

在 Tokamak 装置中用中空超导环段 冻结环向磁场的设想

张 裕 恒

曹 效 文

(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)

1979年12月3日收到

提 要

本文提出一个设想: 即将 n 个中空超导圆柱体放置于 n 饼纵场线圈之中, 分段冻结环向磁场, 则其所需要的电功率将比常规线圈降低到 $2/n$ 倍。

我们知道超导材料的冻结场可近似地写为 $H_{fj}(r, T) \doteq H_{fj}(r, 0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$. 因此选定 $T = T_1$, 当轴向场 H 在大圆环的内壁达到 $H \geq H_{fj}(r, T_1)$ 时, 中空体的内边缘达到临界场, 则场进入中空区, 再使 H 降到零, 中空区就冻结了一个 $H_{fj}(r, T_1)$ 的场. 然后使这段中空超导段降温到远离 T_1 的 T_2 温度, 因此在冻结它邻近的另一个中空体时, 这个中空体将不受到影响。

由于这样获得环向场所需的功率降低了 $2/n$ 倍, 所以目前已经运转的中等大小装置的电源就能满足动力堆的需要。

由于冻结了磁场为 $H_{fj}(r, T_1)$ 的超导环段全处在 T_2 温度, 所以当等离子体电流建立后, 这些中空超导环还可以和平衡场、反馈场一起更好地平衡、稳定等离子体; 超导段与沿大环内向割缝的铜壳组合成一个组合体不仅大大地扩展铜壳稳定、平衡等离子体的作用, 而且还可以使铜壳壁减薄。

它与超导磁体相比, 虽然所需的电功率高, 但它恰可避免了超导磁体材料受到巨大的电磁力引起材料微小的机械位移造成的局部温升和长线不稳定问题。

一、引 言

受控热核反应能从根本上解决人类能源的问题, 因此它是近代科学中最活跃的领域之一。几十年来受控热核反应研究主要是解决加热和稳定等离子体两大问题。Tokamak (即环形电流器, 或称环流器) 系统正是因为它巧妙地利用外加轴向场 (又叫环向场或叫纵场) 和等离子体电流产生的角向场合成得到磁力线回转, 解决了环形磁约束装置中一个内在的不稳定问题, 所以人们认为它是可以实现受控热核反应的最有希望的途径之一。

目前, 解决加热问题则是向更高的场强和更大的体积发展。随着纵场线圈储能的增加, 所需的电源功率也将大大增加。例如现在已经运转的比较大的装置 T-4, TFR, 纵场磁能为 ~ 40 MJ, 而其线圈的欧姆损耗功率为 $80-120$ MW; 正设计中的 T-20 纵场磁能高达 5000 MJ, 总的电源功率达 2500 MW。很清楚, 更大的实验动力堆装置如仍用常规的室温线圈, 则所要求的功率将要达到不可想像的水平, 甚至使 Tokamak 型受控热核反

应堆的建造不可能实现。

为此,超导磁体的应用引起人们极大的重视。看来,没有超导磁体的应用,聚变反应堆在经济上就没有竞争能力,甚至聚变反应堆输出的能量不能自持。但超导磁体的应用立即碰到巨大的电磁力引起线材的机械位移而造成局部温升和长线不稳定及失超保护等问题。

本文提出的新设想是将一个中空超导环沿纵向等距切割成 n 段,每段置于 Tokamak 装置的 n 饼纵场线圈的两饼之间,分段冻结环向磁场可使纵场线圈所需的功率降低到常规纵场磁体线圈的 $2/n$ 倍。这样,中等大小的装置(如 T-4, TFR) 的电源就可以满足动力堆电源的需要;当等离子体电流建立后这些中空超导环可以和平衡场、反馈场一起去稳定平衡等离子体;超导段与沿大环内径方向割缝的铜壳组成组合导体,不仅大大地扩展了铜壳稳定、平衡等离子体的作用,而且还可使铜壳壁减薄。虽然它需要的电功率比超导磁体的电功率高得多,但它恰好可以避免超导磁体中由于巨大的电磁力引起线料微小的机械移动而造成的局部温升和长线不稳定等问题。

根据目前已达到的冻结磁场的水平 ($> 55 \text{ kG}^{[1]}$), 我们这一设想是有可能实现的。

二、新设想的原理

1. 冻结场

我们知道超导体有两个基本特性: 即电阻率 $\rho = 0$; 在超导体内的磁感应强度 $B = 0$ 。假如把超导体做成一个中空的无限长圆柱,沿圆柱的轴向加一个磁场 H (图 1)。

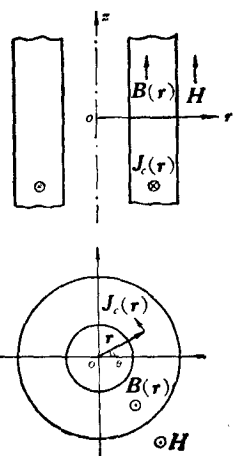


图 1 冻结磁通的原理

如果中空圆柱是 I 类超导体,则在 $H < H_c(T)$ 时, $H_c(T)$ 是超导体的临界场,圆柱的中空区磁场为零;当

$$H \geq H_c(T)$$

时,磁场全部进入中空区,即中空区的场为 H 。当减小场到 $H < H_c(T)$ 并逐渐到 $H = 0$ 时,由于超导体的 $\rho = 0$, $B = 0$, 则中空区保持着一个等于 $H_c(T)$ 的场,这个 $H_c(T)$ 就是冻结场。由于 I 类超导体的 H_c 很低(几百到几千高斯),因此没有什么应用价值。

理想的 II 类超导体有两个临界场 $H_{c1}(T)$ 和 $H_{c2}(T)$, 当 $H \leq H_{c1}(T)$ 时,和 I 类超导体一样,可以冻结一个 $H_{c1}(T)$ 的场值,而当 $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$ 时,超导体内已不保持 $B = 0$ 的状态,而是所谓迈斯纳态,这时超导体进入所谓混合态,虽然超导体的 $\rho = 0$,但超导体内的 $B \neq 0$, 这时场已渗透到超导圆柱的中空区。显然它不能冻结比 $H_{c1}(T)$ 高的场值。由于 $H_{c1}(T)$ 很低,况且理想的第 II 类超导体在混合态能承受电流的能力很小,所以理想的 II 类超导体亦没有应用价值。

对非理想的 II 类超导体^[2], 如果沿中空圆柱的轴向加场 H , 让 H 按 $0 \rightarrow H_D \rightarrow 0$ 改变,其中 $H_{c1}(T) < H_D < H_{c2}(T)$, 那么在 $0 \leq H \leq H_{Hj}$ 时,中空区的场为零,当 $H_{Hj} \leq$

$H \leq H_D$ 时, 场进入中空区, 当 H 从 $H_D \rightarrow 0$ 时, 中空区保持了一个冻结场 H_{fi} . H_{fi} 是一个较高的场, 它依赖于超导材料的比热 c 和特征温度 T_0 ,

$$T_0 = J_c / \left(- \frac{\partial J_c}{\partial T} \right),$$

J_c 是材料的临界电流. 它们的关系为^[1]

$$H_{fi}^2 = 10^7 \pi^3 c T_0. \quad (1)$$

为了提高 H_{fi} , 主要是要增加材料的 c , 例如, 烧结 Nb_3Sn 有很多孔隙, 液氮能够通过这些孔隙进入 Nb_3Sn 体内, 液氮的比热比 Nb_3Sn 大得多, 所以液氮的渗入使 Nb_3Sn 的有效比热显著增加, 在 4.2 K 已得到 $H_{fi} > 55 \text{ kG}$ ^[1], 即烧结 Nb_3Sn 已做到了在 4.2 K 冻结 $> 55 \text{ kG}$ 的冻结场. 关于中空超导圆柱的壁厚和 T_0 问题见文献[1].

2. 冻结场应用于 Tokamak 的新设想——分段冻结

Tokamak 是一个环形器 (见图 2), 因此纵场线圈在环的内壁边缘上产生的场值 H_{in} 大于外边缘的 H_{out} , 如果将超导中空圆柱组成环形, 当轴向场 H 升到一定数值使 $H_{in} > H_{fi}$ 时, 圆柱环的内边缘达到并超过临界场值, 磁场则全部进入中空区. 然后把轴向场减

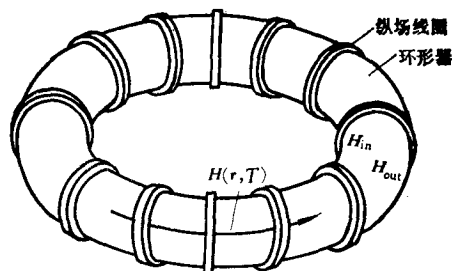


图 2 环形器和纵场线圈

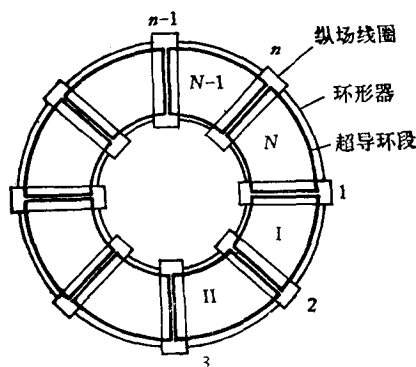


图 3 在纵场线圈中的超导环段

到零, 则中空超导环柱中冻结了一个环内壁场值为 $H_{in} = H_{fi}$ 的场, 其场的分布和环向场一样.

假如在纵场线圈中放置一个闭合的中空超导环, 则按上述原理可以使中空超导环中冻结一个环向恒定场. 但是, 正是由于中空超导环是闭合的, 则加热场 (或叫横场) 引起的感应电流全部承受到中空超导环壁中, 而起不到加热等离子体的作用. 为了解决这个问题 只要将超导环纵向切开, 这样在大环中不形成回路以致不影响对等离子体的加热.

如果设想将中空超导环按纵场线圈的饼数 n 纵向等距切割成 n 段, 每一段分别置于纵向线圈的每两饼之中 (见图 3). 先对 1, 2 饼纵场线圈通电产生场 $H \geq H_{fi}$, 这时 1, 2 饼线圈中的超导环段 I 进入了 H 的场; 2, 3 和 $n, 1$ 饼线圈中的超导环段 II 和 N, 在靠近超导环 I 的一头也有场进入, 这时 II 和 N 段进入混合态, 1, 2 饼线圈的磁力线穿越 II 和 N 段而形成闭合回路. 因为对超导体的混合态, 场可以不变形的穿越, 所以在这个过程中, 1, 2 饼线圈产生的场在空区的分布不受超导体 (这时已是混合态) 的存在而改变. 当退场

到 $H \leq H_{ji}$ 时, 由 I, II 和 N 三段超导环冻结了这个磁场, 而且并不因 I, II 段 N, I 段之间的割缝存在而改变 1, 2 饼线圈产生的场的分布。

应该注意的是这个冻结过程在 II 和 N 超导环中冻结了一个具有相当大垂直分量的场 $H_{\perp}$, 这个 $H_{\perp}$ 与 II 和 N 中的感生电流有一个

$$f = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times H_{\perp}$$

的电磁力, 其方向都是压向超导环 I 的, 这个力大小的计算和如何加固问题将另文讨论。

当完成对超导环 I 的冻结之后, 我们对 2, 3 饼线圈通电流产生磁场, 但是这个场必然破坏对超导环 I 的冻结场, 为此在此 2, 3 饼加场之前, 先将超导环 I 降温, 因为 H_{ji} 是 T 的函数, 并可近似地写成

$$H_{ji}(r, T) = H_{ji}(r, 0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

$H_{ji}(r, 0)$ 是在 $T = 0K$ 时的冻结场, T_c 是超导体的临界温度。因此可由(2)式选择适当的 T_1 , 以获得所需要的环向场 $H_{ji}(r, T_1)$ 。在 T_1 温度下完成对超导环 I 冻结之后, 将此段降低到远离 T_1 的 T_2 温度, 则 $H_{ji}(r, T_1) < H_{ji}(r, T_2)$ 。当完成对超导环 II, III...N 的冻结时和对 I 的冻结有所不同。例如对超导环 II 的冻结, 假如 I 已处在 T_2 温度而没有冻结场, 则 2, 3 饼加场到 $H \geq H_{ji}(r, T_1)$ 时, 超导环 I 将迫使这个场畸变; 但由于 I 中已冻结了一个 $H_{ji}(r, T_1)$ 的场, 2, 3 饼加场时正好和这个场衔接起来而冻结了一个均匀的 $H_{ji}(r, T_1)$ 的场。这就和加超导环的 1, 2, 3 饼线圈同时通电一样, 1, 2, 3 饼同时通电产生的场并不因 1, 2 饼先通电产生场而后再对 3 饼通以同样电流而对 1, 2, 3 饼产生场有所不同。另外, 当 2, 3 饼加场时, 随着场的增加, 将使超导环 I 外部闭合磁力线在 2 饼端的垂直分量减弱, 当场增加到和 1, 2 饼中场相同时, 这个垂直分量完全消失, 作用在 II 段上向 I 段的压力也随之消失。

如此下去, 直到完成 n 和 1 饼之间的第 N 个超导环的冻结, 就完成了冻结环向磁场的全部过程。

三、新设想的作用

1. 纵场线圈的电功率降低 $2/n$ 倍

假如纵场线圈有 n 饼, 在常规的 Tokamak 中运转时, 要求 n 饼线圈一起通电以产生环向磁场, 当场达到最大值后, 还要求最大场值继续保持相当长时间 (图 4)。一般纵场电流

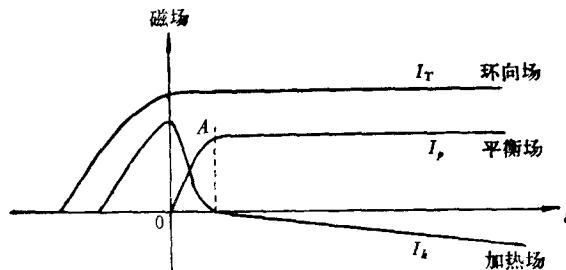


图 4 常规线圈的 Tokamak 装置运行过程

上升时间大约是几百毫秒, 稳恒电流的持续时间要秒的量级。在纵场运行后适当时间启动加热场, 要求加热场与纵场电流同时达到最大值, 随后纵场保持稳恒, 加热场突然降到零, 这时加热场感应起一个巨大的等离子体电流。为了维持这个电流, 要求加热场反向线性增加。这整个运转过程消耗的电功率是相当大的。

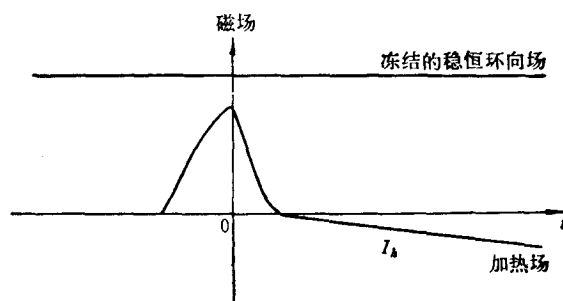


图5 用冻结场的 Tokamak 运行过程

新设想是在建立加热场之前分段冻结环向稳恒场, 它每次只需要对两饼线圈供电, 而且电流达到最大值后不需要保持一个相当长的时间, 而是达到最大值磁场进入中空区后, 纵场电流就可去掉。这样的结果将大大降低纵场线圈所需的功率, 至少可使电功率降到原来的 $2/n$ 倍。分段冻结后就建立起一个基本上不消耗能源的稳恒磁场。因此, T-4, TFR 装置所用的电源就可满足动力堆电源的需要。

在稳恒的环向场建立之后, 加热场可以在任意时间从容运行(见图5), 而且由于超导环是纵向切成割缝的, 因此在中空超导环的环向不能感应起电流, 加热场的突然降低对中空超导环不产生任何影响, 只是在中空区感应起一个巨大的等离子体电流。

2. 等离子体电流建立后中空超导环还能起到稳定、平衡等离子体的作用

为了稳定、平衡等离子体, 人们采用了铜壳、平衡场和反馈场等手段。

铜壳的作用是当等离子体发生扭曲时, 铜壳中就感应起一个镜像电流, 这个电流产生的磁场抵消扭曲。这是一个很好的克服磁流体模式不稳定性的方法。但在等离子体建立阶段, 等离子体电流远离铜壳, 则它起的作用不大, 必须用平衡场或反馈场; 在等离子体电流建立后, 对于一些慢变的磁流体模式的不稳定性, 铜壳也不起作用。这是因为金属总是有电阻的。这些电阻的存在决定了金属对电磁具有一个特征屏蔽长度 $\sim (t/\sigma\mu)^{1/2}$, μ 是磁导率, σ 是电导率。因此只有 t 短, 磁场才不能穿越金属壁。例如对 2 厘米厚的铜壳, 20 毫秒以内的磁场变化它可以稳定, 大于 20 毫秒它就不起作用了。增加铜壳壁厚显然也不是办法, 在 10^8 焦耳磁能的 Tokamak 装置中, 2 厘米厚的铜壳大约是 10 吨重。况且屏蔽长度只是随铜壳厚度或平方根增加, 因此试图以增加铜的厚度来克服长波不稳定将是不可能的。长波不稳定性只有靠平衡场或反馈场来抑制。然而, 由于超导壳的电导率 $\sigma = \infty$, 它可以起到一个无限厚的铜壳的作用, 所以它对这种慢变的磁流体模式的不稳定性恰有很好的抑制作用。

超导壳虽然可以起到铜不能起的作用, 但它并不能完全代替铜壳, 由于一些快速不稳

定性会招致超导壳内的交流损耗,致使超导壳不起作用。为此,我们设想将超导环烧结在沿大环内缘割缝的铜壳段上,组成 n 段内部有内壁沿大环向割缝铜壳,外部是超导壳的组合物。这种结构除了对超导体本身的稳定性大有好处之外,在稳定等离子体中也将会有好处,因为超导体不起作用的快速不稳定性由铜壳起作用,而铜壳可以做得较薄。例如 5 毫秒的磁场变化超导体是完全可以承受的^[2],这时只需要 1 厘米厚的铜壳即可。

3. 避开了超导磁体材料受力造成的局部温升和长线不稳定性等问题

在一个内半径为 a 的绕组磁体中,如果电流密度是 i_0 ,产生的磁场是 B ,则磁体材料受力密度 $\sigma = Bi_0a$ ^[3]。在 Tokamak 系统中,纵场的 i_0 , B 和 a 一般都很大,所以线材受到一个不可避免的巨大的电磁力。这个电磁力将很容易使线材产生一个很小的机械位移,例如几个微米。虽然这几个微米的机械位移引起的室温下材料的局部温升完全是可以忽略的,但由于在低温下固体比热很小,这样小的位移将可引起材料温度增加高达 10K! 另外,由于磁体大,取用的复合线必然很长,那么长线不稳定性退化亦是一个严重的问题。

中空超导环段实际上是超导材料的并联,当然不存在长线不稳定问题;中空环是整体材料,电磁力是作用在整体材料上的内向压力,当然也不存在像超导磁体中线材机械位移的问题。

四、小 结

本文提出的纵向切割中空超导环段放置于 Tokamak 系统中,分段冻结环向场的新设想可使常规线圈需要的电功率降低到 $2/n$ 倍,致使目前已经运转的中等大小的装置的电源就可以满足动力堆电源的水平;这些中空超导环段在等离子体电流建立后还可以和平衡场、反馈场一起更好地平衡、稳定等离子体;超导段与沿大环内向割缝的铜壳组合成一个组合物,这不仅大大地扩展了铜壳稳定、平衡等离子体的作用,而且还可使铜壳壁减薄。它虽然比超导磁体需用的电功率高,但它恰可避免了超导磁体材料受到的不可避免的巨大电磁力引起材料微小机械位移造成的可观温升,以及长线不稳定和磁体退化问题。

上述已经指出了 4.2 K 渗氮的 Nb_3Sn , $H_{fi} > 55\text{kG}$ 。我们知道, Nb_3Sn 在 4.2 K 的 $H_{c2} = 245\text{kG}$, 其他更高 H_{c2} 的非理想 II 类超导体(见表 1)是否可以冻结更高的场呢?特别是 PMoS 系^[4]是近年来发展起来的场值最高的超导体,虽然目前还没有人去研究它的冻结场,但它们显然存在着更大的潜力。如果在 4.2 K 能得到更高的 H_{fi} , 这时 Tokamak 的

表 1 几个高场非理想 II 类超导体的超导参数

超导合金	$T_c(\text{K})$	$H_{c2}(4.2\text{K})(\text{kG})$
Nb_3Sn	18.2	245
V_3Ga	16.8	240
Nb_3Al	17.5	300
$Nb_3(Al_{0.75}Ge_{0.25})$	21	420
$Pb_{1.0}Mo_{0.1}S_8$	14.4	515
Nb_3Ge	23.2	—

发展无疑是有利的。

另外, 这些高场化合物大部分是脆性的, 粉末烧结成块是很容易做出的, 但做成线材很困难。我们的方案恰恰是烧结多孔环段, 因此它还有易成材和工艺简单的优点。

参 考 文 献

- [1] 吴杭生、管惟炎、李宏成著, 超导电性——第二类超导体和弱连接超导体, 科学出版社, 146 页, 96 页, (1979).
- [2] ϕ . Fischer, Colloques internationaux C. N. R. S. N° 242-Physique Sous Champs Magnétiques Intenses, (1974), p. 79.
- [3] B. E. Mulhall, Proceeding The Fourth International Conference on Magnet Technology, (1972), p. 360.
- [4] S. Foner, E. J. McNiff, Jr. and E. J. Alexander, *IEEE Transactions on Magnetics*, MAG-II(2) (1975), 155.

A PROPOSAL OF FREEZING TOROIDAL MAGNETIC FIELD WITH THE SECTIONS OF SUPERCONDUCTING HOLLOWED CYLLINDER IN TOKAMAK APPARATUS

ZHANG YU-HENG

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

CAO XIAO-WEN

(Institute of Plasma Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In the paper, we suggest a proposal that if n sections of the superconducting hollowed cylinder which has been longitudinally cut are put into n longitudinal field coils for Tokamak apparatus, electric power of longitudinal field coils can be reduced to $2/n$ by sectional freezing of toroidal field.

It is well known that freezing field H_{fj} of Superconducting material may be expressed approximately by the following equation: $H_{fj}(\mathbf{r}, T) \doteq H_{fj}(\mathbf{r}, 0)[1 - (T/T_c)^2]$ Consequently, if we select that $T = T_1$, the critical field will be reached at the internal wall of the superconducting hollowed cylinder and magnetic field will go into it when the magnetic field reaches $H_{in} \geq H_{fj}(\mathbf{r}, T_1)$. Then the magnetic field H will decrease to zero and the temperature will also decrease to T_1 , which is far below the temperature T_c . Thus this hollowed cylinder can't be effected when magnetic field is being freezed in the neighborring superconducting hollow cylinder.

Since electric power required is decreased by $2/n$ times, the power supply of middle sized apparatus operating at present is sufficient to provide power reactor.

Since superconducting hollowed cylinders with freezed magnetic field $H_{fj}(\mathbf{r}, T_1)$ are put at temperature T_1 , after plasma is built it also can well equilibrate and stabilize plasma together with equilibrating field and feed backing field. Not only

the role of Copper shells for equilibrating and stabizing plasma may be largely expanded by the combination of sections of the superconducting hollow cyllinder and copper shells with toroidal cuts in the internal wall, but also the thickness of copper shell can be decreased.

Although electric power required for freezing toroidal field is greater than the power required by superconducting solenoidal magnet, however the local rise of temperature caused by the small mechanical movement of conductor due to the much large electromagnetic force in the superconducting magnet can be avoided.