

ФИЗИКА

УДК 533.6.011

О ВОЗРАСТАНИИ СКОРОСТЕЙ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ТАММ-МОТТ-СМИТОВСКОЙ МОДЕЛИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

М.М. Кузнецов, Ю.Д. Кулешова

*Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. Работа посвящена развитию возможностей аналитического метода исследования структуры фронта ударной волны с поступательно неравновесными химическими реакциями, основанного на бимодальной аппроксимации Тамма-Мотт-Смита функции распределения молекул применительно к анализу скоростей барьерных химических процессов.

Ключевые слова: кинетика, уравнение, неравновесный, химическая реакция, ударная волна, распределение, молекулярный.

В последние годы заметно возрос интерес к физике поступательно неравновесных процессов в сильных ударных волнах. Это обусловлено разработкой многочисленных проектов новых перспективных технологий, таких как неравновесный термоядерный синтез или неравновесный пиролиз сажеобразующих наноматериалов. Основным методом теоретического исследования таких процессов является метод статистического моделирования Монте-Карло, который, однако, не всегда успешно справляется с расчетом высокопороговых химических реакций [1]. Свободным от этих трудностей является аналитический метод исследования структуры фронта ударной волны с поступательно неравновесными химическими реакциями [2,3], основанный на бимодальной аппроксимации Тамма-Мотт-Смита функции распределения молекул.

Сопоставление результатов расчетов функций распределения пар высокоэнергетических («забарьерных») молекул методом Монте-Карло в ударной волне с расчетами по аналитической бимодальной модели показало их хорошее совпадение [4]. В данной работе, более детально по сравнению с известными результатами, анализируются все основные факторы, определяющие ускорение кинетических процессов в ударных волнах. К ним относятся:

- эффективное снижение порога химических реакций внутри фронта ударной волны вследствие «пучкового» характера бимодальной функции распределения Тамма-Мотт-Смита;
- снижение скорости равновесных химических реакций в «горячей» зоне за фронтом ударной волны вследствие сильного разбавления «релеевского» газа преобладающим легким носителем;
- снижение скорости равновесных высокопороговых химических реакций в «горячей» зоне за фронтом ударной волны вследствие энергетических затрат на диссо-

циацию (снижение равновесной статистической температуры по сравнению с кинетической внутри фронта ударной волны);

- ускорение скоростей высокопороговых химических реакций вследствие анизотропии поля кинетических температур внутри ударной волны.

В работе получено аналитическое представление функции распределения пар молекул в химически неравновесной релаксирующей смеси газов, учитывающее все упомянутые факторы.

1. В стационарной ударной волне функция распределения пар молекул сорта «0» и сорта «1», т.е. величина $G_{01}(g, x)$ параметрически зависит в каждой точке внутри волны x от модуля разности собственных скоростей молекул g (модуля их относительной скорости).

Для определения функции $G_{01}(g, x)$ необходимо выполнить пять интегрирований из шести в пространстве шести скоростей рассматриваемой пары молекул.

В модели ударной волны Тамма-Мотт-Смита функция $G_{01}(g, x)$ является функционалом от произведения двух максвеллианов с некоторым числом макропараметров, соответствующих сорту каждого компонента смеси газов. Этими макропараметрами являются плотность, среднemasсовая скорость и анизотропные температуры T_{\parallel} и T_{\perp} соответственно вдоль и перпендикулярно цилиндрической оси симметрии одномерной ударной волны.

К настоящему времени аналитическое представление функции $G_{01}(g, x)$ известно лишь для однокомпонентного газа с изотропной температурой $T = T_{\parallel} = T_{\perp}$ [4].

Для рассматриваемого более общего случая неравновесной смеси газов с анизотропией поля температур аналитическое представление функции $G_{01}(g, x)$ может быть получено после ряда простых, но громоздких преобразований и представлено в следующем виде:

$$G_{01}(g, x) = A(x) \cdot g \cdot \{Z_+ \cdot \Phi_+ \cdot \exp[-H_{01}^{\parallel}(g-u)^2] + Z_- \cdot \Phi_- \cdot \exp[-H_{01}^{\parallel}(g+u)^2]\} ; \quad (1)$$

Здесь:

$$A(x) = 2\pi^{5/2} \cdot (h_0^{\parallel} h_1^{\parallel})^{1/2} (H_{01}^{\parallel})^{1/2} \cdot (h_0^{\perp} h_1^{\perp})^{1/2} \cdot H_{01}^{\perp} ,$$

$$h_{01}^{\parallel} = h_0^{\parallel} h_1^{\parallel} (h_0^{\parallel} + h_1^{\parallel})^{-1} , \quad h_{01}^{\perp} = h_0^{\perp} h_1^{\perp} (h_0^{\perp} + h_1^{\perp})^{-1} ,$$

$$h_0^{\parallel} = m_0 (2kT_0^{\parallel})^{-1} , \quad h_1^{\parallel} = m_1 (2kT_1^{\parallel})^{-1} ,$$

$$h_0^{\perp} = m_0 (2kT_0^{\perp})^{-1} , \quad h_1^{\perp} = m_1 (2kT_1^{\perp})^{-1} ,$$

m_0, m_1 – массы молекул сортов «0» и «1», $h = m(2kT)^{-1}$ [5],

$$\Delta H = H_{01}^{\perp} - H_{01}^{\parallel} = \{[(h_1^{\perp})^{-1} + (h_0^{\perp})^{-1}] - [(h_1^{\parallel})^{-1} + (h_0^{\parallel})^{-1}]\},$$

$$Z_+ = g\Delta H + H_{01}^{\parallel}u, \quad Z_- = g\Delta H - H_{01}^{\parallel}u,$$

u – макроскопическая скорость скольжения компонентов «0» и «1» относительно друг друга,

$$u = u_0 - u_1, \quad \Phi_+ = \Phi_{\infty}^{-1} \cdot \Phi\left[\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z_+^2(\Delta H)^{-1}\right],$$

$$\Phi_- = \Phi_{\infty}^{-1} \cdot \Phi\left[\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z_-^2(\Delta H)^{-1}\right],$$

$\Phi\left[\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z\right]$ – вырожденная гипергеометрическая функция [6], Φ_{∞} – асимптотическое значение функции $\Phi\left[\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; Z\right]$ при $Z \rightarrow \infty$, ($\Delta H \rightarrow 0$), зависимость параметра A от координаты x обусловлена соответствующими зависимостями функций от x , содержащихся в правой части равенства для величины A .

2. Формула (1) для функции распределения по относительным собственным скоростям молекул $G_{01}(g, x)$ точно переходит при $\Delta H \rightarrow 0$ и $m_0 = m_1$ в соответствующую ей «перекрестную» моду в однокомпонентном газе ($m_0 = m_1$) с анизотропным полем скоростей $T_0^{\perp} = T_0^{\parallel} = T_0$ и $T_1^{\perp} = T_1^{\parallel} = T_1$, полученную ранее в работе [4].

Формула (1) сохраняет структуру «перекрестной» моды G_{01} из работы [3], в которой индекс «0» соответствует «холодному» сверхзвуковому, а индекс «1» – «горячему» дозвуковому крылу бимодальной Гамм-Мотт-Смитовской функции распределения по собственным скоростям молекул в гиперзвуковой ударной волне.

Принципиальное отличие формулы (1) от функции G_{01} из работы [3] заключается в появлении коэффициентов H_{01}^{\parallel} и H_{01}^{\perp} , обусловленных анизотропией поля температур в ударной волне и различием масс компонентов смеси. Поскольку эти коэффициенты входят в показатели экспоненты формулы (1), то следует ожидать заметного влияния анизотропии поля температур на величину концентрации энергетически активных молекул с величиной относительной скорости $g - u$.

Именно этим обстоятельством объясняются результаты экспериментов по обнаружению максимумов («пиков») поступательно неравновесного свечения внутри вязкого фронта сильной ударной волны в среде электронно возбужденных азота, кислорода и аргона [7,8], а также в смеси аргона с гелием [9].

Теория работ [7-9] связана с оценочным введением «продольной» температуры T^{\parallel} , которая более чем в три раза может превышать равновесную температуру газа T_S за фронтом ударной волны.

В заключение отметим, что наряду с подробно освещенным выше, четвертым фактором, инициирующим повышение скоростей барьерных химических процессов в ударной волне, первые три фактора также представлены в структуре формулы (1), в ее первой экспоненте.

Так, например, действие фактора, эффективно снижающего пороговую энергию химической реакции, определяется величиной $(g - u)^2$, а действие второго и третьего – величиной H_{01}^{\parallel} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Куликов С.В. Нестационарное статистическое моделирование процессов в ударных трубах для газов с учетом внутренних степеней свободы молекул // Химическая физика. – 2008. – Т. 27, № 12. – С. 40-45.
2. Великодный В.Ю., Битюрин В.А. Кластерный термоядерный синтез. (Критический обзор публикаций) // Прикладная физика. – 2003. – № 6. – С. 61-67.
3. Кузнецов М.М., Кулешова Ю.Д. О реакционной способности молекул во фронте сильной ударной волны // Труды МФТИ. – 2009. – № 3. – С. 10-14.
4. Куликов С.В., Терновая О.Н., Черешнев С.Л. Специфика поступательной неравновесности во фронте ударной волны в однокомпонентном газе // Химическая физика. – 1993. – Т. 12, № 3. – С. 340-342.
5. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. –М.: «Наука», гл. ред. физ.-мат. лит., 1967 г.
6. Янке Е., Эмде Ф., Лёц Ф. Специальные функции. –М.: «Наука», гл. ред. физ.-мат. лит., 1968 г.
7. Козлов П.В., Лосев С.А., Романенко Ю.В. Поступательная неравновесность во фронте ударной волны // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 1998. – № 5. – С. 46-51.
8. Забелинский И.Е., Романенко Ю.В., Шаталов О.П. Экспериментальные неравновесности температуры во фронте плоской ударной волны // Химическая физика. – 1993. – Т. 12, № 3. – С. 334-336.
9. Козлов П.В., Лосев С.А., Романенко Ю.В. Поступательная неравновесность во фронте ударной волны в смеси аргона и гелия // Препринт № 59-2000, МГУ. – 2000. – С. 1-15.

ON THE INCREASE OF THE KINETIC PROCESSES RATES IN TAMM-MOTT-SMITH SHOCK WAVE MODEL

M. Kuznetsov, Ju. Kuleshova

*Moscow State Region University
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. The development of the possibilities of the analytical method of investigating the structure of shock wave front with the progressively nonequilibrium chemical reactions is considered. The method is based on the Tamm-Mott-Smith's bimodal approxi-

mation of the function of the molecules distribution in connection with to the analysis of the barrier chemical processes rates.

Key words: kinetic, equation, nonequilibrium, chemical reaction, shock wave, distribution, molecular.

УДК 537.8

**ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
ОТ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА
ДИЭЛЕКТРИК - ЗАПРЕДЕЛЬНАЯ УСИЛИВАЮЩАЯ СРЕДА
С ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ГИРОТРОПИЕЙ**

Е.П. Захарченко

*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
443090, Самара, ул. Ст. Загора, 52*

Аннотация. Особенности отражения волн от участков волноводов и сред с запредельными параметрами используются при разработке генераторов высокочастотных колебаний, однако рассмотрены только для диссипативных изотропных сред. В этой работе рассмотрено отражение электромагнитных волн от запредельных участков дисперсных гиротропных сред с усилением. Установлено, что введение среды с усилением качественно меняет условия отражения и прохождения волн через границы раздела сред.

Ключевые слова: запредельные среды, усиление, гиротропия.

Особенности отражения волн от границ раздела достаточно хорошо изучены в области прозрачности изотропных и анизотропных сред и широко используется в различных устройствах волноводной техники. Отражение от сред с запредельными параметрами (например, твердотельная плазма на частотах ниже частоты плазменного резонанса), ввиду отсутствия прикладного интереса рассматривалось ранее только для диссипативных сред. Отражение от запредельных структур также используется в технике ограничено (в частности, при создании высокодобротных генераторов [1]). В последнее время в связи с разработкой линий передачи и устройств субволновых размеров появился повышенный интерес к запредельным структурам, включающих среды с усилением [2,3], что показывает необходимость исследования электродинамических параметров структур с активными и диссипативными средами в запредельных областях частот. В настоящей работе рассмотрены особенности отражения электромагнитных волн от сред с усилением и с гиротропией (в частности, подмагниченная плазма) в запредельных областях частот. Установлено, что параметры усиления среды существенно меняют условия отражения и прохождения волн через границы раздела сред.

Пусть из области 1 диэлектрика с изотропными параметрами $\varepsilon_1, \mu_1 = 1$ на границу раздела с подмагниченной вдоль оси Oz гироэлектрической средой 2 с усилением с запредельными параметрами, описываемой тензором диэлектрической проницаемости