

УДК 533.6.011.6:536.24

## **ВЛИЯНИЕ КАТАЛИТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА НЕРАВНОВЕСНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ДОЗВУКОВОЙ СТРУЕ ДИССОЦИИРОВАННОГО АЗОТА**

**ГОРДЕЕВ А. Н., КОЛЕСНИКОВ А. Ф., ЯКУШИН М. И.**

В работе [1] дано описание безэлектродного плазматрона ВГУ-2 и определена область давлений и энтальпий, в которой моделируются условия неравновесного теплообмена. В [1, 2] исследовался неравновесный теплообмен в диссоциированном воздухе на цилиндрических охлаждаемых моделях с плоским торцом. Было установлено, что при давлениях  $p < 0,3$  атм тепловые потоки к холодной стенке ( $T_w = 300$  К), измеренные калориметрами из меди, вольфрама и кварца, различаются между собой. Различие в потоках обусловлено разной каталитической активностью материалов калориметров по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов воздуха. На основании экспериментальных данных и численного анализа теплообмена в [2] были сделаны согласующиеся с данными [3] выводы о том, что медь имеет высокую каталитичность, а кварц и вольфрам — низкую.

В настоящей работе экспериментально и численно исследуется влияние гетерогенной рекомбинации атомов на теплообмен моделей в дозвуковой струе диссоциированного азота для условий эксперимента на ВГУ-2, определены значения эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов азота для ряда материалов при высоких температурах.

1. Эксперимент проводился на безэлектродном плазматроне ВГУ-2 при мощности  $N = 37,4$  кВт, давлении  $p = 0,1$  атм и расходе  $G = 2,8$  г/с в дозвуковом потоке диссоциированного азота на цилиндрических водоохлаждаемых моделях с плоским торцом ( $R = 15$  мм), которые располагались вдоль оси симметрии потока на расстоянии 30 мм от среза канала плазматрона.

Диагностика потока включала в себя измерения температуры поверхности, теплового потока в критической точке модели, профилей температуры и скоростного напора в дозвуковой струе вблизи среза.

Конструкции моделей, использованных в экспериментах, показаны на фиг. 1, где 1 — проточный калориметр, 2 — водоохлаждаемая медная державка, 3 — теплоизоляция, 4 — трубки для подвода и отвода воды.

Приток тепла в калориметр осуществлялся только через тепловоспринимающую поверхность. Распространение тепла в других направлениях сводилось к минимуму за счет тщательной теплоизоляции корпуса калориметра. В плоскости торцевой поверхности модели между проточным калориметром и моделью создавался газовый зазор 0,1 мм, что обеспечивало минимум перетечек тепла в радиальном направлении. Для корректировки положения калориметра в модели в осевом и радиальном направлениях использовалась фторопластовая пленка, которая одновременно выполняла роль теплоизоляции.

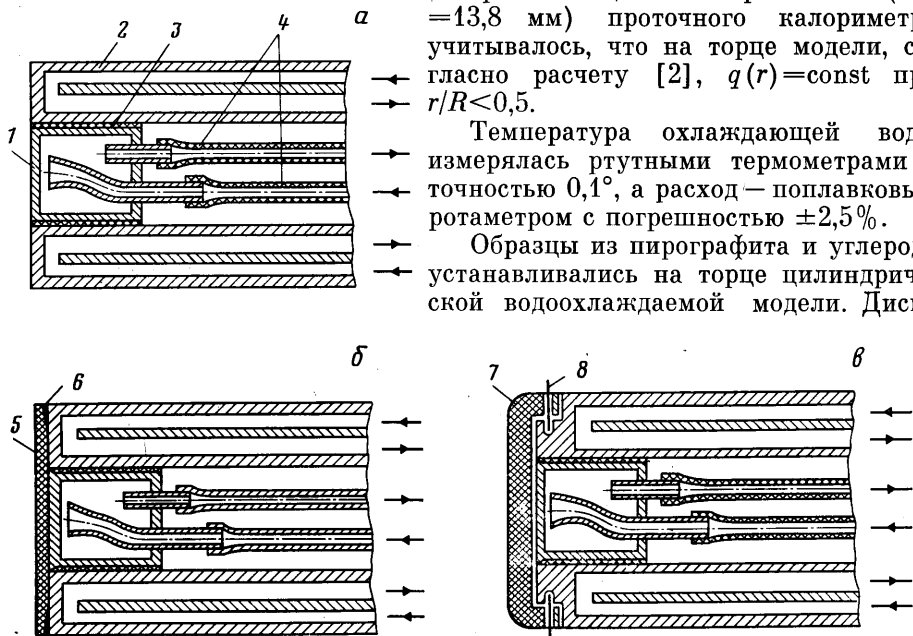
Для изготовления калориметров использовались медь высокой чистоты и кварц. После механической обработки и полировки тепловоспринимающей поверхности калориметров до состояния оптического зеркала их поверхности тщательно очищались и промывались спиртом. Перед измерениями отсутствие дефектов на поверхности калориметров проверялось с помощью оптического микроскопа при 20-кратном увеличении. Для улучшения воспроизводимости данных по тепловым потокам к охлаждаемым

поверхностям перед измерениями поверхность исследуемого материала выдерживалась в потоке диссоциированного газа, в результате чего свободные атомы, обладающие высокой химической активностью, постепенно очищали ее от загрязнений. Применение стационарных проточных калориметров позволяет очистить рабочую поверхность датчика путем «тренировки» в струе диссоциированного воздуха в течение 10–15 мин.

Количество тепла, переданное через тепловоспринимающую поверхность, измерялось по расходу и нагреву воды, протекающей через калориметр. При выборе диаметра тепловоспринимающей поверхности ( $d = 13,8$  мм) проточного калориметра учитывалось, что на торце модели, согласно расчету [2],  $q(r) = \text{const}$  при  $r/R < 0,5$ .

Температура охлаждающей воды измерялась ртутными термометрами с точностью  $0,1^\circ$ , а расход — поплавковым ротаметром с погрешностью  $\pm 2,5\%$ .

Образцы из пирографита и углерода устанавливались на торце цилиндрической водоохлаждаемой модели. Диски



Фиг. 1

5 толщиной  $\delta = 0,75 - 1$  мм приклеивались по периферии к торцевой поверхности модели, как показано на фиг. 1, б, где 6 — тонкий слой клея.

Образцы из углерода 7 толщиной  $\delta = 2 - 3,2$  мм имели форму, показанную на фиг. 1, в, где 8 — ниобиевые проволоочки для крепления образца к модели. Между тыльной поверхностью образца и торцевыми поверхностями модели и калориметра устанавливался гарантированный зазор  $0,3 - 0,5$  мм.

В центральной части образцов, где  $q(r) = \text{const}$  [2], можно пренебречь радиальными передатчиками тепла, так как  $\delta/D \ll 1$ .

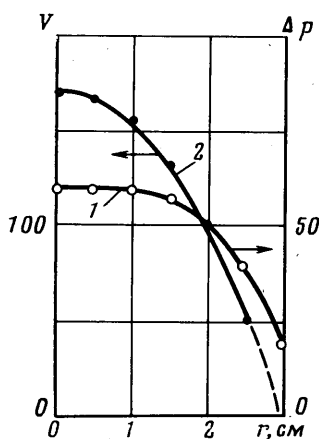
В стационарных условиях плотность теплового потока в критической точке образца связана с равновесной температурой поверхности  $T_w$  соотношением

$$q_w = \epsilon \sigma T_w^4 + q_k$$

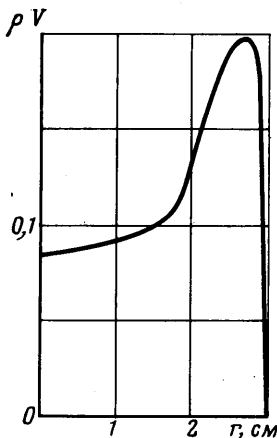
где  $\epsilon$  — интегральная степень черноты,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $q_k$  — плотность теплового потока, отводимого в проточный калориметр. Яркостная температура поверхности образцов измерялась оптическим пирометром ЭОП-66 на длине волны  $\lambda = 0,65$  мкм. Погрешность измерения температуры в диапазоне  $1400 - 2000$  К составляла не более  $10$  К. Для пирографита и углерода  $\epsilon$  определялось по данным [4].

Точность измерений тепловых потоков проточным калориметром составляет  $5\%$ , а потоков к образцам из углерода и пирографита — около  $7\%$ . Таким образом, тепловые потоки к охлаждаемым и высокотемпературным поверхностям измерялись прямым способом.

Для измерения профиля полного давления в дозвуковой свободной струе, истекающей из канала плазматрона, использовался водоохлаждаемый насадок полного давления — трубка Пито. Трубка Пито подключалась к специальному двухрезервуарному жидкостному микроманометру, чувствительность которого за счет использования двух манометрических жидкостей с мало различающимися плотностями [5] на порядок выше чувствительности обыкновенного жидкостного манометра.



Фиг. 2



Фиг. 3

Приемная носовая часть насадка имела сферическую форму, наружный диаметр насадка  $D_n=8$  мм, дренажных отверстий —  $d_n=1,2$  мм. Для рассматриваемых условий такой насадок обеспечивает приемлемую разрешающую способность и достаточно малую область возмущений, вносимых в поток.

Измерениями установлено, что статическое давление в дозвуковой свободной струе на установке ВГУ-2 практически равно давлению в окружающем пространстве испытательной камеры, поэтому оно измерялось через дренажное отверстие в стенке камеры.

При измерении полного давления в струе имеет место различие между истинным динамическим напором в потоке и его значением, воспринятым трубкой Пито. Это различие обусловлено влиянием вязкости, которое существенно при малых числах Рейнольдса [6] и учитывается коэффициентом давления  $K_p$ . Число Рейнольдса, вычисленное по радиусу трубки Пито, плотности и вязкости азота, определенным по измеренной температуре и равновесному составу, на оси симметрии струи равно  $Re=8,5$ . Коэффициент давления  $K_p=1,06$  выбран по данным работы [7], где он определялся в дозвуковой струе плазмы.

Спектрометрическими измерениями установлено, что при давлении 0,1 атм в рассматриваемом режиме работы установки максимальная температура заселенностей атомных уровней в диссоциированном азоте на оси симметрии вблизи среза канала плазматрона соответствует 6200—6500 К [8].

Распределение плотности по радиусу, необходимое для расчета профиля скорости  $V(r)$  вблизи среза разрядного канала, определялось по данным спектральных температурных измерений [9] в предположении, что в этой области течения химический состав равновесный.

На фиг. 2 приведены радиальные распределения скоростного напора  $\Delta p = \rho V^2/2$ , Па (1) и аксиальной скорости  $V$ , м/с (2) в азоте вблизи среза канала плазматрона ( $p=0,1$  атм,  $N=37,4$  кВт,  $G=2,8$  г/с).

Профиль аксиальной скорости имеет параболический характер, что с учетом неизменности статического давления в потоке указывает на пря-

моточное течение струи. По углу раскрытия струи на теплерограммах определялся коэффициент структуры  $a$  [10], для рассматриваемого режима  $a=0,138$ .

На фиг. 3 приведен профиль плотности расхода  $\rho V$ , г/с·см<sup>-2</sup> на выходе из канала плазматрона. Характерная особенность течения заключается в том, что в центральной части струи (ядре) массовый расход составляет всего 10–15% от общего расхода. Изменение расхода в диапазоне  $G=1,9-4,9$  г/с слабо влияет на течение в ядре и сказывается главным образом на течении в периферийной области.

2. В работе [2] численно исследовано обтекание цилиндрической модели с плоским торцом дозвуковой струей вязкого теплопроводного не реагирующего газа для параметров течения, соответствующих эксперименту на ВГУ-2. В [8, 9] постановка задачи и расчет распространены на случай обтекания модели потоком диссоциированного азота с учетом неравновесных химических реакций в потоке и на поверхности модели.

Численное исследование струйного обтекания модели вязким газом в рамках уравнений Навье – Стокса, проведенное в работах [2, 9], позволило получить распределение газодинамических параметров в струе и в пограничном слое на торце с учетом экспериментальных данных о распределении параметров на выходе из канала плазматрона.

После того как распределение параметров течения (в том числе на внешней границе пограничного слоя) получено из решения задачи в рамках уравнений Навье – Стокса, неравновесный теплообмен в критической точке может быть исследован в рамках уравнений пограничного слоя.

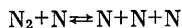
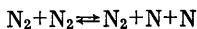
В данной работе используется концепция пограничного слоя конечной толщины с завихренностью потока на внешней границе. Соответствующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений с граничными условиями можно рассматривать как локально автомодельную задачу о течении дозвуковой струи вблизи торцевой поверхности.

Для уравнений импульсов, энергии и диффузии краевая задача решалась численно в переменных Дородницина с использованием конечно-разностной схемы с точностью аппроксимации  $O(\Delta\eta^4)$  [11]. На внешней границе пограничного слоя скорость, градиент скорости растекания и завихренность задавались из численного решения задачи о струйном обтекании модели вязким реагирующим азотом, полученного в [9] для  $p=0,1$  атм с учетом реальных профилей температуры и скорости на выходе из канала; задавались также энтальпия и концентрация атомов азота. На поверхности задавались условие прилипания и температура. Граничное условие для концентрации атомов на теле имело вид

$$-J_N = K_w \rho c_N, \quad K_w = \frac{2\gamma_N}{2-\gamma_N} \sqrt{\frac{RT_w}{2\pi M_N}}$$

где  $J_N$  – диффузионный поток атомов азота;  $\rho$  – плотность газа,  $c_N$  – массовая концентрация атомов;  $K_w$ ,  $\gamma_N$  – эффективные константа скорости и вероятность гетерогенной рекомбинации.

В постановке задачи учитывалось, что реакции в газовой фазе протекают с конечными скоростями. Выражения для констант скоростей газозофазных реакций



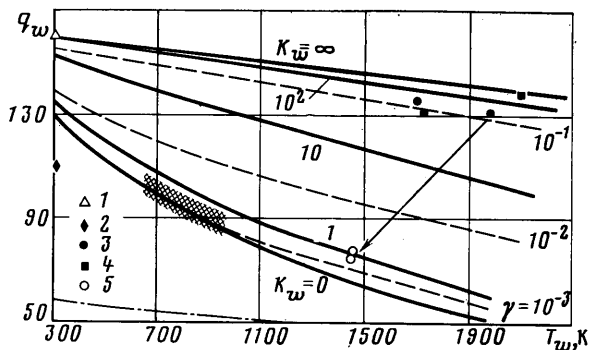
взяты из работы [12]. В расчетах полагалось, что  $Pr=0,71$ ,  $Sc=0,65$ ,  $\mu \sim T^{0,77}$ , где  $Pr$  – число Прандтля,  $Sc$  – число Шмидта,  $\mu$  – вязкость.

3. Эффективные константы скорости или вероятности гетерогенной рекомбинации атомов азота могут быть определены из сопоставления данных измерений тепловых потоков к образцам из материалов в дозвуковых струях диссоциированного азота с результатами численных расчетов тепловых потоков к каталитической поверхности в критической точке модели в зависимости от  $K_w$ . По существу  $K_w$  в этом случае определяется из решения обратной задачи и достоверные значения эффективных коэффициентов каталитичности могут быть получены только в том случае, если имеет место количественное согласование всей совокупности экспериментальных и расчетных данных по теплообмену.

Для решения задачи фактически нужны прецизионные измерения параметров течения, тепловых потоков и температуры поверхности, а также

численное исследование обтекания модели и теплообмена для условий эксперимента. Один из ключевых вопросов проблемы — определение энтальпии и химического состава в струе индукционного плазматрона.

Спектральные методы, которые применяются для диагностики высокотемпературных потоков диссоциированных газов, позволяют измерять температуру с точностью, не превышающей 10%. Даже в случае равновесного потока такая точность недостаточна для определения его энтальпии.



Фиг. 4

Достоверная оценка энтальпии диссоциированного неравновесного потока может быть получена из сопоставления результатов измерений тепловых потоков к охлаждаемым датчикам с известными каталитическими свойствами с данными численного анализа теплообмена. В экспериментах для этих целей в качестве эталонных высококаталитических материалов часто используют медь и никель [3, 13].

В данных экспериментах на охлаждаемых моделях максимальный тепловой поток был получен на медном калориметре —  $q_w = 160 \text{ Вт/см}^2$  ( $T_w = 300 \text{ К}$ ). Это значение выбрано в качестве теплового потока к идеально каталитической поверхности. Исходя из этого, на основании результатов численных расчетов неравновесного пограничного слоя при  $p = 0,1 \text{ атм}$  были определены энтальпия, концентрация и температура атомов на внешней границе пограничного слоя

$$H_e = 1,959 \cdot 10^7 \text{ м}^2/\text{с}^2, \quad c_{N_e} = 0,346, \quad T_e = 5950 \text{ К}$$

Эти значения были приняты затем в расчетах неравновесного пограничного слоя на каталитической поверхности в диапазоне констант скорости рекомбинации  $K_w = 0 - \infty$  при  $300 \leq T_w \leq 2200 \text{ К}$ . Отметим следующее обстоятельство. Расчеты показали, что изменение  $T_e$  в пределах  $5800 \leq T_e \leq 6100 \text{ К}$ , соответствующих погрешности измерения температуры спектральными методами, при фиксированном значении  $c_{N_e} = 0,346$  очень слабо влияет на изменение энтальпии и тепловых потоков в указанном диапазоне параметров  $K_w$  и  $T_w$ .

По-видимому, на внешней границе пограничного слоя в данных условиях химический состав отличается от равновесного, тем не менее в силу указанного обстоятельства выбор в данных расчетах значения  $T_e = 5950 \text{ К}$ , соответствующего условию химического равновесия, незначительно повлиял на окончательные результаты.

На фиг. 4 приведены зависимости плотности тепловых потоков  $q_w$ ,  $\text{Вт/см}^2$  от температуры поверхности, полученные в результате расчета: сплошными кривыми показаны зависимости при постоянных  $K_w$ , м/с, штриховыми — при постоянных,  $\gamma_N$ , штрихпунктирная линия соответствует

«замороженному» пограничному слою на химически нейтральной поверхности.

Как следует из фиг. 4, влияние каталитической активности поверхности на теплообмен при  $p=0,1$  атм существенно зависит от температуры стенки. Это влияние можно характеризовать отношением  $q_w^\infty/q_w^0$ , где  $q_w^\infty$  — тепловой поток к идеально каталитической поверхности,  $q_w^0$  — к нейтральной. С возрастанием  $T_w$  это отношение увеличивается от 1,23 при  $T_w=300$  К до 2,76 при  $T_w=2000$  К. Это объясняется существенным влиянием на теплообмен скорости рекомбинации атомов азота в газовой фазе вблизи холодной стенки. Фактически за счет изменения  $T_w$  в данных условиях меняется степень неравновесности пограничного слоя, причем при  $T_w \geq 1900$  К пограничный слой становится близким к замороженному.

Поскольку при температуре  $T_w=300$  К влияние каталитичности на тепловые потоки относительно невелико, приближение идеально каталитической поверхности для меди в данных условиях вполне приемлемо. Действительно, разница тепловых потоков при  $K_w=\infty$  и 10 м/с составляет 7 Вт/см<sup>2</sup>, что сопоставимо с погрешностью измерения  $q_w$ .

Следует отметить, что для определения эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации на образцах при комнатной температуре в данных условиях требуются измерения тепловых потоков с точностью  $\sim 2\%$ .

Экспериментальные данные по тепловым потокам также представлены на фиг. 4.

Прежде всего следует подчеркнуть, что все экспериментальные точки, за исключением точки 2, лежат в области, ограниченной двумя расчетными теоретическими кривыми, которые соответствуют химически нейтральной поверхности ( $K_w=0$ ) и идеально каталитической ( $K_w=\infty$ ). Номера точек соответствуют поверхностям из следующих материалов: 1 — бескислородная медь; 2 — пленка SiO<sub>2</sub>, напыленная на медный калориметр; 3 — чистый углерод; 4 — пирографит; 5 — пленка SiO<sub>2</sub>, напыленная на чистый углерод. Заштрихованная область соответствует экспериментальным данным для кварцевых калориметров. Анализ показал, что распределение температуры на поверхности таких калориметров неравномерное и в окрестности критической точки в зависимости от толщины стенки  $T_w$  меняется в диапазоне  $600 \leq T_w \leq 900$  К.

Как следует из фиг. 4, поверхность пленки кварца, напыленного на медный калориметр, при комнатной температуре может рассматриваться как химически нейтральная. Низкую каталитическую активность кварц имеет также в диапазоне температур  $700 \leq T_w \leq 1000$  К, что согласуется с данными [3].

Среди рассмотренных высокотемпературных материалов самую высокую каталитическую активность показал пирографит, на котором получен максимальный тепловой поток при максимальной температуре:  $K_w > 10^2$  м/с,  $\gamma_N > 0,22$ ,  $T_w = 2100$  К. По отношению к реакции гетерогенной рекомбинации атомов азота этот материал можно рассматривать в качестве эталонного как идеально каталитический.

Чистый углерод также имеет высокую каталитическую активность при температурах  $T_w = 1680 - 1990$  К:  $K_w = 28 - 10^2$  м/с;  $\gamma_N = (0,7 - 1,1) \cdot 10^{-1}$ .

Полученные данные (фиг. 4) подтверждают предсказанную теоретически [14] возможность снижения тепловых потоков и температуры поверхности в условиях неравновесного теплообмена в потоке диссоциированного газа за счет применения покрытий, имеющих низкую каталитическую активность. При тех же условиях обтекания модели струей плазматрона на кварцевой пленке толщиной  $\delta \sim 0,1$  мкм, нанесенной на углеродный образец, температура ниже на 500 К, а тепловой поток ниже на 50 Вт·см<sup>-2</sup> (фиг. 4, точка 5) по сравнению со значениями этих параметров на поверхности из чистого углерода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Якушин М. И. Безэлектродный плазматрон для моделирования неравновесного теплообмена. Препринт № 225. М.: ИПМ АН СССР, 1983.
2. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Якушин М. И. Исследование теплообмена на моделях в дозвуковых струях индукционного плазматрона.— Изв. АН СССР. МЖТ, 1983, № 6, с. 129—135.
3. Андерсон. Влияние каталитической активности поверхности на тепловой поток в окрестности критической точки.— Ракетная техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 5, с. 92—102.
4. Аверков Е. И. Излучательные свойства разрушающихся теплозащитных материалов. Препринт № 60—80. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1980.
5. Dodge R. A., Thompson M. I. Fluid mechanics. N. Y.—L.: McGraw-Hill, 1937, p. 27—30.
6. Чжен П. К. Управление отрывом потока. М.: Мир, 1979, с. 152.
7. Воропаев А. А., Дресвин С. В., Клубникин В. С. Измерение скорости течения плазмы трубкой полного напора.— Теплофиз. высоких температур, 1969, т. 7, № 4, с. 633—640.
8. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Кубарев С. Н., Якушин М. И. Исследование влияния гетерогенной рекомбинации на тепловые потоки к металлам и кварцу в дозвуковых струях диссоциированного азота.— В сб.: Научные чтения по авиации и космонавтике. М.: Наука, 1985.
9. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Кубарев С. Н., Якушин М. И. Экспериментальное и численное исследование неравновесного теплообмена в дозвуковых струях диссоциированного азота.— В сб.: Тепломассообмен-VII. Т. 3. Тепломассообмен при наличии химических реакций. Минск: ИТМО АН БССР, 1984, с. 54—59.
10. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Гостехиздат, 1953, 736 с.
11. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое.— В сб.: Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964, с. 304—325.
12. Lin Sh. Ch., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. II. Theoretical interpretations.— Phys. Fluids, 1963, v. 6, № 3, p. 355—375.
13. Scott C. D. Catalytic recombination of nitrogen and oxygen on high-temperature reusable surface insulation.— AIAA Pap., 1980, № 1477. 9 p.
14. Goulard R. On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation heat transfer.— Jet Propulsion, 1958, v. 28, № 11, p. 737—745.

Москва

Поступила в редакцию  
21.VI.1984