

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОМ АЗОТЕ

А. А. Рухадзе, В. П. Силаков, А. В. Чаботарев

УДК 531

Проведено теоретическое исследование распространения слабой плоской ударной волны в колебательно-возбужденном азоте, моделируемом системой ангармонических осцилляторов. Показано, что ударная волна усиливается и выходит на стационарный режим самопроизвольной детонации.

В связи с интенсивным развитием техники мощных молекулярных лазеров важное значение приобрели задачи об ударных волнах в колебательно-возбужденных газах. Такие задачи возникают, например, при рассмотрении вопросов о нарушении однородности течения газа в быстропроточных лазерах, о возможности срыва режима накачки и диагностики сильно неравновесных состояний активной среды. В работах /1,2/ показано, что в колебательно-возбужденном газе при условии $T_v/T > 1$ (T_v , T - колебательная и поступательно-вращательная температуры газа) возникает неустойчивость звуковых волн. В /3,4/ экспериментально наблюдалось усиление соответственно звуковых и ударных волн при прохождении их через область тлеющего разряда. В /5/ показана возможность существования стационарных ударных волн, отвечающих режиму самопроизвольной детонации (режиму Луге).

Ниже проводится теоретическое исследование процесса усиления плоской ударной волны в системе колебательно-возбужденных ангармонических молекул азота. Степень неравновесности газа, а также интенсивность ударной волны таковы, что процессами диссоциации и возбуждением электронных уровней молекул пренебрегаем. Волна распространяется вдоль оси x . В начальный момент времени она подошла к границе раздела невозбужденного и возбужденного

звон. При этом неравновесная среда занимает полупространство $x > 0$ и характеризуется параметрами $\rho_0, T_0, T_{10} > T_0$ (ρ - плотность газа, T_1 - эффективная "температура" первого колебательного уровня молекул). Предполагается, что параметры возбужденного газа перед фронтом волны поддерживаются постоянными.

Система уравнений, описывающая нестационарное движение газа с учетом обмена энергией между колебательными и поступательными степенями свободы молекул имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho + \rho v^2) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (e + p)v = (\hbar \omega_0 / m) \rho (S - S_p) / \tau, \\ \frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho v S = - \rho (S - S_p) / \tau. \quad (2)$$

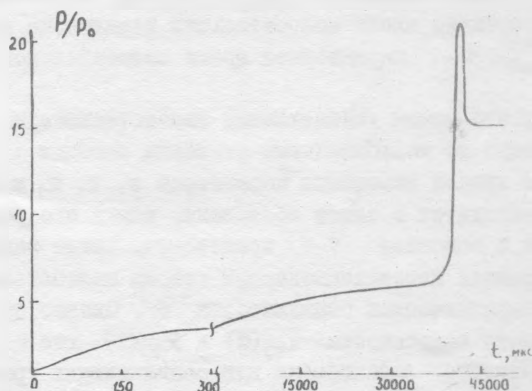
здесь $e = (\rho/2)(5kT/m + v^2)$, $p = \rho kT/m$, $\hbar \omega_0$ - давление и скорость газа, m - масса молекулы, $\hbar \omega_0$ - энергия колебательного кванта, S - среднее число колебательных квантов на молекулу, $S_p = S |T_1 - T_0| / T_0$ - характерное время колебательной релаксации.

Будем считать, что время установления квазистационарного распределения молекул по колебательным степеням свободы существенно меньше времен измерения параметров ρ, T, T_1 и, кроме того, что газ находится в таком состоянии, когда его релаксация определяется в основном $V-T$ процессами. Тогда задача может решаться в рамках квазистационарной теории колебательной релаксации для ангармонических осцилляторов /6/. Однако при этом необходимо знать зависимости $Q_{10}(T)$ и $P_{10}(T)$, где Q_{10} - вероятность резонансного $V-V$ обмена для самых нижних уровней, P_{10} - вероятность $V-T$ перехода $(1 \rightarrow 0)$. Значения Q_{10} для различных T приведены в /6/. Зависимость $P_{10}(T)$ строилась по экспериментальным данным работы /7/, причем при низких температурах (300-500 K) она нормировалась в соответствии с экспериментальными данными работ /8,9/.

Система уравнений (1), (2) решалась численно. Использовалась методика численного интегрирования газодинамических уравнений, данная в /10, II/.

Рассмотрена динамика развития слабых ударных волн в колебательно-возбужденном азоте с $\rho_0 = \rho_0/m = 2,67 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $T_0 = 300 \text{ К}$. Начальная скорость бралась равной $U_0 = 1,1C_0$, где C_0 - скорость звука в невозмущенном газе. На рис. 1 представлена зависимость интенсивности ударной волны от времени при начальной колебательной температуре $T_{10} = 3000 \text{ К}$.

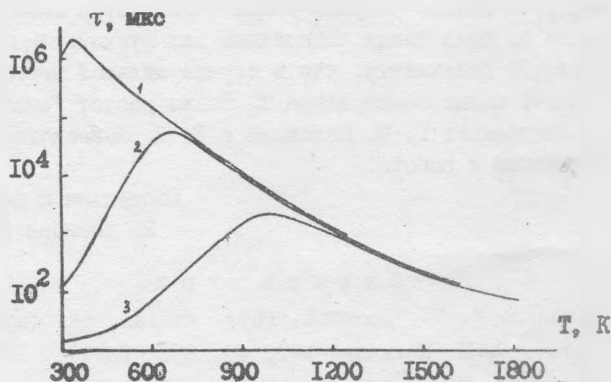
Как и следовало ожидать, вследствие релаксации колебательной энергии за фронтом ударной волны наблюдается усиление волны с последующим выходом на стационарный режим со скоростью D_s (здесь D_s - скорость распространения ударной волны в режиме Куте; см. /5/). При этом временная зависимость интенсивности ударной волны определяется спецификой зависимости времени колебательной релаксации в системе ангармонических осцилляторов от температуры газа. Действительно в этом случае функция $\partial\tau/\partial T$ является знакопеременной, а $\tau(T)$ имеет характерный максимум в точке $T = T^*$. Причем величина T^* является монотонно возрастающей функцией T_1 (рис. 2). Из рис. 1 видно, что усиление ударной волны проходит через две стадии, разделенные между собой



Р и с. 1. Зависимость интенсивности ударной волны от времени ($T_{10} = 3000 \text{ К}$; $T_0 = 300 \text{ К}$)

стадией медленного нарастания ее амплитуды. Для объяснения сказанного рассмотрим эволюцию состояния фиксированного объема газа, прошедшего в начальный момент времени через скачок уплотнения ударной волны. Вследствие сильной неравновесности газа время релаксации непосредственно за фронтом волны в момент $t = 0$ равно 100 мкс. По мере протекания релаксации температура газа увеличивается и происходит существенное уменьшение скорости колебательной релаксации ($\tau = 4,5$ мс при $T = 650$ К).

Таким образом вначале, когда непосредственно за скачком уплотнения происходит быстрое выделение колебательной энергии в тепло, должно происходить первое интенсивное усиление ударной волны. Оно сопровождается повышением температуры на скачке и замедлением релаксации за ним (так как $T < T^*$). Из рисунка видно, что первое усиление ударной волны происходит за 300 мкс с увеличением давления на скачке от 1 атм до 3 атм. Затем в течение 40 мс давление увеличивается всего от 3 атм до 6 атм. При этом в области зоны релаксации, где достигается температура $T > T^*$ колебательные степени свободы молекул "размораживаются". Ускоренная релаксация колебательной энергии обеспечивает значительное локальное повышение давления и формирование ударной волны. Эта



Р и с. 2. Зависимость времени колебательной релаксации в системе ангармонических осцилляторов от температуры газа $T_0 =$
 $= 2000$ К (1), 3000 К (2), 4000 К (3)

волна к моменту $t \approx 40$ мс догоняет первую ударную волну и сливается с ней. При распаде образовавшегося разрыва формируется стационарная детонационная волна, соответствующая режиму Луге.

Численные расчеты показывают, что характер временной зависимости интенсивности ударной волны сильно зависит от первоначальной степени неравновесности газа. В случае сильной неравновесности (например, $T_{10} = 4000$ К) вследствие малых времен релаксации и быстрого изменения величины S практически отсутствует медленная стадия разгона ударной волны. Время выхода на стационарный режим равно 20 мкс. При $T_{10} = 2000$ К, когда молекулы практически можно рассматривать как гармонические осцилляторы и $T^* \approx T_0$, переход к режиму Луге происходит без первой стадии интенсивного разгона за 7 с.

В заключение отметим скачкообразное поведение величины T_1 на фронте в случае сильной неравновесности. Этот результат очевиден, если учесть, что в течение малого времени порядка τ_{vv} , как следует из уравнения (2), для объема газа, прошедшего через скачок уплотнения, должно выполняться равенство:

$$S(T_1, T) = \text{const.} \quad (3)$$

В самом деле, на фронте ударной волны температура газа растет скачкообразно и, имея ввиду конкретный вид функции $S(T_1, T)$ /6/, из равенства (3) получается, что в случае сильной неравновесности на фронте волны температура T_1 также растет "скачкообразно".

Авторы благодарят Г. М. Батанова и Е. Е. Ловецкого за постоянное внимание к работе.

Поступила в редакцию
21 декабря 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. Srinivasan, W. G. Vincenti, Phys. Fluids, **18**, 1670 (1975).
2. Е. Я. Коган, В. Н. Мальков, ЖТФ, **47**, 653 (1977).
3. М. Nasegawa, J. Phys. Soc. Jap., **37**, 193 (1974).
4. А. И. Климов, Г. И. Мишин, Письма в ЖТФ, **8**, 439 (1982).
5. Е. А. Буينوва и др., Химическая физика, **12**, 1701 (1982).
6. Б. Ф. Гордиенц, А. И. Осипов, Л. А. Шелепин, Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры, "Наука", М., 1979 г., гл. 4, § 5.

7. Л. А. Васильев, И. В. Ершов, С. С. Семенов, ДАН СССР, 186,
1041 (1969).
8. M. A. Kovacs, M. E. Mack, Appl. Phys. Lett., 20, 487 (1972).
9. M. A. Kovacs, IEEE J. Quant. Electron., QE-9, 189 (1973).
10. R. W. Mac Cosmack, AIAA Paper, N 354 (1969).
11. А. И. Жмакин, А. А. Фурсенко, Препринт ФТИ АН СССР, № 623,
Ленинград, 1979 г.