Список литературы

[1] Fischer K.H. // Phys. Stat. Solidi (b). 1983. V. 116. N 1. P. 357–413; 1985. V. 130. N 1. P. 13–71.
[2] Huang C.Y. // J. Magn. Magn. Mat. 1985. V. 51. N 1–3. P. 1–74.
[3] Halperin B.I., Saslow W.M. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 5. P. 2154–2162.
[4] Krev U. // Z. Phys. B. 1980. V. 38. P. 243–251; J. Physique Lett. 1985. V. 46. P. 845–850.
[5] Soubonlis C.M., Levin K. // Phys. Rev. B. 1978. V. 18. P. 1439–1445.
[6] Wenger L.E., Keesom P.H. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 9. P. 4053–4059.
[7] Westerholt K., Endrihat H., Dahlbecr R., Bach H. // Phys. Rev. B. 1985. V. 33. N 1. P. 567–577.
[8] Ефимова Н.Н., Попков Ю.А., Ткаченко Н.В. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 4. С. 1208–1217.
[9] Ефимова Н.Н., Попков Ю.А., Ткаченко Н.В. // ФНТ. 1990. Т. 16. № 12. С. 1565–1575.
[10] Ефимова Н.Н., Мамалуй Ю.А. // УФЖ. 1975. Т. 20. № 7. С. 1201–1203.
[11] Зайцев Г.А., Овчаренко В.И., Хоткевич В.И. // ПТЭ. 1967. Т. 1. С. 212–215.
[12] Kaplan T.A. // Phys. Rev. Second Ser. 1958. V. 109. N 3. P. 782–787.
[13] Изюмов Ю.А., Озеров Р.П. Магнитная нейтронография. М.: Наука, 1966. 532 с.
[14] Коренблит И.Я., Шендер Е.Ф. // УФН. 1978. Т. 126. № 2. С. 233–267.
[15] Bowers R.G., Woolf M.E. // Phys. Rev. 1969. V. 177. N 2. P. 917–932.

Поступило в редакцию
11 мая 1993 г.

УДК 778.38

© *Физика твердого тела, том 35, № 10, 1993*
Solid State Physics, vol. 35, N 10, 1993

РЕЗОНАНСНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ В РЕЖИМЕ «БЕГУЩЕЙ» РЕШЕТКИ

Э.М.Шахвердиев, Э.А.Садыхов

В настоящее время можно считать почти общепринятым тот факт, что запись объемных голограмм в фоторефрактивных кристаллах ($Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$, $Bi_{12}TiO_{20}$, $LiNbO_3$, $BaTiO_3$ и т.п.) основан на механизме разделения пространственного заряда при диффузии, дрейфе фотоэлектронов из освещенных интерферирующими лучами света областей кристалла и захвате носителей относительно глубоколежащими уровнями в запрещенной зоне. Модуляции показателя преломления определяется полем неоднородно-распределенного пространственного заряда посредством линейного электрооптического эффекта [1].

В последнее время как теоретически, так и экспериментально интенсивно исследуются различные способы резкого повышения дифракционной эффективности голографических решеток, записываемых в фоторефрактивных кристаллах. Такой обширный интерес вызван прежде всего перспективой (и эти надежды во многом оправдываются уже сейчас) применения голографических сред для усиления когерентных световых пучков.

Как показывают экспериментальные и теоретические результаты последних лет (см., например, [2,3]), один из способов повышения дифракционной эффективности записанной решетки заключается в получении бегущей голографической решетки (такой режим может быть реализован при дрейфе электронов в постоянном внешнем поле, когда длина дрейфа электрона больше периода решетки [4]) и в резонансном (см. ниже) взаимодействии бегущей записывающей интерференционной картины (такая возможность осуществляется при интерференции разночастотных световых пучков, причем разность частот не должна превышать обратное время максвелловской релаксации [3]) и фазовой голограммы.

В настоящем сообщении оценена скорость движения интерференционной картины, при которой дифракционная эффективность резонансно увеличивается.

Согласно модели Кухтарева [1], для описания процесса записи голограммы используем следующую систему материальных уравнений (в одномерном случае):

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \frac{1}{e}\frac{\partial j}{\partial x} = (\beta + sI)(N_D - N_D^+) - \gamma n_e N^+,$$

$$j = e\mu n_e E + kT\mu\frac{\partial n_e}{\partial x} + pl,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e - N_D^+) = \frac{1}{e}\frac{\partial j}{\partial x},$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}(n_e + N_A - N_D^+). \tag{1}$$

Здесь n_e, N_D, N_D^+ — концентрации электронов, доноров и ионизованных доноров соответственно; I — интенсивность света; β, s, γ и p — константы теплоионизации, фотоионизации и электронно-донорной (ионизованной) рекомбинации и фотовольтаического тока соответственно; μ — подвижность электронов; j — электронный ток, N_A — концентрация акцепторов, которые компенсируют часть доноров $N_A \ll N_D$.

Наиболее плодотворный способ решения системы (1) заключается в приведении ее к системе для n_e и E. Учитывая только первые брэгговские резонансы, решение системы ищем в следующей форме:

$$I = I_0 + \frac{I_0}{2}(me^{iqx} + \text{к.с.}),$$

$$n_e = n_0 + \frac{1}{2}(n_1 e^{iqx} + \text{к.с.}),$$

$$E = E_0 + \frac{1}{2}(E_1 e^{iqx} + \text{к.с.}). \tag{2}$$

Здесь I_0 — суммарная интенсивность интерферирующих лучей, m — контраст интерференционной картины, q — пространственная частота решетки, n_0 — средняя концентрация фотоэлектронов, E_0 — амплитуда внешнего поля. Отметим, что при записи (2) мы на время принимаем, что частоты интерферирующих лучей одинаковы. В связи с этим отметим, что в настоящее время в основном используются два подхода к решению системы (1).

Наиболее распространен подход, при котором в (2) вместо x используется $x - vt$ (здесь v — скорость движения интерференционной картины) и считается, что величины n_1 и E_1 от времени не зависят (так называемая стационарная задача). В настоящей работе мы будем считать, что n_1 и E_1 — функции от времени, а влияние движения интерференционной картины на нестационарную амплитуду поля пространственного заряда E_1 будет учтено чисто эвристически в уравнении для $E_1(t)$. Такой подход весьма плодотворно использован в [2,4], однако исследованная там система слишком упрощена, поскольку 1) не учитывается кинетика электронов, т.е. допускается, что $n \ll N_D^+$ [2]; 2) не учитываются тепловые переходы, т.е. $\beta \ll sI$ [2,4]; 3) $N_D^+ \ll N_D$ [2]; 4) $p = 0$, т.е. отсутствует фотовольтаический ток [2,4].

Несомненно, что для глубоколежащих примесных уровней тепловые переходы несущественны, однако, имея в виду то, что в последнее время для записи голограмм интенсивно исследуются различные узкозонные полупроводниковые материалы, где светочувствительные «голографические» примесные уровни, возможно, могут быть весьма чувствительны к инфракрасному свету, становится нелишним учет влияния тепловых переходов. Фотовольтаический ток может играть существенную роль в голографической среде $LiNbO_3$:Fe [5].

Элементарные, но относительно трудоемкие вычисления приводят к следующему уравнению для $E_1(t)$ (принято, что $E_1(t)$ — медленная функция от t, и поэтому пренебрегаем второй производной $\partial^2 E_1/\partial t^2$):

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + AE_1 = Bm, \tag{3}$$

$$A = \frac{\frac{1}{\tau_m}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_R}\right) + \frac{1}{\tau_2}\left(-\frac{1}{\tau_D} + i\frac{1}{\tau_E}\right)}{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{\tau_D} - \frac{1}{\tau_m} + i\frac{1}{\tau_E}}, \tag{4}$$

$$B = \frac{I_0}{\varepsilon\varepsilon_0}\frac{p\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_R}\right) + \frac{es(N_D - N_A - n_0)}{q}\left(\frac{1}{\tau_E} + i\frac{1}{\tau_D}\right)}{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{\tau_D} - \frac{1}{\tau_m} + i\frac{1}{\tau_E}}. \tag{5}$$

Здесь $\tau_m = \varepsilon\varepsilon_0/(e\mu n_0)$ — время максвелловской релаксации, $\tau_D = e/(\mu kTq^2)$ — время диффузии, $\tau_R = 1/(\gamma N_A)$ — время рекомбинации электронов, $\tau_E = 1/\mu q E_0$ — время дрейфа электронов, $\tau_1 = 1/(\beta + sI_0 + 2\gamma n_0)$ и $\tau_2 = 1/(\beta + sI_0 + \gamma n_0)$, n_0 — решение уравнения

$$(\beta + sI_0)(N_D - N_A - n_0) - \gamma n_0(n_0 + N_A) = 0. \tag{6}$$

При $m = 0$ из (3) получается уравнение, описывающее стирание голограммы. Полагая $\partial E_1/\partial t = 0$, нетрудно оценить стационарную амплитуду голографической решетки.

Отметим, что при получении (3) мы в отличие от других авторов старались сохранять общность решения, т.е. рассматриваемый случай позволяет анализировать различные ситуации в физическом эксперименте. Учет движения интерференционной картины приводит к умножению правой части (3) на $\exp(-iqvt)$, $v = \delta\omega q^{-1}$ (δ, ω — разность частот интерферирующих световых полей). С учетом этого фактора (3) напоминает уравнение колебаний с внешней возбуждающей периодической силой. Резонанс наступает, если выравниваются скорости движения интерференционной картины и голографической решетки, т.е. при

$$qv = -\operatorname{Im} A, \tag{7}$$

где

$$\operatorname{Im} A = \frac{1}{\tau_E} \frac{\left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_m}\right)\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_R}\right) - \frac{1}{\tau_2 \tau_m}}{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{\tau_D} - \frac{1}{\tau_m}\right)^2 + \frac{1}{\tau_E^2}}. \tag{8}$$

Резонанс весьма заметен, если $\operatorname{Re} A$ мала по сравнению с $\operatorname{Im} A$

$$\operatorname{Re} A = \frac{\left[\frac{1}{\tau_m}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_R}\right) - \frac{1}{\tau_2 \tau_D}\right]\left[\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{\tau_D} - \frac{1}{\tau_m}\right] + \frac{1}{\tau_2 \tau_E^2}}{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{\tau_D} - \frac{1}{\tau_m}\right)^2 + \frac{1}{\tau_E^2}}. \tag{9}$$

Таким образом, при совпадении скоростей бегущих интерференционной картины и фазовой голограммы нестационарная амплитуда поля пространственного заряда, а следовательно, и дифракционная эффективность голографической решетки резко увеличиваются, поскольку, согласно [6], имеет место соотношение

$$\eta^{1/2} \approx \frac{\omega}{c} n^3 r E_1 \frac{d}{2}, \tag{10}$$

где n — показатель преломления среды, ω — частота лазерного излучения, r — электрооптический коэффициент, d — толщина кристалла.

В заключение сделаем некоторые оценки для кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$. Согласно (5), при значениях физических величин и параметров: $s = 1.06 \cdot 10^{-5}$ м^2/Дж, $\beta = 10^{-7}$ с$^{-1}$, $\gamma = 1.65 \cdot 10^{-17}$ м^3/с, $N_A = 0.95 \cdot 10^{22}$ м$^{-3}$, $N_D = 10^{25}$ м$^{-3}$, $\varepsilon = 56$, $\mu = 10^{-5}$ м^2/(В $\cdot$ с) [7], $E_0 = 10$ кВ/см, $q = 10^6$ м$^{-1}$, $I_0 = 100$ мВт/см^2, $T = 300$ K резонанс на кривой $\eta(v)$ должен наблюдаться при $v = 34 \cdot 10^{-6}$ м/с. Как показывают результаты экспериментальных работ [2,8] (разумеется, речь идет о сравнении сопоставимых условий), такое значение v вполне приемлемо и разумно.

Список литературы

[1] Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. // Ferroelectrics. 1979. V. 22. P. 949–960.
[2] Refregier Ph., Solymar L., Rajbenbach H., Huignard J.P. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 1. P. 45–57.
[3] Зельдович Б.Я., Ильиных П.Н., Нестеркин О.П., Шкунов В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 20. С. 61–65.
[4] Зельдович Б.Я., Ильиных П.Н., Нестеркин О.П. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. № 3(9). С. 861–869.
[5] Фридкин В.М. Фотосегнетоэлектрики. М.: Наука, 1979. 262 с.
[6] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983.
[7] Peltier M., Micheron F. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 3683–3690.
[8] Valley G.C. // J. Opt. Soc. Am. B. 1984. V. 1. P. 868–873.

Бакинский государственный университет
им. М. Расулзаде

Поступило в Редакцию
27 мая 1993 г.