

Роль рекомбинации в формировании зарядового состава ионов в лазерной плазме при масс-спектрометрическом анализе твердых тел

З. К. Нурубейли, К. З. Нуриев, Т. К. Нурубейли, К. Б. Гурбанов

Институт физики НАН Азербайджана,

пр. Г. Джавида, 33, г. Баку, AZ1143, Азербайджанская Республика, e-mail: nurubeyli@ab.az

Методом численного эксперимента исследован процесс разлета в вакуум плазменного сгустка сложного состава. В предположении, что плотность и температура лазерной плазмы остаются однородными по сгустку, система дифференциальных уравнений, описывающих разлет плазменного сгустка с учетом неупругих процессов, сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для ионов 5 различных элементов (Fe, Mn, Cr, Ni, Mo) с зарядностью $z = 1, 2, 3, 4$. Определены скорость движения границы плазменного сгустка и его температура в зависимости от времени разлета. Показано, что после прекращения рекомбинации в результате «закалки» создается термодинамически неравновесная плазма, в которой остаточная степень ионизации и распределение ионов по зарядности зависят от начальных параметров плазмы T_0, N_0, R_0 . В процессе рекомбинации зависимость распределения ионов по зарядностям от потенциала ионизации ослабляется.

Ключевые слова: лазерная плазма, плазменный сгусток, разлет плазмы, масс-спектр, рекомбинация ионов, одно- и двухзарядные ионы, длина рекомбинации.

УДК 543.51+53.08

ВВЕДЕНИЕ

Для понимания процессов ионообразования, а также для обеспечения возможности количественного масс-спектрометрического анализа значительный интерес представляет изучение основных физических процессов, протекающих при формировании и разлете плазмы в вакуум: ионизация, ускорение образовавшихся ионов и их последующая рекомбинация. Необходимость такого рода исследований обусловлена тем, что, независимо от метода ионизации (лазерной, искрового разряда или вторичной ионной эмиссии), зарядовый состав ионов, регистрируемый масс-спектром, в значительной степени отличается от зарядового состава начальной плазмы вследствие рекомбинации заряженных частиц при разлете плазменного сгустка в вакуум.

Поэтому в ряде работ [1–3], посвященных плазменной масс-спектрометрии, учитываются неупругие процессы в разлетающемся плазменном сгустке: ионизация атомов электронным ударом и обратный процесс – тройная рекомбинация $A^{+z} + 2e \rightarrow A^{z-1} + e$, когда энергия, выделившаяся при рекомбинации, уносится вторым электроном, и излучательная рекомбинация $((A)^{+z} + e \rightarrow A^{z-1} + h\nu)$.

В этих работах показано, что влияние рекомбинации на окончательный состав масс-спектра зависит от двух факторов: начальной степени ионизации плазмы и соотношения между начальным радиусом плазмы и характерной дли-

ной рекомбинации l_z (то есть среднее расстояние, которое ион пролетает от своего образования до рекомбинации) для ионов с зарядом z [4]. Если $l_z < R_0$, то значительная часть многозарядных ионов превратится в ионы с зарядом z , а рекомбинация последних будет идти слабо. Величина l_z в большой мере зависит от заряда иона ($l \approx z^{-3}$).

Процесс рекомбинации в плазменном сгустке простого химического состава изучался в ряде работ [5, 6]. В реальности в плазме содержатся ионы многих элементов. Цель настоящей работы – исследование кинетики рекомбинации в свободно разлетающейся плазме. Для этого решается система уравнений, учитывающих неупругие процессы в плазме сложного элементного состава. В качестве объекта была выбрана нержавеющей сталь, содержащая примесные элементы Mn, Cr, Ni, Mo, C.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

При рассмотрении процесса генерации лазерной плазмы использованы значения параметров, типичные для лазерной масс-спектрометрии: $q = 10^8\text{--}10^{10}$ Вт/см², диаметр пятна фокусировки $d = 0,05\text{--}0,3$ мм, длина волны излучения лазера $\lambda = 1,06$ мкм. При этом зависимость плотности мощности излучения лазера от времени выбрана на основе экспериментальных измерений [4]:

$$q = q_0 t^4 \exp(0,65t), \quad (1)$$

где t – текущее время при излучении лазера $q_0 = 2 \cdot 10^9$ Вт/см².

Учет зависимости плотности мощности излучения от времени в значительной степени влияет на характер лазерной плазмы. Дело в том, что, как отмечено в [6], испаряемая проба покидает облучаемую мишень практически в виде атомного пара. Далее начинается процесс образования плазмы в течение 10^{-10} с, за это время плазма успевает разлететься на расстояние 10^{-7} м.

При установлении локального (временного и пространственного) термодинамического равновесия исходные температуры ионов (T_i) и электронов (T_e) равны, и ионизированное состояние плазмы можно рассчитывать по уравнению Саха. В таком разлетающемся плазменном сгустке непрерывно происходят такие неупругие процессы, как ионизация атомов электронным ударом и обратный процесс – рекомбинация, сопровождаемая излучением $h\nu$. При этом нагреванием плазмы путем излучения можно пренебречь, поскольку из-за малых начальных размеров плазменного сгустка ($R_0 \leq 3 \cdot 10^{-2}$ см) с плотностью электронов $n_e \leq 10^{20}$ см $^{-3}$ его можно считать оптически прозрачным.

Действительно, минимальный размер плазмы, излучающей, как черное тело (то есть в объеме которого излучение находится в равновесии с веществом), определяется [6]:

$$R_{min} = \frac{1,2 \cdot 10^{24} T_e^{7/2}}{z^2 N_e N_k}. \quad (2)$$

Для $T_e = 10^5$ К, $z \leq 4$; $R_{min} = 0,3$ мм, что больше размеров исследуемых сгустков.

Поскольку расстояние l_z , на которое прогревается плазма за время электронно-ионной релаксации, значительно меньше R_0 , то электронной и ионной теплопроводимостями также можно пренебречь. Тогда, согласно [7]:

$$l_z = (\eta_e \cdot \tau_{ei} / C_v)^{1/2}, \quad (3)$$

где $\eta_e = 1,3 \cdot 10^{-5} (T_e^{5/2} / z \ln \Lambda)$ эрг·с·град – коэффициент электронной теплопроводности; $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, характерное значение которого равно 10, $C_v = 2(n_e + n_i) \cdot 10^{-16}$ эрг/см 3 – удельная теплоемкость; $\tau_{ei} = 6,1 \cdot 10^{29} (T_e^{5/2} / z^2 n_e)$ с – время обмена энергией между электронами и ионами.

Таким образом, при $n_e \approx 10^{18}$ см $^{-3}$; $T_e = 10^5$ К получаем $l_z = 3,5 \cdot 10^{-5}$ см, при этом выполняется условие $l_z \ll R_0$. Физически это означает, что за время, необходимое для прогрева плазменного сгустка за счет теплопроводности, электронная и ионная компоненты многократно (в течение длительности импульса лазерного излучения или искрового разряда) обмениваются энергией, и вклад теплопроводности в процесс выравнивания температур действительно ничтожно мал.

Одной из особенностей образовавшейся плотной плазмы является уменьшение потенциала ионизации частиц за счет кулоновского взаимодействия, что ограничивает применение уравнения Саха для оценки ионизации плазмы без соответствующей поправки. Формула для поправки имеет вид [4, 8]:

$$\Delta \phi_k = 0,97 \cdot 10^{-2} \cdot z \sqrt{\frac{\sum (z-1)^2 n_k^{(z)}}{T_e}} \text{ эВ},$$

где $n_k^{(z)}$ – концентрация ионов k -го элемента смеси с зарядом z .

Расчеты показывают, что при значительном уменьшении потенциалов ионизации эти поправки по порядку величины могут быть равными самим потенциалам. Поэтому в настоящей работе выбран режим, при котором $\Delta \phi_k$ пренебрежимо мал, $n_e < 10^{18}$ см $^{-3}$, $T_e \geq 5-7 \cdot 10^4$ К. Отметим, что при значении плотности лазерного излучения $q = 10^8 \div 10^9$ Вт/см 2 и длительности $\tau = 10^{-8}$ с у поверхности образца формируется плазма со следующими начальными параметрами: $R_0 = 10^{-3} \div 10^{-2}$ см, $n_e \approx 10^{18}$ см $^{-3}$, $T_e \leq 10^5$ К. Эксперименты показывают, что плазменные сгустки, описываемые такими параметрами, возникают также при взаимодействии слаботокового (до 100 А) и короткого (100 нс) вакуумного искровых разрядов.

МОДЕЛЬ РАЗЛЕТА ПЛАЗМЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ МНОГИХ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ

Система дифференциальных уравнений, описывающих процесс разлета плазменного сгустка в вакуум и его нагрев, в результате неупругих процессов дана в [3, 7]. Для упрощения системы дифференциальных уравнений предположим, что во время разлета плазмы ее плотность и температура остаются однородными (это предположение удовлетворительно выполняется в процессе разлета [8]).

Закон изменения скорости границы плазменного сгустка $v(r, t)$ и его плотности выражается в виде:

$$v(r, t) = R_0 \cdot \xi, \quad \sum_{k,z} n_k = N_0 [R_0 / R(t)]^3 e^{-\xi^2}, \quad (4)$$

где $\xi = r/R(t)$ – дополнительная переменная; $R(t)$ – текущее значение координаты границы сгустка.

Нормируя время на время разлета $t_p = R_0 \sqrt{MT_e}$, концентрации N_k и N_e на усредненные по объему концентрации $N_e/N_0 = n_e$ и $N_k/N_0 = n_k$ и T_k, T_e на T_0 , а также усреднив систему гидродинамических уравнений в частных производных по объему сгустка, получим систему

обыкновенных дифференциальных уравнений, характеризующих состояние разлетающейся плазмы для скорости изменения концентрации электронов:

$$\frac{dn_e}{dt} = \sum_{k,z} (n_{k,z} G_1 - n_{k,z+1} G_2) n_e$$

– скорости изменения концентрации ионов k -го элемента:

$$\frac{dn_{k,z}}{dt} = n_e \left[n_{k,z+1} G_{4,k,z+1} + n_{k,z-1} G_{1,k,z-1} - n_{k,z} (G_{1,k,z} + G_{2,k,z}) \right] \quad (5)$$

– скорости изменения температуры ионов, элементов примесей:

$$\frac{d(n_e T_e)}{dt} = \frac{2}{3} Q_i - 5 \frac{n_e T_e}{R} \frac{dR}{dt}$$

– скорости изменения радиуса границы сгустка:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{1}{R(T_k + n_e T_e)} \cdot \gamma_5^2,$$

здесь и далее границы плазменного сгустка нормированы на R_0 (значение γ_5 дано ниже).

При этом

$$G_{1,k,z} = t_1 \left(t_3 \frac{z^2}{T_e^{3/4} \cdot n_e \cdot R^3} + t_4 \frac{z^3}{T_e^{9/2} \cdot R^6} \right) \exp(-\varphi_{k,z}/T_e)$$

– скорость ионизации ионов k -го элемента с зарядом z ,

$$G_{2,k,z} = t_3 \frac{(z-1)^2}{T_e^{3/4} \cdot R^3} + t_4 \frac{(z-1)^3}{T_e^{3/2} \cdot R^6}$$

– скорость рекомбинации ионов k -го элемента с зарядом z ,

$$G_{3,k,z} = t_3 \left[\frac{(z-1)^2}{T_e^{3/4} \cdot R^3} \right]$$

– скорость фоторекомбинации.

В этом случае скорость изменения энергии электронного газа определяется передачей энергии ионному газу $E_{k,z}^*$ и энергией, приобретаемой электронами в актах рекомбинации $\Delta\varphi_k$, и вследствие ионизации и рекомбинации:

$$Q_e = n_e \sum_k n_{k,z} \{ -(T_e - T_k) \cdot n_k G_{5k,z} + \sum_z n_{k,z} \left[G_{4k,z} E_{k,z}^* - \Delta\varphi_k \cdot G_{1,k,z} - \frac{3}{2} T_e G_3 \right] \}, \quad (6)$$

а скорость изменения энергии ионного газа – в результате обмена с электронами:

$$Q_i = n \sum_k G_k (T_e - T_k) \sum_k n_k G_{5k,z},$$

где $G_4 = t_4 \left[\frac{(z-1)^3}{T_e^{3/2} \cdot R^6} \right]$ – скорость тройной реком-

бинации; $G_5 = t_5 \left[\frac{(z-1)^2}{T_e^{3/2} \cdot R^3} \right]$ – скорость обмена энер-

гией между электронной и ионной составляющими.

Здесь текущие времена определяются следующим образом:

$$t_1 = \frac{\gamma_1 T_e^{3/2}}{N_0 t_p}; \quad t_2 = \frac{1}{t_3} + \frac{1}{t_4}; \quad t_3 = \frac{\gamma_3 N_0}{T_e^{3/4} t_p};$$

$$t_4 = \frac{\gamma_4 N_0^2}{T_e^{9/2} t_p}; \quad t_5 = \frac{\gamma_5 N_0}{T_e^{3/2} t_p}, \quad (7)$$

где

$$\gamma_1 = 2 \left(\frac{2\pi m R}{h^2} \right)^{3/2}; \quad \gamma_3 = 2,7 \cdot 10^{-13}; \quad \gamma_4 = \frac{4\pi}{9} \sqrt{2\pi} \frac{\ln \Lambda}{m^{1/2}},$$

$\gamma_5 = \frac{8\sqrt{2\pi} m^{1/2}}{3M} e^4 \ln \Lambda$ – коэффициенты теплопро-

водности ионов матрицы и элементов примеси с зарядом z . Текущие размеры $R(t)$ нормированы на R_0 (радиус лазерного излучения).

Начальные условия для безразмерной системы дифференциальных уравнений (4) выбирались следующим образом: при $t = 0$, $R = 1$, $T_e = 1$, $T_i = 1$, $dR/dt = 0$.

Начальные концентрации электронов и ионов различных зарядностей основной компоненты ($k = 1$) с различными z были определены уравнением Саха. Особенность системы уравнений (4) – ее «жесткость», то есть отличие на много порядков минимального и максимального значений матриц системы дифференциальных уравнений. Например, при расчете пятикомпонентной плазмы (Fe, Ni, Mo, Mn, Cr) с $z = 1 \div 5$ собственные значения матриц оказываются в диапазоне от $3 \cdot 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^5$.

Физическая жесткость связана с существованием значительно различающихся характерных времен в рассматриваемом процессе.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основе полученных уравнений изучался разлет плазмы в вакуум со следующими параметрами: $R_0 = (3 \cdot 10^{-3} \div 10^{-2})$ см, $N_e = N_k = (10^{17} \div 10^{19})$ см $^{-3}$, $T_i = T_e = (10 - 25) \cdot 10^4$ К. Общее число просчитанных вариантов – не менее 50.

Расчеты показали, что во время разлета плазмы температуры ионов и электронов падают, при этом температура электронов T_e уменьшается медленнее, чем ионов $T_{k,z}$ (рис. 1). Это, по видимому, связано с тем, что в процессе рекомбинации энергия ионизации (φ_k) сначала перекачивается в электронный газ, а потом ионам путем упругих столкновений. Это в конечном счете приводит к увеличению направленного движения.

В результате охлаждения плазмы скорость движения ее границы стремится к некоторой величине (рис. 2), а концентрация экспоненциально

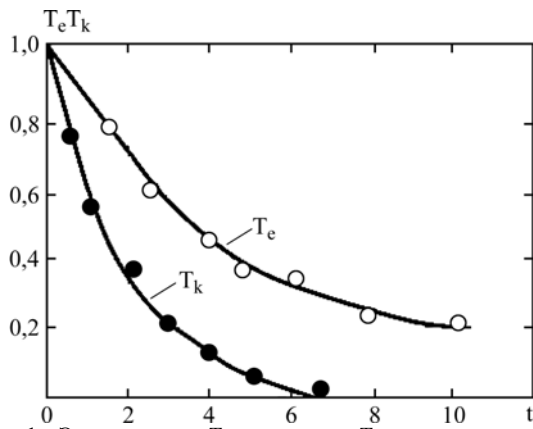


Рис. 1. Электронная T_e и ионная T_i температуры при расширении сгустка. $N_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $R_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$; $T_0 = 10^5 \text{ К}$.

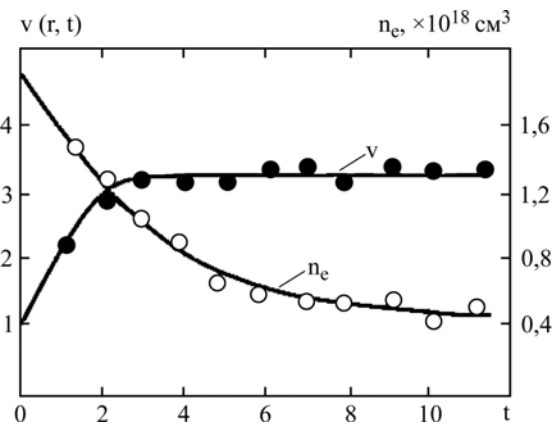


Рис. 2. Изменение скорости v и концентрации электронов n_e при разлете плазмы в вакуум. $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $R_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$; $T_0 = 10^5 \text{ К}$.

Зарядовый состав ионов железа до и после разлета плазмы

z	Время рекомбинации t_p , с	Длина рекомбинации l_n , см	$l_r(z)/R_0$	Начальное содержание ионов в плазме	Остаточное содержание ионов в плазме
$n_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $R_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $T_0 = 5 \cdot 10^4 \text{ К}$, $v_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$					
0	—	—	—	Менее 10^{-8}	0,05
1	$1,72 \cdot 10^{-7}$	$6,15 \cdot 10^{-2}$	12,05	$1,35 \cdot 10^{-6}$	0,56
2	$2,15 \cdot 10^{-8}$	$6,57 \cdot 10^{-3}$	2,2	$2,92 \cdot 10^{-3}$	0,36
3	$6,37 \cdot 10^{-9}$	$2,17 \cdot 10^{-3}$	0,72	$4,93 \cdot 10^{-1}$	$\langle 10^{-8}$
4	$3,14 \cdot 10^{-9}$	$8,47 \cdot 10^{-4}$	0,28	$4,70 \cdot 10^{-3}$	$\langle 10^{-8}$
$n_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $R_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $T_0 = 10^5 \text{ К}$, $v_0 = 4,14 \cdot 10^5 \text{ см/с}$					
1	$3,88 \cdot 10^{-6}$	1,61	536,6	$9,2 \cdot 10^{-11}$	$1,88 \cdot 10^{-2}$
2	$4,85 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	66,60	$1,97 \cdot 10^{-7}$	2,42
3	$1,44 \cdot 10^{-7}$	$5,9 \cdot 10^{-2}$	19,66	$1,01 \cdot 10^{-4}$	—
4	$6,06 \cdot 10^{-8}$	$2,51 \cdot 10^{-2}$	8,36	$4,13 \cdot 10^{-2}$	—

уменьшается. Конечная скорость разлета в рассматриваемом нами случае составляет $v_{k,z} = 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, что соответствует кинетической энергии ионов железа $E_k = \frac{mv^2}{2} = 25 \text{ эВ}$. Эта вели-

чина, по-видимому, представляет собой нижнюю границу энергетического разброса. Отметим, что в рассматриваемом случае начальная энергия электронов W_0 , приходящаяся на одну частицу, была около 250 эВ. Это значит, что при заданных параметрах плазма не успевает рекомбинировать, поэтому значительная часть вложенной энергии лазерного излучения не переходит в кинетическую энергию частиц ($mv_{k,z}^2/2$), а сохраняется в виде потенциальной.

Как было установлено, в конце разлета плазмы ионы и электроны рекомбинируют. Скорость рекомбинации со временем уменьшается вследствие резкого падения плотности заряженных частиц и из-за уменьшения заряда ионов. Начи-

ная с некоторого $t = 4 \div 5$, неупругие процессы прекращаются, а температура сгустка продолжает падать (рис. 1). В конце разлета в плазме создается термодинамически неравновесное состояние плазмы, в которой концентрации заряженных частиц значительно превосходят их значения, будучи в равновесном состоянии, по которым оценивается степень ионизации по формуле Саха [9].

Из проведенных расчетов [2] следует, что если $l_p^{(z)} \ll R_0$, то ионы данной зарядности (z) практически полностью рекомбинируют во время разлета. Для примера, на рис. 3 приведены зарядовые составы ионов Fe^z плазменного сгустка до и после разлета плазмы, полученные расчетным путем. Результаты расчета начального и остаточного содержания ионов в сгустке, приведенные для ионов различной длины рекомбинации $l_{p,z}$, которые находятся в различных соотношениях с R_0 , даны в таблице.

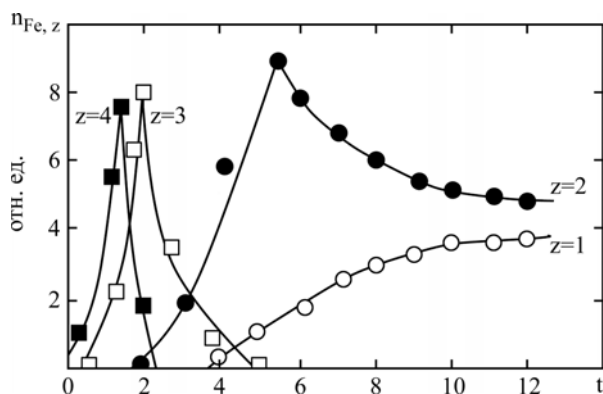


Рис. 3. Изменение расчетных значений зарядового состава ионов плазмы (Fe^z) в процессе ее разлета. $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $R_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$; $T_0 = 10^5 \text{ К}$.

Видно, что ионы с $z = 6; 7$ эффективно рекомбинируют при увеличении отношения $l_p(z)/R_0$ до 5. Численные эксперименты позволяют, таким образом, уточнить применимость условия для описания процессов рекомбинации:

$$l_p(z) = t_p(z) \sqrt{T_0/M}. \quad (8)$$

Эксперименты показывают, что в начальный момент времени распределение ионов по зарядностям определяется величиной потенциалов ионизации $\phi_{k,z}$. В процессе рекомбинации зависимость зарядового состава от $\phi_{k,z}$ ослабляется, поскольку условия рекомбинации не зависят от сорта ионов (зависят только от их заряда), но не исчезает полностью, так как одновременно происходит ионизация, скорость которой обусловлена от ϕ_k экспоненциально $[\sim \exp(-\phi_k/T_e)]$.

Зависимость расчетного отношения остаточного числа двухзарядных ионов к однозарядным от времени разлета (рис. 4) показывает, что при начальной температуре 5 эВ отношение n_k^{+2}/n_k^{+1} нелинейно зависит от второго потенциала ионизации частиц, если $l_p(z=0) \ll R_0$. Причина этого заключается в том, что с увеличением t скорость перехода однозарядных ионов в двухзарядные резко уменьшается и начиная с определенного момента времени для одних ионов (Ni^{++} , Cr^{++}) происходят процессы рекомбинации, в то время как для других (Mn^{++} , Mo^{++} , Fe^{++} , Sr^{++}) еще заметен вклад ионизации.

Результаты расчета показывают, что отношение n_k^{+2}/n_k^{+1} сильно зависит от второго потенциала ионизации, если $l_{рек}(z=2) \ll R_0$. В случае, когда $l_{рек}(z=2) \gg R_0$, эта зависимость ослабляется. Действительно, как видно из рис. 4, с увеличением начальной температуры сгустка наклон прямых уменьшается.

Таким образом, расчет рекомбинации в плазменном сгустке позволяет качественно объяс-

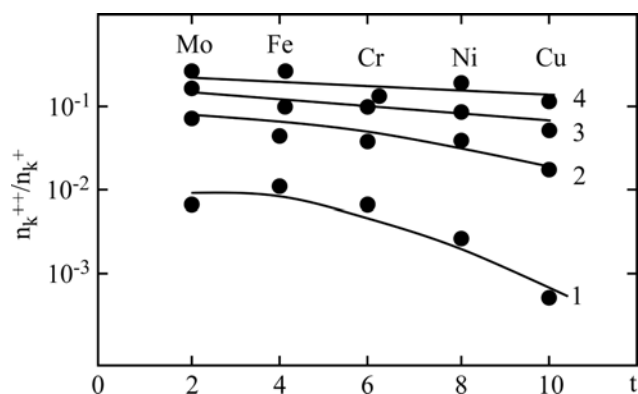


Рис. 4. Отношение остаточного содержания двухзарядных ионов к однозарядным при разлете сгустка с $R_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$; $N_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. 1 – $T_0 = 5 \cdot 10^4 \text{ К}$; 2 – $15 \cdot 10^4 \text{ К}$; 3 – $20 \cdot 10^4 \text{ К}$; 4 – $25 \cdot 10^4 \text{ К}$. Экспериментальные точки (слева направо) относятся к элементам Mo^z , Fe^z , Cr^z , Ni^z , Cu^z .

нить экспериментально наблюдающуюся слабую зависимость относительного выхода двухзарядных ионов ряда элементов [2] от второго потенциала ионизации. Экспериментальные точки, полученные при длительности искрового разряда $30 \div 60 \text{ нс}$ и полной энергии 10^{-3} Дж , приведены на рис. 4. Близость расчетных кривых к экспериментально полученным значениям подтверждает влияние рекомбинации в разлетающей плазме на окончательное распределение ионов по зарядам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, приведенные на рис. 4 и в таблице, свидетельствуют о том, что предложенная модель разлета удовлетворительно описывает распределение ионов одно-, двух- и иногда трехзарядных ионов, созданное в результате рекомбинации. Остаточное содержание ионов в плазме с зарядом $z > 3$ по этой модели определяется неверно. Это связано с тем, что исходное уравнение гидродинамики усредняется по объему разлетающегося плазменного сгустка. Более строгий подход, то есть решение системы уравнений в частных производных, по-видимому, более точно опишет процесс разлета плазмы в вакуум. Но для многокомпонентной плазмы провести такой расчет затруднительно. Таким образом, надо либо рассчитывать сложные математические модели разлета сгустка, либо дать упрощенную модель разлета плазмы. Здесь могут быть два пути: первый – по регистрируемому масс-спектрометрическому отношению одно- и двухзарядных ионов можно судить о начальной плотности и температуре (если известен R_0), второй – примесный состав (по масс-спектрометрическому анализу) образца определяют из содержания ионов с $z = 1, 2$.

В работе объясняется влияние процессов рекомбинации при разлете плазмы на остаточное содержание сгустка и найдены условия, при

которых содержание однозарядных ионов примерно соответствует полному числу частиц каждого элемента в начальном плазменном сгустке.

Полученные результаты показывают, что в процессе рекомбинации различие в плотностях ионов разных элементов компенсируется. В результате отношение числа однозарядных ионов для разных элементов в конце разлета сгустка приближается к отношению полного числа этих же элементов в начале разлета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нуриев К.З. Угловое и энергетическое распределение ионов, эмитируемых с поверхности твердого тела при лазерном масс-спектрометрическом анализе. *ЭОМ*. 2007, (2), 27–31.
2. Рамендик Г.И., Севостьянов В.С., Фатюшенко Е.Б. Погрешности измерений изотопных отношений на лазерном масс-спектрометре с фоторегистрацией. *ЖТФ*. 2000, **55**(1), 13–17.
3. Салман Манучар А., Нуриев К.З., Нурубейли Т.К. Физическая картина атомизации, ионизации и рекомбинации в лазерной масс-спектрометрии твердых тел. *Fizika*. 2007, **13**(4), 118–150.
4. Гашимов А.М., Нуриев К.З., Салман Манучар А., Гурбанов К.Б., Нурубейли З.К. Коэффициенты относительных чувствительностей для безэталонового анализа твердых веществ методом МСВИ. *ЭОМ*. 2008, **44**(2), 98–104.
5. Сильников Е.Е., Конькова Г.Д., Волошко А.С., Сысоев А.А., Сысоев А.А. Разлет многокомпонентного лазерного плазменного сгустка. *Масс-спектрометрия*. 2010, **7**(4), 291–302.
6. Конькова Г.Д., Сысоев А.А., Сысоев А.А. Модель импульсного испарения и генерации ионов в лазерной плазме. *Письма в ЖТФ*. 2009, (3), 96–102.
7. Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.И., Елесин В.Ф., Кондрашов Н.И., Ловецкий Е.Е., Поляничев А.Н. Рекомбинация в разлетающемся лазерном сгустке. *ЖТФ*. 1994, **64**, 73–78.
8. *Физика высокотемпературной плазмы*. Под ред. А. Саймана и У. Томпсона. Третье издание. М.: Атомиздат, 1997. 276 с.
9. Гашимов А.М., Нуриев К.З., Гурбанов К.Б., Нурубейли З.К. Зависимость зарядового состава ионов металлов от плотности лазерного излучения при лазерной масс-спектрометрии. *ЖТФ*. 2009, **79**(8), 99–104.
10. Ганеев А.А., Кузьменко М.А., Потапов С.В., Добрышев А.И., Воронов М.В. Времяпролетная масс-спектрометрия с ионизацией пробы в импульсном разряде в полом катоде для анализа твердотельных проводящих образцов. *Масс-спектрометрия*. 2006, **3**(3), 297–304.

Поступила 17.11.14

После доработки 02.12.14

Summary

Numerical experiment was carried out so as to investigate the process of expansion of a plasma clot of a complex composition into a vacuum. Assuming that the density and the temperature of the laser plasma are homogeneous for clot, the system of differential equations describing the expansion of the plasma clot considering inelastic processes was reduced to a system of ordinary differential equations for the ions of 5 different elements: Fe, Mn, Cr, Ni, Mo, with the charge $z = 1, 2, 3, 4$. The speed of motion of the boundary the plasma clot and its temperature depending on the time of expansion were determined. It is shown that when the recombination stops as a result of "quenching", the nonequilibrium plasma is created thermodynamically in which the residual degree of ionization and ion distribution at charge states depends on the initial parameters of the plasma T_0, N_0, R_0 . In the process of recombination, the dependence of ion distribution at the charge from the ionization potential is reduced.

Keywords: laser plasma, plasma clot, plasma expansion, mass spectrum, recombination of ions, singly or doubly charged ions, length of recombination.