

低溫에서의 電氣材料

趙

哲*

— 차 례 —

- | | |
|--------------------------|--------|
| 1. 緒 論 | 4. 結 論 |
| 2. 電氣의 特性, 그 解明 및 解析法의 例 | 5. 文 獻 |
| | 3. 應 用 |

1. 緒 論

表題에 對하여 記述하라는 講託을 받고 도리켜 보니 筆者 自身이 一定溫度範圍內에서의 特定材料의 特性만을 主로 取扱하였고, 이 溫度範圍 以外的 領域에서의 그 材料의 特性은 그 特性이 溫度와 線型 또는 準線型關係가 있으리라는 前提下에 直觀的으로 extrapolation에 依하여 그 크기의 程度를 豫測하는 것이 常例였다. 換言하면 現在 電氣工學分野에서 使用되고 있는 材料에 對해서는 그 物理 化學의인 相變化를 考慮할 必要性을 느끼고 있지 않다는 것이다. (最小 限 定性的으로는) 다시 말하면 導電, 半導體, 誘電 및 磁性材料로 大別할 수 있는 電氣材料의 一般의인 概念으로서 低溫에서의 特性은 이들 材料의 物理, 化學의인 意味에서의 相의 變化가 隨伴되지 않는 限 現在 使用되는 溫度範圍內에서의 特性으로부터 豫測할 수 있는 것이다. 따라서 여기서는 既知 觀測值로부터 extrapolation에 依하여 大略的으로 豫測한 值보다 顯著的한 差로 觀測되는 溫度範圍에서 使用되는 電氣材料——特定材料의 相이 現在 널리 使用되고 있는 狀態에서의 相과 判異한 狀態에서 使用되고 있는——에 對하여 記述코져 한다. 이렇게 되면 記述對象은 Superfluidity와 Superconductivity로 거의 局限되고 마는데 前者는 現在 우리 電氣工學分野에의 應用이 눈에 띄지 않고 있음으로 自然히 Superconductive materials에 이야기를 局限시키게 된다. (熱傳導와 導電現象 사이에 相關성이 있는것 처럼 Superfluidity와 Superconductivity間에는 相關성이 存在하리라는 것은 豫測하기 어렵지 않다)

超電導現象은 1911年 Holland의 Kamerlingh

Onnes에 依하여 觀察된 것으로 이는 그가 helium 液化에 처음으로 成功한 3年後에 일어난 일이다. 이때 그는 4.2°K 附近 以下에서 水銀의 導電率이 갑자기 無限大가 됨을 觀察했고 現在까지 알려진 超電導材料에서의 超電導性으로의 移行은 이와같은 極히 낮은 溫度에서 일어 남으로 이 現象을 取扱하는 物理學分野를 極低溫物理學이라고 부른다. 이와같이 그 現象이 지금으로부터 約 60年前에 發見된 것이 아직도 그 工學的인 應用에 不振했던 理由의 한가지는 두말할 것도없이 그 cryogenic environment 造成에 關한 넓은 意味에서의 工學的인 難點에 있었다. 따라서 이 發見後 꾸준히 탐색되어온 한가지 方法은 正常狀態로부터 超電導狀態로의 移行溫度인 critical temperature가 높은 物質을 發見하는 것이었다. 그 理由의 한가지는 冷却媒體인 helium의 液化溫度가 4.2°K 인데 比하여 水素의 그것은 20.5°K이며 後者は 쉽게 얻을 수 있기 때문이다. 이와같은 努力의 結果 극히 最近 美國 W.H. 社에서 이 水素液化溫度 以上에서 臨界溫度를 갖는 Nb₃Ge(22.3°K)의 開發發表가 있어 超電導材料의 工學的 應用에의 門이 활짝 열렸으며 이로서 極低溫電氣工學分野는 그 범위가 매우 넓어졌다고 할 수 있다.

一般的으로 이 超電導現象은 金屬 合金 半導體 등에서 이어나고 그 이어나는 범위는 現在까지 알려진 바로서는 大略 0.01~22.3°K이다. 既述한데 이어 이 臨界溫度를 높이는 문제 即, 高臨界溫度實現 可能與否 問題에 對하여 몇마디 附言해야 할 것 같다. 即, 假想的인 模型設定 및 既存理論으로부터의 推算에 따르면 앞으로 技術의 向上 및 材料開發 可能性을 前提했을 때 Mc-Millan, Hopfield, Litte 等 諸氏에 依하여 豫測된 臨界溫度의 上限線 및 限界는 例를 들어 Be 약 100°K

*정회원 : 서울工大 副教授 (工學博士)

Al 약 30°K 이며 有機超電導體 model 인 境遇(勿驚) 數百~數千°K 라는 놀라운 溫度의 實現可能性을 提示 하고 있다.

이와같은 超電導성을 究明하기 爲하여 現在까지 여러가지 理論이 나왔는데 그 代表的인 것으로는 現象論的으로는 熱力學的인 方法 London 方程式 GL 理論등이 있고 量子力學을 基盤으로 한 微視的 理論으로는 지난해 우리나라에도 온 일이 있는 transistor 發明으로 有明한 Dr. John Bardeen 이 그 一員이 되어 또다시 그의 두번째로 재작년의 Nobel 物理學賞을 타게된 動機가 된 Bardeen, Cooper, Schrieffer 等에 依하여 1957년에 完成된 BCS 理論 및 Bogolyubov 의 理論 등이 있다. 이들 理論을 紹介하는데 있어 例를 들어 BCS 理論만 하더라도 그 內容이 1卷의 冊에 對應할 만큼 많음으로 여기서는 指定된 紙面範圍內에서 上記 諸理論中에서 必要한 것을 筆者 나름대로 쉽지도 힘들지도 않게 記述하겠으며 特히 理論紹介에서는 그 現象究明 方法에 그 力點을 두고 나중에 超電導現象의 利用을 記述할까 한다.

2. 電磁氣的特性, 그 解明 및 解析法의 例

超電導體의 特性의 하나는 그 電導도가 無限大라는 것이나 이는 d.c에 對한 境遇이고, a.c에 對한 抵抗은 零이 아니므로 엄밀하게 말해서 그 抵抗이 零이라는 것은 超電導體의 特性이라고는 볼 수 없고 오히려 그가 지니고 있는 反磁性이라는 점이 그의 本質的인 特性이다. 이 反磁性은 比較的 容易하게 古典論的으로 London 方程式에 依하여 解明됨으로 여기에 그 解析過程을 紹介한다.

正常導體에서는
$$\vec{E} = \rho \vec{J}$$

가 成立하는데 超電導體에서는 抵抗이 零임으로 이에 電界를 加하면 그 內部에 흐르는 電流는 時間에 따라 점점 增加할 것임으로 (1)에 對應하는 超電導體에서 成立하는 式은

$$\vec{E} = A \frac{d\vec{J}}{dt} \tag{1}$$

라고 놓을 수 있을 것이다. 여기서 A는 그 物質特有的 常數로서 9에 對應하는 量이다. ($A = m/ne^2$; m: 超電導電子, e: 電荷, n: 超電導電子密度)이 (1)式과 Maxwell 方程式

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

로부터 \vec{E} 를 消去하면

$$\frac{\partial}{\partial t} (A \nabla \times \vec{J} + \vec{B}) = 0$$

따라서 式은

$$A \nabla \times \vec{J} + \vec{B} = \text{const}$$

라는 解를 갖는데 이 때 이 常數를 零 即,

$$A \nabla \times \vec{J} + \vec{B} = 0 \tag{2}$$

라고 놓으면 이로부터 誘導되는 結果가 現象과 잘 一至한다. 이때 (1)와 (2)式을 London 方程式이라고 부른다.

한편 正常狀態 即 d.c 인 境遇 또 하나의 Maxwell 方程式은

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}$$

로 되고 兩邊의 rotation을 取하면

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = \nabla \times \vec{J}$$

로 되며 이를 (2)式에 代入하면

$$A \nabla \times \nabla \times \vec{B} + \mu_0 \vec{B} = 0 \tag{3}$$

를 얻으며 또 (2)式의 rotation과 前記 Maxwell 方程式을 組合하면

$$A \nabla \times \nabla \times \vec{J} + \mu_0 \vec{J} = 0 \tag{4}$$

를 얻는데 이 (3)과 (4)式이 各各 超電導體內部에 存在하는 磁東과 電流를 나타내는 式이다. (3)式은

$$\nabla \times \nabla \times = \nabla^2 - \nabla^2$$

및
$$\nabla \cdot \vec{B} = \nabla \cdot \vec{J} = 0$$

라는 關係로 부터 一次元인 境遇

$$\frac{d^2 \vec{B}}{dx^2} = \frac{1}{\lambda^2} \vec{B}$$

로 表示되며 이를 그림 1과 같은 경우에 適用시켜 即

$$x=0: \vec{B} = \vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}_0$$

$$x \rightarrow \infty: \vec{B} \rightarrow 0$$

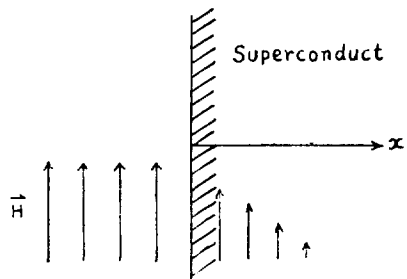


그림 1. 半無限超電導體

라는 境界條件下에서 풀면 解는

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \exp(-x/\lambda) \tag{5}$$

로 表示되며 이 解는 超電導體內에서 表面으로부터 λ 보다 더 들어간 內部에서는 $\vec{B} \rightarrow 0$ 가 됨을 말해주며 이 $\lambda (= \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n e^2}})$ 를 London penetration depth라고 부

르며 보통 금속의 경우 大略 $\lambda=1000\text{\AA}$ 인 크기를 갖으며 이는 普通的 skin depth 에 該當하는 概念을 갖고 있다.

(5)式이 의미하는 것은 또 다음과 같다. 두께가 λ 에 비하여 매우 큰 超電導體인 경우에는 그 導體內部에서는 磁界가 零이며 超電導體가 反磁性體임을 말해 주고 이것이 Meissner 効果이다. 反面 그 두께가 이 λ 와 같은 程度 以上인 경우에는 Meissner 效果가 成立하지 않는다는 것도 말해주며 그림 2 (a), (b)는 각각 두께 $2a$ 가 λ 보다 클 때와 적을 때의 超電導體內의 磁束의 分布狀態를 그린 것이다.

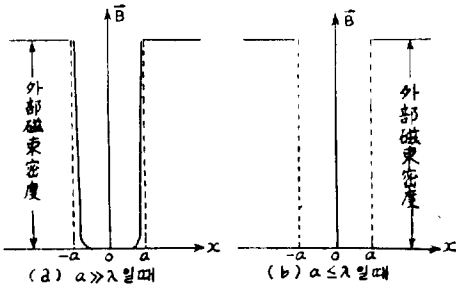


그림 2. 超電導體內의 磁束分布狀態

超電導電流에 關한 式 (4)가 磁束分布에 關한 式 (3)과 그 끝이 같으므로 그림 (1), (2)에서의 \vec{H} 및 \vec{B} 를 \vec{J} 로 代置하면 그 電流分布를 얻으며 超電導電流은 一般的으로 表面近邊에만 存在하고 導體가 매우 얇은 境遇를 除外하고는 巨視的인 크기를 갖는 境遇에는 內部에는 電流가 存在하지 않는다.

超電導體의 抵抗이 零이라는 것은 이 導體의 反磁性으로부터 나오는 結果라는 것을 現象論的으로 說明하면 다음과 같다. 還狀超電導體를 그 遷移溫度보다 높은 溫度에서 그림 3-(a)와 같은 상태로 자체中에 놓고 이를 冷却시켜 超電導狀態를 만들면 磁束은 Meissner 效果에 依하여 그 導體內部에 存在할 수 없으므로 超電導體外部로 밀려나가 (b)圖와 같이 된다. 여기서 外部磁界를 除去하면 超電導體는 磁束을 받아들이지 아

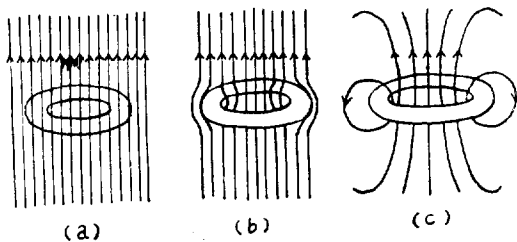


그림 3. 超電導度說明圖

니하므로 磁束은 環을 가로질러 빠져 나갈 수가 없어 環內를 通하는 磁束數는 不變으로 保存되어 결국 (c)圖와 같은 狀態가 實現된다. 即 이와같은 磁束의 存在는 換言하면 環斷面을 통하여 一定한 電流가 恒久的으로 흐른다는 것을 意味하는 것으로서 이와같은 恒久的인 一定電流가 存在하는 것은 超電導體가 電流에 對하여 抵抗이 零이라는 것을 말해주는 것이다.

그림 3-(c)와 같은 狀態를 回路的으로 表示하면 그림 4와 같은 短絡된 電流가 흐르고 있는 線輪으로 等價的으로 表示된다.

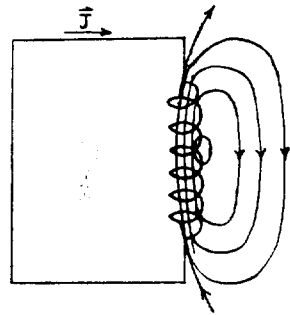


그림 4. 超電導電流의 等價回路

熱力學的인 立場에서 超電導問題를 어떻게 解決하려고 했는가를 좀 살펴볼 必要가 있을것 같다. 超電導體의 比熱을 測定해 본 結果 그 遷移溫度前後에서 그 값의 飛躍이 觀察되었고, 이 比熱의 值의 飛躍과 Meissner 效果와의 사이에 密接한 聯關性이 存在함이 熱力學的으로 證明되었다. 이때 理論의 展開를 爲하여 二流體模型(two-fluid model)을 導體하는데 이 模型은 超電導體中의 電子는 超電導電子와 普通的 正常電導電子로 構成되어 있다는 것이다. (이 概念은 後에 BCG 理論에 採擇되어 前者는 paired electron, 後者는 normal electron 으로 불리우게 되며 또 이 normal electron 은 準粒子(quasiparticle)라고도 불리우게 된다. 이러한 模型을 使用하여 여기서는 言及하지 않으나 이들로 構成된 系의 熱力學的인 potential 를 求한 다음 이로부터 entropy 를 求하여 超電導相은 正常電導相 보다 entropy 가 낮은 狀態라는 結論을 얻게 된다. 따라서 entropy 는 系의 無秩序狀態를 나타내는 量임으로 導電超相은 보다 秩序가 整然한 狀態라고 볼 수 있다. 그러면 여기서 한 발 뛰어 넘어 BCG 理論에서 나온 paired electron(N_s)과 unpaired electron(normal electron)(N_n)의 分布圖 그림 5를 參考하기로 한다. 이 그림에서 보면 온도가 낮아지면 N_s 가 증가하고 있고 어떤 臨界溫度 以下에서는 N_s 와 N_n 가 共存하고 있음을 보여 줘 溫度가 낮다는 것은 보다 整然한 秩序라는 上述한 結果와 一致하고 있다.

이러한 two-fluid model에서의 超電導電子는 抵抗 損失을 가져오지 않는 순전히 磁束만 同伴하는 電子이고 正常電子는 우리가 普通 말하는 그와같은 電子이다. 이렇게 되면 r-f 領域에서의 超電導體內에서 일어나는 損失을 說明할 수 있게 된다. 即 遷移溫度以下의 特定溫度에서는 正常電子가 存在함으로 이것이 外部印加電界에 應動하여 損失을 招來하게 되는 것이다. 直流外部印加 電界時에 損失이 수반되지 아니함은 超電導電子에

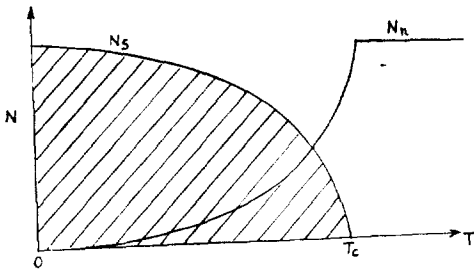


그림 5. 雙電子와 正常電子의 分布圖

依한 電導도가 無限大임으로 전혀 損失을 수반할 必要가 없는 것이다. 超電導體內에서 일어나는 電導損失은 赤外線領域의 周波數에서 正常導體의 그것과 비슷해진다.

이와같은 超電導電子의 特異한 性質을 理解하기 爲하여 superfluidity 問題에 若干 言及하는 것이 좋을 것 같다. 이 性質은 1938年 U.S.S.R.의 Kapitze가 液體 helium에서 처음으로 發見한 現象으로 어떤 遷移溫度(이 경우 2.18°K) 以下에서 液體 helium의 流動性이 갑자기 超流動性으로 變한다. 이 遷移溫度 2.18°K 以上에서의 보통의 액체 helium을 helium I이라고 하며 以下의 것을 helium II라고 부른다. 이 helium II는 普通의 helium 原子와 超流動 helium 原子와의 서로 相互間 아무런 作用을 미치지 아니하는 混合體라고 보고 있다. 그런데 量子力學的인 計算結果에 따르면 helium 原子는 Bose-Einstein 統計力學에 따르는 粒子임으로 Panli의 禁制律의 규제를 받지 아니함으로 어떤 特定 energy 상태에 얼마든지 많은 helium 原子가 存在할 수 있을 뿐 만 아니라 한온도가 낮으면 即 zero-momentum state에 이르러 不確定性原理에 따라 helium 原子의 存在 가능한 範圍가 巨視的인 크기로 되어 이 兩者의 性質이 合쳐서 超流動 helium 原子를 낳게하는 것이다. (이와 類似한 概念이 超電導電子에 含有되어 있다) 따라서 helium I를 담을 수 있는 容器에 helium II를 반드시 담을 수 있다고 볼수 없다. 이와같은 現象과 超電導性과의 사이에 類似성이

存在한다. 이 helium II의 다른 한가지 性質은 그 熱傳導도가 매우 크다는 것이다. 이런 點으로부터 超電導性에 對한 類似的인 概念을 갖는것도 그 性質을 理解하는데 도움이 되리라고 본다.

上記한 二流體模型에 依한 超電導體의 等價 impedance 回路는 即 d.c.에 對해서는 J_{super} branch가 短路되어 손실이 없으며 A.C.에 대해서는 J_{normal} branch 때문에 損失이 수반되게 된다.

이제까지 記述하는데 있어서 超電導體의 基本特性이 Meissner 效果에 있다고 했는데 이 效果의 解明에 있어서 London 方程式과 熱力學的인 考察만으로는 不充分한 경우가 일어나게 된다. 換言하면 Meissner 效果를 完全히 解明하려면 正常電導層과 超電導層이 交代로 層을 이루는 그림 6-(a)와 같은 層狀構造의 存在가 必要하다는 것이다. 그림에서 超電導層의 d_s 가 $d_s < \lambda$ 라고 한다면 그림 2-(b)의 結果에 依하여 磁束 分布는 같은 그림의 (b)와 같이 될 것이다. 이런 構造에 對하여 熱力學的인 potential을 求해 보면 이런 構造가 아닌때에 比하여 即, 全體가 超電導體로 되어 있을 때에 比하여 그 값이 낮아지고 있다. 이 때 한가지 注意할 것은 그 값이 낮아지기 爲한 必要條件은 超正常層間의 界面 energy가 充分히 적어야 한다는 것이다.

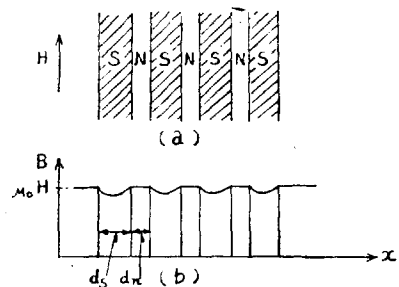


그림 6. 層狀構造와 磁束分布

이는 또 余言이 되지만 우리가 磁石을 解析할 때 domain wall의 energy를 考慮해야 하는 것과 類似한 點이 있다. 이렇게 되면 外部磁界가 存在하는 경우 正常層을 통해 外部磁界가 材料內에 侵入(材料內을 通過)하게 된다. 이와같은 界面 energy가 充分히 커서 臨界磁界 以下에서 반드시 Meissner 效果를 나타내는 것을 type I 超電導體라고 부르며 界面 energy가 적어서 層狀構造가 일어날 수 있는것을 type II 超電導體라고 부른다. 界面 energy가 적은 超電導物質에서는 臨界磁界보다 낮은 磁界로서 Meissner 效果가 없어진다. 따라서 超電導性은 一般的으로 臨界磁界보다 큰 磁界下에서는 없어짐으로 type II 超電導體의 特徵은 두가지 臨界磁界를 갖고 있다는 것이다.

般的인 見解다.

3. 應 用

1960年代初期 以前에는 超電導材料를 利用한 商品化가 거의 없었는데 1962年 Josephson tunneling 効果가 理論的으로 發見되고 잇다른 高磁界下에서 大電流를 電導할 수 있는 type II 超電導材料의 開發과 極低溫造成에 對한 技術의 發達은 low-power 部門에의 應用뿐 아니라 high-power 部門에의 應用에도 急速한 進展을 가져오게 했다.

한두가지 例를 들어 說明하면 人工衛星이라든가 radio 天文學 등에서 使用되는 maser 도 그 noise 問題라든가 terminal gain 增加問題 등을 解決하기 爲하여 極低溫에서 超電導體回路와 結付하여 動作시키면 그特性을 顯著히 改善시킬 수 있다. 이와같은 low-power 分野에의 應用으로 매우 展望이 밝은것은 例를들면 高感度 測定機器 電子計算機部品 檢波 및 mixing 등이 있다. 現在 開發되어 使用되고 있는 의료기구의 하나인 magnetocardiograph(MCG)는 從來의 electrocardiograph(ECG)에 比해 그 性能이 數十倍以上이나 된다.

High-power 分野에의 應用에서는 實驗室用的 大磁石에서부터 大型 電動機 및 發電機 등에 利用되고 잇다 英國에서는 Appleton 等に 의하여 3250 hp의 固定超電導界磁 coil 을 갖는 單極(homopolar) 電動機가 製作되어 揚水場에서 數個月間 試運轉되고 잇고 美國에서는 Mole 等に 의하여 5000KVA 出力의 回轉超電導界磁 coil 를 갖고 잇는 同期發電機가 開發되고 잇다. 超電導 coil 은 例를 들어 高速列車의 浮上에도 利用될 수 잇는데 列車內에 設置된 이 coil 와 普通金屬으로 된 軌道面間에 나타나는 浮力을 利用하려는 것으로 日本에서는 1975年을 그 開發完了目標로 세우고 잇다. 마지막으로 電力 cable에의 應用인데 이의 實用可能性은 1980年代 以前에는 期待하기 어렵다는 것이

4. 結 論

BCS 理論——固體量子論의 立場에서 超電導現象을 究明함——即 paired electron 의 起原 paired electron 과 normal electron 間의 energy gap 의 存在 磁束의 量子化 Josephson tunneling effect 等に 對해서는 紙面關係로 省略했고 主로 現象論的으로 極히 概略的으로 記述하게 됐으며 特히 應用部分에서는 극히 最近의 動向만을 간단하게 紹介하게 됐음을 諸者 여러 분께 罪愆하게 生覺하며 解說中 未備한 點 잇으면 忠告해 주시길 바랍니다.

文 獻

1. Kittel, C., Introduction to Solid State Physics. New York: Wiley, 1971.
2. Condon, E.U., Handbook of Physics. New York: McGraw-Hill, 1958.
3. Proc. IEEE, Vol. 61, 1973.
4. IEEE Spectrum, Dec. 1972.
5. J.I.E.E.J., Vol. 87-8, 1967.
6. J.I.E.E.J., Vol. 87-9, 1967.
7. J.I.E.E.J., Vol. 87-10, 1967.
8. J.I.E.E.J., Vol. 87-11, 1967.
9. J.I.E.E.J., Vol. 87-12, 1967.
10. J.I.E.E.J., Vol. 90, No. 4, 1970.
11. J.I.E.E.J., Vol. 91, No. 9, 1971.
12. J.I.E.E.J., Vol. 91, No. 11, 1971.
13. J.I.E.E.J., Vol. 92, No. 4, 1972.
14. J.I.E.E.J., Vol. 83-5, 1963.