

超导弱连接中的 Josephson 电流在一个 磁通量子内的振荡 (I)

Josephson 结

张裕恒 陈赓华¹⁾

(中国科学技术大学物理系)

1981 年 8 月 25 日收到

提 要

本文指出如果 Josephson 结处在 Q 值足够高的谐振腔内, 当 Josephson 频率 $\omega = \frac{2eV_0}{\hbar}$ 与谐振腔的本征频率 ω , 发生谐振时, 谐振的电磁场对 Josephson 结自身的反馈作用将导致超流电流在一个磁通量子内随磁场的小周期振荡。

一、引 言

对于超导弱连接以及单结和双结 SQUID 的超流电流随外磁场的振荡效应, 人们已进行了广泛的研究。大量的理论和实验工作证实其振荡的最小周期对应于一个磁通量子。

此外, 用微波辐照这些弱连接时, 当辐照电磁波的频率或它的 n 次倍频与 Josephson 频率 $\omega = \frac{2eV_0}{\hbar}$ 共振时出现非零电压的电流阶跃。这些阶跃电流也随外磁通发生周期大于或等于一个磁通量子 $\phi_0 = hc/2e$ 的振荡^[1]。

我们注意到, 如果把超导弱连接放置于谐振腔中, 当 Josephson 频率 $\omega = 2eV_0/\hbar$ 与谐振腔的本征频率 ω , 或其倍频 $n\omega$, 谐振时, 则由弱连接辐射出去的电磁波将在谐振腔内形成驻波场, 这个波场反馈到弱连接上将象外加辐照一样对弱连接产生作用。

本文研究了 Josephson 结的超流电流与谐振腔发生谐振时, 由于这个谐振的电磁波对 Josephson 结的反馈作用, 得到超流电流将在一个磁通量子内随磁场发生周期小于一个磁通量子的振荡。

1) 中国科学技术大学物理系研究生。

二、在 $\phi_0 = hc/2e$ 内的小周期振荡

考虑一个 Josephson 隧道结, 取 xy 平面平行于结平面, 沿 y 轴方向加一个恒定磁场 H , 沿 z 轴方向加一个恒定电压 V_0 , 并认为此电压值较小, 以至对应的 Josephson 电流频率达不到结的本征频率, 因而我们不考虑结本身的自测效应.

由弱连接的基本方程可知, 在电压 V_0 和磁场 H 的作用下, 隧道结中的 Josephson 电流密度为^[1]

$$j_s(x, t) = j_c \sin(\omega t + kx + \varphi_0), \quad (1)$$

式中

$$\omega = 2eV_0/\hbar; \quad k = 2e\Lambda H/\hbar c.$$

Λ 是磁场穿透深度, $\Lambda = 2\lambda + d$, λ 为穿透深度, d 为绝缘层厚度, φ_0 是初相角.

如果 Josephson 结放置于一个谐振腔中, 谐振腔的本征频率为 ω_r . 当在结上加一个电压 V_0 时, 则结辐射出频率为 $\omega = 2eV_0/\hbar$ 的电磁波, 当 ω 和 ω_r 共振时, 那么谐振腔中就激起一个驻波场. 这样, Josephson 电流所激起的谐振腔的本征振动的波场必定反过来作用于结上, 相当于一个外加的交变电压. 设这个交变电压具有如下形式:

$$V_r = V_{r0} \cos(\omega_r t + \theta), \quad (2)$$

式中 V_{r0} 是感应电压幅值, ω_r 是谐振腔的第 r 个本征模的频率. 因此, (1) 式应改写为

$$j_s(x, t) = j_c \sin \left[\omega t + kx + \varphi_0 + \frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \sin(\omega_r t + \theta) \right]. \quad (3)$$

用 l_x, l_y 分别表示隧道结的长和宽, 则 Josephson 电流应该为

$$\begin{aligned} I_s &= \int_{-l_x/2}^{l_x/2} dx \int_{-l_y/2}^{l_y/2} dy j_s(x, t) \\ &= j_c l_x l_y \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} \sin \left[\omega t + \varphi_0 + \frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \sin(\omega_r t + \theta) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $\Phi_j = \Lambda l_x H$, 是穿透到隧道结中的外磁通.

应用等式

$$\sin(z \sin \varphi + \alpha) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(z) \sin(\alpha + m\varphi),$$

(4) 式可写成

$$I_s = j_c l_x l_y \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m \left(\frac{2eV_{r0}}{\omega_r \hbar} \right) \sin[(\omega + m\omega_r)t + \varphi_0 + m\theta]. \quad (5)$$

当 $\omega = n\omega_r$ 时, I_s 的长时间平均不为零, 即有直流分量

$$\bar{I}_s = (-1)^n j_c l_x l_y \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} J_n \left(\frac{2eV_{r0}}{\omega_r \hbar} \right) \sin(\varphi_0 - n\theta).$$

取 $\varphi_0 - n\theta = \pm\pi/2$, 由上式可得第 n 标号的电流阶跃高度为

$$\Delta \bar{I}_s = j_c l_x l_y \left| \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} J_n \left(\frac{2eV_{r0}}{\omega_r \hbar} \right) \right|. \quad (6)$$

由于我们已将隧道结置于谐振腔中, (5) 式的这个电流 I_c 也就是电磁振荡的激励源. 在谐振腔的 Q 值较高时, 其共振曲线具有 δ 函数的形式. 因此只须考虑 I_c 中的 ω_r 频率分量对腔的激励作用. 由(5)式可知, I_c 中具有 ω_r 的频率分量的项相应于

$$\omega + m\omega_r = \pm\omega_r$$

或

$$n\omega_r + m\omega_r = \pm\omega_r,$$

即(5)式中的

$$m = -n \pm 1$$

两项, 其中 n 是不为零的整数.

当 $n = 0$ 时, $\omega = 0$, 从而 $V_0 = 0$, 没有激励源, 谐振不发生, 反作用于隧道结的交变电压 V_c 也就等于零, 这时, I_c 随磁场的变化关系也就是通常的 Fraunhofer 衍射型关系, 其周期为 ϕ_0 .

当 n 为某一确定的非零整数时, (5) 式中的 I_c 含有频率为 ω_r 的分量, 即是

$$I_{\omega_r} = j_c l_x l_y \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} \left\{ J_{-n+1} \left(\frac{2eV_{r0}}{\omega_r \hbar} \right) \sin[\omega_r t + \varphi_0 - (n-1)\theta] - J_{-n-1} \left(\frac{2eV_{r0}}{\omega_r \hbar} \right) \sin[\omega_r t - \varphi_0 + (n+1)\theta] \right\}. \quad (7)$$

由微波理论^[2], 当简谐型的激励电流频率与腔的本征频率相等, 即共振时, 电场矢量为

$$\mathbf{E} = -\frac{Q\xi_r}{\epsilon N\omega_r} \int_V \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dV, \quad (8)$$

其中 Q 为谐振腔的品质因素, \mathbf{j}_{ω_r} 是在腔体内的频率等于 ω_r 的激励电流密度, ϵ 为介电常数, ξ_r 是频率等于 ω_r 的电场本征模的空间部分, N 为 ξ_r 的模平方, 由下式确定:

$$\int_V \xi_r \cdot \xi_r dV = N\delta_{rs},$$

其中积分都是对谐振腔的整个体积进行的.

由于电流密度 \mathbf{j}_{ω_r} 仅在隧道结及其引线处不为零, 因而(8)式中的积分可写成

$$\int_V \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dV = \int_{l_0} dl \int_{S_0} dS \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r,$$

式中 dl 为结或引线的线元, dS 为其面积元, S_0 为结(或引线)的截面积, l_0 为腔内的结和引线的总长度. 假设结及其引线截面的线度远小于谐振腔的尺寸, 则存在在结面尺度内基本不变的本征模, 对于这样的本征模 ξ_r , 并考虑到 dl 和 \mathbf{j}_{ω_r} 同向及电流的连续性, 所以有

$$\begin{aligned} \int_V \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dV &= \int_{l_0} \xi_r \cdot dl \int_{S_0} j_{\omega_r} dS \\ &= I_{\omega_r} \int_{l_0} \xi_r \cdot dl \\ &= I_{\omega_r} M_r, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $M_r = \int_{l_0} \xi_r \cdot dl$ 是一个与激励电流回路和谐振腔的第 r 个本征模之间互感应有关的量. 因而振荡电场矢量为

$$\mathbf{E} = -\frac{Q I_{\omega_r} M_r}{\varepsilon N \omega_r} \xi_r,$$

其中 I_{ω_r} 由(7)式给出. 这样, 得到反作用于隧道结的交变电压应该为

$$V_r = \mathbf{E}(\mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{A}.$$

$\mathbf{E}(\mathbf{r}_0)$ 表示位于隧道结 \mathbf{r}_0 处的场强, \mathbf{A} 的方向垂直于结平面, 其大小为 $A = 2\lambda + d$. 把上式具体写出即为

$$\begin{aligned} V_{r_0} \cos(\omega_r t + \theta) = & -\frac{Q M_r j_c l_x l_y}{\varepsilon N \omega_r} \frac{\sin(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)} [\xi_r(\mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{A}] \\ & \times \left\{ J_{-n+1} \left(\frac{2e V_{r_0}}{\omega_r \hbar} \right) \sin[\omega_r t + \varphi_0 - (n-1)\theta] \right. \\ & \left. - J_{-n-1} \left(\frac{2e V_{r_0}}{\omega_r \hbar} \right) \sin[\omega_r t - \varphi_0 + (n-1)\theta] \right\}. \end{aligned}$$

因为取 $\varphi_0 - n\theta = \pm\pi/2$, 上式即为

$$\begin{aligned} V_{r_0} = & \pm \frac{Q M_r j_c l_x l_y}{\varepsilon N \omega_r} \frac{\sin(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)} [\xi_r(\mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{A}] \\ & \times \left\{ J_{-n+1} \left(\frac{2e V_{r_0}}{\omega_r \hbar} \right) + J_{-n-1} \left(\frac{2e V_{r_0}}{\omega_r \hbar} \right) \right\}. \end{aligned}$$

由递推公式

$$J_{n+1}(x) + J_{n-1}(x) = \frac{2\nu}{x} J_n(x),$$

得

$$V_{r_0}^2 = \pm \frac{Q M_r \hbar j_c l_x l_y}{\varepsilon N e} \frac{\sin(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)} [\xi_r(\mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{A}] n J_n \left(\frac{2e V_{r_0}}{\omega_r \hbar} \right). \quad (10)$$

由(10)式解出 V_{r_0} 的值, 代入 $\Delta \bar{I}_r$ 的表式(6)中, 即得到第 n 标号的电流阶跃高度, 重新写出为

$$\Delta \bar{I}_r = j_c l_x l_y \left| \frac{\sin(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)} J_n \left(\frac{2e V_{r_0}}{\omega_r \hbar} \right) \right| \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (11)$$

按 $\omega = 2eV_0/\hbar$ 及 $\omega = n\omega_r$, 对应的电压值为

$$V_0 = \frac{\omega_r \hbar}{2e} n.$$

我们看到, 在(11)式中因子 $\frac{\sin(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)}$ 随 Φ_j 的振荡周期为 ϕ_0 , 而因子 $J_n \left(\frac{2e V_{r_0}}{\omega_r \hbar} \right)$ 随 Φ_j 的振荡周期可以小于 ϕ_0 .

三、讨 论

下面我们具体考虑一个矩形谐振腔的情况, 取 $n = 1$ (当然 n 也可以取其它大于 1 的整数情况), 即 $V_0 = \omega_r \hbar / 2e$, 对品质因素 Q 较小 ($\ll 10^2$) 和较大 ($> 10^2$) 时, $\Delta \bar{I}_r$ 随 Φ_j 的变化作一个讨论.

设矩形腔的三边分别沿 x, y, z 轴, 边长为 a, b, w , 取 \mathbf{E}_{kl0} 本征模, 其电场分量的空间部分为

$$\begin{aligned}\xi_r &= (0, 0, \xi_z), \\ \xi_z &= \sin\left(\frac{k\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{l\pi}{b}y\right) \quad (k, l = 1, 2, 3, \dots).\end{aligned}\quad (12)$$

本征频率

$$\omega_r = \pi c \left(\frac{k^2}{a^2} + \frac{l^2}{b^2} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

c 为光速. ξ_r 的模平方

$$N = \int_V \xi_z^2 dV = \frac{1}{4} abw. \quad (14)$$

设结的位置在 (x_0, y_0) , 其引线平行于 z 轴. 这样, ξ_r, dl, Λ 均沿 z 轴. 由(9)式

$$M_r = w \sin\left(\frac{k\pi x_0}{a}\right)\sin\left(\frac{l\pi y_0}{b}\right), \quad (15)$$

而

$$\xi_r(r_0) \cdot \Lambda = \xi_z \Lambda. \quad (16)$$

把(14)、(15)、(16)式代入(10)式, 取 $n = 1$, 得到

$$V_{r0}^2 = \pm \frac{4Q\Lambda j_c l_x l_y}{ab\epsilon c} \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} \sin^2\left(\frac{k\pi x_0}{a}\right) \sin^2\left(\frac{l\pi y_0}{b}\right) J_1\left(\frac{2eV_{r0}}{\omega_r \hbar}\right). \quad (17)$$

下面, 我们来考虑两种极限情况.

1. 低 Q 值

当频率达几百 GHz 时, 由于超导材料的高频损耗, 谐振腔的 Q 值较低, 使得

$$\frac{2eV_{r0}}{\omega_r \hbar} = K \ll 1.$$

因而可以把(17)式中 $J_1(K)$ 按 K 的幂次展开, 略去 K 的高次项, 得到

$$J_1(K) \simeq \frac{K}{2} = \frac{eV_{r0}}{\omega_r \hbar},$$

则(17)式变成

$$V_{r0} = \pm \frac{4Q\Lambda j_c l_x l_y}{ab\epsilon\omega_r} \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} \sin^2\left(\frac{k\pi x_0}{a}\right) \sin^2\left(\frac{l\pi y_0}{b}\right).$$

上式代入(11)式, 因取 $n = 1$, 注意到 $J_1(K) \simeq \frac{K}{2} = \frac{eV_{r0}}{\omega_r \hbar}$, 则得到超流电流的平均值的

阶梯为

$$\Delta \bar{I}_r = \frac{4Q\Lambda e}{ab\epsilon \hbar} \left[\frac{j_c l_x l_y}{\omega_r} \sin\left(\frac{k\pi x_0}{a}\right) \sin\left(\frac{l\pi y_0}{b}\right) \right]^2 \left[\frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} \right]^2. \quad (18)$$

由此可见, 在低 Q 值极限下, 超流电流的阶跃 $\Delta \bar{I}_r$, 虽受到外磁通 Φ_j 的调制, 但并不出现周期小于 ϕ_0 的振荡.

此外, 在电流回路和谐振腔的第 r 个本征模匹配不佳时, $\sin^2\left(\frac{k\pi x_0}{a}\right) \sin^2\left(\frac{l\pi y_0}{b}\right)$ 很小, 虽 Q 值较高也仍然有 $K \ll 1$, 此时也得(18)式的结果.

2. 高 Q 值

我们考虑 K 很大的极限情况, 许多超导体在较低的频率下, 例如 10 GHz, 有很小的高频损耗^[3], 因此由这些超导材料制成的谐振腔具有很高的 Q 值, 在好的匹配条件下, 可以有

$$\frac{2eV_{r0}}{\omega_r \hbar} \equiv K \gg 1. \quad (19)$$

代入(17)式, 并用渐近式

$$J_1(x) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin\left(x - \frac{\pi}{4}\right).$$

可得到含 V_{r0} 的方程

$$V_{r0} = \pm 8 \sqrt{\frac{2}{\pi K^3}} \frac{Q \Lambda_j c^l x^l y}{ab \epsilon \omega_r} \frac{\sin(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)} \sin^2\left(\frac{k\pi x_0}{a}\right) \sin^2\left(\frac{l\pi y_0}{b}\right) \sin\left(K - \frac{\pi}{4}\right). \quad (20)$$

在最好的匹配条件下

$$\sin^2\left(\frac{k\pi x_0}{a}\right) = \sin^2\left(\frac{l\pi y_0}{b}\right) = 1.$$

则得到

$$V_{r0} = \pm 8 \sqrt{\frac{2}{\pi K^3}} \frac{Q \Lambda_j c^l x^l y}{ab \epsilon \omega_r} \frac{\sin(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)} \sin\left(K - \frac{\pi}{4}\right),$$

即

$$K^{5/2} = A \sin\left(K - \frac{\pi}{4}\right), \quad (21)$$

其中

$$A = \pm 16 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e Q \Lambda_j c^l x^l y}{\omega_r^2 \hbar a b \epsilon} \frac{\sin(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)}. \quad (21')$$

方程(21)对于大 K 值的近似解为

$$K = A^{2/5}, \quad (22)$$

其误差不超出 2π .

将(21')和(22)式代入(11)式, 得超流电流的平均值的 1 号台阶高度为

$$\Delta \bar{I}_r = j_c l x^l y \left| \frac{\sin(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)} J_1 \left[\left(16 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e \Lambda_j c^l x^l y}{\omega_r^2 \hbar a b \epsilon} Q \right)^{2/5} \frac{\sin^{2/5}(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)^{2/5}} \right] \right|. \quad (23)$$

应用 $J_1(x)$ 的渐近式知 $\Delta \bar{I}_r$ 中有振荡因子

$$\sin \left\{ \left(16 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e \Lambda_j c^l x^l y}{\omega_r^2 \hbar a b \epsilon} Q \right)^{2/5} \frac{\sin^{2/5}(\pi \Phi_j / \phi_0)}{(\pi \Phi_j / \phi_0)^{2/5}} - \frac{\pi}{4} \right\}.$$

很明显, 在大 Q 值情况下, $\Delta \bar{I}_r$ 随外磁通 Φ_j 振荡的周期可以远小于 ϕ_0 .

在(23)式中, 我们可以取各参量的典型值如下: $\Lambda \sim 10^{-5}\text{cm}$, $j_c l_x l_y \sim 1\text{mA}$, ε 取 ε_0 , $a = b \sim 1\text{cm}$, $k = l = 1$, 故由(13)式, $\omega_r \sim 130\text{G/sec}$. 由这些值, 可以得到

$$\Delta \bar{I}_s = \left| \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} J_1 \left[(0.123Q)^{2/5} \frac{\sin^{2/5}(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)^{2/5}} \right] \right| (\text{mA}). \quad (24)$$

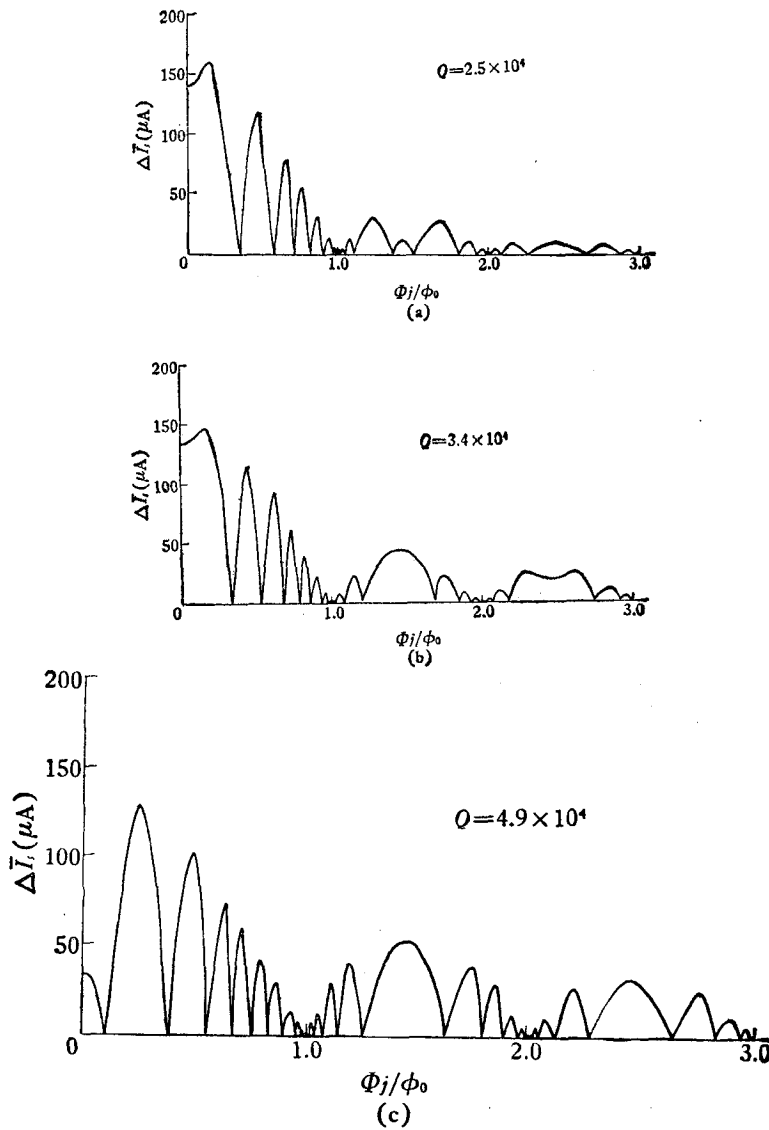


图1 $n=1$ 的电流阶跃高度与外磁通的关系

曲线 $\Delta \bar{I}_s$ 随 Φ_j 振荡的周期小于 ϕ_0 . 曲线由(24)式给出. 其参数为 $\Lambda \sim 10^{-5}\text{cm}$, $j_c l_x l_y \sim 1\text{mA}$, $a = b \sim 1\text{cm}$, $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8.9 \times 10^{-12} \text{coulomb/N} \cdot \text{m}^2$; (a), (b) 和 (c) 分别取 $Q = 2.5 \times 10^4$, 3.4×10^4 和 4.9×10^4

再利用 $J_1(K)$ 的渐近式, 上式可以写成

$$\Delta \bar{I}_1 = \left| \frac{1.21}{3/Q} \frac{\sin^{4/5}(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)^{4/5}} \sin \left[(0.123Q)^{2/5} \frac{\sin^{2/5}(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)^{2/5}} - \frac{\pi}{4} \right] \right|. \quad (25)$$

当 $n=2$, 同样由(10)式可以求出, 在最佳匹配下有(大 Q 值下)

$$V_{r0} = \pm 16 \sqrt{\frac{2}{\pi K^3} \frac{Q \Delta j_{c,x} l_y}{ab \varepsilon \omega_r} \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} \cos\left(K - \frac{\pi}{4}\right)}.$$

并按 $n=1$ 的情况作同样处理, 可得 2 号台阶与外磁通量 Φ_j 的关系

$$\Delta \bar{I}_{s,n=2} = j_{c,x} l_y \left| \frac{\sin(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)} J_2 \left[\left(32 \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{e \Delta j_{c,x} l_y}{\omega_r^2 \hbar ab \varepsilon}} Q \right)^{2/5} \frac{\sin^{2/5}(\pi\Phi_j/\phi_0)}{(\pi\Phi_j/\phi_0)^{2/5}} \right] \right|. \quad (26)$$

同样可以得到 $n=3, 4, 5, \dots$ 的 $\Delta \bar{I}_{s,n}-\Phi_j$ 关系.

图 1 给出了 $n=1$ 时 $\Delta \bar{I}_1-\Phi_j$ 曲线. 我们看到在 $\Phi_j/\phi_0 = 1, 2, 3, \dots$, 各点上 $\Delta \bar{I}_1 = 0$, 这个周期对应于通常的 Fraunhofer 衍射型振荡, 其周期为一个磁通量子 ϕ_0 ; 而在 $\Phi_j/\phi_0 = 0$ 到 1, 1 到 2, 2 到 3, \dots 之间, 还有周期不是相等的多次小周期振荡, 小振荡的周期随 Q 值增高而减小, 振幅与一阶 Bessel 函数有关.

图 2 给出了一个 $n=2$ 的 $\Delta \bar{I}_{s,n=2}-\Phi_j$ 曲线, 小振荡的振幅与 2 阶 Bessel 函数有关. 一般地 n 号阶跃高度不仅与衍射因子有关, 而且与 n 阶 Bessel 函数有关.

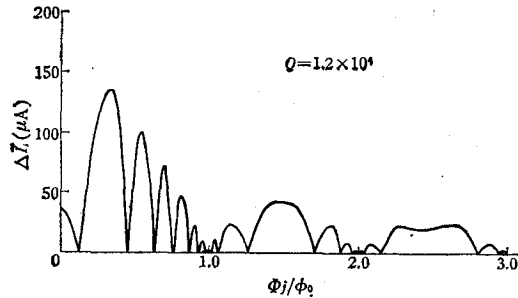


图 2 $n=2$ 的电流阶跃高度与外磁通的关系曲线
曲线由(26)式给出. 对应于 $Q=1.2 \times 10^4$, 其余
参数同图 1

这种振荡的出现除了要求 Josephson 电流与谐振腔共振外, 还要求谐振腔有较高的 Q 值, 因而腔体材料必须处在低温条件下. 此外, 还要求隧道结与外腔有很好的耦合, 即隧道结不能位于场值为零的本征模的节线上, 即 $\sin\left(\frac{k\pi x_0}{a}\right)$ 和 $\sin\left(\frac{l\pi y_0}{b}\right)$ 均不为零, 否则也将观察不到这种振荡. 可见, 出现这种小振荡的条件相当苛刻, 然而, 一旦这些条件都被满足, 从所列举的典型参量可知, 这种小周期振荡是完全可能的.

四、结 论

把 Josephson 结放置于本征频率为 ω_r 的谐振腔中, 当 Josephson 频率 $\omega = n\omega_r$ 时, 被 Josephson 电流激发的谐振腔的本征振动的驻波场反馈于结上, 将导致超流电流在

一个磁通量子 $\phi_0 = hc/2e$ 内随磁场的小周期振荡。

当谐振腔的 Q 值低时, 超流电流随磁场的变化周期就是一个磁通量子 ϕ_0 , 而当 Q 值高时, 超流电流随外磁通的振荡周期可以远小于 ϕ_0 。

参 考 文 献

- [1] 吴杭生、管惟炎、李宏成, 超导电性, 科学出版社, 第七章(1979).
- [2] 林为干, 微波理论与技术, 科学出版社(1979).
- [3] A. C. Rose-Innes and E.H. Rhoderick. Introduction to Superconductivity (1978), p.113.

THE SUPERCURRENT OSCILLATIONS WITHIN ONE FLUX QUANTUM PERIOD ϕ_0 FOR WEAK LINKS (I)

THE JOSEPHSON JUNCTION

ZHANG YU-HENG CHENG GENG-HUA

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

ABSTRACT

It is pointed out that by placing a Josephson tunnel junction in a cavity, which resonates with the supercurrent of the junction, i.e., when the Josephson frequency $\omega = 2eV_0/\hbar$ is equal to one of the cavity frequencies ω_n , and the cavity Q -value is sufficiently high, then the oscillating electric-magnetic field excited by the junction reacts on the junction itself and produces a supercurrent oscillation with the applied external flux. Its period can be much smaller than the magnetic flux quantum period ϕ_0 .