

Оптические свойства пленок аморфного углерода, выращенного при магнетронном распылении графита

© В.И. Иванов-Омский, А.В. Толмачев, С.Г. Ястребов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 31 мая 2000 г. Принята к печати 1 июня 2000 г.)

Методы эллипсомерии и спектрофотометрии в видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазонах (1.5–5.6 эВ) применены для изучения термической стабильности аморфного углерода (a -C и a -C:H). С использованием анализа Крамерса–Кронига была получена и проанализирована диэлектрическая функция аморфного углерода. Показано, что применение существующих подходов к анализу полученных данных для образцов, подвергнутых термическому воздействию, не является достаточным. Проведен анализ формы края фундаментального поглощения с учетом коллективных явлений в наноразмерных фрагментах графитоподобной составляющей структуры аморфного углерода. Показано, что существует два типа графитоподобных кластеров, вносящих вклад в спектральную зависимость края собственного поглощения и претерпевающих модификацию при термическом воздействии.

Введение

Тонкопленочные покрытия на базе аморфного углерода обладают высокой твердостью, износоустойчивостью, химической стойкостью и привлекательны с точки зрения многочисленных технических приложений [1–3]. В зависимости от условий синтеза аморфный углерод классифицируют по содержанию в нем водорода. Обычно для аморфного углерода, полученного с использованием водорода, применяется обозначение a -C:H, в то время как для материала, полученного без водорода, a -C. Ввиду примечательных свойств этот материал активно используется в различных технических областях, включая электронику. Уникальные возможности углерода образовывать различные аллотропные формы или модификации определяют его структуру. Известно, что структура и, следовательно, свойства пленок аморфного углерода определяются методом их приготовления [1–3]. Оптическая спектроскопия пленок аморфного углерода позволяет выявлять связь микроструктуры материала с особенностями в оптических спектрах и исследовать влияние на микроструктуру условий получения материала и температурного воздействия [4–8].

Об оптических свойствах пленок аморфного углерода, выращенных магнетронным распылением графита, сообщалось ранее [8,9], однако с тех пор многие представления о их структуре претерпевали значительные изменения. В последнее время получил развитие квантово-размерный подход к описанию вклада отдельных структурных элементов в электронное строение аморфного углерода и, как следствие, к описанию его оптических свойств [4,7,9,10]. Согласно этим представлениям, основой материала являются структурные элементы нанометровых размеров, содержащие углерод в sp^2 - и sp^3 -гибридных состояниях — графитоподобные и алмазоподобные фрагменты (кластеры). Такие фрагменты впервые наблюдались прямым методом с использованием просвечивающей электронной микроскопии в

работе [10]. Форму и положение края оптического поглощения определяют графитоподобные нанокластеры. При этом, если полуметаллический электронный спектр высокоориентированного графита определяется практически бесконечным размером графеновых плоскостей, то в случае ограниченных размеров графитоподобных нанокластеров в a -C:H и a -C материал представляет собой типичный аморфный полупроводник.

Отметим в связи с этим, что известная неопределенность моделей края оптического поглощения аморфных веществ, положенных в основу диагностики материала оптическими методами, требует существенных дополнений. Обычно для большинства аморфных материалов оптическая диагностика основывается на соответствии частотной зависимости коэффициента поглощения формуле Тауца [11,12] и оценке соответствующего энергетического параметра, называемого краем Тауца или оптической щелью E_g . Существует также ряд других экстраполяционных формул, применяемых для анализа спектров [5,12]. В результате анализа оптических спектров накоплен обширный экспериментальный материал по связи микроскопической структуры аморфного углерода и величин E_g [3,6,8,10,13]. Однако важно отметить, что во всех цитируемых работах край поглощения предполагался сформированным только межзонными переходами, роль которых играют переходы типа НОМО–LUMO в наноразмерных элементах структуры аморфного углерода с sp^2 -связями. Мы покажем, что в случае аморфного углерода, особенно подвергнутого термической обработке, этот подход не является достаточным. В работе будет показано, что существенный вклад в поглощение света аморфным углеродом вносят коллективные электронные эффекты, возникающие в наноразмерных фрагментах структуры аморфного углерода, содержащих sp^2 -гибридизованные атомы углерода.

Соотношение в a -C и a -C:H двух аллотропных модификаций углерода (sp^2 - и sp^3 -гибридизованного углерода) определяется условиями его приготовления и, в част-

ности, содержанием водорода в пленке. В работах [14,15] с помощью методов инфракрасной спектроскопии и ультрафиолетового резонансного рамановского рассеяния исследовалось поведение водорода при отжиге пленок $a\text{-C:H}$. Показано, что водород, ковалентно связанный с тетраэдрическим углеродом, в процессе отжига претерпевает модификацию, обратимо переходя из связанного состояния в квазисвободное. Оценена энергия активации такого процесса: 0.5 ± 0.3 эВ. Естественно предположить, что переход водорода из одного состояния в другое может сопровождаться перестройкой электронной структуры покидаемого им графитоподобного кластера, приводя к рождению или гибели в нем одного или нескольких π -электронов. Поэтому естественно предположить, что уход водорода может модифицировать край собственного поглощения аморфного углерода. Это предположение подкрепляется данными работ [16,17], в которых при исследовании зависимости оптических спектров от температуры отжига наблюдалось, начиная с некоторой критической температуры, уменьшение E_g . Для пленок, полученных в различных технологических режимах, значения этой критической температуры различны и лежат в интервале $T_a = 300\text{--}450^\circ\text{C}$. В настоящей работе из анализа оптических данных будет построена зависимость числа π -электронов в графитоподобных кластерах от температуры отжига и будет показано, что число π -электронов от температуры изменяется активационным образом. Будет проведено сравнение двух типов зависимостей — для образцов, получаемых с помощью ионно-плазменного распыления графита в атмосфере аргоновой ($a\text{-C}$) и аргоно-водородной плазмы ($a\text{-C:H}$). Сравнение результатов эксперимента и литературных данных позволит выяснить роль и механизм влияния водорода на формирование края оптического поглощения.

Методика эксперимента

Слои аморфного углерода были получены распылением графитовой мишени с помощью магнетрона постоянного тока с последующим осаждением на подложки из плавленого кварца. В качестве рабочего газа использовалась смесь, состоящая из водорода и аргона (1:4), для получения пленок $a\text{-C:H}$ и атмосфера чистого аргона для получения пленок $a\text{-C}$. Температура подложки в процессе роста составляла 200°C , давление газа в рабочей камере составляло $8\text{--}9$ мТорр, мощность магнетрона поддерживалась на уровне 0.36 кВт. Время роста пленок $a\text{-C}$ и $a\text{-C:H}$ было выбрано 40 и 30 мин соответственно, что обеспечило толщину 770 и 740 Å.

В видимой области спектра пропускание пленок, осажденных на плавленый кварц, измерялось в диапазоне длин волн $\lambda = 200\text{--}850$ нм на двухлучевом спектрофотометре "Hitachi U-3410". Величина светового пятна на образце составляла 0.5×0.5 см². Эллипсометрические исследования были проведены при помощи эллипсометра ЛЭФ-3М на энергии фотонов $\hbar\omega = 1.96$ эВ в

геометрии на отражение. Выращенные пленки подвергались серии последовательных изохронных (1 ч) отжигов в вакууме (остаточное давление 1 мТорр) в интервалах температур $T_a = 260\text{--}475^\circ\text{C}$. Спектральные и эллипсометрические измерения проводились на воздухе непосредственно после каждого отжига. По данным эллипсометрии параметры отожженных пленок после нахождения на воздухе в течение месяца не изменялись.

Результаты и их обсуждение

Зависимость толщины пленки от температуры отжига, восстановленная из эллипсометрических измерений [18], приведена на рис. 1. Из рисунка видно, что для пленки $a\text{-C}$ зависимость толщины пленки от температуры имеет вид кривой с максимумом вблизи $T_a = 360^\circ\text{C}$, в то время как толщина пленки $a\text{-C:H}$ от температуры отжига монотонно уменьшается. Можно предположить, что за такую зависимость толщины пленки от температуры отжига ответственны 2 процесса, имеющих место при отжиге: термическая релаксация внутренних напряжений в пленке и термически индуцированный переход sp^3 - в sp^2 -фазу. Наличие водорода в структуре пленки, как известно [1], снимает внутренние напряжения, и поэтому очевидно, что в пленке $a\text{-C:H}$ влияние первого процесса должно быть заметно слабее, чем в $a\text{-C}$. Что касается второго процесса, то его ход, по-видимому, не зависит от содержания водорода в пленке. Сближение при высоких температурах кривых на рис. 1 подразумевает, что при этих температурах водород не оказывает существенного влияния на ход обоих процессов, поскольку при этих температурах связанное состояние водорода в $a\text{-C:H}$ практически исчезает [15], а внутренние напряжения в пленке $a\text{-C}$ полностью релаксируют. Отметим также, что показатель преломления и коэффициент экстинкции как $a\text{-C}$, так и $a\text{-C:H}$ монотонно возрастают с ростом температуры отжига.

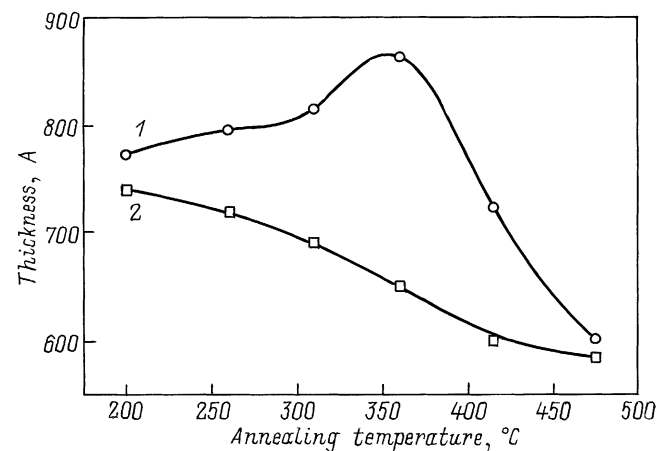


Рис. 1. Зависимость толщины образцов $a\text{-C}$ (1) и $a\text{-C:H}$ (2) от температуры отжига.

Для более подробного выяснения влияния отжига на структуру пленок аморфного углерода рассмотрим дисперсию диэлектрической проницаемости пленок. Построение дисперсионных кривых для диэлектрических функций проводилось из спектров пропускания пленок с помощью данных эллипсометрии, как описано в работе [7]. Согласно этому подходу, выражение для усредненного по интерференционным экстремумам коэффициента пропускания $\langle T \rangle$ можно записать в виде

$$\langle T \rangle = n_3 \frac{|t_{12}|^2 |t_{23}|^2 x}{1 - |r_{12}|^2 |t_{23}|^2 x^2}, \quad (1)$$

где $x = \exp(-4\pi kd/\lambda)$, t_{12}, r_{12} — коэффициенты Френеля для пропускания и отражения на границе воздух-пленка, t_{23}, r_{23} — коэффициенты Френеля на границе пленка-подложка, λ — длина волны, k — коэффициент экстинкции пленки, d — толщина пленки, n_3 — показатель преломления подложки. Выражение (1), с учетом определенных из эллипсометрических измерений значений толщин пленок, показателя преломления и коэффициента экстинкции на длине волны гелий-неонового лазера, было использовано для получения зависимости коэффициента экстинкции от длины волны. Отметим, что при обработке спектров интерференцией можно пренебречь, поскольку толщины пленок малы [18]. Для получения зависимостей показателя преломления от длины волны использовалось соотношение Крамерса-Кронига [19]. На основании спектральных зависимостей показателя преломления и коэффициента экстинкции были получены спектральные зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости $\varepsilon''(\hbar\omega)$, которые изображены на рис. 2, 3. Из рис. 2 видно, что мнимая часть диэлектрической проницаемости ε'' пленки a-C:H монотонно зависит от энергии $\hbar\omega$ для низких температур отжига, а при некоторой температуре в спектре появляется особенность, становящаяся интенсивнее и смещающаяся в низкоэнергетичную часть спектра с ростом температуры отжига. Аналогично ведет себя зависимость для a-C (рис. 3).

Проведем анализ частотной зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости. Известно, что основным параметром, характеризующим оптические свойства пленок аморфных материалов, является край оптического поглощения E_g [11,12], который описывается известным соотношением Тауца [11]

$$(\hbar\omega\alpha)^{1/2} = G(\hbar\omega - E_g). \quad (2)$$

Здесь $\hbar\omega$ — энергия фотона, E_g — оптическая ширина щели, α — коэффициент поглощения, G — постоянная. Это соотношение обычно применяется для аморфных веществ, поскольку экспериментальная зависимость, как правило, является монотонной в широком спектральном диапазоне [12]. В нашем случае, когда на мнимой части диэлектрической проницаемости появляется особенность, данный подход не является достаточным

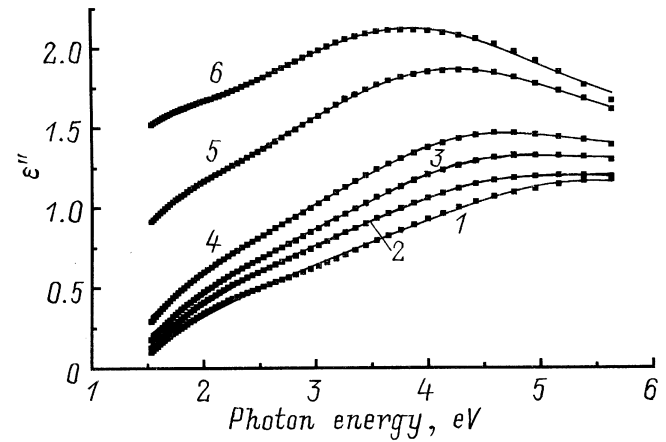


Рис. 2. Спектральная зависимость мнимой части диэлектрической функции ε'' неотожженной пленки a-C:H (1) и отожженной при температуре T_a , °C: 2 — 260, 3 — 310, 4 — 360, 5 — 415, 6 — 475. Точки — экспериментальные данные, кривые — аппроксимация формулой (3).

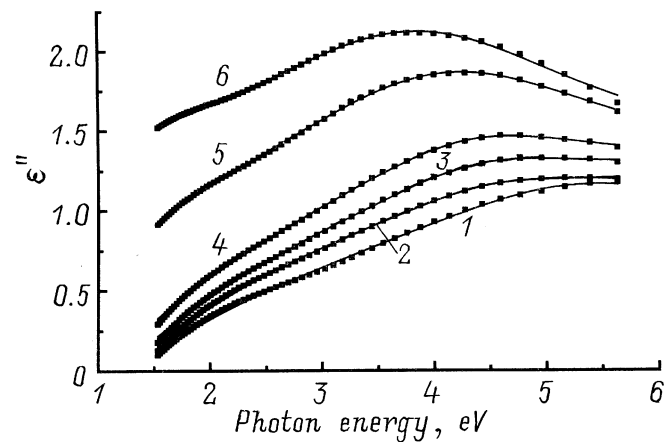


Рис. 3. Спектральная зависимость мнимой части диэлектрической функции ε'' неотожженной пленки a-C (1) и отожженной при температуре T_a , °C: 2 — 260, 3 — 310, 4 — 360, 5 — 415, 6 — 475. Точки — экспериментальные данные, кривые — аппроксимация формулой (3).

и необходимо учитывать влияние различных механизмов поглощения на формирование оптического спектра. В подобных ситуациях многие применяют формулу Тауца, сужая спектральный диапазон. В настоящей работе для описания диэлектрической проницаемости пленок аморфного углерода в широком спектральном диапазоне мы воспользовались свойством аддитивности диэлектрической функции и предлагаем описать мнимую часть диэлектрической функции $\varepsilon''(\omega)$ суммой двух составляющих:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_{opt}^*(\omega) + \varepsilon_L^*(\omega). \quad (3)$$

Первое слагаемое связано с краем межзонного оптического поглощения типа края Тауца и в терминах диэлектрической проницаемости может быть переписано

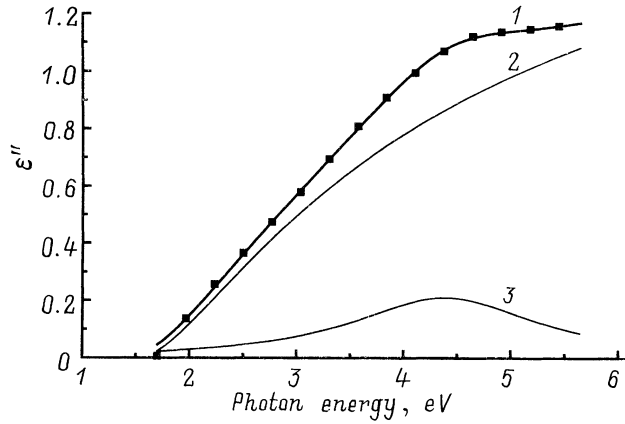


Рис. 4. Разложение спектральной зависимости мнимой части диэлектрической функции ε'' пленки $a\text{-C:H}$ (1), подвергнутой термическому отжигу при температуре 360°C , на составляющие, связанные с краем оптического поглощения $\varepsilon''_{\text{opt}}$ (2) и осциллятором Лоренца ε''_L (3).

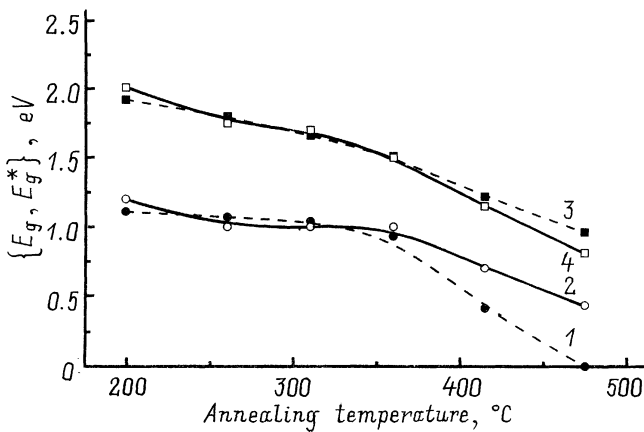


Рис. 5. Зависимость ширины оптической щели от температуры отжига для $a\text{-C}$ (1, 2) и $a\text{-C:H}$ (3, 4). (1, 3) — E_g по формуле Тауца (2), (2, 4) — E_g^* по формуле (4).

из (2) в виде

$$\varepsilon''_{\text{opt}}(\omega) = G_1 [(\hbar\omega - E_g^*)/\hbar\omega]^2. \quad (4)$$

Второе слагаемое связано с поглощением света коллективными колебаниями электронов в графитоподобных фрагментах. Представим второе слагаемое в виде осциллятора Лоренца:

$$\varepsilon''_L(\omega) = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega/\tau}, \quad (5)$$

где ω_0 — собственная частота осциллятора, τ — время релаксации, ω_p — плазменная частота. Ранее осциллятором Лоренца описывался резонанс электронов в медных наноразмерных кластерах [7]. Показано, что такой подход позволяет удовлетворительно описать частотную зависимость диэлектрической функции $a\text{-C:H}$,

модифицированного медью. По-видимому, удовлетворительное согласие эксперимента с простой моделью осциллятора связано с коллективным движением электронов в центрально-симметричном поле графитоподобного кластера.

Проводилась процедура подгонки теоретической функции (3) к экспериментальным данным путем варьирования параметров: E_g^* , G , ω_0 , ω_p , τ . В качестве начального приближения были выбраны параметры E_g^* и G , полученные путем применения формулы (2), в ограниченном спектральном диапазоне, где экспериментальная зависимость соответствует (1). Значение ω_0 определялось из положения максимума лоренциана, а в качестве начального приближения для остальных параметров было взято $\omega_p = \omega_0$, $\tau = 1/\omega_0$.

Данная модель хорошо описывает все полученные нами экспериментальные зависимости для пленок $a\text{-C}$ и $a\text{-C:H}$. Пример расчета по формуле (3) показан на рис. 4. Видно хорошее соответствие теоретической кривой и экспериментальных результатов. Для всех образцов и температур отжига с помощью предложенного метода выполнена процедура наилучшей подгонки диэлектрических проницаемостей к экспериментальным данным по формуле (3). Из рис. 2, 3 видно хорошее соответствие модели экспериментальным данным. Параметры для различных температур отжига приведены в таблице. Для сравнения в таблице приведены значения E_g , рассчитанные по формуле Тауца из низкоэнергетичной части спектра.

На рис. 5 приведены энергии края оптического поглощения E_g и E_g^* , определенные по формулам (2) и (3) соответственно, в зависимости от температуры отжига. Из рисунка видно, что при высоких температурах отжига значения края Тауца, определенные по формулам (2) и (3), существенно различаются. Видно также, что с ростом температуры отжига ширина оптической щели уменьшается. Обычно смещение края поглощения аморфного углерода в сторону низких энергий при от-

Параметры E_g^* , $\hbar\omega_0$, \hbar/τ , $\hbar\omega_p$, G_1 формулы (3) для различных температур отжига T_a и значения E_g , полученные по формуле Тауца (2)

Образец	T_a , °C	E_g^* , эВ	E_g , эВ	$\hbar\omega_0$, эВ	\hbar/τ , эВ	$\hbar\omega_p$, эВ	G_1
$a\text{-C:H}$		2.1	1.92	5.71	2.97	2.24	1.13
	260	1.75	1.8	5.27	2.95	1.77	1.49
	310	1.7	1.66	4.86	2.11	1.19	1.83
	360	1.5	1.51	4.51	2.10	1.39	2.02
	415	1.25	1.22	4.48	4.07	3.18	1.82
	475	0.94	0.96	4.43	5.33	5.25	1.52
$a\text{-C}$		1.2	1.1	5.41	3.40	2.45	1.32
	260	1.0	1.1	4.59	2.06	1.19	1.74
	310	1.0	1.0	4.58	2.48	1.66	1.78
	360	1.0	0.9	4.56	3.01	2.29	1.70
	415	0.7	0.4	4.53	3.91	3.63	1.33
	475	0.43	0	4.34	4.18	3.95	1.20

жиге связывается с перестройкой структуры, в результате которой увеличивается количество π -электронов в графитоподобных фрагментах [4,6,17]. Для определения среднего количества π -электронов N_π в графитоподобных фрагментах можно воспользоваться выражением, связывающим край фундаментального поглощения с числом π -электронов [20],

$$E_g^* = 2\beta(M)^{-0.75}, \quad (6)$$

где β — константа, равная 2.66, а M — число шестиугольных колец в среднем графитоподобном кластере, а переход от M к числу π -электронов N_π осуществляется с помощью выражения Хюккеля [21]

$$N_\pi = 2(2M + 1). \quad (7)$$

Полученная зависимость среднего числа π -электронов от температуры отжига изображена на рис. 6. Вид зависимости был проанализирован в рамках представлений об активационном характере роста числа π -электронов с температурой отжига в пленках аморфного углерода. Учитывая это обстоятельство, по аналогии с работой [14] выражение для активационной зависимости можно записать следующим образом:

$$N_\pi(T) = N_0 \left[1 + C \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \right], \quad (8)$$

где ΔE — энергия активации, T — абсолютная температура, k_B — постоянная Больцмана, C — константа, соответствующая начальной концентрации π -электронов в кластере. Расчет, проведенный с использованием этой формулы для экспериментальных данных, показал, что энергия активации в a -C:H и a -C составляет 0.69 и 0.87 эВ соответственно. Значение для a -C:H с учетом погрешности близко к энергии активации термического перехода водорода из связанного состояния в квазисвободное [14]. Рассмотрим теперь физическую модель осциллятора Лоренца — второе слагаемое в (3).

Из таблицы видно, что положение максимума осциллятора Лоренца систематически сдвигается в область низких частот при увеличении температуры отжига. Такое поведение можно объяснить увеличением амплитуды колебаний электронов в центрально-симметричном поле графитоподобного кластера. Это может быть связано с увеличением размеров кластера. В модели гармонического осциллятора можно грубо оценить его размер по формуле

$$D = 2\sqrt{2\hbar/\omega_0 m}, \quad (9)$$

где ω_0 — собственная частота осциллятора, \hbar — постоянная Планка, $m = 0.2m_0$ — эффективная масса электрона [22].

Количество углеродных колец в таком графитовом фрагменте можно получить, оценив количество вписанных гексагонов в окружность диаметра D . В этом приближении количество углеродных колец размера

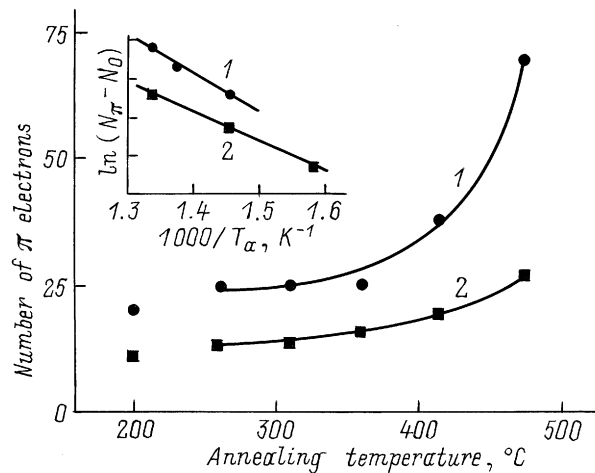


Рис. 6. Среднее количество π -электронов в графитоподобных фрагментах 1-го типа в пленках a -C (1) и a -C:H (2) в зависимости от температуры отжига. Вставка иллюстрирует активационный характер зависимости изменения числа π -электронов с температурой отжига T_a .

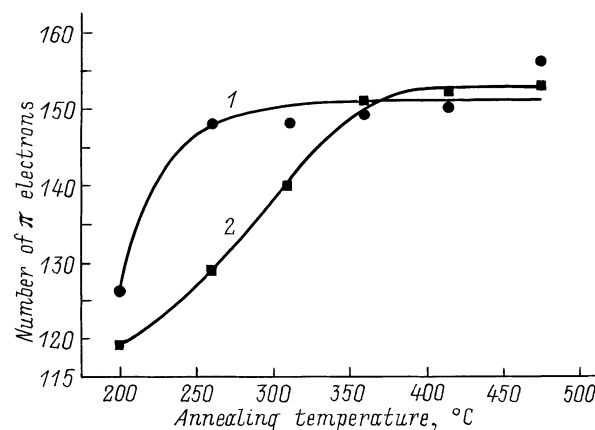


Рис. 7. Среднее количество π -электронов в графитоподобных фрагментах 2-го типа в пленках a -C (1) и a -C:H (2) в зависимости от температуры отжига.

$a = 2.8 \text{ \AA}$, содержащихся в объемном кластере размера D , определяется по формуле $M = 2\pi D^2/\sqrt{3}a^2$. Число π -электронов в таких кластерах можно оценить по формуле (7). Полученная зависимость среднего количества π -электронов в sp^2 -кластере от температуры отжига представлена на рис. 7. Зависимость имеет вид кривой с насыщением, что свидетельствует о кинетических ограничениях, накладываемых на их рост. Из сравнения рис. 6 и 7 видно, что имеются два типа графитовых фрагментов, формирующих спектр в области края фундаментального оптического поглощения в a -C:H и a -C. Кластеры с небольшим числом π -электронов формируют собственно край фундаментального поглощения, а кластеры с большим числом π -электронов формируют особенность в области 4.5–5.5 эВ.

Заключение

1. В случае появления на спектре поглощения аморфного углерода особенности стандартный подход к определению энергии края оптического поглощения по формуле Тауца оказывается неадекватным, и необходимо учитывать вклад коллективных электронных явлений в графитоподобных фрагментах.

2. Толщина пленок a -C и a -C:H с отжигом ведет себя по-разному, что, по-видимому, связано со снятием при отжиге внутренних напряжений в пленке, образующихся в процессе роста.

3. Существуют два вида графитоподобных кластеров, дающих вклад в спектральную зависимость в области края собственного поглощения. Для 1-го типа кластеров характерно относительно малое количество π -электронов — от единиц до нескольких десятков; кластеры 2-го типа содержат от 120 до 150 π -электронов.

4. Количество π -электронов в кластерах 1-го типа изменяется с температурой активационным образом.

5. Зависимость количества π -электронов, содержащихся в кластерах 2-го типа, от температуры отжига имеет вид кривой с насыщением, что свидетельствует о кинетических ограничениях, накладываемых на их рост.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-17004).

Список литературы

- [1] J.C. Angus, P. Koidl, S. Domitz. In: *Plasma Deposited Thin Films*, ed. by J. Mort, F. Jancen (CRC Boca Raton, FL, 1986) chap. 4.
- [2] J.C. Angus, C.C. Hayman. *Science*, **241**, 913 (1988).
- [3] H.-C. Tsai, D.B. Body. *J. Vac. Sci. Technol.*, **A5**, 3287 (1987).
- [4] J. Robertson, E.P. O'Reilly. *Phys. Rev. B*, **35**, 2946 (1987).
- [5] D. Dasgupta, F. Demichelis, C.F. Pirri, A. Tagliaferro. *Phys. Rev. B*, **43** (3), 2131 (1991).
- [6] F.W. Smith. *J. Appl. Phys.*, **55**, 764 (1984).
- [7] V.I. Ivanov-Omskii, A.V. Tolmatchev, S.G. Yastrebov. *Phil Mag. B*, **73**, 715 (1996).
- [8] V.I. Ivanov-Omskii, V.I. Siklitsky, A.A. Sitnikova, A.A. Suvorova, A.V. Tolmatchev, T.K. Zvonariova, S.G. Yastrebov. *Phil. Mag. B*, **76**, 973 (1997).
- [9] D.R. McKenzie, R.C. McPhedran, N. Savvides, D.J.H. Cooney. *Thin Sol. Films*, **108**, 247 (1983).
- [10] V.I. Ivanov-Omskii, A.B. Lodygin, A.A. Sitnikova, A.A. Suvorova, S.G. Yastrebov, A.V. Tolmatchev. *J. Chem. Vapor Dep.*, **5** (3), 198 (1997).
- [11] J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu. *Phys. St. Sol.*, **15**, 627 (1966).
- [12] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [13] F.W. Smith. *Mater. Sci. Forum*, **52–53**, 323 (1989).
- [14] В.И. Иванов-Омский, Г.С. Фролова, С.Г. Ястребов. *Письма ЖТФ*, **23** (7), 1 (1997).
- [15] V.I. Ivanov-Omskii, M.P. Korobkov, B.R. Namozov, E.A. Smorgonskaya, S.G. Yastrebov. *J. Non-Cryst. Sol.*, **227–230**, 627 (1998).

- [16] I. Watanabe, T. Okumura. *Japan. J. Appl. Phys.*, **25**, 1851 (1986).
- [17] B. Dischler, A. Budenze, P. Koidl. *Sol. St. Commun.*, **48**, 105 (1983).
- [18] В.Л. Аверьянов, В.А. Федоров, С.Г. Ястребов. *ЖТФ*, **64** (1), 103 (1994).
- [19] Т. Мосс. *Оптические свойства полупроводников* (М., Иностран. лит., 1961).
- [20] S.G. Yastrebov, V.I. Ivanov-Omskii, V.I. Siklitsky, A.A. Sitnikova. *J. Non-Cryst. Sol.*, **227–230**, 622 (1998).
- [21] М. Дьюар. *Теория молекулярных орбиталей в органической химии* (М., Мир, 1972).
- [22] H. Zabel, S.A. Solin. *Graphite intercalation compounds II (Transport and electronic properties)* (Springer-Verlag, 1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical study of amorphous carbon films deposited by magnetron sputtering of graphite

V.I. Ivanov-Omskii, A.V. Tolmatchev, S.G. Yastrebov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract Techniques of visual and ultraviolet absorption spectroscopy (1.5–5.6 eV) and ellipsometry were applied to the study of thermal stability of an amorphous carbon (a -C and a -C:H). Kramers–Kronig analysis technique was used to derive the dielectric function. Conventional expressions do not fit the experimental data with sufficient accuracy especially for thermally-treated samples. Collective excitations of π electrons confined within graphite nanosize clusters were taken into consideration to increase sufficiently the accuracy of the fitting. This proves a conception of two sets of clusters with different numbers of π electrons playing a primary role in the process of formation of the edge of the fundamental optical absorption of a -C and a -C:H.