

О ПЕРЕДАЧЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ ЧЕРЕЗ ПЛОТНУЮ ПЛАЗМУ

Р.Р. Рамазашвили

Исследована возможность передачи электромагнитных сигналов через плотную плазму с помощью ионно-звуковых волн, возбуждаемых оптическим смещением высокочастотных волн.

Плотные слои плазмы являются серьезным препятствием для передачи электромагнитных сигналов, если плазменная частота электронов ω_{pe} превышает частоту несущей волны. Существуют разные способы борьбы с трудностями, возникающими при передаче сигналов, но все они страдают недостатками [1]. Ниже обсуждается возможность передачи электромагнитных сигналов через плотный слабонеоднородный слой неизотермической плазмы с горячими электронами, основанная на смещении двух волн [2,3], частоты которых отличаются друг от друга на величину порядка частоты длинноволнового ионного звука.

Пусть на слабо неоднородную плазму с монотонно нарастающей плотностью падают две высокочастотные (ВЧ) волны с близкими частотами. Уравнение для медленных движений, возникающих в неизотермической плазме в поле двух ВЧ волн запишем в виде

$$\left(\Delta \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{r_{De}^2} + \omega_{pi}^2 \right) n_i = \frac{n_0(x) \omega_{pi}^2}{2} \Delta \frac{\langle v_{osc}^2 \rangle}{v_{Te}^2}, \quad (1)$$

где v_{Te} и r_{De} — тепловая скорость и дебаевский радиус электронов; ω_{pi} — ионная ленгмюровская частота; v_{osc} — скорость колебаний электронов в ВЧ полях; Δ — оператор Лапласа; скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по высокой частоте. При получении (1) предполагалось, что пространственная и временная производные величин, характеризующих основное состояние плазмы, пренебрежимо малы. Поскольку ВЧ волны отражаются от плотной плазмы, то v_{osc} описывает колебания электронов в двух падающих и в двух отраженных волнах. Интересуясь возбуждением ионно-звуковых (ИЗ) волн, распространяющихся в глубь плотной плазмы, в правой части (1) следует оставить лишь слагаемые, являющиеся источником таких волн.

Плазму будем считать неоднородной вдоль оси Ox , а волновые вектора падающих волн параллельными друг другу вне плазмы. Тогда из условия $\omega_1 > \omega_2$ имеем $k_{x1} > k_{x2}$ ($k_{x1,2} - x$ — составляющие волновых векторов ВЧ волн). Отсюда следует, что нужная в качестве источника пондеромоторная сила создается лишь на биениях либо двух падающих волн, либо на биениях падающей волны ω_1 и отраженной волны ω_2 . Ниже покажем, что в зависимости от величины разности $\omega = \omega_1 - \omega_2$ будет работать лишь один из этих источников.

Считая, что в области, где пондеромоторная сила находится в резонансе с длинноволновым ионным звуком, $\omega_{pi}^2 \gg \omega^2$, можно уравнение (1) привести к более простому виду:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{\omega^2}{v_s^2} - k_{\perp}^2 \right) \frac{n_i}{n_0} = - \frac{1}{4v_{Te}^2} \left(k_{\perp}^2 - \frac{d^2}{dx^2} \right) \left\{ \exp(i\omega t - ik_{\perp}r) [v_1^{(+)} v_2^{(+)} \exp(-i \int (k_{x1} - k_{x2}) dx' - i\phi_2^{(+)}) + v_1^{(+)} v_2^{(-)} \exp(-i \int (k_{x1} + k_{x2}) dx' - i\phi_2^{(-)})] + \text{к.с.} \right\} \equiv R(x).$$

Здесь $k_{\perp} = k_{\perp 1} - k_{\perp 2}$; v_s — ионно-звуковая скорость; v_{osc} представлено в виде

$$v_{osc} = v_1^{(+)} \sin(\omega_1 t - k_{\perp 1} r - \int k_{x1} dx') + v_1^{(-)} \sin(\omega_1 t - k_{\perp 1} r + \int k_{x1} dx' + \phi_1^{(-)}) + v_2^{(+)} \sin(\omega_2 t - k_{\perp 2} r - \int k_{x2} dx' + \phi_2^{(+)}) + v_2^{(-)} \sin(\omega_2 t - k_{\perp 2} r + \int k_{x2} dx' + \phi_2^{(-)}).$$

Записав решение уравнения (2) в виде

$$n_i/n_0 = (1/k_0) \int_{-\infty}^x R(x') \sin k_0(x-x') dx',$$

где $k_0^2 \equiv \omega^2/v_s^2 - k_{\perp}^2$, увидим, что поведение решения при $x \rightarrow \infty$ (ось OX направлена по градиенту плотности) будет определяться асимптотикой интегралов вида

$$\int_{-\infty}^x U(x') \exp[\pm \int_{x'}^x [k_0 - (k_{x1} \pm k_{x2})] dx''] dx',$$

где $U(x)$ медленно изменяется на расстояниях порядка $1/k_0$. Обозначим $f_{\pm}(x) = k_0 - (k_{x1} \pm k_{x2})$, где $k_{x1,2} = (\omega_{1,2}^2 \cos^2 \theta - \omega_{pe}^2(x))^{1/2}/c$; θ — угол падения ВЧ волн на плазму. При монотонном изменении $\omega_{pe}^2(x)$ от нуля до $\omega_2^2 \cos^2 \theta$ функции $f_{\pm}(x)$ также меняются монотонно. При этом $f_+(x)$ является нарастающей, а $f_-(x)$ убывающей. В точке $\omega_{pe}^2(x_0) = \omega_2^2 \cos^2 \theta$ их значения совпадают. Поэтому в зависимости от знака $k_0 - k_{x1}(x_0)$ через нуль будет проходить либо $f_+(x)$, либо $f_-(x)$. Знак $k_0 - k_{x1}(x_0)$ в рассматриваемых условиях определяется знаком разности $\omega - \Omega$, где $\Omega = (\omega_1 + \omega_2) v_s^2 \cos^2 \theta / (c^2 - v_s^2 \cos^2 \theta)$. Поэтому при $\omega > \Omega$ через нуль будет проходить $f_+(x) = k_0 - (k_{x1} + k_{x2})$, а при $\omega < \Omega - f_-(x) = k_0 - (k_{x1} - k_{x2})$. Воспользовавшись результатом проведенного анализа, запишем асимптотическое решение для возбужденной ИЗ волны в слабо неоднородной плазме в виде $n_i = n_0 a \sin(\omega t - k_{\perp} r - k_0 x + \varphi)$, где

$$a = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{v_s \sqrt{K}} \left[\frac{v_1^{(+)} v_2^{(+)}}{v_{Te}^2} \Theta(\Omega - \omega) + \frac{v_1^{(+)} v_2^{(-)}}{v_{Te}^2} \Theta(\omega - \Omega) \right];$$

$\Theta(\omega)$ — функция Хевисайда; буквой K обозначено выражение

$$K \equiv (d\omega_{pe}^2/dx_t) (\omega/2v_s c^2 k_{x1}(x_t) k_{x2}(x_t));$$

а x_t — обозначает резонансную точку, в которой $f_+(x)$ или $f_-(x)$ обращается в нуль.

Полученные формулы определяют амплитуду установившейся ИЗ волны. При этом, в отличие от работ [4,5] по возбуждению ИЗ волны оптическим смешением двух ВЧ волн, здесь принято, что рост амплитуды ИЗ волны ограничивается не диссипативными процессами, а конвективным выносом энергии из области взаимодействия. Приведенное выше рассмотрение справедливо, когда длина резонансного взаимодействия волн мала по сравнению с длиной диссипации ИЗ волны.

Можно показать, что учет слабого затухания звуковых волн не приводит к существенному изменению полученного результата.

Полученные результаты останутся справедливыми, если одна из ВЧ волн (например, волна с частотой ω_1) будет промодулирована и ширина модуляции будет мала по сравнению с $\omega_1 - \omega_2$. Поскольку амплитуда ИЗ волны линейно зависит от амплитуды промодулированной волны, то возбуждаемая ИЗ волна будет нести всю информацию, которую несла промодулированная ВЧ волна.

Автор благодарен Л.М. Горбунову и В.П. Силину за интерес к работе и полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Труды ЦАГИ. Обзоры. Переводы. Рефераты. № 527, М., 1977.
2. Kroll N., Ron A., Rostoker N. Phys. Rev. Lett., 13, 83 (1964).
3. Rosenbluth M. N., Liu C. S. Phys. Rev. Lett., 29, 701 (1972).
4. Powley C. J., Huey H. E., Luhman N. C. J. Phys. Rev. Lett., 49, 877 (1982).
5. Адхамов А. А., Горбунов Л. М. Физика плазмы, 12, 27 (1986).

Поступила в редакцию 11 августа 1987 г.