

**Многослойные аморфные кремниевые наноструктуры,
полученные испарением**

А.В.Ершов¹, И.А.Чучмай, А.Ф.Хохлов

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
проспект Гагарина 23, Нижний Новгород 603950, Россия*

Д.С.Николаев

*Научно-исследовательский институт измерительных систем,
Нижний Новгород 603600, Россия*

Исследованы многослойные наноструктуры на основе безводородного аморфного кремния (a -Si) с барьерами ZrO_x и SiO_2 . Стандартное отклонение периодической структуры от “идеальной” составило от 2,8 до 4,4 Å. Влияние минизонного спектра носителей в слоях a -Si толщиной ≤ 5 нм проявилось в виде ступеней на производных спектров поглощения и в виде плато на вольтамперных зависимостях при вертикальном переносе. Обнаружен сигнал ФЛ с энергией $1,28 \pm 1,38$ эВ, связываемый со снижением плотности локализованных состояний в ультратонких слоях a -Si в наноструктурах.

1. Введение

Успехи нанoeлектроники стимулировали интенсивные исследования наноструктур на основе аморфных тетраэдрических полупроводников. Многослойные наноструктуры (МНС) с периодом $\sim (1\div 10)$ нм изначально формировались на основе гидрогенизированного аморфного кремния (a -Si:H) в связи с хорошо освоенной технологией получения этого материала приборного качества [1]. К началу 90-х гг. были представлены экспериментальные доказательства квантово-размерных эффектов в оптических и электрических свойствах МНС с толщиной слоев a -Si:H ≤ 5 нм, что вызвало обширные дискуссии [2]. Главным аргументом против такой интерпретации служила неупорядоченность ультратонких слоев, составляющих аморфную наноструктуру, и, соответственно, малая средняя длина свободного пробега на краю подвижности, составляющая в a -Si:H ~ 3 Å.

Хотя идея формирования МНС на основе безводородного аморфного кремния (a -Si) не нова [3], вопрос о влиянии плотности локализованных состояний (ПЛС) до сих пор не затрагивался. С точки зрения ближнего порядка a -Si качественно похож на a -Si:H. Основное отличие состоит в величине плотности состояний в щели подвижности a -Si:H, т.к. водород насыщает оборванные связи (ОС) в кремнии и снижает ПЛС на 2–3 порядка, до $10^{17} \div 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³. Насколько проявится это различие в свойствах “объемных” материалов в многослойных наноструктурах, при создании которых, прежде всего, изменяется зонный спектр на распространенных состояниях? Возможно, состояния в щели подвижности не играют столь существенной роли в электронных свойствах МНС, как в “объемном” a -Si, что представляет не только практический, но и фундаментальный интерес к изучению квантово-размерных

¹ Тел.: +7-8312-656475; Fax: +7-8312-658592; E-mail: ershov@phys.unn.ru

эффектов в a -Si-MHC. Интерес также связан с возможностью получения без гидрогенизации материала со свойствами, подобными a -Si:H, но с более высокой стойкостью к деградации [4], поскольку, как известно, водород приводит к сильной метастабильности свойств a -Si:H и структур на его основе.

В настоящей работе приводятся результаты по исследованию оптических и электрических свойств многослойных наноструктур на основе безводородного a -Si, и условий проявления в них эффектов размерного квантования.

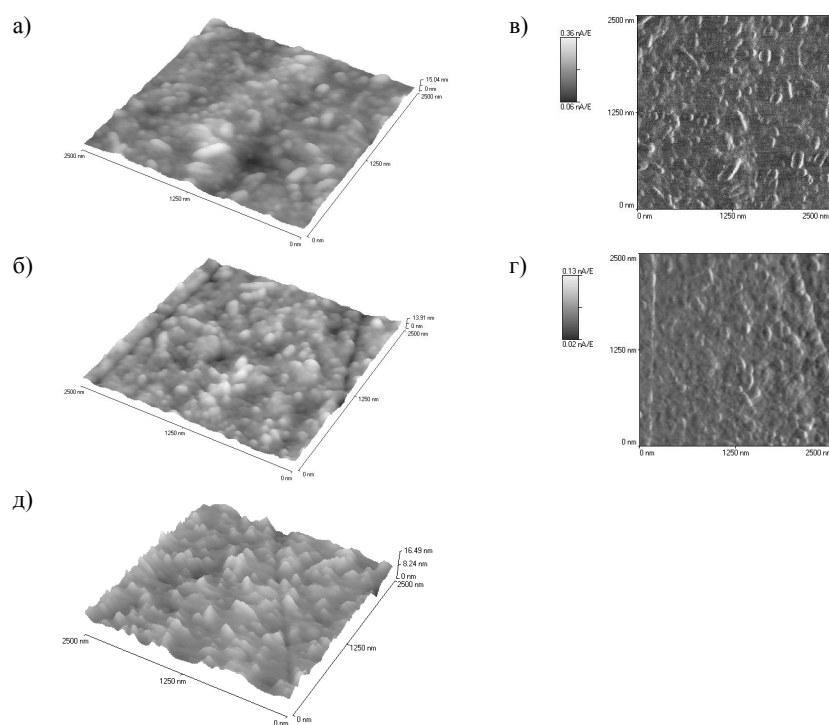


Рис.1

Топография поверхности пленки a -Ge толщиной 3,9 нм (а) и толщиной 13,9 нм (б) на подложке СТ-50 с соответствующими картинками фазового контраста – (в), (г) и подложки СТ-50 (д)

2. Получение и структурные свойства *a*-Si-МНС

Образцы – отдельные ультратонкие (УТ) слои *a*-Si и *a*-Ge, толщиной от 1 мкм до 3 нм, и многослойные наноструктуры *a*-Si/ZrO_x, *a*-Si/*a*-Ge, *a*-Si/SiO₂, с толщиной слоев от 3 до 36 нм, и числом периодов от 4 до 25, – были получены испарением по методике, описанной в [5]. По данным электронограмм УТ пленки *a*-Si и *a*-Ge и диэлектриков являлись аморфными.

Островковость УТ слоев толщиной (1÷10) нм недопустима при формировании МНС, поскольку если объект исследования неперiodичен, то интерпретация свойств будет сильно затруднена. Макроскопическая однородность слоев в МНС исследовалась на отдельных УТ пленках методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в зависимости от толщины пленки и шероховатости подложек, в качестве которых использовались ситалл СТ-50, кварц С5-1 и кристаллический кремний КЭФ-4,5 (100) не ниже 14-го класса обработки поверхности. Установлено, что в исследованном диапазоне толщин от 3.9 до 26.6 нм аморфные УТ пленки гладкие и наследуют рельеф и шероховатость поверхности подложек (рис.1 (а,б,д)).

Сплошность аморфных слоев подтверждается распределением фазового контраста (в режиме Z-модуляции АСМ) – рис.1 (в, г). В пленках не было обнаружено дыр или проколов диаметром, по крайней мере, более 1,5÷2 нм, что согласуется с тем, что в наноструктурах аморфные слои *a*-Si:H и *a*-Ge:H имеют плотность, более близкую к плотности кристалла, и не содержат макропор по сравнению с объемными пленками [6].

Структурное качество *a*-Si-МНС было определено методом малоугловой рентгеновской дифракции (МРД). Анализ дифракционных картин показал, что наиболее совершенными являются структуры *a*-Si/ZrO_x. Для них наблюдались достаточно узкие дифракционные пики вплоть до 4-го порядка (рис.2). Наименее совершенными были наноструктуры *a*-Si/*a*-Ge. С уменьшением периода d_r МНС качество дифракционной картины ухудшалось: наблюдалось уменьшение числа порядков отражения, спад интенсивности и возрастание полуширины дифракционных пиков. Это связано с наличием на границах раздела переходного слоя конечной толщины, искажающего прямоугольную форму периодического потенциала при малых значениях периода. Стандартное отклонение σ периодической структуры от “идеальной”, рассчитанное по аналогии с формулой Дебая–Валера для теплового уширения дифракционных пиков в кристаллах, состав-

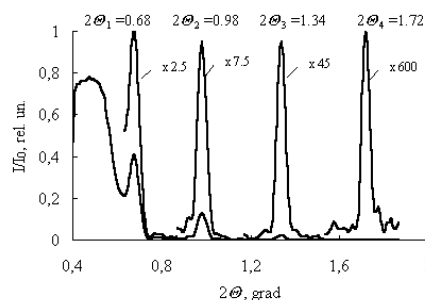


Рис.2.

Картина малоугловой рентгеновской дифракции МНС *a*-Si/ZrO_x с периодом $d_r = 21,7$ нм и числом периодов – 8.

вило от 2,8 до 4,4 Å. Таким образом, полученные *a-Si*-МНС имеют качественные границы раздела на атомном масштабе.

Периодическое чередование слоев в МНС наблюдалось также на профиле клина травления, сформированного специальным химическим травлением структуры, и на сколе методом атомно-силовой микроскопии. Как было показано [7], клин травления имеет форму лестницы с числом ступеней, равным числу периодов, и, по-видимому, обусловлен дефицитом кислорода в слоях ZrO_x [8], который приводит к различной скорости травления границ раздела *a-Si*- ZrO_x и ZrO_x -*a-Si*.

На сколе при уменьшении площади сканирования удалось разрешить отдельные слои в структуре. В отличие от клина травления, профиль скола имел форму лестницы с числом ступеней, равным числу слоев в структуре. Профиль композиционного состава, исследованный методом Оже-спектроскопии, также показал периодическое чередование слоев [8].

Таблица 1
Измерение периода МНС методами МРД и АСМ

МНС	Число периодов	d_r , нм АСМ	d_r , нм МРД
<i>a-Si</i> / ZrO_x	14	6.2	6
<i>a-Si</i> / ZrO_x	14	12.1	13
<i>a-Si</i> / ZrO_x	7	15.7	15
<i>a-Si</i> / ZrO_x	9	20.0	22
<i>a-Si</i> / ZrO_x	8	21	21.7
<i>a-Si</i> / <i>a-Ge</i>	10	6.6	6.0
<i>a-Si</i> / <i>a-Ge</i>	6	9.1	7.2

Период наноструктур d_r , измеренный методами МРД и АСМ, согласовался в пределах 10% (Табл.1).

3. Свойства УТ пленок *a-Si* и *a-Ge*

В отдельных пленках *a-Si* и *a-Ge*, толщиной $d \leq 12$ нм, наблюдалось увеличение оптической щели (рис.3), сопровождающееся ростом энергии активации проводимости по распространенным состояниям. При этих же толщинах исчезала прыжковая проводимость по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми N_f . Согласно оценкам, это связано с уменьшением ПЛС в щели подвижности *a-Si* при $d \leq 12$ нм, примерно на порядок величины до $6,2 \cdot 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³. Мы полагаем, что механизмом этого уменьшения в отдельных УТ пленках является насыщение оборванных связей (ОС) кремния кислородом в результате взаимодействия с окружающей средой.

Увеличение оптической щели (рис.3) в УТ пленках нельзя объяснить

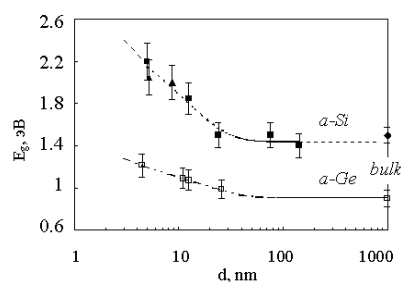


Рис.3

Изменение величины оптической щели E_g пленок *a-Si* и *a-Ge* в зависимости от толщины d .

только подтягиванием хвостов зон в результате снижения ПЛС, как в “объемном” a -Si при отжиге или гидрогенизации. Напротив, протяженность хвостов зон может даже увеличиваться в результате увеличения позиционного беспорядка в более тонких слоях a -Si [3].

Окисление всего объема пленки или изменение ее химического состава при $d \leq 12$ нм маловероятно, поскольку кремний дает устойчивый оксид толщиной до 5 нм [7]. Поэтому УТ пленку можно рассматривать как одиночную яму, зажатую двумя барьерами – подложкой и собственным окислом. Тогда при общей толщине пленки менее 12 нм, толщина “активной” (неокисленной) области – ямы – приближается к 5 нм, что является в a -Si:H условием проявления эффектов квантового ограничения. Таким образом, на увеличение оптической щели в УТ пленках влияют эффекты размерного квантования, приводящие к повышению энергии основного состояния на E_{c1} – со стороны зоны проводимости, и E_{v1} – со стороны валентной зоны, где $E_c(v)_n$ – уровни размерного квантования, $n = 1, 2$.

4. Свойства a -Si-МНС

Влияние квантованного спектра носителей на поглощение в отдельных УТ пленках выявить сложно, поскольку с уменьшением толщины возрастает ошибка эксперимента, а процессы окисления захватывают весь объем пленки уже при ее толщине $d \leq 5$ нм. В многослойных наноструктурах ситуация становится более однозначной, поскольку окисление слоев a -Si внутри структуры с образованием SiO_x практически исключено, а кислород на границах раздела проникает на 1÷2 атомных слоя, что достаточно надежно установлено.

В оптических свойствах наноструктур также был обнаружен “синий” сдвиг спектров поглощения, и связанное с ним увеличение оптической щели в узкозонных слоях a -Si [9]. Нас заинтересовал характер спектральной зависимости коэффициента поглощения, а именно – спектры поглощения, состоящие из линейных участков в структурах с толщиной слоев аморфного кремния ≤ 5 нм [9], описываемые кусочно-линейной зависимостью

$$\alpha \hbar \omega \sim \sum_n (\hbar \omega - E_n) \cdot U(\hbar \omega - E_n), \quad (1)$$

где E_n – энергии подзон, $U(E)$ – ступенчатая функция. В структурах с более толстыми слоями (~ 11 нм) наблюдалась квадратичная зависимость Тауца [9]:

$$\hbar \omega \alpha \sim (\hbar \omega - E_g)^2 \cdot U(\hbar \omega - E_g),$$

а также хвост на краю поглощения, что типично для “объемного” аморфного кремния.

Согласно формальному подходу к спектрам поглощения в аморфных структурах с КЯ, ступени, отражающие квантованную плотность состояний, можно выделить только на производных, что является следствием нарушения правила отбора, в отличие от кристаллических сверхрешеток (СР), в которых спектр поглощения непосредственно является сверткой ступенчатой функции плотности состояний в зоне проводимости E_c и валентной зоне E_v .

Энергии переходов E_n , $n = 1, 2$ (табл.2), определенные по положению ступеней в соответствии с выражением для производной:

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} \sim \sum_n \hbar\omega \cdot U(\hbar\omega - E_n), \quad (2)$$

хорошо удовлетворяли соотношению

$$E_1 \cdot S(E_n) / (E_n \cdot S(E_1)) = n, \quad (3)$$

где $S(E_n) = d\alpha/d\lambda$ – значения производной при каждой пороговой энергии перехода $\hbar\omega = E_n$. Видно также, что минизоны располагаются вполне закономерно: при уменьшении толщины слоев кремния сдвигаются вверх по энергии, и энергетическое расстояние между ними увеличивается.

Таблица 2
Значения энергий переходов в МНС $a\text{-Si}/\text{ZrO}_x$

d_w , нм	E_1 , эВ	E_2 , эВ	E_3 , эВ	$n = 2$	$n = 3$
5.4	2.27	2.4	2.69	1.92	2.91
4.9	2.35	2.52	2.89	1.87	2.92
3.0	2.41	2.62	—	2.07	—

Размерные эффекты наблюдались и в электрических свойствах, например, анизотропия проводимости, характерная для низкоразмерных систем (рис.4), усиливающаяся при толщине слоев кремния ≤ 5 нм. Разница в величине поперечной $\sigma_{\perp}$ и продольной $\sigma_{\parallel}$ проводимости составила от одного, при толщине слоев кремния 11 нм, до четырех порядков, при толщине слоев $a\text{-Si}$ менее 5 нм.

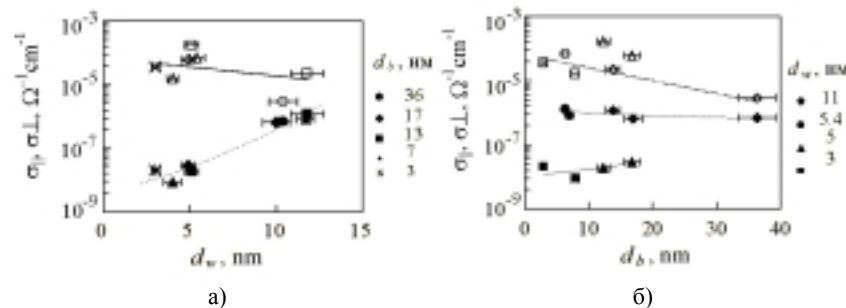


Рис.4

Анизотропия проводимости МНС $a\text{-Si}/\text{ZrO}_x$ вдоль границ раздела $\sigma_{\parallel}$ (закрашенные символы) и по нормали к границам раздела (незакрашенные символы): а) от толщины ям d_w ; б) от толщины барьеров d_b .

При продольном переносе основной ток носителей протекает вдоль низкоомных слоев кремния $a\text{-Si}$. Поэтому резкий спад $\sigma_{\parallel}$ при толщине слоев кремния $d_w \leq 5$ нм связывается нами с ростом энергии активации проводимости в узкозонных слоях $a\text{-Si}$. В соответствии с оптическим поглощением энергия активации

растет в результате разбиения спектра носителей выше E_c (ниже E_v) на минизоны и повышения энергии основного состояния, т.е. его можно рассматривать как эффект квантового ограничения. Вольтамперные характеристики вдоль границ раздела имели вид, характерный для эффекта токов, ограниченных объемом зарядом (ТООЗ) [5]. При этом электрический ток, протекающий в слоях кремния, ограничен объемным зарядом, локализованным на границах раздела МНС. По оценкам энергии активации ловушек составила $0,23 \pm 0,54$ эВ ниже дна зоны проводимости аморфного кремния.

Возникновение состояний минизон и изменение плотности состояний, обнаруженные в оптических свойствах наноструктур $a\text{-Si}/\text{SiO}_2$, согласуются и с результатами исследования вертикального электронного транспорта. В наноструктурах $a\text{-Si}/\text{диэлектрик}$ на вольтамперной зависимости воспроизводимо проявлялись участки в виде плато при $d_w \leq 5$ нм (рис.5).

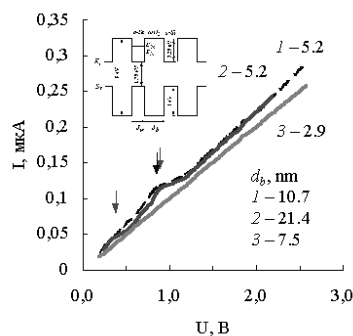


Рис.5

Вольтамперные характеристики
многослойных наноструктур
 $a\text{-Si}/\text{SiO}_2$

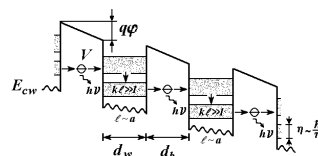


Рис.6

Модельное представление
резонансного туннелирования
через уровни ловушек барьеров
в МНС $a\text{-Si}/\text{диэлектрик}$

Согласно оценкам, плато возникают при напряжениях, соответствующих разности энергий минизон в соседних слоях $a\text{-Si}$. Механизм резонансных плато является облегченное туннелирование носителей заряда из минизон распространенных состояний $a\text{-Si}$ через уровни ловушек в барьерах (рис.6). Процессы рассеяния приводят к отсутствию спадающего участка проводимости.

Для объяснения наблюдаемых эффектов мы используем шкалу подвижностей Козна [10] (рис.7). Согласно Козну, в аморфных полупроводниках вдали от краев зон выше E_c (и ниже E_v) существуют состояния с $kl \gg 1$, на которых движение носителей имеет чисто зонный характер. Длина свободного пробега носителей на них, по оценкам, составила несколько десятков ангстрем.

При ширине ямы $d_{\text{я}}$, сравнимой с этой величиной, равной $\approx 50 \text{ \AA}$ (согласно экспериментальным данным), и искусственным периодическим потенциалом $U_0 \sim 1 \text{ эВ}$, в несколько раз превышающим случайный Андерсоновский потенциал ($0,01 \div 0,1 \text{ эВ}$), в узкозонных слоях $a\text{-Si}$ возникнут минизоны. Тогда состояния вблизи краев зон – состояния, соответствующие флуктуационным уровням, для которых длина свободного пробега не имеет смысла ($\ell \sim a$), и которые обычно участвуют в электронных процессах в аморфных “объемных” полупроводниках (рис.7), в строгом классическом смысле станут запрещенными. Это снимает противоречия, возникающие при оценке характерной длины в аморфных наноструктурах, поскольку квантуются состояния с $kl \gg 1$, для которых $\ell \gg 10 \text{ \AA}$, что много больше, чем по оценкам Шкловского [2].

С другой стороны, подобие поведения наноструктур с ямными слоями $a\text{-Si}$ и наноструктур на основе $a\text{-Si:H}$ (а также на основе нанокристаллического кремния [11]) позволяет предположить, что либо ПЛС в щели подвижности $a\text{-Si}$ не играет существенной роли в МНС, либо в слоях $a\text{-Si}$ в структурах с диэлектрическими барьерами ZrO_x и SiO_2 снижается плотность локализованных состояний.

Об уменьшении плотности состояний в ямных слоях безводородного кремния свидетельствовали спектры фотолюминесценции, чувствительные к распределению ПЛС в щели подвижности (рис.8). Как известно, при больших концентрациях дефектов (незаполненных ОС) в безводородном $a\text{-Si}$ доминирует безизлучательный процесс рекомбинации, и сигнал ФЛ не наблюдается. В структурах с барьерами из оксидов (ZrO_x и SiO_2) происходит уменьшение центров безизлучательной рекомбинации за счет насыщения кислородом ОС кремния. Исчезновение хвоста Урбаха в спектрах оптического поглощения [9], в частности, свидетельствовало о том, что процессы, приводящие к уменьшению плотности состояний, доминируют над обратным процессом уширения хвостов зон в результате возрастания позиционного беспорядка [3] в более тонких слоях $a\text{-Si}$.

Исследование ФЛ в наноструктурах $a\text{-Si/ZrO}_x$ и $a\text{-Si/SiO}_2$ показало, что собственный эмиссионный спектр $a\text{-Si-МНС}$ имеет пик $1,28 \div 1,38 \text{ эВ}$, энергетическое положение которого близко по величине энергии люминесценции в $a\text{-Si:H}$ ($1,1 \div 1,4 \text{ эВ}$ [1]). Анализ механизмов ФЛ позволяет заключить, что люминесценция в МНС $a\text{-Si/диэлектрик}$ связана с излучательной рекомбинацией носителей из хвостов зон в $a\text{-Si}$ (рис.9) и, таким образом, подобна люминесценции в $a\text{-Si:H}$.

В рамках этого подхода хорошо объясняется смещение пика люминесценции в высокоэнергетическую область спектра с увеличением энергии возбуждения. Такая зависимость энергии ФЛ в $a\text{-Si}$ от энергии возбуждения связывается нами с распре-

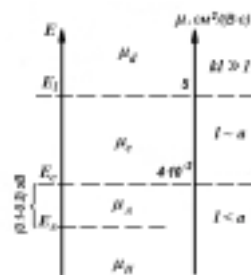


Рис. 7

Шкала подвижностей Коэна и энергия носителей относительно E_c в аморфных полупроводниках

делением состояний в хвостах зон, из которых носители излучательно рекомбинируют в широком интервале энергий. Этим же объясняется и более пологое плечо пика люминесценции в этой области спектра.

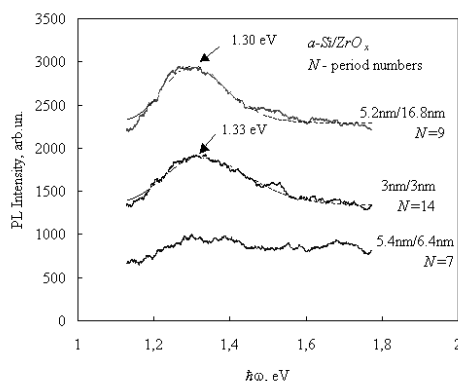


Рис.8

Спектры ФЛ МНС $a\text{-Si}/\text{ZrO}_x$ в зависимости от толщины слоев $a\text{-Si}$ $d_w \leq 5$ нм ($\lambda = 514$ нм).

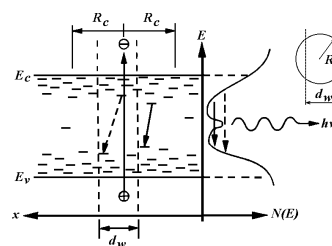


Рис.9

Модель ФЛ в $a\text{-Si}$ -МНС из хвостов ПЛС $a\text{-Si}$. На вставке – деформирование сферы захвата в слое $a\text{-Si}$ толщиной d_w .

Уменьшение толщины слоев $a\text{-Si}$ также приводило к сдвигу пика ФЛ в сторону более высоких энергий, что имело место при толщине слоев $a\text{-Si}$ $d_w \leq 5$ нм (рис.8). Основываясь на модели, развитой для УТ слоев $a\text{-Si:H}$ [12], когда ширина ямы становится сравнима с диффузионной длиной R_c фотовозбужденных носителей в $a\text{-Si}$ (по крайней мере в $a\text{-Si:H}$ $R_c \approx 8$ нм), найдем что усечение сферы захвата, ограничивающей низкоэнергетические состояния, доступные внутри этого радиуса, приводит к повышению центров излучательной рекомбинации в хвостах зон (рис.9). В более тонких слоях также увеличивается квантовый выход ФЛ, поскольку вероятность того, что сфера захвата радиусом $R_c < d_w$ содержит ОС, уменьшается.

5. Заключение

Получен и исследован новый композиционный полупроводниковый материал – многослойная наноструктура $a\text{-Si}/\text{диэлектрик}$ (SiO_2 , ZrO_x) с периодом $\sim (1\div 10)$ нм, со свойствами, не характерными для “объемного” безводородного $a\text{-Si}$: варьируемой шириной оптической щели ($2.1\div 2.35$ эВ), фотолюминесценцией ($1.28\div 1.38$ эВ), анизотропией проводимости, нелинейными вольтамперными характеристиками. При этом оптические и электрические свойства МНС при $d_w \leq 5$ нм подобны свойствам $a\text{-Si:H}$ -МНС, и могут интерпретироваться квантовым ограничением носителей в узкозонных слоях $a\text{-Si}$. Это подобие квантово-размерных свойств, а также

обнаруженный в МНС a -Si/диэлектрик с барьерными слоями (ZrO_x , SiO_2) эффект снижения ПЛС в ямных слоях a -Si толщиной $d_w \leq 5$ нм без гидрогенизации, открывают возможность получения материала со свойствами, подобными a -Si:H.

Работа выполнена в рамках Проекта SfP-973799 Semiconductors Программы НАТО “Наука для Мира”, а также при частичной поддержке программы Министерства образования РФ и Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF) “Фундаментальные исследования и высшее образование” (BRHE). № гранта REC-001 и гранта Министерства образования РФ по фундаментальным исследованиям в области технических наук T00-2.2-2272.

Литература

- [1] Меден А., Шо М. Физика и применение аморфных полупроводников. –М.: Мир, 1991, 670 с.
- [2] Raikh M.E., Baranovskii S.D., Shklovskii B.I. Dimensional quantization in a -Si:H quantum-well structures: the alloy model // Phys. Rev. B. 1990. V.41, № 11. P.7701.
- [3] Виноградов Е.А., Заяц А.В., Пудонин Ф.А. Спектр электронных состояний в ультратонких аморфных сверхрешетках Si/SiO₂ //ФТП. 1991. Т.33, вып.1. С.197.
- [4] Хохлов А.Ф., Ершов А.В., Машин А.И., Мордвинова Ю.А. Фоточувствительность и проводимость аморфного кремния, легированного изовалентной примесью германия //ФТП. 1987. Т.21. С.1907.
- [5] Чучмай И.А., Хохлов А.Ф., Машин А.И., Ершов А.В., Андреев С.С. Особенности электропереноса в многослойных наноструктурах a -Si/ZrO_x //Изв. вузов. Электроника. 1999. №5. С.15.
- [6] Ruppert A.F., Persans P.D., Hughes G.J., Liang K.S., Abeles B., Lanford W. Density of ultrathin amorphous silicon and germanium sublayers in periodic amorphous multilayers //Phys. Rev. B. 1991. V.44, №20. P.11381.
- [7] Chuchmai I.A., Khokhlov A.F., Ershov A.V. Structural measurements of amorphous silicon multilayers by the atomic force microscopy //Phys. Low-Dim. Struct. 2001. V.3/4. P.47.
- [8] Введенский В. Д., Коновалова О.П., Шаганов И.И. Оптическая неоднородность тонких диэлектрических слоев, получаемых методом вакуумного термического испарения //ОМП. 1987. №2. С.55.
- [9] Хохлов А.Ф., Чучмай И.А., Ершов А.В. Особенности поглощения в наноструктурах a -Si/ZrO_x //ФТП. 2000. Т.34, вып.3. С.349.
- [10] Cohen M.H. “Electronic structure and transport in covalent amorphous semiconducting alloys //J. Non-Cryst. Solids. 1970. V.2. P.432.
- [11] Берашевич Ю.А., Данилюк А.Л., Холод А.Н., Борисенко В.Е. Перенос носителей заряда в наноразмерных периодических структурах Si/CaF₂ с участием ловушек //ФТП. 2001. Т.35, вып.1. С.110.
- [12] Wilson B.A., Taylor C.M., Harbison J.P. Layer-thickness dependence of cw photoluminescence in single a -Si:H layers //Phys. Rev. B. 1986. V.34, №6. P.4429.

Multilayer amorphous silicon nanostructures prepared by evaporation^{*)}

A.V.Ershov¹⁾, I.A.Chuchmai, A.F.Khokhlov

Nizhni Novgorod State University, Gagarin Avenue 23, Nizhni Novgorod 603950, Russia

D.S.Nikolaev

Research and Development Institute of Measuring Systems (NIIS),

Nizhni Novgorod 603600, Russia

The progress of nanoelectronics has stimulated the intensive investigation of multilayer nanostructures (MNS) based on unhydrogenated amorphous silicon (*a*-Si). The interest to these structures is connected with preparation of film materials with the properties similar to *a*-Si:H, but with the higher degradation resistance. At present time the role of the higher density of localized states (DOS) in the mobility gap of *a*-Si layers in the nanostructures is still unclear. In this connection the study of the properties of *a*-Si-MNS attracts a great interest for understanding the origin of the electron processes and of the localization in amorphous nanostructures.

The *a*-Si-MNS with the ZrO_x and SiO_2 barrier layers prepared by evaporation were investigated. The layer thickness and period numbers were varied from 3 to 36 nm and 6 to 14, respectively. Using atomic-force microscopy we demonstrated that the ultrathin ($\sim 1\div 10$ nm) *a*-Si and *a*-Ge layers in the nanostructures are continuous hence don't contain pores or holes with the diameter more than $1.5\div 2$ nm. The MNS prepared possesses qualitative interface at the atomic scale. The standard deviation of period values from "ideal" structure is ranged from 2.8 to 4.4 Å.

Properties of ultrathin *a*-Si and *a*-Ge films have been modified by their layer thickness $d \leq 12$ nm. It indicates the quantum-size effect resulting in the increase of the optical gap and the decrease of the DOS in the amorphous semiconductor films. The changes in the density states were varying of order of magnitude up to $6.2 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$.

The influence of minizone spectrum in the *a*-Si layers with the thickness ≤ 5 nm on the properties of *a*-Si-MNS appears in the form of steps on the derivative of the absorption spectra and in the form of current bumps in current-voltage characteristics. The photoluminescence signal ($T = 77$ K) with energy $1.28\div 1.38$ eV was detected. This result may appear due to the decrease of the DOS in the ultrathin *a*-Si layers in the nanostructures.

We proposed the model based on the Cohen mobility scale to justify observed effects. It allows overcoming the inconsistency of theoretically calculated free path length value and experimentally measured one in amorphous nanostructures. Observed results appeared that the DOS in the mobility gap of the *a*-Si layers is not important value in *a*-Si-MNS or it drastically decreases due to the saturation of the dangling bonds in *a*-Si layers with the thickness ≤ 5 nm by the oxygen from neighboring barrier layer.

^{*)} Proc. NATO Project SfP-973799 Semiconductors 2nd Workshop. Nizhni Novgorod, 2002

¹⁾ Phone: +7-8312-656475; Fax: +7-8312-658592; E-mail: ershov@phys.unn.ru