

Моделирование процессов в плазме, содержащей нанодисперсную фракцию.

Барченко В. Т., Гребнев О. И.,
Кузнецов В.А

(Россия, СПб, СПбГЭТУ им. В.
И. Ульянова (Ленина) «ЛЭТИ»)

Технологические процессы, использующие плазменные эмиссионные системы, находят самое широкое применение во многих отраслях промышленности и, прежде всего, при производстве изделий электронной техники.

Ионно-плазменные технологические процессы по сравнению с другими технологиями, например с использованием химически активных веществ (кислоты, щелочи и др.), имеют существенные преимущества и позволяют осуществлять операции, которые можно выполнить только с использованием потоков заряженных веществ. Это, прежде всего, простота управления параметрами технологического процесса, поскольку, изменяя величину тока потока заряженных частиц и ускоряющего напряжения, можно в широких пределах регулировать скорость протекания процесса, а так же менять саму сущность процесса.

В настоящей работе рассмотрены процессы, определяющие параметры аргоновой плазмы в газоразрядной камере плазменной эмиссионной системы при внесении в камеру нанодисперсного SiO_2 . Газоразрядная камера (расчетная область) представляет собой цилиндрическую полость объемом V , в котором расположен накаливаемый катод площадью S_k , эмитирующий электроны, анод площадью S_a и стенки площадью S_{cm} , находящиеся под плавающим потенциалом. Катодные электроны, ускоряясь в двойном прикатодном слое

до энергии, соответствующей разности потенциалов между плазмой и катодом, производят ионизацию газа, а так же вводят в разряд энергию, обеспечивающую в разряде определенный уровень электронной T_e и ионной T_i температур. В работе для электронов использовалось равновесное (максвелловское) распределение по скоростям. В разрядах низкого давления ($p_0 = 1$ Па) при концентрации электронов в диапазоне 10^{12} - 10^{14} см^{-3} будет выполняться условие $T_e \gg T_i$.

Чтобы оторвать электрон от атома или иона, находящегося в невозбужденном состоянии, нужно совершить работу численно равную энергии связи электрона с ядром. Эта работа может быть совершена фотоном или частицей. Фотоны в плазме газовых разрядов имеют обычно длины свободного пробега, значительно превышающие размеры области с плазмой, и по этой причине покидают плазму практически не внося вклада в ионизацию. Взаимные столкновения ионов плазмы также не вносят вклада в ионизацию, поскольку относительные скорости, с которыми они происходят, малы. Таким образом, лишь электроны могут служить эффективными переносчиками энергии от внешнего источника к электронным оболочкам атома.

Налетающий электрон передает энергию не всему иону в целом, а лишь одному связанному электрону, и если переданная энергия превышает энергию связи, то происходит ионизация. Энергия связи $E_{св}$ и потенциал ионизации U_i связаны соотношением:

$$U_i = \frac{E_{св}}{e}. \quad (1)$$

Ионизация электронным ударом может происходить несколькими путями. Наиболее простой из них – прямая однократная ионизация с отрывом одного из внешних электронов. Результатом этого процесса

является увеличение заряда иона на единицу.

Каждый из перечисленных процессов ионизации характеризуется эффективным сечением реакции $\sigma_{z_1 \rightarrow z_2}(V_e)$, зависящим от скорости электрона V_e , исходного зарядового состояния z_1 и конечного z_2 .

Предположим, что из всех каналов ионизации преобладает последовательная однократная ионизация электронным ударом. Этот случай описан в работе [2], где приведено несколько полуэмпирических формул для расчета сечения ионизации. Наибольшее соответствие с экспериментальными данными дает формула Гризинского (Gryzinski):

$$\sigma_{z_1 \rightarrow z_2}(E_e) = \frac{\sigma_0}{E_i^2} f_3\left(\frac{E_e}{E_i}\right), \quad (2)$$

Здесь: $\sigma_0 = 6.56 \cdot 10^{-14} z_e^2$ (эВ²см²),

z_e – заряд налетающей частицы в единицах электронного заряда, т.е. для электрона 1; E_i – энергия, необходимая для удаления i -го электрона, эВ; E_e – энергия налетающего электрона в эВ;

$$f_3\left(\frac{T_e}{E_i}\right) = \frac{E_i}{T_e} \left(\frac{E_e - E_i}{E_e + E_i}\right)^2 \left[1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_i}{2E_e}\right) \ln\left(2.7 + \sqrt{\frac{E_i}{E_e} - 1}\right) \right] \quad (3)$$

Результат расчета сечений ионизации аргона по формуле (3) приведен на рис.1.

Следует отметить, что величина $\sigma_{z_1 \rightarrow z_2}(E_e)$ не имеет большой практической ценности, поскольку никак не учитывает распределение электронов в плазме по скоростям

Для того, чтобы учесть распределение электронов в плазме по скоростям, или, иначе говоря, функцию распределения электронов (ФРЭ),

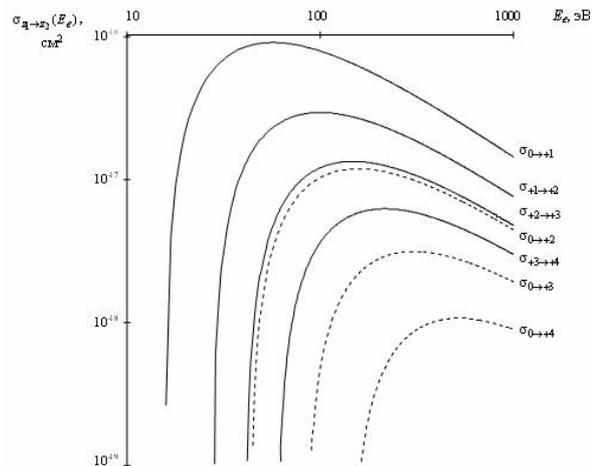


Рис. 1. Результаты расчета сечений ионизации аргона

введем усредненное по ФРЭ сечение ионизации $\langle \sigma_{z_1 \rightarrow z_2} V_e(T_e) \rangle$. Здесь T_e – это параметр распределения, электронная температура.

Функция распределения электронов.

В рассматриваемой нами плазме существуют две «разновидности» электронов – плазменные и катодные.

Поскольку, ускоряясь в прикатодном слое, катодные электроны приобретают значительную по сравнению с потенциалом ионизации аргона энергию, можно ожидать, что они внесут весомый вклад в ионизацию. Это обстоятельство не позволяет нам ограничиться учетом какого-либо одного вида электронов. В работе [3] для описания подобной плазмы предложено использовать двугрупповую ФРЭ. Если считать распределения катодных и плазменных электронов по отдельности максвелловскими

$$M(E_e, T_e) = 2\pi \left(\frac{e}{\pi k T_e}\right)^{1.5} \sqrt{E_e} \exp\left(\frac{-eE_e}{kT_e}\right)$$

то двугрупповая ФРЭ будет выглядеть так:

$$M_d(E_e, T_{e_k}, T_{e_{пл}}, n_e, n_{e_k}) = \frac{2\sqrt{E_e}}{n_e \sqrt{\pi}} \left[(n_e - n_{e_k}) \exp\left(\frac{-eE_e}{kT_{e_{пл}}}\right) \left(\frac{kT_{e_{пл}}}{e}\right)^{-1.5} + n_{e_k} \exp\left(\frac{-eE_e}{kT_{e_k}}\right) \left(\frac{kT_{e_k}}{e}\right)^{-1.5} \right]$$

где T_{e_k} и n_{e_k} – температура, и концентрация плазменных электронов; $T_{e_{пл}}$ – температура плазменных электронов; n_e – общая концентрация электронов в плазме. Ясно, что

$$n_e - n_{e_k} = n_{e_{пл}}$$

Сечения ионизации, усредненные по функции распределения электронов.

В общем виде сечение ионизации, усредненное по функции распределения электронов

$$\langle \sigma_{z_1 \rightarrow z_2}(E_e) V_e(E_e) \rangle (T_{e_k}, T_{e_{пл}}, n_e, n_{e_k}) = \int_0^{\infty} \sigma_{z_1 \rightarrow z_2}(E_e) V_e(E_e) M_d(E_e, T_{e_k}, T_{e_{пл}}, n_e, n_{e_k}) dE_e$$

Необходимо заметить, что выражение (3) для сечения ионизации не имеет смысла, если энергия налетающего электрона меньше чем пороговая энергия процесса. Поэтому нижний предел интегрирования в (4) необходимо устанавливать равным пороговой энергии процесса ионизации. Кроме того, в качестве верхнего предела интегрирования невозможно использовать бесконечность, так как интеграл вычисляется численным методом. В расчетах использовался верхний предел интегрирования 5 кэВ. Такое ограничение не вносит заметной погрешности т.к. в принятой ФРЭ доля электронов с энергиями, превышающими 5 кэВ крайне мала.

Задаваясь типичными для рассматриваемой плазмы значениями $T_{e_k} = 10^5$ К, $n_e = 10^{21}$ см⁻³,

$$\frac{n_e}{n_{e_k}} = 10, \text{ были получены}$$

зависимости различных сечений ионизации аргона, усредненных по ФРЭ, от температуры плазменных электронов (Рис. 2).

$$\langle \sigma_{z_1 \rightarrow z_2}(E_e) V_e(E_e) \rangle (T_e), \text{ см}^3/\text{сек}$$

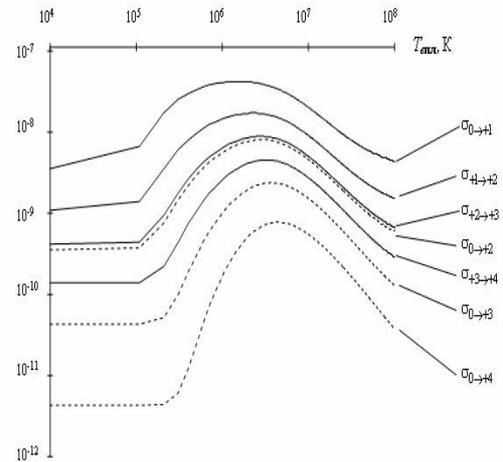


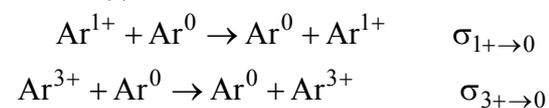
Рис. 2. Сечения ионизации аргона, усредненные по ФРЭ.

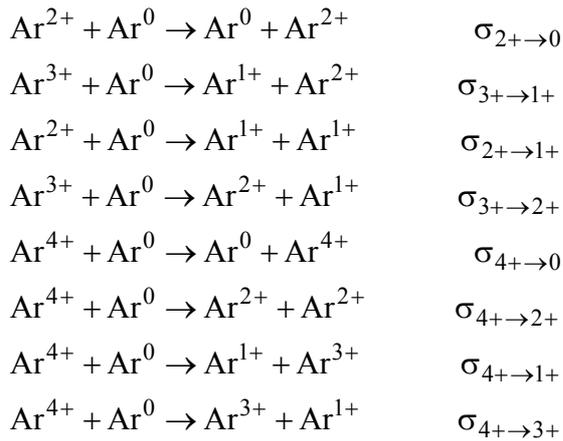
Перезарядка. (4)

Наиболее опасным процессом снижения кратности заряда является перезарядка многозарядных ионов на нейтральных атомах остаточного газа. Суть перезарядки состоит в том, что ион и нейтральный атом притягиваются друг к другу благодаря поляризации атома в электростатическом поле и обмениваются электронами, в результате чего рождаются две новые частицы.

Если в реакции перезарядки участвуют ион и нейтральный атом одинаковых видов, то такую перезарядку называют резонансной перезарядкой на нейтральных атомах.

При условии, что в газоразрядной камере источника МЗИ с импульсным питанием присутствуют только нейтральные атомы и ионы аргона с зарядностями +1 ÷ +4, можно выделить следующие реакции перезарядки и соответствующие им сечения взаимодействия:





Баланс частиц в плазме источника многозарядных ионов.

В двух предыдущих разделах мы рассматривали процессы, приводящие к образованию и уходу заряженных частиц в плазме, по отдельности и получили их основные параметры. Теперь рассмотрим эти процессы в комплексе, поскольку в плазме они протекают одновременно и тесно взаимосвязаны. Влияние геометрии разряда и некоторых его параметров на эффективность ионообразования и компонентный состав ионов можно рассмотреть на примере простой модели однородного разряда без внешнего магнитного поля, проведя расчет баланса частиц в разряде.

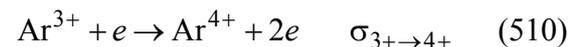
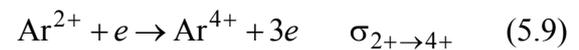
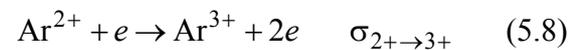
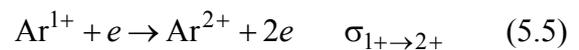
Вывод уравнений баланса частиц.

Пусть ГРК представляет собой некоторый объем V круглого или прямоугольного сечения, в котором имеется накатанный катод площадью S_k , эмитирующий электроны, анод площадью $S_{ан}$ и стенки площадью $S_{ст}$, находящиеся под плавающим потенциалом. Катодные электроны ускоряются в двойном прикатодном слое до энергии, соответствующей разности потенциалов между плазмой и катодом. Эти электроны ионизируют газ, а также вводят в разряд энергию, обеспечивающий определенный уровень электронной T_e и ионной T_i температуры. В разрядах низкого давления (менее 1 Па) при

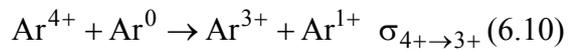
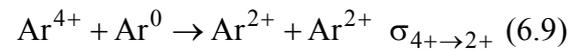
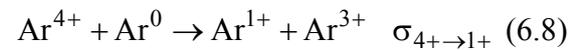
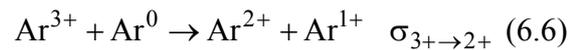
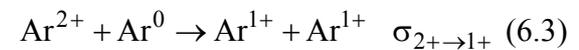
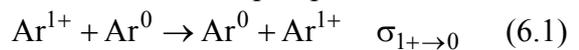
концентрации электронов $n_e = 10^{20} \div 10^{21} \text{ м}^{-3}$ выполняется условие $T_e \gg T_i$. При $T_e = 5 \div 10 \text{ эВ}$ (или $5.6 \cdot 10^4 \div 1.2 \cdot 10^5 \text{ К}$), что имеет место в разряде без магнитного поля, плазменные электроны дают значительный вклад в ионизацию газа, поэтому в уравнениях баланса частиц учитывается ионизация частиц и катодными, и плазменными электронами. Этот учет заключается в использовании введенной ранее двухгрупповой ФРЭ.

Ранее мы выделили следующие процессы, протекающие в плазме:

Ионизация:



Перезарядка:



Скорость каждой реакции пропорциональна произведению

концентраций взаимодействующих частиц и сечения взаимодействия, усредненного по распределению. Например, для реакции (5.10) интересующая нас скорость генерации Ar^{4+} будет:

$$q_{4+} = n_e n_{Ar^{3+}} \langle \sigma_{3+ \rightarrow 4+} V_e \rangle.$$

Здесь и далее $\langle \sigma_{3+ \rightarrow 4+} V_e \rangle$ – сечение взаимодействия, усредненное по распределению электронов по скоростям, является функцией переменных $T_{eK}, T_{eпл}, n_e, n_{eK}$, но поскольку такая запись слишком громоздка, она будет опущена.

В соответствии с (5.1) – (6.10) можно записать

Скорости генерации ионов Ar^{1+} , Ar^{2+} , Ar^{3+} и Ar^{4+} :

$$q_{1+} = n_e n_0 \langle \sigma_{0 \rightarrow 1+} V_e \rangle + n_0 V_i (n_2 \sigma_{2+ \rightarrow 1+} + n_3 \sigma_{3+ \rightarrow 1+} + n_4 \sigma_{4+ \rightarrow 1+} - n_1 \sigma_{1+ \rightarrow 0})$$

$$q_{2+} = n_e (n_0 \langle \sigma_{0 \rightarrow 2+} V_e \rangle + n_1 \langle \sigma_{1+ \rightarrow 2+} V_e \rangle) + n_0 V_i (n_3 \sigma_{3+ \rightarrow 2+} + n_4 \sigma_{4+ \rightarrow 2+} - n_2 (\sigma_{2+ \rightarrow 0} + \sigma_{2+ \rightarrow 1+}))$$

$$q_{3+} = n_e (n_0 \langle \sigma_{0 \rightarrow 3+} V_e \rangle + n_1 \langle \sigma_{1+ \rightarrow 3+} V_e \rangle + n_2 \langle \sigma_{2+ \rightarrow 3+} V_e \rangle) + n_0 V_i (n_4 \sigma_{4+ \rightarrow 3+} - n_3 (\sigma_{3+ \rightarrow 0} + \sigma_{3+ \rightarrow 1+} + \sigma_{3+ \rightarrow 2+}))$$

$$q_{4+} = n_e (n_0 \langle \sigma_{0 \rightarrow 4+} V_e \rangle + n_1 \langle \sigma_{1+ \rightarrow 4+} V_e \rangle) + n_2 n_e \langle \sigma_{2+ \rightarrow 4+} V_e \rangle + n_3 n_e \langle \sigma_{3+ \rightarrow 4+} V_e \rangle + n_0 n_3 V_i (\sigma_{4+ \rightarrow 0} + \sigma_{4+ \rightarrow 1+} + \sigma_{4+ \rightarrow 2+} + \sigma_{4+ \rightarrow 3+}),$$

где V_i – средняя арифметическая относительная скорость сталкивающихся иона и нейтрального атома

$$V_i = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M_{Ar}}}.$$

Здесь T – температура газа в камере, К; M_{Ar} – масса атома аргона, кг.

Рассматриваемая нами плазма считается квазинейтральной:

$$n_1 + 2n_2 + 3n_3 + 4n_4 \approx n_e, \quad (8)$$

поскольку $n_{eK} \ll n_e$.

Уравнение сохранения числа частиц запишем следующим образом:

$$n_{00} = n_0 + n_1 + n_2 + n_3 + n_4, \quad (9)$$

где n_{00} – первоначальная концентрация нейтральных частиц, а n_0 – установившаяся в разряде концентрация нейтральных частиц.

Предположим, что плазма однородна в объеме ГРК, и обозначим I_i поток частиц сорта $i=1 \div 4$, идущих из плазмы на стенки камеры. Из закона сохранения числа частиц следует, что

$$I_i = eq_i V. \quad (10)$$

Образующиеся в разряде ионы и атомы могут уходить на всю поверхность разрядной камеры. Тогда для однородного разряда плотность ионного тока на стенки

$$j_i = \frac{eq_i V}{S}. \quad (11)$$

Для решения системы уравнений баланса (7), (9) необходимо связать плотности токов j_i с параметрами плазмы. Плотность ионного тока на стенки может быть представлена выражением для плотности тока, идущего из плазмы на отрицательный по отношению к ней зонд:

$$j_i = C n_i \sqrt{\frac{2T_{eпл} k}{M_{Ar}}}, \quad (12)$$

где коэффициент C для цилиндрического зонда близок к 0,4; для плоского зонда (стенка) он, (7) по данным [Ошибка! Источник ссылки не найден.], может быть несколько меньше. Тогда из (10) и (11) имеем

$$q_i = \frac{C n_i}{\eta} \sqrt{\frac{2T_{eпл} k}{M_{Ar}}}, \quad (13)$$

где $\eta = \frac{V}{S_{ст}}$ – геометрический фактор ГРК.

Подставляя (13) в (7), получаем с учетом (8) и (9) систему из шести уравнений баланса частиц, связывающих между собой десять переменных:

$T_{eK}, T_{eпл}, n_e, n_{eK}, n_{00}, n_0, n_1, n_2, n_3, n_4$. На практике задаются значения

$T_{eк}, n_0, \frac{n_{eк}}{n_e}$, и меняется n_e при

измерении тока разряда. При этом в соответствии с уравнениями баланса частиц в разряде заданной геометрии ГРК должны установиться определенная температура плазменных электронов T_e и концентрации ионов n_1, n_2, n_3, n_4 .

В целях снижения объема вычислений из системы уравнений баланса частиц были изъяты члены, вклад которых наименее значим, а также исключен учет роли катодных электронов ($n_{eк} = 0$).

В итоге мы получаем связывает с помощью шести уравнений восемь неизвестных:

$T_{eпл}, n_e, n_{00}, n_0, n_1, n_2, n_3, n_4$. Решить

такую систему однозначно нельзя. На практике задаются значения $T_{eпл}, n_e$, а значения $n_{00}, n_0, n_1, n_2, n_3, n_4$ получают в результате решения. Выбор в качестве параметра $T_{eпл}$, а не n_0 сделан для упрощения решения уравнений системы, поскольку входящие в уравнения усредненные сечения $\langle \sigma_{z_1 \rightarrow z_2 + V_e} \rangle = f(T_{eпл})$ трудно представить в аналитическом виде.

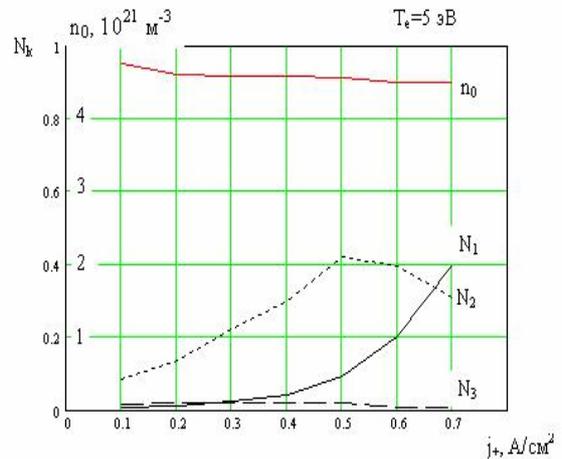
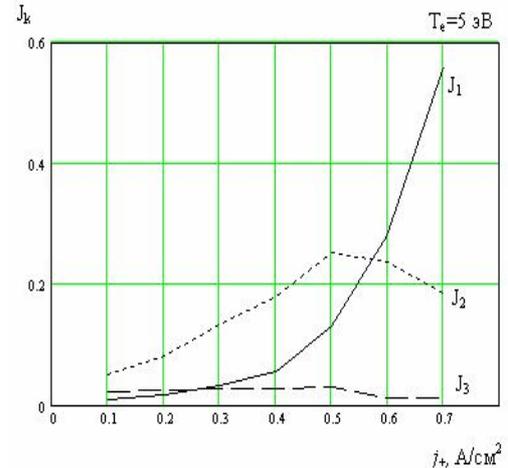
Результаты решения уравнения баланса.

При введении в плазму нанодисперсной фракции, в нашем случае это был порошок SiO_2 , параметры плазмы претерпевают значительные изменения. Аналогичным образом, приведенным выше были рассчитаны сечений ионизации SiO_2 , и данные были учтены при составлении и решении уравнений баланса частиц

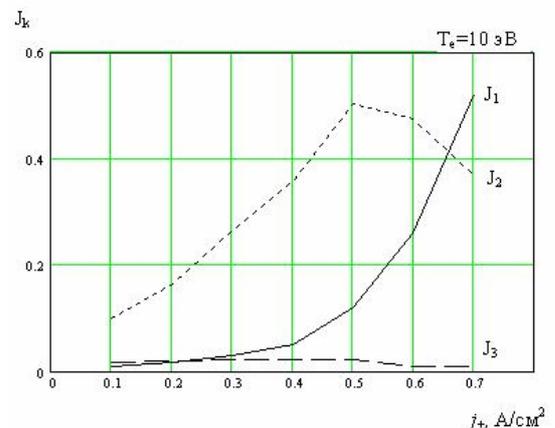
$$n_{00} = n_{00}(Ar) + n_{00}(SiO_2)$$

Результаты решения данной системы приведены на рис 3

а)

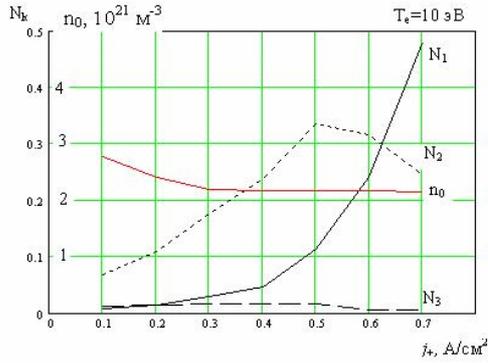


б)



Заключение.

В результате работы построена самосогласованная модель, описывающая процессы, происходящие в аргонной плазме при внесении в нее нанодисперсного материала, и позволяющая на количественном уровне оценить характер изменения зарядового состояния и компонентного состава аргонной плазмы, содержащую нанодисперсную фракцию. Предложенная модель дает возможность выбрать геометрические размеры ГРК и задаться начальной концентрацией n_0 молекул аргона для обеспечения оптимального режим работы ГРК. А так же дать рекомендации по оптимизации количества эффективно испаряемого материала при выбранных размерах ГРК и режимах ее работы



в)

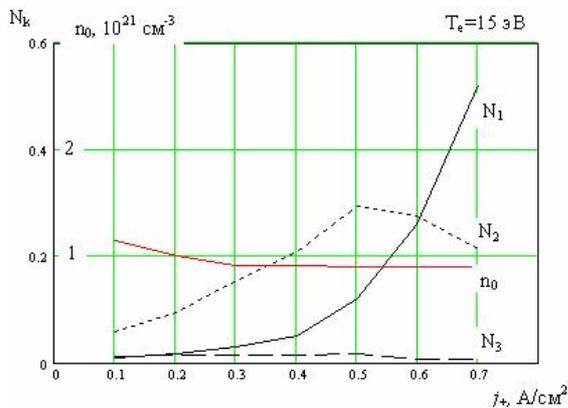
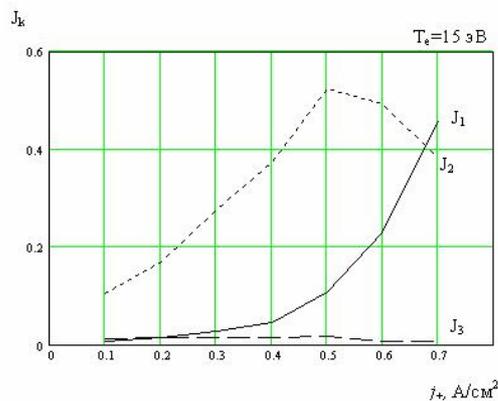


Рис. 3. Изменение $J_k = j_{+k}/j_+$, и $N_k = n_{0k}/n_0$ с изменением плотности ионного тока j_+ при различных значениях T_e . а) $T_e = 5 \text{ эВ}$, б) $T_e = 10 \text{ эВ}$, в) $T_e = 15 \text{ эВ}$

Список литературы.

1. Физика и технология источников ионов. / Под ред. Я. Брауна. М.: Мир, 1998 – 496с.
2. Vályi L.. Atom and ion sources. – Budapest.: Akadémiai Kiadó., 1977 – 429p.
3. Источники и ускорители плазмы. Межвузовский тематический сборник научных трудов. Выпуск 6. – Харьков, 1982 – стр. 29 – 38.
4. Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. – М.: Энергоатомиздат, 1981.