На правах рукописи

ГОЛУБКОВ Андрей Александрович

ТЕОРИЯ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОСПРИИМЧИВОСТЕЙ ОДНОМЕРНО НЕОДНОРОДНЫХ ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕД С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Специальность
01.04.21 – лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Саратов – 2013

Работа выполнена в Международном учебно-научном лазерном центре Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Научный консультант:

доктор физико-математических наук, профессор Макаров Владимир Анатольевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Мельников Леонид Аркадьевич, Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., зав. кафедрой «Приборостроение», г. Саратов

доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН Розанов Николай Николаевич, ФГУП «Научно-производственная корпорация «Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова», начальник отдела, г. Санкт-Петербург

доктор физико-математических наук, профессор Юрко Вячеслав Анатольевич, Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, зав. кафедрой математической физики и вычислительной математики, г. Саратов

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт спектроскопии Российской академии наук», г. Москва.

Защита состоится «10» июня 2013 г. в 15:30 на заседании диссертационного совета Д212.243.05 на базе Саратовского государственного университета имени Н.Г. Чернышевского по адресу: 410012, Саратов, ул. Астраханская, д. 83, 3 корпус СГУ, ауд. 34.

С диссертацией можно ознакомиться в Зональной научной библиотеке имени В.А.Артисевич Саратовского государственного университета имени Н.Г. Чернышевского.

Автореферат разослан «____» _____________2013 г.

Ученый секретарь диссертационного
совета Д212.243.05, профессор Дербов В.Л.

Общая характеристика работы

В диссертации приводятся результаты исследований, проведенных автором в МГУ имени М.В. Ломоносова в 1988–2011 годах. В ней решен ряд важных в научном и практическом отношении задач, относящихся к спектроскопии одномерно неоднородных анизотропных линейных и нелинейных поглощающих сред с произвольной частотной дисперсией.

Актуальность исследований. Становление теории линейной спектроскопии диэлектрической проницаемости одномерно неоднородных сред началось только около сорока лет назад [1,2]. Это объясняется тем, что в отличие от традиционной спектроскопии однородных сред [3–6] эта теория существенно использует результаты, полученные в области обратных спектральных задач – относительно нового раздела математики, активно развивающегося с середины двадцатого века [7–11]. Достаточно быстро сформировалось два принципиально отличающихся подхода к постановке и решению задач нахождения координатных зависимостей диэлектрических свойств одномерно неоднородных сред.

Основные идеи первого подхода, использующего для зондирования исследуемой среды импульсное излучение, распространяющееся в одном, максимум в двух-трех направлениях, изложены в работе [1]. Они получили достаточно широкое развитие в акустике, но в оптике их удается применить только к средам, частотная дисперсия которых описывается самыми простыми моделями. В [2] был предложен второй подход, использующий для зондирования исследуемой неоднородной пластинки распространяющиеся в различных направлениях электромагнитные волны фиксированной частоты. Несмотря на то, что он применим для исследования сред с произвольной частотной дисперсией, его реализация столкнулась с двумя принципиальными проблемами. Во-первых, методика работы [2] существенно использует идеализированную и труднореализуемую геометрию взаимодействия волн с неоднородной средой (слой непоглощающей среды находится перед идеально отражающей поверхностью) и поэтому неприменима в общем случае. Во-вторых, она оставляет открытым вопрос единственности получающегося решения. Возможно, именно поэтому второй подход длительное время практически не развивался.

Методы нахождения координатных зависимостей компонент тензора квадратичной нелинейности в одномерно неоднородных средах, свойства которых меняются только в одном направлении, начали активно разрабатываться в конце прошлого столетия. Интерес к таким средам связан с возможностью реализации в них условий квазисинхронизма, необходимого для эффективного преобразования частоты оптического излучения во вторую гармонику. Однако все разработанные к настоящему времени неразрушающие методы нахождения пространственного профиля квадратичной нелинейности в одномерно неоднородных средах [12–16] существенно используют предположения об отсутствии у среды линейного поглощения и об однородности ее линейных диэлектрических свойств, что существенно ограничивает возможную область их применения. Практически не разработаны методы нахождения пространственных профилей компонент тензора кубической восприимчивости одномерно неоднородных сред.

Суммируя, можно сказать, что теория спектроскопии пространственных зависимостей линейных и нелинейных диэлектрических восприимчивостей одномерно неоднородных поглощающих сред с произвольной частотной дисперсией к моменту начала работы над диссертацией практически отсутствовала. Это делает актуальным ее построение, необходимое для решения задач неразрушающего контроля внутренней структуры различных устройств, в том числе обеспечивающих достижение максимальной эффективности нелинейных оптических преобразований.

Целью работы является теоретическая разработка спектроскопических методов однозначного нахождения координатных зависимостей компонент комплексных тензоров линейной, квадратичной и кубической восприимчивостей одномерно неоднородной в направлении перпендикулярном ее поверхностям плоскопараллельной пластины, анизотропная среда которой обладает произвольной частотной дисперсией.

Научная новизна работы заключается в том, что в ней впервые решен ряд теоретических проблем принципиально нового направления спектроскопии — спектроскопии пространственных зависимостей линейных и нелинейных диэлектрических восприимчивостей одномерно неоднородных анизотропных поглощающих сред с произвольной частотной дисперсией, а именно:

1. Предложена спектроскопическая схема, позволяющая однозначно находить координатную зависимость комплексной компоненты $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ тензора диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной среды, имеющей плоскость симметрии m_y или ось симметрии 3_z, 4_z, 6_z, ∞_z.

2. Для сред любой симметрии (кроме сред классов симметрии 1, 2 и m) доказана единственность решения задачи нахождения пространственного профиля компоненты $\varepsilon_{zz}(z,\omega)$ тензора диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной поглощающей пластинки по известному пространственному профилю компоненты $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ и известным в некотором диапазоне углов падения коэффициентам отражения и прохождения $p-$поляризованной плоской волны с плоскостью падения yz.

3. Разработана и обоснована методика, позволяющая однозначно восстанавливать пространственные профили практически всех компонент тензоров квадратичных восприимчивостей $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ одномерно неоднородной поглощающей среды любой симметрии (кроме классов 1, 2 и m), линейные диэлектрические свойства которой неоднородны в этом же направлении.

4. Предложены спектроскопические схемы, позволяющие однозначно вос-

станавливать компоненту $\hat{\chi}^{(3)}_{yyyy}$ тензоров кубических нелинейных восприимчивостей $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega;-\omega,\omega,\omega)$, $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega+\Delta;-\omega,\omega,\omega+\Delta)$ и $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega+\Delta;-\omega+\Delta,\omega,\omega)$ одномерно неоднородной поглощающей среды, обладающей плоскостью симметрии m_y.

5. Получено материальное уравнение для эффективного поверхностного тока поляризации, корректно учитывающее в подходе Ландау — Лифшица к электродинамике сред со слабой пространственной дисперсией влияние приповерхностной неоднородности таких сред.

Научная и практическая ценность работы состоит в решении ряда проблем, связанных с нахождением пространственных зависимостей комплексных компонент тензоров линейной, квадратичной и кубической восприимчивостей одномерно неоднородной плоскопараллельной пластины, анизотропная среда которой обладает произвольной частотной дисперсией, актуальных для задач неразрушающего контроля внутренней структуры различных устройств, а именно:

1. Предложен и апробирован в численных экспериментах и при обработке данных реальных экспериментов в терагерцовом диапазоне частот алгоритм восстановления координатной зависимости компоненты $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной поглощающей среды.

2. Разработана методика обработки данных эксперимента, уменьшающая влияние систематических ошибок, которые возникают при экспериментальном определении амплитудных коэффициентов отражения и прохождения через пластинку плоских монохроматических волн с помощью лазерных импульсов. Продемонстрировано, что эта методика позволяет, в частности, с хорошей точностью определять частотную дисперсию диэлектрической проницаемости однородной плоскопараллельной пластины в терагерцовом диапазоне частот даже при временном наложении переотражений от границ среды.

3. Предложенные спектроскопические схемы дают возможность однозначно находить координатные зависимости всех компонент имеющего диагональ-

ный вид тензора диэлектрической проницаемости поглощающей одномерно неоднородной плоскопараллельной пластины. С их помощью может быть исследована частотная дисперсия линейных диэлектрических свойств различных частей среды.

4. Разработанные методы позволяют однозначно определять пространственные профили почти всех компонент комплексных тензоров квадратичной восприимчивости, описывающих генерацию суммарной и разностной частот в одномерно неоднородных средах любой симметрии (кроме классов 1, 2 и m), линейные свойства которых могут быть неоднородными в том же направлении. Их применение позволяет, в частности, контролировать степень однородности нелинейной среды, которая важна при решении многих практических задач квантовой электроники.

5. Обоснованный в работе метод модифицированных граничных условий позволяет решать различные, в том числе спектроскопические, задачи о взаимодействии излучения с ограниченными средами, обладающими слабой пространственной дисперсией.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Координатные зависимости всех компонент имеющего диагональный вид тензора диэлектрической проницаемости поглощающей одномерно неоднородной плоскопараллельной пластины однозначно находятся по известным в любом диапазоне углов падения амплитудным коэффициентам отражения и прохождения трех плоских монохроматических волн, а именно двух $s-$поляризованных (с взаимно перпендикулярными плоскостями падения) и одной $p-$поляризованной.

2. Амплитудные коэффициенты преобразования одномерно неоднородной плоскопараллельной пластиной волн основного излучения с частотами ω_1 и ω_2 в отраженную волну суммарной частоты, известные в любом диапазоне углов падения волн основного излучения для специально подобранных геометрий их взаимодействия, позволяют однозначно определить пространственные профили

всех компонент описывающего генерацию суммарной частоты комплексного тензора квадратичной восприимчивости среды любой симметрии, кроме классов 1, 2 и m.

3. Пространственный профиль компоненты $\chi^{(3)}_{yyyy}(z,\omega;-\omega,\omega,\omega)$ тензора кубической восприимчивости одномерно неоднородной пластины, среда которой обладает перпендикулярной ее поверхности плоскостью симметрии m_y, однозначно восстанавливается по одновременно известным в некотором диапазоне углов падения $s-$поляризованной плоской сигнальной волны с частотой ω амплитудным коэффициентам отражения и прохождения сигнальной волны и коэффициентам ее преобразования в две распространяющиеся по обе стороны от пластины новые волны, возникающие благодаря нелинейному взаимодействию сигнальной волны с нормально падающей на пластину волной основного излучения той же частоты и поляризации.

4. Координатные зависимости компонент $\chi^{(3)}_{yyyy}(z,\omega+\Delta;-\omega,\omega,\omega+\Delta)$ и $\chi^{(3)}_{yyyy}(z,\omega+\Delta;-\omega+\Delta,\omega,\omega)$ тензоров кубической восприимчивости одномерно неоднородной пластины, среда которой обладает перпендикулярной ее поверхности плоскостью симметрии m_y, находятся однозначно, если одновременно известен профиль компоненты $\chi^{(3)}_{yyyy}(z,\omega;-\omega,\omega,\omega)$ и для любого диапазона углов падения $s-$поляризованных сигнальных волн с частотами $\omega\pm\Delta$ и плоскостями падения xz известны их амплитудные коэффициенты отражения и прохождения, а также по два амплитудных коэффициента преобразования каждой из сигнальных волн в распространяющиеся по обе стороны от пластины новые $s-$поляризованные волны, возникающие в результате нелинейного взаимодействия сигнальных волн с нормально падающей на пластину волной основного излучения той же поляризации с частотой ω.

5. Предложенное в диссертации материальное уравнение для эффективного поверхностного тока поляризации позволяет в подходе Ландау — Лифшица к электродинамике сплошных сред со слабо нелокальным оптическим откли-

ком корректно учитывать влияние приповерхностной неоднородности таких сред при решении задач линейной и нелинейной спектроскопии.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из предисловия, четырех частей, каждая из которых состоит из двух глав, приложения, заключения, списка литературы, а также введений к каждой части, в которых приводится краткий обзор литературы по рассматриваемой в ней проблеме и формулируются задачи исследования. Полный объем работы составляет 355 страниц. Список цитированной литературы содержит 279 библиографических ссылок.

Личный вклад автора. В диссертацию вошли результаты исследований, проведенных автором в МГУ имени М. В. Ломоносова в 1988–2011 годах. Автору принадлежит выбор научного направления, постановка конкретных теоретических задач, нахождение методов их решения, интерпретация полученных результатов. В интерпретации всех полученных результатов принимал участие профессор В.А. Макаров.

Апробация работы и публикации. Основные материалы диссертации докладывались на Международных конференциях по когерентной и нелинейной оптике (ICONO’88, Минск; ICONO’95, Санкт-Петербург; ICONO’10, Казань), Европейской конференции по квантовой электронике (EQEC’94, Амстердам), Российско-Германском лазерном симпозиуме (RGLS’95, Санкт-Петербург), Международном симпозиуме «Современные проблемы лазерной физики» (Новосибирск, 1995), Международном симпозиуме по использованию терагерцового излучения в биологии (Сеул, 2011), Международной научно-практической конференции «Оптика неоднородных структур» (Могилев, 2011), Германо-Французско-Российском лазерном симпозиуме (Госсвайнштайн, 2011), Международной конференции по люминесценции и оптической спектроскопии конденсированных сред (Мичиган, 2011), Международных конференциях по лазерной физике (LPHYS’11, Сараево; LPHYS’12, Калгари), Российско-Финском симпозиуме по лазерам и фотонике (Санкт-Петербург, 2011), Международной научной конференции «Проблемы взаимодействия излучения с веществом» (Гомель, 2011), научной конференции «Ломоносовские чтения» (Москва, 2011), школе-семинаре «Волновые явления в неоднородных средах» (Звенигород, 2012), Международной научной конференции «Оптика лазеров» (LO’2012, Санкт-Петербург) и на международной конференции по современным лазерным технологиям (ALT’12, Тун).

Автор докладывал результаты диссертации на научных семинарах физического факультета и факультета вычислительной математики и кибернетики МГУ имени М.В. Ломоносова, Саратовского государственного университета, Института спектроскопии РАН, Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики, государственного оптического института им. С.И. Вавилова. Материалы диссертации опубликованы в 40 работах, включая 21 статью в отечественных и зарубежных рецензируемых журналах, включенных в перечень ВАК Российской Федерации.

Краткое содержание работы

В диссертации поставлены и теоретически исследованы спектроскопические задачи по нахождению пространственных зависимостей диэлектрических восприимчивостей одномерно неоднородных вдоль оси z поглощающих сред различной симметрии с произвольной частной дисперсией. В ее первых трех частях рассмотрены среды с локальным оптическим откликом, включая среды с квадратичной или кубической восприимчивостью. Четвертая часть посвящена обоснованию модифицированных граничных условий, позволяющих приближенно решать спектроскопические задачи для сред со слабой пространственной дисперсией и приповерхностной неоднородностью. Во введении к каждой части дается краткий обзор литературы по рассматриваемой проблеме и формулируются задачи исследования.

В **первой части** диссертации, объединяющей первую и вторую главы, поставлены и решены спектроскопические задачи для плоского слоя линейной среды, диэлектрические свойства которой изменяются только вдоль оси z, перпендикулярной ее поверхностям. Вдоль плоскостей $z = z_1$ и $z = z_2$ ($z_2 > z_1$) слой граничит с однородными изотропными непоглощающими линейными средами без частотной дисперсии, имеющими диэлектрическую проницаемость ε_0.

В **первой главе** диссертации доказывается принципиальная возможность однозначного нахождения пространственных зависимостей компонент комплексного тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}(z,\omega)$ в таких плоскопараллельных пластинах для сред различной симметрии.

Рассмотрение начинается с задачи нахождения пространственной зависимости компоненты $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ для пластины, среда которой имеет перпендикулярную ее поверхностям и оси y плоскость симметрии. Доказано, что если в некотором диапазоне углов падения для такой пластины известны амплитудные коэффициенты отражения и прохождения $s-$поляризованных вдоль оси y плоских монохроматических волн частоты ω, то профиль компоненты $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ определяется однозначным образом. Это справедливо, в том числе, и при скачкообразном изменении диэлектрических свойств вдоль оси z. Для доказательства в диссертации использован ряд известных результатов теории аналитических функций и теории обратных спектральных задач для стандартного уравнения Штурма — Лиувилля.

Для пластинки, среда которой имеет более высокий класс симметрии $mm2$, по коэффициентам отражения и прохождения $s-$поляризованных плоских волн с плоскостями падения yz и xz не зависимо друг от друга могут быть определены компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xx}(z,\omega)$ и $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ соответственно. Если у среды пластины есть ось симметрии 3_z, 4_z, 6_z или ∞_z, то компоненты $\varepsilon_{xx}(z,\omega)$ и $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ тождественно равны и для нахождения их профиля можно использовать $s-$поляризованные плоские волны с произвольной плоскостью падения.

Решение задачи об однозначном восстановлении пространственного профиля комплексной компоненты $\varepsilon_{zz}(z,\omega)$ в слоистых средах требует рассмотрения обратной спектральной задачи для обобщенного уравнения Штурма — Лиувилля

$$\frac{d}{dz}\left(f(z)\frac{dy}{dz} \right) + [r(z) - \lambda^2 w(z)]y = 0 \tag{1}$$

с комплекснозначными кусочно-аналитическими коэффициентами f, r и w, имеющими конечное число точек нарушения аналитичности на отрезке $[0,1]$. В диссертации доказано, что если значения функций f и w на отрезке $[0,1]$ лежат в нижней (или верхней) открытой половине комплексной плоскости и на положительной части вещественной оси, то задание одного из столбцов матрицы монодромии $\hat{M}$ уравнения (1) в любой открытой области комплексной плоскости спектрального параметра λ и двух их трех функций $f(z)$, $r(z)$, $w(z)$ на отрезке $[0,1]$ однозначно определяет на всем этом отрезке третью функцию. Элементы матрицы $\hat{M}$ связаны с удовлетворяющими граничным условиям $\varphi_1|_{z=z_1}=1$, $(d\varphi_1/dz)|_{z=z_1}=0$, $\varphi_2|_{z=z_1}=0$, $(d\varphi_2/dz)|_{z=z_1}=1$ непрерывными решениями $\varphi_{1,2}(z,\lambda)$ уравнения (1) (причем такими, что функции $f(z)d\varphi_{1,2}/dz$ непрерывны на отрезке $[0,1]$) следующими соотношениями: $M_{11,12}=\varphi_{1,2}|_{z=1}$, $M_{21,22}=(d\varphi_{1,2}/dz)|_{z=1}$.

Используя доказанную теорему, в конце первой главы диссертации обосновывается принципиальная возможность однозначного нахождения профиля комплексной компоненты $\varepsilon_{zz}(z,\omega)$ одномерно неоднородной пластины, среда которой при соответствующем выборе направления осей x и y описывается диагональным тензором диэлектрической проницаемости. Доказано, что если для такой пластины в некотором диапазоне углов падения известны амплитудные коэффициенты отражения и прохождения $p-$поляризованных в плоскостях xz или yz плоских монохроматических волн частоты ω, а также профиль компоненты $\varepsilon_{xx}(z,\omega)$ или $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ соответственно, то профиль компоненты $\varepsilon_{zz}(z,\omega)$ диэлектрической проницаемости этой пластины определяется единственным образом.

Вторая глава диссертации посвящена развитию и апробации одного из возможных методов однозначного восстановления координатных зависимостей компонент тензора диэлектрической проницаемости одномерно неоднородных сред, основанного на минимизации специальным образом построенных функционалов. В начале главы обсуждаются основные принципы построения таких функционалов, которые заключаются в следующем.

Если известны амплитудные коэффициенты прохождения и отражения плоской монохроматической волны, то в силу максвелловских граничных условий для волны, распространяющейся внутри среды, известны значения напряженности электрического поля и ее первой производной на обеих поверхностях пластинки. Пусть эти значения на одной из поверхностей пластинки используются в качестве граничных условий. Тогда для произвольного пробного профиля диэлектрических свойств исследуемой пластинки можно решить уравнения, описывающие изменение электрического поля световой волны в среде, и найти значения напряженности электрического поля и ее первой производной на противоположной поверхности пластинки. Предложенные в диссертации функционалы от этого пробного профиля построены так, что они являются мерой отличия этих рассчитанных значений напряженности электрического поля и ее первой производной от значений, которые известны из измеренных коэффициентов прохождения и отражения падающей волны.

Далее изложен итерационный алгоритм минимизации построенных функционалов, в основе которого лежат метод градиентного спуска и метод последовательных приближений. Последний используется для решения дифференциальных уравнений с возмущенным профилем диэлектрической проницаемости, возникающем на очередном шаге итераций при реализации метода градиентного спуска.

Разработанный алгоритм апробирован в численных экспериментах по восстановлению профилей, моделирующих приповерхностную неоднородность диэлектрических свойств среды или сильно неоднородную по всей толщине пластину. При проведении численного эксперимента профиль компоненты $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ вначале считался известным. На его основе рассчитывались «эталонные» амплитудные коэффициенты прохождения и отражения падающей плоской волны исследуемой пластиной. После этого решалась обратная задача. «Эталонные» коэффициенты прохождения и отражения полагались известными для достаточно большого количества углов падения, и на их основе проводилось восстановление профиля диэлектрической проницаемости пластины по предложенному в диссертации алгоритму. Далее проводилось сравнение восстановленного профиля с первоначально выбранным. Оказалось, что для тонких пленок толщиной несколько длин волн профиль ε_{yy} может быть найден с локальной точностью около одного — двух процентов за разумное время счета на обычном персональном компьютере.

В конце второй главы диссертации предлагается способ минимизации влияния на процесс восстановления $\hat{\varepsilon}(z,\omega)$ систематических ошибок, появляющихся в ходе экспериментального измерения коэффициентов отражения и прохождения электромагнитных импульсов. Основные ошибки возникают при измерении толщины пластины ΔL, углов падения зондирующей волны $\Delta\alpha$, а также сдвига $\Delta\tau$ начал отсчета временных шкал, используемых при записи падающих и отраженных (или прошедших) волн. Если интересоваться диэлектрической проницаемостью среды на фиксированной частоте, то все эти ошибки будут иметь случайный характер, и, следовательно, их влияние не может быть учтено или уменьшено в рамках одной серии измерений. Использование импульсов позволяет восстанавливать профиль диэлектрической проницаемости сразу в широком диапазоне частот (например, для нескольких сотен ее значений). Для всех этих частот ошибки $\Delta\tau$, $\Delta\alpha$, ΔL будут одинаковыми. Следовательно, их влияние может быть минимизировано или даже полностью устранено.

Одним из способов минимизации влияния ошибок является рассмотрение их значений как подгоночных параметров. Величины $\Delta\tau$, $\Delta\alpha$, ΔL (в пределах, определяемых точностью соответствующих измерений) выбираются так, чтобы минимизировать значение функционала, используемого для решения задачи восстановления компонент тензора диэлектрической проницаемости пластины.

При этом важным критерием правильности найденного решения обратной задачи является отсутствие скачков в частотных зависимостях действительной и мнимой частей восстановленного профиля $\hat{\varepsilon}(z,\omega)$. Предложенный метод был апробирован при обработке результатов эксперимента по восстановлению спектра диэлектрической проницаемости однородной пластины с использованием терагерцового излучения.

Вторая часть диссертации объединяет третью и четвертую главы. В них предложены и обоснованы два метода однозначного нахождения по данным эксперимента координатных зависимостей большинства компонент комплексных тензоров квадратичных восприимчивостей $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ одномерно неоднородной вдоль оси z поглощающей среды, граничащей вдоль плоскостей $z = z_1$ и $z = z_2$ $(z_2 > z_1)$ с однородными изотропными линейными средами без частотной дисперсии с вещественной диэлектрической проницаемостью ε_0. При этом линейные диэлектрические свойства исследуемой среды могут меняться вдоль оси z и должны описываться диагональным тензором диэлектрической проницаемости, который может произвольно зависеть от частоты.

Во всех рассмотренных во второй части диссертации задачах считается, что амплитуды и частоты падающих волн, а также величины $\chi^{(2)}_{jlm}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$, где $j,l,m = x,y,z$, таковы, что в среде происходит только достаточно сильная для надежной регистрации генерация волн суммарной и (или) разностной частоты, а другие нелинейные оптические эффекты отсутствуют. Оси x, y и z считаются направленными вдоль соответственно осей X_1, X_2 и X_3 кристаллофизической системы координат [17] среды, образующей пластинку. Одномерно неоднородные вдоль оси z среды, строго говоря, могут иметь пространственную симметрию, соответствующую одному из десяти классов (1, 2, m, $mm2$, 3, 4, 6, $3m$, $4mm$, $6mm$) или одной из двух предельных групп $(\infty, \infty m)$ [17]. В этой части диссертации рассмотрены среды, относящиеся к любой из этих предельных групп или к любому из классов симметрии, кроме 1, 2 и m. Линейные диэлектрические свойства таких сред описываются диагональным тензором $\hat{\varepsilon}(z,\omega)$ [17], который считается известным.

Первый метод нахождения $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ изложен в **третьей главе** диссертации. В ее начале предложена и теоретически обоснована основанная на неколлинеарном взаимодействии $s-$поляризованных плоских волн спектроскопическая схема, позволяющая находить пространственные профили компонент $\chi_{yyx}^{(s)}$, $\chi_{xxy}^{(s)}$ и $\chi_{zyx}^{(s)}$ тензора $\hat{\chi}^{(s)}(z) \equiv \hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1+\omega_2;\omega_1,\omega_2)$.

Пусть на пластинку падают под углом α поляризованная вдоль оси y волна с частотой ω_1 и перпендикулярно поверхности пластины поляризованная вдоль оси x волна с частотой ω_2. Продолжая свое распространение в нелинейной среде и взаимодействуя друг с другом, они генерируют $s-$ и $p-$поляризованные волны на частоте $\omega_s = \omega_1 + \omega_2$. Изменение амплитуды $E_s(z)$ первой из них описывается уравнением:

$$\frac{d^2 E_s}{dz^2} + \left[\frac{\omega_s^2}{c^2}\varepsilon_{yy}(z,\omega_s) - k_{1x}^2\right]E_s = -\frac{4\pi\omega_s^2}{c^2}\chi_{yyx}^{(s)}(z)E_1(z,k_{1z})E_2(z), \tag{2}$$

где $E_1(z,k_{1z})$ и $E_2(z)$ — амплитуды распространяющихся в пластинке волн с частотами ω_1 и ω_2 соответственно, $k_{1x} = (\omega_1/c)\varepsilon_0^{1/2}\sin\alpha$, $k_{1z} = (\omega_1/c)\varepsilon_0^{1/2}\cos\alpha$. Возникающая в пластине $s-$поляризованная волна суммарной частоты продолжает распространяться в граничащих с нелинейной средой однородных линейных средах. Эффективность преобразования пластиной падающих на нее $s-$поляризованных волн основного излучения с частотами ω_1, ω_2 и ортогональными поляризациями в $s-$поляризованные волны суммарной частоты, распространяющиеся по обе стороны от пластинки, в диссертации характеризуется с помощью амплитудных коэффициентов преобразования «на отражении» $S^{(r)}$ и «на прохождении» $S^{(t)}$.

Исходя из (2), в диссертации получено уравнение Фредгольма первого рода:

$$
\begin{aligned}
&-4\pi(\omega_s/c)^2\int_{z_1}^{z_2}\chi^{(s)}_{yyx}(u)\,E_2(u)E_1(u,k_{1z})R(u,k_{1z})du=\\
&=[(dR/dz)\big|_{z=z_1}-ik_{sz}R(z_1)]S^{(t)}(k_{1z})-[(dR/dz)\big|_{z=z_2}+ik_{sz}R(z_2)]S^{(r)}(k_{1z}),
\end{aligned}
\tag{3}
$$

связывающее координатную зависимость компоненты $\chi^{(s)}_{yyx}(z)$ с угловыми зависимостями коэффициентов $S^{(r)}$ и $S^{(t)}$. Здесь $R(z,k_{1z})$ — непрерывно дифференцируемое решение однородного уравнения (2), $k_{sz}=(\omega_s^2\varepsilon_0/c^2-k_{1x}^2)^{1/2}$. Правая часть уравнения (3) перестает зависеть от $S^{(t)}$, если функция R удовлетворяет граничным условиям $R|_{z=z_1}=1$, $(dR/dz)|_{z=z_1}=ik_{sz}$. Когда R удовлетворяет граничным условиям $R|_{z=z_2}=1$, $(dR/dz)|_{z=z_2}=-ik_{sz}$, правая часть (3) не зависит от $S^{(r)}$.

Если для исследуемой пластинки в некотором интервале углов падения (интервале значений k_{1z}) волны с частотой ω_1 из эксперимента известны значения коэффициентов $S^{(r)}(k_{1z})$ и (или) $S^{(t)}(k_{1z})$, то при соответствующем выборе граничных условий для функции R правая часть уравнения (3) становиться известной. В этом случае, пользуясь стандартными методами решения уравнений Фредгольма первого рода [18,19], можно найти координатную зависимость компоненты $\chi^{(s)}_{yyx}(z)$, которая тождественно не равна нулю только в классе 3 [17].

Если повернуть пластинку на 90° вокруг оси z, не меняя плоскости падения и поляризации падающих волн, то аналогично можно восстановить $\chi^{(s)}_{xxy}(z)$, измерив в некотором интервале углов падения один из новых коэффициентов преобразования в $s-$поляризованную волну суммарной частоты. Эта компонента тождественно не равна нулю только в классе $3m$ с перпендикулярной оси x плоскостью симметрии и в классе 3 [17]. Для пластин, среда которых имеет класс симметрии 3, 4, 6 или предельную группу симметрии ∞, можно также найти независимую компоненту $\chi^{(s)}_{zyx}(z)$ (в остальных рассматриваемых классах она равна нулю). Для этого нужно измерить коэффициенты преобразования используемых волн основного излучения в p – поляризованную волну частоты ω_s и решить соответствующее уравнение Фредгольма первого рода для пространственного профиля компоненты $\chi^{(s)}_{zyx}(z)$.

Далее в диссертации доказано, что зная в некотором диапазоне углов падения волны с частотой ω_1 коэффициенты преобразования поляризованных вдоль оси y волн с частотами ω_1 и ω_2 в отраженную или прошедшую p – поляризованную волну суммарной частоты и решая соответствующее уравнение Фредгольма первого рода (аналогичное уравнению (3)) можно найти профиль компоненты $\chi^{(s)}_{zyy}(z)$. Эта компонента не равна нулю в средах всех рассматриваемых классов симметрии и предельных групп.

В третьей главе рассмотрена также генерация s – поляризованных волн суммарной частоты за счет взаимодействия p – поляризованной волны частотой ω_1, наклонно падающей на пластину, и нормально падающей волны частотой ω_2. Вектор напряженности электрического поля второй волны направлен вдоль оси y и ортогонален вектору напряженности электрического поля первой волны. Доказано, что измеряя в данной геометрии угловые зависимости коэффициентов преобразования на отражении или прохождении можно найти пространственный профиль компоненты $\chi^{(s)}_{yzy}(z)$. Процедура его восстановления, как и в предыдущих случаях, сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода с нормируемым ядром и известной правой частью. Если взаимно поменять частоты падающих волн, то, действуя аналогично, можно восстановить $\chi^{(s)}_{yyz}(z)$.

Далее показано, что для пластин, среда которых имеет класс симметрии 3, 4, 6 или предельную группу симметрии ∞, можно определить пространственные профили еще двух независимых компонент $\chi^{(s)}_{yzx}(z)$ и $\chi^{(s)}_{yxz}(z)$ (в остальных рассматриваемых классах эти компоненты равны нулю). Используемая в этом случае методика измерений отличается от предыдущей только ориентацией плоскости поляризации нормально падающей на пластину волны с частотой ω_2 (вектор напряженности ее электрического поля должен быть направлен вдоль оси x).

Подчеркнем, что во всех рассматриваемых средах, кроме кристаллов класса $mm2$, справедливы равенства $\chi^{(s)}_{zxx}(z) = \chi^{(s)}_{zyy}(z)$, $\chi^{(s)}_{xzx} = \chi^{(s)}_{yzy}$ и $\chi^{(s)}_{xxz} = \chi^{(s)}_{yyz}$. Для кристаллов класса $mm2$ профили компонент $\chi^{(s)}_{zxx}(z)$, $\chi^{(s)}_{xzx}(z)$ и $\chi^{(s)}_{xxz}(z)$ можно восстановить по методикам, предложенным для нахождения компонент $\chi^{(s)}_{zyy}(z)$, $\chi^{(s)}_{yzy}(z)$ и $\chi^{(s)}_{yyz}(z)$, если исследуемую пластину повернуть на 90° вокруг оси z без изменения плоскости падения и поляризаций падающих волн.

Важное место в третьей главе занимают вопросы, связанные с однозначностью восстановления пространственных зависимостей компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2)$. Доказано, что во всех рассмотренных случаях восстановление координатной зависимости компоненты тензора квадратичной восприимчивости по угловой зависимости соответствующего коэффициента преобразования «на отражении» $S^{(r)}$, известной в некотором интервале углов падения α волны с частотой ω_1, является однозначным. Вопрос о единственности восстановления профилей компонент тензора квадратичной восприимчивости только по значениям коэффициентов преобразования падающих волн «на прохождении» $S^{(t)}$ не исследован. Вместе с тем, в четвертой главе диссертации приведен пример, показывающий, что такое восстановление, заведомо не всегда является однозначным.

В конце третьей главы все полученные в ней результаты перенесены на случай восстановления компонент тензора квадратичной восприимчивости, отвечающего за генерацию разностной частоты. Однако при этом возникает ограничение, связанное с тем, что если $\omega_1 \sin\alpha \le |\omega_1 - \omega_2|$, то распространяющаяся от пластинки волна разностной частоты перестает быть однородной. В результате при $|\omega_1-\omega_2| << \omega_1$ неколлинеарная схема становится малоэффективной.

В этом случае необходимо применять предложенную в **четвертой главе** диссертации коллинеарную схему взаимодействия волн. В ней используется бигармоническая волна основного излучения, образованная двумя монохроматическими коллинеарными волнами с частотами ω_1 и ω_2, падающими под углом α на плоскопараллельную пластинку. Угол отражения или прохождения через пластинку волны разностной (суммарной) частоты в этом случае оказывается равным углу падения бигармонической волны.

В четвертой главе последовательно выводятся уравнения Фредгольма первого рода, связывающие координатные зависимости различных компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1-\omega_2;\omega_1,-\omega_2)$ (или $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1+\omega_2;\omega_1,+\omega_2)$) с угловыми зависимостями коэффициентов $S^{(r)}$ и $S^{(t)}$, характеризующих эффективность преобразования пластиной падающей на нее бигармонической волны в волны разностной (или суммарной частоты), распространяющиеся по обе стороны от пластинки, при различных поляризациях волн основного излучения. В результате доказано, что коллинеарная схема позволяет однозначно восстанавливать профили всех компонент тензоров $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1\pm\omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ в средах с классом симметрии $mm2$, $3m$, $4mm$, $6mm$ или с предельной группой симметрии ∞m при любом соотношении между частотами ω_1 и ω_2.

В средах, относящихся к классу симметрии 3, 4, 6 или к предельной группе симметрии ∞, оказывается возможным однозначное восстановление координатных зависимостей всех независимых компонент этих тензоров, кроме $\chi^{(2)}_{zxy}(z)$, $\chi^{(2)}_{xzy}(z)$ и $\chi^{(2)}_{xyz}(z)$, а при $\omega_1=\omega_2$ — всех компонент тензора, описывающего генерацию второй гармоники. Для однозначности такого восстановления достаточно измерить комплексную амплитуду отраженной от пластинки волны соответственно разностной, суммарной или удвоенной частоты в некотором диапазоне углов падения бигармонической волны.

В конце этой главы показано, что сложных фазовых измерений комплексных амплитуд сигнальных волн разностной, суммарной или удвоенной частоты можно избежать. Для этого достаточно провести три серии измерений интенсивности этих волн, генерируемых в специальных условиях с использованием исследуемой и одной дополнительной эталонной пластинки. Первое измерение проводится только с исследуемой пластинкой. Два других – с исследуемой и дополнительной пластинками. Линейные и нелинейные свойства дополнительной пластинки должны быть известными, класс симметрии ее среды может быть любым кроме классов 1, 2 и m. Предлагаемый в диссертации метод основан на использовании интерференции сигнальных волн (разностной, суммарной или удвоенной частоты) и учитывает интерференцию всех переотраженных волн основного излучения в системе из двух параллельных пластин. Поэтому для его реализации необходимо обеспечить высокую точность измерений взаимного расположения пластин. Ошибка этих измерений должна быть много меньше длин волн основного излучения и сигнальной волны в вакууме. Столь точные позиционные измерения могут быть проведены, например, с помощью вспомогательного лазерного излучения. Заметим также, что каждое из двух взаимных расположений пластин может быть общим для всех используемых углов падения волн основного излучения. Поэтому позиционные измерения достаточно сделать только два раза. С другой стороны, измерение фаз сигнальных волн нужно проводить для каждого нового угла падения заново. А таких углов падения должно быть несколько десятков и более, чтобы обеспечить высокую точность определения координатных зависимостей компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$. Таким образом, хотя предлагаемый метод замены фазовых измерений измерениями интенсивности также требует проведения достаточно сложных измерений, но их число уменьшается в десятки или даже сотни раз.

В **третьей части** диссертации, объединяющей пятую и шестую главы, впервые поставлена и решена задача нахождения пространственных зависимостей ряда компонент тензора кубической восприимчивости

$\hat{\chi}^{(3)}(z, \omega_1 + \omega_2 + \omega_3; \omega_1, \omega_2, \omega_3)$ одномерно неоднородной среды. В ней рассмотрен плоский слой среды с кубической нелинейностью, граничащий вдоль плоскостей $z = z_1$ и $z = z_2$ $(z_2 > z_1)$ с однородными изотропными непоглощающими линейными средами без частотной дисперсии, имеющими одинаковую диэлектрическую проницаемость ε_0. Линейные диэлектрические свойства слоя описываются тензором $\hat{\varepsilon}(z, \omega)$.

В **пятой главе** исследован случай, когда на пластину под некоторым углом падает $s-$поляризованная сигнальная монохроматическая волна малой интенсивности, плоскость падения которой совпадает с плоскостью симметрии среды xz, а перпендикулярно поверхности пластины падает мощная волна основного излучения с такой же частотой и поляризацией. Предполагается, что в пластине возможно эффективное взаимодействие только трех волн одинаковой частоты. А именно, одной мощной волны и двух слабых: исходной сигнальной и новой. Последняя волна возникает в результате нелинейного взаимодействия первых двух. Новая волна, возникающая в пластине, продолжает распространяться в граничащих с ней однородных линейных средах в виде двух волн, распространяющихся по разные стороны от пластинки. Эффективность преобразования пластинкой падающей на нее сигнальной волны в эти две волны характеризуется с помощью комплексных коэффициентов, которые могут быть легко найдены, если параметры среды известны.

Доказано, что информации об амплитуде нормально падающей на пластинку мощной волны, величине ε_0, зависимости $\varepsilon_{yy}(z, \omega)$ и измеренных в некотором интервале углов падения амплитудных коэффициентах прохождения, отражения и преобразования сигнальной волны в новые волны, распространяющиеся по обе стороны от пластинки, достаточно для однозначного нахождения координатной зависимости компоненты $\chi^{(3)}_{yyyy}(z, \omega; -\omega, \omega, \omega)$. Проведенное доказательство единственности является обобщением математических рассуждений, использованных в начале первой главы. Конкретный расчет профиля компоненты $\chi^{(3)}_{yyyy}(z)$ при этом может быть осуществлен в результате нахождения единственного нулевого минимума специальным образом построенного функционала, зависящего от измеренных коэффициентов прохождения, отражения и преобразования сигнальной волны в новые волны, распространяющиеся по обе стороны от пластинки, а также от пробной функции, описывающей пространственный профиль искомой компоненты. В пятой главе излагаются основные принципы построения функционалов для нахождения координатных зависимостей $\chi^{(3)}_{yyyy}(z)$, а для более симметричных сред и других компонент тензора $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega,-\omega,\omega,\omega)$ исследуемой пластинки. Они, в основном, совпадают с подробно изложенными во второй главе требованиями при построении функционалов, используемых для нахождения пространственных профилей компонент тензора $\hat{\varepsilon}(z,\omega)$.

Если среда пластинки имеет не только плоскость симметрии, но и перпендикулярную поверхности пластинки ось симметрии 2, 4, 6 или ∞ порядка, то можно найти пространственные профили ряда других компонент тензора кубической восприимчивости, описывающего самовоздействие света. Для этого в некотором интервале углов падения сигнальной волны нужно повторить измерения ее амплитудных коэффициентов прохождения, отражения и преобразования в новые волны, распространяющиеся по обе стороны от пластинки, повернув на 90 градусов плоскость падения сигнальной волны и не меняя поляризацию мощной волны основного излучения. При этом условия взаимодействия сигнальной и мощной волн изменяются, т.к. векторы напряженности электрического поля в них станут ортогональными. В итоге для класса симметрии $mm2$ можно найти координатные зависимости компонент $\chi^{(3)}_{yyyy}(z)$, $\chi^{(3)}_{xyxy}(z)$, $\chi^{(3)}_{xxyy}(z)$, $\chi^{(3)}_{xxxx}(z)$, $\chi^{(3)}_{yxyx}(z)$, $\chi^{(3)}_{yyxx}(z)$ (из пятнадцати независимых), для $3m$ — только $\chi^{(3)}_{yyyy}(z)$ (из десяти независимых), для $4mm$ — $\chi^{(3)}_{yyyy}(z)$, $\chi^{(3)}_{xyxy}(z)$, $\chi^{(3)}_{xxyy}(z)$ (из восьми независимых) и, наконец, для $4mm$ и ∞m — $\chi^{(3)}_{yyyy}(z)$ и $\chi^{(3)}_{xxyy}(z)$ (из семи независимых).

В **шестой главе** диссертации рассмотрена более сложная ситуация, когда зондирующая волна и волна основного излучения имеют разные частоты. Доказано, что измеряя при различных углах падения зондирующей волны коэффициенты ее отражения и прохождения, а также амплитуды распространяющихся от пластинки волн комбинационных частот, можно однозначно рассчитать профили ряда компонент тензоров кубической восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega';\omega',-\omega,\omega)$ и $\hat{\chi}^{(3)}(z,2\omega\pm\omega';\pm\omega',\omega,\omega)$. К сожалению, предложенная методика не позволяет определять и контролировать кубическую нелинейность одномерно неоднородных сред, имеющих классы симметрии 1, 2, 3, 4, 6 и ∞. Для сред, класс симметрии которых m (точнее m_y) или $3m$, можно восстановить только компоненту $\chi^{(3)}_{yyyy}$ каждого из указанных выше тензоров. Зависимости компонент $\chi^{(3)}_{yyyy}$, $\chi^{(3)}_{xxyy}$, $\chi^{(3)}_{xxxx}$ и $\chi^{(3)}_{yyxx}$ этих тензоров от координаты z удается найти в средах, имеющих класс симметрии $mm2$. Наконец, для сред с классом симметрии $4mm$, $6mm$ или ∞m можно восстановить компоненты $\chi^{(3)}_{yyyy}=\chi^{(3)}_{xxxx}$ и $\chi^{(3)}_{xxyy}=\chi^{(3)}_{yyxx}$.

В результате в средах, имеющих классы симметрии $mm2$, $4mm$, $6mm$ или ∞m, удается восстановить примерно пятую часть всех независимых компонент тензоров кубической нелинейности $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega';\omega',-\omega,\omega)$, а также $\hat{\chi}^{(3)}(z,2\omega-\omega';-\omega',\omega,\omega)$ и (или) $\hat{\chi}^{(3)}(z,2\omega+\omega';\omega',\omega,\omega)$. Полученные в шестой главе результаты, в частности, могут быть использованы в качестве теоретической основы КАРС-спектроскопии одномерно неоднородных сред.

В **четвертой части** диссертации, состоящей из седьмой и восьмой глав, приведены результаты решения проблемы граничных условий на поверхности сред со слабой пространственной дисперсией в первом приближении по параметру нелокальности d/λ, где d — характерный масштаб нелокальности оптического отклика среды, а λ — длина волны используемого излучения.

В начале **седьмой главы** диссертации проведено краткое сравнение двух основных подходов в электродинамике сред с пространственной дисперсией —

так называемого симметричного подхода (подхода Казимира) и подхода Ландау — Лифшица. Предложена процедура получения граничных условий на поверхности сред со слабой пространственной дисперсией, применимая для любого из двух подходов. Она основана на нахождении соотношений между компонентами электромагнитного поля на противоположных поверхностях тонкой приграничной области, в которой проявляется сильная неоднородность вещества. Эти соотношения получаются в результате решения уравнений Максвелла в приграничной области методом последовательных приближений по малому параметру d/λ. Их сравнение с той связью, которая была бы между компонентами электромагнитного поля в модели резкой границы между однородными средами, позволяет получить граничные условия для модели резкой границы, учитывающие пространственную дисперсию и приграничную неоднородность среды.

Предложенная процедура реализована в диссертации в рамках подхода Ландау — Лифшица. Полученные граничные условия имеют такой вид, как если бы на поверхности двух сред существовал поверхностный ток поляризации $\vec{I}$. При этом материальное уравнение для $\vec{I}$ получается естественным образом в процессе вывода граничных условий. В подходе Ландау — Лифшица оно связывает вектор $\vec{I}$ с вектором $\vec{S}$, тангенциальные составляющие которого равны тангенциальным составляющим напряженности электрического поля, а составляющая, нормальная к поверхности раздела сред, совпадает с нормальной составляющей индукции электрического поля. Это обеспечивает непрерывность вектора $\vec{S}$ в нулевом приближении по параметру d/λ. Материальное уравнение, связывающее поверхностный ток поляризации $\vec{I}$ с вектором $\vec{S}$, по форме аналогично хорошо известному в нелинейной оптике разложению поляризации среды по степеням напряженности электрического поля. Тензора, входящие в материальное уравнение для $\vec{I}$, могут рассматриваться как поверхностные линейные и нелинейные восприимчивости. Наряду с хорошо известными локальными и нелокальными линейными и нелинейными восприимчивостями, они играют важную роль в тех задачах поляризационной оптики, в которых рассматривается взаимодействие излучения с поверхностью нелинейной среды (см., например, [20,21]).

В **восьмой главе** доказано, что в линейных средах тензор второго ранга в материальном уравнении для тока поляризации может быть представлен в виде суммы двух слагаемых. Первое из них зависит только от особенностей приповерхностной области, а второе — полностью определяется локальными и нелокальными свойствами толщи граничащих сред. Для сред, удовлетворяющих принципу симметрии кинетических коэффициентов, первое и второе слагаемые являются симметричным и антисимметричным тензорами соответственно.

Выявлены причины происхождения периодически появляющихся утверждений о «противоречиях», возникающих между результатами, получаемыми при альтернативном применении подходов Казимира и Ландау — Лифшица к конкретным задачам электродинамики сплошных сред с пространственной дисперсией. В основном они возникают из-за некорректной записи граничных условий для электромагнитного поля. С использованием обоих подходов и различных часто применяемых граничных условий решена задача об отражении световой волны, нормально падающей на оптический элемент, состоящий из изотропной гиротропной немагнитной среды без поглощения и помещенного за ней полностью отражающего идеального зеркала. Показано, что если в подходе Ландау — Лифшица пренебрегать поверхностным током поляризации или использовать для него недостаточно корректно полученные выражения, то в стационарном режиме интенсивность отраженного света может оказаться больше интенсивности падающего излучения, что явно противоречит закону сохранения энергии. При использовании предложенных в этой главе граничных условий подобных противоречий не возникает.

Учет приповерхностной неоднородности диэлектрических свойств *изотропной* линейной среды сводится при реализации применяемого в диссертации подхода Ландау — Лифшица к физически легко объяснимому изменению ее оптической длины, которое приводит к изменению фаз отраженной и прошедшей волн по сравнению с фазами, рассчитанными с использованием «симметричного подхода» на основе традиционных граничных условий. Это обусловлено тем, что, обычно используемые в «симметричном» подходе граничные условия никак не учитывают неоднородность оптических параметров среды в приповерхностном слое. Указанный недостаток «симметричного» подхода может быть устранен, если при выводе соответствующих граничных условий использовать предложенную в диссертации методику учета влияния приповерхностного слоя. В этом случае получаемые при использовании последовательно проводимых «симметричного» подхода и подхода Ландау — Лифшица результаты решений всех оптических задач будут полностью совпадать. Это связано с тем, что фундаментальной причиной происхождения периодически появляющихся утверждений о «противоречиях» в электродинамике сред с пространственной дисперсией является непонимание того, что по внутренней логике электродинамики вначале идут уравнения Максвелла, затем материальные уравнения и только потом граничные условия, выражения для энергии, вектора Умова — Пойнтинга и т.д. Последние являются *следствием* уравнений Максвелла и материальных уравнений, и потому их вид меняется при изменении формы записи уравнений Максвелла и вида материальных уравнений.

Важность использования граничных условий, полностью согласованных с материальными уравнениями, описывающими свойства толщи среды с пространственной дисперсией, при решении спектроскопических задач иллюстрируется в конце главы примером, в котором рассматривается взаимодействие лазерного излучения малой интенсивности с кристаллами класса $\bar{4}3m$ (GaAs, InSb). Предполагается, что в них имеет место нарушение принципа симметрии кинетических коэффициентов, что возможно, например, при наличии в кристаллах слабых магнитных структур. Рассчитано изменение поляризации лазерного излучения при почти нормальном отражении от поверхности [001] кристаллов такого типа, а также при его распространении вдоль их оптической оси. Полученные в диссертации результаты позволяют примери́ть теорию с экспериментом.

Основные результаты и выводы

Построена теория лазерной спектроскопии пространственных зависимостей диэлектрических восприимчивостей одномерно неоднородных поглощающих линейных и нелинейных анизотропных сред с произвольной частотной дисперсией.

1. Установлено, что координатную зависимость компоненты $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ тензора диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной (возможно поглощающей) пластинки, среда которой имеет плоскость симметрии m_y или ось симметрии 3_z, 4_z, 6_z, ∞_z, можно определить однозначно, если известны в некотором диапазоне углов падения коэффициенты отражения и прохождения $s-$поляризованной вдоль оси y плоской монохроматической волны с частотой ω.

2. Доказано, что задание одного из столбцов матрицы монодромии и двух из трех кусочно-аналитических на отрезке $[0,1]$ коэффициентов дифференциального уравнения $(f(z)y')'+(r(z)-\lambda^2 w(z))y=0$ однозначно определяет третий коэффициент на этом отрезке, если значения функций f и w лежат в нижней (или верхней) открытой половине комплексной плоскости и на положительной части вещественной оси. На основе этого показано, что координатную зависимость компоненты $\varepsilon_{zz}(z,\omega)$ тензора диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной плоскопараллельной пластины, среда которой обладает любой симметрией, кроме классов 1, 2 и m, можно однозначно восстановить, если известен пространственный профиль компоненты $\varepsilon_{yy}(z,\omega)$ и в некотором диапазоне углов падения измерены коэффициенты отражения и прохождения $p-$поляризованной волны с плоскостью падения yz.

3. Доказано, что пространственные зависимости всех компонент комплексного тензора квадратичной восприимчивости $\hat{\chi}^{(2)}(z,2\omega;\omega,\omega)$ одномерно неоднородной в направлении перпендикулярном ее поверхностям плоскопараллельной пластины, линейные диэлектрические свойства которой также не-

однородны и характеризуются тензором диэлектрической проницаемости диагонального вида можно однозначно определить. Для нахождения пространственной зависимости определенной компоненты этого тензора необходимо в некотором диапазоне углов падения плоской волны основного излучения, имеющей специально подобранную плоскость падения и поляризацию, измерить комплексные коэффициенты ее преобразования в отраженную волну второй гармоники $s-$ или $p-$поляризации. В ряде случаев такие измерения следует провести для нескольких плоскостей падения и поляризаций волны основного излучения.

4. Показано, что однозначно найти пространственные профили всех компонент (кроме компоненты χ_{zzz}) комплексных тензоров $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ одномерно неоднородной плоскопараллельной пластины, среда которой описывается диагональным тензором линейной диэлектрической проницаемости, можно по данным эксперимента, в котором используются монохроматические волны с частотами ω_1 и ω_2, падающие на поверхность пластины нормально и под углом α соответственно. Для восстановления профиля определенной компоненты должны быть известны в некотором диапазоне углов падения α комплексные амплитуды отраженных волн суммарной или разностной частот для специально подобранных ориентаций плоскости падения волны с частотой ω_2 и поляризаций падающих волн.

5. Профили различных компонент тензоров квадратичной восприимчивости $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ одномерно неоднородной пластины, среда которой обладает любой симметрией (кроме классов 1, 2 или m), можно однозначно восстанавливать с помощью бигармонической волны, образованной двумя коллинеарными плоскими волнами с частотами ω_1 и ω_2, используя различные плоскости ее падения и (или) поляризации ее монохроматических составляющих. В средах с классом симметрии $mm2$, $3m$, $4mm$, $6mm$ или с предельной группой ∞m, измеряя в некотором диапазоне углов падения бигармонической волны комплексные амплитуды отраженных волн разностной или суммарной

частоты, удается найти профили всех компонент этих тензоров. В средах с классом симметрии 3, 4, 6 или с предельной группой симметрии ∞ это возможно для всех независимых их компонент, кроме $\chi^{(2)}_{zxy}(z)$, $\chi^{(2)}_{xzy}(z)$ и $\chi^{(2)}_{xyz}(z)$.

6. Доказано, что пространственный профиль компоненты $\hat{\chi}^{(3)}_{yyyy}(z,\omega,-\omega,\omega,\omega)$ комплексного тензора кубической нелинейной восприимчивости одномерно неоднородной пластины, среда которой обладает перпендикулярной ее поверхности плоскостью симметрии m_y, находится однозначно. Это можно сделать по измеренным в некотором диапазоне углов падения амплитудным коэффициентам отражения, прохождения и преобразования $s-$поляризованной вдоль оси y сигнальной волны с частотой ω в две новые волны с той же частотой и поляризацией. Они возникают в результате взаимодействия сигнальной волны с нормально падающей на пластину волной основного излучения, линейно поляризованной вдоль оси y, и распространяются по обе стороны от пластины. Для сред, дополнительно обладающих осью симметрии 2_z, 4_z, 6_z или ∞_z, аналогичным образом могут быть найдены пространственные профили и исследованы частотные дисперсии около трети всех независимых компонент этого тензора.

7. Доказана возможность и предложен алгоритм однозначного восстановления координатной зависимости компоненты $\hat{\chi}^{(3)}_{yyyy}$ тензоров кубической нелинейной восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega+\Delta;-\omega,\omega,\omega+\Delta)$ и $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega+\Delta;-\omega+\Delta,\omega,\omega)$ одномерно неоднородной пластинки, среда которой обладает плоскостью симметрии m_y, перпендикулярной ее поверхности. Для сред, дополнительно обладающих осью симметрии 2_z, 4_z, 6_z или ∞_z, может быть восстановлено около двадцати процентов их независимых компонент.

8. Предложено материальное уравнение для эффективного поверхностного тока поляризации на границе сред со слабой пространственной дисперсией. Его использование в граничных условиях позволяет решать спектроскопические задачи в первом приближении по параметру, характеризующему пространствен-

ную дисперсию, в рамках подхода Ландау — Лифшица к электродинамике линейных и нелинейных сред.

Список цитируемой литературы

1. Lesselier D. Determination of index profiles by time domain reflectometry. – J. Optics (Paris), 1978, v. 9, N. 6, p. 349-358.

2. Roger A., Maystre D., Cadilhac M. On a problem of inverse scattering in optics: the dielectric inhomogeneous medium. – J. Optics (Paris), 1978, v. 9, N. 2, p. 83-90.

3. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975.

4. Нелинейная спектроскопия. // Под ред. Бломбергена Н.// М.: Мир, 1979.

5. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981.

6. Васильев А.Н., Михайлин В.В. Введение в спектроскопию твердого тела. М.: Изд-во МГУ, 1987.

7. Borg G. Eine umkehrung der Sturm-Liouvilleschen eigenwertaufgabe bestimmung der differentialgleichung durch die eigenwerte. – Acta Mathematica, 1946, v. 78, N. 1, p. 1-96.

8. Левин Б.Я. Распределение нулей целых функций. М.: ГИТТЛ, 1956.

9. Марченко В. А. Операторы Штурма — Лиувилля и их приложения. Киев, 1977.

10. Левитан Б.М. Обратные задачи Штурма — Лиувилля. Москва, 1984.

11. Юрко В.А. Введение в теорию обратных спектральных задач. М.: Физматлит, 2007.

12. Calvez A.Le, Freysz E., Ducasse A. Experimental study of the origin of the second-order nonlinearities induced in thermally poled fused silica. – Opt. Letts., 1997, v. 22, N. 20, p. 1547-1549.

13. Pureur D., Liu A.C., Digonnet J.F., Kino G.S. Absolute measurement of the second-order nonlinearity profile in poled silica. – Opt. Letts., 1998, v. 23, N. 8, p.

588-590.

14. Ozcan A., Digonnet M.J.F., Kino G.S. Inverse Fourier transform technique to determine second-order optical nonlinearity spatial profiles. – Appl. Phys. Letts., 2003, v. 82, N. 9, p. 1362-1364.

15. Holmgren S.J., Pasiskevicius V., Wang S., Laurell F. Three-dimensional characterization of the effective second-order nonlinearity in periodically poled crystals. – Opt. Letts., 2003, v. 28, N. 17, p. 1555-1557.

16. Китаева Г.Х., Пенин А.Н. Диагностика неоднородного распределения квадратичной оптической восприимчивости по спектрам параметрического рассеяния света. – Квантовая электроника, 2004, т. 34, № 7, с. 597-611.

17. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. Наука. М., 1975.

18. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. Наука. М., 1984.

19. Березин И.С., Жидков Н.П. Методы вычислений. Том 2. Наука. М., 1966.

20. Makarov V.A., Perezhogin I.A. Generation of reflected second harmonic light beam with inhomogeneous transversal distribution of polarization from the surface of chiral medium by normally incident Gaussian beam. ─ Opt. Comm., 2008, v. 281, N 14, p. 3906-3912.

21. Makarov V.A., Perezhogin I.A., Potravkin N.N. Polarization singularities in second harmonic beam generated from the surface of a medium with spatial dispersion of nonlinear response. ─ J. Opt., 2012, V. 14, N 5, 055202. DOI:10.1088/2040-8978/14/5/055202 (10pp).

Статьи по теме диссертации

1. Голубков А.А., Макаров В.А. Спектроскопия нелинейно-оптического поворота и деформации эллипса поляризации света, отраженного от нелинейных гиротропных кристаллов. – Оптика и спектроскопия, 1989, т. 67, в. 5, с. 1134-1138.

2. Голубков А.А., Макаров В.А. Двухволновая спектроскопия нелинейно-

оптического поворота и деформации эллипса поляризации света, отраженного от нелинейного гиротропного кристалла. – Оптика и спектроскопия, 1990, т. 69, в. 3, с. 622-626.

3. Golubkov A.A., Makarov V.A. Spectroscopy of nonlinear gyrotropic medium and surface diagnostics based on polarization effects due to self-action of light. – Journal of Modern Optics, 1990, v. 37, n. 9, p. 1531-1543.

4. Голубков А.А., Макаров В.А. Граничные условия для электромагнитного поля на поверхности сред со слабой пространственной дисперсией. – УФН, 1995, т. 165, № 3, с. 339-346.

5. Голубков А.А., Макаров В.А. Граничные условия для электромагнитного поля на поверхности линейных сред со слабо нелокальным оптическим откликом. – Известия РАН, серия физическая, 1995, т. 59, № 12, с. 93-97.

6. Golubkov A.A., Makarov V.A. Material equation for the polarization current on the surface of media with weak spatial dispersion. – Laser physics, 1996, v. 6, n. 6, p. 1015-1019.

7. Golubkov A.A., Makarov V.A. Boundary conditions for an electromagnetic field on the surface of linear and nonlinear crystals: allowance for weak spatial dispersion and nearsurface nonuniformity of optical properties at the intermedium boundary. – Journal of Russian laser research, 1996, v. 17, n. 5, p. 480-488.

8. Голубков А.А., Макаров В.А. Влияние приповерхностной неоднородности среды на поляризационные эффекты при отражении света. – Вестник МГУ, серия физика, астрономия, 1998, № 1, с. 32-34.

9. Голубков А.А., Макаров В.А. Определение профиля диэлектрической проницаемости пластинки, обладающей сильной частотной дисперсией. – Вестник МГУ, серия физика, астрономия, 2009, № 6, с. 95-97.

10. Голубков А.А., Макаров В.А. Определение диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной пластины с сильной частотной дисперсией и поглощением по коэффициентам отражения и прохождения s-поляризованных волн. – Оптика и спектроскопия, 2010, т. 108, № 5, с. 849-855.

11. Голубков А.А., Макаров В.А. Восстановление координатной зависимо-

сти тензора диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной среды, симметрия которой обеспечивает его диагональный вид. – Вестник МГУ, серия физика, астрономия, 2010, № 3, с. 32-36.

12. Голубков А.А., Макаров В.А. Определение координатной зависимости некоторых компонент тензора кубической восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega,-\omega,\omega,\omega)$ одномерно неоднородной пластины с сильной частотной дисперсией и поглощением. – Квантовая электроника, 2010, т. 40, № 11, с. 1045-1050.

13. Ангелуц А.А., Голубков А.А., Макаров В.А., Шкуринов А.П. Восстановление спектра диэлектрической проницаемости плоскопараллельной пластины по угловым зависимостям ее коэффициентов пропускания. – Письма в ЖЭТФ, 2011, т. 93, в. 4, с. 209-212.

14. Голубков А.А., Макаров В.А. Восстановление пространственных профилей отдельных компонент тензоров нелинейной восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega';\omega',-\omega,\omega)$ и $\hat{\chi}^{(3)}(z,2\omega\pm\omega';\pm\omega',\omega,\omega)$ одномерно неоднородной среды. – Квантовая электроника, 2011, т. 41, № 6, с. 534-540.

15. Голубков А.А., Макаров В.А. Обратная спектральная задача для обобщенного уравнения Штурма — Лиувилля с комплекснозначными коэффициентами. – Дифференциальные уравнения, 2011, т. 47, № 10, с. 1498-1502.

16. Голубков А.А., Макаров В.А. Спектроскопия одномерно неоднородных сред с квадратичной нелинейностью. – Квантовая электроника, 2011, т. 41, № 11, с. 968-975.

17. Golubkov A.A., Makarov V.A. Reconstruction of the Coordinate Dependences of Quadratic Susceptibility Tensor $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1\pm\omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ Components for the One-dimensionally Inhomogeneous Absorbing Medium. – Laser physics, 2012, v. 22, n. 1, p. 165-176.

18. Golubkov A.A., Makarov V.A. Determination of the spatial dependence of the complex components of the tensor $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1+\omega_2;\omega_1,\omega_2)$ of a medium with one-dimensional inhomogeneity using a biharmonic wave. – Physics of wave phenomena, 2012, v. 20, N. 1, p. 1-13.

19. Голубков А.А., Макаров В.А. Нахождение пространственных профилей всех компонент тензора квадратичной восприимчивости $\hat{\chi}^{(2)}(z,2\omega;\omega,\omega)$ одномерно неоднородной поглощающей среды. – ЖЭТФ, 2012, т. 141, в. 4, с. 636-649.

20. Golubkov A.A., Makarov V.A. Spectroscopy of one-dimensionally inhomogeneous linear absorbing media with arbitrary frequency dispersion. – Journal of Modern Optics, 2012, v. 59, N. 7, p. 591-600.

21. Golubkov A.A., Makarov V.A. Mapping of the second-order nonlinear susceptibility of inhomogeneous absorbing media by maker fringes analysis of optical difference mixing. – Optics Communications, 2012, v. 285, N. 8, p. 2174-2181.

Тезисы докладов на конференциях по теме диссертации

1. Голубков А.А., Макаров В.А. Спектроскопия нелинейно-оптического поворота эллипса поляризации света – отражение и прохождение через нелинейные кристаллы. В сб.: Тезисы докладов XIII Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике. – Минск,1988, часть 2, с. 140-141.

2. Golubkov A.A., Makarov V.A. Surface diagnostics and spectroscopy of nonlinear gyrotropic medium based on polarization effects due to interaction of two waves. – SPIE Proceedings, 1993, v. 1711, p. 45-54.

3. Golubkov A.A., Makarov V.A. The effect of space dispersion nonlinearity, and near-surface inhomogeneity of optical response on light reflection from the crystal surface. In: Technical digest of V European Quantum Electronics Conference. – Amsterdam, IEEE, 1994, p. 65-66.

4. Golubkov A.A., Koroteev N.I., Makarov V.A., Volkov S.N. Sum Frequency Generation from the Surface of a Chiral Liquid with Spatial Dispersion of Nonlinearity. In: Abstracts of the Russian-German Laser Symposium. – St. Petersburg, Russia, 1-5 July 1995, p. 19.

5. Golubkov A.A., Makarov V.A. Boundary conditions for electromagnetic field at the surface of media with spatial dispersion. In: Technical digest of XV International Conference on Coherent and Non-linear Optics. – St. Petersburg, 1995, v. 2, p.

105.

6. Golubkov A.A., Koroteev N.I., Makarov V.A., Volkov S.N. Application of boundary conditions taking account of the near-surface inhomogeneity of a chiral medium to describing the surface sum frequency generation. In: Digest of International Symposium “Modern problems of laser physics”. – Novosibirsk, 1995, p. 81.

7. Golubkov A.A., Makarov V.A. Reconstruction of tensor cubic susceptibility describing laser light self-action in one-dimensional inhomogeneous media with frequency dispersion. In: Technical digest of International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2010). – Kazan, 2010, ITuA5.

8. Голубков А.А., Макаров В.А. Восстановление пространственного профиля нелинейных оптических свойств одномерно неоднородных структур. В сб.: Материалы III Международной научно-практической конференции «Оптика неоднородных структур». – Могилев, 2011, с.240-242.

9. Golubkov A.A., Makarov V.A. Spectroscopy of absorbing one-dimensionally inhomogeneous linear and nonlinear media with frequency dispersion. In: Abstracts of 2nd German – French – Russian Laser Symposium 2011. – Gőβweinstein, 2011, p. 15.

10. Golubkov A.A., Makarov V.A. Dielectric permittivity dispersion determination of a one-dimensionally inhomogeneous media with terahertz impulse angle-domain spectroscopy. In: Proceeding of II International THz-Bio Workshop. – Seoul, 2011, p. 43-44.

11. Golubkov A.A., Makarov V.A. Spectroscopy of One-Dimensionally Inhomogeneous Anisotropic Media with Frequency Dispersion. – 16th International Conference on Luminescence and Optical Spectroscopy of Condensed Matter, Michigan, USA, June 27 – July 1, 2011 (ICL’11), WP139.

12. Golubkov A.A., Makarov V.A. Angle-domain spectroscopy of one-dimensionally inhomogeneous nonlinear media with frequency dispersion. Abstracts of 20th International Laser Physic Workshop (LPHYS'11), Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, 2011, p. 5.3.1.

13. Golubkov A.A., Makarov V.A. Spectroscopy of one-dimensionally inhomo-

geneous media with second-order susceptibility. – 5th Finnish-Russian Photonics and Laser Symposium PALS’2011. Technical Digest, Saint Petersburg, Russia, 18-20 October 2011, p. 7.

14. Голубков А.А., Макаров В.А. «К-спектроскопия линейных и нелинейных оптических свойств одномерно неоднородных поглощающих сред». В сборнике «Проблемы взаимодействия излучения с веществом» (материалы III Международной научной конференции, посвященной 85-летию со дня рождения Б.В. Бокутя, Гомель, 9-11 ноября 2011 года), Часть 1, с.20-26, Гомель, ГГУ им. Ф. Скорины, 2011.

15. Голубков А.А., Макаров В.А. Два метода нахождения координатных зависимостей компонент тензоров квадратичной восприимчивости одномерно неоднородной диспергирующей среды. Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения. Секция физики». Москва ноябрь 2011, с. 15 – 18.

16. Голубков А.А., Макаров В.А. Теория спектроскопии пространственных зависимостей диэлектрических восприимчивостей одномерно неоднородных сред с произвольной частотной дисперсией. Труды школы-семинара «Волны-2012». – Звенигород, 2012, секция 5, с. 24-27.

17. Golubkov A.A., Makarov V.A. Maker-fringes analysis of the second-order susceptibility of inhomogeneous absorbing media. In: Technical digest of 15th International Conference “Laser Optics 2012” (LO2012). – St. Petersburg, 2012, WeR8-20.

18. Golubkov A.A., Makarov V.A. Noncollinear and collinear spectroscopy of one-dimensionally inhomogeneous media with second-order susceptibility. Abstracts of 21st International Laser Physic Workshop (LPHYS'12). – Calgary, 2012, p. 5.3.1.

19. Golubkov A.A., Makarov V.A. Nonlinear spectroscopy of one-dimensionally inhomogeneous medium with cubic nonlinearity. Book of abstracts of 20th International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT’12). – Thun, 2012, p.252-253.