

ОБ УСКОРЕНИИ ЗАРЯДОВ ПРИ СЕРФИНГЕ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛНАХ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Николай Ерохин¹, Надежда Зольникова¹, Стилян Луков², Костадин Шейретски²

¹Институт космических исследований – Российская академия наук

²Институт космических исследований – Болгарская академия наук
e-mail: nerokhin@mx.iki.rssi.ru

ON CHARGED PARTICLES SURFATRON ACCELERATION IN SPACE PLASMAS Nikolay Erokhin¹, Nadezhda Zolnikova¹, Stiliyan Lukov², Kostadin Sheiretsky²

¹Space Research Institute – Russian Academy of Sciences

²Space Research Institute – Bulgarian Academy of Sciences

Ключевые слова: Космическая плазма, электромагнитные волны, ускорение заряженных частиц, серфинг, нелинейное уравнение, захват частиц, фаза волны на траектории частицы, релятивистский импульс заряда

Key words: Space plasma, electromagnetic waves, charged particles acceleration, surfatron, nonlinear equation, trapping of particles, wave phase on the particle trajectory, relativistic impulse of charge

Аннотация: Рассмотрено ультрарелятивистское ускорение заряженных частиц электромагнитными волнами конечной амплитуды в космической плазме (так называемое серфотронное ускорение зарядов). Используя релятивистские уравнения заряда получены интегралы движения. Далее задача сводится к анализу нелинейного, нестационарного уравнения второго порядка для фазы волны на траектории частицы, которое решается численно. Целью работы является исследование влияния другой электромагнитной волны с отличающейся фазовой скоростью на захват и последующее ускорение заряда. Показано, что влияние второй волны несущественно при выполнении некоторых условий на исходные параметры задачи. Так сильное ускорение заряда первой волной имеет место, если при сравнимых амплитудах волн различие их фазовых скоростей достаточно велико.

Abstract: It is considered the highly relativistic acceleration of charged particles by finite amplitude electromagnetic wave in space plasmas (so-called the surfatron mechanism of charges acceleration). Using relativistic equations for accelerated charge the integral motion is obtained. Then the problem considered is reduced to the analysis of second order nonstationary, nonlinear equation for the wave phase at the particle trajectory which is solved by numerically. The purpose of this paper is to study the influence of other wave mode with different phase velocity on charge capture and following acceleration. It is shown that such influence may be negligible if some conditions on incoming wave parameters are fulfilled. So the strong particle acceleration by electromagnetic wave will occurred if the wave modes with comparable amplitudes have the phase velocity difference large enough.

Введение

Исследование механизмов формирования потоков ультрарелятивистских частиц входит в число актуальных задач астрофизики и представляет интерес для проблемы генерации космических лучей. Одним из главных механизмов формирования потоков ультрарелятивистских частиц является серфинг зарядов на электромагнитных волнах в космической плазме [1-4]. Для оценок числа ускоренных частиц, их максимальной энергии и энергетических спектров необходим, в частности, анализ условий захвата заряженных частиц в режим сильного ускорения, эффективности ускорения при воздействии пакетов из волн конечной амплитуды.

В настоящем сообщении изложены результаты численных расчетов захвата и сильного ускорения зарядов в магнитоактивной плазме при воздействии двух электромагнитных волн конечной амплитуды. Считая амплитуды волн заданными и постоянными, а также учитывая вихревые компоненты волновых полей и интегралы движения для ускоряемых заряженных частиц задача сведена к анализу 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.

Из проведенного анализа следует необходимость изучения возможных параметрических эффектов, зависимости захвата и последующего ускорения от всей совокупности исходных параметров волнового пакета. Можно ожидать, что при некоторых условиях наличие второй моды будет способствовать серфингу зарядов на волнах.

Основные уравнения и их исследование

С точки зрения пренебрежения нелинейными эффектами для ускоряющих волн будем полагать, что амплитуды волн заметно ниже характерного поля релятивистской нелинейности (т.е. выполнено условие $\sigma = e E_0 / m c \omega \ll 1$) поскольку захват частиц в режим серфотронного ускорения происходит в случае $\sigma > u \gamma_p = u / (1 - \beta_p^2)^{1/2}$. Пусть $\Psi_1 = \omega_1 t - k_1 x$, $\Psi_2 = \omega_2 t - k_2 x + \varphi$, $\tau = \omega_1 t$, $\xi = k_1 x$. Имеем связь $d\Psi_1 / d\tau = 1 - (\beta_x / \beta_{p1})$ т.е. выполняются соотношения

$$(1) \quad \beta_x = \beta_{p1} [1 - (d\Psi_1 / d\tau)], \quad \Psi_2 = \Psi_1 \delta + (\alpha - \delta) \tau + \tau, \quad d\Psi_2 / d\tau = \alpha (1 - N_2 \beta_x),$$

$$N_2 = c k_2 / \omega_2, \quad \alpha = \omega_2 / \omega_1, \quad \delta = k_2 / k_1, \quad \beta_{p1} = 1 / N_1.$$

Здесь N_1, N_2 показатели преломления плазмы на частотах волн. При взаимодействии заряда с двумя волнами электромагнитные поля этих волн берем в виде

$$(2) \quad E_x = E_{01} \cos \Psi_1 + E_{02} \cos \Psi_2, \quad E_y = \chi_1 E_{01} \sin \Psi_1 + \chi_2 E_{02} \sin \Psi_2,$$

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

где $\chi_1 = \varepsilon_{\perp 1} / \varepsilon_{c1}$, $\chi_2 = \varepsilon_{\perp 2} / \varepsilon_{c2}$, параметр χ характеризует непотенциальную часть электрического поля волны, ε_{\perp} , ε_c компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы.

Вводим безразмерные: скорость ускоряемого заряда $\beta = v / c$, амплитуды волн $\sigma_1 = e E_{01} / m c \omega_1$, $\sigma_2 = e E_{02} / m c \omega_2$. Заметим, что имеет место соотношение $\beta_x = \beta_{p1} [1 - (d\Psi_1 / d\tau)]$.

Безразмерный импульс электрона равен $p / m c = \gamma \beta$, где $\gamma = 1 / (1 - \beta^2)^{1/2}$ - релятивистский фактор частицы. Теперь релятивистские уравнения движения заряда в поле двух волн, распространяющихся в плазме поперек внешнего магнитного поля, имеют вид

$$d(\gamma \beta_x) / d\tau = -(\sigma_1 \cos \Psi_1 + \alpha \sigma_2 \cos \Psi_2) - (\sigma_1 N_1 \chi_1 \sin \Psi_1 + \alpha \sigma_2 N_2 \chi_2 \sin \Psi_2) \beta_y - u_1 \beta_y,$$

$$d(\gamma \beta_y) / d\tau = -(\sigma_1 \chi_1 \sin \Psi_1 + \alpha \sigma_2 \chi_2 \sin \Psi_2) + (\sigma_1 N_1 \chi_1 \sin \Psi_1 + \alpha \sigma_2 N_2 \chi_2 \sin \Psi_2) \beta_x + u_1 \beta_x,$$

$$(3) \quad d(\gamma \beta_z) / d\tau = 0, \quad \gamma \beta_z = \text{const}, \quad \beta_x = \beta_{p1} [1 - (d\Psi_1 / d\tau)].$$

$$d\Psi_2 / d\tau = \alpha (1 - N_2 \beta_x), \quad d\Psi_1 / d\tau = (1 - N_1 \beta_x).$$

Приведем также выражения для главных характеристик волн через стандартные параметры плазмы $u = \omega_{He} / \omega$, $v = (\omega_{pe} / \omega)^2$, где ω_{pe} , ω_{He} ленгмюровская и циклотронная частоты электронов. Таким образом имеем формулы:

$$\beta_{p1} = (u_1^2 + v_1 - 1)^{0.5} / [(1 + u_1 - v_1) \cdot (u_1 + v_1 - 1)]^{0.5}, \quad u_1 = \omega_{He} / \omega_1, \quad v_1 = (\omega_{pe} / \omega_1)^2.$$

Следовательно, $v_1 = 1 - 2 \cdot u_1^2 \cdot (1 - \beta_{p1}^2) / [1 - 4 \cdot u_1^2 \cdot \beta_{p1}^2 \cdot (1 - \beta_{p1}^2)]^{0.5}$, Для второй волны записываем $v_2 = v_1 / \alpha^2$, $u_2 = u_1 / \alpha$, $N_2^2 = [(1 - v_2)^2 - u_2^2] / (1 - u_2^2 - v_2)$ или выражая через v_1, u_1 получаем

$$N_2^2 = 1 + v_1 (\alpha^2 - v_1) / [\alpha^2 (u_1^2 + v_1 - \alpha^2)], \quad v_1 < \alpha^2 < u_1^2 + v_1, \quad \beta_{p2} < 1,$$

$$\chi_1 = (1 - v_1 - u_1^2) / u_1 v_1, \quad \chi_2 = \alpha \cdot (\alpha^2 - v_1 - u_1^2) / u_1 v_1, \quad \delta = \alpha \cdot \beta_{p1} / \beta_{p2}, \quad \beta_{p2} = 1 / N_2.$$

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 уравнений (3) имеет

интегралы движения

$$h = \gamma \cdot \beta_z = \text{const},$$

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

Отсюда можно получить выражения для у-компоненты скорости и релятивистского фактора частицы:

$$\beta_y = [J + u_1 \cdot \beta_{p1} \cdot (\tau - \Psi_1) + \sigma_1 \cdot \chi_1 \cdot \cos \Psi_1 + \alpha \cdot \sigma_2 \cdot \chi_2 \cdot \cos \Psi_2] / \gamma, \gamma = (1 + h^2 + r^2)^{0.5} / (1 - \beta_x^2)^{0.5},$$

$$r \equiv J + u_1 \cdot \beta_{p1} \cdot (\tau - \Psi_1) + \sigma_1 \cdot \chi_1 \cdot \cos \Psi_1 + \alpha \cdot \sigma_2 \cdot \chi_2 \cdot \cos \Psi_2.$$

В итоге из (3) находим уравнение для фазы первой волны на траектории заряженной частицы

$$(4) \quad d^2 \Psi / dt^2 + A_1 \cdot (\sigma_1 \cdot \cos \Psi_1 + \alpha \cdot \sigma_2 \cdot \cos \Psi_2) + A_2 \cdot S = 0,$$

$$A_1 = (\beta_x^2 - 1) / \gamma \cdot \beta_{p1}, A_2 = \beta_y / \gamma \cdot \beta_{p1}, S = \sigma_1 \cdot \chi_1 \cdot (\beta_x - N_1) \cdot \sin \Psi_1 + \alpha \cdot \sigma_2 \cdot \chi_2 \cdot (\beta_x - N_2) \cdot \sin \Psi_2.$$

Как видим из (4), динамика захвата и последующего ускорения зарядов волнами описывается нелинейным, нестационарным уравнением. Поэтому для его анализа необходимо использовать численные расчеты. Поскольку имеется несколько свободных параметров задача является весьма трудоемкой и ниже изложены только некоторые случаи изучаемого процесса.

В численных расчетах поступаем следующим образом. Задаем 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 т.е при $h \gg 1$.

Рассмотрим вариант 1 выбора исходных параметров задачи. Для параметров первой моды было взято $v_1 = 0.9923526$, $u_1 = 0.2$, $\beta_{p1} = 0.9$, $\gamma_{p1} = 1.15471$, $\sigma_1 = 0.25404$, $\chi_1 = -0.16301$, $h = 100$, $g_y(0) = 0$, $\Psi_1(0) = 1.2$, $\varphi = \pi$, где $g_y = \gamma \beta_y$. По порогу захвата заряда в режим сильного ускорения превышение в данном варианте составило 10 % (для амплитуды первой моды) т.е. $\sigma_1 = 1.1 \sigma_c$, где $\sigma_c = u_1 \gamma_{p1}$. Фазовая скорость второй моды ниже скорости света, например, при значении параметра $\alpha = 1.0036$. Тогда для второй моды получаем $\beta_{p2} = 0.79496$, $\chi_2 = -0.127123$, $v_2 = 0.98525$, $u_2 = 0.19928$, $\sigma_2 = 0.5029$, $\delta = 1.13621$, $J = 0.2326$. Амплитудный параметр второй моды $v = E_{02} / E_{01}$ был взят равным $v = 1$.

Расчеты показали, что в рассматриваемом случае вторая мода не препятствует захвату и последующему ультрарелятивистскому ускорению заряда первой волной. Для иллюстрации на рис.1 приведен график фазы первой моды $\Psi_1(\tau)$ на траектории частицы, который подтверждает это. С течением времени фаза Ψ_1 медленно стремится к некоторому асимптотическому значению. Динамика компонент импульса заряда и его релятивистского фактора дана на рис.2, а компонент скорости частицы на рис.3 и рис.4. Как видим, наибольшее ускорение идет по направлению x, компонента скорости β_y выходит на больших временах на асимптотическое значение $1 / \gamma_{p1}$, а компонента скорости $\beta_z(\tau)$ в силу сохранения импульса частицы вдоль оси стремится к нулю.

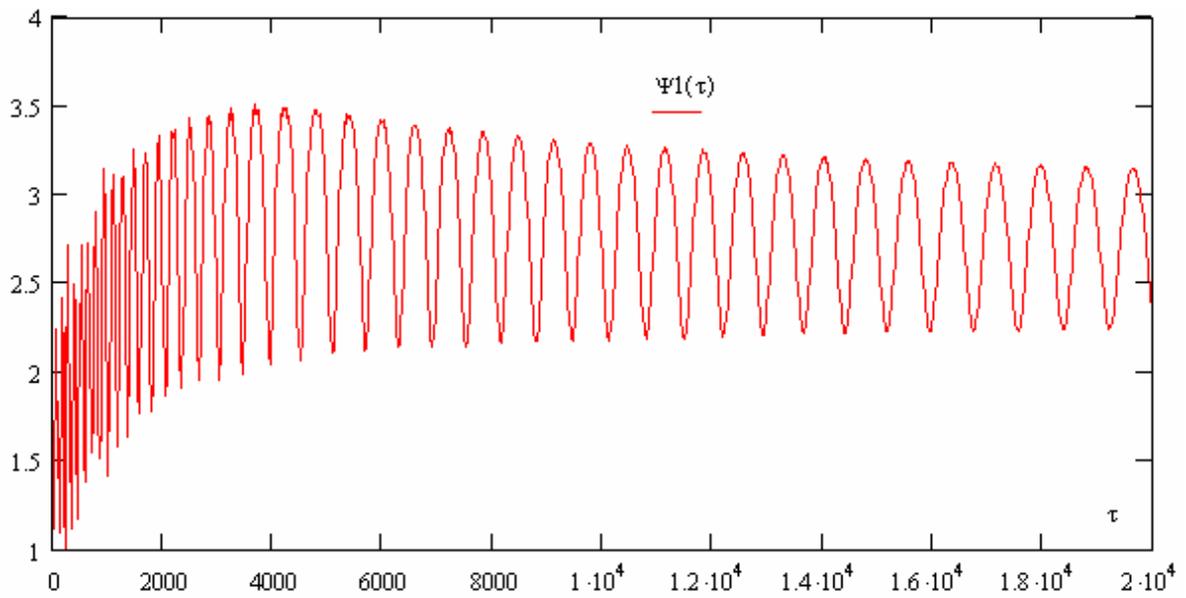


Рис. 1. Фаза первой моды $\Psi_1(\tau)$ траектории частицы

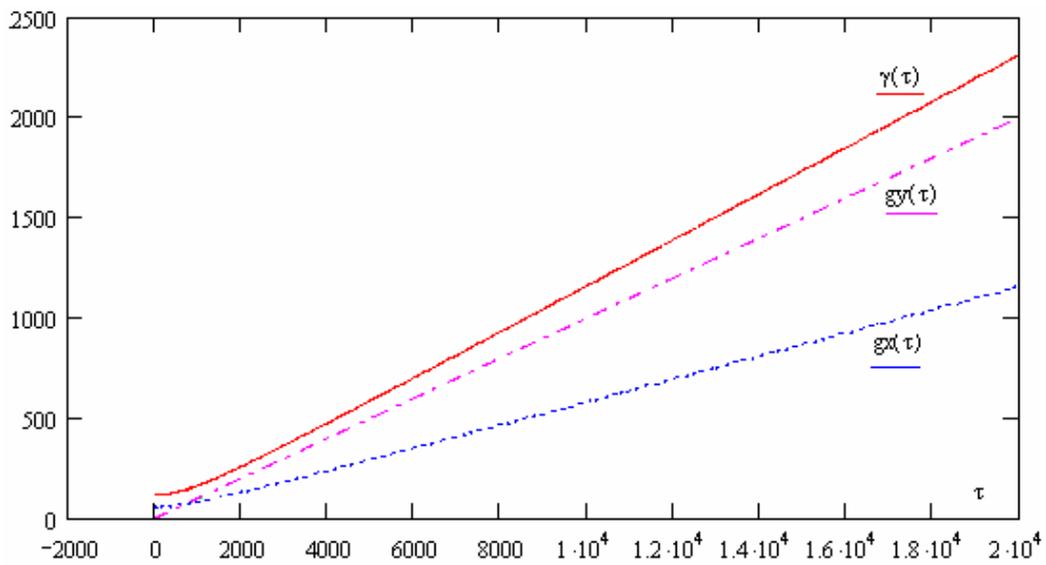


Рис. 2. Динамика компонент импульса заряда и его релятивистского фактора

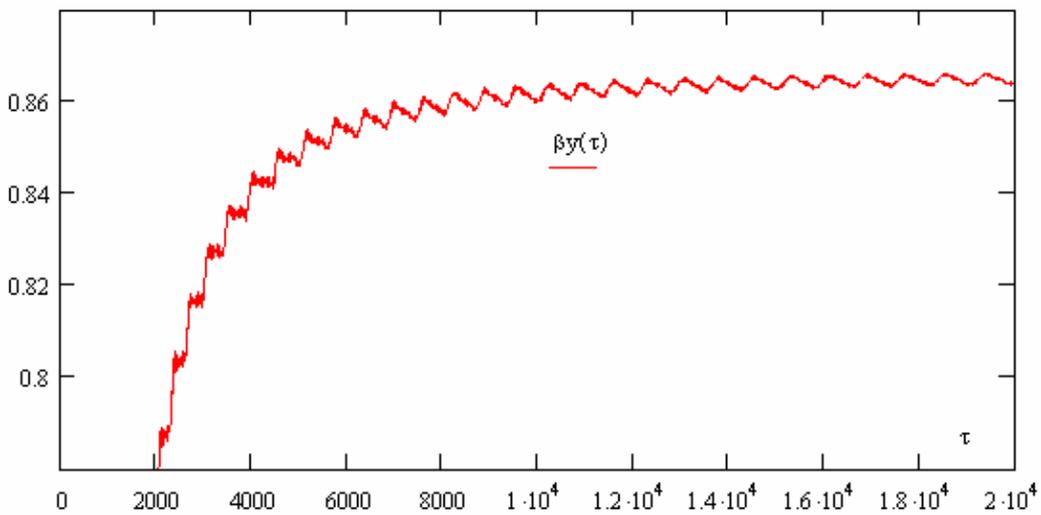


Рис. 3. Компонента скорости β_y на больших временах выходит на асимптотическое значение $1/\gamma_{p1}$

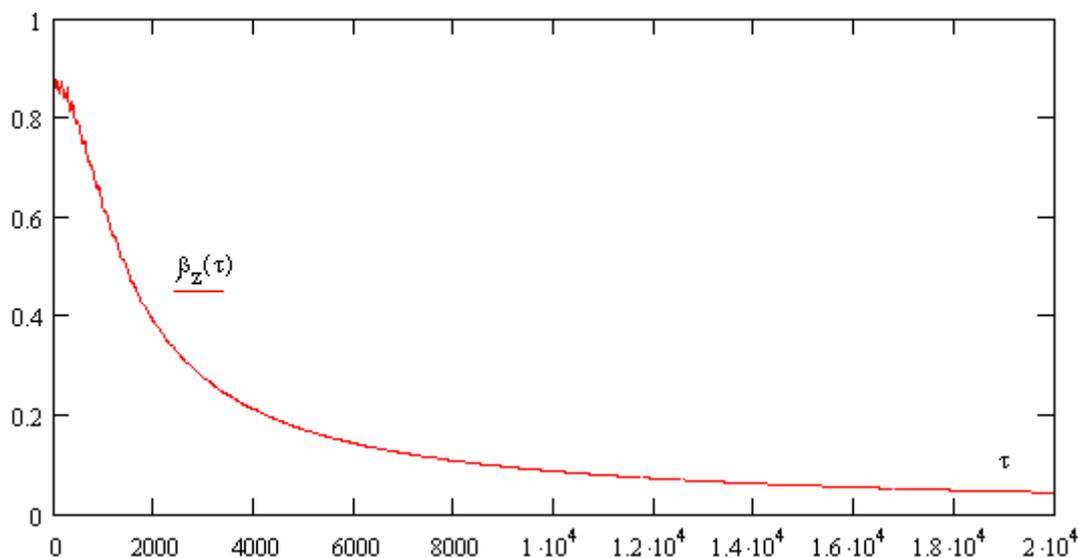


Рис. 4. Компонента скорости $\beta_z(\tau)$ стремится к нулю

Были рассмотрены и другие варианты выбора исходных параметров задачи. Расчеты показали, что при наличии второй моды с определенными параметрами захват заряда в режим ускорения первой модой может отсутствовать. В этих случаях сильное влияние второй моды было обусловлено весьма малой разницей фазовых скоростей волн и сравнимыми амплитудами мод. Таким образом серфинг зарядов на электромагнитной волне конечной амплитуде может не реализоваться при наличии волн-спутников с малой отстройкой от основной моды по фазовой скорости.

Заключение

В работе изложены результаты численных расчетов захвата и сильного ускорения зарядов в магнитоактивной плазме при воздействии двух электромагнитных волн конечной амплитуды. Задача сведена к анализу 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 незначительно. 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.

Из выполненного анализа следует также необходимость изучения возможных параметрических эффектов, зависимости захвата и последующего ускорения от всей совокупности исходных параметров волнового пакета. Можно ожидать, что при некоторых условиях наличие второй моды будет способствовать серфингу зарядов на волнах.

Литература

1. Katsouleas N., J. Dawson. Physical Review Letters, 1983, v. 51, № 5, p. 392.
2. Грибов Б.Э., Р.З. Сагдеев, В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, вып. 2, с. 54.
3. Ерохин Н.С., С.С. Моисеев, Р.З. Сагдеев. Письма в Астрономический журнал, 1989, т. 15, № 1 с. 3.
4. Кичигин Г.Н. ЖЭТФ, 2001, т. 119, вып. 6, с. 1038.