

Нелинейно-оптические характеристики тонких пленок C_{60} на длине волны 532 нм

Р.А.Ганеев, А.И.Ряснянский, В.И.Редкоречев, К.Фостирополос, Г.Прейбе, Т.Усманов

Представлены результаты исследований действительной и мнимой частей нелинейной восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ тонких (100 нм) пленок C_{60} методом z-сканирования на длине волны второй гармоники излучения Nd: YAG-лазера ($\lambda = 532$ нм, длительность импульса $t = 55$ пс). Анализируется смена знака $Re\chi^{(3)}$ с отрицательного (при частоте следования импульсов $f = 2$ Гц) на положительный (при $f = 0.5$ Гц). Вариации знака действительной части нелинейной восприимчивости третьего порядка объясняются влиянием эффекта тепловой линзы. Полученные гигантские значения $Re\chi^{(3)}$ ($(4.80 \pm 0.96) \times 10^{-8}$ см³/Дж) и $Im\chi^{(3)}$ ($(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-8}$ см³/Дж) могут быть обусловлены поверхностным усилением.

Ключевые слова: нелинейная восприимчивость, тонкие пленки, фуллерены.

1. Введение

Нелинейно-оптические свойства фуллеренов активно исследуются в последнее время в связи с возможностью их эффективного применения в качестве оптических ограничителей лазерного излучения и переключающих оптических элементов. Большинство проведенных ранее исследований нелинейно-оптических параметров фуллеренов в поле интенсивного лазерного излучения было сконцентрировано на изучении этих характеристик в растворах толуола [1–3], органических и органометаллических комплексов [4] и в относительно толстых (порядка нескольких микрометров) пленках. В свою очередь, определенный интерес должны представлять исследования ультратонких (порядка десятков и сотен нанометров) пленок C_{60} . В этом случае можно ожидать роста нелинейно-оптических параметров в результате влияния поверхностных эффектов, что наблюдалось ранее в тонких пленках и наноструктурах других материалов.

В настоящей работе представлены результаты исследований тонких (100 нм) пленок C_{60} методом z-сканирования на длине волны $\lambda = 532$ нм. Приводятся результаты измерений действительной ($Re\chi^{(3)}$) и мнимой ($Im\chi^{(3)}$) частей нелинейной восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ этих пленок.

2. Экспериментальная установка

В экспериментах исследовались тонкие пленки C_{60} , напыленные на стеклянные подложки в условиях высокого вакуума (10^{-8} мбар) при скорости напыления 0.1 нм/с.

Р.А.Ганеев, В.И.Редкоречев, Т.Усманов. НПО «Академприбор» АН Республики Узбекистан, 700125 Ташкент, Академгородок
 А.И.Ряснянский. Самаркандский государственный университет им. А.Навои, Узбекистан, 703004 Самарканд, ул. Фароби, 29; e-mail: ryaan2000@yahoo.com
 К.Фостирополос. Hahn-Meitner-Institute Berlin, Berlin D-14109, Germany
 Г.Прейбе. Max-Born-Institute, Max-Born Str, 2A, Berlin D-12489, Germany

Поступила в редакцию 23 июня 2003 г.

Спектры поглощения пленки C_{60} и раствора C_{60} в толуоле (концентрация фуллеренов $C = 1.1 \times 10^{-3}$ моль/л) представлены на рис.1.

Нелинейно-оптические характеристики образцов исследовались методом z-сканирования с использованием второй гармоники излучения пикосекундного Nd: YAG-лазера ($\lambda = 532$ нм, энергия импульса $E = 0.2$ мДж, длительность импульса $t = 55$ пс, частота следования импульсов $f = 2$ Гц). Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 25 см. Исследуемые образцы устанавливались на микрометрическом столике, управляемом компьютером, и перемещались вдоль оси z через фокальную область пучка. Энергия лазерных импульсов измерялась калиброванным фотодиодом, сигнал с которого использовался в качестве опорного. Диафрагма диаметром 1 мм устанавливалась на расстоянии 120 см от точки фокусировки (схема с ограничивающей диафрагмой). Излучение, прошедшее через диафрагму, измерялось вторым фотодиодом. Сигнал с него для снижения влияния нестабильностей лазерного излучения на измерение оптических нелинейностей образцов нормировался на опорный сигнал. Схема с ограничивающей диафрагмой позволяла определять как знак, так и значение не-

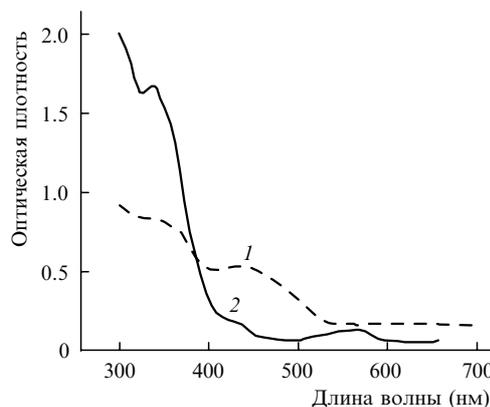


Рис.1. Спектры поглощения пленки C_{60} (1) и раствора C_{60} в толуоле (2) при концентрации фуллеренов в растворе $C = 1.1 \times 10^{-3}$ моль/л.

линейного показателя преломления γ и действительной части $\chi^{(3)}$.

Измерения нелинейного коэффициента поглощения β и мнимой составляющей $\chi^{(3)}$ проводились с использованием схемы с открытой диафрагмой. В данном случае диафрагма убиралась и второй фотодиод помещался на таком расстоянии от фокуса, которое позволяло регистрировать все излучение, прошедшее через образец. Методики измерений и расчетов, а также детальное описание схемы экспериментальной установки даны в [5]. Эксперименты проводились при интенсивностях, не превышающих 5×10^9 Вт/см², в то время как интенсивность, соответствующая оптическому пробую, составляла 2×10^{11} Вт/см².

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

Важное достоинство методики z-сканирования – возможность разделения процессов, связанных с нелинейным поглощением и нелинейной рефракцией, в случае если оба эти процесса проявляются в образце одновременно [6]. На рис.2 представлены результаты исследования нелинейной рефракции пленки C_{60} в схеме с ограничивающей диафрагмой при $f = 2$ Гц. Полученная зависимость нормированного пропускания $T_0(z)$ характеризует процесс самодефокусировки, и в этом случае теоретическая зависимость может быть представлена в виде

$$T_0(z) = 1 + \frac{4x}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \Delta\Phi_0 - \frac{2(x^2 + 3)}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \Delta\Psi_0, \quad (1)$$

где $x = z/z_0$; $z_0 = 0.5k\omega_0^2$; ω_0 – радиус пучка в перетяжке (по уровню интенсивности $1/e^2$); $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $\Delta\Phi_0 = k\gamma I_0 L_{\text{eff}}$ и $\Delta\Psi_0 = \beta I_0 L_{\text{eff}}/2$ – параметры, характеризующие фазовый сдвиг в фокусе в результате нелинейной рефракции и нелинейного поглощения; I_0 – интенсивность лазерного излучения в фокусе; $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha_0 L)]/\alpha_0$ – эффективная длина образца; α_0 – линейный коэффициент поглощения пленки C_{60} ; L – толщина образца. Вводя обозначение $\rho = \beta/(2k\gamma)$, можно получить связь между $\Delta\Phi_0$ и $\Delta\Psi_0$ ($\Delta\Psi_0 = \rho\Delta\Phi_0$). В этом слу-

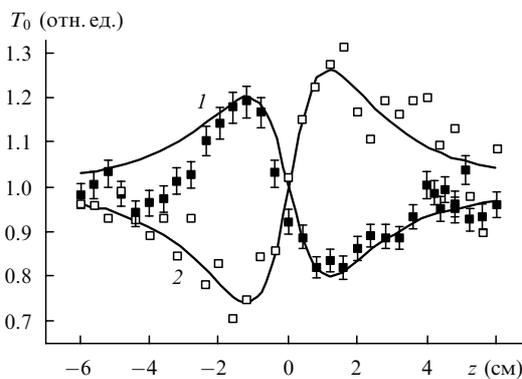


Рис.2. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) зависимости от расстояния z нормированного пропускания T_0 для пленки C_{60} (1) и раствора C_{60} в толуоле (2) в схеме с ограничивающей диафрагмой при $f = 2$ Гц.

чае выражение для нормированного пропускания имеет вид [7]

$$T_0 = 1 + \frac{2(-\rho x^2 + 2x - 3\rho)}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \Delta\Phi_0. \quad (2)$$

Эта зависимость показана на рис.2 сплошными кривыми.

Мы также провели исследования раствора C_{60} в толуоле с высокой концентрацией фуллерена ($C = 1.1 \times 10^{-3}$ моль/л), которые показали, что данный раствор обладает положительной нелинейной рефракцией (рис.2). Действительная и мнимая части нелинейной восприимчивости третьего порядка были рассчитаны на основе соотношений [8]

$$\text{Re}\chi^{(3)} = \frac{10^{-6} c n^2 \gamma}{480 \pi^2}, \quad (3)$$

$$\text{Im}\chi^{(3)} = \frac{10^{-7} c^2 n^2 \beta}{96 \pi^2 \omega}, \quad (4)$$

где c – скорость света в см/с; ω – частота лазерного излучения; n – показатель преломления; β – коэффициент нелинейного поглощения в см³/Вт; γ – нелинейный показатель преломления в см²/Вт. Значения γ и $\text{Re}\chi^{(3)}$ пленки C_{60} , рассчитанные на основе соотношений (2), (3), составили $-(4.20 \pm 0.84) \times 10^{-10}$ см²/Вт и $-(1.0 \pm 0.2) \times 10^{-8}$ см³/Дж. Были измерены аналогичные параметры для раствора C_{60} в толуоле ($\gamma = (1.40 \pm 0.28) \times 10^{-14}$ см²/Вт и $\text{Re}\chi^{(3)} = (1.90 \pm 0.38) \times 10^{-13}$ см³/Дж). Мы также провели исследования при низкой частоте следования импульсов ($f = 0.5$ Гц). В данном случае знак нелинейного показателя преломления пленки C_{60} изменялся с отрицательного на положительный (рис.3), что указывает на влияние теплового процесса при $f = 2$ Гц. Значения γ и $\text{Re}\chi^{(3)}$ оказались равными $(2.0 \pm 0.4) \times 10^{-9}$ см²/Вт и $(4.80 \pm 0.96) \times 10^{-8}$ см³/Дж соответственно.

Симметричная форма зависимости $T_0(z)$, полученная в схеме с ограничивающей диафрагмой, указывает на незначительное влияние нелинейного поглощения при используемых интенсивностях ($I = 5 \times 10^8$ Вт/см²). На рис.4 показана зависимость от z нормированного пропускания T_0 при $f = 2$ Гц. Аналогичная зависимость была получена при $f = 0.5$ Гц. Зависимость $T_0(z)$ в случае схемы с открытой диафрагмой может быть представлена в виде [9]

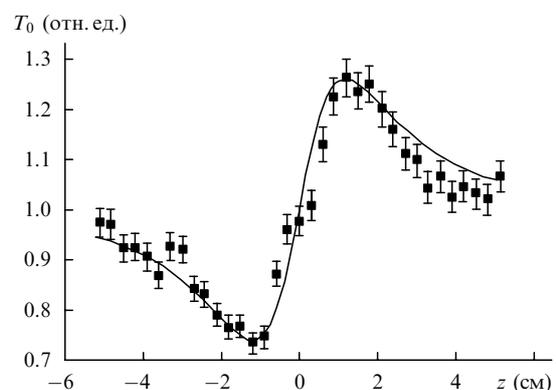


Рис.3. Экспериментальная (точки) и теоретическая (кривая) зависимости от расстояния z нормированного пропускания T_0 для пленки C_{60} в схеме с ограничивающей диафрагмой при $f = 0.5$ Гц.

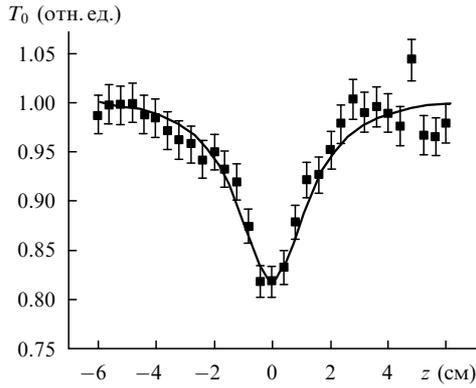


Рис.4. Нормированное пропускание T_0 для разных положений пленки C_{60} в схеме с открытой диафрагмой при $f = 2$ Гц и $I = 1.2 \times 10^9$ Вт/см².

$$T_0(z) = q^{-1}(z) \ln[1 + q(z)], \quad (5)$$

где $q(z) = \beta I(z) L_{\text{eff}} / [1 + (z_0^2/z^2)]$; $I(z)$ – интенсивность излучения. С помощью соотношения (5) была построена теоретическая зависимость (рис.4, сплошная кривая), на основе которой рассчитывались значения β и $\text{Im}\chi^{(3)}$, составившие соответственно $(1.70 \pm 0.35) \times 10^{-5}$ см/Вт и $(1.10 \pm 0.22) \times 10^{-8}$ см³/Дж.

Исследования вариаций нелинейно-оптических характеристик с ростом интенсивности представляют особый интерес для сред, обладающих керровскими и тепловыми нелинейностями. Ранее сообщалось об исследованиях нелинейно-оптических свойств органометаллических производных C_{60} и была продемонстрирована смена знака нелинейного показателя преломления с отрицательного на положительный, т. е. смена самодефокусировки на самофокусировку, при увеличении интенсивности лазерного излучения [10]. Вариации γ могут быть обусловлены различными физическими механизмами. Исследования нелинейной рефракции и нелинейного поглощения раствора C_{60} в толуоле при различных временных интервалах между импульсами излучения Δt показали, что в случае одиночных пикосекундных импульсов ($\lambda = 532$ нм) наблюдаются обратное насыщенное поглощение и положительная нелинейная рефракция, связанные с перераспределением населенности между синглетными состояниями, в то время как при использовании цуга пикосекундных импульсов (с $\Delta t = 7$ нс) наблюдалась отрицательная нелинейная рефракция, обусловленная влиянием теплового процесса и релаксации населенности на триплетные состояния [3].

Среди нелинейно-оптических процессов (молекулярный ориентационный эффект Керра, электронный эффект Керра), которые вносят вклад в нелинейную добавку к показателю преломления пленки C_{60} при коротких лазерных импульсах, наибольшее влияние оказывает электронный эффект Керра. Значительная нелинейная добавка, как было показано выше, может иметь место также и в результате теплового процесса. Последняя включает в себя две составляющие: «быстрый» процесс распространения акустической волны и «медленный» процесс, связанный с изменением плотности вещества в результате его нагрева в фокальной области. Первый тепловой процесс является результатом распространения акустической волны, ведущего к изменению плотности вещества после локального нагрева. Время τ_0 , необходимое

для проявления вариаций плотности среды и соответствующего изменения показателя преломления, определяются отношением радиуса пучка в перетяжке ω_0 к скорости распространения звука в веществе V_s : $\tau_0 = \omega_0/V_s$. Принимая во внимание условия экспериментов ($\omega_0 = 48$ мкм, $V_s \sim 5000 - 5500$ м/с), имеем $\tau_0 \approx 10$ нс. Данная величина на три порядка больше длительности используемых импульсов (55 пс), поэтому тепловой процесс, связанный с прохождением акустической волны, в нашем случае можно исключить из рассмотрения.

Отрицательный знак γ для исследуемой пленки C_{60} может быть обусловлен вторым тепловым процессом (нагревом области распространения излучения в результате его поглощения и плохой теплопроводности пленки фуллеренов). Наши исследования, проведенные при относительно высокой частоте следования импульсов, показали, что прохождение излучения через тонкую пленку ведет к ее нагреву в результате как линейного, так и нелинейного поглощения и вследствие ее малой теплопроводности. Теплопроводность фуллеренов достаточно мала (более чем на три порядка ниже, чем у графита: теплопроводность фуллеренов $k_f = 10^{-3}$ Вт·см⁻¹·К⁻¹, теплопроводность графита $k_g = 8$ Вт·см⁻¹·К⁻¹). Эта особенность фуллеренов может приводить к накопительному тепловому эффекту в результате линейного и нелинейного поглощений.

Время релаксации данного теплового эффекта из-за малой тепловой диффузии может составлять порядка нескольких сотен миллисекунд. Это значит, что при экспериментальных условиях, когда интервал Δt между импульсами составлял 500 мс, накопительный тепловой эффект должен проявляться на начальных этапах эксперимента. В случае малых интенсивностей (при положении пленки вдали от фокуса) основным процессом является линейное поглощение. При этом нелинейная добавка к показателю преломления, обусловленная тепловыми процессами, незначительна вследствие перераспределения поглощенной энергии в широкой области пятна облучения. Однако вблизи фокуса накопление тепла происходит в малом объеме, что ведет к значительному росту температуры в нем.

Нелинейное поглощение, проявляющееся при больших интенсивностях, ведет к дополнительному росту температуры среды. Тепловой нагрев пленки увеличивается до определенного равновесного состояния (вблизи фокуса) и зависит от теплопроводности среды. Изменение показателя преломления за счет роста температуры ΔT может быть представлено в виде $\Delta n_{\text{therm}} = (dn/dT) \times \Delta T$. Производная dn/dT (термооптический коэффициент) для углеродсодержащих материалов имеет преимущественно отрицательный знак и обуславливает самодефокусировку лазерного излучения.

Данный «медленный» процесс связан с линейным поглощением пленки ($\alpha_0 = 3 \times 10^4$ см⁻¹), в то время как нелинейное поглощение было незначительно (см. также рис.2, где не было зарегистрировано влияния нелинейного поглощения, проявляющегося в асимметрии зависимости $T_0(z)$). Другим подтверждением определяющего влияния линейного поглощения является то, что расстояние Δz между максимумом и минимумом зависимости $T_0(z)$ в данных исследованиях было не равно $1.2z_0$, где z_0 – дифракционная длина пучка. Исследования, проведенные в [11], показали, что $\Delta z = 1.2z_0$; это свидетельствует о наличии нелинейных процессов. В работе [12] было

найденно, что $\Delta z > 1.2z_0$. Аналогичный результат был получен и в настоящей работе: $\Delta z = (1.8 \pm 0.1)z_0$.

Интервал между импульсами при $f = 0.5$ Гц составлял 2 с, и поглощенная энергия в результате распространения и поглощения предыдущего лазерного импульса успевала рассеяться, что вело к незначительному влиянию накопительного теплового эффекта и превалирующему влиянию электронного эффекта Керра. В этом случае знак γ был положительным и значение γ не менялось при изменении интенсивности лазерного излучения в широком диапазоне, что подтверждало превалирующее влияние нелинейного эффекта третьего порядка.

Для определения изменения показателя преломления в зависимости от температуры (dn/dT) учитывалось, что влияние температурных вариаций сказывалось только на изменениях плотности среды. Термооптический коэффициент в этом случае определяется выражением

$$\frac{dn}{dT} = \frac{dn}{d\rho'} \frac{d\rho'}{dT} = -m\rho' \frac{dn}{d\rho'},$$

где ρ' – плотность пленки; m – коэффициент расширения фуллеренов. Изменение показателя преломления в результате изменения плотности может быть определено из соотношения

$$\frac{dn}{d\rho'} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n\rho'} \quad (6)$$

Для пленки C_{60} ($n \approx 2.2$, $\rho' = 2.3$ г/см³, $m = 7.9 \times 10^{-5}$ К⁻¹) имеем $dn/dT \approx -1.6 \times 10^{-4}$ К⁻¹, что хорошо согласуется с нашим экспериментальным значением, полученным с помощью метода z -сканирования.

Полученные ранее нелинейно-оптические параметры фуллеренов указывают на значительное расхождение в величинах $\chi^{(3)}$ и γ , измеренных разными авторами. Одной из причин этого, возможно, является различие в

длительности импульсов используемого излучения (от сотен фемтосекунд до десятков наносекунд). Результаты измерения нелинейно-оптических параметров могут в большей мере зависеть от длительности импульсов из-за вклада возбужденных молекул (молекулярной реориентации и межмолекулярного взаимодействия), который становится существенным при увеличении длительности импульсов. Следует также учитывать спектральную дисперсию $\chi^{(3)}$ при сравнении полученных данных. Использование различных измерительных методик для определения нелинейной восприимчивости (вырожденное четырехволновое смешение частот (ВЧСЧ), генерация третьей гармоники, z -сканирование) приводит к различию полученных данных. Следует принимать во внимание также тип исследуемых образцов (C_{60} , C_{70} и др.) наряду с условиями их приготовления (чистые пленки C_{60} , органические пленки, содержащие C_{60} и их производные, растворы C_{60} и их концентрации).

То же самое относится и к нелинейному показателю преломления. Так, определению только знака нелинейной рефракции посвящено большое число работ, в которых используются различные методики. В табл.1 представлены некоторые из результатов измерения $Re\chi^{(3)}$ и γ , полученные ранее другими авторами в сходных спектральных условиях. Большое различие в знаках и значениях $Re\chi^{(3)}$ может быть обусловлено разными условиями экспериментов (длительность импульсов, интенсивность и т. д.). К ним можно также отнести влияние нелинейностей самих матриц, содержащих фуллерены (толуол, полимеры, органометаллические соединения). Заметим, что изменение только энергии излучения может привести к изменению знака $Re\chi^{(3)}$ в ряде фуллеренсодержащих структур [10]. Это может быть связано с влиянием других нелинейно-оптических процессов, протекающих наряду с электронным эффектом Керра (тепловой эффект, эффект Штарка и т. д.). Наши результаты исследования нелинейной рефракции при малой частоте следо-

Табл.1. Параметр $Re\chi^{(3)}$ для растворов и пленок C_{60} .

Образец	λ (нм)	$Re\chi^{(3)}$ (см ³ /Дж)	Метод исследования	Длительность импульса	Литература
C_{60} /толуол	532	-1.7×10^{-13}	ВЧСЧ	25 пс	[1]
C_{60} /толуол	532	> 0	z -сканирование	19 пс	[3]
C_{60} /толуол	532	< 0	z -сканирование	70 нс ¹⁾	[3]
C_{60} /толуол	532	$< 0^{2)}$	z -сканирование	13 пс	[13]
C_{60} /толуол	532	5.8×10^{-12}	Ez -сканирование	15 нс	[4]
C_{60} /толуол	532	< 0	z -сканирование	30 нс	[2]
Пленка C_{60} (5.2 мкм)	< 950	$< 0^{3)}$	z -сканирование	150 фс	[14]
C_{60} /толуол	532	$> 0^{4)}$	z -сканирование	23 пс	[15]
C_{60} /толуол	520	$-(3.4 \pm 0.7) \times 10^{-11}$ ⁵⁾	z -сканирование	15 нс	[8]
C_{60} /ПММА	576	< 0	теневой метод	12 нс	[16]
C_{70} /жидкий кристалл	532	4.86×10^{-8} см ³ /эрг	голографическая запись	20 нс, 400 пс	[17]
C_{60} /раствор металлоорганики	532	$< 0^{6)}$	z -сканирование	8 нс	[10]
C_{60} /раствор металлоорганики	532	$> 0^{7)}$	z -сканирование	8 нс	[10]
C_{60} /толуол	532	$(1.90 \pm 0.38) \times 10^{-13}$	z -сканирование	55 пс	Настоящая работа
Пленка C_{60} (100 нм)	532	$(4.80 \pm 0.96) \times 10^{-8}$	z -сканирование	55 пс	Настоящая работа

¹⁾ Цуг импульсов длительностью 19 пс (11 импульсов в пуге) с расстоянием между импульсами 7 нс; ²⁾ гиперполяризуемость $\gamma' = Re\chi^{(3)}/N = -4 \times 10^{-31}$ см⁶/Дж (N – атомная концентрация); ³⁾ рассчитанное значение; ⁴⁾ $n_2 = 1.9 \times 10^{-12}$ см²/Вт; ⁵⁾ $\gamma = -(9.05 \pm 0.21) \times 10^{-13}$ см²/Вт; ⁶⁾ $E = 20$ мкДж; ⁷⁾ $E = 300$ мкДж.

вания импульсов (положительный знак γ в пленке и растворе C₆₀) согласуются с данными исследования фуллереносодержащих структур при использовании пикосекундных [3, 15] и наносекундных импульсов [4, 10, 17].

Выше был отмечен большой разброс значений $\chi^{(3)}$ как для пленок, так и для растворов C₆₀. Согласно опубликованным данным этот параметр варьируется от -10^{-13} см³/Дж [1] вплоть до 10^{-8} см³/Дж [18]. Высокие значения нелинейностей пленки C₆₀, найденные в настоящей работе, видимо, связаны с эффектом поверхностного усиления. Аналогичные результаты были получены ранее при исследовании тонких фуллереносодержащих пленок [19]. Эффект поверхностного усиления вносит вклад в рост нелинейной восприимчивости. Увеличение параметра $\chi^{(3)}$ наблюдалось для пленок C₆₀ также и на $\lambda = 1064$ нм. При этом $\chi^{(3)} = 2 \times 10^{-8}$ см³/Дж, что на три порядка больше значения $\chi^{(3)}$, измеренного для объемного образца C₆₀ [20].

4. Заключение

В статье приведены результаты исследования нелинейно-оптических характеристик тонкой (100 нм) пленки C₆₀. Показано, что при высокой частоте следования импульсов $\text{Re}\chi^{(3)} = -(1.0 \pm 0.2) \times 10^{-8}$ см³/Дж; это свидетельствует о влиянии накопительного теплового эффекта. При уменьшении частоты следования импульсов данный эффект становился незначительным, знак γ определялся электронным эффектом Керра и $\text{Re}\chi^{(3)} = (4.80 \pm 0.96) \times 10^{-8}$ см³/Дж. Приведены результаты измерения нелинейного коэффициента поглощения, обусловленного обратным насыщенным поглощением ($\text{Im}\chi^{(3)} = (1.10 \pm 0.22) \times 10^{-8}$ см³/Дж). Высокие значения $\text{Re}\chi^{(3)}$ и $\text{Im}\chi^{(3)}$

для тонкой фуллереновой пленки объясняются, по-видимому, эффектом поверхностного усиления.

1. Aranda F.J., Rao D.V.G.L.N., Roach J.F., Tayebati P. *J. Appl. Phys.*, **73**, 7949 (1993).
2. Mishra S.R., Rwat H.S., Joshi M.P., Mhendale S.C. *Appl. Phys. B*, **63**, 223 (1996).
3. Wei T.-H., Huang T.-H., Wu T.-T., Tsai P.-C., Lin M.-S. *Chem. Phys. Lett.*, **318**, 53 (2000).
4. Dou K., Du J.Y., Knobbe E.T. *J. Luminesc.*, **83–84**, 241 (1999).
5. Ganeev R.A., Ryasnyansky A.I., Kamalov S.R., Kodirov M.K., Usmanov T. *J. Phys. D*, **34**, 1602 (2001).
6. Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T.-H., Hagan D.J., Van Stryland E.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 760 (1990).
7. Lui X., Guo S., Wang H., Hou L. *Opt. Commun.*, **197**, 431 (2001).
8. Couris S., Koudoumas E., Ruth A.A., Leach S. *J. Phys. B*, **28**, 4537 (1995).
9. Capple P.B., Staromlynska J., Hermann J.A., McKay T.A. *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.*, **6**, 251 (1997).
10. Fang G., Mo Y., Song Y., Wang Y., Li C., Song L. *Opt. Commun.*, **205**, 337 (2002).
11. Falkonieri M., Salvetti G. *Appl. Phys. B*, **69**, 133 (1999).
12. Shen J., Snook R.D. *J. Appl. Phys.*, **73**, 5286 (1993).
13. Taheri B., Liu H., Jassemnejad B., Appling D., Power R.C., Song J.J. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 1317 (1996).
14. Banfi G., Fortusini D., Bellini M., Milani P. *Phys. Rev. B*, **56**, R10075 (1997).
15. Li F., Song Y., Yang K., Liu S., Li C. *Opt. Commun.*, **145**, 53 (1998).
16. Goedert R.V., Whittaker T.A., Clements A.F., Bourhill G. *Chem. Phys. Lett.*, **332**, 225 (2000).
17. Каманина Н.В. *Оптика и спектроскопия*, **93**, 639 (2002).
18. Blau W.J., Byrne H.J., Cardin D.J., Dennis T.J., Hare J.P., Kroto H.W., Taylor R., Walton D.R.M. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1423 (1991).
19. Gaevski M.E., Kognovitskii S.O., Konnikov S.G., Nashchekin A.V., Nesterov S.I., Seisyan R.P., Zadiranov J.M. *Nanotechnology*, **11**, 270 (2000).
20. Li S.J., Xu X.P., Li W.Z., Qiu P.H., Wang W.Y. *Chinese Phys. Lett.*, **10**, 598 (1993).