

在一个磁通量子内 dc Josephson 电流的 阶梯效应 (II)

大尺寸 Josephson 结

张裕恒 沈秀玲¹⁾ 郑捷飞²⁾ 吴彦³⁾

(中国科学技术大学物理系)

汪茂泉

(中国科学院等离子体物理研究所)

1983年7月21日收到

提 要

大尺寸的 Josephson 结放置于 Q 值足够高的谐振腔中, 当其 Josephson 频率 $\omega = 2eV_c/\hbar$ 激励起腔的第 r 个本征模谐振时, 这个振荡将反馈辐射照结, 必须考虑反馈场本征模的空间部分在结上是不同的. 理论上得到了和文献[2]不同的结果, 给出了阶跃电流随磁场的变化, 分析了腔的反馈场本征模和 Josephson 结的辐射电磁波空间匹配的条件, 解释了为什么大尺寸的 Josephson 结不存在周期小于 ϕ_0 的阶梯效应的物理原因.

一、引 言

文献[1, 2]研究了在高 Q 谐振腔中的 Josephson 结^[1]、双结 SQUID^[2] 产生的周期小于 ϕ_0 的阶梯效应. 很自然地我们会想到了解大尺寸的 Josephson 结的情况.

当把大尺寸的 Josephson 结放置于高 Q 值的谐振腔中, 如果其 Josephson 频率 $\omega = 2eV_0/\hbar$ 与腔的本征频率共振时, 腔内就产生一个驻波电磁场, 这个场反馈作用到结上, 其本征模的空间部分在结上各处不同, 它引起结的位相将是空间函数. 理论结果给出反馈场的振幅受磁场调制的曲线关系和阶跃电流随磁场的变化. 并指出了大尺寸结为什么和小尺寸结所得到的结果不同.

二、阶跃电流和反馈场振幅随磁场的变化

1. 理论

考虑一个长条形的 Josephson 结, 使其结面位于 xy 面, 设沿 x 和 y 方向的长度分别

1) 中国科学技术大学物理系, 82 级研究生.

2) 中国科学技术大学物理系 82 届毕业生, 现在中国科学院半导体研究所.

3) 中国科学技术大学物理系 82 届毕业生, 现在美国 UC Berkeley 做研究生.

为 l_x 和 l_y , $l_x \gg l_y$, 外磁场 $\mathbf{H}$ 平行于 y 施加到结上, 并设 $l_y < \lambda_J$, $\lambda_J = (\hbar c^2 / 8\pi j_c e \Lambda)^{\frac{1}{2}}$ 是 Josephson 穿透深度, 因而可以忽略物理量沿 y 方向的变化, 结中的磁场是均匀的. 当沿 x 方向在结上加一个恒定的电压 V_0 时, 则 Josephson 基本方程为

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

式中 $\omega = 2eV_0/\hbar$, $k = 2e\Lambda H/\hbar c$, $\Lambda = 2\lambda + d$ 是磁场穿透深度, λ 为穿透深度, d 为绝缘层厚度, j_c 为 Josephson 结的临界电流密度, φ_0 为初位相.

把这个结放置于品质因素 Q 足够高的谐振腔中, 若在结上加一个电压 V_0 时, 则结辐射出频率为 $\omega = 2eV_0/\hbar$ 的电磁波, 而当 ω 和腔的第 r 个本征频率 ω_r 共振时, 在腔中就激发起一个驻波场, 这个场反馈作用到结上将像外加辐照一样作用于结.

设反馈场的交变电压为

$$V_r(x, t) = V_{r0} \xi_z(x, y_0, z_0) \cos(\omega_r t + \theta), \quad (2)$$

则方程(1)要改写为

$$j_s(x, t) = j_c \sin \left[\omega t + kx + \varphi_0 + \frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \sin(\omega_r t + \theta) \right]. \quad (3)$$

利用公式

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

(3)式变成

$$j_s(x, t) = j_c \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] \sin[(\omega + m\omega_r)t + kx + \varphi_0 + m\theta], \quad (4)$$

则结中流过的 Josephson 电流为

$$I_s = j_c \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_1}^{y_2} dy \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] \cdot \sin[(\omega + m\omega_r)t + kx + \varphi_0 + m\theta] \right\}, \quad (5)$$

式中 $x_2 - x_1 = l_x$, $y_2 - y_1 = l_y$.

(5)式中当 $\omega + m\omega_r = 0$ 或 $\omega = -m\omega_r = n\omega_r$ 时, I_s 长时间平均值不为零, 则

$$\bar{I}_s = (-1)^n [A \sin(\varphi_0 - n\theta) + B \cos(\varphi_0 - n\theta)] j_c l_y, \quad (6a)$$

式中

$$A = \int_{x_1}^{x_2} J_n \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] \cos kx dx, \quad (6b)$$

$$B = \int_{x_1}^{x_2} J_n \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] \sin kx dx. \quad (6c)$$

按文献[2], 取

$$\sin(\varphi_0 - n\theta) = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}},$$

$$\cos(\varphi_0 - n\theta) = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}},$$

则得到第 n 个标号电流阶跃高度为

$$\Delta \bar{I}_s = |\sqrt{A^2 + B^2}| j_c l_y. \quad (7)$$

因为我们已经将结置于谐振腔中, (4) 式和 (5) 式中的 j_s 或 I_s 也就是激励腔的激励源, 当腔的 Q 值高时, 其共振曲线有 δ 函数的形式, 因此只考虑 j_s 或 I_s 中频率为 ω_r 的分量对腔起的激励作用, 由 (4) 式, 当

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

时, 相应的电流密度 j_{ω_r} 才激发谐振腔, 即 (4) 式中

$$m = -n \pm 1$$

的两项, 其中 n 是不为零的整数, 当 n 为某一确定值时, 具有频率为 ω_r 的激励电流密度为

$$\begin{aligned} j_{\omega_r} = j_c J_{-n+1} \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] \sin[kx + \varphi_0 - (n-1)\theta + \omega_r t] \\ + j_c J_{-n-1} \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] \sin[kx + \varphi_0 - (n+1)\theta - \omega_r t], \end{aligned} \quad (8a)$$

激励电流为

$$\begin{aligned} I_{\omega_r} = j_c l_y \int_{x_1}^{x_2} \left\{ J_{-n+1} \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] \sin[kx + \varphi_0 - (n-1)\theta + \omega_r t] \right. \\ \left. + J_{-n-1} \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] \sin[kx + \varphi_0 - (n+1)\theta - \omega_r t] \right\} dx. \end{aligned} \quad (8b)$$

由微波理论知道

$$\mathbf{E} = - \frac{Q \xi_r}{\epsilon N \omega_r} \int_v \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dv, \quad (9)$$

其中 Q 是谐振腔的品质因素, $\mathbf{j}_{\omega_r}$ 是在腔体内频率等于 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

$$\int_v \xi_r \cdot \xi_r dv = N \delta_{rs},$$

其中的积分都是对谐振腔的整个体积进行的。

1) 窄引线 由于 j_{ω_r} 仅在隧道结的体积 $l_x l_y \Lambda$ 和引线 $S(\omega - \Lambda)$ 中不等于零, S 是引线的截面积, ω 是腔的高度, 所以 (9) 式中

$$\int_v \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dv = \int_{v_1} \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dv + \int_{v_2} \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dv, \quad (10)$$

其中 $v_1 = l_x l_y \Lambda$, $v_2 = S(\omega - \Lambda)$. 由于电流的连续性, 在结面 $l_x l_y$ 和引线截面 S 上是一样的。

由于 Λ 很小, 故结内的 j_{ω_r} 在 z 方向的 Λ 层中可以认为不变, 则

$$\int_{v_1} \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dv = \Lambda \int_{l_x l_y} \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dS. \quad (11a)$$

由于引线截面积远小于腔的尺寸, 则在引线截面积内, 本征模 ξ_r 基本不变, 所以

$$\int_{v_2} \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \xi_r dv = \int_S j_{\omega_r} dS \int_l \xi_r \cdot dl = I_{\omega_r} \int_l \xi_r \cdot dl. \quad (11b)$$

因为 Λ 是 10^{-5} cm 数量级, 而 ω 是 1 cm 量级, 所以 (11a) 和 (11b) 式相比可以忽略不计, 则 (9) 式为

$$E = - \frac{Q\mathbf{\xi}_r}{\epsilon N\omega_r} I_{\omega_r} \int_l \mathbf{\xi}_r \cdot d\mathbf{l}. \quad (12)$$

对于 Josephson 结

$$V_r = \mathbf{E} \cdot \mathbf{A} = - \frac{Q\mathbf{\xi}_r \cdot \mathbf{A}}{\epsilon N\omega_r} I_{\omega_r} \int_l \mathbf{\xi}_r \cdot d\mathbf{l}. \quad (13)$$

再由(2),(8b)和(13)式得

$$\begin{aligned} V_{r0}\xi_z(x, y_0, z_0) \cos(\omega_r t + \theta) = & - \frac{Qj_{cl}\mathbf{\xi}_r \cdot \mathbf{A}}{\epsilon N\omega_r} \left(\int_l \mathbf{\xi}_r \cdot d\mathbf{l} \right) \\ & \cdot \left\{ \int_{x_1}^{x_2} J_{-n+1} \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] [\sin(\omega_r t + \theta) \cos(kx + \varphi_0 - n\theta) \right. \\ & + \cos(\omega_r t + \theta) \sin(kx + \varphi_0 - n\theta)] dx \\ & + \int_{x_1}^{x_2} J_{-n-1} \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] [-\sin(\omega_r t + \theta) \cos(kx + \varphi_0 - n\theta) \\ & + \cos(\omega_r t + \theta) \sin(kx + \varphi_0 - n\theta)] dx \Big\}. \end{aligned} \quad (14)$$

由三角函数的正交性,并利用(6b)和(6c)式,(14)式变成

$$\begin{aligned} V_{r0}^2 \xi_z(x, y_0, z_0) = & (-1)^{n+1} \frac{Qj_{cl}n\hbar\mathbf{\xi}_r \cdot \mathbf{A}}{e\epsilon N} \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2}} \left(\int_l \mathbf{\xi}_r \cdot d\mathbf{l} \right) \\ & \cdot \left\{ \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{\xi_z(x, y_0, z_0)} J_n \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] (A \cos kx + B \sin kx) dx \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

2) 宽引线 如果引线截面积和结面积一样,则由(9)和(13)式,我们得到

$$V_r = - \frac{Q\mathbf{\xi}_r \cdot \mathbf{A}}{\epsilon N\omega_r} \int_v \mathbf{j}_{\omega_r} \cdot \mathbf{\xi}_r dv. \quad (16)$$

同窄引线一样做法,得

$$\begin{aligned} V_{r0}^2 \xi_z(x, y_0, z_0) = & (-1)^{n+1} \frac{Qj_{cl}n\hbar\mathbf{\xi}_r \cdot \mathbf{A}}{e\epsilon N} \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2}} \\ & \cdot \left\{ \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{\xi_z(x, y_0, z_0)} J_n \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] \right. \\ & \cdot (A \cos kx + B \sin kx) \left(\int_l \mathbf{\xi}_r \cdot d\mathbf{l} \right) dx \Big\}. \end{aligned} \quad (17)$$

对于给定的磁场值,即 k 值,由(15)式或(17)式的积分方程求出 V_{r0} , 代入(7)式即得到 $\Delta \bar{I}_s$ 随 H 的变化情况.

2. V_{r0} - H 和 $\Delta \bar{I}$ - H

现在我们给腔以具体的形式,设腔为矩形谐振腔,它的三个边分别沿 x, y, z 轴,其相应的边长分别为 a, b 和 ω . 取 $\mathbf{E}$ 的模式为 $E_{k'l'0}$, 则其电场的空间部分为

$$\mathbf{\xi}_r = (0, 0, \xi_z), \quad (18)$$

$$\xi_z = \sin \frac{k'\pi}{a} x \cdot \sin \frac{l'\pi}{b} y \quad k', l' = 1, 2, 3 \dots. \quad (19)$$

本征频率为

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

c 为光速, ξ_r 的模平方

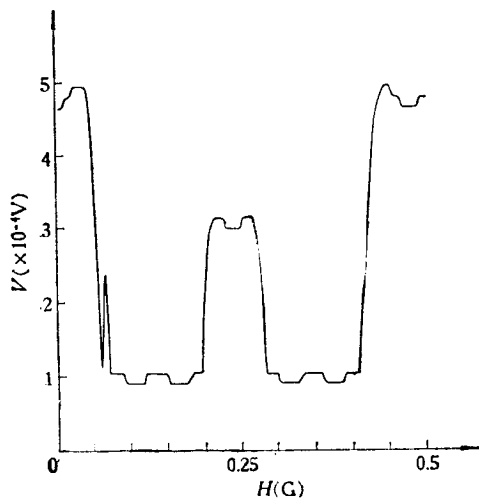
$$N = \int_v \xi_z^2 dv = \frac{1}{4} abw. \quad (20)$$

因为 $\mathbf{A}$ 和 $d\mathbf{l}$ 沿 z 方向, 所以有

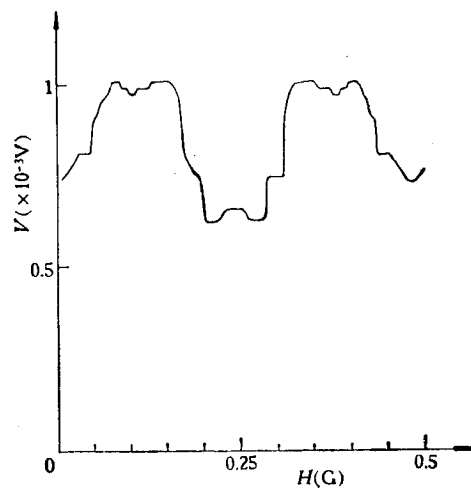
$$\xi_r(x, y_0, z_0) \cdot \mathbf{A} = \xi_z(x, y_0, z_0) A, \quad (21)$$

$$\int \xi_r \cdot d\mathbf{l} = \int \xi_z dz = \xi_z \left[\frac{1}{2} (x_1 + x_2), y_0, z_0 \right] w \quad \text{窄线}, \quad (22a)$$

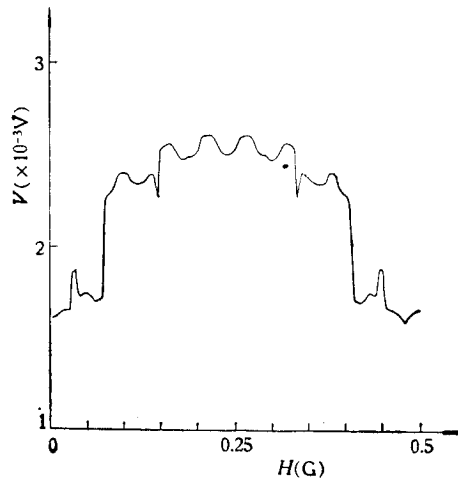
$$\int \xi_r \cdot d\mathbf{l} = \xi_z(x, y_0, z_0) w \quad x_1 < x < x_2 \quad \text{宽线}. \quad (22b)$$



(a) $Q = 100$



(b) $Q = 1000$



(c) $Q = 10000$

图 1 $l_z: 0 \leq x \leq 5 \times 10^{-3} \text{m}$

由于窄线与宽线对 V_{r0} 的结果影响不大, (22a) 与 (22b) 式使 (15) 和 (17) 式等式右边相差最大不过是 $(\pi-2)$, 所以下面我们仅讨论窄引线的情况.

将 (20) 式, (21) 和 (22a) 式代入 (15) 式, 并考虑到我们要求的是最大的 V_{r0} , 则 (15) 式变成

$$V_{r0}^2 = \frac{4nQ\Lambda\hbar j_c l_y}{e\epsilon ab} \xi_z \left[\frac{1}{2}(x_1 + x_2), y_0, z_0 \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2}} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{\xi_z(x, y_0, z_0)} J_n \left[\frac{2eV_{r0}}{\hbar\omega_r} \xi_z(x, y_0, z_0) \right] (A \cos kx + B \sin kx) dx. \quad (23)$$

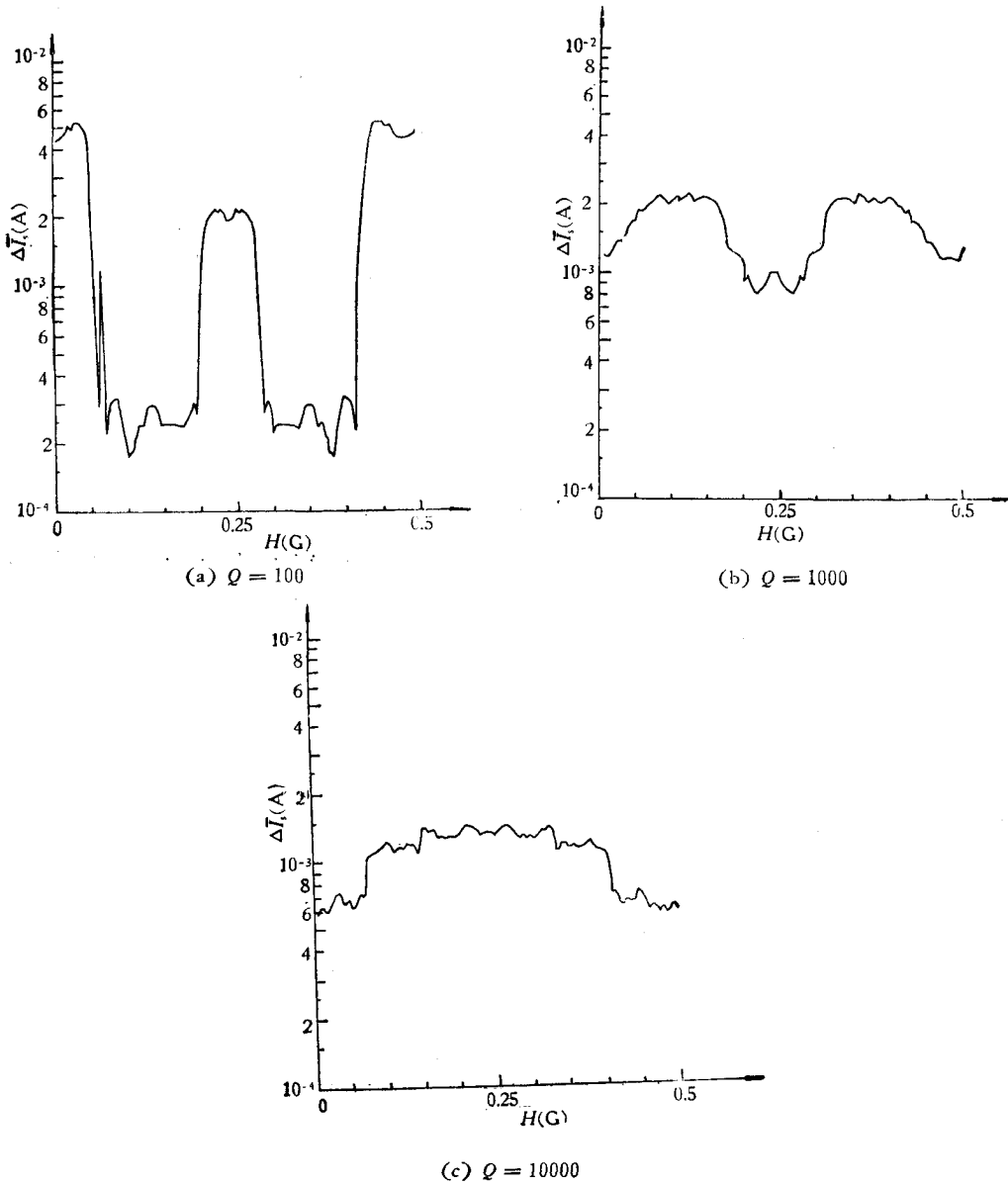


图2 $l_x: 0 \leq x \leq 5 \times 10^{-3} \text{m}$

取 $A = 1.38 \times 10^{-7} \text{m}$, $j_c = 4 \times 10^3 \text{A/m}^2$, $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{C/N} \cdot \text{m}^2$, $a = b = 10^{-2} \text{m}$, $k' = l' = 1$, 则有 $\omega_r = 130 \text{GHz/s}^{[1]}$. $l_y = 5 \times 10^{-4} \text{m}$, $l_x = 5 \times 10^{-3} \text{m}$, 即 $x_1 = 0$, $x_2 = 5 \times 10^{-3} \text{m}$ 在 $Q = 100, 1000, 10000$, 几种情况下由(23)式数值计算出 V_{r0} 随 H 的变化, 图 1 给出这个结果.

将由(23)式数值求解得出的 $V_{r0}(H)$ 代入到(7)式, 则得出阶跃电流随磁场的变化, 见图 2.

三、讨 论

1. dc Josephson 电流不发生阶跃的物理原因

在文献[2]中研究了在高 Q 值谐振腔中的小尺寸的 Josephson 结, 得到 $V_{r0}-H$, $\Delta \bar{I}_s-H$ 曲线在一个磁通量子内出现多次阶梯效应, 作者之一在文献[3]中研究了出现这种阶跃的物理原因, 指出阶梯是由于当激励源 I_{ω_r} 的电流所发射的电磁波的空间模和谐振腔被激起本征模的空间变化相匹配而致.

对于大尺寸的 Josephson 结, 从图 1、图 2 我们看到 V_{r0} 和 $\Delta \bar{I}_s$ 不出现任何阶梯, 为了说明其物理本质, 我们计算外磁场 H 平行于 x 轴, 也就是磁场沿着结的长方向, 类似于上述计算很容易得到比(23)式简化的结果

$$V_{r0}^2 = \frac{4n\hbar Q j_c l_y A}{\varepsilon \varepsilon_0 a b} \left| \xi_z \left[\frac{1}{2} (x_1 + x_2), y_0, z_0 \right] \frac{\sin \pi \frac{\Phi_J}{\Phi_0}}{\pi \frac{\Phi_s}{\Phi_0}} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{\xi_x(x, y_0, z_0)} J_n \left[\frac{2e V_{r0}}{\hbar \omega_r} \xi_x(x, y_0, z_0) \right] dx \right|. \quad (24)$$

如果我们将 x_1 到 x_2 分成 m 个等分 $x_1, x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(m-1)}, x_2$. 使 $x^{(i)} - x^{(i-1)}$ 为小结尺寸, 并把 x_1 叫 $x^{(0)}$, x_2 叫 $x^{(m)}$, 则(24)式变成

$$V_{r0}^2 = \frac{4n\hbar Q j_c l_y A}{\varepsilon \varepsilon_0 a b} \left| \xi_z \left[\frac{1}{2} (x_1 + x_2), y_0, z_0 \right] \frac{\sin \pi \frac{\Phi_J}{\Phi_0}}{\pi \frac{\Phi_s}{\Phi_0}} \cdot \sum_{i=1}^m \frac{1}{\xi_x \left[\frac{1}{2} (x^{(i-1)} + x^{(i)}), y_0, z_0 \right]} J_n \left[\frac{2e V_{r0}}{\hbar \omega_r} \xi_x \left(\frac{1}{2} (x^{(i-1)} + x^{(i)}), y_0, z_0 \right) \right] \right|. \quad (25)$$

从(25)式看到设如 $x^{(i)} - x^{(i-1)}$ 段结上发射出的电磁波的空间模与腔的反馈辐照空间模相匹配, 则不与其他部分结上发射电磁波的空间模相匹配, 这相对整个结来说, 就不存在一个 H 会使对于结中任何一部分流过的电流所产生的空间场和谐振腔的本征场相匹配, 所以 $V_{r0}-H$ 不产生阶梯, 以致 $\Delta \bar{I}_s-H$ 就不会有跳跃的阶梯效应.

如果用文献[3]的方法作图求解, 方程(25)右边是 m 个不同参数

$$\xi_z \left[\frac{1}{2} (x_{i-1} + x_i), y_0, z_0 \right]$$

的 Bessel 函数相加,其结果大大地畸变了单个的 Bessel 函数曲线,以致它与 $y = V_{r0}^2$ 的双曲线只有交点而无切点,因而不存在相应于一个 H 出现在 Bessel 函数第 i 周期相切而于第 $i-1$ 个周期相交,故 V_{r0} 只是连续改变而无跳跃.

2. 关于 Q 值

从图 1 和图 2 看到随着 Q 值的增高,反馈场的振幅 V_{r0} 变大,而相应的阶跃电流变小. 由于品质因素 Q 的变大,腔的耗损变小,因此激励源不断辐射出去的能量使腔的本征振荡加强,也就是 V_{r0} 大.

为了说明 Q 增加 $\Delta \bar{I}_s$ 减小 (见图 2), 我们用小结给出的明确表达式来讨论, 文献 [2] 已给出对于小尺寸 Josephson 结的这个表示式为

$$\Delta \bar{I}_s = I_c \left| \frac{\sin (\pi \Phi_s / \phi_0)}{(\pi \Phi_J / \phi_0)} J_n \left(\frac{2 e V_{r0}}{\hbar \omega_r} \right) \right|. \quad (26)$$

当 Q 高, 例如 Q 高于 1000 时, 由图 1 的 V_{r0} 得到 $2 e V_{r0} / \hbar \omega_r > 10$, 则 (26) 式中的 Bessel 函数可用其渐近表示, 对 $n = 1$,

$$J_1(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin \left(x - \frac{\pi}{4} \right). \quad (27)$$

用 (27) 式, (26) 式可写为

$$\Delta \bar{I}_s \propto \frac{1}{V_{r0}^{1/2}} \sin \left(\frac{2 e V_{r0}}{\hbar \omega_r} - \frac{\pi}{4} \right). \quad (28)$$

由于 (28) 式中的三角函数总是小于等于 1, 所以 $\Delta \bar{I}_s$ 随 V_{r0} 的增加而减小. 这和通常的微波辐照一样, 外加辐照功率的增强抑制了阶跃的超流电流^[4].

3. 关于引线的位置

从 (23) 式我们看到如果 $\xi_z \left[\frac{1}{2} (x_1 + x_2), y_0, z_0 \right] = 0$, 即引线在波节上, $V_{r0} = 0$. 这

是合理的, 文献 [1] 已经指出: $M_r = \int_l \xi_r \cdot d\mathbf{l}$ 是一个与激励电流电路和谐振腔的第 r 个本征模之间互感有关的量, 在节点本征模空间部分为零, 当然其互感为零, 因此 (12) 式给出激励电流在腔内激励起的电场 $\mathbf{E} = 0$, 故 $V_r = 0$.

四、结 论

本文理论给出置于谐振腔中大尺寸的 Josephson 结, 当其 Josephson 频率 $\omega = 2 e V_0 / \hbar$ 激励腔而反馈辐照到自身时, 加到结上的反馈场的振幅 V_{r0} 将受到外磁场 H 的调制, 阶跃电流 $\Delta \bar{I}_s$ 也将随 H 变化. 然而这个大结的 $V_{r0}-H$, $\Delta \bar{I}_s-H$ 曲线不像文献 [2] 给出的结果, $V_{r0}-H$ 和 $\Delta \bar{I}_s-H$ 上不出现在一个磁通量子 ϕ_0 内的多次阶梯效应, 其原因是大结辐射

的电磁场空间模部分不可能与腔的本征振荡的空间模部分相匹配。

参 考 文 献

- [1] 张裕恒、陈廣华, 物理学报, **31**(1982), 749.
- [2] 张裕恒、李玉芝、郑捷飞, 物理学报, **33**(1984), 58.
- [3] 张裕恒, 物理学报, **33**(1984), 210.
- [4] C. C. Grimes and S. Shapiro, *Phys. Rev.*, **169** (1969), 397.

THE STEP STRUCTURES EFFECT OF DC JOSEPHSON CURRENT WITHIN ONE FLUX QUANTUM PERIOD ϕ_0 (II)

JOSEPHSON JUNCTION WITH LARGER DIMENSIONS

ZHANG YU-HENG SHEN XIU-LING ZHENG JIE-FEI WU YAN

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

WANG MAO-QUAN

(Institute of Plasma, Academia Sinica, Hefei)

ABSTRACT

We point out that by placing a large Josephson junction in high Q -value cavity whose r th eigen mode is excited by the Josephson frequency $\omega_0 = 2eV_0/h$, the oscillating electromagnetic field will act on the junction and one must recognize that the space part of the eigen mode of the field are not the same on the junction. We have obtained theoretical result which is different from paper [2] and shows how the step structure current vary with the magnetic field. The match condition for eigen mode of the feedback field from the cavity and electromagnetic field radiated by Josephson junction has been worked out. Finally, the physical reason for the absence of step structure with period less than ϕ_0 is given.