

比熱等の異常は層間の距離によらず，エントロピーの変化は圧倒的に電子の相関からきている。構造を反映して臨界磁場，臨界電流， T_c 上側のゆらぎによる余分の反磁性帯磁率， $\Delta\chi$ ，等は著しい異方性を示す。

$\Delta\chi$ については T. Tsuzuki⁽¹⁾ および筆者⁽²⁾ の独立な計算がある。筆者は Lawrence と Doniach⁽³⁾ が提案した GL 自由エネルギーを使って層に垂直方向の $\Delta\chi$ を求め，pure limit では GL 方程式の係数 α が $[8\pi^2 k_B^2 T^2 / 7\zeta(3) \epsilon_F] \times \log(T/T_c)$ となることに留意して，これを Geballe 達⁽⁴⁾ の測定値と比べた。

$\epsilon_F = 870 k_B$ ととると $T = 4 \sim 30$ K の間でよくあい， ϵ_F の値が少し小さめではあるが，この方向で $\Delta\chi$ が理解できることがわかった。文献⁽¹⁾ の計算とは基本的に同じであるが，相隣る層のオーダーパラメーターの間の結合エネルギーの係数は文献⁽³⁾ のものの 2 倍が正しいと思われる。

文献(1) T. Tsuzuki, Phys. Letters 37A (1971) 159. (2) K. Yamaji, Phys. Letters 38A (1972) 43. (3) W. E. Lawrence and S. Doniach, Proc. LT12, p. 361. (4) J. H. Geballe et al., Phys. Rev. Letters 27 (1971) 314.

2. A—15 構造金属間化合物 超伝導体 について

東北大 理 馬場康維，真木和美

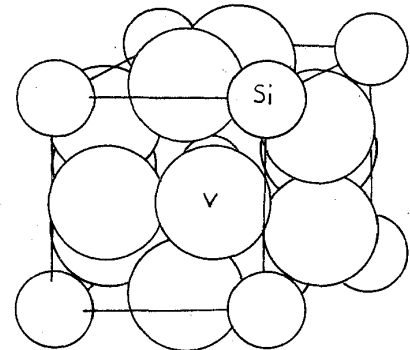
高い臨界温度を持つという事から， V_3Si ， Nb_3Si 等の A—15 構造を持つ金属間化合物は興味のある物質である。物理的性質をあげてみると，

- (1) T_c の高いもの (Nb_3Sn ， V_3Si) は立方相 (高温) — 正方相 (低温) のマルテンサイト変態をする。^{1), 2)}
- (2) T_c の高いものにおいては音速，超音波減衰係数，帯磁率等が強い温度依存性を示す。^{1), 3), 4)}
- (3) 圧力による T_c の変化はほとんど線型である。⁵⁾ V_3X 類は $(\partial T_c / \partial P)$

> 0 のものが多く, Nb_3X 類は $(\partial T_c / \partial P) < 0$ のものが多い。

- (4) タンネリングによるエネルギーギャップに異方性がある。⁶⁾
 (5) 高い臨界磁場を持つ。⁷⁾

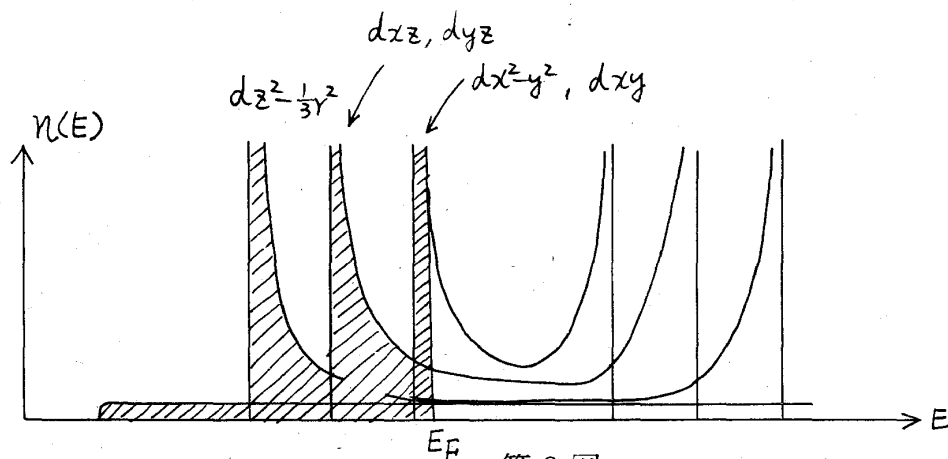
マルテンサイト変態及び音速, 帯磁率の温度依存性は Labbe^{8), 9), 10)} 等により次の様なモデルで説明された。例えば V_3Si の立方相における構造は第 1 図の様なものである。Si は体心立方格子を組んでいる。V 原子はその各面内に 2 個ずつ $[100], [010], [001]$ 方向に並んで鎖を形成している。従って V 原子のみに注目すれば, この結晶は平行な一次元的鎖のたばが, 3 方向に互に交叉しないで組合さっている様なものである。V 原子の d 電子をタイトバンディング近似で扱って最近接原子間の相互作用のみを考える。これは鎖間の相互作用を無視し, d 電子が一本の鎖上を一次元的に動いているとみなした事になる。この時の状態密度は (第 2 図)



第 1 図

$$n(E) \propto (E_m^2 - E^2)^{-1/2} \quad (1)$$

で与えられる。ここで $2E_m$ はバンドの幅である。立方対称性からバンドは 3



第 2 図

重に縮退しているので, フェルミ準位がピークの近くにある場合は Jahn-

Teller 効果がおきて正方相に変態する。さらに帯磁率、音速等の強い温度依存性も非常にせまい d-バンドの存在により説明される。

非常に狭い d-バンドの存在はフェルミ面における状態密度が非常に大きくなる事を示している。このことが T_c を上げることに役立つ事が予想されるが、以下に示す様に実際はバンドの底では電子-フォノン相互作用が小さくなり状態密度の発散があまり役立たない様である。

T_c の圧力効果の線型性は音速と比熱の測定値とに結びつけた熱力学的な取扱いではうまく説明できない。¹¹⁾

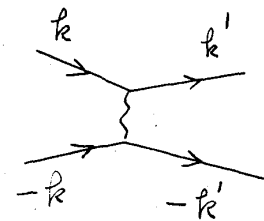
(コメント)

一次元鎖モデルの範囲で、電子-フォノン相互作用を計算してみると相互作用は

$$H_I = -igJ \sum_{\vec{q}, \vec{k}} \sin\left(\frac{\vec{q} \cdot \vec{a}}{2}\right) \cos\left(\left(\vec{k}_x + \frac{\vec{q}_x}{2}\right) a\right) a_{\vec{k}_x + \vec{q}_x}^+ a_{\vec{k}_x} (b_{\vec{q}} - b_{-\vec{q}}^+)$$

のように書ける。ここで a^+ , a は電子の場の演算子, b, b^+ はフォノンの演算子である。従ってこのモデルの範囲で第3図のプロセスに関する相互作用の matrix は

$$-(gJ)^2 \frac{(\sin k_x a - \sin k'_x a)^2}{2} \frac{1}{[\omega(k-k')]^2 - (E_k - E_{k'})^2}$$



の様に書ける。分子は $J^2 (\sin k_x a - \sin k'_x a)^2 \propto (v - v')^2 \cong 2v^2$ 第3図

となるので上の様な系では電子-フォノン相互作用による

電子対間の引力は電子速度 v の2乗に比例することになる。(分母の $\vec{k} - \vec{k}'$ は3次元的 vector なので角平均すると本質的に相互作用は v^2 に比例することになる。)このことを考慮して超伝導でのギャップ方程式をたてると、状態密度のピークでは電子速度は0になるので ($N(\epsilon) \propto v^{-1}$), 相互作用のマトリックスのエネルギー依存性は状態密度のエネルギー依存性を完全に打消し、超伝導はむしろフェルミ準位が丁度バンドの中間にきた時に最も favorable という結論になる。このことは超伝導の考察には一つの電子バンドだけに話を限ることはできない

という事を意味している様である。(D. Rainer & K. Maki)

参 考 文 献

- 1) L. R. Testardi et al., Phys. Rev. 154 (1967) 339, 402
- 2) G. Shirane and J. D. Axe, Phys. Rev. B4 (1971) 2957
- 3) A. M. Clogston et al., Phys. Rev. Letters 9 (1962) 262
- 4) D. I. Bardos et al., J. Low Temp. Phys. 3 (1970) 509
- 5) T. F. Smith, J. Low. Temp. Phys. 6 (1972) 171
- 6) M. Weger, Solid State Commu. 9 (1971) 107
- 7) R. D. Blaugher et al., J. Low. Temps. 1 (1969) 539
- 8) P. J. Labbe and J. Friedel, J. Phys. 27 (1966) 153, 303
- 9) S. Barisic and J. Labbe, J. Phys. Chem. Solid 28 (1967) 2477
- 10) J. Labbe, Phys. Rev. 158 (1967) 647
- 11) L. J. Sham and T. F. Smith, Phys. Rev. B4 (1971) 3951

3. 0 次元的 (微粒子) 超伝導体について

東大理 高山 一

微粒子の超伝導効果は、径の大きさにより2つの場合に分けて考察すると見通しが良い。即ち、径 R が超伝導コヒーレンスの長さより小さいが、個々の電子のエネルギー準位の間隔 δ は系の温度 ($\approx T_c$) 等に比べ充分小さい場合と、 δ が T_c と等しくなる位に径が小さい場合とである。前者の場合、電子に対するBCS理論に関してはバルク超伝導体のそれをそのまま適用可能で、超伝導オーダーパラメータの空間変化が許されない事から生ずる特徴を論じる。後者の場合には、電子エネルギー準位が不連続的である事実を取り入れてBCS理論を再考する必要がある。いずれの場合とも、BCS相互作用する電子系の記述のためには汎関数積分法が有効である。これはGinzburg-Landauの理論の拡