

УДК 537.533

Возбуждение плазменных колебаний электромагнитным импульсом в области электронного циклотронного резонанса

В. П. Милантьев, В. А. Туриков

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Исследованы плазменные колебания, возникающие в процессе распространения мощного электромагнитного импульса вдоль однородного магнитного поля, с частотой, близкой к электронной циклотронной частоте.

При распространении правополяризованной электромагнитной волны в плазме возможен режим ускорения электронов, близкий к авторезонансному [1–3], если фазовая скорость волны близка к скорости света [4]. Продольное движение электронов в этом случае приводит к разделению зарядов в плазме и возникновению продольного электрического поля, под действием которого происходит расфазировка резонансных частиц с волной. В работах [4, 5] было показано, что в результате могут возникать электромагнитные солитоны со “встроенными” ленгмюровскими колебаниями. В связи с этим интересно рассмотреть эти явления для процесса распространения мощного электромагнитного импульса в плазме в режиме, близком к авторезонансному.

Из уравнений Максвелла и релятивистских гидродинамических уравнений можно получить следующую систему, описывающую самосоглазованное взаимодействие электромагнитной волны с холодной плазмой в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) [4]

$$2(N/\beta_g - 1)\varepsilon' + i(N^2 - 1)\gamma(\beta_{\parallel} / \beta_g - 1)\varepsilon = q^2\beta\gamma; \quad (1)$$

$$(\beta\gamma)' + i(\delta + 1 - \gamma + N\gamma\beta_{\parallel})\beta\gamma = \gamma(1 - N\beta_{\parallel})\varepsilon; \quad (2)$$

$$(\beta_{\parallel} \gamma)' = \gamma[N \operatorname{Re}(\beta\varepsilon^*)\varepsilon_{\parallel}]; \quad (3)$$

$$\varepsilon_{\parallel}' = -q^2\gamma\beta_{\parallel}. \quad (4)$$

Здесь использованы безразмерные переменные

$$\varepsilon = eE/mc\omega; \quad \varepsilon_{\parallel} = eE_{\parallel}/m\omega; \quad \beta = v/c; \quad \beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c;$$

$$q^2 = 4\pi e^2 n_0 / m\omega^2; \quad \delta = \omega_B / \omega - 1; \quad N = ck/\omega; \quad \beta_g = v_g/c;$$

$$\gamma = (1 - |v|^2/c^2 - v_{\parallel}^2/c^2)^{-1/2},$$

где ω — частота электромагнитной волны;
 n_0 — невозмущенная плотность плазмы;
 ω_B — циклотронная частота;
 v_g — групповая скорость.

Штрихом обозначена производная по $d\xi = [\omega / \gamma(v_{\parallel} - v_g)]d\xi$. Ионы считаются неподвижными.

При выводе формул (1)–(4) предполагалось, что решение для полей и гидродинамических скоростей имеет вид плоских волн с медленно изменяющимися амплитудой и фазой

$$\begin{aligned} E_{\perp}(\xi) &= E(\xi) \exp(i\Phi), \quad E_{\perp} = E_x + iE_y, \\ \xi &= z - v_g t, \quad \Phi = kz - \omega t, \\ E_{\parallel} &= E_{\parallel}(\xi), \quad v_{\perp}(\xi) = v(\xi) \exp(i\Phi), \\ v_{\perp} &= v_x + iv_y, \quad v_{\parallel} = v_{\parallel}(\xi). \end{aligned}$$

Медленное изменение амплитуд и фаз для такого решения имеет место при условиях [4]

$$\begin{aligned} |(N^2 - 1) / (N / \beta_g - 1)| &\ll 1, \\ q^2 / |N / \beta_g - 1| &\ll 1, \quad |\delta| \ll 1. \end{aligned}$$

В случае ограниченного электромагнитного импульса интегралы энергии и импульса системы равны [4]:

$$\begin{aligned} 1 - \gamma(1 - N\beta_{\parallel}) &= \frac{N^2 - 1}{q^2} (N / \beta_g - 1) |\varepsilon|^2 - \\ &- (N / \beta_g - 1) \frac{\varepsilon_{\parallel}^2}{2q^2}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \gamma(1 - \beta_{\parallel} / \beta_g) &= 1 - \frac{1}{q^2} (N / \beta_g - 1)^2 |\varepsilon|^2 + \\ &+ (1 - 1 / \beta_g^2) \frac{\varepsilon_{\parallel}^2}{2q^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для такого типа возмущений из уравнений (1)–(6) вытекает следующее нелинейное дисперсионное уравнение [6]:

$$v^2 Z^5 + 2vZ^3 + Z - 1 = 0, \quad (7)$$

$$Z = \delta(N^2 - 1) / q^2, \quad v = q^2 a_m^2 / 16\delta^4, \quad a_m = |\varepsilon|_{\max}.$$

Значение $Z = 1$ соответствует линейному дисперсионному уравнению для плоской волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля.

Для оценки в первом приближении величины продольного поля ε_{\parallel} в области локализации электромагнитного импульса пренебрежем значением ε_{\parallel} в уравнении для продольного движения (3) и подставим в его правую часть величину $\beta\gamma$ из уравнения (1). После интегрирования получим

$$\beta_{\parallel} \gamma \frac{N}{q^2} (N / \beta_g - 1) |\varepsilon|^2. \quad (8)$$

При $v \ll 1$ приближенное решение дисперсионного уравнения (7) имеет вид

$$Z \cong 1 - 2v.$$

В этом случае для показателя преломления плазмы имеем

$$N^2 = 1 + \frac{q^2}{\delta} \left(1 - \frac{q^2 a_m^2}{8\delta^4} \right). \quad (9)$$

Найдем максимальное относительное возмущение электронной плотности $a = \delta n_e / n_0$. Считая, что в первом приближении $\delta n_e / n_0 \cong \beta_{\parallel} / \beta_g$ и подставляя выражение (9) в (8), получим

$$\alpha = \frac{N}{2\gamma\beta_g\delta^2} \left(1 - \frac{5}{8} \frac{q^4 a_m^2}{\delta^4} \right) a_m^2.$$

При $q^4 a_m^2 / \delta^4 \ll 1, a_m^2 \ll 1$ получаем более простую оценку

$$\alpha \cong \frac{a_m^2}{2\delta^2}. \quad (10)$$

Мы рассмотрели задачу в упрощенной постановке, полагая, что возмущение продольной скорости β_{\parallel} целиком локализовано в области электромагнитного импульса. Обратное влияние продольного поля ε_{\parallel} на электроны приводит к плазменным колебаниям и образованию позади импульса плазменной волны. Однако, как показывают приведенные в таблице численные результаты, оценка (10) при этом сохраняет силу. Такая волна аналогична кильватерным волнам, возбуждаемым лазерными импульсами или электронными сгустками в системах коллективного ускорения заряженных частиц [7, 8].

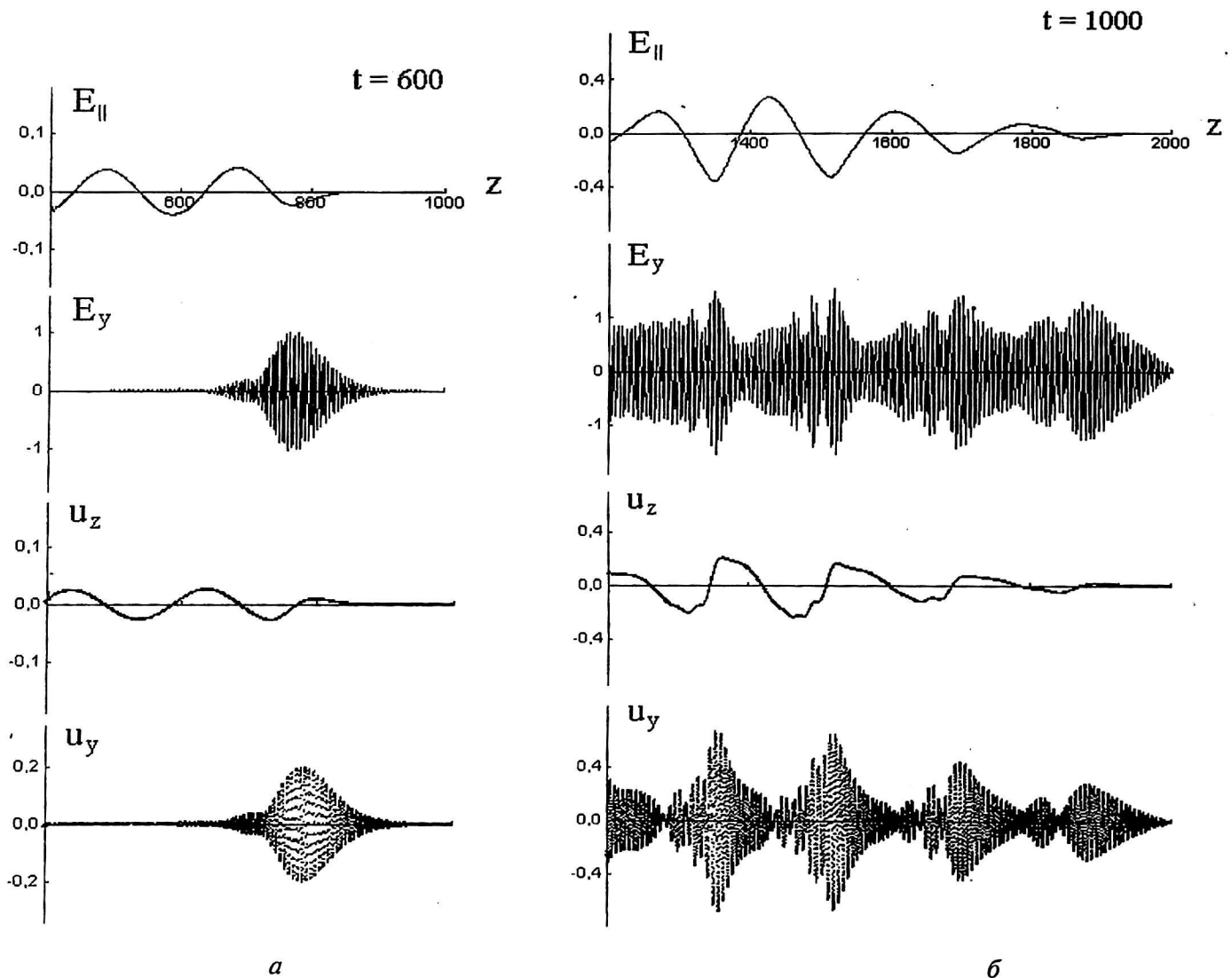
δ	$\alpha_{\text{числ}}$	$\alpha_{\text{теор}}$
-0,15	0,010	0,009
-0,14	0,012	0,010
-0,13	0,015	0,012
-0,12	0,018	0,014
-0,11	0,020	0,016
-0,10	0,025	0,020
-0,09	0,032	0,025
-0,08	0,040	0,031
-0,07	0,054	0,041
-0,06	0,069	0,055
-0,05	0,095	0,080

В целях детального изучения процесса возбуждения плазменных колебаний с помощью электромагнитного импульса на ЭЦР было проведено моделирование по методу частиц в ячейке. Использовался одномерный релятивистский код,

в котором самосогласованное электромагнитное поле рассчитывалось из уравнений Максвелла, а координаты и импульсы частиц находились путем численного решения релятивистских уравнений движения. Предполагалось, что 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 рассмат-

ривалась в одномерной постановке в предположении, что все поля и характеристики плазмы зависят только от координаты z вдоль направления магнитного поля. Ионы считались неподвижными, образующими нейтрализующий фон.

На рисунке, *a* представлен один из результатов моделирования, иллюстрирующий процесс образования кильватерной волны позади электромагнитного импульса с длительностью порядка периода плазменных колебаний.



Плазменные колебания:

a — возбуждение кильватерной волны в области ЭЦР электромагнитным импульсом с длительностью порядка периода плазменных колебаний;

b — самомодуляция длительного электромагнитного импульса в области ЭЦР:

$E_{||}/E_{\perp}$ — соответственно, продольное и поперечное поля в плазме в единицах E_0 . Координата z выражена в единицах k^{-1} , время t — в единицах ω^{-1} ; u_z , u_y — релятивистские импульсы частиц плазмы — в единицах m_0c ;
 $a_m = 0,02$; $q = 0,03$, $\delta = -0,1$

Для проверки соотношения (10) было проведено моделирование для различных значений резонансного рассогласования δ . В таблице приведены значения $\alpha(\delta)$ для $a_m = 0,02$, $q = 0,03$, полученные с помощью численного эксперимента, и соответствующие теоретические значения по формуле (10). Следует отметить близкое согласие численных значений с теоретическими вплоть до $\delta \cong -0,05$. При дальнейшем приближении к точному резонансу $\delta = 0$ наблюдались сильная самомодуляция начального импульса и искажение синусоидального профиля кильватерной волны.

В лазерном методе возбуждения кильватерных волн наиболее эффективная генерация имеет место для лазерного импульса, длительность которого близка к плазменному периоду. При этом для величины α справедливо соотношение [7]

$$\alpha \cong 0,5 k a_m^2, \quad (11)$$

где k — коэффициент порядка единицы, зависящий от формы лазерного импульса.

Сравнение выражений (10) и (11) показывает, что в методе возбуждения на ЭЦР величина k может возрасти на два порядка.

Лазерное ускорение в режиме самомодуляции длительного лазерного импульса позволяет на порядок увеличить амплитуду кильватерной волны [7, 8]. Аналогичное увеличение имеет место и в методе ЭЦР. Этот случай представлен на рисунке, б.

Рассмотренный способ возбуждения кильватерной плазменной волны имеет существенные ограничения, связанные с допустимыми значениями магнитного поля и интенсивности источников радиоизлучения. Поэтому предельные амплитуды плазменных волн в этом случае намного ниже амплитуд, достигаемых при лазерном возбуждении. При выполнении условия $q \ll 1$ (в областях спада концентрации) рассмотренный механизм генерации плазменных волн может реализоваться в магнитосферной плазме.

Работа выполнена по программе
Минобразования России
"Университеты России".

Литература

1. Давыдовский В. Я. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 886.
2. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // ДАН СССР. 1963. Т. 44. С. 261.
3. Милантьев В. П. // УФН. 1997. Т. 167. С. 3.
4. Красовицкий В. Б., Прудских В. В. // Физика плазмы, 1994. Т. 20. С. 564.
5. Красовицкий Д. В. // Там же. 1986. Т. 12. С. 1394.
6. Красовицкий В. Б. Нелинейные регулярные колебания в неравновесных плазменных и газовых средах. — Харьков: Изд-во "ФОЛИО", 2000. Т. 2.
7. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М. // УФН. 1999. Т. 169. С. 53.
8. Балакирев В. А., Карась В. И., Карась И. В. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 144.

Excitation of plasma oscillations by electromagnetic impulse in the electron cyclotron resonance region

V. P. Milantiev, V. A. Turikov

Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia

The plasma oscillations excited during the high power electromagnetic impulse propagation along the homogeneous magnetic field in the electron cyclotron resonance regime are investigated. The evaluation of the relative electron density perturbation is derived. It is shown by the numerical simulation that the impulse self-modulation leads to the substantial increase of the plasma wave amplitude.