

激波管氢氧爆轰驱动技术的发展进程^{*,**}

俞鸿儒 李斌 陈宏

中国科学院力学研究所高温气体动力学实验室, 北京 100080

摘要 回顾了爆轰驱动的出现与认识过程及对其性能的观察结果. 采用卸爆管消除爆轰波反射高压和利用变截面缓解 Taylor 波有害影响, 使得反向和前向爆轰驱动模式能用来产生高焓高压试验气源. 双爆轰驱动段彻底消除了爆轰波后的 Taylor 稀疏波, 不仅提高了前向爆轰的驱动品质, 而且为进一步提高驱动能力开辟了新途径.

关键词 激波管, 激波风洞, 爆轰, 超高速流

1 引言

风洞是在实验室里产生高速试验气流, 用来对飞行器的气动力、气动加热以及气动物理特性进行模拟实验的装置. 当飞行速度低于 2 km/s, 飞行器周围气流温度升得不高, 空气组分基本不变, 分子内振动激发亦不明显. 在这种条件下, 风洞试验可应用马赫-雷诺模拟. 即只要风洞试验的马赫数和雷诺数与实际飞行值相同, 则几何相似的缩尺模型在风洞中测得的数据可外推用于飞行条件. 马赫数为气流速度与声速之比. 通过降低气流声速也能提高马赫数. 高超声速风洞通常只将气源加热到使膨胀加速的试验气流避免出现凝结的较低温度, 使气流声速尽量低, 从而降低气流速度以节省能耗. 如气源加热到约 10^3 °C, 便可获得 $Ma = (8 \sim 10)$ 的试验气流. 同时, 降低试验气流温度还能提高雷诺数, 从而减轻对气源压力的要求.

当飞行速度超过 2 km/s, 飞行器周围气体温度进一步升高. 空气分子振动激发逐渐增强, 氧氮分子先后开始离解和化合. 这些高温真实气体效应对飞行器气动特性的影响随飞行速度提高而愈来愈重要. 在这种条件下, 风洞试验除了马赫-雷诺模拟外, 还应增加气流动能与离解能之比以及松弛距离与飞行器特征尺寸之比的相似条件. 这就要求风洞试验复现真实飞行速度, 由于模型缩尺的影响, 试验气流密度高于大气密度. 即要求风洞气源温度与飞行器

驻点温度一样高, 气源压力比真实飞行总压高. 例如飞行速度为 7 km/s, 要求气源压力数达 10^2 MPa, 温度达 10^4 K. 常规加热方法难以产生如此高参数的气源.

现有激波管驱动技术虽能将低压气体加热到极高的温度 (最高达 2×10^7 K). 而氢氧爆轰驱动则是新近开始应用的能将气体同时升至高温和高压的一种结构简单, 费用低廉且容易操作的强驱动技术.

本文描述气体爆轰驱动技术的发展进程.

2 爆轰驱动的出现与性能考察

2.1 爆轰驱动的出现

Hertzberg & Smith^[1] 在激波管燃烧驱动实验过程中意外发现: 测得的入射激波马赫数超过按等容燃烧假定和激波管流动理论计算求出的数值. 为解释这一异常现象的起因, 他们提出“等压燃烧”模型. 而 Gerard^[2] 则将其归因于在驱动段中发生了爆轰.

爆轰波可以从驱动段中的任何地点起始. 从实用可行观点, 存在两个起始处. 一是在驱动段尾端点火, 形成的爆轰波传播方向与入射激波相同, 这种操作模式称为前向爆轰驱动. 另一点火处临近主膜, 产生的爆轰波向上游运动, 其传播方向与入射激波相反, 称为反向爆轰驱动.

2.2 性能计算

随后 Bird^[2] 在忽略黏性和散热影响以及理想破

收稿日期: 2005-03-16, 修回日期: 2005-04-23

* 国家自然科学基金 (19082012, 10082004) 资助项目

** 《力学进展》副主编符松推荐

膜假定条件下采用波图法, 计算求得等容、等压燃烧和前向、反向爆轰驱动的入射激波强度. 在相同初始条件下, 前向爆轰驱动产生的入射激波马赫数较等容燃烧强, 等压燃烧较等容燃烧弱. 计算结果支持了 Gerard 的论点. 但前向爆轰驱动产生的入射激波沿被驱动段长度传播时衰减明显.

2.3 实验观察

Waldron^[3] 实验观察了由驱动段尾端起始的爆轰驱动的特性. 观察结果显示: 这种前向爆轰驱动产生的入射激波较燃烧驱动强, 激波马赫数随着传播距离和时间增加而明显衰减, 与 Bird^[2] 计算结果相符. 他认为这种爆轰驱动不宜用于气动试验设备. Balcerzak & Johnson^[4] 将这种驱动技术用于爆炸波模拟装置.

俞鸿儒^[5] 在膜片附近点火的氢氧燃烧驱动实验也出现了意外, 测出的入射激波马赫数值与沿被驱动段分布均与燃烧驱动不同. 虽然当时未能看到 Gerard 和 Bird^[2] 的论文, 但对出现的反常, 一开始就怀疑是否由意外爆轰所引起. 当时诊断手段很差, 无条件藉常规测量做判定. 由于燃烧火焰阵面传播速度比较慢, 膜片愈强, 燃烧愈接近完全, 燃气压力和温度亦愈高. 因此燃烧驱动产生的入射激波马赫数依赖于膜片强度. 与燃烧驱动不同, 自持爆轰不受外界因素影响. 爆轰驱动强度应与膜片无关. 我们利用这种差别, 判定确实发生了爆轰. 对比实验结果表明: 在初始条件相同时, 反向爆轰驱动产生的入射激波也比燃烧驱动强, 与 Bird^[2] 的分析预计不同. 这是由于 Bird^[2] 假定燃烧驱动中破膜时燃气已燃尽, 以及未考虑管壁散热损失, 计算求出的入射激波马赫数值较实际偏高得多, 而爆轰驱动两者差别则小得多. 因此实测得到的反向爆轰驱动产生的入射激波马赫数较燃烧驱动高. 实验数据还显示: 反向爆轰驱动产生的入射激波衰减特性与重复性较燃烧驱动好得多. 然而当爆轰波抵达驱动段尾端时, 将在那里反射, 产生的反射峰压超过初始压力 200 多倍^[6]. 可爆轰气体初始压力升至 1 MPa 时, 实验中管体剧烈震动, 甚至连接螺栓亦被震松脱. 这种高机械载荷未消除前, 驱动段初始压力被限制在较低范围内, 因而难以实际应用. Lee^[7] 为了解决模拟爆炸波的大直径激波管的破膜困难, 开展了反向爆轰驱动激波管实验. 他使用乙炔-氧混合气作驱动气体, 初始压力为大气压, 在膜片附近用爆炸丝起始爆轰.

到 20 世纪 60 年代中期, 对气体爆轰驱动特性已有全面的了解. 发现要将其实用化所存在的制约性障碍为: 对前向爆轰驱动为紧随爆轰波的 Taylor 稀疏波引起的入射激波严重衰减; 对反向爆轰驱动为爆轰波在管端反射形成的高压.

3 爆轰波反射高压的消除

3.1 卸爆管

俞鸿儒^[8,9] 提出在驱动段尾部串接一卸爆管来消除驱动段尾部的反射高压. 带有卸爆管的反向爆轰驱动激波管流动波图示于图 1^[10]. 由图 1 可以看到: 当爆轰波抵达驱动段与卸爆管之间的膜片处, 膜片立即被打开. 如果卸爆管内初始压力较低, 爆轰波在那里将不会产生反射激波, 而是代之以稀疏波, 可能对设备造成的破坏载荷即被消除.

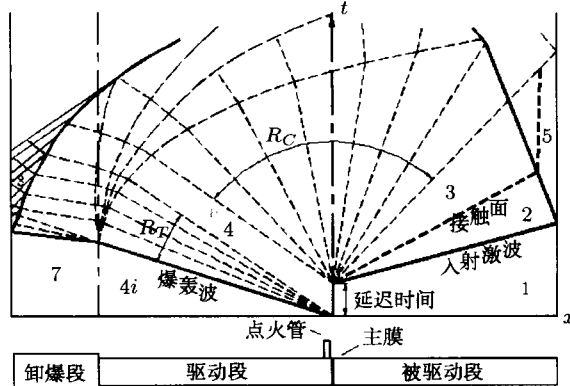


图 1 反向爆轰驱动激波管流动波图

然而高反射压力是否会转移到卸爆管的尾部, 以及如何去控制它呢? 爆轰驱动段和卸爆段两者构成简单的激波管. 由激波管流动理论, 卸爆管尾端反射峰压 $P_{峰}$ 与有效驱动气体压力 $P_{驱}$ 之比 (假定比热比 $\gamma = 1.4$)

$$P_{峰}/P_{驱} = \left[\frac{8M_s^2 - 2}{M_s^2 + 2} \right] \cdot \left[1 - \frac{a_{卸}}{a_{驱}} (\gamma_{驱} - 1) \frac{M_s^2 - 1}{2.4M_s^2} \right]^{2\gamma_{驱}/(\gamma_{驱} - 1)}$$

从上式可以计算求出, 当 M_s 从 1 升高时, $P_{峰}/P_{驱}$ 随 M_s 值上升至最大值. 然后随 M_s 增加而不断下降. 卸爆管初始压力一般选得较低, 激波马赫数远超过 $P_{峰}/P_{驱}$ 最大值时的马赫数. 因此将卸爆管初始压力降得愈低, 压比 $P_{峰}/P_{驱}$ 亦将愈低.

控制卸爆管尾部反射压力的实验结果示于图 2^[11]. 只要卸爆管初始压力很低, 其尾部就不会出现高压.

3.2 带有卸爆管的爆轰驱动激波管的应用

1989 年上半年结合其他实验工作, 考察了爆轰波和 Taylor 波后气体的特性. 当时采用 JF8 激波风洞被驱动段 ($\phi 150$ mm, 长 13.5 m) 作爆轰管, 驱动段 ($\phi 150$ mm, 长 6.5 m) 作卸爆管, 在点火处附近测得超过 10 ms 极其恒定的压力-时间曲线, 多次实验

的重复性亦极佳。1989年7月在美国参加第17届国际激波会议期间，向Aachen工大激波实验室主任Groenig教授通报了有关实验结果。它预示反向爆轰驱动将成为一种品质优秀的强驱动技术。Groenig教授回国后，着手将欧洲最大的TH2激波风洞改造为爆轰驱动激波风洞。

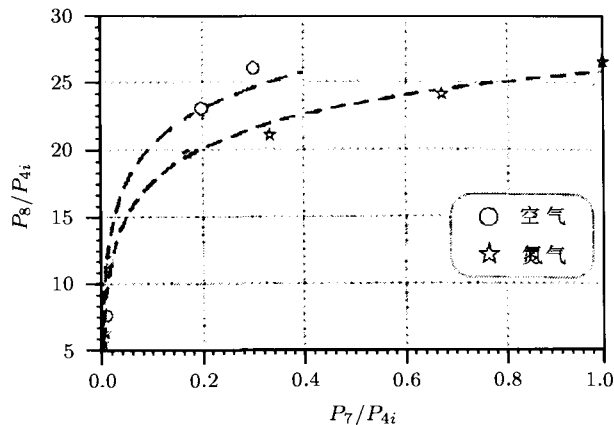


图2 卸爆管中反射峰压与初始压力关系

P_{4i} 为驱动段的初始压力； P_7 为卸爆段的初始压力； P_8 为卸爆段的反射峰压

中国科学院力学研究所在1995年~1998年期间改建成氢氧爆轰驱动激波风洞JF-10^[12]。采用反向爆轰驱动模式运行产生的入射激波衰减特性示于图3。图3中还会入Cornell大学航空实验室加热氢驱动激波风洞的数据^[13]作比较。由于两者的被驱动段的内径(100mm)相同，初始压力与长度相近，可直接作对比。从图3可以看出：反向爆轰驱动品质与加热氢驱动相当。这是由于反向爆轰驱动气体为Taylor波后4区中的气体。该区内气体静止和热力学状态参数均匀性均与加热氢相当。

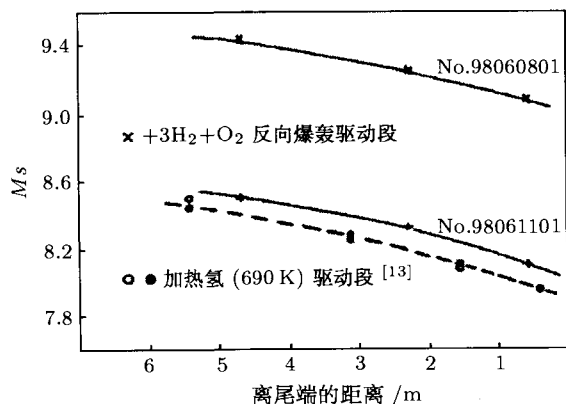


图3 反向爆轰与加热氢驱动段产生的入射激波衰减特性比较

反向爆轰驱动还适于产生高雷诺数试验气流，当驱动段初始压力为4.9MPa、氢与氧之比为3以及被驱动段初始压力为2.1MPa时，反射激波后压力

达到113MPa，温度 1.46×10^3 K。

NASA-Langley的膨胀管原拟采用自由活塞驱动段改建为激波膨胀管/风洞。由于自由活塞驱动段费用太昂贵，重新对各种高性能驱动技术进行综合分析比较后，Bakos & Erdos^[14]认为：“基于成本-效益比，满足当前预期的超高速研究要求的最佳选择为爆轰驱动。”并决定改用氢氧爆轰驱动段代替自由活塞驱动段改建设备。

4 Taylor波有害影响的抑制

4.1 前向与反向爆轰驱动性能比较

从图1可以看到：反向爆轰驱动气体是Taylor波后的气体。该区域内气体静止，热力学状态参数(P, T 等)均匀，因此不会使产生的入射激波衰减。前向爆轰驱动气体则是爆轰波阵面后Taylor波扇形区内的气体，该区内气体温度、压力和速度随时间增加逐渐下降(图4)。因此驱动产生的入射激波强度

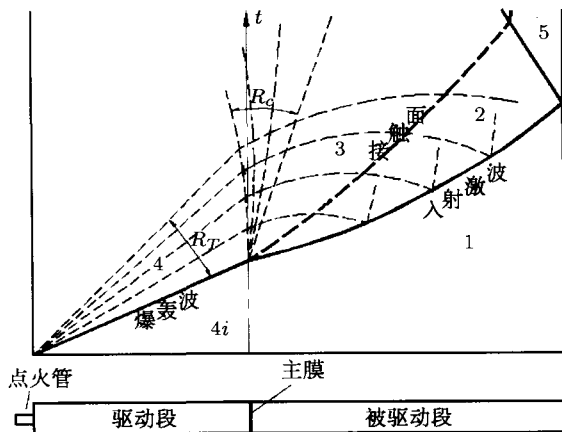


图4 前向爆轰驱动激波管流动波图

不断衰减，使试验气流品质很差。然而另一方面，Taylor波扇形区内的气体温度、压力和速度均较4区高，因而其驱动能力强得多。如果能抑制Taylor波有害影响，则驱动能力更强的前向爆轰驱动方式将具实用价值。

4.2 抑制Taylor波有害影响的方法

4.2.1 增加爆轰驱动段长度

长管中封闭端起始的爆轰波，当波阵面向前传播时，波后已爆轰气体的速度很高，而在封闭端处，气体必须静止。Zeldovich^[15]和Taylor^[16]先后独立地获得爆轰波后爆轰产物流场的自相似解。即在爆轰波阵面后跟随着中心稀疏波，使爆轰产物从波阵面后的高速逐渐下降为零，压力、温度和密度也逐渐下降。参数下降区与静止均匀区的长度大约各占爆轰波传播距离的一半。当爆轰驱动段长度增加时，破膜时驱

动气体沿长度的衰变率下降, 其对入射激波的有害影响也减缓. 然而增加爆轰驱动段长度来缓解 Taylor 波影响的作用是有限的. 采用这种方法需大量增加爆轰驱动气的耗用量. 一旦用量超过阈值, 将引起激波管内壁的烧蚀.

4.2.2 扩大爆轰驱动段横截面面积

若驱动段截面面积大于被驱动段, 当爆轰波阵面到达两者连接处的收缩截面时, 将在那里形成部分反射, 反射激波与跟随在爆轰波后的 Taylor 稀疏波迎面相交. 穿过反射激波的稀疏波扇夹角被展宽, 因而具有缓解 Taylor 波有害影响的作用. 此外流入面积随时间增加的侧向流也有一定的弥补作用, 其作用原理如图 5 所示.

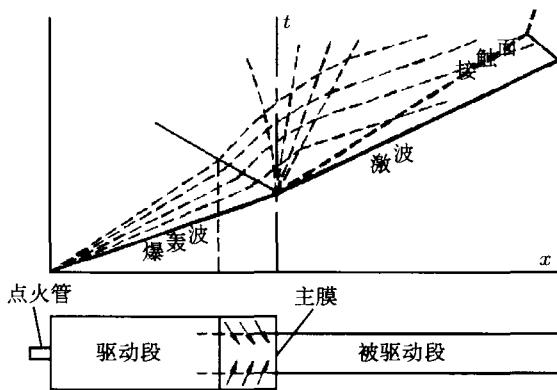


图 5 扩大驱动段直径的前向爆轰驱动激波管流动示意图

中国科学院力学所的 JF-10 激波风洞采用扩大驱动段直径和增加长度两种措施来缓解 Taylor 波的有害影响, 使前向爆轰驱动产生的入射激波衰减特性虽然还比不上反向爆轰驱动, 但已达实用可接受的程度 (图 6). 然而其驱动能力远超过反向爆轰驱动. 当

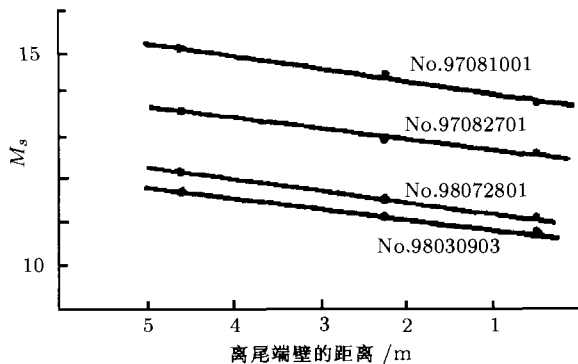


图 6 变截面前向爆轰驱动段产生的入射激波衰减特性

被驱动气体初始压力和入射激波强度相同时, 所需前向爆轰驱动段初始压力, 较反向约低一个数量级^[12]. 由于不需要卸爆段, 结构和操作亦较简单. JF-10 爆轰驱动激波风洞的爆轰段强度允许使用氢氧

可爆轰气初始压力高达 10 MPa. 在调试中, 当初始压力为 4.5 MPa, 氢氧比为 4 时已获得压力为 80 MPa, 焓值为 16 MJ/kg (相当于 8400 K) 的高压高焓气源.

4.2.3 插入环形空腔

姜宗林等^[17]数值检查了爆轰管变截面对于爆轰波后流动均匀性的影响, 发现带有环形空腔的管子较之 30° 或 45° 收缩段能获得更加均匀的气流. 建造了一种新结构前向爆轰驱动段, 由粗管 (长 3.87 m, 直径 90 mm)、环形空腔 (直径 130 mm) 和细管 (长 180 mm, 直径 60 mm) 组成. 该驱动段具有扩大驱动段内径和插入环形空腔双重作用. 当环形空腔长度达到 360 mm 后, 测得反射压力平台长达 4.5 ms^[18,19].

5 消除 Taylor 稀疏扇的新进展

上述缓解 Taylor 波有害影响的几种方法的作用只能将爆轰波后气流参数的衰减速率变缓, 波后气流参数除了起始点外都低于 CJ 值. 若能将跟随在爆轰波后面的 Taylor 稀疏波完全消除, 则跟随在爆轰波后的气流温度、压力和速度将恒定不变. 在自持爆轰时, 气流参数为 CJ 值; 过驱动爆轰时, 气流参数还会高出 CJ 值. 不仅强有力的前向爆轰驱动段的品质将获得根本改善, 而且为进一步提高爆轰驱动能力开辟了新途径.

如果爆轰波被后面的活塞驱动向前传播, 只要活塞速度达到或超过 CJ 爆轰形成的气体速度, Taylor 稀疏波就将消失. 然而爆轰产物速度很高, 在激波管中难以将活塞加速到如此高的速度并维持恒速运动. Coates & Gaydon^[20]在氢氧爆轰驱动段上游端串接辅助驱动段, 采用未加热氢作驱动气体, 膨胀加速形成的气柱代替活塞. 但要使气柱压力和速度分别等于已爆轰气体的压力和速度, 则要求氢气压力较氢氧混合气初始压力高出百倍. Bakos & Erdos^[21]改用未加热氢代替氧, 在这种情况下, 要求初始压力比超过 500 倍. 用作高焓激波风洞的爆轰驱动段, 初始压力为数 MPa 或更高, 因此要完全消除 Taylor 波, 所需氢或氧的充气压力过高. 除了需配备昂贵的高压气源和高压设备外, 对破膜技术也带来严重困难.

俞鸿儒提出利用爆轰驱动段代替轻气体驱动段, 即采用双爆轰驱动段. 这样辅与主驱动段初始压力比只需数倍就可彻底消除 Taylor 稀疏波. 辅助驱动段中的爆轰也存在两种运行模式: 前向和反向爆轰驱动. 采用前向爆轰模式运行时的初步实验结果显示: 驱动品质与单驱动段相比已有明显的改善^[22]. 但是这种驱动产生的气柱速度和压力还不恒定, 尚待进一步改进. 这里只描述辅驱动段为反向爆轰模式的

双爆轰驱动激波管的性能 [23].

5.1 双爆轰驱动段激波管流场

图 7 为双爆轰驱动段激波管流动波图和结构示意图. 当辅驱动段与主驱动段初始压力比 P_{8i}/P_{4i} 低于临界值时, 辅驱动段已爆轰气膨胀加速后, 其速度仍低于主驱动段爆轰波后气体速度, 主爆轰段中仍会出现稀疏波, 只不过波扇夹角较单爆轰驱动段有所缩小 (图 7(a)). 若初始压力比 P_{8i}/P_{4i} 增加

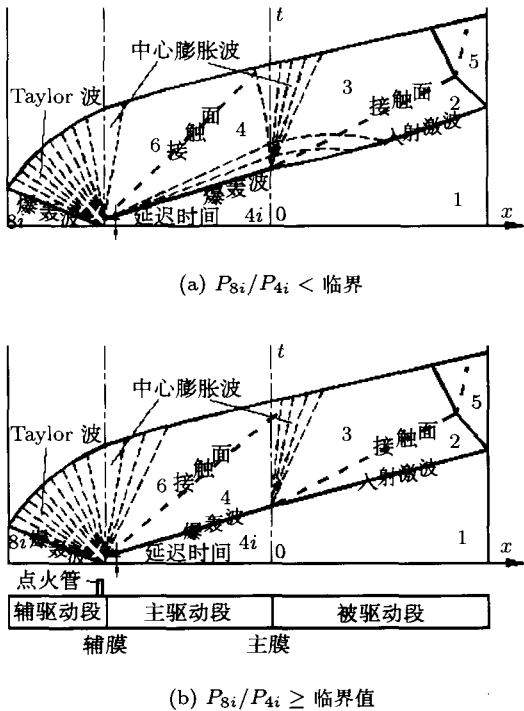


图 7 双爆轰驱动段激波管流动波图

到临界值, 则辅驱动段已爆轰气膨胀加速后的速度和压力等于主爆轰段的气体速度和压力. 因此主驱动段的 Taylor 波将全部消失 (图 7(b)). 若初始压力比 P_{8i}/P_{4i} 高于临界值, 流动波图仍如图 7(b). 其区别为主驱动段中爆轰波变成过驱动爆轰波, 其传播速度超出 CJ 爆轰波速. 爆轰气体温度、压力和速度也高出 CJ 值并随 P_{8i}/P_{4i} 比值增加而升高. 因此, 提高辅驱动段初始压力, 可成为进一步增强前向爆轰段驱动能力的有效手段.

辅驱动段中已爆轰气体通过 Taylor 波反向减速至静止状态, 再通过破膜形成的中心稀疏波加速至 u_6 , 则

$$-u_{8CJ} + \frac{2}{\gamma - 1} a_{8CJ} = u_6 + \frac{2}{\gamma - 1} a_6$$

假定已爆轰气体膨胀过程中比热比 ($\gamma = 1.2$) 恒定, 辅和主驱动段可爆轰混合气组份和初始温度分别为 $H_2: O_2 = 3: 1$ 和 $18^\circ C$, 忽略初始压力对爆轰气体参数和波前后压力比的影响, 借用文献 [6] 的爆轰

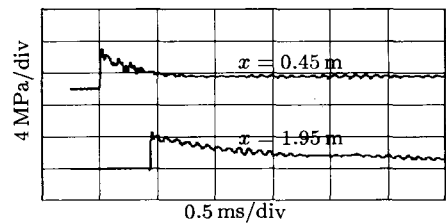
参数计算值, $u_{CJ} = 1443 m/s$ 和 $a_{CJ} = 1845 m/s$. 如果主驱动段中爆轰波后刚好不出现 Taylor 波, 则 $P_6 = P_4 = P_{4CJ}$, $u_6 = u_4 = u_{4CJ} = u_{8CJ}$, 由上式得出

$$a_{8CJ}/a_6 \approx 1.18, (P_{8i}/P_{4i})_{CR} \approx 7$$

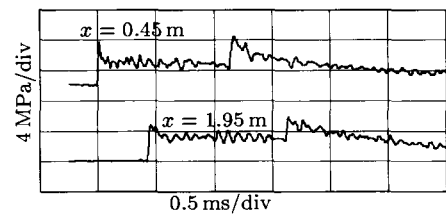
由于辅驱动段初始压力较主驱动段初始压力高, 爆轰波前后压力比亦高, 加上已爆轰气体膨胀过程释放复合能, 上述估计值偏高.

5.2 实验结果

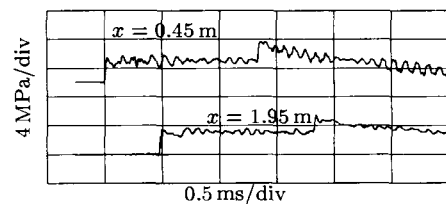
为了观察主驱动段爆轰波后气体参数随时间的变化, 在离分隔辅 / 主驱动段膜片 $0.45 m$ 和 $1.95 m$ 两处管壁上安装了两个压力传感器. 测量结果如图 8. 为了参照比较, 图 8(a) 为无辅驱动段前向爆轰



(a) 单爆轰驱动段 ($P_{4i} = 0.25 MPa$)



(b) 双爆轰驱动段 ($P_{8i}/P_{4i} = 4, P_{4i} = 0.25 MPa$)



(c) 双爆轰驱动段 ($P_{8i}/P_{4i} = 6, P_{4i} = 0.2 MPa$)

图 8 主驱动段压力变化曲线 ($H_2: O_2$)

驱动段测量的曲线. 爆轰波扫过之后, 压力迅速地升高至初始压力的 17 倍左右, 接着由于 Taylor 波的作用, 压力迅速下降至峰值的一半以下, 然后维持恒定值. $x = 1.95 m$ 的曲线尾段压力再次下降, 是由主膜片破膜后形成的中心稀疏波所引起. 图 8(b) 为双爆轰驱动段当 $P_{8i}/P_{4i} = 4$ 时的压力曲线. 由于初始压力比低于临界值, 压力跃升至峰值后仍下降, 但下降延续时间缩短, 平台压力值较前升高. 图 8(c) 为

$P_{8i}/P_{4i} = 6$ 的压力曲线。由于初始压力比接近临界值, 压力跃升后不再下降。表明已无 Taylor 波, 平台压力与峰值压力相等。图 8(b) 和图 8(c) 中的曲线后部出现的上升, 是由于反向爆轰波在辅助驱动段尾端形成的反射激波追到该处形成的干扰。在实际使用中, 辅助驱动段尾部还要增加卸爆段, 反射激波将被稀疏波所替代, 干扰到达时间将大大延迟。再加上匹配好各段的长度, 这种干扰不难消除。

6 关键技术

6.1 爆轰起始

爆轰起始分为两种模式: 通过加速火焰形成爆轰的慢模式(自起始)和点火后立即形成爆轰的快模式(直接起始)^[24]。前者点火后生成火焰, 传播一定距离后才转换为爆轰。在形成爆轰前, 燃烧释放的化学能对全流场参数都产生影响。因此封闭容器自起始的爆轰产物热力学状态参数随转换过程的随机性而变化。后者则在点火能量的驱动下产生足够强的激波, 从而在非常靠近点火器的地方瞬时形成爆轰。爆轰产物状态参数只决定于混合物的初始状态而不受外部因素的影响。驱动气体热力学状态参数的高重复性只在直接起始爆轰条件下才能实现。因此能否直接起始爆轰成为首先要解决的关键技术。此外, 直接起始爆轰压力场易于预测和控制, 对设备安全有利。

对于给定的点火器, 能直接起始爆轰的临界能量依赖于燃料-氧混合比和初始压力。当燃料与氧成化学当量比时, 所需临界能量最低。富或贫燃料比时, 所需临界能量增加。初始压力升高, 则临界能量降低。然而对不同点火器预测其所需临界能量几乎是

不可能的。实验发现: 即便使用同类点火器(电火花塞), 由于放电能量-时间特性不同, 临界能量甚至可相差 3 个数量级^[25]。因此需进行实验考察来选定适用的点火器。

激波管爆轰驱动大多采用氢氧混合物作驱动气体。含氢量愈多驱动能力愈强。虽然氢氧混合物属于易爆轰介质, 但要可靠地将高富氢混合物直接起始爆轰仍然需使用强力点火器。

张欣玉等^[26]研制成一种强力射流点火器, 能可靠地将氢氧比高达 5 倍的混合物直接起始爆轰。点火器使用与主爆轰管相同的氢氧混合物, 无需另加膜片及另充其他易起爆气体, 操作简易。长度约 200 mm, 便于安置。

为了考察点火器是否能将特定混合物直接起始爆轰, 建立了一台接近实用条件的实验装置(图 9)。图 9 中 * 为点火处, A 和 B 均为测压点。只有压力曲线符合 Taylor 解^[15]特性(图 10)以及从 A 和 B 两压力曲线得出的爆轰波传播速度接近 CJ 爆速才能认定直接起始了爆轰。对航空发动机用等离子点火头、电爆丝、20 mg Tetryl 火药片以及燃气射流点火器进行了对比实验。实验结果表明: 航空等离子点火头和爆炸丝的点火能力相对较弱, 片状点火药能将氢氧比为 4 的混合物直接起始爆轰, 射流点火器点火能力最强。所有对比实验初始压力均为 0.3 MPa。

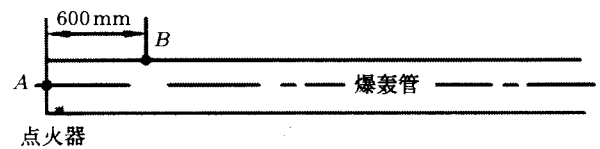


图 9 爆轰起始实验装置示意图

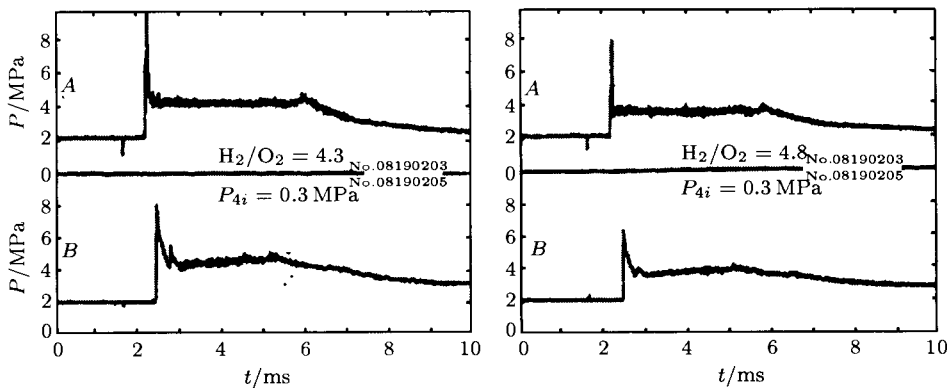


图 10 射流点火管起爆压力-时间曲线

6.2 充气与混合

混合气体组分空间分布对于爆轰起始和爆轰产物特性具有重要的影响, 爆轰驱动实验的高重复性

也依赖于氢氧气的均匀混合。

目前比较通用的方法是先充入一种气体, 再充入另一种气体或分成多阶段轮流充气, 借助充气射

流产生的扰动和扩散使气体混合均匀。然而充气射流作用区域小, 气体扩散速度很慢, 要等待很长时间才能使全容器内气体混合均匀。为了增强射流混合作用, 常常采用多孔充气。但是高压容器开孔过多会降低强度。我们曾在驱动段中安装几乎与其等长的小直径充气管, 通过沿轴向均匀分布的大量小孔充气来促进混合均匀。但这种充气管在实验过程中容易损坏, 增加了操作的复杂性。Edwards^[6] 将混合气体至少存放 12 h 待其混匀后再充入爆轰管。由于可爆轰混合物在存放和充气过程中可能发生意外, 增加了操作的危险性。

于伟等^[27,28] 采用双临界喷管按混合比要求同时充入氢和氧。两个喷管安装在同一截面互相正对的地方, 氢和氧射流充入管中后互相碰撞, 混合后再流向其他部位。这种充气混合方法简单方便, 混合效果好。

若喷管喉部气流速度达到声速, 则气流质量流率仅与贮室气体状态有关, 调节贮室状态和喉部横截面积就可控制气体质量流率。充气混合系统示意图如图 11。

由于边界层影响, 喷管喉部有效面积较名义值小, 加上喉部直径很小, 加工与测量均难以达到应有的精确度。实际质量流率应通过标定来确定。

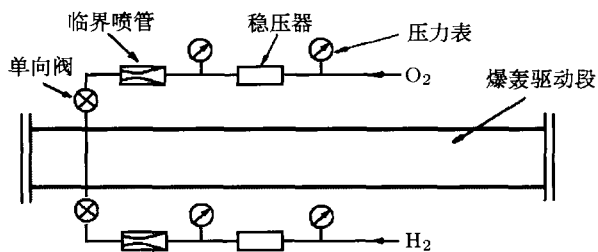


图 11 充气混合系统示意图

随后, 美国、英国、加拿大和我国科学家对爆轰驱动激波管的性能进行了分析和实验观察。

从 20 世纪 80 年代末开始, 消除了爆轰波反射高压后, 反向爆轰驱动技术获得实际应用。接着抑制了 Taylor 波有害影响后, 前向爆轰驱动段也投入了实用。

近年来获得的双爆轰驱动段实验结果显示: 它能全部消除爆轰驱动段中的 Taylor 波, 驱动能力更强的前向爆轰驱动的品质将获得彻底的改善而具有更广泛的应用前景。

致谢 吴玉民、赵素雯、马家骥和李振华等同志协助完成了早期探索实验。80 年代末在 Groenig 教授、张帆和 Henckels 博士的支持下, 在德国亚琛工业大学激波实验室重新启动了爆轰驱动激波管实验。赵伟、林建民、李仲发、于伟、张欣玉、单希壮、冯珩、谷筋华、钱大兴、赵成修和王杰等同志参加了性能实验或 JF-10 爆轰驱动激波风洞研制。90 年代初开始先后获得国家自然科学基金委 (项目编号 19082012 和 10082004)、中国科学院、国家科委、国防预研基金和国家高技术项目的经费资助, 在此一并致谢。

参 考 文 献

- 1 Hertzberg A, Smith W E. A method for generation strong shock wave. *J Appl Phys*, 1954, 25(1): 130~131
- 2 Bird G A. A note on combustion driven shock tubes. RAE TN-Aero2511, Farnborough, England, 1957
- 3 Waldron H F. An experimental investigation of the flow properties behind strong shock waves in nitrogen. UTIA Rep. No 50, 1958
- 4 Balcarzak M, Johnson M R. The gaseous detonation driver and its application to shock tube simulation techniques. In: Moulton J F, Filler W S, eds. *Proc 5th Intern Symp on Shock Tubes*, White Oaks USA, 1965. 1 111~1 119
- 5 俞鸿儒. 直通型激波风洞及其在传热实验中的应用. [博士论文]. 北京: 中国科学院力学所, 1963. 1~48
- 6 Edwards D H, Williams G T, Breeze J C. Pressure and velocity measurements on detonation waves in hydro-oxygen mixtures. *J Fluid Mechanics*, 1959, 6: 497~517
- 7 Lee B H K. Detonation driven shocks in a shock tube. *AIAA J*, 1967, 5: 791~792
- 8 Yu H R. Recent developments in shock tube application. In: Takayama K, ed. *Proc of the 1989 National Symp on Shock Wave Phenomena*, Sagamihara, Japan, 1989-09-26-30, Sendai: Tohoko Print, 1989. 1~9
- 9 Yu H R, Esser B, Lenart M, Groenig H. Gaseous detonation driver for a shock tunnel. *Shock Waves*, 1992, 2(4): 245~254
- 10 Yu H R, et al. Preliminary experimental results of detonation driven shock tube. In: Sturtevant B, Shepherd J E, Hornung H G, eds. *Shock Waves, The 20th Intern Symp on Shock Waves*, Pasadena California, USA, 1995-07. Singapore, Newsey: World Scientific, 1996. 1509~1514

6.3 破膜问题

气体爆轰驱动激波管的膜片承受突加载荷, 平面膜片常常来不及变形撕裂而被剪切下来。在 JF-10 爆轰驱动激波风洞中采用高温下能气化的塑料片作膜片以及使用预先加工成半球形的金属板膜片。目前仍存在一些问题, 有待改进。

6.4 喷管喉部烧蚀

喷管喉部是激波风洞气动加热最严重的部位。随着气流总焓和总压进一步提高, 喉部烧蚀问题愈来愈严重。目前喷管喉部烧蚀已成为高焓激波风洞提高性能的制约性障碍。有待加以研究解决。

7 结 语

爆轰驱动的特性于 20 世纪 50 年代初露端倪。

- 11 Yu H R, Zhao W. The use of oxyhydrogen detonation driver for generation of high enthalpy flow. In: Shen Q, ed. Proc of Intern RGD-20, Beijing, 1997-08. Beijing: Peking University Press, 1997. 927~933
- 12 Yu H R. Oxy-hydrogen combustion and detonation driven shock tube. *Acta Mechanica Sinica*, 1999, 15(2): 97~107
- 13 Fuehrer R G. Measurements of incident shock test time and reflected shock pressure at full turbulent boundary layer test condition. In: Glass II, ed. Shock Tubes. The 7th Intern Shock Tube, Toronto, 1969-07. Toronto: University of Toronto Press, 1970. 31~59
- 14 Bakos R J, Erdos J I. Option for enhancement of the performance of shock-expansion tubes and tunnels. 1995. AIAA 95-0799
- 15 Zel'dovich Ya B. Distribution of pressure and velocity in detonation products. *J of Experiments and Theoretical Physics*, 1942, 12: 389
- 16 Taylor G I. The dynamics of the combustion products behind planar and spherical detonation fronts in explosive. *Proc Roy Soc (London)*, 1950, A200: 235~247
- 17 Jiang Z L, Yu H R, Takayama K. Investigation into converging gaseous detonation driver. In: Ball G J, Hiller R, Roberts G T, eds. Proc 22nd ISSW, London, 1999-07
- 18 Jiang Z L, Zhao W, Wang C, Takayama K. Forward-running detonation drivers for high-enthalpy shock tunnels. *AIAA J*, 2002, 40(10): 2009~2016
- 19 姜宗林, 赵伟, 林贞彬等. 爆轰驱动高焓激波风洞及其瞬态测试技术的研究与进展. *力学进展*, 2001, 31(2): 312~317
- 20 Coates P B, Gaydon A D. A simple shock tube with detonating driver gas. *Proc Roy Soc (London)*, 1965, A283: 18~32
- 21 Bakos R J, Erdos J I. An experimental and computational study leading to new test capabilities for the hypulse facility with a detonation driver. AIAA 96-2193, 1996. 17~20
- 22 Chen H, Zhao W, Xing X Y, Yu H R. Double detonation drivers for a shock tube/tunnel. In: Lu F K, Wilson D R, eds. Proc 23 ISSW, Fort Worth USA, 2001-07. 472~478
- 23 陈宏, 冯珩, 俞鸿儒. 用于激波管 / 风洞的双爆轰驱动段. *中国科学 G 辑*, 2004, 34(2): 183~191
- 24 Lee J H S. Initiation of gaseous detonation. *Ann Rev Phys Chem*, 1977, 28: 75~104
- 25 Bach G G, Knystautas R, Lee J H R. Initiation criteria for diverging gaseous detonations. In: Barnes H G. 13th Symposium International Combustion. Salt Lake City, Utah, USA, 1970. Pittsburgh, Pennsylvania: The Combustion Institute, 1971. 1097~1110
- 26 张欣玉, 俞鸿儒, 赵伟. 氢氧爆轰直接起始的射流点火方法研究. *气动实验与测量控制*, 1996, 10(2): 63~38
- 27 于伟, 俞鸿儒. 临界喷管充气混合装置. *气动实验与测量控制*, 1994, 8(3): 25~28
- 28 赵伟, 俞鸿儒. 双临界喷管充气混合装置. *空气动力学学报*, 1999, 17(3): 279~284

THE DEVELOPMENT OF GASEOUS DETONATION DRIVING TECHNIQUES FOR A SHOCK TUBE *

YU Hongru LI Bing CHEN Hong

High Temperature Gasdynamic Lab. Institute of Mechanics, CAS, Beijing 100080, China

Abstract The development of gaseous detonation driving techniques and its behavior are reviewed. It is proposed to use a dumping section to eliminate the reflected high pressure of the detonation wave and to use variable cross-section to mitigate the detrimental effect of Taylor wave. Accordingly, the driving modes of backward detonation and forward detonation can generate testing gases with high enthalpy and high pressure. The double detonation driver not only can eliminate the Taylor wave following the detonation wave completely and improve the driving quality of the forward detonation, but also constitutes a new way to further improve the driving capability.

Keywords shock tube, shock tunnel, detonation, hypervelocity flow

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China (19082012, 10082004)