

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОДПОРОГОВОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ВОЛНОВОМ ПУЧКЕ В ВОЗДУХЕ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА

© 2021 г. К. В. Артемьев<sup>a</sup>, Г. М. Батанов<sup>a</sup>, А. М. Давыдов<sup>a</sup>, Н. К. Бережецкая<sup>a</sup>,  
В. Д. Борзосекон<sup>a</sup>, Л. В. Колик<sup>a</sup>, Е. М. Кончекон<sup>a,\*</sup>, И. А. Косый<sup>a</sup>,  
А. Е. Петров<sup>a</sup>, К. А. Сарксян<sup>a</sup>, В. Д. Степахин<sup>a</sup>, Н. К. Харчев<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: konchekov@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 09.11.2020 г.

После доработки 10.12.2020 г.

Принята к публикации 11.12.2020 г.

Анализ совокупности экспериментов по изучению подпороговых микроволновых самоподдерживающихся несамостоятельных (СНС) разрядов позволил оценить объем активной зоны самостоятельных нитевидных разрядов, возникающих в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Показано, что этот объем составляет 0.04–0.1 объема волнового пучка. Показано, что в процессах плазмохимического воздействия СНС-разряда перемешивание прореагировавшего в активных областях вещества с газом вне активных областей повышает цену плазмохимического процесса. Уменьшение энергетической цены плазмохимических процессов требует увеличение отношения объема микроволнового пучка к объему плазмохимического реактора. Предложена схема проточного реактора с многомодовым волноводом и оценена возможная производительность такой конструкции в процессах деструкции вредных примесей в газовых смесях.

*Ключевые слова:* микроволновый подпороговый разряд, гиротрон, газоразрядная очистка воздуха, ионизационно-перегревная неустойчивость, плазмохимический реактор

DOI: 10.31857/S0367292121050012

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Последние несколько лет подпороговые микроволновые разряды в волновых пучках были использованы в различных плазмохимических приложениях [1–3]. В этих исследованиях, как правило, использовались разряды в гауссовых квазиоптических пучках излучения миллиметрового диапазона длин волн (75 ГГц) отечественных гиротронов с мощностью 0.1–0.6 МВт при длительности импульсов 0.1–10 мс. Особенностью таких разрядов является их ячеистая структура, возникающая в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости в плазмы ультрафиолетового (УФ) ореола на фронте головной части разряда (см., например, [4, 5]). Согласно нелинейной теории ионизационно-перегревной неустойчивости [6] в плазме микроволнового разряда происходит взрывной рост температуры и плотности электронов при резком падении плотности и уменьшении роста температуры газовых молекул в узких линейных каналах с поперечным размером равным примерно скин-слою. Ячеистая структура таких разрядов регистрируется на фотографиях свечения разряда и на теневых фо-

тографиях возмущения плотности [7]. Такая мелкая ячеистая структура фронта разряда позволяет рассматривать протекание процессов ионизации, диссоциации, возбуждения, нагрева в нитевидных разрядах, а процессы закалки продуктов реакции в остальных частях разряда на фронте в плазме УФ-ореола и за фронтом при релаксации параметров плазмы, температуры и возмущений плотности газа. В плазмохимических экспериментах [1–3] получены данные об энергетической цене тех или иных реакций. При этом процессы проведены в закрытых объемах последовательной серии импульсных разрядов в условиях, когда объем, занимаемый волновым пучком, значительно меньше объема реактора, а обработка всей массы газа производится в условиях его перемешивания между сериями разрядных импульсов. При этом, естественно, воздействию разрядных импульсов по мере увеличения их числа подвергается не смесь первоначального состава, а газовая смесь, в которой происходит накопление продуктов реакции. Это обстоятельство существенно увеличивает энергетическую цену реакции того или иного процесса.

В связи с этим возникают вопросы о соотношении размера области энерговыделения с общим объемом охваченного разрядом и объемом, занимаемым волновым пучком: о плотности энергии, выделяющейся в активной области, о возмущении вне активной области, их масштабе и времени релаксации возмущений, а так же вопросы влияния этих характеристик разряда на эффективность плазмохимического реактора.

## 2. ОЦЕНКА МАСШТАБА ОБЛАСТЕЙ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИЙ ВОЗМУЩЕНИЙ

Измерения перемещения фронта волны ионизации в подпороговом разряде  $V_z$  и температура газа  $T_g$  в головной части, позволяют оценить максимальный размер области, занимаемой нитевидными каналами, возникающими в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Действительно, при известной интенсивности микроволнового излучения в заданном сечении волнового пучка на его оси  $S_0$  и скорости фронта  $V_z$ , удельный энерговыдел в разряд составит  $q_0 = S_0/V_z$ . Измерение температуры  $T_g$  на данном участке разряда за время прохождения головной частью разряда этого участка позволяет оценить удельные энергозатраты на нагрев исходной плотности газа  $q = N_0 T_g$ . Измерения показывают [8], что  $q \gg q_0$ , что естественно, если нагрев происходит в нитевидных разрядах, занимающих малый объем в разряде. Используемая нами методика определения температуры по спектру континуума свечения разряда дает максимальные значения температуры, характеризующую локальную область разряда [9]. При этом интенсивность свечения малых по радиусу областей может превосходить интенсивность свечения нагретых локальных областей большего масштаба [9]. Вследствие этого отношение  $q_0/q = \alpha$  дает максимальную величину объема каналов нитевидных разрядов. Результаты измерений в воздухе при атмосферном давлении дают значение  $\alpha \leq 0.15$  [8].

Теневые фотографии головной части разряда показывают, что возмущения плотности представляют собой набор плотно прилегающих друг к другу ячеек, вытянутых вдоль электрического поля волны с поперечным размером около четверти длины волны излучения [10]. Таким образом, сечение области энерговыделения внутри таких ячеек равна или меньше  $\alpha$ , а поперечник  $D_0 \leq \alpha^{1/2} \lambda_0 / 2 = 0.08$  см.

Другую оценку можно получить из сопоставления результатов измерений генерации в подпороговом разряде в воздухе окислов азота [11] и результатов расчета их концентрации из модели работы [12].

Согласно результатам [11] концентрация окислов азота  $[\text{NO}_x]_1$  в объеме реактора при удельном энерговыделении  $2 \text{ Дж/см}^3$  составляет  $4 \times 10^3 \text{ ppm}$ , т.е.  $[\text{NO}_x]_1 = 10.8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При этом число импульсов при мощности излучения 300 кВт и длительности импульса 0.7 мс составило  $N_1 = 67$ , т.е. концентрация, созданная за один разряд равна  $[\text{NO}_x]_2 = [\text{NO}_x]_1 / N_1 = 1.62 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Объем, занимаемый волновым пучком, составлял 0.11 от объема реактора. Следовательно, средняя концентрация окислов азота в объеме волнового пучка равнялась  $[\text{NO}_x]_3 = [\text{NO}_x]_2 / 0.11 = 1.47 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Расчеты по модели работы [12] дают зависимость образования окислов азота в активной области разряда от скорости остывания продуктов реакции. При времени падения температуры до исходного уровня 1 мс концентрация достигает величины  $[\text{NO}_x]_m = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Практически при больших временах остывания газа наработка окислов азота остается постоянной. Таким образом, отношение объема активных областей, в которых произошло образование окислов, к объему занимаемому волновым пучком, может быть оценено как  $\alpha = [\text{NO}_x]_3 / [\text{NO}_x]_m = 0.147$ . Следовательно, диаметр активной зоны равен  $D_0 = \alpha^{1/2} \lambda_0 / 2 = 0.08$  см, что близко к значению  $D_0$ , полученному выше из измерений температуры газа и скорости фронта разряда. Оценка величины скин-слоя при плотности плазмы  $N_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и понижении плотности молекул в нитях в 20 раз из-за роста температуры до 6 кК дают значение  $\delta = c / (2\pi\sigma\omega)^{1/2} = 2.5 \times 10^{-2}$  см, что приблизительно в 10 раз меньше величины скин-слоя в момент возникновения ионно-перегревной неустойчивости при исходной плотности газа  $N_g = 2.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Таким образом, при движении волны ионизации подпорогового разряда за его головной частью остается более 90% газа, не подвергнувшегося воздействию разряда. В последующих за первым разрядах возможно как развитие нитевидных каналов на тех же координатах, как в первом разряде, так и в областях, в которых в предыдущих импульсах не возникали нитевидные разряды. При больших временных интервалах между импульсами велика вероятность перемешивания газа, подвергнувшегося воздействию, с остальным газом, окружающим области нитевидных каналов.

Удельная энергия, поглощенная в области каналов, как мы видим, должна быть почти на два порядка выше средней удельной энергии, определенной как  $q_0 = S_0/V_z$ . Можно также оценить погонную джоулеву мощность, выделяющуюся в нитях. Очевидно, что эта величина равна  $q_1 = \pi\delta^2\sigma E^2$ . И следовательно  $q_1 = c^2 E^2 / (2\omega)$ . При характерном значении поля в работах [1–3]

$E = 3$  кВ/см получим значение  $q_1 = 10$  кВт/см. Эта величина в 4–5 раз выше, чем можно было бы ожидать, видимо из-за завышения напряженности поля в нитевидном канале.

В нелинейной теории ионизационно-перегревной неустойчивости [6] предполагается изобаричность расширения ранее нагретого в нитях газа. Теневые фотографии [7] демонстрируют расстояние между центрами возмущений плотности  $\Delta l = \lambda/2 = 0.2$  см. Таким образом, на переднем фронте разряда образование каналов и расширение нагретых в нитях газа увеличивает плотность газа между ячейками. Из соотношения радиуса каналов и расстояния между центрами ячеек  $\Delta l$  ясно, что изменение плотности газа составит  $\Delta N_0 = \alpha N_0 = 10^{18}$  см<sup>3</sup>. Такая же величина возмущений плотности газа, видимо, будет и на фронте головной части разряда. При одновременном возникновении разрядных нитей на фронте разряда потоки газа, возникшие из-за расширения газа в нитях, будут сталкиваться на линии фронта.

Время релаксации возмущений, вызванных движением головной части разряда по газу, определяется временем релаксации плотности газа и временем релаксации температуры. Для области нитевидных каналов релаксация температуры за счет теплопроводности происходит за время около  $4 \times 10^{-6}$  с, а на размере отдельной ячейки с  $\Delta l = 0.2$  см постоянная релаксации  $\sim 10^{-2}$  с. Это же время соответствует времени прогрева всей массы газа вне нитевидных разрядов за счет выделившегося в нитях джоулевого тепла. Теневые фотографии показывают сохранение мелкоячеистой структуры в поперечном сечении в течение 6 мс. Повторное включение микроволновых импульсов показывает, что при задержке между импульсами 8 мс, пробой газа в импульсе следующим за первым, происходит на координатах остановки разряда в первом импульсе [3]. При задержке в 16 мс пробой происходит, как и в первом импульсе, на инициаторе. Из этого наблюдения можно заключить, что для релаксации возмущений плотности достаточно 16 мс.

### 3. ЭФФЕКТ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЦЕНА РЕАКЦИЙ

Таким образом при реализации одного разряда воздействию подвергается только малая часть газа ( $\alpha$ ). Для реализации плазмохимического процесса во всем объеме газа, как минимум, необходимо  $1/\alpha$  разрядов. Такой оптимальный случай может быть реализован, если в каждом последующем импульсе нитевидные разряды протекают в областях, не захваченных нитевидными разрядами в предыдущих импульсах. В случае полного перемешивания газа за время между импульсами следующие друг за другом волны ионизации про-

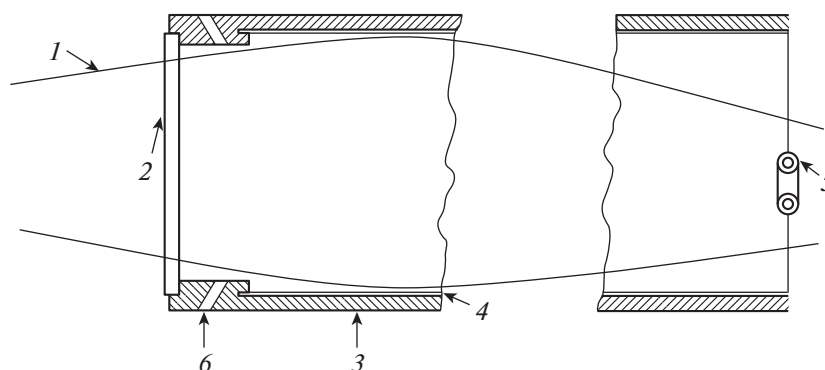
текают в смесях с измененным составом от прошедших до этого импульсов. Очевидно, что пренебречь эффектом перемешивания можно в первых нескольких импульсах, когда изменение состава газа незначительно. Очевидно также, что этому условию на графиках зависимости количества наработанного продукта реакции от величины энерговклада соответствует начальный линейный участок этой зависимости (см., например, рис. 4 из [11]).

Энергетические затраты принято оценивать при переработке 80–90% исходного продукта, например, в процессах конверсии смеси метана и углекислого газа в синтез-газ [13].

Можно разделить плазмохимические реакции на два характерных класса: процессы с высоким выходом полезного продукта и процессы деструкции примесей, загрязняющих газ. К первому классу относятся такие реакции как конверсия метана и углекислого газа в синтез-газ, как реакция наработки окислов азота в воздухе. Ко второму классу можно отнести реакции разложения примесей окислов серы, сероводородов, меркаптанов и. т.д.

Оптимальное количество импульсов для первого класса реакций можно определить если принять, что в каждом нитевидном разряде происходит полная диссипация молекул газа, а в процессе релаксации при закалке происходит образование нужного продукта. Равновесие между процессами синтеза в период закалки и процессами диссоциации в нитевидных каналах должно возникнуть, когда количество синтезируемого вещества в каналах во время закалки станет равным количеству диссоциирующего в каналах того же вещества, содержащегося в смесях исходных продуктов и синтезированного вещества, созданного в предыдущих импульсах. Можно показать, что число таких импульсов равно  $m = 1/\kappa(1 - \mu)$ , где  $\mu$  – отношение концентрации молекул в одном импульсе синтезируемого вещества к полной концентрации молекул или атомов в нитевидном канале,  $\kappa$  – отношение объема нитей к полному объему газа. В качестве примера используем результаты работ [11, 12] по синтезу окислов азота. Полная концентрация атомов азота и кислорода в нитях  $[M]_0 = 1.35 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а образованных окислов  $\Delta[NO_x] = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, т.е.  $\mu = \Delta[NO_x]/[M]_0 = 0.074$ . Число разрядов составляло  $m = 124$ , т.е.  $\kappa = 1/m(1 - \mu) = 0.009$ . Поскольку объем реактора в 10 раз больше объема, занимаемого волновым пучком, то объем нитей в разряде составляет  $10\kappa = 0.09$ , что близко к значению, полученному в предыдущем разделе.

Для второго класса реакций – реакций деструкции данного типа молекул X с концентрацией [X], в каждом разряде разрушается  $\Delta[X] = \kappa[X]$ .



**Рис. 1.** Схема промышленного реактора. 1 – излучение, 2 – радиопрозрачное окно, 3 – металлический волновод, 4 – кварцевая труба, 5 – тороидальный возбуждатель разряда, 6 – каналы подачи рабочего газа.

Нетрудно видеть, что после  $m$  разрядов средняя концентрация молекул  $X$  в объеме реактора упадет до  $[X] = [X]_0 (1 - \kappa)^m$ , где  $[X]_0$  – начальная концентрация молекул  $X$  в объеме реактора.

Из приведенных выше выражений для числа разрядов, необходимых для получения положительного эффекта видно, что перемешивание ведет к повышению затрат энергии. Наименьшие затраты будут в случае, если совпадает объем реактора и объем волнового пучка. При этом для второго класса реакций – реакций деструкции, прекращение процессов перемешивания позволяет существенно понизить энергетические затраты. Действительно, в случае, когда объем волнового пучка равен объему реактора, величина  $\kappa$  равна отношению объема нитевидных каналов к объему волнового пучка. Примем эту величину равной 0.1. Тогда при отсутствии перемешивания для деструкции 90% примеси в объеме газа потребуется 9 импульсов. При полном перемешивании для деструкции 90% примеси потребуется уже  $m = \log(0.1) / \log(1 - \kappa) = 1/0.046 = 22$  импульса.

В качестве одного из возможных вариантов оптимизации конструкции реактора рассмотрим схему проточного реактора с использованием сверхразмерного волновода (рис. 1.) Расходящийся Гауссов пучок через радиопрозрачное окно попадает в сверхразмерный цилиндрический волновод и отражаясь от стенок волновода фокусируется в области инициатора разряда. Такая геометрия обеспечивает максимальное заполнение объема волновода пучком микроволн при сохранении его фокусировки. Проток газа осуществляется от входного окна вдоль оси волновода, что обеспечивает защиту радиопрозрачного окна от продуктов реакции. Скорость течения газа  $U_z$  выбирается исходя из заданного среднего удельного энерговыклада, определяемого интенсивностью излучения  $S_0$ , скоростью перемещения фронта разряда  $V_z$ , и необходимого числа им-

пульсов  $N$ :  $U_z = V_z \cdot \Delta T / N(\Delta T + t)$ , где  $\Delta T$  – длительность импульса,  $t$  – интервал между импульсами, т.е. скорость газа равна длине разряда  $L = U_z \cdot \Delta T$ , деленной на длительность пачки из  $N$  импульсов, следующих с частотой  $f = 1/(t + dt)$ . Как было показано [3] интервал между импульсами  $T_n$  может быть менее 16 мс, а число импульсов не может быть менее 10. Поэтому при скоростях распространения разряда  $(1-2) \times 10^4$  см/с и длительности импульса до 10 мс, скорость течения газа не превысит 4 м/с.

Ранее было показано, что характерное время выравнивания температуры газа за фронтом разряда за счет теплопроводности составляет около 3 мс. Такой же порядок величины имеет и время диффузии. Об этом свидетельствует и величина задержки, необходимой для включения второго импульса – 16 мс. Следовательно, можно сделать заключение, что внутри области занятой волновым пучком, происходит эффективное перемешивание газовых молекул.

Таким образом, термическое воздействие разряда на газ неизбежно связано с эффектом перемешивания продуктов плазмохимической реакции с исходным составом газовой смеси. В связи с этим интересным является сопоставление результатов эксперимента по деструкции меркаптанов и сероводорода [14, 15]. Если в случае деструкции примеси молекул меркаптанов было необходимо затратить  $\sim 10$  Дж/см<sup>3</sup>, то в случае сероводорода энергетическая цена упала до 2 Дж/см<sup>3</sup>. Такая разница в 5 раз не может быть объяснена пятикратным изменением объема нитевидных каналов. Можно предположить, что в случае сероводорода помимо термического воздействия имеет место дополнительный механизм воздействия, например УФ-излучение нитевидных каналов, вызывающее диссоциацию молекул сероводорода. Кроме того, внедрение в газовую смесь нагретых до высокой температуры атомов

азота и кислорода, вытесненных из нитевидных каналов, может спровоцировать инициацию химических реакций вне объема нитевидных каналов. Таким образом, в дальнейшем имеет смысл проанализировать роль названных процессов в энергетическом балансе.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Время воздействия микроволнового подпорогового разряда на газовую смесь ограничено скоростью перемещения его головной части, а объем обрабатываемой области ограничен объемом, занимаемым нитевидными каналами и примыкающими к ним областями несамостоятельного разряда в УФ-ореоле каналов. Вследствие этого протекание плазмохимических процессов требует многократного повторения разрядных импульсов. Частота повторения импульсов ограничена временем релаксации возмущений плотности, вызванных разрядом в предыдущем импульсе. Вследствие этого существенное влияние на эффективность протекания реакций оказывает процесс перемешивания газовой смеси как внутри объема волнового пучка в интервалах между отдельными импульсами, так и между объемом, занимаемым волновым пучком и остальным объемом реактора. Понижение энергетической цены возбуждаемой в газе реакции требует повышения отношения объема волнового пучка к объему реактора. По-видимому, этого можно достигнуть в схеме проточного реактора с многомодовым волноводом.

Наиболее высокие энергетические затраты экспериментально были получены при синтезе окислов азота и конверсии углекислого газа и метана в синтез газ [11, 13]. Следовательно, в этих процессах мы имеем наименьший объем области, занимаемой нитевидными разрядами по сравнению с объемом волнового пучка. Величина отношения объемов этих областей  $\alpha < 0.1$ . В случае реакции деструкции окислов серы  $\text{SO}_2$  и сероводорода  $\text{H}_2\text{S}$  энергетическая цена оказалась почти на порядок меньше. Следовательно, объем зоны, в которой протекает плазмохимический процесс, на порядок превышает объем нитевидных каналов. Это указывает на возможность плазмохимических процессов в несамостоятельном разряде УФ-ореола нитевидных каналов.

Работа выполнена за счет средств проекта РНФ № 17-12-01352.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kossyi I.A., Nefedov V.I., Sarksyian K.A., Kharchev N.K. // Journal of Physics: Conference series. 2017. № 907. P. 012022.

2. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Давыдов А.М., Кончечков Е.М., Каторгин И.Н., Косый И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Темчин С.М., Харчев Н.К. // Прикладная физика. 2017. № 5. С. 10.
3. Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Malakhov D.V., Petrov A.E., Sarksyian K.A. Stepakhin V.D. // 10<sup>th</sup> International workshop "Strong microwaves and terahertz waves: sources and applications, 17–22 July 2017, Nizhny Novgorod–Moscow, proceedings. P. 99–100.
4. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А., Магунов А.Н., Силаков В.П., Тарасова Н.М. // Вопросы физики плазмы и плазменной электроники. Труды ФИАН. 1985. Т. 160. С. 174.
5. Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kozhevnikova N.A., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Sarksyian K.A., Stepakhin V.D., Sysoev S.O., Temchin S.M., Kharchev N.K. // Plasma Physics Reports. 2019. V. 45. № 6. P. 523–526.
6. Ким А.В., Фрейман Г.М. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 3. С.601.
7. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Кончечков Е.М., Косый И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 1. С. 88.
8. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Косый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 9. С. 839.
9. А.Н. Магунов. Спектральная пирометрия. М.: Физматлит, 2012.
10. Kossyi I.A. // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 09–12 January 2006. Reno, Nevada, Report AIAA-1457.
11. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Косый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 3. С. 264–272.
12. Борзосеков В.Д., Грицинин С.И., Шахатов В.А. Физика плазмы (в печати), 2021.
13. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Косый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // XLIII международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. Февраль 8–12. 2016. С. 240.
14. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Косый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 6. С. 483–486.
15. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Косый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // XLV международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. 2018. С. 225.