

Усиление фотолюминесценции и комбинационного рассеяния в гибридных тонкопленочных структурах *a*-C:H с наночастицами серебра

© Е.А. Коншина¹, Д.П. Щербинин¹, М.М. Aboud^{1,2}

¹ Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

² Mansoura University,
35516 Mansoura, Egypt

e-mail: eakonshina@mail.ru

Поступила в редакцию 21.11.2019 г.

В окончательной редакции 29.11.2019 г.

Принята к публикации 02.12.2019 г.

Изучены изменения в спектрах оптической плотности, фотолюминесценции (ФЛ) и КР гибридных тонкопленочных структур на основе *a*-C:H и гранулированных серебряных пленок до и после отжига образцов при 200°C. Гипсохромный сдвиг основного плазмонного пика, формирование двойных резонансных спектров и усиление интенсивности полос наблюдались после отжига образцов с гравиметрической толщиной пленки Ag 10 nm. Показано влияние на плазмонное усиление спектров ФЛ и КР изменений как морфологии наноструктуры пленок Ag, так и особенностей электронной структуры пленок *a*-C:H. У образцов на основе *a*-C:H с оптической щелью $E_g = 0.4$ eV наблюдалось более эффективное усиление ФЛ после отжига образцов. В то же время у образцов с $E_g = 2.7$ eV интенсивность ФЛ практически не изменялась, оставаясь более высокой. Усиление резонансного КР имело избирательный характер. Оно было связано с рассеянием на полициклических ароматических группах, преобладающих в структуре пленки *a*-C:H с более узкой оптической щелью.

Ключевые слова: аморфный углерод, серебряные наночастицы, плазмонный резонанс, фотолюминесценция, комбинационное рассеяние.

DOI: 10.21883/OS.2020.03.49070.314-19

Введение

Разработка новых гибридных структур на основе люминесцирующих материалов и плазмонных наночастиц является одним из активно развивающихся направлений фотоники. Связанное состояние экситона и плазмона может вызывать как расщепление Раби, так и способствовать усилению люминесценции [1]. С другой стороны, сочетание слабо люминесцирующих объектов с плазмонными наночастицами может приводить к гигантскому комбинационному рассеянию [2].

В последнее время возник интерес к композитам на основе аморфного углерода и плазмонных наночастиц (НЧ). Au и Ag НЧ встраивались в аморфную углеродную матрицу [3–7], использовались в качестве промежуточного слоя с углеродными пленками различной толщины [8] и осаждались на их поверхность [9–11]. Исследования локализованного поверхностного плазмонного резонанса (LSPR — Localized surface plasmon resonance) наночастиц благородных металлов Au и Ag в гибридных структурах с аморфным углеродом как диэлектрической средой актуально для практических применений как в электронных, так и в фотонных устройствах. Такие гибридные структуры использовались в качестве электродов в суперконденсаторах [12],

антибактериальных материалов [13], в сенсорах [14] и УФ фотоприемниках [15]. Была показана перспективность поверхностного плазмонного усиления фотолюминесценции (ФЛ) пленки аморфного гидрогенизированного углерода (*a*-C:H) с подслоем серебра для светоизлучающих устройств [8].

Оптические свойства *a*-C:H определяются относительным содержанием в их структуре атомов углерода в sp^2 - и sp^3 -гибридизации электронных оболочек, а также связанного водорода. Показатель преломления, поглощение и ширину оптической щели можно варьировать в широких пределах, изменяя условия получения *a*-C:H химическим осаждением паров углеводородов в плазме тлеющего разряда [16]. Это делает такие пленки перспективным материалом для разработки гибридных структур с металлическими наночастицами. Была показана возможность вариации положения и интенсивности пика плазмонного резонанса наночастиц Au и Ag в гибридных структурах с *a*-C:H [9,10]. Экспериментально продемонстрировано многократное плазмонное усиление люминесценции пленок *a*-C:H при осаждении на их поверхность Ag НЧ [11] и получены двойные резонансные спектры в таких структурах [17].

В этой работе основное внимание уделяется особенностям плазмонного усиления ФЛ и КР пленок *a*-C:H в

гибридных структурах с гранулированными серебряными пленками. Для этого проводится сравнение спектров оптической плотности, ФЛ и КР образцов и исследуется влияние на них морфологии наноструктуры пленок Ag и оптической ширины пленок *a*-C:H до и после отжига образцов гибридных структур.

Материалы и методы эксперимента

Пленки *a*-C:H получали химическим осаждением паров толуола в плазме тлеющего разряда на постоянном токе, поддерживаемой магнетронной плазмой локализованной вблизи анода [12]. Пленки осаждались на кварцевые подложки при комнатной температуре. Вариация их оптических свойств осуществлялась путем изменения мощности тлеющего разряда и давления в вакуумной камере. Пленки *a*-C:H осаждались при мощности тлеющего разряда 8 и 1.6 W и давлении в вакуумной камере $4 \cdot 10^{-4}$ и $2 \cdot 10^{-4}$ Torr соответственно. Толщина пленок *a*-C:H составляла ~ 50 nm.

Для контроля изменения оптических свойств *a*-C:H пленок использовались спектры оптической плотности в интервале длин волн 200–1000 nm. E_g прозрачной и поглощающей в видимой области спектра пленок *a*-C:H оценивалась с помощью уравнения Тауца [13] и составила соответственно 2.7 и 0.4 eV.

Гранулированные серебряные пленки получались термическим испарением в вакуумной камере PVD 75 (Kurt J. Lesker Company) при давлении 10^{-7} Torr и комнатной температуре и осаждались на пленки *a*-C:H. Исследования проводились с 4 образцами: N4, W4, N10 и W10. Первая буква обозначает ширину оптической щели пленки *a*-C:H: N (narrow) $E_g = 0.4$ eV и W (wide) $E_g = 2.7$ eV. Цифра обозначает гравиметрическую толщину гранулированной пленки Ag: 4 и 10 nm.

Спектры оптической плотности измерялись спектрофотометром СФ-56 (ЛОМО, Россия). Морфология поверхности пленок Ag изучалась с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver PRO-M (NT-MDT, Россия) в полуконтактном режиме зондом HA_NC с радиусом кривизны менее 10 nm. Спектры комбинационного рассеяния были получены с помощью микроспектрометра „In Via“ (Renishaw, Великобритания), оборудованного многоканальным детектором. Источником возбуждения на длине волны 514 nm являлся Ag^+ ионный лазер. Время накопления составляло 60 s, спектральное разрешение 2 cm^{-1} . Объектив Leica с увеличением $50\times$ и числовой апертурой 0.75 использовался для освещения образца, и рассеянный свет собирался тем же объективом. Спектры фотолюминесценции измеряли с помощью конфокального сканирующего микроскопа LSM 710 на основе штатива Axio Imager Z1 (Carl Zeiss, Германия), используя для возбуждения излучение диодного лазера на длине волны 405 nm.

Результаты и обсуждения

Наноструктура гранулированных серебряных пленок

2D изображения морфологии наноструктуры гранулированных серебряных пленок на поверхности *a*-C:H до и после отжига образцов, полученные с помощью АСМ, показаны на рис. 1. Морфология наноструктуры пленки Ag толщиной 4 nm у образцов N4 и W4 представляет собой плотно упакованные наночастицы Ag полусферической формы как до (рис. 1, *a*), так и после отжига (рис. 1, *c*). Поверхность серебряной пленки толщиной 10 nm у образцов N10 и W10 состоит из плоских агрегатов НЧ (рис. 1, *b*), которые после отжига образуют изолированные НЧ полусферической формы (рис. 1, *d*). При этом существенного влияния свойств пленок *a*-C:H на наноструктуру гранулированных серебряных пленок не наблюдалось.

Локализованный поверхностный плазмонный резонанс в наночастицах Ag на поверхности *a*-C:H

Спектры оптической плотности исследуемых образцов N4 и W4, а также N10 и W10 до и после их отжига при 200°C в течение 10 min показаны на рис. 2, *a* и *b*. Основной пик LSPR в спектрах оптической плотности этих структур связан с возбуждением дипольной моды. Положение полосы плазмонного резонанса сдвигается в коротковолновую область спектра. Интенсивность этой полосы в образцах с прозрачной *a*-C:H пленкой больше, чем в образцах с поглощающей пленкой. Слабые пики в коротковолновой области спектра наблюдаются в спектрах образцов N10 и W10.

Отжиг исследуемых гибридных структур привел к дальнейшему смещению основного плазмонного пика в коротковолновую область в спектрах всех образцов (рис. 2, *a* и *b*). При этом в спектрах образцов N10 и W10 с более толстой серебряной пленкой на рис. 2, *b* наблюдаются две узкие интенсивные полосы. Природа коротковолновой полосы может быть связана как с усилением интенсивности квадрупольной моды, так и с расщеплением Раби в результате сильного экситон-плазмонного взаимодействия в исследуемых гибридных структурах [17]. Это возможно благодаря возбуждению электрон-дырочных пар в *a*-C:H широком интервале длин волн.

Как известно, положение плазмонного пика может зависеть от размера и формы НЧ и показателя преломления окружающей их диэлектрической среды [18,19]. Эллипсометрические исследования пленки *a*-C:H, полученной из паров толуола, показали, что для нее характерна нормальная дисперсия показателя преломления и коэффициента экстинкции в видимой области спектра, которая не изменялась в результате отжига

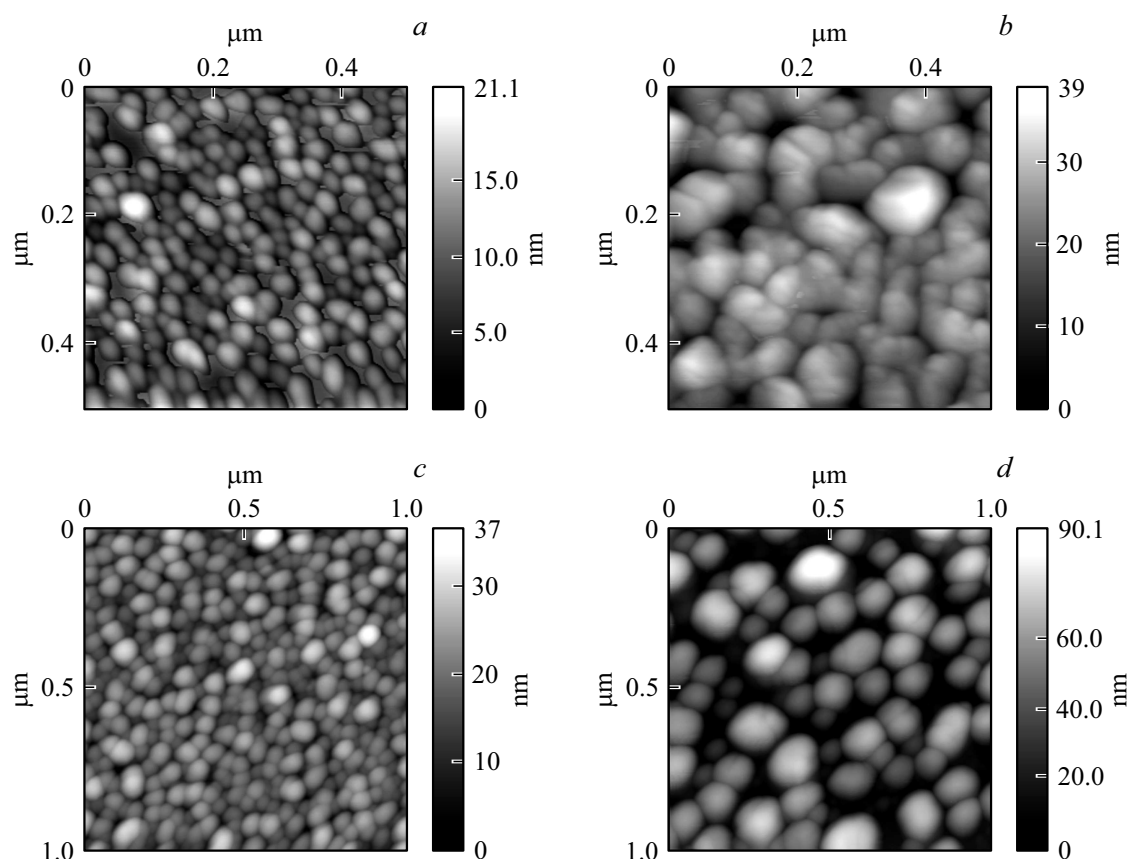


Рис. 1. 2D изображения в АСМ наноструктуры гранулированных серебряных пленок с гравиметрической толщиной 4 нм (*a, c*) и 10 нм (*b, d*), осажденных на поверхность пленок *a*-С:Н до и после отжига образцов 10 min при 200°C.

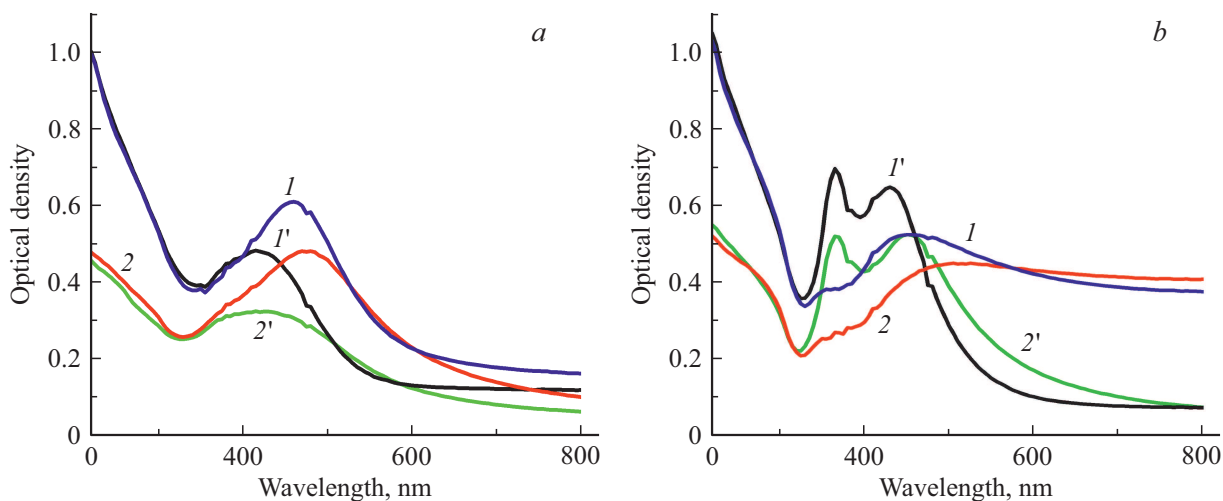


Рис. 2. Спектры оптической плотности гранулированных серебряных пленок, осажденных на поверхность пленок *a*-С:Н с $E_g = 2.7$ eV (*1*) и $E_g = 0.4$ eV (*2*) до и после их отжига (*1', 2'*) 10 min при 200°C. *a* — для W4 и N4 образцов с гравиметрической толщиной пленки серебра 4 нм; *b* — для образцов W10 и N10 с гравиметрической толщиной пленки серебра 10 нм.

при 300°C [20]. Изменение показателя преломления у таких пленок от 1.8 до 1.6 при вариации условий осаждения [21] коррелирует с увеличением ширины их оптической щели [16]. Таким образом, смещение пика в спектрах образцов W4 и W10 по сравне-

нию со спектрами образцов N4 и N10 можно объяснить уменьшением показателя преломления пленок *a*-С:Н и увеличением их E_g . В то время как усиление интенсивности и образование двойных плазмонных спектров может быть связано с изменением на-

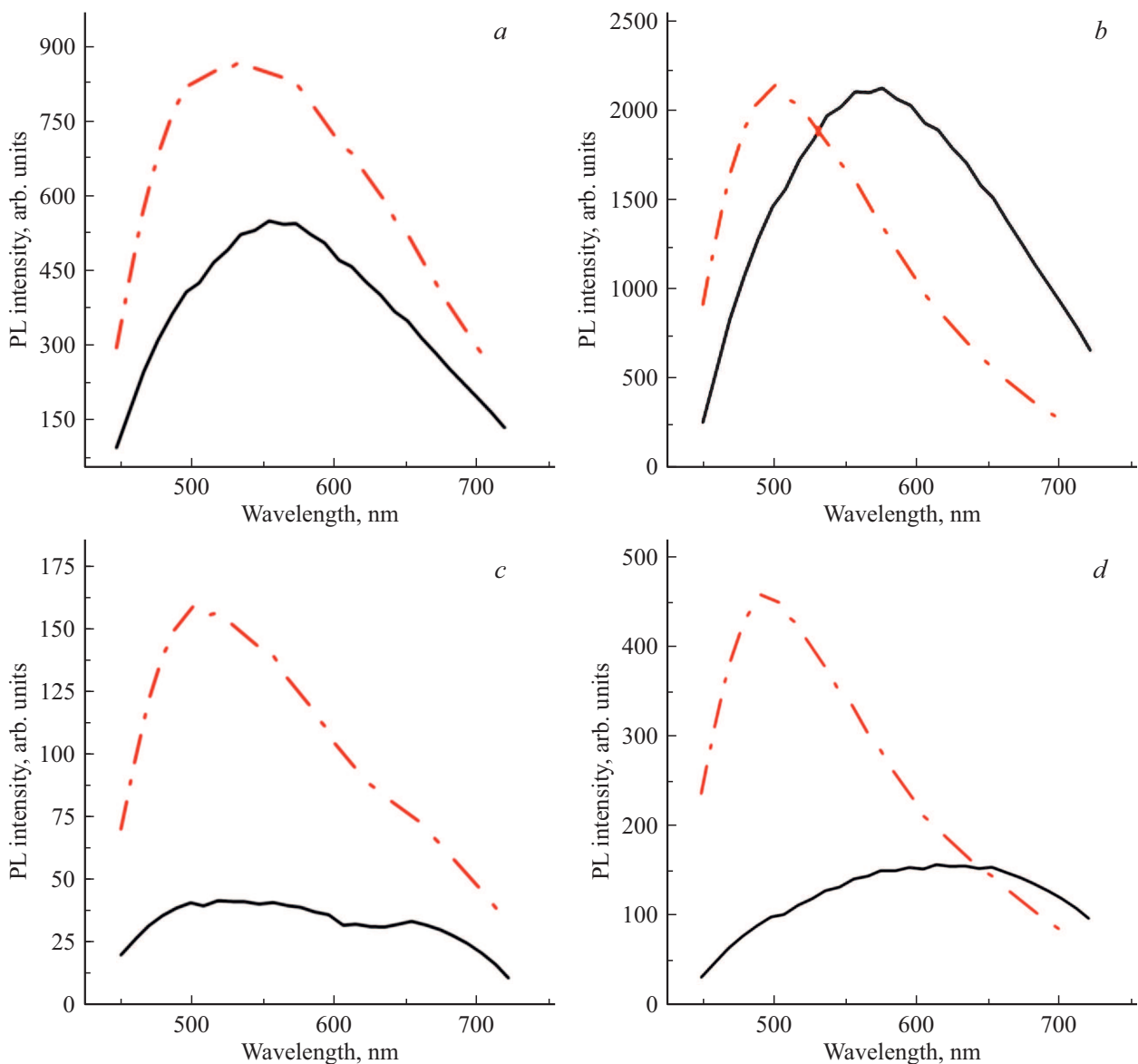


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции гибридных структур на основе тонких пленок *a*-С:Н, покрытых гранулированной серебряной пленкой толщиной 4 и 10 нм, до (сплошные линии) и после (штрихпунктирные линии) отжига образцов при 200°C 10 min. *a* и *b* — спектры образцов W4 и W10; *c* и *d* — спектры образцов N4 и N10. Длина волны возбуждения спектров 405 нм.

ноструктуры пленки Ag толщиной 10 нм после отжига образцов.

Усиление фотолюминесценции пленок *a*-С:Н возбуждением плазмонов в наночастицах Ag на их поверхности

Как известно, спектры фотолюминесценции *a*-С:Н имеют широкую спектральную полосу в видимой области [22]. У образцов исследуемых гибридных структур ФЛ наблюдалась в интервале от 450 до 750 нм, как можно видеть на рис. 3. Первоначальная интенсивность ФЛ гибридных структур была больше у образцов W4

и W10 на основе прозрачной пленки *a*-С:Н с широкой оптической щелью (рис. 3, *a*), чем у образцов N4 и N10 на основе поглощающей *a*-С:Н с узкой щелью (рис. 3, *c*).

После отжига образцов гибридных структур интенсивность ФЛ в спектре образца W4 увеличилась в 1.5 раза (рис. 3, *a*). Однако она практически не изменилась у образца W10 (рис. 3, *b*). Более существенные изменения ФЛ наблюдаются в спектрах образцов N4 (рис. 3, *c*) и N10 (рис. 3, *d*) на основе *a*-С:Н с узкой оптической щелью и слабой люминесценцией. У образца N4 интенсивность ФЛ увеличилась в 3.8 раза, а у образца N10 в 2.9 раза. Отжиг образцов привел к асимметрии спектров ФЛ у всех исследованных образцов в результате смещения максимумов в коротковолновую область. Для

Параметры полос D и G в КР-спектрах пленок a -С:Н с $E_g = 2.7$ eV и $E_g = 0.4$ eV до и после отжига образцов W4 и N4

Образцы	N4			W4		
Параметры полос	Положение максимума, cm^{-1}	FWHM, cm^{-1}	Интегральная интенсивность, cm^{-1}	Положение максимума, cm^{-1}	FWHM, cm^{-1}	Интегральная интенсивность, cm^{-1}
Исходные						
D	1387	303	$10 \cdot 10^4$	1352	221	$19 \cdot 10^4$
G	1566	153	$16 \cdot 10^4$	1545	166	$44 \cdot 10^4$
$I_{D/G}$			0.625			0.43
После отжига						
D	1391	317	$19.5 \cdot 10^5$	1367	229	$74 \cdot 10^4$
G	1581	122	$10 \cdot 10^5$	1556	157	$13 \cdot 10^5$
$I_{D/G}$			2			0.57

образцов W4 и N4 он составил 36 и 41 nm, а для образцов W10 и N10 на 77 и 150 nm соответственно. Положение максимума интенсивности ФЛ в отожженных образцах было около 500 nm, что указывает на более вероятное плазмонное усиление ФЛ на этой длине волны. Стоит заметить, что интенсивность ФЛ в гибридных структурах с более толстыми серебряными пленками существенно была выше как до, так и после отжига образцов.

Излучающими центрами в a -С:Н являются электронно-дырочные пары, локализованные в π -связанных кластерах, состоящих из ароматических колец и алифатических цепей с сопряженными кратными связями. Эти кластеры беспорядочно распределены в sp^3 связанной матрице. Увеличение размеров π -кластеров приводит к увеличению плотности π - и π^* -состояний в внутри $\sigma-\sigma^*$ оптической щели a -С:Н. Чем меньше размер π -кластера, тем выше энергия $\pi-\pi^*$ -перехода [23]. Ширина оптической щели пленок a -С:Н определяется наименьшей энергией $\pi-\pi^*$ перехода. Формирование непрерывных спектров ФЛ пленок a -С:Н происходит в результате перекрытия полос поглощения отдельных π -кластеров с разными энергиями $\pi-\pi^*$ переходов.

В структуре a -С:Н с узкой оптической щелью размер π -кластеров больше, чем в пленках с более широкой оптической щелью. Кроме того, вероятность появления дефектных состояний внутри оптической щели из-за уменьшения содержания связанного водорода и образования в результате этого оборванных связей в них больше. Для этих пленок характерна делокализация π -электронов, что повышает вероятность безызлучательной рекомбинации электрон-дырочных пар. В то время как в прозрачной пленке с широкой оптической щелью из-за малых размеров кластеров и локализации в них π -электронов более вероятна излучательная рекомбинация электрон-дырочных пар.

Таким образом, на усиление интенсивности ФЛ a -С:Н в тонкопленочных структурах с НЧ Ag могут влиять два основных фактора. Первый — это наноструктура гранулированной серебряной пленки на поверхности a -С:Н.

Размер наночастиц Ag определяет глубину проникновения затухающей волны возбужденного в них плазмона. При этом усиление люминесценции в подобных структурах может происходить как за счет увеличения сечения поглощения, так и за счет эффекта Парселла. Вторым фактором является электронная структура a -С:Н, зависящая от размера π -кластеров и локализации в них π -электронов. Об этом свидетельствует неодинаковая интенсивность ФЛ пленок a -С:Н с разной шириной оптической щели, а также ее изменения после отжига образцов гибридных структур с одинаковой толщиной серебряных пленок.

Из-за разной ориентации π -кластеров в структуре a -С:Н пленки и энергий $\pi-\pi^*$ -переходов возможно избирательное взаимодействие экситонов, возбуждаемых в них, с плазмонами, возбуждаемыми в НЧ Ag на их поверхности. Связывание экситонов и плазмонов, возбужденных на одной длине волны, может также способствовать увеличению интенсивности ФЛ. Несмотря на уменьшение оптической плотности, после отжига образцов N4 и N10 с низкоэффективной исходной люминесценцией a -С:Н (рис. 1, a, b) их ФЛ увеличилась значительно (рис. 3, c, d).

Усиление комбинационного рассеяния пленок a -С:Н при возбуждении плазмонов в наночастицах Ag на их поверхности

Возбуждение комбинационного рассеяния в исследуемых образцах на длине волны 514 nm вызвало сильный фон люминесценции и засветку спектров у образцов W10 и N10. В КР-спектрах образцов гибридных структур W4 и N4 наблюдается широкая полоса в интервале 1100–1800 cm^{-1} . Эта полоса характерна для спектров аморфного углерода, и ее условно можно разложить на две полосы гауссова типа, как показано на рис. 4.

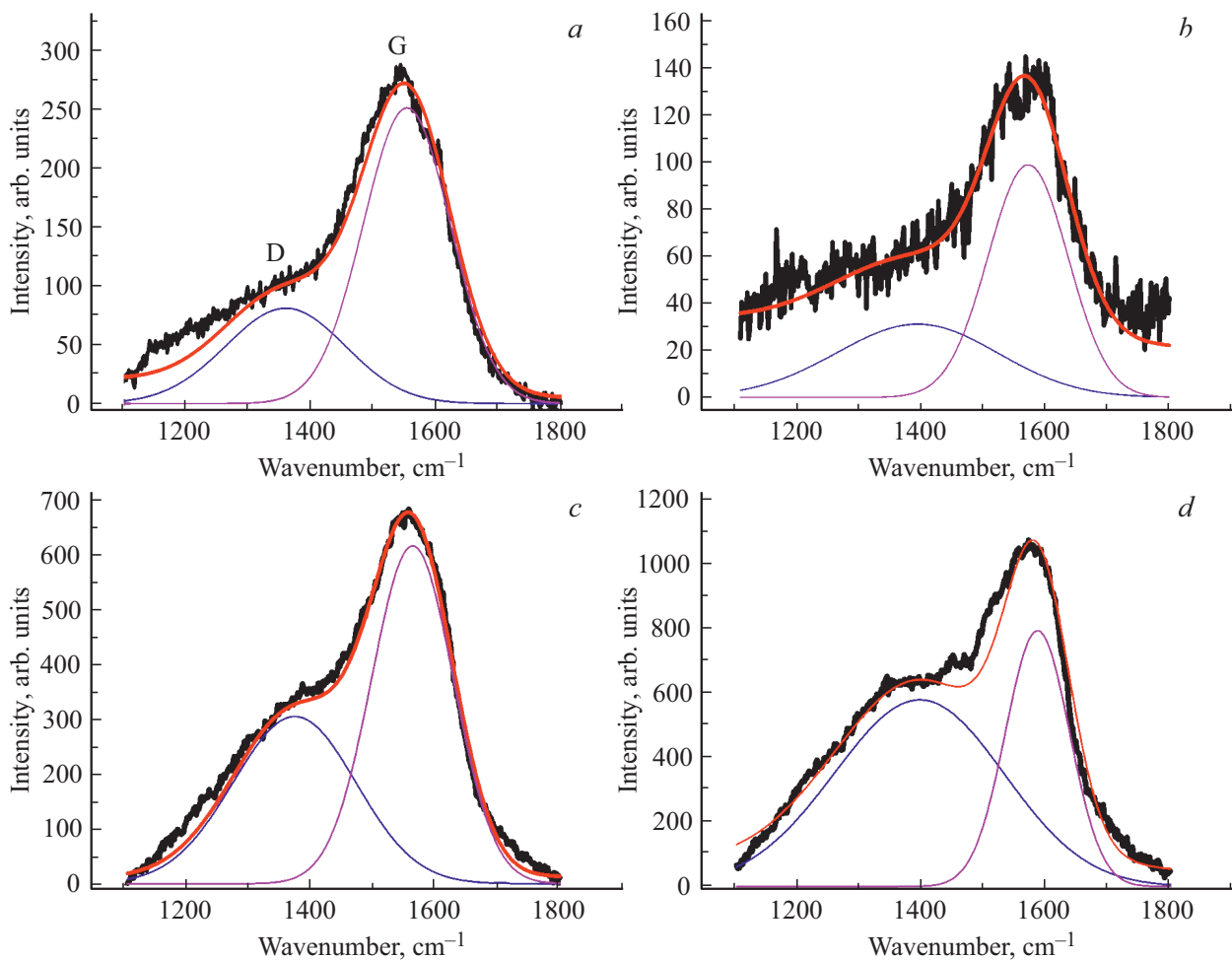


Рис. 4. КР спектры гибридных структур на основе *a*-С:Н пленок, покрытых гранулированной серебряной пленкой с гравиметрической толщиной 4 nm, до и после отжига при 200°C в течение 10 min образцов W4 с $E_g = 2.7$ eV (a и c) и N4 с $E_g = 0.4$ eV (b и d). Длина волны возбуждения 514 nm.

Низкочастотную полосу в спектрах аморфного углерода принято обозначать, как полоса *D*, а высокочастотную, как полоса *G*. В таблице приведены положения максимумов, ширина спектральной полосы (FWHM — full width at half maximum) и интегральная интенсивность полос *D* и *G*, а также их отношение, полученное при разложении спектров КР образцов W4 и N4 до и после их отжига.

Положение максимумов полос у образца N4 смещено в область более высоких частот по сравнению с образцом W4. При этом отношение интегральных интенсивностей полос *D* и *G* больше у образца N4, как видно из таблицы. После отжига наблюдается bathochromic сдвиг положения максимумов полос. Если у образца N4 отношение $I_{D/G}$ увеличилось в два раза, то у образца W4 только на 32% в результате изменения наноструктуры гранулированной пленки Ag после отжига гибридных структур.

В структуре пленок *a*-С:Н могут присутствовать два типа элементов, дающих вклад в их спектры КР. Длин-

ные полиеновые цепи различной длины вносят основной вклад — в интенсивность полосы *G*, а полициклические ароматические группы с различным числом колец вносят вклад в интенсивность полосы *D*. Разброс электронных и колебательных параметров *a*-С:Н связан с различными размерами элементов структуры и неупорядоченным их расположением в sp^3 -матрице. Резонансные условия возбуждения спектров КР приводят к избирательному усилению рассеяния на частотах тех элементов, для которых эти условия оптимальны [24].

Интегральная интенсивность полосы *D* в спектре КР увеличилась примерно в 20 раз у образца N4 после отжига (таблица). Это связано с более эффективным резонансным рассеянием на полициклических группах в структуре *a*-С:Н в результате взаимодействия с плазмонами, возбуждаемыми в Ag НЧ на их поверхности. В то же время у образца W4 наблюдается усиление интегральной интенсивности полосы *G* в 3 раза (таблица). Учитывая тот факт, что структурные изменения в пленках *a*-С:Н маловероятны при температуре отжига

200°C, можно предположить, что усиление интенсивности спектров КР связаны с возбуждением плазмонов в Ag НЧ.

Усиление комбинационного рассеяния зависит от наноструктуры серебряной пленки на поверхности пленок *a*-С:Н, когда частота падающего излучения или рассеянного света перекрывает резонансную частоту электронов проводимости в ней. В этом случае коллективные колебания электронов, возбуждаемые в плазмонных наночастицах, генерируют электромагнитное поле, усиливающее поле падающего/рассеянного сигнала. Более значительное усиление КР наблюдается в образце N4 на основе пленки *a*-С:Н с узкой оптической щелью (рис. 4, *c*). Это можно объяснить избирательным усилением резонансного комбинационного рассеяния на полициклических ароматических группах, преобладающих в структуре *a*-С:Н пленки.

Заключение

Изменения в спектрах оптической плотности, фотолюминесценции и КР гибридных тонкопленочных структур на основе *a*-С:Н и гранулированных серебряных пленок до и после отжига образцов при 200°C были исследованы. Формирование двух интенсивных узких резонансных плазмонных полос в спектрах наблюдалось в результате изменения наноструктуры пленок Ag толщиной 10 nm после отжига образцов. Это способствовало более эффективному плазмонному усилению спектров ФЛ слаболюминесцирующих образцов на основе *a*-С:Н с узкой оптической щелью. Причиной этого может быть образование связанных экситонов и плазмонов в таких структурах, возбуждаемых на одной длине волны. Плазмонное усиление резонансного КР имело избирательный характер. Интегральная интенсивность полосы *D* увеличилась в ~ 20 раз в спектре КР образца с поглощающей пленкой *a*-С:Н, покрытой пленкой Ag толщиной 4 nm, после его отжига. Это свидетельствует об усилении комбинационного рассеяния на полициклических ароматических группах, преобладающих в структуре этой пленки *a*-С:Н. В образцах с пленкой Ag толщиной 10 nm наблюдался интенсивный фон люминесценции. Полученные результаты свидетельствуют о возможности направленного усиления интенсивности ФЛ и КР пленок *a*-С:Н в гибридных структурах с гранулированными серебряными пленками для создания фотонных устройств на их основе.

Благодарности

Авторы выражают благодарность И.А. Гладских, К.В. Богданову, П.С. Парфенову и В.В. Захарову за помощь в проведении измерений.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Manuel A.P., Kirkey A., Mahdiaand N., Shankar K. // J. Mater. Chem. C. 2019. V. 7. P. 1821–1853. doi 10.1039/c8tc05054f
- [2] Chu Y., Banaee M.G., Crozier K.B. // ACS Nano. 2010. V. 4. N 5. P. 2804–2810. doi 10.1021/nn901826q
- [3] Paul R., Hussain S., Pal A.K. // Appl. Surf. Sci. 2009. V. 255. P. 8076–8083. doi 10.1016/j.apsusc.2009.05.018
- [4] Talu S., Bramowicz M., Kulesza S., Solaymani S., Shafikhani A., Ghaderi A., Ahmadiraded M. // Ind. Eng. Chem. Res. 2015. V. 54. N 33. P. 8212–8218. doi 10.1021/acs.iecr.5b02449
- [5] Ghosh B., Guzmán-Olivos F., Espinoza-González R. // J. Mater. Sci. 2017. V. 52. P. 218–228. doi 10.1007/s10853-016-0324-7
- [6] Tamulevičius S., Meskinis S., Tamulevičius T., Rubahn H.-G. // Rep. Prog. Phys. 2018. V. 81. P. 024501 (31). doi 10.1088/1361-6633/aa966f
- [7] Gholamali H., Shafiekhani A., Darabi E., Elahi S.M. // Results in Physics. 2018. V. 8. P. 336–340. doi 10.1016/j.rinp.2017.12.033
- [8] Li Z., Li X., Ren Z., Gao Q., Zhang X., Han G. // Opt. Express. 2011. V. 19. N 19. P. 17935–17943. doi 10.1364/OE.19.017935
- [9] Коншина Е.А., Щербинин Д.П., Аббод М.М., Гладских И.А. // Опт. и спектр. 2018. Т. 125. N 2. С. 274–276; Konshina E.A., Shcherbinin D.P., Abboud M.M., Gladskikh I.A. // Opt. Spectrosc. 2018. V. 125. N 2. P. 290–292. doi 10.1134/S0030400X18080155
- [10] Konshina E.A., Shcherbinin D.P., Abboud M.M., Bogdanov K.V., Gladskikh I.A., Polischuk V.A. // App. Surf. Sci. 2019. V. 471. P. 652–657. doi 10.1016/j.apsusc.2018.12.078
- [11] Konshina E.A., Abboud M.M., Shcherbinin D.P., Gladskikh I.A., Zakharov V.V., Parfenov P.S. // Diam. Relat. Mater. 2019. V. 98. P. 107470. doi 10.1016/j.diamond.2019.107470
- [12] Dai E., Xu J., Qiu J., Liu S., Chen P., Liu Y. // Sci. Rep. 2017. V. 7. N 1. P. 12588. doi 10.1038/s41598-017-12733-5
- [13] Anjana P.M., Bindhu M.R., Umadevi M., Rakhi R.B. // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 479. P. 96–104. doi 10.1016/j.apsusc.2019.02.057
- [14] Ghodselahi T., Neishaboorynejad T., Arsalani S. // Appl. Surf. Sci. 2015. V. 343. P. 194–201. doi 10.1016/j.apsusc.2015.01.219
- [15] Chang X., Wang Y.F., Zhang X., Liu Z., Fu J., Zhao D., Wang H.X. // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 464. P. 455–457. doi 10.1016/j.apsusc.2018.09.087
- [16] Konshina E.A. // Crystalline and Non-crystalline Solids. InTech, 2016. P. 126. doi 10.5772/62704
- [17] Shcherbinin D.P., Konshina E.A., Abboud M.M., Gladskikh I.A., Vartanyan T.A., Parfenov P.S. // J. Moden Opt. 2019. V. 66. P. 1889–1895. doi 10.1080/09500340.2019.1683241
- [18] Noguez C. // Opt. Mater. 2005. V. 27. N 7. P. 1204–1211. doi 10.1016/j.optmat.2004.11.012

- [19] *Noguez C.* // J. Phys. Chem. C. 2007. V. 111. N 10. P. 3806–3819. doi 10.1021/jp066539m
- [20] *Толмачев В.А., Щербинин Д.П., Коншина Е.А.* // Опт. и спектр. 2019. Т. 127. В. 5. P. 846–850. *Tolmachev V.A., Konshina E.A., Shcherbinin D.P.* // Opt. Spectr. 2019. V. 127. N 5. P. 919–923. doi 10.21883/OS.2019.11.48526.197-19
- [21] *Tolmachev V.A., Konshina E.A.* // Diam. Relat. Mater. 1996. V. 5. N 12. P. 1397–1401. doi 10.1016/S0925-9635(96)00551-1
- [22] *Godet C., Heitz T., Dravillon B., Boureé J.E.* // Int. J. Mod. Phys. B. 2000. V. 20. P. 1701–1717. doi 10.1142/S0217979200001795
- [23] *Füle M., Budai J., Tóth S., Veres M., Koós M.* // J. Non-Cryst. Solids. 2006. V. 352. P. 1340–1343. doi 10.1016/j.jnoncrysol.2005.11.087
- [24] *Баранов А.В., Коншина Е.А.* // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. С. 856–860; *Baranov A.V., Konshina E.A.* // Opt. Spectrosc. 1988. V. 65. P. 506–509.