

具有强磁场的液态金属磁流体力学

—关于欧洲力学座谈会的报道

J.C.R.HUNT R.MOREAU

本文是第一次举行的有关磁流体力学(MHD)的欧洲力学座谈会的纪要。会议由欧洲力学座谈会与国立科研中心共同组织,从1976年3月16日—19日在Grenoble举行,来自10个国家的60位专家与会。提出的一些报告涉及层流和湍流MHD管道流;MHD中的传热和两相流;磁场对不稳定性和湍流的影响;流动测量方法;MHD在冶金工业、钠技术和液态金属动力发电上的应用。我们的主要结论是:在MHD方面现有的研究成果已有许多工业应用,但新的应用又提出了一些全新的研究课题,这些课题需要进行探索。MHD有生命力!

1 引言

“MHD向何处去?”是向第70次欧洲力学座谈会提出的未解决的问题。会议于1976年3月16日—19日在Grenoble举行。这是第一次举行的有关磁流体力学(MHD)的座谈会,也是第一次与C.N.R.S(国立科学研究中心)共同举行的。当时举行MHD座谈会的特殊理由是:

(i) 对液态金属MHD实用和实验研究的兴趣在欧洲和苏联日趋增长。似乎需要集中一批有关的工程师和实验工作者来评价一些技术、讨论液态金属MHD的新的应用、考虑一些需要做的新的试验。

(ii) 液态金属MHD流动问题的理论工作大概需要新的指导方向和恢复生气。与从事天体和地球物理中MHD流动理论研究(见Moffatt 1973)的大量工作者比较,在实验室或工业规模上的MHD流动理论的研究工作已日趋下降。本杂志的读者可能会回忆起,这与1956年到1970年间形成鲜明的对照,当时发表过许多MHD的理论研究成果。也许是因为只有少数理论已经或能够用实验来检验,或者因为这些研究没有明显的实际应用,因此,这类MHD理论的研究失去其魅力。希望在这次座谈会上,最近的实用研究和实验研究能够指出:哪里需要理论;以前未检验过的理论是否正确,抑或需要修正;以及以前所有理论是否还有更多的应用。

在座谈会中所涉及的MHD方面,全都与实验室和工业规模上处于强磁场中的导电

液体有关。因此，我们排除了MHD某些重要的应用，例如，一个极端是为低导电率的液体设计的电磁流量计，另一极端是地球和天体物理上的应用。也排除等离子体物理。然而，在这样限制的参数范围内仍有许多有趣的和实用上重要的流动。在这次座谈会上所讨论的各个流动范畴有：(i) MHD管道流：在具有均匀磁场的等截面管道中完全发展的流动；非均匀磁场和变截面管道中发展着的流动；由离心力和电磁力引起的二次流；在管道中的压缩波；湍流流动，(ii) 传热和两相流，(iii) 不稳定性和湍流，(iv) 电磁力对导电液体中固体的影响以及它在清除熔融金属中的渣子方面的应用，(v) 在有强磁场的液态金属中测量速度、压力、电场的技术，(vi) 液态金属电磁流量计，(vii) 液态金属MHD在冶金工业、核反应堆钠冷却系统、储能及发电等方面的应用。

描述这些流动的无量纲参数有雷诺数 $Re = U_0 L \rho / \eta$ (\approx 惯性力/粘性力)、哈特曼数 $M = B_0 L (\sigma / \eta)^{1/2}$ (\approx 电磁力/粘性力)、相互作用参数 $N = \sigma B_0 L / \rho U_0 = M^2 / Re$ ($=$ 电磁力/惯性力) 及磁雷诺数 $R_m = \mu \sigma U_0 L$ (\approx 对流磁场/扩散磁场)。如果 $R_m < 1$, $R_m \approx$ 感应磁场/外加磁场。在实验室和工业应用中，参数的定义和典型值是：

- $U_0 =$ 速度 (10^{-2} — 10 米)
- $\rho =$ 密度 (10^3 — 1.4×10^4 公斤/米³)
- $\sigma =$ 导电率 (10^5 — 10^7 姆欧/米)
- $B_0 =$ 磁通密度 (0.1 — 10 T*)
- $\eta =$ 动力粘性系数 (10^{-4} — 10^{-2} 公斤/米秒)
- $\mu =$ 导磁率 ($4\pi \times 10^{-7}$ 亨/米)

因此， $10 \leq Re \leq 10^5$, $10 \leq M \leq 10^4$, $1 \leq N \leq 10^4$ 及 $R_m < 20$ 。

华盛顿能源研究和发展署发表了有关MHD的最新文献目录，Lielausis (1975) 也作了这方面详尽的述评。

2 MHD 管道流

2.1 完全发展的层流流动

Chabrerie & Tabeling提出了管道中完全发展的层流流动的一些解，管道是由平行于磁场 B_0 的导电壁和垂直于磁场的非导电壁构成。因为计算要应用于旋转法拉第圆盘(单级电机的液态金属电刷)和外部电极间的环形空腔中的流动(参看Chabrerie, Faurnet & Maillefert 1976)，所以假定导电壁彼此相对运动，并在其间加上电流。应用了付氏级数，问题归结为几个联立方程的数值求解。计算表明，与固定壁的渐近理论相符得较好，当 $M \geq 10$ 时，相差小于10%。不管是否有运动壁，中央无粘性“核心”区的流动仍然是均匀的，并在所有壁上的边界层中出现大的速度变化。在讨论中有人建议，对于 $M < 10$ ，其它方法最有效，例如变分方法(Wengen 1970)或迦辽金(Gale-

* 译者注：1T = 1韦伯/米²

skin) 方法。

Temperleg从描述两种理论方法着手,来分析具有很强横向磁场(因此 $M \gg 1$)的矩形管道中完全发展的层流流动,而管道是由平行于磁场的非导电壁AA和垂直于磁场的变导电率的薄壁BB组成(图1)。在第一种方法中,分析流动就得把它分成各个不同的区域,这些区域是核心区、在壁BB上厚度为 $O(M^{-1})$ 的哈特曼层,在壁AA上厚度为 $O(M^{-\frac{1}{2}})$ 的侧壁边界层及这两个边界层彼此相遇的2个拐角区。随着壁BB的导电率的不同而应用不同的渐近表达式。由此方法所得的一些有趣的物理结果(例如出现在边界层中的速度为核心区速度的 $O(M)$ 倍,以及倒转流动)和精确的付氏级数解的渐近极限所得的结果一致(Temperleg & Todd 1971, Hunt 1965)。对于拐角区域要求独立的表达式。为得到按 $M^{-1/2}$ 的幂次展开的渐近表达式中的高阶项,必须援引最小奇异性原理(参看Cook, Ludford & Walker 1972)。如果把积分变换直接运用于边壁AA附近的方程,就没有必要寻求边壁边界层的拐角区域的两个独立的表达式,也没有必要援引最小奇异性原理。在讨论中有人建议,如果有唯一性问题,对这样的流动依赖证明了的最小耗散定理(Moffatt 1964),也许更自然些。

Herve' & Poirier描述了有运动壁的矩形管道中另一类层流流动。在第一种情况中,垂直于磁场的壁BB是高导电性的;一个壁运动而另一个壁固定;壁AA固定且非导电。简明的付氏级数分析使边界条件能够得到满足。正如在这种管道中由压力驱动的流动(Hunt 1965)情况那样,在边壁边界层中发现速度超量,但显然只是 $O(1)$ 的量级。流动计算到 $M = 200$,但未作任何渐近分析。在第二种情况中,BB壁之一是由非导电材料做成而且是运动着的。核心流动几乎被减小到零。为了检验理论,在两个小试验台上已经完成了几组试验,在矩形截面的环管(1厘米 \times 1厘米)和(4厘米 \times 4厘米)中的水银流动,一种情况是由固定通道上的圆盘驱动;另一种情况是由固定圆盘下面的旋转通道驱动。磁场是轴向的,而壁的导电率和理论中一样。环的平均半径是5厘米和17厘米, $M < 100$ 。用电势法和皮托管所测得的流动与理论符合得很好,这大概意味着,磁场已强到足以忽略二次流。

在讨论中Shercliff指出,若是均匀磁场、大 M 数、层流流动,就有可能预测任意几何形、任意分布的非导电或高导电面及电流分布的直线流的核心流动和剪切层的形状。Hunt和Shercliff(1971),在部分利用了kulikovskii(1968)的思路之后,曾提出了基于微分方程的解的一些规律。Herve' & Poirier和Chabreie & Tabeling的结果与这些规律一致。只有一、二个不遵循一般规律的例外情况(Shercliff 1975)。这似乎表明需要更进一步探讨其例外的原因。

2.2 层流流动的发展过程

Otte描述了处于不均匀横向磁场、有限磁雷诺数 R_m ,等截面管道中层流流动的数值计算。假定流动在速度和磁场向量是 $\mathbf{u} = (u, v, 0)$ 和 $\mathbf{B} = (B_x, B_y, 0)$ 的意义上是二维的。流动处处有 $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ 。把交替方向方法运用于旋度和向量势的非线性方程,并运用

快速付氏变换(x方向)方法由旋度计算流函数。最有趣的计算是磁场加于有限管段, $N \approx 2800$ 和 $R_m = 10$ 的流动。这相应于柏林技术大学进行的液态金属MHD实验。假设对称的电流回流通路, 磁场被顺流扫过, 在磁场平面上发现似射流(jet-like)(或‘M’形)的速度剖面(也就是与 $R_m \ll 1$, 管壁不导电时观察到与它们的平面相正交的平面中)。

在讨论中, 有人指出, 仅仅当边壁AA是高导电的, 以致z向电场不变时, 分析结果才能适用于实际的管道。把 $N \gg 1$ 和 $R_m > 1$ 的Otte结果与 $N \gg 1$ 和 $R_m \ll 1$ 时的准二维的、不均匀管道流的Holroyd(1976)分析作一番比较之后, 就能看出, 提高 R_m 的影响似乎有加强不均匀磁场使之产生不均匀速度剖面的趋向。

Holroyd & Hunt(Combridge)给出了变横截面和不均匀磁场的管道中层流MHD流动的简短评论。具有很强磁场的MHD管道流研究的实际应用之一是为想象的核聚变反应堆设计液锂冷却回路, 此时 $Re \sim 3 \times 10^4$, $R_m < 1$, 磁场可以大到($B_0 < 10T$)使 $M \approx 3 \times 10^4$ 和 $N \approx 3 \times 10^4$ (Hunt & Hancox 1971)。在这样的反应堆中, 管壁必须是导电率为 σ_w 的金属(绝缘材料不能耐久), 但要做得尽可能薄(厚度t), 以减小反向电流, 从而减小压力(由于结构上的理由)及压力梯度(使泵送损失最小)。描述壁和流体导电率之比的无量纲参数是 $\phi = \sigma_w t / \sigma L$ 。

当 $\phi \ll 1$, $N \gg 1$, $M \gg 1$ 和 $R_m \ll 1$ 时, Kulikovskii(1968, 1973)和Holroyd(1976)的最新工作表明, 在横截面或磁场变化的MHD管道流中, 流动沿着由积分 $I = \int |\mathbf{B}(s)|^{-1} ds$ 保持常数所定义的特征面行进, 此处积分是沿磁力线和管道交点之间的磁力线取的。对于不变磁场, 可约化到Hunt & Ludford的结果(1968)。对于变化范围宽的流动, 这是使一般流动图案能直接预测的有力的结果。典型的是, 在垂直于磁场 \mathbf{B} 平面中核心区是滞止流动, 而在壁附近的区域是似射流(jet-like)的流动。然而, 由面积或 \mathbf{B} 的变化引起的更详细的流动分布和附加的压力梯度只能借助取表达式中的下一项来计算, 对不导电管道, 表达式为 $M^{-\frac{1}{2}}$ 的幂级数, 对有限导电管道为 $\phi^{\frac{1}{2}}$ 的幂级数(walker & Ludford 1974a, b; Holroyd 1976)。如果管壁是高导电的或管道是由高导电和不导电壁组成的矩形管道, 变化的剧烈性要小的。在MHD管道流中, 速度、电势和压力的测量证实了处于不均匀磁场中各种等横截面管道的许多理论的结果, 此处 $B_0 < 0.6T$, $u < 0.02$ 米/秒, $Re < 1.7 \times 10^4$, $M < 750$, $N < 33$ 。

2.3 二次流

Chabrierie & Tabeling提出了由磁场 \mathbf{B}_0 和垂直的电流 \mathbf{I} 驱动流动中二次流始发的理论和实验研究。管道是一个矩形截面的环。 \mathbf{B}_0 平行于环的轴, \mathbf{I} 是径向的而流动是角向的。渐近理论以小参数 λ (截面宽度与环半径之比)的幂次表达式为基础。头一项相应于直线流动, 第二项给出由离心径向压力梯度驱动的二次流的一级近似。磁场有限制二次流的趋向, 因为它必须经过垂直于 \mathbf{B}_0 的壁上的薄哈特曼层返回。该理论是Baylis的数量级推理的一个改进。实验是用环形管道(典型宽度3厘米)中水银完成, \mathbf{B}_0 值一直加到1.3T而 \mathbf{I} 从 10^{-3} 变到 10^3 安。电极是镀金的镍制成; 金能溶解在水银中, 构成良好

的电接触(有人指出,其它研究小组发现没有这个必要,例如Baylis & Hunt 1971)。作为 I 和 B 的函数的电压降的测量表明,当 $\frac{K}{M^2}$ 增加时,此处 K 是 Dean 数 ($=\lambda^{\frac{1}{2}} Re$), 首先,二次流产生了,随后当 $\frac{K}{M^2}$ 足够大时,泰罗不稳定性也变得明显了。

这些结果与以前 Balis (1971) 的 MHD 测量相符合。在电流足够大的极限条件下,与无 MHD 效应的二次流的测量 (Ludwig 1951) 相符,与 Cheng & Akiyama (1970) 提出的电热驱动的二次流理论相符。在高哈特曼数,足够小电流的极限条件下,与 Baylis & Hunt (1971) 的理论预测相符。在讨论中 Branover 提醒会议关于在里加完成的有径向磁场的、由压力驱动的环形流动的广泛的实验研究 (Branover & Tsinober 1970)。Shercliff 提到过,如果沿绝缘壁测量电势,和 Baylis 做的差不多一样,就可得到有关这些环形流动的某些知识。

Alemanly & Moreau 提出了旋转磁场对液态金属沿圆管运动的影响的分析,这个分析推广了 Moffatt (1965)、Dahlberg (1971) 和 Kapusta (1968) 等的较早期的工作。第一类问题涉及一些与惯性力相比电磁力可以忽略的流动;主要参数是哈特曼数 M 和外加磁场的极对数 P 。最值得注意的预测是,如果 $P > 2$,射流必存在于轴附近的区域中,那里磁场较弱。这个射流的驱动的压力梯度与粘性力之间的平衡为特征,然而在它周围的核心流动中占支配的力是电磁力和压力。当然,哈特曼层总是出现在壁附近。第二类问题涉及忽略惯性力 ($N \gg 1$) 的流动,因此电磁力场的脉动起了主要作用。在与磁场一起回转行进的参数中,这些力是定常的,但有一个角周期。如果 $M \gg 1$,可以把流动分割成不动的区域,随着半径增加,这些区域依次为轴区、核心区和哈特曼层;当极的角度变化时,在过磁极的半径和其二等分线上出现剪切层,其中高速能够产生。因此,可以证明,这个电磁力的脉动引起 P 个旋涡,其流线平行于核心区中的磁力线,并在管壁上的哈特曼边界层内自行闭合。

在讨论中, Alemanly & Moreau 提到了电磁力的脉动产生负轴向速度,特别如果壁是导电的;那时大多数流动通过经磁极的半径的剪切层而行进。

Garnier 提出类似的研究的一些结果,但他研究的是沿矩形管行进的磁场,例如感应电磁泵。电磁力的周期结构对每个极对同样也引起旋涡(其旋度现在垂直于流动方向)。与上述结果一样,电流线(相对于运动的参考系)与无粘性核心区流动中的磁力线重合,并有经过哈特曼边界层的回路。如果在管道每边的磁场线圈彼此相对,使北极对着南极,则沿中心轴感应出射流。适用于 $N \gg 1$ 和 $M \gg 1$ 的渐近分析是以流动分成各个不同区域为基础的。

Cercignami 描述了理想化 MHD 运动的某些数值计算,这种运动出现在用于铝盐电解加工的液态金属阴极中。熔融铝盐的渠道的上面是石墨阳极,在其下面是以前提纯的铝,它起了阴极的作用。驱动运动的磁场由大电流激发。为避免考虑表面波,利用浅水近似来分析具有垂直电流和水平磁场的正方形渠道中的运动。计算表明,当流动雷诺数从 60 增加到 200 时(借助增加电流),单一旋涡能发展成四个旋涡。

在讨论中Moveau建议,因为在熔融铝盐中,在阳极和容器壁之间有一个气隙,即使熔盐的导电率比熔融铝小得多,在熔融铝中诱起旋涡运动的水平旋传力 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 也能够存在。这个运动与它下面的阴极中的运动(由Cercignani讨论过)联合作用,由于两种流体密度的微小差别,能导致界面的不稳定性。相信这种不稳定性是铝工业中某些重大事故的原因。有关这类问题的文献知道得较少:可参看例如Mead & Ray (1969)和Givry (1967)的文章。

2.4 MHD管道流中的波

Walker已经分析过处于强均匀磁场中液态金属的压缩波(类似于水锤问题),那问题可能出现在液态金属泵、发电机、聚变反应堆冷却系统中。典型声速 $c \sim 10$ 米/秒,它比由水锤激起的速度 u 大得多,因此马赫数 $Ma = u/c \ll 1$ 。因为 $R_m \ll 1$,能够忽略阿尔芬波,但 Ma 可以大于、小于或等于 R_m 。所提出的结果适用于 $Ma \gg R_m$ 的情况。同样假定哈特曼数 $M \gg 1$,使得粘性影响被限制在壁上或波面本身。波两边的速度突变感应出回流电流 $\Delta \mathbf{j}$ 。假定磁场不太大(即 $N \ll Ma^{-1}$),可以求得 $\Delta \mathbf{j} = O(\sigma u B_0)$,它产生一个附加的压降 $O(c L E_0^2 u)$ 。在管子的相当长一段距离[为直径的 $O(NMa)^{-1}$ 倍]上,波阵面变为平滑。在这个距离中也可能开始弯曲。至今还没有实验数据可以用来检验这个理论。

2.5 湍流和不定常管道流

Tananaev描述在横向磁场作用下在层流和湍流流动中沿矩形管(14×60 厘米²)的压力和速度测量。最近研究了在垂直于磁场(≤ 1.6 T)的管壁上的半球和矩形杆粗糙元的影响(Tananaev 1975)。管道和粗糙元全都是不导电的,粗糙元高度 < 0.23 半宽。它们对管道流动的影响随磁场增加而增大,因为除了通常水力摩阻外,它们提供了流体在垂直于磁场的壁附近的滞止区。这就有可能使回流电流(或哈特曼电流)有低电阻回路。因此,当给定流量时,在核心区的电流增加,引起较大压降。Tananaev指出,它们的影响类似于垂直磁场的高导电壁产生的那种影响,这时还有一个附加的影响,如横向皮托管所示,在平行于磁场 \mathbf{B}_0 的壁上的边界层中产生一个很大的速度超量,这也类似于Hunt (1965)对光滑管预测的及由Gnatyuk & Paramanova (1971)测得的那些结果。得出了在层流和湍流中压力梯度增加量的经验关系式。这点受到某些批评,因为它们看来似乎并不包括磁场对绕粗糙元流动的影响。如果和粗糙度有关的相互作用参数 $N \approx 2$,外部流动进入粗糙元之间的区域,它们的强烈影响可能消失(Branover & Tsinober 1970)。

Lykoudis开始就指出,已有一批充分可靠的湍流MHD管道流的实验测量。能对MHD中剪流湍流的半经验理论作严格的检验。在利用混合长的假设、并论证了 l 是MHD阻尼力 $\sigma u B_0^2$ 的函数及在垂直于磁场的壁的薄湍流边界层中涡的时间尺度 t 是 η/T_w 量级(此处 T_w 是壁的剪应力)之后,得出 $l = l_0 \exp(-A\lambda^2)$,此处 A 是常数,而 $\lambda = M / [Re(T_w)^{1/2} / (\frac{1}{2}\rho u^2)^{1/2}]$ (Lykoudis & Brouillette 1967)。Lykoudis证明,对于管道流这个假设导致速度、雷诺应力分布和压降为 M 和 Re 的函数,并与在Purdue从事的具有横向磁场的一些实验相符(即Brouillette & Lykoudis 1967),也与M. I. T.

的Fraim & Heiser (1968) 及莫斯科的Kovner & Krasilnikov (1965) 从事的平行场的实验相符。Purdue的Reed所得到的雷诺应力的新资料是令人感兴趣的，并且是在MHD湍流流动的精细测量上取得的令人钦佩的进展。混合长阻尼假设也被成功地运用到有平行磁场的管中的传热计算 (Lykoudis & Andelman 1976)。常数A在所有这些计算中是一样的。Lykoudis也利用这个方法对太阳耀斑中的运动和磁场作过某些计算。Branover解释过，他已在一些研究工作中成功地使用Lykoudis的阻尼混合长假设，但发现这假设应用于有横向磁场的圆管中流动时无效。

Rosant对三类有横向磁场、由压力驱动的管道流，描述了平均和脉动速度 \bar{u} 、 u' 及平均和脉动电场 \bar{e} 、 e' 的测量 (所用测量方法见Alemamy & Rosant, q.v.)。使用两种不导电管道 (20×57 毫米²和 40×20 毫米²)，第一种情况磁场垂直于长边，而第二种情况则平行于长边。刚越过管道，流动尚未充分发展；发现在与磁场正交的平面上速度剖面在侧壁AA附近有最大值 (习惯上称“M”剖面)，这是由于在管道进口处有电流回流 (Shercliff 1962, P72)。Rosant发现，正如人们期望的，这些速度剖面比核心流动更不稳定。在核心区， u'/\bar{u} 和 e'/\bar{e} 的值是类似的 (由于电流是小量)，两者随磁场增加而彼此按比例减小 ($0 < \frac{M}{Re} < 8 \times 10^{-3}$)。磁场 B_0 平行于长边时比平行于短边时减少得更快些。

在Rosant的第三个管道中，垂直于 B_0 的壁BB分成两半，一半是高导电的 ($x < 0$)，另一半是不导电的 ($x > 0$)，彼此是相对的；壁AA是导电的 (见图1)。不出所料， $x < 0$ 处的速度与 $x > 0$ 处的相比是很小的 (对于层流，比率是 M^{-1} ，而在这个实验中 $M < 450$)。这实验是设计来研究 $y = 0$ 处的剪切层的稳定性的；发现这些剪切层对于强湍流是很不稳定的。当M增加时，流层宽度减小而能谱分布变得更尖了。Rosant认为这也许对应于二维凯尔文-亥姆霍兹波。

3 传热和两相流

在实际上利用液态金属的场合 (冶金工业和反应堆冷却系统，多半是热从一部分流体传到另一部分流体。有时传热大到引起沸腾和两相流。磁场对这些过程的影响的研究刚刚开始不久。Wilks提出一个处于强均匀横向磁场 B_0 中半无限垂直平板附近的自由对流的分析。因为普朗特数 $(\eta/\rho) / (\text{热扩散系数})$ 对液态金属来说是很小的 (10^{-2})，速度和温度场分成两个区域：内粘性层和外热力层。渐近分析简化了常微分方程解的计算。不出所料，计算表明传热和对流速度随磁场增加而减小。能够利用方程的级数解给出一个足够的近似。Lykoudis在讨论中提到，对于 B_0 沿平板随距离 x 按 x^{-4} 变化的情况，能够得到一个相似解。他已经完成了一些可以满意地证明理论的实验 (Lykoudis 1962)。

Lykoudis描述有磁场时液态金属沸腾和凝结的某些问题；这是个充满困难的课题。因为当无任何磁场时这些现象仍有许多未搞清楚。提出了一个分析，有关球对称的有质

动力对于静止流体中气泡生长及由气泡引起的传热的影响，这个力用来粗略的代替磁场。分析建议，贴切的无量纲参数K应为和热扩散时间有关的有质动力（或电磁力）与驱动气泡的典型压力之比。例如10T的磁场减少传热数10%，而5T磁场减少60%。正在Purdue作一个实验，来检验这些预测。也已经提出过有关蒸汽在有横向磁场中平板上凝结的理论。对于层流流动，经典的分析能够再发展一步以包括磁场的影响，结果表明，象Wilks的分析一样，当加上磁场时传热减少。

在讨论中有人提出，当气泡足够大，以致重力也变得重要时，磁场在沸腾上的影响是否变得不大了。看来这方面的问题正在探讨，可能需要有一个新的量纲组合。

Owen, Hunt & Collier提出过两个模型，用来预测大哈特曼数的导电体的气-液两相流中的压降（参看Owen, Hunt & Collier 1976）。在第一个模型中，把气-液混合物作为有平均混合性质的单一的均匀准流体处理；这样一种“气泡”流动在无磁场时是大家所熟知的。当无磁场时也观察到能够发展出这样一种流动，其中液、气相分离成在壁上的液膜和管中心的气相。在强横向磁场假定下分析这样的流动，液膜中流动由于强磁场是层流的，每个膜中有两个哈特曼层，就象库特流动一样，而在中心处的不导电气体是湍流的。两者间的表面剪应力由通常的摩阻系数确定。两个模型之间的差别如下。如果从外部供给热量，当液膜薄度由于汽化而减小时，压力梯度在第一种情况中保持不变，但在第二种情况中压力梯度下降。在中等哈特曼数（<150）下，已经完成一些实验，发现所测到的压降位于这两个模型预测之间的某个位置。

Kant描述过在各种磁场作用下两相流的导电率的研究。这个课题主要是为设计两相流的感应泵和发电机服务。这些装置的效率在很大程度上依赖于流体的导电率，而这是很难预测的，因为行波磁场、液体和气泡的速度全都可以是不同的。从分布函数的拟玻尔兹曼方程出发并添上合适的假设之后，可以得到在各种情况下导电率剖面的某些推测。提出的实验数据表明磁场的某些极有趣的影响。这运动流体中的导电率，在行波磁场中比在静止磁场中减小得更快，而且是“滑差”速度即磁场和流体间的速度差的函数。Kant相信，大概由于气泡的相互作用，导电率随磁场增加而减小，在大磁场时两相流变得更均匀了，而在壁上形成薄膜的可能性也更小了。

4 不稳定性 和 湍流

4.1 不稳定性

Garnier指出，约束液态金属的电磁过程怎样提出新的稳定性问题，即交流磁场（频率 $\omega \sim 10^3 - 10^4$ 赫）对凯尔文-亥姆霍兹和瑞利-泰罗自由面不稳定性的影响。Garnier提出了一个分析，利用了由Moreau（参看§5.2）导出的准稳态近似，因此，交流磁场和厚度为 $\delta = (\mu\sigma\omega)^{-\frac{1}{2}}$ 的表层中的平均磁场有相似的影响。在这个近似中，脉动电磁力可以忽略，这就要求 ω 足够大，使得在表层深度内的相互作用参数相当小即

$$N_{\sigma} = \left(\frac{B^2}{\rho u_0} \right) \left(\frac{\sigma}{\mu\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \ll 1. \text{ 仅仅对那些满足极限条件 } k\delta \ll 1 \text{ (大波长) 和 } k\delta \gg 1$$

(小波长)的波数 k 提出过一些结果。正如稳态磁场的情况一样,发现磁性是否具有使之稳定的作用和波数是否平行与速度有关。

对这样近似的结论有过粗略的讨论,它们考虑交流磁场的感应效应而没考虑直接的动力效应。对于很低频率和足够高的磁场,此时 $N\delta \gg 1$,电磁力的脉动分量能够激发某些不稳定性模式(注意: $N\delta$ 是比值 $\frac{\Delta u}{u_0}$ 的一个尺度, Δu 是一个周期上的速度增量)。

Plaschko也研究过液态金属射流表面的不稳定性,但只限于有平行的均匀且不变的磁场 B_0 、无粘性流动和二维扰动情况,分析的重点是扰动振幅沿着射流(其平均剖面也是变化的)在空间的发展,这扰动振幅为两个参数的函数:磁雷诺数 R_m 和平均速度梯度 $U(y)$,后者可用一个射流的相互作用参数 S 来表征。把瑞利方程变换到消去 U 的梯度的非线性方程,扰动的解能更容易计算。发现当 R_m 或射流宽度或磁场增加时,射流变得更稳定了。三维扰动的某些研究表明,它们的发展速率受磁场抑制的作用要小些;这是Squire定理(1935)对MHD流动不适用的另一个例子(Hunt 1966)。

4.2 湍流

Sulem & Frisch考察原来均匀和各向同性的、唯一地由大尺度涡的运动表征的湍流,他们设想一强磁场 B_0 ($N > 30$) 在 $t = 0$ 时被突然加于流动上, t 是时间。在最初线性阶段(Moffatt 1967)中,能量按 $t^{-\frac{1}{2}}$ 衰减,并且在波数空间内限制在垂直于 B_0 的平面附近,使得 $|\cos\theta| \lesssim (\rho/6B_0^2 t)^{\frac{1}{2}}$, θ 是 B_0 和波数 S 间的夹角。因此达到一个准二维态,其中平行于 B_0 的与垂直于 B_0 的长度尺度之比是 $N^{\frac{2}{3}}$ 的量级。但是焦耳(或电流)损耗的特征时间,和不同波数之间能量转移的特征时间一样,随 $\cos\theta$ 的减小而增加($\sim t$)。

将在天气预报的误差传播计算中惯用的截止法和准正交假设,加以适当修改后用来分析实质上非线性的第二阶段(Lorenz 1969; Leith 1971; Leith & Kraichman 1972)。数值积分的一些结果看来似乎表明准二维特性随时间的增强也表明能量向大波数转移。焦耳耗散和波数之间的能量转移保持同一量级。由截止模型所得的另一有趣结果是,如果磁场被排除,在量级为 $N^{\frac{1}{3}} \ln N$ 的时间内湍流再次变成三维的。

Schumann借助改进Orszag & Patterson (1971)的付氏变换法则,提出了在磁场中均匀湍流衰减的纳维——斯托克斯方程的直接数值积分(见Schumann 1976)。在计算中点的数目(32^3)使结果的有效性局限于中等雷诺数($Re < 60$)。当外加一均匀磁场 B_0 时,初始状态是各向同性的并且自由地发展直到时间 t_1 ,这时加上一均匀磁场 B_0 。在时间 t_2 时排除磁场。湍流的主要特性例如湍谱、平行及垂直于 B_0 的能量总值、粘性和焦耳耗散以及扭曲系数可以算出。为了论证衰减过程中的规律,计算时,先考虑非线性转移项而后再忽略它们。在这样的 $N (> 1)$ 值时,这些项有降低各向异性的趋向,也导致总能衰减率稍稍增加。

当能迅速衰减的结果引起了许多问题:在一典型的衰减时间 $\frac{l}{v}$ (l 和 v 是湍流的长度

和速度尺度)内,当 $N = 1$ 时,动能减少50%。习惯于 Re 大于十倍的实验工作者过去从来没有测量过如此快速的衰减率。

Branover & Gershon评述大量以前的MHD管道流中湍流的实验,并把它与矩形不导电管道中的一些新实验相比较,这些实验是专门为了减小能在进口处扰乱流动的“M”形速度剖面所设计的:平行于磁场的AA壁长与垂直于磁场的BB壁长之比 a/b 约为40,而管道有一长的进口段。通过对管道中由于磁场上游产生的扰动引起的湍流与在管道中放置栅产生的湍流之间的差别的研究之后,他们得出结论,当湍流管道流在外磁场作用下变成层流时,三维扰动不能转换成二维扰动。为什么许多MHD管道流即使在强磁场之下在核心区中湍流继续存在,其理由是因为成“M”形的进口速度分布所产生的不稳定性(Rosant q.v.)。然而,当哈特曼数 M 与雷诺数 Re 的比值足够大($\frac{M}{Re} > 1.1 \times 10^{-2}$)时,任何一类扰动最终必定衰减。Schercliff指出过,在任何实际的实验中,即使二维扰动也受到横向磁场的阻尼,因为旋涡必须从管道一个壁上的哈特曼层扩展到另一壁上的哈特曼层。这些哈特曼层将在管道下方其距离正比于 $\frac{Re}{M}$ 的某处抑制掉与它们正交的旋度。

Moreau提出某些关于比较和理解大量以前的有关在磁场中均匀湍流衰减理论的一般设想。在他看来,中心问题是要寻求一个把能量从垂直于 B_0 的,没有耗散的波数区输送到有焦耳耗散的波数空间的区域。对于在磁场已经作用了一段时间之后的湍流,提出过一个简单的模型:二维部分(在垂直于 B_0 的平面中)用平面波的和表示,而三维部分可考虑为一个小扰动。模型认定,平行于 B_0 的波数向量(具有最大焦耳耗散的那些向量)具有从二维运动中供给他们的最大能量;非线性转移优势于焦耳耗散。则从关于能谱形式的一个推测(按波数空间每单位立体角的能量)出发,Moreau证明了能谱是角 θ (K 和 B_0 间的夹角)的减少函数,除了在 $\theta = \frac{1}{2}\pi$ 附近之外。

另一推测涉及三维能谱 $E(k)$ 的性质;由量纲理论、由假定欧姆与粘性耗散之比 ϵ_j/ϵ_v 当 $|B_0| \rightarrow \infty$ 时保持有限、由应用Kolmogorov的平衡假设(1941),可以求得在惯性亚区中,欧姆耗散很强的区域中, $E(k) \propto k^{-2}$ 。这个结果也可根据Oboukhov的截止假设(1941)得到。 ϵ_j/ϵ_v 当 $|B_0| \rightarrow \infty$ 时有限的假定看来与由Moreau & Alemany(1976)和Sulem & Frisch(q.v)求得的二维结构的强化和欧姆耗散的衰减时间的增加一致。

Alemany提出了均匀湍流在磁场中衰减的实验研究。这可以用一个栅在法向磁场 B_0 ($< 0.28T$)中经固定水银柱(长2.5米,直径0.2米)向下运动来实现,磁场由一个大螺管激励。热力系统的热膜探针每隔不同距离被严密地固定在栅上。栅的速度能从0.1变到0.5米/秒,所用的网格尺寸 G 从25变到40毫米,结果,以 G 为特征长度的典型雷诺数约为600。因此 R_m 比Schumann计算的湍流的 R_m 大得多,而比Moreau(q.v)的理论小得多。给出由单个热膜探针所作的一些测量,它们只给出平行于外磁场的湍流速度分量 U_{11} 。Alemany强调指出,由栅产生的湍流速度场随 B_0 值变化,因此比较 B_0 的变化对

湍流衰减的影响时就有些困难。 U_{11} 随离栅距离的衰减,比Schumann的计算所预测的慢得多(约为因子5或10)。平行磁场的相关长度的增加也比线性理论和Schumann的数值积分中的小得多,也许这些矛盾能用这个事实来解释:对于这种实验状况还没有提出必要的理论。然而,有些结果大体上和Moreau提出的自模拟衰减的非线性理论一致。

5 MHD流动中的固体物

5.1 固定的障碍物

Chambarel & Vivès提出有关在圆柱和球(导电的和不导电的,铁磁的和非铁磁的)周围的压力分布的一些结果(Vivès 1974a, b, 1975)。探索过的参数范围是 $0 < M < 160$, $93 < Re < 11600$ 。他们所用的磁铁的气隙宽度很小,60毫米。如此小的尺寸限制了他们的实验,以致所得结果不易和这类已有的理论联系起来,如在横向磁场的管道中绕障碍物的流动(参看Branover & Tsinober的评论1970)。圆柱直径是管宽的一半,而其长度约为0.6管道。管壁是不导电的。他们发现,对于不导电圆柱,滞止压力随 $N(= M^2/Re)$ 增加而增加,但是 N 不够大不足以证明压力和 $N^{2/3}$ 成正比(Branover 等等,1966)。对于导电圆柱滞止压力下降!他们还发现,当 N 增加时,压力最小值从圆柱中点周围移到背面。由压力积分得到的总阻力随 M 大大增加,例如,当 $M = 160$ 时,对于不导电和导电圆柱按因子28和45增加。

在球周围的压力分布是在赤道圈(垂直于 B_0)及各个子午线上测量的。虽某些分布有点古怪,但未提出任何物理解释。总压阻力常常比无磁场时要大,但导电率的影响和圆柱情况不一样(对于 $M = 160$)。对于不导电和导电球,阻力按因子27和19增加。

在讨论中有人指出绕圆柱的流动是三维的,并且其中大部分流动是经流过圆柱边壁处的薄层流过圆柱的,就象在变截面管道中(Walker, Ludford & Hunt 1972)的流动那样。因此Chambarel & Vivès在中心线上的一些测量可能会使人误解。这种三维模型也能解释由脉动电场看出的流动的不稳定性质。在这个和其他一些研究(Khalis 等1966; Tsinober 1970)当中,只有一个已经把理论和实验作了成功的比较(Hunt 1970)。压力测量在这方面证实了以前的实验,即当 $N = 1$ 时分离被抑制了,也定性地证实Moreau(1964)和Buckmaster(1969)的理论。

5.2 粒子的迁移

提出了三个相互有关的通信,即在Grenoble从事的有关感应炉中平均的流体运动及其用于分离不导电杂质,或者分离导电率比熔体更高的共生金属的研究。

Moreau从这样的推理着手,即按照类似于阿基米得的一个原理(引起某些批评的一个类比),作用在共生金属上的 $j \times B$ 力,应比作用在等体积周围流体上的力要小或者大,但是如果外加场的频率足够高(典型的是 10^4 赫),这种分离效应被限制在感应炉(直径 D)边上的表面深度(厚度 δ)内。由炉子顶部和底部处的旋转力场 $j \times B$ 驱动定常的回旋运动。在这些驱动区中,产生高速的似射流的运动(根据Moreau的数量级计

算, 速度为 2 米/秒)。当离开这些区域之后, 在返回之前, 流动很慢地经过核心区流动着。在中心区的典型速度比射流速度减小 δ/D 倍。处于总体运动中的不导电粒子被拉到壁附近的趋向, 那里表面效应使磁场集中, 力 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 也很可能更强些。Moreau 的结论是, 以这一机理为基础的过程的进一步发展紧紧地依赖于对流体流动的控制, 这种控流必须能把粒子输送到使它分离的电磁力起作用的区域。

在讨论中 Block 对 Moreau 的结果, 即速度正比于磁场 B_0 表示惊讶; 他们实验显示出, 按照粘性力和电磁力之间的平衡, $u \propto B_0^2$ 。Moreau 断言他的结果有实验支持 (Tir 1965; Kochetkova 等 1966; Allibert & Driole, q.v.), 并争辩说, 在射流区中的局部平衡是在惯性力和电磁力之间, 粘性耗散是通过整个流体体积扩散的。

Allibert & Driole 提出了有关分离不导电杂质或者分离共生金属的冶金方面的实验。他们已经取得了这些程序的某些专利, 这些程序在处理铝和钢时是特别有价值的 (Driole 等 1969, 1975)。他们也表明这种技术对于确定平衡图的应用。从这些实验中引起的一个未回答的问题是, 为什么当磁场慢慢断开时, 固化之后分离是明显可见的而当磁场突然断开时就不如此? 图 2 (插图 1) 给出了在慢慢固化之后所见到的分离的一个例子。

Khaletzky 提出在感应炉中由电磁力引起的流动的数值研究。直圆柱是理想化的炉形。首先计算由高频外磁场 (近似地平行于圆柱轴) 在炉子中感应的电流和磁场。然后计算由 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 力驱动中层流流动。这两个问题是不耦合的, 因为由这些流动感应的电流比高频感应的电流小得多。随驱动磁场的强度和频率的不同在炉子中出现两个或 4 个涡 (图 3)。借助于对 MHD 流动中不导电粒子上作用力的假设, Khaletzky 计算出小的, 不导电粒子在感应炉中可能的轨迹。讨论中有人指出过, 这些假设和计算结果类似于 Sneyd (1971) 的分析计算, 虽然他只分析了垂直于无限长的圆柱的轴的脉动磁场。Sneyd 在他的分析中还求得了 4 个回流的涡。

6 MHD 流动中局部测量的技术

Berger 提出了在不导电球或圆柱障碍物上滞止压力的计算, 它们是置于相当小或相当大的磁雷诺数 R_m 值的液态金属流动中。一般表达式而不是特殊结果, 在 R_m 的这两个范围内可用 R_m 和 $N (< 1)$ 及 R_m^{-1} 和 N 的幂次展开。实际的目的是由皮托管测量推断拟议的液态金属发电机中的速度, 此处 $0.06 < R_m < 6$ 。Berger 提到众所周知的结果, 即对于垂直于流动、平行于磁场的圆柱管磁场并不影响流动 (Shercliff 1965 P86), 因此如果把管子当作皮托管, 结果就不需要修正。Branover 解释, 对于 $N \gg 1$ 的情况, 假定 $R_m \ll 1$, 它的实验已证实皮托管压力正比于 $N^{2/3}$ 的量纲理论 (Branover 等 1966)。一个未被 Berger 考虑的附加效应是流体静压梯度, 它是在有横向磁场时流经管子的电流在孔和压力计之间的皮托管内部产生的。

Rosant & Alemany 比较了测量流动的各种不同方法 (皮托管、热线风速计、电势差探针)。在皮托管情况中, 使用双重修正, 首先是对滞止点处的电磁压力, 其次对管

内电场的影响,后者当管子不导电时达到最大。提出了改型的皮托管,它是平行于 B_0 的一个圆柱,如果流动在圆柱周围确是二维的,则没有必要作修正(Berger, q.v.)。如果只用薄薄一层石英复盖热膜探针,则如果水银不是很干净的话,它们对压力的变化是敏感的。可利用几个微米厚的金沉积物来减少这个影响,但沉积物很快被腐蚀掉。(Lykoudis小组或其他使用热线风速计的实验小组认为这种预防措施是不必要的)。Rosant的结论是,在MHD流动中平均速度的最简单且最可靠的测量是电场的测量。(这个方法并非处处实用,因为在某些区域中,例如哈特曼层,电场是常数而速度是变化的)。但对于测量速度脉动,这些探针只给出定量的信息,因为速度和电场脉动之间的关系是相当不可靠的。因此热膜风速计仍然是测量脉动速度的唯一定量方法,尽管它们有许多缺点。已提供了大批参数文献;关于热膜探针的有: Sabjen(1965)、Malcolm(1969)、Gardner & Lykoudis(1971)及Robison & Larsson(1973);关于电势差探针的有: Branover等(1970)、Kit(1970);关于皮托管的有: Ghatyuk & Paramonova(1969)及Branover等(1966)。Hunt & Malcolm(1968)和Hunt & Stewartson(1969)描述了一例流动,把理论预测的剖面与用三类探针所作的测量作了详尽的比较。

Chambarel、Ricon和Vives已经发展了一种测量速度的新技术,它以两个相继的测量为基础,首先是 j/σ , j 是电流密度,其次是电场 E 。在固定于不锈钢小圆管(轴长4.5毫米、直径1.5毫米、壁厚0.1毫米)两端的铂环间测量两个电势差。在具有和运动流体实验中同样电场的静止流体中作第一次测量。这样给出 j/σ 的一个局部值。然后在运动流体中做探针两端电势差的测量,给出 E 的一个局部值,取两者之差得到一个正比于速度的信号。这种技术已被核实:在库特流动中用皮托管校验了它。它将被应用于复杂的流动。他们有 10^{-2} 毫米/秒量级的速度、 10^{-5} 毫米水银柱量级的压力的测量方法,在有0.12T磁场的情况下,他们测到 10^{-9} 伏量级的电势差。这一方法已被用来测量MHD环形库特流动中层流速度剖面,并且与理论吻合得很令人满意。

7 工业应用

7.1 电磁流量计

正如Shercliff在主持这次会议时所说的,电磁流量计是MHD最老的应用。法拉第在他第一次提出电磁感应定律之后一、二年,他就试图测量泰晤士河的流量。

Bevir讨论了下述方法的若干理论问题,首先加外加磁场 B_0 ,然后测量液态金属切割磁场的运动 $U(X)$ 产生的电流所感应的磁场 B_i ,由此求得管道中液态金属的体积流量。理论上的问题是,是否能建造一个流量计及磁场线圈,使得在测点 x_m 处的 B_i 和 Q 有关而和速度剖面的形态无关。在线性区域中(当 $R_m \ll 1$, $|B_i| \ll |B_0|$, B_i 正比于 B ,及 μ 、 L 和 σ 。)Bevir解释过这个理论为什么和权(或格林)函数 $W(x_m, x)$ 的概念有关,该函数对于二维情况最初由Shercliff(1962, P27)为感应电压流量计提出的,而对三

维情况则是由Bevir (1970) 提出的*。于是信号可表达为整个管上的体积分:

$$\text{在 } x_m \text{ 处的信号} = \int_{\text{体积}} \mathbf{W}(x_m, x) \cdot \mathbf{u}(X) dx.$$

如果 \mathbf{u} 在管道表面上的法向分量是零且 $\text{div} \mathbf{u} = 0$, 则 \mathbf{W} 必须满足条件: 对给定的 x_m , $\text{Curl} \mathbf{W} = 0$, 当 $|x - x_m| \rightarrow \infty$ 时, $|\mathbf{W}| \rightarrow 0$ 。在感应电压流量计中, 互易定理使 \mathbf{W} 和 \mathbf{B}_0 以及流动中的电流相联系, 该电流是由电极间通过一单位电流所引起的, 而在感应场流量计, \mathbf{W} 与 \mathbf{B}_0 相联系, 并且也与单位电流通过耦合线圈与a) 流动中(在 x_m 处)的感应场及b) 在耦合线圈中的感应场的影响相联系。利用这些一般想法, 已能证明, 在一个轴对称流量计中, 仅当 \mathbf{B}_0 由流体内部的线圈产生时, 才能使 $B_i(x_m)$ 正比于 Q 。因此, 流动必须通过围绕磁场线圈的环形区域, 然而, 可以设计出并不满足这个标准的装置, 使它们对于速度剖面适当的不敏感, 例如由Eaker推荐的系统(1970)。提出的一个问题是, 在流体中的 \mathbf{B}_0 是否能利用表面效应取它的最佳形式。这种可能性看来还没有被研究过。

Robinson描述了在Nykoping的液态金属MHD研究小组进行的几个实验。他们以前作过一些旋转流动的工作(Robinson 1973), 但现在他们正在研究用于非铁金属工业的流动计量和控制的各种问题。感应电压流量计是不能令人满意的, 因为热的液态金属在壁上产生绝缘氧化物的沉积。因此, 感应磁场流量计是最适用的。描述了一个检验这种流量计的水银试验台。感应磁场强度随外加磁场频率增加而增大, 直到临界值(2000赫)那以后它就减小了。这个效应必定是由于场排斥引起的, 因为在此频率时“表面深度”约等于管半径。描述了几种不寻常的用外加的不均匀强横向磁场及改变管道形状来控制从大圆柱经窄通道流出的导电液体的流动的方法。对于几种引出管道, 当加上磁场时, 有些对流量无影响, 而另一些则有较强的影响, 这使Robinson很惊奇。在讨论中Branover评述过, Robinson发现的许多效应能够从以前的各种形状管道中的流动及进口流动的实验工作中预测到, 特别是由里加小组所作的工作中。因为这些流动中, $N \gg 1$, 由Holroyd & Hunt (q, V, \dots) 概括的理论也将是适用的, 特别是关于不均匀磁场的理论。

Block评论过五种测定熔融金属流动的电磁方法的适用性(也见Kisis的专论 1968)。头两种方法涉及测量由液态金属流经直流和交流磁场产生的感应电压。通常, 电极是固体的, 用于测量水甚至污水的电磁流量计就是一例。但在熔融金属中, 如里把固体电极在位于测量管道每一边并垂直于管道的包住它们的小管中向后缩回一点, 这样更好些。这时在每个小管中在固体电极和流动之间存在一个小的滞止涡, 这是一个很巧妙的想法, 在水银回路中作了首次试验之后, 看来工作得不错。其他三种方法依赖于涡电流**。流量正比于感应和外加磁场之间的相位差, 如果后者是行波磁场的话。或者外加磁场的畸变能够被测量(Bevir, q, v)。或者能够在流动中某一位置上加上一个脉动磁场 B_1

*也可参看Gamerman & Mezhiburd (1971)

**大部分法国之外的代表并不知道, 在法国, 这涡电流的发现归功于Foucault, 并冠以他的名字。

(t) 然后在磁场下流的一点上测到 $B_2(t)$ 。借助测量信号之间的相关(计及时间滞后)即 $B_1(t)B_2(t=\tau)$ ，能够推断出流量。这三种方法已在如下三种情况中作过检验：i) 在熔融钢流的回路中，钢水在感应炉中熔化，并由于受强力上升的空气泡气流的驱使而回流；ii) 在旋转铝盘上，iii) 在铺沙的明渠中有自由面的熔融钢流中(0.5—1米/秒)。Block的结论是，相位差及相关方法对于测量熔融钢流是最好的。由此引起了一个问题，这些方法对温度的影响是否敏感。显然，在感应磁场流量计中温度在导电率上的影响能够借助选择合适的频率来避免或减小，在这种频率下，信号随频率的增加恰好被随频率增加而排斥外加所引起的信号的减小平衡。

7.2 电磁流动的应用

Shercliff (University of Warwick, Coventry) 首先指出，MHD 最重要和最有特性的现象之一是阿尔芬波，它从未被运用到技术上 (Shercliff 1976)。阿尔芬波可以用作从流体“飞轮”中提取能量的一种机构，固体飞轮作为能源装置是有缺点的，它有点像电容器，当提取能量时，它的电压降低。然而在由导电电极(壁AA)和不导电壁组成的环形管道中流动的流体，(磁场为导电电极间的轴向场)，就没有这个缺点。只要用一个适当的负载跨接到电极上，就能迅速提取慢慢供给的电能。当流体减速时，阿尔芬波将从BB壁之一向上游行进。在波经过的每一点上，流体立即将其速度减半。当波已返回到它原来的壁BB时，能量将被全部提取完。为了避免与小装置相联系的粘性和电损失，任何实用装置必须是非常大的：例如4米×4米的钠环。其他参数将是 $B_0 \sim 1\text{ T}$ 、 $u \sim 30\text{ 米/秒}$ 、总动能 0.36×10^9 焦耳，在0.27秒内可提取的功率将是 1.3×10^9 瓦。液态金属中阿尔芬波的最好的实验室研究要算Jameson的实验，他研究过钠环中的行波和驻波。他只发表了有关驻波的工作 (Jameson 1964)，关于行波的测量很好地证实了理论，这个测量仍保留在他未发表的物理博士论文中。

如果无需利用固体壁(金属往往会在壁上凝固)而能减小金属流的直径，则在处理热的流态化金属中将会有许多好处(例如，调节流量、减少壁的破坏、制造高质量线材等等)。Garnier (Grenoble) 阐述了在Grenoble研究的专利技术 (Moreau & Garnier 1975)。一个圆柱形金属流经螺管垂直下落，螺管产生沿金属流的高频磁场 B_z 。因为涡电流 j 是角向的，磁场被限制在金属流外表面薄层内。强大的径向力 $j \times B$ 意味着在中心处的压力比大气压力要高。在下流某一位置处的金属流周围放置一个铜环，涡电流就从液态金属流中转移到铜环上。这意味着金属流中的力 $j \times B$ 降到零，其压力随之降低，所以按贝努里和连续性定律，金属流直径减小。(这和Borda咀有某个相似之处)。这个装置和苏联所使用的不同。在苏联，力 $j \times B$ 直接引起直径减小 (Getselev 1971；也可见Moreau 1974)。这里过程是更间接的。为证明这一想法，正在用水银作一些实验。

由Berger提出的Hühns & Djamali—Schami (Tech. univ. Berlin.) 的论文处理了计及磁场和力 $j \times B$ 的变化的纯粹电动力学的问题，此处力 $j \times B$ 由沿着MHD发电机中心行进的固体自由射流的运动产生。假定速度是均匀的，并忽略有限长度的影响，而集中注意有限 R_m 的影响和轴对称偶极对行波场与四极对行波场之间的差异，从含有付氏级数和贝塞尔函数的一些解出发，计算出平均和脉动 $j \times B$ 力。如果射流是液体的，

必需知道在这些力作用下它是否仍保持在中心。可以推断出偶极对在这一方面将是更好的。

Davidson & Thatcher首先提出一些电磁装置的简短评论, 这些装置用于或可以用于核裂变反应堆钠冷却回路中。电磁泵有两类主要型式: 传导泵和感应泵; 在第一类传导泵中, 电势差引起两导电壁间的电流(交流或直流), 它与磁场作用来泵送流体。在第二类感应泵中, 电流和 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 力是由布置在管道周围的线圈产生的高频磁场感生的。电磁泵的效率($<40\%$)比离心泵(70—80%)小得多, 这是后者被用于主冷却回路的理由。电磁泵可靠性高, 这意味着它们被广泛地使用于小流量(10^{-3} 米³/秒)的辅助流动中。如果可靠性作为更重要的选择准则, 则电磁泵可能被优先选用。

借助电磁流动耦合器, 可以利用任一个流动回路来驱动第二回路, 而无需运动部件或流体间任何接触(流体可以是高放射性的)。这个装置也有助于避免回路突然冷却或过热时的热冲击。它由两个矩形管道组成, 它们分属两个回路, 把它们置于磁场之中, 第一个管道起发电机作用并产生电流, 它经第二个管道回流, 后者则起泵的作用。理论效率可达50—70%。电磁制动器是迅速减慢冷却剂而不产生会损坏系统的压力波的一种可能方法, 冷却剂速率有时会高达50米/秒。在讨论中有人建议, 可以考虑自激制动器, 因为它和外磁场的制动器不一样, 它能避免在某一特殊方向上的流动, 在钠回路中, 感应磁场流量计是最适用的, 因为管子直径大、速度高、因而 R_m 值高(<20) Thatcher提出过 $R_m = 5$ 时的一些实验结果, 此时感应磁场可与外加磁场相当, 并且磁场顺流扫过。虽然实验是在圆管中完成的, 但一些结果与二维流动理论吻合得很好(Thatcher 1971)。未解决且特别重要的问题是监控原型反应堆的无数管子中的流动, 这个问题也被提到了。

7.3 动力发电

Radebold用图解说明他们在建造和运行液态金属MHD发电机中所克服的各种技术问题。发电机用900℃的热钾蒸汽作动力, 钾蒸汽冷凝并产生经行波磁场发电机的液态金属流, 所设计的发电机当 R_m 的值为4.0到6.0时产生的功率为10—15瓩。它是Jackson和Peirson原设计的模型。然而, 至今输出功率由于严重的噪音而受到限制, 对噪音产生原因还不了解; 它可能与流动中的湍流有关。未来的计划包括把工作及流体改为铁磁流体, 设想它将产生更平稳的输出, 还包括使导电或铁磁流体以自由射流形式流过发电机(Huehns & Djamali-Schami, q.v.)。

8 结 论

关于未来MHD研究的最有用的方向以及MHD应用的若干一般结论, 看来已从此次会议得出。

a.) 很多以前发表的MHD研究结果对从事把MHD应用于工业问题的研究工作者可能是有用的。例如, 在层流和湍流状态中, 大量的具有不同的管形和不同的壁导电率的MHD管道流的研究。ERDA (1975) 和Lielausis (1975) 发表的最新评论在整理以

前的工作中有所帮助。

b) 许多现在正在进行的实验已提出需要研究的新的理论问题。比起上一代的MHD问题(例如有不变磁场的层流管道流)上修修补补来,这是更值得做的。这些新问题的若干例子是:

i) 不均匀磁场中的管道流,此处相互作用系数 $N > 1$ 而在某些情况下 $R_m > 1$;

ii) 行波或脉动磁场对流动的影响;

iii) 作用在MHD流动中固体粒子上的力,此处,粒子导电率可以与流体的导电率相等或不相等;

iv) 在MHD中由惯性效应(例如离心力)或振动磁场产生的二次运动;

v) MHD流动中自由面的影响,这对于有磁场的冶炼过程是特别重要的。

c) 在将MHD中已建立的概念和发现创造性地应用来提高冶金工业技术方面,似乎还有探索的余地。冶金工业向连续浇注转化,使得作为控流、混合和纯化金属手段的MHD方法变得更有吸引力,在此次座谈会上提出过若干例子。

d) 与发展MHD的应用相结合,必须继续进行实验室中的小规模试验来检验应用MHD的新想法,并发展新的设想。为此目的,看来水银仍是最适用的工作流体,除非需要高 R_m 值。

甚至到现在还只在少数几个值得注意的定常层流剪切流和边界层中,把理论和实验的速度与电势剖面作了比较,并发现符合得只差百分之几。为证实理论和核实新的测量技术,热切希望这样的试验更多些。不定常流动及层流向湍流的转捩等问题的测量和计算,其准确性就更差了。

(参考文献略)

译自《Journal of Fluid Mechanics》Vol.78 Part 2 (1976) .

261—283

(毛斌译 陈允明校)

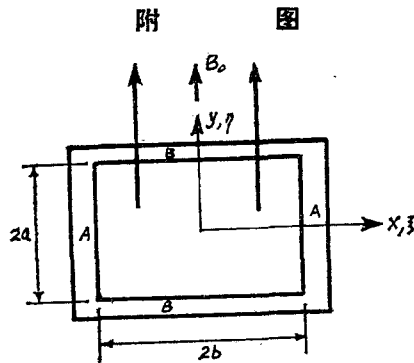


图1 标记横向磁场中矩形管道的略图

(图略)

图2 冶金工业中MHD相互作用。在固化之后含硅30%的Al-Si锭截面。相态的分离已受到磁场（频率2000赫，强度0.1T）影响。硅在锭的底部和侧边。

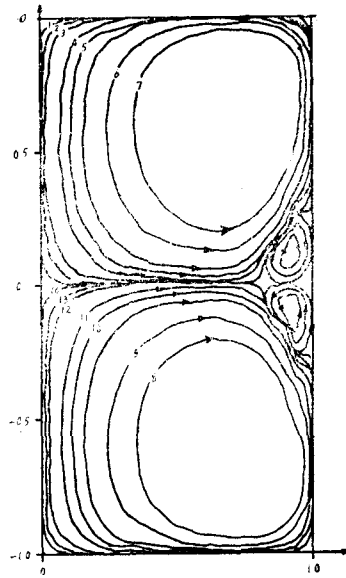


图3 按图2注的感应磁场感应的轴对称运动算出的流线。这些流线图形表示图2中见到的分离的图形。