トンネル効果

吉 広 和 夫

電気試験所 田無市 1059

(1967 年 9 月 14 日受理)

Tunneling Effect

Kazuo YOSHIHIRO

(Solid State Physics Section, Electrotechnical Laboratory
Tanashi, Tokyo.)

(Received September 14, 1967)

Superconducting tunneling effect as a method of determination of the energy gap of superconductors is reviewed and the research programs on the effect in Electrotechnical Laboratory are presented together with the preliminary results: the anisotropy of the energy gap in Ga single crystal is only 10% although Ga has a highly anisotropic crystal structure.

1. 超伝導体のトンネル効果

ひじょうにうすいポテンシャル障壁がある場合、粒子は、そのエネルギーが障壁のエネルギーを越えていなくても、障壁の向う側にあらわれることができる。この現象はトンネル効果とよばれ、古典論では説明できないことである。

実際に金属中の電子にトンネル効果を起させるようなものをつくるには、たとえば Fig. 1 のような順序

Fig. 1. Process of preparing a tunneling element.

でやればよい。すなわち、まず真空蒸着によって、ガラス基板上に金属薄膜 A をつくる。次にその上に、厚さ $20 \text{ \AA}$ 程度の絶縁膜をつくる。このためにはふつう、いま蒸着した金属 A の表面を酸化させればよい。最後に、A に直交するように金属薄膜 B を蒸着する。A, B の両端付近の基板には、あらかじめ In などのガラスにつきやすい金属をぬりつけておき、これにリ

ード線をつければでき上りである。

このような素子においては、A, B 中の電子は、トンネル効果によって絶縁膜を通して A, B 間を移動できるから、A と B の間に電圧をかければ、電流が流れるはずである。もちろん、熱的に励起された一部の電子は、絶縁膜による障壁を越えるだけのエネルギーをもっているものもあるから、この電子による電流もあるはずであるが、この電流は十分低温においては無視できるものになる。

電子のトンネル効果を、超伝導体のエネルギー・ギャップの観測に、はじめて利用したのは Giaever らである。彼らは Fig. 1 の金属 A, B としていろいろな超伝導金属を用いてトンネル素子をつくり、電流-電圧特性を測定した。超伝導体のエネルギー・ギャップや状態密度の測定には、この方法がもっとも直接的で、精密な結果を得られるので、それ以来多くの実験がなされている。

Fig. 1 のような素子において、A, B がふつうの金属の場合には、トンネル電流は Fig. 3(a) のように、A-B 間の電圧に比例するが、A, B の一方または両方が超伝導体になると、事情はちがってくる。A が常伝導、B が超伝導のときに、A, B 間に電圧をかけた場合、電子の状態は Fig. 2(a), (b) のようにあらわせる。この図は、たて軸にエネルギーを eV の単位でとり、横軸には左向きに A の、右向きに B の

Fig. 2. Schematic representation of electronic states in tunneling elements.

Fig. 3. I-V curve of tunneling elements.

状態密度をとったもので、電子によって占有されている状態は、細かい横線で、占有されていない状態は、空白であらわされている。

トンネル効果によって、単位時間に A から B へ移る、あるエネルギーをもつ電子の数は、A にいるそのエネルギーの状態にいる電子の数と、B にある同じエネルギー状態のうちで、電子がないものの数との積に比例する。この電子の数を、各エネルギーについての和をとれば、A から B へ単位時間に移る電子の総数が得られる。同様にして、逆に B から A へ移る総数を求めて、A から B へ移る総数から差し引けば、これが正味のトンネル電流になる。

Fig. 2 の (a) は、温度が 0°K の場合である。A B 間の電圧 $V=0$ のときは、超伝導体のギャップ 2Δ の真中と、常伝導金属のフェルミ・レベルが同じ高さになり、電流はもちろん流れない。 $0 < V < \Delta$ のときは、A の電子は B に同じエネルギーをもつ空席の状態

がないから、A から B へは移れない。B の電子も同様に A へは移れず、したがって電流は流れない。 $V > \Delta$ のときは、A の電子の一部が B に移れるようになり、電流は流れはじめる。この電流の増加率は、B の状態密度に比例している。したがって、電流-電圧特性は Fig. 3 (b) の実線のようなになる。有限温度 $T^\circ\text{K}$ では、ギャップの上の状態にも電子が存在するようになり、Fig. 2 (b) からわかるように、 $V < \Delta$ でも電流は流れるようになり、Fig. 3 (b) の点線のような電流-電圧特性が得られる。

A, B とも超伝導体の場合には、Fig. 2 の (c) からわかるように、0°K では $V > \Delta_A + \Delta_B$ になるまでは電流は流れない。 $V = \Delta_A + \Delta_B$ では、両方の状態密度の大きい部分が同じエネルギーになるから、急に電流が増加し、かんたんなモデルでは、電

流に有限のとびができる。有限温度では、両方のギャップの上の状態にも熱励起による電子が存在し、その分だけ下の状態に密度ができるから、電子の状態は Fig. 2 の (d) のようになり、 $V < \Delta_B - \Delta_A$ では電圧の増加とともに電流は増し、両方のギャップの上側の端のエネルギーが等しくなる $V = \Delta_B - \Delta_A$ において最大になり、それより $V < V_B + V_A$ の間は、電圧の増加とともに電流が減って、負抵抗がみられ、 $V > \Delta_B + \Delta_A$ になると急に電流が増える。かんたんなモデルでは、0°K のときと同様、 $V = \Delta_B + \Delta_A$ で電流のとびができる。実際にはこのようなとびは、いろいろな原因によってぼかされるので、実験的にあらわれることはないが、いずれにしろ急激な変化があることはたしかである。このように、超伝導体どうしのトンネル電流は、Fig. 3 (c) のように変化する。

超伝導体の中には、抵抗ゼロの原因となる超伝導電子と、常伝導電子の二種類の電子が存在すると考えることができる。ここでいうトンネル電流は、このうち常伝導電子によるものと考えてよい。超伝導電子によるトンネル電流も実際に存在し、Josephson 電流とよばれる。これについてはここではふれない。

2. 薄膜による実験

超伝導体のエネルギー、ギャップは、その臨界温度を T_c 、ボルツマン定数を k とすると、BCS 理論によ

れば, 0°K において $3.5kT_c \sim 4kT_c$, T_c において 0 である。 T_c は, 一番高い Nb_3Sn でも 18°K であるから, ギャップの大きさは数 meV 以下で, したがってトンネル電流に特徴があらわれるのは, AB 間の電圧が数 mV 以下のときである。このような低い電圧のよい定電圧電源をつくることは困難であるから, Fig. 4 のように, 試料の一組の端子に, 高い抵抗を

Fig. 4. Circuit for measuring I-V curves.

直列につないで, 一定の電流を流したときに試料に生ずる電圧を, もう一組の端子を使って測定する。電流の大きさを知るには, 電流回路に適当な大きさの, 値のよくわかった抵抗を入れ, その両端に生ずる電圧を読めばよい。この二つの電圧を適当に増幅して, X-Y レコーダーに入れて, 試料に流す電流を増減してやれば, 素子の電流-電圧特性が描けるわけである。

ここで, 素子の実際の大きさは, Fig. 1 の薄膜の幅が約 1mm 程度, すなわちトンネル効果を起こさせる接合部分の面積は 1mm^2 の程度である。常温におけるこの素子の抵抗は, $0.1 \sim 10\Omega \cdot \text{mm}^2$ 程度である。もちろんこの 1mm^2 のうち, 酸化膜のもっとも薄い部分を通る電流が圧倒的なのであるが, 仮に酸化膜の厚さが一様であるとすれば, この抵抗の大きさから酸化膜の厚さは $20\text{\AA}$ くらいとなる。

このような方法で得られた電流-電圧特性を Fig. 5, 6 に示す。Fig. 5 は $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Pb}$ のもので, 10°K では Pb , Al とも常伝導で電流-電圧特性は直線になっている。 4.21°K から 1.64°K までは Pb が超伝導, Al が常伝導で, 温度が下るにしたがって, $V < 4_{\text{Pb}}$ の部分の電流が減っているのがわかる。 1.05°K では, Pb , Al とも超伝導で, Al のギャップが明らか

Fig. 5. I-V curve of an $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Pb}$ junction.

Fig. 6. I-V curve of an $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{In}$ junction.

に見られる。

Fig. 6 は、Al-Al₂O₃-In の試料において、Al, In ともに超伝導体の場合を示したものである。この図から Al のギャップの温度変化が明らかに見られる。このようにして得られた種々の超伝導体のギャップの温度変化を、Fig. 7 に示す。この図では、温度は臨界

Fig. 7. Temperature dependence of energy gap.

温度で、ギャップの値は 0°K におけるそれで、おのおの割算をしてある。点線は BCS 理論によるものである。このように比べてみると、超伝導体は互いに相似していることがわかる。このような相似性は、臨界磁界、その他いろいろな量にもあらわれている。

超伝導体の状態密度を求めるには、超伝導体—絶縁膜—常伝導金属という構成の試料をつくり、その超伝導体の T_c より十分低温で、Fig. 4 のような測定回路によって電流—電圧特性を描かせて、それから

Fig. 8. Circuit for measuring $dV/dI-V$ curves.

dI/dV を読んでもよいが、もっと精密に測るには、Fig. 8 のように、直流電流に振幅一定な小振幅の交

流電流を重ねて、素子に生ずる電圧の交流成分をとりだして増幅して検波し、直流成分を増幅したものとともに、X-Y レコーダーに入れば、 $dV/dI-V$ 特性を直接描かせることができる。 dV/dI は状態密度の逆数に比例し、 V はそのまま eV 単位で測った、ギャップの中央を原点としたエネルギーの値になるから、これから直接に状態密度のエネルギー依存性が求められる。Pb-MgO-Mg による例を Fig. 9 に示す。こ

Fig. 9. Differential conductance of a Pb-MgO-Mg junction.

の図は超伝導鉛の状態密度をあらわしている。横軸は、0°K におけるギャップ $\Delta(0)$ を単位としている。

この図で、エネルギー $6\Delta(0)$ 付近にあらわれている構造は、鉛のフォノンの平均エネルギーに関係するもので、一般に超伝導体の状態密度には、フォノンの分布が反映されることが知られている。このようなトンネル電流—電圧特性の微細構造は、超伝導体どうしのトンネル電流にはもっとはっきりあらわれ、Pb, Al, Sn, In などについて精密な実験がされている。

超伝導であるからといって、必ずしもエネルギー・ギャップが存在するとはいえない。実際、第2種超伝導体である Sn-In 合金では、第二あるいは第三臨界磁界に近い磁界中においては、ギャップがないということが、トンネル効果の測定からわかっており、この結果は、de Gennes らの理論に定性的に一致している。

3. 単結晶による測定

超伝導体のエネルギー・ギャップに異方性がみられ

ることは、遠赤外吸収、超音波吸収の実験などで、Pb, Sn, Al などのいくつかの金属について知られている。トンネル効果の測定を、単結晶試料について行なえば、この異方性についてのかなり精密な情報を得ることができ、ギャップの異方性と、たとえばフェルミ面の形やフォノンの分散の異方性などとの相関が見出されるかもしれない。

このような予想のもとに、Zavavitskii は、Sn 膜-SnO_x-Sn 単結晶という組合せのトンネル素子を、接合面の向きを変えて数百個つくり、それぞれのギャップを測定した。接合面に垂直な方向に走る電子は、絶縁膜を垂直に通過すると考えられるから、トンネル電流は主にこの電子によっているといえる。したがって、ひとつの素子の測定から、その接合面に垂直な方向のギャップの値がきまる。このようにして、Fig. 10 のような複雑な異方性を見出している。彼はこれ

Fig. 10. Complicated anisotropy found in Sn single crystal.

を、ギャップの値は Sn の各フェルミ面についてひとつ決っていて、同じフェルミ面上では異方性がないとして説明しており、ある程度成功している部分もある。もちろん、彼の測定では Sn 膜の特性と Sn 単

結晶の特性とが分離できないから、Sn 膜の特性の再現性の範囲内でのあいまいさは残るが、これはギャップの値の 2~3% であるとしている。

一方、Bennett は、Pb のギャップの異方性は主として、フォノンの状態密度の異方性によるとして、詳しい計算を行ない、これにもとづいて Rochlin は、厚い Pb 膜による実験を行ない、トンネル電流の微細構造からギャップの極値を求めているが、単結晶による実験ではないので、Bennett のモデルの良否に対しては決定的なことはいえないであろう。

当所低温研究室では、Ga 単結晶のトンネル効果の測定が進行中である。Ga は Al と同じように、表面はうすい強固な酸化物でおおわれるが、この酸化物をそのまま絶縁膜として使うのでは条件が一定せず、不確定な要素が入りやすいので、低エネルギーイオン衝撃によって表面を清浄してから、あらためて酸化膜をつけている。その上に Pb 膜を蒸着して、これを He⁸ クライオスタットに入れて、Fig. 8 と同様な回路で、 $dV/dI-V$ 特性を測定している。 dV/dI が極小になる電圧が、 $\Delta_{Pb} \pm \Delta_{Ga}$ に対応するから、これから Δ_{Ga} が求められる。Ga の相手に Pb を用いたのは、Pb は Ga に比べて臨界温度がずっと高いから、Pb のギャップは温度変化しないとみてよく、したがって、測定値から Ga の特性と Pb の特性とを分離することが容易であると考えたからである。

Ga は、超伝導元素のうちではもっとも対称性が低い結晶をつくるので、ギャップの異方性も大きいであろうと考えた。しかし、主な方向だけについての測定ではあるが、異方性は意外に小さく、ギャップの大ききの 10% 程度である。ギャップに異方性があるときには、そのそれぞれの値をもった電子の間の相互作用が、ギャップの温度変化に反映されるかもしれない。いまのところ、データの数が不足しているので何ともいえないが、必ずしも BCS 理論によくあっているとはいえない点も見出されている。