

На правах рукописи

Скубачевский Антон Александрович

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ
В НЕОДНОРОДНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ**

Специальность 25.00.29 –
Физика атмосферы и гидросферы

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования "Московском физико-техническом институте (национальном исследовательском университете)"

Научный руководитель: Петров Игорь Борисович,
доктор физико-математических наук, профессор,
член-корреспондент РАН

Официальные оппоненты: Кутуза Борис Георгиевич, доктор физико-математических наук, профессор, старший научный сотрудник ИРЭ РАН

Волокитин Александр Сергеевич, кандидат физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник ИЗМИРАН

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского Российской Академии Наук

Защита состоится " ____ " _____ 2022 года на заседании диссертационного совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 327.008.01 в Федеральном государственном бюджетном учреждении "Институт прикладной геофизики имени академика Е.К.Федорова" по адресу: г.Москва, ул.Ростокинская, д. 9

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке ФГБУ «ИПГ» по адресу: 129128, г. Москва, ул. Ростокинская, д.9, <http://ipg.geospace.ru/dissertation-council/>

Автореферат разослан « » 2022 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета

кандидат физико-математических наук

Хотенко Е.Н.

Общая характеристика работы

Актуальность исследования. При разработке новых технологий в навигации, локации, радиосвязи и в ряде других приложений необходимо учитывать микрофизические процессы взаимодействия электромагнитного излучения со средой распространения, в том числе, с ионосферной плазмой. Исходя из того, что ионосферную плазму для многих явлений можно считать низкотемпературной и бесстолкновительной, особое значение приобретает исследование поведения электронов как наиболее динамичной компоненты ионосферной плазмы при взаимодействии с радиоволнами. Электронная концентрация играет определяющую роль в процессах отражения, поглощения, дисперсии и рефракции радиоволн. В реальной ионосфере радиоволны, взаимодействуя с неоднородностями электронной концентрации, в той или иной степени становятся неоднородными. Неоднородная электромагнитная волна имеет переменную амплитуду электрических и магнитных полей на поверхности фазового фронта. В связи с вышеизложенным, в работе основное внимание уделено исследованию взаимодействия электронов с неоднородными электромагнитными волнами. С этой целью разработан программный комплекс, позволяющий моделировать широкий спектр неоднородных электромагнитных волн и их взаимодействие с электронами. Взаимодействие электронов с неоднородной электромагнитной волной в присутствии внешнего постоянного магнитного поля (для ионосферы – геомагнитного поля) является микрофизическим аналогом взаимодействия обыкновенной и необыкновенной волны с ионосферной плазмой. Полученные в работе результаты могут быть использованы при параметризации микрофизических процессов в ионосфере для разработки современных численных моделей ионосферы, при оценке мощности тормозного и гиромангнитного излучения электрона в поле неоднородной электромагнитной волны, а также процессов инжекции электронов из радиационных поясов в ионосферную плазму (для обыкновенной и необыкновенной волны, с учетом геомагнитного поля).

В связи с развитием радиосвязи, появилась необходимость исследования взаимодействия электромагнитных волн с ионосферной плазмой [1]. Впервые уравнения траектории электрона в плоской монохроматической электромагнитной волне

получены в [2]. Траектория электрона в плоской неполяризованной электромагнитной волне получена в результате решения уравнения Дирака [3] в полуклассической постановке: электромагнитное поле в классической, а электрон - в квантовой механической. Уравнение Дирака применимо для описания взаимодействия частиц путем обобщения методов классической и квантовой теории только к частицам с полуцелыми спинами. Решение Волкова внесло значительный вклад в исследование поведения электронов в мощных электромагнитных полях. Использование уравнения Дирака оправдано в случае, когда масштабы явления сравнимы с комптоновской длиной волны. Однако результаты работы [2] неприменимы для неоднородных электромагнитных волн, т.к. уравнения движения электрона в этом случае являются нелинейными. Для большого класса физических явлений при исследовании взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем допустимо использование уравнений классической электродинамики [4, 5].

В работах [6], [5], [7] получено аналитическое решение для движения электрона в поле плоской монохроматической линейно поляризованной электромагнитной волны. Например, в [6] приведено решение с помощью уравнения Гамильтона-Якоби, усреднения по времени и последующего перехода в систему отсчета, в которой частица в среднем покоится. Решение в лабораторной системе отсчета без усреднений не найдено. Выписаны также значения координаты и импульса частицы в поле плоской монохроматической электромагнитной волны, поляризованной по кругу. В [5], [7] найдены траектория, компоненты скорости и импульса частицы в плоской электромагнитной волне с помощью решения уравнений движения частицы в поле электромагнитной волны под действием силы Лоренца. Найденное решение является неявной функцией времени и координат. В [5] рассмотрено движение частицы в поле плоской электромагнитной волны в релятивистском случае. Показано, что движение частицы может быть представлено в виде суммы дрейфового движения и колебаний с частотой, отличной от несущей частоты волны.

В [4], [8], [9] приведено решение системы уравнений движения заряженной частицы в плоской, поперечно- электрической или поперечно-магнитной неоднородной электромагнитной волне методом возмущений. В [4] параметром разложения является $\eta = \frac{eE_0}{mc\omega_0}$, где e – заряд частицы, E_0 – амплитуда электрического поля,

m – масса частицы, c – скорость света, ω_0 – несущая частота волны. Так же, как и в работе [5], движение частицы представлено в виде суммы дрейфа с постоянной скоростью и колебаний с несущей частотой волны. Приведено аналитическое выражение для импульса частицы, рассмотрены его средние значения и сделаны выводы про зависимость дрейфа от фазы. Отмечено, что частота колебаний частицы не совпадает с частотой внешнего поля. Построено распределение заряженных частиц в плоской электромагнитной волне при различных режимах инжекции. Исследовано движение частицы в неоднородной электромагнитной волне методом возмущений при различных начальных и граничных условиях. Найдены средние значения скорости и ускорения частицы, движущейся в неоднородной электромагнитной волне. Проведено сравнение получившихся значений с таковыми, найденными с помощью силы Гапонова-Миллера. В [9] исследовано поведение частицы в неоднородной электромагнитной волне методом последовательных приближений с помощью силы Гапонова-Миллера [10], с точностью то четвертого порядка. Найдены скорости и ускорения частицы в неоднородной электромагнитной волне с точностью до 4 порядка, а также доказано, что на частицу, движущуюся в неоднородной электромагнитной волне, действует усредненная сила, пропорциональная $\langle E \rangle^4$.

Воздействием радиоволн на ионосферу начали заниматься во второй половине 20го века. Эксперимент по воздействию мощных электромагнитных волн на ионосферу был проведен в СССР в 1961 году на станции под Москвой [1]. Данный эксперимент был основан на идеях, изложенных в работе Бейли [11], в которой был предложен механизм разогрева ионосферы вследствие резонанса на гирочастоте $\Omega_{ce} = 1.45$ МГц между движением электронов в ионосфере и падающей волной. Предполагалось, что при подобном воздействии на ионосферу есть возможность наблюдать свечение ионосферы. Однако данный эксперимент не дал ожидаемого результата. Воздействие электромагнитным излучением на ионосферу в наши дни проводится на нагревных стендах, например, HAARP (Аляска, США), EISCAT (Тромсе, Норвегия), Сура (Нижний Новгород, Россия) [12 – 14] и др. При воздействии электромагнитных волн на ионосферу выделяют обыкновенную и необыкновенную волны, по-разному взаимодействующих с ионосферной

плазмой и имеющих разную высоту отражения от ионосферы. Для понимания механизма нагрева ионосферы в работе выполнено исследование величины тормозного и гироманнитного излучения электрона в ионосфере, в поле неоднородных обыкновенной и необыкновенной электромагнитных волн, и сравнение их вклада в воздействие на ионосферу. Тормозное и гироманнитное излучение заряженной частицы в поле электромагнитной волны подробно описаны в [6, 15]. Сопоставление тормозного и гироманнитного излучения электрона в ионосфере на высотах 100 и 300 км, с учетом поглощения, в поле плоской волны приведено в [16].

Цели и задачи. Основной целью работы является исследование взаимодействия электронов как наиболее динамичной компоненты низкотемпературной бесстолкновительной ионосферной плазмы с неоднородными электромагнитными волнами на основе численного решения системы нелинейных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами. В том числе, исследовать спектральный состав тормозного и гироманнитного излучения электрона в присутствии геомагнитного поля для обыкновенной и необыкновенной неоднородной электромагнитной волны.

Для достижения поставленных целей в работе были поставлены и решены следующие **задачи**:

1. Разработка численной модели для решения системы нелинейных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами движения заряженной частицы в поле неоднородной электромагнитной волны с помощью метода Дормана-Принса. Верификация результатов с помощью сравнения с точными аналитическими решениями, а также с приближенными решениями методом возмущений, по результатам работ, опубликованных ранее [4, 8, 9]; верификация с использованием метода Particle-in-Cell (PIC), реализованного с помощью программного пакета, написанного на языке C++.
2. Используя разработанную модель, на основе серии численных экспериментов изучить особенности траектории электрона в поле неоднородной электромагнитной волны, в том числе, с учетом постоянного магнитного поля (для обыкновенной и необыкновенной волны), в зависимости от амплитуды, фазы и

частоты неоднородной электромагнитной волны, волновых векторов плоских волн, образующих неоднородную волну, а также от начальных координат и скорости электрона.

3. Исследование распределения электронов, инжектированных в неоднородную электромагнитную волну, в том числе, в случае обыкновенной и необыкновенной волны. Определение зависимости распределения инжектированных электронов от амплитуды электрического поля и несущей частоты неоднородной электромагнитной волны, а также от начальных скоростей электронов.
4. Исследование спектра излучения электрона в поле неоднородной волны на основе численных экспериментов, в том числе, с учетом геомагнитного поля (для обыкновенной и необыкновенной волны), при различных параметрах неоднородной электромагнитной волны и электрона.
5. Проведение серии численных экспериментов по исследованию тормозного и гиромангнитного излучения электрона в поле обыкновенной и необыкновенной неоднородной электромагнитной волны с учетом постоянного магнитного поля Земли.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Метод построения 3d-траектории электрона ионосферной плазмы в поле неоднородной электромагнитной волны на основе численного решения системы нелинейных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами, при заданных характеристиках волны и электрона.
2. Установлена зависимость пространственного распределения электронов при последовательной инжекции в неоднородную электромагнитную волну, в том числе, обыкновенную и необыкновенную, от амплитуды электрического поля и несущей частоты волны, а также от начальных скоростей электронов.
3. Для обыкновенной неоднородной электромагнитной волны установлено, что мощность тормозного излучения превосходит мощность гиромагнитного при амплитуде электрического поля $E_0 \gtrsim 15$ В/м. Для необыкновенной волны мощность гиромагнитного излучения всегда превышает мощность тормозного (расчеты выполнены в присутствии постоянного магнитного поля, характерного для зоны высоких широт).
4. Взаимодействие электронов ионосферной плазмы с неоднородной электромагнитной волной сопровождается модуляцией волны с частотой Ω , определяемой колебательным движением электрона внутри интерференционной ячейки. Установлена возможность управления боковыми частотами несущей частоты $\omega_0 \pm \Omega$ и модулирующей частотой Ω с помощью направляющих углов и амплитуды электрического поля неоднородной электромагнитной волны.

Научная новизна исследования. Впервые на основе численного решения нелинейной системы уравнений с переменными коэффициентами построена трехмерная траектория заряженной частицы в поле неоднородной электромагнитной волны, а также исследована зависимость построенных траекторий от параметров волны и частицы, в том числе, для обыкновенной и необыкновенной электромагнитных волн. Впервые проведено сравнение тормозного и гиромагнитного излучения электрона в поле неоднородной электромагнитной волны, в том числе, в

обыкновенной и необыкновенной волне, с учетом геомагнитного поля. Также выполнены расчеты инжекции электронов в обыкновенную и необыкновенную электромагнитную волну.

Теоретическая и практическая значимость. Одним из актуальных и в настоящее время не решенных до конца вопросов ионосферной физики является взаимодействие неоднородных электромагнитных волн (обыкновенных и необыкновенных) с ионосферной плазмой, определяющих процессы поглощения, рассеяния, рефракции и другие. Эти проблемы имеют практическое значение для радиосвязи, навигации и функционирования ГЛОНАСС, GPS, Бэйдоу и других. Некоторые из них связаны с недостаточной изученностью микрофизических процессов взаимодействия заряженной компоненты ионосферной плазмы с неоднородными электромагнитными волнами со сложной морфологией волнового фронта. В период ионосферных возмущений электромагнитные волны в гигагерцовом и мегагерцовом диапазоне рефрагируют и создают спонтанные интерференционные структуры, в которых электроны ионосферы разгоняются до значительных скоростей, создавая положительную обратную связь между исходным ионосферным возмущением и вторичным воздействием ускоренных электронов на ионосферную плазму. Для исследования микрофизических процессов в ионосфере, разработана трехмерная численная модель взаимодействия наиболее динамичной компоненты плазмы (электронов) с неоднородной электромагнитной волной. С помощью построенной модели численно исследованы тормозное и гироманнитное излучение электрона в поле обыкновенной и необыкновенной неоднородной электромагнитной волны. При расчетах использованы выполненные оценки электрических и магнитных полей, индуцированных нагревными стендами HAARP, Sura, EISCAT, на выбранных высотах ионосферы.

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность полученных данных определяется верификацией результатов численного моделирования движения частицы в неоднородной электромагнитной волне с помощью сравнения с точными аналитическими и приближенными решениями, опубликованными ранее. Для проверки надежности алгоритмов и программ, разработанных при создании численной модели на основе метода Дормана-Принса, использовался

также численный метод PIC. Сопоставление расчетов, выполненных по данным моделям, показало хорошее совпадение. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

1. *Скубачевский А.А.* Численное решение уравнений Максвелла для моделирования распространения электромагнитных волн. 58я научная конференция МФТИ. 2015.
2. *Skubachevskii A.A.* Simulation of Electromagnetic Wave Propagation in the Medium Using FDTD Method. Piers Shanghai. 2016.
<http://ieeexplore.ieee.org/xpl/tocresult.jsp?isnumber=7734201>.
3. *Skubachevskii A.A.* Numerical modeling of electromagnetic waves. FDTD and PIC methods. QIPA 2018.
4. *Скубачевский А.А.* Численное решение уравнений Максвелла. FDTD- и PIC-методы. 61я научная конференция МФТИ. 2018.
5. *Skubachevskii A.A.; V.B. Lapshin.* Charged particles in the field of an inhomogeneous electromagnetic wave. QIPA 2020.

Личный вклад автора. Все основные результаты диссертации, содержащиеся в совместных работах, получены лично автором, либо при его непосредственном участии. Программы для моделирования указанных в работе физических процессов написаны лично автором. Автор принимал активное участие в подготовке публикаций полученных результатов, а также их представлении на конференциях и семинарах. Текст диссертации написан автором за исключением случаев, где приводятся выдержки из цитируемых источников.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 12 печатных изданиях, 5 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 3 из них – в журналах, входящих в базы данных SCOPUS или Web of Science и 3 – в тезисах докладов.

Структура работы. Полный объем диссертации составляет 122 страницы с 63 рисунками и 2 таблицами. Список литературы содержит 138 наименований.

Основное содержание работы.

Во **Введении** дан краткий обзор решенных в диссертации задач, обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели и задачи исследования, представлены основные положения, выносимые на защиту. Введение также содержит обзор современного состояния исследований поведения заряженных частиц в электромагнитных волнах. Во введении дана краткая информация об используемых в работе современных численных методах.

Глава 1 содержит постановку задачи и физико-математическое описание движения заряженной частицы в неоднородных электромагнитных волнах, а также обоснование представления произвольной неоднородной электромагнитной волны в виде линейной комбинации плоских волн.

Уравнения движения заряженной частицы в произвольной неоднородной электромагнитной волне могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 x'' &= \frac{q}{m\gamma} \left(\sum_{i=1}^n E_{x,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) + \frac{y'}{c} \sum_{i=1}^n H_{z,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) - \right. \\
 &\quad - \frac{z'}{c} \sum_{i=1}^n H_{y,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) - \frac{1}{c^2} \left(x'^2 \sum_{i=1}^n E_{x,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) + \right. \\
 &\quad \left. + x' y' \sum_{i=1}^n E_{y,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) + x' z' \sum_{i=1}^n E_{z,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) \right) \Bigg), \\
 y'' &= \frac{q}{m\gamma} \left(\sum_{i=1}^n E_{y,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) + \frac{z'}{c} \sum_{i=1}^n H_{x,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) - \right. \\
 &\quad - \frac{x'}{c} \sum_{i=1}^n H_{z,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) - \frac{1}{c^2} \left(x' y' \sum_{i=1}^n E_{x,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) + \right. \\
 &\quad \left. + y'^2 \sum_{i=1}^n E_{y,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) + y' z' \sum_{i=1}^n E_{z,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) \right) \Bigg), \\
 z'' &= \frac{q}{m\gamma} \left(\sum_{i=1}^n E_{z,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) + \frac{x'}{c} \sum_{i=1}^n H_{y,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) - \right.
 \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{y'}{c} \sum_{i=1}^n H_{x,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) - \frac{1}{c^2} \left(x' z' \sum_{i=1}^n E_{x,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) + \right. \\
& \left. + y' z' \sum_{i=1}^n E_{y,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) + z'^2 \sum_{i=1}^n E_{z,0}^{(i)} \sin(\omega_0^{(i)} t - \vec{k}^{(i)} \vec{r} + \Phi_i) \right),
\end{aligned}$$

где x, y, z — координаты и скорости (со штрихами) частицы, m — ее масса, q — заряд, $\vec{E}, \vec{H}$ — электрическое и магнитное поля неоднородной волны, E_x, E_y, E_z, H_x, H_y , компоненты электрического и магнитного полей, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$, c — скорость света, t — время, Φ_i — начальная фаза, ω_0 — частота волны,

$$\vec{k}^{(i)} = \begin{pmatrix} k_x^{(i)} \\ k_y^{(i)} \\ k_z^{(i)} \end{pmatrix},$$

где

$$k_x^{(i)} = k_0^{(i)} \cos \varphi_i \cos \theta_i,$$

$$k_y^{(i)} = k_0^{(i)} \sin \varphi_i \cos \theta_i,$$

$$k_z^{(i)} = k_0^{(i)} \sin \theta_i,$$

$$k_0^{(i)} = \frac{2\pi c}{\omega_0^{(i)}},$$

$$E_{x,0}^{(i)} = E_0^{(i)} (\cos \psi_i \sin \varphi_i - \sin \psi_i \sin \theta_i \cos \varphi_i),$$

$$E_{y,0}^{(i)} = E_0^{(i)} (-\cos \psi_i \cos \varphi_i - \sin \psi_i \sin \theta_i \sin \varphi_i),$$

$$E_{z,0}^{(i)} = E_0^{(i)} \sin \psi_i \cos \theta_i,$$

$$H_{x,0}^{(i)} = H_0^{(i)} (\sin \psi_i \sin \varphi_i + \cos \psi_i \sin \theta_i \cos \varphi_i),$$

$$H_{y,0}^{(i)} = H_0^{(i)} (-\sin \psi_i \cos \varphi_i + \cos \psi_i \sin \theta_i \sin \varphi_i),$$

$$H_{z,0}^{(i)} = H_0^{(i)} (-\cos \psi_i \cos \theta_i),$$

где $E_0^{(i)}$ и $H_0^{(i)}$ – амплитуды i -й волны.

Положение плоских монохроматических волн и направление электрического поля в них задается тремя углами: φ - угол между проекцией волнового вектора на плоскость XU и осью OX , θ - угол между волновым вектором и его проекцией на плоскость XU , ψ - угол между векторным произведением $[\vec{k} \times \vec{z}]$ и вектором электрического поля волны $\vec{E}$. Изменяя эти углы, можно существенным образом изменить характеристики движения электрона. Данная численная модель применима для исследования взаимодействия заряженной частицы с неоднородной электромагнитной волной при наличии постоянной составляющей магнитного поля (геомагнитное поле).

Глава 2 содержит описание численных методов, с помощью которых выполняется моделирование движения заряженной частицы в неоднородной электромагнитной волне.

Раздел 2.1 содержит описание метода Дормана-Принса, являющегося основным методом, использованным в данной работе. Данный метод используется для решения системы нелинейных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами движения заряженной частицы в поле неоднородной электромагнитной волны.

При решении системы уравнений (1) использовалась схема Рунге-Кутты с переменным шагом (схема Дормана-Принса). В этом методе применяется схема четвертого порядка для управления шагом интегрирования. В качестве численного значения для следующего шага брался результат, полученный по схеме пятого порядка точности с предыдущего шага. Эта схема отличается от большинства схем с переменным шагом интегрирования тем, что в качестве решения берется результат, полученный по схеме более высокого порядка, а шаг по времени задается с помощью схемы более низкого порядка.

Также **раздел 2.1** содержит краткое описание метода PIC, использованного в разделе 2.2 для сравнения результатов моделирования, полученных с помощью метода Дормана-Принса. Метод PIC состоит из следующих шагов: нахождение скорости и координат частиц с помощью алгоритма Бёриса на следующем шаге по времени, нахождение плотности заряда и тока (так, чтобы не нарушалось

уравнение непрерывности), нахождение поля на новом шаге по времени с помощью метода FDTD (Finite-Difference Time-Domain).

Раздел 2.2 содержит результаты тестирования написанных программ. Выполнено сопоставление траекторий электрона в поле плоской волны, полученных методами Дормана-Принса и РС; приведено сравнение с траекторией, вычисленной аналитически. Показано, что траектория, полученная в численных экспериментах, хорошо согласуется с аналитическим решением. Также хорошо согласуются дрейфы в направлении электрического поля и волнового вектора, а также зависимость дрейфа от начальной фазы волны.

Раздел 2.3 содержит сравнение результатов численного моделирования с полученными ранее в работах других авторов результатами по исследованию движения электрона в неоднородной электромагнитной волне.

Глава 3 содержит основные результаты диссертационной работы по исследованию взаимодействия электрона с неоднородной электромагнитной волной.

В результате взаимодействия двух плоских электромагнитных волн образуется интерференционная структура, в которой плоскости нулевого электрического поля определяются уравнением (2), являющимся обобщением результата, полученного в работе [4]. В формуле (2) присутствует зависимость от угла φ , определяющего угол между проекцией волнового вектора на плоскость XY и осью OX .

$$kx \cos \varphi \cos \theta_1 + ky \sin \varphi \cos \theta_1 = \pi (1/2 + n), n \in Z. \quad (2)$$

Пусть электрические поля $\vec{E}_1$, $\vec{E}_2$ параллельны оси OX , а магнитные поля и волновые вектора лежат в плоскости YZ . В этом случае $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi/2$; $\psi_1 = \psi_2 = 0$. Как следует из формулы (2), в этом случае плоскости нулевого электрического поля будут перпендикулярны оси OY . Если электрон инжектировать из точки с начальной координатой $y_0 = \frac{\lambda}{4\sin(\frac{\pi}{2}-\theta_1)}$ с ненулевой начальной скоростью, направленной вдоль оси OY , то траектория будет расположена между плоскостями, в которых достигается максимум электрического поля в интерференционной картине. На рис. 1(а,б) изображена траектория электрона в неоднородной электромагнитной волне в результате решения системы уравнений (1). Частица совершает не только осциллирующее движение с несущей частотой волны ω_0 в

направлении оси OX и $2\omega_0$ в направлении оси OZ , но и колебания с частотой Ω по оси OY .

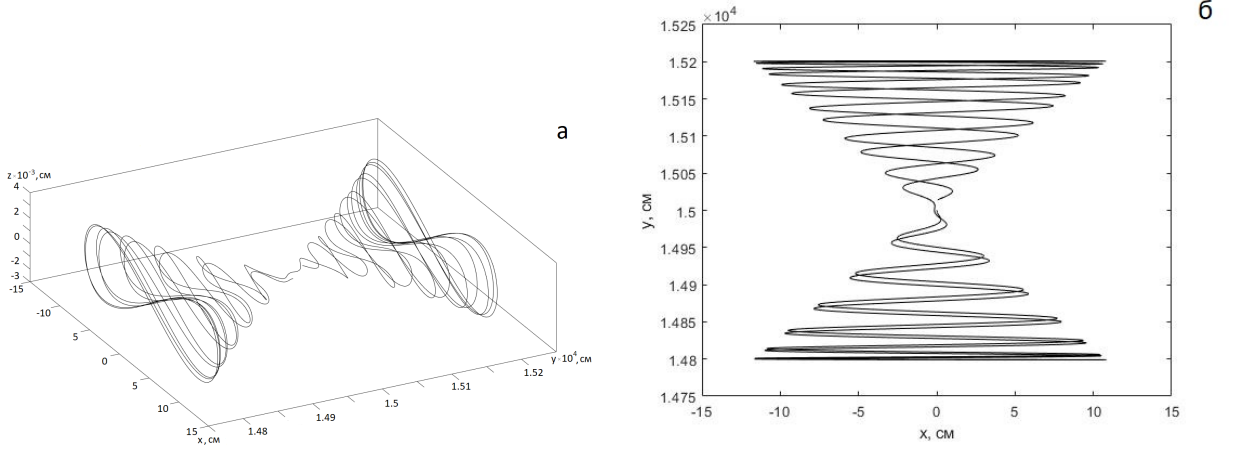


Рис. 1: а) Траектория электрона в поле неоднородной волны. $\phi_1 = \phi_2 = \frac{\pi}{2}$, $\psi_1 = \psi_2 = 0$, $\theta_1 = \frac{\pi}{3}$, $\theta_2 = \frac{2\pi}{3}$, $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$. $x_0 = z_0 = 0$ см, $y_0 = 1.5 \cdot 10^4$ см. Начальная скорость направлена вдоль OY , $v_0 = 5 \cdot 10^7$ см/с, $\frac{\omega_0}{2\pi} = 10^6$ Гц, $E_0 = H_0 = 0.02$ ед. СГС. Шаг по времени $dt = 2\pi/(100\omega_0)$. Время моделирования $T = 2500dt$. б) Проекция траектории на плоскость XY .

На рис.2(а) приведена траектория электрона в поле обыкновенной неоднородной электромагнитной волны. Геомагнитное поле $\vec{B}_0$ направлено по оси OX . Траектория лежит на цилиндрической поверхности, параллельной OX . Траектория электрона в поле необыкновенной неоднородной электромагнитной волны изображена на рис. 2(б). Постоянное магнитное поле $\vec{B}_0$ направлено по оси OY . Траектория электрона находится между максимумами интерференционной структуры.

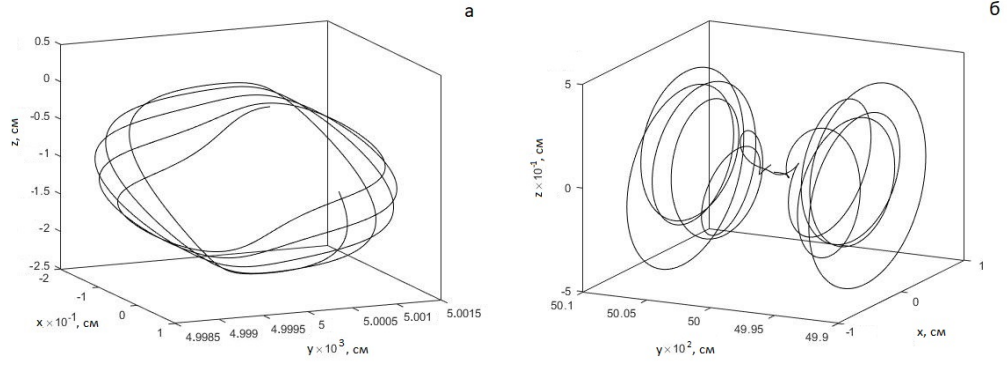


Рис. 2: Траектория электрона в поле неоднородной электромагнитной волны в постоянном магнитном поле $B_0 = 0.5$ Гс. $(\varphi_1; \theta_1; \psi_1) = (\pi/2; \pi/3; 0)$, $(\varphi_2; \theta_2; \psi_2) = (\pi/2; 2\pi/3; 0)$, $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$, $\frac{\omega_0}{2\pi} = 3 \cdot 10^6$ Гц. Начальные координаты электрона $x_0 = z_0 = 0$ см, $y_0 = 5.0 \cdot 10^3$ см, начальная скорость $v_{0x} = v_{0z} = 0$ см/с, $v_{0y} = -1.0 \cdot 10^7$ см/с. Шаг по времени $dt = 2\pi/(100\omega_0)$. Время моделирования $T = 1340dt$. а) Обыкновенная волна. б) Необыкновенная волна.

В разделах 3.1 и 3.2 найдены зависимости траектории от таких параметров, как начальные координаты и скорости частицы, направляющие углы неоднородной волны, несущая частота и величина электрического поля. Выяснено, в каком случае частица будет совершать движения в пределах интерференционной ячейки.

На рис. 3 приведена зависимость максимальной скорости электрона от углов ψ_1 , θ_1 , при старте частицы из окрестности максимума интерференционной картины.

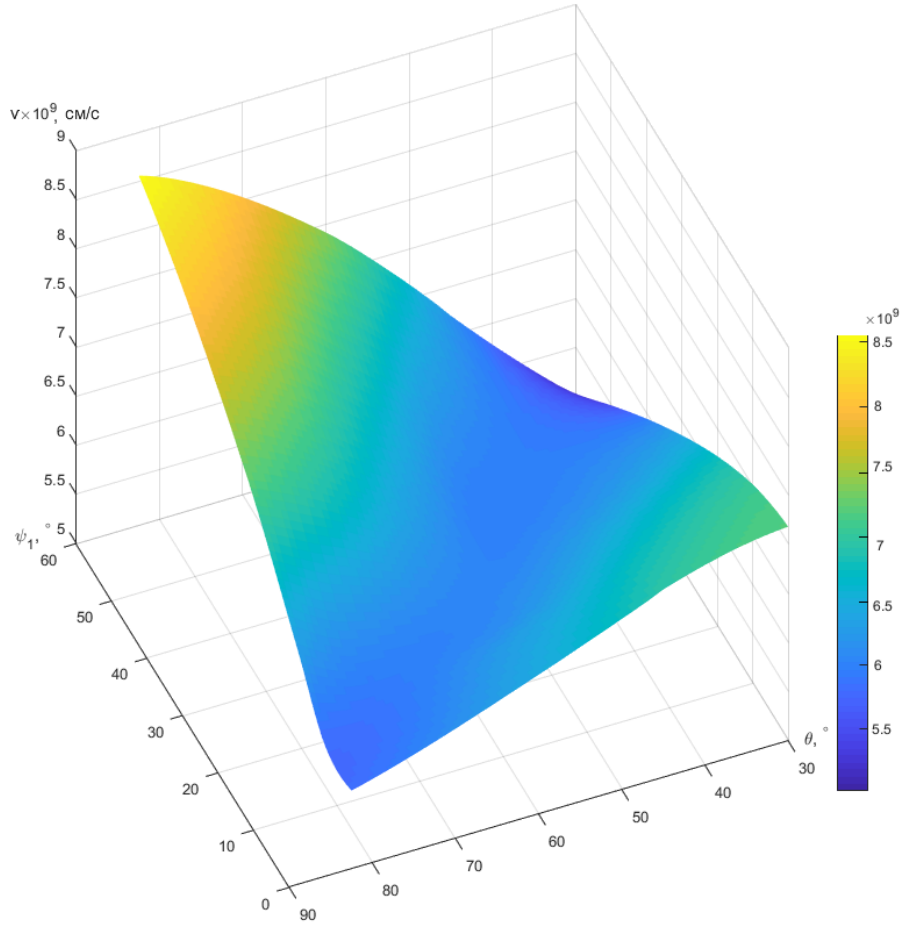


Рис. 3: Зависимость максимальной скорости электрона от углов ψ_1 , θ_1 . $\theta_2 = \pi - \theta_1$, $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi/2$, $\psi_2 = 0$, $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$, $\frac{\omega_0}{2\pi} = 10^6$ Гц, $E_0 = 0.01$ ед.СГС. Начальные координаты электрона $x_0 = z_0 = 0$ см, $y_0 = 2.9 \cdot 10^4$ см, начальная скорость $v_0 = 0$ см/с, шаг по времени $dt = 2\pi/(100\omega_0)$, время моделирования $T = (5000)dt$.

В разделе 3.3 исследовано распределение электронов, инжектированных в электромагнитную волну. В пункте 3.3.1 проведено сравнение распределения электронов, инжектированных в плоскую волну, с распределением, найденным в работе [4]. В пункте 3.3.2 рассмотрены различные виды траектории электрона в поле неоднородной электромагнитной волны в зависимости от начальной фазы волны. В пункте 3.3.3 исследовано распределение электронов, инжектированных в неоднородную электромагнитную волну. Выявлено, что распределение электронов, инжектированных в плоскости нулевого электрического поля, имеет вид, изображенный на рис. 4. Изображенная на рисунке линейная структура является образующей конуса второго порядка, внутри которого находятся траектории инжектированных электронов. Концентрирование электронов в квазилинейную упорядоченную структуру объясняется режимом инжекции электронов, при котором начальная фаза предшествующих электронов равна фазе следующего электрона, что связано с особенностью изменения электрического поля неоднородной волны со временем. Следует отметить, что сечение конусной поверхности, в пределах которой находятся траектории инжектированных электронов, имеет соотношение масштабов по осям OX и $OZ \sim 10^{-2}$. В связи с этим распределение электронов колеблется практически в одной плоскости в пределах угла раствора конической поверхности. Также В пункте 3.3.3 исследована зависимость толщины указанной выше линейной структуры от амплитуды электрического поля, несущей частоты и начальной скорости электрона.

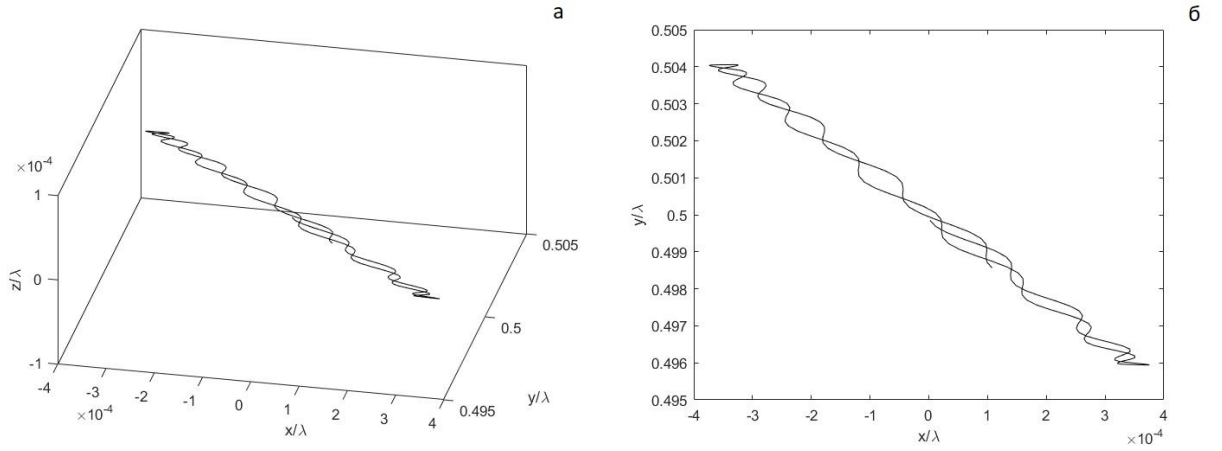


Рис. 4: (а) Распределение электронов, инжектированных в неоднородную электромагнитную волну с амплитудой электрического и магнитного полей $E_0 = H_0 = 3.3 \cdot 10^{-2}$ ед.СГС, частотой $\frac{\omega_0}{2\pi} = 10^6$ Гц. $\theta_1 = \pi/3$, $\theta_2 = 2\pi/3$; $\psi_1 = \psi_2 = 0$; $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi/2$. Начальные координаты электронов: $x_0 = z_0 = 0$ см, $y_0 = 1.5 \cdot 10^4$ см, начальная скорость $v_x = v_z = 0$ см/с, $v_y = -5 \cdot 10^7$ см/с. Промежуток между инжектированием $dT = \frac{2\pi}{100\omega_0} = 10^{-8}$ с. Координаты электронов фиксируются через время $t = 1620dT = 6.42 \cdot 10^{-5}$ с. Начальная фаза волны $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$. (б) Проекция распределения электронов на плоскость XY .

В пункте 3.3.4 рассмотрена инжекция электронов в обыкновенную и необыкновенную электромагнитную волну. Распределение электронов, инжектированных в обыкновенную и необыкновенную волну, показано на рис. 5.

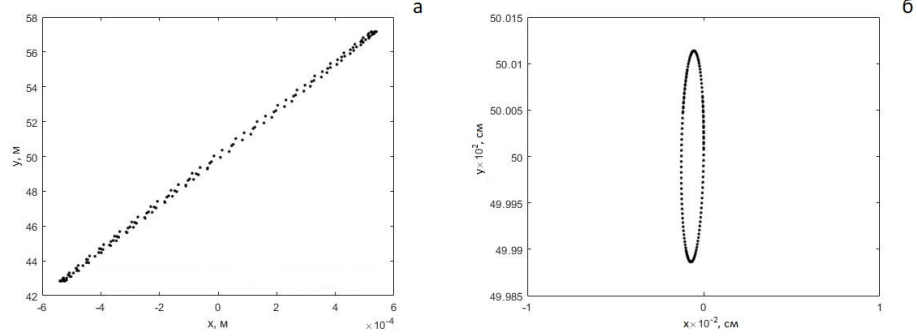


Рис. 5: Распределение электронов, инжектированных в поле неоднородной (а) необыкновенной и (б) обыкновенной электромагнитной волны через равные промежутки времени $d\tau = 1000dT$, где $dT = \frac{2\pi}{100\omega_0}$ при значении постоянного магнитного поля $B_0 = 0.5$ Гс. Координаты электронов фиксируются через время $t = 10^6 dT = 3.3 \cdot 10^{-4}$ с. $(\varphi_1; \theta_1; \psi_1) = (\pi/2; \pi/3; 0)$, $(\varphi_2; \theta_2; \psi_2) = (\pi/2; 2\pi/3; 0)$, $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$. $\frac{\omega_0}{2\pi} = 3 \cdot 10^6$ Гц, $E_0 = 10^{-3}$ ед.СГС. Начальные координаты электрона $x_0 = z_0 = 0$ см, $y_0 = 50$ см, начальная скорость $v_{0x} = v_{0z} = 0$ см/с, $v_{0y} = -1.0 \cdot 10^7$ см/с.

В разделе 3.4, в пунктах 3.4.1, 3.4.2 показана структура спектра излучения электрона в поле неоднородной электромагнитной волны, а также демонстрируется возможность управлять спектром, изменяя параметры волны.

На рис. 6 представлена зависимость частоты Ω в поле неоднородной волны от углов θ_1 и ψ_1 .

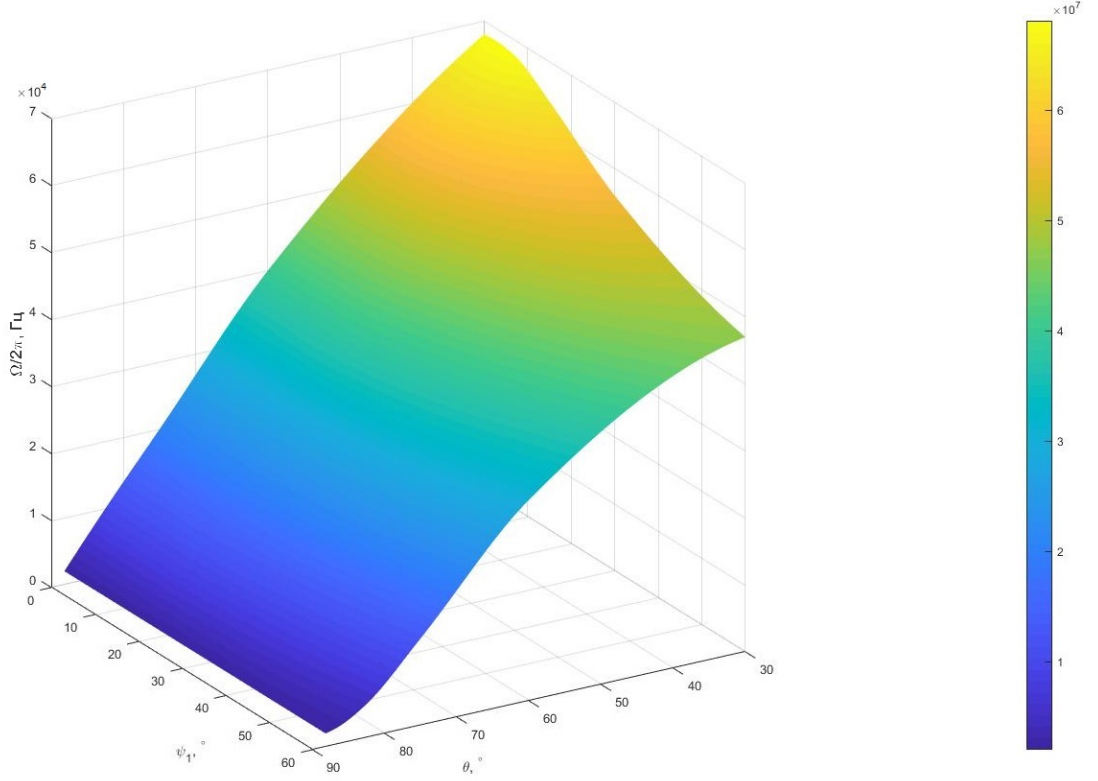


Рис. 6: Зависимость частоты Ω от углов θ_1 и ψ_1 ($\varphi_1 = \varphi_2 = \pi/2$, $\theta_2 = \pi - \theta_1$, $\psi_2 = 0$, $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$), с амплитудой электрического и магнитного полей $E_0 = H_0 = 0.01$ ед.СГС, несущей частотой $\frac{\omega_0}{2\pi} = 10^6$ Гц и начальной скоростью $v_0 = 5 \cdot 10^7$ см/с. Начальные координаты $x_0 = z_0 = 0$ см, $y_0 = 2.9 \cdot 10^4$ см, начальная скорость направлена по оси OY .

Среди прочих зависимостей, найдена зависимость частоты Ω от амплитуды электрического поля E_0 , изображенная на рис. 7. При невысоких значениях полей зависимость линейна. Однако, при приближении Ω к несущей частоте ω_0 зависимость становится нелинейной.

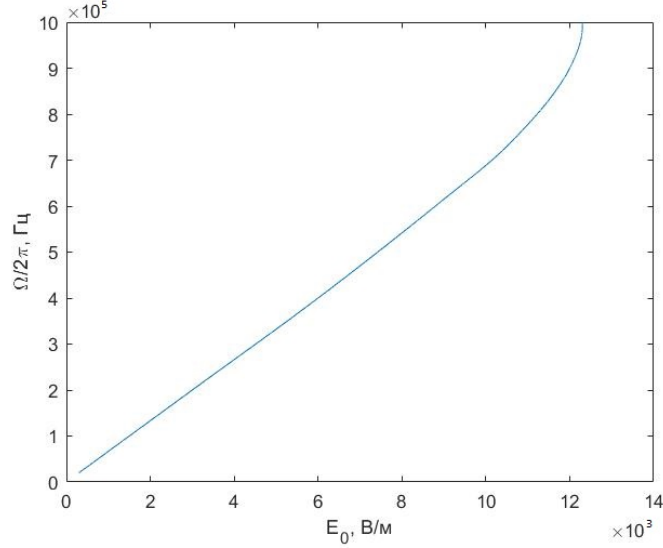


Рис. 7: Зависимость модулирующей частоты Ω от амплитуды поля. $(\varphi_1; \theta_1; \psi_1) = (\pi/2; \pi/3; 0)$, $(\varphi_2; \theta_2; \psi_2) = (\pi/2; 2\pi/3; 0)$, $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$, $\frac{\omega_0}{2\pi} = 10^6$ Гц. Начальные координаты $x_0 = z_0 = 0$ см, $y_0 = 1.5 \cdot 10^4$ см, начальная скорость $v_0 = -5.0 \cdot 10^7$ см/с.

В данном разделе также приведена нелинейная зависимость частоты Ω от начальной скорости v_{0y} . Начальные координаты совпадают с линией расположения узлов интерференционной картины (плоскость нулевого электрического поля): $x_0 = z_0 = 0$ см, $y_0 = 1.5 \cdot 10^1$ см; начальная скорость направлена по оси OY . При увеличении начальной скорости до предельной (скорость, при превышении которой сила, пропорциональная $v_x \times H_z$, не способна затормозить частицу до пересечения максимума интерференционной картины), частота Ω уменьшается до нуля при значении предельной скорости. При скоростях выше предельной Ω возрастает и стремится к асимптоте, полученной в работе [4] методом возмущений.

В пункте 3.4.3 исследованы спектры излучения электрона при инжекции в неоднородную обыкновенную и необыкновенную электромагнитную волну. Проведено сравнение мощности излучения на несущей и циклотронной частоте. При

расчетах использованы выполненные оценки электрических и магнитных полей, индуцированных нагревными стендами HAARP, Sura, EISCAT, на выбранных высотах ионосферы.

Глава 4 посвящена сравнению мощности тормозного и гиромангнитного излучения электрона в поле обыкновенной и необыкновенной волны в ионосфере Земли. У обыкновенной волны $\vec{k} \perp \vec{B}_0$, $\vec{E} \parallel \vec{B}_0$, где $\vec{k}$ – волновой вектор, $\vec{E}$ – вектор электрического поля волны, $\vec{B}_0$ – геомагнитное поле. В необыкновенной волне $\vec{k} \perp \vec{B}_0$, $\vec{E} \perp \vec{B}_0$. На рис. 8 представлена зависимость мощности тормозного и гиромангнитного излучения электрона в поле (а) обыкновенной и (б) необыкновенной неоднородной волны на высоте 100 км (постоянное магнитное поле направлено по оси ОХ) от амплитуды электрического поля данной волны. Как можно видеть, при параметрах волны и частицы, указанных в подписи к рис. 8, мощность тормозного излучения выше при значениях амплитуды электрического поля $E_0 \gtrsim 15$ В/м (для плоской волны [16] тормозное излучение превышает гиромангнитное при $E_0 \gtrsim 10$ В/м).

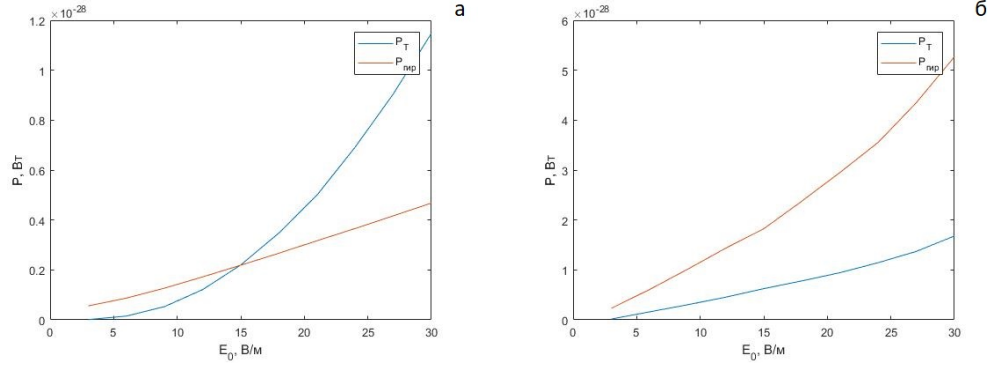


Рис. 8: Зависимость мощности тормозного (P_T) и гиромангнитного ($P_{\text{гир}}$) излучения электрона в поле (а) обыкновенной и (б) необыкновенной электромагнитной волны от амплитуды электрического поля. Величина постоянного магнитного поля $B_0 = 50$ мкТл. $(\varphi_1; \theta_1; \psi_1) = (\pi/2; \pi/3; 0)$, $(\varphi_2; \theta_2; \psi_2) = (\pi/2; 2\pi/3; 0)$, $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$, $\frac{\omega_0}{2\pi} = 3 \cdot 10^6$ Гц. Начальные координаты электрона $x_0 = z_0 = 0$ м, $y_0 = 65$ м, начальная скорость $v_{0x} = v_{0z} = 0$ м/с, $v_{0y} = -1.0 \cdot 10^5$ м/с.

В **заключении** приведены основные результаты диссертационной работы:

1. Построена и верифицирована численная модель движения электрона в поле неоднородной электромагнитной волны со сложной морфологией. Для проведения численных экспериментов подготовлен программный комплекс, состоящий из программ на языке Matlab, позволяющих с помощью метода Дормана-Принса находить траекторию, излучение и другие характеристики заряженной частицы в неоднородном электромагнитном поле, и программ на языке C++, позволяющих моделировать движение заряженных частиц с помощью метода РС.
2. Построена трехмерная траектория заряженной частицы в поле неоднородной электромагнитной волны, в том числе, обыкновенной и необыкновенной, на основе численного решения системы нелинейных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами, с учетом дрейфа параллельно электрическому полю и в направлении волнового вектора, а также характеристик волны и частицы, таких, как заряд частицы, масса частицы, фаза волны, амплитуда электрического и магнитного полей, частота волны, направляющих углов волновых векторов плоских волн, составляющих неоднородную волну.
3. Выполнены серии численных экспериментов по исследованию зависимости особенностей траектории электрона в интерференционной структуре от начальной фазы неоднородной электромагнитной волны Φ_0 , начальной скорости электрона v_0 и начальных координат x_0, y_0, z_0 . В случае, если начальная y_0 координата не совпадает с плоскостями нулевого электрического поля, имеет место дрейфовое движение частицы по оси ОХ а также дрейф по оси ОZ. Выбор начальной координаты z_0 влияет на значение начальной фазы, которая определяет дрейф электрона в направлении электрического поля. Этот дрейф отсутствует при значении фазы $\Phi_1 = \Phi_2 = \pi/2$.
4. Исследована зависимость скорости электрона от амплитуды электрического поля, несущей частоты ω_0 и углов, определяющих параметры исходных электромагнитных волн, формирующих неоднородную волну. Установлена воз-

возможность достижения высоких значений скорости при старте из окрестности максимума интерференционной структуры.

5. Обнаружено и исследовано явление концентрирования инжектированных электронов в квазистационарные линейные структуры, являющиеся образующими конуса второго порядка, ограниченными полосой на поверхности конуса, в объеме которого расположена траектория. Это позволяет создавать в ограниченных объемах динамические образования, способные генерировать в бесстолкновительной плазме возмущения, размеры которых определяются параметрами неоднородных электромагнитных волн. Данная полоса вращается с несущей частотой вокруг точки инжекции электронов. Эксперименты по инжекции электронов выполнены также для обыкновенной и необыкновенной волн, с учетом постоянного магнитного поля.
6. Численные эксперименты по исследованию спектра излучения электрона в поле неоднородной волны показали возможность управления боковыми частотами несущей частоты ($\omega_0 \pm \Omega$) с помощью амплитуды электрического и магнитного полей, несущей частоты ω_0 и углов, определяющих параметры исходных электромагнитных волн, формирующих неоднородную волну. Установлена зависимость мощности излучения на несущей и циклотронной частоте от начальной фазы, направляющих углов и величины магнитного поля. Численные эксперименты выполнены в присутствии внешнего магнитного поля для обыкновенной и необыкновенной составляющих волны.
7. В ходе численных экспериментов установлено, что мощность тормозного излучения электрона в поле неоднородной обыкновенной электромагнитной волны превосходит мощность гиромагнитного излучения при амплитуде электрического поля $E_0 \gtrsim 15$ В/м. В случае неоднородной необыкновенной волны мощность гиромагнитного излучения превышает мощность тормозного. Расчеты выполнены в присутствии постоянного магнитного поля $B_0 \sim 50$ мкТл.

Список работ, опубликованных по теме диссертации.

1. *Скубачевский А.А., Хохлов Н.И.* Численное решение уравнений Максвелла для моделирования распространения электромагнитных волн. Труды МФТИ. 2016. Т. 8. №3. С. 121–130.
2. *В. Б. Лапшин, В. Б. Смирнов, А. А. Скубачевский, А. В. Пономарев, А. В. Патонин, А. А. Хромов, М. Г. Потанина* Численные и лабораторные эксперименты по разрушению конструкционных материалов под воздействием электромагнитного поля. Вестн. Моск. Ун-та Сер.3 Физ. Астрон. 2018. №5. С. 90.
3. *Лапшин В.Б., Скубачевский А.А., Белинский А.В., Бугаев А.С.* Спектр излучения и траектория заряженной частицы в поле неоднородной электромагнитной волны. Доклады Академии наук. 2019. Т. 488. №6. С. 604–608.
4. *Лапшин В.Б., Скубачевский А.А., Бугаев А.С.* Особенности траектории электрона в неоднородной электромагнитной волне по данным численного моделирования. Радиотехника. 2020. Т. 84. №12(23). С. 30–40.
5. *Skubachevskii A.A., Lapshin V.B., Petrov I.B.* Charged particles in the field of an inhomogeneous electromagnetic wave. Smart Innovation, Systems and Technologies. 2021. Vol. 215. P. 185–192.
6. *Скубачевский А.А., Хохлов Н.И.* Численное решение систем уравнений Максвелла для моделирования распространения электромагнитных волн. Математическое моделирование информационных систем. М., 2015.
7. *Скубачевский А.А., Хохлов Н.И.* Численное решение систем уравнений Максвелла для моделирования распространения электромагнитных волн. Модели и методы обработки информации. М., 2016. С. 42–47.
8. *Скубачевский А.А.* Моделирование распространения электромагнитных волн в среде с использованием метода конечных разностей на смещенных сетках. РЭНСИТ. 2016. Т. 8. №1. С. 73–80.

9. *Скубачевский А.А., Хохлов Н.И.* Численный эксперимент по разрушению бетона посредством воздействия электромагнитного поля. Информационное обеспечение математических моделей. М., 2017. С. 14–18.
10. *Skubachevskii A.A.* Simulation of Electromagnetic Wave Propagation in the Medium Using FDTD Method. Proceedings of Piers Shanghai. 2016.
<http://ieeexplore.ieee.org/xpl/tocresult.jsp?isnumber=7734201>.
11. *Скубачевский А.А.* Численное решение уравнений Максвелла для моделирования распространения электромагнитных волн. Труды 58й научной конференции МФТИ. 2015.
12. *Скубачевский А.А.* Численное решение уравнений Максвелла. FDTD- и PIC-методы. Труды 61й научной конференции МФТИ. 2018. С. 94.

Литература

- [1] *Гуревич А.В.* Нелинейные явления в ионосфере. УФН. 2007. Т. 177. №11. С. 1145Ц1177.
- [2] *Wolkov, D.M.* Electron in the field of a plane unpolarized electromagnetic wave from the point of view of the Dirac equations. Z. Phys. 1935. 94. P. 250–260.
- [3] *Bagrov V.G., Gitman D.M.* The Dirac equation and its solutions. Boston:Walter De Gruyter. 2014. 440p.
- [4] *Болотовский Б.М., Серов А.В.* Особенности движения частиц в электромагнитной волне. УФН. 2003. Т. 173. №6. С. 667–678.
- [5] *Андреев С.Н., Макаров В.П., Рухадзе А.А.* О движении заряженной частицы в плоской монохроматической электромагнитной волне. Квантовая электроника. 2009. Т. 39. №1. С.68–72.
- [6] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М.: Наука. 1973. 507с.
- [7] *Andreev S.N., Gabyshev D.N., Eremeicheva Yu.I, Makarov V.P., Rukhadze A.A., Tarakanov V.P.* Motion of a charged particle in a plane electromagnetic pulse. Laser Physics. Vol. 25. №6. 2015.
- [8] *Серов А.В.* Распределение заряженных частиц, инжектированных точечным источником, в плоскую электромагнитную волну. Краткие сообщения по физике. 2002. Т. 26. №8. С. 26–33.

- [9] *Серов А.В.* Пропорциональная $\langle E^4 \rangle$ пондеромоторная сила, действующая на заряженную частицу, пересекающую неоднородную электромагнитную волну. Квантовая электроника. 1998. Т. 25. №3. С. 197–200.
- [10] *Gaponov, A.V., Miller, M.A.* Potential wells for charged particles in a high-frequency electromagnetic field. JETP. 1958. 7(1). P. 168–169.
- [11] *Bailey V.A.* Nature. 1937. №139. 68, 838.
- [12] *Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д., Йоман Т.К. и др.* Эффекты модификации высокоширотной ионосферы мощным коротковолновым радиоизлучением. Известия ВУЗов. Сер. Радиофизика. 2010. Т.LIII. №9–10. С. 571–593.
- [13] *Благовещенская Н.Ф., Борисова Т.Д., Калишин А.С. и др.* Эффекты модификации высокоширотной ионосферы мощным коротковолновым радиоизлучением. Известия ВУЗов. Сер. Радиофизика. 2012. Т.LV. №1–2. С. 141–157.
- [14] *Грач С.М.* Взаимодействие мощных радиоволн с ионосферой. Ч.1. Возбуждение плазменной турбулентности в верхней ионосфере: Учеб. пособие. Н.Н.:Нижегородский Госуниверситет. 2012. 58 с.
- [15] *Джесксон Дж.* Классическая электродинамика. М.: Мир. 1962. 702 с.
- [16] *Лапшин В.Б., Котонаева Н.Г., Перминова Е.С.* Сопоставление мощностей тормозного и циклотронного излучений в ионосферной плазме при ее нагреве мощными КВ-радиоволнами. Электромагнитные волны и электронные системы. 2016. Т. 21. №9. С. 43.