

- [7] Блох О.Г. и др. // Кристаллография. 1975. Т. 20. № 2. С. 430.
[8] Костицкий С.М. // Автометрия. 1988. № 5. С. 12.
[9] Резников В.А., Струц А.В. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 6. С. 81.
[10] Волл В.А., Струц А.В. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 7. С. 24.
[11] Свойства неорганических соединений / Под ред. А.И. Ефимова и др. Л.: Химия, 1983. 392 с.
[12] Сигарев С.Е. // Кристаллография. 1992. Т. 37. № 4. С. 1055.
[13] Есеев Б.С. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1543.
[14] Сапрыкин А.Е., Сузушин Ю.Н. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1989. Т. 25. № 4. С. 687.

03;04;07
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 12, 1994

ЭФФЕКТЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИМПУЛЬСНОГО СВЕТОЭРОЗИОННОГО ФАКЕЛА

Л.И.Кузнецов

Институт теплофизики СО РАН,
630090, Новосибирск, Россия
(Поступило в Редакцию 16 февраля 1994 г.)

В момент запуска даже стационарного источника наблюдаются неустойчивости, сопровождаемые образованием вихрей и пульсациями давления на присопловой поверхности [1,2]. В работах [3] была описана газодинамическая модель такого истечения и экспериментально показано, как эти пульсации давления зависят от геометрии источника и физических свойств истекающих паров и газа затопленного пространства на примере светоэрозионного факела миллисекундной длительности. В частности, было отмечено, что пульсации давления на присопловой поверхности (облучаемой мишени) связаны с пульсациями плотности газа у этой поверхности.

Для выяснения поведения плотности в околофакельном пространстве в настоящей работе был применен электронно-рентгеновский метод измерения локальной плотности газа [4]. Этот метод был адаптирован для проведения измерений импульсных процессов за счет увеличения тока пучка электронов и апертуры рентгеновского детектора, что позволило обеспечить необходимый уровень сигнала для измерений с временным разрешением около 10 нс. Измерения плотности (концентрации) окружающего газа в околофакельном пространстве проводились на расстоянии 20 мм от оси 20 мм свинцовой мишени в плоскости облучаемой поверхности. Диаметр пятна облучения составлял 7 мм, давление аргона в вакуумной камере $p_{\infty} = 6.8$ Па, максимальное давление в пятне облучения $p_0 = 16$ кПа при плотности потока лазерного излучения с $\lambda = 1.06$ мкм $E/S = 56$ Дж/см². Одновременно с измерением локальной концентрации газа проводились измерения давления на облучаемой мишени с помощью специально разработанного пьезодатчика [5,6].

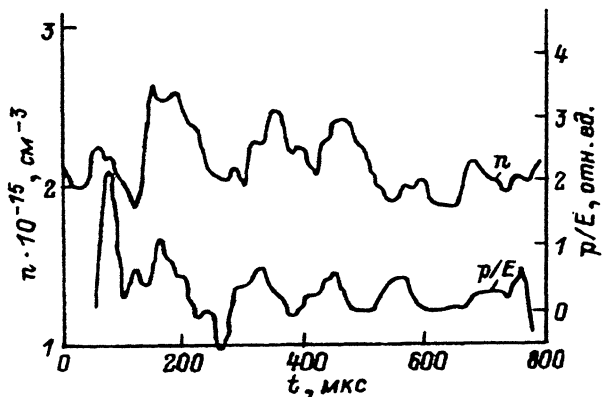


Рис. 1. Пульсации концентрации газа в околофакельном пространстве и нормированного давления на облучаемой лазером мишени.

На рис. 1 приведены осциллограммы концентрации атомов газа затопленного пространства в присопловой области (вблизи пятна облучения) и давления в пятне облучения, нормированного на интенсивность лазерного излучения. Такая нормировка позволяет выделить пульсации давления на необлучаемых краях мишени, которое и связано с пульсациями плотности в присопловом пространстве [7]. Как видно из приведенных осциллограмм, наблюдаются хорошо выраженные пульсации обоих параметров и они коррелируют между собой.

Следует заметить, что зарегистрированные пульсации плотности газа в присопловом пространстве свидетельствуют об обоснованности газодинамической модели импульсного эрозионного факела, описанной в работах [3].

В работах [8,9] с помощью скоростной съемки было получено, что эрозионный факел, возникающий при взаимодействии мощного миллисекундного лазерного импульса с твердой поверхностью, имеет вид свободной струи, расширяющейся из звукового сопла (отверстия). Авторы работы [9] провели детальное исследование расстояний от пятна облучения до диска Маха и показали, что оно с хорошей точностью согласуется с эмпирической формулой Ашкенаса и Шермана $x = 0.67dN^{0.5}$ [10] для свободных стационарных струй. В этой формуле d — диаметр критики звукового сопла, в качестве которого принимался диаметр пятна облучения, а $N = p_0/p_\infty$ — нерасчетность определяемая отношением давления на срезе звукового сопла (в пятне облучения) к давлению в затопленном пространстве. Это выражение хорошо выполняется в широком диапазоне N и Re_L [11] и практически не зависит от отношения удельных теплоемкостей γ и температуры торможения [12].

Наблюдаемая в работе [9] перестройка картины течения, хорошо отслеживающая давление в пятне облучения, становится понятной, если провести оценки времени пролета газа (паров) до диска Маха. Согласно измерениям авторов работы [9] $x_m \approx 1$ см, а средняя скорость газа на оси струи $v \geq 10^5$ см/с. Соответственно характерное время пролета газа до диска Маха $t_m \approx 10$ мкс, что много меньше длительности лазерного импульса (800 мкс), и трудно обнаружить при таком почти квазистационарном истечении с медленно меняющимся p_0 относительно t_m расхождение со стационарным режимом истечения. Однако при увеличении d или N расстояние до диска Маха и соответственно t_m

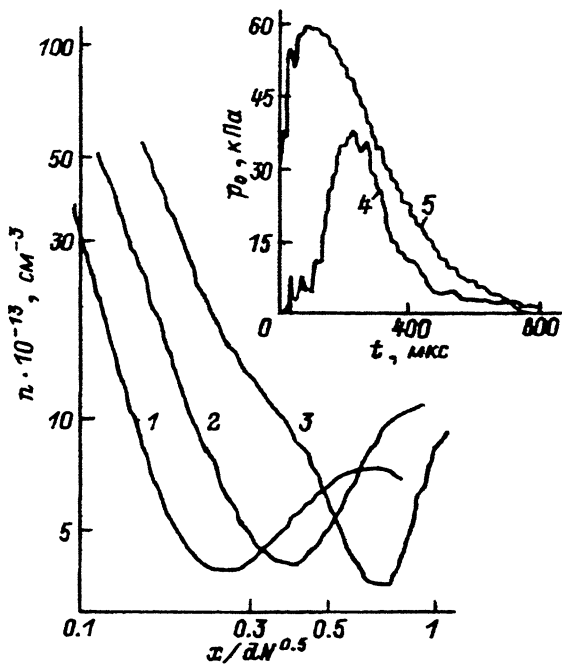


Рис. 2. Осевые профили концентрации паров свинца в светоэрозионном факеле при $t = 250$ (1), 300 (2) и 350 мкс (3), осциллограмма давления на облучаемой мишени (4) и форма лазерного импульса (5).

будут увеличиваться и это может приводить к заметным отклонениям от формулы Ашкенаса и Шермана. Очевидно, что этот же эффект можно получить, сокращая длительность лазерного импульса.

В свободной сверхзвуковой струе скорость газа особенно для одноатомных газов с $\gamma = 1.67$ быстро выходит на максимальное свое значение $v_{\max} = (2\gamma RT_0)/(\gamma - 1)^{0.5}$, которое при больших N можно принять за среднюю скорость \bar{v} газа на оси струи от источника до диска Маха. Для эрозионного факела свинцовой мишени $\bar{v} \approx 7 \cdot 10^4$ см, для $N \approx 4000$, $d = 0.7$ см $t_m = 0.67dN^{0.5}/\bar{v} = 420$ мкс, что одного порядка с длительностью лазерного импульса, представленного на рис. 2.

С помощью электронно-рентгеновского метода были проведены осевые измерения плотности в эрозионном факеле свинцовой мишени. Свинец был выбран, чтобы получить достаточно высокий уровень сигнала при измерениях в ядре эрозионного факела. Измерения проводились в разных точках на оси факела, а затем с помощью компьютера производилась выборка измеренных значений концентрации для одного и того же момента времени от начала лазерного импульса.

На рис. 2 представлено распределение концентрации атомов на оси эрозионного факела свинцовой мишени при $E/S = 93$ Дж/см², $p_\infty = 7.3$ Па-и $t = 250, 300$ и 350 мкс. Форма лазерного импульса и осциллограмма давления в пятне облучения показаны в верхнем правом углу на рис. 2. Представленные результаты измерений концентраций в координатах $n - x/dN^{0.5}$ при стационарном истечении должны иметь подъем, соответствующий диску Маха, в районе $x/dN^{0.5} = 0.67$. Как видно из рис. 2, при заданных параметрах истечения диск Маха не успевает изменять свое положение в пространстве вслед за изменением давления в источнике.

Таким образом, с помощью локальных измерений концентрации показано, что если время пролета газа от источника до диска Маха порядка длительности работы источника, то ярко проявляется суперпозиция двух нестационарных процессов, связанных с процессом образования факела в затопленном пространстве и с переменным давлением в самом источнике.

Список литературы

- [1] *Белавин В.А., Голуб В.В., Набоко И.М.* // ПМТФ. 1979. № 1. С. 56–65.
- [2] *Cline M.C., Wilmoth R.G.* // AIAA Paper. 1984. N 84-0464. 16 p.
- [3] *Булгакова Н.М., Кузнецов Л.И.* // ПМТФ. 1992. № 67. С. 12–22, 28–32. 1993. № 1. С. 65–69.
- [4] *Жаркова Н.Г., Кузнецов Л.И., Ребров А.К., Ярыгин В.Н.* // ТВТ. 1976. Т. 14. № 1. С. 17–20.
- [5] *Петров Ю.И.* Кластеры и малые частицы. М.: Наука, 1986. 366 с.
- [6] *Головей А.Д.* Автореф. канд. дис. Кемерово, 1992. 24 с.
- [7] *Воронель Е.С., Кирушин Л.П., Кузнецов Л.И.* // Сибирский физико-техн. журн. 1991. № 2. С. 75–79.
- [8] *Войтенко В.А., Кузнецов Л.И.* // ПТЭ. 1992. № 4. С. 189–191.
- [9] *Kuznetsov L.I.* // SPIE. 1991. Vol. 1440. P. 222–228.
- [10] *Минько Л.Я.* // Физика и применение плазменных ускорителей. Минск: Наука и техника, 1974. С. 142–181.
- [11] *Ковингтон, Лью, Линкольн.* // Ракетная техника и космонавтика. 1977. Т. 15. № 8. С. 148–155.
- [12] *Ashkenas H., Sherman F.S.* // Rarefied Gas Dynamics (4th Symp.). New York: Academic Press, 1966. Vol. 2. P. 84–105.
- [13] *Волчков В.В., Иванов А.И., Кисляков Н.И.* и др. // ПМТФ. 1973. № 2. С. 64–73.
- [14] *Кузнецов Л.И., Ребров А.К., Ярыгин В.Н.* // ПМТФ. 1975. № 3. С. 83–87.

02;11;12

Журнал технической физики, т. 64, в. 12, 1994

© 1994 г.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННОЙ И ВТОРИЧНО-ИОННОЙ ЭМИССИИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ РАБОТЫ ВЫХОДА ПУТЕМ АДсорбЦИИ

А.А.Дорожкин, С.Г.Ершов, А.В.Филимонов, Н.Н.Петров

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251, Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 31 марта 1994 г.)

Величина электронной работы выхода является фундаментальным понятием физики твердого тела. Поэтому знания о природе этой величины и умение корректно измерить ее принципиально важно не только для теоретических представлений, но и для практических приложений при создании новых материалов. Существует целый комплекс методов измерения $e\Phi$ (термоэмиссионный, Томпсона–Зисмана и т.д.), где для зондирования поверхности используют самые различные воздействия. При этом комплексное применение методов (например, термоэлектронные, поверхностной ионизации) позволяет не только получить более