XXXIII Неделя науки СПбГПУ. Материалы межвузовской научно-технической конференции. Ч.XII: С.63-64, 2005.

УДК 662.642.621.926.7

И.И.Оносов, А.А.Саваровский (4 курс, каф. ИСУП),
В.В.Кучинский, д.т.н., проф., ХК «Ленинец»

МЕХАНИЗМ ВЛИЯНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ ОБТЕКАНИЕ

В работе рассматривается механизм воздействия ударной волны (УВ) на активную (плазменную) среду, приводящий к появлению дополнительного источника энерговыделения. Этот источник движется вместе с фронтом ударной волны и зависит от величины и направления приложенного электрического поля и плотности тока. Для выяснения характера влияния плазмы на распространение УВ рассмотрено движение тела, движущегося в направлении электрического поля в слабоионизованной плазме или, что то же самое, обтекание неподвижного тела движущимся газом. При числе Маха M>1 около передней поверхности тела возникает УВ. Отличие плотностей выделяемой мощности за УВ и перед ней ведет к тому, что УВ движется как бы в нейтральном газе, нагретом до температуры плазмы, но с источником тепловыделения между УВ и телом. Интегральная мощность этого источника пропорциональна $Q\Delta$, где Δ – отход УВ от тела. Таким образом, при увеличении числа Маха увеличивается давление за УВ, что приводит к возрастанию электрического поля, т.е. интегрального теплоподвода. С точки зрения рассматриваемой ситуации плазма представляет собой источник энергии в области ударного слоя, мощность которого из-за известных свойств плазмы автоматически возрастает с ростом скорости тела. Таким образом, влияние на УВ при полете через плазму является как бы тепловым, но существует только из-за специфических свойств плазмы, благодаря которым при увеличении давления при том же токе растет тепловыделение.

Для исследования механизма взаимодействия ударных волн с газоразрядной плазмой рассматривается одномерная плоская ударная волна, движущаяся в потоке газа, причем в окрестности ударного фронта в результате специфических свойств плазмы возникает источник тепла. Этот источник движется вместе с фронтом ударной волны. Одномерная система нестационарных уравнений, описывающая параметры ударной волны при наличии движущегося в направлении оси x со скоростью w источника тепла, имеет вид:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial\rho}{\partial t}+\dfrac{\partial}{\partial x}(\rho u)=0 \\ \dfrac{\partial}{\partial t}(\rho u)+\dfrac{\partial}{\partial x}\left(\rho u^2+p-\dfrac{4}{3}\mu\dfrac{\partial u}{\partial x}\right)=0 \\ \dfrac{\partial}{\partial t}\left(\dfrac{1}{2}\rho u^2+\rho e\right)+\dfrac{\partial}{\partial x}\left\{\left(\dfrac{1}{2}u^2+e\right)\rho u+(p-\dfrac{4}{3}\mu\dfrac{\partial u}{\partial x})u-\lambda\dfrac{\partial T}{\partial x}\right\}-Q(x-wt)=0 \end{cases},$$

где ρ, u, e – плотность, массовая скорость и внутренняя энергия газа, соответственно, μ – вязкость газа, p – статическое давление λ – коэффициент теплопроводности, T – абсолютная температура газа. Переходя к переменной $\xi = x - wt$ и взяв в качестве искомой функции v=w-u , получаем уравнение для скорости УВ:

$$\frac{1}{k_1}\frac{1}{M}\bar{v}\frac{d\bar{v}}{d\xi}=(1-\bar{v})(\bar{v}-\bar{v}_{20})-\frac{k_2}{M^3}\Delta E(\xi),$$

решением которого в предельных точках $1-\alpha=\left[\overline{V_2}-\frac{k_1\Delta E(\xi_0)}{1-\overline{V_2}}\right]$ является

$$\overline{v}_2=1-\frac{M^2-1}{M^2(\gamma+1)}\left[1+\sqrt{1-k_2\frac{M(\gamma+1)^2}{(M^2-1)^2}\Delta E(\xi_0)}\right],$$

где $k_1=\frac{3\rho_1 a_1(\gamma+1)}{8\mu\gamma}$, $k_2=\frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)\rho_1 a_1^3}$, $\alpha=1-\overline{v}_{20}=\frac{2(M^2-1)}{M^2(\gamma+1)}$.

Необходимо отметить, что данное решение может быть комплексным.

Задача выходит за границы стационарности при критическом значении энергоподвода, которое рассчитывается по формуле: $\Delta E_{\lim}=\frac{(M^2-1)^2}{M(\gamma+1)^2 k_2}=\frac{(M^2-1)^2}{2M(\gamma^2-1)}\rho_1 a_1^3$.

Основное уравнение в этом случае принимает вид: $\frac{1}{k_1}\frac{1}{M}\overline{v}\frac{d\overline{v}}{d\xi}=(1-\overline{v})(\overline{v}-\overline{v}_{20})-\frac{\alpha^2}{4}\mathrm{B}(\xi)$.

Из него можно получить значение критической координаты, выше которого по потоку стационарное решение уже не существует:

$$\xi_{\lim}\approx-\frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{2}(\gamma-1)}\frac{M(M^2-1)a_1}{j\left(\frac{\varepsilon}{p}\right)}$$

Аналогичным образом ведет себя и локальное число Маха

$$M=\frac{\overline{v}}{\sqrt{\frac{\gamma-1}{2}(1-\overline{v}^2)+\frac{1}{M^2}+\frac{\alpha\beta(\gamma+1)}{8}\int\limits_{z_{\lim}}^{\infty}\left(1-\overline{v}(z')\right)dz'}}$$

Таким образом, в работе получены следующие результаты:

- Исследован механизм дополнительного выделения энергии при прохождении ударной волны через плазму.
- Получено одномерное уравнение для скорости распространения ударной волны. Из анализа решения уравнения следует, что распределение скорости и числа Маха имеют минимум в дозвуковой области.
- Определено положение критической точки в плазме, в которой не существует стационарного решения задачи.