

КОЛЕБАТЕЛЬНО-ДИССОЦИАЦИОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ АЗОТА  
В ГИПЕРЗВУКОВОМ УДАРНОМ СЛОЕ ПРИ УМЕРЕННЫХ  
ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Г. Н. ЗАЛОГИН

(Москва)

На основании численного решения упрощенных уравнений Навье — Стокса исследуется одновременное протекание релаксации колебательных степеней свободы молекул, диссоциации и ионизации в ударном слое при гиперзвуковом обтекании затупленного тела азотом в окрестности критической линии тока. Рассмотрение проводится на основании газодинамической модели, учитывающей структуру вязкого скачка уплотнения, что позволяет исследовать влияние неравновесных процессов в окрестности ударной волны.

Исследуется влияние процесса колебательно-диссоциационного взаимодействия на структуру ударного слоя, величины удельных тепловых потоков в стенку и распределение концентраций электронов в ударном слое. Показано, что при гиперзвуковых скоростях полета этот процесс оказывает максимальное влияние на структуру ударного слоя на режимах, соответствующих умеренным числам Рейнольдса, когда существенную роль играют эффекты переноса.

Исследованию совместного протекания процессов диссоциации и релаксации колебательных степеней свободы посвящен ряд работ (см. библиографию в [1]), причем, как правило, изучались течения в релаксационной зоне за прямым скачком уплотнения. В [2, 3] рассматривалась задача внешнего невязкого обтекания затупленного тела с учетом неравновесного возбуждения колебательных степеней свободы, а в [4] решалась задача о течении вязкого газа в окрестности критической линии тока для ударного слоя с тонкой ударной волной. В [5] проведено исследование влияния процесса колебательно-диссоциационного взаимодействия на интенсивность неравновесного излучения систем молекулярных полос.

1. Рассмотрим влияние процесса колебательно-диссоциационного взаимодействия на течение в окрестности критической линии тока диссоциирующего и частично ионизованного азота на режимах течения, соответствующих полностью слившемуся слою, когда между волной и поверхностью тела отсутствует область невязкого течения. В этом случае в ударном слое не успевает устанавливаться термодинамическое равновесие и процесс колебательно-диссоциационного взаимодействия выражен наиболее отчетливо.

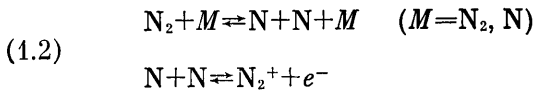
На таких режимах течения толщины ударной волны и ударного слоя могут быть одного порядка, так что модели течения, основанные на приближении вязкого ударного слоя с тонкой ударной волной, или двухслойная модель Ченга, могут давать значительную погрешность. В данной работе решение ищется во всей возмущенной области, включая структуру вязкого скачка уплотнения. Использовались уравнения, аналогичные уравнениям, приведенным в [6], с добавлением уравнения для релаксации средней колебательной энергии, выписанного ниже.

После некоторых упрощений уравнение релаксации средней энергии колебаний с учетом диффузии колебательно-возбужденных молекул может быть записано в виде

$$(1.1) \quad \rho V \frac{dE}{dr} = \frac{d}{dr} \left( \frac{\mu}{Sc} \frac{dE}{dr} \right) + \rho \frac{E_e - E}{\tau}$$

Здесь  $E$  — средняя энергия колебаний,  $E_e$  — локально-равновесное значение колебательной энергии,  $\tau$  — время релаксации,  $Sc$  — число Шмидта для диффузии колебательно-возбужденных молекул,  $r$  — расстояние от поверхности тела. Остальные обозначения общеприняты. В такой постановке не учитывается влияние диссоциации на релаксацию колебаний.

В данном исследовании константы скоростей реакции диссоциации, а также времена релаксации колебаний заимствованы из [7]. Газ в ударном слое считается состоящим из четырех компонент:  $N_2$ ,  $N$ ,  $N_2^+$  и  $e^-$ , между которыми протекают две реакции



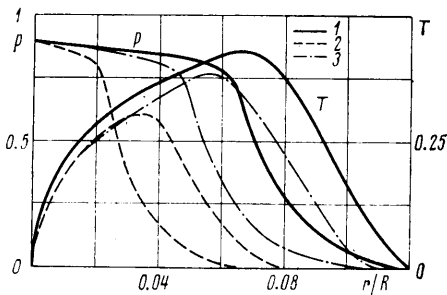
Константа скорости ионизации заимствована из [8]. Числа Шмидта принимались постоянными и равными: для нейтральных компонент и колебательно-возбужденных молекул  $Sc = 0.5$ , для амбиполярной диффузии ионов и электронов  $Sc_a = 0.25$ . Для изменения вязкости от температуры принимался закон  $\mu \sim T^{0.625}$ .

2. Численные расчеты проводились для скорости набегающего потока  $V_\infty = 7500$  м/сек, радиуса затупления 1 м, а величина плотности варьировалась так, что числа Рейнольдса, сосчитанные по параметрам набегающего потока ( $Re_\infty = \rho_\infty V_\infty R / \mu_\infty$ ), пробегали ряд значений: 320, 850, 2000, 5000, 12 000. Стенка считалась холодной ( $T_w = 1500^\circ K$ ). На стенке принимались условия: для энергии колебаний  $E|_w = E_e(T_w)$ , для массовой концентрации атомов  $C_w = 0$  или  $dC/dr|_w = 0$ , для концентраций ионов и электронов  $C_i|_w = C_e|_w = 0$ .

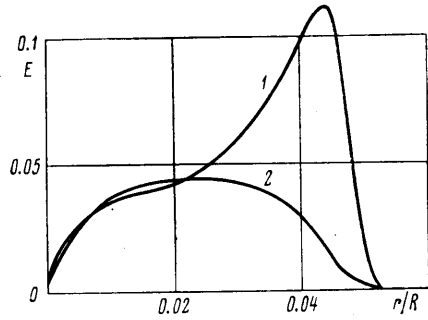
Для выяснения влияния неравновесности колебаний на процесс диссоциации, а также для определения границ режимов, когда это влияние следует учитывать, расчеты проводились как для неравновесной константы скорости диссоциации  $K_g(T, T_v)$ , так и для равновесной  $K_g(T)$ . Задержка диссоциации, связанная с отсутствием равновесия по колебательным степеням свободы, приводит к значительному утолщению ударного слоя из-за увеличения температуры и уменьшения плотности.

Для иллюстрации этого факта на фиг. 1 приведены профили безразмерных значений поступательной температуры ( $T = T_1 / M^2 (\gamma - 1) T_\infty$ ) и давления  $p = p_1 / \rho_\infty V_\infty^2$  для числа  $Re_\infty = 2000$ , равновесной константы скорости диссоциации  $K_g(T)$  (линии 1), неравновесной  $K_g(T, T_v)$  (линии 2) и константы скорости  $K_g^* = 8.3 \cdot 10^{-6} T^{-0.5} \exp(113\,200 T^{-1})$  см<sup>3</sup>/сек, рекомендованной американскими авторами на основании обработки экспериментальных данных (линии 3). Сравнение кривых, приведенных на фиг. 1, позволяет сделать вывод, что учет процесса колебательно-диссоциационного взаимодействия приводит к значительному возрастанию температуры и толщины ударного слоя, связанному с уменьшением степени диссоциации.

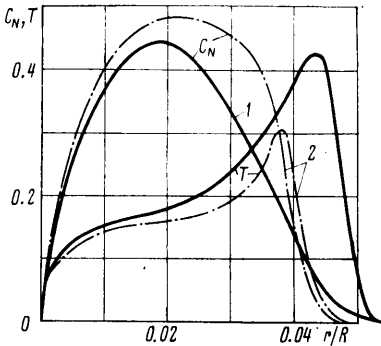
На фиг. 2 показаны профили локально-равновесной (кривая 1) и неравновесной (кривая 2) энергии колебаний молекул  $N_2$  поперек ударного слоя для числа  $Re_\infty = 12\,500$  (энергия колебаний  $E$  в расчете на 1 г компоненты  $N_2$ , отнесенная к  $V_\infty^2$ ). Видно, что колебания приходят в равновесие в середине ударного слоя. В точке с максимальной температурой неравновесная энергия колебаний имеет значение, составляющее ~40% ее максимальной величины. Это говорит о большой роли диффузии вблизи фронта ударной волны, поскольку возбуждение колебаний во фронте вязкого скачка уплотнения не может быть столь значительным из-за конечного времени релаксации.



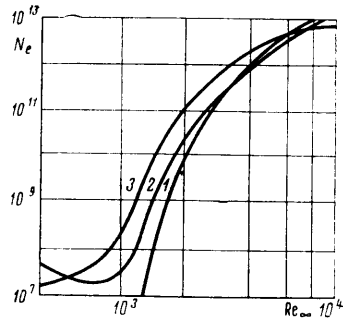
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



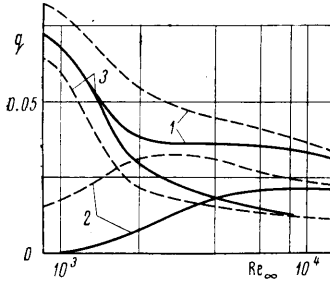
Фиг. 4

При числах  $Re_\infty \leq 5000$  колебания в ударном слое полностью неравновесны. На фиг. 3 приведены профили поступательной температуры и концентрации атомов азота в ударном слое для числа  $Re_\infty = 12\,500$ . Основной отличительной чертой профилей концентраций является значительно меньший градиент в области, прилежащей к фронту ударной волны, для случая неравновесной константы скорости (кривая 1), а также меньшее значение величины концентрации в точке с максимальной температурой.

На фиг. 4 приведены профили максимальных концентраций электронов в ударном слое в зависимости от числа Рейнольдса для расчетов с тремя различными константами скорости диссоциации. Уровень концентраций электронов при расчете с неравновесной константой скорости (кривая 1) значительно ниже, чем с равновесной (кривая 2). Это объясняется тем, что основным механизмом ионизации является ассоциативная ионизация и задержка диссоциации, вызванная отсутствием равновесия по колебательным степеням свободы, приводит к уменьшению концентрации атомов и вместе с этим к уменьшению скорости ионизации. Как показано в [9], при числах  $Re_\infty \leq 3 \cdot 10^3$  и скоростях  $V_\infty \sim 7$  км/сек для правильного определения электронной концентрации необходимо учитывать ионизацию при непосредственном соударении молекул  $N_2$  и  $O_2$ .

Применение константы скорости диссоциации  $K_g^*$  дает более правильное распределение газодинамических параметров в ударном слое по сравнению с равновесной константой скорости  $K_g(T)$ , однако при этом концентрации электронов (кривая 3) при  $Re_\infty \leq 5 \cdot 10^3$  оказываются сильно завышенными, а при  $Re_\infty \geq 5 \cdot 10^3$  несколько заниженными по сравнению с результатами, полученными с использованием неравновесной константы скорости диссоциации.

Следует отметить также очень сильную зависимость максимального значения плотности электронов в ударном слое от плотности набегающего потока при низких числах Рейнольдса. В диапазоне чисел Рейнольдса  $10^3 \leq Re_\infty \leq 5 \cdot 10^3$ , т. е. на тех режимах, когда в ударном слое не достигается равновесия по колебательным степеням свободы, имеет место приближенная зависимость  $n_e \sim \rho_\infty^7$ .



Фиг. 5

Несмотря на сильное влияние процесса колебательно-диссоциационного взаимодействия на структуру ударного слоя в целом, этот процесс не столь значительно изменяет величину удельных тепловых потоков. Максимальное различие в значениях тепловых потоков  $q = q_1 / \rho_\infty V_\infty^3$  для идеально каталитической стенки не превышает 30% при числе  $Re_\infty = 2000$  (фиг. 5) (сплошные линии — с учетом процесса колебательно-диссоциационного взаимодействия, пунктир — без учета этого процесса). Такое незначительное отличие тепловых потоков обусловлено тем, что при малых числах Рейнольдса диффузионная составляющая теплового потока  $q_g$  (кривые 2) вносит малый вклад в полный тепловой поток из-за малой степени диссоциации в ударном слое ( $Re_\infty \leq 10^3$ ), а при числах  $Re_\infty \geq 5 \cdot 10^3$  вблизи стенки колебания близки к равновесию.

Конвективные составляющие теплового потока  $q_h = -\lambda \partial T / \partial r|_w$  (кривые 3) мало отличаются для двух рассматриваемых случаев, поскольку увеличение степени диссоциации при расчете с равновесной константой скорости ведет к уменьшению температуры и толщины ударного слоя, так что градиент температуры меняется незначительно. В случае некаталитической поверхности различие в тепловых потоках еще меньше из-за отсутствия диффузионной составляющей.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что процесс колебательно-диссоциационного взаимодействия при обтекании затупленных тел азотом может существенно влиять на структуру ударного слоя, на распределение электронных концентраций в ударном слое и в меньшей степени на величину удельных тепловых потоков в стенку. При гиперзвуковых скоростях полета ( $V_\infty \geq 6-7$  км/сек) этот процесс проявляется главным образом на режимах обтекания, соответствующих числам  $Re \leq 10^4$ , когда в ударном слое наряду с неравновесными эффектами необходимо учитывать также и процессы переноса. При больших числах Рейнольдса влияние этого процесса сосредоточено в узкой зоне релаксации колебаний вблизи фронта ударной волны, и он не может существенно влиять на параметры газа в ударном слое.

Автор благодарит В. В. Лунева и В. Г. Воронкина за советы и обсуждения при выполнении этой работы.

Поступила 26 II 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
2. Стулов В. П., Турчак Л. И. Обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха с учетом колебательной релаксации. Изв. АН СССР, МЖТ, 1966, № 5.
3. Лунькин Ю. П., Попов Ф. Д. Влияние колебательно-диссоциационной релаксации на сверхзвуковое обтекание затупленных тел. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, № 4.
4. Ладнова Л. А. Неравновесный вязкий ударный слой на теле с произвольной каталитической активностью поверхности. Вестн. ЛГУ, 1969, № 13.

- 
5. Залогин Г. Н. О влиянии неравновесного излучения на обтекание затупленных тел разреженным газом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 6.
  6. Dellinger T. C. Computation of nonequilibrium merged stagnation shock layers by successive accelerated replacement. AIAA paper, 1969, No. 655.
  7. Яловик М. С., Лосев С. А. Кинетика колебательного возбуждения и диссоциации молекулярного азота при высоких температурах. Науч. тр. ин-та механ. МГУ, 1972, № 18.
  8. Lin S. C., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. 2. Theoretical interpretations. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 3.
  9. Залогин Г. Н. О механизме ионизации в гиперзвуковом потоке низкой плотности. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 3.
-