



Nb를 軟銅 表面에 얇게 貼着하면 機械的 性質이 改善된다. 또 Nb<sub>3</sub>Sn, NbN 등의 超傳導 材料도 軟銅 表面에 얇게 貼着하여 使用하여야 된다.

6. 超傳導 要素

超傳導體의 常傳導 狀態로부터 超傳導 狀態로 轉移는 冷却에 依하여 液體가 固體로 되는 것과 흡사한 一種의 凝縮狀態에의 相轉移이다.

超傳導 狀態에 있는 物質中の 모든 傳導電子는 電子·音子の 相互作用을 媒介로 하여 相互反對 方向의 運動量과 스핀을 갖춘 2個의 電子(k↑, -k↓)間에 引力을 發生하여, 電子對(cooper pair)를 형성하여, 一種의 凝縮狀態에 있게 된다. 溫度가 上昇하면 電子對의 一部는 勵起되어 보통 傳導電子의 性質을 갖춘 準粒子로 된다. 電子對와 準粒子와의 1粒子當 에너지의 差를 Δ라고 하면, 電子對를 破壞시켜 2個의 準粒子를 形成하는 데는 적어도 2Δ의 에너지가 필요하다. 이런 의미에서 2Δ를 에너지 갭(energy gap)이라고 한다. Δ의 크기는 BCS 理論에 依하면 絕對 0度에서 2Δ=3.5k T<sub>c</sub>(k:Boltzmann의 定數, T<sub>c</sub>:臨界溫度)로 表示되어, 溫度가 上昇하면 徐徐히 減少하다가 T<sub>c</sub>에 接近함에 따라 急激히 減少하여 T<sub>c</sub>에서 0으로 된다. 常傳導 狀態에서는 個個의 電子는 雜然한 運動을 하나, 超傳導 狀態에서는 電子對가 相互 強한 相關을 갖어, 全體的으로 整然한 運動을 하게 되어 電度를 형성한다. 이것이 超傳導의 完全導性, 完全反磁性, 磁束 量子化 등의 特異한 性質을 나타내는 原因으로 된다. 다시 말하면 超傳導에서는 全 電子對를 1電子로 간주 할 수 있는 波動函數  $\Psi = \sqrt{n_s} \exp i\varphi$ 로 表示 할 수 있다. 여기에 n<sub>s</sub>는 電子對의 密度  $\Psi$ 는 位相이다. 原子內의 原子核의 周圍를 回轉하는 電子의 運動量이 量子化되는 것처럼 超傳

導에서는 超傳導의 閉路(closed loop)로 包圍된 部分을 貫通하는 凍結磁束도 量子化되어 다음의 式으로 表示된다.

$$\phi = \frac{nhc}{e} \quad (n : \text{整數})$$

그러나 그 單位는 kc/e가 아니고, 그 1/2인 hc/2e=2.07×10<sup>-5</sup> [Wb]이다. 이는 1個의 電子가 獨立되어 있지 않고, 2個의 電子가 對立되어 있기 때문이다. 超傳導를 常傳導로 轉移하는 데는, 그 凝縮에너지 이상의 에너지를 外部로부터 加하면 된다. 이는 超傳導體에 열을 가하여 溫度를 올리는 것처럼, 磁界, 壓力超音波 등을 加하여도 가능하다. 그러므로 常傳導間의 超傳導⇌轉移를 일으켜, 兩狀態의 電氣的 性質의 差異를 利用하면 여러가지 超傳導 要素를 만들 수 있다.

6-1. 超傳導 記憶 要素

超傳導⇌常傳導 間의 轉移 즉 抵抗의 零↔有 限의 變化를 利用한 記憶要素들이 있다.

6-1-1. 크라이오트론

(a) 卷線形 크라이오트론

1965년에 MIT의 Buch는 卷線形 크라이오트론(cryotron)을 製作하였다. 이는 그림 7과 같

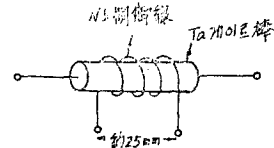


그림 7. 卷線形 크라이오트론

이 Ta 게이트 棒에 Nb制御線을 감은 것으로서 制御線에 흘린 電流에 依하여 發生한 磁界로 게이트 抵抗을 零↔有 限의 值로 變化하여 게이트

電流로 制御하는 一種의 磁界 制御形의 增幅 要素이다. 이는 動作速度가 더디다. 그러므로 記憶要素보다도 大電流를 關閉하는 電力用으로서 有利하다.

(b) 薄膜 크라이오트론

1959년에 GE의 New House와 Bremer는 卷

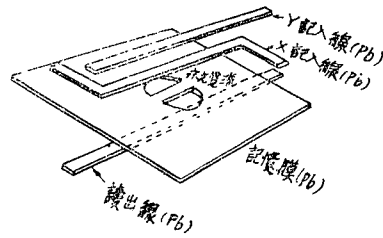


그림 9 穿孔薄膜記憶要素

의 中央部를 橋絡하도록 穿孔하여 있고, pbXY 記入線 및 Pb 讀出線을 그 表面 및 裏面에 相互 經線시켜 蒸着한 것이다. XY 記入線에 一定方向의 電流를 흘리면, 記憶膜의 橋絡部에는 이에 依한 磁界를 取出하도록 遮蔽電流가 흘러 磁界는 讀出線에 達하지 못한다. 이때 電流를 除去하면 遮蔽電流도 0으로 된다. 그러나 電流를 크게하여 臨界值을 넘으면, 橋絡部の 超傳導는 破壞되어 이에 依한 磁界는 讀出線에 達하여 이에 電壓을 誘起한다. 記憶은 XY 記入線의 電流를 記憶膜에 殘在한 永久電流를 利用한다. 永久電流는 正負 兩方向 可能하므로 이것을 "1" "0"에 對應시킨다. 그러므로 記憶은 XY 記入線에 一定方向의 電流를 흘리면, 그 遮蔽電流가 永久電流와 相加 혹은 相殺되므로, 相加될 때 橋絡部の 超傳導가 破壞되어, 讀出線에 誘起된 電壓의 有無에 依하여 讀出한다. 이 穿孔薄膜 記憶要素는 記憶膜에 均一한 外數의 孔穴을 設置하여야 되므로 製作上的 難點이 있다.

(b) 連續薄膜 記憶要素

1961년에 Burns와 Alphonse는 穿孔薄膜 記憶要素의 製作上的 難點을 除去하고 더욱 高性能化하기 위하여 連續薄膜 記憶要素를 製作하였다.

이는 그림 10과 같이 一記憶膜의 表面에 直交한 pbXY 記入線을, 그 裏面에 45°의 角度로 pb 讀出線을 蒸着한 것이다. XY 記入線에 적당한

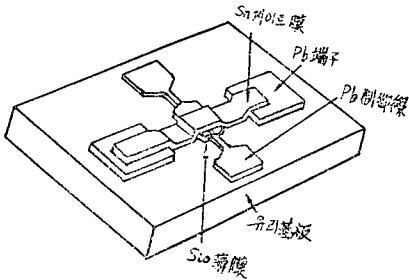


그림 8 薄膜 크라이오트론

線形 크라이오트론의 動作 速度의 더딘 缺點을 改善하기 위하여 眞空蒸着에 依하여 薄膜 크라이오트론을 製作하였다. 이는 그림 8과 같이 基板 위에 幅 좁은 pb 制御線을 蒸着하고, 그 위에 SiO膜을 絶蒸着한 것으로서, 制御線에 直交하여 幅넓은 Sn게이트 膜을 蒸着한 것으로서, 制御線에 흘린 電流에 依하여 發生한 磁界로 게이트 膜의 抵抗을 零으로 限의 值로 變化하여 게이트 電流를 制御하는 一種의 磁界 制御形의 增幅要素이다. 薄膜化함으로써 製作이 容易하고, 動作速度도 빨라 大容量 記憶要素로서 將來 有望하고, 또 高感度の 增幅器로도 利用할 수 있다.

6-1-2. 永久電流 記憶要素

超傳導體를 2重 連結하면 그 中央部에 磁束이 捕捉되어 永久電流가 存在하게 된다. 이 永久電流를 利用하면 記憶要素를 만들 수 있다.

(a) 穿孔薄膜 記憶要素

1957년에 Crove는 穿孔薄膜 記憶要素를 製作하였다. 이는 그림 9와 같이 pb 記憶膜에 圓形

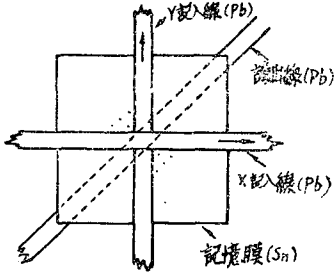


그림 10. 連續薄膜 記憶要素

電流을 흘리면 直交部の 附近的 膜의 超傳導는 破壞되어, 磁束이 膜을 貫通한다. 磁束이 膜을 貫通하면 膜에 加하여지는 磁界는 弱化되며, 直交部 直下의 膜은 超傳導으로 還元되고, 그 外線部만 常傳導로 殘在한다. 다음에 XY記入線의 電流를 除去하면 常傳導를 貫通한 磁束의 周圍에 永久電流가 흘러 磁束은 凍結狀態로 殘在한다. 記憶은 穿孔薄膜 記憶要素와 같이 XY記入線에 一定方向의 電流를 흘러 讀出線에 誘起된 電壓의 有無에 依하여 讀出한다. 動作速度를 高速化하기 위하여 讀出線을 設置하지 않고, 導波管의 一部를 記憶膜으로 하고, 그 위에 XY記入線을 設置하여, 讀出時에는 記憶膜의 讀出部가 常傳導으로 轉移하여 管內에 電磁波가 誘導하도록 하여, 이것을 直接 讀出하는 方式도 있다.

6-2 超傳導터널 要素

6-2-1 터널트론

두 金屬間에 얇은 經線膜을 挿入한 2極 要素를 만들어, 電壓을 印加하여 그 電壓-電流 特性을 觀測하여 보면, 그림 11과 같이 (a)兩便의 金屬이 常傳導인 경우는 直線의 特性이고, (b)한便의 金屬이 超傳導로 되면 非線形 特性이고, (c)兩便의 金屬이 超傳導로 되면 터널效果로 터널 다이오드와 同一한 原理로 負性抵抗 特性을 나타낸다. 이 超傳導 2極 要素를 터널트론(tunn-

eltron)이라고 한다. 이 터널트론은 보통 眞空 蒸着으로 製作하는데, 經線層의 形成에는 薄膜表面의 氣中酸化의 方法이 使用되고 있다. 터널트론의 性質은 그림 11과 같이 超傳導 狀態에 있는 金屬의 에너지 캡으로 說明된다. 즉 超傳導體 A에 正電壓 V를 加하면 超傳導體 B의 Ferm 準位가 그보다 eV만큼 上昇한다. 電壓을 漸次 增加하면 超傳導體 B의 캡上에 勵超된 準粒子는

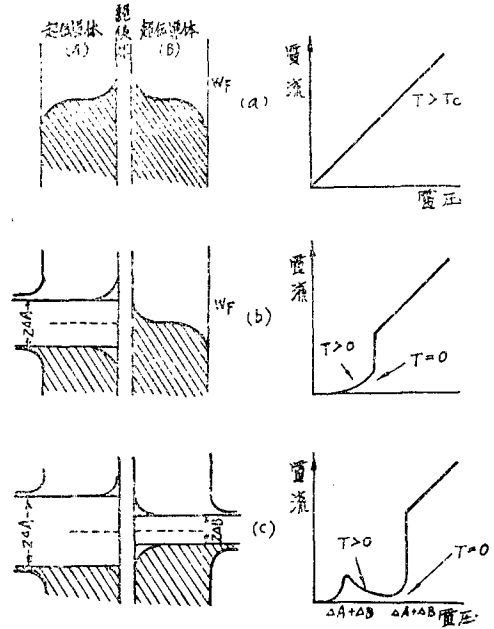


그림 11. 터널트론의 電壓-電流 特性

超傳導體 A에 流入하여, 그 電流增加는 兩金屬의 電壓의 上端이 一致될 때 까지 繼續된다. 電壓은 더욱 增加하면 超傳導體 B의 準粒子가 流入하여야 할 超傳導體 A의 狀態密度가 減少하므로 電流는 減少하기 始作하여, 그 電流減少는 超傳導 A의 電壓의 上端과 超傳導 B의 電壓의 下端이 一致될 때까지 繼續되어, 이 領域이 負性抵抗을 나타내게 된다. 電壓을 또 다시 增加하면 超傳導體 B의 電壓의 下의 電子가 準粒子로써 超傳導體 A에 流入하게 되므로 電流는 增加한다. 터널트론을 가늘고 길게 製作하면 傳送線路 自身이 增

幅 機能을 갖은 分布 增幅線路로써 使用할 수 있다. 또 터널트론에 電磁波를 加하면 에너지 갭 下의 電子가 勵起되므로, 그 電壓-電流特性이 顯著히 變化한다. 이 효과를 利用하여 마이크로 波檢出器로도 使用할 수 있다.

### 6-2-2. Josephson 要素

터널트론의 經線層을 아주 얇게 ( $\geq 20\text{\AA}$ ) 하여, 電壓-電流特性을 觀測하여 보면 그림 12와 같이 負性抵抗에 重合하여, 電壓 0에서 相當한 터널 電流가 흐르고, 兩極間의 電壓이  $V$ 일때  $v=2ev/h(1\mu V \text{ } 483.7 \text{ MHz})$ 의 마이크로 波 發振이 일어나고, 數 [G]의 작은 磁界로 큰 電流를 變化시킬 수도 있다.

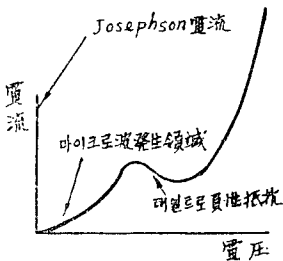


그림 12. Josephson 要素의 電壓電流特性

1962年 Josephson이 이 現象은 超傳導體間의 電子對의 位相의 結合에 依한 것임을 指摘하였다. 그러므로 이 現象을 Josephson 효과라고 한다. 超傳導體가 完全히 隔雜되어 있을 경우는 各 超傳導 電子對의 位相은 獨立되어 있고, 또 完全히 接觸되어 있을 경우는 位相은 同一로 되고, 超傳導體를 兩者의 波動函數가 얼마큼 重合될 程度로 接近하여 두면, 電子對의 結合力에

依하여 兩者間에 一定의 位相差  $O=\psi_1-\psi_2$  ( $\psi_1, \psi_2$  各 超傳導體의 位相)를 갖는 狀態로 만들 수 있다. 超傳導體間에 位相差가 있으면, 이를 取消하도록 電流密度  $J_0=J.\sin\theta$ 의 超傳導電流가 흐른다. 이것이 Josephson 電流이다. 最大 電流密度  $J_0$ 는 電極의 에너지 갭, 要素의 터널 콘덕턴스에 比例하는 量이고, 位相  $\theta$ 는 外部로 부터 흘리는 電流에 依하여 0으로부터  $\pi/2$ 까지 變化할 수 있다. Josephson 要素는 작은 磁界로 큰 電流를 變化시킬 수 있으므로 크라이트론과 類似한 磁界 制御形의 制御器로 使用할 수 있다. 또 작은 磁界 ( $10^{-9}\text{G}$ )의 計測器, 혹은 낮은 電壓 ( $10^{-17}\text{V}$ )의 計測器로도 使用할 수 있다. 또 高 感度의 直流, 低周波 檢出器, 혹은 마이크로 波, 밀리 波, 셉틸리 波 등의 發振器, 檢波器, 混合器도 開發되고 있다. 또 記憶要素, 혹은 演算要素도 開發되고 있다.

### 參考文獻

1. J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer Phys. Rev. 1957,
2. K. Maki: Phys. Rev. 148, 1966.
3. J.E.C. Williams: Superconductivity and its applications, Pion limited, London N W2, 1971.
4. V. L. Newhouse: Phys. Rev. letters 1, 19 58.
5. B. D. Josephson: Phys. Rev. letters 1, 1962.
6. 電子通信 hand book (增補改訂版) 電子通信學會 刊.
7. 電子部品 hand book 地人書館刊.
8. 喜安善市, 他: 電子通信學會雜誌, 72年 2月號.
9. 安河內昂: 電子通信學會雜誌, 74年 3月號.
10. 中材彬: 電子通信學會雜誌, 76年 3月號.