КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

В.В. ПАРФЕНОВ, Н.В. БОЛТАКОВА, Л.Р. ТАГИРОВ,
А.Л. СТЕПАНОВ, Р.И. ХАЙБУЛЛИН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ ИЗ СПЕКТРОВ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА

Казань
2012

УДК: 539.534.9

Печатается по решению Редакционно-издательского совета ФГАОУВПО «Казанский (Приволжский) федеральный университет»

методической комиссии института физики
Протокол №5 от 22 ноября 2012 г.

заседания кафедры физики твердого тела
Протокол № 5 от 12 ноября 2012 г.

Авторы
доктор физ.-мат. наук, проф. В.В. Парфенов
канд. физ. мат. наук, асс. Н.В. Болтакова
доктор физ.-мат. наук, проф. Л.Р. Тагиров
доктор физ.-мат. наук, в.н.с. А.Л. Степанов
канд. физ. мат. наук, с.н.с. Р.И. Хайбуллин

Рецензент
д.ф-м.н., зав.лаб. РХР КФТИ КазНЦ РАН **Петухов В.Ю.**

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ ИЗ СПЕКТРОВ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА. Учебно-методическое пособие / В.В. Парфенов, Н.В. Болтакова, Р.И. Л.Р.Тагиров, А.Л. Степанов, Р.И. Хайбуллин // Казань: Казанский (Приволжский) федеральный университет, 2012. – 21 с.

Аннотация
Учебно-методическое пособие предназначено для студентов, приступивших к изучению спецкурсов «Материаловедение наноструктурированных материалов», «Методы анализа и контроля наноструктурированных материалов и систем», «Наноструктурные материалы и пленки». Задачей настоящей лабораторной работы, предназначенной для спецпрактикума «Материаловедение наноструктурированных материалов», является измерение спектров оптического поглощения композиционных материалов, полученных методом ионной имплантации и содержащих наночастицы серебра, с целью определениях структурных параметров слоя и среднего размера частиц.

© Казанский федеральный университет, 2012
© В.В. Парфенов, Н.В. Болтакова, Л.Р.Тагиров, А.Л. Степанов, Р.И. Хайбуллин, 2012

Введение

Фрагментирование вещества до размеров нанометровых частиц приводит к появлению у него качественного новых физических свойств. Наиболее ярким примером кардинального изменения свойства вещества в условиях ограниченного размера объекта являются оптические характеристики металлических наночастиц (МНЧ), которые могут очень сильно отличаться от тех же характеристик «объемного» материала. Такие частицы способны поглощать электромагнитное излучение в тех спектральных диапазонах, где объемные вещества вообще не поглощают. Именно эти особенности являются причиной проявления уникальной цветовой гаммы у наночастиц меди, золота и серебра в жидкостях или диэлектрических матрицах.

Подобные эффекты с участием МНЧ являются объектом исследований и находят многочисленные применения как в научных, так и в практических целях.

Среди большого разнообразия устройств, в основе которых могут лежать оптические свойства МНЧ, можно назвать оптические фильтры, нелинейно-оптические переключатели и ограничители света, спектрально- и поляризационно-селективные пленочные материалы для оптической записи информации, реверсивные фоточувствительные стекла, метки биомолекул; также эти свойства могут быть использованы для повышения чувствительности спектроскопии комбинационного рассеяния света и т.д.

Оптические характеристики МНЧ исследуются методами классической спектроскопии, поэтому в подавляющем большинстве работ, посвященных тому или иному методу получения МНЧ и исследованию их физических свойств, анализируются прежде всего спектры поглощения. Оптические спектры несут в себе информацию о важнейших физических характеристиках сред с МНЧ, таких, как размер частиц и распределение их по размерам, степень их агрегации, толщина адсорбированного слоя и т.д.

Эти спектры позволяют следить и за изменением электронной структуры МНЧ при переходе от «объемного» вещества к малым частицам.

В настоящей лабораторной работе предлагается измерить спектры оптического поглощения композиционных материалов, полученных методом ионной имплантации и содержащих наночастицы серебра, с целью определениях структурных параметров слоя и размерных параметров частиц.

1. Оптические свойства металлических наночастиц

1.1. Оптические свойства электронного газа в металлах

В оптической области частот свойства металлов могут быть объяснены с помощью плазменной модели или модели свободных электронов (модель Друде-Зоммерфельда) [1]. В этой модели рассматривается газ свободных электронов с концентрацией n_0, который движется относительно положительно заряженной кристаллической решетки. Для щелочных металлов область применения этой модели простирается до ультрафиолетового диапазона, в то время как для благородных металлов межзонные переходы происходят уже в видимой области и несколько ограничивают область применимости простой плазменной модели. В модели свободных электронов неоднородности решеточного потенциала и электрон-электронные взаимодействия не принимаются во внимание, а влияние регулярного решеточного потенциала на движение электронов в зонной теории сводится к введению эффективной массы электрона m^* вместо массы свободного электрона (модель квазисвободных электронов). Во внешнем электромагнитном поле $\boldsymbol{E}$ уравнение движения электрона имеет вид

$$m^*\ddot{\boldsymbol{x}} + m^*\gamma\dot{\boldsymbol{x}} = -e\boldsymbol{E}, \qquad (1)$$

где $\gamma = 1/\tau$ - частота столкновения электронов, e – заряд электрона. Величина $\tau = 1/\gamma$ называется временем релаксации свободного электронного газа и по порядку величины равна 10^{-14} с. Соответственно, частота столкновения по порядку величины составляет 100 ТГц.

В случае монохроматического внешнего поля $\boldsymbol{E}(t) = \boldsymbol{E}_0 exp(-i\omega t)$ решение уравнения (1) имеет вид

$$\boldsymbol{x}(t) = \frac{e}{m^*(\omega^2 + i\omega\gamma)}\boldsymbol{E}(t). \qquad (2)$$

Смещение электронов проводимости приводит к возникновению дипольного момента макроскопической поляризации

$$\boldsymbol{P} = -n_0 e\boldsymbol{x} = -\frac{n_0 e^2}{m^*(\omega^2 + i\omega\gamma)}\boldsymbol{E}. \qquad (3)$$

Диэлектрическая восприимчивость χ определяется соотношением

$$\chi = \frac{P}{\varepsilon_0 E} = -\frac{n_0 e^2}{m^*\varepsilon_0(\omega^2 + i\omega\gamma)}. \qquad (4)$$

Соответственно, комплексная диэлектрическая проницаемость $\tilde{\varepsilon} = 1 + \tilde{\chi}$ принимает вид

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \qquad (5)$$

где $\omega_p = (n_0 e^2 / m^* \varepsilon_0)^{1/2}$ – так называемая плазмонная частота свободного электронного газа. Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости запишутся соответственно как:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2}, \qquad \varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2\tau}{\omega(1 + \omega^2\tau^2)}. \qquad (6)$$

Время электронной релаксации может быть найдено из измерения проводимости σ при низких частотах (постоянный ток), посредством соотношения $\tau = \sigma m^*/n_0 e^2$. Параметры Друде при оптических частотах для серебра по разным источникам составляют: ω_p - от 8.3 до 9.2 эВ и τ - от $8.6\cdot10^{-15}$ до $36\cdot10^{-15}$ с.

Рассмотрим, как ведет себя диэлектрическая проницаемость при различных частотах. В случае низких частот $\omega\tau << 1$ действительная n и

мнимая k части комплексного показателя преломления оказываются одного порядка величины

$$n \approx k \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{2}} = \sqrt{\frac{\omega_p^2 \tau}{2\omega}}. \qquad (7)$$

Коэффициент поглощения металлов α в этой области частот растет с ростом частоты (скин-эффект):

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\omega_p^2 \tau \omega}{e^2}}. \qquad (8)$$

В области высоких частот, т.е. при $\omega\tau >> 1$, затухание относительно мало, и формулы (6) принимают вид:

$$\varepsilon_1(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \qquad \varepsilon_2(\omega) \approx \frac{\omega_p^2}{\omega^3 \tau}. \qquad (9)$$

В этой области частот оптические свойства объемных металлов определяются в основном действительной частью диэлектрической проницаемости, которая намного превышает мнимую. Здесь отметим, что для благородных металлов (медь, серебро, золото) из-за межзонных переходов мнимой частью диэлектрической проницаемости пренебречь нельзя.

Модель Друде-Зоммерфельда, в силу простой аналитической зависимости от частоты, может быть плодотворно использована как для аналитических, так и для численных исследований плазмонных колебаний в наноструктурах и наночастицах.

1.2. Поверхностный плазмонный резонанс сферической МНЧ

Используя электростатическое приближение, рассмотрим оптический отклик на падающую электромагнитную волну сферической МНЧ с радиусом R заметно меньшим длины волны $R << \lambda$. При этом полагаем, что

положительный заряд в МНЧ, связанный с ионным остовом, остается неподвижным, тогда как отрицательный заряд электронов проводимости колеблется под действием переменного электромагнитного поля (рис. 1). В результате возникает изменяющаяся во времени поляризация сферической частицы.

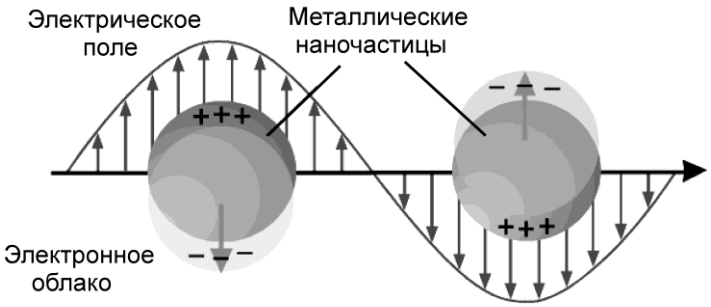


Рисунок 1. *Схематическое представление локализованных плазмонных осцилляций в металлической наночастице, возникающих под действием переменного электромагнитного поля. Показано смещение электронного облака относительно атомного остова наночастицы, определяющее ее поляризацию.*

Некоторые параметры МНЧ, распределенных в диэлектрической матрице (островковых наночастиц), можно получить из оптических спектров, используя теорию Ми [2]. Как известно, при взаимодействии электромагнитной волны с частицами оптические свойства будут определяться процессами поглощения и рассеяния.

Пусть в единице объема содержится N эллипсоидов, одинаково ориентированных относительно внешнего поля. Тогда коэффициент ослабления интенсивности плоской волны равен

$$\alpha = N\,(C_{\text{погл}} + C_{\text{расс}}), \qquad (10)$$

где $C_{\text{погл}}$, $C_{\text{расс}}$ – сечения поглощения и рассеяния соответственно. Для достаточно малых частиц сечением рассеяния можно пренебречь, поскольку $C_{\text{погл}} \sim V$, а $C_{\text{расс}} \sim V^2$, где V – объем отдельной частицы.

Для малых частиц эллипсоидальной формы формула для поглощения света, поляризованного вдоль оси эллипсоида, может быть записана, как

$$\alpha = NC_{\text{погл}} = \frac{2\pi\varepsilon_m^{1/2}NV}{\lambda}\,\mathrm{Im}\left[\frac{\tilde{\varepsilon}-\varepsilon_m}{\varepsilon_m + f_j(\tilde{\varepsilon}-\varepsilon_m)}\right] = \\ = \frac{2\pi\varepsilon_m^{3/2}NV}{\lambda}\,\frac{\varepsilon_2}{[\varepsilon_m + f_j(\varepsilon_1-\varepsilon_m)]^2 + (f_j\varepsilon_2)^2}, \tag{11}$$

где Im означает мнимую часть выражения в скобках, λ – длина волны излучения; f_j – фактор формы, определяемый отношениями главных осей эллипсоида; ε_m - диэлектрическая проницаемость среды. В случае матрицы, имеющей малое поглощение, какой является стекло в данном диапазоне длин волн (частот), ε_m – это действительная часть диэлектрической проницаемости.

Сфера радиусом R – частный случай эллипсоида, у которого $f_1 = f_2 = f_3 = 1/3$ и $V = (4/3)\pi R^3$. Поэтому для нее получим:

$$\alpha = NC_{\text{погл}} = \frac{18\pi\vartheta\varepsilon_m^{3/2}}{\lambda}\,\frac{\varepsilon_2}{(\varepsilon_1+2\varepsilon_m)^2 + \varepsilon_2^2}, \tag{12}$$

где $\vartheta = (4/3)\pi R^3 N$ - объемная доля частиц (коэффициент заполнения).

Реальная и мнимая части диэлектрической проницаемости (ε_1 и ε_2) в первом приближении могут быть взяты из теории Друде (формулы (6) и (9)).

Но фактически, чтобы правильно описать оптические свойства металлов, требуется учесть и другие виды взаимодействия электромагнитного излучения с веществом – межзонные переходы, так называемое «решеточное» поглощение и пр. В первом приближении их можно учесть, если в выражениях (6), (9) заменить единицу на численный параметр, учитывающий эти взаимодействия. Тогда формулы (9) для действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости следует аппроксимировать выражениями

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_a - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}, \\ \varepsilon_2(\omega) \approx \frac{\omega_a^2}{\omega^3\tau}, \tag{13}$$

где ε_a, ω_a, – параметры, принимающие для серебра следующие значения: $\varepsilon_a = 6$, $\hbar\omega_a = 9.95$ эВ; границы применимости формулы – 0.33 мкм < λ < 0.5 мкм [3].

Данные для времени релаксации (см. стр. 5) также могут значительно различаться благодаря различию примесей и дефектов структуры в образцах. Но основной причиной различия времени релаксации в наноразмерных островках металлов в диэлектрической матрице следует признать размерные эффекты. Действительно, если характерные размеры МНЧ меньше, чем длина свободного пробега электронов в массивном образце металла, то в дополнение к рассеянию электронов на фононах, примесях и т.д. добавится рассеяние на границах наночастиц. В этом случае в формулу (9) для мнимой части диэлектрической проницаемости вместо τ будет входить τ_{eff}, зависящая от характерного среднего радиуса металлических включений R:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau} + \frac{\upsilon_F}{R}, \qquad (14)$$

где υ_F - скорость электронов на уровне Ферми.

Видно, что вклад второго слагаемого в формуле (14) тем больше, чем меньше размеры металлических кластеров. Для частиц с размерами порядка 10-100 нм, второе слагаемое может стать существенно больше первого и тогда

$$\frac{1}{\tau_{eff}} \approx \frac{\upsilon_F}{R}. \qquad (15)$$

Более точные квантово-механические расчеты, учитывающие дискретность спектра электронных энергий в малых частицах, распределение частиц по размерам и т.д. приводят практически к тем же результатам, что и классическое соотношение (14), отличаясь численным коэффициентом, различным в зависимости от используемой авторами расчетов модели. В любой из этих моделей, включая классическую теорию Ми, полуширина (ширина на половине высоты) спектра поглощения будет обратно пропорциональна размеру частиц.

Таким образом, вид спектра поглощения – его амплитуда и полуширина будут зависеть от размера частиц и коэффициента заполнения ими матрицы.

Для вычисления коэффициента заполнения ϑ – одного из важнейших параметров в теории Ми, можно воспользоваться выражением (12), а также связью между коэффициентом поглощения и оптическим пропусканием

$$\alpha = \frac{1}{d}\ln\left(\frac{I_0}{I}\right), \qquad (16)$$

где d – толщина слоя, I_0 – интенсивность падающего пучка, I – интенсивность пучка, прошедшего сквозь слой толщиной d.

2. Синтез металлических наночастиц при ионной имплантации

2.1 Ионная имплантация

Ионная имплантация – способ введения в твердотельную матрицу ускоренных в электростатическом поле ионизированных атомов или молекул с энергией от нескольких килоэлектронвольт до гигаэлектронвольт. Этот метод широко используется на практике для легирования полупроводников с целью создания *p*-*n* переходов, гетеропереходов, низкоомных контактов и т.д. Относительно недавно метод ионной имплантации нашел свое применение для синтеза МНЧ в различных диэлектрических и полупроводниковых матрицах.

Установка для ионной имплантации состоит из источника ионов, ускорительной части, и вакуумной камеры, в которой находится бомбардируемый образец (рис. 2). Ионы имплантируемого материала разгоняются в электростатическом ускорителе и бомбардируют затем образец. Глубина проникновения ионов в образец зависит от их энергии и составляет от нескольких нанометров до нескольких микрометров.

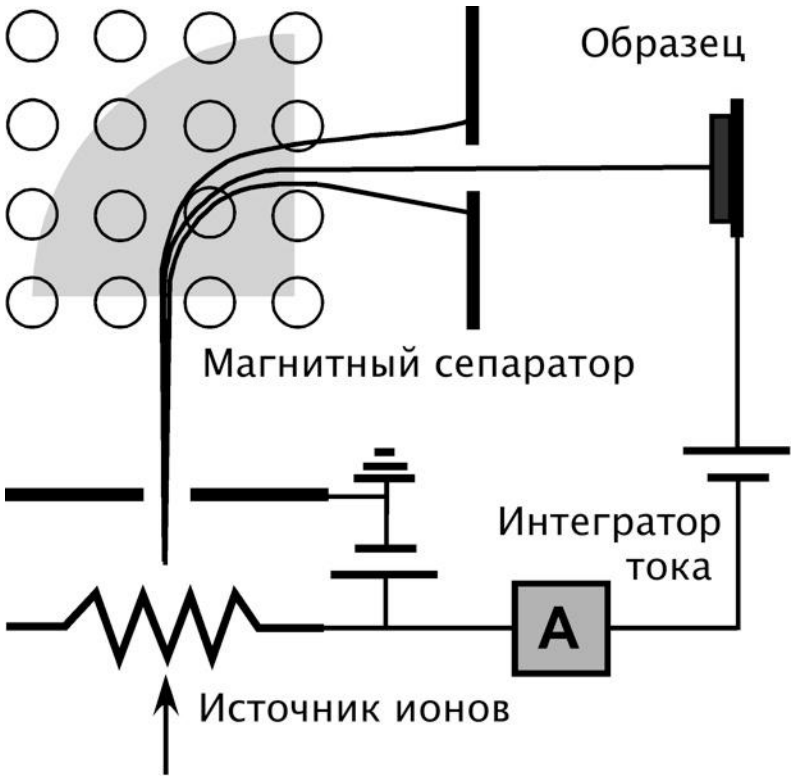


Рисунок 2. *Принципиальная схема ионного ускорителя.*

Так как распределение имплантированных ионов неравномерно по толщине, то, очевидно, следует говорить о какой-то «эффективной толщине» слоя [4]. Для ионов серебра, имплантированных в стеклянную матрицу при указанных дозах и энергиях имплантации, в качестве эффективной толщины слоя d можно выбрать полуширину гауссова профиля распределения легирующих примесей, составляющую 30 нм ($3 \cdot 10^{-8}$ м).

Технология ионной имплантации позволяет внедрить заданное количество ионизированных атомов практически любого химического элемента на заданную глубину, легируя одно вещество другим в пропорциях, которые невозможно достичь другими методами даже при использовании высоких температур. Можно создавать композиционные системы с уникальными структурами и свойствами, существенно отличающимися от свойств основной матрицы.

Сталкиваясь с электронами и ядрами мишени, ускоренные ионы легирующего вещества теряют энергию и останавливаются на некоторой глубине. Если известны тип и энергия ионов и свойства обрабатываемого

материала, то глубина проникновения (или длина пробега) может быть вычислена. Для пучков с типичными энергиями от 10 до 500 кэВ величина пробега достигает одного микрометра. Как уже указывалось, вследствие влияния большого числа факторов функция распределения внедренного вещества вглубь образца от поверхности близка по форме гауссову распределению. Внедрение ионов в матрицу облучаемого материала приводит к появлению различных радиационных дефектов. Например, выбитые из узлов решетки атомы вещества приводят к образованию вакансий и дефектов структуры в виде внедренных междоузельных атомов. Скопление таких дефектов образует дислокации и целые дислокационные скопления.

2.2. Приготовление лабораторных образцов с наночастицами серебра

Метод ионной имплантации является одним из эффективных технологических способов введения одиночной примеси в приповерхностную область материала на глубину до нескольких микрометров. Степень модификации материала обуславливается его индивидуальными особенностями, а также совокупностью параметров имплантации, таких как тип внедряемого иона, его энергия, плотность тока в ионном пучке, температура мишени и др. Одним из доминирующих параметров ионной имплантации является ионная доза F_0, определяющая количество вводимой примеси. В зависимости от величины F_0, по степени модификации облучаемых диэлектриков и полупроводников, ионную имплантацию можно условно подразделить на две области: низкодозовую и высокодозовую (рис. 3). В случае низкодозовой ионной имплантации ($F_0 < 5 \cdot 10^{14}$ ион/см^2) внедренные ионы после торможения и потери энергии оказываются диспергированными в объеме матрицы и достаточно хорошо изолированными друг от друга. Передача энергии от примесных ионов матрице происходит за счет возбуждений электронных оболочек (ионизации)

и столкновений с ядрами атомов, что приводит к появлению радиационных дефектов, которые, в свою очередь, могут стимулировать обратимые и необратимые изменения структуры материала. В случае высокодозовой имплантации регистрируются различные типы структурных радиационных нарушений, такие как протяженные и точечные дефекты, аморфизация и локальная кристаллизация, формирование новой фазы из атомов, составляющих структуру материала или внедренных ионов и т.д. [5]. Кроме того, ионная имплантация может сопровождаться эффективным распылением атомов поверхности облучаемого материала.

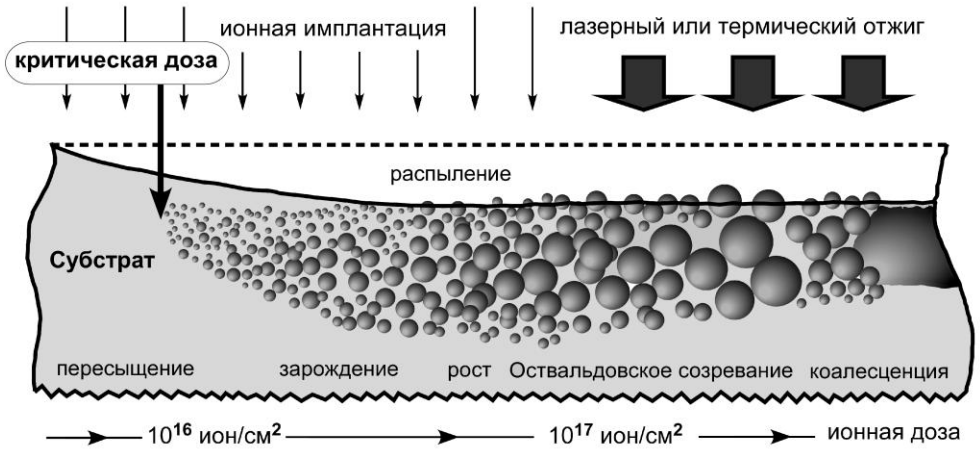


Рисунок 3. *Схема основных физических стадий формирования наночастиц из имплантируемой примеси в облучаемой матрице (в поперечном сечении) в зависимости от ионной дозы. Рассматривается случай эффективного распыления поверхности при ее облучении.*

Главной отличительной особенностью низкоэнергетической ионной имплантации от высокоэнергетической является различная глубина проникновения имплантированных ионов в облучаемую матрицу. Данное обстоятельство определяет функцию распределения ионно-синтезированных МНЧ по глубине образца. В случае имплантации при низких энергиях, более крупные частицы располагаются непосредственно вблизи поверхности, а мелкие простираются вглубь образца. Однако, при высокоэнергетической имплантации, МНЧ распределены в намного более толстом слое образца, и при этом более крупные частицы залегают глубже мелких.

Стадию высокодозовой ионной имплантации можно разделить на характерные интервалы доз (или времен облучения) (рис. 3). Так, в интервале $10^{15} < \sim F_0 < 10^{16}$ ион/см^2, концентрация имплантируемой примеси начинает превышать растворимость атомов металла в диэлектрике, что приводит к зарождению и росту МНЧ, например, сферических наночастиц серебра в матрице из органического стекла (рис. 4).

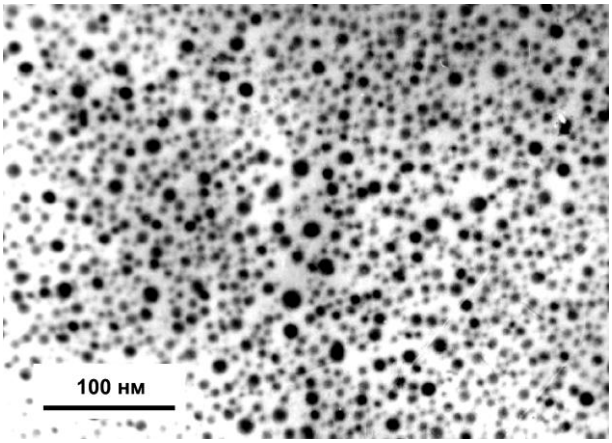


Рисунок 4. *Микрофотография наночастиц серебра в матрице органического стекла, синтезированных при имплантации дозой $5 \cdot 10^{16}$ ион/см^2 с энергией 30 кэВ.*

Граничное значение критической дозы, начиная с которой зарождаются и формируются МНЧ, существенно зависит от типа облучаемой матрицы и имплантируемой примеси. Например, для случая имплантации ионов серебра в кристалл $LiNbO_3$ при энергии 25 кэВ данная величина составляет $F_0 \sim 5.0 \cdot 10^{15}$ ион/см^2, а при облучении эпоксидной смолы теми же ионами с энергией 30 кэВ – $F_0 \sim 10^{16}$ ион/см^2.

Последующая стадия высокодозовой ионной имплантации, определяемая примерно величиной $F_0 \sim 10^{17}$ ион/см^2, может привести к коалесценции (слипанию) ранее зарожденных МНЧ и пространственных агрегатов МНЧ, либо к появлению тонкой квазисплошной пленки (рис. 3). В настоящей работе изучаются образцы из изолированных друг от друга наночастиц серебра в объеме натриево-кальциевого силикатного стекла.

Для проведения лабораторной работы были приготовлены несколько образцов с использованием подложек из натриево-кальциевого силикатного стекла, в которых методом низкоэнергетической ионной имплантации были синтезированы наночастицы серебра. Имплантация проводилась на ускорителе ИЛУ-3 однозарядными ионами серебра Ag^+ с энергий 30 кэВ при плотности тока в ионном пучке 7 мкА/см^2 при различных значениях ионной дозы F_0: $0.25 \cdot 10^{16}$, $0.5 \cdot 10^{16}$ и $1.0 \cdot 10^{17}$ ион/см^2. Для оценки изменения оптического пропускания подложек натриевого-кальциевого силикатного стекла вследствие образования радиационных дефектов была проведена имплантация стекол однозарядными ионами инертного газа ксенона. Имплантация проводилась на ускорителе ИЛУ-3 (КФТИ КазНЦ РАН) однозарядными ионами ксенона с энергий 30 кэВ при плотности тока в ионном пучке 7 мкА/см^2 при различных значениях ионной дозы F_0: $2.5 \cdot 10^{17}$, $5.0 \cdot 10^{17}$ и $7.5 \cdot 10^{17}$ ион/см^2.

3. Порядок выполнения работы

Измерение спектров оптического пропускания выполняется на спектрофотометре СФ-2000 (рис. 5).

Рисунок 5. *Спектрофотометр СФ-2000.*

Спектральный диапазон работы прибора 190-1100 нм обеспечивается за счет применения газоразрядной дейтериевой лампы (190-400 нм) и кварцевой галогенной лампы накаливания (390-1100 нм). Диспергирующими элементами являются две дифракционные решетки. Приемниками излучения служат ПЗС-матрицы. Измеряемые образцы размещаются в кюветном отделении (рис. 6).

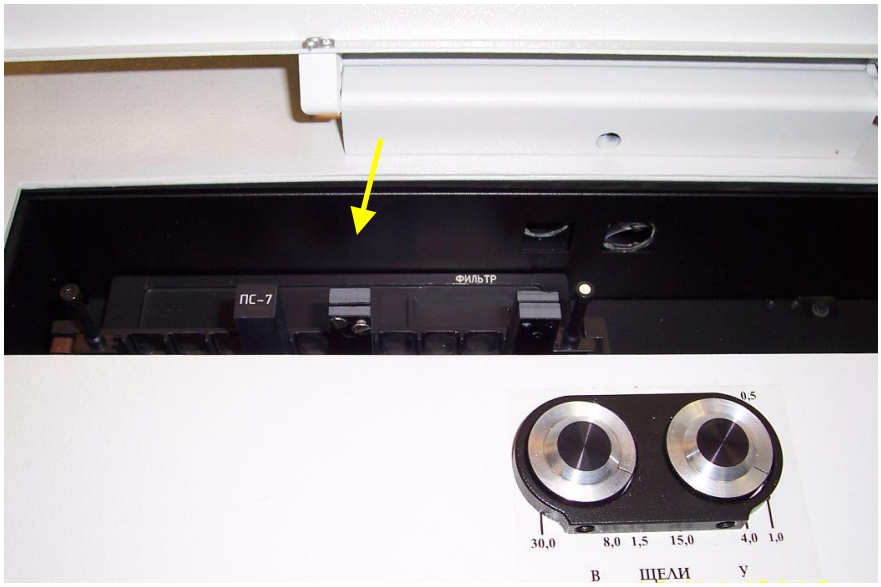


***Рисунок 6**. Кюветное отделение спектрофотометра СФ-2000 (при открытой крышке, см. рис. 5).*

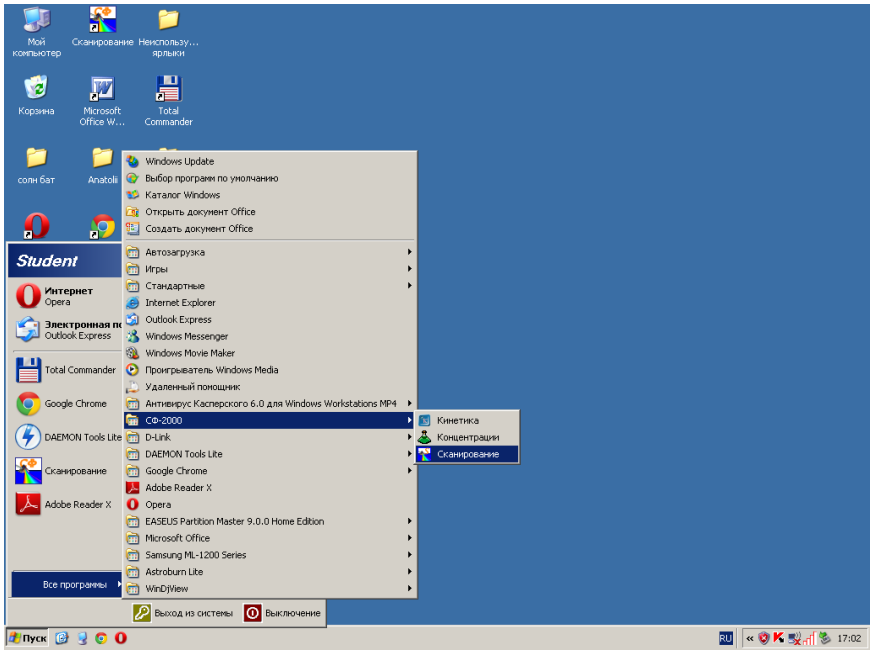
Для выполнения работы следует включить спектрофотометр (рис. 7) и управляющий им компьютер.

***Рисунок 7**. Включатель питания спектрофотометра СФ-2000 (левая сторона прибора) .*

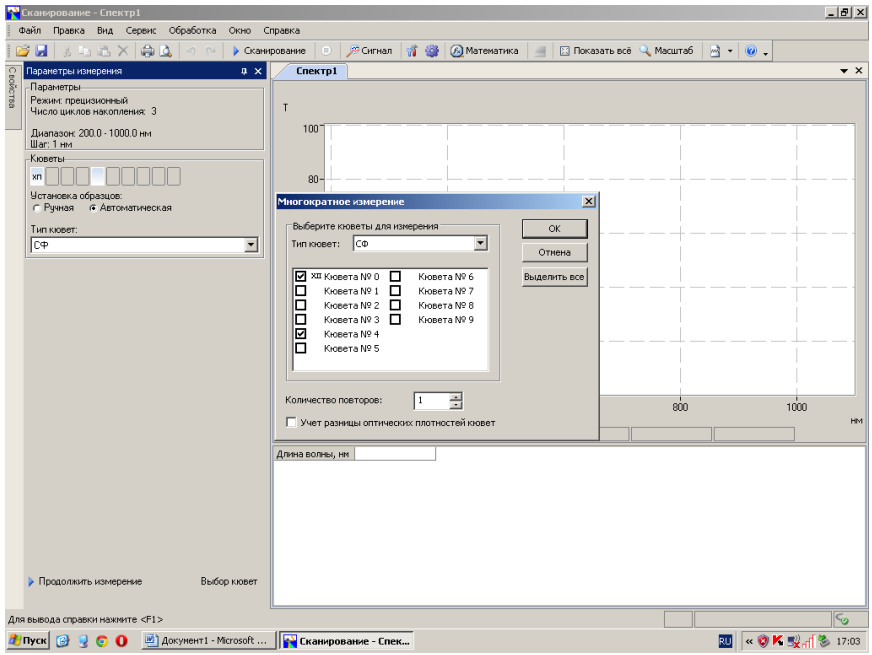
Дать прогреться спектрофотометру в течение 20-30 минут. Это требуется для стабильной работы газоразрядной лампы.

1. Нажать кнопку «Пуск» на рабочем столе дисплея управляющего компьютера.

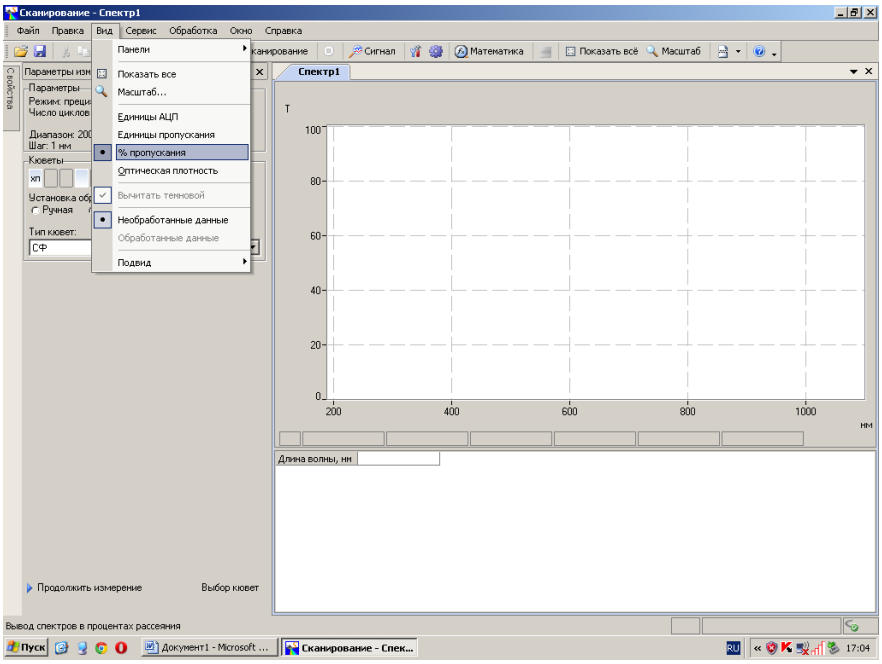
2. В меню выбрать последовательно «Программы» → «СФ-2000» → «Сканирование».



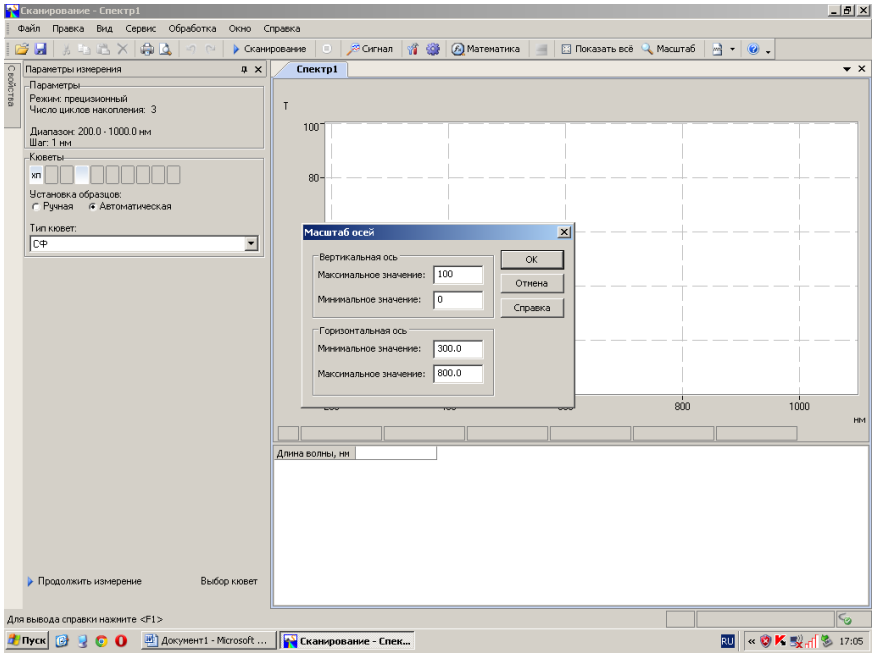
3. В открывшемся слева окне выбрать опцию «Выбор кювет». Отметить кювету с образцом.

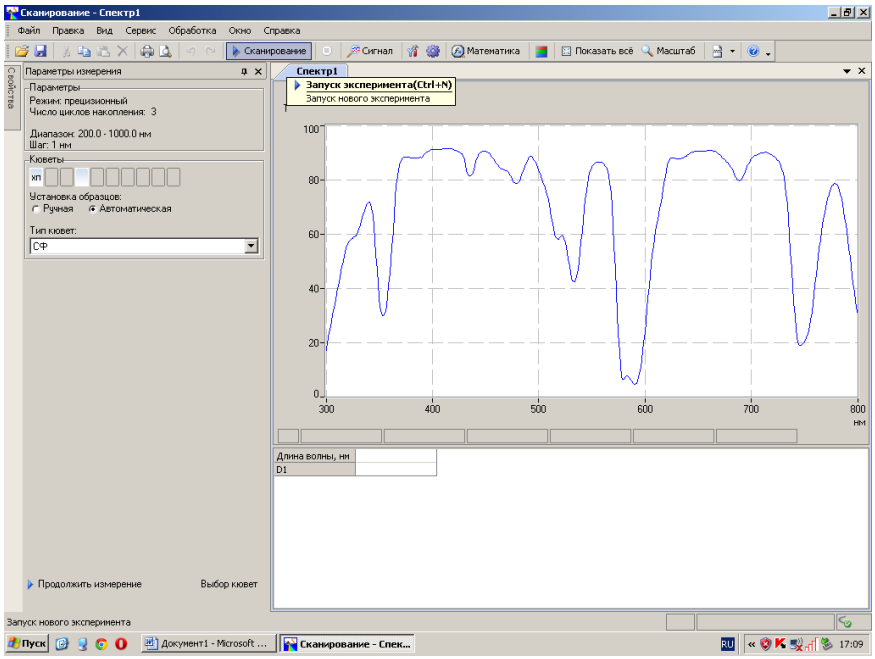


4. В горизонтальной панели управления выбрать «Вид» → «% пропускания».



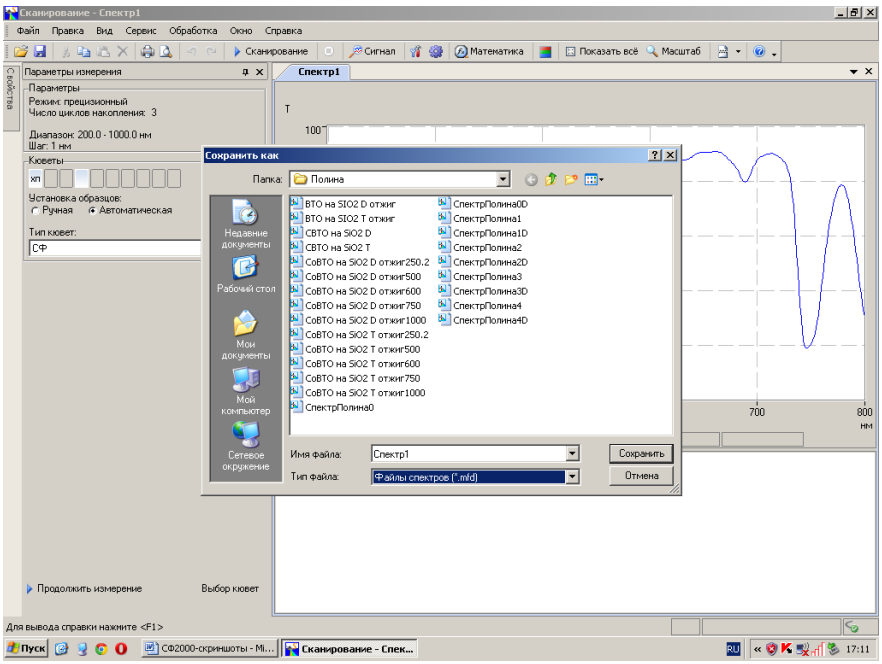
5. В горизонтальной панели управления выбрать «Вид» → «Масштаб». В открывшемся окне установить значения максимальных и минимальных величин по вертикальной оси (рекомендуется «0»-«100») и горизонтальной оси («300»-«800»).





6. В верхнем горизонтальном меню выбрать опцию «Сканирование».

7. После завершения измерений сохранить файл в выбранной папке в графическом (*.mfd) и текстовом (*.txt) форматах, для чего открыть опцию «Файл»→ «сохранить как»; озаглавить файл; нажать «сохранить».



8. Выключить спектрофотометр.

9. Используя полученный спектр, формулу для расчёта коэффициента пропускания

$$t = I/I_0 \qquad (17)$$

и формулу (16) рассчитать спектр $\alpha_{эксп}(\hbar\omega)$. При расчетах эффективную толщину ионно-имплантированного слоя принять равной 20 нм.

10. С помощью соотношений (13) вычислить $\varepsilon_1(\hbar\omega)$ и $\varepsilon_2(\hbar\omega)$. При расчетах принять $\hbar\omega_a = 9.0$ эВ. Рассчитать ε_2 для трёх различных значений τ_{eff}: $\tau_1 = 0.1\cdot10^{-14}$ с; $\tau_2 = 0.2\cdot10^{-14}$ с; $\tau_3 = 0.5\cdot10^{-14}$ с.

11. В максимуме $\alpha_{эксп}(\hbar\omega)$, используя формулу (12) рассчитать значения коэффициента заполнения ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3, соответствующие различным значениям τ, указанным в п.2. При расчёте принять $\varepsilon_m = 2.2$ (соответствует показателю преломления стекла $n \approx 1.5$).

12. Используя ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3 рассчитать соответственно теоретические спектры $\alpha_1(\hbar\omega)$, $\alpha_2(\hbar\omega)$, $\alpha_3(\hbar\omega)$.

13. Сравнить полученные теоретические спектры с экспериментальным $\alpha_{эксп}(\omega)$. Отобрать оптимальный теоретический спектр, при этом учитывая амплитуду α_{max} и ширину спектра Γ.

14. Исходя из оптимального значения $\tau = \tau_{опт}$, вычислить характерный размер R по формуле 15, используя значение $\upsilon_F = 1.4\cdot10^8$ см/с.

Таким образом, конечным результатом работы должен быть набор параметров τ, R и ϑ, наиболее достоверно описывающий экспериментальный спектр.

Литература

1. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников // М.: Наука. – 1977. – 368 с.
2. Петров Ю.И. Кластеры и малые частицы // М.: Наука. – 1986. – 366 с.
3. Jonson P.B., Christy R.W. Optical Constants of the Noble Metals // Physical Review B. – 1972. – V.6,N12. – P.4370-4379.
4. Петухов В.Ю., Гумаров Г.Г. Ионно-лучевые методы получения тонких пленок. Учебно-методическое пособие для студентов физического факультета // Казань, 2010. – 87 с. Издание 2-е, исправленное и дополненное (http://www.ksu.ru/f6/k5/index.php?id=13).
5. Степанов А.Л. Ионный синтез наночастиц меди в сапфире и их модификация мощными лазерными импульсами // Журнал технической физики. – 2005. – Т.75, В.3. – С.1-14.