

О ВОЗМОЖНОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ПРОСВЕТЛЕНИЯ ПЛОТНОГО СЛОЯ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

Ж. Ж. Касымов, Р. Р. Рамазашвили

Показана возможность нелинейной самоорганизации полного прохождения электромагнитных волн через плотный слой неоднородной магнитоактивной плазмы на частоте верхнегибридного резонанса.

Воздействие мощного электромагнитного (ЭМ) излучения на плазму может привести к искривлению профиля плотности неоднородной плазмы в резонансных областях, в которых продольная компонента электрического поля принимает большие значения /1/. Образование скачков плотности может существенно изменить характер распространения волн. Распространение ЭМ волн в неоднородной изотропной плазме с учетом искривления профиля плотности в области плазменного резонанса исследовано в работах /2–5/, в которых выявлена как возможность аномального увеличения поглощения волн, так и возможность их аномального прохождения через слой с закритической максимальной плотностью. Результаты этих работ являются нелинейными аналогами линейной теории распространения ЭМ волн в неоднородной плазме с заданным кусочно гладким профилем плотности /6–9/. В /10/ обнаружено значительное подавление поглощения необыкновенной ЭМ волны в условиях верхнегибридного резонанса из-за деформации профиля плотности, приводящее к почти полному отражению волн от слоя. Исходя из /1, 10/ покажем, что искривление профиля плотности и подавление поглощения могут привести к возможности безотражательного прохождения ЭМ волн через неоднородный плотный слой магнитоактивной плазмы.

Пусть необыкновенная ЭМ волна распространяется вдоль направления неоднородности плотности плазмы (ось x) поперек направления магнитного поля (ось z). Уравнение для комплексной амплитуды электрического поля $E = (E^0 \exp(-i\omega t) + \text{к.с.})/2$ запишем в виде:

$$d^2 E_y^0 / dx^2 + (\omega^2 / c^2) \epsilon_{ef} (|E_x^0|^2, x) E_y^0 = 0. \quad (1)$$

Здесь $\epsilon_{ef} = \epsilon_{xx} + \epsilon_{xy}^2 / \epsilon_{xx}$, ϵ_{xx} и ϵ_{xy} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы /11/

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= 1 - \omega_p^2 (|E_x^0|^2, x) / (\omega^2 - \Omega^2) - i\nu_{ef} / \omega; \\ \epsilon_{xy} &= i(\Omega / \omega) \omega_p^2 (|E_x^0|^2, x) / (\omega^2 - \Omega^2) \end{aligned} \quad (2)$$

с учетом зависимости плотности плазмы от интенсивности электрического поля волны: $N = N_0(x)(1 - a |E_x^0|^2)$ ($a = 1/16\pi NT$). В этих формулах ω_p и Ω соответственно ленгмюровская и циклотронная частоты электронов, N и T их плотность числа частиц и температура. Здесь учтена лишь зависимость плотности от величины продольной составляющей электрического поля, поскольку волна считается не очень мощной, и деформация плотности может быть существенной лишь вблизи резонансной области ($\epsilon_{xx} \approx 0$).

Для определения модифицированной диэлектрической проницаемости воспользуемся соотношением $10/ \epsilon_{xx} E_x^0 + \epsilon_{xy} E_y^0 = 0$, из которого следует уравнение для $\epsilon = \text{Re} \epsilon_{xx}$:

$$(\epsilon^2 + \nu_{ef}^2 / \omega^2) (\epsilon - \epsilon_0(x)) = a |E_y^0|^2 \Omega^2 / \omega^2, \quad (3)$$

где $\epsilon_0(x)$ невозмущенное значение $\text{Re} \epsilon_{xx}$. Это уравнение для случая изотропной плазмы получено и исследовано в /1/, в которой показано, что при больших значениях параметра нелинейности $p = a |E_y^0|^2 (\Omega^2 / \omega^2) \times$

$\times (\omega^3 / \nu_{ef}^3) > 1,54$ имеется область изменения $\epsilon_0(x)$, в которой решение уравнения неоднозначно, и переход с одной ветви на другую происходит скачком. При медленном включении ЭМ волны скачок располагается на ближайшей к резонансной точке границе области неоднозначности. Ограничимся именно таким случаем. Координата скачка x_0 и его параметры определяются величиной p , и при больших значениях $p \gg 1$ даются формулами /1/:

$$\epsilon_0(x_0) \cong -(\nu_{ef}/\omega)(p/4)^{1/3}; \quad \epsilon_+ \approx -\epsilon_0(x_0)/3; \quad \epsilon_- \approx -2\epsilon_+. \quad (4)$$

Здесь ϵ_+ и ϵ_- — предельные значения ϵ при стремлении к точке скачка соответственно со сторон $\epsilon > 0$ и $\epsilon < 0$. При прохождении через скачок тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей остаются непрерывными.

При решении (1) в приближении геометрической оптики существенно взаимное расположение нулей и полюсов уравнения эйконала $k^2 = (\omega^2/c^2)\epsilon_{ef}$. В случае слабой диссипации, когда $\nu_{ef} \ll \omega$, нули ϵ_{ef} находятся в точках, в которых $\omega_{po}^2/\omega^2 = 1 \pm \Omega/\omega$, а полюса в точках, в которых $\omega_{p\infty}^2/\omega^2 = 1 - \Omega^2/\omega^2$ (точка верхнегибридного резонанса). Если профиль плотности слоя плазмы имеет вид горба с максимальной плотностью, удовлетворяющей неравенствам $1 + \Omega/\omega > \omega_{p\max}^2/\omega^2 > 1 - \Omega^2/\omega^2 > 0$, на профиле слоя имеются две точки поворота ($k^2 = 0$), между которыми расположены две резонансные точки, в которых $k^2 \rightarrow \infty$ (рис. 1). Области распространения волн на периферии и в центре слоя отделены друг от друга барьерами непрозрачности, в которых $k^2 < 0$. Если барьеры непрозрачности не очень тонкие, коэффициент прохождения волн через слой согласно линейной теории равен нулю /11/. Учет нелинейной деформации профиля плотности в сильных полях с образованием конечных скачков плотности приводит к значительному подавлению поглощения волн /10/ и создает возможность нелинейного просветления слоя. Сшивая геометрикооптические решения на скачках, находим коэффициент отражения ЭМ волны от слоя $R = -iR_+/R_-$, где

$$\begin{aligned} R_{\pm} = & [(1 - q_1 q_2)(1 \pm \exp(-2\kappa_1 - 2\kappa_2)/4) - i(q_1 + q_2)(1 \mp \exp(-2\kappa_1 - 2\kappa_2)/4) \mp \\ & \mp i(1 + q_1 q_2)(\exp(-2\kappa_1) \mp \exp(-2\kappa_2))/2 \pm (1/2)(q_1 - q_2)(\exp(-2\kappa_1) \pm \exp(-2\kappa_2))] e^{iK} - \\ & - [(1 - q_1 q_2)(1 \pm \exp(-2\kappa_1 - 2\kappa_2)/4) + i(q_1 + q_2)(1 \mp \exp(-2\kappa_1 - 2\kappa_2)/4) \mp \\ & \mp i(1 + q_1 q_2)(\exp(-2\kappa_1) \mp \exp(-2\kappa_2))/2 \mp (1/2)(q_1 - q_2)(\exp(-2\kappa_1) \pm \exp(-2\kappa_2))] e^{-iK}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь использованы следующие обозначения: $q_1^2 = -\epsilon_{ef}(x_2 - 0)/\epsilon_{ef}(x_2 + 0)$, $q_2^2 = -\epsilon_{ef}(x_3 + 0)/\epsilon_{ef}(x_3 - 0)$, $K = (\omega/c) \int_{x_2}^{x_3} \sqrt{\epsilon_{ef}} dx$, $\kappa_1 = (\omega/c) \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{-\epsilon_{ef}} dx$, $\kappa_2 = (\omega/c) \int_{x_3}^{x_4} \sqrt{-\epsilon_{ef}} dx$, где x_1, x_4 — координаты точек поворота, x_2, x_3 — координаты точек скачка плотности, для которых при $p \gg 1$ из формул (4) следует $q_1^2 \approx q_2^2 \approx 1/2$.

Коэффициент R определен как отношение комплексных амплитуд отраженной и падающей волн. Безотражательный режим прохождения волн определяется требованием $R = 0$, которое в силу комплексности R равносильно двум уравнениям: $\text{Re}R = 0$ и $\text{Im}R = 0$. Для упрощения этих уравнений, основываясь на выводах /10/ о подавлении поглощения в сильных полях, полностью пренебрежем диссипацией энергии волны. При этом условия безотражательного прохождения волн через слой можно записать в виде:

$$\text{tg}K = \frac{q_1 + q_2}{1 - q_1 q_2} [1 - \exp(-2\kappa_1 - 2\kappa_2)/4] / [1 + \exp(-2\kappa_1 - 2\kappa_2)/4], \quad (6)$$

$$\frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} = \frac{1 + q_1 q_2}{1 - q_1 q_2} \text{th}(\kappa_1 - \kappa_2) [1 - \exp(-2\kappa_1 - 2\kappa_2)/4] / [1 + \exp(-2\kappa_1 - 2\kappa_2)/4]. \quad (7)$$

Поскольку x_2 и x_3 , а также модифицированный профиль плотности зависят от интенсивности электрического поля волны, каждое из уравнений (6) и (7) дает связь между частотой волны и ее интенсивностью

в режиме полного просветления. (Можно показать, что в этих условиях интенсивности полей на скачках одинаковы.) Совместное решение этих уравнений определяет те значения частоты и интенсивности волны, при которых слой будет полностью прозрачным. Так как при $p \gg 1$ выполняется равенство $q_1 \approx q_2$, уравнение (7) сводится к требованию равенства оптических толщин двух барьеров непрозрачности: $\kappa_1 = \kappa_2$. При этом уравнение (6) принимает вид:

$$\operatorname{tg} K = [2q_1 / (1 - q_1^2)] \{ [1 - \exp(-4\kappa_1)/4] / [1 + \exp(-4\kappa_1)/4] \}. \quad (8)$$

Если в (8) пренебречь $\exp(-4\kappa_1)/4$ по сравнению с единицей, то оно совпадает с дисперсионным уравнением объемных ЭМ волн, локализованных между двумя широкими барьерами непрозрачности.

Чтобы убедиться в совместности уравнений (6) и (7), рассмотрим простейший случай пространственно-симметричного слоя. В пренебрежении диссипацией в режиме полного просветления условие (7) выполняется автоматически, и условием безотражательного режима прохождения волны через слой является соотношение (8), связывающее частоту волны с ее интенсивностью.

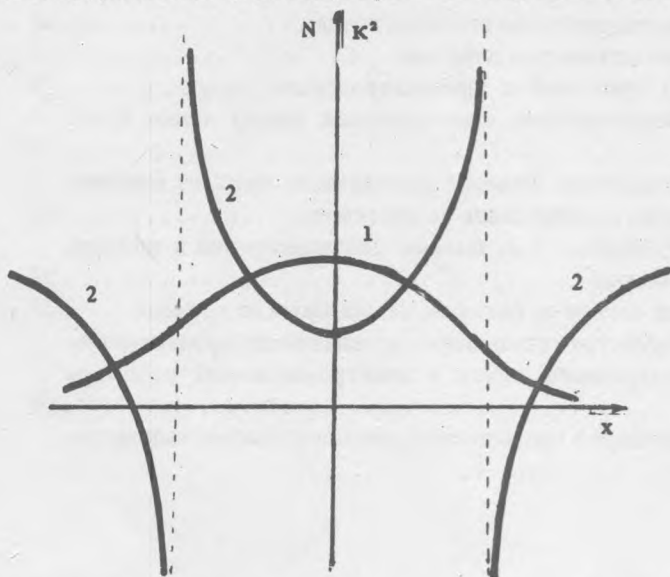


Рис. 1. Зависимость плотности числа электронов (1) и квадрата волнового числа (2) от координаты в бесконечном пределе.

Отметим, что при вычислении коэффициента отражения использовались геометрикооптические решения и вблизи точек скачка плотности. Для справедливости такого приближения необходимо выполнение условия $a \cdot |\mathbf{E}_y^0|^2 \Omega^2 / \omega^2 \gg (c/\omega L)^6$, где L — характерный размер неоднородности плотности плазмы в области скачка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гильденбург В. Б. ЖЭТФ, 46, 2156 (1964).
2. Гильденбург В. Б., Кондратьев И. Г., Марков Г. А. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 12, 655 (1969); Гильденбург В. Б. и др. Физика плазмы, 7, 736 (1981).
3. Vukovic S. et al. Phys. Lett. A, 102, 186 (1984).
4. Алиев Ю. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 42, 437 (1985).
5. Касымов Ж. Ж., Рамазашвили Р. Р. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 50 (1989).
6. Алиев Ю. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 25, 351 (1977).
7. Жаров А. А., Кондратьев И. Г., Миллер М. А. Письма в ЖЭТФ, 25, 355 (1977).
8. Ramazashvili R. R. Proc. Int. Conf. on Surface Waves in Plasmas, Blagoevgrad, Bulgaria, 1981, p. 268; Письма в ЖЭТФ, 43, 235 (1986).
9. Vukovic S., Dragila R. J. Opt. Soc. Am. B, 3, 1585 (1986).
10. Богомолов Я. Л., Сергеев А. М. Физика плазмы, 7, 726 (1981).
11. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Наука, 1967.

Поступила в редакцию 3 января 1990 г.