

04;07

## Ускорение лазерной плазмы оптическим разрядом, движущимся в воздухе с гиперзвуковой скоростью

© В.Н. Тищенко, А.И. Гулидов

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 12 мая 2000 г.

Движущийся в атмосфере оптический пульсирующий разряд создает плазменную струю, направленную в сторону, противоположную распространению разряда. Плазма ускоряется при истечении из области высокого давления в "вакуумированный" канал, создаваемый разрядом. Получены аналитические выражения для оценки скорости, плотности и радиуса струи в зависимости от параметров разряда. Метод исследования — компьютерное моделирование.

В аэрокосмических задачах [1–3] изучается возможность применения лазерного излучения для управления обтеканием тел. В сверхзвуковом потоке газа осуществлен оптический пульсирующий разряд (ОПР), создававший квазистационарную ударную волну (УВ) и канал с низкой плотностью газа [4]. В экспериментах [5,6] с одиночной лазерной искрой наблюдались слабые струи. В [7] выполнен расчет стационарного течения за фронтом светодетонационной волны (СДВ). Однако создание стационарной СДВ ограничено пробоем на аэрозолях [8]. В расчетах [9,10] по обтеканию тел с тепловым источником задача о струе не рассматривалась. В лазерном ракетном двигателе поток плазмы формируется в сопловом устройстве. В данной работе показано, что ОПР может создавать плазменную струю в свободном газовом пространстве. Энергия лазерных искр преобразуется в кинетическую с участием "мягких стенок" (контактный разрыв), создаваемых ОПР в газе. При математическом моделировании использовались нестационарные уравнения газовой динамики для случая осевой симметрии и лагранжев подход. В управлении состояния воздуха использовались данные [11]. Численное решение дифференциальных уравнений осуществлялось с помощью программного комплекса KRUG24 по явной конечнораз-

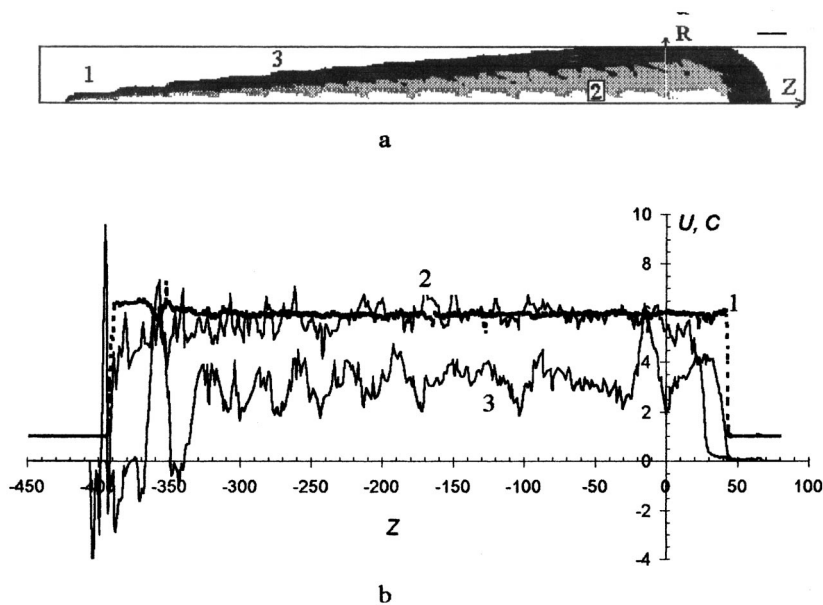
ностной схеме типа "крест" на треугольных ячейках с применением алгоритма локальной перестройки разностной сетки [12].

Схема формирования струи. Сфокусированное импульсно-периодическое лазерное излучение с аксиально симметричным подводом создает в неподвижном газе ( $P_0, \rho_0$  — давление, плотность) искры цилиндрической формы [13]: длина  $L$ , радиус  $R_0 \ll L$ ,  $P \gg P_0$ , поглощенная энергия  $\varepsilon_\nu \gg \varepsilon_0$  ( $\varepsilon_0$  — энергия воздуха в объеме искры при  $t = 0$ ). При длительности импульсов  $t_1 \ll R_0/C_0$  газ неподвижен,  $P$  — максимально ( $C_0$  — скорость звука в газе). Фокальная область перемещается со скоростью  $V$  вдоль оси луча. При частоте повторения импульсов  $F \approx V/L$  создается неразрывный канал: длина  $L_C \gg L$ , радиус  $R > R_0$ ,  $\rho \ll \rho_0$ ,  $P \sim P_0$ . Каждая искра создает скачок давления в начале канала. Ее плазма ускоряется при истечении из области высокого давления в "вакуумный" канал. При  $T_R/T_Z \approx 0.3 \div 1$  скорость струи относительно окружающего газа  $U \approx C$ , направление противоположно движению ОПР. Здесь  $T_R$  и  $T_Z \approx L/C$  — времена выравнивания давления за счет радиального и продольного расширения искры ( $C$  — скорость звука в канале). В модели невязкого газа струя тормозится при взаимодействии с плотным газом в конце канала. При гиперзвуковой скорости ОПР  $V > C$  (фокусирующие системы с переменным фокусным расстоянием) зона торможения не влияет на ускорение плазмы. Охлаждение и вязкое трение ограничивают длину струи. Длину можно определить из оценки  $L_C \approx 10 \cdot T_1 \cdot V$ , где  $T_1 \sim 0.0003$  s — характерное время охлаждения лазерной плазмы в  $\sim 2$  раза [14].

Из рисунка видно, что на некотором расстоянии от начала канала осевая скорость  $U(Z)$  струи квазистационарна. Для стадии установившегося течения ( $P \sim P_0$ ) можно построить упрощенную аналитическую модель. Задача имеет 9 параметров: среда —  $P_0, \rho_0$ , показатель адиабаты  $\gamma_0$ ; лазерное излучение —  $\varepsilon_\nu, F, t_1$ ; ОПР —  $V, L, R_0$ . Независимы 6 безразмерных комбинаций параметров ( $\pi$ -теорема). При  $t_1 \ll R_0/C_0$  влияние  $t_1$  мало. Зависимость от  $\rho$  в уравнении состояния близка к линейной. Условие неразрывности канала связывает величины

$$F^{-1} \approx T_S = L/M_0, \quad (1)$$

$M_0 = V/C_0$ . Здесь и далее величины имеют безразмерный вид. Время, размеры, скорости, плотность и давление нормировались на  $R_0/C_0$ ,  $R_0, C_0, \rho_0, P_0$ . Для воздуха ( $\gamma_0 = 1.4$ ) остается три безразмерных



Расчет возмущений, создаваемых ОПР при движении в воздухе (справа налево) со скоростью  $5100 \text{ m/s}$  ( $M_0 = 15$ ),  $\varepsilon = 208$ . Первая искра находилась в области  $0 \leq Z \leq L$ ,  $R_0 = 0.0025 \text{ m}$ , зависимости соответствуют моменту времени  $t = 26.7$  ( $200 \mu\text{s}$ ), длина струи  $\sim 1 \text{ m}$ . *a* — распределение по  $Z$  и  $R$  плотности среды при  $L = 32$  ( $0.08 \text{ m}$ ): 1 — ”последняя” искра, 2 — плазменная струя, 3 — ударная волна. *b* — распределение при  $R = 0$  по  $Z$ : скорость звука (1) для  $L = 32$ , скорости струи (2) при  $L = 8$  и (3) при  $L = 32$ .

параметра —  $M_0$ ,  $L$  и

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_\nu / \varepsilon_0 = \varepsilon_\nu \cdot (\gamma_0 - 1) / [\pi \cdot R_0^2 \cdot L \cdot P_0] \\ &= (\gamma_0 - 1) \cdot Q / P_0 = [W / (V \cdot P_0)] \cdot [(\gamma_0 - 1) / (\pi \cdot R_0^2)]. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь  $Q$  [ $\text{J}/\text{m}^3$ ],  $W / (V \cdot P_0)$  [ $\text{J}/(\text{m} \cdot \text{Pa})$ ],  $W = \varepsilon_\nu \cdot F$  — поглощаемые в искре плотность и погонная плотность энергии, средняя мощность ОПР,  $F$  [Hz] — частота повторения ( $L$  [m],  $V$  [m/s]). Из расчетов следует, что радиус струи, ее плотность и удельная плотность внутренней энергии с хорошей точностью зависят лишь от  $\varepsilon$ . Найдем комплекс

Письма в ЖТФ, 2000, том 26, вып. 19

$\tau(M_0, L, \varepsilon)$ , описывающий осевую компоненту скорости струи (радиальная пренебрежимо мала). Существует два режима взаимодействия ОПР с газом: импульсный — время паузы между импульсами излучения велико  $T_S \gg T_R$ , длина зоны высокого давления равна длине искры  $L$ ; квазистационарный —  $T_S \ll T_R$ , зона высокого давления состоит из плазмы многих лазерных искр, ее длина равна

$$L^* = M_0 \cdot T_R. \quad (3)$$

В качестве  $\tau$  примем отношение  $T_R/T_Z$ :

$$\begin{aligned} \tau &= T_R \cdot C/L \quad (L \gg L^*), \quad \tau = (C/M_0) \quad (L \ll L^*), \\ \tau &= (C/M_0)/(1 + b \cdot L/L^*) \quad (L \sim L^*), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $b \sim 1$ , а  $T_R$  и  $C$  зависят от  $\varepsilon$ . Модель применима, если выполнены условия: цилиндрическая геометрия задачи —  $L^*/2 \gg 1$  при  $L \ll L^*$ , и  $L/2 \gg 1$  при  $L \geq L^*$ ; мгновенный нагрев —  $t_1 \ll R_0/C_0$ ; энергия  $\varepsilon \gg 1$  и поглощается в холодном газе.

$T_R$  и  $C$  определялись из численного решения задачи о тепловом взрыве цилиндрической области в воздухе. Из анализа результатов следует, что можно выделить две стадии расширения искры. Быстрая  $t_1 < t < T_R$  — давление в искре понижается от максимального при  $t = t_1$  до  $P \approx 2$  при  $t = T_R$ , скорость контактного разрыва уменьшается от сверхзвуковой до значения  $\sim 0.3$ . Медленная стадия  $T_R < t < T_P$  — давление уменьшается до  $P \approx 1$ , при  $t = T_P$  граница плазмы останавливается. При  $t > T_R$  скорость звука и удельная плотность внутренней энергии  $\varepsilon_P$  в каверне слабо зависят от  $r$  и  $t$ . Расчетные значения  $T_R$ ,  $T_P$  и соответствующие им параметры  $C$ ,  $\rho$ ,  $R$  и  $\varepsilon_P$  аппроксимировались степенными функциями в двух диапазонах  $\varepsilon$ . Погрешность  $\delta$  указана, если  $\delta > 0.05$ .

При  $t = T_R$  величины  $T_R$  и  $C$  равны соответственно:

$$\begin{aligned} T_R &= 0.7 \cdot \varepsilon^{0.2} \quad (\delta < 0.1) \quad \text{и} \quad C = 1.26 \cdot \varepsilon^{0.3} \quad \text{для} \quad \varepsilon = 5 \div 200, \\ T_R &= 0.08 \cdot \varepsilon^{0.6} \quad \text{и} \quad C = 0.713 \cdot \varepsilon^{0.4} \quad \text{для} \quad \varepsilon = 200 \div 1000. \end{aligned} \quad (5)$$

При  $t = T_P$  параметры среды равны:

$$\begin{aligned} C &= 1.15 \cdot \varepsilon^{0.3} \quad \text{и} \quad C = 0.68 \cdot \varepsilon^{0.4}, \quad \varepsilon_P = 0.53 \cdot \varepsilon \quad \text{и} \quad \varepsilon_P = 1.38 \cdot \varepsilon^{0.84}, \\ T_P &= 0.5 \cdot \varepsilon^{0.5}, \quad \rho = 1.6/\varepsilon^{0.8}, \quad R = 0.8 \cdot \varepsilon^{0.4} \quad (\delta < 0.1). \end{aligned} \quad (6)$$

Выражения (6) применимы для оценки параметров струи на стадии установившегося течения. Подставляя (5) в (3), (4), получим выражения для  $L^*$ ,  $\tau$ :

$$\begin{aligned} \varepsilon = 5 \div 200 & & \varepsilon = 200 \div 1000 \\ L^* = 0.7 \cdot M_0 \cdot \varepsilon^{0.2} & & L^* = 0.08 \cdot M_0 \cdot \varepsilon^{0.6} \end{aligned} \quad (7)$$

$$(L \gg L^*) \quad \tau = 0.88 \cdot \varepsilon^{0.5} / L \quad \tau = 0.057 \cdot \varepsilon / L \quad (8)$$

$$(L \ll L^*) \quad \tau = 1.26 \cdot M_0^{-1} \cdot \varepsilon^{0.3} \quad \tau = 0.713 \cdot M_0^{-1} \cdot \varepsilon^{0.4} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} L^* \sim L \quad \tau = 1.26 \cdot M_0^{-1} \times & & \tau = 0.713 \cdot M_0^{-1} \times \\ \times \varepsilon^{0.3} / (1 + L/L^*) & & \times \varepsilon^{0.4} / (1 + L/L^*) \end{aligned} \quad (10)$$

На рисунке представлены результаты расчетов для квазистационарного ( $L \ll L^*$ ) и близкого к импульсному ( $L \sim L^*$ ) режимов ускорения струи. Скорость звука в струе в обоих случаях  $C \sim 6$ . При  $L \ll L^*$  и  $\tau = C/M_0 = 0.4 - U \approx C$ , а во втором случае  $U$  существенно ниже, что связано с малостью  $\tau$ . В области установившегося течения радиальная компонента скорости струи  $U_R \ll U$ ,  $\rho \ll \rho_0$ ,  $P \sim 1$ . При взаимодействии струи с плотным газом в конце канала струя тормозится, формируется вихрь, контактная поверхность движется со скоростью  $\sim 0.5 \cdot C_0$  в направлении распространения струи. Ударная волна в окружающем газе создается из многих УВ от отдельных искр. Продольная компонента импульса УВ компенсирует импульс струи. Мощность струи  $\sim 50\%$  от поглощаемой в ОПР, остальная часть содержится в УВ. Распределение скорости не монотонно вдоль оси канала. Однако если в качестве параметров выбирать средние значения  $U$  и  $C$  вдоль струи, то при разных исходных данных задачи и одном и том же значении  $\tau$  величина эффективного числа Маха для этих осредненных параметров хорошо аппроксимируется выражением

$$M = U/C = (1 + 1.33 \cdot 10^{-4} \cdot \tau^{-5})^{-1}. \quad (11)$$

$M$  и  $\tau$  зависят от  $M_0$ ,  $L$ ,  $\varepsilon$ . Однако (11) упрощается: при  $\tau > 0.3$  —  $M \approx 1$ ; при  $\tau < 0.15$  —  $M \approx 7500 \cdot \tau^5$ . При  $L \geq L^*$  и при малых  $\tau$  модуляция  $U$  близка к 100%. Выражения (1), (2), (6)–(11) позволяют определить скорость, радиус, плотность и энергию струи для заданных параметров среды и ОПР. Возможно решение

обратной задачи: определение параметров ОПР, при которых создается струя с необходимыми свойствами. Давление торможения на оси струи находится из (11) и (6):  $P = \gamma_0 \cdot \rho \cdot C^2 \cdot M^2 + 1$ . С учетом (6) получим:  $P = 1.48 \cdot M^2 / \varepsilon^{0.2} + 1$  ( $\varepsilon < 200$ );  $P = 0.518 \cdot M^2 + 1$  ( $\varepsilon = 200 \div 1000$ ). При  $\tau > 0.3$  —  $P \approx 1.5 \div 2$ , а при  $\tau < 0.1$  —  $P \approx 1$ . Предполагая, что вся плазма ускоряется до скорости звука, в канале получим оценку отношения кинетической мощности струи к мощности ОПР —  $\eta = \gamma_0 \cdot (\gamma_0 - 1) \cdot \varepsilon^{-1} \cdot C^2 / 2 \sim 0.1 \div 0.15$ . Эти значения  $\eta$  достижимы при специальной организации ввода энергии в плазму.

Таким образом, при определенных условиях лазерное излучение может создавать движущиеся в газе плазменные и газодинамические неоднородности в виде ударной и плазменной струи.

Авторы выражают благодарность А.Г. Пономаренко за полезные обсуждения и поддержку данной работы.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ, проект № 00–02–17482.

## Список литературы

- [1] *Myrabo L.N., Raizer Yu.P.* // AIAA Paper. 1994. N 94-2451. С. 1–13.
- [2] *Nemchinov I.V., Artem'ev V.I., Bergelson V.I.* et al. // Shock Waves. 1994. N 4. P. 35–40.
- [3] *Борзов В.Ю., В.М. Михайлов, И.В. Рыбка* и др. // ИФЖ. 1994. Т. 66. № 5. С. 515–520.
- [4] *Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И.* и др. // ДАН. 1994. Т. 336. № 4. С. 466–467.
- [5] *Бухфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б.* и др. // ДАН СССР. 1981. Т. 261. № 3. С. 586–588.
- [6] *Кондрашов В.Н., Родионов Н.Б., Ситников С.Ф.* и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 1. С. 89–97.
- [7] *Thomas P.D.* // AIAA Journal. 1977. V. 15. P. 1405–1419.
- [8] *Зуев В.Е.* // Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. С. 155.
- [9] *Левин В.А., Афонина Н.Е., Георгиевский П.Ю.* и др. // Влияние источника энерговыделения на сверхзвуковое обтекание тел. Препринт № 36–98, Москва: Институт механики МГУ, 1988. С. 48.
- [10] *Гувернюк С.В., Самойлов А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 9. С. 1–8.

- [11] *Кузнецов Н.М.* Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. С. 462.
- [12] *Фамин В.М., Гулидов А.И., Сапожников Г.А.* Высокоскоростное взаимодействие тел. Новосибирск, СО РАН, 1999. С. 600.
- [13] *Коробкин В.В., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н.* // Труды ИОФАН. 1993. Т. 41. С. 23–46.
- [14] *Тищенко В.Н.* // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. В. 2. С. 228–233.