

**В. Н. Зудов, П. К. Третьяков, А. В. Тупикин**

Институт теоретической и прикладной механики  
им. С. А. Христиановича СО РАН  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия  
E-mail: zudov@itam.nsc.ru

## **НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЭНЕРГОПОДВОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ**

Представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования газодинамической структуры, возникающей при обтекании сверхзвуковым потоком пульсирующего теплового источника. Подвод тепла осуществлялся созданием в потоке ограниченного объема плазмы, образованной при пробое сфокусированного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, работавшего в импульсно-периодическом режиме. С учетом полученных экспериментальных данных предложена физическая модель теплового источника, которая была принята в численных расчетах. Численные расчеты выполнены для невязкого газа с использованием TVD-схемы и разработанных не отражающих краевых условий. Выявлено влияние газодинамических и энергетических параметров на структуру течения исследуемого явления.

*Ключевые слова:* сверхзвуковой поток, импульсно-периодический энергоисточник, экспериментальное и численное моделирование.

### **Введение**

В последнее десятилетие интенсивно развивается новое направление в аэродинамике, связанное с активным внешним энергетическим воздействием на сверхзвуковой поток. Об этом свидетельствуют проводимые ежегодно международные конференции в Норфолке (США) [1; 2] и в Москве (ИВТ РАН) [3–5]. В основе этого направления лежат работы В. А. Левина и его школы в 1980-х гг. Возможны различные способы создания локальных воздействий на течение: нагретая проволочка [6], продольный электрический разряд [7], тонкий лазерный луч [8]. Среди предложенных особое место занимает способ энергоподвода с применением излучения (например, лазерного [9]), который является перспективным как для развития исследований, так и для ряда возможных практических приложений. Для этой цели применялись импульсные лазеры с вводом энергии за один или несколько импульсов [9]. Для непрерывного подвода энергии в поток газа в форме стабилизированного оптического разряда требуется вы-

сокая (десятки и сотни киловатт) мощность излучения, что является сложной технической задачей. Впервые примененное в [9] импульсно-периодическое излучение  $\text{CO}_2$ -лазера со средней мощностью не более 2 кВт позволило сформировать стабилизированный тепловой источник в виде квазистационарной лазерной плазмы (оптического пробоя) в до- и сверхзвуковом потоке аргона (при скорости 190–430 м/с). Для осуществления квазистационарного режима подвода энергии необходимо, чтобы за время между соседними импульсами плазма существенно не распадалась и не сносилась потоком газа. В последующих исследованиях [9–12] детально изучены условия стабилизации оптического разряда, получена качественная и количественная информация о газодинамической структуре течения. Проведение численных исследований дает более полную картину течения и возможность предсказания новых явлений. Задача решалась в рамках двумерных нестационарных уравнений Эйлера с постоянным показателем адиабаты и с различными параметрами источников мгновенного энерговыделения.

Для решения уравнений Эйлера был использован метод Годунова.

### Физическая модель

При создании оптического разряда в сверхзвуковом потоке в зависимости от условий (плотность, давление среды) и параметров излучения (плотность мощности излучения) возможен некоторый механизм развития: быстрая волна ионизации (БВИ,  $D_F = 20\text{--}100$  км/с,  $D_F$  – скорость распространения фронта поглощения); светодетонационная волна (СДВ,  $D_F = 3\text{--}10$  км/с); радиационная волна (РВ,  $D_F = 10\text{--}40$  км/с); волна пробоя [1].

В случае светодетонационной волны для потока аргона пороговая энергия составляет  $J \sim 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. И, как было показано в [2], такой режим реализуется при импульсно-периодическом подводе лазерного излучения.

Для потоков со скоростями 400÷600 м/с и частотами следования лазерных импульсов  $f \sim 10\text{--}100$  кГц энерговыделение за импульс можно считать «мгновенным», так как скорость СДВ более чем на порядок превосходит скорость потока. Иначе говоря, в потоке происходит «мгновенное» выделение энергии в цилиндрической области заданных размеров. Подтверждением этого можно считать эллиптическую форму волн возмущений, исходящих из области энерговыделения (рис. 1).

Наблюдаемый поперечный размер  $\sim 1$  мм при диаметре фокусировки 0,2 мм. Продольный размер (длина) зависит от длительности импульса и плотности мощности в плоскости фокусировки.

Исходя из предположения о светодетонационном режиме развития оптического разряда, можно определить скорость распространения фронта поглощения навстречу



Рис. 1. Оптический разряд в струе аргона

лучу  $D = [2(\gamma^2 - 1)J/\rho]^{1/3}$  ( $\rho$  – плотность среды,  $\gamma$  – показатель адиабаты).

Изменение плотности мощности  $J(t)$  излучения определяется из регистрируемой в эксперименте динамики мощности  $W(t)$  лазерного импульса и известной площади сечения луча. При большой длительности или высоких энергетических параметрах импульса значительное изменение плотности мощности может быть вызвано смещением фронта СДВ от фокальной плоскости, где площадь луча минимальная. Вследствие степенной (с показателем  $1/3 < 1$ ) зависимости скорости от плотности мощности влияние указанных факторов при расчете  $L$  становится заметным только при достаточно сильных изменениях соответствующих параметров. Площадь сечения для сфокусированного вдоль оси  $z$  луча –

$$s(z) = s_0 \{ 1 + (\lambda z / \pi d_0^2)^2 \},$$

где  $d_0$  – диаметр пятна фокусировки;  $s_0$  – его площадь;  $\lambda$  – длина волны излучения. Для нашего случая  $\lambda = 10,6$  мкм,  $d_0 = 0,2$  мм. По определению  $D = dz / dt$ , что дает

$$dz / dt = \{ 2(\gamma^2 - 1)W(t) / s(z)\rho \}^{1/3}.$$

Разделяя переменные, это выражение можно привести к интегральному виду:

$$[2(\gamma^2 - 1) / \rho]^{1/3} \int_0^\tau W(t)^{1/3} dt = \int_0^L s(z)^{1/3} dz.$$

Вынося из-под интегралов и собирая в левой части константы, получим:

$$[2(\gamma^2 - 1)W_0 / s_0\rho]^{1/3} \int_0^\tau \bar{W}(t)^{1/3} dt = \int_0^L \bar{s}(z)^{1/3} dz$$

или

$$V_0 \int_0^\tau \bar{W}(t)^{1/3} dt = \int_0^L \bar{s}(z)^{1/3} dz. \quad (1)$$

Уравнение (1) связывает протяженность теплоисточника  $L$  со временем распространения волны  $\tau$  ( $W_0$  – масштаб величины для  $W$  на графиках рис. 2).

Интегрирование в правой части с пределами  $L = 5\text{--}10$  мм (диапазон экспериментально наблюдаемых размеров теплоисточника) показало малое отклонение результатов от исходных значений  $L$  (менее 5 %). Это говорит о слабом проявлении эффекта расширения светового канала при определении размеров теплоисточника, хотя площадь предельного сечения отличается от пятна фокусировки почти в 1,5 раза.

Кроме того, в качестве скорости распространения СДВ можно использовать среднюю по времени (в дальнейшем  $D_{\text{ср}}$ ), которая зависит от длительности импульса и энергии в нем.

Таким образом, считая протяженность зоны поглощения

$$L = \int_0^{\tau} D dt = D_{\text{ср}} \tau,$$

учитывая, что смещение из зоны фокусировки не приводит к значительному изменению плотности мощности, а также постоянство длительности импульса  $\tau \approx 1,1$  мкс (см. рис. 2), проведена оценка.

Приведем результаты оценок для режимов с различной частотой следования и энергии в импульсе:

Показатель	Значения			
$f$ , кГц	100	45	25	12,5
$W_{\text{пог}}$ , кВт	1,6	1,8	1,45	1,35
$E$ , мДж	16	40	58	113
$D_{\text{ср}}$ , км/с	5,7	7,7	8,7	11
$J_{\text{эф}} \cdot 10^{12}$ , Вт/м <sup>2</sup>	0,48	1,2	1,7	3,4
$L$ , мм	6,3	8,5	9,6	12

Реально в эксперименте длительность импульса не была величиной постоянной и менялась с частотой. Если при изменении частоты не было смены диска на модуляторе, то  $\tau_1 / \tau_2 = f_2 / f_1$ . Иначе  $\tau = (1/f) \cdot 1/n$ , где  $n$  – скважность. При этом длина  $L$  зависит от длительности импульса линейно. С другой стороны, при определении условий перехода к квазистационарному режиму тепловыделения высокой степени точности определения этой величины не требовалось.

### Общие особенности течения в области энергоподвода и за ней

В расчетах предполагалось, что на энергоисточник набегают равномерный сверхзвуковой поток одноатомного газа с постоянным показателем адиабаты  $k = 5/3$ . Взяты следующие геометрические параметры энергоисточника: длина – 8,5 мм, радиус – 1 мм. Эти геометрические размеры соответ-

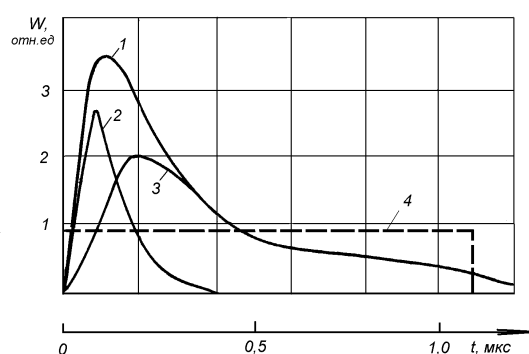


Рис. 2. Форма импульса  $\text{CO}_2$ -лазера: 1 – исходный сигнал; 2 – прошедший; 3 – поглощенный; 4 – эффективный

ствовали размерам энергоисточника, наблюдаемого в эксперименте, а также в модели СДВ для  $f = 45$  кГц (см. таблицу). Головная часть энергоисточника располагалась в точке с координатами  $x = 0$ ,  $y = 0$ . В экспериментах с импульсно-периодическим лазером установлено, что источник энергии имеет протяженную форму, поэтому считалось, что поглощенная средой энергия приблизительно постоянна в каждом импульсе, а форма области энерговыделения близка к цилиндрической. Также в соответствии с экспериментом принято, что энергия, поглощенная средой в одном импульсе,  $E = 0,04$  Дж (частота  $f = 45$  кГц). Значение  $E$  было постоянным во всех расчетах. Удельная энергия, поглощенная единицей массы среды за единицу времени, равна  $e = E / (m \cdot t)$ , где  $m$  – масса, к которой подводится энергия, а  $t$  – время выделения энергии. Для условий эксперимента  $t = 1$  мкс, а период  $T$  равен 22,2 мкс для частоты 45 кГц и 10 мкс для  $f = 100$  кГц. Источник включается в начале каждого периода  $T$  на время  $t$ , и поэтому его мощность периодически меняется во времени.

В начальный период времени при формировании импульса излучения в области энергоподвода возникают мощные потоки газа, направленные от центра этой области. Слева и справа от середины формируются струи со скоростями, значительно превышающими скорость набегающего потока. Полученные результаты подобны картине течения при объемном взрыве.

Так, форма возникающей ударной волны напоминает ударную волну перед затупленным телом при обтекании его сверхзвуко-

вым потоком газа. В зависимости от интенсивности энергоподвода за ударной волной могут возникать как области полностью сверхзвукового, так и области дозвукового течения. Со временем тепловые пятна в зависимости от частоты начинают взаимодействовать между собой или независимо друг от друга смещаются вниз по потоку. При частоте 45 кГц наступает квазистационарный режим течения. Время формирования этого режима достаточно короткое, порядка 4–5 импульсов. Этих импульсов достаточно, чтобы сформировать квазистационарную картину с наличием огибающей ударных волн от импульсов. Со временем область, в которую подвели энергию излучения, расширяется. Существует очень резкая разница между этой областью и остальным течением. Из расчетов следует, что для набегающего потока с числом Маха  $M = 2$  поперечные размеры области с энергоподводом со временем увеличиваются и составляют примерно 4–6 радиусов теплового источника в момент времени  $t = 0$  (рис. 3). Это близко к величине, наблюдаемой в эксперименте. При взаимодействии двух соседних областей с энергоподводом возникали зоны с возвратными потоками. При увеличении числа Маха набегающего потока эти зоны исчезали.

#### Численное моделирование взаимодействия энергоисточника с конусом

В сверхзвуковом потоке с числом Маха 2 находится осесимметричный импульсно-периодический энергоисточник, который имеет следующие геометрические размеры: длина его равна 8,5 мм, а высота 1 мм.

Начало энергоисточника расположено в точке  $y = x = 0$ . Параметры набегающего потока: давление – 56 кПа; температура –

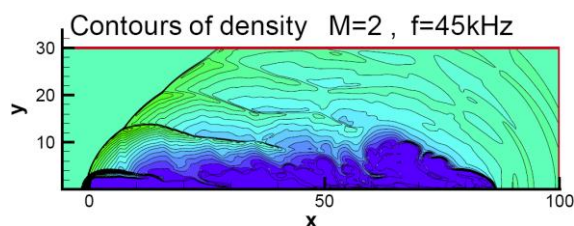


Рис. 3. Изообласти плотности ( $M = 2$ )

130 К; время выделения энергии –  $10^{-6}$  с. Расчеты проведены в диапазоне частот  $f = 12\text{--}100$  кГц. Подведенная в одном импульсе энергия равна 0,04 Дж. Радиус конуса – 3 мм. Полуугол конуса равен  $30^\circ$ . Предполагается что набегающий газ аргон с показателем адиабаты  $k = 1,666$ . Вначале формируется энергоисточник, за ним, т. е. за областью энергосвечения, формируется след, а перед областью энергосвечения и вокруг нее – ударная волна (рис. 4).

Рассматриваемый процесс имеет нестационарный характер. Это подтверждается резко изменяющейся во времени структурой течения. Вокруг области энергосвечения в потоке периодически возникают новые ударные волны, которые взаимодействуют с ранее сгенерированными ударными волнами.

Импульсно-периодическое возникновение ударных волн приводит к значительной зависимости сил, действующих на конус, от времени. Из результатов расчетов следует, что вначале сила, действующая на модель, имеет чисто нестационарный характер (рис. 5). Однако через некоторое (довольно короткое) время зависимость силы во времени имеет ярко выраженный периодический характер. Это говорит о том, что течение имеет квазистационарный характер. Была вычислена средняя сила, действующая на конус (рис. 6, сплошная кривая). Производилось нахождение средней силы на квазистационарном участке и осреднение – по 8–10 периодам. Исходные данные для расчета брались из эксперимента [7; 8; 12]. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает их удовлетворительное совпадение.

#### Численное моделирование взаимодействия падающей ударной волны со следом за импульсно-периодическим энергоисточником

Взаимодействие ударных волн с поверхностью разрыва, в частности при наличии локального нестационарного тепловыделения в потоке, мало изучено [13].

Возросший интерес к распространению ударных волн в движущейся среде вызван задачами, возникающими при изучении сверхзвукового горения, газового и оптического разрядов, при создании управляющих

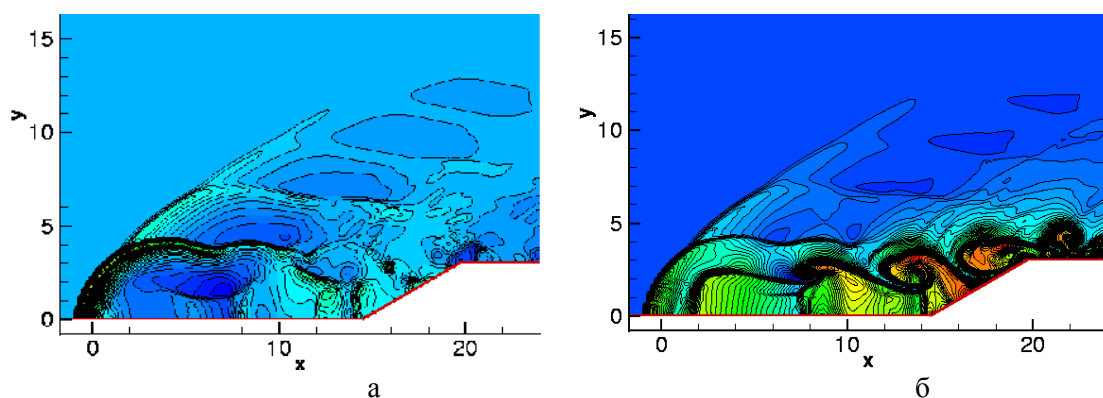


Рис. 4. Изообласти давления (а) и числа Маха (б)

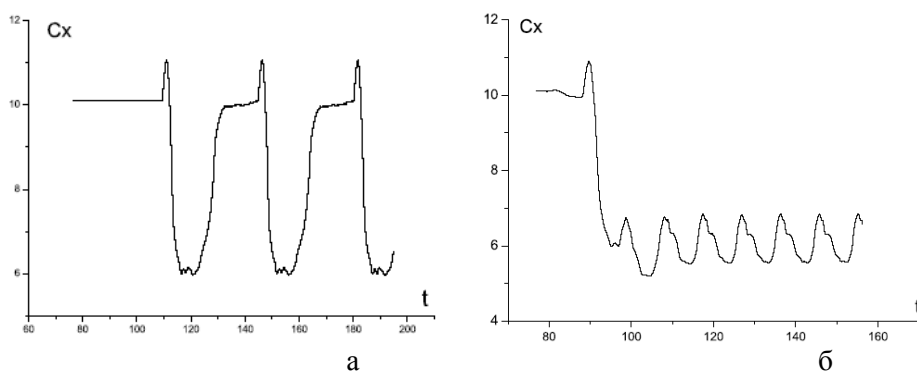


Рис. 5. Зависимость мгновенной силы от времени: а – при 12,5 кГц; б – при 45 кГц

усилий на обтекаемой поверхности для организации над ней зоны тепловыделения.

Можно выделить развиваемое в последнее время направление, связанное с возможностью ослабления ударной волны после прохождения теплового слоя, создаваемого импульсно-периодическим источником энергоподвода [14]. При взаимодействии падающей ударной волны с поверхностью контактного разрыва [13] возникает проходящее и отраженное возмущение. Отраженное возмущение может быть ударной волной или веером разрежения (см. [13. С. 315]). Проходящая волна возмущения зависит от состояния потока за контактным разрывом. Контактная поверхность может быть как стационарной, так и неста-

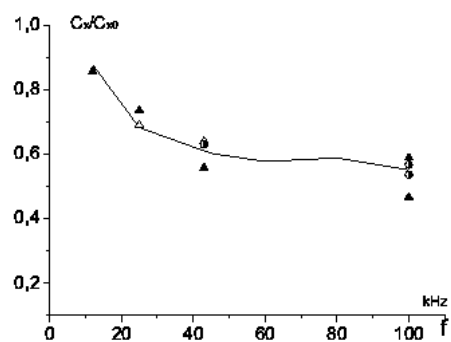


Рис. 6. Относительная средняя сила (эксперимент П. К. Третьякова и др., см.: [7; 8; 12])

ционной. Некоторые примеры взаимодействия ударной волны со стационарной контактной поверхностью рассмотрены в [15]. Нестационарная контактная поверхность может существовать, например, в следе импульсно-периодического оптического разряда.

Была рассмотрена нестационарная задача о дифракции ударной волны на следе от импульсно-периодического энергоисточника. В сверхзвуковом стационарном потоке с числом Маха  $M = 2$  над поверхностью находится импульсно-периодический энергоисточник с отношением продольного размера к поперечному  $4 : 1$ .

Как было показано в [7; 8; 10], след от импульсно-периодического энергоисточника является узкой, но достаточно протяженной областью. Параметры следа резко отличаются от газодинамических параметров набегающего потока. Поэтому при использовании таких следов в газодинамических приложениях, возникает задача о взаимодействии нестационарного следа с внешним возмущением. Внешнее возмущение может быть слабым и сильным. В качестве слабого возмущения обычно рассматриваются волны сжатия и разрежения. Сильным возмущением в сверхзвуковом потоке является ударная волна. При этом возможны два варианта взаимодействия внешнего возмущения со следом.

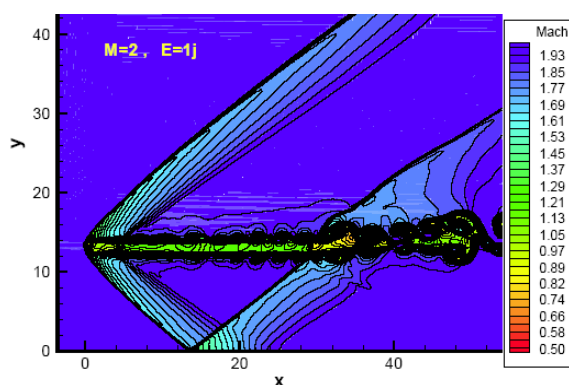
1. В сверхзвуковом потоке существует стационарная ударная волна, и перед ней начинается формирование локализованного нестационарного энергоисточника. За локализованным энергоисточником образуется достаточно протяженный след, который начинает взаимодействовать с ударной волной.

2. В сверхзвуковом потоке находится импульсно-периодический локализованный энергоисточник, за которым имеется протяженный след. Затем в некоторый момент времени в потоке возникает сгенерированная каким-либо образом ударная волна. Она начинает взаимодействовать с пульсирующим следом от локализованного нестационарного энергоисточника.

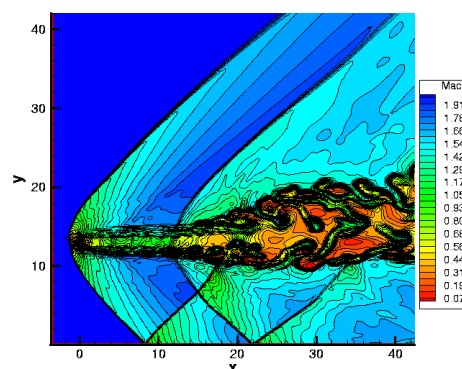
Был рассмотрен режим сильного взаимодействия, когда в потоке вначале формируется след от энергоисточника, помещенного в сверхзвуковой поток, а затем на этот след

падает ударная волна. Таким образом, рассматривается задача о нестационарном взаимодействии ударной волны со следом от импульсно-периодического локализованного энергоисточника. Отличие предлагаемого исследования от других работ заключается в том, что, во-первых, основное внимание уделено формированию и развитию структуры следа за источником энерговыделения, а во-вторых, было исследовано влияние подведенной энергии на режимы взаимодействия следа с падающей на него ударной волной.

В сверхзвуковом потоке с числом Маха 2 над поверхностью находится импульсно-периодический энергоисточник (рис. 7). Энергоисточник имеет следующие геометрические размеры: длина его равна 8 см, высота – 2 см. Время выделения энергии составляет  $10^{-6}$  с. Частота повторения импульсов – 100 кГц. Такая частота соответствует квазистационарному следу. Подведенная в одном импульсе к выделенной массе энергия равна 1–15 Дж. Из постановки задачи ясно, что вначале формируется след за энергоисточником, а затем на него падает ударная волна. Генератором ударной волны служила поверхность, на которую падала головная ударная волна, сформированная энергоисточником. Другими словами, за областью энерговыделения формируется след, а перед ней – ударная волна. Сформировавшаяся перед энергоисточником ударная волна падает на поверхность и отражается также ударной волной. В зависимости от интенсивности энергоисточника за ним может реализоваться различный по числу Маха след (см. рис. 7). Он на каком-то расстоянии от области энерговыделения может быть в среднем по сечению трансзвуковым или дозвуковым. В зависимости от типа следа могут образоваться различные режимы взаимодействия падающей ударной волны со следом за энергоисточником. В результате расчетов получено следующее: если падающая ударная волна взаимодействует с дозвуковым следом, то она отражается от него веером разрежения (см. рис. 7, в); а если падающая ударная волна взаимодействует с трансзвуковым следом, то она проходит через него (см. рис. 7, а). Получен режим взаимодействия, когда на внешней поверхности следа формируются две допол-

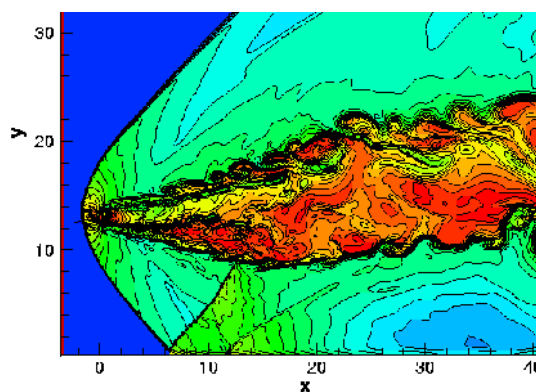


а



б

Рис. 7. Изообласти числа Маха:  
а – поглощенная энергия  $E = 1j$ ;  
б – при  $E = 8j$ ; в – при  $E = 15j$



в

нительные нестационарные ударные волны, одна сверху, другая снизу (см. рис. 7, б).

### Экспериментальное и численное моделирование следа за импульсно-периодическим источником<sup>1</sup>

Опыты проводились на лабораторной газодинамической установке с расчетным числом Маха  $M = 2$  и диаметром струи  $d = 20$  мм. На снимках (рис. 8) представлены результаты регистрации развития теплового пятна в потоке аргона ( $M = 1,85$ ) при частоте следования импульсов  $f = 18$  кГц (средняя мощность подводимого лазерного излучения (ЛИ)  $W_{\text{ср}} \sim 2$  кВт). Направление потока слева на право, лазерный луч вводится вдоль потока. В этом случае формирования квазистационарного теплового следа не образуется, при этом каждый импульс ЛИ попадает в невозмущенный поток. Представленные данные являются примером раз-

вития одиночного оптического пробоя среды. Все кадры на рис. 8 получены в одном эксперименте. Отличие между «правыми» и «левыми» кадрами можно объяснить неравномерностью энергоподвода (нестабильностью лазерного импульса).

Необходимо отметить, что при частоте  $f = 80$  кГц режим взаимодействия оптического разряда с потоком близок к квазистационарному, но след остается прерывистым, на границе зоны энергоподвода формируется головная ударная волна. (Периодическая структура теплового следа с головным скачком уплотнения наблюдается и при частоте ЛИ  $f = 65$  кГц.) На частоте  $f = 20$  кГц след состоит из отдельных тепловых пятен, стационарных ударных структур не образуется, что свидетельствует о восстановлении невозмущенного потока между импульсами. Для проведения испытаний в аэродинамической трубе при числах  $M = 2,0$  планировалось вводить лазерный луч поперек потока. Схема подачи луча отрабатывалась на лабораторной газодинамической установке, представленной выше, при этом экспериментально изучалась динамика развития теплового пятна. Для визуализации приме-

<sup>1</sup> Экспериментальные результаты, представленные в этом разделе, выполнены при частичной поддержке РФФИ (грант ОФИ-а 07-01-12040).



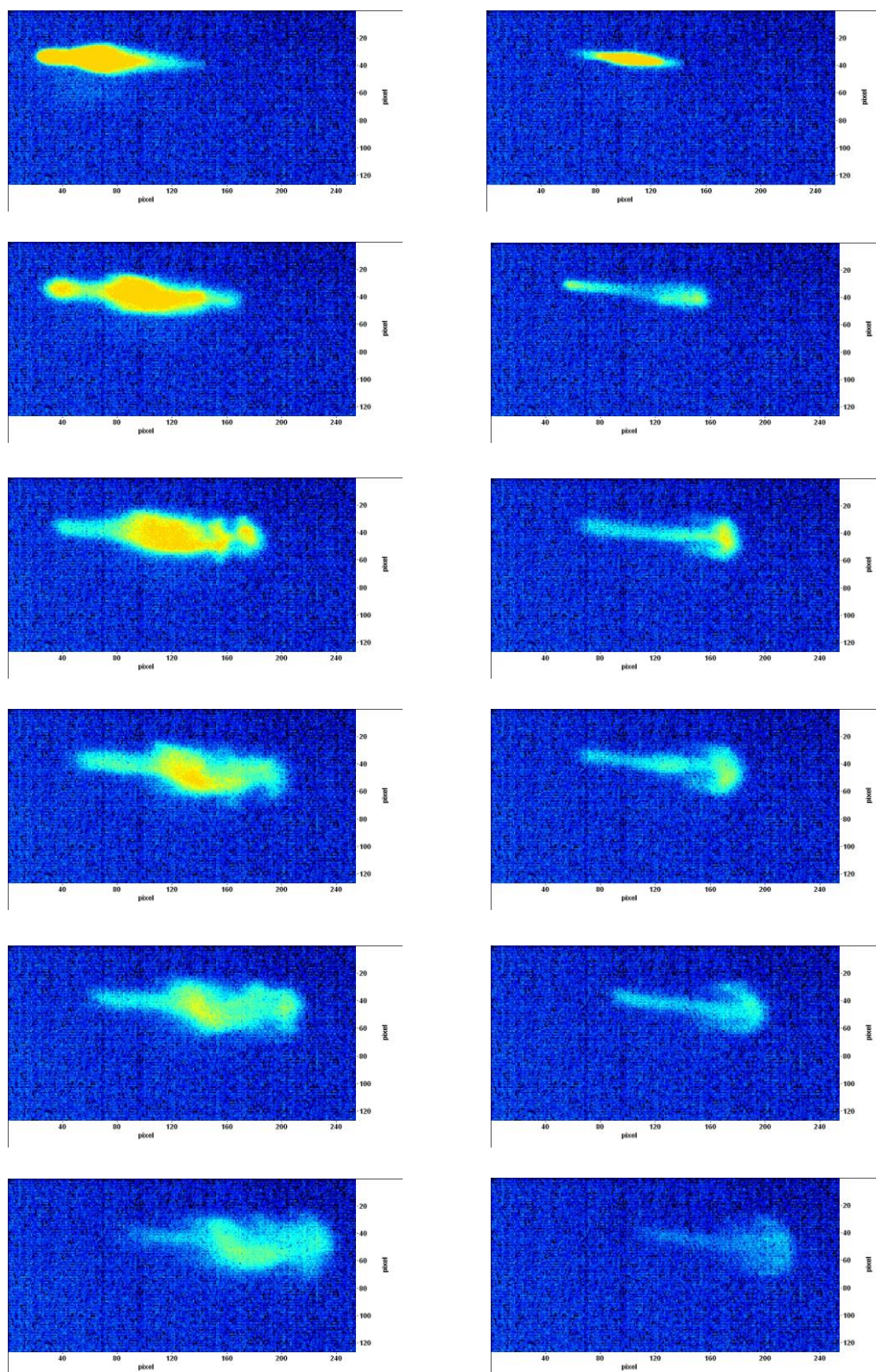


Рис. 8. Собственное свечение плазмы.  
Картинки слева и справа иллюстрируют неравномерность энергоподвода



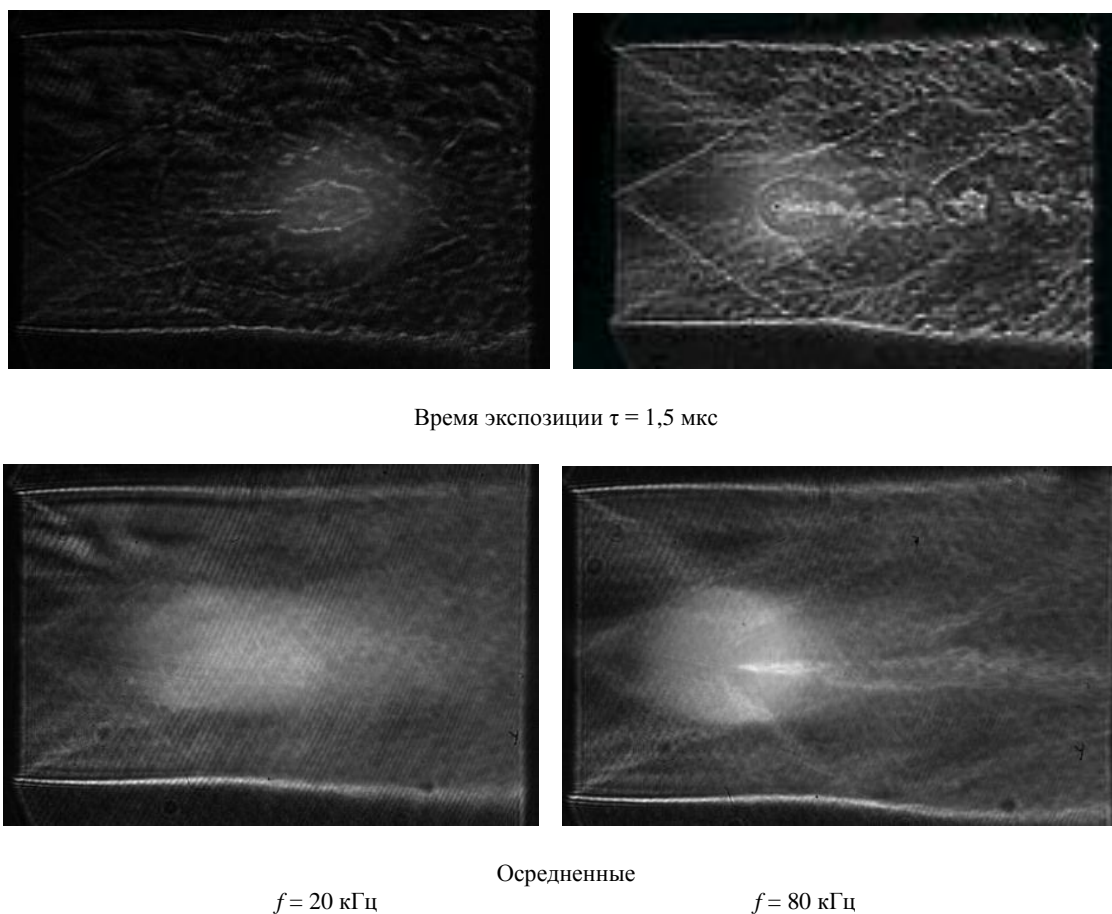


Рис. 9. Структура течения (теневые картины). Ввод лазерного луча по потоку

нялась та же схема с адаптивным фильтром при регистрации на высокоскоростную ССД камеру. На рис. 9 представлены последовательные этапы развития теплового пятна (поток воздуха  $M = 1,8$ ,  $f \approx 54$  кГц,  $f_{\text{кадр}} = 2$  кГц,  $\tau_{\text{эк}} = 1,5$  мкс). Необходимо отметить, что между импульсами ЛИ поток практически полностью восстанавливается, т. е. взаимодействие оптического пробоя со сверхзвуковым потоком идет в импульсном режиме.

Показано, что при продольном вводе ЛИ в поток при частотах следования ЛИ  $f = 65\text{--}80$  кГц образуется периодическая структура теплового следа с формированием головного скачка уплотнения от зоны энерговыделения. При малых частотах следования импульсов ЛИ взаимодействие теплового пятна с потоком происходит в импульсном режиме.

При вводе лазерного луча поперек потока на частоте следования лазерных импуль-

сов  $f = 54$  кГц режим взаимодействия теплового пятна с потоком остается импульсным. Другими словами, для реализации квазистационарного режима частота следования лазерных импульсов должна быть выше, чем при продольном вводе луча.

Результаты численных исследований с импульсно-периодическим локальным подводом энергии в сверхзвуковой поток выявили картины формирования ударных волн и теплового следа за областью энергоподвода. Процесс формирования структуры потока в следе существенно зависит от частоты следования импульсов.

При скорости потока, соответствующей числу Маха  $M = 2$  и частоте импульсов более  $40\text{--}50$  кГц, тепловой след становится непрерывным, и реализуется квазистационарный режим течения, а его поперечный размер ( $4\text{--}5$  мм) слабо изменяется вниз по потоку от энергоисточника. Пример расчета следа за импульсно-периодическим источ-

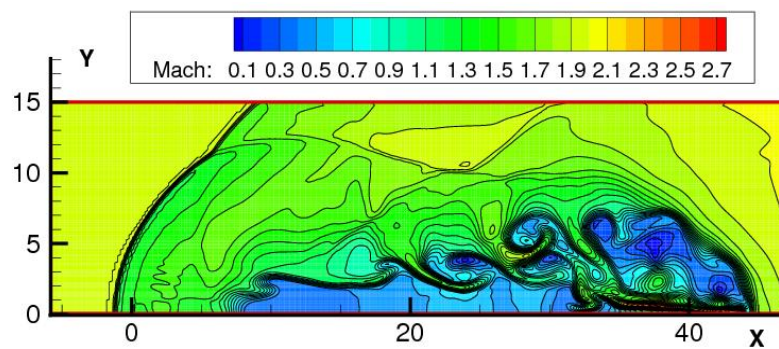


Рис. 10. Изообласти числа Маха ( $M = 2$ ,  $f = 45$  кГц,  $E = 0,04$  J)

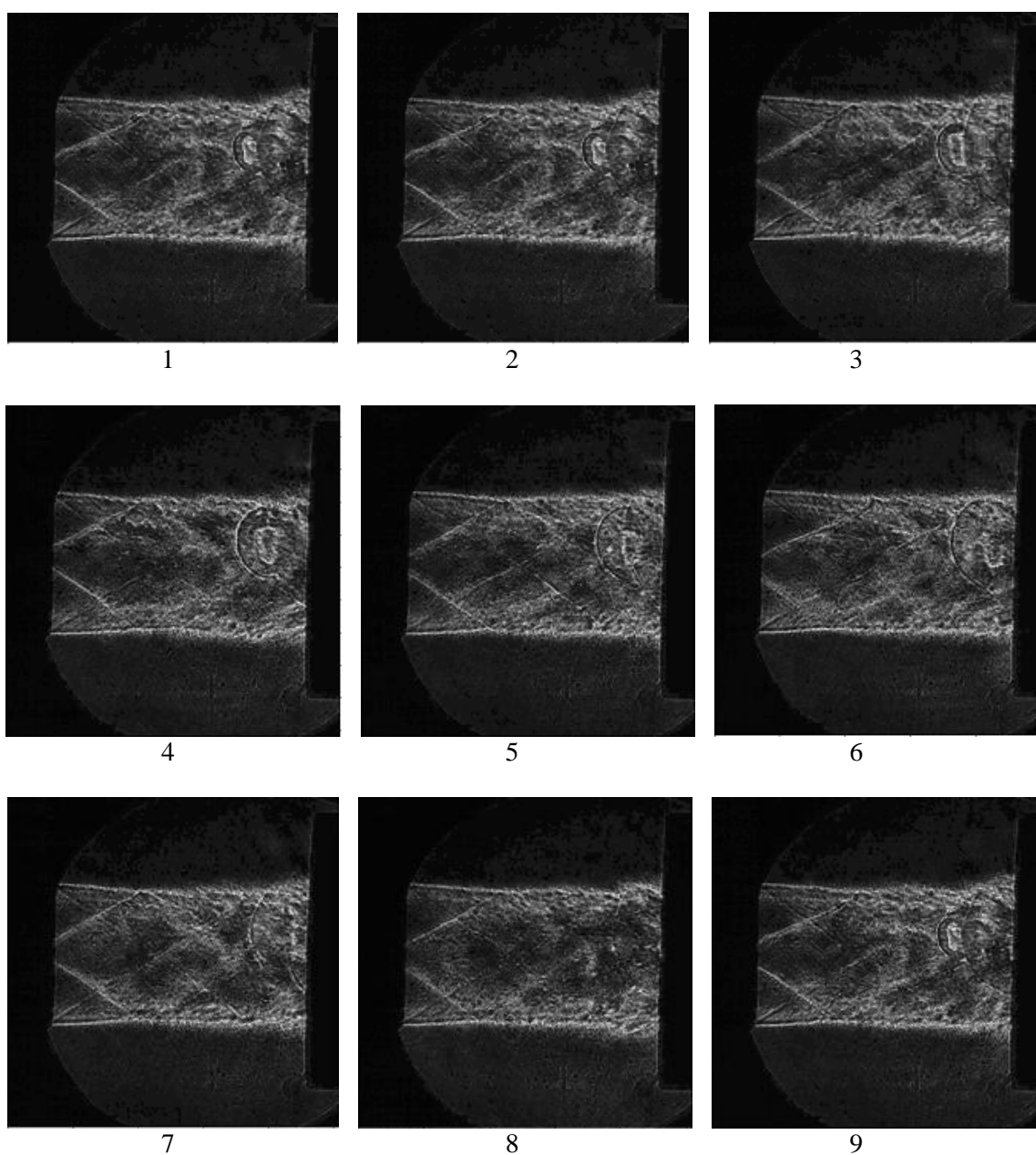


Рис. 11 Эволюция теплового пятна во времени (ввод лазерного луча поперек потока)

ником приведен на рис. 10. В голове следа видны ярко выраженные вихревые структуры. Эксперименты по регистрации излучения от теплового пятна (см. рис. 8, собственное свечение плазмы) показали сходную с расчетом геометрию следа. Также формируется головная часть с образованием вихревых структур. Таким образом, можно говорить о качественном соответствии полученных численных и экспериментальных результатов. Расчетами показано [9; 11], что при малых частотах след состоит из отдельных плазменных образований, которые слабо связаны друг с другом.

В эксперименте было реализовано два способа подвода энергии – продольный и поперечный. Все результаты, приведенные выше, относились к продольному подводу энергии. В этом случае задача решается в рамках осесимметричных уравнений Эйлера. Из эксперимента следует, что при поперечном энергоподводе в потоке существует цилиндрическое плазменное образование (рис. 11).

Длина этого цилиндра конечна. Перед плазменным цилиндром конечной длины возникает отошедшая ударная волна. Это плазменное образование в зависимости от времени смещается вниз по потоку. Головная ударная волна возникала и в расчете при моделировании продольного энергоподвода. Из результатов, представленных на рис. 11, следует, что при поперечном подводе энергии необходимо усложнить разработанную математическую модель энергоисточника. Ясно, что следует решать трехмерную нестационарную задачу, в которой будет учтена конечная длина плазменного цилиндра.

## Выводы

Результаты экспериментальных исследований с импульсно-периодическим локальным подводом энергии в сверхзвуковом потоке выявили картины формирования ударных волн и теплового следа за областью энергоподвода. Обнаружено, что процесс формирования и структура потока в следе существенно зависят частоты следования импульсов. При скорости потока, соответствующей числу Маха  $M = 2$  и частоте импульсов более 40–50 кГц, тепловой след становится непрерывным, и реализуется квазистационарный режим течения, а его

поперечный размер (4–5 мм) слабо изменяется вниз по потоку от энергоисточника.

С учетом экспериментальных данных разработана вычислительная технология для расчета течений с локализованным импульсно-периодическим энергоисточником. Результаты расчетов показали качественное соответствие данным экспериментов в части формирования ударных волн и структуры следа, а также хорошее количественное согласие по сопротивлению конуса. В численных расчетах получены поперечные размеры следа за энергоисточником, близкие к наблюдаемым в эксперименте. Как в расчетах, так и в эксперименте наблюдается переход к квазистационарному следу с увеличением частоты импульсов.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что в зависимости от выделенной энергии возможны три режима взаимодействия. В первом ударная волна пересекает след от энергоисточника. Во втором отраженная от стенки ударная волна не пересекает след, но в следе формируется довольно мощная система новых ударных волн. Третий тип взаимодействия характерен тем, что падающая на след ударная волна отражается от него веером разрежения, и новых ударных волн не возникает.

Созданная программа является важным инструментом для прогнозирования поведения структурных изменений течения при изменении начальных условий.

## Список литературы

1. Chernyi G. G. Some Recent Results in Aerodynamic Applications of Flows with Localized Energy Addition // AIAA Paper. 1999. No. 1999-4819.
2. Weakly Ionized Gases Workshop, Norfolk, VA. 1997–2001.
3. The Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications / Institute of High Temperatures of RAS. M., Russia, 1999–2001.
4. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В., Орлова Т. И., Хазинс В. М. Эффект «тепловой иглы» перед затупленным телом в сверхзвуковом потоке // Докл. АН СССР. 1990. Т. 310. 1. С. 47–50.
5. Витковский В. В., Грачев Л. П., Грицов Н. П., Кузнецов Ю. Е., Лебедев В. В., Скворцов В. В., Ходотаев К. В., Янков В. П. Исследование нестационарного обтекания

тел сверхзвуковым потоком воздуха, подогретым продольным электрическим разрядом // Теплофизика высоких температур. 1990. Т. 28, № 6. С. 1156–1163.

6. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В., Орлова Т. И., Рыбаков В. А., Хазинс В. М. Глобальная перестройка газодинамических течений с помощью тонких лазерных лучей // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1991. Т. 55, № 6. С. 1184–1187.

7. Гаранин А. Ф., Третьяков П. К., Тупикин А. В., Яковлев В. И., Грачев Г. Н. Аэродинамика течений с пульсирующим оптическим разрядом. Новосибирск, 1997. 23 с. (Препринт / РАН. Сиб. отд-ние. ИТПМ. № 7-2001.)

8. Третьяков П. К., Грачев Г. Н., Иванченко А. И., Крайнев В. Л., Пономаренко А. Г., Тищенко В. Н. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона // Докл. РАН. 1994. Т. 336, № 4. С. 466–467.

9. Зудов В. Н., Третьяков П. К., Тупикин А. В., Яковлев В. И. Обтекание теплового источника сверхзвуковым потоком // Изв. РАН. Сер. МЖГ. 2003. № 5. С. 138–153.

10. Третьяков П. К., Яковлев В. И. Волновая структура в сверхзвуковом потоке с лазерным энергоподводом // Докл. РАН. 1999. Т. 365, № 1. С. 58–60.

11. Зудов В. Н. Развитие следа за импульсно-периодическим энергоисточником // Письма в ЖТФ. 2001. № 12. С. 81–87.

12. Третьяков П. К., Гаранин А. Ф., Грачев Г. Н., Крайнев В. Л., Пономаренко А. Г., Тищенко В. Н., Яковлев В. И. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // Докл. РАН. 1996. Т. 351, № 3. С. 339–340.

13. Чёрный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988.

14. Shneider M. N., Macheret S. O., Zaidi S. H., Girgis I. G., Raizer Yu. P., Miles R. B. Steady and Unsteady Flow Control with Energy Addition // AIAA Paper. 2003. № 3862. 34<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 23–26 June 2003. Orlando, Florida, 2003. P. 19.

15. Войнович П. А., Жмакин А. И., Фурсенко А. А. Моделирование взаимодействия ударных волн в газах с пространственными неоднородностями параметров // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 7. С. 1259–1267.

Материал поступил в редколлегию 12.03.2010

V. N. Zudov, P. K. Tretjakov, A. V. Tupikin

#### SOME FEATURES OF PULSE-PERIODIC ENERGY SUPPLY IN SUPERSONIC FLOW

In the present work, the results of numerical and experimental investigations of supersonic flows with a localized energy supply are considered. The energy supply region (the heat source) was formed by the plasma created by a focused pulsed-periodic laser emission either by combustion in the separation zone upstream of the blunt body. The main attention is paid to the unsteady effects the role of which is determining at the integral flow structure formation. A physical model of energy source is formulated. The numerical and experimental data on the structure of the flow around the source and the characteristics of a thermal wake arising behind the source are compared. The energy pulses frequency and capacity are shown to determine the wake properties: the formation and development of subsonic regions, vortex structures, and reverse flow regions. It follows from an analysis of the aerodynamic drag variation at a flow with a thermal wake of the energy supply source around blunt bodies that the energy and pulse as well as its duration are the main parameters determining the efficiency of the frequency effect. A high sensitivity of the results to the physical model accepted in numerical investigation is shown. The pressure variation dynamics on a conical surface is presented versus the frequency of pulses. Comparison with experiment has shown a good quantitative agreement.

**Keywords:** CO<sub>2</sub>-laser, pulse-periodic energy supply, supersonic flow.