

Энергетическое разупорядочение в полисиланах

© Ю.А. Скрышевский

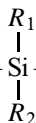
Институт физики Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

E-mail: skrysh@iop.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 23 декабря 2003 г.
В окончательной редакции 25 марта 2004 г.)

При температуре 295 К измерены спектры поглощения, а в интервале 5–295 К — спектры фотолюминесценции и кривые термостимулированной люминесценции пленок поли(ди-*n*-гексил)силана (PDHS), поли(метил-*n*-гексил)силана (PMHS), поли(метил-циклогексил)силана (PMCHS) и поли(метил-фенил)силана (PMPS). Результаты проанализированы в рамках модели случайных прыжков экситонов и носителей заряда по центрам с гауссовыми функциями распределения плотности энергетических состояний DOS_{ex} и DOS_{cc} соответственно. Установлено, что параметры дисперсии функций DOS_{ex} и DOS_{cc} , которые характеризуют величину энергетического разупорядочения, зависят от химической природы боковых групп, конформации сегментов основной цепи макромолекулы полимера и температуры. При комнатной температуре в областях кристалличности PDHS энергетическое разупорядочение возникает из-за флуктуаций числа мономерных звеньев в сегментах цепи, в полимерах с несимметричными боковыми группами (PMHS, PMCHS и PMPS) разупорядочение усиливается вследствие образования конформеров, отличающихся положением атомов кремния в цепи, а в PMPS вследствие смешивания состояний σ - и π -электронов еще один механизм разупорядочения связан с флуктуациями угла между плоскостью фенильного кольца и осью сегмента.

Полисиланы имеют общую формулу $[-\text{Si}-]_n$ и пред-



ставляют собой кремнийорганические полимеры, у которых основные цепи макромолекул образованы σ -связанными атомами кремния с присоединенными боковыми органическими группами R_1 и R_2 . Эти соединения поглощают и излучают в ближней УФ- и видимой областях спектра [1–4], имеют высокий квантовый выход фотолюминесценции (PL) [2] и фотогенерации носителей заряда [3], характеризуются большими величинами подвижности дырок [3,5,6] и наличием нелинейных оптических свойств [2]. На основе полисиланов разработаны электрофотографические фоторецепторы для ксерографии [6,7] и фоторефрактивные среды [8], а в некоторых типах электролюминесцентных диодов пленки указанных полимеров используются в качестве транспортных или светоизлучающих слоев [9–11].

Нижайшее возбужденное состояние макромолекулы полисилана связано с $^1(\sigma\sigma^*)$ -переходом электрона, делокализованного на сегменте основной цепи. Сегменты содержат разное число мономерных звеньев и разделены конформационными дефектами, которые образуются при поворотах мономерных звеньев вокруг одиночных Si–Si-связей [2,4]. Сегменты цепи образуют также транспортные центры для дырок [5,6]. С увеличением числа мономерных звеньев и соответственно длины сегмента энергии $^1(\sigma\sigma^*)$ -перехода и потенциал ионизации понижаются [2,4,12]. Поэтому полисиланы являются неупорядоченными системами, в которых энергетические состояния экситонов и носителей заряда имеют распределение по энергии, характеризуемое функцией распределе-

ния плотности состояний DOS_{ex} и DOS_{cc} соответственно. Поскольку отклонение числа мономерных звеньев в сегменте от среднего значения является случайной величиной, в модели Бэслера [6,13–15] предполагается, что указанная функция описывается распределением Гаусса с параметром дисперсии σ_{ex} и σ_{cc} соответственно для экситонов и носителей заряда. Дополнительным обоснованием такого выбора функции распределения в полисиланах является экспериментально обнаруженная гауссова форма полос их поглощения [13,16] и термостимулированной люминесценции (TSL) [11,17].

Известно, что фотофизические и транспортные свойства полисиланов зависят от конформации основной цепи макромолекулы и химической природы ее боковых групп [1–5]. В настоящей работе изучена связь между химической природой боковых групп, конформацией цепи макромолекулы и параметрами σ_{ex} и σ_{cc} , которые характеризуют энергетическое разупорядочение в полимере. С этой целью при температуре $T = 295$ К измерены спектры поглощения, а в интервале $T = 5$ –295 К — спектры PL и кривые TSL пленок поли(ди-*n*-гексил)силана (PDHS), поли(метил-*n*-гексил)силана (PMHS), поли(метил-циклогексил)силана (PMCHS) и поли(метил-фенил)силана (PMPS).

1. Методика эксперимента

Пленки толщиной несколько микрометров получались путем полива растворов полимеров в толуоле (концентрация 3–5 wt.%) на подложки из плавленого кварца, после чего высушивались при комнатной температуре. Спектры поглощения ($T = 295$ К) измерялись

на спектрально-вычислительном комплексе КСВУ-23, а спектры люминесценции ($T = 5-295$ К) — на спектрометре СДЛ-1. Люминесценция возбуждалась ртутной лампой высокого давления ДРШ-250-3 через фильтр, пропускающий группу линий в области $\lambda_{\text{ex}} = 313$ nm при плотности мощности возбуждения менее $0.1 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$, что позволяло существенно ослабить процессы фотодеструкции пленок при высоких температурах [11,18,19]. Для низкотемпературных измерений использовался оптический терморегулируемый проточный азотно-гелиевый криостат с системой автоматической регулировки и стабилизации температуры.

Для получения кривых TSL образцы облучались в криостате при $T = 5$ К светом ртутной лампы ДРШ-500М в области $\lambda_{\text{irr}} = 313$ или 365 nm в течение 60 s, выдерживались в темноте при этой же температуре до затухания изотермической рекомбинационной люминесценции, а затем нагревались с постоянной скоростью $0.15 \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$. Интегральный сигнал TSL измерялся на автоматизированной установке с помощью фотоэлектронного множителя ФЭУ-106, работающего в режиме счета фотонов. Для определения энергии активации ловушек носителей заряда непрерывный нагрев образца модулировался небольшими осцилляциями температуры. Значение энергии активации E_a в каждом цикле нагрева определялось по формуле

$$E_a(T) = -d[\ln I_{\text{TSL}}(T)]/d(1/kT), \quad (1)$$

где $I_{\text{TSL}}(T)$ — интенсивность TSL, k — постоянная Больцмана.

2. Экспериментальные результаты

При $T = 295$ К спектр поглощения пленки PDHS (кривая 1 на рис. 1) состоит из двух полос с максимумами при $E_m^{\text{ABS}} \approx 3.35$ и 3.91 eV, связанных с $^1(\sigma\sigma^*)$ -переходом в сегментах цепи соответственно транспланарной и неупорядоченной конформации [2,3]. В отличие от PDHS при $T = 295$ К в спектре поглощения пленок PMHS, PMSHS и PMPS присутствует только одна полоса $^1(\sigma\sigma^*)$ -перехода с $E_m^{\text{ABS}} \approx 3.95$, 3.79 и 3.68 eV соответственно (кривые 3, 5, 7 на рис. 1) [3,11,19,20]. Кроме того, в спектре PMPS наблюдается полоса при $E_m^{\text{ABS}} \approx 4.51$ eV, связанная с $^1(\pi\pi^*)$ -переходом в боковых фенильных группах. Форма нижней полосы поглощения исследованных полимеров была аппроксимирована функцией Гаусса

$$D(E) \sim \exp[-(E_0^{\text{ABS}} - E)^2/(2\sigma_{\text{ex}}^2)], \quad (2)$$

где $D(E)$ — оптическая плотность, E_0^{ABS} — центр функции Гаусса. Значения параметров E_0^{ABS} и $\sigma_{\text{ex}}(295 \text{ K})$ приведены в таблице.

При $T = 295$ К спектры PL пленок PDHS, PMHS и PMCHS ($\lambda_{\text{ex}} = 313$ nm) состоят из одной полосы с $E_m^{\text{PL}} \approx 3.25$, 3.67 и 3.59 eV и полушириной $\Gamma_{\text{ex}} \approx 0.11$,

Спектральные свойства пленок PDHS, PMHS, PMCHS и PMPS, а также параметры дисперсии функций распределения плотности энергетических состояний экситонов и носителей заряда (все величины приведены в электрон-вольтах)

Полимер	E_0^{ABS}	$\sigma_{\text{ex}}(295 \text{ K})$	$E_0^{\text{ABS}} - E_m^{\text{PL}}$	$\sigma_{\text{ex}}(5 \text{ K})$	σ_{cc}
PDHS	3.35	0.10	0.10	0.04	0.05
PMHS	3.86	0.15	0.19	0.04	0.06
PMCHS	3.76	0.12	0.17	0.07	0.09
PMPS	3.67	0.15	0.20	0.08	0.10

0.18 и 0.15 eV соответственно, а PMPS — из двух полос: относительно узкой ($\Gamma_{\text{ex}} \approx 0.19$ eV) с $E_m^{\text{PL}} \approx 3.47$ eV и широкой с максимумом вблизи 2.60 eV (кривые 2, 4, 6, 8 на рис. 1). Указанные полосы в спектрах PDHS, PMHS, PMCHS и узкая полоса в спектре PMPS батохромно сдвинуты относительно нижней полосы спектра поглощения и связаны с излучением экситонов, локализованных на длинных сегментах [11,18,19,21]. Значения ($E_0^{\text{ABS}} - E_m^{\text{PL}}$) приведены в таблице. Полоса с максимумом вблизи 2.60 eV в спектре PMPS связана с излучением дефектов, образующихся в результате сшивок между полимерными цепями [11,18,22].

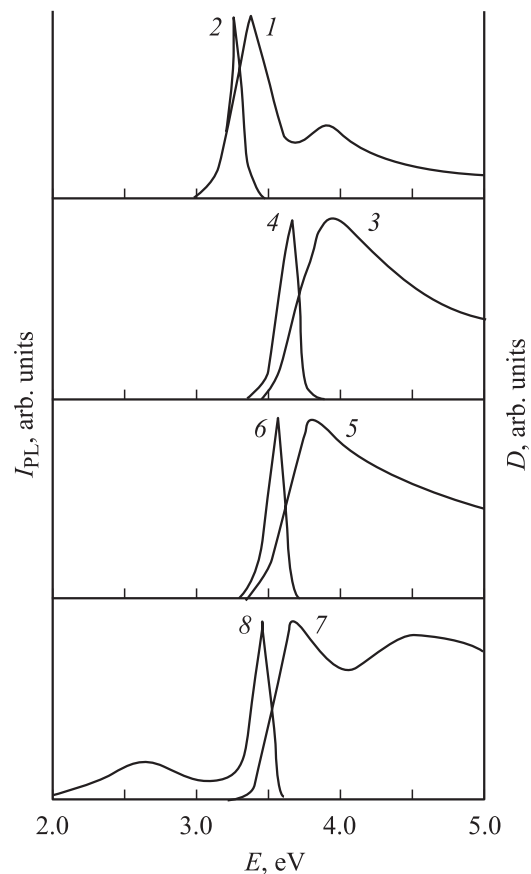


Рис. 1. Спектры поглощения (1, 3, 5, 7) и PL (2, 4, 6, 8) пленок PDHS (1, 2), PMHS (3, 4), PMCHS (5, 6) и PMPS (7, 8). $T = 295$ К, спектры PL возбуждались светом $\lambda_{\text{ex}} = 313$ nm.

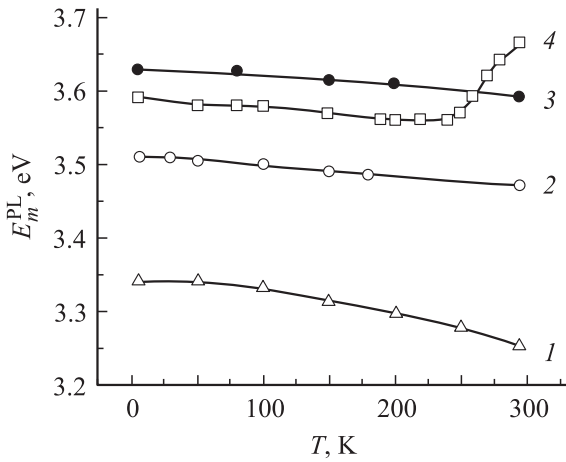


Рис. 2. Зависимости $E_m^{\text{PL}}(T)$ в пленках PDHS (1), PMPS (2), PMCHS (3) и PMHS (4).

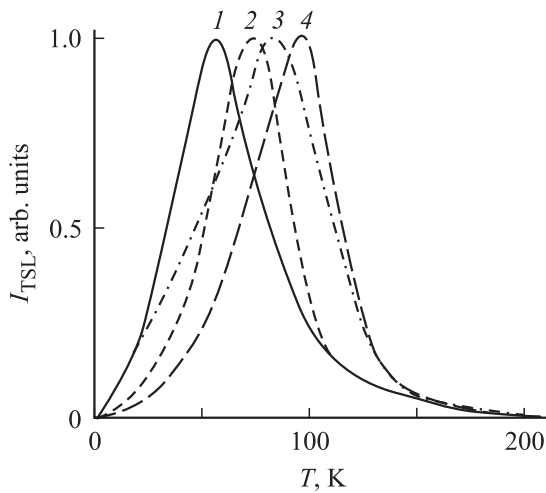


Рис. 3. Кривые TSL пленок PDHS (1), PMHS (2), PMCHS (3) и PMPS (4).

Уменьшение температуры ниже комнатной приводит к смещению положения максимума полосы экситонной PL (рис. 2), уменьшению ее полуширины (при $T = 5$ К в спектрах пленок PDHS, PMHS, PMCHS и PMPS значения $\Gamma_{\text{ex}} \approx 0.045, 0.047, 0.084$ и 0.092 eV соответственно), а также к появлению в спектре PMPS при $T < 40$ К новой широкой полосы с максимумом при 2.99 eV. Указанная полоса связана с излучением из $^1(\sigma\pi^*)$ -состояния, которое образуется при переносе σ -электрона с сегмента цепи на π^* -орбиталь боковой фенильной группы [11].

Кривые TSL пленок PDHS, PMHS, PMCHS и PMPS состоят из широкой асимметричной полосы с максимумом при $T_m \approx 55, 70, 85$ и 95 К (рис. 3) и совпадают с приведенными ранее для PMCHS [17] и PMPS [11,17,22]. Энергия активации ловушек в максимуме полосы TSL, определенная методом фракционного термовысвечивания, составляет $E_m^{\text{TSL}} \approx 0.10, 0.13, 0.19$ и 0.21 eV соответственно.

3. Обсуждение результатов

Проанализируем полученные результаты в рамках модели случайных прыжков экситонов и носителей заряда по центрам с гауссовым распределением плотности энергетических состояний [6,13–15]. В рассматриваемой модели предполагается, что скорость прыжков v_{ij} между центрами i и j с энергиями E_i и E_j при $E_j < E_i$ зависит только от параметров, характеризующих перекрытие электронных волновых функций центров, а при $E_j > E_i$ в выражение для v_{ij} вводится дополнительный множитель $\exp[-(E_j - E_i)/kT]$. При этом учитывается, что экситоны в отличие от носителей заряда имеют конечное время жизни. В цитируемых работах было показано, что при низких температурах экситоны и носители заряда релаксируют к „хвостовым“ состояниям и с течением времени функция распределения плотности занятых состояний (ODOS_{ex} и ODOS_{cc}) также приобретает гауссову форму с параметром дисперсии σ_{ex} и σ_{cc} , равным параметру дисперсии функции DOS_{ex} и DOS_{cc} соответственно. В работах [13,16] методами селективной спектроскопии установлено, что ширина линии провала, которая выжигалась лазером в неоднородно уширенной полосе поглощения раствора PDHS, составляет 0.5 meV при 1.4 К, интенсивность полос вибронных переходов в спектрах PL PDHS и PMPS мала, а сдвиг между максимумами полос поглощения и PL в длинных сегментах PDHS не превышает 1 meV. Поэтому в полисиланах полоса экситонной PL повторяет форму функции ODOS_{ex} , причем в предельном случае $T \rightarrow 0$ имеют место следующие соотношения [13]:

$$\Gamma_{\text{ex}} \approx 1.2\sigma_{\text{ex}}, \quad (3)$$

$$(E_0^{\text{ABS}} - E_m^{\text{PL}}) \leq 2\sigma_{\text{ex}}. \quad (4)$$

При конечной температуре T_0 неравенство (4) справедливо и в том случае, когда динамическое равновесие между экситонами и фононами не устанавливается, т.е. при $\sigma_{\text{ex}}(T_0)/kT_0 > 2$ [13].

Известно, что при фотооблучении пленки полисилана в полосе поглощения происходит генерация электронно-дырочных пар [3]. В отсутствие примесей и дефектов с низкими потенциалами ионизации подвижные носители заряда (дырки) при низких температурах локализируются на наиболее длинных сегментах основной цепи и имеют распределение по энергии, которое описывается функцией ODOS_{cc} . При последующем нагреве пленки в темноте происходит термическое высвобождение захваченных дырок, а их излучательная рекомбинация с электронами приводит к появлению TSL. Для того чтобы дырка могла высвободиться из ловушки и достигнуть центра рекомбинации, она должна термически активироваться до уровня транспортной энергии E_{tr} . Согласно [23], в среде с гауссовой функцией распределения плотности энергетических состояний уровень E_{tr} находится ниже центра функции DOS_{ex} на величину σ_{cc} . Если принять энергию активации в максимуме полосы TSL,

измеренной после фотооблучения образца при $T = 5$ К, равной расстоянию между центром функции ODOS_{cc} и уровнем E_{tr} при $T \rightarrow 0$, то значение параметра σ_{cc} можно определить по формуле [17]

$$\sigma_{\text{cc}} = \frac{E_m}{[3 \ln \ln(\Delta t / t_0)]^{1/2} - 1}. \quad (5)$$

Здесь $\Delta t = 10^3$ с — время задержки между фотооблучением образца и измерением кривой TSL, $t_0 \approx 10^{-13}$ с — время пребывания носителя на транспортном центре [14,15] в энергетически упорядоченной среде.

Значения σ_{ex} (5 К) и σ_{cc} , определенные из спектров PL и полосы TSL по формулам (3) и (5) соответственно, приведены в таблице. Видно, что для всех полимеров выполняется соотношение $\sigma_{\text{cc}} \approx 1.3\sigma_{\text{ex}}$ (5 К) $\approx 1.1\Gamma_{\text{ex}}$ (5 К). Этот результат показывает, что в исследованных образцах неконтролируемые примеси и дефекты структуры цепи не оказывают существенного влияния на величину σ_{ex} (5 К) и σ_{cc} . При этом полученные в настоящей работе методом TSL значения параметра σ_{cc} в пленках PDHS, PMCHS и PMPS хорошо согласуются с величинами 0.04, 0.08 и 0.09 eV соответственно, определенными в [6,13] из значений энергии активации подвижности дырок. В то же время полученные в настоящей работе значения σ_{ex} (5 К) пленок PDHS и PMPS примерно в 1.3 раза больше приведенных в [13]. По-видимому, это связано с различиями в условиях приготовления образцов, поскольку спектры поглощения и PL зависят от толщины, температуры и времени отжига пленки [2,3,19,22,24].

Как видно из таблицы, при повышении температуры от 5 до 295 К величина σ_{ex} увеличивается, что связано с уширением полос поглощения (см., например, [1,20,21]) и PL. Известно, что температурное уширение полос экситонных переходов вызывается усилением взаимодействия экситонов с фононами [25,26]. В работе [27] при исследовании механизмов обратимой термической деформации гибко- и жесткоцепных кристаллических полимеров было показано, что в аморфной области полимера, находящегося в расстеклованном состоянии, при повышении температуры в макромолекулах могут происходить конформационные транс-гош-переходы. Поскольку σ -сопряжение в полисиланах обусловлено перекрыванием sp^3 -орбиталей атомов кремния вдоль основной цепи, энергия $^1(\sigma\sigma^*)$ -перехода очень чувствительна к изменениям ее конформации [2–4]. Поэтому дополнительное температурное уширение полос поглощения и PL полимера, находящегося в расстеклованном состоянии, может быть обусловлено флуктуациями энергии $^1(\sigma\sigma^*)$ -перехода, вызванными термически индуцированными поворотами мономерных звеньев вокруг одиночных Si–Si-связей при переходе сегментов в неупорядоченную конформацию.

Из приведенных в таблице данных следует, что в пленках PDHS, PMHS, PMCHS и PMPS динамическое равновесие между экситонами и фононами при $T_0 = 295$ К не устанавливается и $(E_0^{\text{ABS}} - E_m^{\text{PL}}) = (1.0 - 1.4) \cdot \sigma_{\text{ex}}(295 \text{ К})$, т.е. выполняется неравенство (4). Это означает, что в исследованных полимерах

при комнатной температуре связь экситонов с фононами слабая и батохромный сдвиг между положениями полос поглощения и PL вызван миграцией экситонов по сегментам цепи [1–4,13,15]. Ранее было показано [2,3,19,20], что положение максимума нижней полосы поглощения PDHS, PMHS, PMCHS и PMPS зависит как от стерических факторов, которые влияют на конформацию основной цепи макромолекулы и число мономерных звеньев в сегментах, так и от эффектов смешивания состояний σ - и π -электронов в PMPS. Рассмотрим связь между химической природой боковых групп макромолекулы, конформацией сегментов цепи и величиной параметров σ_{ex} (295 К) и σ_{ex} (5 К).

Известно, что пленка PDHS имеет аморфно-кристаллическую структуру (при нанесении на ориентированную подложку степень кристалличности достигает 65% [24]) и при комнатной температуре конформация сегментов цепи макромолекулы может быть либо транспланарной, либо неупорядоченной [2,3]. Этим двум конформациям соответствуют полосы поглощения с $E_m^{\text{ABS}} \approx 3.35$ и 3.91 eV соответственно (кривая 1 на рис. 1). Боковые n -гексильные группы сегментов транспланарной конформации имеют кристаллическую упаковку. Переход из транспланарной в неупорядоченную конформацию происходит при $T \approx 315$ К и вызван „плавлением“ упаковки боковых групп. При последующем охлаждении пленки кристаллизация боковых групп начинается при $T \approx 300$ К. В результате мономерные звенья доворачиваются вокруг Si–Si-связей, положение атомов кремния в цепи упорядочивается и формируются сегменты транспланарной конформации. Поэтому при $T < 300$ К энергетическое разупорядочение в кристаллических областях пленки PDHS обусловлено только флуктуациями числа мономерных звеньев в сегментах и параметр σ_{ex} (295 К) имеет минимальное значение (см. таблицу). При замене в каждом мономерном звене PDHS одной из n -гексильных групп на метильную ван-дер-ваальсово взаимодействие между боковыми группами ослабляется, и в полностью аморфной пленке PMHS, которая при комнатной температуре находится в расстеклованном состоянии, сегменты цепи имеют неупорядоченную конформацию [20]. В результате при переходе от PDHS к PMHS могут возникнуть дополнительные флуктуации энергии $^1(\sigma\sigma^*)$ -перехода, связанные с неупорядоченным положением атомов кремния в основной цепи макромолекулы, и параметр σ_{ex} (295 К) возрастает. В то же время при замене в макромолекуле PMHS боковой n -гексильной группы на циклогексильную или фенильную взаимодействие между боковыми группами усиливается и конформация цепи макромолекул PMCHS и PMPS упорядочивается [19], причем при комнатной температуре оба полимера находятся в стеклообразном состоянии [6]. В результате при переходе от PMHS к PMCHS σ_{ex} (295 К) уменьшается. Однако, как видно из таблицы, при замене в макромолекуле PMCHS боковой циклогексильной группы на фенильную σ_{ex} (295 К) возрастает. По-видимому, это связано с дополнительными флуктуациями энергии $^1(\sigma\sigma^*)$ -перехода в PMPS, вызванными смешиванием состояний

σ - и π -электронов, поскольку эффективность смешивания существенно зависит от угла между плоскостью фенильного кольца и осью сегмента [28].

Из таблицы видно, что при понижении температуры пленок PDHS, PMPS и PMCHS от 295 до 5 К параметр σ_{ex} уменьшается в 1.7–2.5 раза. При этом конформации макромолекул не изменяются, поскольку зависимости $E_m^{\text{PL}}(T)$ монотонны (кривые 1–3 на рис. 2), а величина гипсохромного сдвига максимума полосы PL при охлаждении пленок PDHS и PMPS от 295 до 5 и 95 К соответственно близка к величине смещения максимума нижней полосы поглощения [3,21]. Следовательно, указанное уменьшение параметра σ_{ex} , по-видимому, вызвано ослаблением взаимодействия экситонов с фононами при понижении температуры. В отличие от PDHS, PMPS и PMCHS в пленке PMHS зависимость $E_m^{\text{PL}}(T)$ немонотонна: при понижении температуры от комнатной до $T \approx 240$ К максимум полосы PL смещается bathochromно, а при дальнейшем охлаждении до 5 К — гипохромно (кривая 4 на рис. 2). Как установлено в [20], при охлаждении пленки PMHS от комнатной температуры до $T \approx 240$ К в спектрах поглощения интенсивность полосы с $E_m^{\text{ABS}} \approx 3.95$ eV уменьшается и появляется полоса с $E_m^{\text{ABS}} \approx 3.81$ eV. Наличие изобестической точки в спектрах поглощения свидетельствует о том, что в указанном интервале температур происходит термоиндуцированный переход между двумя конформациями сегментов основной цепи макромолекулы. Поскольку значения параметров σ_{ex} (5 К) пленок PMHS и PDHS совпадают (см. таблицу), можно предположить, что при понижении температуры от комнатной до $T \approx 240$ К в макромолекулах PMHS формируются сегменты упорядоченной транспланарной конформации, подобно тому как это происходит при кристаллизации боковых *n*-гексильных групп в PDHS. Поэтому при охлаждении пленки PMHS от 295 до 5 К параметр σ_{ex} уменьшается заметно сильнее, чем в остальных полимерах (примерно в 4 раза).

Таким образом, установлено, что в пленках PDHS, PMHS, PMCHS и PMPS функции распределения плотности энергетических состояний экситонов и носителей заряда имеют гауссову форму, а параметры дисперсии указанных функций распределения зависят от химической природы боковых групп макромолекулы, конформации сегментов цепи и температуры. При комнатной температуре в областях кристалличности PDHS энергетическое разупорядочение возникает из-за флуктуаций числа мономерных звеньев в сегментах. При переходе к PMHS, PMCHS и PMPS разупорядочение усиливается вследствие образования конформеров, отличающихся положением атомов кремния в цепи, а в PMPS вследствие смешивания состояний σ - и π -электронов еще один механизм разупорядочения связан с флуктуациями угла между плоскостью фенильного кольца и осью сегмента. Показано, что в PMHS сильное уменьшение параметра σ_{ex} при понижении температуры от 295 до 5 К вызвано переходом сегментов цепи макромолекулы в упорядоченную конформацию.

Список литературы

- [1] G.E. Johnson, K.M. McGrane. In: Photophysics of Polymers. ASC Symp. Ser. / Ed. C.E. Hoyle, J.M. Torkelson. Washington, (1987). V. 358. P. 499–515.
- [2] R.D. Miller, J. Michl. Chem. Rev. **89**, 1359 (1989).
- [3] M. Pope, C.E. Swenberg. Electronic Processes in Organic Crystals and Polymers. Oxford University Press, N. Y. (1999). P. 877–901.
- [4] N. Matsumoto. Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 5425 (1998).
- [5] G.P. van Laan, M. de Haas, A. Hummel, H. Frey, M. Moller. J. Phys. Chem. **100**, 5470 (1996).
- [6] P.M. Borsenberger, D.S. Weiss. Organic Photoreceptors for Xerography. Marcel Dekker, Inc., N. Y. (1998). 768 p.
- [7] S.S. Badesha, M. Shanin, D.M. Pai. US Patent 5.166.016. Int. Cl. G03G 5/043 (1992).
- [8] S.M. Silence, J.C. Scott, E.J. Ginsburg, P.K. Jenkner, R.D. Miller, R.J. Twieg, W.E. Moerner. J. Opt. Soc. Am. B **10**, 2306 (1993).
- [9] H. Suzuki, H. Meyer, S. Hoshino, D. Haarer. J. Appl. Phys. **78**, 2684 (1995).
- [10] A. Fujii, K. Yoshimoto, M. Yosida, Y. Ohmori, K. Yoshino, H. Ueno, M. Kakimoto, H. Kojima. Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 3914 (1996).
- [11] S. Nespurek, A. Kadashchuk, Yu. Skryshevski, A. Fujii, K. Yoshino. J. Lumin. **99**, 131 (2002).
- [12] R.G. Pitt, M.M. Bursey, P.F. Rogerson. J. Am. Chem. Soc. **92**, 519 (1970).
- [13] A. Elschner, R.F. Mahrt, L. Pautmeier, H. Bassler, M. Stolka, K. McGrane. Chem. Phys. **150**, 81 (1991).
- [14] H. Bassler. Phys. Stat. Sol. (b) **175**, 15 (1993).
- [15] H. Bassler. In: Disorder Effects on Relaxational Processes / Ed. R. Blumen. Springer-Verlag, Berlin (1994). P. 485–507.
- [16] A. Tilgner, H.P. Trommsdorff, J.M. Zeigler, R.M. Hochstrasser. J. Chem. Phys. **96**, 781 (1992).
- [17] A. Kadashchuk, N. Ostapenko, V. Zaika, S. Nespurek. Chem. Phys. **234**, 285 (1998).
- [18] Ю.А. Скрышевский, А.Ю. Вахнин. ФТТ **43**, 569 (2001).
- [19] Ю.А. Скрышевский. ЖПС **70**, 755 (2003).
- [20] C.-H. Yuan, R. West. Macromolecules **27**, 629 (1994).
- [21] M. Shimizu, S. Suto, T. Goto, A. Watanabe, M. Matsuda. Phys. Rev. B **63**, 073 403 (2001).
- [22] Ю.А. Скрышевский. ФТТ **44**, 1705 (2002).
- [23] B. Hartenstein, H. Bassler. J. Non-Cryst. Sol. **190**, 112 (1995).
- [24] K. Fukuda, T. Seki, K. Ichimura. Macromolecules **36**, 2177 (2002).
- [25] В.Л. Броуде, Э.И. Рашба, Е.Ф. Шека. Спектроскопия молекулярных экситонов. Энергоиздат, М. (1981). 248 с.
- [26] Э.А. Силиныш, М.В. Курик, В. Чапек. Электронные процессы в органических молекулярных кристаллах. Явления локализации и поляризации. Зинатне, Рига (1998). 329 с.
- [27] А.И. Слущкер, Л.А. Лайус, И.В. Гофман, В.Л. Гиляров, Ю.И. Поликарпов. ФТТ **43**, 1327 (2001).
- [28] K. Takeda, M. Fujino, K. Seki, H. Inokuchi. Phys. Rev. B **36**, 8129 (1987).