

ГАЗОДИНАМИКА МЕДЛЕННОГО СВЕТОВОГО ГОРЕНИЯ ВОЗДУХА В ЛУЧЕ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА

*И.А.Буфетов, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров,
В.К.Фомин*

Впервые получен оптический разряд в режиме медленного горения с установившейся картиной движения газа. Предложена модель для описания газодинамики распространения разряда, в которой отношение наблюдаемой скорости к скорости движения разряда по покоящемуся газу равно отношению скоростей звука в разряде и в холодном газе.

Настоящие опыты, как и в первой работе по медленному горению лазерной плазмы [1], выполнялись в лабораторном воздухе. Оптический разряд поджигался в каустике линзы ($f = 1$ м), фокусирующей беспикувый импульс излучения миллисекундного неодимового лазера (рис.1, а) в пятно размером $4,2 \text{ мм}^2$. Инициирование осуществлялось на затравочной плазме оптического пробоя воздуха импульсом вспомогательного неодимового лазера (энергия 2 Дж, длительность 0,1 мксек), луч которого мог фокусироваться в различные точки каустики основного миллисекундного лазера перпендикулярно его оси. Затравочная плазма в течение времени ее свечения (60 мксек) "подхватывалась" основным лучом. Это приводило к распространению разряда от места инициирования почти симметрично вперед и назад вдоль луча. В результате образовывался оптически тонкий на волне лазерного излучения столб плазмы, достигавший за время действия излучения длины до 18 см при поперечном размере $1 \div 2$ см. Измеренный по пропусканию излучения основного лазера средний по длине плазменного столба коэффициент поглощения α на частоте неодимового лазера в пределах точности измерений (20%) оставался постоянным в интервале $1,5 \div 4$ мсек. При мощности лазерного импульса в максимуме $P = 1$ и 2 МВт получено соответственно $\omega = 0,03$ и $0,02 \text{ см}^{-1}$.

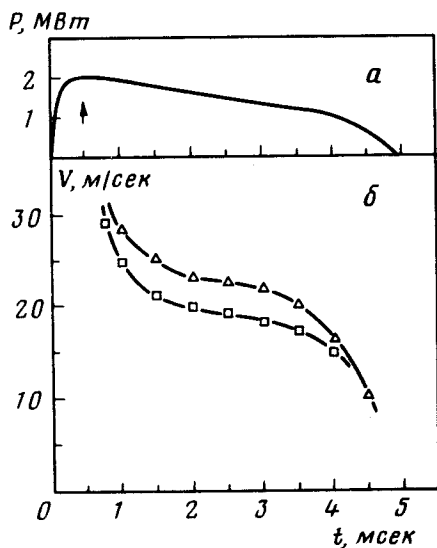


Рис.1. Временной ход мощности излучения основного лазера (а) при энергии в импульсе 8,3 кДж (стрелкой указан момент инициирования разряда) и соответствующая ему зависимость от времени измеренных скоростей движения переднего (верхняя кривая) и заднего фронтов оптического разряда (б)

Основные результаты представлены на рис. 1, б и рис. 2. На первой миллисекунде горения разряда, когда его продольный размер не велик $l \leq 2R$, наблюдается быстрый спад со временем скорости движения двух внешних фронтов разряда (рис.1, б). В начале этой стадии горения, одновременно с образованием внешних фронтов на периферии ини-

1) Длина каустики, определяемая соотношением $R \leq \sqrt{2} R_{min}$ (R — радиус луча), составляла 13 см. Отклонение интенсивности от среднего значения в каждом сечении каустики не превышало 25%.

пирирующего пробоя, обнаружено тушение плазмы в месте инициирования через время $\sim 0,1$ мсек после поджига (рис.2). Возникающий разрыв плазменного столба закрывается через ~ 1 мсек после возникновения со средней скоростью ~ 5 м/сек. Время восстановления ионизации в центре разряда сокращается при увеличении энергии импульса основного лазера. Вслед за этим получена стадия медленного изменения со временем скорости $V(t)$ на отрезке 2,5 мсек, где мощность лазерного излучения меняется мало. На этом отрезке величина $V(t)$ близка к 20 м/сек (рис.1, б). Измеренные на этой стадии в точках каустики с $R_1 = 0,42$ см и $R_2 = 0,22$ см значения скоростей описываются эмпирическими соотношениями V_1 (м/сек) = $11,5 I^{1/2}$ при $I = 1 \div 3$ МВт/см² и V_2 (м/сек) = $7,9 I^{1/2}$ при $I = 3 \div 10$ МВт/см², соответственно. В конце развертки на рис.2 наблюдается заметное свечение плазмы разряда в течение ~ 1 мсек после окончания лазерного импульса.

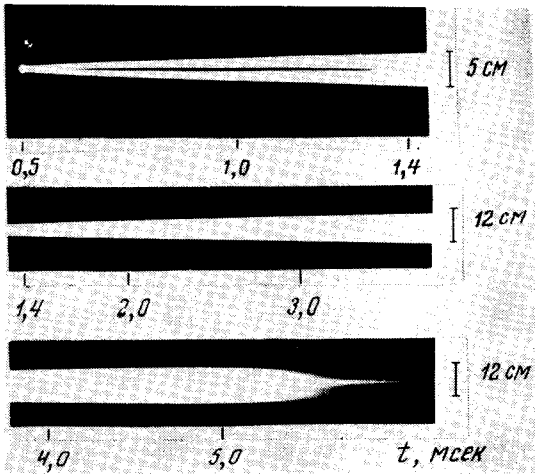


Рис.2. Щелевая развертка свечения плазмы оптического разряда. Луч лазера на снимках направлен снизу вверх. Отсчет времени идет от начала лазерного импульса. Энергия лазерного излучения в этом опыте 4 кДж (инициирование разряда в перетяжке каустики линзы $f = 1$ м)

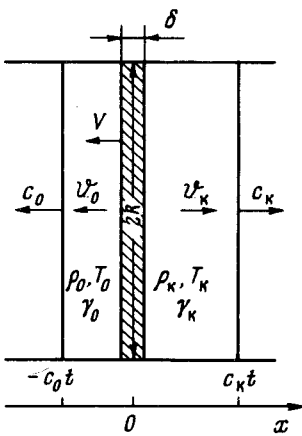


Рис.3. Одномерная модель газодинамической картины разряда в лабораторной системе координат. Луч лазера направлен вдоль оси X . Фронт горения толщиной $\delta < R$ в момент $t = 0$ начинает движение из точки $x = 0$ навстречу лучу со скоростью $V = u + v_0$; u — скорость фронта горения относительно холодного газа перед фронтом. $v_0, \rho_0, T_0, \gamma_0, c_0$ и $v_k, \rho_k, T_k, \gamma_k, c_k$ — скорость газа, плотность, температура, показатель адиабаты и скорость звука в газе соответственно перед и за фронтом горения

Обнаруженный характер изменения со временем скорости распространения оптического разряда объясняется движением газа в разряде и вне его (рис.3), возникающим вследствие расширения газа, нагреваемого во фронте горения. Из сохранения потока вещества во фронте горения

$$\rho_0 u = \rho_k (v_k + V)$$

следует, что в начальной стадии разряда, когда его длина мала $l < R$ и ситуация из-за газодинамического взаимодействия фронтов близка к распространению горения от закрытого конца трубы ($v_k = 0$), скорость $V \sim u \rho_0 / \rho_k$. По мере удаления фронтов друг от друга ограничения на движение горячего газа уменьшаются, появляется $v_k > 0$ и величина V снижается, приближаясь к своему значению при установившейся картине движения газа, когда $l \gg R$ и взаимным влиянием фронтов можно пренебречь. В этом случае для расчета величины V можно использовать модель движения фронта горения по бесконечной трубе (рис.3), одна половина которой в момент $t = 0$ заполнена покоящимся горячим, а вторая — холодным газом. Вследствие расширения газа во фронте по трубе начинают распространяться волны сжатия, отделенные от покоящегося газа слабыми ударными волнами. С помощью закона сохранения импульса (при $v_0 \ll c_0$, $v_k \ll c_k$)

$$\rho_0 v_0 c_0 t = \rho_k v_k c_k t$$

с точностью до малых величин $\sim (\rho_k / \rho_0)^{1/2}$ получим $(v_0 / v_k) < 1$ и

$$V / u = c_k / c_0 = (\gamma_k \rho_0 / \gamma_0 \rho_k)^{1/2}. \quad (1)$$

Результат (1) существенно отличается от соотношения $V / u = \rho_0 / \rho_k$ для горения от закрытого конца трубы, использованного ранее в работах [1, 2]. Отличие реальной ситуации от одномерной модели приведет к снижению V из-за бокового разлета газа. Значение u вдали от порога дается приближенным соотношением (см, [2])

$$\rho_0 u = (a I \kappa / c_p w)^{1/2}, \quad (2)$$

где a , κ , c_p , w — коэффициенты поглощения лазерного излучения и теплопроводности, теплоемкость при постоянном давлении и энтальпия воздуха при температуре ионизации $T_m < T_k$.

Анализ (с использованием данных [3, 4]) баланса энерговыделения и потерь в плазме разряда [2] и вычисления V по формулам (1) — (2) с учетом предложенного в [5] вклада лучистой теплопроводности горячего воздуха за счет УФ спектра его собственного излучения дают при $I = 3 \text{ МВт/см}^2$ ($R = 0,42$) см следующую оценку основных величин, ха-

рактизирующих медленное световое горение воздуха в условиях нашего опыта: $T_m = (11,5 \div 12,5) \cdot 10^3 \text{ K}$, $T_k = (17 \div 19) \cdot 10^3 \text{ K}$, $u = (1,7 \div 2,7) \text{ м/сек}$, $V = (27 \div 40) \text{ м/сек}$. Вычисленное значение V удовлетворительно соответствует измеренной на опыте в этих условиях скорости фронта горения, равной 20 м/сек.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 июня 1980 г.

Литература

- [1] Ф.В.Бункин, В.И.Конов, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров. Письма в ЖЭТФ, 9; 609, 1969.
 - [2] Ю.П.Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М., изд. Наука, 1974.
 - [3] Оптические свойства горячего воздуха. Под ред. Л.М.Вибермана, М., изд. Наука, 1970.
 - [4] А.С.Предводителев, Е.В.Ступоченко, А.С.Плешаков, Е.В.Самуйлов, И.Б.Рождественский. Таблицы термодинамических функций воздуха. М., изд. ВЦ АН СССР, 1962.
 - [5] A.A. Boni, F.J.S u. The Physics of Flyids, 17, 340, 1974.
-