

07; 12

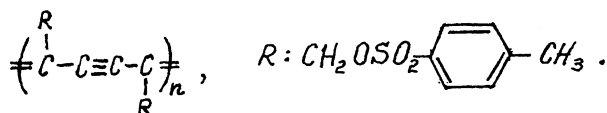
© 1992

ИЗМЕРЕНИЕ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ПОЛИДИАЦЕТИЛЕНЕ МЕТОДОМ ДИФРАКЦИИ РАМАНА-НАТТА

Г.А. Виноградов, Б.Я. Зельдович,
А.М. Котегов, А.Н. Чудинов

Полидиациетилены привлекают к себе все большее внимание в связи с использованием их в качестве логических элементов оптического компьютера, конструирования на их основе элементов интегральной оптики и др. Такое широкое и перспективное направление их использования основано на следующих свойствах, присущих полидиациетиленам: высокое значение нерезонансной нелинейно-оптической восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ со сверхбыстрым временем отклика (менее 1 пс). Кроме того, материал является достаточно пластичным, что позволяет придать конструируемому элементу требуемую форму [1].

Одним из наиболее широко используемым и исследуемым полидиациетиленом является бис-*n*-толисульфонат гекса-2,4-диин-1,6-диол, сокращенно *PTS*. Структурная формула *PTS* следующая:

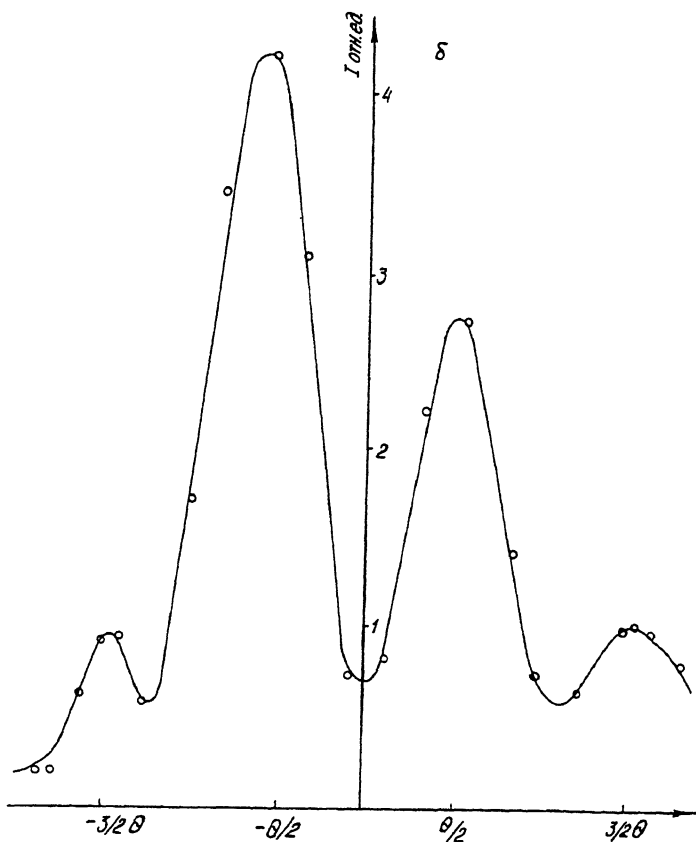
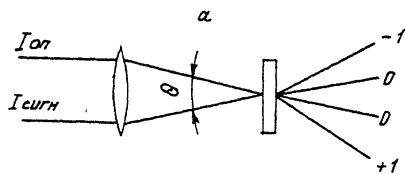


Как и все полидиациетилены, кристалл полимера *PTS* принадлежит к группе симметрии C_{2h} . В настоящее время хорошо отлаженная методика роста кристаллов *PTS* позволяет получать кристаллы полимера до нескольких миллиметров толщиной [1].

Нелинейно-оптические свойства кристалла-полимера *PTS* исследовались довольно широко. Для измерения нелинейно-оптической восприимчивости в основном использовался метод генерации третьей гармоники [2]. Поворачивая образец в различных плоскостях, по угловым зависимостям мейкеровских осцилляций определялся тензор величины $\chi^{(3)}$. Некоторые исследователи изучали восприимчивость $\chi^{(3)}$ в видимой области как функцию частоты по четырехволновому смещению [1] с помощью фотоакустической спектроскопии [3] и по двухволновому смещению задерживая один из лучей [4].

К сожалению, различные методы измерения дают плохо согласующиеся результаты. Поэтому получение величины $\chi^{(3)}$ и оценка ее анизотропии новым независимым методом представляется важным.

В данной работе для измерения величины нелинейнооптической восприимчивости кристалла полимера *PTS* мы воспользовались



а – экспериментальная схема, б – угловая зависимость распределения дифрагировавшего излучения в дальнейшей зоне.

методикой, основанной на дифракции Рамана–Натта и развитой для измерения нелинейного показателя преломления в полупроводниках [5]. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке (а). В эксперименте использовался $YAG:Nd^{3+}$ лазер с пассивной синхронизацией мод. Длительность отдельного пучка в дуге импульсов была около 50 пс. Излучение лазера делилось полупрозрачным

зеркалом на 2 пучка, сигнальный I_c и опорный I_o . После отражения сигнального пучка от глухого зеркала оба пучка I_c и I_o направлялись на линзу с фокусным расстоянием $f = 85$ см.

С помощью оптической задержки в опорном пучке мы добивались одновременно прихода импульсов I_c и I_o на образец, который находился в фокусе линзы. Отношение интенсивностей I_c/I_o на входе кристалла было 0,85. Угол схождения сигнального и опорного пучков был $\theta_c = 4 \cdot 10^{-3}$ рад. Выбор угла схождения определялся условием наблюдения диффракции Рамана-Натта: $\sin(\theta_c/2) \ll (\lambda/h \cdot n)^{1/2}$, где λ — длина волны лазера в вакууме, $\lambda = 1.064$ мкм, n — показатель преломления кристалла PTS ; h — толщина образца, в нашем случае $h = 300$ мкм.

Для регистрации дифрагированного излучения использовался фотодиод (ФД24К) с щелевой диафрагмой. Ширина щели была 200 мкм. Фотодиод вместе с диафрагмой мог перемещаться в плоскости схождения пучков.

На рисунке внизу представлена экспериментально полученная угловая зависимость распределения интенсивности дифрагированных пучков в дальней зоне за образцом. Интенсивности пучков даны в относительных единицах. Направление векторов поляризации пучков I_o и I_c было параллельно нитям полимеризации кристалла PTS . На графике хорошо видны нулевой и ± 1 порядки дифракции. Помимо этого, заметна перекачка энергии от накачки к сигнальному в нулевом порядке. Энергетическая дифракционная эффективность, η_{PTS} определенная из полученной зависимости, была 28%.

Для того, чтобы вычислить из полученных данных кубическую нелинейность $\chi_{PTS}^{(3)}$, мы провели аналогичный эксперимент для тонкого образца CdS . Кубическая нелинейность данного материала высокая: $\chi_{CdS}^{(3)} = 300 \cdot 10^{-12}$ СГСЭ [6, 7]. Энергетическая дифракционная эффективность, при тех же условиях эксперимента, оказалась равной $\eta_{CdS} = 0.8\%$ для образца CdS толщиной $h_{CdS} = 500$ мкм.

Для определения величины $\chi_{PTS}^{(3)}$, решая систему уравнений связанных волн, получаем:

$$\chi_{PTS}^{(3)} = \chi_{CdS}^{(3)} \cdot \frac{h_{CdS}(1-R_{CdS})n_{PTS}^2}{h_{PTS}(1-R_{PTS})n_{CdS}^2} \sqrt{\frac{\eta_{PTS}}{\eta_{CdS}}},$$

где n_{PTS} , n_{CdS} — показатели преломления кристаллов PTS и CdS соответственно, R_{CdS} , R_{PTS} — френелевские потери CdS и PTS соответственно. Подставляя полученные значения, имеем для кубической нелинейности кристалла PTS на длине волны $\lambda = 1.064$ мкм величину $\chi_{PTS}^{(3)} = 6 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ. Это значение $\chi_{PTS}^{(3)}$ неплохо согласуется с величиной $\chi_{PTS}^{(3)}$, измеренной в работе [2].

При тех же плотностях мощности и угле схождения пучков I_c и I_o нами измерялись угловая зависимость распределения интен-

сивности дифрагированного излучения в дальней зоне за образцом, когда направление векторов поляризации \vec{E}_o и \vec{E}_c было перпендикулярно направлению полимеризации кристалла PTS . Точность эксперимента не позволила обнаружить рассеяния в ± 1 порядок дифракции. Таким образом, можно заключить, что величина $\chi_{PTS}^{(3)}$, когда направление электрического вектора излучения перпендикулярно направлению нитям полимеризации, по крайней мере меньше величины 10^{-11} СГСЭ.

Суммируя, мы измеряли кубическую нерезонансную нелинейность кристалла полимера PTS с помощью дифракции Рамана-Натта: $\chi_{xxxx} = 6 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ, $\chi_{yyyy} \leq 10^{-11}$ СГСЭ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Нелинейные оптические свойства органических молекул и кристаллов. Т. 2/Под ред. Д. Шемлы и Ж. Зисса. М.: Мир, 1989. 248 с.
- [2] K u b o d e r a K. // Nonlinear Optics. 1991. V. 1. P. 71-80.
- [3] K a j z a r F., R o t h b e r g L., E t e m a d S, C h o l l e t P.A., C r e c D., B o u n d e t A., J e d j u T. // Opt. Commun. 1988. V. 66. P. 55-59.
- [4] G r e e n e B.L., O r e n s t e i n J., M i l l a r d R.R., W i l l i o u n s L.R. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2750-2753.
- [5] В а й т к у с Ю., Я р а ш ю н а с К. // Литовский физ. сб. 1979. Т. XIX. С. 211-232.
- [6] A d a i r R., C h a s e L.L., P a y n e S.A. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39B. P. 3337-3350.
- [7] Б а л т р а м е ю н а с Р., В а й т к у с Ю., В а л е ц к а с Д., К а н т у р а у с к а с И. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 364-368.

Челябинский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
27 мая 1992 г.