

ОСОБЕННОСТИ ЗАХВАТА И СЕРФОТРОННОГО УСКОРЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ ПОПУТНОЙ ВОЛНЫ

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

Рассмотрено ультрарелятивистское ускорение заряженных частиц электромагнитной волной конечной амплитуды в космической магнитоактивной плазме (серфинг зарядов) в присутствии попутной волны с близкой фазовой скоростью. Используя релятивистские уравнения ускоряемого заряда, получены интегралы движения. Задача сведена к анализу нелинейного, нестационарного уравнения второго порядка диссипативного типа для фазы волны на траектории частицы, которое решается численно. Изучено влияние попутной электромагнитной волны с отличающейся фазовой скоростью на захват и последующее сильное ускорение частиц. Показано, что влияние попутной волны несущественно при выполнении некоторых условий на исходные параметры задачи. В частности, сильное (ультрарелятивистское) ускорение заряда первой волной наблюдается, если при сравнимых амплитудах волн имеется малое, но достаточное различие их фазовых скоростей. Изучена временная динамика колебаний ускоряемого заряда в эффективном потенциале в зависимости от начального значения фазы и релятивистского фактора частицы. На плоскости начальных данных исследована структура области захвата заряженных частиц в режим ультрарелятивистского ускорения. Согласно проведенным численным расчетам область захвата частиц в режим серфинга в присутствии попутной волны с близкой фазовой скоростью становится односвязной.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных механизмов генерации космических лучей является серфинг зарядов на электромагнитных волнах в магнитоактивной космической плазме (см., например, работы [1-4]). Его исследование входит в число актуальных задач астрофизики, а также представляет интерес для интерпретации данных наблюдений потоков релятивистских частиц в солнечном ветре и околоземном пространстве, включая солнечные космические лучи. Очевидно, что анализ условий захвата заряженных частиц в режим серфотронного, ультрарелятивистского ускорения и их длительного удержания электромагнитной волной в зависимости от исходных параметров задачи, а также исследование эффективности данного механизма ускорения при воздействии волновых пакетов необходимо, в частности, для корректных оценок числа ускоренных частиц, их максимальной энергии и энергетических спектров.

Данная работа является продолжением ранее выполненных исследований [5-7] на случай больших начальных энергий заряженных частиц (рассматриваются начальные значения релятивистского фактора порядка $10^2 \dots 10^3$) и в присутствии попутной волны с близкой фазовой скоростью. Волны распространяются поперек достаточно слабого внешнего магнитного поля. Амплитуды волн и их частоты полагаются близкими. Параметр нелинейности волн полагается достаточно малым, а их поля считаются заданными. Для релятивистских уравнений ускоряемой частицы с учетом вихревой компоненты волновых полей получены интегралы движения, что позволило свести задачу к анализу нелинейного, неста-

ционарного уравнения второго порядка диссипативного типа для фазы волны на траектории заряда, которое решается численно. В целом задача оказывается весьма трудоемкой, и потому в данной работе изложена только часть возможных вариантов выбора параметров.

Результаты выполненных расчетов можно сформулировать следующим образом. При захвате частицы в режим длительного удержания и сильного ускорения с течением времени фаза ускоряющей электромагнитной волны на траектории захваченной частицы медленно выходит на некоторое асимптотическое значение, что является характерной особенностью механизма серфинга. Компоненты импульса захваченного заряда и его релятивистский фактор увеличиваются практически линейно с ростом времени, что соответствует постоянному темпу ускорения захваченной волной частицы. При выборе релятивистских значений фазовой скорости волны наибольшее ускорение идет по направлению распространения волны. В обратном случае – низких значений фазовой скорости ($\omega/ck < 0.4$) – основное ускорение происходит вдоль волнового фронта. Расчеты производились на интервалах безразмерного времени $\tau = \omega t \sim 200000$. Для безразмерной фазовой скорости полагалось $\omega/c = k \leq 0.4$. За исключением начального интервала времени поперечные к внешнему магнитному полю компоненты импульса захваченной частицы увеличивались практически линейно с ростом времени. На больших временах поперечные (относительно внешнего магнитного поля) компоненты скорости заряда были практически постоянны, напри-

мер, вариации безразмерной скорости заряда вдоль направления распространения волны не превышали 0.001. Компонента скорости заряда вдоль внешнего магнитного поля в силу сохранения данного импульса частицы стремилась к нулю. С увеличением начальной энергии захваченной частицы (при фиксированной фазовой скорости волны) вариации фазы волны на траектории заряда несколько возрастают. Численные расчеты показали, что при соответствующей разнице фазовых скоростей волн влияние второй моды сравнительно невелико и ослабевает по мере ускорения частицы, захваченной первой модой. Соответственно влияние второй моды на темп ускорения заряда несущественно.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ИХ ИССЛЕДОВАНИЕ

С точки зрения пренебрежения нелинейными эффектами для ускоряющих волн надо полагать, что амплитуды рассматриваемых волн заметно ниже характерного поля релятивистской нелинейности, т.е. $\sigma = e E_0/mc\omega \ll 1$, поскольку захват в режим серфинга происходит для амплитуд волны выше порога $\sigma > u \gamma_p = 1/(1 - \beta_p^2)^{1/2}$. Пусть в плазме имеются две электромагнитные волны с фазами

$$\Psi_1 = \omega_1 t - k_1 x, \quad \Psi_2 = \omega_2 t - k_2 x + \varphi,$$

где $\omega_1, \omega_2, k_1, k_2$ – соответственно частоты и волновые вектора мод. Введем безразмерные переменные $\tau = \omega_1 t, \xi = k_1 x$.

Имеются следующие связи:

$$d\Psi_1/d\tau = 1 - (\beta_x/\beta_{p1}),$$

$$\Psi_2 = \Psi_1 \delta + (\alpha - \delta)\tau + \varphi, \quad d\Psi_2/d\tau = \alpha(1 - N_2\beta_x).$$

Здесь $N_2 = ck_2/\omega_2, \alpha = \omega_2/\omega_1, \delta = k_2/k_1, \beta_{p1} = 1/N_1$, а N_1, N_2 – показатели преломления плазмы на частотах волн. Для двух электромагнитных волн, бегущих поперек внешнего магнитного поля, компоненты полей берем в виде:

$$E_x = E_{01}\cos\Psi_1 + E_{02}\cos\Psi_2,$$

$$E_y = \chi_1 E_{01} \sin\Psi_1 + \chi_2 E_{02} \sin\Psi_2,$$

$$H_z = N_1 \chi_1 E_{01} \sin\Psi_1 + N_2 \chi_2 E_{02} \sin\Psi_2, \quad (1)$$

где $\chi_1 = \epsilon_{\perp 1}/\epsilon_{c1}, \chi_2 = \epsilon_{\perp 2}/\epsilon_{c2}$; параметр χ характеризует вихревую компоненту электрических полей волн; $\epsilon_{\perp}, \epsilon_c$ – компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы.

Вводим безразмерные: скорость ускоряемого заряда $\beta = v/c$, безразмерные амплитуды электромагнитных волн $\sigma_1 = e E_{01}/m c \omega_1, \sigma_2 = e E_{02}/m c \omega_2$. Безразмерный импульс электрона равен $p/m c = \gamma \beta$, где $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$ – релятивистский фактор частицы. С учетом (1) релятивистские уравнения движения в поле двух волн, распространяющихся в плазме поперек внешнего магнитного поля, имеют вид:

$$\begin{aligned} d(\gamma\beta_x)/d\tau &= -(\sigma_1 \cos\Psi_1 + \alpha\sigma_2 \cos\Psi_2) - u_1\beta_y - \\ &- (\sigma_1 N_1 \chi_1 \sin\Psi_1 + \alpha\sigma_2 N_2 \chi_2 \sin\Psi_2) \beta_y, \\ d(\gamma\beta_y)/d\tau &= -(\sigma_1 \chi_1 \sin\Psi_1 + \alpha\sigma_2 \chi_2 \sin\Psi_2) + \\ &+ (\sigma_1 N_1 \chi_1 \sin\Psi_1 + \alpha\sigma_2 N_2 \chi_2 \sin\Psi_2) \beta_x + u_1 \beta_y, \\ d(\gamma\beta_z)/d\tau &= 0, \quad \gamma\beta_z = \text{const}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$d\Psi_2/d\tau = \alpha(1 - N_2\beta_x).$$

Приведем также выражения для главных характеристик волн через стандартные параметры плазмы:

$$u = \omega_{He}/\omega, \quad v = (\omega_{pe}/\omega)^2,$$

где ω_{pe}, ω_{He} – соответственно ленгмюровская и циклотронная частоты электронов, т.е. для первой волны имеем $u_1 = \omega_{He}/\omega_1, v_1 = (\omega_{pe}/\omega_1)^2$. Заметим, что из условия $\beta_{p2} < 1$ (фазовая скорость второй моды меньше скорости света в вакууме) следует допустимый интервал изменения параметра α :

$$v_1 < \alpha^2 < u_1^2 + v_1.$$

Система релятивистских уравнений движения заряженной частицы (2) имеет интегралы движения:

$$J = \gamma \beta_y + u_1 \beta_{p1} (\Psi_1 - \tau) - \sigma_1 \chi_1 \cos\Psi_1 - \alpha \sigma_2 \chi_2 \cos\Psi_2,$$

$$h = \gamma \beta_z = \text{const}.$$

Отсюда можно получить выражения для у-компоненты скорости и релятивистского фактора частицы: $\beta_y = [J + u_1 \beta_{p1} (\tau - \Psi_1) + \sigma_1 \chi_1 \cos\Psi_1 + \alpha \sigma_2 \chi_2 \cos\Psi_2]/\gamma$, $\gamma = (1 + h^2 + r^2)^{0.5}/(1 - \beta_x^2)^{0.5}$,

$r \equiv J + u_1 \beta_{p1} (\tau - \Psi_1) + \sigma_1 \chi_1 \cos\Psi_1 + \alpha \sigma_2 \chi_2 \cos\Psi_2$. В итоге из (2) следует уравнение для фазы первой волны на траектории заряженной частицы

$$d^2\Psi_1/d\tau^2 + A_1 (\sigma_1 \cos\Psi_1 + \alpha\sigma_2 \cos\Psi_2) + A_2 S = 0. \quad (3)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$S = \sigma_1 \chi_1 (\beta_x - N_1) \sin\Psi_1 + \alpha \sigma_2 \chi_2 (\beta_x - N_2) \sin\Psi_2,$$

$$A_1 = (\beta_x^2 - 1)/\gamma \beta_{p1}, \quad A_2 = \beta_y/\gamma \beta_{p1}.$$

Как видим из (3), динамика захвата и последующего ускорения зарядов волнами описывается нелинейным, нестационарным уравнением диссипативного типа.

В расчетах поступаем следующим образом. Задаются параметры первой моды, собственно $u_1, \beta_{p1}, \sigma_1$. Затем, варьируя параметры α, σ_2 , подбираем параметры второй моды и проводим численные расчеты. Из физических соображений ясно, что при достаточно большой разнице фазовых скоростей волн вторая мода не будет препятствовать захвату и ускорению частиц первой модой, поскольку ее воздействие носит быстроосциллирующий характер. В данной работе изучается случай захвата в режим сильного ускорения первой модой релятивистской частицы при $h \gg 1$.

Приведем результаты расчетов для следующих значений параметров:

$$h = 5000, \quad g = \gamma(0) \beta_y(0) = 0, \quad u_1 = 0.2, \quad \beta_{p1} = 0.4,$$

$$\sigma_1 = 0.24004, \quad \chi_1 = -0.03217, \quad \beta_x(0) = \beta_{p1}.$$

Согласно указанному выше допустимый интервал изменения параметра α должен быть следующим: $0.98296 < \alpha < 1.00311$. Отметим, что имеет место формула $[\gamma(0)]^2 = 1 + h^2 + g^2 + [\gamma(0)]^2 [\beta_x(0)]^2$. Ниже полагалось $\alpha = 1.003, \varphi = \pi$. Амплитудный параметр второй моды $v = E_{02}/E_{01}$ был взят равным $v = 1$. Рассматривалось взаимодействие ультрарелятивистского заряда с волнами для различных значений начальной фазы первой моды $\Psi_1(0)$, которая менялась в интервале (0.5, 2.8). Расчеты показали, что на интервале времени счета (0, 10^5) устойчиво удерживаются волной частицы с начальными фазами в диапазоне $0.8 \leq \Psi_1(0) \leq 2.5$. Для $\Psi_1(0) = 0.7$ заряд удержи-

вается и ускоряется волной до $\tau \approx 92706$, если $\Psi_1(0) = 0.6$, то удержание происходит на временах до $\tau \approx 76421$. Аналогично при больших значениях фазы $\Psi_1(0) = 2.6$ заряд ускорялся волной до $\tau \approx 81716$, если же взять $\Psi_1(0) = 2.8$, то удержание наблюдается до $\tau \approx 58337$. В области фаз, соответствующих длительному захвату и ускорению частиц, максимальное значение релятивистского фактора заряда (на временах счета до $\tau \approx 10^5$), динамика компонент его импульса и скорости практически не зависят от значения $\Psi_1(0)$. В середине благоприятного для ускорения частиц интервала, т.е. при $\Psi_1(0) \approx 1.6$, амплитуда колебаний фазы минимальна, но возрастает при удалении к его концам.

Изложенное иллюстрируется на Рис.1а-1г и 2 графиками фазы $\Psi_1(\tau)$, релятивистского фактора заряда $\gamma(\tau)$, компоненты его импульса вдоль волнового фронта $g_y(\tau)$, скорости $\beta_y(\tau)$.

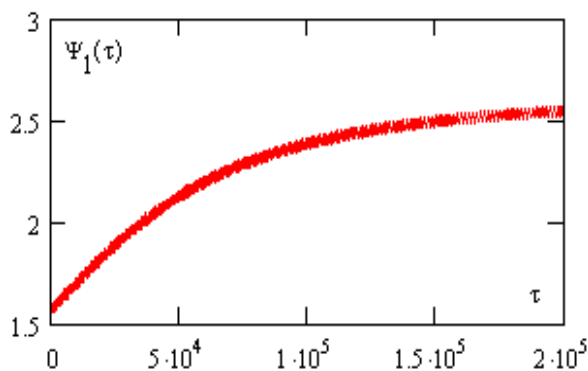


Рис.1а. Динамика $\Psi_1(\tau)$ в случае $\Psi_1(0) = 1.6$

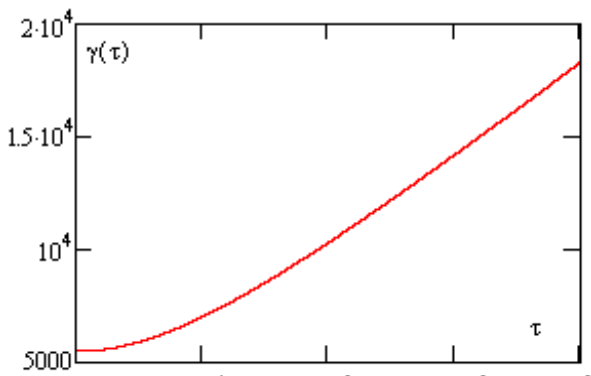


Рис.1б. Динамика $\gamma(\tau)$ в случае $\Psi_1(0) = 1.6$

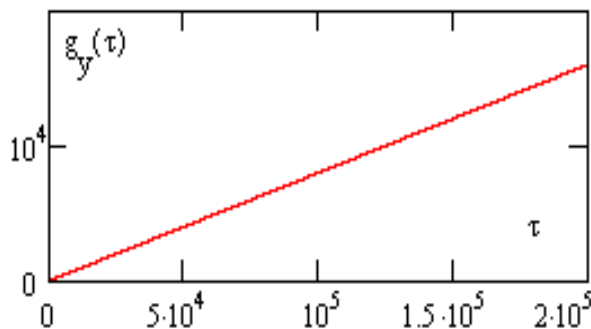


Рис.1в. Динамика $g_y(\tau)$ в случае $\Psi_1(0) = 1.6$

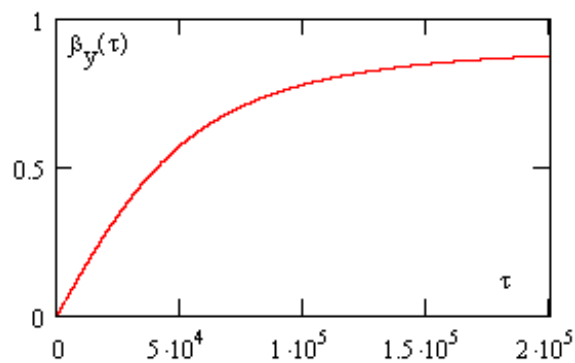


Рис.1г. Динамика $\beta_y(\tau)$ в случае $\Psi_1(0) = 1.6$

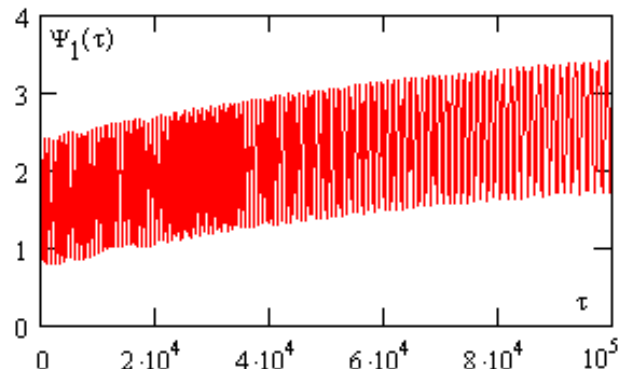


Рис.2. Динамика фазы $\Psi_1(\tau)$ в случае $\Psi_1(0) = 2.4$

На плоскости начальных данных $(\Psi_1(0), b)$, где параметр $b = 1 - [\beta_x(0)/\beta_{p1}]$ характеризует отстройку скорости заряда $\beta_x(0)$ от фазовой скорости первой волны, была исследована структура области захвата частицы в режим сильного релятивистского ускорения. При наличии второй волны с близкой фазовой скоростью эта область оказывается односвязной. На Рис.3 она представлена в случае выбора параметров: $h = 100, g = 0, \beta_{p1} = 0.9, \alpha = 0.997, \varphi = \pi, \nu = 1, u_1 = 0.2, \sigma_1 = 0.25404$.

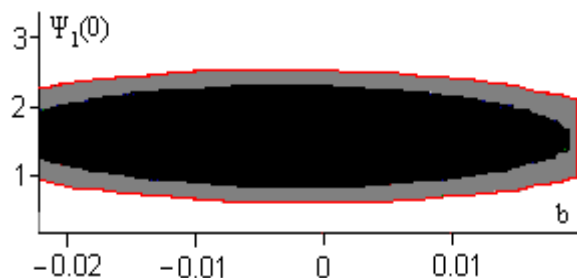


Рис.3. Области захвата частиц в режим сильного ускорения

На серую область, соответствующую удержанию частиц волной до времен $\tau = 10000$, наложена помеченная черным более узкая область, в которой захваченные частицы удерживаются и ускоряются первой волной до времен τ порядка $(3 \dots 10) \cdot 10^4$. В данных расчетах шаг по начальной фазе был $\delta\Psi_1(0) = 0.02$, по скорости он соответствовал $\delta b = 0.0005$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложены результаты численных расчетов захвата и сильного ускорения зарядов с ультрарелятивистской начальной энергией в магнитоактивной плазме при воздействии двух электромагнитных волн конечной амплитуды. Задача решается численными расчетами нестационарного, нелинейного уравнения второго порядка диссипативного типа для фазы первой волны на траектории частицы. Волны распространяются поперек достаточно слабого внешнего магнитного поля. Амплитуды волн и их частоты полагаются близкими.

Численные расчеты показали, что при соответствующей разнице фазовых скоростей волн влияние второй моды сравнительно невелико и ослабевает по мере ускорения частицы, захваченной первой модой. В этих условиях влияние второй моды на темп ускорения заряда несущественно. Следовательно, генерация потоков ускоренных частиц за счет механизма серфинга возможна и при взаимодействии зарядов с пакетами из волн конечной амплитуды при условии достаточного разделения фазовых скоростей мод в пакете. Однако при достаточной близости фазовых скоростей волн захват заряда в режим сильного ускорения отсутствует. При воздействии двух волн на плоскости начальных данных структура области захвата частиц в режим ультрарелятивистского ускорения может быть односвязной.

При захвате частиц в режим серфинга на больших временах поперечные к внешнему магнитному полю компоненты импульса захваченной частицы увеличивались практически линейно с ростом времени, а поперечные (относительно внешнего магнитного поля) компоненты скорости заряда были практически постоянны. Компонента скорости заряда вдоль внешнего магнитного поля в силу сохранения данного импульса частицы стремилась к нулю.

Динамика колебаний фазы волны на траектории ускоряемого заряда свидетельствует о том, что эффективная потенциальная яма эволюционирует с течением времени, например, ее минимум сдвигается в область больших значений фазы.

Темп увеличения энергии частицы практически не зависит от значения начальной фазы из диапазона фаз, благоприятных для удержания и ускорения зарядов. Размах колебаний фазы минимален при начальных фазах, соответствующих минимуму эффективной потенциальной ямы, но значительно увеличивается вне узкой окрестности этого минимума. За границами благоприятного для ускорения частиц диапазона фаз время удержания заряда в эффективной потенциальной яме быстро уменьшается.

Из проведенных расчетов также следует, что в случае ультрарелятивистских зарядов, когда период их колебаний в эффективной потенциальной яме становится весьма большим, необходимо сильно увеличивать время численных расчетов, например, до τ порядка 10^6 .

Из выполненного анализа следует также необходимость изучения возможных параметрических эффектов, зависимости захвата и последующего уско-

рения от всей совокупности исходных параметров волнового пакета. Можно ожидать, что при некоторых условиях наличие второй моды будет способствовать серфингу зарядов на волнах.

Для дальнейших исследований ультрарелятивистского серфинга зарядов на волнах в магнитоактивной плазме представляет интерес обобщение данного анализа на случай произвольного числа волн в пакете. Это позволит также изучить влияние частотной дисперсии, например, на максимальные энергии ускоренных частиц. Кроме того, необходимо исследовать роль других ограничивающих ускорение факторов типа рассматриваемых в работах [8, 9], а также ускорение зарядов нелинейными волнами. Это позволит определить оптимальные для режима серфинга параметры волновых пакетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Katsouleas, J. Dawson. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma wave // *Physical Review Letters*. 1983, v.51, №5, p.392-395.
2. 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.
3. 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.
4. Г.Н. Кичигин. Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме // *ЖЭТФ*. 2001, т.119, в.6, с.1038-1049.
5. 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 // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Плазменная электроника и новые методы ускорения"*. 2006, №5, p.152-156.
6. 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.
7. Н.С. Ерохин, П.П. Гриневиц, А.Н. Ерохин, Н.Н. Зольникова. Серфотронное ускорение заряженных частиц в космической плазме при воздействии двух волн конечной амплитуды // *Сборник научных трудов "Научная сессия МИФИ-2008"*. М.: МИФИ, 2008, т.9, с.115-117.
8. М.И. Ситнов. Максимальная энергия частиц в серфатроне в режиме "неограниченного ускорения" // *Письма в ЖТФ*. 1988, т.14, в.1, с.89-92.
9. 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.

Статья поступила в редакцию 05.05.2008 г.

FEATURES OF CAPTURE AND SURFATRON ACCELERATION OF ULTRARELATIVISTIC PARTICLES IN SPACE PLASMA AT THE PRESENCE OF THE PASSING WAVE

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

Ultrarelativistic acceleration of the charged particles by an electromagnetic wave of finite amplitude in space magnetoactive plasma (surfing of charges) is considered at the presence of a passing wave with close phase speed. Using the accelerated charged particle relativistic equations the integrals of movement are received. The problem is shown to the analysis of the nonlinear, non-stationary equation of the second order dissipative type for a phase of a wave on a trajectory of a particle which is solved numerically. Influence of a passing electromagnetic wave with distinguished phase speed on capture and the subsequent strong acceleration a particle is investigated. It is shown, that influence of a passing wave insignificantly at performance of some conditions on initial parameters of a problem. In particular, strong (ultrarelativistic) acceleration of a charge by the first wave takes place, if at comparable amplitudes of waves there is small, but a sufficient distinction of their phase speeds. Time dynamics(changes) of accelerated charge oscillations in effective potential is investigated depending on initial value of a phase and the relativistic factor of a particle. On a plane of the initial data the structure of area of capture of the charged particles in a mode of ultrarelativistic acceleration is investigated. According to the carried out numerical calculations at the presence of a passing wave with close phase speed does area of capture of particles in a mode of surfing singly connected.

ОСОБЛИВОСТІ ЗАХОПЛЕННЯ ТА СЕРФОТРОННОГО ПРИСКОРЕННЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЧАСТИНОК У КОСМІЧНІЙ ПЛАЗМІ ЗА ПРИСУТНОСТІ СУПУТНОЇ ХВИЛІ

М.С. Єрохин, Н.Н. Зольникова, Л.А. Михайловська

Розглянуто ультрарелятивістське прискорення заряджених частинок електромагнітною хвилею скінченної амплітуди у космічній магнітоактивній плазмі (серфінг зарядів) за присутності супутньої хвилі з близькою фазовою швидкістю. Використовуючи релятивістські рівняння для заряду, що прискорюється, отримані інтеграли руху. Задача зведена до аналізу нелінійного, нестационарного рівняння другого порядку дисипативного типу для фази хвилі на траєкторії частинки, яке розв'язується чисельно. Вивчено вплив супутньої електромагнітної хвилі, фазова швидкість якої дещо відрізняється, на захоплення та подальше сильне прискорення частинок. Показано, що вплив супутньої хвилі несуттєвий при виконанні деяких умов на первісні параметри задачі. Зокрема, сильне (ультрарелятивістське) прискорення заряду першою хвилею має місце, якщо при порівняних амплітудах хвиль є хоч і мала, але достатня різниця їх фазових швидкостей. Вивчена часова динаміка коливань прискорюваного заряду в ефективному потенціалі в залежності від початкового значення фази й релятивістського фактору частинки. На площині початкових даних досліджена структура області захоплення заряджених частинок у режимі ультрарелятивістського прискорення. Згідно проведеним числовим розрахункам за присутності супутньої хвилі з близькою фазовою швидкістю область захоплення частинок у режим серфінгу однозв'язна.