

# 黎明研究報告書

Anderson-Higgs-Kibble 機構の検証と超伝導 Interlayer Coupling 機構の解明

筑波大学 物質工学系

門脇 和男

平成 12 年 2 月

## 1 はじめに - 研究の動機 -

\*1 超伝導体に光（電磁波）をあてると光は表面から  $\lambda$  程度しか侵入できない。これは、静磁場の場合 ( $\omega = 0$ )、特にマイスナ - 効果 (Meissner effect) として知られる現象である。このような現象はなぜ起こるのであろうか？高周波の電磁波は正常金属状態ではやはり表面から  $\delta$  程度しか侵入できず、これは表皮効果 (skin effect) と呼ばれるが、この現象と何が本質的に異なるのであろうか？この疑問に対する答えは、実はすでに 1960 年代初頭までの超伝導の理論的研究でほぼ完全に解決されているが、これが現在、自然界の最も基本的な概念である”対称性の破れ”に南部氏が到達したきっかけとなったことはあまり知られていない [1, 2]。本研究は超伝導現象がゲ - ジ場の対称性が自発的に破れることによって発現し、それに伴ってゴ - ルドスト - ンモ - ド (Goldstone mode) が発生するが [3]、これを実験的に観測しようとするものである。このため、まず、超伝導を少しこれまでとは異なった角度から考え直すことから始めよう。

超伝導状態でも正常状態でも金属中には  $10^{22}$  個/cm<sup>3</sup> 程度の電子が存在し互いに電磁的な相互作用をしているが、超伝導体内部では光はどのように伝搬するのであろうか？両者は光で見た場合どのように異なるのであろうか？その答えはそれほどやさしくない。あえて言葉で記述するならば次のように与えられる。すなわち、超伝導体の内部では光はもはや真空中などを伝搬する電磁波と異なり、超伝導電子と結合し一体となったプラズマモ - ドを作り、その結果、光子が質量を持つ。このため、光子はもはや超伝導体の内部を自由に伝搬できなくなってしまう。光子が超伝導体表面から内部に侵入するとき、侵入可能な大体の長さが磁場侵入長 (magnetic penetration length)  $\lambda_L$  (ロンドンが導いたのでロンドンの磁場侵入長とも言われる。サフィックス  $L$  は彼に因む) であり、これがその物理的な意味である。この事情は数学的には、相対論的 4 元ベクトルポテンシャル  $A_\mu$  は

$$\partial^2 A_\mu = -\frac{4\pi j_\mu}{c} \quad (1)$$

と書けることから、ロンドン (London) 方程式

$$\mathbf{j} = -\frac{n_s e^2}{mc} \mathbf{A} \quad (2)$$

を使えばベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  は

$$\partial^2 \mathbf{A} = \frac{4\pi n_s e^2}{mc^2} \mathbf{A} \quad (3)$$

で与えられる微分方程式を満たす解として与えられる。ここで  $n_s$  は単位体積当たりの超伝導電子の数、 $m$  は電子の質量、 $e$  は電子の素電荷、 $c$  は光速である。この方程式の一般解は平面波  $\exp\{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\}$  を仮定すると

$$\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = k^2 + \frac{1}{\lambda^2} \quad (4)$$

---

\*1 この文章は平成 11 年度黎明研究 (採択課題番号 28) の報告書として書かれたものである。

を得る。ここで  $1/\lambda^2 = 4\pi n_s e^2/mc^2$  と便宜的に置いた。

一方、相対論では粒子のエネルギー -  $E = \hbar\omega$ 、運動量  $p = \hbar k$  と質量  $m_\gamma$  との間に

$$E = \sqrt{c^2 p^2 + (m_\gamma c^2)^2} \quad (5)$$

が成り立つから、結局、

$$\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = k^2 + \frac{m_\gamma^2 c^2}{\hbar^2} \quad (6)$$

を得る。従って磁場侵入長  $\lambda$  は粒子の質量  $m_\gamma$  と

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{m_\gamma^2 c^2}{\hbar^2} \quad (7)$$

の関係があり、結局、このことは超伝導体内部では光子は質量  $m_\gamma$

$$m_\gamma = \frac{\hbar}{c\lambda} = \frac{\hbar e}{c^2} \sqrt{\frac{4\pi n_s}{m}} \quad (8)$$

を獲得したことに同等である。この値はク - パ - 対の密度のみで決まる値である事に注意しよう。

ここで得られた  $\lambda$  は先に述べたロンドンの磁場侵入長  $\lambda_L$  と同じものである。なぜなら、ロンドンの磁場侵入長は、通常、次のようにして求めるからである。まず、マックスウエルの方程式

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (9)$$

から出発し、これに方程式 (2) を代入し、両辺に  $\nabla \times$  を乗じて微分すれば  $B$  に関する方程式

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{4\pi n_s e^2}{mc^2} \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} \quad (10)$$

を得るのでこれを適当な境界条件の下で解く。たとえば、境界条件として  $x < 0$  で真空、 $x \geq 0$  に超伝導体があるとすると  $B_x \propto \exp(\pm x/\lambda_L)$  であり (+ 符号の解は  $x \rightarrow \infty$  で発散するから不適当) 結局、超伝導体内部の磁場は表面から  $\lambda_L$  程度しか侵入できない。これが先に述べたロンドンの磁場侵入長  $\lambda_L$

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}} \quad (11)$$

である。通常の  $\lambda_L$  の求め方を相対論的に拡張したに過ぎない。

この相対論的な拡張は光子に質量  $m_\gamma$  を与えると共に、超伝導体内の電磁波の一般的な存在形態を明確にする。方程式 (4) は角周波数  $\omega$  と波数  $k$  との関係式で分散を表している。この式からもわかるように、電磁波 (光子) はエネルギー - にギャップを持ち、 $k = 0$  の時でも  $E = 0$  とならない。図 1 はこの様子をより明確に示している。すなわち、超伝導体内部では光子は質量  $m_\gamma$  を持つことによって取りうるエネルギー - にギャップ

$$E = m_\gamma c^2 = \hbar c/\lambda \quad (12)$$

が発生することになる。ちなみに、図 1 の直線は真空中での光子の分散関係で  $\omega = ck$  を表している。

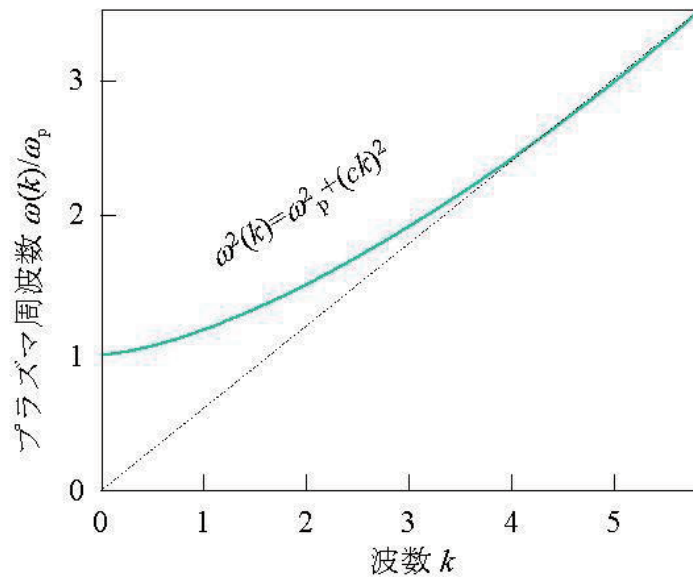


図 1. 超伝導プラズマの分散関係

真空中では光子の質量は勿論ゼロであるが、超伝導体内部に侵入すると突然 (12) 式で与えられる質量を獲得する。不確定性原理よりこのようなエネルギー - 変化  $\Delta E$  は  $\Delta E \delta t \sim \hbar$  で与えられる時間  $\delta t$  しか許されず、結局、この間に光子が進行できる距離  $s$  は

$$s \sim c \delta t \sim \lambda \quad (13)$$

となる。これがマイスナ - 効果の相対論的な意味である。マイスナ - 効果は静磁場が超伝導体内部に侵入できない現象を意味し、この状況は光子のエネルギー - が (12) 式以上になれば状況は一変する。この場合、光子は強く電子系と結合し、プラズマ励起を伴いながら超伝導体内部を伝搬できるようになるのである。

実はこのエネルギー - ギャップは電子系のプラズマのエネルギー -  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_s e^2 / m}$  と等しいことは明らかである。このエネルギー - の大きさは、通常、 $\sim eV$  ある。一方、超伝導ギャップ  $\Delta$  はふつうの超伝導体では  $\sim meV$  であるから  $\hbar\omega_p \gg \Delta$  である。超伝導ギャップより高いエネルギー - を持つ電子は超伝導状態の準粒子であるが、事実上、超伝導状態にあっても正常電子とほとんど同じ振る舞いをする。これは超伝導状態が 2 流体モデルでよく記述できる理由の一つとなっている。結局、通常の超伝導体の場合、超伝導プラズマはその励起エネルギー - が数  $eV$  と高く超伝導ギャップのはるか外にあって、励起された準粒子と区別が付かない状況が実現されていることになる。このため、これまで超伝導状態のプラズマ励起現象は実験的に検証できなかった。

この状況は、唯一、ジョセフソン接合などによる超伝導弱接合系で実現可能である事を最初に論じたのは P. W. Anderson[4] である。彼は図 2 に示されるような単一接合系を考え、このジョセフソン接合系のプラズマエネルギー - (従って、対応するプラズマ周波数  $\omega_p$ ) は接合間の臨界電流

(最大ジョセフソン電流)  $j_c$  で決まることを示した。すなわち、

$$\omega_p^2 = \frac{8\pi^2 e d j_c}{\hbar \epsilon} = \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{c}{\lambda_J} \right)^2 \quad (14)$$

である。ここで  $d$  は接合の厚さ、 $\epsilon$  は接合間の媒質の誘電率、 $\lambda_J$  は接合のジョセフソン侵入長 (Josephson penetration depth) であり、

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\hbar c^2}{8\pi^2 e j_c d}} = \sqrt{\frac{c \phi_0}{8\pi^2 j_c d}} \quad (15)$$

である。 $\phi_0 = ch/2e = 2.07 \times 10^{-7}$  Gauss $\cdot$ cm $^2$  で量子化磁束である。(13) 式は

$$\omega_p = \frac{c}{\lambda} \quad (16)$$

と対比される。結局、ジョセフソン接合系では  $J_c \approx 10^2$  A 程度、 $d \approx 15$  Å、 $\epsilon \approx 10$  とすれば  $\lambda_J \approx 10^{2-3} \lambda$  となり、プラズマ周波数は約 3 桁も小さくなり、マイクロ波領域にあることが分かる。Lawrence と Doniach[5] は後に異方性超伝導を記述するモデルとして層状性を取り入れたいわゆる Lawrence-Doniach モデルを提唱し同様の計算を行っている。また、単一接合系の理論的解析もなされ [6, 7]、実験的にも比較的容易に作成できることから薄膜を用いた平板型ジョセフソン接合 (planer Josephson junctions) 系ではプラズマの存在は実証されている [8]。ただし、後で述べるが、この場合、2 種類のプラズマのうち、残念なことに横プラズマしか励起できない。

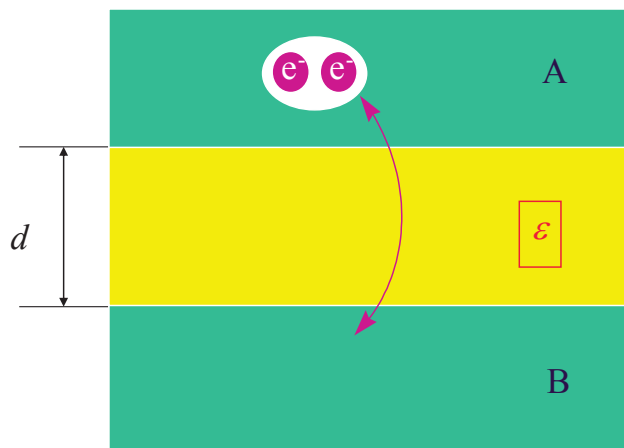


図2. 単一接合の場合のジョセフソン接合

## 2 対称性の破れと南部・ゴ-ルドスト-ンモ-ド

超伝導状態ではク-パ-対が凝縮した状態である。このク-パ-対の波動関数を  $\psi(\mathbf{q})$ 、その複素共役量を  $\psi^\dagger(\mathbf{q})$  で表すと、電磁相互作用をしているク-パ-対の系全体のハミルトニアン  $H$  は

$$H = \int \mathcal{H} d\mathbf{q} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \psi^\dagger(\mathbf{q}) \frac{1}{2m} \left( \mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{q}) \right)^2 \psi(\mathbf{q}) \\ & + V(\psi^\dagger(\mathbf{q})\psi(\mathbf{q})) + \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) \end{aligned} \quad (18)$$

と書くことができる。超伝導体内部では静電場が存在しないから  $A_0 = 0$ 、 $\mathbf{E} = -(1/c)(\partial\mathbf{A}/\partial t)$  と取ることができる。また、相互作用の項  $V(\psi^\dagger(\mathbf{q})\psi(\mathbf{q}))$  は今の問題には関与しないので省略することができる。

このハミルトニアンが第1種のゲ-ジ変換に対して不変であることは

$$\begin{cases} \psi(\mathbf{q}) \longrightarrow \psi(\mathbf{q})e^{i\lambda Q} \\ \psi^\dagger(\mathbf{q}) \longrightarrow \psi^\dagger(\mathbf{q})e^{-i\lambda Q} \end{cases} \quad (19)$$

をハミルトニアンに代入して見れば明らかである。いま、基底状態からの励起状態として南部・ゴ-ルドスト-ンモ-ドの励起があるとして  $\psi$  と  $\psi^\dagger$  を

$$\begin{cases} \psi(\mathbf{q}) = \sqrt{n_0} e^{i\theta(\mathbf{q})} \\ \psi^\dagger(\mathbf{q}) = \sqrt{n_0} e^{-i\theta(\mathbf{q})} \end{cases} \quad (20)$$

と置きハミルトニアンを書き直すと

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar^2 n_0}{2m} \left( \partial\theta - \frac{e}{c\hbar} \mathbf{A} \right)^2 + \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) \quad (21)$$

となる。これはベクトルポテンシャルとして新たに

$$\partial\theta - \frac{e}{c\hbar} \mathbf{A} \longrightarrow \mathbf{A}' \quad (22)$$

と置き換えても

$$\partial \times \left( \mathbf{A} - \frac{c\hbar}{e} \partial\theta \right) \equiv \partial \times \mathbf{A} \quad (23)$$

であるからハミルトニアンは変わらない。結局、 $\mathbf{A}'$  を改めて  $\mathbf{A}$  と置くとハミルトニアンは

$$\mathcal{H} = \frac{n_0 e^2}{2m c^2} \mathbf{A}^2 + \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) \quad (24)$$

と書くことができる。すぐ分かることは、このハミルトニアンにはゴ-ルドスト-ンモ-ドの励起に伴う自由度  $\theta(\mathbf{q})$  はあらわには現れない。その理由はゴ-ルドスト-ンモ-ドは電磁場  $\mathbf{A}$  に吸収

されてしまうことによる。ゴ-ルドスト-ンモ-ドの発生によってハミルトニアン自体のゲ-ジ不変性は破れてしまうことになる(対称性の破れ)。

式(21)で現れたベクトルポテンシャル

$$\mathbf{A} = \frac{c\hbar}{e} \nabla \theta \quad (25)$$

は平面波展開すると  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$  の条件から  $\mathbf{A}$  は横波 ( $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$  を満たす波動  $\mathbf{A}$  を横波と呼ぶ) であることが分かる。ところが、 $\nabla \theta$  ( $\theta$  のグラジエント) はそれ自身  $k$  方向のベクトルであるから  $\nabla \times (\nabla \theta) = 0$  となり、縦波 ( $\nabla \times \mathbf{A}$  を満たす波動  $\mathbf{A}$  を縦波という) であることが分かる。すなわち、電磁波は真空中では横 2 成分しかなかったものが超伝導体内部に入ると横 2 成分と縦 1 成分の計 3 成分持つことになる。縦成分は南部・ゴ-ルドスト-ンモ-ドが励起されることによって生じたものである。

元来、電磁波は横波であり、電場や磁場は波の進行方向  $k$  に対して垂直方向に 2 成分しか持たないことはマクスウエルの方程式から明らかである。この事情は相対論になっても変わらない。しかし、この事情は電磁場に第 3 成分が存在しないわけではない。実は、真空中での電磁場はこの第 3 成分が完全に相殺しあてゼロになっているのである。超伝導の場合、この第 3 成分がゼロではなく、南部・ゴ-ルドスト-ンの励起モ-ドがここに第 3 成分として復活するからくりになっている。

### 3 対称性の破れに伴う光子の質量

超伝導状態では電磁波は超伝導ク-パ-ペアの場  $\psi$  と結合し、 $\psi$  と結合し、その励起状態としての電磁波は 3 成分持つことが分かった。ここではこのような励起状態を記述する方程式を導き、冒頭述べた光子の質量の起源について少し明確にしておこう。

まず、ハミルトニアン密度(21)式からラグランジアン密度を形式的に作ることは容易である。

$$\mathcal{L} = -\frac{n_0 e^2}{2mc^2} \mathbf{A}^2 + \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) \quad (26)$$

ここで  $\mathbf{A}$  を力学変数として最小作用の原理を適用すると

$$\begin{cases} \partial^2 A_\mu = -\frac{4\pi j_\mu}{c} \\ \mathbf{j} = -\frac{n_0 e^2}{mc} \mathbf{A} \end{cases} \quad (27)$$

となる。これは、実は、式(1)、(2)と同等であり、結局、場の方程式から出発し、ベクトルポテンシャルの波動方程式を得、その解は光子が式(8)で与えられる質量を持つことと同等であることがわかった。このように、電荷が存在する場合、対称性の破れに伴って発生する南部・ゴ-ルドスト-ンモ-ドは  $k=0$  でも励起エネルギーはゼロにならず、光子の質量分だけのエネルギーギャップを持ち、超伝導体中で電磁波の縦モ-ドに吸収されることがわかる。すなわち、縦プラズマが南部・ゴ-ルドスト-ンモ-ドに変身するのである。光子の質量に伴うエネルギーギャップの存在は、最初、Anderson[9, 10]により1958年にBCS理論のゲ-ジ不変性に関する欠陥の克服のため

めにク - ロンギャップ (Coulomb gap) として指摘、導入され、その後、Higgs[11] や Kibble[12] によってより数学的に定式化されるようになったので Anderson-Higgs-Kibble 機構 (または単に Higgs 機構) と呼ばれている。

一般に、ゲ - ジ場の対称性が自発的に破れるとゲ - ジボソンが発生する。超伝導の場合は縦プラズマモードがそれに対応する。電磁場からの類推で作られた電弱理論 (電磁場と弱い相互作用の場を統一する理論で Weinberg-Salam 理論ともよばれる) では同様の現象が起こるが、この場合はゲ - ジ場の自由度が多いため  $Z$  粒子と  $W^\pm$  粒子の 3 種類のボソンが発生する。これらの粒子の存在は、後日、高エネルギー - 実験により確認されている。Weinberg-Salam 理論は単に 3 種類の粒子の存在を予言したばかりでなくその粒子のエネルギー - までも正確に予言した。このことからこの理論はその後の統一理論の標準模型として用いられるようになった。

しかしながら、超伝導の場合、励起エネルギー - が超伝導ギャップよりはるかに高いことから実験的な検証が困難であったことは先に述べた。この困難を克服し、超伝導における縦プラズマを観測することで南部・ゴ - ルドスト - ンモードの存在を検証し、その性質を調べることがこの研究の目的である。そのためには高温超伝導の存在が不可欠である。

## 4 高温超伝導におけるプラズマ現象

### 4.1 これまでのいきさつ

高温超伝導体は超伝導を担う  $\text{CuO}_2$  面が 2 次元平面を取り、それが層状に積層した構造を持ち、 $\text{CuO}_2$  面間では超伝導弱結合状態にあることが知られている。この結合の強さは物質によって固有の値を持ち、異方性パラメータ -  $\gamma$  で特徴付けられる。特に異方性が強い物質である  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  では  $\gamma \sim 250$  もあり、 $\text{CuO}_2$  面間が弱いジョセフソン結合をしているといわれている。このように、高温超伝導体は自然がもたらすジョセフソン接合の多層膜と見なすことができる。しかも、それが結晶内ユニットセルを単位として存在するので本質的に理想的は弱接合体と考えられ、これを応用した超伝導デバイスの研究も盛んになってきている。このような系における超伝導プラズマをこれから取り扱う。

高温超伝導体のプラズマ現象の研究は 1990 年、Noh 等 [13] が遠赤外領域で超伝導電子によるプラズマエッジと思われる異常を観測したことから始まる。彼らは多結晶資料 ( $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ ,  $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ ,  $\text{Bi}_4\text{Ca}_3\text{Sr}_3\text{Cu}_4\text{O}_z$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  の測定をしており Y-系では観測されなかったと報告している) を用いたが、微粒子効果 (sphere resonance) を利用した測定であったためかあまり注目されなかった。それと時をほぼ同じくして、Fertig と Das Sarma[14] は超伝導プラズマの集団励起モードを理論的扱い、高温超伝導体の様な層状超伝導体では強い 2 次元性をのため、超伝導ギャップ  $2\Delta$  内にプラズマ励起モードがあることを指摘した。これらの研究を受けて、1992 年、Tamasaku 等 [15] は  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  単結晶を用い、c-軸方向の光学反射率の測定から  $T_c$  以下で超伝導プラズマに伴う明瞭な鋭い反射エッジを観測した。この結果から Tachiki 等 [16] は高温超伝導体が層間が弱く結合した 2 次元層状超伝導体とし、その電磁理論を展開した。これ



以後の歴史的な解説は Kadowaki[17] による解説を参照していただきたい。

超伝導プラズマには2つの横プラズマ（横波で通常の電磁波と同類のもの）と1つの縦プラズマ（縦波で南部・ゴールドストーンモードに相当するの）が存在することはすでに述べたが、層状超伝導体の場合、層間結合が弱いことから超伝導プラズマの励起エネルギーが下がることもすでに説明した。高温超伝導体の場合、層間の弱結合性がより顕著で、励起エネルギーが極端に低くなっており、特に異方性の大きい  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  の場合、超伝導ギャップ  $2\Delta \approx 60 \text{ meV}$  の中にある。そのため、プラズマが励起されてもダンピング機構が働かないため非常に安定な励起が可能である。エネルギー-分散関係など、この辺の事情は Tachiki 等 [18] によって詳細に調べられている。この場合、特に重要なプラズマの分散関係を図3に示す。この図からわかるように、縦プラズマモードはほとんど分散が無いが、横プラズマモードはこれまで議論した超伝導プラズマモードと同様に強い分散を持ち、 $k$  の大きいところでは通常の光の分散関係に近づく。 $k=0$  では両モードは縮対していることに注意しておく。このように、縦波と横波では超伝導プラズマ分散関係が大きく異なることが特徴的である。この分散関係の違いをうまく利用すれば横プラズマと縦プラズマを分離して観測可能であることがわかる。前にも述べたが、縦プラズマは南部・ゴールドストーンモードが Anderson-Higgs-Kibble 機構を通して電磁波の第3成分に吸収されたものである。

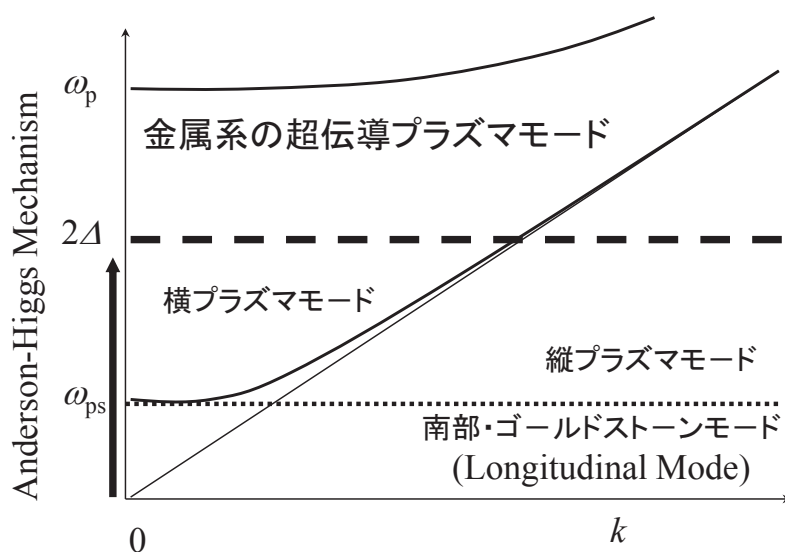


図3. 超伝導プラズマの分散関係

このようなアイデアに基づいて実験がなされた。共鳴吸収の観測には通常の空洞共振器を用いたマイクロ波ブリッジバランス回路法でなされた。空洞共振器を用いることで縦・横プラズマの励起条件が違うことを利用し実験的に区別することに成功した。これは空洞共振器を用い無ければでき

ない本実験のユニ - クな点である。その実験方法や実験結果の詳細は文献を参照していただきたい [19, 20]。

#### 4.2 実験結果 - 超伝導プラズマの温度依存性 -

通常、ジョセフソンプラズマの実験は便宜的に磁場を掃引してジョセフソン電流を変えることで行われるが、この場合、試料の内部に磁束線が侵入し、この磁束線と超伝導プラズマモードが強く相互作用することから、磁束線の振る舞いを調べるには都合がよいがジョセフソンプラズマそのものを調べるにはむしろゼロ磁場の方が良い。ところが、ゼロ磁場では超伝導プラズマのギャップは超伝導体の異方性で決まり超伝導体固有の値をもつのでちょうどその付近のエネルギー - に対応する電磁波を用いなければプラズマ共鳴は観測できない。実験的には、電磁波の周波数を掃引することは極めて困難で事実上実験が極めて困難になる。ところが、実験結果は温度を変えるとプラズマの励起周波数が  $T_c$  に向かって降下していくことがわかった。この性質を利用すれば、周波数掃引の代わりに温度掃引を用いることができる。このようにして測定された単結晶  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  における超伝導プラズマ (縦モード) の温度依存性を図 4 に示す。

実験は 3 個の異なるド - ピング量の試料を用いた。ド - ピング量をアンダー - ド - プ側へ移すことによって系の異方性を大きくすることができることが知られており、実験が容易になるからである。試料 A、B、C の超伝導転移点はそれぞれ 72.5 K、90.5 K、78.0 K である。図 4 から分かるように超伝導プラズマ共鳴のエネルギー - は  $T_c$  近傍で急速にゼロに収束するように見える。一方、低温では温度依存性は無くなり、一定値  $\omega_p(0)$  になる。低温で実験点が無いのはこのように温度依存性が無くなるため温度掃引での実験は困難となるからである。

この図 4 に示された実験結果は空洞共振器でなされた実験であるが、一つの周波数ごとに別々に空洞共振器を準備する必要があるので大変厄介である。従って、各週波数で実験条件を完全にそろえることが困難であるため、厳密性を多少欠くがこの周波数範囲では共鳴線幅に特に顕著な変化は観測されていない。低温ではむしろ線幅が多少増加する傾向にあるが、プラズマモードの温度依存性が平坦であることを考慮すれば当然であると考えられる。

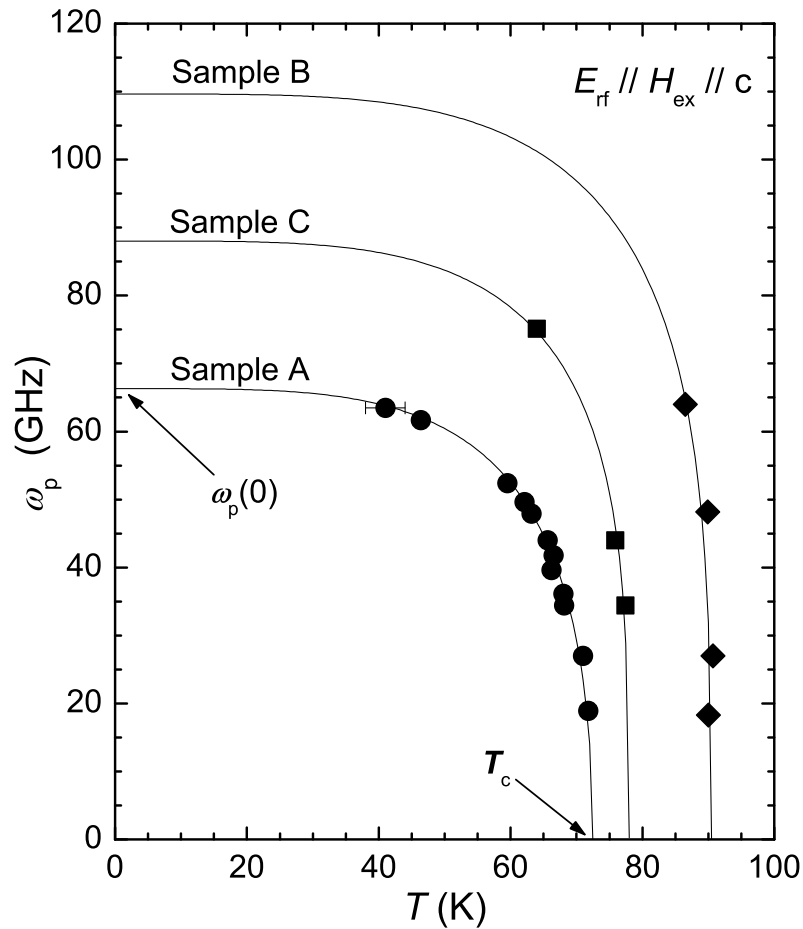


図4. 超伝導縦プラズマの温度依存性

#### 4.3 一つの解釈 - 2流体モデル -

このような超伝導プラズマの特異な温度依存性はこれまでの超伝導プラズマの説明では理解できそうにない。プラズマ周波数は前述のように  $\omega_p = c/\lambda = \sqrt{4\pi n_s e^2/m}$  で決まるから超伝導電子密度にのみ依存する量である。従って、電子密度は温度依存性を持たないので  $\omega_p$  は温度依存性を持たないはずである。ところが、ジョセフソン接合のような弱結合がある場合は式 (14) から  $\omega_p$  は  $\epsilon$  と  $\lambda_J$  によって決まり、 $\epsilon$  は温度依存性を持たないとすれば問題は  $\lambda_J$  にあると考えられる。 $\lambda_J$  は (15) 式で与えられ、その中にジョセフソン臨界電流密度である  $j_c$  を含んでいる。プラズマ周波数の温度依存性は結局、この  $j_c$  の温度依存性に帰着できそうである。

この事情を説明する一つのモデルとして2流体モデルを適用してみよう。この2流体モデルは超

流動ヘリウムの超流動性を説明するモデルとして Tisza[21] が 1938 年に導入したものである。有限温度の超流動状態では超流動を担うヘリウムと超流動ではないヘリウムの混合物と仮定し、超流動成分の密度はある経験的な温度依存性  $1 - t^4$  (ただし  $t = T/T_c$ ) を持つと仮定するものである。この考え方は従来の超伝導にも適用できることはよく知られたことである。

そこで、超伝導電子密度に対応するプラズマ周波数を  $\omega_{ps}$ 、正常電子に対応するプラズマ周波数を  $\omega_{pn}$ 、全電子密度に対応するプラズマ周波数を  $\omega_p$  とすると 2 流体モデルを適用して

$$\omega_{ps}^2 = \omega_p^2(1 - t^4) \quad (28)$$

$$\omega_{pn}^2 = \omega_p^2 t^4 \quad (29)$$

$$\omega_p^2 = \omega_{ps}^2 + \omega_{pn}^2 \quad (30)$$

と表すことができる。超伝導体の電磁波の吸収は電子系の誘電関数  $\epsilon(\omega)$  で記述され

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_c \left[ 1 - \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \right] - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_c(\omega) \quad (31)$$

と取ることが出来る。ここで  $\sigma_c(\omega)$  は c-軸方向の交流電気伝導度で、ドル - デ (Drude) の式を仮定すれば

$$\sigma_c(\omega) = \epsilon_c \frac{\omega_{pn}^2}{4\pi} \frac{1}{\gamma - i\omega} \quad (32)$$

で表される。ここで  $\gamma$  は準粒子の緩和を表すパラメータである。これよりマイクロ波 (電磁波) の吸収  $P$  は一般に

$$P = \text{Im} \left[ \frac{\epsilon_c}{\epsilon(\omega)} \right] = \frac{\frac{\tilde{\gamma} t^4}{\tilde{\omega}(\tilde{\omega}^2 + \tilde{\gamma}^2)}}{\left[ 1 - \frac{1-t^4}{\tilde{\omega}^2} - \frac{t^4}{\tilde{\omega}^2 + \tilde{\gamma}^2} \right]^2 + \left[ \frac{\tilde{\gamma} t^4}{\tilde{\omega}(\tilde{\omega}^2 + \tilde{\gamma}^2)} \right]^2} \quad (33)$$

と得られる。ここで、 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$ 、 $\tilde{\gamma} = \gamma/\omega_p$  と置いた。これよりプラズマ周波数の温度依存性は

$$\omega_p(T) = \frac{\omega_p(0)}{\sqrt{2}} \left[ 1 - \tilde{\gamma}^2 + \sqrt{(1 + \tilde{\gamma}^2)^2 - 4\tilde{\gamma}^2 t^4} \right]^{1/2} \quad (34)$$

となる。

この (34) 式を用いて実験データをフィッティングした結果を図 4 の実線であらわし、得られたパラメータの値を表 1 に示す。

表 1 フィッティングにより得られたパラメータ

Sample	$T_c$ [K]	$\tilde{\gamma}$	$\omega_p(0)/2\pi$ [GHz]	$E_g$ [eV]	$\tau_0$ [sec]
A	72.5	1.6	66.3	$2.74 \times 10^{-4}$	$9.6 \times 10^{-12}$
B	90.5	1.1	109.6	$4.53 \times 10^{-4}$	$8.2 \times 10^{-12}$
C	78.0	1.1	88.0	$3.64 \times 10^{-4}$	$10.5 \times 10^{-12}$

この表 1 で  $\tau_0$  は準粒子の緩和時間をあらわし、

$$\tau_0 = \frac{1}{\omega_p(0)\tilde{\gamma}} \quad (35)$$

から求められた値である。理論的には  $\tilde{\gamma}$  は  $\tilde{\gamma} > 1$  の時  $T \rightarrow T_c$  で  $\omega_p \rightarrow 0$  となり、 $\tilde{\gamma} < 1$  では  $T_c$  でも  $\omega_p$  はゼロにならない。この実験値から  $\tilde{\gamma} > 1$  であり、これらの試料ではプラズマ周波数  $\omega_p$  は  $T \rightarrow T_c$  でゼロに落ちていくことと矛盾しない。表 1 の  $\tau_0$  の値はこの 3 種の試料では有意な差があるようには見えない。 $\tau_0 \sim 10^{-11}$  sec. は核磁気緩和率 [22]、遠赤外反射率 [23]、マイクロ波の表面インピーダンス [24] の測定結果とほぼ一致している。

先に述べたが、実験的にはジョセフソンプラズマの線幅は  $T_c$  極く近傍でも幅が広がらず、むしろ逆に幅が狭くなっているように見える。これは上記の 2 流体モデルを用いてもある程度正当化できる。温度掃引における線幅  $\Delta T_{res}/T_c$  は

$$\begin{aligned} \Delta T_{res}/T_c &= (1 - \tilde{\omega}^2)^{1/4} \frac{\tilde{\omega}}{2\tilde{\gamma}} \\ &\sim \frac{\tilde{\omega}}{2\tilde{\gamma}} \quad (\tilde{\omega} \ll 1) \end{aligned} \quad (36)$$

とあらわすことができる。これより、 $T \rightarrow T_c$  で  $\Delta T_{res} \rightarrow 0$  となり、共鳴線は  $T_c$  近づくほど狭くなることわかる。勿論、現実には  $T_c$  で線幅がゼロになることはないが、 $T_c$  近傍では高次の準粒子の相互作用や、何よりも  $T_c$  近傍では超伝導揺らぎが強いと予想され、線幅が広がることは予想に難くない。その効果が線幅にはほとんど影響がないことは驚きに値する。

図 4 からわかるが、実験的には  $T_c$  に近づくにつれプラズマ周波数は急速にゼロへ向かう様に見える。低周波数側でどのようにプラズマ周波数がゼロに近づくのか大変興味ある問題であり、現在実験が進行中である。

## 5 層間結合と超伝導プラズマ

ジョセフソンプラズマは超伝導  $\text{CuO}_2$  面間のジョセフソン電流  $j_c$  を直接測定することはすでに述べたとおりである。その温度依存性も実験的に図 4 のように求まる。では、この  $j_c$  は何によって決まるのであろうか？超伝導面間の結合（ジョセフソン結合）は何が支配しているのであろうか？

ジョセフソン接合では最大のジョセフソン電流  $j_c$  は (15) 式から

$$j_c = \frac{c\phi_0}{8\pi^2\lambda_J^2 d} \quad (37)$$

である。一方、弱接合間のジョセフソン電流の大きさは Ambegaokar-Baratoff[25] によれば

$$j_c = \frac{\pi\Delta}{2eR_N} = \frac{\pi\Delta}{2e\rho_c d} \quad (38)$$

と与えられる。ここで  $R_N$  は“通常”、接合の正常状態での抵抗値をあらわすが、仮にこの値として  $T_c$  直上での抵抗値と取ることにする。(37) 式と (38) 式を用いると

$$\sigma_c = \frac{1}{\rho_c} = \frac{\omega_p^2}{4\pi^2} \left( \frac{\hbar\epsilon_c}{\pi\Delta} \right) \quad (39)$$

を得、結局、

$$\rho_c \omega_p^2 = 4\pi^2 \left( \frac{\pi \Delta}{\hbar \epsilon_c} \right) \quad (40)$$

となる。この式は c-軸方向の抵抗率とプラズマ周波数の 2 乗の積はその物質の超伝導ギャップの目安を与えることを意味している。c-軸の正常状態の抵抗はこの物質では半導体的に増大するが、それをそのまま用いることはできないことは明らかである。そもそも、低温で  $j_c \sim 10^2$  A が存在するのであるから式 (38) は  $\rho_c$  が低温で発散的であることと矛盾している。これは、c-軸方向の伝導機構が Ambegaokar-Baratoff 的なトンネル電流では無いことを逆に示唆している。このことを念頭に置き、しかしながら、何らかの機構で c-軸方向の正常状態の抵抗率が  $T_c$  直上の値で止まり、それ以下で一定であると、且つ、その抵抗値に伴う準粒子の散乱が Ambegaokar-Baratoff で得られる値にあると仮定するならば、(40) 式は超伝導ギャップの大きさが物質固有の量であるからプラズマ周波数  $\omega_p^2$  と c-軸方向の抵抗率  $\rho_c$  の積はユニバ - サルな関係にあることを示唆している。

一方、直流抵抗は (32) 式が使えるとすれば

$$\sigma_c = \frac{1}{\rho_c} = \frac{\epsilon_c \omega_p^2}{4\pi\gamma} \quad (41)$$

である。従って、

$$\tilde{\gamma} = \frac{\epsilon_c}{2} \nu_p \rho_c \quad (42)$$

が得られる。 $\omega_p = 2\pi\nu_p$  である。用いた試料の正常状態の c-軸方向の直流伝導度が実験的に  $\sigma_c = 1/\rho_c \sim 1/10$  ( $\Omega\text{cm}$ )<sup>-1</sup> であるから用いた周波数領域で  $\tilde{\gamma} \geq 1$  が成り立つことと矛盾しないように見える。

## 6 結語

高温超伝導体  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  は大きな層状の異方性を持つことからこの系の超伝導プラズマはジョセフソンプラズマとして扱うことができる。その励起周波数は極端に低く、ちょうどマイクロ波領域にある。本研究ではこの物質を用いることにより、超伝導が現在の物理学の基礎概念である“自発的対称性の破れ”の好例であり、その励起状態としてのゴ - ルドスト - ノモ - ドの存在を実験的に検証できることを示した。すなわち、超伝導状態のプラズマには 2 つの横波と縦波 1 つが存在し、自発的対称性の破れに伴って発生するゲ - ジボソンは超伝導縦プラズマであることを高温超伝導体単結晶  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  を用いて実験的に示した (縦波と横波の分離)。超伝導の場合、電荷が長距離相互作用 (Coulomb 相互作用) をするため、 $k = 0$  で励起エネルギーはゼロにならず有限のギャップを作る (Anderson-Higgs-Kibble 機構)。これは、光子が超伝導体内部で質量を持つことと同等であり、このことが Meissner 効果の意味である。

また、ジョセフソン縦プラズマの温度依存性を実験的に観測し、プラズマモードが  $T_c$  に向かってゼロになることを見出し、その実験結果を 2 流体モデルを用いて解析した。超伝導状態を誘電関数で記述し、c-軸方向の抵抗の起源として単純な Drude 機構を仮定しこの物理的意味を考察した。

c-軸方向の伝導は超伝導状態では明らかに Ambegaokar-Baratoff 理論と矛盾する。しかしながら、準粒子のトンネル確率を  $T_c$  直上での値として固定するなら超伝導状態での振る舞いは矛盾がないように見える。このことは準粒子のトンネル確率は超伝導状態と正常状態では全く異なることを意味しており従来の超伝導体とはこの点において全く異質である。このような散乱機構の起源については今後に残された重要な研究課題であると思われる。

## 7 謝辞

本研究は高温超伝導体を用いた超伝導プラズマ現象の研究の一環として日本原子力研究所による「黎明研究」の資金援助により行われたものである。ここに感謝する次第である。また、研究は多くの理論的支援を頂いた。特に、立木 昌名誉教授、小山富男博士（東北大学）高橋三郎博士（東北大学）町田昌彦博士（日本原子力研究所）松本秀樹教授（成蹊大学）諸氏には様々な議論をしていただき、時には計算の詳細を丁寧に教授して頂き心から感謝致します。実験は筑波大学物質工学系助手、掛谷一弘博士をはじめとし、苦楽を共にした筑波大学大学院工学研究科院生、若林 哲君、菅原大門君、中村 良君、和田知之君の実働によるものである。深く感謝致します。最後に、本実験結果およびその解釈に関して貴重なご意見を頂きました南部陽一郎名誉教授、中嶋貞雄名誉教授、A. A. Abrikosov 博士に心から感謝いたします。

## 参考文献

- [1] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380-382.
- [2] Y. Nambu, Phys. Rev. **117** (1960) 648-663.
- [3] Jeffrey Goldstone, Abdus Salam and Steen Weinberg, Phys. Rev. **127** (1962) 965-970.
- [4] P. W. Anderson, "Special Effects in Superconductivity", *Lectures on The Many-Body Problem*, edited by E. R. Caianiello, vol. 2, p113-135, 1964 (Academic Press).
- [5] Lawrence and Doniach, *Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics*, edited by Kanda p.361-362, 1971 (Tokyo, Sokabo).
- [6] P. Lebowitz and M. J. Stephen, Phys. Rev. **163** (1967) 376-379.
- [7] Alexander L. Fetter and Michael J. Stephen, Phys. rev. **168** (1968) 575-480.
- [8] A. J. Dahm, A. Denenstien, T. F. Finnegan, D. N. Langenberg and D. J. Scalapino, Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 859-863.
- [9] P. W. Anderson, Phys. Rev. **110** (1958) 827-835.
- [10] P. W. Anderson, Phys. Rev. **112** (1958) 1900-1916.
- [11] Peter W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1965) 1156-1163.
- [12] T. B. W. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554-1561.
- [13] T. W. Noh, S. G. Kaplan and A. J. Sievers, Phys. Rev. **B41** (1990) 307-326. (この論文は1990年1月に公表されているが、投稿日は1989年4月27日となっているので、実際は

もっと公表されるよりもっと早い段階で結果を得ていたと推測される。)

- [14] H. A. Fertig and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1482-1485, *ibid.*, Phys. Rev. **B44** (1991) 4480-4494.
- [15] K. Tamasaku, Y. Nakamura and S. Uchida, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 1455-1458.
- [16] M. Tachiki, T. Koyama and S. Takahashi, Phys. Rev. **B50** (1994) 7065-7085.
- [17] 門脇和男、物性研究 69 巻第 3 号 (1997 年 12 月号) p.303-343.
- [18] M. Tachiki T. Koyama and S. Takanashi, Coherence in High Temperature Superconductors edited by Guy Deutscher and Alex Revcolevschi, p.371-413. 1996 (World Scientific)
- [19] I. Kakeya, K. Kindo, T. Mochiku, S. Takahashi and K. Kadowaki, Phys. Rev. **B57** (1997) 3108-3115.
- [20] K. Kadowaki, I. Kakeya and K. Kindo, Europhys. Lett. **42** (1998) 203-208.
- [21] L. Tisza, Nature **141** (1938) 913.
- [22] D. Mandrus, L. Forro, D. Koeller, C. Kendrion and L. Mihaly, Phys. Rev. **B46** (1992) 8632.
- [23] D. B. Romero, C. D. Porter, D. B. Tanner, L. Forro, D. Mandrus and L. Mihaly, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1590.
- [24] T. Shibauchi, H. Kitano, A. Maeda, H. Asaoka, H. Takei, I. Shigaki, T. Kimura, K. Kishio, K. Izumi, T. Suzuki and K. Uchinokura, J. Phys. Soc. Jpn. **65** 3266 (1996).
- [25] V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 486-491, Erratum: *ibid.* Phys. Rev. Lett. **11** (1963) 104.