

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. Докл. АН СССР, 1962, 147, 5.
2. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. Докл. АН СССР, 1964, 158, 2.
3. T. W. Leland, J. S. Rowlinson a. o. Trans. Far. Soc., 1968, 64, 546.
4. Физика простых жидкостей. Экспериментальные исследования. Под ред. Г. Темперли, Дж. Роулинсона, Дж. Рашбрука. М., «Мир», 1973.
5. J. S. Rowlinson. Mol. Phys., 1964, 7, 4.
6. J. S. Rowlinson. Mol. Phys., 1964, 8, 2.
7. Н. М. Кузнецов. ПМТФ, 1961, 1.
8. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1967, 3, 2.
9. А. А. Антонович, М. А. Плотников, Г. Я. Савельев. ПМТФ, 1969, 3.
10. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Т. 1. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во ВИНТИ, 1971.
11. П. М. Кессельман, Ю. И. Бланк, В. И. Могилевский. В сб. «Теплофизические свойства газов». М., «Наука», 1970.
12. J. Hirschfelder, C. Curtiess, R. B. Bird. Molecular theory of gases and liquids. New York—London, Chapman and Hall, 1954. Русский перевод: Дж. Гришфельдер, К. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., ИЛ, 1961.
13. А. М. Бережковский, Н. М. Кузнецов, И. В. Фрязинов. ПМТФ, 1972, 2.
14. A. Khan. Phys. Rev., 1964, 134, 2A.
15. N. F. Carnahan, K. E. Starling. J. Chem. Phys., 1969, 51, 2.
16. R. Chen, D. Henderson, S. Davidson. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1965, 54, 6.
17. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
18. А. Я. Апин, Ю. А. Лебедев. Докл. АН СССР, 1957, 114, 4.
19. M. A. Cook. The science of high explosives. New York, Reinhold publishing corporation, 1959.

УДК 541.124:532.5

УСТОЙЧИВОСТЬ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ГАЗА С ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ НА КАТАЛИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Г. В. Петров
(Новосибирск)

Интерес к проблеме гидродинамической устойчивости смесей жидкостей возрастает, о чем свидетельствует тот факт, что основная масса публикаций по этому вопросу приходится на последние годы (см., например, [1—3]). Однако почти всегда рассматривается такой тип неустойчивости, когда основное течение и развитие возмущений определяются гравитацией или аналогично действующими силами и нигде, кроме [4], не исследуются волны Толмина—Шлихтинга. Так, в [1] определялось лишь влияние вязкости при малых числах Рейнольдса на устойчивость указанного типа. В обзорной статье Шеня [4] дан анализ устойчивости пограничного слоя со вдувом инородного газа, а также сделана попытка установить критерий устойчивости пограничного слоя химически реагирующего газа по отношению к невязким возмущениям.

В данной работе исследуется устойчивость пограничного слоя химически реагирующей смеси совершенных газов. Получены уравнения для малых возмущений в первом асимптотическом приближении. В случае замороженных возмущений определены ограничения на диффузионные свойства, позволяющие привести эти уравнения к виду, совпадаю-

щему с видом уравнений для однокомпонентного газа. Численное исследование устойчивости проводилось на простейшем примере замороженного пограничного слоя частично диссоциированного двухатомного газа, обтекающего полубесконечную идеально каталитическую пластину и рекомбинирующую на ней. Результаты позволили сделать вывод о том, что неоднородность химического состава газовых смесей может оказать значительное влияние на устойчивость пограничного слоя.

В первом асимптотическом приближении [5] исследуется устойчивость пограничного слоя химически реагирующей смеси совершенных газов [6]. Термодиффузией пренебрегается. Система уравнений для малых возмущений в этом случае имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \rho^*}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \rho^*}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} v^* + \bar{\rho} \left(\frac{\partial u^*}{\partial x} + \frac{\partial v^*}{\partial y} + \frac{\partial w^*}{\partial z} \right) &= 0, \\ \bar{\rho} \left(\frac{\partial u^*}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u^*}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial u^*}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} v^* \right) &= - \frac{\partial p^*}{\partial x} + \bar{\mu} \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^2}, \\ \bar{\rho} \left(\frac{\partial v^*}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v^*}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial v^*}{\partial z} \right) &= - \frac{\partial p^*}{\partial y}, \\ \bar{\rho} \left(\frac{\partial w^*}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w^*}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial w^*}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} v^* \right) &= - \frac{\partial p^*}{\partial z} + \bar{\mu} \frac{\partial^2 w^*}{\partial y^2}, \\ \bar{\rho} \left(\frac{\partial c_k^*}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial c_k^*}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial c_k^*}{\partial z} + \frac{\partial \bar{c}_k}{\partial y} v^* \right) &= - \frac{\partial j_{ky}^*}{\partial y} + F_k, \quad k = 1, \dots, K-1, \\ j_{ky}^* &= \sum_{l=1}^K \bar{A}_{kl} \frac{\partial c_l^*}{\partial y}, \quad k = 1, \dots, K-1, \\ \bar{\rho} c_p \left(\frac{\partial T^*}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial T^*}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial T^*}{\partial z} + \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} v^* \right) &= \frac{\partial p^*}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial p^*}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial p^*}{\partial z} + \bar{\lambda} \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^2} - \\ &\quad - \sum_{k=1}^K \bar{h}_k F_k, \\ \frac{p^*}{\bar{p}} &= \frac{\rho^*}{\bar{\rho}} + \frac{T^*}{\bar{T}} + \sum_{k=1}^K \frac{c_k^*}{\bar{m}_k} \left/ \sum_{k=1}^K \frac{\bar{c}_k}{\bar{m}_k} \right., \end{aligned} \quad (1)$$

где чертой сверху обозначены величины, определяющие осредненное течение, звездочкой — малые возмущения; u, v, w — составляющие скорости в направлениях x, y, z соответственно; t — время; ρ — плотность; p — давление; T — температура; K — число компонентов смеси; c_k — массовая концентрация k -го компонента; h_k — парциальная удельная энтальпия; m_k — молекулярный вес; j_{ky} — составляющие плотности потока диффузии k -го компонента в направлении Oy ; F_k — массовая скорость приращения молекул k -го компонента в результате химических реакций; μ — вязкость; λ — теплопроводность; A_{kl} — коэффициенты диффузии; c_p — замороженная удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении; ось Oy направлена по нормали к обтекаемой поверхности.

Система (1) содержит $2(K-1)$ уравнений для возмущений концентраций, что создает некоторые технические трудности при интегрировании. Однако в случае химически замороженных возмущений оказывается, что при выполнении условия

$$\frac{\partial}{\partial y} \sum_{k=1}^K \left(\frac{j_{ky}^*}{m_k} + \frac{\bar{\lambda}}{\bar{c}_p} \frac{\partial c_k^*}{\partial y} \frac{c_k^*}{m_k} \right) = 0 \quad (2)$$

уравнения диффузии, энергии и состояния дают уравнение для возму-

щений величины p/ρ

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\rho} \right)^* + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right)^* + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p}{\rho} \right)^* + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\bar{p}}{\bar{\rho}} \right) v^* \right] = \\ = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \left(\frac{\partial p^*}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial p^*}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial p^*}{\partial z} \right) + \frac{\bar{\lambda}}{c_p} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{p}{\rho} \right)^*, \end{aligned} \quad (3)$$

которое замыкает первые четыре уравнения системы (1). Здесь κ — отношение осредненных замороженных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме. В случае бинарной смеси очевидно, что для выполнения условия (2) необходимо и достаточно, чтобы число Льюиса — Семенова осредненного течения было равно единице. В общем случае ограничения, налагаемые на коэффициенты диффузии, являются более слабыми и определяются $K-1$ алгебраическими уравнениями.

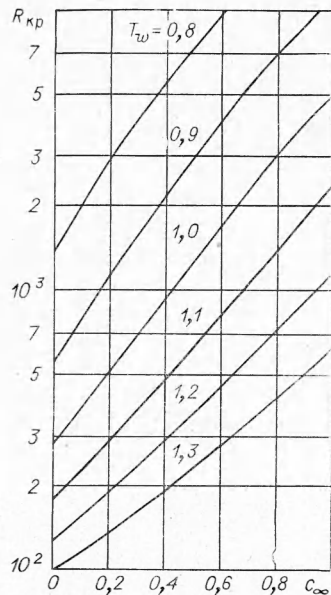
Решение для малых возмущений ищется в виде, представляющем плоскую бегущую волну $s(y) \exp\{i\alpha(x-ct)\}$, причем за направление Ox выбирается направление распространения волны. Так же, как и в случае простого газа, получаемая система обыкновенных дифференциальных уравнений для s в первом асимптотическом приближении не содержит амплитудной функции пульсаций составляющей скорости в направлении Oz и в безразмерной форме имеет вид:

$$\begin{aligned} i(u-c)r + \rho' \varphi + \rho(i\vartheta + \varphi') &= 0, \\ \rho [i(u-c)f + u' \varphi] &= -\frac{i\pi}{\kappa_\infty M^2} + \frac{\mu}{\alpha R} f'', \\ \rho \alpha^2 (u-c) \varphi &= \frac{i\pi'}{\kappa_\infty M^2}, \\ \rho \left[i(u-c)\vartheta - \frac{\rho'}{\rho^2} \varphi \right] &= \frac{\kappa-1}{\kappa} i(u-c)\pi + \frac{\mu}{\alpha R Pr} v'', \\ \pi &= \frac{r}{\rho} + \rho v, \end{aligned} \quad (4)$$

где $f, \varphi, \pi, r, \vartheta$ — амплитудные функции s возмущений величин $u, v/\alpha, p, \rho, p/\rho$ соответственно; штрих — дифференцирование по y ; $R = u_\infty \delta / \nu_\infty$ — число Рейнольдса по толщине пограничного слоя δ ; $Pr = \mu c_p / \lambda$ — число Прандтля; M — замороженное число Маха на внешней границе пограничного слоя. Индексом ∞ отмечены значения на внешней границе пограничного слоя, осредненные безразмерные значения величин обозначены как и сами величины (знаки осреднения опущены).

Уравнения (4) в точности совпадают с соответствующими уравнениями для простого газа [7], если в последних сделать формальную замену T на ρ^{-1} и понимать величины κ и M в обобщенном смысле как замороженные, а также иметь в виду, что ϑ является амплитудной функцией пульсации величины p/ρ , а не температуры.

Система (4) используется для исследования устойчивости замороженного пограничного слоя на плоской полубесконечной пластине, обтекаемой однородным потоком двухатомного, частично диссоциированного газа. Поверхность пластины обладает бесконечно большой каталитической активностью по отношению к реакции $A_2 \rightleftharpoons 2A$ и имеет температуру достаточно низкую для полной рекомбинации. Предполагается, что вязкость не зависит от концентрации атомов (например, вязкости молекулярного и атомарного кислорода различаются лишь на 5%) и пропорциональна температуре. Числа Прандтля и Льюиса — Семенова равны единице, термодиффузией пренебрегается. При расчете теплоемкостей учитываются лишь поступательная и вращательная степени свободы.



Используя кинетику поверхностной рекомбинации, можно показать, что в рассматриваемом предельном случае полной рекомбинации на идеально каталитической поверхности пульсации концентрации атомов на ней отсутствуют. В соответствии с [8] при достаточно большой теплопроводности материала поверхности пульсации температуры на стенке также отсутствуют. Тогда из последнего уравнения системы (1) следует условие $(p/\rho)^* = 0$ при $y=0$, которое вместе с условиями прилипания на стенке и затухания возмущений во внешнем потоке составляет обычно используемую в задаче устойчивости сжимаемого пограничного слоя систему граничных условий:

$$\begin{aligned} f = \varphi = \theta = 0 \text{ при } y = 0, \\ f, \varphi, \theta \rightarrow 0 \text{ при } y \rightarrow \infty. \end{aligned}$$

Поставленная задача определяется тремя параметрами: замороженным числом Маха M ; степенью диссоциации газа на внешней границе пограничного слоя c_∞ и температурным фактором T_w . Пограничный слой является автомодельным, его расчет производится методом квазилинеаризации [9]. Для численного исследования устойчивости применяется метод, который использовался в работе [10] при решении подобной задачи в случае простого газа.

На рисунке построены кривые зависимости критического числа Рейнольдса $R_{кр} = \sqrt{u_\infty x_{кр}} / \nu_\infty$ от степени диссоциации набегающего потока в интервале изменения T_w от 0,8 до 1,3 при $M=0$ (полученные для $M=1,3$ результаты аналогичны, и потому здесь не приводятся). Видно, что увеличение степени диссоциации на внешней границе пограничного слоя влияет на устойчивость так же, как и понижение температуры поверхности. Связанный с увеличением c_∞ стабилизирующий эффект может быть значительным, $R_{кр}$ увеличивается более чем на порядок при достижении полной диссоциации. Так как благодаря поверхностной рекомбинации в пограничном слое возникает направленный к стенке градиент плотности, результаты находятся в соответствии с выводом Шеня [4] о стабилизирующем влиянии такого градиента при вдуве тяжелого газа.

На основании изложенных результатов можно сделать вывод о том, что неоднородность химического состава газовых смесей может оказать значительное влияние на устойчивость пограничного слоя.

Автор благодарит В. Я. Левченко за предложенную тему и внимание к работе и А. А. Маслова за содействие при расчетах и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
25/IV 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Bdzil, H. L. Frisch. Phys. Fluids., 1971, 14, 10.
2. J. K. Platten, G. Chavepeyer. Phys. Fluids., 1972, 15, 19.
3. J. E. Hart. J. Fluid. Mech., 1971, 49, 2.
4. S. F. Shen. Theory of Laminar Flows. London, Oxford University Press, 1964.
5. D. W. Dunn, C. C. Lin. J. Aeron. Sci., 1955, 22, 7.

6. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., ИЛ, 1961.
7. М. А. Алексеев. Тр. ЦАГИ, 1972, с. 1420.
8. А. С. Дрыжов, А. А. Маслов. Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1972, 2, 8.
9. Р. Беллман, Р. Калаба. Квазилинеаризация и нелинейные краевые задачи. М., «Мир», 1968.
10. С. А. Гапонов, А. А. Маслов. Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1971, 1, 3.

УДК 541.124

ВЛИЯНИЕ ПОЛИМОРФНОГО ПЕРЕХОДА ПХА НА КАТАЛИТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, ОКАЗЫВАЕМЫЙ НЕКОТОРЫМИ ГОМОГЕННЫМИ И ГЕТЕРОГЕННЫМИ ДОБАВКАМИ НА ЕГО ТЕРМИЧЕСКИЙ РАСПАД

Б. И. Кайдымов, В. С. Гавазова
(София, Болгария)

Фазовый переход перхлората аммония (ПХА) из орторомбической в кубическую модификацию при температуре 240°С приводит к резкому изменению ряда его физических и химических свойств. Так, например, было установлено, что в результате полиморфного перехода снижается скорость термического распада ПХА [1], причем в присутствии некоторых органических добавок [2] это замедление настолько значительно, что разложение прекращается при довольно низких степенях превращения. Микроскопические исследования разложения монокристаллов ПХА [3] показали, что форма и распределение центров разложения, а также их скорость роста не одна и та же для обеих полиморфных модификаций. В работе [4] указывается, что фазовый переход изменяет как величину, так и знак каталитического эффекта, оказываемого щелочноземельными ионами на процесс распада ПХА. Недавно было установлено, что при переходе ПХА из орторомбической в кубическую модификацию резко усиливается ингибирующее действие паров воды [5] и аммиака [6] на процесс термического распада ПХА. Значительное внимание заслуживает и тот факт, что в точке фазового перехода сильно возрастает проводимость переменного тока монокристаллов ПХА [7].

До настоящего времени высказывались самые различные предположения относительно причин, обуславливающих явления, сопровождающие полиморфное превращение ПХА. В работе [1] уменьшение скорости распада ПХА вследствие фазового перехода приписывается большей стабильности кубической формы по сравнению с орторомбической при температурах вблизи точки перехода. В работе [8] предполагалось, что в изотропной кубической решетке ПХА относительная скорость размножения дислокаций по мере развития реакций меньше, чем в анизотропной орторомбической решетке, и скорость эта падает с повышением температуры.

Резкое возрастание проводимости вследствие фазового перехода объяснялось тремя возможными причинами: перераспределением молекул воды в объеме кристалла, генерированием значительного количества дислокаций, либо же началом свободного вращения иона ClO_4^- , способствующего переходу протона от NH_4^+ на ClO_4^- [7]. В работе [4] бы-