

**РАСЧЕТ СОСТАВА
И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА
КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ**

*Н. М. Кузнецов, В. Е. Окунев, В. М. Попов
(Москва)*

Вычисление химического состава является наиболее трудной частью задачи полного термодинамического описания продуктов взрыва (ПВ) конденсированных взрывчатых веществ (ВВ). В отличие от давления и плотности состав газа экспериментально определяется не в точке Жуге, а в калориметрических условиях при низких давлениях и температурах. Измеренный состав при этом фактически относится к моментам времени химической закалки, зависящим от массовой координаты расширяющихся ПВ. Составы газов в окрестности точки Жуге и в момент закалки могут, конечно, различаться.

Сведения о равновесном составе газа необходимы для вычисления теплоты взрыва как функции термодинамического состояния продуктов. Кроме того, вычисление состава газа является необходимым этапом при последовательном термодинамическом способе построения уравнения состояния ПВ, не основанном на использовании экспериментальных газодинамических данных о детонационных волнах.

В принципе для расчета равновесного состава газа достаточно знать: а) термодинамические функции индивидуальных компонент; б) энергии разрыва химических связей; в) изменение термодинамических функций при смешении компонент. Термодинамические функции индивидуальных компонент определяются либо по данным об ударной сжимаемости и по расчетам в приближениях теории свободного объема [1, 2], либо с помощью вириальных рядов для давления. Первый метод применим при больших плотностях ($\rho > \rho_0$, ρ_0 — плотность конденсированной фазы в нормальных условиях), а второй «вириальный» — в достаточно разреженном газе, $\rho \ll \rho_0$.

При расчетах состава обычно полагается, что энергия разрыва химических связей не зависит от плотности, а изменение термодинамических функций при смешении компонент определяется с помощью какого-либо приближенного правила, например, в предположении аддитивности объемов [1]. Погрешности определения состава и термодинамических функций продуктов взрыва, возникающие вследствие таких допущений, оценить тем труднее, чем больше плотность ПВ. Тем не менее даже при $\rho > \rho_0$ результаты расчета термодинамических функций находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными газодинамическими данными о детонационных волнах [1].

В настоящее время в связи с успехами статистической теории однокомпонентных плотных газов имеется возможность выполнить расчеты состава и термодинамических функций ПВ при $\rho \leq \rho_0$. При таких плотностях в качестве энергий разрыва связей могут быть взяты (со

значительно большей надежностью, чем в области больших сжатий) соответствующие данные для идеального газа. Эффективный радиус короткодействующих обменных сил, ответственных за химические связи атомов в молекулах, при $\rho \leq \rho_0$ на порядок меньше среднего расстояния между молекулами и, следовательно, энергии разрыва химических связей незначительно отличаются от своих «идеальных» значений.

Энергия межмолекулярного взаимодействия типа Ван-дер-Ваальса при рассматриваемых плотностях, как известно, также примерно на порядок меньше энергий разрыва химических связей. Поэтому силы межмолекулярного взаимодействия достаточно учесть приближенно, используя какую-либо из известных моделей потенциала. Правила определения термодинамических функций смещения при $\rho \leq \rho_0$, особенно в надкритической области температур, исследованы лучше [3, 4], чем в области больших сжатий.

В данной работе излагается метод вычисления состава и термодинамических функций реагирующих газов при $\rho \leq \rho_0$. Конкретные расчеты выполнены для продуктов детонации гексогена. Свободная энергия индивидуальных компонент вычислена на основе высокотемпературного приближения Раулинсона [5, 6] с потенциалом межмолекулярного взаимодействия Леннарда — Джонса.

В литературе имеются различные параметры потенциала Леннарда — Джонса, полученные различными методами (по данным о вириальных коэффициентах газов, о термодинамических свойствах кристаллов, о коэффициентах переноса, методом молекулярных пучков и др.) и не всегда хорошо согласующиеся между собой. Для расчетов термодинамических функций газов наиболее естественным представляется использование параметров, определенных первым из перечисленных методов. Взаимодействие дипольных молекул воды нельзя смоделировать каким-либо двухпараметрическим потенциалом применительно к столь широкому диапазону термодинамических переменных и с той степенью точности, как это можно сделать для простейших молекул, не имеющих постоянного дипольного момента. Поскольку применяемый далее метод расчетов существенно связан с использованием потенциала Леннарда — Джонса, то при вычислении термодинамических функций воды использовался этот же потенциал. Для лучшего описания термодинамических свойств воды учитывались еще холодные, зависящие только от плотности составляющие энергии $E_0 = - \int_{\infty}^V p_0 dV$ и давления p_0

$$p_0 = -A\rho^m.$$

Коэффициент A и показатель степени m определялись с точностью $\Delta p_0/p_0 \leq 10\%$ путем интерполяции данных об уравнении состояния воды [7] и продуктов детонации гексогена [8], содержащих около 30% воды. Сравнение с результатами [8] проводилось после численного счета состава и термодинамических функций ПВ гексогена с варьируемыми параметрами A и m . Значения m и A , найденные таким способом, соответственно равны 1,5 и $18 \cdot 10^3$ атм.

Взаимодействие радикалов Н и ОН также не может быть хорошо смоделировано потенциалом Леннарда — Джонса, но так как концентрации этих компонент в ПВ малы, описание их взаимодействия потенциалом Леннарда — Джонса не вносит большой погрешности в результаты счета. Для лучшего согласия с уравнением состояния ПВ гексогена [8] варьировался также параметр потенциала: n , $n/2$. Близким к оптимальному оказалось $n=10$, что соответствует менее «жесткому» по сравнению с $n=12$ потенциалу при рассматриваемых здесь больших плотностях и температурах. Применительно к еще большим плотностям в сильных ударных волнах оптимальное значение показателя степени

потенциала отталкивания, согласно [1], для тех же компонент равно 9.

Имеющиеся в литературе данные о параметрах σ_i , ϵ_i потенциала Леннарда—Джонса, как правило, относятся к случаю $n=12$ и использованы в данных расчетах. Можно показать, что при высоких температурах погрешность, связанная с подстановкой таких параметров в потенциал Леннарда—Джонса (10—5) невелика и сравнима с точностью самой модели потенциала. Полный набор значений σ_i и ϵ_i для всех учитываемых компонент приведен в табл. 1.

Параметры потенциала взаимодействия разных молекул σ_{ij} и ϵ_{ij} и эффективные параметры потенциала смеси σ и ϵ определяются соответственно правилами комбинирования

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{2} (\sigma_i + \sigma_j), \quad \epsilon_{ij} = \sqrt{\epsilon_i \epsilon_j}$$

и приближенными соотношениями [3]

$$\sigma^3 = \sum_i \sum_j \sigma_{ij}^3 x_i x_j; \quad \epsilon \sigma^3 = \sum_i \sum_j \epsilon_{ij} \sigma_{ij}^3 x_i x_j. \quad (1)$$

Здесь $x_l \equiv \frac{N_l}{\sum N_k}$, $l=i, j$, N_l — число частиц l -й компоненты.

В настоящее время имеются достаточно подробные таблицы термодинамических функций однокомпонентного газа с потенциалом взаимодействия Леннарда—Джонса, вычисленные методом Перкуса—Йевики [13]. При высоких температурах ($T^* \equiv kT/\epsilon > 12$) эти табличные данные с хорошей точностью описываются более простым приближением Раулинсона [3, 4, 13]. Согласно [5, 6], при высоких температурах молекулы с потенциалом Леннарда—Джонса можно рассматривать как жесткие сферы с диаметром, зависящим от температуры.

Уравнение состояния жестких сфер [14, 15] имеет вид

$$\frac{pV}{N_i kT} = \frac{1 + y_i + y_i^2 - y_i^3}{(1 - y_i)^3}; \quad (2)$$

где в приближении Раулинсона

$$y_i = \frac{\pi \sqrt{2}}{6} (T_i^*)^{-3n} [1 + \Phi(T_i^*)/n]^3 \cdot \frac{N_i \sigma_i^3}{V}.$$

Здесь n — показатель степени потенциала; $\Phi(T^*)$ — функция, таблица значений которой приведена в [16].

Свободная энергия однокомпонентного газа, вычисленная с учетом уравнения (2), имеет вид:

$$\frac{F_i}{N_i kT} = - \ln \left[\frac{eV_i}{N_i} \left(\frac{m_i kT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \right] + \Phi(\epsilon_i \sigma_i) + \frac{F_{bi}}{N_i kT};$$

$$\Phi(\epsilon_i, \sigma_i) \equiv \frac{3 - 2y_i}{(1 - y_i)^2} - 3,$$

где m_i — масса молекул сорта i ; F_{bi} — свободная энергия вращательных, колебательных и электронных степеней свободы идеального газа молекул сорта i .

Таблица 1

Комп- нента	$\sigma_i, \text{ \AA}$	$\epsilon_i/k, \text{ }^\circ\text{K}$	Источ- ник
N ₂	3,656	91,5	[9]
H ₂ O	2,9	500	[10]
CO ₂	3,81	205	[11]
CO	3,7	100	[12]
H ₂	2,9	33	[12]
NO	3,4	120	[12]
OH	3,8	175	[10]
H	2,1	750	[10]
O ₂	3,5	113	[12]

Аналогично для свободной энергии смеси заданного состава имеем

$$\frac{F}{NkT} = - \sum_j \left\{ x_j \ln \left[\frac{eV}{Nx_j} \left(\frac{m_j kT}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \right] - x_j F_{bi} \right\} + \varphi(\varepsilon, \sigma); \quad (3)$$

$$N \equiv \sum_k N_k; \quad x_j \equiv N_j/N.$$

Входящие в (3) параметры потенциала зависят от искомых концентраций компонент и определяются соотношениями (1).

Уравнения химического равновесия следуют из условий минимума свободной энергии относительно изменения состава в каждой реакции при заданной температуре и плотности:

$$\begin{aligned} \prod_j x_j^{\nu_j} = K_p(T) \left(\frac{V}{NkT} \right)^{\sum \nu_j} \exp \left\{ -\varphi \sum \nu_j - \frac{\varphi'_{N\sigma^3}}{V} \cdot \right. \\ \cdot \frac{N\sigma^3}{V} \left[2 \sum_i \sum_j \frac{\sigma_{ij}^3}{\sigma^3} x_i \nu_j - \sum_j \nu_j \right] - \frac{\varphi'_\varepsilon}{kT} \cdot \\ \left. \cdot \frac{2\varepsilon}{kT} \left[\sum_i \sum_j \frac{\sigma_{ij}^3 \varepsilon_{ij}}{\sigma^3 \varepsilon} x_i \nu_j - \sum_i \sum_j \frac{\sigma_{ij}^3}{\sigma^3} x_i \nu_j \right] \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

где $K_p(T)$ — константы равновесия соответствующих реакций для идеального газа, приведенные в [17]; $\varphi'_{N\sigma^3/V}$ и φ'_ε/kT — производная φ соответственно по $N\sigma^3/V$ и по ε/kT ; ν_j — стехиометрические коэффициенты реакции.

При $T < 5000^\circ \text{K}$ и достаточно больших плотностях основными продуктами детонации гексогена $\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6\text{O}_6$ могут быть N_2 , H_2O , CO_2 , CO , H_2 , NO , OH , H , O_2 . Не исключено также образование конденсированного углерода, однако, судя по имеющимся экспериментальным данным [18], его количество в ПВ гексогена очень мало. В состав ПВ входят также многоатомные компоненты CH_4 , N_2O , NO_2 и другие. Малые концентрации всех таких неучтенных компонент могут быть вычислены в следующем приближении с использованием уже найденных значений основных компонент. Оценки показывают, что максимальные значения x_{CH_4} , x_{NO_2} и $x_{\text{N}_2\text{O}}$ составляют: $x_{\text{CH}_4} = 2,35 \cdot 10^{-2}$ ($N/VL=1000$, $T=1500^\circ \text{K}$), $x_{\text{CH}_4} = 6,68 \cdot 10^{-3}$ ($N/VL=1000$, $T=2000^\circ \text{K}$), $x_{\text{NO}_2} = 2,47 \cdot 10^{-5}$ ($N/VL=100$, $T=4500^\circ \text{K}$), $x_{\text{N}_2\text{O}} = 2,05 \cdot 10^{-5}$ ($N/VL=100$, $T=4500^\circ \text{K}$). Здесь L — число Лошмидта.

Концентрация неучтенного атомарного кислорода максимальна при $N/VL=100$, $T=4500^\circ \text{K}$ и составляет $5 \cdot 10^{-3}$. Из табл. 2 видно, что в достаточно хорошем приближении можно было бы не учитывать и x_{O_2} .

Полная система уравнений, определяющая равновесные значения относительных концентраций x_i девяти указанных компонент при заданных температуре и плотности числа частиц N/VL , включает в себя уравнение нормировки, три уравнения сохранения относительного состава элементов N, O, C и H и уравнение (4) для пяти независимых реакций. Эта система уравнений решалась численно методом итераций Ньютона. Свободная энергия, давление и состав газа вычислены при температурах 1500, 2000, 2500, 3000, 4000 и 4500°K и «плотностях» $N/VL=100, 200, 400, 600, 800, 1000$. Результаты вычислений приведены в табл. 2 и 3 и на рис. 1 и 2.

Погрешности вычислений концентраций компонент обусловлены погрешностями использованного потенциала взаимодействия и его параметров и погрешностью приближения (1). Как показывают оценки, неопределенность параметров потенциала взаимодействия приводит

Таблица 2*

$T, ^\circ\text{K}$	$\rho, \text{г/см}^3$	$P, \text{атм}$	$-F, \text{кал/г}$	x_{N_2}	$x_{\text{H}_2\text{O}}$	x_{CO_2}	x_{CO}	x_{H_2}	x_{NO}	x_{OH}	x_{H}	x_{O_2}
$N/VL=200$												
1500	0,220	1270	4487	0,333	0,258	75 -3	0,258	75 -3	7 -11	22 -9	1 -7	1 -15
2000	0,220	1730	5790	0,333	0,263	70 -3	0,263	70 -3	9 -8	9 -7	9 -6	5 -11
2500	0,220	2190	7145	0,333	0,265	68 -3	0,265	68 -3	6 -6	3 -5	1 -4	3 -8
3000	0,220	2640	8544	0,333	0,265	67 -3	0,266	67 -3	1 -4	4 -4	7 -4	2 -6
3500	0,220	3090	9985	0,332	0,263	67 -3	0,266	67 -3	8 -4	2 -3	2 -3	4 -5
4000	0,218	3540	11480	0,329	0,255	65 -3	0,266	69 -3	3 -3	7 -3	6 -3	3 -4
4500	0,216	3990	13030	0,322	0,239	59 -3	0,267	73 -3	9 -3	16 -3	13 -3	1 -3
$N/VL=600$												
1500	0,661	6630	4394	0,333	0,284	49 -3	0,284	49 -3	1 -11	1 -10	3 -8	4 -17
2000	0,661	8980	5673	0,333	0,281	52 -3	0,281	52 -3	2 -8	9 -8	2 -6	3 -12
2500	0,661	11200	7006	0,333	0,278	55 -3	0,278	55 -3	2 -6	4 -6	4 -5	2 -9
3000	0,661	13300	8383	0,333	0,276	57 -3	0,276	57 -3	3 -5	5 -5	2 -4	2 -7
3500	0,660	15400	9799	0,333	0,273	59 -3	0,274	59 -3	2 -4	3 -4	8 -4	4 -6
4000	0,659	17400	11250	0,332	0,270	60 -3	0,272	61 -3	1 -3	1 -3	2 -3	4 -5
4500	0,657	19400	12750	0,330	0,264	60 -3	0,271	64 -3	4 -3	3 -3	4 -3	2 -4
$N/VL=800$												
1500	0,881	12230	4335	0,333	0,290	43 -3	0,290	43 -3	8 -12	4 -11	2 -8	1 -17
2000	0,881	16400	5598	0,333	0,285	48 -3	0,285	48 -3	1 -8	3 -8	1 -6	8 -13
2500	0,881	20240	6916	0,333	0,281	53 -3	0,281	53 -3	1 -6	1 -6	2 -5	7 -10
3000	0,881	23860	8280	0,333	0,277	56 -3	0,277	56 -3	2 -5	2 -5	1 -4	6 -8
3500	0,880	27300	9683	0,333	0,274	58 -3	0,275	58 -3	2 -4	1 -4	5 -4	1 -6
4000	0,880	30600	11120	0,332	0,271	60 -3	0,272	61 -3	8 -4	4 -4	1 -3	1 -5
4500	0,878	33780	12600	0,331	0,267	61 -3	0,271	63 -3	2 -3	1 -3	3 -3	8 -5
$N/VL=1000$												
1500	1,101	21670	4262	0,333	0,293	40 -3	0,293	40 -3	4 -12	7 -12	8 -9	2 -18
2000	1,101	28660	5506	0,333	0,285	48 -3	0,285	48 -3	8 -9	6 -9	7 -7	2 -13
2500	1,101	34930	6806	0,333	0,280	53 -3	0,280	53 -3	7 -7	3 -7	1 -5	2 -10
3000	1,101	40680	8155	0,333	0,276	57 -3	0,276	57 -3	1 -5	5 -6	7 -5	2 -8
3500	1,101	46100	9543	0,333	0,273	60 -3	0,273	60 -3	1 -4	3 -5	3 -4	5 -7
4000	1,100	51200	10970	0,333	0,270	62 -3	0,270	63 -3	5 -4	1 -4	7 -4	5 -6
4500	1,099	56000	12430	0,332	0,266	64 -3	0,269	65 -3	2 -3	4 -4	1 -3	3 -5

* В таблице введено обозначение $A-B = A \cdot 10^{-B}$.

к погрешности вычисления концентраций около 5% для всех компонент и около 10% для H_2O . Погрешности, связанные с неточностью самой модели потенциала и с усреднением (1), оценить трудно. Величина их, однако, уменьшается с увеличением температуры и, по-видимому, при температурах порядка 1000°K суммарная погрешность определения состава близка к приведенной выше.

Аналогичные расчеты проводились также для идеального газа. В качественном отношении зависимость состава от температуры и плотности такая же, как и в идеальном газе. Концентрации молекул с большой энергией связи (CO_2, N_2) возрастают с уменьшением температуры. Увеличение плотности на изотермах приводит к возрастанию относительных концентраций многоатомных

Таблица 3

$T, ^\circ\text{K}$	$N/VL=100$			$N/VL=400$		
	$\rho, \text{г/см}^3$	$P, \text{атм}$	$-F, \text{кал/г}$	$\rho, \text{г/см}^3$	$P, \text{атм}$	$-F, \text{кал/г}$
1500	0,110	575	4506	0,440	3280	4444
2000	0,110	777	5814	0,440	4480	5736
2500	0,110	980	7173	0,440	5640	7081
3000	0,110	1180	8578	0,440	6770	8470
3500	0,110	1390	10030	0,440	7880	9898
4000	0,108	1590	11540	0,439	8970	11370
4500	0,106	1800	13120	0,436	10100	12890

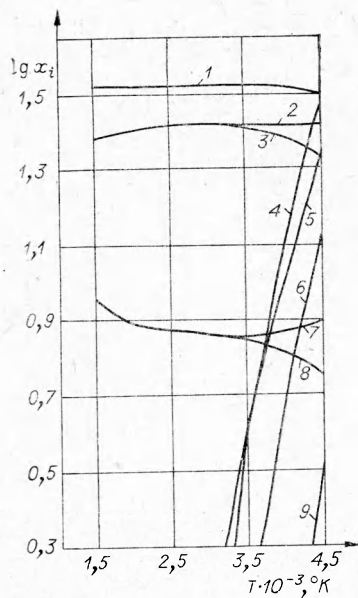


Рис. 1. Зависимость концентраций x_i от температуры при относительной плотности, $N/VL=100$.

1— $100x_{N_2}$; 2— $100x_{CO_2}$; 3— $100x_{H_2O}$;
4— 10^4x_{OH} ; 5— 10^4x_H ; 6— 10^4x_{NO} ;
7— $100x_{H_2}$; 8— $100x_{CO}$; 9— $10^4x_{O_2}$.

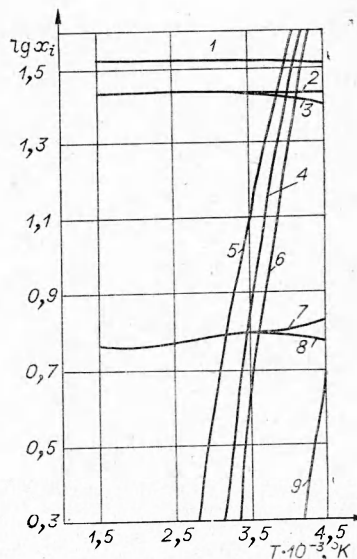


Рис. 2. Зависимость концентраций x_i от температуры при относительной плотности, $N/VL=400$ (обозначения аналогичны рис. 1).

компонент. Однако количественное отличие реального и идеального газов составляет от нескольких процентов при $N/VL=100$ до десятков процентов при $N/VL=400$. Такое различие приводит к сильному изменению внутренней энергии и других термодинамических функций газа.

Результаты вычислений сравнивались только с расчетами равновесного состава продуктов взрыва гексогена, выполненными Куком [19] феноменологическим методом, основанным на использовании данных о скорости детонационной волны. Данные табл. 2 согласуются с [19] с удовлетворительной точностью только для x_{N_2} (расхождение $\sim 1.5\%$). Для остальных компонент при некоторых температурах и плотностях различие в значениях x_{H_2O} , x_{CO} и x_H составляет 10%, а для x_{CO_2} 30—40%. Такое различие может быть обусловлено тем, что экспериментальные данные, использованные при феноменологическом подходе [19], далеко недостаточны для формулировки системы уравнений, однозначно определяющей равновесный состав газа. Замкнутая система уравнений получена в [19] при использовании дополнительных предположений, не связанных однозначно с какими-либо опытными фактами.

Таким образом, разработан метод вычисления равновесного состава и термодинамических функций реагирующих неионизованных газовых смесей при $\rho \leq \rho_0$. Метод основан на использовании потенциалов взаимодействия Леннарда—Джонса и высокотемпературного приближения Роулинсона для уравнения состояния индивидуальных компонент. Вычислены состав, давление и свободная энергия продуктов детонации гексогена при температурах 1500—4500°С и плотностях 0,1—1 г/см³.

Поступила в редакцию
8/11 1974

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-