

解説

比熱における強磁場量子振動測定

宇治進也, V. A. Bondarenko

(受取日: 2001年10月4日, 受理日: 2001年10月18日)

Quantum Oscillation Measurements of Heat Capacity under High Magnetic Fields

Shinya Uji and V. A. Bondarenko

(Received October 4, 2001; Accepted October 18, 2001)

Measurements of quantum oscillation is recognized as a powerful experiment to investigate the electronic states in metals because the microscopic information of the Fermi surfaces is directly obtained. We have developed miniature heat capacity cells for the high sensitive detection at low temperatures under high magnetic fields, and successfully observed the quantum oscillation in the heat capacity for a small crystal of an organic superconductor.

1. はじめに

現在の実験物理においては、様々な極限環境下(極低温、強磁場、高圧等)での物性測定的重要性が増している。特に、極低温、強磁場環境においては、温度の揺らぎが抑えられるために、金属の物性を決めているフェルミ面上での電子状態の直接観測が量子振動現象を通して可能となる。一般に量子振動の観測によりフェルミ面の大きさ、形状、伝導電子の有効質量、 g 因子などの情報が直接得られることから、量子振動現象の観測は物性解明の極めて有力な手段となっている。特にCe, U等を含む強相関電子系や有機伝導体においては、極めて純良な単結晶が得られており、量子振動現象の観測によるフェルミ面学(Fermiology)の発展が著しい。

フェルミ面の形状、大きさの決定のためには、様々な磁場方位での測定が必要となっているため、現在フェルミ面構造を決定する手段としては、(その簡便さから)磁化の量子振動(de Haas-van Alphen (dHvA) 効果)や抵抗の量子振動(Shubnikov-de Haas (SdH) 効果)の測定が主流であり、わずかに超音波吸収率の量子振動(Acoustic de

Haas 効果)における量子振動観測の結果が数例あるのみである。¹⁾ 我々のグループでは、現在までにCe, U等を含む強相関電子系、有機伝導体、一部の酸化物においてdHvA振動とSdH振動の測定を行って来たが、その相補的な測定手段として比熱における量子振動観測を目的とした装置開発を最近行っている。²⁾ 量子振動観測のためには、後で議論されるように高品質な試料と極低温、強磁場環境での精密測定が不可欠となっており、そのため比熱測定においてもいくつかの技術的な制約を受ける。本稿では我々のグループで最近成功した有機超伝導体試料における比熱の量子振動の観測結果を紹介させていただきたい。³⁾ 比熱は格子比熱と電子比熱に分けられるが、ここでは金属の物性を決めているフェルミ面上の電子状態についての議論であり、電子比熱のみを対象としている。

2. AC比熱測定法

すでによく知られているように、比熱測定法には大きくわけて三つの方法、断熱法、熱緩和法、AC法がある。それぞれの方法における短所、長所についてはすでに多くの優れた論文等があるので⁴⁻⁶⁾ そちらを参照していただくこと

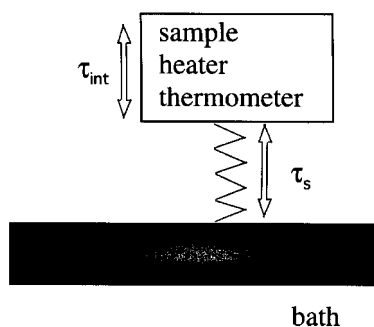


Fig.1 Schematic picture of a sample, heater and thermometer coupled to a bath. The values τ_{int} and τ_s denotes the relaxation time of the sample assembly and the relaxation time from the assembly to the bath, respectively.

にして、ここでは比熱の量子振動を観測する手段としてもっとも有効な方法であるAC法について、簡単に述べたい。

Fig.1には試料、試料ホルダー（温度計、ヒーターを含む）、および熱浴の熱的結合の関係を示してある。試料、試料ホルダーを含めた全体の比熱と熱緩和時間をそれぞれ C 、 τ_{int} とし、それらと熱浴との熱緩和時間を τ_s とおく。いま、周波数 ω のヒーター出力を

$$P = P_0 \left(\cos \frac{\omega t}{2} \right)^2 \quad (1)$$

と書くと、この加熱により振動する試料温度の振幅は

$$T_{AC} = \frac{P_0}{2\omega C} \left(1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_s^2} + \omega^2 \tau_{int}^2 + Z \right)^{-1/2} \quad (2)$$

で与えられる。⁶⁾ 定数 Z は一般には試料と試料ホルダー内部の熱伝導、および試料と熱浴との間の熱伝導の関数であるが、前者が後者よりもずっと良い限り無視できる（この仮定は試料の熱伝導が非常によい、つまり金属試料であれば通常は問題ない）。また測定環境では τ_{int} 、 τ_s であるのでヒーター出力の周波数 ω が関係式 $\tau_{int} \cdot 1/\omega \cdot \tau_s$ を満たす限り、

$$C = \frac{P_0}{2\omega T_{AC}} \quad (3)$$

という簡単な式で全体の比熱 C が求められる。実際の実験では T_{AC} の周波数依存性を調べ、式(2)で解析することで、適切な測定周波数を決定する。

量子振動の実験では、極低温領域で温度を一定に保ち、磁場を一定速度で変化させながら比熱を測定することになる。そのため連続的に測定が可能なAC測定法は極めて有利である。またAC出力であるためロックイン検出が可能

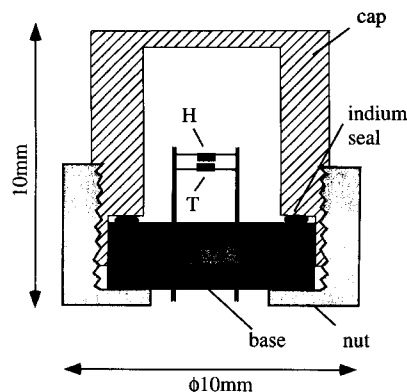


Fig.2 Schematic drawing of the heat capacity cell. H, T denotes a heater and thermometer, respectively.

であり、高感度測定ができる。断熱法や熱緩和法を用いず、AC測定法を用いる理由がここにある。

3. 比熱セル

量子振動の実験では極低温、強磁場領域で測定が行われる。またフェルミ面決定の際には、磁場の方位をいろいろと変えて量子振動を観測する必要がある。極低温は希釈冷凍機、強磁場は大型超伝導マグネットで発生できるが、試料空間が限られているために、比熱測定セルは十分小型である必要がある。Fig.2には本測定用に開発した比熱セルの図面を示した。希釈冷凍機中での試料回転を可能とするために、セルの大きさは直径10 mm 長さ10 mm 程度となっている。試料は抵抗温度計(T)とヒーター(H)との間にグリース止めされる。試料を真空で保持するために、試料をセットした後に小型の真空チャンバー内でキャップをインジウム止めする。抵抗温度計、ヒーターはセル内部では2端子であり、 $\phi 10 \mu\text{m}$ のPt(W)ワイヤーが $\phi 20 \mu\text{m}$ のコンスタンタン線を用いて、式(3)が満たせるように1 K以下の低温で $\tau_s \sim 2\text{-}3 \text{ sec}$ を実現した。一方、本測定では $\tau_{int} < 10 \text{ msec}$ と見積もれる。

抵抗温度計、ヒーターは室温2 K Ω のRuO₂抵抗チップを用いている。100 mK以下の極低温領域まで使用可能な抵抗温度計としてはカーボン抵抗チップやRuO₂抵抗チップが使われているが、カーボン抵抗チップはその再現性があまりよくなく磁気抵抗も比較的大きいので、現在はRuO₂抵抗チップがより一般的である。RuO₂抵抗チップを市販している業者はPhilips, Dale Electronics, KOAがあるが、その感度の良いことや小さいという点からKOAのものを利用している。⁷⁾

本測定で用いているKOAのRuO₂抵抗チップの抵抗の温度特性をFig.3に、磁場特性をFig.4に示した。RuO₂チップ

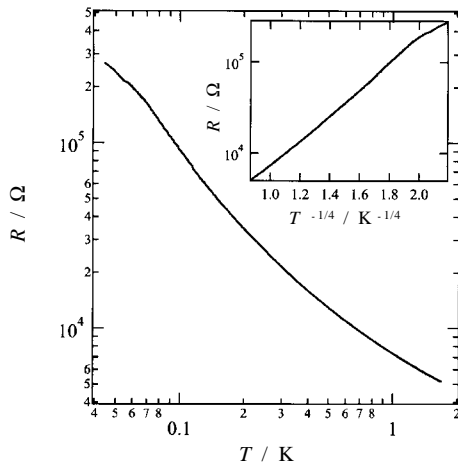


Fig. 3 Temperature dependence of the resistance of RuO₂ chip. Inset: Semi-log plot of resistance vs. $T^{1/4}$.

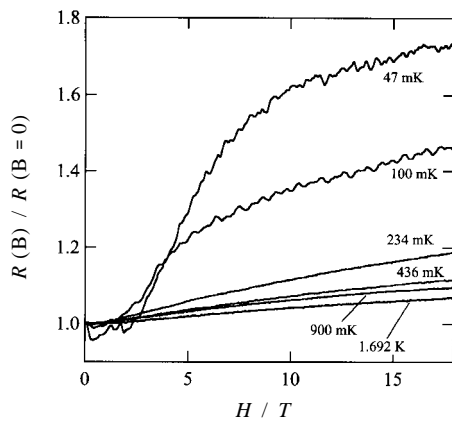


Fig. 4 Magnetic field dependence of the normalized resistance of RuO₂ chip at various temperatures.

ブ自体の比熱を減らす為に、市販のRuO₂チップの基板を削りとり0.2 mgまで小さくしている。70 mK以下の低温では抵抗が100 kΩを越えてしまうために、正確には測定できず、この温度が測定限界である。70 mK以上では挿入図に示したように3次元のvariable range hoppingモデル ($R \sim \exp[(T_0/T)^{1/4}]$)で抵抗の温度特性をほぼ記述できる。磁場変化 (Fig. 4) は単調な関数であるが、100 mK, 18 Tで40%ほどあるため、取得したデータは後に補正が必要がある。試料をのせない時の比熱 (試料ホルダーの比熱) 結果をFig. 5に示す。200 mKで約2 nJ K⁻¹程度の比熱を持っており、感度良く測定できる比熱はその1/10程度である。100 mK以下での比熱の増加は、おそらく温度計、ヒーターに混入しているわずかな磁性不純物によるものと思われる。

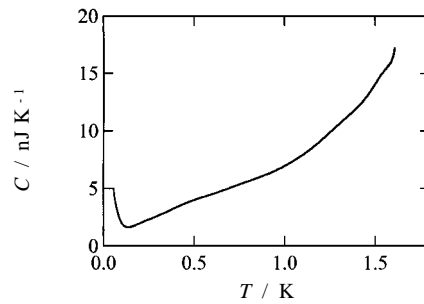


Fig. 5 Energy level scheme of density of state for conduction electrons for $H = 0$ and $H = 0$.

実際、極低温での磁場変化を測定するとショットキー異常 (150 mK, 0.2 Tで3 nJ K⁻¹程度のピークを持ち、より高磁場ではなだらかに減少する) が観測できる。この磁性不純物の存在は決して望ましいものではないが、量子振動の測定においては振動成分のみが重要であるため、不都合は起きない。

4. ランダウ量子化と量子振動

磁場中の伝導電子は、フェルミ面が閉じた形を持っている限り、磁場との相互作用 (ローレンツ力) により、磁場に対して垂直な面内で円運動 (サイクロトロン運動) を行うことになる。この時ボアの量子化条件により、円運動の軌道半径は連続的な値をとれず、量子化される。これは電子の取りうるエネルギーレベル (ランダウレベル) がz軸方向の磁場中で次式のように量子化される (ランダウ量子化) ことに直接対応している。

$$\begin{aligned} \epsilon_n &= \left[n + \frac{1}{2} \right] \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_z} , \\ \omega_c &= \frac{eH}{m_{eff} c} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで ω_c はサイクロトロン周波数で、 m_{eff} は伝導電子の有効質量である。z軸方向の運動エネルギー $\hbar^2 k_z^2 / 2m_z$ は量子化されない。

フェルミ面を磁場に垂直な面で輪切りにした時 ($k_z =$ 一定の平面上), その面での伝導電子のエネルギー状態 (完全な2次元電子系として考えたときと同じ) をFig. 6に示している。磁場がゼロ ($H = 0$) の時には状態密度は一定でエネルギーに依らないが、磁場中ではランダウ量子化のため、離散的準位をとる。磁場を上げていくと、ランダウレベルのエネルギー間隔 $\hbar \omega_c$ が磁場とともに大きくなるために、各ランダウレベルは一樣に上に持ち上がる。つまり、この系の全エネルギーは大きくなる。さらに磁場を上げていくと、ある磁場で量子数nのランダウレベルがフェルミレベ

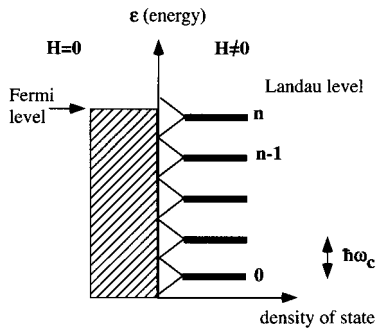


Fig.6 Heat capacity of the sample assembly without sample.

ルを横切り、このレベルは完全にフェルミレベルより大きくなってしまふことが起こる。そうすると、その状態には電子は留まらなくなり、 n 番目のレベルを占めていた電子はその下の $(n - 1)$ 番目のランダウレベル（これは実際にはフェルミ面の少し異なる部分の断面でのランダウレベル）に落ち込む。各ランダウレベルの状態数は磁場に比例して増え続ける。したがって、磁場が大きくなればなるほど、そのレベルを占めることのできる電子数も増えるので、上のレベルから下のレベルに電子が落ち込めるわけである。磁場とともに電子系の全エネルギーは大きくなるが、下のレベルに電子が落ち込む時、全エネルギーは一度下がる。そして、磁場を増加するとまた全エネルギーは磁場とともに大きくなる。これが繰り返し起こるので、全エネルギーは磁場の関数として振動することになる。電子系のエネルギーが振動するから、様々な物理量、例えば状態密度、磁化、比熱等が振動する。これが量子振動である。

例えば3次元フェルミ面では、磁場に垂直なすべての断面で、ランダウ量子化が起こるので、様々な断面でエネルギーの振動が生じる。しかし、そのエネルギー振動のほとんどは、ちょっとだけ異なる大きさを持つ断面のところの振動とうまく打ち消しあってしまう。それに対してフェルミ面の極値断面をもつところでは、この打ち消しあいが起こらないため、その振動成分は生き残ることになる。つまり量子振動は、フェルミ面の極値断面の所のみ電子のサイクロトロン運動の情報を得るものである。

3次元電子系の場合、電子系のフリーエネルギーの量子振動項（磁場に対して振動しない項を除く）はLifshitzとKosevichにより以下のように求められている。¹⁾

$$\tilde{\Omega} = \left(\frac{e}{2\pi c \hbar} \right)^{3/2} \frac{\hbar \omega_c H^{3/2} V}{\pi^2 (A'')^{1/2}} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{p^{5/2}} R_T^p R_D^p R_S^p \cos \left[2\pi p \left(\frac{F}{H} - \frac{1}{2} \right) + \phi \right] \quad (5)$$

ここで、 V は全体積、 H は磁場、 R_T^p, R_D^p, R_S^p は減衰因子で以下に与える。最後の \cos の項が振動項でこの形から量子振動は磁場の逆数で等間隔になるように振動し、その周波数 F は磁場の単位で表されることがわかる。周波数はフェルミ面の極値断面面積 A' と

$$F = \frac{\hbar c}{2\pi e} A' \quad (6)$$

の関係があり、 F から直接フェルミ面の大きさの情報が得られるのである。従って、様々な磁場の方位で F を測定するとフェルミ面の3次元構造が構築できることになる。 A'' は磁場方向の波数 k での2階微分を示し、フェルミ面の断面の形状因子（フェルミ面がどれほどの曲率を持っているのかの指標）と呼ばれる。また、最後の位相因子 ϕ は観測しているフェルミ面の極値断面が極小（極大）のとき $\pi/4$ （ $-\pi/4$ ）となる。 $p = 1$ は振動成分の基本波を意味し、 $p = 2, 3, 4, \dots$ は高調波成分を表す。高調波の振幅は減衰因子のために、基本波よりもたいてい小さい。また、フェルミ面にいくつもの極値断面がある場合には、それぞれの極値断面からその断面に対応する周波数の量子振動が観測されことになり、エネルギー全体としては単純和になる。多くの物質では、そのフェルミ面は複雑な構造を持っているため、複数の極値断面に対応する振動成分が同時に観測される。

各減衰因子は

$$\text{温度減衰因子: } R_T^p = \frac{Kp\mu T / H}{\sinh(Kp\mu T / H)} \quad (7)$$

$$\text{ディングル温度減衰因子: } R_D^p = \exp(-Kp\mu x / H) \quad (8)$$

$$\text{スピン分極減衰因子: } R_S^p = \cos\left(\frac{1}{2} p\pi g\mu\right) \quad (9)$$

と与えられる。ここで $\mu = m_{eff} / m_0$ は有効質量比（ m_0 自由電子の質量）、 K は定数で $14.7 [T / K]$ である。上式は一見して複雑に見えるが、その物理的意味は単純である。

絶対ゼロ度であれば、フェルミレベルより大きなエネルギーをもつ状態には電子は熱励起されていない。しかし、有限温度では熱的励起のため、電子は kT の範囲でフェルミレベルより大きなエネルギーをもつことが可能である。この効果はランダウレベルがフェルミレベルを横切るときに起こる電子系のエネルギーの振動をなまらせる（電子系のエネルギーの振動の振幅を小さくしてしまう）。この効果が温度減衰因子の物理的な意味である。通常10 Tの磁場は10 K程度のエネルギーに対応するので、10 Tの磁場で量子振動を観測したければ、10 Kよりずっと試料の温度を下げなければならぬことになる。

電子がサイクロトロン運動をして、初めてランダウ量子化が起こるのであるから、量子振動を観測するためには、電子が十分長い間同じ軌道をまわっている必要がある。しかし、電子は電子同士との散乱や、フォノンとの散乱、不純物との散乱で、しばしば軌道がゆがめられてしまう。すると、ボーアの量子化条件が崩れ（ランダウ量子化が起こらなくなり）量子振動が消えてしまうのである。この効果がディングル温度減衰因子を与える。電子の散乱の頻度を温度の次元を持つ量 x で示し、これをディングル温度と呼ぶ。ディングル温度が高ければ高いほど散乱が多い（試料の質が悪い）ことを示し、量子振動が観測されるような試料では通常は 2 K 程度以下である。

電子はスピンを持っているので、磁場中ではスピンの向き、下向きの場合でゼーマンエネルギーだけエネルギー準位が異なるため、振動成分をなまらせてしまう。この効果がスピン分極減衰因子である。

温度減衰因子は T/H に関して、ディングル温度減衰因子は $1/H$ に関して単調な関数であり、温度が低いほどまたは磁場が高いほど 1 に近づく、つまりフリーエネルギーの量子振動の振幅が大きくなる。

フリーエネルギーの振動成分が求まっているので、磁化や比熱の振動成分はそれぞれ

$$\tilde{M} = - \frac{\tilde{\Omega}}{H} \quad (10)$$

$$\Delta \tilde{C} = - T \frac{\tilde{\Omega}}{T} \quad (11)$$

を計算すればよい。 $F/H \ll 1$ という仮定（多くの物質では $F > 500$ T であるので、通常の実験条件ではこの仮定は満たされている）の下で計算すると、

$$\tilde{M} = \left(\frac{e}{c \hbar} \right)^{3/2} \frac{\hbar \omega_c F V}{2^{1/2} \pi^{5/2} (A'')^{1/2} H^{1/2}} \frac{1}{p^{3/2}} R_r^p R_D^p R_S^p \cdot \cos \left[2\pi p \left(\frac{F}{H} - \frac{1}{2} \right) + \phi \right] \quad (12)$$

$$\Delta \tilde{C} = \sum_{r=1} P_r R_D^r R_S^r \cos \left[2\pi r \left(\frac{F}{H} - \frac{1}{2} \right) + \phi \right] \phi(K r \mu T / H) \quad (13)$$

$$P_r = \left(\frac{e}{2\pi c \hbar} \right)^{3/2} \frac{\hbar \omega_c K \mu H^{1/2} V}{\pi^2 (A'')^{1/2} r^{3/2}} \quad (14)$$

が導き出せる。 $\Delta \tilde{C}$ に現れる関数 $\phi(y)$ は

$$\phi(y) = 2y \frac{\cosh(y)}{\sinh(y)^2} - y^2 \frac{1 + \cosh(y)^2}{\sinh(y)^3} \quad (15)$$

で定義され、 $y = 1.6$ でゼロとなり、 $y > 1.6$ で符号を反転し、最小値をとった後になだらかにゼロに近づく。 y は式(13)か

らわかるように温度と磁場の比であるので、ある一定の温度で比熱の量子振動の振幅の磁場変化を測定すると(またはある磁場で量子振動の振幅の温度変化を測定すると)、 $y = 1.6$ を満たすある磁場(または温度)で量子振動の振幅がゼロとなりその前後で振動の位相が反転することになる。したがって原理的には、振動の振幅がゼロとなる磁場と温度から、観測している伝導電子の有効質量を高い精度で求めることができる。ここで注意したいのは、本研究では振動成分のみを解析の対象としている点である。例えば試料ホルダー等の余分な比熱が含まれていても(例えば磁性不純物等によるもの)、それらは量子振動を引き起こさないでデータを解析する上で大きな問題とはならない。

dHvA 振動やSdH 振動では、振幅の温度変化、磁場変化は単調増加(または減少)関数であり、このようなゼロ点を持たない。したがって、通常は様々な温度で磁場を掃引し、振動の振幅の温度変化を調べ、その温度変化を式(7)で解析することで有効質量を求める。それに対して、比熱実験ではある特定の温度での1回の磁場掃引実験から有効質量を求めることができるのである。

また、dHvA 振動やSdH 振動の測定と違い、比熱の量子振動の測定においてはその絶対値の評価がしやすいという利点がある。dHvA 振動は、通常は交流帯磁率や磁気トルクの測定で検出するが、これらの測定から磁化の絶対値を求めるのは困難(不確定のファクターが多い)である。SdH 振動は、抵抗測定から求められるが、フェルミ面が多少複雑になると、どのフェルミ面がどれだけ量子振動に関与しているのか、その評価が困難となり、振動の絶対値を評価することが難しい。それに対して比熱測定においては、測定自体が量子振動の絶対値を直接求めているのである。

5. 実験結果

この比熱セルで測定した、有機超伝導体 κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ の実験結果を Fig.7 に示す。磁場はこの試料の伝導面である bc 面に垂直な方向 (a^* 方向) である。 κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ は転移温度 $T_c = 10$ K の超伝導体であり、第2臨界磁場は約 5.5 T である。微小試料 (0.186 mg) にも関わらず、0.26 K では比熱の量子振動(振幅は 18 T で 0.06 nJ K⁻¹ に対応)が明瞭に観測されているのがわかる。この物質は擬2次元導体電子系で、単純な擬2次元フェルミ面構造(ゆがんだシリンドラー型フェルミ面)を持っていることが知られており、観測されている量子振動はこの擬2次元フェルミ面に由来する。筆者の知る限り、化合物の比熱の量子振動の観測例はこれが最初である。ヒーター出力は 0.4 nW、 $\omega = 20$ Hz、この時の試料温度の振動の振幅は 1 mK である。0.26 K の時、量子振動は磁場とともに単調に増加するが、0.58 K では明らかに振幅が 16.5 T 付

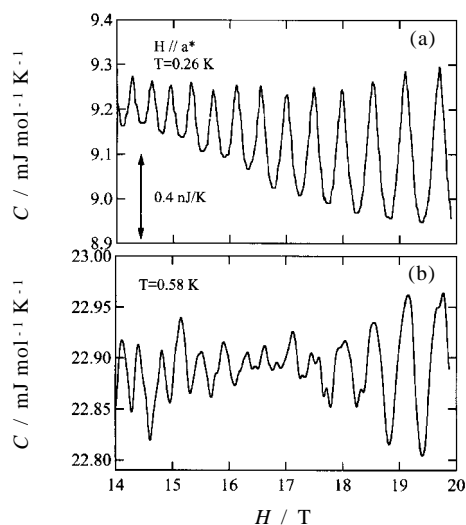


Fig.7 Heat capacity of an organic superconductor κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂ at 0.26 K and 0.58 K under the field parallel to the a' axis.

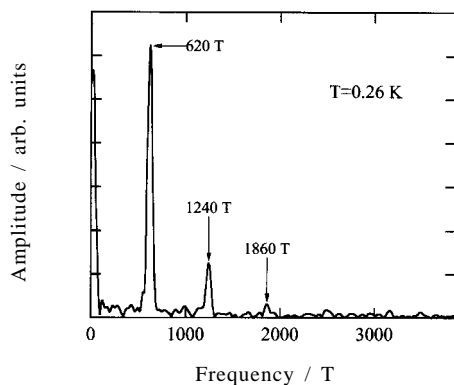


Fig.8 Fourier transform spectrum of the quantum oscillation in the heat capacity shown in Fig.7. One fundamental oscillation with $F = 620$ T is evident.

近で小さくなっている様子がわかる。これが式(15)のゼロ点に対応する。両者の振動を比較すれば、このゼロ点前後で0.58 Kの振動の位相が確かに反転していることに気づく。このゼロ点での磁場から有効質量比 $\mu = 3.1$ が求められる。

この振動を磁場の逆数でプロットし(量子振動は磁場の逆数でプロットすると等間隔になる), フーリエ変換を施すと, Fig.8のスペクトルが得られる。620 Tで大きなピーク構造があるが, これがこの量子振動の基本周波数である(式(13)で $r = 1$ に対応する) その2倍, 3倍の周波数成分も

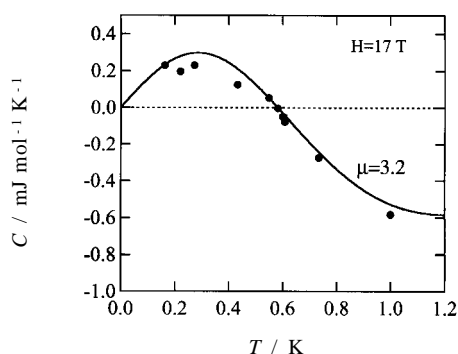


Fig.9 Amplitude of the quantum oscillation in the heat capacity as a function of temperature. The solid line is the fitted result by Eq.(15). The effective mass ratio μ is obtained to be 3.2.

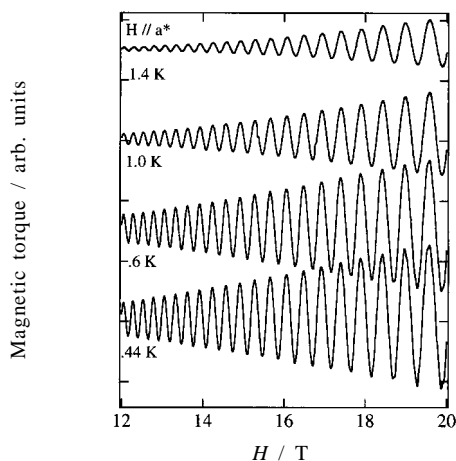


Fig.10 Quantum oscillation in the magnetic torque for κ -(BEDT-TTF)₂Cu(NCS)₂. The data are shifted for clarity.

見て取れるがこれらは高調波成分であり, 式(13)で $r = 2, 3$ に対応するものである。620 Tという値は以前に報告されているdHvA振動やSdH振動測定結果と一致する。

Fig.9には17 Tでの振動の振幅の温度変化を示している。0.57 Kでゼロを横切るのはそこで位相が反転しているからである。この温度変化を式(15)でフィットした結果が実線であり, $\mu = 3.2$ が得られる。Fig.7(b)から得られる値 $\mu = 3.1$ との一致はよい。比較のため, 同じ物質のdHvA振動(磁気トルクで観測)の結果をFig.10に示す。⁸⁾ この振動は式(12)で記述できるものであり, 比熱の結果とは異なり, 振幅が温度の低下や磁場の増加に関して単調に増加していることがわかる。

6. 最後に

本稿では0.2 mg程度の微小試料において、比熱の量子振動の観測例を紹介した。比熱の量子振動の測定はdHvA振動やSdH振動の測定と比較すると、測定方法が複雑であるが、絶対値を評価しやすい、相転移により敏感であるという利点があり、電子物性研究において重要な手段であると思われる。但し、比熱測定では抵抗測定と比較して、より大きな試料を必要とすることも事実である。特に有機伝導体試料においては0.1 mgよりもずっと小さな単結晶しか合成できない場合がしばしばあり、その場合には上記の測定装置では比熱の量子振動の観測は不可能であろう。半導体界面で実現している2次元電子系のように、電子数が極めて少ない試料の測定においても、上記方法では限界がある。感度を上げるもっとも有効な方法は温度計、ヒーターの比熱そのものを小さくすることである。そのためには現在発展している微細加工技術を駆使して、試料ホルダーに直接マイクロスケールの温度計、ヒーターを作製することが必要であり、すでいくつかの高感度比熱測定セルが開発されている。^{9,10} 今後、微細加工技術がより発展し、より高感度測定が実現するであろう。

文 献

- 1) D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals* Cambridge University Press, Cambridge (1984).
- 2) V. A. Bondarenko, M. A. Tanatar, A. E. Kovalev, T. Ishiguro, S. Kagoshima, and S. Uji, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 3148 (2000).
- 3) V. A. Bondarenko, S. Uji, T. Terashima, C. Terakura, S. Tanaka, S. Maki, J. Yamada, and S. Nakatsuji, *Synth. Met.* **103**, 2078 (1999).
- 4) J. C. P. Klaasse, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 89 (1997).
- 5) R. Bachmann, F. J. Disalvo, jr., T. H. Geballe, R. L. Greene, R. E. Howard, C. N. King, H. C. Kirsch, K. N. Lee, R. E. Schwall, H.-U. Thomas, and R. B. Zubeck, *Rev. Sci. Instrum.* **43**, 205 (1972).

- 6) P. F. Sullivan and G. Seidel, *Phys. Rev.* **173**, 679 (1968).
- 7) KOA(株) <http://www.koanet.co.jp/>
- 8) S. Uji, M. Chaparala, S. Hill, P. S. Sandhu, J. Qualls, L. Seger, and J. S. Brooks, *Synth. Met.* **85**, 1573 (1997).
- 9) S. G. Doettinger-Zech, M. Uhl, D. L. Sisson, and A. Kapitulnik, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2398 (2001).
- 10) F. Fominaya, T. Fournier, P. Gandit, and J. Chaussy, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 4191 (1997).

要 旨

量子振動測定は金属の伝導電子の状態を調べる上で重要な手段である。磁化の量子振動や抵抗の量子振動の相補的な測定手段として、比熱における量子振動観測を目的とした装置開発を行っている。極低温強磁場で測定可能な比熱セルの設計、製作を行い、最近有機伝導体試料において比熱の量子振動の観測に成功した。

宇治進也 Shinya UJI
物質・材料研究機構ナノマテリアル研究所,
National Institute for Materials Science
Nanomaterials Lab., TEL: 0298-59-5078,
FAX: 0298-59-5010, e-mail: UJI.Shinya
@nims.go.jp
研究テーマ：低温強磁場物性
趣味：テニス、スキー、ゴルフ、乱読

Vladimir Bondarenko
Institute of Semiconductor Physics, 45
pr. Nauki, Kiev 03028, UKRAINE
TEL. +38-044-2655775, FAX. +38-044-
2658342, e-mail: bondarenko@lab37.
semicond.kiev.ua