

УДК 537.52

НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ ВОЛНЫ МИКРОВОЛНОВОГО ПРОБОЯ ГАЗА В ОДНОМЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В. Е. Семёнов^{1*}, *Е. И. Ракова*¹, *М. Ю. Глявин*¹, *Г. С. Нусинович*²

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

² IREAP, University of Maryland, College Park, Maryland 20742-3511, USA

В рамках простейшей модели, учитывающей ионизацию газа электронным ударом, прилипание электронов к нейтральным молекулам и диффузию плазмы, выполнено численное моделирование динамики пробоя газа в поле падающей плоской электромагнитной волны. Расчёты проведены с учётом отражения последней от образующейся плазмы для различных пространственных распределений концентрации затравочных электронов. Полученные результаты свидетельствуют о существенной зависимости структуры и параметров образующейся волны ионизации как от соотношения между частотой поля и давлением газа, так и от наличия протяжённого разрежённого облака затравочных электронов с протяжённым пространственным распределением концентрации. При относительно низком давлении газа (или высокой частоте поля) формируется стационарная волна ионизации, распространяющаяся навстречу падающей электромагнитной волне. В случае же высокого давления газа (или относительно низкой частоты поля) реализуется режим повторяющихся пространственных скачков фронта ионизации.

ВВЕДЕНИЕ

При экспериментальном исследовании распространения в атмосферном воздухе коротких импульсов мощного микроволнового (с частотой 110 ГГц) излучения [1–5] наблюдалось формирование регулярных структур газового разряда (филаментация) с характерным продольным масштабом порядка четверти длины электромагнитной волны. Формирование этих структур можно связать с образованием пучностей электрического поля перед движущимся фронтом ионизации в результате отражения падающего электромагнитного излучения от газоразрядной плазмы. Для подтверждения данной гипотезы за последние 10 лет была проведена серия численных расчётов динамики пробоя газа в поле плоской электромагнитной волны с интенсивностью, превышающей пробойную [6–12]. В этих расчётах при локализации затравочных электронов в малой области пространства были получены регулярные структуры разряда, подобные наблюдавшимся в экспериментах. Формирование данных структур происходило следующим образом. Процесс ионизации электронным ударом приводил к лавинообразному росту концентрации плазмы в тех областях пространства, где амплитуда микроволнового электрического поля превышала пробойное значение. Рост концентрации плазмы в области локализации затравочных электронов сопровождался значительным отражением падающей электромагнитной волны и, следовательно, формированием пространственно неоднородного распределения амплитуды микроволнового электрического поля. В области плотной плазмы амплитуда этого поля убывала, а перед этой областью на расстоянии примерно в четверть длины электромагнитной волны формировалась пучность поля. В области пучности плотность плазмы росла быстрее, а когда и эта плазма становилась достаточно плотной, она тоже начинала отражать падающую электромагнитную волну, что приводило к формированию новой пучности поля, и процесс повторялся.

* sss@appl.sci-nnov.ru

Представленная выше картина выглядит вполне логично, если предположить, что всюду в пространстве имеется фоновая плазма с очень малой концентрацией. Однако в работах [6–12] рассматривалась упрощённая модель ионизационного баланса, в рамках которой наличие фоновой плазмы не учитывалось. Наличие «первых» электронов, необходимых для старта лавинообразного роста концентрации плазмы в пучностях микроволнового поля, связывалось с диффузией. Однако диффузия способствует также и непрерывному перемещению фронта ионизации [11, 13, 14], которое не сопровождается формированием квазипериодических структур разряда в поле плоской электромагнитной волны. Выполненные недавно детальные исследования [15] показали, в частности, что в отсутствие фоновой плазмы уравнения, описывающие динамику пробоя, имеют решение в виде стационарной волны ионизации даже в условиях, когда отражение электромагнитной волны от плазмы весьма существенно. Кроме того, достаточно сильная диффузия может подавить формирование мелкомасштабной структуры разряда, что, по-видимому, и наблюдалось в экспериментах [3] при понижении давления воздуха. Это означает, что для выяснения условий формирования квазипериодических разрядных структур, наблюдавшихся в экспериментах [1–5], требуются дополнительные исследования. Результаты таких исследований представлены ниже.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Для исследования динамики пробоя в поле плоской электромагнитной волны использовалась одномерная модель, близкая к рассматривавшейся в работе [15] для изучения стационарной волны ионизации. В рамках этой модели предполагалось, что изменение параметров плазмы во времени происходит достаточно медленно. Это позволяет для отыскания пространственного распределения комплексной амплитуды $E(x, t)$ квазимонохроматического электрического поля $\text{Re}[E(x, t) \exp(i\omega t)]$, где x — координата, t — время, использовать в каждый момент решение стационарного уравнения Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k^2 \epsilon E = 0, \quad (1)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, ω — круговая частота поля, c — скорость света в вакууме, $\epsilon(x, t) = 1 - n - i\delta n$ — комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы, $n = N/[N_c(1 + \delta^2)]$, $N(x, t)$ — концентрация электронов, $N_c = m\omega^2/(4\pi e^2)$ — критическая концентрация плазмы, $\delta = \nu/\omega$, ν — эффективная частота столкновений электронов с нейтральными молекулами, m — масса электрона, e — элементарный заряд.

Эволюция безразмерной концентрации плазмы n описывалась уравнением диффузии с источниками и стоками, отвечающими процессам ионизации электронным ударом и диссоциативного прилипания электронов к нейтральным молекулам:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + (\nu_i - \nu_a)n, \quad (2)$$

где коэффициент диффузии D и частота прилипания ν_a предполагались постоянными, а для зависимости частоты ионизации от амплитуды высокочастотного электрического поля использовалась степенная аппроксимация $\nu_i = \nu_a |E/E_c|^\beta$, где E_c — пробойное поле. Вообще говоря, с увеличением концентрации плазмы при пробое газа механизм диффузии электронов плазмы качественно изменяется. Если при малой концентрации плазмы диффузия электронов происходит независимо от ионов (т. е. имеет место свободная диффузия электронов), то в плотной плазме поле разделения зарядов приводит к тому, что электроны и ионы диффундируют вместе (т. е. имеет место амбиполярная диффузия). Коэффициент амбиполярной диффузии примерно

на два порядка меньше, чем коэффициент свободной диффузии электронов. Тем не менее приближение, в рамках которого не учитывается уменьшение коэффициента диффузии с увеличением концентрации плазмы, оказывается достаточно хорошим при расчёте динамики волны пробоя газа [11]. Это обусловлено тем, что диффузия электронов оказывает существенное влияние на этот процесс лишь на его начальном этапе [13].

Формально в рамках предлагаемой упрощённой модели не учитываются слабые источники фоновой плазмы. Однако в течение достаточно малого времени, характерного для развития пробоя, непосредственный вклад этих источников в процесс ионизации весьма невелик. Поэтому их роль в развитии разряда можно приближённо проанализировать, задавая в качестве начального такого распределения концентрации плазмы $N_0(x)$, которое могло быть создано источниками фоновой плазмы до включения генератора мощного микроволнового излучения.

Чтобы упростить поиск закономерностей, характеризующих динамику пробоя, использовались следующие безразмерные переменные: $z = kx$, $\tau = Dk^2t$, $F = E/E_c$ и $A = |F|$. Это позволило уменьшить число независимых параметров. В этих безразмерных переменных уравнения (1) и (2) записываются в виде

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \varepsilon F = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \mu(A^\beta - 1)n, \quad (4)$$

где $\mu = \nu_a/(Dk^2)$. Численное решение уравнений (3) и (4) строилось с использованием следующих граничных и начальных условий:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial z} - iF \right) \Big|_{z \rightarrow -\infty} = 0, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial z} + iF \right) \Big|_{z \rightarrow +\infty} = 2iA_0 \exp(iz), \quad (6)$$

$$n|_{z \rightarrow \pm\infty} = 0, \quad (7)$$

$$n|_{\tau=0} = n_0(z) = n_g \exp \left[- \left(\frac{z}{a} \right)^2 \right] + \frac{n_h}{\text{ch}(z/b)}. \quad (8)$$

Здесь граничные условия (5) и (6) отвечают ситуации, когда разряд возникает в поле монохроматической плоской волны, падающей справа. Нормированная амплитуда электрического поля падающей волны предполагалась постоянной во времени и равной A_0 . Граничные условия (7) отвечают отсутствию плазмы на бесконечности. Первое слагаемое в правой части (8) описывает локализованные в пространстве затравочные электроны, а второе используется для моделирования фоновой плазмы. В большинстве случаев параметры подбирались таким образом, чтобы выполнялись неравенства $\ln(n_g/n_h) \gg 1$ и $b \gg a$.

Заметим, что при типичных условиях газового разряда частота столкновений электронов, как и частота их прилипания к нейтральным молекулам, пропорциональна давлению газа, а коэффициент диффузии электронов обратно пропорционален этому давлению. Поэтому параметр δ пропорционален отношению давления газа к частоте поля, а параметр μ пропорционален квадрату этого отношения. Это означает, что отношение μ/δ^2 не зависит ни от давления газа, ни от частоты поля и полностью определяется химическим составом газа. Для воздуха, в частности, можно принять приближённо, что $\mu = 1,8 \delta^2$ [16, 17]. Параметр β также зависит от химического

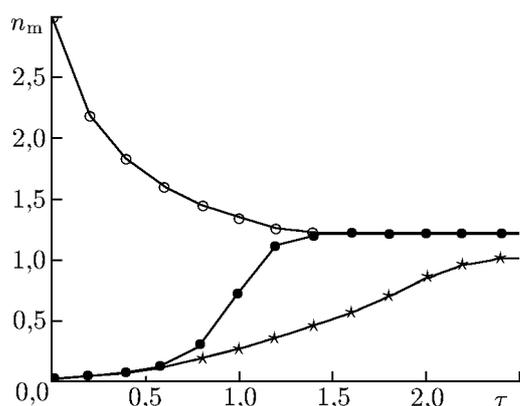


Рис. 1. Зависимость максимальной концентрации плазмы n_m от безразмерного времени τ для $n_g = 0,01$, $a = 1$ (символы \bullet); $n_g = 3$, $a = 1$ (символы \circ); $n_g = 0,01$, $a = 10$ (символы \star). Расчёты выполнены при $\delta = 0,3$, $\mu = 0,162$, $A_0 = 2$ и $n_h = 0$

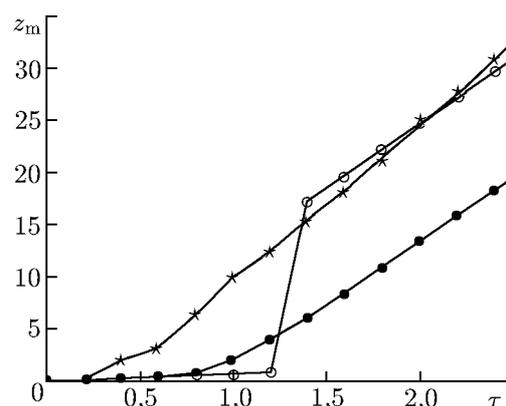


Рис. 2. Зависимость безразмерной координаты z_m максимума концентрации плазмы от безразмерного времени τ для $n_g = 0,01$, $a = 1$ (символы \bullet); $n_g = 3$, $a = 1$ (символы \circ); $n_g = 0,01$, $a = 10$ (символы \star). Расчёты выполнены при $\delta = 0,3$, $\mu = 0,162$, $A_0 = 2$ и $n_h = 0$

состава газа, поэтому в безразмерных переменных при заданных начальных условиях (8) и заданном химическом составе газа поставленная задача характеризуется только двумя параметрами: A_0 и δ . Первый отвечает за соотношение амплитуды падающей волны с пробойным уровнем, второй — за давление газа и частоту поля.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основной целью численных расчётов, результаты которых представлены ниже, было исследование процесса формирования волны пробоя в зависимости от параметров, отвечающих за частоту и амплитуду падающей электромагнитной волны, давление газа и начальное распределение концентрации плазмы. Значение β во всех расчётах принималось равным 5, что обеспечивало возможность сравнения формирующихся структур с найденными ранее стационарными волнами пробоя [15]. Расчёты были выполнены в широком диапазоне значений A_0 и δ . Рассмотренный интервал значений амплитуды падающей волны ($1,1 < A_0 < 2$) позволял изучить динамику пробоя как вблизи его порога, так и вдали от него, а выбор значений $\delta = 3; 1; 0,3$ для атмосферного воздуха позволял исследовать процесс пробоя в полях с частотой f , приблизительно равной 0,2; 0,6 и 2 ТГц соответственно.

На первом этапе была проведена серия расчётов, в которых, по аналогии с работами [6–12], второе слагаемое в правой части (8) отсутствовало. Результаты всех расчётов в этой серии продемонстрировали установление с течением времени стационарной волны ионизации. Время этого установления зависит от начального распределения концентрации плазмы, но параметры установившейся волны от него не зависят (см. рис. 1 и 2). Детальное сравнение показало, что устанавливающаяся волна ионизации очень близка к той, которая отвечает стационарной волне с минимальной скоростью распространения [15].

На втором этапе была проведена серия расчётов, в которых в правой части (8) отсутствовало первое слагаемое. В этом случае также было продемонстрировано установление стационарной волны ионизации при всех рассмотренных значениях A_0 , δ , n_h и b . При достаточно малых значениях b параметры устанавливающейся стационарной волны не зависели от величины n_h и совпа-

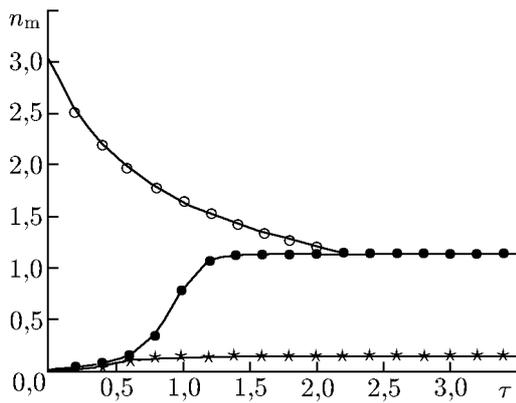


Рис. 3. Зависимость максимальной концентрации плазмы n_m от безразмерного времени τ для $n_h = 0,01, b = 1$ (символы ●); $n_h = 3, b = 1$ (символы ○); $n_h = 0,01, b = 10$ (символы *). Расчёты выполнены при $\delta = 0,3, \mu = 0,162, A_0 = 2$ и $n_g = 0$

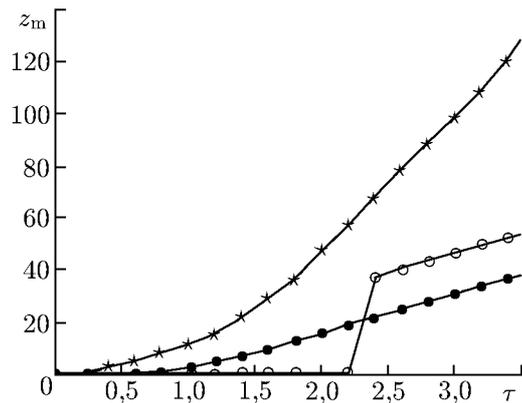


Рис. 4. Зависимость безразмерной координаты z_m от безразмерного времени τ для $n_h = 0,01, b = 1$ (символы ●); $n_h = 3, b = 1$ (символы ○); $n_h = 0,01, b = 10$ (символы *). Расчёты выполнены при $\delta = 0,3, \mu = 0,162, A_0 = 2$ и $n_g = 0$

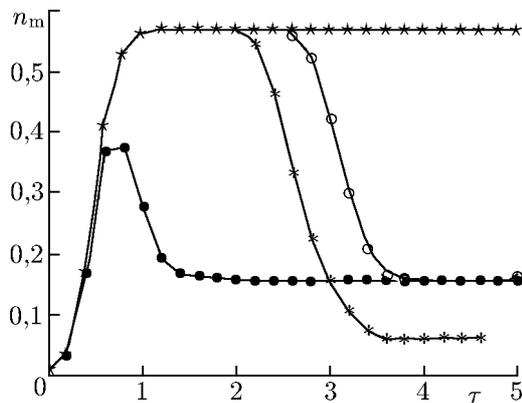


Рис. 5. Зависимость максимальной концентрации плазмы n_m от безразмерного времени τ для $n_h = 10^{-4}, b = 2$ (символы ●); $n_h = 10^{-15}, b = 2$ (символы ○); $n_h = 10^{-15}, b = 0,5$ (символы *); $n_h = 10^{-15}, b = 5$ (символы ×). Расчёты выполнены при $\delta = 1, \mu = 1,8, A_0 = 1,5, n_g = 0,01$ и $a = 0,3$

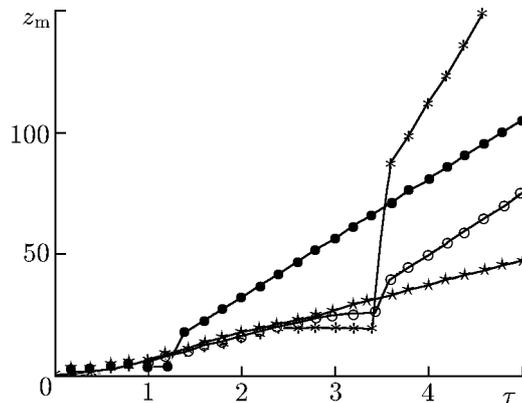


Рис. 6. Зависимость безразмерной координаты z_m от безразмерного времени τ для $n_h = 10^{-4}, b = 2$ (символы ●); $n_h = 10^{-15}, b = 2$ (символы ○); $n_h = 10^{-15}, b = 0,5$ (символы *); $n_h = 10^{-15}, b = 5$ (символы ×). Расчёты выполнены при $\delta = 1, \mu = 1,8, A_0 = 1,5, n_g = 0,01$ и $a = 0,3$

дали с параметрами волны ионизации, устанавливающейся в предыдущем случае. Увеличение же ширины начального распределения концентрации плазмы выше некоторого порогового значения приводило к снижению концентрации плазмы в устанавливающейся волне ионизации (см. рис. 3) с одновременным увеличением скорости распространения этой волны (рис. 4).

Третья серия расчётов была выполнена в условиях, когда оба слагаемых в правой части (8) были отличны от нуля. В результате было обнаружено, что динамика пробоя может существенным образом зависеть от параметров A_0 и δ . При относительно небольшой амплитуде падающей электромагнитной волны ($A_0 \leq 1,5$) для всех рассмотренных значений δ и любой комбинации слагаемых в правой части (8) наблюдалось установление стационарной волны ионизации, параметры которой (скорость и максимальная концентрация плазмы) определялись характерной шириной b функции во втором слагаемом аналогично тому, как это имело место во второй серии расчё-

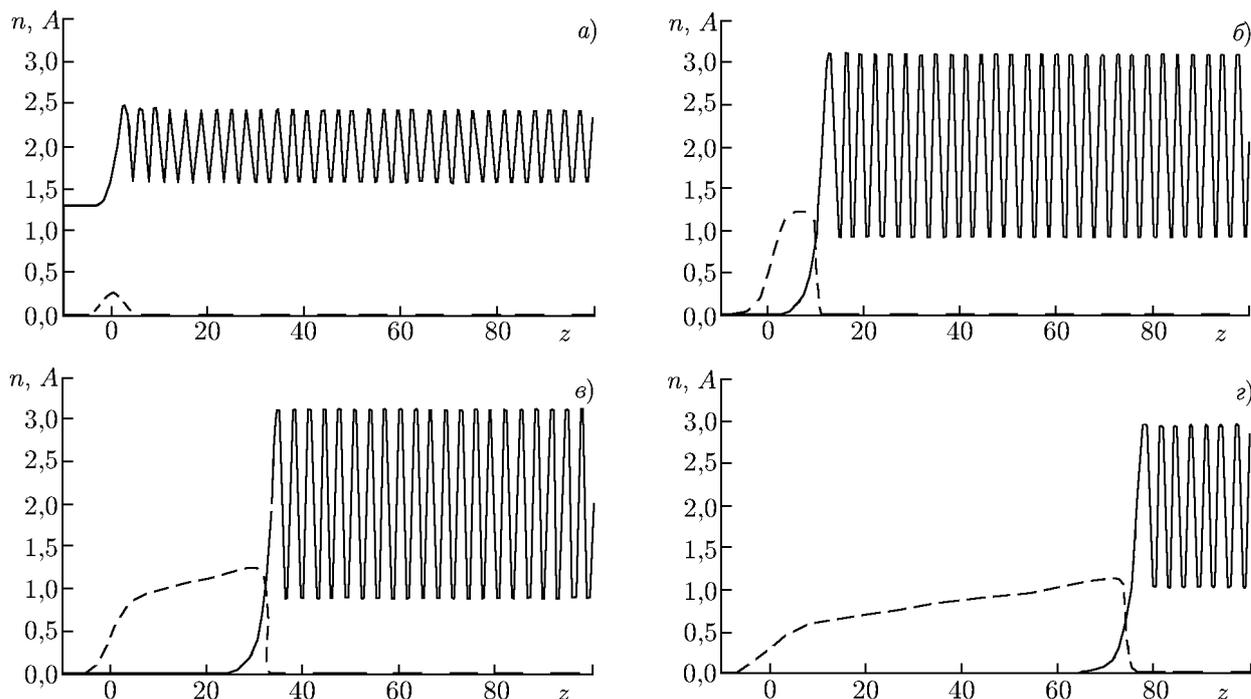


Рис. 7. Пространственные распределения концентрации плазмы n (штриховая линия) и амплитуды поля A (сплошная линия) в различные моменты времени: $\tau = 1$ (а), $\tau = 1,8$ (б), $\tau = 3,6$ (в), $\tau = 6,6$ (г). Расчёты выполнены при $\delta = 0,3$, $\mu = 0,162$, $A_0 = 2$, $n_g = 0,01$, $n_h = 10^{-15}$, $a = 0,3$ и $b = 1$

тов (ср. рис. 5, 6 и 3, 4). В случае же большой амплитуды падающей волны ($A_0 = 2$) динамика пробоя с увеличением параметра δ качественно изменялась. При малых значениях последнего ($\delta \leq 1$) в этом случае также наблюдалось установление стационарной волны ионизации для любой комбинации слагаемых в правой части (8), несмотря на значительное отражение падающей электромагнитной волны от плазмы (рис. 7).

При $\delta = 3$ формирование стационарной волны ионизации наблюдалось только когда характерная ширина b локализации разреженной фоновой плазмы была либо очень малой, либо очень большой. Если этот масштаб задавался меньшим ширины переднего фронта стационарной волны ионизации, распространяющейся с минимальной возможной скоростью, то наличие разреженной фоновой плазмы очень слабо влияло на динамику волны ионизации, которая очень быстро становилась стационарной (кривые 1 и 2 на рис. 8).

Если же масштаб локализации разреженной фоновой плазмы слишком велик, то, в конечном итоге, волна ионизации также становится стационарной, но переходный процесс может быть достаточно длительным и сложным (см. рис. 9). На начальном этапе пробоя влияние разреженной фоновой плазмы достаточно слабое и в области первоначальной локализации электронов может

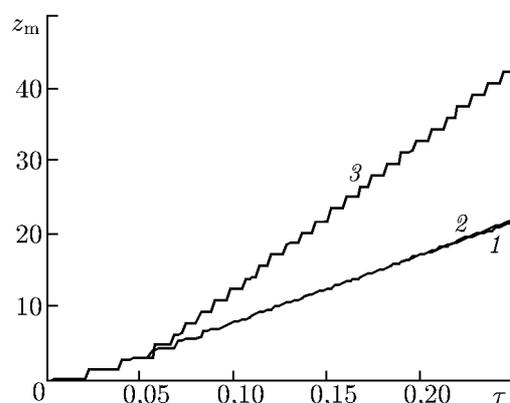


Рис. 8. Зависимость безразмерной координаты z_m от безразмерного времени τ . Расчёты выполнены при $\delta = 3$, $\mu = 0,162$, $A_0 = 2$, $n_g = 0,01$ и $a = 0,3$. Кривая 1 получена при $n_h = 0$, две другие кривые — при $n_h = 10^{-15}$ и различных значениях b (кривая 2 — при $b = 0,1$, кривая 3 — при $b = 0,3$)

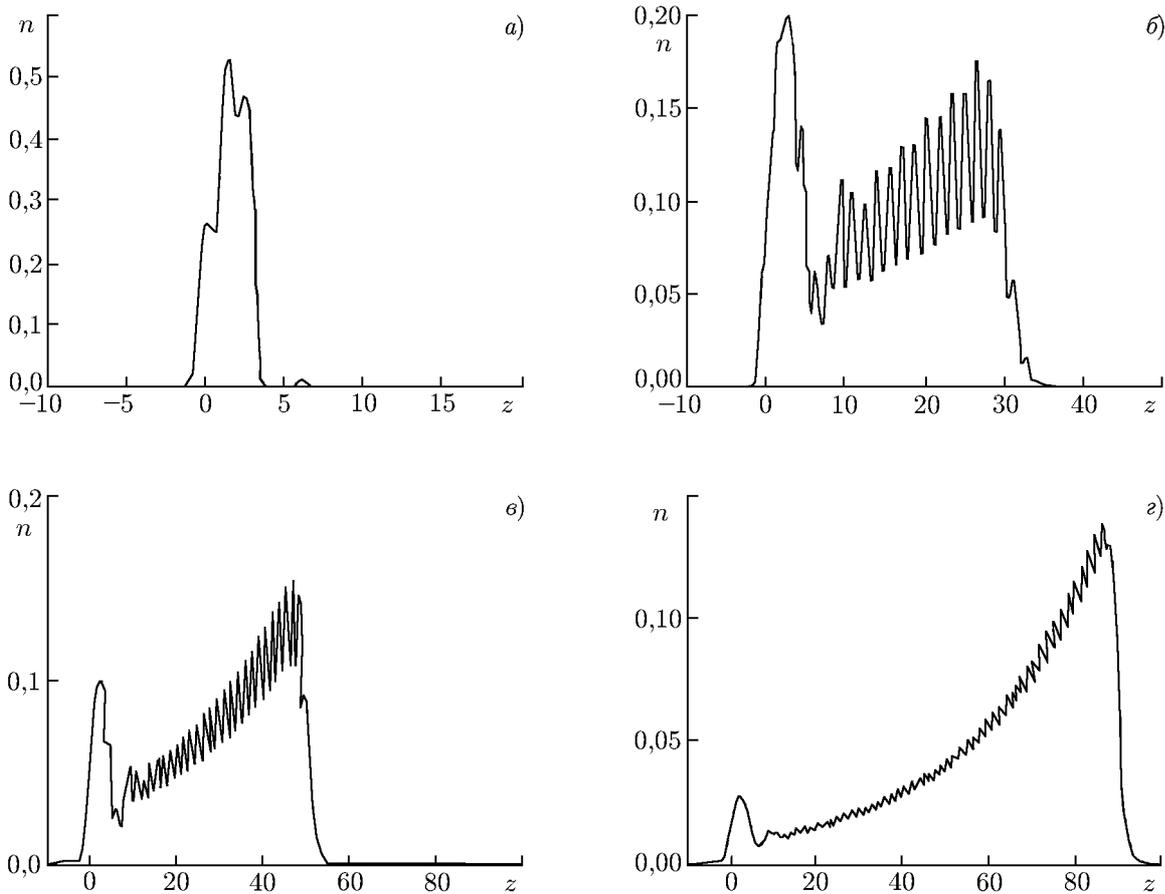


Рис. 9. Пространственные распределения концентрации плазмы n в различные моменты времени: $\tau = 0,04$ (а), $\tau = 0,1$ (б), $\tau = 0,14$ (в) и $\tau = 0,22$ (г). Расчёты выполнены при $\delta = 3$, $\mu = 16,2$, $A_0 = 2$, $n_g = 0,01$, $n_h = 10^{-15}$, $a = 0,3$ и $b = 1$

образоваться плотная плазма, коэффициент отражения электромагнитной волны от которой достаточно велик. Это приводит к появлению квазипериодической мелкомасштабной структуры концентрации плазмы в области, занятой первоначально разрежённой фоновой плазмой. Однако насыщение роста концентрации плазмы в этой области происходит на очень малом её уровне, при котором отражение падающей электромагнитной волны оказывается слабым, а её ослабление вследствие поглощения — существенным. Ослабление поля приводит к распаду плазмы в области первоначальной локализации электронов, а снижение коэффициента отражения падающей электромагнитной волны — к тому, что появившаяся на начальном этапе мелкомасштабная структура исчезает и формируется стационарная волна ионизации с малой концентрацией плазмы и большой скоростью распространения.

При промежуточной ширине области локализации разрежённой фоновой плазмы формирование стационарной волны полностью разрушается. В этом случае максимум концентрации плазмы перемещается в пространстве не непрерывно, а скачкообразно (кривая 3 на рис. 8). Такое скачкообразное перемещение фронта ионизации сопровождается формированием в пространстве квазирегулярной структуры, характеризующейся наличием большого числа почти неподвижных максимумов концентрации плазмы, разделённых интервалами, ширина которых близка к четверти длины волны (рис. 10). Данная структура весьма существенно отличается от пространственной структуры с единственным перемещающимся максимумом концентрации плазмы, возникающей

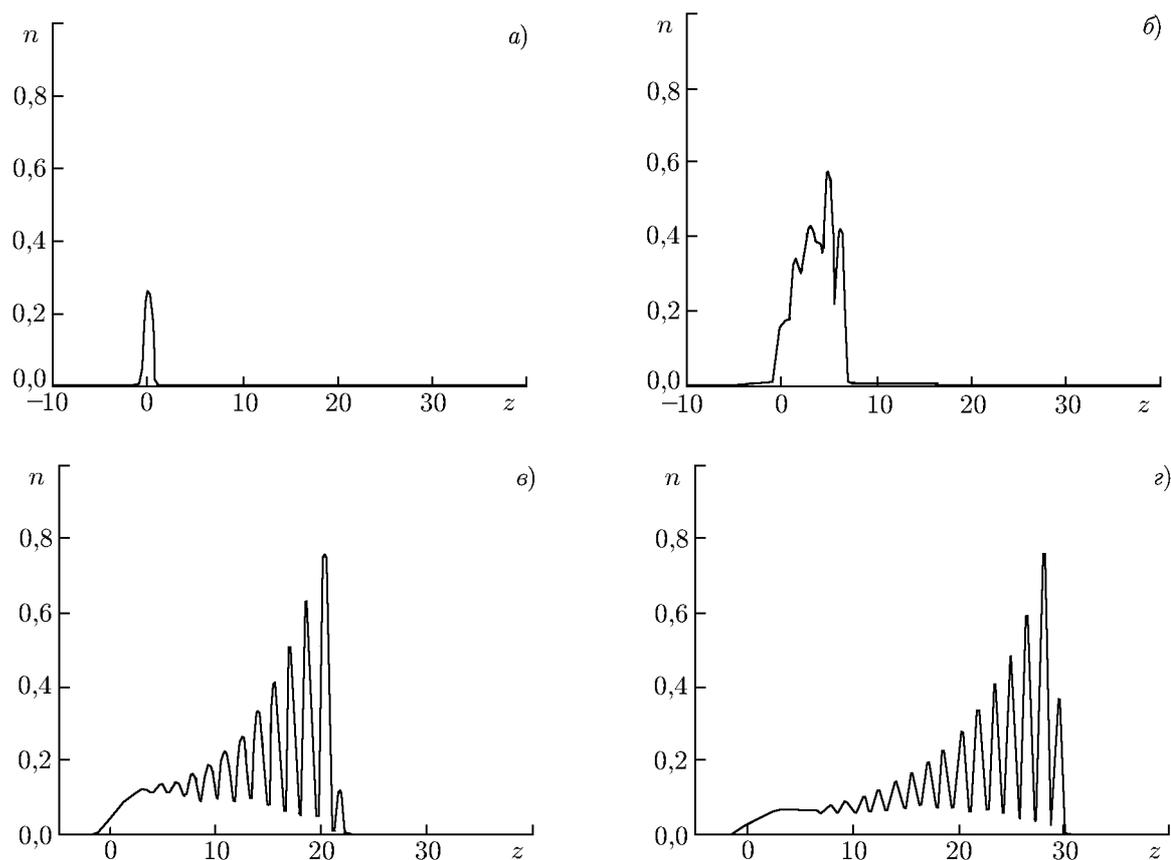


Рис. 10. Пространственные распределения концентрации плазмы n в различные моменты времени: $\tau = 0,01$ (а), $\tau = 0,064$ (б), $\tau = 0,138$ (в) и $\tau = 0,178$ (г). Расчёты выполнены при $\delta = 3$, $\mu = 16,2$, $A_0 = 2$, $n_g = 0,01$, $n_h = 10^{-15}$, $a = 0,3$ и $b = 0,3$

в режиме формирования стационарной волны ионизации (рис. 7, 9).

Приведённые выше результаты заметно отличаются от результатов работ [6–12], в которых было выполнено численное моделирование динамики микроволнового разряда при атмосферном давлении и частоте поля 110 ГГц. В этих работах структуры с масштабом порядка четверти длины волны были получены несмотря на то, что наличие разрежённой фоновой плазмы перед фронтом ионизации не учитывалось. В рамках рассмотренной выше модели частоте поля 110 ГГц (при атмосферном давлении) отвечает значение $\delta \approx 6$. Поэтому для сопоставления с результатами работ [6–12] была специально выполнена ещё одна серия расчётов, в которых задавалось значение $\delta = 6$. Их результаты (в полном соответствии с работами [6–12]) показали формирование повторяющихся скачков фронта ионизации и многослойной структуры плазмы (подобной той, что изображена на рис. 10) в отсутствие разрежённой фоновой плазмы (т. е. при $n_h = 0$), если амплитуда падающей электромагнитной волны достаточно велика (конкретно при $A_0 = 2$).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты выполненного численного моделирования показывают, что возможные режимы развития пробоя воздуха в поле плоской электромагнитной волны существенным образом зависят от соотношения между частотой поля и давлением воздуха. При низком давлении воздуха или высокой частоте поля (когда $\delta \leq 1$) развитие мелкомасштабной структуры разряда (с масштабом

порядка четверти длины электромагнитной волны) подавляется диффузией плазмы, т. к. характерная частота диффузионных потерь превышает характерную частоту ионизации ($Dk^2 > \nu_a$). Поэтому стационарная волна ионизации оказывается устойчивой по отношению к мелкомасштабным возмущениям, что и подтверждается результатами экспериментальных исследований на частотах 110 и 37 ГГц [3, 18]. Соответственно, динамика микроволнового пробоя в атмосферном воздухе при частоте поля выше 500 ГГц не должна сопровождаться формированием регулярных структур.

При высоком давлении воздуха или относительно низкой частоте поля (когда $\delta \geq 6$) диффузия не может подавить формирование мелкомасштабных структур, что в случае достаточно высокой амплитуды падающей электромагнитной волны приводит к скачкам фронта ионизации и возникновению квазипериодических плазменных структур с характерным масштабом порядка четверти электромагнитной волны. Каждый плазменный слой в этом случае почти неподвижен, но за счёт скачков эффективная скорость фронта ионизации оказывается выше, чем в режиме стационарной волны ионизации, рассмотренном в работе [15].

В промежуточной области значений давления воздуха и частоты поля ($1 < \delta < 6$) результаты наших численных расчётов показывают, что формирование мелкомасштабных разрядных структур требует не только высокой амплитуды падающей электромагнитной волны, но и наличия разрежённой фоновой плазмы, пространственный масштаб локализации которой в несколько раз превышает ширину переднего фронта стационарной волны ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью. При микроволновом разряде в воздухе образование разрежённого плазменного ореола перед фронтом ионизации наблюдалось ранее в работах [19–21], где было показано, что это явление обусловлено собственным ультрафиолетовым излучением газоразрядной плазмы. Поэтому формирования при микроволновом пробое атмосферного воздуха структур с продольным масштабом порядка четверти длины электромагнитной волны можно ожидать и для более высоких частот (вплоть до 200 ГГц), чем использовавшихся в экспериментах [1–4].

Результаты выполненного численного моделирования показывают также, что наличие даже очень разрежённой фоновой плазмы может оказать существенное влияние на динамику пробоя газа в поле плоской электромагнитной волны при любом соотношении между частотой поля и давлением газа. В частности, при достаточной протяжённости области, занятой фоновой плазмой, всегда устанавливается безотражательный режим распространения стационарной волны ионизации с малой концентрацией плазмы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-00609).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hidaka Y., Choi E. M., Mastovsky I., et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. no. 035003.
2. Hidaka Y., Choi E. M., Mastovsky I., et al. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. Art. no. 055702.
3. Cook A., Shapiro M., Temkin R. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. Art. no. 011504.
4. Cook A. M., Hummelt J. S., Shapiro M. A., Temkin R. J. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. Art. no. 100704.
5. Cook A. M., Hummelt J. S., Shapiro M. A., Temkin R. J. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. Art. no. 043507.
6. Nam S. K., Verboncoeur J. P. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. Art. no. 055004.
7. Nam S. K., Verboncoeur J. P. // Computer Phys. Commun. 2009. V. 180. P. 628.
8. Chaudhury B., Boeuf J.-P. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38, No. 9. P. 2281.
9. Chaudhury B., Boeuf J.-P., Zhu G. Q. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. Art. no. 123505.

10. Boeuf J.-P., Chaudhury B., Zhu G. Q. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. Art. no. 015002.
11. Zhu G. Q., Boeuf J.-P., Bhaskar B. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. Art. no. 035007.
12. Chaudhury B., Boeuf J.-P., Zhu G. Q., Olivier Pascal O. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. Art. no. 113306.
13. Семёнов В. Е. // Физика плазмы. 1982. Т. 8, № 3. С. 613.
14. Двинин С. А., Довженко В. А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14, № 1. С. 66.
15. Семёнов В. Е., Ракова Е. И., Глявин М. Ю., Нусинович Г. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 5. С. 362.
16. Anderson D., Jordan U., Lisak M., et al. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1999. V. 47, No. 12. P. 2547.
17. Taylor W. C., Scharfman W. E., Morita T. // Advan. Microwave. 1971. V. 7. P. 59.
18. Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б., Голубев С. В. и др. // Журн. exper. теор. физ. 1988. Т. 94, № 4. С. 136.
19. Бородачева Т. В., Голубев С. В., Зорин В. Г. и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15, № 1. С. 107.
20. Зорин В. Г., Богатов Н. А., Голубев С. В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 888.
21. Богатов Н. А., Голубев С. В., Зорин В. Г. // Физика плазмы. 1986. Т. 12, № 11. С. 1369.

Поступила в редакцию 16 февраля 2015 г.; принята в печать 30 мая 2015 г.

INITIAL STAGE OF THE MICROWAVE IONIZATION WAVE WITHIN A 1D PROBLEM

V. E. Semenov, E. I. Rakova, M. Yu. Glyavin, and G. S. Nusinovich

The dynamics of the microwave breakdown in a gas is simulated numerically within a simple 1D model which takes into account such processes as the impact ionization of gas molecules, the attachment of electrons to neutral molecules, and plasma diffusion. Calculations are carried out for different spatial distributions of seed electrons with account for reflection of the incident electromagnetic wave from the plasma. The results reveal considerable dependence of the ionization wave evolution on the relation between the field frequency and gas pressure, as well as on the existence of extended rarefied halo of seed electrons. At relatively low gas pressures (or high field frequencies), the breakdown process is accompanied by the stationary ionization wave moving towards the incident electromagnetic wave. In the case of a high gas pressure (or a relatively low field frequency), the peculiarities of the breakdown are associated with the formation of repetitive jumps of the ionization front.