

現われるギリギリの値は、図4に示した接線により定められ、約250位となる。これ以下だと反共鳴は生じない。多くの半導体ではこの条件は実現可能であるが、不純物散乱という障害があり、これをどこまで減らせるかが反共鳴実現の条件となる。

(文責 柳田敬一)

強誘電体の臨界現象 (理論)

講師 北大・応電研 徳 永 正 晴

この講義は、強誘電体の臨界現象の理論を実験家にもわかりやすいように説明するという趣旨で行なわれた。

代表的な強誘電体である TGS についての臨界現象の測定結果は、たとえば強磁性体などにおける臨界現象と比較して、転移点近傍までよく平均場近似が成立するということがあった。この原因は現在では、強誘電体の特徴である電気双極子間相互作用にあると考えられている。

自由エネルギー G が分極密度 $\sigma(\mathbf{r})$ を用いて次のような形に書けるとする。

$$G = \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{1}{2} a \sigma(\mathbf{r})^2 + \frac{1}{4} b \sigma(\mathbf{r})^4 + \frac{1}{2} c |\nabla \sigma(\mathbf{r})|^2 \right\} \quad (1)$$

平均場近似が成り立つためには $\sigma(\mathbf{q})$ を $\sigma(\mathbf{r})$ のフーリエ成分として、

$$a \gg b \sum_{\mathbf{q}} \langle |\sigma(\mathbf{q})|^2 \rangle \quad (2)$$

でなければならない。これが Ginzburg Criterion である。(2) 式の右辺に平均場近似の答えを代入して和を積分になおせば、結局、

$$\kappa^2 \gg y \kappa \quad (3)$$

$$\left(\text{ただし } \kappa^2 \equiv a/c, \quad y \propto \frac{k T_c b}{c^2} \right)$$

となる。 y が有限である限り $\kappa \rightarrow 0$ でこの不等式は成立しなくなり、臨界領域に入る。

双極子 — 双極子相互作用の場合は、いわゆる反電場効果のために、 $\sigma(\mathbf{q})$ のうちで $\mathbf{q}$ が分極と平行になる成分は押えられる。その結果、強誘電体では Ginzburg Criterion が転移点に至るまで成り立つことになる。(1) 式に反電場効果を表わす項を追加して同様なことを行なうと(3) 式に代わる不等式は、

$$\kappa^2 \gg \frac{y}{x} \kappa^2 \quad (4)$$

となる。ただし x は双極子相互作用の占める割合と関係した定数で、直接型強誘電体では $y/x \ll 1$ である。このために、平均場近似は T_c まで成り立つ。

講義においては以上のような静的臨界現象についての理論的な考察がまずその前半に行なわれた。後半では、さらに動的臨界現象についての考察や、関連するいろいろな実験結果の紹介などが行なわれた。 (文責 江間健司)

低次元超流体

講師 東大物性研 中 嶋 貞 雄

均質な固体(グラフォイル等)表面に ^4He を吸着していくと、第一層目は吸着固体からの強いファン・デル・ワールスカにより高密度までつめ込むことが可能で、 ^4He は 2 次元固体を形成する。(比熱: $C_2 \propto T^2$) さらに積み上げていくと、平均密度はバルクな液体のそれに近づき、2~3 層以上では膜厚できまる、ある転移温度以下で超流動が第 3 音波、永久回転の実験等で観測されている。(後者の実験から得られた超流動速度は、ある臨界温度に達すると急激に減少する。)

一方、3 次元系において連続群で記述される対称性の破れによって生ずる LRO がそれと類似の(有限温度の)低次元系では存在しないことが Bogoliubov の不等式を用いて証明されている。(超流動については Hohenberg)

講義はこれらの事実に基づき、 ^4He 薄膜(2 次元 Bose 粒子系)の超流動性、さらに 2 次元系での相転移の可能性について、最近の理論的研究が紹介された。実験事実の分析的解説、その理論、一般的観点への拡張といった順序で講義は進められた。その中に