

04

Формирование плазмы в атмосфере азота импульсным электронным пучком вблизи диэлектрической мишени при форвакуумных давлениях

© А.В. Казаков,¹ Е.М. Окс,^{1,2} Н.А. Панченко¹

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634050 Томск, Россия

² Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055 Томск, Россия
e-mail: andrykazakov@gmail.com

Поступило в Редакцию 18 мая 2023 г.

В окончательной редакции 20 июля 2023 г.

Принято к публикации 20 июля 2023 г.

Исследованы особенности процессов формирования пучковой плазмы вблизи диэлектрической мишени из алюмооксидной керамики при ее облучении импульсным электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений (4–15 Па). Установлено, что плотность пучковой плазмы вблизи облучаемой мишени выше, чем при „свободном“ распространении электронного пучка. Наблюдаемое приращение плотности плазмы зависит от тока эмиссии (тока пучка), давления газа и ускоряющего напряжения. Влияние диэлектрической мишени на плотность пучковой плазмы обусловлено эмиссией электронов с поверхности мишени и некомпенсированным отрицательным потенциалом на поверхности мишени, который определяет энергию эмитированных электронов. Увеличение давления газа привело к меньшему приращению плотности пучковой плазмы вследствие уменьшения абсолютного значения отрицательного потенциала. Варьированием тока электронного пучка и ускоряющего напряжения можно контролировать плотность пучковой плазмы.

Ключевые слова: пучковая плазма, электронный пучок, форвакуумный диапазон давлений, плазменный источник электронов.

DOI: 10.21883/JTF.2023.09.56215.130-23

Введение

При инъекции и последующей транспортировке пучков заряженных частиц через газовую среду [1–6] и при прохождении лазерных пучков через газ [7,8] формируется так называемая пучковая плазма. В частности, пучковая плазма генерируется с помощью импульсных и непрерывных низкоэнергетичных (с энергией не более десятков keV) электронных пучков [4–6]. Пучковая плазма, формируемая электронными пучками, обладает свойствами, которые делают ее эффективным инструментом для решения различных научных и технологических задач, связанных с плазмохимическими процессами [9,10], обработкой (травление, активация и др.) поверхности материалов и изделий [11–13], формированием защитных и функциональных покрытий [14,15], синтезом наночастиц [16] и рядом других применений [17,18]. Также при использовании химически активных газов применение электронного пучка для формирования плазмы может позволить избежать проблем, связанных с отравлением электродов „обычных“ газоразрядных систем продуктами взаимодействия материала электродов с плазмой. Кроме того, электронно-лучевой способ получения пучковой плазмы может быть использован для генерации атомарных и молекулярных ионов, получение которых другими способами затруднено, посредством испарения мишени из необходимого материала элек-

тронным пучком. При этом электронный пучок одновременно обеспечивает испарение и ионизацию материала мишени [19].

Помимо параметров электронного пучка, плотность генерируемой пучковой плазмы сильно зависит от давления газа. Поэтому форвакуумные плазменные источники электронов [20–22], рабочее давление (1–100 Па) которых на 1–3 порядка выше, чем для „традиционных“ источников электронных пучков, обеспечивают формирование более плотной пучковой плазмы. Это позволяет осуществлять эффективную обработку различных диэлектрических материалов (керамики, полимеры, стекла) электронными пучками в форвакуумном диапазоне давлений вследствие того, что поток положительных ионов из пучковой плазмы обеспечивает компенсацию отрицательного заряда, приносимого электронным пучком на поверхность непроводящего материала [23,24].

Генерация пучковой плазмы в форвакуумном диапазоне давлений и ее влияние на установившийся потенциал диэлектрической мишени достаточно хорошо изучены для непрерывных электронных пучков с токами до сотен mA [25–27]. При таких токах отрицательный потенциал обычно не превышает сотен вольт и снижается при повышении давления газа. При облучении интенсивным импульсным электронным пучком с большими токами отрицательный потенциал также

уменьшается с ростом давления, но его величина может достигать единиц кВ при низких давлениях газа [23,24]. Такие значения потенциала могут оказывать влияние на формирование пучковой плазмы вблизи непроводящей мишени, что, в свою очередь, повлияет на обработку данной мишени. В связи с этим цель настоящей работы заключалась в исследовании особенностей формирования пучковой плазмы с помощью интенсивного импульсного электронного пучка вблизи диэлектрической мишени в форвакуумной области давлений.

1. Экспериментальная установка и методика эксперимента

Импульсный низкоэнергетичный (до 8 кэВ) электронный пучок большого радиуса генерировался широкоапертурным форвакуумным плазменным источником электронов, который устанавливался на фланце вакуумной камеры (рис. 1). Параметры, а также детальное описание конструкции и принципа действия использованного источника электронов представлены в [22]. Откачка вакуумной камеры осуществлялась только механическим форвакуумным насосом до предельного давления уровня 1 Па. Рабочее давление $p = 4\text{--}15$ Па регулировалось скоростью подачи газа (азот) в вакуумную камеру, скорость откачки камеры форвакуумным насосом при

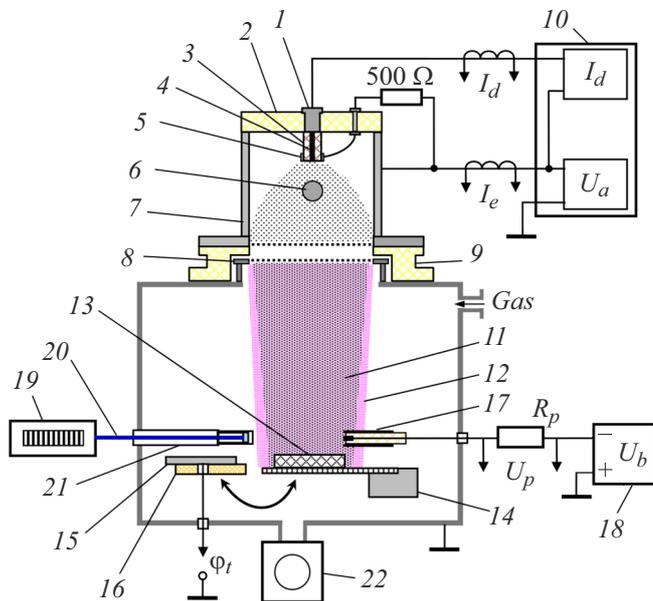


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — токоввод, 2 — изолятор, 3 — керамический изолятор, 4 — катод, 5 — поджигающий электрод, 6 — перераспределяющий электрод, 7 — анод, 8 — ускоряющий электрод, 9 — высоковольтный изолятор, 10 — блок питания, 11 — электронный пучок, 12 — пучковая плазма, 13 — керамическая мишень, 14 — система перемещения, 15 — металлическая мишень, 16 — изолятор, 17 — зонд, 18 — источник постоянного напряжения, 19 — спектрометр, 20 — оптоволоконно, 21 — вакуумный ввод, 22 — вакуумный насос.

этом оставалась неизменной. В экспериментах использовался азот высокой чистоты (объемная доля азота не менее 99,99%). С одной стороны, выбор рабочего газа обусловлен тем, что азот является одним из самых распространенных газов и широко используется в различных пучковых, плазменных и плазмохимических процессах. С другой стороны, азот обладает сечением ионизации, которое обеспечивает, как показали исследования с непрерывным электронным пучком [26], достаточно плотную пучковую плазму, а в случае форвакуумного импульсного источника электронов обеспечивает большее рабочее давление и/или большую длительность импульса пучка по сравнению с газами с большим сечением ионизации (например, аргон) [22].

Блок электрического питания плазменного источника электронов обеспечивал импульсный ток I_d дугового разряда, формирующего эмиссионную плазму, при постоянном ускоряющем напряжении U_a . Распространяясь в вакуумной камере, электронный пучок в результате ионизации рабочего газа формировал пучковую плазму. На пути распространения электронного пучка устанавливалась керамическая мишень из алюмооксидной керамики марки ВК 95-1 (диэлектрическая проницаемость — не более 10, удельное объемное электрическое сопротивление — не менее $10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$). Приемная поверхность мишени имела размеры 50×50 мм, а толщина мишени составляла 8 мм. Мишень устанавливалась на систему перемещения, которая обеспечивала перемещение мишени в вакуумной камере. Это позволило исследовать формирование пучковой плазмы как при наличии мишени, так и при „свободном“ распространении пучка. В обоих случаях на дне вакуумной камеры (на расстоянии 45 см от источника электронного пучка) располагался коллектор из нержавеющей стали. При облучении пучком мишень располагалась так, чтобы ее центр совпадал с осью симметрии электронного пучка, плоскость мишени была перпендикулярна направлению распространения пучка, а расстояние от источника электронов до мишени составляло 25 см. Диаметр электронного пучка в области расположения мишени составлял 7 см. Для исследования формирования пучковой плазмы при свободном распространении электронного пучка керамическая мишень перемещалась за пределы области транспортировки пучка. В ряде экспериментов для оценки величины потенциала, возникающего на керамической мишени при облучении электронным пучком, и его влияния на формирование пучковой плазмы использовалась мишень из нержавеющей стали, которая располагалась аналогично керамической мишени. Металлическая мишень имела такую же приемную поверхность 50×50 мм, но меньшую толщину — 2 мм. Мишень из нержавеющей стали крепилась к системе перемещения через изолятор, что позволяло осуществлять прямые измерения ее плавающего потенциала ϕ_f при облучении импульсным электронным пучком. Этот потенциал относительно земли измерялся осциллографическим пробником TESTEC HVP-15HF (рис. 1).

Поскольку прямые измерения тока I_b электронного пучка при облучении керамической мишени невозможны, ток пучка оценивался по измерению тока в цепи высоковольтного источника ускоряющего напряжения I_e , который практически не отличается от полного тока эмиссии из плазмы. Проведенные нами ранее исследования показали, что ток I_b электронного пучка, измеряемый цилиндром Фарадея, в зависимости от давления оказывается меньше на 25–35%, чем ток I_e [22]. Величина тока I_e в экспериментах составляла 10–40 А, ускоряющее напряжение U_a изменялось от 2 до 8 кВ. Длительность и частота следования импульсов тока разряда, а соответственно, и тока электронного пучка составляла $500 \mu\text{s}$ и 1 Hz соответственно. Параметры пучка были выбраны для обеспечения плотности энергии в импульсе, недостаточной для заметного испарения материала мишени. При этом поверхности использованных мишеней очищались и предварительно перед измерениями параметров пучковой плазмы подвергались длительному облучению пучком для удаления оставшихся легкоплавких включений и абсорбированного газа.

Плотность пучковой плазмы измерялась с помощью одиночного плоского зонда Люнгмюра с защитным экраном, предотвращающим попадание электронного пучка на собирающую поверхность зонда. Плоскость собирающей поверхности зонда располагалась параллельно направлению распространения пучка (т.е. параллельно оси симметрии пучка), а по горизонтальным координатам положение собирающей поверхности зонда совпадало с центром торца мишени. Диаметр собирающей поверхности зонда составлял 4 мм, а защитный экран (охранное кольцо) из нержавеющей стали выступал на 0.5 мм относительно собирающей поверхности зонда. Зонд устанавливался на систему перемещения, которая позволяла изменять расстояние L_p от источника электронов и соответственно расстояние L_t от мишени до зонда.

Поскольку функция распределения электронов по энергиям в пучковой плазме, формируемой в азоте, заметно отклоняется от распределения Максвелла [6,28], то, как и в работах [5,6], по зондовой характеристике определялась эффективная температура электронов. Далее эффективную температуру электронов, определяемую как две трети средней энергии электронов [6], будем называть просто температурой T_e электронов. В условиях эксперимента температура электронов T_e составляла величину от 1.1 до 2 eV. Плотность n_i пучковой плазмы оценивалась по току насыщения I_i на ионной ветви вольт-амперной характеристики зонда по формуле Бома [29,30] при отрицательном смещении $U_b = -100 \text{ V}$, при котором в условиях эксперимента всегда обеспечивался ток насыщения I_i . Ток I_i в цепи плоского зонда определялся измерением напряжения U_p на безиндуктивном сопротивлении $R_p = 1400 \Omega$, с последующим пересчетом в плотность тока j_i и плотность n_i плазмы. Оптические спектры излучения пучковой плазмы измерялись спектрометром Ocean Optics

HR4000CG-UV-NIR. Для вывода оптического излучения из вакуумной камеры использовалось оптоволокно, помещенное в специальный вакуумный ввод с кварцевым окном. Входная апертура оптоволокна ориентировалась так, что ось симметрии оптоволокна была направлена на ось симметрии пучка и перпендикулярна направлению распространения пучка.

2. Результаты экспериментов

На рис. 2 представлены типичные осциллограммы тока I_e эмиссии и плотности тока j_i ионов на одиночный лэнгмюровский зонд. Исследования показали, что в случае расположения керамической мишени на пути распространения электронного пучка плотность ионного тока j_i на зонд оказывается выше (рис. 2, кривая 2). С учетом незначительного изменения температуры электронов T_e при установке керамической мишени (при прочих неизменных параметрах) увеличение j_i свидетельствует о соответствующем увеличении плотности n_i пучковой плазмы вблизи мишени по сравнению с плотностью n_i при свободном распространении пучка. Далее на графиках представлены плотности (и нормированные на ток эмиссии I_e плотности) пучковой плазмы, определенные с учетом изменения температуры электронов. Увеличение тока I_e эмиссии приводит к увеличению температуры электронов T_e и практически к линейному росту плотности n_i плазмы, при этом вблизи керамической мишени плотность n_i увеличивается сильнее (рис. 3), т.е. приращение плотности плазмы Δn_i , возникающее при установке мишени, растет по мере увеличения I_e .

При ускоряющем напряжении $U_a < 3 \text{ kV}$ ток эмиссии I_e и соответственно ток электронного пучка I_b увеличиваются с ростом U_a , а при $U_a = 3 \text{ kV}$ ток I_e достигает насыщения [22]. Поскольку при $U_a < 3 \text{ kV}$

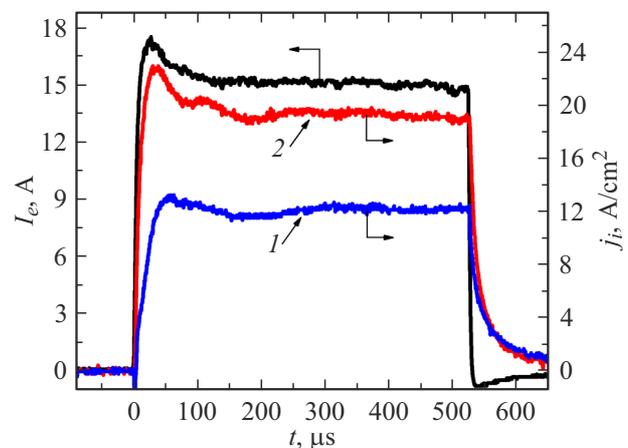


Рис. 2. Осциллограммы тока эмиссии и плотности ионного тока на зонд при свободном распространении электронного пучка (1) и при наличии керамической мишени на пути следования пучка (2), $U_a = 6 \text{ kV}$, $p = 8 \text{ Pa}$.

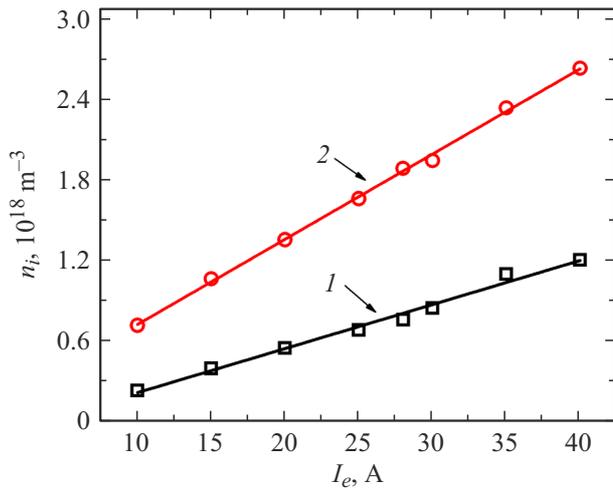


Рис. 3. Зависимость плотности пучковой плазмы n_i от эмиссионного тока I_e при $L_p = 20$ см, $p = 8$ Па, $U_a = 7$ кВ: 1 — свободное распространение электронного пучка; 2 — установлена керамическая мишень (расстояние между зондом и мишенью $L_t = 5$ см).

не всегда возможно обеспечить такой же ток эмиссии, как в режиме насыщения, при исследовании влияния ускоряющего напряжения на формирование пучковой плазмы неизменным поддерживался ток I_d разряда. По этой причине на рис. 4, 5 представлены значения плотности пучковой плазмы и интенсивности излучения спектральных линий азота, нормированные на ток I_e эмиссии (n_i/I_e и I_λ/I_e соответственно). На расстоянии от источника электронов $L_p < 15$ см в условиях „свободного“ распространения электронного пучка (т.е. без мишени) плотность n_i монотонно убывает по мере увеличения ускоряющего напряжения U_a во всем исследованном диапазоне давлений. На большем расстоянии ($L_p > 15$ см) в зависимости от давления рабочего газа плотность n_i может немонотонно зависеть от U_a . Так, например, при $L_p = 20$ см и $p < 6$ Па плотность n_i монотонно убывает по мере увеличения U_a , а при $p = 6$ Па и более плотность n_i немонотонно зависит от U_a (рис. 4, кривая 1). Сначала увеличение ускоряющего напряжения U_a обеспечивает рост плотности n_i пучковой плазмы, однако после достижения ускоряющим напряжением некоторой пороговой величины U_{a-1} („пороговое“ напряжение), дальнейшее увеличение U_a приводит к уменьшению плотности n_i .

Вблизи керамической мишени характер зависимости n_i от U_a оказывается более сложным. Помимо наличия экстремума при пороговом напряжении U_{a-1} , на зависимости n_i от U_a могут наблюдаться еще 1–2 точки перегиба (рис. 4, кривые 2, 4). При $U_a > U_{a-1}$ (в случае наличия „порогового“ напряжения U_{a-1}) плотность плазмы n_i уменьшается по мере увеличения ускоряющего напряжения U_a , но при достижении некоторого „граничного“ напряжения U_{a-2} наблюдается рост плотности плазмы n_i , который продолжается до достижения „второго

порогового“ напряжения U_{a-3} . Затем при $U_a > U_{a-3}$ плотность пучковой плазмы вновь убывает.

Исследования оптических спектров излучения пучковой плазмы подтвердили, что плотность пучковой плазмы выше при наличии керамической мишени, а также подтвердили сложный характер зависимости плотности n_i от ускоряющего напряжения. Для исследования плотности пучковой плазмы вблизи мишени входная апертура оптоволоконна устанавливалась на таком же расстоянии $L_p(L_t)$, что и одиночный зонд. На рис. 5 представлен типичный спектр излучения пучковой плазмы

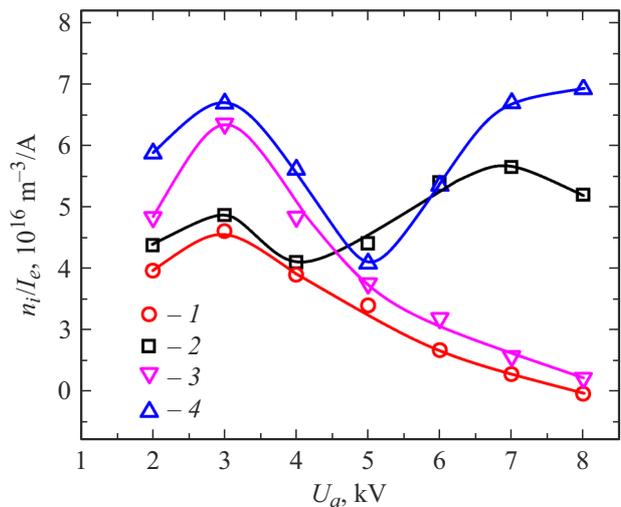


Рис. 4. Зависимость нормированной плотности пучковой плазмы n_i/I_e от ускоряющего напряжения U_a на различном расстоянии L_p при $p = 8$ Па в режиме насыщения $I_e = 20$ А: 1, 2 — $L_p = 22$ см ($L_t = 3$ см); 3, 4 — $L_p = 20$ см ($L_t = 5$ см); 1, 3 — свободное распространение электронного пучка; 2, 4 — установлена керамическая мишень.

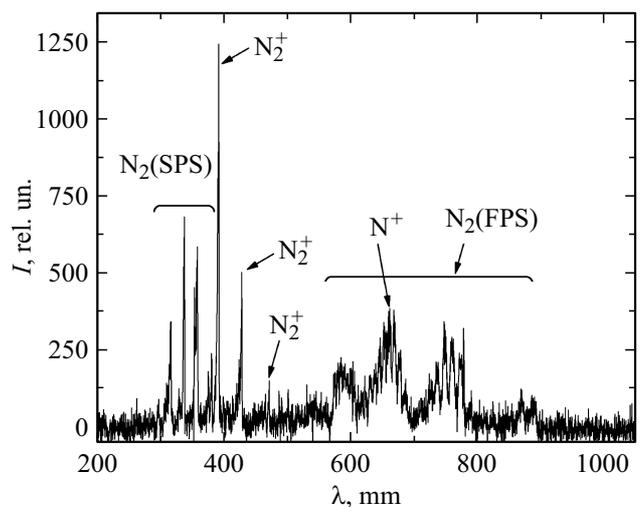


Рис. 5. Типичный спектр излучения пучковой плазмы при установленной на пути следования электронного пучка керамической мишени, $U_a = 4$ кВ, $p = 9.6$ Па (FPS и SPS — первая и вторая положительные системы излучения нейтральной молекулы азота соответственно).

мы. Оценка изменения плотности пучковой плазмы осуществлялась по спектральной линии молекулярного иона азота N_2^+ ($\lambda = 394.1$ nm), относящейся к первой отрицательной системе (FNS) излучения молекулы иона азота, и спектральной линии атомарного иона азота N^+ ($\lambda = 661$ nm), которые достаточно часто используются для оценки плотности плазмы [6]. Интенсивности спектральных линий $\lambda = 394.1$ nm (I_{394}) и $\lambda = 661$ nm (I_{661}) увеличиваются при установке керамической мишени на пути следования электронного пучка. Зависимости интенсивностей I_{394} и I_{661} от U_a имеют схожий характер с зондовыми измерениями зависимости n_i от U_a (рис. 6). Однако для интенсивности спектральной линии $\lambda = 394.1$ nm молекулярного иона азота I_{394} может не наблюдаться пороговое напряжение U_{a-1} . Наблюдаемые отличия, по-видимому, связаны с тем, что в апертуру оптоволоконна попадает и излучение от вышерасположенных ионов азота, в частности, интенсивность излучения от этих ионов может быть выше при малом ускоряющем напряжении. Кроме того, в спектре излучения пучковой плазмы также наблюдаются спектры первой положительной системы (FPS) излучения нейтральной молекулы азота [6,31], спектральные линии которой на шкале длин волн лежат вблизи рассматриваемой спектральной линии $\lambda = 661$ nm. Это приводит к тому, что вследствие недостаточно высокой разрешающей способности использованного спектрометра интенсивность спектральной линии $\lambda = 661$ nm (I_{661}) может искажаться вследствие наложения соседних спектральных полос. Поэтому использованный спектрометр не позволяет определять точные (реальные) значения плотности пучковой плазмы, но позволяет отслеживать тенденции изменения плотности плазмы.

Рост давления газа приводит к увеличению значений напряжений U_{a-2} и U_{a-3} . Поэтому при достижении некоторого давления экстремумов U_{a-2} и U_{a-3} может не наблюдаться (рис. 7). Например, при $L_p = 22$ cm при

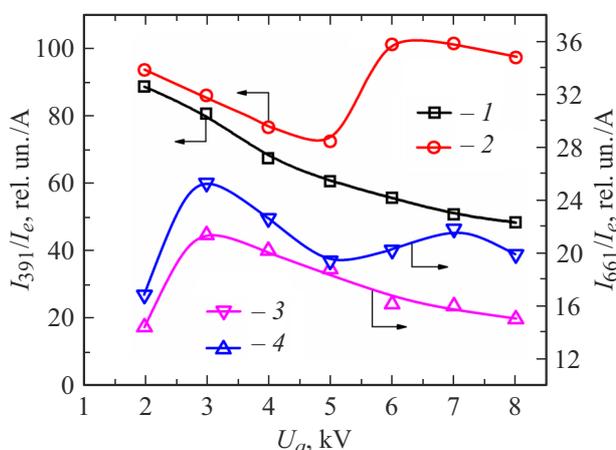


Рис. 6. Зависимости нормированных интенсивностей излучения I_{394}/I_e и I_{661}/I_e от ускоряющего напряжения U_a , $p = 8$ Pa, $L_p = 22$ cm: 1, 3 — „свободное“ распространение электронного пучка; 2, 4 — установлена керамическая мишень.

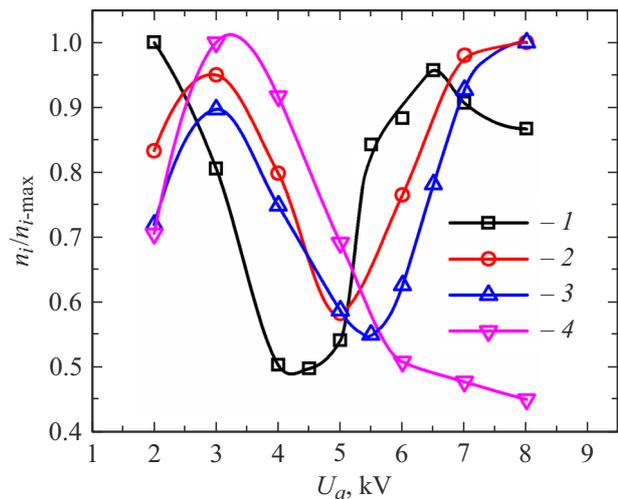


Рис. 7. Зависимость относительной плотности пучковой плазмы n_i/n_{i-max} от ускоряющего напряжения U_a при $L_p = 20$ cm; p : 1 — 5, 2 — 8, 3 — 9.6, 4 — 15 Pa.

достижении давления $p = 15$ Pa значения напряжений U_{a-2} и U_{a-3} превышают 8 kV, в результате чего после граничного напряжения U_{a-1} наблюдается только монотонный спад плотности плазмы. В то же время в этих условиях плотность пучковой плазмы вблизи мишени остается выше, чем при „свободном“ распространении электронного пучка. Разница Δn_i между плотностью плазмы при наличии мишени и без нее уменьшается по мере увеличения давления газа. Плотность n_i пучковой плазмы можно изменять варьированием тока эмиссии I_e электронного пучка, ускоряющего напряжения U_a и давления газа p . Полученные плотности n_i сравнимы с плотностями пучковой плазмы, полученными, например, в работах [4,12].

3. Обсуждение результатов

Поскольку по сравнению с рабочим газом N_2 доля молекул остаточной атмосферы (H_2 , O_2 , пары H_2O и др.) мала, вкладом этих молекул в формирование пучковой плазмы пренебрежем. Существует достаточно детальная модель пучковой плазмы [6], где рассмотрены различные процессы при формировании плазмы с помощью низкоэнергетичного электронного пучка в атмосфере азота в схожем диапазоне давлений. В настоящей работе ограничимся только рассмотрением процессов, связанных с формированием ионов азота. Существенный вклад в формирование ионов азота может давать ступенчатая ионизация молекулы азота в метастабильном состоянии $A_3\Sigma_u^+$ [32]. Однако по оценкам, сделанным в [6], при рассматриваемых давлениях электронный пучок формирует относительно мало метастабильных молекул азота в состоянии $A_3\Sigma_u^+$, поэтому вкладом этих молекул пренебрежем. В таблице представлены сечения процессов образования молекулярных ионов

Сечения (в m^2) процессов образования молекулярных ионов N_2^+ , возбужденных молекулярных ионов $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$, атомарных ионов N^+ и процесса диссоциации молекулы азота при взаимодействии с электронами для различных энергий электронов E_e

Процесс	$E_e = 0.1 \text{ keV}$	$E_e = 0.5 \text{ keV}$	$E_e = 2 \text{ keV}$	$E_e = 4 \text{ keV}$	Лит.
$e + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2e$	$2.615 \cdot 10^{-20}$	$1.428 \cdot 10^{-20}$	$0.521 \cdot 10^{-20}$	$0.25 \cdot 10^{-20}$	[33]
$e + N_2 \rightarrow N_2^+(B^2\Sigma_u^+) + 2e$	$0.232 \cdot 10^{-20}$	$0.13 \cdot 10^{-20}$	$0.05 \cdot 10^{-20}$	$0.03 \cdot 10^{-20}$	[34]
$e + N_2 \rightarrow N^+ + N + 2e$	$0.65 \cdot 10^{-20}$	$0.3 \cdot 10^{-20}$	$0.01 \cdot 10^{-20}$	$< 0.009 \cdot 10^{-20}$	[35]
$e + N_2 \rightarrow N + N + e$	$1.9 \cdot 10^{-20}$	$0.3 \cdot 10^{-20}$	$0.09 \cdot 10^{-20}$	$0.04 \cdot 10^{-20}$	[36]
$e + N \rightarrow N^+ + 2e$	$1.58 \cdot 10^{-20}$	$0.8 \cdot 10^{-20}$	$0.29 \cdot 10^{-20}$	$0.18 \cdot 10^{-20}$	[37]

азота N_2^+ , возбужденных молекулярных ионов $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ и атомарных ионов N^+ , а также процесса диссоциации молекулы азота электронным ударом, которые оказывают наибольший вклад в формирование пучковой плазмы [6]. По данным таблицы видно, что величина сечения процесса формирования молекулярного иона азота N_2^+ ($e + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2e$) в разы больше сечений процессов $e + N_2 \rightarrow N_2^+(B^2\Sigma_u^+) + 2e$ и $e + N_2 \rightarrow N^+ + N + 2e$. Сечение процесса $e + N \rightarrow N^+ + 2e$ оказывается меньше приблизительно в 1.65–1.35 раза по сравнению с процессом $e + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2e$, однако для его реализации сначала должна произойти диссоциация молекулы азота $e + N_2 \rightarrow N + N + e$. Сечение процесса диссоциации молекулы азота существенно уменьшается с ростом энергии E_e электронов и при $E_e \geq 0.5 \text{ keV}$ более чем в 5 раз меньше сечения процесса $e + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2e$. Поэтому далее для простоты рассмотрим формирование только молекулярных ионов азота N_2^+ . Сечение процесса $e + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2e$ далее будем называть просто сечением σ_i ионизации газа.

Качественно наблюдаемые в эксперименте отличия в формировании пучковой плазмы при наличии керамической мишени и при свободном распространении электронного пучка можно объяснить следующим образом. Поскольку коллектор пучка располагается на значительном удалении от плоского зонда (45 см), без керамической мишени формирование пучковой плазмы в „свободном“ пространстве на рассматриваемых расстояниях $L_p = 20\text{--}22 \text{ см}$ обеспечивается вследствие ионизации газа ускоренными электронами пучка, а также быстрыми (из „хвоста“ распределения электронов по энергии) электронами пучковой плазмы. По оценкам, сделанным в работах [6,38], скорость ионизации газа быстрыми плазменными электронами оказывается много меньше, чем скорость ионизации ускоренными электронами пучка. Поэтому вкладом плазменных электронов в формирование пучковой плазмы можно пренебречь. В приближении однородного распределения плотности тока j_e и соответственно плотности потока ускоренных электронов n_b по сечению электронного пучка можно записать уравнение баланса для ионов, предполагая, что потеря ионов происходит в основном за счет бомбового

тока с границы плазмы:

$$0.4n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \frac{S_p}{n_g} = n_b \sigma_i(U_a) \sqrt{\frac{2eU_a}{m_e}} L_p S_b, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, M_i — масса иона, n_g — плотность газовых нейтралов, определяемая давлением газа p , S_p — площадь плазмы, с которой пучковая плазма теряет ионы, e — элементарный заряд, m_e — масса электрона, L_p — длина цилиндрической области, занимаемой пучковой плазмой, S_b — площадь поперечного сечения пучка, $\sigma_i(U_a)$ — сечение ионизации газа ускоренными электронами пучка.

Зависимость сечения ионизации $\sigma_i(U_a)$ от ускоряющего напряжения (энергии электронов E_e) может быть оценена по формулам, представленным в [33]. При используемом ускоряющем напряжении U_a энергия электронов пучка E_e соответствует спадающей ветви зависимости сечения ионизации σ_i от энергии E_e , и при увеличении E_e с 2 до 8 keV сечение ионизации σ_i азота уменьшается примерно в 2.2 раза [33]. Поэтому наблюдаемое уменьшение плотности n_i можно связать с уменьшением σ_i по мере увеличения U_a . Уменьшение плотности n_i пучковой плазмы с ростом ускоряющего напряжения U_a (энергии пучковых электронов E_e) также наблюдалось при формировании пучковой плазмы непрерывным электронным пучком [25]. Кроме того, с ростом U_a снижается рассеивание электронного пучка на молекулах рабочего газа, и пучок становится более „сфокусированным“, что также может вносить вклад в формирование пучковой плазмы на периферии пучка, где располагается зонд. Немонотонная зависимость n_i от U_a , наблюдаемая при $L_p > 15 \text{ см}$, по-видимому, обусловлена изменением количества электронов, т.е. плотности потока ускоренных электронов n_b , которые на рассматриваемом расстоянии обладают энергией E_e , достаточной для ионизации газа. Уменьшение плотности электронов n_b и потеря энергии пучковыми электронами по мере распространения пучка через газ обусловлены рассеянием электронов на молекулах газа и реакциями ионизации, возбуждения, диссоциации молекул и атомов рабочего газ (сечения данных реакций растут по мере уменьшения U_a [33–37]). При $U_a < U_{a-1}$ на

расстояниях $L_p > 15$ см увеличение ускоряющего напряжения обеспечивает увеличение плотности ускоренных электронов n_b , обладающих энергией E_e , достаточной для ионизации газа на рассматриваемом расстоянии L_p (т.е. увеличивается количество актов ионизации молекул газа). При $U_a > U_{a-1}$ по мере дальнейшего роста ускоряющего напряжения число электронов с достаточной для ионизации энергией E_e изменяется слабо (либо практически не изменяется), и решающую роль играет уменьшение сечения ионизации σ_i .

После очистки и предварительного облучения („обезгаживания“) керамической мишени состав оптического излучения не отличается от случая формирования пучковой плазмы при „свободном“ распространении электронного пучка. По этой причине предполагаем, что состав газовой атмосферы вблизи мишени практически не отличается от случая „свободного“ распространения пучка. При облучении керамической мишени электронным пучком с поверхности мишени возникает вторичная электрон-электронная эмиссия. Также, поскольку на поверхности керамической мишени, облучаемой электронным пучком, возникает отрицательный потенциал, ионы из пучковой плазмы, ускоренные разностью потенциалов U_i между пучковой плазмой и керамической мишенью, при бомбардировке мишени вызывают ион-электронную эмиссию. Коэффициент выхода электронов γ_e при электрон-электронной эмиссии немонотонно зависит от энергии электронов [39], а коэффициент выхода γ_i при ион-электронной эмиссии увеличивается по мере роста энергии ионов [40]. Разность потенциалов U_i можно оценить, как

$$U_i = \varphi_p - \varphi_t, \quad (2)$$

где φ_t — потенциал поверхности керамической мишени относительно заземленных стенок камеры, φ_p — потенциал пучковой плазмы. Потенциал пучковой плазмы относительно стенок вакуумной камеры можно оценить по формуле [30]:

$$\varphi_p = -\ln\left(0.4\sqrt{\frac{\pi m_e}{4M_i}}\right) \frac{kT_e}{e}. \quad (3)$$

При использованных параметрах электронного пучка при напряжениях U_{a-2} и U_{a-3} потенциал поверхности керамической мишени много больше потенциала пучковой плазмы, поэтому можно принять $U_i \approx \varphi_t$.

Электроны, эмитированные с поверхности керамической мишени и ускоренные разностью потенциалов U_i , при достаточной энергии также ионизируют рабочий газ, что обеспечивает „дополнительный“ рост плотности пучковой плазмы вблизи мишени. С учетом эмиссии электронов с поверхности керамики можно записать уравнения баланса для токов на мишень и баланса ионов, аналогичные тем, что были получены в работе [25] при облучении изолированной металлической

мишени непрерывным электронным пучком:

$$\begin{aligned} & (1 - \gamma_e(U_{at}))j_e S_t + n_i e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left[-\frac{eU_i}{kT_e}\right] S_t \\ & - (1 + \gamma_i(U_i))0.4n_i e \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} S_t = 0, \quad (4) \\ & 0.4n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \frac{S_p}{n_g} = n_b \sigma_i(U_a) \sqrt{\frac{2eU_a}{m_e}} L_p S_b \\ & + \left(\gamma_e(U_{at})j_e + \gamma_i(U_i)0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}}\right) \\ & \times \frac{\sigma_i(U_i)}{e} \left(\frac{U_i}{W_i}\right) \left(1 - \exp[-L_p n_g \sigma_i(U_i)]\right) L_p S_t, \quad (5) \end{aligned}$$

где j_e — плотность тока пучка, которую можно оценить, как $\beta I_e/S_b$, $\beta = 0.65-0.75$ (в зависимости от давления p), W_i — энергия формирования ион-электронной пары, $\gamma_e(U_{at})$ — коэффициент вторичной эмиссии электронов, зависящий от U_a и U_i ($U_{at} = U_a - U_i$), $\gamma_e(U_{at})$ — коэффициент ион-электронной эмиссии, зависящий от U_i . Зависимость сечения ионизации $\sigma_i(U_i)$ от разности потенциалов U_i также можно оценить по формулам, представленным в [33].

В выражении (4) первое слагаемое представляет собой поток пучковых электронов на мишень минус поток вторичных электронов, эмитированных с поверхности мишени под действием пучковых электронов. Второе слагаемое описывает вклад потока тепловых электронов из пучковой плазмы через потенциальный барьер U_i на мишень. Третье слагаемое описывает бомовский ток ионов из пучковой плазмы, компенсирующий отрицательный заряд на поверхности мишени, и поток электронов, который возникает при бомбардировке мишени ионами, ускоренными разностью потенциалов U_i . В выражении (5) потеря ионов, обусловленная их уходом с поверхности пучковой плазмы (левая часть), компенсируется генерацией ионов вследствие ударной ионизации газа электронами пучка (первое слагаемое правой части) и ионизации газа электронами, эмитированными с поверхности керамики и ускоренными разностью потенциалов U_i по направлению от мишени (второе слагаемое правой части). Множитель $(1 - \exp[-L_p n_g \sigma_i(U_i)])$ правой части формулы (5) отвечает за уменьшение эффективности ионизации газа при увеличении энергии вторичных электронов, когда энергия вторичных электронов превышает 100 эВ [33].

При облучении изолированных и непроводящих мишеней непрерывным электронным пучком с токами до сотен мА абсолютное значение отрицательного потенциала мишени не превышает сотен вольт [23]. Поэтому в работах [25,41] коэффициент электрон-электронной эмиссии γ_e зависел только от ускоряющего напряжения, а ион-электронная эмиссия давала малый вклад,

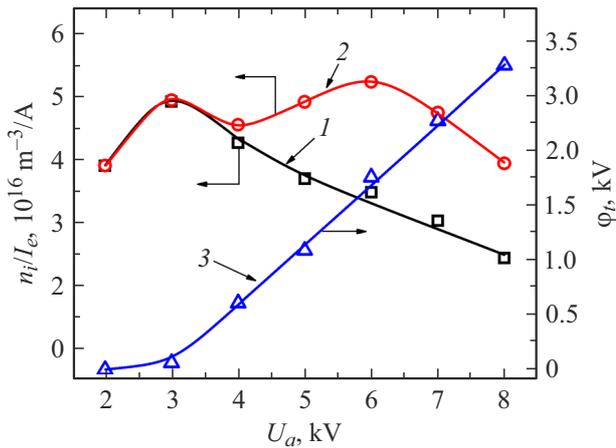


Рис. 8. Зависимости нормированной плотности n_i/I_e пучковой плазмы и потенциала ϕ_t от ускоряющего напряжения U_a при $p = 8 \text{ Па}$: 1 — n_i/I_e при заземленной мишени; 2 — n_i/I_e при изолированной металлической мишени; 3 — потенциал ϕ_t изолированной мишени.

и в работе [41] ею пренебрегали. Однако при облучении интенсивным импульсным электронным пучком (с током более 1 А) отрицательный потенциал может достигать единиц кВ [24]. Поэтому вследствие возможного существенного торможения электронов пучка разностью потенциалов U_t в выражениях (4) и (5) коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии $\gamma_e(U_{at})$ может существенно зависеть от U_a и U_t ($U_{at} = U_a - U_t$). Коэффициент $\gamma_e(U_t)$ увеличивается с ростом энергии ионов, поэтому вклад ион-электронной эмиссии растет по мере увеличения U_t . Увеличение тока эмиссии (тока пучка) при неизменном ускоряющем напряжении приводит к большему росту плотности плазмы вблизи мишени вследствие увеличения количества электронов, эмитированных с поверхности мишени и ускоренных разностью потенциалов U_t . Величина отрицательного потенциала ϕ_t на непроводящей мишени и соответственно разность потенциалов U_t убывает по модулю при росте давления рабочего газа и растет при увеличении ускоряющего напряжения и тока электронного пучка [23,24]. Поэтому наблюдаемый сложный характер зависимости n_i от U_a связан с изменением отрицательного потенциала на поверхности керамической мишени. Связь немонотонной зависимости n_i от U_a с потенциалом мишени ϕ_t подтверждается модельным экспериментом с металлической мишенью, облучаемой электронным пучком. При заземленной металлической мишени зависимость плотности n_i пучковой плазмы от ускоряющего напряжения U_a имеет такой же характер, как при „свободном“ распространении электронного пучка (рис. 8, кривая 1). Однако в случае изолированной металлической мишени по мере увеличения U_a наблюдается рост потенциала ϕ_t , и возникает немонотонная зависимость n_i от U_a (рис. 8, кривая 2), схожая с аналогичной зависимостью для керамической мишени.

Оптические измерения показали, что при заземленной металлической мишени интенсивность спектральных линий оказывается немного выше, чем при „свободном“ распространении электронного пучка, но на зависимостях интенсивностей спектральных линий от ускоряющего напряжения точки перегиба, соответствующие напряжениям U_{a-2} и U_{a-3} , не наблюдаются. При изолированной металлической мишени зависимости I_{394}/I_e и I_{661}/I_e от U_a имеют сложный характер, схожий с аналогичными зависимостями для керамической мишени. Количественные отличия в зависимостях для изолированной металлической мишени и керамической мишени обусловлены разными электрофизическими свойствами мишеней. В частности, например, величина потенциала, до которого заряжается поверхность керамической мишени, зависит от диэлектрической проницаемости материала [42].

При использованных ускоряющих напряжениях с ростом U_a уменьшается выход электронов с поверхности алюмооксидной керамики [39] и нержавеющей стали [43]. Однако рост U_t приводит к торможению электронов и росту коэффициента вторичной эмиссии $\gamma_e(U_{at})$. При этом рост U_t также приводит к увеличению коэффициента ион-электронной эмиссии $\gamma_i(U_t)$. Поэтому сначала (при $U_a > U_{a-2}$) при увеличении U_a наблюдается рост плотности n_i пучковой плазмы вследствие увеличения количества электронов, эмитированных с поверхности мишени и ускоренных разностью потенциалов U_t . Затем при превышении ускоряющим напряжением величины U_{a-3} , несмотря на рост $\gamma_i(U_t)$, дальнейший рост разности потенциалов U_t приводит к уменьшению сечения ионизации газа $\sigma_i(U_t)$, что в совокупности с уменьшением сечения ионизации газа пучковыми электронами $\sigma_i(U_a)$ и приводит к уменьшению n_i . Смещение напряжений U_{a-2} и U_{a-3} в сторону больших значений при увеличении давления газа обусловлено компенсацией отрицательного заряда на поверхности керамической мишени и соответственно уменьшением U_t .

Заключение

Проведены исследования процессов формирования пучковой плазмы вблизи диэлектрической мишени из алюмооксидной керамики при облучении интенсивным импульсным электронным пучком с током в десятки ампер в форвакуумном диапазоне давлений (4–15 Па). Показано, что плотность пучковой плазмы вблизи облучаемой керамической мишени выше, чем при „свободном“ распространении электронного пучка. Приращение плотности плазмы, возникающее при установке керамической мишени, зависит от тока эмиссии (тока пучка), давления газа и ускоряющего напряжения. Кроме того, плотность пучковой плазмы вблизи мишени зависит немонотонно от ускоряющего напряжения. Наблюдаемые зависимости для плотности пучковой плазмы вблизи мишени обусловлены эмиссией элек-

тронов с поверхности мишени и некомпенсированным отрицательным потенциалом, возникающим при облучении электронным пучком. Данный потенциал создает электрическое поле, которое тормозит электроны пучка и ускоряет электроны, эмитированные с поверхности керамики. Влияние отрицательного потенциала подтверждается тем, что увеличение давления газа, обеспечивающее уменьшение отрицательного потенциала по модулю, приводит к меньшему приращению плотности пучковой плазмы при установке керамической мишени. Варьированием тока электронного пучка и ускоряющего напряжения можно контролировать плотность пучковой плазмы.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № FEWM-2023-0012.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.K. Chu, X.P. Lu. *Low Temperature Plasma Technology: Methods and Applications* (CRC Press, Boca Raton, 2013)
- [2] E.B. Hooper Jr, O.A. Anderson, P.A. Willmann. *Phys. Fluids*, **22** (12), 2334 (1979). DOI: 10.1063/1.862545
- [3] K.S. Klopovsky, A.V. Mukhovatova, A.M. Popov, N.A. Popov, O.B. Popovicheva, T.V. Rakhimova. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27** (7), 1399 (1994). DOI: 10.1088/0022-3727/27/7/010
- [4] S.G. Walton, C. Muratore, D. Leonhardt, R.F. Fernsler, D.D. Blackwell, R.A. Meger. *Surf. Coatings Technol.*, **186** (1–2), 40 (2004). DOI: 10.1016/j.surfcoat.2004.04.007
- [5] E.H. Lock, R.F. Fernsler, S.G. Walton. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **17** (2), 025009 (2008). DOI: 10.1088/0963-0252/17/2/025009
- [6] E.H. Lock, R.F. Fernsler, S.P. Slinker, I.L. Singer, S.G. Walton. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47**, 425206 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/42/425206
- [7] J.A. Aguilera, C. Aragon. *Spectrochim. Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, **59** (12), 1861 (2004). DOI: 10.1016/j.sab.2004.08.003
- [8] L.J. Radziemski. *Lasers-Induced Plasmas and Applications* (CRC Press, Boca Raton, 2020)
- [9] T. Vasilieva, S. Lopatin, V. Varlamov, V. Miasnikov, A.M. Hein, M. Vasiliev. *Pure Appl. Chem.*, **88** (9), 873 (2016). DOI: 10.1515/pac-2016-0603
- [10] T.M. Vasilieva, I.K. Naumova, O.V. Galkina, E.V. Udoratina, L.A. Kuvschinova, M.N. Vasiliev, Khin Maung Htay, Htet Ko Ko Zaw. *IEEE Transactions on Plasma Sci.*, **48** (4), 1035 (2020). DOI: 10.1109/TPS.2020.2980200
- [11] A.S. Klimov, I.Yu. Bakeev, E.M. Oks, V.T. Tran, A.A. Zenin. *Vacuum*, **196**, 110722 (2022). DOI: 10.1016/j.vacuum.2021.110722
- [12] D. Leonhardt, C. Muratore, S.G. Walton, D.D. Blackwell, R.F. Fernsler, R.A. Meger. *Surf. Coatings Technol.*, **177**, 682 (2004). DOI: 10.1016/j.surfcoat.2003.08.007
- [13] S.G. Walton, D.R. Boris, S.C. Hernandez, E.H. Lock, T.B. Petrova, G.M. Petrov, E.A. Joseph. *Microelectron. Engineer.*, **168**, 89 (2017). DOI: 10.1016/j.mee.2016.11.003
- [14] Н.В. Гаврилов, А.И. Меньшаков. *ЖТФ*, **82** (3), 88 (2012). [N.V. Gavrilov, A.I. Men'shakov. *Tech. Phys.*, **57** (3), 399 (2012). DOI: 10.1134/S1063784212030073]
- [15] T. Vasilieva, I. Sokolov, A. Sigarev, A. Tun Win. *Open Chem.*, **13** (1), 204 (2015). DOI: 10.1515/chem-2015-0015
- [16] S. Ghosh, D.R. Boris, S.C. Hernandez, C.A. Zorman, S.G. Walton, R.M. Sankaran. *Plasma Processes and Polymers*, **14** (12), 1700079 (2017). DOI: 10.1002/ppap.201700079
- [17] V.O. Konstantinov, V.G. Shchukin, R.G. Sharafutdinov, V.M. Karsten, G.G. Gartvich, O.I. Semenova. *Plasma Phys. Reports*, **36**, 1278 (2010). DOI: 10.1134/S1063780X10130313
- [18] R.G. Sharafutdinov, V.O. Konstantinov, V.I. Fedoseev, V.G. Shchukin. *Plasma Phys. Reports*, **44**, 886 (2018). DOI: 10.1134/S1063780X18090143
- [19] R. Nishio, K. Tsuchida, M. Tooma, K. Suzuki. *J. Appl. Phys.*, **72** (10), 4548 (1992). DOI: 10.1063/1.352334
- [20] А.А. Зенин, А.С. Климов, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс. *Письма в ЖТФ*, **39** (10), 9 (2013). [A.A. Zenin, A.S. Klimov, V.A. Burdovitsin, E.M. Oks. *Tech. Phys. Lett.*, **39** (5), 454 (2013). DOI: 10.1134/S1063785013050271]
- [21] В.А. Бурдовицин, И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин, Д.Б. Золотухин, А.В. Казаков, А.С. Климов, А.В. Медовник, Е.М. Окс, А.В. Тюньков. *Доклады ТУСУРа*, **19** (2), 5 (2016). DOI: 10.21293/1818-0442-2016-19-2-5-10
- [22] A.V. Kazakov, A.V. Medovnik, E.M. Oks, N.A. Panchenko. *Rev. Sci. Instruments*, **91**, 093304 (2020). DOI: 10.1063/5.0023172
- [23] V.A. Burdovitsin, A.S. Klimov, A.V. Medovnik, E.M. Oks. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **19** (5), 055003 (2010). DOI: 10.1088/0963-0252/19/5/055003
- [24] В.А. Бурдовицин, В.С. Гулькина, А.В. Медовник, Е.М. Окс. *ЖТФ*, **83** (12), 134 (2013). [V.A. Burdovitsin, V.S. Gul'kina, A.V. Medovnik, E.M. Oks. *Tech. Phys.*, **58** (12), 1837 (2013). DOI: 10.1134/S1063784213120086]
- [25] V.A. Burdovitsin, E.M. Oks, D.B. Zolotukhin. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51** (30), 304006 (2018). DOI: 10.1088/1361-6463/aace4a
- [26] А.С. Климов, М.И. Ломаев, Е.М. Окс, А.П. Андрейчик. *ЖТФ*, **87** (2), 192 (2017). [A.S. Klimov, E.M. Oks, A.P. Andreichik, M.I. Lomaev. *Tech. Phys.*, **62** (2), 218 (2017). DOI: 10.1134/S1063784217020128]
- [27] D.B. Zolotukhin, V.A. Burdovitsin, E.M. Oks. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **25** (2), 015001 (2015). DOI: 10.1088/0963-0252/25/1/015001
- [28] V.P. Kononov, M.A. Skorik, E.E. Son. *Proceedings of XX International Conference on Phenomena in Ionized Gases* (Italy, 1991), p. 405–406.
- [29] О.В. Козлов. *Электрический зонд в плазме* (Атомиздат, М., 1969)
- [30] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Наука, М., 1992)
- [31] R.S. Mangina, J.M. Ajello, R.A. West, D. Dziczek. *Astrophys. J. Supplement Series*, **196** (1), 13 (2011). DOI: 10.1088/0067-0049/196/1/13
- [32] V. Guerra, P.A. Sa, J. Loureiro. *Europ. Phys. J.—Appl. Phys.*, **28**, 125 (2004). DOI: 10.1051/epjap:2004188
- [33] W. Hwang, Y.K. Kim, M.E. Rudd. *J. Chem. Phys.*, **104**, 2956 (1996). DOI: 10.1063/1.471116

- [34] D.E. Shemansky, X. Liu. *J. Geophys. Research: Space Phys.*, **110** (A7), A073071 (2005). DOI: 10.1029/2005JA011062
- [35] Y. Itikawa. *J. Phys. Chem. Refer. Data*, **35**, 31 (2006). DOI: 10.1063/1.1937426
- [36] S.G. Walton, D.R. Boris, S.C. Hernández, E.H. Lock, Tz.B. Petrova, G.M. Petrov, R.F. Fernsler. *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, **4** (6) N5033 (2015). DOI: 10.1149/2.0071506jss
- [37] Y.-K. Kim, J.-P. Desclaux. *Phys. Rev. A*, **66**, 012708 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevA.66.012708
- [38] A.B. Тюньков, А.А. Андронов, Ю.Г. Юшков, Д.Б. Золотухин. *Письма в ЖТФ*, **49** (10), 13 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.10.55427.19539
- [39] J. Cazaux. *Nucl. Instruments and Methods in Phys. Res. Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **244** (2), 307 (2006). DOI: 10.1016/j.nimb.2005.10.006
- [40] N.R. Rajopadhye, V.A. Joglekar, V.N. Bhoraskar, S.V. Bhoraskar. *Solid State Commun.*, **60** (8), 675 (1986). DOI: 10.1016/0038-1098(86)90266-8
- [41] V.A. Burdovitsin, D.B. Zolotukhin, E.M. Oks, N.A. Panchenko. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **52** (28), 285204 (2019). DOI: 10.1088/1361-6463/ab1381
- [42] E.I. Rau, E.N. Evstaf'eva, M.V. Andrianov. *Phys. Solid State*, **50**, 621 (2008). DOI: 10.1134/S1063783408040057
- [43] M. Kaminsky. *Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces* (Academic, NY., 1965)