

4. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г. Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1988.
5. Irons F. E., Peacock N. S. A spectroscopic study of the recombination of  $C^{+6}$  to  $C^{+5}$  in an expanding laser-produced plasma // *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*— 1974.— V. 7, N 15.
6. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г. Экспериментальное исследование эффективности торможения магнитным полем расширяющихся облаков диамагнитной плазмы // *Физика плазмы.*— 1986.— Т. 12, вып. 10.
7. Takagi S., Ohtani S., Kadota K., Fujita J. Cross-section for one-electron capture by highly stripped ions of Be, B and C from H and Ar below 40 keV // *J. Phys. Soc. Jap.*— 1983.— V. 52, N 11.
8. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1982.
9. Потташ С. Планетарные туманности.— М.: Мир, 1987.

г. Новосибирск

Поступила 27/III 1991 г.

УДК 537.52; 531

В. П. Силаков, А. В. Чеботарев

## СТАБИЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ НЕРАВНОВЕСНОГО ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

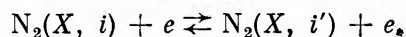
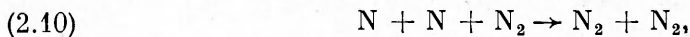
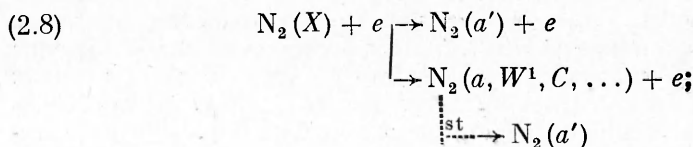
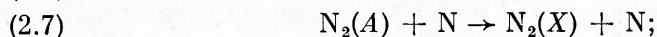
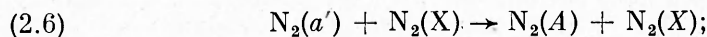
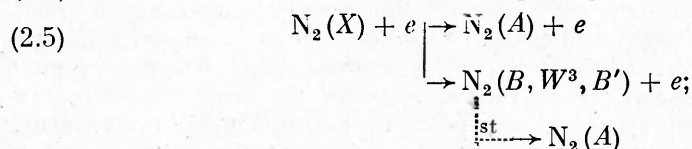
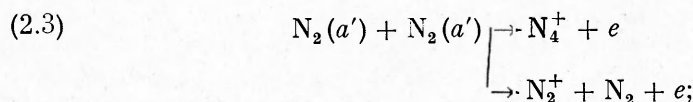
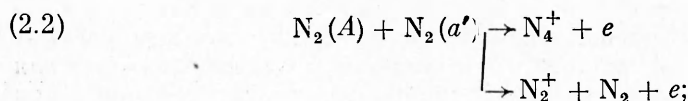
1. Потребности лазерной техники и плазмохимии давно определяют повышенный интерес к исследованиям неравновесных газовых разрядов высокого давления в быстропроточных системах. Сейчас такие исследования приобрели особую актуальность в связи с появлением возможности эффективной накачки внутренних степеней свободы частиц в безэлектродных несамостоятельных СВЧ-разрядах [1]. Однако эксперимент показывает, что при больших удельных энерговкладах электрическая прочность слабоионизованных молекулярных газов заметно снижается [2—4]. Применительно к азотной плазме данное явление может быть вызвано процессами ассоциативной ионизации электронно-возбужденных метастабилей  $A^3\Sigma_u^+$  и  $a'^1\Sigma_u^-$  [5, 6] (условия пробоя газа с учетом указанных процессов ионизации и быстропотекающих реакций тушения электронно-возбужденных состояний молекул невозбужденными молекулами найдены в [7]). Предполагается [3, 7], что процессы ассоциативной ионизации стимулируют развитие ионизационно-перегревной неустойчивости с контракцией плазмы. Согласно [8], подсветка газа УФ-излучением (например, для поддержания несамостоятельного разряда) также может привести к существенному уменьшению электрической прочности среды. При изучении режимов накачки колебательных уровней молекул наряду с названными причинами неустойчивости «горения» разряда в потоке необходимо учитывать возможность прихода в разрядную область газодинамических возмущений, возникающих ниже по течению в колебательно-возбужденном газе (в случае формирования возмущения ударного типа в условиях сильной колебательной неравновесности такое явление может сыграть дестабилизирующую роль даже в сверхзвуковых потоках [9]). В настоящей работе теоретически исследуется влияние процессов возбуждения и дезактивации электронных и колебательных уровней частиц газа на параметры безэлектродного импульсно-периодического СВЧ-разряда в потоке плотного молекулярного азота, а также обсуждаются наиболее стабильные режимы накачки колебательных степеней свободы молекул.

2. Рассмотрим одномерное течение газа из молекул  $N_2$  и частиц при-  
меси, происходящее вдоль оси  $X$  со скоростью  $D$ . Пусть в начальный мо-

мент времени газ во всем пространстве находится в равновесном состоянии при температуре  $T_0$  и давлении  $p_0$ . Далее в области  $0 \leq x \leq x_1$  включается однородное амплитудно-модулированное СВЧ-поле с напряженностью  $E_m(t) \sin \omega t$  ( $E_m(t)$  и  $\omega$  — амплитуда и частота поля). Если у границы  $x = 0$  постоянно обеспечивается малая предйонизация азота, то в этой области при  $t > 0$  начинает формироваться неравновесная низкотемпературная плазма. За время  $\Delta t \approx x_1/D$  прохождения макроскопической газовой частицы через разрядную область в результате взаимодействия поля с плазмой осуществляется вклад энергии в нагрев электронного компонента и в возбуждение внутренних степеней свободы молекул. После взаимодействия неравновесная среда релаксирует в области  $x > x_1$ .

Рассмотрение разрядных явлений будем проводить при условии, что  $\nu_e \ll \omega \ll \nu_p$  ( $\nu_e$  и  $\nu_p$  — частоты релаксации энергии и импульса электронов при столкновении с нейтралами). Тогда кинетические коэффициенты электронов определяются параметром  $E/n_2$ , где  $E(t) = E_m(t)/\sqrt{2}$  и  $n_2$  — концентрация молекул  $N_2$  [10]. В качестве основы кинетической схемы взаимодействия электрического поля с предйонизованным газом возьмем кинетическую схему, приведенную в [7], в которую наряду с процессами прямой ионизации молекул электронами входят процессы ассоциативной ионизации, обусловленные парными взаимодействиями метастабильных электронно-возбужденных молекул  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  и  $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$ . Заселение метастабильных уровней происходит не только за счет непосредственного возбуждения молекул электронами, но также за счет процессов тушения более высоких уровней невозбужденными молекулами. В рекомбинационном распадае плазмы основную роль играют комплексные ионы  $N_4^+$ .

Дополненная процессами возбуждения колебательных уровней и диссоциации молекул электронным ударом кинетическая схема разряда определяется реакциями:



Для сокращения записи реакций электронные состояния молекул обозначались одной буквой. Содержание ионов  $N_2^+$  и  $N_4^+$  в плазме регулируется процессами  $N_2^+ + N_2 + N_2 \rightleftharpoons N_4^+ + N_2$ , которые при высоком давлении и низкой температуре газа гораздо быстрее происходят в прямом направлении [11]. Поэтому в нашем случае ионы  $N_2^+$  в плазме практически отсутствуют и ее ионный состав определяется главным образом частицами  $N_4^+$ .

При постановке задачи было предусмотрено введение примесного компонента в газовый поток. Необходимость его присутствия диктуется тем, что в ряде случаев он должен предотвратить или замедлить лавинообразное размножение электронов в разряде, которое может начаться из-за процессов ассоциативной ионизации. В качестве стабилизирующего компонента газа брались молекулы CO, которые, не подвергаясь практически разрушению электронным ударом и не оказывая влияния на динамику электронного компонента плазмы, связанного с процессами прямой ионизации, сравнительно эффективно тушат возбуждения  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  (константа скорости тушения  $A$ -уровня молекулами CO равна  $K_T = 2,4 \times 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с [12]), а следовательно, уменьшают роль реакции (2.2). Дополнительным преимуществом использования указанной примеси является возможность экспериментального наблюдения по ее ИК-излучению за релаксацией колебаний молекул азота [13].

Накачку и релаксацию колебаний молекул  $N_2$  будем рассматривать в рамках модели поуровневой кинетики ангармонических осцилляторов [14, гл. 4]. Тогда с учетом всего сказанного уравнения, описывающие динамику разряда, представим в виде

$$(2.11) \quad \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial (n_e v)}{\partial x} &= K_1 n_2 n_e + K_2 n_A n_{a'} + K_3 n_{a'}^2 - K_4 n_e^2, \\ \frac{\partial n_{a'}}{\partial t} + \frac{\partial (n_{a'} v)}{\partial x} &= (K_5 n_e + K_6 n_{a'}) n_2 - (K_7 n + K_T n_{CO} + K_2 n_{a'}) n_A, \\ \frac{\partial n_{a'}}{\partial t} + \frac{\partial (n_{a'} v)}{\partial x} &= K_8 n_2 n_e - (K_6 n_2 + K_2 n_A + 2K_3 n_{a'}) n_{a'}, \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (n v)}{\partial x} &= 2n_2 (K_9 n_e - K_{10} n^2), \\ \frac{\partial n_{CO}}{\partial t} + \frac{\partial (n_{CO} v)}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial n_{(i)}}{\partial t} + \frac{\partial (n_{(i)} v)}{\partial x} &= \pi_{i(e)} + n_2 (\pi_{i+1} - \pi_i), \quad i = 0, 1, \dots, i_*, \\ \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(\mathcal{E} + p) v] &= \eta_T \sigma E^2 - n_2 \sum_{i=1}^{i_*} E_i (\pi_{i+1} - \pi_i), \\ \frac{\partial (n_2 v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{p}{m} + n_2 v^2 \right] &= 0. \end{aligned}$$

Здесь  $n_e$ ,  $n_{CO}$ ,  $n$  — концентрации электронов, молекул CO и атомов N;  $n_A$ ,  $n_{a'}$  — концентрация  $A$ - и  $a'$ -метастабилей;  $n_{(i)}$  — концентрация молекул азота, находящаяся на  $i$ -м колебательном уровне основного электронного состояния;  $v$  — скорость газа;  $K_1, K_2, \dots, K_{10}$  — константы скорости реакций (2.1)–(2.10);

$$\pi_{i(e)} = \begin{cases} -n_e \left( n_{(0)} \sum_{j=1}^8 K_{0j} - \sum_{j=1}^8 K_{j0} n_{(j)} \right), & i = 0, \\ n_e (K_{0i} n_{(0)} - K_{i0} n_{(i)}), & i = 1, 2, \dots, 8, \\ 0, & i > 8; \end{cases}$$

$K_{0i}, K_{i0}$  — константы скорости возбуждения и девозбуждения  $i$ -го колебательного уровня электронным ударом;

$$\pi_{i+1} = Z \left[ P_{i+1, i} f_{i+1} - P_{i, i+1} f_i + \sum_{j=0}^{i_*} (Q_{i+1, i}^{j, j+1} f_{i+1} f_j - Q_{i, i+1}^{j+1, j} f_i f_{j+1}) \right];$$

$Z$  — частота столкновений молекулы  $N_2$ ;  $f_i = n_{(i)}/n_2$ ;  $P_{i, i+1}, P_{i+1, i}$  — вероятности переходов молекулы ( $i \rightarrow i+1$ ) и ( $i+1 \rightarrow i$ ) при столкновении с другой молекулой;  $Q_{i+1, i}^{j, j+1}$  и  $Q_{i, i+1}^{j+1, j}$  — вероятности  $VV$ -обменов ( $j \rightarrow j+1$ ) и ( $j+1 \rightarrow j$ ) и ( $i+1 \rightarrow i$ ) и ( $i \rightarrow i+1$ ) при столкновении двух молекул;  $i_*$  — номер последнего учитываемого колебательного уровня (определяется из условия заведомого пренебрежения  $VV$ - и  $VT$ -процессами, относящимися к области колебательных квантовых чисел  $i > i_*$ );  $E_i$  — энергия возбуждения  $i$ -го колебательного уровня;  $\epsilon = 0,5n_2(5kT + mv^2)$ ;  $m$  — масса молекулы  $N_2$ ;  $p = n_2kT$ ;  $\eta_T$  — доля полного энерговклада в разряд, идущая на прямой нагрев газа электронами;  $\sigma$  — проводимость плазмы.

Система уравнений (2.11) предназначена не только для изучения кинетических и газодинамических явлений в разрядной области, но и для характеристики релаксации неравновесной среды в области  $x > x_1$ . При этом использовать ее в зоне релаксации имеет смысл на участке  $x_1 < x \leq x_2$ , где колебательное распределение молекул  $N_2$  формируется в основном за счет  $VV$ -процессов и осуществляется переход газа в состояние с квазистационарным распределением частиц по колебательным уровням. В области  $x > x_2$  изучение колебательной релаксации ангармонических осцилляторов следует проводить в рамках простой и достаточно надежной модели квазистационарной релаксации [14] (вопрос о ее пригодности для решения газодинамических задач рассмотрен в [15], там же сделана коррекция ее аналитических формул).

Если теперь учесть, что в области  $x < 0$  движение газа адиабатическое, то вместе с условиями  $f_i(0, t) = f_0 \exp[-E_i/kT(0, t)]$  и  $S(x_2 + 0, t) = \frac{1}{\hbar \omega_0} \sum_{i=1}^{i_*} E_i f_i(x_2 - 0, t)$  соотношения (2.11) и газодинамические

уравнения модели квазистационарной релаксации [15] образуют замкнутую систему уравнений, позволяющих самосогласованно описывать электрический разряд в нестационарных потоках молекулярного азота. Они решались с помощью метода численного интегрирования гидродинамических уравнений в лагранжевых координатах, а также с применением алгоритма решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений, приведенных соответственно в [16 и 17].

Согласно [7], заселение метастабильных уровней  $A^3\Sigma_u^+$  и  $a'^1\Sigma_u^-$  электронным ударом в плотных газах происходит с эффективными константами скорости:  $K_5 = \sum_m K_m$  и  $K_8 = \sum_l K_l$ , где  $K_m$  — константы возбуждения молекулы электронами из основного состояния в состояния  $A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B^3\Sigma_u^-$ ;  $K_l$  — константы возбуждения молекул электронами в электронные состояния  $a'^1\Sigma_u^-, a^1\Pi_g, W^1\Delta_u$  и т. д. Для определения зависимости  $K_1, K_5$  и  $K_8$  от параметров  $S$  и  $E/n_2$  использовались результаты [18], а  $K_9$  — результаты [19]. Отметим, что при  $E/n_2 \geq 4 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> и  $S \leq 1,5$  характер колебательного распределения молекул газа  $f_i$  слабо влияет на указанные зависимости (развернутое обсуждение этого вопроса см. в [20]). Данные по константам скорости реакций (2.4) и (2.10) приведены в [12, 21]. При решении задачи полагали  $K_3 = \frac{4}{3} K_2 = 2 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с [6],  $K_6 = 2 \cdot 10^{-13}$  см<sup>3</sup>/с [22] и  $K_7 = 5 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с [11]. Из-за малости константы тушения уровня  $A^3\Sigma_u^+$  невозбужденными молекулами [23] соответствующими потерями  $A$ -метастабилей в уравнениях (2.11) пренебрегли. Выражения для вероятностей  $VV$ - и  $VT$ -переходов брались из [14], температурные зависимости  $P_{10}(T)$  и  $Q_{10}^{01}(T)$  — соответственно из [1 и 24].

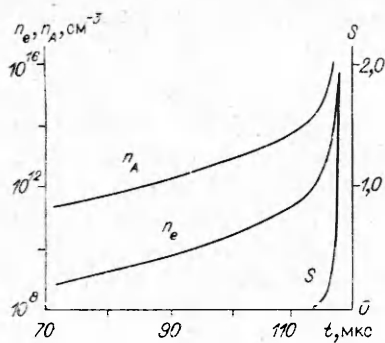
Значения  $K_0$  находились по аппроксимациям, построенным на базе расчетных результатов [5]. Зависимость  $\eta_T(E/n_2)$  взята из [25].

3. Согласно [7], нарастание электронной лавины, связанное с реакциями ассоциативной ионизации (2.2) и (2.3), не может быть предотвращено процессами электрон-ионной рекомбинации. Расчеты показали также, что скорость размножения электронов за счет процессов (2.2) и (2.3) гораздо выше в колебательно-возбужденном газе. Объясняется такое явление заметным ростом частот заселения уровней  $A^3\Sigma_u^+$  и  $a'^1\Sigma_u^-$  с увеличением числа  $S$ , характеризующего степень колебательной неравновесности газа [5]. Взрывной рост числа электронов, как правило, совпадает по времени с основным энерговыделением в колебательные степени свободы азота. Поэтому переход разряда в нестабильную фазу в некоторых случаях (к которым относится, например, СВЧ-разряд, поддерживаемый электромагнитными волнами) может привести к срыву режима пространственно однородной накачки колебательного резервуара газа (из-за вытеснения электрического поля из большей части разрядного объема).

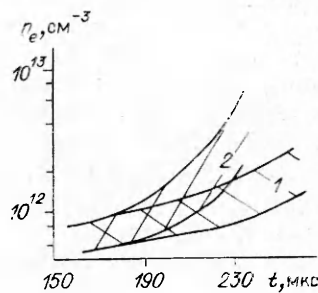
Для стабилизации процесса в газ добавляется примесь из молекул CO. При этом во всех случаях значение  $n_{CO}/n_2$  считается равным  $10^{-2}$  (расчеты показали, что если  $n_{CO}/n_2 \leq 10^{-2}$ , то влиянием примеси на нагрев газа можно пренебречь). На рис. 1 отражена типичная картина развития однородного разряда в поле с постоянной амплитудой. Уравнения (2.11) решались при условиях  $n_2 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $E/n_2 = 7 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ ,  $n_e(0) = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_A(0) = n_{a'}(0) = 0$ ,  $T(0) = 300 \text{ К}$ . Из графика видно, что до момента времени  $t_0 \approx 110 \text{ мкс}$  основным механизмом размножения электронов является процесс ионизации молекул  $N_2$  электронным ударом. Параллельно происходит накопление  $A$ -метастабилей и увеличение концентрации  $a'$ -метастабилей (по закону  $n_{a'} \approx K_8 n_e / K_6$ ). С момента  $t_* \approx 115 \text{ мкс}$  начинается взрывное нарастание концентрации электронов. Вложение энергии поля в колебательные степени свободы происходит главным образом на ассоциативно-ионизационной фазе развития электронной лавины. Иллюстрируя сказанное, заметим, что переход системы из состояния с  $S = 0,1$  к состоянию с  $S = 1,0$  осуществляется после 115 мкс примерно за 1 мкс без нагрева газа ( $\Delta T \approx 5 \text{ К}$ ). Данный расчет (вместе с другими расчетами, выполненными для широкого диапазона значений параметра  $E/n_2$ ) показывает невозможность достижения высокой степени колебательной неравновесности газа при постоянном электрическом поле на стабильной фазе разряда.

Перейдем к описанию разряда, создаваемого чередующимися импульсами постоянного поля большой и малой амплитуды. Такая структура поля обеспечивает поддержание оптимальной средней концентрации электронов короткими импульсами большой амплитуды  $E_1$  (длительностью  $\tau_1$ ) и накачку колебаний молекул на рекомбинационном спаде концентрации электронов в импульсе меньшей амплитуды  $E_2$  и большей длительности  $\tau_2$ . При расчетах параметры периодического поля подбирались из условия наибольшего вложения энергии в колебания на стабильной фазе разряда. На рис. 2 и 3 представлены зависимости  $n_e(t)$ ,  $S(t)$  и  $T(t)$ , найденные в изохорическом и изобарическом (линии 1, 2) приближениях для  $E_1 = 9,5 \text{ кВ/см}$ ,  $\tau_1 = 100 \text{ нс}$ ,  $E_2 = 4,1 \text{ кВ/см}$ ,  $\tau_2 = 3 \text{ мкс}$  (решение уравнений проводилось с ранее принятыми начальными условиями). Границы заштрихованных областей на рис. 2 — огибающие функции  $n_e(t)$ , которые проходят через точки, отвечающие значениям концентрации электронов в моменты времени окончания коротких импульсов ионизации (верхние границы) и значениям концентрации электронов в моменты времени окончания длинных импульсов накачки (нижние границы).

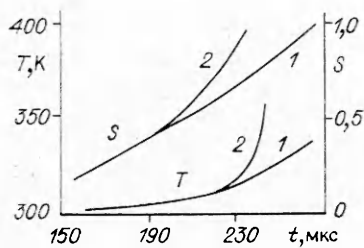
Из рис. 2, 3 видно, что в случае изохорического разряда значение  $S$  растет со временем практически линейно, причем в интервале  $0 \leq S \leq 1,5$  рост  $S$  сопутствует постепенному увеличению концентрации электронов до  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, рассматриваемый сильно неравновесный импульсно-периодический разряд в течение длительного времени



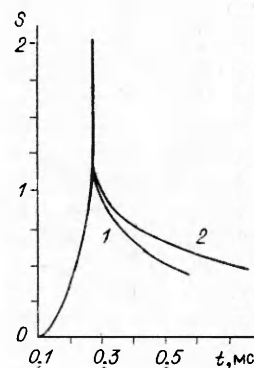
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

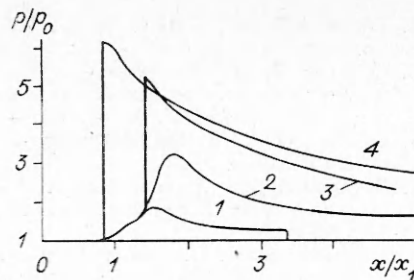
остаётся стабильным по отношению к ассоциативно-ионизационному пробою газа. В этом случае основным механизмом срыва процесса стабильной накачки колебаний молекул становится ионизационно-перегревная неустойчивость. Согласно рис. 2 и 3, в изобарическом разряде такая неустойчивость появляется в момент  $\tau_* \approx 230$  мкс, когда  $S \approx 0,85$ .

4. Проанализируем стабильность режимов накачки колебаний молекул азота импульсно-периодическим разрядом в однородных газовых потоках. В начальный момент времени параметры среды следующие:  $n_2(x, 0) = 10^{19}$  см $^{-3}$ ,  $T(x, 0) \equiv T_0 = 300$  К,  $n_{CO}(x, 0) = 10^{17}$  см $^{-3}$ ,  $n_e(x, 0) \equiv n_{e0} = 10^9$  см $^{-3}$ . Параметры электрического поля, действующего в области  $0 \leq x \leq x_1$ , брались такими же, как в разобранный выше примере. Размер разрядной области подбирался так, чтобы макроскопические частицы однородного потока при различных скоростях прокачки газа проходили через всю область за время  $\tau$ , близкое к  $\tau_*$ . Кроме сказанного при решении уравнений (2.11) ещё учитывалось, что  $n_e(0, t) = n_{e0}$  и  $\tau = 255$  мкс.

На рис. 4 для двух режимов прокачки с  $D_1 = 0,5 c_0$  и  $D_2 = 1,1 c_0$  (линии 1 и 2,  $c_0$  — скорость звука в невозмущённом потоке) даны зависимости  $S(x_1, t)$ , которые характеризуют динамику процесса накачки колебательного резервуара газа в разряде. Как видно, они немонотонны и имеют резкие максимумы. Появление резких максимумов связано с развитием ионизационно-перегревной неустойчивости в макроскопических частицах газа, находившихся в начальный момент времени вблизи границы  $x = 0$ . Такие максимумы отвечают «нитевидному» пространственному образованию, которое выносится потоком из разрядной области. Заметим, что ультрафиолетовое излучение «нити» может привести к возникновению «сверхзвуковой» волны ионизации, распространяющейся навстречу потоку в разрядную область и переводящей разряд в сильнонеоднородное состояние [1].

Далее обсуждается случай, когда интенсивность ультрафиолетовой подсветки недостаточна для стимуляции волны ионизации в разрядной области. Если учесть, что при скоростях потока, равных  $0,5 c_0$  и  $1,1 c_0$ ,

выполняется соотношение  $v(x_1, t) < c(x_1, t)$  ( $c(x_1, t)$  — скорость звука в газе на границе  $x = x_1$ ), то становится понятным эффект заметного снижения уровня накачки колебаний после выноса «нити» из разрядной области (см. рис. 4). Такое снижение происходит из-за постепенного сжатия газа в разрядной области (а точнее, вследствие уменьшения параметра  $E/n_2$ ) возмущениями, появляющимися в зоне релаксации  $x > x_1$ .



Р и с. 5

Интересными представляются результаты расчета, выполненного для потока движущегося со скоростью  $D_3 = 2c_0$  (при  $\tau = 270$  мкс). В этом варианте задачи после выноса «нити» из разрядной области на выходе устанавливается стационарное течение с  $S(x_1, t) = 0,9$ . Возможность реализации стабильного стационарного режима эффективной накачки колебаний здесь определяется тем, что малые возмущения газа, возникающие в зоне релаксации, сносятся течением. Однако в области  $x > x_1$  в результате релаксационного нагрева среды происходит формирование газодинамического отклика в виде ударной волны. Ускоренно двигаясь против течения по колебательно-возбужденному газу (физика явления описана в [9, 15]), ударная волна в момент времени  $\tilde{t} = 3,32$  мс достигает границы  $x = x_1$ , а затем начинает «гасить» разряд. На рис. 5 показана эволюция газодинамического отклика (профили давления 1—4 приведены для  $t = 0,68; 1,56; 2,87; 3,7$  мс соответственно).

В заключение отметим, что, согласно [26], в рассматриваемом примере при  $D \geq D_{c+} \approx 3,7c_0$  ( $D_{c+}$  — минимальная скорость стационарного слабодетонационного течения) в потоке должен сформироваться стабильный стационарный режим накачки колебаний молекул с  $S(x_1, t) = 0,9$  и зоной релаксации безударного типа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Батанов Г. М., Грицинин С. И. и др. СВЧ-разряды высокого давления // Тр. ФИАН СССР.— 1985.— Т. 160.— С. 174.
2. Богатов Н. А., Голубев С. В., Зорин В. Г. Несамостоятельный СВЧ-разряд в пучке электромагнитных волн // Письма в ЖТФ.— 1984.— Т. 10, № 5.
3. Грицинин С. И., Косый И. А. и др. Несамостоятельный СВЧ-разряд в азоте при высоком давлении // ЖТФ.— 1987.— Т. 57, № 4.
4. Богатов Н. А., Гитлин М. С. и др. Экспериментальное исследование неустойчивости несамостоятельного СВЧ-разряда // ЖТФ.— 1987.— Т. 57, № 1.
5. Brunet H., Vincent P., Rocca-Serra J. Ionization mechanism in a nitrogen glow discharge // J. Appl. Phys.— 1983.— V. 54, N 9.
6. Brunet H., Rocca-Serra J. Model for a glow discharge in flowing nitrogen // J. Appl. Phys.— 1985.— V. 57, N 5.
7. Силаков В. П. Влияние процессов ассоциативной ионизации электронно-возбужденных метастабилей на электрическую прочность слабоионизованного молекулярного азота высокого давления // Физика плазмы.— 1988.— Т. 14, № 10.
8. Жабицкий М. Г., Силаков В. П. Влияние ультрафиолетового излучения на динамику импульсного электрического разряда в молекулярном азоте высокого давления // Физика плазмы.— 1989.— Т. 15, № 10.
9. Рухадзе А. А., Силаков В. П., Чеботарев А. В. Распространение нестационарных ударных волн в колебательно-возбужденном азоте // Краткие сообщения по физике.— 1983.— № 6.
10. Дятко Н. А., Кочетов И. В., Напартович А. П. Влияние перераспределения энергетического распределения электронов на частоту ионизации в слабоионизованной плазме ВЧ-разряда // Физика плазмы.— 1985.— Т. 11, № 6.
11. Полак Л. С., Сергеев П. А., Словецкий Д. И. Образование комплексных и атомарных ионов в тлеющем разряде в азоте // Плазмохимические реакции и процессы.— М.: ИНХС АН СССР, 1977.
12. Словецкий Д. И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме.— М.: Наука, 1980.
13. Грицинин С. И., Косый И. А. и др. Динамика колебательного возбуждения и нагрева азота в процессе и после импульсного СВЧ-разряда // ТВТ.— 1984.— Т. 22, № 4.

14. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
15. Силаков В. П., Чеботарев А. В. Квазистационарная релаксация и газодинамические явления в однокомпонентной системе возбужденных ангармонических осцилляторов // ПМТФ.— 1987.— № 6.
16. Самарский А. А. Вычислительные методы в математической физике.— М.: Изд-во МГУ, 1986.
17. Захаров А. Ю., Турчанинов В. И. STIFF-программа для решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений // Инструкция ИПМ АН СССР.— 1977.
18. Кочетов И. В., Певгов В. Г. и др. Скорости процессов, инициируемых электронным ударом в неравновесной плазме. Молекулярный азот и двуокись углерода // Плазмохимические процессы.— М.: ИХХС АН СССР, 1979.
19. Александров Н. Л., Кончаков А. М., Сон Э. Е. Функция распределения электронов и кинетические коэффициенты азотной плазмы // Физика плазмы.— 1978.— Т. 4, № 5.
20. Жабицкий М. Г., Силаков В. П. О зависимости кинетических коэффициентов электронов в низкотемпературной азотной плазме от степени колебательной неравновесности молекулярной компоненты // ХВЭ.— 1990.— Т. 24, № 2.
21. Смирнов Б. М. Комплексные ионы.— М.: Наука, 1983.
22. Dreyer J. W., Perner D. The deactivation of  $N_2(B^3\Pi_g)$ ,  $v = 0-2$  and  $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$ ,  $v = 0$  by nitrogen // Chem. Phys. Letters.— 1972.— V. 16, N 1.
23. Clark W. G., Setser D. W. Energy transfer reactions of  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  // J. Phys. Chem.— 1980.— V. 84, N 18.
24. Валянский С. И., Верещагин К. А. и др. Измерение константы скорости VV-обмена в азоте при бигармоническом возбуждении // Квантовая электрон.— 1984.— Т. 11, № 9.
25. Дятко Н. А., Кочетов И. В. и др. Влияние процесса ионизации на кинетические коэффициенты в низкотемпературной плазме.— М., 1983.— (Препр./ИАЭ, № 3842/12).
26. Силаков В. П., Чеботарев А. В. Стационарные течения колебательно-возбужденного газа двухатомных молекул // ПМТФ.— 1986.— № 5.

г. Москва

Поступила 31/VIII 1990 г.,  
в окончательном варианте — 18/III 1991 г.

УДК 537.533.5

М. Г. Мусаев

### КОНТРАГИРОВАННЫЙ РЕЖИМ РАЗРЯДА ПРИ НАЛИЧИИ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ В КАНАЛЕ

В работе излагаются результаты экспериментального исследования приэлектродных процессов, протекающих в контрагированном режиме разряда в импульсном сверхзвуковом канале. На основе анализа вольт-амперных характеристик и фоторазверток свечения поверхности электродов показано, что в импульсном сверхзвуковом потоке аргоновой плазмы сопротивление приэлектродных областей для делящихся пятен ниже, чем в случае периферийных дуговых привязок. Далее снижение числа Маха  $M_1$  и приближение к ударной волне (в зоне ионизационной релаксации) смещает вольт-амперные характеристики вправо, в область более высокого межэлектродного падения напряжения.

Одним из простейших и универсальных методов изучения свойств электрического разряда в пограничных слоях является определение вольт-амперных характеристик, которые совместно с изучением фоторазвертки свечения разряда на электродах в зависимости от состояния поверхности электрода, от газодинамических и теплофизических свойств плазмы в канале позволяют найти более оптимальные условия работы электродных стенок импульсного МГД-генератора с холодными электродами. При этом исследование осложняется нестационарностью процессов, которые обуславливаются наличием пограничного слоя, движущегося относительно электродов, и продольной неоднородностью начального участка газо-