

07; 11; 12

© 1991

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СТРУКТУР ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ МИШЕНИ

В.Н. Г о л у б е в, И.А. Д о р о ф е е в,
М.Н. Л и б е н с о н, В.И. Л у ч и н

Известно [1-3], что в процессе лазерного испарения конденсированных сред из-за газодинамических эффектов формируются разнообразные поверхностные структуры (ПС).

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования периодических ПС, возникающих на поверхности мишеней из Ti , Zr , Ge , Si , Pb , $GaAs$, нержавеющей стали, многократно облученных лазерными импульсами наносекундной длительности, предложен механизм генерации подобных ПС, связанный с неустойчивостью типа Кельвина-Гельмгольца границы раздела между движущейся плазмой и расплавленным материалом мишени.

В экспериментах использовались KrF ($\lambda = 0.248$ мкм, $\tau_0 = 25$ нс) и Nd ($\lambda = 1.06$ мкм, $\tau_0 = 30$ нс) лазеры. Облучение мишеней проводилось в вакуумной камере, давление воздуха в которой изменялось от 10^5 до 1 Па.

На рис. 1 представлены фотографии кратера на поверхности титана, многократно $N=30$ облученного в воздухе атмосферного давления импульсами KrF при $Q = 10$ Дж/см² - а) и неодимового при $Q = 16$ Дж/см² - б, в) лазеров.

Подобного сорта ПС обладают рядом особенностей. Период структур не зависит от угла падения и длины волны лазерного излучения. Топология ПС зависит от формы кратера, а вектор решетки \vec{k} параллелен скорости движения лазерной плазмы вдоль

поверхности мишени $\vec{v}_z = - \int_0^z \nabla_z P / \rho_1 dt$, где $\nabla_z P$ - тангенци-

альная составляющая градиента давления, ρ_1 - плотность плазмы, при этом наиболее полное заполнение кратера поверхностными структурами получается, если распределение излучения по пятну в плоскости мишени имеет колоколообразную форму. В случае равномерного распределения ПС в основном концентрируется на краю кратера и на его венчике. Появление ПС происходит только после многократного облучения мишени (для Ti $N=8-10$). Период структур d зависит от давления фонового газа P_0 и размера кратера r_0 так, как представлено на рис. 2.

В режиме моноимпульсного воздействия давление в лазерном факеле достигает максимума и спадает до 10^6-10^7 Па к концу

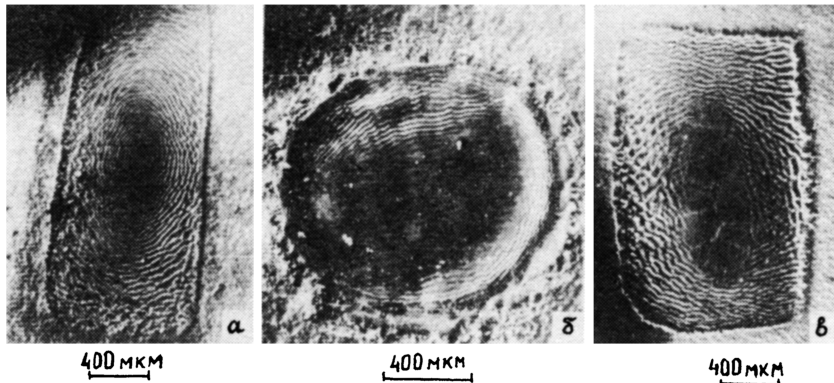


Рис. 1. Вид кратера на поверхности титановой мишени после ее многократного облучения в воздухе.

лазерного импульса [4]. Из-за градиентов давления испаренное вещество приобретает скорость, в том числе вдоль поверхности расплава средней толщины h и плотности ρ_2 , которая существует в течение времени τ_1 . Тангенциальное движение двух жидкостей приводит к неустойчивости типа Кельвина-Гельмгольца поверхности их раздела. Если время сглаживания ПС силами поверхностного натяжения τ_2 больше, чем τ_1 , то образованный из-за такой неустойчивости рельеф фиксируется в кратере. Дисперсионное уравнение, описывающее неустойчивость тангенциального разрыва с учетом поверхностного натяжения расплава, характеризуемого коэффициентом σ , приведено в [5]. Для плоских волн в случае $kh \ll 1$ и $\rho_1 \ll \rho_2$, а также для цилиндрических волн в дальней зоне, дисперсионное уравнение имеет вид

$$\omega = \frac{v_t k^2 h \rho_1}{\rho_2} \pm \left(\frac{\sigma h k^4}{\rho_2} - \frac{v_t^2 k^3 h \rho_1}{\rho_2} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Поверхность расплава неустойчива в диапазоне волновых чисел $0 < k < k^*$, где $k^* = \rho_1 v_t^2 / \sigma$, при этом оптимальная длина волны

$$d_{opt} = \frac{8\pi\sigma}{3\rho_1 v_t^2}, \quad (2)$$

а инкремент, соответствующий оптимальной длине волны,

$$\gamma_{max} = k_{opt}^2 \left(\frac{h\sigma}{3\rho_2} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Оценки проведем для титана, используя средние значения величин $\bar{\rho}_1$ и \bar{v}_t за время τ_1 . К концу импульса излучения τ_0 плотность лазерной плазмы $\rho_1^0 \approx \rho_2 \cdot H / v_0 \cdot \tau_0$, где H - глубина

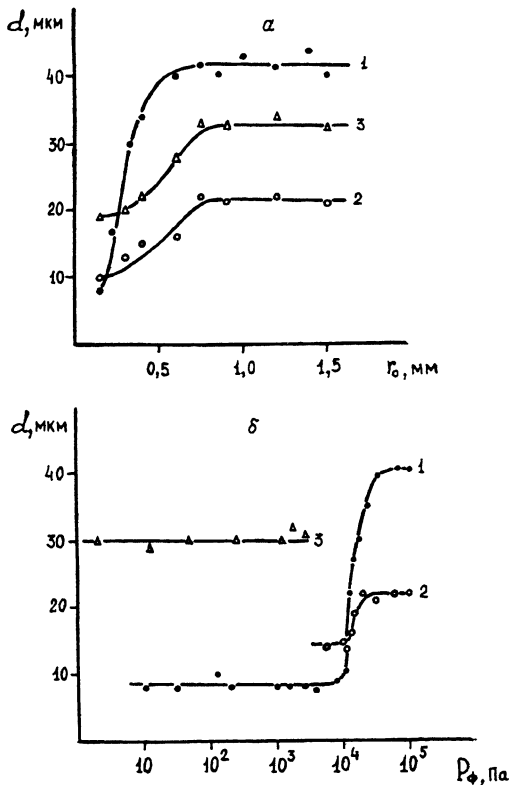


Рис. 2. Зависимость периода ПС от радиуса кратера r_0 для Ti (1) и нержавеющей стали (2) при $P_\phi = 10^5$ Па, для GaAs (3). а - при $P_\phi = 10$ Па, б - от давления фоновой среды P_ϕ при $r_0 = 0.7$ мм.

кратера, U_0 - скорость движения испаренного материала, полагая разлет плазмы адиабатическим, можно оценить плотность плазмы ρ_1^k к моменту остывания расплава τ_1 , тогда $\bar{\rho}_1 = (\beta_1 + \rho_1^k)/2$. Тангенциальная скорость плазмы $U_\pm \approx \tau_1 \Delta P / \bar{\rho}_1 r_0$, где $\Delta P = P_1 - P_\phi$ - перепад давления между плазмой и фоновой средой на расстоянии порядка радиуса кратера. Например, при $U_0 = 6 \cdot 10^5$ cm/s , $r_0 = 0.03$ cm , $N = 0.06$ мкм/имп , $\rho_1^0 \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ г/см^3 , $\Delta P \approx 3.5 \times 10^6$ Па , $\bar{\rho}_1 \approx 9 \cdot 10^{-4}$ г/см^3 , $U_\pm \approx 7.8 \cdot 10^4$ см/с , значение $d_{opt} \approx 20$ мкм , а $\gamma_{max} \approx 1.2 \cdot 10^6$ с^{-1} . С учетом того, что ПС наблюдаются при многократном облучении, а амплитуда их растет со временем как $a \sim \exp(N\gamma\tau_1)$, величина инкремента является вполне удовлетворительной.

Как видно из рис. 2, существуют d_{min} и d_{max} для разных материалов. Оценка d_{min} для титана из условия $\tau_2 \sim \tau_1$ дает

значение ~ 6.5 мкм. Ограничение периода ПС сверху связано с максимально достижимым масштабом, определяющим тангенциальные градиенты давления $r_0^{max} \approx 2 \cdot C_s \cdot \tau_1 \approx 0.06$ см, где C_s - скорость звука в плазме, при этом предельно возможный период ПС имеет величину ~ 50 мкм. Приведенные оценки удовлетворительно совпадают с экспериментальными значениями.

Отношение периодов ПС для разных материалов при одинаковой динамике разлета плазмы приблизительно равно $d' / d'' \approx 6 \sqrt{\rho_2'' H''} / \sqrt{\rho_2' H'}$, что дает, например, для нержавеющей стали $d \approx 0.6 d_{Ti}$.

Зависимость d от P_ϕ объясняется тем, что при расширении лазерной плазмы в фоновой среде генерируется ударная волна (УВ), в процессе распространения за ее фронтом повышается давление до величины $P_\phi' = P_\phi (7M_\pm^2 - 1) / 6$, где M_\pm - число Маха, что в свою очередь влияет на $\nabla_\pm P$, при этом соотношение между периодом структур при пониженном d_B и повышенном давлением фона d_ϕ такое, что $d_B \sim d_\phi (H_\phi / H_B) (\nabla_\pm P_\phi / \nabla_\pm P_B)^2$. Поскольку, как показывает эксперимент, всегда $H_\phi < H_B$, то наряду с очевидным $\nabla_\pm P_\phi < \nabla_\pm P_B$ период структур должен уменьшаться, что и наблюдалось в эксперименте. При давлении $P_\phi \lesssim 10^4$ Па в случае Ti и нержавеющей стали формирование УВ происходит за время $t \gg \tau_1$ и на большем расстоянии от кратера, поэтому наличие фона не влияет на период ПС. В случае $GaAs$ из-за высокой упругости паров AS при температуре плавления $GaAs$ поверхность расплава обеднена мышьяком и на таком материале при давлении фона $P_\phi \lesssim 5 \cdot 10^3$ Па возможно образование ПС по рассматриваемому механизму. При $P_\phi > 5 \cdot 10^3$ Па критическое значение K^* из-за теплофизических свойств $GaAs$ настолько мало, что $K^* < K_{min}$ и поверхность расплава устойчива по отношению к возмущениям.

Интересно заметить, что часто при облучении $GaAs$ (проводилось с помощью оптической проекционной схемы) ПС переменного периода наблюдались вне кратера на расстоянии ~ 300 мкм от его края, причем с увеличением расстояния их период уменьшался до ~ 8 мкм. Очевидно, что в данном случае происходило плавление поверхности мишени плазмой одновременно с генерацией ПС. Поскольку переработка внутренней энергии начального сгустка плазмы происходит на масштабе $\sim r_0$ [6], то с увеличением расстояния от зоны испарения величины $\rho_1 v_\pm^2$ должна расти, что и вызывает, согласно (2), уменьшение периода генерируемых структур.

Из эксперимента следует, что при многоимпульсном облучении мишени происходит стабилизация амплитуды рельефа (для $TiN \approx \approx 10-15$). По-видимому, в отличие от случая обтекания поверхности идеальной жидкостью, с ростом высоты ПС осуществляется отрыв потока плазмы на заднем склоне волны рельефа с последующим перемещением точки отрыва к гребню волны. Давление в области отрыва становится постоянным, что вызывает замедление скорости роста амплитуды ПС и изменение их формы [7] с ростом N .

Таким образом, на основе механизма неустойчивости поверхности тангенциального разрыва, совокупность экспериментальных данных находит непротиворечивое объяснение.

- [1] Анисимов С.И., Трибельский М.И., Эпельбаум Я.Г. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. В. 4. С. 1597-1605.
- [2] Самохин А.А. // Тр. ИОФАН. 1988. Т. 13. С. 3-98.
- [3] Брайловский А.Б., Гапонов С.В., Дорофеев И.А., Езерский А.Б., Ермаков В.А., Калягин М.А., Лучин В.И. Тез. докл. У Всесоюз. сем. „Фотофизика поверхности“. Ленинград, 1989. С. 62.
- [4] Гноевой Я.Н., Петрухин А.И., Плешанов Ю.Е., Суляев В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. № 9. С. 440-443.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц В.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
- [6] Ахсахалян А.Д., Гапонов С.В., Лучин В.И., Чириманов А.П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 10. С. 1885-1892.
- [7] Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М., 1959. 700 с.

Институт прикладной
физики АН СССР,
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
10 октября 1991 г.