

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАННИЕ СТАДИИ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА

Васильев С. В., Иванов А. Ю.

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, ул. Ожешко 22,
230023 Гродно, Беларусь, ion_ne@mail.ru

Целью данной работы является исследование влияния электрических полей различной напряженности (от 0 до 10^6 В/м) на пространственную и временную эволюцию лазерной плазмы, возникающей при воздействии миллисекундных лазерных импульсов на поверхности металлов (медь, алюминий, олово, свинец) и установление закономерностей формирования рельефа поверхности облучаемых образцов.

Излучение рубинового лазера ГОР-100М, работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau \sim 1,2$ мс), пройдя через фокусирующую систему, направлялось через отверстие в электроде на образец, который сам являлся вторым электродом. Энергия лазерных импульсов E_0 варьировалась в пределах от 5 до 60 Дж. Напряжение на электроды 3, 4 подавалось от источника, созданного на базе умножителя напряжения УН 9/27-13 блока ТВС-110. Источник позволял изменять напряжение в пределах до 25 кВ и при этом поддерживать его стабильным во время проведения эксперимента. Для изучения пространственной и временной эволюции лазерного факела в ходе воздействия ЛИ на образец использовался метод скоростной голографической кино съемки. Полученные отдельные кадры голограмм обеспечивали временное разрешение не хуже 0,8 мкс (время экспозиции одного кадра) и пространственное разрешение по полю объекта ≈ 50 мкм. Для исследования формы поверхности образовавшегося на пластине кратера использовался метод проекции полос.

Экспериментальные исследования показали, что при любой полярности приложенного напряжения (на облучаемый образец подавался как положительный, так и отрицательный потенциал) топография кратера практически идентична и определяется распределением энергии по пятну фокусировки лазерного излучения. Исследования показали, что несмотря на то, что распределение энергии по пятну фокусировки ЛИ неравномерно, линии равной концентрации электронов имеют практически гладкий вид, что свидетельствует об относительно однородной ионизации паров эродированного вещества. Существенно, что, несмотря на значительное увеличение во времени объема плазменного образования, средняя плотность электронов в факеле остается практически неизменной и даже несколько увеличивается, что может быть связана как с постоянным увеличением массы вынесенного вещества, так и с вторичной ионизацией плазмы ЛИ. Отметим, что наличие внешнего электрического поля слабо влияет на концентрацию электронов в лазерном факеле. При расстоянии между электродами 2 см максимальный поперечный размер пароплазменного облака на поверхности электрода 3 составлял 2 см при

отрицательном напряжении на мишени, 1,7 см без внешнего электрического поля и 1,5 см при положительном напряжении на мишени. Достигнув второго электрода через 56, 64 и 72 мкс соответственно, пароплазменное облако практически не увеличивается в своих поперечных размерах. Возможно, это связано с вытеканием плазмы из межэлектродного промежутка через отверстие в электроде, которое используется для прохождения лазерного излучения к мишени (диаметр отверстия 1 см). Показано также, что вплоть до достижения плазменным фронтом электрода $З$ его скорость не только не уменьшается (что характерно для поздних стадий существования лазерного факела), но увеличивается, причем как при наличии внешнего электрического поля любой ориентации, так и в его отсутствие. Как уже говорилось, это связано с постоянным и значительным увеличением массы вынесенного вещества под действием ЛИ на облучаемый образец, а также со вторичной ионизацией плазмы ЛИ. Максимальные скорости разлета плазменного факела составили 350 м/с при отрицательном напряжении на мишени, 310 м/с без внешнего электрического поля и 270 м/с при положительном напряжении на мишени.

При подаче как положительного, так и отрицательного потенциала на образец на его поверхности после лазерного воздействия наблюдается множество мелких капель. В частности, при энергии ЛИ $E = 20$ Дж, диаметре пятна фокусировки излучения $D = 2$ мм и напряженности электрического поля 10^6 В/см наблюдался вынос капель со средним характерным размером менее 0,1 мм на расстояние от 0 до 2 см от центра лунки. Максимальный характерный размер капель равнялся $\sim 0,4$ мм. При отсутствии внешнего электрического поля средний размер капель составлял $\sim 0,4$ мм. Капли были заметны на расстоянии до ~ 1 см от центра лунки.

В соответствии с приведенными выше результатами динамика процессов, происходящих на поверхности образца, помещенного во внешнее электрическое поле с напряженностью от 0 до 10^6 В/м и подвергающегося воздействию импульсного ЛИ с указанными выше параметрами, представляется следующей. Первичное плазмообразование и начальные стадии развития лазерного факела принципиально не отличаются от наблюдаемых в отсутствие внешнего электрического поля. Металл плавится и испаряется. За счет локального паро- и плазмообразования /1–3/ начинается формирование эрозионного факела с мелкодисперсной жидко-капельной фазой. Разумеется, наличие внешнего электрического поля влияет (увеличивает или уменьшает в зависимости от направления вектора напряженности поля) скорость перемещения плазменного фронта и несколько искажает форму плазменного облака, но эти отличия не являются качественными. Существенно, что указанные отличия (при рассматриваемых параметрах ЛИ) наблюдаются только на начальной стадии развития лазерного факела, поскольку после достижения пароплазменным облаком электрода происходит электрический пробой (короткое замыкание) и внешнее поле в межэлектродном промежутке исчезает.

Рассмотрим теперь движение капель расплавленного металла в пароплазменном облаке. Значительная разница характерных размеров капель, наблюдаемых на поверхности облученного образца в присутствии внешнего электрического поля (независимо от направления вектора напряженности поля) и в его отсутствие, на наш взгляд, свидетельствует о следующем механизме формирования капель. Известно, что на поверхности жидкости (в т. ч. и жидкого металла) под действием разнообразных возмущений могут формироваться гравитационно-капиллярные волны. К таким возмущениям, безусловно, можно отнести и пространственно-неоднородное испарение вещества мишени вследствие ее неравномерного нагрева из-за неравномерного распределения энергии по пятну фокусировки ЛИ /4/, и неравномерное первичное плазмообразование /5/, обусловленное шероховатостью поверхности облучаемого образца /1/, и, в первую очередь, выплескивание расплавленного металла, инициируемое каждым пичком воздействующего на облучаемый образец ЛИ /6/.

Можно показать, что при незначительной толщине слоя расплавленного металла (о чем свидетельствует вид «внешней» (наплавленной) зоны кратера и, в частности, отсутствие буртиков значительной высоты на границе лунки) уравнение дисперсии для гравитационно-капиллярных волн имеет вид

$$\omega^2 = \frac{\alpha k^3}{\rho} + gk - \frac{k E_0 E'}{4\pi\rho\xi'} \Big|_{z=0} ,$$

где α – коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла, ρ – плотность жидкого металла, g – ускорение свободного падения, k – модуль волнового вектора гравитационно-капиллярной волны, E_0 – напряженность электрического поля на поверхности расплавленного металла $z=0$ (ось z направлена перпендикулярно облучаемому образцу в сторону источника ЛИ, $\vec{E}_0 \parallel \vec{z}_0$), $E' = -\partial\varphi'/\partial z$ – возмущение электрического поля в пространстве, окружающем расплавленный металл, ξ' – малое смещение поверхности жидкости в направлении оси z в гравитационно-капиллярной волне.

Поскольку для однородного поля E_0 потенциал $\varphi = -E_0 \cdot z$ (потенциал на поверхности металла считаем равным 0), смещение указанной поверхности на малую величину ξ' приводит к малому искажению потенциала

$$\varphi' \Big|_{z=0} = E_0 \cdot \xi' . \quad (1)$$

В нашем случае максимальная концентрация электронов в плазменном образовании не превышает $\sim 10^{18}$ см⁻³, что соответствует изменению диэлектрической проницаемости среды ε на $\sim 10^{-5}$. Следовательно, у поверхности металла $\varepsilon \cong 1$, и с учетом граничного условия (1)

$$\varphi' = E_0 \xi' e^{-kz} .$$

В этом случае уравнение дисперсии гравитационно-капиллярных волн принимает вид

$$\omega^2 = \frac{\alpha k^3}{\rho} + g k - \frac{k^2 E_0^2}{4\pi\rho}.$$

Поскольку частота гравитационно-капиллярных волн ω определяется временными характеристиками вышеупомянутых возмущений и, следовательно, не зависит от напряженности электрического поля E_0 , при увеличении модуля E_0 (независимо от направления вектора \vec{E}_0) модуль волнового вектора $k = \frac{2\pi}{\Lambda}$ должен возрасти, а длина гравитационно-капиллярной волны Λ – уменьшиться. Если предположить, что капли «срываются» потоком плазмы с «вершин» гравитационно-капиллярной волны и, следовательно, их характерный размер пропорционален Λ , становится понятным, почему при наличии внешнего электрического поля (при любом его направлении) наблюдавшийся экспериментально средний размер капель существенно уменьшался. Вылетевшие капли имеют заряд того же знака, что и облучаемый образец. Поэтому капли начинают двигаться с ускорением ко второму электроду. Однако с учетом того, что максимальная начальная скорость вылета капель для аналогичных условий воздействия /4/ составляет ~ 45 м/с, т.е. на порядок меньше скорости разлета пароплазменного облака, к моменту пробоя межэлектродного промежутка капли не успевают достичь электрода 3. В дальнейшем (в отсутствие внешнего электрического поля) капли двигаются под действием тех же сил, что и в работе /4/, и поэтому так же, как в работе /4/. При этом, набрав на стадии ускоренного движения в электрическом поле скорость, превышающую начальную, капли могут пролететь вдоль поверхности облучаемого образца большее расстояние, нежели без приложения электрического поля, что и наблюдается в ходе эксперимента. Кроме того, улетев от поверхности образца на большее расстояние и, следовательно, находясь до возвращения на указанную поверхность под воздействием плазмы в течение большего времени, они могут дробиться в большей степени, чем в отсутствие внешнего поля.

Литература.

1. Ельяшевич М.А., Минько Л.Я., Романов Г.С., Станкевич Ю.А., Чивель Ю.А., Чумаков А.Н. Известия АН СССР. Сер. физ. 49, 1132 (1985).
2. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В. ИФЖ. 66, 662 (1994).
3. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В. Квантовая электроника. 22, 249 (1995).
4. Васильев С.В., Иванов А.Ю., Ляликов А.М. Квантовая электроника, 22, 830 (1995).
5. А.Н.Чумаков и др. Квантовая электроника. 21, 773 (1994).
6. Босак Н.А., Васильев С.В., Иванов А.Ю., Минько Л.Я., Недолугов В.И., Чумаков А.Н. Квантовая электроника. 27, 69 (1999).