

02; 04

© 1993

ДИАГНОСТИКА РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

С.В. Б о б а ш е в, Д.А. М о с е с я н,
Д.М. С и м а н о в с к и й, Л.А. Ш м а е н о к

Спектроскопические исследования лазерной плазмы (ЛП) в дальней зоне разлета (на расстояниях $R \sim 1$ см от мишени), выполненные ранее [1, 2], показали, что такая плазма может рассматриваться как перспективная среда для изучения элементарных столкновительных процессов с участием многозарядных ионов и медленных электронов. Получение надежных данных об электронной плотности N_e и температуре T_e ЛП в этой области необходимо для более глубокого понимания динамики процессов столкновения электронов с ионами.

Использование в настоящей работе для диагностики ЛП метода томсоновского рассеяния [3] позволило провести измерения N_e и T_e в области переднего фронта быстрорасширяющейся ЛП, где, согласно [4], наблюдается максимальная концентрация ионов наивысшей зарядности.

Метод томсоновского рассеяния был впервые использован для диагностики плазмы каскадной дуги, расширяющейся в режиме стационарного потока, в работе [5]. Однако, насколько нам известно, для исследования импульсной быстрорасширяющейся ЛП этот метод ранее не применялся.

Лазерная плазма создавалась при фокусировке импульсного излучения неодимового лазера ($\lambda = 530$ нм, $E = 3$ Дж, $\tau = 2$ нс) на поверхность плоской бериллиевой мишени (1), помещенной в вакуум (рис. 1). Область переднего фронта разлетающегося плазменного сгустка (2) зондировалась импульсным пучком излучения рубинового лазера (3) ($\lambda = 6943$ Å, $E = 1$ Дж, $\tau = 20$ нс), сфокусированным в каустику диаметром 500 мкм. Изменение расстояния R , на котором проводилось зондирование плазмы, осуществлялось перемещением мишени вдоль оси вакуумной камеры.

Излучение, рассеянное под углом 90° к направлению распространения зондирующего пучка, анализировалось монохроматором МДР-23, работавшим в режиме спектрографа. Изображение каустики зондирующего пучка создавалось на входной щели монохроматора при помощи сферической линзы (4) ($f = 5$ см). Ширина входной щели была установлена равной диаметру каустики (500 мкм). При этом в выходной фокальной плоскости монохроматора создавалось спектрально развернутое изображение области пересечения зондирующего пучка и плазмы, которое регистрировалось двумерным детектором изображения. Малая интенсивность рассеянного

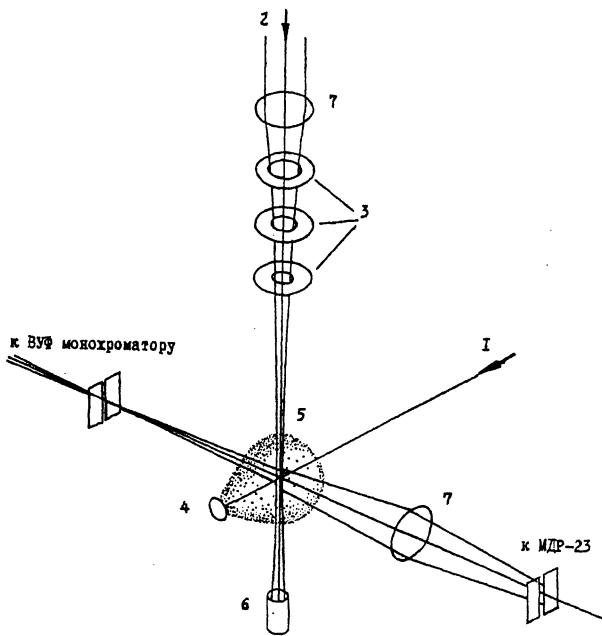


Рис. 1. Геометрия зондирования плазмы. 1 - пучок неодимового лазера, 2 - пучок рубинового лазера, 3 - апертурные диафрагмы, 4 - мишень, 5 - плазма, 6 - ловушка излучения, 7 - объективы.

излучения не позволяла проводить анализ зарегистрированных спектров с пространственным разрешением вдоль оси зондирующего пучка (в направлении, перпендикулярном оси разлета плазмы). Поэтому анализировались спектры, проинтегрированные в этом направлении в пределах ± 2 мм от оси разлета плазмы. Интегрирование интенсивности спектра проводилось математически, после того как изображение спектра записывалось в память персонального компьютера.

Интегральная по спектру интенсивность рассеянного излучения на выходе монохроматора составляла 10^5 - 10^6 фотонов за время действия импульса зондирующего излучения. Для увеличения яркости изображения спектра рассеяния использовался электронно-оптический преобразователь (коэффициент усиления по потоку $\sim 10^6$, разрешение 25 штр/мм), фотокатод которого был расположен в фокальной плоскости монохроматора.

В качестве детектора изображения использовалась ПЗС-матрица (256x256 ячеек, размер ячейки 24x32 мкм), работавшая в режиме регистрации однократных импульсов излучения. Изображение с выхода ЭОПа передавалось на детектор через волоконно-оптическую шайбу, прижатую непосредственно к кристаллу матрицы.

Сигнал с ПЗС-матрицы оцифровывался восьмиразрядным АЦП и передавался в память персонального компьютера.

Такая система позволяла регистрировать в одном импульсе зондирующего излучения изображение спектра рассеяния шириной до $\approx 100 \text{ \AA}$ с разрешением $\approx 6 \text{ \AA}$, определявшимся шириной аппаратной функции монохроматора.

Для измерения на определенном расстоянии от мишени значений N_e и T_e ЛП, расширяющейся в вакуум со скоростью порядка 10^7 см/с [4], необходимо обеспечить синхронизацию импульса зондирующего излучения с движением исследуемой области плазмы. Определение момента времени, в который передний фронт плазменного сгустка достигает расстояния R от мишени, осуществлялось путем регистрации с временным разрешением ВУФ-спектра собственного излучения ЛП (линий излучения водородо- и гелиеподобных ионов, образующихся в процессе тройной рекомбинации [1]) из области пересечения зондирующего пучка и плазмы (рис. 1). При этом предполагалось, что максимальная интенсивность излучения этих ионов наблюдается в тот момент времени, когда на расстоянии R от мишени находится область ЛП, характеризующаяся максимальной концентрацией ядер и водородоподобных ионов.

Спектр собственного излучения ЛП регистрировался при помощи монохроматора Сейя-Намиока и фотоэлектронного умножителя ВЭУ-2. Задержка импульса рубинового лазера относительно импульса Nd -лазера, создававшего плазму, выбиралась таким образом, чтобы максимум ВУФ-излучения плазмы совпадал во времени с импульсом зондирующего излучения.

При измерениях N_e и T_e ЛП по спектрам томсоновского рассеяния пространственное разрешение вдоль оси разлета плазмы определялось смещением плазменного сгустка за время действия зондирующего импульса (20 нс) и составляло $\sim 2 \text{ мм}$. Зарегистрированная мощность излучения томсоновского рассеяния в интервале частот ω_s $\omega_s + d\omega_s$ дается выражением [3]:

$$P_s(\omega_s) \cdot d\omega_s = P_i N_e C \cdot S(k, \omega) d\omega_s, \quad (1)$$

где P_i - мощность зондирующего излучения, N_e - электронная плотность плазмы, C - постоянная, определяющаяся сечением рассеяния и коэффициентом пропускания спектрального канала, $S(k, \omega)$ - функция спектральной плотности, определяющая форму спектра рассеяния. Вид функции $S(k, \omega)$ зависит от величины параметра $\alpha = \lambda_i / (4\pi r \sin \theta / 2\lambda_D)$, где λ_i - длина волны зондирующего излучения, θ - угол между волновыми векторами зондирующего и рассеянного излучения, а λ_D - дебаевский радиус ($\lambda_D = (\epsilon_0 k T_e / N_e e^2)^{1/2}$).

Для определения N_e и T_e ЛП зарегистрированные спектры аппроксимировались функцией (1) методом наименьших квадратов. При этом функция спектральной плотности $S(k, \omega)$ вычислялась в приближении Солпитера [6], развитом для случая рассеяния

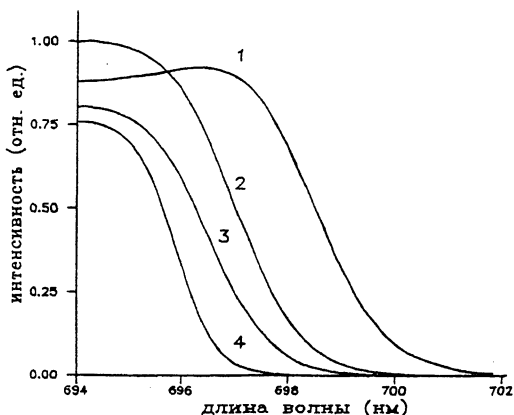


Рис. 2. Характерные спектры рассеяния, полученные при зондировании области переднего фронта ЛП на различных расстояниях от мишени. 1 - 5 мм, 2 - 7 мм, 3 - 9 мм, 4 - 11 м.

электромагнитного излучения в полностью ионизованной плазме с максвелловским распределением электронов по скоростям. Установлено, что полученные спектры рассеяния соответствуют случаю $\alpha \sim 1$. Известно [3], что в этом случае форма спектра рассеяния однозначно определяется соответствующим значением α . Поскольку величина α обратно пропорциональна дебаевскому радиусу плазмы, т.е. определяется отношением N_e к T_e плазмы, а ширина спектра рассеяния зависит от электронной температуры плазмы [3], в случае $\alpha \sim 1$ вид спектра рассеяния однозначно определяет и плотность и температуру плазмы.

Таким образом, удачный для интерпретации экспериментальных данных диапазон значений параметра рассеяния α позволил определять величины N_e и T_e ЛП по спектрам рассеяния путем аппроксимации спектров функцией $S(k, \omega)$ без измерений абсолютной интенсивности рассеянного излучения.

На рис. 2 приведены характерные спектры рассеяния, полученные при зондировании области переднего фронта ЛП на различных расстояниях от мишени. Значения N_e и T_e ЛП, полученные путем обработки зарегистрированных спектров, изменяются от $N_e = (1.7 \pm 0.5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = (2.5 \pm 0.7) \text{ эВ}$ на расстоянии $R = 5 \text{ мм}$ от мишени до $N_e = (2.0 \pm 1.0) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e = (0.6 \pm 0.3) \text{ эВ}$ при $R = 11 \text{ мм}$. Увеличение погрешностей измерений N_e и T_e ЛП с увеличением R связано с падением интенсивности рассеянного излучения, которое обусловлено уменьшением электронной плотности в процессе разлета ЛП. Усовершенствование техники измерений в последующих работах позволит более полно реализовать возможности методики - расширить диапазон измеряемых значений N_e и T_e , увеличить точность и пространственное разрешение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Афросимов В.В., Бобашев С.В., Голубев А.В., Симановский Д.М., Шмаенок Л.А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 2 (8). С. 485-492.
- [2] Bobashev S.V., Shmaenok L.A. Inv. Papers of 14th Int. Conf. on the Physics of Electr. and At. Coll., p. 497-491, Palo Alto, 1986.
- [3] Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме. М.: Атомиздат, 1978. 280 с.
- [4] Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.Н., Елеськин В.Ф., Козырев Ю.П., Смирнов С.М. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. В. 4. С. 1306-1319.
- [5] Van de Sanden M.C.M., Janssen G.M., de Regt J.M., Shram D.C., van der Muijlen J.A.M., van der Sijde B. // Rev. Sci. Instr. 1992. V. 63, N 6. P. 3369-3377.
- [6] Salpeter E.E. // Physical Review. 1960. V. 120. N 5. P. 1528-1535.

Поступило в Редакцию
12 февраля 1993 г.