

НЕКОЛЛИНЕАРНАЯ ГЕОМЕТРИЯ В ПОЛЯРИЗАЦИОННО ЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

И.И.Ганчеренок, А.В.Лавриенко, В.А.Гайсенюк

Проблема геометрии взаимодействующих волн является принципиальной в нелинейной спектроскопии. В то же время детальному анализу данного вопроса было посвящено сравнительно небольшое количество теоретических и экспериментальных работ. Среди них можно выделить работы Саикана [1], группы Левенсона [2] и сообщение [3]. В [1] автор ограничился рассмотрением схемы обратного 4-волнового смешения. Авторами работы [2] была предложена новая экспериментальная схема, обеспечивающая полную коллинеарность взаимодействующих пучков накачки и опроса в рамках нелинейной поляризационной спектроскопии (НПС). В [3] была описана геометрия возможного эксперимента с кюветой цилиндрической формы, диаметр которой существенно превышает поперечный размер световых пучков для устранения поляризационных изменений при наклонном прохождении пучками стенок кюветы. Тем не менее, до настоящего времени продолжает интенсивно использоваться альтернативная схема в поляризационно чувствительной спектроскопии [4], когда зондирующий и возбуждающий пучки направляются на кювету стандартной формы (прямой параллелепипед) с исследуемым веществом под небольшим углом φ (рис. 1), обеспечивающим их пространственное разделение [5-9]. Величина угла φ варьируется от нескольких градусов [6] до нескольких миллирадиан [9]. Очевидно, что даже при столь малых углах состояние поляризации излучения (накачки в стандартном варианте НПС или опроса в варианте НПС для наблюдения наведенных лазерным излучением бездоплеровских дихроизма и двулучепреломления [10]) в исследуемой среде с невозмущенным показателем преломления n_2 в общем случае будет отличаться от исходного состояния в среде с показателем преломления n_0 после прохождения плоской стенки кюветы, изготовленной из вещества с показателем преломления n_1 . Так что фактически имеет место взаимодействие, например, не с циркулярно поляризованным излучением накачки, а с эллиптически поляризованной волной. Заметим в этой связи,

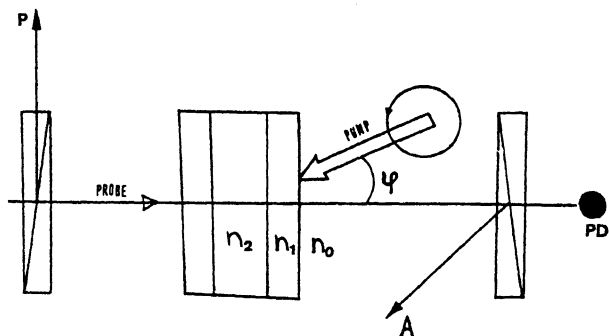


Рис. 1. Типичная схема эксперимента в поляризационно чувствительной спектроскопии: *I* и *II* — пучки накачки и опроса; **P** и **A** определяют ориентацию осей пропускания поляризатора и анализатора соответственно; n_2 , n_1 и n_0 — показатели преломления для исследуемого вещества, стенка кюветы и окружающей среды; φ — угол между векторами фазовой нормали взаимодействующих волн; *PD* — фотодетектор.

что эллиптическая поляризация, как правило, не является устойчивой и при распространении в нелинейной среде стремится трансформироваться в устойчивое поляризационное состояние, которое может быть как круговым, так и линейным [11]. С другой стороны, даже при малости отмеченных выше поляризационных изменений (особенно для оптически тонких сред) в поляризационно чувствительной спектроскопии они могут иметь весьма большое значение, особенно при количественной интерпретации поляризационных спектров со сверхтонкой структурой молекулярных линий [4]. Таким образом, исследования, изложенные ниже, представляются достаточно актуальными.

Пусть возбуждающее излучение имеет в изотропной среде, окружающей кювету (см. рис. 1), круговую поляризацию. Тогда, привлекая для расчетов технику френелевских операторов [12], можно показать, что в приближении $\varphi \ll 1$ в фазовой плоскости пробной волны мы будем иметь поляризационный эллипс накачки с эллиптичностью (отношение полуосей):

$$\eta = \operatorname{tg} \varepsilon = 1 - \varphi^2 \left(\frac{n_0}{n_1 n_2} + \frac{n_0}{n_1} + \frac{n_0^2}{n_1^2} - \frac{1}{2} \right) = 1 - \kappa \quad (1)$$

и азимутом $\varphi - \frac{\pi}{2}$ относительно вектора **P**, задающего ориентацию линейного поляризатора, скрещенного с линейным анализатором (**A**); ε — угол эллиптичности (см. рис. 2).

Небезынтересным является и решение обратной задачи по определению состояния поляризации волны накачки на

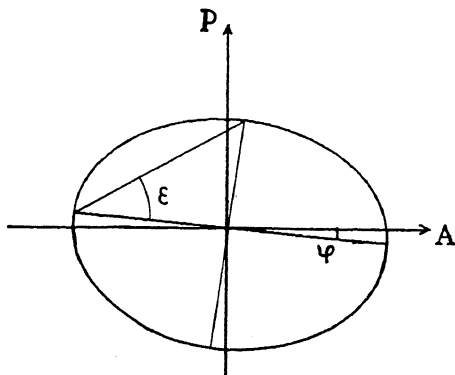


Рис. 2. Ориентация проекции эллипса поляризации волны накачки на фазовой плоскости пробной волны по отношению к осям пропускания поляризатора и анализатора.

входе в кювету с исследуемым веществом, чтобы в самой кювете в проекции на фазовую плоскость пробной волны эллипс поляризации накачки вырождался в окружность. В наименьшего порядка по φ приближении для исходной эллиптичности возбуждающего излучения с большой полуосью эллипса поляризации, лежащей в плоскости падения, расчет приводит к результату

$$\eta' = \eta. \quad (2)$$

Отметим, что несмотря на малость η' при современных возможностях контроля и измерения состояния поляризации света (см., например, [13]), практическое решение данной обратной задачи является вполне реальным.

В заключение данного сообщения приведем выражение для интенсивности падающего на детектор пробного излучения ΔI с учетом изменения состояния поляризации накачки при наклонном прохождении стенок кюветы в стандартном варианте НПС (рис. 1). Привлекая результаты работы [14] при идеальных поляризующих приборах имеем:

$$\begin{aligned} \Delta I &= I_{\text{probe}} [\delta^2 + \delta(\rho - 2\varphi\mu)], \\ \mu &= (C_1 + C_2) \kappa \operatorname{Re} \alpha, \\ \rho &= (C_1 - C_2) \operatorname{Im} \alpha, \end{aligned} \quad (3)$$

где δ — малая отстройка анализатора от абсолютно скрещенного с поляризатором положения; I_{probe} — интенсивность пробного излучения в отсутствие излучения накачки; параметры C_1 и C_2 определяются отношением компонент

тензора кубической восприимчивости; величина α линейно зависит от интенсивности накачки и определяет спектральный профиль регистрируемого сигнала. Из выражения (3) видно, что неколлинеарность взаимодействующих волн влияет на форму профиля резонанса в НПС.

Таким образом, нами изучено одно из возможных последствий несоблюдения условия полной коллинеарности взаимодействующих пучков в схеме поляризационно чувствительной спектроскопии. Полученные результаты позволяют как оценить поправку на неколлинеарность, так и попытаться свести ее к минимуму.

Данная работа была частично поддержана Американским Физическим Обществом совместно с Фондом Сороса.

Список литературы

- [1] Saikan S. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. V. 50. N 1. P. 230-234.
- [2] Scarparo M., A.F., Song J.J., Cromer C., Levenson M.D. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N 7. P. 490-492.
- [3] Буров Л.И., Ганчеренок И.И. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. В. 3. С. 567-572.
- [4] Демтредер В. Лазерная спектроскопия. М.: Наука, 1985. С. 447.
- [5] Chang J.-S., Ko D.-K., Kim M., Lee J.-H. // SPIE Proc. 1993. V.1983. P.832-833.
- [6] Kubota K. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. V. 29. N 4. P. 986-997.
- [7] Raab M., Weber A. // J. Opt. Soc. Am. B. 1985. V. 2. N 9. P. 1476-1479.
- [8] Nakayama S., Baird P.E.G. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 10. P. 1765-1767.
- [9] Kim J.B., Lee J.M., Kim J.S., Kong H.J., Lee S.S. // Opt. Lett. 1991. V. 16. N 7. P. 511-513.
- [10] Keller J.-C., Delsart C. // Opt. Commun. 1977. V. 20. N 1. P. 147-149.
- [11] Апанасевич П.П. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск: Наука и техника. 1977. С. 460-463.
- [12] Barkovskii L.M., Borzdov G.N., Laurinenko A.V. // J. Phys. A.: Math. Gen. 1987. V. 20. N 5. P. 1095-1106.
- [13] Nonlinear optical processes in solids / Ed. by A.S.Chirkin, V.I. Emel'yanov. SPIE Proc. 1991. V. 1841. 338 p.
- [14] Ганчеренок И.И., Гайсенюк В.А. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 75. (В печати).

Белорусский государственный
университет

Поступило в Редакцию
7 ноября 1993 г.