

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

В.И. Букатый, К.И. Дейнес, А.А. Тельнихин

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ
В РЕЖИМЕ МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ

Спектральным методом исследована динамика температуры и электронной концентрации лазерной плазмы в режиме светового горения. Использование двойного электронно-оптического преобразователя (ДЭОП) в качестве регистратора спектра позволило достичь временного разрешения порядка 0,1 нс.

Обнаружены флуктуации электронной плотности разряда с характерной частотой $\sim 10^5$ Гц, что указывает на отсутствие строгого ЛТР в плазме.

В настоящее время активно развиваются методы дистанционного зондирования параметров загрязненной атмосферы на основе использования оптического разряда, инициируемого мощным лазерным импульсом [1]. Оптический разряд в воздухе может быть реализован излучением миллисекундного неодимового лазера сравнительно невысокой интенсивности при наличии поглощающей заправки (например, аэрозолей). Характеристики разряда для данного случая рассматривались в ряде работ, однако динамика температуры и электронной концентрации разряда в режиме медленного горения ранее не изучалась. В нашей статье приведены результаты экспериментальных исследований данной проблемы.

Наиболее пригодным методом диагностики плазмы с параметрами $T = (1:2)$ эВ, $n_e = (10^{17} - 10^{18}) \text{ см}^{-3}$, по-видимому, является спектральный метод, который применялся в многочисленных работах по исследованию плазмы с указанными параметрами. В данной статье использовалась спектральная диагностика с фотоэлектрической регистрацией спектра.

Для зажигания плазмы использовался прием, предложенный в [1]. К разрядному промежутку из двух медных игл был подсоединен конденсатор $C = 3,5 \text{ мкФ}$, заряженный до 4 кВ. Излучение Nd-лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 25 см. Электрический пробой в разряднике инициировался за счет испарения металла с поверхности игл. Затравочная плазма подхватывалась излучением лазера и распространялась вдоль луча. Порог пробоя при данных условиях соответствовал энергии лазерного импульса $E = 550 \text{ Дж}$. Работы проводились при небольшом превышении порога.



Рис. 1. Интегральная за время импульса фотография оптического разряда

Фотосъемка производилась в участке спектра $\lambda = 300\div 400 \text{ нм}$, выделенном с помощью стеклянных фильтров типа УФС-2, СЗС23. Это позволило исключить в значительной степени посторонние засветки, поскольку выделенный спектральный интервал соответствует максимальной светимости черного тела с температурой $T \sim 10^4 \text{ К}$. Съемка лазерной искры представлена на рис. 1.

Схема экспериментальной установки для исследования динамики спектра плазмы представлена на рис. 2. Изображение оптического разряда с увеличением $T \sim 1$ создавалось в плоскости входной щели монохроматора. Ось изображения располагалась перпендикулярно щели, высота которой равнялась 2 мм. Регистрация спектра производилась с помощью двойного электронно-оптического преобразователя (ДЭОП) Ли-602 и запоминающего осциллографа С9-8. Серию запускающих импульсов для лазера, регистратора и осциллографа с необходимыми задержками вырабатывал генератор импульсов Ги-1.

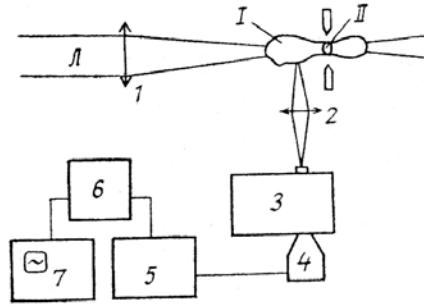


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования динамики спектра плазмы: L — излучение лазера ГОС-1001; I — плазма разряда; II — инициирующая плазменная затравка искры пробоя; 1 — линза с $f = 25$ см; 2 — объектив Индустар-51; 3 — монохроматор СДМС; 4 — диссектор Ли-602; 5 — блок управления; 6 — генератор импульсов Ги-1; 7 — запоминающий осциллограф С9-8

Для того чтобы использование ДЭОП не привело к значительному ухудшению спектрального разрешения, ширина входной щели монохроматора выбиралась такой, чтобы аппаратная полуширина преобразователя $\lambda_s = \delta \cdot \frac{d\lambda}{dl}$ не превышала полуширину аппаратной функции монохроматора $\lambda_0 = S \frac{d\lambda}{dl}$, где $d\lambda/dl$ — обратная линейная дисперсия монохроматора при стандартном ее определении; S — ширина входной щели; δ — пространственное разрешение ДЭОП, равное 10 штр/мм. В соответствии с этим ширина входной щели: равна $S = 0,1$ мм.

Сканирование спектра осуществлялось подачей на горизонтально отклоняющиеся пластины преобразователя пилообразного напряжения. Время записи спектра составляло 50 мкс, период регистрации 100 мкс. Таким образом, за время существования разряда можно было провести около 10 наблюдений изучаемого участка спектра. Электрический сигнал с коллектора ДЭОП усиливался и регистрировался осциллографом.

Как известно, при характерных параметрах плазмы (концентрация электронов $n_e = 10^{17}$ см $^{-3}$, температура $T \sim (1-2)$ эВ) основной вклад в уширение спектральных линий вносит эффект Штарка. Измеряя полуширину спектральных линий и используя соотношение [4], получим

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2W \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right) + 3,5A \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right)^{1/4} \left[1 - \frac{3}{4} N_d^{-1/3} \right] W \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right),$$

где A , W — параметры уширения, N_d — число частиц в сфере Дебая, можно определить концентрацию электронов n_e , выраженную в см $^{-3}$. Для измерений были выбраны линии кислорода О1 ($\lambda = 3947$), О1 ($\lambda = 4368$) и линия азота N11 ($\lambda = 4552$). Выбор этих линий обусловлен рекомендациями, данными в [4], а также тем обстоятельством, что их длины волн находятся вблизи максимума спектральной характеристики фотокатода ДЭОП.

Температура плазмы определялась по отношению интенсивности спектральных линий, принадлежащих атомам разной кратности ионизации. Для расчетов использовалось соотношение

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{f_{mn}(1) q_n(1) \lambda^3(2)}{f_{mn}(2) q_n(2) \lambda^3(1)} \left(\frac{\kappa T}{\chi_H} \right) \frac{\exp(-\Delta E/\kappa T)}{4\pi^{3/2} a_0^3 n_e},$$

где число (1) относится к более высокой степени ионизации; a_0 — радиус Бора; χ_H — энергия ионизации водорода; f_{mn} — сила осциллятора для перехода m , n ; q_n — статистический вес уровней $\Delta E = [E(1) - E(2)] + [\chi_i - \Delta\chi_i]$; χ_i — энергия ионизации атома. Измерив отношение I_1/I_2 и определив предварительно n_e , можно найти температуру электронов.

Для измерения температуры были выбраны линии кислорода О1 ($\lambda = 4368$) и О11 ($\lambda = 4349$), достаточно изолированные и хорошо различимые на фоне континуума. В исследуемом спектре эти линии отстоят друг от друга на расстоянии 1,5 мм, что позволило осуществить их одновременную регистрацию без существенной потери информации для каждой линии, поскольку длина рабочего участка фотокатода диссектора равна 20 мм.

Определенная данным методом температура является температурой электронов. Время выравнивания температуры электронов и ионов порядка $\tau = M / (m \langle v \sigma_M n_e \rangle)$, где v — скорость электрона; σ_M — эффективное сечение для упругого столкновения между электроном и атомом или ионом массы M ; m — масса электрона. Для ионов сечения приблизительно равны: $\sigma_M = 3 \cdot 10^{-15} z^{-2} (z^2 E_H / \kappa T)^2$.

Соответствующее время выравнивания при столкновениях с ионами равно $\tau = zM/3 \cdot 10^{-7} m(z^2 E_H / kT)^{3/2} n_e$. При $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 1 \text{ эВ}$ имеем $\tau = 10^{-9} \text{ с}$. Таким образом, при указанных параметрах плазмы время выравнивания температуры электронов и ионов пренебрежимо мало, поэтому измеренная на опыте температура является также температурой ионов.

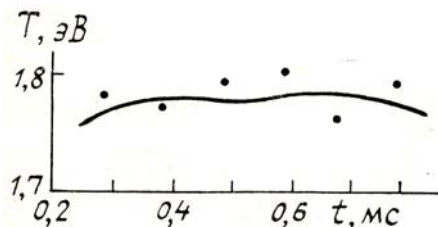


Рис. 3. Временная зависимость температуры плазмы на расстоянии 10 мм от фокуса

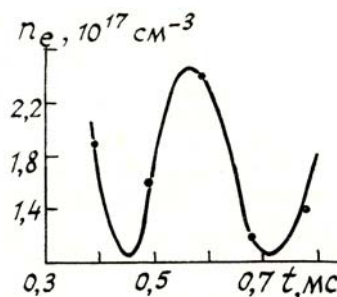


Рис. 4. Временной ход электронной концентрации разряда в точке, отстоящей от фокуса на расстоянии 3 мм

Измерения проводились в точках, расположенных в 4, 7, 10, 13, 15 мм от точки инициирования по направлению навстречу лазерному лучу. Обработка экспериментальных данных проводилась методом наименьших квадратов. На рис. 3 представлена временная зависимость температуры плазмы на расстоянии 10 мм от фокуса, аппроксимированная полиномом 4 степени. Примерно такой же вид имеют в пределах экспериментальной ошибки, и временные зависимости в других точках разряда. Монотонный характер поведения температуры указывает на то, что в условиях нашего эксперимента был получен установившийся разряд с примерно постоянной во времени и пространстве температурой $T = 1,67 \text{ эВ}$. Временной ход электронной концентрации представлен на рис. 4. Усредненное по времени значение концентрации равно $n_e = 1,77 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Относительно этого значения наблюдаются достаточно сильные флуктуации с характерной частотой 10^5 Гц . Уровень флуктуаций $\sqrt{\langle \delta n_e^2 \rangle} / n_e$, усредненный по времени и пространству, равен примерно 20%, что превышает значение экспериментальной ошибки 12%.

Измеренные электронные плотности и температура плазмы были использованы для оценок наличия в плазме ЛТР по критерию из [3]. Оценки показали, что имеющаяся плотность электронов достаточно для существования равновесия между электронами и возбужденными уровнями, что позволяет сделать вывод о близости состояния плазмы в ЛТР. Однако наличие флуктуаций электронной плотности говорит об отсутствии строго равновесия. Отклонения от ЛТР можно оценить исходя из уровня флуктуаций, что очень важно при построении модели разряда.

В заключение отметим, что результаты работы могут быть использованы в исследованиях, связанных с переносом лазерного излучения через атмосферу, при дистанционном спектроскопическом анализе аэрозолей и оптимизации условий коллективного оптического разряда в воздухе [5].

1. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Фёдоров В.Б., Фомин В.К. //Труды ИОФАН, 1988. Т. 10. С. 3.
2. Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.М. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 609.
3. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969. 452 с.
4. Плазма в лазерах. Под ред. Дж. Бекефи. М.: Энергоиздат, 1982. 412 с.
5. Копытин Ю.Д., Скрипкин А.М., Сорокин Ю.М., Белов Н.Н., Букатый В.И. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. 158 с.

Алтайский государственный университет,
Барнаул

Поступила в редакцию
17 декабря 1990 г.

V.I. Bukatyi, K.I. Deines, A.A. Tel'nikhin. **Experimental Studies of the Laser Spark in the Regime of Slow Burning.**

The paper presents the data of spectral investigations of the dynamics of the laser plasma temperature and electron number density in the regime of light inflammation. Use of a double electrooptic transformer for recording the spectra enabled us to reach the time resolution of $0.1 \mu\text{s}$. The fluctuation of the electron density of the discharge at a characteristic frequency of 10^5 Hz were detected, what is indicative of the break of the local thermodynamic equilibrium in plasma.