

16. **Попрядухин А. П.** Классические потоки частиц в плазме с одномерной неоднородностью плотности и температуры. Препринт ИАЭ им. И. В. Курчатова, № 2404, 1974.
17. **Митчнер М., Кругер Ч.** Частично ионизованные газы. М., Мир, 1976.

УДК 533.6,011

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ, ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ИЗЛУЧЕНИЕ СО₂-ЛАЗЕРА

С. П. Попов, Ю. И. Ромашкевич
(Москва)

Путем расчетов уравнений нестационарной двумерной газовой динамики с учетом поглощения лазерного излучения и возможного отклонения температуры и степени ионизации от равновесных значений исследуется процесс нагрева и движения гелиевой плазмы под действием импульсного излучения СО₂-лазера с длительностью 100 нс и общей энергией 10 Дж. Средняя плотность заряженных частиц $\sim 10^{18}$ 1/см³, максимальная температура 25 эВ, размер плазменного образования 0,2–1,2 см.

Условные обозначения:

ρ — плотность; u — осевая компонента скорости; v — радиальная компонента скорости; p — общее давление; E — полная энергия; ε , p_e , T_e — тепловая энергия, давление и температура электронов; T — температура атомов (ионов); α_0 , α_1 , α_2 , α_e — соответственно неравновесные концентрации атомов, одно- и двукратно ионизованных атомов, электронов; α_{0p} , α_{1p} , α_{2p} , α_{ep} — равновесные значения этих концентраций; K_1 , K_2 — константы ионизационного равновесия; I_1 , I_2 — потенциалы ионизации He; g_0 , g_1 , g_2 — статистические веса; N_0 — число Лошмидта; M — масса атома; v_c — средняя тепловая скорость электронов; σ_1 , σ_0 , σ_a — сечения ионизации ионов и атомов электронным ударом и при атом-атомных столкновениях; σ_{0e} , σ_{1e} , σ_{2e} — сечения тормозного поглощения электронами лазерного излучения соответственно в поле атома, одно- и двукратно заряженных ионов; κ_{0e} , κ_{1e} , κ_{2e} — соответствующие спектральные линейные коэффициенты поглощения; κ — линейный коэффициент поглощения, исправленный на вынужденное испускание; t_a , t_i , t_{zi} — времена температурной релаксации, соответствующие упругим столкновениям электронов с атомами и ионами; ν , q — энергия кванта и плотность потока лазерного излучения.

Пробой газов мощными потоками лазерного излучения давно является объектом всестороннего изучения. В настоящее время теоретическое описание пробоя находится в хорошем качественном согласии с обширными экспериментальными результатами, но количественное соответствие получено в гораздо меньшем числе случаев. Это объясняется наличием большого числа физических процессов, влияющих на его образование и последующее развитие. Для более точного учета диффузии заряженных частиц, потерь энергии электронами в неупругих столкновениях, а также реального распределения интенсивности излучения лазера необходимо привлечение численных методов.

Аналогичная ситуация складывается и при изучении процессов взаимодействия лазерного излучения с плазмой, получающейся в результате пробоя. Исследования в этом направлении развиваются, в частности, в связи с возможностью удержания, сжатия и нагрева не слишком плотной плазмы магнитным полем, а также с эффектами самофокусировки

луча CO_2 -лазера в плазме. Из обширной литературы по этому вопросу укажем работы [1—4]. При построении теоретической модели в этих случаях наиболее сложным представляется расчет газодинамического движения, возникающего как навстречу лазерному лучу, так и в других направлениях. Это возможно только при численном решении соответствующих уравнений, после решения которых можно дать заключения относительно таких важных характеристик плазмы, как степень ионизации, близость к состоянию термодинамического равновесия, пространственная однородность, скорость распространения границ, степень поглощения излучения лазера и т. д. Характерные значения электронной температуры, плотности заряженных частиц и их пространственные распределения позволяют оценить влияние не учтенных на первом этапе исследования процессов переизлучения, электронной теплопроводности, определить ход лазерного луча в плазме. После таких предварительных расчетов можно выделить основные физические процессы, определяющие явление, и определить совокупность описывающих их уравнений, которые затем необходимо решать.

Построение расчетных алгоритмов для численного моделирования взаимодействия излучения с веществом проводилось многими авторами. Основное внимание уделялось образованию и нагреву плазмы при облучении твердых мишеней мощными потоками монохроматического излучения [5—7]. Из появившихся в последнее время работ, посвященных расчетам лазерного пробоя газов нормальной плотности, отметим работу [8], где изучался плоский пробой с учетом процессов переноса.

В данной работе численно исследуется движение гелиевой плазмы малой плотности, нагреваемой импульсным излучением CO_2 -лазера. При этом учитывается только двумерный характер газодинамического движения и неравновесные процессы ионизации и установления температур, а оценка возможного влияния электронной теплопроводности и самофокусировки лазерного излучения проводится на основе анализа конечных результатов. Таким образом определяются максимальные плотности газа и мощность потока излучения, при которых справедлива выбранная модель течения.

В основе построения соответствующего численного алгоритма лежит известная идея расщепления изучаемой системы уравнений. Газодинамическая часть решается двумерной схемой Бориса—Бука, а отщепленные уравнения кинетики ионизации и температурной релаксации — методом [9]. Характерные размеры облучаемого объема газа, начальные распределения температур, плотностей заряженных частиц, длительность и мощность лазерного излучения взяты близкими к экспериментальным данным [10]. Изменена только геометрия хода лазерного луча — сходящийся луч заменен двумя одинаковыми параллельными оси симметрии лучами, падающими на первоначально нагретую область с противоположных сторон. Это позволяет упростить алгоритм расчета хода лазерного луча и, пользуясь симметричностью получающейся задачи, увеличить число расчетных точек, что очень важно при решении двумерных задач. Расчеты, проведенные в [11], показали, что в исследуемом диапазоне температур и плотностей можно пренебречь эффектами возбуждения атомов и излучением нагретой плазмы. При этих предположениях система решаемых уравнений принимает вид

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

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial r} + \frac{\rho u v}{r} = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v^2 + p)}{\partial r} + \frac{\partial \rho v u}{\partial x} + \frac{\rho v^2}{r} &= 0, \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial (E + p) u}{\partial x} + \frac{\partial (E + p) v}{\partial r} + \frac{(E + p) v}{r} &= \kappa q, \\ \frac{\partial \rho \alpha_0}{\partial t} + \frac{\partial \rho \alpha_0 u}{\partial x} + \frac{\partial \rho \alpha_0 v}{\partial r} &= f_0 + f_1 - \frac{\rho \alpha_0 v}{r}, \\ \frac{\partial \rho \alpha_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho \alpha_2 u}{\partial x} + \frac{\partial \rho \alpha_2 v}{\partial r} + \frac{\rho \alpha_2 v}{r} &= f_2, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon u}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon v}{\partial r} + p_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{(\varepsilon + p_e) v}{r} &= \kappa q + \omega + (f_0 + f_2) I_1 - (I_1 + I_2) f_2, \\ \frac{\partial q}{\partial x} &= -\kappa q, \quad \alpha_0 + \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad \alpha_e = \alpha_1 + 2\alpha_2. \end{aligned}$$

Начальные и граничные условия для (1) подробно будут описаны при разборе результатов расчета. Здесь и ниже приняты следующие единицы измерения величин: T , T_e , I_1 , I_2 , v , эВ; $\rho_0 = MN_0 = 1,77 \cdot 10^{-4}$ г/см³; $r_0 = 1$ см; $u_0 = 0,5 \cdot 10^8$ см/с; $t_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ с. Система (1) дополняется термодинамическими соотношениями, в которых не учитывается энергия электронного возбуждения атомов и ионов:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 3/2 \rho T_e \alpha_e, \quad p_e = \rho T_e \alpha_e, \quad p = p_e + \rho T, \\ E &= \varepsilon + 3/2 \rho T + \alpha_1 \rho I_1 + \alpha_2 \rho (I_1 + I_2) + \rho (u^2 + v^2)/2. \end{aligned}$$

Считается, что величины неравновесных степеней ионизации α_1 и α_2 определяются реакциями $A + e \rightleftharpoons A^+ + 2e$, $A + A \rightarrow A^+ + e + A$, $A^+ + e \rightleftharpoons A^{++} + 2e$. Вторая из этих реакций включалась в рассмотрение только при малых значениях степени ионизации плазмы ($\alpha_e < 10^{-3}$). Тогда f_0 , f_1 и f_2 , входящие в (1), принимают вид

$$\begin{aligned} f_0 &= -\alpha_0 \alpha_e N_0 \rho^2 t_0 \sigma_0 v_c (I_1/T_e + 2) \exp(-I_1/T_e) \times (1 - \alpha_1 \alpha_2 / K_1 \alpha_0), \\ f_1 &= \alpha_0 \alpha_e N_0 \rho^2 t_0 \sigma_a v_c (I_1/T + 2) \exp(-I_1/T), \\ f_2 &= \alpha_1 \alpha_e N_0 \rho^2 t_0 \sigma_1 v_c (I_2/T_e + 2) \exp(-I_2/T_e) \times (1 - \alpha_2 \alpha_e / K_2 \alpha_1), \\ K_{1,2} &= (6,06 \cdot 10^{21} g_{1,2} / N_0 \rho g_{0,1}) T_e^{3/2} \exp(-I_{1,2}/T_e), \\ g_0 &= g_2 = 1, \quad g_1 = 2, \quad v_c = 6,7 \cdot 10^7 T_e^{1/2}, \\ \sigma_0 &= 0,13 \cdot 10^{-17} T_e, \quad \sigma_a = 10^{-19}, \quad \sigma_1 = 0,41 \cdot 10^{-18} T_e. \end{aligned}$$

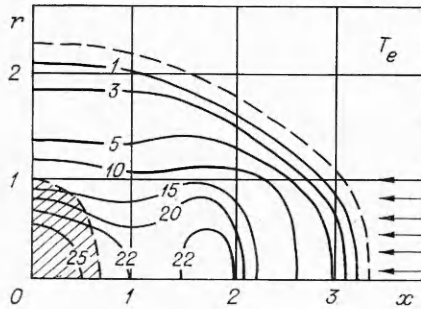
Величина ω , определяющая передачу тепловой энергии от электронов к атомам и ионами при упругих столкновениях, записывается в виде $\omega = (1/t_a + 1/t_i + 1/t_{2i})(T - T_e)$. Сечения, входящие в величины t_a , t_i , t_{2i} , брались согласно [12]. Спектральный линейный коэффициент поглощения

$$\begin{aligned} \kappa &= (\kappa_{0e} + \kappa_{1e} + \kappa_{2e})(1 - \exp(-v/T_e)), \\ \kappa_{0e} &= \sigma_{0e} N_0^2 \alpha_0 \alpha_e \rho^2, \quad \kappa_{1e} = \sigma_{1e} N_0^2 \alpha_1 \alpha_e \rho^2, \\ \kappa_{2e} &= \sigma_{2e} N_0^2 \alpha_2 \alpha_e \rho^2. \end{aligned}$$

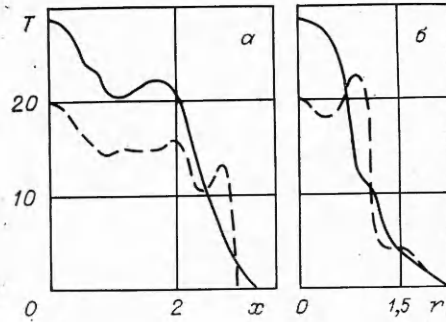
Сечение σ_{0e} бралось из работы [13], а σ_{1e} и σ_{2e} в водородоподобном приближении из [12].

Опишем наиболее характерный из ряда проведенных расчетов вариант.

В начальный момент времени везде в расчетной области $\rho = 0,036$, $T_e = 0,025$ (что соответствует давлению гелия 30 мм рт. ст.). Вне области, ограниченной эллипсом $2x^2 + r^2 = 0,01$ (на фигурах она для наглядности



Фиг. 1.

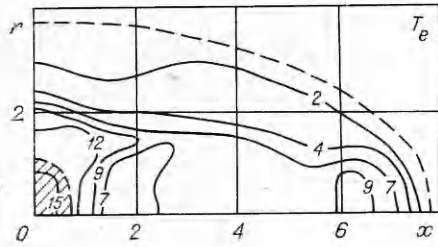


Фиг. 2

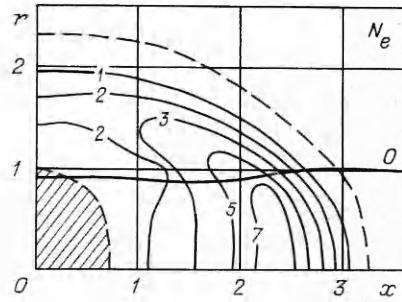
заштрихована), состояние газа считалось термодинамически равновесным. Внутри области $T_e = 2$, а α_1 и α_2 плавно спадают от значений $\alpha_1 = 0,1$ и $\alpha_2 = 0,05$ в центре до периферийных значений. Такое распределение параметров близко к предсказываемым теорией пробоя. Излучение, как говорилось выше, считалось распространяющимся в цилиндрическом канале постоянного сечения с радиусом $r = 0,1$; один источник излучения действует на указанную область справа (показан стрелками на фиг. 1), другой — слева. Изменение во времени мощности каждого импульса задавалось законом $W = 10 \exp(-(30t - 0,75)^2)$. При этом энергия импульса 4,5 Дж, частота излучения в энергетических единицах 0,116 эВ. Вычисления проводились на равномерной прямоугольной сетке. Величины шагов разностной сетки по обеим пространственным координатам совпадали и составляли 0,15 мм.

Кривые на фиг. 1, 2, а, б относятся к моменту максимальной мощности потоков лазерного излучения $t_1 = 51$ нс. На фиг. 1 изображены линии постоянных значений T_e , цифры на кривых указывают значения в эВ, x и r везде измеряются в миллиметрах. Наибольший нагрев плазмы наблюдается в области, захватываемой лазерным излучением ($r < 1$ мм), вне этой области температура быстро падает до 5—1 эВ. Наблюдаются два максимума T_e — в области первоначального нагрева и при $x = 1,8$ мм. Положение внешней ударной волны обозначено штриховой линией. Скорость ее распространения навстречу лазерному лучу порядка 45 км/с, в боковом направлении 25 км/с. Фиг. 2 иллюстрирует степень температурной неравновесности плазмы: а — вдоль оси x при $r = 0$, б — вдоль оси r при $x = 0$. Штриховой линией отмечена температура ионов T , сплошной линией T_e . В областях, где $T_e > T$ (примерно на 30%), неравновесность поддерживается в основном за счет поглощения лазерного излучения электронами, а где $T_e < T$, преимущественным становится нагрев ионного газа при прохождении ударных волн. По оси x это область $2,2 < x < 2,8$. По оси r внешняя ударная волна слабее, так как она вышла за зону действия лазерного излучения и T_e за ней близка к T . Однако при $r \approx 1$ наблюдается зарождение второй ударной волны, которая повышает температуру ионов. Образование ее наиболее заметно по изменению характера поведения скорости.

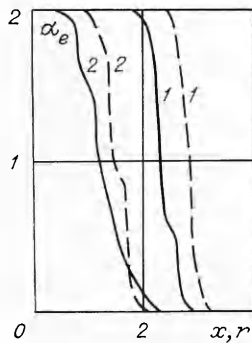
Для оценки влияния электронной теплопроводности отдельно решалась сферически-симметричная задача о распространении тепла с начальными распределениями T_e , соответствующими сечению $x = 1,8$ на фиг. 1, $N_e = 4 \cdot 10^{-2} N_0$. Уравнение нелинейной теплопроводности считалось методом прогонки. Расчеты показали, что за 10 нс T_e в центре понижалась с 22 до 16 эВ. В силу нелинейности ($\sim T_e^{2,5}$) процесса электронной тепло-



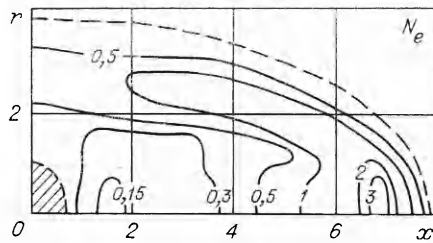
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

проводности температурный профиль практически не изменялся в области $T_e < 7$ эВ. Это дает основание полагать, что учет электронной теплопроводности приведет к сглаживанию и практически к выравниванию температурных профилей в области $r < 1$ мм, но не скажется сильно на развитии всего процесса. По мере прекращения действия лазерного импульса, когда температура в центральной области снижается до 10—15 эВ (фиг. 3 соответствует $t_2 = 144$ нс), электронная теплопроводность уже не играет роли. Приведенный расчетный вариант показывает, что он является предельным в смысле влияния теплопроводности: при увеличении потоков излучения возрастают T_e и, следовательно, теплопроводность станет играть значительную и даже ведущую роль в процессе переноса энергии, при более низких потоках важнейшим остается гидродинамический механизм (при условии сохранения характерных размеров задачи). Скорость распространения внешней ударной волны по оси остается равной 45 км/с, а по оси r падает примерно в 1,5 раза по сравнению с $t_1 = 51$ нс и составляет 15 км/с. При заданных начальных условиях существенное поглощение энергии излучения лазера (до 30%) наблюдается в начале развития процесса. Впоследствии при нарастании электронной температуры и уменьшении плотности в большей части возмущенной области доля поглощенной энергии сильно уменьшается (до нескольких процентов).

На фиг. 4, 5 приведены распределения электронной плотности для $t_1 = 51$ нс, а на фиг. 6 — для $t_2 = 144$ нс. Цифры на линиях уровней указывают значения N_e в единицах $2,687 \cdot 10^{17}$ 1/см³. Например, цифре 2 соответствует $N_e = 5,34 \cdot 10^{17}$ 1/см³ и т. д. В ионизованной области минимум электронной плотности наблюдается вблизи центра и оси симметрии. Это, согласно работам [3, 4], обеспечивает самофокусировку лазерного луча, идущего под некоторым углом к оси, только за счет газодинамических

эффектов без действия внешнего магнитного поля. По распределению N_e в момент времени t_1 был рассчитан истинный оптический ход лазерного луча, ограничивающего падающий пучок. На фиг. 4 он обозначен 0 . Сначала распространение его параллельно оси x , затем область с возрастающей электронной плотностью действует как собирающая линза, луч отклоняется от оси примерно на $4-5^\circ$ (максимальное линейное отклонение при $x = 1,8$ составляет $0,15$ мм, что соответствует размеру одной счетной ячейки). Область $x < 1,5$ мм действует как рассеивающая линза. В результате плазма не оказывает значительного влияния на распространение луча лазера. Такие же оценки проведены для распределения N_e , соответствующего 144 нс, отклонения от прямолинейного распространения в этом случае незначительны. Полученный результат согласуется с экспериментальными данными [10], когда наблюдался эффект самофокусировки луча с отклонением его на $5-7^\circ$. При приближении плотности заряженных частиц к критическому значению N^* (для $\nu = 0,116$ эВ $N^* = 0,9 \times 10^{19}$ $1/\text{см}^3$) отражающие и преломляющие способности плазмы резко возрастают. В приведенном примере максимальное значение $N_e = 0,2 \times 10^{19}$ $1/\text{см}^3$. Поэтому при изучении развития плазменного образования при начальных давлениях, в $3-4$ раза больших, чем в данной работе ($100-120$ мм рт. ст.), следует ожидать значительных эффектов отражения и преломления лазерного луча, это необходимо учитывать при численных расчетах.

На фиг. 5 сопоставлены значения неравновесных концентраций электронов α_e (сплошные линии) с соответствующими локально-равновесными значениями (штриховые), цифра 1 обозначает распределения по оси x , цифра 2 — по оси r . Наибольшие отклонения наблюдаются в областях течения с $T_e < 2-3$ эВ, где скорости ионизации меньше или сравнимы со скоростью газодинамического движения.

Приведенный расчетный пример и опыт расчетов рассматриваемого круга задач позволяют сделать несколько общих заключений относительно области применимости тех или иных математических моделей и реализующих их численных схем. Так, как показывают расчеты, движение образующейся плазмы оказывается существенно двумерным. Это заставляет использовать двумерные газодинамические схемы. Существенным оказывается и отрыв электронной температуры от ионной практически для любых параметров плазмы при достаточно мощных потоках поглощаемого излучения. Поэтому целесообразным является использование двухтемпературного приближения. Ионизационная неравновесность проявляется только в областях с очень низкой концентрацией заряженных частиц или при низких температурах электронов (ниже $1-2$ эВ). В большинстве задач взрывного типа это периферийные области плазменного облака. В реальных расчетах трудно предугадать степень этой неравновесности и ее влияние на все течение в целом, поэтому расчеты уравнений кинетики ионизации нужно тоже включить в систему решаемых уравнений. Влияние электронной теплопроводности начинает сказываться при $T_e > 20-30$ эВ, а нелинейность распространения лазерного луча — при $N_e > (0,3 - 0,6)N^*$. Соответствующие уравнения должны в этих случаях дополнить предлагаемую в данной работе систему уравнений. Собственное излучение плазмы не играет роли. Задачи взаимодействия лазерного излучения с плазмой обладают большим разнообразием, и все сказанное относится к достаточно узкому кругу параметров плазмы и излучения лазера, характерные значения которых использованы в данной работе.

Авторы выражают благодарность О. С. Рыжову и И. В. Немчинову за внимание и интерес к работе.

Поступила 9 VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Amherd N. A., Vlases G. G. Trapping and absorption of an axially directed CO₂ laser beam by a Θ -pinch plasma.— Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 24, N 2.
2. Yuen S. Y., Lax V., Cohn D. R. Laser heating of a magnetically confined plasma.— Phys. Fluids, 1975, vol. 18, N 7.
3. Johnson L. G., Chu T. K. Measurements of electron density evolution and beam self-focusing in a laser-produced plasma.— Phys. Rev. Lett., 1974, vol. 32, N 10.
4. Cohn D. R., Raff G. J., Brooks R. L., Loter N. G., Halverson W. Beam self-focusing in a laser-produced plasma in a magnetic field.— Phys. Lett., 1974, A 49, N 2.
5. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г. и др. Лазерное инициирование термоядерной реакции в неоднородных сферических мишенях.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, № 1.
6. Белоцерковский О. М., Демченко В. В., Косарев В. И., Холодов А. С. Численное моделирование некоторых задач лазерного сжатия оболочек.— ЖВММФ, 1978, т. 18, № 2.
7. Бунатян А. А., Неуважаев В. Е., Строчева Л. П., Фролов В. Д. Численное исследование развития возмущений при сжатии мишеней обостренным импульсом. Препринт № 71 ИПМ АН СССР, 1975.
8. Иванов М. Ф. Распространение волн оптического пробоя в газах.— Квант. электроника, 1978, т. 5, № 12.
9. Попов С. П., Романкевич Ю. И. Применение метода расщепления для расчета двухтемпературных и ионизационно неравновесных течений газа.— ЖВММФ, 1977, т. 17, № 6.
10. Chu T. K., Johnson L. G. Measurement of the development and evolution of shock waves in a laser-induced breakdown plasma.— Phys. Fluids, 1975, vol. 18, N 11.
11. Попов С. П. Численный расчет задачи об остывании сферического объема неравновесно-ионизованного гелия.— ПМТФ, 1976, № 2.
12. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
13. Фирсов О. Г., Чибисов М. И. Тормозное излучение медленных электронов на нейтральных атомах.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 6.

УДК 621.375.826

**ИССЛЕДОВАНИЕ
КОЛЕБАТЕЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНОГО ТЕЧЕНИЯ
В КЛИНОВИДНОМ СОПЛЕ СМЕСИ CO₂—N₂—O₂—H₂O**

А. Б. Британ, А. М. Старик

(Москва)

В различных приложениях для получения высоких температур используется горение углеводородных топлив. Состав продуктов сгорания зависит от конкретных условий, но, как правило, в смеси в большом количестве, кроме молекул CO₂ и N₂, присутствуют молекулярный кислород (молярная доля $\gamma_{\text{O}_2} = 0,2$) и пары воды ($\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 0,05$).

Последующее расширение продуктов сгорания в сверхзвуковом сопле может характеризоваться большой степенью неравновесности. Исследование таких течений в последнее время получило широкое развитие в связи с разработкой и совершенствованием газодинамических лазеров, в которых обычно используют клиновидные и плоские или осесимметричные профилированные сопла [1]. Оценка степени неравновесности течения проводилась по результатам измерения коэффициента усиления слабого сигнала зондирующего CO₂-лазера. Для простых смесей CO₂—N₂—He было отмечено удовлетворительное согласие эксперимента с расчетом. Это позволяет заключить, что основные вопросы кинетики энергообмена в таких потоках в настоящее время решены [1].

В то же время возрастающий объем публикаций по кинетике колебательно-энергетического обмена в более сложных многокомпонентных смесях CO₂—N₂—CO—O₂—H₂—H₂O [2—7] свидетельствует о том, что вопрос о создании математической модели течения таких смесей, согласующейся с экспериментом