УДК 537.52

# ИССЛЕДОВАНИЕ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ ПРОБОЯ В УСЛОВИЯХ ЗАМЕТНОГО ОТРАЖЕНИЯ ПАДАЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

В. Е. Семёнов<sup>1</sup>, Е. И. Ракова<sup>1</sup>, М. Ю. Глявин<sup>1</sup>\*, Г. С. Нусинович<sup>2</sup>

 $^1$ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия $^2$ IREAP, University of Maryland, Maryland, USA

В рамках простейшей модели, учитывающей ионизацию газа электронным ударом, прилипание электронов к нейтральным молекулам и диффузию плазмы, выполнено численное моделирование распространения стационарной волны ионизации, движущейся навстречу падающей плоской электромагнитной волне. Расчёты проведены в приближении самосогласованного поля с учётом отражения электромагнитной волны от плазмы. Характеристики волн ионизации найдены в широком диапазоне таких параметров, как давление и сорт газа, частота и амплитуда падающей электромагнитной волны.

### ВВЕДЕНИЕ

Уже первые экспериментальные исследования показали, что при пробое газа в поле бегущей электромагнитной волны фронт ионизации имеет тенденцию распространения навстречу этой волне [1]. Физические механизмы, обуславливающие такое движение фронта ионизации, зависят от сорта и давления газа, частоты и амплитуды электромагнитной волны и детально изучались как теоретически, так и экспериментально на протяжении нескольких последних десятков лет [2–11]. Значительное внимание в этих исследованиях уделялось изучению так называемого инициированного разряда, развитие которого наблюдается в полях «допробойной» интенсивности и обусловлено процессами нагрева нейтрального газа. Динамика разряда в полях «надпробойной» интенсивности представлялась существенно более простой [12–15], и интерес к ней в последнее десятилетие прошлого века значительно упал. Однако в последние 10 лет такой разряд вновь привлёк внимание исследователей после серии экспериментальных исследований пробоя, возникающего в атмосферном воздухе под действием коротких импульсов излучения мощного гиротрона [16–20]. В экспериментах [16–20] наблюдалось формирование достаточно регулярной структуры разряда (филаментации) с характерным масштабом порядка четверти длины волны излучения гиротрона. Формирование подобных структур наблюдалось ранее лишь в инициированном разряде и связывалось с перескоками фронта ионизации [21, 22] в ближайшую к области плотной плазмы пучность высокочастотного электрического поля, образующуюся в результате сильного отражения падающей электромагнитной волны от плазмы разряда.

Теоретические исследования волны пробоя, формирующейся в полях с надпробойными интенсивностями, проводились ранее в основном в рамках «безотражательного» приближения [12, 13], представлявшегося оправданным в условиях экспериментов с лазерной искрой или со слабо сфокусированными пучками микроволнового излучения. Следует отметить, что в рамках такого приближения одномерная задача, описывающая динамику волны пробоя в поле плоской электромагнитной волны, имеет аналитическое решение для произвольных начальных условий [13]. Это решение показывает, в частности, что при высоком давлении газа (т. е. при слабой диффузии плазмы) и локализации «затравочных» электронов в малой области пространства условия

В. Е. Семёнов, Е. И. Ракова, М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович

<sup>\*</sup> glyavin@appl.sci-nnov.ru

применимости этого приближения нарушаются, т. е. следует ожидать существенного отражения падающей электромагнитной волны от возникающей газоразрядной плазмы. За последние 10 лет данное предположение было подтверждено в серии численных расчётов динамики пробоя в поле плоской электромагнитной волны с надпробойной интенсивностью [23–29]. Расчёты, выполненные как для одномерной, так и трёхмерной задач, показали, что при атмосферном давлении газа и малых размерах области локализации затравочных электронов пробой приводит к образованию в этой области плотной плазмы, которая начинает отражать падающую электромагнитную волну. Вследствие формирующихся в пространстве неоднородностей высокочастотного электрического поля скорость ионизации газа также становится пространственно-неоднородной. Концентрация плазмы нарастает опережающими темпами в пучностях поля, что и приводит в конечном итоге к формированию регулярных структур, подобных наблюдавшимся в экспериментах.

Выполненные в последние годы численные расчёты [23–29] преследовали достаточно узкую цель — моделирование динамики пробоя в условиях, близких к условиям проведённых экспериментальных исследований. Это позволило провести детальное сравнение результатов численного моделирования и экспериментов, но оставило открытым вопрос об условиях нарушения непрерывности движения фронта ионизации. Для ответа на этот вопрос требуются исследования в более широком диапазоне параметров, что и являлось целью представленной ниже работы. На первом этапе было решено провести исследования возможности непрерывного стационарного движения волны пробоя навстречу падающей электромагнитной волне с «надпробойной» интенсивностью в условиях, когда нельзя пренебречь отражением этой волны от плазмы. Решение данной задачи аналитическими методами не представляется возможным, поэтому для определения зависимости параметров стационарной волны пробоя от давления и сорта газа, амплитуды и частоты электромагнитной волны использовались численные методы.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Для исследования стационарной волны пробоя использовалась простейшая одномерная модель, в рамках которой пространственное распределение комплексной амплитуды E(x,t) монохроматического электрического поля  $\operatorname{Re}[E(x,t)\exp(i\omega t)]$ , где x — координата, t — время, описывалось уравнением Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k^2 \varepsilon E = 0, \tag{1}$$

где  $k = \omega/c$  — волновое число в вакууме,  $\omega$  — круговая частота поля, c — скорость света в вакууме,  $\varepsilon(x,t) = 1 - n - in\delta$  — 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,  $\delta = \nu/\omega$ ,  $\nu$  — эффективная частота столкновений электронов с нейтральными молекулами, m и e масса и заряд электрона соответственно. Использование стационарного уравнения (1) является приближением, оправданным в условиях, когда скорость движения фронта ионизации мала по сравнению со скоростью света.

Как и в работе [13], эволюция концентрации электронов N описывалась уравнением диффузии с источниками и стоками, отвечающими процессам ионизации электронным ударом и диссоциативного прилипания электронов к нейтральным молекулам,

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

где коэффициент диффузии D и частота прилипания  $\nu_{\rm a}$  предполагались постоянными, а для зависимости частоты ионизации  $\nu_{\rm i}$  от амплитуды высокочастотного электрического поля использовалась степенная аппроксимация  $\nu_{\rm i} = \nu_{\rm a} |E/E_{\rm c}|^{\beta}$ , где  $E_{\rm c}$  — пробойное поле,  $\beta$  — показатель

крутизны этой зависимости. Использование такой упрощённой модели позволяло провести сравнение результатов численных расчётов с аналитическими решениями, построенными ранее в рамках безотражательного приближения. Следует отметить, что в последних теоретических работах [23–29] рассматривались и более сложные модели ионизационных процессов, учитывающие электрон-ионную рекомбинацию и поле разделения зарядов в плазме, влияющее на скорость процессов переноса. Однако результаты этих работ показывают, что использование таких сложных ионизационных моделей не приводит к качественно новым эффектам, а правильный выбор значений параметров в простой модели позволяет получить хорошее количественное совпадение её результатов с результатами сложной модели.

Решение уравнений (1) и (2) описывает динамику пробоя, формирующегося в электромагнитном импульсе с произвольной огибающей функцией  $E_0(t)$  при любом локализованном в пространстве распределении концентрации затравочных электронов  $N_0(x)$ , если выполняются соответствующие граничные и начальные условия <sup>1</sup>

$$\frac{\partial E}{\partial x} - ikE = 0 \tag{3}$$

при 
$$x \to -\infty$$
,

$$\frac{\partial E}{\partial x} + ikE = 2ikE_0 \exp(ikx) \tag{4}$$

при $x\to\infty$  ,

364

$$N = \begin{cases} 0, & x \to \pm \infty; \\ N_0(x) & t = 0 \end{cases}$$
(5)

$$\begin{cases}
N_0(x), \quad t = 0.
\end{cases}$$
(6)

Обычно на начальном этапе пробоя концентрация электронов настолько мала, что влиянием плазмы на амплитуду электрического поля можно пренебречь, полагая в уравнении (1)  $\varepsilon = 1$ . В рамках такого приближения решение этого уравнения с граничными условиями (3) и (4) отвечает невозмущённому полю, т.е.  $E(x,t) = E_0(t)$ . В случае превышения амплитудой поля «пробойного» уровня, т. е. когда  $|E_0| > E_c$ , решение уравнения (2) на начальном этапе описывает экспоненциальный рост концентрации плазмы с течением времени, что и отвечает возникновению пробоя. В рамках рассматриваемой модели такой лавинообразный рост концентрации плазмы сопровождается также расширением ионизованной области вследствие диффузии плазмы. Этот процесс продолжается до тех пор, пока амплитуда поля в области ионизации не уменьшится до уровня ниже «пробойного» вследствие поглощения и отражения падающей электромагнитной волны. Данные процессы приведут к тому, что амплитуда поля станет существенно неоднородной в пространстве. В области перед плазмой со стороны падающей волны амплитуда поля будет по-прежнему превышать «пробойное» значение, внутри же области с плотной плазмой и за ней амплитуда поля станет ниже «пробойного» значения. В результате ионизованная область начнёт двигаться навстречу падающей электромагнитной волне. Этот процесс и называется волной пробоя.

Свойства волны пробоя зависят от параметров системы и начальных условий, т.е. от пространственного распределения концентрации затравочных электронов. Зависимость от начальных условий столь существенна, что её имеет смысл обсудить отдельно. В работе [13] в рамках безотражательного приближения было показано, что неоднородность пространственного распределения концентрации затравочных электронов определяет не только скорость распространения

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Граничные условия (3) и (4) отвечают случаю, когда электромагнитный импульс с огибающей функцией  $E_0(t)$  падает справа (из + $\infty$ ) вдоль оси x.

волны пробоя, но и ширину переднего фронта этой волны и максимальную концентрацию плазмы в ней. При любой фиксированной амплитуде падающей электромагнитной волны, когда  $|E_0(t)| =$ = const, возможно распространение волны ионизации с постоянной скоростью, которая зависит от характерного масштаба пространственной неоднородности концентрации затравочных электронов, но не может быть меньше значения  $V_{\min} = 2\sqrt{D(\nu_{i0} - \nu_a)}$ , где  $\nu_{i0} = \nu_a |E_0/E_c|^{\beta}$  – частота ионизации в невозмущённом поле. Формирование стационарной волны ионизации с минимальной скоростью происходит, если концентрация затравочных электронов убывает в направлении навстречу падающей электромагнитной волне быстрее, чем  $\exp(-x/L_{\min})$ , где  $L_{\min} = \sqrt{D/(\nu_{i0} - \nu_a)}$ . Такая ситуация отвечает, в частности, формированию волны пробоя из одного единственного затравочного электрона, что и моделировалось в работах [23–29]. Если же при  $x \to \infty$  начальная концентрация электронов  $N_0(x) \propto \exp(-x/L)$ , где L — масштаб спадания и  $L > L_{\min}$ , то формируется стационарная волна ионизации со скоростью  $V = D/L + (\nu_{i0} - \nu_a)L > V_{min}$ . Такое пространственное распределение затравочных электронов может формироваться на начальной стадии пробоя в сфокусированных пучках электромагнитного излучения [1, 13] или вследствие ионизирующего действия на нейтральный газ ультрафиолетового излучения из начальной области пробоя [3, 22].

Можно предположить, что указанные выше закономерности для волны пробоя сохраняются и в условиях, когда отражением падающей электромагнитной волны от плазмы уже нельзя пренебречь. Для проверки этого предположения методами численного моделирования был проведён поиск решений системы уравнений (1) и (2) в форме стационарной волны ионизации N = N(x - Vt). Чтобы упростить поиск закономерностей, характеризующих волну ионизации, использовались безразмерные переменные и параметры

$$z = k \left( x - Vt \right),\tag{7}$$

$$F = E/E_{\rm c}, \qquad A = |F|, \qquad A_0 = |E_0/E_{\rm c}|,$$
(8)

$$W = V/(Dk), \qquad \mu = \nu_{\rm a}/(Dk^2).$$
 (9)

Уравнения (1) и , (2) и граничные условия (3)-(5) в этом случае принимают вид

$$\frac{\mathrm{d}^2 F}{\mathrm{d}z^2} + (1 - n - i\delta n) F = 0, \tag{10}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2 n}{\mathrm{d}z^2} + W \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}z} + \mu \left(A^\beta - 1\right)n = 0,\tag{11}$$

$$\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}z} - iF = 0\tag{12}$$

при $z \to -\infty$  ,

$$\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}z} + iF = 2iA_0 \exp(i\varphi_0 + iz) \tag{13}$$

при  $z \to \infty$ ,

$$n = 0 \tag{14}$$

при  $z \to \pm \infty$ , где  $\varphi_0$  — фаза падающей волны.

Предполагая конечным коэффициент прохождения падающей электромагнитной волны через плазму, можно считать, что при  $z \to -\infty$  поле представляет собой бегущую волну, т.е.  $F = A_{\infty} \exp(iz)$ , где  $A_{\infty} = |E(z = -\infty)/E_c|$ . Тогда асимптотика решения уравнения (11), удовлетворяющего граничному условию (14), имеет вид

$$n \propto \exp(hz),$$
 (15)

365

В. Е. Семёнов, Е. И. Ракова, М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович

где  $h = -W/2 + \sqrt{(W/2)^2 + \mu (1 - A_{\infty}^{\beta})}$ . Поэтому при численном решении интегрирование уравнений (10) и (11) начиналось с некоторой точки  $z = -z_{\infty}$  (обычно выбиралось  $z_{\infty} = 10$ ), где задавались конечная нормированная концентрация  $n = n_{\infty}$  и амплитуда поля  $A = A_{\infty}$ . Значение  $n_{\infty}$  задавалось достаточно малым (обычно выбиралось  $n_{\infty} = 0,001$ ), что делало оправданным представление поля в виде бегущей волны. Величина  $A_{\infty}$  использовалась как варьируемый параметр, определяющий, в частности, амплитуду падающей волны при заданной нормированной скорости W. Производные dF/dz и dn/dz в точке  $z = -z_{\infty}$  задавались в соответствии с уравнениями (12) и (15) в виде

$$\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}z} = iF = iA_{\infty},\tag{16}$$

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}z} = n_{\infty}h.\tag{17}$$

Использование формулы (16) означало также выбор нулевой фазы поля в точке  $z = -z_{\infty}$ , что влияло лишь на фазу падающей волны  $\varphi_0$ , которая в данных расчётах не представляла для нас интереса. В зависимости от выбора скорости W и амплитуды прошедшей волны  $A_{\infty}$  интерирование уравнений (10) и (11) приводило к двум качественно различным результатам: либо концентрация плазмы при некотором значении z становилась отрицательной, либо с увеличение ем координаты концентрация плазмы достигала сначала некоторого максимального значения, а затем убывала до сколь угодно малых значений, оставаясь положительной. Первое интерпретировалось как отсутствие стационарной волны с выбранными параметрами <sup>2</sup>. Во втором случае считалось, что найденное решение отвечает одной из возможных стационарных волн ионизации. В этом случае в области пространства, отвечающей достаточно большим значениям z, где концентрация плазмы уже настолько мала, что её влиянием на электромагнитные волны можно пренебречь, поле представляло собой суперпозицию встречных волн с разными амплитудами и фазами

$$F = A_0 \exp(iz + \varphi_0) + GA_0 \exp(-iz + \varphi), \tag{18}$$

что позволяло однозначно найти амплитуду и фазу  $\varphi_0$  падающей волны, а также коэффициент отражения G падающей волны от плазмы и фазу  $\varphi$  отражённой волны.

Как следует из уравнений (10)–(14), решение поставленной задачи о стационарной волне ионизации зависит от четырёх внешних параметров  $\beta$ ,  $\mu$ ,  $\delta$ ,  $A_0$  и одного внутреннего параметра W. Внешние параметры отвечают за сорт и давление газа, частоту и амплитуду падающей электромагнитной волны. Внутренний параметр отвечает за скорость волны ионизации. Результаты численных расчётов показывают, что решение поставленной задачи, отвечающее положительной концентрации плазмы (т. е. имеющее физический смысл), существует при любых значениях параметров  $\mu$  и  $\delta$ , если  $A_0 > 1$ , а величина W превышает некоторое минимальное значение  $W_{\rm m}(A_0, \mu, \delta)$ , зависящее от внешних параметров. Для каждой такой комбинации параметров решение однозначно определяет распределение концентрации плазмы в волне ионизации и электродинамические характеристики этой плазмы, т. е. коэффициенты отражения и прохождения падающей электромагнитной волны.

В рамках описанного выше метода численного интегрирования уравнений (10) и (11) в качестве исходного параметра вместо  $A_0$  использовалась амплитуда прошедшей электромагнитной волны  $A_{\infty}$ , а амплитуда падающей волны определялась в ходе решения. Кроме того, при использовании этого метода интегрирования вводились два дополнительных параметра  $z_{\infty}$  и  $n_{\infty}$ .

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> В рамках «безотражательного» приближения знакопеременное решение для концентрации появляется при снижении скорости стационарной волны ионизации ниже её минимального возможного значения.

Выбор значения первого из этих параметров задавал только положение нуля координаты z относительно максимума концентрации плазмы в волне ионизации. Выбор величины  $n_{\infty}$  влиял на точность определения параметров волны ионизации. Эта величина задавалась настолько малой, что её дальнейшее уменьшение уже не влияло заметно на результаты расчётов.

#### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Целью численных расчётов, результаты которых приведены ниже, являлось исследование характеристик волны ионизации в широком диапазоне параметров. Поэтому при расчётах выбор конкретных значений всех параметров, кроме  $\beta$ , диктовался не условиями тех или иных экспериментов, а нашими представлениями о возможных качественно различных предельных случаях. Параметр  $\beta$  во всех расчётах принимался равным 5, что обеспечивало типичный для большинства газов быстрый рост частоты ионизации с увеличением амплитуды высокочастотного электрического поля.

На первом этапе была проведена серия численных расчётов при фиксированном значении  $\delta = 1$  и различных величинах параметров  $\mu$ , W и  $A_{\infty}$ . Для  $\mu$  рассматривались три существенно различных значения 0,1; 1 и 10 с целью изучения влияния диффузии плазмы на характеристики стационарной волны ионизации. При прочих заданных параметрах расчёты с разными значениями  $A_{\infty} < 1$  приводили к различным значениям  $A_0 > 1$ . Поэтому изменение параметра  $pa A_{\infty}$  использовалось для изучения влияния амплитуды падающей электромагнитной волны на характеристики волны ионизации. Варьирование параметра W использовалось для отыскания минимальной скорости распространения волны ионизации. Данная серия расчётов продемонстрировала существование конечной минимальной скорости стационарной волны ионизации при всех рассмотренных значениях  $\mu$  и  $A_{\infty}$ . Некоторые результаты расчётов из этой серии проиллю-



Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения плазмой G падающей электромагнитной волны от её нормированной амплитуды  $A_0$  в случае стационарной волны ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью  $W = W_{\rm m}$ . Результаты численных расчётов приведены для  $\mu = 0,1$  (•),  $\mu = 1$  (•) и  $\mu = 10$  (★). Все расчёты выполнены при  $\delta = 1$ 



Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения падающей электромагнитной волны  $T = A_{\infty}/A_0$ через плазму от её нормированной амплитуды  $A_0$ в случае стационарной волны ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью W = $= W_{\rm m}$ . Сплошная линия отвечает результатам «безотражательного» приближения [13]. Результаты численных расчётов приведены для  $\mu =$ = 0,1 (•),  $\mu = 1$  (•) и  $\mu = 10$  (★). Все расчёты выполнены при  $\delta = 1$ 



Рис. 3. Зависимость нормированной минимальной скорости распространения волны ионизации  $U_{\rm m} = W_{\rm m}/\sqrt{\mu}$  от амплитуды  $A_0$  падающей электромагнитной волны. Сплошная линия отвечае<u>т ана</u>литической зависимости  $W_{\rm m}/\sqrt{\mu} = 2\sqrt{A_0^0 - 1}$ , полученной в «безотражательном» приближении [13]. Результаты численных расчётов, выполненных при  $\mu = 0,1; 1$  и 10, показаны теми же символами, что и на рис. 1. Все расчёты выполнены при  $\delta = 1$ 

стрированы на рис. 1–6.

Как видно из рис. 1, для волны ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью, при всех рассмотренных значениях  $\mu$  коэффициент отражения падающей электромагнитной волны от плазмы монотонно возрастает с увеличением амплитуды этой волны. Чем больше параметр  $\mu$  при сохранении значений прочих параметров (т.е. чем слабее диффузия плазмы), тем быстрее происходит рост коэффициента отражения с увеличением амплитуды падающей волны. Рост коэффициента отражения сопровождается значительным уменьшением коэффициента прохождения падающей электромагнитной волны через плазму волны ионизации с минимальной скоростью распространения (см. рис. 2). Как видно из рис. 3, для всех рассмотренных значений  $\mu$  минимальная скорость волны ионизации монотонно возрастает с увеличением амплитуды падающей волны. Результаты, приведённые на рис. 2 и 3, показывают также, что при тех значениях  $A_0$ , которым отвечает слабое отражение падающей электромагнитной волны, рассчитанные коэффициенты прохождения и минимальная скорость волны ионизации близки к значениям, предсказываемым в рамках безотражательного приближения [13]. Однако рост коэффициента отражения приводит к тому, что минимальная скорость волны ионизации начинает превышать величину, предсказанную в рамках безотражательного приближения, а коэффициент прохождения оказывается существенно меньше значения, предсказанного в рамках этого приближения.

Типичные распределения концентрации плазмы, представленные на рис. 4, показывают, что максимальная концентрация плазмы и крутизна переднего фронта в волне ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью, возрастают с увеличением амплитуды падающей электромагнитной волны, что и обусловливает рост коэффициента отражения. Как и следовало ожидать, при малом коэффициенте отражения (G < 0,2) крутизна переднего фронта и максимальная концентрация плазмы в волне ионизации хорошо описываются в рамках безотражательного приближения. В частности, распределение концентрации плазмы на переднем фронте моделируется экспоненциальной функцией  $n \propto \exp(-W_{\rm m}z/2)$ , а максимальная концентрация плазмы близка к величине

$$n_{\max} \approx \frac{2\mu}{\beta \delta W_{\rm m}} \left( A_0^{\beta} - 1 - \ln A_0^{\beta} \right) \approx \frac{W_{\rm m}}{2\beta \delta} \frac{A_0^{\beta} - 1}{A_0^{\beta} + 1}.$$
 (19)

Увеличение скорости распространения волны ионизации при сохранении значений прочих параметров всегда сопровождалось снижением концентрации плазмы, крутизны переднего фронта волны ионизации и коэффициента отражения падающей электромагнитной волны от плазмы. Более сложной оказалась зависимость коэффициента прохождения падающей электромагнитной волны через плазму от скорости волны ионизации. Во-первых, в условиях слабого отражения

В. Е. Семёнов, Е. И. Ракова, М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович



Рис. 4. Распределение концентрации плазмы n и амплитуды поля A в волне ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью. Расчёты выполнены при  $\delta = 1$  и различных значениях  $\mu$  и  $A_0$ :  $\mu = 0,1$  и  $A_0 = 1,83$  (a);  $\mu = 0,1$  и  $A_0 = 2$  ( $\delta$ );  $\mu = 1$  и  $A_0 = 1,38$  (s);  $\mu = 1$  и  $A_0 = 1,7$  (z);  $\mu = 10$  и  $A_0 = 1,36$  ( $\partial$ );  $\mu = 10$  и  $A_0 = 1,77$  (e)

падающей электромагнитной волны от плазмы результаты расчётов коэффициента прохождения оказались отличными от предсказаний в рамках безотражательного приближения. В соответствии с этим приближением коэффициент прохождения не должен зависеть от скорости волны ионизации [13]. Расчёты же показывают, что в условиях слабого отражения падающей электромагнитной волны от плазмы увеличение скорости волны ионизации при сохранении прочих параметров сопровождается снижением прозрачности плазмы, т.е. уменьшением коэффициента прохождения электромагнитной волны через неё (рис. 5). Во-вторых, в условиях существенного отражения падающей электромагнитной волны увеличение скорости волны ионизации сопровождалось, как уже отмечалось, снижением коэффициента отражения, что способствовало увеличению прозрачности плазмы. В результате зависимость коэффициента прохождения падающей электромагнитной волны через плазму от скорости волны ионизации в этом случае становится

В. Е. Семёнов, Е. И. Ракова, М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович



Рис. 5. Зависимости коэффициентов отражения G(a) и прохождения  $T = A_{\infty}/A_0(\delta)$  падающей электромагнитной волны от скорости волны ионизации при фиксированных параметрах  $\delta = 1$ ,  $\mu = 0,1$  и  $A_{\infty} = 10^{-5}$ , отвечающих минимальной скорости  $W_{\rm m} \approx 4,2$ 



Рис. 6. Зависимости коэффициентов отражения G(a) и прохождения  $T = A_{\infty}/A_0(b)$  от скорости волны ионизации при фиксированных параметрах  $\delta = 1$ ,  $\mu = 10$  и  $A_{\infty} = 0.01$ , отвечающих минимальной скорости  $W_{\rm m} \approx 56.1$ 

немонотонной. Пока отражение существенно, рост скорости волны ионизации сопровождается увеличением коэффициента прохождения, а после того, как отражение становится несущественным, дальнейшее увеличение скорости волны ионизации сопровождается уменьшением коэффициента прохождения (рис. 6).

Изменение давления P в газе с фиксированным химическим составом отражается не только на коэффициенте диффузии, но и на частоте столкновений электронов с нейтральными молекулами. Принимая во внимание, что коэффициент диффузии обратно пропорционален, а частота столкновений прямо пропорциональна давлению газа, нетрудно заметить, что отношение  $\mu/\delta^2$  в случае фиксированного химического состава газа не зависит ни от давления этого газа, ни от частоты поля. Именно такое сочетание параметров использовалось в другой серии численных расчётов для изучения характеристик волны ионизации в зависимости от давления газа и частоты поля. В этой серии для величины  $\delta$  рассматривались четыре существенно различных значения 10; 3; 1 и 0,3; а параметр  $\mu$  задавался равным  $1,8\delta^2$ , что примерно соответствует воздуху при выборе в качестве D коэффициента свободной диффузии электронов. При этом для воздуха при атмосферном давлении значение  $\delta = 10$  отвечает частоте  $f \approx 60$  ГГц,  $\delta = 3 - f \approx 200$  ГГц,  $\delta = 1 - f \approx 600$  ГГц и  $\delta = 0, 3 - f \approx 2$  ТГц.

В. Е. Семёнов, Е. И. Ракова, М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович



Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения плазмой G стационарной волны ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью  $W = W_{\rm m}$ , падающей электромагнитной волны от её нормированной амплитуды  $A_0$ . Результаты численных расчётов приведены для  $\delta = 0,3$  (•),  $\delta = 1$  (•),  $\delta = 3$  (★) и  $\delta = 10$  (\*). Все расчёты выполнены при  $\mu = 1,8\delta^2$ 

Рис. 9. Зависимость нормированной минимальной скорости распространения волны ионизации  $U_{\rm m} = W_{\rm m}/\sqrt{\mu}$  от амплитуды  $A_0$  падающей электромагнитной волны. Сплошная линия отвечает аналитической зависимости  $W_{\rm m}/\sqrt{\mu} = 2\sqrt{A_0^\beta - 1}$ , полученной в «безотражательном» приближении [13]. Результаты численных расчётов обозначены теми же символами, что и на рис. 7. Все расчёты выполнены при  $\mu = 1,8 \, \delta^2$ 



Рис. 8. Зависимость коэффициента прохождения T падающей электромагнитной волны через плазму от её нормированной амплитуды  $A_0$  в случае стационарной волны ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью  $W = W_{\rm m}$ . Сплошная линия отвечает результатам «безотражательного» приближения [13]. Результаты численных расчётов показаны теми же символами, что и на рис. 7. Все расчёты выполнены при  $\mu = = 1,8 \delta^2$ 



Как и ранее, для каждой комбинации параметров  $\mu$ ,  $\delta$  и  $A_{\infty}$  проводился перебор значений W для отыскания минимальной скорости волны ионизации. Полученные в этой серии расчётов результаты качественно не очень сильно отличаются от тех, что описаны выше. В частности, конечная минимальная скорость волны ионизации была обнаружена при всех рассмотренных параметрах. При всех использованных значениях  $\delta$  коэффициент отражения падающей электромагнитной волны монотонно возрастал с увеличением амплитуды падающей электромагнитной волны (см. рис. 7). В отличие от первой серии расчётов, где параметр  $\delta$  был фиксирован, результаты данной серии показывают, что изменение относительной силы диффузии плазмы (определяемой параметром  $\mu$ ) в широких пределах не приводит к сильным изменениям коэффициента отражения падающей волны от плазмы для волны ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью. Как и в первой серии расчётов, коэффициент прохождения падающей электромагнитной волны через плазму быстро уменьшался с ростом величины  $A_0$  (см. рис. 8). Слабая зависимость коэффициента отражения падающей электромагнитной волны через плазму быстро уменьшался с ростом величины  $M_m$  возрастает примерно пропорционально  $\sqrt{\mu}$  (см. рис. 9).



Рис. 10. Распределение концентрации плазмы n и амплитуды поля A в волне ионизации, распространяющейся с минимальной скоростью, при  $\mu = 1,8 \delta^2$  и различных значениях  $\delta$  и  $A_0: \delta = 0,3$  и  $A_0 = 1,46$  (a);  $\delta = 1$  и  $A_0 = 1,51$  ( $\delta$ );  $\delta = 3$  и  $A_0 = 1,51$  (e);  $\delta = 10$  и  $A_0 = 1,77$  (z)

Типичные распределения концентрации плазмы, представленные на рис. 10, показывают, что максимальная концентрация плазмы в волне ионизации существенным образом зависит от параметра  $\delta$ . Уменьшение этого параметра (при сохранении значений прочих параметров) в случае волны ионизации с минимальной скоростью сопровождается, как и следовало ожидать на основании оценки (19), увеличением концентрации плазмы n. Этот эффект является основной причиной увеличения коэффициента отражения при малых значениях  $\mu$  в новой серии расчётов по сравнению с первоначальной (ср. рис. 10a и 4a). С другой стороны, уменьшение n при больших  $\delta$  не сопровождается существенным снижением коэффициента отражения, как видно из сравнения рис. 10s и 4e. Это объясняется тем обстоятельством, что коэффициент отражения определяется неоднородностью абсолютной величины комплексной диэлектрической проницаемости плазмы  $|\varepsilon|$ , а не неоднородностью её действительной части. При больших значениях частоты столкновений электронов, т. е. когда  $\delta \gg 1$ , неоднородности величины  $|\varepsilon|$  становятся существенными уже при относительно малых значениях концентрации плазмы, когда величина  $n\delta$  становится порядка 1.

Следует отметить, что в случае относительно малой частоты столкновений электронов ( $\delta \ll 1$ ) результаты расчётов демонстрируют также наличие усиления амплитуды высокочастотного электрического поля в окрестности максимума концентрации плазмы (см. рис. 10*a*). Этот эффект

В. Е. Семёнов, Е. И. Ракова, М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович

можно объяснить уменьшением групповой скорости электромагнитной волны в плазме с приближением концентрации n к критическому значению, примерно равному 1. По-видимому, именно это усиление амплитуды электрического поля в окрестности плазменного резонанса приводит к резкому «скачку» концентрации плазмы и коэффициента отражения падающей электромагнитной волны с увеличением амплитуды этой волны в окрестности значения  $A_0 \approx 1,4$  (см. рис. 7–9).

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты выполненного численного моделирования показывают, что волна ионизации, распространяющаяся с постоянной скоростью навстречу плоской электромагнитной волне, существует в широком диапазоне таких параметров, как химический состав и давление газа, частота и амплитуда падающей электромагнитной волны, в том числе и в условиях существенного отражения электромагнитной волны от плазмы. При фиксированных параметрах ионизуемого газа и падающей электромагнитной волны возможно существование бесконечного множества стационарных волн ионизации с различными скоростями. Однозначно определённой в этом случае оказывается только нижняя граница возможных значений скорости волны ионизации. При малом превышении амплитуды электромагнитной волны порогового для пробоя газа значения формируется волна ионизации с низкой концентрацией плазмы. В этом случае отражение электромагнитной волны от плазмы мало́ и характеристики волны ионизации близки к тем, которые даются аналитическим решением в рамках безотражательного приближения. С увеличением амплитуды падающей электромагнитной волны возрастает не только минимальная скорость волны ионизации, но и концентрация плазмы, что сопровождается увеличением коэффициента отражения от неё электромагнитной волны.

Отражение электромагнитной волны приводит к формированию пучности высокочастотного поля перед фронтом волны ионизации, что способствует увеличению минимальной скорости волны ионизации. Чем сильнее диффузия плазмы при сохранении значений прочих параметров, тем ниже концентрация плазмы и тем медленнее происходит рост коэффициента отражения электромагнитной волны с увеличением амплитуды последней. Однако в газе с заданным химическим составом увеличение коэффициента диффузии плазмы при снижении давления газа сопровождается уменьшением частоты столкновений электронов, что приводит к обратному эффекту, т. е. к возрастанию относительной концентрации плазмы и увеличению отражения. В результате для волны ионизации с минимальной скоростью коэффициент отражения падающей электромагнитной волны при заданном превышении её амплитудой «пробойного» уровня слабо зависит от давления газа. Увеличение скорости волны ионизации при фиксированных значениях параметров ионизуемого газа и падающей электромагнитной волны всегда сопровождается уменьшением концентрации плазмы и, соответственно, снижением коэффициента отражения электромагнитной волны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 14-02-00243).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 307 с.
- 2. Bollen W. M., Yee C. L., Ali A. W., et al. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54, No. 1. P. 101.
- Батанов Г.М., Грицинин С.И., Коссый И.А. и др. // Труды ФИАН СССР. 1985. Т. 160. С. 174.

В. Е. Семёнов, Е. И. Ракова, М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович

- 4. Еремеев А. Г., Жарова Н. А., Семёнов В. Е. // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 7. С. 871.
- 5. Высокочастотный разряд в волновых полях / Под ред. А.Г. Литвака. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. 279 с.
- Зарин А. С., Кузовников А. А., Шибков В. М. Свободно-локализованный СВЧ разряд в воздухе. М.: Нефть и газ, 1996.
- 7. Веденин П. В., Попов Н. А. // Журн. экспер. теор. физ. 2003. Т. 123, № 1. С. 49.
- 8. Soubacq S., Pignolet P., Schall E., Batina J. // J. Phys. D. 2004. V. 37. P. 2686.
- Александров К. В., Грачев Л. П., Есаков И. И. и др. // Журн. техн. физ. 2006. Т. 76, № 11. С. 52.
- Luo S., Scharer J. E., Thiyagarajan M., Denning C. M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34, No. 6. P. 2637.
- Афанасьев С. А., Бровкин В. Г., Колесниченко Ю. Ф. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 1. С. 73.
- 12. Гильденбург В.Б. // Журн. экспер. теор. физ. 1980. Т. 78, № 3. С. 952.
- 13. Семёнов В. Е. // Физика плазмы. 1982. Т. 8, № 3. С. 613.
- Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б, Голубев С. В. и др. // Журн. экспер. теор. физ. 1988. Т. 94, № 4. С. 136.
- 15. Двинин С. А., Довженко В. А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14, № 1. С. 66.
- 16. Hidaka Y., Choi E. M., Mastovsky I., et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. no. 035003.
- 17. Hidaka Y., Choi E. M., Mastovsky I., et al. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. Art. no. 055702.
- 18. Cook A., Shapiro M., Temkin R. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. Art. no. 011504.
- Cook A. M., Hummelt J. S., Shapiro M. A., Temkin R. J. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. Art. no. 100704.
- Cook A. M., Hummelt J. S., Shapiro M. A., Temkin R. J. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. Art. no. 043507.
- 21. Еремеев А. Г., Семёнов В. Е. // Физика плазмы. 1987. Т. 13, № 3. С. 362.
- 22. Бородачева Т. В., Голубев С. В., Зорин В. Г. и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15, № 1. С. 107.
- 23. Nam S. K., Verboncoeur J. P. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. Art. no. 055004.
- 24. Nam S. K., Verboncoeur J. P. // Computer Phys. Communicat. 2009. V. 180. P. 628.
- 25. Chaudhury B., Boeuf J.-P. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38, No. 9. P. 2281.
- 26. Chaudhury B., Boeuf J.-P., Zhu G. Q. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. Art. no. 123505.
- 27. Boeuf J.-P., Chaudhury B., Zhu G. Q. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. Art. no. 015002.
- 28. Zhu G. Q., Boeuf J.-P., Chaudhury B. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. Art. no. 035007.
- 29. Chaudhury B., Boeuf J.-P., Zhu G. Q., Pascal O. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. Art. no. 113306.

Поступила в редакцию 23 сентября 2014 г.; принята в печать 17 ноября 2014 г.

## STUDY OF A STATIONARY BREAKDOWN WAVE UNDER THE CONDITIONS OF NOTICEABLE REFLECTION OF THE INCIDENT ELECTROMAGNETIC FROM GAS-DISCHARGE PLASMA

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

We model numerically propagation of a stationary ionization wave against an incident plane electromagnetic wave within the frameworks of a simplest model which allows for gas ionization by an electron impact, adhesion of electrons to neutral molecules, and plasma diffusion. The calculations

В. Е. Семёнов, Е. И. Ракова, М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович

are performed within the approximation of the self-consistent field allowing for the reflection of the electromagnetic wave from the plasma. The characteristics of ionization waves are found in a wide range of such parameters as the gas type, gas pressure, and frequency and amplitude of the incident electromagnetic wave.