

氧化物超导体的磁通动力学*

冯 双 久

(电子科技大学信息材料工程学院, 成都 610054)

徐 政

(同济大学材料科学与工程系, 上海 200092)

摘 要 考虑到氧化物高温超导体与传统超导体磁性质之间的不同之处, 文章从不可逆线的解释, Anderson 模型的一种修正方案以及对 $S-T$ 关系曲线的解释等三个方面对高温超导体的磁通动力学行为作了简要的介绍.

关键词 高温超导体, 磁通动力学, 不可逆线

Abstract A simple introduction to the flux dynamics of high-temperature superconductors is presented from the viewpoint of the difference between the magnetic properties of high-temperature superconductors and conventional superconductors. In particular, the interpretation of the $S-T$ curve is discussed.

Key words high-temperature superconductors, flux dynamics, irreversibility line

对超导体研究的广泛兴趣来自于它所具有的极为广阔的应用前景, 而超导体的实际应用又是同它的磁学性质紧密相联系的, 因此对超导体磁性质的研究一直是众人关注的热点问题. 氧化物高温超导体的发现实现了人们所梦寐以求的对超导临界温度 T_c 的突破, 更加激起了人们对这类材料应用前景的看好. 与传统超导体相比, 氧化物高温超导体具有其自身的特点: 一是该类超导体具有准二维层状结构和强烈的各向异性特性; 二是它的 χ 值极大而相干长度 ξ 很小, 是极端 II 类超导体. 由于 T_c 的升高, 高温超导体中的热激发作用比传统超导体中要强烈得多, 因而氧化物高温超导体显示出比传统超导体更丰富、更复杂的磁结构和磁通动力学行为. 本文将从以下三个方面简略介绍氧化物高温超导体的磁通动力学行为: (1) 对不可逆线不同解释之间的争论; (2) 对 Anderson 热激发磁通蠕动模型的一种修正方案; (3) 归一化磁化弛豫率 S 与温度 T 关系曲线中出现平台的几种解释.

1 对不可逆线不同解释间的争论

1.1 问题的提出

对氧化物高温超导体磁性质进行研究的最经典工作也是由 Müller 等人^[1]完成的. 他们对 LaBaCuO 系超导体磁性质的研究发现, 磁场中冷却 (FC) 和零场中冷却 (ZFC) 样品的磁化曲线 $M(T)$ (或 $\chi(T)$) 被一个与磁场有关的温度 T_{CH} 划分为两个区域, $T < T_{CH}$ 时, FC 与 ZFC 的磁矩不同; $T > T_{CH}$ 时, FC 与 ZFC 的磁矩相同. 改变磁场 H , T_{CH} 也随之改变, 并遵循所谓的准 de Almeida-Thouless 关系:

$$1 - \frac{T_{CH}}{T_{c0}} = AH^q, \quad (1)$$

其中 T_{c0} 为零场时的超导转变温度, A 为常数, $q \approx \frac{2}{3}$. 后来就将 T_{CH} 称为不可逆线. 不可逆线的发现是一项极为重要的工作, 虽说在临界温度较高的合金超导体磁性质研究中发现过类似

* 1995年4月11日收到初稿, 1995年10月18日收到修改稿.

的行为,但却没有给以足够的重视.随后对其他系列的氧化物超导体的实验研究发现,不可逆线的存在在这类超导体中具有普遍性,对不可逆线的解释成了说明氧化物超导体磁通动力学行为的一个不可回避的首要问题.同时 Müller 等从实验结果中还发现,超导体磁化强度随时间的衰减并不遵从经典的热激发磁通蠕动模型所预言的对数规律,并提出了超导玻璃态的概念⁽²⁾.

1.2 磁通蠕动模型

首先由 Anderson 提出的热激发磁通蠕动模型成功地解释了传统超导体的磁化弛豫过程,把它应用于说明氧化物高温超导体的磁性也是顺理成章的事⁽²⁾.利用这一模型解释氧化物超导体不可逆线的工作首先由 Yeshurun 等人⁽³⁾完成.他们研究了单晶 YBaCuO 的磁化弛豫行为,认为磁通钉扎势垒可以表示为激发体积 $\frac{\phi_0 \xi}{\beta}$ 乘以凝聚能 $\frac{1}{2} \mu_0 H_c^2$,利用磁通蠕动模型,可得不可逆线的表达式为

$$1 - \frac{T_{CH}}{T_{c0}} = \left[\frac{8\pi f^2 B k T_c \ln(dB\Omega/E_c)}{2.56 H_{c0}^2 \phi_0 \xi_0} \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (2)$$

与 Müller 等人的实验结果是相吻合的.因此人们认为,利用经典的磁通蠕动模型是可以解释氧化物超导体的磁通动力学行为的.但由于弱的钉扎和明显的热激发作用,氧化物超导体中的磁通蠕动将比传统超导体要剧烈得多,即氧化物超导体中会发生所谓的“巨磁通蠕动”.但有一点必须说明,这种解释是依赖于激发体积的具体表达形式的.值得注意的是, Tinkham⁽⁴⁾在解释磁场中 $R-T$ 转变展宽效应时也采用了同样的激发体积形式,成功地解释了实验现象.由此可见,激发体积的这种表达形式反映了某种物理实质,对其物理基础作进一步的探讨是有意义的.

经过一些修正后的热激发磁通蠕动模型除了成功地解释了不可逆线之外,还成功地解释了许多其他磁通动力学性质.但实验中发现的 $S-T$ 关系曲线在中温区出现平台的现象⁽⁵⁾被认为是热激发磁通蠕动模型的框架中无法给出

合理解释的.另外, Feigel'man 等⁽⁶⁾提出的“集体钉扎”模型可以看作是经典磁通蠕动模型的修正.此模型认为,由于磁通钉扎很弱,磁通钉扎和磁通蠕动都存在“集体效应”,这与“巨磁通蠕动”有相似之处.与 Anderson 模型相比,集体钉扎模型只是将钉扎势随电流的线性变化修正为指数形式变化,它能很好地说明 $S-T$ 关系曲线,同时对不可逆线的解释又类似于下面将要讨论的“磁通涡旋融化模型”所给出的结果相类似.

1.3 磁通涡旋融化模型

磁通涡旋的融化模型的提出多少是与氧化物超导体的结构特征相联系的.最简单的方案就是采用 Lindermann 判据或是采用自有序态向各向同性液态转变的 $K-T$ 相变理论来描述,融化温度 T_g 即为不可逆线.但实验观察表明⁽⁷⁾,即使在低温下,磁通涡旋格子也只存在短程有序,因此无论是应用 $K-T$ 相变理论还是利用 Lindermann 判据都是有问题的.考虑到超导体的准二维特性,根据二维超导体的 LD 模型,层状超导体可以看作是由超导层与正常层周期性交替堆砌而成的,它的磁通线结构可以看作是由处于超导层中的相互耦合的饼涡旋组成,相邻超导层内的饼涡旋又是通过正常层中的 Josephson 涡旋相互吸引,而这种相互吸引作用是比较弱的.因此 Nelson 提出⁽⁸⁾,在温度较高时,磁通线的段落(即一个或若干个饼涡旋)将发生 Brown 运动,因而形成磁通线的纠结,变为涡旋液态,不可逆线就是磁通格子融化温度 T_g ,这就是磁通格子融化模型.另外, Fisher⁽⁹⁾基于自旋玻璃理论认为,低温下涡旋点阵具有短程有序,是涡旋玻璃态,而不可逆线对应的即是与随机缺陷相联系的磁通涡旋玻璃态到涡旋液态的转变,此即磁通玻璃态模型.磁通涡旋融化模型除了可以成功地解释不可逆线之外,也可以解释超导体的许多其他磁通动力学现象.

用以说明氧化物高温超导体磁通动力学行为的这两类模型之间存在许多争论,争论的焦点集中在对不可逆线的解释上,磁通涡旋融化模型认为,在融化温度 T_g 以下,超导体是处于

物理

真实的零电阻状态,而磁通蠕动模型则认为,即使在不可逆线之下,也应该存在形式为

$$\rho_{\text{TAF}} = \rho_0 \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) \quad (3)$$

的热激发磁通流阻.但 T_c 以下超导体的电阻是无法测量的,很难给出判据性结论.同时由于超导材料微结构的复杂性,实验结果间也存在自相矛盾之处,因而这种争论将会继续下去.目前人们认为集体钉扎模型是一个比较成功的理论模型,而在涡旋融化模型的研究方面却非常活跃.

最近,关于涡旋融化模型方面又提出了一些新的理论:一是由 Nelson 等提出的与圆柱状缺陷相联系的玻色玻璃态到液态的转变理论^[10,11];另一种是所谓的倾斜玻璃态(不仅磁通涡旋在一个截面上的分布是短程有序的,而且涡旋线在超导体内也是倾斜的)到液态的转变理论^[11,12];还有一种是利用平均场理论中的密度函数理论而发展的涡旋液态凝固理论^[13].这些理论的提出一方面是由于一些新的实验结果的出现,另一方面也是为了简化理论计算.例如,磁通格子融化理论是不需要钉扎中心的存在,因此该模型预言不可逆线的位置应该是独立于钉扎中心的. Civale 等人的实验结果表明,中子辐照可提高超导临界电流,对不可逆线的位置几乎没有影响^[5],但离子辐照产生的圆柱状缺陷,却使得不可逆线向高温高场方向移动^[14].为了解释这一现象,才发展了玻色玻璃态到液态的转变理论.

近期此方面的实验研究也十分活跃. Jiang 等^[15]发现 YBaCuO 中磁通涡旋融化温度是独立于材料中的点缺陷密度的,这与磁通格子融化理论的预言是一致的.另一方面通过计算机蒙特卡罗模拟实验得出:阻滞回线(外场下由高温到低温和由低温到高温的 $R-T$ 曲线在 T_c 附近不重合而产生的一个闭合回线)的出现可以作为涡旋固态到液态的一级相变的实验证据^[16],实验中也的确发现了阻滞回线的存在^[17].但 Jiang 等^[18]认为此现象并非是一级相变存在的直接证据,并对此现象提出了新的解

释.同时在不可逆线的结构方面也发现了一些更细微的结构特征,在此就不作详细介绍.

不仅磁通蠕动模型与融化模型之间存在争论,涡旋融化模型内不同理论之间也不完全相同,相互之间也存在争论.相信这一争论将会加深我们对高温超导体磁通动力学行为的认识乃至认清不可逆线的本质.

2 对 Anderson 模型的一种修正方案

上面提到的集体钉扎模型就可以看作是 Anderson 模型的一种比较成功的修正方案,此处我们要介绍的是另一种物理思想明确的修正方案.

Anderson 的热激发磁通蠕动模型是用以说明传统超导体磁化弛豫的一个非常成功的模型.该模型认为,处于钉扎中心的磁通线(或磁通线束)在外力不足以克服钉扎力的情况下,由于热激发作用也会从一个钉扎位置跳跃到相邻的另一个钉扎位置,这就是所谓的热激发磁通蠕动,它是导致超导体磁化弛豫产生的原因.如果是处于临界态,磁通跳跃是处于一种动态平衡状态,但当超导体中磁通线密度分布不均匀时,磁通线就会向磁通密度减小的方向作定向运动.在将有效势看作是电流密度的线性函数,并假设磁通线的跳跃速度遵循指数规律的情况下,可得到超导体的磁化强度随时间的变化关系:

$$M(t) = M_0 \left[1 - \frac{kT}{U_0} \ln\left(\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (4)$$

其中 τ 是有效跳跃的孕育时间.(4)式即是著名的 $M(t)$ 按时间的对数衰减规律.

Anderson 模型显然是将磁通线的跳跃看作是独立运动,没有考虑磁通线之间的相互作用,而且磁通线的跳跃也是一步步的,即只会跳跃到相邻的钉扎中心.这种近似在钉扎势较强而热激发作用又相对较弱的情况下是正确的,因为此时磁通线跳跃的速度很慢,多个磁通线同时跃起的机会很小,因而磁通线在跳跃时发生相互碰撞的机会几乎是零,相互作用可忽略.

这也正是传统超导体中存在的实际情况,因此 Anderson 模型应用于传统超导体中是非常成功的.但对氧化物高温超导体,由于热激发作用的明显加剧,磁通跳跃就会变得剧烈得多,磁通线之间相互作用的影响就不能忽略了,特别是在磁化弛豫开始阶段,磁通线间的相互作用尤为显著.图1是磁通线两类相互作用的示意图,过程1是 A 位与 B 位同时跳起的磁通线在空中相互碰撞导致它们会同时跳跃若干步而不是一步;过程2是 C 位的磁通线跳跃到 D 位,使得处于 D 位的近临界态磁通线获得能量,激发起 D 位的磁通线与 C 位磁通线同时发生跳跃,这样磁通线跳跃会逐步“放大”,导致磁通线的雪崩式运动.由于磁通相互作用的存在,Anderson 模型显然就不适应了.实验中也的确发现,氧化物高温超导体的磁化强度衰减在开始时并不遵从时间对数规律性,只有在足够长的时间后才遵从这一规律性. Anderson 模型应用于氧化物高温超导体时必须作适当的修正.

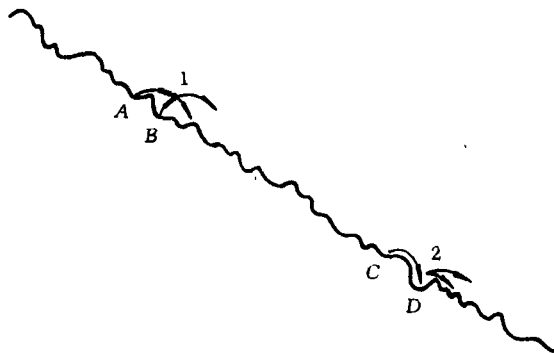


图1 磁通线相互作用示意图

由 Bak 等^[19]发展起来的自组织临界态模型(SOC)用以描述类似于被围于箱体里的沙子在撤去四周的挡板后的运动过程.很明显,在刚撤去挡板时,沙会迅速地自四周塌下来,但慢慢就形成了沙丘状,沙粒的运动变得缓慢下来,直到很长一段时间后,只能偶尔观察到一两颗沙粒从沙丘上向下滑动了.根据氧化物超导体磁化弛豫过程中的磁通线运动与这种沙丘运动的相似性, Wang 和 Shi^[20]应用 SOC 模型来讨论氧化物高温超导体的磁化弛豫过程,将有效激发

能表示为

$$U_{\text{avl}} = kTA + akT \ln[1 - (j/j_c)] + U_0[1 - (j/j_c)^p], \quad (5)$$

其中第一项是常数项,第二项是与磁通雪崩相关的项,第三项是热激发项,取 $\beta=1$ 即是 Anderson 模型.当取适当的参量时,氧化物超导体的实验结果同(5)式是可以相吻合的,而且随着 t 的增大, j/j_c 将逐渐减小并趋于零,因此第二项也将趋于零,这表明磁通雪崩项的作用随 t 的增大而越来越不明了. t 足够大之后, (5) 式就可以近似表示为集体钉扎模型的结果. SOC 模型中由于引入了与磁通雪崩相关的项,使得它比 Anderson 模型更能说明氧化物高温超导体的磁化弛豫问题,我们认为 SOC 模型是经典热激发磁通蠕动模型的一个比较好的修正方案.

3 S-T 关系曲线出现平台的几种解释

实验研究发现^[5],归一化磁化弛豫率 S 与温度 T 的关系曲线在中温区出现一个平台.这是氧化物高温超导体中特有的现象,也是它的磁通动力学不同于传统超导体的一种表现.这一现象被认为是在经典热激发磁通蠕动模型的框架中无法给出合理解释的,因为在热激发磁通蠕动模型中, S 与 T 的关系是由有效钉扎势垒对温度的依赖关系所决定的,而有效钉扎势垒只是温度的单调减函数,无法说明中温区存在的平台.目前被人们所广泛接受的解释是基于集体钉扎理论给出的^[21].集体钉扎理论可以看作是将 Anderson 模型“外推”到高温区,将线性临界电流公式改写为如下的指数形式:

$$J(T, t) = J_{c0} / [1 + (\mu kT / U_0) \ln(t/t_{\text{eff}})]^{1/\mu}, \quad (6)$$

此处 μ 为指数因子.由此可得 S 与 T 的关系:

$$S = kT / [U_0 + \mu_0 kT \ln(t/t_{\text{eff}})]. \quad (7)$$

在 $kT \gg U_0$ 的极限下,可以得到

$$S = 1/\mu \ln(t/t_{\text{eff}}). \quad (8)$$

除非 μ 和 t_{eff} 都强烈地依赖于温度,否则在一定

物理

的温区内 S 是与 T 关系不大的量,这就预言了 S 在一定的温区会出现平台.但仔细作一番分析,这种解释也是有问题的,如果在中温区就已满足 $kT \gg U_0$ 的关系,那么在高温区磁通钉扎的影响就可以完全忽略了,氧化物高温超导体也就可以看作是理想的 II 类超导体,它的零电阻载流能力应该是非常弱的,这与超导体在液氮温区仍有较强的零电阻载流能力的实验结果是相矛盾的.同时当存在 $kT \gg U_0$ 时,磁通线几乎是可以自由移动的了, S 还可以维持在 0.03 左右的水平上吗?

同时实验上也发现,由集体钉扎模型所预言的 $I-V$ 关系曲线与实验结果是存在矛盾的.为了避免集体钉扎模型的这一困难,尹道乐等^[22]提出了扩展磁通蠕动模型,将描述磁通线运动耗散的 Bardeen-Stephen 项包括在磁通激发项中,用以说明高温超导体的磁通动力学行为.但对此也有不同的看法,认为不能将耗散项与磁通激发项等价.

我们¹⁾曾对超导体的磁通钉扎机制作了一番详细的分析,考虑了处于磁通核中的超导体的磁性质对钉扎势的影响,利用一个简单的模型,得到了超导体的磁通钉扎势的表达式为

$$U_0 \approx \frac{\mu_0 l (HM - H_1 M_1) \cdot v}{2d}, \quad (9)$$

其中 d 为超导体的厚度, l 是作为磁通钉扎中心的杂质粒子平行于磁场方向的线度, H, M 为处于磁通核内超导体中的磁场及对应的磁化强度, H_1, M_1 分别为杂质粒子中的磁场及其对应的磁化强度, v 是钉扎中心的体积.(9)式中的钉扎势 U_0 与一般的由凝聚能钉扎机制所给出的钉扎势的不同之处在于它对温度的依赖关系在不同的温区是由不同的机制起决定性作用的.高温区主要由 H_c 对 T 的依赖关系起决定作用,而在低温区则由顺磁磁化率 χ (H 与 M 及 H_1 与 M_1 之间都应该满足 $M = \chi H$ 的关系,并且 $\chi(T)$ 服从 Curie-Weiss 定律)对 T 的依赖关系起决定性作用,而在中温区这两种机制都起作用,但作用又都不明显,导致 $S-T$ 关系曲线在中温区出现平台.这种解释也完全适用

于传统超导体的情况,只是因为传统超导体中这两种机制在相同的温区起决定作用,无法显示出平台罢了.这种解释是完全基于热激发磁通蠕动模型的,我们的结论是,造成磁通蠕动模型“无法合理解释” $S-T$ 关系曲线的结论,其原因并不在于此模型本身,而是没有给出合理的磁通钉扎势的表达式.必须指出的是,我们上述的解释是建立在一定的假设基础上的,是否正确仍需要实验结果的验证.

应该说,氧化物高温超导体的磁通动力学问题是一个相当复杂的问题,对有些方面目前我们还知之甚少,因而要作一个全面的介绍是困难的.本文中我们从以上三个方面对高温超导体的磁通动力学作了简单的介绍,而且主要着重于基本物理思想的介绍.希望通过上述的介绍,能让读者对高温超导体的磁通动力学性质有一个概略的了解.

参 考 文 献

- [1] K. A. Müller, T. Takashige and J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987),1143.
- [2] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.*, **9**(1962),309.
- [3] Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988),2202.
- [4] M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988),1658.
- [5] L. Civale et al., *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990),1164.
- [6] M. V. Feigel'man et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989),2303.
- [7] P. L. Gemmal et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987),2592.
- [8] D. R. Nelson, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988),1973.
- [9] M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989),1415.
- [10] D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992),2398; *Phys. Rev. B*, **48**(1993),13060.
- [11] T. Hwa, D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993),3545; *Phys. Rev. B*, **48**(1993),1167.
- [12] N. C. Yeh et al., *Physica C*, **235-240**(1994),2659.
- [13] D. J. C. Jackson and M. P. Das, *Solid State Commun.*, **90**(1994),479.
- [14] L. Civale et al., *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991),648.
- [15] W. Jiang et al., *Phys. Rev. B*, **47**(1993),8308.
- [16] R. E. Hetzel, A. Sudbo and D. A. Huse, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992),518.

1) 冯双久,同济大学硕士学位论文,1994年12月.

- [17] W. K. Kowk et al., *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 3370; **72**(1994), 1088, 1092.
- [18] W. Jiang et al., *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 1438.
- [19] P. Bak, C. Tang and K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 381.
- [20] Z. Wang and D. Shi, *Phys. Rev. B*, **48**(1993), 4208, 9782.
- [21] A. P. Malozemoff and D. A. Fisher, *Phys. Rev. B*, **42**(1990), 6784.
- [22] D. L. Yin et al., *Z. Phys. B*, **94**(1994), 249.

控制混沌的原理及应用*

陈立群 刘延柱

(上海交通大学工程力学系, 上海 200240)

摘要 概述了控制混沌使其转化为周期性动力学行为的几种主要方案, 包括对受控系统施加外激励型控制的输送控制, 对受控混沌系统的可控参数施加小扰动以稳化周期性轨道的 OGY 方法, 以及应用自控技术中的自适应控制和常规反馈控制. 也介绍了控制混沌在数值实验和实验室实验中的应用. 最后还简介了控制混沌的若干发展动向.

关键词 控制混沌, 输送, 稳化, 自动化

有些确定性动态系统, 对初值的变化极为敏感, 失之毫厘, 差之千里, 因而呈现出类似随机性的动力学行为, 这类现象称为混沌. 过去 30 多年的研究表明, 混沌现象广泛在于物理、生物、生态、气象甚至经济、社会系统, 并非如古书所云“混沌相连, 视之不见”(《白虎通·天地》). 但混沌虽视之可见, 却仍难以驾驭, 这无给混沌的应用带来了困难.

近年来, 混沌看得见摸不着的局面有所改变. 在物理、数学和控制工程等专业研究者的努力下, 可以控制具有混沌性态的系统, 并开拓了某些应用领域, 例如, 稳定激光以提高其能量; 控制混沌非线性电路以传递通信信号; 将紊动流体层流化, 控制化学反应中的混沌振荡, 使不健康动物的不规则心脏跳动规则化等. 控制混沌是混沌理论走向应用的重要一步. 随着研究的深入普及, 将会发现它有更广泛的应用前景.

即使在自动化控制理论日趋成熟的今天, 控制混沌也不是容易的事情. 有的系统加控制后控制信号会驱使系统进入发散区而结束寿

命, 这正与一个古老的寓言暗合, “中央这帝为混沌”, 南海之王北海之王有意控制, “日凿一窃”, 结果却很不妙, “七日而混沌死”(《庄子·应帝王》). 所以控制混沌需要一些专门的方法, 借助这些方法, 尽管“天地混沌如鸡子”, 却可使“天地开辟, 阳清为天, 阴浊为地”(《三五历纪》). 本文介绍控制混沌的基本原理和若干应用.

1 控制混沌的基本原理

控制混沌就是要把非线性动态系统的混沌动力学行为转化为事先确定的平衡态、周期运动和准周期运动(统称为周期性动力学行为). 问题的关键并非仅仅抑制混沌运动(这往往可以通过改变系统参数甚至初值来实现), 而是要求达到事先确定的目标, 这就需要一些专门的方案.

* 国家教委博士点科研基金和冶金工业部高等学校应用基础科学研究基金资助项目.

1994 年 12 月 15 日收到初稿, 1995 年 3 月 1 日收到修改稿.