

УДК 533.951

Динамика серфотронного ускорения электронов электромагнитной волной в космической плазме в зависимости от продольного импульса частицы

Г. С. Мкртчян, Н. С. Ерохин

В настоящей работе на основе нелинейных численных расчетов рассмотрены захват электронов и их сильное серфотронное ускорение электромагнитной волной, распространяющейся в космической плазме поперек слабого внешнего магнитного поля, для различных значений продольного (вдоль магнитного поля) импульса частицы. Начальная фаза волны на траектории частицы была неизменной, а безразмерный продольный импульс менялся от 1 до 200.

PACS: 52.30.-q

Ключевые слова: захват, серфотронное ускорение, космическая плазма, продольный импульс, стабильный, устойчивый фокус.

Введение

Анализ механизмов формирования потоков быстрых частиц относится к числу актуальных задач физики космической плазмы и, в частности, представляет большой интерес для проблемы генерации космических лучей в астрофизике, возникновения их вариаций в отсутствие экстремальных событий, например, типа взрывов сверхновых. Серфинг зарядов на электромагнитных волнах рассматривался, например, в работах [1—13]. Он является одним из механизмов генерации потоков ультрарелятивистских частиц. Поэтому для корректной оценки количества ускоренных частиц, их энергетических спектров, размера области ускорения необходим детальный анализ условий захвата заряженных частиц в режим серфотронного ускорения, определение благоприятных фаз волны и скоростей зарядов, эффективности ускорения частиц при воздействии пространственно локализованных волновых пакетов конечной амплитуды и др. Такая задача является многопараметрической. Поэтому и для выявления закономерностей серфинга зарядов на электромагнитных волнах требуется проведение длительных расчетов весьма большого объема (порядка 10^7 вариантов) на временах, когда наблюдается выход характеристик

ускоряемых частиц на их ультрарелятивистские асимптотики.

В настоящей работе на основе нелинейных численных расчетов рассмотрено серфотронное ускорение электронов электромагнитной волной, распространяющейся в плазме поперек слабого внешнего магнитного поля, в зависимости от величины продольного импульса частицы.

Основные уравнения и результаты численных расчетов

Рассмотрим распространение электромагнитной волны в холодной магнитоактивной плазме. Пусть внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z , т. е. $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{e}_z$. Захват в режим серфинга происходит для амплитуды волнового пакета E_0 выше некоторого порогового значения (см., например, [1, 9]), когда выполняется условие: $\sigma > \sigma_c \equiv u \gamma_p = u / (1 - \beta_p^2)^{1/2}$, где $e = E_0 / m c \omega$ — безразмерная амплитуда электрического поля волны, $\beta_p = \omega / k c$ — безразмерная фазовая скорость волны, ω частота волны, m — масса электрона. Для удобства последующего анализа введем также безразмерные параметры: $u = \omega_{He} / \omega$, $v = (\omega_{pe} / \omega)^2$, где ω_{He} — циклотронная частота нерелятивистских электронов плазмы, ω_{pe} — ленгмюровская частота электронов, определяемая формулой $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_0 / m)^{1/2}$, n_0 — невозмущенная плотность плазмы. При поперечном распространении волны p -поляризации с компонентами полей E_x , E_y , H_z для квадрата показателя преломления плазмы $N^2 = (ck / \omega)^2$ на частоте ω имеем формулу (см., например, [7, 9, 11]):

Мкртчян Гоар Сергеевна, аспирант.
Российский университет дружбы народов.
Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6.
Тел. 8 (929) 510-80-09. E-mail: hay-13@mail.ru
Ерохин Николай Сергеевич, профессор, заведующий отделом космогеофизики.
Институт космических исследований РАН.
Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32.
Тел. 8 (963) 925-14-64. E-mail: nerokhin@mx.iki.rssi.ru

Статья поступила в редакцию 29 октября 2015 г.

© Мкртчян Г. С., Ерохин Н. С., 2015

$$N^2 = \varepsilon_{\perp} - (\varepsilon_c^2 / \varepsilon_{\perp}) = 1 - [v(1-v)] / (1-u^2-v),$$

где $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_c = i\varepsilon_{xy}$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы.

Волна p -поляризации не является электростатической, при этом из уравнений Максвелла следуют соотношения между компонентами волнового поля $E_y = -i(\varepsilon_{\perp}/\varepsilon_c)E_x, H_z = N E_y$, а фазовая скорость волны ω/k меньше скорости света в вакууме в области значений параметра $v: 1-u^2 < v < 1$ для $u < 1$. Далее параметр u^2 полагается малым, и можно существенно упростить задачу, пренебрегая нелинейностью при взаимодействии волны с плазмой. Введем безразмерное время $\tau = \omega t$. Теперь из релятивистских уравнений движения сверхтепловых электронов, для которых может реализоваться черенковский резонанс с волной, для фазы волны на траектории частицы получаем нелинейное, нестационарное уравнение второго порядка (см., например, работы [9, 11]):

$$d^2\Psi / d\tau^2 - \left[\sigma(1-\beta_x^2) \cos \Psi \right] / (\beta_p \gamma) - (u / \beta_p \gamma^2) / [J + u\beta_p(\tau - \Psi)] = 0, \quad (1)$$

где $\gamma^2 = \left\{ 1 + h^2 + [J + u\beta_p(\tau - \Psi)]^2 \right\} / (1-\beta_x^2)$ — квадрат релятивистского фактора электрона, резонансно взаимодействующего с электромагнитной волной, h и J — интегралы движения, причем $h = \gamma\beta_z = \text{const}, J = \gamma\beta_y + u\beta_p(\Psi - \tau) = \text{const}$. В уравнении (1) $\beta_x = \beta_p [1 - (d\Psi/d\tau)]$ — безразмерная скорость электрона в направлении распространения волны. Заметим, что для реализации серфотронного ускорения надо полагать $\beta_p < 1$.

Уравнение (1) решалось численно с помощью программы MathCad-11, в частности, для различных величин начальной фазы $\Psi(0)$ из интервала $(-3,1; 3,1)$ и следующих значений исходных параметров задачи: $u = 0,37, \beta_p = 0,9, g = \gamma(0)\beta_y(0) = 1, \sigma = 1,5 \sigma_c, \beta_x(0) = \beta_p$ при значениях безразмерного продольного импульса электрона

$h = 0,5, 5, 40, 100$. Выбранное значение безразмерной амплитуды σ соответствует превышению полем волны порогового (для реализации серфинга) значения на 50 %. Для случая продольного импульса $h = 0,5$ величины времени захвата частицы волной в режим неограниченного серфотронного ускорения τ_{tr} в зависимости от значения начальной фазы $\Psi(0)$, полученные по результатам численных расчетов уравнения (1) на интервале времени $\tau < 6 \cdot 10^4$, представлены ниже в виде таблицы с шагом $\delta\Psi(0) = 0,2$.

Как видно из таблицы, согласно численным расчетам при $h = 0,5$ (т. е. начальная энергия электрона умеренно релятивистская) для значительной части начальных значений фазы $\Psi(0)$ захват частицы в режим серфинга происходит сразу или на малых (по сравнению с длительностью расчетов) временах ($\tau_{tr} \ll 10^5$). В случае большего значения продольного импульса $h = 5$ получаем результат, практически аналогичный приведенному в таблице. Однако для сильно релятивистских значений продольного импульса $h = 40, h = 100$ расчеты показали существенные отличия. Так, при $h = 100$ захват частицы в режим серфотронного ускорения сразу (т. е. при $\tau_{tr} = 0$) происходит для следующих начальных значений фазы волны на траектории электрона $\Psi(0) = 2,9 \div 0,1$. Другие значения начальной фазы $\Psi(0) = 3,1$, а также из интервала $(-0,1 \div -3,1)$ являются неблагоприятными и на интервале времени счета $\tau < 10^5$ захвата частицы в режим серфинга нет. Здесь важно отметить следующее. Хотя захвата частицы волной в эффективную потенциальную яму с последующим ультрарелятивистским ускорением (формально неограниченным), например, при $\Psi(0) = 0$ нет, энергия электрона для $h = 100$ на интервале времени $\tau < 10^4$ существенно меняется за счет возникновения локальных (по времени) черенковских резонансов с волной, что продемонстрировано графиком релятивистского фактора электрона $\gamma(\tau)$ на рис. 1. Начальное значение релятивистского фактора $\gamma(0)$ в данном случае равно 191,45, а максимум γ в указанном интервале времени, согласно численным расчетам, равен $\gamma(5233) \approx 449,58$.

Таблица

Величины времени захвата частицы волной в режим неограниченного серфотронного ускорения τ_{tr} в зависимости от значения начальной фазы Ψ_0

$\Psi(0)$	3,1	2,9	2,7	2,5	2,3	2,1	1,9	1,7	1,5	1,3	1,1
τ_{tr}	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\Psi(0)$	0,9	0,7	0,5	0,3	0,1	-0,1	-0,3	-0,5	-0,7	-0,9	-1,1
τ_{tr}	0	0	0	508	58	34	34	28	86	90	92
$\Psi(0)$	-1,3	-1,5	-1,7	-1,9	-2,1	-2,3	-2,5	-2,7	-2,9	-3,1	0,2
τ_{tr}	92	94	88	1080	25172	0	0	0	0	0	1408

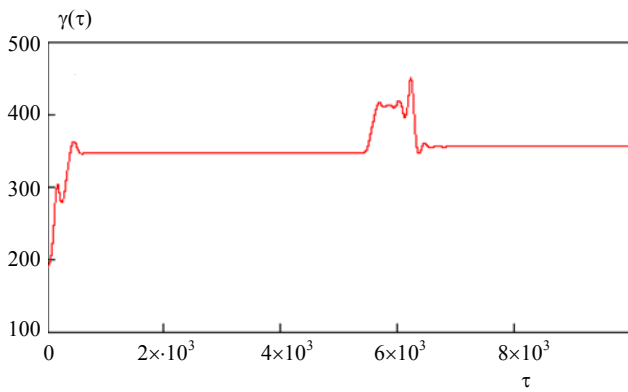


Рис.1. График изменения релятивистского фактора $\gamma(\tau)$ во времени при отсутствии захвата электрона волной в режим неограниченного ускорения

Поведение траектории изображающей точки на фазовой плоскости ($\Phi(\tau), \Psi(\tau)$), где $\Phi(\tau) = d\Psi(\tau)/d\tau$, представлено на рис.2 для варианта $\Psi(0) = 0.7$ и $h = 100$, когда частица захватывается в режим серфотронного ускорения при $\tau_{tr} = 0$. Согласно рис. 2, на фазовой плоскости для траекторий изображающей точки имеется особая точка типа устойчивый фокус. С ростом времени ускорения изображающая точка по спиралевидной траектории приближается к фокусу.

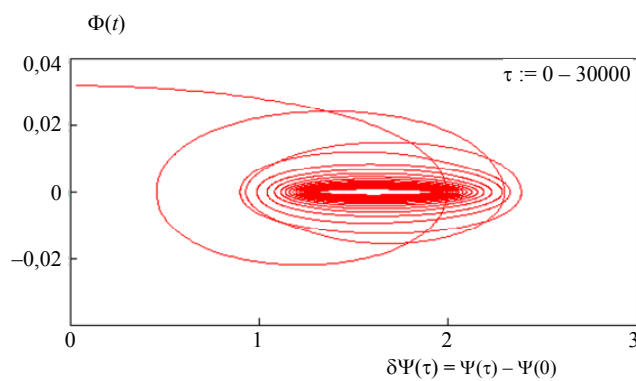


Рис. 2. Траектория изображающей точки на фазовой плоскости ($\Phi(\tau), \Psi(\tau)$) при $\Psi(0) = 0,7$ и $h = 100$ для захваченной частицы

Типичная динамика фазы волны на траектории захваченной частицы показана на рис. 3. Как видим, по мере ускорения электрона амплитуда осцилляций фазы $\Psi(\tau)$ в эффективной потенциальной яме медленно уменьшается, а период этих осцилляций фазы возрастает, причем довольно медленно.

Отметим, что для захваченной частицы траектория на плоскости (x, y), перпендикулярной внешнему магнитному полю, практически является прямой линией т. е. вариации компонент поперечной скорости электрона v_x, v_y весьма малы. Темп ускорения электрона почти постоянен, графики релятивистского фактора и компонент им-

пульса ($m \gamma v_x, m \gamma v_y$) мало отличаются от прямых линий т. е. их квазипериодические вариации, обусловленные колебаниями частицы в эффективной потенциальной яме, малы и с ростом энергии электрона убывают.

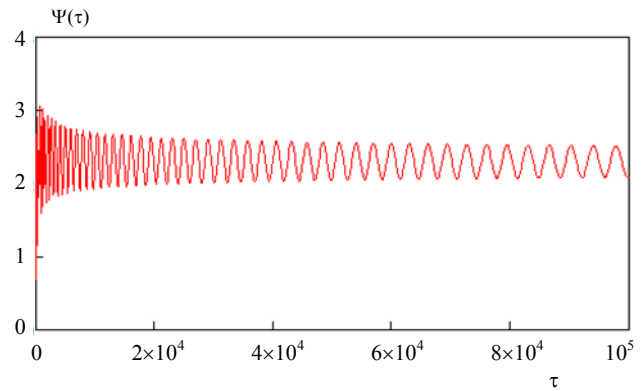


Рис. 3. Динамика фазы волны $\Psi(\tau)$ на траектории захваченной частицы для варианта $\Psi(0) = 0,7, h = 100$

Заключение

На основе численных расчетов нелинейного, нестационарного уравнения для фазы электромагнитной волны на траектории электрона исследовано серфотронное ускорение частиц при распространении волны поперек внешнего магнитного поля для различных значений продольного импульса электрона (интеграл движения). Величина этой компоненты импульса менялась в широких пределах. Показано, что при выполнении условия черенковского резонанса захват частиц в режим серфинга происходит для широкого диапазона значений начальной фазы волны на траектории электронов $\Psi(0)$. Величина благоприятной (для захвата электрона) начальной фазы $\Psi(0)$ не меняется при существенном увеличении безразмерного продольного импульса частицы $h = \gamma\beta_z$. Это важно для оценки числа ускоренных частиц при взаимодействии волны с потоком электронов в космической плазме. Однако для релятивистских значений продольного импульса частицы возникают отличия в диапазонах благоприятной (для захвата) начальной фазы волны на траектории частицы $\Psi(0)$, если имеется большое различие величины h для разных частиц при неизменных прочих параметрах задачи. На фазовой плоскости траектория изображающей точки (в случае захваченной волной частицы) имеет особую точку типа устойчивый фокус.

Проведенный анализ серфинга релятивистских зарядов на электромагнитных волнах представляет интерес для физики космической плазмы (см., например, работы [9—13]), в частности, для корректной интерпретации экспериментальных

данных по регистрации потоков релятивистских частиц в космических условиях (включая околоземное пространство) и объяснения наблюдаемых отличий их спектра от степенного скейлинга, возникновение которых обусловлено вариациями космической погоды в отсутствие мощных кризисных событий типа взрывов сверхновых (звезд).

Серфинг зарядов возможен и при наклонном (к внешнему магнитному полю) распространении электромагнитных волн, причем величина пороговой (для реализации серфинга) амплитуды будет меньше [12].

Результаты проведенного анализа представляют интерес для интерпретации экспериментальных данных по регистрации ультрарелятивистских частиц в космических условиях при наличии существенных вариаций величины их потоков, например, для энергий порядка 10^{15} эВ и более (см., например, [14]). Возникновение вариаций возможно в сравнительно спокойной космической плазме за счет взаимодействия заряженных частиц с электромагнитными волнами относительно малых амплитуд и доускорения части этих частиц с увеличением их энергии на 3—5 порядков величины. В частности, волна может захватить, например, 1 % частиц с энергиями порядка одного ТэВ и доускорить их до энергий (10^{15} — 10^{17}) эВ, что приведет к значительному увеличению потока космических лучей (КЛ) в этой области энергетического спектра. Таким образом, имеется физиче-

ское объяснение механизму возникновения вариаций потока КЛ за счет серфинга заряженных частиц на электромагнитных волнах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Katsouleas N., Dawson J. M.* // Physical Review Letters. 1983. V. 51. No. 5. P. 392.
2. *Joshi C.* // Radiation in Plasmas. 1984. V. 1. No. 4. P. 514.
3. *Грибов Б. Э., Сагдеев Р. З., Шатило В. Д. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 2. С. 54.
4. *Буланов С. В., Сахаров А. С.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 9. С. 421.
5. *Ситнов М. И.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 1. С. 89.
6. *Ерохин Н. С., Лазарев А. А., Моисеев С. С. и др.* // ДАН СССР. 1987. Т. 295. № 4. С. 849.
7. *Ерохин Н. С., Моисеев С. С., Сагдеев Р. З.* // Письма в Астрономический журнал. 1989. Т. 15. № 1. С. 3.
8. *Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н., Хачатрян А. Г.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 8. С. 945.
9. *Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н., Кузнецов Е. А. и др.* // Вопросы атомной науки и техники, сер. Плазменная электроника. 2010. № 4(68). С. 116.
10. *Erokhin N., Zolnikova N., Kuznetsov E., et al.* / NEEDS 2009 Workshop. Book of Abstracts, Isola Rossa, Italy. 2009. P. 102.
11. *Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н., Михайловская Л. А.* // Вопросы атомной науки и техники. 2008. № 4. С. 114.
12. *Chernikov A. A., Schmidt G., Neishtadt A. I.* // Physical Review Letters. 1992. V. 68. No. 10. P. 1507.
13. *Ерохин А. Н., Ерохин Н. С., Шкевов Р.* / XLVII Всероссийская конференция по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники. РУДН. 15—18 мая 2012 г. Тезисы докладов. С. 310.
14. *Лозников В. М., Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н. и др.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 8. С. 693.

The dynamics of electron surfatron acceleration by electromagnetic waves in the space plasma depending on the particles' longitudinal momentum

G. S. Mkrtichyan¹ and N. S. Erokhin²

¹ Peoples' Friendship University of Russia
6 Miklukho-Maklaya str., Moscow, 117198, Russia
E-mail: hay-13@mail.ru

² Institute of Space Research of the RAS
84/32 Profsoyuznaya str., Moscow, 117997, Russia
E-mail: nerokhin@mx.iki.rssi.ru

Received October 29, 2015

In this paper, the capture and surfatron acceleration of an electron by strong electromagnetic waves propagating in the space plasma across a weak external magnetic field are considered on basis of nonlinear numerical calculations. The calculations have been made for various values of the longitudinal (along the magnetic field) momentum of a particle. The initial phase is constant and longitudinal momentum varies from 1 to 200.

PACS: 52.30.-q

Keywords: capture, surfatron acceleration, space plasma, longitudinal momentum, stability, sustainable focus.

REFERENCES

1. N. Katsouleas and J. M. Dawson, *Physical Review Letters* **51**, 392 (1983).
2. C. Joshi, *Radiation in Plasmas* **1**, 514 (1984).
3. B. E. Gribov, R. Z. Sagdeev, V. D. Shapiro, et al., *JETP Lett.* **42** (2), 54 (1985).
4. S. V. Bulanov and A. S. Sakharov, *JETP Lett.* **44**, 421 (1986).
5. M. I. Sitnov, *Tech. Phys. Lett.* **14** (1), 89 (1988).
6. N. S. Erokhin, A. A. Lazarev, S. S. Moiseev, et al., *Dokl. Akad. Nauk USSR* **295**, 849 (1987).
7. N. S. Erokhin, S. S. Moiseev, and R. Z. Sagdeev, *Astron. Lett.* **15** (1), 3 (1989).
8. N. S. Erokhin, *Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н., Хачатрян А. Г. // Физика плазмы.* 1990. Т. 16. № 8. С. 945.
9. N. S. Erokhin, N. N. Zolnikova, E. A. Kuznetsov, et al., *Vopr. Atomn. Nauki Tekhniki. Ser.: Plasmen. Elektronika*, No. 4(68), 116 (2010).
10. N. Erokhin, N. Zolnikova, E. Kuznetsov, et al., in *Proc. NEEDS 2009 Workshop. Book of Abstracts*, (Isola Rossa, Italy. 2009). P. 102.
11. N. S. Erokhin, N. N. Zolnikova, and L. A. Mikhailovskaya, *Vopr. Atomn. Nauki Tekhniki. Ser.: Plasmen. Elektronika*, No. 4, 114 (2008).
12. A. A. Chernikov, G. Schmidt, and A. I. Neishtadt, *Physical Review Letters* **68**, 1507 (1992).
13. A. N. Erokhin, N. S. Erokhin, and R. Shkevov, in *Proc. XLVII All-Russian Conference on. Problems of Physics of Particles, Plasma Physics and Condensed Medium*, (RUDN, May 15—18, 2012). P. 310 [in Russian].
14. V. M. Loznikov, N. S. Erokhin, N. N. Zolnikova, et al., *Plasma Physics Reports* **41**, 693 (2015).