

почти такое же изменение магнитного момента, как и при закалке на 600 °С. Ниже этой температуры подвижность катионов становится недостаточной, чтобы за время охлаждения печи (в наших экспериментах примерно 10 ч) получить равновесное распределение катионов, соответствующее соотношению (2). Магнитный момент даже при таком медленном охлаждении получается завышенным и соответствует распределению при ~600 °С, поэтому, например, закалка CoFe_2O_4 от 1100 °С на комнатную температуру дает $\Delta m_0 = 0,2 \mu_B$, что соответствует, согласно (1) и (2), изменению перераспределения катионов при переходе от 1100 к 600 °С.

Концентрационная зависимость m_0 исследуемой системы (см. рис. 2) как медленно охлажденных, так и закаленных образцов в целом хорошо описывается аддитивной зависимостью

$$m_0(x) = m_0(\text{NiFe}_2\text{O}_4)(1-x) + m_0(\text{CoFe}_2\text{O}_4)x, \quad (3)$$

вытекающей из теории Нееля для антипараллельно ориентированных магнитных подрешеток *A* и *B* при линейном изменении или постоянстве $\delta(x)$ и малых изменениях количества магнитных ионов в подрешетках при изменении x (в нашей системе последняя величина постоянна).

Изменение температуры Кюри Θ при закалке (см. рис. 2) коррелирует с изменением m_0 . Наибольшее изменение Θ при закалке наблюдается в феррите кобальта и в твердых растворах, содержащих большое его количество. Минимальное изменение Θ имеют феррит никеля и твердые растворы на его основе. У всех составов закалка уменьшает Θ . Относительное уменьшение Θ CoFe_2O_4 при закалке от 1100 °С составляет 50 K/813 K = 0,062. Расчетное изменение количества ионов Fe^{3+} в *A* подрешетке при такой же закалке $(0,827 - 0,744)/(0,827) = 0,064$. Хорошее соответствие между уменьшением количества ионов Fe^{3+} в *A* подрешетке и Θ отмечается и для других составов, заметно изменяющих Θ при закалке. Можно предположить поэтому, что изменение Θ при закалке вызвано в основном перераспределением катионов: обеднением *A* подрешетки ионами Fe^{3+} со значительно большим числом неспаренных спинов по сравнению с числом неспаренных спинов в замещающих их ионах Co^{2+} (5 и 3 соответственно). Относительный прирост количества некомпенсированных спинов в *B* подрешетке при переходе туда равного количества ионов Fe^{3+} значительно меньше, так как в ней вдвое больше магнитных ионов по сравнению с *A* подрешеткой. Так как температура Кюри определяется в основном обменным взаимодействием между подрешетками, перераспределение катионов, имеющее место при закалке, должно снижать температуру Кюри, что и наблюдается в действительности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, т. 1.— М., 1976.
2. Смит Я., Вейн Х. Ферриты.— М., 1962.

Поступила в редакцию
18.01.79.

Кафедра физики твердого тела

УДК 621.396.6.181.48

А. Д. АНДРЕЕВ, В. М. ДИТКОВСКИЙ, А. В. ТКАЧ

ВЫЯВЛЕНИЕ НАРУШЕНИЙ СТРУКТУРЫ ОКИСЛА КРЕМНИЯ ПРИ ЭКСПОНИРОВАНИИ ЕГО В ГАЗОВОЙ ПЛАЗМЕ

Оксид кремния находит широкое применение при изготовлении активных или пассивных элементов полупроводниковых приборов и интегральных схем, в качестве изолятора металлических электродов, маски

при диффузии и фотолитографии. В процессе термического окисления в слое окисла могут образоваться сквозные каналы, нарушающие сплошную структуру окисла и оказывающие влияние на характеристики приборов. Известно, что при возбуждении газового разряда в вакуумных лампах, поверхность катода которых покрыта изолирующей пленкой, наблюдается усиление тока и образование сквозных каналов в диэлектрической пленке. Увеличение тока объясняется тем, что ионы плазмы притягиваются к поверхности диэлектрика и между образовавшимся слоем ионов плазмы и металлическим катодом возникает электрическое поле, которое вызывает холодную эмиссию электронов [1]. Сквозные каналы в пленке диэлектрика являются проводниками электрического тока; у выхода этих каналов на поверхности пленки свечение плазмы имеет большую яркость.

В данной работе в качестве катода применялись кремниевые пластины $n(0,2 \text{ Ом}\cdot\text{см})$ - и $p(0,1 \text{ Ом}\cdot\text{см})$ -типа, толщиной 200 мкм, вырезанные в направлении [111], на поверхность которых методом термического окисления при температуре 1150°C наносились слои окисла кремния. Для измерений применялась схема, показанная на рис. 1. Плазма возбуждалась в стеклянной цилиндрической камере 3 размером 80×30 мм от источника переменного тока частотой 50 Гц. Камера находилась под непрерывной откачкой, давление воздуха регулировалось в пределах $13,33\text{—}666 \text{ Н/м}^2$. Переменное напряжение подавалось между молибденовым электродом 5 диаметром 0,5 и длиной 15 мм и кремниевой подложкой 1, на которую были нанесены слои окисла кремния 2. Прижимной электрический контакт к кремниевой подложке осуществлялся посеребренной медной фольгой. Металлическая сетка 6 с размером ячеек 2×2 мм, расположенная на расстоянии 1 мм от поверхности окисла, использовалась для управления протекающим током через контакт плазма — окисел кремния. Пробой газового промежутка осуществлялся при давлении $\sim 13,33 \text{ Н/м}^2$.

На рис. 1 даны зависимости тока I от приложенного напряжения U для различных толщин окисла кремния. Как видно из рисунка, вольт-амперные характеристики (ВАХ) смещаются в область более высоких напряжений с увеличением толщины окисла. При протекании тока через кремниевые пластины с толщиной окисла 0,17 и 0,72 мкм наблюдаются его нестабильности, величина которых показана на ВАХ отрезками прямых.

Различие в величине токов, протекающих в кремниевых пластинах n и p -типа, увеличивается с ростом толщины окисла. На рис. 2, а и б приведены осциллограммы тока для окислов толщиной 0,01 мкм (а) и 0,72 мкм (б). На рис. 2, б видны пульсации тока, длительность которых составляет 10^{-4} с, а амплитуда беспорядочно изменяется во времени. С увеличением приложенного напряжения число пульсаций растет и нестабильность уменьшается. При подаче на управляющую сетку 6 положительного смещения величина протекающего тока уменьшается, а его пульсации исчезают. Нестабильности протекающего во внешней цепи тока возникают в полупериоде, соответствующем движению ионов к поверхности окисла, а электронов к проводящему зонду. Для устранения влияния второго полупериода, в котором такой эффект не наблюдается,

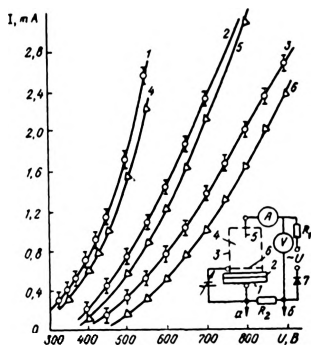


Рис. 1. Зависимость тока в цепи контактов (5—1) от приложенного напряжения:

1—6 соответственно для кремния n - и p -типа при толщине окисла 1,2 $\sim$ 0,02; 2,5 $\sim$ 0,2; 3,6 $\sim$ 0,7 мкм. R_1 , R_2 — ограничительное сопротивление. Остальные обозначения в тексте

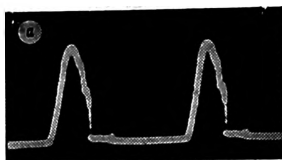


Рис. 2. Осциллограммы тока в отрицательном полупериоде приложенного напряжения для SiO_2 толщиной $\sim 0,01$ (а) и $0,72$ (б) мкм

в схему включен диод 7. Возникновение пульсаций тока сопровождается появлением на поверхности окисла со стороны плазмы световых вспышек, яркость свечения которых несколько превышает яркость свечения газоразрядной плазмы. Свечение этих пятен на поверхности изменяется во времени таким образом, что яркость одних увеличивается, а других уменьшается. При этом наблюдается картина, подобная блужданию (миграции) светящегося пятна на поверхности. Вспышки света появляются в местах эрозионных пятен (пор), возникающих на поверхности окисла. Число эрозионных пятен возрастает с увеличением времени экспонирования окисла в плазме, что приводит к увеличению тока в цепи. Эти пятна являются выходом сквозных каналов, соединяющих подложку с поверхностью окисла.

Полученные экспериментальные данные дают основание предполагать, что та часть положительно заряженных ионов плазмы, которая проникает на поверхность окисла через сетку, создает в нем электрическое поле, способное вызвать холодную эмиссию электронов из кремниевой подложки. При этом в тонких пленках окисла электрический ток может протекать через всю поверхность, в более толстых пленках протекание тока осуществляется в основном через сквозные каналы, которые образуются под воздействием плазмы. В исследуемом полупериоде ток положительных ионов, текущий к электроду, вследствие наличия проводящих каналов в слое окисла, будет распадаться на отдельные токи. Так как эти токи обеднены электронами, при подходе к каналу они создают между вершинами тока и катодом электрическое поле, что может вызвать электронную эмиссию и заметный рост протекающего тока. Известно, что холодная эмиссия электронов в сильном электрическом поле возникает между головкой стримера и поверхностью катода при пробое воздушного промежутка [2]. Изменение амплитуды тока во времени можно объяснить изменением эмиссионного тока, протекающего в отдельных каналах. Это изменение вызывается нейтрализацией заряда положительных ионов вблизи канала эмитированными электронами, изменяющими величину электрического поля между вершиной тока и катодом. Поэтому протекающий ток в одних каналах будет уменьшаться, в других увеличиваться. Это явление и порождает миграцию светового пятна. Так как протекание тока через тонкий окисел осуществляется по всей поверхности, нестабильности его не проявляются (см. рис. 1, кривые 1, 4, рис. 2, а). Увеличение числа эрозионных пятен с течением времени экспонирования окисла в плазме может быть связано с дефектами его структуры. При термическом окислении на границе раздела образуются как сквозные, так и находящиеся в глубине окисла поры, поэтому в начальный период экспонирования ток протекает через сквозные поры. С увеличением времени экспонирования число сквозных пор возрастает вследствие эрозии неполностью зарастаемых пор. Наблюдаемое различие в величине тока, протекающего через подложки n - и p -типа, нельзя объяснить только одним взаимодействием ионов плазмы с поверхностью окисла. Для этого необходимо дальнейшее исследование механизма холодной эмиссии структуры плазма — окисел — подложка.

Кафедра радиотехники и физической электроники

В. Н. АФАНАСЕНКО, В. А. ДАНИЛОВ, С. А. ЗЕНЧЕНКО

Для управления лазерным излучением широкое применение получили акустооптические устройства, которые используются во многих случаях для тех же целей, что и электрооптические приборы. Преимущества акустооптических устройств по сравнению с электрооптическими в меньшей управляющей мощности, более высоком контрасте, меньших оптических потерях, что особенно важно при использовании этих устройств в резонаторе лазера. Одним из основных достоинств акустооптических модуляторов считается независимость их характеристик от температуры [1, 2]. Однако такой особенностью отличаются только акустооптические модуляторы бегущей волны. Для модуляторов стоячей волны в работах [3, 4] отмечается влияние температуры на их характеристики. Акустооптические модуляторы стоячей волны широко применяются для синхронизации мод лазеров. Изменение характеристик модулятора под действием температуры будет приводить к изменению параметров оптических импульсов на выходе лазера с синхронизованными модами.

Целью настоящей работы было исследование влияния изменений температуры на характеристики акустооптических модуляторов, применяемых для синхронизации мод лазеров, кроме того, исследовалось влияние изменений мощности подводимого к модулятору высокочастотного сигнала на характеристики модулятора.

Нами исследовались акустооптические модуляторы стоячей волны, аналогичные описанным в [5].

Для исследования работы акустооптического модулятора была собрана установка (рис. 1), позволяющая измерять зависимость глубины модуляции от частоты и степени электрического согласования как в широком диапазоне частот, так и в пределах одного резонансного пика при изменении температуры модулятора и подводимой радиочастотной мощности.

Акустооптический модулятор (АОМ) помещался на пути луча He—Ne лазера. С помощью диафрагмы (Д) вырезался дифрагированный луч, который регистрировался фотодетектором (ФД). АОМ помещался в активный термостат, позволяющий изменять температуру в пределах 20—70 °С и поддерживать ее с точностью 0,1 °С в любой точке.

Для измерения частотной характеристики модулятора на его вход через усилитель (УС) и рефлектометр (Р) поступал сигнал от свнпп-генератора типа ХІ—ІА. Типичный вид характеристики представляет собой ряд эквидистантных резонансных пиков, разнесенных по частоте примерно на 100—300 кГц, что определяется размером и материалом звукопровода.

Изменение температуры модулятора на 20°C вызывало изменение собственной частоты примерно на 200 кГц , т. е. температурная стабильность такого модулятора составляет величину около 10 кГц/град.

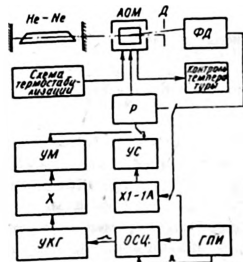


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки