Краткие сообщения по физике № 5-1989 г.

УДК 533.9

О ПРОСВЕТЛЕНИИ ПЛОТНОГО СЛОЯ ПЛАЗМЫ ПРИ УКРУЧЕНИИ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ

Ж.Ж. Касымов, Р.Р. Рамазашвили

Показана возможность нелинейной самоорганизации полного прохождения электромагнитных волн через плотный неоднородный слой плазмы.

Наличие скачков плотности в плазме с заданным кусочно-гладким профилем плотности может существенно изменить характер распространения электромагнитных волн. Исследованы возможности полного поглощения электромагнитных волн /1, 2/ и полного прохождения волн через слой плазмы со сверхкритической максимальной плотностью /3–5/. Поскольку при воздействии на плазму мощной электромагнитной волны может происходить модификация профиля плотности с укручением в области плазменного резонанса /6, 7/, возникает вопрос о возможности самоорганизации неотражающих профилей плотности. Самоорганизация полностью поглощающих профилей плотности изучена в работах /7–10/. В данной работе исследована возможность полного самопросветления неоднородного слоя плотной плазмы.

Рассмотрим прохождение p-поляризованной электромагнитной волны через неоднородный слой плазмы, плотность которого монотонно меняется от нуля при $x \to -\infty$ до N_L в точке $x = L$, где плазма граничит с диэлектриком с проницаемостью близкой к единице. Если интенсивность волны умеренна, так что $E^2/4\pi \ll \ll NT$, где N – плотность, T – температура плазмы, деформацией плотности под действием поля волны можно пренебречь и распространение волны описывать линейными уравнениями Максвелла всюду, кроме области плазменного резонанса. В этой области поле нарастает, изменение плотности становится значительным и его следует учитывать в волновом уравнении /6, 7/. Будем считать, что эффекты пространственной дисперсии слабы. Тогда в соответствии с результатами работ /6, 7/ эффективность воздействия поля волны на плазму определяется параметром нелинейности $p = (\alpha D_x^2/4)(\omega/\nu)^3$, где $\alpha = 1/16\pi NT$, $D_x = B_y \sin\theta$ – компонента вектора электрической индукции, ω – частота волны, ν – частота столкновений. При $p > p_c \approx 1{,}54$ в резонансной области возникает разрыв, на котором диэлектрическая проницаемость скачком меняется от ϵ_- до ϵ_+. При $p \gg 1$ имеем приближенные формулы /6, 7/

$$\epsilon_- \approx (\nu/\omega)(p/4)^{1/3} = (\alpha D_x^2/4)^{1/3}; \quad \epsilon_+ = -2\epsilon_-. \tag{1}$$

Точка скачка сдвинута в сторону плотной плазмы и при больших p определяется по формуле /6, 7/

$$\epsilon_0(x_0) \approx -3(\nu/\omega)(p/4)^{1/3} = -3(\alpha D_x^2/4)^{1/3}, \tag{2}$$

где $\epsilon_0(x)$ – невозмущенная диэлектрическая проницаемость плазмы.

Решение волнового уравнения

$$d^2B/d\xi^2 - (d\ln\epsilon/d\xi)dB/d\xi + (\epsilon - n^2)B = 0, \tag{3}$$

где $\xi = x\omega/c$, $B = B_y$, а $n^2 = \sin^2\theta$, запишем в приближении геометрической оптики. Считая, что при $\xi \to -\infty$ $(\omega_p^2 \to 0)$ поле имеет вид

$$B = B_0 \left[\exp(i\xi\cos\theta) - R\exp(-i\xi\cos\theta)\right], \tag{4}$$

где R – коэффициент отражения волны от слоя, и сшивая решения линейного уравнения (3) на разных участках профиля плазмы, выразим поле в любой точке через амплитуду падающей волны F_0. Магнитное поле на скачке, определяющее величину параметра p, имеет вид:

$$\frac{B(0)}{E_0} = 2i\,\frac{\sqrt{\epsilon_- \cos\theta}}{\sqrt[4]{n^2-\epsilon_-}}\;\frac{\exp\left(i\pi/4 + i\int_{-\infty}^{-l} d\xi\sqrt{\epsilon - n^2 - \kappa}\right)}{D(\omega,\theta)}\left(1 + Q\cdot e^{-2\kappa_L}\right), \tag{5}$$

где безразмерная координата точки отсечки, где $\epsilon = n^2$, обозначена через $-l$, а остальные обозначения таковы:

$$\kappa = \int_{n^2}^{\epsilon_-} d\epsilon\sqrt{n^2-\epsilon}/(d\epsilon/d\xi);\quad \kappa_L = \int_{\epsilon_+}^{\epsilon_L} d\epsilon\sqrt{n^2-\epsilon}/(d\epsilon/d\xi);\quad V = \frac{2n^2\epsilon_-}{\sqrt{n^2-\epsilon_-}}\int_{\epsilon_-}^{\epsilon_+} d\epsilon/(d\epsilon^2/d\xi);$$

$$Q = \frac{\sqrt{n^2-\epsilon_L} + i\epsilon_L\cos\theta}{\sqrt{n^2-\epsilon_L} - i\epsilon_L\cos\theta};\quad P = \frac{\sqrt{n^2-\epsilon_-}}{\sqrt{n^2-\epsilon_+}}\,\frac{|\epsilon_+|}{\epsilon_-}; \tag{6}$$

$$D = P - 1 - V + i\exp(-2\kappa)(P+1+V)/2 -$$
$$- \exp(-2\kappa_L)\left[P + 1 + V + i\exp(-2\kappa)(P-1-V)/2\right]Q.$$

При $\kappa_L \gg 1$ формулы (5), (6) совпадают с результатами работы /11/. Величина V описывает резонансное поглощение волны, связанное с конечностью области скачка /12/. Коэффициент R определяется формулой:

$$R = i\left[P - 1 - V - i\exp(-2\kappa)(P+1+V)/2 -\right.$$
$$\left.- \exp(-2\kappa_L)\left(P + 1 + V - i\exp(-2\kappa)(P-1-V)/2\right)Q\right]/D(\omega,\theta). \tag{7}$$

Условие R = 0 равносильно двум уравнениям, анализ которых упрощается в двух предельных случаях. В первом из них диссипация энергии волны мала по сравнению с падающим потоком энергии и поэтому отсутствие отражения означает почти полное просветление плазмы. В этом случае полностью пренебрежем диссипацией волны, что справедливо при $\exp(-2\kappa) \gg \mathrm{Im}(P-V)$. Предположим, что размеры слоя между точкой отсечки волны и дальней границей плазмы достаточно велики, так что κ и κ_L больше единицы. Тогда условие Im R = 0 приводит к соотношению $P \approx 1$, совпадающему с дисперсионным уравнением поверхностных волн /13/ $n^2 = \epsilon_-\epsilon_+/(\epsilon_- + \epsilon_+)$ и переходящим в пределе больших p в $n^2 = 2\epsilon_-$.

Уравнение Re R = 0 определяет условие равенства падающего и прошедшего потоков энергии электромагнитной волны

$$\exp(-2\kappa) = 2|\mathrm{Im}\,Q|\exp(-2\kappa_L). \tag{8}$$

Если диэлектрическая проницаемость имеет вид $\epsilon_0 = 1 - \exp(\xi/L_0)$, а n^2 и $|\epsilon_L|$ малы по сравнению с единицей, то

$$\kappa - \kappa_L = \frac{2}{3}\;\frac{L_0}{1-n^2}\left[9\epsilon_-^{3/2} - (2\epsilon_- + |\epsilon_L|)^{3/2}\right] = \ln\,(2|\mathrm{Im}\,Q|)^{1/2}. \tag{9}$$

Так как $L_0 \gg 1$, пренебрежем правой частью (9) и получим $\epsilon_L \cong -(3\sqrt[3]{3}-2)\epsilon_-$.

Таким образом, условие просветления слоя плазмы определяется следующим образом. По известным параметрам слоя и заданной частоте волны определяем величину диэлектрической проницаемости на границе с диэлектриком ϵ_L. Через ϵ_L определяем необходимые для просветления параметры скачка $\epsilon_- = |\epsilon_L|/(3\sqrt[3]{3}-2)$ и $\epsilon_+ = -2\epsilon_-$, угол падения $\sin^2\theta = 2|\epsilon_L|/(3\sqrt[3]{3}-2)$, электрическую индукцию $D_x(0) \approx 4\sqrt{2}a^{-1/2}|\epsilon_L|^{3/2}/(3\sqrt[3]{3}-2)$ и магнитное поле на скачке $B(0) \approx 4a^{-1/2}|\epsilon_L|/(3\sqrt[3]{3}-2)$. По этим величинам по формуле (5) вычисляем интенсивность падающей волны, приводящую к просветлению данного слоя плазмы

$$E^2/4\pi NT \approx 64\epsilon_-^{3/2}\exp(-4L_0/3\epsilon_-^{3/2}).$$

В другом предельном случае, когда величина диссипируемой в слое энергии больше прошедшего через слой потока энергии волны, можно в формулах (5) – (7) устремить κ_L к бесконечности. В этом случае условие $R = 0$ соответствует полному поглощению электромагнитных волн. Как отмечалось выше, самоорганизация полного поглощения волн в неоднородной плазме изучалась в работах /7–10/.

Таким образом показана возможность нелинейного просветления слоя плотной плазмы, индуцированного падающей p-поляризованной электромагнитной волной в результате укручения профиля плотности в области плазменного резонанса. Достоинствами описанного механизма просветления являются сравнительно малые необходимые интенсивности волны, так как причиной образования скачка плотности является усиленное в области резонанса электрическое поле, и малые времена возникновения прозрачности, что связано с малыми размерами области, в которой происходит деформация плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев Ю. М. и др. Письма в ЖЭТФ, **25**, 351 (1977).
2. Жаров А. А., Кондратьев И. Г., Миллер М. А. Письма в ЖЭТФ, **25**, 355 (1977).
3. Ramazashvili R. R. Proc. Int. Conf. on Surface Waves in Plasmas, Blagoevgrad, Bulgaria, 1981, p. 268.
4. Рамазашвили Р. Р. Письма в ЖЭТФ, **43**, 235 (1986).
5. Vukovic S., Dragila R. J. Opt. Soc. Amer. B., **3**, 1585 (1986).
6. Гильденбург В. Б. ЖЭТФ, **46**, 2156 (1964).
7. Гильденбург В. Б. Сб. Взаимодействие мощных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой, изд. ИПФ АН СССР, Горький, 1980, с. 186.
8. Гильденбург В. Б. и др. Физика плазмы, **7**, 736 (1981).
9. Vukovic S. et al. Phys. Lett., A, **102**, 186 (1984).
10. Алиев Ю. М. и др. Письма в ЖЭТФ, **42**, 437 (1985).
11. Stefan V., Frolov A. A. Phys. Lett. A, **87**, 398 (1982).
12. Степанов К. Н. ЖТФ, **35**, 1002 (1965).
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред, М., Наука, 1982, § 88.

Поступила в редакцию 9 марта 1989 г.