

## НОВЫЕ СУЩЕСТВЕННО НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ МОДЫ НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМА–ВАКУУМ

Н.Б.Алексич<sup>1)</sup>, Ю.М.Алиев, А.А.Фролов

Исследованы свойства новых существенно нелинейных поверхностных мод с четным и нечетным числом скачков диэлектрической проницаемости, обладающих соответственно аномальной и нормальной дисперсией в области частот плазменного резонанса.

1. Существенной особенностью сред, обладающих границей раздела, является возможность распространения в них поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), фазовая скорость которых не превышает скорость света в среде. Бурное развитие нелинейной электродинамики поверхности сделало актуальным изучение дисперсионных характеристик таких волн при повышенных уровнях мощности, когда необходимо учитывать нелинейность материальных уравнений поля. Начало развития нелинейной теории ПЭВ связано с работой <sup>1</sup>, где исследовались нелинейные дисперсионные свойства  $p$ -поляризованных поверхностных волн. В работе <sup>2</sup> была выявлена возможность построения нелинейных  $s$ -поляризованных ПЭВ (см. также обзор <sup>3</sup>). Характерной особенностью  $p$ -поляризованных ПЭВ является возможность возникновения особенности поля в области плазменного резонанса. В однородной полуограниченной плазме в области частот существования линейных ПЭВ ( $\omega < \omega_p/\sqrt{2}$ , где  $\omega_p$  – плазменная частота) проявление такой особенности возможно при значительных уровнях мощности ПЭВ. Ниже будет показано, что в области частот плазменного резонанса ( $\omega \approx \omega_p$ ), где нелинейные свойства плазмы проявляются уже в малых уровнях мощности, возникают новые существенно нелинейные поверхностные моды. Найдены пороговые величины поля, при превышении которых такие моды реализуются. Для них получены и исследованы нелинейные дисперсионные уравнения.

2. Рассмотрим <sup>1</sup> полуограниченную ( $z \geq 0$ ) плазму, граничащую с вакуумом ( $z < 0$ ). Будем искать стационарные решения нелинейных уравнений поля для поверхностных волн, имеющих частоту  $\omega$  и волновой вектор  $k$  ( $\sim \exp(-i(\omega t - kx))$ ):

$$\frac{\partial B_y}{\partial z} = i \frac{\omega}{c} \epsilon E_x, \quad k B_y = - \frac{\omega}{c} \epsilon E_z, \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - ik E_z = i \frac{\omega}{c} B_y, \quad (1)$$

<sup>1)</sup> Институт физики, г. Белград, Югославия.

где  $E_x, E_y, B_y \equiv B$  – амплитуды полей, удовлетворяющие граничным условиям непрерывности тангенциальных компонент полей  $\{E_x\} = 0, \{B\} = 0$  на границах раздела сред. Уравнения (1) имеют первый интеграл:

$$(1 - \epsilon_0)I - \epsilon + \epsilon_0 - \frac{2\eta^2 - \epsilon}{\epsilon} B^2 = \mathcal{H}, \quad (2)$$

где  $\mathcal{H}$  – постоянная интегрирования,  $\epsilon_0 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$  – линейная диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon = \epsilon(I)$  – нелинейная диэлектрическая проницаемость, зависящая от интенсивности ПЭВ  $I = |\mathbf{E}|^2/E_p^2$ , ( $E_p^2 = 4mT\omega_p^2/e^2$ ) и удовлетворяющая соотношению

$$\epsilon(1 - \epsilon_0)I = (B')^2 + \eta^2 B^2. \quad (3)$$

Ниже будет рассмотрен случай стрикционной нелинейности плазмы с насыщением, характеризующейся следующей зависимостью диэлектрической проницаемости от интенсивности:

$$\epsilon = 1 - (1 - \epsilon_0)\exp[-I(1 - \epsilon_0)] \quad (4)$$

в условиях, когда  $\epsilon_0 < 0$ .

Качественный анализ системы уравнений <sup>2-4</sup> может быть проведен на фазовой плоскости  $(B', B)$ , аналогично работе <sup>4</sup>, в которой исследовалось распространение сильных ионизирующих ПЭВ в среде  $\epsilon_0 > 0$ .

Из анализа следует, что в области ленгмюровской частоты, можно построить решения, отвечающие замедленной ПЭВ, если допустить возможность реализации разрывных распределений плазма–поле <sup>5</sup>, адекватных принятому нами приближению, не учитывающему пространственную дисперсию волн. Наименьшим пороговым полем обладают решения с двумя скачками, формирующие "ямку" плотности с запертым в ней электромагнитным полем. Дисперсионное уравнение этих мод имеет вид:

$$\omega = \omega_p \left( 1 - \frac{3}{4} I_\Gamma - I_\Gamma^2 + \frac{I_\Gamma^2}{8} \frac{\omega_p^2}{k^2 c^2} \right), \quad (5)$$

что отвечает ПЭВ с аномальным законом дисперсии. Распространение этой моды возможно, если величина напряженности поля ПЭВ, изменяющегося с частотой  $\omega$ , на границе плазма–вакуум  $I_\Gamma$ , заключена в пределах:

$$\frac{2}{3} \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_p} \right) \left( 1,278 \frac{\omega}{\omega_p} - 0,278 \right) \leq I_\Gamma \leq \frac{4}{3} \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_p} \right) \left( 1,54 \frac{\omega}{\omega_p} - 0,54 \right). \quad (6)$$

После прохождения "щели" по напряженности поля  $I_\Gamma$ , в которой невозможно распространение ПЭВ, реализуются решения с одним скачком при выполнении условий:

$$2,523 \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_p} \right) \left( 1,384 \frac{\omega}{\omega_p} - 0,384 \right) \leq I_\Gamma \leq 2,667 \left( 1 - \frac{\omega}{\omega_p} \right) \left( 1,361 \frac{\omega}{\omega_p} - 0,361 \right), \quad (7)$$

которые отвечают ПЭВ с нормальной дисперсией:

$$\omega = \omega_p \left( 1 - 0,396 I_\Gamma - 0,206 I_\Gamma^2 - 0,012 \frac{I_\Gamma^2}{k^2 c^2} \omega_p^2 \right). \quad (8)$$

Отметим, что дисперсионные уравнения (5) и (8) описывают ПЭВ с любым четным, либо нечетным числом скачков соответственно. Можно, однако, полагать, что из энергетических соображений <sup>6</sup> будут реализовываться наинизшие моды с двумя или одним скачком.

3. Физическая природа возникновения новых существенно нелинейных ветвей ПЭВ связана со стрикционной модификацией диэлектрической проницаемости плазмы. Полученные ветви колебаний могут быть интерпретированы на языке линейной теории колебаний слоистой структуры, адекватной самосогласованному распределению плазма—поле. Отметим, что возможность реализации решений в области плазменного резонанса для ПЭВ со скачками плотности была продемонстрирована с помощью численного расчета в работе <sup>7</sup> при исследовании нелинейного резонансного поглощения электромагнитного излучения в слабо неоднородной плазме на повышенных уровнях мощности. Очевидно, что полученные в данной работе результаты не связаны с конкретной моделью нелинейной среды и легко обобщаются на случай произвольных нелинейных сред, в которых возможна взаимная трансформация различных мод колебаний.

Авторы благодарят В.П.Силина за полезное обсуждение работы.

#### Литература

1. Аланакян Ю.Р. ЖТФ, 1967, 37, 817.
2. Литвак А.Г., Миронов В.А. Радиофизика, 1968, 11, 1911.
3. Boardman A.D., Egan P. "Nonlinear electromagnetic surface and guided waves": Theory, in: Surface waves in plasma and solids, Ed. S.Vukovic, World Scientific, 1986.
4. Пермяков В.А., Стешенко А.Г. Труды МЭИ, 1980, выпуск 497, 47.
5. Гильденбург В.Б. ЖЭТФ, 1964, 46, 2156.
6. Гильденбург В.Б. и др. ЖЭТФ, 1983, 84, 48.
7. Алиев Ю.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 437.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 февраля 1990 г.