

УДК 533.951

О СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАЗРЯДОВ НА ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЕ

Ю. М. Алиев

На основе гидродинамического подхода исследуется стримерный режим распространения разрядов на поверхностной электромагнитной волне. Полученные оценки для скорости распространения фронта ионизации находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися экспериментальными данными.

В последние годы [1 – 3] проводятся исследования по определению скорости распространения разрядов на поверхностной волне в импульсном режиме. Особое внимание уделяется исследованию механизмов распространения фронта ионизации. В разрядах на поверхностной волне фронт ионизации распространяется от источника электромагнитного излучения в отличие от случая пробоя газа сфокусированными объемными электромагнитными волнами [4, 5]. Это обстоятельство связано с различием в дисперсии волн. Последние могут распространяться в разреженной плазме, в то время как первые распространяются только в сверхкритической плазме. Однако в обоих случаях усиление интенсивности электромагнитного поля в области фронта ионизации является необходимым условием распространения разряда в стримерном режиме. Эксперименты [6] указывают на повышенный энерговклад в головной части разряда.

В данной работе используется гидродинамическая модель распространения разрядов [5]. Для получения оценок скорости фронта ионизации используется дисперсионное уравнение для распространения нелинейных поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) [7, 8]. В частности, показано, что в головной части разряда низкого давления учет резонансного поглощения энергии ПЭВ [7, 8] может объяснить наблюдаемую на эксперименте [9] параметрическую зависимость скорости фронта ионизации от давления газа. Показано также, что закон спадания скорости фронта ионизации с расстоянием от источника излучения определяется стабилизированной частью разряда и находится в согласии с имеющимися экспериментальными данными [9].

Предлагается следующая модель распространения разряда. Разряд, распространяющийся вдоль оси Z , разделяется на две части. Главная стабилизированная часть разряда поддерживается энергией нелинейной ПЭВ. Теория, описывающая аксиальную структуру этой части разряда, развита достаточно полно [7, 8]. В головной части разряда структура электромагнитного поля является сложной. Поэтому ниже принимается, что весь поток ПЭВ $P(z_0)$, который не поглотился в стабилизированной части разряда, полностью поглощается в тонком слое, образованном фронтом ионизации. Нагрев электронов является нелокальным и температура электронов T_f постоянной [10] на фронте ионизации при условии, что ширина фронта Δ_f много меньше длины релаксации энергии электронов $L_\epsilon = \lambda\sqrt{\delta}$, где λ – длина свободного пробега электронов, δ – доля энергии, теряемой электроном при столкновении. При этих условиях уравнение энергетического баланса электронов на фронте ионизации имеет вид

$$3/2U^*\nu^*(T_f) \int_{\Delta_f} ndz = P(z_0), \quad (1)$$

где U^* – энергия возбуждения атомов, $\nu^*(T_f)$ – частота возбуждения атомов при температуре фронта ионизации T_f , n – электронная плотность, усредненная по поперечному сечению разряда.

Согласно диффузионной модели распространения разряда [5], скорость фронта ионизации V_f определяется формулой [11]

$$V_f = \left[\nu_i(T_f) - \frac{1}{\tau} \right] \Delta_{eff}, \quad (2)$$

где $\nu_i(T_f)$ – частота ионизации, τ определяется временем жизни электронов. Последним можно пренебречь, если рассматривать режимы, не близкие к полной стабилизации разряда, когда V_f равна нулю. Эффективная ширина фронта ионизации Δ_{eff} определяется соотношением

$$\Delta_{eff} = n^{-1}(z_0) \int_{\Delta_f} ndz. \quad (3)$$

Из (2), с учетом (1) и (3), получаем

$$V_f = \frac{2P(z_0)\nu_i(T_f)}{3U^*\nu^*(T_f)}. \quad (4)$$

Плотность потока энергии ПЭВ $P(z_0)$ может быть выражена через параметры плазмы стабилизированной части разряда [10]

$$3U^*\nu^*(T_0) = 2\alpha(z_0)P(z_0), \quad (5)$$

где T_0 – температура электронов в разряде, $\alpha(z_0)$ – декремент пространственного затухания ПЭВ. Соотношение (5) представляет собой энергетический баланс в части разряда, поддерживаемой ПЭВ, в предположении, что основным каналом потерь энергии ПЭВ является возбуждение нейтральных атомов. Подставляя (5) в (4), находим

$$V_f = \nu_i(T_0)/\alpha(z_0). \quad (6)$$

При получении (6) было принято, что частоты возбуждения и ионизации атомов примерно равны. Используя условие поддержания разряда [12]

$$\nu_i(T_0) = V_s^2(T_0)/\nu_{im}R^2,$$

где ν_{im} – частота столкновений ионов с нейтральными атомами, R – радиус разряда, $V_s(T_0)$ – ионно-звуковая скорость, соотношение (6) может быть представлено в виде

$$V_f = V_s^2(T_0)/\nu_{im}\alpha(z_0)R^2. \quad (7)$$

Оценим на основании (7) скорость распространения разряда для условий эксперимента [9], когда плотность электронов $n(z_0)$ перед фронтом ионизации находится в пределах

$$\sigma^{-1} < n(z_0)/n_c < \sigma^{-2},$$

отвечающих распространению ПЭВ в приближении тонкого цилиндра (здесь $\sigma = \omega R/c \approx 0.25$ и $n_c = \omega^2 m/4\pi e^2 = 7.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$). Принимая, что столкновительные потери энергии ПЭВ в области перед фронтом ионизации не превышают резонансные потери, воспользуемся следующим выражением для $\alpha(z_0)$:

$$\alpha(z_0) = \pi \frac{\omega}{c} \frac{n_c}{n(z_0)} \cdot \frac{L_n^{(r)}}{Rf}, \quad (8)$$

где $f = 0.2$ – геометрический фактор, $L_n^{(r)}$ – характерный масштаб радиальной неоднородности плазмы в точке плазменного резонанса $r = R_{res}$, определяемой соотношением $\epsilon(\omega, r = R_{res})$ [10].

Подставляя (8) в (7) и предполагая, что $L_n^{(r)} \approx R$, имеем

$$V_f = V_s^2(T_0) \frac{fcn(z_0)}{\pi\omega n_c R^2 \nu_{im}} \quad (9)$$

с линейным профилем плотности $n(z_0)$, определяемым уравнением [10]:

$$\frac{d}{dz_0} \left(\frac{n(z_0)}{n_c} \right) = -\frac{\pi\omega}{cf}. \quad (10)$$

Согласно (9) и (10) скорость фронта ионизации падает с расстоянием от источника излучения по линейному закону, что наблюдается на эксперименте [9]. Также в соответствии с экспериментом находится даваемая (9) зависимость V_f от давления газа, как p^{-1} .

В заключение автор благодарит РФФИ (проект N 98-02-16435) за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bloyet E., Leprince P., Llamas Blasco M., and Marec J. Phys. Lett., **A83**, 301 (1981).
- [2] Gamero A., Sola A., Cotrino L., and Colomer V. J. Appl. Phys., **65**, 2199 (1994).
- [3] Bohle A., Ivanov O., Kolisko A., Kortshagen U., Schluter H., and Vikharev A. J. Phys. D: Appl. Phys., **29**, 369 (1996).
- [4] Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М., Наука, 1980.
- [5] Семенов В. Е. Физика плазмы, **8**, 613 (1982).
- [6] Бродский Ю. Я., Голубев С. В., Зорин В. Г., Фрайман Г. М. ЖЭТФ, **88**, 771 (1985).
- [7] Aliev Yu. M. "Some aspects of non-linear theory of ionizing surface plasma waves" in "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications", edited by C. M. Ferreira and M. Moisan, Plenum, New York, 1993.
- [8] Aliev Yu. M., Schluter H., and Shivarova A. Guided Wave Produced Plasmas, Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [9] Himmel G., Koleva I., and Schluter H. J. Phys. IV, France, **8**, Pr. 7 (1998).
- [10] Aliev Yu. M., Schluter H., and Shivarova A. Plasma Sources Sci. Technol., **5**, 514 (1996).
- [11] Odrobina I., Kudela J., and Kando M. Proceedings of the 15th Symposium on Plasma Processing, Hamamatsu, Japan, 21-23 Jan. 1998.

[12] Г о л а н т В. Е., Ж и л и н с к и й А. П., С а х а р о в И. Е. Основы физики плазмы. М., Госатомиздат, 1975.

Поступила в редакцию 14 января 2000 г