

07

Угловая зависимость сигнала в нелинейной поляризационной спектроскопии в условиях неколлинеарного возбуждения частично-поляризованным излучением

© А.В. Лавриненко, И.И. Ганчеренок

Белорусский государственный университет, Минск

Поступило в Редакцию 16 июня 1999 г.

Рассчитан тензор светоиндуцированной анизотропии изначально изотропных сред для случая частично произвольно поляризованного излучения. Впервые получено аналитическое выражение для сигнала в неколлинеарной схеме нелинейной поляризационной спектроскопии с поляризационно-некогерентной волной накачки.

Как было показано в [1], существует возможность теоретического изучения зависимости сигнала в неколлинеарной схеме нелинейной поляризационной спектроскопии (НПС) от угла схождения θ пробной волны и волны накачки. Полученная в этой работе аналитическая зависимость интенсивности сигнала от угла θ хотя и была выведена в условиях целого ряда приближений, однако позволила дать количественную интерпретацию экспериментальных данных из работ [2,3]. Более того, немонотонность функции $I(\theta)$ позволяет сделать вывод о том, что неколлинеарная схема НПС кроме диагностических может быть использована для эффективных спектроскопических исследований [1,4].

Отмеченная угловая зависимость была выведена в [1] для полностью поляризованного состояния излучения как накачки, так и зонда. Такое приближение вряд ли идеально удовлетворяет всем экспериментальным условиям. К тому же при изучении слабых эффектов отличие степени поляризации излучения от своего предельного значения может оказаться величиной того же порядка малости, что и рассматриваемые эффекты. С другой стороны, степень поляризации может служить дополнительным экспериментальным параметром (например, для проведения контрольных измерений).

Целью данной работы является получение аналитического выражения для НПС-сигнала в общем случае произвольной степени поляризации волны накачки и произвольного угла схождения взаимодействующих волн.

Будем следовать в наших исследованиях традиционной схеме: тензор светоиндуцированной анизотропии $\hat{\kappa}$ (ТСИА) — свертка ТСИА с единичными векторами \mathbf{u}_P и \mathbf{u}_A , характеризующими соответственно действие поляризатора и анализатора в схеме НПС, $\mathbf{u}_A^* \hat{\kappa} \mathbf{u}_P$ — интенсивность прошедшего сигнала $I = Kz^2 |\mathbf{u}_A^* \hat{\kappa} \mathbf{u}_P|^2$. Здесь $K = \frac{9}{16} \frac{\omega_1^2}{c^2 n_1^2} |\chi_{1221}|^2 |E_{10}|^2 |E_0|^4$, ω_1 — частота пробной волны, χ_{1221} — компонента тензора нелинейной оптической восприимчивости третьего порядка, E_{10} и E_0 — амплитуды пробной волны (начальное значение) и волны накачки, n_1 и c — показатель преломления на частоте ω_1 и скорость света в вакууме, z — расстояние, проходимое пробной волной в среде со светоиндуцированной анизотропией, значок * обозначает комплексное сопряжение. Более подробное описание данной процедуры можно найти в работах [5–7].

Тензор $\hat{\kappa}$ определяется через тензор пучка $\hat{\Phi}$, введенный Федоровым [8], следующим образом [9]:

$$\hat{\kappa} = \hat{I} + C_1 \hat{\Phi} + C_2 \hat{\Phi}^*, \quad (1)$$

где \hat{I} — единичный тензор, C_1, C_2 выражаются через компоненты тензора нелинейной восприимчивости [8]. Используя выражение для тензора пучка в общем случае частично поляризованного излучения [7], получаем ТСИА в следующем виде:

$$\hat{\kappa} = \hat{I} + I_0 \left[\left(\frac{1-p}{2} \right) C \hat{I} + p(C_1 \mathbf{e}_0 \otimes \mathbf{e}_0^* + C_2 \mathbf{e}_0^* \otimes \mathbf{e}_0) - \frac{1-p}{2} C \hat{\tau}_n \right], \quad (2)$$

где $I_0 = |E_0|^2$, $C = C_1 + C_2$, p — степень поляризации, \mathbf{e}_0 — нормированный вектор напряженности электрического поля накачки, $\hat{\tau}_n = \mathbf{n}_0 \otimes \mathbf{n}_0$, \mathbf{n}_0 — единичный вектор нормали волны накачки, знак \otimes обозначает кронекеровское (диадное) произведение векторов.

Согласно классификации сред, приведенный в книге [8] тензор (2) соответствует поглощающей анизотропной среде, обладающей собственной гиротропией.

Будем в дальнейшем считать, что поляризатор и анализатор характеризуются вещественными единичными векторами $\mathbf{u}_P, \mathbf{u}_A$. Учтем также,

что в пределах размеров кюветы расстояние z связано с параметром ширины пучка накачки l соотношением $z = l / \sin \theta$. Тогда окончательная формула для интенсивности НПС-сигнала имеет вид:

$$I = \frac{Kl^2}{4 \sin^2 \theta} \left[\left(-\frac{C}{2} \sin 2\alpha \sin^2 \theta + pC \cos 2\eta \left(\cos \theta \sin 2\varphi \cos 2\alpha - \frac{\sin 2\alpha \cos 2\varphi}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right) \right)^2 + p^2 S^2 \sin^2 2\eta \cos^2 \theta \right], \quad (3)$$

где угловой параметр α определяет ориентацию оси поляризатора относительно вектора \mathbf{a}_0 ортонормированного базиса $\mathbf{a}_0, \mathbf{b}_0, \mathbf{n}_0$, связанного с нормалью \mathbf{n}_0 и фазовой плоскостью волны накачки, а углы η и φ задают соответственно эллиптичность и азимут поляризации сильной волны в этом же базисе, $S = C_1 - C_2$, параметры C_1 и C_2 считаем вещественными [4].

Для полностью неполяризованного излучения накачки ($p = 0$) интенсивность НПС-сигнала равна

$$I \propto \sin^2 \theta \sin^2 2\alpha. \quad (4)$$

В частных случаях полностью поляризованной сильной волны с линейной или круговой поляризацией из (3) следуют соответствующие выражения из работы [1], объясняющие экспериментально наблюдавшуюся зависимость $\text{ctg}^2 \theta$. Отметим только, что в выражении (11) из [1] первое слагаемое в больших скобках должно быть с множителем $1/4$, соответственные изменения должны быть внесены и в формулу (12).

Анализ выражения (3) позволяет предложить геометрию эксперимента, упрощающую интерпретацию экспериментальных данных в условиях значимой деполаризации. Уместная геометрия соответствует расположению оси поляризатора вдоль вектора \mathbf{a}_0 (угол α равен 0) или ортогонально ему (угол α равен $\pi/2$). При этом регистрирующим устройством фиксируется сигнал:

$$I \propto \left[C^2 \cos^2 2\eta \sin^2 2\varphi + S^2 \sin^2 2\eta \right] \text{ctg}^2 \theta, \quad (5)$$

определяемый состоянием поляризации мощной волны и углом схождения зондирующей волны и волны накачки. Степень поляризации является в этом случае лишь калибровочным параметром.

Таким образом, в работе впервые получено аналитическое выражение для НПС-сигнала в неколлинеарной геометрии. Выявлена в явном виде зависимость интенсивности от угла схождения взаимодействующих волн, от расположения поляризатора и анализатора по отношению к направлению возбуждения, от состояния и степени поляризации волны накачки.

Данная работа была частично поддержана в рамках проекта INTAS–Belarus 97–0207.

Список литературы

- [1] *Лавриненко А.В., Ганчеренок И.И.* // Оптика и спектроскоп. 1999 (в печати).
- [2] *Zizak G., Lanauze J., Winefordner J.D.* // Appl. Opt. 1986. V. 25. N 9. P. 3242–3246.
- [3] *Nyholm K., Fritzon R., Alden M.* // Opt. Lett. 1993. V. 18. N 10. P. 1672–1674.
- [4] *Ганчеренок И.И.* Нелинейная фотоанизотропия изотропных резонансных сред и ее спектроскопические приложения. Дис. докт. физ.-мат. наук. Минск, 1997. 273 с.
- [5] *Gancheryonok I.I.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1992. V. 231. N 12A. P. 3862–3868.
- [6] *Gancheryonok I.I.* // Rev. Laser Eng. 1992. V. 20. N 10. P. 813–822.
- [7] *Gancheryonok I.I., Lavrinenko A.V.* // Optica Applicata. 1995. V. 25. N 2. P. 93–102.
- [8] *Федоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.
- [9] *Gancheryonok I.I.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1992. V. 31. N 11. P. 3564–3568.