

К ЭФФЕКТУ УВЕЛИЧЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПЛАЗМЫ
ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ВОЗДУХЕ

С.Ф. Б а л а н д и н, В.Ф. М ы ш к и н, В.А. Х а н

Исследование взаимодействия лазерного излучения с интенсивностью 10^3 – 10^7 Вт/см² с химически активными средами представляет интерес для инициирования и создания долгоживущих плазменных образований в атмосфере и космосе, которые могут служить источником переотражения электромагнитных волн для целей загоризонтной связи и локации [1].

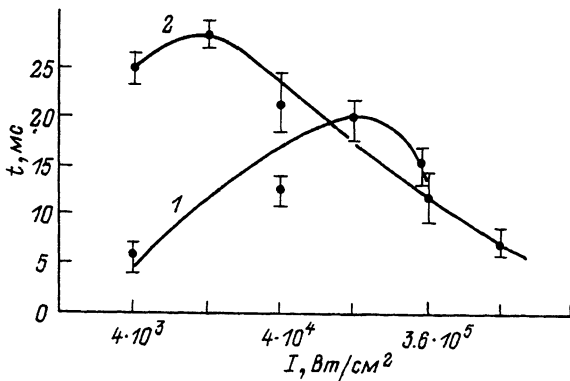
Цель данной работы заключалась в проведении исследований по определению влияния мощности, вкладываемой в разряд, на время жизни плазмы с момента пробоя до момента прекращения ее свечения.

Экспериментальные исследования выполнялись на установке, описанной в [2]. Оптический пробой в лабораторном воздухе обеспечивался в фокусе промышленного неодимового лазера типа ГОС-1001 в режиме свободной генерации при усредненной интенсивности в фокальном пятне с размером 2–6 мм в пределах $I = 5 \cdot 10^5$ – 10^6 Вт/см² и длительности импульса $\tau_H \approx 1$ мс. Плотность лазерного излучения изменялась путем его ослабления светоделительными пластинами, которая затем контролировалась с помощью измерителя мощности ИМО-2Н.

Экспериментально полученные зависимости приведены на рис. 1. Таким образом, для плазмы на стеклянных нитях с увеличением интенсивности лазерного излучения с $4.0 \cdot 10^3$ Вт/см² до $3.6 \cdot 10^5$ Вт/см² наблюдается увеличение времени жизни в четыре раза. Дальнейшее увеличение интенсивности ($> 3.6 \cdot 10^5$ Вт/см²) приводит к некоторому уменьшению времени жизни.

Для плазменного образования на углероде при увеличении интенсивности от $4 \cdot 10^3$ до 10^4 Вт/см² время послесвечения несколько возрастает. Дальнейшее увеличение интенсивности приводит к уменьшению времени жизни.

В связи с невозможностью определения ряда термодинамических параметров при высоких температурах для расчетов усредненных



Зависимость времени жизни плазмы оптического пробоя, образованного лазерным излучением длиной волны 1.06 мкм (1 – на стеклянных нитях, 2 – на углеродной мишени).

характеристик среды использовалось уравнение энергетического баланса

$$- \rho \frac{dV_n}{dt} + E_{изл} + E_{тепл} + E_{энд} = \sigma_n J + E_H + E_{экз}, \quad (1)$$

где V_n – объем плазменного образования; $E_{изл}$, $E_{тепл}$, $E_{энд}$ – энергия, теряемая плазменным образованием за счет излучения, теплопроводности и химических реакций, идущих с поглощением энергии; E_H , $E_{экз}$ – энергия, выделяемая нагретыми частицами и при экзотермических реакциях. Из (1) видно, что при преимущественном преобладании экзотермических реакций возможна ситуация, когда энергия плазменных образований может превзойти энергию лазерного импульса, инициировавшего химические реакции.

Проведенные эксперименты показали существование оптимального соотношения между интенсивностью воздействующего излучения и временем жизни плазменного образования, что на основе балансного уравнения (1) объясняется условиями протекания термохимических реакций. Большой диаметр пучка способствует более равномерному распределению продуктов диффузии и в целом уменьшает рекомбинацию электронов из среды.

Кроме этого получено, что элементный состав мишени (аэрозолей) существенным образом влияет как на время жизни плазменного образования, так и на величину интенсивности излучения, при котором оно имеет максимальное значение.

Существование оптимального значения интенсивности, при котором наблюдается максимальное значение времени жизни, может быть одной из причин редкого наблюдения шаровой молнии.

- [1] Б а л а н д и н С.Ф., К о п ы т и н Ю.Д., Х а н В.А. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 2. С. 324.
 [2] Х а н В.А. и др. Деп. в ВИНТИ № 2111-В87 от 24.03.87.

Институт оптики атмосферы
 СО АН СССР, Томск

Поступило в Редакцию
 10 апреля 1989 г.
 В окончательной редакции
 25 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

01; 03

© 1990

РАСЧЕТ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗА
 ПРИ КООКСИАЛЬНОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ
 ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИИ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

А.С. К и с е л е в, Ю.М. Л и п н и ц к и й,
 А.В. П а н а с е н к о

В [1, 2] рассмотрены различные случаи мгновенного точечного энерговыделения. В [3, 4] показано, что при мгновенном сферическом или цилиндрическом энерговыделении возникают качественно новые особенности в формировании течения газа.

В этой связи в рамках модели идеального совершенного газа [1] рассмотрим мгновенное выделение энергии ΔE в некотором объеме, который ограничен одной цилиндрической поверхностью или двумя коаксиальными цилиндрическими поверхностями.

Расчеты проведены с помощью численного метода, отличающегося от [5] иным способом монотонизации решения:

$$\bar{f}_i^{n+1} = f_i + (\varphi_{i+1/2}^* - \varphi_{i-1/2}^*) / \Delta R_i,$$

$$\varphi_{i+1/2}^* = \begin{cases} \varphi_{i+1/2}, & \text{если } (\delta^2 \rho_{i-1} \delta^2 \rho_i < 0) \vee (\delta^2 \rho_i \delta^2 \rho_{i+1} < 0) \vee (\delta^2 \rho_{i+1} \delta^2 \rho_{i+2} < 0) \\ 0, & \text{в противном случае,} \end{cases}$$