

## О ВЛИЯНИИ НЕРАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ РАЗРЕЖЕННЫМ ГАЗОМ

Г. Н. ЗАЛОГИН

(Москва)

Проводится исследование гиперзвукового неравновесного течения разреженного газа в окрестности критической линии тока перед затупленным телом с учетом неравновесного излучения, обусловленного электронным возбуждением, для воздуха и углекислого газа. Рассмотрение проводится на основании численного решения уравнений Навье – Стокса, упрощенных в предположении локальной автомодельности течения, с учетом структуры ударной волны. Показано, что при малых плотностях, когда толщины ударной волны и ударного слоя одного порядка, при наличии излучения двухслойная модель Ченга становится неприменимой. В этом случае определяющим процессом является диффузия электронно-возбужденных молекул из ударного слоя в переднюю часть фронта ударной волны. Обсуждается механизм образования второго «плато светящегося фронта» на диаграмме интенсивность неравновесного излучения – плотность. Рассматривается совместное влияние предела по столкновениям и процессов диффузионного переноса на интенсивность излучения молекулярных полос.

1. При полете затупленного тела со скоростями порядка второй космической и выше излучение сильно нагретого в ударном слое газа оказывает значительное влияние не только на теплообмен, но и на структуру ударного слоя в целом. Обычно полагают, что ударная волна и релаксационная зона за ней значительно тоньше, чем ударный слой. При этом релаксационные процессы не рассматриваются, а коэффициенты поглощения, а также термодинамические и переносные свойства газовой смеси рассчитываются по равновесному составу и равновесной поступательной температуре (см. библиографию к [1]).

В случае низких плотностей ( $H \geq 70$  км над поверхностью Земли) релаксационная зона может занимать большую часть ударного слоя. Влияние процессов диффузионного переноса также с некоторого момента будет сказываться во всем ударном слое. На таких режимах течения основной вклад в радиационный тепловой поток будет давать излучение из зоны с неравновесными параметрами, или, как его обычно называют, неравновесное излучение.

Как правило, расчеты и оценки неравновесного излучения проводятся на основании рассмотрения релаксационной зоны за прямым скачком уплотнения в идеальном газе [2]. При этом полагают, что за скачком уплотнения возбуждены поступательные и вращательные степени свободы молекул, а все остальные величины, такие как колебательная энергия молекул, концентрация компонент и пр., считаются замороженными при переходе через скачок уплотнения.

В вязком ударном слое процессы переноса могут играть определяющую роль. При этом для определения интенсивности неравновесного излучения какой-либо системы молекулярных полос необходимо решать уравнения релаксации с учетом диффузии

$$(1.1) \quad v \frac{dE}{dy} = \frac{E_s - E}{\tau_c} - \frac{E}{\tau_r} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{dy} \frac{\mu}{Sc} \frac{dE}{dy}$$

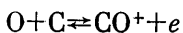
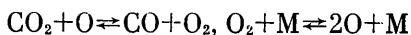
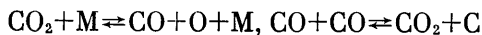
Здесь  $E_c$  и  $E$  — локально-равновесное и неравновесное значения интенсивности излучения,  $\tau_c$  и  $\tau_r$  — характерное время процесса безызлучательной дезактивации и радиационное время жизни электронно-возбужденного состояния соответственно,  $Sc$  — число Шмидта для диффузии электронно-возбужденных молекул,  $v$  — скорость,  $\rho$  — плотность,  $\mu$  — вязкость смеси.

При отсутствии вязкости уравнение (1.1) переходит в уравнение, рассмотренное в [3].

Аналогичное уравнение без второго члена справа и при замене  $\tau_c$  на  $\tau_r$  имеет место и для релаксации колебательной энергии при наличии вязкости.

2. Для выяснения влияния процессов диффузионного переноса на неравновесные характеристики ударного слоя были проведены численные расчеты обтекания затупленного тела в окрестности критической линии тока в рамках газодинамической модели, учитывающей структуру ударной волны, для воздуха и углекислого газа. Использовались уравнения Навье — Стокса, упрощенные в предположении локальной автомодельности течения (такие, как, например, в [4]). Для определения энергии колебаний молекул  $O_2$  и  $N_2$  в случае воздуха и молекул  $CO_2$  в случае углекислого газа решалось уравнение типа (1.1) с учетом диффузии. Для релаксации колебательных степеней свободы молекул  $CO_2$  принималась упрощенная модель [5].

Для воздуха использовалась общепринятая система шести химических реакций и трех реакций ионизации. В случае углекислого газа учитывались следующие семь реакций:



Константы скоростей реакций заимствованы из литературных данных [6, 7].

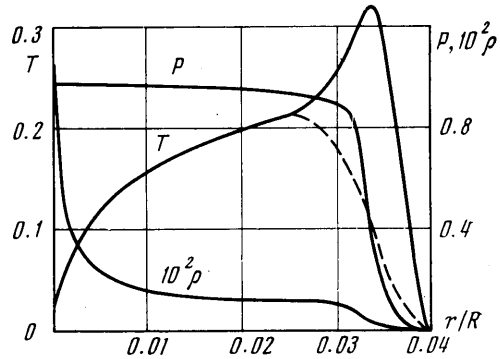
При расчете интенсивности неравновесного излучения была принята простейшая двухуровневая модель. Для воздуха учитывались системы молекулярных полос: первая положительная  $N_2(1+)$  и вторая положительная  $N_2(2+)$ , а для углекислого газа — четвертая положительная система полос окиси углерода  $CO(4+)$ . Значения  $\tau_c$  и  $\tau_r$  для воздуха заимствованы из [8–10], а для системы полос  $CO(4+)$  величина  $\tau_r$  рассчитывалась по силе осциллятора  $f_e = 0.15$  ( $\tau_r \approx 5 \cdot 10^{-9}$  сек). Для системы полос  $CO(4+)$  значение  $\tau_c$  рассчитывалось по газокинетическому сечению столкновения  $\sigma = 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Следует отметить, что в случае малых чисел Рейнольдса течение в ударном слое далеко от равновесия. При этом степень ионизации мала даже для очень больших скоростей полета, так что основным процессом, приводящим к возбуждению электронных уровней молекул, можно считать соударения с тяжелыми частицами.

Все численные расчеты проводились для размеров затупления  $R=1$  м и для холодной стенки  $T_w=1500^\circ$  К. Стенка считалась некаталитической для рекомбинации нейтральных компонент и идеально каталитической по отношению к рекомбинации заряженных частиц. Для воздуха расчеты проводились для скорости набегающего потока  $V_\infty=11, 13$  и  $15$  км/сек, для углекислого газа  $V_\infty=6$  км/сек ( $M_\infty \approx 27$ ). В первом случае были приняты следующие значения для плотности набегающего потока:  $3.47 \cdot 10^{-9}$ ,

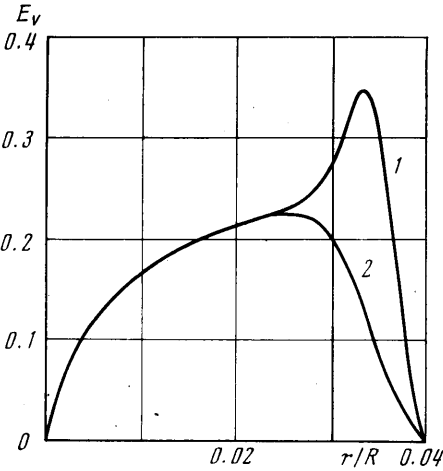
$1.41 \cdot 10^{-9}$ ,  $5.39 \cdot 10^{-10}$ ,  $2.29 \cdot 10^{-10}$  г/см<sup>3</sup>, что соответствует  $H \geq 90$  км над уровнем моря, а во втором случае —  $2.29 \cdot 10^{-8}$ ,  $5.56 \cdot 10^{-9}$ ,  $1.38 \cdot 10^{-9}$  г/см<sup>3</sup>. Коэффициент вязкости для воздуха рассчитывался по формуле Манна, а коэффициент диффузии — по формуле Уилке. Для углекислого газа принималось  $\mu \sim T^{0.625}$ , числа Шмидта считались постоянными и равными  $Sc=0.5$  для нейтральных компонент и  $Sc_a=0.25$  (по амбиполярному коэффициенту диффузии) для ионов [11].

Поскольку в углекислом газе на колебательные степени свободы приходится более половины внутренней энергии, влияние процессов переноса на релаксацию колебаний выражено более отчетливо, чем в воздухе.

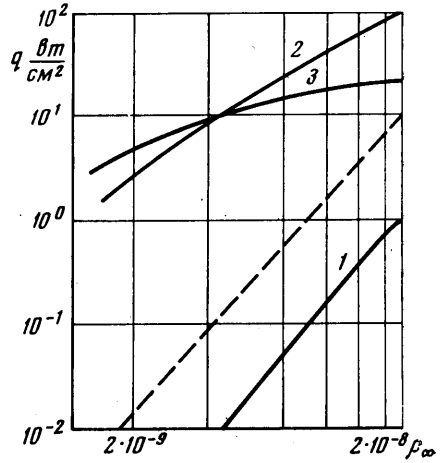
На фиг. 1 приведены профили безразмерных значений плотности  $\rho = \rho_1 / \rho_\infty$ , давления  $P = P_1 / \rho_\infty V_\infty^2$  и поступательной температуры  $T = T_1 / M_\infty^2 (\gamma - 1) T_\infty$  для  $Re_\infty = 11\,000$  при обтекании сферы радиусом  $R = 1$  м углекислым газом, а на фиг. 2 — профили равновесной (кривая 1) и нерав-



Фиг. 1



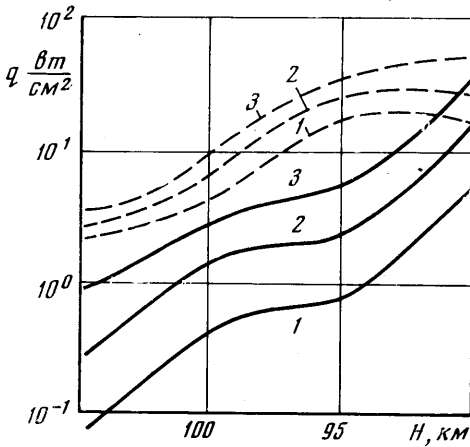
Фиг. 2



Фиг. 3

новесной (кривая 2) энергий колебаний молекул  $CO_2$  (энергия колебаний  $E_v$  в расчете на 1 г компоненты  $CO_2$ , отнесенная к  $V_\infty^2$ ). Видно, что в точке с максимальной температурой колебания оказываются в значительной степени возбужденными. Это объясняется диффузией колебательно-возбужденных молекул из ударного слоя в зону вязкого скачка уплотнения, так как непосредственное возбуждение колебаний во фронте ударной волны не может быть столь значительным из-за конечного времени релаксации. Пунктиром на фиг. 1 приведена кривая поступательной температуры, полученная в предположении, что колебательная энергия равновесна всюду.

Максимальная поступательная температура, полученная в процессе решения, значительно ( $\sim 35\%$ ) меньше, чем рассчитанная по соотношениям Ренкина — Гюгионо. В этом случае применение схемы вязкого ударного слоя с тонкой ударной волной и граничным условием  $E_0=0$  на ней может



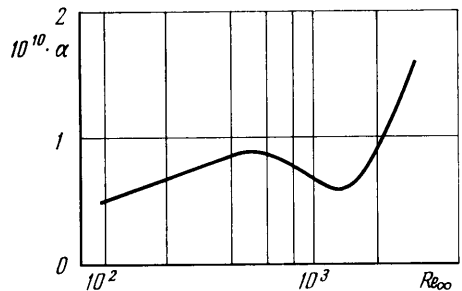
Фиг. 4

деактивации и максимальной плотности предел по столкновениям уменьшает величину теплового потока на два порядка, а при меньшей плотности еще значительно. При увеличении или уменьшении сечения деактивации тепловой поток изменяется в соответствующее число раз (пунктир,  $\sigma=10^{-14}$  см<sup>2</sup>). Здесь же приведены значения конвективных тепловых потоков (кривая 3). Значения радиационных (сплошные) и конвективных (пунктир) тепловых потоков, рассчитанные для воздуха при  $V_\infty=11, 13$  и  $15$  км/сек (кривые 1, 2 и 3), приведены на фиг. 4. Следует отметить, что полученные в работе [8] значения радиационных потоков за счет первой и второй положительных систем полос молекулярного азота являются сильно завышенными из-за неправильного выбора значений радиационных времен жизни  $\tau_r$ .

Известно, что с увеличением разреженности ( $Re_\infty \ll 10^3$ ) размеры возмущенной зоны перед затупленным телом значительно увеличиваются. При рассмотрении какого-либо неравновесного процесса в ударном слое, приводящего к образованию атомов, возбужденных молекул, электронов и т. д., уменьшение плотности компенсируется возрастанием числа столкновений за счет утолщения ударного слоя. Это приводит к образованию второго плато на кривой зависимости интенсивности неравновесного излучения от плотности (от числа Рейнольдса). В отличие от плато светящегося фронта [13], которое имеет место на высоте  $H \sim 50$  км над поверхностью Земли и обусловлено тем, что интегральная интенсивность неравновесного излучения не зависит от плотности, второе плато образуется на высоте  $H \sim 95$  км и связано с газодинамическими особенностями течения разреженного газа.

привести к значительной погрешности в определении параметров ударного слоя, включая и невязкую часть [12]. При меньших числах Рейнольдса равновесие по колебательным степеням свободы в ударном слое не достигается.

На фиг. 3 приведены значения тепловых потоков, рассчитанные по неравновесной интенсивности излучения (кривая 1) и по локально-равновесной интенсивности (кривая 2) при обтекании затупленного тела углекислым газом для различных плотностей. Сравнение кривых показывает, что при выбранном значении сечения



Фиг. 5

Аналогичный характер имеют кривые зависимости от плотности любых неравновесных характеристик в ударном слое, подчиняющихся закону бинарного подобия, таких как максимальное число атомов или электронов, поскольку параметр бинарного подобия  $\alpha = \delta_T \rho_\infty$  ( $\delta_T$  — отход ударной волны, рассчитанный по максимуму температуры) меняется немонотонно с изменением плотности (фиг. 5).

Незавершенность процесса релаксации колебательных степеней свободы может сильно влиять на диссоциацию [14]. Поскольку при обтекании затупленных тел разреженным газом неравновесное излучение определяется в основном молекулярными полосами, интересно рассмотреть влияние колебательно-диссоциационного взаимодействия на неравновесное излучение. Такие расчеты были проведены для случая течения в окрестности критической линии тока азота со скоростью  $V_\infty = 7.5$  км/сек. Учитывалось неравновесное возбуждение электронного состояния  $b'^1\Sigma$ , отвечающего за излучение системы полос Берджа — Гопфильда. За неимением данных по сечениям возбуждения уровня  $b'^1\Sigma$  было использовано сечение возбуждения уровня  $B^2\Sigma^+$  молекулы  $N_2$  [15] и время жизни из [16]. Модель колебательно-диссоциационного взаимодействия целиком заимствована из [14].

Проведенные численные расчеты с учетом и без учета процесса колебательно-диссоциационного взаимодействия показывают, что возрастание температуры и увеличение концентрации молекул, вызванные задержкой диссоциации, ведут к очень сильному возрастанию интенсивности неравновесного излучения рассматриваемой системы полос. Так, при числе  $Re_\infty = 5000$  максимальные значения интенсивности неравновесного излучения для двух разбираемых случаев отличаются почти на два порядка. Во столько же раз отличаются и потоки энергии, обусловленные излучением рассматриваемой системы полос. В случае умеренных скоростей набегающего потока они незначительны по абсолютной величине ( $E_{\max} = 6 \cdot 10^{-2}$  вт/см<sup>3</sup> при расчетах с неравновесной константой диссоциации  $K_d(T, T_v)$ ), однако при увеличении скорости могут сильно возрастать.

3. В случае применения к решению задачи обтекания затупленного тела разреженным газом двухслойной модели Ченга [17] граничные условия на внешней границе ударного слоя получаются путем однократного интегрирования исходных уравнений в пренебрежении растеканием в зоне вязкого скачка уплотнения. При учете излучения такая процедура дает для уравнения энергии при числе Льюиса  $Le = 1$  и числе Прандтля  $Pr = 0.75$  соотношение

$$(3.1) \quad \rho v (H_s - H_\infty) = \frac{\mu_s}{Pr} \frac{dH}{dy} \Big|_s + \int_s^\infty q_r dy$$

где  $H$  — полная энтальпия,  $q_r$  — член, определяющий потери на излучение, буквой  $s$  обозначена условная граница ударного слоя, которая определяется в процессе решения.

Выражение (3.1) нельзя использовать в качестве граничного условия, поскольку величину  $q_r$  можно определить только в результате решения задачи. Как показано в [18], излучение в рамках двухслойной модели может быть учтено путем итераций. Когда интенсивность излучения мала, т. е. излучение не влияет на газодинамические параметры, интегралом в правой части (3.1) можно пренебречь, однако и в этом случае остаются трудности того же характера, только уже при интегрировании уравнения для интенсивности излучения (1.1). Проинтегрировав уравнение (1.1) указанным способом и предположив по аналогии с химическими источниками в уравнениях для концентраций компонентов, что в зоне

вязкого скачка уплотнения не происходит возбуждения, получим

$$(3.2) \quad \rho v E_s = - \int_{-\infty}^{\cdot} \rho \frac{E}{\tau_r} dy + \left. \frac{\mu_s}{Sc} \frac{dE}{dy} \right|_s$$

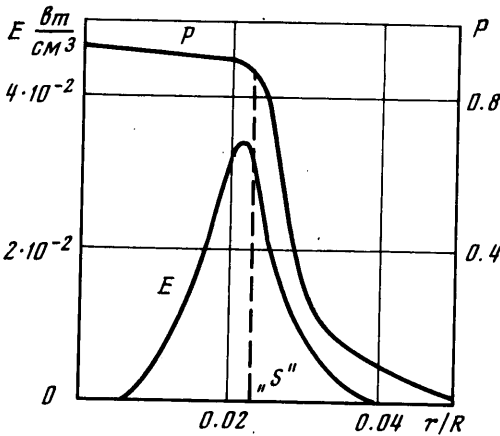
Полученное выражение, так же как и (3.1), не может быть использовано в качестве граничного условия, поскольку значение интеграла в правой части не может быть определено заранее. Пренебречь им в общем случае также нельзя, поскольку он по порядку величины равен

$$(3.3) \quad (\rho_{\infty} V_{\infty} E_s)^{-1} \int_{-\infty}^{\cdot} \rho (E/\tau_r) dy \sim \frac{\delta_s}{V_{\infty}} \frac{1}{\tau_r}$$

Здесь  $\delta_s/V_{\infty}$  — характерное время прохождения газом скачка уплотнения, равное по порядку величины времени между столкновениями  $\tau_c$ .

При этом критерием возможности пренебрежения интегралом в выражении (3.2), а вместе с тем и критерием применимости модели Ченга будет условие  $\tau_c/\tau_r \ll 1$ , которое совпадает с условием отсутствия предела по столкновениям (при сечении дезактивации, равном газокинетическому).

Об относительной величине энергии, излучаемой фронтом ударной волны, можно судить по результатам, которые иллюстрирует фиг. 6, где приведены профили интенсивности неравновесного излучения системы полос  $\text{CO}(4+)$  и давления поперек ударного слоя. Величина энергии, соответствующая площади, ограниченной кривой  $E$  и вертикалью, высвечивается из области вязкого скачка уплотнения. В данном случае



Фиг. 6

( $Re_{\infty} = 2600$ ,  $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$ ) она составляет  $\sim 40\%$  полной потери энергии на излучение. С увеличением числа Рейнольдса (за счет плотности или характерного размера) или уменьшением величины сечения  $\sigma$  эта величина уменьшается из-за уменьшения толщины ударной волны ( $\delta_s \sim Re^{-1}$ ), или из-за увеличения характерного времени  $\tau_c$ . Наличие в области перехода через скачок уплотнения заметного количества возбужденных молекул может быть связано только с процессами диффузионного переноса.

На основании вышеизложенного можно заключить, что радиационные тепловые потоки, обусловленные неравновесным излучением в случае обтекания затупленных тел воздухом, не превышают конвективных вплоть до очень больших скоростей полета. В случае углекислого газа при скорости  $6 \text{ км/сек}$  и плотности, соответствующей  $80 \text{ км}$  над Землей, радиационные тепловые потоки, обусловленные неравновесным излучением четвертой положительной системой полос окиси углерода, значительно меньше конвективных. На меньших высотах они могут сближаться, однако при этом нарушается предположение о малости оптической толщины слоя.

Для более детального исследования неравновесного излучения в различных смесях необходима разработка моделей возбуждения электронных

состояний молекул и определение констант скоростей (сечений) возбуждения, которые в настоящее время весьма ограничены.

Автор благодарит В. В. Лунева за обсуждение и замечания при выполнении работы.

Поступила 8 VI 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О. М., Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков В. Н., Фомин В. Н. Обтекание и нагрев затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом переноса излучения. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 3.
2. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х., Якубов И. Т. Релаксация и неравновесное излучение за ударными волнами в воздухе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 4.
3. Тур Т., Георгиев С., Аллен Р. Неравновесное излучение от фронта ударной волны. В сб. «Исследование гиперзвуковых течений», М., «Мир», 1964.
4. Dellinger T. C. Computation of nonequilibrium merged stagnation shock layers by successive accelerated replacement. AIAA paper, 1969, No. 655.
5. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the CO<sub>2</sub> - N<sub>2</sub> laser system. Rev. Mod. Phys., 1969, vol. 41, No. 1.
6. Кондратьев В. Н. Константы скорости газофазных реакций. М., «Наука», 1970.
7. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М. «Машиностроение», 1972.
8. Schneider W. Effect of radiation on hypersonic stagnation flow at low density. Z. Flugwiss., 1970, Bd 18, Nr 2/3.
9. Jeunehomme M. Transition moment of the first positive band system of nitrogen. J. Chem. Phys., 1966, vol. 45, No. 5.
10. Bennett R. G., Dably F. W. Experiment determination of the oscillator strength of the first negative bands of N<sub>2</sub><sup>+</sup>. J. Chem. Phys., 1959, vol. 31, No. 2.
11. Allis W. P. Motions of ions and electrons. In: Handbuch der Physik, vol. 21. Berlin, Springer-Verlag, 1956.
12. Залогин Г. Н., Лунев В. В. О модели вязкого неравновесного ударного слоя с тонкой ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 5.
13. Sam J. C., Kivel B., Taylor R. L., Teare J. D. Absolute intensity of non-equilibrium radiation in air and stagnation heating at high altitudes. J. Quant. Spectroscop. and Radiat. Trans., 1961, vol. 1, No. 1.
14. Ялович М. С., Лосев С. А. Кинетика колебательного возбуждения и диссоциации молекулярного азота при высоких температурах. Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1972, № 18.
15. Flatau R. C., Appleton J. P. Excitation mechanisms of the nitrogen first - positive and first negative radiation at high temperature. J. Chem. Phys., 1972, vol. 56, No. 3.
16. Hesser J. E., Dressler K. Radiative lifetimes of ultraviolet molecular transitions. J. Chem. Phys., 1966, vol. 45, No. 8.
17. Cheng H. K. The blunt-body problem in hypersonic flow of low Reynolds number. Inst. Aerospace Sci., 1963, Paper, No. 92.
18. Liu J. T. C., Sogame E. Radiative transfer in the low Reynolds number, blunt-body stagnation region at hypersonic speeds. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 7.