

超导磁体系统稳定性理论发展现状

宋胜年 张其瑞

焦正宽

(中国科学技术大学物理系) (中国科学院等离子体物理研究所)

一、引言

目前,就超导电性的应用而言,最大量、最有成效的是超导磁体的应用。超导磁体技术是基于 Nb-Ti, Nb₃Sn 和 V₃Ga 等强磁场超导体在高场下能承载很高的超导电流密度的特性。然而,由于硬超导体本身存在着不稳定性的内禀因素,用性能良好的长线绕制的磁体常呈现严重的不稳定性(退化效应、锻炼效应、低场不稳定性),使磁体性能很难预测。这给磁体的设计带来很大困难。人们从实践中逐渐认识到,作为强磁场超导磁体材料,除了应尽可能提高 T_c , H_{c2} 和 J_c 等临界参量,尽可能降低交流损

耗之外,还必须考虑以下三个重要的问题:全电流密度,对磁通跳跃的稳定性和适当的机械强度。因此,如何设计既具有高性能又是稳定的所谓经济导体,在现今材料制备工艺日趋成熟的情况下,已成为超导磁体技术发展中的一个关键性问题。超导磁体系统稳定性理论的发展,为此问题的解决提供了基础。

本文以尽量提高超导磁体的抗扰动能力和正常相许用发热功率为线索,评述了稳定性理论的发展现状,讨论了主要的稳定性判据的成功之处和不足之点,提出了有待进一步深入研究的一些问题。

在图 1 中,我们总结了有关超导磁体系统稳定性理论以及稳定化方法已经得到的结果和

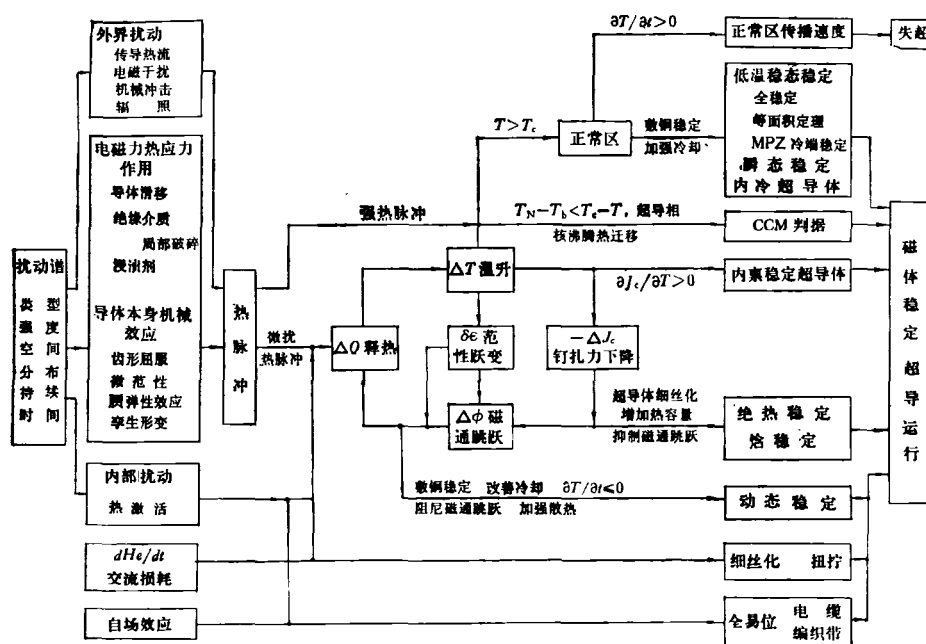


图 1 超导磁体系统中的触发扰动,不稳定循环及稳定化方法

新近的一些发展。

二、历史回顾

从六十年代初开始,人们通过对硬超导体的特性作深入研究后发现,超导磁体所呈现的某些不稳定现象与磁通跳跃密切相关。而发生磁通跳跃的机制则在于硬超导体内部的不稳定循环,即反馈放大过程。低温稳定、动态稳定和绝热稳定等理论正是基于这一正确认识而发展起来的。

1965年,Stekly等人^[1]首先建立了低温稳态稳定性理论。它并不追求避免磁通跳跃,而是设法在即使瞬时出现局部正常区时,通过向环境传热,回复到超导态。具体措施是用大量的铜与超导体相结合制成复合导体并在磁体中留有冷却通道。可用稳定性参量 α 来表征稳定性程度:

$$\alpha = \frac{\rho_n I_c^2}{h P A_n (T_c - T_b)}, \quad (1)$$

式中 h 为向周围环境的传热系数, P 为冷却周长, ρ_n 和 A_n 分别为铜的电阻率和横截面积, T_b 为浴温。全稳定判据为 $\alpha \leq 1$ 。按这个理论设计的磁体,运行时安全可靠,而且其性能可以预测。不过,它要求线圈中的导体用液氮沿纵向进行冷却,为满足热流要求(一般选 $0.2-0.4 \text{ W/cm}^2$),复合导体的铜超比一般应在20左右,因此全电流密度低($\sim 10^3 \text{ A/cm}^2$)。象CERN(欧洲核子研究中心)的BEBC(欧洲大气泡室)以及在NAL[国立加速器实验室(美)],ANL[国立阿贡实验室(美)]和BNL(布鲁克海文国立实验室)等地成功运行的氢气泡室磁体等大型装置都是依据这种理论建立的。

动态稳定思想是Chester于1967年提出的^[2],后经人们的努力^[3-6],现已发展成比较系统的理论。这种理论指出,利用超导体和铜等良导体之间磁、热扩散率的巨大差别,使铜在复合导体中起着阻尼磁通线向超导体内穿透和作为热的良导体的双重作用,把不稳定循环变为一种负反馈过程,从而避免发生完全的磁通跳

跃。这种稳定性理论特别适用于带绕高电流密度磁体。它已使许多高场磁体^[7]在由短样试验所预测的性能极限上,成功地运行。全电流密度高($\sim 10^4 \text{ A/cm}^2$),而且稳定性也好。

绝热稳定完全立足于超导体本身这一基点上。它以抑制不稳定循环中温升 $\rightarrow$ 磁通穿透这一环节为依据,把超导体细丝化,从而把磁化电流屏蔽能量降低到不足以发生磁通跳跃的程度。现在,几乎无例外地都把导体制成细丝化复合导体。不过,这时铜的作用在于提高运行电流,提供机械支撑,增加强度。多丝复合导体对于超导磁体材料来说,有很大意义。后来又发现,细丝化的优越性只有在经过拧扭和换位,消除细丝间耦合的情况下才能发挥出来。近几年来,除NbTi外,象Nb₃Sn等多芯复合导体也有了很大的发展。

机械不稳定性是导致磁体性能退化的另一个主要原因^[8-10]。绕制磁体时施加一定的张力或通过浸渍石蜡、环氧等会大大改善磁体的稳定性。目前,在小型磁体中,经环氧或石蜡浸渍的绕组,已经可以达到100%的短样性能额定值。

三、稳定性理论的新发展

1. 关于扰动谱的研究

如前所述,现今比较成熟的超导磁体系统稳定性理论,是基于使一些无限小的扰动所诱发的不稳定循环不至于发展成为“灾难性”的磁通跳跃。实际上,在各种条件下,对磁体的扰动是错综复杂的,即存在所谓的“扰动谱”。它包含如下几方面的内容:(1)扰动的类型和形成机制;(2)扰动的强度(总能量和发热功率);(3)扰动的空间分布和持续时间。有关扰动谱的研究,是现今磁体物理研究继续深入发展的出发点,因为它们直接决定着应采用的稳定化方法、稳定程度和稳定性理论的适用范围。关于超导磁体可能受到的一些扰动,参见图1。

Iwasa等人^[9,10]认为,低温稳态磁体中产生正常区的能量主要来自导体相对绝缘介质运动

的摩擦热。摩擦热脉冲的大小取决于导体-绝缘介质界面的摩擦性质及滑移过程的动力学。目前正对其进行定量研究。结果表明,于低温环境中,在高硬度水平上使两个摩擦表面彼此匹配(例如铜/粉醛塑料),可以实现稳定的摩擦行为。因此,选择磁体材料时必须考虑它们的摩擦性质。

应力效应对稳定性起着双重的作用,它既影响着材料的超导临界参量,又是潜在的发热源^[11,12]。

有关磁体系统中扰动脉冲时间的实验数据还很少。有人报道^[13],利用声发射技术测得复合导体中微范性屈服的释能时间为 $100\mu\text{s}$ 左右,低温下环氧树脂破碎的传播速度约为 10^3m/s 。

目前,建立强热脉冲条件下的稳定判据和稳定方法,是超导磁体稳定性理论发展的一个重要方面。

2. 低温稳定性理论

低温稳定性理论发展的主要目标是在保证稳定性的前提下,克服以前的稳定判据过于保守的缺点,提高导体运行的全电流密度。

低温稳定的理论基础是热平衡方程:

$$\nabla \cdot (KA\nabla T) - c \frac{\partial T}{\partial t} - Q(h, T) + G_J(\rho, T) + G_p(t) = 0, \quad (2)$$

式中首项代表热导,第二项为蓄热,第三项为热迁移,它们都是有利于稳定性的因素。后两项描写发热源,即正常相或磁通流动态的焦耳热 G_J 和机械扰动热脉冲 G_p 。

Stekly 全稳定判据就是应用零维模型,由方程(2)的稳态解 $G_J(T) = G_p(T)$ 给出的。

下面分别叙述新近的一些发展。

(1) 最小传播区冷端理论 (MPZ 冷端理论)

1969年 Maddock 等人^[14]基于一维稳态模型考察了复合导体中一段相当长的正常区(热端)和超导区(冷端)间的平衡,导出了等面积定理:

$$\int_{T_b}^{T_2} [Q(T) - G(T)]K(T)dT = 0, \quad (3)$$

这里 T_b 和 T_2 分别是冷端和热端的温度。

近来, Wilson 等人^[15]对等面积定理作了推广,计及热导对冷却的贡献,应用一维和二维稳态模型,寻求有限的正常区和超导区间的平衡条件。这一理论被称为 MPZ 冷端理论。其基本思想是,当正常区的大小有限,正常区的发热不能被冷却所补偿时,超过冷却的那部分热量可以沿导体传到较冷区域,并在那里移向冷剂。图2是这一物理思想的说明。图中的生热曲线 G_J 相应于等面积定理。对于更高的生热水平 G'_J , $\theta'_{\max}$ 以下冷却和生热曲线包围的净面积相等。高于 $\theta'_{\max}$,超过冷却的那部分热量传导到冷区移入冷剂。从而,正常区和超导区在一定条件下达到平衡。此时的正常区即称为最小传播区(MPZ)。但是,这一平衡是不稳定的。如果正常区较 MPZ 为小,它将收缩并消失。反之,它将无限地生长。因此,MPZ 是恢复和失去超导运行模式的临界尺寸,是总生热等于总冷却的平衡点。

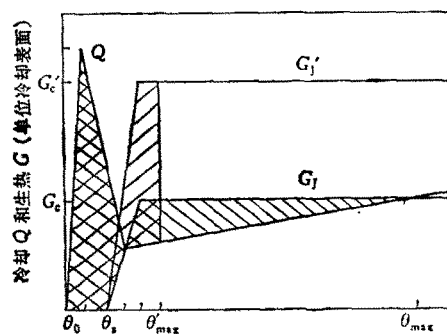


图2 典型的生热和冷却曲线($\theta \equiv T - T_b$)

为给出上述稳态理论的清晰物理图象,可以应用简化的一维模型,对不同的参量 α ,计算平衡温度分布随正常区长度变化的曲线,结果如图3所示。图中, G_p 为单位面积扰动热脉冲功率, $\rho j^2(AK/hP)^{1/2}$ 表征单位表面焦耳热功率, X 为正常区半长度。可以看出,(a)区对应 MPZ 稳定,MPZ 是有限的。(b)区对应等面积判据,其正常区相当长。(c)区对应全稳定,其正常区无限长。当 G_p 一定时,MPZ 冷端稳定

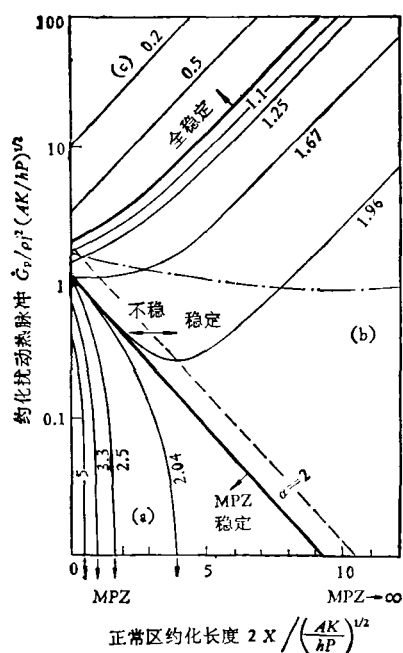


图3 平衡温度分布随正常区长度的变化

给出最高的全电流密度。

借用 MPZ 这一概念，可以通过简单的稳态理论描写超导体的瞬态行为特征，对系统的稳定性作出预言。事实上，这已经成为设计在更高的释热水平下运行的稳定化超导体的指导思想。正因为如此，研究以最小脉冲能量和最小传播区为判据的稳定性理论，成为磁体物理最活跃的理论前沿之一。

(2) 临界电流余量判据 (CCM 判据)^[16]

根据临界电流余量判据，设计的磁体受到扰动后或者处于完全的连续的超导态，或者被

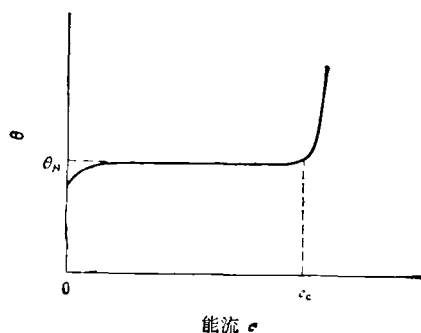


图4 简化的传热曲线

驱入正常态，不存在从局部失超的恢复。

图4为简化的导体表面向液氮的传热曲线。可以看出，如果导体表面的能流 $e \leq e_c$ (e_c 为临界能流)，表面温升 $\theta \leq \theta_N = T_N - T_b$ (T_N 为氮沸腾突变温度， $\theta_N \sim 0.2-0.4K$)，热迁移将始终处于核沸腾区，冷却条件最好。CCM 判据的基本思想是，当导体的临界温度和运行温度间的温度余量 $\theta_c (= T_c - T)$ 大于 θ_N 时，良好的冷却能保证导体受扰后仍处于超导态。因为临界温度是磁场和电流的减函数，欲使 θ_c 足够大，满足 $\theta_c > \theta_N$ ，超导体必须具有较高的上临界场和临界电流，即临界电流和运行电流间必须有足够的余量。稳定性条件是

$$\frac{I_{op}}{I_c(B_m)} = i_m \leq \frac{I_c(B_m) - T_N}{T_c(B_m) - T_b} \quad (4)$$

其中 I_{op} 为运行电流， $I_c(B_m)$ 、 $T_c(B_m)$ 分别是运行场下的临界电流和临界温度。最大许用扰

动能密度为 $E_c = \frac{Pe_c}{A}$ 。

CCM 判据把重点放在完全的超导运行上，这类似于绝热稳定，可以减少敷铜量，提高填充因子，增加全电流密度。因为传热始终处于核沸腾区，良好的冷却使得导体能经受较强的扰动，这又类似于低温稳定。选用高 J_c 、高 H_{c2} 的材料对提高稳定性极为有利。为了实现 CCM 判据，对导体工艺已提出了一些初步设想。

基于 CCM 判据设计的磁体中一旦正常区成核，即会以很大的速度传播，这使失超保护问题变得非常严重。尽管如此，它仍能达到较 MPZ 冷端理论为高的稳定性。

(3) 瞬态稳定

在高应力，结构复杂的磁体系统中很难完全消除瞬时热脉冲。对于电流密度很高且受到瞬态脉冲扰动的系统，稳态理论不再适用，必须应用瞬态稳定理论。后者主要基于两个事实：

(a) 在磁体绕组中适当增加局部热容量，可以有效地吸收瞬时热脉冲，加强绕组抗机械扰动的能力。

(b) 瞬态条件下，导体向液氮的传热特性有所改善，瞬态传热系数约为 $5 \times 10^4 Wm^{-1}$ 。

K^{-1[17]}。文献[18]研究了裸铜表面向液氮的热迁移, 结果为

$$Q_c(\theta) = Q_s(\theta) + a(\theta) \frac{d\theta}{dt}, \quad (5)$$

其中 Q_c 是通过单位冷却表面的总热流, Q_s 为稳态热流, 比例系数 $a(\theta)$ 与液氮的热容有关。

对于瞬态稳定, Schmidt 曾提出如下模型: 绕组中出现瞬时热脉冲时, 热量扩散到导体表面附近的液氮层中。如果所吸收的热量足以气化这层液氮, 将发生氮沸腾向膜沸腾区的突变。倘若在此之前脉冲源消失, 系统将恢复超导运行。对于给定的脉冲时间, 可以被稳定吸收的热量由扩散层液氮的潜热给出^[19]。

鉴于 HeII 具有独特的热扩散性质, 其有效热扩散率和低温下铜的热扩散率相近, 约为 $0.1-1\text{m}^2/\text{s}$ 。因而, 使用超流 HeII 冷却, 将获得更高的瞬态稳定性^[20]。

为了充分发挥瞬态热迁移的潜力, 应尽量增大导体的表面积与体积之比(即 P/A)。这可通过在复合导体表面烧结一层渗透性良好的金属粉粒来实现。目前一般认为磁体系统中的瞬态扰动的能量密度在 10^3-10^4Jm^{-3} 之间。经烧结处理的复合导体可以稳定地经受能量密度为 10^5Jm^{-3} 的瞬态扰动, 这将使安全余量提高一个数量级。用这种导体绕制的磁体很可能达到短样特性而不发生退化和锻炼^[19]。

(4) 内冷超导体

建立液氮或冷氮气流动态下超导磁体的稳定性判据, 也是一个为人们所重视的课题。在强迫流动条件下的内冷导体就是一种具体形式。

内冷超导体具有良好的冷却特性, 抗机械扰动的能力较强, 结构紧凑, 这使它在大规模 MHD(磁流体发电机)及聚变磁体中得到应用。文献[21]对内冷超导体发展的历史和现状作了评述。

内冷超导体的稳定性可用稳定性裕度 ΔH 来衡量。 ΔH 是导体可以稳定承受的最大脉冲能量密度。内冷复合导体的独特性质, 是其稳定性裕度的多值性。在 $\Delta H-I-v$ 三维空间中, 形

成折迭的稳定性曲面, 如图 5 所示。图中对应 B 点的传输电流称为极限电流 I_{lim} 。当 $I < I_{\text{lim}}$ 时, ΔH 是单值的, 且取上稳定性裕度。内冷超导体中的传输电流一般不应超过极限电流。

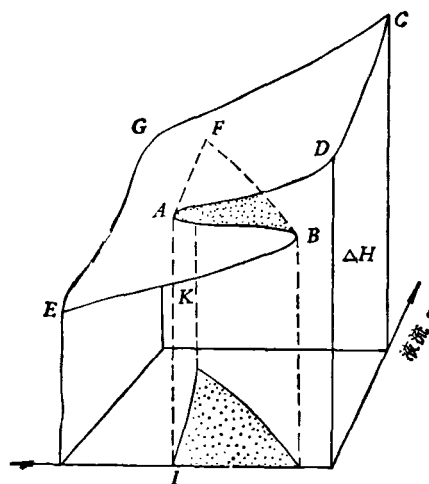


图 5 稳定性裕度曲面^[11]

(5) 关于正常区传播速度

正常区传播速度的理论和实验虽然超出了稳定性的范畴, 但却为稳定理论的建立提供了重要的分析方法和有效的实验手段, 因此成为近几年讨论的重要课题之一。特别是正常区传播速度对传输电流的不对称性^[22], 超导体中电流分流区的运动在一定条件下激发变化的电流和电场^[23], 以及正常区传播速度与超导体细丝在基体中的具体分布间的关系^[24]等都引起了人们的很大兴趣。

3. 动态稳定

(1) 基本方程及其结果

当受到温度涨落扰动后, 超导体中有可能同时出现磁扩散过程, 热扩散过程和范性形变发展过程。它们既彼此联系又相互制约, 影响着扰动的发展, 决定了超导体的动态稳定性。

对于复合导体, 设其温度、电场和磁感应强度从稳态值的涨落分别为 θ , E 和 B , 过程的动力学由下面的热扩散方程和 Maxwell 方程所决定,

$$\nabla \times E = - \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (6)$$

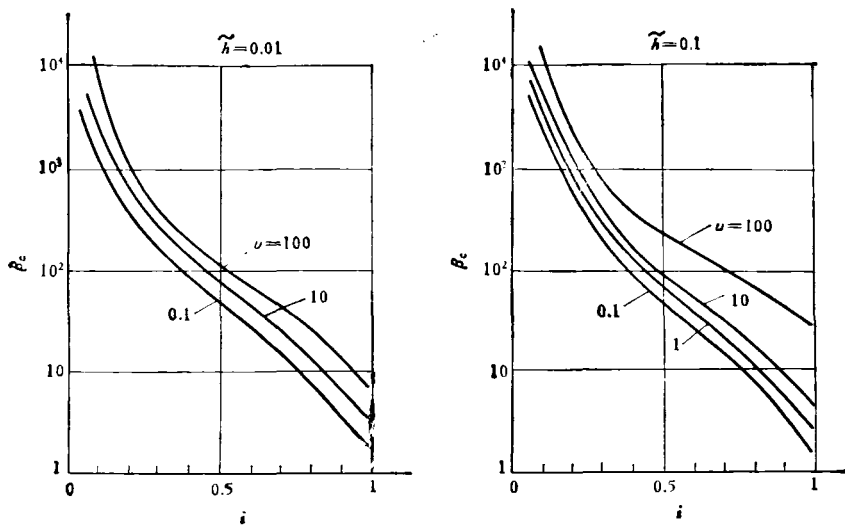


图6 β_c 随 i, ν 变化的关系曲线^[12]

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \eta \mathbf{J}, \quad (7)$$

$$C \frac{\partial \theta}{\partial t} = \eta \mathbf{J}_c \cdot \mathbf{E} + \nabla \cdot (K \nabla \theta), \quad (8)$$

其中 C, K, ρ 为相应的复合导体的等效电、热物理量, η 为超导体所占的体积分数. 利用 Bean 临界态模型, 结合上述三个方程可得一四阶定态微分方程. 针对给定的导体几何和磁热边界条件可以确定本征值 λ 的谱. 稳定性判据为 $\lambda \leq 0$.

Duchateau 等人对多丝复合导体的动态稳定性作了较详尽的研究^[5]. 在他们的理论中, 决定稳定性的四个主要参量是: (a) 自场稳定性参量 $\beta = \mu_0 (\eta J_c)^2 R^2 / CT_0$; (b) 约化传输电流 $i = I/I_c$; (c) 热磁扩散率比 $\nu = D_\theta / D_m$; (d) 约化传热系数 $\tilde{h} = hR/K$. 其中 R 为复合线半径, $T_0 = -J_c \left(\frac{\partial J_c}{\partial T} \right)^{-1}$ 为超导体的特征温度.

图6为数字计算给出的临界自场稳定性参量 β_c 随 i 和 $\tilde{h}, \nu$ 变化的曲线. 对于给定的 $i, \tilde{h}$ 和 ν 值, 稳定性区域处于 β_c 曲线之下. 应用上述曲线可以推出退化的失超电流 i .

经过浸渍处理的多丝 Nb-Ti 磁体的实际性能表明, 文献[5]对失超电流的预言仍然是保守的. 其原因可能来自他们对导体中自场分布所作的简化假设. 查明传输电流在导体内的真

实分布, 将有助于应用上述理论预言失超退化电流.

文献[5]还就一维无限平板模型, 在 $\tilde{h} < 0.1$ 和通有临界传输电流的条件下, 给出

$$\beta_c = 3 \left[1 + \left(\frac{8}{5} \nu \tilde{h} \right)^{1/2} + \frac{1}{20} \tilde{h} (7 + \nu) \right]. \quad (9)$$

在绝热条件下, $\tilde{h} = 0$, 故 $\beta_c = 3$. 这可以表为

$$R \leq \frac{1}{\eta J_c} \left(\frac{3CT_0}{\mu_0} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

对硬超导体有

$$R \leq \frac{1}{J_c} \left(\frac{3CT_0}{\mu_0} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

(11)式正是绝热稳定判据. 因此, 绝热稳定是动态稳定的一种特殊情况 ($\tilde{h} = 0$).

(2) 计及应力效应的动态稳定判据

迄今为止, 对超导材料范性屈服条件下的临界态稳定性研究得很少. 对于磁体系统中的锻炼效应, 现已提出多种机制进行解释^[12]. 最近实验观察到在较大的应力作用下, 超导材料短样中也存在锻炼现象. 这说明锻炼效应与材料本身的机械性质密切相关.

文献[25]考察了临界态的磁热、机械不稳定性, 对于圆形截面的复合导体, 导出计及应力效应的临界态稳定性判据为

$$\rho J_c \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \right| \left(\frac{I}{I_c} \right) + \sigma \left(\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial T} \right) < 2h/R, \quad (12)$$

其中 σ 为外应力, $\dot{\epsilon}$ 为范性形变速率。该式表明, 失超电流依赖于材料的机械性质 $\frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial T}$ 、应力 σ 以及冷却条件、导体尺寸等。

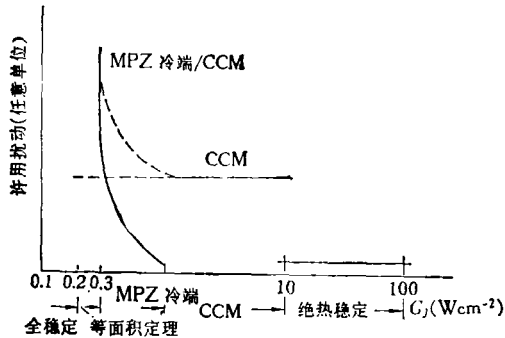


图7 不同判据的许用扰动和 G_J 值^[16]

以上简要地评述了稳定性理论的发展现状和主要结果。不同稳定性判据所许用的扰动和单位冷却表面的正常相发热功率如图7所示。

四、结 语

近二十年来, 稳定性理论和技术取得了很大的进展。所使用的物理模型从零维发展到一维、二维、三维; 从稳态发展到瞬态; 从单一地考虑导体中的热平衡过程发展到综合分析温度扰动和范性跃变、磁扩散及热平衡过程间的相互关系。各种稳定性理论和技术彼此渗透, 相互补充, 代表了新的发展方向。计算机数字计算和热脉冲模拟实验是研究磁体稳定性的有力手段。但是, 人们对稳定性的认识并未就此完结。在进一步提高磁体系统抗扰动能力, 提高全电流密度方面, 仍有一定的潜力。对磁体中的扰动谱, 特别是“锻炼”的机制, 还缺少系统、全面、

深刻的认识。建立计及应力效应的稳定性判据的工作还刚刚开始。探索高 J_c 、高 H_{c2} 、特别是高 J_c 的超导材料, 研制内禀稳定的超导体, 会引起稳定理论和技术深刻变革。然而, 这方面的工作目前还未取得重大的突破。现有的稳定性判据, 基本上是唯象的理论, 从微观上探索不稳定性的机理, 对稳定性作出预言, 是磁体物理的重大课题。

参 考 文 献

- [1] A. R. Kantrowitz, Z. J. J. Stekly, *Appl. Phys. Lett.*, **8**(1965), 56.
- [2] P. F. Chester, *Rep. Prog. Phys.*, **30** (1967), 561.
- [3] K. Koyama, *J. Appl. Phys.*, **44** (1973), 5531.
- [4] M. G. Kremlev et al., *J. Phys. D*, **9** (1976), 279.
- [5] J. J. Duchateau, B. Turck, *J. Appl. Phys.*, **46** (1975), 4989.
- [6] R. G. Mints et al., *J. Phys. D*, **8** (1975), 1769.
- [7] W. A. Fietz et al., *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-11** (1975), 559.
- [8] Wilson M. N. *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-13** (1977), 440.
- [9] Iwasa Y. et al., *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-15** (1979), 197.
- [10] Kensley R. S. et al., *Cryo.*, **20** (1980), 25.
- [11] 焦正宽、张其瑞等, 低温物理, **2**(1980), 280.
- [12] C. C. Koch et al., *Cryo.*, **17** (1977), 391.
- [13] Schmidt et al., *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-13** (1977), 116.
- [14] B. J. Maddock et al., *Cryo.*, **9** (1969), 261.
- [15] M. N. Wilson et al., *Cryo.*, **18** (1978), 17.
- [16] Y. Iwasa, *Cryo.*, **19** (1979), 705.
- [17] C. Schmidt, *Appl. Phys. Lett.*, **32** (1978), 827.
- [18] Y. Iwasa et al., *Cryo.*, **18** (1978), 267.
- [19] D. E. Baynham et al., *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-17** (1981), 732.
- [20] S. W. Van Sciver, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-17** (1981), 747.
- [21] L. Dreaner, *Cryo.*, **20** (1980), 558.
- [22] A. Gurevich et al., *Cryo.*, **20** (1980), 102.
- [23] A. Gurevich et al., *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-17** (1981), 220.
- [24] O. P. Anashkin et al., *Cryo.*, **21** (1981), 169.
- [25] R. G. Mints, *J. Phys. D*, **13** (1980), 847.