

На правах рукописи



Мкртчян Гоар Сергеевна
(Россия)

**Динамика траекторий на фазовой плоскости при
ультрарелятивистском серфотронном ускорении заряженных
частиц электромагнитными волнами в космической плазме**

Специальность 01.04.02 – Теоретическая физика

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2016 г.

Диссертационная работа выполнена на кафедре прикладной физики факультета физико-математических и естественных наук Федерального государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Российский университет дружбы народов» (РУДН)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
кафедры прикладной физики РУДН
Ерохин Николай Сергеевич,

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Малова Хельми Витальевна,
научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В.Скобельцина
Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова;

доктор физико-математических наук, профессор
Андреев Николай Евгеньевич,
Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт общей
физики им. А.М.Прохорова Российской академии наук

Защита диссертации состоится «19» января 2017 г. в 15:30 часов на заседании диссертационного совета Д 212.203.34 при Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Российский университет дружбы народов» (РУДН) по адресу: 115419, г. Москва, ул. Орджоникидзе, д.3, ауд. №110.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Российский университет дружбы народов» (РУДН) и на официальном сайте диссертационных советов РУДН по адресу: <http://dissovet.rudn.ru> .

Автореферат разослан « ____ » _____ 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
Д 212.203.34
кандидат физико-математических наук



Попова Вера Анатольевна

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследований

Актуальность данного исследования связана, в частности, с возможными приложениями в физике космических лучей и околоземного пространства. Земля постоянно бомбардируется заряженными частицами, приходящими из межзвёздного пространства. Обычно заряженные частицы с кинетической энергией E свыше 100 Мэв называют космическими лучами (КЛ), а с меньшей энергией, порядка $(1 \div 100)$ Мэв – субкосмическими лучами. Иногда интенсивность КЛ резко возрастает за счёт потоков частиц, порождаемых вспышками на Солнце. КЛ напоминают сильно разреженный релятивистский газ, частицы которого практически не взаимодействуют друг с другом, но испытывают редкие столкновения с веществом межзвёздной и межпланетной сред и воздействие космических магнитных полей. В составе КЛ преобладают протоны, имеются также электроны, позитроны, ядра гелия и атомных ядер, например, ^1H , ^3Li , ^4He , ^{10}B , ^{56}Fe и ^{60}Co .

В окрестности Земли плотность потока КЛ составляет величину порядка $J \sim (0.2 \div 0.3)$ частиц/ $\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}$. Несмотря на то, что объёмная концентрация частиц КЛ довольно мала $N \sim 10^{-10} / \text{см}^3$, космические лучи обладают значительной плотностью энергии $W = 1,5 \text{ эВ} / \text{см}^3$, которая сравнима с плотностью энергии галактического магнитного поля и плотностью энергии турбулентных движений межзвёздного газа. Полная энергия КЛ для всей Галактики порядка 10^{55} эрг, а с учетом галактического радиогало она составляет $\sim 10^{56}$ эрг. Характерное время жизни частиц в КЛ с учетом гало толщиной ~ 4 кпк ($1 \text{ парсек} \approx 3.08 \cdot 10^{13} \text{ км}$) порядка 10^8 лет. Из сказанного выше следует, что источник генерации КЛ в Галактике обладает мощностью не менее $(10^{40} \div 10^{41})$ эрг/сек., что скорее всего обеспечено сверхновыми, пульсарами и взрывами галактического ядра. Однако, галактическое ядро не может быть источником регистрируемых в окрестности Солнца КЛ-электронов с энергиями $E > (1 \div 10)$ Гэв поскольку, согласно оценкам, они на пути в солнечную систему теряют свою энергию за счет синхротронных и комптоновских потерь. Характерное время тормозных потерь энергии электро-нами КЛ порядка $\tau_e = 3 \cdot 10^7$ лет, что значительно меньше времени их движения в галактическом газовом диске (см., например, [1-3]).

Как показали исследования, развитие в космической плазме неустойчивостей, формирование турбулентности, генерация волн приводят к эффективному рассеянию и перемешиванию КЛ. Поэтому, даже первоначально сильно анизотропное распределение КЛ по направлениям импульсов частиц (особенно в окрестности источников их генерации) достаточно быстро релаксирует в Галактике и межгалактическом пространстве к изотропному распределению, а их анизотропия становится весьма малой. Таким образом, наблюдаемое почти изотропное распределение КЛ по направлениям их прихода обусловлено перемешиванием КЛ в турбулентной межзвёздной среде, включающей стохастические магнитные поля.

Следует отметить, что диаметр галактического газового диска порядка $2R \sim 10^{23}$ см, его толщина порядка $6 \cdot 10^{20}$ см, а магнитное поле в среднем имеет величину $H_0 \sim 5 \cdot 10^{-6}$ Гс. За время пребывания КЛ в Галактике они проходят толщу вещества $10 \text{ г} / \text{см}^2$ для энергии порядка 1 Гэв на нуклон. По

существующим в настоящее время представлениям космические лучи самых высоких энергий должны быть внегалактического происхождения и, соответственно, они должны иметь равномерное распределение по Вселенной. В качестве основных механизмов генерации КЛ обычно рассматриваются ускорение Ферми первого рода при многократном пересечении фронта ударной волны релятивистскими частицами и стохастическое ускорение зарядов случайными МГД-волнами.

Одним из механизмов генерации релятивистских частиц в космической плазме является формирование потоков ультрарелятивистских заряженных частиц, когда они резонансно взаимодействуют с электромагнитными волнами - серфинг зарядов на электромагнитных волнах.

Реализация механизма серфотронного ускорения заряженных частиц в магнитоактивной космической плазме происходит при следующих главных условиях:

- фазовая скорость электромагнитной волны должна быть меньше скорости света в вакууме (при выполнении этого условия возможен черенковский резонанс волна-частица);
- амплитуда волны должна быть больше некоторого порогового значения (при выполнении этого условия и при наличии внешнего магнитного поля возникает эффективный потенциал, который удерживает частицу в ускоряющей фазе поля электромагнитной волны);
- во время захвата скорость заряда в направлении распространения волны должна быть близка к фазовой скорости волны.

Исследование механизмов формирования потоков ультрарелятивистских частиц входит в число актуальных задач современной 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 [4-15] причем он возможен в относительно спокойной космической плазме и не требует кризисных процессов типа взрывов сверхновых. Поэтому для оценок числа ускоренных за счет серфинга частиц, их максимальной энергии и энергетических спектров необходим, в частности, анализ условий захвата заряженных частиц в режим сильного серфотронного ускорения, динамика характеристик захваченных частиц, эффективности ускорения при воздействии пакетов и волн конечной амплитуды. Кроме того ионизация верхней атмосферы космическими лучами может влиять на выпадение осадков, что при наличии вариаций КЛ (обусловленных, в частности, серфотронным ускорением) может вызывать сильные вариации крупномасштабного циклогенеза (высотные профили температуры атмосферы, траектории циклонов). На связь вариаций КЛ с динамикой крупномасштабного циклогенеза указывалось, например, в работах [16-17].

Цель исследования

Цель диссертационной работы состоит в теоретическом исследовании на основе численных расчетов серфотронного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами и волновыми пакетами в космической плазме с упором на анализ особенностей траекторий изображающей точки на фазовой плоскости ускоряемой частицы.

Задачи исследования

Для достижения поставленной цели были решены следующие научные задачи:

- 1) На основе численных расчетов дифференциального уравнения для фазы волны или фазы волнового пакета на несущей частоте на траектории частицы были изучены захват частиц в режим серфотронного ультрарелятивистского ускорения электромагнитными волнами в космической плазме и последующая динамика характеристик захваченной частицы.
- 2) Исследована структура траекторий на фазовой плоскости при воздействии электромагнитных волн конечной амплитуды. Амплитуды волн считались заданными и постоянными, учитывались вихревые компоненты волновых полей и интегралы движения для ускоряемых заряженных частиц. При этом задача сводится к анализу нестационарного, нелинейного уравнения второго порядка диссипативного типа для фазы монохроматической волны (либо фазы локализованного в пространстве волнового пакета на несущей частоте) на траектории частицы.
- 3) Рассмотрена наиболее простая модель серфотронного ускорения, когда волны распространяются поперек достаточно слабого внешнего магнитного поля. Следует отметить, что серфотронное ускорение зарядов возможно и при наклонном (к внешнему магнитному полю) распространении электромагнитной волны причем пороговая (для захвата частиц) амплитуда волны в этом случае будет несколько меньше (см., например, [18]).
- 4) Проведен анализ динамики захвата частиц (электроны и позитроны) волнами в зависимости от начальной энергии заряженной частицы. Определены оптимальные (для захвата частицы в режим ультрарелятивистского серфотронного ускорения) значения фазы волны или фазы пакета на несущей частоте в начальный момент времени на траектории частицы.
- 5) Рассмотрена временная динамика других характеристик заряженной частицы включая фазу волны (либо волнового пакета на несущей частоте) на траектории частицы включая компоненты ее импульса и скорости, типичные траектории изображающей точки на плоскости поперечных (к внешнему магнитному полю) компонент скорости заряда.

Научная новизна работы

Данная диссертационная работа позволила существенно продвинуться в понимании основных закономерностей реализации ультрарелятивистского серфотронного ускорения заряженных частиц в относительно спокойной космической плазме, когда отсутствуют мощные кризисные события типа сверхновых, пульсаров и взрывов галактических ядер. Научная новизна работы характеризуется следующими результатами:

1. На основе численных расчетов изучена типичная динамика траекторий на фазовой плоскости как при реализации захвата частиц электромагнитными волнами в режим ультрарелятивистского серфотронного ускорения, так и в отсутствие (на доступных временах счета) этого захвата.

2. Численными расчетами выявлены наиболее благоприятные условия (начальная фаза волны на траектории заряда, знак компоненты импульса вдоль волнового фронта, достаточно малая отстройка от черенковского резонанса, превышение амплитудой волны некоторого порогового значения), для возникновения ультрарелятивистского серфотронного ускорения заряженных частиц волнами.

3. Расчетами показано, что при отсутствии захвата заряженной частицы волнами на некоторых временных интервалах возможен рост энергии частицы на величину порядка (30-200) % поскольку заряд находится в благоприятной фазе.

4. Для слабо и умеренно релятивистских начальных энергий частицы установлено, что при неблагоприятных условиях, указанных выше) вначале заряд совершает циклотронное вращение во внешнем магнитном поле, но на достаточно больших временах возникают благоприятные фаза волны на траектории частицы и знак компоненты импульса заряда вдоль волнового фронта, черенковский резонанс, происходит захват частицы волнами в режим в ультрарелятивистского серфотронного ускорения. Темп ускорения (роста энергии) практически постоянен.

5. Численные расчеты показали, что для захваченных частиц траектории на фазовой плоскости соответствуют движению к особой точке типа устойчивый фокус с уменьшением амплитуд вариаций и медленным ростом их периода. Для незахваченных частиц фаза волны на траектории заряда в среднем возрастает пропорционально времени, амплитуда осцилляций фазы практически постоянна.

6. Показано, что при неблагоприятном знаке компоненты импульса вдоль волнового фронта частица может захватиться волной, будет режим торможения, причем частица остается захваченной. После смены знака этой компоненты импульса реализуется режим ультрарелятивистского серфотронного ускорения.

Научная и практическая ценность результатов

Полученные в диссертации результаты представляют интерес для физики околоземной и астрофизической плазмы в части генерации потоков ультрарелятивистских частиц. Проведенные численные расчеты и аналитические оценки характеристик ускоренных частиц важны для понимания механизмов возникновения существенных вариаций потоков космических лучей, которые наблюдаются экспериментально, а также зависимости этих вариаций от космической погоды. Существенно и то, что вариации КЛ могут влиять на параметры атмосферы и динамику, например, крупномасштабного циклогенеза [13, 14] вследствие воздействия на вертикальный профиль температуры атмосферы и выпадение осадков. Таким образом анализ серфотронного ускорения заряженных частиц волнами важен и для понимания особенностей динамики крупномасштабного циклогенеза в атмосфере включая корректную интерпретацию данных наблюдений.

Основные положения выносимые на защиту

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. На фазовой плоскости для захваченных частиц поведение траекторий изображающей точки определяется наличием особой точки типа устойчивый фокус. Поэтому траектории имеют спиралевидный характер сжимаются к фокусу.
2. Численными расчетами установлено, что для слабoreлятивистских начальных энергий частица после десятков-сотен и более циклотронных оборотов (при амплитуде волны выше критического (для серфинга) значения быстро попадает в благоприятную фазу (в момент выполнения черенковского резонанса) и захватываясь волной (или волновым пакетом) ускоряется до весьма больших энергий (рост энергии на 3-6 и более порядков величины).
3. В случае локализованного в пространстве волнового пакета максимум роста энергии захваченной частицы определяется размером L_a области, в которой поле волны выше критического значения. Набор энергии захваченной частицы пропорционален L_a и для космической плазмы (на границе гелиосферы или в межзвездных облаках) может быть очень большим.
4. Для умеренно релятивистских начальных энергий частицы время ее захвата волной или волновым пакетом значительно больше. Частица совершая до захвата циклотронное вращение будет на том же временном интервале существенно меньше увеличивать свою энергию. В особенности это важно при ее взаимодействии с локализованным в пространстве волновым пакетом.
5. Согласно численным расчетам для незахваченных волной частиц могут быть интервалы времени, когда заряды сравнительно долго находятся в благоприятной фазе и их энергия может увеличиться в разы или на порядок.
6. В случае сильно релятивистских начальных энергий (релятивистский фактор достигает сотен или выше) численные расчеты (для неблагоприятных начальных данных) на имеющейся вычислительной технике не обнаружили захвата частиц волной или пакетом. Можно полагать, особенно при взаимодействии с пространственно локализованным волновым пакетом, что в данной ситуации серфотронное ускорение не реализуется. Например, за время циклотронного вращения волновой пакет перемещаясь с групповой скоростью сдвинется относительно частицы так, что поле волнового пакета станет меньше критического значения и потому захват частицы будет невозможен.
7. При сильном ускорении поперечные, к внешнему магнитному полю \mathbf{H}_0 , компоненты скорости захваченной частицы выходят на асимптотические значения, а параллельная \mathbf{H}_0 компонента скорости частицы убывает обратно пропорционально ее релятивистскому фактору.

Научная достоверность и обоснованность результатов работы

Научная достоверность и обоснованность результатов диссертации достигнута корректностью постановки задач для численных расчетов, аналитическими оценками, согласием результатов расчетов с асимптотическими аппроксимациями, проведением численных расчетов на разных компьютерах. Оценки параметров ускоренных частиц соответствуют данным наблюдений вариаций потоков КЛ.

Публикации и апробация результатов исследования

Основные результаты исследований по теме диссертации докладывались на ежегодной Всероссийской конференции по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники, на секции “Физика плазмы и взаимодействие электромагнитного излучения с веществом” (РУДН, Москва, 2011-2015 годы), а также на ежегодной конференции молодых ученых “Фундаментальные и прикладные космические исследования” (ИКИ РАН, Москва, 2013-2015 годы).

Основные результаты исследований по теме диссертации опубликованы в 9 статьях в сборниках трудов указанных выше конференций, а также в 4 статьях в реферируемых российских журналах из списка ВАК. Список публикаций представлен в конце автореферата.

Личный вклад автора

Основные результаты диссертации получены лично автором. Автору принадлежат реализация численных моделей, проведение численных расчетов с соответствующим набором исходных параметров задачи, анализ, оценка и сопоставление результатов вычислений. Автор принимал непосредственное участие в поиске публикаций по анализу данных наблюдений КЛ, их интерпретации и выбору параметров для проведения численных расчетов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 3 глав основного материала, заключения, списка публикаций автора и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 73 страниц, включая 55 рисунков и 1 таблицу. Список литературы включает 18 наименований.

Основное содержание работы

Глава 1 посвящена описанию основных уравнений модели серфотронного ускорения частиц электромагнитной волной в магнитоактивной плазме и характеристики ускоренных зарядов. В главе дан вывод основного уравнения, численное решение которого позволяет определить динамику всех характеристик резонансного взаимодействия электромагнитных монохроматической волн и волнового пакета с заряженной частицей. Это нелинейное, нестационарное дифференциальное уравнение второго порядка для фазы волны или фазы волнового пакета на несущей частоте в точке нахождения заряженной частицы. Решение этого уравнения производилось с помощью программы MathCaD для достаточно больших значений безразмерного времени ωt порядка (10^4 – 10^6), где ω частота монохроматической волны либо несущая частота локализованного в пространстве волнового пакета. При благоприятных для серфинга условиях частица за это время захватывалась волной (или пакетом) и ускорялась с ростом ее энергии на 3 и более порядков величины. Причем главные характеристики частицы четко выходили на их асимптотики.

В разделе 1.1 рассмотрена модель серфотронного ускорения быстрых заряженных частиц монохроматической волной в плазме, интегралы движения, асимптотики энергии, компонент импульса и скорости при сильном ускорении.

Получены уравнение движения заряженной частицы для фазы пакета и для фазы волны на траектории частицы, нелинейное уравнение для фазы волны на траектории электрона

$$d^2\Psi/d\tau^2 - [\sigma \cdot (1 - \beta_x^2)/\gamma \cdot \beta_p] \cdot \cos \Psi - (u \cdot \beta_y / \gamma \cdot \beta_p) + [\sigma \cdot \chi \cdot \beta_y \cdot (\beta_x - N) / \gamma \cdot \beta_p] \cdot \sin \Psi = 0 \quad (1)$$

В случае волнового пакета с лоренцевской огибающей амплитуды из релятивистских уравнений движения заряженной частицы для фазы пакета на траектории частицы получаем обобщение уравнения в форме [3]:

$$d^2\Psi(\tau)/d\tau^2 - [1 - \beta_x^2(\tau)]^{1.5} \cdot \sigma \cdot \cos \Psi(\tau) / \beta_p \cdot G_1(\tau) \cdot \{1 + [\tau - \Psi(\tau)]^2 / \rho^2\} - G_2(\tau) = 0 \quad (2),$$

$$G_1^2(\tau) = 1 + h^2 + G_3^2(\tau), \quad G_3(\tau) = J + u \beta_p [\tau - \Psi(\tau)],$$

$$G_2(\tau) = u \cdot G_3(\tau) \cdot [1 - \beta_x^2(\tau)] / \beta_p \cdot G_1^2(\tau).$$

Здесь введен безразмерный параметр $\rho = \omega_0 L / c$, а ω_0 несущая частота волнового пакета, L его полуширина [12] т.е. ρ безразмерная полуширина пакета. Таким образом уравнения (1), (2) являются исходными для проведения численных расчетов серфотронного ускорения заряженных частиц соответственно монохроматической волной ($\rho = \infty$) и локализованным в пространстве волновым пакетом.

В разделе 1.2 изложены результаты численных расчетов серфотронного ускорения электронов электромагнитной волной, структура фазовой плоскости при нерелятивистской начальной энергии частиц. В качестве иллюстрации приведены результаты расчетов серфотронного ускорения монохроматической волной в случае следующего выбора исходных параметров задачи: $u = 0.2$, $\beta_{p0} = 0.2$, $h = 1$, $g = 1$, $\sigma = 1.4 \sigma_c$, $\Psi(0) = -2.2$. В данном случае, согласно численным расчетам, слаборелятивистский электрон захватывается электромагнитной волной в режим серфотронного ускорения в момент времени $\tau \approx 4230$. График фазы волны на траектории частицы дан на рис.1. Как видим, до захвата фаза в среднем растет пропорционально времени с малыми вариациями.

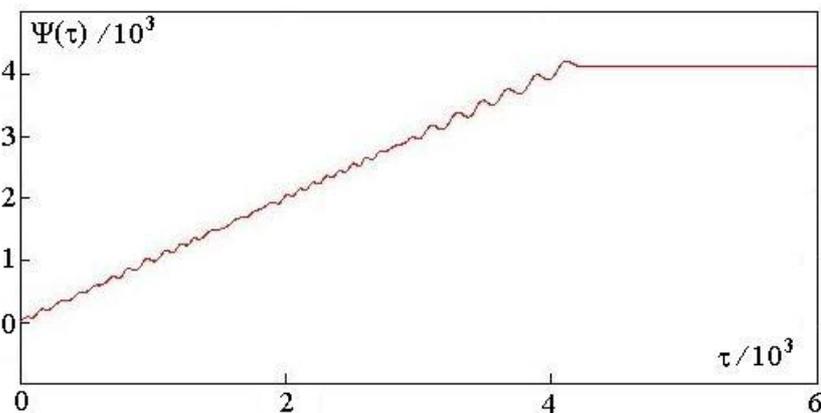


Рис.1. Динамика фазы волны на траектории частицы.

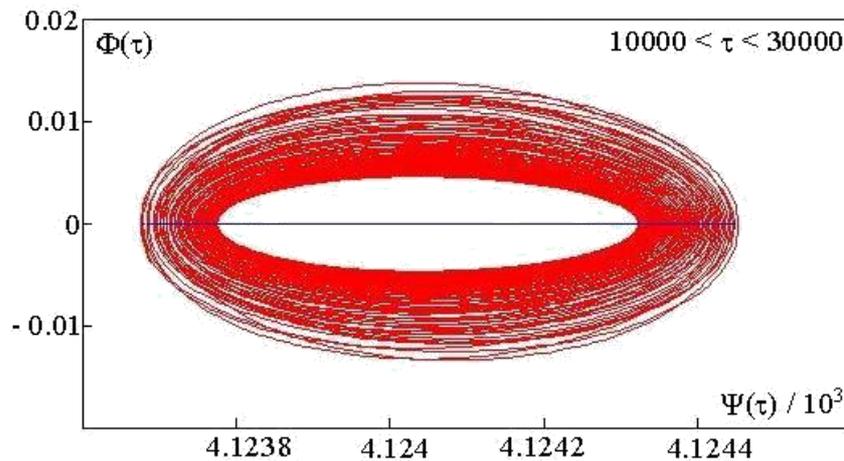


Рис.2. Структура фазовой плоскости ($\Phi(\tau)$, $\Psi(\tau)$).

Как видим, для захваченной частицы траектория изображающей точки по спирали сжимается к особой точке типа устойчивый фокус.

Результаты проведенных численных расчетов при взаимодействии частиц с электромагнитной волной в магнитоактивной плазме показывают разделение взаимодействующих с волной частиц на две группы: пролетные и захваченные. Пролетные частицы совершают циклотронное вращение во внешнем магнитном поле. Однако для них за счет возникновения локальных (по времени) резонансов с волной возможно некоторое увеличение энергии (десятки-сотни процентов). На фазовой плоскости (Φ , Ψ) траектории изображающих точек вполне подобны случаю взаимодействия частиц с ленгмюровской волной в плазме без магнитного поля. Группа захваченных волной частиц возникает при превышении полем волны критического значения. При этом на фазовой плоскости (Φ , Ψ) траектории изображающих точек для захваченных частиц, в отличие от захваченных ленгмюровской волной электронов в плазме без магнитного поля, имеют особую точку типа устойчивый фокус. На фазовой плоскости траектории изображающей точки имеют вид спиралей вокруг фокуса, которые постепенно приближаются к фокусу. Захваченные волной частицы колеблются в эффективной потенциальной яме в области ускоряющих значений электрического поля и для них реализуется серфотронный механизм ускорения. Формально (без учета неоднородностей плазмы, амплитуды волны и внешнего магнитного поля) будет неограниченное серфотронное ускорение. Темп ускорения (набора энергии) практически постоянен и не зависит от амплитуды электрического поля волны, определяющей положение дна для эффективного потенциала. Проведенные расчеты показали, что при неблагоприятной начальной фазе волны на траектории частицы для слаборелятивистских начальных энергий электрон совершая циклотронное вращение сравнительно быстро попадает в момент черенковского резонанса с волной в благоприятную для серфинга фазу и становится захваченной. Затем она колеблется в эффективной потенциальной яме и ускоряется до формально неограниченных энергий. При этом темп роста энергии практически постоянен, поперечные компоненты скорости выходят на асимптотики, а продольная (относительно внешнего магнитного поля) компонента стремится к нулю обратно пропорционально времени. Здесь следует отметить, что для захвата частицы волной начальное значение поперечной компоненты скорости частицы должно быть больше фазовой скорости волны.

В разделе 1.3 изложена модель серфотронного ускорения электронов пространственно локализованным пакетом электромагнитных волн при слаборелятивистских начальных энергиях частиц, а также результаты численных расчетов при ультрарелятивистском ускорении. На основе нелинейных численных расчетов рассмотрен захват слаборелятивистских заряженных частиц в режим серфотронного ускорения пакетом электромагнитных волн, распространяющимся в плазме поперек слабого внешнего магнитного поля H_0 . Изучен вариант слаборелятивистских частиц, когда период циклотронного вращения заряда сравнительно невелик. Расчетами показано, что при амплитуде волны выше порогового значения на доступных интервалах времени численного счета вне диапазона благоприятных для серфинга начальных фаз волны на траектории частицы вначале происходит вращение заряда во внешнем магнитном поле. Однако после ряда периодов циклотронного вращения (сотни, тысячи и более) может быть выполнено условие черенковского резонанса, возникает благоприятная для захвата заряда фаза волны на траектории частицы. В результате имеют место захват заряженной частицы волной и ультрарелятивистское ускорение заряда. Получены асимптотики компонент импульса и энергии ускоряемой частицы, обсуждается их зависимость от амплитуды волны. Таким образом в пространстве импульсов частиц область их захвата в режим серфинга на электромагнитной волне оказывается достаточно большой. Результаты представляют интерес для интерпретации экспериментальных данных по регистрации потоков ультрарелятивистских частиц в космических условиях включая околоземное пространство. В частности, одним из механизмов генерации космических лучей является серфинг заряженных частиц на электромагнитных волнах, который может быть локальным источником генерации ультрарелятивистских заряженных частиц в окрестности сравнительно спокойных звезд, например, в солнечной гелиосфере, а также он может обеспечивать локальные отклонения регистрируемого спектра КЛ от стандартного степенного скейлинга за счет вариаций космической погоды.

В разделе 1.4 обсуждены основные результаты главы 1. Описано серфотронное ускорение электрона монохроматической электромагнитной волной для слабо релятивистских начальных энергий частиц. Численными расчетами показано, что при благоприятной начальной фазе волны на траектории частицы электрон сразу захватывается волной в режим ультрарелятивистского серфотронного ускорения. Для неблагоприятной начальной фазы частица будучи незахваченной совершает циклотронное вращение (сотни-тысячи циклотронных периодов) и затем в момент черенковского резонанса попадает в благоприятную фазу волны на траектории электрона, захватывается волной и реализуется ультрарелятивистское серфотронное ускорение с ростом энергии на использованных интервалах счета по времени на три-шесть порядков величины. При этом релятивистский фактор захваченного электрона и поперечные (к магнитному полю) компоненты его импульса увеличивается с постоянными темпами роста. Важно то, что интервал времени циклотронного вращения сравнительно невелик. Следовательно, резко возрастает число частиц, попадающих в режим серфотронного ускорения. На фазовой плоскости $(\Phi(\tau), \Psi(\tau))$, где введено обозначение $\Phi(\tau) = d\Psi(\tau)/d\tau$, изображающая точка движется по спиралевидной траектории, сжимающейся у точки типа устойчивый фокус, а вариации $\Phi(\tau)$ и $\Psi(\tau)$ убывают с ростом времени. Показано, что при неблагоприятном знаке компоненты

скорости вдоль волнового фронта частица для благоприятной фазы захватывается волной, тормозится оставаясь захваченной и поменяв знак скорости вдоль волнового фронта далее переходит в режим ультрарелятивистского ускорения (формально – неограниченного при бесконечном интервале области амплитуд волны выше критического для серфинга значения). На интервале торможения траектория изображающей точки на фазовой плоскости соответствует увеличению расстояния до устойчивого фокуса. В случае взаимодействия частицы с локализованным в пространстве волновым пакетом около положения центра пакета (по оси x) имеется интервал, в котором амплитуда электрического поля волны выше критического значения. В нем частица при благоприятной фазе на несущей частоте пакета может захватиться и быстро перемещаясь на переднюю сторону пакета (движущегося с групповой скоростью, которая значительно меньше фазовой на несущей частоте) сильно ускоряется. Пересекая пакет она попадает в область на передней стороне пакета, где амплитуда электрического поля меньше критического значения, становится незахваченной и ускорение прекращается. Следовательно, характерный размер пакета (вдоль направления распространения волны) определяет доступное время серфотронного ускорения волновым пакетом. Здесь следует отметить, что в космической плазме, например, гелиосфере или в местных межзвездных облаках характерный размер области реализации серфотронного ускорения может быть очень большим. Поэтому (согласно оценкам) рост энергии захваченных пакетом частиц может быть на три-шесть и более порядков величины, например, от ГэВ до области колена в спектре космических лучей т.е. энергий $\sim 10^{15}$ эВ. Расчетами показано, что при анализе серфотронного ускорения при использованных значениях параметров задачи электрическое поле волны или волнового пакета можно считать потенциальным. Учет в расчетах вихревой компоненты электрического поля и магнитного поля волн практически не меняет результаты. Интересно отметить, что согласно численным расчетам частица не будучи захваченной волной или пакетом тем не менее некоторое (сравнительно небольшое время) может быть в области ускоряющего поля с ростом ее энергии на десятки-сотни процентов от начального значения.

Глава 2 посвящена численному исследованию ультрарелятивистского серфотронного ускорения при умеренных начальных энергиях заряженных частиц. В **разделе 2.1** описаны численные расчеты серфотронного ускорения электронов электромагнитной волной при умеренных начальных энергиях частиц. Динамика траекторий на фазовой плоскости. Рассмотрены численные расчеты с использованием программы Mathcad14 для некоторых значений исходных параметров : u , β_p , h , $g(0)$, σ , a . Начальная фаза волны на траектории частицы бралась из интервала $\Psi(0) \in (-3, 3)$ с шагом $\delta\Psi(0) = 0.2$. Интервал счета по τ был до 40000. Здесь h , $g(0)$ компоненты безразмерного импульса частиц вдоль магнитного поля и волнового фронта соответственно.

Область благоприятных фаз, при которых заряженные частицы захватываются волной сразу (в начальный момент времени), определялась численными расчетами для разных значений $\Psi(0)$ с относительно малым шагом $\delta\Psi(0)$ при различных значениях начальной отстройки частицы от черенковского резонанса, определяемой параметром $a = \{[\beta_x(0)/\beta_p] - 1\}$. В результате проведенных численных расчетов были получены интервалы областей захвата (благоприятные начальные фазы) частицы электромагнитной волной при различных значениях величины отстройки от черенковского

резонанса (следует отметить, что при более малых отстройках и шаге по $\delta\Psi(0)$ объем расчетов увеличивается значительно).

В программе Mathcad нелинейное, нестационарное дифференциальное уравнение второго порядка (1) решалось численно для фазы волны $\Psi(\tau)$ на траектории заряженной частицы, колеблющейся в эффективной потенциальной яме. Времена захвата заряда в режим ускорения τ_{tr} представлены ниже в таблице 1 для значений начальной фазы из интервала $\Psi(0) \in (-3, 3)$ с шагом $\delta\Psi(0) = 0.2$ и некоторого выбора исходных параметров задачи.

Таблица 1. Время захвата τ_{tr} для начальных фаз $\Psi(0) \in (-3, 3)$ с шагом по фазе $\delta\Psi(0) = 0.2$, $\sigma = 1.6$ σ_c при $a = 0$. Время счета $\tau < \tau_m$.

$u = 0.22, \beta_p = 0.37, h = 11, g = 19, a = 0, \tau < \tau_m = 5 \cdot 10^4$									
$\Psi(0)$	- 3	- 2.8	- 2.6	- 2.4	- 2.2	0,6	0,8	1,0	1,2
τ_{tr}	нет	нет	нет	нет	нет	нет	нет	нет	0
$\Psi(0)$	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0
τ_{tr}	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Согласно таблице 1 в области $\Psi(0) \in (-2, 1)$ захвата нет при $\tau < \tau_m$. Для остальных начальных фаз захват частиц волной происходит сразу с последующим ультрарелятивистским ускорением.

В **разделе 2.2** рассмотрены численные расчеты серфотронного ускорения электронов пространственно локализованным пакетом электромагнитных волн при умеренных начальных энергиях частиц, а также динамика траекторий на фазовой плоскости. Исследованы условия захвата частицы в режим сильного серфотронного ускорения, получены характерные энергии ускоренных частиц, структура траекторий изображающей точки на фазовой плоскости, асимптотики характеристик процесса захвата частиц, последующего ускорения, волновым пакетом, даны оценки размера области ускорения.

В **разделе 2.3** даны оценки характерных энергий ускоренных частиц при серфотронном ускорении в космической плазме гелиосферы. Приведены оценки для энергии заряженных частиц, получаемой ими при серфотронном ускорении электромагнитными волнами в плазме гелиосферы. Прежде всего отметим, что наиболее подходящие условия для серфинга зарядов на электромагнитных волнах имеются на периферии гелиосферы для расстояний от Солнца порядка (100-150) а.е. (астрономических единиц), где 1 а.е. = $1.5 \cdot 10^8$ км - расстояние от Земли до Солнца [17]. Заметим, что аппарат Вояджер зафиксировал присутствие в этой области электромагнитных волн с частотами $f = \omega / 2\pi$ порядка 10^2 Герц [18]. В указанной области плазма приходящего солнечного ветра слабонеоднородна, уровень турбулентности достаточно мал, магнитное поле H_0 имеет величину порядка микрогаусса (мкГс).

Следовательно, при нормировке магнитного поля на эту характерную величину для электронной циклотронной частоты можем использовать формулу $\omega_{He} = (H_0 / \text{мкГс}) \cdot 17 / \text{сек}$. Согласно проведенному выше анализу, для прироста релятивистского фактора электрона при серфотронном ускорении имеем

выражение $\delta\gamma \approx u \beta_p \gamma_p \delta t$, где δt безразмерное время, в течение которого электрон был захвачен волной или волновым пакетом. Пусть длина ускорения L_a , тогда для δt имеем формулу $\delta t = \omega L_a / c \beta_p$ поскольку захваченный заряд пересекает область серфотронного ускорения с фазовой скоростью волны $c \cdot \beta_p$. Теперь для прироста релятивистского фактора получаем выражение:

$\delta\gamma \approx (H_0 / \text{мкГс}) \cdot (17 / \omega) \cdot (\beta_p \gamma_p \omega L_a / c \beta_p)$. В итоге будет следующая оценка для прироста релятивистского фактора захваченного электрона при серфотронном ускорении электромагнитными волнами на периферии гелиосферы $\delta\gamma = 8.5 \cdot 10^4 \cdot (H_0 / \text{мкГс}) \cdot (L_a / 10 \cdot \text{а.е.}) \cdot \gamma_p$. Следовательно, прирост энергии электрона равен $\delta E_e = 43.4 \text{ ГэВ} \cdot (H_0 / \text{мкГс}) \cdot (L_a / 10 \cdot \text{а.е.}) \cdot \gamma_p$. Если взять $L_a = 100 \cdot \text{а.е.}$, $H_0 = 1.5 \text{ мкГс}$, то при серфотронном ускорении на периферии гелиосферы электрон получает энергию $\delta E_e = 0.651 \cdot \gamma_p \cdot \text{ТэВ}$. Это значительно превосходит максимальную энергию частиц в солнечном ветре, вылетающих во время солнечных вспышек, которая составляет 3 ГэВ. Такая же оценка получается и для позитронов. Приведем также оценку характерной энергии заряженных частиц при серфотронном ускорении электромагнитными волнами в плазме местных межзвездных облаков (ММО), находящихся на расстоянии порядка долей парсека от солнечной системы. Один парсек равен $3.08 \cdot 10^{13}$ км. Полагая $L_a = 0.1$ парсека при $H_0 = 1 \text{ мкГс}$ для энергии ускоренного в ММО электрона имеем следующую оценку $\delta E_e = 86.8 \cdot \gamma_p \cdot \text{ТэВ}$, что соответствует области колена в энергетическом спектре космических лучей (характерные энергии колена порядка 10^{15} эВ).

Проведенные оценки показывают, что в сравнительно спокойной космической плазме (в отсутствие катастрофических событий типа сверхновых и пр.) распространение электромагнитных волн (при наличии слабого магнитного поля) может приводить к захвату малой доли из потока быстрых частиц (с относительно малыми энергиями в сравнении, например, с энергиями в области колена) с последующим их доускорением и увеличением энергии частицы на три-четыре и более порядков величины, где этот добавок может значительно изменить стандартную величину потока фоновых КЛ. Поскольку плотность потока космических лучей быстро убывает с ростом их энергии серфотронное ускорение может приводить к существенным вариациям потока КЛ больших энергий, наблюдаемым, например, в солнечной системе. Причем в спектре КЛ возникают квази-пики с максимумом при энергиях E порядка 10^5 ГэВ [16-18]. Как уже указывалось в работах [16-18], где обсуждались причины возникновения вариаций потоков КЛ, диффузионный механизм ускорения частиц КЛ до максимальных энергий требует характерные промежутки времени порядка 10^3 лет, а появление вариаций в спектрах КЛ наблюдается в течение нескольких лет. Кроме того, для реализации диффузионного механизма ускорения (в отличие от серфинга) нужны весьма сильные магнитные поля в космической плазме.

В разделе 2.4 изложены основные результаты главы 2. Изучена временная динамика характеристик ускоряемых частиц, включая их захват и последующее длительное удержание в области ускоряющих напряженностей электрического поля волнового пакета для умеренных начальных энергий заряженных частиц.

Поскольку начальный циклотронный период частицы во внешнем магнитном поле относительно мал заряд совершив ряд гирооборотов попадает в благоприятную для захвата волной фазу

при одновременном выполнении черенковского резонанса. После захвата происходит ультрарелятивистское ускорение частиц с ростом их энергии на $(3\div 4)$ порядка величины и более, если время захвата достаточно велико. В случае волнового пакета наиболее сильное ускорение имеет место при захвате частицы на задней стороне пакета, затем частица ускоряется быстро пролетая с фазовой скоростью (значительно большей групповой скорости) область пакета, где поле выше критического значения.

Следовательно, число ускоренных волновым пакетом частиц может быть достаточно большим вследствие увеличения в пространстве начальных импульсов области, из которой заряды попадают в режим эффективного серфотронного ускорения. Показано, что во время сильного ускорения поперечные компоненты импульса и релятивистский фактор захваченной частицы возрастают практически с постоянными темпами. При отсутствии захвата происходит циклотронное вращение частиц и тем не менее в этом процессе возможно локальное доускорение частиц с увеличением их энергии, например, на порядок.

В заключение данного раздела отмечено следующее. Интересен вариант отрицательного знака компоненты импульса заряда вдоль волнового фронта. Согласно расчетам вначале частица, оставаясь захваченной, тормозится и меняет знак этой компонентры импульса, а затем происходит ее ультрарелятивистское ускорение. В этом варианте задачи по результатам численных расчетов, на первом этапе движение изображающей точки на фазовой плоскости соответствует траектории около неустойчивого фокуса с увеличением расстояния от него по мере торможения заряда. На втором этапе, когда имеет место ускорение частицы электромагнитной волной (частица находится в области ускоряющих фаз электрического поля волны), траектория изображающей точки отвечает движению к другой фазе – устойчивого фокуса типа цилиндр с амплитудой осцилляций, медленно убывающей по мере роста энергии заряда.

Глава 3 посвящена анализу серфотронного ускорения частиц волнами при сильно релятивистских начальных энергиях частиц.

В **разделе 3.1.** описаны численные расчеты серфотронного ускорения электронов монохроматической электромагнитной волной при ультрарелятивистских начальных энергиях частиц. Динамика траекторий на фазовой плоскости. Для нахождения начальных фаз $\Psi(0)$, при которых происходит захват электрона в режим неограниченного ускорения волной, в расчетах фиксировались исходные параметры задачи $h, g = \gamma(0)\beta u(0), \beta_p, u, a, \sigma$, причем для фазовой скорости волны полагалось $0 < \beta_p < 1$. Амплитуда волны σ выбиралась несколько выше порогового значения $\sigma = 1.5\sigma_c$, где $\sigma_c = u/\gamma_p$. Затем численными расчетами на умеренных временах τ порядка 40000 определялись диапазоны начальных фаз, в которых имел место захват электрона в режим неограниченного ускорения волной. Если на этом интервале для некоторых фаз $\Psi(0)$ захвата частицы волной не было, счет выполнялся до τ порядка 10^5 и более. Укажем результаты расчетов для следующего варианта параметров задачи $h = 30, u = 0.2, g = 20, \beta_p = 0.5, a = 0$ при выборе начального значения фазы интервале $-3 \leq \Psi(0) \leq 3$. В данном случае $\gamma(0) = 42$, период циклотронного вращения $2\pi\gamma(0)/u$ равен 1309. Для значений начальной фазы

$\Psi(0) = -3, -2.8, -2.7, 0.7, 0.8, 1, 1.4, 1.8, 2.2, 2.6, 3$ захват в режим серфинга происходит сразу. При значениях $\Psi(0) = -2.6, -2.2, -1.8, -1.4, -1, -0.6, -0.2, 0.2, 0.6$ на временах счета $\tau < 100\ 000$ захват электронов волной не наблюдался. Для захваченных частиц фаза волны $\Psi(\tau)$ совершает колебания в эффективной потенциальной яме с постепенно уменьшающейся амплитудой, но возрастающим периодом колебаний около значения 2.5 на больших временах. С хорошей точностью для $\gamma(\tau)$ выполняется следующая аппроксимация $\gamma(\tau) \approx \Psi(0) + 0.120 \tau$. При этом для $\tau = 105000$ имеем $\gamma(\tau) \approx 12100$ т.е. энергия частицы увеличилась почти в 300 раз. В качестве иллюстрации на рис.3 даны графики $\gamma(\tau)$ и поперечных компонент импульса ускоряемого электрона $g_x(\tau), g_y(\tau)$. Как видим, кривые практически совпадают с прямыми линиями.

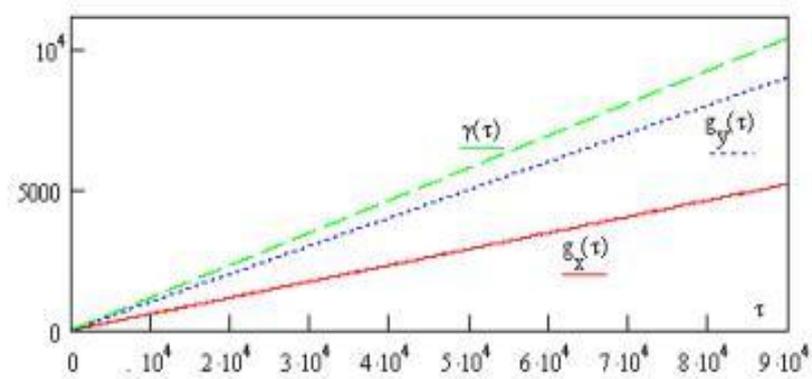


Рис.3. релятивистский фактор $\gamma(\tau)$ и поперечных компонент импульса ускоряемого электрона $g_x(\tau), g_y(\tau)$.

В разделе 3.2 изложены численные расчеты серфотронного ускорения пространственно локализованным пакетом электромагнитных волн при ультрарелятивистских начальных энергиях частиц. Динамика траекторий частицы на фазовой плоскости. Рассмотрено ультрарелятивистское ускорение электронов волновым пакетом с лоренцовской огибающей. Представлены результаты численных расчетов для следующего варианта параметров задачи $h = 60, g_y(0) = 57, \beta_p = 0.37, u = 0.22, \sigma = 1.95 \sigma_c, \sigma_c = u \gamma_p, a = 0, \rho = 4 \cdot 10^4$, соответствующего ультрарелятивистским начальным энергиям заряженной частицы $\gamma(0) \approx 90.516$. Как и ранее, выбор начальной фазы $\Psi(0)$ соответствует диапазону благоприятных фаз, в котором имеют место захват и последующее ускорение заряда волновым пакетом. На рис.4 представлен график приращения фазы $\Psi(\tau) - \Psi(0)$ на траектории заряда для интервала времени $\tau < 36000$, когда частица является захваченной и имеет место ускорение волновым пакетом. Здесь также происходят быстрые осцилляции фазы вблизи некоторого среднего значения, соответствующего ускоряющим значения волнового поля. На краю волнового пакета, где поле ниже критического значения эффективная потенциальная яма исчезает, фаза растет пропорционально времени, ускорения нет, происходит циклотронное вращение частицы с большим периодом (при сильном ускорении до вылета).

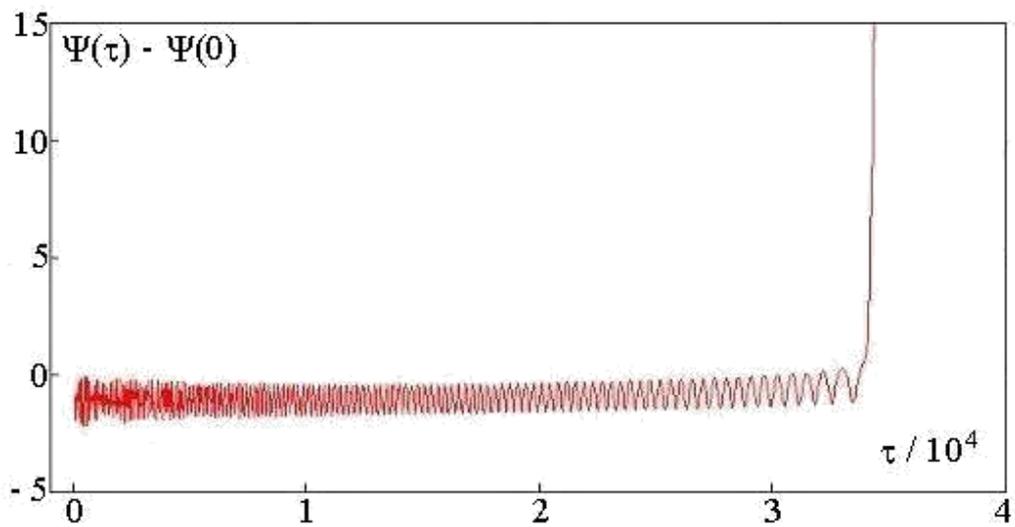


Рис.4. Приращение фазы на траектории заряда. Было рассмотрено ускорение как электронов, так и позитронов. Отметим, что положительно и отрицательно заряженные частицы вращаются во внешнем магнитном поле в противоположных направлениях. В целом характер динамики позитронов вполне аналогичен электронной. Вначале изображающая точка на фазовой плоскости вращаясь по часовой стрелке, движется справа налево к особой точке типа устойчивый фокус. После вылета частицы траектория на фазовой плоскости близка к прямолинейной и наблюдаются весьма малые значения производной фазы, что обусловлено большим значением $\gamma(\tau)$ при ультррелятивистском ускорении. Временная динамика релятивистского фактора частицы (с благоприятной начальной фазой) $\gamma(\tau)$ и график его аналитической аппроксимации $M(\tau) = 90.425 + 0.088 \tau$ показаны на рис.5. Как видим, для захваченной частицы темп ускорения практически постоянен, а $\gamma(\tau)$ весьма близко к $M(\tau)$. После исчезновения эффективной потенциальной ямы (поле пакета ниже критического значения) релятивистский фактор почти не меняется, как следует из графика на рис.5.

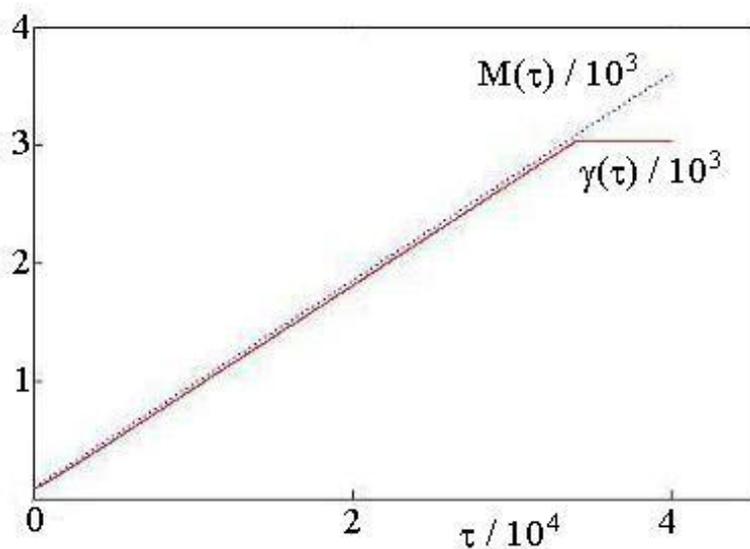


Рис.5. График релятивистского фактора $\gamma(\tau)$ и его аналитической аппроксимации $M(\tau)$.

В случае неблагоприятного знака компоненты импульса захваченной частицы вдоль волнового фронта вначале имеет место торможение и после смены знака этой компоненты импульса происходит сильное ускорение. Типичный график релятивистского фактора и его аналитической аппроксимации дан на рис.6 для интервала времени, на котором частица остается захваченной. На достаточно больших временах, когда частица попадает в область с полем ниже критического значения ускорение прекращается.

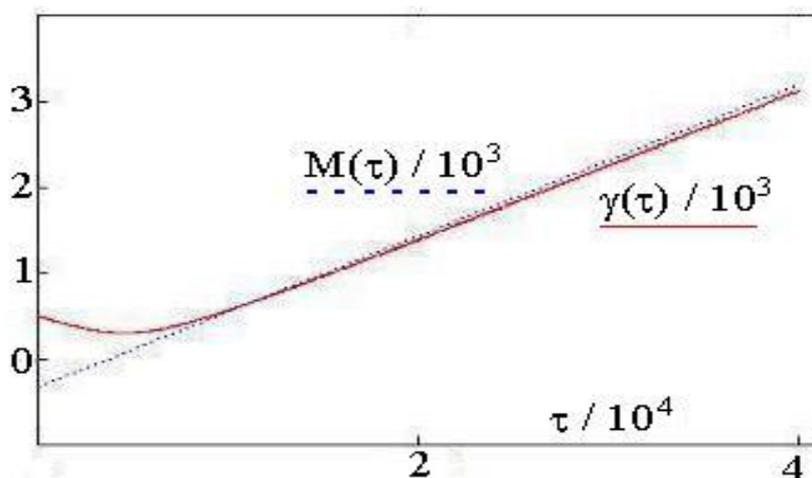


Рис.6. Смена режимов торможения-ускорения частицы.

В разделе 3.3 рассмотрены оптимальные условия реализации серфотронного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в космической плазме исходя из результатов проведенных численных расчетов. Во-первых, для реализации серфотронного ускорения зарядов электромагнитными волнами или локализованными в пространстве волновыми пакетами в магнитоактивной плазме необходим захват частиц в эффективную потенциальную яму, образованную электрическим полем волны и внешним магнитным полем, что возможно при амплитудах выше критического значения, когда выполняется условие $\sigma > \sigma_c$. Во-вторых, начальное значение поперечной к внешнему магнитному полю компоненты скорости частицы должно превышать фазовую скорость волны или пакета на несущей частоте.

Далее, при благоприятных начальных фаз волны (или волнового пакета на несущей частоте) в месте расположения частицы и благоприятного знака скорости частицы вдоль волнового фронта (при выполнении условия черенковского резонанса) сразу происходит захват частицы с последующим ультрарелятивистским ускорением. Размер области ускорения велик в условиях космической плазмы, например, на периферии гелиосферы или в местных межзвездных облаках.

В случае неблагоприятного знака компоненты скорости частицы вдоль волнового фронта, но при благоприятной фазе и превышении полем волны (пакета) критического значения, а также черенковском резонансе частица оставаясь захваченной тормозится, меняет знак скорости вдоль волнового фронта и затем реализуется сильное серфотронное ускорение. В этом случае набор энергии частицей у волны или пакета будет меньше, причем это понижение может быть и весьма значительным, если длина торможения достаточно велика.

Зависимость максимальной энергии ускоренной частицы при серфинге на электромагнитных волнах от степени надкритичности электрического поля волнового пакета такова. Для волнового пакета повышение степени надкритичности σ / σ_c увеличивает размер области серфотронного ускорения L_a т.е. возрастает величина приобретаемой частицей энергии. В разделе отмечено, что темп ускорения $d\gamma / dt$ для захваченной частицы не зависит от уровня надкритичности амплитуды электрического поля волны (пакета) σ / σ_c . Для слабoreлятивистских начальных энергий частиц (при нерелятивистских значениях фазовой скорости волны (или пакета на несущей частоте) незахваченная сразу частица совершает циклотронное вращение и через некоторое время (в момент реализации черенковского резонанса) будет благоприятная фаза на траектории частицы. В этот момент частица захватывается волной или пакетом и попадает в режим сильного серфотронного ускорения. Однако для сильно релятивистских начальных энергий частицы время циклотронного становится весьма большим и серфотронное ускорение может не реализоваться в случае пакета поскольку перемещаясь с групповой скоростью пакет пройдет область локализации частицы, амплитуда поля пакета станет будет меньше критического значения и захват частицы пакетом не реализуется.

В расчетах было рассмотрено взаимодействие заряженной частицы с двумя волнами близких амплитуд, но различными фазовыми скоростями. Волны распространяются поперек достаточно слабого внешнего магнитного поля. Численные расчеты показали, что при соответствующей разнице фазовых скоростей волн влияние второй моды несущественно и ослабевает по мере ускорения частицы, захваченной первой модой. Следовательно, влияние второй моды на темп ускорения заряда можно не учитывать.

В **разделе 3.4** подитожены результаты численных расчетов захвата и последующего ультрарелятивистского серфотронного ускорения заряженных частиц, имевших сильно релятивистские начальные энергии, в магнитоактивной плазме электромагнитной волной и волновым пакетом, локализованным в пространстве. Волны распространялись поперек магнитного поля. Установлено, что диапазон благоприятных (для реализации серфотронного ускорения) начальных фаз может занимать порядка 40 % от области возможных значений. Для благоприятных начальных фаз захват частиц в режим серфотронного ускорения волнами происходит сразу. При благоприятном знаке импульса вдоль волнового фронта релятивистский фактор и поперечные к магнитному полю компоненты импульса захваченной частицы увеличиваются с практически постоянным темпом роста. Поперечные к магнитному полю компоненты скорости захваченной частицы выходят на асимптотические постоянные значения. На фазовой плоскости траектория изображающей точки соответствует движению вокруг особой точки типа устойчивый фокус с постепенным уменьшением расстояния до него, что соответствует конденсация частиц на дно эффективной портенциальной ямы. Траектория ускоряемой частицы на плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, является практически прямой линией поскольку поперечные компоненты скорости почти не меняются.

С увеличением параметра надкритичности σ / σ_c размер области серфотронного ускорения волновым пакетом возрастает и, соответственно, будет существенно увеличиваться максимальная энергия ускоренных частиц. Оптимальным для максимального серфотронного ускорения волновым пакетом

является захват частиц на его задней стороне. Темп роста энергии захваченной частицы возрастает с увеличением фазовой скорости волны или волнового пакета на несущей частоте, но при этом критическое значение волнового поля будет больше.

Для неблагоприятных начальных фаз на доступных для численных расчетов интервалах времени захвата частиц в режим серфотронного ускорения нет, заряды совершают циклотронное вращение с довольно большим периодом. В случае неблагоприятного знака компоненты импульса частицы вдоль волнового фронта, но при благоприятных остальных параметрах, частица захватывается волной или волновым пакетом и происходит ее торможение, затем поменяв знак этой компоненты скорости заряд начинает сильное серфотронное ускорение. На стадии торможения на фазовой плоскости захваченной частицы траектория изображающей точки соответствует движению вокруг неустойчивого фокуса.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы.

В главе 1 рассмотрено серфотронное ускорение электрона монохроматической электромагнитной волной для слабо релятивистских начальных энергий частиц. Численными расчетами показано, что при благоприятных начальной фазе волны на траектории частицы и знаке компоненты импульса вдоль волнового фронта, выполнении черенковского резонанса электрон сразу захватывается волной в режим ультрарелятивистского серфотронного ускорения. Для неблагоприятной начальной фазы частица будучи незахваченной совершает циклотронное вращение (сотни-тысячи циклотронных периодов) и затем в момент черенковского резонанса попадает в благоприятную фазу волны на траектории электрона, захватывается волной и реализуется ультрарелятивистское серфотронное ускорение с ростом энергии на использованных интервалах счета по времени на три-шесть порядков величины. При этом релятивистский фактор захваченного электрона увеличивается с постоянным темпом роста. Важно то, что интервал времени циклотронного вращения сравнительно невелик. Следовательно, резко возрастает число частиц, попадающих в режим серфотронного ускорения. На фазовой плоскости изображающая точка движется по спиралевидной траектории, сжимающейся у точки типа устойчивый фокус.

Показано, что при неблагоприятном знаке компоненты скорости вдоль волнового фронта частица для благоприятной фазы захватывается волной, тормозится оставаясь захваченной и поменяв знак скорости вдоль волнового фронта далее переходит в режим ультрарелятивистского ускорения. На интервале торможения траектория изображающей точки на фазовой плоскости соответствует увеличению расстояния до неустойчивого фокуса. В случае взаимодействия частицы с локализованным в пространстве волновым пакетом около положения центра пакета (по оси x) имеется интервал, в котором амплитуда электрического поля волны выше критического значения. В нем частица при благоприятной фазе на несущей частоте пакета может захватиться и быстро перемещаясь на переднюю сторону пакета сильно ускоряется. Пересекая пакет она попадает в область на передней стороне пакета, где амплитуда электрического поля меньше критического значения, становится незахваченной и ускорение прекращается. Следовательно, характерный размер пакета (вдоль направления распространения волны) определяет доступное время серфотронного ускорения волновым пакетом. Здесь следует отметить, что в космической плазме, например, гелиосфере или в местных межзвездных облаках характерный размер области реализации серфотронного ускорения может быть очень большим. Поэтому (согласно оценкам)

рост энергии захваченных пакетом частиц может быть до области колена в спектре космических лучей т.е. $\sim 10^{15}$ эВ. Расчетами также показано, что при анализе серфотронного ускорения электрическое поле волны или волнового пакета можно считать потенциальным. Согласно численным расчетам частица не будучи захваченной волной или пакетом тем не менее некоторое (сравнительно небольшое время) может быть в области ускоряющего поля с ростом ее энергии на десятки-сотни процентов от начального значения.

В главе 2 изучена временная динамика характеристик ускоряемых частиц, включая их захват и последующее длительное удержание в области ускоряющих напряженностей электрического поля волнового пакета для умеренных начальных энергий заряженных частиц. Поскольку начальный циклотронный период частицы во внешнем магнитном поле относительно мал заряд совершив ряд гирооборотов попадает в благоприятную для захвата волной фазу при одновременном выполнении черенковского резонанса. После захвата происходит ультрарелятивистское ускорение частиц с ростом их энергии на $(3\div 4)$ порядка величины и более. В случае волнового пакета наиболее сильное ускорение имеет место при захвате частицы на задней стороне пакета, затем частица ускоряется быстро пролетая с фазовой скоростью (значительно большей групповой скорости) область пакета, где поле выше критического значения. Следовательно, число ускоренных волновым пакетом частиц может быть достаточно большим вследствие увеличения в пространстве начальных импульсов области, из которой заряды попадают в режим эффективного серфотронного ускорения. Показано, что во время сильного ускорения поперечные компоненты импульса и релятивистский фактор захваченной частицы возрастают практически с постоянным темпом. При отсутствии захвата происходит циклотронное вращение частиц и тем не менее в этом процессе возможно локальное доускорение частиц с увеличением их энергии, например, на порядок.

При отрицательном знаке компоненты импульса заряда вдоль волнового фронта согласно расчетам вначале частица, оставаясь захваченной, тормозится и меняет знак этой компонентры импульса, а затем происходит ее ультрарелятивистское ускорение. В этом варианте задачи на этапе торможения движение изображающей точки на фазовой плоскости соответствует траектории около неустойчивого фокуса с увеличением расстояния от него по мере торможения заряда. На втором этапе, когда имеет место ускорение частицы электромагнитной волной (частица находится в области ускоряющих фаз электрического поля волны), траектория изображающей точки отвечает движению к другой фазе – устойчивого фокуса типа цилиндр с амплитудой осцилляций, медленно убывающей по мере роста энергии заряда.

В главе 3 диссертации изложены результаты численных расчетов захвата и последующего ультрарелятивистского серфотронного ускорения заряженных частиц, имевших сильно релятивистские начальные энергии, в магнитоактивной плазме электромагнитной волной и волновым пакетом, локализованным в пространстве вдоль направления распространения. Волны распространяются поперек магнитного поля. Показано, что диапазон благоприятных (для реализации серфотронного ускорения) начальных фаз занимает порядка 40 % от области возможных значений. Для благоприятных начальных фаз захват частиц и других характеристик (указанных выше) в режим серфотронного ускорения волнами

происходит сразу. При этом релятивистский фактор и поперечные к магнитному полю компоненты импульса захваченной частицы увеличиваются с практически постоянным темпом роста. Поперечные к магнитному полю компоненты скорости захваченной частицы выходят на асимптотические постоянные значения. На фазовой плоскости траектория изображающей точки соответствует движению вокруг особой точки типа устойчивый фокус с постепенным уменьшением расстояния до него (конденсация частиц на дно эффективной портенциальной ямы).

Траектория захваченной частицы в перпендикулярной к магнитному полю плоскости является практически прямой линией (постоянные поперечные компоненты скорости). Как и выше оптимальные условия реализации серфотронного ускорения соответствуют выполнению в начальный момент времени черенковского резонанса, благоприятной начальной фазы волны или волнового пакета на несущей частоте, благоприятному знаку компоненты импульса частицы вдоль волнового фронта (зависит от знака заряда), превышению амплитудой электрического поля волны или волнового пакета порогового (для захвата частицы) значения.

С увеличением параметра надкритичности σ/σ_c размер области серфотронного ускорения волновым пакетом возрастает и, соответственно, существенно увеличивается максимальная энергия ускоренных частиц. Оптимальным для максимального серфотронного ускорения волновым пакетом является захват частиц на его задней стороне, когда размер области ускорения наибольший. Темп роста энергии захваченной частицы возрастает с увеличением фазовой скорости волны или волнового пакета на несущей частоте.

Для неблагоприятных начальных фаз на доступных для численных расчетов интервалах времени захвата частиц в режим серфотронного ускорения нет, заряды совершают циклотронное вращение с довольно большим периодом. В случае неблагоприятного знака компоненты импульса частицы вдоль волнового фронта, но при благоприятных остальных параметрах, частица захватывается волной или волновым пакетом и происходит ее торможение, затем поменяв знак этой компоненты скорости заряд начинает сильное серфотронное ускорение. Заметим, что в процессе торможения на фазовой плоскости захваченной частицы траектория изображающей точки соответствует движению вокруг неустойчивого фокуса.

Список цитированной литературы

1. В.М.Лозников, Н.С.Ерохин. Переменный источник избытка космических электронов в гелиосфере. Вопросы атомной науки и техники, сер. Плазменная электроника, 2010, № 4 (68), с.121-124.
2. Katsouleas N., Dawson J.M. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma wave. // Physical Review Letters, 1983, v.51, № 5, pp.392-395.
3. Joshi C. The surfatron laser-plasma accelerators. Prospects and limitations. // Radiation in plasmas, 1984, v.1, № 4, pp.514-527.

4. Грибов Б.Э., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. О затухании плазменных волн и ускорении резонансных электронов в поперечном магнитном поле. // Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, вып.2, с.54-58.
5. Буланов С.В., Сахаров А.С. Ускорение частиц, захваченных сильной потенциальной волной с искривленным фронтом в магнитном поле. // Письма в ЖЭТФ, 1986, т.44, вып.9, с.421-423.
6. Ситнов М.И. Максимальная энергия частиц в серфатроне в режиме "неограниченного ускорения". // Письма в ЖТФ, 1988, т.14, вып.1, с.89-92.
7. Ерохин Н.С., Лазарев А.А., Моисеев С.С., Сагдеев Р.З. Увлечение и ускорение заряженных частиц замедленной волной в неоднородной плазме. // ДАН СССР, 1987, т.295, № 4, с.849-852.
8. Ерохин Н.С., Моисеев С.С., Сагдеев Р.З. Релятивистский серфинг в неоднородной плазме и генерация космических лучей. - Письма в Астрономический журнал, 1989, т.15, № 1, с.3-10.2.
9. Ерохин Н.С., Зольникова Н.Н., Хачатрян А.Г. Ускорение зарядов поперек магнитного поля при взаимодействии сильной плазменной волны с многокомпонентными потоками релятивистских частиц. Физика плазмы, 1990, т.16, вып.8, с.945-947.
10. Кичигин Г.Н. Особенности ускорения электронов в серфотроне. ЖЭТФ, 1995, т.108, вып.10, с.1342-1354.
11. Кичигин Г.Н. Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме. ЖЭТФ, 2001, т.119, вып.6, с.1038-1049.
12. Н.С.Ерохин, Н.Н.Зольникова, Е.А.Кузнецов, Л.А.Михайловская. Динамика релятивистского ускорения заряженных частиц в космической плазме при серфинге на пакете электромагнитных волн. Вопросы атомной науки и техники, сер. Плазменная электроника, 2010, № 4 (68), с.116-120.
13. Бондур В.Г., Пулинец С.А., Г.А. Ким Г.А. О роли вариаций космических лучей в тропическом циклогенезе на примере урагана Катрина. Доклады академии наук, Геофизика, 2008, т. 422, с.244-249.
14. В.Г. Бондур, С.А. Пулинец. Воздействие мезомасштабных атмосферных процессов на верхнюю атмосферу и ионосферу Земли. Исследование Земли из Космоса, 2012, № 3, с.3-11.
15. А.А. Chernikov, G. Schmidt, A.I. Neishtadt. Unlimited Particle Acceleration by Waves in a Magnetic Field. Physical Review Letters, 1992, v.68, No 10, p.1507.
16. В.М. Лозников, Н.С. Ерохин, Н.Н. Зольникова, Л.А. Михайловская. Серфотронный ускоритель в местном межзвездном облаке. Физика плазмы, 2016, т.42, № 7, с.654-671.
17. В.М. Лозников, Н.С. Ерохин, Л.А. Михайловская. Объяснение переменных особенностей в спектрах электронов и позитронов космических лучей. Космические Исследования, 2013, т.51, № 3, с.191-203.
18. В.М. Лозников, Н.С. Ерохин, Н.Н., Зольникова, Л.А. Михайловская. Серфотронное ускорение протонов электромагнитной волной на периферии Гелиосферы. Физика плазмы, 2013, т. 39, № 10, с.927-934.

Список публикаций автора по теме диссертации

- A1. Г.С. Мкртчян. Динамика траекторий на фазовой плоскости при серфотронном ускорении электронов с большим продольным импульсом электромагнитной волной. Физика плазмы, 2015, т.41, № 7, с. 629–633.
- G. S. Mkrtichyan. Trajectories of Electrons with Large Longitudinal Momenta in the Phase Plane during Surfatron Acceleration by an Electromagnetic Wave. Plasma Physics Reports, 2015, Vol. 41, № 7, pp. 582–585
- A2. Мкртчян Г.С., Ерохин Н.С. Динамика траекторий на фазовой плоскости при серфотронном ускорении электронов с большим продольным импульсом электромагнитной волной. // V Всероссийская конференция по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники. Секция "Физика плазмы и взаимодействие электромагнитного излучения с веществом", Тезисы докладов, РУДН, Москва. 2014. С.129-133.
- A3. Мкртчян Г.С. Динамика захвата и последующего серфотронного ускорения электронов электромагнитными волнами в космической плазме. Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. физика», 2016, том 8, №3, с. 79-86.
- A4. Мкртчян Г.С., Ерохин Н.С., Кузнецов Е.А. Динамика траекторий на фазовой плоскости при серфотронном ускорении заряженных частиц электромагнитными волнами в космической плазме. // VI Всероссийская конференция по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники. Секция "Физика плазмы и взаимодействие электромагнитного излучения с веществом", Тезисы докладов, РУДН, Москва. 2013. С.104-108.
- A5. Г.С. Мкртчян, Н.С. Ерохин, Е.А. Кузнецов. Динамика траекторий на фазовой плоскости при серфотронном ускорении заряженных частиц электромагнитными волнами в космической плазме. XLVII Всероссийская конференция по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники. Посвящается 100-летию профессора Я.П. Терлецкого, РУДН, 15-18 мая 2012 г. Тезисы докладов, с.282-285.
- A6. Г.С. Мкртчян, Н.С. Ерохин. Анализ траекторий заряженных частиц на фазовой плоскости при серфинге на электромагнитной волне в плазме. XII конференция молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования". Сборник трудов под редакцией А.М. Садовского, Серия "Механика, управление и информатика", Москва, ИКИ РАН, 2015, с.109-112.
- A7. Г.С. Мкртчян, Н.С. Ерохин. Структура фазовой плоскости при серфинге умеренно релятивистских электронов на электромагнитной волне в плазме. X конференция молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования", 3-5 апреля 2013 года. Сборник трудов под редакцией А.М. Садовского, Серия "Механика, управление и информатика", Фонд "Династия", Москва, ИКИ РАН, 2014, с.118-122.
- A8. Г.С. Мкртчян, Н.С. Ерохин. Структура фазовой плоскости при захвате и серфотронном ускорении электронов с большим продольным импульсом. XI конференция молодых ученых "Фундаментальные и

прикладные космические исследования”, 9-11 апреля 2014 года. Сборник трудов под редакцией А.М. Садовского, Серия “Механика, управление и информатика”, Москва, ИКИ РАН, 2014, с.88-93.

A9. Мкртчян Г.С., Ерохин Н.С. Серфинг электронов на электромагнитной волне в плазме при ультррелятивистском начальном импульсе частицы. LI Всероссийская конференция по проблемам динамики, физики частиц, физики плазмы и оптоэлектроники, Тезисы докладов. Секция «Физика плазмы и взаимодействие электромагнитного излучения с веществом», Москва, РУДН, 2015, с.224-227.

A10. Мкртчян Г.С. Фазовая плоскость для серфотронного ускорения частиц электромагнитными волнами при нерелятивистской начальной энергии. Актуальные проблемы научных исследований: Материалы VII Международной научно-практической конференции, г.Чебоксары, 2016 г., ЦНС «Интерактив Плюс», 2016, № 1(7). С.27-29.

A11. Мкртчян Г.С., Ерохин Н.С. Динамика серфотронного ускорения электронов электромагнитной волной в космической плазме в зависимости от продольного импульса частицы. Журнал Прикладная физика, 2015, № 6, с. 43-47.

A12. Мкртчян Г.С., Ерохин Н.С. Численное моделирование захвата протонов в режим серфотронного ускорения электромагнитными волнами в космической плазме (при оптимальных условиях). Приволжский научный вестник, № 11 (51) – 2015, с. 5-9.

A13. Мкртчян Г.С. Серфотронное ускорение позитрона электромагнитными волнами при умеренно релятивистских начальных энергиях порядка (1.5 – 12). Успехи современной науки, Т. 1, № 2, 2016, с. 140-145.