

高超声速钝头体流动的驻点线理论模型及应用

陈松, 孙泉华

中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190

摘要 针对大气层内高超声速飞行时的化学非平衡现象, 建立了钝头体流动的驻点线理论计算模型。模型在对轴向速度作线性假设后, 通过迭代的方法求解了化学反应和流动的耦合方程, 但不涉及边界层内复合反应占主导的流动。计算得到的激波脱体距离、驻点线流动参数及离解度与文中 CFD 结果很好地相符。应用该驻点线模型, 通过假设氮气为惰性气体, 着重研究了高超声速飞行过程中氧气离解的化学非平衡现象。理论计算表明, 氧气的离解度随飞行高度的增加呈先增后减的非单调变化规律, 其原因是由于化学平衡移动与非平衡效应的相互竞争作用。这一结论得到了 CFD 模拟结果的验证, 同时也解释了文献中当飞行高度较高时真实气体效应减弱的现象。进一步计算了轴对称钝头体绕流流场中的氧气最大离解度及边界层外缘温度随飞行速度和高度变化的等值线图谱, 发现氧气的离解区间显著偏离文献中平衡气体模型给定的范围, 而向速度增大的方向弯曲, 显示了非平衡效应对氧气离解的影响。

关键词 高超声速流动, 化学非平衡, 氧气离解度, 钝头体绕流

引言

飞行器在大气层内作高超声速飞行时, 来流经过头部强激波压缩后达到很高的温度, 引发空气发生复杂的热化学变化。由于气动热环境等方面的约束, 高超声速飞行通常在较低密度的大气中进行。此时非平衡松弛过程变得重要, 在很大程度上影响到飞行器的气动性能, 使得热化学非平衡效应成为飞行器设计的一个重要因素^[1]。

对于高超声速飞行可能遇到的气体热化学变化, Gupta 等^[2]以半径为 0.305m 的球头为外形, 总结了飞行流场驻点区的热化学现象, 给出了氧气和氮气的各种过程 (包括振动能激发、离解、电离) 在飞行速度和高度范围的发生区间。但其依据的是早期的平衡气体模型, 不能体现非平衡效应的影响。近年来, 有关非平衡影响的数值模拟工作逐渐增多^[3-5]。如, Park 等^[3]用 CFD 方法求解 Navier-Stokes 方程, 分析了高度 50~85km 范围内真实气体效应对二维椭圆翼的影响, 发现热化学非平衡效应对气动性能影响随高度增大而减弱的现象。Holman 等^[5]在分析连续性失效问题时也发现高 Kn 数

(分子平均自由程与特征距离之比)流动的化学历解不显著, 甚至可忽略。这种非平衡效应受高度影响的原因往往被简单归结为流动趋于冻结, 而缺乏足够的理论分析。

现有理论分析工作主要基于 Lighthill^[6]于 1957 年提出的“理想解离气体” (Ideal Dissociating Gas, IDG) 模型 (Freeman^[7]随后将其推广到了非平衡流动)。如 Wen 等^[8]和 Belouaggadia 等^[9]理论分析了激波脱离距离, Sanderson^[10]等研究了激波相互作用问题。最近, 王智慧等采用 IDG 模型近似解析求解了正激波后的流动参数^[11], 并结合激波映射的思想研究了钝头体前缘热流问题^[12]。所得到的近似解析表达式可以为工程快速分析所用。目前有关 IDG 模型的研究工作以氮气的离解为主, 缺少高超声速飞行面临的大气环境条件下的分析。

针对高超声速飞行环境, 需要考虑氧气和氮气混合物的离解, 原则上可以借鉴王智慧^[12]的分析方法研究沿驻点线的流动及壁面热流。然而, 飞行器壁面附近的边界层内包含粘性、扩散以及传热等多种物理作用, 解析分析涉及的近似较多, 降低了结果的可靠性。相对而

言，边界层外的流动可采用成熟的无粘流理论分析。特别是气体的最大离解度一般位于边界层外缘（边界层内以复合反应为主），分析无粘流动仍可以得到气体离解的主要特征。由于氧气先于氮气离解，本文分析高超声速飞行器随飞行高度和速度变化时的氧气离解情况。

1 问题描述及建模

飞行器头部和翼前缘可简化为轴对称或二维钝头体模型。其基本物理图像见图 1，流场呈典型的三层结构，即头激波前均匀来流区、波后无粘区及边界层。来流经激波压缩后，速度降低、温度升高；在波后无粘区，气流得到进一步压缩，速度逐渐下降，焓值升高，分子的振动能激发，氧气开始离解，在较高的温度下氮气也会离解，这些热化学变化将引起温度下降；在边界层内，温度骤然下降，化学变化以复合反应为主。通常来说，化学反应在驻点线上最为显著。因而我们可以通过分析驻点线上的流动，来考察飞行过程中的最大离解度及化学非平衡现象。

通常来说，高超声速流动的雷诺数都很大，因而无粘模型作为一个很好的假设而被相关理论分析所普遍采用^[8-9]。实际的流动将在壁面附近形成很薄的一层边界层，粘性效应在边界层内不能忽略。但对于沿驻点线的化学松弛过程而言，边界层的厚度的影响主要体现在松弛距离上。基于此认识，我们首先针对无粘流动进行建模，然后再考虑边界层厚度的修正从而推广到粘性流动的情况。

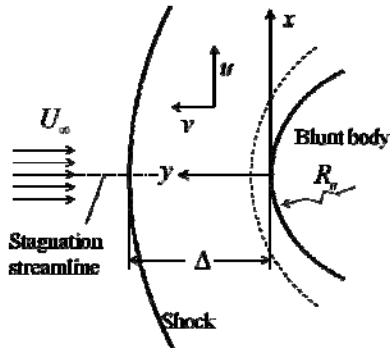


图 1 钝头体流动示意图

2.1 基本方程及边界条件

在图 1 所示的笛卡尔坐标系下，边界层外的驻点线流动为：

$$u = 0 \quad (1a)$$

$$vv_y + p_y / \rho = 0 \quad (1b)$$

$$h + v^2 / 2 = h_\infty + U_\infty^2 / 2 \quad (1c)$$

其中， u, v 分别为 x, y 方向的速度分量； ρ, p, h 分别为密度，压力和比焓。考虑到氮气的离解特征温度（113,500K）显著高于氧气（59,750K），在氧气还未完全离解之前，氮气的离解通常是很少的^[13]。因此，本文将氮气视为惰性气体，而仅考虑氧气的离解-复合反应。在此假设下，气体混合物由 N_2, O_2 和 O 三种组分构成，其化学状态可以用氧气的离解度 α 来表示

$$\alpha = \rho_o / (\rho_{o_2} + \rho_o) = \rho_o / s\rho \quad (2)$$

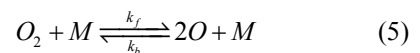
标准大气中氧气的质量含量 $s=0.233$ 。氧原子和氧分子的含量相应为 αs 和 $(1-\alpha)s$ 。混合物的压力和比焓可表示为

$$p = (1 + \alpha + S_0) s \rho R T \quad (3)$$

$$\frac{h}{sRT} = 4\alpha + 1 + \frac{\theta_d}{T} \alpha + \frac{5 + \xi_{v, O_2}}{2} (1 - \alpha) + \frac{7 + \xi_{v, N_2}}{2} S_0 \quad (4)$$

其中， $S_0 = (1-s)M_{O_2} / (sM_{N_2})$ ， R 为分子氧的气体常数； θ_d 为氧气的离解特征温度， ξ_{v, O_2} 和 ξ_{v, N_2} 分别为氧气和氮气的振动自由度，为温度的函数^[13]。

实际的流动过程是和化学反应时耦合在一起的，因而需要进一步对化学反应进行建模。对于本文的简化空气化学反应模型，氧气的离解-复合反应可表示为



其中 M 代表 O_2, O 和 N_2 ，相应的正反应速率为 $k_{f,1}, k_{f,2}$ 和 $k_{f,3}$ 。根据 Park^[14] 的化学反应数据 $k_{f,1} = k_{f,3}$ ， $k_{f,2} / k_{f,1} \approx 3$ ，其值由 Arrhenius 公式计算，即 $k_{f,1} = C_{f,1} T^n e^{-\theta_{d1}/T}$ ，具体参数见表 1。逆

反应速率通过平衡常数 K_{eq} 计算。根据这些反应数据，氧气的离解率可推导得到

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{k_{f,1} s \rho}{M_{O_2}} (5\alpha + S_0 + 1) \left(1 - \alpha - \frac{4\rho s}{M_{O_2} K_{eq}} \alpha^2 \right) \quad (6)$$

其中平衡常数 K_c 是温度的缓变函数，根据 Lighthill^[6] 的 IDG 模型，可用一个特征密度 $\rho_d = M_{O_2} K_{eq} e^{\theta_d/T} / 4$ 来表示。在图 1 的坐标系下，式 (6) 可写为

$$\frac{d\alpha}{dy} = \frac{CT^\eta \rho}{v} (5\alpha + 1 + S_0) \left\{ (1 - \alpha) e^{-\theta_d/T} - \frac{\rho s}{\rho_d} \alpha^2 \right\} \quad (7)$$

其中 $C = sC_f M_{O_2}$ 。上式微分关系式描述了流体微团从激波处 ($y = \Delta$) 到壁面处 ($y = 0$) 的离解度变化，即所谓的“松弛”过程。此时，沿驻点线的流动由动量方程(1b)，能量方程(1c)，状态方程 (3) 及松弛方程 (7) 描述，包含了 ρ, v, T, p 及 α 5 个未知数。还需要再引入一个方程。

表 1 化学反应参数值

$\rho_d / (\text{kg m}^{-3})$	$C_{f,1} / (\text{m}^3 \text{mole}^{-1} \text{s}^{-1})$	θ_d / K	η
1.5×10^5	9.68×10^{16}	59,750	-2.0

考察流体微团沿驻点线的流动过程。经过强激波后，它的轴向速度将迅速跳跃波后值 $v = v_s$ ，然后逐渐降低，直至壁面处 $v = 0$ 。因此，可以合理地假设流体微团在激波和壁面之间其轴线速度是从波后 v_s 线性地减小到 0。Olivier^[15] 在推导激波脱体距离的显式关系式时，也采用了这一假设。Belouaggadia^[9] 的理论结果进一步表明了线性分布很好地反应了沿驻点线轴线速度的变化。基于这一假设，轴线速度可表示为

$$v = -v_s \frac{y}{\Delta} \quad (8)$$

其中下标“s”表示紧邻激波后的值，对于沿驻点线的热平衡流动可由正激波关系式迭代得到。此时，动量方程可写为

$$\frac{dp}{dy} = -\rho \left(\frac{v_s}{\Delta} \right)^2 y \quad (9)$$

至此，边界层外的驻点线流动表达式完全确定，并可将其归纳为一个简单的微分方程初值问题

$$\begin{cases} F' = f(F, y), 0 < y < \Delta \\ F|_{y=\Delta} = (\alpha_\infty, p_s) \end{cases} \quad (10)$$

其中 F 代表 (α, p) 。当激波脱体距离 Δ 确定后，该微分方程组可采用传统的数值方法方便地求解。

2.2 粘性效应修正

对于实际的流动，将在壁面附近形成很薄的一层边界层。根据我们前面的分析，对本文所感兴趣的问题，边界层内的流动并不重要，而仅需考虑边界层厚度对松弛过程的影响。若用 δ^* 表示边界层厚度，此时无粘的松弛过程被限制在边界层与激波位置之间的区域。因此，我们只需要将式 (10) 中的边界条件换成 $[\delta^*, \Delta]$ 。

准确计算边界层厚度的大小十分困难，目前尚无严格的理论结果。最近王智慧给出了一种边界层厚度的简单估算方法^[12]。经适当推导后，可写成

$$\frac{\delta^*}{R_n} \approx c \left(1 + \frac{T_w}{T_0} \right)^{\omega/2} \frac{Ma_\infty^\omega}{\sqrt{\text{Re}_\infty}} \quad (11)$$

其中 T_w 和 T_0 壁面温度和来流驻点温度； $\omega = 0.77$ 氧气的粘性指数； c 是一个待定的比例系数。对于本文的氧气离解问题， c 取可近似取为 0.2。由于边界层厚度相对激波脱体距离来说通常很小， c 的取值对结果的影响不大。记沿驻点线从激波位置到边界层外缘之间的距离为 Δ_{inv} ，则此时激波脱体距离可表示为

$$\Delta = \Delta_{inv} + \delta^* \quad (12)$$

在考虑边界层厚度 δ^* 的影响后，以上理论模型可以合理地推广到粘性流动。其有效性将在第 III 节与数值求解 Navier-Stokes 方程结果的对比中得到验证。

2.3 迭代求解步骤

由于边界层本身厚度很小, 因此激波脱体距离很大程度上取决于 Δ_{inv} 。对于无化学反应的流动, 无粘激波脱体距离可简单地表示为

$$\frac{\Delta}{2R_n} = L \frac{\rho_\infty}{\rho_s} \quad (13)$$

其中 R_n 为钝头体的前缘半径。对于轴对称问题, $L=0.41$ 。但当出现化学反应后, 波后密度将逐渐升高而不再是一个常数。Wen^[16]从质量守恒的观点出发, 认为激波脱体距离本质上是由波后平均密度所决定的。因此, 他将 (13) 式中的 ρ_s 换成平均密度 ρ_{av} , 从而推广到化学反应流动的计算。借用这一思想, 本文的 Δ_{inv} 可表示为

$$\frac{\Delta_{inv}}{2R_n} = 0.41 \frac{\rho_\infty}{\rho_{av}} \quad (14)$$

此时 ρ_{av} 为激波到边界层之间密度的平均值。为得到 ρ_{av} , 我们要求解常微分方程组 (10), 然而, 这反过来又需要知道 Δ_{inv} 来确定它的边界条件。由于激波脱体距离无法提前得到, 我们先假设一个初值, 采用迭代的方法求解这个问题。具体步骤为

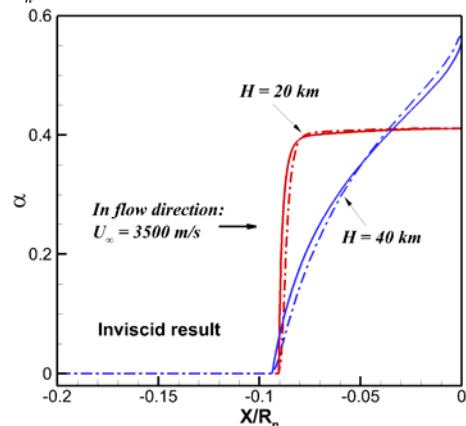
- 1) 假定一个 Δ_{inv} 的初值; (可由式13给出)
- 2) 求解常微分方程组式(10), 得到密度分布 $\rho = \rho(y)$;
- 3) 通过积分 $\bar{\rho} = \frac{\int \rho(y) dy}{\Delta_{inv}}$ 计算平均密度 ρ_{av} ;
- 4) 再根据式(14)计算 Δ_{inv} ;

重复 2-4 直到结果收敛, 即 Δ_{inv} 不再有明显变化。实际的计算表明, 这一迭代过程收敛很快, 通常 3-5 次迭代后, Δ_{inv} 的变化就降到初值的千分之一以下了。当迭代收敛后, 激波脱体距离及驻点线的流动参数也都随之确定了。

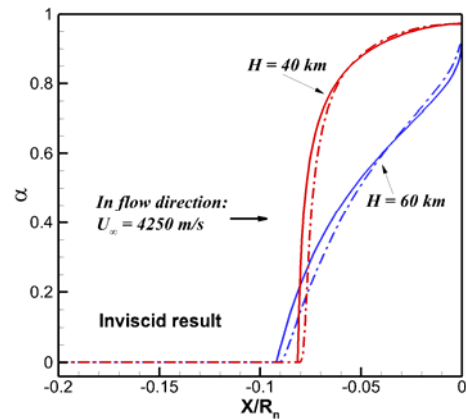
3 数值验证

为检验上述近似理论, 本文针对半径 $R_n=0.305\text{m}$ 的球头外形, 采用数值软件 SPACER 模拟了一系列钝头体流动的流场作为比较。SPACER 采用的是有限体积法数值求解 Euler 或 Navier-Stokes 方程, 其完全气体模型已

被用于典型高超声速飞行器的气动性能评估^[17], 在此仅就对使用的热化学非平衡模型作一些说明。空气中氧气离解反应的描述与化学反应式(5)一致。组分粘性系数采用基于碰撞积分的表达式, 热导系数采用 Eucken 关系式; 混合物粘性系数及热导率的计算采用 Wilke 混合定律; 扩散系数采用 $Sc = \mu / \rho D$ 计算, 取值为 0.5; 相关公式及参数见 Anderson^[13]的经典教材。在数值模拟过程中, 选取热流作为指标进行了网格独立性测试。不同高度的来流参数取自标准大气数据。壁面条件为无催化等温壁, 壁温 $T_w=300\text{K}$ 。



a) $U_\infty = 3500\text{m/s}$



b) $U_\infty = 4250\text{m/s}$

图2 无粘计算结果对比

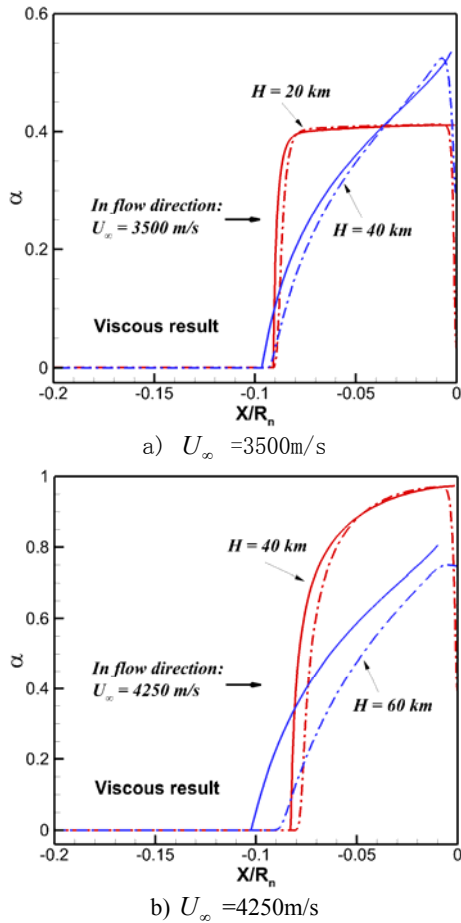


图 3 粘性计算结果对比

图 2-3 为几个代表性高度和速度下，钝头体流动的无粘及粘性理论计算结果与 CFD 结果的对比。其中实线为理论计算结果，点划线为 CFD 结果。

对于无粘流动，图 2 中对比表明理论结果与 CFD 结果吻合的非常好。在所选取的很宽的来流范围内，理论模型所预测的激波脱体距离及离解度分布都与 CFD 基本一致。对比以相同速度在不同高度飞行时的结果发现，飞行高度越高，波后化学反应越慢，但驻点附近的最大离解度却并不一定降低，具体原因将在下一节讨论。另一方面，在同一高度 ($H=40\text{km}$) 以不同速度 ($U_\infty=3500\text{m/s}$ 和 4250m/s) 飞行时的结果发现，来流速度越高，波后的化学反应速率越快，相应的离解度也越大。另外，CFD 计算表明，当飞行高度较高 ($H=60\text{km}$) 时， α 在边界层内几乎保持不变；而在其它几个高度下， α 在边界层内都有急剧下降；说明壁面处的复合反应只有在高度较低时才显著。

对于粘性流动 (图 3)，理论结果与 CFD 结果的差异有所增大，尤其是 $H=60\text{m}$ 的算例。这也是在意料之中的，因为从图 3b 可以看出此时边界层厚度明显增大，说明粘性效应已十分显著。基于平均密度的激波脱体距离计算公式可能会导致较大的误差。因此，对于飞行高度较大的情况，本文的驻点线模型的准确性将有所下降。但就 α 的变化趋势及最大离解度 (边界层外缘处) 来说，影响也不是很大。对于工程上误差允许的范围，驻点线的近似理论给出的结果令人满意，能够较好地预测不同来流条件下钝头体驻点线的化学反应程度。图 2-3 的结果也表明，当飞行高度较高时，化学非平衡效应明显，实际离解度低于平衡气体模型预测的数值。由于驻点线模型可以快速计算沿驻点线的边界层外流动，因此可以对飞行器在较大的高度和速度范围，比较分析氧气的离解度情况。

4 高超声速飞行中化学非平衡现象和最大氧离解度分析

在不同的来流条件，化学非平衡的程度有所不同。通常以 Da 数 (流动特征时间 τ_f 与化学反应松弛特征时间 τ_c 之比) 来反映化学非平衡的强弱。特别地， $Da \rightarrow 0$ 和 $Da \rightarrow \infty$ 分布对应着冻结和平衡两个极限状态。在高超声速流动中，化学反应是否在驻点线能达到平衡，取决于飞行器头部半径、速度和高度等诸多因素。

图 4 比较了三个不同半径 ($R_n=0.025\text{m}$, 0.305m 和 1.975m) 的球头以 $U_\infty=3500\text{m/s}$ 飞行时在不同高度下的边界层外缘的最大离解度 (记为 α_δ)。图中实线为驻点线理论模型结果，符号为 CFD 计算结果。首先，理论结果与 CFD 数据符合很好，进一步验证了驻点线理论模型的有效性。

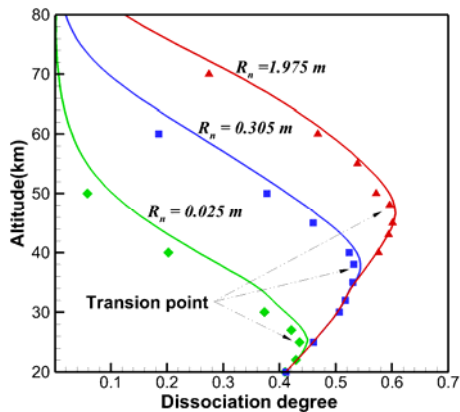


图4 最大离解度随高度变化的计算结果对比

其次，图4中的氧气离解度随高度增加呈先增大后减小的非单调变化规律。离解度的这种变化趋势的内在原因可以从平衡移动和非平衡效应两方面来解释。根据化学反应平衡移动原理，当飞行高度增大，压力下降，离解-复合反应式(5)将向离解方向移动，引起 α_e 增大。在较低高度下，化学反应松弛距离小，驻点区总能达到化学平衡，即 $\alpha_s = \alpha_e$ 。由于平衡离解度只取决于来流条件，因此不同球头的 α_s 相互重合，且随高度增加而增加。但是随着高度的进一步增加，化学松弛距离增加，在驻点附近不再能达到平衡状态。此时 α_s 将由化学松弛方程所决定，并与球头半径有关。对比三个半径的离解度曲线，发现半径小的离解度曲线的拐点位置更低。这是因为半径小的球头的脱体激波距离小，化学反应持续过程短，造成氧气的离解度小。同时也说明前缘半径小的钝头体更易出现化学非平衡现象。当流动处于化学非平衡状态时，相同高度下，半径大的钝头体离解度大。

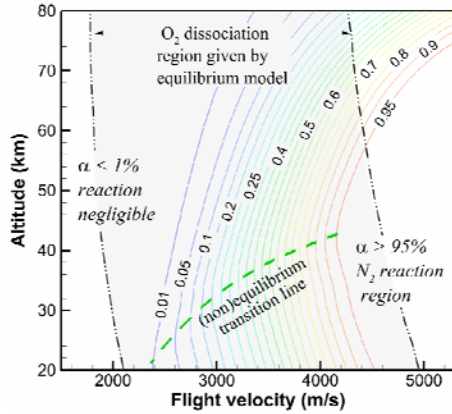
高超声速飞行器希望能在不同高度以不同速度飞行，涉及的化学反应可能处于冻结、非平衡或平衡状态，对飞行器气动性能的影响也会有很大差异。为考察化学非平衡对空气中氧气离解反应的实际影响，进一步对高度 $H=20\sim 85\text{km}$ ，速度 $U_\infty = 2500\sim 5500\text{m/s}$ 范围内的大气来流条件进行了理论计算。计算由程序自动执行，所需时间在个人PC上大约十几分钟。最终计算结果见图5。

图5(a)为半径 0.305m 球头的最大氧气离解度在速度-高度坐标下的等值线图。不妨认为

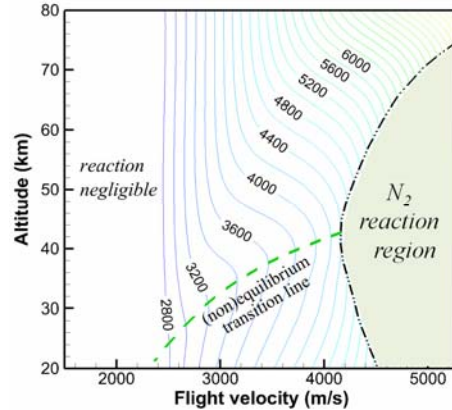
$\alpha < 0.01$ 时，氧气的离解可以忽略，而当 $\alpha > 0.95$ 时氧气离解完毕，则这两条等值线划分出了氧气离解的大致区间。图中的双点划线是Gupta给出的氧气离解开始和结束的位置^[2]。依据的是早期Hansen^[18]等人的平衡气体模型。对比目前考虑化学非平衡的驻点线理论模型结果和平衡气体模型结果可以发现，当高度较低时，离解度随高度增大而增大，氧气离解区间与平衡气体模型结果近似一致。但当高度进一步增大，超过非平衡拐点时，离解度等值线开始向速度大的方向弯曲。这里非平衡拐点指的是边界层外缘的化学过程由平衡态转向非平衡态的高度点，图中以虚线表示不同速度下的点集，即非平衡转折线。由于化学非平衡现象的出现，要使氧气发生同样程度的离解需要更大的来流动能，这与平衡气体模型有着本质的不同。当然，在氧气大部分离解时，氮气也会开始离解。氮气作为惰性气体的假设将会失效。

最大氧气离解度的等值线直观地反映了典型高超声速条件下氧气的离解程度。当飞行高度较低、速度较大时，氧气大部分发生离解。相反，则离解反应较弱，甚至可以忽略。由于半径小的钝头体更易出现非平衡，在本文所作假设成立的前提下，随前缘半径减小，等值线开始向右弯曲的位置所对应高度将会降低。那么，在速度-高度坐标上的化学冻结区域将有所扩大，而氮气离解区域减小。

相应的边界层外缘温度的计算结果见图5(b)。等值线上的数值为有量纲的结果，同时来流温度随高度变化有一定差异。根据传统的兰金-雨贡纽关系式，在来流温度一定的条件下，完全气体模型波后的温度仅是马赫数的函数。但对于化学非平衡流动，由图中可以看出波后温度还与飞行高度相关。由于波后来流的能量主要在内能和化学能之间重新分配，因此，图5(b)中温度等值线的弯曲方向与离解度等值线大致相反。但在离解度很低的区域，离解反应影响不大，温度随高度变化很小。右下角双点划线内的区域为氮气离解区，已超出本文模型的适用范围了。



a) 最大氧气离解度(平衡气体模型由文献[18]给出)



b) 温度 (K)

图5 半径 0.305m 球头边界层外缘计算结果

5 结论

本文通过构建钝头体边界层外流动的驻点线模型，从理论上分析了大气层内高超声速飞行过程中化学非平衡效应的变化规律及最大氧离解度的变化。其中氧气的离解反应采用理想解离气体(IDG)模型描述，而氮气被视为惰性气体。理论计算表明，当飞行速度一定时，随飞行高度的不断增大，氧气的离解度呈先增加后减小的非单调变化趋势。其原因是由于化学反应平衡移动及非平衡效应相互作用的结果。这一结论得到了 CFD 模拟结果的验证，同时也解释了文献中当飞行高度较高时真实气体效应减弱的现象。

基于驻点线的近似理论模型，计算了典型高超声速飞行条件下，轴对称钝头体前缘边界层外的流动状态，得到了氧气的最大离解度及边界层外缘温度随飞行速度和高度变化的等值线图。受非平衡效应的影响，氧气的离解区间偏离文献中平衡气体模型给定的范围，而向

速度增大的方向弯曲。同时，边界层外缘温度也受飞行高度的影响。相关结果对于飞行器的工程设计有一定参考意义。

本文的近似理论考虑了连续流条件下的氧气的离解情况，可以快速地估计边界层外的驻点线流动和化学反应。对于更高速度的流动，需要考虑氮气的离解。还有，随着飞行高度的增加，稀薄气体效应逐渐明显，激波和边界层的厚度将增加，IDG 模型成立的前提也会逐渐失效。因此，更深入的工作应该进一步考虑这些因素的影响。

参考文献

- Bertin JJ, Cummings RM. Critical hypersonic aerothermodynamic phenomena. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2006, 38: 129-157.
- Gupta RN, Yoss JM, Thompson RA, Lee KP. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K. NASA-RP-1232, 1990.
- Park C, Yoon S. Calculation of real-gas effects on airfoil aerodynamic characteristics. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1993, 7(4): 727-729.
- Knight D, Longo J, Drikakis D. et.al. Assessment of CFD capability for prediction of hypersonic shock interactions. *Progress in Aerospace Sciences*, 2012, 48-49: 8-26.
- Holman TD, Boyd ID. Effects of continuum breakdown on hypersonic aerothermodynamics for reacting flow. *Physics of Fluids*, 2011, 23(2): 1-15.
- Lighthill MJ. Dynamics of a dissociating gas. Part I, equilibrium flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1957, 2(1): 1-32.
- Freeman NC. Non-equilibrium flow of an ideal dissociating gas. *Journal of Fluid Mechanics*, 1958, 4(4): 407-425.
- Wen CY, Hornung HG. Non-equilibrium dissociating flow over spheres. *Journal of Fluid Mechanics*, 1994, 299: 389-405.
- Belouaggadia N, Olivier H, Brun R. Numerical and theoretical study of the shock stand-off distance in non-equilibrium flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 2008, 607: 167-197.
- Sanderson SR, Hornung HG, Sturtevant B. Aspects of planar, oblique and interacting shock waves in an ideal dissociating gas. *Physics of Fluids*, 2003, 15(6): 1638-1649.
- Wang ZH, Bao L, Tong BG. Theoretical modeling of the chemical non-equilibrium flow behind a normal shock wave. *AIAA Journal*, 2012, 50(2): 494-499.

- 12 王智慧. 尖化前缘气动加热受稀薄气体效应和非平衡真实气体效应的工程理论. [博士学位论文]. 北京: 中国科学院研究生院, 2011
- 13 Anderson JD. Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics. New York: McGraw-Hill Book Company, 2006.
- 14 Park C. Assessment of two-temperature kinetic model for ionizing air. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1987, 3(3): 233-244.
- 15 Olivier H. A theoretical model for the shock stand-off distance in frozen and equilibrium flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 413: 345-353.
- 16 Wen CY. Hypervelocity flow over spheres. [PhD Thesis]. Pasadena: Caltech, 1994.
- 17 朱辉玉, 王刚, 孙泉华等. 典型气动布局高超声速飞行的气动数值评估. *空气动力学学报*, 2012, 30(3): 365-372.
- 18 Hansen CF, Steve SP. A review of the thermodynamic, transport, and chemical reaction rate properties of high-temperature air. NACA TN 4395, 1958: 1-33

THEORETICAL MODELING OF NON-EQUILIBRIUM STAGNATION STREAMLINE FLOWS AND ITS APPLICATION TO HYPERSONIC FLIGHT

CHEN Song, SUN Quanhua

Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China

Abstract The chemical non-equilibrium effects during hypersonic flight of a blunt body are investigated by a theoretical model developed for stagnation streamline flow. With the assumption of linearly distribution of axial velocity, the flow equations together with chemical rate equation are solved iteratively based on shock fitting procedure. The calculated stagnation streamline quantities and shock stand-off distance are compared with CFD results, very good agreement is observed. It is found that the degree of dissociation first increased and then decreased as flight altitude increases due to the competence between the equilibrium shift and non-equilibrium effects. The observation is confirmed by CFD results and explains the phenomenon of the decline of real gas effects with increasing flight altitude in the literature. The application to typical hypersonic flight conditions shows that the oxygen dissociation region of air significantly departure from that predicted by equilibrium gas model and the stagnation temperature at the external edge of the boundary layer also exhibit its dependence to flight altitude when chemical non-equilibrium is involved.

Key words hypersonic flow, chemical non-equilibrium, oxygen dissociation degree, blunt body flow