

Баган Виталий Анатольевич

**Взаимодействие с квантовыми системами ультракоротких
электромагнитных импульсов и особенности их распространения в
оптоволокне**

01.04.03 – Радиофизика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Долгопрудный – 2013

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)».

Научный руководитель доктор физико-математических наук, доцент
Астапенко Валерий Александрович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Крайнов Владимир Павлович

доктор физико-математических наук, профессор
Головинский Павел Абрамович

Ведущая организация: Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»

Защита состоится «24» декабря 2013 года в 15 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д212.156.03 при в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», расположенном по адресу: 141707, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МФТИ.

Автореферат разослан

«22» ноября 2013 года.

Ученый секретарь диссертационного совета

Арсенин А.В.

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Последние два десятилетия ознаменовались бурным развитием технологии генерации коротких и ультракоротких электромагнитных импульсов (УКИ) с контролируемой формой и фазовыми параметрами [1-2]. Был перейден «фемтосекундный рубеж»: получены импульсы длительностью в несколько десятков аттосекунд, что приближается к атомной единице времени (24 ас), которая характеризует временной масштаб атомных процессов. Возникла новая область науки: «аттосекундная физика» [3], одной из важных перспектив которой является возможность наблюдения атомных явлений в реальном масштабе времени. В этой связи стало актуальным теоретическое исследование особенностей взаимодействия УКИ с веществом, которые в ряде случаев существенно отличаются от соответствующих закономерностей для длинных импульсов.

В дальнейшем под ультракороткими импульсами будем понимать электромагнитные импульсы, длительность которых Δt сравнима с периодом колебания поля T на несущей частоте (или частоте максимума спектра импульса). Характеристические особенности УКИ определяются количеством указанных периодов в импульсе: $n = \Delta t / T$. В зависимости от величины числа n импульсы подразделяются на мультицикловые ($n \gg 1$), одноцикловые ($n = 1$) и субцикловые ($n < 1$). Импульсы с длительностью $1 < n < 10$ будем называть короткими.

Одной из характерных черт взаимодействия УКИ с веществом является зависимость (при определенных значениях параметров) эффективности этого взаимодействия от фазового сдвига между огибающей импульса и колебаниями поля на несущей частоте (СЕ или абсолютной фазы). Эта зависимость отсутствует в случае длинных мультицикловых импульсов. Она была обнаружена экспериментально в ходе исследования внешнего фотоэффекта с поверхности золотой пластины под действием фемтосекундного лазерного импульса [4].

Другие характеристические черты электромагнитных явлений в поле УКИ требуют своей идентификации и адекватного описания в рамках корректных теоретических подходов, отвечающих физике сверхбыстрых электромагнитных процессов.

Степень разработанности темы исследования

Различные аспекты взаимодействия двухуровневой системы (ДС) с ультракороткими электромагнитными импульсами рассматривались в работах [5 – 7] и ряде других статей.

Так, в работе [5] исследовались динамические резонансы, возникающие при возбуждении ДС лазерными импульсами с длительностью 50–200 циклов (периодов колебаний на несущей частоте) в нелинейном режиме. Было, в частности, показано, что эффективные резонансные частоты многофотонных возбуждений ДС сильно возрастают в сверхинтенсивном лазерном поле.

Статья [6] была посвящена исследованию динамики ДС, возбуждаемой субцикловыми лазерными импульсами. Были рассмотрены лазерные импульсы специальной формы: синус- и косинус-импульсы, удовлетворяющие необходимым условиям на распространяющееся поперечное электромагнитное поле, с длительностью несколько фемтосекунд.

Фазовый контроль возбуждения ДС под действием коротких лазерных импульсов традиционной гауссовой формы теоретически исследовался в работе [7] в рамках формализма оптического вектора Блоха. Численные расчеты были проведены для сильного электромагнитного поля, когда неприменима теория возмущений.

Фотоотрыв электронов от отрицательных ионов короткими и ультракороткими импульсами (УКИ) изучался в недавних работах [8–9]. В первой из цитируемых работ рассчитывалась вероятность фотоотрыва за все время действия импульса с гауссовой огибающей. Был рассмотрен случай одиночных УКИ и серии одинаковых импульсов. В работе [9] фотоотрыв электронов от отрицательных ионов рассчитывался в приближении мгновенного возмущения, когда длительность УКИ предполагалась меньшей всех характерных временных параметров электронов иона.

Влияние абсолютной фазы на нормированную вероятность рассеяния УКИ на металлической наносфере исследовалось в работе [10] для гауссовых УКИ. Расчет проводился в спектральном интервале вблизи плазмонного резонанса, связанного с возбуждением поверхностных плазмонов.

В ряде работ [11–15] взаимодействие УКИ с веществом исследовалось теоретически в рамках применимости приближения внезапных возмущений, когда длительность электромагнитного импульса меньше всех характерных времен системы, с которой происходит взаимодействие. Так, в работе [11] рассматривались различные излучательные процессы (фотовозбуждение, фотоионизация, переизлучение) при воздействии на атом пространственно-неоднородного ультракороткого импульса электромагнитного поля. Были рассчитаны вероятности вышеуказанных процессов, а также спектры и сечения переизлучения на примере водородоподобных и гелиоподобных атомов.

Цели и задачи работы

Целью работы является теоретическое исследование характеристических черт взаимодействия с квантовыми системами ультракоротких и коротких электромагнитных импульсов в зависимости от параметров задачи и особенностей их распространения в диспергирующей среде и оптоволокне.

Для достижения поставленной цели в диссертации решены следующие задачи:

1. На основании аналитического и численного подходов (в рамках формализма вектора Блоха) произведен анализ особенностей возбуждения двухуровневой системы короткими и ультракороткими электромагнитными импульсами различной формы.
2. Исследовано фоторазрушение отрицательного иона под действием УКИ различной формы, а также спектр возникающих фотоэлектронов.
3. Изучено рассеяние УКИ на сферических наночастицах в диэлектрической матрице, включая изменение формы импульса в процессе рассеяния.
4. Разработана и проанализирована упрощенная модель распространения электромагнитного излучения в конусных световодах.
5. Исследовано распространение УКИ в диспергирующей среде и оптических волноводах.

Научная новизна работы

1. Впервые исследована зависимость полной вероятности возбуждения двухуровневой системы от длительности УКИ скорректированной гауссовской формы, а также синус- и косинус вейвлет-импульсами.
2. Впервые рассчитано и проанализировано фоторазрушение отрицательного иона под действием УКИ с нулевой постоянной составляющей в спектре импульса.
3. Впервые рассчитано и проанализировано изменение временной зависимости УКИ различной формы при рассеянии на сферических наночастицах в зависимости от длительности импульса и величины несущей частоты.
4. Впервые при помощи численного моделирования распространения электромагнитного излучения по конусным световодам, была предложена оптимизация формы волокна для улучшения лазерных характеристик.
5. Впервые рассчитано и проанализировано распространение УКИ в диспергирующей среде и слабонаправляющих диэлектрических волноводах.

Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая значимость работы определяется обнаруженными в ходе исследования новыми фундаментальными закономерностями взаимодействия УКИ с различными квантовыми

системами. В частности, особенности возбуждения двухуровневой системы под действием УКИ различной формы носят универсальный характер, существенно отличный от традиционного случая возбуждения длинными импульсами. Двухуровневая система с дипольно-разрешенным переходом представляет собой базовую модель квантового объекта, который реализуется при рассмотрении широкого круга задач радиофизики, спектроскопии, лазерной физики, квантовой электроники, фотоники и других областей физики и техники. Установлены области изменения параметров задачи, в которых рассеиваемые на сферических наночастицах импульсы, сохраняют свой ультракороткий характер, а квантовый выход излучения имеет максимальную величину.

Полученные в диссертации результаты могут быть использованы в радиофизике, атто- и нанофотонике, наноплазмонике, оптоэлектронике, субволновой ультрабыстрой оптической микроскопии, волоконной технике, лазерной физике, квантовой электронике, различных биомедицинских приложениях и смежных областях науки и техники.

Методология и методы исследования

Методология и методы исследования диссертационной работы определяются спецификой поставленных задач и характерным масштабом величин, определяющих рассматриваемые явления. Так, в ходе анализа вероятности возбуждения двухуровневой системы УКИ умеренной интенсивности, когда для расчета применима квантово-механическая теория возмущений, используется простое аналитическое выражение для полной вероятности процесса, полученное в работе [16]. В режиме сильного поля, когда теория возмущений неприменима, используется подход, основанный на численном решении оптических уравнений Блоха.

При рассмотрении изменения формы УКИ после его рассеяния на сферической частице используется формализм классической электродинамики, а при вычислении полной вероятности рассеяния применяется квантово-механическая теория возмущений и теория рассеяния Ми.

Анализ распространения УКИ в диспергирующих средах и оптическом волокне базируется на решении уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями с использованием экспериментальных данных для характеристик вещества.

Положения, выносимые на защиту

1. Зависимость вероятности возбуждения двухуровневой системы ультракоротким электромагнитным импульсом от длительности импульса при ненулевой относительной

отстройке δ несущей частоты импульса от собственной частоты двухуровневой системы представляет собой кривую с максимумом. Положение этого максимума зависит от величины частотной отстройки δ и, вообще говоря, от ее знака.

2. Для коротких нерезонансных импульсов ($n > 3$) справедливо простое соотношение между длительностью импульса и относительной отстройкой несущей частоты от резонанса, при выполнении которого вероятность возбуждения ДС имеет максимум.
3. С уменьшением длительности скорректированного гауссового импульса спектр полной вероятности фоторазрушения отрицательного иона сильно отличается от соответствующего спектрального сечения в монохроматическом случае. В частности, для достаточно малых длительностей имеет место сильная зависимость полной вероятности рассеяния от СЕ фазы импульса в низкочастотном диапазоне.
4. Для субцикловых падающих импульсов характер осцилляций электрического поля в рассеянном на наносфере импульсе сильно зависит от знака отстройки несущей частоты от центральной частоты плазмонного резонанса. Для высокочастотных отстроек рассеянный импульс остается ультракоротким, а для низкочастотных отстроек падающий ультракороткий импульс трансформируется в сравнительно длинный рассеянный импульс вследствие эффективного возбуждения излучения поверхностных плазмонов.
5. Формула поглощения излучения в волокне с двойной оболочкой, легированном активными ионами, выведенная в пределе слабонаправляющего световода.
6. Быстрое расплывание фемтосекундного импульса на расстояниях в несколько сантиметров при его распространении в одномодовом цилиндрическом волокне со ступенчатым показателем преломления с учетом дисперсии и затухания.

Степень достоверности и апробация результатов работы

Высокая степень достоверности диссертационной работы обосновывается, во-первых, использованием последовательных подходов при решении поставленных задач, базирующихся на хорошо апробированных методах квантовой и классической физики.

Во-вторых, на правильных предельных переходах в известные ранее функциональные зависимости при соответствующих значениях параметров. Так, например, полная вероятность возбуждения двухуровневой системы как функция длительности импульса приобретает линейный характер по мере увеличения длительности и уширения спектральной линии перехода.

В-третьих, ряд полученных в диссертации результатов соответствуют (в области пересечения условий задачи) результатам других авторов. В частности, появление дополнительных максимумов в низкочастотной области спектра при возбуждении двухуровневой системы мощными УКИ отвечает результатам работы [9], в которой использовался другой расчетный метод.

Основные результаты диссертации доложены на следующих международных и всероссийских конференциях:

1. В.А.Баган, Ю.К.Чаморовский, С.А.Никитов «Волоконные лазеры и усилители на основе конусных волокон» 5-ый конкурс научных работ Института Радиотехники и Электроники им.В.А.Котельникова РАН 27 – 28 октября 2008г.
2. В.А. Баган «Волоконные лазеры и усилители на основе конусных волокон» 51 научная конференция МФТИ, 28–30 ноября 2008г.
3. В.А. Баган, Ю.К.Чаморовский, С.А.Никитов, О.Г.Охотников «Наноструктурные волонные тейперы для активных и нелинейных применений» Международный форум по нанотехнологиям «Роснанотех-2008», 3-5 декабря 2008г., стендовый доклад.
4. В.А. Баган, С.А. Никитов, Ю.К. Чаморовский «Моделирование конусных волокон с двойной оболочкой» 2-я Всероссийская конференция «Многомасштабное моделирование процессов и структур в нанотехнологиях» г. Москва, 27-29 мая 2009г., стендовый доклад
5. В.А. Баган «Волоконно-оптический датчик тока для учета электроэнергии и анализа ее качества на гидроэлектростанциях» Энергия развития — 2009 г. Москва, 29.06.2009г., устный доклад, Диплом 1 степени
6. В.А.Баган, С.А.Никитов, Ю.К.Чаморовский, М.В.Рябко, О.Г.Охотников «Микро- и наноструктурные волокна с большим линейным двулучепреломлением для использования в оптических датчиках» Второй Международный форум по нанотехнологиям «Роснанотех-2009», 6-8 октября 2009г., стендовый доклад, Диплом 2 степени
7. В.А. Баган, С.А. Никитов, Ю.К. Чаморовский, В.Н. Филиппов, Б. Кергтула, О.Г. Охотников «Моделирование активного конусного волокна с двойной оболочкой» Всероссийская конференция по волоконной оптике 2009, г. Пермь, 8-9 октября 2009г., устный доклад
8. Выступление на научном семинаре в Институте Электроники, Микроэлектроник и Нанозлектроники, г. Лилль, Франция, 7декабря 2009г., устный доклад.

9. В.А. Баган, С.А. Никитов, Ю.К. Чаморовский "Модель распространения и поглощения накачки в конусном световоде" 53-я научная конференция МФТИ, 24–29 ноября 2010 г.
10. V.A.Bagan, V.A.Astapenko «Features of excitation of quantum system by ultra-short nonresonance laser pulses» International Conference on Coherent and Nonlinear Optics and the Conference on Lasers, Applications and Technologies ICONO/LAT IWT16, Moscow, Russia, 18-22 June 2013
11. В.А. Астапенко, В.А. Баган «Особенности возбуждения двухуровневой системы нерезонансным лазерным импульсом короткой длительности» XX Конференция по фундаментальной атомной спектроскопии, г. Воронеж, 23-27 сентября 2013г.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 6 работ в рецензируемых отечественных и международных журналах. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Личный вклад автора

Основные результаты диссертации получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Автором были разработаны методы решения поставленных задач, дан аналитический вывод ряда основополагающих формул. Дана физическая интерпретация полученных закономерностей. Проведены численные расчеты и проанализированы их результаты.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения, двух Приложений и Библиографического списка литературы. Общий объем диссертации составляет 133 стр.

Основное содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность темы исследования, описывается степень ее разработанности, формулируются тема и задачи диссертации, отмечается научная новизна и теоретическая значимость полученных результатов, описывается методология и методы исследования, приводятся положения, выносимые на защиту, обосновывается степень достоверности, и приводятся данные по апробации работы.

Первая глава диссертации посвящена теоретическому исследованию особенностей возбуждения двухуровневой системы ультракороткими и короткими электромагнитными

импульсами с учетом отстройки несущей частоты импульса от собственной частоты ДС. Анализ проводится как в рамках справедливости теории возмущений, так и вне пределов ее применимости для электромагнитных импульсов различной формы.

Для расчета фотовозбуждения ДС в рамках теории возмущений используется формула, описывающая вероятность фотопроцесса за все время действия короткого электромагнитного импульса, которая была получена в статье [16]:

$$W_{tot} = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} \sigma(\omega') \frac{|\mathbf{E}(\omega')|^2}{\hbar \omega'} d\omega', \quad (1)$$

где $\sigma(\omega')$ – сечение фотопроцесса, $\mathbf{E}(\omega')$ – Фурье-образ напряженности электрического поля в импульсе. Предполагается выполненным критерий применимости теории возмущений $W_{tot} < 1$.

Расчеты по формуле (1) проводились для скорректированной гауссовой формы импульса, выведенной в статье [17]:

$$E_{cor}(t) = \text{Re} \left[-i E_0 \frac{(1 + it/\omega\tau^2)^2 + 1/(\omega\tau)^2}{1 + 1/(\omega\tau)^2} \exp(-t^2/2\tau^2) \exp(i\omega t + i\varphi) \right], \quad (2)$$

которая удовлетворяет условию отсутствия постоянной составляющей в спектре УКИ:

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_{cor}(t) dt = 0. \quad (3)$$

На рис. 1–2 представлены зависимости нормированной (на квадрат амплитуды напряженности электрического поля в импульсе) вероятности фотовозбуждения от длительности импульса для различных величин относительной частотной отстройки несущей частоты от собственной частоты ДС.

Рис. 1 демонстрирует вышеуказанные зависимости в случае достаточно больших величин модуля относительной частотной отстройки $\delta = (\omega - \omega_{21})/\omega_{21}$ (n – число периодов на несущей частоте в импульсе, ω_{21} – собственная частота ДС). Видно, что приведенные зависимости представляют собой кривые с максимумом, положение которого зависит от величины и знака параметра δ .

На рис. 2 аналогичные зависимости представлены для меньших (по модулю) значений δ . Видно, что зависимость от знака частотной отстройки в этом случае существенно более слабая. Максимум зависимости вероятности от длительности импульса с ростом отстройки, так же как и в предыдущем случае смещается в область меньших значений параметра n , и величина вероятности в максимуме при этом уменьшается.

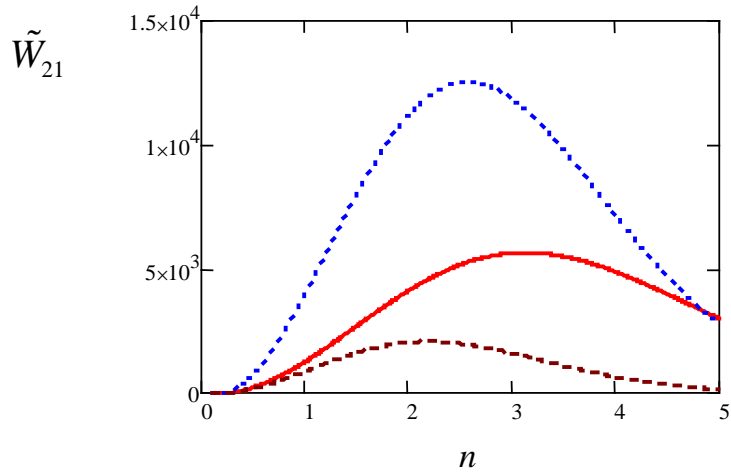


Рис. 1. Нормированная вероятность возбуждения ДС при больших отстройках от резонанса как функция длительности импульса: сплошная кривая – $\delta = 10\%$, пунктир – $\delta = -10\%$, штриховая кривая – $\delta = 15\%$.

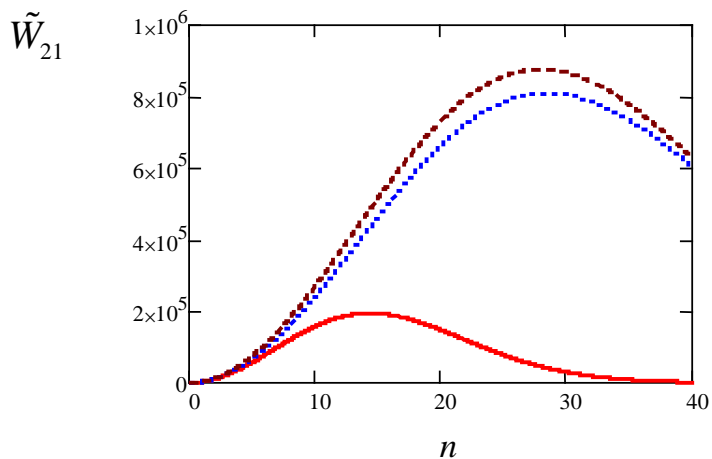


Рис. 2. Нормированная вероятность возбуждения ДС при малых отстройках от резонанса как функция длительности импульса: сплошная кривая – $\delta = 2\%$, пунктир – $\delta = 1\%$, штриховая кривая – $\delta = -1\%$.

На рис. 3 представлены спектры нормированной вероятности возбуждения двухуровневой системы для импульсов с $n \geq 1$. Видно, что форма спектра симметрична с максимумом, смещающимся в область отрицательных отстроек δ при уменьшении длительности импульса. Для мультицикловых импульсов можно получить следующую аналитическую зависимость оптимальной длительности импульса от величины относительной частотной отстройки $n_{\max}(\delta)$.

$$W_{21}(n, \delta) \propto n^2 \exp(-4\pi n^2 \delta^2). \quad (4)$$

Из формулы (4) вытекает равенство:

$$n_{\max}(\delta) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}|\delta|}. \quad (5)$$

Формула (5) тем точнее, чем меньше $|\delta|$ и, соответственно, больше n_{\max} . Разумные результаты соотношение (5) дает для $|\delta| < 10\%$, когда $n_{\max} \geq 3$. Расчет показывает, что в резонансном случае ($\omega = \omega_{21}$) зависимость $W_{21}(n)$ для малых значений параметра n носит нелинейный монотонно возрастающий характер, а для достаточно больших значений n , когда электромагнитное поле близко к монохроматическому, функция $W_{21}(n)$ линейна по n . Выход на линейный режим зависит от соотношения между спектральной шириной лазерного импульса $\Delta\omega_{LP} \approx \omega / (2\sqrt{2\pi}n)$ и шириной спектральной формы линии в ДС $\Delta\omega_{21}$.

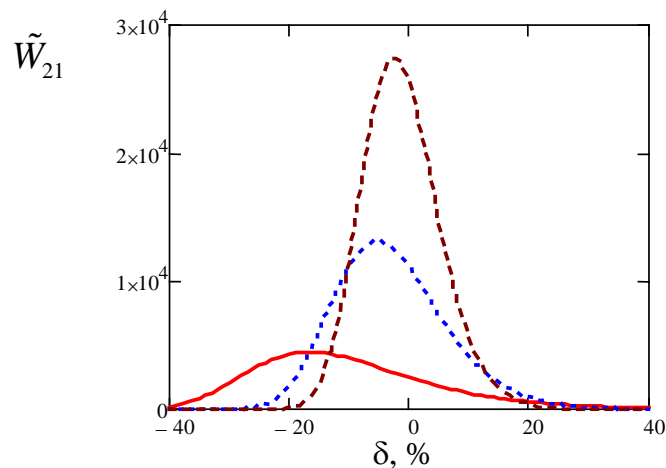


Рис. 3. Нормированный спектр возбуждения ДС импульсами различной длительности: сплошная кривая $n=1$, пунктир – $n=2$, штриховая кривая – $n=3$.

Линейная зависимость имеет место при выполнении неравенства $\Delta\omega_{LP} < \Delta\omega_{21}$, т.е. когда число циклов в импульсе удовлетворяет неравенству:

$$n > n^* = \frac{\omega}{2\sqrt{2\pi}\Delta\omega_{21}}. \quad (6)$$

Отсюда, в частности, видно, что выход на линейный режим с ростом параметра n реализуется тем быстрее, чем больше ширина спектральной формы линии перехода в ДС и меньше несущая частота электромагнитного импульса.

В случае неприменимости теории возмущений, когда амплитуда поля в импульсе достаточно велика, для описания взаимодействия УКИ с ДС использовался формализм оптического вектора Блоха. Уравнение для вектора Блоха \mathbf{R} имеет вид:

$$\frac{d\mathbf{R}}{dt} = \mathbf{R} \times \mathbf{W} - \frac{\mathbf{R}_\perp}{T_2} + \frac{\mathbf{R}_3^e - \mathbf{R}_3}{T_1}, \quad (7)$$

где $\mathbf{W} = (2\Omega(t), 0, \omega_{21})$ – вектор обобщенной угловой скорости, \mathbf{R}_3^e – равновесное значение третьей компоненты оптического вектора Блоха, T_2 – время фазовой (поперечной релаксации), T_1 – время продольной релаксации.

Возбуждение двухуровневой системы, первоначально находившейся на уровне с меньшей энергией, можно характеризовать величиной населенности верхнего уровня энергии N_2 после окончания импульса электрического поля. Эта населенность связана простым соотношением с третьей компонентой вектора Блоха:

$$N_2 = \frac{1 - R_3}{2}. \quad (8)$$

Спектры возбуждения двухуровневой системы одноцикловыми скорректированными гауссовыми импульсами, рассчитанные в формализме вектора Блоха, представлены на рис. 4 для $\xi = 1$, где $\xi = d_{21}E_0/\hbar\omega_{21}$, где E_0 – амплитуда поля, d_{21} – собственный дипольный момент ДС.

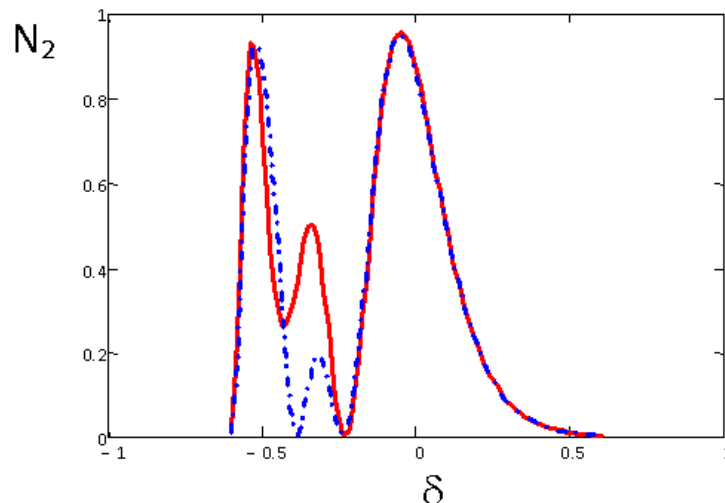


Рис. 4. Зависимость асимптотической населенности верхнего уровня, возбужденного скорректированными гауссовыми синус (сплошная кривая) и косинус (штрих-пунктир) одноцикловыми импульсами, от относительной отстройки.

Появление дополнительных максимумов в спектре возбуждения двухуровневой системы интенсивными электромагнитными импульсами можно объяснить нелинейностью электромагнитного взаимодействия, которая приводит к возникновению многофотонных процессов возбуждения. Данное обстоятельство подтверждается тем фактом, что главный дополнительный максимум при $\xi = 1$ в низкочастотной области спектра имеет место для величины отстройки $\delta = -0.5$, т.е. возбуждение носит двухфотонный характер.

Результаты численного анализа влияния времен релаксации на населенность верхнего уровня двухуровневой системы, возбужденной скорректированным гауссовым импульсом, как функции длительности импульса представлены на рис. 5 для относительной частотной отстройки $\delta = 5\%$.

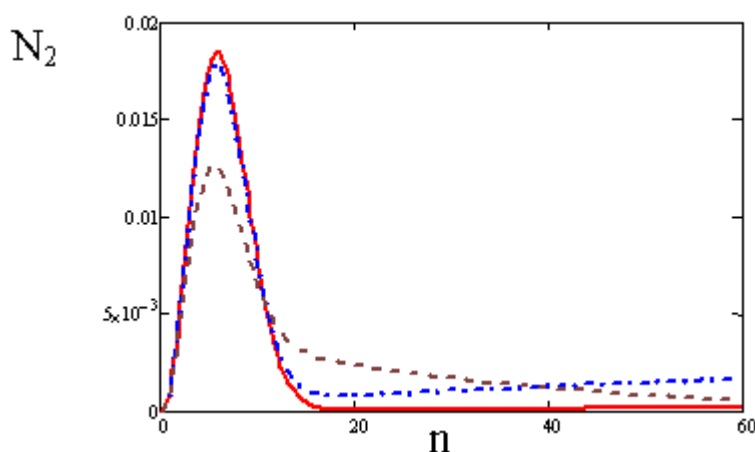


Рис. 5. Зависимость асимптотической населенности верхнего уровня двухуровневой системы от длительности скорректированного гауссового косинус-импульса для различных времен релаксации и $\xi = 0.01$: сплошная кривая – $T_{1,2} = 4.8$ пс, штрих-пунктир – $T_{1,2} = 480$ фс, пунктирная кривая – $T_{1,2} = 48$ фс.

Вторая глава диссертации посвящена исследованию влияния формы ультракороткого электромагнитного импульса на полную вероятность фотоотрыва внешнего электрона от отрицательного иона и анализа спектра фотоэлектронов, вырванных из отрицательного иона, для электрического поля импульса умеренной величины, когда применима теория возмущений, и фурье-образ напряженности электрического поля на нулевой частоте равен нулю.

Для расчетов и последующего анализа использовалась формула теории возмущений [16], описывающая фотоотрыв электрона от отрицательного иона под действием УКИ

$$W_{ph} = \frac{c}{4\pi^2} \int_{\varepsilon_{th}}^{\infty} \sigma_{ph}(\omega') \frac{|E(\omega')|^2}{\hbar \omega'} d\omega', \quad (9)$$

где ε_{th} – энергия фотоотрыва внешнего электрона от отрицательного иона, $\sigma_{ph}(\omega')$ – сечение фотоотрыва, $E(\omega')$ – Фурье-образ УКИ.

Результаты расчетов полной вероятности фоторазрушения отрицательного иона лития ($\varepsilon_{th}^{(Li)} = 0.609$ эВ) скорректированными гауссовыми импульсами (2) для различных параметров импульса (СЕ фазы, длительности и несущей частоты) представлены на рис. 6–8.

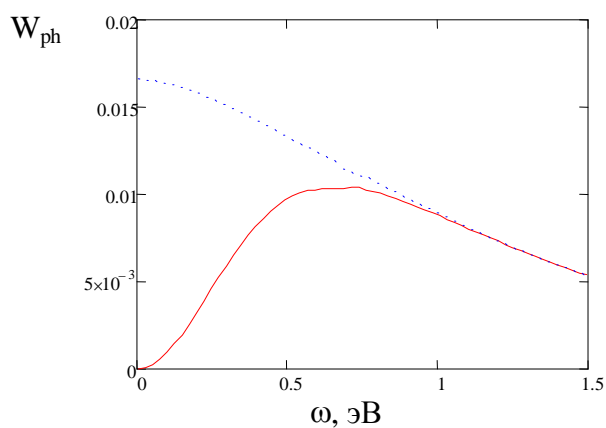


Рис. 6. Полная вероятность фоторазрушения отрицательного иона лития скорректированными гауссовыми импульсами с длительностью $\tau=1$ фс как функция несущей частоты: сплошная кривая – синус-импульс; пунктир – косинус-импульс.

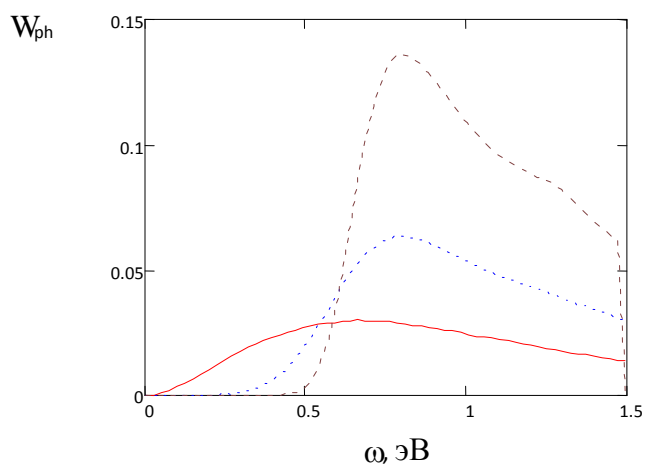


Рис. 7. Полная вероятность фоторазрушения отрицательного иона лития скорректированными гауссовыми синус-импульсами различной длительности: сплошная кривая – $\tau=2$ фс; пунктир – $\tau=4$ фс; штриховая кривая – $\tau=8$ фс.

Из рис. 7 видно, что с ростом длительности импульса максимум полной вероятности фоторазрушения смещается в область больших значений энергии фотона на несущей частоте, а величина максимума увеличивается. В пределе относительно длинных импульсов ($\tau = 8$ фс) форма спектра полной вероятности фоторазрушения практически совпадает с таковой для сечения фоторазрушения в монохроматическом электромагнитном поле.

Из рис. 8 следует, что на допороговой несущей частоте вероятность фоторазрушения отрицательного иона представляет собой кривую с максимумом, положение которого смещается в область больших длительностей импульса вблизи пороговой частоты.

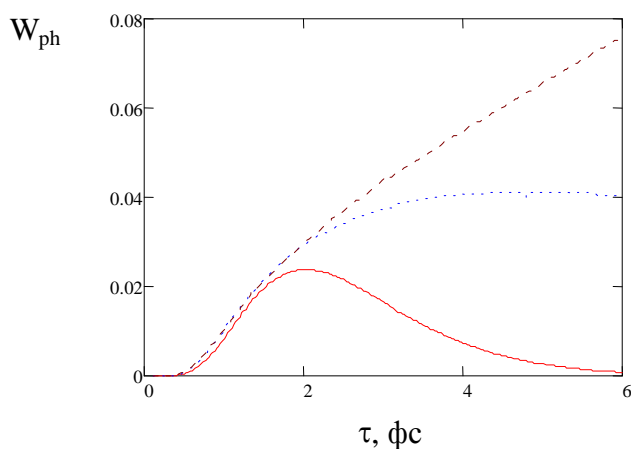


Рис. 8. Полная вероятность фоторазрушения отрицательного иона лития скорректированными гауссовыми синус-импульсами как функция длительности τ на различных несущих частотах: сплошная кривая – $\hbar\omega=0.408$ эВ, пунктир – $\hbar\omega=0.6$ эВ, штриховая кривая – $\hbar\omega=0.68$ эВ.

Отличие от нуля вероятности фоторазрушения иона в допороговой области объясняется широким спектром ультракороткого электромагнитного импульса, что позволяет отрывать электрон от отрицательного иона и в случае допороговой несущей частоты, когда $\hbar\omega < \varepsilon_{th}$.

Третья глава посвящена теоретическому исследованию рассеяния ультракоротких импульсов, удовлетворяющих условию (3), на металлической наносфере в диэлектрике. Кроме того, в рамках классического подхода получены выражения, описывающие как форму рассеянного УКИ, так и полную вероятность процесса.

Для напряженности электрического поля в рассеянной волне выведено следующее выражение:

$$\mathbf{E}_{sc}(t, \mathbf{r}) = -\frac{[\mathbf{n}[\mathbf{e}_i \mathbf{n}]]}{c^2 r} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega(t-r/c)) \omega^2 \alpha(\omega) E_i(\omega) \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (10)$$

где $\alpha(\omega)$ – динамическая поляризуемость сферически симметричной мишени, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$, \mathbf{e}_i – единичный вектор поляризации в рассеиваемом импульсе. Заметим, что формула, аналогичная (10), для модуля напряженности электрического поля в рассеянном импульсе была другим способом получена в работе [18].

Для энергии рассеянного излучения из (10) следует равенство

$$\Delta E_{sc} = \frac{1}{3\pi c^3} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^4 |\alpha(\omega)|^2 |E_i(\omega)|^2 d\omega, \quad (11)$$

откуда, выражая поляризуемость через сечение рассеяния $\sigma_{sc}(\omega)$, находим:

$$W_{sc} = \frac{c}{4\pi^2} \int_0^{\infty} \sigma_{sc}(\omega) \frac{|E_i(\omega)|^2}{\hbar\omega} d\omega. \quad (12)$$

Рассмотрим рассеяние на металлической сфере двух типов ультракоротких импульсов [19] синус-импульса:

$$E_s(t) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^{1/4}} E_0 \frac{t}{\tau} \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \quad (13)$$

и косинус-импульса:

$$E_c(t) = \frac{2}{\sqrt{3}\pi^{1/4}} E_0 \left(1 - \frac{t^2}{\tau^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right), \quad (14)$$

которые удовлетворяют условию (2).

Результаты расчета полной вероятности рассеяния синус- и косинус-импульсов на серебряной наносфере в стекле как функции длительности импульса приведены на рис. 9. Видно, что полная вероятность рассеяния как функция длительности УКИ представляет собой кривую с максимумом, положение которого τ_{\max} для заданного радиуса наносферы составляет примерно 0.45 фс для косинус-импульса и 0.36 фс для синус-импульса.

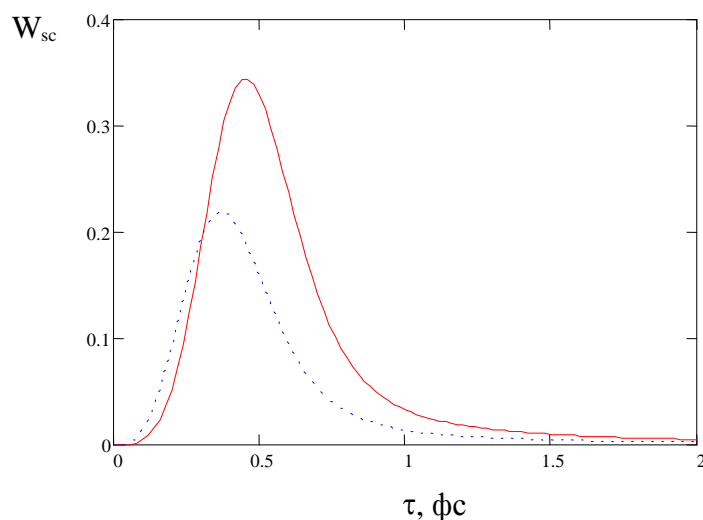


Рис. 9. Полная вероятность рассеяния ультракоротких импульсов на серебряной наносфере радиуса 40 нм в стекле как функция длительности импульса: сплошная кривая – косинус-импульс, пунктир – синус-импульс.

В максимуме вероятность рассеяния косинус-импульса в полтора с лишним раза превосходит аналогичную величину для синус-импульса. Численный анализ показывает, что с уменьшением радиуса сферы величина параметра τ_{\max} смещается в область меньших значений.

Изменение формы скорректированного гауссового УКИ при рассеянии на серебряной наносфере в стекле, рассчитанное по формуле (10), представлено на рис. 10 – 11 для одноцикловых импульсов с различной несущей частотой. Радиус наносферы равен 15 нм.

На рис. 10 несущая частота (в энергетических единицах) равна $\hbar\omega = 1.55$ эВ – нерезонансный случай (энергия плазмонного резонанса 3.1 эВ).

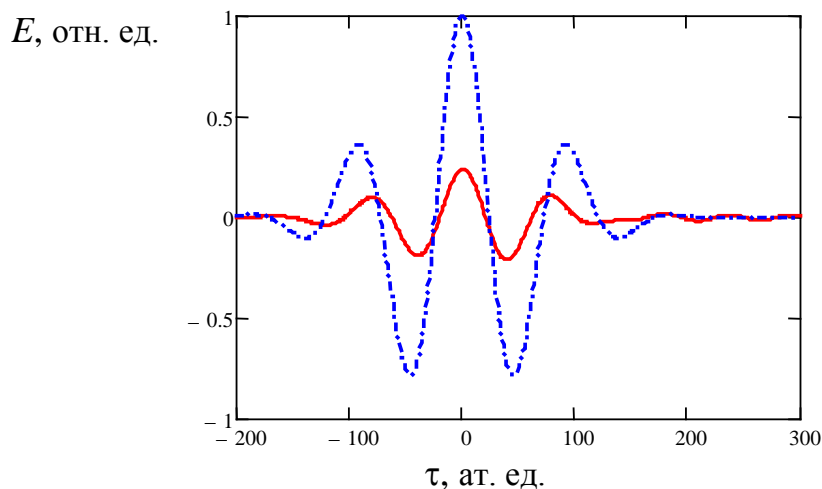


Рис. 10. Падающий (пунктир) и рассеянный (сплошная кривая) одноцикловые импульсы на несущей частоте $\hbar\omega = 1.55$ эВ.

В нерезонансном случае (рис. 10) форма рассеянного импульса остается неизменной. Вклад излучения, обусловленного возбуждением поверхностных плазмонов, пренебрежимо мал.

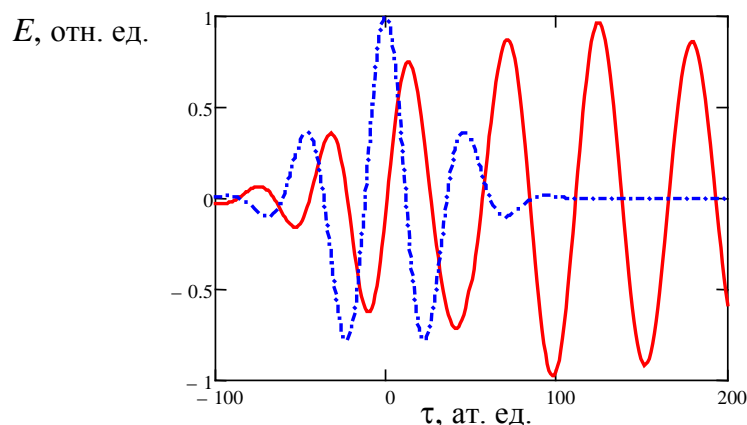


Рис. 11. Падающий (пунктир) и рассеянный (сплошная кривая) импульсы для $n=1$ и $\hbar\omega = 3.1$ эВ.

В резонансе (рис. 11) рассеяние полностью изменяет форму одноциклового импульса: ультракороткий импульс трансформируется в относительно длинный рассеянный импульс, колебания напряженности электрического поля в котором в основном обусловлены излучением поверхностных плазмонов. Последнее является следствием сильного перекрытия спектра падающего импульса и плазмонного максимума в спектре поляризуемости металлической сферы в диэлектрике.

Четвертая глава посвящена исследованию свойств активных оптических конусных волокон с двойной оболочкой. Высокая эффективность поглощения накачки в таком волокне

связана, в первую очередь, с формой конусного волокна, а не с высокой концентрацией редкоземельных ионов. Предложена теория прохождения, высвечивания и поглощения накачки в конусном волокне на основе модового подхода. Аналитически исследована зависимость поглощения накачки в конусном волокне от технологических параметров (форма, концентрация активных ионов, апертура накачки). Также была исследована зависимость высвечиваемой мощности по длине световода, что позволяет предсказать места появления «горячих зон».

В основе предложенной теории лежит волновой подход к распространению излучения в волокне. Такой подход позволяет вывести аналитические формулы для полной высветившейся и поглощенной мощности в зависимости от формы волоконного конуса. На входе в конусное волокно возбуждаются разрешенные моды $m(0)$. Поскольку диаметр волокна $a(z)$ постоянно убывает по длине, то на расстоянии z от начала количество разрешенных мод будет уже меньше и может быть оценено формулой [20]:

$$m(z) = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (n_0^2 - n_1^2) a^2(z). \quad (15)$$

Для конусного волокна с произвольной зависимостью $a(z)$ выведена формула:

$$\frac{dP_s}{dz} = -\frac{1}{a^2(0)} e^{-\alpha z} \cdot \frac{da^2(z)}{dz} \quad (16)$$

На основе модовой теории прохождения излучения через волоконный конус с двойной оболочкой было проведено аналитическое моделирование в среде Matlab.

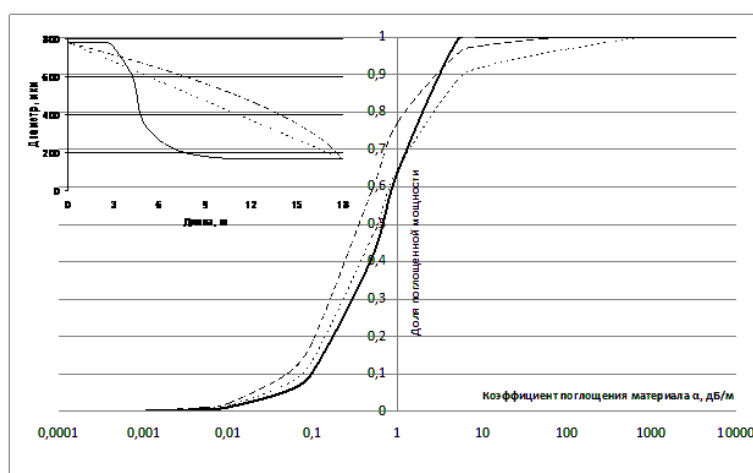


Рис. 12. Зависимость поглощенной в конусном волокне мощности от коэффициента поглощения материала для параболического (пунктир), линейного (точка) и экспериментального (сплошная линия) конусов.

На Рис. 12 изображена зависимость поглощенной мощности от коэффициента поглощения материала, рассчитанная для разных форм волоконного конуса (зависимость

диаметра от длины приведена во вставке). Из рис. 12 видно, что эффективность использования конуса с данной конкретной экспериментальной формой зависит от коэффициента поглощения (концентрации активных ионов).

Другой важной проблемой, которую можно решить при помощи моделирования, является снижение неравномерности высвечивания непоглощенной накачки через боковую поверхность. Данный вопрос особенно актуален для применения конусного волокна в мощных волоконных лазерах, где даже при малом коэффициенте высвечивания может произойти локальное фоторазрушение волокна за счет большой интегральной мощности. На основе проведенного компьютерного моделирования, была предложена новая форма конуса – практический образец 2 (пунктирная линия во вставке к рис. 13).

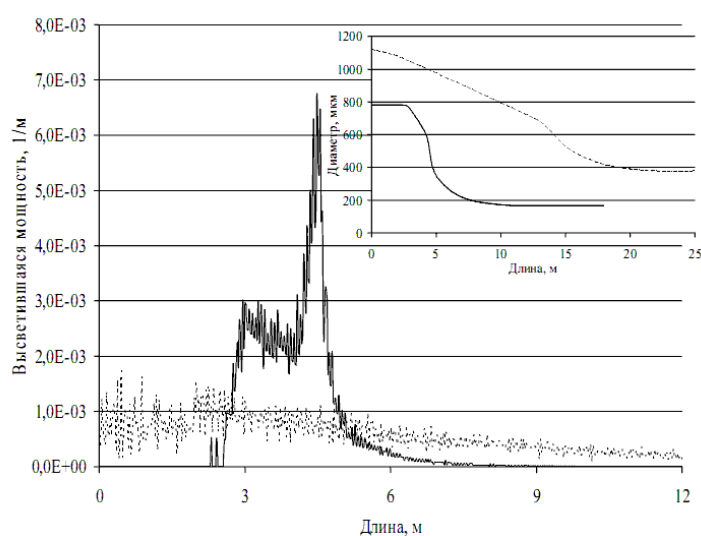


Рис. 13 Высвечиваемая по длине мощность в практическом образце 1 (сплошная линия) и 2 (пунктирная линия).

Для повышения эффективности поглощения накачки был увеличен входной диаметр конуса, а также его длина. При этом практический образец 2 был смоделирован таким образом, чтобы сгладить неоднородности в высвечиваемой по длине мощности. Концентрация активных ионов в новом образце была снижена в 2 раза для уменьшения пассивных потерь, однако за счет изменения только геометрической формы конуса поглощение удалось оставить на том же уровне. На основе Рис. 13 было предсказано фоторазрушение образца 1 на расстоянии около 5м от начала, что было подтверждено экспериментом на большой мощности (более 600Вт).

Показана эффективность использования конусного волокна в качестве активного элемента волоконного лазера. Теоретические выкладки и аналитическое моделирование качественно подтверждены экспериментом. На основании проведенного моделирования даны практические советы по оптимизации параметров волоконного лазера на основе оптического конусного волокна с двойной оболочкой.

В пятой главе рассчитывается и анализируется распространение УКИ в диспергирующей среде и оптических волноводах. Для расчета в первом случае используется следующее равенство

$$E(z, t) = \int_0^{\infty} G(t - \tau, z) E(z = 0, \tau) d\tau, \quad (17)$$

где

$$G(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i(\omega t - k(\omega)z)] d\omega \quad (18)$$

– функция Грина для напряженности электрического поля в однородной изотропной среде.

Во втором порядке теории дисперсии получено аналитическое выражение для напряженности электрического поля УКИ, распространившегося на заданное расстояние z в однородной среде.

Для расчета дисперсионного искажения импульса в оптическом волокне в одномодовом режиме используются формулы (17) – (18), в которых произведена замена

$$k(\omega) \rightarrow \beta_{11}(\omega), \quad (19)$$

где $\beta_{11}(\omega)$ – постоянная распространения для моды HE_{11} , которая выражается через эффективный показатель преломления данной моды и показатели преломления сердцевины и оболочки оптоволокна. Рассматривалось распространение импульса гауссовой формы:

$$E(t) = \frac{A}{\tau\sqrt{\pi}} e^{-i\omega_0 t} e^{-t^2/\tau^2}, \quad (20)$$

временная зависимость которого для заданных параметров представлена на рис. 14.

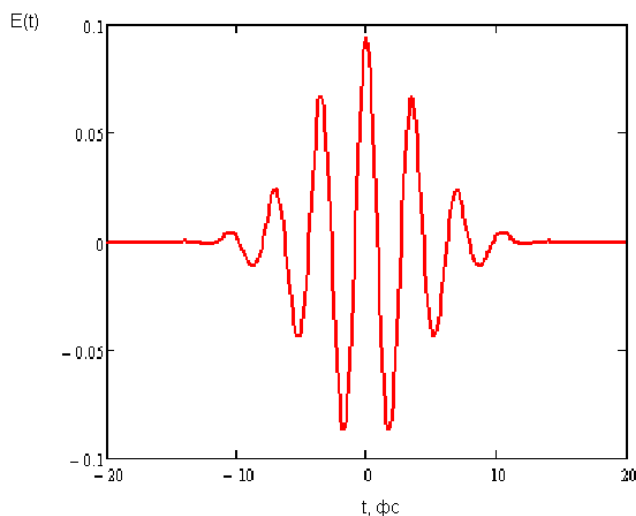


Рис. 14. Импульс излучения ($\lambda_0 = 1064$ нм, $\tau = 6$ фс) на входе в оптоволокно.

Спектр импульса (20) изображен на рис. 15.

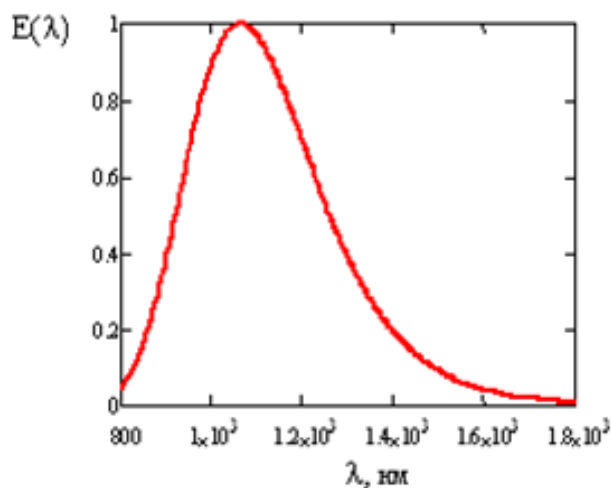


Рис. 15. Спектр импульса, изображенного на рисунке 14.

На рис. 16 показана рассчитанная форма импульса (20) после распространения УКИ в оптоволокне с радиусом сердцевины $a=3.5$ мкм и параметром высоты профиля показателя преломления $\Delta=0.003$ на расстояние 1 см. Из рис. 16 следует быстрое расплывание УКИ в оптоволокне на расстояниях в несколько сантиметров, а также изменение его формы и временная задержка распространения.

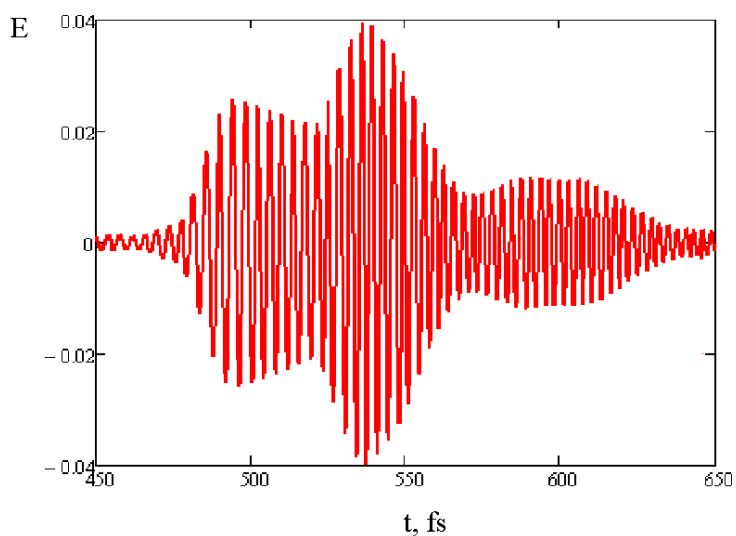


Рис. 16. Временная форма импульса, изображенного на рис. 14, после его распространения в оптоволокне на расстояние $z = 1$ см.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертации:

1. На основании анализа, проведенного в рамках применимости теории возмущений, установлено, что зависимость вероятности возбуждения ДС нерезонансными короткими электромагнитными импульсами скорректированной гауссовой формы от длительности импульса при ненулевой отстройке несущей частоты от собственной частоты ДС представляет собой кривую с максимумом, положение которого зависит от величины и, вообще говоря, знака частотной отстройки δ .
2. В непертурбативном режиме с помощью численного решения системы уравнений для компонент оптического вектора Блоха проанализирована зависимость населенности верхнего уровня двухуровневой системы после окончания УКИ для различных значений параметров задачи: значения СЕ фазы, длительности импульса, величины параметра электрон-фотонной связи и времен релаксации.
3. В рамках теории возмущений рассчитаны и проанализированы зависимости полной вероятности фоторазрушения отрицательного иона лития под действием УКИ различной формы, длительности, несущей частоты, а также спектры фотоэлектронов, возникающие в результате фотоотрыва. Рассмотрены два типа импульсов: скорректированный гауссов и вейвлет импульсы, а также соответствующие им синус и косинус импульсы. Показано, что с уменьшением длительности скорректированного гауссового импульса спектр полной вероятности фоторазрушения отрицательного иона сильно отличается от соответствующего спектрального сечения в монохроматическом случае. В частности, для достаточно малых длительностей имеет место сильная зависимость функции $W_{ph}(\omega)$ от СЕ фазы импульса в низкочастотном диапазоне.
4. Показано, что с ростом несущей частоты от допороговых значений к запороговым форма зависимости полной вероятности фотоотрыва от времени $W_{ph}(\tau)$ изменяется от кривой с максимумом для $\hbar\omega < \varepsilon_{th}$, имеющей нулевую асимптотику в пределе $\tau \rightarrow \infty$, до функции, линейной по τ в том же пределе. При фоторазрушении отрицательного иона вейвлет-импульсами спектр фотоэлектронов может существенно зависеть от косинус или синус формы. Эта зависимость возрастает с ростом длительности импульса и увеличением энергии фотоэлектрона.
5. Вычисления, проведенные для скорректированного гауссового импульса, позволили проанализировать характер осцилляций напряженности электрического поля после рассеяния на металлической сфере в диэлектрике как для субцикловых, так и для мультицикловых

импульсов. В частности, установлено, что рассеяние одноциклового импульса на нерезонансной несущей частоте не изменяет форму импульса. В то же время рассеяние резонансного одноциклового импульса приводит к полному изменению его формы, так что ультракороткий падающий импульс трансформируется в относительно длинный рассеянный импульс.

6. На основе упрощенной теории поглощения накачки в конусном волокне была написана программа для расчета характеристик волокон в программном пакете Matlab. Для экспериментальной проверки теории было проведено моделирование одного из конусных волокон. Аналитическое моделирование показало, что максимум высвечивания в данном образце происходит на расстоянии 5 м от его начала, что может привести к фоторазрушению образца. Данный факт был полностью подтвержден в ходе экспериментов с большой мощностью (более 600 Вт). При помощи моделирования был создан «оптимизированный образец» с увеличенным интегральным поглощением и более равномерным высвечиванием мощности по длине волокна.

7. Рассчитано и проанализировано распространение УКИ в однородной диспергирующей среде и слабонаправляющем оптическом волноводе. Для однородной среды во втором порядке теории дисперсии получено аналитическое выражение для динамики распространения электромагнитного импульса. При распространении УКИ в оптическом волокне в одномодовом режиме показано быстрое расплывание фемтосекундного импульса на расстояниях в несколько сантиметров.

Основные публикации по теме диссертации

1. Баган В.А., Никитов С.А., Чаморовский Ю.К., Шатров А.Д. Исследование свойств активных оптических конусных волокон с двойной оболочкой// Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. с. 1234-1242.
2. Баган В.А., Никитов С.А., Чаморовский Ю.К. Волоконно-оптические технологии и их применение в мощных лазерах// Успехи современной радиоэлектроники. 2010. №5. с.65-72
3. Astapenko V.A., Bagan V.A. Excitation of a quantum system by high-power ultrashort pulses of various shapes // IRAMP. 2012. V.3. pp. 93–102.
4. Astapenko V.A., Bagan V.A. Change of ultra-short laser pulse shape after scattering by a nanosphere in dielectric matrix // Journal of Modern Optics. 2013. V. 60. pp. 731 – 736.
5. Astapenko V.A., Bagan V.A. Features of excitation of two-level system by short nonresonance laser pulses // Journal of Physical Science and application. 2013. V. 3. pp. 269 – 277.
6. Астапенко В.А., Баган В.А. Фоторазрушение отрицательного иона ультракороткими электромагнитными импульсами различной формы // Известия Вузов. Физика. 2013.Т.56. №12.

Список цитированной литературы

1. Hassan M. Synthesis and control of attosecond light transients Dissertation, Munich, 2013.
2. Horvath B. Generation, characterization and sub-cycle shaping of intense, few-cycle light waveforms for attosecond spectroscopy Dissertation, Munich, 2009.
3. Krausz F., Ivanov M. Attosecond Physics // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. pp. 163–234.
4. Apolonskii A., Dombi P., Paulus G.G. et al. Observation of light-phase-sensitive photoemission from metal // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. PP. 073902-1– 073902-4.
5. Bordyug N.V. and Krainov V.P. Dynamic resonances in ultra-short laser pulses // *Laser Physics Letters*. 2007. V. 4. pp. 418–420.
6. Bordyug N.V. and Krainov V.P. Dynamics of two-level systems irradiated by sub-one-cycle laser pulses // *Laser Physics Letters*. 2007. V. 4. pp. 674–677.
7. Arustamyan M.G. and Astapenko V.A. Phase control of the excitation of a two-level system with short laser pulses // *Laser Physics*. 2008. V. 18. pp. 768–773.
8. Головинский П. А., Дробышев А. А. Фотоотрыв электрона коротким импульсом // *Письма в ЖТФ*. 2013. Т.38. С. 37 – 44.
9. Головинский П. А., Дробышев А. А. Отрыв электронов от отрицательных ионов водорода и лития ультракоротким лазерным импульсом // *ЖТФ*. 2013 Т.83. С. 8 – 14.
10. Астапенко В.А. Рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на металлических наночастицах // *Прикладная физика*. 2011. №3. С. 5–11.
11. Матвеев В.И. Излучение и электронные переходы при взаимодействии атома с ультракоротким импульсом электромагнитного поля // *ЖЭТФ*. 2003. Т. 124. С. 1023– 1029.
12. Есеев М.К., Матвеев В.И., Юлкова В.М. Перерассеяние ультракороткого импульса на атомарных и молекулярных анионах в модели потенциалов нулевого радиуса // *Оптика и спектроскопия*. 2011. Т.111. С. 360–363.
13. Есеев М.К., Матвеев В.И., Юлкова В.М. Взаимодействие аттосекундного импульса с отрицательными атомарными и молекулярными ионами // *ЖТФ*. 2012. Т. 82. С.130 – 133.
14. Есеев М.К., Матвеев В.И. Неупругие процессы и эффекты интерференции при взаимодействии позитрония с ультракороткими импульсами электромагнитного поля // *ЖЭТФ*. 2013. Т. 144. С. 943 – 950.
15. Макаров Д.Н., Матвеев В.И. Эффекты интерференции при переизлучении ультракоротких импульсов электромагнитного поля многоатомными системами // *ЖЭТФ*. 2013. Т. 144. С. 905–913.
16. Astapenko V.A. Simple formula for photoprocesses in ultrashort electromagnetic field // *Physics Letters A*. 2010. Vol. 374. pp. 1585–1590.

17. Qiang Lin, Jian Zheng, and Becker W. Subcycle pulsed focused vector beams //Physical Review Letters. 2006. V. 97. 253902-1–4.
18. Golovinskii P.A., Mikhailov E.M. Scattering of ultra short laser pulse by atomic system // Las. Phys. Lett. 2006, V. 3. pp. 259-262.
19. Gets A.V., Krainov V.P.. Ionization of atoms by attosecond pulses // Contribution to Plasma Physics. 2013. Vol. 53. pp. 1-8.
20. Моршнеv С.К. Электромагнитные волны в диэлектрических волноводах. М.: МФТИ, 2004.