

关于等离子体诊断 (续)

D.M. Benenson H.S. Kwok

IV. 干涉法

有相同波长和固定相位差的两个光波的复合会发生干涉过程^[39]，产生其位移等于两个单独波的位移之和的一个波。干涉发生的条件是

$$n_1 l_1 - n_2 l_2 = N\lambda \quad (25)$$

式中 l_1, l_2 是介质 1, 2 中的光程长; n_1, n_2 是介质 1, 2 的折射率; $N = 0, 1, 2$ (亮条纹); λ 是光源的波长。形成的条纹图包括暗带 (由于强度相等相位相反的两个光波互相抵消) 和亮带 (由于具有零相位差的波相加)。双光束干涉仪 (如 Mach-Zender 干涉仪, 图 13) 在光源和检测点之间提供了两条分开的光路。在检测点, 两束光重新汇合。一束探测光 (即物波或比较波) 穿过试验段 (例如等离子体)。同时, 第二束光即参考光 (来自同一光源) 不通过试验段。在条纹图上给定点处产生的偏移, 同对应于该点的探测物部分所引起的光程变化成正比。在这种情形中, 条纹位移对应于折射率的值。在差分干涉仪中不用参考光束, 在像平面内形成的条纹图跟在高度稍微不同处通过试验段的两束光的光程差有关^[40] (必然是不同的光路); 这里, 条纹位移对应于折射率梯度。

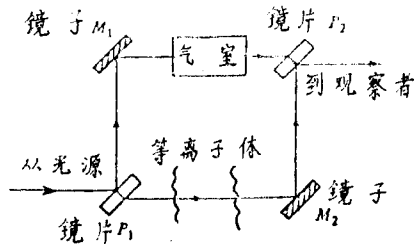


图 13 Mach-Zender 干涉仪布置图

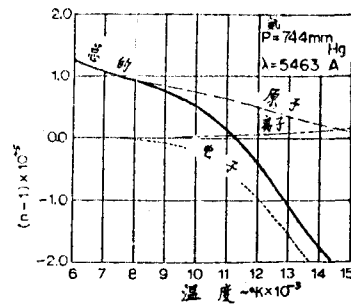


图 14 氩的折射率与温度的函数关系^[39]

通过一相位体 (如等离子体) 的光的相位移同当地折射率 n 有关, n 又可用色散关系表示, 结果得到

$$n - 1 = (n - 1)_{\text{原子}} + (n - 1)_{\text{电子}} + (n - 1)_{\text{离子}} \quad (26)$$

$$= \sum_i K_i N_i \quad (27)$$

式中 K_i 是第 i 种成分 (原子, 离子, 电子) 的比折射率, N_i 是第 i 种成分的数密度。对大气压状态下的氩气, 温度与折射率的函数关系示于图 14。对于可忽略离解的地方, 可以利

用 Gladstone-Dale 关系式

$$n - 1 = K\rho \quad (28)$$

式中 K 是介质的 Gladstone-Dale 常数, ρ 是气体密度。

如前所述, 由于 Mach-Zender 装置 (图 13), 物波和参考波通过不同的物理区域。因此, 这种方法的主要缺点是要精密的光学元件和精确的对准。这些缺点可用全息干涉技术如双曝光^[18,41]或实时^[41]技术来克服。这两种方法都包括以下两步: ①用穿过试验段的一个比较波在参考条件下作出全息图, 随后, ②在工作条件下, 第二个波即物波通过试验段。于是, 最后的干涉图包括物波和比较波。因为这些波通过相同几何路径, 所以不再需要精密的光学元件。实际上, 这些方法可看作单路干涉法。其缺点是需要(和准备时间)第二次操作。全息干涉装置示于图 15。

在双曝光全息干涉法中^[41], 第一个全息图是在基本或参考状态(例如用冷流动, 没有等离子体)下记录

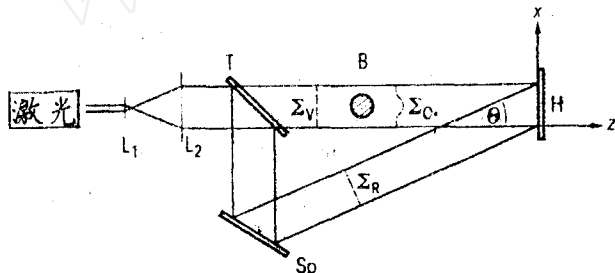


图 15 观察透明物体的全息干涉仪布置图^[41]
B 电弧(相位体) H 全息板 L_1, L_2 透镜系统
 S_0 镜子 x, z 坐标 θ 角度 $\Sigma_V, \Sigma_0, \Sigma_R$ 分别
是比较波, 物波, 参考波

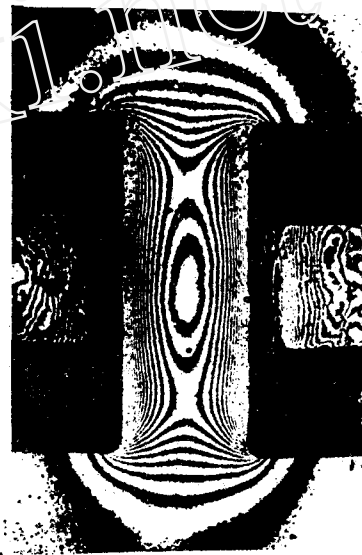


图 16 用双曝光方法得到的干涉图^[41]
冷气流通过双流喷嘴系统圆柱形间隙

的, 实质上是记录了未畸变的比较波 Σ_V ; 参考波 Σ_R 也投射到全息板上。短小时后(典型情况), 第二个全息图叠加在未显影的底板上; 当第二次曝光时有等离子体存在, 并且物波 Σ_0 的瞬时状态被贮存下来。再把全息板显影, 然后用参考波 Σ_R 照明, 因而 Σ_V 和 Σ_0 都重现。因为这些波是相干的, 它们象从通常 Mach-Zender 干涉仪发出的两个光波一样进行干涉。图 16 示出了在双流动系统中用冷气流得到的干涉图。

全息干涉的另一个例子示于图 17^[42]。上图示出由发射光谱和干涉所覆盖的不同空间区域, 从而说明了这些方法的互补性质。下图示出测出的条纹位移数据, 这些数据的反演和(已知的)空气折射率所确定的温度径向分布。(在许多情形下, 如氮和六氟化硫, 会发现有一折射率对于温度相当不敏感的温度范围(或大或小的范围); 因此, 在这个范围内, 按照折射率确定的温度往往不如此范围外确定的温度精确, 也不如用光谱法确定的温度精确。)

实时全息干涉法能按时序记录一系列干涉图, 与只能得到单次记录的双曝光方法相比, 这方法对于随时间变化的相位测试物(如等离子体)特别有用。其步骤^[41]示于图 18。象

以前所描述的那样，第一步在基本和参考状态下（利用 Σ_V 和 Σ_R ）得到一个全息图，然后全息板显影（最好在原处）。全息板由 Σ_R 照明重现 Σ_V （图 18(b)）。加入相位测试物（电弧）并且使物波 Σ_0 通过试验段（图 18(c)）。随时间变化的物波通过透明的全息图，并且叠加在先前重现的相干比较波上。于是发生随等离子体变化而连续变化的干涉现象；这些现象可用高速照相机记录下来。因此，需要一个连续波激光器作为光源。

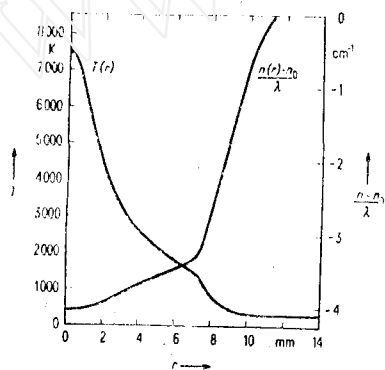


图 17 自由燃烧，6安大气压空气电弧^[41]
 上图：自身发光和有关的干涉图
 下图：折射率和温度的径向分布

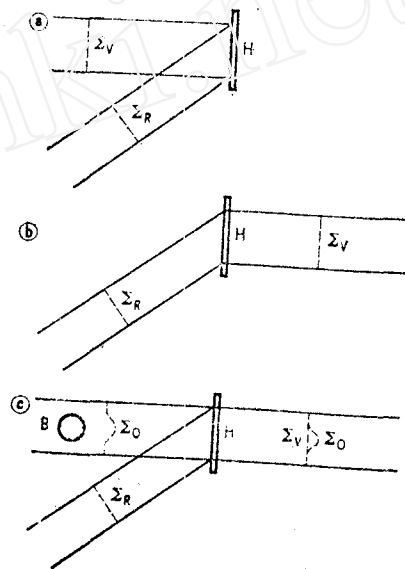


图 18 实时全息干涉法原理^[41](a)比较波 Σ_V 贮存 (b)比较波 Σ_V 重现 (c) 物波 Σ_0 和重现的比较波的干涉

利用 Wollaston 棱镜的差分干涉仪^[39,40]也是较简单的方法，只要求单次曝光就可得到干涉图。同以前描述的方法不同，此法对折射率的梯度是敏感的，可通过适当的积分求出折射率。

如文献[40]指出的，Wollaston棱镜包括两个石英晶体棱镜。它们的光轴相互垂直而且都垂直于入射光束(图19)。入射光是对晶轴成 45° 的线偏振光，在棱镜的第一半内光束分成两个相等分量（寻常光和非寻常光）；这两条光以不同的速度传播并且偏振是正交的。由于棱镜第二半的定位，致使棱镜第一半的寻常光和非寻常光在第二半内分别变成非寻常光 and 寻常光。因为两束光在分界面上的折射率不同，所以它们从棱镜射出时形成一个小的分离角 ϵ 。离开棱镜的这两束光有一个相位差，正比于它们离开中间面的距离

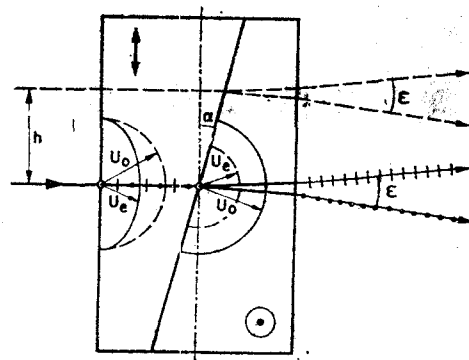


图 19 Wollaston 棱镜的光线。波前的分离由 u_o 和 u_e 表示出^[40]

h. 这种效应可用来产生平行于棱镜的棱的等间距干涉条纹。由于出射光束的偏振是正交的，所以在 Wollaston 棱镜后面放一个 45° 的偏振片，用来得到能产生干涉的分量。

一种光学装置示于图 20。像点 P'_1, P'_2 对应于物平面内相距 Δy 的两点 P_1 和 P_2 。因此如早先指出的那样，差分干涉仪测量出以稍微不同的 y 值通过测试物的两个试验光束的光程差，从而测量出梯度 $\Delta n/\Delta y$ 。旋转 Wollaston 棱镜，则偏振片和入射光旋转面，条纹的方位，都将类似地变化。这种方法可测出垂直于未扰动条纹方向上的密度梯度。

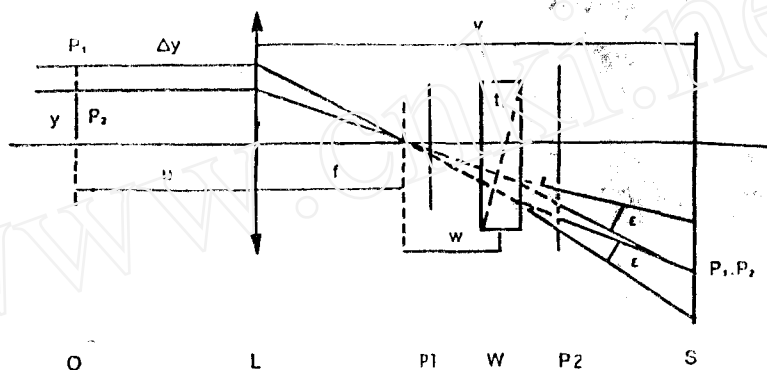


图 20 差分干涉法的光学装置中 L 物镜 O 物面 P_1, P_2 偏振片 1, 2 S 屏幕 (像平面) W Wollaston 棱镜

图 21 示出了一个电流等离子体的条纹图。用不同方位(水平, 45° , 铅直)的条纹图分别表示出在铅直(“径向的”), 铅直和轴向兼有, 以及轴向的梯度的灵敏度。最后的一个干涉图表明在轴向存在着相当小的梯度。第二个方位允许确定核心尺寸和附近的热边界层。第一个方位在原则上提供了确定温度径向分布的依据。

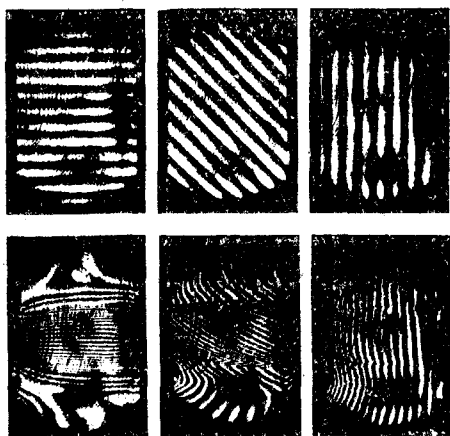


图 21 用差分干涉法在不同条纹方位(上面一排是未扰动条纹)得到的大电流电弧的条纹图^[40]

象光谱法一样, 干涉法也是沿视线进行观察, 因而必须对所测量的条纹位移进行反演^[43](沿所考虑的路线积分), 以便得到折射率和温度的当地值。还应指出, 由于使用了激光, 干涉法变成了一个接近(虽然不是全部)非置入式的方法。

干涉法可应用于没有湍流的情况。湍流的影响(总是伴随着涡和折射率的变化)导致条纹图

破坏。

V. 激光测速法

激光测速法虽然在一定程度上是一种置入式技术, 但却是测量局部速度(原理上是所有速度分量)及其变化的一种非常有效的方法。这种方法利用激光的相干性在空间精确地形成确定的网格(图22)。实现这一目的的光学布置如图23所示(前散射装置)。 (连续波)激光束分成两束光, 然后在试验段聚焦。由此形成的光束重叠区(相交区或探测体积)以及条

纹间距，由几何学、光学和激光束特性来确定。条纹间距由下式给定：

$$S = \lambda / 2 \sin(\alpha/2) \quad (29)$$

式中 α 是光束会聚角， λ 是激光波长。光束相交区是一个畸变的旋转椭球体^[44]，其宽度 d 和长度 l 分别由以下公式表示：

$$d = d_0 / \cos(\alpha/2) \quad (30)$$

$$l = d_0 / \sin(\alpha/2) \quad (31)$$

式中 $d_0 = 1.184 \lambda f / D$ (32)

D 是透镜平面上光束直径（如图 23 所示）， f 是透镜焦距。

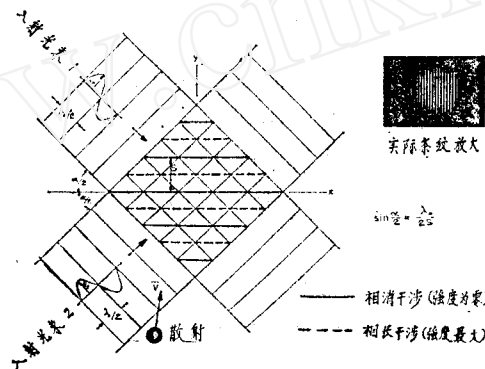


图 22 两条相干的交叉光束形成的条纹图^[44]

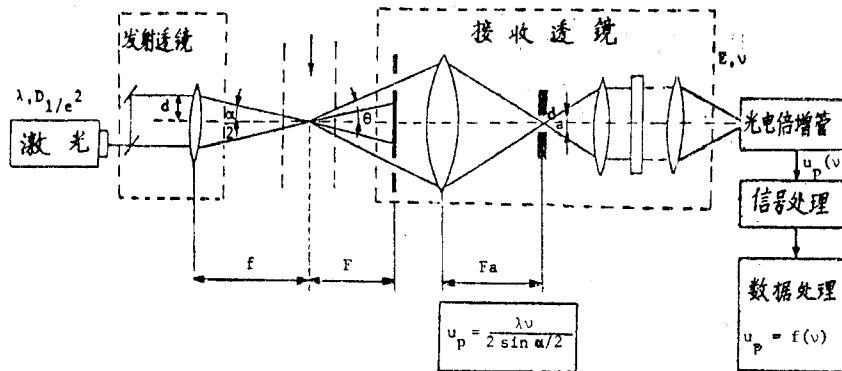


图 23 激光测速仪的光学布置（前散射式^[45]）

为了确定探测体积内的速度，在流动介质内加散射中心，其中某些粒子穿越探测体积。现在考虑垂直于这些条纹的速度分量（或运动方向）。当一散射中心穿越探测体积时，每次通过亮条纹都将发生光散射，由此产生穿越频率 ν 。速度（即条纹方位的法向分量）为

$$U_p = s\nu \quad (33)$$

从两条相干光束的散射光的 Doppler 频移的观点来看，用更基本的方法^[46]可以产生同样的结果。

加入散射中心：①有意用作确定流场的指示物。这种情况，粒子的形状和粒度是相当均

匀的,从而能够跟随流动。为了减小粒子对等离子体的影响,质量浓度相对来说应当很小。
 ②有意用作等离子体工艺的一个组成部分。在这种情况下,粒子可以不均匀,可以不精确地跟随流动,其数量足以影响等离子体。
 ③从电极或喷管壁随机地加入。这些粒子的形状和粒度一般是不均匀的,将不跟随流动;通常,在单位时间内注入的这类粒子相对来说是少的。

当用激光测速仪测量流体的连续流动速度时^[44],散射粒子必需足够大,大到超过流体的分子自由程范围,同时又必需足够小,以便能精确地跟随流体运动。这两个限制要求粒子粒度的量级为1微米。在这种情况下发生光的米氏(Mie)散射。散射强度是散射角、粒子折射率、粒子尺寸、入射光的偏振和强度的强函数。球形粒子的散射强度大致同粒子直径的4次方成正比,并同入射光的波长的4次方成反比。图24中示出从1微米球形粒子的米氏散射。米氏散射的特点是前散射强度很大,但当散射角增大时散射强度大大减小。为了使信号强度最大,在前散射方向应当放置聚光光学部件(参见图23)。

为了提高空间分辨率,探测体积要作得足够小,这可通过光束会聚角 α (入射光学部分)和聚光光学部分(例如图23中的环孔径、透镜、针孔装置)综合考虑来达到。椭球尺寸 d 和 l 分别已达到0.1毫米和0.7毫米^[45]。

在许多有实际意义的情况中,流场可能是非均匀、非定常的,也许是湍流,或者显示出很大的加速度(如喷管流动)或减速度(通过激波)。特别是,在这些例子中同在定常均匀流动中一样,粒子的行为即其速度和轨迹可能与流动介质的速度和轨迹都不匹配。为了了解包括等离子体加工在内的一些应用,重要的是弄清等离子体同散射中心的速度及轨迹之间的关系。对于单粒子,这些关系已经建立,并且已应用于一些构形^[47,48]。轴向动量方程(在所讨论的情况中构形是在铅直方向)和径向动量方程分别写为

$$dU_p/dt = (-3/4)C_D(U_p - U_f)|U_R|((\rho_f/\rho_p)d_p) + g \quad (34)$$

$$dv_p/dt = (-3/4)C_D(v_p - v_f)|U_R|((\rho_f/\rho_p)d_p) \quad (35)$$

$$C_D = C_D(Re) \quad (36)$$

$$U_R = ((U_p - U_f)^2 + (v_p - v_f)^2)^{1/2} \quad (37)$$

式中 C_D 是阻力系数; d_p 是粒子直径; g 是重力加速度; t 是时间; U_f , U_p 是流动及粒子的轴向速度; U_R 是相对轴向速度; v_p , v_f 是粒子及流体的径向速度; ρ_f , ρ_p 是流体及粒子的密度; $Re = \rho_f U_f d_p / \mu_f$ 是Reynolds数, μ_f 是流体粘性系数。能量方程为

$$mC_p dT_p/dt = hA(T_f - T_p) - A\sigma\varepsilon(T_p^4 - T_a^4) \quad (38)$$

式中 A 是粒子表面积; C_p 是比热; h 是传热系数; m 是粒子质量; T_a , T_f , T_p 分别为粒子表面、流体和粒子的温度; ε 是粒子发射率; σ 是Stefan-Boltzmann常数。传热系数进一步用Nusselt数 Nu 表示(此处 $Nu = hd_p/k_{a,v,c}$, $k_{a,v,c}$ 是平均热导率。)

当考虑熔化时,一旦粒子温度达到熔点,即 $T_p = T_m$,便假定粒子温度保持不变。粒子的液态比数 x 由下式计算:

$$dx/dt = Q_n/mh_m \quad (39)$$

式中 Q_n 是输入粒子的净热通量(方程(38)的右边), h_m 是熔化潜热。

当粒子完全熔化时(即 $x = 1$)粒子温度还可以再升高,一直到沸点 T_b 。这时,粒子温

度保持在 T , 不变, 而粒子直径因蒸发变小, 其变化率由下式给定:

$$dd_p/dt = -2Q_m/\pi\rho_p\lambda_v d_p^2 \quad (40)$$

式中 λ_v 是蒸发潜热,

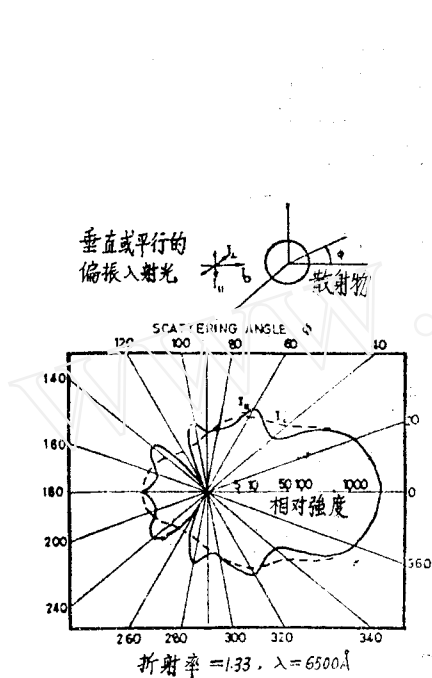


图 24 从1微米直径的球形粒子的米氏散射^[44]

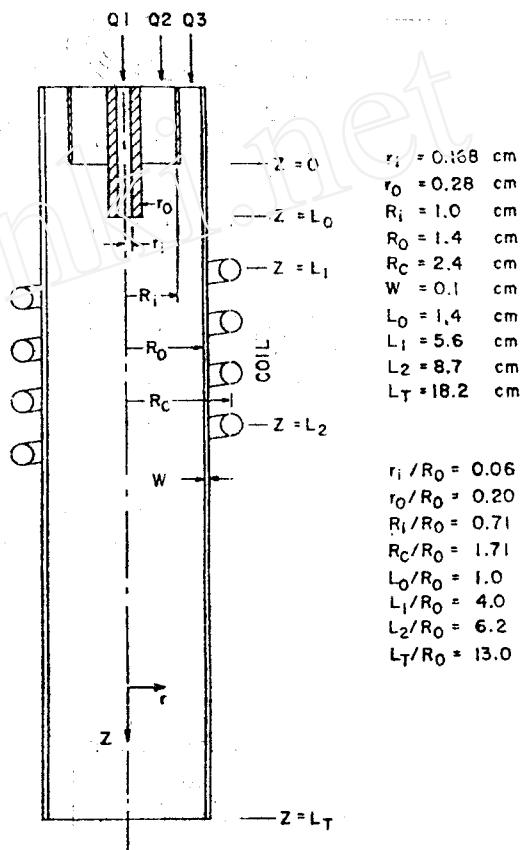


图 25 等离子体炬的构形^[44]

对于图 25 所示铅直放置的等离子体炬, 流线和等温线如图 26 所示。10 和 250 微米直径粒子的轨迹分别示于图 27a 和 27b。两种粒子轨迹显然有很大差别, 这对加工应用是不利的。

沿铅直放置的等离子体射流的轴向测得的等离子体速度、粒子速度和湍流度结果示于图 28。这里分别用 1 微米和 53 微米直径的粒子确定各速度。可以看出, 在接近和远离射流入口处, 速度分布和湍流度分布都显示出大粒子的明显惯性效应。

图 29 和图 30 分别示出粒子对湍流脉动和突然减速(通过激波)的响应。在两种情况中, 即使用适中粒度的粒子即 1 微米量级的粒子, 也可以看到响应有显著的减小(减小了的频率响应, 长的弛豫时间)。这些结果指出, 要跟踪有相当大的加速度、减速度或湍流度(在某些等离子体应用中湍流频率超过 1 兆赫)的流动时, 应用激光测速法存在着一定的限制。假定光散射过程可以用米氏散射表示^[44], 则减小粒子粒度可以改善跟随能力, 但却使信号(及信噪比)大大降低。

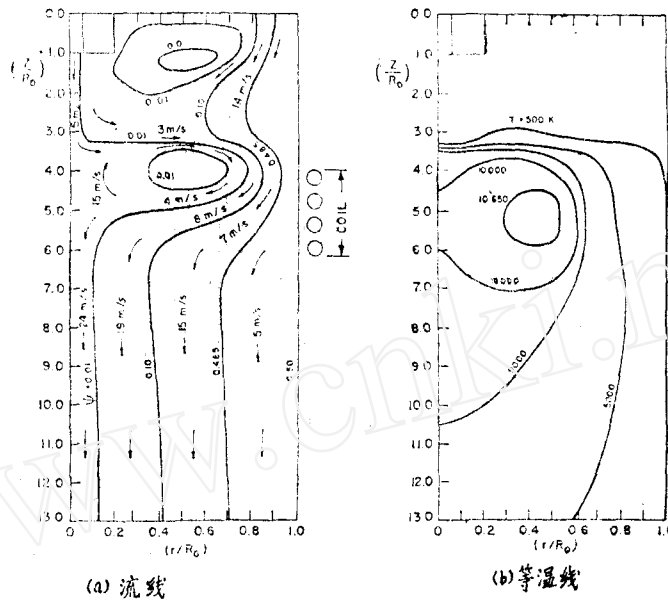


图 26 流场和温度场^[46] $Q_1=0.4$ 升/分 $Q_2=0.2$ 升/分 $Q_3=16$ 升/分
 (Q_1, Q_2, Q_3 分别为粒子载气、等离子体、等离子体鞘的气体流量)

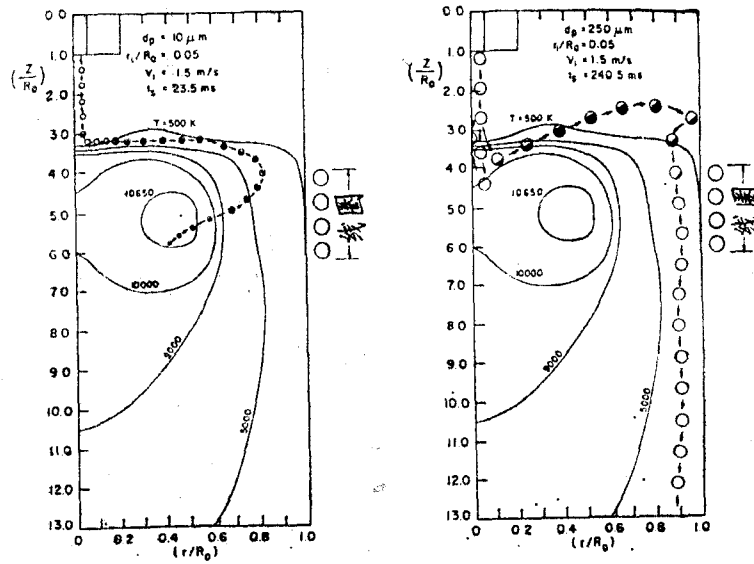


图 27 粒子轨迹^[47] (a) $d_p=10$ 微米 (b) $d_p=250$ 微米

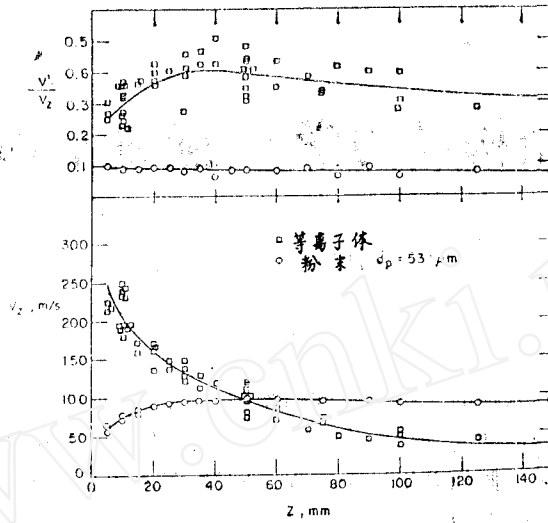


图 28 沿等离子体炬轮廓的等离子体速度、粒子速度以及湍流度^[4 8]

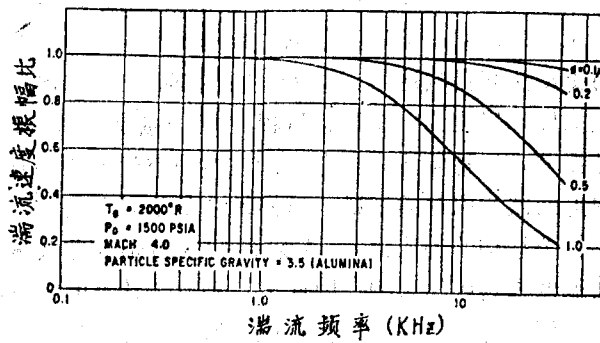


图 29 粒子对湍流脉动的响应^[4 4] 粒子比重=3.5 (铝)
Mach数=4.0 $T_0=2000\text{K}$ $P_0=1500\text{磅/英寸}^2$

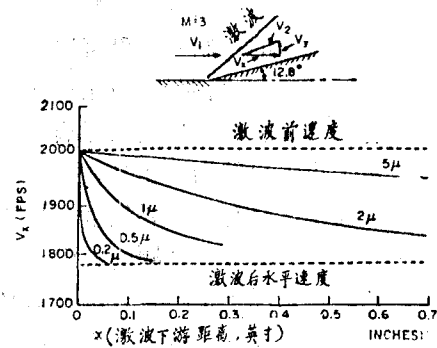


图 30 与激波-粒子相互作用有关的弛豫时间^[4 4]

参 考 文 献 (48篇, 略)

朱清文 晏名文译自: *Pure & Appl. Chem.*, 54, 6 (1982);
1157—1180. (吴宝根校)

几 点 更 正

卷	期	页	行	误	正	卷	期	页	行	误	正
16	2	封2	倒6	Длсупанов	Джупанов	16	2	229	倒2	所以基本受拉	所以基体受拉
16	2	198	倒1	冯元楨	冯元楨	16	2	282	10	理论例究	理论研究
16	2	214	倒3	林同驥	林同驛	16	2	292	18 21		总 21 期