

УДК 621.378.826:533.9

## ИЗМЕРЕНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ИОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ПОТОКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ИМПУЛЬСНОЙ ГАЗОВОЙ СТРУЕЙ

В. М. Антонов, Э. Л. Бояринцев, А. В. Мелехов,  
В. Г. Посух, А. Г. Пономаренко, И. Ф. Шайхисламов

Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mail: ildars@ngs.ru

С использованием методов зондовой диагностики и измерения коэффициента вторичной эмиссии определен ионный состав потока плазмы, полученного при интенсивном облучении твердой мишени. Установлено, что при пролете ионов через плотную газовую струю происходит перезарядка ионов  $C^{5+}$  в ионы  $C^{4+}$  и далее в  $C^{3+}$ . Рассчитаны доля высокозарядных ионов в исходном потоке плазмы и их концентрация в области взаимодействия со струей. По интегральному изменению заряда оценена концентрация атомов в газовой струе. Получены результаты, необходимые для анализа условий экспериментов по эффективной перезарядной накачке и лазерной генерации в дальней ультрафиолетовой области спектра.

**Ключевые слова:** перезарядка, лазерная плазма, газовая струя, коэффициент вторичной эмиссии.

**Введение.** Перезарядка, наряду с электронным ударным возбуждением и рекомбинацией, является одним из фундаментальных атомных процессов возбуждения. Квазирезонансный характер этого процесса позволяет создавать инверсию населенности уровней высокозарядных ионов при их перезарядке на атомах, молекулах или низкозарядных ионах.

Согласно оценкам [1, 2] для получения больших коэффициентов усиления в области спектра на длине волны до 10 нм необходимо реализовать взаимодействие при концентрациях реагентов  $10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В серии экспериментов с лазерной плазмой [3–5] для создания компактной газовой струи впервые использовано импульсное сопло и наблюдалась резонансная накачка ионов  $O^{2+}$ ,  $O^{3+}$ ,  $C^{3+}$ ,  $C^{5+}$  со значительным увеличением свечения в соответствующих линиях в области спектра с длиной волны 10–50 нм. Опыты [3–5] подтвердили, что взаимодействие потоков с четко выраженными фронтами позволяет существенно увеличить интенсивность перезарядки. В экспериментах [6] также применялось импульсное газовое сопло, однако в отличие от [3–5] в них использовался лазер с большим запасом энергии (до 200 Дж в импульсе), необходимой для создания большого количества высокозарядных ионов. Это позволило впервые в контролируемых условиях реализовать перезарядку ионов на нейтральных частицах при концентрации реагентов не менее  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . С использованием спектральных методов регистрировалась резонансная накачка квантового уровня 3 иона  $C^{3+}$ , получены фотографии плазмы, позволившие установить структуру области интенсивной перезарядки. Результаты измерений удаленными

электрическими зондами свидетельствуют о значительном влиянии газовой струи на разлет плазмы. Наблюдавшееся торможение передней части плазменного потока с потерей примерно 20 % энергии указывает на то, что при перезарядке плазма увлекает образовавшиеся ионы водорода. В целом влияние газовой струи на сигнал удаленного зонда увеличивается при увеличении давления и расстояния от мишени до струи.

Следует отметить, что до настоящего времени непосредственных измерений изменения зарядового состава в экспериментах по перезарядному взаимодействию плотных потоков не проводилось. В данной работе такое исследование зарядового состава плазмы, взаимодействующей с плотной газовой струей, проведено с использованием коэффициента вторичной эмиссии, измеренного с помощью электрического зонда и цилиндра Фарадея, что позволяет оценить средний заряд ионов потока плазмы. Электрические зонды также дают возможность выявить степень изменения исследуемых величин в различных пространственных областях потока (на фронте, в максимуме и хвосте), представляющую интерес для исследования перезарядной накачки. Заметим, что использование методов прямого разделения ионов, например с помощью масс-анализатора, на составляющие компоненты, затруднительно вследствие высокой плотности плазмы.

**Схема эксперимента и методика измерений.** Излучение  $\text{CO}_2$ -лазера с энергией 100 Дж и длительностью импульса на полуширине 50 нс фокусировалось на поверхности плоской мишени под углом, приблизительно равным  $20^\circ$  (рис. 1). Фокус имел форму либо пятна с диаметром, приблизительно равным 0,2 см, либо линии длиной 15,0 мм и шириной 0,2 мм. Интенсивность облучения достигала значения порядка  $10^{15}$  Вт/м<sup>2</sup>. Мишень, выполненная в форме диска из капролона ( $\text{C}_6\text{H}_{11}\text{ON}$ ) и чистого углерода, после определенного числа выстрелов поворачивалась для смены разрушенной поверхности мишени в фокусном пятне. На регулируемом расстоянии параллельно плоскости мишени располагалось сопло импульсного газового клапана. Газ (молекулярный водород) подавался из емкости, в которой давление (перед клапаном) регулировалось и не превышало 5 бар. Взаимодей-

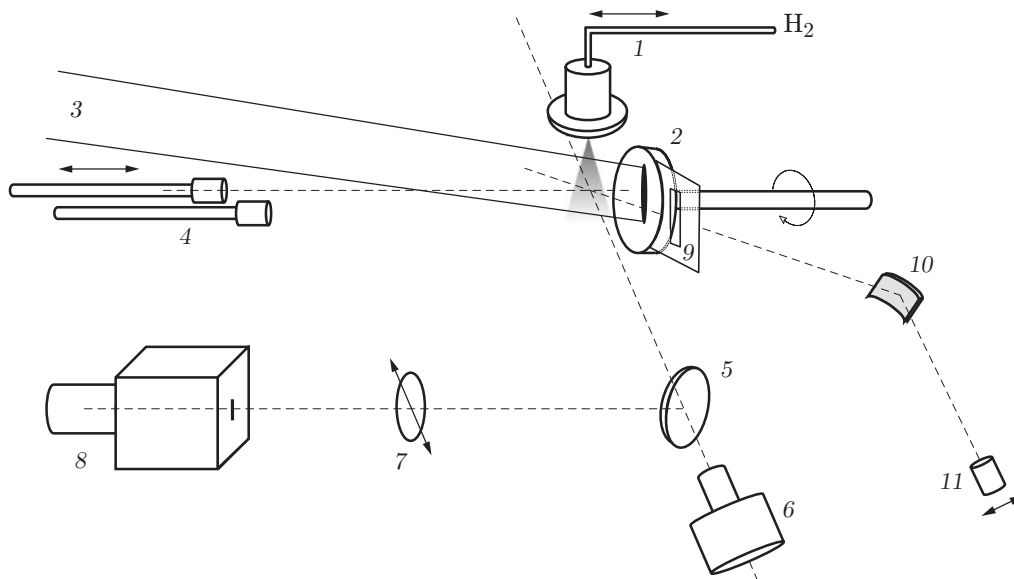


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — импульсное газовое сопло; 2 — мишень; 3 — лазерный луч; 4 — цилиндр Фарадея и плоский электрический зонд; 5 — зеркало; 6 — электронно-оптический преобразователь для съемки плазмы; 7 — линза; 8 — оптический монохроматор; 9 — щель; 10 — параболическая решетка; 11 — рентгеновский датчик

Характеристики вторичной эмиссии для ионов углерода и водорода

Ион	$V^{j+}$ , В	$\Sigma V^{j+}$ , В	$\gamma_i$	$\gamma_{zi} = \gamma_i/z_i$
H <sup>+</sup>	13,59	13,59	0,0840	0,0840
C <sup>1+</sup>	11,26	11,26	0,0413	0,0413
C <sup>2+</sup>	24,37	35,64	0,4870	0,2400
C <sup>3+</sup>	47,86	83,50	1,3600	0,4540
C <sup>4+</sup>	64,47	147,90	2,5400	0,6350
C <sup>5+</sup>	391,90	539,90	9,6990	1,9400
C <sup>6+</sup>	489,80	1029,80	18,6800	3,1100

ствие лазерной плазмы с газовой струей осуществлялось в следующей последовательности: на клапан подавался отпирающий импульс; через промежуток времени (более 4 мс), необходимый для формирования квазистационарной газовой струи, посылалось лазерное излучение.

Помимо зондовых измерений в эксперименте проводились спектральная диагностика в видимой области и быстрое фотографирование (см. работу [6]). Эффект перезарядной накачки иона C<sup>5+</sup> регистрировался по свечению линий длиной 13,5 и 18,2 нм в рентгеновском спектре. Для этого использовалась схема Роуланда, в которой угол падения излучения на параболическую решетку с платиновым покрытием приблизительно равен 20°.

Локальные и интегральные характеристики потоков лазерной плазмы измерялись цилиндром Фарадея (FC) и плоским зондом (PP), устройство которых описано в работе [6]. Зонды располагались рядом на расстоянии от мишени, равном 72 см, на линии, проходящей через газовую струю и фокусное пятно на мишени. Одновременная регистрация сигналов ионным коллектором FC и плоским электрическим зондом PP позволяет измерить эффективный коэффициент вторичной эмиссии, осредненный по зарядовому составу ионов, движущихся с заданной скоростью. Плотность тока ионов  $J = I/S$  ( $I$  — измеренный ток в цепи датчика;  $S$  — площадь коллимирующего отверстия). Параметры потока зависят от регистрируемой плотности тока следующим образом:

$$J = eV \sum_i n_i (Z_i + \gamma_i).$$

Здесь  $e$  — заряд протона;  $V$  — мгновенная скорость потока;  $Z_i \equiv i$  — заряд иона;  $n_i$  — концентрация;  $\gamma_i$  — истинный коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии для данного типа ионов, определяемый по формуле [7]

$$\gamma_i = k \left( \sum_{j=2}^i V^{j+} - 2\varphi \right),$$

$k = 0,0183$  эВ<sup>-1</sup>;  $V^{j+}$  — потенциал ионизации;  $\varphi$  — работа выхода электрона (принимается равной 4,5 эВ). Данные о характеристиках вторичной эмиссии для ионов углерода и водорода, используемые в настоящей работе, приведены в таблице.

Поскольку для цилиндра Фарадея  $\gamma_i = 0$  [8], можно измерять непосредственно ионный поток, а при использовании плоского зонда — и среднее значение удельного коэффициента вторичной эмиссии:

$$\gamma_{exp} \equiv \frac{I_{PP}}{I_{FC}} - 1 = \frac{\sum Z_i n_i + \gamma_i n_i}{\sum Z_i n_i} - 1 = \frac{\sum Z_i n_i \gamma_{zi}}{\sum Z_i n_i}. \quad (1)$$

По измеренным значениям коэффициента  $\gamma_{exp}$  и известным коэффициентам  $\gamma_{zi}$  можно определить средний заряд ионов в различных областях потока и его изменение при взаимодействии с газом.

**Результаты измерений и модель.** Результаты измерений в видимой и рентгеновской областях спектра показывают, что на расстояниях от мишени  $R \approx 1$  см в плазме помимо ионов  $C^{4+}$  с низким потенциалом ионизации содержится значительное количество высокозарядных ионов  $C^{5+}$ ,  $C^{6+}$ . При взаимодействии со струей газа происходит перезарядка ионов, о чем свидетельствует интенсивное резонансное свечение в определенных линиях спектра [6]. В настоящей работе приведены результаты только зондовых измерений.

Исследования изменения коэффициента вторичной эмиссии проводились с использованием плазмы, получаемой при лазерном облучении графитовой мишени в высоком вакууме, что значительно упрощает анализ по сравнению со случаем, когда используется капслоновая мишень, содержащая большое количество атомов водорода. На рис. 2 представлены характерные осциллограммы, полученные с помощью цилиндра Фарадея и плоского зонда в случае распространения плазмы в вакууме и через струю молекулярного водорода и осредненные по нескольким единичным измерениям, дающим стабильные и повторяющиеся результаты. Наблюдаемое ослабление ионного потока лазерной плазмы при взаимодействии со струей газа регистрируется и вне оси разлета (рис. 3), т. е. процесс взаимодействия имеет нелокальный характер. На рис. 4 приведены измеренные значения удельного коэффициента вторичной эмиссии для случаев, показанных на рис. 2.

Представляет интерес определение количества высокозарядных ионов и степени изменения заряда плазмы при взаимодействии с газом. Задача определения парциального состава плазмы по формуле (1) в общем случае является математически некорректной, однако определенные физические допущения позволяют значительно упростить анализ.

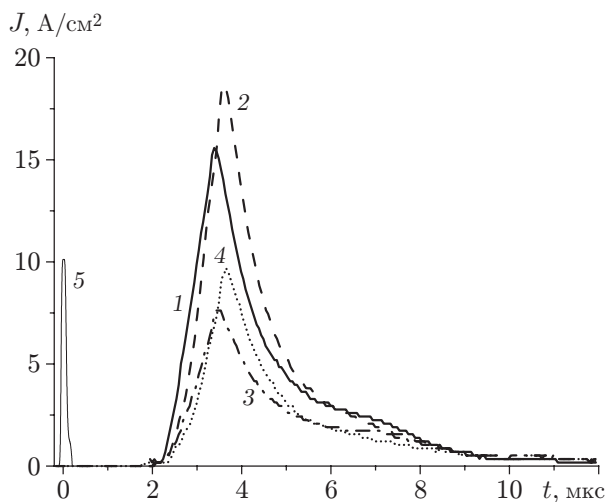


Рис. 2

Рис. 2. Осциллограммы тока, полученные при разлете лазерной плазмы в вакуум и через газовую струю:

1, 2 — цилиндр Фарадея в вакууме и газе соответственно, 3, 4 — плоский зонд в вакууме и газе, 5 — лазерный импульс

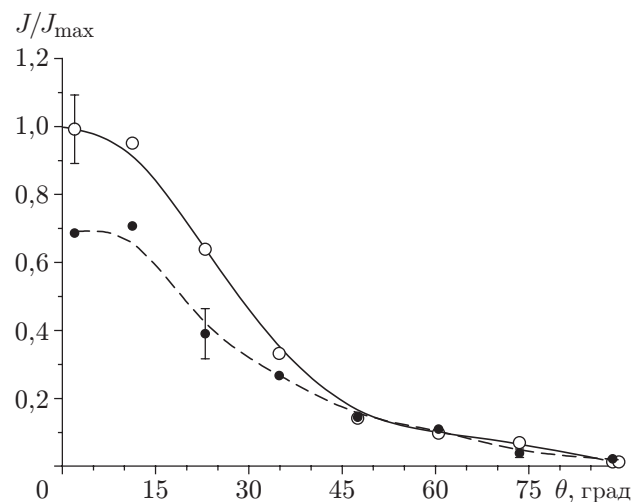


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость нормированной плотности тока ионов переднего фронта плазмы в вакууме (сплошная линия) и при наличии струи водорода (штриховая линия) от угла наблюдения относительно оси разлета при  $R = 27 \div 37$  см, полученная с помощью изотропного зонда, состоящего из трех взаимно ортогональных цилиндрических зондов Ленгмюра

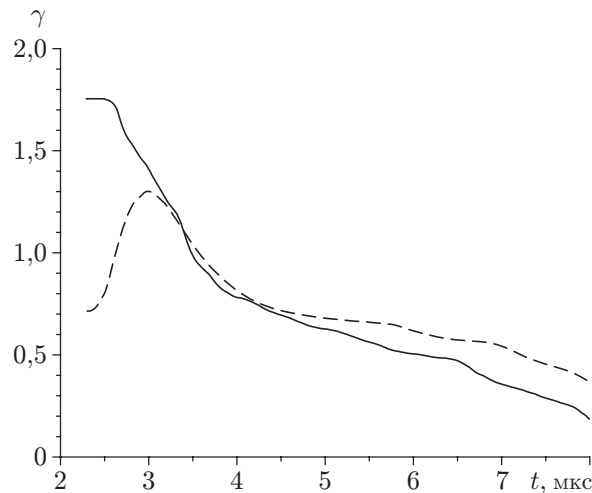


Рис. 4. Зависимость экспериментально измеренного удельного коэффициента вторичной эмиссии потока плазмы в вакууме (сплошная линия) и при наличии газовой струи (штриховая линия) от времени

Диапазон измеренных значений удельного коэффициента  $0,5 < \gamma_{exp} < 2,0$  позволяет сделать вывод о преобладании ионов  $C^{4+}$  и  $C^{5+}$  (см. таблицу). На рис. 4 также видно, что при взаимодействии со струей газа изменение заряда происходит только на фронте плазмы приблизительно до момента времени  $t < 3,5$  мкс (максимум потока, где  $\gamma_{exp} > 1$ ). Поскольку на этом интервале в плазме содержатся высокозарядные ионы и происходит их перезарядка, будем рассматривать только фронт плазмы до максимума потока.

Далее будем полагать, что в исследуемом потоке плазмы отсутствуют полностью ионизованные ионы углерода  $C^{6+}$ . Это обусловлено высоким потенциалом их ионизации, а также тем, что интенсивность их трехчастной рекомбинации, преобладающей на начальной стадии разлета, почти в два раза выше интенсивности рекомбинации ионов  $C^{5+}$ . Также будем полагать, что на фронте исходного потока отсутствуют ионы  $C^{3+}$ . Поскольку в лазерной плазме вследствие различного ускорения в короне вблизи мишени ионы с различными зарядами разделяются в пространстве, на фронте потока плазмы основную долю составляют ионы  $C^{5+}$ , а ионы  $C^{3+}$  находятся в хвосте потока и, так же как ионы  $C^{2+}$  и ионы с более низкими зарядами, не рассматриваются. Однако предполагается, что в случае взаимодействия со струей газа при перезарядке ионов  $C^{4+}$  образуются новые ионы  $C^{3+}$ .

Для удобства концентрацию ионов  $C^{3+}$  представим в качестве некоторой доли концентрации ионов  $C^{4+}$ :  $n_3 = \alpha_3 n_4$ . В этом случае зависимость парциального (нормированного) состава потока от измеренного коэффициента  $\gamma_{exp}(t)$  задается выражениями

$$\begin{aligned} n_3 + n_4 + n_5 &= 1, \\ n_3 &= \alpha_3(\gamma_5 - 5\gamma_{exp})/D, \\ n_4 &= (\gamma_5 - 5\gamma_{exp})/D, \\ n_5 &= (\alpha_3(3\gamma_{exp} - \gamma_3) + 4\gamma_{exp} - \gamma_4)/D, \\ D &= \alpha_3(3\gamma_{exp} - \gamma_3) + 4\gamma_{exp} - \gamma_4 + (1 + \alpha_3)(\gamma_5 - 5\gamma_{exp}). \end{aligned} \quad (2)$$

В предположении, что ионы  $C^{3+}$  образуются только в результате перезарядки, можно определить неизвестный коэффициент  $\alpha_3$ . Для ионов, движущихся с одинаковой скоростью

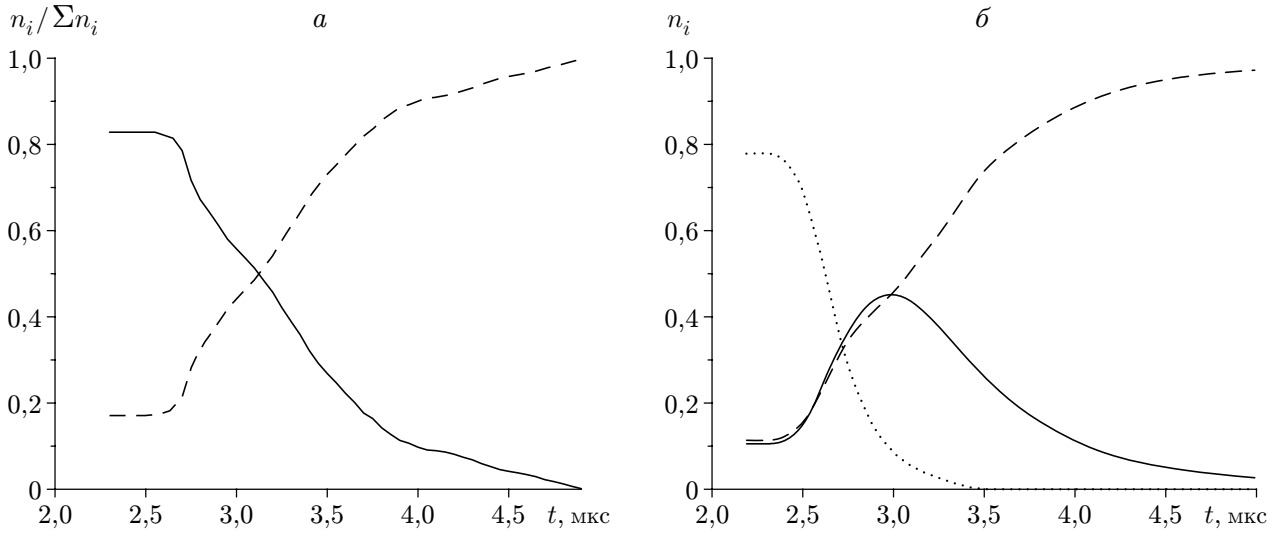


Рис. 5. Относительное содержание ионов в исходном потоке плазмы в вакууме (а) и после взаимодействия с газовой струей (б): сплошные линии —  $C^{5+}$ , штриховые —  $C^{4+}$ , пунктирная —  $C^{3+}$

в одном элементе плазмы, выражение, описывающее эффект перезарядки, представляется в виде [9]

$$\tilde{n}_i = n_i \exp \left( - \sigma_i \int n_a dl \right),$$

где  $\sigma_i$  — сечение перезарядки иона  $i$  на нейтральных атомах струи; знаком “ $\sim$ ” отмечены величины для случая, когда поток плазмы взаимодействует со струей газа; интеграл описывает полное число атомов, с которыми взаимодействуют ионы, пролетая через струю. В общем случае величина  $\tilde{n}_i$  зависит от времени, но для ионов одного и того же элемента плазмы всегда одинакова. С учетом этого изменение концентраций в потоке плазмы можно выразить через изменения какого-либо иона:  $\tilde{n}_i = n_i (\tilde{n}_k / n_k)^{\sigma_i / \sigma_k}$ . Проведя простые преобразования, коэффициент  $\alpha_3$  для случая газовой струи можно выразить через изменение концентрации ионов  $C^{5+}$ :

$$\alpha_3 = (n_5 / \tilde{n}_5)^{\sigma_4 / \sigma_5} - 1. \quad (3)$$

Согласно экспериментальным измерениям площади соответствующих сечений примерно равны:  $\sigma_4 \approx \sigma_5 \approx 2,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  [10]. Заметим, что коэффициент  $\alpha_3$ , как и парциальные доли, является функцией времени.

На рис. 5,а показано содержание ионов в исходном потоке плазмы в вакууме, рассчитанное по формулам (2). Видно, что возможное присутствие ионов  $C^{3+}$ , которым пренебрегалось, незначительно влияет на долю высокозарядных ионов  $C^{5+}$ . На рис. 5,б представлены результаты расчета ионного состава плазмы при взаимодействии со струей. В этом случае содержание ионов  $C^{3+}$  вычислялось по формуле (3). Можно утверждать, что при взаимодействии со струей на переднем фронте потока происходит значительное уменьшение количества высокозарядных ионов  $C^{5+}$ , которые превращаются в ионы  $C^{4+}$  и затем в  $C^{3+}$ . Средняя доля ионов по потоку определяется следующим образом:

$$\langle n_k \rangle = \int \frac{J_{FC}}{\langle Z \rangle} n_k dt / \int \frac{J_{FC}}{\langle Z \rangle} dt, \quad \langle Z \rangle = \sum Z_i n_i.$$

Для исходного потока плазмы в вакууме средняя доля ионов  $C^{5+}$  до достижения максимума тока составляет 47 %, после взаимодействия со струей газа их доля уменьшается

ся до 35 %. Максимальная концентрация ионов  $C^{5+}$  в точке расположения зонда равна  $n_5 = 1,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Пересчет по модели автотельного разлета на расстояние 1,3 см от мишени дает значение  $n_5 = 2,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Оценку снизу интегрального изменения заряда плазмы, а следовательно, количества молекул водорода в струе можно получить интегрированием по потоку:

$$\Delta Q = \int J_{\text{FC}} \left( 1 - \frac{\langle \tilde{Z} \rangle}{\langle Z \rangle} \right) dt,$$

где  $\langle \tilde{Z} \rangle = 3\tilde{n}_3 + 4\tilde{n}_4 + 5\tilde{n}_5$ ;  $\langle Z \rangle = 4n_4 + 5n_5$ . В результате имеем  $\Delta Q \approx -2,3 \cdot 10^{-7} \text{ Кл/см}^2$ . С учетом того что зонды располагались на расстоянии 72 см, а газовая струя находилась на расстоянии 1,3 см и имела ширину  $L = 1 \text{ см}$ , концентрация перезаряженных нейтральных частиц в струе превышает величину  $n_0 = (\Delta Q / (eL))(72/1,3)^2 \approx 4,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Дополнительную важную информацию позволяет получить разность значений сигналов зондов в вакууме и при взаимодействии со струей газа. Следует учитывать, что при взаимодействии с газом происходит не только перезарядка ионов, но и их незначительное торможение. При этом в хвосте потока появляются ионы водорода, увлеченные из струи пролетающим потоком плазмы. (Модель ускорения при взаимодействии плотных потоков предложена в работе [6].) В этих условиях объективную информацию дает только интегрирование по всей длительности потока (до момента времени  $t \approx 10 \text{ мкс}$  (см. рис. 2)). Поскольку при перезарядке суммарный заряд ионов не меняется, величина  $\Delta Q = \int (J_{\text{FC}} - \tilde{J}_{\text{FC}}) dt \approx 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ Кл/см}^2$  позволяет оценить минимальное количество ионов водорода, образовавшихся в исходной нейтральной струе в результате процессов ионизации:  $n_+ \approx 4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

**Заключение.** Проведено исследование зарядового состава лазерной плазмы методом идентификации многозарядных ионов по вызываемой электронной эмиссии, позволяющим при минимуме дополнительных предположений восстановить ионный состав в каждом элементе исходного потока плазмы и на ее выходе из области взаимодействия. Установлено, что в проведенном эксперименте на фронте плазменного потока (до его максимума) высокозарядные ионы  $C^{5+}$  составляли приблизительно 50 %. В процессе взаимодействия с газовой струей эти ионы каскадным образом перезаряжаются в ионы  $C^{4+}$  и  $C^{3+}$ . Поскольку количество атомов в струе меньше количества ионов в плазме, изменение заряда ионов происходит только на фронте потока. В хвосте потока ионы пролетают через уже ионизованный газ, и перезарядки не происходит. При этом измеренная концентрация ионов  $C^{5+}$  на оси газовой струи  $n \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  соответствует необходимой для экспериментов по перезарядной накачке и лазерной генерации в рентгеновской области спектра, а прогнозируемая концентрация нейтральных частиц, вступающих в перезарядку, оказалась почти на порядок меньше исходной концентрации молекул водорода в газовой струе  $n_{\text{H}_2} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Эта величина, измеренная ранее ионизационным датчиком [6], хорошо согласуется с рассчитанной в данной работе по изменению полного заряда, приходящего на цилиндр Фарадея. Полученный результат свидетельствует о необходимости увеличения плотности газовой струи, а также о необходимости учета эффекта ионизации газовой струи интенсивным излучением и горячими электронами, приходящими с фокального пятна на поверхности мишени.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Виноградов А. В., Собельман И. И.** К перспективе лазерных источников излучения в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1972. Т. 63, № 6. С. 2113–2120.

2. **Ponomarenko A. G., Shaikhislamov I. F., Zakharov Yu. P., et al.** Charge-exchange pumping of laser-produced plasma colliding with vapor cloud for lasing in XUV // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31, N 17. P. 2117–2124.
3. **Vorontsov V. A., Born M., Shaikhislamov I. F., et al.** Charge-transfer pumping for XUV lasers // J. Phys. B: Atomic Molecul. Optic. Phys. 2003. V. 36. P. 3865–3875.
4. **Vorontsov V. A., Born M., Shaikhislamov I. F., et al.** Investigations on novel XUV-laser schemes // Appl. Phys. B. 2004. V. 78. P. 979–981.
5. **Shaikhislamov I. F., Vorontsov V. A., Born M., et al.** Towards XUV lasers with charge transfer pumping // Optics communic. 2006. V. 261. P. 97–103.
6. **Антонов В. М., Бояринцев Э. Л., Мелехов А. В. и др.** Интенсивная перезарядка ионов лазерной плазмы на атомах импульсной газовой струи // Квант. электроника. 2007. Т. 37, № 9. С. 869–872.
7. **Арифов У. А., Мухамадиев Э. С., Парилис Э. С., Пасюк А. С.** Об идентификации многозарядных ионов по вызываемой электронной эмиссии // Журн. техн. физики. 1973. Т. 43, № 2. С. 375–379.
8. **Pearlman J. S.** Faraday cups for lasers plasma // Rev. Sci. Instrum. 1977. V. 48, N 8. P. 1064–1067.
9. **Шайхисламов И. Ф.** Кинетика процесса перезарядного взаимодействия плотных потоков // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 2. С. 11–19.
10. **Crandall D. H., Phaneuf R. A., Meyer F. W.** Electron capture by slow multicharged ions in atomic and molecular hydrogen // Phys. Rev. A. 1979. V. 19, N 2. P. 504–514.

*Поступила в редакцию 14/III 2008 г.*

---