УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ НА СВОЙСТВА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО НЕСИММЕТРИЧНЫМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ

Н.А. Азаренков, А.В. Гапон, И.Б. Денисенко

Физико-технический факультет, Харьковский государственный университет, пл. Свободы 4, Харьков 310077, Украина.

В.Ф. Клепиков

Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины, Чернышевского 24, Харьков 310002, Украина.

Изучено поглощение энергии несимметричной поверхностной волны (ПВ) в неоднородном по плотности плазменном столбе, поддерживаемом этими волнами. Показано, что резонансное поглощение энергии в областях, где частота волны равна плазменной частоте, может стать существенным в газовом разряде, поддерживаемом ВЧ волной при низком давлении. Таким образом, доля передаваемой энергии от ПВ в плазму при низких давлениях может быть увеличена благодаря резонансному нагреву. Исследована зависимость резонансного поглощения энергии от параметров структуры и ПВ.

В настоящее время возрос интерес к разрядам, создаваемым и поддерживаемым высокочастотными ПВ [1-4]. Это связано с возможностью широкого применения этих разрядов в технологических процессах. Особенно интересны для технологического применения разряды, поддерживаемые ПВ при низких давлениях (порядка и меньше нескольких Ра). Это объясняется тем, что при этих давлениях возможно создание однородный плазмы в больших объемах [5,6]. Однако, при низких давлениях длина свободного пробега электронов порядка размеров системы и доля энергии, передаваемой от ПВ частицам плазмы за счет электрон-атомных столкновений также мала. Последняя, как известно, прямо пропорциональна частоте электрон-атомных столкновений и обратно пропорциональна частоте ПВ. Таким образом, поиск эффективных механизмов передачи энергии от ПВ к частицам плазмы при низких давлениях является актуальным. В данной работе показано, что передача энергии от ПВ к частицам плазмы может быть увеличена благодаря резонансному поглощению энергии в неоднородных областях плазмы [7,8] , где частота ПВ ω равна плазменной частоте ω_{pe}. Исследование проведено для несимметричных ПВ, распространяющихся в диэлектрической цилиндрической трубке, заполненной плазмой. Будем предполагать, что толщина диэлектрической трубки мала по сравнению с глубиной проникновения поля ПВ и влиянием диэлектрика на дисперсию ПВ в дальнейшем будем пренебрегать.

Дисперсионные свойства и затухание несимметричных ПВ в плазменном столбе с переходной областью.

Рассмотрим неограниченный и однородный вдоль оси z плазменный цилиндр радиуса $R+d$, помещенный в вакуум. Будем считать, что плотность плазмы n постоянна в объеме пламенного столба $r<R$ и равна n_0 . В слое $R<r<R+d$ плотность меняется от n_0 до нулевого значения. на границе плазмы с вакуумом. Предполагаем, что толщина переходной области мала по сравнению с радиусом однородного плазменного столба: $d<<R$. Такие профили плотности плазмы типичны для газовых разрядов, поддерживаемых ПВ при низ-

ких давлениях в условиях амбиполярного режима ухода частиц из плазмы [2]. В данной структуре в диапазоне частот: $\nu << \omega < \overline{\omega}_{pe} / \sqrt{2}$ (где ν — частота электронно-атомных столкновений, $\overline{\omega}_{pe}$ — средняя плазменная частота в волноводе) может распространяться медленная ($\omega / k_3 << c$, где k_3 — волновое число ПВ, c - скорость света в вакууме) несимметричная ПВ [9].

Для этой ПВ зависимость потенциала Ψ от координат и времени имеет вид:

$$\Psi = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \Psi_m(r) \exp[i(k_3 z + m\varphi - \omega t)] , \qquad (1)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$

Используя соотношение $\vec{E} = -\nabla\Psi$ (где $\vec{E}$ — напряженность электрического поля ПВ) из уравнений Пуассона и уравнений квазигидродинамики для холодной свободной плазмы, пренебрегая движением ионов нетрудно найти уравнение, описывающее пространственное распределение потенциала ПВ;

$$div(\varepsilon \nabla \Psi) = 0 , \qquad (2)$$

где $\varepsilon = 1 - (\omega_{pe}^2 / \omega(\omega + i\nu))$

Из уравнения (2) с учетом (1) можно получить уравнение для радиальной компоненты гармоники потенциала Ψ_m:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(r\varepsilon \frac{d\Psi_m}{dr}) - (k_3^2 + \frac{m^2}{r^2})\varepsilon\Psi_m = 0 \qquad (3)$$

В области однородной плазмы ($r < R$) решение этого уравнения, принимающее конечное значение при $r = 0$, имеет вид :

$$\Psi_m(r) = A_m I_m(k_3 r) , \qquad (4)$$

где $I_m(k_3 r)$ — модифицированная функция Бесселя m-го порядка. A_m — постоянная величина.

В вакууме ($r > R + d$) решение уравнения (3) , ограниченное на бесконечности, может быть представлено в виде:

$$\Psi_m(r) = B_m K_m(k_3 r) , \qquad (5)$$

где $K_m(k_3 r)$ — модифицированная функция Макдональда m-го порядка, B_m — константа.

В переходной области плотность заряженных частиц меняется резко с изменением радиуса r ,и при нахождение решения уравнения (3) в этой области можно воспользоваться следующим неравенством:

$$\left|\frac{d\varepsilon}{dr}\right| \sim \frac{|\varepsilon(R)|}{d} >> \left|k_3 + \frac{m}{R}\right| |\varepsilon(R)| , \qquad (6)$$

где $\varepsilon(R)$ — диэлектрическая проницаемость в однородной плазме. Неравенство (6) позволяет пренебречь последним слагаемым в уравнении (3) и найти его решение в переходной области плазмы:

$$\Psi_m(r) = C_m \int_R^r \frac{dr}{\varepsilon(r)} + D_m \qquad (7)$$

где $C_m . D_m$ — константы.

Используя, граничные условия, заключающиеся в том, что потенциал и его производная $d\Psi_m / dr$ непрерывны на границах плазмы с переходной областью и переходной области с вакуумом , из уравнений (3)-(7) получим дисперсионное уравнение для рассматриваемых ПВ :

$$\varepsilon(R) - \frac{I_m(k_3 R) K_m'(k_3 R)}{I_m'(k_3 R) K_m(k_3 R)} + i\pi\eta k_3 \frac{\varepsilon(R) K_m'(k_3 R)}{K_m(k_3 R)} = 0 , \qquad (8)$$

где штрих означает производную соответствующих функций по аргументу, $\eta = (d\varepsilon / dr)^{-1}_{r=r_0}$, r_0 находится из уравнения $\varepsilon(r_0) = 0$. Вещественная часть интеграла (7) по переходной области, которая приводит к изменению дисперсионных свойств мала , и поэтому учитывается в уравнении (8). Дисперсионное уравнение (8) можно переписать в виде:

Из уравнения (9) следует, что частота ПВ связана с волновым числом следующим соотношением:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 k_3 R I_m'(k_3R) K_m(k_3R) \tag{10}$$

а относительный декремент затухания ПВ имеет вид:

$$\frac{\gamma}{\omega} = \frac{\nu}{2\omega} + \frac{\pi}{2}\eta k_3^2 R\varepsilon(R) I_m'(k_3R) K_m'(k_3R) \tag{11}$$

Первое слагаемое в уравнении (10) – это столкновительный декремент затухания ПВ, второе слагаемое связано с резонансным поглощением энергии ПВ в неоднородной области.

Уравнения (9),(10) могут быть упрощены в предельных случаях тонкого и широкого радиусов плазменного столба:

-для тонкого радиуса ($k_3R << 1$):

1) при $m = 0$ (симметричные ПВ):

$$\omega \approx \omega_{pe} k_3 R \sqrt{\left|\ln(k_3R)\right| / 2}$$

$$\gamma / \omega = \nu / (2\omega) + \pi\eta / \left(2R\left|\ln(k_3R)\right|\right) \tag{12а}$$

2) при $m = \pm 1$

$$\omega = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2}}\left[1 - \frac{k_3^2R^2}{4}\left(\left|\ln(k_3R)\right| - 3/4\right)\right] \tag{12б}$$

$$\gamma / \omega = \nu / (2\omega) + \pi\eta / (4R)$$

3) при $|m| > 1$

$$\omega = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2}}\left[1 - \frac{k_3^2R^2}{4|m|(m^2 - 1)}\right] \tag{12в}$$

$$\gamma / \omega = \nu / (2\omega) + |m|\pi\eta / (4R)$$

В случае большого радиуса плазменного столба для любых m :

$$\omega = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2}} \tag{12г}$$

$$\gamma / \omega = \nu / (2\omega) + \pi\eta k_3 / 4$$

Из системы уравнений (12) следует, что для плазменных столбов малого радиуса резонансное поглощение энергии ПВ возрастает с ростом азимутального числа и уменьшением радиуса плазменного столба. В случае плазмы большого радиуса это поглощение наиболее существенно для ПВ с малой длиной волны.

Оценим относительные декременты затухания, связанные со столкновениями частиц и с резонансным поглощением при параметрах , которые типичны для плазмы, создаваемой и поддерживаемой ПВ в условиях амбиполярного режима ухода заряженных частиц из плазмы. При следующих параметрах структуры: $\omega = 2\pi \times 2{,}45$ ГГц, $\nu = 10^8$ Гц, $R = 1$ см, $T_e = 1$ эВ (T_e – температура электронов) относительный декремент затухания ν / ω, связанный со столкновениями частиц, порядка $3{,}3 \times 10^{-3}$. При этих параметрах декремент затухания, обусловленный резонансным поглощением энергии в области неоднородной плазмы, равен $3m \times 10^{-3}$. При оценке декремента затухания предполагалось, что ширина переходной области порядка пяти радиусов Дебая. Из проведенных оценок декрементов затухания следует, что при $m >> 1$ декремент затухания , обусловленный резонансным поглощением энергии, значительно превышает столкновительный декремент затухания.

Передача энергии несимметричных ПВ частицам плазмы с учетом резонансного поглощения.

На следующем этапе нашего исследования найдем мощность энергии Q, передаваемую поверхностной волной частицам плазмы на единице длины плазменного столба с учетом резонансного поглощения энергии в области неоднородной плазмы.

При этом выражение для Q имеет следующий вид [10]:

$$Q = Q_0 + Q_{res} \qquad (13),$$

где $Q_0 = \frac{e^2}{2m_e\omega^2}\int_0^R n\nu\left|\vec{E}^p\right|^2 2\pi r dr$ – энергия, теряемая ПВ на единице длины разряда в единицу времени в области однородной плазмы; $\left|\vec{E}^p\right|^2 = \left|E_r^p\right|^2 + \left|E_\varphi^p\right|^2 + \left|\vec{E}_z^p\right|^2$; $E_r^p, E_\varphi^p, E_z^p$ – компоненты электрического поля в области однородной плазмы.

$Q_{res} = \frac{e^2}{2m_e\omega^2}\int_R^{R+d} n\nu_{eff}\left|E_r^{tr}\right|^2 2\pi r dr$ – мощность , передаваемая ПВ частицам плазмы на единице длины разряда в области неоднородной плазмы. E_r^{tr} – радиальная компонента электрического поля в переходном слое, ν_{eff} – эффективная частота столкновений, связанная со столкновениями частиц, а также с передачей энергии ПВ благодаря неоднородности плотности плазмы. В области неоднородной плазмы радиальная составляющая электрического поля E значительно превышает остальные компоненты поля ПВ. Поэтому, в выражении для Q_{res} остальными компонентами поля ПВ мы пренебрегли.

Рассмотрим случай, когда плазма была предварительно создана, а ПВ выполняет поддерживающую роль. Будем также предполагать, что возбуждена лишь одна гармоника с номером m. Из уравнения (12) следует, что выбор m определяется частотой генератора, размерами волновода, а также концентрацией предварительно созданной плазмы.

Компоненты электрического поля ПВ могут быть легко получены из уравнения $\vec{E}_m = -\nabla\Psi_m$ и имеют следующий вид:

-в области однородной плазмы:

$$E_{zm}^p = E_{zm}(R)\frac{I_m(k_3r)}{I_m(k_3R)};$$

$$E_{rm}^p = -\frac{iE_{zm}(R)}{k_3I_m(k_3R)}I_m'(k_3r); \qquad (14)$$

$$E_{\varphi m}^p = E_{zm}(R)\frac{m}{k_3R}\frac{I_m(k_3r)}{I_m(k_3R)},$$

где $E_{zm}(R)$ – компонента электрического поля на границе $r = R$.

В переходной области:

$$E_{rm}^{tr} = \frac{C_m}{\varepsilon(r)}, \qquad (15)$$

где $C_m = i\varepsilon(R)\frac{E_{zm}(R)}{I_m(k_3R)}I_m'(k_3R)$.

В переходной области диэлектрическая проницаемость плазмы равна: $\varepsilon(r) \approx 1 - n(r)/n_c + i\nu_{eff}/\omega$.

Подставляя уравнения (13), (14) в (12) получим выражения для Q_o и Q_{res}:

$$Q_0^m = \frac{\pi e^2 \nu n}{m_e \omega^2} \frac{|E_{zm}(R)|^2}{\left(k_3 I_m(k_3 R)\right)^2} \int_0^R \left[\left(k_3^2 + \frac{m^2}{r^2}\right) I_m^2(k_3 r) + \left(I_m'(k_3 r)\right)^2\right] r dr \tag{16}$$

$$Q_{res}^m \approx \frac{\pi^2 e^2 R}{2 m_e \omega^2} \eta n_c \omega |C|^2 \tag{17}$$

В случае малых радиусов плазменного столба уравнения (16), (17) упрощаются:

$$Q_0^m \approx \frac{\pi e^2 n \nu m E_{zm}^2(R)}{m_e \omega^2 k_3^2}$$

$$Q_{res}^m \approx \frac{\pi^2 e^2 R}{2 m_e \omega^2} \eta n_c \omega \frac{\varepsilon^2 m^2 E_{zm}^2(R)}{(k_3 R)^2}$$

$$\frac{Q_{res}^m}{Q_0^m} \approx \frac{\pi}{2} \frac{\eta n_c \omega \ \varepsilon^2(R) m / R}{\nu n}$$

Из последнего выражения видно, что роль резонансного поглощения возрастает с увеличением частоты ПВ и азимутального числа m. С ростом радиуса плазменного столба резонансное поглощение ослабевает. Роль резонансного поглощения наиболее важна при низких давлениях газа (ν уменьшается с уменьшением давления газа).

Таким образом, из результатов проведенного исследования следует, что при низких давлениях в плазменных столбах с неоднородным профилем плотности , создаваемых и поддерживаемых ПВ, возрастает резонансное поглощение энергии в областях, где частота ПВ равна плазменной частоте. Благодаря этому поглощению увеличивается количество энергии, передаваемой от ПВ частицам плазмы, что приводит к повышению эффективности производства плазмы при низких давлениях.

Эта работа частично поддержана Украинским Научно-Технологическим Центром (УНТЦ) , проект №317.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Asmussen,J., J.Vac.Sci.Technol. **A 7**, 883 (1989).

[2] Moisan,M. & Zakrzewski,Z., "Radiative Processes in Discharge Plasmas", Plenum, New York 1986, p.381.

[3] Margot,J. & Moisan M., "Microwave Discharges: Fundumentals and Applications", Plenum, New York 1993, **B 302**, 141.

[4] Zhelyazkov,I., Atanassov V., Physics Reports **255**, 79 (1995).

[5] Viel,V., Bernard,.J and Laval,G., J.Phys.D:Appl.Phys. **29**, 1500(1996).

[6] Korzek,D.,Werner,F.,Winter,R. and Engemann,J.,Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 216, (1996).

[7] Степанов,К.Н .ЖТФ. **10**,773 (1965).

[8] Романов Ю. ЖТФ **6**,2119(1964).

[9] Кондратенко А.Н Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. Москва, Энергоатомиздат, 1985.

[10] Aliev Yu.M., Maximov,A.V., Schluter,H. and Shivarova,A., J.Plasma Physics **52** 321(1994).