

06; 07

© 1990 г.

КОМБИНИРОВАННЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В «ТОЛСТЫХ» СЛОЯХ ХИРАЛЬНОЙ СМЕКТИКИ

В. В. Данилов, А. П. Онохов, Д. А. Савельев, А. И. Хребтов

Исследованы модуляционные характеристики светового клапана на основе «толстых» слоев хиральной смектики в области длин волн видимого и среднего ИК диапазонов. В основе модулирующего действия лежит обнаруженный в работе комбинированный эффект, заключающийся в наложении на эффект изменения в двулучепреломлении направленного светорассеяния. Отличительными особенностями модуляции являются высокие скоростные характеристики, отсутствие анализатора в схеме регистрации, а также существенная зависимость пропускания ячейки от взаимной ориентации поляризации падающего лазерного излучения и положения кюветы, благодаря чему удается получить световой отклик на биполярный импульс напряжения в виде одиночного импульса с коротким задним фронтом.

Введение

Расширение области практического применения модуляторов света на основе жидких кристаллов (ЖК) невозможно без существенного увеличения их быстродействия. Значительные успехи в этом направлении были достигнуты после появления работы [1], где использован эффект изменения в двулучепреломлении, вызванный переориентацией раскрученной текстуры хирального смектика C^* (SmC^*). Время переориентации в отличие от обычной зависимости $\tau \sim 1/E^2$ пропорционально $1/E$, что делает возможным управление задним фронтом импульса модуляции. Достигнутые времена переключения составляют здесь единицы микросекунд [2].

Позднее в работе [3] было показано, что и в толстых ячейках (десятки микрометров) возможны быстрые электрооптические эффекты, основанные на том, что при изменении знака электрического поля, прикладываемого к ячейке, возникает хаотическое движение молекулярных кластеров, которое в свою очередь переводит систему в рассеивающее состояние. Однако до последнего времени работы по созданию модуляторов на основе хиральных смектиков велись лишь в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах спектра [4].

Известно [1], что интенсивность света, проходящего через среду, обладающую двулучепреломлением, в случае хирального смектика записывается в виде

$$I = I_0 \left[\sin 4\Theta \sin \frac{\delta}{2} \right]^2. \quad (1)$$

Здесь Θ — угол наклона молекул, а также угловая апертура конуса закрутки спирали; δ — сдвиг фазы ($\delta = 2\pi d \Delta n / \lambda$), Δn — анизотропия показателя преломления, λ — длина волны, d — толщина ячейки. Из работы [5] следует, что значение анизотропии показателя преломления в ИК области не зависит от длины волны и в среднем сохраняет значение, начиная с $\lambda = 1$ мкм. Таким образом, для $\lambda = 10.6$ мкм, $\delta = \pi$ и типичного значения $\Delta n \sim 0.15$ рабочая толщина ячейки должна составлять ~ 30 мкм. Однако однородную ориентацию, необходимую для реализации модуляции на основе эффекта двулучепреломления, на таких толщинах создать практически невозможно. С другой стороны, сам по себе эффект рассеяния в хиральных смектиках C^* тоже не дает весомого

преимущества перед другими рассеивающими эффектами (например, ХНП) из-за сравнительно большого времени затухания, обусловленного вязкоупругими свойствами среды. Однако неизбежно возникающие в толстых образцах «дефекты роста» можно попытаться превратить в преимущество.

Эта идея использования индуцированных неоднородностей в качестве рассеивающих объектов была применена нами в работе [6], в которой, по-видимому, впервые сообщалось о модуляции излучения CO_2 лазера с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм клапаном на основе хиральной смектики. Модуляция осуществлялась в ячейках толщиной ~ 30 мкм с управлением биполярными импульсами. Достигнутые скорости переключения составляли $\sim 2-5$ кГц, а времена включения—выключения $\sim 50-100$ мкс. Особенность полученного эффекта заключается в отсутствии второго поляризатора. В настоящей работе мы представим результаты, более подробно исследовав данный эффект.

Методика измерения

Исследуемые образцы представляли собой плоские кюветы с зазором $\sim 5-30$ мкм, задаваемым толщиной тефлоновой прокладки. Материалом подложек служил либо BaF_2 , либо Ge. В первом случае на внутреннюю поверхность пластин наносились токопроводящие электроды из $\text{SnO}_2 + \text{In}_2\text{O}_3$. Предварительно на подложки напылялся ориентант из GeO под углом, оптимальным для выбранной ориентации. Модулирующей средой являлась композиция на основе сложных эфиров с температурами фазовых переходов $K\ 15^\circ \text{C}$ * 74°C 76.5°H 87°I и значением спонтанной поляризации $p = 42$ нКл/см². Заполнение ячейки осуществлялось при $T \sim 90^\circ \text{C}$. В результате заполнения и последующего медленного охлаждения объем ячейки представляли собой набор чередующихся в направлении ориентанта слоев с переменными толщинами, сравнимыми с длинами волн ИК излучения. Проходящий через такую ячейку луч He—Ne лазера с $\lambda = 0.63$ мкм дифрагировал в узкую линию, перпендикулярную направлению слоев, что в соответствии с законом Френеля—Гюйгенса свидетельствует о высокой упорядоченности слоев в этом направлении.

В качестве источника поляризованного излучения использовался He—Ne лазер с $\lambda = 0.63$ мкм и одномодовый CO_2 лазер ЛГ-74 с $\lambda = 10.6$ мкм, мощностью излучения ~ 2 Вт и диаметром пучка ~ 2 мм. Приемниками излучения служили ФЭУ-39А и пироприемник МГ-32 соответственно для видимого и ИК излучений. Управление ячейкой осуществлялось как биполярными, так и однополярными импульсами двухканального генератора Г5-30А с усилителем. Регистрация световых импульсов проводилась на запоминающем осциллографе С8-13.

Результаты эксперимента

Измерения показали существенные отличия в кинетике модуляции коротковолнового и длинноволнового излучений. Приложение биполярного импульса к ячейке вызывало различную реакцию в световом отклике. Для видимого света (см. рисунок, А) ячейка при подаче электрического импульса переходит в прозрачное состояние, которое, однако, не является стабильным и в конечном счете релаксирует к исходному состоянию, если $\tau_{\text{рел}}$ меньше длительности управляющего импульса. Смена полярности импульса напряжения не приводит к заширению модулятора, его пропускающее состояние, проскакивая через рассеивающее, вновь переходит в прозрачное, откуда релаксирует к исходному. Оба импульса светового отклика ячейки имели противоположные поляризации. Надо заметить, что, уменьшая длительность второй части биполярного импульса напряжения, можно подобрать ее значение таким образом, что двойной световой импульс превратится в одинарный, причем его задний фронт сохранит то же значение, что и при вынужденном закрытии. Такой же эффект достигается при $T_1 = T_2 \leq 1$ мс (T_1 и T_2 — длительности первой и второй частей биполярного импульса соответственно).

Отличительной особенностью исследуемой модуляции является отсутствие анализатора в схеме, а также существенная зависимость пропускания ячейки от взаимной ориентации поляризации падающего лазерного излучения и поло-

жения кюветы. Благодаря последней особенности удается получить световой отклик на биполярный импульс напряжения в виде одиночного импульса с коротким задним фронтом.

Модуляционные характеристики, полученные для ИК излучения, имеют ряд особенностей по сравнению с характеристиками для света с $\lambda = 0.63$ мкм. Прежде всего пороговые значения напряжения просветления здесь заметно ниже, а времена включения и выключения меньше. В отличие от модуляции видимого света в данном случае при подаче импульса напряжения ячейка переходит в непрозрачное для ИК излучения состояние. Смена полярности импульса приводит к переходу состояния модулятора через прозрачное вновь в рассеивающее, откуда происходит релаксация к исходному состоянию (см. ри-

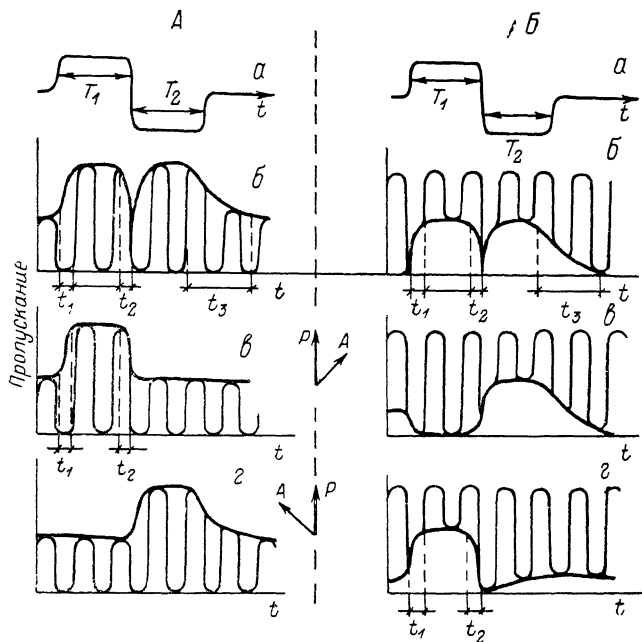


Схема пропускания модулятором излучения, предварительно прошедшего через механический отбуратор.

$\lambda = 0.63$ (А), $\lambda = 10.6$ мкм (Б). Ячейка в обоих случаях находилась в одном и том же положении. P — поляризатор, A — анализатор. a — прикладываемый к ячейке биполярный импульс напряжения; b — световой отклик ячейки в схеме без анализатора; α , β — световые отклики ячейки в схемах с анализаторами, повернутыми относительно друг друга на 90° . t_1 — время включения, t_2 — время переключения, t_3 — время выключения.

сунк, Б). Ячейка при модуляции видимого и ИК излучений находилась в одном и том же положении. Заметим, что в случае видимого света при некоторых положениях ячейки наблюдалась модуляция, подобная случаю модуляции ИК излучения.

Аналогично видимому свету в случае модуляции ИК излучения при управлении биполярными импульсами можно получить на выходе световой отклик в форме одиночного импульса и в отсутствие анализатора. В обоих случаях глубина модуляции, определяемая как отношение минимальной интенсивности прошедшего через ячейку света к максимальной, достигая таких значений: без анализатора ~ 0.5 , с анализатором ~ 0.9 .

Для объяснения особенностей полученной модуляции опишем обобщенную структурную схему ячейки. Как уже говорилось, объем ЖК представлял собой набор слоев с толщинами в интервале приблизительно от 1 до 10 мкм. В невозмущенном состоянии молекулы в каждом слое параллельны друг другу и лежат в плоскости подложки или составляют с ней небольшой угол. Вектор спонтанной поляризации P_0 перпендикулярен директору n_0 и лежит в плоскости подложки. Пусть направление поляризации нормально падающего на ячейку ИК излучения совпадает с направлением проекции директора n_0 (случай на рисунке, Б). В этом случае ячейка находится в состоянии с наибольшим про-

пускаем. При приложении к ячейке внешнего электрического поля вектор спонтанной поляризации P_0 будет поворачиваться в плоскости слоя и принимать направление P_+ или P_- в зависимости от направления поля. При этом директор будет поворачиваться по конусу в левую или правую сторону на угол θ (половина угла конуса), т. е. при подаче импульса напряжения проекция директора на плоскость подложки отклоняется от направления поляризации падающего света, в результате чего эффективность рассеяния резко возрастает. При смене полярности напряжения директор, проходя через первоначальное положение, поворачивается в противоположном направлении на угол 2θ . В соответствии с этим состояние ячейки, проскакивая через пропускающее, переходит опять в рассеивающее состояние (см. рисунок *B, a*). В результате отклик ячейки на биполярный импульс напряжения имеет форму двойного импульса.

Поворотом ячейки вокруг направления распространения излучения можно получить при определенных углах между вектором поляризации падающего света P и нормалью к слою N световой отклик в виде одиночного импульса, задний фронт которого управляется напряжением. Важной особенностью этого случая модуляции является отсутствие анализатора в схеме регистрации. Это можно объяснить тем, что в этом положении ячейки одно из направлений директора (n_+ или n_-) имеет преимущество по сравнению с другим в совпадении с направлением поляризации света.

Характер светового отклика ячейки в случае видимого света при биполярном питании показан на рисунке, *A*. Для понимания разницы в модуляции видимого и ИК излучений надо учитывать тот факт, что в объеме ячейки, кроме дефектов в виде слоев, толщины которых соизмеримы с длинами волн ИК диапазона, находится также существенное количество более мелких дефектов, близких по размерам к длинам волн видимого диапазона. На этих разупорядоченных дефектах, не оказывающих влияния на рассеяние ИК излучения, происходит рассеяние видимого света. Таким образом, ячейка в невозмущенном состоянии является непрозрачной для видимого света.

Измеренные нами зависимости времен включения t_1 и переключения t_2 от прикладываемого напряжения имеют линейный характер, что говорит о том, что в основе нашего эффекта, так же как и в эффекте Лагерволла [1], лежит изменение двулучепреломления, вызванное переориентацией раскрученной текстуры с той разницей, что крайние положения директора n_+ и n_- резко отличаются также и своими рассеивающими свойствами по отношению к поляризованному свету. Такая комбинация делает возможным управление задним фронтом импульса модуляции и при рассеянии. Заметим, что с ростом напряжения наблюдалось некоторое увеличение времени выключения t_3 . Кроме того, времена включения, выключения и переключения оказались для ИК излучения короче, чем для видимого света. Как известно, затухание директора определяется только значениями вращательной вязкости η , константы упругости k ЖК среды и толщины ячейки d и не зависит от фазовой задержки δ (константа времени затухания $\beta = k\pi^2/\eta d^2$). Влияние фазовой задержки на оптический отклик возникает из-за нелинейной зависимости оптического пропускания от угла переориентации директора Φ , определяемой уравнением

$$T \approx \sin^2(\delta/2) \cos^2 \Phi(t), \quad (2)$$

на что обращалось внимание в работе [7]. Здесь T — оптическое пропускание монохроматического света, проходящего через ячейку с планарно ориентированным нематическим ЖК, помещенную между скрещенными поляризаторами, а $\Phi(t) = \Phi_0 e^{-\beta(t-\tau)}$, $t-\tau$ — текущее значение времени. Анализ этого выражения показывает, что время оптического затухания может быть в два (при $\delta = (n+1/2)\pi$, n — целое число) или четыре (при $\delta = n\pi$) раза меньше времени переориентации директора. Выражение (2) справедливо и для нашего случая. При этом роль второго поляризатора (анализатора) выполняют смектические слои. Направление оси такого поляризатора задается направлением преимущественной ориентации молекул в слое. Время выключения t_3 в случае $\lambda = 10.6$ мкм получилось приблизительно в два раза короче, чем в случае $\lambda =$

≈ 0.63 мкм, что согласуется с предварительной оценкой с учетом приведенного выше анализа.

Формы задних фронтов (релаксационных) близки к экспоненте. Кроме того, надо отметить, что длительность фронта короче, чем вычисленная из типичных значений вязкоупругих констант материала.

Выводы

Показано, что «толстые» слои хиральной смектики могут быть успешно использованы в качестве быстродействующих световых клапанов в области длин волн среднего ИК диапазона. В основе модулирующего действия лежит обнаруженный в работе комбинированный эффект, заключающийся в наложении на эффект Кларка—Лагерволла [1] направленного светорассеяния, что обеспечивает высокие скоростные характеристики и не требует использования второго поляризатора.

Список литературы

- [1] *Clarc N. A., Lagerwall S. T.* // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 36. P. 899.
- [2] *Andersson G., Dahl I., Keller P. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. N 9. P. 640—642.
- [3] *Yoshino K., Ozaki M.* // Jap. J. Appl. Phys. 1984. Vol. 23. N 6. P. 385—387.
- [4] *Yoshino K., Ozaki M., Kishio S.* // Jap. Appl. Phys. 1985. Vol. 24. Suppl. P. 45—48.
- [5] *Wu S. T.* // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 33. N 2. P. 1270—1274.
- [6] *Адоменас П. В., Адоменене О. К., Данилов В. В. и др.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 3. С. 230—232.
- [7] *Данилов В. В., Савельев Д. А.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 1239—1241.
- [8] *Wu S. T.* // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. N 5. P. 1836—1838.

Поступило в Редакцию
1 августа 1988 г.