

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКРАНИРОВКИ СЕЛЕКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Т. В. КОНДРАНИН, И. Н. КУЗЬМИНСКИЙ

(Москва)

Анализ многочисленных расчетов течения и лучисто-конвективного теплообмена в гиперзвуковом ударном слое около затупленного тела как на непроницаемой поверхности [1], так и при наличии абляции [1-4] позволил установить некоторые закономерности, связанные с экранировкой излучения от высокотемпературной части ударного слоя в пограничном слое. Установлено, что зависимость коэффициента экранировки пограничного слоя α , представляющего собой отношение интегрального радиационного потока, падающего на тело q_{RW}^+ , к потоку, приходящему на внешнюю границу пограничного слоя, от высокотемпературной области за ударной волной q_{Re}^+ , от радиуса имеет немонотонный характер. При этом абсолютная величина минимума α_{\min} определяется главным образом температурой за ударной волной T_s и скоростью вдува $f_w = (\rho v)_w / (\rho v)_\infty$, а его положение (R_{\min}) — давлением в ударном слое P_s .

Анализ спектральных характеристик экранировки пограничного слоя показал, что весьма важным с точки зрения лучистого нагрева и разрушения поверхности является область длин волн $\lambda > 0.5$ мкм. Среди газообразных продуктов разрушения конкретных теплозащитных покрытий отсутствуют компоненты, эффективно поглощающие высокотемпературное излучение в этом спектральном интервале.

Проведен анализ, позволяющий оценить возможность введения в покрытие присадок, обладающих такими оптическими и термохимическими свойствами, которые обеспечили бы экранировку излучения в этой части спектра.

1. Одной из важнейших характеристик лучистого теплообмена в ударном слое является интегральный коэффициент экранировки $\alpha = q_{RW}^+ / q_{Re}^+$, характеризующий трансформацию излучения в пограничном слое. В зависимости от параметров течения (температуры T_s , давления P_s , радиуса затупления R , скорости вдува $f_w = (\rho v)_w / (\rho v)_\infty$) его величина может меняться в широких пределах. При этом различие в величинах коэффициента поглощения газа в коротковолновой и «видимой» частях спектра может приводить к немонотонной зависимости α от указанных параметров. Для исследования зависимости $\alpha(T_s, P_s, f_w, R)$ рассмотрим модель ударного слоя в виде двух изотермических слоев с температурами, соответствующими пристеночной зоне $T = T_w$ и высокотемпературной области $T = T_s$. Эта модель удовлетворительно описывает картину распределения температур в ударном слое при наличии большого вдува, когда влияние зоны смешения оказывается малым, т. е. в режимах течения с доминирующей ролью лучистого теплообмена. Зависимость коэффициента поглощения газа κ_λ от длины волны будем рассматривать в виде двухступенчатой модели, которая качественно, а в некоторых случаях и количественно соответствует реальному поведению $\kappa(\lambda)$ различных газов. Согласно этой модели одна ступенька $\kappa_\lambda = \kappa_{UV}$ описывает поведение коэффициента поглощения в ультрафиолете, $\lambda \leq 0.1$ мкм, а другая $\kappa_\lambda = \kappa_{VS}$ — в «видимой» части спектра, $\lambda > 0.1$ мкм, причем $\kappa_{UV} \gg \kappa_{VS}$. Выбор границы $\lambda^* = 0.1$ мкм связан с тем, что фотоионизационные пороги большого числа атомов и молекул лежат вблизи этой длины волны.

Коэффициент экранировки $\alpha = q_{RW}^+ / q_{Re}^+$ удобно представить в виде суперпозиции спектральных коэффициентов экранировки α_{UV} и α_{VS}

$$(1.1) \quad \alpha = \frac{\alpha_{UV}}{1+\gamma} + \frac{\alpha_{VS}}{1+1/\gamma}$$

$$\alpha_{UV} = (q_{RW}^+ / q_{Re}^+)_{UV}, \quad \alpha_{VS} = (q_{RW}^+ / q_{Re}^+)_{VS}, \quad \gamma = (q_{VS}^+ / q_{UV}^+)_e$$

Здесь функция γ характеризует распределение лучистого потока на внешней границе пограничного слоя по рассматриваемым спектральным интервалам.

Спектральные потоки, падающие на тело ($q_{\lambda W}^+$) и на внешнюю границу погранслоя ($q_{\lambda e}^+$), выражаются соответственно формулами

$$(1.2) \quad q_{\lambda W}^+ = \pi B_{\lambda W} [1 - 2E_3(\tau_{\lambda W})] + 2\pi B_{\lambda e} [E_3(\tau_{\lambda W}) - E_3(\tau_{\lambda S})]$$

$$q_{\lambda e}^+ = \pi B_{\lambda e} [1 - 2E_3(\tau_{\lambda e})], \quad \tau_{\lambda S} = \tau_{\lambda W} + \tau_{\lambda e}$$

$$E_3(t) = \int_1^{\infty} x^{-3} e^{-tx} dx$$

где $\tau_{\lambda W}$, $\tau_{\lambda e}$ — оптические толщины пристеночной зоны с $T = T_W$ и высокотемпературной зоны с $T = T_S$ соответственно, $B_{\lambda i} = B_{\lambda}(T_i)$ — функция Планка ($i = W, S$).

С учетом (1.2) выражения для спектральных коэффициентов экранировки и функции γ можно записать в виде

$$(1.3) \quad \alpha_{UV} = \frac{B_{UVW} [1 - 2E_3(\tau \xi_1 / (1 + \xi_1))] + 2B_{UVi} [E_3(\tau \xi_1 / (1 + \xi_1)) - E_3(\tau)]}{B_{UVe} [1 - 2E_3(\tau / (1 + \xi_1))]}$$

$$(1.4) \quad \alpha_{VS} = \frac{B_{VSW} [1 - 2E_3(\tau \xi_2 / (1 + \xi_2))] + 2B_{VSe} [E_3(\tau \xi_2 / (1 + \xi_2)) - E_3(\xi \tau)]}{B_{VSe} [1 - 2E_3(\tau \xi / (1 + \xi_2))]}$$

$$(1.5) \quad \gamma = \frac{B_{VSe} [1 - 2E_3(\tau \xi / (1 + \xi_2))]}{B_{UVe} [1 - 2E_3(\tau / (1 + \xi_1))]}$$

$$B_{UVi} = \pi \int_{(UV)} B_{\lambda}(T_i) d\lambda, \quad B_{VSi} = \pi \int_{(VS)} B_{\lambda}(T_i) d\lambda$$

$$\tau = \tau_{UVS}, \quad \xi = \left(\frac{\tau_{VSS}}{\tau_{UVS}} \right), \quad \xi_1 = \left(\frac{\tau_{UVW}}{\tau_{UVe}} \right), \quad \xi_2 = \left(\frac{\tau_{VSW}}{\tau_{VSe}} \right)$$

Несмотря на простоту выбранных моделей ударного слоя и κ_{λ} , полученные формулы имеют весьма сложный вид, в связи с чем не удается аналитически исследовать зависимость $\alpha(\tau)$. Гораздо проще оказывается непосредственно рассчитать профиль $\alpha(\tau)$ по формулам (1.1)–(1.5) для различных значений параметров ξ , ξ_1 , ξ_2 . Были проведены многочисленные расчеты $\alpha(\tau)$ для таких значений ξ , ξ_1 и ξ_2 , которые реализуются в ударном слое. Графики $\alpha(\tau)$ изображены на фиг. 1 при $T_S = 18\,000^\circ \text{K}$, $T_W = 4000^\circ \text{K}$, $\xi = 10^{-2}$, $\xi_1 = 1$, $\xi_2 = 10^{-2}, 10^{-1}, 1, 10, 10^{-2}$ — соответственно кривые 1–5. Видно, что все кривые имеют характерные минимумы и максимумы.

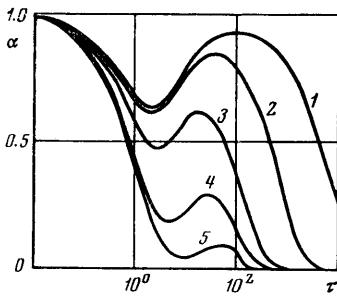
Наличие этих экстремумов связано с различным поведением в зависимости от τ слагаемых, входящих в правую часть (1.1).

На фиг. 2 представлены кривые $\alpha_{UV}(\tau)$ — (1), $\alpha_{VS}(\tau)$ — (2) и $\gamma(\tau)$ — (3) для $\xi=10^{-2}$, $\xi_1=1$, $\xi_2=10^{-1}$. Аналогичные зависимости получаются и для других значений параметров. Как и следовало ожидать, спектральные коэффициенты экранировки монотонно падают с ростом τ , однако поскольку $\tau_{UV} \gg \tau_{VS}$ ($\xi=10^{-2}$), то и спадание α_{UV} начинается гораздо раньше.

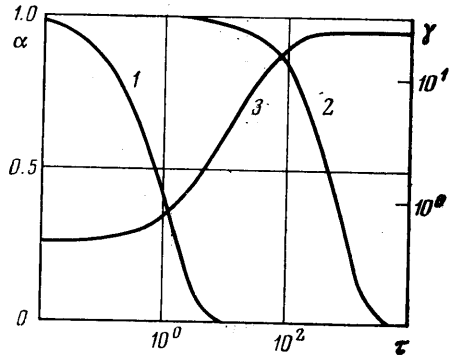
Функция γ ведет себя следующим образом (см. 1.5):

$$\tau \ll 1, \quad \gamma \approx \frac{B_{VSe}}{B_{UVe}} \xi = C_1 \ll 1; \quad \tau \gg 1, \quad \gamma \approx \frac{B_{VSe}}{B_{UVe}} = C_2 \gg 1$$

В промежуточных значениях τ , функция γ монотонно возрастает от C_1 до C_2 . Физически это означает, что в q_{Re}^+ с ростом τ доля лучистой энергии, переносимая в ультрафиолете, падает и соответственно растет доля энергии, переносимая в длинноволновой части спектра. Это происходит потому, что, начиная с некоторых τ , в ультрафиолете становится существенной реабсорбция и в знаменателе (1.5) член $[1 - 2E_3(UVe)] \rightarrow 1$. В то же время в «видимой» части спектра слой еще оптически тонкий и поток растет приблизительно пропорционально τ .



Фиг. 1



Фиг. 2

Итак, при небольших τ , когда γ мала, поведение коэффициента экранировки α определяет α_{UV} , входящие в первое слагаемое (1.1), напротив, при больших τ , когда γ велика, все определяет α_{VS} . В промежуточной же области оптических толщин взаимодействие обоих слагаемых порождает экстремумы у зависимости $\alpha(\tau)$.

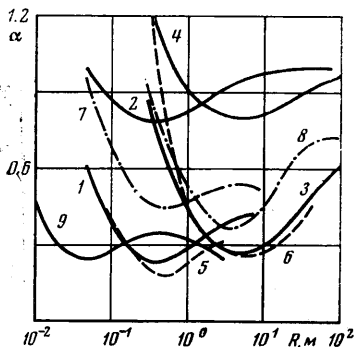
Из изложенного выше ясно, что возникновение экстремумов связано со ступенчатым характером зависимости коэффициента поглощения от длины волны, причем существенно неравенство $\kappa_{UV} \gg \kappa_{VS}$. Конечно, зависимость реального коэффициента поглощения от длины волны много сложнее, однако и здесь имеются характерные «ступеньки», связанные с фотоионизационными порогами, и указанное неравенство хорошо выполняется. Поэтому вывод о существовании экстремумов у коэффициента экранировки α является совершенно общим и не зависит от химического состава ударного слоя.

Следует отметить, что выбор двухслойной по температуре модели ударного слоя несуществен для выявления немонотонного характера зависимости $\alpha(\tau)$. Аналогичные результаты получаются и в случае использования любого гладкого монотонного профиля температуры.

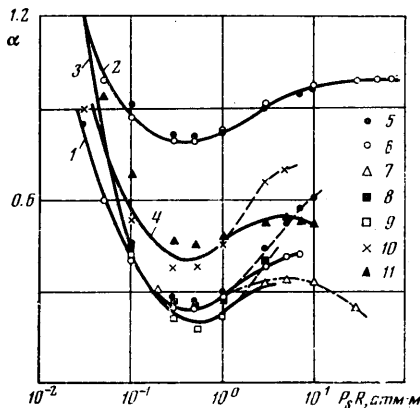
Это подтверждается систематическими расчетами течения вязкого, теплопроводного воздуха в окрестности передней критической линии тока гиперзвукового ударного слоя около разрушающегося тела из графита. Система уравнений и методика расчета описаны в [4].

Проведенные расчеты подтвердили немонотонный характер поведения коэффициента экранировки α и в случае реального спектра. На фиг. 3 приведены зависимости α от радиуса затупления R для различных режимов течения: кривые 1, 2 соответствуют $T_s=14\,000^\circ\text{K}$, $P_s=1.0$ атм, $f_w=0.1$ и 0 соответственно; 3, 4 — $T_s=14\,000^\circ\text{K}$, $P_s=0.1$ атм, $f_w=0.1$ и 0; 5, 6 — $T_s=18\,000^\circ\text{K}$, $P_s=1.0$ и 0.1 атм, $f_w=0.1$; 7, 8 — $T_s=12\,000^\circ\text{K}$, $P_s=1.0$ и 0.1 атм, $f_w=0.1$; 9 — $T_s=14\,000^\circ\text{K}$, $P_s=10$ атм, $f_w=0.1$.

Как видно, у всех приведенных кривых имеются характерные экстремумы. Обращает на себя внимание тот факт, что увеличение давления приводит к смещению α_{\min} в область меньших радиусов, причем величина смещения примерно обратно пропорциональна изменению давления. Из изложенного выше ясно, что положение α_{\min} определяется в основном спектральным коэффициентом экранировки в ультрафиолете. С другой



Фиг. 3



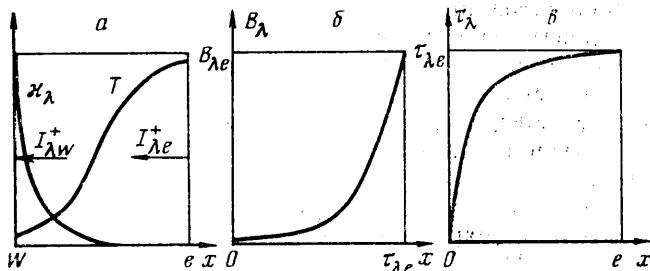
Фиг. 4

стороны, известно, что у большинства веществ сечения поглощения в этой части спектра слабо зависят от температуры и примерно равны 10^{-17} см². Поэтому оптическая толщина ударного слоя практически линейно зависит от давления и радиуса затупления, и, следовательно, $R(\alpha_{\min}) \sim P_s^{-1}$. Вариации T_s или же вдува f_w не приводят к изменению положения α_{\min} , но сильно влияют на ее величину. Это связано с тем, что увеличение вдува приводит к росту оптической толщины пограничного слоя, уменьшая абсолютную величину α .

Таким образом, можно ожидать, что зависимости коэффициента экранировки α от произведения $P_s R$ для фиксированных температур и вдувов будут иметь универсальный характер. Действительно, как видно из фиг. 4, для значений $P_s R \leq 1$ величины $\alpha(P_s R)$ практически совпадают. На фиг. 4 построены зависимости $\alpha(P_s R)$ для фиксированных температур и вдувов: 1, 2 — $T_s=14\,000^\circ\text{K}$, $f_w=0.1$ и 0; 3 — $T_s=18\,000^\circ\text{K}$, $f_w=0.1$; 4 — $T_s=12\,000^\circ\text{K}$, $f_w=0.1$. Условные обозначения следующие: 5, 6, 7 — $T_s=14\,000^\circ\text{K}$, $P=0.1, 1.0$ и 10 атм соответственно; 8, 9 — $T_s=18\,000^\circ\text{K}$, $P_s=0.1$ и 1.0 атм; 10, 11 — $T_s=12\,000^\circ\text{K}$, $P_s=0.1, 1.0$ атм. Поскольку положение α_{\max} определяется поведением спектрального коэффициента экранировки в видимой части спектра, где зависимость коэффициента поглощения от температуры и длины волны имеет существенно нерегулярный характер, то при достаточно больших оптических толщинах такого подобию нельзя ожидать. И действительно, при $P_s R > 1$ кривые $\alpha(P_s R)$ ветвятся и для различных давлений ведут себя по-разному.

Таким образом, поведение коэффициента экранировки α можно охарактеризовать некоторым параметром подобия $P_s R$, определяющим оптическую толщину ударного слоя.

2. Систематические исследования радиационного теплообмена в ударном слое около лобовой поверхности разрушающегося тела [3, 4] позволяют сделать некоторые выводы о характере поглощения лучистого потока слоем вдуваемых паров. Так, например, стало ясно, что в области вакуумного ультрафиолета (приблизительно до 0.1 мкм) вне зависимости от химического состава паров излучение практически полностью поглощается. Это связано с тем, что сечения фотоионизации, а именно этот процесс является определяющим в этой части спектра, у атомов и молекул приблизительно одинаковые и равны $\sim 10^{-17}$ см². В то же время область от 0.5 до 1.0 мкм практически прозрачна для излучения. Более того, в этой



Фиг. 5

области спектра оптические толщины пограничного слоя обычно меньше единицы, и поэтому происходит усиление лучистого потока, проходящего через слой паров [4]. Надо отметить, что количество лучистой энергии, падающей на стенку в этом спектральном интервале возрастает с ростом вдува и может достигать 60% q_{RW}^+ .

В связи со сказанным выше становится ясно, что, для того чтобы увеличить эффективность экранировки слоем продуктов абляции, необходимо добавить в теплозащитное покрытие вещество с большим сечением поглощения в области 0.5–1.0 мкм. Этого, однако, недостаточно. Необходимо также, чтобы профиль коэффициента поглощения $\kappa_\lambda(x)$ (где x — нормальная координата) имел вблизи стенки вид, изображенный на фиг. 5, а. Это можно обосновать следующим образом: с одной стороны, при таком распределении $\kappa_\lambda(x)$ поглощение излучения будет происходить в наиболее низкотемпературном слое, собственное излучение которого минимально, так как функция Планка внутри этого слоя слабо отличается от $B_{\lambda W}$. С другой стороны, этот профиль обеспечивает экранировку излучения, падающего на пограничный слой. Покажем это, сформулировав критерий, при выполнении которого в слое паров будет происходить поглощение излучения. Рассмотрим неизотермический плоский слой, на одну из границ которого падает излучение с интенсивностью $I_{\lambda e}^+$ (фиг. 5, а). Тогда легко получить

$$(2.1) \quad I_{\lambda W}^+ - I_{\lambda e}^+ = \Delta I_\lambda^+ = \int_W^e (B_\lambda - I_{\lambda e}^+) e^{-\tau_\lambda} d\tau_\lambda$$

$$\tau_\lambda = \cos^{-1} \theta \int_0^x \kappa_\lambda dx'$$

Из (2.1) ясно, что если $I_{\lambda e^+} < B_{\lambda w}$, то $\Delta I_{\lambda^+} > 0$ и, следовательно, происходит усиление излучения; если $I_{\lambda e^+} > B_{\lambda e}$, то $\Delta I_{\lambda^+} < 0$ и, следовательно, излучение поглощается; если $B_{\lambda w} < I_{\lambda e^+} < B_{\lambda e}$, то может происходить как усиление, так и ослабление излучения. Чтобы в этом, наиболее типичном случае происходило поглощение излучения, необходимо обеспечить внутри

слоя паров такой профиль $\tau_{\lambda}(x)$, чтобы $\int_w^0 B_{\lambda} e^{-\tau_{\lambda}} d\tau_{\lambda}$ был минимален, что будет иметь место, если зависимость $B_{\lambda}(\tau_{\lambda})$ имеет вид фиг. 5, б. Очевидно, что для этого необходимо, чтобы функция $\tau_{\lambda}(x)$ вела себя, как показано на фиг. 5, в. Именно такое поведение $\tau_{\lambda}(x)$ и обеспечивает распределение $\kappa_{\lambda}(x)$, изображенное на фиг. 5, а. Коэффициент поглощения равен произведению сечения поглощения на число частиц: $\kappa_{\lambda} = \sigma_{\lambda} N$.

Поскольку зависимость сечения от температуры значительно более слабая, чем от концентрации частиц, то профиль $\kappa_{\lambda}(x)$ определяется профилем $N(x)$. Следовательно, искомое вещество должно быстро распадаться с увеличением температуры. Ясно, что этому условию удовлетворяют многоатомные молекулы. Таким образом, необходимо найти двух-, трехатомную молекулу, обладающую большим сечением поглощения в области 0.5–1.0 мкм. Сечение поглощения электронной полосы можно оценить по формуле [5]

$$(2.2) \quad \sigma_{\lambda} = \frac{\pi e^2}{mc} f \frac{h}{kT} \exp\left(-\frac{E_0 - h\nu}{kT}\right)$$

Оценим силу осциллятора электронного перехода. Примем, что в материале обмазки концентрация молекулы порядка 5%, характерная температура стенки 4000° К, а геометрическая толщина низкотемпературного слоя 0.01 см. Для уменьшения внешнего потока $q_{\lambda e^+}$ на порядок необходимо, чтобы τ_{λ} была порядка 3. Тогда

$$f \approx \frac{\sigma_{\lambda} T}{1.274 \cdot 10^{-12}} = \frac{4000^{\circ} \text{ К}}{1.274 \cdot 10^{-12}} \frac{3}{0.01} \frac{1}{0.05 \cdot 2.015 \cdot 10^{18}} \approx 9.35$$

$$\sigma_{\lambda} = \frac{\kappa_{\lambda}}{N} = \frac{\tau_{\lambda}}{\Delta x N}$$

Таким образом, сила осциллятора гипотетической молекулы должна быть порядка 10.

К сожалению, данные по молекулярным полосам трехатомных молекул чрезвычайно скудны. Несколько лучше дело обстоит с двухатомными молекулами. В частности, в [6] содержится большое число данных по спектрам двухатомных молекул. С помощью [6] можно подобрать десятка два молекул, имеющих электронные полосы в нужном диапазоне длин волн, однако почти нет данных осцилляторов этих молекул [7].

Поскольку характерные величины сил осцилляторов по имеющимся данным [7] порядка 10^{-2} , полученный результат можно скорее рассматривать как указание на невозможность обеспечить эффективную экранировку длинноволнового излучения малыми добавками в вещество обмазки.

Поэтому в настоящее время можно лишь констатировать, что необходимы дополнительные теоретические и экспериментальные исследования спектроскопических свойств двух- и трехатомных молекул с целью поиска такой, которая удовлетворила бы сформулированным выше требованиям.

Авторы выражают благодарность А. Б. Карасеву за советы и обсуждение.

Поступила 1 VIII 1977

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. Мирский В. Н., Стулов В. П. Лучистый теплообмен головной части тела при интенсивном испарении. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 2.
3. Карасев А. Б., Кондранин Т. В. Лучистый теплообмен в окрестности критической точки при наличии вдува в пограничный слой продуктов уноса массы. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 5.
4. Карасев А. Б., Кондранин Т. В., Кузьминский И. Н. Некоторые особенности радиационного теплообмена в химически равновесном пограничном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 4.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
6. Spectroscopic data relative to diatomic molecules. Oxford, Pergamon Press., 1970.
7. Кузнецова Л. А., Кузьменко Н. Е., Кузяков Ю. Я., Пластинин Ю. А. Вероятности оптических переходов электронно-колебательно-вращательных спектров двухатомных молекул. Усп. физ. н., 1974, т. 113, вып. 2.