

в струе с учетом вязкости. Все приведенные результаты получены с использованием упрощенной формулы Прандтля для турбулентной вязкости [8] при обычном значении коэффициента пропорциональности  $\kappa = 0,03$ . На рис. 4 показана зависимость диаметра диска Маха  $d/D$  ( $D$  — диаметр канала) от отношения давления на срезе осесимметричного сопла  $p_1$  к давлению в окружающей среде  $p_\infty$ . Теоретические (кривая 1) и экспериментальные (точки) значения заимствованы из [3]. Кривая 2 отвечает расчету предложенным методом с учетом вязкости по алгебраической модели турбулентности Прандтля, а 3, 4 — по дифференциальной модели турбулентности А. Н. Секундова [9] с начальным уровнем турбулентности  $\mu_{1,2} = 0,002$  и  $0,0002$  соответственно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковец И. С., Тимошенко В. И. К расчету характеристик течения при равномерном вдуве однородного газа в кормовой области тела // ПМТФ.— 1984.— № 1.
2. Мельников Д. А. Отражение скачков уплотнения от оси симметрии // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение.— 1962.— № 3.
3. Ашратов Э. А. Расчет осесимметричной струи, вытекающей из сопла при давлении в струе, меньшем давления в окружающей среде // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1966.— № 1.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1987.
5. Тимошенко В. И. Сверхзвуковые течения вязкого газа.— Киев: Наук. думка, 1987.
6. Гогинш Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения.— М.: Наука, 1979.
7. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1978.
8. Теория турбулентных струй/Под ред. Г. И. Абрамовича.— М.: Наука, 1984.
9. Мещеряков Е. А., Левин В. М., Сабельников В. Ф. Расчетное и экспериментальное исследование горения струи водорода в спутном сверхзвуковом потоке воздуха в канале // Тр. ЦАГИ.— 1983.— Вып. 2193.

г. Днепропетровск

Поступила 9/VII 1991 г.,  
в окончательном варианте — 9/X 1991 г.

УДК 533.6.011 : 535.211

Н. М. Булгакова, Л. И. Кузнецов

### ГАЗОДИНАМИКА ИМПУЛЬСНЫХ СТРУЙ И ОСЦИЛЛЯЦИИ ДАВЛЕНИЯ НА ОБЛУЧАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ МИШЕНИ

1. Введение. Воздействие мощного миллисекундного лазерного излучения (ЛИ) на твердые мишени может сопровождаться осцилляциями давления в диапазоне частот порядка 10 кГц, регистрируемых пьезодатчиком на тыльной стороне облучаемых мишеней [1]. Такое явление имеет место на свинцовой мишени при интенсивности ЛИ около 2 МВт/см<sup>2</sup>. В [2] показано, что осцилляции давления наблюдаются на различных диэлектриках и металлических мишенях в широком диапазоне энергий ЛИ при интенсивном процессе испарения материала в пятне облучения. В [3, 4] выдвинуты гипотезы о возможных механизмах возникновения этих осцилляций за счет автоколебательного режима самоэкранирования ЛИ продуктами эрозии или за счет вспышки поглощения в плазме при неустойчивом режиме испарения. Из результатов зондирования через узкий канал в мишенях при высоких давлениях окружающей среды видно, что на некоторых режимах облучения в хвостовой части осциллограмм наблюдаются осцилляции поглощения ЛИ в светоэрозионном факеле [5], которые можно интерпретировать в пользу упомянутых механизмов возникновения осцилляций давления на облучаемых мишенях [3].

© Н. М. Булгакова, Л. И. Кузнецов, 1992

Однако исследования ослабления излучения в светоэрозионном факеле эбонитовой и магниевой мишеней в воздухе при интенсивностях ЛИ, когда должны проявляться осцилляции давления, свидетельствуют об отсутствии выраженных пульсаций коэффициента прохождения ЛИ через светоэрозионный факел [6]. И наконец, результаты одновременных измерений давления на мишени и ослабления ЛИ при прохождении светоэрозионного факела [7] показали, что кривые прохождения ЛИ довольно гладкие, а некоторые немонотонности на этих кривых не коррелируют с осцилляциями давления на мишени. Эти исследования, а также измерения при разных конфигурациях облучения [8] и смена знака вектора давления [2] позволили предположить газодинамический механизм возникновения осцилляций давления на облучаемых мишенях.

В данной работе с целью проверки этого механизма предпринята попытка численного моделирования газодинамики эрозионного факела и проведено сопоставление расчетных результатов с экспериментальными в широком диапазоне интенсивностей облучения мишени.

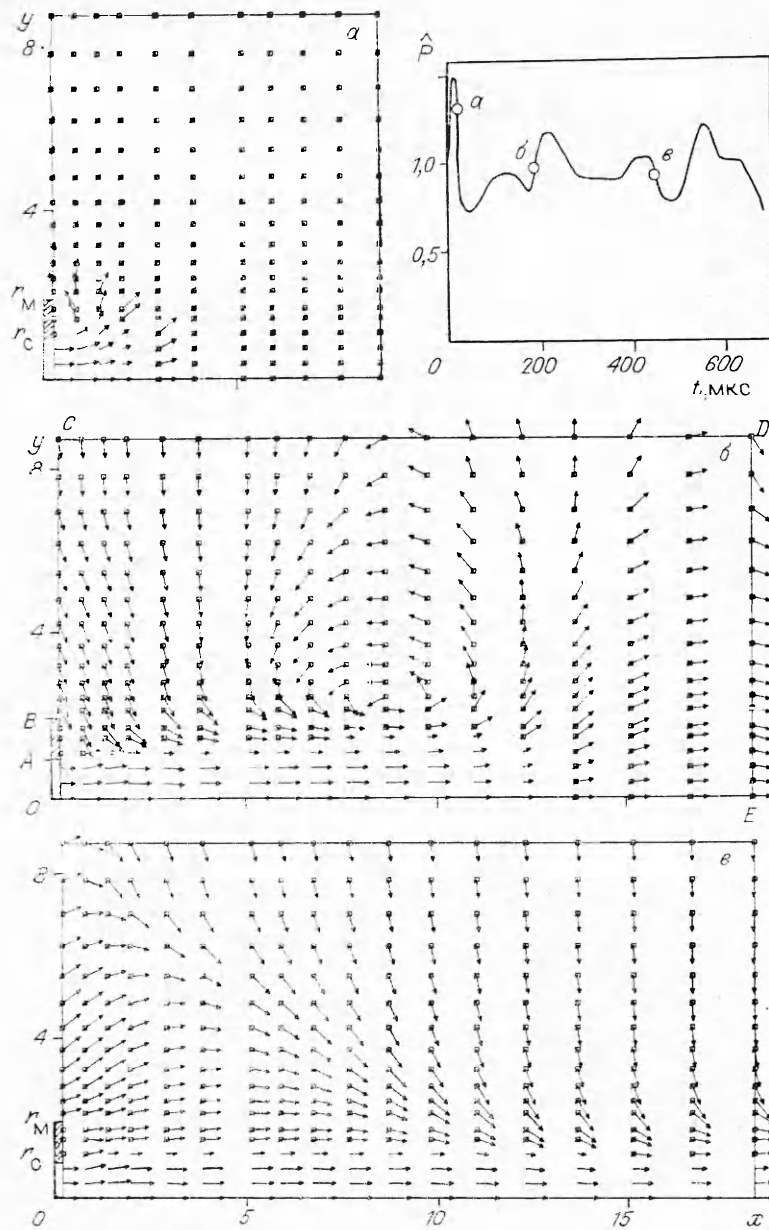
**2. Методика экспериментов.** Детальные экспериментальные исследования давления на облучаемых мишенях проводились на установке ВИКА [9]. Импульсное ЛИ с длиной волны 1,06 мкм и длительностью по полувысоте 0,3 мс через длиннофокусную линзу воздействовало на мишень. Диаметр пятна облучения варьировался от 5 до 20 мм, а диаметр мишеней составлял 20 мм. Мишень устанавливалась на пьезодатчике [10], который измерял давление на облучаемой мишени.

Регистрация исходного ЛИ проводилась с помощью коаксиального фотоэлемента ФК-19 от светоделительной пластины, установленной на выходе лазерной системы. Сигналы с пьезодатчика и от ФК-19 поступали на двухкапальный цифровой осциллограф С9-8. С осциллографа через интерфейс КОП данные передавались на измерительно-вычислительный комплекс ИВК-6. Обработка сигналов на ИВК-6 с пьезодатчика заключалась в разбивке площади под осциллограммой на элементарные участки по 10 мкс и двойной нормировке этих элементарных площадей  $P_i$  по общей площади под этой осциллограммой  $\Sigma P_i$  и по нормированной таким же образом энергии  $E_0$  исходного ЛИ:  $\hat{P} = (P_i / \Sigma P_i) / (E_{0i} / \Sigma E_{0i})$ . Такая обработка позволяет независимо от формы импульса ЛИ и величины сигналов выявить особенности поведения сил давления на мишени в области частот менее 100 кГц и соответствует полному общему давлению на мишени, нормированному по давлению в пятне облучения.

**3. Численное моделирование.** Численный расчет газодинамической картины такого импульсного процесса, как квазистационарный эрозионный факел в затопленном пространстве, возможен лишь в рамках полной системы уравнений Навье — Стокса, поскольку в движение вовлекается газ затопленного пространства, образуются области дозвукового течения, которые могут существенно влиять на структуру всего течения.

Принималась следующая модель эрозионного факела. Для простоты его возникновения моделировалось мгновенным включением звукового сопла. При этом не учитывались время прогрева поверхности мишени до начала интенсивного испарения и форма лазерного импульса. Считалось, что продукты эрозии не ионизованы. Процессы ионизации и рекомбинации влияют на положение скачков уплотнения [11], но качественно течение схоже в случаях с плазмой и без плазмы. Поскольку рассматриваются достаточно плотный газ и умеренные интенсивности ЛИ, вследствие чего степень ионизации продуктов эрозии невелика, то коллективные эффекты в плазме не проявят себя заметно.

В настоящей работе не ставилась задача получить полное количественное совпадение результатов расчета с экспериментом, цель ее — выяснить возможность возникновения пульсаций давления на мишени, исходя лишь из газодинамики эрозионного факела без учета процессов кипения на поверхности, поглощения излучения продуктами эрозии, плазменных эффектов.



Р и с. 1

Полная система уравнений Навье — Стокса взята для случая цилиндрической симметрии. Для численного решения системы выбран метод установления с использованием неявной схемы расщепления [12, 13]. Схема записана аналогично [14] и аппроксимирует исходную систему уравнений с первым порядком в нестационарном случае [13].

Задача решалась в верхней полуплоскости от оси симметрии  $OE$  (рис. 1, б), на которой ставились условия симметрии потока:

$$\frac{\partial \rho}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial y} = v = \frac{\partial e}{\partial y} = 0.$$

Здесь  $x, y$  — прямоугольная система координат ( $x$  — направление вдоль оси факела);  $\rho$  — плотность;  $e$  — внутренняя энергия;  $u, v$  — продольная и поперечная компоненты скорости.

Слева область интегрирования ограничивалась пятном облучения  $OA$  (звуковым соплом), прилегающей к пятну твердой поверхностью (необлучаемым краем мишени)  $AB$ , на которой ставились условия прилипания:

$$u(0, y) = v(0, y) = 0, \quad T(0, y) = T_w = \text{const}, \quad \left. \frac{\partial p_s}{\partial x} \right|_{x=0} = 0$$

( $p_s = nT$  — статическое давление). Выше мишени на границе  $BC$  ставились условия «свободного вытекания»:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad \text{либо} \quad \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = 0, \quad f = (\rho, u, v, e).$$

Размер мишени в расчетах варьировался. Верхняя граница  $CD$  отодвигалась от оси достаточно далеко, чтобы газ затопленного пространства можно было считать невозмущенным. В случае истечения струи в вакуум на верхней границе также ставились условия «свободного вытекания» (с производными вдоль оси  $y$ ). Такие же условия ставились на правой границе  $DE$ , которая отодвигалась от мишени на расстояние более  $20 r_c$  ( $r_c$  — радиус пятна облучения). В начальный момент времени вся область интегрирования считалась невозмущенной, на срезе звукового сопла ставились условия  $f_c = (\rho_c, u_c, 0, e_c)$ . Система уравнений нормировалась на параметры в пятне облучения  $r_c, \rho_c, u_c$ . Задача решалась на сильно неравномерной сетке. Шаги сетки вдоль осей  $x$  и  $y$  увеличивались при удалении от пятна облучения. Более детально условия такого расчета описаны в [15].

**4. Пульсации давления на мишени и поля течений.** До момента включения эрозионного факела сила (полное давление), действующая на мишень, равна нулю. Считалось, что мишень бесконечно тонкая (боковые поверхности мишени не учитывались), а газ с обратной стороны мишени неподвижен. На рис. 1 представлены результаты расчетов для случая, когда размер мишени  $r_m = 2r_c$ , отношение температур на срезе сопла и в окружающем пространстве  $T_c/T_\infty = 2$ , нерасчетность  $n = 2$  ( $n = p_c/p_\infty$ ,  $p_c$  — давление на срезе сопла), число Рейнольдса  $Re = 10^3$ . Приведена кривая временной зависимости полного давления на мишень, нормированного на реактивную силу струи  $P_j$ :

$$\widehat{P} = \int_S p dS / P_j.$$

Здесь  $p$  — локальное давление на мишени:  $p = p_s + p_d$ ;  $p_s = nT$  — статическое давление;  $p_d = -\rho u |u|/2$  — динамическая добавка к давлению на мишень; компонента скорости  $u$  выбиралась в соседней с мишенью точке сетки;  $\widehat{P} = \widehat{P}_s + \widehat{P}_d$ . Точки  $a - e$  — моменты времени, для которых на рис. 1,  $a - e$  показаны соответствующие поля течений.

В момент включения струи полное давление на мишень равно реактивной силе струи. Затем вследствие расширения продуктов эрозии в затопленное пространство с более низким давлением и вовлечения в движение окружающего мишень газа давление на мишень имеет пик, переходящий в пульсации. Аналогичная картина наблюдается при запуске двигателя [16], когда днище ракеты испытывает сильные колебания давления.

Прежде чем перейти к рассмотрению полей течений, отметим, что используемая графическая система СИГАМ [17] автоматически нормирует вектор скорости по максимальной скорости в заданном массиве скоростей, длину стрелки для которой подбирает так, чтобы она не выходила за пределы отведенного ей квадрата сетки. Для сетки, используемой в данной работе для рисования векторных полей течений, если абсолютная величина вектора скорости составляет менее 15 % от максимального, вектор рисуется с установленной длиной и его основание заключается в квадрат. Векторы, близкие к максимальному, рисуются без квадрата в основании.

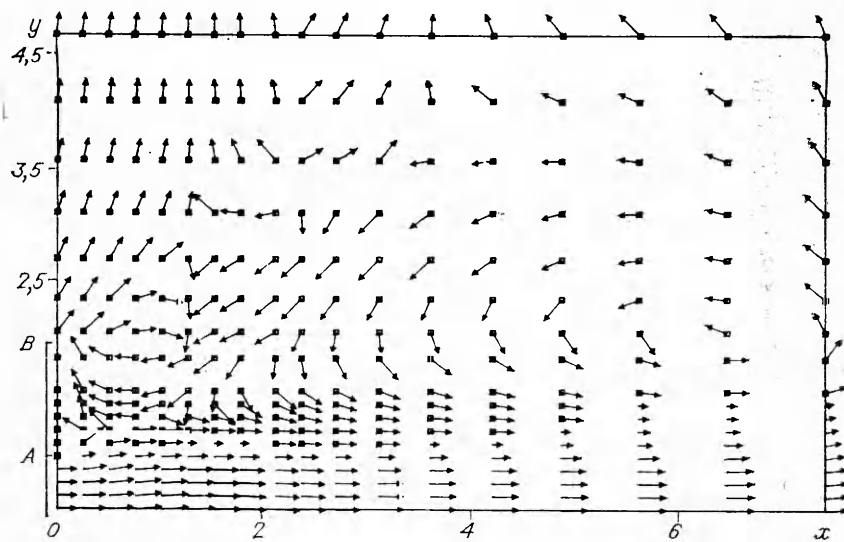


Рис. 2

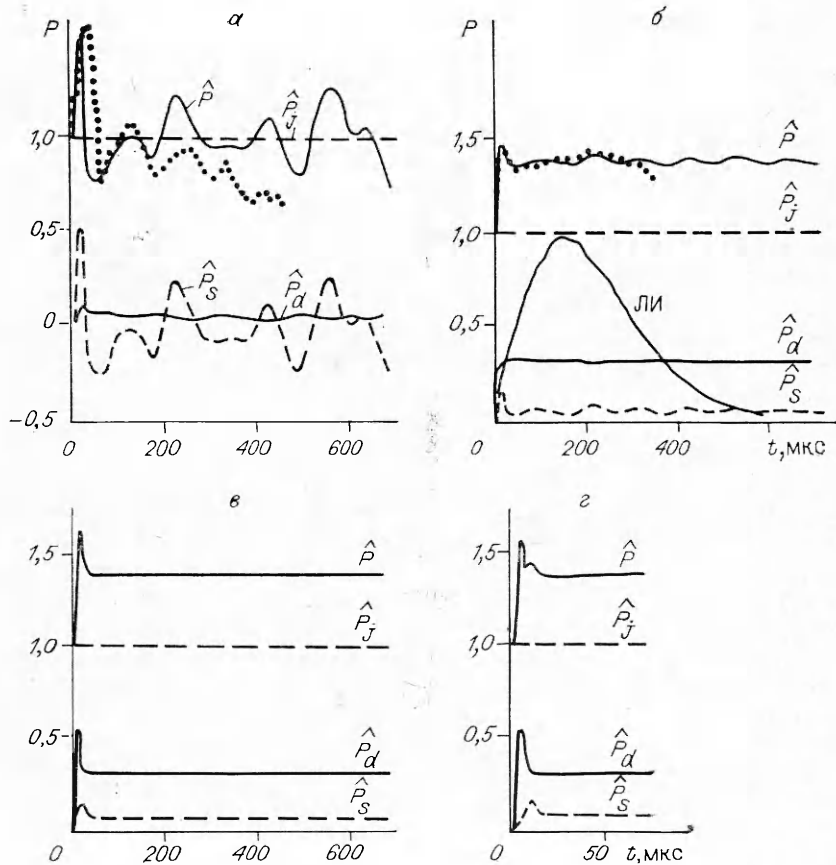
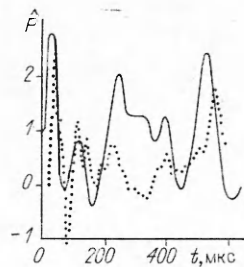


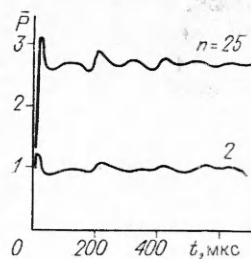
Рис. 3

Поле течения на рис. 1, а отвечает 25 мкс с момента включения эрозионного факела. Струя, расширяясь, приводит в движение окружающий газ. Возникает обратный поток за мишень. Кроме того, мишень испытывает динамическое давление, так как вблизи мишени вектор скорости имеет составляющую вдоль оси течения, направленную на мишень. Поля течения на рис. 1, б и в соответствуют 190 и 430 мкс. Как показали расче-

ты, при импульсном включении струй вблизи выходного отверстия (пятна облучения) в затопленном пространстве образуется вихрь, который затем смещается вдоль струи. На рис. 1, б отчетливо видно хорошо сформировавшееся вихревое течение, которое в нашем случае цилиндрической симметрии имеет вид тора. К моменту времени 430 мкс вихрь уходит вдоль струи из области счета.



Р и с. 4



Р и с. 5

Поведение давления вблизи мишени несомненно связано с вихревым течением, поскольку вихрь влияет на направление скоростей. Так, поле течения на рис. 1, б отвечает подъему давления вблизи поверхности, а на рис. 1, в — спаду. Видно, что в первом случае вихрь формирует приток газа с периферии к поверхности мишени, откуда осуществляется оттягивание газа струей за счет вязкости, а во втором газ течет от поверхности и у мишени возникает область пониженного давления.

Число пульсаций не связано с числом образующихся вихрей. В случае, изображенном на рис. 1, появляется лишь один вихрь, а пульсационное поведение струи обусловлено процессом установления (перерасширениями и последующими сжатиями). Расчеты показали, что вихревая структура возникает, когда давление испытывает резкие колебания (на рис. 1 формирование вихря происходит в конце первого пика пульсаций). При некотором режиме такие резкие пульсации давления могут возникнуть неоднократно в процессе установления струи, и тогда формируется многовихревая структура. Вихри, образующиеся у поверхности мишени, перемещаются вдоль струи один за другим. На рис. 2 приведен укрупненный фрагмент такого течения вблизи мишени с начальными данными, как на рис. 1, но при  $T_c/T_\infty = 4$ .

**5. Механизм пульсаций.** Как уже отмечалось, полное нормированное давление на мишень  $\bar{P}$  складывается из статического  $\bar{P}_s$ , динамического  $\bar{P}_d$  давлений, действующих на необлучаемый край мишени, и силы тяги струи  $\bar{P}_j$  ( $\bar{P}_j = 1$  в расчете). На рис. 3, а — в приведены графики  $\bar{P}$  и его компонентов соответственно для  $n = 2; 25; 50$ , рис. 3, г является растянутым по времени фрагментом начала кривых на рис. 3, в. Точками нанесены экспериментальные кривые полного нормированного давления. Видно, что пульсирует главным образом статическое давление, а динамическое ведет себя достаточно гладко, испытывая слабые колебания в противофазе статическому. Поскольку, как вытекает из расчетов, поведение температуры вблизи мишени монотонно, пульсации давления обусловлены подтоком и оттоком газа в приповерхностную область (колебаниями плотности). С ростом нерасчетности эти пульсации затухают. Как отмечалось выше, пульсации давления связаны с процессом установления струи. Расчеты показали, что время установления струи  $\tau_s$  уменьшается от 1500 до 350 мкс при увеличении нерасчетностей от 2 до 50. При  $n = 50$  давление вблизи мишени стабилизируется еще быстрее — сразу после первого пика. Таким образом, при  $n = 2$  за время лазерного импульса (600 мкс) струя не успевает выйти на стационарный режим. Напротив, при  $n = 50$  струя быстро стабилизируется. В эксперименте же при таких нерасчетностях еще возможны пульсации давления [2], поскольку в расчете расход постоянен, а в эксперименте вначале расход нарастает, а с затуханием лазерного импульса (кривая ЛИ на рис. 3, б) начинает уменьшаться, чем выводит струю из стационарного состояния. Однако в целом при увеличении нерасчетности амплитуда пульсационной составляющей полного давления уменьшается.

На рис. 3, а видно, что первые пики статического и динамического давления совпадают, после чего они начинают колебаться в противофазе. С ростом нерасчетности первый пик статического давления запаздывает относительно динамического, отчего первый пик полного давления расщепляется (рис. 3, б), что приводит как бы к удвоению частоты первой пульсации. Видимо, это и есть объяснение расщепления первых пиков пульсаций, полученного в экспериментах при лазерном облучении диэлектриков и металлов [2, 18, 19]. В целом экспериментальные кривые качественно согласуются с расчетными, что является свидетельством обоснованности газодинамического механизма возникновения пульсаций.

Еще одно подтверждение этого механизма — наличие в пульсациях отрицательного полного давления на мишень, что не может быть объяснено в рамках предположений, выдвинутых в [3, 4]. На рис. 4 приведен пример такого режима, при котором возникают пульсации с достижением отрицательных значений силы, действующей на мишень. График соответствует параметрам  $r_m = 2r_c$ ,  $T_c/T_\infty = 2$ ,  $n = 1,4$ ,  $Re = 10^3$ . Точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — расчет полного нормированного давления на мишень. Обращает на себя внимание еще более возросшая амплитуда колебаний с уменьшением  $n$ .

**6. Консерватизм пульсационной составляющей относительно внешнего давления.** Следует подчеркнуть, что именно нормировка на реактивную силу струи  $P_j$  дает увеличение амплитуды колебаний при уменьшении нерасчетности, которая может изменяться как за счет давления в пятне облучения (интенсивности ЛИ), так и за счет давления затопленного пространства. При  $P_j = \text{const}$ , а следовательно, при постоянной интенсивности ЛИ и варьировании  $p_\infty$  это соответствует реальному поведению абсолютной амплитуды пульсаций. Однако, когда  $p_\infty = \text{const}$ , а  $P_j = \text{var}$ , нормировка на  $P_j$  искажает реальную картину и целесообразнее представляется нормировка на постоянную величину  $p_\infty$ , тем более что, как показано выше, именно движение газа затопленного пространства вблизи необлучаемого края мишени определяет колебания полного давления. Поскольку в расчетах  $P_j$  после включения струи является величиной постоянной, не зависящей от времени  $t$ , для удобства анализа вычтем составляющую  $P_j$  из полного давления, а остальные силы, действующие на мишень, отнормируем на  $p_\infty$ :

$$\bar{P} = 2\pi \int_{r_c}^{r_m} p r dr / p_\infty.$$

На рис. 5 представлены результаты такой обработки для  $r_m = 2r_c$ ,  $T_c/T_\infty = 2$ ,  $Re = 10^3$ . Видно, что суммарное давление на необлучаемый край мишени с ростом  $n$  повышается, что в основном связано с динамической компонентой давления при расширении продуктов эрозии в область более низкого давления. Наблюдается некоторое увеличение амплитуды колебаний  $\bar{P}$  с ростом нерасчетности, что можно объяснить повышением мощности струи, которая в свою очередь активнее инициирует движение окружающего газа. Однако тот факт, что амплитуда колебаний  $\bar{P}$  с ростом  $n$  более чем на порядок при фиксированном  $p_\infty$  увеличивается слабо, также говорит в пользу того, что пульсации определяются главным образом движением окружающего мишень газа, но не эрозионным факелом. Полученный результат согласуется с выводами экспериментальных исследований о консервативности амплитуд осцилляций относительно  $p_\infty$  в широком диапазоне  $n$  [2].

Таким образом, установлено, что основным механизмом возникновения пульсаций давления на мишени, облучаемой мощным лазерным импульсом, является вовлечение в движение газа затопленного пространства в его воздействие на необлучаемые края мишени.

Использованная модель факела для расчета полной системы уравнений Навье — Стокса была сильно упрощена: не учитывались форма ЛИ, возможные колебания интенсивности ЛИ, ионизационные процессы, по-

глошение излучения продуктами эрозии, неоднородное распределение энергии в пятне облучения и многие другие факторы. Учет этих факторов может вносить свои коррективы в картину пульсаций. Однако проведенный численный расчет и поля течений позволяют наглядно представить газодинамические процессы в околофакельном пространстве, а хорошее совпадение расчетов с экспериментальными данными дает основание утверждать, что столь простая модель правильно отражает основной механизм возникновения пульсаций давления на мишени. Кроме того, она объясняет возможность возникновения отрицательных пиков давления, ярко выраженного первого пика пульсаций, уменьшения относительной амплитуды пульсаций при увеличении энергии облучения и консерватизм этих пульсаций относительно давления окружающей среды.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жиряков Б. М., Попов Н. И., Самохин А. А. Влияние плазмы на взаимодействие лазерного излучения с металлом // ЖЭТФ. — 1978.— Т. 75, вып. 2 (8).
2. Кузнецов Л. И. Осцилляции давления на мишени при импульсном лазерном облучении // ЖТФ.— 1990.— Т. 60, вып. 8.
3. Углов А. А., Селищев С. В. Автоколебательные процессы при воздействии концентрированных потоков энергии.— М.: Наука, 1987.
4. Самохин А. А. Фазовые переходы первого рода при действии лазерного излучения на поглощающие конденсированные среды // Тр. ИОФАН.— М.: Наука, 1988.— Т. 13.
5. Углов А. А., Игнатьев М. Б. Оптические характеристики лазерной плазмы вблизи поверхности твердой мишени в газах повышенного давления // Физика плазмы.— 1982.— Т. 8, вып. 6.
6. Кузнецов Л. И. Экранирование лазерного импульсного излучения в светоэрозийном факеле металлических и диэлектрических мишеней // ЖПС.— 1990.— Т. 53, № 6.
7. Кузнецов Л. И. Взаимодействие светоэрозийного факела с окружающей средой и осцилляции давления на облучаемой мишени // VIII Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом: Тез. докл.— Л.: ГОИ, 1990.— Т. 2.
8. Кузнецов Л. И. Передача импульса давления на металлические и диэлектрические мишени, облучаемые неодимовым лазером в режиме свободной генерации // ПМТФ.— 1991.— № 6.
9. Кутателадзе С. С., Кузнецов Л. И., Завьялов В. И. Вакуумная импульсная камера ВИКА // IV Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов: Тез. докл.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1979.
10. Воронель Е. С., Кирюшин Л. П., Кузнецов Л. И. Измерение импульсного давления на мишенях при образовании светоэрозийного факела // Сиб. физ.-техн. журн. (Изв. СО РАН).— 1991.— Вып. 2.
11. Булгакова И. М. Разлет плазменного сгустка в атмосферу // Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1981.
12. Березин Ю. А., Ковеня В. М., Яненко И. Н. Об одной неявной схеме течения вязкого теплопроводного газа // ЧММСС.— 1972.— Т. 3, № 4.
13. Березин Ю. А., Ковеня В. М., Яненко И. Н. Разностный метод решения задач обтекания в «естественных» координатах // Аэромеханика.— М.: Наука, 1976.
14. Ковалев Б. Д., Мышенков В. И. Расчет вязкой сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство // Учен. зап. ЦАГИ.— 1978.— Т. 9, № 3.
15. Булгакова И. М. Численное моделирование импульсных струй вязкого теплопроводного газа // ПМТФ.— 1992.— № 4.
16. Cline M. S., Wilmoth R. G. Computation of the space shuttle solid rocket booster nozzle start up transient flow.— N. Y., 1984.— (Pap./AIAA; N 84—0462).
17. Методические рекомендации по использованию графической системы СИГАМ.— Новосибирск: СНИИГГиМС, 1988.
18. Кузнецов Л. И. Взаимодействие светоэрозийного факела с окружающей средой // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1991.— Вып. 6.
9. Кузнецов Л. И. Прохождение излучения через лазерную плазму и пульсации давления на мишени // Спб. физ.-техн. журн. (Изв. СО РАН).— 1992.— Вып. 1.

г. Новосибирск

Поступила 5/VII 1991 г.