

03;06;10;11;12

ОСАЖДЕНИЕ СЛОЕВ SiO_2 ИЗ ГАЗОВЫХ СТРУЙ ПРИ АКТИВАЦИИ РЕАГЕНТОВ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

© Р.Г.Шарафутдинов,¹ С.А.Бирюков,² В.М.Ефимов²¹Институт теплофизики СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия
(Поступило в Редакцию 10 января 1995 г.)

Описаны метод получения и свойства слоев SiO_2 , осажденных из газовых струй, активируемых электронным пучком. Исследованы зависимости оптических, химических и электрофизических свойств полученных пленок от одного из параметров — расстояния от источника активируемого газа до подложки. Установлены корреляции между пористостью пленок и их электрофизическими свойствами.

Введение

В последние годы в литературе появились сообщения об использовании сверхзвуковых струй в тонкопленочных технологиях. По мнению авторов [1], газоструйный метод является “новым, мощным, общего применения методом осаждения металлов, полупроводников, оксидов, нитридов и органических материалов”.

Метод реализован с непрерывными или импульсными струями неравновесной плазмы или нейтрального газа. В частности, плазменные струи использовались для травления [2], роста пленок аморфного кремния [3,4], германия [7], алмазоподобных пленок [5]. Рост пленок германия [6] и двуокиси кремния [8] осуществлен в импульсных струях. Получает распространение послойный (вплоть до отдельных монослоев) рост различных гетероструктур в так называемом числовом варианте струйного роста [8,9].

В газоструйном методе перенос полезного вещества от места, где это вещество вводится в поток, до подложки осуществляется в сверхзвуковой струе, которая формируется при расширении в вакуум газ-носителя из источника, где газ-носитель находится при повышенном давлении. Здесь под полезным веществом мы подразумеваем молекулы газа, из которых формируются пленки, или активные радикалы, используемые для травления или модификации поверхности. Способы создания и ввода полезного вещества в газ-носитель могут быть

самыми различными: термическое испарение, распыление с помощью микроплазмы, лазерное распыление и т. д. В некоторых вариантах полезное вещество может быть создано из газа-носителя активацией части молекул в плазме или электронным пучком [10]. В отличие от метода молекулярно-лучевой эпитаксии в газоструйном методе реализуются существенно более интенсивные потоки газов, препятствующие проникновению в реактивную зону загрязняющих пленку продуктов. Кроме указанных метод имеет также ряд других преимуществ, в частности, в создании покрытий на больших площадях, высоких скоростей роста и др.

В данной работе исследованы зависимости кинетики роста и свойств пленок двуокиси кремния (SiO_2), получаем струйным плазмохимическим методом при электронно-лучевой активации газов, от внешних определяющих параметров процесса и сделана попытка установления корреляций между свойствами пленок и параметрами потока газа. Выбор пленок SiO_2 обусловлен тем, что эти пленки имеют большое практическое значение, а также тем, что по свойствам этих пленок в литературе достаточно много сведений, которые могут быть использованы для сравнений.

Предлагаемый метод интересен еще и тем, что позволяет получить дополнительные данные, касающиеся природы электрофизических явлений и прежде всего процессов транспорта заряда в аморфном окисле кремния. Свойства тонких пленок, близких по составу к SiO_2 , могут изменяться в очень широких пределах. Так, проводимость слоев SiO_2 на постоянном токе в электрическом поле 1 МВ/см в зависимости от технологии получения изменяется от 10^{-3} до 10^{-13} А/см^2 [13-17]. Такие большие расхождения соответствуют качественно различным концентрациям центров захвата носителей заряда, через которые осуществляется транспорт, и, следовательно, это означает принципиально различные механизмы проводимости; от токов, ограниченных пространственным зарядом, до туннельной эмиссии Фаулера-Нордгейма [17-18]. Природа же появления большого количества ловушек может быть связана либо с присутствием в пленках до 10^{21} см^{-3} групп ОН, либо избыточного кремния [19]. Исследуемые в данной работе слои, как будет показано ниже, как раз интересны тем, что, обладая общими для других пленок свойствами, отличаются тем, что по данным ИК анализа не содержат заметного количества ОН групп.

Постановка эксперимента

а) О п и с а н и е у с т а н о в к и. Схема экспериментального оборудования представлена на рис. 1. Один из рабочих газов или же их смесь из источника *I* расширялись в вакуумную камеру 1, где активировалась электронным пучком 2 из пушки 3, проходящим через струю вблизи источника *I*. Ниже зоны активации в поток 4 впрыскивался другой газ из симметричного источника *II*. Смесь газов достигала подложки 5, расположенной перпендикулярно основной струе на нагревателе 6. Стационарные условия по давлению в газовых источниках и вакуумной камере поддерживались непрерывной подачей газа через системы напуска 7 и вакуумной откачкой 8. В процессе роста пленок давление в газовых источниках было от 3 до 40 Тор, а давление в вакуумной камере поддерживалось на уровне $1-5 \cdot 10^{-3}$ Тор.

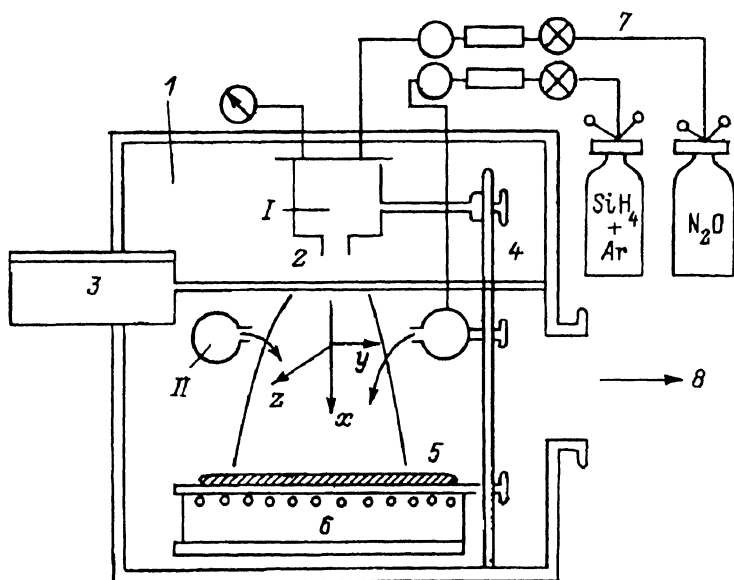


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Газовые источники *I* и *II* и подложкодержатель были закреплены на координатном механизме, позволяющем устанавливать любую точку струи под электронный пучок. Началом координат была выбрана центральная точка на оси струи на срезе сопла источника *I*, откуда измерялись расстояния до пересечения оси струи: с электронным пучком x , с плоскостью подачи газов из источника *II* x_2 , с подложкой x_3 . Координаты y и z измерялись соответственно параллельно и перпендикулярно направлению активирующего электронного пучка.

б) И с п о л ь з у е м ы е м а т е р и а л ы и о б р а з ц ы. В данной работе в качестве кремнийсодержащего газа использовался моносилан (SiH_4), а окислителя — закись азота (N_2O). Газом-разбавителем служил аргон. Рост пленок осуществлялся на пластинах монокристаллического кремния ориентации (100) с удельным сопротивлением 4.5 Ом/см и диаметром 76 мм . Перед ростом подложки подвергались стандартной химической обработке.

в) М е т о д ы и с с л е д о в а н и я п л е н о к. Для измерений толщины и показателя преломления пленок был использован эллипсометр с гелий-неоновым лазером ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). Исследования межатомных связей в пленке проводились на инфракрасных спектрометрах "Bruker IFS-113W" и "Philips PU9512". Определение состава на поверхности и в объеме пленок проводилось с помощью оже-спектроскопии на комплексной установке фирмы "Riber". Для проведения электрофизических измерений создавались МДП структуры посредством напыления на осисленную сторону подложки алюминиевых электродов площадью $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Скорость травления измерялась с использованием травителя ($\text{HF} : \text{H}_2\text{O}, 1 : 100$).

а) Описание процесса осаждения. Газоструйный метод осаждения пленок с электронно-пучковой активацией (ЭПА) реагентов подразумевает многообразие реализаций из-за большой свободы в выборе геометрических схем реакторов, широкого диапазона давлений и расходов газов через источники, энергий и тока электронного пучка, а также из-за многовариантности схем смещения газов и их активации. В данной работе мы ограничимся представлением наиболее характерных результатов, полученных только для одной из схем струйного ЭПА метода. На рис. 2 представлены результаты эллипсометрических исследований пленок, полученных в схеме с отдельной активацией. Источник I был выполнен в виде нагреваемой кварцевой трубки, через которую подавалась закись азота. Источник II состоял из двух трубок, направленных симметрично под углом к оси источника I в плоскости, перпендикулярной электронному пучку. Через источник II подавалась смесь моносилана и аргона в соотношении (1 : 24). Отдельная активация подразумевает пересечение электронным пучком струи N_2O до места ее смешения со струями, истекающими из источника II. В представленном на рис. 2, а-г примере все опреде-

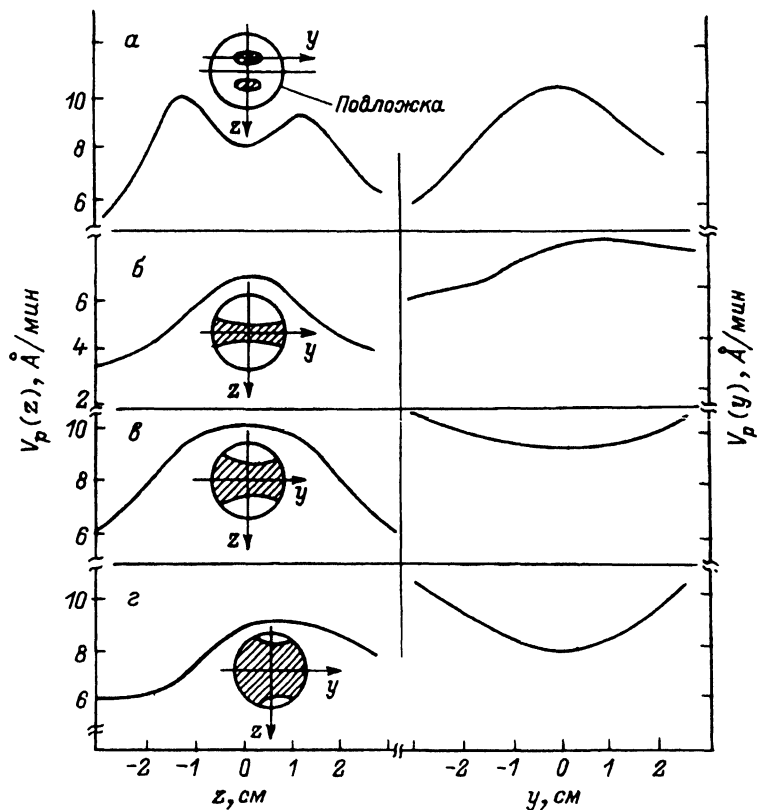


Рис. 2. Профили скоростей роста $V_p(y)$ и $V_p(z)$ и геометрия пленок в зависимости от расстояния источник I—подложка x_3 .

Общие условия роста: температура подложки $250^\circ C$, давление в источнике I — 14 Тор, в источнике II — 3 Тор; x_3 , мм: а — 55, б — 75, в — 100, г — 150.

ляющие параметры выдерживались постоянными, изменялось только расстояние x_3 .

Профили скоростей роста (V_p) были рассчитаны из измерений толщины пленки по осям y и z (соответственно вдоль и поперек направления активирующего электронного пучка). Как показывают эллипсометрические измерения, скорость роста неодинакова в различных точках подложки. Геометрические области на подложках, где выросла пленка, на рисунке заштрихованы. Видно, что на расстояниях, близких к источнику, выросшая пленка представляет собой два эллипсоидных пятна, а по мере увеличения расстояния источник-подложки происходит постепенное слияние этих пятен в сплошную, но неравномерную по толщине пленку. На рис. 2, *a* для случая, когда расстояние x_3 было минимальным (55 мм), приведены данные скоростей роста $V_p(y)$, снятые вдоль оси симметрии одного пятна ($z = -15$ мм). Во всех остальных случаях измерения проводились по осям, пересекающим геометрический центр подложки ($y = 0, z = 0$). Значения показателя преломления несколько меняются по поверхности пленок и в среднем уменьшаются с ростом расстояния источник-подложка. Также измерялись значения показателя преломления n в ходе процесса химического травления пленок. Обнаружено, что во время травления значение n не изменяется для пленок, полученных на близких к источнику I расстояниях ($\Delta n = 0$), и его величина претерпевает все более сильные изменения для пленок, выращенных на более далеких расстояниях.

Исследования, подобные представленным на рис. 2, были выполнены в основном для всего набора определяющих факторов. Они выявили существенные зависимости свойств пленок также и от давления и температуры газа в источнике I , температуры подложки и потенциала источник I — электронный пучок. Зависимости свойств пленок от концентрации компонент смеси и тока пучка менее существенны.

б) Состав полученных слоев. На выращенных пленках проводились исследования спектров поглощения в диапазоне $400\text{--}4000\text{ см}^{-1}$ и определение состава материала методом оже. Идентификация ИК спектров проводилась в сравнении с данными, полученными на слоях, выращенных другими методами, и с использованием результатов работ [20,21]. ИК спектры поглощения наших пленок приведены на рис. 3 сплошной кривой. На рисунке видны характерные пики, соответствующие колебаниям Si-O, причем основной пик лежит в области 1060 см^{-1} , а не 1100 см^{-1} , как у термического SiO_2 [21]. Важной особенностью полученных нами слоев является отсутствие заметных пиков, обусловленных Si-H связями и адсорбированной водой в области 885 см^{-1} . Для сравнения штриховой кривой на рисунке показаны ИК спектры пленок SiO_2 , подробно исследованных в [17], для которых эти пики наблюдаются всегда. Было исследовано поведение основного пика Si-O в зависимости от параметра x_3 . Семейство соответствующих ИК спектров представлено на рис. 4. Видно, что с ростом x_3 ширина пика $\Delta\nu$ увеличивается.

Исследования методом оже-спектроскопии также показали, что полученные пленки в глубине имеют атомные соотношения Si к O ($37 : 62\%$), близкие к стехиометрическому термическому SiO_2 ($39 : 61\%$). Особенности состава поверхности пленок в данной работе не исследовались.

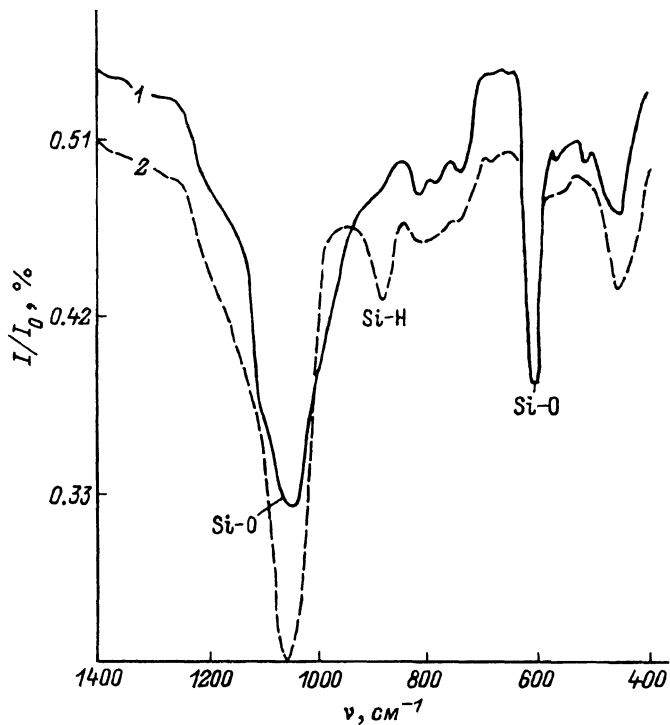


Рис. 3. ИК спектры пропускания пленок SiO_2 , полученных электронно-пучковой активацией (1) и окислением моносилаана в кислороде (2).

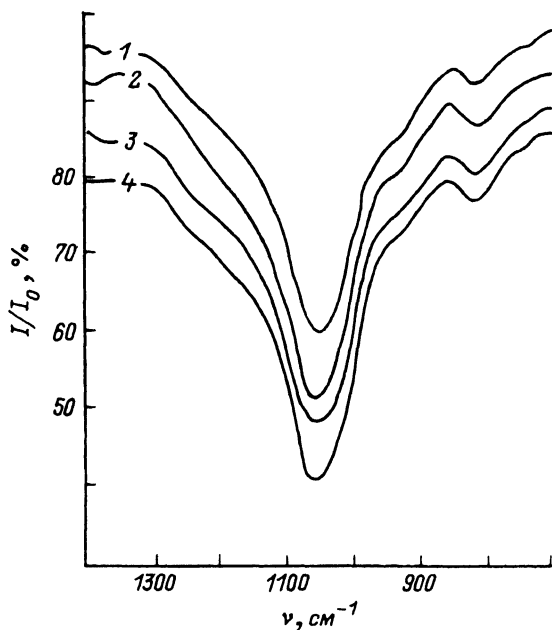


Рис. 4. ИК спектры пленок SiO_2 , выращенных на разных расстояниях z_3 . 1 — 100, 2 — 75, 3 — 55, 4 — 40 мм.

в) Электрофизические свойства. Исследования электrophизических свойств пленок проводились на МДП структурах методами вольт-фарадных характеристик на частоте 1 МГц и вольт-амперных характеристик на постоянном токе. В последнем случае напряжение к структуре прикладывалось через равные промежутки времени (5 с) в течение 1 с (по точкам) либо непрерывно с постоянной скоростью нарастания около 1 В/с.

На рис. 5 приведены вольт-фарадные характеристики структур с пленками SiO_2 , полученными при различном расстоянии x_3 . Виден сдвиг напряжения плоских зон структур в сторону отрицательных напряжений с ростом параметра x_3 . Значение напряжения плоских зон $-2 - -6$ В является типичным и для других технологий получения SiO_2 [17]. Таким образом, заметного встроенного или объемного заряда в пленках не обнаружено.

Для сравнения характеристик пленок с данными других авторов вольт-амперные характеристики измерялись при медленном повышении напряжения, но при этом способе измерения, на наш взгляд, затрудняется их интерпретация, так как на величину тока влияет заряд, который накапливается в процессе измерения в приконтактной области пленки. На рис. 6 представлены такие характеристики для ЭПА пленок, полученных нами при разных расстояниях x_3 (а-г), в сравнении с результатами работы [13], в которой пленки SiO_2 были выращены методом электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) с вариацией температуры подложки (кривые 1-3). При увеличении расстояния источник-подложка резко возрастают токи утечки через МДП структуры; аналогичное явление наблюдается и при снижении температуры. Это сравнение показывает, что изменением параметров в газовой фазе может быть достигнут тот же результат в изменении свойств, какой достигается изменением температуры подложки.

Для анализа механизма транспорта заряда в пленках вольт-амперные характеристики этих же образцов снимались по точкам

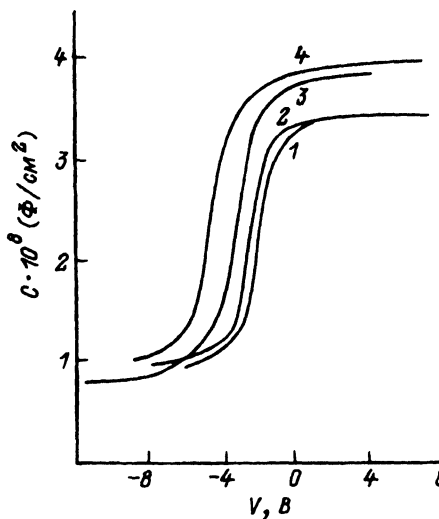


Рис. 5. $C-V$ -характеристики МДП структур со слоями SiO_2 , выращенных при разных x_3 .

1 — 55, 2 — 75, 3 — 100, 4 — 150 мм.

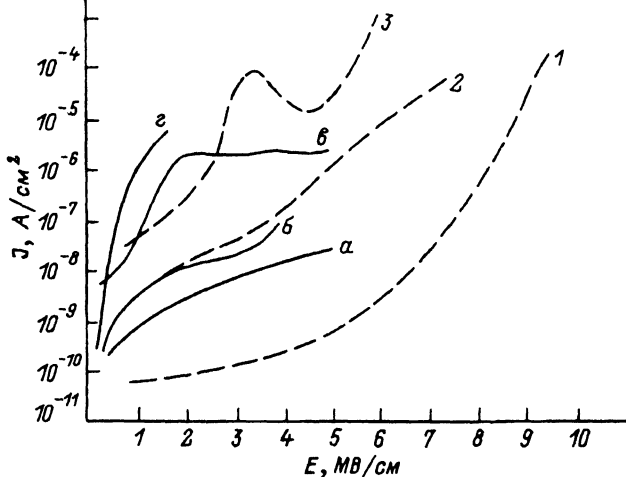


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики МДП структур со слоями SiO_2 , полученными ЭПА методом с вариацией x_3 (а-г) в сравнении с характеристиками, представленными в [13] с вариацией температуры подложки t_s (1-3). x_3 , мм: а — 55, б — 75, в — 100, г — 150; t_s , °C: 1 — 300, 2 — 200, 3 — 100.

приложением напряжения на короткое время через каждые 5 с. Полученные таким образом вольт-амперные характеристики приведены на рис. 7 в двойных логарифмических координатах для двух партий образцов, выращенных соответственно при $x_3 = 40, 75$ и 100 мм (светлые значки) и $x_3 = 55, 75, 100, 130$ и 150 мм (темные значки). Условия роста партий отличались по давлениям в источниках I и II. Здесь же пунктиром приведены вольт-амперные характеристики для слоев SiO_2 , полученных из газовой фазы при взаимодействии силана с кислородом при разных температурах (кривые 1-3), термического окисла (кривая 7), и не содержащего воды SiO_2 , осажденного распылением кварца (кривая б) и SiO в кислороде (кривые 4,5) [17]. Как видно из рисунка, зависимость тока от поля имеет вид, характерный для всех низкотемпературных слоев SiO_2 : в относительно слабых электрических полях имеется прямолинейный участок $\lg J \sim E$, а затем характеристика выходит на насыщение. Здесь J — плотность тока через МДП структуру, $E = U/d$ — средняя напряженность поля, где U — приложенное к структуре напряжение, d — толщина пленки. На участках экспоненциального роста тока с увеличением поля зависимость $\lg J(E)$ можно представить также в виде $J \sim U^\alpha$. Показатель степени α , определенный из наклона прямолинейных участков вольт-амперных зависимостей, перестроенных в двойных логарифмических координатах $\lg J(\lg U)$, в нашем случае составил около 6. Наконец, измерения вольт-амперных характеристик слоев, приведенные в зависимости от координаты вдоль и поперек пучка, показали, что с большой точностью величина тока определяется только напряжением и временем приложения напряжения и не зависит от толщины пленки. Такое утверждение можно сделать для слоев SiO_2 толщиной 60–130 нм. При толщинах диэлектрика менее 60 нм наблюдалась значительная дефектность слоев и измерение вольт-амперных характеристик было затруднено. Отметим, что уровень тока, при котором начинается насыщение в исследованных слоях,

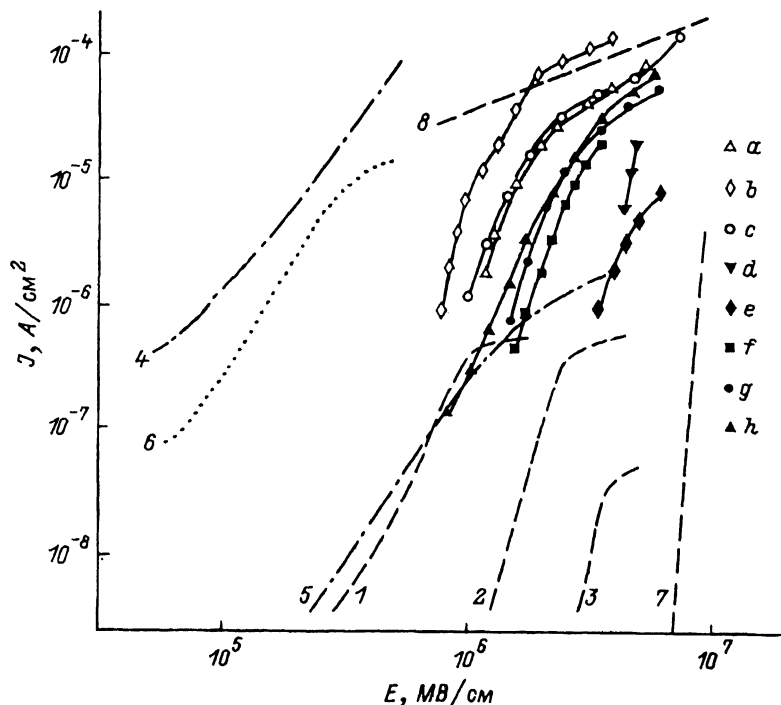


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики слоев SiO_2 .

1-я партия ЭПА пленок: $x_3 = 40$ (a), 75 (b), 100 мм (c); 2-я партия ЭПА пленок: $x_3 = 55$ (d), 75 (e), 100 (f), 130 (g), 150 мм (h); партия пленок, полученная окислением моносилана в кислороде при температурах синтеза 150 (1), 250 (2), 400 °C (3); партия пленок, полученных окислением SiO в кислороде: $n = 2.85$ (4), 1.46 (5); пленка, полученная распылением кварца (6), термический окисел (7), усредненный участок квадратичной зависимости J от U (8).

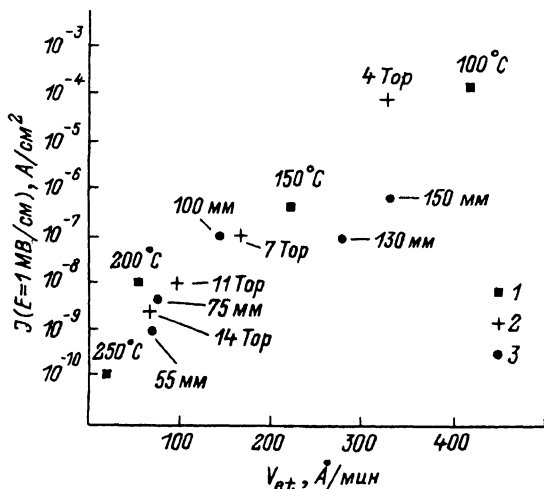


Рис. 8. Корреляция между токами утечки J через слои SiO_2 и скоростями травления V_{et} соответствующих пленок.

1 — пленки, полученные окислением моносилана при разных температурах синтеза; 2 — пленки, полученные ЭПА методом при разных давлениях N_2O в источнике I; 3 — пленки, полученные ЭПА методом при разных расстояниях x_3 .

наблюдается при значительных более высоких значениях J , чем в структурах с SiO_2 , выращенных при окислении моносилана [17].

На исследованных нами МДП структурах проявился эффект, нами наблюдавшийся ранее, но до конца так и не изученный. Речь идет о локальных микропробоях (либо о локальной концентрации тока?). В области, где наблюдается сильная релаксация тока и вольт-амперная характеристика выходит на насыщение, наблюдается большое количество микровспышек на поверхности металлического контакта. При достаточном увеличении U в этих местах впоследствии можно наблюдать небольшие кратеры, внутри которых отсутствует алюминий. Диаметр кратеров в нашем случае составлял ~ 10 мкм.

Мы попытались установить корреляцию между токами утечки через слой SiO_2 и скоростью их травления. На рис. 8 приведены сводные данные, собранные для пленок SiO_2 , полученных по различным технологиям, и показывающие наличие такой корреляции. Основываясь на рисунке, с большой уверенностью можем говорить о прямопропорциональной зависимости логарифма токов утечки от скорости травления образца.

Обсуждение результатов

Основным результатом данной работы следует признать тот факт, что связующим звеном между параметрами газового потока в процессе роста пленок SiO_2 и их электрофизическими свойствами является пористость. С увеличением расстояния источник газа-подложка уменьшаются плотность и градиент плотности газа в зоне роста, чему соответствуют профили и величины скоростей роста, геометрические фор-

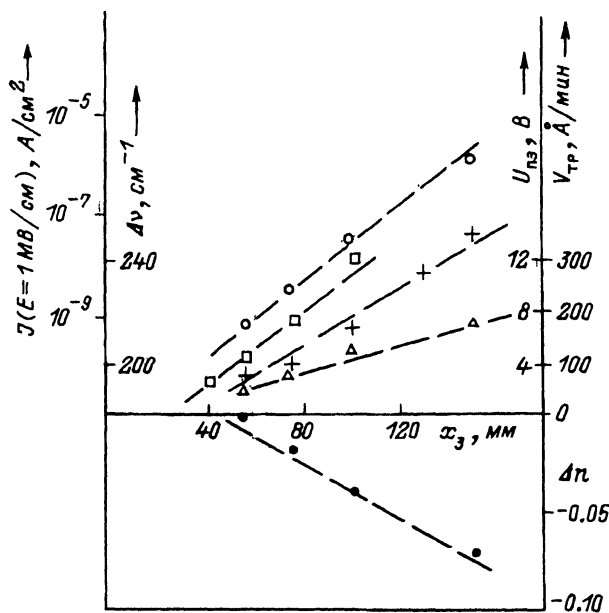


Рис. 9. Зависимости некоторых характеристик слоев SiO_2 от x_3 .
 \circ — плотность тока при среднем приложенном поле $E = 1 \text{ MB/cm}$, \square — полуширина пика 1060 cm^{-1} ИК спектров $\Delta\nu$, $+$ — скорость травления $V_{тр}$, Δ — значения напряжения плоских зон $U_{пз}$, \bullet — значения изменения показателя преломления Δn в процессе травления.

мы и размеры выращенных пленок (рис. 2). На рис. 9 представлены итоговые зависимости некоторых характеристик наших слоев от параметра x_3 , а именно плотности тока J при поле 1 МВ/см, полуширины $\Delta\nu$ пика 1060 см^{-1} ИК спектров, изменения величины показателя преломления Δn в процессе химического травления, скорости травления V_{et} и напряжения плоских зон U_f . Об увеличении пористости с ростом x_3 говорят все большие изменения в сторону уменьшения показателей преломления Δn в процессе травления и рост скорости травления V_{et} (рис. 9). Заметное уширение и сдвиг пика Si-O (1060 см^{-1}) ИК спектров наших пленок относительно соответствующих полос спектров слоев полученных другими методами (рис. 3), мы объясняем как результат разупорядочения материала из-за большого количества микропор, а увеличение полуширины $\Delta\nu$ этого пика с ростом x_3 (рис. 4 и 9) — соответственно возрастанием пористости. Сдвиг вольт-фарадных характеристик, обусловленный небольшим ростом встроенного положительного заряда с увеличением x_3 (рис. 5), также можно связать с уменьшением плотности упаковки при формировании пленки и, возможно, некомпенсированностью ионных связей. Линейность этой зависимости отражена на рис. 9 в части положения напряжения плоских зон для разных x_3 в поведении вольт-амперных характеристик (рис. 6 и 7, а также рис. 9 в части зависимости J от x_3) наблюдается монотонность, однозначно подтверждающая факт увеличения токов утечки с ростом параметра x_3 и соответственно пористости. Поскольку сама по себе скорость травления отражает лишь степень микропористости пленки ξ [12], то из рис. 8 следует, что с достаточной точностью выполняется зависимость $J \sim \exp(\xi)$, где $\xi = W_1/W_0$; W_1 — объем, занимаемый микропорами; W_0 — полный объем пленки.

Наибольший интерес представляет задача установления корреляции между электрофизическими свойствами пленок и их структурой, составом и микропористостью. Однако эта задача осложнена тем, что механизм проводимости низкотемпературных пленок SiO_2 окончательно не установлен. При исследовании пленок, полученных окислением моносилана, мы наблюдали экспоненциальную зависимость тока от толщины диэлектрика [17]. Это означает, что ток в пленке в этом случае лимитируется объемом диэлектрика, что было для нас одним из оснований попытаться объяснить проводимость таких слоев прыжковым механизмом. В этом случае наклон прямолинейных участков вольт-амперной характеристики определяется концентрацией центров захвата, по которым осуществляется транспорт заряда. Как видно из рис. 7, вольт-амперные характеристики исследованных здесь слоев очень похожи на описанные выше. По-прежнему имеются участок экспоненциальной зависимости тока от среднего электрического поля и участок насыщения. Важно, что наклоны всех характеристик близки по величине. Однако, как указывалось в экспериментальной части, мы не наблюдали сильной зависимости тока от толщины диэлектрика. Это дает основания считать, что в данном случае ток ограничивается пространственным зарядом вблизи инжектирующего контакта. Этот механизм часто привлекается при объяснении проводимости самых различных материалов [21, 22]. В классическом случае ловушечного диэлектрика зависимости тока от напряжения имеет при этом три наиболее характерных участка: в крайних случаях заполненных и пустых ловушек ток подчиняется зависимости $J \sim U^2$ и в промежуточной

области наблюдается более резкая зависимость $J \sim U^a$ тока от напряжения. В зависимости от распределения ловушек, их концентрации и других параметров параметр a может изменяться и достигать значений 6–10. Кроме того, необходимо учитывать эффект Пула–Френкеля, приводящий к увеличению наклона вольт-амперных характеристик [23]. В этом случае

$$J \sim U^2 \exp\left(\frac{\beta U^{1/2}}{kT d^{1/2}}\right), \quad (1)$$

где $\beta = (e^3/\pi\epsilon\epsilon_0)^{1/2}$ — фактор Пула–Френкеля, e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость выращенной пленки, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, k — постоянная Больцмана, T — температура образца, d — толщина пленки.

Значение фактора β , определенное из зависимостей $\lg J(\sqrt{U})$, в нашем случае составляет около $0.2-0.3 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}/(\text{В}/\text{см})^{1/2}$. Теоретическое значение, рассчитанное для высокочастотной диэлектрической проницаемости $\epsilon = n^2$, для $n = 1.49$ составляет около $0.5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}/(\text{В}/\text{см})^{1/2}$.

Одним из наиболее вероятных объяснений проявления характерных признаков (как токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), так и объемноограниченного механизма Пула–Френкеля) является модификация обычного ТОПЗ, рассмотренная в [23]. Уравнение для $I-U$ -характеристик, включающее эффект мелких ловушек и фактор Пула–Френкеля для понижения барьера ионизации, имеет в этом случае форму

$$I = \frac{9}{8} \frac{\mu\epsilon\epsilon_0}{d^3} \frac{N_c}{N_t} U^2 \exp\left(\frac{E_t - \beta\sqrt{U/d}}{kT}\right), \quad (2)$$

где μ — подвижность носителей, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, N_t — концентрация ловушек, E_t — энергия ловушек.

При этом, когда ловушки освобождаются под действием электрического поля, должен наблюдаться переход от экспоненциальной зависимости $I(U)$ к квадратичной зависимости ($I \sim U^2$) при напряжениях выше U_0 (2), где

$$U_0 = \frac{eN_t d^2}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad (3)$$

Оценка для N_t , полученная из (3) для характерных значений $U_0 \sim 10 \text{ В}$ выхода на зависимость, близкую квадратичной (кривая 8 на рис. 7), дает значение $N_t \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Полученное значение N_t сильно отличается от величины порядка 10^{21} см^{-3} , полученной в [17] для зависимостей, показанных на рис. 7 кривыми 1–3. Значение 10^{21} см^{-3} получено из принципиально отличной интерпретации экспоненциального участка вольт-амперных характеристик. Но, как видно из рис. 7, наклоны этих участков для разных диэлектриков практически совпадают. Это означает, что однозначно ответа о механизме проводимости низкотемпературных пленок SiO_2

на основе имеющихся экспериментальных данных дать нельзя. Тем более, что значение β , полученное в эксперименте, отличается от теоретического более чем в два раза. Однако с большой уверенностью можно утверждать, что принципиально более высокую проводимость наших пленок по сравнению со слоями 1-3 можно связать с отсутствием водородосодержащих групп в пленке. Это означает, что водород и ОН-группы служат пассиватором ловушек, по которым идет транспорт заряда. Данные по высокой проводимости слоев SiO₂, полученных распылением кварца и кремния в кислороде (кривая 5), также не содержащих ОН-связей, подтверждают наши предположения.

В заключение авторы выражают благодарность А.М. Бадалян, О.В. Полякову (Институт неорганической химии) и В.Г. Милехину (Институт физики полупроводников) за помощь в записи и интерпретации ИК спектров.

Список литературы

- [1] Halpern B.L., Schmitt J.J., Golz J.W. et al. // Appl. Surf. Sci. 1991. Vol. 48/49. P. 19.
- [2] Janes J., Lutz N. // Rev. Sci. Instr. 1991. Vol. 62 (10). P. 2356.
- [3] Meeusen G.J., Ershov-Paulov E.A., Meulenbroeks R.F.G. et al. // 10th Intern. Symp. on Plasma Chem. (ISPC-10). Bochum, 1991. P. 1. 2-7.
- [4] Wilbers A.T.M., Meeusen G.J., Haverlag M. et al. // Thin Solid Films. 1991. Vol. 204. P. 59.
- [5] Kessler F., Mohring H.-D., Bauer G.H. // J. Non-Cryst. Solids. 1991. Vol. 137&138. P. 745.
- [6] Beulens J.J., Kroesen G.M.W., Schram D.C. et al. // J. Appl. Polym. Sci. 1990. Vol. 46. P. 527.
- [7] Eres D., Lowndes D.H., Tischler J.Z. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55 (10) P. 1008.
- [8] Nakano M., Sakaue H., Kawamoto H. et al. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57 (11). P. 1096.
- [9] Horiike Y., Tanaka T., Nakano M. et al. // J. Vac. Sci. Technol. 1990. Vol. A 8 (3). P. 1844.
- [10] Sharafutdinov R.G., Sukhinin G.I., Veschikov S.I., Biryukov S.A. // 10th Intern. Symp. Plasma Chem. (ISPC-10). Bochum. 1991. Vol. 2. P. 4-22.
- [11] Nguuyen S.V. // J. Vac. Sci. Technol. 1986. Vol. B4. P. 1159.
- [12] Baklanov M.R., Vasilyeva L.L., GavriloVA T.A. et al. // Thin Solid Films. 1989. Vol. 171. P. 43.
- [13] Chau T., Mejia S.R., Kao K.C. // Can. J. Phys. 1991. Vol. 69. P. 165.
- [14] Kulich W., Kassing R. // J. Vac. Sci. Technol. 1987. Vol. B. P. 523.
- [15] Boyer P.K., Roche G.A., Rutohic W.H., Collins G.J. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 40. P. 716.
- [16] Alonso J.C., Ortiz A., Falcony C. // Vacuum. 1992. Vol. 43. N 8. P. 843.
- [17] Belousov I.I., Efimov V.M., Sinitsa S.P. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1991. Vol. 125. P. 387.
- [18] Fowler R.H., Nordgeim L. // Proc. Roy. Soc. 1928. Vol. 119. P. 173.
- [19] Taft E.A. // J. Electrochem. Soc. 1979. Vol. 126. P. 1729.
- [20] Lucovsky G., Tsu D.V. // J. Vac. Sci. Technol. 1987. Vol. A5 (4). P. 2231.
- [21] Smith R.W., Rose A. // Phys. Rev. 1955. Vol. 97. P. 1531.
- [22] Zor. M., Hogarth C.A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. Vol. 99. P. 513.
- [23] Murtgatroyd P.N. // J. Phys. 1970. Vol. D13. P. 151.