

Н. М. Булгакова, Л. И. Кузнецов

### ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА МИШЕНИ, ОБЛУЧАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ

В [1] рассмотрены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования на основе полной системы уравнений Навье — Стокса газодинамической картины разлета продуктов эрозии при воздействии субмиллисекундного лазерного излучения на поверхность металлических и диэлектрических мишеней. Показано, что пульсации давления на облучаемых лазером мишенях имеют газодинамическую природу. В [2] проведен анализ влияния газодинамических параметров импульсного эрозионного факела и материала мишени на картину течения и образования пульсаций давления на облучаемой мишени.

В настоящей работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований зависимости поведения пульсаций давления на облучаемой мишени от внешних параметров при формировании эрозионного факела: давления и сорта газа окружающей среды, размеров необлучаемой части мишени.

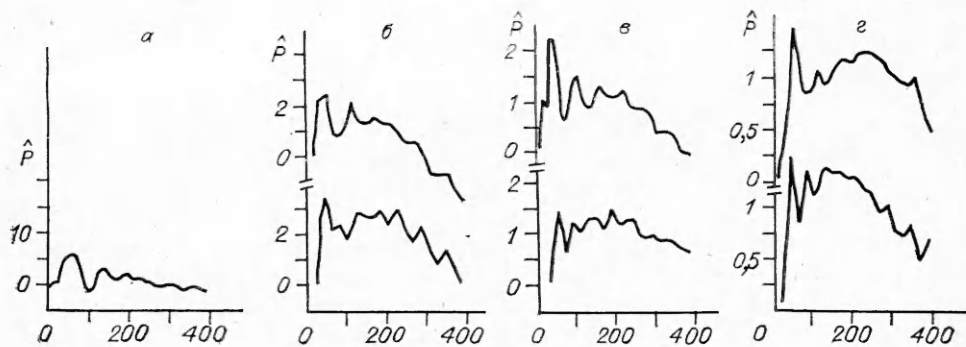
Как показано в [3], при уменьшении давления окружающей среды  $p_\infty$  при прочих равных условиях амплитуда пульсационной составляющей полного давления на мишени падает и при  $p_\infty = 10^2 \div 10^3$  Па кривые полного давления становятся практически гладкими. Этот экспериментальный результат полностью совпадает с газодинамическим описанием процесса, так как именно движение газа затопленного пространства вблизи необлучаемого края мишени определяет колебания полного давления и при уменьшении значения  $p_\infty$  его силовое воздействие на край мишени падает по сравнению с реактивной силой эрозионного факела. С другой стороны, при уменьшении  $p_\infty$  амплитуды остающихся слабых пульсаций полного давления на облучаемой мишени при нормировке на  $p_\infty$  [4] ведут себя консервативно.

В расчетах [1, 2] исходные уравнения приведены к безразмерному виду и соответственно давления  $p_c$  и  $p_\infty$  закладывались в виде  $n = p_c/p_\infty$  ( $n$  — нерасчетность,  $p_c$  — давление на срезе сопла). При вариации  $p_c$  и  $p_\infty$  нерасчетность можно поддерживать постоянной, например, понижая  $p_c$  и  $p_\infty$ . Таким образом, результаты расчетов будут одинаковыми в широком диапазоне  $p_c$  и  $p_\infty$  при неизменной нерасчетности и других безразмерных параметрах.

На рис. 1 представлены результаты измерений пульсаций давления  $\tilde{P}$  на эбонитовой мишени для нерасчетностей  $n = 2; 10; 20; 40; 80$  ( $a - \delta$ ), которые получены при фиксированном значении  $p_\infty = 10^5$  Па и вариации  $p_c = (2; 10; 20; 40; 80) \cdot 10^5$  Па, что отвечает плотностям потока энергии ЛИ  $E_0/S = 140; 400; 650; 1100$  и  $1800$  Дж/см<sup>2</sup> (верхние кривые). Для получения соответствующих нерасчетностей при фиксированном значении  $p_c = 2 \cdot 10^5$  Па ( $E_0/S = 140$  Дж/см<sup>2</sup>) давление окружающей среды понижалось:  $p_\infty = (20; 10; 5; 2.5) \cdot 10^3$  Па (нижние кривые).

При машинной обработке результатов эксперимента полное давление на мишени нормировалось по давлению в пятне облучения [1]. Для перенормировки пульсаций давления по  $p_\infty$  проводилось масштабирование графиков по оси ординат, пропорциональное нерасчетности, что позволило получить размеры пульсаций давления на графиках относительно давления окружающей среды.

Условия прохождения лазерного излучения через эрозионный факел при разных энергиях облучения и давлениях окружающей среды сильно отличаются друг от друга, и к поверхности мишени может доходить зна-



чительно измененный по энергии и форме лазерный импульс. Для правильного восстановления сигнала давления на мишенях проводилась машинная корректировка результатов измерений с учетом ослабления лазерного излучения в эрозионном факеле [4], что особенно важно при больших  $n$ , когда сравниваются режимы с высокими значениями  $p_c$  и соответственно  $E_0/S$  при истечении факела в атмосферу и низкими  $p_c$  при истечении в разреженную среду.

Как видно из рис. 1, парные кривые пульсаций давления  $\hat{P}$  на облучаемой эбонитовой мишени, полученные при сильно отличающихся условиях по энергии облучения и давлению окружающей среды, но одинаковые по нерасчетности и другим параметрам облучения (материал мишени, размеры пятна облучения и мишени, состав окружающей среды и т. д.), хорошо повторяют друг друга. Этот экспериментальный результат совместно с расчетами также подтверждает определяющее значение газодинамического механизма формирования пульсаций давления на облучаемой мишени.

Из картин полей течений [1, 2] видно, что газ окружающего пространства активно участвует в формировании пульсаций давления на мишени и его физические свойства должны также влиять на эти пульсации.

Наиболее важными параметрами газа окружающего пространства являются, как и для газа эрозионного факела [2], температура  $T_\infty$  и молекулярная масса  $m_\infty$ , характеризующие его подвижность (тепловую скорость  $u_\infty \sim \sqrt{T_\infty/m_\infty}$ ), т. е. способность реагировать на возмущение факелом, а следовательно, и определяющие пульсации давления. Так как при численном решении полной системы уравнений Навье — Стокса диффузия нами не учитывалась, то получить картину течений и пульсаций давления на мишени для разных сортов (молекулярных масс) газов в факеле и окружающем пространстве не представляется возможным. Однако, как говорилось выше, если принять за основной параметр тепловую скорость молекул, то промоделировать процесс истечения факела в газ с другой массой можно в первом приближении за счет соответствующего изменения его температуры. Например, при рассмотрении истечения эрозионного факела с  $m_c \approx 29$  а. е. в воздух или гелий с одинаковыми  $T_\infty$ , но массами, отличающимися примерно в 7 раз, можно промоделировать этот процесс истечением факела в газы с одинаковой молекулярной массой, равной массе воздуха, но для гелия заложить температуру, в 7 раз большую. Результаты расчетов пульсаций давления на облучаемой мишени для эрозионного факела с  $m_\infty = 29$  а. е.,  $T_c = 600$  К,  $p_c = 2 \cdot 10^5$  Па,  $\gamma_c = 1,67$  и окружающего газа с  $m_\infty = 29$  а. е.,  $p_\infty = 10^5$  Па,  $\gamma_\infty = 1,67$ ,  $T_\infty = 300$  и  $2100$  К (линии 1 и 2) представлены на рис. 2, а. Здесь и далее в расчетах задавалось  $Re = 10^3$ ,  $Mc = 1$ . Видно, что с увеличением тепловой скорости (температуры) в окружающем газе амплитуда пульсаций давления падает, а частота возрастает. Подобный результат получен и в экспериментальных исследованиях (рис. 2, б, линии 1, 2 — воздух, гелий). При облучении лазерным импульсом диэлектрической мишени в воздухе частота пульсаций меньше, чем при аналогичных условиях

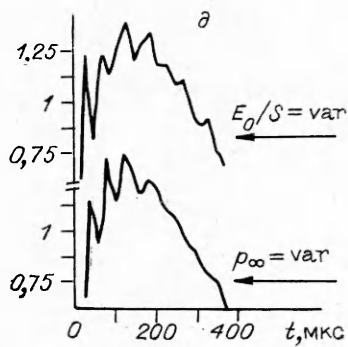


Рис. 1

облучения в гелии. Этот результат подтвержден и на других материалах мишеней, например на магнии [4]. Также наблюдается (рис. 2, б) уменьшение амплитуды пульсаций при гелиевой внешней атмосфере.

На рис. 2, а штриховой линией отмечены пульсации давления, полученные в расчете для условий, аналогичных кривой 2, но при  $\gamma_\infty = 1,4$ . Таким образом, как и в случае вариации показателя адиабаты материала в эрозионном факеле [2], этот параметр оказывает слабое влияние на пульсации давления.

На рис. 3 представлено расчетное поле течения, соответствующее рис. 2, а, когда  $T_\infty = 2100$  К,  $T_c = 600$  К, в момент времени  $t = 280$  мкс. В этих условиях развивается структура, названная авторами [5] коконом и полученная в [2] при дозвуковом истечении ( $M_c = 0,5$ ) в окружающий газ с более низкой температурой ( $T_c/T_\infty = 2$ ).

Из внешних параметров, закладываемых в расчет, следует также рассмотреть влияние размеров необлучаемого края мишени на пульсации давления. При радиусе мишени  $r_m$ , равном радиусу пятна облучения  $r_c$ , полное давление на мишени [1], нормированное на реактивную силу струи  $p_j$ , представляет в расчете после включения факела прямую линию  $\hat{P} = 1$ .

Из внешних параметров, закладываемых в расчет, следует также рассмотреть влияние размеров необлучаемого края мишени на пульсации давления. При радиусе мишени  $r_m$ , равном радиусу пятна облучения  $r_c$ , полное давление на мишени [1], нормированное на реактивную силу струи  $p_j$ , представляет в расчете после включения факела прямую линию  $\hat{P} = 1$ .

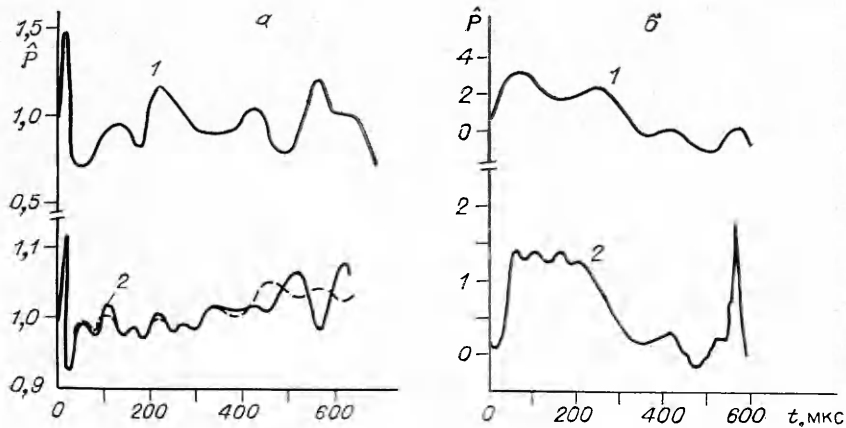


Рис. 2

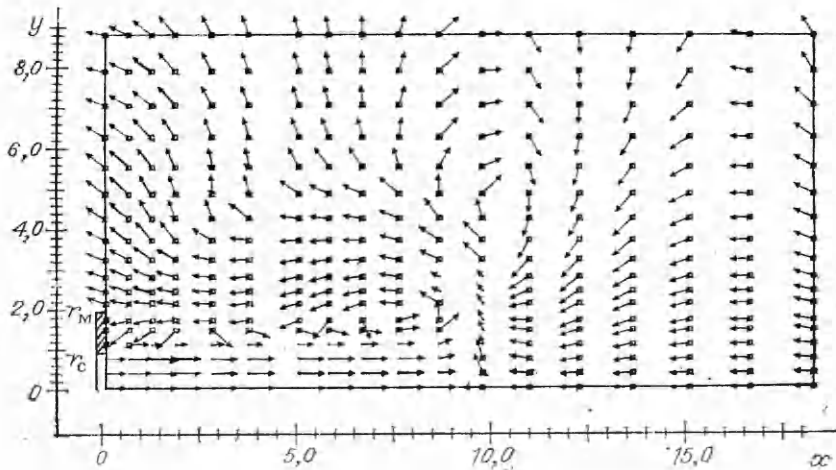


Рис. 3

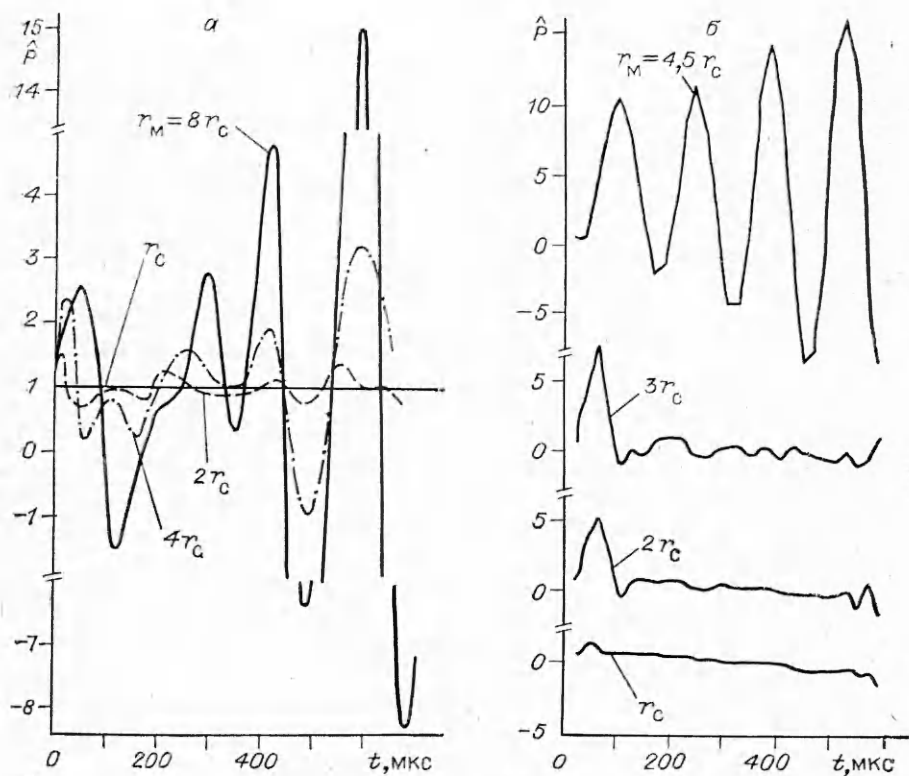


Рис. 4

При появлении необлучаемого края мишени, т. е. при фиксированном значении  $r_c$  и увеличении  $r_M$ , вовлекаемый в движение окружающий мишень газ оказывает дополнительное силовое воздействие на эту кромку мишени [1]. На рис. 4, а штриховой линией представлены результаты расчета полного нормированного давления  $\hat{P}$  на мишень при  $r_M = 2r_c$ ,  $n = 2$ ,  $T_c/T_\infty = 2$ . При дальнейшем увеличении соотношения  $r_M/r_c$  амплитуда пульсаций давления еще более возрастает, причем наблюдается рост амплитуды в процессе облучения. При  $r_M/r_c \geq 8$  (сплошная кривая на рис. 4, а) изменения в поведении пульсаций практически нет и при постановке в расчет бесконечной твердой стенки, прилегающей к пятну облучения, картина пульсаций мало отличается от случая  $r_M/r_c = 8$ . Следует подчеркнуть, что это соотношение получено для конкретных значений  $n$  и  $T_c/T_\infty$  и может быть иным при других условиях.

Аналогичная картина и в эксперименте. На рис. 4, б приведены кривые нормированного полного давления на эбонитовые мишени при  $E_0/S \approx 120$  Дж/см<sup>2</sup>,  $n \approx 2$ ,  $T_c/T_\infty \approx 2$ ,  $r_c = 3$  мм. При  $r_M \approx r_c$  на кривой нет заметных пульсаций давления. При  $r_M = 2r_c$  наблюдаются ярко выраженные пульсации давления, которые при  $r_M = 3r_c$  еще больше возрастают. При  $r_M \geq 4,5r_c$  частота пульсаций давления падает, а амплитуда увеличивается и растет со временем, что находится в полном качественном соответствии с рассмотренными выше результатами расчета. Аналогичные результаты получены и для металлических мишеней, например титана.

В заключение следует отметить, что газодинамический расчет процесса интенсивного испарения поверхности облучаемого импульсным лазером образца позволяет полностью проанализировать влияние внешних условий на поведение пульсаций давления на мишени. В частности, показаны сильное влияние давления затопленного пространства на амплитуду пульсаций давления на мишени и зависимость частоты и амплитуды пульсаций от параметров газа затопленного пространства и размеров облучаемой мишени. Совместно с результатами [1, 2] газодинамическая

модель процесса формирования пульсаций давления на облучаемой мишени позволила детально рассмотреть картину течений, влияние параметров облучения, свойств материалов мишеней и внешних условий на пульсации давления, возникающие на образце при интенсивном лазерном облучении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Булгакова Н. М., Кузнецов Л. И. Газодинамика импульсных струй и осцилляции давления на облучаемой лазером мишени // ПМТФ.— 1992.— № 6.
2. Булгакова И. М., Кузнецов Л. И. Влияние параметров импульсного эрозивного факела на пульсации давления // ПМТФ.— 1992.— № 6.
3. Кузнецов Л. И. Передача импульса давления на металлические и диэлектрические мишени, облучаемые неодимовым лазером в режиме свободной генерации // ПМТФ.— 1991.— № 6.
4. Кузнецов Л. И. Взаимодействие светоэрозивного факела с окружающей средой // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1991.— Т. 55, № 6.
5. Smarr L. L., Norman M. L., Winkler K.-H.A. Shocks, interfaces, and patterns in supersonic jets // Physica Sect. D. Nonlinear phenomena.— 1984.— V. 12.

г. Новосибирск

Поступила 11/XI 1991 г.

УДК 532.517.4 : 518.12

*И. Г. Еремейцев, Г. С. Журавлева, И. И. Пилюгин*

### ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ВЯЗКОМ УДАРНОМ СЛОЕ ПРИ ОБТЕКАНИИ ГАЗОМ ЗАТУПЛЕННЫХ УДЛИНЕННЫХ ТЕЛ

На современном этапе создания сверхзвуковых летательных аппаратов возник ряд проблем, связанных с совершенствованием традиционных конфигураций. Проводится поиск новых пространственных форм, обладающих оптимальными аэродинамическими характеристиками при гиперзвуковых скоростях. В связи с разработкой гиперзвукового самолета представляет интерес изучение обтекания плоских элементов — крыльев при больших сверхзвуковых скоростях в широком диапазоне чисел Рейнольдса. С увеличением скоростей движения и давления большую роль начинают играть аэродинамический нагрев и трение на поверхности тела при турбулентном режиме течения в ударном слое. В связи с этим необходимо исследовать влияние геометрии тела на распределение тепловых потоков, трение, отход ударной волны и другие параметры обтекания. Отметим, что в предельных случаях пространственное тело, например эллиптический параболоид, переходит в осесимметричное тело — параболоид вращения (при равенстве полуосей эллипса) — либо в параболический цилиндр, если одна из полуосей эллипса стремится к бесконечности.

В отличие от ранее опубликованных работ (см., например, обзор [1]), где рассматривались ламинарные режимы течения в рамках уравнений вязкого ударного слоя, цель данной работы — разработка единого алгоритма расчета параметров вязкого обтекания плоских или осесимметричных удлиненных тел для широкого диапазона режимов течения от ламинарного до турбулентного. В литературе [1] основное внимание уделялось изучению течения и теплообмена в окрестности лобовой критической точки осесимметричных тел. Для удлиненных тел расчет интегральных коэффициентов сопротивления и теплообмена, характеризующих их движение и нагрев в атмосфере, требует определения газодинамических параметров вдоль всей образующей тела до его миделя.

В настоящей работе численно исследуется гиперзвуковое обтекание затупленного удлиненного плоского тела (параболического цилиндра)