

О моделировании кластерных струй как мишеней для взаимодействия с мощным сверхкоротким лазерным излучением

А. С. Болдарев¹⁾, В. А. Гасилов, Ф. Бласко^{*2)}, К. Стенц^{*2)}, Ф. Дорши^{*2)}, Ф. Салин^{*2)}, А. Я. Фаенов[†],
Т. А. Пикуз[†], А. И. Магунов[†], И. Ю. Скобелев[†]

Институт математического моделирования РАН, 125047 Москва, Россия

^{*}CELIA, Universite Bordeaux 1, 33405 Talence, France

[†]ГНЦ ВНИИФТРИ, 141570 Менделеево, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 30 марта 2001 г.

Сформулирована гидродинамическая модель процесса образования кластеров в атомарных газовых струях, расширяющихся в вакуум, используемых в качестве лазерно-плазменных мишеней. На примере струи аргона проведены детальные расчеты пространственных зависимостей плотности газовой и кластерной фаз для сопла Лавала в широком диапазоне давлений на входе при комнатной температуре. Установлена сильная неоднородность образующихся кластеров. Полученные в расчете особенности качественно подтверждаются рентгеноспектральными измерениями пространственного распределения светимости плазмы, создаваемой мощным сверхкоротким лазерным импульсом в струйных мишенях.

PACS: 32.30.Rj, 32.80.Rm, 41.50.+h, 52.25.-b, 52.50.-b

1. Взаимодействие мощного лазерного излучения сверхкороткой длительности с газовыми струйными мишенями в настоящее время является предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Особый интерес представляет изучение газовой струи, содержащей кластеры (капли жидкости или твердые частицы) с соответствующей плотностью вещества в них. В этом случае резко возрастает эффективность взаимодействия лазерного излучения с мишенью при критической плотности электронов и создаваемая плазма нагревается до гораздо более высоких температур. Вследствие большой плотности плазмы в кластерах возрастает также роль столкновительных процессов, что приводит к увеличению степени ионизации плазмы. Так, например, в работах [1–3] при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с плотностью потока энергии 10^{17} – 10^{18} Вт/см² с кластерными мишенями наблюдалось рентгеновское излучение в линиях многозарядных ионов Ar XVII и Kr XXVII. Образование этих ионов при туннельной ионизации в лазерном поле происходит при более высоких по порядку величины интенсивностях, как следует, в частности, из формулы Аммосова, Делоне и Крайнова [4].

Взаимодействие сверхкоротких лазерных импульсов с кластерной мишенью представляет гораздо бо-

лее сложную проблему, чем в случае твердых и газовых мишеней. Это обусловлено и тем, что неизвестным является уже само начальное состояние мишени, которая может быть пространственно неоднородной. В настоящее время имеется целый ряд работ, посвященных исследованию взаимодействия лазерного излучения с кластерами (см., например, [5–12]). В этих работах основное внимание было сосредоточено на эволюции кластеров под воздействием лазерного импульса, тогда как сам процесс их образования оставался за рамками исследования. Для оценки параметров кластеров в струе использовалась многопараметрическая формула, полученная на основе обобщения эмпирических данных [13–15], и результаты анализа релеевского рассеяния пробного лазерного излучения струей [6]. Это позволяет только оценить средние значения размера и концентрации кластеров, относящиеся к газовому потоку в целом. Между тем, знание пространственной и временной зависимостей параметров кластерных мишеней совершенно необходимо как для правильного численного моделирования процесса их нагрева лазерным излучением, так и для реализации некоторых важных приложений, требующих однородности плазмы достаточно большого размера вдоль одного из пространственных направлений, например, для создания рентгеновского лазера. Получить такого рода данные можно посредством моделирования газодинамических процессов с учетом фазовых переходов, протекающих в газовой

¹⁾e-mail: boldar@imamod.ru

²⁾F. Blasco, C. Stenz, F. Dorchies, F. Salin.

струе. Насколько известно авторам, пока не было попыток проведения такого моделирования струйных мишеней.

В настоящей работе показано, что детальные исследования газодинамических процессов в сопле, формирующем двухфазную струю, позволяют получить пространственные распределения всех параметров кластеров, необходимых для корректного расчета их нагрева короткими лазерными импульсами. Расчеты, проведенные для сопла Лавала при различных начальных давлениях газа, показывают, что в ряде случаев возможно формирование практически однородной по поперечному сечению газовой-кластерной струи. В других случаях пространственное распределение кластеров оказываются не только неоднородным, но и немонотонным. Результаты расчетов качественно подтверждаются рентгеноспектральными измерениями с пространственным разрешением линейчатого и непрерывного излучения плазмы, создаваемой в кластерной мишени мощным фемтосекундным лазерным импульсом.

2. Для описания процесса образования кластеров была использована модель, основанная на так называемом методе моментов и разработанная для исследования, главным образом, течений влажного водяного пара в соплах и турбинных каскадах. Фазовые переходы в сопловых течениях исследовались в очень большом числе работ (см., например, [16, 17] и приведенную там библиографию). Основное внимание уделялось водяному пару, так как паровые течения широко используются в энергетике, однако разработанные подходы применимы для течения любого газа при соответствующих физических условиях. В соответствии с условиями эксперимента мы рассматриваем истечение газа при начальной комнатной температуре, то есть не содержащего ионов. Таким образом, образование зародышей конденсированной фазы (здесь рассматривается только жидкая фаза) происходит в результате флуктуаций в переохлажденном газе (спонтанная конденсация).

Подробное изложение теории спонтанной конденсации можно найти, например, в [18]. Благодаря поверхностным эффектам, маленькая жидкая капля может находиться в равновесии или испаряться даже в переохлажденном газе. Поверхностное натяжение создает дополнительный потенциальный барьер для молекулы, осаждающейся на каплю. Таким образом, для конкретных параметров газа существует критическое значение радиуса капли r_{cr} . Капля критического радиуса находится в равновесии с переохлажденным паром, капли меньшего радиуса испаряются и исчезают, и лишь капли радиуса больше r_{cr} могут

расти. В приведенных расчетах использовалась зависимость

$$r_{cr} = \frac{2\sigma}{\rho_l RT \ln(P/P_s)}, \quad (1)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, ρ_l – плотность жидкости, $R = R_0/\mu$ – газовая постоянная, T и P – температура и давление газа, $P_s(T)$ – давление насыщения при температуре T .

Таким образом, для появления ядра конденсации, способного к дальнейшему росту, должна произойти флуктуация, приводящая к возникновению капли радиуса $r > r_{cr}$. Частота таких флуктуаций может быть определена из теории гетерофазных флуктуаций (см., например, [19]) и задается выражением

$$I = \frac{1}{\rho_l} \sqrt{\frac{2\sigma\mu}{\pi N_A}} \left(\frac{P}{kT}\right)^2 \exp\left(-\frac{4\pi\sigma r_{cr}^2}{3kT}\right). \quad (2)$$

Эта величина может трактоваться как количество ядер конденсации, образующихся в единице объема за единицу времени. Величины, входящие в (2) и не определенные ранее, суть: N_A – число Авогадро, μ – молярная масса, k – постоянная Больцмана.

Для вычисления скорости роста уже имеющихся капель использовалась формула

$$\dot{r} = \frac{P}{\rho_l \sqrt{2\pi RT}} \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_l}}\right), \quad (3)$$

где T_l – температура капли. Формула (3) справедлива, если рост капель происходит в свободномолекулярном режиме и не ограничивается скоростью теплоотвода. Температура капли предполагается не зависящей от радиуса и равной температуре насыщения $T_s(P)$. Это предположение необходимо для дальнейшего развития модели, хотя оно, строго говоря, не выполняется и противоречит данному выше определению критического радиуса (согласно которому для капли критического радиуса должно быть $\dot{r} = 0$).

Используемая модель двухфазного течения базируется на следующих предположениях: 1) скорости капель равны скорости газа; 2) температуры капель равны температуре насыщения; 3) эффекты дробления и слияния капель, вязкости, теплопроводности и турбулентности пренебрежимо малы; 4) не учитывается возможность замерзания капель и появления кристаллических зародышей.

Модель может быть представлена следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\partial\rho/\partial t + \text{div}(\rho\mathbf{v}) = 0, \quad (4)$$

$$\partial \rho \mathbf{v} / \partial t + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = -\operatorname{grad} P, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho e + \rho \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) + \operatorname{div} \left(\rho \mathbf{v} \left(e + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) \right) = -\operatorname{div} P \mathbf{v}, \quad (6)$$

$$\partial \rho \Omega_0 / \partial t + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v} \Omega_0) = I, \quad (7)$$

$$\partial \rho \Omega_n / \partial t + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v} \Omega_n) = I r_{cr}^n + n \dot{r} \rho \Omega_{n-1}, \quad (n = 1, 2), \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho \beta}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v} \beta) = -\frac{4}{3} \pi \rho_l I r_{cr}^3 - 4 \pi \rho \dot{r} \Omega_2, \quad (9)$$

$$P = P(\rho, e, \beta) = \frac{e + (1 - \beta) L_s}{\gamma / (\beta(\gamma - 1)) - 1}, \quad T = \frac{P}{\beta Z \rho R}. \quad (10)$$

Здесь ρ – плотность всей двухфазной среды, \mathbf{v} – ее скорость, e – удельная внутренняя энергия, β – степень сухости, то есть массовая доля газовой фазы в смеси. Величины Ω_i ($i = 0, 1, 2$) есть моменты функции распределения капель по радиусу. В уравнениях состояния (10) L_s – удельная теплота парообразования, $\gamma = c_P / c_V$ – показатель адиабаты, Z – коэффициент сжимаемости.

Система уравнений (4)–(9), замкнутая соотношениями (1), (2), (3), (10), с соответствующими граничными и начальными условиями численно решалась в области, включающей внутренний объем сопла и часть открытого пространства за его срезом (в двумерной постановке). Форма сопла соответствовала условиям эксперимента, описанного ниже. Расчеты проводились для аргона с начальными параметрами $P_0 = 20$ –60 бар, $T_0 = 293$ К.

Представленные ниже результаты расчетов относятся к некоторому моменту времени, когда картина течения практически установилась. На рис.1 показаны карты изолиний концентрации кластеров n_{drop} и величины массовой доли кластерной фазы в смеси $\langle N \rangle n_{\text{drop}}$ ($\langle N \rangle$ – среднее число атомов в кластере), полученные в результате расчета для давления на входе сопла $P_0 = 40$ бар. Изолинии концентрации проведены для значений в интервале от 0 до $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с шагом $0.429 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а для величины $\langle N \rangle n_{\text{drop}}$ в интервале от 0 до $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ с шагом $0.214 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Видна существенная неоднородность двумерного распределения кластеров внутри сопла и на выходе из него. Штриховой линией показано сечение на расстоянии 1.5 мм от выхода. Из результатов

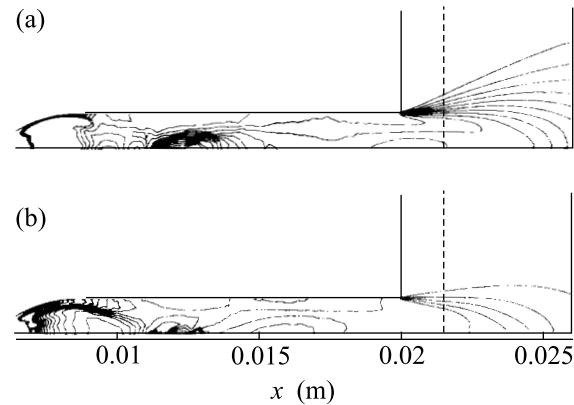


Рис.1. Изолинии концентрации кластеров n_{drop} (а) и массовой доли кластерной фазы в смеси $\langle N \rangle n_{\text{drop}}$ (б) для аргоновой струи и сопла Лавала

расчета следует, что сравнительно большее количество жидкой фазы формируется на периферии струи, в то время как вблизи оси находится более “сухой” газ (в особенности на выходе сопла). Этот вывод подтверждается рис.2, где показаны распределения газовой и кластерной фаз в плоскости поперечного сечения струи на расстоянии 1.5 мм от выхода сопла. Максимум концентрации капель находится примерно на расстоянии 1 мм от оси. С ростом входного давления газ распределение массовой доли кластерной фазы становится более однородным (см. рис.2).

Главный результат этих вычислений состоит в том, что возле оси струи наблюдается область более сухого газа с меньшей концентрацией кластеров. Это качественно согласуется с обсуждаемым ниже экспериментом, где наблюдались две области интенсивного поглощения лазерного излучения по разные стороны от оси струи.

3. Эксперименты проводились на лазерной установке Университета Бордо (Франция), подробное описание которой приведено в [2]. Лазерные импульсы имели следующие параметры: энергия 15 мДж, длина волны 790 нм, длительность 35 фс, частота повторения 1 кГц. Лазерный пучок фокусировался внеосевым параболическим зеркалом в пятно радиуса 6 мкм, что соответствует максимальной интенсивности в мишени $4 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$. Мишенями служили импульсные газовые струи (Кг и CO_2), выходящие из сопла Лавала со скоростью, соответствующей числу Маха 2.5 в вакуумную камеру. Внутренний диаметр цилиндрического участка сопла был 2.5 мм. Максимальное давление в клапане было 20–40 атм. Лазерный импульс фокусировался в газовой струе на расстоянии 1.5 мм от выхода сопла.

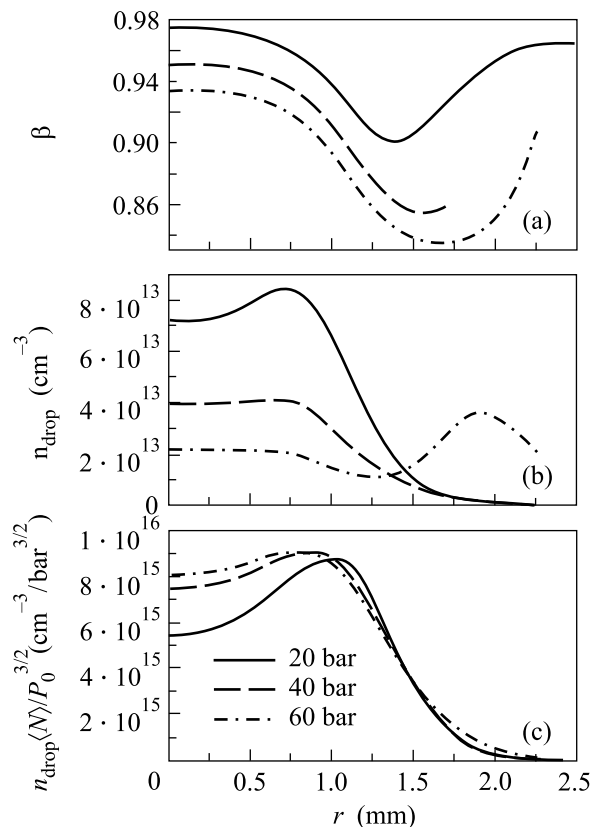


Рис.2. Распределение степени сухости β (а), концентрации каплей (кластеров) n_{drop} (б) и средней концентрации кластеризованных атомов $n_{\text{drop}} \langle N \rangle$ (с) в поперечном сечении струи на расстоянии 1.5 мм от выхода сопла Лавала. Давление газа (аргон) на входе сопла $P_0 = 20, 40, 60$ бар

Пространственные характеристики рентгеновского излучения создаваемой плазмы определялись с помощью фокусирующих сферических ($R = 150$ мм) кристаллических спектрографов с пространственным разрешением [20]. Излучение плазмы регистрировалось спектрографами под прямым углом к направлению лазерного пучка, что позволяло иметь пространственное разрешение (до 20 мкм) либо вдоль этого направления, либо перпендикулярно ему. Рентгеновский спектр регистрировался на пленку RAR-2492 через фильтр из двух слоев полипропилена толщиной 1 мкм, покрытых с двух сторон слоем 0.1 мкм алюминия.

На рис.3а приведена спектрограмма рентгеновского излучения плазмы струйной Кг-мишени с пространственным разрешением вдоль направления распространения лазерного пучка (изображение сжато вдоль направления спектрального разрешения). Зависимость интенсивности излучения в резонансной

линии 3А Ne-подобного иона Кг XXVII от расстояния до оси газовой струи имеет два четких максимума на расстоянии ≈ 1 мм друг от друга. Интенсивность второго максимума примерно вдвое ниже, чем первого. Примерно такая же пространственная структура наблюдается и в непрерывном (тормозном и фоторекомбинационном) излучении плазмы, зарегистрированном с помощью спектрографа, а также в линиях H- и He-подобных ионов O VIII, VII (см. рис.3б) в струйной CO_2 -мишени с кристаллическими кластерами. Это означает, что немонотонное распределение светимости не связано с особенностями кинетики заселения уровней отдельных ионов, а обусловлено распределением “грубых” параметров плазмы, то есть ее температуры и плотности.

Картина свечения плазмы качественно соответствует начальному распределению концентрации кластеров в струе, получаемому из газодинамических расчетов (сравни рис.2). Следует подчеркнуть, что полного количественного согласия в пространственной зависимости этих величин быть и не должно, поскольку светимость плазмы является функцией не только ее плотности, но и температуры. Пространственное распределение температуры в плазме должно определяться как пространственной зависимостью плотности потока лазерного излучения, так и эффективностью его поглощения в мишени. Эффективность нагрева плазмы связана главным образом с концентрацией кластеров и их размером, тогда как пространственное распределение плотности лазерного потока определяется параметрами фокусирующей системы и нелинейной рефракцией лазерного излучения в ионизованном газе. Можно ожидать, что лазерный поток максимален в плоскости фокусировки (то есть на оси сопла) и уменьшается в обе стороны от нее. Это должно приводить к смещению максимумов светимости плазмы к оси, что и наблюдается в эксперименте (см. рис.3). Расстояние между максимумами светимости составляет ≈ 1 мм для струи криптона и ≈ 0.5 мм для углекислого газа, в то время как в расчете для аргоновой струи расстояние между максимумами плотности составляет ≈ 2 мм. В сходных экспериментах с использованием другого сопла Лавала наличие двух максимумов свечения наблюдалось как для CO_2 -, так и для Ag-мишеней [1].

4. Таким образом, в настоящей работе предложена двухмерная гидродинамическая модель описания пространственного распределения характеристик газовых струйных мишеней для лазерно-плазменных экспериментов, в которых эффективно происходит образование ван-дер-ваальсовых кластеров. Класте-

жет указать наиболее оптимальное направление для их усовершенствования. В частности, как следует из проведенных расчетов, для получения наиболее однородной по сечению кластерной мишени следует увеличивать начальное давление газа. Это условие очень важно, например, для создания рентгеновского лазера.

Работа была частично поддержана Fond Europeen de Developement Economique Regional, Conseil Regional d'Aquitaine и, в части математического моделирования, Российским фондом фундаментальных исследований, проект (# 00-01-00562).

Рис.3. Рентгеновские спектрограммы лазерной плазмы струйных мишеней и пространственная зависимость интегральной по времени интенсивности излучения в различных спектральных линиях в направлении поперек газовой струи для сопла Лавалья. (a) – струя Kr, (b) – струя CO₂

ризация рассматривается как спонтанная конденсация капель жидкости. Расчеты, проведенные для сопла Лавалья, показали характер неоднородности образования кластеров по поперечному сечению струи. Степень неоднородности возрастает с уменьшением давления на входе сопла и проявляется в виде максимума плотности кластерной фазы, смещенного от оси струи. Этот эффект подтверждается наблюдениями пространственной неоднородности рентгеновского свечения плазмы, создаваемой фемтосекундным лазерным излучением в атомарных и молекулярных газовых струйных мишенях.

Полученные результаты являются попыткой детального описания начальных параметров двухфазных струйных мишеней. Разработанный подход мо-

1. С. Добош, М. Шмидт, М. Пердрикс и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 454 (1998).
2. К. Стенц, В. Багно, Ж. Р. Роше и др., Квантовая электроника **30**, 721 (2000).
3. Т. Аугусте, П. Д.'Оливейра, С. Хулин и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 54 (2000).
4. М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, ЖЭТФ **91**, 2008 (1986).
5. A. McPherson, T. S. Luk, B. D. Thompson et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1810 (1994).
6. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik et al., Phys. Rev. **A53**, 3379 (1996).
7. T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2732 (1997).
8. M. Lezius, S. Dobosz, D. Normand, and M. Schmidt, Phys. Rev. Lett. **80**, 261 (1998).
9. T. Ditmire, E. T. Gumbrell, R. A. Smith et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 720 (1998).
10. J. Larsson and A. Sjogren, Rev. Sci. Instrum. **70**, 2253 (1999).
11. T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky et al., Nature **398**, 489 (1999).
12. В. П. Крайнов, М. Б. Смирнов, УФН **170**, 969 (2000).
13. O. F. Hagena and W. Obert, J. Chem. Phys. **56**, 1793 (1972).
14. O. F. Hagena, Surf. Sci. **106**, 101 (1981).
15. O. F. Hagena, Rev. Sci. Instrum. **63**, 2374 (1992).
16. М. Е. Дейч, Г. А. Филиппов, *Газодинамика двухфазных сред*, М.: Энергоиздат, 1981.
17. Г. А. Салтанов, *Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике*, М.: Наука, 1979.
18. Л. Е. Стернин, *Основы газодинамики двухфазных течений в соплах*, М.: Машиностроение, 1974.
19. Я. И. Френкель, *Кинетическая теория жидкостей*, Л.: Наука, 1975.
20. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин и др., ЖЭТФ **108**, 1263 (1995).