

УДК 533.951

О СТРУКТУРЕ ФРОНТА ИОНИЗАЦИИ В РАЗРЯДАХ НА ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЕ

Ю. М. Алиев

Получены решения для нелинейных ионизационных волн при условии ступенчатой ионизации и нелокального нагрева электронов, когда можно пренебречь колебаниями электронной температуры. Найдены решения, отвечающие распространению фронта волны ионизации, за которыми следуют осцилляции электронной плотности. Подобная структура соответствует наблюдаемому в эксперименте распределению электронной плотности в головной части разрядов на поверхностной волне.

Эксперименты с газоразрядной плазмой, поддерживаемой поверхностной электромагнитной волной в импульсном режиме, позволили проанализировать структуру фронта ионизации [1 – 3]. В этих экспериментах за фронтом ионизации наблюдаются пространственные осцилляции электронной плотности [4, 5]. Эти колебания можно отнести к релаксационным колебаниям, осуществляющим переход от фронта ионизации к стабилизированной части разряда.

Рассмотрим головную часть разряда, размеры которой не превышают длины релаксации электронной температуры. При выполнении последнего условия, можно пренебречь пространственной зависимостью электронной температуры и записать уравнение баланса электронов в виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + D_A \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} - \frac{n_e}{\tau} + \rho_i n_e^2 = 0. \quad (1)$$

Здесь D_A – коэффициент амбиполярной диффузии, τ – характерное время жизни электронов, имеющих плотность n_e , ρ_i – коэффициент ступенчатой ионизации.

Будем искать решения уравнения (1) в виде стационарной волны, распространяющейся вдоль оси Z (ось разряда) с постоянной скоростью u : $n_e(z, t) = n_e(z - ut)$. В

системе координат, движущейся со скоростью u , эволюция безразмерной электронной плотности n подчиняется уравнению

$$v \frac{\partial n}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 n}{\partial \xi^2} - n + n^2 = 0. \quad (2)$$

Соотношение между переменными имеет вид

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{1}{\tau \rho_i} n, \\ z - ut &= \sqrt{D_A \tau} \xi, \\ u &= \dot{u} v, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\dot{u} = \sqrt{D_A \tau}$ является характерной скоростью распространения ионизационных волн малой амплитуды. Уравнение (2) может быть проанализировано на фазовой плоскости (\dot{n}, n) .

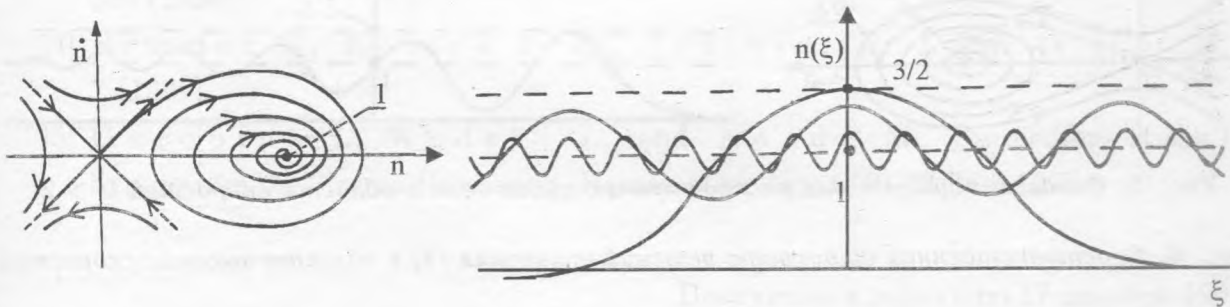


Рис. 1. Фазовый портрет для случая $V = 0$.

Рис. 2. Пространственная структура решений уравнения (2) для случая $V = 0$.

На рис. 1 представлен фазовый портрет для случая $v = 0$. Замкнутые кривые отвечают периодическим пространственным колебаниям электронной плотности около положения равновесия $n = 1$. Сепаратрисе соответствует солитонное решение

$$n = \frac{3}{2} \frac{1}{ch \frac{\xi}{2}}. \quad (4)$$

Максимальное значение электронной плотности n , при котором существуют конечные решения уравнения (2), равно $n_{max} = 3/2$. Рис. 2 иллюстрирует пространственную

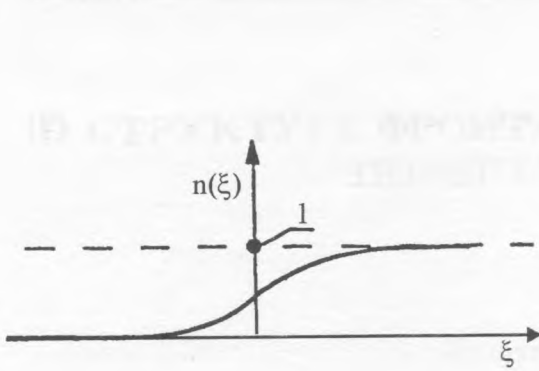


Рис. 3. Фазовый портрет для распространяющихся волн в области скоростей $0 < V < 2$.

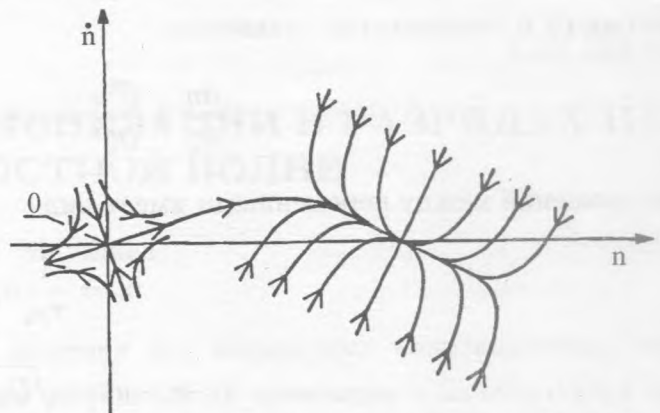


Рис. 4. Пространственная структура решений уравнения (2) для случая $0 < V < 2$.

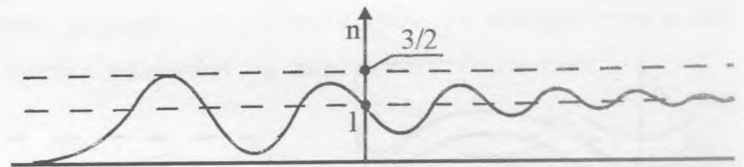
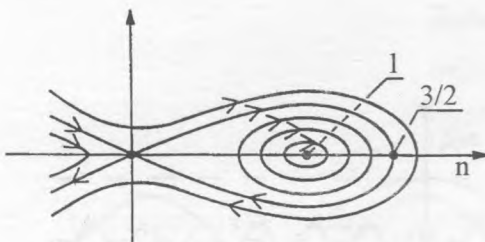


Рис. 5. Фазовый портрет для распространяющихся волн в области скоростей $V > 2$.

Рис. 6. Пространственная структура решений уравнения (2) в области высоких скоростей $V \gg 2$.

структуру решений уравнения (2) для случая $v = 0$. Фазовый портрет для распространяющихся волн в области скоростей $0 < v < 2$ представлен на рис. 3. Видно, что точка равновесия $n = 1$ трансформируется в этом случае в устойчивый "фокус". Солитонные решения исчезают. Структура решений уравнения (2), соответствующая фазовому портрету рис. 3, представлена на рис. 4. Полученное решение соответствует распространению фронта ионизации, за которым следуют осцилляции электронной плотности. Такой характер изменения электронной плотности наблюдался в ряде экспериментов по исследованию закономерностей распространения разрядов на поверхностной волне [4, 5]. При превышении значения скорости $v = 2$ точка равновесия $n = 1$ трансформируется из устойчивого "фокуса" в устойчивый "узел". Фазовый портрет для этого случая представлен на рис. 5. Видно, что при $v > 2$ осцилляторный участок

в решении исчезает. Конечное решение уравнения (2) при высоких скоростях $v \gg 2$ получается при пренебрежении диффузионным членом со второй производной и имеет вид

$$u(\xi) = \frac{1}{1 + \exp(-\xi/v)}. \quad (5)$$

Это решение иллюстрируется на рис. 6.

Автор благодарит РФФИ (проект No 98-02-16435) за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bloyet E., Leprince P., Llamas Blasco M., and Marec J. Phys. Lett., **A83**, 391 (1981).
- [2] Gamero A., Sola A., Contrino L., and Colomer V. J. Appl. Phys., **65**, 2199 (1994).
- [3] Bohle A., Ivanov O., Kolisko A., et al. J. Phys. D: Appl. Phys., **29**, 369 (1996).
- [4] Himmel G., Koleva I., and Schluter H. J. Phys. IV, France, **8**, Pr. 7 (1998).
- [5] Odrobina I., Kudela J., and Kando M. Proceedings of the 15th Symposium on Plasma Processing. Hamamatsu, Japan, 21-23 Jan. 1998.

Поступила в редакцию 17 декабря 1999 г.