

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

На правах рукописи



Мамонтова Татьяна Вячеславовна

# Волновые явления в плазме, образованной при многофотонной ионизации атомов газов

1.3.3 — Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

ДИССЕРТАЦИИ НА СОИСКАНИЕ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ  
КАНДИДАТА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

Москва — 2023

Работа выполнена на кафедре «Теоретическая физика» Института лазерных и плазменных технологий Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ»

**Научный руководитель** — д.ф.-м.н. Урюпин Сергей Александрович

**Официальные оппоненты:**

доцент, д.-ф.-м.н. **Двинин Сергей Александрович**, Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Отделение радиофизики, Кафедра физической электроники, доцент;

профессор, д.ф.-м.н. **Игнатов Александр Михайлович**, Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Теоретический отдел, главный научный сотрудник;

к.ф.-м.н. **Костин Василий Александрович**, Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, Сектор теории СВЧ разряда, Отдел физики плазмы, старший научный сотрудник.

Защита состоится «21» июня 2023 года в 15 часов 00 минут на заседании диссертационного совета МИФИ.1.04 федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте <https://ds.mephi.ru/shared/dissertations> федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Автореферат разослан: «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2023 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
д.ф.-м.н.

Руднев Игорь Анатольевич

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы исследования.

При воздействии лазерного излучения на атомы газов образуется плазма с неравновесным распределением электронов по скоростям (см., например, [1–3]). При этом, в поле достаточно мощного излучения сравнительно просто реализуются условия, при которых время ионизации атомов на несколько порядков меньше времени существования неравновесного распределения фотоэлектронов и можно говорить о фотоионизированной плазме, свойства которой качественно отличаются от свойств плазмы с распределением электронов, близким к максвелловскому.

Актуальность исследований фотоионизированной плазмы обусловлена большим количеством ее приложений. Например, она может служить источником многозарядных ионов [4; 5], высокочастотных гармоник [6] и импульсов аттосекундной длительности [7; 8]. Помимо этого описание взаимодействия фотоионизированной плазмы с излучением позволило открыть такие явления, как дистанционное зондирование атмосферы [9], коммутацию высоковольтных разрядников и формирование направленных разрядов [10–12], а также транспортировку радиочастотного излучения на макроскопически большие расстояния [13; 14]. Изучение особенностей углового и энергетического спектра фотоэлектронов, образующихся при ионизации различных газов, является распространенным методом исследования атомной и молекулярной структуры (см., например, [15–19]).

Энергетический спектр фотоэлектронов в плазме, формирующийся при многофотонной и надпороговой ионизации атомов газа коротким импульсом лазерного излучения, состоит из набора отдельных сравнительно узких пиков, соответствующих поглощению атомом определенного числа фотонов (см., например, [15; 16]). Пик с самой низкой энергией фотоэлектронов отвечает пороговому процессу многофотонной ионизации, тогда как появление каждого из последующих пиков в распределении фотоэлектронов связано с поглощением до-

полнительного фотона ионизирующего излучения и отвечает механизму надпороговой ионизации. Формирующееся в процессе ионизации распределение по скоростям фотоэлектронов оказывается анизотропным. Такое распределение является сильно неравновесным и после выключения ионизирующего импульса эволюционирует, либо релаксируя к равновесному состоянию из-за столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами, ионами и между собой, либо перестраиваясь в результате развития плазменных неустойчивостей. Для рассматриваемых в диссертации интенсивностей ионизирующего излучения  $I \sim 10^{12} \div 10^{14} \text{W/cm}^2$ , образовавшаяся функция распределения быстро изотропизируется из-за столкновений электронов с нейтральными атомами газов, сохраняя пикообразную форму энергетического спектра в течение весьма продолжительного временного интервала вплоть до времен, на которых происходит ее релаксация к равновесной максвелловской функции. Таким образом в широком временном интервале можно говорить о существовании неравновесной плазмы, полученной в результате многофотонной или надпороговой ионизации атомов, в которой распределение фотоэлектронов является изотропным, имеет форму набора ярко выраженных энергетических пиков и почти не меняется. Для широкого круга рассматриваемых физических явлений, реализующихся на небольших временных масштабах по сравнению со «временем жизни» исходного распределения фотоэлектронов, оказывается весьма существенным явный вид этого распределения, качественно отличающийся от равновесного, а также возникает необходимость использования кинетического подхода для описания динамики фотоэлектронов.

**Цель работы:** Изучить влияние вида неравновесного распределения фотоэлектронов в изотропной плазме, образованной при многофотонной или надпороговой ионизации газов, на различные волновые явления. С этой целью были поставлены следующие **задачи:**

1. Изучить продольные волны в плазме, полученной при многофотонной и надпороговой ионизации атомов газов, с учетом разбро-

са фотоэлектронов по скоростям.

2. Изучить особенности взаимодействия электромагнитного излучения с фотоионизированной плазмой, полученной при многофотонной ионизации и имеющей резкую границу, в режиме высокочастотного скин-эффекта.
3. Исследовать влияние неоднородности плазмы, образованной при многофотонной ионизации, на поглощение электромагнитного излучения в режиме высокочастотного скин-эффекта.

### **Научная новизна.**

1. Предсказано существование слабозатухающих высокочастотных продольных волн с линейным законом дисперсии и частотой, превышающей электронную ленгмюровскую, в плазме, образованной при многофотонной и надпороговой ионизации атомов.
2. Установлено увеличение коэффициента поглощения электромагнитного излучения в плазме, образованной при многофотонной ионизации атомов инертных газов, связанное с ростом сечения рассеяния фотоэлектронов на нейтральных атомах в области энергий порядка нескольких электрон-вольт.
3. Впервые получено дополнительное усиление поглощения излучения с частотой, близкой к границе прозрачности неоднородной фотоионизированной плазмы инертных газов, в условиях когда точка критической плотности близка к границе области постоянной плотности.

**Методы исследования.** Изучение новых свойств волновых явлений в плазме, полученной при многофотонной и надпороговой ионизациях газов, основано на совместном самосогласованном решении уравнений для поля и кинетического уравнения для функции распределения фотоэлектронов. Для получения аналитических результатов использованы методы теории функции комплексного переменного, теория асимптотических методов и специальных функций. В

случаях, не допускающих получения окончательного аналитического результата, использованы современные численные методы расчетов с помощью программного пакета Wolfram Mathematica [20].

**Теоретическая и практическая ценность.** Настоящая работа имеет теоретический характер и представляет научный интерес с фундаментальной точки зрения, дополняя теорию электромагнитных свойств фотоионизированной плазмы. Полученные в главе 1 законы дисперсии продольных волн в плазмах, образованной при многофотонной ионизации, представляют интерес для изучения нелинейных процессов, в частности, вынужденного комбинационного рассеяния внешнего излучения, применяющегося для диагностики свойств плазменных объектов. Разработанная в главах 2 и 3 теория взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой, создаваемой при многофотонной ионизации атомов инертных газов, может быть использована для расчета поглощения энергии зондирующего терагерцового и СВЧ излучения.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Для плазмы, образованной при многофотонной ионизации атомов газов, выявлено существование слабозатухающих высокочастотных продольных волн с линейным законом дисперсии и частотой, значительно превышающей электронную ленгмюровскую. Бесстолкновительное затухание таких волн определяется величиной уширения энергетического пика в распределении фотоэлектронов и остается экспоненциально малым вплоть до значений, равных отношению ленгмюровской частоты к величине, характеризующей разброс фотоэлектронов по скоростям.
2. Для плазмы, образованной при надпороговой ионизации атомов газов, показано, что число продольных волн совпадает с числом пиков функции распределения фотоэлектронов. В области больших волновых чисел  $k \gg \omega_{Ll}/v_l$  закон дисперсии каждой из волн близок к линейному и определяется электронами из соответству-

ющего пика, где  $\omega_{Ll}$  – ленгмюровская частота электронов из пика с номером  $l$ ,  $v_l$  – средняя скорость фотоэлектронов из пика с номером  $l$ . Частота каждой волны в области больших волновых чисел значительно превышает суммарную ленгмюровскую частоту. Бесстолкновительное затухание таких волн экспоненциально мало в широком диапазоне волновых чисел  $\omega_{Ll}/v_l \ll k \ll \omega_{Ll}/\Delta v_l$ , где  $\Delta v_l$  – величина, характеризующая разброс фотоэлектронов по скоростям в пределе пика с номером  $l$ .

3. Установлено, что одной из важных характеристик, определяющей характер проникновения электромагнитной волны в фотоионизованную плазму, является параметр  $\alpha = \partial \ln \nu / \partial \ln v_0$ , величина которого зависит от средней скорости фотоэлектронов  $v_0$  и вида зависимости частоты упругих столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами газов  $\nu$  от их скорости. В диапазоне характерных скоростей, приобретенных в процессе многофотонной ионизации атомов инертных газов, частота упругих столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами возрастает с увеличением скорости, и параметр  $\alpha$  принимает положительные значения. Вследствие этого коэффициент поглощения излучения в фотоионизованной плазме инертных газов, зависящий от эффективной частоты столкновений  $\nu_\alpha = \nu(1 + \alpha/3)$ , увеличивается в несколько раз.
4. В предположении, что по мере удаления от границы фотоионизованной плазмы инертных газов плотность фотоэлектронов возрастает по линейному закону от нуля до постоянного значения на расстояниях, больших  $L$ , найдены зависимости коэффициента поглощения от частоты падающего излучения. Получены явные выражения для коэффициентов поглощения в зависимости от соотношения между шириной неоднородного слоя  $L$ , глубиной высокочастотного скин-слоя и расстоянием до точки критической плотности. Наличие в инертных газах эффекта Рамзауэра-Таунсенда приводит к увеличению коэффициента поглощения в

несколько раз для всех значений  $L$ .

5. Для неоднородной фотоионизованной плазмы обнаружено, что при приближении частоты падающего излучения к плазменной в области постоянной плотности фотоэлектронов существует дополнительное увеличение коэффициента поглощения, которое проявляется в условиях, когда положение точки критической плотности близко к границе области постоянной плотности. В этих условиях с одной стороны амплитуда поля подрастает по мере приближения к точке критической плотности, а затем его величина почти не изменяется до границы неоднородного слоя, и подросшее поле поглощается в относительно глубоком скин-слое шириной  $c/\sqrt{\Delta\omega\omega_L}$ .

**Апробация работы.** Основные результаты диссертации докладывались на научных семинарах Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, а также на следующих международных конференциях

1. V Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Москва, 2019)
2. VI Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Москва, 2020)
3. V International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2021» (Moscow, 2021)
4. VII Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (online, 2022)
5. XLIX Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (online, 2022)
6. 18<sup>th</sup> International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation (Moscow, 2022)



7. VI International Conference on Ultrafast Optical Science  
«UltrafastLight-2022» (Moscow, 2022)

**Личный вклад.** Все результаты диссертации получены автором лично или при его непосредственном участии. Автором осуществлялись: аналитические расчеты, разработка программ для численного решения поставленных задач, написание научных статей, подготовка и представление докладов на научных конференциях. Постановка задач исследований и интерпретация результатов выполнены совместно с соавторами опубликованных работ.

**Публикации.** Основные результаты, приведенные в диссертации, являются новыми и опубликованы в семи работах в изданиях, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus.

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, трех глав основного текста, заключения и списка цитируемой литературы, включающего 86 наименований. Объем работы составляет 102 страницы.

## Содержание работы

Во **введении** дан краткий обзор результатов, полученных при изучении фотоионизированной плазмы, сформулированы мотивация и цели данного исследования, а также описана структура диссертационной работы.

В **Главе 1** изучены высокочастотные слабозатухающие волны в плазме, полученной при многофотонной и надпороговой ионизации атомов газов. В разделе 1.1 приведен и обоснован вид используемой функции распределения фотоэлектронов по скоростям в плазме. Показано, что на временах, больших обратной частоты упругих столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами газа  $1/\nu_{eN}$ , но меньших  $\min\{1/\nu_{ee}, 1/\nu_{\varepsilon}\}$ , где  $\nu_{ee}$  - частота электрон-электронных столкновений, а  $\nu_{\varepsilon}$  - частота неупругих столкновений фотоэлектронов с

нейтральными атомами газа, функцию распределения фотоэлектронов по скоростям можно представить в виде

$$f_0(v) = \sum_l \frac{n_l}{2\pi^{3/2} (\Delta v_l)^2 v} \exp \left[ -\frac{(v^2 - v_l^2)^2}{(\Delta v_l)^4} \right], \quad v_l \gg \Delta v_l. \quad (1)$$

В (1) использованы обозначения  $n_l$  - плотность числа фотоэлектронов в пике с номером  $l$ ,  $\sum n_l = n$  - полная плотность фотоэлектронов,  $\Delta v_l = \sqrt{2\Delta\varepsilon_l/m}$  - величина, характеризующая разброс фотоэлектронов по скоростям,  $m$  - масса электрона.

В разделе 1.2 из кинетического уравнения Больцмана и уравнений Максвелла получено уравнение для нахождения частоты и декремента затухания продольных волн в плазме с многопиковым изотропным распределением фотоэлектронов по скоростям. Предполагается, что интеграл столкновений имеет вид  $I_{st} = -\sum_l \nu_l (\delta f_l - f_{0l})$ , где  $f_{0l}$  - парциальный вклад в исходное распределение (1) от пика с номером  $l$ ,  $\delta f_l$  - парциальный вклад в возмущение исходной функции (1)  $f_0(v) = \sum_l f_{0l}$  от пика с номером  $l$ . Входящая в выражение для интеграла столкновений характерная частота столкновений фотоэлектронов, относящихся к рассматриваемому энергетическому пику, с нейтральными атомами  $\nu_l$  может быть найдена как  $\nu_l = N v_l \sigma(v_l)$ , где  $N$  - плотность нейтральных атомов газа,  $\sigma(v_l)$  - транспортное сечение упругого рассеяния электрона со скоростью  $v_l$  на нейтральном атоме.

Раздел 1.3 посвящен изучению высокочастотных волн в плазме, полученной при многофотонной ионизации атомов газов. В этом случае энергетическое распределение состоит только из одного пика, а продольная диэлектрическая проницаемость в линейном по малой ча-

стоте столкновений приближении имеет вид

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega'^2 - k^2 v_0^2} \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{k^4 \Delta v_0^4}{(\omega'^2 - k^2 v_0^2)^2} - \frac{i \nu_0 \omega'^2 + k^2 v_0^2}{\omega' \omega'^2 - k^2 v_0^2} \right] + i \sqrt{\pi} \frac{\omega_L^2}{k^2 \Delta v_0^2} \exp \left[ -\frac{(\omega'^2 - k^2 v_0^2)^2}{k^4 \Delta v_0^4} \right]. \quad (2)$$

С учетом явного вида  $\varepsilon(\omega, k)$ , получен следующий закон дисперсии для продольных электронных волн в фотоионизованной плазме с распределением вида (1)

$$\omega'^2(k) = \omega_L^2 + k^2 v_0^2 + \frac{k^4 (\Delta v_0)^4}{2 \omega_L^2}, \quad (3)$$

где  $\omega_L = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$  - плазменная частота электронов,  $e$  - заряд электрона. Отметим, что в линейном приближении по частоте столкновений электронов с нейтральными атомами газов, спектр продольных плазменных волн не изменяется по сравнению с бесстолкновительным случаем. Напротив, из-за наличия столкновений меняется декремент затухания таких волн

$$\gamma(k) = \gamma_c(k) + \gamma_{nc}(k) = -\frac{\nu_0}{2} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{\omega_L^2}{k^2 v_0^2} \right)^{-1} \right] - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega_L^4}{k^2 (\Delta v_0)^2 \sqrt{\omega_L^2 + k^2 v_0^2}} \exp \left[ -\frac{\omega_L^4}{k^4 (\Delta v_0)^4} - 1 \right]. \quad (4)$$

Первое слагаемое в (4) отвечает связанному с упругим рассеянием фотоэлектронов на нейтральных атомах столкновительному вкладу  $\gamma_c$  в декремент затухания. Слагаемое с экспонентой определяет бесстолкновительный вклад  $\gamma_{nc}$  в декремент, связанный с механизмом затухания Ландау, обусловленным диссипацией энергии высокочастотных продольных волн в результате взаимодействия с резонансными фо-

тоэлектронами. Продемонстрировано, что в фотоионизированной плазме с функцией распределения электронов, имеющей один максимум, в широком интервале волновых чисел  $\omega_L/v_0 \ll k \ll \omega_L/\Delta v$  существуют слабозатухающие продольные плазменные волны с линейным законом дисперсии и частотой, в несколько раз превышающей ленгмюровскую. О таких волнах можно говорить, как об электронном звуке, так как возмущения плотности электронов в основном возникают из-за возмущения давления.

В разделе 1.4 рассмотрены высокочастотные колебания в плазме, полученной при надпороговой ионизации атомов. Показано, что в такой плазме каждому пику в распределении фотоэлектронов отвечает своя продольная волна, а закон дисперсии этих волн в области больших волновых чисел  $k \gg \omega_{Ll}/v_l$ , где  $\omega_{Ll}$  - плазменная частота фотоэлектронов со средней скоростью  $v_l$  из пика с номером  $l$ , имеет вид аналогичный (3) и близок к линейному. Полученные декременты бесстолкновительного затухания таких волн демонстрируют, что в широком диапазоне волновых чисел  $\omega_{Ll}/v_l \ll k \ll \omega_{Ll}/\Delta v_l$  продольные волны с линейным законом дисперсии остаются слабозатухающими. В длинноволновой области  $k \ll \omega_{Ll}/v_l$  бесстолкновительное затухание мало, а частота самой высокочастотной моды при малых значениях волновых чисел близка к суммарной электронной ленгмюровской частоте  $\omega_{LS} = \sum_l \omega_{Ll}$  в плазме. На примере четырехпикового распределения проведено сравнение результатов, полученных численно и аналитически.

В разделе 1.5 приведены выводы главы 1.

**Глава 2** посвящена изучению проникновения электромагнитного излучения в плазму, образованную при многофотонной ионизации атомов газа, в режиме высокочастотного скин-эффекта.

В главе 1 показано, что учет уширения энергетических пиков приводит лишь к малым поправкам в законы дисперсии по сравнению со слагаемыми, связанным со средним значением энергии фотоэлектронов. Поэтому в разделе 2.1 в качестве функции распределения

фотоэлектронов по скоростям выбрана функция вида

$$f_0(v) = \frac{n}{4\pi v_0^2} \delta(v - v_0), \quad (5)$$

не учитывающая разброс фотоэлектронов по скоростям в пределе энергетического пика. Рассмотрено воздействие монохроматической электромагнитной волны вида  $E(z, t) = \{E_0, 0, 0\} \exp[-i\omega(t - z/c)] + c.c$  на полуграниченную плазму  $z > 0$ , полученную при многофотонной ионизации атомов газов и имеющую распределение фотоэлектронов вида (5). Из кинетического уравнения и уравнений Максвелла приведен вывод общих выражений для поперечной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{tr}(\omega, k) = 1 + \frac{4\pi e^2}{m\omega} \int \frac{v_x^2 dv}{\omega + i\nu - kv_z} \frac{\partial f_0(v)}{v \partial v} \quad (6)$$

и электрического поля

$$E(z) = \frac{2E_0}{1 + Z(\omega)} \frac{i\omega}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{\pi} \frac{\exp(ikz)}{\varepsilon_{tr}(\omega, k) \omega^2/c^2 - k^2}, \quad (7)$$

где  $Z(\omega)$  – поверхностный импеданс плазмы. Предполагалось, что плотность фотоэлектронов на границе плазмы изменяется скачком. Определен коэффициент поглощения как отношение плотности потока энергии поглощаемого плазмой поля к плотности потока энергии падающей волны.

В разделе 2.2 получен общий вид электрического поля в плазме с учетом явного вида функции распределения фотоэлектронов. Показано, что поле в плазме может быть представлено в виде двух слагаемых. Первое из них  $E_1(z)$  возникает от полюса в верхней полуплоскости комплексного волнового числа, а второе  $E_2(z)$  соответствует вкладу от берегов разреза в этой же полуплоскости, возникающий при аналитическом продолжении комплексной поперечной диэлектрической проницаемости на верхнюю полуплоскость (см. рис. 1).

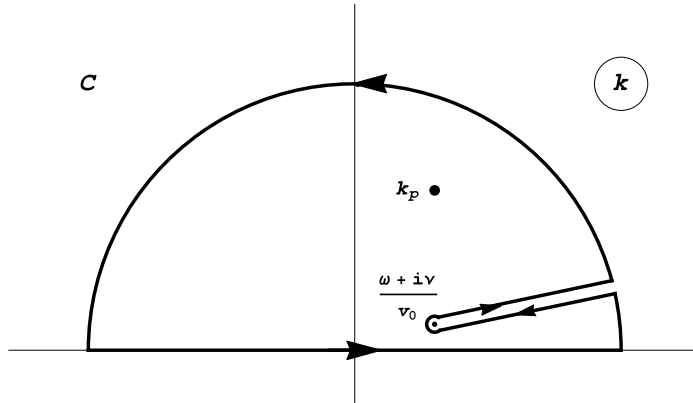


Рис. 1: Контур интегрирования для вычисления электрического поля внутри плазмы.

Раздел 2.3 посвящен изучению проникновения высокочастотной электромагнитной волны в условиях, когда столкновения слабо влияют на движение фотоэлектронов, а величина частоты падающего излучения удовлетворяет неравенству  $v_0/c \ll \omega/\omega_L < 1$ . Получено, что глубина проникновения поля в плазму в широком диапазоне частот меняется слабо и определяется электромагнитным масштабом  $c/\omega_L$ . При приближении частоты волны к  $\omega_L$  глубина проникновения заметно возрастает. В рассматриваемых условиях вклад в проникающее поле от полюса в верхней полуплоскости комплексного волнового числа монотонно затухает вглубь плазмы по экспоненциальному закону на масштабах, соответствующих глубине скин-слоя  $\lambda$ . Второй вклад осциллирует в пространстве и становится малым на пространственных масштабах вглубь плазмы, превышающих расстояние, проходимое фотоэлектроном за период внешнего поля  $z > v_0/\omega$ . Поскольку в рассматриваемых условиях выполнено соотношение  $\lambda \gg v_0/\omega$ , поле  $E_1(z)$  проникает в плазму значительно глубже, чем  $E_2(z)$ . Из соотношения между вкладами вблизи поверхности плазмы  $|E_2(0)|/|E_1(0)| \lesssim (\omega_L v_0/\omega c)^3 \ll 1$ , получено, что в пределе сравнительно высоких частот, когда роль пространственной дисперсии мала, поле в плазме определяется первым вкладом. При этом абсолютная величина поля в плазме вблизи ее границы тем больше, чем выше частота падающей волны. Доля энергии падающей волны,

поглощаемая плазмой, не велика по сравнению с энергией отраженной волны и определяется выражением

$$A(\omega) \approx \frac{v_0^3}{c^3} \left( \frac{\omega_L^2}{\omega^2} - 1 \right). \quad (8)$$

В разделе 2.4 изучено влияние столкновений на поглощение высокочастотного излучения. Получено новое выражение для поперечной диэлектрической проницаемости плазмы, учитывающее зависимость частоты столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами газа от их скорости

$$\varepsilon_{tr}(\omega, k) = 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega k v_0} \left[ \operatorname{arcth} \left( \frac{k v_0}{\omega + i\nu} \right) \left( 1 - \alpha \frac{i\nu (\omega + i\nu)}{k^2 v_0^2} \right) + \alpha \frac{i\nu}{k v_0} \right], \quad (9)$$

где  $\nu \equiv \nu(v_0)$ ,  $\operatorname{arcth}(u)$  — обратный гиперболический тангенс комплексного аргумента, а

$$\alpha = \left. \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln v} \right|_{v=v_0}$$

- величина, определяющаяся средней энергией фотоэлектронов и видом зависимости транспортного сечения рассеяния от энергии. Зависимость  $\alpha$  от энергии для ксенона и криптона приведена на рисунке 2. При получении графиков на рисунках 2(a) и 2(b) были использованы значения транспортного сечения рассеивания, приведенные в [21; 22]. Отметим, что диапазон характерных энергий, приобретенных фотоэлектронами после процесса многофотонной ионизации, соответствует положительным значениям  $\alpha$ .

В условиях высокочастотного скин-эффекта получены выражения для поверхностного импеданса и коэффициента поглощения в различных диапазонах частот пробной волны: когда частота не близка к ленгмюровской, близка к ленгмюровской и превышает ленгмюровскую. Поглощение поля в основном определяется столкновениями фотоэлектронов с атомами. Для частот, заметно меньших ленгмюров-

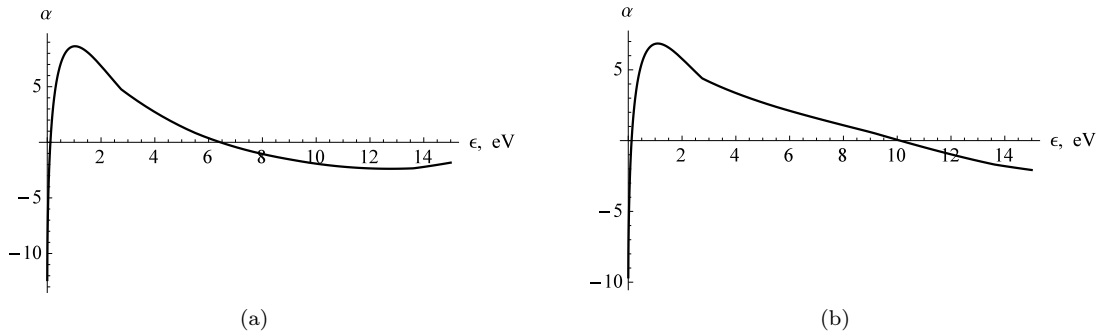


Рис. 2: Зависимость параметра  $\alpha$  от средней энергии фотоэлектронов  $\epsilon$  для (а) ксенона и для (b) криптона

ской, поле затухает на расстоянии  $\sim c/\sqrt{\omega_L^2 - \omega^2}$ , а коэффициент поглощения линейно зависит от частоты столкновений. При приближении частоты поля к ленгмюровской эффективная глубина проникновения обратно пропорциональна  $\sqrt{\nu}$  и оказывается существенно больше, чем в низкочастотном случае. Поглощение также увеличивается и зависит от частоты столкновений как  $\sqrt{\nu}$ . Учет эффекта Рамзауэра-Таунсенда приводит к зависимости всех полученных выражений от эффективной частоты столкновений  $\nu_\alpha = \nu(\alpha/3 + 1)$  и увеличению коэффициента поглощения во всем диапазоне рассматриваемых частот в несколько раз. При дальнейшем увеличении частоты длина поперечной электромагнитной волны, распространяющейся в плазме, становится много меньше характерного масштаба затухания ее амплитуды. Коэффициент поглощения перестает зависеть от частоты столкновений в линейном приближении по  $\nu$  и стремится к единице. Зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего излучения без учета эффекта Рамзауэра-Таунсенда (пунктирная кривая) и с его учетом для ксенона (сплошная кривая) и криптона (штрихованная кривая) представлена на рис. 3.

В разделе 2.5 приведены численные оценки параметров, при которых можно наблюдать полученные аналитически закономерности поглощения электромагнитного излучения.



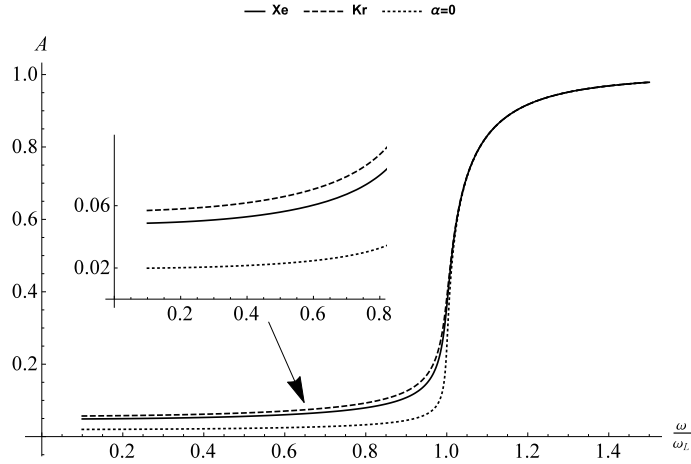


Рис. 3: Зависимость коэффициента поглощения  $A(\omega)$  от частоты падающего поля  $\omega$ .

В разделе 2.6 приведены выводы главы 2.

**Глава 3** посвящена изучению особенностей проникновения электромагнитного излучения в плазму, образованную при многофотонной ионизации атомов, связанных с неоднородностью профиля электронной плотности.

В разделе 3.1 в качестве функции распределения фотоэлектронов по скоростям выбрана функция вида  $f_0 = n(z)/(4\pi v_0^2) \delta(v - v_0)$ . Предполагалось, что плотность фотоэлектронов  $n(z)$  в плазме линейно растет с увеличением расстояния до границы плазмы в слое заданной ширины  $L$ , а затем остается постоянной. Принято, что частота падающей электромагнитной волны удовлетворяет неравенству  $\omega \gg \omega_L(v_0/c)$ , где  $\omega_L$  - плазменная частота в области постоянной плотности фотоэлектронов. В этом случае влияние пространственной дисперсии на поглощение пренебрежимо мало по сравнению с влиянием столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами (см. раздел 2.4). Из кинетического уравнения и уравнений Максвелла получено уравнение для электрического поля в полуограниченной плазме с неоднородной плотностью фотоэлектронов

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, z) E(z) = 0, \quad (10)$$

где диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\varepsilon(\omega, z) = 1 - \frac{\omega_L^2(z)}{\omega(\omega + i\nu)} \left[ 1 - i \frac{\alpha}{3} \frac{\nu}{\omega + i\nu} \right], \quad (11)$$

а  $\omega_L(z) = \sqrt{4\pi n(z) e^2/m}$ .

В разделе 3.2 получен общий вид электрического поля в плазме с неоднородным профилем электронной плотности. В области неоднородной плотности  $0 < z < L$  введем новую переменную

$$\xi = \xi(z) = \left( \frac{\omega^2}{z_0 c^2} \right)^{1/3} (z - z_0), \quad (12)$$

где  $z_0 = L/[1 - \varepsilon(\omega, L)]$  - точка критической плотности. Тогда решение уравнения (10) имеет вид

$$E(\xi) = 2E_0 \frac{A_+(\xi_L) Bi(\xi) - B_+(\xi_L) Ai(\xi)}{B_-(\xi_0) A_+(\xi_L) - A_-(\xi_0) B_+(\xi_L)}. \quad (13)$$

Здесь использованы обозначения

$$\begin{aligned} A_{\pm}(\xi) &= Ai(\xi) \pm \frac{i}{\sqrt{-\xi}} Ai'(\xi), \\ B_{\pm}(\xi) &= Bi(\xi) \pm \frac{i}{\sqrt{-\xi}} Bi'(\xi), \end{aligned} \quad (14)$$

где  $Ai(\xi)$  и  $Bi(\xi)$  - функции Эйри,  $\xi(0) = \xi_0$ ,  $\xi(L) = \xi_L$ . В области постоянной плотности  $z > L$  электрическое поле представляется в виде затухающей по амплитуде волны. Из выражений для электрического поля в плазме были получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и поглощения падающего излучения.

Раздел 3.3 посвящен изучению высокочастотного скин-эффекта в неоднородной плазме. Предполагалось, что частота падающего на плазму излучения существенно меньше плазменной частоты в области постоянной плотности фотоэлектронов. В зависимости от толщины неоднородного слоя найдены асимптотические выражения для электрического поля в плазме, а также коэффициентов отражения

и поглощения. Если ширина слоя переменной плотности  $L$  меньше  $\delta = c/\omega_L$  - глубины скин-слоя при высокочастотном скин-эффекте, то особенности проникновения поля в плазму с неоднородным профилем плотности близки к реализующимся в плазме с резкой границей (см. раздел 2.4)

$$A(\omega) = 2 \frac{\nu}{\omega_L} \left(1 + \frac{\alpha}{3}\right). \quad (15)$$

Если  $L$  больше  $\delta$ , а  $z_0$  много меньше длины волны падающего излучения, то глубина проникновения поля  $\delta_L = (Lc^2/\omega_L^2)^{1/3}$  (см. рис. 4(b) и коэффициент поглощения

$$A(\omega) \approx 4 \frac{\Gamma(1/3)}{3^{4/3}\Gamma(2/3)} \left(\frac{L\omega_L}{c}\right)^{1/3} \frac{\nu}{\omega_L} \left(1 + \frac{\alpha}{3}\right) \quad (16)$$

возрастает в  $(L/\delta)^{1/3} \gg 1$  раз, где  $\Gamma(x)$  - гамма-функция.

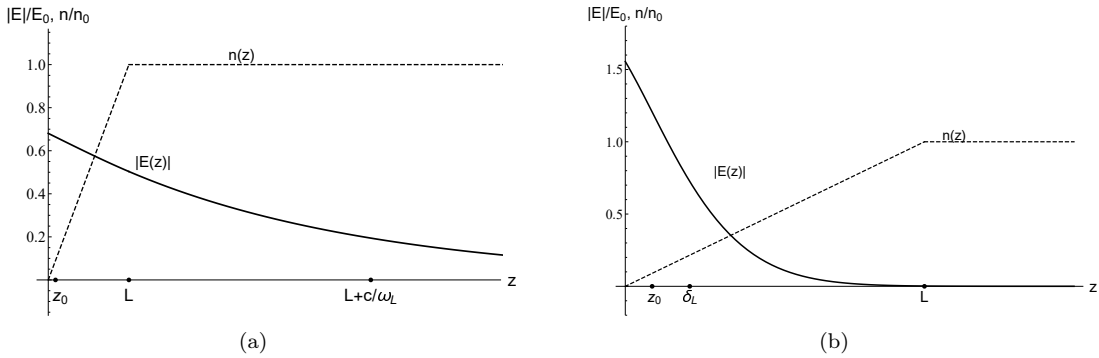


Рис. 4: Зависимость абсолютного значения напряженности поля  $E(z)$  внутри плазмы от расстояния до границы плазмы в случае тонкого слоя (a) и слоя промежуточной толщины (b)

Дальнейшее увеличение толщины неоднородного слоя приводит к тому, что до точки критической плотности  $z_0$  поле осциллирует, а его амплитуда возрастает (см. рис. 5). При этом эффективная глубина проникновения сравнима с расстоянием до точки критической плотности. Вследствие значительного увеличения глубины проникновения поля в плазму коэффициент поглощения экспоненциально сильно зависит от частоты столкновений электронов и может дости-

гать значений близких к единице, что соответствует почти полному поглощению поля в слое переменной плотности.

$$A(\omega) = 1 - \exp \left[ -\frac{8}{3} \left( 1 + \frac{\alpha}{3} \right) \frac{\nu L \omega^2}{c \omega_L^2} \right]. \quad (17)$$

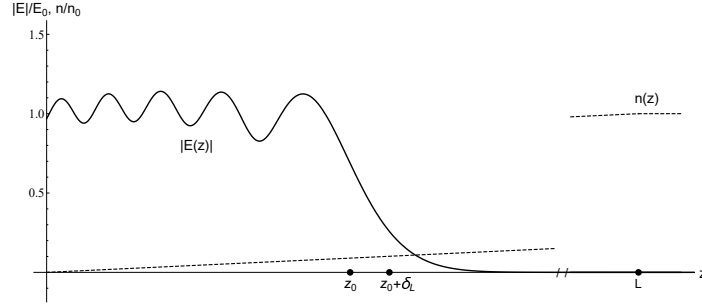


Рис. 5: Зависимость абсолютного значения поля  $E(z)$  внутри плазмы от расстояния до границы плазмы в случае толстого слоя.

В разделе 3.4 рассмотрены условия, когда частота падающего излучения близка к электронной ленгмюровской в области постоянной плотности фотоэлектронов. Получено, что, как и при рассмотрении условий  $\omega \ll \omega_L$ , поглощение тем сильнее, чем медленнее нарастает плотность фотоэлектронов. Если  $L$  меньше электромагнитного масштаба  $c/\omega_L$ , то распределение поля и коэффициент поглощения переходят в полученные ранее для плазмы, в которой плотность фотоэлектронов изменяется скачком (см. раздел 2.4). Если  $L$  больше  $c/\omega_L$ , то структура поля и коэффициент поглощения  $A$  зависят как от величины  $L$ , так и от соотношения  $\Delta\omega = \omega_L - \omega$  и  $\nu_\alpha$ . В частности, при  $\Delta\omega \gg \nu_\alpha$  поле осциллирует до точки критической плотности  $z_0 \sim L$ , а амплитуда осцилляций возрастает по мере удаления от границы плазмы. Из-за увеличения амплитуды и глубины проникновения поля в плазму возрастает коэффициент поглощения. Если расстояние от точки  $z_0$  до области постоянной плотности относительно мало (см. рис. 6), то  $A$  возрастает пропорционально  $L^{1/3}$  и  $\nu_\alpha(\Delta\omega\omega_L)^{-1/2}$ . Затем, по мере увеличения  $L - z_0$ , зависимость  $A$  от  $L$  сначала становится линейной  $A \sim L\nu_\alpha/c$ , а затем коэффициент поглощения  $A$  близок

к единице. При  $\Delta\omega \ll \nu_\alpha$  зависимость  $A$  от  $\Delta\omega$  отсутствует. Границы применимости асимптотических формул для  $A$  определяются  $\nu_\alpha$ , а не  $\Delta\omega$ . При этом закономерности увеличения  $A$  с ростом  $L$  подобны установленным в случае  $\Delta\omega \gg \nu_\alpha$ . Существенное отличие возникает в области, где  $A \sim L^{1/3}$ , в этой области  $A$  слабее зависит от частоты столкновений:  $A \sim (\nu_\alpha/\omega_L)^{1/2}$ .

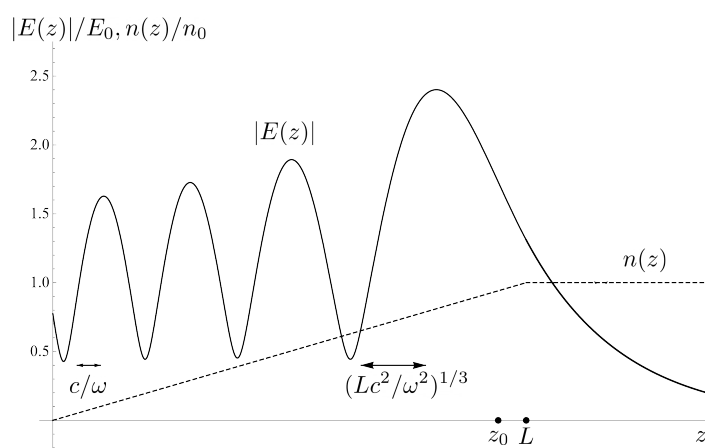


Рис. 6: Зависимость абсолютной величины электрического поля от расстояния до границы плазмы в случае слоя средней толщины при  $\omega \rightarrow \omega_L$

В разделе 3.5 приведены основные выводы главы 3.

В **заключении** перечисляются главные результаты диссертации, которые заключаются в следующем:

1. Исследованы высокочастотные волны в плазме, образованной в результате многофотонной ионизации атомов газов. Показано, что закон дисперсии потенциальных плазменных волн качественно отличается от закона дисперсии ленгмюровских волн в плазме с максвелловским распределением электронов по скоростям. Установлено, что в широком диапазоне волновых чисел существует линейный закон дисперсии собственных колебаний в плазме, полученной при многофотонной ионизации атомов газов, а частота таких колебаний значительно превышает ленгмюровскую частоту. Бесстолкновительное затухание этих волн в широком интервале волновых чисел экспоненциально мало, но резко нарастает

тает по мере приближения волнового числа к величине равной отношению плазменной частоты к характерной скорости, определяющей разброс фотоэлектронов по энергии.

2. Исследованы высокочастотные волны в плазме, образованной при надпороговой ионизации атомов газов. Показано, что число продольных волн в такой плазме совпадает с числом пиков у функции распределения. В случае практически не перекрывающихся пиков в области коротких волн закон дисперсии каждой из волн определяется электронами из соответствующего пика и близок к линейному, а частота этих волн в несколько раз превышает суммарную электронную ленгмюровскую. Затухание таких волн обусловлено их черенковским взаимодействием с фотоэлектронами и возникает из-за конечной ширины энергетических пиков, оставаясь малым в широком диапазоне волновых чисел.
3. Изучено проникновение электромагнитной волны в полуограниченную плазму, полученную при многофотонной ионизации атомов газов. В условиях, когда распределение фотоэлектронов изотропно и имеет узкий пик по энергии, поле в плазме представлено в виде двух вкладов. Первый из них возникает от полюса в комплексной плоскости волновых чисел и спадает экспоненциально вглубь плазмы. Второй вклад происходит от берегов разреза в этой же плоскости и осциллирует в пространстве. Глубина проникновения поля в плазму в широком диапазоне частот меняется слабо и определяется электромагнитным масштабом, заметно возрастая при приближении величины частоты падающего излучения к плазменной. В пределе сравнительно высоких частот, когда роль пространственной дисперсии мала, поле в плазме определяется первым вкладом. При этом абсолютная величина поля в плазме вблизи ее границы тем больше, чем выше частота падающей волны. В предположении малого влияния столкновений электронов на сравнительно быстрые движения фотоэлектронов во внешнем периодическом поле, лишь малая доля энергии про-

шедшего в плазму высокочастотного поля поглощается, тогда как основная часть энергии отражается от границы плазмы.

4. Определено влияние столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами при поглощении электромагнитной волны плазмой, образованной при многофотонной ионизации инертных газов. Получено выражение для диэлектрической проницаемости такой плазмы. Главной особенностью этого выражения является наличие параметра  $\alpha = \partial \ln \nu / \partial \ln \nu_0$  — величины, определяющейся средней энергией фотоэлектронов и видом зависимости транспортного сечения рассеяния от энергии. Получены выражения для поверхностного импеданса и коэффициента поглощения при различных соотношениях между плазменной частотой и частотой падающего излучения. Показано, что наличие положительной производной частоты столкновений в точке, соответствующей характерной скорости фотоэлектронов, приводит к увеличению поглощения в несколько раз. Для не аномально малых частот столкновений во всем диапазоне рассматриваемых частот излучения столкновительное поглощение является доминирующим, а вклад в поглощение от черенковского взаимодействия электронов с полем сравнительно мал.
5. Исследовано влияние неоднородного профиля электронной плотности плазмы, образованной при многофотонной ионизации инертных газов, на проникновение в нее электромагнитного излучения в режиме высокочастотного скин-эффекта. В предположении, что плотность фотоэлектронов в плазме линейно растет в слое некоторой толщины, а затем остается постоянной, показано, что характер поглощения существенно зависит от соотношения между толщиной неоднородного слоя, глубиной высокочастотного скин-слоя и расстоянием до точки критической плотности. Выявлены условия, в которых при описании взаимодействия коротких импульсов с неравновесной фотоионизированной плазмой можно использовать предположение о скачкообразном измене-

нии плотности фотоэлектронов. Отдельно рассмотрены диапазоны частот, не близкие к плазменной в области постоянной плотности фотоэлектронов, и близкие к ней. В первом случае показано, что для ширины размытия границы плазмы от значения глубины скин-слоя до значений, при которых расстояние до точки критической плотности существенно меньше, чем длина волны падающего электромагнитного излучения, коэффициент поглощения и глубина проникновения поля растут как кубический корень из толщины неоднородного слоя. Дальнейшее увеличение ширины неоднородного слоя приводит к тому, что коэффициент поглощения может достигать значений, близких к единице. При приближении частоты падающего излучения к плазменной существует дополнительное увеличение коэффициента поглощения, которое проявляется в условиях, когда положение точки критической плотности  $z_0$  близко к границе области постоянной плотности  $L$ , то есть расстояние  $L - z_0$  мало, как по сравнению с длиной волны, так и с глубиной скин-слоя. В этих условиях с одной стороны амплитуда поля подрастает по мере приближения к точке  $z_0$ , а с другой стороны его величина почти не изменяется на расстоянии  $L - z_0$  и подросшее поле поглощается в относительно глубоком скин-слое шириной  $c/\sqrt{\Delta\omega\omega_L} \gg c/\omega_L$  в области постоянной плотности.

## Список литературы

1. Experiments and simulations of tunnel-ionized plasmas / W. Lee-mans [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1992. — Vol. 68. — P. 321.
2. Delone N. B., Krainov V. P. Multiphoton processes in atoms. — Springer-Verlag, 1994.
3. Bogatskaya A. V., Popov A. M. On the possibility of the amplification of subterahertz electromagnetic radiation in a plasma channel



- created by a high-intensity ultrashort laser pulse // JETP Lett. — 2013. — Vol. 97. — P. 388.
4. Chowdhury E. A., Barty C. P. J., Walker B. C. “Nonrelativistic” ionization of the L-shell states in argon by a “relativistic”  $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$  laser field // Phys. Rev. A. — 2001. — Vol. 63, issue 4. — P. 042712.
  5. Many-Electron Dynamics of a Xe Atom in Strong and Superstrong Laser Fields / K. Yamakawa [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 92, issue 12. — P. 123001.
  6. Brunel F. Harmonic generation due to plasma effects in a gas undergoing multiphoton ionization in the high-intensity limit // J. Opt. Soc. Am. B. — 1990. — Vol. 7, no. 4. — P. 521–526.
  7. Agostini P., DiMauro L. F. The physics of attosecond light pulses // Reports on Progress in Physics. — 2004. — Vol. 67, no. 6. — P. 813–855.
  8. Corkum P. B., Krausz F. Attosecond science // Nature Physics. — 2007. — Vol. 3, no. 6. — P. 381–387.
  9. Remote lasing in air by recombination and electron impact excitation of molecular nitrogen / J. Peñano [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2012. — Vol. 111, no. 3. — P. 033105.
  10. Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses / S. Tzortzakis [et al.] // Phys. Rev. E. — 1999. — Vol. 60, issue 4. — R3505–R3507.
  11. Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments / M. Rodriguez [et al.] // Opt. Lett. — 2002. — Vol. 27, no. 9. — P. 772–774.
  12. Triggering and guiding electric discharge by a train of ultraviolet picosecond pulses combined with a long ultraviolet pulse / A. A. Ionin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2012. — Vol. 100, no. 10. — P. 104105.

13. Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide / M. Châteauneuf [et al.] // Applied Physics Letters. — 2008. — Vol. 92, no. 9. — P. 091104.
14. Transfer of microwave radiation in sliding mode plasma waveguides / V. D. Zvorykin [et al.] // JETP Letters. — 2010. — Vol. 91, no. 5. — P. 226–230.
15. Free-Free Transitions Following Six-Photon Ionization of Xenon Atoms / P. Agostini [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1979. — Vol. 42, issue 17. — P. 1127–1130.
16. Petite G., Agostini P., Yergeau F. J. Intensity, pulse width, and polarization dependence of above-threshold-ionization electron spectra // J. Opt. Soc. Am. B. — 1987. — Vol. 4. — P. 765–769.
17. Intensity and Polarization Effects in Short-Pulse Multiphoton Ionization of Xenon / H.-P. Kang [et al.] // Chinese Physics Letters. — 2011. — Vol. 28, no. 8. — P. 083201.
18. Selective enhancement of resonant multiphoton ionization with strong laser fields / M. Li [et al.] // Phys. Rev. A. — 2015. — Vol. 92, issue 6. — P. 063404.
19. Nonresonant multiphoton ionization of xenon atoms by femtosecond laser pulses / L. Zhang [et al.] // Chemical Physics. — 2019. — Vol. 523. — P. 52–56.
20. Inc. W. R. Mathematica, Version 13.0.0. — Champaign, IL, 2021.
21. Bibliography of electron and photon cross sections with atoms and molecules published in the 20th century – xenon / National Institute for Fusion Research. — Research Report NIFS-Data Series NIFS-DATA-79. — 2003.
22. Longitudinal electron diffusion coefficients in gases: Noble gases / J. L. Pack [et al.] // Journal of Applied Physics. — 1992. — Vol. 71, no. 11. — P. 5363–5371.

## Список публикаций автора по теме диссертации

- [A1] Vagin K. Yu., **Mamontova T. V.**, Uryupin S. A. Longitudinal electron waves in plasma formed at multi-photon ionization of atoms by a short laser pulse // Contributions to Plasma Physics. — 2018. — Vol. 58. — P. 276-281.
- [A2] Vagin K. Yu., **Mamontova T. V.**, Uryupin S. A. Waves in plasma formed by above-threshold ionization of gas atoms // Physics Letters A. — 2019. — Vol. 383. — P. 2897-2902.
- [A3] Vagin K. Yu., **Mamontova T. V.**, Uryupin S. A. Penetration of Electromagnetic Radiation in Plasma Produced by Multiphoton Ionization // Journal of Russian Laser Research. — 2019. — Vol. 40. — P.474–485.
- [A4] Vagin K. Yu., **Mamontova T. V.**, Uryupin S. A. Impact of electron collisions on the skin effect in a photoionized inert gas plasma // Physical Review A. — 2020. — Vol. 102. — P. 023105.
- [A5] Vagin K. Yu., **Mamontova T. V.**, Uryupin S. A. High-frequency skin effect in a photoionized inert gas plasma // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1692. — P.012005.
- [A6] Vagin K. Yu., **Mamontova T. V.**, Uryupin S. A. Reflection and absorption of electromagnetic radiation by inhomogeneous photoionized plasma, produced by multiphoton ionization of inert gas atoms // Physical Review E. — 2021. — Vol. 104. — P. 045203.
- [A7] Vagin K. Yu., **Mamontova T. V.**, Uryupin S. A. Absorption of radiation with a frequency close to transparency boundary of an inhomogeneous plasma formed by multiphoton ionization of inert gas atoms // ЖЭТР. — 2022. — Vol. 135. — P. 789-795.