

Самомодуляция электромагнитного импульса в области электронного циклотронного резонанса

В. П. Милантьев, В. А. Туриков

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Исследован процесс самомодуляции электромагнитного импульса при распространении вдоль внешнего магнитного поля в условиях электронного циклотронного резонанса. Показано, что в этом случае имеет место резонансное нарастание амплитуды плазменной волны, возбуждаемой импульсом. Проведено численное моделирование процесса самомодуляции по методу частиц в ячейке.

В последние годы ведутся интенсивные исследования процессов нелинейного взаимодействия мощного лазерного излучения с плазмой. Большинство работ в этом направлении ориентировано на создание лазерных ускорителей на кильватерных плазменных волнах [1–3]. В работах [3, 4] исследован процесс самомодуляции короткого лазерного импульса при его распространении в разреженной плазме. Показано, что при этом имеет место резонансное нарастание амплитуды кильватерной волны.

Процессы самофокусировки и самомодуляции, обусловленные стрикционной нелинейностью, могут аналогичным образом влиять и на распространение в замагниченной плазме электромагнитных волн СВЧ-диапазона [5]. Так, в работах [6, 7] показано, что в этом случае в области электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) могут возникать электромагнитные солитоны со “встроенными” ленгмюровскими колебаниями. Цель настоящей работы — исследование процесса самомодуляции электромагнитного импульса и резонансного возбуждения плазменных волн в режиме ЭЦР.

Гидродинамическое приближение

Будем считать, что правополяризованный электромагнитный импульс распространяется в плазме вдоль внешнего постоянного магнитного поля \vec{B}_0 , направленного вдоль оси z . Решения уравнений Максвелла и релятивистских гидродинамических уравнений будем искать в виде плоских волн с медленно изменяющимися амплитудой и фазой

$$E_{\perp}(\xi) = E(\xi) \exp(i\Phi); E_{\parallel} = E_x + iE_y; \xi = z - V_g t; \\ \Phi = kz - \omega t; E_{\parallel} = E_{\parallel}(\xi); V_{\perp}(\xi) = V(\xi) \exp(i\Phi); \\ V_{\perp} = V_x + iV_y; V_{\parallel} = V_{\parallel}(\xi),$$

где V_g — групповая скорость волны. Продольные колебания в таком решении имеют вид стационарной волны в системе отсчета импульса.

Будем также считать, что выполнены условия, обеспечивающие медленное изменение амплитуд и фаз, т. е.:

$$|(N^2 - 1)/(N/\beta_g - 1)| \ll 1; q^2/|N/\beta_g - 1| \ll 1; |\delta| \ll 1, \quad (1)$$

где $q^2 = 4\pi e^2 n_0 / m\omega^2$, n — невозмущенная плотность плазмы;

$\delta = 1 - \omega_B/\omega$, ω_B — циклотронная частота;

$N = ck/\omega$; $\beta_g = V_g/c$.

При указанных предположениях из уравнений Максвелла и гидродинамических уравнений можно из (1) получить систему, описывающую самосогласованное взаимодействие электромагнитной волны с холодной плазмой в области ЭЦР [8]:

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

$$(\beta_{\parallel}\gamma)' + i(\delta + 1 - \gamma + N\gamma\beta_{\parallel})\beta_{\parallel}\gamma = \gamma(1 - N\beta_{\parallel})E; \quad (3)$$

$$(\beta_{\parallel}\gamma') = \gamma[N \operatorname{Re}(\beta E^*) + E_{\parallel}]; \quad (4)$$

$$E_{\parallel}'' = -q^2\gamma\beta_{\parallel}. \quad (5)$$

Здесь E и E_{\parallel} выражены в единицах $m\omega/e$; $\beta = V/c$; $\beta_{\parallel} = V_{\parallel}/c$; $\gamma = (1 - |V|^2/c^2 - V_{\parallel}^2/c^2)^{-1/2}$.

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

Пренебрегая значением E_{\parallel} в уравнении для продольного движения (4), подставим в его правую часть величину $\beta_{\parallel}\gamma$ из уравнения (2). После интегрирования получим

$$\beta_{\parallel}\gamma = \frac{N}{q^2} (N/\beta_g - 1) |E|^2. \quad (6)$$

Найдем максимальное относительное возмущение электронной плотности $n = \delta n_e/n_0$. Считая, что в первом приближении $n \cong \beta_{\parallel}/\beta_g$ из (6) с учетом условий (1) в нерелятивистском случае, можно получить

$$n \cong \frac{|E|^2}{2\delta^2}. \quad (7)$$

Из уравнения (6) и уравнения Пуассона (5) следует выражение для максимального значения продольного поля внутри импульса

$$E_{\parallel}^{\max} \cong \frac{q|E|_{\max}^2}{4\delta^2}. \quad (8)$$

При получении выражения (7) предполагалось, что возмущение продольной скорости β_{\parallel} локализовано только в области электромагнитного импульса. Однако возмущение плотности приводит к возникновению продольного поля E_{\parallel} и образованию позади импульса плазменной

волны, подобной кильватерным волнам, возбуждаемым лазерными импульсами или электронными сгустками в системах коллективного ускорения заряженных частиц [3, 9]. При получении оценки (8) также предполагалась неизменность амплитуды E , что оправдано лишь для ультракороткого импульса с длительностью порядка периода плазменных колебаний. Форма такого импульса мало меняется при прохождении расстояния, равного его длине. В случае импульса большей длительности происходит его самомодуляция, и такое приближение становится неприменимым [3, 4].

Для описания процесса самомодуляции можно получить уравнения для огибающей импульса, следуя стандартной схеме учета ВЧ-потенциала в выражении для плотности тока [5, 10]. В приближении слабой нелинейности без учета релятивизма эти уравнения имеют вид:

$$2i \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{q^2}{4\delta^2} |E|^2 E = q^2 n E; \quad (9)$$

$$\beta_g^2 \frac{\partial^2 n}{\partial \xi^2} + q^2 n = -\frac{1}{4\delta} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} |E|^2. \quad (10)$$

Подобная система уравнений использовалась в работе [11] для численного анализа процесса самомодуляции лазерного импульса в плазме без магнитного поля. Уравнения (9), (10) позволяют получить качественное представление о характерных масштабах рассматриваемого процесса. Так, из (10) следует, что на начальном этапе пространственный период самомодуляции должен быть близок к длине кильватерной волны β_g/q . При этом правая часть в (10) играет роль внешней "периодической силы" относительно координаты ξ .

В результате, по мере вхождения импульса в плазму, должно иметь место резонансное нарастание амплитуды пространственных колебаний относительной плотности электронов n . Вследствие этого должна увеличиваться глубина модуляции амплитуды импульса E . Если предполо-

жить, что нарастание происходит с инкрементом γ , то из (10) можно получить соотношение

$$\frac{d^2 E_{\parallel}}{d\xi^2} = -\frac{1}{4\delta} \frac{d^2 |E|}{d\xi^2},$$

из которого видно, что в процессе самомодуляции минимумам E_{\parallel} должны соответствовать максимумы $|E|$. Как следует из результатов численного моделирования, приведенных ниже, такая качественная картина самомодуляции действительно имеет место.

Численное моделирование процесса самомодуляции

С помощью метода частиц в ячейке было проведено численное моделирование процесса самомодуляции электромагнитного импульса в области ЭЦР. 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. Последняя в начальный момент считалась холодной и имеющей ступенчатый профиль плотности на границе. Задача рассматривалась в одномерной постановке в предположении, что все поля и параметры плазмы зависят только от координаты z вдоль направления магнитного поля. Ионы считались неподвижными, образующими нейтрализующий фон.

Общая длина области моделирования бралась равной $L = 2000$ (в единицах k^{-1} , $k = \omega/c$), граница плазмы располагалась в точке $Z_b = 1000$. Число частиц на сеточный шаг Δ принималось равным 5. Величина Δ была равна 0,2, 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.

Проведенные численные эксперименты показали, что начальная стадия процесса самомодуляции электромагнитного импульса протекает в соответствии с гидродинамическим описанием, приведенном выше (рис. 1, 2). Пространственный период самомодуляции на этом этапе определяется изменением электронной плотности и равен длине кильватерной плазменной волны. В дальнейшем, по мере увеличения глубины модуляции, происходит возрастание амплитуды кильватерной плазменной волны (см. рис. 1). При расстройках $\delta \approx 0,01$ она может достигать значений, сравнимых с амплитудой электромаг-

нитного импульса. Продольные колебания электронов резонансным образом воздействуют на изменение их поперечного импульса в силу близких масштабов изменения продольного и поперечного полей. В результате, как видно из рис. 2, происходит бунчировка по поперечным импульсам, что в свою очередь вызывает нарастание глубины модуляции плотности и продольного поля. Энергия последней при этом осциллирует со временем с периодом порядка периода плазменных колебаний (рис. 3).

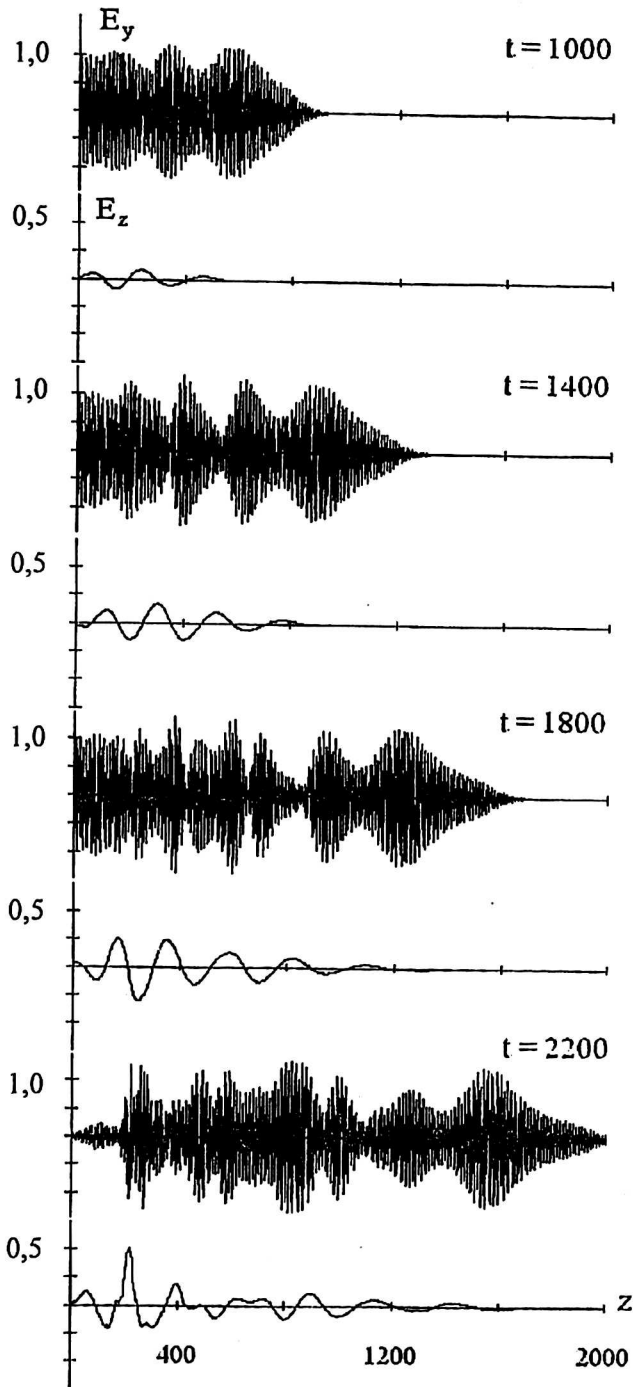


Рис. 1. Самомодуляция электромагнитного импульса в области ЭПР:

E_z, E_y — продольное и поперечное поля в плазме в единицах E_0 . Координата z выражена в единицах k^{-1} ; время t — в единицах ω^{-1} ; $\varepsilon = E_0/mc\omega = 0,002$; $q = 0,02$; $\delta = 0,03$

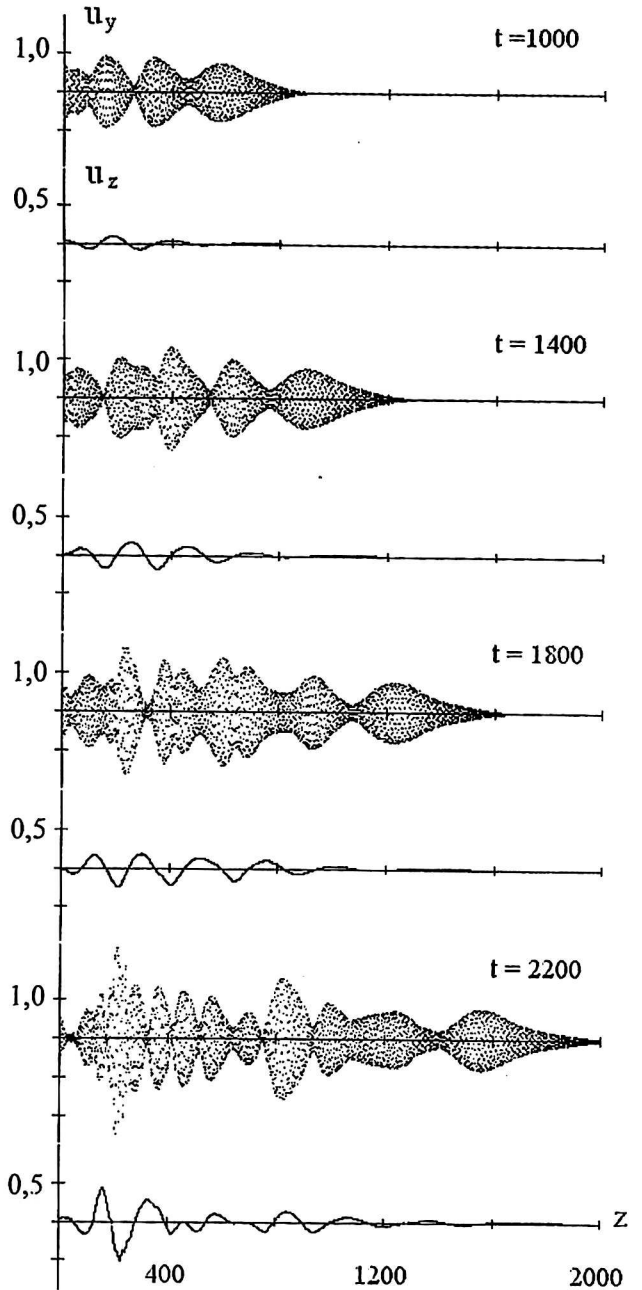


Рис. 2. Электронные фазовые плоскости в процессе самомодуляции:

u_z, u_y — релятивистские импульсы электронов в единицах m_0c . Параметры те же, что и на рис. 1.

Из результатов численного моделирования следует, что главную роль в процессе самомодуляции играет продольное поле разделения зарядов, приводящее к колебаниям частиц с большими значениями продольного импульса (см. рис. 2). Эти колебания влияют на выполнение резонансных условий для электронов вдоль направления распространения электромагнитной волны. Расчеты, проведенные без учета поля разделения зарядов, показали, что самомодуляция в этом случае значительно ослабляется, причем частицы приобретают под действием волны продольный импульс только в положительном направлении.

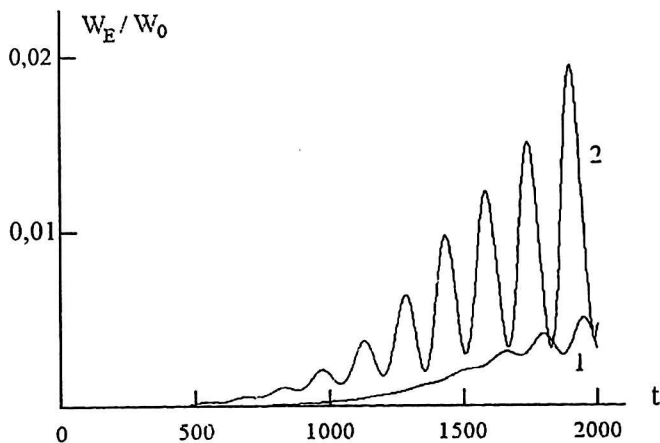


Рис. 3. Изменение со временем энергии продольного электрического поля W_E в единицах начальной энергии импульса W_0 :
1 — $\delta = 0,03$; 2 — $\delta = 0,02$

Заключение

В данной работе рассмотрен процесс само модуляции правополяризованной электромагнитной волны в условиях ЭЦР. Показано, что в процессе развития неустойчивости в этом случае происходит резонансное нарастание амплитуды кильватерной плазменной волны. Аналогичная неустойчивость имеет место при возбуждении кильватерных волн с помощью лазерных импульсов [11]. При этом начальное относительное изменение электронной плотности определяется соотношением [3]

$$n \cong 0,5 k E_{\max}^2, \quad (11)$$

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

Сравнение выражений (7) и (11) показывает, что в методе возбуждения на ЭЦР величина k , например, при $\delta = 0,01$ может возрастать на четыре порядка. Однако рассмотренный способ возбуждения кильватерной плазменной волны имеет существенные ограничения, связанные с допустимыми значениями магнитного поля и

интенсивности источников радиоизлучения. Поэтому максимальные амплитуды плазменных волн в этом случае намного ниже амплитуд, достигаемых при лазерном возбуждении. Отметим, однако, что в работе [12] предложено возбуждать кильватерную волну мощным лазерным импульсом в плазме z -пинча, где соответствующие резонансные условия выполняются за счет гигантских магнитных полей.

Исследованное в данной работе явление само модуляции может играть важную роль в процессах продольного распространения электромагнитных волн в магнитосферной плазме, а также в системах с ЭЦР нагревом плазмы.

Авторы выражают глубокую благодарность В. Б. Красовицкому за полезные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена по программе Минобразования России "Университеты России".

Литература

1. Tajima T., Dawson J. M. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 267.
2. Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. P. 252.
3. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М. // УФН. 1999. Т. 169. С. 53.
4. Андреев Н. Е., Кирсанов В. И., Сахаров А. С. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 416.
5. Литвак А. Г. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 10. С. 164.
6. Красовицкий В. Б., Прудских В. В. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 564.
7. Красовицкий Д. В. // Там же. 1986. Т. 12. С. 1394.
8. Красовицкий В. Б. Нелинейные регулярные колебания в неравновесных плазменных и газовых средах. Т. 2. — Харьков.: Изд-во "Фолио", 2000.
9. Балакирев В. А., Карась В. И., Карась И. В. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 144.
10. Литвак А. Г. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. С. 652.
11. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М., Кирсанов В. И., Погосова А. А., Рамазашвили Р. Р. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 550.
12. Krasovitskii V. B., Dorofeenko V. G., Sotnikov V. I., Bauer B. S. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 724.

Self-modulation of electromagnetic impulse in the electron cyclotron resonance region

V. P. Milantiev, V. A. Turikov

Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia

The self-modulation process of the electromagnetic impulse propagating along the external magnetic field in the electron cyclotron resonance regime is investigated. It is shown that in this case the resonance increase of the plasma wave amplitude excited by the impulse takes place. The numerical simulation of the self-modulation process is performed using the particle-in-cell method.