

## СНИМКИ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА В ЛИНЕЙЧАТОМ ИЗЛУЧЕНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ДАЛЕКОЙ ВУФ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

*Г.В.Перегудов, Е.Н.Рагозин*

Получены снимки плазмы в излучении отдельных спектральных линий многозарядных ионов углерода, кальция, железа и никеля в области  $\alpha \sim 100 \text{ \AA}$ . Совместный анализ снимков плазмы и спектров с пространственным разрешением позволил проследить ускорение ионов, определить электронную температуру, кинетические энергии ионов, ход плотности и положение критической точки.

Определенным ограничением традиционных методов диагностики плазмы с использованием спектрографа является наличие пространственного разрешения в лучшем случае лишь вдоль одной координаты, когда в различные по высоте участки спектральных линий приходит излучение из различных сечений источника; при этом сохраняется интегрирование по всему сечению. В [1] была предложена модификация спектрального прибора скользящего падения для регистрации снимков лазерной плазмы с двухкоординатным пространственным разрешением в линейчатом излучении далекой ВУФ области спектра ( $\lambda < 500 \text{ \AA}$ ). Ниже мы сообщаем о получении снимков лазерного факела в линиях многозарядных ионов C, Ca, Fe и Ni при помощи такого диспергирующего микроскопа.

Лазерная плазма генерировалась импульсом излучения неодимового лазера ( $\tau_L = 2,5 \text{ нсек}$ ;  $E_L \sim 10 \text{ Дж}$ ). Пучок лучей  $\varnothing 45 \text{ мм}$  фокусировался



материала мишени. Так, на снимке факела в линии  $H_{\alpha}$  иона  $С VI$  половина угла раствора конуса  $\alpha = 26 \pm 2^{\circ}$ , тогда как для  $O$ -подобного иона  $Ni XXI$   $\alpha = 12 - 14^{\circ}$ .

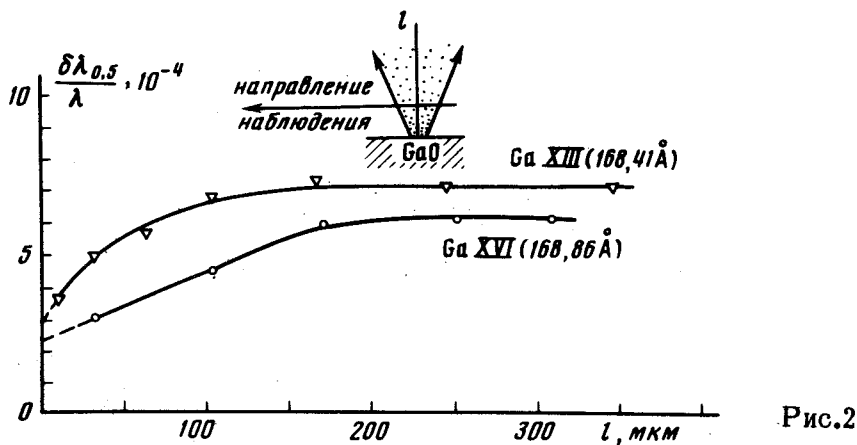


Рис.2

Макроскопическое движение плазмы и наличие компоненты скорости в направлении наблюдения обуславливают доплеровское уширение спектральных линий. Оно зависит как от расстояния до мишени  $l$ , так и от типа спектрального перехода и сорта иона. Последнее обстоятельство связано, в частности, с тем, что угол разлета для ионов высшей кратности может быть меньше. На рис.2 представлено доплеровское уширение переходов  $2s^2 2p^k - 2s 2p^{k+1}$  ионов  $Ca XIII$  и  $Ca XVI$ , измеренное по уровню 0,5, в зависимости от  $l$ . Видно, что при  $l \approx 200$  мкм ускорение уже в основном закончено, и движение ионов приобретает инерционный характер. Предполагая скорость разлета одинаковой по сечению, по доплеровскому сдвигу (на уровне 0,1) можно определить скорость разлета из соотношения  $v \sin \alpha / c = \delta \lambda_{0,1} / 2\lambda$ . Образующая конуса разлета определялась нами как линия, соединяющая точки из различных сечений факела с экспозицией на уровне 0,1 от максимальной в данном сечении, параллельном плоскости мишени. В табл. 2 приведены асимптотические скорости  $v_{as}$  разлета и соответствующие им кинетические энергии ионов. Измерение  $\alpha$  и  $\delta \lambda_{0,1}$  проводилось по одним и тем же переходам.

Т а б л и ц а 2

Ион	С V	Ca XIII	Ni XVIII
$v_{as}^{эксп}, 10^7 \text{ см/сек}$	4,5	4,4	7,6 - 10
$E_{as}, \text{ кэв}$	13	40	180 - 300
$v_{as}^{теор}, 10^7 \text{ см/сек}$	5,1	4,6	4,6

Сопоставим результаты измерений с оценками температуры и скорости на основе стационарной модели "короны" лазерной плазмы, исследованной в работе [2]. Согласно [2] качественная картина состояния короны определяется безразмерным параметром  $\gamma_0 = \kappa_0^{3/4} q_l / \rho_{кр}^{7/4} R_0^{3/4} \times$

$\times (M_i / Z)^{21/8}$  ( $\kappa_0$  — коэффициент электронной теплопроводности,  $\rho_{кр} = (M_i / Z) 10^{21} \text{ см}^{-3}$  — критическая (для излучения неодимового лазера) плотность,  $R_0$  — радиус сферической мишени,  $q_L$  — плотность потока лазерного излучения у мишени,  $M_i$  и  $Z$  — масса и заряд ионов). Полагая в оценке  $\gamma_0$  радиус  $R_0$  равным расстоянию от поверхности мишени до точки пересечения образующих конуса разлета, а именно  $R_0 = r_{\text{фок}} / \text{tg } \alpha \sim 200 \text{ мкм}$ , при  $q_L \sim 10^{13} \text{ вт/см}^2$  имеем  $\gamma_0 \approx 10$ . Согласно [2] при  $\gamma_0 \ll \gamma_0^* \approx 10^2$  координаты критической точки и точки Жуге совпадают, а значения скорости при малых  $\gamma_0$  определяются формулами

$$v_{кр} \approx (q_L / 3 \rho_{кр})^{1/3}; v_{ас} \approx \sqrt{6} v_{кр}; T_{кр} = M_i v_{кр}^2 / Z; E_{ас} \approx 3 Z T_{кр}.$$

Здесь  $T_{кр}$  и  $v_{кр}$  — электронная температура и скорость в критической точке. Необходимое для оценок среднее значение заряда ионов  $\bar{Z}$  определялось нами из эксперимента [3] и для углеродной, кальциевой и никелевой плазмы составляло соответственно 5,5; 13 и 20. В табл. 2 приведены расчетные значения  $V_{ас}$ . Как видно, наблюдаемые значения скорости в углеродной и кальциевой плазме близки к расчетным.

Этим скоростям соответствуют значения  $T_{кр} \approx E_{ас} / 3 Z \approx 0,8 \text{ кэв}$  и  $\approx 1,0 \text{ кэв}$ . О наличии температур порядка  $1 \text{ кэв}$  свидетельствует также ионизационное состояние никелевой плазмы. Вблизи мишени отношение концентраций O-и F-подобных ионов Ni, оцененное по относительным интенсивностям переходов  $2s^2 2p^k - 2s 2p^{k+1}$  на спектре с пространственным разрешением, оказывается  $[O] / [F] \sim 0,75$  (в среднем по сечению). В рамках стационарной корональной модели [4] такому ионизационному состоянию соответствует температура  $T_z \sim 1,0 \text{ кэв}$ . Значения  $T_z$  на оси факела, оцененные по снимкам никелевой плазмы в линейчатом излучении, оказываются в 1,5 раза выше.

Располагая зависимостью  $v(l)$  и определив значение электронной  $N_e$  в каком-либо произвольном сечении факела, можно определить среднее значение  $N_e$  в любом другом сечении, если ограничиться областью  $l < l_0$ , в которой успевает установиться квазистационарный профиль  $N_e(l)$  — при  $v \sim 4 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$  и  $\tau_L \approx 2,5 \text{ нсек}$ ,  $l_0 \sim 1 \text{ мм}$ ). Тогда должно выполняться соотношение непрерывности:  $N_i v S = \text{const}$  ( $N_e = \bar{Z} N_i$ ). Отправляясь от значения  $N_e \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (при  $l = 400 \text{ мкм}$ ), определенного по спектру O-подобного иона Ca XIII [5], и учитывая, что  $\bar{Z}$  изменяется незначительно [3], находим профиль  $N_e$  в области  $l < 400 \text{ мкм}$  (рис. 3). При  $l \lesssim 15 \text{ мкм}$  (предельное разрешение у мишени) график  $N_e(l)$  теряет достоверность, однако не вызывает сомнения тот факт, что перепад плотности на три порядка (от  $N_e \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$  до  $N_e \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ) происходит на длине  $\sim 10^{-3} \text{ см}$ . Заметим, что уже на расстояниях  $l \sim 15 \text{ мкм}$  имеем  $v > 2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$  (рис. 3), т.е. разлет плазмы является сверхзвуковым. Уже одно это свидетельствует о том, что точка с критической плотностью находится вблизи поверхности мишени, именно  $l_{кр} < 15 \text{ мкм}$ .

Используя найденные значения  $v$ ,  $N_e$  и  $S$  находим, что поток кинетической энергии ионов, направленный навстречу лазерному пучку, для углеродной, кальциевой и никелевой плазмы составляет соответственно  $\sim 15$ ,  $\sim 8$  и  $(25 - 50)\%$  от потока лазерного излучения.

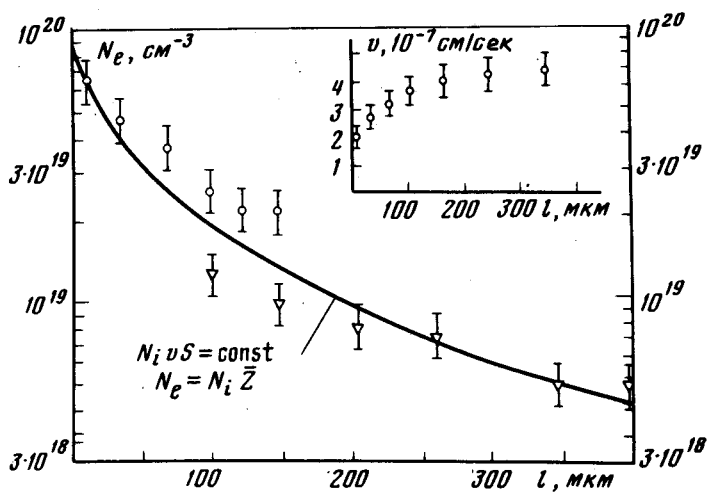


Рис.3. Профиль  $N_e(l)$ , восстановленный с помощью соотношения непрерывности (сплошная линия). Нанесены также значения  $N_e$  определенные по спектрам O-подобных ионов Са XIII ( $\nabla$ ) и Ni XXI (O) с указанием точности фотометрических измерений. Данные по иону Ni XXI относятся к центральной области факела. Справа вверху — график скорости разлета кальциевой плазмы

Совместное использование спектров и снимков плазмы в линиях многозарядных ионов открывает возможность измерения ионного состава плотности, температуры и скорости с пространственным разрешением по двум координатам. Авторы признательны А.В.Виноградову, В.Б.Розанову, Е.Г.Гамалию за полезные обсуждения и благодарят М.Е.Плоткина за помощь в эксперименте.

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

Поступила в редакцию  
28 мая 1978 г.

### Литература

- [1] А.А.Илюхин, Г.В.Перегудов, Е.Н.Рагозин. Письма в ЖТФ, 2, 681, 1976.
- [2] Ю.В.Афанасьев, Е.Г.Гамалий, О.Н.Крохин, В.Б.Розанов. ЖЭТФ, 71, 594, 1976.
- [3] А.А.Илюхин, Г.В.Перегудов, Е.Н.Рагозин. Квантовая электроника, 4, 607, 1977.
- [4] С.Jordan. Mon. Not. R. astr. Soc., 142, 4, 1969.
- [5] А.В.Виноградов, Г.В.Перегудов, Е.Н.Рагозин, И.Ю.Скобелев, Е.А.Жков. Квантовая электроника, 5, 1077, 1978.