

# Оптическая нелинейность фуллерен-содержащих полимерных нанокомпозиций

О.Л.Антипов\*, И.В.Юрасова\*, Г.А.Домрачев\*\*

*Экспериментально и теоретически исследован механизм оптической нелинейности новых полимерных композиций на основе проводящего полимера (поли(9-винилкарбазола)) и фуллеренов  $C_{70}$  и  $C_{60}$ . Проведены нелинейно-оптические исследования самовоздействия и взаимодействия двух пучков гелий-неонового лазера (на длине волны 633 нм), а также изучены изменения спектров поглощения композиций при их освещении лазерным пучком. Выявлен механизм «гигантской» инерционной нелинейности органических материалов, обусловленный различием поляризуемостей исходных молекул фуллерена и их анион-радикалов, образующихся при поглощении световых квантов и переносе заряда молекулами поли(9-винилкарбазола).*

**Ключевые слова:** нелинейно-оптическая восприимчивость, органические нанокомпозиции, фоторефракция, поляризуемость фуллеренов, анион-радикалы.

## 1. Введение

Нелинейно-оптические свойства органических полимерных композиций вызывают в последние годы большой интерес исследователей вследствие потенциальных возможностей их использования в различных устройствах, предназначенных для хранения и обработки оптической информации высокой плотности, в широкополосных переключателях систем оптической связи и в других областях [1–3]. Органические среды привлекают своими уникальными свойствами, такими как большие нелинейно-оптические восприимчивости, структурная гибкость, простота обработки и сравнительно низкая стоимость. Органические материалы, содержащие молекулы фуллеренов  $C_{60}$ ,  $C_{70}$  и  $C_{76-84}$ , обладают также свойством возрастания поглощения при увеличении мощности падающего света (эффект «обратного насыщения поглощения»), вследствие чего могут быть использованы для создания оптических ограничителей мощности [4, 5].

В последние годы усилиями ряда научных групп исследуется фоторефрактивная нелинейность органических композиций, состоящих из проводящего полимера, сенситизатора (генерирует заряды при освещении) и оптических хромофоров, обладающих электрооптической восприимчивостью [6, 7]. Большая фоторефрактивная нелинейность плёнок таких полимеров, сравнимая с нелинейностью объёмных неорганических материалов, проявляется даже для пучков излучения гелий-неонового лазера субмилливаттной мощности.

Наши предыдущие исследования органических композиций, содержащих проводящий полимер поли(9-винилкарбазол) (ПВК), сенситизатор – фуллерены  $C_{60}$  и  $C_{70}$ , пластификатор и некоторое количество (не более

5%) нелинейного материала, призванного исполнять роль оптического хромофора, показали наличие «гигантской» оптической нелинейности в данных материалах [8]. Эксперименты выявили большие нелинейно-оптические изменения показателя преломления композиций, проявляющиеся даже в отсутствие электрооптического хромофора.

Настоящая статья посвящена исследованию природы оптической нелинейности композиций на основе проводящего полимера ПВК и фуллеренов  $C_{70}$  в отсутствие электрооптического компонента. Экспериментальные исследования нелинейно-оптического самовоздействия и двухволнового смещения были дополнены измерениями спектров пропускания полимерных плёнок до и после лазерного облучения, что позволило определить механизм оптической нелинейности материала.

## 2. Экспериментальное исследование самовоздействия пучков в плёнках

Исследуемые композиции включали в себя полимер ПВК, фуллерен  $C_{70}$  и пластификатор в процентном соотношении 45:0.5:54.5. В ряде экспериментов вместо фуллерена  $C_{70}$  использовался фуллерен  $C_{60}$  той же концентрации. Тонкие плёнки полимера толщиной 60–100 мкм изготавливались из его раствора в толуоле. Полимерные плёнки помещались между двумя стеклянными стенками. В экспериментах с дополнительным электрическим полем, приложенным к образцу, на стекло наносился тонкий токопроводящий слой – прозрачные электроды.

При распространении пучка излучения непрерывного гелий-неонового лазера ( $\lambda = 633$  нм) с интенсивностью  $I_0 \geq 0.2$  Вт/см<sup>2</sup>, достигаемой при слабой фокусировке, в полимерной плёнке наблюдался эффект самодефокусировки. Характерное время формирования нелинейной линзы составляло ~10 мин, время релаксации дефокусирующей линзы было равно ~10–20 мин. Полученные результаты показывают, что наблюдаемая линза не яв-

\*Институт прикладной физики РАН, Россия, 603600 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: antipov@appl.sci.nnov.ru

\*\*Институт металлоорганической химии РАН, Россия, 603600 Н.Новгород, ул. Тропинина, 49; e-mail: domrachev@imoc.sinn.ru

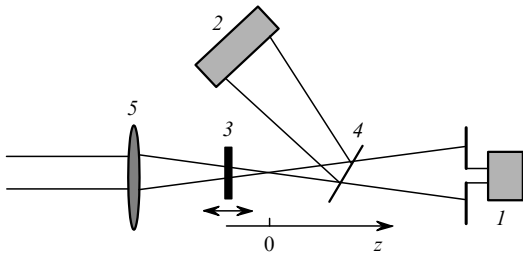


Рис.1. Экспериментальная схема  $z$ -сканирования: 1, 2 – фотоприемники; 3 – исследуемый образец; 4 – светоделительная пластина; 5 – линза с фокусным расстоянием  $F = 15$  см.

ляется тепловой, поскольку время её релаксации существенно превышает время теплопроводности полимера  $\tau_t$  в плёнке толщиной  $l$ . Это время определяется из соотношения  $\tau_t = l^2/4\chi$  (где  $\chi$  – коэффициент теплопроводности полимерной плёнки) и равно 25 мс при  $l \approx 0.1$  мм и  $\chi \approx 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с.

При более сильной фокусировке пучка в образце наблюдалось формирование абберационной линзы. Об этом свидетельствовала характерная кольцевая структура пучка в дальней зоне. В нашем эксперименте при фокусировке пучка линзой с фокусным расстоянием  $F = 7.5$  см структура состояла из трех колец. Время её образования составляло  $\sim 10$  мин и находилось в обратной зависимости от интенсивности падающего пучка.

Эффект самодефокусировки наблюдался как в присутствии внешнего электрического поля, приложенного к токопроводящим стенкам ячейки, так и без него, причём оптическая сила нелинейной линзы не зависела от приложенного напряжения, хотя время её формирования с ростом напряжённости постоянного поля несколько уменьшалось (на 10–20 % при изменении напряжённости поля от нуля до 15 В/мкм).

Величина нелинейности и её знак определялись с помощью  $z$ -сканирования. Как известно, этот метод заключается в нахождении константы оптической нелинейности по зависимости интенсивности пучка, прошедшего тонкий нелинейный слой, от его положения относительно фокуса линзы [9, 10].

В эксперименте полимерная плёнка перемещалась вдоль фокальной перетяжки (рис.1). При этом измерялась интенсивность пучка в дальней зоне на оси (мощность пучка диаметром  $\sim 20$  мкм, прошедшего через диафрагму диаметром  $\sim 1.2$  мм) в зависимости от положения плёнки. Результаты двух серий измерений, представленные на рис.2, демонстрируют большой разброс значений, который можно объяснить неоднородностью распределения молекул фуллерена по образцу. Мощность всего прошедшего плёнку пучка также измерялась при разных положениях плёнки относительно фокуса. Эта мощность оказалась минимальной вблизи точки геометрического фокуса, что объясняется увеличением поглощения образца при возрастании его интенсивности вследствие эффекта «обратного насыщения поглощения». По этой же причине кривые  $z$ -сканирования в малую апертуру различаются при нормировке на мощность падающего на ячейку или прошедшего пучка. Дополнительный вклад, искажающий поведение кривой  $z$ -сканирования, давало рассеяние на неоднородностях пленки.

При проведении оценок предполагалось (правомерность данного предположения была подтверждена в дальнейшем), что оптическая нелинейность плёнок локально связана со световым полем и тем самым для неё

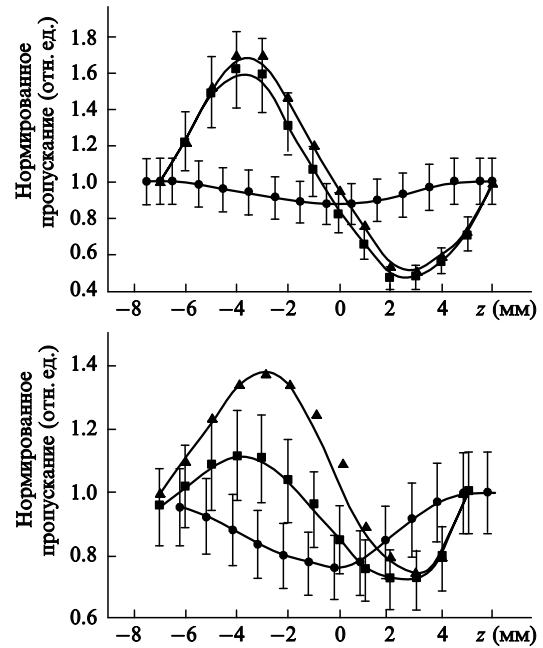


Рис.2. Результаты двух серий экспериментов по  $z$ -сканированию при частично закрытой (■) и полностью открытой (●) апертурах, а также результаты сканирования, нормированные на реально проходящую мощность (▲). Положение  $z = 0$  соответствует точке геометрического фокуса.

выполняется соотношение  $\Delta n = n_2 I$ . Пренебрегалось также малыми изменениями коэффициента поглощения среды  $\Delta\alpha$ , приводящими к дополнительной модуляции амплитуды в поперечном сечении светового пучка (нетрудно оценить, что вклад этого эффекта в нелинейную рефракцию пучка несуществен по сравнению со вкладом нелинейного изменения показателя преломления среды при выполнении условия  $\Delta\alpha \ll \Delta n k$ , где  $k$  – волновое число). Для такой локальной нелинейности, связанной с изменениями показателя преломления  $\Delta n$ , хорошо разработано описание  $z$ -сканирования на основе теории самодифракции, которое позволяет определить малые  $\Delta n$  из следующего соотношения:

$$\Delta n = \frac{\Delta T}{0.4(1 - S)^{0.27} k L_{\text{eff}}}, \quad (1)$$

где  $S$  – коэффициент пропускания регистрирующей апертуры, т. е. отношение полного радиуса ограничивающей апертуры на оси к радиусу пучка;  $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha l)]/\alpha$  – эффективная длина нелинейного взаимодействия;  $\alpha$  – коэффициент поглощения среды;  $\Delta T = T_{\text{max}} - T_{\text{min}}$  – изменение линзовой прозрачности, определяемое как разность значений коэффициента пропускания  $T$  (отношение мощности пучка, прошедшего через малую диафрагму на оси, к полной мощности пучка после прохождения нелинейного слоя) в точках экстремума экспериментальной кривой  $z$ -сканирования. Зная интенсивность пучка на оси и измеряя в эксперименте значение  $\Delta T$ , можно определить нелинейный коэффициент  $n_2$ .

Оценка максимального изменения показателя преломления исследуемого образца из выражения (1) по известным параметрам нашего эксперимента дала  $\Delta n = -3 \times 10^{-3}$  (отрицательный знак соответствует дефокусирующей нелинейности).

Таким образом, наблюдаемая самодефокусировка лазерного пучка в полимерном слое показала наличие сильной оптической нелинейности в исследуемой композиции. Обнаруженный эффект нельзя объяснить ни фоторефрактивной нелинейностью (ввиду отсутствия влияния электрического поля на величину нелинейной линзы), ни тепловой, поскольку время релаксации линзы намного превышало время теплопроводности на толщине полимерной плёнки. Нелинейного изменения показателя преломления образца вследствие фотохимических процессов в нашем эксперименте за время измерений также не происходило (образования каких-либо новых устойчивых химических соединений в ходе эксперимента не наблюдалось). Подобные фотохимические превращения были зафиксированы только при гораздо больших экспозициях (при освещении плёнки сфокусированным пучком излучения гелий-неонового лазера в течение нескольких часов).

### 3. Экспериментальное исследование двухволнового взаимодействия в полимерных плёнках

Экспериментально исследовалось нелинейное взаимодействие двух коллимированных пучков излучения непрерывного гелий-неонового лазера, пересекающихся в полимерной плёнке ПВК:С<sub>70</sub>:пластификатор толщиной ~ 100 мкм (рис.3). Интенсивность сильного пучка на входе (интенсивность накачки) составляла порядка 100 мВт/см<sup>2</sup>, а слабого (пробного) пучка – 0.16 мВт/см<sup>2</sup>. Интерференционное поле пересекающихся лазерных пучков модулировало показатель преломления среды. Самодифракция исходных волн на формирующейся решетке показателя преломления приводила к асимметричному энергообмену между взаимодействующими пучками. На выходе из слоя энергия из более сильной волны накачки перекачивалась в слабый пробный пучок.

В противоположность фоторефрактивному эффекту, двухволновое взаимодействие (ДВВ) наблюдалось как при наличии приложенного извне постоянного электрического поля, так и без него. Величина поля варьировалась в пределах 1–10 В/мкм, однако увеличение напряженности внешнего поля приводило не к увеличению константы энергообмена, а лишь к уменьшению характерного времени формирования решетки показателя преломления.

Угол пересечения двух взаимодействующих волн  $\theta$  также варьировался в эксперименте в пределах 0.01–0.45 рад, причем энергообмен наблюдался при различных значениях углов. Пример динамики этого процесса для  $\theta = 0.03$  рад приведен на рис.4. При малых углах между пучками ( $\theta \sim 0.01$  рад) перекачка энергии сопровождается

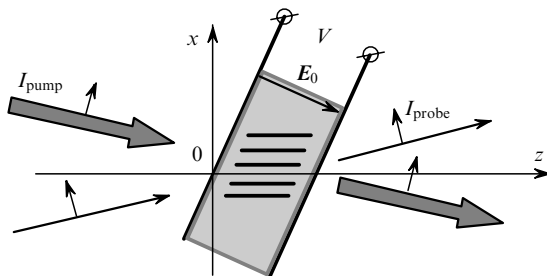


Рис.3. Схема двухволнового взаимодействия ( $l = 60$  мкм,  $I_{\text{pump}}/I_{\text{probe}} = 625$ ).

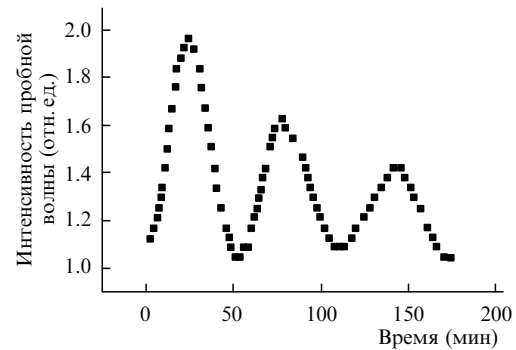


Рис.4. Оциллограмма сигнального пучка при двухволновом взаимодействии для угла пересечения волн  $\theta = 0.03$  рад.

лась формированием высших порядков дифракции, наблюдаемых визуально. Такой энергообмен между волнами, которые пересекаются под малым углом и возбуждают динамическую решётку, с участием высших порядков дифракции хорошо известен для различных видов нелинейности [11]. Перекачка энергии из сильной волны в слабую при большом угле их пересечения ( $\sim 0.45$  рад) также не может быть индикатором классической фоторефракции на пространственно-смещённой решётке, поскольку даже для чисто локальной нелинейности показателя преломления подобный энергообмен возможен в нестационарном режиме.

Таким образом, проведённые эксперименты указывают на наличие перекачки энергии из сильной волны в слабую в полимерной плёнке, однако не позволяют однозначно ответить на вопрос о природе нелинейности полимерной композиции.

### 4. Спектральные измерения

Одним из объяснений нелинейного изменения показателя преломления изучаемых композиций является динамическая (обратимая) модификация фуллерена (или С<sub>60</sub>) под действием лазерного излучения. Такой эффект должен сопровождаться изменением спектра пропускания полимерной композиции при лазерном облучении. В связи с этим для выяснения механизма нелинейности были измерены спектры пропускания исследуемых образцов до и после облучения их пучком излучения гелий-неонового лазера.

Спектроскопические измерения проводились в два этапа. Сначала измерялся спектр пропускания вновь изготовленного образца. Затем в течение некоторого времени плёнка облучалась лазерным пучком (экспозиция выбиралась в соответствии с известным характерным временем процесса при ДВВ). Спустя 5 мин после облучения спектр образца измерялся вторично. Главной целью этого эксперимента являлось определение возможных линий поглощения анион-радикалов фуллерена, лежащих в ближнем ИК-диапазоне.

Сравнение двух спектров до и после облучения показало наличие устойчивых изменений поглощения среды, превышающих погрешность эксперимента (рис.5). Поглощение композиции после облучения увеличилось на 10%–20% в диапазоне длин волн 500–1500 нм.

Спектральные измерения подтвердили предположение о том, что изменение коэффициента поглощения образца на рабочей длине волны даёт пренебрежимо малый вклад в нелинейную рефракцию. Действительно, изме-

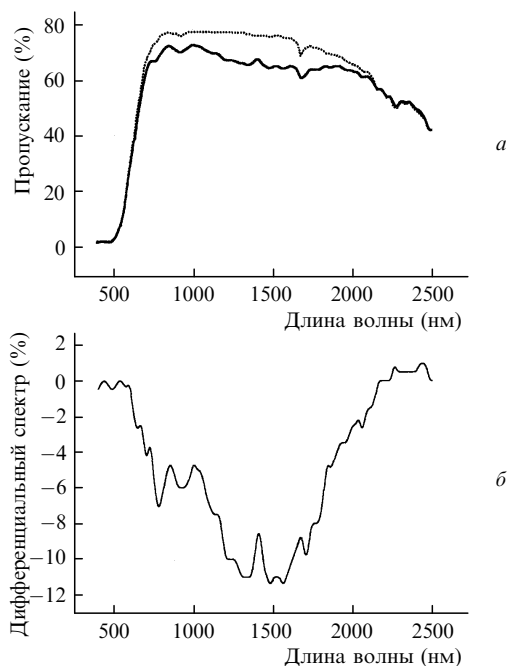


Рис.5. Спектр пропускания композиции до (пунктирная кривая) и после (сплошная кривая) облучения (а), а также разностный спектр композиции (б).

ренное значение изменения коэффициента поглощения на лазерной частоте составило  $\sim 10^{-4}$  мкм $^{-1}$ , что существенно меньше, чем  $\Delta nk \sim 3.2 \times 10^{-2}$  мкм $^{-1}$ .

Изменения спектра релаксировали за время  $\sim 10$  мин после окончания лазерного облучения. Следует отметить, что такое время релаксации спектральных изменений коррелирует с наблюдаемой динамикой ДВВ и самовоздействия.

Результаты спектроскопических исследований можно объяснить возникновением анион-радикалов фуллерена ( $C_{70}^-$ ,  $C_{70}^{2-}$  и др.) под действием излучения. Хорошо известно, что спектр поглощения анион-радикалов фуллерена отличается от спектра молекулы фуллерена [12]. Подобная трансформация спектра наблюдалась ранее в органических фоторефрактивных композициях, допированных  $C_{60}$  [13].

### 5. Обсуждение экспериментальных результатов

Как показывают наши исследования, наиболее вероятной причиной изменения показателя преломления изучаемых материалов являются изменения спектров их пропускания под действием лазерного излучения, что в свою очередь обусловлено модификацией фуллерена  $C_{70}$  (или  $C_{60}$ ) в анион-радикалы  $C_{70}^-$ ,  $C_{70}^{2-}$  и др.

Механизм нелинейности можно описать следующим образом (рис.6). Вследствие поглощения кванта света фуллереном его электрон переходит из основного состояния на более высокие синглетные уровни, после чего безызлучательно релаксирует по возбужденным синглетным уровням  $S_1 - S_2$  на возбужденный триплетный уровень  $T_1$ . Электронную вакансию, появившуюся на основном уровне, занимает электрон с молекулы ПВК, находящийся на ближайшем энергетическом уровне. Этот процесс по сути и представляет собой образование устойчивой структуры – анион-радикала фуллерена. Дыр-

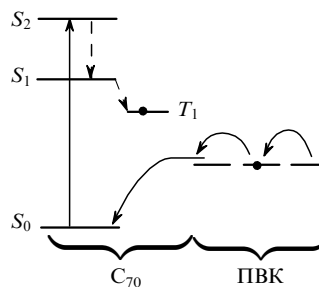


Рис.6. Схема процесса образования анион-радикала фуллерена.

ка, образовавшаяся после перехода электрона на анион-радикал, мигрирует по электронной системе ПВК до тех пор, пока не захватывается ловушкой. После окончания облучения концентрация анион-радикалов уменьшается вследствие рекомбинации.

Такой сценарий имеет место и для классической фоторефрактивной нелинейности, однако для её проявления необходимо наличие дополнительной электрооптической компоненты в полимерной композиции, обеспечивающей изменение показателя преломления под действием поля пространственного заряда анион-радикалов и электронов, захваченных ловушками.

Особенность настоящего случая состоит в том, что даже в отсутствие электрооптической компоненты показатель преломления композиции, содержащей анион-радикалы, изменяется вследствие различия между поляризуемостью последних и поляризуемостью исходных молекул фуллерена. Дело в том, что возбужденный триплетный уровень  $T_1$  имеет достаточно большое время жизни (до нескольких десятков миллисекунд), сильно зависящее от окружения фуллерена, и его поляризуемость значительно отличается от поляризуемости основного состояния  $S_0$ .

Эффект изменения показателя преломления различных веществ при возбуждении молекул, имеющих разную поляризуемость в основном и возбужденном состояниях, достаточно хорошо известен и описывается следующим выражением [14]:

$$\Delta n = 2\pi \frac{F_L^2}{n_0} \sum_q \Delta N_q \Delta p_q, \tag{2}$$

где  $F_L = (n_0^2 + 2)/3$  – фактор локального поля (фактор Лоренца);  $n_0$  – невозмущенный показатель преломления;  $\Delta p_q$  – различие поляризуемостей ионов в основном состоянии и на возбужденном  $q$ -м уровне, населенность которого при возбуждении меняется на величину  $\Delta N_q$ .

В свою очередь поляризуемость уровня определяется, как известно, вероятностью всех переходов с этого уровня под действием излучения на частоте измерения  $\nu$ :

$$p_q^0(\nu) = \frac{e^2}{4\pi^2 m} \sum_l \frac{f_{ql}(v_{ql}^2 - \nu^2)}{(v_{ql}^2 - \nu^2)^2 + (\gamma_{ql}\nu)^2}, \tag{3}$$

где  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона соответственно;  $f_{ql}$  – сила осциллятора перехода между уровнями энергии с индексами  $q$  и  $l$ ;  $v_{ql}$  и  $\gamma_{ql}$  – резонансная частота и ширина линии этого перехода соответственно.

Различие поляризуемостей молекул фуллерена в основном состоянии и на возбужденном триплетном уровне определяется тем, что силы осцилляторов переходов из возбужденного состояния (с уровня  $T_1$ ) намного боль-

ше, чем из основного состояния. Действительно, именно это свойство определяет, по существу, эффект обратного насыщения поглощения (или «затемнения») фуллерен-содержащих веществ.

С другой стороны, наши измерения показали наличие изменения спектра поглощения фуллерен-содержащей композиции при поглощении излучения гелий-неонового лазера (рис.5,б). Интеграл от этого разностного спектра, согласно соотношениям Крамерса – Кронига, определяет действительную часть нелинейной восприимчивости вещества, пропорциональную изменениям поляризуемости молекул при возбуждении.

Дополнительным фактором, увеличивающим нелинейность полимерных композиций, является диффузия (или дрейф) свободных носителей заряда (дырок), способствующих «закреплению» населённости возбуждённого уровня при образовании анион-радикала с заселёнными синглетным ( $S_0$ ) и триплетным ( $T_1$ ) уровнями. Релаксация анион-радикала может происходить за счёт его рекомбинации с дыркой, что существенно затрудняется при уходе дырок из облученной области и их рекомбинации с ловушками в темновой области. Поэтому измеренное нами время релаксации нелинейных возмущений после выключения лазерного излучения оказалось равным характерному времени релаксации захваченных дырок и заметно уменьшилось при наличии внешнего электрического поля, способствующего быстрому дрейфу свободных носителей заряда.

Наличие большой оптической нелинейности фуллерен-содержащих материалов было подтверждено результатами оптических экспериментов – ДВВ и самовоздействия лазерного пучка. Тот факт, что константа энергообмена при ДВВ не увеличивается с ростом внешнего напряжения, может служить доказательством «неэлектрооптической» природы реализующейся нелинейности. Возрастание скорости передачи энергии от сильной волны к слабой легко объясняется ускорением процесса образования анион-радикалов вследствие ускорения разделения зарядов и их дрейфа в электрическом поле.

Энергообмен при ДВВ также можно объяснить формированием в образце решетки концентрации анион-радикалов фуллерена, поляризуемость которых отличается от поляризуемости исходных молекул фуллерена. Решетка показателя преломления, обусловленная подобной нелинейностью, связана с картиной интерференции локальным образом, что, как известно, делает невозможным стационарный энергообмен в условиях брэгговской дифракции. Между тем хорошо известна возможность стационарного энергообмена при ДВВ в образце с локальной нелинейностью в условиях дифракции Рамана – Ната, реализующейся при малых углах пересечения взаимодействующих волн. Действительно, в соответствии с нашими оценками расстройка синхронизма волновых векторов  $\Delta k_l$  ближайшего порядка дифракции в плёнке толщиной  $l = 100$  мкм составляла  $\sim 0.3$ .

Энергообмен при ДВВ в случае больших углов пересечения волн ( $\theta > 0.1$  рад) может быть объяснен нестационарной перекачкой энергии, возникающей вследствие движения решетки показателя преломления относительно индуцирующей ее интерференционной картины [11]. Доказательством этого могут служить наблюдаемые в эксперименте осцилляции пробной волны.

## 6. Заключение

Таким образом, наши исследования показали, что органические пленки, содержащие проводящий полимер поли(9-винилкарбазол), фуллерены  $C_{70}$  (или  $C_{60}$ ) и пластификаторы, обладают сильной оптической нелинейностью фотохромной природы, которая объясняется различием поляризуемостей фуллерена  $C_{70}$  и его анион-радикалов, возникающих под действием лазерного излучения. Изменения показателя преломления и связанные с ними изменения спектра поглощения полимерной композиции являются обратимыми (релаксируют с характерным временем  $\sim 10$  мин).

Результаты нелинейно-оптических экспериментов – ДВВ и самовоздействия – подтверждают наличие гигантской нелинейности. Передача энергии из сильной волны в слабую при ДВВ была реализована как в присутствии внешнего электрического поля, так и без него. Коэффициент ДВВ не зависит от величины электрического поля, влияющего лишь на характерное время формирования решетки.

Следует отметить, что подобный тип нелинейности может реализоваться не только в полимерных композициях, но и в других фуллерен-содержащих средах, таких, например, как фуллерен-содержащие стекла.

В качестве недостатка исследованных полимерных композиций можно отметить деградацию плёнки при длительной лазерной засветке. В то же время гигантская нелинейно-оптическая восприимчивость фуллерен-содержащей полимерной композиции представляется перспективной для использования в устройствах обработки оптической информации (например, в устройствах, предназначенных для выделения сигнала на фоне случайного флуктуирующего шума и др.).

Данная работа выполнена при частичной поддержке INTAS (грант № 98-1785) и РФФИ (грант № 00-15-96675). Авторы благодарят В.Э.Дугласа, Л.Г.Клапшину и Т.И.Лопатину за изготовление полимерных композиций.

1. *Characterization techniques and tabulations for organic nonlinear optical materials* (Ed. M.G.Kuzyk, C.W.Dirk) (New York – Basel – Hong Kong: Marcel Dekker, 1998).
2. Kost A., Tull L., Klein M.B., Dougherty T.K., Elias W.E. *Opt. Lett.*, **18**, 334 (1993).
3. Zhang Y., Wada T., Sasabe H. *J. Mater. Chem.*, **8**, 809 (1998).
4. Tull L.W., Kost A. *Nature*, **356**, 225 (1992).
5. Белоусов В.П., Белоусова И.М., Гавронская Е.А. и др. *Опт. журн.*, **66**, 50 (1999).
6. Moerner W.E., Silence S.M. *Chem Rev.*, **94**, 127 (1994).
7. Hendrickx E., Herlocker J., Maldonado J.L., Marder S.R., Kippelen B., Persoons A., Peyghambarian N. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 1679 (1998).
8. Kuzhelev A.S., Yurasova I.V., Antipov O.L., Douglas W.E., Klapschina L.G., Semenov V.V., Domrachev G.A., Lopatina T.I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4353**, 84 (2001).
9. In: *Characterization techniques and tabulations for organic nonlinear optical materials* (Ed. M.G.Kuzyk, C.W.Dirk) (New York – Basel – Hong Kong: Marcel Dekker, 1998, p. 655).
10. Сухоруков А.П. *Соросовский образовательный журнал*, **5**, 85 (1996).
11. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. *УФН*, **6**, 113 (1979).
12. Конарев Д.В., Любовская Р.Н. *Ученые химии*, **1**, 23 (1999).
13. Grunnet-Jepsen A., Wright D., Smith B., Bratcher M.S., DeClue M.S., Siegel J.S., Moerner W.E. *Chem. Phys. Lett.*, **291**, 553 (1998).
14. Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. *Квантовая электроника*, **25**, 891 (1998).