

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng H. K. Hypersonic shock-layer theory of the stagnation region at low Reynolds number // Proc. Heat Transfer and Fluid Mech. Institute.— Stanford, 1961.
2. Cheng H. K. The blunt body problem in hypersonic flow at low Reynolds number // J. Astronaut. Sci.— 1963.— N 92.
3. Седов Л. И., Михайлова М. П., Черный Г. Г. О влиянии вязкости и теплопроводности на течение газа за сильно искривленной ударной волной // Вестн. МГУ. Сер. физ.-мат. наук.— 1953.— № 3.
4. Залогин Г. Н., Лунев В. В. О модели вязкого неравновесного ударного слоя с тонкой ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1973.— № 5.
5. Горинов А. С., Магомедов К. М. Метод расщепления для решения релаксационных уравнений при наличии диффузии // ЖВММФ.— 1973.— Т. 13, № 5.
6. Гершбейн Э. А. Асимптотическое исследование задачи пространственного гиперзвукового обтекания вязким газом затупленных тел с проницаемой поверхностью // Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений.— М., 1981.
7. Гершбейн Э. А., Щелин В. С., Юницкий С. А. Исследование пространственного обтекания тел с каталитической поверхностью при их движении в атмосфере Земли // Космич. исслед.— 1985.— № 3.
8. Тирский Г. А. К теории гиперзвукового обтекания плоских и осесимметричных затупленных тел вязким химически реагирующим газом при наличии вдува // Тр. Ин-та механики МГУ.— 1975.— № 39.
9. Гершбейн Э. А., Щербак В. Г. Исследование гиперзвукового пространственного обтекания затупленных тел в рамках параболизированных уравнений Навье — Стокса // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1987.— № 4.
10. Kao H. C. Hypersonic viscous flow near the stagnation streamline of a blunt body // AIAA J.— 1964.— V. 2, N 11.
11. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы.— М., 1964.
12. Masek R. V., Hender D., Forney J. A. Evaluation of aerodynamic uncertainties for space shuttle.— N. Y., 1978.— (Paper/AIAA; N 737).
13. Scott C. D. Catalytic recombination of nitrogen and oxygen on high-temperature reusable insulation.— N. Y., 1980.— (Paper/AIAA; N 1477).

Поступила 6/Х 1987 г.

УДК 533.17; 539.196.3

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИМЕРОВ CO_2 В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ГАЗОВЫХ СТРУЯХ, ИСТЕКАЮЩИХ В ВАКУУМ

А. А. Вигасин, В. Н. Макаров

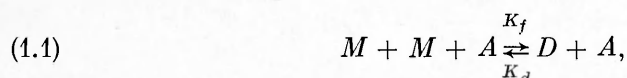
(Москва)

Конденсация молекулярных газов в двигательных, энергетических и лазерных газодинамических установках привлекает внимание исследователей на протяжении десятилетий. Однако лишь в настоящее время способность истекающих в вакуум газов к ассоциации стала активно использоваться для изучения самых ранних стадий этого процесса и в первую очередь слабых межмолекулярных взаимодействий, приводящих к образованию ван-дер-ваальсовских или водородосвязанных комплексов. Основу этих исследований составили специально развитые методы микроволновой и оптической спектроскопии. Использование спектральных методов в сочетании с газодинамическим способом генерации молекулярных комплексов позволило получить обширную информацию о структуре и свойствах комплексов (см., например, [1]). В то же время дальнейшее развитие и повышение чувствительности спектральных методов зондирования газовых потоков требуют в ряде случаев все более детального теоретического описания физико-химических процессов в неравновесных движущихся средах. В частности, при постановке экспериментов, направленных на получение спектров молекулярных комплексов определенных состава и размеров, как правило, необходимо тщательно обоснованный и по возможности оптимальный выбор геометрических и других параметров.

Изучение кинетики начальной стадии конденсации — димеризации таких молекулярных газов, как водяной пар или углекислый газ, проводилось в ряде работ [2—7], однако в основном для выявления зависимости квазистационарной концентрации димеров, устанавливающейся в молекулярном пучке, от параметров в форкамере и диаметра сопла. Измерение доли димеров в [2—4] осуществлялось с помощью масс-спектрометра и состав газа контролировался лишь вдоль направления распространения молекулярного пучка.

Спектроскопические исследования вращательных и колебательно-вращательных переходов комплексов производятся, как правило, при условиях, когда зондирующий пучок (или пучки) электромагнитного излучения пронизывает струю свободно расширяющегося газа в направлении, перпендикулярном оси симметрии струи. Такая геометрия характерна и для широко используемой методики микроволновой фурье-спектроскопии, при изучении ИК-поглощения, спонтанного и когерентного антистоксова комбинационного рассеяния [4]. При постановке подобных экспериментов желательно иметь представление о пространственной картине распределения димеров в истекающей газовой струе, о характерных масштабах изменения их концентрации и локализации максимумов содержания димеров. В настоящей работе представлены результаты расчетов двумерного поля концентраций димеров CO_2 при истечении чистого газа или его смеси с Ar в вакуум из осесимметричного отверстия.

1. Кинетическая модель. Для описания кинетики димеризации в литературе имеется ряд моделей [2—7]. Одна группа моделей [2, 3, 7] строится на основе предположения о том, что образование димеров D происходит в результате трехчастичных столкновений



где в качестве частицы A может выступать мономер M . При этом константа скорости K_f прямой реакции (1.1) может быть оценена как частота тройных столкновений, а константа скорости обратной реакции K_d найдена с помощью константы равновесия K_p по формуле

$$(1.2) \quad K_d = K_f K_p / kT$$

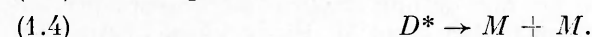
(k — постоянная Больцмана, T — температура).

В ряде случаев, например при описании кинетики димеризации водяного пара [3], эта модель позволила описать экспериментальные данные с высокой точностью. В то же время свидетельства недостаточной физической обоснованности данной модели при низких давлениях имеются не только для димеров воды [6], но и для инертного газа — аргона [7].

Другая группа кинетических моделей исходит из предположения о том, что реакция распада димеров проходит через две хорошо разделенные во времени стадии. На первой стадии происходит столкновительная активация стабильных димеров



а на второй — спонтанный распад молекул D^* , возбужденных в реакции (1.3) выше границы диссоциации:



Реакции (1.3) и (1.4) обратимы, поэтому формально суммарный процесс может быть записан в виде (1.1). Существенно, что при низких давлениях скорость диссоциации частиц D определяется скоростью активации в реакции (1.3). Не останавливаясь далее на описании различных возможных способов задания констант скоростей реакции (1.3), (1.4), отметим, что одним из наиболее очевидных способов является использование известного в теории мономолекулярного распада [8] выражения для константы скорости K_d в пределе низких давлений:

$$(1.5) \quad K_d = PZ_c \Gamma(s, m) / \Gamma(s) = PZ_c \exp(-m) \sum_{i=0}^{s-1} \frac{m^i}{i!}.$$

Здесь s — число активных степеней свободы; $m = D_e/kT$; D_e — энергия связи комплекса; Z_c — число сильных столкновений в реакции (1.3); P — фактор эффективности столкновений, который ниже будет объявлен подгоночным параметром; $\Gamma(s, m)$ и $\Gamma(s)$ — неполная и полная гамма-функции соответственно.

Будем полагать в дальнейшем, что s равняется числу межмолекулярных колебательных степеней свободы, а Z_c определяется формулой

$$(1.6) \quad Z_c = [(d_1 + d_2)/2]^2 \left[8\pi kT \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \right]^{1/2},$$

где d_1 , d_2 и m_1 , m_2 — газокинетические диаметры и массы сталкивающихся частиц.

Формула (1.2) позволяет выразить K_f через известную из (1.5) константу K_d и константу равновесия K_p . Последняя может быть найдена путем расчета статистических сумм по молекулярным параметрам мономеров и димеров. Таким образом, для определения кинетических констант достаточно использовать ограниченный набор молекулярных постоянных. Для многих бимолекулярных комплексов, в том числе и для димеров CO_2 , эти постоянные найдены экспериментально или известны из квантово-химических расчетов [1].

Кинетические уравнения записывались для двух реакций вида (1.1), в которых диссоциация димеров $(\text{CO}_2)_2$ происходила в результате столкновений с мономером CO_2 или с Ar. Уравнения имеют вид

$$(1.7) \quad \frac{dc_D}{dt} = -K'_d c_D c_M \rho + K'_f c_M^3 \rho^2, \quad \frac{dc_D}{dt} = -K_d c_D c_A \rho + K_f c_M^2 c_A \rho^2.$$

Здесь $c_i = x_i/\mu$ — мольно-массовые доли; x_i — молярная концентрация i -го компонента; μ — средняя молекулярная масса; ρ — плотность смеси.

При определении концентраций c_i в струе уравнения (1.7) интегрировались численно по методу Гира [9] совместно с газодинамическими уравнениями для одномерного потока. Распределение температуры $T(i)$ вдоль линий тока считалось заданным. Такой подход не позволял учесть взаимное влияние кинетики и газодинамики, однако малая степень ассоциации в рассматриваемых условиях делает это приближение оправданным.

2. Газодинамика струи. Для описания поля газодинамических переменных в изоэнтропическом приближении необходимо располагать данными о пространственной зависимости числа Маха M от координат вдоль различных линий тока. Далее, по известным соотношениям [10] для постоянного показателя адиабаты γ можно найти температуру T/T_0 , плотность ρ/ρ_0 и другие параметры, отнесенные к их значениям в покоящемся газе. Для точек на оси струи $z/D > 1$ (D — диаметр критического сечения) широко используется аналитическая аппроксимация M , предложенная в [11]. Поскольку начальные условия уравнений (1.7) (равновесные концентрации) относятся к покоящемуся газу, аппроксимация $M(z/D)$ должна быть дополнена заданием M по крайней мере в двух точках: $M(0) = 1$ и $M(-1) = 0$. Тем самым считалось, что на расстоянии D от выходного отверстия газ в форкамере покоится, а при выходе из форкамеры его скорость равняется скорости звука. Значения M между указанными точками вычислялись путем линейной аппроксимации. Аналогичным образом рассчитывались и значения M для других линий тока. Здесь, однако, ввиду отсутствия аналитической формулы типа Ашкеназа и Шермана, пришлось выполнить линейную аппроксимацию для всех табличных значений $M(z/D, y/D)$, приведенных в [10], отвечающих $\gamma = 1,67$ (малая примесь CO_2 в Ar) и $\gamma = 1,4$ (чистый CO_2).

Располагая полем значений M при постоянном γ , нетрудно получить соответствующие значения температуры и плотности вдоль линий тока при массовом расходе газа от 0 до 0,8. Зависимость температуры $T(l)$ (l — расстояние от мнимого источника) использовалась далее в программе решения кинетических уравнений (1.7), а зависимость плотности от координат — для вычисления объемной концентрации димеров.

3. Выбор параметров и результаты расчетов. Для нахождения константы равновесия реакции димеризации K_p в большинстве случаев пользуются выражениями, найденными по Стогрину и Гиршфельдеру для бездипольных или дипольных молекул [1]. Формулы Стогрина и Гиршфельдера получены путем классического вычисления статистических сумм по связанным и метастабильным состояниям пары молекул, причем метастабильные состояния отвечают образованию короткоживущей пары, вращающейся относительно общего центра тяжести. Заметим, что для многоатомных молекул имеются и другие каналы образования метастабильных

пар, связанные с временным переходом энергии диссоциации в энергию внутренних колебательных или вращательных степеней свободы комплекса.

В настоящей работе температурная зависимость константы равновесия K_p была выражена через те же молекулярные постоянные, что и зависимость $K_d(T)$. Считалось, что молекулы CO_2 образуют жесткий димер, имеющий симметрию C_{2h} . Линейные мономеры CO_2 расположены параллельно друг другу на расстоянии 0,311 нм, причем расстояние между атомами углерода составляет 0,35 нм. Такая структура найдена в [12] в результате обработки колебательно-вращательного спектра полосы $\nu_1 + \nu_2$ димеров $(\text{CO}_2)_2$, полученного методом колебательной ИК-преддиссоциации молекул в свободно истекающей струе He. В пользу такой конфигурации говорят и другие опытные данные по ИК- и КАРС-спектроскопии димеров CO_2 [13], а также квантово-химические расчеты [14–16].

После вычисления соответствующих статистических сумм температурная зависимость K_p может быть представлена в виде

$$(3.1) \quad K_p = \frac{T^3}{9,4Q_V} \exp(-D_0/kT),$$

где $D_0 = D_e - \frac{s}{2} h\bar{\nu}$ — энергия диссоциации; $\bar{\nu}$ — средняя частота межмолекулярных колебаний; h — постоянная Планка; Q_V — статистическая сумма s колебаний с частотой $\bar{\nu}$.

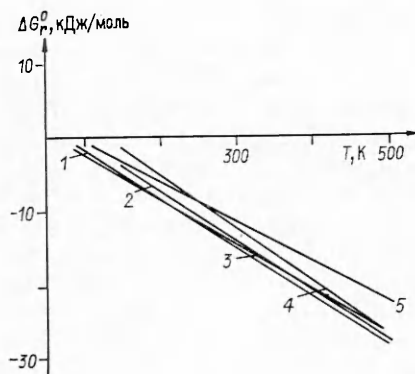
Для удобства сопоставления с имеющимися литературными данными на рис. 1 представлена температурная зависимость приращения потенциала Гиббса ΔG_r^0 , связанного с K_p соотношением

$$(3.2) \quad \Delta G_r^0 = -RT \ln K_p.$$

На рис. 1 кривая 1 построена по формулам (3.1), (3.2) при $\bar{\nu} = 65$ К, $D_0 = 650$ К, $s = 4$, 2 — по результатам [2], 3 — [4], 4 — [17], 5 — [18]. Видно, что константа K_p , найденная по формуле (3.1), хорошо согласуется с данными независимых источников.

Значения молекулярных параметров, приведенные выше, вошли в выражение для K_d (1.5). Для оценки частоты столкновений было принято, что диаметры столкновений для $\text{Ag}-\text{Ag}$ и CO_2-CO_2 составляют 0,292 и 0,32 нм соответственно [19]. Для пар $(\text{CO}_2)_2-\text{Ag}$ и $(\text{CO}_2)_2-\text{CO}_2$ эффективные диаметры столкновений положены равными 0,37 и 0,45 нм. Неточность последнего выбора с избытком компенсировалась подбором фактора P в (1.5), осуществлявшимся таким образом, чтобы рассчитанная квазистационарная концентрация \bar{x}_2 димеров на оси струи чистого CO_2 совпадала с данными масс-спектральных измерений. На рис. 2 приведена зависимость молярной концентрации димеров CO_2 от расстояния вдоль оси струи в калибрах для истечения чистого газа из форкамеры с $D = 150$ мкм, $T_0 = 300$ К и $p_0 = 10^5$ Па. Видно, что концентрация \bar{x}_2 достигается приблизительно при $z/D \simeq 2,5$. Как показано на рис. 3, расчетная зависимость (линии 1, 2) от давления в форкамере при $D = 150$ и 70 мкм удовлетворительно согласуется с экспериментальной [2] (точки 1 и 2) при $P = 30$. Полученному значению P вряд ли можно придать определенный физический смысл. Завышение параметра P по отношению к единице зависит прежде всего от несовершенства модели, в которой неточность задания функционального вида констант и параметров (например, $\bar{\nu}$, D_0) эффективно учитывается одной константой P .

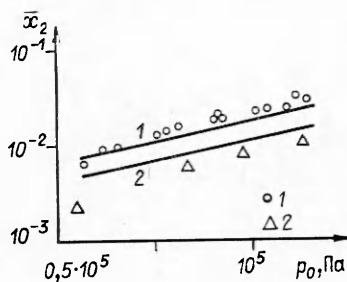
Заметим, что сами экспериментальные данные получены в [2] при использовании масс-спектрометра с большой энергией ионизирующих электронов (~ 70 эВ). Это, строго говоря, не позволяет отождествлять наблюдаемые концентрации кластерных ионов с концентрациями нейтральных димеров и тримеров CO_2 . Тем не менее расчет концентрации димеров при указанных выше параметрах хорошо описывает и результаты эксперимента [4], выполненного при пониженной энергии электронов



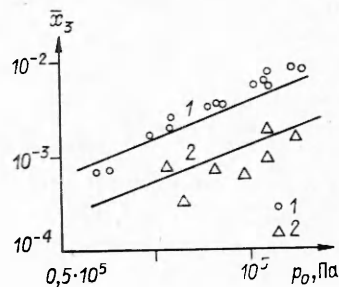
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

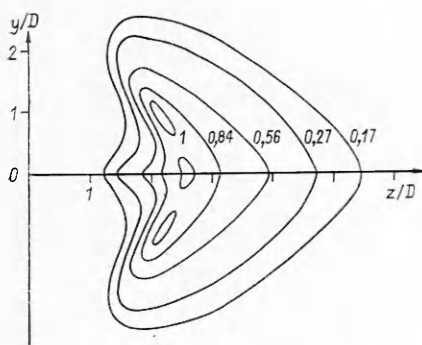
(~ 30 эВ). По-видимому, эффекты фрагментации более крупных ассоциатов электронным ударом в экспериментах [2, 4] несущественны, поскольку содержание ассоциатов в струе резко уменьшается с ростом их размера. Действительно, как показано, например, в работе [20], посвященной ИК-спектроскопии димеров N_2O в молекулярном пучке, при не слишком высоких давлениях газа в форкамере масс-спектр отвечает реальному содержанию нейтральных димеров и тримеров почти независимо от энергии электронов. Для целей настоящей работы существенно, что приведенный выше набор параметров (P , \bar{v} , D_0) позволяет обеспечить привязку расчетных концентраций к единственным имеющимся в литературе экспериментальным данным о содержании димеров CO_2 в истекающих газовых струях [2, 4]. Это дает основание полагать, что и рассчитанное поле концентраций будет близко к действительному.

Кроме реакций димеризации вида (1.1) учитывался также процесс, ограничивающий димеризацию при повышенных давлениях. В качестве такого процесса введена дополнительная реакция

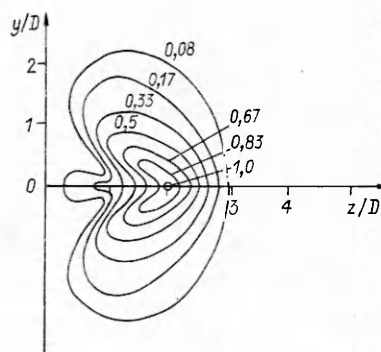


которая включалась в точку, где поступательная температура достигала 50 К. Константа скорости реакции (3.3) полагалась в соответствии с [21] равной $K_3 = 1,8 \cdot 10^{11} T^{1/2} \text{ см}^3/(\text{с} \cdot \text{моль})$. Как показано на рис. 4, выбор точки включения и константы K_3 обеспечивал хорошее согласие расчетной концентрации тримеров с масс-спектральными данными [21] (обозначения аналогичны рис. 3).

Совместное решение уравнений (1.7) и кинетического уравнения для реакции (3.3) проводилось для двух случаев. В первом считалось, что димеризация происходит при истечении чистого CO_2 из осесимметричного отверстия диаметром $D = 150$ мкм из форкамеры с $T_0 = 300$ К и $p_0 = 10^5$ Па. Результаты расчета приведены на рис. 5 в виде изолиний равной объемной концентрации димеров $n_2 = N_2/V = \text{const}$, причем центральной линии уровня отвечает $n_2 = 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а относительные значения для других уровней приведены на рисунке. Видно, что поверхность мак-



Р и с. 5



Р и с. 6

симального содержания димеров имеет вид конуса с вершиной при $z/D \approx 2,5$ и углом при вершине порядка 120° . В сечении, проходящем через вершину конуса, концентрация димеров убывает в 5 раз на расстоянии двух калибров от оси струи.

Во втором случае рассчитывалось течение смеси, состоявшей из 95 % (по весу) Ar и 5 % CO_2 . Давление в форкамере полагалось равным 10^6 Па, T_0 и D , как и в первом случае. Результаты расчета приведены на рис. 6. Здесь вершина конуса максимальной концентрации располагается при $z/D \approx 2$, а угол при вершине составляет около 80° . Максимальное значение n_2 на внутренней линии уровня составляет $1,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Интересно отметить, что спектры КАРС димеров CO_2 были получены в [13] при $z/D \approx 2$ при истечении смеси 95 % He и 5 % CO_2 в вакуум из форкамеры с $p_0 = (9-18) \cdot 10^5$ Па. Помимо мономерных и димерных полос в [13] наблюдались широкие полосы при $\nu = 1275,3$ и $1281,3 \text{ см}^{-1}$, отнесенные соответственно к полимерам и тримерам CO_2 . Интенсивности этих полос превышали интенсивность полос димеров. В то же время, согласно оценкам настоящей работы, концентрация димеров в условиях эксперимента [13], по крайней мере, на порядок превышала концентрацию тримеров. Сопоставление этих результатов дает косвенное основание для предположения о том, что сечение комбинационного рассеяния тримеров CO_2 существенно превышает сечение рассеяния димеров. К сожалению, в литературе практически отсутствуют какие-либо данные о соотношении сечений комбинационного рассеяния (КР) димеров и тримеров. Единственная работа [22], в которой были исследованы спектры КР димеров и тримеров $(\text{HCN})_2$ и $(\text{HCN})_3$, показала, что действительно для этих ассоциатов трехатомных линейных молекул сечение КР полосы ν_1 тримера приблизительно в 6,5 раза превышает сечение КР димера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вигасин А. А. Структура и молекулярная спектроскопия газофазных комплексов // ЖСХ.— 1987.— Т. 28, № 5.
2. Dorfled W. G., Hudson J. B. Condensation in CO_2 free jet expansion. I. Dimer formation // J. Chem. Phys.— 1973.— V. 59, N 3.
3. Calo J. M. Dimer formation in supersonic water vapor molecular beams // J. Chem. Phys.— 1975.— V. 62, N 12.
4. Ozaki Y., Murano K. et al. Dimer concentrations in supersonic molecular beams of Ar and CO_2 // J. Phys. Chem.— 1985.— V. 89, N 23.
5. Востриков А. А., Куснер Ю. С., Ребров А. К., Семячкин Б. Е. О механизме образования димеров при расширении молекулярных газов в вакуум // Неравновесные процессы в потоках разреженного газа.— Новосибирск, 1977.
6. Вигасин А. А. Кинетика образования димеров в потоках разреженного водяного пара // ПМТФ.— 1981.— № 4.
7. Godfried H. P., Silvera I. F. Raman studies of argon dimers in a supersonic expansion. II. Kinetics of dimer formation // Phys. Rev. A. Gen. Phys.— 1983.— V. 27, N 6.
8. Кузнецов Н. М. Кинетика мономолекулярных реакций.— М.: Наука, 1982.
9. Захаров А. Ю., Турчанинов В. И. STIFF-программа для решения жестких систем ОДУ (инструкция по математическому обеспечению).— М.: ИПМ АН СССР, 1977.

10. Жохов В. А., Хомутский А. А. Атлас сверхзвуковых течений свободно расширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметричного сопла // Тр. ЦАГИ.— 1970.— Вып. 1224.
11. Ashkenas H., Sherman F. S. Experimental methods in rarefied gas dynamics // Rarefied gas dynamics.— N. Y., 1966.— V. 2.
12. Jucks K. W., Huang Z. S. et al. The structure of the carbon dioxide dimer from near infrared spectroscopy // J. Chem. Phys.— 1987.— V. 86, N 8.
13. Pubanz G. A., Maroncelli M., Nibler J. W. CARS spectra of van der Waals complexes: the structure of the CO₂ dimer // Chem. Phys. Lett.— 1985.— V. 120, N 3.
14. Illies A. J., McKee M. L., Schlegel H. B. Ab initio study of the CO₂ dimer and the CO₂ ion complexes (CO₂)₂⁺ and (CO₂)₃⁺ // J. Phys. Chem.— 1987.— V. 91, N 6.
15. Brigot N., Odier S. et al. The structure of the carbon dioxide dimers // Chem. Phys. Lett.— 1977.— V. 49, N 1.
16. Böhm H. J., Ahlrichs R. et al. Intermolecular potentials for CH₄, CH₃F, CHF₃, CH₃Cl, CH₂Cl₂, CH₃CH and CO₂ // J. Chem. Phys.— 1984.— V. 81, N 3.
17. Calo J. M., Brown J. H. The calculation of equilibrium fractions of polar-polar, nonpolar-polar and ion dimers // J. Chem. Phys.— 1974.— V. 61, N 10.
18. Slanina Z. Cluster isomerism — theoretical treatments and thermodynamic consequences: a case study of C_p⁰ with CO₂ clusters // Surface Sci.— 1985.— N 157.
19. Кондрагьев В. Н., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газофазных реакций.— М.: Наука, 1973.
20. Miller R. E., Watts R. O., Ding A. Vibrational predissociation spectra of nitrous oxide clusters // Chem. Phys.— 1984.— V. 83, N 1—2.
21. Dorfeld W. G., Hudson J. B. Condensation in CO₂ free jet expansion. II. Growth of small clusters // J. Chem. Phys.— 1973.— V. 59, N 3.
22. Maroncelli M., Hopkins G. A. et al. Coherent Raman and infrared spectroscopy of HCN complexes in free jet expansions and in equilibrium samples // J. Chem. Phys.— 1985.— V. 83, N 5.

Поступила 22/X 1987 г.

УДК 551.511 + 551.558.1 + 536.253

ПОДЪЕМ ТУРБУЛЕНТНОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕРМИКА В НЕОДНОРОДНОЙ СЖИМАЕМОЙ АТМОСФЕРЕ

Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов, С. Е. Якуш
(Москва)

Эволюция в поле силы тяжести облаков легкого или тяжелого газа, образующихся в атмосфере, например, при извержениях вулканов, наземных и воздушных взрывах, аварийных выбросах на различных производствах, сопровождается целым рядом физических и механических эффектов, изучение которых имеет большое значение для решения актуальных вопросов экологии, физики атмосферы, вулканологии, теории горения и взрыва, техники пожаро- и взрывобезопасности.

Движение облака горячего газа (термика) в устойчиво стратифицированной атмосфере исследовалось многими авторами как экспериментально, так и теоретически. Обычно выделяют три основные стадии подъема. На начальной стадии формируется торoidalное вихревое течение. Всплывающий под действием архимедовой силы нагретый газ вовлекает в движение окружающую среду, при этом облако приобретает характерную грибовидную форму с резким передним температурным фронтом. В течение последующей стадии подъема форма облака остается примерно подобной самой себе, а координата его верхней кромки увеличивается со временем по закону $z_R \sim t^{1/2}$. Эта стадия получила название автомодельной, хотя, как известно, соответствующее автомодельное решение, приводящее к корневому закону подъема, построено только в приближении Буссинеска для случая безразличной стратификации атмосферы. Наконец, на заключительной стадии движения термика наличие устойчивой стратификации атмосферы приводит к замедлению его подъема и зависанию. При этом термик совершает затухающие колебания около точки зависания.

Первоначально динамика подъема термиков изучалась с помощью одномерных моделей, в которых использовались осредненные по объему характеристики облака и привлекались дополнительные гипотезы о характере вовлечения внешней среды в тело термика [1—3]. Более полные неоднородные модели исследовались асимптотическими и приближенными методами. С развитием вычислительной техники стало возможным проводить детальные численные расчеты эволюции термиков, причем в большинстве работ использовалась система уравнений несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска. Наиболее полное аналитическое и численное исследование осесимметричного турбулентного термика на основе этой модели проведено в [4]. Каждая стадия рассчитывалась отдельно, а полученные решения состыковывались между собой.