А.А. Голубков, В.А. Макаров

Международный лазерный центр,
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

K-СПЕКТРОСКОПИЯ ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОДНОМЕРНО НЕОДНОРОДНЫХ ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕД

Введение

Нахождение и контроль пространственных зависимостей компонент тензоров линейной и нелинейных оптических восприимчивостей одномерно неоднородных структур, в том числе многослойных систем, становится все более актуальной практической задачей [1, 2]. Для линейных сред существуют различные методы ее решения [1, 3–6]. Однако возможности использования разработанных методов по разным причинам сильно ограничены (из-за пренебрежения поглощением [3] или частотной дисперсией в широком диапазоне частот [4] или из-за использования простейших моделей такой дисперсии [5] и др.), либо они применимы только для слабо неоднородных сред [1, 6]. Методы, предлагавшиеся для нахождения профиля квадратичной оптической восприимчивости, либо требуют разрушения исследуемого образца [7], либо применимы только для не поглощающих сред с однородными линейными диэлектрическими свойствами [8, 9]. Иногда также используют различные априорные предположения о форме искомых профилей компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z)$ и из экспериментальных измерений находят лишь значения нескольких подгоночных параметров, которые дают наилучшее согласие с экспериментом [10]. Для нелинейных сред с кубической нелинейностью решение такого типа задач вообще только начинается [11].

1. K-спектроскопия линейной диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной среды

В работах [12, 13] впервые была доказана возможность однозначного восстановления координатной зависимости всех компонент тензора линейной диэлектрической проницаемости поглощающей одномерно неоднородной пластинки, среда которой обладает любой симметрией (кроме классов 1, 2 и m). Восстановление осуществимо, в том числе и в области сильной частотной дисперсии среды, если в некотором диапазоне углов падения $p-$ и s-поляризованных плоских монохроматических волн известны их коэффициенты отражения от пластинки и прохождения через нее. В [12, 14] был предложен алгоритм восстановления компонент тензора диэлектрической проницаемости, основанный на поиске единственного нулевого минимума функционала специального вида. Эффективность его использования на примере восстановления нескольких однородных и неоднородных профилей в численном эксперименте была показана в [14]. В работе [15] предложенная в [12] методика была экспериментально реализована для восстановления спектральной зависимости линейной диэлектрической проницаемости однородной пластины в терагерцовом диапазоне частот.

2. Нахождение профиля кубической нелинейной восприимчивости

Результаты работы [12] были обобщены в [16, 17] на одномерно неоднородные среды с кубической нелинейностью. В [16] было показано, что если среда обладает плоскостью симметрии m_y, перепендикулярной ее поверхности, то пространственный профиль компоненты $\hat{\chi}^{(3)}_{yyyy}(z,\omega,-\omega,\omega,\omega)$ тензора кубической нелинейной восприимчивости может быть однозначно восстановлен. Такое восстановление можно провести по измеренным в некотором диапазоне углов падения амплитудным комплексным коэффициентам отражения, прохождения и преобразования s-поляризованной плоской сигнальной монохроматической волны в две новые волны, распространяющиеся по обе стороны от пластинки. Эти две волны возникают в результате нелинейного взаимодействия сигнальной волны с мощной плоской волной, нормально падающей на пластинку. Предложенный в [16] алгоритм восстановления $\hat{\chi}^{(3)}_{yyyy}(z,\omega,-\omega,\omega,\omega)$ основан на поиске единственного нулевого минимума специальным образом построенного функционала. Для сред, обладающих дополнительно осью симметрии 2_z, 4_z, 6_z или ∞_z, перпендикулярной поверхности пластинки, разработанным в [16] способом может быть восстановлен профиль и исследована частотная дисперсия около трети всех независимых комплексных компонент тензора $\hat{\chi}^{(3)}$. В [17] была доказана возможность и предложен алгоритм однозначного восстановления координатной зависимости компонент $\chi^{(3)}_{yyyy}(z,\omega_1;\omega_1,-\omega_3,\omega_3)$, $\chi^{(3)}_{yyyy}(z,\omega_2;\omega_2,-\omega_3,\omega_3)$, $\chi^{(3)}_{yyyy}(z,2\omega_3-\omega_1;-\omega_1,\omega_3,\omega_3)$ и $\chi^{(3)}_{yyyy}(z,2\omega_3-\omega_2;-\omega_2,\omega_3,\omega_3)$ комплексных тензоров $\hat{\chi}^{(3)}(z,\omega';\omega',-\omega,\omega)$ и $\hat{\chi}^{(3)}(z,2\omega-\omega';-\omega',\omega,\omega)$, описывающих четырехфотонное взаимодействие световых волн в одномерно неоднородной пластинке, среда которой обладает плоскостью симметрии m_y, перпендикулярной ее поверхности. Для сред, обладающих дополнительно осью симметрии 2_z, 4_z, 6_z или ∞_z предложенным в [17] способом может быть восстановлено около пятой части всех независимых компонент указанных выше тензоров.

3. K-спектроскопия квадратичной нелинейности

В докладе предложено два метода однозначного восстановления профилей компонент комплексных тензоров $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1\pm\omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ квадратичной восприимчивости среды, линейные свойства которой описываются диагональным тензором $\hat{\varepsilon}(z,\omega)$, произвольно зависящим от координаты z и частоты. Они включают дополнительные измерения интенсивности волн разностной или суммарной частоты, генерируемых в специальных условиях с использованием исследуемой и эталонной пластин, что позволяет обойтись без сложных фазовых измерений. Оба метода основаны на решении интегральных уравнений Фредгольма первого рода с известной правой частью.

Первый метод использует неколлинеарное взаимодействие волны с частотой ω_1, нормально падающей на плоскопараллельную пластинку, и волны с частотой ω_2, падающей на нее под некоторым углом α. Для однозначного восстановления компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1+\omega_2;\omega_1,\omega_2)$ необходимо в некотором диапазоне углов падения волны с частотой ω_2 измерить комплексную амплитуду отраженной от пластинки волны суммарной частоты. Аналогично можно однозначно восстановить и профили компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1-\omega_2;\omega_1,-\omega_2)$, описывающего генерацию разностной частоты. Меняя плоскости падения волн основного излучения и (или) их поляризацию можно однозначно восстановить координатные зависимости всех компонент (кроме $\chi_{zzz}^{(2)}$) комплексных тензоров квадратичной восприимчивости $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1\pm\omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$.

Однако первый метод малоэффективен при нахождении профилей компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1-\omega_2;\omega_1,-\omega_2)$, если $|\omega_1-\omega_2|<<\omega_2$. В этом случае волна разностной частоты распространяется от пластинки в виде однородной волны только если $\omega_2\sin\alpha\le|\omega_1-\omega_2|$, т.е. только при малых α. Из-за малости диапазона углов падения, при которых возможно измерять амплитуду отраженной волны разностной частоты, практически нереально обеспечить разумную точность восстановления профиля квадратичной восприимчивости. С другой стороны, именно такое соотношение частот возникает во многих практически важных приложениях, например, при генерации террагерцовых волн методами нелинейной оптики.

В этом случае эффективнее использовать второй метод нахождения координатной зависимости различных компонент (в том числе и компоненты $\chi_{zzz}^{(2)}$) комплексных тензоров квадратичной восприимчивости. В нем используется одна бигармоническая волна основного излучения (образованная двумя коллинеарно распространяющимися волнами с частотами ω_1 и ω_2), падающая под углом α на плоскопараллельную пластинку. В такой схеме угол отражения или прохождения через пластинку волны разностной (и суммарной) частоты всегда равен α. Для реализации этого метода достаточно в некотором диапазоне углов падения α измерить комплексную амплитуду отраженной от пластинки волны разностной (суммарной) частоты. Меняя плоскость падения бигармонической волны и (или) поляризацию образующих ее монохроматических волн, можно восстанавливать профили различных компонент тензора квадратичной нелинейной восприимчивости при любом соотношении частот ω_1 и ω_2. Второй метод позволяет в средах, симметрия которых $mm2$, $3m$, $4mm$, $6mm$ или ∞m восстанавливать профили всех компонент тензоров $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$. В средах с симметрией 3, 4, 6 или ∞ можно найти координатные зависимости всех независимых компонент этих тензоров, кроме компонент $\chi^{(2)}_{zxy}(z)$, $\chi^{(2)}_{xzy}(z)$ и $\chi^{(2)}_{xyz}(z)$. Заметим, что эти три компоненты можно восстановить первым методом. С другой стороны, последний не позволяет восстанавливать профиль компоненты $\chi^{(2)}_{zzz}(z)$ в кристаллах всех классов и предельных групп симметрии, т.е. предложенные методы взаимно дополняют друг друга. Их совместное использование позволяет находить все компоненты тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 + \omega_2;\omega_1,\omega_2)$ в одномерно неоднородных средах, имеющих любую симметрию, кроме классов 1, 2 и m. Аналогичное утверждение справедливо для тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 - \omega_2;\omega_1,-\omega_2)$, если $|\omega_1 - \omega_2|$ сравнима с ω_2. Меняя частоты ω_1 и (или) ω_2, можно находить профили компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ на разных частотах, и, следовательно, исследовать частотную дисперсию квадратичной восприимчивости различных частей среды, что можно использовать для неразрушающего контроля внутренней структуры различных устройств.

Заключение

Таким образом, в последние годы достигнут значительный прогресс в области спектроскопии одномерно неоднородных линейных и нелинейных сред, свидетельствующий о принципиальной возможности однозначного определения по данным эксперимента координатных зависимостей компонент комплексных тензоров оптических восприимчивостей таких сред. Предложенные в докладе методы однозначного восстановления профиля компонент тензора квадратичной нелинейности $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ применимы для среды с произвольной частотной дисперсией, если существует система координат, в которой тензор ее линейной диэлектрической проницаемости является диагональным. Они включают три серии измерений интенсивности волн на суммарной (разностной) частоте, генерируемых в специальных условиях с использованием исследуемой и дополнительной эталонной пластин, что позволяет обойтись без сложных фазовых измерений. Меняя частоты ω_1 и (или) ω_2 падающих волн, можно восстанавливать профили компонент тензоров $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1 \pm \omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ при различных значениях частотных аргументов, и, следовательно, исследовать частотную дисперсию квадратичной восприимчивости различных частей среды. Последнее, в частности, может быть использовано для задач неразрушающего контроля внутренней структуры различных устройств.

Литература

1. Power, J.F. / J.F. Power // Review of scientific instruments. – 2002. – Vol. 73. – P. 4057.

2. Голенищев-Кутузов, А.В. / А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин // УФН. – 2000. – Т. 170. – С. 697.

3. Roger, A. / A. Roger, D. Maystre, M. Cadilhac // J. Optics P. – 1978. – Vol. 9. – P. 83.

4. Khruslov, E.Ya. / E.Ya. Khruslov, D.G. Shepelsky // Inverse Problems. – 1994. – Vol. 10. – P. 1 .

5. Boutet de Monvel / A. Shepelsky // D. Inverse Problems. – 2002. – Vol. 18. – P.1377.

6. Xia, J. / J. Xia, A.K. Jordan, J.A. Kong // J. Opt. Soc. Am. A. – 1994. – Vol.11. – P.1081.

7. Kudlinski, A. / A. Kudlinski, G. Martinelli, Y. Quiquempois // J. Applied Physics. – 2008. – Vol.103. – P. 063109.

8. Johansen, S.K / S.K. Johansen and P. Baldi // J. Opt. Soc. Am. B. – 2004. – Vol. 21. – P. 1137.

9. Ozcan, A. / A. Ozcan, M.J.F. Digonnet, G.S. Kino // J. Applied Physics. – 2005. – Vol. 97. – P. 013502.

10. Treanton, V. / V. Treanton, N. Godbout, S. Lacroix // J. Opt. Soc. Am. B. – 2004. – Vol. 21. – P. 2213.

11. Serov, V.S. / V.S. Serov // J. Phys. A: Math. Theor. – 2009. – Vol. 42. – P.332002.

12. Голубков, А.А. / А.А. Голубков, В.А. Макаров // Вестн. Моск. ун-та. Физ. и астрон. – 2009. – № 6. – С. 67.

13. Голубков, А.А. / А.А. Голубков, В.А. Макаров // Вестн. Моск. ун-та. Физ. и астрон. – 2011. – № 3. – С. 32.

14. Голубков, А.А. / А.А. Голубков, В.А. Макаров // Оптика и спектроскопия. – 2010. – Т. 108. – С. 849.

15. Ангелуц, А.А. / А.А. Ангелуц, А.А Голубков, В.А. Макаров, А.П. Шкуринов // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – Т. 93. – С. 209.

16. Голубков, А.А. / А.А. Голубков, В.А. Макаров // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – С. 1045 .
17. Голубков, А.А. / А.А. Голубков, В.А. Макаров // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 41. – С. 534.