

На правах рукописи

ШУТОВА Ольга Анатольевна

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИЛЬНОГО
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ С ОДИНОЧНЫМ
АТОМОМ И СРЕДОЙ В РАМКАХ
НЕПЕРТУРБАТИВНОЙ ТЕОРИИ: НАРУШЕНИЕ
ТРАДИЦИОННОЙ СИММЕТРИИ ЗАДАЧИ**

Специальность 01.04.21 — лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва, 2006

Диссертационная работа выполнена на кафедре общей физики и волновых процессов физического факультета и в Международном учебно-научном лазерном центре Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
доцент **Шкуринов Александр Павлович**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор **Делоне Николай Борисович**

кандидат физико-математических наук,
доцент **Манцызов Борис Иванович**

Ведущая организация: Московский инженерно-физический
институт (государственный университет)

Защита состоится «05» октября 2006 года в «___» часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.31 при Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119992, ГСП-2, г. Москва, Ленинские горы, ул. Академика Хохлова, д. 1, Корпус нелинейной оптики, аудитория им. С.А. Ахманова

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ

Автореферат разослан «___» августа 2006 года

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.31
кандидат физико-математических наук,
доцент

Ильинова Т. М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

В последнее десятилетие произошел значительный прогресс в разработке твердотельных лазеров и лазерных систем, генерирующих фемтосекундные импульсы с пиковой интенсивностью $10^{16} - 10^{21}$ Вт/см². Напряженность электрического поля в этом случае превышает напряженность внутриатомного поля в атоме водорода, поэтому динамика процессов, протекающих при взаимодействии лазерных импульсов сверхвысокой интенсивности с различными средами, существенно отличается от соответствующих процессов, протекающих в полях умеренной интенсивности. Отклик среды становится существенно нелинейным. Распространение импульса сопровождается генерацией высоких оптических гармоник, суперконтинуума, различными явлениями самовоздействия. Адекватное описание этих явлений требует более детального учета энергетической структуры атомов и молекул, дисперсионных свойств среды и отклика свободных электронов, появляющихся в результате процессов ионизации.

Значительное внимание в последнее время привлекают исследования эффектов генерации запрещенной второй гармоники. Этот интерес имеет как общефизический аспект, связанный с развитием теории нелинейных взаимодействий света с веществом, так и прикладной, связанный с разработкой новых методов спектроскопии сложных молекулярных сред. Достаточно широко распространено мнение, что генерация второй гармоники запрещена в макроскопических средах, обладающих центральной симметрией. Однако, это утверждение не является фундаментальным законом физики и справедливо лишь в определенных приближениях. В частности оно выполняется, когда среда взаимодействует с плоской волной, напряженность поля которой много меньше внутриатомной. Если падающая волна представляет собой суперпозицию даже двух плоских волн с различными волновыми векторами, то это утверждение ста-

новится заведомо несправедливым и речь может идти только о соотношении между величиной отклика среды на частоте второй («запрещенной») и третьей (разрешенной) гармониках. Это соотношение растет с ростом напряженности поля. Наличие отклика на частоте второй гармоники для одиночного атома хорошо известно. Однако, этот отклик связан с движением атомных электронов вдоль направления волнового вектора падающей волны и потому в макроскопической среде не выполняется условие синхронизма, т.е. условие эффективной перекачки энергии волны накачки в энергию волны на частоте второй гармоники. Появление отклика на частоте второй гармоники в центрально-симметричных макроскопических средах связано со следующими основными причинами. Одна из них достаточно прозрачна. Если среда взаимодействует с суперпозиционным полем, обусловленным, например, интерференцией двух плоских когерентных волн, то условие синхронизма может быть выполнено. Вторая причина менее тривиальна и связана с тем, что традиционный аппарат теории возмущений, используемый для расчета отклика атома, основан на разложении волновой функции атомных электронов по собственным функциям невозмущенного атома. Такое разложение не учитывает эффектов изменения симметрии волновых функций атомных электронов во внешнем поле и может быть применимо лишь для слабых полей. Хотя очевидно, что суперпозиция центрально-симметричного атомного поля и поля линейно-поляризованной внешней волны не обладает центральной симметрией. В силу фундаментальной значимости задачи о взаимодействии с одиночным атомом большая часть диссертации посвящена исследованию данной модели.

Эти исследования позволяют понять и интерпретировать микроскопические механизмы нелинейности отклика атома на воздействие импульсов сверхвысокой интенсивности. Поскольку решение трехмерной задачи о движении электрона в суперпозиции кулоновского поля и поля внешней электромагнитной волны связано со значительными трудностями, представляет интерес развитие непerturbативных методов анализа

взаимодействия электромагнитного поля с атомом, имеющим конечное число энергетических уровней. Обращение к микроскопическому объекту позволит нам выявить основные возможности предлагаемого подхода, которые впоследствии могут быть обобщены на макроскопические среды по известной схеме.

Кроме общенаучного интереса обращение к микроскопическому объекту имеет и практический интерес в связи с созданием в последнее время атомных ловушек, позволяющих работать с одиночными атомами или с системой небольшого количества слабо взаимодействующих атомов.

Основное внимание в последней главе диссертационной работы, как раз уделяется исследованию взаимодействия с полем системы двухуровневых атомов, находящихся в микрорезонаторе. Найдено новое солитонное решение. Исследован вопрос о возможности применения к подобной задаче гамильтонова формализма. Актуальность данной тематики обусловливается возрастанием интереса к модели двухуровневого атома в связи бурным развитием оптических методов записи, хранения и обработки информации.

Цели диссертационной работы

1. Теоретическое исследование и построение микроскопической теории отклика на частоте второй гармоники, обусловленного зависимостью электромагнитного поля от пространственной координаты.
2. Развитие теории процессов взаимодействия одиночного водородоподобного атома с субатомным, атомным и сверхатомным полем и определение основных закономерностей указанных процессов методом математического моделирования.
3. Исследование специфики процесса генерации высоких гармоник без учета ионизации и с ее учетом.
4. Разработка гамильтонова формализма к анализу задачи о взаимодействии поля с ансамблем двухуровневых атомов в микрорезонаторе.

Научная новизна

Исследована задача о взаимодействии двухуровневого атома, обладающего водородоподобными волновыми функциями, с сильным лазерным полем в рамках теории, предложенной проф. Андреевым, и основанной на преобразовании гамильтониана задачи о взаимодействии излучения с атомом. Новизна предлагаемого подхода заключается в следующем. Традиционно для описания взаимодействия атома с веществом применяется теория возмущений, в которой в качестве параметра малости выступает отношение внутриатомного поля к внешнему или обратная ей величина. Тожественное преобразование гамильтониана на котором основан подход, развиваемый в настоящей работе, позволяет ввести другой параметр малости, а именно отношение потенциальной части поля к соленоидальной, при этом отношение внутриатомного поля к внешнему может быть произвольно, но в упомянутых пределах мы должны получать известные результаты. Это ведет к отказу от традиционного дипольного приближения и значит от учета только одной угловой гармоники. Число учитываемых гармоник, как было показано, возрастает с возрастанием величины поля, и для каждого поля нами учитываются все дающие ненулевой вклад гармоники, что позволяет нам говорить о непертурбативности.

Применение гамильтонова формализма к задаче о взаимодействии системы двухуровневых атомов с электромагнитным полем позволило определить условия самосогласованного взаимодействия фазовомодулированного импульса света с атомами.

Защищаемые положения

1. Отклик на частоте второй гармоники можно связать с тремя градиентными механизмами обладающими различными симметричными свойствами.
2. При напряженности поля сравнимой с внутриатомной на дипольно запрещенном переходе $1s - 2s$ происходит генерация четных гармо-

ник поля на фоне широкого пьедестала, который можно ассоциировать с генерацией суперконтинуума.

3. На переходе $1s - 2p$ в субатомных полях происходит генерация нечетных гармоник, в полях сравнимых с внутриатомными четные и нечетные гармоники сосуществуют, а при дальнейшем увеличении напряженности нечетные гармоники пропадают.
4. Матричный элемент ионизационного перехода из основного состояния одиночного водородоподобного атома в субатомных полях соответствует традиционным правилам отбора; при напряженности поля сравнимой с внутриатомной в спектре появляются дополнительные угловые гармоники, количество которых определяется величиной напряженности поля.
5. Зависимость скорости ионизации от величины ионизирующего поля демонстрирует эффект насыщения роста скорости ионизации при напряженности лазерного поля порядка внутриатомной. Режим монотонного возрастания переходит в режим насыщения, характеризующийся сначала регулярными, а затем стохастическими осцилляциями. Спектры излучения имеют характерный вид, обладающий областью плато и частотой отсечки, которая одновременно с насыщением скорости ионизации, также перестает расти с ростом амплитуды лазерного импульса.
6. Взаимодействие ансамбля двухуровневых атомов с отстроенной по частоте модой поля микрорезонатора приводит к появлению солитоноподобных фазовомодулированных решений для поля, что связано с существованием в фазовом портрете системы двух особых точек различного типа.

Практическая значимость

Практическая значимость работы определяется возможностью использования разработанной методики для исследования проблемы взаи-

модействия одиночного атома с полем сравнимым по величине с внутриатомным полем атома а также превышающим его. Показано, что одиночный атом в таком случае представляет собой источник широкого спектра излучения. Кроме того практическая значимость данной работы обусловлена выявлением фундаментально важных свойств нового подхода к изучению взаимодействия сверхсильного лазерного излучения с веществом с целью обобщения его на макроскопические среды. Обнаруженные возможности самосогласованного взаимодействия системы двухуровневых атомов с фазовомодулированным оптическим импульсом открывает новые возможности в разработке схем оптической обработки информации.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех оригинальных глав, и заключения, в каждой из оригинальных глав первый параграф посвящен обзору литературы. Полный объем работы: 128 страниц, включая 49 рисунков. Библиография содержит 110 наименований из них 11 авторских работ.

Личный вклад

Все приведенные в диссертации результаты получены при непосредственном участии автора. Вклад диссертанта в их получение является определяющим.

Апробация работы

Результаты, представленные в данной диссертационной работе опубликованы в пяти статьях, ссылки на которые приведены в конце данного автореферата, а также доложены на шести всероссийских и международных конференциях: VIII Международных чтениях по квантовой оптике'1999 (Казань), ICONO/LAT 2005 (Санкт-Петербург), VII International Symposium on Photon Echo and Coherent Spectroscopy (PECS'2001) (Новгород) и VIII International Symposium on Photon Echo and Coherent Spectroscopy (PECS'2005) (Калининград), XIII Международной конференции "Ломоносов-2006"(Москва), XV Annual International Laser Physics Workshop' 2006 (Lausanne).

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы цели, научная новизна и практическая ценность работы, приведено краткое содержание глав, описана структура и объем работы.

ПЕРВАЯ ГЛАВА состоит из шести параграфов. **Первый параграф** включает в себя обзор современной литературы по проблеме, во основном сосредоточенный вокруг таких ярких наблюдаемых явлений как генерация запрещенной второй гармоники от объема кремния, а также от кремниевых и кремниесодержащих фотонных кристаллов. Кроме того рассмотрена теоретическая работа, исследования которой лежат в рамках развиваемого нами подхода, о генерации запрещенной второй гармоники в centrosymmetric среде в суперпозиционном поле двух плоских волн. Пять оригинальных параграфов посвящены построению микроскопической модели отклика на второй гармонике, зависящего от градиента поля и приложению этой модели к случаю периодической структуры, позволяющему исследовать угловые свойства отклика на частоте второй гармоники. **Во втором параграфе** описывается постановка задачи в контексте современных исследований по данной теме. **В третьем параграфе** выводятся следующие базовые уравнения для оператора обобщенной плотности тока, являющегося рабочим параметром теории, $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial J_\alpha}{\partial t} = \frac{e}{m} \left[E_\alpha \rho + \frac{1}{c} (\mathbf{J} \times \text{rot } \mathbf{A})_\alpha \right] - \frac{i}{\hbar} [j_\alpha, H_\alpha] + \frac{e}{mc} \nabla_\beta \left(A_\alpha J_\beta + A_\beta J_\alpha + \frac{e}{mc} A_\alpha A_\beta \rho \right), \quad (1)$$

где по повторяющимся индексам производится суммирование, $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ — оператор плотности атомного тока, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ — векторный потенциал поля, E_α — компонента электрического поля волны.

Несложно видеть, что первое слагаемое в (1) представляет собой силу Лоренца, коммутатор $[j_\alpha, H_\alpha]$ оператора плотности тока и внутриатомного гамильтониана $H_a = H(\psi^+, \psi, \mathbf{A} = 0, \mathbf{B} = 0)$ описывает динамику

тока поляризации, связанную со взаимодействием с внутриатомными полями, а оставшиеся градиентные слагаемые описывают динамику тока поляризации, связанную с пространственной неоднородностью электромагнитной волны. При этом оператор обобщенной плотности тока имеет следующий вид:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) - \frac{e^2}{mc} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \psi^+(\mathbf{r}, t) \psi(\mathbf{r}, t).$$

В четвертом параграфе строится теория возмущений по степени пространственного искажения волновой функции, в рамках которой мы ограничиваемся учетом эффектов, пропорциональных первой производной от поля. Для отклика на второй гармонике получаем следующее выражение для квантово-механического среднего от плотности тока поляризации:

$$\begin{aligned} \langle j_\alpha(2\omega) \rangle = & \chi_{\alpha\beta\gamma}^{(0)} F_{0\beta} F_{0\gamma} + \chi_{\alpha\beta}^{(1)} F_{0\gamma} \frac{\partial F_{0\beta}}{\partial x_\gamma} + \chi_{\beta\gamma}^{(2)} F_{0\gamma} \frac{\partial F_{0\beta}}{\partial x_\alpha} + \\ & + \chi_{\alpha\beta}^{(3)} \frac{\partial F_{0\beta}^2}{\partial x_\beta} + \chi_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(4)} F_{0\beta} \frac{\partial F_{0\delta}}{\partial x_\gamma} + \dots, \end{aligned}$$

где мы взяли поле накачки в виде $F(\mathbf{r}, t) = F_0(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t) + \text{компл. сопр.}$ и провели интегрирование уравнений, полученных в результате построения теории возмущений, считая амплитуды F_0 медленно меняющимися. Тензоры имеют следующую структуру:

$$\begin{aligned} \chi_{\alpha\beta\gamma}^{(0)} = & \frac{e}{2m\hbar^2} \left[\left(\frac{\partial U_0}{\partial x_\alpha} \right)_{0n} \left(\frac{\partial U_0}{\partial x_\beta} \right)_{nm} \left(\frac{\partial U_0}{\partial x_\gamma} \right)_{m0} \times \right. \\ & \left. \times D(-\omega_{n0}) D(\omega, \omega_{nm}, \omega, \omega_{m0}) + \Sigma_1 \right], \\ \chi_{\alpha\beta}^{(1)} = & \frac{ie}{2m\hbar} \left[\left(\frac{\partial U_0}{\partial x_\alpha} \right)_{0n} \left(\frac{\partial U_0}{\partial x_\beta} \right)_{n0} \times D(-\omega_{n0}) D(\omega, \omega, \omega_{n0}) + \Sigma_2 \right], \end{aligned}$$

где

$$D(\omega_1, \omega_2, \dots) = \int_0^t dt' \exp(i\omega_1 t') \int_0^{t'} dt'' \exp(i\omega_2 t'') \dots;$$

Σ_1, Σ_2 — дополнительные слагаемые, получаемые из первых слагаемых перестановкой индексов $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ и соответствующей перестановкой частот в дисперсионных множителях.

В пятом параграфе в рамках общего формализма вышеприведенных параграфов решена частная задача об отражении от слоя конечной толщины, нанесенного на подложку с другой линейной диэлектрической проницаемостью, проведено сравнение с экспериментальными данными. Результаты представлены на рис. 1, 2. **В шестом параграфе** кратко сформулированы выводы данной главы.

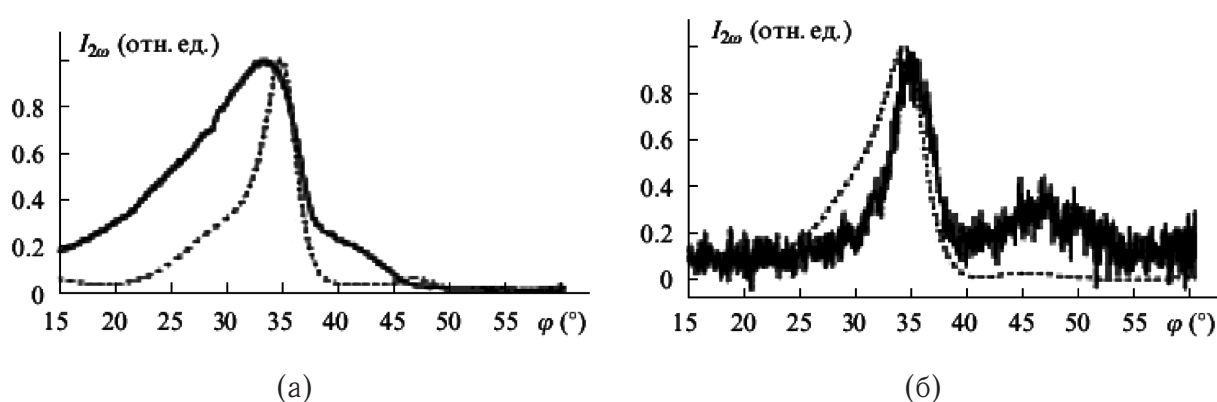


Рис. 1. Зависимости интенсивности ВГ р-(а) и s-поляризаций (б) от угла поворота многослойной структуры для s-поляризации падающего излучения: сплошные линии — эксперимент, пунктир — расчет

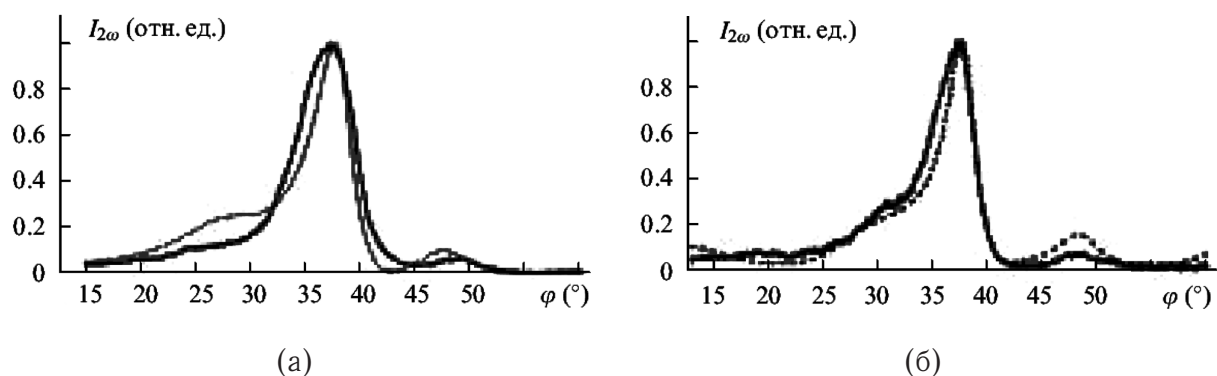


Рис. 2. Зависимости сигнала второй гармоники р- (а) и s-поляризаций (б) от угла поворота многослойной структуры для р-поляризации падающего излучения: сплошные линии — эксперимент, пунктир — расчет

ВТОРАЯ ГЛАВА состоит из девяти параграфов. **Первый параграф** включает в себя обзор современной литературы по проблеме, включающий в себя рассмотрение различных моделей нелинейности отклика одиночного атома. Также рассмотрены классические работы о квадратичной зависимости частоты отсечки спектров отклика атомарных систем от поля и экспериментальные работы, указывающие на отклонения от этой зависимости. В оригинальной части глава посвящена исследованию взаимодействия двух-, и трехуровневого атома, обладающего водородоподобными волновыми функциями, с суб-, атомным и сверхатомным полем.

Исследован матричный элемент взаимодействия, выявлен его принципиально нелинейный вид в зависимости от поля. Получены спектры поляризационного отклика атома для двух типов переходов: с четного уровня на четный и с четного уровня на нечетный. В случае трехуровневого атома выявлена внутренняя структура резонансов. **Во втором параграфе** с самых общих позиций рассмотрен вопрос о симметричных аспектах задачи атомно-полевого взаимодействия. **В третьем параграфе** представлено преобразование уравнения Шредингера, играющее фундаментальную роль для данного исследования и предложенное

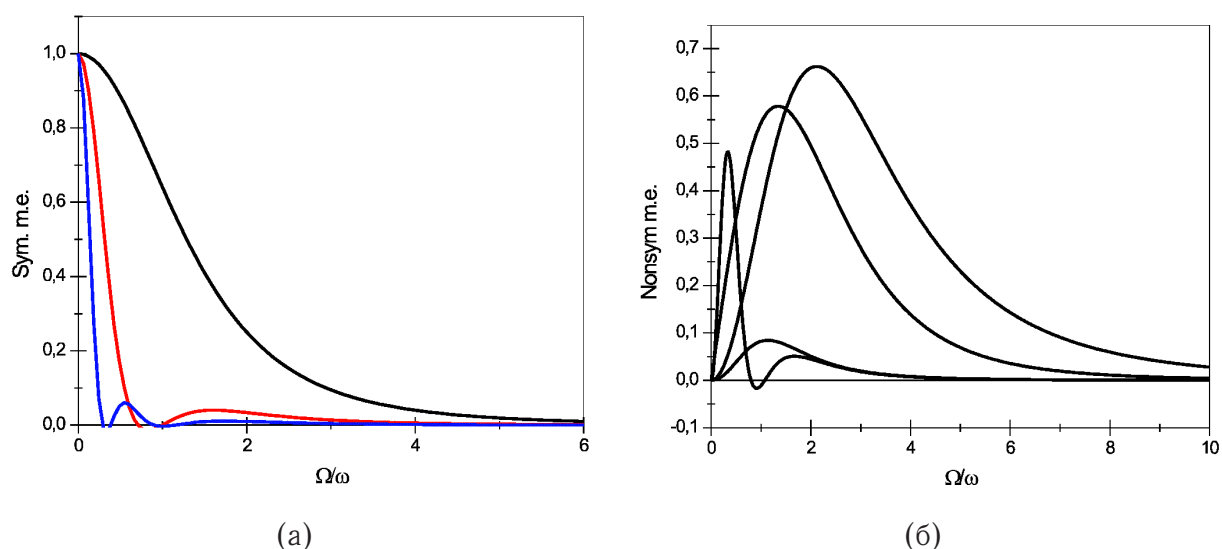


Рис. 3. Вид симметричных (а) и несимметричных (б) матричных элементов в зависимости от величины внешнего поля (частота Раби, нормированная на частоту поля)

проф. Андреевым. Оно имеет вид:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = V^{-1} \left[\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + U \right] V \psi - \frac{1}{2m} \left[-\frac{e}{c} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \delta \mathbf{A} - \frac{e}{c} \delta \mathbf{A} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) + \frac{e^2}{c^2} \delta \mathbf{A}^2 \right] \psi, \quad (2)$$

где введен оператор эволюции V и параметр кривизны волны $\delta \mathbf{A}$ в соответствии со следующими выражениями

$$V = \exp \left(-\frac{ie\mathbf{A}\mathbf{r}}{\hbar c} \right), \quad \delta \mathbf{A} = \nabla (\mathbf{A}\mathbf{r}) - \mathbf{A}. \quad (3)$$

Из выражения (3) следует, что если атом взаимодействует с плоской волной, когда $\delta \mathbf{A} \approx 0$, уравнение (2) приобретает следующий вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = V^{-1} H_0 V \psi$$

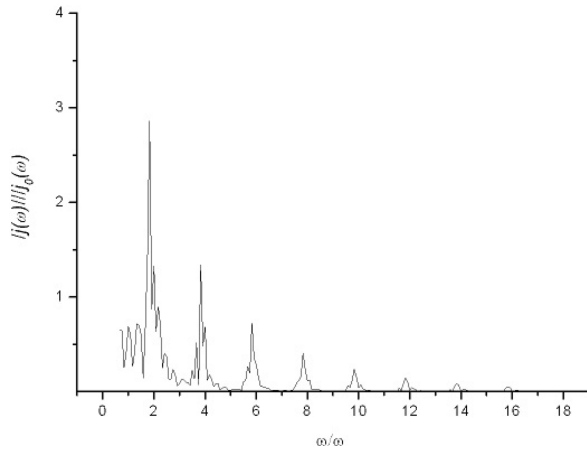
где H_0 — гамильтониан свободного атома.

В четвертом параграфе рассмотрены свойства матричных элементов оператора эволюции, входящих существенным образом в полученные скалярные уравнения для коэффициентов разложения волновой функции. Важнейшим результатом исследования данных матричных элементов явилась их существенно нелинейная природа в зависимости от величины поля (см. рис. 3).

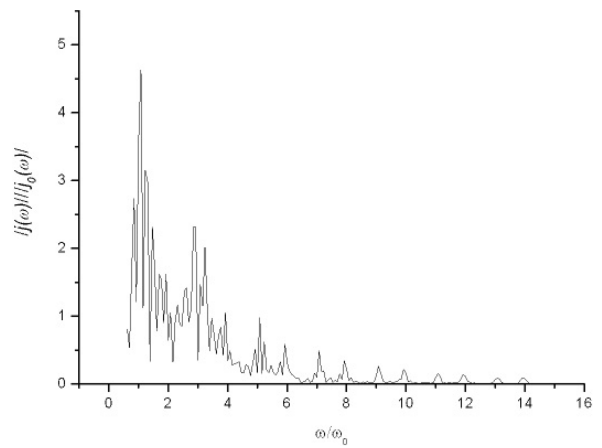
В пятом параграфе проведен вывод формулы для тока поляризационного отклика в зависимости от коэффициентов разложения волновой функции.

В шестом параграфе рассмотрена генерация на дипольно-запрещенном переходе $1s - 2s$. Основным результатом явилось наличие отклика для полей сравнимых с внутриатомными полями (рис. 4(a)).

В седьмом параграфе Рассмотрен дипольно-разрешенный переход $1s - 2p$. В соответствии с дипольными правилами отбора, спектр отклика должен содержать генерацию только нечетных гармоник поля, что мы наблюдали при проведении численного эксперимента в области субатомных полей. Однако при превышении атомного порога в спектре



(а) Генерация четных гармоник на дипольно запрещенном переходе $1s - 2s$ при $\frac{\Omega_{\text{Rabi}}}{\omega_0} = 2$. Здесь и ниже спектр тока нормирован на начальную величину, соответствующую $a_1(t=0) = 1$, $a_2(t=0) = 0$



(б) Спектр поляризационного отклика на переходе $1s - 2p$ при генерации третьей гармоники: нечетные и четные гармоники в среднем поле $\frac{\Omega_{\text{Rabi}}}{\omega_0} = 2$

Рис. 4.

появлялись четные гармоники (см. рис. 4(б)). **В восьмом параграфе** рассмотрена задача о трехуровневом атоме. В спектре отклика выявлена внутренняя структура резонансов. **В девятом параграфе** сформулированы главные результаты, описанные в главе.

ТРЕТЬЯ ГЛАВА также состоит из девяти параграфов. **Первый параграф** включает в себя обзор современной литературы по проблеме, основное внимание в котором уделяется различным моделям ионизационного процесса в их связи с явлением стабилизации ионизации. В оригинальной части посвящена вопросу ионизации одиночного водородоподобного атома под действием сверхсильного лазерного поля. В главе приводятся новые результаты, полученные в ходе исследований: зависимость скорости ионизации от величины ионизирующего поля, новые правила отбора по орбитальному квантовому числу, поляризационные спектры ионизованных электронов, зависимость частоты отсечки этих спектров от величины ионизирующего поля.

Во втором параграфе в рамках подхода, очерченного во второй главе выводится система уравнений для коэффициентов разложения волновой функции водородоподобного атома, ионизирующегося из основного

состояния в состояния непрерывного спектра с различными значениями орбитального квантового числа в наиболее общем виде. Эта система имеет весьма сложный вид. Производя ряд упрощений, мы получаем следующую рабочую систему уравнений:

$$i \frac{da(k, l, t)}{dt} = \sum_{l'} V_{k1s}^{-1(l)} \omega_{1s} V_{1s1s} b(t) + \sum_{l'} \int d\mu V_{k1s}^{-1(l)} \omega_{1s} V_{1s\mu}^{(l')} a(\mu, l', t),$$

$$i \frac{db(t)}{dt} = V_{1s1s}^{-1} \omega_{1s} V_{1s1s} b(t) + \sum_{l'} \int d\mu V_{1s1s}^{-1} \omega_{1s} V_{1\mu}^{(l')} a(\mu, l', t) + \sum_{l'} \int d\mu V_{1s\mu}^{-1(l')} \frac{\hbar}{2m} \mu^2 V_{\mu1s}^{(l')} b(t),$$

Здесь $b(t)$ — коэффициент разложения при волновой функции основного состояния, а $a(k, l, t)$ — коэффициент в интеграле по непрерывному спектру.

В третьем параграфе вычисляются матричные элементы для ионизационного перехода из основного состояния в состояния непрерывного спектра с различными значениями орбитального квантового числа. Так как в данном случае дипольно разрешенными являются только переходы в состояния с $l = 1$, необходимо было проверить, что в пределе слабых полей выполняется переход к традиционным правилам отбора, что и было подтверждено нашими вычислениями, которые мы провели последовательно для шести значений орбитального квантового числа ($l = [0..5]$). Например, для $l = 0$ мы имеем следующее выражение:

$$V_{1s \rightarrow k} = \frac{4k\sqrt{\pi}e^{\frac{\pi}{2k}} |\Gamma(1 - \frac{i}{k})|}{T(t)\frac{\Omega}{\omega}i} \Gamma(2) \times \left(\frac{{}_2F_1\left(\frac{i}{k} + 1; 2; 2; \frac{2ik}{ik+1-iT(t)\frac{\Omega}{\omega}}\right)}{(ik+1-iT(t)\frac{\Omega}{\omega})^2} - \frac{{}_2F_1\left(\frac{i}{k} + 1; 2; 2; \frac{2ik}{ik+1+iT(t)\frac{\Omega}{\omega}}\right)}{(ik+1+iT(t)\frac{\Omega}{\omega})^2} \right)$$

здесь Ω — частота Раби падающего излучения, ω — его несущая частота, а $T(t)$ — временной профиль. Легко видеть, что при поле стремящемся у нулю эта величина стремится к нулю, т.е. к традиционным правилам

отбора. Формулы для больших значений орбитального квантового числа являются более громоздкими, в силу этого здесь приведем лишь графическое представление их зависимости от величины ионизирующего поля, см. рис. 5.

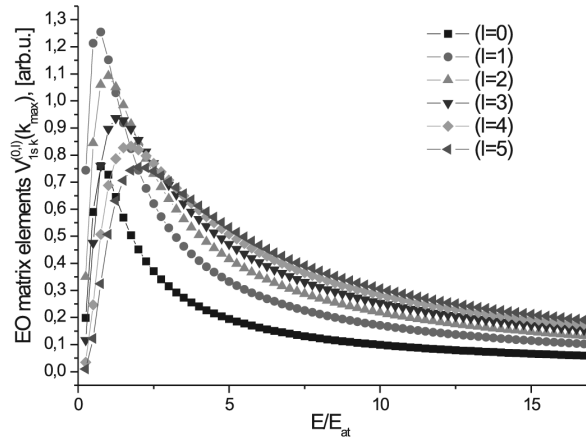


Рис. 5. Зависимость точно посчитанного матричного элемента от амплитуды внешнего поля (частоты Раби, нормированной на частоту внешнего поля) для l пробегающего значения от 0 — самый острый и высокий пик до 5 — самый низкий и широкий пик

В четвертом параграфе получает разрешение проблема, которая становится ясной из предыдущего параграфа: из-за все большей громоздкости выражений для матричных элементов оператора эволюции ионизационного перехода для больших l , в какой-то момент эти вычисления приходится прекратить. В то же время для полей, сильно превышающих внутриатомные, вклад больших орбитальных чисел становится существенным. Для того, чтобы работать этой области полей было предложено приближение, описанное в данном параграфе, позволяющее получить требуемое выражение для произвольного l , см. рис. 6.

В пятом параграфе приведены результаты численного решения уравнения Шредингера в виде спектров атомного отклика для различных амплитуд падающего поля. Спектры в случае полей, сравнимых с внутриатомными, обладают плато и выраженной частотой отсечки см. рис. 7.

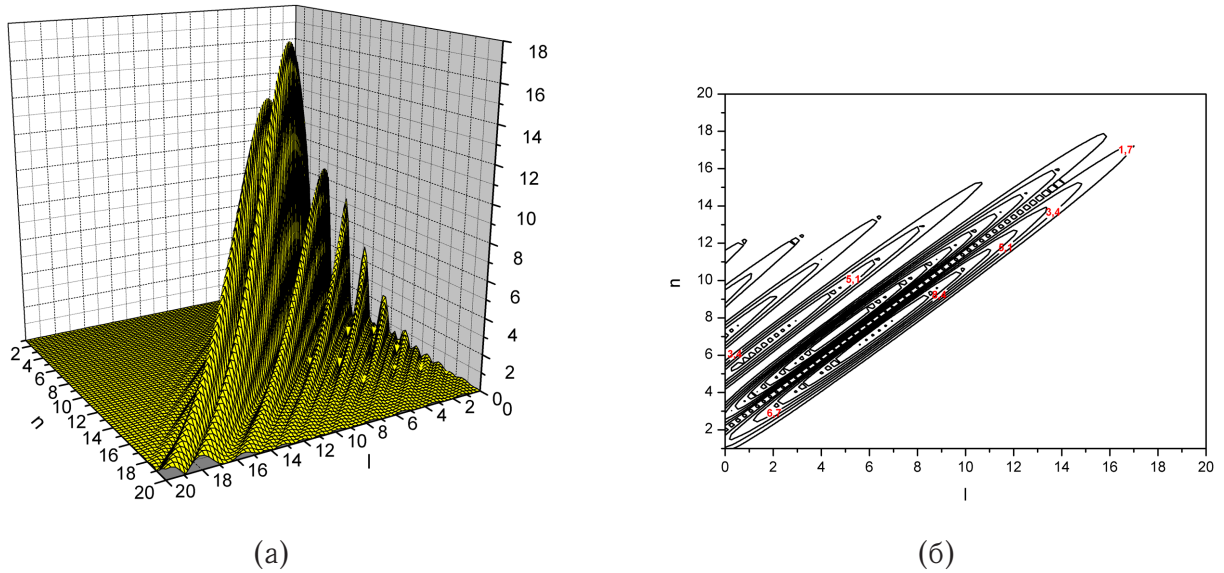


Рис. 6. Зависимость матрицы ионизационного перехода от орбитального квантового числа и количества поглощенных фотонов в условиях, когда $\frac{\Omega}{\omega} = 5$, а — трехмерная поверхность, б — в изоклиническом отображении

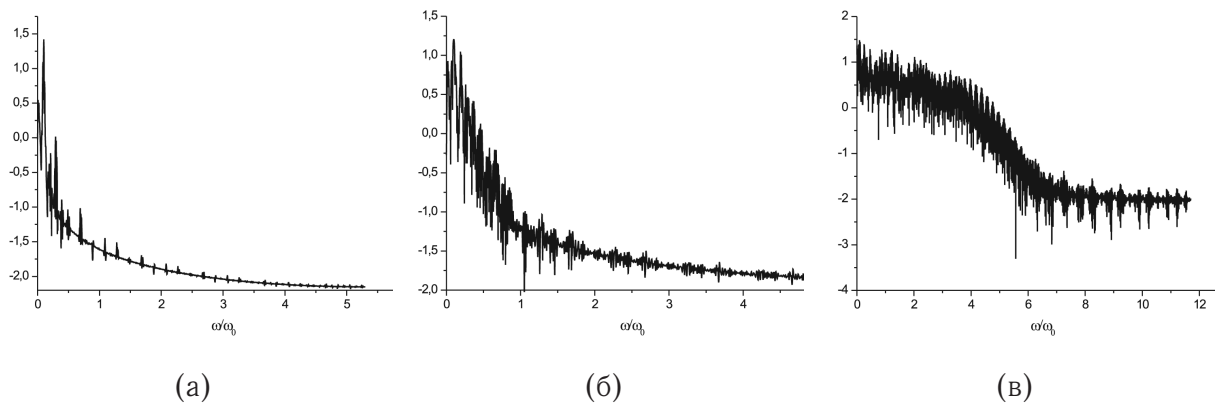


Рис. 7. Спектры поляризационного отклика для разных значений амплитуды внешнего поля (частоты Раби, нормированной на частоту внешнего поля): а — $\frac{\Omega}{\omega} = 0.7$, б — $\frac{\Omega}{\omega} = 1.9$, в — $\frac{\Omega}{\omega} = 3.0$

В шестом и седьмом параграфах описываются зависимости частот отсечки от величины поля, полученные в двух различных численных экспериментах. Они демонстрируют схожесть в области пересечения параметров, однако график, рассчитанный в диапазоне, соответствующем также более сильным полям, демонстрирует эффект насыщения частоты отсечки, см. рис. 8.

В восьмом параграфе представлен график зависимости скорости

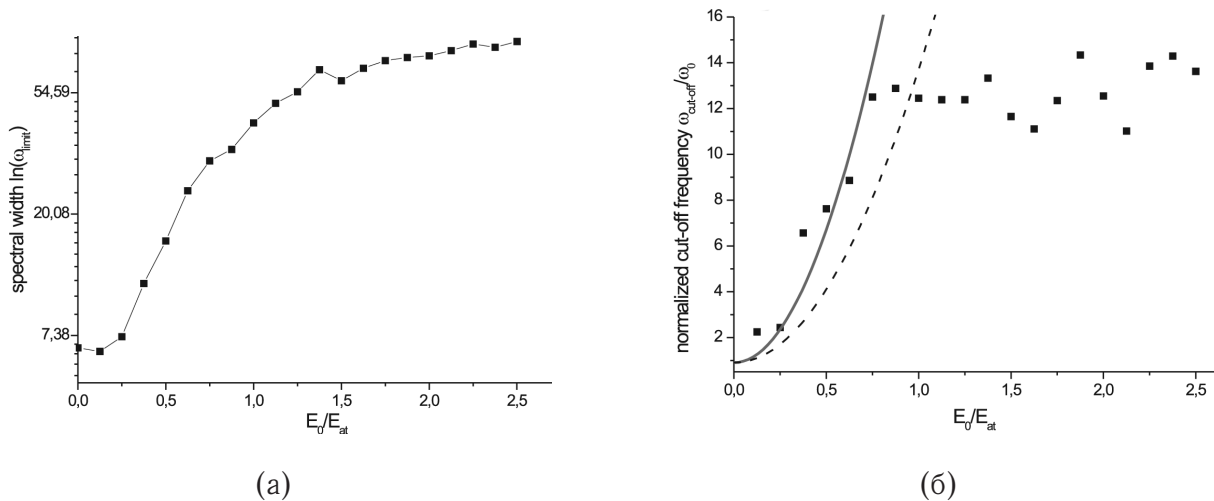


Рис. 8. Граничная частота (а) и частота отсечки (б) в зависимости от полевого параметра, сплошная линия аппроксимация законом $\hbar\omega_{cut-off} = I + 5.74U_p$, пунктирная линия представляет собой традиционный закон $\hbar\omega_{cut-off} = I + 3.17U_p$

ионизации от величины поля, который демонстрирует предсказанный теоретически и наблюдаемый экспериментально эффект стабилизации ионизации, что в силу принципиального отличия нашего подхода от общепринятого, обладает определенным верификационным смыслом с одной стороны, а с другой предлагает совершенно новую физическую модель этого контринтуитивного явления, не получившего полка исчерпывающего теоретического объяснения. **В девятом параграфе** кратко формулируются основные результаты.

ЧЕТВЕРТАЯ ГЛАВА состоит из пяти параграфов. **Первый параграф** включает в себя обзор современной литературы по проблеме. В оригинальной части глава посвящена исследованию задачи о взаимодействии поля в микрорезонаторе с системой двухуровневых атомов. Развита гамильтонов формализм, позволивший определить новые режимы самосогласованного взаимодействия поля и среды. **Во втором параграфе** в приближении метода медленно меняющихся амплитуд получена система уравнений взаимодействия сосредоточенной системы атомов с

полем в резонаторе, которая имеет вид:

$$\begin{aligned}\dot{a} &= \gamma b_1^* b_2 \exp(i\Delta t), \\ \dot{b}_2 &= -\gamma b_1 a \exp(-i\Delta t), \\ \dot{b}_1 &= \gamma b_2 a^* \exp(i\Delta t),\end{aligned}$$

где $b_{1,2}$ — атомные переменные, a — полевая, а нормированная отстройка $\Delta = \nu - \nu_0$, $\nu = |\mathbf{k}|cT$, $\nu_0 = \omega_{21}T$, $\gamma = \Omega T = \sqrt{\frac{2\pi N}{\hbar\omega V}}mT$. Найдены интегралы сохранения системы. Введены также частоты:

$$b_1(t) = B_1(t) \exp[i\varphi_1(t)], \quad b_2(t) = B_2(t) \exp[i\varphi_2(t)], \quad a(t) = A(t) \exp[i\psi(t)].$$

при этом $\omega_1 = \dot{\varphi}_1$, $\omega_2 = \dot{\varphi}_2$, $\Omega = \dot{\psi}$.

В третьем параграфе описаны временные зависимости фаз и частот для самосогласованных решений полученные, используя описанные выше интегралы сохранения. Эти зависимости имеют вид:

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \Delta/2, \\ \omega_2 &= \frac{\Delta}{\left(\frac{\gamma}{\Gamma}\right)^2 (1 + \cosh(2\Gamma t)) - 2}, \\ \Omega &= \frac{\Delta}{C_1 \left(\frac{\gamma}{\Gamma}\right)^2 (1 + \cosh(2\Gamma t)) + 2},\end{aligned}$$

где $\Gamma = \sqrt{\gamma^2(1 - C_1) - \Delta^2/4}$.

В четвертом параграфе показано следующее. Т.к. пользуясь законами сохранения можно получить, что, например,

$$\ddot{b}_1 - i\Delta\dot{b}_1 + 2\gamma^2|b_1|^2 b_1 - \gamma^2(1 - C_1) b_1 = 0, \quad (5)$$

то заменой

$$b_1(t) = \rho(t)e^{i\varphi}e^{i\Delta t/2}$$

уравнение (5) легко приводится к гамильтонову виду с гамильтонианом

$$H = \frac{1}{2}p_\rho^2 + U(\rho),$$

где потенциальная энергия $U(\rho)$ имеет вид

$$U(\rho) = -\frac{1}{2}\Gamma^2\rho^2 + \frac{\gamma^2}{2}\rho^4.$$

Гамильтониан имеет две особые точки $\{p_{\rho c}, \rho c\} = \{0, 0\}$ и $\{0, \frac{\Gamma}{\sqrt{2}\gamma}\}$. Исследуя характеристическое уравнение данной системы, которое имеет вид $\lambda^2 + C\lambda + D = 0$, где

$$C = \frac{\partial^2 H}{\partial p_\rho \partial \rho} - \frac{\partial^2 H}{\partial \rho \partial p_\rho} = 0,$$

а свободный член

$$D = \left\{ - \left(\frac{\partial^2 H}{\partial p_\rho \partial \rho} \right)^2 - \frac{\partial^2 H}{\partial \rho^2} \frac{\partial^2 H}{\partial p_\rho^2} \right\}_{(\rho c, p_{\rho c})},$$

который в нашем случае имеет значения $D = \Gamma^2$ и $D = -2\Gamma^2$ в первой и второй особых точках системы соответственно, получаем что, когда первая особая точка системы является центром, то вторая является седлом и наоборот. Тем самым мы применили хорошо развитый формализм к задаче о взаимодействии системы двухуровневых атомов с излучением в микрорезонаторе. **В пятом параграфе** сделаны выводы наиболее важных результатов данной главы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Проведено построение микроскопической теории восприимчивости второго порядка, зависящей от градиента поля и имеющей три слагаемых, обладающих разными симметричными свойствами. Рассмотрен принципиально новый подход к решению задачи о взаимодействии атома с электромагнитным полем. В основе этого подхода лежит преобразование уравнения Шредингера, приводящее к учету в эффективном матричном элементе перехода между состояниями атома всех степеней поля, а не только первой, как это было бы в случае ограничения дипольным приближением. Рассмотрены две группы задач: о генерации высоких гармоник в двухуровневом и трехуровневом приближении водородоподобного атома с возникновением суперконтинуума и об ионизации атома. Решена задача о взаимодействии электромагнитного поля с ансамблем двухуровневых атомов в микрорезонаторе.

Важнейшие результаты из результатов диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. В средах, обладающих центром симметрии, возможен отклик на частоте второй, «запрещенной» гармоники, обусловленный градиентной частью внешнего поля, который усиливается в случае периодических сред, построенных на основе центросимметричных материалов.
2. Спектр излучения, возникающий на переходе $1s - 2s$ атомного электрона, представляет собой широкий пьедестал, на фоне которого видны четные гармоники. Возникновение пьедестала может быть ассоциировано с появлением суперконтинуума.
3. Спектр излучения, вызванный $1s - 2p$ переходом атомного электрона, состоит из нечетных гармоник в слабых полях; в полях умеренной интенсивности наблюдается режим сосуществования нечетных и четных гармоник. Дальнейшее увеличение интенсивности внешнего поля приводит к уменьшению амплитуд нечетных гармоник, таким образом, в спектре присутствуют преимущественно четные гармоники.
4. Определен профиль спектра суперконтинуума, путем интерполяции найдена простая аналитическая функция, определяющая спектр как функцию параметров лазерного импульса.
5. Изучен матричный элемент ионизационного перехода. Рассчитан его точный вид для начальных угловых гармоник ($l = 0 - 5$). Проанализирована необходимость учета более, чем одной, как это делается традиционно, гармоники в полях сравнимых с внутриатомными.
6. Найдено приближение, в котором матричный элемент ионизационного перехода может быть рассчитан для произвольного углового квантового числа. Результат использован для численного решения уравнения Шредингера.

7. Численный счет, основанный на модели, учитывающей все ионизационные уровни, дающие ненулевой вклад в матричный элемент ионизационного перехода, показал наличие стабилизации скорости ионизации при увеличении амплитуды ионизирующего поля или уменьшении его частоты. Это согласуется в целом с различными современными теориями ионизации водородоподобных атомов и экспериментальными работами в разреженных газах.
8. Изучен спектр поляризационного отклика ионизованного атома в зависимости от величины внешнего поля. Показано, что в относительно сильных полях спектры имеют выделенную частоту отсечки, которая была изучена с точки зрения ее зависимости от напряженности внешнего поля. Эта зависимость имеет вид насыщающейся кривой.
9. Обнаружены солитоноподобные режимы взаимодействия ансамбля двухуровневых атомов с квазирезонансным излучением при наличии фазовой модуляции частоты оптического импульса, в этом случае фазовый портрет системы имеет две особые точки, которые попеременно представляют собой «центр» и «седло».

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Андреев А.В., Шкуринов А.П., Андреева (Шутова) О.А., Балакин А.В., Буше Д., Масселин П., Ожередов И.А., Прудников И.Р. *О механизмах генерации второй гармоники в одномерных периодических средах* // Квантовая электроника, т.28, №1, с.75-80, (1999).

2. Андреев А.В., Шутова О.А. *Коллективные взаимодействия системы двухуровневых атомов* // Известия Академии наук, сер. физическая, т.66, №8, с.1070-1073, (2002).

3. Андреев А.В., Шутова О.А. *Спектр поляризационного отклика двухуровневого атома, взаимодействующего со сверхсильным лазерным полем* // Нелинейный мир, 3 (1-2), с. 63-67, (2005).

4. Andreev A.V., Shoutova O.A. *Single hydrogen like atom ionization by ultrastrong laser field: non-perturbative approach* // Physics Letters A, V.350, p.309-314, (2006).

5. Andreev A.V., Shoutova O.A. *Non-perturbative theory of atomic ultrastrong laser field ionization* // Proceedings SPIE, v.6259, p.1-9, (2006).

6. Андреев А.В., Шкуринов А.П., Андреева (Шутова) О.А., Балакин А.В., Буше Д., Масселин П., Ожередов И.А., Прудников И.Р. *Генерация второй гармоники фемтосекундных лазерных импульсов в одномерных периодических средах* // VIII Международные чтения по квантовой оптике, Программа, с.3, (1999).

7. Andreev A.V., Shoutova O.A. *Spectrum of polarization response of an atom interacting with superstrong laser field* // ICONO/LAT 2005, Technical Digest, Nonlinear Phenomena, 2, IThS 2, (2005).

8. Андреев А.В., Дыхне А.М., Шутова О.А. *Проблема генерации «запрещенной» второй гармоники в бесселевых световых пучках* // VII Международный симпозиум по фотонному эхо и когерентной спектроскопии, Программа, с.5, (2001).

9. Андреев А.В., Шутова О.А. *Спектр отклика атома взаимодействующего со сверхсильным лазерным полем* // VIII Международный симпозиум по фотонному эхо и когерентной спектроскопии, Программа, Калининград, с.7, (2001).

10. Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. *Ионизация водородоподобного атома сильным лазерным полем: частота отсечки, генерация гармоник, скорость ионизации* // XIII Международная конференция «Ломоносов - 2006», Сборник трудов, т.1, с.192, (2006).

11. Andreev A.V., Shoutova O.A., Stremoukhov S.Yu. *Ionization of single hydrogen-like atom in near-atomic strength laser field* // 15th International Laser Physics Workshop, Book of Abstracts, p.250, (2006).