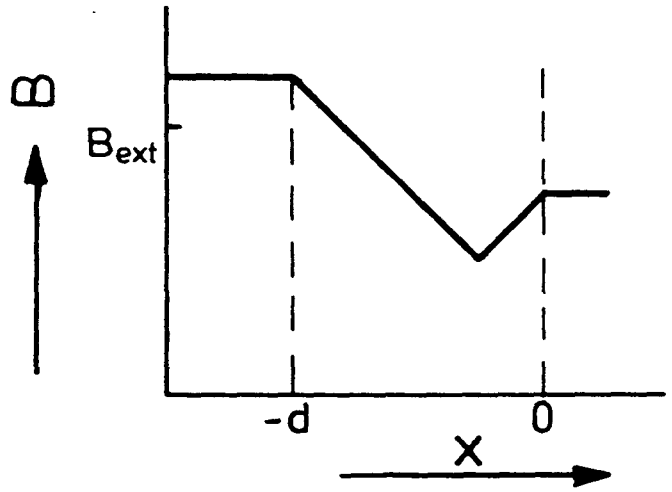
ifadesi bulunacaktır.

T_c süperiletkenin kritik sıcaklık değeri, T_o işletme sıcaklığı olduğundan aşağıda verilen adiabatik kararlık kriteri bulunacaktır.

$$J_c^2 d^2 \langle \frac{12C_s(T_c - T_o)}{\mu_o(1+3i^2)}, \tag{4.29}$$

NbTi için $T_c = 9.4K°$ $T_o = 4.2K°$, $C_s = 2.10^3 J/m^3.K$ ve $J_c = 2.5.10^{10}\ A/m^2$ (B→0 için ölçülmüş değerler) ise $i = 1$ için akım taşıyan bir plaka d<6.3μm olmak üzere, adiabatik kararlıdır. Pratik uygulamalarda bu değer daha da küçük olmalıdır; çünkü yayılma hacim içinde lineer olarak gerçekleşmez. Bu nedenle söz konusu hesaplamalarda 1'e yakın bir düzeltme faktörü kullanılmaktadır.

Benzer şekilde B_{ext}=sabit olmak üzere, akım taşıyan silindirik bir iletken içinde aynı hesaplama yapılabilir ve şu sonuca varılır.



Şekil 4.4 Denklem (4.25) için başlangıç alan dağılımı

$$J_c^2 R^2 \langle \frac{8C_s(T_c - T_c)}{\mu_o\left[-i^2 - 2i - 2\ln(1-i)\right]} \approx \frac{12C_s(T_c - T_o)}{\mu_o i^3}, \tag{4.30}$$

Burada R iletken telin yarıçapıdır. Yukarıdaki aynı nümerik değerler için $\eta_s = 0.4$ ve $i = 0.9$ olduğunda, iletkenin kritik akımı $I_c = \eta_s J_c \pi R^2 \langle 21$ A olarak bulunacaktır. $i = 0.5$ için sonuç olarak $I_c \langle 150$ A'dır. Bu demektir ki, B'nin düşük değerleri için çoğu pratik süperiletkenler kritik akımlarına yakın değerlerde kararlı değildirler.Eğer çok filamanlı iletkenlerin düşük dirençli matrisleri varsa, matrisin kararsızlık üzerinde azaltıcı bir etkisi gözlenecektir. Bunun sonucu olarak da, çok daha kullanışlı bir kararlılık kriteri uygulanacaktır ki; bu da "Dinamik Kararlılık Kriteri" olarak adlandırılır. Yüksek dirençli süperiletken matrisler için bunun herhangi bir önemi olmadığından, bu konu burada anlatılmayacaktır.[14]

4.3 Uygulamada Histerezis Kayıpları

Şimdi bir süperiletken bobindeki AC kayıpların önemi, aynı şekilde konvansiyonel bir bobindeki kayıplarla karşılaştırılarak değerlendirilecektir. Daha önce eğer, süperiletken bobinin özgül kaybı şu formüle uyarsa:

$$P_{ls} \langle 3.10^{-4} \tag{4.31}$$

aynı özellikte bir bakır bobine oranla daha az kayıpları olacağı gösterilmişti.

Bu bölümde anlatılan süperiletken bobinlerdeki "Histerezis Kayıpları" daha öncede belirtildiği gibi "Harici Alan Kaybı" ve "Self Alan Kaybı" olarak ikiye ayrılır. P_{ls} her iki tip kayıp içinde hesaplanır ve belirtilen değerlerle kıyaslanır.[14]

4.3.1 Harici Alan Kayıpları

Zayıf bir iletken matrise sahip ve iletim akımı taşımayan çok filamanlı bir iletkende, bütün filamanların sadece dışarıdan uygulanan bir manyetik alana maruz kalacakları varsayılır. İletkende filamanların mıknatıslanmasına bağlı olarak bir iç alan oluşur; ancak genelde ihmal edilir. Süperiletken bir filamandaki harici alan kaybı üzerine M. Ashkin, W.J. Carr, C.Y. Pang, J.P. Charlesworth ve diğer bazı araştırmacılar tarafından teorik çalışmalar yapılmıştır. $\hat{B}_{ext}$ 'in filamanın penetrasyon alanından çok daha küçük veya büyük olması gibi sınır durumlarda elde ettikleri sonuçlar genelde birbirine uymaktadır. (J_c'nin $|\underline{B}|$ 'ye bağlı olduğunu kabul eden Charlesworth'un çalışmaları hariç) Sadece $\hat{B}_{ext} \approx B_p$ olduğu bölgede bazı değişiklikler vardır. Burada nispeten daha basit olduğu için Pang'ın sonuçlarından faydalanılacaktır. Bütün bir bobin sisteminin doğrulugu ise, deneysel bilgilerin yardımıyla değerlendirilecektir.

Silindirik filamanları olan çok filamanlı bir iletkeni ele alalım. Eğer bir filamanın kalınlığı d ise, Pang'a göre penetrasyon alanı B_p şu şekilde tanımlanabilir:

$$B_p = \frac{\mu_o}{\pi} J_c . d \tag{4.32}$$

Burada J_c bir sabit olarak ele alınmıştır. (Bir levhanın penitrasyon alanı ile arasındaki farka dikkat edelim. Denklem (4.15)). Pang dışarıdan uygulanan, filaman eksenine dik (bir AC alanın üzerinde gelişi güzel bir konumda da olabilir) salınan bir manyetik alandaki, birim hacime düşen AC kaybı hesaplamıştır. Genliği $\hat{B}$ ve frekansı f olarak alırsak;

$$P_e / V = \frac{4}{3\mu_o} f\left[2\frac{\hat{B}^3}{B_p} - \frac{\hat{B}^4}{B_p^2}\right] \quad , \quad \hat{B} < B_p$$

$$= \frac{4}{3\mu_o} f\left[2\hat{B}B_p - B_p^2\right] \quad , \quad \hat{B} > B_p \qquad (4.33)$$

olarak bulunacaktır. Bu da salınım alanının, güç yoğunluğuna göre derecelendirilebilir:

$$P_e / V . \frac{2\mu_o}{\left|\hat{B}\right|^2 . f} = \frac{8}{3} f(\hat{B}) \qquad (4.34)$$

$$f(\hat{B}) = (2b - b^2) \quad , \quad b < 1$$

$$= (\frac{2}{b} - \frac{1}{b^2}) \quad , \quad b \rangle 1$$

Burada $b = \hat{B} / B_p$ olacaktır. Bu formül sadece iletim akımı taşımayan bir filamana uygulanabilir. Gerçi bunda bir değişiklik yapmak oldukça basittir ancak burada ele alınmayacaktır; çünkü bir iletim akımının etkisi self alan etkisinin bir bölümü olarak kabul edilecektir. $f(\hat{B})$ fonksiyonu, b=1 için maksimum değere sahiptir. Genliği $(\hat{B})$ olan bir manyetik alan için, birim hacime düşen kayıp;

$$(P_e / V)_{max} = \frac{4}{3}.f\frac{\hat{B}^2}{\mu_o}f(\hat{B}) \tag{4.35}$$

ifadesine eşit olacaktır. Bu da şu özgül kayıba yol açacaktır:

$$(P_{ls})e_{max} = \frac{4\sqrt{2}}{3\gamma}\frac{\hat{B}^2 f}{\mu_o J_c}f\left(\hat{B}\right). \tag{4.36}$$

Bu şekilde iletkenin özgül kaybı, b 'yi birden oldukça farklı ve γ 'yü birden fazla küçük olmayacak şekilde seçerek azaltılabilir. Süperiletken materyalin ancak kararlılığı ve verimli kullanımı açısından b>>1 olmasının, b<<1 olmasından daha uygun olduğu açıktır. Bu durumda,

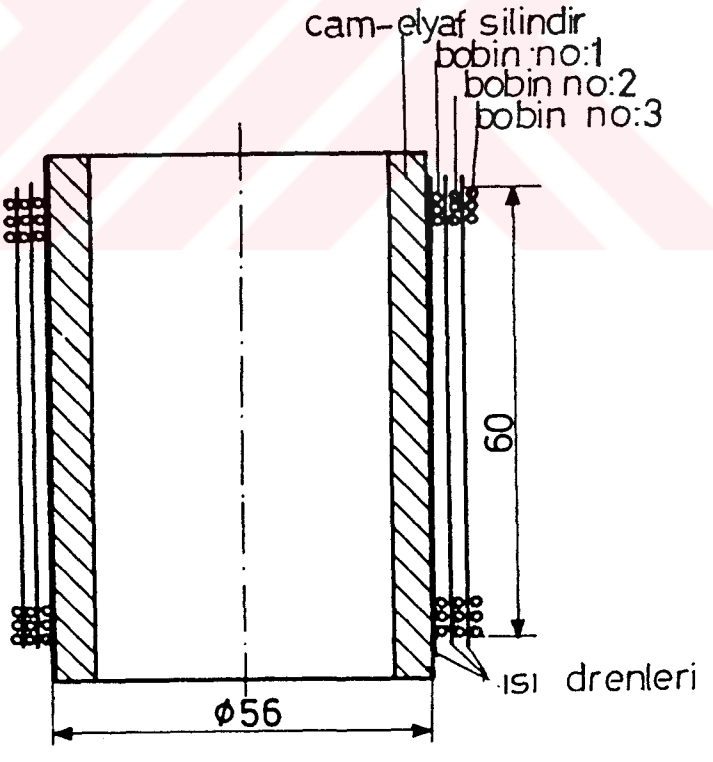
$$(P_{ls})_e = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi\gamma}f\hat{B}d \tag{4.37}$$

Bir güç transformatöründeki pratik değerlerin; örneğin $\hat{B} = 0.3T, \hat{} = 50Hz.$, $\gamma = 0.5$ olması halinde $(P_{1s})_e$ =36.d olarak bulunacaktır. Burada d, metre cinsinden kabul edilmiştir. Buradan da açıkça ortaya çıkıyor ki; bu süperiletken bobindeki etkili harici alan kaybı, ancak $d<8\mu_m$ olduğu taktirde buna karşılık gelen konvansiyonel bir bobindekinden daha az olacaktır. Bu AC uygulamalar, süperiletkenlerle ilgili olarak çalışan araştırmacılar tarafından ortaya konmuş ve filaman çapları submikron aralığında olan çok filamanlı iletkenleri geliştirme programlarına yol açmıştır. Bu durumda, b>>1 şartına da kolaylıkla uyulmaktadır.[11,14]

4.3.2 Pang Modelinin Deneysel İspatı: Transformatör 83-1

AC bobinlerindeki kayıp hesaplarında kullanılan basit ve bu nedenlede çekici olan Pang modelini değerlendirmek için bu tezde dikkate alındığı gibi, transformatör çekirdeğinin etrafında birbirine yakın sarılmış üç adet süperiletken bobin bulunan, bir transformatör tasarlanmıştır.

Şekil 4.5'de bu bobinin bir kesiti görülmektedir.Bobinler, üzerinde eksenel yönde ince izole bakır tellerden oluşan bir tabaka bulunan ve cam elyafiyla kuvvetlendirilen epoksi silindirlerden oluşur. Bu iletkenler bobinin her iki yanından bütün transformatörün batırılmış olduğu sıvı helyumda sona ererler ve bütün bobin setinin üzerinde aynı düzeyde bir ısı sağlamaları beklenir. Böylece soğutucu sıvısına göre ayarlanmış bobindeki yayılmayı ortadan kaldırırlar. Bu soğutma tekniği, çalışmamız da anlatılan deneylerde sıkça kullanılmıştır ve soğutulan iletkenlerde ısı kanalları olarak adlandırılmıştır. Bir iletkenin 250 kez sarılmasından oluşan ilk bobin, Tablo 4-1'de daha belirgin bir şekilde gösterilmektedir. Bu bobin daha önce açıkladığımız tabakanın üzerine yerleştirilecektir. Isı kanallarına ait tabakalar ve diğer iki bobinde; birinciyle aynı şekilde bir sonrakinin üzerine sarılacak ve iletkenler daha sonra siyanojenakrilat bir yapıştırıcı ile birleştirilecektir.



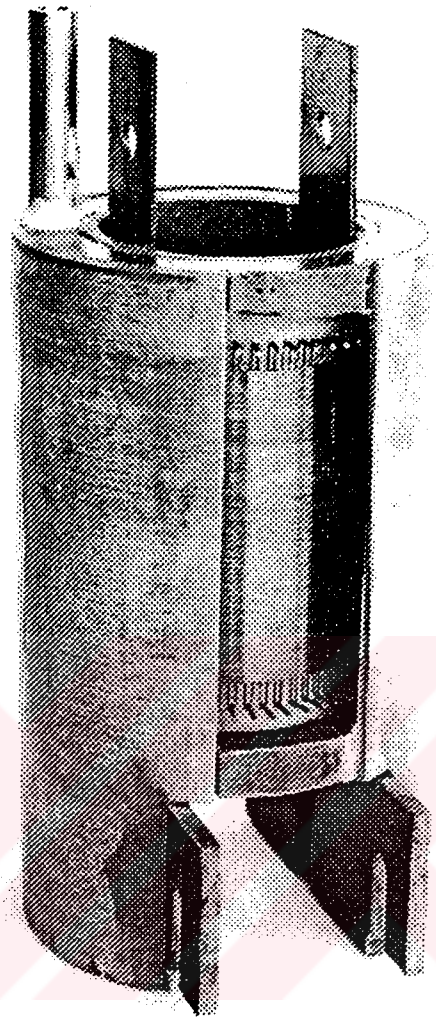
Şekil 4.5 Transformatör 83-1'in bobin takımına ilişkin kesit görünüş.

Tablo 4.1 Transformatör 83-1'in konstrüksiyon bilgileri

Bobin Çapları: Bobin I : 57.2 mm Bobin II : 57.8 mm Bobin III : 58.4 mm
Sargıların uzunluğu : 60 mm. Sarım Sayısı : Her bir sargıda bir tabaka için 250 sarım iletken :MCA 114 filament NbTi : CuNi =1 : 1.35 (0.2 mm çapında, 7 mm bükülme mesafesinde)
İç ve dış tabakalar arasındaki eksenel yöndeki ısı kanalları; ve sarım yapısı: (Yaklaşık) Her bir tabaka için 0.16 mm. çapında, 70 mm. uzunluğunda 120Cu iletken

Şekil 4-6'da bütün bobin setinin bir resmi görülmektedir. Buradan görüldüğü gibi üç bobinden oluşan sargı takımı bir gövde içerisine yerleştirilmiştir; bu gövdenin alt kısmıda sargıların bağlantıları ve sıvı helyumun akabilmesi için açık bırakılmıştır. Gövdenin tepesine bir tüp konulmuştur; bu tüp bir boru sistemi üzerinden bir gaz-akım sayacına bağlıdır. (Şekil 4.7) Bu şekilde bobinlerdeki yayılma nedeniyle buharlaşan sıvı helyum biriktirilip ölçülebilir. Bobinler helyumun kaynama noktasında çalıştıklarından, birim zamanda buharlaşan sıvı miktarı, doğrudan bobinlerdeki güç yayılmasının helyumun buharlaşma sıcaklığına bölünmesine eşittir: çünkü kütle akışının mutlak ölçümü zayıf kalibre edilmiş bir cihazla zor olacağından, gövdeye dışarıdan kontrol edilebilen ve ölçülen güç miktarının dağılabileceği bir rezistör konur. Böylece kütle-akış sayacıda, 4.2 K°'deki yayılmaya göre "Watt" cinsinden kalibre edilecektir. Cihazın doğruluğu tam ölçümün aşağı yukarı ± %2 'si kadar olduğu halde, sisteme yaklaşık 1mV±20 % 'den 1W ±2 % 'ye kadar dinamik bir aralık sağlayabilmek için iki by-pass ilave edilmiştir.

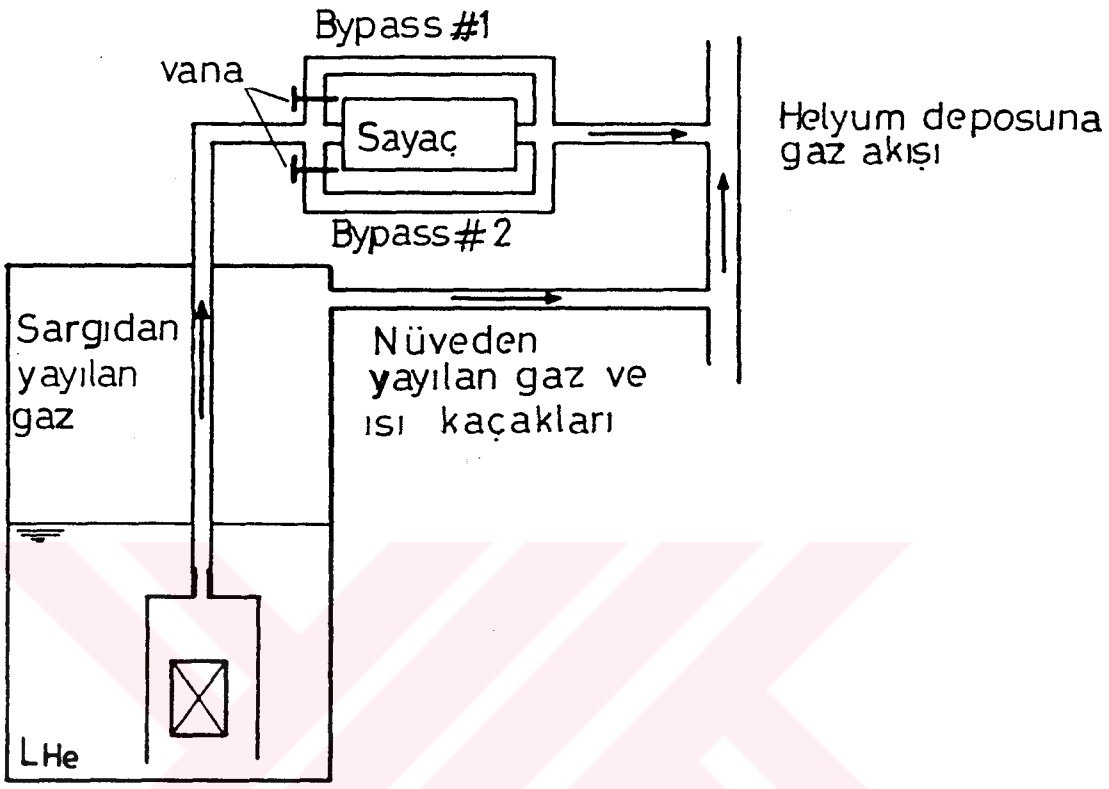
Bu ölçüm tekniği pek kesin değildir ve yayılmayı ancak integral bir miktar olarak elde edebiliriz. Bunun yanısıra eğer yayılma gücümüz düşükse, sabit gaz akışının gelişimi dakikalarca sürebilir. Sonuç olarak bu metod zaman alan bir yoldur. Eğer kayıplar elektriksel olarak ölçülürse, daha fazla hız ve bilgi; dolayısıyla daha fazla doğruluk elde edilebilecektir. Açıkça görülmektedir ki; AC sinyalin her bir periyodu için, bir bobin setinin k sargılarındaki güç kaybı:



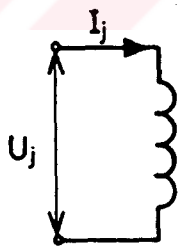
Şekil 4.6 Transformatör 83-1'in bobin takımlarının gövde içine yerleştirilmesi

$$Q = \sum_{J=1}^{k} \int_{0}^{1/f} I_J(t) U_J(t) dt, \qquad (4.38)$$

'e eşittir. Burada f, AC sinyallerin frekansı, I_J J numaralı bobindeki akım ve U_J bobinin içinden geçen gerilimi ifade eder. (Şekil 4.8'de ise akımın pozitif iletim yönü verilmiştir.)



Şekil 4.7 Kütle akış sayacının kayıp ölçüm prensibi



Şekil 4.8 Bir bobin için Denklem (4.37)'de kullanılan U_j ve I_j ifadelerinin tanımlanması.

Önemli bir varsayımda, bobinler tarafından üretilen AC alanın diğer konstrüksiyon bölümlerinde veya çekirdekte yayılmaya yol açmadığıdır. Böylece nüve akışı, transformatörü Şekil 4.9'daki gibi kısa devre halinde çalıştırılarak olabildiğince düşük tutulmuştur. Çünkü bobin sisteminin kaçak empedansı nispeten düşük olduğundan, bobin gerilimi ve dolayısıyla nüvedeki akıda düşük olacaktır. 2 mW'dan 1 W'a kadar olan ölçüm aralığındaki kayıpları ele alalım; kalorimetrik ölçüm metodundan elde edilen bilgilerle,

elektriksel metoddan elde edilen bilgiler arasında büyük bir fark yoktur. Bu durum iki metodunda prensib olarak doğru olduğunu ve bu konuda kullanılabileceğini açıkça ortaya koymaktadır. Ancak bu her iki matodunda her tür AC kaybın ölçümünde pratik olarak kullanılacağı anlamına gelmez. Bu nedenle, her durumda ve her metod için tekrar değerlendirme yapılmalıdır.

Isı kanalları fuko akımlarının bir sonucu olarak kayıplara yol açan bakır iletkenlerden oluşur. Açıkca görülmektedir ki, yarıçapı R ve özgül direnci ρ olan bir iletkendeki fuko akımlarının birim uzunluktaki kayıbı, genliği $\hat{B}$ olan uzunlamasına salınan bir manyetik alana bağlı olarak şu şekilde bulunacaktır.

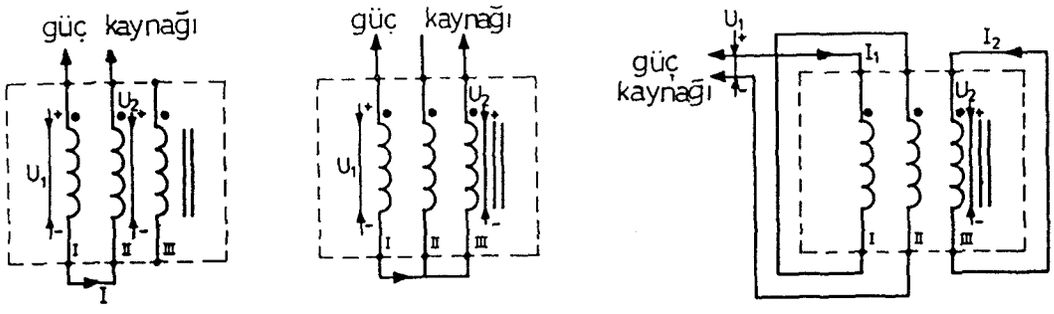
$$P/\ell = \frac{\pi}{16}\frac{R^4 \hat{B}^2 \omega^2}{\rho} \tag{4.39}$$

Isı kanallarının bir katı için bu bilgileri değiştirirsek; $R = 8.10^{-5}\,m$, $\omega = 251(s^{-1})$, $\hat{B} = 0.31T$ (deneylerde elde edilen en yüksek değer), $\rho = 2.10^{-10}\ \Omega m$ ve $\ell = 8.4m$ için 40 Hz 'de P=2.0mW sonucunu veya her bir periyodik için Q=0.5 mJ sonucunu buluruz. Bunun toplam kayıbı etkisi ise dikkate alınmamaktadır.

Isı kanallarının, ısı arındırma kapasitelerinde tahmin edilmesi gerekmektedir. Eğer süperiletken bir bobinin AC kaybı P ise, yarıçapı R, termal iletkenliği λ olan N tabakalı bakır iletkenler üzerinden uzaklaştırılması gerekiyorsa ve eksenel uzunluk ℓ üzerinde eşit olarak dağılmışsa; ısı kanallarında oluşan en yüksek sıcaklık derecesi T aşağıda görüldüğü şekilde hesaplanacaktır:

$$(T - T_o)_{max} = \frac{1}{8\pi}\frac{P.\ell}{N.R^2.\lambda} \tag{4.40}$$

Burada bobinin her iki ucunda da soğutma olduğu ve sargıların uçlarındaki sıcaklık değeri T_o'ın, sıvı helyumun sıcaklığı olarak kabul edildiği varsayılırsa; Transformatör 83.1'de N=120, $R=8.10^{-5}m$ ve $\lambda = 1.10^3\ W/K.m$ olacak, bunun sonucunda da $(T\text{-}T_o)_{max} = 0.8\,P$ değerine ulaşılacaktır.



Şekil 4.9 Transformatör 83-1'e ait sargıların üç değişik konfigürasyonu

Bir deneyde oluşan en yüksek yayılma, 1.6 K°'lik ısı yükselmesine bağlı olarak 2W'idi. 2 W'lik kayıp bir değil, üç tabaka ısı kanalı tarafından ortadan kaldırıldığı ve bobinlerin radyal yönünde doğrudan doğruya sıvı helyum tarafından soğutma sağlandığı için, gerçek sıcaklık yükselmesi büyük olasılıkla 0.5 K°'den daha az olacaktır. Bu bizim deneyimiz ve pek çok pratik bobin sistemi için kabul edilebilir bir değerdir.

Deneyler bobin uçlarının kriostat dışındaki uygun birleşmeleriyle ortaya konur ve Şekil 4.9'da gösterilen üç değişik şekilde gerçekleştirilir. a ve b durumları kısa devre moduna uyarlar ki; burada sekonder sargı, primer sargı akımının tam tersini taşımaya zorlanır; bu bobinlerin seri bağlantısından anlaşılabilir. İki durum arasındaki farka gelince; a durumunda bağlantısız bobin, akım taşıyan iki bobinin kaçak alanı dışına konulmuştur. Bu kaçak alanın sadece son etkilerinin, sargı içindeki AC kayıplara yol açacağı anlamına gelmektedir. (Diğerine nazaran daha düşük) Ancak b durumunda yardımcı bobin diğer ikisinin bütün kaçak alanına maruz kalacaktır. c ise bir 2:1 transformatördür ve sekonder bobini kısa devre edilmiştir.

Deneysel yapının tamamı Şekil 4-10'da gösterilmiştir. Gerilim kaybının üzerinde çalışıp yorumlayabilmek için, akımın bir $|dI/dt|$ sabitine sahip olması gerekmektedir; böylece bobinlerde sabit bir $|dB/dt|$ olacaktır. Bu nedenle akım, güç amplifikatörüne bağlı bir üçgen dalga generatörü tarafından üretilecektir. Empedans transformasyonu ise daha sonra bir ototransformatör tarafından sağlanacaktır. Değerlendirme için gerekli olan

sinyaller ise bir mini bilgisayar tarafından birkaç A/D dönüştürücü (Analog Digital Dönüştürücü) ile karşılanacaktır.

Çok açıktır ki, (a) ve (b) durumlarında eğer; U_1 ve U_2 iki akım taşıyan bobin uçlarındaki gerilimler ise :

$$Q = \int_0^{1/f} (U_1 - U_2) I \, dt \qquad (4.41\ a)$$

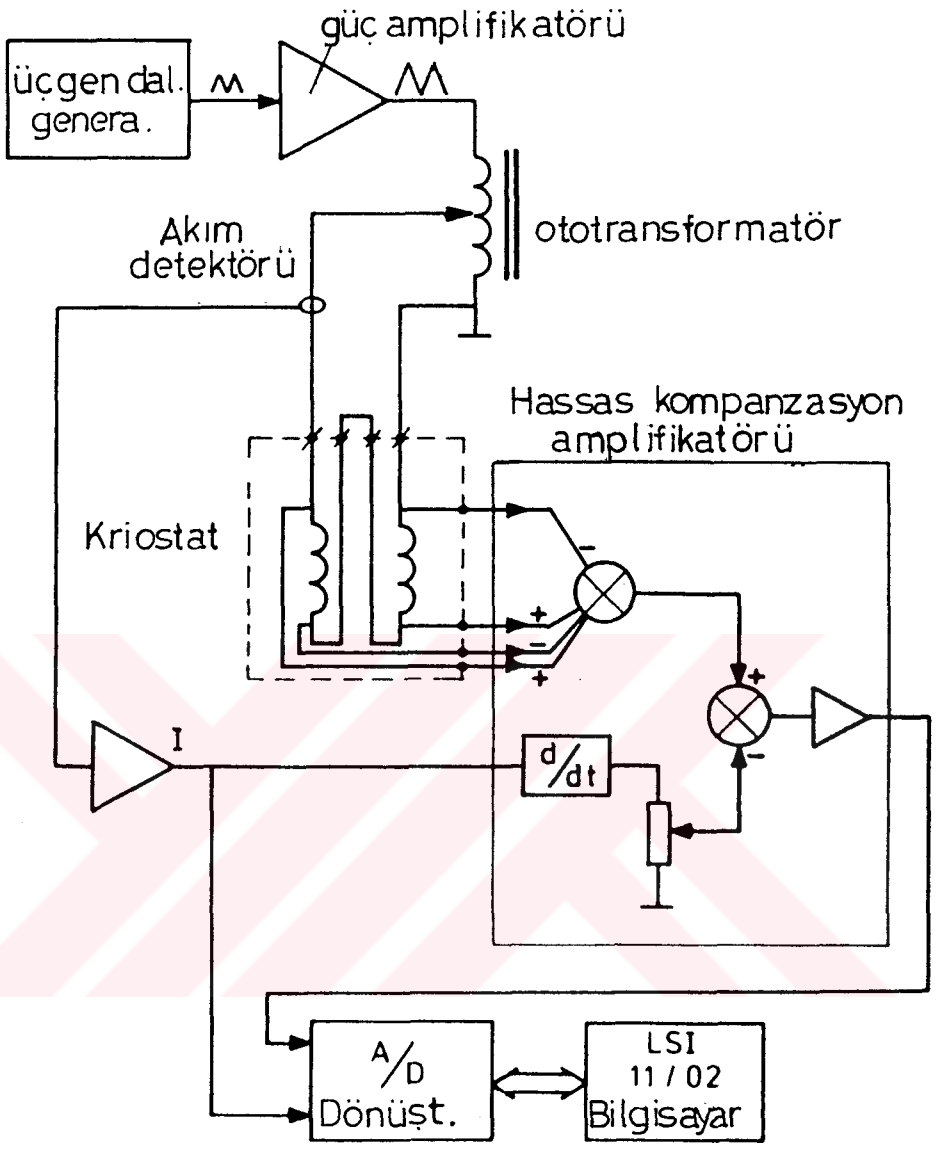
ile ifade edilecektir.

c durumu için 3. Bölümdeki transformatör teorisini izleyerek $2I_1+I_2=0$ olduğu varsayılır ve böylece:

$$Q = \int_0^{1/f} (U_1 + U_2 - 2U_3)\, I_1 dt \qquad (4.41\ b)$$

eşitliği yazılır.

U_i gerilimleri ve bu üç gerilim arasındaki fark Denklem (4.41 a) ve (4.41 b)'de de hesaplandığı gibi dI / dt ile doğru orantılıdır. Bu terim Q 'ya bir katkıda bulunmaz, ancak gerçek kayıp gerilimin ölçümü esnasında sınırlamayı değişik büyüklük değerleri ile azaltılabilir; çünkü A/D dönüştürücülerin dinamik aralığı temelde sınırlıdır. Bu nedenle ölçülen gerilim öncelikle benzer tekniklerle, bu terimi kompanze etmek için belirli bir süreçten geçilir. Sonuçta elde edilen kayıp gerilim kuvvetlendirilir ve A/D dönüştürücüye aktarılır. Kompanze edilmiş sinyallerin faz değişimleri ile karşılaşmamasına dikkat edilir; çünkü bu önemli hatalara yol açmaktadır. Kalometrik teknikten elde edilen sonuçlarla uyum içinde olması ise burada dikkatin gerekli olduğunu kanıtlamaktadır. [14]



Şekil 4.10 a ve b devreleri için elektronik düzenek

4.3.3 Sonuçların İncelenmesi

Bu üç değişik devreden elde edilen sonuçlar Şekil 4-11'de gösterilmiştir. Bütün durumlar için periyod boyunca sinyal frekansı 40 Hz.dir.20 Hz'de elde edilen tesadüfi sonuçlar ise, oluşan kaybın belirli bir frekans bağımlılığı olmadığını göstermektedir.

* (a) ve (b) durumlarının karşılaştırılması

(a) ve (b) durumlarındaki kayıp ölçümlerinde oldukça farklı sonuçlar elde edilir. Eksenel uzunluğu 60 mm.olduğu halde, birinci ve üçüncü bobin arasındaki mesafenin 0.6mm. olması nedeniyle; her iki durumda da akım taşıyan bobinlerin manyetik alan modelinin neredeyse aynı olduğu açıktır. Bu, akım taşıyan bobinlerdeki kaybında aynı olduğunu; (a) ve (b)'deki değişik sonuçların ise kaçak alanında ve bu alanın dışında yerleştirilmiş olan yardımcı bir süperiletken bobindeki kayıplardan oluştuğunu gösterir. Bobinler arasında süperiletken materyal miktarı açısından aşağı yukarı %1'lik bir fark vardır; ancak bu ölçülen büyüklüklerin genel olarak doğruluğu düşünülecek olursa ihmal edilebilecek bir konudur. Kaçak alanının dışındaki bir bobinde kayıp ihmal edilebilir bir düzeyde olduğu için, Şekil 4-12'deki kayıp grafiği akım taşımayan ve I ile orantılı bir manyetik alana sahip bir bobindeki kayıpları göstermektedir. Bu bilgilerle $f(\hat{B})$ fonksiyonunu şu şekilde hesaplayabiliriz.

$$f(\hat{B}) = \frac{3}{4}\frac{\mu_o}{(\hat{B})^2}\cdot\frac{Q}{V} \qquad (4.42)$$

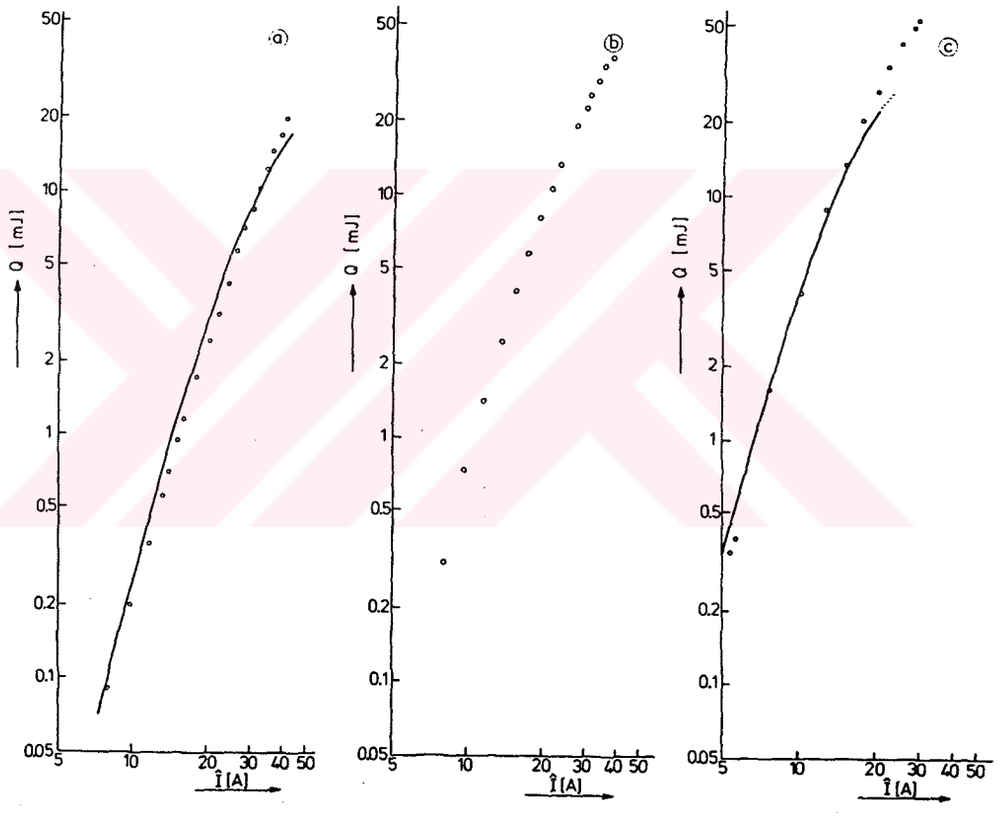
Bu (4.34)'de verilen teorik şekle sahip olmalıdır:

$$f(\hat{B}) = (2b - b^2), \qquad b\langle 1, \qquad b = \hat{B}/B_p$$
$$= (2/b - 1/b^2), \qquad b\langle 1. \qquad (4.43)$$

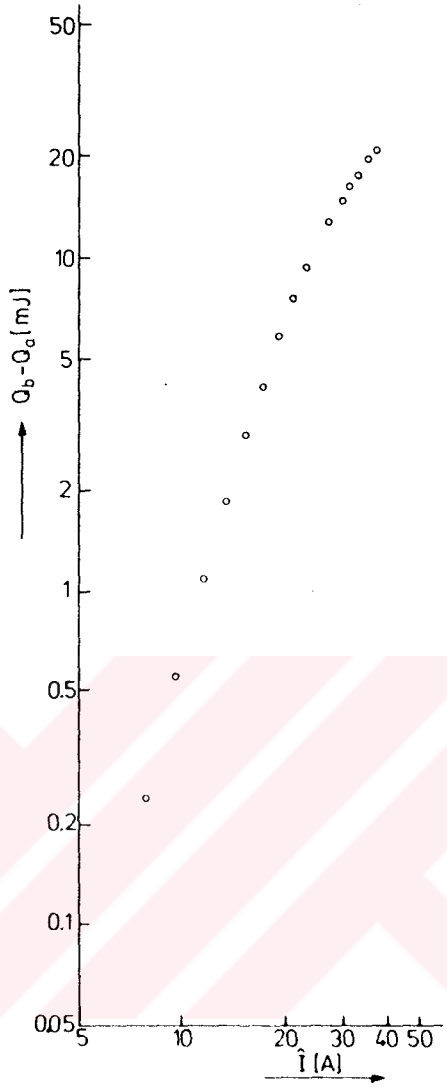
Ölçülen $f(\hat{B})$ değerine ait grafik Şekil 4-13'de görüldüğü gibi çizilir. Eğer B_p=0.13T olarak kabul edilirse; Şekil 4.13'deki eğri, Denklem (4.43)'ün sonucunda ortaya çıkacak eğri ile birlikte çizilmektedir. Buradaki B_p değeri, deneme sonucu bulunan eğrinin maksimum noktasından yararlanılarak bulunmaktadır.

0.9 faktörü hariç $\hat{B} > B_p$ için iyi bir durum gözlenirken, $\hat{B} < B_p$ için ölçülen kayıplar, Pang modelinin gösterdiğinden çok daha hızlı azalmaktadır. İletkenin filaman çapı 12.5μm olarak kabul edildiğinde; J_p=2.6.10^{10} A/m² olacaktır. Aynı iletken üzerinde yapılan kritik akım ölçümleri ise; $J_o = (2.4 \mp 0.4).10^{10}\ A/m^2$ ve $B_o = (0.5 \mp 0.1)T$

için "Kim Denklemi" adı verilen bir denklem sistemini ortaya koymaktadır. J_o ve B_o, denklem (4.44)'de olduğu gibi burada da uygun bir sonuçtur.

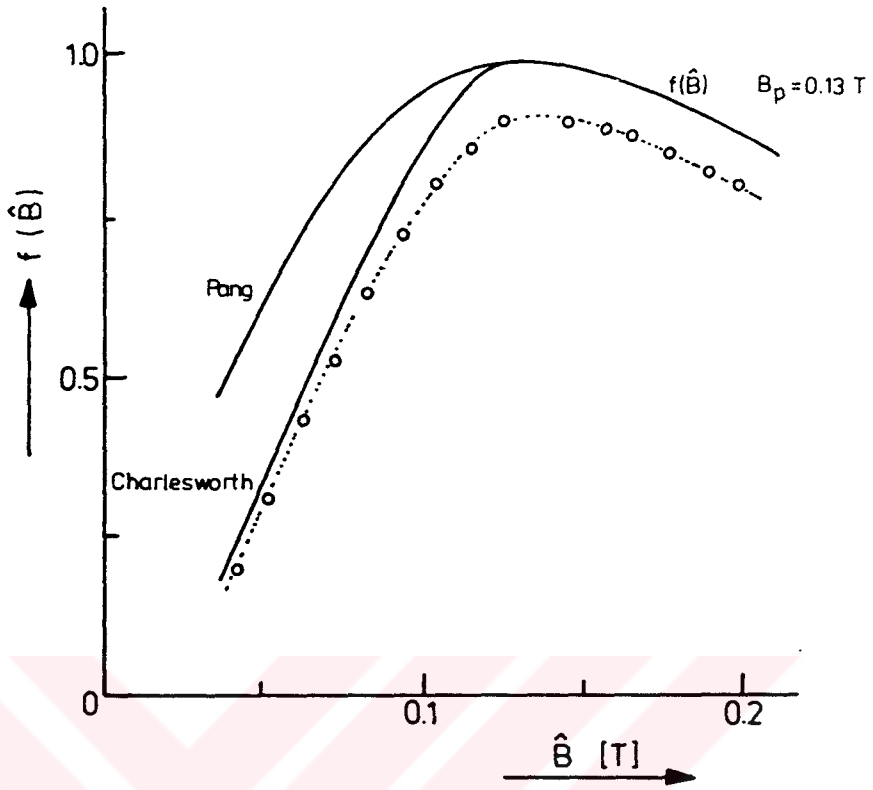


Şekil 4.11 Şekil 4.9'daki devre modelleri için; primer akımının tepe değerinin bir fonksiyonu olarak değişen,Transformatör 83-1'e ait AC kayıp grafikleri



Şekil 4-12 (a) ve (b) devrelerindeki deneysel sonuçlardan elde edilen, iletim akımı taşımayan bir bobindeki AC kayıp grafiği.

$$\underline{J}(\underline{r}) = J_c \cdot \underline{e}(\underline{r}) + \frac{1}{\rho(\underline{r})} \cdot \underline{E}(\underline{r}) \tag{4.44}$$



Şekil 4-13 İletim akımı "Sıfır" olan bir bobinde ölçülen ve hesaplanan $f(\hat{B})$

$B < B_p$ için kayıpların Pang modelinde hesaplanandan daha kuvvetli bir şekilde azalması, manyetik alan sınırlarında J_c'nin B'ye kuvvetli bir şekilde bağlı olması ve J_c'nin filament içinde pozisyona göre değişmesi nedeniyledir. Bu, filamentin içinde ve yüzeyine yakın kısımlarda materyalin değişik yapı göstermesinin bir sonucudur. NbTi için bu konuda çok az bilgimiz mevcuttur. Burada eğer $\hat{B} \langle B_p$ ve $J_c = B^{-p}$, $\rho \rangle 0$ için geliştirilmiş Charlesworth metodu uygulanırsa, çok daha iyi bir sonuç alınacaktır. Sonuçta;

$$P_e / V = \frac{4}{3\mu_o}(p+1)B_p{}^2(2b^{3+p} - b^{4+2p}), \qquad b \langle 1 \tag{4.45}$$

olarak bulunacaktır. Buna göre Denklem (4.42)'de yeniden düzenlenirse aşağıdaki ifadeye ulaşılacaktır.

$$f(b) = (p+1)(2b^{1+p} - b^{2+2p}), \qquad b\langle 1 \tag{4.46}$$

Bu formül hiç bir zaman bizim sonuçlarımıza uydurulamaz; çünkü herhangi bir pozitif p için, f (b=1) >1 'dir. Ancak (p+1) faktörünü ihmal edersek, p=0.8 için uygun bir eğri bulunabilir. Şekil 4.13'de bu eğride çizilmiştir. Ön sonuç olarak diyebiliriz ki: düşük $\hat{B}$ değerlerinde süperiletkenlerdeki AC kaybı hesaplamak çok zordur, çünkü J_c (B) 'nin davranışı ve yüzey etkileri gerçek kaybı belirlemektedir. Ancak bu kayıp her zaman Pang modeli gibi direkt modellerin varsaydığından çok daha azdır. Bu tür genlikler, bu tezle ilgili olmadığından konu üzerinde detaylı bir çalışma yapılmayacaktır.

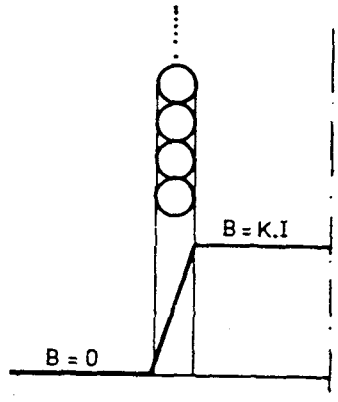
***Akım Taşıyan Bir Bobindeki Kayıp**

Eğer akım taşıyan bir tabakadaki manyetik alanın Şekil 4-14'de gösterildiği gibi lineer bir şekilde içten dışa doğru arttığı kabul edilirse ve self-olan kaybı dikkate alınmazsa; bu tür bir tabakadaki AC kayıp yaklaşık olarak şöyle bulunacaktır.

$$Q(\hat{B}) = \frac{1}{\hat{B}} \int_0^{\hat{B}} Q(B)dB, \tag{4.47}$$

Burada Q'(B); eğer bütün bobin genliği B olan bir AC alana maruz kalırsa, ortaya çıkacak kayıptır. Şekil 4.12 'deki bilgilerin integrasyonu Şekil 4.11 (a)'da gösterilen kaybın yarısına karşılık gelmelidir; çünkü bu şekil akım taşıyan akım taşıyan iki bobindeki kaybı göstermektedir. Bu şekilde elde edilen kayıp eğrisi Şekil 4.11 (a)'da da çizilmiştir. I< 8A için $Q=I^4$ olduğu varsayılmıştır. Denklem (4.47) kaybı belirlemek için kaba bir yöntem olsa da, sonuçlar %25 oranında doğrudur. Sadece daha yüksek akımlar için bu iki eğri birbirinden ayrılır, büyük bir olasılıkla bunun nedeni, self alan kaybının artık gözardı edilememesidir. Daha sonraki bölümde bu olaya daha geniş yer verilecektir.

Aynı durum, (c) devresindeki sonuçlar Denklem (4.47)'dekilerle karşılaştırılsa görülebilir. En yüksek B değerleri için kayıpların hesaplanması Şekil 4.12'de mümkün olmadığı halde, Şekil 4.11 (c)'de daha yüksek akımlar için bu iki eğrinin birbirinden uzaklaşması beklenmektedir. [14]



Şekil 4.14 Akım taşıyan bir bobinde alan profili

4.3.4 Self Alan Kayıpları

İletkenin içinden geçen alternatif akım tarafından oluşturulan AC kayıp, yekpare süperiletken bir silindir için, kritik akım J_c'nin ve akım genliği $\hat{I} = i.I_c$'nin yardımıyla şu şekilde hesaplanabilmektedir.

$$P_s / \ell = \frac{\mu_o}{\pi} f.I_c^{\,2} \left\{ (1-i)\ell n(1-i) + i - \frac{1}{2} i^2 \right\} \qquad (4.48a)$$

$$i = \hat{I} / I_c$$

Bu denklem $i \langle\langle 1$ için azaltılırsa:

$$P_s / \ell = \frac{\mu_o}{6\pi} f \frac{\hat{I}^3}{I_c} \qquad (4.48b)$$

sonucunu verir. Buradan Denklem (4.48 b)'nin kullanım açısından daha uygun olduğu açıkça görülmektedir. Aynı denklem, filamanların iletkenin kesiti üzerinde üniform bir şekilde dağıldığı, fazla sıkı bükülmemiş, bir çok filamanlı iletkende de uygulanabilir. Eğer filamanlar sadece yarıçapı $r = r_o$ ve $r = R$ olan halka şeklinde yerleştirilmişlerse şu formülü elde ederiz.

$$P_s / \ell = \left(1 - \frac{r_o^2}{R^2}\right) \frac{\mu_o}{6\pi} f \frac{\hat{I}^3}{I_c} \tag{4.49}$$

Bu durumda, her birim RMS akımı başına λ, Denklem (4.4)'deki gibi tanımlandığında özgül kayıp güç;

$$(P_{ls})_s = \left(1 - \frac{r_0^2}{R^2}\right) \frac{\mu_o \, f \gamma^2 \sqrt{2}}{6\pi} I_c \tag{4.50}$$

olacaktır. Bu demektir ki; $\gamma = 0.5$ ve $f = 50$ Hz için, süperiletken bir telde Denklem (4.31)'de tanımlanan bakır iletkenle arasındaki başabaş noktası şöyle bulunacaktır:

$$I_c \left(1 - \frac{r_0^2}{R^2}\right) = 250A \tag{4.51}$$

(Denklem (4.49) eğer $i = 0.5$ ve $r_0 / R = 1$ olursa zaten doğru olmayacaktır. Bu nedenle denklem (4.51)'de %25-30 oranı dahilinde oldukça olumlu değerlendirilebilecektir) Parantez içindeki faktör, birden pek farklı olmayacaktır.(Pratikte $r_0/R=0.5$ 'dir.) Bu nedenle de tek bir iletkendeki maksimum akımın 250 A 'dan daha küçük olması beklenir. Çünkü izole edilmiş ve çaprazlanmış iletkenlerden oluşan bir kabloda, her bir iletken aşağı yukarı aynı akım taşır ve diğerlerinin manyetik alanını sadece bir harici alan olarak algılar. Bu durumda maksimum akım şartı her bir iletken için ayrı ayrı uygulanacaktır.

Bir iletkenin maksimum akımı ile ilgili duruma daha önce hiç değinilmemiştir; bu çok önemli bir atlama olarak değerlendirilebilir. Hatta çok ince filamanlı iletkenler üzerinde bazı açıklanamayan deneysel kayıp ölçüm sonuçları da, iletkenin self-alan kaybının ihmal edilmesi nedeniyle olabilir.[10,14]

4.3.5 Kayıpların Kombinasyonu

Bir iletken üzerinde beraberce görülen harici alan ve self-alan kayıplarının etkileri, yakın bir geçmişte deneysel olarak J.L. De Reuver ve teorik olarak P.C. Rem tarafından araştırılmıştır. Görülüyor ki bu iki etkinin beraberce olması sonucu ortaya çıkan toplam kayıp, her bir etkinin ayrı ayrı olması sonucundan daha yüksek, ancak ikisinin toplamından daha düşüktür. Ancak B'nin fonksiyonu olarak kuvvetli bir DC polarizasyon alanı olmayan bir AC bobindeki duruma fazla dikkat edilmemiştir. Önce çok ince filamanları ve zayıf iletken matrisi olan bükülmüş bir iletken için basit bir analitik mantık yürütülür. Bu tür bir iletken, akım dağılımı ve kayıp yönünden tek parça bir süperiletken silindir ile karşılaştırılabilir. J_c, harici alan $B(t) = K.I(t)$, I iletkenden geçen iletim akımı tarafından belirlenir. Burada self alan kaybının J_c'nin sabit olduğu duruma oranla farkedilir bir şekilde arttığı görülmektedir.

Tek parça bir silindirde, iletim akımı silindirin dairesel çevresinde bulunan bir tabakadan geçer ve akımdaki bütün değişiklikler iletkenin dışından içine doğru hareket eder. Eğer akımın doyma derinliği, iletkenin yarıçapı R'ye oranla daha küçükse, bu durum için Maxwell denklemleri (Silindirik Koordinatlarda) aşağıdaki sonucu verecektir.

$$\mu_o J_z = \frac{\partial B_\theta}{\partial r} \tag{4.52}$$

$J_z = \mp J_c(B_{ext}) = \mp J_c(K.|I|)$, olduğu varsayılırsa, maksimum penetrasyon derinliği,

$$r_o = R - \frac{\hat{I}}{2\pi R J_c(K.\hat{I})} \tag{4.53}$$

olarak elde edilecektir. Eğer I; $-\hat{I}$ 'dan +I 'ya yükselirse;

$$J_z = -J_c(K.\hat{I}), \qquad r_o \langle r . \langle r_i$$
$$J_z = J_c(K.|I|), \qquad r_1 \langle r \langle R \tag{4.54}$$

olacaktır. Artan I nedeniyle, r_1 sürekli azaldığından kolayca hesaplanabilecektir.

$$r_1(I) = R - \frac{I + \hat{I}}{\left[J_c\left(K.|I|\right) + J_c\left(K.\hat{I}\right)\right] 2\pi R} \tag{4.55}$$

iletkene tesir eden self-akı aşağıda verilen denkleme eşit olacaktır:

$$\Phi_s / \ell(I) = \int_{r_o}^{R} B_{self}(r)dr$$
$$= -\mu_o \int_{r_o}^{r_1} J_c\left(K.\hat{I}\right).(r - r_o)dr +$$
$$+\mu_o \int_{r_1}^{R} \left\{J_c\left(K.|I|\right).(r - r_1) - J_c\left(K.\hat{I}\right).(r_1 - r_o)\right\}dr$$
$$= \frac{\mu_o}{8\pi^2 R^2}\left[\frac{\left(I + \hat{I}\right)^2}{J_c\left(K.|I|\right) + J_c\left(K.\hat{I}\right)} - \frac{\hat{I}^2}{J_c\left(K.\hat{I}\right)}\right], \tag{4.56}$$

ve birim zamanda birim uzunluk başına yayılma ise;

YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

$$Q_s/\ell = 2\int_{-\hat{I}}^{\hat{I}} \frac{d(\Phi_s/\ell)}{dI} I\, dI =$$

$$= \frac{\mu_o}{4\pi^2 R^2}\int_{-\hat{I}}^{\hat{I}} \left\{ \frac{2I\left(I+\hat{I}\right)}{J_c\left(K.|I|\right)+J_c\left(K.\hat{I}\right)} - KI\frac{\partial J_c}{\partial(KI)}\cdot\frac{\left(I+\hat{I}\right)^2}{\left\{J_c\left(K|I|\right)+J_c\left(K.\hat{I}\right)^2\right\}} \right\} dI.$$

(4.57)

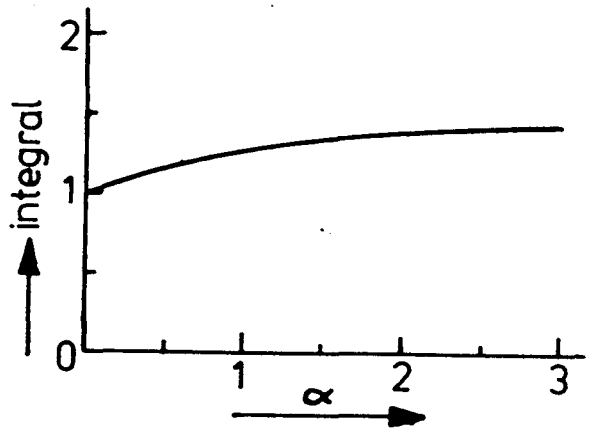
Şeklinde bulunacaktır. İntegralin altındaki ters faktörler ortadan kalktığında ise $i = I/\hat{I}$ ve $J(i) = J_c\left(K.\left|i.\hat{I}\right|\right) \Big/ J_c\left(K.\hat{I}\right)$ ifadeleri yardımıyla sonuçta şu denklemi elde ederiz:

$$Q_s/\ell = \frac{\mu_o \hat{I}^3}{6\pi^2 R^2 J_c\left(K\hat{I}\right)}\int_0^1 \left\{ \frac{6i^2}{J(i)+1} - 3\frac{\partial J(i)}{\partial i}\frac{i^3+i}{\left(J(i)+1\right)^2} \right\} di \qquad (4.58)$$

Bu denklemin integrali J_c = sabit için Denklem (4.48)'deki kayıp formülüne ulaşılır. Eğer J 'nin yerine Kim Modeli kullanılacak olursa;

$$J(i) = (1+\alpha)/(1+\alpha.|i|) \qquad (4.59)$$

bağıntısı elde olunacaktır.

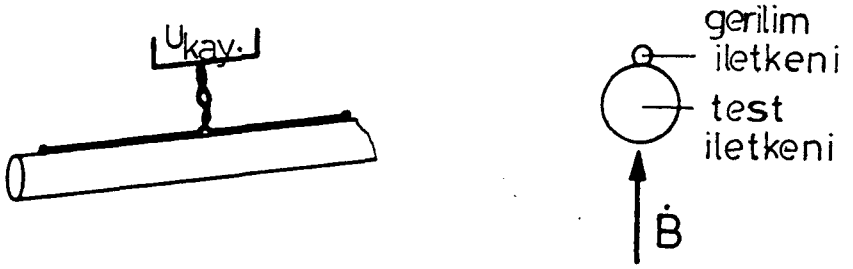


Şekil 4.15 Denklem (4.58) 'in grafik gösterimi

İntegral şekil 4.15'de gösterildiği gibi α 'nın bir fonksiyonu olarak hareket eder. Sonuç olarak, $\left(O;K.\hat{I}\right)$ aralığında oluşan J_c'nin en küçük değerinin bile yeri değiştirilirse, Denklem (4.48) 'de çok düşük bir sonuç ortaya çıkacağı kesindir. Burada farklılık belirgin hale gelmektedir. Self-alan kayıplarının hesaplamalarında $J_c(B)$ 'nin her azalan fonksiyonu için Denklem (4.58)'de tanımlanan durumun doğruluğu G.Fournet ve A. Mailfert tarafından açıklanmıştır. Bu sonuca neredeyse hiç dikkat edilmemiş olması, düşük kayıplı çok filamanlı iletkenler üzerinde çalışan araştırmacıların önemli bir hatasıdır.[10,13,14,18]

4.3.6 AC Alanda, AC Akım Taşıyan Bir Iletken Modeli

Harici alan kayıplarının iletkenin manyetizasyonu ile self-alan kayıplarını ise iletken üzerinde uygun bir noktada ölçülen gerilim ile bağdaştırarak, bu kayıplar arasınada temel deneylerde bir ayrım yapmak mümkün olsa bile; genelde sadece toplam yayılmanın ölçüldüğü ve AC alanın bobin sistemi tarafından oluşturulduğu reel bobin sistemleri için bu ayrım pek pratik değildir. (Şekil 4.16) Burada yayılma integral bir miktar olarak da hesaplanabilir. $J_c(B)$ fonksiyonunun dahil olduğu bir durumda hesaplama yapmanın en doğru yolu; $b >> 1$ için iletken kesiti üzerinde r yarıçapı ve θ açısının bir fonksiyonu olan iletim akım yoğunluğu J ve toplam manyetik alan B'yi, r ve θ 'nın ayrık bir kombinasyonun uygulandığı durumlarda dikkate almaktır. İletken bükülmüş olduğundan matris yoluyla sadece ihmal edilebilir bir düzeyde bir akım filamana girip-çıkabileceğinden verilmiş bir r için J ve θ 'dan bağımsızdır.



Şekil 4.16 Self-alan kayıplarına ilişkin gerilim kaybının ölçümü.

Bu tahmine dayanarak akım dağılımını ve iletkendeki kayıpları hesaplayabilmek için bir model sunuyoruz. Bu teori, M.N. Wilson, G.Fournet ve L. Boyer tarafından ortaya konmuştu; fakat sadece sınırlı doğruluk aralığı olan analitik bir sonuca ulaşılabiliyordu. Çünkü filamanların satürasyonu (kritik akıma eşit bir iletim akımına ulaşması.) hesaplanamıyordu. Bu olay matematiksel olarak hareket limitli bir problem olarak tanımlanabilir. Eğer sürekli bir çözüm bulmaya çalışılırsa sayısal metodlarda ciddi problemler açığa çıkar; bu yüzden bu problem çoğunlukla analitik metodlarla çözümlemektedir. İşte bu yüzden üzerinde çalıştığımız modelin uzantısıda, genel olarak ayrık bir çözüme doğru gitmektedir.

Filamanları; ekseni iletken ekseni veya z-ekseni olan N koaksiyal silindirin yüzeyine yerleştirilmiş bir iletkeni ele alalım. Silindirler içten dışı doğru index (k=1....,N) ile ifade edilecektir.Silindirin yarıçapı r_k, bu çaptaki filamanların sayısı m_k ve bu m_k filamanlarının net iletim akımları beraberce I_k'dır. Filamanın, alanı d_k^2 olan bir dairesely kesiti vardır; bu hesaplamalar için kenarı d_k olan bir kare modeli haline getirilmiştir. Filamanların silindirin dairesel yüzeyi üzerinde eşit olarak dağılmış oldukları varsayılır; böylece iletkenin bükülmesi sonucu ortaya çıkan problem z yönünde değişimsiz hale gelir. İletkenin bükülme mesafesi l_p 'dir. Bu nedenle filamanlar z yönüyle β_{pk} açısı yapan eksenlere sahiptirler, ve şu şekilde tanımlanırlar:

$$\mathrm{Tan}\beta_{pk} = \frac{2\pi r_k}{\ell_p}. \qquad (4.60)$$

Bir tabakanın iletim akımının z- bileşeni I_k 'dir ve yarıçapı $r > r_k$ olan, açısal bir manyetik alanda şöyle sonuçlanır.

$$B_{\theta k}(r) = \frac{\mu_o I_k}{2\pi r}. \tag{4.61}$$

Bunun yanında, iletim akımının θ- bileşeni ise şu değere sahiptir:

$$I_{\theta k} = I_k / \ell_p \quad [A/m] \tag{4.62}$$

Bu yarıçapı $r<r_k$ olan bir eksenel alanla sonuçlanır:

$$B_{zk}(r) = \frac{\mu_o I_k}{\ell p}. \tag{4.63}$$

Eğer iletkenin kesiti eksenine dik hale getirilirse, çapları $2d_k / \sqrt{\pi}$ olan yuvarlak filamanların iletkenin bükülmüş olup olmadığından bağımsız olduğunu gözlemleyebiliriz. Eğer filamanın kesiti kendi eksenine dik hale getirilirse, bu sefer uzun ekseni $2d_k / \sqrt{\pi}$ ve kısa ekseni $2d_k / \sqrt{\pi}.\mathrm{Cos}(\beta_{pk})$ olan bir elips ortaya çıkar. Bu nedenle bir filamanın kesit alanı, faktörü $\mathrm{Cos}(\beta_{pk}) = 1 \Big/ \sqrt{\left(1+(2\pi.r_k / \ell p)^2\right)}$ olmak üzere bükülmemiş bir iletkende bire yakın olacak şekilde azaltılmıştır.

Şimdi z 'in bir fonksiyonu olarak komşu tabakalar r_k ve r_{k+1} 'de aynı açıda yerleştirilmiş iki filamanı ele alalım. Eğer filamanlar tamamen doygunluğa ulaşmamışlarsa, I_{ck} tabaka no: k'nin kritik akımı olmak üzere $I_k < I_{ck}$ ise filamanların içinde skaler çarpımı $E.\tau = 0$ olan bir çizgi çizilebilir. τ integrasyon eğrisinin tanjantı olan bir birim vektördür. Her bir filamanın arasına tüm bir bükülme uzunluğu boyunca böyle bir çizgi çizilmesi ve sonra başlarıyla sonlarının birleştirilmesi ile, iki birleşme çizgisi aynı $\underline{E}(r)$ ve ters bir τ 'ya sahip olacağından;

$$\oint \underline{E}.\underline{\tau}\, d\ell = 0 \tag{4.64}$$

yukarıda bulunan ifade kapalı bir dairenin etrafindadır. Sonuç olarak, bu daire ile çevrelenmiş olan üzerindeki akının türevi de;

$$\iint \underline{B}.\underline{n}\, dA = 0, \tag{4.65}$$

olur. Bunun yanında, eğer filamanlardan biri doygunluğa ulaşırsa, bu filamanlarda keyfi bir çizgi tanımlanabilir ve bunun için;

$$\int \underline{E}.\underline{\tau}\, d\ell = -\iint \underline{B}.\underline{n}\, dA \tag{4.66}$$

olacaktır. Eğer doygunluğa ulaşmamış filamanlar üzerinde dikkatimizi yoğunlaştırırsak $d\underline{B}/dt$ 'nin değişik bileşenleri belirlenmiş olacaktır. [14]

***Harici Alan Bileşenleri**

Eğer filamanlar bir iletim akımı taşıyorlarsa ,dışarıdan uygulanan manyetik alana bağlı olarak bir katılım vardır.Bu durumda ($E.\tau = 0$) 'daki ayrılma çizgisi iletim akımı sıfır olduğundaki gibi, filamanın ortasında veya sadece bir self alan mevcut olduğundaki gibi sabit bir yarıçapta değildir; fakat

$$\delta = \frac{I_k}{2 m_k d_k . J_c}. \tag{4.67}$$

kadar filamanın ortasından itibaren B_{ext}'a dik bir uzaklıkdadır. Denklem (4.67) tamamen bir tarafi $\underline{B}_{ext}$'ye paralel ,kare kesitli olan bir filamana uygulanabilir;fakat dairesel kesitli bir filaman içinde genellikle uygun bir doğrulukta kabul edilebilir. Bükülme (4.67) 'de J_c yerine $J_c.Cos\,(\beta_{pk})$ konularak ifade edilir. Eğer J_c , B 'nin bir fonksiyonu ve buna bağlı olarak θ 'nın bir fonksiyonu ise, δ_k'da θ 'nın bir fonksiyonu haline gelir.

Şimdi $\underset{-ext}{B}$ 'in yönünü $\theta = 0$ olarak seçersek, $E.\tau = 0$ 'daki çizginin orta noktasından, filamanların orta noktalarının toplandığı bir daireye olan uzaklığın:

$$\delta_{eff}(k,\theta) = \frac{\bar{\tau}_k}{2m_k d_k J_c(k,\theta)\mathrm{Cos}\,\beta_{pk}}.\mathrm{Sin}\theta \tag{4.68}$$

olduğunu buluruz; ve burada $J_c(k,\theta) = J_c\left(\left|B(r_k,\theta)\right|\right)$ 'dır. Buna bağlı olarak (4.65) ve (4.66)'a harici alanın etkisinin:

$$\Phi_e(k,k+1) = \frac{\ell p}{2\pi}\dot{B}_{ext}\int_0^{\pi}\left[\frac{I_{k+1}}{2d_{k+1}.m_{k+1}J_c(k+1,\theta)\mathrm{Cos}\beta_{pk+1}} - \frac{I_k}{2d_k m_k J_c(k,\theta)\mathrm{Cos}\beta_{pk}}\right]\mathrm{Sin}\theta d\theta$$

$$-\frac{\ell p}{2\pi}\dot{B}_{ext}\int_{\pi}^{2\pi}\left[\frac{I_{k+1}}{2d_{k+1}m_{k+1}J_c(k+1,\theta)\mathrm{Cos}\beta_{pk+1}} - \frac{I_k}{2d_k m_k J_c(k,\theta)\mathrm{Cos}\beta_{pk}}\right]\mathrm{Sin}\theta dt \tag{4.69}$$

olduğu bulunur. [11]

*** Açısal Alan Bileşeni**

Açısal alan Denklem (4.61) 'e göre hesaplanır ve bir akı türevi oluşturur.

$$\Phi_\theta(k,k+1) = -\sum_{n-1}^{k}\frac{\mu_o \dot{I}_n \ell p}{4\pi^2}\int_0^{2\pi} d\theta \int_{r_k-\delta_{eff}(k,\theta)}^{r_{k+1}-\delta_{eff}1(k+1,\theta)} \frac{1}{r}dr \tag{4.70}$$

δ_{eff} 'lerin ikinci integraldeki net etkisi sadece daha yüksek bir mertebededir; ve eğer Jc, θ 'dan bağımsızsa sıfıra yakındır. Bu nedenle dikkate alınmayacaklardır ve böylece:

$$\Phi_{\theta}(k,k+1)=\sum_{n=1}^{k}\frac{\mu_o \dot{I}_n \ell_p}{2\pi}\ell n\left(\frac{r_{k+1}}{r_k}\right). \tag{4.71}$$

olacaktır.

***Eksenel Alan Bileşeni**

Eksenel alanın katkısı Denklem (4.63) kullanılarak hesaplanır:

$$\Phi_2(k,k+1)=\frac{\mu_o}{\ell p}\sum_{n=k+1}^{N}\dot{I}_n\int_0^{2\pi}d\theta\int_{r_k-\delta_{eff}(k,\theta)}^{r_{k+1}-\delta_{eff}(k+1,\theta)}r\ dr \tag{4.72}$$

ve yukarıdaki aynı düşünüş şekli ile basitleştirilir:

$$\dot{\Phi}_2(k,k+1)=\frac{\mu_o\pi}{\ell_p}\left(r_{k+1}{}^2-r_k{}^2\right)\sum_{n=k+1}^{N}\dot{I}_n. \tag{4.73}$$

özetlersek şunu elde ederiz:

$$-\oint \underline{E}.\tau\ d\ell(k,k+1)=\dot{\Phi}_{e(k,k+1)}+\dot{\Phi}_{\theta(k,k+1)}+\dot{\Phi}_{z(k,k+1)} \tag{4.74}$$

Bir harici alan olmadan, $r_k$ve r_{k+1} 'de doymamış filamanlar için bu şöyle azalır:

$$\ell n\left(\frac{r_k+1}{r_k}\right)\frac{\ell_p}{2\pi}\sum_{n=1}^{k}\dot{I}_n-\frac{\pi}{\ell_p}\left(r_{k+1}{}^2-r_k{}^2\right)\sum_{n=k+1}^{N}\dot{I}_n=0 \tag{4.75}$$

Eğer $N\to\infty$ 'ye izin verirsek, toplam $2\pi.r.J(r)dr$ üzerinde bir integrasyonla yer değiştirir, bu arada r_{k+1} ve r_k faktörleride bir diferansiyel haline gelir. Bunun sonucu olarak:

$$\frac{1}{r}\int_{r_o}^{r} 2\pi r' J(r')dr' - \frac{4\pi^2}{\ell_p^{\,2}} r \int_{r}^{R} 2\pi r' J(r')dr' = 0 \qquad (4.76)$$

denklemi yazılacaktır.

(Denklem (4.76)'nın doğruluğu için $J(r) < J_c(r)$ 'nin gerekli bir şart olduğuna dikkat edelim.) Bu durumda iletkenin filaman bölgesinin $r = r_o$ ve $r = R$ sınırları içinde yerleştirildiği varsayılır.

$$I = \int_{r_o}^{R} 2\pi J(r)dr, \qquad (4.77)$$

'yı bütün iletkenin iletim akımı olarak tanımlarsak, Denklem (4.76) şu şekilde tekrar yazılabilir:

$$\int_{r_o}^{r} r' J(r')dr' = \frac{I}{2\pi}\left(1 - \frac{\ell_p^{\,2}}{4\pi^2 r^2 + \ell_p^{\,2}}\right) \qquad (4.78)$$

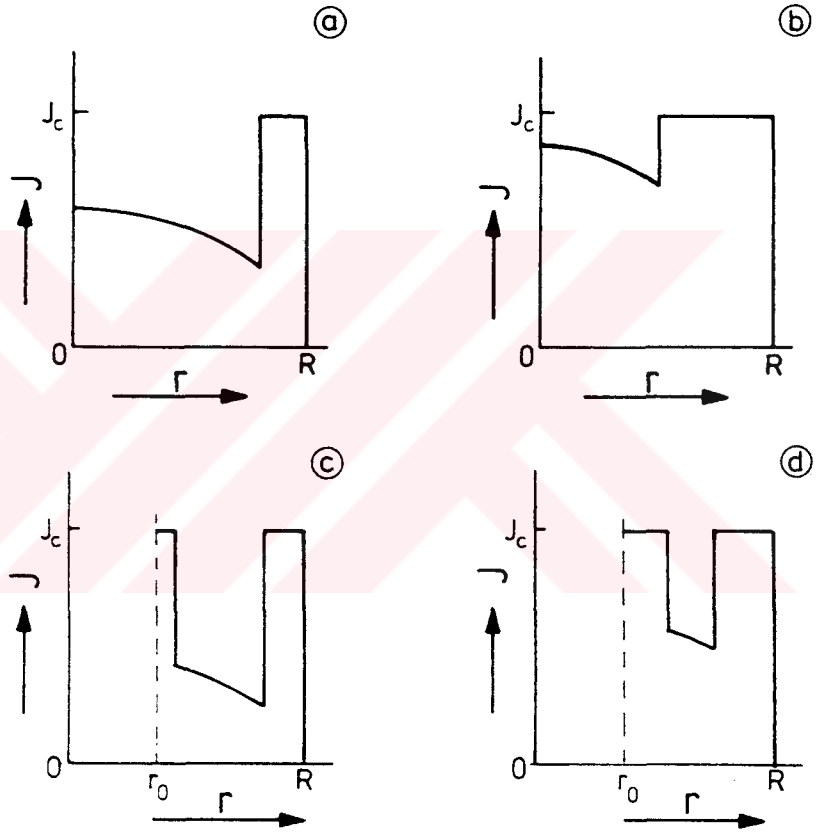
r'ye göre bu denklemin farkını alırsak;

$$J(r) = \frac{4\pi \ell_p^{\,2}}{\left(4\pi^2 r^2 + \ell_p^{\,2}\right)^2} I \qquad (4.79)$$

den açıkca görülebilir.

Bu $dJ(r=0)/dt = 4\pi/\ell_p^{\,2}.dI/dt$ 'den açıkça görülmektedir ki; J.J. Duchateau ve B.Turck 'ün yaklaşık doğrulamaları $J(r=0) = 4\pi^2 I/\ell_p^{\,2}, \pi$ faktörü ile bir hata ortaya koyar. Eğer $r_o \neq 0$ ise, Denklem (4.78)'den yola çıkılarak her zaman r = R için olduğu gibi $dJ(r_0)/dt$ 'ın bir delta fonksiyonu olduğu, böylece sıkı bükülmüş bir iletkende

doygunluğun iletkenin sadece dış yüzeyinde değil, içinde de olduğu anlamına gelir. Sonuç olarak $r_0=0$ için elde edilen akım dağılımı Şekil 4.17 (a) ve (b)'de, $r_o \neq 0$ için elde edilen akım dağılımı ise Şekil 4.17 (c) ve (d)'de gösterilmiştir. Bükülmüş bir iletkenin iç kısmındaki iletim akımının oluşumuna daha önce M.N Wilson tarafından değinilmiş ve spiral alan etkisi olarak adlandırılmıştır. Doymamış alanda $\underline{B}$, filamanlara paralel olduğu için,yukarıdaki ifadelerdende anlaşılacağı gibi, bu filamanlarda sadece küçük kayıplara yol açar. Bununla birlikte Wilson'un, akımın bu kısmının kayıpsız olduğu ile ilgili düşünceleri fazla iyimserdir.



Şekil 4.17 İletim akımının farklı değerleri ve $r_o = 0$(a,b) ve $R_o \neq 0$ (c,d) için sıkı bükülmüş çok filamanlı bir iletkende J(r) değişimi

İletim akımı I 'ya orantılı olan harici olan B_{ext} ile sürekli bir duruma, aynı geçiş yapılabilir . $2\pi R/\ell_p \langle\langle 1$ basitleştirmesi ve J_c = sabit için J(r) 'deki diferansiyel denklemi şu sonuca gelir:

$$\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial J(r)}{\partial r}=\frac{2\mu_o J_c}{\left|K.\dot{I}\right|.d}\cdot\frac{\partial J(r)}{\partial t} \tag{4.80}$$

Bu, bir seri Bessel fonksiyonu ile tamamen doymamış durum ve doymuş durum için çözülmüştür. Uzun bükülme mesafesinin basitleştirilmesi, iletkenin iç kısımlarındaki filamanlarda akan iletim akımının etkisinin izlenmesini engeller. Çünkü düşük matris kayıpları elde edebilmek için kısa bükülme mesafeleri çok önemli olduğundan, AC uygulamalarda kullanılan iletkenler için gerekli bir özelliktir; bu nedenle de basitleştirme işlemi istenmeyen bir durumdur. [11,14]

4.3.7 Bu Modelle Hesaplamalar

Üçgensel olarak değişen bir iletim akımı için, zamanın bir fonksiyonu olarak, filaman tabakaları üzerindeki iletim akımı dağılımı ve iletkendeki yayılmanın hesaplanması için kullanılan, bilgisayar programında daha önce elde edilen fark denklemleri kullanılmıştır. Dışarıdan uygulanan manyetik alan, oransal K'nin keyfi bir sabiti olan akımla orantılıdır. $J_c(B)$ kullanıcı tarafından belirtilmiş bir fonksiyondur. Matrisin ise sonsuz bir direncinin olduğu varsayılır. Aynı zamanda doymamış filamanlardaki akım dağılımının (Örn: Kritik akım taşımayan bir filamanda) Şekil 4.4'de gösterilen levhadakine benzer şekilde olduğu varsayılır. Bu durumda Denklem (4.25)'de verilen yayılmanın anlık değeri, küçük d değerleri için di/dt ve dJ_c/dt terimlerinin dikkate alınmayacağı bir sadeleştirme işlemi uygulanır.Eğer tabaka n_o : k 'daki filamanlar doygunluğa ulaşırsa, aynı formül birim uzunluk için doygunluk kaybı faktörünün ilavesiyle uygulanabilir:

$$\left(P_{sat}\right)\Big/\ell=\frac{1}{\ell_p}I_k\int_0^{\ell_p}\underline{E}.\tau\,d\ell \tag{4.81}$$

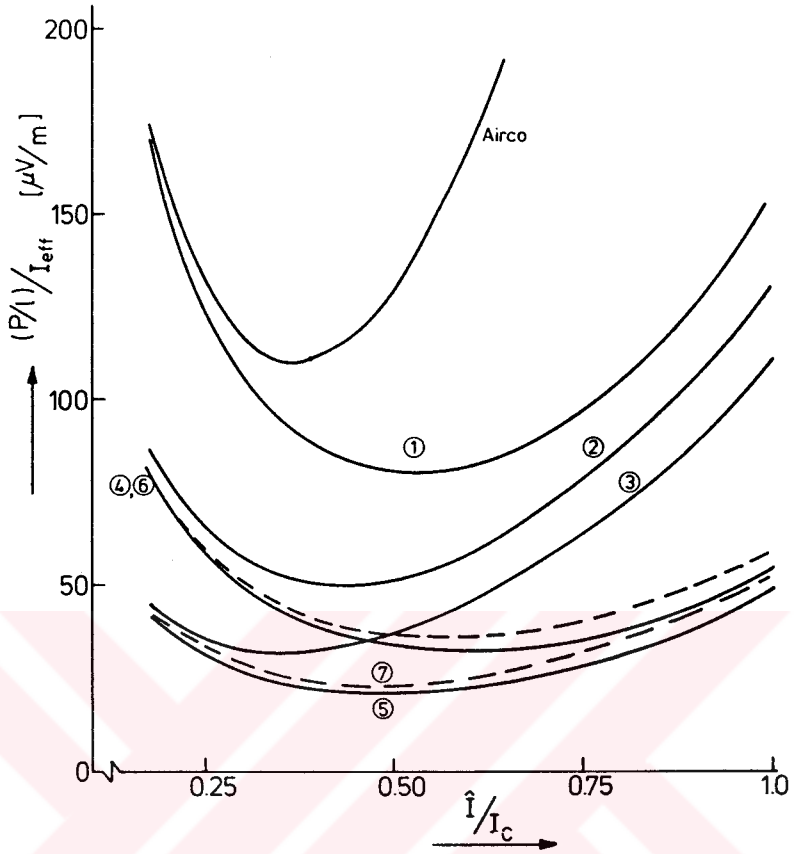
$$=\frac{1}{\ell p}I_k\sum_{m=m_o}^{k-1}\dot{\Phi}_{e(m,m+1)}+\dot{\Phi}_{\theta(m,m+1)}+\dot{\Phi}_{z((m,m+)}$$

Burada integral filamanın yanısıra, bir bükülme uzunluğu üzerinden alınır ve tabaka no : m_o'daki filamanların doymamış olduğu varsayılır. Sıkı bükülmüş iletkenlerde doyum iç kısımlardaki filamanlarda da oluşabilir. Bu durum da Denklem (4.81)'deki toplam $m = m_o$-1 'den $m = k$ 'ya gider ve ifadeye bir eksi işareti eklenmesi gerekir. Akı türevlerinin değeri ise Denklem (4.74)'ün yardımıyla akı dağılımlarının hesaplama süreci sırasında bulunur. Bu program kullanılarak bazı hipotetik iletkenlerin histerezis kayıpları hesaplanmış, alternatif akımın bir periyodu üzerinden ortalama alınarak, Bölüm 4.3.8'de açıklanacak olan " Airco iletkeninin " kayıpları bulunmuştur. İletkenlerin spesifikasyonları Tablo 4.2'de verilmiştir. Bütün iletkenler, genliği 0.3 T ve frekansı 50 Hz olan ve iletim akımı tarafından oluşturulan bir harici AC manyetik alana maruzdurlar. Hepsinin $J_c(B)$ fonksiyonu aynıdır; ve bu da Tablo 4.2'de verilmiştir. Bu fonksiyon Airco iletkeni için bulunmuştur ve filaman çapları 1 μm olan iletkenler için örnek olarak kabul edilebilir.

Tablo 4.2 Düşük Kayıplı Hipotetik Süperiletkenlerin Spesifikasyonları

İletken No	1	2	3	4	5	6	7
Yarıçap (R) [mm]	0.1	0.1	0.1	0.05	0.05	0.1	0.1
r_0 / R	0.70	0.70	0.70	0.70	0.70	0.83	0.83
Filaman Sayısı	10260	41040	164160	10260	41040	26352	105408
Filaman Çapı [μm]	1.0	0.5	0.25	0.5	0.25	0.5	0.25
Filaman Bölgesindeki η_s	0.56	0.56	0.56	0.56	0.56	0.56	0.56
Bütün İletkendeki η_s	0.29	0.29	0.29	0.29	0.29	0.17	0.17
Bükülme Mesafesi [mm]	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
0.33T'de I_c [A]	55	55	55	14	14	36	36
$J_0 = 1.3.10^{10}$ A/m^2 · $B_0 = 0.5$ olarak kabul edilirse (Kim Modeli)							

Hesaplanan spesifik kayıp P_{1S}, Şekil 4.18'de iletim akımının maksimum değerinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Airco iletkeni, iletken (1) ile neredeyse aynı sayıda filamana ve aynı filaman ve iletken çapına sahiptir. Ancak iletken (1)'in filamanları yüzeyine yakın kısımlarda toplanmıştır. Buradan açıkça görülmektedir ki; $\hat{I}/I_c > 0.5$ için self-alan kayıplarının toplam kayıba katkısı, filamanların iletken kesiti üzerindeki üniform bir şekilde dağıldığı durumdan çok daha düşüktür. İletken (1) bundan bir kaç yıl önce Alsthom-Atlantique tarafından geliştirilen bir iletken modelidir.



Şekil 4.18 Tablo 4.2'de verilen hipotetik iletkenler ve Airco iletkeni (Tablo 4.3) için ölçülen spesifik güç kaybı.

İletken (2) ve (3)' ün, iletken (1)'den farkı sadece filaman çapındadır.Eğer işletme akımının maksimum değeri $0.5\ I_c$ ($\gamma = 0.5$) olacaksa, (1)'den (2)'ye giden bağıl kazanç, (2)'den (3)'e gitmekte olandan çok daha fazla olacaktır.İletken (4) ve (5), iletken (1) ve (2) ye karşılık gelir ve onların çaplarının yarısında olacak şekilde haddelenmişlerdir. Filamanların çapları açısından ise yine aynı sırayla iletken (2) ve (3)'e uyacaklardır. İletken (2) ve (3) ile karşılaştırıldıklarında ise en yüksek kayıp indirimi $0.5 < \hat{I}/I_c < 1$ aralığında elde edilmiştir.Son olarak iletken (6) ve (7) (şekilde karışmış eğrilerle gösterilmiş) filaman çapları açısından iletken (2) ve (3) 'e karşılık gelirler; ancak daha yüksek r_o/R oranları ve daha düşük kritik akımları vardır. Kayıp eğrileri neredeyse (4) ve (5) numaralı eğrilerle çalışmaktadır. İletken (4) ve (5) ile karşılaştırıldığında (6) ve (7) no' lu iletkenlerin dezavantajları ise daha küçük η_s değerlerine sahip olmalarıdır;

ki bu daha düşük bir genel kritik akım yoğunluğuyla sonuçlanır. İki kat büyüklükte çapa sahip olma avantajına sahiptirler ve bu onları daha kolay üretilebilir yapmaktadır.

Şekil 4.19'da her bir filaman tabakasında akan akım, tabakanın yarıçapının bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Filamanların iç tabakalarındaki doygunluk etkisinin, yüksek bir oran olan $2\pi R/l_p$ için daha güçlü olduğu görülebilir. Bu doygunluk daha ince iletkenler olan (4) ve (5) 'de neredeyse kaybolmuştur. İletken (1), (2) ve (3) için elde edilen sonuçla üzerinde yapılan dikkatli bir karşılaştırma, daha ince filamanlara sahip olan bir iletkendeki akım dağılımının harici AC alanından nispeten daha az etkilendiğini göstermiştir. Bu da akımın daha düzenli dağılmasına sebeb olur. Şekil 4.19 'daki sağ üst çizim, referans olarak AC alanı olmaksızın iletken (1) 'deki akım dağılımını göstermektedir.

Şekil 4.18'de matris kaybı gösterilmemiştir. Bütün iletkenler 1 mm'lik bir bükülme mesafesine sahiptir. Eğer toplam enine matris direncinin $1.10^{-7}\Omega m$ olduğu kabul edilirse, R=0.1 mm. olan bir iletkende matris kaybı 40 μm/m olur, eğer $\hat{I} / I_c=0,25$ ve $I_c=36$ A ise $(P_{1s})_m=7\mu V/m$ 'ye karşılık gelecektir ki, bu da histerezis kayıplarıyla karşılaştırıldığında oldukça düşük bir değerdir.[13,14,17,18]

4.3.8 Düşük Kayıplı İletkenlerde Kayıp Ölçümleri

50 Hz'lik bir iletken için daha önce sayısal olarak belirtilen şartlara uyan ilk süperiletken Tablo 4.3'de özellikleri belirtilen " Airco iletkeni"dir. Bu iletkenle ilgili ilk deney sonuçları T. Ogasawara tarafından sunulmuştur.Bu bakır bir matris içine konulmuş, her biri bir CuNi tabaka tarafından kaplanmış filamanları olan bir karışık matris iletkendir. CuNi tabakası etkili enine direncin yüksek olmasını garantiler; ki bu düşük bir τ ile sonuçlanırken, bakır matrisde de dinamik bir stabilizasyon sağlar.

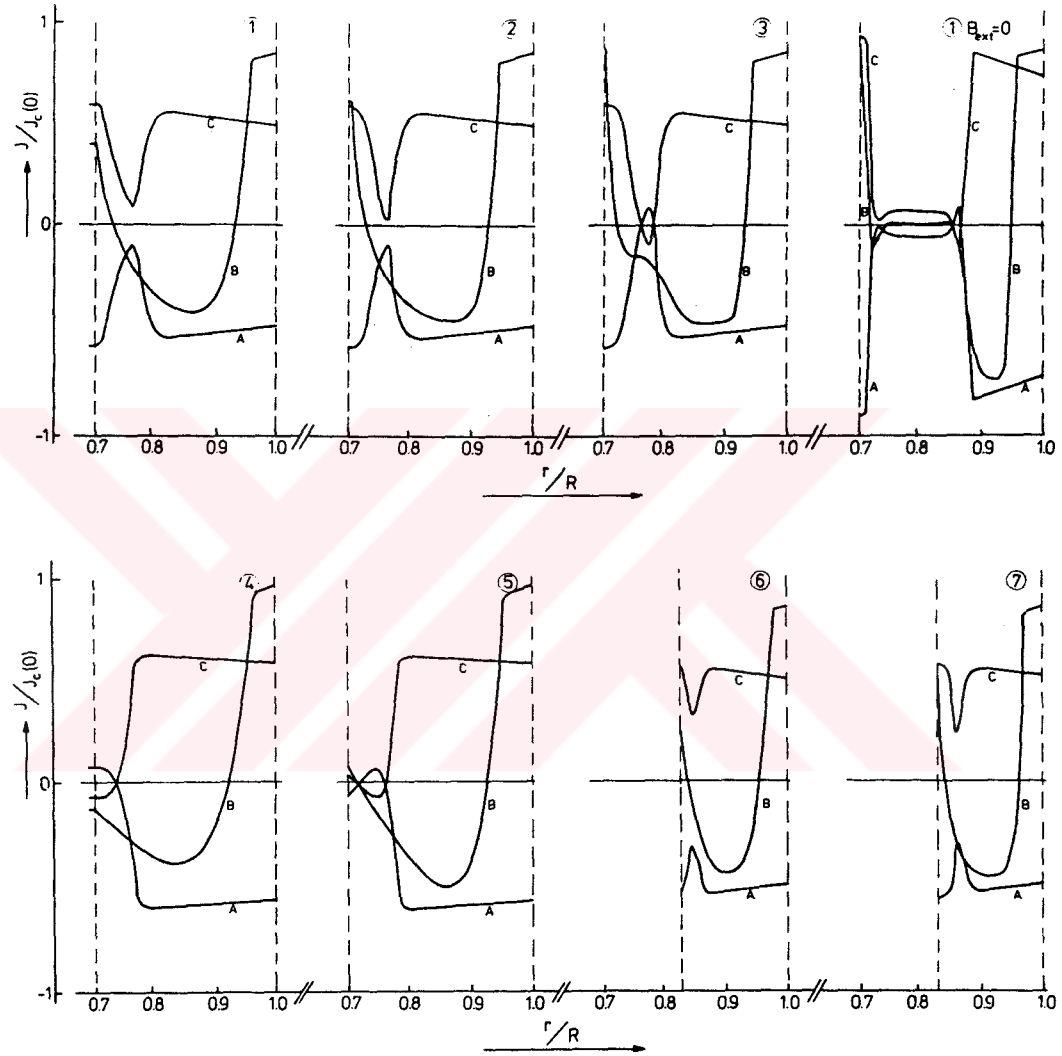
Tablo 4.3 1 μm' lik filamanlardan oluşan bir test bobininde ,AC - kayıpların ölçülmesiyle elde edilen bilgiler

İç Çap =10mm
Dış Çap =12mm
Yükseklik=8.8mm
Sarım Sayısı : Endüktif olmayan sargılar, 4 tabakada 40 adet
İletken : Airco iletken,10285 filament.
NbTi: Cu: CuNi = 1:2.2:0.52,
İletken çapı, 0.2 mm,
Bükülme mesafesi : 1.1 mm
Zaman Sabiti ; 25 μs

Bu iletkenin bir kaç metresi, transformatörlerde olduğu gibi güç cihazlarının, pratik uygulamalarındaki koşullar altında yapılan araştırmalarda kullanılmıştır. çapraz olarak uygulanmış DC alanın bir fonksiyonu olarak iletkendeki self alan kaybı G.B.J Mulder tarafından ölçülmüştür.Bu ilginç eğriler Şekil 4-20' de gösterilmiştir.$B_{ext} = 0$ 'da ölçülen kayıplardan ve denklem (4.48a)'da $B_{ext} = 0$ için bulunan kritik akım değerlerinden I_c=110 A' de J_c (b=0) = J_o = 1.3 .10^{10} A/m² değerine ulaşıldığı bulunabilir. Uygun bir $J_c(B)$ ile sayısal hesaplamalar yapabilmek için,Kim Modeli $J_c(|B|) = J_o B_o / (|B| + B_o), B_o = 0.5T$ ile kullanılmıştır. B_o= 0.5 T değeri Ogasawara tarafından verilen $I_c(|B|)$ eğrisinden belirlenmiştir.

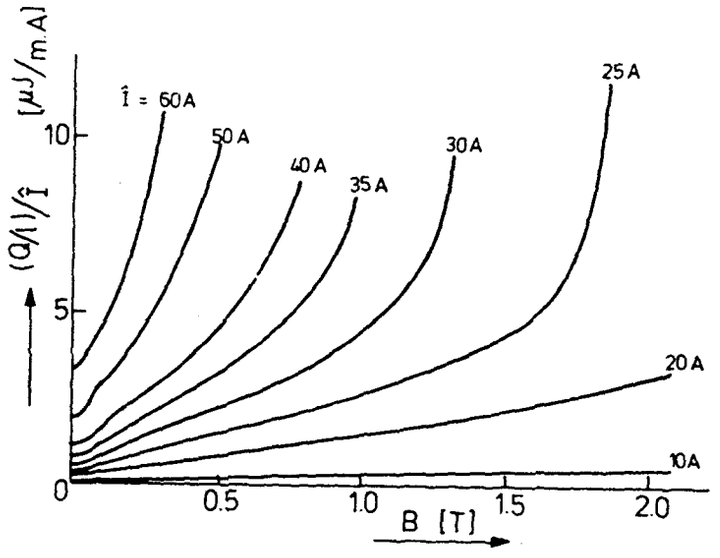
Tablo 4.3'de spesifik özellikleri verilen endüktif olmayan sargılardan oluşan bir test bobini üzerinde AC kayıp ölçümleri yapılmıştır. Burada maksimum enine alan değeri yaklaşık olarak 0.5 T 'dir.

Bobin akımına bölünerek bulunan periyod başına ölçülmüş güç kaybı Şekil 4.21'de, daha önce sözü edilen J_c fonksiyonları, ve matris kayıplarına ait olan τ = 25 μs 'lik bir zaman sabiti ile hesaplanan teorik eğrilerle (Ogasawara tarafından verilenler gibi) birlikte gösterilmiştir. Bundan sonraki açıklamalar bu grafik ile ilgili olacaktır.



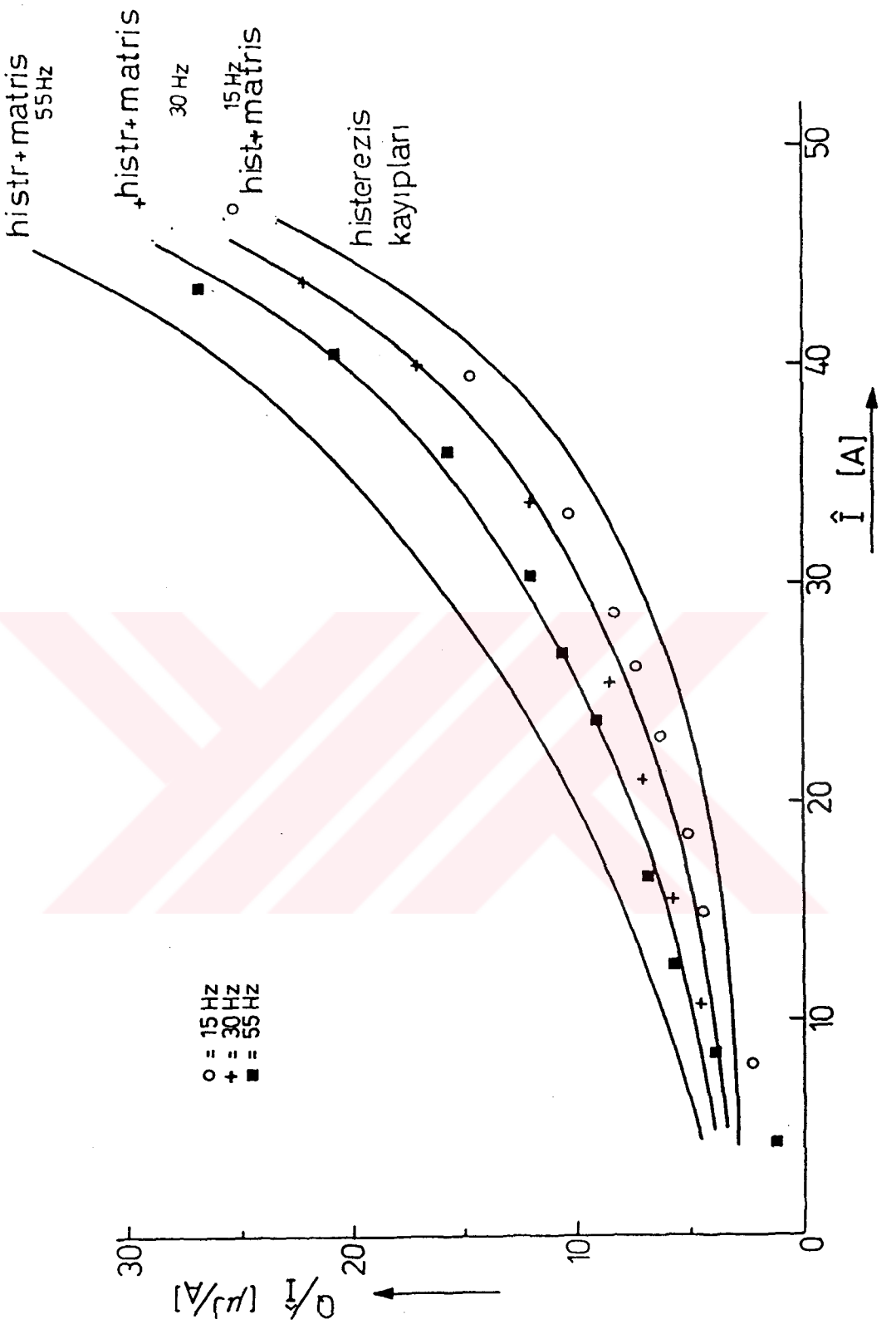
Şekil 4.19 Tablo 4.2'deki iletkenlerde $\hat{I}$ =50 A (iletken 1,2,3), $\hat{I}$ =12.5 A (iletken 4,5), $\hat{I}$ = 35 A (iletken 6,7) ve $B_{ext} = 0.3.T$ için yarıçapın bir fonksiyonu olarak hesaplanmış akım yoğunlukları. " Sağ üst hariç: iletken (1)'de $B_{ext} = 0$ için zamana göre sıralama

A($\hat{I}$= - I) , B (I=o) C ($\hat{I}$= +I) "



Şekil 4.20 Enine manyetik alanın bir fonksiyonu olarak Aairco iletkeninde self alan kayıplarının ölçümü (Tablo 4.3'e göre)

İlk olarak $\hat{I}$ =10A 'in altında olan ölçümlerin doğruluğu çok azdır. Diğer yanda modelimizin temel varsayımı olan bütün filamanlar için $\hat{B}_{ext} \rangle\rangle B_p$ koşulu bu bölgede doğru değildir ve ölçülenlerden daha düşük kayıplar beklenmelidir. İkinci olarak, kayıpların frekans bağımlılıkları, τ 'nun tahmini değeri ile beklenenin yarısından azdır. Bu τ 'nun bilinenden daha düşük olduğu anlamına gelir. Üçüncü nokta; süperiletken materyaldeki kayıplara karşılık gelen, ölçülen kaybın frekanstan bağımsız bileşeni oldukça doğru hesaplanmıştır. 25 A 'dan yüksek akımlar için geçerli olan artış kritik akıma yakın akımlar için dikkat çekici şekilde artan, self -alan kayıplarının toplam kayıba katkısı nedeniyledir. Bu bobin konfigürasyonunda kritik akım ölçülüp 54 A olarak bulunduğu halde, hesaplanan değeri 52 A 'dır.



Şekil 4.21 Bir bobin konfigürasyonunda Airco iletkeninin ölçülen ve hesaplanan AC kayıpları (Tablo 4.3'e göre)

Sonuç olarak diyebiliriz ki; iletkenin harici olan kaybı, hem süperiletken hemde matris kayıbı kısımları için, 50 Hz AC kullanımında pratik olan bir değere indirilmiştir. Ancak genelde $J_c(B)$ fonksiyonun dik eğimi nedeniyle ortaya çıkan, self-alan kayıpları ise hala çok yüksektir. Daha yararlı bir $J_c(B)$ fonksiyonu elde edebilmek için iletkenin tasarımında, (4.49) 'a göre iletkenin özgül kaybı için daha avantajlı olan $r_o / R = 0.5$ (en azından) değerini kullanmanın yanında; üretim teknolojisi ile ilgili bazı temel çalışmaların yapılması gereklidir. [14]

4.4 AC Kayıpları Azaltmak İçin İki Özel Yöntem

4.4.1 Çok Filamanlı Sarılmış Bir İletken

Bundan önceki tartışmalar açığa çıkartmıştır ki; bütün kesit üzeri filamanlarla dolu değilde, küçük bir dairede yer alan çok ince filamanları, yüksek matris direnci ve düşük kritik akımı olan bir iletkenin özgül AC kayıpları oldukça düşüktür. Ancak filamanlar ve kritik akım üzerindeki çalışmalar, iletkenin çok küçük bir çapa kadar çekilmesi gerektiği sonucunu ortaya çıkarmıştır ki; bu da çok pahalı bir süreçtir. Çok filamanlı bir şerite silindirik şekil vererek, çok filamanlı bir iletken elde etmenin mümkün olup olmadığı araştırılmıştır. Yapılan araştırmalara göre bu daha önce, sadece alan etkili bir mıknatısta kullanım için alışılmadık bir süperiletken materyal ile denenmiştir. Bu yolla elde edilen deformasyon iletkenin sarılma öncesi ve sonrası kesitlerinin fotoğrafları ile en iyi şekilde tarif edilmektedir.(Şekil 4.22)

Bu çeşit bir işletme için ispat şöyle yapılabilir; dairesel birn filamanın özgül harici olan kaybı Denklem (4.37) 'de verildiği gibidir: bu sırada levhanın yüzeyine paralel olarak uygulanan yüksek harici alanlar için özgül kaybıda şöyle bulunacaktır:

$$P_{ls} = \frac{\sqrt{2}}{\gamma} \hat{B} df, \qquad (4.81)$$

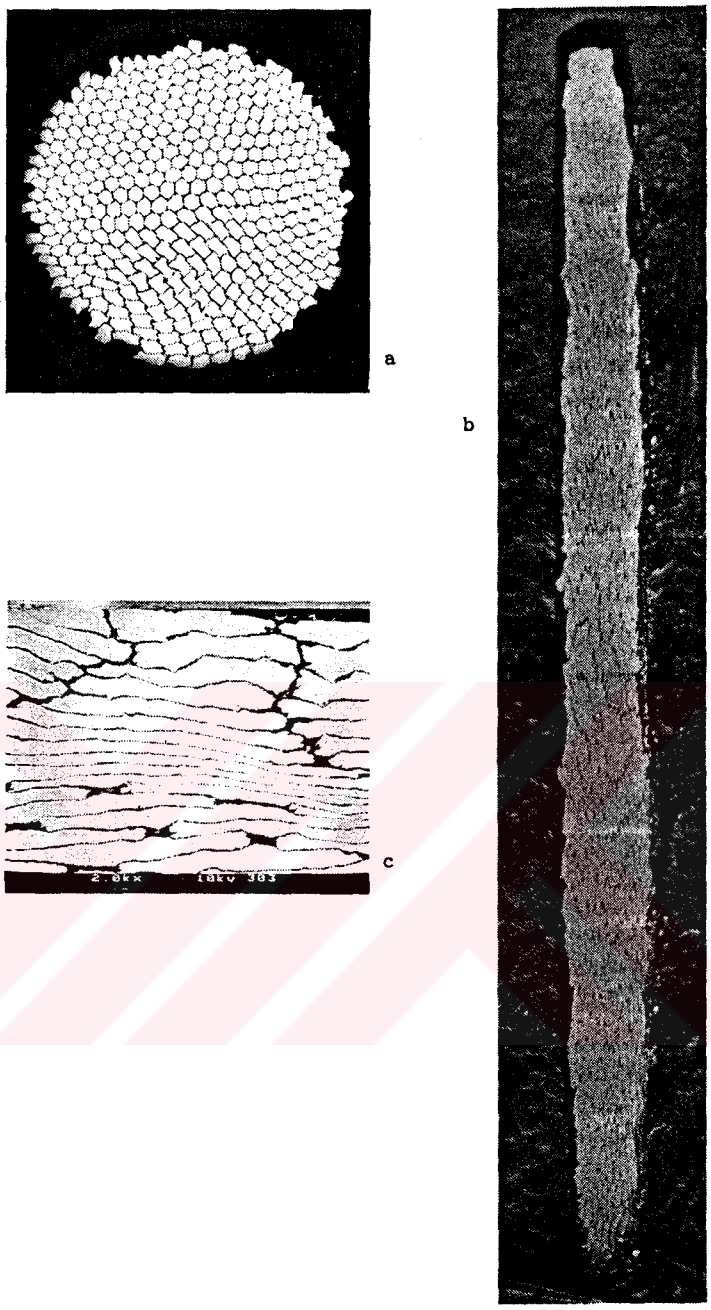
Bu $8/3\ \pi = 0.85$ faktörü hariç aynı formüldür. Eğer d çaplı bir filaman, $q << 1$ olmak üzere kalınlığı qd olan bir plaka etrafina sarılırsa, harici alanın şeridin yassıltılmış yüzeyine paralel uygulanması şartıyla, harici olan kaybı bir q faktörü kadar azaltılır. Bu şart, şeridin bobin şablonu üzerinde en doğal şekilde sarılmış olduğu varsayılarak, transformatör bobininin asıl kısmında yerine getirilir. Burada self alan kayıplarının,

yuvarlak bir iletkende oluşana kıyasla, artacağı veya azalacağı mantığına ulaşmanın basit bir yolu yoktur. Bununla birlikte filaman kaybının manyetik alanın yönüne karşı hassasiyetine bağlı olarak, bir bobin sisteminin kaybı büyük ihtimalle, tek bir iletkenin self alan kaybının yuvarlak bir iletkende olduğundan çok daha farklı olacaktır. Bu nedenle yassıltılmış tek bir iletken üzerinde yapılan self alan kayıplarının ölçümleri gerekli görülmeyerek, gerçekleştirilmemiştir.

Sarma gibi önemli bir mekanik deformasyon, büyük ihtimalle sadece matris ve filamanların birbirine uyan şekil alabilme özellikleri olduğu zaman olasıdır. Bir NbTi / Al iletkeni sarma girişimi tamamen başarısızlığa uğramış ve ciddi şekilde tahribata uğramış bir iletken ortaya çıkmıştır. Bunun yanında, haddelenmiş bir NbTi / CuNi, sarıcının yüzeyinin hızlı aşınması dışında bir problem çıkarmamıştır. Matris kalıbı ortadan kaldırıldıktan sonra ise hiçbir filamanın kırılmadığı görülmüştür. Bundan öte, sarılı iletkenlerin elektron mikroskobuyla çekilmiş fotoğraflarının yakından incelenmesi şu sonuçları çıkartmıştır.

*Şeridin uçlarındaki filamanlar önemsenmeyecek bir deformasyon geçirmişlerdir.
*Şeridin ortasındaki filamanlar maksimum bir deformasyon geçirmişler ancak bozulmamışlardır.
*Bütün komşu filamanlar arasında bir tabaka matris materyali kalmıştır.

İlk elde edilen sonuç, iletkenin harici alan kaybının büyük ihtimalle iletkenin çapını azaltan aynı faktörle azalmayacağını ifade etmektedir.[14]



Şekil 4.22 Çok filamanlı sarılmış bir iletken örneği.
a) Çapı 0.25 mm. olan orjinal iletken kesiti
b) Sarım işleminin ardından kesit
c) b 'nin büyütülmüşü.

4.4.2 Sonuçlar ve İnceleme

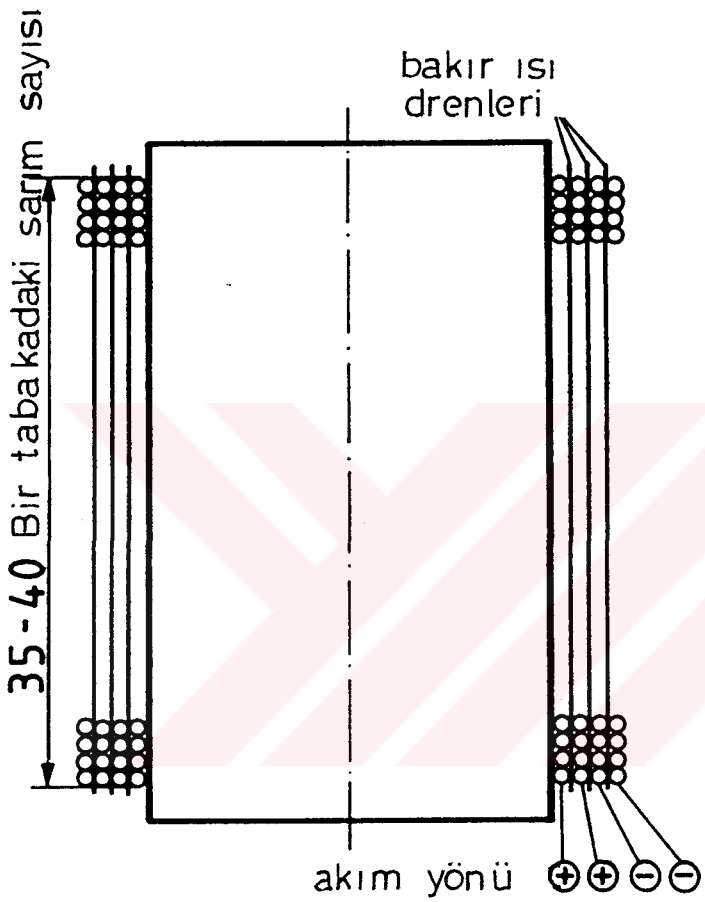
Deneyler Tablo 4.4'de sıralanan üç değişik iletken üzerinde yapılmıştır. Her tip iletken için, biri orjinal yuvarlak iletkenden, diğeri sarılmış iletkenden iki bobin yapılmıştır. Aynı manyetik alan ve akım oranını elde edebilmek için bütün bobinlerde aynı iletken aralığı sağlanmıştır.Test bobinleri Şekil 4.23'de gösterildiği gibi, endüksiyonsuz sarımlı soleniodlerden oluşuyordu. Bu sarma yöntemi, bobinin eksenine paralel yönde olan bir manyetik alanı garanti eder. (Nispeten küçük son etkiler hariç) Bu koşul, bölüm 4.3.8'deki Airco iletkeni için kullanılan test bobininde de uygulanmıştır. İzolasyon ve soğutma ise, 0.1 mm.'lik bakır ısı dirençleri ile sağlanmıştır. Test iletkenide siyonojen akrilat yapışkan damlaları ile birleştirilmiştir. Stabiliteyi düzenlemek için, bazı bobinlerin Stycast reçine ile emprenye edilmesi denenmiştir. Bu ölçülen kayıplar üzerinde herhangi bir etkiye sahip değildir. Şekil 4.24'de emprenye edilmemiş bir test bobininin fotoğrafi görülmektedir.

Tablo 4.4 AC kayıpları azaltmak için yuvarlatılmış, Nb Ti / Cu Ni iletkenlerin özellikleri.

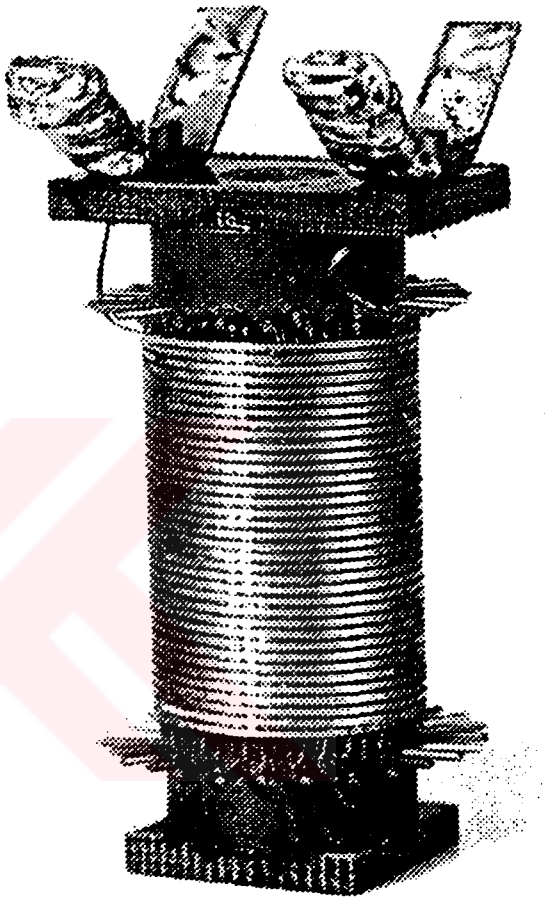
İmalat	Filaman Sayısı	Sc:Matris Oranı	Filaman Çapı:(μm)	İletken Çapı(mm)	Sarılma (mm)	Bükülme Mesafesi (mm)
IMI	402	1:0,48	10.2	0.25	0.07	15
MCA	574	1:1.10	8.5	0.29	0.08	12.5
MCA	114	1:1.35	12.5	0.20	0.05	7.0

Deneyin elektriksel düzeneği Şekil 4.25'de gösterilmiştir. Burada süperiletken bobinin uçlarındaki gerilim endüktif bileşen tarafından kompanze edilmiş, kuvvetlendirilmiş ve sonra daha önce açıkladığımız bilgisayara dayalı kayıp ölçüm sistemi yardımıyla akımla beraber ölçülmüştür. Şekil 4.26 (a), (b) ve (c) 'de üç farklı iletken için elde edilen sonuçlar, iletkeni besleyen sinüsoidal akımın tepe değerinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Burada, ölçülen kaybın frekanstan tamamen bağımsız olduğu görülebilir. Fark, eğer matris kayıplarıda hesaba katılırsa açıklanabilir. Örneğin, bir IMI 402 iletkeni için, iletkenin zaman sabiti $\tau=6x10^{-5}s$ olarak kabul edilirse; 40 Hz ve 80 Hz'deki sonuçlar arasındaki fark denklem (4.10) ve (4.11) 'in yardımıyla kolaylıkla açıklanabilir. Bu matrisin $\rho_m=6x10^{-8}\Omega m$ 'lik efektif direncine karşılık gelecektir. Kayıpların frekans bağımlılığı sarılı bir iletken için dikkati çekecek şekilde azalmaktadır.

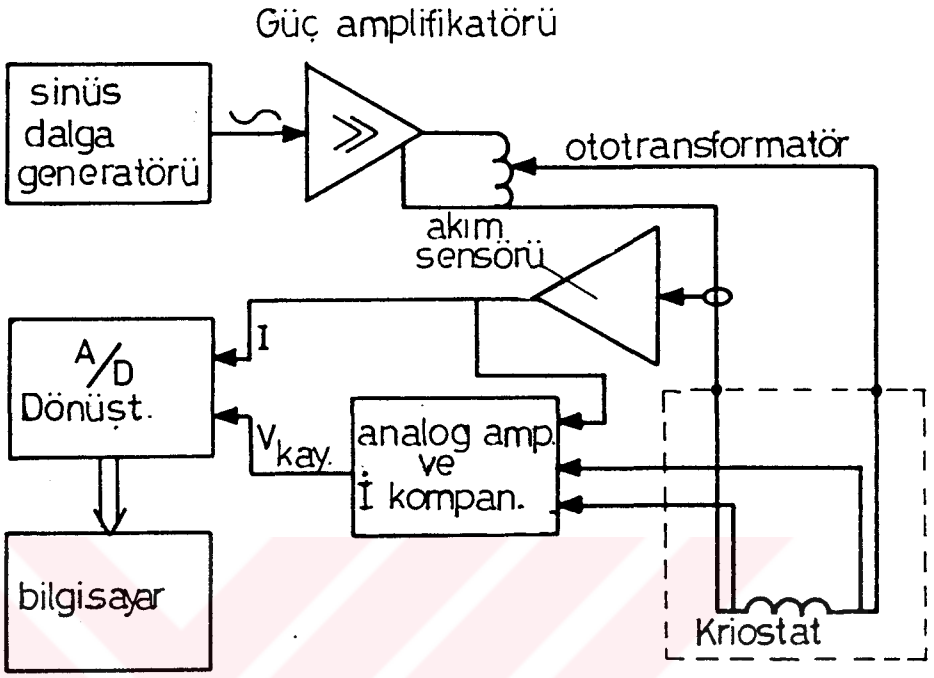
Eğer denklem (4.11) sarılı bir iletken için yeniden hesaplanırsa görülür ki, şeridin kalınlığı ve genişliğinin oranının karesi, matris kayıplarında ortaya çıkar.



Şekil 4.23 Kayıp ölçümleri için test bobini (Çap=25 mm, her bir sarımda iletken aralığı =1.1 mm.)



Şekil 4.24 Şekil 4.23'deki Test bobininin Fotoğrafi



Şekil 4.25 Test bobinlerindeki kayıpların ölçülmesine ilişkin deneysel düzenek.

Ne yazık ki sarılmış iletkenlerin çok ince filamanları yoktu, bu nedenle de harici alan kaybı denklem (4.81)'e sadece uygulanan en yüksek akım genliği için uymaktaydı. Örneğin çapı 12.5 μm olan bir filamanda $J_c=1.10^{10}$ A/m^2 ile $B_p = 50.10^{-3}$ T 'ya erişilir; bunun yanında bobinlerin ikinci ve üçüncü tabakaları arasındaki maksimum alan bobinin alanına oranla $2.3.10^{-3}$ T/A'dı. Bununla birlikte, sarılı iletkenlerin onlara uygun yuvarlak versiyonlarına oranla kayıplarında dikkati çeken bir azalma bulunmuştur. Kayıplardaki azalma 2'ye 3 bir faktör olarak tahmin edilirken, mekanik azaltma faktörüde 3'e 4'dür.

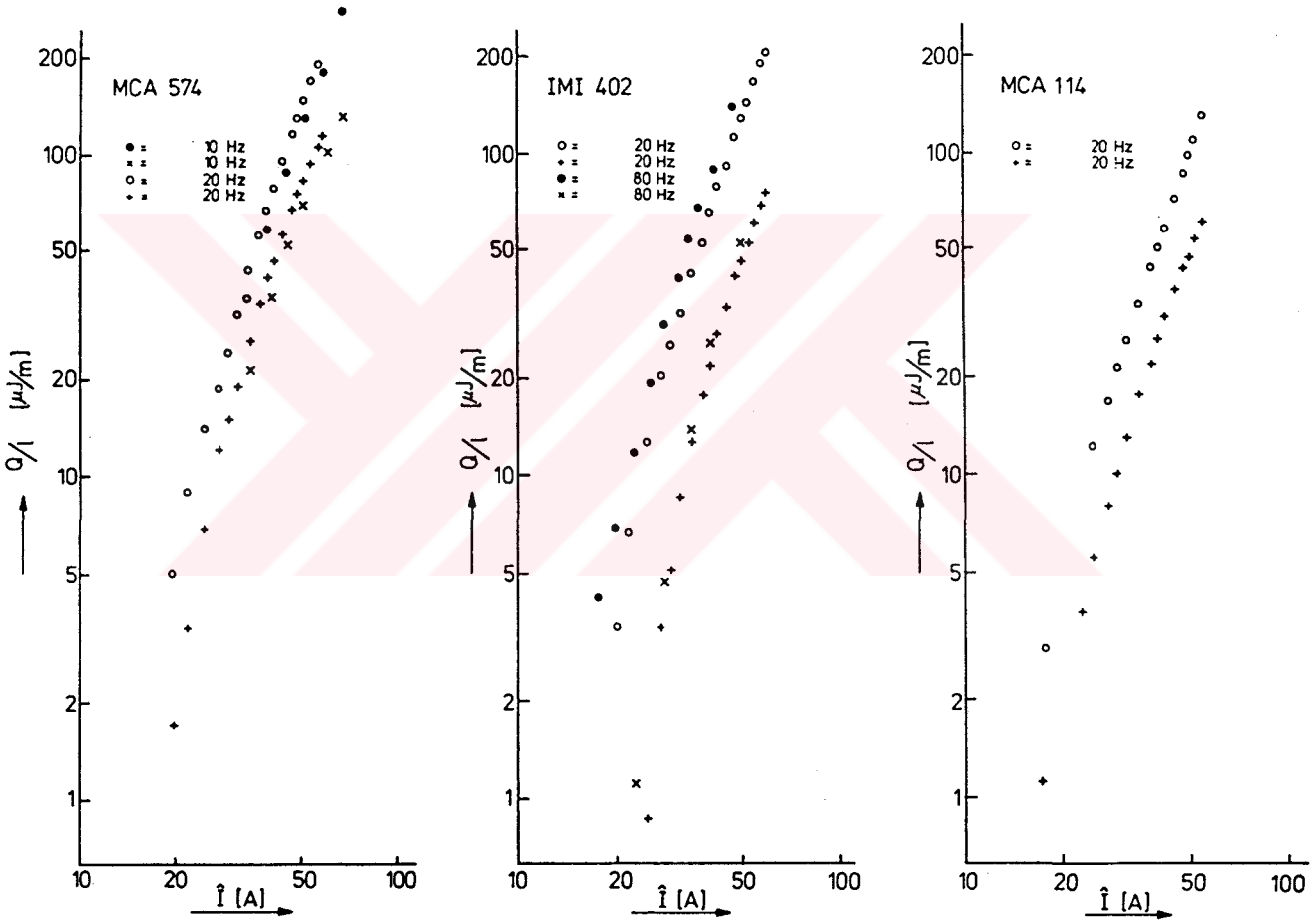
Ancak burada şöyle bir soru ortaya çıkabilir. Bu azalış sadece iletkenlerdeki geometrik değişimlerin bir sonucumudur? Yoksa J_c 'deki bir değişiklik de bununla ilgili midir? Mekanik deformasyonunda böyle birn değişikliğe yol açabileceği unutulmamalıdır. Diğer AC kayıp hesaplarında da kullanılan Tablo 4.4'deki ilk iletken; 0.2 Tesla arasında değişen harici manyetik alanın bir fonksiyonu olan, iletkenin (DC) kritik akımının ölçümü için incelenmiştir. Diğer olası alan yönleri ise boylamasına, enlemesine ve tegetsel olarak sınıflandırılır. (Şekil 4.27) Teğetsel yöndeki alanlar en düşük harici alan kaybı için AC

alanın yönüne uymaktadır. Bu deneylerin sonuçların Şekil 4.28'de gösterilmiştir. Bir referans olarak, enlemesine bir manyetik alan için orjinal yuvarlak iletkenin de $I_c(B)$ eğrisi verilmiştir. B>0.5 T için şeridin J_c'sinin yuvarlak iletkeninkinden dikkate değer şekilde küçük olduğu, bununla beraber, düşük olanlar için aynı veya daha yüksek bir akım taşınabileceği düşünülebilir. I = 150A 'de yuvarlak iletkenin self alanı, iletkenin çevresinde 0.25 T 'dir; ki bu büyük bir olasılıkla bu akımdaki şeridin self alanından oldukça yüksektir. Bu, şeridin daha yüksek bir sıfır-alan kritik akımına sahip olduğu gerçeğini açıklar. Sonuç olarak diyebiliriz ki; bizim deneyimizde de olduğu gibi düşük manyetik alanlar için J_c, iletkenin sarılması ile önemli derecede değişmemiştir.

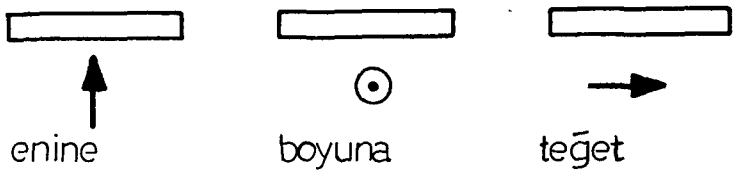
Daha yüksek alanlar için I_c'nin azalması, filamanları çok küçük çaplara düşürmenin bilinen bir sonucudur. Daha öncede belirtildiği gibi, aynı durum bir önceki bölümde açıklanan Airco iletkeni içinde gözlemlenmiştir. Submikron filamanları olan bir çok filamanlı iletken üzerinde yapılan I_c ölçümleride benzer bir davranış gösterirler. Şekil 4.29 'da aynı üreticilerden alınan ince filamanlı iki çok filamanlı iletkenin ters kritik akım yoğunlukları, uygulanan manyetik alanın bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Buradan iki durumda da, Kim Modelinin rahatlıkla kullanılabileceği görülmektedir. İnce bir iletken 0.5 T 'nın üstündeki manyetik alanlar için düşük bir J_c değeri gösterirken; sıfır alanındaki bir iletkenden çok daha yüksek bir J_c değerine sahip olacaktır. Daha ince bir iletkenin yüksek sıfır alan J_c'si, büyük bir olasılıkla yüzey akımlarının daha fazla katkısı nedeniyledir; bunun yanında hacimsel J_c, iletkenin maruz kaldığı önemli mekanik müdahalelere bağlı olarak daha küçük olacaktır.[10,14,19]

4.4.3 Sarılı Bir İletkenden İmal Edilmiş Transformatör: Transformatör 84-1

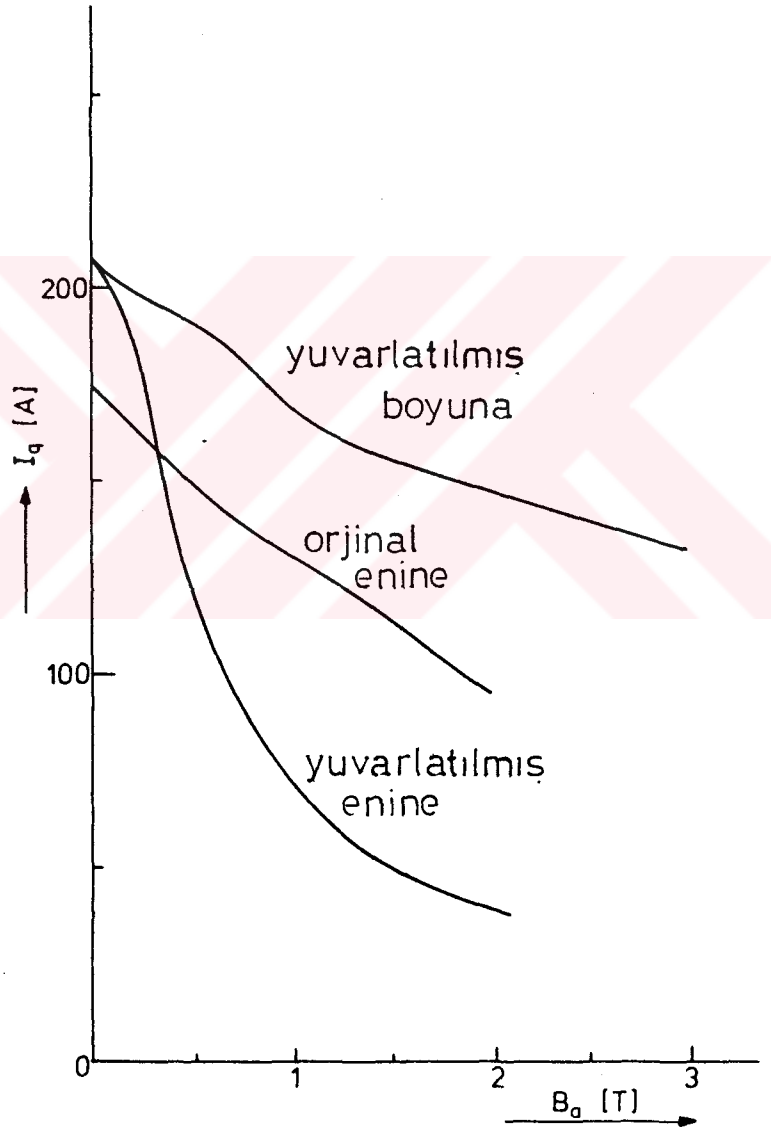
Sarılı bir IMI 402 iletkeni kullanılarak, iki primer iki sekonder bobini olan bir süperiletken transformatör yapılmıştır. İki primer bobin iki sekonder bobin gibi paralel bağlanmıştır. Bir bobindeki iki çift sargı çok filamanlı bir şeritten, diğeri ise bakır matrisi olan çok filamanlı bir iletkenden yapılmıştır. Bakır matrisli bobinler, altıncı bölümde açıklanacak olan bir koruma fonksiyonuna sahip yedek bobinlerdir. Burada şu kadarını açıklamakta fayda vardırki; normal şartlar altında bu bobinlerin maruz kaldığı akımlar ve manyetik alanlar diğer iki bobinin maruz kaldıklarından daha azdır; sonuç olarak düşük matris dirençleri ve nispeten kalın filamanlarına rağmen ilk sargıların AC kayıpları nispeten daha düşüktür.



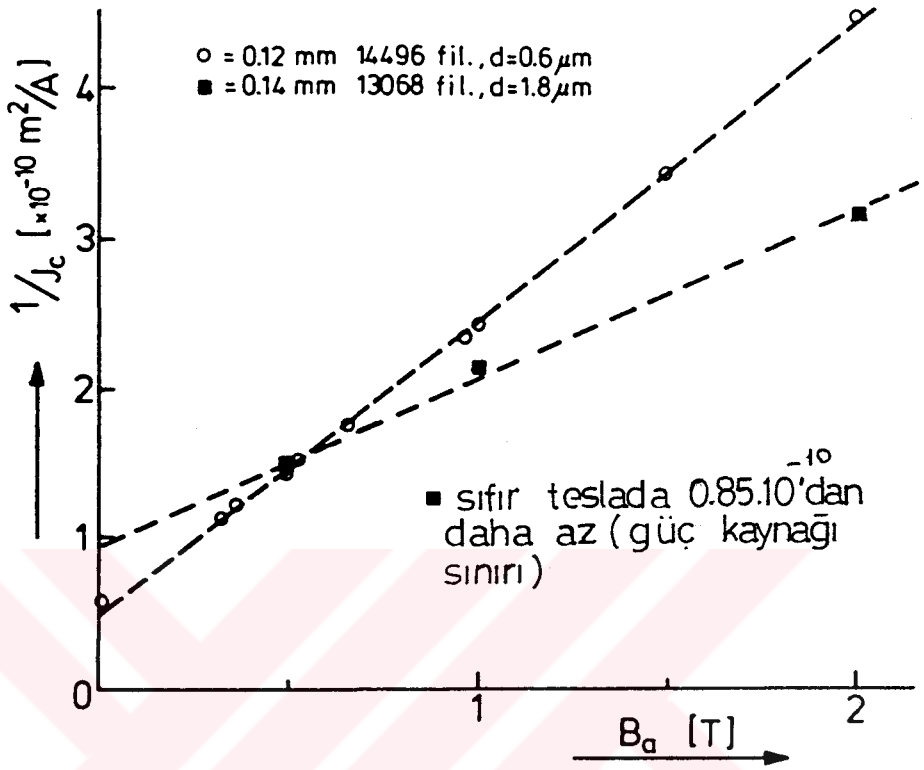
Şekil 4.26 Sarılı iletkenlerde ve orjinal yuvarlak iletkenlerde AC kayıpların ölçümü.



Şekil 4.27 Çok filamanlı bir şeride uygulanan üç farklı yön



Şekil 4.28 Kritik akıma karşı , IMI 402 iletkenine üç farklı yönde uygulanan manyetik alanın değişimi

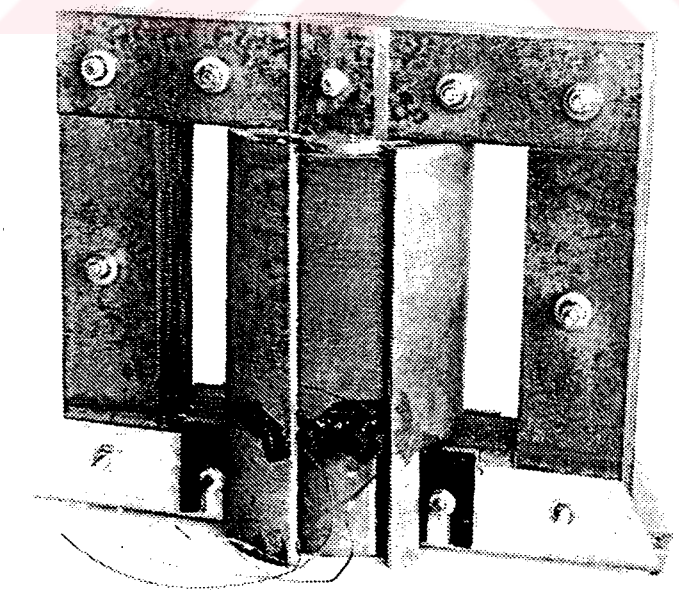


Şekil 4.29 Farklı çapta, farklı iletkenlerden oluşan karışık iki matris iletkenine karşı uygulanan manyetik alanın $1/J_c$'e göre değişimi

Transformatörün konstrüksiyon bilgileri Tablo 4.5'de açıklanmıştır. Mekanik olarak belirgin bir şekilde Transformatör 83-1'i andırmaktadır. İki transformatörde aynı transformatör çekirdeğinde işletilmektedir ve kayıp ölçümüne (kalorimetrik) kapalı gövdeleri vardır. Kullanılan iletkenler dışında önemli bir fark ise Transformatör 84-1'de Stycast FT 2850 reçinesinin vakumla emdirilmiş olmasıdır. Şekil 4.30'da bunun bir fotoğrafi gösterilmektedir.

Tablo 4.5 Transformatör 84-1'in Konstrüksiyon Bilgileri

Boyutlar Sargıların eksenel yüksekliği: 80mm Yarıçap (Şekil 6.4):	
r_2=28.0mm	r_6=30.2mm
r_3= 29.4mm	r_7=30.8mm
r_4=29.5mm	r_8=30.9mm
r_5=30.1mm	r_9=32.3mm
İletkenler	
Ana sargılar : IMI 402 filaman. NbTi:CuNi=1:0.48 0.25 mm çapında iletkenler,sarılma mesafesi 0.07 mm. Her bir bobinde 4 tabaka ve 60 sarım	
Yardımcı sarımlar : MCA 367 filaman, NbTi :Cu=1:1.25, İletken Çapı = 0.64 mm Her bir bobinde 2 tabaka ve 120 sarım	
Isı dreni olarak kullanılan eksenel olarak yönlendirilmiş 0.1 mm çapında bakır iletkenler. Bu iletkenler, iletken aralığı 0.5 mm olan sarım tabakaları arasında yer alır.	



Şekil 4.30 Transformatör 84-1'in Fotoğrafi

Ölçüm konfigürasyonlarıda Transformatör 83-1 ile neredeyse aynıdır. Primer ve sekonder bobinleri aynı sarım sayısına sahip olması nedeniyle, transformatörü daha önce belirtilen özel kısa devre modunda çalıştırmak, böylece nüve kayıplarını minimize etmek olasıdır. Şekil 4.31'de elektriksel düzeneğin basit bir diyagramı gösterilmiştir. Rogowski bobinleri ve süperiletken anahtarları, 6.bölümde işlenen deneylerde kullanıldığından, şu anda işlenmeyecektir.

Bir transformatörün 40Hz 'lik bir sinüsoidal akım ile ölçülen AC kayıpları, Şekil 4.32'de gösterilmektedir. Bu şekildeki kalın eğri, test bobinlerinden elde edilen daha önceki sonuçlardan hesaplanan kayıpları temsil eder, her iki durumda da self alan kayıplarının dikkate alınmayacağı varsayılmıştır. Görüldüğü gibi, bu hesaplama sadece yaklaşık 15A 'lık tepe değerinden yüksek akımlar için doğrudur. Bunun için yapılabilecek tek açıklama; problemin sadece bu aralıkta teorinin yanlış uygulamasına yüklenebileceği şeklindedir. Düşük akımlar için hesaplanan kayıplar, akım genliğinde kuadratik bir bağımlılığa sahiptirler. Bu burada fuko akımlarının ölçüldüğünü çağrıştırır. Ancak 10Hz'lik bir frekansta yapılan tesadüfi ölçümler, birim zamandaki kaybın frekans bağımlılığının dikkate alınmayabileceğini ortaya çıkarmış ve böylece fuko akım kayıpları konu dışı kalmışlartır. Yedek bobinden geçen akımında dikkate alınmayacak bir etkisi vardır. Aynı ölçümler süperiletken anahtarların yardımıyla, akımları kesilen yedek bobinler üzerinde yapılarak gösterilmiştir.

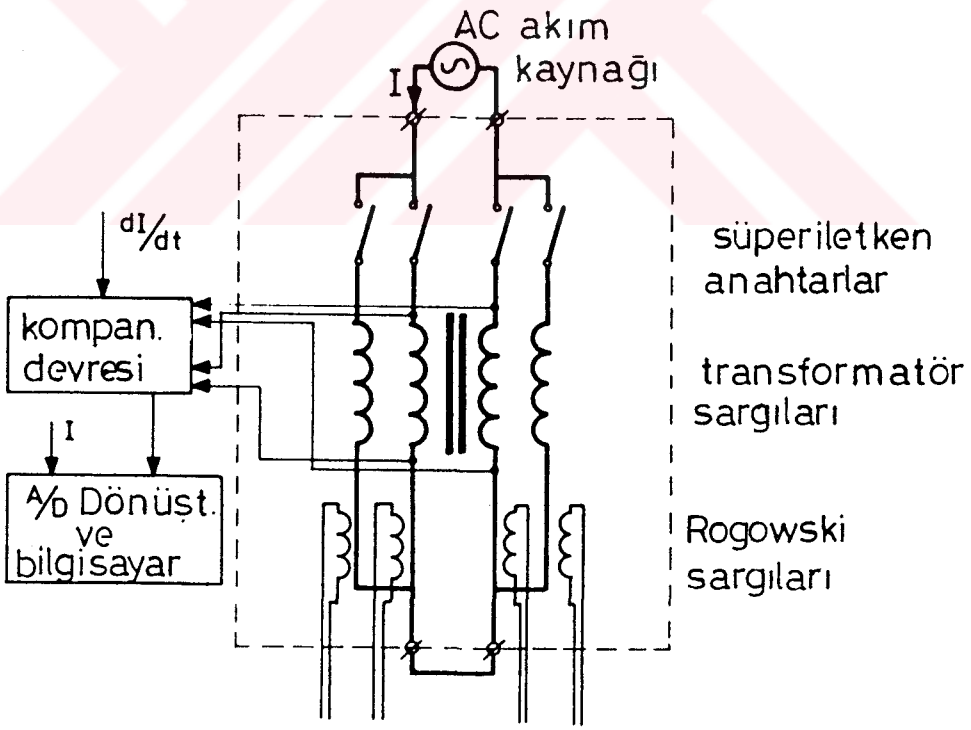
Bundan Transformatör 84-1'deki kayıpların yeterince ölçülmediği sonucu çıkarılmamalıdır. Burada bütün aralıklarda ölçülen elektriksel ve kalorimetrik kayıpların arasında çok iyi bir uyum vardır.[14]

4.4.4 İletkene Boylamasına Bir Manyetik Alanın Uygulanması

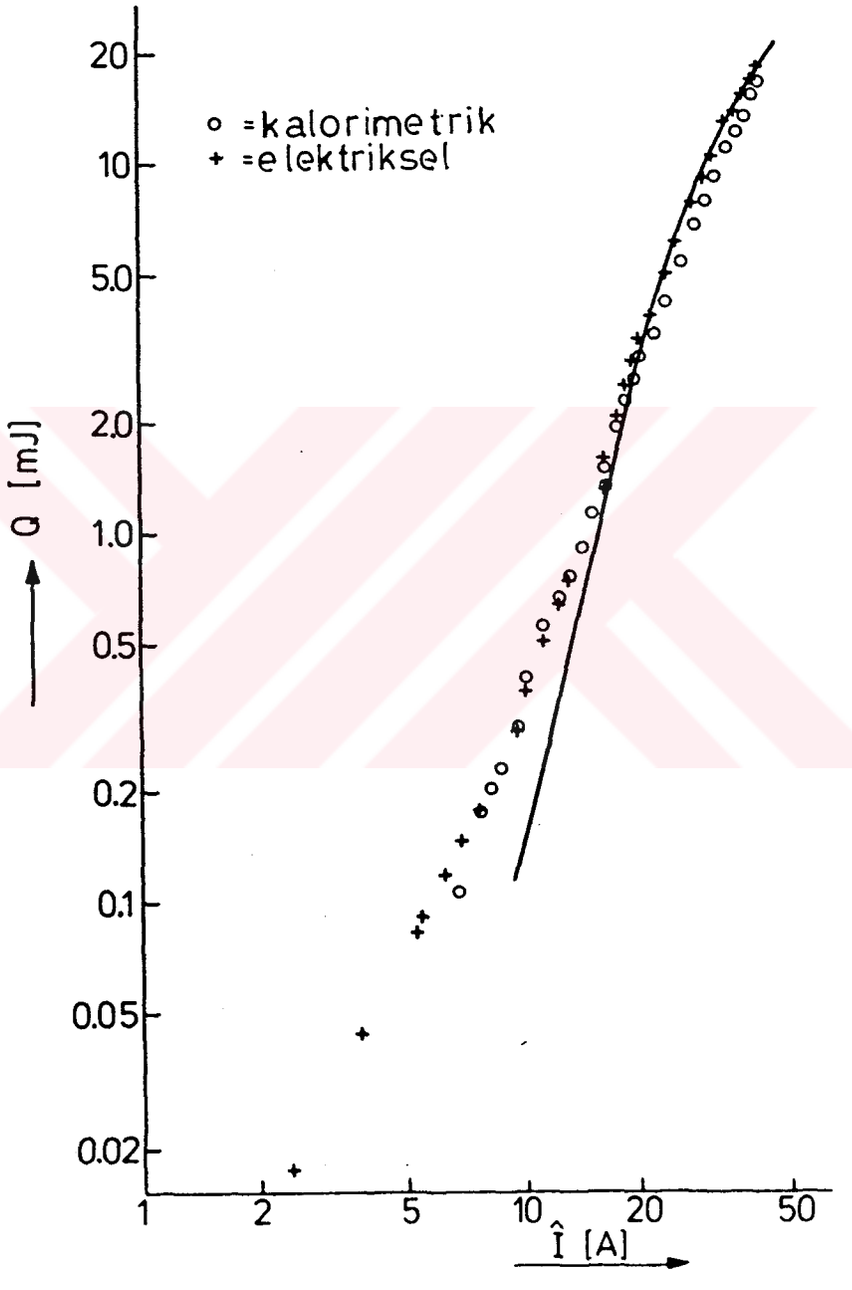
Eğer manyetik alanın filamanların eksenine paralel belirli bir bileşeni varsa, filamanların yüzeyinde akan akımlar, dik bir manyetik alanın durumuna oranla artarlar. Bu etki yüzey etkileri kısmında tartışılmıştır. Sonuç olarak daha az akı filamana etki eder ve dik bir AC alanda daha düşük AC kayıplar elde edilir. Ancak bu, eğer AC alanın genliği filamanın penetrasyon alanından daha yüksekse uygulanamaz. Bu durumlarda, filamana akı girişi yüzey akımlarıyla sadece geciktirilir ki; bu da daha yüksek AC kayıplarına yol açar. $\hat{B}_{ext} \rangle\rangle B_p$ için en basit formül Denklem (4.37) 'de, Q 'nun büyüyen penetrasyon alanıyla arttığını gösterir. Çok filamanlı bir iletkendeki kritik akım yoğunluğu

artışı Şekil 4.33'deki grafikte gösterilmiştir. Bu grafik A. Fevrier tarafından ölçülmüştür. Bu durum için tatmin edici nicel bir açıklama ise henüz verilmemiştir.

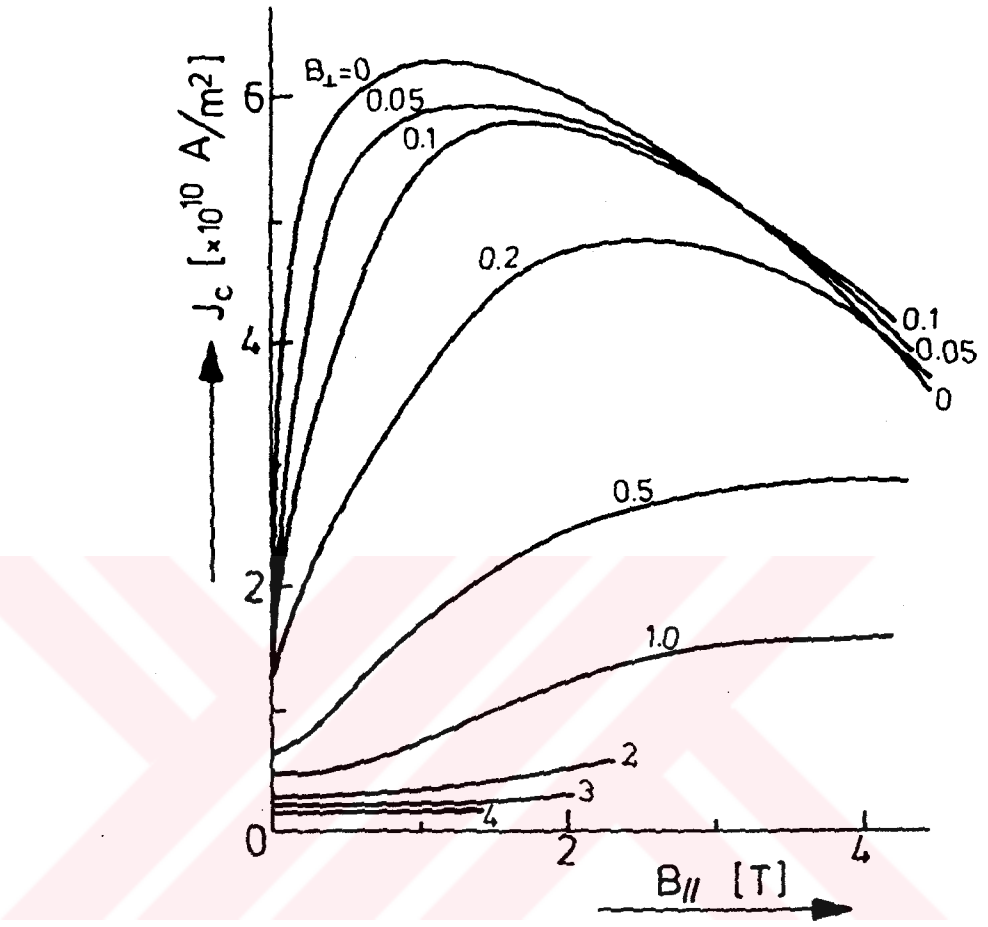
Akım taşıyan bir bobindeki AC kayıplar üzerinde boyuna DC alanının etkisi, Şekil 4-34'de şematik olarak gösterilen bir deney düzeneğiyle araştırılmıştır. Daha önceki bölümlerde kullanılan aynı iletkenlere göre, endüksiyonsuz sarılmış 4 tabakalı bir bobinin kaybı ölçülmüştür. Bu bobinin etrafina, AC bobinin sargılarında 0.6 T'lık bir alan meydana getirilebilen, toroidal şeklinde sarılı bir DC bobin konmuştur. Bobinler ve kullanılan süperiletkenler Tablo 4-6'da daha detaylı verilmişlerdir. AC bobin uçlarındaki gerilim ve bobin akımı daha önceki deneylerde kullanılan aynı metod ve düzenle ölçülmüştür. (Örnek için Şekil 4-10'a bakınız.) Uygulanan akım ise üçgen dalga şeklindedir.



Şekil 4.31 Transformatör 84-1'in kayıplarının ölçümüne ilişkin deneysel düzenek



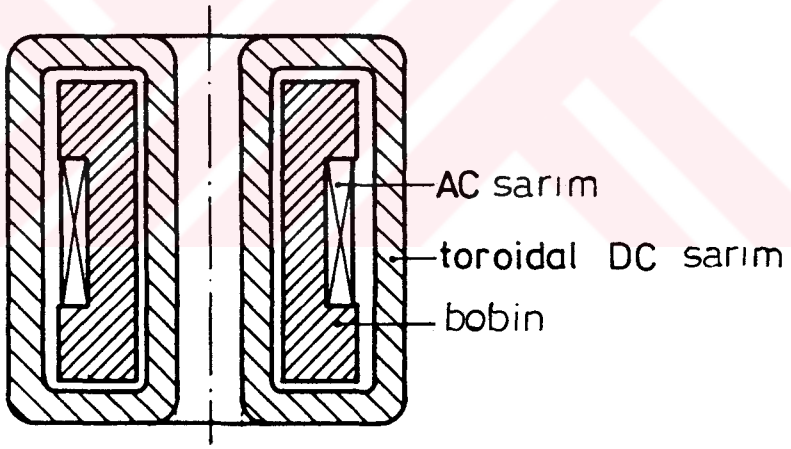
Şekil 4.32 Transformatör 84-1'de 40 Hz için ölçülen veya hesaplanan AC kayıpları



Şekil 4.33 Enine manyetik alanın farklı değerleri için, alanın boylamasına bileşeninin bir fonksiyonu olarak iletkende ölçülen J_c (5 μV/cm kriter)

Tablo 4.6 AC Kayıplar İçin Boylamasına Alan Etkisine İlişkin Test Bobininin Konsrüksüyon bilgileri.

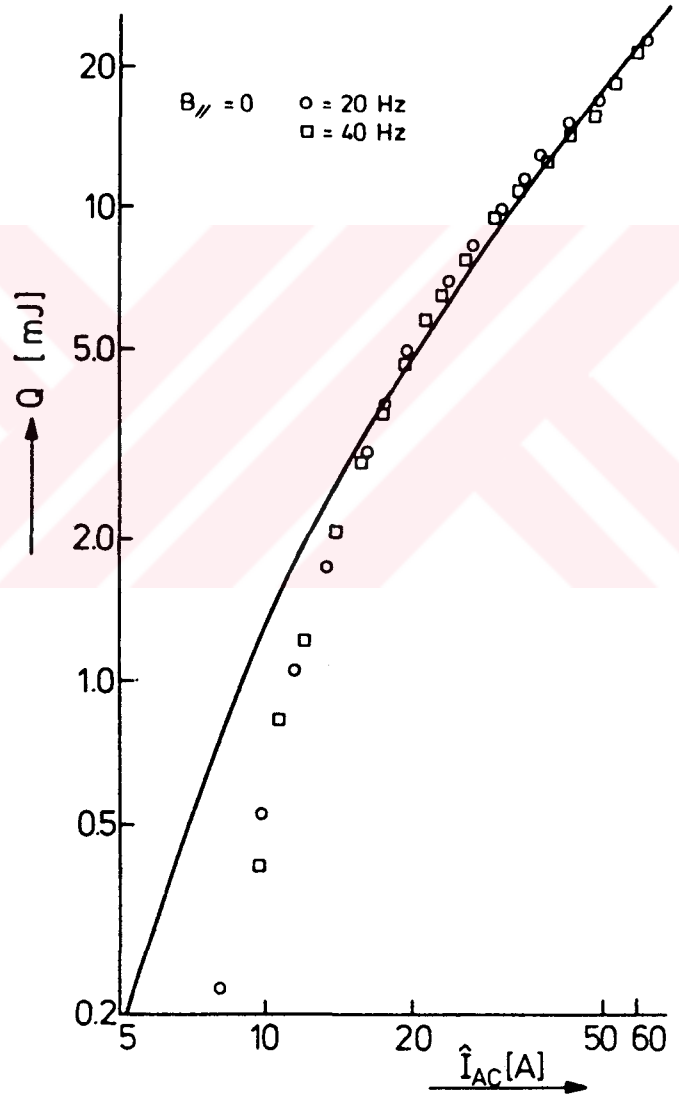
AC BOBİN
Çap: 40 mm
Kalınlık: 1.8 mm
Yükseklik: 20 mm
Sarım Sayısı: 4 tabakada 53 sarım (Endüktif değil)
İletken : MCA 574 filaman NbTi : CuNi=1:1.1 İletken Çapı :0.3 mm
DC TOROİDAL BOBİN
İç çap : 30 mm.
Dış çap : 45 mm.
Yükseklik : 60 mm.
Sarım sayısı : 3 tabakada 986 sarım
İletken : MCA 367 filaman NbTi :Cu = 1:1.25 İletken çapı : 0.28 mm.



Şekil 4-34 Boylamasına bir DC alanda AC kayıpların ölçümü için deneysel bobin düzeneği.

Değişik frekanslar için kayıp ölçümleri yapılarak, AC bobindeki kayıpların frekansa belirgin şekilde bağlı olmadığı doğrulanmıştır. Bundan AC bobin iletkeninde gözardı edilebilir matris kayıpları ve DC bobin iletkeninde gözardı edilebilir fuko akımı veya matris kayıpları olduğu sonucunu çıkarabiliriz. Sonuncusu AC bobininin boş alanına bağlı olarak gerçekleşebilir. B//=0 için kayıplar AC akım $\hat{I}_{AC}$ 'nin tepe değerinin bir fonksiyonu olarak şekil 4.35'de çizilmiştir. $J_c=2.10^{10}$ A/m^2 , d=8.5 μM ve ihmal edilebilir

bir self alan kaybı kabulüyle, denklem (4.33) ve (4.47) ile hesaplanan kayıplar şeklinde kalın çizgiyle gösterilmiştir. Bu varsayımlara uyan penetrasyohn alanı B_p=0.067 Tesla'dır. Açıktır ki : Bu bobinin bir kısmında $\hat{B}<B_p$ için yapılan hesaplamalar, $\hat{I}_{AC} > 10A$ için oldukça doğrudur. Bunun yanında bütün bobinde $\hat{B}<B_p$ için büyük sapmalar vardır. Bu farklar çok küçük alanlar için J_c'nin çok düşük tahmin edilmesine yüklenmektedir. Bu tip bir fark Transformatör 83-1 içinde gözlemlenmiştir.



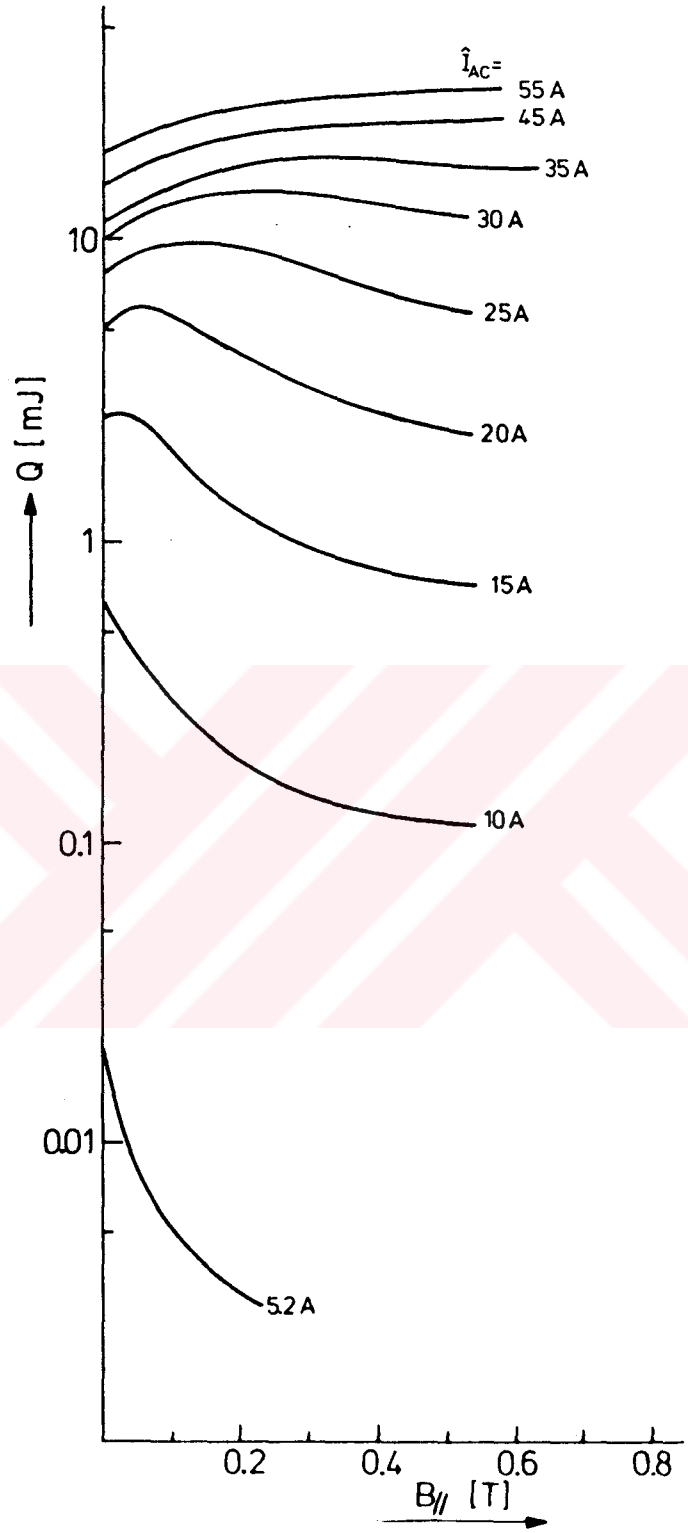
Şekil 4.35 Boylamasına sıfır DC alanın bobin akımının bir fonksiyonu olarak, AC bobinde ölçülen ve hesaplanan AC kayıplar.

Boylamasına DC olan B//'nin bir fonksiyonu olarak, değişik $\hat{I}_{AC}$ değerlerinde AC kayıplar Şekil 4.36 'da gösterilmektedir. Çok düşük AC akımlar için kayıplarda önemli bir düşüşün elde edildiği görülebilir. Bunun yanında daha yüksek AC genlikler içinde etki, DC alanın genliğine bağlı olacaktır. En yüksek AC genlikleri için, AC kayıplar B//=0 'dan 0.6 T aralığında B// 'nin sürekli olarak artan bir fonksiyonudur.

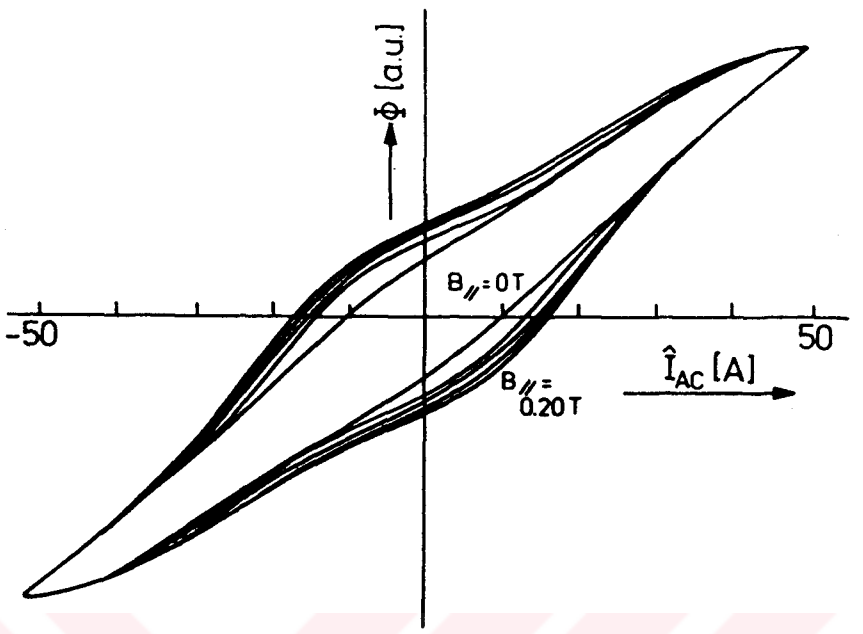
Şekil 4.37'de bobin sisteminin birkaç tane manyetizasyon eğrisi çizilmiştir.Dikey eksen $\Phi = \int U\,dt$ 'dir; burada U, dI / dt kompanzasyonundan sonra bobinin uçlarındaki gerilimdir. Bu bütün bir bobin sistemi üzerinden integral bir miktarsa da, J_c üzerinden boylamasına manyetik alanın etkisi ile de ilginç nicel sonuçlar elde edilebilir. Bu şekildeki eğriler nispeten yüksek bir $\hat{I}_{AC}$ 'ye uyarlar. Bu nedenle süperiletken materyalin en önemli kısmı B_p'sinden büyük bir max manyetik alanda tecrübe edilebilir. Şekil 2.20 (e) 'dekine benzer akı profilleri olan süperiletken bir levha için, anlık I_{AC} inde eğrinin üst ve alt yarısı arasındaki dikey mesafe J_c ile orantılıdır. Şekil 4.37 boylamasına bir DC alanın, düşük $\hat{I}_{AC}$ değerleri için yükselen bir J_c ile sonuçlandığını gösterir ve bu nedenle enlemesine küçük manyetik alanlar gündeme gelmektedir.

Şekil 4.38 (a) ve (b); eğer I_{AC} 10 A'lık, farklı DC polarizasyon gerilimleri üzerine konmuş, küçük bir AC genliğe sahipse, oluşan manyetizasyon eğrilerini gösterir. Bu durum da enlemesine alanın AC genişliği B_p'den daha küçüktür. Manyetizasyon eğrisinin bir yarısı odak mesafesi J_c'ye orantılı olan bir paraboldür. Bu neden açıkça görülmektedir ki; B//=0 için J_c, artan enlemesine DC polarizasyon alanı ile B// = 0.15 T için olduğundan daha düşük bir azalma göstermektedir. Şekil 4.33'de bütün bu olaylar nicel olarak gösterilmektedir.

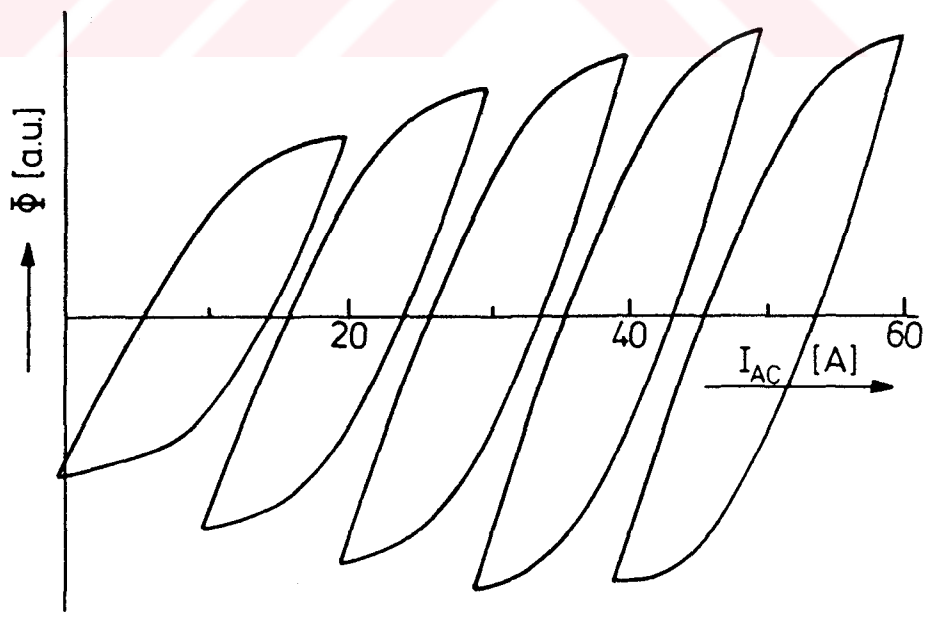
Burada ilginç olan, bizim deneyimizdeki en yüksek $\hat{I}_{AC}$ değerlerine karşılık gelen AC manyetik alanların sırasıyla 0.3 'den 0.6 Tesla'ya kadar değişen bir aralıkta olmasıdır. Bu bizi boylamasına bir DC alanın teknik olarak uygulanan alan genlikleri için, artan harici alan kayıplarıyla sonuçlanacağı yargısına ulaştırır. Boylamasına DC alanda yer alan bir iletkenin self alan kaybı, J.L. de Reuver tarafından ölçülmüştür ve B//'nin bir fonksiyonu olarak azaldığı görülmüştür ki; bu da eğer I_c artan B// ile artarsa Denklem (4.48)'e uymaktadır. [6,14,19,20]



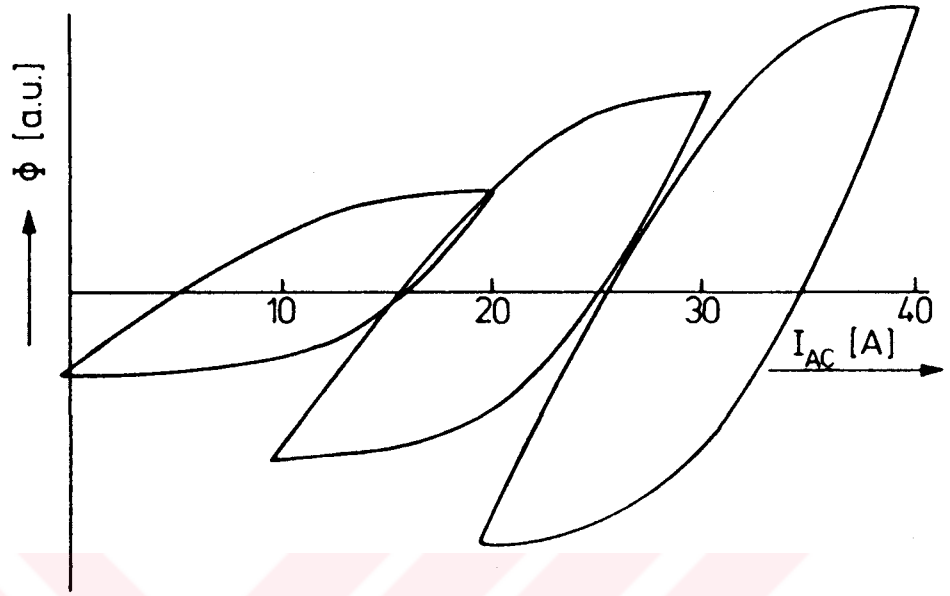
Şekil 4.36 Boylammasına DC Alanın bir fonksiyonu olarak AC bobin akımının farklı genlikleri için AC kayıplar.



Şekil 4.37 $\hat{I}_{AC}$=50A ve B//=0 için AC bobinde akı etkisi ;
(B//=0.05;0.10;0.15;0.20 T olarak değişmektedir.)



Şekil 4.38(a) B//=0 için DC polarizasyon gerilimli AC akımın akı etkisi



Şekil 4.38(b) B//=0.15T için DC polarizasyon gerilimli AC akımın akı etkisi

4.4.5 Yüzey Etkileri

Bir süperiletkenin yüzeyi üzerinde, akımlar hacimsel kritik akım yoğunluğundan bir veya iki mertebe bir akım yoğunluğuyla akarlar. Bu akımlardan sorumlu olan pek çok mekanizma vardır; bunlardan bazıları ters çevrilebilir (veya "Meissner") yüzey etkisi ile ilgilidir, bazıları ise ters çevrilemez etkiler ile ilgilidir. Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak etkilerinin hızla azalması hepsinin ortak noktasıdır. Böylece 1 Tesla'nın bir kaç ondalığından daha yüksek genlikler için hacimsel etkilerle kıyaslandıklarında gözardı edilebilirler.

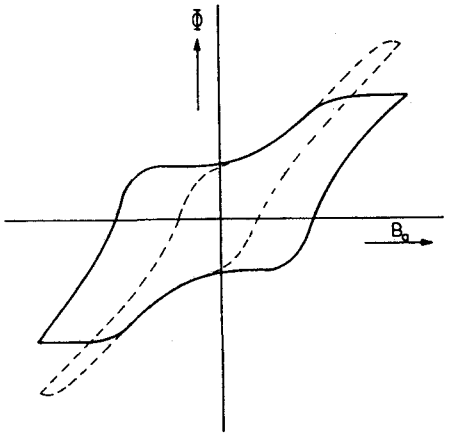
"Ters çevrilebilir" etkiler, özellikle de Meissner akımlar basit teorilerle kıyaslandıklarında düşük alan aralığındaki, düşük harici alan kayıplarının açıklanması için kullanılırlar. Süperiletkenin daha düşük kritik alanı B_{c1} ile genelde bir bağlantı vardır. Ancak bu faktörü ölçmek çok zordur ve NbTi için, sadece Nb'de %75'lik bir konsantrasyonla belirlenmiştir. (veya daha fazla) B_{c1}'in azalan Nb konsantrasyonuyla oldukça düştüğü görülür; öyleki %75 Nb için ölçülen B_{c1}=28m T değeri, genelde kullanılan % 45 Nb 'lık materyal için uygulanan değerden oldukça yüksektir. Bu nedenle

NbTi üzerindeki kayıp hesaplamalarında bu etkinin dahil edilmesi hiç bir zaman düşünülmemiştir.

Diğer bir önemli ters çevrilemez etki ise yüzey iğnelemesi olarak bilinir. Bu etki materyalin yüzeyine göre manyetik alanın yönüne kuvvetle bağımlı olduğundan ve eğer manyetik alan yüzeye paralel olursa sonuçta ortaya çıkan iğneleme gücü maksimuma ulaştığından, eksenine paralel olan bir süperiletkene uygulanan manyetik alan belirgin bir derecede artmış kritik akıma yol açar. Bu etki, AC kayıplar üzerindeki etkisi daha önce tarif edilen test bobinlerinde ölçülenlere uymaktadır. Kritik akım yoğunluğu J_c arttıkça bir iletkenin self alan kaybının azaldığı ve harici alan kaybının arttığı anlamına geldiği daha önce açıklanmıştır.

Ancak bir iletkenin artan akım taşıma kapasitesinin artan bir hacimsel J_c 'ye bağlı olduğu ileri sürülmüştü. Fakat bu deneysel olarak henüz doğrulanmamıştır. Bir Teslanın bir kaç ondalığından daha yüksek enlemesine harici bir alan, yüzey etkisinin esas kısımlarını yok ettiğinden; J_c enlemesine alana öncekinden daha fazla bağımlıdır ve sonuçta iletim akımı ve harici alanın birleşik hareketiyle artan kayıplar oluşacaktır.

Yüzey etkilerinin önemi tabi ki, filaman yüzeyi ve hacmi arasındaki artan oran nedeniyle, filaman çapının azalmasıyla artar. Filaman çapları 1μm 'den az olan çok filamanlı iletkenler üzerinde uygulanan harici manyetik alanlar için özel histerezis çevrimleri ortaya konmuştur. (Şekil 4.39) Şekil, W.J. Carr ve G.R.Wagner tarafından sadece eğer uygulanan manyetik alan ve onun zamana göre türevi aynı işarete sahipse ortaya çıkan Meissner akımlarına neden olduğu şeklinde açıklanmıştır. Akımlar B_{ext} sıfırı geçtiği zaman ortaya çıkar ve B_{ext} sınır değere ulaşınca yok olurlar. Eğer bu etki filamanın hacimsel histerezisinden üstün olursa, çap küçülmesi artık kayıp küçülmesi anlamına gelmez. Bu P Dubots tarafından 0.1'den 1 μm'e kadar olan aralıkta filaman çapları için gözlenmiştir. Onlar 0.2 μm 'den küçük çaplar için bile kayıp artışları belirlemişlerdi. Bu şunu ortaya çıkarır; filaman çapının yaklaşık 0.25 μm'den aşağı düşmesi daha fazla harici olan kaybı meydana gelir. Denklem (4.37)'den elde edilebilecek, P_{ls} için en düşük değer; böylece γ=0.5 ile 9.10^{-6} V/m olacaktır.



Şekil 4.39 Meissner yüzey etkilerine sahip bir filamanda histerezis çevrimleri
Kesikli çizgiler: hacimsel etkilere ait histerezis çevrimleri.

Yüzey akımları aynı zamanda iletkenin akım taşıma kapasitesini arttırır; ancak bunun çok az bir pratik değeri vardır. Çünkü artan manyetik alanla çok çabuk azalırlar. Aynı zamanda dik olarak azalan hacimsel $J_c(B)$ de, nispeten yüksek self alan kayıplarına sebeb olur. Bunun dışında Denklem (4-37) gibi bir kayıp denkleminde γ için çok küçük bir değer kullanılmalıdır ki; bu da iletkende daha az emniyetli belirgin bir kayba neden olur.

Büyük bir ihtimalle materyalin filaman ve matrisleri arasına varlığıyla süperiletken durum parametresi ψ ve bununla birlikte yüzey iğnelemesini etkileyen bir sınır tabakaya ihtiyaç vardır. Son derece ince filamanları olan yüksek iletken bir matriste, filamanlar arasındaki matrislerin 26 mm.'lik bir kalınlığa sahip oldukları ve bununla beraber filaman çapı yaklaşık 60 nm olduğunda süperiletken davrandıkları belirlenmiştir. Diğer yandan, süperiletkenin kritik sıcaklığı ve akım yoğunluğuda önemli derecede azalmıştır. Daha önce belirtilen iletkenlerin ince filamanları tamamen CuNi ile kaplanmıştı. ve bu durumda matrisin herhangi bir etkisi gözlenmiyordu. Diğer bir çözüm ise, filamanın süperiletken özelliklerini derecelendirmek olabilir. Örneğin, iletken kesiti üzerinde titanyum konsantresini değiştirirek bu gerçekleştirilebilir. [14]

4.5 Sonuç

Bir süperiletkenin AC kayıpları tercihan pratik uygulamada oluşacak olan aynı akım ve manyetik alan şartlarında ölçülmelidir. Özellikle yeni geliştirilen düşük kayıplı iletkenlerde, iletkenin harici manyetik alan ve self alan davraşınının birbirine etkisi esas olarak $J_c(B)$ 'ye göre değiştirmektir. Öyleki iletkendeki kayıplar ayrı ayrı self-alan ve harici alan şartları altında, bu ikisinin şartlarının bileşiminden oluşan kayıpları temsil etmektededir. Sadece eğer J_c,B 'den hemen hemen bağımsız ise, kaybın analitik bir formülüzasyonu olasıdır. Eğer komple bir bobin sistemi gibi karmaşık konfigürasyonlar üzerinde çalışılıyorsa, ard arda kalorimetrik ve elektriksel metodlarla ölçümler yapmak, elde edilen sonuçların doğruluğu için değerli bir kontroldür.

300'e eşit olduğu kabul edilen soğutma cihazının performans katsayısı dahil olmak üzere, aynı konfigürasyonda oda sıcaklığında bakır bir teldeki kayıptan daha düşük olan bir süperiletkendeki AC kayıpları elde etmek için, geometri ve materyalleri ilgilendiren şu gereksinimler karşılanmalıdır.

* Matris kaybı için, Denklem (4.24) ile yapılan varsayımlar altında Denklem (4.10) ile tanımlanan zaman sabiti, 4.10^{-5} s'den çok daha düşük olmalıdır.

* Self alan kaybı ve stabilite için, filaman bölgesi iletkenin bütün kesit alanını kaplamamalıdır. (ro/R=0.5 uygundur) Bunun yanında 150 A'den büyük kritik akımı olmamalıdır.

*Harici alan kaybı için, Denklem (4.37)'de belirtilen şartlar altında, değişken manyetik alana dik olan filamanın boyutları 8 μm 'den az olmalıdır. Bu şart altında bir filaman için adiabatik stabilite kriteri geçerlidir. Bir iletkeni haddelemek yerine yuvarlamak daha elverişlidir. Bu iletken, aynı kalıntaki yuvarlak bir iletkenden daha fazla akım taşıma kapasitesine sahiptir; ancak bu şeritlerden bir kablo yapmanın fazla zor olması ve bir şeridin elektriksel izolasyonunun yuvarlak bir iletkenden daha karmaşık olmasıda bir dezavantajdır. 1 μm 'lik filaman çapı birkaç sene önce elde edildiğinden, araştırma çalışmaları daha ince filamanlar elde etmek yerine verimli ve güvenilir bir üretim teknolojisi, $O<B<0.5T$ aralığında daha düzgün bir $I_c(B)$ eğrisi elde etmeye yönlendirilmelidir.

Boyuna bir manyetik alanın uygulanması, B'nin enlemesine elemanı için $J_c(B)$'nin daha dik olduğu sonucunu ve böylece B 'nin 0.5T 'lık genlikleri için artan AC kayıplara sebeb olduğunu gösterir. Büyük ihtimalle yüzey akımlarının bir sonucu olan, B=0 için yüksek bir kritik akım etkisi , her filamanın etrafina yüzeydeki süperiletken durum parametresini ψ ters etkileyen bir tabaka normal materyal yerleştirmek suretiyle azaltılabilir.

Filaman çapını 0.25 μm 'nin altına indirmenin bir iletkenin harici alan kaybını azaltmada hiç bir azaltıcı etkisi olmaması nedeniyle, 50 Hz ve 0.3T 'lık harici alanlar için özgül kayıp $4.5x10^{-6}/\gamma$ 'den aşağı indirilemez. Bu nedenle, bir iletkenin akım taşıma kapasitesini değerlendirme AC kayıplar açısından gözardı edilmeyecek kadar pahalıdır.[14]

BÖLÜM V - GÜÇ TRANSFORMATÖRLERİNİN SÜPERİLETKEN SARGILARLA DONATILMASI

5-1 Amaç

Süperiletken güç transformatörleri üzerinde şu ana kadar yapılan çalışmalar, 3. Bölümde genel olarak incelenmişti. Bu bölümde ise amaç bu konu üzerinde şimdiye kadar ne gibi çalışmalar yapıldı; bu çalışmalardan alınan sonuçları ve uygulamadaki sonuçları daha yakından incelemektedir.

Burada amacımız araştırmacılar tarafından geliştirilen özel bir transformatör dizaynını incelemek değildirr. Genel olarak konuyla ilgili önemli araştırmalar taranarak ilk önce iletken materyaller ve aşırı yük karakteristikleri ele alınacak, bunlara ilişkin detaylı bir çalışma için referans sağlanacaktır. Daha sonra da süperiletken transformatörlerin teknik normları üzerinde durulacaktır.

5.2 Süperiletken Bir Transformatörün Genel Açıklaması

5.2.1 Giriş

Transformatör sarımında tamamen yeni bir iletken cinsinin kullanımı, onu bilinen tarzda ve bakır kullanılarak oluşturulan transformatörlerden farklı kılar. Hatta bazı araştırmacılar sheel-tipi yeni transformatörler veya demir içerikli madde kullanılmadan transformatör oluşturulması gibi yeni kavramlar üzerinde çalışılması gerektiğini ileri sürmektedirler. Ancak bunlardan hiç birinin bilinen nüve tipi ile yapılanlardan; maliyet, çalışma karakteristiği elektriksel özellikler ve boyutlar açısından daha iyi olduğu kanıtlanamamıştır. [14]

5.2.2 Boyutlar

Süperiletken sarımlı bir transformatör ile bakır sarımlı bir transformatör kriostat ve soğutma sistemi dışında hemen hemen aynı boyutlardadır. Süperiletken sarımlı bir transformatörde aşağı yukarı üç bobin seti yer kaplayacak kadar bir manyetik nüve vardır. Farklılık ise maliyette, kullanılan malzemede ve kayıpların miktarı gibi parametrelerde ortaya çıkmaktadır. Yüksek akım yoğunluklu transformatörler bile, boyut olarak bilinen transformatörlerden daha küçük boyutlardadır. Bu da yapımda kullanılan malzemelerden kaynaklanmaktadır. [14]

5.2.3 Sargılar

Sargıların 10 K° 'den daha düşük sıcaklıkta çalışma zorunluluğu olduğundan, sargılar bir kriostat içine alınmıştır. Dolayısıylada oda sıcaklığında olduğu kadar, çok düşük çalışma sıcaklığında dahi (kriyogenik ısı) aynı kayıpları veren demir nüve oda sıcaklığında tutulur. Her bir bobin seti, nüve ayakları etrafına yerleştirilebilen, ayrı bir dairesel kriostat içine konmak suretiyle çok itinalı bir şekilde dizayn edilmiştir. Böylece aşırı akım çekilmesi durumunda bunun bilinen tarzdaki trafolara olan zorlayıcı etkileri her bir bobin setine dağıtılmış olur; dolayısıylada aşırı akımlarda diğer trafolardan daha rahat bir çalışma elde edilmiş olur. Ancak çok ince süperiletken sarım kulanamının sebebi bu değildir. Süperiletken sarım yapısı gerekli olan mekanik sertlik ve sağlamlığı sağlayacak şekilde dizayn edilmiştir. Kriostatlar ise fuko akım kayıplarını karşılaması amacıyla sarımların, alternatif manyetik alanı içine yerleştirilmiştir. ve non-metalik olma zorundadırlar.

Tam olarak açıklarsak; primer ve sekonder sargıların süperiletken olma zorunluluğu yoktur. J. E. Jones tarafından oda sıcaklığında işletilen, yüksek gerilim sargıları bakır, alçak gerilim sargıları ise süperiletken olan diğer bir transformatör dizaynıda düşünülmektedir. [14]

5.2.4 Kriyogenik Sistem

Sarımların soğutulması için değişik teknikler düşünülmüştür. Bazı araştırmacılar helyum içeren sıvı soğutmayı tercih ederken, bazıları da basınçlı hava ile soğutmayı tercih ederler. Bu düşünceden hareketle T_o ısı düzeyinden, T_1 ısı düzeyine bir saniyedeki ısı

YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

transferi (P_t, Joule/saniye) için gereken minimum mekanik güç P_r aşağıdaki formül ile bulunur:

$$P_r = \frac{T_1 - T_o}{T_o} P_t \qquad (5.1)$$

Helyum gazı veya sıvılaştırılmış helyum kullanılarak oluşturulan soğutucu kullanıldığında 5 K° civarında % 30 verim alınıyorsa sonuç çok iyi kabul edilir. Burada soğutma için gereken verim, cihazın gerçek güç harcaması ile hesaplanan güç P_r arasındaki fark olarak düşünülmüştür. Yakın gelecektede bu şeklin geliştirileceğine dairde herhangi bir görüş bulunmamaktadır. Ancak verilen bir P_t yük ısısında, 4.2 K° 'den daha yüksek bir T_o sıcaklığında Kriyogenik sistemle çalışmak soğutucunun giriş gücünü düşürecek önemli bir kolaylıktır. Bu sebebten dolayı Feldman elektriksel yalıtım için gerekli olan çalışma sıcaklığını T_o= 6 K° olarak kabul etmiştir; hatta bu ısı 20 K° 'e kadar yükselebilir. Westinghouse dizaynında, 5.2 K° ile 10 K° arasındaki ısılarda, hatta oluşabilecek daha yüksek sıcaklıklarda 6 Bar'lık süperkritik helyumu kullanmaktadır.

NbTi 'un kritik sıcaklığı 9.4 K° ve Nb_3Sn 'nin ki ise 18 K° olduğundan her iki araştırmacıda iletken materyal olarak Nb_3Sn 'yi tercih ederler. Fakat bunlardan biri fikir ayrılığına düşerek, 4.2 K° 'den daha yüksek sıcaklıkta NbTi 'den oluşan süperiletken transformatörle çalışmayı tercih etmiştir.

Kriostat duvarlarından ısı kaçaklarını minimuna indirmek amlacıyla vakumlu iç ve dış duvar arasında, tercihan sıvı nitrojen ile soğutulan bir yansıma ekranı bulunur. Feldman ve Lorch'un projesinde ise kriostatda iç duvar bulunmamalıdır, dahası tümüyle boş olmalıdır. Lorch, demir nüveyi etrafında yağ ile soğutulan bir yansıma yüzeyi bulunan bir kriostat içine yerleştirmiştir. Böylece üç ayrı kriostat arasında non-metalik bir metal kullanmaya gerek kalmamaktadır. [6,14]

5.2.5 Dielektrik Kayıplar

İzolasyon malzemelerinin elektriki polarizasyonu ve histerezis etkilerinden dolayı oluşan kayıplar, direlektrik kayıplardır. Bu kayıplar manyetik materyallerde oluşan manyetik histerezis ile karşılaştırılabilirler; ve

$$P_d = \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r^{\ 2} E^2 \tan\delta \qquad (5.2)$$

formülü ile hesaplanırlar. Bu formüle göre P_d,birim hacimdeki dielektrik kaybı, E elektrik alanın tepe değeridir; dielektrik sabiti ise □ ε_0=8.9.10^{-12} F/m ile bulunur. ε_r ise, 2 ile 4 aralığında kullanılan en pratik dielektrik materyalin bağıl izolasyonunu belirtir. δ 'da materyalin kayıp açısını verir. Tanδ ise 10^{-4} ile 10^{-3} arasında değişen bir değer olup, kriyogenik sıcaklıkta ve oda sıcaklığında sonuç verir. Buna rağmen çıkan değer oldukça düşüktür.

E^2 'de izolasyon kapasitesinin ortalama bir değeri olmalıdır. Açıkça görülmektedir ki; aşırı elektrik yüklemesinden kaçınmak sadece güvenli bir izolasyon için önemli olmakla kalmayıp, P_d 'yi en düşük düzeyde tutmanın da bir yöntemidir. Feldmanın 570 MVA kavramsal bir transformatör için hesapladığı dielektrik kaybı her bobin seti için 262W, toplam olarakda 786W 'dır. Wilkinson ise daha düşük kayıp açısı ve dielektrik sabiti kullanarak 54W civarında bir kayıp hesaplamıştır. Bu kayıplar konvansiyonel transformatörlerde de aynı miktardadır. Bu Feldman'ın dizayn ettiği transformatörlerdeki 0.81 MW 'lik nüve kaybı ile karşılaştırıldığında oldukça önemsizdir. (Dielektrik kayıpları ile nüve kayıpları arasında bir karşılaştırma yapılmaktadır, çünkü her ikisi de gerilime bağlıdır ve bunlar boşta çalışma kayıplarının bir parçası olarak kabul edilirler)

Som izolasyon malzemesi kullanımından kaçınmak için tercih edilen değişik bir yaklaşım ise; ya 6 Bar'lık basınçta süperkritik helyum kullanmak ki bu aynı zamanda soğutucu olarak çalışır veya kriyogenik ortam ile oda sıcaklığı arasında bir termal sınır olarak her an ihtiyaç duyulan vakum yöntemini kullanmakdır. Birinci yaklaşımda, kullanılan materyallerin yapısından dolayı tahmin edilen dielektrik kaybı 264 W 'dır; ki bu gözardı edilemeyecek bir değerdir. İkincisinde ise bu kayıp 10 W seviyesine çekilmiştir. İzolasyon konusundaki bu çalışmalar oldukça ümit vericidir. Buna rağmen her iki çalışma üzerinde de, daha fazla araştırma yapılması gerekmektedir. [13,14]

5.2.6 Akım Uçları

Akım beslemesi ile ilgili birbirleriyle çelişen iki görüş mevcuttur; bunlardan biri yüksek gerilim izolasyonu diğeri ise iletkenlerin ısı kaçakları ile kriostat içine sızan

çalışma sıcaklığının dengelenmesidir. Normal bir akım ucunda 4.2K° 'deki ısı yükü hesaplanabilir; termal izolasyonlu bir akım ucunda bu değer 45 W/kA 'dir, buna karşın buharlaştırılmış helyum gazının akışıyla mükemmel soğutulan bir akım ucunda bu değer 0.64 W/kA'dir. Westinghouse raporlarında kriyogenik cihazlar için çok değişik tipte yüksek gerilim kovanları geliştirildiğide bildirilmiştir.

Transformatör dizaynı sırasında 4.2K° 'deki ısı yükünü Wilkinson 470W olarak tahmin etmiştir. Feldman bu değeri 40W 'a çekmiştir. (muhtemelen faktör hatası yapmış gibi görünüyor) Westinghouse grubu ise bu değeri 88W olarak bulmuştur. Lorch giriş uçlarının soğutma ihtiyacı için gereken toplam giriş gücünü 107kW olarak hesaplamıştır. Bu değer onun 4.2K° 'deki 140W 'lık soğutucu hesaplamaları ile uyuşmaktadır. Bütün bu araştırmacılar kabaca primer ve sekonder gerilim seviyeleri olan 500 ile 1000MVA 'lık bir transformatör üzerinde çalışmışlardır. Sonuçlar arasındaki fark ise esas olarak soğutma tekniğinden kaynaklanmaktadır. Bunun yanında orta ısı seviyelerindeki ısı yüklerinin soğutma durumu ve örneğin; sıvı nitrojenin etkileri gibi konular tam açık ve net olarak verilmemiştir. [14]

5.3 Avantajlar ve Dezavantajlar

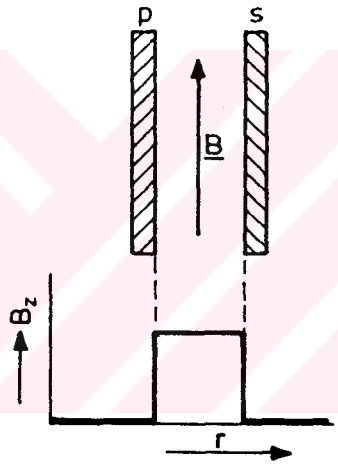
Süperiletken güç transformatörleri ile ilgili olarak başlatılan ilk çalışmalardan biri "süperiletkenliğin ana faydalarının daha etkili hale getirilmesi" fikri ile açıldı. Bu fikir ortaya atıldığında, Tip-2 süperiletkenlerinin AC davranışları konusunda çok az bilgi mevcuttu ve bu süperiletkenler mükemmel olarak biliniyordu.

Bu bilgiler ve dökümanlar artmaya başladıkça süperiletkenler hakkındaki bu görüş çabucak yavaşladı; ve yüksek güçlü cihazlarda Tip-2 süperiletkenlerinin kullanılmasının daha uygun olabileceği düşünüldü. Ancak bunun yüksek güçlü AC cihazları içinde pek uygun olmadığına karar verildi. Bu konu üzerinde yapılan araştırmalarda düşük AC kaybı elde edilmesi hala önemli bir amaç olarak geçerliliğini korumaktadır. Feldman kayıpların düşük olmasının çok önemli olduğunu açıkça ifade etmiştir. Bununla birlikte diğer avantajları gözönüne alındığında süperiletken transformatörlerin geliştirilmesi doğrultusundaki çalışmaların sürdürülmesini etkilemektedir. Süperiletkenlerin diğer avantajları ise; boyut ve ağırlıktaki küçülme, kendi içerisinde bir akım sınırlayıcı olarak çalışmaları ile değişken ve çok amaçlı özellikler olarak kendini göstermektedir. Bu

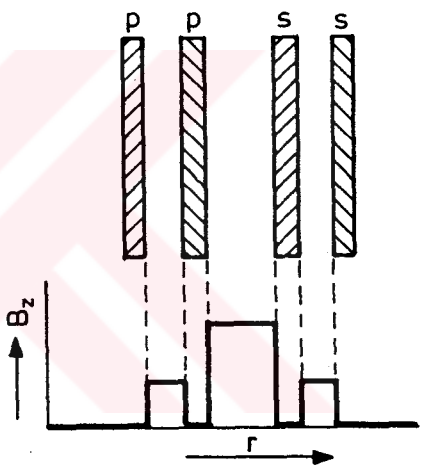
görüşler, birbirine bağlı olmakla birlikte aşağıda açıklanacak bazı fikirlerede aykırı düşmektedir.[14]

5.3.1 Ağırlıktaki Azalmaya Karşı AC Kayıplar

Son 5,10 yıldaki AC uygulamalara bakıldığında çok filamanlı iletkenlerin bu çalışmalar için daha uygun olduğu görülmektedir. Ancak Feldman ve ondan öncekiler Tip-1 süperiletken şerit sargıları kullanmak zorunda kalmışlardır. Manyetik endüktansı B_{c1}'den daha yüksek olan Tip-2 süperiletkenlerin kullanılması ise, son derece yüksek AC kayıpları ortaya çıkarmıştır. P. A. Klaudy kadar A. Mailfert ve G. Fournet'in çalışmalarıda dikkate değer bir istisnadır. Çünkü bu araştırmacılar düşük manyetik alanda tek kutuplu süperiletken kablo kullanmışlardır.



Şekil 5.1(a) Tip-1 Süperiletkenin iki tek tabakalı bobin arasındaki alan profili.



Şekil 5.1(b) Tip-1 Süperiletkenin iki çift tabakalı bobin arasındaki alan profili.

Tip-1 süperiletkenin olumsuz yönü, iletken içindeki manyetik alan sıfır olduğundan, sadece tek katlı bir bobinden oluşur. Şekil 5.1 (a)'da iki tek tabakalı sarım arasındaki manyetik alan ve karşı akımlar görülmektedir. Şekil 5.1 (b)'de ise ikinci tabakada, süperiletkende gereksiz bir yük oluşturmaktan başka bir işe yaramayan demanyetize bir akım akmaktadır. Bu,transformatörün en azından normal çalışma koşulları ile bağlantılıdır. Süperiletkenlerin yüzey manyetik alanı, Tip-1 süperiletkenleri için B_c, Tip-2 süperiletkenleri için ise B_{c1}'i aşmamalıdır. Klasik tip transformatörlerde nominal akım için kaçak manyetik alanın tepe değeri B_L=0.3T olmasına karşın, süperiletken

transformatörlerde bu değer militeslanın bir kaç onluk değeri ile sınırlıdır. B_L üzerindeki sınırlamaların dışında, süperiletkenin diamanyetik davranışları bobin uçlarında akım yığılmasını önlemek amacıyla bobin bitiminde özel ölçümleri gerektirir. B_L 'deki değişmelerin önemini kavrayabilmek için P.H. Borcherds bazı temel kuralları formül haline getirmiştir.

Bölüm 3.3.2'de bu şöyle gösterilmiştir;

$$\omega L_\sigma I_N = u_z U_N \tag{5.3a}$$

$$\omega L_\sigma I_N^2 = u_z S_N \tag{5.3b}$$

Burada S_N değeri transformatörün nominal görünür gücüdür. (Bütün hesaplamalar tek fazlı transformatörler içindir) I_N,, nominal akımın tepe değeri ile $1/\sqrt{2}$ 'nin çarpımı sonucu bulunan RMS (efektif) değeri $u_z.S_N$ ise kaçak aralığındaki manyetik enerji miktarı ile orantılıdır.

$$U_z.S_N = \frac{\omega}{2\mu_o} \iiint \left|\underline{B}\right|^2 dV \tag{5.4}$$

Sarımlar arasındaki manyetik alanı ele alalım, bu Denklem (5.4)'de verilen integralin homojen ve B_L'ye eşit olan esas değerini verir.

$$u_z.S_N = \frac{\omega}{2\mu_o} B_L^2 V_L \tag{5.5a}$$

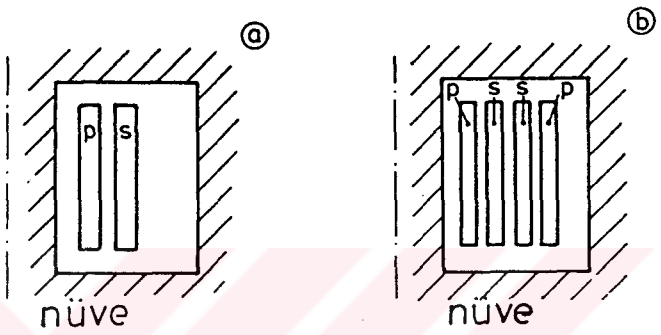
$$V_L = \frac{2\mu_o S_N}{\omega B_L^2} u_z \tag{5.5b}$$

Burada V_L ,, bobinler arasındaki kaçak aralığın hacmidir. Bunun yanında,

$$B_L = \frac{\mu_o\, n\sqrt{2}\, I_N}{\ell} \tag{5.6a}$$

eğer bobinler m kadar koaksiyonal çifte bölünürse (Şekil 5-2)

$$B_L = \frac{\mu_o . n . \sqrt{2}\, I_N}{m . \ell} \qquad (5.6b)$$



Şekil 5.2 (a)' daki tek primer ve tek sekonder sarımın, m sayıda çift primer ve sekonder sarımlı bir bobin setine dönüşümü.

Bunlara ilaveten:

$$U_N = \frac{n}{\sqrt{2}} \omega A_y B_y \qquad (5.7)$$

şeklinde bulunacaktır. Burada A_y nüvenin kesit alanı, B_y ise nüve içindeki manyetik akı yoğunluğunun tepe değeridir. Bu, Denklem (5.6) ve (5.7)'nin birleştirilmesiyle elde edilen formül ile bulunur.

$$\ell A_y = \frac{2\mu_o S_N}{m\omega B_y B_L} . \qquad (5.8)$$

Eğer $\ell = h_c$ nüve pencerelerinden birinin yüksekliği olarak kabul edilerse, nüve ayaklarından birinin hacmi V_c nüve hacmi dikkate alınarak şöyle bulunacaktır;

$$V_c = \frac{2\mu_o S_n}{m\omega B_y B_h} \tag{5.9}$$

Denklem (5.5) ve (5.9)'da bulunan yaklaşık formüller Borcherd'in çalışmalarında çok az farkla bulunmuştur.

Bobin setinin yarıçapı $\sqrt{(A_y / \pi)}$ olarak kabul edilirse, kaçak aralığının hacmi şöyle bulunur:

$$V_L = m.\ell.d_i.\sqrt{(A_y / \pi)} = \frac{mV_c d_i}{\sqrt{(\pi A_y)}} \tag{5.10}$$

Burada d_i primer ve sekonder sargılar arasındaki ortalama izolasyon aralığıdır.

Denklem (5.5) ve (5.10), Denklem (5.9) ile birleştirildiğinde çıkan sonuç;

$$u_z = \frac{B_L d_i}{B_y \sqrt{(\pi A_y)}} \tag{5.11}$$

Bu süperiletken bir transformatörün, ω ve B_y değerleri sabit, S_N U_N ve I_N değerleri aynı olan konvansiyonel bir transformatörle değiştirilmesi anlamına gelir. Burada eğer B_L değeri q faktörünün etkisiyle azalıyorsa, u_z değerininde aynı faktörün etkisiyle yükseleceği kabul edilmek zorundadır; veya d_i ve A_y boyutlarından biri uygun hale getirilmelidir. Burada Ay'nin arttırılması iyi bir seçim değildir, çünkü bunun anlamıtransformatör spir sayısının Denklem (5.7)'ye göre q^2 oranında artması demektir. (Hatta q^3 ile m artacak olsa bile) Burada mümkün olan daha büyük bir d_i değerinin kullanılmasıdır. Fakat hato transformatör ölçülerinde ve ağırlığında hata olarak karşımıza çıkar. Bunu denklem (5.6 b)'ye ilave edersek, her durumda $m.\ell$ çarpımı bir q faktörü kadar artacaktır; ve transformatörde en az bir q faktörü kadar daha ağır hale gelecektir.

Sonuç olarak aynı ölçülerde veya daha küçük bir transformatörün elde edilmesi için B_L' nin aynı değerinde veya daha yüksek seçilmesi gerekir. Tip-1 süperiletken uygulamaları bizim şu andaki konumuz dışındadır.

Boyutların düşük tutulması konusu, Bölüm 3.3.2'de açıklanan güç yoğunluğuna dayanır. Burada belirtilen transformatörün nominal gücü, $A_y.Ac_u$ çarpımıyla orantılıdır. Oranlamanın sabitliği, sargılardaki akım yoğunluğu ve nüvedeki manyetik akı yoğunluğu B_y 'yi kapsamına alır. Süperiletkenlerdeki akım yoğunluğunun, bakırdan daha yüksek olması ve sabitin yükselmesi, transformatör boyutlarında küçülmeye yol açar. Ancak şu anda bizi ilgilendiren konu, 380 kV hatta 500 kV seviyesinde bir yüksek gerilimde çalışacak, tek sarımlı yüksek gerilim transformatörüdür. Böyle bir transformatörde hatta bakır sarımlılarda bobin setleri arasında izolasyon malzemeleri bulunur. Böylece iletkenden geçecek akım yoğunluğu daha fazla olabilecektir. Ancak bunu sağlamak için yeni parametreler kullanılarak transformatör boyutlarını belirlemek, sonuçta sadece boyut ve ağırlıkta çok küçük değişiklikler meydana getirir.

Wilkinson'un u_z= % 16 ile en iyi dizaynı elde ettiği 570 MVA (3 faz)'lık bir transformatör, ağırlık olarak klasik tipteki bir transformatörün % 39'u kadardır. Westinghouse'un bu konudaki çalışması ise u_z = %12 ile 100-1000 MVA aralığında, normalin % 64'ü ağırlıkta olan bir transformatör eldesiyle sonuçlanmıştır.[14]

5.3.2 AC Kayıplara Karşı Aşırı Yüklenme Kapasitesi

AC kayıpları minimuna indirmek için gerekli olan koşullar, kullanılan süperiletken materyalinde minimuna indirilmesi gerektiğini göstermektedir. Zira kayıplar direk olarak süperiletkenin miktarına bağlıdır. Daha önceki bölümlerde izah edildiği gibi; AC kayıpların oranı ve akım taşıma kapasitesi, manyetik alanın genliği, frekansı ve filaman çapının çarpımının, güvenlik faktörüne bölünmesine eşittir.

$$P_{ls} \approx \frac{\sqrt{2}}{\gamma} dB_L f \qquad (5.12)$$

Burada P_{ls} 'e esas etkinin manyetizasyon kayıplarından olduğu kabul edilir. Sarımda q faktörünün etkisiyle meydana gelen fiziki boyut artışı γ 'da azalma anlamındadır, bu da aynı faktörle birlikte buna bağlı kayıpları arttırır.

Klasik tipteki transformatörlerin iletkenleri kısa devre durumundaki aşırı akım ve enerji sarfiyatını yüklenebilecek kapasitededir. Çünkü bunların ısı kapasitesi enerji kaybı için gerekli olan süre bir güç sistemindeki devre kesicilerin anahtarlama ve cevap süresine eşit olacağından, yeterince büyüktür. Eğer devre kesiciler normal çalışıyorsa bu süre sanyenin bir kaç ondalığını geçmez. İki saniyeyi geçen bir devre kesici için, arıza durumunda, elektriki olarak birinciden daha ağır çalışan devre kesiciler devreye girerler. Eğer sadece belirli bir akım ve bununla birlikte % 50 ile %100 güvenilirlilik payı veren, AC kayıpları sınırlanan bir transformatör tasarlanıp; süperiletken sarım ölçüleride ona göre belirlenirse, böyle bir transformatör kısa devreye karşı korumalı değildir. Süperiletken ise kendisinin zaten yüksek olan iç direnci sebebiyle, aşırı akım çekildiği durumlarda çok yüksek miktardaki enerjiyi kendi üstünde sönümlendirebilir.

Tamamiyle sönümlendirilmiş bir bobinde normal direnç, transformatörün çalıştığı akımdan biraz daha düşük olan akımı sınırlayacak kadar yüksektir. Bu ise, Mc Fee tarafından ortaya atılan gerçek sınırlama özelliğidir. Ancak bu biraz sonra hesaplanacak olan ortalama yayılma için çok yüksektir. Bu hesaplama sadece örnek olarak verilmiştir. Bununla birlikte burada kullanılan bazı miktarların gerçek tanımlaması, daha detaylı hesaplamaların yapılacağı 6.Bölümde verilecektir.

Şekil 3.12 (b)'de, direnci kaçak endüktansı L_σ 'ya seri olarak bağlanan, basite indirgenmiş sönümlü bir transformatör bobini gösterilmektedir. Sekonder kısa devresi halinde, eğer direnç ωL_σ 'dan büyük ise karşı yöndeki gerilim yaklaşık olarak primer gerilimine eşit olacaktır. Eğer bobin normal durumda ise

$$R = \frac{2\pi\rho_{eff} r_c . n}{A} \tag{5.13}$$

ρ_{eff} iletkenin özgül direnci, A iletkeninin kesit alanı ve r_C'de bobinin ortalama yarıçapıdır. RMS primer gerilimi;

$$U_p = \frac{n\omega A_y B_y}{\sqrt{2}} \tag{5.14}$$

RMS akım yoğunluğu;

$$J_n = \frac{U_p}{R.A} = \frac{\omega A_y B_y}{2\sqrt{2}\,\pi r_c \rho_{eff}} \tag{5.15}$$

Birim hacimdeki ortalama yayılma ise ;

$$P_q / V = \rho_{eff}\ J_n{}^2 = \frac{\left(\omega A_y B_y\right)^2}{8\pi^2 r_c{}^2 \rho_{eff}} \tag{5.16}$$

şeklinde bulunacaktır.

Adiabatik ısı artışı ise;

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C_{eff}} \cdot P_q / V \tag{5.17}$$

olacaktır.

Burada C_{eff}, iletkenin birim hacmindeki özgül efektif ısıdır.

T_o 'dan T_1 'e ısı artışı için;

$$\int_{T_o}^{T_1} C_{eff}(T)dT = \int_{t(T_o)}^{t(T_1)} Pq / Vdt = \left(t(T_1) - t(T_o)\right).P_q / V \tag{5.18}$$

Burada T_1 =100 K° (6. Bölümde açıklanacak) alınmıştır. T_o=4.2 K° için Denklem (5.18)'in sol integrali 10^8 J /m^3 olur. Denklem (5.16)'nın sayısal değerini hesaplamak içinse, Westinghouse'un referans dizaynının bazı parametreleri kullanılacaktır. Bunlar A_y= 1.2 m^2 , B_y= 1.75 T ve r_c= 0.9 m. 'dir.

ρ_{eff}=$3.10^{-7}\Omega$m olarak alınırsa, P_q / V = 2.10^{10} W/m^3 olacaktır. Eğer primer ve sekonder bobinlerinin her ikiside normal durumda ise, elde edilecek değer yukarıda

bulunan değerin yarısı kadar olur. Böylece $(t(T_1)-t(T_o)$ değeri ise, birkaç milisaniye olarak bulunur ki, bu harici bir koruma sistemi ihtiyacı gösteren değerden daha düşüktür. Isının iletkenden soğutucu sistemine transferi için gereken zaman sabiti ise bu değerden daha düşük olmalıdır. Bu da çok kısa bir zaman aralığında mümkündür. Fevrier en son geliştirilen düşük kayıplı çok filamanlı iletkenlerin ρ_{eff} değerinin daha önce yapılan hesaplamalarda çıkan değerle hemen hemen aynı olduğunu ileri sürmektedir. Bu da iletkenlerin aşırı akım sınırlayıcısı olarak güvenle kullanılabileceğini ortaya çıkarmaktadır. Bu bizim sonuçlarımıza göre çok iyimser bir bakış açısıdır.

Aşırı akım problemi için W.J: Carr tarafından bir koruma sistemi geliştirilmiş ve buz tezdeki araştırmaların temeli olarak düşünülmüştür. Koruma konusu 6. Bölümde ele alınacaktır. [10,14,18]

5.4 Araştırmanın Sonucu

Bu bölümün tamamlanmasıyla beraber, bundan sonraki bölümlerde verilecek bilgiler ve tablolar; süperiletken transformatörlerle ilgili özet çalışmalardır. Tümüyle gerçek ölçülerdeki bir transformatör dizaynı için gerekli bilgiler Tablo 5-1'de verilmiştir. Oysa deneysel transformatörler hakkındaki çalışma ve yayınlar Tablo 5.2'de sıralanmıştır.

Tablo 5.1 Süperiletken Güç Transformatörleri Üzerinde Yapılan Dizayn ve Fizibilite Çalışmaları

Araştırmacı ve Tarih	Wilkinson (1963)	Lorch (1969)	Harrowell (1970)	Feldman (1977)	Riemersma (1979 / 1981)
Üzerinde çalışılan konular					
İletken tipi	0	0	0	0	0
İletken kayıpları	0			0	0
Akım beslemesi		0			0
Aşırı akım taşıma	0	0	0	0	0
Yardımcı sargıların kullanılması			0		0
Manyetik kuvvetler	0		0		0
Bobin ayırıcı	0	0		0	
İzolasyon	0	0		0	0
Isı kaçakları	0	0		0	0
Kriostat dizaynı					0
Soğutucu maliyeti ve verim				0	0
Boyut			0		0
Enerji ekonomisi				0	0
Genel ekonomi	0	0	0	0	0
İletkenin soğutulması		0			0
Nominal değer, boyutlar ve yorumlar	570 MVA 400/22 kV sıradan bir transformatörün %39'u kadar ağırlık	600 MVA 400/22 kV taşıma ağırlığı 220 Ton	600 MVA 400/22 kV hava göbekli toroid sarım ihtimali	570 MVA 400/22 kV 118 Ton (sıradan bir transformatörün % 64 'ü	1000 MVA 500/22 kV Sıradan bir transformatörün % 64'ü

Tablo 5.2 Süperiletken Güç Transformatörleri Üzerindeki Deneysel Çalışmaların Özeti

Araştırmacı ve Tarihi	Mc Fee (1962)	Mailfert, Fournet (1964)	Klaudy (1964)	Murphy (1982)	Van Overbeeke (1985)	Fevrier (1986)
Nominal değer ve yorum	15 kW Ayrılmış bobinler	2.75 kVA 220 V / 12.5 A Ayrılmış bobinler;sıvı N_2 içindeki manyetik nüve	< 10 VA (Hava göbekli transformatör) Yaklaşık 30 VA (Hava göbekli solenoidal transformatör)	4 kVA 180/310 V Yardımcı sargıları korumalı	3 kVA 'lık Bir kaç model (Bu çalışmada açıklanan)	200kVA Oda sıcaklığındaki nüve (yapım halinde)
İletken	Tahminen Tip-1 süperiletken	NbZr iletken (%15 Zr)	Nb iletken	Çok filamanlı NbTi	Çok filamanlı NbTi	Çok ince NbTi
Üzerinde çalışılan yada ölçülen değerler	Açıklanmadı	*Maksimum akım *AC kayıplar *Kaçak endüktans *Kriostat'ın ısı kaçağı	*Kısa devre ve boşta çalışma deneyleri *Maksimum akım *Endüktanslar *Manyetik koruma testleri (2.Transformatör)	* Kısa devre ve boşta çalışma deneyleri *Maksimum akım *Yardımcı sargıla ra akım transferi	*AC kayıplar *Maksimum akım *Bobin sisteminde akım dağılımı *Yardımcı sargılara akım transferi *İletkenin anahtar lama karakteristiği *Ana bobinin toparlanması	*İletkenin anahtarlama karakteristiği

VI- SÜPERİLETKEN TRANSFORMATÖRLERİN AŞIRI YÜK KORUMASI

6-1 Giriş

Bir önceki bölümde görüldüğü gibi; bir süperiletken transformatörde kullanılan süperiletkenin sahip olduğu düşük AC kayıpları onun aşırı akımlara karşı dayanması ile ilgili olup oldukça önemlidir. Buna ilaveten AC kayıp ekonomik açıdanda bir dezavantajdır. Eğer bir süperiletken transformatörün sarımları, trafonun nominal akımından daha fazla akım taşıyabilecek kapasitede değilse, sadece klasik bir transformatör ile rekabet edilebilir.

Bir önceki bölümde de izah edildiği gibi aşırı akım çekilmesi durumunda, süperiletken sarımın direnç durumuna geçmesi halinde bile oluşan direnç akımı kabul edilebilir bir seviyeye düşürmeye yetmez. Sonuç olarak, transformatörü aşırı akımın vereceği zarara karşı korumak için başka metodlara ihtiyaç vardır. Bu koruma, transformatörden ayrı olarak dahili veya harici bir devre kesici veya transformatör içinde oluşturulacak bir alternatif akım yoluyla sağlanır.

Üçüncü bölümde, bir transformatörün zarar görmeden karşı koyabileceği üç ayrı tip aşırı yük arasındaki farkı açıklamıştık. İşte bu durumu şimdi süperiletken transformatörler üzerinde değerlendireceğiz. Ancak bir süperiletken transformatör az miktardaki aşırı akıma bir kaç saat süreyle karşı koyabilmeli ve anahtar güç şebekesini açtığında normal işletme durumuna güvenle geçebilmelidir. Buna ilaveten, devre kesicilerin çalışma süresi kadar, hata oluşumu nedeniyle açığa çıkan kısa devre akımını taşıyabilmelidir.

Süperiletkenlerin AC uygulamalarda kayıpları çok düşüktür ve nominal akımın çok fazla üzerinde olmayan aşırı akımlar iletken üzerinde ağır bir ısı yükü oluşturmaz. Böylece eğer iletken bu akımı taşıyabilirse, soğutucu sistemi de kriostat içindeki ekstra yayılmayı kontrol altında tutabilirse, birinci tip aşırı yük durumu emniyetli bir şekilde giderilecektir.

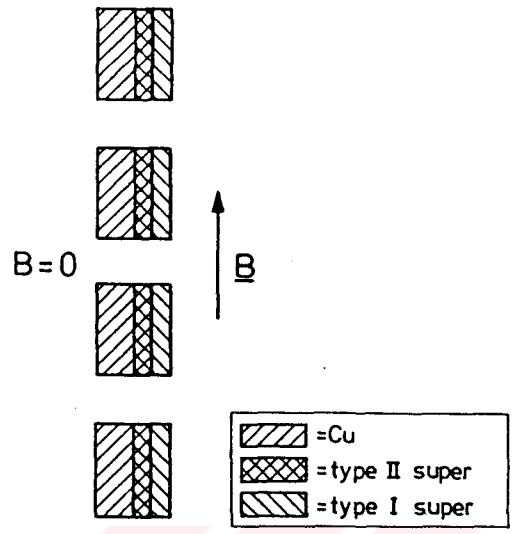
Transformatörü güç şebekesine bağlamanın etkileri 3. Bölümde incelenmiştir. Burada nominal akımın bir kaç katı değerinde tepe akımları oluşabilir. Ancak bu sadece alternatif akımın bazı periyodlarında oluşabilir. İşte bu durumda, bir süperiletken eğer böyle bir yüksek akım için dizayn edilmemişse sönümlenecektir. Dışarıdan akımın yönünü değiştirmek bu sorunu çözmeyecektir. Bu durumda akım mutlaka bir transformatör ile taşınmalıdır; fakat burada tabiiki düşük kayıplı bir bobin kullanılamaz. Bu daha önce açıklanan alternatif akım yolunun gerektirdiği bir yöntemdir.

Dışarıdan bir kısa devre halinde, düşük kayıplı bobin içindeki akımı kesecek dahili veya harici yöntemler kullanılabilir. Böyle bir durumda eğer süperiletken sönümlenirse, transformatörü küçük bir transformatör ile paralel olarak çalıştırmakla ona bir alternatif akım yolu açılmış olur.

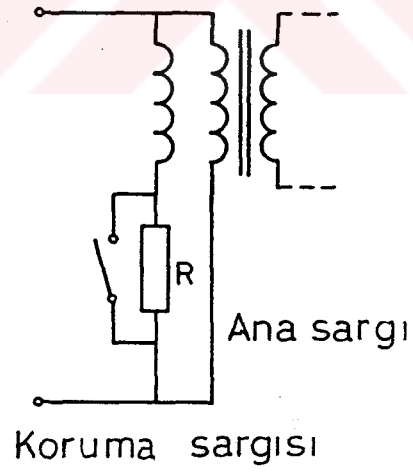
Bu, normal işletme akımı için dizayn edilmiş bir transformatörün, arıza durumunda akacak aşırı akımlardan etkilenmemesi amacıyla zorunlu olarak ortaya çıkan ve oluşturulan bir harici akım yoludur. Bu 1960'lı yıllarda araştırmacılar tarafından bir süperiletkenin nasıl daha güvenli olabileceğinin araştırma ve çalışmaları yapılırken inceleme konusuydu ve kökeni 1960'lara kadar dayanmaktadır. Buradaki prensibe göre alt tabakadaki tek sarım bakır bileşimden oluşur ve daha sonra bir film şeklinde Tip-2 süperiletken onun üzerine sarılır. Daha sonra da bunun üzerine bir tabaka Tip-1 süperiletken yerleştirilir. (Şekil 6.1) Tip-1 materyali trafonun diğer sarımlarını AC alandan korurken, trafonun nominal akımınıda düşük kayıpla taşıyabilecek kapasitededir. Böylece kritik değer aşıldığı anda akım Tip-2 sarımına aktarılmak suretiyle koruma gerçekleştirilmiş olur. Bu düzenlemede transformatör ekstra bir akım sınırlayıcı olarak görev yapmaz. Trafo üzerindeki en alt sarım, sadece bir mekanik ve termal stabilizatör olarak görev yapar. Fakat ne yazık ki Tip-1 materyal, öyle düşük kritik manyetik alanlara sahiptirki; bir süperiletken transformatörde kullanımı 5.Bölümde anlatıldığı gibi konumuz dışıdır.

Bu tip koruma prensibi, Tip-2 çok filamanlı süperiletkenlerden sarılmış bir bobine kolayca adapte edilebilir. Böyle bir çözümü Harrowell önermiştir. Bu artık Tip-1 takası yerine kullanabileceğimiz düşük kayıplı bir bobinimiz var demektir. Böylece Tip-2 sarımı daha yüksek akımlar için dizayn edilmiş, fakat transformatörün normal işletimi esnasında hiç akım taşımayan bir sarım ile değiştirilirse, elde edilecek transformatör kayıpsız olur. Burada eğer düşük kayıplı bobin sönümlenirse, akım bu bobin üzerinden akar. (Şekil 6.2)

Bu nedenle Harrowell, bir anahtarla akım yönünü değiştirmekten başka bir yol bulamamıştır.



Şekil 6.1 Tip-2 süperiletkenlerle aşırı yük korumalı, düşük kayıplı transformatör Sargıları.



Şekil 6.2 Harrowell'a göre koruma kavramı.

Bu araştırmalardan esinlenerek W.J.Carr akım yönlendirmesinin bir sarımdan diğerine oluştuğu ve düşük kayıplı bobin sönümlendiğinde oluşan direncinde, akımı bu yönlenmeye zorladığı iki paralel sarımdan oluşan bir koruma bobini düşünmüştür.

Sarımlar normal çalışma esnasında paralel bağlıdırlar ve buna göre akım yönlendirmesi de pasiftir. İşte normal çalışmadaki bu pasiflik, bu türlü çift sarımlı koruma devresinin süperiletken transformatörlerde kullanımını daha uygun hale getirir. Bunun ikinci önemli avantajı da koruma sarımlarının konumu itibarı ile düşük kayıplı " Ana sarım " a bir "Yardımcı Sarım" görevi yapmasıdır. Çalışma esnasında yardımcı sarımlı bir transformatörün kaçak reaktansı ana sarımdan çok daha fazladır. Böylece transformatör aynı zamanda bir akım sınırlayıcı cihaz olarakda çalışacaktır.

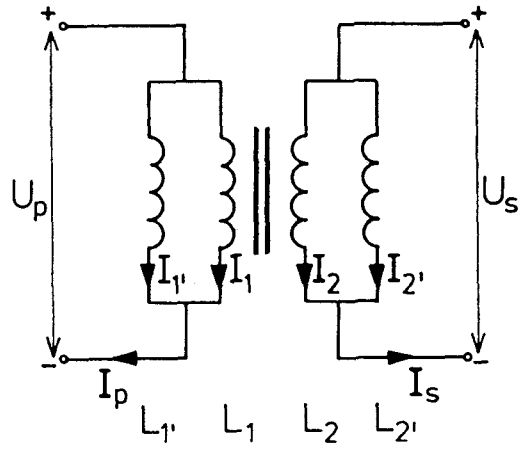
Bu bölümde açıklananların amacı; çift bobinli sistemlerin dengeleme analizini yapmak ve bunun hesaplamalarda kullanarak, böyle bir sistemin özelliklerini içeren deneyler yapmaktır. Sonuç olarak ortaya çıkan bazı özellikler kısaca şöyledir.

* Normal işletme durumunda ana ve yardımcı sargılar arasındaki akım dağılımı,
* Ana bobinin sönüm davranışı ve sönümün başladığı andaki yayılma
* Sönüm olayının ardından ana bobinde sabit yayılma
* Ana sarımın çalışma için kendini toparlaması: Transformatörün çalışmasını kesmeden ana sarım normale dönüyormu.? [14]

6.2. Normal Çalışma Süresinde Akım Dağılımı

6.2.1 Şebekenin Tanımlanması

Şekil 6.3'de manyetik bağlantılar dört sarımlı self ve karşıt endüktansı L_{α}, $M_{\alpha\beta}$ olan (α, β = 1,1' ,2,2') aynı zamanda da direnç göstermeyen bir sistem verilmektedir.



Şekil 6.3 Ana ve yardımcı sarımlı bir transformatörün genel sarımı

$$U_p = L_{1'}\frac{dI_{1'}}{dt} + M_{11'}\frac{dI_1}{dt} + M_{12}\frac{dI_2}{dt} + M_{1'2'}\frac{dI_2'}{dt}$$

$$U_p = M_{11'}\frac{dI_{1'}}{dt} + L_1\frac{dI_1}{dt} + M_{12}\frac{dI_2}{dt} + M_{12'}\frac{dI_2'}{dt}$$

(6.1)

$$U_s = M_{12'}\frac{dI_{1'}}{dt} + M_{12}\frac{dI_1}{dt} + L_2\frac{dI_2}{dt} + M_{22'}\frac{dI_2'}{dt}$$

$$U_s = M_{1'2'}\frac{dI_{1'}}{dt} + M_{12'}\frac{dI_1}{dt} + M_{22'}\frac{dI_2}{dt} + L_{2'}\frac{dI_2'}{dt}$$

Denklem (3.5) ve (3.8) 'deki eşitlikler kullanılarak; ve her sarımın aynı spir sayısında olduğu düşünülerek bir sadeleştirme yapılabilir. Burada, Denklem (3.9) 'daki kaçak endüktansların genel tanımlaması kullanılarak, aşağıdaki denklem elde edilir:

$$\begin{bmatrix} L_{\sigma 1 1'} & -L_{\sigma 1 1'} & L_{\sigma 1 2} - L_{\sigma 1' 2} & L_{\sigma 12'} - L_{\sigma 1' 2'} \\ L_{\sigma 12'} - L_{\sigma 1' 2'} & L_{\sigma 12} - L_{\sigma 12'} & -L_{\sigma 22'} & L_{\sigma 22'} \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} X \begin{bmatrix} \frac{dI_1'}{dt} \\ \frac{dI_1}{dt} \\ \frac{dI_2}{dt} \\ \frac{dI_2'}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{dI_p}{dt} \end{bmatrix}$$

(6.2)

Teorik olarak eğer çeşitli kaçak endüktans değerleri biliniyorsa, dört sarımlı bir transformatörün üzerindeki akım dağılımı sistemli bir şekilde hesaplanabilir. Ancak hesaplamaların çok gerçekçi olması gözönüne alınırsa, kaçak endüktans miktarındaki ufak değişimlerden dolayı uygulama için çözümün oldukça hassas olduğu görülür. Başka bir deyişle eğer tek bir algoritma kullanılarak tüm endüktanslar hesaplanırsa, algoritmadaki önemli sadeleştirmeler sebebiyle transformatör nüvelerinin konum itibariyle birbirine olan etkileşimlerinin dengelenmesi olayı gözardı edilebilir.

İlk olarak çeşitli $L\sigma_{\alpha\beta}$ değerleri için Denklem (3.14) kullanılmak suretiyle akım dağılımına ilişkin sonuç bulunur. Denklem (6.2) 'de verilen bütün akımların başlangıç değerleri sıfırdır. Burada eğer bütün zamana göre türev operatörleri ihmal edilirse, Denklem (6.2)'de belirtilen sonuç sağlanacaktır. Eğer sarımların yarıçapı Şekil 6.4'de gösterildiği gibi ise I_1' 'nin I_1 'e oranı şöyle bulunacaktır.

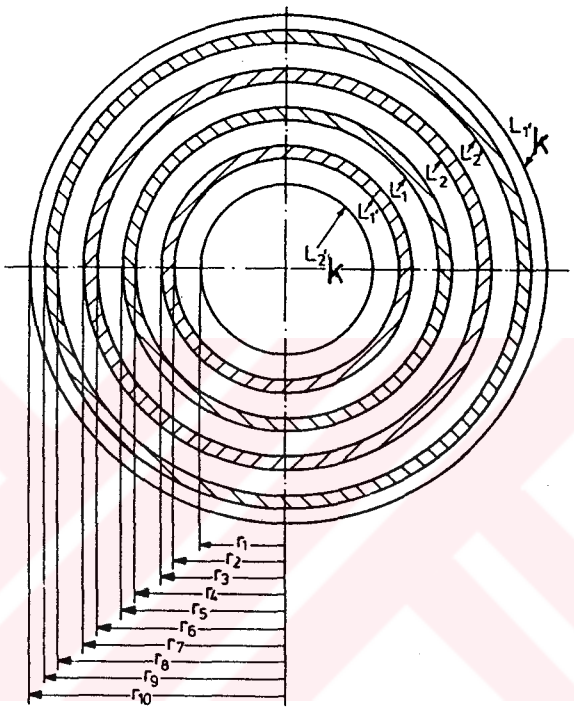
$$I_1' / I_1 = \frac{\left(r_4^2 - r^2\right)}{2r_4^2 + 2r_4r_5 + 2r_5^2 - 3r_3^2 - 2r_2r_3 - r_2^2} \qquad (6.3a)$$

Aynı denklem sekonder için düzenlenirse;

$$I_2' / I_2 = \frac{\left(r_7^2 - r_6^2\right)}{2r_6^2 + 2r_6r_7 + 2r_7^2 - 3r_8^2 - 2r_8r_9 - r_9^2} \qquad (6.3b)$$

Buradaki denklemlerden de anlaşıldığı gibi eğer bobinler arasındaki radyal mesafe daha büyük ise, ana ve yardımcı bobinler arasındaki akım oranı daima negatif ve daha küçüktür. 4. Bölümde açıklanan AC kayıplara bağlı olarak deneysel transformatörde sargılar yuvarlak iletkenlerle yapılmıştır. Dolayısıyla bobinler arası radyal mesafe çok küçüktür, bu da yukarıda gösterilen akım dağılımını verir. Bununla ilgili yarıçap ölçüleri Tablo 4.5 listelenmiştir. Denklem (6.3)'deki ifadelerle bulunan akım oranları $I_1' / I_1 = -0.16$ ve $I_2' / I_2 = -0.15$ şeklindedir. Burada ölçülen değerler ise $I_1' / I_1 = -0.13$ ve $I_2' / I_2 = -0.20$'dir. Esasında oluşan büyük hatalar ise $(r_2 - r_9)$ değerinin tam doğru olarak bilinmemesinden kaynaklanır. Eğer bobinler arası radyal mesafe daha

büyük ise, oluşacak olan etkilerin önemi daha da artacak hatta akım nispeti pozitif olacaktır. 3. Bölümde açıklanan her iki modelinde çalışmaları sırasında bu olgu gözlenmiştir.[14,19,20]



Şekil 6.4 Trafo sarımlarının düzeni ve yarıçap ölçümü için referans noktalarının Gösterimi.

6.2.2 Yardımcı Sargılardaki Akımın Azaltılması

Herhangi bir arıza durumunda oluşacak, çok yüksek akımlara dayanabilecek bir transformatör elde etmek amacıyla yardımcı sargılarda kullanılan iletkenlerin ölçüsü normalden büyüktür. Buna ilaveten çok düşük kayıplı iletkenlerde kullanılamaz; çünkü hem çok pahalıdır, hemde böyle bir sarımın normal çalışma anındaki akımları taşıması beklenemez.

Genel olarak bu dört bobinin geometrik dağılımını; izolasyon aralığı gibi elektriksel ihtiyaçlar, trafonun fiziki yapısı gibi mekanik ihtiyaçlar belirler. Tabi burada kullanılan malzemenin ekonomik oluşu ve kapladığı yerin minimum oluşada çok etkilidir. Örnek olarak Westinghouse tarafından oluşturulmuş 1000 MVA'lık bir transformatörü ele alalım. Bu transformatörde yüksek gerilim kısmındaki yardımcı ve ana sargıların akım oranı 0,14 olacak şekilde hesaplanmıştır. 4. Bölümde de görüldüğü gibi konu ile ilgili olarak birim hacimdeki AC kayıpların harici alan kısmı, hemen hemen akımla orantılı olmakla beraber manyetik alanın genliğiyle de bağlantılıdırlar. Çünkü harici alan kayıpları toplam AC kayıpların önemli bir kısmını oluşturur. Yardımcı sargılar da oluşan yayılmayla aynı miktarda bir yayılma da ana sarımda oluşacaktır. Bu durum, bu çalışmada hesaplanan kayıplarla açıklanmıştır.

Fakat yardımcı sargıların akımını tamamen sıfıra düşürmek mümkün değildir; ama yinede sıfıra en yakın değere indirmekte önemlidir. $I_1=I_2=0$ durumu için $dI_1' / dt = dI_2' / dt = 0$ sonucu Denklem (6.2) yardımıyla kolaylıkla bulunabilir.

$$L_{\sigma 1'2} - L_{\sigma 12} - L_{\sigma 1'1} = 0 \,,$$
$$L_{\sigma 12'} - L_{\sigma 12} - L_{\sigma 22'} = 0. \qquad (6.4)$$

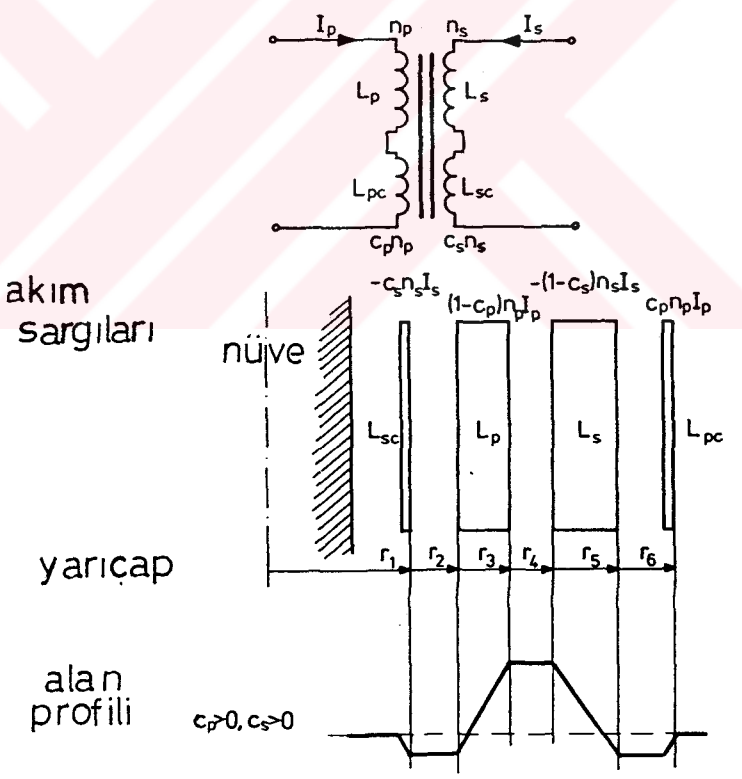
Akım dağılımı proplemine diğer bir bakış şekli ise ana ve yardımcı sarımların birbirine olan etkileşiminden dolayı oluşan kapalı devre olayını gözönüne almaktır.Burada her iki sarımda süperiletkendir. İletken boyunca E elektrik alanı sıfırdır. (AC kayıplara katılan ve iletim akımına karşılık gelen çok küçük elektrik alan hariç) Buna göre faraday konumu kullanılırsa;

$$\frac{d\psi}{dt} = \oint \underline{E} \cdot \underline{\tau} \cdot d\ell, \qquad (6.5)$$

Buna göre, manyetik akının kaçak bağlantısının zamana göre türevinin sıfır olduğu açıktır. Yardımcı sargılardan geçen akımın, transformatörün diğer sargılarında meydana gelen ve bu devreye gelen manyetik alanı tam anlamıyla bastırabilecek bir değerde olduğu farz edilir. Bu, transformatörde oluşan esas kaçak alanın bir bölümünü bu devre içine

almak suretiyle de sağlanabilir. Bu da başka bir yöntemdir. Burada söz konusu olan trafonun iki ana bobini arasındaki akı, ana kaçak akıdır.

Tüm bobin akımları aynı fazda veya farklı fazda olabilir; o halde ne kadar kompanzasyon gerektiği ana sızıntı akımı değişimi ile orantılıdır. Bunu kontrol altına almak amacıyla da Şekil 6.5'de görüldüğü gibi akım bağlantısı, yardımcı sargıların küçük bir bölümü bobin setinin karşı ucuna aktarılarak gerçekleştirilmiştir. Gerekli olan dengeleme miktarına göre, yardımcı sargıların birkaç spir daha uzatılması ve aynı spir sayısı kadarda bobinin diğer ucuna ters yönde sarım eklenmesi de mümkündür.



Şekil 6.5 Kompanzasyon sargılı bir transformatörün alan profili

Aşağıda Denklem (3.14) kullanılarak birbirleriyle bağlantılı $C_p.n$ ve $c_s.n$ sargılarınıda içeren kompanzasyon sargılı L_p ve L_s bobinlerinin kaçak endüktansını bulmaya yarayan formüller verilmiştir.(Yarıçaplar Şekil 6.5'de tanımlanmıştır)

$$L_\sigma = \frac{\mu_o \pi n^2}{6h_c}\{\ r_5^2 + 2r_4r_5 + 3r_4^2 - 3r_3^2 - 2r_3r_2 - r_2^2 +$$
$$+2C_p[\ 3r_3^2 + 2r_3r_2 + r_2^2 - 2r_4^2 - 2r_4r_5 - 2r_5^2\ ]$$
$$+2C_s[\ 2r_2^2 + 2r_2r_3 + 2r_3^2 - 3r_4^2 - 2r_4r_5 - r_5^2\ ] \qquad (6.6)$$
$$+4C_pC_s\{\ r_5^2 + r_4r_5 + r_4^2 - r_3^2 - r_3r_2 - r_2^2\ ]$$
$$+C_p^2\{\ 6r_6^2 - 3r_3^2 - 2r_3r_2 - r_2^2\ ]$$
$$+C_s^2\{\ r_5^2 + 2r_4r_5 + 3r_4^3 - 6r_1^2\ ]\ \}$$

Ana ve yardımcı sargılar arasındaki akım dağılımının kontrolunu yapan kompanzasyon sargılarının kullanımı Şekil 6.6'da tanımlanmaktadır. C_1 'nin I_2' / I_2 üzerinde, C_2'nin I_1' / I_1 üzerindeki kesit etkisinin çok küçük olduğu görülmektedir. I_1' / $I_1 = 0$ iken;

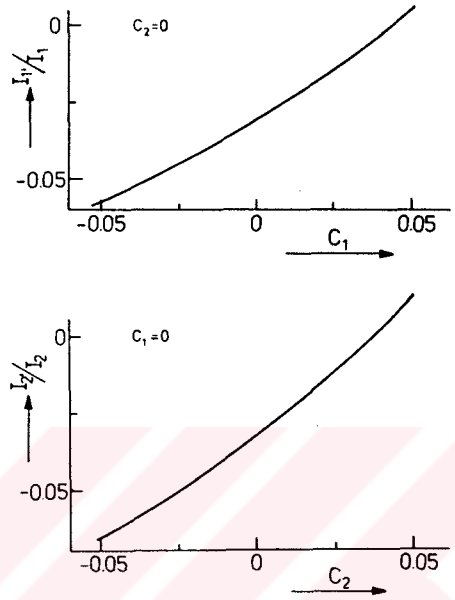
$$C_1 = \frac{1}{2}\frac{r_5^2 - r_4^2}{r_6^2 + r_6r_7 + r_7^2 - r_4^2 - r_4r_5 - r_5^2} \qquad (6.7)$$

Benzer şekilde sekonder kısım için;

$$C_2 = \frac{1}{2}\frac{r_7^2 - r_6^2}{r_6^2 + r_6r_7 + r_7^2 - r_4^2 - r_4r_5 - r_5^2} \qquad (6.8)$$

C_i (i = 1,2) 'nin miktarı kompanzasyon sargılarına aktarılan L_i' yardımcı sargıları ile bağlantılıdır.Eğer kompanzasyon sargısı yardımcı sargıya bağlı olarak aynı yönde sarılmış ise C_i pozitif olur. Aksi yönde ise negatiftir.

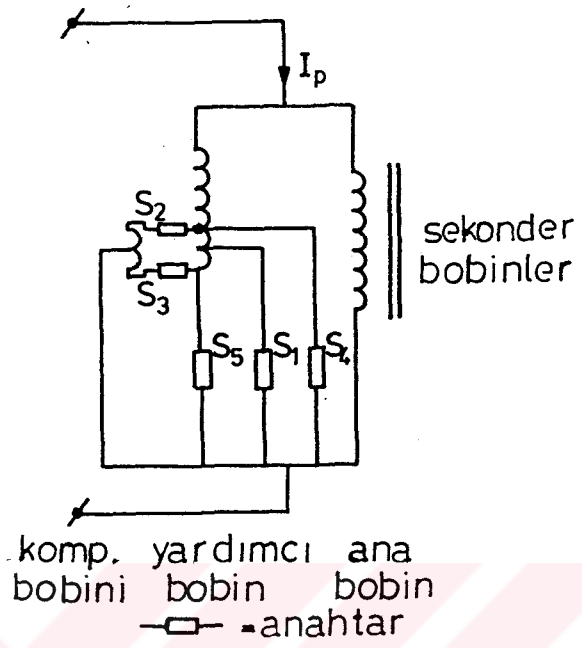
Değişik Akım Dağılımlarına sahip deneysel bir transformatöre ilişkin çeşitli yarıçapları Tablo 6.1'de listelenmiştir. Şimdi bu transformatörü inceleyelim.[14]



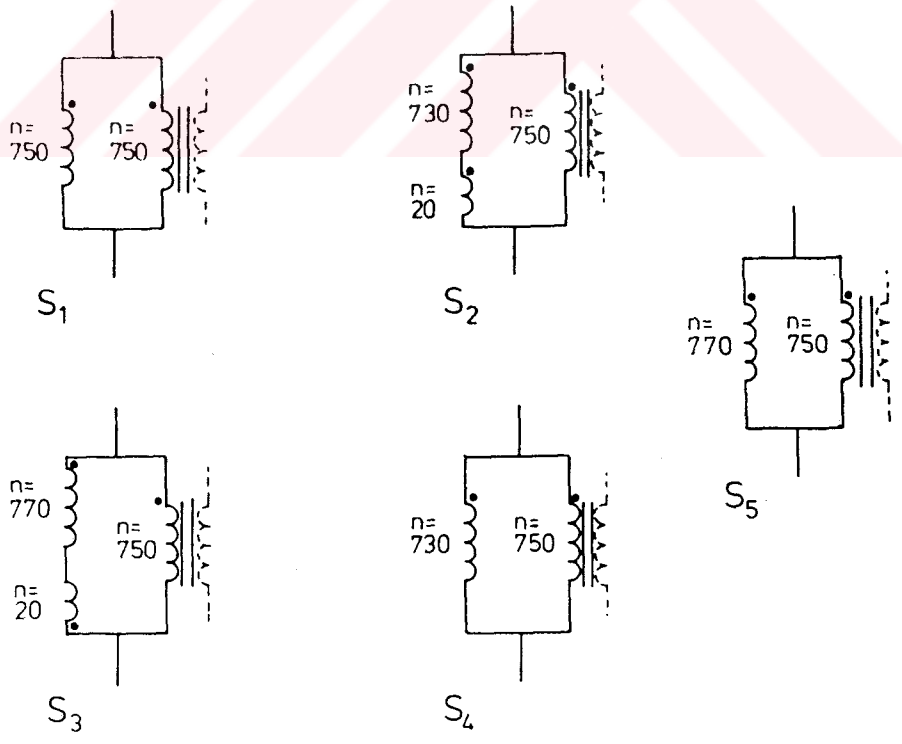
Şekil 6.6 Kompanzasyon sargılarının teorik etkisi

6.2.3 Deneysel Transformatör 85-1

Çift primer ve sekonder sarımlı bir transformatörde akım dağılımı, deneysel bir transformatör üzerinde araştırılmaktadır.Bu transformatör hem kompanzasyon sargılı, hemde kompanzasyon sargısız olarak çeşitli şekillerde denenmiştir. Buna ilişkin prensib şeması Şekil 6.7'de görülmektedir. Primer ve sekonder sarımların yanında birde yardımcı sargı bulunmaktadır. Devreye her defasında biri iletime geçecek şekilde termik olarak harekete geçen bir süperiletken anahtar eklenmesiyle yardımcı sargıların veya kompanzasyon sargılarının sayısını değiştirmekte mümkündür. Beş anahtarın her biri iletime geçtiği anda oluşan etkiler, Şekil 6.8'de gösterilmiştir. Bu sarım sayısına bağlı olmaksızın transformatörün primer ve sekonder kısmına eşit olarak uygulanır.



Şekil 6.7 Transformatör 85-1 'in prensib şeması



Şekil 6.8 Beş değişik primer sargı şekli (benzer şekilde sekonder sargılar)

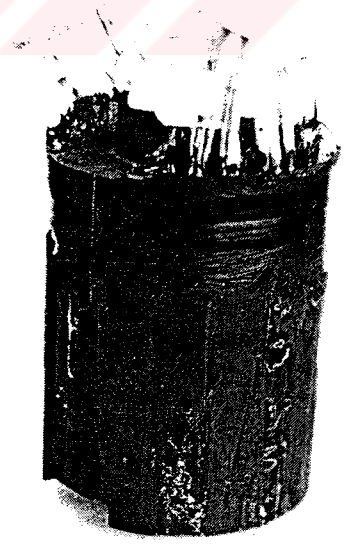
Tablo 6.1 Deneysel Transformatör 85-1 'in Mekanik Bilgileri

Yarıçap (mm) (Şekil 6.4)	
$r_1 = 28.3$	$r_6 = 38.2$
$r_2 = 29.4$	$r_7 = 38.7$
$r_3 = 33.8$	$r_8 = 40.8$
$r_4 = 35.7$	$r_9 = 41.4$
$r_5 = 36.3$	$r_{10} = 41.8$
Bobin setinin eksenel uzunuğu : 86 mm.	
Primer spir sayısı : 2 tabaka 750 adet	
yardımcı : 730 / 750 / 770,altı tabaka	
Kompanzasyon : 20 / 0 / -20	
Sekonder spir sayısı : ana : 1 tabakada 135	
yardımcı : 1 tabakada 131 / 135 / 139	
Kompanzasyon: 4 / 0 / -4	

Daha öncede açıklandığı gibi bu transformatörün fiziksel özellikleri Tablo 6.1'de, malzeme bilgileri ise Tablo 6.2'de verilmiştir. Sarımlar cam elyafi ile güçlendirilmiş epoksi silindirler üzerine beraberce sarılır. Daha sonra bu sarımlar arasında ısı dirençleri olarak kullanılan ince bakır iletkenlerden bir tabaka oluşturulur, bu tabaka aynı zamanda sarımlar arasında boşluklarda meydana getirecektir. Araya konulan bu bakır tabaka ile transformatör sarımları arasındaki boşluklar transformatörün ısınması halinde transformatörün sönümlenmesini sağlamak içindir. Daha sonra bütün bobin sistemi Stycost FT2850 reçinesi ile emprenye edilir. Şekil 6.9'da transformatörün bu işlemin ardından şekli gösterilmektedir.

Tablo 6.2 Transformatör 85-1 'in Malzeme Bilgileri

İletkenler Primer ana sarımı	MCA 114 filaman. NbTi : CuNi = 1:1.35 , İletken çapı = 0.13
Primer yardımcı ve Kompanzasyon sargıları	60 filaman , NbTi : Cu = 1:1.4 İletken çapı = 0.6 mm
Sekonder ana sarım	0.2 mm. çapında nikrom iletken etrafında bükülmüş primer ana sarımın altı katı
Sekonder yardımcı ve kompanzasyon sargıları	IMI 2035 filemanlı karışık matris. NbTi : CuNi : Cu = 1 : 0.2 : 1.6 İletken çapı : 0.6 mm.
Transformatör nüvesi	Haddelenmiş S3U / 02 yüksek manyetik geçirgen bir nüve, Kesit alanı 33.7 x 35.4 mm^2 , Pencere alanı : 106 x 34 mm^2



Şekil 6.9 Transformatörün 85.1'in bobinleri arasına reçine emprenye edildikten sonraki görünümü.

Süperiletken anahtarlar, devreye fazladan çok ufak bir endüktans sağlamak amacıyla çok ince ve düzgün şekilde sarılırlar. Birkaç tane paralel çok uçlu süperiletken ile birlikte, yüksek dirençli matrisin ısıtıcı bir iletkenle yalıtkan bir silindir üzerine sarılmasından meydana gelirler. Sarım işleminin tamamlanmasından sonra Şekil 6.10'da görüldüğü gibi Stycast ile emprenye edilirler. Anahtarın normal durum için direnci; primerde 0.1 A, sekonderde 0.55 A'den daha az bir akımı anahtarlayacak şekilde dizayn edilir. Şekil 6.8'de görülen anahtarların tümü normal durumda iken S_4 veya S_5 uçlarında aşağıdaki formüle göre en yüksek gerilim değerinin olduğu kabul edilir.. Primer için;

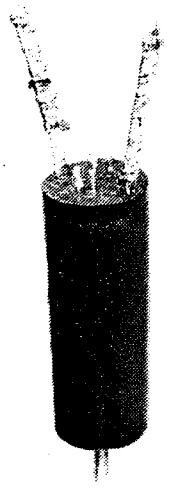
$$U_{s4},\ U_{s5} = 2q_1 U_p \tag{6.9a}$$

Sekonder içinse;

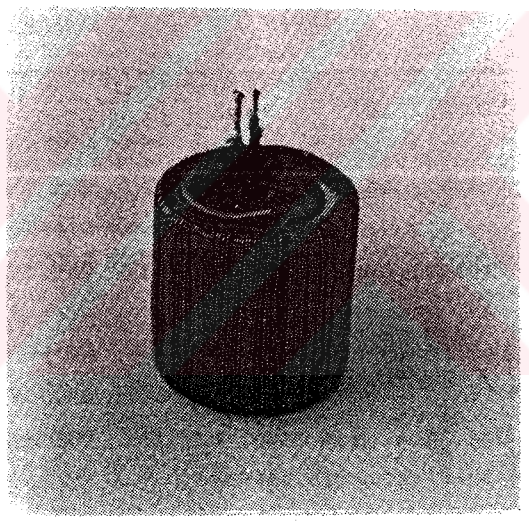
$$U_{s4},\ U_{s5} = 2q_2 Us \tag{6.9b}$$

bağıntıları bulunur. Burada q_1 ve q_2 ana bobin sarım sayısına göre yardımcı bobin sarım sayısındaki artışı ifade eder. Primer gerilimini 200V (RMS) olarak kabul edersek; normal durumda primerdeki anahtarların direnci 110 Ω , sekonderdekilerinki ise 4Ω 'dur. Kolaylık açısından primer ve sekonder'de kullanılan anahtarlar birbirine eşit yapılırlar.

Her bir bobinin üzerinden geçen akım kriostat dışında ya da kriogenik ortamdaki bir direnç bağlantısı yardımıyla ölçülemiyordu; çünkü ana ve yardımcı sargıların tamamen süperiletken devrelerden imal edilmesi planlanmıştı. Bu nedenle bobinlerin akımı, bir Rogowski bobini ve bir elektronik integratörün kullanıldığı endüktif metodla ölçülebilir. Burada kullanılan Rogowski bobini (şekil 6.11) çok hassas bir şekilde sarılmış toroidal bir bobindir. Bu bobin söz konusu akımlarda sıfira eşit olmayacak bir karşıt endüktansa sahiptir. Buradaki endükleme olayı toroidin içinden geçen telin tam olarak konumuna bağlıdır. Oluşacak endükleme aynı zamanda toroidin orta boşluğundanda geçebilir. Elektronik integratör ise 0.01Hz ile 100kHz 'den daha büyük sinyallerin ölçülebildiği ve çok küçük değer sapması olan özel bir yükselteçtir. Rogowski bobinli bu integratörün ayarı ise üzerinden, kriostat dışında ölçülebilecek bir akımın geçtiği ayrı bir iletkenin, bunlar içinden geçirilmesi ile yapılabilir.



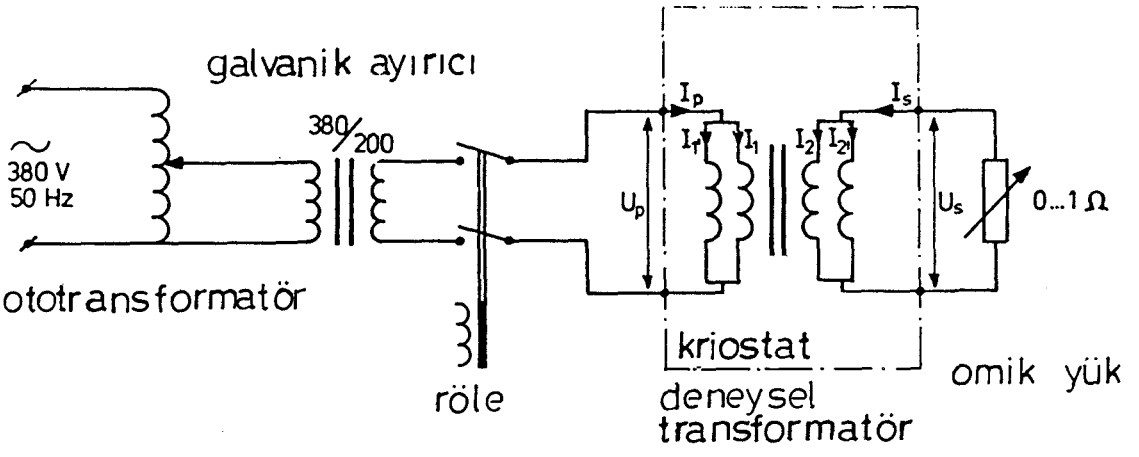
Şekil 6.10 Transformatör 85.1'de kullanılan bir süperiletken anahtarın görünümü



Şekil 6.11 Rogowski bobinin görünümü

Bu denemelerin şematik olarak gösterimi şekil 6.12 ve Şekil 6.13 'de verilmiştir. Şekil 6.12 güç bağlantılarını göstermektedir. Transformatör, bir izolasyon transformatörü ile bir ototransformatörden oluşan 50Hz 'lik bir güç kaynağına bağlıdır. Buna ek olarak 0'dan 1Ω 'a kadar kademe kademe değişebilen ayarlı bir dirençte kullanılmıştır.Boşta çalışma testleri ise sekonder devresi açıkken gerçekleştirilmektedir. Sinyal bağlantıları Şekil 6.13 'de verilmiştir. Rogowski bobini tarafından gerçekleştirilen akım ölçümü dışında, toplam primer ve sekonder akımlarının ölçümü içinde 20kHz bant genişliği olan

bir DC Transfomatör kullanılmıştır. Sinyaller ise temelinde bilgisayar olan bir bilgi toplama sistemi ile ölçülmüştür. [14]



Şekil 6.12 Deneysel transformatörün güç bağlantısı

6.2.4 Ana ve Yardımcı Bobinlerin Sarım Sayılarındaki Fark

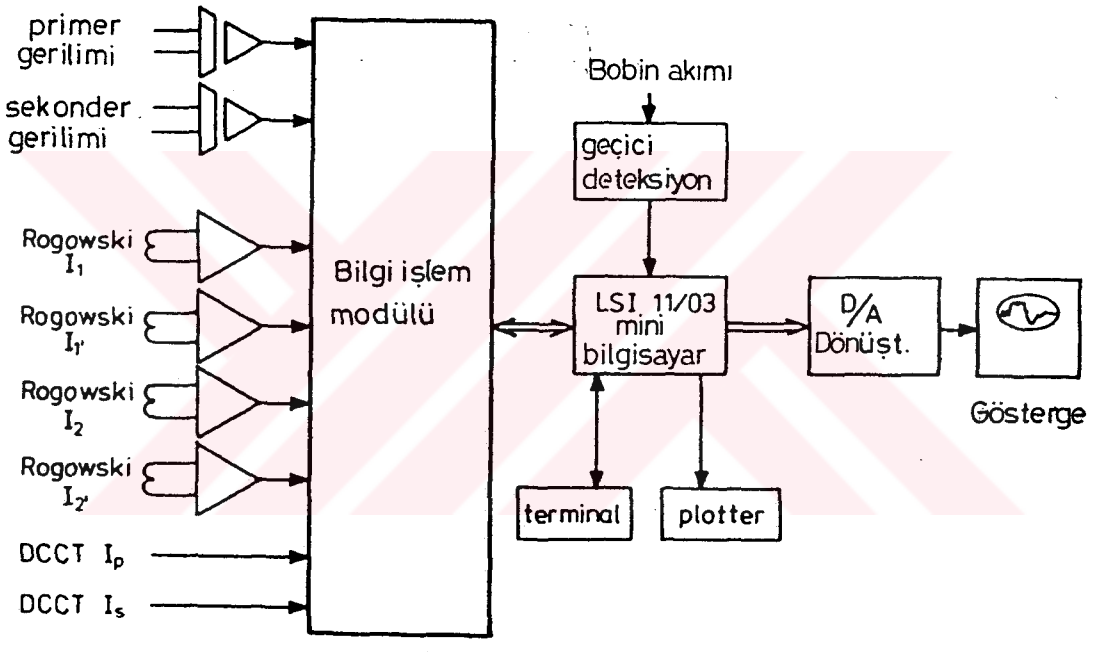
***Teori**

Ana ve yardımcı bobinlerde farklı sarım sayısı kullanılmasının ne gibi bir etkisi olduğunu S_4 ve S_5 anahtarları göstermektedir. Bu durumda bizim şebeke modelimiz pek uygun değildir, ancak neler olacağını açıklamakta o kadar değildir. Eğer S_5 iletimde ise, yardımcı bobin seri bağlı iki bobin gibi düşünülür. Bu bobinlerden biri ana sarım, diğeri yani 20 sarımdan oluşanda (Primer tarafta) transformatör ayağına sarılıdır. Denklem (6.5) 'deki integral gözönüne alınırsa, transformatörün ana akı Φ_h ile bağlantılı olan yardımcı sargıların ikinci kısmındaki kaçak akı ifadesi:

$$\psi_2 = q_1 \cdot n \cdot \Phi_{h,} \tag{6.10}$$

olur. Yukarıda bahsedilen ve ana sargılardaki kaçak akı tarafından kompanze edilen ifadeye göre; yardımcı sargıların birinci kısmındaki akı ise aşağıdaki ifadeye eşittir.

$$\psi_1 = (1+q_1)\ L_{\sigma 1\,,\,1}\ I_1\,, \tag{6.11}$$



Şekil 6.13 Deneysel transformatör 85.1'in sinyal bağlantıları

Sonuç olarak yardımcı sarım için bulunan I_1 akımı transformatörün yük akımından hemen hemen farklıdır ve transformatörün primer gerilimi ile orantılıdır. Çünkü transformatörde sekonder devre bir süre için ihmal edilirse, transformatörün net amper sarımı sıfir olmak zorundadır ve buradan

$$(1+q_1)\, I_{1'} + I_1 = 0\,, \tag{6.12}$$

bulunur. Bu formülü takiben

$$I_p = I_1 + I_{1'} = \frac{q_1^{\,2} n\ \Phi_h}{(1+q_1) L_{\sigma 1'1}} \tag{6.13}$$

transformatörün bir ω frekansı ile bir U_p sinüsoidal primer gerilimi için ana akı ifadesini kompleks sayılarla yeniden düzenlersek;

$$\Phi_h = \frac{U_p}{(1+q_1) n\ J\omega},$$

denklem (6.14)'ün (6.13)'de yerine geçmesi ile $|q_1| \langle\langle 1$ yakınlaşmasında sonuç;

$$I_p = \frac{q_1^{\,2}\, U_p}{J\omega\, L_{\sigma 1'1}} \tag{6.15}$$

Eğer sekonder bobin seti içinde gözönüne alınırsa bir transformatörün boşta çalışma koşulları altında kolayca bulunabilirki;

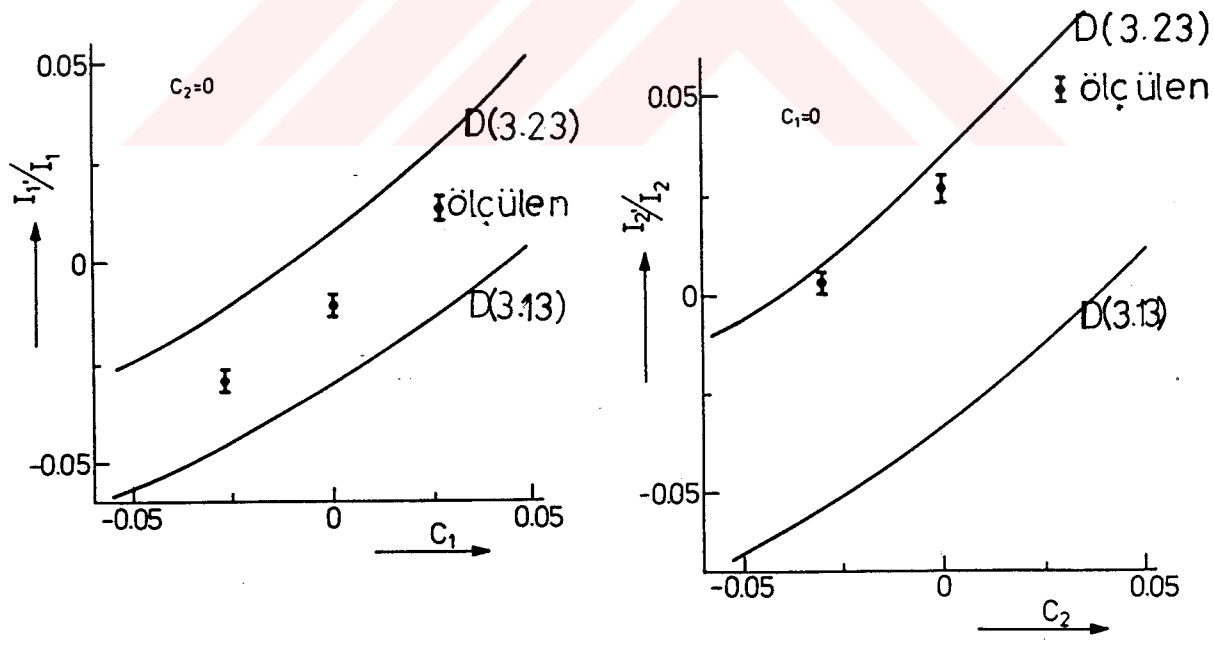
$$I_p = \left(\frac{q_1^{\,2}}{L_{\sigma 1'1}} + \frac{q_2^{\,2}}{L_{\sigma 2 2'}} \right) \frac{U_p}{J\omega} \tag{6.16}$$

$L_{\sigma 22'}$ 'nin transformatörün primerine göre hesaplandığı kabul edilmektedir. Bunun sonucu olarakta transformatörün sarım sayılarının farklı olmasına bağlı olarak denklem

(6.16) 'da parantez içindeki faktörün tersine eşit oranda bir ana endüksiyon oluşur ki bu manyetik devreye göre oluşan ana endüksiyondan daha düşük olur.

*** Deney**

$q_1 = 0.027$ ve $q_2 = 0.030$ ile Şekil 6.14'de farklı primer gerilimleri için ölçülen bobin akımları verilmiştir. Bu sonuçlar ve hesaplanan değerler, çeşitli L_σ değerleri için Tablo 6.4'de listelenmiştir. Referans olarak $q_1 = q_2 = 0$ için ölçülen boşta çalışma akımı, daha önce q_1 veya q_2'nin 0' a eşit olmadığı hallerde elde edilen değerlerden çok daha küçük ölçülmüştür. Bu durumda Rogowski bobini ile yapılan ölçümler bobin akımlarına ayrı ayrı veya iletken başına doğru bir şekilde ölçmek için yeterince hassas değildir. Görülüyorki sekonder kısım için yapılan hesaplamalar (en kötü şartlarda) daha önce yapılmış olan deneysel bilgilerle %8 oranında uyuşmaktadır. Ancak primer kısım için bu geçerli değildir; Burada daha büyük sapmalar oluşşmaktadır.Bu ise muhtemelen boşta çalışma ölçümleri yapılmadan değiştirilmiş, bir takım süperiletken anahtarların normal çalışmaması nedeniyle meydana gelir.[6,14,19]



Şekil 6.14 C_1 ve C_2'nin fonksiyonu olarak ölçülen ve hesaplanan akım dağılımı

Tablo 6.3 Sarım Sayıları Farklı Ana ve Yardımcı Bobinler İçin Ölçülen ve Hesaplanan Bobin Akımları

Durum Ölçülen Değer	I_n / U_n (A / V)	I_1 / U_n (A / V)	$I_{1'} / U_n$ (A / V)	$\frac{n_1}{n_2} I_2 / U_p$ (A / V)	$\frac{n_1}{n_2} I_{2'} / U_p$ (A / V)
U_n = 149V (Tepe değer)	$7.9.10^{-4}$	$1.94.10^{-2}$	$2.06.10^{-2}$	$1.91.10^{-2}$	$1.86.10^{-2}$
U_n = 219V (Tepe değer)	$8.0.10^{-4}$	$1.95.10^{-2}$	$2.05.10^{-2}$	$1.90.10^{-2}$	$1.86.10^{-2}$
U_n = 286V	$7.9.10^{-4}$	$1.96.10^{-2}$	$2.07.10^{-2}$	$1.92.10^{-2}$	$1.86.10^{-2}$
U_n = 286V	$3.8.10^{-5}$	-	-	-	-
$q_1 = q_2 = 0$					
Hesaplanan L_σ					
D (3.14)	$9.4.10^{-4}$	$1.41.10^{-2}$	$1.51.10^{-2}$	$1.78.10^{-2}$	$1.78.10^{-2}$
D (3.23)	$9.6.10^{-4}$	$1.50.10^{-2}$	$1.59.10^{-2}$	$1.76.10^{-2}$	$1.76.10^{-2}$
SOLENO Programı	$9.6.10^{-4}$	$1.45.10^{-2}$	$1.54.10^{-2}$	$1.81.10^{-2}$	$1.81.10^{-2}$

6.2.5 Kompanzasyon Sargılarının Etkisi

***Deneyler**

Şekil 6.6'da ana ve yardımcı sargılar üzerindeki akım dağılımı yaklaşık olarak çizilmiştir. Dikkat edilirse aynı çizim Şekil 6.14'de de vardır; ancak eğer kaçak endüktansların hesabında denklem (3.23)'deki model kullanılırsa, bu sayede bulunacak eğrilerle birlikte gösterilmektedir.

Gelişmiş modeller ise her bobin sarımını teker teker gözönüne alır. Bu şekilde bir hesaplama için her bir tabakanın iç çapı sarılmadan önce çok iyi hesaplanmalıdır. Ölçüm değerleri tablo 6.4'de verilmiştir.

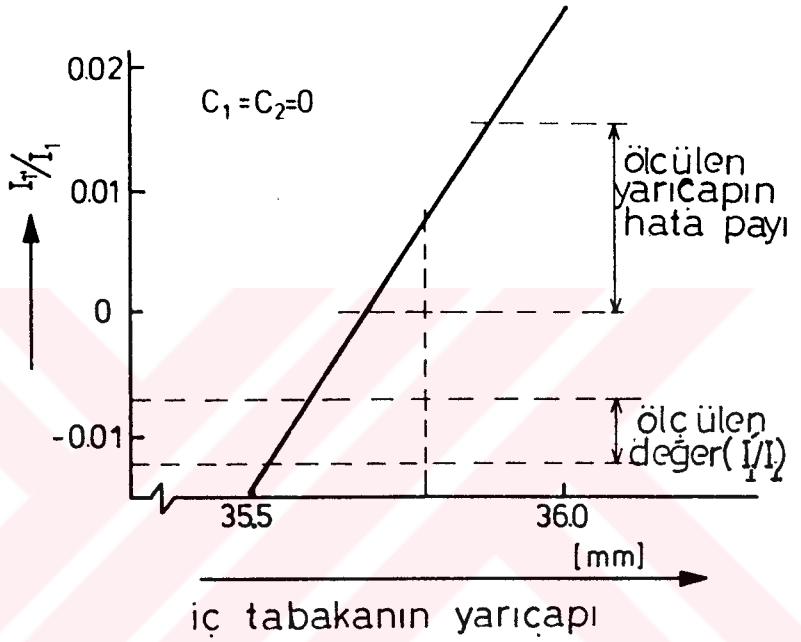
Tablo 6.4 Transformatör 85-1 'de Her Bir Bobin Tabakasının Yarıçapı
(Değerler mm. olarak verilmiştir.)

Bobin	İç Çap	İletken Çapı	Merkezden Yarıçap
Sekonder Kompanzasyon	56.0 ± 0.05	064 ± 0.01	28.32 ± 0.03
Primer Yardımcı Bobin	58.5 ± 0.1 60.5 ± 0.1 61.7 ± 0.2 63.5 ± 0.1 64.5 ± 0.2 66.4 ± 0.1	0.66 ± 0.01 0.66 ± 0.01 0.66 ± 0.01 0.66 ± 0.01 0.66 ± 0.01 0.66 ± 0.01	29.73 ± 0.1 30.58 ± 0.05 31.18 ± 0.1 32.08 ± 0.05 32.58 ± 0.1 32.53 ± 0.05
Primer Ana Bobin	71.4 ± 0.2 72.3 ± 0.2	0.16 ± 0.01 0.16 ± 0.01	35.78 ± 0.1 36.23 ± 0.1
Sekonder Ana Bobin	76.5 ± 0.2	0.52 ± 0.01	38.51 ± 0.1
Sekonder Yardımcı Bobin	81.6 ± 0.3	0.64 ± 0.01	41.12 ± 0.15
Primer Kompanzasyon	82.9 ± 0.2	0.66 ± 0.01	41.78 ± 0.1

I_1 ' / I_1 ve I_1 ' / I_2 oranları transformatör 85.1'in değişik düzenlemeleri için elde edilmiştir. Bu şekil 6.8'de verilen üç farklı çizimle ifade edilmektedir. Bunlardan elde edilen sonuçlar ise Şekil 6.14'de görülmektedir. C_2 'nin I_1 ' / I_1 , C_1 'in I_2 ' / I_2 üzerindeki etkisi ise hesaplamalarda tahmin edilen hata miktarından daha küçük düzeyde oluşur. Görülüyor ki; her iki modelde biri gerçek ölçüm değerinin altında, diğeri ise üzerinde değer vermektedir. Kompanzasyon sargılarının etkisi ise primer kısım için biraz daha hassas hesaplanabilir. Fakat sekonder kısım için ölçülen etki hesaplanandan daha düşük olur. Bu kompanzasyon sargılarının diğer sargılardan daha kısa oluşu nedeniyledir. Bobin uzunluğundaki sapmalar hesaplamalarda dikkate alınmaz.

Akım dağılımında, deneysel olarak bulunan ile teorik olarak önceden tahmin edilen arasındaki uyuşmazlık; modellerin bir parça farklı olması gerçeğinden, biraz da verilerin

doğruluğunun sınırlı olmasından kaynaklanır. Tablo 6.4'de verilen değerler bobin çapı ölçümlerindeki ufak hatalar ile bobinin eksenel uzunluğundaki ana değişmeler gözönüne alınarak verilmiştir. Çap ölçümleri her bir bobin için üç ayrı eksende yapılmıştır; (en üst, orta, en alt) ve burada ±0.02mm 'lik bir sapma istisna değildir. Örnek olarak; eğer $c_1 = c_2 = 0$ için ikinci model kullandıysa ve primer ona sarımının en alt tabakasındaki yarıçap değeri için çeşitli ölçüler kullanılarak primer akım dağılımı hesaplanmışsa I_1' / I_1 için ölçülen değerler, ölçülen ve hesaplanan yarıçapları ile hemen hemen aynı olur. (Şekil 6.15)



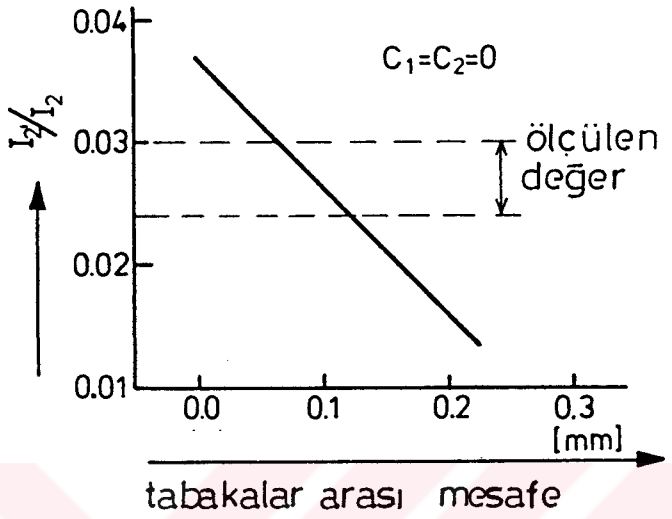
Şekil 6.15 Denklem (3.23)'deki modele göre, primer akım dağılımı üzerinde bir tabakanın değişik yarıçaplarının teorik etkisi.

Sekonder kısım için bobin yarıçapı hesaplananı karşılayacak kadar çok değildir; fakat şu bir gerçektir ki tek sarımlı bir bobin son derece ince bir tabaka olarak biçimlendirilir. Eğer bu bir tabakanın yerine belirli aralıkla iki tabaka bobin konulursa, iletken çapından oldukça küçük olan aralık, ölçülenle aynı akım yoğunluğunu sağlayacak boyuttadır(Şekil 6.16)

*** Öneriler**

Transformatör 85.1'in dizaynında I_1' / I_1 ve I_2' / I_2 akım dağılımı ±0.02 olacak şekilde hesaplanmıştır. Bu da gerçek hesaplamalarda elde edilen değerlerle aynıdır. Pratik

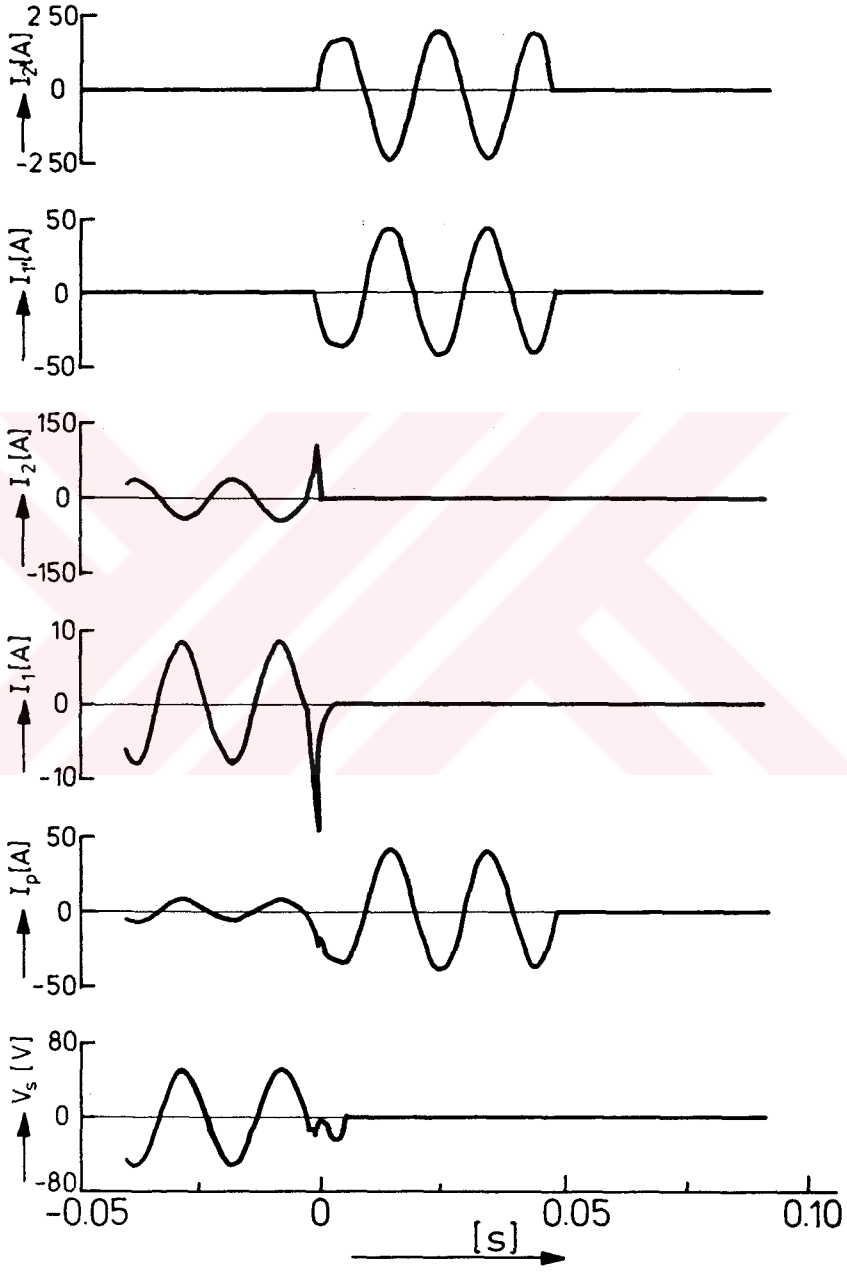
transformatör hesaplamalarında bu oranlar (0.1 veya 0.2)'ye kadar yükselebilir. Buna rağmen hesaplamaların yukarıdaki doğrulukda yapılması mümkün değildir.



Şekil 6.16 Denklem (3.23)'deki modele göre iki ayrı tabakaya ayrılan L_2 'nin teorik etkisi (Kablo çapı 0.52 mm.)

Teorik olarak ifade edildiği üzere, aynı ifadelerin deneysel çalışmalarda doğrulanması sonucu trafo üzerindeki kompanzasyon sargıları yardımcı bobin spir sayısını çok önemli bir şekilde etkilemez. Yardımcı bobin akımıda transformatörün yük akımına bağlı olarak dengelenir. Bir başka deyişle yardımcı sargıların miktarının değişimi, transformatörün işletme gerilimine bağlı olarak yardımcı sargılardaki akımıda değiştirir.

Çünkü kompanzsayon sargılarının akım oranlarını 0.02'den daha aşağı çekmek üzere yapılacak olan çalışmalarda çok etkili olabileceği düşünülmektedir. Buna göre de böyle bir transformatörün yapımında hiç hata olmaması bir zorunluluk teşkil ederki; oluşacak farklılıklar muhtemelen bobin ölçülerinden kaynaklanabilir.Bu da toleranslar dahilinde olur. Yüksek güçlü transformatör uygulamalarında ise bunun gerçekleşmesi maliyette gözönüne alınmak kaydıyla kompanzasyon sargıları ile diğer sargılar arasındaki izolasyonun yeterli olmasına bağlıdır. [14]



Şekil 6.17 Sekonder kısa devresi boyunca transformatör 85.1'in bobin akımları, toplam primer akımı ve sekonder gerilimi

6.3 Ana Bobinin Sönüm Davranışı

6.3.1 Giriş: Bir Deney

Ana ve yardımcı bölümleri nominal değerin altında bir akımda çalışan bir transformatörü ele alalım. Birden bire sekonder devresi kısa devre edilsin. (Ana bobin iletkenlerinin maksimum akımdan çok daha yüksek bir akımla yüklenmesi neticesinde) sonuçta ana bobin iletkenleri akımı yardımcı sargılara aktararak bu durumu terk edecektir.

Bu deney, Şekil 6.12'deki düzenlemede 1Ω 'luk sekonder yük direnci ile transformatör 85-1 için gerçekleştirilmiştir. Gecikme nedeniyle bu direnç aniden kısa devre yaptığında, yük akımı beş katına yükselecektir. Ana ve yardımcı bobin akımı ölçüldüğünde, toplam primer akımı ve sekonder gerilimi Şekil 6.17'de görüldüğü gibi elde edilecektir. Açıkça görülmektedir ki; ana bobinden yardımcı bobine transfer aniden gerçekleşir ve ana bobindeki akım hemen hemen sıfıra ulaşır:

Diğer araştırmacıların küçük ölçekli modelleri ile yapılan deneylerde bu işlemin çok kısa sürede gerçekleştiği görülmüştür. Bununla beraber, gerçek boyutta bir transformatörün ölçeklendirilmesi esnasında beliren problemler göz ardı edilmiştir. Bu problemleri önceden tahmin edebilmek için, sönüm sırasında ana bobinin davranışını bilmekte fayda vardır.

6.3.2 Tekrar Şebeke Modeli

Düşünün ki; transformatörün yardımcı bobinin normal çalışma koşullarında $I_1' = I_2' = 0$ olacak şekilde boyutlandırılsın. Bunun anlamı

$$L_{\sigma 1'2} - L_{\sigma 12} - L_{\sigma 1'1} = 0,$$
$$L_{\sigma 12} - L_{\sigma 12} - L_{\sigma 22'} = 0. \qquad (6.4)$$

Şimdi R_1 direnci, primer ana bobin L_1 'e gelelim Şebeke denklemi (6.2) bu durumda, bu iki varsayım nedeniyle aşağıdaki gibi değişecektir.

$$\begin{bmatrix} 2_{L\sigma 1'1} & 0 & 0 & L_{\sigma 1'1}+L_{\sigma 12'}-L_{\sigma 1'2'} \\ L_{\sigma 1'2}+L_{\sigma 22'}-L_{\sigma 1'1} & 0 & 0 & 2L_{\sigma 22'} \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{dI_1'}{dt} \\ \frac{dI_1}{dt} \\ \frac{dI_2}{dt} \\ \frac{dI_2'}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_1 I_1 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{dI_p}{dt} \end{bmatrix} \qquad (6.17)$$

Pratik durumlarda, $L_{\sigma 1'1}$ ve $L_{\sigma 22'}$ Matris (6.17)'nin birinci ve ikinci satırının 0'dan farklı elemanlarından çok daha büyüktür. (Transformatör 85.1 için yaklaşık iki katı) böylece çok iyi bir yaklaşım olarak;

$$L_{\sigma 1'1}\frac{dI_1'}{dt} = R_1 I_1 \qquad (6.18)$$

yazılacaktır. Şekil 3.13 b'nin $L_{\sigma 12}$'ye eşit olan devre diyagramı normal çalışma sırasında transformatörü ifade eder. Eğer R_1 sonsuza giderse bu $L_{\sigma 1'2}$ olur ki, bunun anlamı endüktans $L_{\sigma 1'1}$ eklendi demektir. Biz bu kez şekil 6.18'deki gibi Denklem (6.18)'in yardımıyla ile bir model kurabiliriz. Sekonder kısa devresi durumunda ($U_2' = 0$):

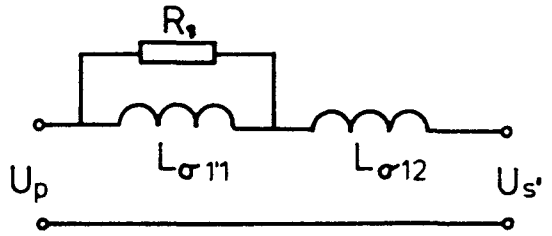
$$U_p = L_{\sigma 1'1}\frac{dI_1'}{dt} + L_{\sigma 12}\frac{dI_p}{dt} \qquad (6.19)$$

$t_2 - t_1$ zaman aralığında çok kısa bir zaman süresi gözlenir. (Bu aralıkta akım transferi gerçekleşir.)

$$L_{\sigma 1'1}\left[I_1'(t=t_2) - I_1'(t=t_1\right] = -L_{\sigma 12}\left[I_p(t=t_2) - I_p(t=t_1)\right]. \qquad (6.20)$$

Eğer t_1'i bir an için ihmal edersek bu kez $I_p = I_1' + I_1$:

$$I_1'(t=t_2)=\frac{L_{\sigma 12}}{L_{\sigma 1'2}}I_1(t=t_1) \tag{6.21}$$



Şekil 6.18 Dirençli ana sarım içeren bir transformatörün seri empedans modeli.

6.3.3 Yayılma

Denklem (6.18) ve (6.19)'dan biz şu sonuçları elde edebiliriz:

$$\int_{t_1}^{t_2} R_1 I_1^{\,2} = \frac{1}{2}\frac{L_{\sigma 1'2}L_{\sigma 12}}{L_{\sigma 1'1}+L_{\sigma 12}} I_1^{\,2}(t=t_1) \tag{6.22}$$

Bu eşitliğin sol tarafı bobin L_1'de yayılan enerjiye eşittir. Bu zamanın fonksiyonu olarak gelişir ve dirençten bağımsız olarak ortaya çıkar. Eğer sekonder akımı yardımcı sargılarda yön değiştirirse; $L_{\sigma_{12}}, q=0$ durumunda $qL_{\sigma_{12}}+(1-q)L_{\sigma_{12}'}$ ile yer değiştirir. Eğer sekonder komütasyon tamamen primerin yerini alırsa q=1'dir. Uygunlugun hızına bağlı olarak, q değeri 1 ile 0 arasında değişik değerlerde alınabilir. Bunun yanısıra primer kaynağın endüktansı, bu endüktansa eklenmelidir. Daha sonraki hesaplamalarda detaylar atılıp $q=1$ olarak kabul edilmiştir.

Toplam yayılmadan daha önemli olan süperiletkenin "en sıcak noktasındaki" yayılma olup, sönümün başladığı yerde yer alır. Söz konusu ısı artışı şimdi burada gözönüne alınabilir. Bu hesaplamalar daha önceki bölümlerde gözönüne alınmış olup, şimdi tümüyle sönümlenmiş iletkendeki ortalama yayılma değil, bölgesel yayılma dikkate alınmıştır.

Sönümlenmiş bir süperiletkende matris direnci ve filamanlar paralel olarak bağlanırsa;

$$\begin{aligned}(R/\ell)^{-1} &= (R_s/\ell)^{-1} + (R_m/\ell)^{-1} \\ &= \eta_s\ A/\rho_s + (1-\rho_s)A/\rho_m,\end{aligned} \tag{6.23}$$

Burada R/ℓ birim uzunluktaki iletken direnci, A iletkenin kesit alanı, η_s filaman materyalin bağıl miktarı ve p özgül dirençtir. s ve m notasyonları ise iletken malzeme ve matrisi gösterir. Biz etkin özgül direnç ρ_{eff}'i şöyle tanımlayabiliriz.

$$R/\ell = \frac{\rho_{eff}}{A} \tag{6.24}$$

Genellikle yaygın olarak kullanılan bakır-nikel matrisli iletkenlerde, $\rho_{eff}=3.7.10^{-7}$ olup genelde $T=T_c$'den $T=100K°$ 'e dek tamamen sıcaklıktan bağımsızdırlar.(T_c; süperiletkenin kritik sıcaklık derecesidir.) Eğer kablo I akımını geçiriyorsa birim uzunluktaki yayılma:

$$P_q/\ell = I^2R/\ell = I^2\frac{\rho_{eff}}{A} = AJ^2\rho_{eff} \tag{6.25}$$

J: iletkendeki ortalama akım yoğunluğudur. Adiabatik sınırlamalar ise, iletkende ısı yükselmesine neden olur:

$$C_{eff}\frac{dT}{dt} = J^2\rho_{eff} \tag{6.26}$$

Burada C_{eff}; birim hacimdeki etkin özgül ısıdır.

$$C_{eff} = \eta_s C_s + (1-\eta_s)\ m. \tag{6.27}$$

Denklem (6.26)'nın zamana göre integrali alınırsa;

$$\int_{T(t=t_1)}^{T(t=t_2)} C_{eff}\, dt = \rho_{eff} \int_{t_1}^{t_2} J_2\, dt \qquad (6.28)$$

Eğer t_1 ve t_2 öncekilerle aynı anlamda değerlendirilirse, 1°(t) aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$J(t) = i(t).\, J(t_1)\,, \qquad (6.29)$$

böylece

$$h\big(T(t=t_2)\big) - h(T_o) = \rho_{eff} J^2(t_1) \int_{t_1}^{t_2} i^2 dt\,, \qquad (6.30)$$

olur. Burada h(T) süperiletkeninin normal çalışma sıcaklığında (T ve T_o arasında) birim hacimdeki iletkenin entalpisidir. Eşitlik (6.30) akımın aşırı yüklenmesinden doğan yayılma içinde uygulanabilir. Diğer taraftan ısı artışı veya mekanik yayılmadan dolayı $J(t_1) >> \eta s\ J_c$ için sönüm oluşabilir. Bu durumda $h(T_o)$ yerine $h(T_c)$ almak daha gerçekçidir.

Süperiletken bobin sistemindeki sönüm olayından sonra, süperiletken kablonun 100-150 K°'e dek ısındığını kabul etmek doğrudur. Daha yüksek sıcaklıklar da sıcaklıktan dolayı oluşan mekanik gerilmeler başlar. Emniyetli bir değer olarak 100 K° alınabilir ki; entalpi farkı yaklaşık $1x10^8$ J/m^3 'e denk gelir. $J(t_1)$ 'in ise pratik değeri $3x10^9$ A/m^2 olup, denklem (6.30)'daki integral ise $4x10^{-5}$ (s)'den daha azdır. Eğer i(t), üstel bir fonksiyon olursa, (i (t) = exp (-t / τ) olmak üzere bu $\tau < 8.10^{-5}$ s ile sonuçlanır. Bu küçük zaman aralığı sabiti gözönüne alınmalıdır. Denklem (6.19)'dan aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\frac{dI_1}{dt} = \frac{1}{L_{\sigma 12}} \left[U_p - (L_{\sigma 1'1} + L_{\sigma 12}) \frac{dI_1'}{dt} \right] \qquad (6.31)$$

Önceki varsayımlara dayanarak ilgili zaman aralığı çok küçük bir zaman dilimi olduğundan ihmal edilebilir ve böylece eşitlik (6.18)'deki ifade yardımıyla;

$$\frac{dI_1}{dt} = \frac{L_{\sigma 12} + L_{\sigma 1'1}}{L_{\sigma 12} \cdot L_{\sigma 1'1}} R_1 L_1 \qquad (6.32)$$

R_1 'in zamanın bir fonksiyonu olarak davranışı için, süperiletken kablolarda sönüm yayılması gözönüne alınarak genel bir teori geliştirilmiştir. Şimdi bu teoriyi ele alalım.

6.3.4 Sönüm-Yayılma Teorisi

İnce süperiletken film tabakaları için geliştirilen bu teoriyi çok zayıf soğuyan süperiletken kablolar içinde geçerlidir. Yavaş soğumanın tanımı bu

$$R/\ell I^2 \rangle\rangle F.\left(T_c - T_o\right) \qquad (6.33)$$

Burada F; ısı transfer katsayısı olup, iletkenle soğutucu arasındaki her bir derece ısı farkından dolayı, birim uzunluktaki iletkenden çevreye yayılan ısı miktarını gösterir. Sonraki ısı T_o 'dır. İletken kesiti üzerinde ısının üniform bir şekilde yayıldığı kabul edilir. Bunun anlamı, ısı transferinin yalnızca tek boyutta (x-boyutunda) gerçekleşmesi olup, aşağıdaki ısı denge eşitliği ile gösterilir.

$$C_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} = \rho_{eff} \varepsilon(T) J^2 + \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x}\right) \qquad (6.34)$$

Burada λ_{eff} ; etkin termal iletkenliği (iletken boyunca) gösterir. ε (t) fonksiyonu ise şöyle tanımlanır:

$$\varepsilon(t) = 0 \quad , \qquad T \langle T_{cJ} = T_c\left(1 - \frac{J}{\eta_s J_c(T=0)}\right)$$

$$\varepsilon(t) = 1 - \frac{\eta_s J_c(T=0)}{J}\left(1 - \frac{T}{T_c}\right), \qquad T_{cJ} \langle T \langle T_c \qquad (6.35)$$

$$\varepsilon(t) = 1 \qquad\qquad , T \rangle T_c .$$

Burada kritik sıcaklık ile süperiletkenin kritik akım yoğunluğu arasında kuadratik bir ilişki vardır. Diğer bir çok araştırmacı ise lineer bir ilişki düşünüp aşağıdaki çözümlemeyi yapar:

$$\varepsilon(T) = 0 \quad , \qquad T \langle T_{cJ} = T_c \left(1 - \frac{J}{\eta_s J_c (T=0)} \right)$$

$$\varepsilon(T) = 1 - \frac{\eta_s J_c (T=0)}{J} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right), \; T_{cJ} \langle T \langle T_c \qquad (6.36)$$

$$\varepsilon(T) = 1 \qquad , \qquad T \rangle T_c .$$

Böylece ε, matris tarafından iletilen akımın bağıl kısmını ifade eder.

Sönüm - Yayılma teorilerinin çoğunda materyalin bir yada daha çok özelliği ısıdan bağımsızdır, böylece $0 \langle \varepsilon(T) \langle 1$ için zaman aralığı "0" kabul edilir. Bu durumda biz sıcaklığı T_{cJ}'ye göre $\varepsilon(T) = 0$ ve $\varepsilon(T) = 1$ sınır değerlerine karşılık gelecek şekilde tanımlarız. Boyutsuz büyüklük θ_c ise genelde kullanılır.

$$T_{cJ} = T_o + \theta_c (T_c - T_o) \qquad (6.37)$$

Bu şekilde, yavaş soğuma durumunda normal alandaki yayılma hızı belirlenir.

$$V = \frac{J}{C_{eff}} \sqrt{\frac{\rho_{eff} . \lambda_{eff}}{\theta_c \left(T_c - T_o \right)}} \; . \qquad (6.38)$$

C_{eff} , ρ_{eff} ve λ_{eff} ısıya bağlı özelliklerdir. Sayısal metodlar kullanıldığında ısıya bağlılık gözönüne alınabilir. Eğer özgül değerler, amprik yolla tespit edilirse sonuçlar Denklem (6.38) kullanılarak, ölçülen hızlara yakın, uygun bir yayılma hızı bulunabilir. Değişik yazarların çözümünde θ_c'nin varsayımı üzerinde farklılıklar vardır. Örneğin; bazı araştırmacılar $\theta_c = 1$ yada $T_{cJ} = T_c$ kabul ederek ; yayılma hızını hesaplamışlardır.

Eğer $i = J \,/\, (\eta_s . J_c (T = T_o))$ 'la birlikte $\theta = 1 - i$, T_{cJ} Denklem (6.36)'da

tanımlandığı gibi alınırsa; genelde önceden tahmin edilenin üzerinde bir değer bulunur. Diğerleride genelde bu uç değerler arasında yer alır. Örneğin: Dresner $\theta_c = 1\text{-}i / 2$ değerini kullanmaktadır. Denklem (6.37)'deki bağıntı, bakır-nikel matrisli iletkenlerde olduğu gibi, bakır matrisli iletkenlerde de deneylerle bulunmuştur.

6.3.5 Deneysel Transformatör 85-2

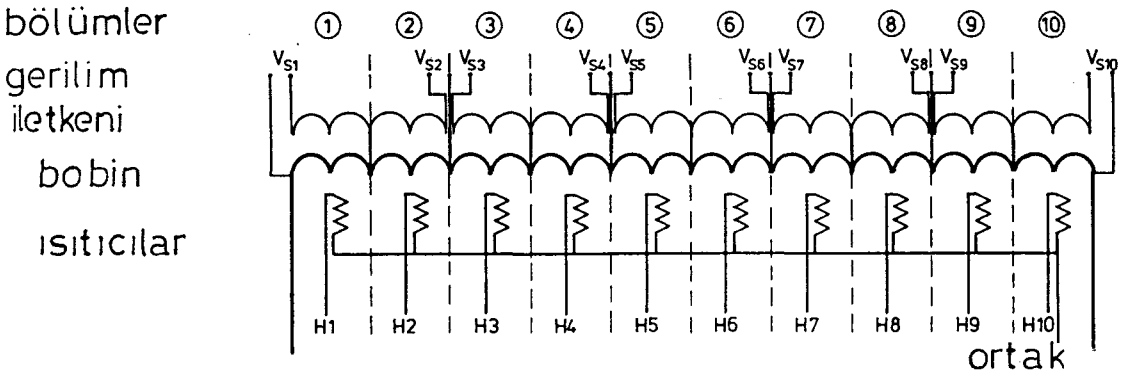
Bir çok nedenden ötürü ana bobinde dağılım etkilerini ölçmek için 85-1 nolu transformatör uygun değildir; özellikle ısıtıcı elemanlar bobinin eksenel yönü boyunca yerleştirildiğinden bobinin iç dolambaçları arasında homojen bir dağılma olmayacağından bir çok yerde ısı noktaları oluşur. İkinci olarak; bobin seti tam anlamıyla yüklenmiş ve ana bobinle yardımcı bobin arasında olduğu gibi, iki ana bobin arasında iç ısı teması oluşur, bu temas sonucu bir bobin diğerinin ısısının yükselmesine neden olur. Üçüncü olarak, bobini geçen bir direnç gerilimini ölçmek için bir tedbir alınmamıştır. Böylece bu, dolaylı olarak yardımcı bobin akımından ve Denklem (6.18)'deki ilişkiden bulunabilir. Bir bobinde sönümlenmenin nerede başladığı konusunda bir fikir yoktur ki; o termal iletimle yayılmış olabileceği gibi; yüksek akım neticesinde de yayılmış olabilir. (Bu "ana sönümün dönüşü" olarak adlandırılır.)

Bu problemleri irdelemek için 85-2 numaralı transformatör yapılmıştır. Bu transformatör, bir primer bobin, bir sekonder ana bobin ve sekonder yardımcı bobinden oluşup, 85-1 transformatörü gibi aynı nüveye monte edilmiştir. Primer bobin yer kazanmak amacıyla, yardımcı bobin içermez. Ancak sönümlenme olmadan deneyin sürebileceği şekilde boyutlandırılmıştır. Her bobin kabuk kalınlığı 3mm. olan cam elyafi ile güçlendirilmiş epoksi silindirlerden oluşan gruplara ayrılmıştır. Yapım bilgileri Tablo 6.5'de sıralanmıştır.

Bu deneyin hedefi sekonder ana bobindir. Kablo yan sarımlar arasında sürekli sabit bir mesafe bırakacak şekilde epoksi silindir içerisinde sarmal bir şekilde yükselir. Elektriksel olarak bobin on bölüme ayrılmıştır. Her birinden geçişte omik gerilim, iletken potansiyeli olarak ölçülebilir. Daha sonrada, süperiletkenin endüksiyonel toplanmasının minimize edilmesine çalışılır. Her bölümün ortasında 50 mm. uzunluğunda bir ısıtıcı kablo, iletken boyunca uzanır. Bu yolla sadece ısınan sarımlarda sönüm yaratabilecek bir ısı atımı oluşur. Sekonder ana bobinin düzenlenişi Şekil 6.19'da gösterilmiştir.

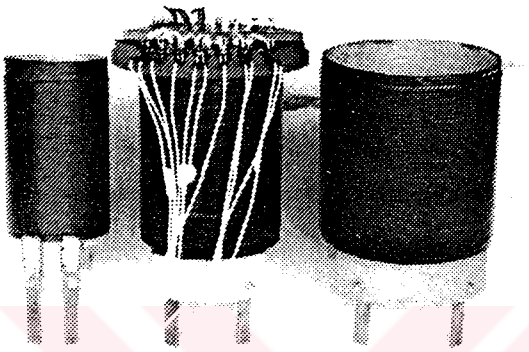
Tablo 6.5 Transformatör 85-2'nin Konstrüksiyon Bilgileri

Bobin	Primer	Sekonder ana bobin	Sekonder Yardımcı Bobin
Çap (mm)	94	76	56
Eksenel	82	82	82
Uzunluk(mm)	739	130	130
Sarım Sayısı	(İki Tabakada)		
İletken :			
Üretici	MCA	MCA	IMI
Çap (mm)	02.20	6 x 0.13	0.6
Sc:Matris oranı	NbTi : CuNi	NbTi : CuNi	NbTi:CuNi:Cu
	= 1:1.35	= 1:1.35	=1:0.2 :1.6
Filaman Sayısı	114	6 x 114 (0.2 mm çapında Nikrom iletken etrafında bükülmüş 6 iletken)	2035
Transformatör nüvesi : 85-1 'deki gibi (Tablo 6.2) Elektriksel Değer : 200 / 35 V , 3.6 kVA max			

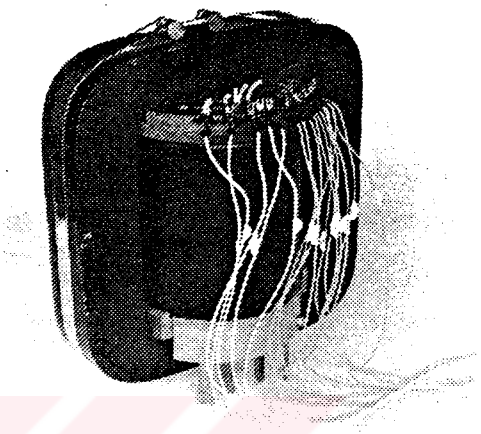


Şekil 6.19 Transformatör 85-2'nin sekonder ana bobininin şematik gösterimi

Şekil 6.20, 3 adet bobinin resmini göstermektedir. Bunların üçüde birbiriyle bağlantılı olup, birisi transformatörün nüvesine, diğeri sekonder ana bobinin üzerine monte edilmiştir. Bu yolla sökme ve takma işlemi çok kolay olup, sıvı helyum her bobine kolayca girip çıkabilmektedir. Tümüyle monte edilmiş bir transformatör Şekil 6.21'de görülmektedir.



Şekil 6.20 Transformatör 85-2'nin üç ana bobini



Şekil 6.21 Transformatör 85-2'nin komple montajı

Sönüm deneyi için hazırlanan test düzeneği Şekil 6.12'de verilen Transformatör 85-1'e çok benzemektedir. Yalnızca Transformatör 85-2 konumunda primer yardımcı bobin eksiktir. Sinyal bağlantısı Şekil 6.22'de gösterilmiştir. Bir diğer önemli fark (Şekil 6.13 ile) ise, bilgisayarlı bilgi sistemleri akım komütasyon işlemini kaydedebilecek kadar hızlı değildir. Bu yolla ancak belirli zaman aralıkları içerisindeki (50 Hz) etkiler ölçülebilmektedir. Akım komütasyon olayı ise ancak, 500 kHz frekansında çalışan dijital stoklamalı bir osiloskop ile kaydedilebilir.

6.3.6 Sonuçların İncelenmesi

Her deneyin başlangıcında transformatör 50 Hz'lik bir güç kaynağına, gecikmeleri almak üzere bağlanır. Daha sonra sekonder akmı I_s istenilen değere ayarlanır; bilgisayar ölçüme başlandıktan sonra akım I_2 en üst noktaya eriştiğinde, sekonder ana bobinin bir bölümünde 0.5 ms zaman aralığı boyunca ısı artımı başlar. Bobinin uzunluğu 50 mm'yi geçtiğinde yayılma yaklaşık 0.8 W olup, bunun anlamı bobindeki toplam enerji yaklaşık

0.4 mJ 'dir. Bu enerji eğer yalnızca iletkende olsaydı, (Hacmi 50 mm. boyunca $4x10^{-9}$ m^3'dür.) yaklaşık 13 K° ısı artımına sebeb verecekti.

Bu artımdan sonraki olaylar kaydedilmişve görülmüştür ki; temel olarak değişken sonuçlar $I_2 > 110$ A ve $I_2 < 95$ A anındaki sönümlerde elde edilir. Bu değerler arasında ise sürekli geçişler görülür ve söz konusu ani sınır değerlerine ulaşıldığında bu durum değişikliği deneylerin bir çoğunda görülür.

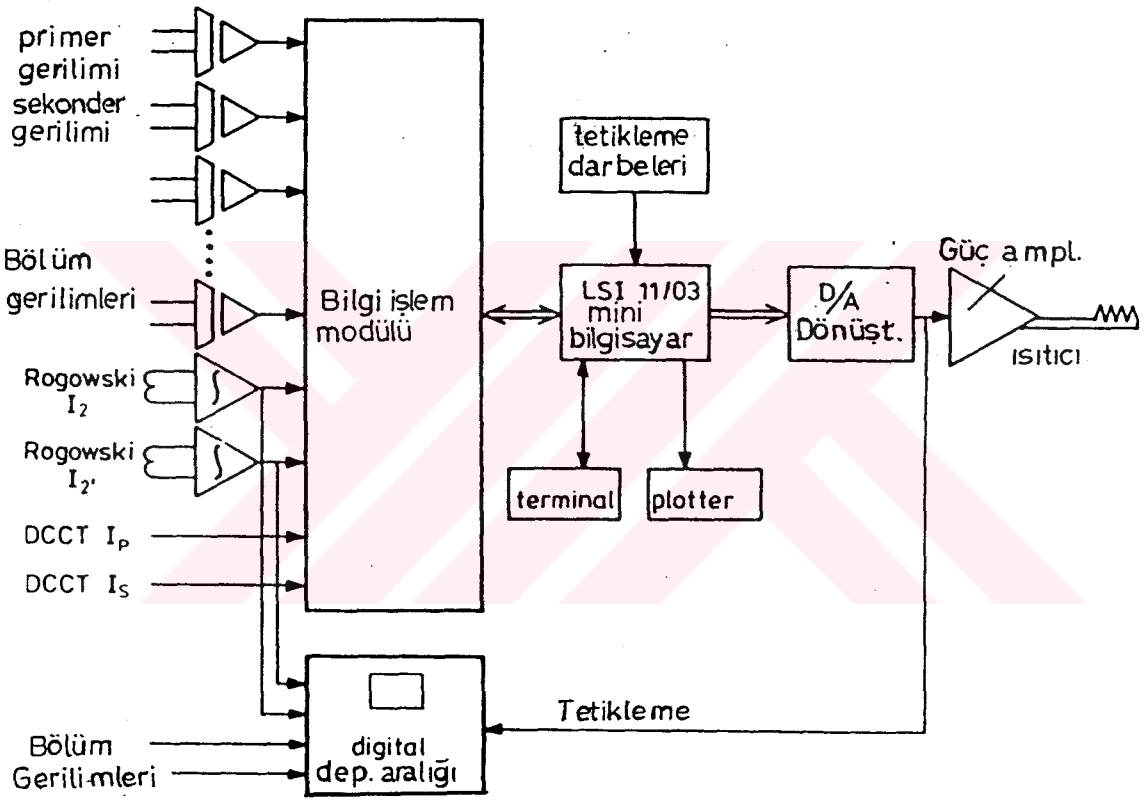
Şekil 6.23'de I_2 başlangıç değerine ulaştığında neler olduğu görülmektedir. Sönümün başlangıcından beri, bir kaç yüz mikro saniye içerisinde akım çok küçük bir değere düşmektedir. Ölçülmüş voltaj ve akım yardımıyla kesitin direnci (Şekil 6.23 (c)) kolayca hesaplanabilir. Bu da bize gösterir ki zamana bağlı artış, en yüksek akım için $4x10^5$ Ω /s olup, bu direnç bölgesinde yaklaşık 10^5 m/s 'lik bir artışa denk gelir.

Şekil 6.24'de I_2 'nin alt sınır değerdeki durumu gösterilmektedir. Üç konumun ikisinde ısı atımı genel biçim olan, I_2 'nin tepesinde uygulanır.Üçüncü konumda (I_2 = 60 A), sekonder akım ise 95 A (RMS) olarak belirlenir. (Aynen 129 A'lık üst değere ayarlandığı gibi.) Ancak (a) ısı atımı I_2 'nin tepe değere erişmesinden 4 ms. sonra başlar. Sönümlenme şimdi I_2 = 60 A değerinde başlar ve I_2 'nin milisaniyeler boyunca artmasına göre işlem yavaşça ilerler.

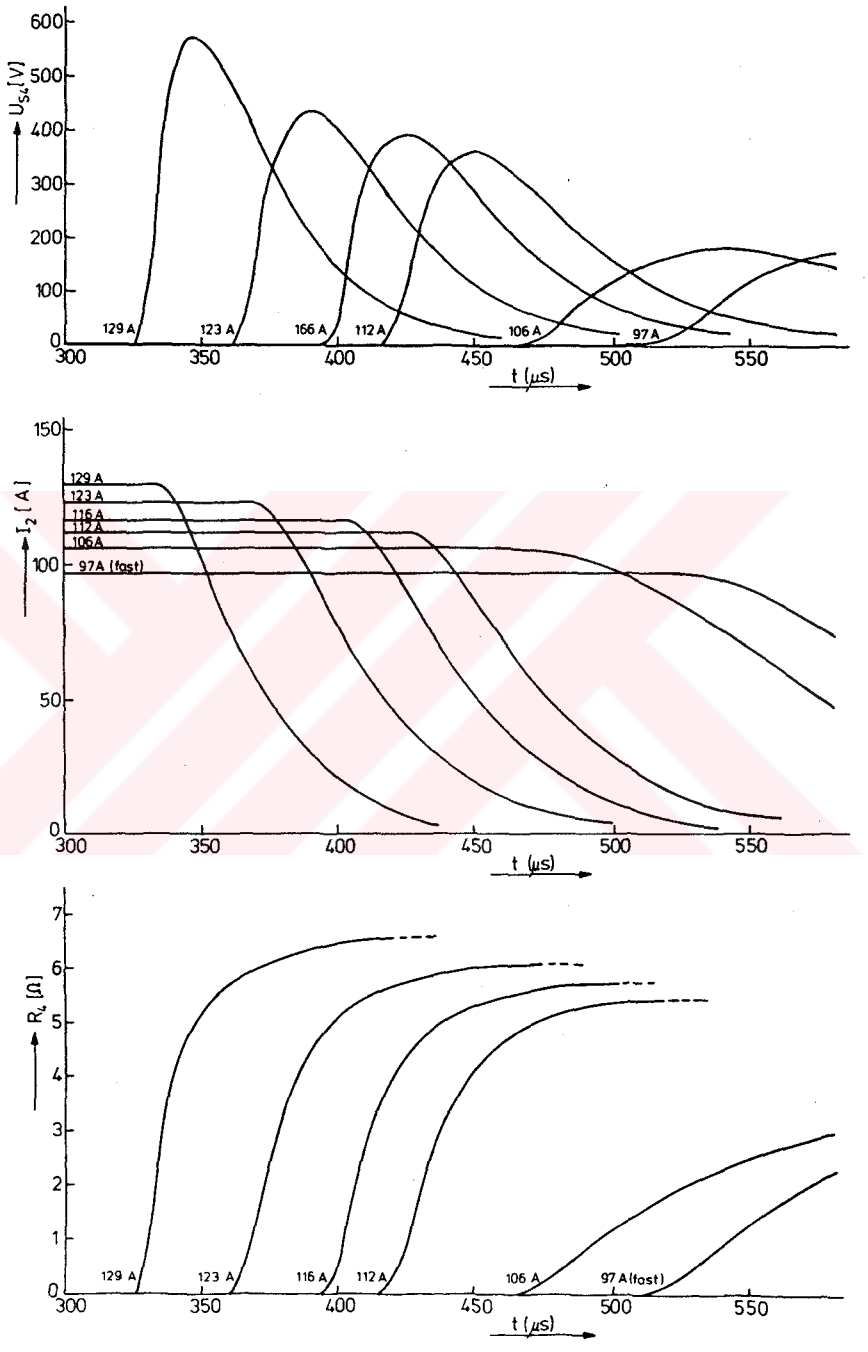
Direncin hesaplanması Şekil 6.24c 'de gösterilmiştir. Zaman ekseninde (Biz R-ekseni diyoruz.) Şekil 6.23c 'den farklı olarak 10 faktörü kullanılmıştır. Bunun anlamı iki akım aralığı için yayılma hızları birbirinden farklıdır.

Zamana göre türev ise direnç eğrisi üzerindeki bir noktaya göre alınır. Buna göre sönüm hızı şöyle hesaplanır.

$$V = \frac{dR}{dt} / (R/\ell) , \qquad (6.39)$$



Şekil 6.22 Transformatör 85-2'nin sinyal bağlantıları



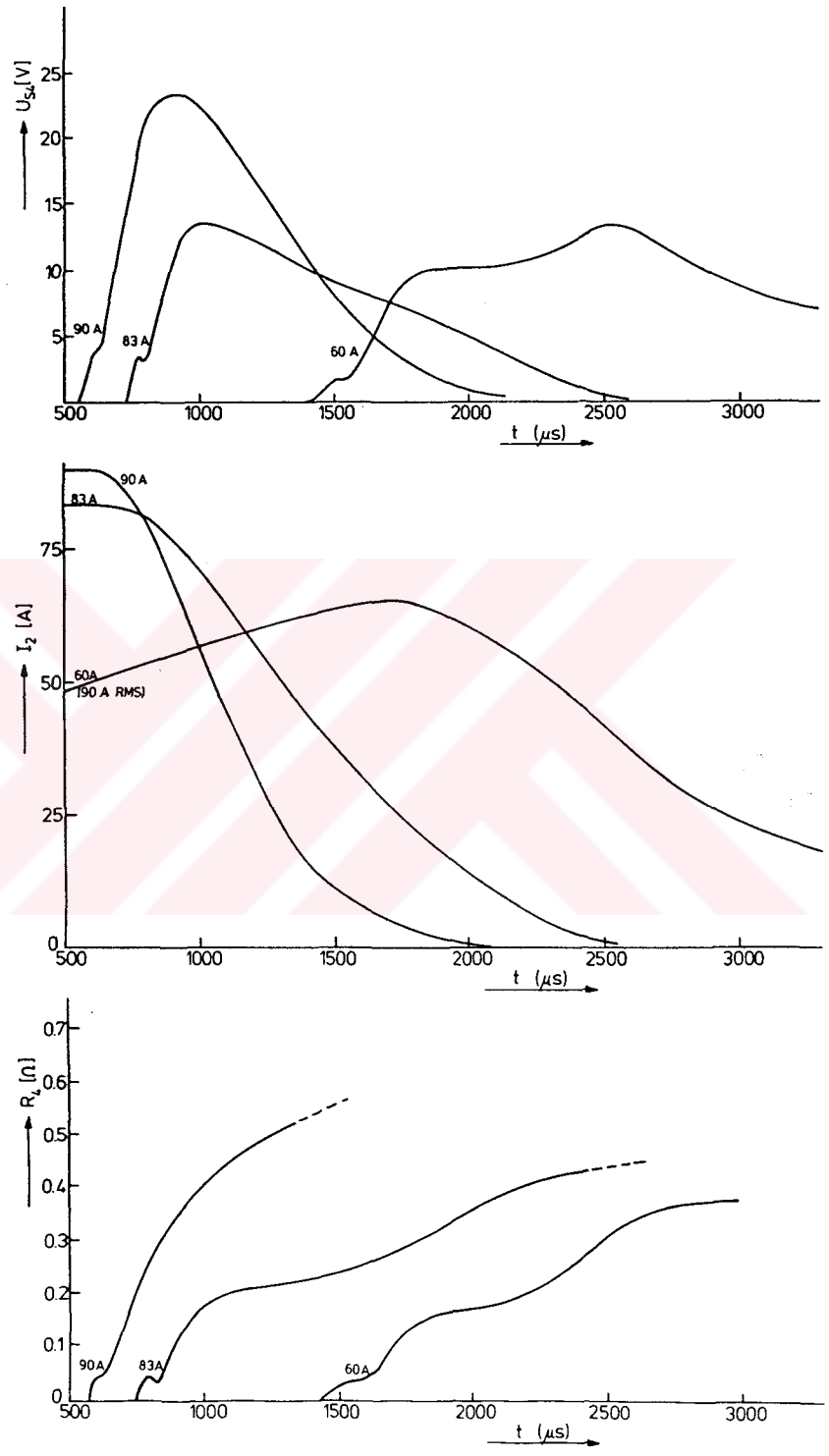
Şekil 6.23 Isı atımından sonra zaman aralıklarının fonksiyonu olarak "hızlı" sönüm örnekleri.

Gerçekte muhtemelen bir an için birden fazla boyut gözönüne alınmamıştır.(r/ℓ) □ miktarı normal iletkenlik durumunda birim uzunluk için iletkendeki direnç miktarıdır. V/J oranı da bu yolla bulunmuş olup, J iletkenin akım yoğunluğudur. J, Şekil 6.25 ve 6.26'da iki değişik akım aralığında I_2'nin ani değerlerinin bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Şekil 6.26'da ise eğri önceden sunulan teori sonuçlarına göre çizilmiş olup, bunun varsayımları; I_c= 150 A. , θ_c = 1-I/I_c iki boyutludur. Şekil 6.25'de bulunan değerlerin ise bu nedenle bulunan boyutları daha büyük, Şekil 6.26'da ise sonuçlar çok daha dağınıktır.

*** Hızlı Sönümlenme**

Hızlı sönümlemenin ilk 20 mikrosaniyesinde dirençteki büyük artış, akımdaki ani değerden kaynaklanan tek boyutlu bir fonksiyon değildir. Gerçekte eğer Şekil 6.23 dikkatle incelenirse göreceli olarak eğride "yavaş" bir başlangıç gözlenir ve onu hızlı bir artış izler. Şekil 6.25 'deki noktalar I_2 'nin ani değerleri için fonksiyon olarak görünmekle birlikte, onun ilk eğrisinden bağımsızdır. I_2= 106 A değeri ile başlayan R (t) eğrisinin en dik kısmı bunun dışındadır. Şekil V/J 'nin I_2 ile orantılı olduğunu öne sürer veya tamamen (I_2 - I_0) 'a eşit olduğunu kabul eder. (Şekil 6.25 'deki noktalı çizgiye bakınız.) Bunun anlamı v yaklaşık olarak J^2 ile orantılıdır, akımın 50A 'in altında olduğu durumlarda gerektiği kadar hassas bir dR / dt değeri hesaplanamaz. Üstelik bu aralıkta ölçülebilir bir değer yoktur.

Bu çok hızlı sönümlenme mekanizması henüz açıklanmamıştır. Gerçekte bazı kritik değerlerden daha yüksek akımlar için bu kritik değerlerin altındaki hızlara göre, daha büyük oranda bir hız artışı olduğu zaten Ulbricht 'ın bağlantı kabloları deneyi ile geriye sönümlenme olayını bulması ile daha önceden anlaşılmıştır. Bununla beraber neden geriye sönümlenmenin yalnızca bir bölümle sınırlı kaldığını açıklayıcı bir sebep yoktur. Hepsinde olmasada bazı kesitlerde omik gerilim ölçülmüştür; ancak bunlar ısınmış kesitlerle karşılaştırıldığında oldukça geri kalmışlardır. Dahası bu gerilimler daha küçük olup, genelde ancak bir birim büyüklüğe denk gelir. (En küçük boyuttadır.) Bu bize gösterirki; geriye sönüm bu bobinde rol oynamasına karşın yalnızca ikinci derece etkiler gösterir.



Şekil 6.24 Isı atımı uygulamasından sonra "yavaş" sönümlenme örneği

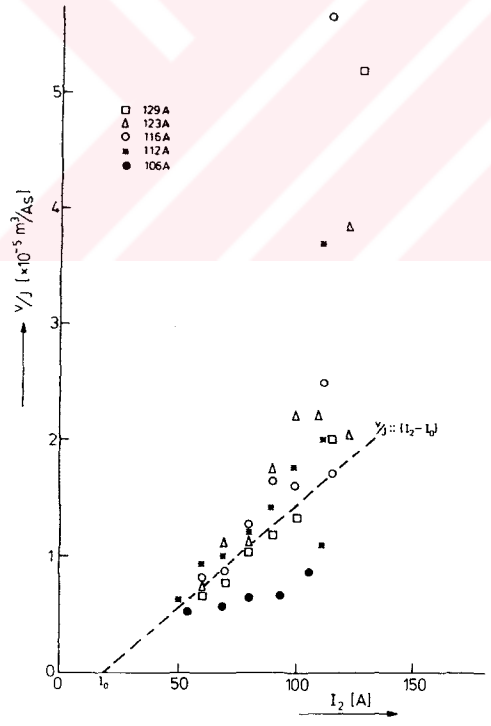
YÜKSEKÖĞRETİM KURULU DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Bakır-Nikel matristen tek hatlı olarak yapılan kablolarda ölçülen sönüm hızı, Denklem (6.38)'de gösterilen teorik değere büyük bir yaklaşım gösterir. Bu şekil 6.27 'de gösterilmiş olup, ölçülen ve hesaplanan yayılma hızlarının NbTi/CuNi kablolar (0.3mm. çapında,5 Ω/m direncinde "diğer özellikler Tablo 4.6 'da verilmiştir") için uygunluğunu gösterir. T_{cJ} , Denklem (6.36)'daki gibi hesaplanmış olup, I_c (T=0)=650A, özgül ısı C_{eff} ise $T = (T_{cJ} + T_c) / 2$ için $C_{eff}(T) = 29.4\ T + 17\ T^3$ (J/m^3 K) 'dir. Daha sonrası muhtemelen daha yüksek olmasına rağmen J_c (T = 4.2 K) = 1.10^{10} A/m^2 bazında, J_c (T = 0) dönüşüm varsayım olarak alınmıştır. Çünkü yüksek akımlar için hesapla öngörülen hızlar daima ölçülen hızlardan yüksek kalmıştır.

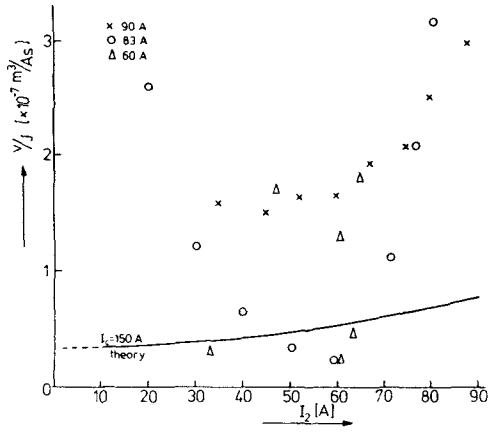
J_c (T = 4.2 K°) 'nin gerçek değeri kablonun dengesizliği olarak asla ölçülemez. Bununla birlikte, ölçülen yayılma hızı boyutu, teori ile bulunanla uyum halindedir.

Şekil 6.23 'de gözlenen yüksek hızın açıklanması onun tek bir hat olmayıp, bir kablo (matris) olmasıydı. Kablonun aynı anda kritik ısıya ulaşamayan altı hattan oluştuğu varsayılır. Eğer bunlardan birinde 1 mm.'lik bir omik nokta oluşursa, bu direncin 30 m Ω olduğu anlamına gelir çünkü kablo örgüleri arasındaki endüktans her bir metre uzunluk için yaklaşık 1μ H 'daha azdır; ve akımın diğer iletkenlere komütasyonu çok kısa bir süre içinde gerçekleşir. Bu komütasyon olayı sonucu meydana gelen yayılmada sönümlenmiş iletken üzerinde ekstra bir ısı artışıyla sonuçlanır. Bu yolla kablodaki son iletkende bir normal nokta oluşur. Böylece kritik akıma yakın ve ondan daha fazla bir akım geçirir. (Bu olay normal duruma daha hızlı geçme özelliğine sahiptir.)

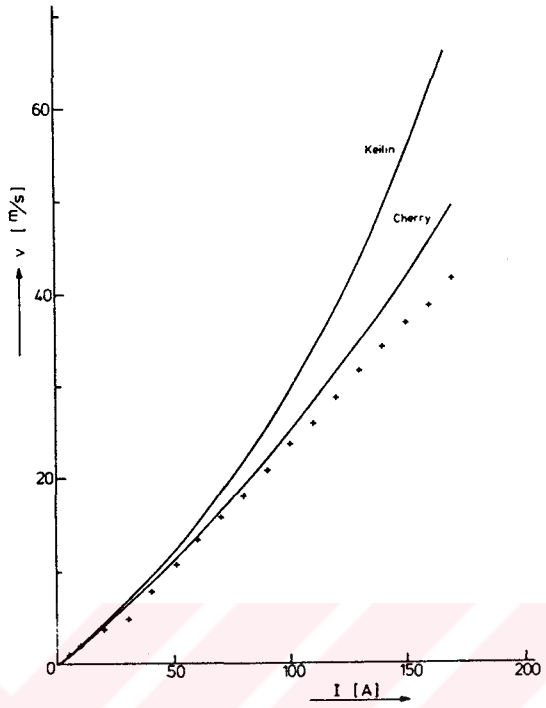
Çünkü iletkenler, ölçüm bağlantılarında iki bölgeye ayrılırlar, etkide bir bölge ile sınırlandırılabilir. Bu bize aynı zamanda Şekil 6.24b 'de yüksek omik gerilim açığa çıkmadan önceki küçük gerilimin oluşmasının nedenini açıklar; böylece sönümlenme ısı etkisinden ortaya çıkmaz ama kablonun elektromanyetik dengesizliği sonucunda sınırsız yayılma hızına sahiptir. Burada olayın sayısal çözümlemesini yapmayacağız. Kablodaki akım yayılmasının deneyi, Transformatör 85-2'de kullanılan 6 sarımlı bir kablo üzerinde ayrı bir deneyle yapılmıştır. Kablo parçası üzerinde DC akım taşınırken, küçük bir ısı atımının sonucunda gerilim ölçüldü. Atımın kabloda sönümün başlaması için yeterince enerjiye ulaştığı anda, bir miktar gerilim gözlenir ki; her biri her hattaki sönüme denk gelir. Şekil 6.28 akımın değişik değerleri için ölçülen voltajı göstermektedir. Yüksek akım değerlerinde bir çok bağımsız tepe noktası uzun süreli olarak gözlenemez ancak, Transformatör 85-2'de olduğu gibi yüksek bir yayılma hızı gösterirler.



Şekil 6.25 ("Hızlı" sönümleme)
I_2'nin değişik değerleri
için v / J Değişimi



Şekil 6.26 ("Yavaş" sönümlenme)
I_2 'nin çeşitli değerleri
için v / J değişimi

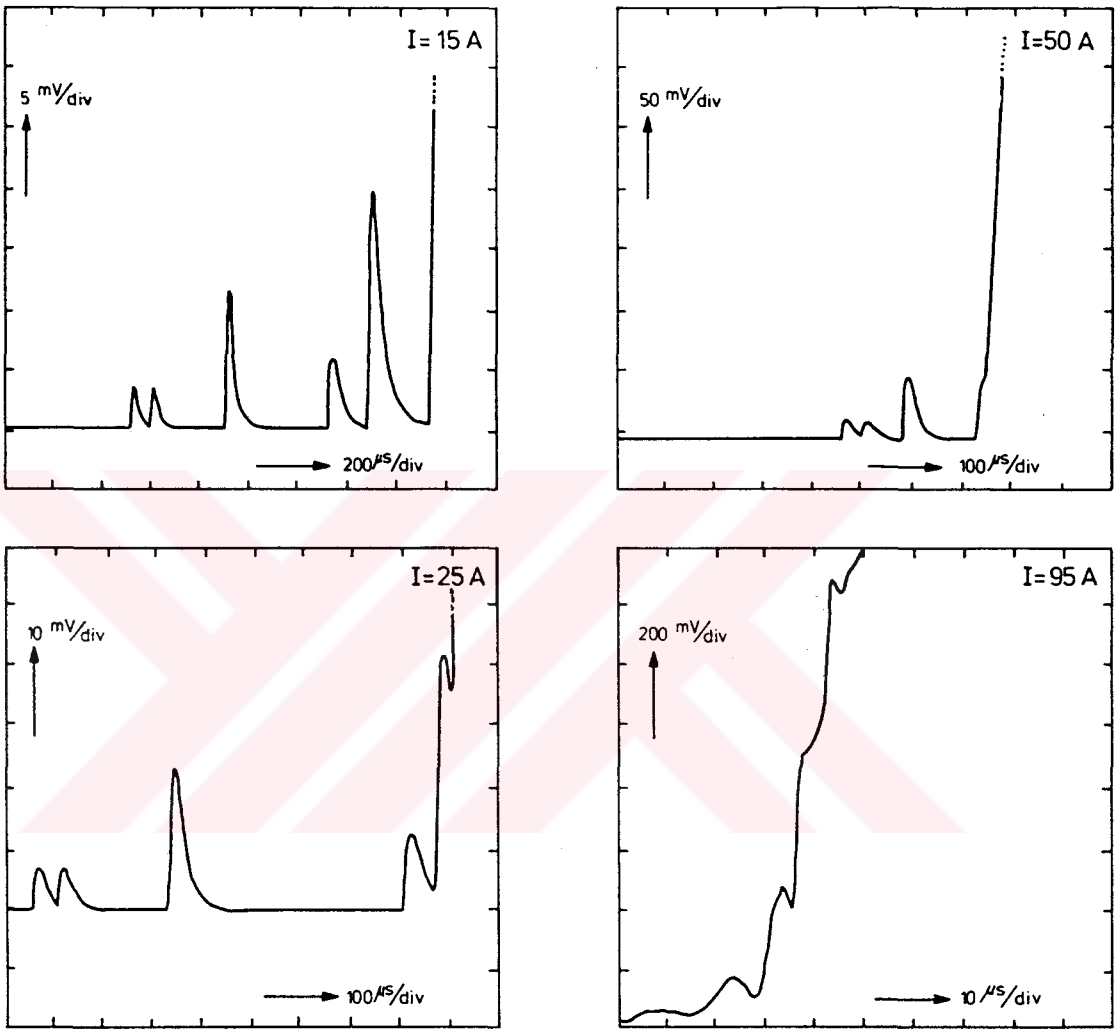


Şekil 6.27 0.3 mm. NbTi / CuNi bir kabloda taşınan akımın bir fonksiyonu olarak ölçülen ve hesaplanan yayılma hızı

*** Yavaş Sönümlenme**

I_2 'nin başlangıç değerleri için yapılan sönüm deneyleri sonucunda görülen yayılma hızları, daha önceki teorilerle bulunan değerlerden mertebe olarak çok daha yüksektir. Bununla beraber eğer v / J oranı I_2 'nin fonksiyonu olarak çizilirse, Şekil 6.26'da olduğu gibi hiç bir uyum görülmez. Yalnızca 90 A için $I_2 < 90$ A davranışı görülür ki; bu da bize sönümün bir sarımda değil, komşu iki sarımda da gerçekleştiği teorisini gösterir. Bizim teorimizde göz önüne alınmayan bu hareket Funaki tarafından aynı hat üzerinde komşuları dikkate alınmadan yayılma hızını 2-3 arası faktörler kullanarak arttırdığı bulundu. Onun tek sarımlı test bobini, bizim test bobinimiz ile aynı orantılı çaplı ve kablo aralığına sahiptir. Şekil 6.25 c'de önde görülen yüksek dR/dt bize 50 mm.'lik kablo boyunca üniform bir ısınmayı gösterirki; bunun direnci de yaklaşık 0.2 Ω'dur. Şekil 6.25c'de ısıtıcı elemanlarla üniform ısınmalarının etkileri R(t) eğrisinde 83 A ve 60 A değerleri için rahatlıkla gözlenebilir. Aralarında nispeten düz parçalar varken direnç

oldukça hızlı 0.2 Ω ve sonra da 0,4 Ω'a ulaşır. Bu arada, hız da hesaplanan değere yaklaşır. (Şekil 6.26)



Şekil 6.28 İletilen akımın değişik değerleri için kısa bir ısı atımı sonrası 6 sarımlı kabloda zamanın bir fonksiyonu olarak ölçülen gerilim.

*** Lokal Yayılma**

Denklem (6.30) 'un ve şekil 6.28'in yardımıyla görüyoruzki; 100 K°'nin üzerindeki değerler için lineer olarak artmaktadır ve ısıdan bağımsız ilişkinin başladığı ısı değeri sönümün başladığı ölçülmüş I_2 (t) değerinden itibaren yükselmeye başlar bu yolla

bulunmuş ısı değeri ısı atımının başladığı andan itibaren t=0.5,1,2, ve 4 ms. aralıklarla ölçülmüş olup; Şekil 6.29 'da olduğu gibi değişik I_2 değerleri bulunmuştur. Burada görüldüğü gibi, yüksek akım için tüm yayılma ilk yarı milisaniye içerisinde gerçekleşir ve genellikle akımın ilk değerinden bağımsız olduğu bir ısı değrine doğru kayar; bununla beraber I_2 'nin düşük değerleri için final ısısı belirgin biçimde daha yüksektir.

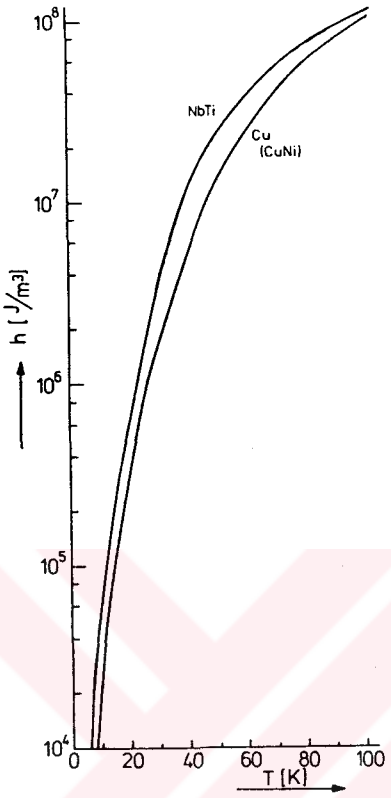
Diğer taraftan t = 4 ms konumu Şekil 6.29 'dan daha tercih edilebilir bir konumdur. Çünkü bu zaman aralığında işlem tümüyle ısı alışverişsiz değildir. (adıabatıc) dengeli ısı ile birleşik zaman sabitinin likit helyuma transferi yaklaşık 2 ms. olduğu gelecek bölümde görülecektir. Transfer edilenlerde zaman sabiti muhtemelen daha küçüktür. Isı atımıyla açığa çıkan enerji bu hesaplara dahil edilmemiştir. $I_2 < 60$ A 'da 0.5 ms satıma dek bobinde sönüm için yeterli enerji yoktur, bunda sonuç olarak; atım bobinin ısısını onun kritik ısısından daha fazla yükseltmez böylece; bobindeki akım boyunca yayılmaya oranla, eklenen ısınma enerjisi çok düşüktür. I_2 = 60A için önceki 0.4 mJ. olup, direnç spotunun oluşması ile birlikte ilk yarım milisaniye içerisinde 100 mJ 'ye çıkar. Transformatör bağlantılı bobindeki gibi sönümleme yalnız yüksek akımlarda oluşmaktadır. Bu da bizi yanma riski yok gibi bir yargıya götürür. Alternatif akım periyoduna göre kıyaslandığında çok daha kısa zaman aralığında bir takım kaydedilmiş olaylar olmaktadır.Bu da bize iletkene doğrudan akım geldiğinde zaman aralığı içerisinde onu sönümleyen bir direncin yaratıldığını gösterir. Eğer DC uygulamasında bu tür bir iletken anahtar olarak kullanılırsa akımın düşük değerleri için iletkende bir çok yerde aynı anda ısınmalar varsa bir tehlike yoktur.

6.4 Ana Bobinde Dengeli Durum

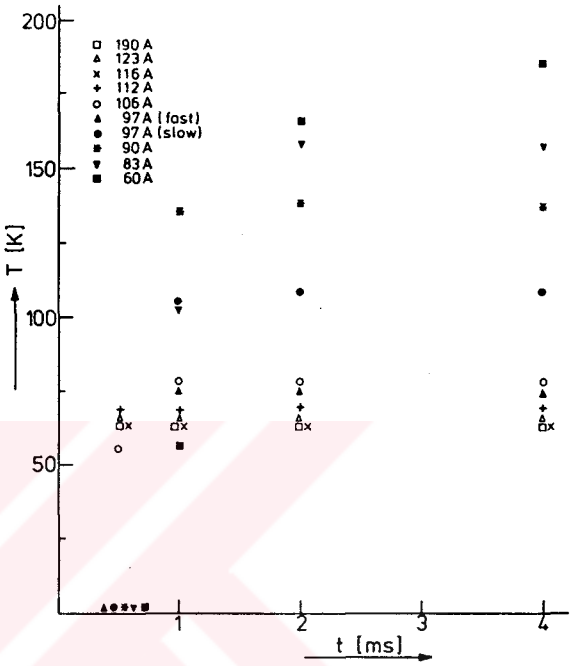
6.4.1 Teori

Sönümlenmiş ana bobinde akım yayılması ve kablonun soğuması arasındaki dengeyi yakalamaya çalışır. Bu durum formüle olarak denklem (6.33) 'ün biraz değişiğidir.

$$R/\ell I^2 \approx F(T_c - T_o), \qquad (6.40)$$



Şekil 6.29 NbTi ve CuNi için entalpi diyagramı



Şekil 6.30 Eğer adiabatik ısı ele alınırsa, ısı atımından sonra değişik zaman aralıklarında I_2'nin değişik değerleri için bobindeki en yüksek ısı

Eşitlikteki yaklaşık işaretinin anlamı, bazen bir taraf büyük olabilir. Kablonun ısı zaman sabiti böylece, kabul edildikten sonra zamana bağlı yayılma gözardı edilebilir. Deneysel datalarda frekans 10 Hz.'e düşene dek bu varsayımlar doğrudur. Eğer dış çevreye soğuma kablo boyunca olan soğumadan fazla ise, bunun anlamı;

$$\tau = A.C_{eff} \; / \; F \rangle\rangle \frac{1}{\omega}, \qquad (6.41)$$

Burada A: Kablo kesiti alanı, ω: Güç Frekansı (rad / s) 'dır. Varsayım Denklem (6.41) anı için sanki geçerliymiş gibi ispatlanmadan geliştirilmiştir. Sonuç olarak, ısı denge eşitliği zamana bağlı olmadan Denklem (6.34) gibi yazılabilir.

$$A\rho_{eff}\,\varepsilon(T)j^2 + A\frac{d}{dx}\left(\lambda_{eff}\frac{dT}{dx}\right) - F(T-T_o) = 0 \qquad (6.42)$$

veya Wiedeman - Franz yasasındaki gibi $\rho_{eff}\ \lambda_{eff} = LT$ için

$$(\rho_{eff})^2\,\varepsilon(T)J^2 + \frac{d}{dx}\left(LT\frac{dT}{dx}\right) - \frac{\rho_{eff}F}{A}(T-T_o) = 0 \qquad (6.43)$$

Burada; L = $2.45.10^{-8}$ v^2 / K^2 olup Lorentz sayısıdır. Çünkü biz T_o 'ı genelde yaklaşık olarak T_c 'ye eşit ve fonksiyon ε için bir basitleştirme yaparak bir çözüm arıyoruz.

$$\begin{aligned} &\varepsilon(T)=0, \quad T\langle T_c\,, \\ &\varepsilon(T)=1, \quad T\rangle T_c \end{aligned} \qquad (6.44)$$

Denklem (6.43) için sınır değerler $x \to \mp\infty$ için $T = T_0$ 'dır. Buradan şu iki eşitlik yazılır.

$$\frac{\rho_{eff}F}{LAT_o} = (Y_1)^2\,, \qquad (6.45a)$$

$$\frac{\rho_{eff}J^2A}{F} + T_o = T^*\,, \qquad (6.45b)$$

Buradan da şu elde edilir;

$$\frac{d}{dx}\left[\frac{T}{T_o}\frac{d(T/T_o)}{dx}\right] - Y_1^{\,2}(T/T_o - 1) = 0, \qquad T\langle T_c \qquad (6.46a)$$

$$\frac{d}{dx}\left[\frac{T}{T_o}\frac{d(T/T_o}{dx}\right]-Y_1^2(T/T_o-T*/T_o)=0, \qquad T\langle T_c \tag{6.46b}$$

Daha sonra , $Y = d\,(T/T_o)/dx$:

$$\left[Y^2-Y_1^2(T/T_o-1)\right]dT+\frac{1}{2}TdY^2=0, \qquad T\langle T_c \tag{6.47a}$$

$$\left[Y^2-Y_1^2(T/T_o-T*/T_o)\right]dT+\frac{1}{2}TdY^2=0, \quad T\rangle T_c \tag{6.47b}$$

Bu eşitlik çözümdür.

$$Y^2=Y_1^2\left[\frac{2}{3}T/T_o-1+\frac{1}{3}T_o^2/T^2\right], \qquad T\langle T_c \tag{6.48a}$$

$$Y^2=Y_1^2\left[\frac{2}{3}T/T_o-T*/T_o+(T_c^2(T*/T_o-1)+\frac{1}{3}T_o^2)/T^2\right], \quad T\rangle T_c \tag{6.48b}$$

Çözüm: $G\,(T,Y) = 0$, T-Y düzleminde $(T,Y) = (T_o , 0)$ 'ı kapsayan kapalı bir halka oluşturur. Diğer noktalarda $T > T_o$ 'dır. Denklem (6.48b) 'den görüleceği gibi çözüm, ancak T^*_m 'in pozitif köke sahip olması $T^* > T^*_m$ olması ile mümkündür.

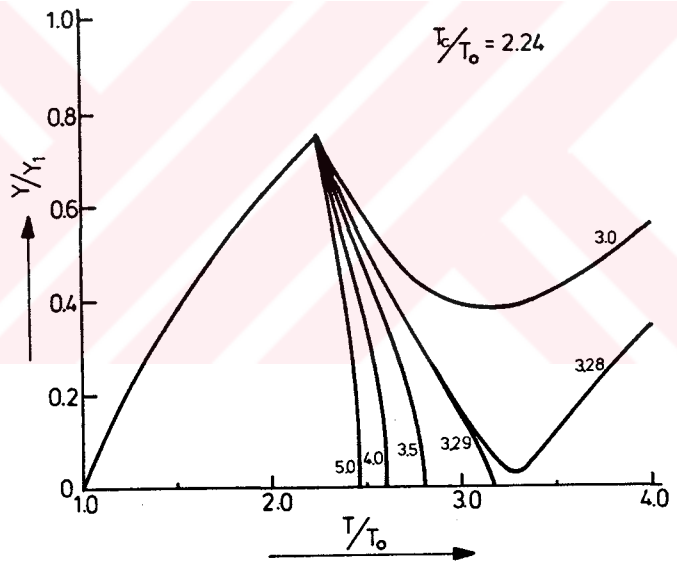
$$T_m{}^{*2}+T_oT_m{}^*+T_o^2-3\,T_c^2=0, \tag{6.49a}$$

Buradada ,

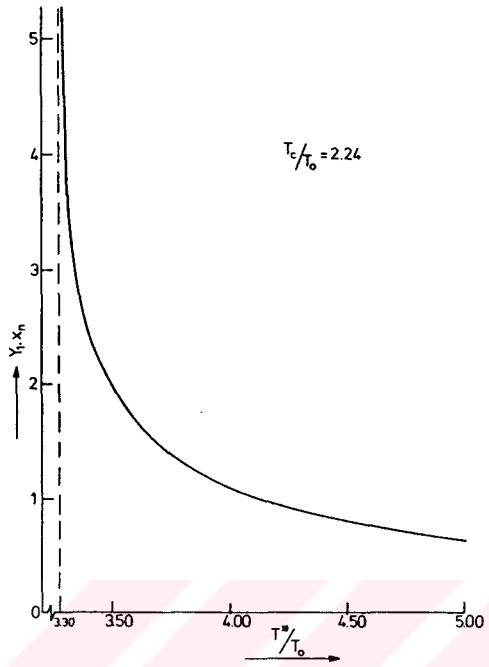
$$T_m{}^*=\frac{1}{2}\left[\sqrt{\left(12\,T_c^2-3T_o^2\right)}-T_o\right], \tag{6.49b}$$

elde edilir.

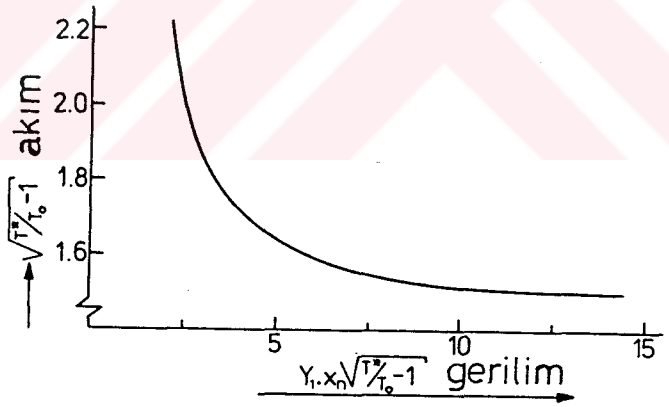
Eğer $T^* = T_m^* T$ ekseni $G(T,Y) = 0$ eğrisinin tanjantı olacağından normal zoom sonsuza uzar. Denklem (6.48)'in değişik T* değerleri için çözümü $T_c / T_o = 2.24$ olması durumunda Şekil 6.31'de gösterilmiştir, bu da $T_c = 9.4K$ (NbTi) ve $T_o = 4.2K°$ (kaynayan Helyum Banyosu) 'na denk gelir. Denklem (6.48)'in yardımıyla $d (T / T_o) / dx = Y,x$ 'e göre kolayca $Y = Y (T_c)$ 'den $Y = 0$ değerine dek integre edilebilir. İntegral alanının uzunluğu direnç alanı uzunluğunun yarısıdır ve Şekil 6.32'de çizilmiştir. Normal alan uzunluğu ve akım üretimi kabloya karşı gerilim ölçümüdür. Bu hesabı takip eden akım - gerilim karakteristiği Şekil 6.33'de gösterilmiştir. Burada sönümlenmiş süperiletken kablonun negatif diferansiyel dirence sahip olduğu görülür. Geniş aralıklı gerilimler üzerinde hemen hemen sabit bir akım geçer.



Şekil 6.31 T^* / T_o 'ın değişik değerleri için Denklem (6.48)'in çözümünün ilk çeyreğinin grafik çizimi



Şekil 6.32 Normalize edilmiş ısı karşısında, yarı bölgenin normal uzunluğunun



Şekil 6.33 Normal bir bölge içerisinde normalize akım ile gerilim arasındaki teori ilişki.

6.4.2 Deneyler

Her iki transformatöründe ana bobinde böyle akım-gerilim karakteristikleri görülür. Deneyin kuruluşu tıpkı Şekil 6.12 ve 6.13'de yapılan akım-dağılım deneyi gibidir; yalnızca ölçüm için frekansa bağlılık faktörü gözönüne alınır.Daha sonraki deneylerde

50 Hz. oto transformatör yerine 100V / 25 güç amplisi bağlanmış sinüs dalgalı jeneratöre bağlı 50 Hz.'lik bir izolasyon transformatörü kullanılmıştır. Isı atımından dolayı ana bobinin sönümlenmesinden sonra 1sn. veya daha kısa sürede ana bobin akımın yüksek değerleri için denge konumu gelişir. Daha sonra ana ve yardımcı bobinlerdeki akımlar digital ortalama yöntemiyle 50 veya 100 periyodu üzerine ölçülür. Sonuç sinyalini Fourier kompütürle transfer ettiği için bobin akımları hemen hemen daima sinüzoidal olup, ana ve yedek bobinlerde akımlar 90±10 derece farklı konumda bulunurlar. Bundan Denklem (6.41)'deki koşulun sağlandığı sonucunu çıkarabiliriz. Bobin boyunca direnç gerilimi Denklem (6.18)'deki bağıntı yardımıyla hesaplanabilir.

*** Transformatör 85 - 1**

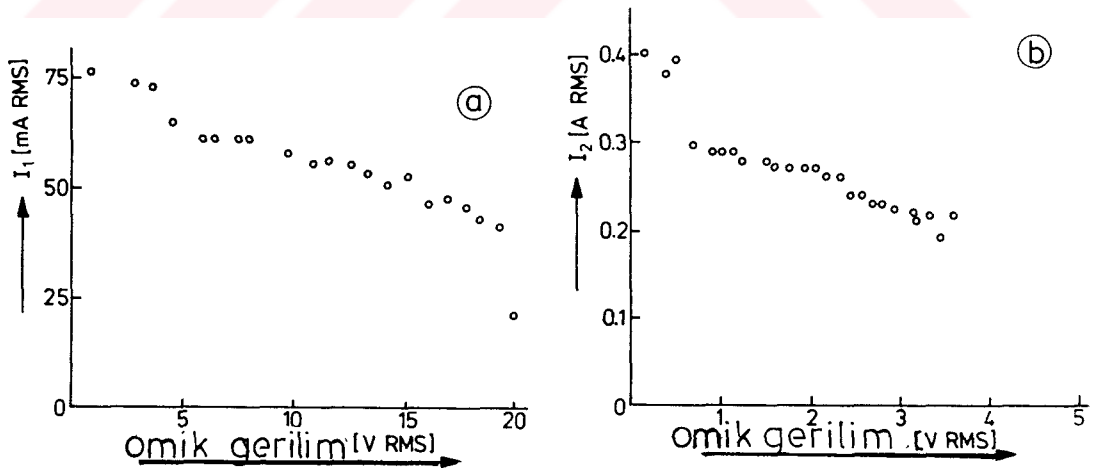
Transformatör 85-1 için gözlenen akım-gerilim karakteristikleri Şekil 6.34 'de verilmiştir. Ana bobin için biz şu sonucu elde ederiz:

$$Y_1\left(T^*/T_o - 1\right)^{1/2} = \frac{\rho_{eff} \cdot J}{T_o \sqrt{L}} \qquad (6.50)$$

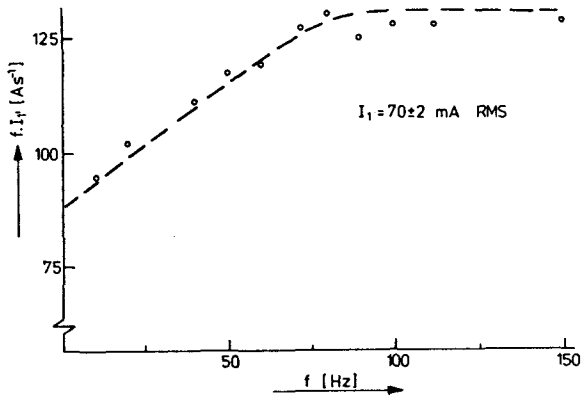
(U,I) = 14V , 52mA) için eşitliğin ana tarafı 2.3×10^3 (m^{-1})'dir. Y_1'in 10^2'dan büyük olduğunda T^*/T_o , 3.28 birimi geçmez. Normal alan uzunluğu , ~ 9m olup, Şekil 6.23'ün sağ tarafında oldukça uzak bir noktaya tekabül eder. Bu aralık gerilim üzerinde I_1 'in bu denli büyük dağılımına izin vermezdi. Ancak kablo üzerinde soğuma koşulları farklıdır ve kablo üzerinde $T^* \approx T_m^*$ olduğu bazı kesimler her zaman vardır. Eğer kablo üzerinde 22mA gibi kötü soğumuş kesimden 70mA gibi daha iyi soğumuş kesimler boyunca Tm*'e denk düşen akım değişiyorsa, F 2.6×10^{-2}'dan 2.6×10^{-1} W/Km. 'ye kadar değişebilir. Bunun anlamı kablonun özgül ısısı T = 10K kabul etmek koşuluyla T 0.5'den 5ms'a dek değişim gösterir. 10-100 Hz aralığında frekansa bağımlı akım-gerilim karakteristikleri beklenebilir. Bunu tahmin etmek için, değişik frekanslar için sabit L_1 değerinde I_1 ' f sonucu tespit edilir, bunun sonuçları Şekil 6.35 'de gösterilmiştir. Benzer bir deneme I_1 ölçülen değer olup I_1 ' f 'ın sabit sonucu için gözlenmiştir. (I_1 Şekil 6.35b 'deki değere uymaktadır.) Açıkça görüleceği üzere frekans 20Hz. 'nın altına düştüğünde zamandan bağımsız varsayımın doğruluğu gözlenir. İkinci şeklin birinciye nazaran daha az frekans bağımlı olmasının nedeni muhtemelen I_1 'ın küçük dağılımları gerilimdeki daha büyük dağılımlara neden olur ve böylece I_1 ' f olurki bu ayrıca Şekil 6.34a'da görülür. Transformatörün termal modelinden F'i hesaplamak için

hiç bir gayret gösterilmemiştir. Çünkü bu durum çok komplike kabul edilirse, F kablonun ve ısı boşalmasının arada boşluk bırakılarak izole edilmesi ile bulunur. İletkenin metali ile ısı boşalmasının arasındaki ortalama mesafe kablo çapı kadardı ve F bu ayrılmış malzemelerin ısı geçirgenliği nedeniyle F' de bir boyut kazanır. (Önemli hale gelir.) Besleyicinin ısı geçirgenliği 0.25W/km. olarak almak homojen malzemelerde T = 10 K° için ve F 'nın deneysel datalardan bulunan boyutları ile olmak koşulu ile fiziksel olarak mümkündür. Bununla beraber yüksek gerilim 1W veya yükseği için tüm bobin sathında olmasada bir yayılım oluşur.Bu durumda ısı boşalmasına karşı sıcaklık düşümü ihmal edilebilir boyutta değildir. Daha kötü soğuma için bu olay transformatörün merkezinde oluşur. Bu durumda tek boyutlu model uygun değildir.

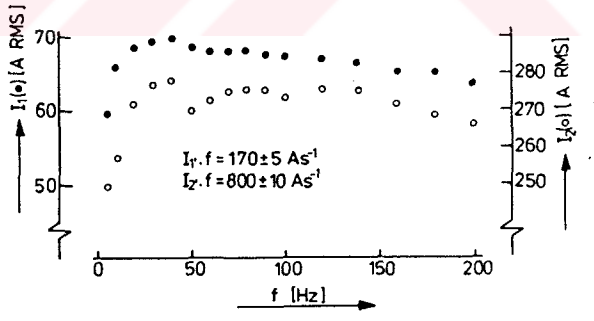
Sekonder ana bobinde Şekil 6.34b Denklem (6.50), (U,I) = (2V, 0.27A) için $2.0x10^3(m^{-1})$ 'e ulaşır. Normal alan uzunluğu 1.6 m'ye uzarki ana bobinde olduğu gibi akım genellikle V gerilimden bağımsızdır. Bu durum Şekil 6.34a 'dan daha uyumludur. (Eğer dağılma için ısı boşalması yeterli değilseki sönümlenen ana bobindeki denge konumunu tek boyut modeli tam olarak yansıtmaz.)



Şekil 6.34 Deneysel akım-gerilim karakteristikleri
a) Primer ana bobin b)Sekonder ana bobin (Transformatör 85-1 'e ait)



Şekil 6.35(a) Transformatör 85-1 'de sabit primer ana sargı akımı için frekans ve yardımcı bobin akımının sonucu

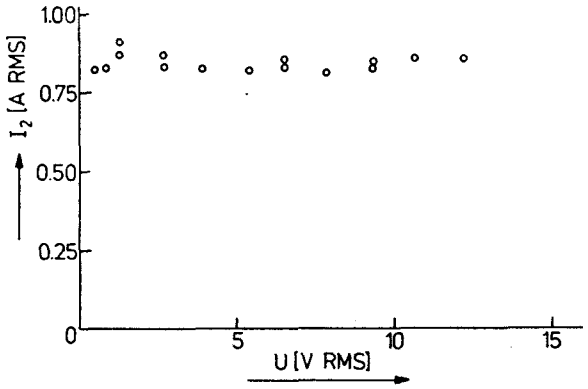


Şekil 6.35(b) Transformatör 85-1 için yardımcı bobin akımı ve frekansın sabit çarpımı için sönümlenmiş ana bobinde ölçülen akım

*** Transformatör 85-2**

Aynı deney transformatör 85-2 ile denendi. Isı atımı ile ve bir kaç saniyede geçilen dengeli duruma geçtikten sonra bir bölümü sönümlendi (Bu arada ana ve yardımcı

bobin değerleri kaydedildi. Sonuçlar gösterdiki Şekil 6.36 'da gösterildiği gibi ana bobin akımı direnç geriliminden bağımsızdır. Bu durum, Şekil 6.33 ile $Y_1 .x_n > 10.$ ifadesinde verilmiştir.



Şekil 6.36 Transformatör 85-2 'nin sekonder ana bobinde akım-gerilim karakteristikleri

Denklem (6.50)'nin değeri bu durumda $6.3x10^3$ m^{-1} değerine ulaşırki muhtemelen Şekil 6.33'deki doğruluğu daha önceden gösterilmiş değere uygundur. $T^* = T_m^*$ varsayımı ile soğuma katsayısı F = 0.34 W/km. olarak hesaplanmıştır bu değere denk gelen zaman sabiti τ = 2.2 ms olup Şekil 6.30 da t = 4 ms için olan ısı değerine uygundur. (Bu değer ısı alış verişsiz ortam değerinden daha küçüktür.) Akım şimdi gerilimden bağımsızdır, ayrıca Transformatör 85-1'ın sekonder ana bobininde ölçülen akım değerinden daha yüksektir. (Her bobindede aynı kablo kullanıldı.) Bu durumda 85-2 transformatörünün soğuması 85-1 'e göre daha iyi olması gerekeceğini düşünen birisi sarımlar arasındaki ısısal iletimin önemsiz olduğunu görecektir. Bu arada 85-2'nın ana bobini diğer iki bobine göre transformatör bobini olarak daha tipik özelliktedir, ve bu görüşü daha önce açıkladığımız süperiletken transformatörlerde durgun sönüm konumuna uygunluğu doğrular.

6.5 Ana Bobinin Toparlanması

6.5. 1 "Toparlanmanın" Anlamı

Önümüzdeki bölümlerde göreceğimiz üzere ana bobin transformatör enerji şebekesine bağlı olmadanda sönümlendikten sonrada tekrar süperiletken konumuna geçebilir. Bu geri dönüş "Toparlanma" olarak tanımlanacaktır. Süperilitken akım T_m^*'e

denk düşen değerin altına düştüğünde süperiletken toplanır. Bu tanım kriteri diğer araştırmacılar tarafindanda kabul edilir. Sönüm yayılması anlatılan bölümlerde soğumanın etkisi ihmal edilmezse bu değer negatif yayılma hızı ile bağıntılıdır. Bununla beraber genelde bu sayfalarda bobin akımı bobinin kendi yapısından (Akım-Kaynak yaklaşımı nedeni ile) bağımsızlığından söz edilirki bizim varsayımlarımıza terstir. Gerilim - Kaynak yaklaşımı ise daha gerçekçidir.

6.5.2 Olağan Toparlanma

Geçtiğimiz bölümlerin teori ve deneyleri göstermiştir ki ; sönümlenmiş süperiletken kablolar negatif diferansiyel dirençlere sahiptir ki bunun anlamı dirence karşı düşürülen gerilim yüksek akıma sahiptir, buna karşılık düşürülen gerilimin yükseltilmesi düşük bir akım yaratır ama kabloda ısıyı yükseltir. Süperiletken enerji kaynağından kendi gerçek karakteristik gerilimini yakalayana dek relatif olarak düşük kaynak olarak kalıp, süperiletken konumu kazanmaz taki normal olan uzunluğu kısalıp iletken üzerindeki soğuma direnç bölgesindeki ısı - zaman sabitinin değerini düşürür. Bu durumda sıfır geçişli akım için ısı T_c 'nın altına düşebilir. Burada şöyle bir zaman sabiti uygulanabilir.

$$\tau = \frac{x_n}{2}\frac{T_c - T_o}{\lambda_{eff}}, \tag{6.51}$$

Burada X_n = 0.3 mm için boyut 1 ms. 'dır. Diğer taraftan normal alan böyle oluşturulursa onun empedansı güç kaynağı empedansı ile aynı büyüklükte olursa sonraki gerilim - kaynak karakterleri kaybolur. Transformatörün toplam ana akımı I_p güç şebekesince belirlenir ve böylece akım dağılımından bağımsız olur. Gerilim ve akımın RMS değerleri için iyi bilinen eşitlik ; (I_1 ve $I_{1'}$; 90° yön dönüklüğüne sahptir.)

$$U = \omega L_{\sigma 1'1}\sqrt{(I_p^{\,2} - I_1^{\,2})} \tag{6.52}$$

Bunun zamana göre yavaş dağılımı ise ;

$$\frac{dU}{dt} = -\omega L_{\sigma_{1'1}}\frac{I}{\sqrt{\left(I_p^{\,2} - I_1^{\,2}\right)}}\frac{dI_1}{dt}, \tag{6.53a}$$

veya I 'ya göre diferansiyeli alınırsa

$$\frac{dU}{dt}\frac{dI_1}{dt} = -\omega L_{\sigma 1'1}\frac{I_1}{\sqrt{\left(I_p^{\,2} - I_1^{\,2}\right)}}\frac{dT}{dt}, \qquad (6.53b)$$

$$= -\left(\omega L_{\sigma 1'1}\right)^2 \frac{I_1}{U_1}\frac{dI_1}{dt}.$$

Genelde bunun anlamı I_p ve ayrıca I_1 , iletkenin diferansiyel direnci dU / dI' dan geçtiği durumlarda sabittir.

$$dU/dI_1 = -\left(\omega L_{\sigma 1'1}\right)^2 I_1 / U_1 \qquad (6.54a)$$

Dengeli olan durumunda ise ;

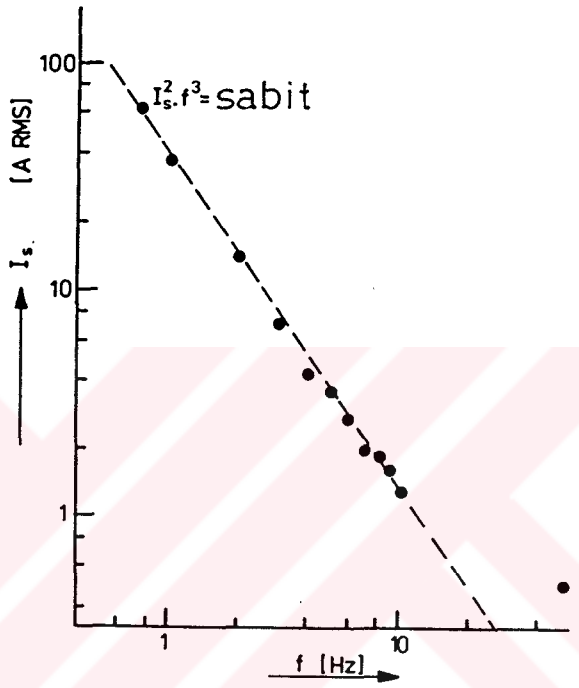
$$-dU/dI_1 \rangle \left(\omega L_{\sigma 1'1}\right)^2 I_1 / U_1 \qquad (6.54b)$$

Normal alanın dengeli oluşu eşitliğin geçerli oluşu ile geçerlidir. Transformatör 85-1'in primer ana bobininde; f = 50 Hz, için $\omega L_{\sigma 1'1} = 1.6\Omega$ olup (Şekil. 6.34a) da görüldüğü gibi U << 1.V RMS 'dir. Deneysel olarak bulunan 50 Hz için toparlama akımı I_p = 100 mA RMS, I_s = 460 mA RMS dir. Sekonder ana bobin çin toparlama akımı 0-75-10 Hz frekansın fonksiyonu olarak hesaplanabilir. Ölçülen değerler Şekil. 6.37'de gösterilmiştir. Şurası açıktırki $L_{\sigma 22'}\, dI_{2'} / dt$ sırasındaki akım toparlamasının mümkün olabileceği zaman periyodu, zaman bağımsız konuma göre toparlanma limit geriliminden küçüktür. Deneyler $I_s.f$ = sabit olursa bağımlı $I_s^2 . f^3$ = sabit olduğunu göstermiştir. Düşük frekanslar için etkiyi azaltan farklılıklar Şekil 6.35'de gösterilmiştir.

6.5.3 Isı Atımıyla Ani Toparlanma

Yardımcı bobin üzerinde sönümlenmiş bobin üzerinde akan akım değeri T_0 ısısını yükselterek ve iletken boyunca normal iletkenliği olan alanın üniform biçimde dağılmasıyla düşürülebilr. Bu bobin içindeki akımın dengeli bir değere T_0 = 4.2K için

ulaşmasının bir sonucudur. Eğer ısı arttırılırsa (Herhangi bir ısı artırıcı elemanla) ve ısıtıcı elaman aniden kapatılırsa bobin içindeki akım ısıyı normal alanda tutmak için çok küçüktür. Eğer bu şalter kapama normal alana göre düşük bir gerilim yapılırsa söz konusu olay görülmez. Bu durumda transformatörün yüklü akımı için sönümleme önceki paragrafta gördüğümüz olağan toparlama durumu gibi olur.



Şekil 6.37 Tranformatör 85-1 'in sekonder ana bobininin olağan toparlanma akımı ve frekansı arasındaki bağıntı.

Teorinin deneysel sonuçları 1Hz. frekans için gözlendi. Bobinin ikinci akımı kritik akımın üstündeki bir değere yükseltilerek sekonder ana bobin sönümlendi. Ve ardından toparlanmanın oluşabileceği değere düşürüldü. Ardından ısıtıcı belli bir güçte ve birkaç saniye için açıldı ve aniden kapatıldı. Bu toparlanmanın oluştuğu ısınma gücü ikinci akımın her değeri için kaydedilmeye başlandı. Bu aralıklar Şekil 6.38'de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi 1 Hz için olağan toparlama değeri (ki bu 36 A RMS 'dir), sağ tarafindaki ısıtma gücü uyguladığında 2 faktörü ile arttırılmıştır.

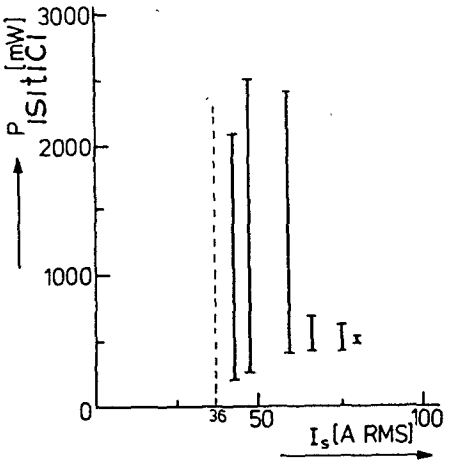
Şalter kapama ve yardımcı bobin akımı (veya ana bobinde indüklenen gerilim) arasındaki durum ilişkisi çok önemlidir. Şekilm 6.38 yalnızca toparlanmanın mümkün

olduğu durumları göstermektedir. Durum ilişkisi için şartlar uygun değilse bobin toparlanmaz.

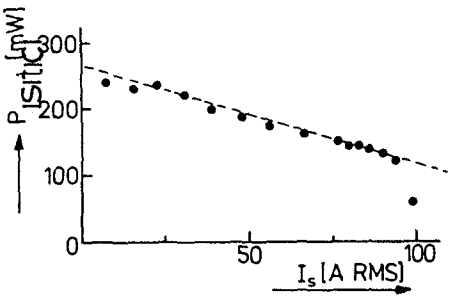
Bu ısıtma gücünün mutlak değer olarak açıklanması; sekonder ana bobinin süper iletken durumda akım taşıma kapasitesi aynı ısıtıcı için dağılmanın bir fonksiyonu olarak ölçüldü. Bunun sonuçları Şekil 6.39'da gösterilmiş olup $P_{ısıtıcı} = 260mW$ için, ısı T_c değerini üstüne çıktığı bir yer bobin içinde daima vardır. Ani toparlanma için uygulanacak güç en az bu değerde olacaktır. (veya daha yüksek olmalıdır.) Gerçekte ise Şekil 6.39 'da görüldüğü gibi $P_{ısıtıcı}=0$, $I_2=200$ A RMS değerine denk kablonun dengesizliğinden dolayı eğri düz değildir. 100 A RMS'nin maksimum akımı doğal olarak bir ısı limiti değildir. Bununla beraber transformatörün toplam akımında ciddiye alınabilir bir artış gözlenmektedir. (Düşük frekanslarda) 1 Hz üstünde etkiler aniden düşer. Ancak buna rağmen geliştirilmiş iletken soğutma tekniklerinde ana bobin toparlanmasında 50 - 60 Hz 'e dek bu etki gözardı edilmemelidir.

6.5.4 Anahtarlama Nedeniyle Ana Bobin Akımının Düşürülmesi

Daha önce ana bobindeki akımın düşürülmesi için açıklanan metodlar bobinin kendisinin ısıtılmasına dayanıyordu, bunun yanısıra akımı düşürmek için dış bir direncin ana bobin devresinde harekete girmesiyle mümkündür. Bunu yapmanın yöntemi de (Şekil 6.9)'da açıklandığı gibi ısı kontrollü süperiletken bir şalterin kullanılmasıdır. Bu şalter süperiletken durumda düşük empedansa ve ısıtıcı devreye girdiğinde R direncine sahip olup normal de sıfır dirence sahiptir. Bu R_s değeri ana bobin akımını T_n değerine dek gelen akım değerinin altına düşürecek şekilde seçilebilecek durumdadır. İletken bu kez T_o değerine dek düşebilir. (Akımını daha yüksek değerlere yükseltmeden). Şalter kısa devre yapıldığında bir zaman aralığından sonra transformatörün ilk akımı ana bobine doğru tekrar akmaya başlar. (6.18)'e göre toplam direnç (0) olduğundan yardımcı bobin akımının türevide " 0 " olup şalter kısa devre yaptırıldığında bu akım bir değer kazanır. Bu olay daha sonra tekrar irdelenecektir. Kuşkusuz en önemli problem süperiletken anahtarın kısa devresidir. Bu anahtar ana bobinini ana özelliklerinin ayrısını taşıdığından ısı kaynağının gücünü kapatarak kolayca toparlanamaz. Bu nedenle mekanik temastan dolayı bir süre kısa devre olur ki ; bu da anahtardan geçen gerilimin kabul edilebilir kritik değerin altına düşmesine neden olur.

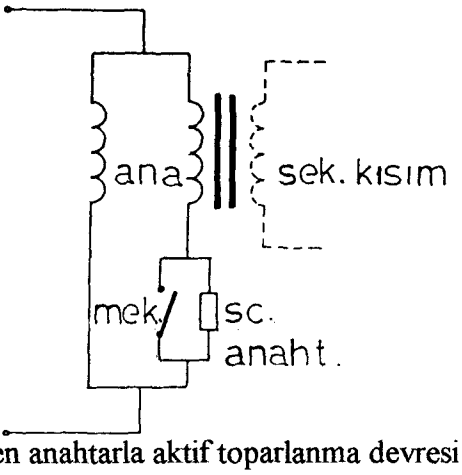


Şekil 6.38 1 Hz Frekansta Transformatör 85-1'in sekonder ana bobin toparlanması için ısınma gücü aralıkları



Şekil 6.39 Transformatör 85-1 'de sürekli ısı gücü ile sekonder ana bobinin max. akımı arasındaki ilişki

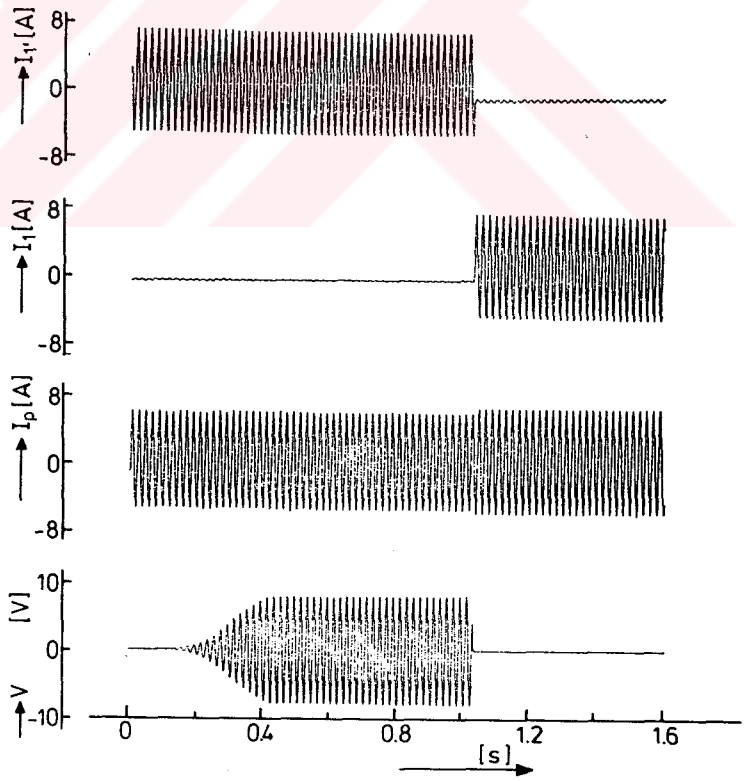
Şekil 6.40' da mekanik teması olan bir anahtarla kontrol altına alınmış gecikme birlikteliği yapılmıştır. Süperiletken anahtarın kontaktörü, ince bir tabaka halinde temas ederek bobine tutturulmuşturki; bu bize iyi bir soğuma ve oldukça kısa ısısal sabit sağlar. Süperiletkenden geciktiriciye kablolama yapılmış böylece düşük indükleme ve çok düşük temas direnci sağlanmıştır. Bu sistem transformatör 85-1 'ın ana bobin'ine monte edilmiş ve uygun bir zaman boyunca başarılı bir şekilde ısıtıcının anahtarını kumanda edecek bir elektronik devre ile kontrol edilebilecektir. Bu sistem bir süre bekleyecek, bir süre geciktiricinin bobinine enerji verecek ve bunu tekrarlayacaktır.



Şekil 6.40 Süperiletken anahtarla aktif toparlanma devresi prensibi

Bu deneyin tipik sonuçları Şekil 6.41 'de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi süperiletken anahtardan bir kaç on saniye içinde geçen gerilim nedeniyle süperiletken bobindeki direnç alanı "C" a ulaşmaya çalışır. Gecikme (Nöbetleşmeyi) açmadan önce ayrıca bir 0.6 s beklemek gerekmektedir. Bu süre içerisinde bobin max. akımının %50'sını tekrar taşır. Açıkca görüleceği gibi yardımcı bobinde çok yavaşça azalan ciddi oranda bir DC akımın taşır. Süperiletken anahtarın toparlanması şekilde görülmez. Bunun ispatı çok zordur. Çünkü anahtardan geçen gerilim düşümü çok az bir orandadır. Aynı sistemin mekanik temasının ana bobinle kuruluşu az bir direncin sürekli olarak kalması nedeniyle dez avantajlıdır. Ancak toparlanma sorunu olmadığından avantajlıdır.

Yaratılan bu küçük direnç, süperiletken anahtar da oluşan AC kayıplara göre daha azdır. Süperiletkenin bu boyutta gerçek anahtarla,gerçek boyuttaki transformatördeki sönümlenme formülleri 5. Bölümde verilmiştir.



Şekil 6.41 Şekil 6.40'daki devre ile ana bobin toparlanması örneği.

Yalnızca ana bobin "L_1" direnç durumunda olduğu varsayılırsa; biz Şekil 6.18 'deki şemadan kısa devredeki sekonder kısımdan $R_1 >> \omega L_{\sigma 1'1}$ olduğunu bildiğimizden;

$$I_1 = \frac{L_{\sigma 1'1}}{L_{\sigma 1'1} + L_{\sigma 12}} \frac{U_p}{R_1}. \tag{6.55}$$

Denklem (5.14) ve (5.14) değerinin yerine konması ile;

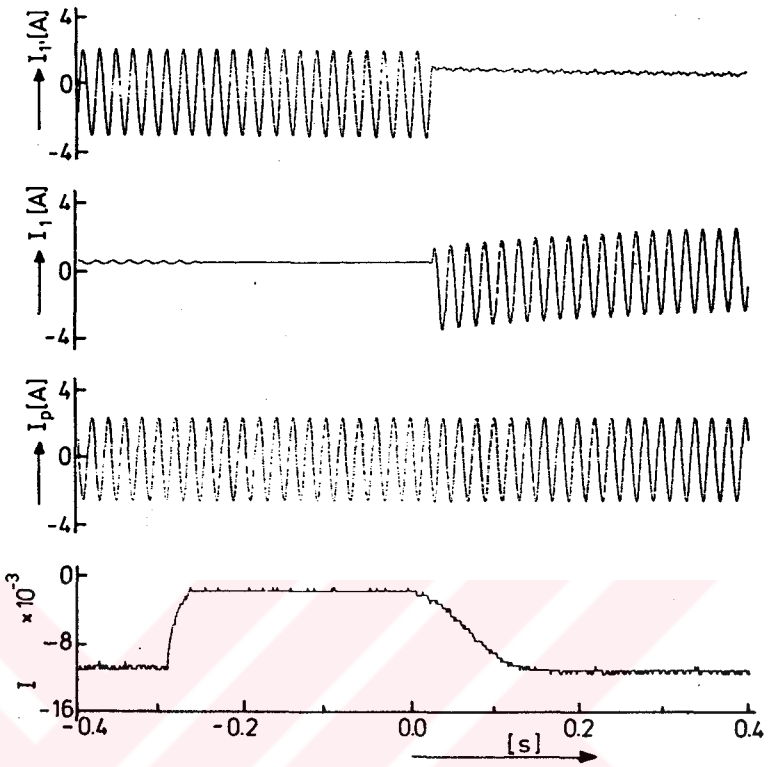
$$I_1 = \frac{L_{\sigma 1'1}}{L_{\sigma 1'1} + L_{\sigma 12}} \frac{\omega A_y B_y A}{\sqrt{2}\rho_{eff} 2\pi r_c} \tag{6.56}$$

Birim uzunluktaki direnç ρ_{eff}/A olduğunda, birim uzunluktaki yayılmada;

$$P/\ell = \frac{\omega^2}{8\pi^2} \frac{A_y^2 B_y^2 A}{r_c^2 \rho_{eff}} \left(\frac{L_{\sigma 1'1}}{L_{\sigma 1'1} + L_{\sigma 12}} \right)^2 \tag{6.57}$$

Burada bölüm 4'de "pratik bir iletkenin herbirinin kesiti 10^{-8} m^2 olan iletkenlerden oluşan ber kablo olduğu" varsayımını gözönüne almalıyız. Daha önceki deneylerimizin sonucunda soğuma katsayısını F=0.2W/km olduğunu biliyoruz. Bölüm 5 = (5.18) de değerler yerine konup, $L_{\sigma 1'1} \approx L_{\sigma 12}$, varsayarsak iletkenin ısı artışını $T = T_o = 284$ K olarak buluruz. $T - T_o < 5$ K ise akım 7.5 faktörü ile azaltılmalıdır. Çünkü anahtardaki direnç ana bobin normal direncinin 7.5 katıdır. Böyle bir anahtar için ana bobin iletkeni pratik bir süperiletken olup transformatörün normal çalışma koşullarında AC kayıpları gözönüne alınmalıdır.Bu kayıp ana bobindeki AC kayıpları ile aynı boyutlardadır, hatta anahtar nedeniyle oluşan manyetik alan değeri transformatörün kaçak alanından küçüktür. Bundan ayrıca şunuda çıkarabiliriz: Kontak direncinden dolayı oluşan transformer ihtiyacı ohm boyutundaki kayıpları, süper iletken anahtarın toparlanması için gerekli değerden azdır. (Toparlanma voltajı birkaç milivolt olmaktadır.)

Kuşkusuz normal durum dağlımını $L_{\sigma 1'1}$ 'ye göre daha küçük $L_{\sigma 12}$ seçilerek düşürülebilir. Bununla beraber bu sonuç transformatörlerin akım limiti özelliği nedeniyle ters olarak etkilenir.



Şekil 6.42 Yanlızca Mekanik Anahtarla Oluşan Ana Bobin Toparlanması Örneği

Transformatör 85-1 de yapılan deneyde ince temas direnci I_1 ' ve I_1 'deki DC bileşeninin yaklaşık zaman sabiti $\tau = 0.4$ s. olmak koşuluyla bozulmasına yol açmaktadır. (Şekil 6.42) Geciktirmedeki temas direnci R_r ise;

$$R_r = L_{\sigma 1'1} / \tau, \tag{6.58}$$

olup bizim durumumuzda yaklaşık 15 mΩ'dur. Toparlama için minimum açılma zamanı maksimum akımda 20 Hz. değerde 180 ms. 100 Hz. için 250 ms. değerindedir. Bu durumda maksimum akım sekonder anan bobinde gözlenmiş olup, sönümlenmiş ana bobinde çok fazla dağılım olmuşsa oda sönümlenmiştir.

6.5.5 Pratik Toparlanma Devresi İçin Karşılaştırmalar

İnceleme altında tuttuğumuz tipte transformatör ana bobinin toparlanması; ancak mekanik anahtarın 1 saniye aralıkla açılmasıyla devrenin çalışması sonucu oluşmaktadır. Bu anahtar ana bobindeki maksimum akım değerini taşıyabilen kriostat içerisinde monte edilmiş olup, çok düşük temas direncine sahip olmalıdır. Çünkü on-on bir koruma fonksiyonu olmayıp, çok yüksek hız ve gerçekleşme nedeniyle öyle bir devreyede ihtiyaç yoktur. Yardımcı bobin akımı zaman türevi olarak anahtarın kapatılma anında hemen hemen sıfır olmaktadır. Çünkü ana ve yardımcı bobinin kapalı devresindeki direkt akım ; zaman sabitinin anahtarın temas direnci nedeniyle bozulmaya başlamasıyla değişir. Zaman sabiti 1 saniyeden büyük kabul edilir. Ana bobin toparlanması anahtarı kapama halinde bağımsız olduğu anda ana bobin onu normal devre akımından 2 kez fazla taşır. Bu varsayım bölüm 4'de $\gamma \langle 0.5$ olarak kullanılmıştır.

6.6 Sonuç

Bir süperiletken transformatör aşırı akımlara karşı yardımcı bobinler vasıtasıyla korunabilir. Çünkü bu yardımcı bobinler yüksek kaçak indüklemesine sahip transformatör bobinleri çiftidir. Transformatör bir tür akım limiti devresi olarak çalışan kısa devre durumundaki yüksek empedanslama ile düşük normal çalışma enpedansının bileşimidir.

Anahtarlamanın normalden akım limiti durumuna geçmesi ana bobin iletkeninin limitli akım taşıma kapasitesine bağlı olarak otomatikman çalışır. Bu anahtarlama bakır-nikel elemanlardan oluşan süperiletken kablolarda oluşur. Bu bölümde anlatılan deneyler bazında ana bobindeki sönümleme başlığında bir nokta oluşur ve iletkende direnç alanının dağılmasıyla hasar meydana gelmeden akım yardımcı bobine yönelir. Bunun için koşul kabloda kritik akıma yaklaşan akım nedeniyle sönümlenmenin başlamasıdır. Bu değerin iletken üzerinde %10 oranında dağılması mümkündür. Manyetik alan etkileri bu olayı formulize ederken ihmal edilmiştir. Ancak standart bir üretim boyunca karşılaşılacaktır. Akım komuta edildikten sonra (Alternatif akımdan→doğru akıma) , ana bobinde küçük bir akım kalırki sönümlenmiş parçanın ısısını süper iletkenin kritik ısısının üzerine çıkmamak koşuluyla yükseltir.

Ana bobin iletkeni uzunluğu yalnızca uzunluğu yalnızca bobinin direnç durumundaki bir parçası maksimum kısa devre durumunda olsa bile böyledir.

Ana bobin toparlanması ana bobine bağlı mekanik anahtar yardımıyla mümkündür. Bu anahtar ana bobin sönümlendikten sonra açılır ve transformatörün yük akımı onun normal akım değerinin altına düşmesiyle kapanır. DC bileşeninin yavaşca bozulması nedeniyle toparlanma süreci sonunda iletken onun normal taşıma kapasitesinin iki katı akım çekebilir. Koruma fonksiyonu iletken için yapılıp anahtar için yapılmaz ve bundan dolayıda ekstra önlemlere ihtiyaç duyulmaz.

BÖLÜM VII _ SONUÇ

7.1 Genel

Bu tez içinde yüksek güçlü bir transformatör sargılarında rahatlıkla kullanılabilen süperiletkenlerin çalışma koşullarını inceledik. Burada anlatılanlar gösteriyor ki; bu günün standartlarında AC kayıpları, kendisi ile aynı şekildeki bakır sarımdan daha küçük olan süperiletkenlerle hazırlanabilir ki; buna soğutma sistemi performans katsayıda dahildir. Çok filamanlı iltkenlerde AC kayıpları, sarım sırasında ona yeterince yüksek bir çapraz mukavemet özelliği olan karma matris veya yüksek dirençli matris oluşturularak gerçekleştirilebilir. Bu ise teli sıkıca burarak, sararak veya çapı daha ufaltmak suretiyle yapılabilir. Şu ana kadar görülen ve genellikle bilinen bu üç koşula, bir dördüncünün eklenmesi zorunludur. Bu da sarımın nispeten daha küçük akımlarda çalışabilecek şekilde oluşturulmasıdır. İstenen akımı kaldırabilme kapasiteside; çok filamanlı iletkeni burarak veya örerek tek bir kablo haline getirerek sağlanabilir. Böylece tüm tellerde eşit elektromanyetik dağılım sağlanacaktır. Analitik olarakda görülüyorki; bir filaman halkası ile sıkıca burularak sarılmış olan iletken, iç kısımdaki iletkenin geçirdiği akımlar dışında halka şeklinde sarılı olan iletkendende akım geçirir ki; bu da yüksek akım yoğunluklarını kaldırma gücü sağlar.

Eğer AC Alanın yönü, süperiletken şerit yüzeyine paralel yönde ise, burada süperiletken bobinin AC Kayıplarını düşürmek için, çok filamanlı bir kabloyu Bakır-Nikel bir matris ile yuvarlamak daha kullanışlı görünmektedir. Çünkü bu tip şeritlerin kablo haline getirilmesi çok zordur ve yüksek akımlı sarımlar için düşünülmemektedir.

Süperiletkenlerin AC kayıplarının, enine manyetik alandaki kritik akım yoğunluğu ile çok sıkı bağlantılı olması bir dezavantajdır. Boyuna manyetik alan bu ilişkiyi daha da arttırır. Ancak bu iletkenlerin akım taşıma kapasitesi üzerinde herhangi bir etki yaratmaz. AC kayıplarla ilgili uygulamalarda da görülmektedir ki ; eğer iletkene boyuna bir manyetik alan uygulanırsa, enine manyetik alan genliğide artacaktır.

"iletken çapının küçültülmesi" yöntemi ile çok filamenlı iletkenlerin harici alan kayıplarının düşürülmesinde de bazı sınırlamalar vardır. Bununla birlikte böyle bir

iletkende elde edilebilen en düşük kayıp bir süperiletkenin muhtemel bir kısa devrede karşılaşabileceği akımın değerinde bile değildir. Başka bir deyişle böyle bir aşırı akım durumunda, iletkenin direnç durumuna geçmesi onun kendi kendine akım sınırlama özelliğini ortaya koyar. Eğer 6. Bölüm de izah edildiği gibi, transformatöre bir de yardımcı bobin konursa, aşırı akımın ardından, yük akımını bu sargılar taşırken transformatör çalışmaya devam edecektir. Fakat burada kaçak reaktansı gözle görünür bir şekilde artmaktadır. Bu dört sarımlı sistemi inceledikten sonra; akım dağılımını daha düzenli bir hale getirmek amacıyla, bir de kompanzsyon sargısı kullanıldığı görülmektedir.

Süperiletkenlerle ilgili olarak gözlenen bir olay da, iletken sönümlenmesini çok hızlı bir şekilde gerçekleşmesidir. Ana sarımdan, yardımcı sarıma olan bu değişim o kadar hızlı bir şekilde gerçekleşir ki; bundan dolayı sargılarda herhangi bir zarar görmez. Bu ise iletken direnç duruma geçtiği anda iletkendeki yüksek dağılım özelliği ile ilgilidir. Hali hazırda yüksek dağılımlı modellerdeki bu hızlı yayılma tam olarak açıklanamamaktadır. Ancak ortada bir gerçek vardır ki; kablolu iletim muhtemelen bu olayın başlangıcı için bir anahtar rolü oynar, çalışmalarımızda da bu gözlenmiştir.

Eğer yardımcı sargılar akım taşıyorken, ana sargılar direnç durumunda ise; ana sarımda ki akım akışı, soğutucu tarafından iletkenden emilen ve kritik ısıdan yüksek olmayan ısıya denk bir ısınma oluşturur.Fakat bu kendiliğinden yok edilemez. Çünkü bu akım transformatörün yük akımından çok düşüktür. Fakat böyle bir durumda; ana sarımlardaki akımı, bobinin tekrar normal çalışmaya döneceği bir ısı seviyesine indirecek aktif bir devre dizaynı da tarafımızdan yapılmıştır. Bu işlem yani iletkenin soğuyup tekrar çalışmaya geri dönnmesi 1 sn'den daha küçük bir zamanda gerçekleşir; Burada iletkenin yeterli miktarda soğuduğu düşünülmektedir.Çünkü anahtarlama işlemlerinden sonra oluşablecek DC geçişlerden dolayı ana sarım en aza iki faktör kadar aşırı yüklenmelidir.

7.2 Gelişmeler

Süperiletkenlerle ilgili olarak yakın gelecekte yüksek dirençli süperiletken kabloların sönüm olayını açıklayacak bir modelin geliştirilmesi ile ilgili çok önemli iki çalışma vardır. Bu çalışmaların sonucunda elde edilecek olan modelde kabul edilebilir boyutlarda ve maliyette olacaktır. Buna ilaveten NbTi materyalinin özellikleri ile ilgili daha önemli bilgilerde elde edilmelidir. Bu bilgiler düşük manyetik alanlarda daha düzgün

bir J_c (B) eğrisi veren bir süperiletkenin başlangıcını oluşturabilir. Bu ise AC kayıpları düşürmek için çok uygun bir ortam oluşturur.

Süperiletkenlerin geliştirilmesine gelince, bu süperiletken güç transformatörleri için en son ihtiyaçtır. Kriyogenik soğtucular ve bununla ilgili ekipmanların, süperiletkenlerde daha güvenilir bir şekilde kullanımı ile ilgili gelişmeler bunları süperiletken trasformatöre uyumlu hale getirmiştir. Bu konuda dikkate değer diğer bir konuda izolasyon hususudur. Süperiletkenlerle ilgili olarak yapılan çalışmalar boyunca bu alandaki bilgiler arttırılmıştır. Bu daha çok güç transformatörlerinde olduğu gibi, daha düzgün sarım ve izolasyon aralığının fazla olması gereken sistemlerle ilgilidir.

Bir güç sisteminde kullanılan süperiletken transformatörün sistemi kayıplardan koruması, ondan beklenen önemli bir sonuç değildir. Ancak bu onun kendi kendine akım sınırlaması özelliği ile birlikte bir turbo generatör ile birleştirilmesini mümkün hale getirir. Ancak bunun geliştirilmesi ve klasik trafolarda yok olmaya yüz tutan yüzlerce yıllık tecrübeyi yakalaması yıllar alacaktır.

KAYNAKLAR

[1] Shultz, R.D. , Smith, R.D., " İntroduction to Electric Power Engineering " - (1988)

[2] Elgerd, 0.I , " Basic Electric Power Engineering " - (1977)

[3] Frowler , R.J., Western Washington Universty , " Electricty - Principles and Aplications " , Third Edition - (1989)

[4] Herbert , J.M. , Moulson , A.J. , " Electroceramics " - (1992)

[5] Braithwaite , N. , Weaver , G. " Materials in Action series - Electronic Materials " - (1990)

[6] Parks, R.D. " Superconductivity in two volumes - Volume -2 " - (1991)

[7] Yrd. Doç.Dr. Nurettin ABUT, Elektrik Y.Müh. Sıtkı ÖZTÜRK, Eltk.Müh. Mehmet YAKUT, " Süperiletken mıknatısların elektrik makinalarında kullanımı " , Elektrik Mühendisliğ 3. Ulusal Kongresi - (1989)

[8] Elsner, F.E. , Figueroa , T.L. , Ohkawa , T. , Olstad , R. A., Pak , S.S., Raggio, W.A. , Rose, J.D. , Stephens, R.B. , Woolf, L.D. , "Development of High Temperature Süperconductor Coated Metal Fiber and Mutifilamentary Wire " S.511-513, " Advances in Superconductivity IV. Proceeding of the 4 th. International Symposium on Superconductivity " - October 14-17 1991 - Tokyo

[9] Kamisada , Y., Koizumi , T., Satou, M., Yamada, Y., " R & D of Ag-Sheathed Bi-2223 Superconducting tapes " IEEE Transactıons on Magnetics , Vol. 30, No:4, July 1994 , S. 1675-1679

[10] Ansart, A., Bonnet, P., Estop, P., Lacaze, A., Laumond , Y., Tavergnier, J.P., Verhaege, T., "A new step ın AC superconducting Conductors " , " IEEE Transactıons on Magnetics , Vol. 30, No:4, July 1994 ,

[11] Fujıma, J., Hıkata, T., Kato, T., T., Masuda, T., Mukai, H., Sato, K., Shıbuta, N., Ueyama, M. "Bismuth Superconducting wire and Application" S. 5599-564, "Advances in Superconductivity IV. Proceeding of the 4 th. International Symposium on Superconductivity (Iss'91)"- October 14-17 1991- Tokyo.

[12] Klimenko, E.Y, Kozlenkova, N.I, Shikov, A.K., "Critical Surface of Multifilamentary Nb_3Sn Wires. ", IEEE Transcations on Magnetics, Vol. 30, No: 4, July 1994.

[13] Flick, C., "Handbook of Electric Machines". (1993).

[14] Overbeeke, F.V., "On the Application of Superconductors in Power Transformers" (1986)

[15] Hara, T., Ito, D., Maekawa, K., Okuma, T., Tada, T., Tasaki, K., Turunaga, K., Yamamoto, T., "Development of 6.6.kV/1.5 kA-Class Super conducting Fault Current Limiter ", "Advances in Superconductivity IV. Proceeding of the 4 th. International Symposium on Superconductivity (Iss'91)", October 14-17 1991- Tokyo.

[16] Hayashi, S., Kataoka, T., Morimoto, H., Sato, Y., Yamaguchi, H., "Volt-Ampere Rating of Air-core Superconducting Power Transformers", IEEE Transactinos on Magnetics, Vol. 29, No.6, November 1993.

[17] Lue, J.W, Luton, J.N., Schwenterly, S.W, Wilson, C.T., "Test Results of Superconducting AC Magnets for Magnetic Refrigeration Experiment", IEEE Transactions on Magnetics, Vol-30, No: 4, July 1994.

[18] Carr, W.J., Collings, E.W., Lian, 2., Marken, R.R., Parish, M.V., Sumption, M.D., "AC Hysteresis Loss, Lower Critical field, and Critical Current Density at 77 K^O in Melt Processed Y Ba_2 Cu_3 $0_{7-\delta}$ Wires and Rods", "Advances in Superconductivity I" IEEE Transactions on Magnetics , Vol. 30, No:4, July 1994 ,. Proceeding of the 4 th. International Symposium on Superconductivity (Iss'91)", October 14-17 1991- Tokyo.

[19] Kataguchi, H., Kumakura, H., Maeda, H., Morimoto, T., Nomura, K., Seido, M., Shimayama, J., Togano, K., "Fabrication of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ Tapes and Coils". "Advances in Superconductivity Iv. Proceeding of the 4

th. International Symposium on Superconductivity (ISS'91)"- October 14-17 1991- Tokyo.

[20] Amemiya, N., Inaho, K., Ishigami, H., Hlasnik, I., Tsukamoto, O., "Current Distribution in Multifilamentary Supenconductors and Their Quench Current Degradation ", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 30, No.4, July 1994.

...KSEKÖGRETİM ...
...ANTASYON ...

ÖZGEÇMİŞ

Doğum Tarihi : 18 Aralık 1970
Doğum Yeri : İstanbul
Orta Öğretim : Kenan Evren Lisesi , 1985 (Ortaokul)
Kadıköy Kız Lisesi, 1988 (Lise)
Yüksek Öğretim: Yıldız Üniversitesi Mühendislik Fakültesi,
Elektrik Mühendisliği Bölümü, 1992