

07

Спектральная зависимость фотоиндуцированного фазового набега в оптически адресуемом модуляторе света

© Л.П. Амосова, М.Н. Волкова

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики
E-mail: l_amosova@mail.ru

Поступило в Редакцию 5 сентября 2011 г.

Исследуется зависимость фотоиндуцированного фазового набега $\Delta\Phi_\lambda$ в оптически адресуемом жидкокристаллическом пространственном модуляторе света (ОА ЖК ПМС) от длин волн записи и считывания. Предлагается алгоритм перерасчета $\Delta\Phi_\lambda$ для двух произвольных длин волн из области чувствительности фотослоя.

Основной модуляционной характеристикой ОА ЖК ПМС при исследовании по проекционной методике является сенситометрическая кривая, представляющая собой зависимость модулируемого параметра от интенсивности или энергии экспозиции записывающего света [1], где в качестве модулируемого параметра чаще всего выступает пропускание считывающего света модулятором, помещенным между скрещенными поляризаторами. Поскольку параллельно ориентированные (фазовые) ОА ЖК ПМС предназначаются, главным образом, для записи на них динамических голограмм, исследование их оптических характеристик проводится, как правило, по голографической методике. Аналогом сенситометрической характеристики при голографическом исследовании является зависимость дифракционной эффективности записываемой синусоидальной решетки от мощности одного из двух интерферирующих записывающих пучков.

Максимальный фотоиндуцированный фазовый набег определяется по количеству экстремумов сенситометрической кривой. В идеальном случае он соответствует полному потенциально возможному в слое жидкого кристалла (ЖК) заданной оптической толщины фазовому

набегу, рассчитанному с учетом ненулевого начального угла наклона директора. При недостаточной чувствительности слоя фотопроводника (ФП) и (или) при недостаточном темновом сопротивлении ФП сенситометрическая кривая не может быть прописана полностью при фиксированном напряжении питания. Чтобы получить полную картину, необходимо изменять два параметра — интенсивность записывающего света и напряжение, т.е. снимать семейство сенситометрических кривых, каждая из которых соответствует определенному напряжению. При этом изменение модулируемого параметра на каждой конкретной кривой может соответствовать $\Delta\Phi_\lambda$ всего $(1-2)\pi$.

В процессе наших предыдущих исследований нами было сформулировано условие равенства фотоиндуцированного фазового набегу полному фазовому набегу. Для того чтобы вся сенситометрическая кривая могла бы быть прописана при одном фиксированном напряжении, необходимо, чтобы при уменьшении освещенности все „лишнее“ напряжение падало на ФП, а при полном выключении засветки на слой ЖК приходилось лишь напряжение, не превышающее порог Фредерикса. Величина питающего напряжения должна соответствовать последнему экстремуму зависимости пропускания от напряжения при условии сильной засветки, вызывающей в ФП ток насыщения. Отсюда вытекают основные требования к ФП: его темновое сопротивление должно не менее чем на 1–1.5 порядка превосходить сопротивление ЖК, а отношение фототока насыщения к темновому току ($G_\lambda = J_\lambda/J_D$) должно составлять не менее трех порядков на длине волны записи. Именно эти два требования являются необходимыми и достаточными условиями достижения полного потенциально возможного в слое ЖК фазового набегу методом светового управления.

Необходимость перерасчета фазового набегу ОА ЖК ПМС по спектру возникает обычно при сопоставлении литературных данных разных авторов или при тестировании структуры на длине волны, не совпадающей с максимумом чувствительности ФП слоя. До сих пор при расчете структуры ОА ЖК ПМС по импедансу с учетом ее эквивалентной электрической схемы [2,3] под G_λ , по умолчанию, понимали значение этого параметра в максимуме спектральной характеристики ФП. В данной работе при выводе формулы перерасчета фазового набегу нами учтена спектральная селективность ФП. При отступлении от максимума в сторону как меньших, так и больших длин волн параметр G_λ будет уменьшаться, и, начиная с какой-то λ ,

модулятор будет демонстрировать меньший фазовый набег, чем при тестировании на длине волны максимальной чувствительности. В этом случае будет наблюдаться спектральная зависимость максимального фотоиндуцированного фазового набега в модуляторе как от длины волны считывающего излучения, так и от длины волны записи. Эту зависимость можно приближенно оценить с помощью эмпирической формулы:

$$\Delta\Phi_{\lambda_2} = \Delta\Phi_{\lambda_1} \frac{\lambda_3 J_{\lambda_2} + J_c J_{D3} + J_c}{\lambda_4 J_{\lambda_1} + J_c J_{D4} + J_c}, \quad (1)$$

где $\Delta\Phi_{\lambda_1}$, $\Delta\Phi_{\lambda_2}$ — величины максимального фотоиндуцированного фазового набега на длинах волн записывающего излучения λ_1 и λ_2 соответственно; λ_3 и λ_4 — длины волн считывания; J_{λ_1} и J_{λ_2} — значения фототоков насыщения полупроводника на длинах волн λ_1 и λ_2 соответственно, J_{D3} , J_{D4} — темновые токи с учетом возможной засветки считывающим излучением; J_c — емкостная составляющая тока через фотопроводник. В отсутствие паразитной засветки последний множитель равен единице. Очевидно, что эффективное управление структуры светом возможно только в случае, когда емкостные токи по порядку величины не сильно превосходят темновые, т.е. на три порядка меньше фототоков. Таким образом, в первом приближении можно принять $J_c = 0$. Для структур отражательного типа с разделенными каналами записи — считывания в общем случае длины волн считывания λ_3 и λ_4 могут быть произвольными, однако в большинстве схем с использованием таких ОА ЖК ПМС запись и считывание ведутся на одной длине волны и $\lambda_3 = \lambda_1$, а $\lambda_4 = \lambda_2$.

При условии нечувствительности ФП к считывающему излучению зависимость $\Delta\Phi_{\lambda}$ от длины волны считывания определяется обратной пропорциональностью фазового набега длине волны. При наличии остаточной чувствительности на длине волны считывания наблюдается уменьшение G_{λ} , поскольку роль темнового тока здесь играет фототок, возбуждаемый считывающим излучением. Сказанное относится к модуляторам не только просветного, но и отражательного типа, если используемые диэлектрические зеркала являются селективными, а блокирующий слой отсутствует, что неминуемо ведет к сильной засветке фотослоя при отступлении от длины волны отражения, на которую зеркало рассчитано.

Зависимость от длины волны записи носит более сложный характер и определяется спектральной чувствительностью ФП. Поскольку

непосредственно на молекулы ЖК воздействует электрическое поле, которое лишь перераспределяется между слоями структуры в соответствии с сопротивлениями слоев ОА ЖК ПМС [2,3], то $\Delta\Phi_\lambda$ модулятора зависит от произведения мощности падающего излучения на коэффициент поглощения и квантовый выход ФП на данной длине волны. Максимальное значение фотоиндуцированного фазового набегга можно получить, выбрав значение мощности записи, достаточное для достижения тока насыщения в наиболее удаленной от спектрального максимума интересующей нас точке. Спектральная кривая ФП в этом случае приобретает вид, отличающийся от привычной формы кривых, снятых при небольших мощностях падающего излучения: максимум, и так довольно широкий у аморфных ФП, расплывется еще сильнее, а разница между значениями в максимуме и вблизи порога чувствительности сглаживается. (В работе [4] приводятся зависимости фототока $As_{10}Se_{90}$ от мощности падающего излучения для различных длин волн: для длины волны, соответствующей спектральному максимуму ФП, зависимость более слабая). В этом случае мощность записывающего излучения можно сократить и зависимость максимального фазового набегга от длины волны записи запишется как отношение фототоков насыщения в ФП на интересующих нас длинах волн. Все сказанное выше справедливо для ФП с достаточно большим темновым сопротивлением.

Случай высокого темнового сопротивления реализуется в структурах просветного типа с халькогенидными стеклообразными фотопроводниками ($10^{13} - 10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$ при сопротивлении ЖК порядка $10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$). Нами по проекционной методике исследовался модулятор с толщиной слоя $As_{10}Se_{90}$ $1 \mu\text{m}$ и толщиной слоя ЖК (1630 Б, $\Delta n = 0.11$; НИОПИК) $12 \mu\text{m}$. Запись производилась сначала на длине волны 450 nm , а потом 650 nm . Считывание в обоих случаях осуществлялось очень слабым излучением на длине волны 650 nm . Напряжение питания соответствовало последнему экстремуму (второму минимуму) на модуляционной кривой пропускания от напряжения и составляло 19 V . Из-за малой подвижности носителей заряда в халькогенидных стеклах модуляторы с такими слоями работают только на постоянном токе, следовательно, емкостной ток J_c для них равен 0. В случае записи синим светом мощностью $400 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ нами наблюдался полный, потенциально возможный для нашего слоя ЖК, фазовый набег: $\Delta\Phi = 4\pi$ (рис. 1, кривая 1). Эта экспериментально измеренная величина равна фазовому набегу, рассчитанному с учетом начального угла наклона директора ЖФ. (Для

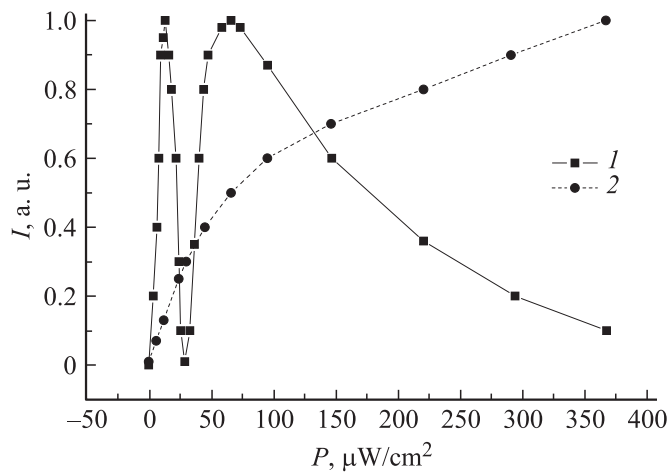


Рис. 1. Экспериментальные сенситометрические кривые модулятора на основе $\text{As}_{10}\text{Se}_{90}$, полученные по проекционной методике при записи: 1 — $\lambda = 450 \text{ nm}$; 2 — $\lambda = 650 \text{ nm}$.

нулевого начального угла было бы 4.4π). В случае записи красным светом значительно большей мощности (более $10 \text{ mW}/\text{cm}^2$) фазовый набег составлял только π (рис. 1, кривая 2). Таким образом, фазовый набег при переходе от записи синим светом к записи красным уменьшается в 4 раза, что находится в соответствии с примерно четырехкратным уменьшением фототоков насыщения слоя ФП. Если заменить состав ФП на $\text{As}_{50}\text{Se}_{50}$, спектральный максимум которого приходится на 570 nm , то при записи He-Ne-лазером достигается $\Delta\Phi_\lambda = 2\pi$ на длине волны считывания 814 nm) [5].

Все сказанное справедливо также для отражательных структур с учетом оговорок, касающихся емкостного тока через фотослой и селективности диэлектрических зеркал. В отражательных структурах в качестве фоточувствительного слоя часто используется гидрогенизированный кремний a-Si:H или карбид кремния a-Si:C:H . Параметр G_λ для данных ФП достаточно велик и основная сложность заключается в получении малых темновых токов. Нелегированный карбид кремния стехиометрического состава (70.045% Si и 29.955% C по массе) обладает удельным сопротивлением, превосходящим сопротивление ЖК не более

чем на порядок. При столь малом сопротивлении ФП напряжение на слое ЖК при засветке может быть увеличено всего в 2–3 раза при разумном соотношении толщин слоев ФП и ЖК и $G_\lambda = 10^3 - 10^4$.

Случай малого темнового сопротивления реализуется для модуляторов отражательного типа с фоточувствительным слоем из аморфного гидrogenизированного карбида кремния a-Si:C:H стехиометрического состава [3,6]. В описанных модуляторах использованы широкополосные диэлектрические зеркала, полученные чередованием слоев SiO₂ и a-Si:C:H, коэффициент отражения которых в диапазоне длин волн от 530 до 630 nm практически не меняется и составляет 95–97% (в зависимости от количества слоев). Толщина слоя a-Si:C:H равна 4 μm, а толщиной слоя ЖК (BL037 Merck, Δn = 0.26) — 7 μm. Полный потенциально возможный фазовый набег в слое ЖК данной оптической толщины с учетом начального угла наклона директора должен составлять 8–9π [3]. Тем не менее величина экспериментально полученного фотоиндуцированного ΔΦ_λ не превышала 2.2π на 630 nm и 2.6π на 530 nm [6]. (Максимум спектральной чувствительности a-Si:C:H приходится на 547 nm [7]). Отсюда можно сделать вывод, что при использовании низкоомных ФП, во-первых, отсутствует спектральная зависимость от длины волны записи и, во-вторых, принципиально невозможно получить в слое ЖК большой фотоиндуцированный ΔΦ_λ.

Увеличение сопротивления a-Si:C:H возможно путем отклонения от стехиометрического состава в сторону большего содержания углерода. Увеличение процентной доли углерода от 30 до 40% приводит к увеличению темнового сопротивления на два порядка: с 10¹⁰ до 10¹² Ω·см. Поскольку фототок при этом уменьшается не более чем на 1.5 порядка, с увеличением доли углерода фактор G_λ даже увеличивается [7].

При использовании высокоомных слоев карбида можно добиться существенного увеличения фотоиндуцированного ΔΦ_λ. Измеренный при записи и считывании He–Ne-лазером фазовый набег в модуляторе, заполненном ЖК марки BL 037 (Merck) с коэффициентом Δn = 0.26 и толщиной слоя 10 μm, достигал 4.5π. В то же время в электроуправляемой ячейке той же оптической толщины наблюдался ΔΦ = 13π при считывании гелий-неоновым лазером [3]. Однако в этом случае возможно увеличение фотоиндуцированного набега путем перехода к длине волны максимальной чувствительности ФП, как мы наблюдали это для модуляторов с As₁₀Se₉₀. Спектральные зависимости фототока для аморфного кремния и различных составов карбида, осажденных

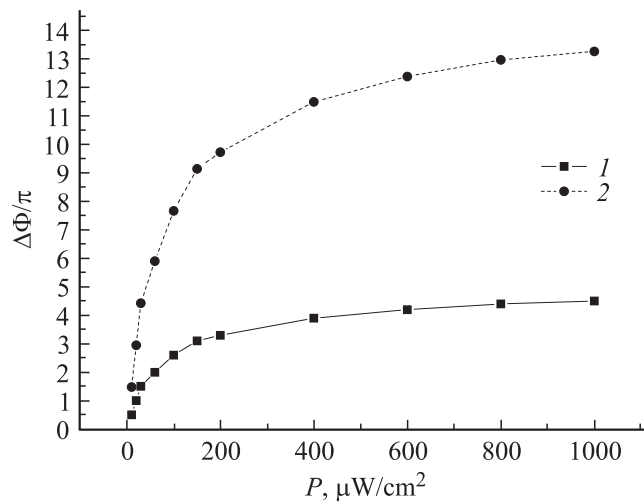


Рис. 2. Зависимость фотоиндуцированного фазового набегу ОА ЖК ПМС на основе высокоомного α -Si:C:H от мощности записывающего излучения: 1 — $\lambda = 630$ nm, экспериментальные значения; 2 — $\lambda = 530$ nm, перерасчет по формуле (1).

при различном соотношении метана и силана в плазме, снятые при невысоких интенсивностях засветки ($40 \mu\text{W}/\text{cm}^2$), приведены в [7]. Нами также были проведены измерения на ртутной капле на постоянном токе при засветке неослабленным лазерным излучением, в результате которых было получено соотношение фототоков на зеленом и красном свете $J_{\lambda 2}/J_{\lambda 1} = 2.5 : 1$. Учитывая переход на другую длину волны с 630 nm на 530 nm дважды, по записи и по считыванию, по формуле (1) получаем максимальный $\Delta\Phi_{\lambda} = 13.3\pi$, приближающийся к полному потенциально возможному в слое ЖК (15.3π) (рис. 2).

Таким образом, при невозможности по каким-либо причинам произвести измерения на нужной длине волны вопрос о перерасчете максимального фотоиндуцированного фазового набегу по спектру для произвольных длин волн из области чувствительности фотослоя является весьма актуальным. Справедливость предложенной формулы (1) показана на примере двух основных типов ОА ЖК ПМС — просветного и отражательного, с фотопроводниками, принадлежащими

двум основным различным классам аморфных ФП — халькогенидным стеклам и аморфным гидрогенизированным элементам IV группы: модулятора просветного типа с полупроводниковым слоем состава $As_{10}Se_{90}$ и модулятора отражательного типа с фоточувствительным слоем из аморфного гидрогенизированного карбида кремния $a-Si:C:H$.

На первый взгляд, сама задача получения в ОА ЖК ПМС набега фазы более 2π может показаться неактуальной, поскольку во всех реальных схемах эти структуры используются в основном для записи голографических фурьефильтров [8]. Однако модулятор, $\Delta\Phi_\lambda$ которого на длине волны спектрального максимума достигает хотя бы $(4-5)\pi$, сможет обеспечить достижение не менее 2π в достаточно широком диапазоне, т. е. из селективного превратится в широкополосный. Кроме того, для получения на длине волны максимальной чувствительности набега 2π потребуется небольшая мощность записывающего излучения (десятки $\mu W/cm^2$).

Работа выполнена при финансовой поддержке РПН 2.1.1/2166.

Список литературы

- [1] Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н., Парфенов А.В. Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987. 320 с.
- [2] Владимиров Ф.Л., Моричев И.Е., Плетнева Н.И. // ОМП. 1985. № 5. С. 1–3.
- [3] Berenberg V.A., Ivanova N.L., Isaev M.V., Konshina E.A., Onokhov A.P., Fedorov M.A., Chaika A.N., Feoktistov N.A. // Proc. SPIE. 2002. V. 4835. P. 198–206.
- [4] Владимиров Ф.Л., Чайка А.Н., Моричев И.Е., Плетнева Н.И., Решетникова Т.О. // ОМП. 1985. № 6. С. 6–7.
- [5] Амосова Л.П., Чайка А.Н. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 6. С. 56–62.
- [6] Berenberg V.A., Venediktov V.Yu., Ivanova N.L., Isaev M.V., Konshina E.A., Onokhov A.P., Fedorov M.A., Chaika A.N., Feoktistov N.A. // Proc. SPIE. 2005. V. 5777. P. 711–715.
- [7] Ivanova N.L., Feoktistov N.A., Chaika A.N., Onokhov A.P., Pevtsov A.B. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1996. V. 282. P. 315–322.
- [8] Berenberg V.A., Venediktov V.Yu., Freygang N.N., Petrushin Yu.A., Amosova L.P. // Proc. SPIE. 2003. V. 4884. P. 291–296.