

03;07;08

Режимы течения с подводом энергии пульсирующего лазерного излучения в сверхзвуковой поток

© В.И. Яковлев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск
E-mail: yakovlvi@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 26 февраля 2001 г.

Проведен сравнительный анализ режимов течения газа за областью энергоподвода в сверхзвуковом потоке, которые определяются условиями фокусировки лазерного излучения. Установленная взаимосвязь энергетических и газодинамических параметров позволила определить существенное отличие параметров течения (скорость, давление торможения) за протяженным и точечным плазменным теплоисточником при одинаковых начальных условиях в диапазоне чисел Маха сверхзвукового потока $M=1.5-10$.

В [1,2] показано, что при формировании в сверхзвуковом потоке газа протяженной области оптического пробоя параметры течения (в тепловом следе) определяются динамикой лазерной плазмы. Этот режим течения возможен при условии значительной протяженности плазмы пробоя l относительно его диаметра d , что определяется соответствующей фокусировкой излучения. Однако в случае $l \approx d$ из-за отсутствия условия поддержания лазерной волны детонации характер процессов существенно изменяется и соответствует условию мгновенного локализованного выделения энергии. Такое условие использовалось в численных исследованиях [3–6] взаимосвязи пространственно-временных энергетических параметров теплоисточника со структурой течения в его окрестности и при обтекании тел. Также аналитическая модель сильного точечного взрыва использовалась для расчетного определения требуемой конфигурации ударной волны, которая может быть вызвана серией лазерных импульсов [7]. Как показано ниже, возможности аналитического подхода в рамках данной модели можно существенно расширить и кроме характерных масштабов оценить газодинамические параметры в их взаимосвязи с энергетическими, используя обобщенные

данные расчетных исследований течения после взрыва с учетом влияния противодавления в широком диапазоне условий [8,9].

Целью представленной работы является анализ структуры квазистационарного течения в сверхзвуковом потоке с пульсирующим лазерным пробоем при короткой фокусировке луча (на основе модели точечного взрыва) и оценка параметров среды за областью пробоя в зависимости от энергетических характеристик излучения и скорости (числа Маха) потока. Для выявления характерных особенностей режима течения с мгновенным выделением энергии проводится его сравнительный анализ с данными для модели [1,2], учитывающей конечную (хотя и высокую) скорость энергоподвода за фронтом светодетонационной волны (модель протяженного источника) при тех же значениях средней мощности лазерного излучения и начальных условиях эксперимента.

Измеренная средняя мощность поглощенного лазерного излучения (равная произведению энергии импульса и частоте их следования f) составляет $N = 1.6 \text{ kW}$ при $f = 100 \text{ kHz}$. Предполагается, что в отличие от модели протяженного источника поглощение энергии происходит мгновенно в точке фокусировки излучения, т.е. выполняются основные условия модели точечного взрыва. Предполагая также частоту достаточной для формирования квазистационарного течения (это условие дано ниже), определяется исходный энергетический параметр (энергия на единицу длины) $E^0 = N/u_\infty$, где u_∞ — скорость потока. В результате определяются пространственно-временные масштабы точечного взрыва с цилиндрической симметрией: $r^0 = (E^0/P_\infty)^{1/2}$ и $t^0 = r^0(\rho_\infty/P_\infty)^{1/2}$, равные 8.4 mm и $54 \mu\text{s}$ для условий эксперимента с $E^0 = 4 \text{ J/m}$. В расчетном анализе для определения радиального распределения параметров в различные моменты времени после взрыва использованы табличные данные [8] для газодинамических параметров, представленные в зависимости от безразмерных переменных ξ и q , где $\xi = (r_i/r_n)^2$, r_i и r_n — радиусы выбранных точек и ударной волны; $q = (a_\infty/c)^2$, a_∞ и c — скорости звука в набегающем потоке и ударной волны соответственно. Для фиксированного расстояния x от точки взрыва (фокусировки) $t = x/u_\infty$ и безразмерный параметр t/t^0 определяет величину q .

На рис. 1, *a* представлено относительное изменение давления P_0/P_∞ , скорости звука a_0/a_∞ и радиальной скорости (разлета) среды v_0/a_∞ (1, 2 для значений эффективного показателя адиабаты γ 1.3 и 1.67) в центральной части потока при увеличении q (удалении от точки

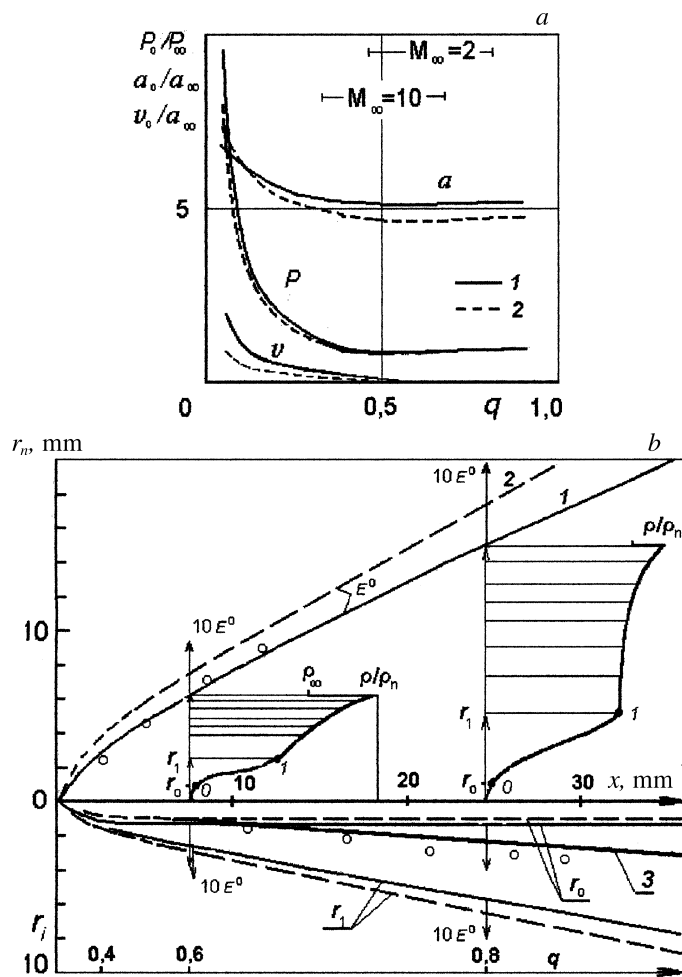


Рис. 1. Газодинамические параметры течения в центре (а) и волновая структура в окрестности (б) области подвода энергии в сверхзвуковом потоке $M_\infty = 2$ в зависимости от расстояния (параметра q) от точки взрыва (фокусировки излучения).

взрыва). Там же показаны диапазоны изменения q для чисел Маха потока $M_\infty = 2$ и 10 в интервале $x = 5-30$ мм. Общим свойством этих решений является установление при q более 0.35 практически

постоянных уровней: $P_0/P_\infty \cong 1$, $a_0/a_\infty \cong 5$ и $v_0/a_\infty \cong 0$ с относительным отклонением (и изменением знака скорости для q в диапазоне 0.6–0.8) не более нескольких процентов. Изобарическое течение с установившимися параметрами определяется координатой $x^* = u_\infty(t/t^0)t^0$ (где $t/t^0 \cong 0.11$ – 0.13 при $q = 0.35$ в зависимости от γ).

Радиальные профили относительной плотности ρ/ρ_n ($\gamma = 1.3$ и для других γ аналогичный вид) для двух фиксированных значений $q = 0.6$ и 0.8 ($x = 7.6$ и 24.4 mm соответственно) представлены на рис. 1, *b* в дополнение к расчетной конфигурации ударной волны $r_n(I, 2)$ и результатам экспериментов [1,2] в потоке аргона $M_\infty = 2$. Там же обозначен уровень плотности в невозмущенном потоке ρ_∞ . Характер распределения этого параметра позволяет оценить его среднее значение в центральной области величиной $\rho_0 \cong 0.03$ – $0.04\rho_\infty$ (а также скорость звука $a_0 \cong 5a_\infty$) в ближней к оси расчетной точке r_0 , устраняя таким образом особенность решения модели точечного взрыва при $r = 0$. Этот выбор оправдан также тем, что, согласно проведенным оценкам, пространственный масштаб процессов тепломассопереноса в высокотемпературном аргене близок к величине r_0 .

Внутренняя и внешняя граница характерной области низкой плотности (и высокой температуры) представлены на рис. 1, *b* линиями r_0 и r_1 ниже оси Ox . Первая остается с ростом x практически постоянной (r_0 не более 0.9–1.2 mm), а радиус внешней границы заметно (в несколько раз) возрастает, показывая расширение области почти постоянного градиента плотности. Это отличает рассматриваемый процесс от энерговыделения за фронтом светодетонационной волны, где граница теплового следа (линия 3) является слабым скачком, разделяющим скоростной плазменный поток от основного [2].

Зависимость параметров течения от мощности N проявляется во взаимосвязи E^0 , r^0 и t^0 , показывающей их увеличение как $N^{1/2}$. При этом уменьшаются t/t^0 , q и увеличиваются радиус ударной волны и газодинамические параметры. На рис. 1, *b* также показано (стрелками $10E^0$) изменение r_0 , r_1 и r_n при десятикратном увеличении мощности. Наиболее заметно (в 2.5–3 раза) увеличивается r_0 и менее всего радиус ударной волны. Таким образом, эффект повышения мощности проявляется в увеличении размеров области низкой плотности при более раннем достижении установившихся (q более 0.35) параметров течения.

Условие квазистационарности для мгновенного энергоподвода приобретает вид $u_\infty/f - r_0$ (или r_1 , что в нашем случае составляет

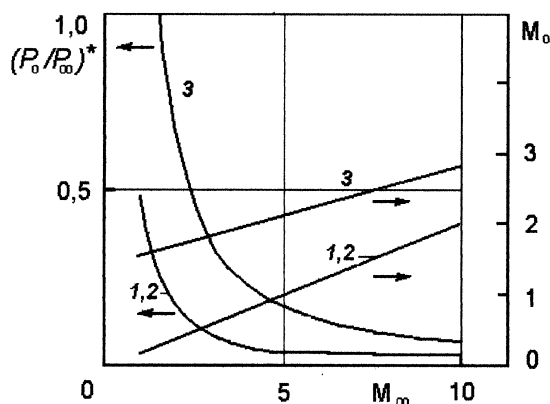


Рис. 2. Скоростные параметры течения (число Маха M_0 , относительная величина давления торможения) за областью подвода энергии в сверхзвуковом потоке с M_∞ (1, 2 — модель точечного взрыва, 3 — модель протяженного источника).

меньше 1 mm), соответственно частота более 400 kHz. В сравнении с протяженным источником, для которого $u_\infty/f \sim l$, при короткой фокусировке луча требуется более высокая частота. При менее жестком условии $u_\infty/f \sim r_n$ (следует использовать решение со сферической симметрией) величина f снижается в несколько раз, но в этом случае возрастает неоднородность распределения параметров. В обоих режимах энергоподвода требуемая частота увеличивается с ростом скорости (числа Маха) потока.

Для определения средних значений скоростных характеристик квазистационарного течения (числа Маха, а также давления торможения) используется общее свойство решения для скорости разлета среды в центральной области взрыва: $v/a_\infty \cong 0$. Это означает, что в области изобарического течения средняя осевая скорость среды u_0 в центре потока (радиусом r_0) близка к скорости набегающего потока, т.е. $u_0 \cong u_\infty = M_\infty a_\infty$. Скорость звука в этих условиях приобретает (рис. 1, а) практически постоянное значение $a_0 = K a_\infty$ с коэффициентом $K \cong 5$ (в пределах 10% для разных γ). В результате определяется число Маха в центральной области потока: $M_0 = M_\infty/K \cong M_\infty/5$. На рис. 2 этот результат (1, 2) представлен в сравнении с данными (3), полученными для модели протяженного источника с аналогичными

начальными условиями и средней мощностью излучения также в точке выполнения условия изобаричности. Эти данные показывают, что в диапазоне $M_\infty = 1-10$ число Маха потока за областью энергоподвода всегда меньше, чем в основном потоке, наименьшее в режиме взрыва, для которого при M_∞ менее 5 течение дозвуковое.

Из известной взаимосвязи газодинамических параметров в потоке определено и также представлено на рис. 2 относительное изменение давления торможения $(P_0/P_\infty)^*$ для обоих квазистационарных режимов подвода энергии. Впервые показано, что при равной средней мощности излучения параметры торможения существенно различаются (при короткой фокусировке ниже в три раза при малых M_∞) при общем их значительном (более чем на порядок величины) снижении с увеличением числа Маха набегающего потока. Установленное при этом снижение темпа изменения величины $(P_0/P_\infty)^*$ при больших M_∞ означает, что эффекты энергоподвода (например, при обтекании тел) будут при прочих равных условиях слабо изменяться в скоростном диапазоне от $M_\infty \cong 5$. Кроме того, поскольку интегральные эффекты подвода энергии определяются также соотношением поперечных размеров обтекаемых тел и области с существенным изменением параметров (радиусом не более r_1), эти эффекты усиливаются с увеличением мощности только до определенных пределов, определяемых соотношением указанных размеров.

Список литературы

- [1] Третьяков П.К., Яковлев В.И. // ДАН. 1999. Т. 365. № 1. С. 58–60
- [2] Yakovlev V.I. // Int. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt 3. Novosibirsk–Tomsk, Russia, 9–16 July, 2000. P. 139–145; а также Яковлев В.И. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 9. С. 13–19.
- [3] Георгиевский П.Ю., Левин В.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 8. С. 684–687.
- [4] Гувернюк С.В., Самойлов А.Б. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 9. С. 1–8.
- [5] Korotaeva N.A., Shashkin A.P. // Int. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt 2. Novosibirsk–Tomsk, Russia, 9–16 July, 2000. P. 100–105.
- [6] Zudov V.N. // Int. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt 3. Novosibirsk–Tomsk, Russia 9–16 July, 2000. P. 162–167.
- [7] Murabo L.N., Raizer Yu.P. AIAA Paper N 94–2451. 1994.
- [8] Коробейников В.П., Чушкин П.И., Шароватова К.В. Газодинамические функции точечного взрыва. М.: ВЦ АН СССР, 1969. 47 с.
- [9] Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука, 1985.