

теризовался четкой поверхностью раздела фаз и почти периодической сменой пробок жидкости и газа, что присуще трубам малых диаметров. Вследствие этого величины $R_{суб}$ для одних и тех же чисел Фруда и газосодержаний были выше, чем полученные в работе [4] для более неустойчивых газонасыщенных пробок, характерных для труб диаметром больше 30 мм.

Поступила 20 III 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Семенов Н. И. Пульсации давления при течении газожидкостных смесей в трубах.— Теплоэнергетика, 1959, № 1.
2. Хаббард М. Д., Даклер А. Э. Характеристики режимов течения газожидкостного двухфазного потока.— В кн.: Достижения в области теплообмена. М., Мир, 1970.
3. Davis M. R. Pressure fluctuations in a vapor-liquid mixture flow.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1973, vol. 16, N 11.
4. Nishikawa K., Sekoguchi K., Fukano T. On the pulsation phenomena in gas-liquid two-phase flow.— Bull. ISME, 1969, vol. 12, N 54.
5. Мамаев В. А. Трубопроводный транспорт газожидкостных смесей ТНТО. М., ВНИИОЭНГ, 1969.
6. Мамаев В. А., Одишария Г. Э., Семенов Н. И., Точигин А. А. Гидродинамика газожидкостных смесей в трубах. М., Наука, 1969.
7. Исследование турбулентных течений двухфазных сред. Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, изд. ИТФ СО АН СССР, 1973.
8. Костерни С. И., Семенов Н. И. Результаты исследования скоростей звука в движущихся газожидкостных смесях.— Теплоэнергетика, 1964, № 6.
9. Evans R. G., Gouse S. W. Jr., Bergles A. E. Pressure wave propagation in adiabatic slug-annular-mist two-phase gas-liquid flow.— Chem. Eng. Sci., 1970, vol. 25, p. 569—582.
10. Ротта П. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л., Судостроение, 1967.

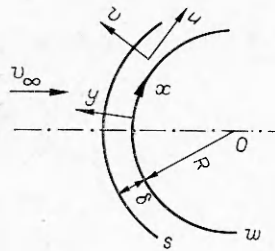
УДК 533.6.011.55 : 536.244

ВЛИЯНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ

М. Н. Ролин, Р. И. Солоухин, Ф. Б. Юревич

(Минск)

В работах по исследованию радиационно-конвективного теплообмена при гиперзвуковом обтекании затупленных тел и течений излучающего газа за скачком уплотнения не рассматривалось влияние отражения лучистой энергии от поверхности на характеристики течения и теплообмена [1—5]. Представляет интерес проведение расчетов радиационно-конвективного теплообмена с учетом отражения излучения от поверхности тела с целью выявления влияния этого эффекта на величины лучистого и конвективного потоков к стенке. Поскольку производится оценка физического эффекта, в качестве примера целесообразно ограничиться рассмотрением условий в окрестности точки торможения осесимметричного затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком воздуха. При этом можно ожидать, что поглощение излучения, отраженного от стенки, приведет к перераспределению как поля температур в пристеночном слое, так и баланса радиационных потерь излучающего слоя.



Ф и г. 1

Используется система уравнений, описывающая течение вязкого, теплопроводного, равновесно реагирующего, излучающего газа в окрестности оси симметрии потока. Эта система уравнений получена как асимптотическое приближение общих уравнений Навье — Стокса для больших чисел Маха и Рейнольдса [6]. В системе координат, показанной на фиг. 1, она имеет следующий вид:

$$(1) \quad 2\rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) = 0;$$

$$(2) \quad \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \rho v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \right];$$

$$(3) \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0;$$

$$(4) \quad \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left(- \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_j H_j J_j + q^v \right);$$

$$(5) \quad \rho v \frac{\partial c_k^*}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} J_k^*,$$

где

$$c_k^* = \sum_j \gamma_{kj} c_j, \quad J_k^* = \sum_j \gamma_{kj} J_j;$$

u и v — компоненты скорости; ρ — плотность газа; p — давление; H — энтальпия единицы массы; q^v — радиационный поток; μ — вязкость; λ — теплопроводность; H_j — удельная энтальпия химического компонента; J_j — диффузионный поток массы компонента; c_j — массовая концентрация компонента; J_k^* — диффузионный поток массы химического элемента; c_k^* — массовая концентрация химического элемента; γ_{kj} — массовое содержание химического элемента k в компоненте j . Индексами ∞ , s и w будут обозначаться соответственно условия в невозмущенном потоке, непосредственно за скачком уплотнения и на стенке.

Возможность использования условия постоянства давления поперек сжатого слоя (3) подтверждена расчетами [4]. Система уравнений (1) — (5) замыкается условием для продольного градиента давления [4]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = - \frac{8}{3} \rho_\infty \frac{v_\infty^2}{R^2}.$$

В качестве граничных условий используются обобщенные соотношения Рэнкина — Гюгонно [6]

$$(6) \quad \begin{aligned} \rho_\infty v_\infty &= - (\rho v)_s, \quad \rho_\infty v_\infty^2 \left(1 - \frac{\rho_\infty}{\rho_s} \right) + p_\infty = p_s, \\ \rho_\infty v_\infty \left[\frac{v_\infty}{R} - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_s \right] &= \left[\mu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \right]_s, \\ \rho_\infty v_\infty \left[H_\infty + \frac{v_\infty^2}{2} - H_s \right] &= - \left[- \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_j H_j J_j \right]_s, \\ \rho_\infty v_\infty [c_{k\infty}^* - c_{ks}^*] &= - J_{ks}^*. \end{aligned}$$

Влияние опережающего излучения не учитывалось. На стенке задавались условия

$$(7) \quad v_w = 0, \quad u_w = 0, \quad T = T_w, \quad J_{kw}^* = 0.$$

Диффузионные потоки, коэффициенты вязкости и теплопроводности определялись по методике [7]. Учитывались эффекты многокомпонентной диффузии и наличие в газовой смеси ионизации. При расчете состава принималось, что в сжатом слое имеет место локальное термодинамическое равновесие.

При определении лучистых тепловых потоков использовалось приближение бесконечного плоского слоя [1—4]. Исходя из уравнения переноса излучения, можно получить выражения для q^p

$$(8) \quad q^p = \int_0^\infty q_v^p dv, \\ (8) \quad q_v^p(\tau) = 2\pi \int_0^{\tau_s} B_v(\tau') E_2(|\tau - \tau'|) \operatorname{sgn}(\tau - \tau') d\tau' + \Delta q_{vw}(\tau),$$

где ν — частота или волновое число; B_ν — функция Планка; $\tau = \int_0^y k_\nu(y') dy'$ — оптическая толщина; k_ν — коэффициент поглощения; Δq_{vw} — вклад излучения от стенки; $E_n(\tau)$ — символ интегроэкспоненциальной функции порядка n .

Отражательная и излучательная способности стенки считались изотропными. В случаях диффузно- и зеркально отражающей поверхности имеем соответственно

$$(9) \quad \Delta q_{vw}^R = 2\pi(1 - r_\nu) B_{vw} E_3(\tau) + 2\pi r_\nu E_3(\tau) \int_0^{\tau_s} B_\nu(\tau') E_2(\tau') d\tau';$$

$$(10) \quad \Delta q_{vw}^S = 2\pi(1 - r_\nu) B_{vw} E_3(\tau) + 2\pi r_\nu \int_0^{\tau_s} B_\nu(\tau') E_2(\tau + \tau') d\tau',$$

где r_ν — коэффициент отражения.

В расчетах учитывался вклад как сплошного спектра излучения, так и спектральных линий атомов и ионов. Весь существенный диапазон волновых чисел ($10^3 - 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$) разбивался на ряд областей, в каждой из которых коэффициент поглощения сплошного спектра считался постоянным. Перенос излучения в спектральных линиях определялся с помощью методики Куртиса — Годсона [8]. Для учета мультиплетной структуры использовался прием [9]. Первые члены спектральных серий, включающие наиболее сильные линии, учитывались индивидуально. Высшие члены серий учитывались с помощью статистической модели Гуди [8, 10].

Использование формул методики Куртиса — Годсона и статистической модели Гуди с учетом наложения сплошного и линейчатого спектров обеспечивалось за счет применения экспоненциального приближения для интегроэкспоненциальных функций, входящих в (8)—(10). Сущность этого приема состоит в следующем:

по определению

$$E_n(\tau) = \int_1^\infty \frac{e^{-\tau p}}{p^n} dp,$$

что тождественно

$$E_n(\tau) = \int_{-1}^1 \left(\frac{x+1}{2} \right)^{n-2} e^{-\frac{2\tau}{x+1}} dx,$$

этот интеграл может быть приближенно найден с помощью квадратуры Гаусса [11], что дает

$$E_n(\tau) \approx \sum_{k=1}^m w_k \left(\frac{x_k+1}{2} \right)^{n-2} e^{-\frac{2\tau}{x_k+1}},$$

где w_k и x_k — веса и ординаты квадратуры Гаусса, значения которых для различных m имеются в [11]. Численные расчеты показывают, что с достаточной для практики точностью (погрешность менее 1% для односторонних лучистых потоков в сжатом слое) можно ограничиться $m = 3$. При построении модели оптических свойств воздуха использовались данные о сечениях поглощения и параметрах спектральных линий, взятые из [12]. Спектр разбивался на 32 интервала с постоянными коэффициентами непрерывного поглощения. Индивидуально учитывалось 109 спектральных мультиплетов атомов и ионов азота и кислорода. Кроме того, в модель были включены 6 систем высших членов спектральных серий, примыкающих к порогам фотоионизации уровней основной электронной конфигурации атомов. Сравнение результатов расчетов излучательных способностей изотермических объемов воздуха с данными [12] показало, что отличие во всех существенных интервалах не превышает 10–15%. Численный метод решения системы уравнений (1)–(5) с крайними условиями (6), (7) описан в [13].

Поскольку речь идет об оценке максимально возможного эффекта влияния отражения лучистой энергии от стенки на радиационно-конвективный теплообмен, можно ограничиться случаем не зависящего от волнового числа коэффициента отражения r_v . При этом следует учитывать, что существенное поглощение отраженного излучения происходит в коротковолновой части спектра, т. е. в области вакуумного ультрафиолета ($\nu > 60000 \text{ см}^{-1}$). Отраженное от стенки коротковолновое излучение, поглощаясь в относительно холодной пристеночной области сжатого слоя, должно вызывать увеличение градиента температуры и, следовательно, конвективного теплового потока к стенке. В результате поглощения отраженного излучения в высокотемпературной области сжатого слоя должен снижаться эффект радиационного охлаждения, что приводит к увеличению лучистого потока во всем спектральном диапазоне. Еще один эффект связан с отмеченным выше увеличением градиента температуры в пристеночной области, что эквивалентно уменьшению ее толщины и, следовательно, снижению способности экранировать стенку от излучения в области вакуумного ультрафиолета.

Приведенные рассуждения подтверждаются результатами численных расчетов, которые проводились для следующих условий: скорость набегающего потока $1,4 \cdot 10^4 \text{ м/с} \leq v_\infty \leq 1,8 \cdot 10^4 \text{ м/с}$; давление торможения $0,3 \text{ атм} < p_s < 30 \text{ атм}$; радиус затупления $0,3 \text{ м} < R < 3 \text{ м}$. Ниже во всех случаях, где это специально не оговаривается, температура поверхности принималась равной 2500 К, а отражение считалось диффузным.

Прежде всего было обнаружено, что возрастание конвективного q_w^k и одностороннего лучистого q_w^{n-} потоков к стенке примерно пропорционально величине коэффициента отражения r , в связи с чем оказалось це-

Таблица 1

$v_{\infty} \cdot 10^{-4}$ м/с	ρ_s , атм	R, м	$q_{w0}^p \cdot 10^{-7}$, Вт/м ²	$q_{w0}^k \cdot 10^{-7}$, Вт/м ²	a^p	a^k
1,8	0,3	0,3	0,58	2,03	0,000	0,059
		1,0	1,13	1,31	0,035	0,176
		3,0	1,72	0,90	0,064	0,288
	1,0	0,3	3,22	4,36	0,031	0,158
		1,0	5,02	2,80	0,066	0,286
		3,0	7,28	1,53	0,068	0,386
3,0	0,3	12,5	8,64	0,056	0,239	
	1,0	18,8	4,49	0,074	0,385	
1,6	1,0	0,3	0,87	1,06	0,032	0,151
		1,0	3,93	2,16	0,056	0,240
		3,0	15,5	3,46	0,058	0,313
	10,0	0,3	39,9	11,3	0,060	0,293
		1,0	65,2	5,38	0,076	0,424
	1,4	1,0	0,3	0,56	0,82	0,025
1,0			2,66	1,59	0,037	0,181
3,0			11,0	2,58	0,045	0,228
10,0			49,1	4,29	0,063	0,300
30,0		0,3	101,0	13,8	0,049	0,283

лесообразным характеризовать рассматриваемые эффекты величинами

$$(11) \quad a^p = \frac{q_{w1}^p - q_{w0}^p}{q_{w0}^p},$$

$$(12) \quad a^k = \frac{q_{w1}^k - q_{w0}^k}{q_{w0}^k},$$

где нижние индексы 1 и 0 означают величины, полученные соответственно при $r = 1$ и $r = 0$.

Так как расчеты поля излучения с учетом спектральных линий требуют больших затрат машинного времени, в значительной части вариантов учитывался лишь сплошной спектр. Соответствующие результаты приведены в табл. 1. Видно, что эффект влияния отражения на величины лучистого и конвективного потоков к стенке, выражаемый величинами a^p и a^k (11), (12), возрастает с увеличением скорости, давления торможения и радиуса затупления. Влияние скорости при этом обусловлено увеличением температуры в сжатом слое и, следовательно, возрастанием поступающего к стенке потока излучения в области вакуумного ультрафиолета, а влияние радиуса и давления — увеличением поглощения отраженного излучения.

Расчеты с учетом переноса излучения в спектральных линиях были проведены в диапазоне давлений торможения 0,3—3 атм. Результаты этих расчетов представлены в табл. 2. В этом случае величины радиационных потоков к стенке оказываются больше, а величины конвективных потоков меньше значений, полученных при учете лишь сплошного спектра. Последнее обстоятельство объясняется усилением радиационного охлаждения сжатого слоя, что приводит к снижению его температуры. Значе-

Т а б л и ц а 2

$v_{\infty} \cdot 10^{-4}$, м/с	p_s , атм	R , м	$q_{w0}^p \cdot 10^{-7}$, Вт/м ²	$q_{w0}^k \cdot 10^{-7}$, Вт/м ²	a^p	a^k
1,8	0,3	1,0	1,63	1,20	0,055	0,208
		3,0	2,25	0,76	0,080	0,330
	1,0	1,0	6,71	2,37	0,082	0,339
		3,0	8,93	1,22	0,103	0,476
1,6	0,3	0,3	16,5	7,41	0,097	0,301
		1,0	23,1	3,66	0,413	0,498
	1,0	1,0	1,29	0,974	0,054	0,195
		3,0	5,42	1,85	0,083	0,303
		3,0	19,3	2,92	0,103	0,424
1,4	0,3	1,0	0,871	0,767	0,050	0,145
			3,80	1,42	0,072	0,232
	14,1		2,29	0,085	0,332	

ния величины a^p и a^k оказываются большими, что обусловлено сильным самопоглощением в линейчатом спектре. При этом, однако, качественный характер зависимости этих величин от скорости, давления торможения и радиуса затупления остается прежним. На фиг. 2, 3 представлены данные по спектральному распределению радиационного теплового потока к поверхности. На фиг. 2 даны зависимости от v для относительной величины монохроматического радиационного потока, а на фиг. 3 — значения удобной для определения вклада отдельных областей спектра величины

$$b_v = \frac{\int_0^v q_{vw}^p dv}{q_w^p}$$

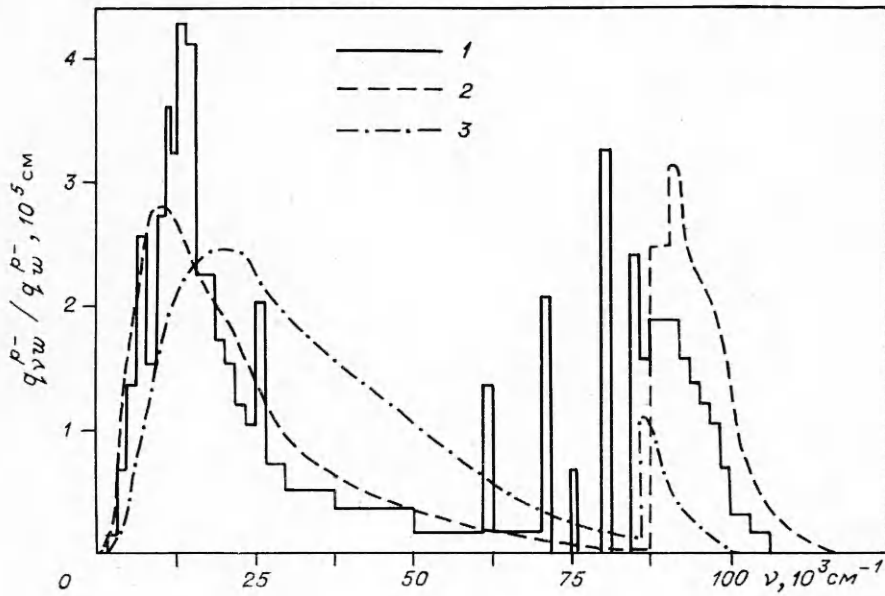
Линия 1 соответствует случаю $v_{\infty} = 18$ км/с, $R = 1$ м, $p_s = 1$ атм при учете спектральных линий; 2 — те же условия при учете лишь сплошного спектра; 3 — $v_{\infty} = 14$ км/с, $R = 0,3$ м, $p_s = 30$ атм и учтен лишь сплошной спектр. Кривые 2, 3 на фиг. 2 и все кривые на фиг. 3 сглаженные. Ступенчатый характер зависимости 1 на фиг. 2 обусловлен отсутствием спектрального разрешения в отдельных спектральных интервалах.

В работе [3] на основании численных расчетов была обнаружена следующая зависимость для расстояния отхода скачка уплотнения δ :

$$(13) \quad \delta = \delta_0 \left[1 - \frac{2(q_s^p - q_w^p)}{\rho_{\infty} v_{\infty}^3} \right],$$

где δ_0 — расстояние отхода скачка при отсутствии радиационного охлаждения сжатого слоя. Оказалось, что зависимость (13) справедлива и в случае учета отражения от стенки. При этом величины q_s^p и q_w^p зависят от r таким образом, что в рассмотренных условиях значение δ для полностью отражающей стенки не более чем на 2—3 % превышает свое значение для случая абсолютно черной.

Характер влияния отражения на распределение энтальпии в сжатом слое показан на фиг. 4, где приведены данные, полученные при $v_{\infty} = 18$ км/с, $R = 1$ м. Сплошные кривые относятся к случаю $r = 0$, штри-



Фиг. 2

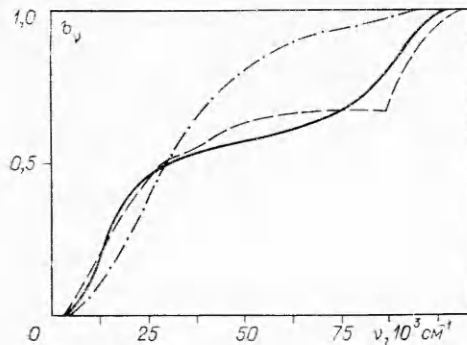
ховые — $r = 1$. Кривые 1, 2 соответствуют $p_s = 1$ атм, кривая 3 — $p_s = 3$ атм. В расчете, на основании которого построена кривая 1, рассматривался лишь сплошной спектр, а для 2 и 3 учитывались результаты расчетов с учетом спектральных линий. Видно, что влияние отражения на профиль распределения энтальпии распространяется лишь на пристеночную область.

Представляют интерес оценки влияния температуры поверхности на эффект увеличения тепловых потоков. В табл. 3 приведены результаты расчетов для двух режимов при отличных от 2500 К значениях T_w . Эти данные позволяют считать, что a^p и a^k слабо зависят от температуры поверхности. Были также проведены расчеты радиационно-конвективного теплообмена для зеркально отражающей поверхности. Величины a^p и a^k в этом случае отличаются от полученных в предположении о диффузном характере отражения не более чем на несколько процентов.

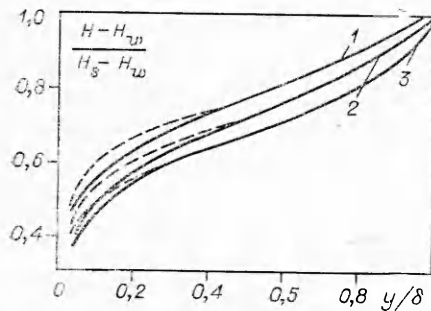
Оценка влияния собственного теплового излучения поверхности была проведена с помощью серии контрольных расчетов, в которых член Δq_{vw} в выражении (8) полагался равным нулю. Сравнение соответствующих результатов с данными, полученными при $r = 0$, показало, что даже при $T_w = 3500$ К влияние собственного излучения стенки на величины q_w^{p-} и

Таблица 3

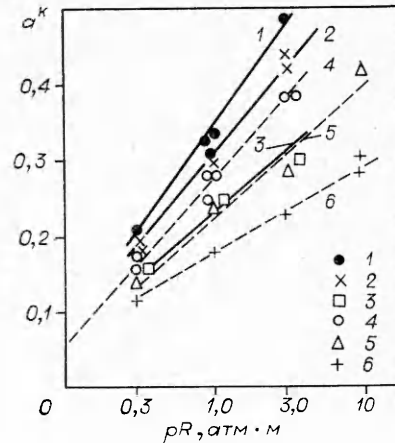
$v_\infty \cdot 10^{-4}$, м/с	p_s , атм	R , м	T_w , К	$q_{w0}^{p-} \cdot 10^{-7}$, Вт/м ²	$q_{w0}^k \cdot 10^{-7}$, Вт/м ²	a^p	a^k
1,8	1,0	1,0	1500	4,98	2,88	0,060	0,270
			3500	5,15	2,66	0,066	0,305
1,6	10,0	1,0	1500	64,8	5,68	0,077	0,420
			3500	65,6	4,89	0,076	0,448



Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

a^k не превышало самой погрешности счета. Объясняется это слабым поглощением газом теплового излучения стенки, лежащего в видимой и инфракрасной областях спектра при малых давлениях торможения, и малостью величины отношения $2\sigma T_w^4 / \rho_\infty v_\infty^3$, характеризующего радиационно-конвективное взаимодействие, при

больших давлениях торможения, когда поглощение существенно.

При рассмотрении данных, приведенных в табл. 1, 2, можно заметить, что при фиксированных значениях v_∞ и близких значениях произведения давления торможения и радиуса затупления ($p_s R$) получаются близкие значения коэффициента a^k . На фиг. 5 нанесены данные табл. 1, 2 по коэффициентам a^k в виде зависимости от произведения ($p_s R$) в логарифмическом масштабе. Обозначения 1–3 соответствуют расчетам с учетом спектральных линий; 4–6 — без учета спектральных линий; 1, 4 — $v_\infty = 18$ км/с; 2, 5 — $v_\infty = 16$ км/с; 3, 6 — $v_\infty = 14$ км/с. Аппроксимация расчетных точек зависимостью вида

$$a^k = K_1 \lg(p_s R) + K_2,$$

где K_1 и K_2 — постоянные, дала максимальное отклонение, не превышающее 9%. Соответствующие прямые также представлены на графике. Таким образом, в диапазоне значений $0,3 \text{ атм}\cdot\text{м} \leq (p_s R) \leq 10 \text{ атм}\cdot\text{м}$ эта величина может служить параметром приближенного подобия при рассмотрении эффекта усиления конвективного теплового потока к поверхности, обтекаемой гиперзвуковым потоком воздуха, в результате отражения излучения.

В заключение отметим, что в рассмотренном диапазоне условий конвективный тепловой поток к полностью отражающей стенке может примерно на 50% превышать поток к абсолютно черной. Влияние отражения излучения на величину радиационного потока к стенке также существенно, особенно при повышенных давлениях. Судя по данным о коэффициентах отражения реальных поверхностей [14, 15], можно ожидать, что учет рассмотренных эффектов может приводить к увеличению расчетных значений теплового потока внутрь тела на 10–20%.

Поступила 24 IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Анфимов Н. А., Шари В. П. Решение системы уравнений движения селективно излучающего газа в ударном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 3.
2. Hoshizaki H., Wilson R. H. Convective and radiative heat transfer during super-orbital entry.— AIAAJ., 1967, vol. 5, N 1.
3. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н. Радиационно-конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании затупленного тела.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 5.
4. Румынский А. Н., Чуркин В. П. Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа.— ЖВММФ, 1974, т. 14, № 6.
5. Замураев В. П., Масленникова И. И., Солоухин Р. И. Исследование радиационного теплообмена за ударными волнами в воздухе с помощью многогруппового метода осреднения.— В сб.: Тепло- и массоперенос при интенсивном лучистом и конвективном нагреве. Минск, изд. ИТМО АН БССР, 1977.
6. Магомедов К. М. Гиперзвуковое обтекание тупых тел вязким газом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 2.
7. Ролин М. Н., Юревич Ф. Б., Кондрашов В. В. Приближенный метод расчета коэффициентов переноса для частично понижированных газовых смесей.— ИФЖ, 1978, т. 24, № 3.
8. Адзерихо К. С. Лекции по теории переноса лучистой энергии. Минск, изд. БГУ им. В. И. Ленина, 1975.
9. Ролин М. Н. Приближенный расчет переноса излучения в спектральных мультиплетах.— В сб.: Некоторые проблемы тепло- и массообмена. Минск, изд. ИТМО АН БССР, 1978.
10. Гудя Р. М. Атмосферная радиация. М., Мир, 1966.
11. Крылов В. И. Приближенное вычисление интегралов. М., Наука, 1967.
12. Авилова И. В., Биберман Л. М. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М., Наука, 1970.
13. Ролин М. Н., Юревич Ф. Б. Экономичный способ расчета течений в окрестности точки торможения.— В сб.: Тепло- и массоперенос при интенсивном лучистом и конвективном нагреве. Минск, изд. ИТМО АН БССР, 1977.
14. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., Наука, 1972.
15. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И. К. Кикоина. М., Атомиздат, 1976.

УДК 534.222.2

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ИМПУЛЬСНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ
НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ**

*В. А. Кочнев, И. М. Набоко
(Москва)*

1. Данная работа является продолжением работ [1, 2], в которых представлены результаты экспериментального исследования методом электронно-пучкового зондирования импульсных струй Ag и N₂, формирующихся при истечении из звукового сопла диаметром $d_* = 0,25$ мм при начальном давлении $p_0 = 7-8$ атм, давлении окружающего пространства $p_\infty = (1,5-2) \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. и температурах $T_0 = T_\infty = 300$ К.

Описание экспериментального комплекса и методики приведено в [1]. В данной работе экспериментально исследовались импульсные струи Ag и N₂, истекающие через коническое сверхзвуковое сопло в пространство с противодавлением $p_\infty = 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Давление p_0 газа в ресивере 2 атм, нерасчетность $N = p_0/p_\infty = 10^8$. Радиус критического и выходного сечений сопла $r_* = 0,835$ и $r_a = 4$ мм соответственно, угол раскрытия $\alpha = 43^\circ$. Расчетное число $Ma = 4,9$ для N₂ и 6,9 для Ag. На входе в сопло установлен электромагнитный клапан, применяемый в ФИРЭ АН СССР.