

过程,其初态和终态的重子、轻子数大不相同,明显地违反了粒子物理的基石之一——重子数、轻子数守恒律;又例如,黑洞的温度和质量成反比,因而黑洞自身是一个负热容系统,包括黑洞的体系也将是一个负热容体系,这就为热力学的研究开拓了新的课题。

虽然黑洞力学四定理和热力学四定律之间的美妙联系是建立在“半经典”理论的基础上,但不少工作者深信,在一个完全的理论中,这种美妙的联系必将被保留,且将更深刻地揭示出它的实质。

对黑洞物理学的研究将有助于人们了解物理学各学科之间的相互关联,并为进一步建立

量子引力理论直至最终的物理学统一理论提供一条可供探究的线索。

参 考 文 献

- [1] M. D. Kruskal, *Phys. Rev.*, **119** (1960), 1943.
- [2] R. P. Kerr, *Phys. Rev. Lett.*, **11** (1963), 237.
- [3] R. Penrose, *Nuov. Cim. Ser.*, **I**, **1** (1969), 252.
- [4] D. Christodolou, *Phys. Rev. Lett.*, **25** (1970), 1596.
- [5] J. M. Bardeen, B. Carter, S. W. Hawking, *Commun. Math. Phys.*, **31** (1973), 161.
- [6] J. D. Bekenstein, *Phys. Rev. D*, **7** (1973), 2333.
- [7] S. W. Hawking, *Nature*, **248** (1974), 30.
- [8] G. W. Gibbons, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **358** (1978), 467.
- [9] L. Parker, *Asymptotic Structure of Space-Time*, University of Cincinnati, (1976), 107.

超导量子干涉器件与微弱磁场的测量

蓝 忠 毅

(湖南大学电子学教研室)

本文对超导量子干涉器件的特性和超导磁强计的工作原理及应用,进行了较为详尽的分析和论述。

一、概 述

自发现超导电性以后,人们就不断地探求它在精密测量等方面的应用的可能性。然而只有在1962年约瑟夫森预言存在超导约瑟夫森效应并且其后人们相继研制出直流超导量子干涉器件和射频超导量子干涉器件之后,超导电性在精密测量等方面的应用才展现出光辉的前景并获得了惊人的进展。

超导量子干涉器件——SQUID (superconducting quantum interference device 的缩写),乃是应用超导约瑟夫森效应的高灵敏度磁传感器。它由包含超导约瑟夫森结的超导环构成,具有 10^{-19} Wb/Hz^{1/2} 数量级的磁通分辨率。以它为磁传感元件构成的超导磁强计,能测量弱

到 10^{-11} G 的磁场强度。可用于地质探矿、基本粒子结构研究、地震测报、生物体内微弱磁场测量,以及生物物理、生物化学、空间科学等各种需要测量微弱磁场的场合。

二、超导量子干涉器件

由超导约瑟夫森结构成的超导量子干涉器件,不论在实验研制和理论分析方面,当前在科学技术发达的国家都受到普遍的重视。这种器件最基本的特点是对磁通敏感,因此可作磁强计中的传感元件。通常我们把包含两个超导约瑟夫森结的超导环路叫做直流超导量子干涉器件(DC-SQUID),因为它是以直流电源进行偏置的。而把只有一个超导约瑟夫森结的超导环路叫做射频超导量子干涉器件(RF-SQUID),因为它是以射频电源进行偏置的。

1. 直流超导量子干涉器件^[1]

直流超导干涉器件如图1(a)所示,它是一

并联的双结超导环路。 I 是流过超导干涉器件的电流， V 是超导干涉器件两端的电压。 实验指出， 超导干涉器件具有一定的无阻负载电流的能力； 当 I 超过一定的数值 I_m 后， $V \neq 0$ ， 但仍然是超导的。 I_m 称为超导干涉器件的临界电流， 其数值和构成超导约瑟夫森结的超导材料有关， 一般为 $0.1 \mu\text{A}$ 到 1mA 的数量级。 这种器件的 $V-I$ 曲线如图 1(b) 所示。

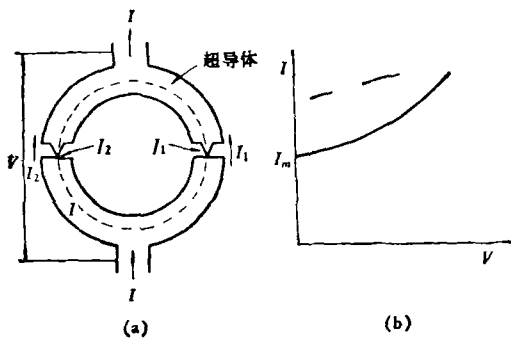


图 1
(a) 直流超导量子干涉器件；(b) 在恒流源条件下的伏安特性

当把直流超导干涉器件放到外磁场中时， 对于环路自感 L 很小可以忽略的情形， 临界电流 I_m 由下式决定：

$$I_m = 2I_c |\cos(\pi\phi_c/\phi_0)|, \quad (1)$$

式中 ϕ_c 是外磁场穿过干涉器件环孔的磁通量。 $\phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-7} \text{G} \cdot \text{cm}^2 = 2.07 \times 10^{-15} \text{Wb}$ 为磁通量子。 由(1)式知， 直流干涉器件临界电流 I_m 是环孔中的外磁通量 ϕ_c 的周期性函数， 其周期为磁通量子 ϕ_0 。 $I_{m(\max)} = 2I_c$ ， $I_{m(\min)} = 0$ 。 而在环路自感 L 不能忽略时， I_m 仍然是 ϕ_c 的周期函数， 且周期为 ϕ_0 。 此时 I_m 在 I'_m 与 I''_m 之间变化， 如图 2 的 $I_m-\phi_c$ 曲线所示。 最大值 I'_m 出现在 $\phi_c = n\phi_0$ 处， 最小值 I''_m 出现在 $\phi_c = (n + 1/2)\phi_0$ 处， $n = 0, 1, 2, \dots$ 。 $\Delta I_m = I'_m - I''_m$ 表示磁场对临界电流的调制程度， 叫做电流调制深度。 一般 ΔI_m 为 μA 的数量级。 很明显， $I_m-\phi_c$ 曲线充分反映了外磁场对 I_m 的影响， 体现了超导干涉器件对磁通敏感这一最基本性质。

若把直流超导干涉器件中的两个结设想为

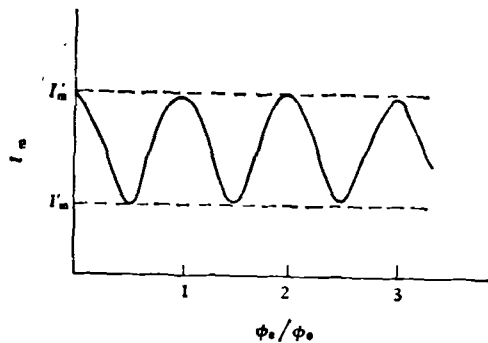


图 2 直流干涉器件的 $I_m-\phi_c$ 特性

两个相干的点光源， 则它们在远处光屏上迭加的结果， 便形成了反映 $I'_m-\phi_c$ 关系的明暗相间的干涉条纹， 如同光学里双缝干涉现象中的光强分布形式一样。 又因直流干涉器件临界电流的磁通敏感性是一种宏观量子现象的反映， 所以我们将双结超导环称为直流超导量子干涉器件。

上述磁场对临界电流的调制作用， 也体现了外磁场和直流超导量子干涉器件端电压之间的关系。 实验指出， 只要流过超导环的电流为某一超过 I_m 的恒定值， 则干涉器件端电压也随外磁通量 ϕ_c 作周期变化， 周期为 ϕ_0 。

对这种现象可作如下的解释： 当外磁通 ϕ_c 变化时， 如图 2 所表明的， 流过超导量子干

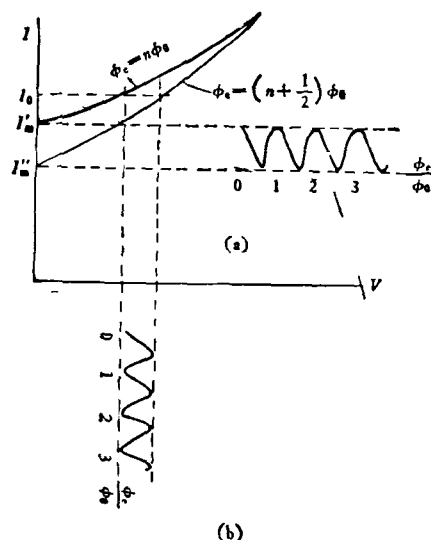


图 3 以 ϕ_c 为参变量的 $I-V$ 曲线

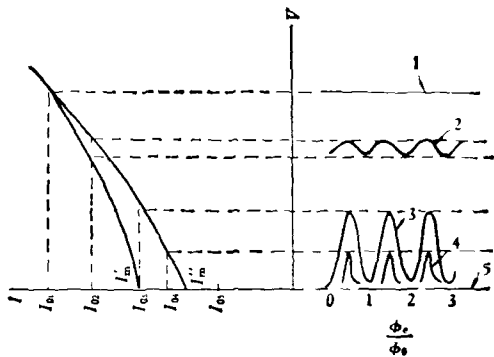


图4 电压调制深度与偏置电源的关系

干涉器件的临界电流 I_m 也随之在 I_m' 和 I_m'' 之间周期性地变化, 伏安曲线的 $V > 0$ 部分也随之变化. 变化的上下限分别相应于磁通量 $\phi_c = n\phi_0$ 及 $\phi_c = (n + 1/2)\phi_0$. 在图3(a)中前者以粗实线表示, 后者以细实线表示. 当给该量子干涉器件输入一恒定的偏置电流 $I = I_0$ ($I_0 > I_m$) 后, 端电压随外磁通变化的情形恰如图3(b)所示, 即直流超导量子干涉器件端电压 V 为外磁通 ϕ_c 的周期函数, 且电压最大值 V_{max} 和最小值 V_{min} 分别出现在 $\phi_c = (n + 1/2)\phi_0$ 及 $\phi_c = n\phi_0$ 处. $\Delta V = V_{max} - V_{min}$ 表示磁场对电压的调制程度, 称为电压调制深度. 电压调制深度和电压波形与偏置电流 I_0 的大小有密切的关系, 如图4所示. 显然, 当 $I_0 = I_m'$ 时, 电压调制深度最大. 当 I_0 很大或很小时, 电压调制深度为零. 在实际应用中, 可选择偏置电流 I 稍大于 I_m' . 这样 $V(\phi_c)$ 的波形比较完整, 并且有较大的调制深度. 在这种情况下, ΔV 约有 μV 的数量级.

2. 射频超导量子干涉器件^[1-4]

射频超导量子干涉器件是一个单结环超导干涉器件, 它由一块超导体和一个超导约瑟夫森结组成的单结超导环路, 如图5所示. 将此超导干涉器件置于外磁场中, 超导环路里由于被感应而形成一定的环路电流 I . 因此, 贯穿环孔的全磁通量 ϕ_i 应等于外磁通量 ϕ_c 和环路电流 I 产生的磁通量 LI 之和, 即

$$\phi_i = \phi_c + LI, \quad (2)$$

式中 L 是超导环路的自感. 这里我们约定, 当

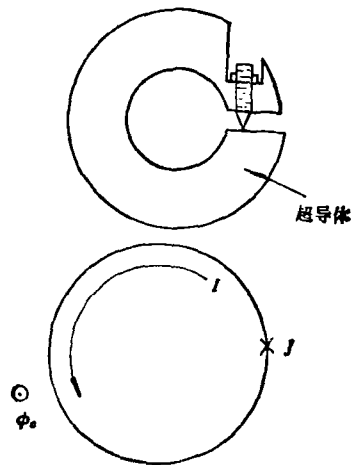


图5 射频超导量子干涉器件

I 和 ϕ_c 取如图5所示的方向时, 它们取正值; 反之, 取负值. 磁通量 ϕ_i 的正负号采用和 ϕ_c 相同的约定.

在静磁场作用时, 由于量子力学的效应, 超导环路中的超导电流一般不为零. 因环路中包含一个约瑟夫森结, 流经超导环路的超导电流即为约瑟夫森电流. 按照约瑟夫森的理论, 约瑟夫森电流

$$I = I_c \sin \theta, \quad (3)$$

θ 是超导电子波函数的量子相位差, 它与穿过环孔的全磁通量 ϕ_i 有关系. 根据金茨堡-兰道方程(有时写成 GL 方程), 超导电子波函数的位相 $\phi(\mathbf{r}, t)$ 满足下述方程:

$$\nabla \phi(\mathbf{r}, t) = \frac{2e}{\hbar} \left[\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \frac{m}{4e^2 |\phi|^2} \mathbf{j} \right]. \quad (4)$$

在外磁场很弱的情况下, ϕ 在空间的变化很慢, 可认为 $|\phi|^2$ 与 \mathbf{r} 和 t 无关, 即可将 $|\phi|^2$ 作为常数处理. 若在超导环中取一闭合回路 Γ , 并将(4)式沿回路 Γ 积分, 得

$$\oint_{\Gamma} \nabla \phi \cdot d\mathbf{l} = \frac{2e}{\hbar} \oint_{\Gamma} \left[\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \frac{m}{4e^2 |\phi|^2} \mathbf{j} \right] \cdot d\mathbf{l}. \quad (5)$$

当超导环厚度比穿透深度大得多时, 则可将闭合回路 Γ 选在超导环内部, 由于迈斯纳效应, 在闭合回路 Γ 处的 $\mathbf{j} = 0$, 于是(5)式右边第二

项等于零,而 $\oint_{\Gamma} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{l} = \phi_i$ 为穿过环路孔洞的全磁通量。(5)式左边的积分为超导环中单结两边的位相差,取为 $-\theta$, 所以有

$$\theta = -\frac{2e}{\hbar} \phi_i = -2\pi \frac{\phi_i}{\phi_0} \quad (6)$$

由(2)式,(3)式和(6)式可导出关系式

$$LI + LI_c \sin \left[2\pi \left(\frac{\phi_c}{\phi_0} + \frac{LI}{\phi_0} \right) \right] = 0 \quad (7)$$

和

$$\phi_i = \phi_c - LI_c \sin \left(\frac{2\pi \phi_i}{\phi_0} \right), \quad (8)$$

ϕ_c 是已知量, I 和 ϕ_i 是未知量。求解这两个方程后,可得到关于单结干涉器件的 $\phi_i - \phi_c$ 曲线和 $I - \phi_c$ 曲线。将(8)式两边对 ϕ_c 求导,得到

$$\frac{d\phi_i}{d\phi_c} = \frac{1}{1 + \frac{2\pi LI_c}{\phi_0} \cos \left(\frac{2\pi \phi_i}{\phi_0} \right)} \quad (9)$$

目前,使用的射频超导量子干涉器件属于 $\frac{2\pi LI_c}{\phi_0} > 1$ 的情形,由(9)式知,此时 $d\phi_i/d\phi_c$ 可正可负。在其 $\phi_i - \phi_c$ 曲线中,斜率为正的区域是稳定区域,斜率为负的区域是不稳定区域。

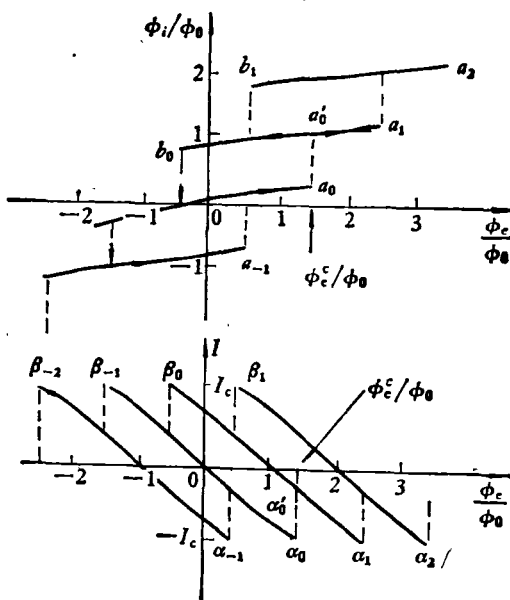


图 6 ($\frac{2\pi LI_c}{\phi_0} > 1$)

(a) ϕ_i 随 ϕ_c 变化情况; (b) I 随 ϕ_c 变化情况

图 6(a) 和 (b) 描绘了稳定区域的 ϕ_i 和 I 随 ϕ_c 的变化情况。当 ϕ_c 从 0 沿正向增加时, ϕ_c 的变化所产生的环路电流力图补偿 ϕ_c , 可是由于环路中存在超导约瑟夫森结, 使得这种补偿并不充分。在 $\phi_i \sim \phi_c$ 曲线中, ϕ_i 沿曲线 $0a_0$ 从 0 点只是缓慢地增加到 a_0 点。到达 a_0 点时, 由于在这一点超流 I 刚刚超过 I_c , 超导约瑟夫森结立刻转变到非零电压状态, ϕ_i 则不连续地突然跃迁到 a'_0 。相应地, 在 $I - \phi_c$ 曲线中从 α_0 突然跃迁到 α'_0 , 这是由于在状态转变时, 电路损失能量, 使 I 下降。我们把 a_0 点相应的外加磁通记为 ϕ_c^c , 称为临界磁通。 ϕ_c 继续增加时, ϕ_i 沿曲线 b_0a_1 从 a'_0 点缓慢增加, 到 a_1 点又发生不连续地突然跃迁到 a'_1 , 相应地, α_1 点突然跃迁到 α'_1 。 a_1 点相应的外磁通为 $\phi_c^c + \phi_0$ 。 ϕ_c 再继续增加, 将依次在外磁通等于 $\phi_c + 2\phi_0, \dots, \phi_c^c + n\phi_0, \dots$ 时发生跃迁 ($n = 0, 1, 2, \dots$), 这种跃迁过程分别相应于从量子干涉器件的第 0 个量子态跃迁到第一个量子态 (发生在 $\phi_c = \phi_c^c$ 时), 从第一个量子态跃迁到第二个量子态 (发生在 $\phi_c = \phi_c^c + \phi_0$ 时), 从第二个量子态跃迁到第三个量子态 (发生在 $\phi_c = \phi_c^c + 2\phi_0$ 时), \dots 。假若 ϕ_c 从刚超过 ϕ_c^c 的点沿负方向减小, ϕ_i 将沿 a_1b_0 变化, 直到 $\phi_c = \phi_0 - \phi_c^c$, 也即达到 b_0 点时, 由于 I 超过临界电流 I_c , ϕ_i 发生突跳, 干涉器件变到第 0 个量子态, 继续减小 ϕ_c , 干涉器件将依次跃迁到第 -1 个量子态, 第 -2 个量子态, \dots 。

经过上述分析, 清楚地说明了贯穿环孔的磁通量 ϕ_i 和环路电流 I 是随外磁通量 ϕ_c 变化的周期函数, 且周期为磁通量子 ϕ_0 。单结超导环路的这种磁通敏感性, 也是一种宏观量子现象的反映。而且在 $\frac{2\pi LI_c}{\phi_0} > 1$ 的条件下, 穿过环孔的全磁通 ϕ_i 及环路电流 I 随 ϕ_c 的变化是不可逆的, 干涉器件所处的状态不仅依赖于外界条件, 而且依赖于它所经历的过程。但不论 ϕ_c 如何变化, ϕ_i 和 I 只能在 $b_{n-1}a_n$ 或 $\beta_{n-1}\alpha_n$ 曲线上变化, 其中 $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 。当 ϕ_c 的变化幅度很大时, $\phi_i - \phi_c$ 曲线是一闭合曲

线,叫做干涉器件经历的一个回滞过程,相应的闭合曲线叫回滞回线. 计算表明,干涉器件状态经历一个回滞单元时消耗的能量为

$$\Delta E \approx \phi_0 I_c. \quad (10)$$

单结量子干涉器件作为磁通检测器使用时,干涉器件环通过与 $L_T C_T$ 并联振荡回路及偏压振荡放大系统耦合而实现磁测信号的输入与放大. 图7为实现这一过程的原理图. L_T , C_T 和 R_T 分别为并联谐振电路的电感、电容和等效负载电阻. 射频偏置电流源提供一频率为 $f = [1/(2\pi)]\sqrt{1/(L_T C_T)}$ 的射频电流 $I_{rf} \sin 2\pi f t$ 激励 L_T , C_T 回路. 于是,在振荡回路内将产生一个比射频偏置源电流大 Q 倍的回路电流 I_T . 该射频电流在电感线圈 L_T 中产生一个射频磁通. 由于电感线圈和干涉器件环间的电磁耦合,一些射频磁通进入干涉器件环孔中,设为 ϕ_c^{rf} . 在 ϕ_c^{rf} 的作用下,干涉器件经历回滞过程而消耗能量. 这些能量是从谐振电路中吸取的,从而谐振电路的输出将反映出这种影响,即说, 谐振电路两端的电压 V_{rf} 亦将随之变化.

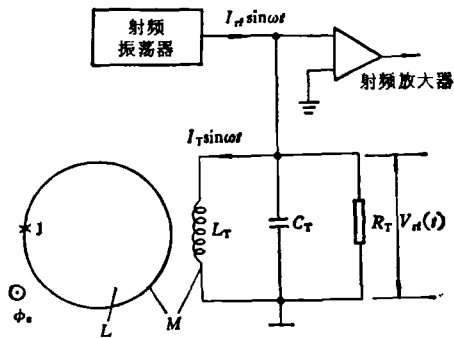


图7 射频干涉器件与电感电容并联谐振电路之间的耦合及放大

外测磁通一般为准静态磁通,记为 ϕ_c . 现以低频信号经扼流圈注入电感线圈 L_T , 则 L_T 上将产生一准静态磁通 ϕ_c . 于是加到干涉器件环孔上的外磁通为准静态磁通与射频磁通之和,即

$$\phi_q = \phi_c + \phi_{rf}, \quad (11)$$

其中 $\phi_{rf} = M I_T = M Q I_{rf}$, 或写成另一形式, 即

$$\phi_{rf} = M [V_{rf}/(\omega L_T)], \quad (12)$$

式中 M 为电感线圈 L_T 与干涉器件环之间的互感系数, Q 为谐振电路的品质因数, $Q = R_T/(\omega L_T)$.

我们先讨论准静态磁通 ϕ_c 大于 $n\phi_0$ 而又小于 $(n+1/2)\phi_0$ 的情况,并且通过调节射频振荡器(射频偏置源)使 I_{rf} 处于某一合适的数值,使在射频磁通的正峰值处出现状态跃迁. 产生跃迁时磁通 ϕ_q 为

$$\phi_q = n\phi_0 + \phi_c^s. \quad (13)$$

使(11)式和(13)式相等,并考虑到(12)式,整理后,得到跃迁时 V_{rf} 所满足的关系式为

$$V_{rf} = -(\omega L_T/M)(\phi_c - n\phi_0 - \phi_c^s). \quad (14)$$

可见, V_{rf} 和 ϕ_c 呈线性关系,直线的斜率为 $-\omega L_T/M$. 当 $\phi_c = n\phi_0$ 时, V_{rf} 达极大值 $V_{rf}^{(n)}$,

$$V_{rf}^{(n)} = (\omega L_T/M)\phi_c^s. \quad (15)$$

当 $\phi_c = (n+1/2)\phi_0$ 时, V_{rf} 达极小值 $V_{rf}^{(n+1/2)}$,

$$V_{rf}^{(n+1/2)} = (\omega L_T/M)(\phi_c^s - \phi_0/2). \quad (16)$$

当 ϕ_c 从 $n\phi_0$ 变化到 $(n+1/2)\phi_0$ 时, V_{rf} 从 $V_{rf}^{(n)}$ 减小到 $V_{rf}^{(n+1/2)}$.

其次,讨论 ϕ_c 大于 $(n+1/2)\phi_0$ 而又小于 $(n+1)\phi_0$ 时的情况. 此时,产生跃迁的磁通为 $[(n+1)\phi_0 - \phi_c^s]$, 这个跃迁是由射频磁通的负峰值激发的,因此跃迁时的 V_{rf} 所满足的关系式为

$$(n+1)\phi_0 - \phi_c^s = \phi_0 - \phi_{rf},$$

因 $\phi_{rf} = (M V_{rf})/(\omega L_T)$, 所以

$$V_{rf} = (\omega L_T/M)[\phi_c + \phi_c^s - (n+1)\phi_0]. \quad (17)$$

可见, V_{rf} 和 ϕ_c 还是线性关系,但斜率为 $\omega L_T/M$. 当 $\phi_c = (n+1)\phi_0$ 时, V_{rf} 达极大值,这个极大值仍由(15)式表示. 当 $\phi_c = (n+1/2)\phi_0$ 时, V_{rf} 达极小值,这个极小值仍由(16)式表示. 当 ϕ_c 从 $(n+1/2)\phi_0$ 变化到 $(n+1)\phi_0$ 时, V_{rf} 从 $V_{rf}^{(n+1/2)}$ 增加到 $V_{rf}^{(n)}$.

综上所述,当 ϕ_c 从零持续不断地增加时, V_{rf} 从 $V_{rf}^{(n)}$ 减小到 $V_{rf}^{(n+1)}$, 而后又增加到 $V_{rf}^{(n)}$, 再减小到 $V_{rf}^{(n+1/2)}$, 如此循环不已. 可见, V_{rf} 是 ϕ_c 的周期性函数,其周期为 ϕ_0 . 这个周期性

函数的表达式即为(15)式和(16)式。将两者合写在一起,即为

$$V_{if} = \begin{cases} -(\omega L_T/M)[\phi_e - \phi_e^c - n\phi_0] & n\phi_0 \leq \phi_e \leq (n+1/2)\phi_0, \\ (\omega L_T/M)[\phi_e + \phi_e^c - (n+1)\phi_0] & (n+1/2)\phi_0 \leq \phi_e \leq (n+1)\phi_0. \end{cases}$$

$n = 0, 1, 2, \dots$

以 V_{if} 为纵轴,以 ϕ_e 为横轴,作出图 8 的 $V_{if}-\phi_e$ 曲线,基电压调制深度 ΔV_{if} 为

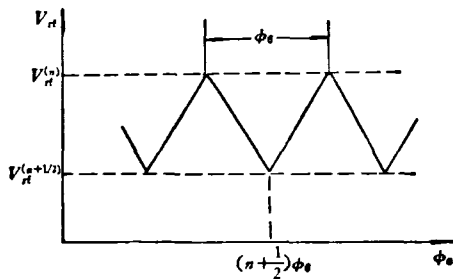
$$\Delta V_{if} = V_{if}^{(n)} - V_{if}^{(n+1/2)} = (\omega L_T/2M)\phi_0. \quad (18)$$


图 8 射频干涉器件的 $V_{if}-\phi_e$ 曲线

显然, V_{if} 的极大值和极小值的大小与 I_{if} 的大小有关。但不论 I_{if} 如何变化,它们总出现在 $\phi_e = n\phi_0$ 及 $\phi_e = (n+1/2)\phi_0$ 处。

由上可见,单结超导环的 $V_{if}-\phi_e$ 曲线与双结超导环端电压 V 随 ϕ_e 周期性变化的现象相似,因此称之为单结超导干涉器的超导量子干涉现象。又由于与单结超导环耦合的 $L_T C_T$ 谐振回路以射频电流源激励,所以,单结超导环称为射频量子干涉器件。

三、超导磁强计^[1,5] 及其应用

以直流或射频的超导量子干涉器件作为传感元件,可以做成进行微弱磁场测量的超导磁强计。有模拟式和数字式的磁强计,也有模拟式与数字式组合的电路磁强计。对以直流量子干涉器件为传感元件的磁强计,干涉器件两端电压随外测磁场作周期变化;而对以射频量子干涉器件为传感元件的磁强计,谐振电路两端电压随外测磁场作周期变化。

1. 数字式超导磁强计

理解这种磁强计的原理并不困难,设被测磁场从零单调地增加到待测的数值 H ; 或者相反,被测磁场单调地从 H 减小到零。根据直流或射频量子干涉器件的 $V-\phi_e$ 特性,如果电压总共变化了 n 个周期,则磁通的总变化量为 $n\phi_0$ 。若以 S 表示干涉器件环孔的面积,则磁场强度 $H = n\phi_0/S$ 。当 $S = 1\text{cm}^2$ 时, $\phi_0/S = 2.07 \times 10^{-7}\text{G}$ 。因此,测量磁场的问题就在于计数直流干涉器件或射频谐振电路的输出电压振荡次数 n 。

据文献[5]的报道,这类磁强计每秒可记录 2000 个周期。当环孔面积 $S = 1\text{cm}^2$ 时,相应的磁场变化率为 $2000 \times \phi_0/S = 0.4\text{mG/s}$ 。测量的范围由超导量子干涉器件能够工作的最高磁场决定,约为 2—3 kG。

显然,上面测量的磁场强度等于 ϕ_0/S 的整数倍。而实际的被测磁场一般不会刚好满足这种整数倍关系。所以不足一个 ϕ_0/S 的零头部分只好作误差处理,这就使测量精度大为降低。为此,可采用数字式和模拟式组合电路磁强计。 $n\phi_0/S$ 以数字式部分测量,不足 ϕ_0/S 的零头以模拟式部分测量,从而显著提高了测量磁场的精度和灵敏度。

2. 模拟式超导磁强计

这种磁强计采用的是一种锁定式自动补偿电路,因此常称之为锁定式超导磁强计。不论直流量子干涉器件或射频量子干涉器件都可作为这种磁强计的磁传感元件,并且自动补偿是以基波频率来实现的。有兴趣的读者可以参阅文献[1]。

将超导磁强计与一种所谓的广义磁通变换器结合可构成磁场梯度计,用于测量空间两点的磁场差。

3. 超导磁强计的应用

超导磁强计作为一种探测微弱磁场的精密仪器,广泛应用于科学技术和生产实践各个领域。这里只简略叙述一下它在几个方面的应用。

(1) 地质探矿

在地质勘探中采用超导磁强计对地磁进行精确测量(特别适用在飞机和卫星上测量),通过分析测量的地磁分布,可以找到有价值的矿床和弱磁性矿。据文献[6],1974年美国用超导磁强计对 PC_1 类地磁波动(即连续地磁波动,频率为 $0.2-5\text{Hz}$,幅度从几个 10^{-8}G 到几十个 10^{-6}G)进行了高精度的磁测。结果表明,超导磁强计比通用磁强计不仅测量精度要高3-4个数量级,而且噪声约低20db。

(2) 探测重力变化——测报地震

利用超导体的完全抗磁性,一个空心超导球可以被磁场悬浮起来。同样一个空心超导球也可以被一持续电流的超导线圈或超导环悬浮起来。当重力发生变化时,被悬浮的超导球的重量就发生变化,使悬浮球和超导环的相对位置发生变化。因而球对磁场的压缩随之改变,以致磁场发生畸变。这种微小的磁场改变可用超导磁强计探测出来。利用这种原理已制作出探测重力变化的重力差计(重力仪)^[7,8]。

地震的发生,是由于地壳的应力慢慢地集中到一定程度导致地壳发生断裂的结果。在应力集中的过程中重力会发生变化。所以探测重力的变化就可以测报地震。而超导重力差计则是一种较之其他任何重力差计灵敏度更高的地震测报仪器。

(3) 人体和生物微弱磁场探测^[9,10]

人体内的生物电流会产生微弱的磁场,例如人体心脏跳动时能产生 $10^{-5}-10^{-6}\text{G}$ 的微弱磁场。人受到光线、声音或电等刺激时会在人

脑部产生约 $10^{-8}-10^{-9}\text{G}$ 的微弱脑磁场(或神经磁场)。这些心磁场和脑磁场随时间变化的曲线称为心磁图和脑磁图。利用超导磁强计或超导磁场梯度计测量和研究人的心磁图,脑磁图和人体中其他部位(如肌肉,肺部等)的磁图,对于人的某些生理活动和病变机理能提供重要的信息,在医学上有助于疾病的分析和诊断。

(4) 各种深水目标的探测与追寻

例如在军事上,用超导磁强计通过磁测可能发现敌方潜艇。因为超导磁强计具有极高的磁场分辨率,用它可以精确测量出沿海岸线的地磁分布,绘制出海岸线标准地磁图。当有潜艇靠近海岸时,它会破坏原有的地磁分布。用超导磁强计能立即测出这种磁场变化,从而发现靠近海岸的潜艇。

参 考 文 献

- [1] 吴抗生、管惟炎、李宏成,超导电性——第二类超导体和弱连接超导体,科学出版社,(1979)。
- [2] J. E. Zimmerman et al., *J. Appl. Phys.*, **41** (1970), 1572.
- [3] J. E. Zimmerman, *J. Appl. Phys.*, **42** (1971), 30.
- [4] J. E. Zimmerman, *Cryogenics*, **20** (1980), 3.
- [5] R. L. Forgas et al., *Rev. Sci. Instr.*, **38** (1967), 214.
- [6] J. L. Buxion et al. *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, **10** (1974).
- [7] B. L. Varkin, F. F. Mende et al., *Cryogenics*, **16** (1976), 519-520.
- [8] 超导重力仪组,物理, **7**(1978), 54.
- [9] D. Cohen, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-11** (1975), 694.
- [10] D. Brenner et al., *Science*, **199** (1978), 81.

《物理》办理零售邮购启事

地点: 北京大学物理系示教室(北京大学东南门内)。

价格: 前往面购,每册0.38元;邮购平寄,每册0.40元;邮购挂号,每册0.50元。

请由邮局汇款到上述地点,在附言中写清所需期号、数量,收到款后即将刊物寄出。

现有期数: 1982年第7,8,11,12期,1983年除5期外的各期。售完后将在我刊《编者、读者》栏通告。

联系人: 张可法。