

УДК 533.6.011:536.24:541.12

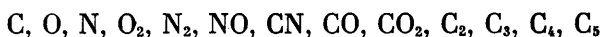
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА РАЗРУШАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТА

ГРОМОВ В. Г., ЕРЕМЯН Н. А.

Исследуются процессы переноса в пограничном слое на поверхности графита в потоке диссоциированного воздуха. Рассмотрены диффузионный и сублимационный режимы разрушения графита. В отличие от более ранних исследований [1–3] учитывается большее число компонент в пограничном слое, многокомпонентный характер диффузии, неравновесность химических реакций в газовой фазе. На основе критического анализа экспериментальных и теоретических исследований межмолекулярных потенциалов взаимодействия выбрана модель, позволяющая с удовлетворительной точностью рассчитывать переносные свойства газовых смесей, содержащих продукты разрушения.

По результатам численного исследования задачи получены зависимости характеристик тепло- и массообмена от параметров торможения набегающего потока и температуры поверхности. Проведена оценка влияния на эти характеристики степени неравновесности химических реакций. Результаты расчетов представлены в виде аппроксимационных формул. Метод численного решения изложен в работах [4, 5].

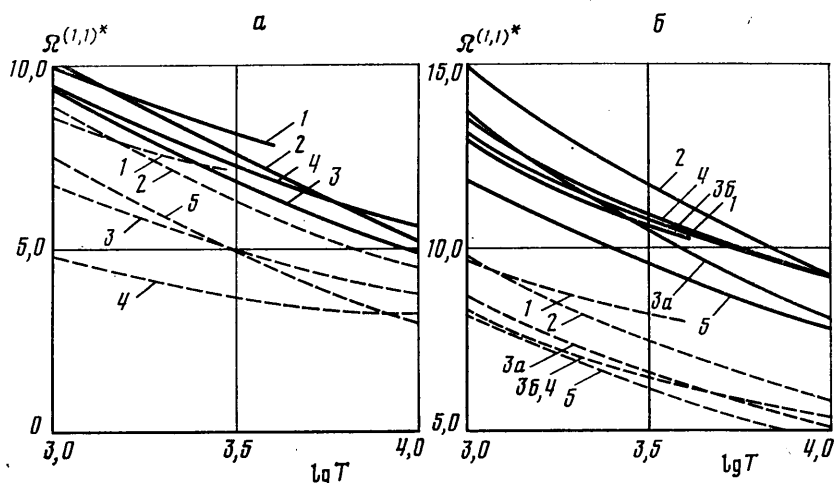
1. Решалась задача ламинарного химически неравновесного пограничного слоя в окрестности критической точки сферически затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком воздуха, с теплозащитным покрытием из графита. Газ в пограничном слое представлялся как смесь совершенных газов, состоящая из химически реагирующих компонент



Термодинамические свойства молекулярных компонент рассчитывались согласно модели жесткий ротатор — гармонический осциллятор, а атомарных компонент — по модели твердых сфер, с использованием уточненных данных [6]. Константы скоростей 35 химических реакций в газовой фазе, учитывавшихся в расчетах, взяты из [7–10]. Считалось, что на поверхности совокупность гомогенных и гетерогенных реакций протекает равновесно.

Определяющие параметры задачи изменялись в диапазоне: энтальпия торможения набегающего потока $10^4 \leq I_0 \leq 4,1 \cdot 10^4$ кДж/кг, давление торможения $10^4 \leq p \leq 10^6$ Па, температура поверхности $2000 \leq T_w \leq 4400$ К, параметр химической неравновесности $10^4 \leq D \leq 10^8$ Па·см ($D = pr$, r — радиус затупления тела).

2. При расчете характеристик молекулярного переноса по формулам кинетической теории [11] или, как в настоящей работе, по приближенным формулам [12] необходимы данные о потенциалах упругого взаимодействия между компонентами смеси. Для получения информации о взаимодействии атомов и молекул при высоких температурах в настоящее время используются результаты экспериментов по рассеянию быстрых молекулярных пучков или приближенные теоретические расчеты, поскольку прямое измерение коэффициентов переноса на сегодняшний день ограничено температурами ≤ 2000 К [13], а строгий квантовомеханический расчет про-



Фиг. 1

цессов упругого взаимодействия возможен лишь для атомов и молекул с простой электронной структурой [14].

Многочисленные экспериментальные данные по взаимодействиям атом — молекула и молекула — молекула получены в работах [15—17]. Восстановление межмолекулярного потенциала $V(R)$ по измеренным в экспериментах на пучках сечением рассеяния в этих работах проводится либо на основе приближения точечных центров отталкивания [15, 16], либо с использованием различных модификаций метода аддитивного потенциала, предложенного в [18] для приближенного расчета $V(R)$.

Согласно этому методу, значения межмолекулярного потенциала определяются суммированием усредненных по всем возможным ориентациям соударяющихся молекул эффективных потенциалов $V_{i...j}(R_{ij})$, описывающих взаимодействие атомов, принадлежащих различным молекулам. В [19] эффективные потенциалы $V_{O...O}$, $V_{N...N}$, $V_{N...O}$ получены из приближенных квантовомеханических расчетов. Позднее эти потенциалы были восстановлены из экспериментов по рассеянию аргона на аргоне, кислороде и азоте с использованием комбинаторного правила: $V_{i...j} = \sqrt{V_{i...i} V_{j...j}}$ [20].

В [17] концепция аддитивного потенциала используется при интерпретации экспериментальных данных только для описания анизотропии взаимодействия; межатомные потенциалы при этом полагаются не зависящими от вида атомов.

Прямые измерения параметров взаимодействия атом — атом в пучках проведены только для пар, включающих атом инертного газа. Приближенные квантовомеханические расчеты потенциальных функций, интерпретирующие данные спектроскопии и измеренные времена колебательной релаксации, выполнены для атомов O и N [21—24]. Результаты этих оценочных расчетов до настоящего времени представляют единственный источник информации по данному типу взаимодействий.

Следует отметить, что в перечисленных работах не приводятся обоснованные оценки погрешности теоретических и экспериментальных результатов. При этом значения потенциалов взаимодействия, полученных разными методами, в интервале энергий 0,1—10 эВ могут различаться в 1,5—2 раза, что приводит к различию интегралов столкновений $\Omega_{ij}^{(1,1)*}$ вычисленных на их основе, до 30% в диапазоне температур $2000 \leq T \leq 10\,000$ К.

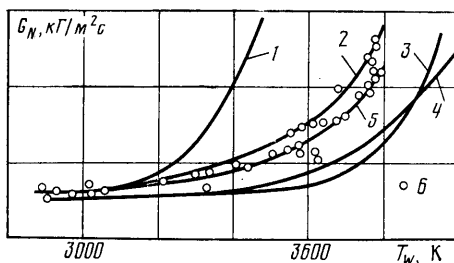
На фиг. 1, а на примере взаимодействий N_2-N_2 и $O-N_2$ проведено сравнение значений $\Omega_{ij}^{(1,1)*}$, вычисленных на основе разных межмолекулярных потенциалов, отражающее картину расслоения значений коэффици-

ентов переноса для компонент воздушной смеси в зависимости от выбора потенциалов.

Цифры на фиг. 1 соответствуют: 1 — расчету по потенциалу Леннарда — Джонса с параметрами [25], полученными из измерений коэффициента вязкости, 2, 3 — результатам расчетов по методу аддитивного потенциала с использованием $V_{i...j}$ из [19 и 20] соответственно, 4 — результатам, полученным из экспериментов [17], 5 — данным экспериментальных работ [15 и 16]. Сплошная линия соответствует взаимодействиям N_2-N_2 и CO_2-CO_2 , штриховая — $O-N_2$ и $CO-CO$.

Аналогичное сравнение интегралов столкновений пар $CO-CO$ и CO_2-CO_2 представлено на фиг. 1, б. Так как в литературе нет данных об эффективных потенциалах $V_{i...j}$ с участием атома углерода, в настоящей работе при проведении расчетов по методу аддитивного потенциала для углеродсодержащих пар были сделаны предположения, что либо $V_{C...C}=V_{N...N}$ (кривые 2 и 3а), либо $V_{C...C}=V_{O...O}$ (кривая 3б). Потенциалы $V_{C...O}$ и $V_{C...N}$ при этом вычислялись по комбинаторному правилу. Сведения о геометрической структуре и параметрах молекул были взяты из [6].

Как видно из сравнения приведенных на фиг. 1 данных, результаты измерений [15–17], соответствующих $T > 2000$ К, не стыкуются с экстраполяцией на высокие температуры результатов, полученных из экспериментов по измерению вязкости [25]. Расчеты по методу аддитивного потенциала по данным [19] лучше других согласуются с последними при $T \sim 2000$ К, но значительно отличаются от результатов экспериментов при $T \sim 10\,000$ К.



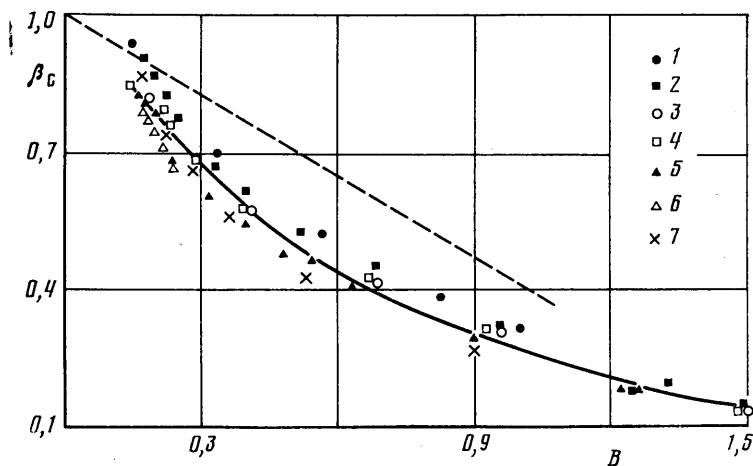
Фиг. 2

T, К	$G_w, 10^{-2} \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$				$q_w, 10^8 \text{ кВт/м}^2 \cdot \text{с}$			
	2	3а	3б	4	2	3а	3б	4
3000	2,02	2,3	2,28	2,56	4,82	5,17	5,17	5,35
3400	2,26	2,53	2,5	2,77	4,46	4,8	4,81	5,0
3800	6,1	6,54	6,4	6,49	2,89	3,15	3,17	3,3
3940	16,1	17,1	16,9	16,9	0,92	1,02	1,0	1,06

В настоящей работе потенциалы взаимодействия всех пар компонент газовой смеси, за исключением $O-O$, $N-N$, $O-N$, были рассчитаны по методу аддитивного потенциала на основе $V_{i...j}(R_{ij})$, взятых из работы [20], с использованием предположения $V_{C...C}=V_{N...N}$ и комбинаторного правила для описания взаимодействия между разными атомами. Как видно из фиг. 1, значения интегралов столкновений, вычисленных с помощью этих потенциалов, являются промежуточными по отношению к результатам, полученным в других работах. Можно ожидать, что ошибка в значениях $\Omega_{ij}^{(1,1)*}$, рассчитанных таким образом, не будет превышать 20%.

Потенциалы взаимодействия атомов O и N и были заимствованы из [21–24].

Для иллюстрации влияния выбора системы потенциалов межмолекулярного взаимодействия на интегральные характеристики пограничного слоя в таблице приведены значения скорости уноса графита G_w и теплового потока q_w , полученные из численного решения задачи при условиях: $v_\infty = 9$ км/с, $p = 10^5$ Па, $D = 10^{-7}$ Па·см и различных моделях взаимодействия молекул компонент газа. Цифры в головках таблицы совпадают с обозна-



Фиг. 3

чениями, приведенными на фиг. 1, б. Потенциалы взаимодействия атомов O и N во всех вариантах, приведенных в таблице, взяты из [21–24]. Для тех пар, данных по взаимодействию которых нет в работе [17], интегралы столкновений рассчитаны по методу аддитивного потенциала (результаты в колонке 4 таблицы).

Анализ приведенных данных показывает, что при рассмотренных условиях значения G_w и q_w в зависимости от выбора потенциалов изменяются в пределах 30%, причем с увеличением температуры поверхности это различие уменьшается. Результаты расчетов с использованием принятой в настоящей работе системы потенциалов (колонка 2 таблицы), как и заложенные в них значения интегралов столкновений, занимают промежуточное положение среди данных, приведенных в таблице. Влияние альтернативного выбора эффективного потенциала $V_{c...c}$ на рассмотренные характеристики течения незначительно.

3. На фиг. 2 зависимость скорости уноса от температуры поверхности, вычисленная в настоящей работе и изображенная кривой 5, сопоставляется с данными, определенными по методике Долтона [26] (кривая 1) и Скала [2] с уточненной теплотой образования CN (кривая 2, расчет выполнен в работе [1]), расчетами по данным JANAF (кривая 3), расчетами [2] с заниженной теплотой образования CN (кривая 4) и экспериментальными данными [27] (отмеченными цифрой 6). (Одно деление по оси ординат равно $0,2 \text{ кГ/м}^2 \cdot \text{с.}$) Все данные получены при $p=10^5 \text{ Па}$ и радиусе кривизны графитовой модели в окрестности точки торможения $r=1,8 \text{ см}$. Отметим, что настоящий расчет лучше по сравнению с другими результатами согласуется с экспериментом [27], это подтверждает правильность выбранной физико-химической модели.

На фиг. 3 приведены значения безразмерного параметра массообмена элемента $S \beta_c = K_c (\alpha/c_p)_0^{-1} / (c_{c,e} - c_{c,w})$ в зависимости от величины параметра вдува $B = G_w (\alpha/c_p)_0^{-1}$, где K_c и c_c — диффузионный поток и массовая концентрация элемента S соответственно, $\alpha/c_p = q / (I_e - I_w)$ — параметр теплообмена; индексы соответствуют значениям: 0 — без учета разрушения, e — на внешней границе пограничного слоя, w — на поверхности. Цифры 1–4 соответствуют параметру $D=10^4 \text{ Па} \cdot \text{см}$ и условиям: 1 — $v_\infty=5 \text{ км/с}$, 2 — $V_\infty=7 \text{ км/с}$, 4 — $v_\infty=9 \text{ км/с}$, $p=10^5 \text{ Па}$; 3 — $v_\infty=7 \text{ км/с}$, $p=10^6 \text{ Па}$. Цифры 5–7 соответствуют параметру $D=10^7 \text{ Па} \cdot \text{см}$ и условиям: 5 — $v_\infty=5 \text{ км/с}$, 6 — $v_\infty=7 \text{ км/с}$, $p=10^5 \text{ Па}$; 7 — $v_\infty=9 \text{ км/с}$, $p=10^6 \text{ Па}$.

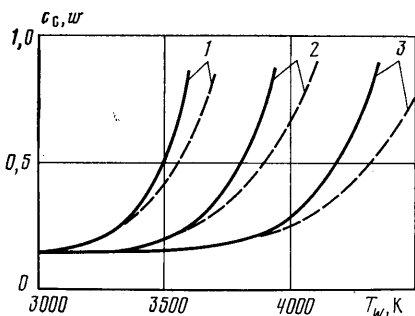
Полученная зависимость $\beta_c(B)$ существенно отличается от линейной с коэффициентом пропорциональности $\gamma \sim 0,6$ (штриховая линия), часто используемой в приближенных расчетах массообмена [1]. Как следует из

фиг. 3, влияние величины параметра D на зависимость $\beta_c(B)$ невелико. С погрешностью, не превышающей 10%, расчетные значения $\beta_c(B)$ в интервале $0,15 \leq B \leq 1,25$ аппроксимируются формулой

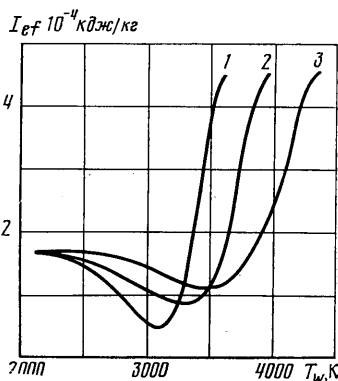
$$\beta_c = [1,626 \exp(1,034B) - 0,727]^{-1} \quad (3.1)$$

На фиг. 3 результаты расчета по формуле (3.1) обозначены сплошной линией.

Зависимость величины концентрации элемента C на поверхности тела от температуры T_w построена на фиг. 4. Сплошной линией обозначены результаты настоящих расчетов, штриховой — работы [2]. Цифры 1—3 соответствуют величинам давления торможения: $10^4, 10^5, 10^6$ Па. Использование более строгой физико-химической модели приводит к существенному отличию в значениях $c_{c,w}$ при высоких температурах от данных [2].



Фиг. 4



Фиг. 5

Результаты настоящих расчетов позволили аппроксимировать зависимость концентрации элемента C на поверхности тела от p и T_w в виде

$$c_{c,w} = 0,15 + 9,9 \cdot 10^{13} p^{-0,905} \exp\left(-\frac{87180}{T_w}\right) \quad (3.2)$$

С помощью формул (3.1) и (3.2) из балансового соотношения для элемента C найдем значение параметра вдува B и величину уноса графитового покрытия G_w

$$\beta_c c_{c,w} + B(c_{c,w} - 1) = 0, \quad G_w = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 B \quad (3.3)$$

где значение $(\alpha/c_p)_0$ может быть найдено, например, по формуле Фея — Риддела [28]. Погрешность расчета по формулам (3.1) — (3.3) не превышает 10%.

Расчетные значения эффективной энтальпии, вычисленной по формуле $I_{ef} = I_w - I_s + (q_0 - q_w)/G_w$, где I_s — энтальпия материала в исходном состоянии, приведены на фиг. 5.

Отметим, что эффективная энтальпия в отличие от теплового потока q_w и коэффициента теплообмена α/c_p инвариантна относительно выбора системы отсчета энтальпии элементов.

В рассматриваемом диапазоне изменения параметров эффективная энтальпия является линейной функцией энтальпии торможения, с коэффициентом пропорциональности $b \sim 0,5 \div 0,55$. При изменении параметра неравновесности D I_{ef} меняется в пределах $0,2 \cdot 10^4$ кДж/кг.

На фиг. 5 для $v_\infty = 9$ км/с и трех значений давления ($1 - p = 10^4$ Па, $2 - p = 10^5$ Па, $3 - p = 10^6$ Па) построена зависимость I_{ef} от T_w в интервале $2000 \leq T_w \leq T_*(p)$, где предельное значение температуры поверхности $T_*(p)$ определяется из условия $c_{s,w} = 1$ с помощью формулы (3.2). Полученная зависимость эффективной энтальпии от T_w и p аппроксимирована с погрешностью $\pm 5 \cdot 10^2$ кДж/кг формулой

$$I_{ef} = 1,685 - a \exp[5,14(1-d)] + (3,075 + a) \exp[b(1-d)(d-0,944)], \quad (3.4)$$

$$a = 7,688 p^{-0,0868}; \quad b = 187,1 p^{-0,0827}; \quad d = T_w / T_*$$

При условиях, соответствующих значениям параметра вдува $0,2 \leq B \leq 1,25$ и $I_e = \text{const}$, эффективная энтальпия может быть представлена с погрешностью, не превышающей $0,08 \cdot 10^4$ кДж/кг, как функция одного параметра B . В частности, при $v_\infty = 9$ км/с

$$I_{ef} = 5,5 - 0,85/B \quad (3.5)$$

Используя формулы (3.1)–(3.3), (3.4) или (3.5) и формулу типа формулы Фей – Риддела для q_0 , можно из балансового соотношения на поверхности определить ее температуру и соответствующую скорость уноса в газовой фазе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
2. Скала, Джильберт. Сублимация графита при гиперзвуковых скоростях. – Ракетная техника и космонавтика, 1965, т. 3, № 9, с. 87–100.
3. Анфимов Н. А. Горение графита в потоке воздуха при высоких температурах. – Изв. АН СССР. Мех. и маш., 1964, № 5, с. 3–11.
4. Громов В. Г. Расчет ламинарного пограничного слоя при наличии неравновесных химических реакций. – В кн.: Новые применения метода сеток в газовой динамике. Вып. 1. М.: Моск. ун-т, 1971, с. 31–63.
5. Еремьян Н. А. Задача о тепловых потоках и уносе асботекстолита с поверхности сферических тел в атмосфере Земли. – Тр. 22-й Научн. конф. МФТИ. Сер. Аэрофиз. и прикл. мат. Долгопрудный, 1977, с. 21–24.
6. Термодинамические свойства индивидуальных веществ в 4-х т. М.: Наука, 1978.
7. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.
8. Кондрачев В. Н. Константы скорости газозависимых реакций. Справочник. М.: Наука, 1970. 351 с.
9. Неравновесная ионизация при движении гиперзвуковых летательных аппаратов. – ЦАГИ. Обзоры. Переводы. Рефераты, 1977, № 527. 112 с.
10. Шаталов О. П. О диссоциации молекулярного кислорода в отсутствие колебательного равновесия. – Физ. горения и взрыва, 1973, т. 9, № 5, с. 699–703.
11. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 929 с.
12. Рид Р., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1971. 702 с.
13. Лавушев А. В., Люстерник В. Е. Экспериментальное определение вязкости азота до 2000 К. – Теплофиз. высоких температур, 1978, т. 16, № 1, с. 209–211.
14. Мак-Вини Р., Сатклиф К. Квантовая механика молекул. М.: Мир, 1972. 380 с.
15. Belyaev Yu. N., Kamyshev N. V., Leonas V. B., Sermyagin A. V. The experimental investigation of short-range repulsive forces between atoms and molecules of atmospheric gases. – Entropie, 1969, № 30, p. 173–177.
16. Белаяев Ю. Н. Изучение сил межмолекулярного взаимодействия в области промежуточных расстояний. – Науч. тр. Ин-та мех. МГУ, № 18, с. 88–102. Изд. МГУ, 1972.
17. Леонас В. Б. Исследования короткодействующих межмолекулярных сил. – Усп. физ. наук, 1972, т. 107, вып. 1, с. 29–56.
18. Amdur I., Longmire M. S., Mason E. A. Scattering of high-velocity neutral particles. XII. – J. Chem. Phys., 1961, v. 35, № 3, p. 895–898.
19. Yun K. S., Mason E. A. Collision integrals for the transport properties of dissociating air at high temperatures. – Phys. Fluids, 1962, v. 5, № 4, p. 380–386.
20. Cubley S. J., Mason E. A. Atom-molecule and molecule-molecule potentials and transport collision integrals for high-temperature air species. – Phys. Fluids, 1975, v. 18, № 9, p. 1109–1111.
21. Capitelly M., Devoto R. S. Transport coefficients of high-temperature nitrogen. – Phys. Fluids, 1973, v. 16, № 11, p. 1835–1841.

22. *Vanderslice J. T., Mason E. A., Lippincott.* Interaction between Ground State Nitrogen Atoms and Molecules.— *J. Chem. Phys.*, 1959, v. 30, № 1, p. 129–140.
23. *Mason E. A., Vanderslice J. T., Maisch W. G.* Interaction between Oxygen and Nitrogen: O–N, O–N₂, O₂–N₂.— *J. Chem. Phys.*, 1959, v. 31, № 3, p. 738–746.
24. *Vanderslice J. T., Mason E. A., Maisch W. G.* Interactions between ground state oxygen atoms and molecules.— *J. Chem. Phys.*, 1960, v. 32, № 2, p. 515–524.
25. *Svehla R. A.* Estimated viscosities and thermal conductivities of gases at high temperatures.— *Techn. Report. NASA*, 1963, NR–132, 120 p.
26. *Dolton T. A., Maurer R. E., Goldstein H. E.* Thermodynamic performance of carbon in hyperthermal environments.— *AIAA Paper*, 1968, N–754, p. 12.
27. *Lundell J. H., Dickey R. R.* Ablation of ATJ graphite at high temperatures.— *AIAA Journal*, 1973, v. 11, № 2, p. 216–222.
28. *Фей, Ридделл.* Теоретический анализ теплообмена в лобовой точке, омываемой диссоциированным воздухом.— В кн.: *Проблемы движения головной части ракет дальнего действия.* М.: Изд-во иностр. лит., 1959, с. 217–256.

Москва

Поступила в редакцию
6.IV.1982