

05:06:07;12

Новый метод измерения концентрации акцепторных центров в фоторефрактивных кристаллах

© М.П. Петров, В.М. Петров, П.М. Караваев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 22 декабря 1997 г.

Предложен, а также теоретически и экспериментально обоснован новый метод измерения концентрации глубоких ловушек. Метод основан на измерении интенсивностей сигналов, образованных первой и второй гармониками голографической решетки.

Концентрация акцепторных центров (глубоких ловушек) N_A есть один из основных параметров фоторефрактивных сред, и его измерения представляют большой интерес для физики фоторефрактивных материалов и полупроводников. В данной работе предлагается новый оригинальный метод измерения этой величины.

Как подробно описано в [1], при записи голограмм в фоторефрактивных средах с помощью интерференционной картины с высоким контрастом возможен нелинейный режим записи. В этом случае записывается голограмма (решетка показателя преломления) не только с волновым вектором K_g , соответствующим волновому вектору интерференционной картины, но и решетки с кратными ($2K_g$, $3K_g$ и т.д.) волновыми векторами. При этом, если рассматривается тонкая голограмма, наблюдаются дифракционные порядки не только от основной ("линейной") решетки, но и от высших гармоник ("нелинейных" решеток), так называемые небрэгговские порядки дифракции.

Если измерения интенсивности дифракционных порядков проводятся по методике "адаптивной интерферометрии", когда один из записывающих лучей промодулирован по фазе (амплитуда модуляции θ , частота модуляции Ω) [1], то интенсивность света в первом небрэгговском порядке тонкой голограммы (трехволновое взаимодействие) описывается

следующей формулой [1]:

$$I = I_{\text{const}} - 4\sqrt{I_R I_S \eta_0 \eta_{NL}} J_0(\theta) [J_1(\theta) \sin(\delta) \cos(\Omega t) + J_2(\theta) \cos(\delta) \cos(2\Omega t)]. \quad (1)$$

Здесь I_{const} — постоянная составляющая выходной интенсивности; I_R , I_S — интенсивности промодулированного по фазе и непромодулированного пучков соответственно; η_0 , η_{NL} — дифракционные эффективности "линейной" (K_g) и "нелинейной" ($2K_g$) решеток; J_0 , J_1 , J_2 — функции Бесселя соответственно нулевого, первого и второго порядков; δ — разность фаз между линейной и нелинейной решетками. В предыдущих работах δ вводилась эмпирически.

В настоящей работе приводится объяснение эффекта возникновения фазового сдвига δ и демонстрируется, как его измерение дает возможность оценки концентрации акцепторов, которая обеспечивает эффект фоторефракции в светочувствительных материалах.

Известно [2], что голографическая решетка имеет начальный сдвиг фазы Δ относительно интерференционной картины. При условии, что при измерениях преобладает дрейфовый механизм записи, то в соответствии с [2]:

$$\Delta = \arctg E_0 / E_q \approx E_0 / E_q; \quad (2)$$

здесь E_0 — внешнее поле, приложенное к образцу;

$$E_q = eN_A / K_g \varepsilon \varepsilon_0; \quad (3)$$

e — заряд электрона; N_A — концентрация акцепторных центров (ловушек); ε — диэлектрическая проницаемость среды; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Поскольку Δ пропорциональна K_g , то естественно предположить, что для решетки с $2K_g$ фазовый сдвиг относительно интерференционной картины равен 2Δ и, следовательно, фазовый сдвиг между линейной и нелинейной решетками $\delta = \Delta$.

Рассмотрим отношение амплитуд первой I^Ω и второй $I^{2\Omega}$ гармоник выходного сигнала, исходя из (1):

$$\frac{I^\Omega}{I^{2\Omega}} = \frac{J_1(\theta) \sin(\delta)}{J_2(\theta) \cos(\delta)} \approx \frac{4}{\theta} \text{tg}(\delta) \approx \frac{4}{\theta} \delta, \quad (4)$$

отсюда следует:

$$\frac{I^\Omega}{I^{2\Omega}} = \frac{4 E_0}{\theta E_q}. \quad (5)$$

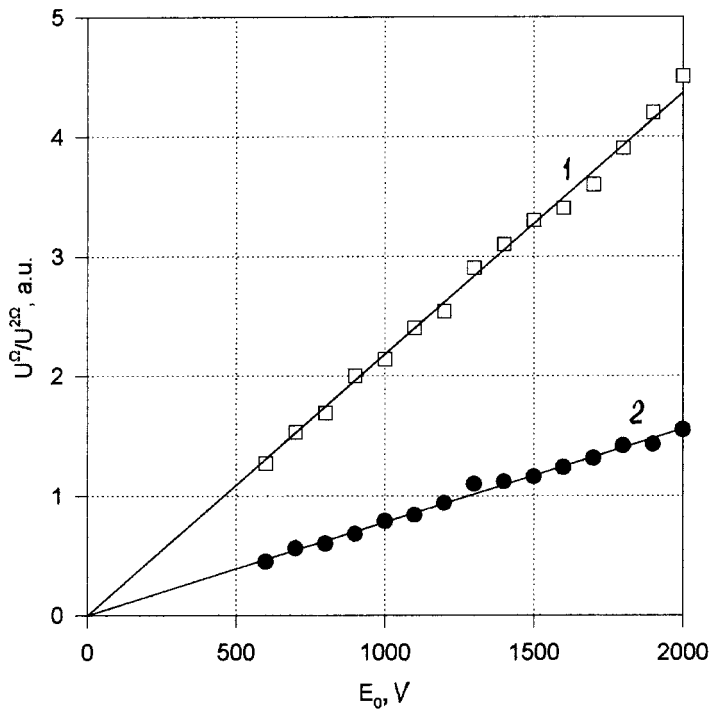


Рис. 1. Зависимости $U^\Omega/U^{2\Omega}$ от внешнего поля E_0 при $K_g = K_{eff} = 624 \text{ mm}^{-1}$ для ВТО (1) и BSO (2) соответственно.

Из (5) очевидно, что, измерив отношение гармоник I^Ω и $I^{2\Omega}$, можно найти E_q , а затем и концентрацию глубоких ловушек N_A .

В эксперименте использовалась методика голографической адаптивной интерферометрии [1]. Исследовались следующие образцы: $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) в геометрии "ПРИЗ" [3,4] толщиной $T = 0.8 \text{ mm}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО). Кристалл ВТО имел толщину 0.8 mm , срез (110), электрическое поле прикладывается вдоль оси $[1\bar{1}0]$, вектор записываемой решетки направлен вдоль $[1\bar{1}0]$. Источником света служил He-Ne лазер ($\lambda = 633 \text{ nm}$) мощностью 20 mW , сигнал регистрировался с помощью фотодиода спектр-анализатором, что позволяло измерять первую и вторую гармоники одновременно. Измерения проводились на частотах

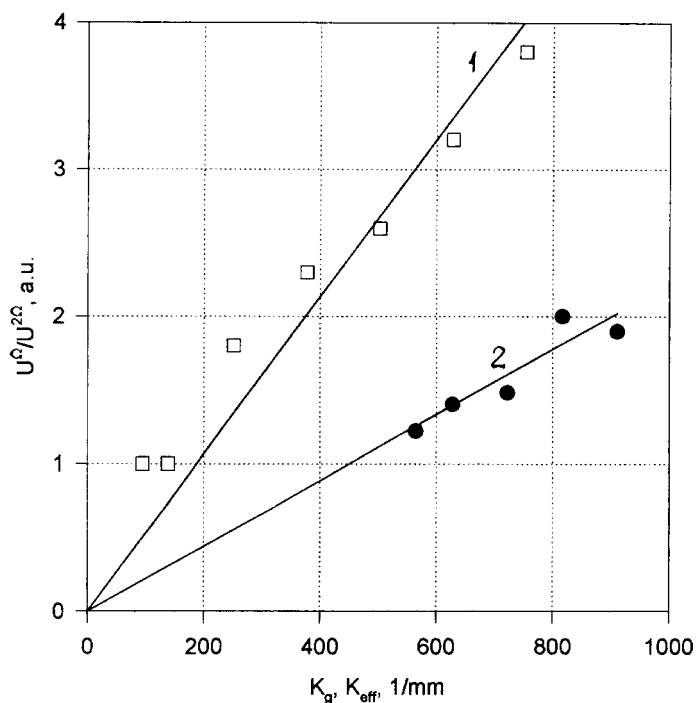


Рис. 2. Зависимости $U^\Omega/U^{2\Omega}$ от K_g (1 — ВТО) и от K_{eff} (2 — BSO), $E_0 = 6 \text{ kV/cm}$ для ВТО, $E_0 = 22.5 \text{ kV}$ для BSO.

($\Omega/2\pi = 180 \text{ Hz}$ (BSO), $\Omega/2\pi = 8 \text{ kHz}$ (ВТО), далеких от резонансных частот фоторефрактивного эффекта [5], с контрастом $m = 0.8$, с амплитудой фазовой модуляции $\theta = 0.2 \text{ rad}$, к образцам прикладывалось внешнее поле $E_0 = 1.8 \text{ kV}$. Исследовались зависимости $I^\Omega/I^{2\Omega}$ от E_0 и K_g .

Результаты экспериментов представлены на рис. 1 и 2. Налицо хорошее совпадение характера экспериментальных зависимостей с теорией. При расчете N_A для BSO учитывался эффект "прижимания" поля к отрицательному электроду (эффект узкого горла [3]). В этом случае зависимость для BSO построена от $K_{eff} = \sqrt{K_g^2 + K_z^2}$. Здесь K_z —

эмпирическая величина (подгоночный параметр). Хорошее совпадение с теорией (линейная зависимость от K_{eff}) получена при $K_z = 80 \text{ mm}^{-1}$. Отсюда можно оценить толщину слоя заряда вблизи отрицательного электрода $h \approx 2\pi/K_z = 12.5 \text{ }\mu\text{m}$.

На основании этих данных определены концентрации ловушек для BSO: $N_A = 5.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, для ВТО: $N_A = 6.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Полученные цифры находятся в качественно удовлетворительном соответствии с оценками N_A , полученных другими методами ($N_A(\text{BSO}) \cong 1.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_A(\text{ВТО}) = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ [5,6]).

Этот же метод сопоставления первой и второй гармоник для определения Δ может быть использован и при регистрации так называемого двухволнового взаимодействия [1]. Были проведены предварительные эксперименты по этой методике и установлено качественное соответствие с приведенными выше данными.

Таким образом, в настоящей работе впервые предложен очень простой и эффективный метод определения концентрации глубоких ловушек в фоторефрактивных кристаллах.

Работа выполнена в соответствии с проектом РФФИ 98-02-18254.

Список литературы

- [1] *Petrov M.P., Petrov V.M., Zouboulis I.S., Xu L.P.* // "Opt. Comm." 1997. V. 134. P. 569–579.
- [2] *Photorefractive Materials and Their Applications (Part I and II)/ Eds. P. Gunter and J.P. Huignard. Berlin, Springer Verlag, 1998 & 1989.*
- [3] *Petrov M.P., Stepanov S.I., Khomenko A.V.* Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems. Berlin, Springer Verlag, 1991.
- [4] *Петров В.М., Петров М.П.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. С. 18.
- [5] *Petrov M.P., Petrov V.M., Brycsin V.V., Zouboulis I.S., Gerwens A., Kratzig E.* // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 14.
- [6] *Huignard J.P., Herriau J.P., Rivert G., Gunter P.* // Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 102.