10

Пучково-плазменный разряд при распространении длинноимпульсного релятивистского электронного пучка в разреженном газе среднего давления

© М.В. Гладышев, М.Г. Никулин

Московский радиотехнический институт РАН,
113519 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 27 декабря 1995 г.)

Предложена теоретическая модель и проведено численное исследование эволюции пучково-плазменного разряда при распространении длинноимпульсного самосфокусированного релятивистского электронного пучка в разреженном газе среднего давления. Показано, что самостабилизация пучково-плазменного разряда из-за продольной неоднородности плотности разрядной плазмы дает возможность провести пучок через дрейфовую камеру с относительно небольшими суммарными потерями энергии, включающими ионизационные потери и потери энергии на возбуждение колебаний. В процессе диссоциативной рекомбинации электронов и ионов, нарабатываемой в разряде плазмы, выделяется тепло, идущее на нагрев газа. Рассмотренный коллективно-разрядный механизм нагрева газа для релятивистского пучка может быть более эффективным, чем классический механизм нагрева за счет ионизационных потерь пучка при парных столкновениях его электронов с частицами газа.

Введение

Многочисленные эксперименты (см., например, [1,2]) по транспортировке релятивистских электронных пучков (РЭП) в различных газах в режиме самофокусировки на расстоянии L порядка нескольких бетатронных длин, т. е. $L \sim 1$ м для типичных параметров РЭП, показывают, что наиболее эффективно транспортировку удается осуществить в области средних давлений $p \sim 1$ Тор. При более низких давлениях распространению РЭП препятствует пучково-плазменная неустойчивость, приводящая к потере энергии и рассеянию пучка, при более высоких — резистивная шланговая неустойчивость, вызывающая отклонение пучка от оси, а в худшем случае — выброс пучка на стенки дрейфовой камеры.

Важной особенностью распространения РЭП в этих условиях, как показано в численном эксперименте [3] на модели, развитой для короткоимпульсного пучка (с длительностью $\tau \sim 100$ нс), является самостабилизация пучково-плазменной неустойчивости на таком уровне, при котором она не срывает транспортировку, но в то же время поддерживает пучково-плазменный разряд [4]. Последнее обстоятельство открывает некоторые дополнительные возможности. В частности, при средних давлениях пучково-плазменный разряд может быть эффективно использован для осуществления плазмохимических реакций [5], а в случае длинноимпульсных и прерывистых пучков может, кроме того, служить источником нагрева газа, превышающим по мощности тепловыделение за счет прямых ионизационных потерь РЭП.

Настоящая работа посвящена изучению коллективных и разрядных процессов при взаимодействии длинноимпульсного РЭП со слабоионизованным газом среднего давления. В частности, исследуются эволюция пучково-плазменного разряда микросекундных временных интервалах и нагрев газа в данном процессе за счет тепла, выделяемого при диссоциативной рекомбинации электронов и ионов плазмы. Ввиду того что разряд, как показано в [3], уже к концу фронта короткого импульса переходит к квазистационарное состояние, медленно эволюционирующее со временем, в качестве прототипа мы используем предложенную в [3] модель, дополнив ее уравнением теплопроводности для газа и исключив уравнения, описывающие индукционное возбуждение обратного плазменного тока на фронте РЭП и его диссипацию.

Постановка задачи и метод решения

Взаимодействие релятивистского электронного пучка с током $I \gtrsim 50$ А, энергией $W \sim 1$ МэВ, радиусом $a \sim 1$ см, длительностью $\tau \sim 100$ мкс со слабоионизованным газом (воздухом) с начальным давлением $p_0 \sim 1$ Тор в дрейфовой камере длиной $L \simeq 1$ м без внешнего магнитного поля будем исследовать на модели, в которой пучок описывается крупными частицами, высокочастотное электрическое поле плазменных колебаний находится из одномерного уравнения Пуассона с использованием метода медленно меняющихся амплитуд, кинетика разряда описывается балансными уравнениями для плотности и средней энергии электронов плазмы. Обратным плазменным током пренебрегаем ввиду достаточно плавного нарастания тока длинноимпульсных пучках.

Воспользуемся представленным выше подходом, для этого предположим, что пучок, плотность которого мала по сравнению с плотностью плазмы, является релятивистским, моноэнергетическим и удерживается в равновесии собственным магнитным полем. Считается, что тепловое движение в плазме и собственное магнитное поле пучка не влияют на дисперсию возбуждаемых пучком волн, а радиальная ограниченность пучка и плазмы не сказывается на инкременте неустойчивости. Кроме того, принимается, что столкновения плазменных электронов с тяжелыми частицами обеспечивают подавление поперечных возмущений, не препятствуя в то же время развитию продольных колебаний. Согласно [6], для этого должны выполняться неравенства

$$\frac{6T_e}{mc^2} \ll \Big(\frac{\nu_e}{\omega_e}\Big)^{3/2}\frac{\omega_e a}{c}\Big(\frac{I_0\gamma^3}{I}\Big)^{1/2}, \tag{1}$$

$$\frac{I}{I_0},\quad \Big(\frac{I}{I_0}\Big)^2 \ll \Big(\frac{\omega_2 a}{c}\Big)^2 \ll \nu_e\tau, \tag{2}$$

$$\Big(\frac{c}{\omega_e}\Big)^2 \ll \frac{\nu_e}{\omega_e} \ll 1, \tag{3}$$

где ν_e — частота столкновений электронов плазмы с тяжелыми частицами, $\omega_e = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2}$ — ленгмюровская частота плазменных электронов, $I_0 = mc^3/e$, $-e$ и m — заряд и масса покоя электрона, c — скорость света в вакууме.

Предполагается, что на периоде и длине волны плазменных колебаний все усредненные по этим масштабам характеристики процесса меняются незначительно.

Для описания ионизации газа электронами плазмы мы пользуемся элементарной теорией разряда в относительно слабых сверхвысокочастотных (СВЧ) электрических полях, считая, что ионизация происходит за счет разогрева электронов в полях колебаний при сохранении максвелловской функции распределения по скоростям. Амплитуда СВЧ электрического поля E_0 должна быть при этом много меньше величины, при которой средняя энергия осцилляций плазменных электронов сравнивается с их тепловой энергией [7],

$$E_0(\text{кВ/см}) \ll E_c = 3.7\frac{\omega_e}{\nu_e}p(\text{Тор}). \tag{4}$$

В принятых предположениях система уравнений модели пучково-плазменного разряда имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial z}\Big[\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\nu_e\frac{\partial}{\partial t}+\omega_e^2(z)\Big]\frac{\partial\tilde\psi}{\partial z} = 4\pi e\Big(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\nu_e\frac{\partial}{\partial t}\Big)\tilde n_b, \tag{5}$$

$$\tilde\psi = \sum_{n=1}^{N}\Big[a_n(z)\cos(k_n z-\omega_n t)+b_n(z)\sin(k_n z-\omega_n t)\Big], \tag{6}$$

$$\tilde n_b = n_{b0}\sum_{i=1}^{M}\int\limits_z^{z+\Delta z}\delta(z-\tilde z_i)dz, \tag{7}$$

$$\frac{d\tilde z_i}{dt} = \tilde v_{bi}, \tag{8}$$

$$\big(1-\tilde v_{bi}^2/c^2\big)^{-3/2}\frac{d\tilde v_{bi}}{at} = \frac{e\partial\tilde\psi}{m\partial z}, \tag{9}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_{ib}n_b+\nu_{ie}n_e-\alpha_{dr}n_e^2+\frac{\partial}{\partial z}\Big(D_a\frac{\partial n_e}{\partial z}\Big)-D_a\frac{n_e}{\Lambda_e^2}, \tag{10}$$

$$\frac{\partial\varepsilon_e}{\partial t} = \Big(\frac{E_0^2}{8\pi n_e}-\delta\varepsilon_e\Big)\nu_e-(\varepsilon_e+\varepsilon_i)\nu_{ie} + (\varepsilon_\delta-\varepsilon_e)\frac{n_b}{n_e}\nu_{ib}+\frac{1}{n_e}\frac{\partial}{\partial z}\Big(\varkappa_e\frac{\partial\varepsilon_e}{\partial z}\Big), \tag{11}$$

$$E_0^2 = \sum_{n=1}^{N}\Big[\frac{1}{2}k_n^2(a_n^2+b_n^2)+k_n\Big(\frac{\partial a_n}{\partial z}b_n-a_n\frac{\partial b_n}{\partial z}\Big)\Big], \tag{12}$$

$$\delta(\varepsilon_e) = \begin{cases}10^{-3}, & \varepsilon_e(\text{эВ})<1.2,\\ 7\cdot10^{-4}\varepsilon_e^2(\text{эВ}), & 1.2<\varepsilon_e(\text{эВ})<23.4,\\ 0.4, & 23.4<\varepsilon_e(\text{эВ}),\end{cases} \tag{13}$$

$$\nu_e(\text{с}^{-1}) = 2.9\cdot10^{15}\rho(\text{г/см}^3), \tag{14}$$

$$\nu_{ib}(\text{с}^{-1}) = 1.0\cdot10^{15}(v_b/c)\rho(\text{г/см}^3), \tag{15}$$

$$\nu_{ie}(\text{с}^{-1}) = 1.5\cdot10^{13}\rho(\text{г/см}^3)\frac{\varepsilon_e^{1/2}(\text{эВ})[5.6+0.6\varepsilon_e(\text{эВ})]}{\exp[18.75/\varepsilon_e(\text{эВ})]}, \tag{16}$$

$$D_a(\text{см}^2/\text{с}) = 3.5\cdot10^{-2}\varepsilon_e(\text{эВ})/T_g^{1/2}(\text{K})\rho(\text{г/см}^3), \tag{17}$$

$$\varkappa_e(\text{эВ/см}\cdot\text{с}) = 5.9\cdot10^{15}n_e(\text{см}^{-3})\varepsilon_e(\text{эВ})/\nu_e(\text{с}^{-1}). \tag{18}$$

Здесь тильдой отмечены величины, осциллирующие на частоте волны ω_n, в отличие от остальных величин, усредненных по быстрым осцилляциям; $k_n = \omega_n/v_b$; M — число крупных частиц пучка в системе; N — число волн, z_i — координата i-й частицы; $n_{b0} = n_b(0,t)$ — плотность пучка на входе системы; a_n, b_n — медленно меняющиеся по z амплитуды потенциала $\tilde\psi$; ν_{ib} — частота ударной ионизации воздуха пучком; ν_{ie} — усредненная по максвелловскому распределению частота ионизации воздуха плазменными электронами [8]; $\varepsilon_e = (3/2)T_e$ — средняя энергия электронов плазмы; δ — доля энергии, теряемой электроном плазмы при столкновении с тяжелыми частицами газа [10]; $\varepsilon_\delta = 21.4$ эВ — средняя энергия δ-электронов, рождающихся при ионизирующем столкновении электрона РЭП с молекулой воздуха; $\varepsilon_i = 12.5$ эВ — средняя энергия ионизации воздуха; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии плазмы; $\Lambda_e = a/2.4$ — диффузионная длина для плотности плазмы n_e [9, с. 159], $\varkappa_e$ — коэффициент электронной теплопроводности [9, с. 218]. Как видно, коэффициенты (14)–(18) зависят от параметров газа и, следовательно, модель должна учитывать возможное в длинноимпульсном режиме изменение параметров газа в разряде.

Для описания нагрева газа используется уравнение теплопроводности, в котором источником является тепло, выделяющееся при диссоциативной рекомбинации электронов и ионов плазмы. С целью упрощения этой части задачи рассматриваются два предельных случая. В первом из них считается, что пучок занимает малую часть дрейфовой камеры ($a/b \ll 1$, b — радиус камеры). При этом можно принять, что нагрев газа в области, занятой пучком, происходит изобарически: вследствие малой теплопроводности газа объем горячей области примерно равен объему, занимаемому пучком, а так как этот объем мал по сравнению с объемом камеры (оценки см. ниже), то давление газа остается постоянным. Во втором варианте считается, что пучок целиком заполняет камеру дрейфа ($a/b = 1$). Газ в этом случае греется изохорически, т.е. его плотность остается постоянной. Таким образом, уравнения, описывающие нагрев газа и замыкающие модель пучково-плазменного разряда в длинноимпульсном режиме, имеют вид

$$\rho c_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = 0.75 \cdot \alpha_{dr} n_e^2 (\varepsilon_i - \varepsilon_d) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial T_g}{\partial z}\right) - \lambda \frac{T_g}{\Lambda_T^2}, \quad (19)$$

$$\rho(\text{г/см}^3) = 1.54 \cdot 10^{-6} p_0(\text{Тор}) \begin{cases} 300/T_g(\text{K}), & a/b \ll 1, \\ 1, & a/b = 1, \end{cases} \quad (20)$$

$$\alpha_{dr}(\text{см}^3/\text{с}) = 1.0 \cdot 10^{-4} / \varepsilon_e^{1/3}(\text{эВ})[9 + \varepsilon_e(\text{эВ})] T_g(\text{K}), \quad (21)$$

$$\lambda\left(\frac{\text{Вт}}{\text{K} \cdot \text{см}}\right) = 1.14 \cdot 10^{-5} T_g^{1/2}(\text{K}) \times \begin{cases} [1.25 + 7.5 \cdot 10^{-4} T_g(\text{K})], \\ \qquad 300 < T_g(\text{K}) < 10^3, \\ [2 + 2.5(10^{-3} T_g(\text{K}) - 1)^2], \\ \qquad 10^3 < T_g(\text{K}) < 2.5 \cdot 10^3, \\ [10.77 - 35(10^{-3} T_g(\text{K}) - 2.8)^2], \\ \qquad 2.5 \cdot 10^3 < T_g(\text{K}) < 3.2 \cdot 10^3. \end{cases} \quad (22)$$

Здесь удельная теплоемкость газа $c_g(\text{Дж/г} \cdot \text{K}) = 1.0$ при $a/b \ll 1$ и 0.71 при $a/b = 1$; α_{dr} — коэффициент диссоциативной рекомбинации. выражение для которого является аппроксимацией экспериментальной кривой из [9, с. 139]; $\varepsilon_d = 9.76$ эВ — энергия диссоциации; λ — коэффициент теплопроводности газа [11]; $\Delta_T = a/2.4$ — длина температуропроводности для газа, аналогичная диффузионной длине Λ_e. Численный множитель в первом слагаемом правой части уравнения (19), характеризующий эффективность нагрева газа за счет диссоциативной рекомбинации, рассчитан по результатам работы [12].

Отметим, что для типичных параметров задачи ($\varepsilon_e = (3/2)T_e \simeq 3$ эВ, $T_g \simeq 1000$ K, $p_0 \simeq 1$ Тор) характерные времена амбиполярной диффузии электронов плазмы $\tau_e \sim \Delta_e^2/D_a$ и остывания газа $\tau_T \sim \rho c_g \Lambda_T^2/\lambda$ в изобарическом режиме ($a/b \ll 1$), согласно приведенным выше выражениям, при $a = 1$ см примерно равны 40 и 120 мкс соответственно, что сопоставимо с длительностью пучка $\tau = 50$ мкс. Следовательно, как и считалось выше, объем, занимаемый плазмой и нагретым газом, примерно равен объему, занимаемому пучком. С ростом температуры газа процессы переноса ускоряются, что, конечно, ограничивает применимость модели в этом режиме. Тем не менее принятое нами предельное упрощение газодинамической части задачи оставляет возможность раскрыть интересующий нас механизм передачи энергии от электронного пучка к газу, связанный с коллективными и разрядными процессами.

В предложенной выше модели длинноимпульсного пучково-плазменного разряда уравнения (5)–(9) описывают в одномерном приближении пучково-плазменное взаимодействие в одномерном приближении пучково-плазменное взаимодействие в условиях пространственного развития одномерной диссипативной неустойчивости. Уравнение (10) моделирует наработку электронов за счет ударной ионизации газа пучком и тепловой ионизации электронами плазмы, убыль электронов за счет диссоциативной рекомбинации и амбиполярной диффузии. Уравнение (11) описывает нагрев электронов плазмы за счет джоулевой диссипации высокочастотных ленгмюровских полей, потерю энергии при столкновениях электронов с тяжелыми частицами газа, изменение энергии при ионизации газа пучком и электронами плазмы, перенос энергии в процессе электронной теплопроводности. Уравнение (19) описывает нагрев газа при диссоциативной рекомбинации электронов и ионов плазмы и его остывание за счет теплопроводности.

Сравнение двух первых слагаемых в правой части уравнения (10) показывает, что наработка плазмы в пучково-плазменном разряде в рассматриваемой ситуации при $T_e \gtrsim 2$ эВ и $n_e \gtrsim 10^3 n_b$ становится более интенсивной, чем прямая ионизация газа релятивистским электронным пучком. А так как основным источником тепловыделения для обоих каналов ионизации, согласно (19), является диссоциативная рекомбинация, пропорциональная n_e^2, то коллективно-разрядный механизм нагрева газа при указанных условиях становится более эффективным, чем классический механизм нагрева за счет ионизационных потерь РЭП при парных столкновениях его электронов с частицами газа.

Представленная система уравнений обезразмеривалась и решалась численно на персональном компьютере. Сначала решались уравнения (5)–(9) при заданных параметрах плазмы. Расчет амплитуд a_n, b_n проводился по неявной схеме первого порядка. Уравнения движения электронов пучка решались методом Эйлера первого порядка с уточнением. Затем для полученного распределения СВЧ поля решались уравнения (10)–(12), (19) с коэффициентами (13)–(18), (20)–(22).

Интервал времени, через который пересчитывались амплитуды СВЧ поля, менялся от 0.6 нс (в начале фронта пучка) до 0.3 мкс (при выходе пучково-плазменного разряда на квазистационарный режим). Ввиду невозможности в принятой модели описать стартовые процессы, длящиеся примерно пролетное время L/v_b, предполагалось, что в начальный момент система однородно заполнена слабоионизованным газом с плотностью и температурой электронов соответственно $n_{e0} = 10^{10}$ см$^{-3}$ и $T_{e0} = (2/3)\varepsilon_e = 0.15$ эВ и пучком, плотность которого, начиная с момента $t = 0$, нарастает от $0.01 n_b$ до максимальной величины n_b за время фронта $\tau_f \gg L/v_b$.

Плазменные колебания задавались на входе системы ($z = 0$) путем модуляции плотности электронов пучка на локальной плазменной частоте $\omega_e(0, t)$. Глубина модуляции выбиралась такой, чтобы она не оказывала заметного влияния на характеристики пучково-плазменного разряда.

Результаты расчетов

Расчеты проводились для пучка, газа и плазмы со следующими параметрами: плотность пучка $n_b = 10^{10}$ см$^{-3}$, радиус пучка $a = 1$ см, энергия частиц $W = 0.3$ МэВ, длительность фронта $\tau_f = 5$ мкс, длительность импульса $\tau = 50$ мкс, давление газа (воздуха) $p = 1$ Тор, начальная температура газа $T_{g0} = 300$ K, начальные плотность и температура плазмы соответственно $n_{e0} = 10^{11}$ см$^{-3}$ и $T_{e0} = 0.15$ эВ, длина дрейфовой камеры $L = 1$ м, радиус камеры $b \gg a$ для первого варианта, $b = a$ для второго.

Результаты расчетов представлены на рисунках в виде распределений по координате z для трех моментов времени t относительных потерь энергии пучка $\Delta W/W$ (рис. 1), амплитуды напряженности электрического поля E_0 (рис. 2), температуры T_e (рис. 3) и плотности n_e(рис. 4) электронной компоненты плазмы, температуры газа T_g (рис. 5).

Согласно расчетам, в обоих случаях уже на фронте импульса тока пучка ($t < \tau_f$) развивается диссипативная

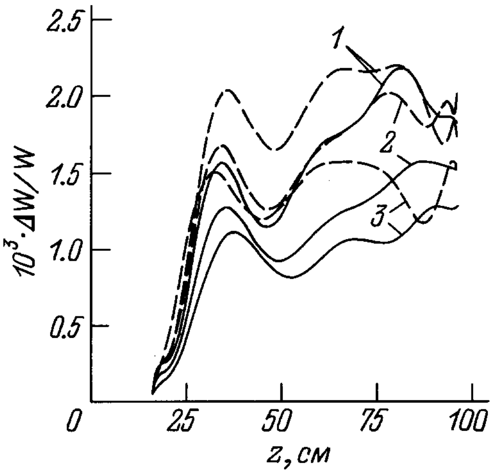

Рис. 1. Распределение относительных потерь энергии пучка $\Delta W/W$ по координате z. Сплошные линии — $b \gg a$, штриховые линии — $b = a$; моменты времени t, мкс: *1* — 5, *2* — 20, *3* — 50.

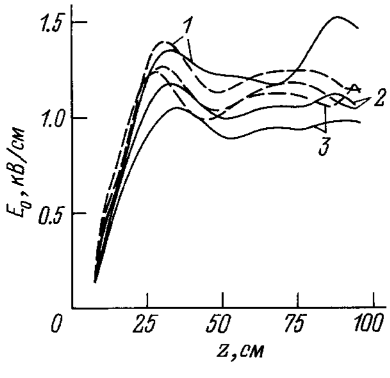

Рис. 2. Распределение амплитуды напряженности электрического поля E_0 по координате z. Параметры те же, что и на рис. 1.

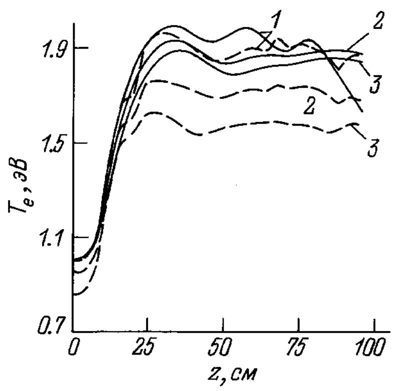

Рис. 3. Распределение температуры электронов плазмы T_e по координате z. Параметры те же, что и на рис. 1.

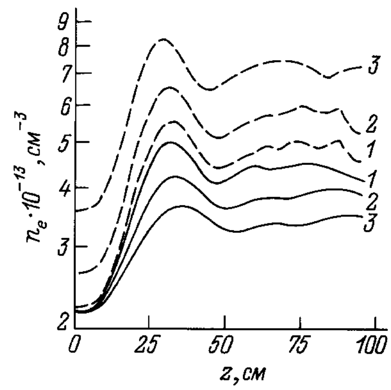

Рис. 4. Распределение плотности плазмы n_e по координате z. Параметры те же, что и на рис. 1.

пространственная двухпотоковая электрон-электронная неустойчивость на плазменной частоте, причем на длине системы пучково-плазменное взаимодействие выходит на нелинейную стадию. В области максимальных амплитуд неустойчивых колебаний, ближе к концу системы, происходят быстрый нагрев электронов плазмы и ионизация газа. Продольная неоднородность плотности образованной плазмы в соответствии с результатами работы [13] переводит неустойчивость в нерезонансный режим, в котором пучок на длине системы теряет менее 1% своей энергии. Пучково-плазменный разряд переходит в квазистационарное состояние, медленно эволюционирующее со временем и характеризующееся резким ростом потерь энергии пучка, амплитуды электрического поля, температуры и плотности электронной компоненты плазмы на первой трети длины системы, где происходит раскачка неустойчивости до нелинейного уровня, и слабо неоднородным распределением перечисленных величин на оставшемся пути пучка в камере дрейфа (рис. 1–4, кривые *1*). Температура газа к концу фронта пучка заметно подрастает только во втором варианте ($b = a$) (рис. 5, кривая *1*), в котором теплоемкость газа меньше, чем в первом.

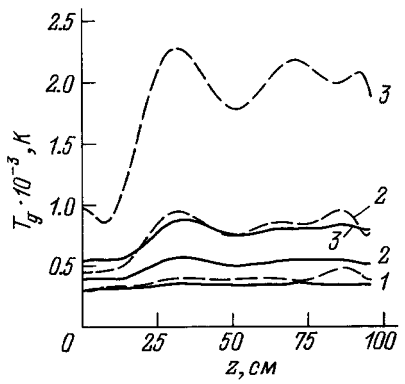

Рис. 5. Распределение температуры газа T_g по координате z. Параметры те же, что и на рис. 1.

С течением времени $(t > \tau_f)$ благодаря выделению тепла при диссоциативной рекомбинации электронов и ионов плазмы происходит существенное повышение температуры газа T_g (рис. 5, кривые *2, 3*). При этом в первом варианте $(b \gg a)$ в условиях постоянного давления p и убывающей плотности газа ρ падает частота столкновений ν_e (20) электронов плазмы с нейтралами, а вместе с ней джоулевы потери СВЧ поля в плазме. Как следствие, снижаются температура электронов T_e (рис. 3, сплошные кривые *2, 3*) и частота лавинной ионизации плазмы ν_{ie} (16). В результате заметно падает плотность плазмы n_e (рис. 4, сплошные кривые *2, 3*).

Во втором варианте с течением времени в условиях постоянной плотности газа ρ увеличение температуры T_g приводит в первую очередь к уменьшению коэффициента диссоциативной рекомбинации α_{dr} (21), в результате чего сильно растет плотность плазмы n_e (рис. 4, штриховые кривые *2, 3*) и заметно снижается ее температура T_e (рис. 3, штриховые кривые *2, 3*). А так как интенсивность нагрева газа, согласно (19), пропорциональна n_e^2, то температура газа к концу импульса пучка получается значительно выше, чем в первом варианте, и достигает значения $T_g = 2.3 \cdot 10^3$ K (рис. 5, штриховая кривая *3*). Более интенсивному нагреву газа во втором варианте соответствует рост потерь энергии пучка и уровня полей в плазме в среднем по длине области пучково-плазменного взаимодействия (рис. 1, 2, штриховые кривые).

Расчеты других вариантов, близких по параметрам к представленным выше, в которых на длине взаимодействия пучково-плазменная неустойчивость успевает выйти на нелинейный уровень, дали качественно подобные результаты.

Заключение

Таким образом, результаты расчетов на развитой в работе модели пучково-плазменного разряда в слабоионизованном газе среднего давления в длинноимпульсном режиме позволяют представить следующую картину процесса. На фронте РЭП развивается одномерная пространственная диссипативная пучково-плазменная неустойчивость, выходящая на длине системы на нелинейную стадию, но не приводящая к рассеянию и дефокусировке РЭП. В области максимальных амплитуд, возбуждаемых пучком плазменных колебаний, расположенной ближе к выходному торцу системы, происходит сильный нагрев плазменных электронов, которые в результате этого начинают ионизовать газ. Неоднородность плотности нарабатываемой плазмы стабилизирует неустойчивость на уровне, при котором удается провести пучок через дрейфовую камеру с относительно небольшими потерями энергии, но достаточном для поддержания разряда. В процессе диссоциативной рекомбинации электронов и ионов плазмы выделяется тепло, идущее на нагрев газа. Поскольку скорость наработки плазмы в пучково-плазменном разряде с некоторого момента (в исследованной ситуации при $T_e \gtrsim 2$ эВ и $n_e \gtrsim 10^3 n_b$) начинает превышать интенсивность ионизации газа релятивистскими электронами пучка, а выделяемое при диссоциативной рекомбинации тепло квадратично зависит от плотности плазмы n_e, то коллективно-разрядный механизм нагрева газа может быть значительно более эффективным, чем классический механизм нагрева за счет ионизационных потерь РЭП.

Авторы выражают благодарность А.Т. Кунавину, П.М. Токарю и А.В. Данилову за обсуждения и предоставленную возможность ознакомиться с результатами проводимых ими экспериментов, а также О.А. Гордееву за консультации по вопросам кинетики плазмы.

Список литературы

[1] *Jordan S., Ben-Amar Baranga A., Benford G.* et al. // Phys. Fluids. 1985. Vol. 28. N 2. P. 366–382.
[2] *Батенин В.М., Живописцев В.С., Иконников А.О.* и др. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 4. С. 434–444.
[3] *Гладышев М.В., Никулин М.Г., Сионов А.Б.*. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 8. С. 938–944.
[4] *Харченко И.Ф., Файнберг Я.Б., Корнилов Е.А.* и др. // ЖТФ. 1961. Т. 31. Вып. 7. С. 761–768.
[5] *Иванов А.А.* // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 2. С. 277–284.
[6] *Байтин А.В., Никулин М.Г.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 3. С. 358–362.
[7] *Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М.* Искусственная ионизированная область в атмосфере. М.: ИЗМИР АН СССР, 1986. 184 с.
[8] *Лупан Ю.А.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 12. С. 2321–2326.
[9] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
[10] *Yee J.H., Alvarez R.A., Mayhall D.J.* et al. // Phys. Fluids. 1986. Vol. 29. N 7. P. 1238–1244.
[11] *Пэн Цзай-чен, Пиндрох А.Л.* // Вопросы ракетной техники и космонавтики. 1962. № 12. С. 3–26.
[12] *Коновалов В.П., Сон Э.Е.* // Химия плазмы. 1987. № 14. С. 194–227.
[13] *Байтин А.В., Никулин М.Г., Сионов А.Б.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 3. С. 363–369.