

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ СПОСОБНОСТЕЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

А. Н. РУМЫНСКИЙ, Н. В. ЧЕРЕШНЕВА

(Москва)

Приводятся результаты измерений излучательных способностей воздуха и смесей углекислого газа с азотом в ударных трубах. Дано описание способа измерений и конструкции датчика.

Полученные экспериментальные данные сравниваются с опубликованными теоретическими расчетами излучательных способностей газов, а также с экспериментальными результатами других авторов.

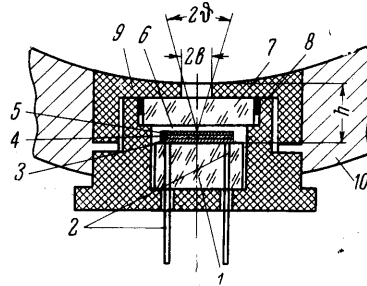
1. Измерения суммарного излучения газов проводились в ударной трубе круглого сечения, работавшей по двухдиафрагменной схеме. Длина отсеков высокого и промежуточного давлений 1—1.5 м. Отсек низкого давления имел длину 4.5—6 м. Толкающим газом был водород. При работе на воздухе исследовался атмосферный воздух без предварительных очисток. При работе с углекислым газом и его смесями с азотом отсек низкого давления предварительно откачивался до давления $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., затем производилась двукратная промывка отсека исследуемым газом с последующей откачкой, после чего исследуемый газ нагнускался до требуемого давления. Перед каждым экспериментом стенки ударной трубы тщательно чистились спиртом. Давление в отсеке низкого давления измерялось термоманометром и U-образными манометрами. Скорость падающей ударной волны измерялась ионизационными датчиками, продолжительность рабочей пробки — пленочными датчиками [1], установленными на стенке ударной трубы. Датчики не запитывались током и работали как коллекторы электронов.

В качестве приемника излучения (датчика) использовался болометр (фиг. 1), чувствительным элементом которого является пленочный термометр сопротивления на изоляционной подложке [1]. Пленка платины наносится методом взжигания из пасты. Ширина пленки ~ 0.5 мм, длина ~ 2 мм, толщина ≤ 0.1 мк. Сопротивление 40—60 ом. Электрическими выводами пленки являются молибденовые провода, сваренные в стеклянный цилиндр. Для повышения поглощательной способности на пленку платины нанесен слой золотой черни, получаемой методом вакуумного распыления металлического золота в атмосфере азота (при давлении 1 мм рт. ст.). Во избежание взаимодействия платины и золотой черни, что может приводить к изменению (уменьшению) сопротивления датчика, между пленкой платины и золотой чернью создается методом вакуумного распыления прослойка из фтористого лития толщиной ~ 0.1 мк. Слой LiF предотвращает также фотоэлектрический эффект с платиновой пленки.

Излучение на чувствительный элемент попадает через оптическое окно (кварц, корунд, фтористый литий). Внутренняя полость датчика герметизирована для исключения конвективного теплообмена с внешним потоком.

В результате поглощения лучистой энергии чувствительным элементом приемника происходит нагрев платиновой пленки. Хороший тепловой контакт пленки со стеклянной подложкой и отсутствие в ней градиента температуры по толщине позволяет считать, что поверхность стеклянной подложки и пленка имеют одинаковую температуру.

В эксперименте определяется температура платиновой пленки по времени, т. е. температура поверхности подложки. Вследствие кратковременности эксперимента (20—100 мксек) при выбранной толщине подложки 3—5 мм процесс распространения тепла в ней можно рассматривать как в полуограниченном теле при следующих условиях:



Фиг. 1. Приемник излучения: 1 — стеклянная подложка, 2 — молибденовые выводы, 3 — пленка платины, 4 — пленка фтористого лития, 5 — золотая чернь, 6 — воздушный зазор, 7 — оптическое окно, 8 — уплотнение, 9 — крышка, 10 — стенка ударной трубы

$$t(0, \tau) = f(\tau), \quad \partial t(x, \tau) / \partial x |_{x \rightarrow \infty} = 0, \quad t(x, 0) = t_0 \quad (1.1)$$

Здесь t — температура, τ — время, x — координата, отсчитываемая по нормали к поверхности подложки от торца, воспринимающего тепловой поток. Функция $f(\tau)$ определяется в эксперименте.

Используя известное решение уравнения теплопроводности [2] при граничных и начальных условиях (1.1) и аппроксимируя $f(\tau)$ ломаной с n звеньями, можно представить формулу для расчета поступающего теплового потока в виде

$$q_1 = \frac{K}{\sqrt{a\pi\Delta\tau}} \left[2t_n + \sum_{i=1}^{n-1} t_{n-i} (2\sqrt{i-1} - 4\sqrt{i} + 2\sqrt{i+1}) \right] \quad (1.2)$$

Здесь K , a — коэффициенты соответственно, тепло- и температуропроводности стекла, $\Delta\tau$ — шаг по времени, на котором дуга $f(\tau)$ заменяется хордой, n — число шагов по времени на участке $t_n = n\Delta\tau$.

Инерционность приемника определяется временем, по истечении которого количество тепла, аккумулируемое чувствительным элементом болометра, становится пренебрежимо малым по сравнению с количеством тепла, поступающим в стеклянную подложку, т. е. временем, начиная с которого расчет теплового потока на приемник можно проводить по формуле (1.2).

Расчет распределения температуры в многослойной системе «платиновая чернь + LiF + Pt + стекло» показал, что инерционность использованного приемника излучения равна 7–10 мксек.

Измерение лучистого потока производилось с боковой стенки и торца трубы.

При измерениях за падающей волной приемники излучения устанавливались на расстоянии $\geq 1-1.5$ м, а при измерениях за отраженной волной в 4–12 мм от торца трубы. Толщина излучающего слоя определялась диаметром трубы и была равна 5 см. При измерениях с торца трубы исключалось влияние на датчик пристеночного пограничного слоя за падающей волной. Чувствительность регистрирующей аппаратуры при этом выбиралась такой, что на излучение от фронта падающей волны датчик не реагировал.

Заметной разницы в результате измерений в торце и на боковой поверхности трубы у торца обнаружить не удалось. Это говорит о том, что влияние пограничного слоя за падающей волной при расстояниях датчика до торца, имевших место в описываемых экспериментах, невелико.

2. На фиг. 2 приведена схема эксперимента, а на фиг. 3 осциллограмма записи болометров. Параметры газа за падающей волной определялись из таблиц [3, 4] по измеренным в эксперименте скорости ударной волны и давлению перед скачком. Параметры за отраженной волной определялись из законов сохранения энергии, импульса и расхода масс по параметрам за падающей волной в предположении термодинамического равновесия с использованием таблиц [4, 5].

Тепловой поток вычислялся по формуле

$$q_* = \frac{q_1 + q_2}{DA \sin^2 \phi} \quad (2.1)$$

где q_1 определяется по формуле (1.2).

$$q_2 = (c_1\gamma_1\delta_1 + c_2\gamma_2\delta_2 + c_3\gamma_3\delta_3) \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (2.2)$$

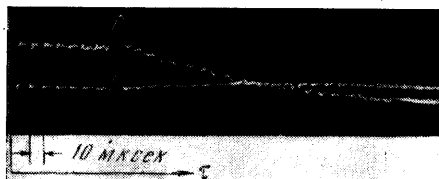
Фиг. 2. Схема эксперимента: 1 — приемник излучения, 2 — схема питания приемника, 3 — широкополосный усилитель, 4 — осциллограф, 5 — запускающий ионизационный датчик, 6 — схема пуска, 7 — ударная труба, 8 — пленочный термометр сопротивления

Здесь c , γ , δ — теплоемкость, удельный вес, толщина слоев платины, фтористого лития и золотой черни (индексы 1, 2 и 3, соответственно); D — коэффициент пропускания оптического окна датчика (см. фиг. 4); A — коэффициент поглощения поверхности чувствительного элемента, известный из методических исследований для используемых покрытий; $\sin^2 \phi$ — геометрический фактор датчика, позволяющий переходить от конуса со

сферическим основанием¹, излучение от которого измеряет датчик, к полусфере. Таким образом, лучистый поток, определяемый выражением (2.1), относится к излучению полусферы. По измеренному лучистому потоку можно найти полусферическую излучательную способность газа

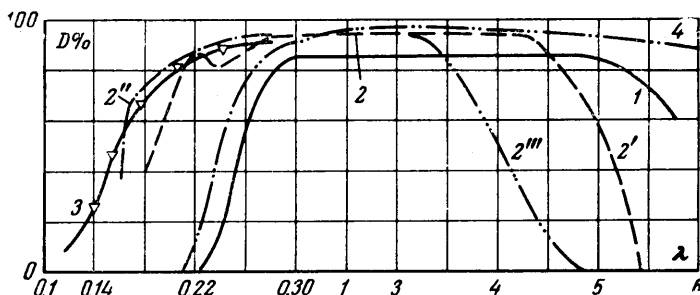
$$\epsilon_* = \frac{q_*}{\sigma T^4} + \epsilon_+ \quad (2.3)$$

$$\epsilon_+ = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^{\lambda_{\min}} B_\lambda (1 - e^{-k_\lambda l}) d\lambda + \frac{1}{\sigma T^4} \int_{\lambda_{\max}}^{\infty} B_\lambda (1 - e^{-k_\lambda l}) d\lambda \quad (2.4)$$



Фиг. 3. Оциллограмма записи приемника излучения, полученная на CO₂ при P₁ = 60,7 мм рт. ст., u = 2190 м/сек

Здесь B_λ — функция Планка для абсолютно черного тела, σ — постоянная Стефана — Больцмана, k_λ — монохроматический коэффициент поглощения, λ_{min}, λ_{max} — минимальная и максимальная длина волны, регистрируемая болометром.



Фиг. 4. Коэффициент пропускания оптических окон, использованных в проведенных опытах: 1 — корунд (лейкосапфир), 2 — кварц (2' — инфракрасный, 2'' — ультрафиолетовый, 2''' — плавленый обычный), 3 — фтористый литий ультрафиолетовый, 4 — фтористый литий инфракрасный

Введение в выражение (2.3) члена ε₊, соответствующего нерегистрируемому болометром излучению, необходимо для возможности проведения сравнения экспериментальных результатов с результатами расчетов [6-8] и экспериментов [9]. В формуле (2.4) при температурах T ≥ 7000° K имеет смысл учитывать только первый член, а при T < 4000° K — только второй.

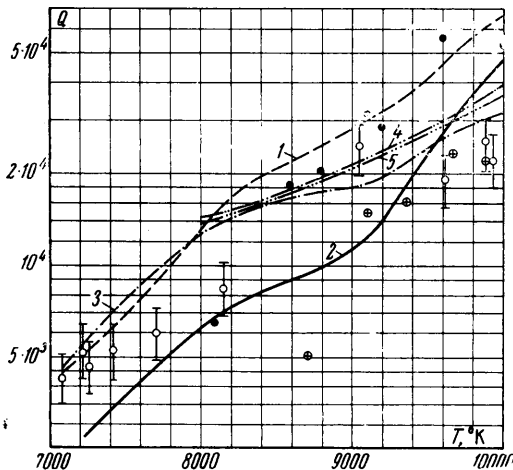
Таблица 1

u	p ₁	T	p	q _*	ε _* · 10 ³	$\frac{\epsilon_{[?]}^*}{\epsilon_*}$	$\frac{\epsilon_{[10]}^*}{\epsilon_*}$	$\frac{\epsilon_{[6]}^*}{\epsilon_*}$	$\frac{\epsilon_+}{\epsilon_*}$	
6260	2	9910	17	3340	30.7	1.8	0.8	1.3	21	3
6150	2.3	9620	19	2210	24.6	2.5	1.3	1.6	29	2'
5780	2.3	9060	15.7	2778	33.4	1.2	0.8	0.5	11	2''
4890	5	8219	21.2	2015	46.7	1.1	1.1	0.5	43	1
4640	7.3	8050	27	2950	59.3	1.1	1.3	0.5	15	3
4070	15	7570	41	2424	57.2	1.6	2.1	0.6	5	2''
4440	5	7680	17	1350	32.2	1.0	1.2	0.6	14	1
4260	2	7230	9.2	432	14.1	1.1	1.2	0.6	21	2', 1
4000	5	7090	13.7	890	28.4	0.7	0.9	0.5	9	2'

¹ В случае малых углов φ (фиг. 2), что реализовалось в экспериментах, основание конуса будет мало отличаться от сферы радиусом l + √h² + b².

Для воздуха значение ε_+ определялось с использованием монохроматических коэффициентов поглощения k_λ , взятых из работы [10]. Для углекислого газа определение ε_+ производилось с использованием значений k_λ углекислого газа¹, рассчитанных Ю. А. Пластининым.

3. В табл. 1 приведены результаты измерений излучения воздуха за отраженной ударной волной. Здесь u — скорость ударной волны в м/сек, p_1 — давление в отсеке низкого давления в мм рт. ст., T — температура в °К, p — давление в атм, q_* , ε_* — удельный тепловой поток в ккал·м⁻², сек⁻² и излучательная способность, полученные в настоящей работе. Цифры в последней графе соответствуют обозначениям, принятым на фиг. 4.



Фиг. 5. Сравнение экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов: 1, 2, 3 — результаты расчета для $\rho/\rho_0 = 0.24-0.35$ по данным работы [7], [6], [10], 4, 5 — результаты расчета по данным работы [10] для $\rho/\rho_0 = 0.13$ и $\rho/\rho_0 = 0.16$; светлые точки — эксперимент при $\rho/\rho_0 = 0.24-0.35$, настоящая работа; темные точки — эксперимент [11] при $\rho/\rho_0 = 0.13$; точки с крестиком — эксперимент работы [12] при $\rho/\rho_0 = 0.16$

Из табл. 1 видно, что в диапазоне температур 7000—10 000° К и давлений 10—20 атм величина ε_* с точностью эксперимента согласуются с расчетными данными [10]. При температурах 7000—8000° К ε_* хорошо согласуются с расчетными данными [7]. При температурах ~10 000° К данные [7] превышают ε_* в ~2 раза. До температур 9600° К данные [6] ниже экспериментальных результатов и результатов работ [7, 10].

На фиг. 5 приведены результаты сравнения эксперимента с расчетом в диапазоне плотностей $\rho/\rho_0 = 0.24-0.35$. Лучистые потоки здесь нормализованы путем деления на относительную плотность в степени 1.7 ($Q = q/(\rho/\rho_0)^{1.7}$, ρ_0 — плотность атмосферы при нормальных условиях $1.293 \cdot 10^{-3}$ г/см³).

Вертикальные линии у экспериментальных точек на фиг. 5 показывают возможную максимальную относительную погрешность измерения теплового потока, равную $\pm 20\%$.

Расчет лучистого потока проводился с учетом спектральной поглощательной способности поверхности приемника и материала окна

$$q = \varepsilon(T, p, l) \sigma T^4 - \varepsilon_+ \sigma T^4 \quad (3.1)$$

где $\varepsilon(T, p, l)$ определялась для условий эксперимента по данным [6, 7, 10], а ε_+ рассчитывалось по данным [10].

Из графика видно, что экспериментальные данные укладываются на кривую, расположенную относительно данных [6, 7, 10] в соответствии с заключениями, сделанными при сравнении излучательных способностей (табл. 1).

Следует отметить, что сравнение экспериментальных результатов с результатами расчетов [6, 7] как в виде излучательных способностей, так и в виде лучистых потоков в какой-то мере условное, поскольку ε_+ и в том и в другом сравнении определялось по данным работы [10].

В табл. 1 приведены значения отношений ε_+ , определяемых выражением (2.4), к ε_* , соответствующих лучистому потоку, определяемому выражением (2.1).

Заметим, что в ε_+ кроме излучения, не пропускаемого оптическим окном болометра, учитывалось излучение (ультрафиолет), поглощаемое в воздушном зазоре между окном и поверхностью чувствительного элемента датчика.

На фиг. 5 наряду с экспериментальными результатами данной работы приводятся экспериментальные данные [11], полученные в электродуговой ударной трубе при помощи датчиков лучистого потока от равновесного газа в сжатом слое в окрестности критической точки цилиндрической модели с полусферическим заглушением. Датчик был чувствителен в диапазоне длин волн $\lambda = 0.17 \div 6$ мк. Данные получены при $\rho/\rho_0 = 0.13$. Из фиг. 5 следует, что результаты [11] (за исключением точки при $T = 8100^\circ$ К) лежат выше настоящих экспериментальных результатов и выше расчетных данных [10] для $\rho/\rho_0 = 0.13$, приведенных на графике. Экспериментальные

¹ При $T \geq 7000^\circ$ К грубая оценка излучения CO_2 , нерегистрируемого болометром, производилась с использованием k_λ воздуха [10].

точки [11] удовлетворительно согласуются с расчетом [7]. Однако следует иметь в виду, что расчетная кривая 1 на графике фиг. 5 получена для другого диапазона плотностей, и определение коротковолнового излучения, ϵ_+ в формуле (3.1) не регистрируемого приемником излучения, проводилось с использованием данных [10].

Возможно, что расхождение полученных данных с результатами работы [11] обусловлено несоответствием параметров потока, при которых производится сравнение. Дело в том, что в предыдущей своей работе [12] Нерем относил эти же экспериментальные точки к другим параметрам в ударной трубе. В этом случае ($\rho/\rho_0 = 0.16$) экспериментальные результаты Нерема за исключением точки при $T = 8700^\circ\text{K}$ хорошо согласуются с результатами настоящей работы (см. фиг. 5). Пересмотр прежнего истолкования экспериментальных результатов [12] был вызван проведенным уточнением расчета параметров в ударной трубе. В данной работе, как отмечалось выше, расчет параметров проводился в предположении термодинамического равновесия.

Результаты измерений в углекислом газе и смесях углекислого газа с азотом приведены в табл. 2. Здесь q_1 — лучистый поток, рассчитанный по данным Ю. А. Пла-

Таблица 2

u	p_1	T	p	q_*	q_1	$\epsilon_* \cdot 10^3$	$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_*}$	$\frac{\epsilon_2}{\epsilon_*}$	$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_*}$	$\frac{\epsilon_+}{\epsilon_*}$	
100% CO ₂											
2150	60.15	2070	6.1	20	23.4	89	1.2	0.8	1.3	0	4, п
2200	50	2090	5.9	25	18	139	0.74	0.5	0.8	34	2''', п
2290	50	2190	5.13	21	21	103	1	0.6	1	43	2''', п
2970	11.1	2640	2.1	33	30	5	0.83	0.7	0.9	0	1, п
4170	3.55	3340	1.35	23.4	23.8	11	1	1.3	1.02	0	1, п
6030	2.15	5070	1.7	93		1	--	--	--	0	1, п
4353	7.7	6270	30	1590		57	--	--	--	63	2''', о
4810	3.1	7600	32	2260		70	--	--	--	37	1, т
6223	2	9120	31	3150		77	--	--	--	32	1, о
75% CO ₂ + 25% N ₂											
1990	100	1950	9	19.3		134	--	--	--	--	2''', п
2100	100	2030	9.2	29		160	--	--	--	--	2''', п
3030	8.2	2620	0.92	21.5		55.5	--	--	--	--	2''', п
3540	5	5070	12	699		77.4	--	--	--	--	2''', о
30% CO ₂ + 70% N ₂											
2500	50	2430	4.9	16		32	--	--	--	--	2''', п
2990	8.6	2840	0.85	8.6		10	--	--	--	--	»
3515	5	3300	0.8	8.8		54	--	--	--	--	»
3240	10	5475	14.5	783		64	--	--	--	--	2''', о
3400	6.5	5890	11	405		25	--	--	--	--	2''', о

стинина, ϵ_1/ϵ_* — сравнение эксперимента с этими данными. Буквы в последней графе означают: п — измерения в прямой волне, о — в отраженной волне, т — в отраженной волне, с торца трубы, остальные обозначения см. табл. 1.

В диапазоне температур 2000—3000°K и давлений 1—6 атм (измерения за падающей волной) ϵ_* CO₂ с точностью эксперимента ($\pm 45\%$) согласуются с результатами расчета В. Н. Сошникова [8], Ю. А. Пластинина и экспериментальными данными Хоттеля и Экберта, приведенными в [9].

Удовлетворительное согласие полученных результатов с экспериментальными данными [9] свидетельствует о надежности изложенного выше метода экспериментального определения излучательных способностей газов в ударных трубах.

Выражаем глубокую благодарность Ю. А. Демьянову за помощь и постоянное внимание к работе, Ю. А. Пластинину за полезные замечания и любезно предоставленные расчетные значения k_λ и ϵ для углекислого газа.

Поступило 18 VIII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Володина М. В., Демьянов Ю. А., Келлин С. С., Черешнева Н. В. Исследование температуры поверхности стенки за движущейся ударной волной. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1960, № 6.

2. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., Гостехиздат, 1952.
3. Предводителей А. С., Ступоченко Е. В., Рождественский И. Б. Таблицы газодинамических и термодинамических величин потока воздуха за прямым скачком уплотнения. М., Изд-во АН СССР, 1959.
4. Плешанов А. С., Зайцев С. Г. Состав, термодинамические и газодинамические свойства углекислого газа для температур от 1000 до 12000° К и давлений от 10^{-2} до 10^3 атм. Сб. «Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур», М., Изд-во АН СССР, 1962.
5. Предводителей А. С., Ступоченко Е. В., Самуилов Е. В. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 6000 до 12000° К). М., Изд-во АН СССР, 1957.
6. Nardone M. S., Breene R. S., Zeldin S. S., Reithof T. R. Radiance of species in high temperature air. General Electric. Space Sci. Lab. Rept., R 63 SD 3, 1963.
7. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Норман Г. Э., Якубов И. Т. Радиационный нагрев при гиперзвуковом обтекании. Космические исследования, 1964, т. 2, вып. 3.
8. Сошников В. Н. Степень черноты углекислого газа при $T = 1000-4000^\circ \text{K}$. Оптика и спектроскопия, 1962, т. 13, вып. 4.
9. Яков М. Вопросы теплопередачи. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
10. Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Баула Г. Г. Излучательные и поглощательные свойства воздуха при высоких температурах ($T = 2000-20000^\circ \text{K}$). Тезисы докладов на Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Киев, «Наук. думка», 1966.
11. Neger R. M., Stickford G. H. Shock — Tube studies of Equilibrium air radiation. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 6, p. 1010—1018.
12. Neger R. M. Equilibrium radiative heating at superorbital Re-entry velocities. 15-th International Astronaut. Congress Warsava, 1964, Proc., vol. 3, Paris, Guuther — Villars, 1965.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ СКОРОСТИ РЕКОМБИНАЦИИ КИСЛОРОДА И АЗОТА В УСЛОВИЯХ ТЕЧЕНИЯ ДИССОЦИИРОВАННЫХ ГАЗОВ В СОПЛАХ

В. П. ИОНОВ, Г. Н. НИКОЛАЕВ

(Москва)

Представляет интерес знание констант скорости рекомбинации газов при температуре в несколько тысяч градусов.

Целесообразно и практически удобно определить указанные константы из опытов по исследованию сверхзвукового течения диссоциированных газов в соплах.

За последние годы опубликован ряд теоретических и экспериментальных исследований по данному вопросу, позволивших установить одну существенную особенность течения. Как оказалось, наблюдается явление «внезапного» замораживания состава газа в некотором сечении сопла. Иначе говоря, до некоторого сечения сопла осуществляется равновесное течение (с переменным значением γ), а затем замороженное течение (с постоянным значением γ).

Подобное явление обусловлено тем, что скорость химических реакций быстро падает в связи с сильным понижением температуры и плотности газа вдоль оси сопла и время, необходимое для химической реакции в некотором объеме газа, становится больше характерного времени течения.

Указанное обстоятельство позволило Брею [1] ввести удобный критерий перехода равновесного течения к замороженному и приближенный метод расчета течения.

Проведенное им сравнение точного и приближенного решения дало хорошие результаты. Схема внезапного замораживания и приближенный метод расчета были приняты другими авторами [2].

В данной работе используется модифицированный метод Брея для получения значений констант скорости рекомбинации кислорода и азота по экспериментальным данным изменений числа M потока вдоль оси сопла.