01; 04; 10

ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СКВОЗЬ СЛОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

И. А. Анисимов, С. М. Левитский

Показано, что при наличии электронного потока, проходящего через слой изотропной закритической плазмы с резкими границами, становится возможным перенос через такой барьер p-поляризованных электромагнитных волн. Для моделей холодной плазмы и моноэнергетического электронного потока для указанных волн рассчитан амплитудный коэффициент переноса. Задача решена в линейном приближении.

Исследование распространения волн в плазме в гидродинамическом приближении предсказывает экспоненциально малое прохождение электронных плазменных и электромагнитных волн сквозь барьеры закритической плазмы, где $\omega_p > \omega$ (ω — частота волны, ω_p — электронная ленгмюровская частота плазмы). Однако учет линейных кинетических эффектов [1, 2] показал, что сквозь такие барьеры возможен перенос плазменных волн резонансными электронами, скорость которых по величине и направлению совпадает с фазовой скоростью указанных волн в предбарьерной плазме. Данное явление наблюдалось и экспериментально [3-6], причем искусственное увеличение числа резонансных электронов приводило к увеличению эффективности переноса волны [7].

В настоящей работе показано, что при наличии электронного потока, проходящего через слой изотропной закритической плазмы с резкими границами, становится возможным перенос через такой барьер не только электронных плазменных, но и поперечных электромагнитных волн.

1. Обсуждение модели и способов решения задачи

Будем рассматривать модель, в которой холодная однородная слабостолкновительная закритическая плазма ($\mathrm{Re}\,\varepsilon_p(\omega) < 0$, $|\mathrm{Im}\,\varepsilon(\omega)| \ll 1$, где $\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость плазмы) заполняет слой $0 < z < l$. Размер l удовлетворяет условию $k_0 l \gg 1$, где $k_0 = \omega/c$.

Плазму и вакуум пронизывает безграничный однородный электронный поток, создающий в области $z < 0$ плотность тока

$$\mathbf{j}_0 = -\mathbf{e}_z v_0 \rho_0, \quad \rho_0 > 0, \quad 0 < v_0 \ll c. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор, параллельный оси z.

На плазму из области $z < 0$ падает под углом θ к оси z плоская p-поляризованная электромагнитная волна, отражающаяся от границы раздела $z=0$. Электрическое поле этой волны проникает в глубь плазмы, экспоненциально убывая.

Взаимодействием электронного потока с электромагнитной волной в вакууме можно пренебречь, поскольку их скорости сильно различаются. Однако электрическое поле, возбуждаемое этой волной в плазменном скин-слое, может, вообще говоря, модулировать компоненту скорости электронов, параллельную оси z, в результате чего в электронном потоке (1) будут возбуждаться быстрая и медленная волны пространственного заряда (ВПЗ). В промежутке $0 < z < l$, где $\operatorname{Re} \varepsilon_p(\omega) < 0$, медленная ВПЗ, обладающая отрицательной энергией, будет испытывать усиление, быстрая — ослабляться. При выходе из плазмы электронные сгустки будут возбуждать в области $z > l$ когерентное переходное излучение в виде плоской электромагнитной волны, по направлению и поляризации подобной исходной волне в области $z < 0$. Таким образом, благодаря наличию электронного потока падающая на плазму из области $z < 0$ электромагнитная волна будет проноситься сквозь непрозрачный для нее барьер закритической плазмы и регенерироваться в области $z > l$.

Самосогласованный анализ описанной модели в гидродинамическом приближении для плазмы и электронного потока предполагает решение системы уравнений Максвелла совместно с уравнением движения электронов потока и исследование трансформации собственных волн такой системы на неоднородностях среды.

В проводимом ниже расчете указанная система уравнений линеаризована, т. е. переменные составляющие скорости электронов и плотности зарядов в потоке всюду считаются малыми по сравнению с v_0 и ρ_0 соответственно. Очевидно, указанные требования заведомо нарушаются для очень широких барьеров из-за экспоненциального нарастания амплитуды медленной ВПЗ по мере ее распространения в закритической плазме, однако такой случай рассматриваться не будет.

2. Волны в среде, пронизываемой электронным потоком

Рассмотрим собственные волны в изотропной среде с диэлектрической проницаемостью ε и магнитной проницаемостью $\mu=1$, пронизываемой электронным потоком (1). Для этого воспользуемся уравнениями Максвелла и уравнением движения электрона в электромагнитном поле

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \rho \mathbf{v} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\frac{e}{m}\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]\right\}. \tag{2}$$

Расписывая уравнения (2) с учетом условия $\partial/\partial x=0$ и линеаризуя их по малым переменным составляющим v и ρ, легко убедиться, что они распадаются на две независимые системы, описывающие волны s и p-поляризации (здесь под s-поляризованными понимаются волны с ненулевыми компонентами E_x, v_x, H_y, H_z, под p-поляризованными — волны с ненулевыми компонентами E_y, E_z, H_x, v_y, v_z, ρ). Поскольку s-поляризованные волны не возмущают плотность электронного потока, то они не представляют интереса для рассматриваемой задачи. Полагая зависимость от времени и координат в виде плоской волны $\exp[i(\omega t - k_y y - k_z z)]$, можно записать уравнения для компонент p-поляризованных волн в виде

$$ik_z H_x + i\varepsilon k_0 E_y - \frac{4\pi}{c} \rho_0 v_y = 0,$$

$$-ik_y H_x + i\varepsilon k_0 E_z + \frac{4\pi}{c}(-\rho_0 v_z + v_0 \rho) = 0,$$

$$-ik_y E_z + ik_z E_y + ik_0 H_x = 0,$$

$$ik_y E_y + ik_z E_z + \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho = 0,$$

$$i(\omega - k_z v_0) v_y + \frac{e}{m}\left(E_y + \frac{v_0}{c} H_x\right) = 0,$$

$$i(\omega - k_z v_0) v_z + \frac{e}{m} E_z = 0. \tag{3}$$

Приравнивая к нулю определитель системы (3), получим дисперсионное уравнение

$$(1 - \beta_0\gamma_z)\{\Omega_B^4 - \Omega_B^2[(\varepsilon - \gamma_y^2 - \gamma_z^2) + \varepsilon(1 - \beta_0\gamma_z)^2 + \varepsilon\beta_0^2\gamma_y^2] + \\ + \varepsilon(1 - \beta_0\gamma_z)^2(\varepsilon - \gamma_y^2 - \gamma_z^2)\} = 0. \tag{4}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\beta_0 = \frac{v_0}{c}, \quad \gamma_{y,z} = \frac{k_{y,z}}{k_0}, \quad \Omega_B = \frac{\omega_B}{\omega}, \quad \omega_B^2 = \frac{4\pi\rho_0 e}{m}. \tag{5}$$

Уравнение (4) представляет собой полином пятой степени относительно γ_z и, следовательно, описывает пять нормальных волн. Подставляя его корни в систему (3), можно получить связь между плотностью заряда, компонентами электромагнитного поля и скорости электронов потока для каждой из волн. Корни уравнения (4) можно искать в виде обобщенных рядов по β_0, причем ниже оставлены только члены низших порядков по β_0 (не выше первого).

Корням

$$\gamma_{z1,2} = \pm\sqrt{\varepsilon - \gamma_y^2 - \Omega_B^2} \tag{6}$$

соответствуют две p-поляризованные электромагнитные волны, возмущающие скорость электронов. Для них

$$E_y = \mp\frac{\sqrt{\varepsilon - \gamma_y^2 - \Omega_B^2}}{\gamma_y} E_z, \quad v_y = \pm\frac{ie\sqrt{\varepsilon - \gamma_y^2 - \Omega_B^2}}{m\omega\gamma_y} E_z,$$

$$H_x = \frac{\varepsilon - \Omega_B^2}{\gamma_y} E_z, \quad v_z = \frac{ie}{m\omega} E_z, \quad \rho = 0. \tag{7}$$

Следующая пара корней

$$\gamma_{z3,4} = \frac{1 \mp \frac{\Omega_B}{\sqrt{\varepsilon}}}{\beta_0}, \tag{8}$$

для которых

$$E_y = \frac{\beta_0\gamma_y}{1 \mp \frac{\Omega_B}{\sqrt{\varepsilon}}} E_z, \quad v_y = \pm\frac{i\beta_0\gamma_y e\sqrt{\varepsilon}}{m\omega_B\left(1 \mp \frac{\Omega_B}{\sqrt{\varepsilon}}\right)} E_z,$$

$$\rho = -\frac{i\varepsilon k_0}{4\pi\beta_0}\left(1 \mp \frac{\Omega_B}{\sqrt{\varepsilon}}\right) E_z, \quad v_z = \pm\frac{ie\sqrt{\varepsilon}}{m\omega_B} E_z, \quad H_x = 0, \tag{9}$$

отвечает быстрой и медленной ВПЗ, у которых волновой вектор направлен под углом к постоянной составляющей скорости электронов $\mathbf{v}_0$ [8, 9]. В этом случае волна содержит не только продольные (относительно направления $\mathbf{v}_0$), но и поперечные компоненты электрического поля и скорости электронов. Отметим, что в первом приближении по β_0 дисперсия пучковых волн не зависит от γ_y и в закритической плазме ($\mathrm{Re}\,\varepsilon(\omega) < 0$) одна из них оказывается нарастающей, а другая — затухающей. Наконец, корню

$$\gamma_{z5} = \frac{1}{\beta_0} \tag{10}$$

соответствует вырожденная электронно-циклотронная волна (ЭЦВ). Это можно показать на основании анализа дисперсионного соотношения, аналогичного (4), для собственных волн неравновесной анизотропной плазмы. В отсутствие магнитного поля данная волна представляет собой систему струй в электронном потоке, движущуюся вместе с ним. Для данной волны

$$v_y = -\beta_0 \gamma_y v_z, \quad E_y = E_z = H_x = 0, \quad \rho = 0. \tag{11}$$

3. Перенос электромагнитных волн сквозь плазменный барьер с резкими границами

Найдем коэффициент переноса электромагнитной волны через барьер закритической плазмы с учетом влияния электронного потока.

Падающая из области $z < 0$ на барьер электромагнитная волна с γ_{z1} (6) будет порождать в области $z < 0$ отраженную электромагнитную волну с γ_{z2} (6), а в области $0 < z < l$ — все возможные типы волн: электромагнитные колебания с $\gamma_{z1,\,2}$ ($\gamma^2_{z1,\,2} < 0$), ВПЗ с $\gamma_{z3,\,4}$ (8) и вырожденную ЭЦВ с γ_{z5} (10). В результате в забарьерной области $z > l$ будут возбуждаться отходящая электромагнитная волна с γ_{z1}, амплитуду которой необходимо вычислить, а также обе ВПЗ и вырожденная ЭЦВ. Поля всех перечисленных волн «сшиваются» на границах раздела $z=0$ и $z=l$ в соответствии с обычными электродинамическими граничными условиями. Кроме того, из последнего уравнения системы (2) следует, что компоненты скорости электронов потока также непрерывны на границе раздела сред. Решая полученную систему десяти линейных алгебраических уравнений, можно определить амплитудный коэффициент переноса электромагнитной волны через плазменный барьер

$$T = \frac{2N_v\left(1-\Omega_B^2\right)\left(ig_{zp} + A \operatorname{sh}\eta_2\right)e^{i\eta_1}}{\left(N_v^2 - g_{zp}^2\right)\operatorname{sh}\eta_2 + i2N_v g_{zp}\operatorname{ch}\eta_2 - ig_{zp}A}, \tag{12}$$

где

$$A = \frac{\beta_0\Omega_B\sqrt{-\varepsilon_p}\,\gamma_y^2}{-\varepsilon_p + \Omega_B^2}\left(\frac{1-\varepsilon_p}{1-\Omega_B^2}\right)^2\left[\frac{3}{2}\frac{\Omega_B}{\sqrt{-\varepsilon_p}}\operatorname{ch}\sigma_2 + i\left(\frac{1}{2} + \frac{\Omega_B^2}{\varepsilon_p}\right)\operatorname{sh}\sigma_2\right]e^{-i\sigma_1},$$

$$N_v = \frac{-\varepsilon_p + \Omega_B^2}{1-\Omega_B^2}\sqrt{1-\Omega_B^2-\gamma_y^2}, \quad g_{zp} = \sqrt{-\varepsilon_p + \Omega_B^2 + \gamma_y^2},$$

$$\eta_1 = k_0 l\sqrt{1-\Omega_B^2-\gamma_y^2}, \quad \eta_2 = k_0 l g_{zp},$$

$$\sigma_1 = \frac{k_0 l}{\beta_0}, \quad \sigma_2 = \frac{k_0 l \Omega_B}{\beta_0\sqrt{-\varepsilon_p}}. \tag{13}$$

В пределе $\Omega_B \to 0$ из (12) получается известное выражение для коэффициента прозрачности барьера закритической плазмы [10].

Если скорость электронов невелика ($\beta_0 \ll 1$), а барьер достаточно широкий ($k_0 l \gg 1$), то добавка к коэффициенту трансформации, связанная с пучком, которая пропорциональна $\beta_0\Omega_B \exp\left[k_0 l\left(g_{zp} + \frac{\Omega_B}{\beta_0\sqrt{-\varepsilon_p}}\right)\right]$, может быть весьма существенной. При $A \gg 1$ пучковый механизм переноса волны через барьер будет играть основную роль.

Формула (12) получена в предположении, что все процессы в системе являются линейными. Это приводит к следующему ограничению на ширину барьера:

$$l \leqslant \frac{\beta_0\sqrt{-\varepsilon_p}}{k_0\Omega_B}\ln\left(\frac{mv_0\omega_B}{eE_m}\right), \tag{14}$$

где E_m — амплитуда падающей волны.

Приведем для примера численную оценку. При $\beta_0=0.1$, $\omega=2\cdot10^{10}$ с$^{-1}$, $\Omega_B=0.1$ (что соответствует $j_0=0.7$ А/см^2), $l=7$ см, $-\varepsilon_p=1$ получим из (12) $|T|^2 \sim 0.1$. Для тех же значений ω и l в отсутствие пучка $|T|^2 \sim 4\cdot10^{-4}$. Критерий (15) выполняется при этом для $E_m \leqslant 4\cdot10^{-7}$ В/см (что соответствует потоку мощности падающей волны $\Pi \leqslant 3$ мВт/см^2).

Знаменатель выражения (12) в принципе может обратиться в нуль. Указанное условие является по существу дисперсионным соотношением для собственных колебаний пронизываемого электронным потоком плазменного слоя, возникающих в результате неустойчивости системы.

Физически возникновение неустойчивости объясняется наличием обратной связи в системе из-за того, что на дальней границе плазменного слоя ($z=l$) пучковые волны порождают электромагнитные колебания вида (7) ($\gamma^2_{z\,1,\,2} < 0$), экспоненциально спадающие в глубь плазмы, которые способны модулировать электронный поток, возбуждая в нем пучковые волны. Энергия возникающих колебаний отбирается от пучка, поскольку при нарастании медленной ВПЗ в нем средняя кинетическая энергия электронов уменьшается. Сходные типы неустойчивостей исследовались в работах [11, 12].

При наличии падающей на плазму электромагнитной волны неустойчивости на частотах, отличных от вынуждающей, могут подавляться из-за нелинейных эффектов типа вынужденной синхронизации.

Оценки показывают, что все рассмотренные в данной работе эффекты имеют место и для плазменных слоев с размытыми границами, если характерный размер переходной области a удовлетворяет соотношению $\omega a/v_0 \lesssim 1$.

Авторы благодарят Н. Я. Коцаренко и В. Н. Ораевского за полезные обсуждения.

Литература

[1] *Лиситченко В. В., Ораевский В. Н.* // ДАН СССР. 1971. Т. 201. № 6. С. 1319—1321.
[2] *Водяницкий А. А., Ерохин С. С., Моисеев С. С.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 2. С. 629—641.
[3] *Ораевский В. Н., Романюк Л. И., Свавильный Н. Е., Усталов В. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. Вып. 6. С. 288—292.
[4] *Романюк Л. И., Свавильный Н. Е., Усталов В. В.* // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. Вып. 2. С. 579—585.
[5] *Лиситченко В. В., Романюк Л. И., Усталов В. В.* // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 2. С. 537—545.
[6] *Галушко Н. П., Дахов В. М., Ерохин Н. С.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 4. Вып. 5. С. 252—255.
[7] *Усталов В. В.* Канд. дис. Киев, 1977.
[8] *Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.
[9] Электродинамика плазмы / Под ред. А. И. Ахиезера. М.: Наука, 1974. 720 с.
[10] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
[11] *Калмыкова С. С.* // ДАН СССР. 1973. Т. 208. № 5. С. 1062—1064.
[12] *Калмыкова С. С.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. Вып. 6 (12). С. 2250—2260.

Киевский государственный
университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
28 марта 1988 г.