

УДК 533.9

ДИНАМИКА РЕЛЯТИВИСТСКОГО УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ СЕРФИНГЕ НА ПАКЕТЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Н.С. Ерохин, Н.Н. Зольникова, Е.А. Кузнецов, Л.А. Михайловская *Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*
E-mail: nerokhin@mx.iki.rssi.ru

На основе численных расчетов рассмотрено релятивистское ускорение заряженных частиц в космической плазме при их серфинге на пространственно локализованном пакете электромагнитных волн. Задача сведена к исследованию нестационарного, нелинейного уравнения для фазы волны на несущей частоте в месте нахождения ускоряемого заряда, которое решается численно. Изучена временная динамика релятивистского фактора, компонент импульса и скорости частицы, ее траектория с учетом гировращения во внешнем магнитном поле после вылета из эффективной потенциальной ямы. Обнаружена зависимость динамики взаимодействия частицы с волной от знака скорости заряда вдоль волнового фронта. Сформулированы оптимальные условия релятивистского ускорения частиц волновым пакетом, указана возможность повторного (после ряда гирооборотов) захвата заряда волной с дополнительным релятивистским ускорением.

1. ВВЕДЕНИЕ

В число актуальных проблем физики космической плазмы входит задача анализа механизмов генерации потоков релятивистских ускоренных частиц, в частности, вопрос происхождения космических лучей (см., например, [1-10]). Одним из эффективных механизмов генерации космических лучей может быть серфинг зарядов на электромагнитных волнах в магнитоактивной космической плазме (см., например, [5-8]). Изучение этого механизма представляет интерес для интерпретации данных наблюдений потоков релятивистских частиц, например, в гелиосфере, солнечном ветре и околоземном пространстве. Ясно, что для корректных оценок количества ускоренных частиц, их максимальной энергии, объяснения особенностей в измеренных энергетических спектрах необходим детальный анализ условий захвата заряженных частиц пакетами электромагнитных волн в режим сильного ультрарелятивистского ускорения, динамики и эффективности серфинга в зависимости от исходных параметров.

Настоящая работа является продолжением ранее выполненных исследований [5, 8, 11, 12] на случай взаимодействия частиц с волновым пакетом (электромагнитная волна с гауссовской огибающей амплитуды). Как и ранее, волна распространяется вдоль оси x (поперек достаточно слабого внешнего магнитного поля, параллельного оси z). Для релятивистских уравнений движения частицы получены интегралы движения, что позволило свести задачу к анализу нелинейного, нестационарного уравнения второго порядка диссипативного типа для фазы волны (на несущей частоте) на траектории заряда, которое решается численно при амплитудах волны выше порогового значения, что обеспечивает захват зарядов в эффективную потенциальную яму. В целом задача является весьма трудоемкой. Поэтому ниже обсуждается только часть возможных вариан-

тов выбора исходных параметров. Рассмотрены диапазон благоприятных для реализации серфинга начальных фаз волны, динамика компонент импульса и скорости частиц, тип траекторий зарядов на плоскости, перпендикулярной к внешнему магнитному полю, зависимость динамики частиц от знака начального значения компоненты их импульса вдоль волнового фронта.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Как и ранее [5, 8, 11, 12], пренебрежем нелинейными эффектами взаимодействия волнового пакета с плазмой, полагая, что параметр нелинейности волны мал, $\sigma = e E_0 / m c \omega_0 \ll 1$, где e , m - соответственно заряд и масса ускоряемых электронов, E_0 - амплитуда волны в центре пакета, ω_0 - несущая частота пакета. Захват заряженных частиц в режим серфинга происходит для амплитуд волны выше следующего порога: $\sigma > \sigma_c = u / (1 - \beta_p^2)^{1/2}$, здесь β_p - нормированная фазовая скорость; $\beta_p = \omega_0 / c k_0$, $u = \omega_{He} / \omega_0 \ll 1$, ω_{He} - циклотронная частота электронов плазмы. Пусть $\Psi(x,t) = \omega_0 t - k_0 x$ - фаза волны на несущей частоте пакета. Введем безразмерные переменные: $\tau = \omega_0 t$, $\xi = k_0 x$. Тогда нормированная скорость частицы в направлении распространения волны $\beta_x \equiv v_x/c = \beta_p [1 - (d\Psi/d\tau)]$. Из релятивистских уравнений движения ускоряемого электрона аналогично [7,8,11] получаем используемое далее уравнение для фазы $\Psi(x,t)$ на траектории частицы:

$$\gamma \beta_p d^2\Psi/d\tau^2 - (1 - \beta_x^2)(e E_x / m c \omega_0) - u \beta_y = 0,$$

(1) здесь β_y - безразмерная скорость заряда вдоль волнового фронта; γ - релятивистский фактор частицы, а волновое поле E_x при гауссовском спектре гармоник определяется следующим выражением:

$$E_x(x,t) = E_0 \exp[-\zeta^2 / L^2] \cos(\omega_0 t - k_0 x), \quad (2)$$

где L - характерная полуширина локализованного в

пространстве волнового пакета; $\zeta = x - v_g(k_0) t$; $v_g(k_0)$ - групповая скорость на несущей частоте. С учетом интегралов движения $h = \gamma \beta_z$, $J = \gamma \beta_y + u \beta_p$ ($\Psi - \tau$) имеем $\gamma = (1 + h^2 + r^2)^{0.5} / (1 - \beta_x^2)^{0.5}$, где введено обозначение $r = J + u \beta_p$ ($\tau - \Psi$). Окончательно из (1), (2) получается основное для дальнейших численных расчетов уравнение для фазы волны на траектории частицы Ψ :

$$d^2 \Psi / d\tau^2 - [\Lambda(1 - \beta_x^2) / \gamma \beta_p] \cos \Psi - (u \beta_y / \gamma \beta_p) = 0, \\ (3) \Lambda = \sigma \exp \{- [\tau(1 - \mu) - \Psi]^2 / \rho^2 \},$$

где $\mu = v_g(k_0) / c \beta_p \ll 1$; $\rho = k_0 L \gg 1$; функция Λ описывает плавную огибающую амплитуды волны. Уравнение (3) решалось при выборе значений параметров u , β_p , σ , ρ , μ и начальных данных h , $\Psi(0)$, $\beta_x(0)$, $g = \gamma(0)\beta_y(0)$, причем начальное значение импульса частицы вдоль волнового фронта $g_y = \gamma \beta_y$ было как положительным, так и отрицательным. Как видим, задача является многопараметрической, и полный анализ возможных вариантов требует весьма большого объема вычислений. Некоторые характерные случаи представлены ниже.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим результаты численных расчетов уравнения (3) для следующих значений исходных параметров: $u = 0.2$; $\beta_p = 0.31$; $\sigma = 1.5 \sigma_c$; $h = 30$; $g = 230$; $\rho = 3 \cdot 10^4$; $\beta_x(0) = \beta_p$; $\Psi(0) = 6020 \cdot \pi + 3$; $\mu = 0$.

Выбор начальной фазы $\Psi(0)$ соответствует диапазону благоприятных фаз, в котором имеют место захват частицы волновым пакетом и последующее ускорение на временах $\tau < 38200$. На Рис.1,а показана динамика приращения фазы пакета на несущей частоте в этом временном интервале. Как видим, для захваченной частицы реализуются быстрые осцилляции Ψ малой амплитуды около некоторого плавного профиля.

Отметим минимум плавного профиля Ψ в центре пакета, где амплитуда электрического поля E_x максимальна. После вылета частицы из эффективной потенциальной ямы, ускорение прекращается, а фаза Ψ быстро возрастает. Темп ускорения захваченной частицы определяется функцией $\cos \Psi$, график которой дан на Рис.1,б. Для захваченной частицы функция $\cos \Psi$ осциллирует в области отрицательных значений, что соответствует росту релятивистского фактора заряда $\gamma(\tau)$. После вылета частицы из эффективной потенциальной ямы ускорение прекращается, поскольку $\cos \Psi$ осциллирует в интервале $(-1, 1)$ с нулевым средним.

Динамика ускорения заряда показана на Рис.1,в графиком релятивистского фактора $\gamma(\tau)$. Отметим практически линейный рост γ для захваченной частицы. После вылета заряда из эффективной потенциальной ямы и реализации его ларморовского вращения во внешнем магнитном поле γ не меняется. Это проверено на временах счета τ порядка $5 \cdot 10^5$. Формула для аналитической аппроксимации $\gamma_a(\tau)$ релятивистского фактора на стадии ускорения частицы

имеет вид: $\gamma_a(\tau) = 243.97 + 0.0653 \cdot \tau$ и, как видно из Рис.1,в, она достаточно хорошо описывает поведение $\gamma(\tau)$. Максимальное значение релятивистского фактора ускоренной частицы равно 2760. Обратим внимание на то, что темп ускорения практически постоянен.

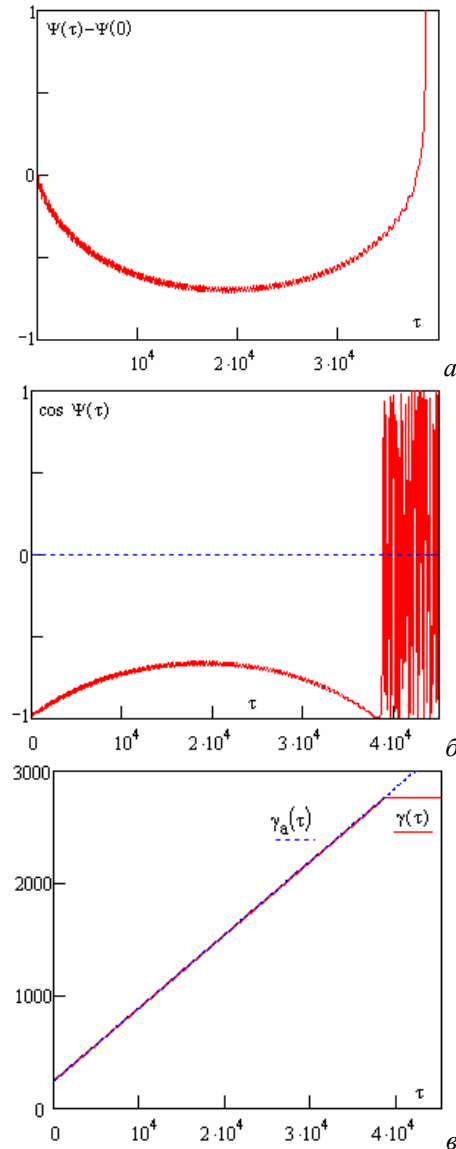


Рис.1. Динамика фазы на временах $\tau < 38200$ (а); график $\cos \Psi$, определяющего темп ускорения (б); график релятивистского фактора $\gamma(\tau)$ и его аналитической аппроксимации $\gamma_a(\tau)$ (в)

Следовательно, для захваченной частицы на ее траектории изменения амплитуды электрического поля E_x и $\langle \cos \Psi \rangle$ коррелируют таким образом, что темп роста энергии заряда не меняется. Расчеты показали, что на стадии ускорения частицы компоненты ее импульса $\gamma \beta_y$, $\gamma \beta_x$ возрастают практически линейно с увеличением времени. На плоскости (β_x, β_y) траектория изображающей точки за все время вычислений была весьма близка к окружности. Траектория частицы на плоскости (x, y) , перпендикулярной к внешнему магнитному полю, на стадии серфотронного ускорения заряда хорошо аппроксимируется прямой линией, а после вылета заряда из эффективной потенциальной ямы она переходит в ларморовскую окружность. Временная динамика

компоненты скорости частицы вдоль внешнего магнитного поля β_z определяется релятивистским фактором $\gamma(\tau)$: начальное значение $\beta_z(0) = 0.123$, затем оно уменьшается и после вылета заряда из эффективной потенциальной ямы имеем $\beta_z = 0.011$.

Необходимо также отметить, что в рассматриваемом варианте выбора параметров ускорение частиц на временах $\tau \leq 38000$ происходит для разброса начальных фаз $\delta\Psi(0) = \Psi(0) - 6020\pi$ в следующем интервале $\delta\Psi(0) \in (2.73...3.33)$. Вне его вначале частицы совершают ларморовское вращение. Однако после серии гирооборотов возможны их захват и последующее серфотронное ускорение волновым пакетом с максимальным $\gamma = 2760$. Захваченная частица ускоряясь, пересекает волновой пакет, амплитуда поля E_x становится меньше порогового значения и заряд вновь переходит в режим ларморовского вращения. При этом на плоскости (x, y) траектория частицы представляет собой две окружности разных радиусов, соединенные по касательной прямой линией, которая соответствует серфингу заряда на электромагнитной волне. По введенной выше переменной ζ границы области серфотронного ускорения частицы определяются из следующего условия: $\sigma_c < (eE_0/mc\omega_0) \cdot \exp(-\zeta^2/L^2)$.

Приведем результаты расчетов для случая, когда начальное значение поперечной (к внешнему магнитному полю) скорости частицы существенно меньше $\beta_z(0)$: $u = 0.2$; $\beta_p = 0.31$; $\sigma = 1.5 \sigma_c$; $\beta_x(0) = \beta_p$; $h = 150$; $g = 30$; $\rho = 3 \cdot 10^4$; $\Psi(0) = 6020\pi + 2$; $\mu = 0$. Как и ранее, выбор начальной фазы $\Psi(0)$ соответствует диапазону благоприятных фаз, в котором имеют место захват и последующее ускорение заряда волновым пакетом на временах τ порядка 38000.

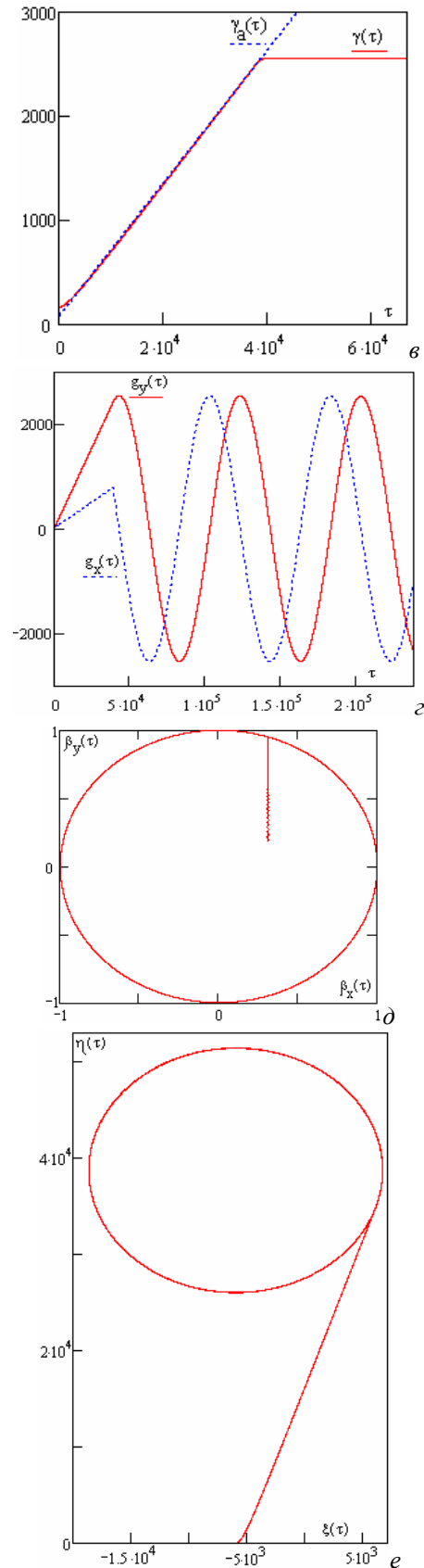
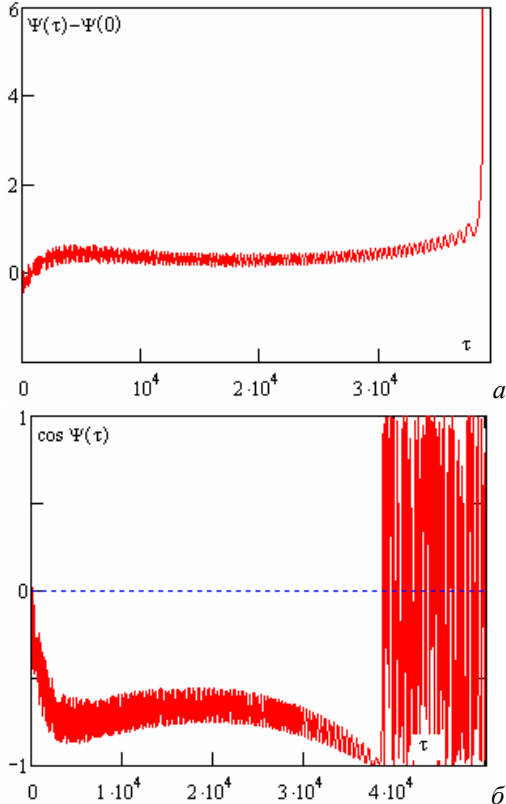


Рис.2. График фазы волны на траектории частицы (а); график функции $\cos \Psi$ на траектории частицы (б); графики релятивистского фактора и его аналитической аппроксимации (в); графики поперечных компонент импульса (з); траектория изображающей точки на плоскости (β_x, β_y) (д); траектория частицы на плоскости (x, y) (е)

На Рис.2,а представлен график приращения фазы $\Psi(\tau) - \Psi(0)$ на траектории заряда для интервала времени $\tau < 40000$, когда частица является захваченной и имеет место ее ускорение волновым пакетом. Здесь также происходят быстрые осцилляции фазы вблизи некоторого плавного профиля, соответствующего ускорению заряда волновым полем.

График функции $\cos\Psi$ для исследуемого варианта дан на Рис.2,б. Для захваченной частицы $\cos\Psi$ осциллирует в области значений, соответствующих ускоряющему электрическому полю пакета.

Временная динамика релятивистского фактора частицы $\gamma(\tau)$ и график его аналитической аппроксимации $\gamma_a(\tau)$ показаны на Рис.2,в. Для захваченной частицы темп ускорения практически постоянен, а $\gamma(\tau)$ имеет аппроксимацию $\gamma_a(\tau) = 80 + 0.0064 \cdot \tau$. Максимум $\gamma(\tau)$ равен 2542. Отметим отличие $\gamma(\tau)$ от линейного профиля на малом начальном интервале взаимодействия заряда с пакетом $\tau < 2490$.

Графики поперечных компонент импульса частицы g_x, g_y даны на Рис.2,г. Обратим внимание на их практически линейный рост для $\tau < 383400$, когда заряд является захваченным. Последующая динамика g_x, g_y обусловлена ларморовским вращением заряда во внешнем магнитном поле. На интервале времени $\tau < 2.5 \cdot 10^5$ повторного захвата частицы в режим серфотронного ускорения не наблюдалось, но такая возможность должна изучаться при учете малой групповой скорости пакета, когда $\mu \neq 0$.

Для данного варианта параметров траектория изображающей точки на плоскости (β_x, β_y) представлена на Рис.2,д. Ускорению частицы пакетом соответствует практически вертикальный участок кривой, на котором имеет место рост β_y за счет уменьшения продольной (относительно внешнего магнитного поля) компоненты скорости β_z . Напомним, что в режиме ускорения $\beta_x \approx \beta_p$.

График компоненты скорости частицы β_z , параллельной внешнему магнитному полю, демонстрирует значительное снижение (вследствие сохранения импульса $\gamma\beta_z$) величины β_z при ускорении заряда: $\beta_z(0) = 0.932, \beta_z(80000) = 0.059$.

В качестве иллюстрации пространственной динамики заряженных частиц при серфинге на пакете электромагнитных волн на Рис.2,е показана траектория заряда на плоскости, перпендикулярной внешнему магнитному полю. Используются безразмерные координаты $\xi = \omega x / c, \eta = \omega y / c$, ось y параллельна волновому фронту. Время счета данной траектории $\tau_{\max} = 2 \cdot 10^5$. Как видно из Рис.2,е, на интервале ускорения захваченной частицы траектория близка к прямой линии, затем (после вылета из эффективной потенциальной ямы) частица совершает ларморовское вращение, ее траектория близка к окружности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенного выше численного анализа можно сформулировать следующим образом.

Рассмотрено релятивистское ускорение заряженных частиц локализованным в пространстве пакетом

электромагнитных волн в космической плазме. Задача сведена к анализу нелинейного, нестационарного уравнения второго порядка для фазы пакета на несущей частоте в месте нахождения частицы, которое решается численно. Пакет распространяется поперек достаточно слабого внешнего магнитного поля, а максимальная амплитуда волнового пакета выше некоторого порогового значения, что обеспечивает реализацию в центральной части пакета механизма серфинга при выполнении черенковского резонанса волна-частица для диапазона благоприятных фаз на несущей частоте.

Изучена динамика движения ускоряемого заряда, возникновение гировращения после его вылета из эффективной потенциальной ямы локализованного в пространстве волнового пакета, траектории частиц в зависимости от исходных параметров и начальных данных частицы. На плоскости начальных данных область захвата частиц в режим релятивистского серфотронного ускорения является достаточно широкой по начальной фазе волны на траектории заряда.

При захвате частиц в режим серфинга поперечные к внешнему магнитному полю компоненты импульса захваченной частицы увеличивались практически линейно с ростом времени, а поперечные (относительно внешнего магнитного поля) компоненты скорости заряда и темп ускорения были практически постоянными. Следовательно, для захваченной частицы на ее траектории изменения амплитуды электрического поля E_x и фазы на несущей частоте волнового пакета коррелируют таким образом, что темп роста энергии заряда не меняется в процессе ускорения.

Максимальная энергия ускоренных частиц возрастает пропорционально ширине локализованного в пространстве волнового пакета и может быть весьма большой.

При возникновении ларморовского вращения зарядов (после вылета частиц из эффективной потенциальной ямы) возможно повторное их возвращение в центральную часть пакета и дополнительное ускорение при попадании в благоприятную фазу на несущей частоте пакета, перемещающегося в пространстве с групповой скоростью. При выборе релятивистских значений фазовой скорости волны в механизме серфинга наибольшее ускорение заряженных частиц идет по направлению распространения волны. В обратном случае – низких значений фазовой скорости, основное ускорение зарядов происходит вдоль волнового фронта. Для захваченной волновым пакетом заряженной частицы ее траектория на плоскости, перпендикулярной к внешнему магнитному полю, близка к прямолинейной.

Проведенное исследование представляет интерес для корректной интерпретации экспериментальных данных по регистрации потоков релятивистских частиц (в том числе космических лучей), в частности, зависимости интенсивности потоков от энергии в космической плазме, включая гелиосферу и околоземное пространство. Как известно [3], одним из источников генерации космических лучей могут быть остатки сверхновых с механизмом генерации потоков ультрарелятивистских частиц типа модели

Ферми. Однако механизм серфинга может давать вклад в генерацию космических лучей в окрестности относительно спокойных звезд типа Солнца. Настоящая работа выполнена при поддержке Президиума РАН в рамках программы П-13, проект 5.11.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.I. Katsouleas, J.W. Dawson. Unlimited electron acceleration in laserdriven plasma wave // *Physical Review Letters*. 1983, v.51, №5, p.392-395.
2. В.С. Березинский, С.В. Буланов, В.Л. Гинзбург, В.А. Догель, В.С. Птускин. *Астрофизика космических лучей*. Москва: «Наука». 1990, с.256.
3. В.С. Птускин. О происхождении космических лучей // *УФН*. 2007, т.177, №5, с.558-565.
4. Б.Э. Грибов, Р.З. Сагдеев, В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко. О затухании плазменных волн и ускорении резонансных электронов в поперечном магнитном поле // *Письма в ЖЭТФ*. 1985, т.42, в.2, с.54-58.
5. Н.С. Ерохин, С.С. Моисеев, Р.З. Сагдеев. Релятивистский серфинг в неоднородной плазме и генерация космических лучей // *Письма в Астрономический журнал*. 1989, т.15, №1, с.3-10.
6. Г.Н. Кичигин. Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме // *ЖЭТФ*. 2001, т.119, в.6, с.1038-1049.
7. N.S. Erokhin, N.N. Zolnikova, P.P. Grinevich, L.A. Mikhailovskaya. Generation of fast particle fluxes by finite amplitude electromagnetic waves in space plasma // *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Electronics and New Methods of Acceleration"*. 2006, №5, p.152-156.
8. N. Erokhin, N. Zolnikova, R. Shkevov, L. Mikhailovskaya, P. Trenchev. On the charged particles surfatron acceleration in space plasmas // Доклады на Българската академия на науките. 2007, т.60, №9, с.967-972.
9. М.И. Ситнов. Максимальная энергия частиц в серфатроне в режиме «неограниченного ускорения» // *Письма в ЖТФ*. 1988, т.14, в.1, с.89-92.
10. С.В. Буланов, А.С. Сахаров. Ускорение частиц, захваченных сильной потенциальной волной с искривленным фронтом в магнитном поле // *Письма в ЖЭТФ*. 1986, т.44, в.9, с.421-423.
11. Н.С. Ерохин, Н.Н. Зольникова, Л.А. Михайловская. Особенности захвата и серфотронного ускорения ультрарелятивистских частиц в космической плазме в присутствии попутной волны // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Плазменная электроника и новые методы ускорения" (6)*. 2008, №4, с.114-118.
12. Н.С. Ерохин, Н.Н. Зольникова, Е.А. Кузнецов, Л.А. Михайловская. Серфинг релятивистских зарядов на электромагнитной волне с плавной огибающей амплитуды // *Сборник трудов Международной конференции МСС-09 «Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность»*. Москва: Изд-во "URSS", 2009, с.92-99.

Статья поступила в редакцию 17.05.2010 г.

DYNAMICS OF THE RELATIVISTIC ACCELERATION OF CHARGED PARTICLES IN SPACE PLASMA WHILE SURFING THE PACKAGE ELECTROMAGNETIC WAVES

N.S. Erokhin, N.N. Zolnikova, E.A. Kuznetsov, L.A. Mikhailovskaya

Based on numerical calculations considered the relativistic acceleration of charged particles in space plasma when surfing on the spatially localized package of electromagnetic waves. The problem is reduced to the study of unsteady, nonlinear equation for the wave phase at the carrier frequency at the location of the accelerated charge, which is solved numerically. We study the temporal dynamics of the relativistic factor, the component of momentum and velocity of the particle, its trajectory is given girovrascheniya in an external magnetic field after the departure of the effective potential well. Dependence of the dynamics of a particle interacting with the wave of the sign of the velocity of the charge along the wave front. We formulate the optimal conditions of the relativistic particle acceleration wave packet, indicate the possibility of again (after a number girooborotov) charge trapping wave with an additional relativistic acceleration.

ДИНАМІКА РЕЛЯТИВІСТСЬКОГО ПРИСКОРЕННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У КОСМІЧНІЙ ПЛАЗМІ ПРИ СЕРФІНГУ НА ПАКЕТІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ

М. С. Єрохін, М. М. Зольникова, Є. О. Кузнецов, Л. А. Михайловська

На основі чисельних розрахунків розглянуто релятивістське прискорення заряджених частинок у космічній плазмі за їх серфінгу на просторово локалізованому пакеті електромагнітних хвиль. Задачу зведено до дослідження нестационарного, нелінійного рівняння для фази хвилі на несучій частоті у місці знаходження прискорююмого заряду, яке розв'язується чисельно. Вивчена часова динаміка релятивістського фактору, компонент імпульсу і швидкості частинки, її траєкторія з урахуванням гірообертання у зовнішньому магнітному полі після вильоту з ефективної потенційної ями. Виявлено залежність динаміки взаємодії частинки з хвилею від знаку швидкості заряду вздовж хвильового фронту. Сформульовано оптимальні умови релятивістського прискорення частинок хвильовим пакетом, зазначена можливість наступного (після ряду гірообертів) захоплення заряду хвилею з додатковим релятивістським прискоренням.