

УДК 537.2 : 533.591

СТРУКТУРЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В СВЧ-ПОЛЕ

Г. И. Демидова, Е. Я. Коган, Б. Ю. Кузин

(Куйбышев)

При экспериментальном исследовании электрического пробоя газа наблюдается несколько структур волн пробоя. Наиболее типичны среди них «ударная волна» ионизации с непрерывным распространением фронта, на котором терпит скачок степень ионизации газа, и солитон ионизации — локализованная в пространстве плазма с относительно высокой плотностью. Механизмы их распространения фактически сводятся к механизмам переноса энергии в газе из области пробоя.

Эти волны изучены как с точки зрения их формирования, так и механизмов распространения [1—5]. Отметим, что описанные явления свойственны пробую в плотных газах в подпороговых и надпороговых полях. Первый тип волн формируется при малой степени ионизации в плазме разряда, когда длина поглощения падающего на нее излучения велика. Второй свойствен плотной плазме, где солитон ионизации формируется одним из двух механизмов — дисперсионным, если ионизационная длина пробега электронов  $l_i < r_d$  (дебаевского радиуса), либо механизмом перетекания [6], когда скин-слой составляет область эффективной генерации частиц, вне которой они исчезают.

В отличие от этих структур при определенной мощности волнового пучка в газоразрядной плазме возможно формирование периодических пространственно-временных и неподвижных (пространственных) структур. Их образование и распространение определяются возможностью ионизации газа на длинах, превышающих ионизационную длину пробега электронов. Таким свойством может обладать излучение из области пробоя. Его спектр как в молекулярном, так и в атомарном газе содержит ионизирующую часть, связанную с рекомбинационным излучением атомарного компонента. Возможно также фотовозбуждение атомов и молекул с последующей ассоциативной ионизацией. В каждом конкретном случае требуется собственный анализ фотостимулированной ионизации. Вопрос о спектральных характеристиках и природе ионизирующего ультрафиолетового излучения тлеющего и СВЧ-разрядов в воздухе при средних и высоких давлениях рассматривался в [7—9]. Мы не будем здесь детализировать его, а, учитывая решающий вклад процессов фотоионизации в формирование предпробойной области [10, 11], положим их в основу модели пробоя. Эти процессы определяют крупномасштабную корреляцию состояния среды и потому задают размер нелинейных структур.

Если излучение разряда несущественно в процессе переноса ионизации, его распространение в подпороговом высокочастотном поле определяется расширением газа из области пробоя и развитием ионизационно-перегревной неустойчивости за фронтом волны расширения. Анализ нелинейной стадии этой неустойчивости в [12] проведен без учета теплопроводности газа, в [13] — с учетом. Роль излучения состоит в создании затравочной плазмы с параметрами вблизи порога неустойчивости. Если перенос ионизирующего излучения происходит на размере  $L$ , а время развития неустойчивости  $\sim \tau_i$ , то скорость переноса ионизации  $\sim L/\tau_i$ . Время развития ионизационно-перегревной неустойчивости определяется самым медленным процессом — расширением газа:  $\tau_i \sim l/c_s$  ( $l$  — размер области пробоя,  $c_s$  — скорость звука). Скорость волны ионизации составит  $\sim c_s L/l$ . При  $L/l > 1$  волна становится сверхзвуковой. Заметим, что сверхзвуковая волна ионизации в подпороговых полях возможна только при учете фотостимулированной ионизации предпробойной плазмы. Если предположить, что  $L$  определяется амбиполярной диффузией, то  $L \sim \sqrt{D_a l/c_s}$  ( $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии). Тогда из условия  $L/l > 1$  следует  $D_a/c_s > l$ , что эквивалентно неравенству  $\frac{T_e v_e}{T} \times$

$\times \frac{\omega_p}{v_{eN}} > 1$ , где  $c$  — скорость света,  $T_e, T$  — температура электронов и газа соответственно,  $v_{eN}$  — частота столкновений электрон — нейтрал,  $v_e$  — тепловая скорость электронов,  $\omega_p$  — плазменная электронная частота. Для плазмы воздуха атмосферного давления это условие выполняется при концентрации электронов  $n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Плазма такой плотности соответствует области самостоятельного разряда, значит, диффузия не может контролировать различные по концентрации плазмы и газа области в волне.

Перейдем к модели явления пробоя. Система уравнений, описывающая одномерную динамику плазмы и газа во внешнем электромагнитном поле, включает уравнения:

непрерывности для газа

$$(1) \quad \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(Nv) = 0;$$

плазмы

$$(2) \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(Nv) - D_a \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \nu_i n - \beta_r n^2 + \alpha J N;$$

баланса энергии электронов

$$(3) \quad \frac{\gamma}{\gamma-1} p \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{2} \sigma |E|^2 + \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa_e n \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - \nu_r \epsilon n;$$

переноса излучения в газе

$$(4) \quad c \partial J / \partial x = \nu_{ri} n - \alpha J N;$$

поля падающей волны в приближении геометрической оптики

$$(5) \quad \partial |E|^2 / \partial x = -\mu |E|^2.$$

Здесь  $N, v, p$  — плотность, скорость, давление газа;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $J$  — плотность квантов излучения плазмы;  $\nu_i = G(|E|/N)^{2\beta}$  — частота ионизации (для воздуха  $\beta = 2-3$  [14]);  $\alpha = ck_0/N_0$ ;  $\beta_r$  — коэффициент диссоциативной рекомбинации;  $k_0$  — коэффициент поглощения в невозмущенном газе фотона с последующей ионизацией;  $\nu_{ri}$  — частота возбуждения электронных состояний нейтралов электронным ударом, переходы из которых составляют ионизирующую часть спектра;  $\sigma = \alpha_1 n/N$  — проводимость плазмы:  $\alpha_1 = e^2/(2m\langle\sigma_{eN}v_e\rangle)$ ;  $\mu = 4\pi\sigma/c$  — коэффициент поглощения СВЧ-поля (при  $v_{eN} \gg \omega$ );  $m$  — масса электрона;  $e$  — заряд электрона;  $\sigma_{eN}$  — сечение столкновений электронов с нейтралами;  $\kappa_e$  — коэффициент электронной температуропроводности;  $\nu_r, \epsilon$  — частота и энергия возбуждения излучающих состояний.

Выделим характерные пространственные и временные масштабы задачи. Характерный размер неоднородности  $L$  определяется длиной пробега ионизирующего излучения  $\sim 1/k$ . Квазистационарная периодическая структура возможна при условии  $\mu \ll k_0 L$ , когда плотность энергии поля мало меняется на длине волны. Условия, необходимые для выполнения этого неравенства, как и результаты отклонения от него, обсудим ниже. Здесь же будем предполагать  $|E| = \text{const}$ .

Максимальный временной масштаб определяется самым медленным процессом — газодинамическим. В его временном масштабе остальные процессы в плазме можно рассматривать как квазистационарные в пренебрежении левой частью (2). В уравнении (3) учтено, что получаемая электронами в поле энергия расходуется на расширение газа и неупругие процессы столкновений с нейтральным компонентом. Предполагается, что все неупругие процессы с последующей трансформацией энергии в тепло включены в энтальпию газа. Независимо учитывается та их часть, которая связана с возбуждением излучающих состояний. Несмотря на относительную малость этой части энергопотерь, она соизмерима с мощностью излучения из плазмы и обуславливает смену знака  $\partial v / \partial x$  в областях с  $(n/N) \ll (n/N)_{\text{кр}}$ .

Будем искать установившиеся решения системы (1)–(5), полагая все величины функциями  $y = x - ut$ . В системе координат, движущейся со скоростью  $u$ , из (1) имеем  $v = -uN_0/N$  ( $N_0$  — значение невозмущенной плотности газа,  $N(\infty) = N_0$ ). Итерация (4) дает

$$J_1 = \frac{v_{ri}}{k_0 c} n, \quad J_2 = -\frac{v_{ri}}{k_0^2 c} \frac{1}{N} \frac{\partial n}{\partial x}.$$

С учетом этого из (2) вытекает

$$n = \frac{G}{\beta_r} \left( \frac{|E|}{N} \right)^{2\beta} + \frac{v_{ri}}{\beta_r} \frac{N}{N_0} - \frac{v_{ri}}{\beta_r k_0} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \ln \frac{G}{\beta_r} \left( \frac{|E|}{N} \right)^{2\beta} \right].$$

Подставляя полученные значения в (3), приходим к уравнению

$$(6) \quad a_1 \frac{\partial}{\partial y} \left( X^{2\beta+1} \frac{\partial X}{\partial y} \right) + (a_2 u - a_3) \frac{\partial X}{\partial y} + a_4 X^{2\beta+1} - a_5 X^{2\beta-1} + a_6 = 0,$$

где  $X = \frac{N}{N_0}$ ;  $a_1 = \frac{2}{\delta v n_0 \beta_r N_0^{2\beta}} = 2 \kappa_e T_{e0} \frac{v_{i0}}{\beta_r}$ ;

$$a_2 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \bar{v}; \quad a_3 = 2\beta \frac{\sigma_0 |E|^2 v_{ri}}{\beta_r n_0 k_0}; \quad a_4 = \frac{\sigma_0 G |E|^{2\beta+2}}{\beta_2 n_0 N_0^{2\beta}} = \frac{\delta v T_{e0} v_{i0}}{\beta_r};$$

$$a_5 = \frac{\epsilon v_r G |E|^{2\beta}}{\beta_r N_0^{2\beta}} = \frac{\epsilon v_r v_{i0}}{\beta_r}; \quad a_6 = \frac{\sigma_0 |E|^2 v_{ri}}{\beta_r n_0} = \delta v T_{e0} \frac{v_{ri}}{\beta_r}.$$

Уравнение (6) описывает движение ангармонического осциллятора, причем установившиеся движения возможны лишь при  $a_2 u - a_3 = 0$ . Отсюда

$$(7) \quad u = 2\beta \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\sigma_0 |E|^2}{p} \frac{v_{ri}}{\beta_r n_0 k_0} \approx 2\beta \frac{c_s}{k_0 l}.$$

Это означает, что нелинейные ионизационные структуры, если они допускаются уравнением (6), движутся со скоростью  $u$ , независимой от их амплитуды. Заметим, что  $c_s$  — скорость звука в горячем газе (число Маха относительно невозмущенной среды  $M = \frac{u}{c_{s0}} \approx \sqrt{\frac{\Gamma}{T_0} \frac{1}{k_0 l}}$ ). Характерный пространственный масштаб периодических структур можно оценить, линеаризовав (6) в окрестности точки равновесия  $X = \sqrt{\frac{\epsilon v_r n_0}{\sigma_0 |E|^2} \frac{1}{N_0}} \equiv \frac{\Gamma}{N_0}$ . Для длины волны структуры имеем  $l = \sqrt{\Gamma^{1/2} \kappa_e / \delta v}$  ( $\delta$  — средний коэффициент передачи энергии электрона нейтралу). Преобразуем (6) при условии, что  $u$  соответствует соотношению (7). Умножая (6) на  $dX/dy$ , находим

$$\frac{1}{X^{2\beta+1}} \frac{d}{dy} \left[ X^{2\beta+1} \frac{dX}{dy} \right]^2 + \frac{1}{a_1} F(X) \frac{dX}{dy} = 0 \quad (F(X) = a_4 X^{2\beta+1} - a_5 X^{2\beta-1} + a_6),$$

откуда следует первый интеграл (6)

$$(8) \quad X^{4\beta+2} \left( \frac{dX}{dy} \right)^2 + \frac{1}{a_1} \int F(X) X^{2\beta+1} dX = C_1,$$

описывающий закон сохранения энергии «осциллятора», движущегося в «потенциале»

$$(9) \quad \Pi(X) = \frac{a_4}{a_1(4\beta+3)} X - \frac{a_5}{a_1(4\beta+1)} X^{-1} + \frac{a_6}{a_1(2\beta+2)} X^{-2\beta} - \frac{C_1}{X^{4\beta+2}}$$

( $\Pi(X)$  имеет два действительных положительных корня при  $C_1 = 0$  и три при  $C_1 > 0$ ). При  $C_1 < 0$  ее поведение подобно первому случаю ( $C_1 = 0$ ).

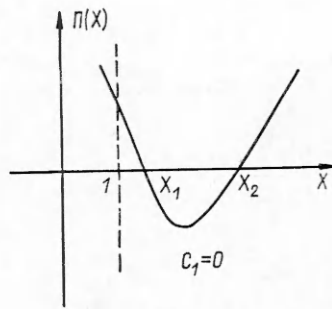


Рис. 1

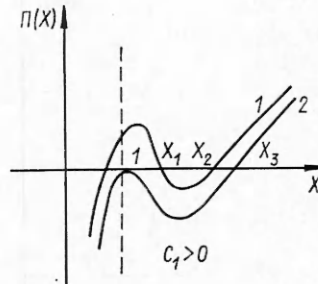


Рис. 2

График  $\Pi(X)$  приведен на рис. 1, 2. Колебания плотности газа в волне происходят между нулями  $\Pi(X) - X_1$  и  $X_2$ , что отвечает нелинейной волне плотности газа (и плазмы), форма которой определяется уравнением

$$(10) \quad y - y_0 = \int \frac{dX}{\sqrt{-\Pi(X)}}.$$

В подпороговом поле при условии  $p = \text{const}$  разряд развивается при  $N < N_0$ . Поэтому максимальная плотность газа в волне не превышает невозмущенного значения  $X_1 \geq 1$ , или  $\sqrt{\frac{2\beta-1}{2(\beta+1)} \frac{a_6}{a_5}} \geq 1$ . Отсюда вытекает условие на параметры системы  $\sigma_0 |E|^2 \epsilon v_{i0} n_0 \geq 1$ . Для отыскания формы волновой структуры  $X(y)$  рассмотрим вначале случай  $C_1 = 0$ , единственное «состояние» в потенциале  $\Pi(X)$ , отвечающее ему, определяется уравнением  $\Pi = 0$  (рис. 1). Для  $\beta = 2,5$  (9) сводится к полиному

$$(11) \quad \Pi(X) = \frac{1}{a_1} \left[ \frac{a_4}{(4\beta+3)} X^6 - \frac{a_5}{(4\beta+1)} X^4 + \frac{a_6}{2(\beta+1)} \right] X^{-5},$$

для которого интеграл (10) подстановкой  $X^2 = z$  приводится к виду

$$(12) \quad y - y_0 = \frac{1}{2} \int \frac{z^{5/4} dz}{\sqrt{-\alpha_2 z^4 + \alpha_3 z^3 - \alpha_4 z}},$$

где  $\alpha_{2,3,4}$  — коэффициенты при соответствующих степенях  $X$  в (11).

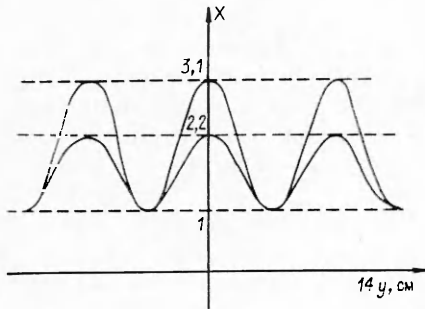
У полинома в подынтегральном выражении есть четыре действительных корня. Обозначим их  $z_j$  и заметим, что  $z_3 = 0$ ,  $z_4 < 0$ . Для  $z_1 \leq z \leq z_2$  можно упростить вычисления. Поскольку числитель подынтегрального выражения не имеет особенностей, вынесем за знак интеграла его среднее значение на отрезке  $z_1, z_2$  и введем преобразование [15]  $z = z_1 z_2 / (z_2 - (z_2 - z_1) \sin^2 \varphi)$ , которое приводит (12) к соотношению

$$y - y_0 = \left( \frac{z_1 + z_2}{2} \right)^{5/4} \frac{\mu_1}{2\alpha_2^{1/2}} \int d\varphi \quad \left( \mu_1 = \frac{2}{\sqrt{z_2(z_1 - z_4)}} \right),$$

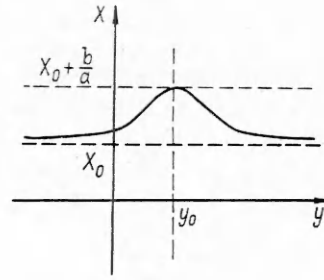
откуда

$$(13) \quad X = \sqrt{\frac{z_1 z_2}{z_2 - (z_2 - z_1) \sin^2 \left[ 2 \frac{\sqrt{\alpha_2} (y - y_0)}{\mu_1 \left( \frac{z_1 + z_2}{2} \right)^{5/4}} \right]}}.$$

Рассмотрим случай  $C_1 > 0$ . Он интересен тем, что, как видно из рис. 2, в зависимости от значения  $C_1$  возможны два типа структур — периодические и солитоноподобные (кривые 1 и 2). Установившиеся периодические структуры соответствуют «уровню»  $\Pi = 0$  в «потенциале»  $\Pi(X, C_1)$ , а изменение  $X$  происходит между  $X_1$  и  $X_2$ . Солитонное решение возможно для потенциальной кривой, удовлетворяющей условиям  $\Pi(X_0,$



Р и с. 3



Р и с. 4

$C_1 = 0$ ,  $\Pi'(X_0, C_1) = 0$ ,  $X_0 = 1$ . Отсюда следуют значения  $C_1 = \frac{1}{a_1} \left[ \frac{a_4}{(4\beta + 3)} - \frac{a_5}{(4\beta + 1)} + \frac{a_6}{2(\beta + 1)} \right]$  и условия на параметры, отвечающие фактически граничным условиям

$$(14) \quad a_3 = a_4 + a_6.$$

Для получения решения в явном виде удобно аппроксимировать  $\Pi(X, C_1)$  полиномом третьей степени

$$(15) \quad \Pi_3(X) = a(X - X_0)^3 - b(X - X_0)^2,$$

имеющим те же особые точки, что и  $\Pi(X)$ : второй действительный корень

$$X_3 = X_0 + b/a, \quad X_0 = 1. \quad \text{Из (9) вытекает } X_3 \approx \sqrt{\frac{(4\beta + 3)a_5}{(4\beta + 1)a_4}}.$$

Соотношение  $X_0 + b/a = \sqrt{\frac{(4\beta + 3)a_5}{(4\beta + 1)a_4}}$  задает связь между коэффициентами  $\Pi_3$  и  $\Pi(X, C_1)$ . Подставляя (15) в (10) и проводя интегрирование, получим

$$(16) \quad X = X_0 + \frac{b}{a} \left[ 1 - \text{th}^2 \left( \frac{\sqrt{b}}{2} (y - y_0) \right) \right].$$

Распределения относительной плотности газа  $X$  для периодической и солитоноподобной структур разряда приведены соответственно на рис. 3, 4. Распределение плазменной концентрации следует соотношению  $n = f(N)$ , введенному выше.

Численное решение уравнения (6) для воздуха при  $E = 3000$  В/см,  $p = 1,33 \cdot 10^4$  Па и различных начальных условиях (что отвечает изменению константы  $C_1$  и, следовательно, энергии осциллятора) показано на рис. 3. С увеличением энергии амплитуда колебаний  $X$  возрастает от 2,2 до 3,1. Характерный масштаб периодической структуры  $l \approx 1$  см.

Проведенное рассмотрение ограничено условием  $\mu l \ll 1$  слабого поглощения поля на длине волны и  $n < n_c = m(\omega^2 + v^2)/(4\pi e^2) \approx 3,15 \times 10^{-10} (\omega^2 + v^2)$ . Первое эквивалентно неравенству  $\omega_p^2 l / c v \ll 1$ , которое вместе со вторым задает область параметров газа и плазмы, в пределах которых можно считать  $|E| = \text{const}$ . Если волна пробоя образуется в пучке СВЧ-поля, то направление скорости  $u$  определяется слабым градиентом  $|E|^2$ . Медленное изменение поля может быть учтено введением

$$|E| = E_0 \exp \left[ - \int_{x_0}^{x_f} \mu(n) dy \right], \quad \text{где } x_f \text{ — координата фронта, } x_0 \text{ — координата}$$

точки, в которой  $(|E|/N) < (|E|/N)_{br}$  — пробойного значения.

Наряду с движущимися возможно образование неподвижных структур. Эти структуры представляют собой чередование областей горячего газа с пониженной плотностью и высокой степенью ионизации и областей холодного неионизованного газа высокой плотности. Такие однородные и стационарные области могут сосуществовать, если поток энергии между ними отсутствует.

Анализ структур удобно провести в следующей модели. В пучке СВЧ-волн с поперечным размером  $R$  нагрев газа связан с передачей энергии от электронного компонента и собственного излучения. Перераспределение энергии обусловлено теплопроводностью вдоль направления пучка (ось  $x$ ) и в поперечном направлении на размере  $R$ . Уравнение для температуры газа может быть представлено в виде

$$(17) \quad N \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \delta v_{eN} T_e n - \kappa \frac{T}{R^2} + \frac{2}{3} JkN$$

( $\kappa$  — теплопроводность газа). Учитывая, что неподвижные структуры образуются в результате насыщения ионизационно-перегревной неустойчивости, можно полагать параметры плазмы такими, что гибель зарядов связана в основном с диссоциативной рекомбинацией, а прилипание несущественно. Исходя из этого на основании уравнения баланса плотности электронов  $n$  определяется соотношением

$$(18) \quad n = v_i / \beta_r = f(|E|/N) / \beta_r.$$

Поскольку характерное время развития ионизационно-перегревной неустойчивости  $\tau_i$  значительно превышает время релаксации электронной температуры  $\tau_e \gg \tau_e \sim (\delta v_{eN} + \delta_i v_{ei})^{-1}$  и  $\omega \gg \delta v_{eN} + \delta_i v_{ei}$ , можно воспользоваться выражением

$$(19) \quad T_e = \frac{e^2 |E|^2}{3m (\delta v_{eN} + \delta_i v_{ei}) (v_{eN} + v_{ei})},$$

где  $\delta_i$  — средний коэффициент передачи энергии электрона ионам;  $v_{ei}$  — частота электрон-ионных столкновений. Эти замечания позволяют привести (17) к виду

$$(20) \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \mathcal{F}(N, T);$$

$$(21) \quad \mathcal{F}(N, T) = \frac{Af(|E|/N)}{(C_2 N + \delta_i v_{ei})(C_3 N + v_{ei})} - B \frac{T^2}{N} + \frac{2}{3} Jk.$$

Здесь  $A = \delta \langle \sigma_{eN} v_e \rangle e^2 |E|^2 / 3m$ ;  $C_2 = \delta \langle \sigma_{eN} v_e \rangle$ ;  $C_3 = \langle \sigma_{eN} v_e \rangle$ ;  $B = C_4 / (M_N \langle \sigma_{NN} v_N \rangle R^2)$ ;  $C_4$  — константа, зависящая от рода газа;  $M_N$  — масса молекулы;  $v_N$  — тепловая скорость молекулы;  $\sigma_{NN}$  — сечение столкновений молекул с молекулами. Задача о существовании устойчивых горячих и холодных областей газа рассматривалась в [16] применительно к астрофизической проблеме стационарных газовых облаков различных температур. Если размер каждой из чередующихся холодных и горячих областей велик по сравнению с переходной областью между ними, то можно считать распределение параметров в них однородным. Тогда связь  $T(N)$  в пределах каждой из них дается уравнением  $\mathcal{F}(N, T) = 0$ . Для заданного значения  $p$  из условия

$$(22) \quad \mathcal{F}(p, T) = 0$$

следует спектр значений  $T(p)$ . Области с двумя различными значениями  $T$  из этого спектра  $T_1$  и  $T_2$  стационарны и устойчивы, если отсутствует поток тепла между ними. Интегрируя стационарное уравнение (20) по

этой области, получим  $\left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{T_1}^{T_2} = 2 \int_{T_1}^{T_2} \kappa \mathcal{F}(p, T) dT$ . Здесь необходимо

учесть, что интегрирование проводится по переходной области между значениями  $T_1, T_2$ . Полагая, что они отвечают экстремумам распределения  $T$  и  $N$  в областях высоко- и низкотемпературных состояний газа, имеем

$$(23) \quad \int_{T_1}^{T_2} \kappa \mathcal{F}(p, T) dT = 0$$

— уравнение для значений  $p$ , для которых устойчивая стационарная пространственная структура распределения возможна. Система (22), (23) решалась численно с использованием параметров  $\bar{v}_i = 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с [17],  $\delta = 10^{-2}$  [18],  $\delta_i = 2m/M_N = 3,8 \cdot 10^{-5}$ ,  $v_i = f(|E|/N)$  [19, 20], сечение фотоионизации  $\sigma_{pi} = (1,4-1,6) \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> [8]. Плотность мощности излучения оценивалась из условия  $\beta_r n_f = Jk$  ( $n_f$  — концентрация фотоэлектронов). Для вычисления значений  $v_{ei}$  в (21) по формуле из [18] привлечены параметры  $n$ ,  $T_e$  в соответствии с (18), (19). Для их значений из (23) следует, что давление, которое соответствует устойчивой пространственной структуре, составляет  $10^5$  Па при  $E = 2000$  В/см и  $1,22 \times 10^5$  Па при  $E = 3000$  В/см. Период структуры  $d \approx \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{\sqrt{2 \int \kappa \mathcal{F}(T) dT}}$  для

принятых параметров примерно 1 см.

Оценим область значений параметров, в пределах которой  $v_s < \beta_r n$ . Полагая  $\beta_r = 3,5 \cdot 10^{-7} \sqrt{300/T_e}$  [17],  $v_s = 8,3 \cdot 10^2 \left(\frac{N}{10^{17}}\right)^2 \left[\frac{300}{T} \times \exp\left[-\frac{2(1-T/300)}{T/300}\right] + 0,2\right]$  [21], найдем плотность плазмы, удовлетворяющую данному условию. При характерных температурах нейтралов и электронов в самостоятельном разряде атмосферного давления ( $T \sim 10^3$  К,  $T_e \sim 1$  эВ)  $n > 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Оценки показывают, что учет отщипания от ионов O<sub>2</sub> при соударениях с нейтралами N<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> [22, 23], при соударениях с возбужденными на метастабильный уровень  $\Delta_g$  ( $\hbar\omega = 0,98$  эВ) молекулами кислорода [21], а также процессов ассоциативного отщипания при наличии атомарных частиц [21] может уменьшить приведенное значение  $n$  как минимум на порядок. Предложенный анализ справедлив для газов, не являющихся электроотрицательными (в пределах  $n < n_c$ ), например азота. Качественно он остается справедливым и для электроотрицательных газов. Однако количественные оценки требуют специального расчета, в рамках которого условие  $v_s < \beta_r n$  может быть снято.

Таким образом, учет ионизирующего излучения из области пробоя приводит к тому, что установившаяся структура разряда в СВЧ-поле в зависимости от энергии, запасенной в системе (т. е. мощности волнового пучка), представляет собой либо плазменный солитон, либо нелинейную волну ионизации. При определенных давлениях возможна ситуация, когда отсутствует поток энергии между нагретыми и холодными областями газа. Этому состоянию соответствует периодическая структура плотности и температуры газа и плазмы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. — М.: Наука, 1974.
2. Коган Е. Я. Нелинейные ионизационные волны // Физика плазмы. — 1981. — Т. 7, № 6.
3. Семенов В. Е. Волна пробоя в самосогласованном поле электромагнитного волнового пучка // Физика плазмы. — 1982. — Т. 8, № 3.
4. Бродский Ю. А., Голубев С. В. и др. О новом механизме газодинамического распространения разряда // ЖЭТФ. — 1983. — Т. 84, № 5.
5. Коган Е. Я., Кузин Б. Ю. Установившиеся волны ионизации в высокочастотном подпороговом поле // Физика плазмы. — 1985. — Т. 11, № 5.
6. Петвиашвили В. И., Цвелодуб О. Ю. Подковообразные солитоны на стекающей вязкой пленке жидкости // ДАН СССР. — 1978. — Т. 238, № 6.
7. Железняк М. В., Мнацаканян А. Х., Сизых С. В. Фотоионизация смесей азота и кислорода излучением газового разряда // ТВТ. — 1982. — Т. 20, № 3.
8. Богатов Н. А., Голубев С. В., Зорин В. Г. Ионизирующее излучение СВЧ-разряда // Письма в ЖТФ. — 1983. — Т. 9, № 14.
9. Богатов Н. А., Голубев С. В., Зорин В. Г. Механизм образования плазменного ореола вокруг СВЧ-разряда // Физика плазмы. — 1986. — Т. 12, № 11.
10. Богатов Н. А., Бродский Ю. А. и др. Быстрая волна ионизации, возбуждаемая в газовой среде электромагнитным лучом // Краткие сообщения по физике. — 1984. — № 9.
11. Батанов Г. М., Грицинин С. И. и др. СВЧ-разряды высокого давления // Тр. ФИАН СССР. — 1985. — Т. 160.



12. Ким А. В., Фрайман Г. М. О нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости в высокочастотном разряде высокого давления // Физика плазмы.— 1983.— Т. 9, № 3.
13. Волчек А. М., Напартович А. П. Автомодельные решения системы двух параболических уравнений // ПМТФ.— 1986.— № 3.
14. Mayhan G. T., Fante R. L. et al. Comparison of various microwave breakdown prediction models // J. Appl. Phys.— 1971.— V. 42, N 13.
15. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции.— М.: Наука, 1967.
16. Зельдович Я. Б., Пикельнер С. Б. Фазовое равновесие и динамика газа при объемном нагревании и охлаждении // ЖЭТФ.— 1969.— Т. 56, № 1.
17. Митчелл Дж. Б. А., Мак Гоуэн Д. У. Экспериментальные исследования электрон-ионной рекомбинации // Физика ион-ионных и электрон-ионных столкновений/ Под ред. Ф. Бруйара и Дж. Мак-Гоуэна.— М.: Мир, 1986.
18. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Наука, 1967.
19. Александров Н. Л., Высикайло Ф. И. и др. Расчетная модель разряда в смеси  $N_2 : O_2 = 4 : 1$  // ТВТ.— 1981.— Т. 19, № 3.
20. Высикайло Ф. И., Напартович А. П. Стационарная одномерная модель разряда в электроотрицательном газе // ТВТ.— 1981.— Т. 19, № 2.
21. Борисов Н. Д., Гуревич А. В., Милих Г. М. Искусственная ионизированная область в атмосфере.— М.: ИЗМИРАН СССР, 1986.
22. Богатов Н. А., Голубев С. В., Зорин В. Г. Влияние отлипания на баланс ионизации в несамостоятельном СВЧ-разряде // Материалы II Всесоюз. сем. по элементарным процессам в плазме электроотрицательных газов.— Ереван, 1984.
23. Blank C. A., Borgner M. H., Baurer T., Feryck A. A. A pocket manuel of the physical and chemical characteristics of the Earth's atmosphere DNA 346711.— Washington, 1974.

Поступила 6/X 1987 г.

УДК 537.52

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАВИННО-СТРИМЕРНОГО ПЕРЕХОДА В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В. А. Швейгерт

(Новосибирск)

Хорошо известно [1, 2], что при одноэлектронном инициировании разряда высокого давления в перенапряженных разрядных промежутках пробой газа носит стримерный характер. Одиночная электронная лавина с увеличением количества электронов переходит в плазменное состояние, и электрическое поле вытесняется на края лавины. Далее концы стримера распространяются к аноду и катоду. Математическое моделирование лавинно-стримерного перехода (ЛСП) проводилось в [3—5] на основе диффузионно-дрейфового приближения (ДДП) в двумерном (предполагалась аксиальная симметрия) случае. Результаты расчетов оказались противоречивыми. Так, в [4] профили концентрации электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$  были монотонными с одним максимумом, а распределение поля  $E$  на оси стримера имело два ярко выраженных максимума. В [5] наблюдалось осцилляционное поведение  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $E$  на оси стримера, на основании чего авторы сделали вывод о развитии неустойчивости в стримере. Поскольку исследование ЛСП играет ключевую роль в понимании механизма пробоя газа, представляется необходимым выяснить причины несоответствия результатов [4, 5], полученных в рамках одной и той же математической модели ЛСП. С увеличением напряженности электрического поля появляются убегающие электроны [6] и функция распределения электронов (ФРЭ) начинает нелокально зависеть от напряженности электрического поля. Поэтому использование ДДП может стать некорректным. Ниже в рамках различных моделей проведен расчет ЛСП в неоне. Исследованы распределение  $n_e$ ,  $E$  на оси стримера, применимость ДДП в сильных полях и эволюция электронной лавины при существенном влиянии эффекта убегания электронов.

**Математические модели ЛСП.** На стадии ЛСП процессами уничтожения электронов можно пренебречь, а рождаются электроны за счет ударной ионизации атомов в основном состоянии. Смещение малоподвижных ионов несущественно, и в рамках ДДП система уравнений, описывающих стример, имеет вид

$$(1) \quad \partial n_e / \partial t - \operatorname{div} (\mu E n_e + D \operatorname{grad} n_e) = S = \alpha \mu |E| n_e;$$

$$(2) \quad \partial n_i / \partial t = S;$$

$$(3) \quad \Delta \varphi = 4\pi e (n_e - n_i), \quad E = -\nabla \varphi,$$