

УДК 537.533

Авторезонансное взаимодействие электромагнитного импульса с бесстолкновительной плазмой

В. П. Милантьев, В. А. Туриков

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

С помощью метода частиц в ячейке проведено численное моделирование процесса распространения мощного электромагнитного импульса в бесстолкновительной плазме в условиях авторезонанса. Рассмотрены падение волны из вакуума и возбуждение самосогласованных процессов в области границы плазмы. Показано, что колебания частиц в продольном электрическом поле приводят к разбиению начального возмущения на несколько импульсов меньшего размера.

При движении заряженной частицы в поперечной электромагнитной волне, распространяющейся в вакууме вдоль направления внешнего постоянного магнитного поля B_0 , существует так называемый режим авторезонансного ускорения [1–3], при котором условие циклотронного резонанса частицы с волной

$$\omega - kv_{\parallel} = \frac{\omega_{c0}}{\gamma} = \omega_c$$

сохраняется в течение всего времени движения частицы.

Здесь ω , k — соответственно, частота и волновое число волны; $\omega_{c0} = eB_0 / m_0c$ — классическая циклотронная частота;

γ — релятивистский фактор;

v_{\parallel} — проекция скорости частицы на направление магнитного поля.

Обратное воздействие на поле тока электронов, захваченных в режим авторезонансного ускорения, не приводит к расстройке синхронизма частиц с полем, и ограничение энергии ускоренного пучка определяется лишь законом сохранения энергии [4, 5].

Для правополяризованной электромагнитной волны, распространяющейся в плазме параллельно внешнему магнитному полю, в линейном приближении имеет место дисперсионное уравнение [6]

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c)},$$

где ω_p — плазменная частота.

При взаимодействии такой волны с частицами плазмы ситуация существенно изменяется по сравнению с вакуумной волной, так как ее фазовая скорость v_{ph} уже не совпадает со скоростью света, и режим ускорения, близкий к авторезонансному, реализуется лишь при условии

$$\left| 1 - v_{ph}^2 / c^2 \right| \ll 1. \quad (1)$$

В работах [7, 8] в гидродинамическом приближении было показано, что в этом случае возможно существование солитонообразных электромагнитных импульсов со “встроенным” ленгмюровским колебанием. Физическая причина возникновения таких возмущений заключается в том, что первоначально покоящийся электрон поглощает энергию поля, что приводит к расстройке фазового резонанса, а затем, попадая в область замедляющих фаз, полностью отдает ее заднему фронту импульса.

В данной работе для более детального анализа таких самосогласованных процессов было проведено численное моделирование взаимодействия с плазмой пакета правополяризованных плоских волн

$$E_y + iE_z = A(x - v_g t) E_0 \exp[i(kx - \omega t)].$$

$A(\xi)$ — медленно изменяющаяся функция, задающая профиль пакета.

Предполагалось, что мощный электромагнитный импульс, движущийся вдоль однородного магнитного поля, падает из вакуума на границу плазмы. Плазма в начальный момент считалась холодной и имеющей ступенчатый профиль плотности на границе. Задача рассматривалась в одномерной постановке в предположении, что все поля и характеристики плазмы зависят только от координаты x вдоль направления магнитного поля. Ионы считались неподвижными, образующими нейтрализующий фон.

Для численного моделирования использовался одномерный релятивистский код [9], в котором самосогласованное электромагнитное поле рассчитывалось из уравнений Максвелла, а координаты и импульсы частиц находились путем численного решения релятивистских уравнений движения. Длина области моделирования бралась равной $L = 500 \div 10\,000\Delta$, а число частиц — от 20 до 50 на сеточный шаг Δ . Величина Δ полагалась равной $0,2 k^{-1}$, а величина шага по времени $\Delta t = 0,2 \omega^{-1}$. При этом в области плазмы выполнялось условие $\Delta = c\Delta t$, необходимое для реализации схемы интегрирования уравнений Максвелла вдоль вакуумных характеристик [9]. В качестве основных параметров моделирования выбирались следующие величины:

$$\varepsilon = \frac{eE_0}{m_0\omega c}; \quad q = \frac{\omega p}{\omega}; \quad \Omega_0 = \frac{\omega c_0}{\omega},$$

где E_0 — амплитуда электромагнитной волны в вакууме. Начальное распределение амплитуды колебаний внутри пакета задавалось с помощью функции

$$A(x) \sec h[k(x - x_0) / d],$$

соответствующей профилю электромагнитного солитона, найденному в работе [7].

Результаты численного моделирования показали, что в авторезонансном режиме при выполнении условия (1) падающий на плазму пакет волн большой амплитуды возбуждает в ней ленгмюровские колебания, в которых амплитуда продольного электрического поля сравнима с амплитудой электромагнитного поля внутри пакета (рис. 1). Продольное движение электронов приводит к разбиению исходного возмущения на несколько импульсов, распространяющихся в глубь плазмы. На рис. 2 представлены фазовые плоскости электронов x, u_x, x, u_y в процессе прохождения пакета через плазму

($u_i = p_i/m_0c$, p_i — релятивистский импульс). Набор поперечного импульса электронов происходит в основном в области локализации пакета. Осцилляции продольного импульса и продольного поля имеют вид шлейфа позади пакета, подобного кильватерной волне, возбуждаемой коротким лазерным импульсом [10]. Продольные колебания отстают от переднего фронта импульса в силу того, что частота плазменных колебаний ω_p в этом процессе намного меньше циклотронной частоты ω_c и частоты электромагнитной волны ω . При увеличении ширины падающего пакета волн колебания в его задней части приобретают сложный характер из-за того, что электромагнитные волны сразу попадают в область больших продольных колебаний электронов, вызванных его передней частью.

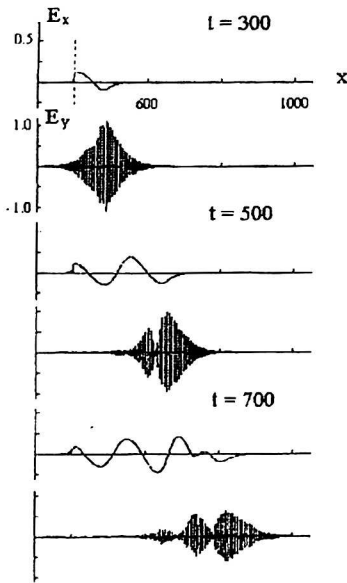
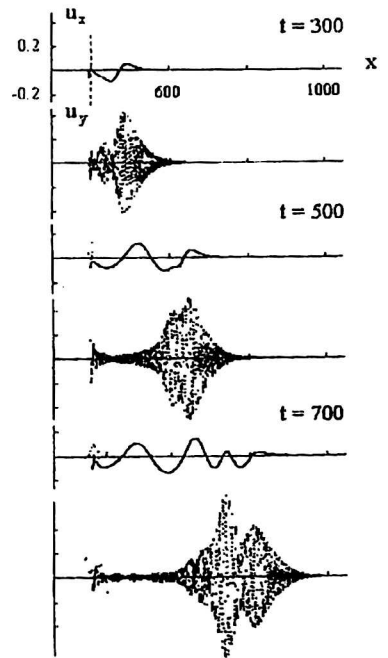


Рис. 1. Авторезонансное взаимодействие электромагнитного импульса с плазмой:

----- — начальное положение границы плазмы;
 E_x — продольное поле разделения заряда; E_y — компонента поперечного электромагнитного поля (в единицах E_0).
 Координата x выражена в единицах k^{-1} , время t — в единицах ω^{-1} ; $\epsilon = 0,02$; $q = 0,03$; $\Omega_0 = 0,98$; $d = 60$

Рис. 2. Фазовые плоскости электронов x, u_x и x, u_y в процессе распространения электромагнитного импульса:
 значения параметров те же, что и на рис. 1

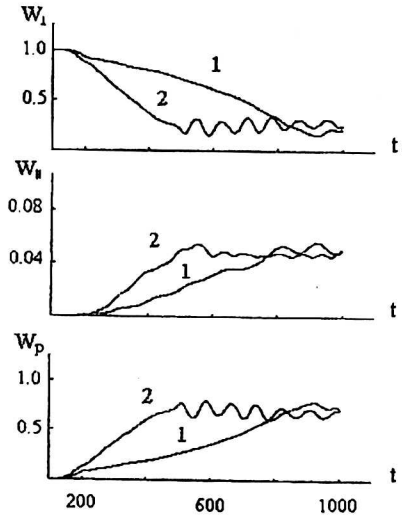


Установлено, что по мере возрастания плотности плазмы (увеличение параметра q) число возникающих на границе импульсов также возрастает. При этом ленгмюровские колебания в приграничной области сильно искажают профиль плотности плазмы, а отраженная волна становится сравнимой с падающей. При уменьшении Ω_0 (расстройка резонанса) возрастает ширина импульсов и уменьшается их амплитуда. Периодическое изменение поперечной энергии электронов приводит в этом случае к увеличению длины волны для поперечного поля внутри импульсов.

Из результатов численных экспериментов следует, что возможна эффективная передача энергии электромагнитного импульса частицам плазмы (рис. 3). В установившемся режиме происходит периодическая перекачка энергии от электромагнитного поля к частицам. При этом период осцилляций энергии уменьшается с ростом плотности плазмы, что обусловлено обратным влиянием тока резонансных электронов. В проведенных расчетах полная энергия системы сохранялась с относительной погрешностью порядка 10^{-3} на протяжении 5000 временных шагов.

Рис. 3. Изменение со временем энергии поперечного электромагнитного поля W_{\perp} , энергии продольного электрического поля W_{\parallel} и полной кинетической энергии частиц плазмы W_p , выраженных в единицах начальной энергии электромагнитного импульса в вакууме:

1 — $q = 0,03$; 2 — $q = 0,05$
 ($\epsilon = 0,02$, $\Omega_0 = 0,98$, $d = 60$)



Полученные результаты могут представлять интерес для активных геофизических экспериментов по изучению распространения электромагнитных импульсов в околоземной плазме.

Данная работа выполнена в рамках программы "Университеты России".

Литература

1. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 45. С. 1259.
2. Давыдовский В. Я. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. № 8. С. 886.
3. Милантьев В. П. // УФН. 1997. Т. 167. № 1. С. 3 — 16.
4. Красовицкий В. Б. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 11. С. 1760.
5. Блюх Ю.П., Любарский М. Г., Опищенко И. Н. // Физика плазмы. 1980. Т. 12. № 2. С. 114.
6. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. — М.: Атомиздат, 1975. С. 228.

7. Красовицкий Д. В. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 11. С. 1394.
8. Красовицкий В. Б., Прудских В. В. // Там же. 1994. Т. 20. № 6. С. 564.
9. Бэдсел Ч., Лэнгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. — М.: Энергоатомиздат, 1989. С. 133.
10. Буланов С. В., Иновенков И. Н., Наумова Н. М., Сахаров А. С. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 6. С. 764.

Autoresonance interaction of electromagnetic impulse with collisionless plasma

V. P. Milantiev, V. A. Turikov

Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia

The process of the high power electromagnetic pulse propagation in a collisionless plasma in the autoresonance regime is simulated by the particle-in-cell method. The case of the wave incidence from the vacuum and self-consistent processes excitation in the boundary plasma region is investigated. It is shown that the particle oscillations in the longitudinal electric field may lead to the break-up of the initial perturbation into several smaller size pulses.