

参 考 文 献

- H. Kroemer IEEE ED-13 (1966) 27
 B. K. Ridley Proc. Phys. Soc. 82 (1963) 954
 P. N. Butcher Phys. Lett. 19 (1965) 546

非平衡系としてのトンネル接合

東大・理 小 野 嘉 之

トンネル接合の電流電圧特性は、通常トンネルハミルトニアンの方法で、孤立系として扱われて計算されている。しかし、孤立系と考えるのは、実験の状況に合わないように思われる。例えば、2つの金属の間の電位差を V とすると、図1の斜線の部分にある電子の数は、 $\Omega N(\epsilon_F) eV$ である。ここで Ω は左側の金属の体積、 $N(\epsilon_F)$ はフェルミ面近傍での単位積当りの状態密度である。

$N(\epsilon_F) \epsilon_F$ は普通 10^{22} cm^{-3} 程度である。また通常用いられている試料は $10^{-1} \sim 10^{-2} \text{ cm}^3$ 程度である。ジョセフソン効果の場合は eV は超伝導ギャップの程度、即ち温度単位で、 $1 \sim 10 \text{ K}$ 程度である。また $\epsilon_F \sim 10^4 \text{ K}$ であることに注意すれば、

$$\Omega N(\epsilon_F) eV \simeq 10^{16} \sim 10^{18} \text{ ケ}$$

となる。一方流れる電流は、 $1 \sim 10 \text{ mA}$ 、即ち $10^{16} \sim 10^{17}$ 電子/秒の程度である。トンネルハミルトニアンの方法では、流しはじめのほんの僅かの間しか記述出来ないことになるが、実験はそれ程単時間に行っているわけではない。外部回路からの電子の補給があるので、系の化学ポテンシャルは不変に保

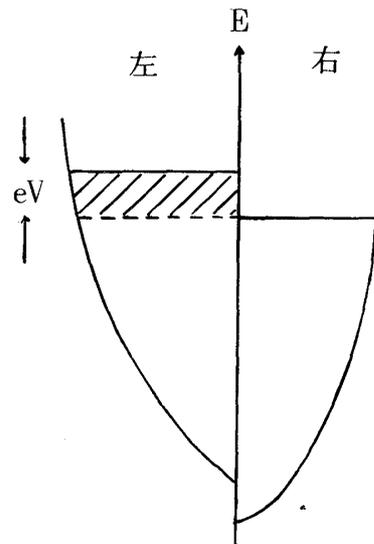
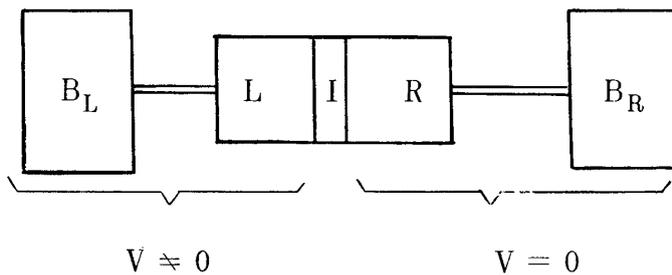


図 1

たれているのである。それを孤立系のように考えることが、ある場合には良い近似になっているが、それがどのような意味で良い近似になっているかを明らかにする必要があると考える。また、ジョセフソン電流の $\cos \varphi$ 項の問題¹⁾ はトンネルハミルトニアンの方法では説明出来ない。このことから、トンネル接合を開放系と考えた計算を試みる価値があると思われる。ここでは、超伝導の場合は除外して、正常トンネル電流の場合を考えて見る。

下図のように、電位の異なる2つの粒子浴を左右の電極に取りつける。



B_L, B_R ; 左右の粒子浴
 L, R ; 左右の電極
 I ; 絶縁障壁 (トンネルハミルトニアンで表わす)

図 2

粒子浴の変数は、通常のレーザー理論等で用いられる方法で消去する。簡単のため、マルコフ近似を用い、粒子浴との結合について2次まででとめる。また、各電極内では、電子の分布は一樣であるとする。系の密度行列の運動方程式に対する定常解はトンネルハミルトニアンの1次のオーダーまでで一意的に決めることができる。電流演算子は、左の電極の電子数演算子とトンネルハミルトニアンとの交換子に $e/i\hbar$ ($-e$ が電子の電荷) をかけたものとして定義される。これに定常密度行列で平均すれば、定常電流が得られる。最後の結果だけを書くと、

$$\langle J \rangle = \frac{2e}{\hbar} \sum_{k,q} |T_{kq}|^2 \left\{ (f_k - f_q) \operatorname{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_q - \epsilon_k + eV - i\gamma} \right] - \frac{A_L (f_q^+ - f_k^-) + A_R (f_q - f_k^-)}{\epsilon_k - \epsilon_q - eV} \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\epsilon_q - \epsilon_k + eV - i\gamma} \right] \right\},$$

ここで T_{kq} はトンネル行列要素、 A_L は左の電極と粒子浴の結合定数の2乗に粒子浴

小野嘉之

の状態密度をかけたもの, A_R も同様, $r = A_L + A_R$, $f_p = 1/(e^{\beta(\epsilon_p - \mu)} + 1)$,
 $f_p^\pm = 1/(e^{\beta(\epsilon_p - \mu \pm eV)} + 1)$ etc. $A_L, A_R \rightarrow 0$ の極限で第 2 項は積分後に消え, 第 1 項の $\text{Im}[\dots]$ は δ -関数になって通常の表式が得られる。

この方法によって, 各電極の電子数を変えずに一定の電流を流している状態がどのようなものが明らかになり, 通常のと扱いが, 正常トンネル電流の場合には良い近似になっていることがはっきりしたし, また, その近似の意味も明らかになったと思う。超伝導トンネル効果の場合, 特に, ジョセフソン輻射や, 多粒子トンネル効果²⁾ を考える場合には外部回路の効果を直接見るようなことができると考え, 超伝導への拡張を行いつつある。

参 考 文 献

- 1) D. N. Langenberg; Rev. Phys. Appl. 9 (1974) 35.
- 2) J. W. Wilkins; in *Tunneling Phenomena in Solids* ed. E. Burstein and S. Lundqvist, 1969, Plenum.

局在電子・格子系の二次光学過程

東大・理 高河原 俊 秀

東大・工 花 村 栄 一

東大・理 久 保 亮 五

共鳴的な二次光学過程に含まれるレーリー散乱, ラマン散乱, ホット・ルミネッセンス, ルミネッセンスの各成分が果して原理的に区別されるか否か, 或いはこれらの成分の間の相互関係がどのようになっているかという問題に関しては, 近年非常に議論の多い所である。物理的には入射光と散乱光との周波数及び偏光特性の相関が, 中間状態における緩和によってどのように影響をうけるかを明らかにしなければならない。中間状態における緩和には, 輻射減衰及び無輻射緩和の二種類あるが, ここではこのいずれをも統計力学の手法を用いて定式化した。この一般理論を用いて二次光学過程の各成分